

Abb. 3.

fundenen Werte in den Temperaturbereich von 40 bis 80°C, für den seinerzeit an Sylvinen mit einem mittleren Gehalt von 50% NaCl und 50% KCl Abschätzungen der Diffusionskonstanten vorgenommen werden konnten, ergibt eine gute Übereinstimmung, wie aus folgender Aufstellung ersichtlich ist (Werte in  $\text{cm}^2/\text{sec}$ ):

	Durch Extrapolation gewonnene Werte	Aus Beobachtung bei der Altersbestimmung errechnete Werte <sup>1, 2</sup>
$D_{\text{He}} (80^{\circ}\text{C})$	$4,0 \cdot 10^{-17}$	$1,2 \cdot 10^{-17}$
$D_{\text{He}} (40^{\circ}\text{C})$	$3,2 \cdot 10^{-19}$	$1,2 \cdot 10^{-19}$

### Zur Meson-Meson-Wechselwirkung

Von Walter Thirring

Physikalisches Institut der Universität Bern

(Z. Naturforsch. 9a, 804—805 [1954]; eingeg. am 24. Juli 1954)

Es wurde vor einiger Zeit vorgeschlagen<sup>1, 2</sup>, die Sättigung der Kernkräfte durch abstoßende Kräfte zwischen  $\pi$ -Mesonen zu erklären. Diese sollten durch ein Glied  $\frac{1}{4} A \Phi^4$  in der Lagrange-Funktion beschrieben werden, wobei genauere Rechnungen<sup>3, 4</sup> für die dimensionslose Größe  $A$  etwa 400 ergaben. Es soll in dieser Note darauf hingewiesen werden, daß so eine starke Abstoßung zwischen Mesonen im Rahmen oben genannter Theorie zu Widersprüchen mit den gemessenen Streuquerschnitten von Mesonen an Kernen führt. Durch die Interferenz von Kern- und Coulomb-Streuung geht aus jenen Messungen hervor<sup>5</sup>, daß der Kern auf Mesonen anziehend wirkt, während man nach der nichtlinearen Theorie eine Abstoßung erwarten sollte. Es ist jedoch zu bedenken, daß das Meson nicht nur am Mesonfeld des Kerns, sondern auch an den Nukleonen gestreut werden wird. Man kann die Viel-

Es muß dabei allerdings bemerkt werden, daß man bei einer derartigen Extrapolation über zehn Größenordnungen in Anbetracht der derzeitigen Meßgenauigkeit der Apparatur dem extrapolierten Wert eine mögliche Fehlerbreite von  $\pm 2$  Zehnerpotenzen zuerkennen muß. Ferner ist bei der Extrapolation nicht berücksichtigt, daß man den aus NaCl und KCl gemischten Sylvinen vermutlich etwas andere Diffusionskonstanten als dem reinen NaCl zuschreiben muß. Untersuchungen der Diffusion von radiogenem Helium in einem derartigen Sylvin haben jedoch ergeben, daß dieser Unterschied jedenfalls innerhalb der derzeitigen Fehlergrenzen der Methode liegt.

Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse und eine Beschreibung anderer Diffusionsvorgänge, die in natürlichen Sylvinen bei der Altersbestimmung berücksichtigt werden müssen, erfolgt demnächst in den Geochimica et Cosmochimica Acta.

Herr H. Fechtig hat einen Teil der Messungen im Rahmen seiner Diplomarbeit selbstständig ausgeführt, wofür wir ihm an dieser Stelle danken. Herrn Dr. W. Hänelein von den Siemens-Schuckert-Werken, Erlangen, verdanken wir die Anfertigung der Metallteile der Vakuumapparatur. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die Untersuchungen durch Sachbeihilfen unterstützt, wofür wir ebenfalls unseren Dank aussprechen.

fachstreuung von Mesonen in nuklearer Materie durch ein effektives Potential beschreiben, das mit der Streuamplitude vom einzelnen Nukleon in analoger Beziehung steht<sup>6, 7</sup>, wie der Brechungsindex eines di- spzierenden Mediums<sup>8</sup>:

$$V(x) = -2(\pi/E)\varrho(x) \sum_i f_i(\theta). \quad (1)$$

Hier ist  $\varrho(x)$  die Nukleonendichte,  $E$  die totale Energie des Mesons und  $f_i(\theta)$  der kohärente Teil der Streuamplitude des  $i$ -ten Nukleons. Drücken wir letztere durch Amplituden  $f_{2,T,2J}$  für Bahndrehimpuls  $l$ , Gesamtdrehimpuls  $J$  und Isotopenspin  $T$  aus, dann erhält sich für die Proton- und Neutron-Amplitude

$$\begin{aligned} f_p &= f_{31}^0 + 2f_{33}^1 + f_{31}^1 \\ f_n &= 1/3(f_{31}^0 + 2f_{11}^0 + 2f_{33}^1 + f_{31}^1 + 4f_{13}^1 + 2f_{11}^1). \end{aligned} \quad (2)$$

Wir haben nur s- und p-Streuung berücksichtigt, da wir mit Streumessungen von 60 MeV Mesonen an Kohlenstoff vergleichen wollen. Verwendet man die bei diesen Energien gemessenen Werte für die Phasenverschiebungen<sup>9</sup>, dann erhalten wir für den Realteil des Potentials nach (1)

$$V_{\text{theor.}} = -17,5 \text{ MeV}. \quad (3)$$

<sup>1</sup> L. Schiff, Phys. Rev. 84, 1 [1951].

<sup>2</sup> W. Thirring, Z. Naturforsch. 7a, 63 [1952].

<sup>3</sup> B. Malenka, Phys. Rev. 86, 68 [1952].

<sup>4</sup> P. Mittelstaedt, Z. Phys. 137, 545 [1954].

<sup>5</sup> H. Byfield, I. Kessler u. L. Ledermann,

Phys. Rev. 86, 17 [1952].

<sup>6</sup> H. Bethe u. R. Wilson, Phys. Rev. 83, 690 [1951].

<sup>7</sup> K. Watson, Phys. Rev. 89, 575 [1953].

<sup>8</sup> Wir verwenden  $\hbar = c = \text{Mesonmasse} = 1$ .

<sup>9</sup> D. Bodansky, A. Sachs u. I. Steinberger, Phys. Rev. 93, 1367 [1954].

Wir verwenden Fermi, Set. I, da dieser Satz z. Zt. als der beste erscheint.



Dabei haben wir wie Byfield und Mitarbb.<sup>5</sup> eine rechteckige DichteVerteilung mit  $r_0 = 1,05$  verwendet. Dieser Wert des Potentials ist mit dem aus den Streuversuchen erschlossenen Wert von  $V_{\text{exp}} = -18 \text{ MeV}$  zu vergleichen.

Nach der nichtlinearen Theorie herrscht im Kern für das Meson ein Potential

$$V = \frac{3}{2} A \langle \varphi^2 \rangle, \quad (4)$$

wenn  $\varphi$  das Mesonfeld des Kerns ist. Dieses berechnet sich zu  $\varphi = (g \varrho / A)^{1/3}$ . Verwenden wir die von Mittelstaedt<sup>4</sup> angegebenen Werte für  $g$  und  $A$ , dann bekommen wir ein Potential von  $V = 1300 \text{ MeV}$ . Dies ist in klarem Widerspruch mit den Messungen an Kohle. Auch würde ein so großes  $A$  einen zu großen Wert für die Streulänge für  $\pi-p$  geben. Zwar läßt sich für eine Punktquelle das Mesonfeld mit der nichtlinearen Gleichung nicht streng berechnen, aber solange  $A \varphi^2 < 1$  (also im Außenraum), spielen die Nichtlinearitäten in der Gleichung für  $\varphi$  keine Rolle. Andererseits entspricht  $A \varphi^2 = 2/3$  schon ein Potential von der Höhe der Mesonmasse, so daß die genaue Potentialform im Inneren keine Rolle spielen wird, da das Meson ohnedies nicht so weit eindringt. Verwenden wir daher für größere Entfernung das gewöhnliche Potential der ps-Theorie

$$\varphi_i = \tau_i f(\sigma \nabla) e^{-r/4} \pi r, \quad (5)$$

dann ergibt dies mit  $10 f^2/4 \pi = 0,06$  ein Meson-Nukleon-Potential

$$V = 3 \frac{e^{-2r}}{r^2} \left(1 + \frac{1}{r}\right)^2. \quad (6)$$

<sup>10</sup> Mit Isotopenspinindizes ist der nichtlineare Term  $\frac{1}{4} A \Phi_i \Phi_i \Phi_k \Phi_k$  und gibt eine Streumatrix  $\tau_i \tau_k + \tau_k \tau_i = 2 \delta_{ik}$ .

<sup>11</sup> G. Chew, Phys. Rev. im Druck.

Dieses Potential ergäbe eine Streulänge etwa gleich 1, welche zudem noch unabhängig vom Isotopenspin<sup>10</sup> wäre. Die zur Zeit besten Werte für die Streulängen sind

$$f_1^0 = 0,16, \quad f_3^0 = 0,11. \quad (7)$$

Um noch eine Abschätzung für die möglichen Werte von  $A$  zu bekommen, bemerken wir, daß angesichts der Unsicherheiten in  $V_{\text{theor}}$  und  $V_{\text{exp}}$  eine Abstößung durch das Mesonfeld von etwa 10 MeV nicht ausschließen ist

$$A \langle \varphi^2 \rangle \leq 1/15. \quad (8)$$

Dies würde eine so schwache Nichtlinearität ergeben, daß (5) im Großteil des Kerns eine gute Näherung sein sollte. Verwenden wir bei der Mittelung von  $\langle \varphi^2 \rangle$  als untere Gültigkeitsgrenze von (5) nach Chew<sup>11</sup>  $r = 1/5$ ,

$$\langle \varphi^2 \rangle = \left(\frac{f}{4\pi}\right)^2 3 \int_{1/5}^1 dr e^{-2r} \left(1 + \frac{1}{r}\right)^2 \sim \frac{1}{15}, \quad (9)$$

dann ergibt sich aus (8)

$$A \lesssim 1 \quad (10)$$

$A \sim 1$  würde auch für die Streulänge von  $p-\pi$  etwas von der Größenordnung (7) ergeben<sup>12</sup>.

Zusammenfassend kann man sagen, daß man zur Erklärung der Kernsättigung allein durch Meson-Meson-Kräfte eine so starke Nichtlinearität braucht, daß man in Widerspruch mit den gemessenen Streuquerschnitten von  $\pi$ -Mesonen an Kernen kommt.

<sup>12</sup> Feldtheoretisch berechnet gibt die Vakuumpolarisation für  $A$  in 4. Ordnung einen unendlichen Ausdruck  $\lim_{M \rightarrow \infty} (g^2/4\pi)^2 \ln M$ ;  $g = psps$  Kopplungskonstante.

### Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Dampfdruckverhältnisse

$p_{^{12}\text{CO}}/p_{^{13}\text{CO}}$  und  $p_{^{12}\text{CH}_4}/p_{^{13}\text{CH}_4}$

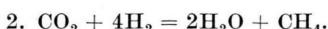
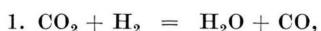
Von W. Groth, H. Ihle und A. Murrenhoff

Institut für physikalische Chemie der Universität Bonn

(Z. Naturforschg. 9a, 805—806 [1954]; eingeg. am 26. Juli 1954)

Zur Berechnung der Anreicherung von  $^{13}\text{C}$ , die sich durch Rektifikation von Kohlenoxyd und Methan erzielen läßt, wurden die Dampfdruckverhältnisse  $p_{^{12}\text{CO}}/p_{^{13}\text{CO}}$  zwischen  $68,2^\circ\text{K}$  und ca.  $75^\circ\text{K}$ , und  $p_{^{12}\text{CH}_4}/p_{^{13}\text{CH}_4}$  zwischen  $90,66^\circ\text{K}$  und ca.  $96^\circ\text{K}$  bestimmt.

Von beiden Gasen wurden Proben mit normalem  $^{13}\text{C}$ -Gehalt und mit einem Gehalt an  $^{13}\text{C}$  von ca. 10% durch folgende Reaktionen hergestellt:



Bei Verwendung sehr reinen Wasserstoffs und Kohlendioxyds gelang es, durch Umpumpen der Gase in einem Kreislauf und Ausfrieren des Wassers sowohl Kohlenoxyd wie Methan in praktisch quantitativer Ausbeute und großer Reinheit zu gewinnen. Zur Abtrennung geringer Verunreinigungen (Wasserstoff und Kohlendioxyd) wurden die Gase von Silicagel fraktioniert desorbiert.

Zur Messung wurden Proben verschiedenen Gehaltes an  $^{13}\text{C}$  in zwei Bohrlöcher eines Kupferblocks kondensiert, der auf konstanter Temperatur gehalten wurde.

Der benutzte Kryostat gestattete es, bei Verwendung eines Membrankondensatormanometers<sup>1</sup> zur Messung der Druckdifferenzen die Dampfdruckunterschiede auf  $\pm 1 \cdot 10^{-3}$  Torr reproduzierbar zu messen. Gleichzeitig wurde der Sättigungsdruck mit einem Quecksilbermanometer gemessen. Die Reinheit der zur Messung

<sup>1</sup> E. E. Becker u. O. Stehl, Z. angew. Phys. 4, 20 [1952].