

Dabei haben wir wie Byfield und Mitarbb.⁵ 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 φ das Mesonfeld des Kerns ist. Dieses berechnet sich zu $\varphi = (g \varrho / A)^{1/3}$. Verwenden wir die von Mittelstaedt⁴ 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 π -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 φ 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

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

¹⁰ Mit Isotopenspinindizes ist der nichtlineare Term $\frac{1}{4} A \Phi_i \Phi_i \Phi_k \Phi_k$ und gibt eine Streumatrix

$$\tau_i \tau_k + \tau_k \tau_i = 2 \delta_{ik}.$$

¹¹ G. Chew, Phys. Rev. im Druck.

Dieses Potential ergäbe eine Streulänge etwa gleich 1, welche zudem noch unabhängig vom Isotopenspin¹⁰ 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_{theor} und V_{exp} eine Abstoßung durch das Mesonfeld von etwa 10 MeV nicht auszuschließen 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 Chew¹¹ $r = 1/5$,

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

dann ergibt sich aus (8)

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

$A \sim 1$ würde auch für die Streulänge von p - π etwas von der Größenordnung (7) ergeben¹².

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 π -Mesonen an Kernen kommt.

¹² Feldtheoretisch berechnet gibt die Vakuumpolarisation für A in 4. Ordnung einen unendlichen Ausdruck

$$\lim_{M \rightarrow \infty} (g^2/4\pi)^2 \ln M; \quad g = psps \text{ Kopplungskonstante.}$$

Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der Dampfdruckverhältnisse

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

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

Institut für physikalische Chemie der Universität Bonn

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

Zur Berechnung der Anreicherung von ^{13}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°K und ca. 75°K, und $p_{^{12}\text{CH}_4}/p_{^{13}\text{CH}_4}$ zwischen 90,66°K und ca. 96°K bestimmt.

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

1. $\text{CO}_2 + \text{H}_2 = \text{H}_2\text{O} + \text{CO},$
2. $\text{CO}_2 + 4\text{H}_2 = 2\text{H}_2\text{O} + \text{CH}_4.$

Bei Verwendung sehr reinen Wasserstoffs und Kohlendioxids 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}C in zwei Bohrlöcher eines Kupferblocks kondensiert, der auf konstanter Temperatur gehalten wurde.

Der benutzte Kryostat gestattete es, bei Verwendung eines Membrankondensatormanometers¹ 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

¹ E. E. Becker u. O. Stahl, Z. angew. Phys. 4, 20 [1952].



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.

verwendeten Gasproben wurde durch Messung der Dampfdruckdifferenzen zwischen Proben verschiedener Fraktionen der Desorption und verschiedener Herstellungsgänge kontrolliert.

Für die Umrechnung der gemessenen Dampfdruckdifferenzen auf die der reinen Isotopen Komponenten wurde die Gültigkeit des Raoult'schen Gesetzes über den ganzen Mischungsbereich vorausgesetzt.

Aus den Messungen ergeben sich Temperaturfunktionen für das Dampfdruckverhältnis, die sich durch folgende allgemeine Gleichung darstellen lassen:

$$\log p_L/p_S = A/T + B \lg T - C.$$

In Tab. 1 sind die Konstanten A , B , C und Werte für p_L/p_S am Tripelpunkt für CO und CH₄ angegeben.

	A	B	C	$(p_L/p_S)_{\text{Tripelpunkt}}$
CO	1,2190	0,018692	0,047251	$1,0113 \pm 0,0002$
CH ₄	4,19855	0,077507	0,19588	$1,0049 \pm 0,0002$

Tab. 1.

In Tab. 2 sind von uns gemessene Werte für $(p_L/p_S)_{\text{CO}}$ Werten gegenübergestellt, die aus einer von Kronberger² angegebenen empirischen Gleichung berechnet sind.

T	$(p_L/p_S)_{\text{CO}}$ diese Arbeit	$(p_L/p_S)_{\text{CO}}$ Kronberger
69,28	1,0109 ₀	1,0109 ₂
69,97	1,0106 ₄	1,0107 ₀
71,53	1,0101 ₉	1,0102 ₃
72,49	1,0100 ₁	1,0099 ₇
74,43	1,0094 ₄	1,0094 ₃

Tab. 2.

Die theoretische Berechnung des Dampfdruckverhältnisses $p_{12}\text{CH}_4/p_{13}\text{CH}_4$ am Tripelpunkt läßt sich analog zu der Berechnung von $p_{20}\text{Ne}/p_{22}\text{Ne}$ durch Keesom und Haantjes³ durchführen. Die prozentuelle Abweichung vom experimentellen Wert hat dieselbe Größe und Richtung.

Im Falle des Kohlenoxyds ist die theoretische Berechnung weit komplizierter und ihr Endergebnis ungenauer.

Trotzdem läßt sich auch auf Grund dieser Rechnung für das Kohlenoxyd am Tripelpunkt ein größerer relativer Dampfdruckunterschied zwischen beiden Isotopen Verbindungen erwarten als für Methan.

² Siehe T. F. Johns u. H. London, A. E. R. E. Report, Harwell 1951.

³ Keesom u. J. Haantjes, Physica **2**, 986 [1935].

Über einige Isotope des Technetiums

Von J. Flegenhaimer und W. Seelmann-Eggebert
Laboratorio de Radioquímica de la Comisión Nacional
de la Energía Atómica, Buenos Aires

(Z. Naturforsch. **9a**, 806 [1954]; eingeg. am 14. August 1954)

Die bisher nicht bekannte Halbwertszeit der Tochtersubstanz des unter den Kernspaltprodukten aufgefundenen Molybdänisotops mit einer Halbwertszeit von etwa 11 Min. (102?) wurde gemessen und beträgt 5 ± 1 Sek.

Zur Halbwertszeitbestimmung wurde Spaltmolybdän radiochemisch abgetrennt, gereinigt und zuletzt als Bleimolybdat gefällt. Der Niederschlag wurde in einer Mischung von Salz- und Weinsäure gelöst, Perhennationen als Technetiumträger zugegeben und mit Tetraphenylarsoniumchlorid gefällt. In 6 Sek. gelang es, Rhenium zu fällen, den Niederschlag zu filtrieren und zur Messung zu bringen.

Als Meßgerät wurde ein besonders zur Bestimmung kurzer Halbwertszeiten umgebauter Integrator verwendet, mit dem man den Ladungsanstieg im Kondensator in Zeitintervallen registriert, die so klein gegen die Zeitkonstante sind, daß der Ausgleichsstrom durch den Entladungswiderstand noch keine Rolle spielt. Die Apparatur wurde von Herrn Dr. K. Fraenz (Comisión Nacional de la Energía Atómica) erdacht und entwickelt.

Auch der Abfall des Spaltmolybdäns wurde mit einer Absorptionsfolie, welche die β -Strahlen des Systems der Isobarenreihe mit der Massenzahl 101 völlig unterdrückt, gemessen. Nach Abzug der γ -Aktivität der Isobarenreihe 101 ergab sich eine Halbwertszeit für die Muttersubstanz des 5 Sek.-Technetiums von

$11,5 \pm 0,5$ Min., welche mit den Bestimmungen anderer Autoren gut übereinstimmt.

Bei der Bestrahlung von RuO₂ mit schnellen Neutronen wurde durch eine n,p-Reaktion ein neues Technetiumisotop mit einer Halbwertszeit von $3,8 \pm 0,2$ Min. aufgefunden und isoliert. Bei diesem Nuklid handelt es sich vermutlich um ¹⁰⁴Tc, da das zweite bisher noch unbekannte Technetiumisotop ⁹⁸Tc wahrscheinlich eine lange Halbwertszeit hat¹.

Bei der chemischen Abtrennung wurde das bestrahlte Rutheniumoxyd mit Ammoniak, dem einige Tropfen Wasserstoffsuperoxyd zugesetzt waren, behandelt. Ein Teil des gebildeten Technetiums kann so mit der wässrigen Phase vom Rutheniumoxyd durch einfache Filtration getrennt werden. Zum Filtrat wurden Rhenium- und Molybdän-Träger zugesetzt und das Technetium mit Tetraphenylarsoniumchlorid gefällt. Die chemische Trennung vom Ende der Bestrahlung bis zum Messungsbeginn der Technetium-Fraktion dauerte 5 bis 6 Min.

Die Bestrahlungen wurden mit einem Philips-Kaskadengenerator von 1,4 MV durchgeführt. Deuteronen wurden beschleunigt, Lithium diente als *target*. Für die Durchführung der Bestrahlung möchten wir Herrn W. Scheuer und seinen Mitarbeitern herzlich danken; wie auch Herrn A. H. W. Aten jr. für die liebenswürdige Überlassung des Tetraphenylarsoniumchlorids.

Die vollständige Arbeit wird in Kürze in den Publicaciones de la Comisión Nacional de la Energía Atómica Serie Química erscheinen.

¹ J. K. Lerohl, M. L. Pool, D. N. Kundu u. R. A. House, Phys. Rev. **92**, 934 [1954].