

ized in the expanding track of an electron within 10^{-7} sec. This lifetime is 10^5 times shorter than that calculated above. The "effective" ion concentration in the expanding track and therefore also C will become about 10^5 times higher than above. Reactions between iodine and ions will now occur only at concentrations above 3×10^{-3} moles/liter. In fact, SCHULER et al. found abnormal iodine uptake and a decrease in H_2 yield in hydrocarbons at iodine concentrations above some 10^{-3} moles/liter²⁴⁻²⁶. Similar results have been obtained by BURTON et al.²⁷. The formation of HI at iodine concentrations of about 10^{-2} moles/liter^{24, 25, 28} may perhaps also be explained by ion-iodine reactions [eq. (3)].

Finally, iodine-ion reactions may compete with primary neutralization in more concentrated solutions. Such a competition may become possible by the simultaneous action of iodine as an electron trap. The cross section of thermal electron capture

by iodine²⁹ has been found to be so high that this capture may compete with the recapture of the electron by its parent ion at iodine concentrations above 10^{-2} moles/liter³⁰. The neutralization between I^- formed and the positive ion will require a much longer time than the $10^{-13} - 10^{-14}$ sec required for the electron-ion recombination. During that longer time period the positive ion may well undergo a reaction with another iodine molecule.

²⁴ C. E. McCauley and R. H. Schuler, J. Amer. Chem. Soc. **79**, 4008 [1957].

²⁵ R. W. Fessenden and R. H. Schuler, J. Amer. Chem. Soc. **79**, 273 [1957].

²⁶ R. H. Schuler, J. Phys. Chem. **61**, 1472 [1957].

²⁷ M. Burton, J. Chang, S. Lipsky and M. P. Reddy, J. Chem. Phys. **26**, 1337 [1957].

²⁸ G. Meshitsuka and M. Burton, Radiation Research **10**, 499 [1959].

²⁹ M. A. Biondi and R. E. Fox, Phys. Rev. **109**, 2012 [1958].

³⁰ M. Burton, W. H. Hamill and J. L. Magee, Proc. Intern. Confer. United Nations, Geneva 1958, Vol. 29, p. 391.

Die Halbwertszeiten einiger Positronenstrahler mit übererlaubten Übergängen

Von J. JÄNECKE

Aus dem Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg
(Z. Naturforschg. **15 a**, 593—600 [1960]; eingegangen am 26. Februar 1960)

The half-lives of 15 superallowed β^+ -emitters have been measured with high precision. There are deviations from the known values, especially for Sc^{41} .

A plot of $\log T_{1/2}$ versus $\log (Z/A^{1/3})$ for the mirror transitions and the $0^+ \rightarrow 0^+$ transitions of the nuclei with $A=4n+2$ contains breaks and irregularities, and therefore shows the effect of shell structure.

Übererlaubte β -Übergänge sind aus mehreren Gründen interessant. Die Matrixelemente für die Übergänge können näherungsweise nach rein theoretischen oder halbempirischen Methoden berechnet werden. Sie lassen sich dann mit den aus den experimentellen $F(E_{\beta \max}, Z) \cdot T_{1/2}$ -Werten berechneten Matrixelementen vergleichen. Die Bestimmung der Matrixelemente steht im engen Zusammenhang mit der Ermittlung der universellen β -Wechselwirkungskonstanten^{1, 2}.

Weiter kann man die COULOMB-Energiedifferenzen³⁻⁵ zwischen den analogen Niveaus von Isobarenmultipletts, die sich aus den experimentell bestimmten maximalen β -Energien ergeben, mit den theoretischen Ansätzen⁴⁻⁸ für die COULOMB-Energien vergleichen.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Halbwertszeiten einer Reihe von Positronenstrahlern mit übererlaubten Übergängen zu messen. Die Meßgenauigkeit ge-

genüber den bekannten Messungen sollte nach Möglichkeit verbessert werden, insbesondere bei den noch relativ ungenau gemessenen Lebensdauern von Sc^{41} , Ti^{43} und Sc^{42} oberhalb der doppelt magischen Schale bei $A=40$.

1. Experimentelle Anordnung

Die zu untersuchenden Aktivitäten wurden in einer Hohlsonde des Heidelberger Zyklotrons durch Beschuß mit Deuteronen von 7 MeV oder α -Teilchen von 20,5 MeV erzeugt. Als Target dienten: Graphit, MnO_2 , Mg^{24} und Mg^{25} auf Au-Unterlage, Si, SiO_2 , FeS, Ca, NaF,

¹ O. KOFOED-HANSEN u. A. WINNER, Kgl. Danske Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **30**, No. 20 [1956].

² O. C. KISTNER u. B. M. RUSTAD, Phys. Rev. **114**, 1329 [1959].

³ S. E. ARNELL, J. DUBOIS u. O. ALMÉN, Nucl. Phys. **6**, 196 [1958].

⁴ O. KOFOED-HANSEN, Nucl. Phys. **2**, 441 [1956/57].

⁵ O. KOFOED-HANSEN, Rev. Mod. Phys. **30**, 449 [1958].

⁶ D. C. PEASLEE, Phys. Rev. **95**, 717 [1954].

⁷ B. C. CARLSON u. I. TALMI, Phys. Rev. **96**, 436 [1954].

⁸ I. UNNA, Nucl. Phys. **8**, 468 [1958].

roter P, TlCl und KJ. Mit Ausnahme der isotonenreinen Elemente Mg^{24} und Mg^{25} (s. Anm. ⁹) wurden dicke Targets verwendet. Die Targets wurden etwa eine Halbwertszeit lang mit dem inneren Teilchenstrahl bestrahlt und nach Bestrahlungsende mit einer Zugvorrichtung in etwa 0,3 sec vor den Detektor gebracht. Als Detektor diente ein magnetisch gut abgeschirmter EMI 6255 A Photomultiplier¹⁰ mit einem Plastiksintillator Pilot B von 1/10 mm Dicke. Mit Aluminiumabsorbieren unterschiedlicher Dicke konnte langlebiger niederenergetischer Untergrund absorbiert werden. Der Querstrom von 3,5 mA im Spannungsteiler des Multipliers wurde mit einem temperaturstabilisierten HAMNER-Hochspannungsgerät N 401 erzeugt. Die Impulse aus dem Multiplier wurden in einem DD2-Verstärker nach FAIRSTEIN¹¹ verstärkt. Dieser Verstärker zeigt bis zu Zählraten von 100 000 Imp/sec keine Änderung der Verstärkung. Das integrale Niveau des Diskriminators¹¹ war so niedrig eingestellt, daß über 90% des für alle β -Strahler praktisch gleichen Impulshöhenspektrums erfaßt wurden. Dadurch wirken sich evtl. Verschiebungen der Nulllinie im Verstärker oder möglicherweise doch vorhandene geringe Verstärkungsänderungen im Multiplier nur sehr schwach aus. Die Einheitsimpulse aus dem Diskriminator wurden mit zwei Zählgeräten (-hp-523 B und -dy-5159) abwechselnd gezählt und das Ergebnis sofort gedruckt (-dy-5243 dual counter coupler; -hp-560 A digital recorder). Der quartzgesteuerte Zeitgeber wurde je nach Halbwertszeit auf Zeitintervalle T von 0,2 – 0,5 – 1 – 2 – 5 – ... sec eingestellt. Zur genauen Vermessung des langlebigen Untergrundes wurden die Meßzeiten anschließend verlängert.

Testversuche an N^{13} und Li^8 bestätigten, daß diese Anordnung den geforderten Konstanzbedingungen genügt. Es wurde festgestellt, daß sich erst bei Zählraten über 60 000 Imp/sec Verstärkungsänderungen von 1% ergeben. Die numerische Auswertung der Abfallskurven zeigte, daß bei Zählraten unter 10 000 Imp/sec keine systematischen Abweichungen auftreten.

2. Auswertung

Die gemessenen Impulszahlen $n' = N' T$ (N' = Zählrate, T = Meßintervall) wurden einer Totzeitkorrektur unterworfen: $n = n' / [1 - (n' \tau / T)]$ mit $\tau = 1,7 \cdot 10^{-6}$ sec. Der langlebige Untergrund wurde dann halblogarithmisch aufgetragen, sorgfältig nach $t=0$ extrapoliert und von den Meßwerten subtrahiert. Die Werte n mit $n < 10\,000 T$ und $n > 5 n_{\text{Untergr.}}$ wurden dann der folgenden Fehler- und Ausgleichsrechnung¹² unterworfen.

Gesucht werde zu gemessenen Wertepaaren (x_i, y_i) mit $\Delta x_i = 0$ und $\Delta y_i \neq 0$ die ausgeglichene Gerade $y = A x + B$. Es folgt

$$A \cdot D = (\sum p_i) (\sum p_i x_i y_i) - (\sum p_i x_i) (\sum p_i y_i), \quad (1)$$

$$B \cdot D = (\sum p_i y_i) (\sum p_i x_i^2) - (\sum p_i x_i) (\sum p_i x_i y_i) \quad (2)$$

⁹ geliefert von A.E.R.E. Harwell, England.

¹⁰ Bei Multipliern mit AgMg-Dynoden können unterschiedliche, insbesondere schnell veränderliche Zählraten die Verstärkung beeinflussen. Da der verwendete Multiplier CsSb-Dynoden hat, ist dort die Abhängigkeit der Sekundäremission der Dynoden von der Belastung gering. Diese

$$\text{mit } D = (\sum p_i) (\sum p_i x_i^2) - (\sum p_i x_i)^2 \quad (3)$$

$$\text{und } p_i = (c_0 / \Delta y_i)^2 \quad (c_0 = \text{beliebig}). \quad (4)$$

$$\text{Außerdem ist } \Delta A = r_0 \sqrt{\sum p_i / D}, \quad (5)$$

$$\Delta B = r_0 \sqrt{\sum p_i x_i^2 / D}. \quad (6)$$

Die Hilfsgröße r_0 hat, je nachdem ob wir den internen oder externen Fehler betrachten, verschiedene Bedeutung:

$$r_0^{\text{int}} = c_0, \quad (7)$$

$$r_0^{\text{ext}} = \sqrt{\sum p_i (Y_i - y_i)^2 / (k - 2)} \quad (8)$$

(k = Zahl der Meßpunkte; $Y_i = A x_i + B$).

Eine Aussage über die Konsistenz der Meßwerte läßt sich gewinnen über das Verhältnis

$$r_0^{\text{ext}} / r_0^{\text{int}} = \sqrt{\sum p_i (Y_i - y_i)^2 / (k - 2) c_0^2}. \quad (9)$$

Liegt $r_0^{\text{ext}} / r_0^{\text{int}}$ im Intervall $1 \pm 3/\sqrt{k}$, so ist die Messung in sich konsistent.

In unserem Fall ist zu setzen $y = \log n$ und $x = t$. Mit $c_0 = \log e$ erhält man

$$T_{1/2} = - \frac{\log 2}{A}, \quad (10)$$

$$\Delta T_{1/2}^{\text{int}} = \frac{\log 2}{A^2} \log e \sqrt{\frac{\sum p_i}{D}}, \quad (11)$$

$$\Delta T_{1/2}^{\text{ext}} = \frac{\log 2}{A^2} \sqrt{\frac{\sum p_i (Y_i - y_i)^2}{k - 2}} \sqrt{\frac{\sum p_i}{D}}, \quad (12)$$

$$\Delta T_{1/2}^{\text{ext}} / \Delta T_{1/2}^{\text{int}} = \sqrt{\frac{\sum p_i (Y_i - y_i)^2}{(k - 2) (\log e)^2}}. \quad (13)$$

Bei der Ausrechnung sind für die statistischen Gewichte $p_i = (\log e / \Delta y_i)^2 = (n_i / \Delta n_i)^2$ Fehler $\Delta n_i' = \sqrt{n_i'}$, $\Delta \tau \neq 0$ und $\Delta T \neq 0$ zu berücksichtigen. Der Fehler ΔT wirkt sich in der Totzeitkorrektur sowie über $n' = N' T$ auch direkt auf die gemessene Impulszahl aus. Mit Hilfe des GAUSSschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes erhält man

$$p_i = \frac{n_i}{\left(1 + n_i \frac{\tau}{T}\right)^3 + n_i \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + n_i^3 \left[\frac{\tau^2 \Delta T^2}{T^4} + \left(\frac{\Delta \tau}{T}\right)^2 \right]}. \quad (14)$$

oder wegen $\Delta T / T < 10^{-5}$ und $N = n / T < 10\,000 / \text{sec}$

$$p_i = \frac{n_i}{1 + \left(\frac{\Delta \tau}{T}\right)^2 n_i^3}. \quad (15)$$

Durch Benutzung der Gewichtsfunktion (15) an Stelle der idealen Gewichtsfunktion $p_{i, \text{ideal}} = n_i$ wird vermieden, daß eine inkorrekte Totzeitkorrektur der Anfangswerte mit sonst hohem statistischem Gewicht das Gesamtergebnis zu sehr beeinflusst. Um außerdem eine möglicherweise doch noch vorhandene Änderung der Verstärkung bei hohen Zählraten zu berücksichtigen, wurde für $\Delta \tau$ ein vergrößerter Wert eingesetzt. Abb. 1 zeigt

Effekte werden zur Zeit bei uns untersucht. Siehe auch P. R. BELL, R. C. DAVIS u. W. BERNSTEIN, Rev. Sci. Instrum. **26**, 726 [1955]; R. L. CALDWELL u. S. E. TURNER, Nucleonics **12**, No. 12, 47 [1954]; L. CATHEY, IRE Transactions on Nucl. Sci. **5**, 109 [1958].

¹¹ E. FAIRSTEIN, Rev. Sci. Instrum. **27**, 475 u. 549 [1956].

¹² R. T. BIRGE, Phys. Rev. **40**, 207 [1932].

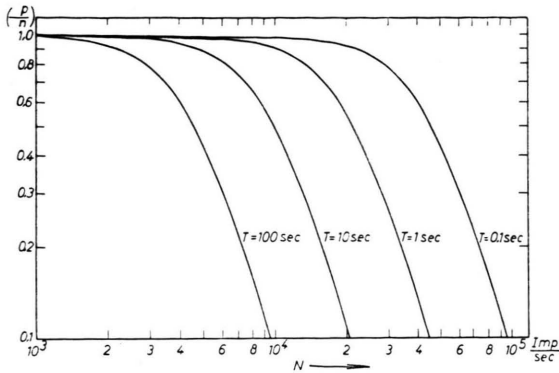


Abb. 1. Verhältnis von realer zu idealer Gewichtsfunktion p/n als Funktion der Zählrate N bei verschiedenen Meßzeitintervallen T und $(\Delta\tau)^2 = 10^{-13} \text{ sec}^2$. Man erkennt den Einfluß einer Unsicherheit in der Totzeitkorrektur auf das statistische Gewicht.

p/n als Funktion von $N = n/T$ mit $(\Delta\tau)^2 = 10^{-13} \text{ sec}^2$ und T als Parameter.

Sämtliche Meßergebnisse wurden nach Anbringen der Totzeitkorrektur und Abzug langlebigen Untergrundes der oben beschriebenen Fehler- und Ausgleichsrechnung unterworfen. Für jede Meßreihe wurden $T_{1/2}$ sowie die internen und externen Fehler und deren Verhältnis zueinander berechnet. Diese Rechnungen wurden an der IBM 650 Rechenmaschine in Darmstadt¹³ durchgeführt. Die Mittelwerte $T_{1/2}$ und die zugehörigen internen und externen Fehler wurden dann nach den folgenden Beziehungen berechnet

$$\overline{T_{1/2}} = \frac{\sum p_i T_{1/2 i}}{\sum p_i}, \quad (16)$$

$$\overline{\Delta T_{1/2}^{\text{int}}} = \frac{c_0}{\sqrt{\sum p_i}}, \quad (17)$$

$$\overline{\Delta T_{1/2}^{\text{ext}}} = \sqrt{\frac{\sum p_i (\overline{T_{1/2}} - T_{1/2 i})^2}{(k-1) \sum p_i}}, \quad (18)$$

$$\overline{\Delta T_{1/2}^{\text{ext}}} / \overline{\Delta T_{1/2}^{\text{int}}} = \sqrt{\frac{\sum p_i (\overline{T_{1/2}} - T_{1/2 i})^2}{(k-1) c_0^2}}. \quad (19)$$

Bei der Bildung des statistischen Gewichtes

$$p_i = (c_0 / \Delta T_{1/2 i})^2 \quad (c_0 = \text{beliebig, z. B. } = 1)$$

wurde der jeweils größere der Fehler $\Delta T_{1/2 i}^{\text{int}}$ oder $\Delta T_{1/2 i}^{\text{ext}}$ der Einzelmessungen benutzt.

3. Meßergebnisse

Abb. 2 zeigt eine typische Abfallskurve für N^{13} . Aus den Einzelmessungen der verschiedenen Aktivitäten wurden Mittelwerte gebildet. Bei der Auswertung der Ergebnisse von N^{13} und Li^8 fanden nur die Werte mit Zählraten $< 10\,000 \text{ Imp/sec}$ Verwendung. In Tab. 1 sind die Ergebnisse aller Messungen zusammengefaßt. Die Messungen sind konsistent. Die mittleren statistischen Fehler (Spalte 8) liegen zwischen 0,5% bei N^{13} und 1,3% bei Al^{25} .

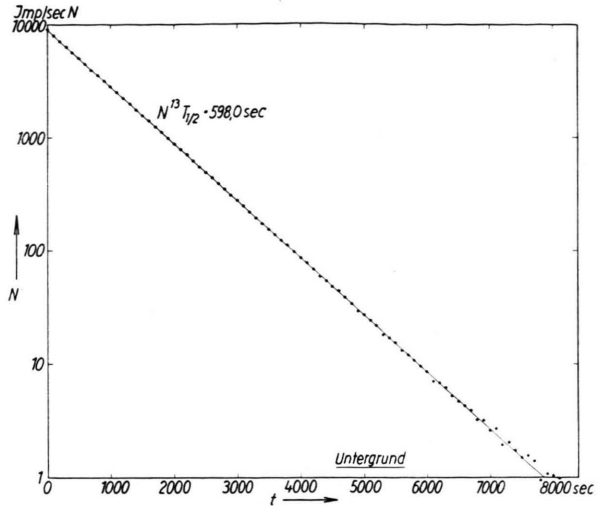


Abb. 2. Typische Abfallskurve für N^{13} . Die eingetragenen Punkte sind bereits auf Totzeit und Untergrund korrigiert.

Bei Sc^{41} war es nicht möglich, dessen kurzlebige Aktivität zu isolieren. Neben der Reaktion $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \text{n})\text{Sc}^{41}$ führte die Reaktion $\text{Ca}^{40}(\text{d}, \alpha)\text{K}^{38\text{m}}$ zu einem Positronenstrahler ähnlicher Halbwertszeit. Abb. 3 zeigt die Summe von 9 praktisch gleichartigen Messungen. Bei graphischer Subtraktion von $\text{K}^{38\text{m}}$ mit $T_{1/2} = 0,95 \text{ sec}$ ergab sich für Sc^{41} $T_{1/2} = 0,63 \text{ sec}$. Für die numerische Auswertung wurden von den Meßwerten n verschiedene Anteile von $\text{K}^{38\text{m}}$ mit $T_{1/2} = 0,95 \text{ sec}$ abgezogen. Beim günstigsten Anteil hat der externe Fehler der Halbwertszeit von Sc^{41} ein Minimum. Bei der endgültigen Fehlerangabe wurde die Ungenauigkeit der Halbwertszeit von $\text{K}^{38\text{m}}$ entsprechend berücksichtigt.

4. Diskussion

Tab. 2 gibt eine Übersicht über bisher gemessene Halbwertszeiten¹⁴ und die Ergebnisse dieser Arbeit. Es sind die Werte für den Zerfall von Li^8 , für die übererlaubten Positronenübergänge zwischen den Spiegelkernen sowie für die ebenfalls übererlaubten Übergänge $T_z = 0 \rightarrow T_z = 1$ zum Isobarensin $T = 1$ bei den Kernen mit $A = 4n + 2$ angegeben. Unter dem Strich ist jeweils der Mittelwert mit dem mitt-

¹³ Institut für praktische Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt.

¹⁴ Werte nach: F. AJZENBERG-SELOVE u. T. LAURITSEN, Nucl. Phys. **11**, 1 [1959]; F. AJZENBERG u. T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **27**, 77 [1955]; P. M. ENDT u. C. M. BRAAMS, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 [1954]; J. M. HOLLANDER, I. PERLMAN u. G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. **25**, 469 [1953]; P. M. ENDT u. J. C. KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 [1954]; D. STROMINGER, J. M. HOLLANDER u. G. T. SEABORG, Rev. Mod. Phys. **30**, 585 [1958].

(1) Aktivität	(2) Reaktion	(3) $T_{1/2}$ sec	(4) $\Delta T_{1/2}^{\text{int}}$ sec	(5) $\Delta T_{1/2}^{\text{ext}}$ sec	(6) $\frac{\Delta T_{1/2}^{\text{ext}}}{\Delta T_{1/2}^{\text{int}}}$	(7) k	(8) $T_{1/2} \pm \Delta T_{1/2}$ sec
Li ⁸	Li ⁷ (d, p) Li ⁸	0,848	0,005	0,003	0,70	6	0,848 $\pm$ 0,005
N ¹³	C ¹² (d, n) N ¹³	597,88	0,14	0,25	1,86	7	597,9 $\pm$ 0,3
O ¹⁵	C ¹² (α , n) O ¹⁵	122,08	0,09	0,04	0,46	2	122,1 $\pm$ 0,1
F ¹⁷	O ¹⁶ (d, n) F ¹⁷	65,98	0,10	0,13	1,31	2	66,0 $\pm$ 0,2
Ne ¹⁹	O ¹⁶ (α , n) Ne ¹⁹	16,720	0,044	0,045	1,02	4	16,72 $\pm$ 0,05
Al ²⁵	Mg ²⁴ (d, n) Al ²⁵	7,180	0,053	0,089	1,70	5	7,18 $\pm$ 0,09
P ²⁹	Si ²⁸ (d, n) P ²⁹	4,188	0,015	0,007	0,46	4	4,19 $\pm$ 0,02
S ³¹	Si ²⁸ (α , n) S ³¹	2,569	0,008	0,008	0,99	5	2,57 $\pm$ 0,01
Cl ³³	S ³² (d, n) Cl ³³	2,506	0,014	0,016	1,15	7	2,51 $\pm$ 0,02
Ar ³⁵	S ³² (α , n) Ar ³⁵	1,787	0,008	0,008	1,02	6	1,79 $\pm$ 0,01
Sc ⁴¹	Ca ⁴⁰ (d, n) Sc ⁴¹	0,628	0,004	0,005	1,41	9	0,628 $\pm$ 0,014
Ti ⁴³	Ca ⁴⁰ (α , n) Ti ⁴³	0,528	0,003	0,003	1,00	9	0,528 $\pm$ 0,003
Al ^{26m}	Mg ²⁵ (d, n) Al ^{26m}	6,389	0,013	0,019	1,50	9	6,39 $\pm$ 0,02
	Na ²³ (α , n) Al ^{26m}						
Cl ³⁴	P ³¹ (α , n) Cl ³⁴	1,581	0,011	0,010	0,90	4	1,58 $\pm$ 0,01
K ^{38m}	Cl ³⁵ (α , n) K ^{38m}	0,938	0,008	0,006	0,68	4	0,938 $\pm$ 0,008
Sc ⁴²	K ³⁹ (α , n) Sc ⁴²	0,695	0,007	0,004	0,67	7	0,695 $\pm$ 0,007

Tab. 1. Die gemessenen Halbwertszeiten. In Spalte 8 sind die aufgerundeten Werte mit den mittleren statistischen Fehlern angegeben. Bei Sc⁴¹ waren wegen der speziellen numerischen Auswertung die Fehler aus Spalte 4 bzw. 5 zu vergrößern.

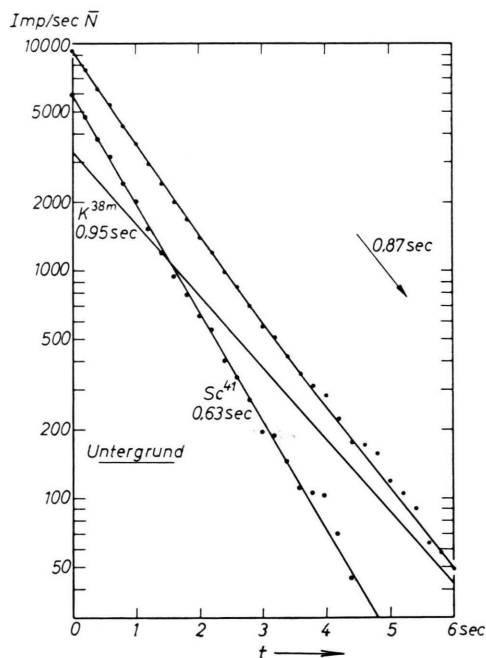


Abb. 3. Gemessene gemeinsame Abfallskurve für Sc⁴¹ und K^{38m}. Die eingetragenen Punkte sind bereits auf Totzeit und Untergrund korrigiert. Die durch die Meßpunkte gezogene Kurve ist aus den beiden eingezeichneten Komponenten für Sc⁴¹ und K^{38m} berechnet.

leren statistischen Fehler angegeben. Diese Fehler wurden im allgemeinen aus den tatsächlichen Abweichungen der angeführten Meßwerte vom Mittelwert berechnet (externer Fehler). Sie sind deshalb in den meisten Fällen größer als die besten Einzel-

meßwerte. Die bei Al²⁵, P²⁹, Cl³³ und Ar³⁵ unter dem Mittelwert in eckigen Klammern angegebenen Werte sind die partiellen Halbwertszeiten für den übererlaubten Übergang in den Grundzustand. Bei diesen Kernen wurden zusätzlich erlaubte β^+ -Übergänge in angeregte Niveaus der Tochterkerne oder die nachfolgende γ -Strahlung gefunden¹⁵. Die Verzweigungsverhältnisse für diese übererlaubten Übergänge in den Grundzustand sind 99,9%, 98,8%, 99,7% bzw. 93%. Es ist möglich, daß auch bei den anderen Spiegelkernen mit energiereichen Übergängen und bei den höheren $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergängen ähnliche Verzweigungen vorliegen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in den meisten Fällen in Übereinstimmung mit den bisher bekannten Werten. Abweichungen von den bekannten Werten wurden bei Ne¹⁹, bei Ar³⁵, bei Sc⁴¹ und bei Ti⁴³ gefunden. Die neuen Werte sind kleiner und zwar um 7%, 2%, 30% bzw. 10%. Die Werte für Ne¹⁹ und Sc⁴¹ liegen außerhalb der angegebenen Fehler.

Ne¹⁹: Der gefundene Wert von $16,72 \pm 0,05$ sec ist ebenfalls wie der bekannte Wert¹⁶ von $17,7 \pm 0,1$ sec mit dem kleinsten angegebenen Fehler kleiner als alle sonstigen Angaben. Eine Erklärung hierfür läßt sich nicht geben.

¹⁵ O. MAEDER u. P. STÄHELIN, Helv. Phys. Acta **28**, 193 [1955]; H. RODERICK, O. LONJÖ u. W. MEYERHOF, Phys. Rev. **97**, 97 [1955]; W. MEYERHOF u. G. LINDSTROM, Phys. Rev. **93**, 949 [1954]; O. C. KISTNER, A. SCHWARZSCHILD u. B. RUSTAD, Phys. Rev. **104**, 154 [1956].

¹⁶ J. R. PENNING u. F. H. SCHMIDT, Phys. Rev. **105**, 647 [1957].

$\text{Li}^8 \rightarrow \text{Be}^8$			
0,88	$\pm 0,1$	sec	1937
0,88	$\pm 0,1$		1937
0,89	$\pm 0,02$		1947
0,88	$\pm 0,03$		1947
0,88			1949
0,825	$\pm 0,02$		1951
0,85	$\pm 0,016$		1952
0,89			1952
0,875	$\pm 0,02$		1953
0,89	$\pm 0,01$		1953
0,841	$\pm 0,004$		1954
0,84	$\pm 0,04$		1954
0,85			1954
0,88	$\pm 0,04$		1958
0,873	$\pm 0,013$		1958
0,848	$\pm 0,005$	ds. A.	
0,850	$\pm 0,005$	sec	
$\text{C}^{11} \rightarrow \text{B}^{11}$			
20,35	$\pm 0,08$	min	1941
20,5	$\pm 0,6$		1941
20,0			1944
20,5			1948
20,5	$\pm 0,5$		1950
20,0	$\pm 0,1$		1951
20,25			1952
20,74	$\pm 0,10$		1953
20,4			1954
20,26	$\pm 0,1$		1955
20,8	$\pm 0,2$		1957
20,11	$\pm 0,13$		1958
20,34	$\pm 0,09$	min	
$\text{N}^{13} \rightarrow \text{C}^{13}$			
618		sec	1939
595,8	$\pm 1,8$		1939
558			1948
594			1948
612	± 6		1948
602,9	$\pm 1,9$		1953
604,8	$\pm 2,4$		1955
597,6	$\pm 1,8$		1957
604,2	$\pm 3,6$		1957
601,2	± 6		1957
597,6	$\pm 1,8$		1958
597,9	$\pm 0,3$	ds. A.	
598,0	$\pm 0,4$	sec	
$\text{O}^{15} \rightarrow \text{N}^{15}$			
126	± 5	sec	1935
126			1939
126			1948
130			1948
118,0	$\pm 0,7$		1949
126	± 2		1949
118,0	$\pm 0,6$		1950
127	± 2		1951
123,4	$\pm 1,3$		1954
121	± 3		1955
123,95	$\pm 0,5$		1957
120,5	$\pm 2,2$		1957
122,1	$\pm 0,1$	ds. A.	
122,0	$\pm 0,3$	sec	

$\text{F}^{17} \rightarrow \text{O}^{17}$			
70		sec	1935
72			1948
70	± 1		1950
60	± 1		1952
66,3	± 1		1953
63			1954
66,0	$\pm 0,5$		1954
66,0	$\pm 1,8$		1954
66,6	$\pm 0,5$		1958
66,0	$\pm 0,2$	ds. A.	
66,0	$\pm 0,5$	sec	
$\text{Ne}^{19} \rightarrow \text{F}^{19}$			
20,3	$\pm 0,5$	sec	1939
18,2	$\pm 0,6$		1949
18,6	$\pm 0,4$		1951
18,5	$\pm 0,5$		1952
19	± 1		1954
18,3	$\pm 0,5$		1957
17,7	$\pm 0,1$		1957
19,5	± 1		1958
16,72	$\pm 0,05$	ds. A.	
17,0	$\pm 0,2$	sec	
$\text{Na}^{21} \rightarrow \text{Ne}^{21}$			
23	± 2	sec	1940
26	± 3		1940
20			1948
22,8	$\pm 0,5$		1952
22,9	$\pm 0,4$		1953
23,0	$\pm 0,2$		1958
21,6	$\pm 0,5$		1958
22,83	$\pm 0,20$	sec	
$\text{Mg}^{23} \rightarrow \text{Na}^{23}$			
11,6	$\pm 0,5$	sec	1939
11,9	$\pm 0,3$		1943
12			1946
11,9			1948
11,6			1949
12,3	$\pm 0,4$		1951
11,4			1952
10,7	$\pm 0,7$		1953
11,9	$\pm 0,3$		1958
12,1	$\pm 0,1$		1958
12,04	$\pm 0,09$	sec	
$\text{Al}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$			
7,3		sec	1948
7,62	$\pm 0,13$		1953
7,20			1954
7,15	$\pm 0,12$		1958
7,3	$\pm 0,3$		1958
7,24	$\pm 0,03$		1958
7,18	$\pm 0,09$	ds. A.	
7,25	$\pm 0,04$	sec	
[7,26]			

$\text{Si}^{27} \rightarrow \text{Al}^{27}$			
3,7		sec	1939
4,9	± 1		1940
4,9			1940
4,92	$\pm 0,1$		1941
4,5	$\pm 0,5$		1944
4,5			1948
5			1949
4,7	$\pm 0,15$		1951
5,4	$\pm 0,4$		1951
4,05	$\pm 0,10$		1953
4,45	$\pm 0,05$		1953
4,05	$\pm 0,10$		1954
4,47	$\pm 0,05$		1955
4,14	$\pm 0,03$		1958
4,33	$\pm 0,12$		1958
4,33	$\pm 0,02$		1958
4,31	$\pm 0,05$	sec	
$\text{P}^{29} \rightarrow \text{Si}^{29}$			
4,6	$\pm 0,2$	sec	1941
4,5			1953
4,45	$\pm 0,05$		1955
4,46	$\pm 0,05$		1955
4,2	$\pm 0,1$		1958
4,19	$\pm 0,02$		ds. A.
4,26	$\pm 0,06$	sec	
[4,30]			
$\text{S}^{31} \rightarrow \text{P}^{31}$			
(3,18	$\pm 0,04)$	sec	1941
2,9	$\pm 0,2$		1941
3,2	$\pm 0,2$		1941
2,9			1948
2,6	$\pm 0,2$		1949
3,2	$\pm 0,3$		1951
2,66	$\pm 0,03$		1952
2,40	$\pm 0,07$		1953
2,40	$\pm 0,07$		1954
2,80	$\pm 0,05$		1958
2,58	$\pm 0,06$		1958
2,72	$\pm 0,016$		1958
2,57	$\pm 0,01$		ds. A.
2,62	$\pm 0,03$	sec	
$\text{Cl}^{33} \rightarrow \text{S}^{33}$			
2,8		sec	1940
2,4	$\pm 0,2$		1941
2,8			1948
(1,8	$\pm 0,1)$		1951
2,8			1953
2,90	$\pm 0,10$		1958
2,53	$\pm 0,02$		1958
2,51	$\pm 0,02$		ds. A.
2,53	$\pm 0,03$	sec	
[2,54]			
$\text{Ar}^{35} \rightarrow \text{Cl}^{35}$			
1,88	$\pm 0,04$	sec	1941
2,2	$\pm 0,2$		1941
1,84			1948
1,83	$\pm 0,03$		1956
1,84	$\pm 0,10$		1958
1,79	$\pm 0,01$		ds. A.
1,80	$\pm 0,015$	sec	
[1,94]			

$\text{K}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37}$			
(1,3	$\pm 0,1)$	sec	1948
(1,2	$\pm 0,2)$		1951
1,2	$\pm 0,12$		1958
1,15	$\pm 0,07$		1958
1,23	$\pm 0,02$		1958
1,22	$\pm 0,02$	sec	
$\text{Ca}^{39} \rightarrow \text{K}^{39}$			
1,06	$\pm 0,03$	sec	1943
1,06	$\pm 0,5$		1948
1,1	$\pm 0,2$		1951
1,00	$\pm 0,05$		1953
1,00	$\pm 0,03$		1953
0,90	$\pm 0,01$		1954
0,90	$\pm 0,05$		1954
0,97	$\pm 0,02$		1955
0,876	$\pm 0,012$		1958
0,89	$\pm 0,05$		1958
0,86	$\pm 0,005$		1958
0,88	$\pm 0,01$		1958
0,875	$\pm 0,012$		1959
0,879	$\pm 0,010$	sec	
$\text{Sc}^{41} \rightarrow \text{Ca}^{41}$			
(0,87	$\pm 0,03)$	sec	1941
(0,873)			1952
0,628	$\pm 0,014$		ds. A.
0,628	$\pm 0,014$	sec	
$\text{Ti}^{43} \rightarrow \text{Sc}^{43}$			
0,58	$\pm 0,04$	sec	1948
0,58			1954
0,6			1955
0,528	$\pm 0,003$		ds. A.
0,528	$\pm 0,003$	sec	
$\text{Al}^{26m} \rightarrow \text{Mg}^{26}$			
7	± 1	sec	1934
(7,0	$\pm 0,5)$		1939
7,0	$\pm 0,2$		1948
6,3			1948
7,0			1948
7,2			1948
6,49	$\pm 0,10$		1951
6,5	$\pm 0,1$		1954
6,68	$\pm 0,11$		1954
6,44			1954
6,45	$\pm 0,10$		1958
6,68	$\pm 0,12$		1958
6,74	$\pm 0,027$		1958
6,28	$\pm 0,04$		1958
6,39	$\pm 0,02$		ds. A.
6,49	$\pm 0,06$	sec	
$\text{Cl}^{34} \rightarrow \text{S}^{34}$			
1,58	$\pm 0,05$	sec	1953
1,45	$\pm 0,07$		1953
1,53	$\pm 0,02$		1954
1,61	$\pm 0,011$		1958
1,58	$\pm 0,01$		ds. A.
1,585	$\pm 0,03$	sec	

$K^{38m} \rightarrow Ar^{38}$			
0,95	$\pm 0,03$	sec	1953
0,935	$\pm 0,025$		1954
0,951	$\pm 0,007$		1958
0,97	$\pm 0,007$		1958
0,942	$\pm 0,012$		1959
0,938	$\pm 0,008$	ds. A.	
0,952	$\pm 0,006$		
$Sc^{42} \rightarrow Ca^{42}$			
0,62	$\pm 0,05$	sec	1955
0,68	$\pm 0,01$		1957
0,695	$\pm 0,007$	ds. A.	
0,689	$\pm 0,008$		
$V^{46} \rightarrow Ti^{46}$			
0,40	$\pm 0,01$	sec	1952
0,40			1954
0,37	$\pm 0,05$		1957
0,44	$\pm 0,01$		1958
0,419	$\pm 0,015$	sec	

$Mn^{50} \rightarrow Cr^{50}$			
0,28	$\pm 0,02$	sec	1952
0,27			1954
0,28	$\pm 0,02$		1958
0,28	$\pm 0,014$		sec
$Co^{54} \rightarrow Fe^{54}$			
0,18	$\pm 0,01$	sec	1952
0,20			1954
0,18	$\pm 0,05$		1957
0,18	$\pm 0,01$		1958
0,180	$\pm 0,007$	sec	

Tab. 2. Die Halbwertszeiten von Li^8 , der Positronen emittierenden Spiegelkerne sowie der $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge der Kerne mit $A=4n+2$. Unter dem Strich ist jeweils der Mittelwert der aufgeführten Meßwerte angegeben. Bei Al^{25} , P^{29} , Cl^{33} und Ar^{35} ist zusätzlich in eckigen Klammern die partielle Halbwertszeit für den Übergang in den Grundzustand angegeben.

Sc^{41} : Der gegenüber den bekannten Angaben um etwa 30% kleinere Wert von $0,628 \pm 0,014$ sec dürfte korrekt sein. ELLIOT und KING¹⁷ haben zur Erzeugung von Sc^{41} Calcium mit Deuteronen von 8 MeV bestrahlt. Dabei entsteht auch K^{38m} , das damals noch nicht bekannt war. Der von den Autoren angegebene Wert ist daher vermutlich ein Mittel der beiden Halbwertszeiten. Ähnlich könnte auch der andere Wert¹⁸ zustande gekommen sein. Beim Bestrahlen von Calcium mit Protonen von 30 MeV wird K^{37} über die Reaktion $Ca^{40}(p,\alpha)K^{37}$ erzeugt, das dann ebenfalls stört.

Der Verlauf der COULOMB-Energiedifferenzen und damit auch der maximalen β^+ -Energien zeigt in Abhängigkeit von $x = Z/A^{1/3}$ eine ausgeprägte Struktur³⁻⁸ [$\bar{Z} = (Z_1 + Z_2)/2$; Z_1 und Z_2 = Kernladungszahl für Anfangs- und Endkern]. Diese Strukturen und insbesondere die Unstetigkeiten bei den doppelt magischen Zahlen $A=16$ und $A=40$ sollten sich bei angenähert konstanten Matrixelementen in entsprechender Weise auch in einer Darstellung $T_{1/2}$ gegen x widerspiegeln³. Wegen der Beziehung $F(E_{\beta \max}, Z) T_{1/2} = \text{const}/|M|^2$ würde dann näherungsweise $T_{1/2} \sim E_{\beta \max}^{-5}$ gelten, die Strukturen im Verlauf der Energien also entsprechend verstärkt in den Halbwertszeiten auftreten. In Abb. 4 sind alle Halbwertszeiten aus Tab. 2 doppelt logarithmisch gegen die Größe x aufgetragen ($x = A^{2/3}/2$ für die

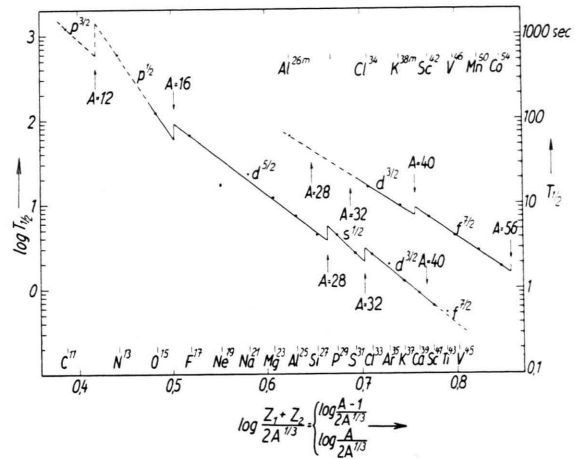


Abb. 4. $\log T_{1/2}$ für die übererlaubten Positronenübergänge zwischen Isobarendubletts ($T=1/2$, $T_z=-1/2 \rightarrow T_z=+1/2$; Spiegelkerne) und Isobarentriplets ($T=1$, $T_z=0 \rightarrow T_z=+1$; $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge bei $A=4n+2$) als Funktion von $\log(Z/A^{1/3})$.

Spiegelkernübergänge; $x = (A-1)/2 A^{1/3}$ für die angeführten $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge). Man erkennt Sprünge und unregelmäßige Abweichungen von dem eingezeichneten Kurvenverlauf^{3,5}. Der Sprung in den Halbwertszeiten der $0^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge bei $A=40$ ist praktisch ausschließlich auf die entsprechende Änderung der COULOMB-Energiedifferenzen mit x zurückzuführen, da dort die gemachten Voraussetzungen gelten. Die GAMOW-TELLER-Matrixelemente verschwinden nämlich für all diese Übergänge und die FERMI-Matrixelemente sind wegen der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte bis auf

¹⁷ D. R. ELLIOT u. L. D. P. KING, Phys. Rev. **59**, 403 [1941] und **60**, 489 [1941].

¹⁸ B. M. MARTIN u. S. BRECKON, Can. J. Phys. **30**, 643 [1952].

mögliche Korrekturen von etwa 1%¹⁹ identisch gleich 2. Im Verlauf der Halbwertszeiten der Spiegelkerne überlagern sich jedoch nach der oben angegebenen Beziehung die Einflüsse der jeweiligen Matrixelemente. Insbesondere ist die Abweichung⁵ des Ne¹⁹-Wertes auf dessen ungewöhnlich großes GAMOW-TELLER-Matrixelement zurückzuführen. Bei genauerer Kenntnis der theoretischen Matrixelemente würde die Darstellung $\log(M_{\text{theor}} \cdot T_{1/2})$ gegen $\log x$ eine unabhängige Information über den Verlauf der COULOMB-Energiedifferenzen auch für die Spiegelkerne liefern.

¹⁹ W. M. McDONALD, Phys. Rev. **110**, 1420 [1958].

Herrn Prof. Dr. B. STECH danke ich für die eingehende Diskussion der theoretischen Gesichtspunkte. Herrn Dr. U. SCHMIDT-ROHR danke ich für Unterstützung bei der Durchführung der Bestrahlungen am Zyklotron. Ihm und Herrn Dr. H. DANIEL danke ich für eine Reihe von Diskussionen experimenteller Probleme.

Herrn Prof. Dr. A. WALTHER, Institut für praktische Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt, danke ich sehr dafür, daß er die Rechenmaschine IBM 650 für die Auswertung der Messungen zur Verfügung gestellt hat. Herrn Dipl.-Ing. H. G. LILL danke ich für die praktische Durchführung der Rechenoperationen.

Bei den Messungen wurden Geräte der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitbenutzt.

Uredelgase in einigen Steinmeteoriten

Von J. ZÄHRINGER und W. GENTNER

Aus dem Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforsch. **15 a**, 600—602 [1960]; eingegangen am 16. Mai 1960)

In the two chondrites Kapoeta and Abee outstanding rare gas content have been found. From the amount and isotopic composition it is concluded that primordial rare gases have been included in these meteorites. Kapoeta contains all rare gases in excess, while Abee has mainly the heavier rare gases as primordial component. The Ne²⁰/Ne²²—and A³⁶/A³⁸—ratios show large deviations from atmospheric Neon and Argon. No such large deviations could be found for Krypton and Xenon.

Seit einiger Zeit bearbeiten wir zusammen mit einer Cern-Gruppe ein Programm, das die Bestimmung der radioaktiven Alter von Meteoriten und Tektiten und deren Bestrahlungszeiten durch die kosmische Strahlung umfaßt. Die Methode und einige Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht^{1,2}.

Für die Analyse der Edelgase wurde ein empfindliches Massenspektrometer unter Anwendung der Ultrahochvakuum-Technik benutzt. Besondere Sorgfalt wurde auf geringe atmosphärische Verunreinigung verwendet, die ca. 10^{-8} cm³ in dem ungünstigsten Falle von A⁴⁰ beträgt. Die Analysen wurden mit 0,1 bis 1 g Meteoritenproben durchgeführt.

Im Verlaufe der Edelgas-Messungen an Meteoriten ergaben sich einige überraschende Ergebnisse, die eine ausführlichere Diskussion erfordern.

Bisher wurden die Edelgase in Meteoriten hauptsächlich als Zerfallsprodukt radioaktiver Kerne und als Spallationsprodukt der kosmischen Strahlen betrachtet. In einigen Steinmeteoriten fanden wir jedoch einen hohen Überschuß von Edelgasen, was sicher auf eine andere Weise erklärt werden muß.

Einer der charakteristischsten Meteoriten ist Kapoeta, bei dem der He⁴-Gehalt in einer Probe von 0,1 g um drei Größenordnungen höher ist als bei den meisten anderen Steinmeteoriten, die bis jetzt analysiert wurden. Tabelle 1 zeigt die Mengen und

die isotopische Zusammensetzung der Edelgase von 3 Steinmeteoriten. Zum Vergleich sind auch die Werte des Steinmeteoriten Nadiabondi angegeben, dessen Edelgase als Spallations- und radioaktive Zerfallsprodukte anzusehen sind. Das He⁴ in Kapoeta kann unmöglich als radiogen angesehen werden. Eine U-Analyse ergab etwa 10^{-8} g/g. Auch der Neongehalt ist um den Faktor 100 größer als in den üblichen Meteoriten. A⁴⁰ hingegen rührt vermutlich vom K⁴⁰-Zerfall her. Besonders auffallend sind die relativen Häufigkeiten dieser anomalen Edelgase, die den relativen kosmischen Häufigkeiten nach SUESS und UREY³ sehr ähnlich sind (siehe Tab. 1). Nach den Werten anderer Steinmeteorite kann man aus dem Ne²¹ Gehalt vermuten, daß sogar das He³ nur zu einem geringen Teil durch die kosmische Strahlung entstanden ist. Wir sind deshalb überzeugt, daß es sich hierbei um Gase handelt, die bei der Bildung des Meteoriten miteingeschlossen wurden.

GERLING und LEVSKIJ⁴ fanden eine ähnliche Zusammensetzung der Edelgase im Meteorit Pesyanoye wie wir in Kapoeta. Dieser Fall wurde damals als große Ausnahme angesehen. Nach unseren Erfah-

¹ W. GENTNER u. J. ZÄHRINGER, Z. Naturforsch. **15 a**, 93 [1960]

² K. GOEBEL u. P. SCHMIDLIN, Z. Naturforsch. **15 a**, 79 [1960].