

## NOTIZEN

Das Dublett  $^{12}\text{CH}$ - $^{13}\text{C}$ 

Von Heinz Ewald

Physikalisches Institut der Techn. Hochschule München

(Z. Naturforschg. 8a, 447 [1953]; eingeg. am 28. Mai 1953)

Eine 1945 vorgenommene Messung des Dubletts  $^{12}\text{CH}$  —  $^{13}\text{C}$  hatte für diese Massendifferenz den Wert  $4,410 \pm 0,008$  mME ergeben<sup>1</sup>. Diese Messung bedurfte einer Kontrolle, einmal, weil sie noch in Unkenntnis der erst später aufgefundenen Fehlermöglichkeiten bei massenspektrographischen Dublettmessungen<sup>2</sup> erhalten wurde, zum anderen, weil aus gemessenen Kernumwandlungsenergien mit guter Zuverlässigkeit ein höherer Wert von etwa  $4,48 \pm 0,01$  mME errechnet werden konnte. Wapstra<sup>3</sup> und Kinsey, Bartholomew und Walker<sup>4</sup> haben auf diese Diskrepanz hingewiesen. Unter Beachtung der inzwischen als not-

wendig erkannten Vorsichtsmaßnahmen<sup>2</sup> wurden Neu-aufnahmen des Dubletts hergestellt. Diese ergeben nun in der Tat eine Korrektur des früher erhaltenen Resultates. Es folgt jetzt aus 30 Einzelaufnahmen als Mittelwert das Ergebnis  $^{12}\text{CH} - ^{13}\text{C} = 4,49_6 \pm 0,01_0$  mME, nunmehr in hinreichender Übereinstimmung mit dem aus Kernumwandlungsenergien folgenden Wert (der wahrscheinliche Fehler ist hier wegen möglicherweise vorhandener, restlicher systematischer Fehler gegenüber dem errechneten mit dem Sicherheitsfaktor 2 versehen angegeben). Mit  $^{1\text{H}} = 1,008141 \pm 0,000002$  ME und  $^{12}\text{C} = 12,00380_7 \pm 0,00001_1$  ME<sup>5</sup> ergibt sich daraus die Masse  $^{13}\text{C} = 13,00745_2 \pm 0,00001_5$  ME. Li, Whaling, Fowler und Lauritsen erhielten bei ihrer Berechnung der Massen leichter Kerne<sup>6</sup> aus Kernumwandlungsdaten  $^{13}\text{C} = 13,00747_3 \pm 0,00001_4$  ME.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft möchte ich für die Zurverfügungstellung von Mitteln sehr danken.

<sup>1</sup> H. Ewald, Z. Naturforschg. 1, 131 [1946].

<sup>2</sup> H. Ewald, Z. Naturforschg. 2a, 384 [1947]; 3a, 114 [1948]; 5a, 1 [1950].

<sup>3</sup> A. H. Wapstra, Physica 15, 380 [1949]; 16, 611 [1950].

<sup>4</sup> B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew u. W. H. Walker, Physic. Rev. 77, 723 L [1950].

<sup>5</sup> H. Ewald, Z. Naturforschg. 6a, 293 [1951].

<sup>6</sup> C. W. Li, W. Whaling, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Physic. Rev. 83, 512 [1951].

Der Zerfall von  $\text{Mg}^{27}$ 

Von H. Daniel, L. Koester und Th. Mayer-Kuckuk

Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 8a, 447—448 [1953]; eingegangen am 25. Juni 1953)

Der  $\beta^-$ -Zerfall von  $\text{Mg}^{27}$  ist mehrfach untersucht worden<sup>1—5</sup>. Beneš u. a. haben auf Grund ihrer Messungen das in Abb. 1a wiedergegebene Zerfallsschema aufgestellt. Dieses Schema haben wir nach drei verschiedenen Methoden nachgeprüft.

1. Die Absorptionskurve der  $\beta$ -Strahlung des  $\text{Mg}^{27}$  in Aluminium wurde mit einem von Methan durchströmten Stirnflächen-Zählrohr gemessen. Die Anordnung wurde für die Messungen von  $\beta$ -Maximalenergien mit Hilfe gut bekannter  $\beta$ -Strahler geeicht. Die Absorptionskurve des  $\text{Mg}^{27}$  wurde nach einer Methode ähnlich der von Bleuler und Zünti<sup>6</sup> ausgewertet. Der Verlauf der Absorptionskurve entspricht dem eines zusammengesetzten  $\beta$ -Spektrums mit den

Maximalenergien  $1,72 \pm 0,06$  MeV und  $1,5 \pm 0,1$  MeV und Intensitäten von rund 75% bzw. 25% (alle für unsere Messungen angegebenen Fehler sind maximale Fehler). Aus dem  $\gamma$ -Untergrund der Absorptionskurve wurde mit der bekannten  $\gamma$ -Ansprechwahrscheinlich-

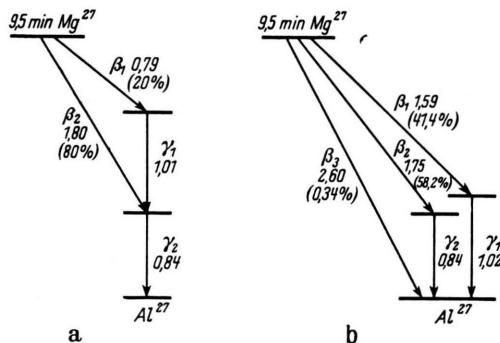


Abb. 1. a altes, b neues Zerfallsschema von  $\text{Mg}^{27}$ . Energien in MeV.

<sup>1</sup> B. L. Moore, Physic. Rev. 57, 355 [1940].

<sup>2</sup> S. Eklund u. N. Hole, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A 29, Nr. 26 [1943].

<sup>3</sup> J. Itoh, Proc. physico-math. Soc. Japan [Nippon Suuhagu-Buturigakkai Kizi] 23, 605 [1941].

<sup>4</sup> J. Beneš, A. Hedgran u. N. Hole, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A 35, Nr. 12 [1948].

<sup>5</sup> E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. physica Acta 20, 195 [1947].

<sup>6</sup> E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. physica Acta 19, 375 [1946].



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.

keit des Zählrohres die im Mittel pro  $\beta$ -Zerfall ausgesandte  $\gamma$ -Energie bestimmt. Sie beträgt  $0,88 \pm 0,08$  MeV, während nach dem Schema 1a 1,04 MeV zu erwarten wären. Die Halbwertszeit des  $Mg^{27}$  wurde zu  $9,51 \pm 0,03$  min bestimmt.

2. Das  $\beta$ -Spektrum wurde genauer in einem eisenfreien magnetischen Doppellinsenspektrometer mittlerer Auflösung und hoher Lichtstärke aufgenommen. Die Fermi-Analyse ergab folgende Komponenten:

$$\begin{aligned}\beta_1 &= 1,592 \pm 0,005 \text{ MeV}, 41,4\% \text{ Intensität}, \log(ft) = 4,78, \\ \beta_2 &= 1,754 \pm 0,004 \text{ MeV}, 58,2\% \text{ Intensität}, \log(ft) = 4,75, \\ \beta_3 &= 2,65 \pm 0,14 \text{ MeV}, 0,34\% \text{ Intensität}, \log(ft) = 7,8.\end{aligned}$$

Hierbei wurden Fermi-Funktionen erlaubter Übergänge benutzt. Die Statistik reichte nicht aus, um Angaben über die Form des sehr schwachen neuen Teilspektrums  $\beta_3$  machen zu können; jedoch wurde die Zugeläufigkeit von  $\beta_3$  zu  $Mg^{27}$  durch eine Halbwertszeitmessung im Spektrometer bei 1,95 MeV, Resultat  $9,5 \pm 0,3$  min, erhärtet. Die Fermi-Kurve für  $\beta_1$  erwies sich bis etwa 0,65 MeV hinab als linear; darunter störte die Quellendicke. Ein Teilspektrum von 0,79 MeV konnte jedenfalls nicht gefunden werden. Die im gleichen Spektrometer aufgenommenen Photoelektronenspektren aus dünnen Pb- und Au-Konvertern zeigten nur zwei  $\gamma$ -Linien von  $\gamma_1 = 1,020 \pm 0,008$  MeV und  $\gamma_2 = 0,839 \pm 0,008$  MeV an. Die 0,64 MeV  $\gamma$ -Linie von Itoh<sup>3</sup> dürfte durch die Compton-Spitze der 0,84 MeV  $\gamma$ -Strahlung vorgetäuscht worden sein.

3. Die  $\gamma$ -Strahlung wurde außerdem mit einem NaJ(Tl)-Szintillationskristall nach der Methode von Hofstadter und McIntyre<sup>7</sup> untersucht. Es ergaben sich wieder nur  $\gamma$ -Linien von  $1,00 \pm 0,03$  MeV und  $0,84 \pm 0,05$  MeV. Zur Aufstellung des Zerfallsschemas wurden Koinzidenzmessungen gemacht zwischen  $\beta$ -Teilchen und  $\gamma$ -Strahlung bestimmter Energie, die mit

<sup>7</sup> R. Hofstadter u. J. A. McIntyre, Physic. Rev. **80**, 631 [1950].

<sup>8</sup> K. Way, L. Fano, M. R. Scott u. K. Thew, Nuclear Data, NBS Circular 499 und Suppl. [1950 ff.].

einem Einkanaldiskriminator aus dem Spektrum eines Szintillationszählers ausgesondert wurde. Die  $\beta$ -Spektren wurden mit einem zweiten NaJ-Kristall aufgenommen und entweder oszillographisch oder durch Zählung mit einem Diskriminator registriert. Dabei ergab sich, daß mit der  $\gamma$ -Linie von 1 MeV ein  $\beta$ -Spektrum von  $1,54 \pm 0,1$  MeV Grenzenergie koinzidiert und mit der  $\gamma$ -Linie von 0,84 MeV ein  $\beta$ -Spektrum von  $1,78 \pm 0,1$  MeV.  $\gamma - \gamma$ -Koinzidenzen, die nach dem Zerfallsschema Abb. 1a auftreten sollten, wurden mit einer ähnlichen Anordnung gesucht und bei Quanten oberhalb von 0,4 MeV innerhalb der Meßgenauigkeit (0,5%) aller Zerfälle) nicht gefunden.

Nach diesen Messungen ist das Zerfallsschema Abb. 1a nicht haltbar. Dagegen sind alle unsere Messungen im Einklang mit dem Schema Abb. 1b. Die mittlere  $\gamma$ -Energie pro  $\beta$ -Zerfall beträgt bei diesem Schema 0,91 MeV, in Übereinstimmung mit der Messung. Die hiernach existierenden Niveaus in  $Al^{27}$  sind auch mehrfach bei Kernreaktionen gefunden worden<sup>8</sup>. Die aus den drei Zerfallszweigen berechnete gesamte Zerfallsenergie des  $Mg^{27}$  beträgt  $2,603 \pm 0,019$  MeV, in Übereinstimmung mit der aus Kernreaktionen erhaltenen Massendifferenz  $Mg^{27} - Al^{27}$  von  $2,610 \pm 0,020$  MeV<sup>9</sup>. Die von Beneš u. a. angegebene  $\beta$ -Komponente von 0,79 MeV ist sicher nicht vorhanden. Damit entfällt die Schwierigkeit wegen des zu kleinen  $\log(ft)$ -Wertes von 3,8 für diese Komponente. Dagegen birgt die Deutung des Überganges  $\beta_3$  Schwierigkeiten in sich. Die Paritäten von  $Mg^{27}$  und  $Al^{27}$  sind höchstwahrscheinlich beide gerade, so daß nach den Fermischen oder Gamow-Tellerschen Auswahlregeln nur erlaubte Übergänge [ $\log(ft)$  etwa 5] oder mindestens zweifach verbotene [ $\log(ft)$  größer als 12]<sup>10</sup> in Frage kommen sollten. Es kann jedoch ein erlaubter Übergang mit extrem kleinem Matrixelement vorliegen.

Die Messungen werden später ausführlich beschrieben.

<sup>9</sup> D. M. Van Patter, A. Sperduto, P. M. Endt, W. W. Buechner u. H. A. Enge, Physic. Rev. **85**, 142 [1952].

<sup>10</sup> M. G. Mayer, S. A. Moszkowski u. L. W. Nordheim, Rev. mod. Physics **23**, 315 [1951].

### Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld

Von Wolfgang Paul und Helmut Steinwedel  
Physikalisches Institut der Universität Bonn  
(Z. Naturforschg. **8a**, 448—450 [1953]; eingegangen am 27. Mai 1953)

Im folgenden wird ein Massenspektrometer beschrieben, welches nur ein quasistationäres elektrisches Wechselfeld benutzt, bei dem der Betrag der Feldstärke proportional dem Abstand von einer vorgegebenen Geraden, z. B. der  $z$ -Achse, ist. Derartige Felder  $|\mathcal{E}| \sim r^m$  wurden in statischer Form von Scherzer<sup>1</sup>

zur Korrektur von Elektronenlinsen verwendet, während Friedburg und Paul<sup>2</sup> ein entsprechendes statisches Magnetfeld zur Fokussierung neutraler Atome benutzt haben. Ein magnetisches Vierpolfeld mit räumlicher Periodizität zur Fokussierung von Protonen wurde vor kurzem von Courant, Livingston und Snyder<sup>3</sup> angegeben.

Die Ionen werden in  $z$ -Richtung in ein Feld mit dem Potential

$$\varphi(x, y, t) = \frac{U + V \cos \omega t}{a^2} \cdot \frac{(x^2 - y^2)}{2} \quad (1)$$

<sup>1</sup> O. Scherzer, Optik **5**, 497 [1949].  
<sup>2</sup> H. Friedburg, u. W. Paul, Naturwiss. **38**, 159 [1951]; H. Friedburg, Z. Physik **130**, 493 [1951].  
<sup>3</sup> E. D. Courant, M. S. Livingston u. H. S. Snyder, Physic. Rev. **88**, 1190 [1952].