

# Die O<sup>+</sup>-Zustände der (4n+2)-Kerne

Autor(en): **Stähelin, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **26 (1953)**

Heft VI

PDF erstellt am: **30.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112433>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## Die $0^+$ -Zustände der $(4n + 2)$ -Kerne

von P. Stähelin, (ETH., Zürich).

(15. IX. 1953.)

(Eine Zusammenfassung dieses Aufsatzes findet sich im gleichen Heft der Helv. Phys. Acta, Seite 601 (Tagungsbericht der S.S.P.))

In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> wurde gezeigt, dass das  $\text{Cl}^{34}$  ein Isomer besitzt, das den Spin Null und gerade Parität aufweist, das durch Positronenemission mit  $\log ft$  - Wert  $3,47 \pm 0,06$  direkt in den Grundzustand eines der benachbarten  $g$ - $g$ -Kerne zerfällt und dessen Zerfallsenergie gerade der Abnahme der Coulombenergie<sup>2)</sup> entspricht. Wir haben nun auch in denjenigen Kernen, welche sich vom  $\text{Cl}^{34}$  um ein oder mehrere  $\alpha$ -Teilchen unterscheiden, nach Kernzuständen mit ähnlichen Eigenschaften gesucht\*).

${}_{19}\text{K}^{38}$ . Vom bekannten 7,7-min- $\text{K}^{38}$  führt ein 2,8-MeV-Positronenspektrum auf den angeregten 2,15-MeV-Zustand des  $\text{A}^{38}$ <sup>3)</sup>. Neben dem 7,7-min- $\text{K}^{38}$  tritt bei der Bestrahlung von Kalium mit der Bremsstrahlung des Betatrons noch eine sehr intensive kurzlebige Aktivität auf. Als deren Halbwertszeit haben wir  $(0,95 \pm 0,03)$  sec gefunden. Die Wirkungsquerschnitte zur Bildung beider Aktivitäten sind ungefähr gleich. Dies gilt bei allen verwendeten Betatronenergien von 16,5 bis zu 31 MeV. Wir schliessen daraus, dass das kurzlebige Isotop ein Isomer des  $\text{K}^{38}$  aus der Reaktion  $\text{K}^{39}(\gamma, n)\text{K}^{38}$  ist. Im Glauben, es handle sich um das  $\text{K}^{37}$ , haben schon früher BOLEY und ZAFFARANO<sup>4)</sup> dieses Isomer untersucht und als Maximalenergie seiner  $\beta^+$ -Strahlung  $(4,57 \pm 0,13)$  MeV gefunden. Aus den Zerfallsenergien der beiden Isomere lässt sich somit ihre Energiedifferenz abschätzen: Das 7,7-min-Isomer liegt um  $(0,38 \pm 0,3)$  MeV über dem 0,95-sec-Grundzustand. Wenn man den sehr unwahrscheinlichen Fall, dass die Energiedifferenz nur einige keV betragen könnte, ausschliesst, so kann man nach den Formeln von WEISSKOPF<sup>5)</sup> aus der Existenz der beiden Isomere auf eine Spindifferenz von mindestens drei Einheiten schliessen.

Das 7,7-min-Isomer kann höchstens den Spin Drei haben, da eine erlaubte  $\beta^+$ -Umwandlung auf den  $2^+$ -Zustand des  $\text{A}^{38}$  führt. Dem

\*) Die Untersuchungen wurden zum grössten Teil am Betatron des Kantonsospitals ausgeführt. Den Herren Dr. G. JOYET und W. MAUDERLI im Isotopenlabor des Kantonsospitals danken wir für ihr grosses Entgegenkommen.

kurzlebigen Isomer müssen wir daher den Spin Null zuordnen. Der  $\log ft$ -Wert ( $3,35 \pm 0,07$ ) ist ungefähr derselbe wie im  $\text{Cl}^{34}$ , und die Zerfallsenergie 5,6 MeV entspricht ebenfalls der berechneten Coulombenergie.

$^{17}\text{Cl}^{34}$ . Mit der neuen Apparatur, welche zur Untersuchung des  $\text{K}^{38}$  gebaut worden war, konnte auch die Halbwertszeit des  $\text{Cl}^{34}$  genauer bestimmt werden. Sie beträgt ( $1,58 \pm 0,05$ ) sec. (Der etwas zu kleine ältere Wert<sup>1</sup>) ist auf einen systematischen Fehler bei der Totzeitkorrektur der Geiger-Zähler zurückzuführen. Für die neueren Messungen wurde ein Anthrazenkristall benützt, und es wurde ein neuer Impulsverteiler verwendet, welcher an Stelle von Druckkontakten präziser arbeitende Schleifkontakte besitzt.) Der  $\log ft$ -Wert erhöht sich dadurch von 3,43 auf  $3,47 \pm 0,06$ .

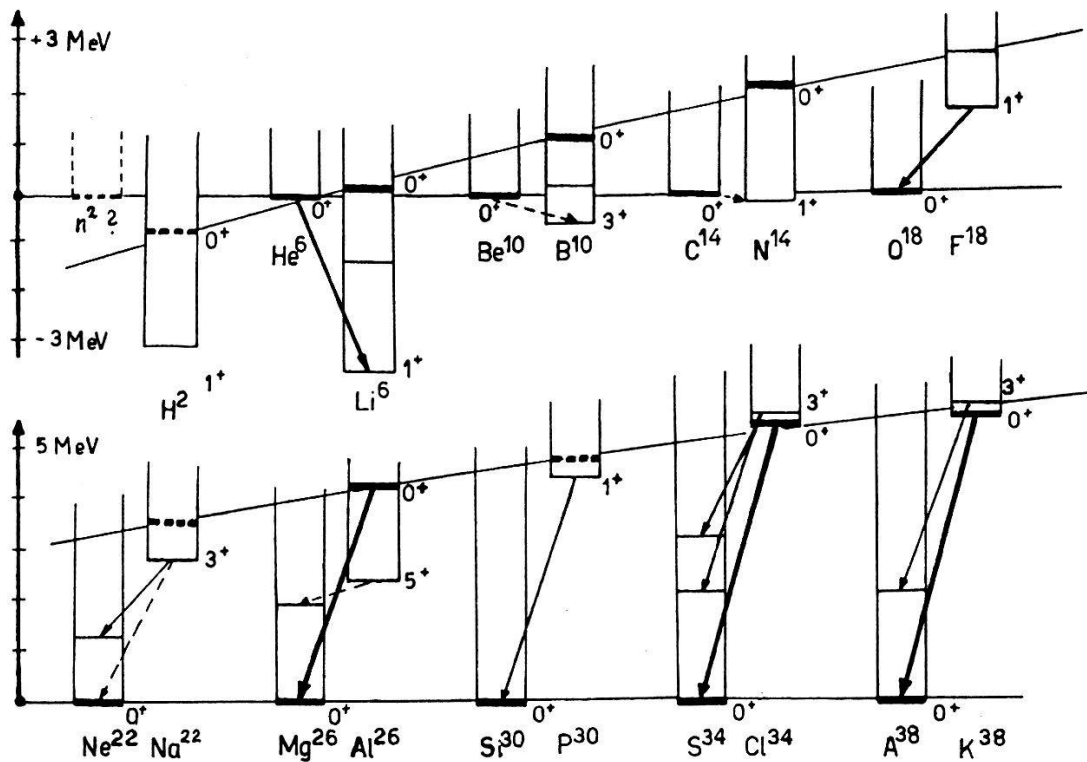


Fig. 1.

Energie der Zustände mit  $T = 1$  und  $I = 0$  in Kernen mit  $A = 4n + 2$ .

$^{15}\text{P}^{30}$ . Bei der Bestrahlung von Phosphor am 30-MeV-Betatron fanden wir nur die bekannte ( $2,5 \pm 0,1$ )-min-Aktivität des  $\text{P}^{30}$ . Auch nach kurzer Bestrahlungsdauer von ca. 5 sec sind die Anteile kurzlebiger Aktivitäten schon 1 sec nach Bestrahlungsende kleiner als 2%. Ausser der Vernichtungsstrahlung der 2,5-min-Positronen konnten wir im Szintillationsspektrometer keine  $\gamma$ -Strahlung beobachten<sup>6</sup>). Der  $\text{P}^{30}$  muss daher bei der Positronenemission direkt

den Grundzustand des  $\text{Si}^{30}$  erreichen. Die Zerfallsenergie ( $4,4 \pm 0,2$ ) MeV, welche aus der Positronenenergie<sup>7)</sup> und aus den Kernreaktionen<sup>8)</sup> bestimmt worden ist, ist kleiner als es der Coulombenergie des  $\text{P}^{30}$  entspräche. Dieser Umstand sowie der grosse  $\log ft$ -Wert 5,0 schliessen eine Identifikation des Grundzustandes mit dem gesuchten  $0^+$ -Zustand aus, und wir haben dem Grundzustand daher den Spin Eins zuzuordnen. Der  $0^+$ -Zustand, der um  $(0,4 \pm 0,2)$  MeV über dem Grundzustand liegen sollte, hat dann nach der Formel von WEISSKOPF<sup>5)</sup> eine Lebensdauer von der Grössenordnung  $10^{-10}$  sec. Es ist somit verständlich, dass bei unserm Experiment gar kein  $0^+$ -Isomer gefunden wurde.

<sup>13</sup> $\text{Al}^{26}$ . Ausser der Vernichtungsstrahlung der 6,3-sec-Positronen haben wir im  $\text{Al}^{26}$  keine  $\gamma$ -Strahlung gefunden<sup>6)</sup>. Das  $\text{Al}^{26}$  muss sich daher direkt in den Grundzustand des Folgekerns  $\text{Mg}^{26}$  umwandeln. Über die Zerfallsenergie liegen folgende Angaben vor: Die Reaktion  $\text{Mg}^{25}(d, n)$  liefert den Wert  $(4,5 \pm 0,1)$  MeV<sup>1)</sup>, die Absorption des  $\beta$ -Spektrums  $(4,4 \pm 0,5)$  MeV<sup>10)</sup> \*) und die Untersuchung des  $\beta$ -Spektrums in der Wilsonkammer  $(4,0 \pm 0,2)$  MeV<sup>12)</sup>. Wir schliessen aus diesen Daten auf eine Energiedifferenz  $(4,3 \pm 0,3)$  MeV zwischen dem 6,3-sec- $\text{Al}^{26}$  und dem  $\text{Mg}^{26}$ . Dieser Betrag entspricht dem Unterschied der Coulombenergien, und der  $\log ft$ -Wert  $3,52 \pm 0,10$  ist derselbe wie derjenige des  $\text{Cl}^{34}$ . Dass zudem der Spin des 6,3-sec-Zustandes Null ist, wird im nächsten Abschnitt gezeigt werden. Damit weist das 6,3-sec-Isomer des  $\text{Al}^{26}$  alle erforderlichen Eigenschaften auf, dass wir es mit dem gesuchten  $0^+$ -Zustand identifizieren können.

Der Grundzustand des  $\text{Al}^{26}$  liegt nach SWANN<sup>9)</sup> um 2 MeV tiefer. Da die Intensität des isomeren Überganges vom 6,3-sec-Zustand her sehr klein ist<sup>6)</sup>, muss die Spindifferenz mindestens fünf Einheiten betragen. Weil sich nach dem Schalenmodell ein höherer Spin als fünf ausschliessen lässt, folgt daraus der Spin Null für das 6,3-sec-Isomer und der Spin Fünf für den Grundzustand. Es ist anzunehmen, dass dieser durch Elektroneneinfang auf das 1,83-MeV-Niveau des  $\text{Mg}^{26}$  hin zerfällt. Dieser Elektroneneinfang mit  $\Delta J = 3$  ohne Paritätswechsel ist im selben Grade verboten, wie die Umwandlung des  $\text{Be}^{10}$  ( $\log ft = 13,7$ ) oder des  $\text{Cl}^{36}$  ( $\log ft = 13,5$ ). Ein  $\log ft$ -Wert 13,6 führt im  $\text{Al}^{26}$  auf eine Halbwertszeit von ca.  $10^8$  Jahren. Unglücklicherweise ist diese Halbwertszeit einerseits zu kurz, als dass heute noch natürliches  $\text{Al}^{26}$  existieren könnte (?), und andererseits ist sie

\*) Anmerkung: Die Maximalenergie 2,8 MeV des  $\beta$ -Spektrums<sup>11)</sup>?) bezieht sich jedenfalls nicht auf das  $\text{Al}^{26}$ , sondern auf das  $\text{Al}^{25}$ .

zu lang, als dass man zur Untersuchung genügend starke Quellen künstlich herstellen könnte.

${}_{11}\text{Na}^{22}$ . Ungefähr 0,7 MeV über dem bekannten Grundzustand des  $\text{Na}^{22}$  ist der  $0^+$ -Zustand zu erwarten. Seine Halbwertszeit sollte, falls kein weiterer Zustand dazwischenliegt, ca.  $10^{-2}$  sec betragen und damit experimentell nachweisbar sein<sup>6)</sup>.

${}_{9}\text{F}^{18}$ . Der bekannte Grundzustand des  $\text{F}^{18}$  liegt zu tief, als dass er der gesuchte  $0^+$ -Zustand sein könnte, da dessen Energie um  $(1,0 \pm 0,1)$  MeV grösser sein muss. Aus der erlaubten  $\beta$ -Umwandlung folgt daher der Spin eins des Grundzustandes. Ein erster Anregungszustand bei  $(1,05 \pm 0,03)$  MeV tritt bei der Reaktion  $\text{Ne}^{20}(d, \alpha)\text{F}^{18}$  auf. Trotzdem die Energien übereinstimmen, ist es fraglich, ob dies der Zustand mit dem Spin Null und dem Isotopenspin  $T = 1$  ist. Eine Reaktion  $\text{Ne}^{20}(d, \alpha)$  kann nämlich, wenn der Formalismus des Isotopenspins streng gilt, nur auf Zustände mit dem Isotopenspin Null führen. Es ist jedoch unsicher, ob auch für die hochangeregten Zwischenzustände dieser Kernreaktion der Isotopenspin noch in dem Sinne eine gute Quantenzahl ist, dass jeder Zustand eindeutig einen bestimmten Isotopenspin besitzt. Nur wenn diese Voraussetzung nicht erfüllt ist, kann der gefundene 1,05-MeV-Zustand mit dem zweifellos vorhandenen ( $T = 1$ )-Zustand identisch sein. Es wäre deshalb sehr aufschlussreich, wenn durch weitere Experimente festgestellt werden könnte, ob im  $\text{F}^{18}$  bei der Anregungsenergie 1 MeV zwei verschiedene Zustände auftreten.

${}_{7}\text{N}^{14}$ ,  ${}_{5}\text{B}^{10}$ ,  ${}_{3}\text{Li}^6$ . Die Schemata dieser Kerne sind schon von AJZENBERG und LAURITSEN<sup>14)</sup> diskutiert worden und konnten hier unverändert von diesen Autoren übernommen werden.

Die Ergebnisse sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt (vgl. auch Fig. dazu). Der Zustand mit dem Isotopenspin  $T=1$  und dem Kernspin  $J=0$  ist damit ausser in den bekannten Beispielen  $\text{Li}^6$ ,  $\text{B}^{10}$  und  $\text{N}^{14}$  auch im  $\text{Al}^{26}$ ,  $\text{Cl}^{34}$  und  $\text{K}^{38}$  nachgewiesen. In allen Fällen entspricht die Zerfallsenergie der Coulombenergie des Kernes. Dies bestätigt einerseits die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte, und andererseits folgt daraus überraschend, dass sich die Coulombkräfte in den tiefsten Kernzuständen mindestens bis zur Massenzahl  $A = 40$  als kleine Störung betrachten lassen. Man darf deshalb nicht nur bei den leichtesten Kernen, sondern auch in diesem erweiterten Bereich mit dem Isotopenspin operieren. Insbesondere darf man den Isotopenspin auch auf die tiefsten Zustände derjenigen ( $A = 4n + 2$ )-Kerne anwenden, in welchen

## Tabelle.

Energie und Spin der leichten Kerne mit  $N = Z = 2n + 1$ : Der Vergleichskern, auf welchen die Massendifferenzen  $\Delta M$  bezogen sind, ist in der zweiten Kolonne aufgeführt.  $A^{1/3} \cdot r_0$  ist der Kernradius, welcher sich aus der Massendifferenz nach der Formel von BETHE<sup>2)</sup> ergibt. Interpolierte Werte, welche sich auf experimentell nicht beobachtete Kernzustände beziehen, sind in Klammern gesetzt.

	Tiefster ( $T = 1$ )-Zustand						Tiefster ( $T = 0$ )-Zustand			
	$\Delta M \cdot \text{MeV}^{-1}$	$r_0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-1}$	$\log ft$	$T$	$J$	$\Delta M \cdot \text{MeV}^{-1}$	$\log ft$	$T$	$J$	
Li <sup>6</sup>	0,1 ± 0,1	2,16 ± 0,10	—	1	0	-3,50 ± 0,05	2,91	0	1	
B <sup>10</sup>	1,18 ± 0,01	1,64 ± 0,01	—	1	0	-0,556 ± 0,003	13,7	0	3	
C <sup>10</sup>	-2,2 ± 0,1	1,35 ± 0,05	3,31 ± 0,15							
N <sup>14</sup>	2,155 ± 0,013	1,46 ± 0,01	—	1	0	-0,155 ± 0,001	9,0	0	1	
O <sup>14</sup>	-2,8 ± 0,1	1,40 ± 0,04	3,52 ± 0,10							
F <sup>18</sup>	2,72 ± 0,03	1,50 ± 0,02	—	?	?	+1,67 ± 0,01	3,6	0	1	
Na <sup>22</sup>	<3,54>	<1,43>	—	<1>	<0>	2,84 ± 0,01	~14	0	3	
Al <sup>26</sup>	4,3 ± 0,3	1,38 ± 0,08	3,52 ± 0,10	1	0	2,5 ± 0,1	—	0	5	
P <sup>30</sup>	<4,67>	<1,43>	—	<1>	<0>	4,4 ± 0,2	5,0	0	1	
Cl <sup>34</sup>	5,47 ± 0,11	1,37 ± 0,03	3,47 ± 0,06	1	0	5,61 ± 0,12	> 7,5	0	3	
K <sup>38</sup>	5,59 ± 0,13	1,45 ± 0,04	3,35 ± 0,07	1	0	5,98 ± 0,2	> 7,5	0	3	

bisher noch kein ( $T=1$ )-Zustand experimentell nachgewiesen worden ist. Es gelingt dadurch, in allen noch zweifelhaften Fällen den Spin und den Isotopenspin des Grundzustandes festzulegen (siehe Tabelle). Ausser im  $\text{Cl}^{34}$  und wahrscheinlich im  $\text{K}^{38}$  besitzen alle leichten Kerne ( $A \leq 40$ ) mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl im Grundzustand den Isotopenspin Null.

### Literatur.

- 1) W. ARBER und P. STÄHELIN, *Helv. Phys. Acta* **26**, 433, 584 (1953); P. STÄHELIN und P. PREISWERK, *Nuovo Cimento* **10**, 1219 (1953).
  - 2) H. A. BETHE, *Phys. Rev.* **54**, 436 (1938).
  - 3) D. GREEN und J. R. RICHARDSON, *Phys. Rev.* **83**, 891 (1951).
  - 4) F. J. BOLEY und D. J. ZAFFARANO, *Phys. Rev.* **84**, 1059 (1951).
  - 5) J. M. BLATT und V. F. WEISSKOPF, *Theoretical Nuclear Physics*, New York 1953 (S. 627).
  - 6) D. MAEDER und P. STÄHELIN, ein ausführlicher Bericht soll in den *Helv. Phys. Acta* erscheinen.
  - 7) J. M. HOLLANDER, J. PERLMAN und G. T. SEABORG, *Rev. Mod. Phys.* **25**, 484 (1953).
  - 8) D. E. ALBURGER und E. M. HAFNER, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 373 (1950).
  - 9) C. P. SWANN, C. E. MANDEVILLE und W. P. WHITEHEAD, *Phys. Rev.* **79**, 598 (1950).
  - 10) E. BLEULER und W. ZÜNTI, *Helv. Phys. Acta* **19**, 375 (1946).
  - 11) H. R. ALLAN und C. R. WILKINSON, *Proc. Roy. Soc. (London)* **194A**, 131 (1948).
  - 12) M. G. WHITE, L. A. DELSASSO, J. G. FOX und E. C. CREUTZ, *Phys. Rev.* **56**, 512 (1939).
  - 13) R. MIDDLETON und C. T. TAI, *Proc. Phys. Soc. (London)* **64A**, 801 (1951).
  - 14) F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.* **24**, 321 (1952).
-