

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 20 (1947)
Heft: I

Artikel: -Zerfall von N16
Autor: Bleuler, E. / Scherrer, P. / Walter, M.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111791>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

β -Zerfall von N^{16}

von E. Bleuler, P. Scherrer, M. Walter und W. Zünti.

(19. IX. 1946.)

Zusammenfassung. Der β -Zerfall von N^{16} wurde in der Wilsonkammer und mit Hilfe von Absorptionsmessungen untersucht. Die Halbwertszeit ergab sich zu $7,35 \pm 0,05$ s. Das β -Spektrum ist komplex: eine Komponente von 10,3 MeV Maximalenergie gehört zum Übergang in den Grundzustand des Endkerns O^{16} ; mindestens zwei weitere Teilspektren führen auf angeregte Niveaus bei 6,2 und 6,7 MeV. Die Existenz eines weiteren Überganges auf ein Niveau von ca. 5 MeV ist nicht ausgeschlossen, doch müsste seine Häufigkeit kleiner als 25% sein. Für den Grundzustand von N^{16} ist ungerade Parität und, wenn den Niveaus von O^{16} die von DENNISON¹⁾ auf Grund des α -Teilchen-Modells berechneten Spinquantenzahlen zugeordnet werden, der Drehimpuls 1 oder $2\hbar$ anzunehmen.

1. Einleitung.

Bei der Bestrahlung von Sauerstoff mit schnellen Neutronen entsteht durch (n,p)-Prozess das Stickstoffisotop N^{16} , welches durch β^- -Zerfall in O^{16} übergeht. Die Untersuchung dieses Zerfalls kann über die angeregten Niveaus von O^{16} Aufschluss geben. Die einzige genauer untersuchte Kernreaktion mit dem gleichen Endkern ist $F^{19}(p,\alpha)O^{16}$ (Zusammenfassung s. STREIB, FOWLER und LAURITSEN²⁾). Dabei treten zwei Niveaus bei $6,2 \pm 0,1$ und $6,0 \pm 0,2$ MeV³⁾ auf, wobei das letztere seine Energie nicht als γ -Quant, sondern in Form eines Elektronenpaares abgibt. Es wird angenommen, dass es, wie der Grundzustand, vom Typ 0^+ (Spin 0, gerade Parität) ist, so dass der γ -Übergang streng verboten ist. Die Lage weiterer Niveaus wird von DENNISON¹⁾ auf Grund des α -Teilchen-Modells vorausgesagt (Tabelle 1), wobei er die beiden

Tabelle 1.

Termschema von O^{16} , nach DENNISON.

Drehimpulsquantenzahl und Parität	0^+	3^-	0^+	2^+	2^-	1^-
Anregungsenergie in MeV	0	5,1	5,9	6,29	6,30	6,6 usw.

experimentell festgestellten Niveaus zur Bestimmung der Konstanten seines Potentialansatzes benützt (2^- und 0^+ , mit den früheren Werten 6,3 und 5,9 statt 6,2 und 6,0 MeV). Das tiefste

Niveau von 5,1 MeV ist natürlich vom Paarniveau 0^+ aus durch γ -Übergang erreichbar, doch soll der Energieunterschied — bei grosser Spindifferenz — genügend klein sein, so dass die Paar-emission wahrscheinlicher bleibt.

Die früheren Untersuchungen des β -Zerfalls von N^{16} lassen keinen Zusammenhang mit diesem Termschema erkennen. Auch die Zerfallsenergie ist unbestimmt. FOWLER, DELSASSO und LAURITSEN⁴⁾, sowie NAIDU und SIDAY⁵⁾ fanden mit Wilsonkammermessungen eine β -Maximalenergie von 6 bis 6,5 MeV, jedoch mit relativ schlechter Statistik. Untersuchungen am Prozess $N^{15}(d,p)N^{16}$ durch HOLLOWAY⁶⁾ führten zur Bestimmung einer oberen Schranke von 11,7 MeV für die Zerfallsenergie von N^{16} . Aus der von SCHERRER, HUBER und ROSSEL⁷⁾ gemessenen Energietönung der Reaktion $F^{19}(n,\alpha)N^{16}$ berechnet sich die Zerfallsenergie zu 8,27 MeV.

In einem vorläufigen Bericht⁸⁾ wurde bereits mitgeteilt, dass das β -Spektrum von N^{16} komplex ist und von einer harten γ -Strahlung begleitet wird. Da die Quantenenergie dieser Strahlung damals ungenügend bekannt war, konnte auch die Zerfallsenergie noch nicht genau angegeben werden. In der Zwischenzeit ist eine Arbeit von SOMMERS und SHERR⁹⁾ erschienen, welche ähnliche Untersuchungen zum Inhalt hat. Diese Messungen bestätigen, dass die ersten Angaben der Zerfallsenergie^{4) 5) 7)} wesentlich zu klein sind.

2. Herstellung und Halbwertszeit von N^{16} .

Die zur Bestrahlung des Sauerstoffs (in H_2O , H_2BO_3) benötigten schnellen Neutronen wurden mit dem Tensator des Institutes erzeugt^{10) 11)}. Störende Fremdaktivitäten traten bei den vorliegenden Verhältnissen praktisch nicht auf.

An bestrahlten H_2BO_3 -Zylindern wurde der Intensitätsabfall über acht Halbwertszeiten verfolgt. Aus diesen Messungen ergab sich die Halbwertszeit zu 7,35 s mit einem mittleren statistischen Fehler von 0,05 s. Der von NAHMIA und WALEN¹²⁾ angegebene Wert von 8,4 s wurde aus einer komplexen Zerfallskurve bestimmt und dürfte daher weniger genau sein.

3. Absorptionsmessungen.

Für die weiteren Untersuchungen wurde Leitungswasser bestrahlt, welches von der Neutronenquelle durch eine Kapillare in die zylindrische Messkammer floss, so dass eine stationäre Strahlungsintensität erzielt wurde (vgl. ¹¹⁾). In der Absorptionskurve

(Fig. 1) ist eine starke γ -Strahlung zu erkennen, deren Anteil sich — unter Berücksichtigung der Absorption der Elektronen in der 2,4 mm dicken aktiven Schicht selbst — zu 4% berechnet. Subtrahiert man diesen Untergrund, so erhält man die mit den mittleren statistischen Schwankungen eingetragenen Messpunkte. Die Kurvenform weist auf ein komplexes β -Spektrum hin. Die härteste Komponente (ca. 18%), die vermutlich in den Grundzustand führt, hat eine Maximalenergie von rund 10,5 MeV. Dieser Wert ist jedoch aus zwei Gründen unsicher:

1) Für Absorber über 7 mm wurde teilweise Messing verwendet, dessen Aluminiumäquivalent nur ungenau bekannt ist. Nach

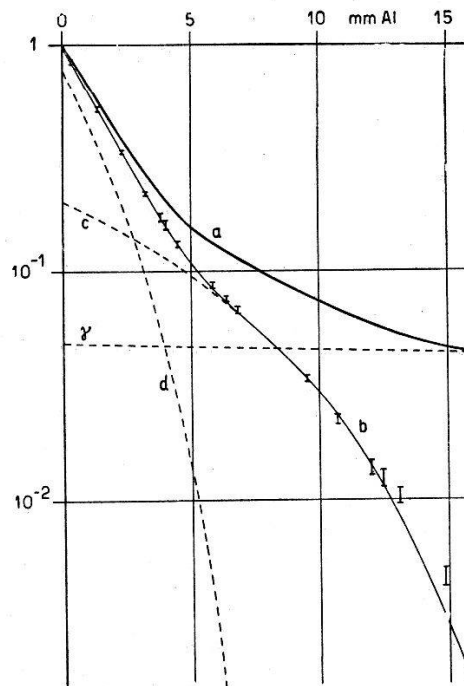


Fig. 1.

Absorption der Einzelstösse.

—— a: $\beta + \gamma$ ——— b: β

----- Zerlegung: c: 10,5 MeV (18%) d: weiches Teilspektrum.

FOURNIER¹³⁾ gilt bei Energien von 1—2 MeV für Messingabsorber der Flächendichte σ (g/cm^2):

$$d_{\text{Aluminium}} (\text{mm}) = \frac{\sigma}{0,27} \cdot \frac{105+Z}{105+13} = 4,22 \cdot \sigma_{\text{Messing}}.$$

Für die Sekundärelektronen der 17 MeV- γ -Strahlung des Prozesses $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ fanden wir hingegen folgende Beziehung:

$$d_{\text{Aluminium}} = 5,2 \cdot \sigma_{\text{Messing}}.$$

Für die Abszissen in Fig. 1 wurde, entsprechend der β -Energie, der Mittelwert aus diesen beiden Angaben benützt.

2) Die Extrapolation unserer bis 5 MeV reichenden Eichkurven¹⁴⁾ auf 10 MeV ist mit einiger Willkür behaftet.

Das weiche Teilspektrum scheint eine Energie von etwas über 4 MeV zu haben. Da es mit der γ -Strahlung gekoppelt ist, kann es mit Hilfe der β - γ -Koinzidenzen genauer untersucht werden.

4. β - γ -Koinzidenzen.

Die Absorption der Koinzidenzen ist in Fig. 2 dargestellt. Der vorhandene Untergrund (ca. 1%) ist nicht notwendigerweise wahren γ - γ -Koinzidenzen zuzuschreiben; Koinzidenzen zwischen ausgelösten Comptonelektronen und der dabei entstehenden Streustrahlung ergeben bereits einen Effekt von dieser Grössenordnung,

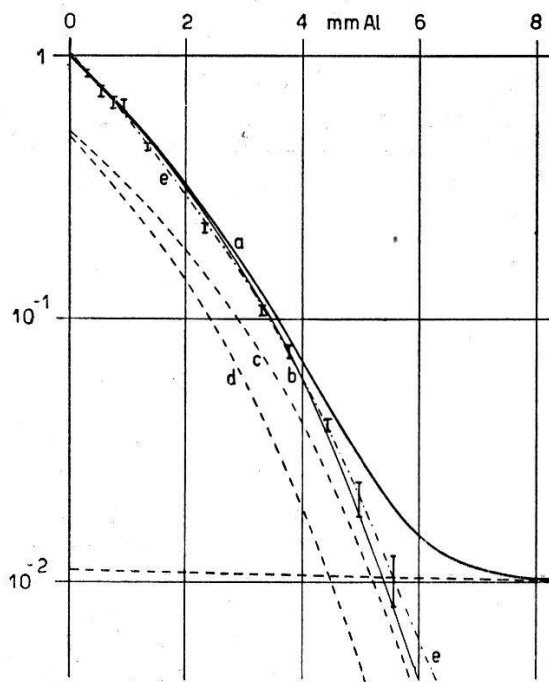


Fig. 2.

Absorption der Koinzidenzen.

- a: Koinzidenzen + Untergrund
- b: dasselbe, vom Untergrund befreit
- c und d: Zerlegung (4,3 und 3,8 MeV)
- · - · e: abgeänderte Kurve b für den Fall einer weiteren γ -Linie bei 5,1 MeV

da bei den vorhandenen hohen γ -Energien die Ansprechwahrscheinlichkeit auch für die Streustrahlung relativ hoch ist. Die von diesem Untergrund befreite Absorptionskurve stimmt gut überein mit der weichen Komponente der in Fig. 1 angedeuteten Zerlegung. Der Vergleich mit den normalen Absorptionskurven⁽¹⁴⁾, neu bestimmt für zylindrische Anordnung) zeigt, dass dieses Teilspektrum wahrscheinlich komplex ist. Genauerem Aufschluss darüber kann allerdings nur die Messung der γ -Energien geben.

5. Bestimmung der γ -Energien.

a) Absorption der Sekundärelektronen der γ -Strahlung.

Die γ -Strahlungen von N^{16} und F^{19} (p, α), welche beide zu Niveauübergängen von O^{16} gehören, wurden mit der gleichen experimentellen Anordnung untersucht. Es ergab sich (vgl. Fig. 3), dass die Quantenenergie im Fall des N^{16} im Mittel höher ist als bei F^{19} . Ferner konnte abgeschätzt werden, dass eine eventuelle

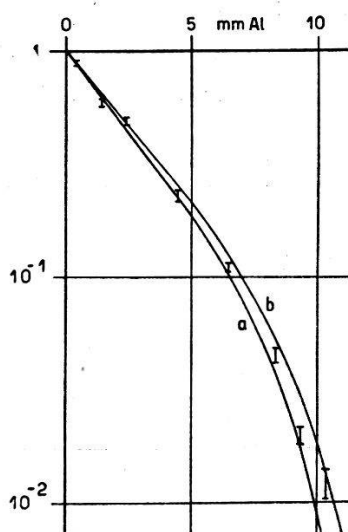


Fig. 3.

γ -Strahlung von N^{16} (Absorption der Sekundärelektronen).

- a: γ -Strahlung von F^{19} (p, α) (6,2 MeV)
- - - b: Vergleichskurve 6,7 MeV, berechnet aus a
- I: Messpunkte für N^{16} .

γ -Linie bei 5,1 MeV (vom Niveau 3^- stammend; vgl. Tabelle 1) eine geringere Intensität als 30% der Gesamt- γ -Strahlung haben müsste.

b) Messung der γ -Energien in der Wilsonkammer.

Als Strahlungsquelle diente eine unmittelbar neben der Wilsonkammer angebrachte Messingkammer, durch welche das bestrahlte Wasser floss. Die Zerfallselektronen wurden durch eine hinreichend dicke Bleischicht weggefiltert. Zwecks Auslösung von Elektronenpaaren wurde eine Bleifolie von 0,15 mm Dicke in die Wilsonkammer eingebaut. Ein Magnetfeld von 1000 Oersted ermöglichte die Energiebestimmung aus der Bahnkrümmung. Bei der Ermittlung der zugehörigen γ -Energie bedingen die Energieverluste der β -Teilchen in der Bleifolie sowie die Krümmungsänderung infolge Vielfachstreuung im Kammergas die wesentlichsten Unsicherheiten. Trotz besonderer Massnahmen zur Intensitätssteigerung konnten

auf ca. 2000 Wilsonaufnahmen nur zehn Paare registriert werden. Durch Anbringen der nötigen Korrekturen ergaben sich folgende wahrscheinlichste Werte für die zugehörigen γ -Energien: 5,8 / 5,9 / 6,0 / 6,1 / 6,3 / 6,6 / 6,6 / 6,8 / 6,8 / 6,8₅ MeV. Da aus den Messungen an der F- γ -Strahlung²⁾ ein Niveau von O¹⁶ bei $6,2 \pm 0,1$ MeV bekannt ist, erscheint es plausibel, die ersten fünf der obigen Werte diesem Niveau zuzuordnen. Die übrigen fünf Paare weisen im Mittel auf eine γ -Energie von $6,7 \pm 0,3$ MeV hin, welche bei F¹⁹(p, α) nicht auftritt, aber einem nach der Rechnung von DENNISON¹⁾ möglichen angeregten Zustand gut entsprechen würde (vgl. Tabelle 1). Dieses Resultat deckt sich mit der Tatsache, dass bei der Untersuchung der Sekundärelektronenabsorption (Fig. 3) bei N¹⁶ eine etwas höhere mittlere γ -Energie gefunden wurde als bei F¹⁹.

Das Ergebnis der Wilsonkammermessungen legt es nahe, die Absorptionskurve der Koinzidenzen (Fig. 2) in zwei Komponenten zu zerlegen, deren Grenzenergien sich um 0,5 MeV unterscheiden. Die beste Anpassung an die Messpunkte erhält man dabei mit den Grenzenergien 4,3 und 3,8 MeV bei gleicher Intensität (Kurven *c* und *d* in Fig. 2). Die Übereinstimmung ist weniger gut, wenn man ein Intensitätsverhältnis annimmt, das gleichen Matrixelementen entsprechen würde. Zu bemerken ist, dass sie durch Hinzufügen eines dritten Teilspektrums mit 5,0 MeV Maximalenergie noch wesentlich verbessert wird. Die günstigste Annahme lautet in diesem Fall: 5,0 MeV (20%), 3,9 MeV (50%), 3,4 MeV (30%) (Kurve *e* in Fig. 2). Dem hinzugefügten β -Übergang würde die γ -Linie von 5,1 MeV entsprechen, welche nach dem Termschema von Tabelle 1 möglich ist. Die Existenz dieses β -Überganges ist jedoch fraglich, da keine durch die entsprechende γ -Strahlung ausgelöste Paarerzeugung beobachtet wurde. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die 5,1 MeV- γ -Linie in der oben angenommenen Intensität vorhanden ist und trotzdem keine Paare beobachtet wurden, beträgt rund $1/10$.

6. Untersuchung des β -Spektrums mit der Wilsonkammer.

Um die gefundenen Resultate zu erhärten, wurde die Energieverteilung der Zerfallselektronen in der Wilsonkammer untersucht. Es ergab sich dabei gleichzeitig die Gelegenheit, das Vorkommen von Positronen nachzuweisen, welches den β -Übergang auf das in der Einleitung erwähnte Niveau bei 6,0 MeV bestätigen würde. Die direkte Beobachtung von Paaren ist bei den vorliegenden geometrischen Verhältnissen nicht wahrscheinlich.

Das am Tensator bestrahlte Wasser wurde durch einen im Expansionsraum der Wilsonkammer befindlichen, als Drittelskreis ausgebildeten Kanal geleitet. Durch dessen dünne Seitenwand (0,1 mm Kupfer) konnten die Zerfallselektronen ohne wesentliche Energieverluste in die Wilsonkammer gelangen. Um sowohl bei grossen als auch bei kleinen Energien brauchbare Resultate zu erhalten, wurden die Messungen teils bei einem Magnetfeld von 1000 Oersted, teils bei einem solchen von 500 Oersted durchgeführt. Die geometrischen Verhältnisse der Anordnung bedingten eine das Spektrum fälschende Selektivität. Die damit verbundene Kor-

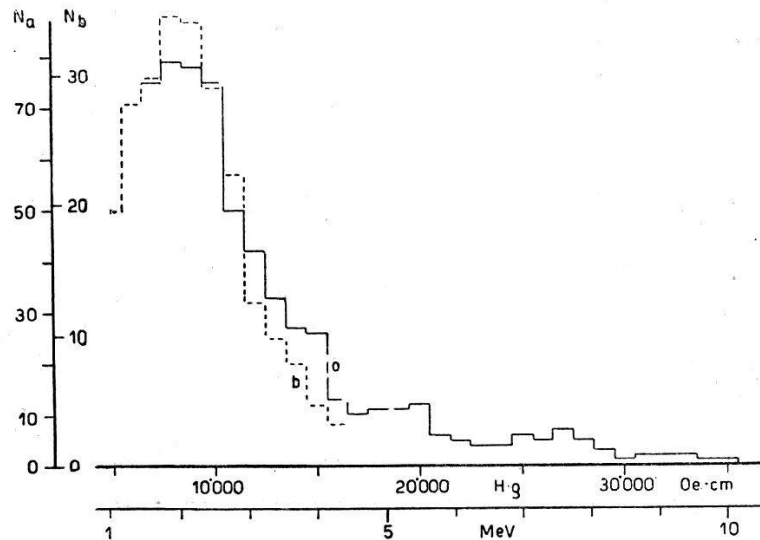


Fig. 4.

β -Spektrum von N^{16} (Wilsonkammer).

— a: Messungen mit 1000 Oersted
 b: „ „ 500 „

N_a, N_b : korrigierte Teilchenzahlen pro Hq -Intervall (1000 Oersted·cm). Das Grössenverhältnis der beiden Masstäbe wurde durch Auszählen der Spuren mit $Hq > 15000$ Oersted·cm bestimmt.

rektur ist im Gebiet hoher Energien verschwindend klein und erreicht den Betrag 100% bei 1,6 MeV (1000 Oersted) bzw. 0,6 MeV (500 Oersted). Ferner mussten die Energieverluste in Wasserschicht und Kupferfolie berücksichtigt werden. Fig. 4 zeigt das entsprechend korrigierte Spektrum. Es bestätigt die Existenz einer energiereichen Komponente, für welche die Auswertung nach der FERMISCHEN Theorie (unter Berücksichtigung der durch die Vielfachstreuung bedingten Verformung der Verteilungsfunktion) eine Grenzenergie von 10 ± 1 MeV und eine Intensität von $22 \pm 5\%$ ergibt. Für den Rest des Spektrums liefert die Extrapolation eine Maximalenergie von ca. 4,6 MeV. Die Resultate der Zählrohr-

messungen finden sich somit im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt. Die Anzahl der als Positronenspuren interpretierten Wilsonbahnen deutet darauf hin, dass der β -Übergang auf das Niveau 0^+ (6,0 MeV, vgl. Tabelle 1) einmal verboten ist.

7. Zerfallsenergie und Zerfallsschema.

Infolge des hohen Betrages der Zerfallsenergie ist ihre *direkte* Bestimmung (Wilsonkammer: 10 ± 1 MeV; Absorption der Einzelstösse: ca. 10,5 MeV) nicht sehr genau. Bessere Resultate sind zu erwarten, wenn man zu den Grenzenergien der β -Übergänge auf angeregte Zustände die entsprechenden γ -Energien addiert. Aus den in Abschnitt 5 gemachten Angaben ergibt sich mit dieser Methode eine Zerfallsenergie von 10,1 bzw. 10,5 MeV (Fehlergrenzen: $\pm 0,5$ MeV), je nachdem ob man das Vorhandensein der γ -Linie bei 5,1 MeV annimmt oder nicht. Die Zerfallsenergie liegt somit in den Grenzen $10,3 \pm 0,7$ MeV. Daraus berechnet sich für N^{16} eine Masse von $16,0111 \pm 0,0008$.

Aus den gefundenen Resultaten und den Literaturangaben lässt sich das Zerfallsschema von N^{16} mit einiger Sicherheit konstruieren. Seine wichtigsten Daten sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Zerfallsschema von N^{16} . (In Klammern sind die Werte beigefügt, die sich ergeben, wenn man eine zusätzliche γ -Energie von 5,1 MeV annimmt; vgl. oben.)

β -Zerfall von N^{16}				Niveaus von O^{16}	
maximale β -Energie (MeV)	Intensität (%)	log ft*)	Charakter des β -Übergangs**)	Anregs.-energie (MeV)	Typ nach DENNISON
10,5 (10,1)	20 (20)	6,81 (6,72)	1 \times verboten	0	0^+
— (5,0)	— (15)	— (5,43)	?	5,1	3^-
4,5 (4,1)	ca. 2	6,1 (5,9)	1 \times verboten	6,0	0^+
4,3 (3,9)	40 (25)	4,70 (4,50)	erlaubt	6,2	2^-
3,8 (3,4)	40 (40)	4,45 (4,22)	erlaubt	6,7	1^-

Nach den Auswahlregeln für β -Übergang¹⁷⁾ ergibt sich für den Grundzustand von N^{16} ungerade Parität und — mit den Quantenzahlen von DENNISON — die Drehimpulsquantenzahl 1 oder 2. Dabei ist vorausgesetzt, dass die energiereiche Komponente des β -Spektrums in den Grundzustand von O^{16} führt. Die Koinzidenz-

*) Über die Bedeutung der ft-Werte vgl. KONOPINSKI¹⁵⁾.

***) Auf Grund der Diskussion von ИТОН¹⁶⁾, die wir derjenigen von ¹⁵⁾ vorziehen.

messungen zeigen, dass sie nur mit einer γ -Energie von maximal 0,8 MeV gekoppelt sein könnte. Ein derart tief liegendes Niveau ist aber mit den Modellvorstellungen schlecht verträglich. Ausserdem müsste es vom Typ 0^+ oder 0^- sein, damit der γ -Übergang vom paarerzeugenden Niveau aus verboten bleibt. Die Annahme 0^+ würde an der obigen Zuordnung der Quantenzahlen nichts ändern. Ein Niveau 0^- hingegen ist unwahrscheinlich, da in diesem Fall beim Prozess $F^{19}(p, \alpha)O^{16}$ langreichweitige α -Teilchen in Konkurrenz mit der γ -Strahlung auftreten müssten. Da diese nicht beobachtet werden²⁾, ist mit grosser Wahrscheinlichkeit anzunehmen, dass man an der ursprünglichen Interpretation (Tabelle 2) festzuhalten hat.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

Literaturverzeichnis.

- 1) DENNISON, Phys. Rev. **57**, 454 (1940).
- 2) STREIB, FOWLER und LAURITSEN, Phys. Rev. **59**, 253 (1941).
- 3) TOMLINSON, Phys. Rev. **60**, 159 (1941).
- 4) FOWLER, DELSASSO und LAURITSEN, Phys. Rev. **49**, 561 (1936).
- 5) NAIDU und SIDAY, Proc. Phys. Soc. London **48**, 332 (1936).
- 6) HOLLOWAY, Phys. Rev. **56**, 705 (1939); **57**, 347 (1940); **58**, 847 (1940).
- 7) SCHERRER, HUBER und ROSSEL, H.P.A. **14**, 618 (1941).
- 8) BLEULER, SCHERRER und ZÜNTI, H.P.A. **18**, 262 (1945).
- 9) SOMMERS und SHERR, Phys. Rev. **69**, 21 (1946).
- 10) IMHOF, Micafil-Nachrichten Juli 1939.
- 11) BLEULER und ZÜNTI, H.P.A. **19**, 137 (1946).
- 12) NAHMIA und WALLEN, C.R. **203**, 71 (1936).
- 13) FOURNIER, Ann. phys. **8**, 206 (1927).
- 14) BLEULER und ZÜNTI, H.P.A. **19**, 375 (1946).
- 15) KONOPINSKI, Rev. of Mod. Phys. **15**, 209 (1943).
- 16) ITOH, Proc. Phys.-Math. Soc. Japan **22**, 531 (1940).
- 17) KONOPINSKI und UHLENBECK, Phys. Rev. **60**, 308 (1941).