

Ein photographischer Impulsspektrograph und die Niveaus des N¹⁵- und O¹⁷-Zwischenkernes

Von GERHART VON GIERKE*

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung und dem I. Physikalischen Institut der Universität, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 8a, 567—578 [1953]; eingegangen am 5. Juni 1953)

Das durch Stetter und Bothe erstmalig auf die Wilhelmysche Methode zur Spektroskopie hochangeregter Zwischenkerne angewandte Verfahren zur Vermeidung des Wandeffektes wurde weiter vervollkommen, stabilisiert und durch einen hochaflösenden, kontinuierlichen Impulsspektrographen ergänzt.

Damit wurde das Energiespektrum der N¹⁴ (n, p)- und (n, α)-Reaktionsprodukte erneut bis 3,3 MeV aufgenommen und hiernach das Termschema des N¹⁵ zwischen etwa 11 und 15 MeV aufgestellt. Befriedigende Übereinstimmung mit anderweitigen Messungen konnte erreicht werden, indem für den Endkern durchweg der Grundzustand angenommen wurde. Zu den bisher bekannten wurden verschiedene Terme neu aufgefunden.

Weiter wurde die O¹⁶ (n, α)-Reaktion in derselben Weise untersucht. Reaktionsprodukte traten bis 7 MeV auf. Durch die hierbei beobachteten Maxima sind viele angeregte Zustände des Zwischenkernes O¹⁷ zwischen 7 und 13 MeV Anregungsenergie wahrscheinlich gemacht, von denen nur ein kleiner Teil bisher bekannt war.

Bei der notwendigen Energieeichung wurde das Verhältnis der α -Ionisierungsarbeiten von Stickstoff zu Sauerstoff zu $1,10 \pm 0,01$ bestimmt.

1. Ziel und Methode der Untersuchung

Die folgende Untersuchung bezweckt eine weitere Vervollkommnung der Wilhelmyschen¹ Methode zur Spektroskopie hochangeregter Zwischenkerne, die durch Einstrahlung eines kontinuierlichen Neutronenspektrums in dem zu untersuchenden Gas gebildet werden. Ein Nachteil dieser Methode ist zwar, daß sie häufig nur in Verbindung mit anderen kernspektroskopischen Verfahren eine eindeutige Aussage über die Lage der gesuchten Niveaus zuläßt. Außerdem können keinerlei Aufschlüsse über die Eigenschaften der Niveaus wie Spin, Parität und Strahlungsbreite gewonnen werden. Für die Methode spricht aber, daß keine Beschleunigungsanlage benötigt wird, und daß monoenergetische Elementarteilchen, deren Verwendung die erwähnten Nachteile zum Teil vermeiden würde, bis heute nur für einen Bruchteil des der Wilhelmyschen Methode zugänglichen Energiebereiches in der notwendigen Intensität zur Verfügung

stehen. So ist diese Methode auch heute noch in der Lage, über die mit anderen Verfahren gewonnenen Ergebnisse hinausgehende Aussagen zu machen.

Die Wilhelmyschen Untersuchungen wurden in der Folgezeit vor allem an Stickstoff von verschiedenen Autoren wiederholt^{2, 3}. Ein Nachteil dieser Arbeiten ist, daß die Ergebnisse unsicher werden, sobald die Reichweite der zu untersuchenden Kernbruchstücke vergleichbar wird mit den Dimensionen der zum Nachweis benutzten Ionisationskammer. Denn dann wird bei Teilchen, die auf die Kammerwand treffen, nur ein Bruchteil der freigewordenen Energie angezeigt, und es entsteht ein kontinuierlicher Untergrund, der die Maxima um so stärker verschmiert, je höher ihre Energie ist. Ein oft beschrittener Ausweg zur Verkleinerung dieses Wandeffektes ist, die Reichweiten durch Druckerhöhung zu verkleinern. Hierbei ergeben sich jedoch bald Sättigungsschwierigkeiten³.

Ein anderer Weg, der von Stetter und Bothe⁴ eingeschlagen wurde, besteht darin, die Wände der

* Diss. Heidelberg 1953.

¹ E. Wilhelm, Naturwiss. **25**, 173 [1937]; Z. Physik **107**, 769 [1937].

² E. Baldinger u. P. Huber, Helv. physica Acta **12**, 330 [1939]; J. Thibaut u. P. Comparat, J. Physique Radium **10**, 161 [1939]; G. Ortner u. G. Protowinski, S.-B. Akad. Wiss. Wien, math.-naturwiss. Kl., Abt. IIa, **148**, 349 [1939]; P. Huber, Helv. physica Acta **14**, 163 [1941]; W. Hansen, Physic. Rev.

59, 941 [1941]; P. Comparat, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **212**, 758 [1941]; C. Fischer, Physik. Z. **43**, 507 [1942]; H. I. Zagor u. F. A. Valente, Physic. Rev. **67**, 133 [1945]; Physic. Rev. **69**, 55 [1946].

³ A. Stebler u. P. Huber, Helv. physica Acta **21**, 59 [1948].

⁴ W. Stetter u. W. Bothe, Z. Naturforschg. **6a**, 61 [1951].



Ionisationskammer nur durch Gitter anzudeuten und um die eigentliche Ionisationskammer eine zweite Kammer anzuordnen, die dafür sorgt, daß kein Teilchen registriert wird, dessen Bahn nicht vollständig in der Hauptkammer verläuft. Ist dabei die Hauptkammer einigermaßen flach, so gewinnt man den weiteren Vorteil, daß vor allem Teilchen registriert werden, deren Bahnen fast senkrecht zum elektrischen Feld verlaufen, so daß die Sättigungsschwierigkeiten aus der Kolonnenionisation erheblich herabgesetzt werden. Stetter und Bothe gelang es mit ihrer Kammer, beim Beschuß von Stickstoff mit Ra-Be-Neutronen Maxima der Energieverteilung der Reaktionsprodukte bis zu 9 MeV, entsprechend N¹⁵-Niveaus bis gegen 19 MeV, nachzuweisen.

Einer größeren Statistik und der Untersuchung anderer Gase stand die Anfälligkeit der empfindlichen Apparatur und die Schwerfälligkeit der Auswertung durch mikroskopische Ausmessung der auf Registrierpapier aufgezeichneten, verstärkten Kammerimpulse im Wege. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war deshalb, erstens eine störungsfreie Registrierung über längere Zeiträume zu ermöglichen und zweitens durch den Bau eines hochauflösenden photographischen Impulsspektrographen die Auswertung zu vereinfachen.

2. Versuchsanordnung

Es wurde die schon von Stetter und Bothe⁴ beschriebene Ionisationskammer mit einigen kleineren Verbesserungen benutzt. Abb. 1 zeigt das Blockschaltbild der weiteren Versuchsanordnung. Die von den bei-

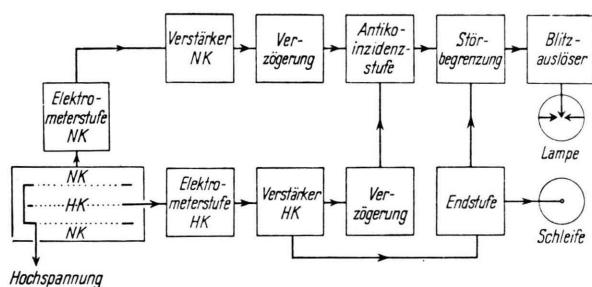


Abb. 1. Blockschaltbild der Versuchsanordnung.

den Ionisationskammern, HK und NK, kommenden Impulse werden in je einer Elektrometerstufe und einem Verstärker verstärkt. Die Hauptkammerimpulse, die nach Größe und Zahl registriert werden sollen, gehen dann einerseits über die Endstufe auf die zum Nachweis dienende Oszillographenschleife, während sie andererseits über eine entsprechende Verzögerung

einen Lichtblitz auslösen, der das Maximum des Schleifenausschlages beleuchtet und hierdurch die Größe des Impulses auf einem feststehenden photographischen Film aufzeichnet. Soll wegen des Auftretens einer Antikoinzidenz die Registrierung verhindert werden, so genügt es, nur den Auslöseimpuls für die Beleuchtung und nicht den zu registrierenden Impuls selbst zu unterdrücken. Durch den Störbegrenzer schließlich wird die Belichtung so lange verhindert, wie die Störung der Null-Lage der Schleife eine einstellbare Größe übertrifft.

Die Kammer wird mit Ionensammlung, also als „langsame“ Kammer betrieben. Die hierdurch und durch die große Kammerkapazität bedingte Störanfälligkeit muß in Kauf genommen werden, da es zum mindesten für Sauerstoff prinzipiell unmöglich ist, eine „schnelle“ Kammer zu verwenden. Deshalb mußte auf die mechanische, akustische und elektrische Abschirmung der Kammer große Sorgfalt verwendet werden.

Die Ionisationskammer ruht auf Schwammgummi in einem Abschirmkasten auf 400 kg Blei, das seinerseits nochmals durch eine Schwammgummilage unterteilt ist. Kammer und Bleiblock sind in einer großen Holzkiste untergebracht, die innen mit Kupfer- und außen mit Eisenblech beschlagen ist. Die Holzkiste steht auf Gummistopfen. Freie Hohlräume sind zur akustischen Dämpfung mit Zellstoff ausgefüllt. Bei geschlossenem Deckel der Abschirmkiste ist die elektrische, akustische und mechanische Abschirmung so gut, daß unempfindliche Messungen auch am Tage ausgeführt werden können, wobei grobe Störungen durch den Störbegrenzer ausgeschaltet werden. Die eigentlichen Messungen wurden jedoch in den ruhigen Nachstunden vorgenommen.

Als Elektrometerröhre dient für jede der beiden Kammern eine AF 7. Für die Nebenkammer wurde die Triodenschaltung gewählt, da bei der größeren Kapazität der Nebenkammer das Rausch- zu Signalverhältnis bei Trioden günstiger als bei Pentoden ist⁵. Die Verstärker (3 bzw. 4 Doppeltriode) sind stark gegengekoppelt, um die notwendige Verstärkungskonstanz zu erreichen.

Für die Wahl der Zeitkonstanten des Hauptkammerverstärkers sind einmal die maximalen Sammelzeiten der Ionen mit $8 \cdot 10^{-4}$ sec und die Eigenfrequenz der benutzten Schleife mit 2000 Hz, zum anderen das geforderte zeitliche Auflösungsvermögen für Einzelereignisse durch die Schleife maßgebend. Es treten zwar höchstens 2—3 zu registrierende Impulse/sec auf. Die Zahl der aufzulösenden Impulse ist aber natürlich wegen der antikoinzidierenden Impulse um mindestens eine Größenordnung größer. Für die Wahl des Durchlaßbereiches bleibt also kein großer Spielraum.

Der Frequenzgang des Hauptkammerverstärkers ist nach unten durch die kürzeste Zeitkonstante von 10^{-3} sec begrenzt. Die obere Beschränkung wird durch Siebglieder mit einer längsten Zeitkonstanten von $2 \cdot 10^{-3}$ sec und durch die frequenzabhängige Gegenkopplung bedingt. Das Maximum des schmalen Durchlaßberei-

⁵ K. J. Keller, Physica 13, 326 [1947].

ches wurde mit einem Schwebungssumme bei 100 Hz gemessen.

Die Verstärkung kann durch einen Stufenschalter geregelt werden. Die Linearität des Verstärkers wurde mit künstlichen Impulsen und mit einem Schwebungssumme kontrolliert. Beim Nebenkammerverstärker liegt das Maximum des Durchlaßbereiches bei 750 Hz. Die Verstärkung kann hier kontinuierlich geregelt werden.

3. Impulsspektrograph

Über die Vor- und Nachteile eines kontinuierlich auflösenden, photographischen Impulsspektrographen wurde schon mehrfach berichtet^{6, 7, 8}. Kommt es jedoch, wie bei der vorliegenden Untersuchung, fast gar nicht auf die absoluten Häufigkeiten der Impulse, nur wenig auf genaue relative Häufigkeitsunterschiede und fast nur auf die Bestimmung der Existenz und der genauen Lage eines Häufigkeitsmaximums innerhalb einer Impulsverteilung an, so ist bei mäßigen Impulshäufigkeiten ein hochauflösender, kontinuierlicher Impulsspektrograph der hier zu beschreibenden Bauart jedem Vielkanalanalysator gleicher Auflösung durch die Einfachheit seines Aufbaus überlegen. Während der hier besprochene schon arbeitete, wurde ein sehr ähnlich gebauter Impulsspektrograph beschrieben^{7, 9}.

Das Prinzip des Spektrographen besteht darin, die zu registrierenden Impulse einer Oszillographenschleife zuzuführen, die aber, im Gegensatz zum üblichen Schleifenoszillographen, nicht kontinuierlich, sondern nur mit einem kurzen Lichtblitz im Maximum des Schleifenausschlages beleuchtet wird. Die so bezeichneten Maximalausschläge werden durch einen feststehenden, photographischen Film aufgenommen und summiert. Die Schwärzung dieses Filmes in Abhängigkeit vom Schleifenausschlag gibt dann die Intensität des Impulsspektrums in ähnlicher Weise wieder, wie man es von den optischen Spektren gewöhnt ist.

Bei verschiedenen Entstehungsarten der Ladungsträger ergibt sich natürlich ein gewisser Unterschied in der registrierten Höhe, sobald die kürzeste Zeitkonstante nicht wesentlich länger als die längste Sammelzeit ist. In unserem Falle zeigt jedoch schon eine überschlägige Abschätzung, daß bei einer gegebenen Zeitkonstanten und bei einem festgehaltenen Zeitpunkt der Belichtung die Fehler

kleiner sind als die Abweichungen, die bei der üblichen Sortierung nach absoluten Impulshöhen auftreten.

Eine Verschiedenheit der Impulsform könnte aber auch durch unterschiedliche Kammerspannung oder beim Vergleich von Stickstoff und Sauerstoff durch die verschiedene Ionenbeweglichkeit bedingt sein. Der geringe Unterschied von 3% in der Ionenbeweglichkeit¹⁰ dürfte bei den benutzten Zeitkonstanten keinen Einfluß auf die registrierte Höhe haben. Um von der Kammerspannung unabhängig zu sein, wird die Hochspannung durch ein stabilisiertes Netzgerät konstant gehalten.

4. Verzögerung und Antikoinzidenzstufe

Verzögerungsstufen (Abb. 1) müssen aus zwei Gründen eingeführt werden; in beiden Fällen wird die Verzögerung in bekannter Weise durch einen Univibrator hervorgerufen, der genau beim Einsatz eines Impulses ankippt und nach einer bestimmten, einstellbaren Zeit steil zurückfällt; die steile, stark differenzierte Rückflanke des Rechteckimpulses wird zur Auslösung der folgenden Stufen benutzt.

Die eine Verzögerungsstufe sorgt dafür, daß die Blitzlampe erst dann gezündet wird, wenn der Ausschlag der Oszillographenschleife sein Maximum erreicht hat. Diese Verzögerung ist zwischen $3 \cdot 10^{-4}$ und $2 \cdot 10^{-3}$ sec einstellbar.

Die andere Verzögerungsstufe wirkt auf die Nebenkammerimpulse in der Weise, daß die Sperrung in der Antikoinzidenzstufe erst zu einer einstellbaren Zeit von $7 \cdot 10^{-4}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ sec nach Einsatz des Nebenkammerimpulses erfolgt. Die Sperrung selbst wird durch einen weiteren Univibrator hervorgebracht; die Sperrzeit beträgt $5 \cdot 10^{-3}$ sec. Diese Verzögerung des Sperrimpulses hat sich aus folgendem Grund als notwendig erwiesen: Entsteht in der Hauptkammer eine Ladung, so wird infolge des Durchgriffs durch das Spannungsgitter auch auf der Sammelelektrode der Nebenkammer eine Ladung influenziert. Hieraus entsteht ein mehr oder weniger starker Nebenkammerimpuls, der zwar zunächst das entgegengesetzte Vorzeichen hat wie ein durch Ionisation in der Nebenkammer hervorgerufener Impuls, der aber wegen der kurzen Zeitkonstante des Nebenkammerverstärkers rasch in einen Impuls des normalen Vorzeichens umschlägt. Dieser täuscht das Auftreten eines Teilchens in der Nebenkammer vor. Wie Abb. 2 zeigt, beginnt aber dieser Impuls erst, wenn der Hauptkammerimpuls schon fast sein Maximum erreicht hat. Dadurch ist nun eine

⁶ D. Maeder, Helv. physica Acta **20**, 139 [1947].

⁷ H. E. Müller, Diss. Wien (1950) und Sitz.Ber. Öst. Akad.Wiss. IIa, **159**, 361 [1950].

⁸ H. Wänke, Physik. Verh. **39**, 239 [1952], Sitz.Ber.

⁹ Frau Prof. Dr. B. Karlik danken wir für die

freundliche Übersendung der Dissertation von H. E. Müller.

¹⁰ M. Knoll, F. Ohlendorf u. H. Rompe, Gasentladungstabellen, Springer-Verlag, Berlin 1935.

Unterscheidung zwischen einem echten Antikoinzidenzimpuls und einem Influenzimpuls möglich; denn durch die Verzögerung wird erreicht, daß im Falle eines Influenzimpulses die Sperrung zu spät einsetzt, um die Blitzauslösung zu unterdrücken, während bei einem echten Nebenkammerimpuls, der durch ein eindringendes Teilchen entsteht, die Sperrung immer noch rechtzeitig ausgelöst wird. Die Antikoinzidenz kann dann so scharf, wie es die Nullpunktsschwankungen der Nebenkammer erlauben, eingestellt werden. Das hat gleichzeitig zur Folge, daß fast jedem größeren Impuls in der Hauptkammer ein Antikoinzidenzimpuls nachfolgt, der hinter dem Auslöseimpuls die Registrierung für $5 \cdot 10^{-3}$ sec sperrt. Folgt ein zweiter Impuls zu dicht darauf, so wird er hierdurch nicht registriert. In der Praxis wird die Verzögerung mit dem Kathodenstrahlzosillographen so eingestellt, daß bei Impulsen, die durch Polonium- α -Teilchen hervorgerufen werden, und die bestimmt nur in der Hauptkammer auftreten, der Sperrimpuls, der durch die erwähnte Influenzwirkung entsteht, erst hinter dem Zündimpuls einsetzt.

5. Störbegrenzer

Da die Kammer trotz sorgfältiger Aufstellung und Abschirmung immer noch anfällig gegen Erschütterungen und akustische oder elektrische Störungen blieb, und man bei der gewählten Art der Registrierung nicht nachträglich, wie bei Aufnahmen auf laufendem Film, die Gebiete mit größeren Nullpunktsschwankungen oder vielen Störimpulsen aussortieren kann, ist es notwendig, diese Auswahl schon während der Registrierung automatisch vorzunehmen. Einzelne Störimpulse werden zwar durch die Antikoinzidenzschaltung unterdrückt, wenn sie nicht in der unempfindlicheren Nebenkammer zu kleine Impulse hervorrufen. Treten jedoch viele Störimpulse dicht hintereinander auf, so werden, da die Antikoinzidenzstufe in der Totzeit des Sperrunivibrator nicht gesperrt ist, einzelne Störimpulse registriert. Außerdem verbreitern schon geringe akustische Störungen oder Erschütterungen die Nullpunktsschwankungen beträchtlich.

Zur Ausschaltung all dieser unerwünschten Ereignisse ist ein Störbegrenzer zwischen Antikoinzidenzstufe und Blitzauslösung geschaltet, der die Registrierung verhindert, sobald zu viele Impulse auftreten, oder die Nullpunktsschwankungen eine bestimmte einstellbare Größe überschreiten. Von Hahn, Baldinger, und Huber¹¹ wird ein „Antistörgerät“ beschrieben, das jedoch nur einen Teil der Aufgaben des von uns gebauten Störbegrenzers erfüllt, da es nur bei von außen kommenden elektrischen Störungen die Registrierung unterbricht.

¹¹ B. Hahn, E. Baldinger u. P. Huber, Helv. physica Acta **25**, 505 [1952].

Im Störbegrenzer (Abb. 1) wird zunächst die von der Endstufe abgenommene Wechselspannung so verstärkt, daß die normalen Nullpunktsschwankungen regelbar 20—60 Volt betragen. Die den Nullpunktsschwankungen überlagerten Impulse werden dabei knapp über ihnen abgeschnitten. Durch Gleichrichtung der Nullpunktsschwankungen entsteht dann eine Gleichspannung, die als Maß für die Größe der Nullpunktsschwankungen dient. Sie verschiebt die Gitterverspannung einer Pentode mit wachsender Nullpunktsschwankung in den Sperrbereich; ein Siebglied verhindert dabei eine zu schnelle Regelung, damit nicht schon ein einzelner Impuls die Sperrung auslöst. Die auf das Gitter der Pentode gegebenen Lichtblitzauslöseimpulse werden je nach der Größe der Nullpunktsschwankung verstärkt oder unterdrückt.

6. Lichtblitzgerät

Als Lichtblitzlampe wurde eine Argon-Hochdruckentladungslampe nach Vorschlag von Glaser¹² gebaut. Durch einen Zündfunken wird ein $0,25 \mu\text{F}$ Kondensator, der regelbar auf 2—6 kV aufgeladen werden kann, über eine Funkenstrecke entladen, die durch Wolframelektroden von 0,3 cm Abstand in Argon von 2—8 At gebildet wird.

Den Zündfunken liefert die Thyratronentladung eines $2 \mu\text{F}$ Kondensator durch eine Autozündspule. Ein Zählwerk zählt dabei alle ausgelösten Lichtblitze. Zur Nullpunktssregistrierung und für Schwärzungsmarken kann die Entladung durch Kippschwingungen künstlich ausgelöst werden.

Der $0,25 \mu\text{F}$ Hochspannungskondensator wird aus einer starken Kondensatorenkette mit einer Zeitkonstanten von $5 \cdot 10^{-3}$ sec gespeist, während der $2 \mu\text{F}$ Kondensator für die Thyratronentladung nur mit einer Zeitkonstanten von $2 \cdot 10^{-2}$ sec aufgeladen wird. Diese Differenz der Zeitkonstanten verhindert, daß die Lampe schon während der Aufladung des Kondensators gezündet wird, da sie bei zu kleinen Spannungen einen unregelmäßigen Zündverzug zeigt, der die Registrierung verfälscht.

Die Intensität der Lampe kann durch Variation von Druck und Spannung eingestellt werden. Bei 8 At und 6 kV konnten nur 10^5 Blitze gezählt werden, bis sich die Glasscheibe der Lampe zu beschlagen anfing. Bei 2 At und 3 kV jedoch trat erst nach $5 \cdot 10^5$ Blitzen eine Intensitätsverminderung um einen Faktor 5 auf. Nach Glaser¹² wird die Blitzdauer auf höchstens 10^{-5} sec geschätzt. Die mögliche Blitzrate ist also bis zu mindestens solchen Impulshäufigkeiten, die mit Oszilloskopenschleifen nachgewiesen werden können, nur eine Frage des Hochspannungsgerätes.

7. Registrierung und Auswertung

Die übrige optische Anordnung entspricht der des gewöhnlichen Schleifenoszilloskopographen. Nur die Zylinderlinse fehlt, so daß der Spalt nicht als Punkt, son-

¹² G. Glaser, Optik, **VII**, 33/61 [1950].

dern als Strich abgebildet wird. Die Spaltbreite ist verstellbar; die mittlere Breite des Spaltbildes betrug bei den meisten Messungen 0,05 cm.

Als Meßschleife dient die Typennummer 5 von Siemens & Halske mit einer Eigenfrequenz von 2000 Hz, 4 Ohm Innenwiderstand und einer Stromkonstanten von 9,1 mm/mA. Um den doppelten Ausschlag von 13 cm zur Verfügung zu haben, wird der Nullpunkt durch einen dem Meßimpuls entgegengesetzten Gleichstrom verschoben, der durch eine Kathodenfolgestufe konstant gehalten wird.

Die Schleife hinkt der anliegenden Spannung etwas nach (Abb. 2), so daß bei der Einstellung mit dem Kathodenstrahlloszillographen der Zündimpuls etwas später als der Maximalausschlag des zu registrierenden Spannungsimpulses auftreten muß, damit auf dem Film der größte Ausschlag und die kleinste Abhängigkeit vom Blitzzeitpunkt auftritt. Die Einstellung kann mit einer Mattscheibe verfolgt werden.

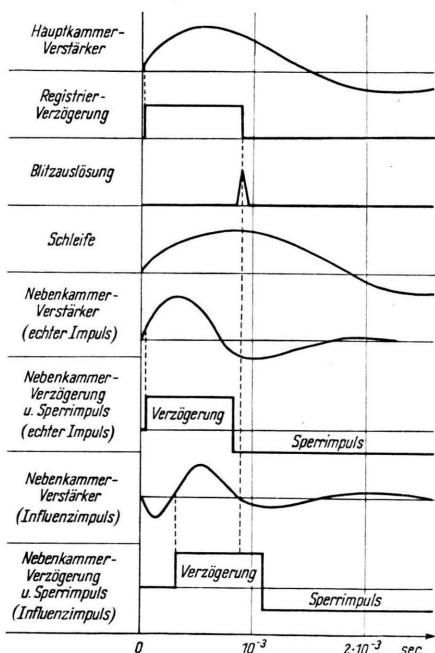


Abb. 2. Zeit-Impulsdiagramm.

Die Lichtblitze werden durch einen ruhenden, handelsüblichen Kleinbildfilm von 17/10 Din aufgenommen und summiert. Nach einer Entwicklung unter möglichst konstanten Bedingungen kann der Film mit einem Zeiss'schen Registrierphotometer ausphotometriert werden.

8. Gase, Kammspannung

Die untersuchten Gase, Stickstoff und Sauerstoff, wurden Bomben entnommen und mit konzentrierter Schwefelsäure, Phosphorpentoxid und flüssiger Luft getrocknet. Festes KOH entfernte etwa vorhandenes CO_2 . Eine sorgfältige Trocknung erwies sich als weit

wichtiger als eine extreme Reinigung. Bei Stickstoff wurde auf die Entfernung von Sauerstoffresten verzichtet. Da die Kammer sowieso mit Ionensammlung arbeitet, ist das durch kleine Verunreinigungen bedingte rasche Anlagern der Elektronen bis auf die erhöhte Gefahr der Primärrekombination für das Arbeiten der Kammer ohne Bedeutung.

Vor jeder Messung wurde die Kammer mehrfach ausgepumpt und mit getrocknetem Gas wieder gefüllt, bis der Nulleffekt seinen Normalwert erreicht hatte. Während der Messung wurde ein dauernder Strom von trockenem Gas durch die Kammer geleitet, so daß immer ein Überdruck von einigen mm Hg vorhanden war.

Die Sättigungskurve zeigte für beide Gase ein gut ausgebildetes Plateau. Gemessen wurde bei beiden Gasen mit einer Kammspannung von 3100 V.

9. Neutronenquelle

Als Neutronenquelle wurde die gleiche Radium-Beryllium-Quelle von 450 mC verwandt, wie sie von Stetter und Bothe⁴ beschrieben worden ist. Die γ -Strahlung der Quelle war allseitig durch 10 cm, gegen die Kammer aber durch 20 cm Blei abgeschirmt.

Von ausschlaggebender Bedeutung für Untersuchungen der hier geschilderten Art ist natürlich, daß das zur Auslösung der Reaktion benutzte Neutronenspektrum glatt genug ist, so daß kein Maximum in der Energieverteilung der Reaktionsprodukte vorgetäuscht werden kann. Auf diesen Punkt soll in Ziff. 16 näher eingegangen werden.

Das Spektrum einer Radium-Beryllium-Neutronenquelle wurde schon mehrfach untersucht^{13, 14, 15}. Es fanden sich Neutronen mit Energien bis zu 13 MeV. Der Schwerpunkt der Energieverteilung der schnellen Neutronen liegt zwischen 3 und 7 MeV. Durch die Filterung mit 20 cm Blei nimmt die Zahl der energiereichen Neutronen durch unelastische Stöße stark ab, so daß praktisch keine Neutronen mehr über 9 MeV auftreten und der Schwerpunkt des Spektrums zu niederen Energien verschoben ist^{14, 15}.

10. Energieeichung, Ionisierungsaufwand in N_2 und O_2

Eine relative Eichung der Apparatur zur Sicherung der Linearität wurde mit künstlichen Impulsen vorgenommen. Um absolute Energiemaße zu erhalten

¹³ J. R. Dunning, Physic. Rev. **45**, 586 [1934].

¹⁴ M. Teucher u. F. O. Houtermans, Z. Physik **129**, 365 [1951].

¹⁵ U. Schmidt-Rohr, Diss. Heidelberg 1953; Z. Naturforschg. **8a**, 470 [1953].

ten, wurde die von Stetter und Bothe⁴ beschriebene Poloniumkanone in die Hauptkammer gebracht, und die Verteilung der hierdurch hervorgerufenen Impulse aufgenommen. Die Polonium- α -Linie kam erheblich schmäler heraus als bei Stetter. 1 MeV entsprach bei N₂ einem Ausschlag von 1,56 cm, bei O₂ einem solchen von 1,72 cm. Das Verhältnis dieser beiden Zahlen und damit das Verhältnis der Ionisierungsarbeiten in beiden Gasen ist $1,10 \pm 0,01$. Verschieden starke Sättigung (Ziff. 8) und die etwas verschiedenen Ionenbeweglichkeiten (Ziff. 3) dürften keinen über die Meßgenauigkeit hinausgehenden Fehler in dieser Zahl verursachen.

die statistischen Schwankungen abschätzen zu können. Je nach der Intensität der Lampe sind 2 bis 10 überlagerte Impulse nötig, um überhaupt eine deutliche Schwärzung auf dem Film zu erzeugen.

Zu einer genaueren Intensitätseichung müssen Schwärzungskurven des verwendeten Films aufgenommen werden. Es ist wünschenswert, diese Kurven gleich in Blitz- d. h. Impulszahlen/mm vorliegen zu haben. Hierzu genügt es aber nicht, einfach bei stillstehender Schleife eine wechselnde Anzahl künstlicher Blitze auf dem Film aufzunehmen, da nahe benachbarte Ausschläge sich in komplizierter Weise teilweise überschneiden. Um die für die rich-

1	2	3	4	5	6	7	8
Gurney ¹⁶ (1942)	Mäder ¹⁷ (1932)	Urményi ¹⁸ (1937)	Dick, Falk- Vairant u. Rossel ¹⁹ (1947)	Häberli, Huber u. Baldin- ger ²⁰ (1952)	Eigene Messungen	Valentine ²¹ (1952)	Bakker u. Segré ²² (1951)
α R = 7 mm	α Po	α Po	α , ThC', ThC	α Po	α Po	β A^{37} H^3	p 340 MeV
1,10	1,08	1,08	1,18	1,128	1,10	1,11	1,065

Tab. 1. Verhältnis der Ionisierungsarbeiten in N₂ und O₂ bei verschiedenen Autoren und verschiedenen ionisierenden Teilchen.

Tab. 1 vergleicht den gefundenen Wert in Spalte 6 mit den aus Literaturwerten gebildeten Verhältnissen der Ionisierungsarbeiten N₂/O₂. In Spalte 1—6 sind die mit α -Strahlen verschiedener Energie gemessenen Werte aufgeführt. Die Diskrepanz mit den neuerdings gemachten Angaben (Spalte 4 und 5) ist größer als mit älteren (Spalte 1—3). In den beiden letzten Spalten sind noch mit Elektronen und Protonen gemessene Werte eingetragen. Der Vergleich zeigt, daß das Verhältnis weitgehend unabhängig von der Art der ionisierenden Teilchen ist.

11. Intensitätseichung

Die Intensitätseichung ist hier erst in zweiter Linie von Interesse, da es hauptsächlich auf die Lage der Häufigkeitsmaxima ankommt. Die Intensität an den verschiedenen Stellen des Impulsspektrums muß aber wenigstens angenähert bekannt sein, um

tige Schwärzungskurve notwendige, kontinuierliche Schwärzung zu erhalten, wird die Schleife vom Verstärker abgeschaltet, mit einem sinusförmigen Wechselstrom von 50 Hz abgelenkt und statistisch mit Blitzen beleuchtet, die durch ein Poloniumpräparat in der Kammer ausgelöst werden. Hierdurch erhält man eine über einige mm kontinuierliche Schwärzung, deren Intensität ausgedrückt in Blitzen/mm nach beiden Seiten in leicht berechenbarer Weise zunimmt. Es erweist sich aber als zweckmäßiger, mehrere Belichtungen dieser Art mit verschiedenen Impulszahlen zu wiederholen und mit den daraus gewonnenen Photometerkurven die Schwärzungskurve zu berechnen.

Da aber die Intensität der Lampe durch Beschlägen des Fensters laufend nachläßt, ist es wünschenswert, die Intensitätseichung durch ein einfaches und schnelles Verfahren laufend kontrollieren zu können.

¹⁶ R. W. Gurney, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A **107**, 332 [1942].

²⁰ W. Häberli, P. Huber u. E. Baldinger, Helv. physica Acta **25**, 467 [1952].

¹⁷ M. Mäder, Z. Physik. **77**, 601 [1932].

²¹ J. M. Valentine, Proc. Roy. Soc. [London], Ser.

¹⁸ L. Uerményi, Helv. physica Acta **10**, 285 [1937].

A **211**, 75 [1952].

¹⁹ L. Dick, P. Falk-Vairant u. J. Rossel, Helv.

physica Acta **20**, 357 [1947].

²² C. J. Bakker, u. E. Segré, Physic. Rev. **81**, 489 [1951].

Hierzu ist die Schwärzung der Po- α -Linie geeignet, die durch die Impulszahl und die Lampenintensität bestimmt ist. Auf diese Weise wurden auch vollständige Schwärzungskurven in dem oben erläuterten Sinne aufgenommen, die innerhalb des statistischen Fehlers untereinander und mit den nach dem ersten Verfahren gewonnenen Kurven übereinstimmten. So konnte die Po-Linie gleichzeitig zur Energie- und zur Intensitätseichung dienen.

12. Auflösung und statistische Schwankungen

In diesen beiden Punkten liegen hier ähnliche Verhältnisse vor wie beim Vielkanalspektrographen: Je breiter das Auswertungsintervall (der „Kanal“), um so geringer sind die statistischen Schwankungen, um so geringer ist aber auch die Auflösung. Der Vorteil beim kontinuierlichen Spektrographen ist, daß man, so weit dies nötig ist, die Breite und Lage der Intervalle bis zu einem gewissen Grade nachträglich beliebig wählen kann. Nach Maeder⁶ gibt es eine gewisse optimale Intervallbreite; doch ist diese praktisch nicht von sehr großer Bedeutung, da sie von der zweiten Ableitung der erst zu messenden Verteilungskurve abhängt.

Die entscheidende Rolle spielt beim kontinuierlichen Spektrographen die Breite einer „homogenen“ Linie, d. h. einer Linie, die durch einen bestimmten, in der Ionisationskammer absorbierten Betrag an Teilchenenergie entsteht. Diese setzte sich bei den vorliegenden Versuchen aus folgenden Anteilen zusammen. Die *Rauschschwankungen* der Null-Linie, die hauptsächlich durch das Gitterrauschen der Elektrometerröhre bedingt waren, konnten unter einem Mittelwert von ± 30 keV gehalten werden, wie Aufnahmen mit künstlichen Impulsen zeigten. Die *mechanischen* und *akustischen* Störungen waren nachts im allgemeinen von etwa derselben Größe. Seltene größere Störungen wurden durch den Störbegrenzer unschädlich gemacht. Elektromagnetische Störungen traten nach sorgfältiger Abschirmung und Erdung fast nicht mehr auf. Auch die γ -Strahlung der Neutronenquelle bewirkte bei der angewandten Filterung mit 20 cm Pb keine merkliche Unruhe der Null-Linie⁴. Wohl aber ist die *endliche Breite des ruhenden Spaltbildes* zu berücksichtigen; die mittlere Breite betrug $\pm 0,25$ mm, entsprechend ± 15 keV. Schließlich sind bei höheren Teilchenenergien noch die *statistischen Schwankungen der erzeugten Ionenzahlen* zu beachten, die bei

5 MeV nicht mehr als ± 12 keV im Mittelwert ausmachen dürften; nach anderweitigen Messungen mit einer „schnellen“ Kammer²³ betragen sie bei Po- α -Strahlen sogar noch weniger. Diese Schwankung ist proportional der Wurzel aus der Teilchenenergie. Nimmt man an, daß die genannten Faktoren durch quadratische Überlagerung zu einer Gauss'schen Linienform führen, so sollte deren „mittlere Abweichung λ' “ bei Impulsen von 5 MeV etwa 45 keV betragen. Eine gewisse, allerdings nur schwierig zu berechnende Linienverbreiterung kann auch durch die im Vergleich zur Sammelzeit nicht unendlich große Zeitkonstante des Verstärkers (Ziff. 2) hervorgerufen werden. Da diese Schwankungen der Teilchenenergie direkt proportional sind, fallen sie jedoch wie die statistischen Schwankungen der gebildeten Ionen erst bei größeren Energien ins Gewicht. Der kleinste Abstand, bei dem zwei gleiche Linien noch durch ein Minimum getrennt erscheinen, ist nach einer einfachen Rechnung gerade $2\lambda'$, d. s. bei 5 MeV rund 90 keV. Doch können unter günstigen Umständen auch etwas engere Doublets noch an der Verbreiterung einer Linie erkannt werden.

Bei früheren Messungen ist öfter die Linienbreite einer homogenen α -Strahlenquelle, meist Po, zur experimentellen Ermittlung des Auflösungsvermögens benutzt worden. Dies ist jedoch praktisch nicht ganz einfach, erstens weil man nicht sicher sein kann, daß die radioaktive Schicht wirklich „unendlich dünn“ ist, zweitens wegen der Feldstörungen in der Kammer, die durch das Einbringen der Quelle hervorgerufen werden. Beide Einflüsse können eine Linienverbreiterung vortäuschen. In der Tat wurde jetzt die mittlere Breite $2\lambda'$ der Po-Linie zu rund 115 keV gemessen, d. i. zwar weniger als bei Stetter und Bothe⁴, aber etwas mehr als die oben berechnete Breite.

13. Nulleffekt und Untergrund

Durch mehrmalige Kammerreinigung konnte der integrale Nulleffekt auf 3 Impulse/min herabgedrückt werden, nachdem er vorher durch radioaktive Verunreinigungen wesentlich höher war. Um sicher zu sein, daß keine Maxima durch den Nulleffekt vorgetäuscht werden, wurden in 70 Std. 13500 Impulse aufgenommen. Die Photometerkurve zeigt nur statistische Schwankungen, bis auf

²³ T. E. Granshow u. J. C. Hurrey, Nat. Res. Council Canada, annu. Rep. P. D. 285,

einen Anstieg um den Faktor 1,5 zu einem breiten Maximum zwischen 1,2 und 2,2 MeV und einem folgenden asymptotischen Abfall auf Null. An der ungünstigsten Stelle betrug der Nulleffekt 10%, an den übrigen 5% und weniger von der Intensität der später aufgenommenen Spektren. Da die Messung des Nulleffektes ununterbrochen Tag und Nacht lief, ist der bei den Hauptversuchen auftretende Nulleffekt sicher nochmals etwas kleiner. Denn nicht alle der am Tage besonders häufig auftretenden elektrischen Störimpulse wirken auch auf die unempfindlichere Nebenkammer so stark, daß ein Sperrimpuls ausgelöst wird.

Dem eigentlich interessierenden Energiespektrum der Kernreaktionsprodukte sind noch die zahlreichen Impulse überlagert, die durch Rückstoßkerne hervorgerufen werden. Zwar tritt eine Linienverbreiterung durch Zufallskoinzidenzen mit den sehr häufigen, kleinen Rückstoßimpulsen bei der gewählten zeitlichen Auflösung nicht auf, doch wird das Spektrum trotzdem undeutlicher, da die relativen Unterschiede durch den Untergrund des Rückstoßkontinuums stark verkleinert werden.

14. Ergebnisse der Stickstoff- und Sauerstoffreaktionen

Um die Apparatur zu erproben, wurden zunächst nochmals die Stickstoffreaktionen untersucht. Abb. 3* zeigt verschiedene starke Kopien einer solchen Aufnahme. Diese Kopien sollen lediglich einen ungefähren Begriff von der Originalaufnahme vermitteln; sie wurden absichtlich sehr hart hergestellt, damit auch feine Einzelheiten wie zufällige statistische Häufungen von Impulsen zu erkennen sind. Die Photometerkurve der Originalaufnahme ist ebenfalls in Abb. 3 im gleichen Maßstab eingezeichnet. Die ungefähren, minimalen Impulszahlen für Intervalle von je 0,5 mm, entsprechend 30 keV (ungefähre Breite des Spaltbildes), sind als Ordinaten angeschrieben. Insgesamt wurden bei der Aufnahme 84000 Impulse in 13 Std. gezählt. Die mit Pfeilen gekennzeichneten Maxima sind in Tab. 2, Spalte 2, aufgeführt und mit den von Stetter und Bothe gefundenen in Spalte 1 verglichen. Die Auswertung wurde nur bis zu Teilchenenergien von 3,27 MeV vorgenommen, umfaßt also nur einen Teil des von Stetter und Bothe untersuchten Bereiches.

Abb. 4* zeigt entsprechend zwei unabhängige Aufnahmen der Sauerstoffreaktion und ihre Photo-

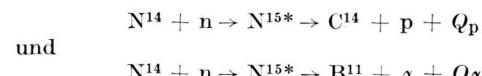
meterkurven. Bei der oberen Aufnahme wurden 38000 Impulse in 12 Std. gezählt. Die meisten Maxima ragen nur knapp über den statistischen Fehler hinaus. Deshalb wurden bei der zweiten Aufnahme 256000 Impulse in 67 Std. aufgenommen. Auch hier ist das Verhältnis der relativen Unterschiede zum statistischen Fehler im allgemeinen noch nicht sehr gut. Immerhin sind außer dem allgemeinen Verlauf eine ganze Reihe von Linien deutlich und viele weniger deutlich übereinstimmend auf beiden Aufnahmen zu erkennen. Die im Gebiet größerer Intensität in Abb. 4 wegen des starken Untergrundes nur als Absätze erkennbaren Maxima sind durch andere Aufnahmen mit geringerer Statistik belegt. Die in Abb. 4 bezeichneten Maxima sind in Tab. 4, Spalte 2, aufgeführt.

1 <i>E</i> , Stetter MeV	2 <i>E</i> , eigene Messung MeV	3 <i>E*</i> — 10,20 MeV N ¹⁴ (n, p) C ¹⁴ MeV	4 <i>E*</i> — 10,20 MeV N ¹⁴ (n, α) B ¹¹ MeV
0,60	0,59	—	—
	0,87	—	1,70
0,95	0,96	—	1,78
1,10	1,08	1,05	(1,90)
	1,15	—	1,96
1,31	1,24	1,20	—
	1,39	—	2,19
	1,49	—	2,28
1,57	1,64	1,57	(2,41)
1,80	1,78	1,70	—
	1,89	1,80	(2,67)
2,00	2,00	(1,91)	2,75
	2,27	(2,16)	3,01
2,34	2,36	2,24	—
2,56	2,57	(2,44)	3,29
	2,70	—	3,41
2,80	2,84	2,69	(3,54)
2,98	2,95	(2,79)	3,64
	3,06	—	3,73
	3,13	—	3,81
3,24	3,27	—	3,94

Tab. 2. Gemessene Teilchenenergie *E* und Energieniveaus *E** des N¹⁵ über dessen Grundzustand.

15. Diskussion der Stickstoffmessungen

Die hier vorliegenden Reaktionen sind



Angeregte Endkerne sollen hier als weniger wahrscheinlich außer Betracht bleiben, obwohl solche gemäß der alternativen Zuordnung von Stetter und

* Abb. 3 und 4, s. Tafel S. 566 b.

Bothe nicht absolut ausgeschlossen sind. Dann sind in die Reaktionsgleichungen die Q -Werte für die unangeregten Endkerne einzusetzen: $Q_p = 0,626 \text{ MeV}^{24}$, $Q_\alpha = -0,28 \text{ MeV}^{25}$. Aus den gemessenen Häufigkeitsmaxima der Energie E (Tab. 2, Spalte 2 ergeben sich dann die Anregungsenergien E^* des N^{15} , von dessen Grundzustand aus gerechnet, zu

$$E^* = 14/15 (E - Q) + Q_B. \quad (1)$$

²⁴ C. W. Li, W. Whaling, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Physic. Rev. **83**, 512 [1951].

Hier ist Q die Energietönung der betreffenden Reaktion (Q_p, Q_α) und $Q_B = 10,833 \text{ MeV}^{24}$ die Bindungsenergie des Neutrons im Grundzustand des N^{15} -Kernes.

In der Zuordnung der gemessenen E -Werte zu den beiden Reaktionen schließen wir uns im wesentlichen an die von Stetter und Bothe durch Druckvariation gewonnenen Ergebnisse an. In einigen Fällen wird die Zuordnung auf Grund der Überein-

²⁵ W. F. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison u. W. A. Fowler, Rev. mod. Physics **22**, 291 [1950].

1		2		3		4		5		6		7		8		
Eigene Messung		Stetter u. Bothe ^{4*}		Stebler u. Huber ³		Hinchey u. a. ²⁶		Johnson, Petree u. a. ²⁷		Johnson u. Barschall ³⁰		Barschall u. Battat ³²		Roseborough u. a. ³³		
N^{14}		N^{14}		N^{14}		N^{14}		N^{14}		N^{14}		N^{14}		C^{14}		
(n, p)	(n, α)	(n, p)	(n, α)	(n, p)	(n, α)	σ_p	σ_α	σ_p	σ_α	σ_p	σ_α	σ_p	σ_α	(p, n)		
1,05 1,20 1,57		1,07 1,26		1,08 1,23		1,028 1,084 1,222 1,556 1,671	1,03 1,08 1,22 1,55 (1,67)**	1,08 1,22 1,55 (1,67)**		1,14 1,28				(1,032) 1,087 1,222 1,553 1,668		
1,70 1,80 (1,91) (2,16)	1,70 1,78 (1,90) 1,96 2,19	1,73 1,91	1,77 1,91	1,96	1,94	1,733 1,756 1,886 1,933 2,114	1,89 1,98	(1,76)** 1,89 1,95 (2,13)**	1,95 1,95 1,95 1,95	1,95	1,98 (1,98)				1,756 1,890 1,940 2,121	
2,24 (2,44)	2,28 (2,41)	2,22	2,35	2,28	2,32	2,286			2,30	2,30				2,289 (2,47)†		
2,69 (2,79)	(2,67)	2,65		2,67		Sik-kema ²⁸ (1948) N^{14} $\sigma_p + \sigma_\alpha$	Rica-mo u. Zünti ²⁹ (1951) N^{14} σ_τ	Bollmann u. Zünti ³¹ (1951) N^{14} σ_p	σ_α							
2,75 3,01 3,29 3,41 (3,54) 3,64 3,73 3,81 3,94		2,75 3,28 3,67		2,73		2,71	2,70	2,74 3,24	2,74 3,20	2,87						
							3,52			3,54						
							3,94	(3,94)	(3,94)	4,03						

* umgerechnet mit $Q_p = 0,626 \text{ MeV}$,

** geschätzt von ³³,

† Wert von ³⁴; andere Werte stimmen bis auf einen mit ³³ überein,

†† von ³⁸ auf neue Reichweite-Energiebeziehung umgerechnet.

Tab. 3. Vergleich der von verschiedenen Autoren gefundenen Niveaus des N^{15} -Kernes in MeV über $\text{C}^{14} + d$ ($E^* = 10,20 \text{ MeV}$).

stimmung mit anderweitigen neueren Ergebnissen getroffen, die nach anderen Methoden gewonnen wurden. Insbesondere sahen sich Stetter und Bothe gezwungen, die E -Werte 0,95 und 1,80 MeV durch Prozesse zu deuten, die zu angeregten Endkernen führen, weil die sonst entstehenden E^* -Werte anderweitig nicht beobachtet worden waren; doch haben neuere Untersuchungen gerade solche E^* -Werte ergeben (vgl. Tab. 3). Daher wurden hier die genannten beiden E -Werte ebenfalls unangeregten Endkernen zugeordnet. Die getroffenen Zuordnungen und die entsprechenden Niveaus des N^{15*} sind in Tab. 2, Spalte 3 und 4 aufgeführt. Um den Vergleich mit anderweitigen Messungen zu erleichtern, ist hier jedoch nicht die Anregungsenergie E^* über dem Grundzustand des N^{15} eingetragen, sondern die Anregungsenergie über $C^{14} + p$, die $E^* - Q_B + Q_p = E^* - 10,20$ MeV beträgt. Die eingeklammerten E^* -Werte sind nach den Messungen möglich, aber nicht beweisbar, weil die zugehörigen E -Werte sehr nahe bei solchen aus der jeweils anderen Reaktion liegen würden.

Tab. 3 zeigt den Vergleich der so berechneten Energieniveaus von N^{15} mit den umgerechneten Messungen anderer Autoren, hauptsächlich neueren Datums. Spalte 1 gibt die eigenen Messungen wieder. Ebenfalls nach der Wilhelmischen Methode wurden die Werte in Spalte 2 und 3 von Stetter und Bothe⁴ und von Stebler und Huber³ gefunden.

Die Spalten 4 bis 7 geben Messungen mit monoenergetischen Neutronen variabler Energie wieder. Im unteren Energiebereich bei der Verwendung von Li (p, n)-Neutronen ist die Auflösung, vor allem bei Hinckley u. a.²⁶, sehr gut, während die Monochromatisierung der D-D-Neutronen, die zur Untersuchung höherer Anregungsenergien verwendet werden, große Schwierigkeiten bereitet. Hierauf ist die geringe Auflösung und Zahl der hiermit gefundenen Niveaus zurückzuführen^{28, 29, 31}. Es wurden teils der Verlauf des gesamten Wirkungsquerschnittes σ_τ von N^{14} für Neutronen^{26–29}, teils die Einzelwirkungs-

²⁶ J. J. Hinckley, P. H. Stelson u. W. W. Preston, Physic. Rev. **86**, 483 [1952].

²⁷ C. H. Johnson, B. Petree u. R. K. Adair, Physic. Rev. **84**, 775 [1951].

²⁸ C. P. Sikkema, Nature [London] **162**, 698 [1948] u. Helv. physica Acta **23**, 173 [1950], Int. Kong.

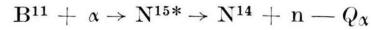
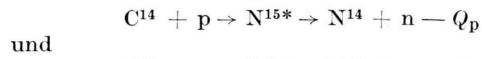
²⁹ R. Ricamo u. W. Zünti, Helv. physica Acta **24**, 302 [1951].

³⁰ C. H. Johnson u. H. H. Barschall, Physic. Rev. **80**, 818 [1950].

³¹ W. Böllmann u. W. Zünti, Helv. physica Acta **24**, 517 [1951].

querschnitte σ_p und σ_α für die beiden Prozesse gemessen^{30–32}. Hier ist bei allen Messungen die Auflösung so gering, daß nur die stärksten Resonanzen gefunden wurden. Bei Johnson und Barschall³⁰ sind von einigen Niveaus Andeutungen zu sehen, deren Lage von Roseborough u. a.³³ geschätzt wurde und die eingeklammert wiedergegeben sind.

Schließlich wird der hochangeregte N^{15} -Zwischenkern auch bei den inversen Prozessen

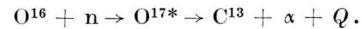


gebildet. Diese Prozesse wurden schon mehrfach untersucht^{33, 34}. Eine ältere Arbeit³⁴ über (p, n)-Resonanzen stimmt in 4 Resonanzen mit den in Spalte 8 aufgeführten Werten innerhalb der Meßgenauigkeit überein, während zwei von denselben Autoren angegebene Maxima (1,37 und 2,47 MeV) von Roseborough u. a.³³ nicht gefunden wurden. B (α , n) wurde verschiedentlich untersucht^{35–39}. In Spalte 7 unten sind die von Maurer³⁵ gefundenen Niveaus angegeben, die im wesentlichen auch von den Nachfolgern bestätigt wurden. Eine Unsicherheit besteht hier insofern, als bis jetzt keine Untersuchungen mit reinem B^{11} durchgeführt worden sind. Auch ist die Auflösung bei allen Arbeiten nur gering.

Über 3,27 MeV reicht die Statistik der vorliegenden und anderer Messungen nicht aus, um weitergehende Aussagen zu machen, als daß auch hier wahrscheinlich mehr Maxima aufgelöst werden können, als von Stetter und Bothe gefunden worden sind.

16. Diskussion der Sauerstoffmessungen

Die einzige hier in Betracht kommende Reaktion ist



Die Energietönung ist $Q = -2,20$ MeV²⁴ für den Grundzustand des Endkerns. Im folgenden soll allein mit diesem Grundzustand gerechnet werden,

³² H. H. Barschall u. M. E. Battat, Physic. Rev. **70**, 245 [1946].

³³ W. D. Roseborough, J. J. G. Mc Cue, W. M. Preston u. S. Goodman, Physic. Rev. **83**, 1133 [1951].

³⁴ W. E. Shoupp, B. Jennings u. K. H. Sun, Physic. Rev. **75**, 1 [1949].

³⁵ W. Maurer, Z. Physik **107**, 721 [1937].

³⁶ E. Fünfer, Ann. Physik **35**, 147 [1939].

³⁷ E. Stuhlinger, Z. Physik **114**, 185 [1939].

³⁸ R. L. Walker, Physic. Rev. **76**, 244 [1949].

³⁹ A. Szalay, Z. Physik **112**, 29 [1939].

da das 0,8 MeV-Niveau des C¹³ noch umstritten ist und die höheren C¹³-Niveaus wegen der stark negativen Energietönung nur mit so hohen Neutronenergien erreichbar sind, wie sie in unserem Neutronenspektrum nur schwach vertreten sind. Aus demselben Grund können die (n, p)- und (n, d)-Reaktionen außer Betracht bleiben, deren Energietönungen um mehr als 9 MeV²⁴ negativ sind.

1	2	3
Wilhelmy ¹ (1937)	Eigene Messungen	
O ¹⁶ (n, α)	O ¹⁶ (n, α)	
E MeV	E MeV	E* MeV
0,65	0,65	6,83
0,85	0,72	6,89
	0,83	6,99
	0,96	7,11
	1,21	7,35
	1,35	7,48
1,50	1,51	7,63
	1,66	7,71
	1,75	7,85
	(1,88)	(7,98)
	2,15	8,23
	2,56	8,62
	2,79	8,84
	3,05	9,09
	3,32	9,34
	(3,66)	(9,57)
	3,80	9,76
	4,10	10,07
	(4,19)	(10,25)
	4,44	10,39
	4,63	10,57
	4,93	10,85
	(5,16)	(11,07)
	5,27	11,17
	5,48	11,36
	5,61	11,49
	(5,74)	(11,61)
	5,98	11,84
	6,18	12,03
	6,42	12,25
	6,66	12,47
	(6,92)	(12,73)

Schon bei der (n, α)-Reaktion zum unangeregten C¹³ ist Q so stark negativ, daß der durch die Rückstoßkerne hervorgerufene Untergrund die Messungen wesentlich stärker beeinträchtigt als beim Stickstoff. Dies und der stark elektronegative Charakter des Sauerstoffs, der Messungen mit einer „schnellen“ Kammer ausschließt, mögen Gründe

dafür sein, daß Sauerstoff seit Wilhelmy¹ kaum wieder nach dieser Methode untersucht worden ist. Über die einzige derartige Untersuchung, die anscheinend unternommen worden ist (Hansen²), sind keine Ergebnisse bekannt geworden.

In Tab. 4 zeigt Spalte 1 die gemessenen Resonanzenergien E nach Wilhelmy¹, Spalte 2 die aus den eigenen Messungen entnommenen Resonanz-

4	5	6	7
Watson Buech- ner ⁴⁰ (1952)	Burrows Powell Rotblatt ⁴¹ (1951)	Versch. Auto- ren*, ⁴²⁻⁴⁵ (1950-1952)	
F ¹⁹ (d, α) E* MeV	F ¹⁹ (d, α) E* MeV	0 ¹⁶ (d, p) E* MeV	0 ¹⁶ + n; E* MeV

* gemittelte Werte nach⁴⁶.

Tab. 4. (n, α)-Resonanzenergien E und Niveaus E* des O¹⁷ über dessen Grundzustand.

energien nach Abb. 4, Spalte 3 die hieraus berechneten Niveaus E* von O¹⁷ über dessen Grundzustand. Für E* gilt die (1) analoge Gleichung

$$E^* = 16/17 (E - Q) + Q_B . \quad (2)$$

Hierbei ist Q_B = 4,14 MeV²⁴. Die eingeklammerten Zahlen müssen als recht unsicher gelten.

Beim Vergleich mit Wilhelmy¹ zeigt sich, daß auch bei höheren Energien der allgemeine Verlauf des Reaktionsspektrums dem jetzt gefundenen sehr ähnlich ist, wenn auch seine Statistik zu klein ist, um dort einzelne Maxima erkennen zu lassen.

Die Möglichkeiten, auf einfache Art nach anderen Methoden die angeregten Zustände des O¹⁷-Kernes zu erhalten, sind nicht so zahlreich wie beim N¹⁵-Kern. Die Spalten 4-7 in Tab. 4 zeigen alle nach anderen Methoden bestimmten, derzeit bekannten

Niveaus von O¹⁷ in dem untersuchten Energiebereich. Die Zahl der jetzt wahrscheinlich gemachten Niveaus ist wesentlich größer als die der bisher bekannten. Über 9 MeV sind überhaupt keine Vergleichsmöglichkeiten vorhanden.

Die wegen der guten Auflösung zuverlässigsten Werte sind die von Watson und Buechner⁴⁰ (Spalte 4), die mit einem magnetischen Spektrometer an F¹⁹ (d, α) O¹⁷ gemessen wurden. Die von ihnen eingeklammerten Niveaus sind nicht so sicher wie ihre übrigen Angaben, die leider zum größten Teil unterhalb des hier betrachteten Energiebereichs liegen, weil O¹⁷ hier als Endkern auftritt. Daselbe gilt für Burrows, Powell und Rotblatt⁴¹ (Spalte 5 und 6), die F¹⁹ (d, α) O¹⁷ und O¹⁶ (d, p) O¹⁷ mit Kernphotoplatten untersuchten. Ihre Auflösung wird zu 80 bis 100 keV für Protonen und zu 180 bis 200 keV für α -Teilchen angegeben.

Spalte 7 schließlich gibt Aufschluß über Niveaus des O¹⁷-Kernes, die durch Messung des totalen Wirkungsquerschnittes von O¹⁶ für homogene Neutronen von verschiedenen Autoren⁴²⁻⁴⁵ gefunden wurden. Wegen der Schwierigkeiten, gut monoenergetische Neutronen in dem benötigten Energiebereich herzustellen, ist ihre Auflösung nur gering. Einige knapp außerhalb des statistischen Fehlers liegende Spitzen, die allerdings nur durch einen Meßpunkt belegt sind, lassen bei Freier u. a.⁴² vermuten, daß der Verlauf des Wirkungsquerschnittes nicht so glatt ist, wie er eingezeichnet wurde, und daß in der Nähe der von uns angegebenen Resonanzen auch im totalen Wirkungsquerschnitt Unregelmäßigkeiten auftreten.

Schließlich muß noch ein gewisser Vorbehalt insofern gemacht werden, als nicht ganz sicher erwiesen ist, ob nicht in dem Neutronenspektrum selbst Strukturen auftreten, die Häufungsmaxima erzeugen. Nach unveröffentlichten Messungen von Schmidt-Rohr^{45, 47} wird mindestens für Neutronen unter 5 MeV eine derartige Struktur ziemlich sicher

⁴⁰ H. A. Watson u. W. W. Buechner, Physic. Rev. 88, 1324 [1952].

⁴¹ H. B. Burrows, C. F. Powell u. J. Rotblatt, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 209, 461, 478 [1951].

⁴² G. Freier, M. Fulk, E. E. Lampi u. J. H. Williams, Physic. Rev. 78, 508 [1950].

⁴³ R. Ricamo, W. Zünti, E. Baldinger u. P. Huber, Helv. physica Acta 23, 508 [1950].

durch die Filterung mit 20 cm Blei so stark verwaschen, daß sie keine Resonanzlinie vortäuschen kann. Eine weitere Verschmierung trat bei unseren Messungen dadurch ein, daß die Neutronenquelle allseitig von mindestens 10 cm Blei umgeben war, so daß auch Neutronen in die Kammer gestreut werden konnten, die nicht in Kammerrichtung ausgesandt worden waren. Für das Neutronenspektrum oberhalb 5 MeV lassen sich nicht so sichere Aussagen machen, weil wegen der bei diesen Energien geringen Neutronenintensitäten keine Messungen hinter Blei vorliegen, und weil diese schnellen Neutronen selbst hinter 20 cm Blei zum großen Teil noch keinen unelastischen Zusammenstoß erlitten haben.

Um diesen Punkt noch weiter zu prüfen, kann man das gemessene primäre Neutronenspektrum mit den (n, α)-Reaktionsspektren von Stickstoff und Sauerstoff und diese untereinander vergleichen. Hierzu dienen die Umrechnungen:

$$E_n = E_N + 0,28 \text{ MeV},$$

$$E_n = E_O + 2,2 \text{ MeV},$$

$$E_N = E_O + 1,92 \text{ MeV}.$$

Dabei ist: E_n = Neutronenenergie, E_N = gemessene Energie bei Stickstoff, E_O = gemessene Energie bei Sauerstoff. Der Vergleich zeigt, daß bei allen drei Spektren der allgemeine Verlauf ähnlich ist, daß aber doch die Einzelheiten, wie besonders aus dem Stickstoff-Sauerstoffvergleich zu erkennen ist, wohl Kerneigenschaften vorstellen.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Bothe, danke ich sehr für die Anregung zu dieser Arbeit und für ihre stete Förderung durch richtungsweisende Ratschläge. Auch Herrn Prof. Dr. H. Maier-Leibnitz bin ich für zahlreiche Hinweise und wertvolle Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Für die Untersuchung wurden Apparate mitbenutzt, die die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft dankenswerterweise zur Verfügung stellte.

⁴⁴ W. Zünti u. R. Ricamo, Helv. physica Acta 24, 419 [1951].

⁴⁵ E. Baldinger, P. Huber u. W. G. Proctor, Helv. physica Acta 25, 142 [1952].

⁴⁶ F. Ajzenberg u. T. Lauritsen, Rev. mod. Physics 24, 321 [1952].

⁴⁷ Herrn Dr. U. Schmidt-Rohr danke ich für die Überlassung seiner Meßergebnisse vor ihrer Veröffentlichung.