

dem Sinne, daß die vorher isotrope Flüssigkeit anisotrop wird. Das kann man sich in der Weise vorstellen, daß anisotrope Mikrogebiete (Nahordnung), die nun nicht mehr als kugelförmig angesehen werden können, durch die Strömung eine Orientierung erfahren. Die anisotropen Gebiete werden im allgemeinen auch der Scherung in den verschiedenen Raumrichtungen verschiedenen Widerstand entgegensetzen, entsprechend ihrem verschiedenen Elastizitätsmodul. So ist auch ohne Veränderung der Platzwechselzahl eine mit der Schergeschwindigkeit variierende Viskosität möglich.

Grundsätzlich können bei der durch Orientierung verursachten Viskositätsänderung zwei verschie-

dene Effekte unterschieden werden: a) Die Orientierung der Mikrobereiche erfolgt so, daß die Richtung mit dem kleinsten Elastizitätsmodul mit der Strömungsrichtung zusammenfällt. Es tritt dann Strukturviskosität auf. b) Die Orientierung der Mikrobereiche erfolgt in der Weise, daß die Richtung mit dem größten Elastizitätsmodul in die Strömungsrichtung fällt. In diesem Fall wird Fließverfestigung (Rheopexie) beobachtet. Eine Gruppe von Flüssigkeiten, die sich nach Fall a verhalten, scheint z. B. die Mehrzahl der kristallinen Flüssigkeiten zu sein.

Herrn Prof. Braune bin ich für anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise zu besonderem Dank verpflichtet.

Bestimmung der Zerfallsenergie einiger leichter Elemente mit Zählrohr-Absorptionsmethoden

Von L. KOESTER

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

(Z. Naturforsch. 9a, 104–114 [1954]; eingegangen am 21. Oktober 1953)

Mit methandurchströmten Proportionalzählrohren werden die Absorptionskurven von β -Spektren einiger leichter Elemente in Aluminium untersucht. Es ergibt sich ein Fortschritt in der erreichbaren Meßgenauigkeit zur Bestimmung der β -Grenzenergie. Bei Vorhandensein von γ -Strahlung wird aus dem Untergrund der Absorptionskurve die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall erhalten. Mit dieser Methode wurde eine Anzahl leichter Isotope untersucht. Die Meßergebnisse zeigt die folgende Tabelle. Die Zerfallsenergien ergeben neue Gesichtspunkte für die Kernsystematik.

Isotop	Halbwertzeit min	β -Energie MeV	γ -Energie pro β -Zerfall MeV	Zerfallsenergie Q MeV
F ¹⁷	66 (sec)	1,76	< 0,1	1,76
Mg ²⁷	9,51	zusammengesetzt	0,88	2,68
P ³⁰	2,55	3,23	< 0,1	3,23
Sc ⁴⁹	57	2,0	< 0,05	2,0
V ⁴⁷	31,1	1,90	< 0,06	1,90
V ⁵²	3,77	2,47	1,52	3,92
Mn ⁵¹	45,2	2,16	< 0,1	2,16
Cu ⁶⁶	5,20	2,60	0,10	2,60
Ga ⁶⁵	15	2,1	< 0,3	2,1
Ga ⁶⁸	68	1,90	< 0,1	1,90

1. Ziel der Untersuchung

Die Zerfallsenergien radioaktiver Isotope sind wichtige experimentelle Daten zur Prüfung der Theorien des Aufbaus der Atomkerne. Außer den spektrometrischen Methoden, die sich mit der Aufklärung des Zerfallschemas radioaktiver Isotope be-

schäftigen, hat die Untersuchung mit Absorptionsmethoden in manchen Fällen Vorteile. Wegen ihrer Einfachheit kann sie auch bei kurzen Halbwertszeiten Anwendung finden. Sie verlangt nur geringe Präparatstärken und ist schließlich, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, geeignet, die mittlere γ -Energie pro β -Zerfallsakt anzugeben. In einer früheren Ar-



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 digitized 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.

beit¹ war gezeigt worden, daß mit methandurchströmten Proportionalzählrohren eine sehr zuverlässige Zählung von β - und γ -Strahlen möglich ist. Mit dieser Methode wurden nun Absorptionsmessungen an solchen leichten Isotopen durchgeführt, bei denen noch Unsicherheiten bezüglich der Zerfallsenergie bestanden.

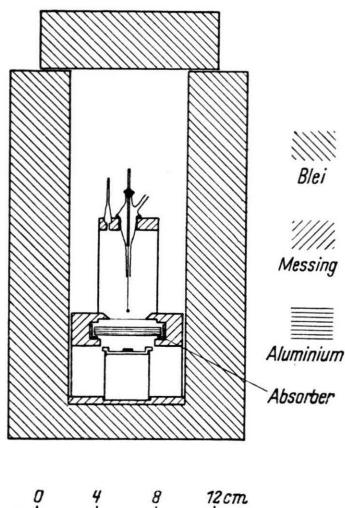


Abb. 1. Zählanordnung zur Messung von Absorptionskurven in Aluminium.

2. Methode

a) Anordnung

Alle Messungen wurden mit unveränderter Geometrie in der in Abb. 1 gezeigten Anordnung durchgeführt. Ein Glockenzählrohr mit Glimmerfenster von $1,7 \text{ mg/cm}^2$ (Zähldraht 0,05 mm Conifer) war von Methan bei Atmosphärendruck durchströmt. Das Plateau der Zählcharakteristik reichte von 3400 bis über 4200 V bei einer Gasverstärkung von 10^6 bis 10^7 , seine Steigung war unter 0,2% pro 100 V. Die Ausschläge wurden etwa 200-fach verstärkt in einem Verstärker, der keine Doppelaußenschläge durch Rückläufe erzeugte, und dann mit einem üblichen schnellen Diskriminator, Untersteller und Zählwerk gezählt. Die Auflösungszeit betrug $7 \mu\text{sec}$ und war durch den Untersteller eingang begrenzt. Die Korrektur für Nichtauflösung war bis 10^6 Ausschläge/min genügend sicher; sie betrug dann 11%. Nach Möglichkeit wurde mit Ausschlagszahlen um 100 000 pro min gemessen. Dann genügte eine Meßzeit von 0,5 bis 1 min. Die Unterstellung wurde immer so gewählt, daß die Auflösungszeit des Zählwerks (0,05 sec) gut ausgenutzt wurde. Der Nulleffekt des Zählrohres war 34/min. Äußere

Störungen wurden durch Abschirmung auf im Mittel 0,2/min beschränkt.

Die Präparate wurden auf einen Aluminiumteller von 1 mm Dicke auf Filterpapier so aufgebracht, daß der Durchmesser der strahlenden Schicht 5 mm nicht überstieg und daß die Schichtdicke kleiner als 10 mg/cm^2 war. Die Präparate standen in 2,1 cm Abstand vor dem Zählrohr. Die Aluminiumabsorber wurden etwa in der Mitte dieses Abstandes aufgebracht, weil dort ihre Lage am wenigsten kritisch ist. Durch einen verschiebbaren Halter (freie Öffnung $55 \times 40 \text{ mm}$) konnten sie sehr schnell gewechselt werden. Zwischen zwei Messungen mit verschiedenem Absorber war nur 1 sec Pause notwendig.

b) Form der β -Absorptionskurven, Eichmessungen

Auf die Bestimmung der Form der β -Absorptionskurven und der Faktoren, die sie beeinflussen können, wurde große Sorgfalt verwendet. Abb. 2 zeigt als Beispiel eines einfachen β -Spektrums die Absorptionskurve von P^{32} in der oben beschriebenen Anordnung. Dabei wird neben der Messung mit

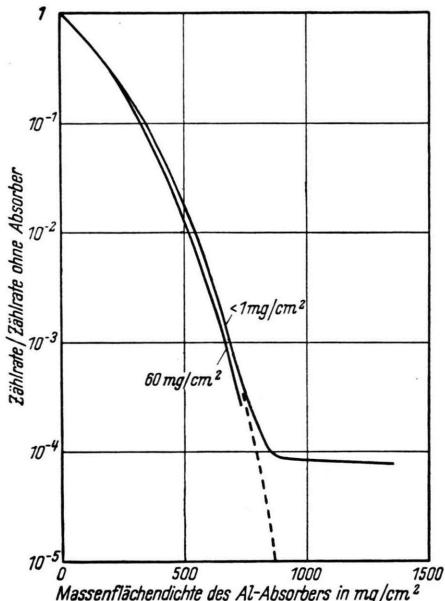


Abb. 2. Absorptionskurve des P^{32} aus verschiedenen Präparatdicken.

dünner Schicht eine zweite gezeigt, bei der die Schichtdicke 6-mal größer als bei allen später verwendeten Messungen ist; bei diesen hat also die Schichtdicke keinen Einfluß auf die Form der Absorptionskurve. Der Untergrund bei großen Absorberdicken röhrt von der Bremsstrahlung her. Er wurde (auch bei Strahlern mit γ -Strahlung) aus

¹ L. Koester u. H. Maier-Leibnitz, S.B. Heidelberg. Akad. Wiss., math. nat. Klasse 1951, 283.

dem Verlauf bei großen Absorberdicken nach kleinen Dicken extrapoliert und abgezogen (gestrichelte Linie).

Mit drei solchen Kurven (Na^{24} , P^{32} , Al^{28}) wurde ein Eichblatt für β -Strahler entworfen (Abb. 3), ähnlich wie es Bleuler und Zünti² getan haben, aber rein empirisch ohne Berechnung. Die eingezeichneten Linien, die in dem vorliegenden Bereich nahezu Gerade sind, geben als Funktion der β -Grenzenergie diejenigen Absorberdicken an, bei denen die Ausschlagshäufigkeit auf 0,8; 0,6; 0,5;

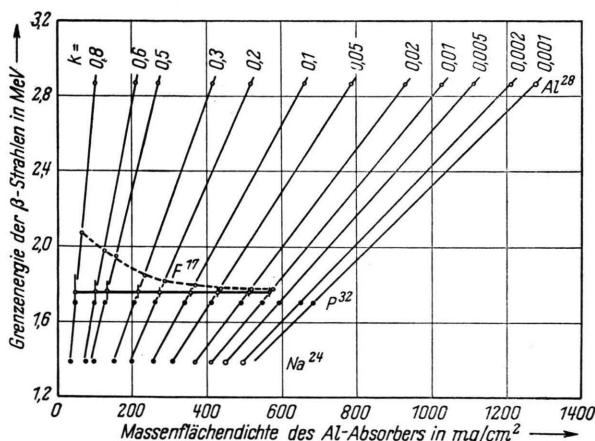


Abb. 3. Energie-Absorptions-Diagramm für β -Strahler. Eingezeichnet ist die β^+ -Absorptionskurve des F^{17} (gestrichelte Linie) und dieselbe umgerechnet auf β^- Strahlen (ausgezogene Linie).

0,3; 0,2; 0,1 usw. des Wertes ohne Absorber geschwächt wird. Ein einfaches β -Spektrum erlaubter Form und nicht zu großer Ordnungszahl muß sich in diesem Diagramm als waagerechte Gerade darstellen. Die hier neu untersuchten Strahler hatten alle Energien von über 1,4 MeV und Ordnungszahlen kleiner als $Z = 32$. Hier ist nach einer einfachen Rechnung keine erhebliche Korrektur für die Änderung der Form des β -Spektrums mit der Ordnungszahl zu erwarten und sie wurde bei den späteren Messungen auch nicht beobachtet.

Bei Positronenstrahlern ist die Form der Absorptionskurve etwas anders als bei Elektronenstrahlern, wie Abb. 3 am Beispiel des F^{17} zeigt. Der Grund dafür ist im wesentlichen die bei Positronenstrahlern kleinere Rückstreuung³. Es fehlt bei ihnen sozusagen ein schwaches weiches Teilspektrum. In der Tat kann man die Kurve für F^{17} dadurch in

eine mit Elektronen-Absorptionskurven vergleichbare Form bringen, daß man alle Intensitäten der Absorptionskurve um 8% erniedrigt außer denen für Schwächung auf 0,8 und 0,6, die nur um 5% bzw. 7% erniedrigt werden müssen. Die so korrigierte Kurve ist im Energie-Absorptions-Diagramm eine waagerechte Gerade (Abb. 3). Diese Korrektur wurde in der Folge auf alle Positronenstrahler angewandt.

Mit dieser Methode können die Grenzenergien einfacher β -Spektren in dem eben genannten Bereich der Energie und Ordnungszahl mit beträchtlicher Genauigkeit bestimmt werden. Zu der Unsicherheit in der Energie der Eichspektren (etwa 1%) kommt noch ein Fehler durch die Auswertemethode (Schwankung der Meßpunkte um eine waagerechte Gerade) von etwa dem gleichen Betrag. Schwankungen durch Absorption und verschiedene Rückstreuung im Präparat bringen keinen wesentlichen Fehler, so daß man die Genauigkeit der Energiemessung insgesamt mit 2% angeben kann. Alle im folgenden angegebenen Fehler sind Fehlergrenzen.

Bei vorsichtiger Anwendung lassen sich aus den in Abb. 3 eingetragenen Meßwerten auch Angaben über die Zusammensetzung von β -Spektren machen. Als Beispiele seien die später behandelten Strahler Mg^{27} und Cu^{66} genannt.

c) Häufigkeit der β - und γ -Ausschläge; mittlere γ -Energie pro Zerfall

In unserer Anordnung und bei den hohen β -Energien der untersuchten Isotope ist die Häufigkeit der β -Ausschläge ohne Absorber ein Maß für die Häufigkeit der β -Zerfälle, fast unabhängig von der β -Energie, der Ordnungszahl und den bei den Messungen gewählten kleinen Präparatdicken. Die Rückstreuung erfolgte immer zum größten Teil nicht aus dem Präparat, sondern aus der Unterlage, war also auch nicht sehr verschieden. Die Fehler durch wechselnde Selbstabsorption und Rückstreuung wurden zu etwa 5% abgeschätzt. Bei β^+ -Strahlern wird die gegenüber β^- -Strahlern geringere Rückstreuung³ dadurch berücksichtigt, daß die Zahl der β -Ausschläge um 8% erhöht wird.

Zur Häufigkeit der β -Ausschläge kann man nun die der γ -Ausschläge in Beziehung setzen. Sie wurde definiert als Ausschlagshäufigkeit bei 5 mm oder,

² E. Bleuler u. W. Zünti, Helv. physica Acta **19**, 375 [1946].

³ H. H. Seliger, Physic. Rev. **78**, 491 [1950].

wo die β -Strahlen besonders hart waren, bei dickeren Absorbern. Im letzteren Fall wurde auf 5 mm zurückextrapoliert.

Die γ -Ausschlagshäufigkeit pro β -Ausschlag ist nach dem oben über die β -Ausschläge Gesagten proportional der Zahl der γ -Quanten pro β -Zerfall mal der Nachweiswahrscheinlichkeit der Anordnung für diese Quanten. Letztere hängt natürlich von der Quantenenergie ab. Wenn sie ihr proportional ist, wird die Zahl der γ -Ausschläge pro β -Ausschlag proportional der pro β -Zerfall im Mittel ausgesandten γ -Energie. Dies gilt unabhängig davon, ob die γ -Quanten alle gleiche Energie haben oder nicht, ob sie bei jedem β -Zerfall oder nur bei einem Teil davon ausgesandt werden und ob sie in einem einfachen Übergang oder in Kaskaden auftreten.

Die γ -Nachweiswahrscheinlichkeit ist nun tatsächlich in unserer Anordnung der Quantenenergie recht gut proportional. Dies wurde auf Grund früherer Arbeiten⁴ mit einer anderen Anordnung vermutet und durch folgende Messungen bestätigt.

Das Verhältnis γ - zu β -Ausschläge wurde bestimmt bei reinen Positronenstrahlern (2 Vernichtungsquanten je 0,51 MeV pro Zerfall, Präparate mit Aluminium abgedeckt). Ferner bei β -Strahlern mit bekannten einfachen β -Spektren und einheitlicher bekannter γ -Energie: Au⁹³ ($h\nu = 0,41$ MeV); das Präparat lag in sehr dünner Schicht vor, für die geringe innere Umwandlung wurde korrigiert. Al²⁸ ($h\nu = 1,78$ MeV), Na²² ($h\nu = 1,30$ MeV + 2 · 0,51 MeV Vernichtungsstrahlung, 9% der Übergänge gehören zu Elektroneneinfang⁵). Hier mußte für die Absorption der relativ weichen β -Strahlen korrigiert werden. Der Endwert ist daher weniger genau. Na²⁴ ($h\nu = 1,38$ MeV + 2,76 MeV). Der Wert für 1,38 MeV wurde aus der Kurve entnommen. So ergab sich der für 2,76 MeV.

Diese Messungen ergaben die Kurve Abb. 4. Sie wurden ergänzt und bestätigt durch den Vergleich der γ -Ausschläge absolut geeichter Präparate von Na²⁴, Au¹⁹⁸ und Co⁶⁰ ($h\nu = 1,17$ MeV + 1,33 MeV)*. Die Kurve Abb. 4 kann durch die gestrichelt eingezeichnete Gerade durch den Nullpunkt angenähert werden, ohne daß eine Abweichung von mehr als

etwa 0,1 MeV oder 10 % in der Quantenenergie entsteht.

Die mittlere Quantenenergie pro β -Zerfall läßt sich auf diese Weise mit einer Genauigkeit von 10% oder 0,1 MeV messen. Die Messung dieser Größe ist seit den Arbeiten der Rutherford'schen Schule⁶, wo sie mit kalorimetrischen und Ionisationsmessungen ausgeführt wurde, etwas in Vergessenheit geraten. Die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall ist aber in vielen Fällen ein nützliches Hilfsmittel zur Aufklärung eines Zerfallsschemas. Insbesondere erleichtert ihre Kenntnis oft Aussagen über die Zerfallsenergie.

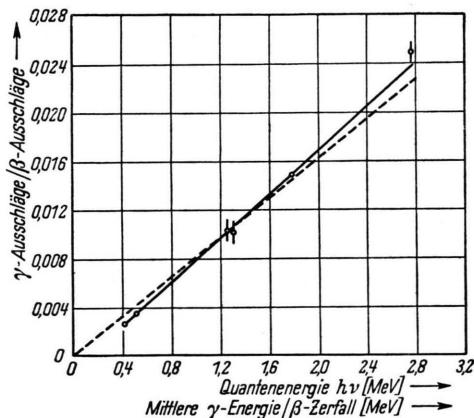


Abb. 4. Ausgezogene Linie: Verhältnis γ -Ausschläge/ β -Ausschläge für homogene γ -Strahlung (ein γ -Quant pro β -Zerfall) als Funktion der Quantenenergie. Gestrichelte Linie: Eichkurve zur Bestimmung der mittleren γ -Energie pro β -Zerfall aus dem Verhältnis γ -Ausschläge/ β -Ausschläge.

3. Messungen und Ergebnisse**

a) Die Zerfallsenergien der Positronenstrahler F¹⁷, P³⁰, V⁴⁷ und Mn⁵¹

Die Zerfallsenergien dieser β^+ -Strahler können mit den bislang bekannten Daten der Zerfalls-schemata nicht mit Sicherheit angegeben werden. Zum Teil ist unbekannt, ob Kern- γ -Strahlung existiert. Die β -Grenzenergien sind vorwiegend aus Absorptionsmessungen bestimmt worden. Die bekannten Werte sind oft sehr verschieden von einander.

⁴ H. Maier-Leibnitz, Z. Naturforschg. 1, 243 [1946].

⁵ R. Sehr, private Mitteilung.

* Ich danke Herrn K. Heinze für die Überlassung dieser Präparate.

⁶ G. Rutherford, Radioaktive Substances and

their Radiations, Cambridge University Press 1913, S. 257 ff.

** Herrn Dr. Schmeiser und der Zyklotronbedienung danke ich für die Herstellung der Präparate, ferner den Herren Prof. Maier-Leibnitz, Dr. Schmeiser und Dr. Schulze-Pillot für Hilfe bei den Messungen an rasch zerfallenden Präparaten,

F^{17} : Wegen der kurzen Halbwertzeit des Positronenstrahlers F^{17} (66 sec) sind die spektrometrischen Messungen der β - und γ -Energien sehr erschwert, wogegen die Messungen der Absorptionskurve keine Schwierigkeiten machten.

Die Präparate wurden durch Bestrahlungen von reinstem Berylliumoxyd mit Deuteronen im Heidelberger Zyklotron hergestellt. Der zeitliche Abfall der Aktivität der Präparate wurde hinter verschiedenen Absorbern über acht Halbwertzeiten verfolgt. Er war einfach; die Halbwertzeit wurde aus allen Messungen zu $66,0 \pm 0,5$ sec bestimmt.

Die β -Absorptionskurve (siehe Abb. 3) im Energie-Absorptions-Diagramm ergibt in der auf Elektronenstrahler korrigierten Form (ausgezogene Linie) die β -Grenzenergie zu $1,76 \pm 0,05$ MeV. Kurie u. a.⁷ bestimmten 2,1 MeV aus Wilson-Kammeraufnahmen. Mit einem β -Spektrometer wurde mit einem allerdings verunreinigten Präparat⁸ $1,72 \pm 0,03$ MeV gemessen⁹. Absorptionsmessungen ergeben eine β -Grenzenergie von 1,7 MeV¹⁰.

Die Absorptionskurve ergibt keine Andeutung eines zusammengesetzten β -Spektrums. Die Größe des γ -Untergrundes der Absorptionskurve stimmt mit der reiner β^+ -Strahler überein. Es tritt also keine merkliche Kern- γ -Strahlung auf (weniger als 0,1 MeV/ β -Zerfall). Damit ist die Zerfallsenergie des F^{17} $1,76 \pm 0,05$ MeV.

P^{30} : Die bekannten Werte für die β -Grenzenergie des Positronenstrahlers P^{30} , Halbwertzeit 2,55 min, stimmen nicht gut überein: 3,5 MeV aus Spektrometermessung¹¹, 1,8 MeV aus Absorptionsmessung¹² und 3,0 MeV aus Wilson-Kammeraufnahmen¹³.

Die Präparate wurden durch Bestrahlung amorphen Schwefels mit den Deuteronen des Heidelberger Zyklotrons hergestellt. Die Abfallkurven der Aktivität hinter verschiedenen Absorbern wurden über 7 Halbwertzeiten verfolgt. Nach Abziehen eines langlebigen Untergrundes einer relativen In-

⁷ F. D. N. Kurie, J. R. Richardson u. H. C. Paxton, Physic. Rev. **49**, 368 [1936].

⁸ V. Perez-Mendez u. P. Lindenfeld, Physic. Rev. **83**, 364 [1951]; H. T. Richards, Physic. Rev. **83**, 694 [1951].

⁹ V. Perez-Mendez u. P. Lindenfeld, Physic. Rev. **80**, 1097 [1950].

¹⁰ R. A. Laubenstein u. M. J. W. Laubenstein, R. C. Mobley u. L. J. Koester, Physic. Rev. **81**, 654 [1951].

¹¹ C. Magnan, Ann. Physique (11) **15**, 5 [1941].

¹² O. R. Frisch, Nature [London] **133**, 72 [1934].

tensität von 0,05% zu Beginn der Messungen wurde die Halbwertzeit zu $2,55 \pm 0,02$ min bestimmt. Bekannte Werte sind: 2,55 min¹³, 2,5 min¹⁴ und 2,18 min¹⁵.

Abb. 5 stellt die β -Absorptionskurve des P^{30} im Energie-Absorptions-Diagramm dar. Die auf β^- -Strahler umgerechneten Meßwerte liegen auf einer Geraden (ausgezogene Linie), die einem einfachen β -Spektrum der Grenzenergie $3,23 \pm 0,07$ MeV entspricht. Weiche Teilspektren können in nicht mehr als 5% der Zerfälle auftreten. Beim Zerfall des P^{30} tritt keine intensive γ -Strahlung auf, die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall ist kleiner als 0,1 MeV.

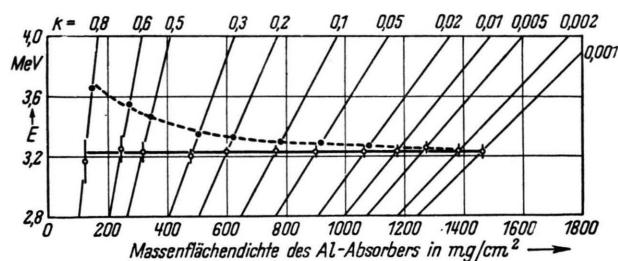


Abb. 5. β -Absorptionskurve des P^{30} im Energie-Absorptions-Diagramm. Gestrichelte Kurve: β^- -Absorptionskurve, ausgezogene Gerade: auf β^- -Strahler umgerechnete Kurve. $E_{\max} = 3,23 \pm 0,07$ MeV.

Dementsprechend ist die Zerfallsenergie des P^{30} $3,23 \pm 0,07$ MeV. Zum Vergleich wurde die Zerfallsenergie aus den Q -Werten folgender Kernreaktionen berechnet:

$$Al^{27}(\alpha, n) P^{30}: Q = -2,93 \pm 0,17 \text{ MeV}^{16}$$

$$Al^{27}(\alpha, p) Si^{30}: Q = 2,255 \pm 0,04 \text{ MeV}$$

(aus 5 unabhängigen Bestimmungen¹⁷).

Daraus ergibt sich die Zerfallsenergie des P^{30} zu $3,38 \pm 0,18$ MeV, was gut zum eigenen Wert $3,23 \pm 0,07$ MeV paßt.

¹³ L. N. Ridenour u. W. J. Henderson, Physic. Rev. **52**, 889 [1937].

¹⁴ M. L. Perlman u. A. Friedlander, Physic. Rev. **74**, 442 [1948].

¹⁵ J. Chichoki u. A. Soltan, C. R. hebd. Séances Acad. Sci. **207**, 423 [1938].

¹⁶ R. A. Peck jr., Physic. Rev. **73**, 947, 1264 [1948].

¹⁷ B. B. Benson, Physic. Rev. **73**, 7 [1948]; W. E. Duncanson u. H. Müller, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A **146**, 396 [1934]; O. Haxel, Z. Physik **83**, 323 [1935] u. **88**, 366 [1934]; O. Meerhaut, Z. Physik **115**, 77 [1940]; H. H. Landon, Physic. Rev. **78**, 338 [1950].

V^{47} : Krisberg und Pool¹⁸ haben für den Zerfall des Positronenstrahlers V^{47} Kern- γ -Strahlung angegeben. Energie und Intensität sind unbekannt. Aus Absorptionsmessungen bestimmten sie die β -Grenzenergie zu 1,65 MeV, abweichend von den bekannten Werten 1,8 MeV¹⁹ und 1,9 MeV²⁰ (Absorptionsmessungen).

β -Grenzenergie und mittlere γ -Energie pro β -Zerfall wurden mit der Absorptionsmethode neu bestimmt. Die V^{47} -Präparate wurden im Heidelberger Zyklotron durch Beschuß von reinstem TiO_2 mit Deuteronen hergestellt. Nach Abklingen der kürzeren Halbwertzeiten wurde der Abfall der Aktivität hinter verschiedenen Absorbern gemessen. Die Kurven zeigten zur Zeit der ersten Messung einen Anteil von 4% der 4-h-Aktivität des Sc^{44} . Durch eine Analyse wurde die Halbwertzeit des V^{47} zu $31,1 \pm 0,1$ min bestimmt; bekannter Wert: 33 min^{19,20}.

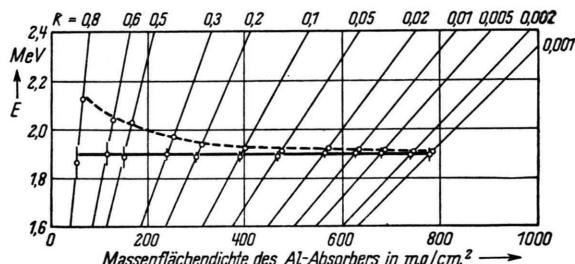


Abb. 6. β -Absorptionskurve des V^{47} im Energie-Absorptions-Diagramm. Gestrichelte Kurve: β^+ -Absorptionskurve; ausgezogene Gerade: auf β -Strahler umgerechnete Kurve. $E_{\text{max}} = 1,90 \pm 0,04$ MeV.

Die auf Elektronenstrahler umgerechnete β -Absorptionskurve, ausgezogene Linie in Abb. 6, ist die eines einfachen β -Spektrums. Den gut konstanten Energiewerten entspricht eine β -Grenzenergie von $1,90 \pm 0,04$ MeV. Aus dem Verhältnis der Ausschlagshäufigkeit der Absorptionskurve hinter 5 mm Al zu der ohne Absorber $N_\gamma/N_\beta = (0,81 \pm 0,02) 10^{-2}$ wurde durch den Vergleich mit dem entsprechenden Wert reiner β^+ -Strahler ohne Kern- γ -Strahlung geschlossen, daß außer der Vernichtungsstrahlung keine γ -Strahlung auftritt, deren mittlere Energie pro β -Zerfall größer als 0,06 MeV ist. Damit kann die Zerfallsenergie des V^{47} als $1,90 \pm 0,04$ MeV angegeben werden.

¹⁸ N. L. Krisberg u. M. L. Pool, Physic. Rev. **75**, 1693 [1949].

¹⁹ J. J. O'Connor u. M. L. Pool u. J. D. Kurباتов, Physic. Rev. **62**, 413 [1942].

²⁰ H. Walke, Physic. Rev. **52**, 777 [1937].

Mn^{51} : Der Positronenzerfall des Mn^{51} ist seit seiner Entdeckung im Jahre 1938 durch Livingood und Seaborg²¹ nicht mehr untersucht worden. Die Autoren bestimmten die β -Grenzenergie aus Absorptionsmessungen zu 2,0 MeV und die Halbwertzeit zu 46 min. Neuere Halbwertzeit-Bestimmungen ergaben 45 min²² und 44,3 min²³. Über eine γ -Strahlung ist nicht berichtet worden.

Zur Bestimmung der Zerfallsenergie nach der Absorptionsmethode wurden neue Messungen durchgeführt. Die Mn^{51} -Präparate wurden durch chemische Abtrennung des Mn von mit den Deuteronen des Heidelberger Zyklotrons beschossenem Chrom gewonnen. Das bestrahlte, elektrolytisch auf eine Silberfolie aufgetragene Cr wurde in HCl gelöst und als Trägersubstanzen 1–2 mg $MnSO_4$, $(NH_4)VO_3$ und Na_2HPO_4 in Lösung zugegeben. Die Folie enthielt als Verunreinigung geringste Mengen Schwefel. Das durch den Beschuß entstandene aktive P^{32} konnte als $Zr_3(PO_4)_4$ gefällt werden. Mit Hilfe der Urotropinfällung unter Zugabe von $FeCl_3$ -Lösung wurden zunächst Cr und V als $Cr(OH)_3$ bzw. $FeVO_4$ gefällt. Aus dem Filtrat der Urotropinfällung wurde das Mn als $Mn(NH_4)PO_4$ abgeschieden. Der Niederschlag enthielt dann das aktive Mn^{51} .

Der zeitliche Abfall der Aktivität des Mn^{51} -Präparates wurde hinter verschiedenen Absorbern über 4 Halbwertzeiten verfolgt. Die Abfallkurve ist einfach, die Halbwertzeit beträgt übereinstimmend hinter jedem Absorber $45,2 \pm 0,4$ min.

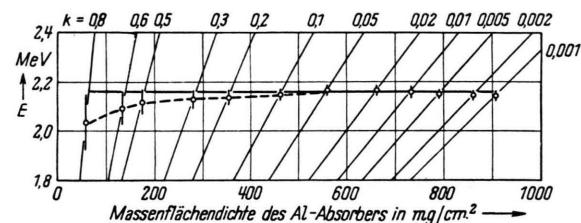


Abb. 7. β -Absorptionskurve des Mn^{51} im Energie-Absorptions-Diagramm. Gestrichelte Linie: Verlauf der auf β -Strahler umgerechneten Absorptionskurve. Ausgezogene Gerade: Linie für $E_{\text{max}} = 2,16$ MeV.

Die Auswertung der β -Absorptionskurve im Energie-Absorptions-Diagramm (Abb. 7) ergibt unter Berücksichtigung der für Positronenstrahler erforderlichen Korrekturen eine β -Grenzenergie von $2,16 \pm 0,05$ MeV für das β -Spektrum des Mn^{51} . Die

²¹ J. J. Livingood u. G. T. Seaborg, Physic. Rev. **54**, 392 [1938].

²² D. R. Miller u. R. C. Thompson u. B. B. Cunningham, Physic. Rev. **74**, 347 [1938].

²³ W. H. Burgus u. J. W. Kennedy, J. chem. Physics **18**, 97 [1950].

Form der β -Absorptionskurve ist eine etwas ansteigende Kurve. Der schwache Anstieg deutet auf einen größeren Anteil an langsamen Positronen hin, der auf ein weiches β -Teilspektrum zurückgeführt werden kann, dessen relative Intensität nicht größer als 10% sein sollte.

Innerhalb der Fehlerngrenzen stimmt der γ -Untergrund der Absorptionskurve mit dem reiner Positronenstrahler überein. Demnach muß die mittlere Energie der Kern- γ -Strahlung pro β -Zerfall kleiner als 0,1 MeV sein. Damit beträgt die Zerfallsenergie des Mn⁵¹ $2,16^{+0,15}_{-0,05}$ MeV.

b) Die Zerfallsenergien der Ga-Isotope Ga⁶⁵ und Ga⁶⁸

Beim Beschuß von Zink mit Deuteronen entstehen Ga-Isotope mit den Massenzahlen 65, 67 und 68. Von den hier untersuchten Isotopen wurde die 68 min-Aktivität des Ga⁶⁸ von Bothe und Gentner²⁴ aufgefunden und zugeordnet. Eine von Valley und McCreary²⁵ durch Beschuß von Zink mit Deuteronen von 4,5 MeV erhaltene 18,5 min-Aktivität des Ga wird jetzt dem Isotop Ga⁶⁵ zugeordnet.

Nach^{25,26} soll Ga⁶⁵ durch K-Einfang zerfallen, wobei außerdem Photoelektronen von γ -Linien mit Energien von 0,054 MeV und 0,117 MeV nachgewiesen worden sind. Nach der von Sueß und Jensen²⁷ angegebenen Systematik der Zerfallsenergien erwartet man für Ga⁶⁵ β^+ -Zerfall und eine Zerfallsenergie von rund 2 MeV. Zur Bestimmung der Zerfallsenergie wurde daher der Zerfall des Ga⁶⁵ mit der Absorptionsmethode untersucht und außerdem der Zerfall des Ga⁶⁸ (β^+ -Strahler) und Ga⁶⁷ (K-Strahler) gemessen.

Die Ga-Aktivitäten wurden durch Beschuß reiner Zinkfolie mit den Deuteronen des Heidelberger Zyklotrons hergestellt. Nach Lösen der Folie in verdünnter HCl und nach Zugabe von etwas CuSO₄ als Trägersubstanz für entstandene Cu-Aktivitäten wurde das aktive Ga aus der Lösung mit Äther extrahiert. Nach Ein dampfen des Äthers lag das Ga in trügerfreier Form vor.

Die zeitlichen Abfallkurven der Aktivität wurden hinter verschiedenen Absorbern mehrere Tage lang

verfolgt. Die Abfallkurve war komplex und enthielt die folgenden Halbwertzeiten: $T_1 = 15 \pm 1$ min, $T_2 = 68 \pm 1$ min und $T_3 = 79 \pm 2$ h, entsprechend dem Zerfall der Isotope Ga⁶⁵, Ga⁶⁸ und Ga⁶⁷.

Das Verhältnis der Ausbeuten der Reaktionen Zn⁶⁴ (d, n) Ga⁶⁵ und Zn⁶⁷ (d, n) Ga⁶⁸ war, auf die Isotope bezogen, 11:1.

Ga⁶⁵ zerfällt durch Positronenemission. Der β -Absorptionskurve im Energie-Absorptions-Diagramm (Abb. 8) wurde nach der erforderlichen Korrektur auf β^- -Strahler die β -Grenzenergie des Ga⁶⁵ entnommen. Sie ist $2,1 \pm 0,1$ MeV. Der Verlauf der β -Absorptionskurve ist der eines im wesentlichen einfachen β -Spektrums. K-Strahlung wurde nicht gefunden. Das Verhältnis der γ -Ausschlagshäufigkeit

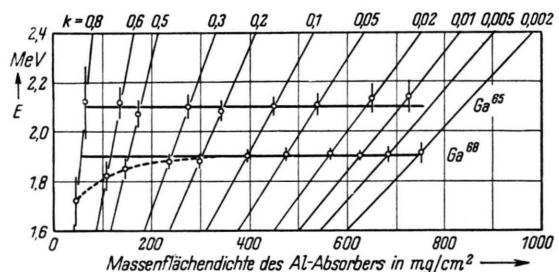


Abb. 8. β -Absorptionskurven von Ga⁶⁵ und Ga⁶⁸ im Energie-Absorptions-Diagramm. Meßwerte auf β^- -Strahler umgerechnet. Ga⁶⁵: ausgezogene Linie für $E_{\max} = 2,10$ MeV. Ga⁶⁸: ausgezogene Linie für $E_{\max} = 1,90$ MeV. Überschuß an langsamen Positronen ersichtlich aus der Lage der Meßwerte auf der gestrichelten, für β^- -Strahler umgerechneten Kurve.

der Absorptionskurve hinter 5 mm Al zu der ohne Absorber $N_\gamma/N_\beta = (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ ergibt durch Vergleich mit dem entsprechenden reiner Positronenstrahler $N_\gamma/N_\beta = (0,81 \pm 0,02) \cdot 10^{-2}$, daß die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall kleiner als 0,3 MeV ist.

Berücksichtigt man die Unsicherheiten der Existenz und Zuordnung der γ -Strahlung, dann ist die Zerfallsenergie des Ga⁶⁵ $2,1^{+0,4}_{-0,1}$ MeV, wie nach Sueß und Jensen zu erwarten.

Ga^{68*}: Aus der Analyse der Abfallkurven des Ga-Präparates hinter verschiedenen Absorbern wurde

der eigenen Messungen von A. Mukerji u. P. Preiswerk in Helv. physica Acta **25**, 388 [1952] veröffentlicht. Die Ergebnisse sind: komplexes β -Spektrum der Grenzenergien $E_1 = 1,88 \pm 0,02$ MeV (96,5% der β -Zerfälle), $E_2 = 0,77 \pm 0,02$ MeV (3,5% der β -Zerfälle), K-Strahlung in 15% der Zerfälle und γ -Strahlung von 1,1 MeV in 10% aller Zerfälle. Es besteht somit Übereinstimmung innerhalb des Fehlers unserer Messung (Zerfallsenergie 1,90 MeV).

²⁴ W. Bothe u. W. Gentner, Z. Physik **106**, 236 [1937].

²⁵ G. E. Valley u. H. L. McCreary, Physic. Rev. **56**, 863 [1939].

²⁶ J. J. Livingood u. G. T. Seaborg, Rev. mod. Physics **12**, 30 [1940].

²⁷ H. E. Sueß u. J. H. D. Jensen, Ark. Fysik **3**, 577 [1951].

* Das genaue Zerfallschema wurde nach Abschluß

die in Abb. 8 dargestellte β -Absorptionskurve des Ga^{68} erhalten. Die auf β^- -Strahler korrigierte β -Absorptionskurve ergibt die β -Grenzenergie zu $1,90 \pm 0,04$ MeV in Übereinstimmung mit den bekannten Werten: $1,97$ MeV²⁸ und $1,9$ MeV¹³. Der schwache Anstieg der Energiewerte (angedeutet durch gestrichelte Kurve in Abb. 8) deutet auf ein weiches β -Teilspektrum hin, dessen Intensität nicht mehr als 10% der Gesamtintensität betragen kann.

Außer der Vernichtungsstrahlung konnte im γ -Untergrund der Absorptionskurve keine merkliche Kern- γ -Strahlung nachgewiesen werden. Die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall ist demnach kleiner als $0,1$ MeV. Damit beträgt die Zerfallsenergie des Ga^{68} $1,90^{+0,14}_{-0,04}$ MeV.

Der Zerfall des Ga^{67} wurde nicht weiter untersucht. Die Absorptionskurve ist die einer intensiven K-Strahlung, verbunden mit γ -Strahlung. Das ist in Übereinstimmung mit den bekannten Daten des Zerfalls²⁹.

c) Die Zerfallsenergien der Elektronenstrahler Sc^{49} , V^{52} und Cu^{66}

Sc^{49} : Die Sc^{49} -Präparate wurden durch Bestrahlungen von reinem CaF_2 mit den Deuteronen des Heidelberger Zyklotrons und nachfolgende chemische Abtrennung des Sc hergestellt. Das bestrahlte CaF_2 wurde zusammen mit einigen mg $AlCl_3$ in konz. HCl gelöst, die Säure abgeraucht und der Rückstand in $1/10-n$. HCl aufgenommen. Mit Hilfe der Urotropinmethode wurde das aktive Sc zusammen mit dem Al als Hydroxyd gefällt.

Die zeitlichen Abfallkurven der Sc-Präparate hinter verschiedenen Absorbern waren zusammengesetzt. Durch eine Analyse nach den Halbwertzeiten wurde die Halbwertzeit des Sc^{49} als 57 ± 1 min bestimmt. Bekannte Werte sind 57 min^{30,32} und 60 min³¹.

Übereinstimmend mit Walke³² wurde keine γ -Strahlung gefunden. Die obere Grenze für das Verhältnis der γ -Ausschlagshäufigkeit der Absorptionskurve bei 5 mm Al zur Ausschlagshäufigkeit ohne Absorber war durch die Meßfehler zu kleiner als $3 \cdot 10^{-4}$ gegeben. Dem entspricht eine obere Grenze für die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall von $0,05$ MeV.

²⁸ W. B. Mann, Physic. Rev. **52**, 405 [1937].

²⁹ A. C. Helmholz, Physic. Rev. **60**, 415 [1941].

³⁰ L. Seren u. H. N. Friedlander, Physic. Rev. **72**, 888 [1947].

³¹ E. der Mateosan, M. Goldhaber u. A. Smith, Argonne National Laboratory 4277 (1949).

Die in Abb. 9 im Energie-Absorptions-Diagramm dargestellte Absorptionskurve des Sc^{49} entspricht einem einfachen β -Spektrum der Grenzenergie $2,00 \pm 0,05$ MeV. Wegen des Fehlens von γ -Strahlung ist dieser Wert gleich der Zerfallsenergie. Er stimmt mit dem bereits früher veröffentlichten³³, $1,99$ MeV, überein. Die bislang bekannten Werte weichen stark davon ab: $1,8$ MeV³² und $2,4$ MeV³¹ (ebenfalls aus Absorptionsmessungen).

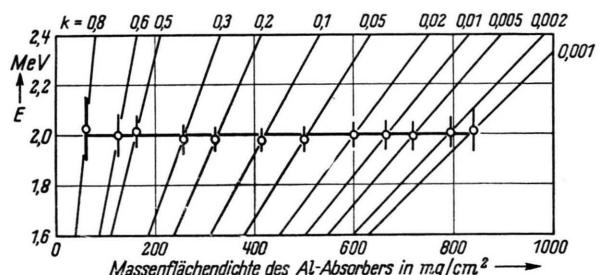


Abb. 9. β -Absorptionskurve des Sc^{49} im Energie-Absorptions-Diagramm. Einfaches β^- -Spektrum der Grenzenergie $2,00 \pm 0,05$ MeV.

V^{52} : Die bekannten Daten der β -Grenzenergie des V^{52} von $1,98$ MeV³⁴, $2,7$ MeV³⁵ und $2,6$ MeV²⁰ regen zu einer Neubestimmung an. Wegen der kurzen Halbwertzeit ($3,77$ min) ist die Anwendung der Absorptionsmethode vorteilhaft.

Nach Renard³⁵ ist der $3,7$ -min-aktive Zustand des V^{52} ein isomerer Zustand, der unter Aussendung einer stark konvertierten γ -Strahlung in den Grundzustand übergeht. Dieser zerfällt mit einer Halbwertzeit von $2,6$ min über ein einfaches β -Spektrum mit nachfolgender γ -Linie. Das Gleichgewicht zwischen beiden Aktivitäten stellt sich sehr bald ein. Der Abfall der Aktivität der β -Strahlung folgt dann der Halbwertzeit von $3,77$ min.

Die V^{52} -Präparate wurden durch Bestrahlungen von reinem V_2O_5 mit den Deuteronen des Heidelberger Zyklotrons hergestellt. Nach Abklingen der 66 -sec-Aktivität des F^{17} wurde der zeitliche Aktivitätsabfall hinter verschiedenen Absorbern über 8 Halbwertzeiten verfolgt. Aus 10 Bestimmungen hinter Absorbern von 0 bis 5 mm Al ergab sich die Halbwertzeit des V^{52} zu $3,77 \pm 0,01$ min. Bekannte Werte: $3,74$ min³⁴ und $3,9$ min²⁰.

³² H. Walke, Physic. Rev. **57**, 163 [1940].

³³ L. Koester, H. Maier-Leibnitz, T. Mayer-Kuckuck, K. Schmeiser u. G. Schulze-Pillot, Z. Physik **133**, 319 [1952].

³⁴ J. Martelly, Ann. Physique (12) **2**, 225 [1947].

³⁵ G. A. Renard, Ann. Physique (12) **5**, 385 [1950].

Die β -Absorptionskurve des V^{52} (Abb. 10) zeigt einen etwas größeren Anteil an langsamen Elektronen. Er kann durch die Konversionsselektronen der 0,25 MeV- γ -Linie des isomeren Übergangs erklärt werden. Der weitere Verlauf der Kurve ist der eines einfachen β -Spektrums der Grenzenergie $2,47 \pm 0,03$

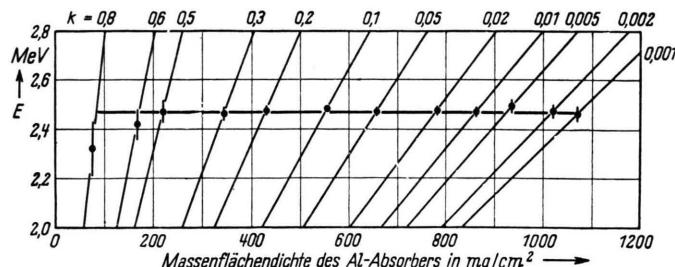


Abb. 10. β -Absorptionskurve des V^{52} im Energie-Absorptions-Diagramm. $E_{\max} = 2,47 \pm 0,03$ MeV.

MeV. Da der Anteil der in der Absorptionskurve nachgewiesenen 0,25 MeV-Konversionsselektronen sehr klein ist ($\sim 3\%$), läßt sich aus dem γ -Untergrund der Kurve die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall bestimmen. Sie ist $1,52 \pm 0,1$ MeV. Die in Koinzidenz mit dem 2,5 MeV- β -Spektrum gemessene^{35,36} γ -Linie von $1,45 \pm 0,07$ MeV^{34,37} paßt gut zu diesem Wert, die stark konvertierte 0,25 MeV-Linie liefert nur einen kleinen Beitrag.

Mit der gemessenen β -Grenzenergie $2,47 \pm 0,03$ MeV und den bekannten Daten der Kern- γ -Strahlung kann die Zerfallsenergie des V^{52} angegeben werden. Sie ist $3,92 \pm 0,1$ MeV.

Cu^{66} : Zu Beginn unserer Messungen war das Zerfallsschema von Cu^{66} noch unbekannt. Inzwischen haben Friedlander und Alburger³⁸ es gemessen: Es gibt zwei β -Spektren von $2,63 \pm 0,02$ MeV (91%) und $1,59 \pm 0,03$ MeV (9%) und eine γ -Linie von $1,044 \pm 0,01$ MeV. Unser Ergebnis ist damit in Übereinstimmung.

Die Präparate wurden durch kurze Bestrahlungen dünner Cu-Folien mit den Deuteronen des Heidel-

berger Zyklotrons hergestellt. Die Abfallkurven hinter verschiedenen Absorbern zeigten zum Meßbeginn einen Untergrund von 1 bis 3% der 12-h-Aktivität des Cu^{64} . Eine Halbwertzeit-Analyse ergab übereinstimmend hinter verschiedenen Absorbern die Halbwertzeit des Cu^{66} zu $5,20 \pm 0,05$ min. Bekannte Werte sind 4,34 min³⁹, 5,05 min⁴⁰ und 5,18 min⁴¹.

In der Darstellung der β -Absorptionskurve im Energie-Absorptions-Diagramm (Abb. 11) stimmt das Ende der Kurve mit der für ein β -Teilspektrum der Grenzenergie $2,60 \pm 0,05$ MeV konstruierten überein (gestrichelte Linie), das in 90% der Zerfälle ausgesendet wird, 10% der Zerfälle können über weichere β -Teilspektren mit weniger als 1,8 MeV erfolgen. Die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall wurde

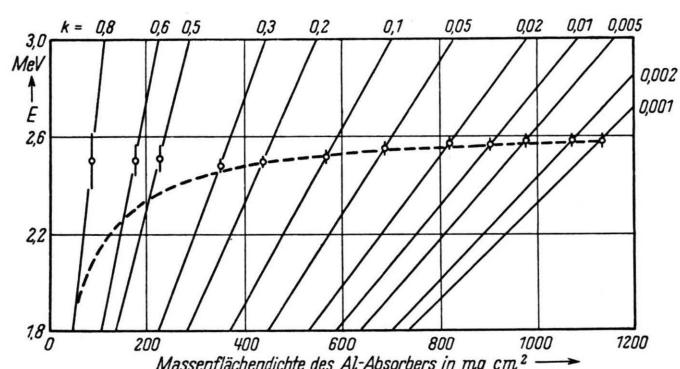


Abb. 11. β -Absorptionskurve des Cu^{66} im Energie-Absorptions-Diagramm. Gestrichelte Kurve: Absorptionskurve eines β -Spektrums $E_{\max} = 2,60$ MeV, das in 90% der Zerfälle ausgesandt wird (konstruiert).

aus dem γ -Untergrund der Absorptionskurve als $0,1 \pm 0,03$ MeV bestimmt. Dieser Wert ist so klein, daß das in 90% der Zerfälle ausgesandte 2,6 MeV β -Spektrum nicht mit der bekannten 1,32 MeV γ -Linie⁴⁰ gekoppelt sein kann. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß dieses β -Spektrum dem Übergang in den Grundzustand des Endkernes entspricht und die γ -Linie mit den weichen Teilspektren gekoppelt ist. Damit kann die Zerfallsenergie des Cu^{66} ange-

³⁶ R. Bouchez u. G. A. Renard, J. Physique Radium 8, 289 [1947].

³⁷ S. Kikuchi et al., Proc. physico-math. Soc. Japan 24, 818 [1942].

³⁸ G. Friedländer u. D. E. Alburger, Physic. Rev. 84, 231 [1951].

³⁹ L. M. Silver, Physic. Rev. 76, 589 [1949].

⁴⁰ L. Meitner, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A 33, 3 [1946].

⁴¹ A. G. W. Cameron u. L. Katz, Physic. Rev. 80, 904 [1950].

geben werden. Sie ist $2,60 \pm 0,05$ MeV. Die bislang bekannten Werte für die β -Grenzenergie sind 2,58 MeV⁴² und 2,9 MeV⁴³.

d) Prüfung des Zerfallschemas von Mg²⁷

Das Zerfallschema von Mg²⁷ wurde im Institut nach drei unabhängigen Methoden untersucht⁴⁴, von denen eine hier verfolgte ist. Zur Diskussion standen zwei Zerfallschemata, von denen das eine (Abb. 12a) von Benes, Hedgran und Hole⁴⁵ aufgestellt und durch Spektrometer- und Koinzidenzmessungen begründet wurde, während das andere (b) mit früheren Messungen von Gentner und Maier-Leibnitz⁴⁶ in Übereinstimmung ist. Allerdings war damals die 1,01 MeV- γ -Linie nicht bekannt.

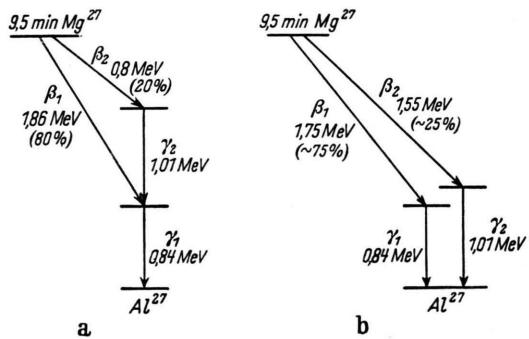


Abb. 12. Altes (a) und neues (b) Zerfallschema von Mg²⁷.

Der Zerfall von Mg²⁷ wurde durch Messungen der mittleren γ -Energie pro β -Zerfall und der β -Absorptionskurve untersucht. β - und γ -Energien liegen in Energiebereichen, in denen die Absorptionsmethode gut anwendbar ist.

Die Mg²⁷-Präparate wurden durch Bestrahlung dünner Mg-Folien mit den Deuteronen des Heidelberger Zyklotrons hergestellt. Nach Lösen der Folien in verdünnter HCl konnte nach Zugabe von etwas NaCl als Träger für das mitentstandene aktive Na das Mg als Mg(OH)₂ gefällt und somit vom aktiven Na getrennt werden.

Der zeitliche Abfall der Aktivität der Mg²⁷-Präparate hinter verschiedenen Absorbern war einfach. Die Halbwertzeit ergab sich aus allen Bestimmungen zu $9,51 \pm 0,03$ min.

⁴² H. N. Gadsinski, L. A. Golotzwan u. A. J. Danilenkov, J. exp. theoret. Physik [U.S.S.R.] 10, 1 [1940].

⁴³ K. Sinma u. H. Yamasaki, Sci. Pap. Inst. physic. chem. Res. [Tokyo] 35, 16 [1938].

Aus dem Verhältnis γ -Ausschläge zu β -Ausschläge der Absorptionskurve = $(7,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ wurde die mittlere γ -Energie pro β -Zerfall zu $0,88 \pm 0,08$ MeV bestimmt. Dieser Wert paßt nicht zu dem bislang angenommenen Zerfallschema (a) der Abb. 12, dem eine mittlere γ -Energie pro β -Zerfall von 1,04 MeV entspricht.

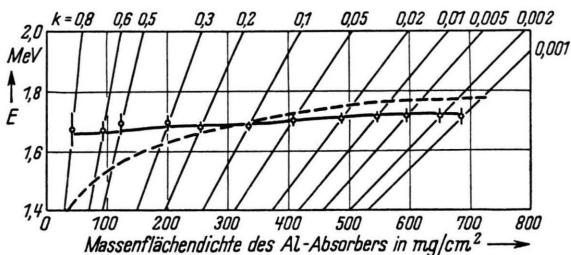


Abb. 13. β -Absorptionskurve des Mg²⁷ im Energie-Absorptions-Diagramm. Gestrichelte Linie: Kurve konstruiert nach dem Zerfallschema (a) in Abb. 12; ausgezogene Linie nach Zerfallschema (b).

Auch die Form der β -Absorptionskurve im Energie-Absorptions-Diagramm (Abb. 13) stimmt nicht mit dem Zerfallschema (a) überein. Die diesem Schema entsprechende β -Absorptionskurve wurde konstruiert und in Abb. 12 durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Die eingetragenen Meßwerte weichen deutlich vom Verlauf dieser Kurve ab. Sie fallen dagegen innerhalb der Fehlergrenzen mit der ausgezogenen Linie zusammen, die nach dem Zerfallschema (b) der Abb. 12 konstruiert worden ist. Die diesem Schema entsprechende mittlere γ -Energie pro β -Zerfall beträgt 0,88 MeV in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert $0,88 \pm 0,08$ MeV.

Nach allen unseren Ergebnissen ist also ein Zerfallschema der Form (b) anzunehmen, welches durch die späteren Koinzidenz- und Spektrometermessungen⁴⁴ auch voll bestätigt wurde. Damit ist das Schema (a) nicht haltbar.

3. Diskussion

Von den Ergebnissen sind in erster Linie die Zerfallsenergien von Bedeutung für Betrachtungen über die Kernsystematik, wie sie Sueß und Jen-

⁴⁴ H. Daniel, L. Koester u. T. Mayer-Kuckuck, Z. Naturforsch. 8a, 447 [1953].

⁴⁵ J. Benes, A. Hedgran u. N. Hole, Ark. Mat., Astronomi Fysik, Ser. A 35, 12 [1938].

⁴⁶ W. Gentner u. H. Maier-Leibniz, Fiat Rev. of German Science, 1939—1946, Part. I, S. 158 [1948].

sen²⁷ an Hand des Schalenmodells durchgeführt haben. Unsere Resultate betreffen vor allem das Gebiet um die Neutronenzahl und Protonenzahl 28. In Abb. 14 sind die ungeraden Kerne, bei deren Umwandlung kein Aufbrechen eines Neutronen- oder Protonenpaars erfolgt, dargestellt. Dabei sind außer unseren Messungen ($Ti^{51}33$, V^{47} , Mn^{51} , Ga^{65}) neue Messungen⁴⁷ an Cr^{55} berücksichtigt. Den Wert von Flammersfeld für Cr^{55} (2,85 MeV) haben wir auf Grund eines Vergleichs mit dem von ihm ebenfalls gemessenen V^{52} , dessen β -Energie wir zu 2,47 MeV bestimmt haben, auf 2,5 MeV korrigiert. In Abb. 14 sind mit eingetragen die Kurvenzüge der Arbeit von Sueß und Jensen. Man erkennt aus den experimentellen Werten keine Andeutung für einen Sprung bei $Z=28$ und höchstens einen geringen Sprung bei $N=28$. Die hier nicht eingezeichneten Umwandlungen, bei denen ein Paar aufgebrochen wird, zeigen bei $Z=28$ einen sehr deutlichen Sprung. Bei $N=28$ reicht das experimentelle Material zu einer solchen Aussage nicht aus.

Bei den übrigen hier gemessenen Zerfallsenergien ist noch der Wert für P^{30} bemerkenswert, weil er in der Reihe Na^{22} (1,84 MeV) — Al^{26} (2,6 MeV) — P^{30}

⁴⁷ A. Flammersfeld u. W. Herr, Z. Naturforschg. 7a, 649 [1952].

(3,23 MeV) — Cl^{34} (4,45 MeV) eine Unregelmäßigkeit notwendig macht.

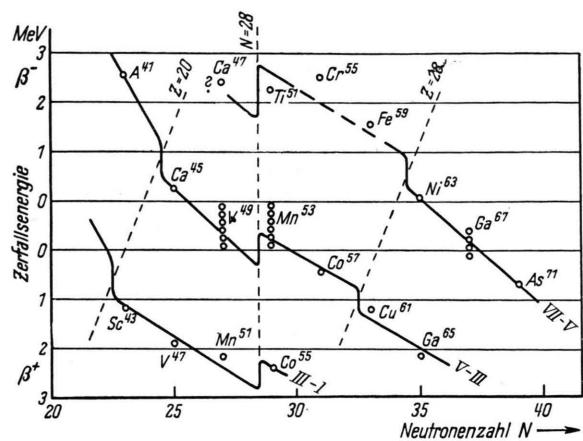


Abb. 14. Zerfallsenergie-Diagramm für Isotope ungerader Masse. Die römischen Ziffern sind Neutronenüberschüsse des Ausgangs- und Endkerns der Umwandlungen.

Herr Professor Bothe hat die Durchführung dieser Arbeit in seinem Institut ermöglicht und unterstützt, wofür ich an dieser Stelle herzlich danken möchte. Ferner danke ich Herrn Professor Maier-Leibnitz für die Anregung und Leitung der Untersuchung. Bei den Untersuchungen wurden Apparate benutzt, die die Deutsche Forschungsgemeinschaft dankenswerterweise zur Verfügung gestellt hatte.