

Die komplexen Betaumwandlungen von Na^{25} und Al^{25}

Autor(en): **Maeder, D. / Staehelin, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **28 (1955)**

Heft II-III

PDF erstellt am: **12.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112609>

Nutzungsbedingungen

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

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

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

Haftungsausschluss

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

Die komplexen Betaumwandlungen von Na^{25} und Al^{25}

von D. Maeder und P. Staehelin*) (ETH., Zürich).

(19. I. 1955.)

Abstract. The 1 min-activity of Na^{25} , produced by irradiation of Mg in the betatron, has been investigated using scintillation techniques for the measurement of β - and γ -ray energies. The single pulse spectrum from a NaI(Tl)-crystal, as recorded in the exponential sweep photographic pulse spectrometer, is analysed into 4 γ -rays of 384 ± 10 , 576 ± 10 , 978 ± 15 , and 1603 ± 20 keV (§ 3). The pulse height distribution from an anthracene crystal yields an end-point energy of $4,0 \pm 0,2$ MeV for the β -transition to the ground state of Mg^{25} (§ 4). Analysis of the β -spectrum into partial transitions to the excited states of Mg^{25} is performed by means of $\beta\gamma$ -coincidence studies. The double pulse spectrograph, used for recording at one time information about coincidences between all possible energy pairs, is briefly described in § 5. For convenience in counting large numbers of coincidences, the photographic recording method is supplemented with counting channels, which can be set individually to combine the desired β - and γ -ray energy bands. The general procedure for the evaluation of such measurements is outlined in an especially simple example of $\gamma\gamma$ -coincidences.

The evaluation of $\beta\gamma$ -coincidences from Na^{25} shows that resp. 65%, 3,5%, 25% and 6,5% of the transitions lead to the ground state and to the first three excited states of Mg^{25} . From the ft -values we conclude that Na^{25} has spin $3/2^+$ (§ 8), which means that the well-known spin anomaly of the stable nucleus Na^{23} occurs also in Na^{25} .

In the short-lived activities of Al^{25+26} , obtained by proton bombardment of Mg in the cyclotron (§ 6, 7) we have found a weak γ -ray of $1,58 \pm 0,03$ MeV. The $\gamma:\beta^+$ ratio indicates a normal allowed transition from Al^{25} to the 1,6 MeV-level in Mg^{25} , which therefore must be either a $3/2^+$ or $5/2^+$ state (§ 8). Qualitative arguments lead to a $(d_{5/2})^3 (d_{3/2})^2$ assignment for this level.

Investigations of the stripping reactions on Mg^{24} by HOLT and MARSHAM (d, p) and by GOLDBERG (d, n) have demonstrated the single-particle properties of at least five even parity levels below 3 MeV, in both Mg^{25} and Al^{25} . The results of the present work fix the spin value of the second excited state in Mg^{25} uniquely ($3/2^+$), thus confirming the predictions of the nuclear shell model for the lowest three levels. For the production of the other single-particle states (excitation energies between 1,9 and 3 MeV) in direct stripping processes, a mechanism combining ordinary stripping with electric excitation of the Mg^{24} core is suggested.

*) Jetzt an der Universität Urbana (Illinois).

§ 1. Problemstellung.

Für unsere Kenntnis der Kernstruktur sind experimentelle Daten über die β -Umwandlungswahrscheinlichkeiten aufschlussreich, sei es, dass aus der groben Klassifikation der ft -Werte unmittelbar Bedingungen für die Drehimpuls- und Paritätsänderungen folgen, sei es, dass die feinere Unterscheidung der ft -Werte Schlüsse auf Besonderheiten einzelner Kernzustände gestattet. Bei jenen radioaktiven Kernen, deren Grundzustand sich nicht durch das Einteilchen-Schalenmodell¹⁾ erklären lässt, ist daher die Bestimmung genauer ft -Werte von besonderem Interesse. Ein solcher Fall liegt vor, wenn ein Kern mit ungerader Massenzahl 11 Protonen oder 11 Neutronen besitzt. Für die stabilen Kerne $_{10}\text{Ne}^{21}$ und $_{11}\text{Na}^{23}$ ergeben direkte Bestimmungen²⁾ des Kernspins den Wert $I = 3/2$, dessen Deutung im Rahmen eines Schalenmodells die Annahme von Dreiteilchen-Zuständen nahelegt^{1) 3)}. Für $_{11}\text{Na}^{21}$ und $_{11}\text{Mg}^{23}$ lassen die kurzen β^+ -Zerfallsperioden ($\log ft = 3,6$ bzw. $3,7$) und das Fehlen von γ -Emissionen^{4) 5)} auf völlige Analogie mit den Grundzuständen von Ne^{21} bzw. Na^{23} schliessen. Auch für $_{11}\text{Na}^{25}$ gilt im Grundzustand vermutlich $I = 3/2$, jedoch kann sich dieses Isotop beim Betazerfall nicht in einen analog aufgebauten Spiegelkern umwandeln; vielmehr entsprechen die tiefsten Zustände des Folgekerns $_{12}\text{Mg}^{25}$ einem Einteilchen-Modell. Wären nun beim Na^{25} alle Protonen bis auf eines gepaart (Einteilchen-Zustand, $I = 5/2$), so könnte sich die Umwandlung eines der 6 $d_{5/2}$ -Neutronen in ein Proton der selben Schale ohne Änderung irgendeiner Quantenzahl vollziehen, so dass für den β -Zerfall $\text{Na}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$ ein ähnlich niedriger ft -Wert wie bei den vorher erwähnten übererlaubten Übergängen möglich wäre*). Falls aber beim Na^{25} die $(d_{5/2})^3$ -Konfiguration mit dem Gesamtspin $3/2$ überwiegt, so erfordert der β -Zerfall eine Umorientierung der Protonen in der $d_{5/2}$ -Schale und sollte daher langsamer vor sich gehen. Der von BLEULER und ZÜNTI⁷⁾ für den Übergang von Na^{25} zum Grundzustand des Mg^{25} erhaltene ft -Wert — der in den Bereich der Werte für normal erlaubte Übergänge fällt — legt die letztere Deutung nahe; die gleichen Autoren entdeckten aber auch eine γ -Strahlung, von der sich allerdings mit den damals verfügbaren Untersuchungsmethoden (Absorptionskurven mittels Geiger-Zählrohren) weder die Energie, noch die Intensität zuverlässig messen liess. Das von BLEULER und ZÜNTI angenommene Verzweigungsverhältnis und damit auch die ft -Werte für die Partialspektren sind

) Dass $\log ft$ -Werte < 4 auch bei Übergängen zwischen nicht spiegelbildlichen Kernen vorkommen, zeigt für die 1 $d_{5/2}$ -Schale das von BROWN und PEREZ-MENDEZ⁶⁾ untersuchte Beispiel $_{10}\text{Ne}^{23} \rightarrow _{11}\text{Na}^{23}$.

daher mit grosser Unsicherheit behaftet, so dass es uns lohnend erschien, den Zerfall von Na^{25} mit verbesserten Messmethoden zu untersuchen. In einer vorläufigen Mitteilung⁸⁾ haben wir kurz über das mit dem Szintillationsspektrographen gefundene komplexe γ -Spektrum sowie über einige $\beta\gamma$ -Koinzidenzversuche berichtet. Im folgenden möchten wir diese Experimente näher beschreiben (§ 2, 3, 4) und besonders auf anschliessend unternommene Koinzidenzmessungen mit doppelter Energieauflösung eingehen (§ 5).

Im Gegensatz zu Na^{25} wandelt sich Al^{25} mit sehr kurzer, für supererlaubte β -Übergänge charakteristischer Halbwertszeit⁹⁾ in Mg^{25} um. Die Grenzenergie des Positronenspektrums ist nie direkt gemessen worden; aus den Q -Werten der Reaktionen $\text{Mg}^{24}(\text{n}, \gamma) \text{Mg}^{25}$ und $\text{Mg}^{24}(\text{d}, \text{n}) \text{Al}^{25}$ berechnet man $E_{\beta^+ \text{max}} = 3,22 \text{ MeV}^{10)}$, falls die Umwandlung zum Grundzustand des Mg^{25} führt. Um diese Annahme experimentell zu prüfen und allfällige Verzweigungen auf angeregte Zustände im Magnesium zu bestimmen, haben wir beim Positronenzerfall von Al^{25} nach γ -Strahlen gesucht (§ 6). Bei der Aktivierung von Al^{25} entstand stets auch das in der Halbwertszeit nur wenig verschiedene⁹⁾ angeregte Al^{26} , das wir bereits früher auf anderem Wege (ohne Beimischung von Al^{25}) erzeugt und nach dem vermuteten schwachen isomeren Übergang¹¹⁾ abgesucht hatten. Die wesentlich höhere spezifische Aktivität der in der vorliegenden Arbeit untersuchten ($\text{Al}^{25} + \text{Al}^{26}$)-Präparate ermöglichte uns, ausser einer grössenordnungsmässigen Abschätzung der Verzweigungsverhältnisse bei der Umwandlung $\text{Al}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$, auch eine Verschärfung der oberen Grenze für die Intensität allfälliger γ -Emissionen beim Zerfall des angeregten Al^{26} (§ 7).

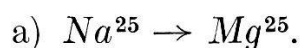
§ 2. Messanordnung und Präparate.

In Anbetracht der kurzen Halbwertszeiten wurde die vorliegende Arbeit durchwegs mit Szintillationszählern ausgeführt. Die Amplitudenverteilungen wurden in einem Impulsspektrographen photographisch registriert, in ähnlicher Weise wie bei dem früher beschriebenen Gerät¹²⁾, jedoch mit exponentieller Zeitablenkspannung zur Erzielung einer linearen Intensitätsskala. Während jeder Aufnahme werden mittels Untersetzern und Zählwerken die absoluten Stosszahlen in fünf einstellbaren Amplitudenbereichen bestimmt. Aus der Kombination der Zählergebnisse mit der durch Umkopieren auf hartes Papier gewonnenen photographischen Kurve¹³⁾ erhält man den Verlauf des Spektrums in absolutem Maßstab.

Für Koinzidenzmessungen mit doppelter Energieverteilung wurde die Zeitablenkung durch eine der Impulsamplitude aus dem zweiten

Zähler proportionale Meßspannung ersetzt. Die photographische Platte registriert in diesem Fall eine zweidimensionale Punktmenge, deren Koordinaten den in den beiden Zählern zeitlich koinzidierenden Partikel- bzw. Quantenenergien entsprechen. Eine genauere Beschreibung dieses Verfahrens wird in § 5 gegeben.

Zur Messung der β -Teilchen diente ein Anthrazenkristall von 24 mm \varnothing und 17 mm Länge; die Untersuchung der γ -Spektren erfolgte mit einem NaI(Tl)-Kristall von 35 mm \varnothing und 25 mm Länge. Die Anordnung der Präparate mit Absorbern und Kollimatoren richtete sich nach den zu untersuchenden Zerfällen:



Die 1 min-Aktivität von Na^{25} kann auf verschiedene Weise aus Mg erzeugt werden¹⁴). Der Kernphotoeffekt an Mg (natürliches Isotopengemisch) liefert ausser Na^{25} auch das stabile Na^{23} und die mit 12 sec, bzw. 15 h Halbwertszeit zerfallenden Produkte Mg^{23} und Na^{24} . Andererseits erhält man bei der Bestrahlung mit schnellen Neutronen starke Störaktivitäten von Na^{24} (15 h), Ne^{23} (40 sec) und Mg^{27} (9,5 min)⁷). Da uns das 30 MeV-Betatron des Kantons-spitals zur Verfügung stand*), haben wir uns für die erstgenannte Aktivierungsmethode entschieden, bei welcher sich die Ausscheidung der Störaktivitäten wegen der grösseren Unterschiede in den Halbwertszeiten leichter durchführen lässt. Um ihre Beiträge bei der späteren Aufnahme der Na^{25} -Spektren möglichst klein zu halten, wurde in einem Vorversuch mit einem Pb-Kollimator zwischen Präparat und Kristall das zeitliche Abklingen der Impulsfrequenzen in drei breiten Energiebereichen des NaI-Szintillationsspektrometers für ein 90 sec bestrahltes Stück Mg-Metall von etwa 10 cm³ verfolgt und während dreier Zeitabschnitte *A*, *B*, *C* je eine Aufnahme des γ -Spektrums gemacht. Die in Fig. 1 dargestellten Zerfallskurven lassen deutlich erkennen, dass der 12 sec-Anteil vorwiegend aus Gamma-Strahlung niedriger Energie (< 600 keV), der langlebige Anteil praktisch nur aus solcher hoher Energie besteht. Auf den Spektrogrammen war im Falle *A* ausser einem Bremskontinuum nur die Annihilationslinie von Mg^{23} erkennbar; im Falle *C* zeigte sich das bekannte Spektrum von Na^{24} , mit Andeutungen einiger zusätzlicher unbekannter Linien. Alle neuen Linien traten im Zeitabschnitt *B*, der für die Untersuchung der 1 min-Aktivität am günstigsten gewählt war, am stärksten hervor. Bis zum Beginn

*) Herrn Prof. SCHINZ danken wir für die Erlaubnis zur Benützung des Betatrons, Herrn Dr. JOYET und Herrn MAUDERLI für ihr freundliches Entgegenkommen bei der Vereinbarung der Bestrahlungen.

des Zeitabschnittes *B* sind die anfänglichen Intensitäten bereits so stark abgefallen, dass wir es für die weiteren Untersuchungen an Na^{25} vorzogen, die Präparate unter Verzicht auf jegliche Kollimation so nahe wie möglich an den Kristall heranzubringen. Fig. 2 zeigt im unteren Teil den γ -Kristall mit dem zur Abbremsung der

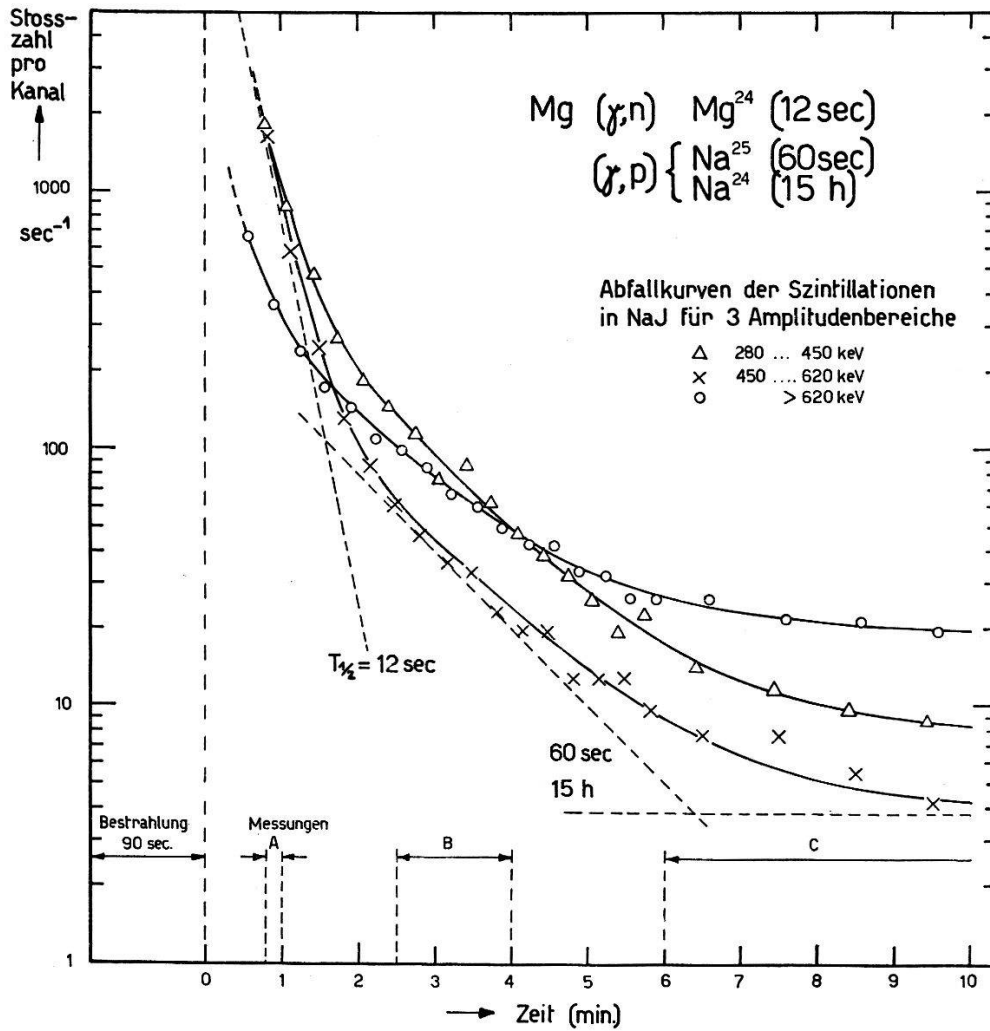


Fig. 1.

Zeitlicher Verlauf der in Mg durch Bestrahlung im Betatron erzeugten Aktivitäten in verschiedenen Energiebereichen des γ -Spektrums.

β -Teilchen dienenden Graphitabsorber von 8 mm Dicke. Zur Aufnahme des γ -Einzelspektrums haben wir dicke Mg-Zylinder (15 mm Durchmesser, 10 mm dick) von 99,9% Reinheit*) benützt, um mit relativ wenigen Bestrahlungen eine gute Statistik zu erhalten. Wegen des sonst anwachsenden 15 h-Untergrundes wurde für jede Bestrahlung neues Mg verwendet.

*) Nach Angabe der Herstellerfirma (Selve AG., Thun) kommen als Verunreinigungen hauptsächlich Al und Fe in Betracht.

Bei der Messung der β -Spektren musste die Präparatdicke auf 0,5 mm beschränkt werden, um die Energie- und Partikelverluste in der Quelle hinreichend klein zu halten. Wegen der hierdurch bedingten geringen Präparatstärke wurde für die Koinzidenzmessungen eine grosse Anzahl 0,5 mm dicker Scheibchen von 15 mm \varnothing angefertigt, welche in eine kleine Vertiefung im Zentrum des Graphitabsorbers passten. 2 mm darüber befindet sich das Aluminiumfenster

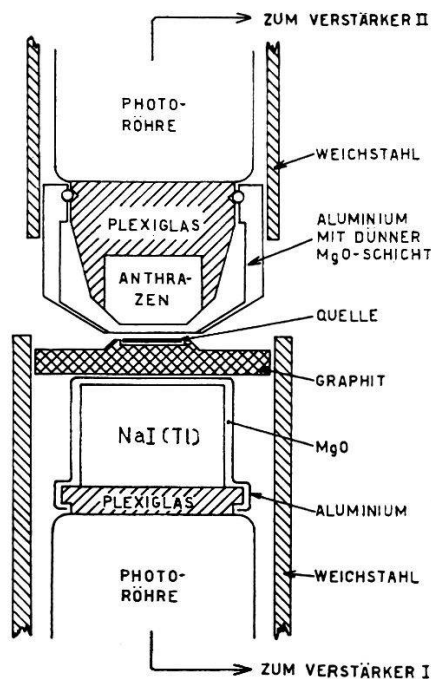
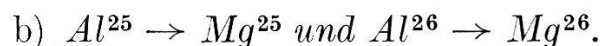


Fig. 2.

Kristallanordnung für $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen.

zum β -Kristall. Für die in Fig. 2 dargestellte Anordnung mit abgechrägter Vorderkante des β -Kristalls beträgt der über die Präparatfläche gemittelte geometrische Raumwinkel $4\pi \cdot 22\%$, wovon rund drei Viertel auf Richtungen mit mindestens 8 mm Absorptionsweg im Kristall entfallen. Nach den Absorptionskurven von BLEULER und ZÜNTR¹⁵⁾ muss daher für ein Fermi-Spektrum von 4 MeV Grenzenergie der bei weitem überwiegende Teil der Elektronen die volle Energie im Kristall umsetzen (siehe § 4).



Durch Bestrahlung von spektroskopisch reinem Mg-Metall*), zunächst in Form eines 6 mm dicken Stäbchens, mit 6,7 MeV-Protonen aus dem Zyklotron wurden die 7 sec-Aktivitäten von Al^{25}

*) Herstellerfirma: Johnson & Matthews, London.

und Al²⁶ in vergleichbarer Ausbeute erzeugt. Nach 10 sec dauernden Bestrahlungen wurde die Target jeweils pneumatisch in die Nähe des ausserhalb der Zyklotronabschirmungen aufgestellten NaI-Szintillationskristalls befördert und das γ -Spektrum 10 sec lang aufgenommen.

Zur weiteren Verminderung des Untergrundes wurde der Kristall samt der Photoröhre allseitig mit etwa 10 cm Pb umgeben. Die mit dem Zyklotron erzielten Präparatstärken ermöglichten es, mit 16 cm Abstand zwischen Quelle und Kristall zu messen und den effektiven Raumwinkel durch einen konischen Kollimator kanal zu definieren. Da im Vergleich zu der gesamten Positronenaktivität die gesuchten γ -Übergänge sehr schwach sind, haben wir, um eine Übersteuerung des Impulsspektrographen zu vermeiden, die Annihilationsstrahlung durch einen halbwegs zwischen Quelle und Kristall angebrachten Bleiabsorber um das 600fache reduziert, während γ -Quanten von 1 bzw. 1,6 MeV nur um Faktoren 22 bzw. 8 geschwächt wurden. Eine starke zusätzliche Verminderung der Annihilationsstrahlung erzielten wir bei späteren Versuchen, bei welchen die massive Mg-Target durch ein 0,2 mm dickes Plättchen ersetzt war, dessen Ebene bei der Bestrahlung senkrecht zum Protonenstrahl, bei der Messung aber parallel zur Kollimatorachse stand. Bei dieser Anordnung entweichen etwa 90% der Positronen aus der Quelle und erzeugen ihre Annihilationsquanten an solchen Stellen, die vom Kristall aus gesehen durch mehrere cm Pb verdeckt sind.

Bei der vorgängigen Untersuchung der reinen Al²⁶-Aktivität¹¹⁾, die mit Hilfe des Betatrons in spektroskopisch reinem Al-Metall erzeugt wurde, konnte die erwünschte Diskriminierung der Annihilationsstrahlung wegen der viel geringeren spezifischen Aktivität nicht so wirksam wie bei den Zyklotron-Präparaten gestaltet werden. Die Bestrahlungen am Betatron dienten daher vor allem dem Zweck, mit der gleichen Zählapparatur den Unterschied der Halbwertszeit T_1 von Al²⁶ gegenüber der Halbwertszeit T_2 der im Zyklotron erzeugten Mischung von (Al²⁵ + Al²⁶) festzustellen und daraus das Verhältnis Al²⁵:Al²⁶ abzuschätzen. Das Abklingen der Annihilationsstrahlung wurde jeweils über 8 Halbwertszeiten gemessen. Dabei erhielten wir als relativen Unterschied der Halbwertszeiten

$$(T_2 - T_1)/T_1 = (5,5 \pm 3)\%.$$

Aus dem Vergleich mit der von CHURCHILL et al.⁹⁾ für die reinen Perioden gemessenen Differenz von 14% schliessen wir, dass in den gemischten Präparaten kurz nach der Bestrahlung höchstens $\frac{2}{3}$, mindestens aber $\frac{1}{10}$ der Positronenaktivität dem Al²⁵ zuzuordnen ist.

c) *Eichung.*

Für die Messung der γ -Spektren wurde die Energieskala mit Hilfe der von Hg^{203} , Au^{198} , Cs^{137} , Zn^{65} und Na^{22} emittierten γ - und Annihilationsquanten festgelegt. Da die Halbwertsbreite der Photospitzen je nach Energie etwa 20... 10% beträgt, schätzen wir die Eichgenauigkeit auf 2... 1%. Das γ -Spektrum der bei längerer Bestrahlung von Mg im Betatron erhältlichen Na^{24} -Aktivität (Spitzen bei 1368, 1732, 2243 und 2754 keV) wurde gelegentlich ebenfalls zur Eichung herangezogen.

Für die β -Energiesmessung lieferte die von einem dünnen Cs^{137} -Präparat emittierte Konversionslinie von 630 keV (83% *K*-, 14% *L*-, 3% *M*-Konversion¹⁶) einen bequemen, jederzeit verfügbaren Kontrollpunkt. Das Szintillationsspektrogramm (Fig. 4, oben) zeigte eine vom kontinuierlichen β -Spektrum völlig getrennte, annähernd symmetrische Linie von 19% Halbwertsbreite, deren Schwerpunkt auf etwa 10 keV genau abgelesen werden konnte. Wegen der Unsicherheit einer allfälligen Extrapolation von 0,6 auf 4 MeV wurde die Cs-Linie aber nur zur Überwachung der Verstärkung in der Photovervielfacherröhre benützt, während zur eigentlichen Energieeichung das β -Spektrum von Cl^{38} diente. Hierzu wurde CCl_4 im Zyklotron mit verlangsamten Neutronen aus der Reaktion $\text{Cu}(p,n)$ bestrahlt. Das entstandene 37 min-Chlor wurde mit stark verdünnter HCl extrahiert, als AgCl gefällt und auf einem Filtrierpapier gesammelt. Zur Messung (in der Anordnung nach Fig. 2) wurde das Cl^{38} -Präparat mit zusätzlichen Schichten Filtrierpapier bedeckt, um gleiche Massenbelegung wie bei den Mg-Scheibchen zu erhalten.

§ 3. Gamma-Spektrum von Na^{25} .

Die Ergebnisse des in § 2a erwähnten Vorversuches (Zerfallskurven, Fig. 1) zeigen, dass bei unseren Bestrahlungen ausser den der 1 min-Periode zugehörigen neuen Linien keine weiteren unbekanntes γ -Aktivitäten in merklichem Masse angeregt wurden. Für eine genauere Untersuchung der 1 min-Aktivität haben wir die Beiträge von Mg^{23} und Na^{24} möglichst reduziert durch Verkürzung sowohl der Bestrahlungs- als auch der Messdauer auf je 1 min und Beginn der Messung jeweils $2\frac{1}{2}$ min nach Bestrahlungsende. Ein mit 20 Präparaten in diesem Zyklus aufgenommenes γ -Spektrogramm haben wir bereits publiziert⁸). Fig. 3 zeigt — als oberste Kurve — das Mittel aus mehreren solcher, teilweise mit 2mal oder 4mal grösserer Verstärkung ausgeführter Messreihen. Die aus insgesamt etwa 80 Bestrahlungen bestimmten Energiewerte der Photolinien sind in Tab. 1 zusammengestellt.

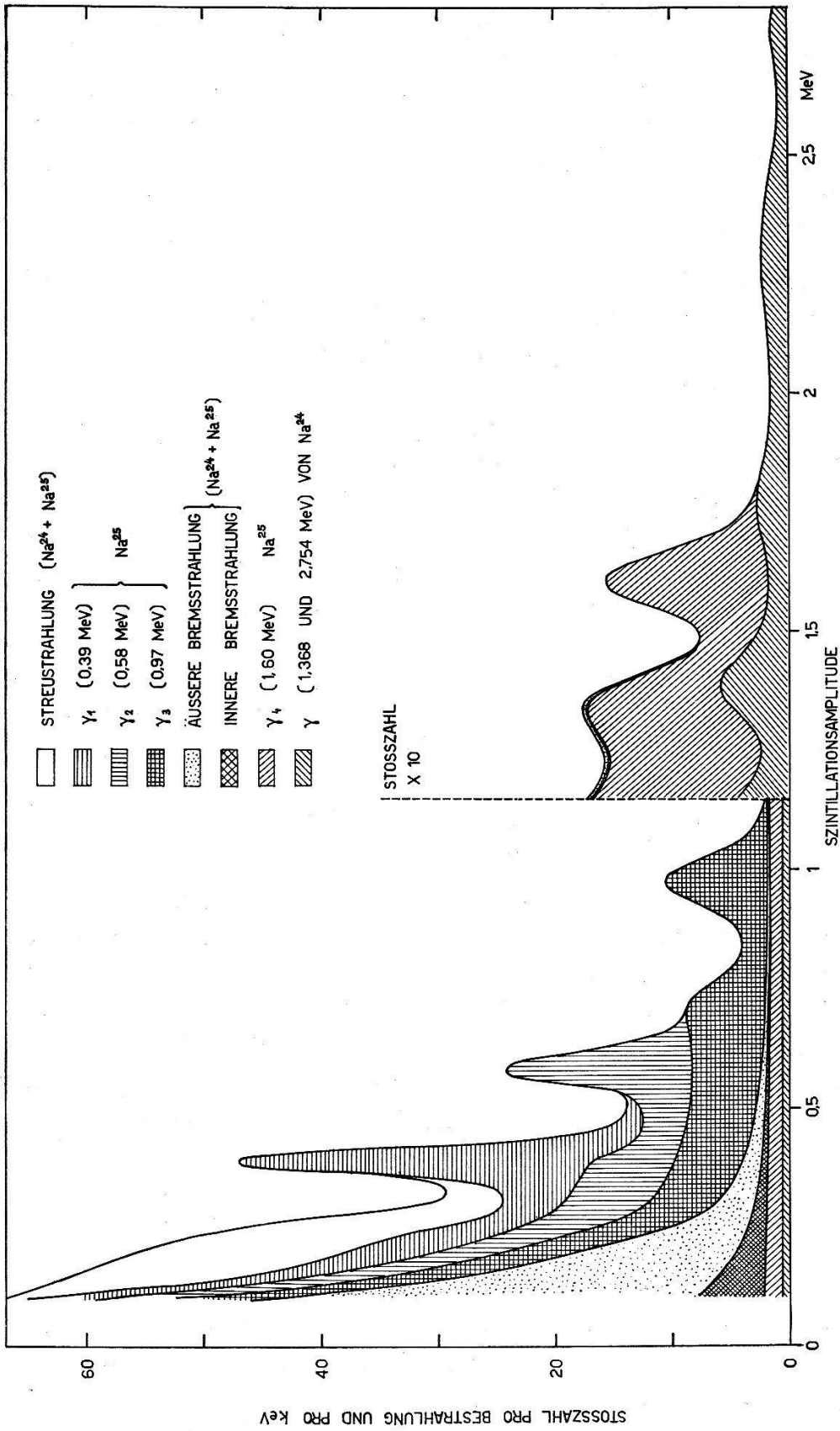


Fig. 3.
Analyse des γ -Szintillationspektrums von Na^{25} .

*

Die in Fig. 3 dargestellte Zerlegung in die einzelnen Komponenten haben wir in folgender Weise erhalten: Das Bremskontinuum wurde auf Grund der vereinfachenden Annahme, dass auf einen γ_3 -Übergang etwa 5,5 β -Teilchen eines Fermi-Spektrums von 3,7 MeV Grenzenergie entfallen (vgl. Fig. 11), roh abgeschätzt, unter Benützung der von CHANG und FALKOFF¹⁷⁾ (innere Bremsstrahlung) bzw. BETHE und ASHKIN¹⁸⁾ (äussere Bremsstrahlung) zusammengestellten Formeln und Kurven.

Die oberhalb 1,7 MeV vorhandene Stosszahl rührt fast vollständig vom 15 h-Untergrund her; das entsprechende Spektrum wurde auf Grund einer Messung von reinem Na²⁴ (aus 25 min bestrahltem Mg) in den Bereich niedriger Energien extrapoliert. Zu der bei 1,6 MeV übrigbleibenden Photospitze γ_4 haben wir die entsprechende Compton-Verteilung in Anlehnung an eine kürzliche Untersuchung über die Form von Szintillationsspektren¹⁹⁾ näherungsweise berechnet (betreffe p^* , siehe unten). Nach deren Subtraktion war die Fläche der Photolinie γ_3 , und nach Wiederholung des Verfahrens auch diejenige der übrigen Linien (γ_2 , γ_1) festgelegt. Schliesslich blieb eine Verteilung mit einem breiten Maximum bei $\sim 0,2$ MeV übrig, die wir grösstenteils der Streustrahlung aus der Umgebung des Kristalls zuschreiben. Die wesentlich grössere Fläche und Breite dieser Streustrahlungsverteilung gegenüber der Summe der nach ¹⁹⁾ berechneten „Rückstreulinien“ erklärt sich zwanglos durch die hier verwendete Präparatanordnung (Fig. 2), in welcher die Umgebung des Kristalles nicht gegen direkte Bestrahlung abgeschirmt war.

Infolge der in dieser Hinsicht ungünstigen Geometrie sind ferner die effektiven Photoanteile p^* viel niedriger als die für einen Kristall mit $\sqrt{LR} = 2,1$ cm bei achsenparallelem Einfall geltenden Werte. Wir haben deshalb mit Eichquellen die Photoanteile für die vorliegende Anordnung bei γ -Energien von 411, 662 und 1115 keV experimentell bestimmt und die berechneten p^* -Kurven¹⁹⁾ nur zur Extrapolation auf die Energien $\gamma_{1\dots 4}$ des Na²⁵-Spektrums benützt. In Tab. 1 sind die entsprechenden p^* -Werte angegeben, sowie die mit ihrer Hilfe berechneten, den einzelnen γ -Komponenten zugeordneten gesamten (d. h. bis zur Impulsamplitude 0 extrapolierten) Stosszahlen $n_{1\dots 4}$ pro Bestrahlung. Diese Stosszahlen sind auf die später zur Messung der β -Teilchen verwendeten dünneren Präparate umgerechnet. Zur Umrechnung wurde das experimentell bestimmte Verhältnis der Gesamtstosszahlen (ohne Energiezerlegung) bei dicken und dünnen Präparaten benützt und die Änderung des mittleren Präparatabstandes und der Selbstabsorption berücksichtigt.

Tabelle I.
Beim Übergang Na²⁵ → Mg²⁵ emittierte γ -Strahlen.

Intensitäten beziehen sich auf ein 0,5 mm dickes Präparat, 1 mal 60 sec bestrahlt, 150 sec abgeklungen, 60 sec gemessen.

Bezeichnung des Überganges	Energie keV	Scheinbarer Photoanteil p*(%)	Gesamte Stosszahl (Photo + Compton) n	Ansprechwahrscheinlichkeit usw. (siehe Text)	Anzahl γ -Übergänge N	Zuordnungsmöglichkeiten Termdifferenzen in Mg ²⁵ , nach ²⁰ keV
γ_1	384 ± 10	56	270	0,092	3000 ± 300	976—583 = 393 ± 9
γ_2	576 ± 10	34	300	0,074	4000 ± 500	583—0 = 583 ± 6 2562—1957 = 605 ± 9 1611—976 = 635 ± 9*)
γ_3	978 ± 15	20	400	0,059	6800 ± 1000	976—0 = 976 ± 6 1957—976 = 981 ± 9
γ_4	1603 ± 20	12	130	0,049	2700 ± 500	1611—0 = 1611 ± 6 2562—976 = 1586 ± 9

*) Eine Beimischung dieser Strahlung mit einer Intensität bis zu 10% derjenigen des γ_2 -Überganges wäre mit unseren Messungen verträglich.

Die beiden folgenden Kolonnen von Tab. 1 enthalten das numerisch über den Raumwinkel des Kristalls integrierte Produkt

$$\exp(-\mu' L')_{\text{Absorber}} \cdot [1 - \exp(-\mu L)_{\text{Kristall}}] d\omega/4\pi,$$

wobei $d\omega$ auf das Zentrum der dünnen Präparate bezogen ist, und die hieraus berechneten Absolut-Intensitäten $N_{1\dots 4}$.

In der letzten Kolonne sind Niveauabstände des Folgekerns Mg^{25} aufgeführt, welche mit den von uns gemessenen γ -Linien in direktem Zusammenhang stehen könnten. Die Anregungsenergien für Mg^{25} haben wir einer Arbeit von ENDT et al.²⁰ über die $\text{Mg}^{24}(\text{d}, \text{p})$ - und die $\text{Al}^{27}(\text{d}, \alpha)$ -Reaktion entnommen.

Zur eindeutigen Aufstellung eines Zerfallsschemas ist es noch notwendig, auch die Energie der zugehörigen β -Spektren zu kennen. Immerhin legt die Übereinstimmung einiger Energiedifferenzen (Kol. 7) mit den γ -Energien (Kol. 2) die Annahme nahe, dass γ_1 und γ_2 in Kaskade emittiert werden, während die übrigen γ -Übergänge direkt zum Grundzustand des Mg^{25} führen (vgl. Fig. 11).

§ 4. Beta-Spektrum von Na^{25} .

Ausser dem Amplitudenspektrum der β -Einzelstösse (Fig. 4, Mitte) haben wir auch das mit beliebigen γ -Quanten — d. h. ohne γ -Energieaussiebung — koinzidierende β -Spektrum mit exponentieller Zeitablenkung im Impulsspektrographen aufgenommen (Fig. 4, unten). Die gleiche Abbildung zeigt auch die mit 4mal grösserer Verstärkung registrierte Bezugslinie (Cs^{137}), welche zur Kontrolle der Verstärkung beim Vergleich mit dem Eichspektrum (Cl^{38}) diene. Als Grenzenergie der β -Teilchen von Cl^{38} nehmen wir den in der Übersicht von ENDT und KLUYVER¹⁰) angegebenen Mittelwert $Q_m = 4,9 \pm 0,1$ MeV aus den verschiedenen Messungen mit magnetischen Spektrometern an. Da sich die durch die Kristallgeometrie bedingten Verzerrungen der Szintillationsspektren bei Na^{25} und bei Cl^{38} wegen der verschiedenen Energie nicht gleich stark auswirken, haben wir sie rechnerisch in folgender Weise grob abgeschätzt: Der Kristall wird in bezug auf das Präparatzentrum in 6 Raumwinkelzonen $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_6$ eingeteilt und zu jedem ω_i die mittlere, im Anthrazen verlaufende Wegstrecke L_i graphisch bestimmt. Z. B. ist $L_1 = 18$ mm, was etwa 8,4 mm Al entspricht, so dass die nach ω_1 emittierten Teilchen — soweit sie nicht vorzeitig zurückgestreut werden — eine der Grenzdicke $R_g = L_1$ entsprechende Mindestenergie von $E_1 = 3,9$ MeV an den Kristall abgeben müssen, um diesen ganz zu durchdringen. Bei 4,9 MeV Grenzenergie wird daher für die nach ω_1 emittierten Teilchen im Szintillationsspektrum nur der Bereich 3,9 ... 4,9 MeV geschwächt. Diesen unterteilen wir

in 0,2 MeV-Intervalle und entnehmen den nach BLEULER und ZÜNTI¹⁵⁾ für homogene, gerichtete Elektronen konstruierten Absorptionskurven (ergänzt durch Daten für höhere Energien aus²¹⁾) die zugehörigen Durchlässigkeitswerte der Schichtdicke L_1 , im vorliegenden Beispiel 0,2% für 4,0 MeV, 3% für 4,2 MeV usw. bis 32% für 4,8 MeV. Von den im unverzerrten Spektrum zu erwartenden Partikelzahlen werden die gemäss obigen Durchlässigkeiten entweichenden Anteile in den entsprechenden Energieintervallen abgezogen und auf die Bereiche 3,7 ... 4,1 MeV bzw. 3,7 ... 4,3 MeV,

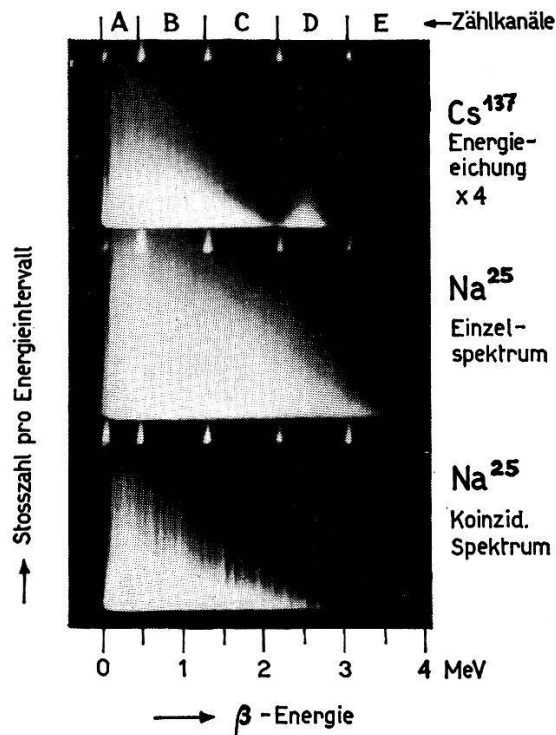


Fig. 4.

β -Szintillationsspektren von Na^{25} und Cs^{137} .

usw. bis 3,7 ... 4,9 MeV neu verteilt, unter Bevorzugung tieferer Energien, da der wahrscheinlichste Energie-, „Verlust“ (d. h. der zur Erzeugung von Szintillationsenergie verfügbare Teil) nach der Theorie²²⁾ stets näher beim kleinstmöglichen Wert liegt.

Nach Durchführung analoger Rechnungen für die Raumwinkelzonen $\omega_2, \omega_3, \dots$ wurden die so erhaltenen deformierten Spektren superponiert. Die in Fig. 5 mit A bezeichneten Kurven stellen die ursprüngliche Energieverteilung der β -Teilchen von Cl^{38} , bzw. das nach obiger Korrektur zu erwartende Szintillationsspektrum dar, wobei zur Berücksichtigung der Partialübergänge von 2,8 und 1,1 MeV der von LANGER²³⁾ experimentell gefundene Verlauf des $\text{H}\alpha$ -Spektrums benützt wurde (multipliziert mit $W/\sqrt{W^2 - 1}$, um dN/dW zu erhalten). Da die bei niedriger Energie beträchtlichen

Selbstabsorptions- und Rückstreu-Effekte in unseren Korrekturrechnungen vernachlässigt sind, haben wir das gemessene Cl^{38} -Szintillations-Spektrum nur im Bereich oberhalb 1,5 MeV ausgewertet, d. h. durch Verschieben in der doppelt logarithmisch aufgetragenen Fig. 5 zu möglichst guter Deckung mit der ausgezogenen

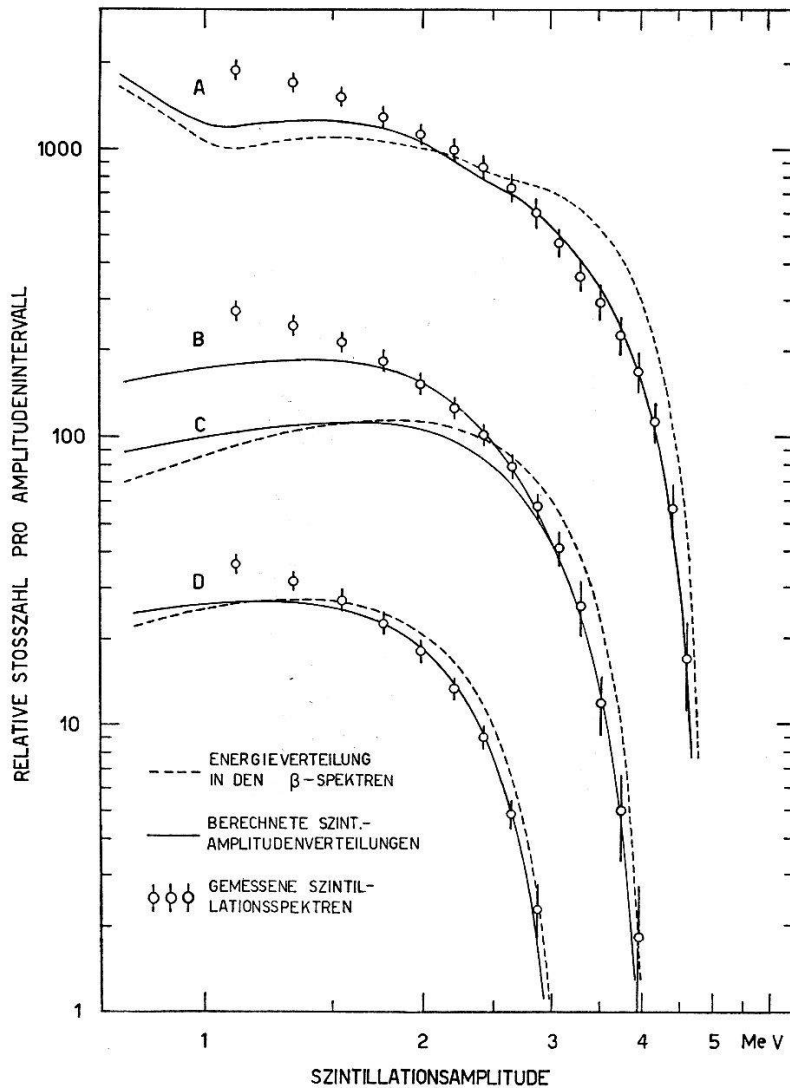


Fig. 5.

Vergleich der β -Energien von Cl^{38} (Kurven A) und Na^{25} (B Einzelspektrum, D globales Koinzidenz-Beta-Spektrum) mit Berücksichtigung der Reichweiteverluste.

Kurve A gebracht; die erreichte Übereinstimmung ist aus den eingezeichneten vertikalen Strecken ersichtlich, welche die experimentelle Unsicherheit darstellen. Mit dieser Anpassung ist auch der Energiemaßstab für die gemessenen Szintillationspektren von Na^{25} festgelegt.

Zur Bestimmung der β -Grenzenergien von Na^{25} haben wir provisorisch je ein einfaches Fermi-Spektrum mit $E_{\text{max}} = 4$ MeV (für die Einzelstöße) bzw. 3 MeV (Koinzidenzen) angenommen und in

der oben beschriebenen Weise die zu erwartenden Szintillationspektren berechnet (Kurven *C* und *D*). Durch Superposition der Spektren *C* (65%) und *D* (35%) entstand die Kurve *B*, welche — wie auch die Kurve *D* — beim Einsetzen in Fig. 5 so verschoben wurde, dass sie im Bereich oberhalb 1,5 MeV möglichst nahe dem experimentellen Spektrum verlief. Aus der günstigsten Lage der Kurven ergibt sich (vgl. § 5e)

$$E_{\max} (\text{Einzelspektrum}) = 4,0 \pm 0,2 \text{ MeV}$$

$$E_{\max} (\text{Koinzidenzspektrum}) = 3,15 \pm 0,2 \text{ MeV.}$$

Der Unterschied von 0,85 MeV ist zwar etwas besser bestimmt als die mit dem kombinierten Fehler behaftete Differenz der beiden Absolutwerte, jedoch erlaubt die erreichte Genauigkeit nicht zu entscheiden, ob der gefundene Partialübergang zum ersten oder zum zweiten Anregungsniveau des Mg²⁵ führt. Um die Verzweigungsverhältnisse genauer abzuklären, haben wir die in § 5 beschriebenen Koinzidenzmessungen mit Unterscheidung der β - und der γ -Energien unternommen.

§ 5. $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit doppelter Energieverteilung.

a) *Messmethode.*

Koinzidenzexperimente mit Energiemessung beider Koinzidenzpartner stellen den direktesten Weg dar, um die energetischen Zusammenhänge in einer komplexen Betaumwandlung aufzufinden. Führt man solche Versuche mit einem Impulsmessgerät mit Ausiebung enger Energieintervalle durch, so wird aber in jeder Energieeinstellung nur ein verschwindend kleiner Bruchteil aller Koinzidenzen registriert. Auch bei Verwendung eines Impulsspektrographen, dessen Registrierimpulse durch alle jene Koinzidenzen ausgelöst werden, deren *einer* Partner in ein einstellbares enges Amplitudenintervall fällt, würde nur ein kleiner Teil der Koinzidenzen zur Messung ausgenützt. Im Falle des Na²⁵ hätte ein solches Verfahren (Aufnahme der β -Spektren nach der in Fig. 4 dargestellten Art, wobei die Belichtung aber nur bei gleichzeitigem Eintreffen eines γ -Impulses von bestimmter Amplitude stattfindet) eine enorme Anzahl von Bestrahlungen erfordert, da eine Bestrahlung nur etwa 130 Koinzidenzen im gesamten brauchbaren γ -Energiebereich (zwischen 0,3 und 1,7 MeV verteilt) lieferte. Die vorliegende Arbeit war daher praktisch nur mit einer Registriermethode durchführbar, die eine Aufzeichnung der Energiebeziehungen sämtlicher Koinzidenzen in einem Male erlaubt, so dass während der Messungen

keine koinzidierenden Impulse verlorengehen. Diese als „Doppelspektrograph“ bezeichnete Betriebsart unserer Impulsmessapparatur wird im folgenden näher beschrieben.

b) *Impulsspektrograph mit photographischer Registrierung.*

Im Blockschema (Fig. 6) erkennt man zunächst, von den beiden Szintillationszählern ausgehend, die beiden gleich gebauten Verstärkerketten I und II mit den zugehörigen Kippschaltungen zur Herstellung der Koinzidenzverzögerungen τ_I und τ_{II} sowie die Koinzidenzstufe zur Auslösung der Registriervorgänge. Die Aufteilung in *Messkanal* (durch Gegenkopplung linearisierter Verstärker, dessen Anstiegszeit wegen der abgeflachten Form der Messimpulse unwichtig ist) und *Ansprechkanal* (Breitbandverstärker ohne Gegenkopplung, durch die meisten Impulse innert $0,1 \mu\text{sec}$ übersteuert) erfolgt auf einem relativ niedrigen Pegel ($< 5 \text{ V}$) und bezweckt, die beiden Verzögerungen τ_I , τ_{II} möglichst unabhängig von den Impulsamplituden zu machen. Bei je $0,35 \mu\text{sec}$ Koinzidenzbreite auf beiden Seiten und optimaler Einstellung der relativen Verzögerung waren die Koinzidenzverluste für den hier auszunützensden Amplitudenbereich (E_β und $E_\gamma \geq 300 \text{ keV}$) vernachlässigbar, wie Kontrollversuche mit Na^{22} bei verschiedenen Werten der Koinzidenzbreite ergaben.

Auf die nach jeder Koinzidenz ausgelösten Registriervorgänge, wie wir sie bereits bei der Aufnahme der in §§ 3 und 4 besprochenen Einzelspektren und einfacher Koinzidenzspektren (§ 4) benützten, wurde in einer kürzlich erschienenen Arbeit²⁴⁾ näher eingegangen. Fig. 6 zeigt — unter Weglassung einiger aus²⁴⁾ ersichtlicher Einzelheiten — die zur Durchführung von Koinzidenzmessungen mit doppelter Energieregistrierung ergänzte Anordnung. Hierzu werden beide Verstärkerketten an je einen Mittelwertsspeicher der früher beschriebenen Art¹²⁾ angeschlossen, welcher die über τ_I bzw. τ_{II} gemittelte Meßspannung auf Kapazitäten C_I , C_{II} während der Registrierung (Belichtung und Zählung) festhält. Nach Ablauf der Registrierdauer τ_R , während welcher auch die Ansprechkanäle gesperrt sind, werden C_I und C_{II} auf eine feste Bezugsspannung entladen; falls aber — infolge Ausbleibens einer Koinzidenz — keine Registrierung stattfindet, so erfolgt die Löschung schon unmittelbar nach τ_I bzw. τ_{II} . Für die Totzeitverluste sind daher, solange die Koinzidenzraten $\ll 1$ bleiben, im wesentlichen nur die Ladedauern $\tau_I = \tau_{II} \approx 5 \mu\text{sec}$ ausschlaggebend. Dagegen ist bei der Aufnahme von Einzelspektren mit der dann bei jedem Impuls auftretenden Registrierdauer als zusätzlicher Totzeit zu rechnen; diese wurde,

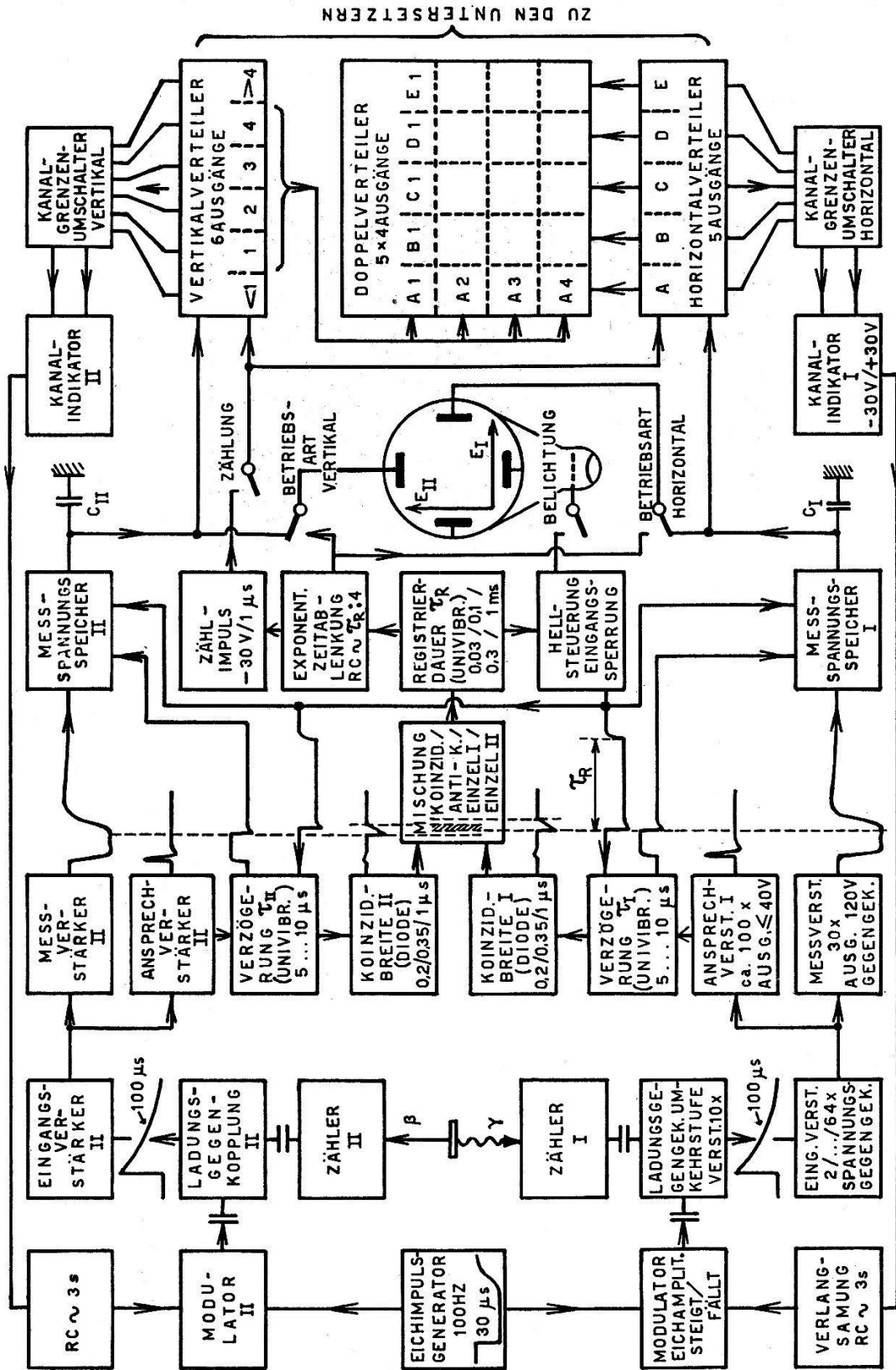


Fig. 6. Blockschema des Doppel-Impulsspektrographen.

je nach der auf der photographischen Platte anzusammelnden Statistik, gleich 30, 100 oder 300 μsec gewählt. Bei den Koinzidenzuntersuchungen an Na^{25} kamen keine höheren Einzelstosszahlen als 150/sec vor, so dass die Totzeitverluste vernachlässigbar blieben, weniger als $1^0/_{00}$ der Impulse durch Überlagerungen innerhalb der

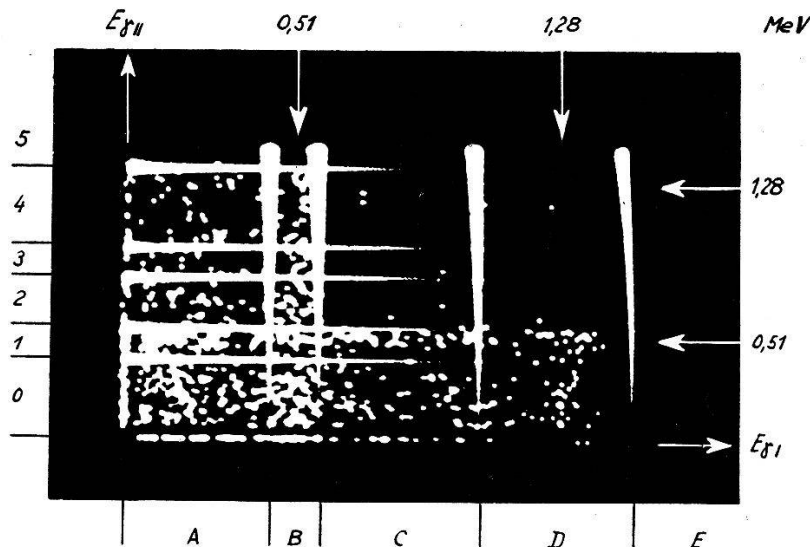


Fig. 7.

Kombination von photographischer und Zählwerk-Registrierung bei Koinzidenzmessungen mit doppelter Energieverteilung. Die horizontalen und vertikalen Linien zeigen die Lage der Zählkanäle an (Einstellungen für $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen von Na^{22}).

Ladedauer verfälscht wurden und die durch die Koinzidenzbreite von $2 \times 0,35 \mu\text{sec}$ bedingten zufälligen Koinzidenzen höchstens $1,5^0/_{00}$ der wahren Koinzidenzen ausmachten.

Die beim Betrieb als Doppelspektrograph auf dem Oszillographenschirm erscheinenden Lichtpunkte lieferten bei 1500 V Beschleunigungsspannung und 100 μsec Registrierdauer auf der photographischen Platte einzeln erkennbare Bilder. Zur Veranschaulichung dieser Registriermethode reproduzieren wir in Fig. 7 eine Aufnahme mit relativ wenigen Koinzidenzpunkten, welche sich noch einzeln auszählen lassen. Wir haben als besonders einfaches Beispiel das mit zwei NaI-Kristallen (in 120° -Anordnung) gemessene $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum von Na^{22} gewählt, bei welchem die Amplitudenverteilung der Koinzidenzen (γ -Energien 0,51 und 1,28 MeV) unmittelbar verständlich ist (vgl. § 5d).

c) Zählkanäle.

Bei der Untersuchung komplizierterer Koinzidenz-Doppelspektren sind Aufnahmen mit guter Statistik erwünscht, um die Energiezuordnungen direkt sichtbar zu machen. In Gebieten mit grosser Punktdichte wäre eine rein visuelle Auswertung solcher Messungen

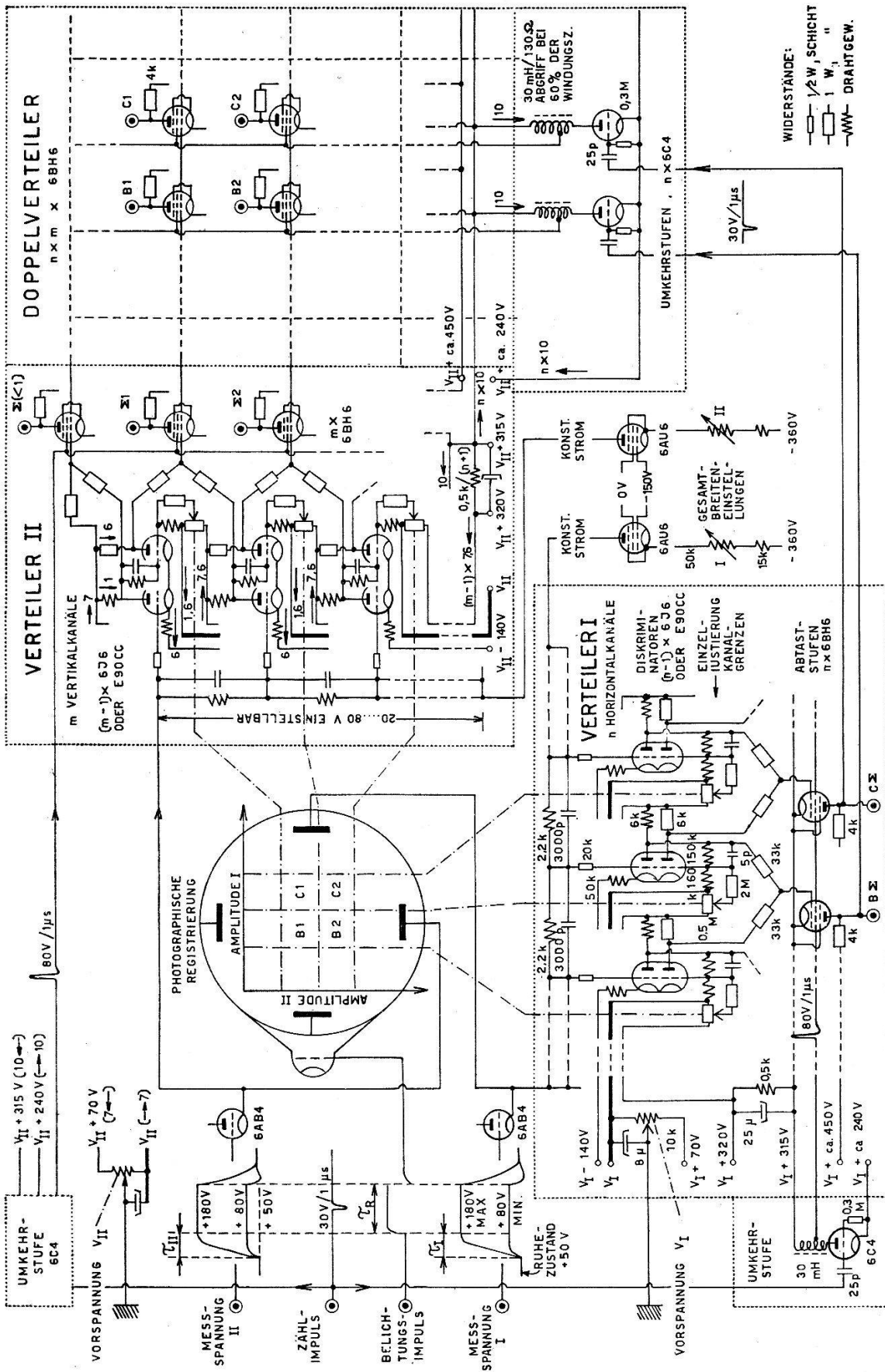


Fig. 8.

Prinzipschema der Zählkanäle, Anordnung für Koinzidenzmessungen mit doppelter Energieverteilung. Widerstandswerte in $k\Omega$ bzw. $M\Omega$, Kapazitätswerte in μF bzw. μF . Pfeile mit Zahlen bedeuten Ströme in mA.

sehr unsicher; wir haben deshalb — teilweise zur Kontrolle, teilweise als Ersatz der visuellen Auszählung — die photographische Aufnahme in ähnlicher Weise wie bei der Messung einfacher Spektren mit Zählwerkablesungen kombiniert. Die für die vorliegende Arbeit benützten fünf Horizontal- und vier Vertikal-Kanäle sowie ihre Kombinationen sind in Fig. 6 knapp angedeutet; ihr grundsätzlicher Aufbau und die Art der Zusammenkopplung sind genauer aus Fig. 8 zu erkennen, worin aber der Übersichtlichkeit halber horizontal und vertikal nur je zwei Amplitudenkanäle eingezeichnet sind. Verteilerschaltungen verschiedener Art sind von VAN RENNES²⁵⁾ zusammenfassend beschrieben worden; unsere Schaltung unterscheidet sich von einer der dort behandelten²⁶⁾ praktisch nur durch die Benützung der Schirmgittersteuerung in den Abtaststufen. Da stets genau *eine* der Abtaströhren leitet, stellt ihre Parallelschaltung für die zur Erzeugung der kurzen positiven Abtastimpulse dienende Umkehrstufe eine annähernd konstante Ohmsche Belastung von etwa $30\text{ k}\Omega$ (nebst der mit der Anzahl Kanäle zu multiplizierenden Schirmgitter- und Schaltungskapazität von 7 pF) dar, so dass die vorliegende Anordnung keinen höheren Stromverbrauch erfordert als diejenige²⁶⁾ mit Kathodensteuerung.

Horizontal- und Vertikalverteiler sind grundsätzlich gleich gebaut und können, jeder für sich (oder auch zusammengeschaltet zur Verdoppelung der Anzahl Kanäle), zur Messung der Einzelspektren verwendet werden. Zur Kombination beider Aussiebungen für die Koinzidenzmessungen verbindet man die Diskriminatorausgänge aus dem einen Verteiler (z. B. dem vertikalen in Fig. 8) mit den Steuergittern zusätzlicher, zeilenweise parallel geschalteter Abtaströhren des Typs 6BH6. Die negativen Ausgangsimpulse aus dem anderen Verteiler (horizontal) werden nach Umkehrung und Verstärkung auf 80 V den kolonnenweise parallel geschalteten Schirmgittern der zusätzlichen Abtaströhren zugeführt, wobei die gesamte Belastung jeder Umkehrstufe wiederum $30\text{ k}\Omega$ und $m \times 7\text{ pF}$ beträgt. Am Anodenwiderstand derjenigen Röhre, deren Steuergitter und Schirmgitter zu dem gerade geöffneten Vertikal- bzw. Horizontalkanal gehören, erhält man einen negativen Zählimpuls von gleicher Form und Amplitude ($1\text{ }\mu\text{sec}$, 30 V) wie an den Ausgängen der einfachen Verteiler. Nebenbei sei bemerkt, dass man nach dem gleichen Prinzip auch die Ausgänge des Doppelverteilers weiteren Aussiebungskriterien unterwerfen könnte und dabei für jede zusätzliche Serie von Ausgängen nur den Ruhestrom *einer* Umkehrrohre aufwenden müsste.

Die Zählimpulse wirken direkt auf die ersten Untersetzestufen; ausser einigen 64fachen Untersetzern standen zeitweise 21 deka-

dische Zähler*) zur Verfügung. Um die so erhaltenen Ergebnisse mit denjenigen visueller Auszählungen vergleichen zu können, haben wir mittels Eichimpulsen das Netz der Kanalgrenzen aufgenommen, z. B. in Fig. 7 als horizontale und vertikale Linien unter Benützung der exponentiellen Zeitablenkung an Stelle der betreffenden Messspannung. In der Na²⁵-Aufnahme (Fig. 9) sind dagegen, um die visuelle Auszählung nicht zu beeinträchtigen, nur wenige Kreuzungspunkte mit je etwa 100 Belichtungen markiert, mit deren Hilfe nachträglich die gesamte Kanaleinteilung eingezeichnet wurde (dünne weisse Linien in Fig. 9). Zur Aufnahme dieser Kontrollpunkte wurden die Eichimpulse jeweils so eingestellt, dass 4 aneinanderstossende Kanäle ständig abwechselnd zählten. Die Feineinstellung geschah automatisch durch 2 unabhängige, aus je einem Kanalindikator und einem Eichimpulsmodulator bestehende Regelschaltungen (siehe Fig. 6).

d) Auswertungsmethode.

Das allgemeine Vorgehen bei der Interpretation von Messungen mit doppelter Energieverteilung möchten wir kurz an dem besonders übersichtlichen Beispiel der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen von Na²² darlegen. Bei der in Fig. 7 wiedergegebenen Aufnahme hatten wir, durch passende Anordnung der mit Pb-Kollimatoren gegeneinander abgeschirmten NaI-Kristalle, wahre Koinzidenzen zwischen Annihilationsquanten unterdrückt, so dass nur solche zwischen 0,51 MeV- und 1,28 MeV-Quanten auftreten konnten. Impulse $\geq 0,57$ MeV aus dem Zähler I fielen bei diesem Experiment in die Horizontalkanäle *C*, *D* und *E*. Fig. 7 enthält keine Koinzidenzen im Kanal *E* ($\geq 1,46$ MeV), während *C* und *D* eine auf die Felder 0 und 1 beschränkte vertikale Koinzidenzverteilung zeigen. Die letztere stimmt in ihrem Verlauf, sowohl für *C* als auch für *D* (d. h. $C_1 : (C_0 + C_1) \approx 0,4 \approx D_1 : (D_0 + D_1)$), innerhalb des statistischen Fehlers mit dem für reine Annihilationsstrahlung im Zähler II zu erwartenden Vertikal-Einzelspektrum überein ($p_R^* (0,51 \text{ MeV}) = 0,45$ für $\sqrt{LR} = 2 \text{ cm}^{19}$). Die horizontale Verteilung in *C* und *D* entspricht der mit dem Zähler I erhältlichen Form des Einzelspektrums einer reinen 1,28 MeV-Linie; ihre Extrapolation mit Hilfe der theoretischen Compton-Verteilungen¹⁹⁾ liefert z. B. in *B*₀ 14, in *B*₁ 10 Impulse. Nach deren Subtraktion von den in diesen Feldern experimentell festgestellten Stosszahlen erhält man im Kanal *B* eine vertikale Verteilung, die einer reinen (mit dem Zähler

*) Herrn Dr. HALTER sprechen wir für die leihweise Überlassung dieser von Herrn GUHL konstruierten Geräte unseren besten Dank aus.

II gemessenen) 1,28 MeV-Linie entspricht; analoges gilt für die Felder $A_0 \dots A_5$. Damit ist verifiziert, dass in dem vorliegenden Beispiel nur Koinzidenzen zwischen Quanten von 0,51 MeV und 1,28 MeV vorkommen.

Im Falle der $\beta\gamma$ -Koinzidenzen von Na^{25} (Fig. 9) wird die Auswertung schon wegen der fehlenden Symmetrie zwischen β - und γ -Amplitudenverteilungen, vor allem aber wegen der grösseren Anzahl

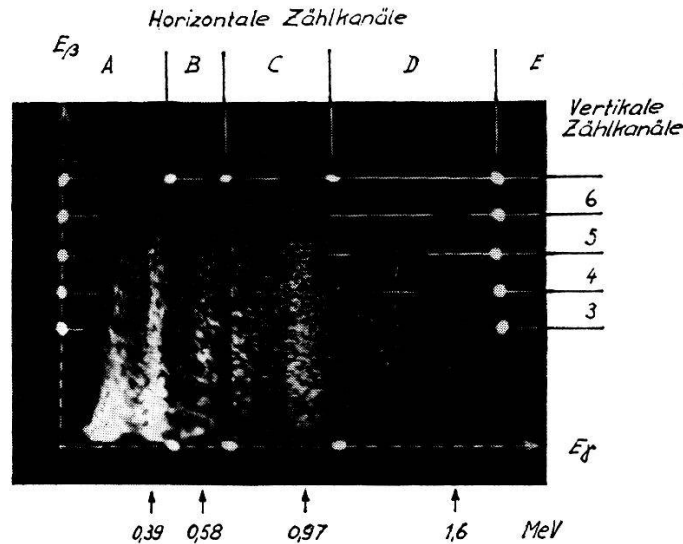


Fig. 9.

$\beta\gamma$ -Koinzidenzen von Na^{25} , aufgenommen im Szintillationsspektrographen mit doppelter Energieverteilung. Einige Kanalgrenzen-Kreuzungspunkte sind mittels Eichimpulsen markiert. Im Gebiet der Horizontalkanäle A und B wurde die Platte nur bei einem Drittel der Messungen belichtet.

von γ -Komponenten wesentlich komplizierter. Um in jedem Horizontalkanal einen möglichst hohen Anteil einer einzigen γ -Komponente zu erzielen, haben wir die Kanalgrenzen etwas oberhalb je einer der 4 Photospitzen ($\gamma_1 \dots \gamma_4$) eingestellt. Dennoch ist es unvermeidlich, dass von den z. B. im Kanal B registrierten Koinzidenzen ein grosser Teil nicht von den mit γ_2 , sondern von den mit $\gamma_{3,4}$ koinzidierenden β -Teilchen herrührt. Einzig die in E auftretenden Koinzidenzen sind vollständig einer einzigen γ -Komponente (Na^{24} , 2,75 MeV) zuzuordnen, wobei sich die β -Impulsamplituden (Grenzenergie 1,39 MeV¹⁰) auf die Vertikalkanäle 0...3 verteilen. Die entsprechenden Stosszahlen sind in Tab. 2 mit E_0, E_1, \dots bezeichnet. Nach Abzug einer hierzu proportionalen Verteilung im Kanal D erhält man das mit der γ_4 -Komponente des Na^{25} koinzidierende β -Spektrum ($D_0 - 1,4 E_0$), ($D_1 - 1,4 E_1$),... Nach analogen Abzügen in den C -, B -, A -Kanälen findet man die übrigen Teilspektren. Die in Tabelle 2 zusammengestellten Proportionalitätsfaktoren wurden zunächst nur auf Grund der Zerlegung des

Tabelle 2.
Koeffizienten zur Analyse der $\beta\gamma$ -Energieverteilungen.

γ -Kanal Kanalgrenzen Hauptsächliche γ -Komponente					Na ²⁴
	γ_1	γ_2	γ_3	γ_4	
β -Kanäle Nr. 0...7 ~ 0...3,4 MeV	Gemessene Koinzidenz-Stosszahlen				
γ -Komponente	$A''_{0,1,2\dots7}$	$B_{0\dots7}$	$C_{0\dots7}$	$D_{0\dots5}$	$E_{0\dots3}$
	Den separierten Teilspektren zuzuordnende Stosszahlen (die den β -Kanälen entsprechenden Indices sind weggelassen)				
Na ²⁴ —2,75 MeV —1,37 MeV	0,10 E 0,36 E	0,16 E 0,53 E	0,30 E 1,03 E	0,57 E 0,68 E	E —
Na ²⁵ — γ_4	0,26 U	0,39 U	0,80 U	Rest \equiv U	—
— γ_3	0,57 V	0,77 V	Rest \equiv V	—	—
— γ_2	0,64 W	Rest \equiv W	—	—	—
— γ_1	Rest \equiv X	0,02 X	—	—	—
Hilfsgrößen:	$U = D - 1,25 E$ $V = C - 1,33 E - 0,80 U$ $W = B - 0,69 E - 0,39 U - 0,77 V$ $X = A' - 0,46 E - 0,26 U - 0,57 V - 0,64 W$				
) inkl. Extrapolation auf Kanal A'(0... 310 keV), jedoch ohne Compton-Elektronen.					Summe für jede γ -Komponente)
					2,4 E 3,4 E
					3,0 D - 3,8 E
					3,7 C - 3,0 D - 1,2 E
					-0,07 A'' + 3,1 B - 2,4 C + 0,8 D + 0,15 E
					2,1 A'' - 1,4 B - 0,1 C + 0,1 D + 0,04 E

γ -Einzelspektrums (Fig. 3) berechnet, nach provisorisch durchgeführter Auswertung haben wir jedoch von der in § 4 abgeschätzten Form der β -Teilspektren Gebrauch gemacht, um die durch die Unsicherheit der Zerlegung bedingten Fehler zu korrigieren. Da der untere Teil des Kanals A hauptsächlich Compton-Koinzidenzen*) enthält, wurde von A nur der oberhalb 310 keV liegende Bereich A'' ausgewertet. Je 1/10 der γ_1 und γ_2 zugeordneten gesamten Koinzidenzzahlen haben wir auf Grund des Zerfallschemas (siehe Fig. 11) als $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen interpretiert und in den beiden untersten Vertikalkanälen von den entsprechenden β -Teilspektren abgezogen.

e) *Ergebnisse.*

Die Aufnahme Fig. 9 lässt deutlich erkennen, dass sich die 3 zu $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ gehörigen β -Spektren alle bis ungefähr 3,2 MeV erstrecken, während γ_4 nur mit einem Teilspektrum von wesentlich geringerer Energie koinzidiert. Die quantitative Auswertung von insgesamt 130 Bestrahlungen (in 3 Aufnahmen mit verschiedener Einstellung der 4 β -Kanäle**) ergab die in Fig. 10 dargestellten Verteilungen, wobei die eingezeichneten Fehler in der Nähe der Grenzenergien durch die Statistik, bei kleineren Energien durch die Unsicherheit der Zerlegung (nach § 5 d) bedingt sind. Offensichtlich stimmen die Energien der $\gamma_{1,2,3}$ zugeordneten Teilspektren innerhalb einer β -Kanalbreite ($\approx 0,44$ MeV) überein, während zu γ_4 eine um etwa 0,6 MeV kleinere β -Energie gehört. Diese Zusammenhänge bestätigen das auf Grund des Einzelspektrums vermutete, in Fig. 11 dargestellte Zerfallsschema.

Die Stosszahlen in Fig. 10 beziehen sich auf je eine Bestrahlung (wie in Tabelle 1) und umfassen die gesamte, zu jeder einzelnen γ -Komponente gehörige β -Amplitudenverteilung. Ihre Summen betragen 46, 63, 68, bzw. 20 Koinzidenzen pro Bestrahlung. Ein Vergleich mit den γ -Einzelstosszahlen von Tabelle 1 zeigt, dass die $(\beta\gamma/\gamma)$ -Koinzidenzraten für die Komponenten $\gamma_{1,2,3}$ mit 17%, 21%, bzw. 17% innerhalb der durch die Zerlegung bedingten Unsicherheit mit dem berechneten Raumwinkel des β -Kristalls (§ 2) übereinstimmen, während sich der etwas kleinere Wert von 15% für γ_4 durch die bei niedrigerer β -Energie zunehmenden Absorptionsverluste in der Quelle erklärt. Als $(\beta\gamma/\beta)$ -Koinzidenzraten (= Raumwinkel mal Ansprechwahrscheinlichkeit für die γ -Strahlung) setzen

*) Ein primäres γ -Quant erzeugt im β -Kristall ein schnelles Elektron, wobei ein weiches Sekundärquant ($\lesssim \frac{1}{2} mc^2$) nach rückwärts emittiert wird. Der γ -Kristall besitzt eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für diese Streuquanten.

**) Die Lage jedes β -Kanals wird im folgenden — wie auch bereits in Fig. 9 — durch eine der Zahlen 0...8 bezeichnet.

wir die in Tabelle 1 (Kolonne 5) zusammengestellten theoretischen Werte ein. Hieraus ergibt sich, dass pro Bestrahlung etwa 500 mit γ_1 , 850 mit γ_2 , 1150 mit γ_3 und 430 mit γ_4 koinzidenzfähige β -Einzelstöße auftreten müssen. Vergleicht man diese Zahlen mit der gemessenen Gesamtzahl von 6700 β -Einzelstößen pro Bestrahlung

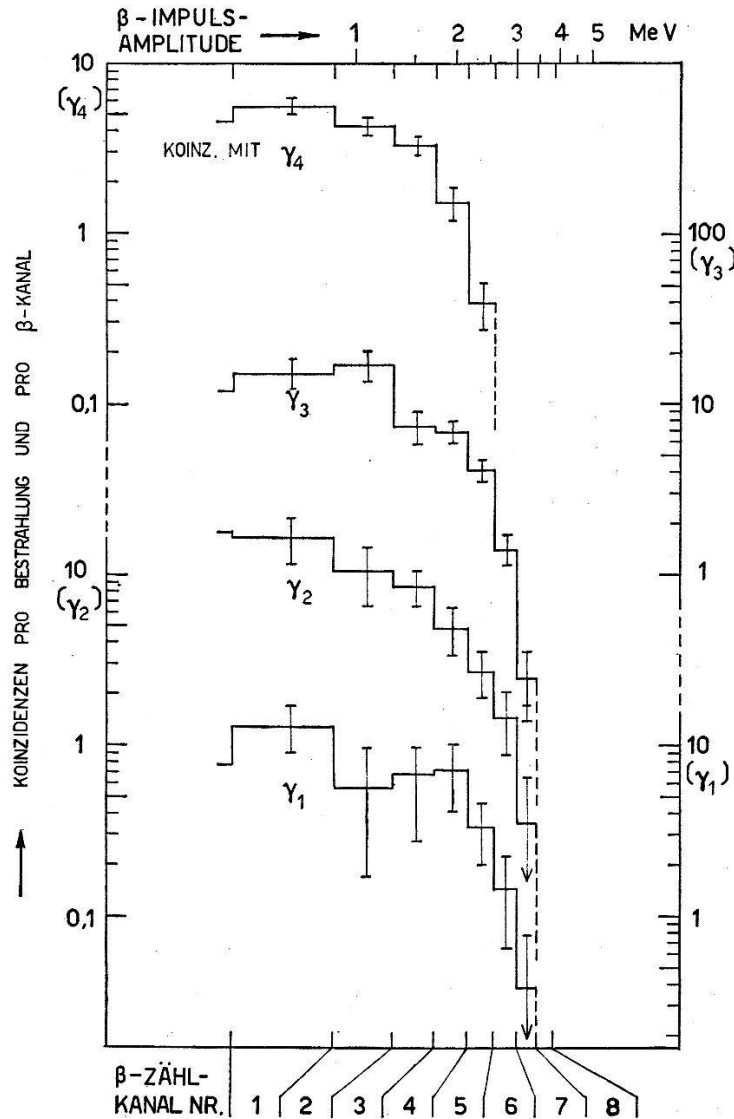


Fig. 10.

Teilspektren der β -Umwandlung $\text{Na}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$.

und berücksichtigt das Vorkommen der γ_1, γ_2 -Kaskade, so erhält man die Verzweungsverhältnisse. Dabei ist noch zu beachten, dass die Absorptions- und Ansprechverluste für das Einzelspektrum infolge der durchschnittlich höheren Energie etwas geringer sind; man findet so, dass 5% der β -Zerfälle zum ersten, 25% zum zweiten und 6,5% zum dritten Anregungsniveau im Mg^{25} führen. Andererseits wäre nach der Zerlegung des γ -Einzelspektrums (Tabelle 1, Ko-

lonne 6) eine entsprechende Verzweigung im Verhältnis 2,5:25:6,8 zu erwarten; für den β -Übergang zum 0,58 MeV-Niveau nehmen wir daher als wahrscheinlichsten Wert 3,5% an. Das mit γ_2 koinzidierende β -Spektrum müsste somit zu etwa einem Drittel eine um 0,39 MeV höhere Grenzenergie besitzen als die mit γ_1 oder γ_3 koinzidierenden β -Spektren. Eine so geringe Verschiebung lässt sich mit der vorliegenden Statistik nicht nachweisen.

Nach Fig. 10 schätzen wir die Grenzenergien auf 3,2 bzw. 2,6 MeV, woraus sich die Zerfallsenergie des Na^{25} zu $3,2 \text{ MeV} + \gamma_3 = 2,6 \text{ MeV} + \gamma_4 = 4,2 \text{ MeV}$ ergäbe. Wir legen der am Einzelspektrum gemessenen Energie von 4,0 MeV grösseres Gewicht bei; das Ergebnis unserer β -Energiebestimmungen lautet somit

$$\underline{Q_m = 4,0 \pm 0,2 \text{ MeV}}$$

für den Übergang zum Grundzustand des Mg^{25} .

§ 6. Der β^+ -Zerfall von Al^{25} .

Die Superposition der γ -Spektren aus einer grossen Anzahl Zyklotronbestrahlungen von Mg, wobei die Messung jeweils von 2 ... 12 sec nach Bestrahlungsende dauerte, lieferte mehrere Aufnahmen, auf welchen eine Linie von

$$\underline{E_\gamma = 1,58 \pm 0,03 \text{ MeV}}$$

zu erkennen war. Ihre Energie fällt innerhalb der Messgenauigkeit mit der dritten Anregungsstufe im Mg zusammen. Durch Versuche mit längerer Bestrahlungs-, Abkling- und Messdauer konnten wir feststellen, dass diese γ -Linie tatsächlich einer der kurzlebigen Aktivitäten angehört. Eine nach Bestrahlungen von mehreren Minuten hervortretende γ -Linie von 2,28 MeV schreiben wir der 76 sec-Periode von O^{14} zu. Dieser Positronenstrahler entsteht aus der p,n-Reaktion an Stickstoff, der in den Mg-Proben (diese waren in N_2 -Schutzatmosphäre geschmolzen worden) adsorbiert ist, und emittiert nach Szintillationsmessungen von SHERR und GERHART²⁶) eine γ -Strahlung von 2,30 MeV Energie. Diese Verunreinigung, welche sich auch bei den kurzen Bestrahlungen bereits bemerkbar machte, verhinderte die Auffindung allfälliger sehr schwacher γ -Emissionen von $\text{Al}^{25,26}$ im Bereich 1,8 ... 2,5 MeV.

Bei der Messung mit dünner Mg-Target und 4 cm Pb-Absorber verhielt sich die Anzahl Stösse in der 1,58 MeV-Photolinie zur Annihilations-Photolinie etwa wie 1:33; hieraus berechnet man, mit Hilfe der bekannten Ansprechwahrscheinlichkeiten und effektiven Photoanteile, ein Intensitätsverhältnis von 1:7 für die in den Kri-

stall einfallenden Quanten. Unter Berücksichtigung der starken Schwächung der Annihilations-Strahlung im Pb und der durch die Quellenanordnung nach § 2b erreichten Verminderung der Ausbeute an Annihilationsquanten finden wir, dass auf etwa 3000 β^+ -Zerfälle ($\text{Al}^{25} + \text{Al}^{26}$) je ein 1,58 MeV- γ -Übergang stattfindet. Da wir auf Grund der Halbwertszeitbestimmungen (§ 2b) zwischen 1/10 und 2/3 der Gesamtaktivität dem Al^{25} zuschreiben, wird das Verzweungsverhältnis für die Übergänge $\text{Al}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25}$ (1,6 MeV-Niveau, bzw. Grundzustand)

$$0,4\% \lesssim N_{\gamma 4} : N_{\beta^+} \lesssim 3\%.$$

Der Nachweis etwaiger Übergänge zu den tiefer liegenden Anregungsniveaus von Mg^{25} durch Messung der entsprechenden γ -Emissionen ($\gamma_{1,2,3}$) wird durch die Nachbarschaft der viel intensiveren Annihilationslinie und den raschen Anstieg des Bremskontinuums unterhalb 1 MeV erschwert. Ausserdem erzeugte der Neutronenuntergrund des Zyklotrons bei längeren Bestrahlungsreihen in merklichem Masse Mg^{27} (9,5 min), bei dessen Umwandlung in Al^{27} γ -Strahlen von 0,84 und 1,01 MeV emittiert werden¹⁰). Die Interpretation einer in einigen Aufnahmen bei 0,98 MeV gefundenen schwachen Photospitze ist daher unsicher und erlaubt nur die Feststellung, dass eine allfällige Verzweigung des Al^{25} -Zerfalls auf das zweite Anregungsniveau in Mg^{25} höchstens gleich gross wie diejenige auf das dritte Anregungsniveau sein kann:

$$1,4 N_{\gamma 3} (= N_{\gamma 3} + N_{\gamma 1}) \lesssim N_{\gamma 4}.$$

Ein direkter β^+ -Übergang auf das tiefste Anregungsniveau mit nachfolgender Emission von γ_2 war noch weniger nachweisbar (experimentelle Grenze: 3% von N_{β^+}).

§ 7. Der Zerfall des angeregten Al^{26} .

In einer früheren Arbeit¹¹) des einen von uns wurde ein Versuch, im 6,7 sec-Zerfall von Al^{26} γ -Strahlen nachzuweisen, kurz erwähnt. Die damals ausgesprochene Vermutung, dass der mit dieser Halbwertszeit Positronen emittierende Zustand um 2 MeV oberhalb des Grundzustandes von Al^{26} liege, gründete sich auf Messungen der Neutronenenergien aus der Reaktion $\text{Mg}^{25}(\text{d}, \text{n})$ mittels Photoplatten²⁸). Inzwischen konnten jedoch KLUYVER, VAN DER LEUN und ENDT²⁹) durch Untersuchung der beim Einfang $\text{Mg}^{25}(\text{p}, \gamma)$ emittierten Strahlung im Szintillationsspektrometer zeigen, dass die Energiedifferenz zwischen den beiden tiefsten Niveaus von Al^{26} nur 0,235 MeV beträgt. Eine M5-Strahlung mit dieser niedrigen Energie kann nach der Formel von WEISSKOPF³⁰) nicht mehr in merklichem

Masse mit dem β -Zerfall konkurrieren und wäre auch experimentell neben der überwiegenden Annihilationsstrahlung kaum nachzuweisen. Unser negativer Befund¹¹⁾ ist damit abgeklärt.

Bei den Messungen am Zyklotron gelang es uns, die obere Grenze für eine allfällige Verzweigung der 6,7 sec-Betaumwandlung auf das erste Anregungsniveau von Mg^{26} bis auf

$$N_\gamma(1,83 \text{ MeV}) : N_{\beta^+}(\text{Al}^{26}) \lesssim 10^{-4}$$

zu reduzieren, was allerdings wegen der niedrigen Energie des entsprechenden Partialspektrums noch nicht zu einer wesentlichen Einschränkung des ft -Wertes genügt ($\log ft \gtrsim 5,5$). Die experimentelle Nachweisgrenze für die 1,83 MeV-Quanten war durch den γ -Untergrund der in § 6 erwähnten Verunreinigung mit O^{14} (Paarlinie bei $2,31 - 0,51 = 1,80$ MeV) gegeben.

§ 8. Zusammenfassung der Ergebnisse.

In Fig. 11 ist das aus der Übersicht von ENDT und KLUYVER¹⁰⁾ übernommene Niveauschema von Mg^{25} bis zum tiefsten bekannten p -Zustand dargestellt. Für die β -Umwandlungen von Na^{25} und Al^{25} haben wir die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Verzweigungen und anschliessenden γ -Übergänge eingezeichnet. Die in¹⁰⁾ angegebenen Spinzuordnungen stützen sich auf die von HOLT und MARSHAM³¹⁾ gemessenen Winkelverteilungen der Protonen aus dem Abstreifungsprozess $Mg^{24}(d, p)Mg^{25}$, welche beim Vergleich mit der Butlerschen Theorie³²⁾ eindeutige l_n -Werte für die meisten der tiefliegenden Mg-Niveaus liefern. Der so festgelegte Drehimpuls l_n des eingefangenen Neutrons ist aber — ausser für $l_n = 0$ — jeweils mit 2 verschiedenen Werten des Gesamtspins J verträglich (Tab. 3, Kol. 4), so dass eindeutige Spinzuordnungen bisher nur für den Grundzustand (direkte Bestimmung aus der Hyperfeinstruktur²⁾), den 0,58 MeV-Zustand ($l_n = 0$, also $J = 1/2$) und den 3,40 MeV-Zustand ($J = 3/2^-$, auf Grund der Beobachtung von γ -Übergängen³³⁾) möglich waren. Auch für den Grundzustand des Na^{25} erlaubten die früheren Untersuchungen des Beta-Zerfalls⁷⁾ keine eindeutige Entscheidung zwischen den nach dem Schalenmodell möglichen Spinwerten $3/2$ oder $5/2$ (vgl. § 1).

Die in § 3 . . . 6 besprochenen experimentellen Ergebnisse führen zur Abklärung folgender Punkte:

a) 0,97 MeV-Niveau von Mg^{25} .

Aus der Tatsache, dass neben γ_3 (siehe Fig. 11) auch die Linie γ_1 in vergleichbarer Intensität auftritt, schliessen wir auf gleiche

Multipolordnung für die beiden γ -Übergänge. Der Drehimpuls des zweiten Anregungszustandes muss daher $3/2$ betragen; für $J = 5/2$ könnte der γ_1 -Übergang nur durch E 2-Emission erfolgen und wäre nach der Formel von WEISSKOPF³⁰) etwa 10^6 mal unwahrscheinlicher als die M 1-Strahlung des γ_3 -Überganges nach dem Grundzustand.

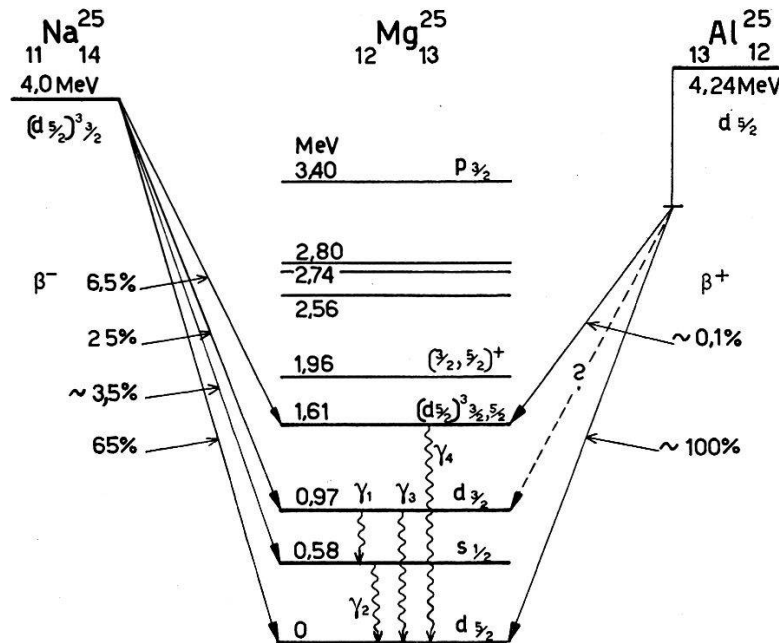


Fig. 11.
Zerfallsschemata von Na^{25} und Al^{25} .

b) 1,61 MeV-Niveau von Mg^{25} .

Die Untersuchung des dritten Anregungszustandes ist von besonderem Interesse, da die zugehörigen Winkelverteilungen der $\text{Mg}(d, p)$ -Reaktion sich als isotrop erwiesen und somit keine l_n -Bestimmung erlaubten³¹). Dieses Niveau wird anscheinend nicht durch den normalen Abstreifungsprozess, sondern erst nach der Bildung eines Zwischenkerns erreicht. Die Beobachtung, dass es von beiden Beta-Zerfällen her (Na^{25} , $J = 3/2$ (siehe unten) und Al^{25} , $J = 5/2$) mit $\log ft$ -Werten der Grössenordnung 5 angeregt wird, lässt für das 1,61 MeV-Niveau nur die beiden Möglichkeiten $3/2^+$ und $5/2^+$ offen.

c) Grundzustand von Na^{25} .

Für $J = 5/2^+$ wäre der β -Übergang zum ersten Anregungsniveau ($1/2^+$) im Mg doppelt verboten, so dass man $\log ft \sim 13$ erwarten würde. Allerdings ist zu beachten, dass sich bei einem tatsächlich beobachteten Übergang dieser Art, nämlich $\text{Mg}^{27}(s_{1/2}) \rightarrow \text{Al}^{27}(d_{5/2})$, der $\log ft$ -Wert als viel niedriger erwies³⁴) (etwa 7,8). Im analogen

Tabelle 3.
 β -Übergänge von Na^{25} und Al^{25} . Daten und versuchsweise Konfigurationszuordnungen der Anregungsniveaus im Mg^{25} .

Na^{25}		Mg^{25}				Al^{25}				
$Z = 11$ $(d_{5/2})^3_{3/2}$	$N = 14$ $(d_{5/2})^6$	Anregungsenergie (MeV) ^{b)}	Spin und Parität aus Mg^{24} (d, p) ^{c)}	anderweitige Bestimmungen	Rumpf Protonen	Leicht-Nukleonen	Mögliche Werte des Gesamtspins	$Z = 13$ $(d_{5/2})^5_{5/2}$	$N = 12$ $(d_{5/2})^4$	
$J = 3/2^+ \text{ a)}$					Neutronen			$J = 5/2^+ \text{ b)}$		
β^- Energie (MeV)	$\log ft$							β^- Energie (MeV)	$\log ft$	
4,0	5,3 \rightarrow	0	3/2 oder 5/2 ⁺	5/2 ^{d)}	$(d_{5/2})^4$	$d_{5/2}$	5/2	\leftarrow 3,2	3,6	
3,4	6,3 \rightarrow	0,58	1/2 ⁺		Grundzustand	$s_{1/2}$	1/2		?	
3,0	5,2 \rightarrow	0,97	3/2 oder 5/2 ⁺	3/2 ⁺ a)	$(J = 0^+)$	$d_{3/2}$	3/2	\leftarrow (2,2)	$\geq 5,8$	
2,4	5,3 \rightarrow	1,61	?	3/2 od. 5/2 ⁺ a)	Dreiteilchenzustand, z. B.:			\leftarrow 1,6	5,2	
		1,96	3/2 oder 5/2 ⁺		$(d_{5/2})^4$	$(d_{3/2})^2$	3/2, 5/2, 9/2			
		2,56	1 Niveau 1/2 ⁺		$(d_{5/2})^4$ angeregt $(J = 2^+)$	$s_{1/2}$	3/2, 5/2			
		2,74				$d_{3/2}$	1 3 5 7 $\bar{2} \bar{2} \bar{2} \bar{2}$			
		2,80								
		3,40	1/2 oder 3/2 ⁻	3/2 ⁻ e)	$(d_{5/2})^4$	$p_{3/2}$	3/2			
					Grundzustand					

a) vorliegende Arbeit.

b) ENDT und KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 (1954).

c) HOLT und MARSHAM, Proc. Phys. Soc. **66A**, 258 (1953).

d) CRAWFORD, KELLY, SCHAWLOW und GRAY, Phys. Rev. **76**, 1527 (1949).

e) KINSEY und BARTHOLOMEW, Can. J. Phys. **31**, 901 (1953).

Fall $\text{Al}^{29} (d_{5/2}) \rightarrow \text{Si}^{29} (s_{1/2})$ wurde der entsprechende 3,8-MeV-Übergang in der Absorptionskurve der β -Teilchen nicht gefunden³⁵); unter der Annahme, dass er höchstens 1% der Zerfälle ausmacht, erhalten wir als untere Grenze $\log ft \geq 8$. Da in beiden Fällen die Differenz gegenüber dem für $\text{Na}^{25} \rightarrow \text{Mg}^{25} (1/2^+)$ festgestellten Wert (siehe Tab. 3) wenigstens 1,5 Einheiten beträgt, halten wir es für sehr unwahrscheinlich, dass dem Na^{25} -Grundzustand der Spin 5/2 zukommt. Wir deuten diesen Zustand vielmehr als $(d_{5/2})^3$ -Konfigurationsterm mit resultierendem Gesamtdrehimpuls $J = 3/2$; auf diese Weise ordnet sich der β -Übergang nach dem $s_{1/2}$ -Niveau im Mg zwanglos in die Kategorie der l -verbotenen Übergänge³⁶) ein.

§ 9. Diskussion.

Die ausgeprägte Analogie des Termschemas von Mg^{25} mit demjenigen des Spiegelkerns Al^{25} , worauf z. B. GOLDBERG³⁷) und CASSON³⁸) hingewiesen haben, legt es nahe, die obigen Aussagen a) und b) (§ 8) auch für die entsprechenden Al^{25} -Niveaus als gültig anzunehmen. Für die letzteren haben sich aus der Analyse der $\text{Mg}^{24}(d, n)$ Al^{25} -Reaktion l_p -Werte ergeben³⁷), welche den auf analoge Weise für Mg^{25} gefundenen l_n -Werten genau entsprechen. Dies gilt insbesondere für die drei untersten Niveaus ($d_{5/2}$ = Grundzustände; $1/2^+$ mit 0,58 bzw. 0,45 MeV, $l = 2$ mit 0,97 bzw. 0,95 MeV Anregungsenergie), sowie für die tiefsten p -Zustände (3,40 bzw. 3,09 MeV). Es erscheint daher plausibel, diese Niveaus nach dem Einteilchen-Schalenmodell¹) zu deuten, wie in Tabelle 3 (Kol. 7) angegeben. Die Differenz $d_{3/2} - d_{5/2}$, im Mittel aus Mg^{25} und $\text{Al}^{25} \approx 0,96$ MeV, wäre demnach wesentlich kleiner als beim Beginn der d -Schalen, wo sie 5,1 MeV (O^{17}) bzw. 4,4 MeV (F^{17}) beträgt³⁹). Eine solche Abnahme mit wachsender Besetzungszahl ist zu erwarten, da ja oberhalb $A = 28$, d. h. bei vorzugsweise vollbesetzter $d_{5/2}$ -Subschale die energetische Reihenfolge von $d_{3/2}$ - und $d_{5/2}$ -Einteilchenzuständen sich sogar umkehren muss. In diesem Zusammenhang wäre ein Vergleich mit entsprechenden Termdifferenzen im Ne^{21} und im Na^{23} interessant, wofür aber zur Zeit noch nicht genügend experimentelle Daten vorliegen.

Zwischen 1 und 3 MeV Anregungsenergie sind, sowohl für Mg^{25} als auch für Al^{25} , eine Reihe weiterer Niveaus bekannt, welchen wahrscheinlich durchwegs gerade Parität zukommt. Im Falle des Mg gelang es HOLT und MARSHALL³¹), zwei dieser Niveaus als d - und s -Zustände zu identifizieren; beim Al sind oberhalb 2,3 MeV Anregungsenergie die Voraussetzungen für die Interpretation der Mg^{24} (d, n)-Winkelverteilungen nach der Butlerschen Theorie zwar nicht

mehr erfüllt, jedoch sprechen nach GOLDBERG³⁷⁾ verschiedene Argumente dafür, den Niveaus bei 2,51 und 2,74 MeV $l = 0$ bzw. 2 zuzuordnen. Jedenfalls weist die den normalen Abstreifungsprozessen sehr ähnliche Winkelverteilung der Protonen bzw. Neutronen auf einen Einteilchencharakter einiger dieser Niveaus hin (auf den 1,61 MeV-Zustand im Mg^{25} , welcher ein ganz anderes Verhalten zeigt, werden wir später noch eingehen). Da die normalen Einteilchenterme aber bereits zugeordnet sind (Tab. 3), haben wir die höher liegenden Niveaus mit Einteilchencharakter wohl als stationäre Zustände eines einzelnen Leuchtnukleons im Feld eines angeregten Mg^{24} -Rumpfkerns aufzufassen. Die Lage der ersten Anregungsstufe in benachbarten gg -Kernen (1,37 MeV bei Mg^{24} ; 1,83 MeV bei Mg^{26} ; 1,78 MeV bei Si^{28}) lässt uns solche Zustände bei Mg^{25} und Al^{25} im Energiebereich oberhalb etwa 1,5 MeV erwarten. Gewisse Anhaltspunkte über den Mechanismus, nach welchem bei einem (d, p)-Prozess der Mg^{24} -Kern in den ersten Anregungszustand ($J = 2^+$) übergehen könnte, lassen sich aus einem Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Anregung⁴⁰⁾ gewinnen. Nach der Weisskopfschen Formel³⁰⁾ wäre als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit etwa

$$B_{0 \rightarrow 2} = 5 B_{2 \rightarrow 0} \sim 0,33 \cdot 10^{-19} R^4 \text{ erg cm} \sim 1 \cdot 10^{-69} \text{ erg cm}^5$$

einzusetzen, so dass man für den Wirkungsquerschnitt einer 2 MeV-Anregung mit 8 MeV-Deutonen ($g_2(\xi) \approx 1$) erhält:

$$\sigma_{0 \rightarrow 2} (d, 8 \text{ MeV} \rightarrow 6 \text{ MeV}) \sim 1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

Vielleicht wäre es richtiger, davon auszugehen, dass in der d, p-Reaktion mit Rumpfanregung die Protonen eine Endenergie von etwa 10 MeV erhalten:

$$\sigma_{0 \rightarrow 2} (p, 12 \text{ MeV} \rightarrow 10 \text{ MeV}) \sim 1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2.$$

Wenn man beachtet, dass die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte leichterer Kerne für Coulomb-Anregung⁴¹⁾ etwa 10 ... 100mal grösser als nach obiger Rechnung sein können, so ergibt sich, dass der für $\sigma_{0 \rightarrow 2}$ zu erwartende Wert nur um eine oder zwei Zehnerpotenzen unterhalb des maximal möglichen Reaktionsquerschnittes für die zu direkten Abstreifungsprozessen wesentlich beitragenden Partialwellen des einfallenden Deutonenstrahles liegt (l_a etwa 3 ... 5, Werten des klassischen Stossparameters von 4,2 ... $6,4 \cdot 10^{-13}$ cm entsprechend). Wären die beiden Vorgänge unabhängig voneinander, so müsste eine elektrische Rumpfanregung allerdings nur in einem kleinen Bruchteil der direkten (d. h. nicht über die Bildung eines Zwischenkerns verlaufenden) d, p- bzw. d, n-Abstreifungsprozesse stattfinden. Tatsächlich ist aber der inte-

grierte Wirkungsquerschnitt für die Anregung der höher liegenden Einteilchenniveaus nach den Daten von HOLT und MARSHAM (z. B. für 1,96 und 2,74 MeV Anregungsenergie im Mg²⁵) von ähnlicher Grössenordnung (10^{-27} cm²) wie für die Anregung der tieferen Niveaus. Dies scheint darauf hinzuweisen, dass diejenigen Zusammenstösse, welche im Falle eines stabilen Geschosses zur elektrischen Anregung des Targetkerns führen würden, im Falle eines Deuterons von 8 MeV praktisch stets mit der Aufspaltung des Deuterons einhergehen. Wird dabei das Neutron eingefangen, so sind für den Folgekern Mg²⁵ die in Tabelle 3 bei Anregungsenergien zwischen 1,96 ... 2,80 MeV versuchsweise aufgeführten Quasi-Einteilchenzustände zu erwarten.

Die meisten (d, p)- und (d, n)-Reaktionen zeigen ausser den nach³²⁾ zu erwartenden Winkelverteilungen auch einen isotropen Untergrund, der sich durch die Beiträge jener Partialwellen ($l_a \leq 3$) erklärt, welche vorwiegend zur Bildung eines eigentlichen Zwischenkerns führen⁴²⁾. Bei der Anregung des 1,61 MeV-Niveaus im Mg²⁵ ist überhaupt nur der letztere Vorgang wirksam³¹⁾, so dass hier eine tiefer greifende Umlagerung zwischen Rumpf- und Leuchtnukleonen vorliegen muss (Mehrteilchenanregung). Unglücklicherweise war die Untersuchung des analogen Niveaus in der Reaktion Mg²⁴(d, n) Al²⁵ durch die Verwendung von MgO als Target sehr erschwert*), so dass GOLDBERG³⁷⁾ keine Aussagen über die Winkelverteilung der zu 1,81 MeV Anregungsenergie in Al²⁵ gehörigen Neutronengruppe machen konnte. Im Falle des Mg²⁵ haben wir bei der Interpretation des 1,61 MeV-Niveaus auch den Befund der vorliegenden Arbeit zu berücksichtigen, wonach die betreffenden Beta-Partialübergänge sowohl für Na²⁵ als auch für Al²⁵ erlaubt sind. Aus diesem Grunde scheidet eine Erklärung als $(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2$ -Konfigurationsterm von vornherein aus; dagegen sollte sowohl die Wegnahme eines $d_{5/2}$ -Neutrons aus der Konfiguration $(d_{5/2})^6$ (Na²⁵ → Mg²⁵), als auch das Hinzufügen eines solchen zur $(d_{5/2})^4$ -Konfiguration (Al²⁵ → Mg²⁵) zu einem $(d_{5/2})^3(d_{3/2})^2$ -Zustand führen können. Es ist daher anzunehmen, dass die in Tabelle 3 als Beispiel angegebene Mehrteilchenkonfiguration merklich an der Wellenfunktion des 1,61 MeV-Niveaus beteiligt ist.

Herrn Prof. SCHERRER sprechen wir für sein Interesse an dieser Arbeit, Herrn Dr. SCHNEIDER und seinen Mitarbeitern für die Bestrahlungen am Zyklotron unseren herzlichen Dank aus. Die wertvolle Mitarbeit unseres Mechanikers, Herrn O. KÄLIN, beim Bau und der Weiterentwicklung des Impulsspektrographen möchten wir dankbar hervorheben.

*) O¹⁶(d, n) F¹⁶ liefert im betreffenden Energiegebiet zwei Neutronengruppen.

Literaturverzeichnis.

- 1) M. GOEPPERT MAYER, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
- 2) J. E. MACK, Rev. Mod. Phys. **22**, 64 (1950).
- 3) D. KURATH, Phys. Rev. **80**, 98 [L] (1950).
- 4) G. SCHRANK und J. R. RICHARDSON, Phys. Rev. **86**, 248 [L] (1952).
- 5) F. I. BOLEY und D. J. ZAFFARANO, Phys. Rev. **84**, 1059 [L] (1951).
- 6) H. BROWN und V. PEREZ-MENDEZ, Phys. Rev. **78**, 812 [L] (1950).
- 7) E. BLEULER und W. ZÜNTELI, Helv. Phys. Acta **20**, 195 (1947).
- 8) D. MAEDER und P. STÄHELIN, Helv. Phys. Acta **27**, 169 (1954).
- 9) J. L. W. CHURCHILL, W. M. JONES und S. E. HUNT, Nature **172**, 460 [L] (1953).
- 10) P. M. ENDT und J. C. KLUYVER, Rev. Mod. Phys. **26**, 95 (1954).
- 11) P. STÄHELIN, Helv. Phys. Acta **26**, 691 (1953).
- 12) D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **20**, 139 (1947).
- 13) D. MAEDER, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta **20**, 230 (1947).
- 14) O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **16**, 431 (1943); **17**, 139 (1944).
- 15) E. BLEULER und W. ZÜNTELI, Helv. Phys. Acta **19**, 375 (1946).
- 16) A. H. WAPSTRA, Arkiv för Fysik **7**, Nr. 22, 275 (1953).
- 17) C. S. WANG CHANG und D. L. FALKOFF, Phys. Rev. **76**, 365 (1949).
- 18) H. A. BETHE und J. ASHKIN, in «Experimental Nuclear Physics», Bd. I, p. 260 (herausg. von E. SEGRÈ; Wiley, New York 1953).
- 19) D. MAEDER, R. MÜLLER und V. WINTERSTEIGER, Helv. Phys. Acta **27**, 3 (1954).
- 20) P. M. ENDT, H. A. ENGE, J. HAFFNER und W. W. BUECHNER, Phys. Rev. **87**, 27 (1952).
- 21) W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **20**, 236 (1948); siehe Fig. 16, p. 268.
- 22) L. LANDAU, Phys. Z. USSR **8**, 201 (1944); O. BLUNCK und S. LEISEGANG, Z. Phys. **128**, 500 (1950).
- 23) L. M. LANGER, Phys. Rev. **77**, 50 (1950).
- 24) J. BRUNNER, J. HALTER, O. HUBER, R. JOLY und D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **27**, 572 (1954).
- 25) A. B. VAN RENNES, Nucleonics **10**, Heft 10, 50 (1952).
- 26) G. KELLEY (unveröffentlicht, jedoch ausführlich beschrieben in ²⁵), Fig. 35).
- 27) R. SHERR und J. B. GERHART, Phys. Rev. **91**, 909 (1953).
- 28) C. P. SWANN, C. E. MANDEVILLE und W. P. WHITEHEAD, Phys. Rev. **79**, 598 (1950).
- 29) J. C. KLUYVER, C. VAN DER LEUN und P. M. ENDT, Phys. Rev. **94**, 1795 [L] (1954); Physica **20**, 1287 und 1299 (1954).
- 30) V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. **83**, 1073 [L] (1951).
- 31) J. R. HOLT und T. N. MARSHAM, Proc. Phys. Soc. **66A**, 258 (1953).
- 32) S. T. BUTLER, Phys. Rev. **80**, 1095 [L] (1950); Proc. Roy. Soc. (London) A **208**, 559 (1951).
- 33) B. B. KINSEY und G. A. BARTHOLOMEW, Can. J. Phys. **31**, 901 (1953).
- 34) H. DANIEL, L. KOESTER und TH. MAYER-KUCKUK, Z. Naturforsch. **8a**, 447 [L] (1953).
- 35) L. SEIDLITZ, E. BLEULER und D. J. TENDAM, Phys. Rev. **76**, 861 [L] (1949).
- 36) L. W. NORDHEIM, Phys. Rev. **78**, 294 [L] (1950).
- 37) E. GOLDBERG, Phys. Rev. **89**, 760 (1953).
- 38) H. CASSON, Phys. Rev. **89**, 809 (1953).
- 39) F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **24**, 321 (1952).
- 40) K. A. TER-MARTIROSYAN, J. Exp. Theor. Phys. USSR **22**, 284 (1952); K. ALDER und A. WINTHER, Phys. Rev. **91**, 1578 [L] (1953); **96**, 237 [L] (1954).
- 41) G. M. TEMMER und N. P. HEYDENBURG, Phys. Rev. **96**, 426 (1954).
- 42) J. R. HOLT und T. N. MARSHAM, Proc. Phys. Soc. **66A**, 1032 (1953); R. HUBY, in «Progress in Nuclear Physics», Bd. III, p. 177 (herausg. von O. R. FRISCH; Pergamon Press, London 1953).