

Absolut-Messung radioaktiver Quellstärken mit Hilfe einer Neugestaltung der Koinzidenzmethode

Autor(en): **Meyer, K.P. / Schmid, P. / Huber, P.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **32 (1959)**

Heft V

PDF erstellt am: **22.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113012>

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.

Absolut-Messung radioaktiver Quellstärken mit Hilfe einer Neugestaltung der Koinzidenzmethode*)

von **K. P. Meyer, P. Schmid** und **P. Huber**

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

(15. VI. 1959)

Summary. The coincidence-method, a well known method for measuring absolute radioactive source-strengths (number of decays per second), has been confined in its application to a few special decay schemes. A new development of this method makes it now applicable to wide classes of disintegration schemes and all kinds of radiation.

Using over all counter responses (W) of less than 0,01 the new method constitutes the limiting case ($W \ll 1$) just opposite to the 4π counter ($W \approx 1$). By making the counters roughly equally sensitive for both radiations, which are the partners of the coincidence, counter response and solid angle vanish quite generally from the expressions for the source-strength. Practical methods are given on how to realize equal response for both radiations with scintillation-counters. A difference in response of 10% makes only an error of 0,3% in the value of the absolute source-strength.

Corrections are considered for source extension, angular correlation and finite resolving power of the apparatus. Generally the precision of the absolute values will be at least 1%, in favorable cases 0,2% are possible. Measurements with Na^{24} , Co^{60} , Na^{22} and Au^{198} are given.

1. Einleitung

Die absolute Messung von radioaktiven Quellstärken¹⁾, d. h. der Anzahl Kernumwandlungen, die pro Zeiteinheit in einem vorgegebenen radioaktiven Präparat stattfinden, ist eine fundamentale kernphysikalische Messung, die sich im allgemeinen noch nicht mit grosser Präzision ausführen lässt. Der Grund dafür liegt darin, dass die Ansprechwahrscheinlichkeiten und empfindlichen Raumwinkel der Strahlungsdetektoren in der Regel weder exakt gleich 1 resp. 4π gemacht werden können noch einen anderen genau angebbaren Wert besitzen. Vergleiche von Absolut-Messungen nach verschiedenen Methoden und ausgeführt von verschiedenen Laboratorien zeigen, dass die Abweichungen in der Regel

*) K. P. MEYER, P. SCHMID und P. HUBER, European Atomic Energy Society, Proceed. of the Symposium on Basic Principles of Radioactivity and Neutron Measurements, Zürich 1957

noch in der Gegend von 1% oder sogar darüber liegen. Als Messmethoden kommen in erster Linie «4 π -Zähler¹⁾», die Koinzidenzmethode^{1) 2)} oder eine Kombination dieser beiden Hilfsmittel^{1) 3)} in Frage. Insbesondere die Koinzidenzmethode gibt die Möglichkeit unerfassbare systematische Fehler zu vermeiden, war aber bisher nur auf relativ wenige, spezielle Zerfallsschemata anwendbar oder dann durch die Notwendigkeit der Verwendung von „4 π -Zählern“ in ihrer Anwendungsmöglichkeit eingeschränkt.

Im folgenden soll eine Neugestaltung der Koinzidenzmethode zur Darstellung gelangen, die erlaubt

- die Koinzidenzmethode auf alle Strahlenarten und auf viel allgemeinere Klassen von Zerfallsschemata, als das bisher möglich war, anzuwenden.
- im allgemeinen eine Genauigkeit der Absolutwerte von mindestens 1%, in günstig liegenden Fällen von etwa 0,2% zu erreichen.

Für die praktische Anwendung unserer Methode ist es eine wesentliche Erleichterung, dass dabei die Registrierwahrscheinlichkeit (R) für Teilchen und Quanten *klein*, normalerweise $< 0,01$ sein soll. Betrachtet man den «4 π -Zähler» als den Grenzfall $R \approx 1$, so geht unser Verfahren gerade vom anderen Grenzfall, nämlich $R \ll 1$, aus.

2. Prinzip der Messmethode

Ausgangspunkt ist die wohlbekanntere Koinzidenzmethode²⁾. Sie gestattet für spezielle Zerfallsschemata die Bestimmung der Quellstärke Q , ohne dass Raumwinkel und Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler bekannt sein müssten. Zuerst soll unsere Methode an einem möglichst einfachen Zerfallsschema auseinandergesetzt werden. Dieses möge nur zwei Strahlungen r und s enthalten, die, in Kaskade ausgestrahlt, vom Anfangszustand über ein Zwischenniveau in den Grundzustand führen.

Es seien N_1 und N_2 die von zwei Zählern 1 und 2 registrierten Einzelimpuls-Raten; die Zahl der pro Zeiteinheit registrierten wahren Koinzidenzen sei $N_{1,2}$. Dann wird:

$$N_1 = Q(W_{1r} + W_{1s} - W_{1r}W_{1s}) \quad (1)$$

$$N_2 = Q(W_{2r} + W_{2s} - W_{2r}W_{2s}) \quad (2)$$

$$N_{1,2} = Q(W_{1r}W_{2s} + W_{1s}W_{2r}) \quad (3)$$

Hierbei bedeutet W_{ij} die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Zerfall eines Kernes vom Zähler i mit Hilfe der Strahlung j registriert wird. Alle Effekte, die durch den Raumwinkel der Zähler, die Diskriminierung der Impulsamplituden sowie durch Streuung und Absorption (inklusive Selbstabsorption in der Quelle) bedingt sind, sollen in der Definition von

W_{ij} eingeschlossen sein. Ebenfalls in W_{ij} enthalten sei die Wirkung aller Sekundär- und Ersatz-Strahlungen für j wie innere oder äussere Konversionselektronen, Paarerzeugung, Vernichtungsstrahlung, Compton-Streuquanten oder -Elektronen, Röntgenstrahlung, Auger-Elektronen und Äussere oder Innere Bremsstrahlung. Es wird nun

$$\frac{N_1 N_2}{N_{1,2}} = QB \quad (4)$$

mit

$$B = \frac{(W_{1r} + W_{1s} - W_{1r}W_{1s})(W_{2r} + W_{2s} - W_{2r}W_{2s})}{W_{1r}W_{2s} + W_{1s}W_{2r}}. \quad (5)$$

Handelt es sich im speziellen um eine Beta-Gamma-Kaskade mit einem Beta-Spektrum, dessen Maximal-Energie grösser als diejenige der Gamma-Linie ist, so lässt sich die «klassische» Koinzidenzmethode anwenden. Mit einem Beta-Absorber vor dem Zähler 2 macht man $W_{2r} = 0$ (Index r bedeute Beta-, Index s Gamma-Strahlung) und die Impulse des Zählers 1 werden so diskriminiert, dass auch $W_{1s} = 0$ wird*). Damit ergibt sich $B = 1$, und die Quellstärke wird

$$Q = (N_1 N_2) / N_{1,2}. \quad (6)$$

Die Elimination der W_{ij} -Werte aus Gl. (5) ist nun wesentlich allgemeiner realisierbar als nur für den eben erwähnten Fall, dass der eine Zähler ausschliesslich für die Strahlung r , der andere nur für die Strahlung s empfindlich ist. Wählt man

$$W_{ij} \ll 1, \quad (7)$$

d. h. vernachlässigt man W_{ij} gegen 1 und setzt ferner

$$W_{1r} = W_{1s} \quad \text{und / oder} \quad W_{2r} = W_{2s}, \quad (8)$$

so wird $B = 2$, unabhängig von allen W_{ij} -Werten. Um Bedingung (7) zu erfüllen, soll im allgemeinen mit $W_{ij} \leq 0,01$ gemessen werden. Die damit gegebene Möglichkeit, mit kleinen Raumwinkeln der Zähler zu arbeiten, ist wesentlich für die praktische Durchführbarkeit der ganzen Methode.

Der volle Wert der Bedingung (8) zeigt sich aber erst an Hand einer Genauigkeitsbetrachtung: Es sei

$$\delta_i = \frac{W_{ir} - W_{is}}{W_{ir}},$$

der relative Unterschied der beiden W -Werte des Zählers i , dann ergibt sich B zu

$$B = 2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\delta_1 \cdot \delta_2}{2 - \delta_1 - \delta_2} \right) = 2(1 + \varepsilon). \quad (9)$$

*) Der Zähler 1 muss Elektronen verschiedener Energie durch Impulse verschiedener Amplitude anzeigen.

Tabelle 1 gibt den Betrag von $1 + \varepsilon$ für verschiedene Werte von δ_1 und δ_2 . Den beiden Bedingungen in Gleichung (8) entspricht

$$\delta_1 = 0 \quad \text{und} \quad \delta_2 = 0. \quad (8')$$

Man sieht somit, dass bei gleichzeitiger angenäherter Erfüllung beider Bedingungen in (8) resp. (8'), $|\delta_1|$ und $|\delta_2|$ je bis zu 0,1 betragen dürfen, ohne dass $|\varepsilon|$ grösser als 0,3% wird.

Tabelle 1

Tabelliert ist $1 + \varepsilon = B/2 = M/Q$, für Werte von δ_i und $\delta_{i'}$, zwischen +1 und -1. Das dick eingerahmte Gebiet zeigt, dass $\varepsilon \leq 0,3\%$ bleibt, solange $|\delta_i|$ und $|\delta_{i'}| \leq 0,1$ sind

$\delta_i \backslash \delta_{i'}$	-1	-0,1	0	+0,1	+1
-1	1,125	1,016	1	0,983	0,750
-0,1	1,016	1,002	1	0,9975	0,955
0	1	1	1	1	1
+0,1	0,983	0,9975	1	1,003	1,056
+1	0,750	0,955	1	1,056	∞

Gelingt es also, die W -Werte für die beiden Strahlungen r und s mindestens bis auf 10% gleich zu machen, und zwar im Zähler 1 und im Zähler 2, so weicht der Ausdruck $N_1 \cdot N_2 / 2 \cdot N_{1,2}$ um weniger als 0,3% von der Quellstärke Q ab.

2.1. Experimentelle Verwirklichung der Bedingung $W_{ir} \approx W_{is}$

Ohne eine erschöpfende Aufzählung geben zu wollen, soll an einigen wichtigen Beispielen gezeigt werden, wie die Bedingung $W_{ir} \approx W_{is}$ mit Szintillationszählern erfüllt werden kann.

2.11. Gamma-Gamma Kaskaden

1. Verfahren:

Man verwendet organische Szintillatoren, in denen der Compton-Effekt im wesentlichen für die Wechselwirkung der Gamma-Quanten verantwortlich ist. Fig. 1 zeigt den differentiellen Compton-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dT$ für die Erzeugung eines Compton-Elektrons der Energie T am Beispiel zweier Gamma-Strahlungen von 1,5 und 3 MeV. Für nicht zu dicke Szintillatoren (Wahrscheinlichkeit der Gamma-Wechselwirkung $\lesssim 30\%$) ist der totale Compton-Querschnitt (Fläche unter den Kurven in Fig. 1) ungefähr proportional zur Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung des Gamma-Quantes im Szintillator. Fig. 1 zeigt daher unmittelbar, dass für hohe Diskriminierung (T) der Szintillationsimpulse die re-

lative Ansprechwahrscheinlichkeit für das härtere Gamma-Quant (Index r) grösser sein wird wie für das weichere (Index s). Umgekehrt wird bei genügend tiefer Diskriminierung das weichere Quant die höhere Ansprechwahrscheinlichkeit haben, da ja der totale Compton-Querschnitt mit abnehmender Energie der Gamma-Quanten zunimmt. Es wird daher im allgemeinen einen diskriminierenden Pegel T_0 geben, für den die Bedingung $W_{ir} = W_{is}$ resp. $\delta_i = 0$ erfüllt ist. Beide Zähler müssen somit Diskriminatoren für die Impulshöhe besitzen, die passend einzustellen sind.

Um diese Einstellung der Diskriminatoren entsprechend (8) resp. (8') aufzufinden, wird die scheinbare Quellstärke (M)

$$M = \frac{N_1 N_2}{2 N_{1,2}} = Q B/2 = Q(1 + \varepsilon)$$

für verschiedene Einstellungen der Diskriminatoren gemessen. Ergibt sich M als unabhängig von der Einstellung des einen Diskriminators

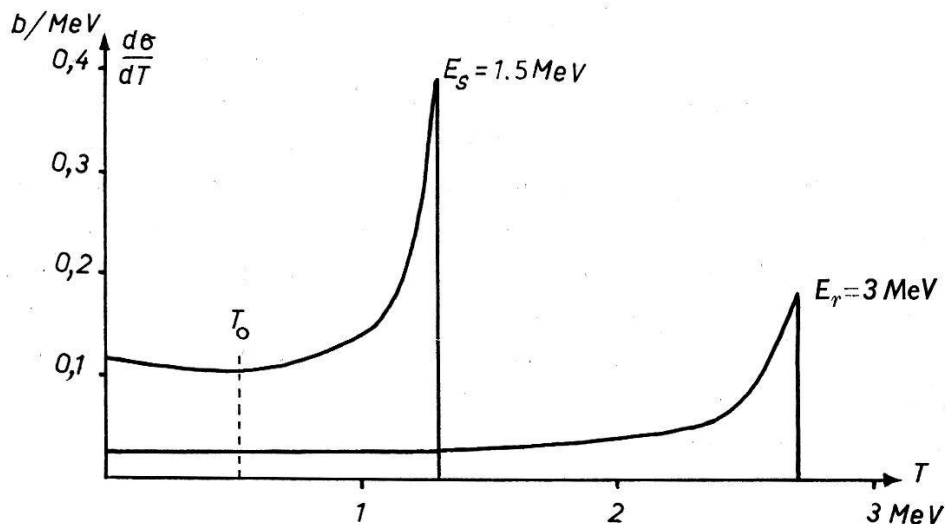


Fig. 1

Differentieller Compton-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dT$ in barn/MeV für die Erzeugung eines Elektrons der Energie T am Beispiel zweier Gamma-Strahlungen r und s mit den Energien $E_r = 3$ MeV und $E_s = 1,5$ MeV. Diskriminierung oberhalb T_0 gibt für das härtere, unterhalb T_0 für das weichere Quant höhere Ansprechwahrscheinlichkeit im Szintillations-Zähler

(siehe Tabelle 1 und Gl. 9), so ist die richtige Einstellung des andern gefunden. Quantitativ zeigt Tabelle 1, dass $|\delta_i|$ wie gefordert $\leq 0,1$ ist, solange sich die Änderungen von M innerhalb von 5% halten, bei einer Variation des Wertes von $\delta_{i'}$ zwischen Null (oder negativen Werten) und $+1$.

Zum praktischen Aufsuchen der richtigen Diskriminator-Einstellungen genügen eine willkürliche Skala am Drehknopf des Diskriminators und die folgenden leicht zu verifizierenden Regeln:

1. Erhöhung des Diskriminator-Pegels am Zähler i macht δ_i grösser.
2. Wenn δ_i positiv (negativ) ist, vergrössert (verkleinert) die Zunahme von δ_i den Wert M .
3. $\delta_i = +1$ entspricht $W_{is} = 0$, d. h. der Diskriminator-Pegel des Zählers i befindet sich bei einer Energie die grösser oder gleich derjenigen der Compton-Spitze des weicheren γ -Quantes ist.
4. Sind δ_i und δ_i' gleich $+1$, so werden im allgemeinen noch Einzelimpulse des härteren γ -Quantes, aber keine Koinzidenzen mehr registriert.

2. Verfahren

Man verwendet anorganische Szintillatoren (NaJ, CsJ, d. h. solche, die Elemente hoher Kernladungszahl enthalten) und benützt hauptsächlich den Photoeffekt.

Jeder der beiden Zähler gibt seine Impulse parallel auf zwei Einkanal-Impulsspektrographen, deren Kanäle auf die beiden den Strahlungen r und s entsprechenden Photolinien eingestellt werden. Durch passende Wahl der relativen Kanalbreiten kann W_{ir} und W_{is} gleich gross gemacht werden. Indem man alternierend den « r »- resp. den « s »-Impuls-Spektrographen ausschaltet, lässt sich die richtige Einstellung der Kanalbreiten in erster Näherung leicht aufsuchen. Da natürlich auch im « s »-Kanal häufig ein erheblicher Bruchteil an « r »-Strahlung durchkommen wird (und umgekehrt)*), so muss auch hier, analog wie bei Verfahren 1, die definitive Einstellung mit Hilfe von Tabelle 1 und Messungen der scheinbaren Quellstärke M erfolgen, welche hier für verschiedene Werte der relativen Kanalbreiten bestimmt wird.

3. Verfahren

Hier wird wie im 2. Verfahren mit anorganischen Szintillatoren und den Photolinien gearbeitet. Weiter sei vorausgesetzt, dass die Energie beider Gamma-Strahlungen oberhalb derjenigen der K -Schale des Elementes liegt, das für die Absorption im Szintillator verantwortlich ist. Von den beiden Gamma-Strahlungen r und s besitzt hier die weichere (s) die grössere Ansprechwahrscheinlichkeit. Durch Einbringen von Absorberfolien passender Dicke und Kernladungszahl lässt sich s aber auch stärker abschwächen als r , so dass durch Variation der Foliendicke wieder $W_{ir} = W_{is}$ eingestellt werden kann. Als Indikator für das Erreichen der richtigen Foliendicke dient wiederum die Messung von M , diesmal in Funktion der Schichtdicke des Absorbers.

*) Zuzug des Comptoneffektes, der Linienbreite usw.

2.12. Beta-Gamma Kaskaden

Es werden organische Szintillatoren verwendet, und beide Zähler müssen mit je einem Einkanal-Impulsspektrographen ausgerüstet sein. Verwendet man dünne Szintillatoren, so werden in einem passend eingestellten Kanal im allgemeinen mehr Beta-Teilchen (r) als Gamma-Quanten (s) registriert werden, d. h. $W_{ir} > W_{is}$. Man schwächt nun, durch Einbringen von Absorberfolien kleiner Kernladungszahl, selektiv die Beta-Strahlen und stellt durch Variation der Foliendicke wieder auf $W_{ir} = W_{is}$ ein. Die Grobeinstellung wird geprüft durch Einbringen einer Graphit- oder Al-Platte, welche die Beta-Teilchen völlig absorbiert und die Impulszahl N_i auf rund die Hälfte reduzieren soll. Die genaue Einstellung erfolgt wiederum durch Messung von M , diesmal in Abhängigkeit von der Dicke des Beta-Absorbers.

2.2. Streukoinzidenzen

Die Koinzidenzmethode rechnet mit der Zahl der wahren Koinzidenzen, Gl. (3). Man misst aber im allgemeinen ausser den wahren und den zufälligen auch noch Streukoinzidenzen. Die Messungen liefern daher nur richtige Resultate, wenn keine Streukoinzidenzen auftreten oder wenn ihre Registrierung durch die experimentelle Anordnung unterdrückt

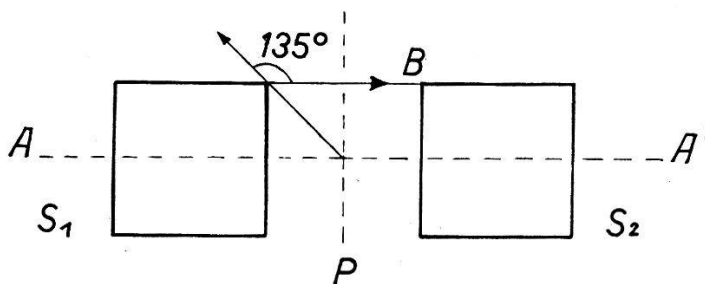


Fig. 2

Beispiel für die Anordnung der Szintillatoren und der radioaktiven Quelle bei Messungen nach Verfahren 1 (Abschnitt 2.11)

S_1, S_2 Szintillatoren zylindrischer Form, Durchmesser = Höhe = Zylinder-Abstand = 28 mm.

P Ebene, in der die radioaktive Quelle liegt. Sie wird normalerweise auf der Symmetrie-Axe der Szintillations-Zylinder zentriert und besteht mit Vorteil aus einer dünnen Scheibe, deren Fläche klein gegenüber der Grundfläche der Zylinder sein soll*).

B Vom Szintillator S_1 in den Szintillator S_2 zurückgestreute Strahlung (Compton-Streuquant). Für eine Punkt-Quelle ist der kleinste mögliche Streuwinkel hier 135° .

AA' Symmetrie-Axe der Anordnung.

*) Im Falle von Na^{22} , siehe Abschnitt 5.2, Tabelle 4, liegt die Quelle nicht auf der Symmetrie-Axe AA' , sondern soweit exzentrisch, dass eine Gerade durch die Quelle nie gleichzeitig beide Szintillatoren treffen kann.

wird. Dieser wichtige Punkt muss für jedes Experiment individuell geprüft resp. verwirklicht werden (Beispiele siehe Abschnitt 5.2, Tabelle 4). Dabei ist zu bedenken, dass im Sinne der Definition von W_{ij} (Abschnitt 2), alle Sekundär-Effekte einer Strahlung j mit eingeschlossen sind. Die Koinzidenz eines Positrons mit einem seiner Vernichtungs-Quanten zählt also beispielsweise als Streukoinzidenz.

Tabelle 2

Vergleich der maximalen Energie von Compton-Elektronen (in KeV), die von einem unter 135° gestreuten Sekundär-Quant herrühren (E_c max., sek. 135°), mit derjenigen Energie, welche ein Compton-Elektron besitzt, das vom zugehörigen Primärquant erzeugt wurde (E_c primär, zugehörig), für verschiedene primär eingestrahlte Gamma-Energien (E_γ eingestrahlt). Zahlenwerte nach A. T. NELMS NBS Circular 542 (1953)

E_γ eingestrahlt.	5000	2000	1000	500	200	100	50
E_c max., sek. 135°	149	130	107	78	38	17	6
E_c primär, zugehörig	4716	1740	707	313	80	25	7

Auf die wichtigste Quelle für Streukoinzidenzen, nämlich die beim Compton-Effekt im Szintillator gestreuten Gamma-Quanten, sei immerhin in allgemeiner Form kurz eingegangen. Da mit $W_{ij} \ll 1$ gearbeitet wird, sind die Raumwinkel relativ klein, und die vom Zähler i in den Zähler i' zurückgestreute Strahlung hatte z. B. in unseren Experimenten (Fig. 2) einen Streuwinkel von $\geq 135^\circ$. Tabelle 2 zeigt, dass sich die Compton-Elektronen der primären Quanten gut gegen diejenigen der unter 135° rückgestreuten Strahlung diskriminieren lassen, solange die primäre Energie grösser als ca. 200 keV ist. Für wesentlich kleinere primäre Energien wird man auf den Compton-Effekt und organische Szintillatoren überhaupt verzichten und mit der photoelektrischen Wechselwirkung und anorganischen Szintillatoren arbeiten.

2.3. Anwendbarkeit der Messmethode und Zerfallsschema

Bisher wurde, um die Diskussion nicht zu komplizieren, als Zerfallsschema nur eine einzelne Kaskade betrachtet, und die Grösse W_{ij} bezog sich auf eine bestimmte Strahlung j . Die Messmethode ist aber viel allgemeiner verwendbar. Die Kernumwandlung kann an sich über ein beliebiges Zerfallsschema*) zum Grundzustand führen. Bedingung ist nur, dass ein Zwischenzustand existiert, der bei allen Zerfällen durchlaufen wird. In der entsprechend erweiterten Definition von W_{ij} bezeichnet der Index j nun sämtliche Strahlungen, die auf beliebigem Wege zum Zwischenzustand hinführen (Strahlung r), der Index j' alle die vom Zwischenzustand in den Grundzustand führen (Strahlung s).

*) Verzögerte Strahlungen sind nur zugelassen, wenn deren mittlere Lebensdauer klein gegenüber der Auflösungszeit der Koinzidenzstufe ist.

Die zusätzliche Bedingung (Abschnitt 2.2), welche im Falle der einfachen Kaskade die Unterdrückung der Streukoinzidenzen verlangt, bedeutet hier die allgemeinere Forderung, keine Selbst-Koinzidenzen innerhalb der «Strahlungsgruppe» j zu registrieren.

Da eine gute Kenntnis des Zerfallsschemas ohnehin für jede genaue Quellstärken-Messung Vorbedingung ist, lassen sich auch Fälle behandeln, bei denen seltene Nebenzweige der Umwandlung nicht über das gemeinsame Zwischenniveau führen. Die Registrierung der unerwünschten Strahlung muss entweder durch experimentelle Hilfsmittel wie β -Absorber, geeignete Gestaltung der Szintillatoren oder Impulsamplituden-Diskriminierung unterdrückt oder dann rechnerisch berücksichtigt werden. Zum Beispiel lassen sich die relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten von γ -Quanten verschiedener Energie für Szintillationszähler genügend genau ermitteln, um bei Einzelimpulszahlen und Koinzidenzen den Einfluss eines seltenen Nebenzweiges auf die Messungen rechnerisch korrigieren zu können (z. B. Au¹⁹⁸, Abschnitt 5.2, Tabelle 5). Selbst wenn die Kernumwandlung sich auf mehreren Wegen vergleichbarer Häufigkeit vollzieht, wird es oft möglich sein die Partial-Quellstärke eines der Zweige zu bestimmen, ohne von den Strahlungen der übrigen

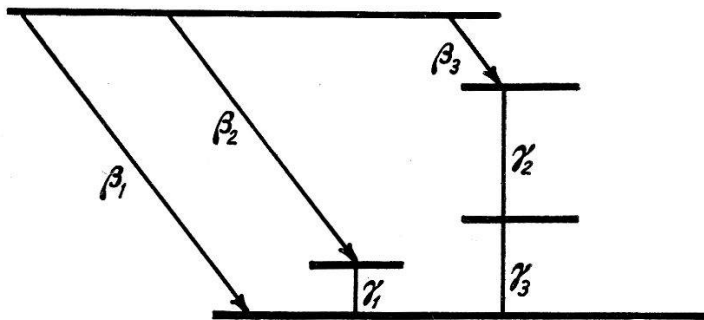


Fig. 3

Beispiel eines Zerfallsschemas, das eine Messung nach Verfahren 2 (Abschnitt 2.11) erlaubt, wenn nur E_{γ_1} kleiner als E_{γ_2} und E_{γ_3} ist.

Zweige gestört zu werden. Im Zerfallsschema von Fig. 3 lässt sich z. B. die Partial-Quellstärke des Zweiges β_3 , γ_2 , γ_3 völlig ungestört mit Hilfe von Gamma-Gamma Koinzidenzen messen, wenn nur die Energie von γ_1 kleiner als diejenige von γ_2 und γ_3 ist (Verfahren 2 im Abschnitt 2.11 und Absorption der Beta-Strahlen in Graphit). Aus der Partial-Quellstärke folgt dann die totale Quellstärke mit der Genauigkeit, mit welcher das Häufigkeitsverhältnis der 3 Zweige bekannt ist.

3. Korrekturen

Es ist nicht die Meinung, hier auf Korrekturen der gemessenen Größen N_1 , N_2 und $N_{1,2}$ einzugehen, die sich für komplizierte Zerfallsschemata ergeben können, falls es nicht gelingt die Registrierung unerwünschter

Strahlungen mit der erforderlichen Schärfe zu unterdrücken. Hier sollen nur Korrekturen behandelt werden, welche mit grundsätzlichen systematischen Fehlern der Methode zusammenhängen.

3.1. *Ausdehnung der Quelle*

Für punktförmige Quellen gelten Gleichung (4) und (5) streng, für ausgedehnte Quellen dagegen im allgemeinen nur näherungsweise, es sei denn, mindestens einer der beiden Zähler besitze für alle Punkte der Quelle gleiche Werte W_{ij} ^{4) 5)}. Da W_{ij} über das Volumen der Quelle zufolge von Raumwinkel- und Selbstabsorptions-Effekten immer etwas variiert, ist die zulässige Ausdehnung der Quelle durch die geforderte Genauigkeit der Messung begrenzt. PUTMAN⁵⁾ gibt eine Methode an, um die Fehler resp. Korrekturen für ausgedehnte Quellen zu berechnen. Es handelt sich hier aber um einen relativ unwirksamen Effekt, d. h. ziemlich ausgedehnte Quellen dürfen noch als Punkt-Quellen behandelt werden. In einer unserer Messungen (Na²², Abschnitt 5.2) verursachte z. B. eine relative Variation der W -Werte innerhalb der Quelle, die bis zu 25% gegenüber dem Mittelwert ausmachte, nur einen Fehler von $\leq 2\%$ in der Quellstärke.

Ein weiterer Einfluss der Quellen-Ausdehnung tritt auf, wenn die Korrektur für Winkelkorrelation der Strahlungen (Abschnitt 3.2) nur für eine Punkt-Quelle berechnet wird.

Für ausreichend dünne, aber flächenhaft ausgedehnte Quellen, z. B. eine Kreisscheibe, lässt sich ein fraglicher Einfluss der Quellenausdehnung sehr einfach experimentell untersuchen. Die Quelle wird in einer axialsymmetrischen Anordnung (Fig. 2) in ihrer eigenen Ebene verschoben und in zentrierter resp. dezentrierter Lage gemessen.

Sollen vorgegebene ausgedehnte Quellen möglichst genau gemessen werden, so wird die Absolut-Messung an einem besonderen «punktförmigen» Präparat passender Intensität ausgeführt und die vorgegebene zu bestimmende Quelle durch Relativ-Messung angeschlossen (siehe Abschnitt 3.43).

3.2. *Winkel-Korrelationen der koinzidierenden Strahlungen*

Besteht zwischen den beiden koinzidierenden Strahlungen eine Richtungskorrelation, so hängt die Zahl der gemessenen Koinzidenzen vom Winkel ϑ ab, den die Symmetrie-Axen der beiden Zähler i und i' , von der Quelle aus gesehen, miteinander einschliessen. Messungen der Quellstärke, die bei einem bestimmten Winkel ϑ ausgeführt wurden, müssen daher korrigiert werden.

Ist die Richtungskorrelation der benützten Strahlungen mit ausreichender Genauigkeit*) bekannt, so bietet die Berechnung der Korrektur keine Schwierigkeiten, da die Autoren, die sich mit der Messung der Richtungskorrelation befassten, die entsprechenden Effekte für punktförmige Quellen und ausgedehnte Zähler bereits eingehend behandeln mussten⁶⁻¹²).

Ist die Richtungskorrelation nicht bekannt, oder durch äussere Felder oder Streuung in der Quelle beeinflusst, so muss die scheinbare Quellstärke Q_{ϑ} bei verschiedenen Winkeln ϑ gemessen werden. Der Mittelwert von Q_{ϑ} über den ganzen Raumwinkel von 4π entspricht dann der wahren Quellstärke Q . Eine derartige direkte Bestimmung ist unter anderem deswegen sehr viel einfacher als eine eigentliche Messung der unbekanntenen Richtungskorrelation, weil die Geometrie der Anordnung nicht in die Rechnung eingeht. Auch die «effektive» Richtungskorrelation zwischen zwei Gruppen von Strahlungen, entsprechend der erweiterten Definition von W_{ij} nach Abschnitt 2.3, wird auf diese Weise richtig erfasst.

In allen Fällen, wo zwar die Winkelabhängigkeit, nicht aber der Betrag der Korrelationseffekte bekannt ist, kann die Q -Bestimmung einfach bei dem Winkel ϑ^* zwischen den Zählern ausgeführt werden, für den Q gleich seinem Mittelwert über den ganzen Raumwinkel 4π wird.

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass es wesentlich ist, stets Q_{ϑ} und nicht etwa nur die Zahl der Koinzidenzen $N_{1,2}$ für verschiedene Winkel ϑ zu messen. Nur dann fallen die durch Veränderungen der Geometrie bedingten Effekte wie Veränderung der Absorption, der Streuung und des Raumwinkels weg, und übrig bleibt ausschliesslich die durch die Richtungskorrelation bedingte Anisotropie**).

3.3. Die Näherung $W \ll 1$

Die experimentelle Erfüllung der Bedingung $W_{is} = W_{ir}$ wurde bei allen Verfahren des Abschnittes 2.1 nach folgendem Kriterium beurteilt: Man variierte die Diskriminator-Einstellungen, Kanal-Breiten oder Absorberdicken, bis δ_1 und δ_2 die Werte $\delta_1 = \delta_1^*$ und $\delta_2 = \delta_2^*$ annahmen, für die gelten soll:

$$\frac{\partial B(\delta_1^*, \delta_2)}{\partial \delta_2} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial B(\delta_1, \delta_2^*)}{\partial \delta_1} = 0 \quad (10)$$

Aber nur wenn W_{ij} gegen 1 vernachlässigt wird, folgt aus den Gleichun-

*) Co^{60} z. B., mit einer Anisotropie von $A = 0,167^{11}$) gab in unserer Anordnung einen Korrekturfaktor von 1,061 für die Quellstärke. Ein Fehler von 8% in A_2 , dem Koeffizienten des Legendreschen Polynoms 2. Ordnung im Ausdruck für die Korrelations-Funktion¹²), macht nur 0,5% in der Quellstärke aus.

***) Aus dem eben Gesagten folgt übrigens, dass die Messung von Q_{ϑ} auch besonders genaue Bestimmungen von Richtungskorrelationen ermöglichen wird.

gen (10) $\delta_1^* = \delta_2^* = 0$ und dann weiter aus (9) $B = 2$. Wird erst W^2 gegen 1 vernachlässigt, so ergibt sich für B an Stelle von (9)

$$B' = 2 \left(1 + \frac{1}{2} \left[\frac{\delta_1 \cdot \delta_2}{2 - \delta_1 - \delta_2} - \mu \right] \right) \quad (9')$$

mit $\mu = \frac{W_{1s}(2 - \delta_2) + W_{2s}(2 - \delta_1)}{2 - \delta_1 - \delta_2}$

Löst man nun (10) nach δ_1^* und δ_2^* auf, wobei jetzt für B an Stelle der ersten Näherung (9) die zweite Näherung (9') eingesetzt wird, so erhält man

$$\begin{aligned} -W_{1r} &\leq \delta_2^* \leq W_{1s} \\ -W_{2r} &\leq \delta_1^* \leq W_{2s} \end{aligned} \quad (11)$$

Die Werte von δ_i^* variieren innerhalb der angegebenen Grenzen, je nachdem wie die Änderung von δ_i

$$d\delta_i = d \left(\frac{W_{ir} - W_{is}}{W_{ir}} \right)$$

zustande kommt. Je nach dem experimentellen Verfahren, mit dessen Hilfe δ_i variiert wird, ändert man nur W_{is} oder nur W_{ir} oder beide W -Werte gleichzeitig. Dementsprechend wird auch die Differentiation in (10) verschiedene Resultate liefern: für $W_{ir} = \text{const.}$ gilt die untere, für $W_{is} = \text{const.}$ die obere Grenze. Variieren W_{ir} und W_{is} , z. B. im Abschnitt 2.11 beim ersten Verfahren, so liegt δ_i^* irgendwo zwischen den beiden Grenzwerten. Berechnet man nun $B(\delta_1^*, \delta_2^*)$ gemäss Gl. (9') in 2. Näherung, so zeigt sich, dass die δ_i^* -Werte nur in Terme höherer Näherungen eingehen, solange sie innerhalb der Grenzen von Gl. (11) liegen. B' ergibt sich damit allgemein in 2. Näherung zu

$$B'(\delta_1^*, \delta_2^*) = 2 \left(1 - \frac{W_{1s} + W_{2s}}{2} \right). \quad (12)$$

Dementsprechend wird die Quellstärke in 2. Näherung

$$Q' = \frac{N_1 N_2}{B' N_{1,2}} = \frac{N_1 N_2}{2 N_{1,2}} \left(1 + \frac{W_{1s} + W_{2s}}{2} \right) = Q \left(1 + \frac{W_1 + W_2}{2} \right). \quad (13)$$

Der Korrektions-Term der 2. Näherung macht maximal nur + 1% aus, solange $W_{ij} \leq 0,01$ bleibt. Es ist zulässig in (13) statt W_{is} den Mittelwert

$$W_i = \frac{W_{is} + W_{ir}}{2} \quad (14)$$

zu benützen, weil W_{ir} und W_{is} maximal um 10% differieren. Die entsprechende Änderung des Korrektur-Termes um maximal 5% macht auf Q' nur noch 0,05% aus.

Die Werte W_i lassen sich aus den gemessenen Werten N_1 , N_2 und $N_{1,2}$ berechnen. Vernachlässigt man W_{ij} sowie $(\delta_i \cdot \delta_{i'})$ gegen 1, d. h. Berechnung des Korrekturgliedes in 1. Näherung, so wird

$$\frac{N_{1,2}}{N_1} = W_{2r} \left(1 - \frac{\delta_2}{2}\right) = \frac{W_{2r} + W_{2s}}{2} = W_2,$$

$$\frac{N_{1,2}}{N_2} = W_{1r} \left(1 - \frac{\delta_1}{2}\right) = \frac{W_{1r} + W_{1s}}{2} = W_1,$$

und Q' ergibt sich damit schliesslich zu

$$Q' = \frac{N_1 N_2}{2 N_{1,2}} \left(1 + \frac{1}{2} \left[\frac{N_{1,2}}{N_1} + \frac{N_{1,2}}{N_2} \right]\right). \quad (15)$$

3.4. Korrekturen in Folge des endlichen Auslösungsvermögens der Apparatur

Die Apparatur zur Zählung der Einzelimpulse (N_1 , N_2) und der Koinzidenzen ($N_{1,2}$) besteht zweckmässigerweise aus einer sogenannten «fast-slow» Koinzidenzanordnung (Abschnitt 5.1, Fig. 4), bei der man die Impulse der beiden Szintillationszähler gleichzeitig zwei Impulsspektrographen und den beiden Eingängen einer hochauflösenden zweifach-Koinzidenzstufe zuführt. Registriert werden die Ausgangsimpulse der beiden Impulsspektrographen in ausgewählten Amplitudenintervallen (N_1 und N_2) sowie die «langsamen» dreifach-Koinzidenzen zwischen diesen Ausgangsimpulsen und denen der hochauflösenden Koinzidenzstufe ($N_{1,2}$).

Das endliche Auflösungsvermögen verschiedener Teile der elektronischen Anordnung wird nun auf unübersichtliche Weise die genauen Werte von N_1 , N_2 und $N_{1,2}$ etwas verfälschen. Mit dem Ausdruck «endliches Auflösungsvermögen» seien sämtliche Effekte zusammengefasst, die zur Folge haben, dass ein Impuls deswegen anders als «normal verarbeitet» wird, weil sich die elektronische Anordnung noch an vorausgehende Impulse «erinnert» (z. B. Deadtime, Überlagerungen, «piling-up», zufällige Koinzidenzen, Verschiebung von Diskriminator-Pegeln u. a.). Hier Korrekturen auf Grund detaillierter Modellvorstellungen der elektronischen Anordnung anbringen zu wollen, wird nur für allereinfachste Anordnungen zu zuverlässigen Resultaten führen. Wir haben daher andere Methoden verwendet:

3.41. Eine vollständig Modell-unabhängige Methode

An Stelle der Impuls-Raten N_1 , N_2 und $N_{1,2}$ wird direkt die Quellstärke Q korrigiert. Für unendlich schwache Quellen gehen alle betrachteten Korrekturen gegen Null. Für nicht zu starke Quellen lässt sich

daher die wahre Quellstärke Q als eine Potenzreihe der scheinbaren gemessenen Quellstärke q darstellen.

$$Q = q(1 + a_1 q + a_2 q^2 + \dots), \quad (16)$$

wobei $q = n_1 \cdot n_2 / B \cdot n_{1,2}$ sich nach (4) aus den gemessenen Impulsraten n_1 , n_2 und $n_{1,2}$ ergibt. (Es ist zweckmässig, aber prinzipiell nicht notwendig, die nach Abschnitt 5.1 bestimmten zufälligen Koinzidenzen auf der hochauflösenden Stufe von vornherein von $n_{1,2}$ abzuziehen.) Die konstanten Koeffizienten a_i werden experimentell bestimmt, indem man die scheinbare Quellstärke q_I , q_{II} , q_{III} , ... bei verschiedenen Werten der wahren Quellstärke Q_I , Q_{II} , Q_{III} , ... misst. Diese «verschiedenen Werte» von Q werden experimentell realisiert, indem man ein und dieselbe radioaktive Quelle mehrmals im Laufe ihres Zerfalles bestimmt.

$$Q_I = Q ; \quad Q_{II} = Q \cdot e^{-\lambda t_{II}} ; \quad Q_{III} = Q \cdot e^{-\lambda t_{III}} ; \quad \dots$$

Natürlich muss die Zerfallskonstante λ genügend genau bekannt sein. Ist die Halbwertszeit zu lang um innert nützlicher Frist bei ausreichend verschiedenen Werten von Q messen zu können, so benützt man mehrere in bezug auf Form und Beschaffenheit identische Präparate, die verschieden stark aktiviert werden.

$$Q_I = Q ; \quad Q_{II} = Q \cdot c_{II} ; \quad Q_{III} = Q \cdot c_{III} ; \quad \dots$$

Die relativen Aktivitäten c_i müssen natürlich in besonderen Messungen bestimmt werden*).

Normalerweise werden die Korrekturen für endliches Auflösungsvermögen so klein gehalten, dass man sich für Gleichung (16) mit der ersten Näherung begnügen kann, d. h.

$$Q = q(1 + a_1 q). \quad (17)$$

Die Korrekturen für endliches Auflösungsvermögen sind durch die Grösse der Impulsraten und nicht durch den Wert der Quellstärke bestimmt. Die Koeffizienten a_i bleiben daher für verschieden starke Quellen Q nur dann konstant, wenn Impulsraten und Quellstärken relativ zueinander streng korreliert sind. Die verschieden intensiven Quellen Q_I , Q_{II} , Q_{III} , ... müssen somit in bezug auf Selbstabsorption und Gestalt völlig identisch sein und auch relativ zum Zähler in identische Lagen gebracht werden.

*) Für Relativmessungen mit einem einzelnen Zähler lassen sich die Korrekturen für endliches Auflösungsvermögen ohne weiteres mit den üblichen Methoden bestimmen.

3.42. Eine Methode auf Grund der Einzelimpuls-Raten

Für die zahlreichen Fälle, in denen es nicht möglich oder unbequem ist, unveränderte Geometrie und Selbstabsorption aufrechtzuerhalten, dient eine andere Methode, die sich direkt auf die ausschlaggebenden Einzelimpuls-Raten stützt. Auch hier wird nicht mit detaillierten Modellvorstellungen der Apparatur gearbeitet, dagegen muss das Blockschema der Anordnung (Fig. 4) in die Betrachtung einbezogen werden. Es seien wiederum $n_1, n_2, n_{1,2}$ die gemessenen und $N_1, N_2, N_{1,2}$ die wahren Impulsraten. Dann gilt analog zu (17) in erster Näherung für N_1 und N_2

$$N_1 = n_1(1 + t_1 n_1) \quad (18)$$

$$N_2 = n_2(1 + t_2 n_2), \quad (19)$$

wobei die Zeiten t_1 und t_2 Konstanten darstellen. Entsprechend ergibt sich die korrigierte Anzahl der dreifach-Koinzidenzen zu

$$N_{1,2} = n_{1,2}(1 + t_1^* n_1)(1 + t_2^* n_2) - (b_1 n_{1,2} \cdot n_1 \cdot 2\tau_1) - (b_2 n_{1,2} \cdot n_2 \cdot 2\tau_2). \quad (20)$$

$n_{1,2}$ bedeutet hier die gemessene Anzahl der dreifach-Koinzidenzen nach Abzug der zufälligen Koinzidenzen auf der hochauflösenden zweifach-Koinzidenzstufe (siehe Abschnitt 5.1). Der erste Term in (20) gibt somit die Anzahl der dreifach-Koinzidenzen wieder, wie sie sich auf Grund der nach (18) und (19) korrigierten Einzelimpulsraten ergibt. An Stelle von t_1 und t_2 ist t_1^* und t_2^* geschrieben worden, weil diese Zeitkonstanten für die Registrierung von Einzelimpulsen und Koinzidenzen nicht notwendigerweise denselben Wert besitzen müssen. Im zweiten und dritten Term werden nun noch die zufälligen Koinzidenzen auf der dreifach-Koinzidenzstufe abgezogen. Hier bedeutet $b_1 n_{1,2}$ resp. $b_2 n_{1,2}$ die wahren zweifach-Koinzidenzen auf der dreifach-Koinzidenzstufe, denen der 3. Partner aus dem Impulsspektrographen 1 resp. 2 fehlt. b_1 und b_2 sind Konstanten*, deren Wert von der Einstellung der Amplitudenintervalle abhängt, die durch die Impulsspektrographen ausgewählt werden. τ_1 resp. τ_2 sind die Auflösungszeiten der dreifach-Koinzidenzstufe für zweifach-Koinzidenzen zwischen den Einzelimpulsen n_1 resp. n_2 einerseits und den wahren zweifach-Koinzidenzen $b_1 n_{1,2}$ resp. $b_2 n_{1,2}$ andererseits*).

Berechnet man nun die wahre Quellstärke Q nach (4) und setzt für N_1, N_2 und $N_{1,2}$ die Werte nach (18), (19) und (20) ein, so ergibt sich

$$Q = \frac{N_1 N_2}{N_{1,2} \cdot B} = \frac{n_1 n_2}{n_{1,2} \cdot B} \cdot \frac{(1 + t_1 n_1) \cdot (1 + t_2 n_2)}{(1 + t_1^* n_1) \cdot (1 + t_2^* n_2) - b_1 \cdot n_1 \cdot 2\tau_1 - b_2 \cdot n_2 \cdot 2\tau_2}. \quad (21)$$

*) Damit sind die zufälligen Koinzidenzen berücksichtigt, deren Partner aus Kanal E_1 oder E_2 (Fig. 4) zufälliger Art ist. Vernachlässigt werden die Fälle mit zufälligem Partner aus E_1 und E_2 . Koinzidenzen mit wahren Partnern aus E_1 und E_2 und zufälligem Partner aus Kanal R gibt es nicht (Abschnitt 5.1).

Berücksichtigt man die Korrektur-Terme $t_i n_i$, $t_i^* n_i$ und $b_i n_i 2 \tau_i$, die alle klein gegen 1 sind, konsequent nur in 1. Ordnung und ordnet ferner die Experimente so an, dass $n_1 \approx n_2$ wird*), so lassen sich alle Konstanten in eine einzige (T) zusammenfassen.

$$Q = \frac{n_1 \cdot n_2}{n_{1,2} \cdot B} (1 + n T) = q (1 + n T) \quad (22)$$

$$\text{mit } n = \frac{n_1 + n_2}{2} \quad (23)$$

An und für sich könnte die Konstante T einfach in der Weise bestimmt werden, dass man ein und dieselbe Quelle Q in verschiedenen Distanzen von den Zählern misst. Um ausreichende statistische Genauigkeiten zu erzielen, ist es besser, zwei oder mehr Quellen verschiedener aber relativ zu einander bekannter Intensität zu verwenden ($Q_I, Q_{II}, Q_{III} \dots$). Im Gegensatz zu dem Verfahren nach 3.41 ist es hierbei nicht erforderlich, für die verschiedenen Quellen gleiche Form und Beschaffenheit sowie unveränderte Zähl-Geometrie einzuhalten.

3.43. Benützung von Hilfspräparaten

Um mit einer vorgegebenen Apparatur die Korrektur für endliches Auflösungsvermögen klein zu halten, wird man die eigentlichen Absolutmessungen an einer möglichst schwachen Quelle Q_0 ausführen, die natürlich noch innert nützlicher Frist die erforderliche Zähl-Statistik liefern muss**). Im Gegensatz hierzu benötigt man zur genauen Bestimmung der Konstanten a_i resp. T möglichst starke Quellen $Q_I, Q_{II}, Q_{III} \dots$, die sich ungefähr je um den Faktor 2 unterscheiden sollen. Bei Verwendung von (17) resp. (22) zur Bestimmung von a_1 resp. T , ist die Intensität dieser Quellen nach oben durch die Näherungen 1. Ordnung in den beiden Gleichungen begrenzt.

An Stelle der mindestens erforderlichen 3 Hilfs-Quellen Q_0, Q_I und Q_{II} wird man öfters auch mit einer grösseren Anzahl verschiedener Quellstärken arbeiten (überschüssige Messungen) und die Messresultate nach den Methoden der Ausgleichsrechnung auswerten. Dieses Vorgehen ist z. B. dann zweckmässig, wenn an Stelle von Q_0, Q_I und Q_{II} der natürliche Zerfall einer radioaktiven Quelle (Abschnitt 3.41) benützt wird, um Messungen bei verschiedenen Intensitäten ausführen zu können.

Schliesslich muss die effektiv zu bestimmende Quelle Q_x noch durch eine Relativ-Messung an Q_0 angeschlossen werden.

*) Dann ist auch $W_1 \approx W_2 \approx W$.

***) Ferner ist Q_0 in der nach Abschnitt 3.1 erforderlichen Näherung punktförmig zu gestalten.

4. Genauigkeit der Methode

Die erzielbare Genauigkeit ist besser, als es den Fehlern der in Abschnitt 5.2 wiedergegebenen Messungen entsprechen würde. Diese wurden vor einigen Jahren in Zusammenhang mit anderen Arbeiten^{13) 14)} ausgeführt. Die Messgenauigkeiten für diese Quellen waren daher den Bedürfnissen der entsprechenden Arbeiten angepasst und lagen zwischen 1 und 2%. Ohne besondere Schwierigkeiten könnte der Fehler der Absolutwerte auf 0,5% gesenkt werden. Dazu ist es nur notwendig wirklich Hilfspräparate im Sinne von Abschnitt 3.43 zu verwenden und Q_0 ausreichend punktförmig zu gestalten. Bei den Messungen des Abschnittes 5.2 hatte man sich mit zur Verfügung stehenden Präparaten begnügt, die diese Bedingungen nur unvollständig erfüllten. Weiterhin waren die Korrekturen nach Abschnitt 3.4 unnötig gross, denn die dreifach-Koinzidenzstufe hatte eine Auflösungszeit von $10\mu\text{s}$ (statt zweckmässigerweise $1\mu\text{s}$), und auch die «Deadtime» der Impulsspektrographen war zu lang.

Um die postulierten Fehlergrenzen unserer Absolutwerte so weit wie möglich zu prüfen, beabsichtigen wir Vergleichsmessungen an Präparaten auszuführen, die auch von anderen Laboratorien bestimmt wurden. Bisher liegt nur ein internationaler Vergleich¹⁵⁾ der von PLANTA und HUBER bestimmten Basler Neutronenquelle¹⁴⁾ vor, deren Wert auf einem von uns auf 1% gemessenen Au^{198} -Präparat basiert. Der Messwert dieser Neutronenquelle wurde mit einem Fehler von $\pm 2,8\%$ angegeben und weicht um 2% vom Mittelwert des internationalen Vergleiches ab¹⁵⁾. Weiterhin liegt ein direkter Vergleich der Quellstärken eines Co^{60} - und eines Na^{22} -Präparates*) vor, die wir beide absolut, aber unter wesentlich verschiedenen Bedingungen (siehe Tabellen 3 und 4) gemessen hatten. Die Relativmessung ergab Übereinstimmung innerhalb der Messgenauigkeit von 2%.

5. Bisher ausgeführte Messungen

5.1. Apparatur

Die bis anhin verwendete Apparatur wurde ursprünglich zur Bestimmung von kurzen Lebensdauern angeregter Kerne gebaut und ist bereits anderweitig¹⁷⁾ im einzelnen beschrieben. Es handelt sich um eine sogenannte «fast-slow» Koinzidenzanordnung (Fig. 4). Jede Art von Einzelimpulsen und jede Kombination von Koinzidenzen kann registriert

*) Relativ-Messung auf Grund der 1,277 MeV γ -Linie des Na^{22} und der beiden γ -Linien des Co^{60} (mittlere Energie 1,253 MeV). Entsprechend der Energiedifferenz von nur 0,024 MeV wurden kleine berechnete¹⁶⁾ Korrekturen in der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit berücksichtigt. Als Szintillator diente NaI. Weiterhin wurde noch die verschiedene Selbstabsorption der beiden Präparate berücksichtigt.

werden. Die Auflösungszeit der raschen zweifach-Koinzidenzstufe (K_R) ist im Gebiet zwischen $2 \cdot 10^{-9}$ und $1 \cdot 10^{-7}$ s einstellbar (Delay-line-clipping zur variablen Einstellung der Impulsdauer). Mit besonderer Sorgfalt wurde darauf geachtet, dass in K_R und im anschließenden Kanal R im Vergleich zu den beiden anderen Kanälen E_1 und E_2 (Impulsspektrographen) keine Impulse verloren gehen. Um sich hierbei auch gegen die

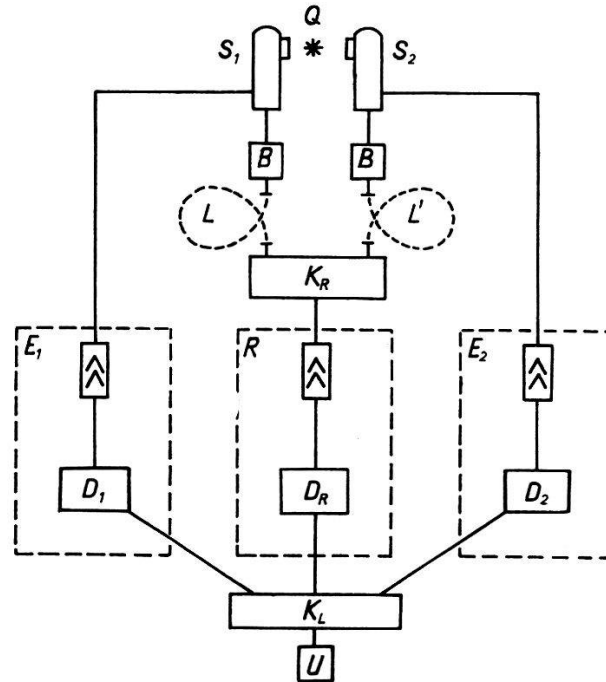


Fig. 4
Apparatur

- Q Radioaktive Quelle.
 S_1, S_2 Szintillationszähler.
 B Stufen zur Begrenzung der Impulshöhen, Anstiegsdauer $\lesssim 10^{-9}$ s.
 L, L' Variable Laufzeiten (Koaxialkabel).
 K_R Rasche zweifach-Koinzidenzstufe.
 Auflösungszeit resp. Impulsdauer einstellbar zwischen $2 \cdot 10^{-9}$ und $1 \cdot 10^{-7}$ s.
 R Kanal für die raschen Koinzidenzen.
 D_R Diskriminator, integral.
 E_1, E_2 Kanäle zur Messung der Teilchen-Energie (Integrationszeit 10^{-7} s).
 D_1, D_2 Diskriminatoren, differentiell oder integral (Impulsspektrographen).
 K_L Langsame dreifach-Koinzidenzstufe, Auflösungszeit $10 \mu\text{s}$, umschaltbar zur Registrierung aller auftretender Arten von Einzelimpulsen, zweifach- und dreifach-Koinzidenzen.
 U Untersetzer zur Registrierung der Impulse.

Auswirkung statistischer Streuungen der Anstiegszeiten der Szintillationsimpulse zu sichern, wurden alle Messungen mit zwei verschiedenen Impulsdauern ($1,4 \cdot 10^{-8}$ und $2,0 \cdot 10^{-8}$ s) ausgeführt, die jeweils identische Resultate liefern mussten. Mit Hilfe der variablen Laufzeiten L und L' werden die zufälligen Koinzidenzen in K_R bestimmt.

Tabelle 3 Angaben über die Durchführung der Messungen

Aktivität	Zur Koinzidenz benützte Strahlungen und deren Teilchenenergie in MeV		Diskriminator-Pegel Elektronenenergie in MeV	Wahrscheinlichkeit der Registrierung einer Kernumwandlung $W \approx W_1 \approx W_2$	Berücksichtigung des Auflösungsvermögens nach Abschnitt Nr.	Vermeidung von β^+ oder β^- Impulsen
	Partner ν	Partner s				
Na ²⁴	γ 2,754	γ 1,368	ca. 0,550	0,008	3,41 mit natürlichem Zerfall	mit Graphit absorbiert
Co ⁶⁰	γ 1,333	γ 1,173	ca. 0,400 (nicht kritisch)	0,008	3,42 mit 2 Quellen	Diskriminierung; geprüft mit Graphit-Absorber
Na ²²	γ 1,28	Vernichtungsstrahlung 0,511	ca. 0,250	0,005	3,42 mit 2 Quellen	Aktivität von Mg oder Al umschlossen, worin alle β^+ gestoppt
Au ¹⁹⁸	β^- 0,959	γ 0,412	ca. 0,480	0,004	3,41 mit natürlichem Zerfall	Graphit-Absorber vor dem γ -Zähler

Tabelle 4 Unterdrückung der Streu- resp. Selbst-Koinzidenzen

Aktivität	Compton-Streukoinzidenzen	Koinzidenzen zweier Vernichtungs-Quanten *)	
		von Positronen des Präparates	aus Paarerzeugung durch γ -Strahlung des Präparates
Na ²⁴	durch die Diskriminierung nach Abschnitt 2.2	—	durch die Diskriminierung; geprüft mit Positronen-Strahler
Co ⁶⁰	durch die Diskriminierung nach Abschnitt 2.2	—	selten (ferner Diskriminierung)
Na ²²	Pb-Absorber zwischen den beiden Szintillatoren	Quelle exzentrisch (siehe Fig. 2)	selten (ferner Pb-Absorber)
Au ¹⁹⁸	durch die Diskriminierung	—	—

*) Findet die Paarerzeugung in einem der beiden Szintillatoren statt, und / oder wird die Vernichtungsstrahlung dort erzeugt, so kann der Impuls herrührend von der kinetischen Energie des Elektronenpaares, resp. des Positrons, eines der beiden Vernichtungs-Quanten als Koinzidenz-Partner ersetzen.

Zur Zeit befindet sich eine neue Apparatur im Aufbau, deren technische Ausgestaltung (unter anderem weitgehende Automatisierung) eine rationelle Durchführung der Messungen gestatten wird. Die neue Apparatur wird es auch ermöglichen, die bisher noch nicht benützten Verfahren 2 und 3 des Abschnittes 2.11 und dasjenige des Abschnittes 2.12 anzuwenden, sowie die Korrektur für Richtungskorrelation gleich Null zu machen oder durch direkte Messungen zu bestimmen (Abschnitt 3.2).

5.2. Messungen

Die Konstanz der Apparatur war ausreichend um bis zu statistischen Fehlern von 0,5% herunterzukommen. Die Werte von N_1 und N_2 lagen in der Größenordnung von 10^3 , diejenigen von $N_{1,2}$ in der Gegend von ca. 5 bis 10 Impulsen pro Sekunde. Der Nulleffekt war geringfügig und gab für Einzelimpulse wie Koinzidenzen nur Korrekturen in der Größenordnung von 0,1%.

Gemessen wurden Präparate von Na^{24} , Co^{60} , Na^{22} und Au^{198} . Bei den drei ersten Isotopen wurde Verfahren 1 des Abschnittes 2.11 verwendet, für Au^{198} Gleichung (6). In allen Fällen benützten wir organische Szintillatoren, d. h. Einwirkung der γ -Quanten durch den Comptoneffekt. Die Quellstärke für die eigentliche Absolut-Messung (Q_0) war jeweils von der Größenordnung $3 \mu\text{c}$.

Ohne auf alle Einzelheiten der Messungen einzugehen, sind die wichtigsten Angaben über deren Durchführung in den Tabellen 3, 4 und 5 zusammengefasst.

Tabelle 5
Korrekturen und Fehler

Aktivität	Angebrachte Korrekturen in % für				Fehler der Resultate in %	
	Ausdehnung der Quelle	Winkel-Korrelation	$W \neq 0$ *)	Auflösungsvermögen	Statist. Fehler	Gesamter Fehler
Na^{24}	—	6,1 berechnet 12) 18)	0,8	**)	0,5	1,2
Co^{60}	-1	6,1 berechnet ¹²⁾	0,9	4	1,0	1,8
Na^{22}	-1	—	0,5	5,2	1,0	1,5
Au^{198}	-2,8***)	—	—	1,0	0,8	1,0

*) Eigentlich keine Korrektur, sondern Berücksichtigung der 2. Näherung nach Abschnitt 3.3. Es wird nicht mehr W , sondern nur noch W^2 (und höhere Terme) gegen 1 vernachlässigt.

***) Durch Ausgleichsrechnung ermittelt und berücksichtigt (Abschnitt 3.43), erscheint nicht als Korrektur.

***) Nicht durch Ausdehnung der Quelle, sondern durch seltenen Nebenzweig des Zerfalles bedingte Korrektur.

Sind die Energien der beiden Partner einer $\gamma\gamma$ -Koinzidenz gleich gross, so ist a priori $W_r \equiv W_s$. Dieser Spezialfall, für den unsere Messmethode trivial ist, liegt näherungsweise bei Co^{60} vor^{2c), 2e)}.

Auf die Messungen an Na^{22} (Zerfallsschema siehe Fig. 5) sei zur Illustration der Überlegungen von Abschnitt 2.3 noch besonders hingewiesen.

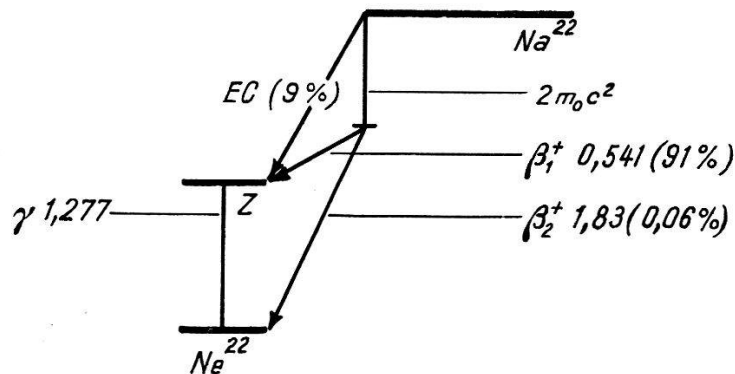


Fig. 5

Zerfallsschema von Na^{22} ¹⁹⁾. (Energien in MeV)

Z Zwischenzustand (im Sinne von Abschnitt 2.3).

EC Elektronen-Einfang.

Es stört keineswegs, dass neben dem Positronen-Zerfall mit 9% Häufigkeit auch Elektronen-Einfang auftritt und zudem pro Positron zwei Vernichtungsquanten entstehen. Es müssen lediglich die Selbst-Koinzidenzen innerhalb der «Strahlungsgruppe», die zum Zwischenzustand Z führt, unterdrückt werden (Tabelle 3 und 4).

Literaturverzeichnis

- ^{1a)} G. G. MANOV, Annual Review of Nuclear Science 4, 51 (1954) Stanford, Calif.
- ^{1b)} J. L. PUTMAN, Measurement of Disintegration Rate; in «Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy», edited by K. Siegbahn, Amsterdam 1955.
- ^{1c)} W. B. MANN and H. H. SELIGER, Preparation, Maintenance and Application of Standards of Radioactivity, Nat. Bur. Stand. (US), Circ. 594 (1958).
- ^{1d)} Conf. on Measurements and Standards of Radioactivity, Easton, Md., 1957, Public. No. 573, Nat. Acad. of Sc.-Nat. Res. Council, Washington, D. C., 1958.
- ^{1e)} Proc. Sec. UN. Internat. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1958, Vol. 27, Session D-15.
- ^{2a)} J. V. DUNWORTH, Rev. Sci. Instr. 11, 167 (1940).
- ^{2b)} J. BARNOTHY and M. FORRO, Rev. Sci. Instr. 22, 415 (1951).
- ^{2c)} R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, and W. B. MANN, J. Res. Nat. Bur. Stand 54, 47 (1955).
- ^{2d)} R. A. ALLEN, Internat. J. appl. Radiation and Isotopes 7, 289 (1956/1957).
- ^{2e)} R. W. HAYWARD in ^{1d)}, p. 76.
- ^{2f)} B. OWEN and R. A. LLOYD, Nature 187, 396 (1958).
- ^{3a)} D. B. SMITH, Absolute Radioactivity Measurements with 4π Geiger-Müller Counters, AERE-I/R-1527, Harwell (1954).
- ^{3b)} P. J. CAMPION, in ^{1d)}, p. 24.

- 3c) J. STEIN and F. J. HAASBROEK, Proc. Sec. UN. Internat. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 27, 95, Geneva 1958.
 - 3d) P. J. CAMPION, Internat. J. appl. Radiation and Isotopes 4, 232 (1959).
 - 4) J. L. PUTMAN, Brit. Journ. Radiol. 23, 46 (1950).
 - 5) J. L. PUTMAN, AERE, I/M 26, Harwell (1953/1957).
 - 6) S. FRANKEL, Phys. Rev. 83, 673 (1951).
 - 7) S. P. LOYD, Phys. Rev. 83, 716 (1951).
 - 8) E. L. CHURCH and J. J. KRAUSHAAR, Phys. Rev. 88, 419 (1952).
 - 9) M. E. ROSE, Phys. Rev. 91, 610 (1953).
 - 10) E. D. KLEMA and F. K. MCGOWAN, Phys. Rev. 91, 616 (1953).
 - 11) J. S. LAWSON, JR. and H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. 91, 649 (1953).
 - 12) H. FRAUENFELDER, Angular Correlation; in «Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy», edited by K. Siegbahn, Amsterdam 1955.
 - 13) P. SCHMID und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 28, 369 (1955).
 - 14) C. VON PLANTA und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 29, 375 (1956).
 - 15) R. S. CASEWELL, E. R. MOSBURG, JR. and J. CHIN, Proc. Second UN. Internat. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Vol. 27, 92, Geneva 1958.
 - 16) D. MAEDER, R. MÜLLER und V. WINTERSTEIGER, Helv. Phys. Acta 27, 3 (1954).
 - 17) A. MAIER und K. P. MEYER, Helv. Phys. Acta 30, 611 (1957).
 - 18) G. CHARPAK et F. SUZOR, J. Phys. Radium 11, 633 (1950).
 - 19) P. M. ENDT and C. M. BRAAMS, Rev. Mod. Physics 29, 684 (1957).
-