

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 23 (1950)

Heft: VI-VII

Artikel: Experimente zur Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen

Autor: Walter, M. / Huber, O. / Zünti, W.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112129>

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 17.05.2025

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

Experimente zur Richtungskorrelation sukzessiver Kernstrahlungen

von M. Walter, O. Huber und W. Zündi (ETH. Zürich).

(13. VII. 1950.)

Zusammenfassung. Einige experimentelle Fragen allgemeiner Natur, welche bei der Messung von Richtungskorrelationen auftreten, werden diskutiert. Insbesondere wird der Einfluss des endlichen Winkelauflösungsvermögens der Apparatur untersucht und eine Anzahl entsprechender Korrekturformeln angegeben.

Bei den β - γ -Koinzidenzen von Mn^{56} und Au^{198} ergeben die Messungen eine praktisch isotrope Richtungsverteilung, während sich bei As^{76} eine Anisotropie zeigt. Bei einer β -Absorberdicke von 0,7 mm Al beträgt sie

$$\frac{W(\pi) - W(\pi/2)}{W(\pi/2)} = 0,08 \pm 0,02.$$

Die sukzessiv emittierten Konversionselektronen von Hg^{197} weisen eine ausgeprägte Anisotropie der Winkelverteilung auf, mit

$$\frac{W(\pi) - W(\pi/2)}{W(\pi/2)} = 0,24 \pm 0,03.$$

§ 1. Einleitung.

In einer Arbeit über Koinzidenzmessungen beschreibt DUNWORTH¹⁾ eine Methode zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit von Zählrohren mit Hilfe von Koinzidenzexperimenten. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des einen Zählrohrs ergibt sich dabei im wesentlichen als das Verhältnis der Koinzidenzstosszahl zur Einzelstosszahl des anderen Zählrohrs. Da bei solchen Messungen nur ein Bruchteil des vollen Raumwinkels 4π von den Zählern erfasst wird, sind gewisse Emissionsrichtungen der Partikel*) für die Registrierung bevorzugt. Für die Einzelstosszahlen hat dieser Umstand keine Bedeutung, weil ja die Strahlung einer radioaktiven Quelle unter normalen Bedingungen isotrop ist. Bei den Koinzidenzen jedoch ist zu beachten, dass zwei sukzessive emittierte Partikel nur dann zur Auslösung einer Koinzidenz fähig sind, wenn der Winkel Θ zwischen ihren Emissionsrichtungen einer

*) γ -Quanten sollen im folgenden ebenfalls zu den Partikeln gezählt werden.

durch die experimentelle Anordnung gegebenen Bedingung genügt (vgl. Fig. 1). Das Experiment wird also in jedem Fall gewisse Winkel Θ auswählen. DUNWORTH bemerkt daher, dass die von ihm beschriebene Methode nur dann anwendbar ist, wenn zwischen den beiden Emissionsrichtungen keine Korrelation besteht, d. h. wenn die Winkel Θ isotrop verteilt sind. Er wies damit als erster auf die Möglichkeit einer Richtungskorrelation zwischen sukzessive emittierten Partikeln hin.

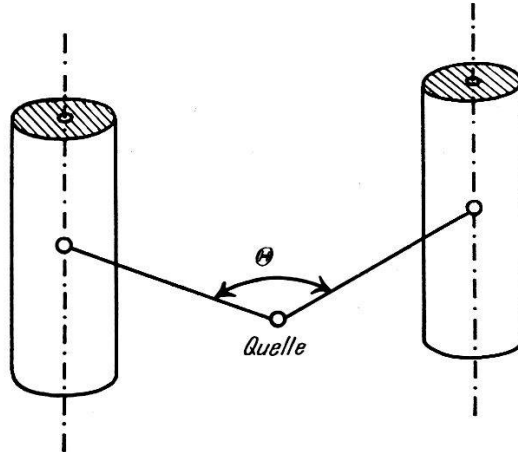


Fig. 1.

Schema einer Koinzidenzanordnung.

In der Folge ist dieses Problem sowohl theoretisch als auch experimentell eingehend untersucht worden, wobei sich eine Reihe von Anwendungsmöglichkeiten auf das Studium von Kerneigenschaften zeigte.

1. Theorie.

Den Spezialfall der γ - γ -Koinzidenzen hat als erster HAMILTON²⁾ theoretisch untersucht. Für den Fall der Dipol- und Quadrupolstrahlung gelang es ihm, bei Kenntnis der Drehimpulse der drei beteiligten Niveaux die zu erwartende Richtungsverteilung $W(\Theta)$ zu berechnen. Sie ist von der Form eines Polynoms in $\cos^2 \Theta$; dessen Grad wird durch die niedrigere der beiden auftretenden Multipolordnungen festgelegt (höchste Potenz: $\cos^{2L} \Theta$ bei einem 2^L -Pol). Die einfachste anisotrope Richtungsverteilung ist somit von der Form $W(\Theta) = 1 + A \cdot \cos^2 \Theta$. Die Anisotropiekonstante A kann dabei sowohl positiv als auch negativ sein.

Da sich die in $W(\Theta) = \sum_k A_k \cdot \cos^{2k} \Theta$ auftretenden Koeffizienten A_k bei bekanntem Strahlungscharakter aus den Drehimpulsen der drei beteiligten Niveaux berechnen lassen, darf man umgekehrt erwarten, durch Messungen der Richtungskorrelation Aufschlüsse

über diese Drehimpulse zu erhalten. Damit ist eine erste Anwendungsmöglichkeit gegeben.

Die Verteilungsfunktion $W(\Theta)$ hängt im allgemeinen von der Reihenfolge der Übergänge ab. Falls der Strahlungscharakter der beiden Übergänge aus anderen Messungen (Konversionskoeffizienten) bekannt ist, besteht somit wenigstens prinzipiell die Möglichkeit, in günstigen Fällen die Reihenfolge der Quanten in einer Kaskade durch eine Richtungskorrelationsmessung zu bestimmen.

Die Hamilton'schen Rechnungen beruhen auf zwei wesentlichen Voraussetzungen. Erstens wurde angenommen, dass die Lebensdauer des mittleren Zustandes derart kurz ist, dass Störungen durch äussere Einflüsse (Präzession des Kernmomentes im Magnetfeld der Hüllenelektronen) vernachlässigt werden dürfen. GOERTZEL³⁾ konnte in einer späteren Arbeit diese Einschränkung fallen lassen.

Zweitens ist bei HAMILTON vorausgesetzt, dass keiner der beiden γ -Übergänge gemischten Charakter besitzt, d. h. dass er entweder rein elektrisch oder rein magnetisch ist. Kürzlich ist die Theorie durch LING und FALKOFF^{4), 5), 6)} auch auf gewisse Mischungen verallgemeinert worden. Es ergeben sich dabei im allgemeinen Interferenzeffekte, welche die Winkelverteilung schon bei einer kleinen Beimischung wesentlich ändern können. Die Hauptschwierigkeit bei der Interpretation besteht darin, dass eine Phasenkonstante in die Rechnung eingeht, zu deren Bestimmung spezielle Kernmodelle angenommen werden müssten. Im Gegensatz dazu sind die Aussagen der Hamilton'schen Theorie weitgehend modellunabhängig.

Über die Paritäten der in einer γ - γ -Kaskade auftretenden Zustände geben gewöhnliche Richtungskorrelationsmessungen keine Auskunft. Wie HAMILTON in einer theoretischen Arbeit⁷⁾ gezeigt hat, ist jedoch eine Paritätsbestimmung prinzipiell möglich, falls man nicht nur die Richtung, sondern auch die Polarisierung der γ -Quanten misst.

Die Richtungsverteilung von β - γ -Koinzidenzen haben erstmals HAMILTON⁸⁾ sowie FALKOFF und UHLENBECK⁹⁾ theoretisch behandelt. Hier hängt die Verteilungsfunktion $W(\Theta)$ nicht nur von den Drehimpulsen der drei beteiligten Zustände ab, sondern auch von der Ordnungszahl Z , von der β -Grenzenergie und vom Koppelungsansatz der verwendeten β -Theorie. Es ist also im Prinzip möglich, mit Hilfe von Richtungskorrelationsmessungen zwischen verschiedenen Ansätzen zu entscheiden.

Bei erlaubten β -Übergängen ist die β - γ -Richtungsverteilung immer isotrop. Die interessanten Fälle sind also bei den verbotenen

Spektren zu suchen; es bestehen gewisse Analogien zwischen der anisotropen Richtungsverteilung und der Abweichung der Form des β -Spektrums vom erlaubten Fermi-Typ.

Die Elektronen verschiedener Energien im Fermispektrum sind in bezug auf die β - γ -Richtungskorrelation nicht gleichberechtigt. Allgemein wird die Anisotropie grösser, wenn man nur die energiereicheren Elektronen des Spektrums zur Konkurrenz zulässt. Experimentell ist dies z. B. durch Absorption der weichen Elektronen zu erreichen.

In neuerer Zeit wurde die Theorie der Richtungskorrelation auch auf Fälle ausgedehnt, bei denen *Konversionselektronen* (e^-) auftreten. FIERZ¹⁰⁾ behandelte die Koinzidenzen zwischen einem Konversionselektron und einem γ -Quant. Für die Rechnungen ergeben sich gegenüber dem Fall der γ - γ -Kaskade gewisse Vereinfachungen. Auch ist im Gegensatz zu jenem Fall eine inkohärente Superposition der Verteilungsfunktionen möglich, wenn der konvertierte Übergang gemischt magnetisch und elektrisch erfolgt. Die Richtungskorrelation zwischen zwei in Kaskade emittierten Konversionselektronen hat GARDNER¹¹⁾ ausführlich behandelt*).

Wie FELD¹²⁾ bemerkt, können auch Richtungskorrelationsmessungen zwischen einem α -Teilchen und einem sukzessive emittierten γ -Quant zur Bestimmung von Drehimpulsen angeregter Zustände herbeigezogen werden.

Theoretische Arbeiten allgemeinen Charakters über Richtungskorrelationsmessungen wurden von YANG¹³⁾ sowie von FIERZ¹⁰⁾ publiziert**).

2. Experimente.

Auch von der experimentellen Seite her wurde der Fall der γ - γ -Koinzidenzen als erster in Angriff genommen. Die ersten Experimente beschränkten sich auf einen Vergleich der Koinzidenzraten unter den Winkeln 90° und 180° , somit auf eine Bestimmung der Koeffizientensumme $\sum_k A_k$. Die statistische Genauigkeit dieser Messungen war durch die geringe γ -Empfindlichkeit der Geiger-Müller-Zählrohre beschränkt, und so stellten sich zunächst noch keine konsistenten Resultate ein (vgl. KIKUCHI, WATASE und ITOH¹⁴⁾, BERINGER¹⁵⁾, GOOD¹⁶⁾). Der erste eindeutige Anisotropieeffekt (Co^{60} , Sc^{46}) wurde von BRADY und DEUTSCH¹⁷⁾, ¹⁸⁾ publi-

*) Dem Autor danken wir für die Übermittlung der Resultate vor der Publikation.

) Nach Abschluss dieser Arbeit sind noch zwei umfassende Publikationen erschienen: D. L. FALKOFF und G. E. UHLENBECK, Phys. Rev. **79, 323 und 334 (1950).

ziert. Die zweite der zitierten Arbeiten muss vom experimentellen Standpunkt aus als grosser Fortschritt bezeichnet werden, da es sich um die erste erfolgreiche Anwendung der Kallmann-Scintillationszähler handelt. Weitere Fälle von anisotropen Richtungsverteilungen fanden diese Autoren bei Na^{24} , Rh^{106} und Cs^{134} . Auch der von HAMILTON⁷⁾ theoretisch vorausgesagte Polarisations-effekt konnte von DEUTSCH und METZGER¹⁹⁾ experimentell nachgewiesen werden.

Nach Abschluss dieser Arbeit sind über die zitierten Experimente von METZGER und DEUTSCH sowie von BRADY und DEUTSCH ausführliche Artikel erschienen^{41) 42)}.

Die β - γ -Richtungskorrelation war in letzter Zeit Gegenstand mehrerer experimenteller Untersuchungen. Bei den ersten Publikationen (GRACE, ALLEN und HALBAN²⁰⁾, GARWIN²¹⁾) handelte es sich ausschliesslich um isotrope Richtungsverteilungen, was bereits Anlass zu theoretischen Erklärungsversuchen gegeben hat²²⁾. Bei einigen neueren Arbeiten (STEVENSON und DEUTSCH²³⁾, STUMP und FRANKEL²⁴⁾, RIDGWAY²⁵⁾, NOVEY²⁶⁾) wurde beim Isotop Rb^{86} ein β - γ -Anisotropieeffekt festgestellt, doch gehen die Angaben der zitierten Autoren über die Grösse des Effektes stark auseinander. Ein weiterer, stark anisotroper Fall liegt gemäss²⁶⁾ bei Tm^{170} vor.

Richtungskorrelationen zwischen zwei in Kaskade emittierten *Konversionselektronen* wurden erstmals von WARD und WALKER²⁷⁾ experimentell untersucht (Hf^{181}). Bei diesen Experimenten müssen extrem dünne Quellen verwendet werden, da bei den kleinen Energien der Konversionselektronen leicht Fälschungen des Experimentes durch Vielfachstreuung vorkommen (vgl. § 2, Abschnitt 8).

Bei Zerfällen, wo die zweite Partikel *verzögert* emittiert wird, sind auch schon Richtungskorrelationsmessungen versucht worden (LUNDBY²⁸⁾); Koinzidenzen zwischen Zerfallselektron und verzögert nachfolgendem Konversionselektron beim Isotop Hf^{181}). Es liegt in der Natur der Messungen mit verzögerten Koinzidenzen, dass die bisherigen Ergebnisse wenig ermutigend sind. Die Methode ist jedoch von prinzipiellem Interesse, da sie unter Umständen Aufschlüsse über die Wechselwirkung zwischen Hülle und Kern liefern könnte. Bei langen Verweilzeiten im Zwischenzustand können sich ja diese Einflüsse auf die Winkelverteilung auswirken.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst verschiedene Probleme der Richtungskorrelationsmessung diskutiert und hierauf mehrere Kerne in dieser Hinsicht untersucht.

§ 2. Über Richtungskorrelationsmessungen im allgemeinen.

1. Das Grundproblem.

Das Ziel einer Richtungskorrelationsmessung ist die Bestimmung der im vorhergehenden Kapitel eingeführten Verteilungsfunktion $W(\Theta)$ ($W(\Theta) d\Omega =$ Wahrscheinlichkeit dafür, dass die zweite Partikel unter dem Winkel Θ zur ersten in das Raumwinkelement $d\Omega$ emittiert wird). Man erreicht dies durch Registrierung von Koinzidenzen zwischen solchen Partikeln, deren Emissionsrichtungen einen bestimmten Winkel Θ einschliessen. Von den beiden benötigten Detektoren ist der eine relativ zur Quelle fest, während der andere um die Quelle als Zentrum drehbar ist. In einem idealisierten Fall wird sich dann die Zahl der gemessenen Koinzidenzen beim Drehen des beweglichen Detektors proportional zu $W(\Theta)$ ändern.

Nun sind aber in einem realen Fall einige Vorbehalte anzubringen. Zunächst ist zu beachten, dass man den zeitlichen Abfall der Quellenstärke im allgemeinen nicht vernachlässigen darf, so dass

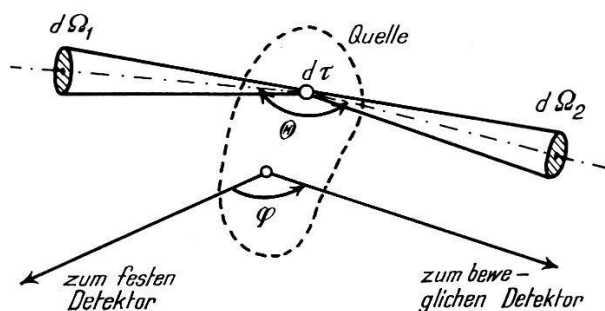


Fig. 2.

Zur Geometrie einer Koinzidenzanordnung.

nacheinander gemessene Koinzidenzstosszahlen nicht ohne weiteres miteinander verglichen werden können. In üblicher Weise kann man durch Bildung der Koinzidenzrate, d. h. des Verhältnisses von Koinzidenzen zu Einzelstössen, eine Kompensation des zeitlichen Abfalls erreichen. Da nun die beiden Detektoren bei unserem Experiment nicht gleichberechtigt sind (fest bzw. drehbar), wird noch zu diskutieren sein, welche der beiden Einzelstosszahlen als Bezugsgrösse zweckmässig ist.

Ferner wird man immer mit einem endlichen Winkelauflösungsvermögen der Koinzidenzapparatur zu rechnen haben, da weder Detektoren noch Quelle punktförmig sind. Bei einer bestimmten Stellung φ des beweglichen Detektors (vgl. Fig. 2) ist der Winkel Θ zwischen den beiden in Koinzidenz registrierten Partikeln nicht

scharf definiert; es trägt vielmehr ein ganzes Winkelintervall zum Resultat bei. Man wird daher ein „verschmiertes“ Abbild der Verteilungsfunktion $W(\Theta)$ registrieren. Es ist die erste Aufgabe, diesen Effekt zu untersuchen und die benötigten Korrekturformeln abzuleiten.

Sei $d\tau$ ein aus der (homogen aktiven) Quelle herausgegriffenes Volumenelement; $d\Omega_1$ und $d\Omega_2$ sollen zwei von $d\tau$ ausgehende Raumwinkelemente charakterisieren, deren Richtungen miteinander den Winkel Θ einschliessen (vgl. Fig. 2). Wir nehmen zur Vereinfachung an, dass die beiden Detektoren eine über ihre ganze empfindliche Zone (Eintrittsblende) konstante Ansprechwahrscheinlichkeit besitzen. Die Einzelstosszahlen Z berechnen sich dann durch Integration von $d\Omega_1$ bzw. $d\Omega_2$ über den Empfindlichkeitsbereich des entsprechenden Detektors und anschliessende Summation über alle Elemente $d\tau$ der Quelle:

$$Z_{\text{fest}} = C_1 \cdot \int \int \int_{\text{Quelle}} d\tau \int \int_{\text{fester Detektor}} d\Omega_1 \quad (1)$$

$$Z_{\text{beweglich}} = C_2 \cdot \int \int \int_{\text{Quelle}} d\tau \int \int_{\text{beweglicher Detektor}} d\Omega_2 \quad (2)$$

In die Proportionalitätskonstanten C_1 und C_2 gehen Quellenstärke, Messzeit, Ansprechwahrscheinlichkeiten und Absorptionsfaktoren ein, welche für unsere rein geometrischen Betrachtungen nicht von Bedeutung sind, so lange wir sie als konstant annehmen.

Analog ergibt sich für die Anzahl K der registrierten genetischen Koinzidenzen:

$$K = C_K \cdot \int \int \int_{\text{Quelle}} d\tau \int \int_{\text{beweglicher Detektor}} d\Omega_2 \int \int_{\text{fester Detektor}} d\Omega_1 \cdot W(\Theta) \quad (3)$$

Der Winkel Θ ist dabei durch die Richtungen der beiden Raumwinkelemente $d\Omega_1$ und $d\Omega_2$ festgelegt.

Da zunächst lediglich rein geometrische Effekte, wie Winkelauflösungsvermögen usw., behandelt werden sollen, ist von allfälligen zusätzlichen Stössen (Compton-Streuquanten, Vernichtungsstrahlung) sowie von der Streuung der Elektronen abgesehen worden. Diese Effekte werden in einem späteren Abschnitt zur Diskussion gelangen.

Die Integrale (1) bis (3) sind in einem beliebig allgemeinen Fall nicht geschlossen auswertbar. Es ist daher für die Rechnung zweck-

mässig, die Verhältnisse weitgehend zu idealisieren. Im allgemeinen lassen sich die verschiedenen geometrischen Effekte unabhängig voneinander behandeln; in den folgenden Abschnitten seien einige grundlegende Fälle herausgegriffen. Das Hauptgewicht soll dabei auf die Diskussion der wesentlichsten Resultate gelegt werden; es würde zu weit führen, die zwar elementaren, aber ziemlich langwierigen Rechnungen vollständig wiederzugeben.

2. Die Winkelauflösung bei ideal zentrierter Punktquelle.

Es soll zunächst diejenige Beeinträchtigung des Messresultates untersucht werden, welche durch die endliche Grösse der Detektoren bedingt ist. Die Quelle sei bei diesen Betrachtungen punktförmig und ideal zentriert angenommen. Bei den Ausdrücken (1) bis (3) fällt damit die Integration über $d\tau$ weg. Der Einfachheit halber sei der Abstand beider Detektoren von der Quelle gleich

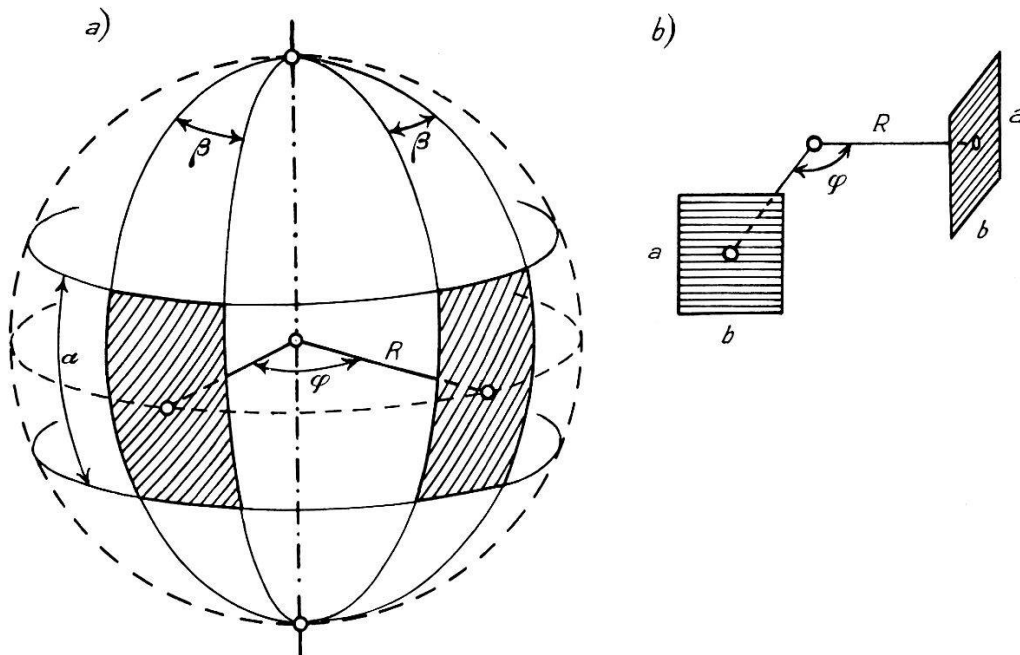


Fig. 3.

Geometrische Annahmen zur Berechnung des Winkelauflösungsvermögens.

a) Sphärisch berandete Detektoren.

b) Rechteckige Detektoren.

gross. Auch die Eintrittsblenden beider Detektoren sollen von gleicher Form und Grösse sein. In diesem Fall wird $Z_{\text{fest}} = Z_{\text{beweglich}} = Z$, und damit wird auch die Frage nach der richtigen Bezugs-Einzelstosszahl gegenstandslos.

Die Rechnung gestaltet sich besonders einfach, wenn man annimmt, dass die Eintrittsblenden der beiden Detektoren berandet sind durch je zwei Paare von Meridianen und Parallelkreisen auf

einer Kugel vom Radius R (vgl. Fig. 3a). Die Grösse der Blenden ist dann durch die Winkel α (Höhe) und β (Breite) festgelegt.

Nun muss noch eine Annahme über die Verteilungsfunktion $W(\Theta)$ gemacht werden. Wir wollen uns auf den einfachsten von der Theorie vorhergesagten Fall beschränken, eine Verteilung von der Form $1 + A \cdot \cos^2 \Theta$, ohne höhere Potenzen von $\cos^2 \Theta$. Das Ziel der Messung ist dann eine Bestimmung der Anisotropiekonstanten A . Den grössten Anisotropieeffekt erhält man durch Vergleich der Messresultate (Koinzidenzraten) in den Stellungen $\varphi = \pi/2$ und $\varphi = \pi$. Es ist zweckmässig, die Grösse

$$B = \frac{(K/Z)_{\pi} - (K/Z)_{\pi/2}}{(K/Z)_{\pi/2}} \quad (4)$$

zu bilden. Man erkennt, dass diese direkt gemessene Grösse B bei idealer Winkelauflösung in die gesuchte Konstante A übergeht.

Bei endlicher Winkelauflösung wird der Betrag von B kleiner als derjenige von A sein, da man ja nicht die extrem verschiedenen Koinzidenzraten bei $\Theta = \pi$ und $\Theta = \pi/2$ miteinander vergleicht, sondern Mittelwerte über Θ -Intervalle in den Umgebungen von π und $\pi/2$. Unter den gemachten Annahmen ergibt die Rechnung:

$$B = A \cdot \frac{(1 - \frac{1}{3} \sin^2 \alpha)^2 \sin^2 \beta \cos^2 \beta}{\beta^2 + A \cdot [\frac{1}{9} \beta^2 \sin^4 \alpha + \frac{1}{2} (1 - \frac{1}{3} \sin^2 \alpha)^2 \cdot (\beta^2 - \sin^2 \beta \cos^2 \beta)]} \quad (5)$$

Die Integration lässt sich auch unter Zulassung höherer Potenzen von $\cos^2 \Theta$ in $W(\Theta)$, sowie für beliebige Zwischenstellungen φ des beweglichen Detektors geschlossen durchführen. Die entsprechenden Resultate sind jedoch für unsere prinzipielle Diskussion zu unübersichtlich.

Die Formel (5) lässt sich stark vereinfachen, wenn die Winkel α und β so klein sind, dass man sie als Entwicklungsparameter benutzen kann. Da man bei den Messungen sowieso eine möglichst gute Winkelauflösung anstrebt, bleibt man im allgemeinen durchaus im Bereich der praktischen Anwendbarkeit, wenn man die Entwicklungen nach den Gliedern zweiter Ordnung abbricht. Die Eintrittsblenden der Detektoren, bzw. die Begrenzung ihrer empfindlichen Zone, können nun aufgefasst werden als kleine Rechtecke der Höhe a und der Breite b im Abstand R von der Quelle (vgl. Fig. 3b). Die Reihenentwicklung ergibt folgendes Resultat:

$$B = A \{1 - \frac{1}{3} (b/R)^2 - \frac{1}{6} (a/R)^2 - A \cdot \frac{1}{6} (b/R)^2 + \dots\} \quad (6)$$

Die Einflüsse von Detektorhöhe und -breite sind in dieser Formel getrennt ersichtlich. Der durch die Höhe a bedingte Term fällt seines kleineren Koeffizienten wegen weniger ins Gewicht. Dies

ist auch anschaulich verständlich, wie man sich z. B. an der $\pi/2$ -Stellung überlegen kann: eine Variation in der Breite geht in ihrer vollen Grösse in die Änderung des Winkels Θ ein, während eine Verschiebung in vertikaler Richtung den Winkel Θ kaum beeinflusst. Aus diesem Sachverhalt folgt, dass es offenbar eine optimale Form des Detektorfensters gibt, im Falle des Rechtecks also ein optimales Seitenverhältnis bei vorgegebener Fläche $F = ab$. Fordert man, dass die relative Fälschung $(B-A)/A$ der Messung möglichst klein sein soll, so liefert diese Extremalbedingung unter Benützung von (6):

$$(a:b)_{\text{optimal}} = \sqrt{2+A} \quad (7)$$

Das optimale Seitenverhältnis hängt somit etwas von der zu bestimmenden Anisotropiekonstanten A ab. Falls diese als hinreichend klein angenommen wird, was im allgemeinen den gegebenen Verhältnissen entspricht, nimmt das optimale Seitenverhältnis den Wert $\sqrt{2}$ an. Es ist somit vorteilhaft, die Höhe der Detektorfenster etwas grösser als deren Breite zu wählen.

Im Sinne unserer Näherung ($a, b \ll R$) findet man für die gemessene Anisotropiekonstante B bei optimal ausgebildeten Rechteckdetektoren der Fläche F :

$$B = A \cdot \left(1 - \frac{1}{3} \frac{F}{R^2} \sqrt{2+A}\right) \quad (8)$$

Dabei ist F/R^2 bis auf Grössen höherer Ordnung mit dem totalen Raumwinkel des Detektors, den wir Ω nennen wollen, identisch. Im allgemeinen wird die Anisotropiekonstante A so klein sein, dass man sie im Radikanden neben 2 vernachlässigen darf. Die relative Korrektur $(B-A)/A$ erhält dann den von A unabhängigen Wert $-\frac{\sqrt{2}}{3} \Omega$.

Tabelle I.

Blendenform	Relative Korrektur $\frac{B-A}{A}$	Relative Korrektur im Falle $A \ll 1$ (in Einheiten $\frac{\Omega \cdot \sqrt{2}}{\pi}$)
Quadrat	$-\frac{\Omega}{6} (3+A)$	-1,111
Optimales Rechteck (Seitenverhältnis $\sqrt{2+A}$)	$-\frac{\Omega}{3} \sqrt{2+A}$	-1,047
Kreis	$-\frac{\Omega}{2\pi} (3+A)$	-1,061
Optimale Ellipse (Achsenverhältnis $\sqrt{2+A}$)	$-\frac{\Omega}{\pi} \sqrt{2+A}$	-1,000

Es kann noch eine kleine Verbesserung der Detektorform erreicht werden, wenn man zu elliptischen Eintrittsblenden übergeht, denn es sind ja hauptsächlich die Eckzonen der Rechtecke, die zu den grössten Fälschungen des Winkels Θ führen. Über die mit elliptischen Blenden erzielte Verbesserung, sowie über den Vergleich mit anderen, nicht optimalen Blendenformen, gibt Tabelle I Auskunft.

Man erkennt, dass es sich offenbar nicht lohnt, der Detektorform allzu grosse Bedeutung beizumessen, da die möglichen Verbesserungen der Winkelauflösung relativ gering sind. Überhaupt ist die durch die endliche Winkelauflösung der Detektoren bedingte Fälschung des Messresultates nicht so bedeutend, wie man vermuten könnte. Handelt es sich beispielsweise um kreisförmige Detektoren von 2 cm Durchmesser im Abstand 5 cm von der Quelle, so ergibt sich nach Tabelle I: $B = A \{1 - 0,060 (1 + A/3)\}$. Man wird also im Falle $A \ll 3$ eine Anisotropiekonstante B messen, die nur um 6% kleiner ist als die gesuchte Grösse A . Die am Messresultat anzubringende Korrektur bewegt sich somit in einem durchaus tragbaren Rahmen. Es ist allerdings angenommen worden, dass die Quelle punktförmig und genau zentriert sei. Die Aufgabe der folgenden Abschnitte wird es sein, uns von diesen Einschränkungen freizumachen.

3. Der Einfluss mangelhafter Zentrierung bei einer Punktquelle.

In der Praxis wird es nie möglich sein, die Quelle ideal zu zentrieren. Es ist daher notwendig, die Effekte zu untersuchen, welche sich bei einer leicht dezentrierten Quelle ergeben. Auf den ersten Blick scheint es, dass die Anforderungen an die Zentrierung sehr gross sein müssen, ändern sich doch die Einzelstosszahlen umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes der Quelle vom Detektor. Es zeigt sich jedoch, dass die Störung der Richtungskorrelationsmessung durch eine Dezentrierung der Quelle von höherer Ordnung klein ist, falls man die richtige Bezugsgrösse wählt. Diese Tatsache lässt sich anschaulich einsehen: falls die Quelle exzentrisch liegt, ist der Raumwinkel des beweglichen Detektors von dessen Stellung φ abhängig. Man wird also z. B. auch bei einer isotropen Quelle ($A = 0$) unter 180° und 90° verschiedene Koinzidenzstosszahlen registrieren. Im selben Verhältnis werden aber auch die Einzelstosszahlen im beweglichen Detektor variieren. Die Abweichung wird also gerade kompensiert, wenn man die Koinzidenzen auf die Einzelstösse im *beweglichen* Detektor bezieht. Die früher angeschnittene Frage nach der günstigsten Bezugsgrösse ist damit abgeklärt.

Der skizzierte Sachverhalt lässt sich auch rechnerisch verfolgen. Wir wollen uns wie bisher auf eine Punktquelle beschränken, deren Lage bezüglich des Zentrums der Anordnung charakterisiert werden muss. Dies geschieht mit Hilfe der in Fig. 4 eingeführten Koordinaten ξ , η und ζ . Wir wollen voraussetzen, dass diese drei Koordinaten, die die Abweichung der Quelle vom Zentrum beschreiben, klein gegenüber dem Detektorabstand R sind, so dass die Rechnungen mit Reihenentwicklungen durchführbar sind. Gemäss Fig. 3b nehmen wir rechteckige Detektoren an. Unter Anwendung

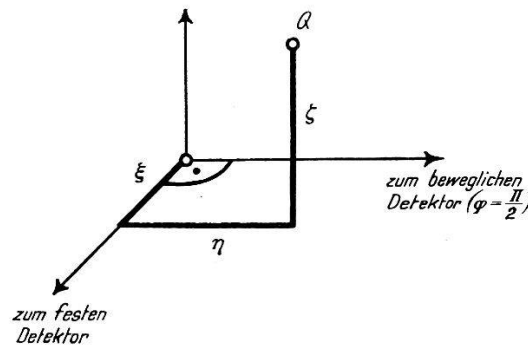


Fig. 4.

Koordinaten einer exzentrischen Punktquelle Q .

der Formeln (1) bis (3) (bei denen infolge der Punktform der Quelle die Integration über $d\tau$ wiederum wegfällt) lässt sich die gemessene Anisotropiekonstante B (vgl. (4)) berechnen, wobei wie bisher eine Winkelverteilung von der Form $1 + A \cos^2 \Theta$ vorausgesetzt wird.

Bezieht man die Koinzidenzen, wie wir es als zweckmässig erkannt haben, auf die Einzelstosszahlen im beweglichen Detektor, so ergibt die Rechnung:

$$B = A \left\{ 1 - \frac{1}{R^2} \left(\xi^2 + 2\xi\eta + 5\eta^2 + 4\zeta^2 + \frac{b^2}{3} + \frac{a^2}{6} \right) - \frac{A}{R^2} \left(\xi^2 + 2\xi\eta + \eta^2 + \frac{b^2}{6} \right) \right\} \quad (9)$$

Man erkennt, dass die von der Exzentrizität der Quelle herrührenden Abweichungen tatsächlich Korrekturen zweiter Ordnung sind. Insbesondere verifiziert man, dass eine isotrope Quelle ($A=0$) sogar bei einer Messung mit exzentrischer Quelle als isotrop befunden wird, was bei Punktquellen auch anschaulich klar ist.

Falls man die Koinzidenzen auf die Stosszahlen im festen Detektor bezieht, findet man bereits Korrekturen erster Ordnung:

$$B' = A - 2 \cdot (\xi + \eta) + \text{höhere Terme} \quad (10)$$

Dies ist die formelmässige Bestätigung des am Anfang dieses Abschnittes anschaulich Gesagten. Da die Exzentrizität der Quelle meistens nicht mit genügender Genauigkeit messbar ist, sollte man diese Fehler erster Ordnung unbedingt vermeiden. Dies ist ja nach Formel (9) leicht zu erreichen, indem man die Einzelstosszahl im beweglichen Detektor als Bezugsgrösse wählt. Die dann noch verbleibenden Abweichungen zweiter Ordnung können bei einigermaßen sorgfältiger Zentrierung der Quelle durchaus in Kauf genommen werden. Es sei noch bemerkt, dass bei einer isotropen Quelle die Messgrösse B laut Formel (10) verschwindet, während beim Bezug auf den festen Detektor durch eine exzentrische Quelle eine Anisotropie vorgetäuscht würde ($B' \neq 0$, vgl. (10)).

4. Verallgemeinerung auf ausgedehnte Quellen.

Bei Elektronenquellen wird es meistens experimentell nicht möglich sein, die Aktivität auf einen sehr kleinen Ort zu konzentrieren, da man zur Vermeidung der Streuung eine möglichst geringe Schichtdicke anstrebt. Es wird sich also vorwiegend um relativ ausgedehnte, flächenhafte Quellen handeln. Die Winkelauflösung der Anordnung ist dann natürlich schlechter als bei einer Punktquelle, und es treten zusätzliche Korrekturglieder auf.

Als einfachstes Beispiel einer nicht punktförmigen Quelle wollen wir ein lineares Präparat der Länge L betrachten, das sich ideal zentriert in der Drehachse des beweglichen Detektors befindet. Nehmen wir wie bisher rechteckige Detektoren der Höhe a und der Breite b im Abstand R von der Drehachse an. Die Winkelverteilung sei der Einfachheit halber von der Form $W(\Theta) = 1 + A \cos^2 \Theta$. Bei der Berechnung der Stosszahlen auf Grund der Formeln (1) bis (3) ist im Gegensatz zu den bisher untersuchten Fällen eine Integration über $d\tau$ erforderlich. Die Rechnung ergibt unter Verwendung von Reihenentwicklungen (a, b und $L \ll R$):

$$B = A \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{6} \left(\frac{a}{R} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{b}{R} \right)^2 - \frac{1}{3} \left(\frac{L}{R} \right)^2 - \frac{A}{6} \left(\frac{b}{R} \right)^2 \right\} \quad (11)$$

Bis auf das L — abhängige Glied ist dieser Ausdruck natürlich identisch mit (6).

Wenn man die Quellenlänge L als Konstante vorgibt, ist die optimale Blendenform wieder durch (7) gegeben. Die anzubringende Korrektur wird in diesem Fall für $L = a$ gerade doppelt so gross wie bei einer Punktquelle.

5. Vorgetäuschte Anisotropie bei ausgedehnten isotropen Quellen.

Es sei hier auf eine Erscheinung hingewiesen, die man zunächst kaum erwarten würde. Sie betrifft diejenigen Fälle, wo eine isotrope Quelle zwar ideal zentriert und vollkommen rotationssymmetrisch, jedoch von endlicher Ausdehnung ist. Es zeigt sich, dass dann trotz der scheinbaren Rotationssymmetrie des Problems eine Variation der Koinzidenzrate beim Drehen des beweglichen Detektors auftreten kann.

Denkt man sich z. B. die Aktivität homogen verteilt auf einem dünnen Kreisring vom Radius r , welcher zentriert in der horizontalen Symmetrieebene der Anordnung liegt, so berechnet sich die gemessene Anisotropiekonstante B bei isotroper Quelle ($A = 0$) für $r \ll R$ zu $B = -2 r^2/R^2$.

Dass dieser überraschende Effekt existiert, kann man sich auch anschaulich klarmachen. Man betrachte z. B. als extremen Fall eine Anordnung mit punktförmigen Detektoren und einer Kreisringquelle, deren Radius r nur ganz wenig kleiner ist als der Detektorabstand R vom Zentrum. (Obige für $r \ll R$ abgeleitete Formel ist dann natürlich nicht mehr anwendbar). Es werden in diesem Fall nur diejenigen Teile der Quelle wesentlich zu den Einzelstössen und Koinzidenzen beitragen, welche sich in unmittelbarer Nähe des einen Detektors befinden. Für die Koinzidenzstosszahl in den Stellungen $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ ist dann massgebend, dass sich der andere Detektor im ersten Fall relativ nahe bei den erwähnten Quellenteilen, im zweiten Fall jedoch weiter entfernt befindet. Man wird also unter 90° bei gleicher Einzelstosszahl mehr Koinzidenzen registrieren als unter 180° und somit für die Messgrösse B einen negativen Wert finden.

6. Ein spezielles Beispiel einer experimentellen Anordnung.

Nach diesen prinzipiellen Betrachtungen über die geometrischen Effekte soll nun noch ein konkreter, direkt auf die Praxis anwendbarer Fall behandelt werden. Die Eintrittsblenden der Detektoren nehmen wir kreisförmig an (Abstand R vom Quellenzentrum, Radius $\varrho \cdot R$). Die flächenhafte Quelle (Elektronen!) sei von rechteckiger Form (Höhe $u \cdot R$, Breite $v \cdot R$). Sie sei ideal zentriert und befinde sich in derjenigen Vertikalebene durch die Drehachse, welche durch den Winkel $\varphi = 135^\circ$ charakterisiert ist (vgl. Fig. 5). In Intervallen von 45° fortschreitend, kann man dann in den Detektorstellungen $\varphi = 45^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 225^\circ$ und 270° messen; die Stellungen $= 135^\circ$ und 315° sind aus Gründen der Absorption

und Streuung nicht brauchbar, weil die Quellenebene direkt auf das Zentrum des bewegten Detektors hinzeigen würde (das gilt insbesondere für $e^- - e^-$ -Koinzidenzen; im β - γ -Fall wäre die Gefahr geringer). Unter Verwendung einer Verteilungsfunktion von der Form $W(\Theta) = 1 + A \cdot \cos^2 \Theta$ ergeben sich die in Tabelle II wiedergegebenen Koinzidenzraten. (Näherung ϱ , u und $v \ll 1$.)

Tabelle II.

φ	const. (K/Z beweglich)
45°	$\left[1 - \frac{u^2}{8} + \frac{v^2}{16} - \frac{3\varrho^2}{4}\right] + A \cdot \left[\frac{1}{2} - \frac{u^2}{12} \left(\frac{7}{4} - \sqrt{2}\right) + \frac{v^2}{12} \left(\frac{15}{8} - \sqrt{2}\right) - \frac{5\varrho^2}{8}\right]$
90°	$\left[1 - \frac{u^2}{8} - \frac{5v^2}{48} - \frac{3\varrho^2}{4}\right] + A \cdot \frac{\varrho^2}{2}$
180°	$\left[1 - \frac{u^2}{8} - \frac{5v^2}{48} - \frac{3\varrho^2}{4}\right] + A \cdot \left[1 - \frac{11u^2}{24} - \frac{v^2}{12} \left(\frac{5}{4} + 2\sqrt{2}\right) - \frac{7\varrho^2}{4}\right]$
225°	$\left[1 - \frac{u^2}{8} + \frac{v^2}{16} - \frac{3\varrho^2}{4}\right] + A \cdot \left[\frac{1}{2} - \frac{u^2}{12} \left(\frac{7}{4} + \sqrt{2}\right) - \frac{v^2}{12} \left(\frac{15}{8} + \sqrt{2}\right) - \frac{5\varrho^2}{8}\right]$
270°	$\left[1 - \frac{u^2}{8} + \frac{11v^2}{48} - \frac{3\varrho^2}{4}\right] + A \cdot \left[\frac{v^2}{6} + \frac{\varrho^2}{2}\right]$

Die meisten Terme in dieser Tabelle sind (wenigstens qualitativ) anschaulich deutbar. So ist es z. B. aus der Geometrie der Anordnung ersichtlich, dass bei isotroper Quelle die Koinzidenzraten für $\varphi = 45^\circ$ und 225° einerseits und für 90° und 180° andererseits gleich

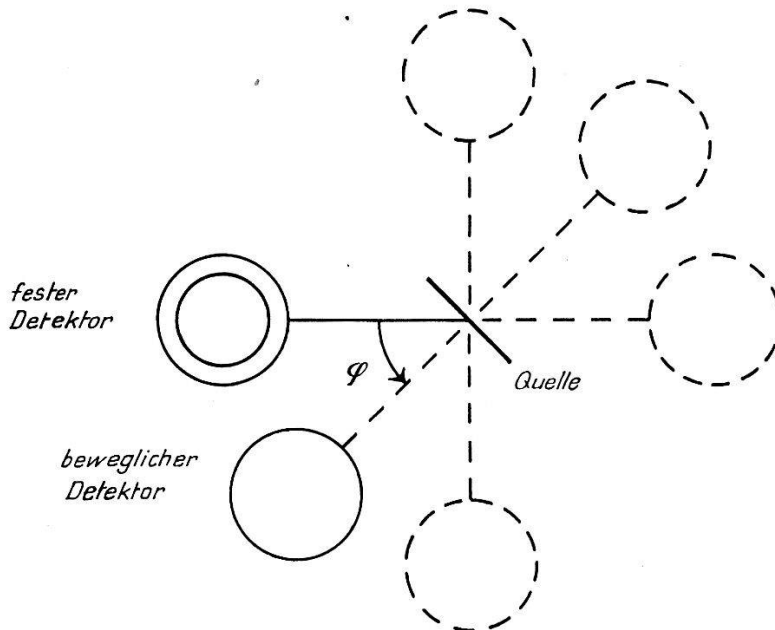


Fig. 5.

Grundriss einer experimentellen Anordnung mit flächenhaft ausgedehnter Quelle.

herauskommen müssen, während $\varphi = 270^\circ$ eine Sonderstellung einnimmt. Bei der 90° -Stellung tritt im Term, der zu A proportional ist, weder u noch v auf. Wie man bei der entsprechenden geometrischen Konstellation (vgl. Fig. 5) leicht einsieht, erklärt sich dies daraus, dass sich der Winkel Θ sehr wenig ändert, wenn man $d\tau$ auf der Quellenfläche verschiebt, ganz im Gegensatz zur Stellung $\varphi = 270^\circ$. Auch die im vorhergehenden Abschnitt erwähnte, bei $A = 0$ vorgetäuschte Anisotropie tritt in obigen Formeln wieder in Erscheinung. Beim Übergang zur zentrierten linearen Quelle ($v = 0$) verschwindet dieser Effekt in Übereinstimmung mit dem Resultat von Abschnitt 4.

7. Statistische Schwankungen; optimale Raumwinkel.

Die in den vorangehenden Abschnitten behandelten geometrischen Effekte lassen es zunächst als zweckmässig erscheinen, dass man die Eintrittsblenden der Detektoren klein wählt und damit ein möglichst hohes Winkelauflösungsvermögen erzielt. Dieser Tendenz ist aber eine Schranke gesetzt, weil mit dem Verkleinern der Detektorraumwinkel die Zahl der registrierten Koinzidenzen abnimmt und die Genauigkeit des Resultates aus statistischen Gründen sinkt. Offenbar existiert ein optimaler Raumwinkel, bei welchem der statistische Fehler noch nicht allzu gross und das Winkelauflösungsvermögen trotzdem befriedigend ist. Zur Untersuchung dieses Optimalfalles wollen wir die Verhältnisse der Übersichtlichkeit halber stark vereinfachen. Für den Fall einer zentrierten Punktquelle entnimmt man der Tabelle I, dass die relative Korrektur $(B-A)/A$ sich für $A \ll 1$ in der Form $-\lambda \cdot \Omega$ schreiben lässt. Der Zahlenfaktor λ hängt dabei von der Form des Detektors ab. Es gilt somit in dieser Näherung: $A = B/(1 - \lambda \cdot \Omega)$. Daraus folgt für den relativen Fehler der zu bestimmenden Anisotropiekonstanten A :

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{\delta B}{A(1 - \lambda \cdot \Omega)}$$

δB berechnet sich aus den statistischen Schwankungen der Stosszahlen. Die Definition von B soll für diese Betrachtungen vereinfacht werden, indem man $Z(\pi) = Z(\pi/2)$ setzt, was durch passende Wahl der Messzeiten immer erreicht werden kann und auch vom statistischen Standpunkt aus am günstigsten ist. Dann wird $B = K(\pi)/K(\pi/2) - 1$. Infolge unserer Voraussetzung $A \ll 1$ ist nahezu $K(\pi) \cong K(\pi/2) = K$. Wenn man voraussetzt, dass für diese überschlagsmässigen Rechnungen die zufälligen Koinzidenzen

neben den wahren vernachlässigt werden dürfen, erhält man somit für den mittleren quadratischen Fehler von B : $\delta B \cong \sqrt{2/K}$. Daraus folgt

$$\frac{\delta A}{A} \cong \frac{\sqrt{2}}{A \cdot \sqrt{K(1-\lambda\Omega)}}.$$

Bei vorgegebener Quellenstärke und Messzeit ist die Koinzidenzzahl K proportional zu Ω^2 , und damit

$$\frac{\delta A}{A} \cong \frac{\text{const.}}{\Omega(1-\lambda\Omega)}.$$

Dieser relative Fehler wird minimal für

$$\Omega_{\text{optimal}} = \frac{1}{2\lambda} \quad (12)$$

Der betrachtete Fall einer zum vornherein festgelegten Quellenstärke N tritt z. B. dann auf, wenn die verfügbare Aktivität durch die Herstellungstechnik selbst beschränkt ist. Bei an sich unbeschränkter Quellenstärke wird man jedoch im Interesse einer guten Statistik so weit gehen, bis einer der Detektoren seine zulässige Maximalstosszahl erreicht hat. Speziell bei Geiger-Müller-Zählrohren ist diese Grenze bald erreicht. Die Einzelstosszahl Z in diesem Detektor ist dann eine vorgegebene Konstante; damit wird $N \sim 1/\Omega$ und $K = \text{const.} \cdot N \cdot \Omega^2 \sim \Omega$. In diesem Fall führt die Extremalbedingung auf

$$\Omega_{\text{optimal}} = \frac{1}{3\lambda} \quad (13)$$

Wir haben dabei immer noch vorausgesetzt, dass die zufälligen Koinzidenzen nicht wesentlich stören. Bei gewissen Anordnungen (z. B. γ - γ -Koinzidenzen mit Geiger-Müller-Zählrohren) treten aber bereits unzulässig grosse Beträge von zufälligen Koinzidenzen auf, bevor die Detektoren angesteuert sind. Die Quellenstärke N ist dann durch den zulässigen Anteil der zufälligen Koinzidenzen ($K_{\text{zuf}}/K_{\text{wahr}}$) festgelegt und hängt demgemäss nur noch vom Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung, jedoch nicht von den Raumwinkeln ab (vgl. DUNWORTH¹). Man kommt somit in diesem Fall wieder auf die Voraussetzungen der Formel (12) zurück.

Wenn man die numerischen Werte von λ gemäss Tabelle I einsetzt, so findet man Raumwinkel Ω von der Grössenordnung 1 steradians. Das sind ausserordentlich hohe Werte, für welche die benützten Reihenentwicklungen nur noch schlecht konvergieren. Es muss allerdings beigefügt werden, dass es kaum ratsam ist, derart grosse Raumwinkel zu benützen. In den wenigsten Fällen

werden die geometrischen Verhältnisse so einfach sein, dass sich die hergeleiteten Korrekturformeln zwanglos anwenden lassen. Die Berechnung der Anisotropiekonstanten A aus der Messgrösse B wird daher immer mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sein. Das Bestreben, die erforderliche Korrektur möglichst klein zu halten, führt automatisch auf kleinere Raumwinkel. Ausserdem darf nicht vergessen werden, dass die gemachten Überlegungen nur im Fall einer reinen $1 + A \cdot \cos^2 \Theta$ -Verteilung Gültigkeit haben. Untersuchungen über die Anwesenheit höherer Potenzen von $\cos^2 \Theta$ bedingen auf jeden Fall eine Erhöhung des Winkelauflösungsvermögens.

8. *Vielfachstreuung der Elektronen.*

Es wurde im Vorhergehenden vorausgesetzt, dass die Partikel auf dem Wege vom Emissionsort zum Detektor keine Winkelablenkungen erfahren. Diese Forderung, welche natürlich für die Richtungskorrelationsmessung grundlegend ist, kann experimentell für Elektronen nicht ohne weiteres erfüllt werden. Insbesondere die energieärmeren Elektronen erleiden im festen Material der Quelle sowie im Gas zwischen Quelle und Detektor Winkelablenkungen durch Vielfachstreuung. Die aktive Schicht (und der Rückdiffusion wegen auch ihre Unterlage) muss daher möglichst dünn sein. In besonders kritischen Fällen wird man auch die Luft zwischen Quelle und Detektor durch ein Gas von geringerem Streuvermögen (Wasserstoff!) ersetzen oder noch besser die ganze Anordnung evakuieren.

Eine von BOTHE²⁹⁾ angegebene Formel für die wahrscheinlichste Winkelablenkung beim Durchgang von Elektronen durch Materie kann zur Abschätzung der Grössenordnung des zu erwartenden Streueffektes dienen. Im Nomogramm Fig. 6 ist diese Formel für verschiedene Streukörper ausgewertet. Für die Vielfachstreuung im häufig verwendeten Glimmer kann mit guter Genauigkeit die für Aluminium angegebene Skala benützt werden. Die Skalen für die Gase gelten bei 20° C und 720 mm Hg.

Winkeländerungen durch Streuung in der Quelle selbst führen aus leicht ersichtlichen Gründen zu grösseren Fälschungen der Richtungskorrelationsmessung als Streuungen, welche erst im Gas, in unmittelbarer Nähe des Detektors, erfolgen.

Mit Hilfe des Nomogramms Fig. 6 erkennt man, dass es mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln in den meisten Fällen möglich ist, die Winkeländerungen auf ein tragbares Mass herabzusetzen. Ein noch verbleibender Rest bedingt im Prinzip eine

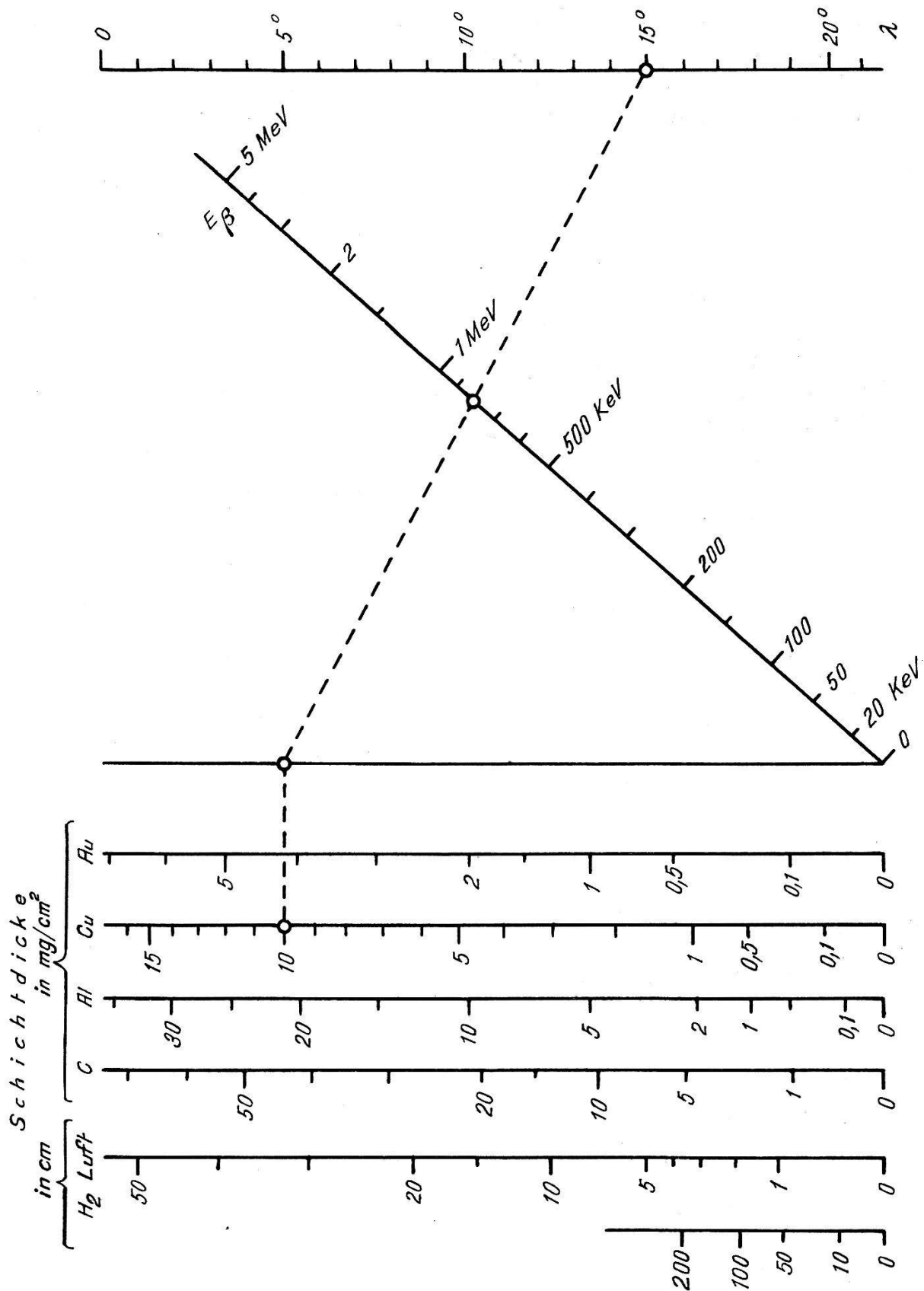


Fig. 6.

Wahrscheinlichste Winkeländerung λ für Elektronen verschiedener Energien E_β beim Durchgang durch Materie (nach BOTHE).

*

zusätzliche Verschlechterung des Winkelauflösungsvermögens. Man kann ihm daher mit genügender Genauigkeit Rechnung tragen, indem man bei der Korrektur auf Winkelauflösung die Dimensionen der Detektorblenden entsprechend grösser einsetzt.

9. Störende Koinzidenzen.

Nicht alle der registrierten genetischen Koinzidenzen gehören zur erwünschten Klasse. Z. B. können die von der kosmischen Strahlung ausgelösten Koinzidenzen eine anisotrope Winkelverteilung vortäuschen, da ihre Häufigkeit von der relativen Stellung der beiden Detektoren abhängt. Weit gefährlicher sind aber diejenigen unerwünschten Koinzidenzen, welche durch *Streuung* verursacht werden.

Im Fall der γ - γ -Koinzidenzen lässt sich eine Reihe von Effekten ausdenken, die zu störenden Koinzidenzen führen können. Einige wichtige Fälle seien im folgenden aufgezählt:

1. Ein einzelnes Quant erfährt in einem Detektor eine Comptonstreuung und wird dadurch registriert. Das Streuquant gelangt in den zweiten Detektor und wird dort ebenfalls gezählt.

2. Zwei Quanten werden sukzessive emittiert und treffen auf den gleichen Detektor auf; eines wird gezählt, das andere gelangt durch Streuung in den zweiten Detektor und löst dort ebenfalls einen Impuls aus. Es wird somit in der Detektorstellung φ (vgl. Fig. 2) eine Koinzidenz registriert, obwohl bei der Emission $\theta \cong 0$ war.

3. Eines der beiden sukzessive emittierten Quanten wird im ersten Detektor gezählt, das andere gelangt durch Streuung an einer nahen Wand in den zweiten Detektor.

4. Beide Quanten gelangen erst nach Winkeländerungen durch Streuung in die Detektoren.

Von diesen vier Fällen ist der erste am wichtigsten. Er wird schon durch das Aufeinanderfolgen von zwei Prozessen bewirkt, einer Comptonstreuung (die zugleich die Zählung im ersten Detektor verursacht) und der Zählung im zweiten Detektor. Bei den übrigen aufgezählten Fällen ist das Zusammenwirken von drei (im Beispiel 4 sogar vier) unwahrscheinlichen Vorgängen nötig. Zudem können die Koinzidenzen der dritten Gruppe durch zweckmässige Anordnung des Experiments (Vermeidung streufähigen Materials in der Nähe von Quelle und Detektoren) weitgehend vermieden werden.

Auch zur Registrierung der *erwünschten* Koinzidenzen sind zwei simultane unwahrscheinliche Prozesse (nämlich die Zählungen in den beiden Detektoren) nötig. Beim Fehlen besonderer Vorsichts-

massnahmen können also die Störkoinzidenzen der ersten Sorte die gleiche Grössenordnung wie die direkten Koinzidenzen erreichen. Der relative Raumwinkel zwischen den beiden Detektoren ist ja mit dem direkten Raumwinkel Quelle-Detektor durchaus vergleichbar.

Zur Herabsetzung dieses Störeffektes muss man sich die Tatsache zunutze machen, dass die gestreuten Quanten weicher sind als die primären. Man wird also nach Möglichkeit Detektoren wählen, deren Ansprechwahrscheinlichkeit mit fallender Quantenenergie sinkt. Bei Verwendung von Geiger-Müller-Zählrohren z. B. eignen sich Aluminiumkathoden besser als solche aus Materialien hoher Ordnungszahl, weil bei letzteren die weichen Quanten durch den Photoeffekt begünstigt sind.

Ferner kann man den Energieunterschied zwischen primären und gestreuten Quanten zu einer *selektiven Absorption* ausnützen. Umgibt man beide Detektoren mit einem Bleimantel passender Dicke, so kann man erreichen, dass die Streuquanten weitgehend absorbiert werden, ohne dass eine allzu grosse Schwächung der primären Quanten erfolgt. Es kommt dabei zum Energieunterschied noch die wesentliche Tatsache hinzu, dass die primären Quanten nur einen einzigen Absorber durchsetzen müssen, während das Streuquant von seinem Entstehungsort (im ersten Detektor) bis zum Registrierort (im zweiten Detektor) zwei Absorberschichten passieren muss.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, um die Wirkung der beschriebenen, erstmals von BRADY und DEUTSCH¹⁷⁾ angewandten Methode zu kontrollieren. Einmal müssen die unter 45° und 135° gemessenen Koinzidenzraten gleich herauskommen, wie es die Theorie in jedem Fall verlangt. Bei einer ungenügenden Elimination der Streuquanten müsste sich zwischen diesen beiden Stellungen ein Unterschied bemerkbar machen, weil die Detektoren nicht gleich weit voneinander entfernt sind.

Eine weitere Prüfungsmöglichkeit besteht in Koinzidenzmessungen mit einer γ -Quelle, die keine in Kaskade emittierten Quanten liefert. Bei befriedigender Elimination der Streuquanten sollte man überhaupt nur kosmische und zufällige Koinzidenzen registrieren. Wegen der Energieabhängigkeit der Absorption ist das Experiment allerdings nur dann stichhaltig, wenn die Testquelle ungefähr die gleichen γ -Energien besitzt wie das zu untersuchende Präparat selbst. Ein besonders glücklicher Fall liegt beim Co^{60} vor, wo in Fe^{59} ein Testpräparat mit beinahe den gleichen γ -Energien vorliegt (vgl. BRADY und DEUTSCH¹⁷⁾).

Bei fast allen erwähnten Fällen von Streuquantenkoinzidenzen kommt ein Quant vor, das direkt vom einen zum anderen Detektor gelangt. Bei gewissen Stellungen des beweglichen Detektors (z. B. $\varphi = 90^\circ$) ist es möglich, diesen Strahlengang mit einem Absorber zu versperren, ohne dadurch den direkten Weg Quelle—Detektor zu stören (vgl. Fig. 7). Auf diese Weise kann man die zur Diskussion stehenden Streuquantenkoinzidenzen vermeiden. Es ist natürlich erstrebenswert, mit möglichst wenig Absorbermaterial auszukommen und die unmittelbare Umgebung der Quelle frei zu halten, damit der Absorber nicht selbst als Streuer wirkt und zu „falschen“ Koinzidenzen Anlass gibt.

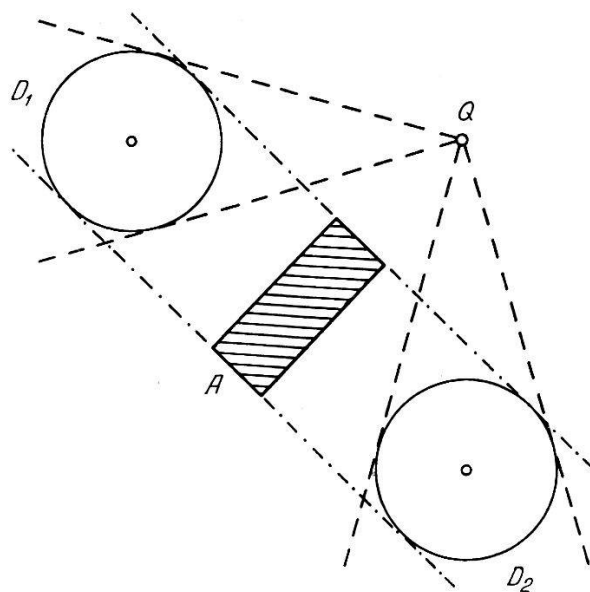


Fig. 7.

Einschieben eines Absorbers in der 90° -Stellung zur Vermeidung von Streuquantenkoinzidenzen.

Q = Quelle. A = Absorber. D_1, D_2 = Detektoren.

Leider ist diese Absorptionsmethode für Detektorstellungen in der Nähe von 180° aus leicht ersichtlichen Gründen nicht anwendbar. Man hat jedoch die Möglichkeit, die Grösse des Streueffektes in der 90° -Stellung durch Messungen mit und ohne Absorber experimentell zu bestimmen und dann für die anderen Stellungen rein rechnerisch abzuschätzen. Dabei gehen die relativen Raumwinkel, die Empfindlichkeiten der Detektoren für die Streuquantenenergien sowie die Winkelverteilung beim Comptoneffekt ein. Ein solches Vorgehen ist natürlich nur dann zulänglich, wenn es sich lediglich um eine kleine Korrektur handelt. Eine Prüfung dieser Methode im Fall der γ - γ -Koinzidenzen von Co^{60} ergab allerdings ein befriedigendes Resultat. Auf selektive Absorber im direkten

Strahlengang wurde dabei absichtlich verzichtet, um eine möglichst grosse Störung durch Streuquanten zu haben. Tatsächlich lieferten die unkorrigierten Messungen eine zu kleine Anisotropiekonstante. Mit der geschilderten Methode des seitlich eingeschobenen Absorbers wurde die anzubringende Korrektur bestimmt und für A der Wert $+0,17 \pm 0,03$ gefunden, in guter Übereinstimmung mit BRADY und DEUTSCH¹⁸⁾.

Eine Anwendung dieser experimentellen Technik war die γ - γ -Richtungskorrelationsmessung beim In^{111} ³⁰⁾. Bei diesem Experiment wurde der Streueffekt mit Hilfe von selektiven Absorbern zum vornherein reduziert. Die Selektivität ist allerdings in diesem Fall (der kleinen γ -Energien wegen) viel geringer als etwa beim Co^{60} . Ohne allzu grosse Schwächung der Primärstrahlung konnten die Streuquanten nicht völlig eliminiert werden, so dass die Technik des eingeschobenen Absorbers als zusätzliche Korrektur nötig war. Eine grosse Genauigkeit konnte jedoch infolge der angedeuteten Schwierigkeiten nicht erwartet werden.

Bei den β - γ -Koinzidenzen liegen die Verhältnisse im allgemeinen günstiger. Eine Fehlerquelle besteht z. B. in der Streuung von Elektronen am γ -Detektor oder an einer nahen Wand. Durch günstige geometrische Anordnung sowie durch Belegen der Oberflächen mit einem Material von geringem Rückstreuvermögen (z. B. Presspan) kann jedoch diese Störung weitgehend vermieden werden.

Analog zu den γ - γ -Experimenten ist ferner mit dem Einfluss der Streuquanten zu rechnen, weil ja die γ -Ansprechwahrscheinlichkeit auch für β -Detektoren nicht ganz verschwindet. Relativ zu den erwünschten sind aber die Streuquantenkoinzidenzen viel seltener als im γ - γ -Fall, ist doch die Ansprechwahrscheinlichkeit von β -Zählern für Elektronen praktisch 1, für γ -Quanten hingegen von der Grössenordnung 1%. Auch bei den β - γ -Experimenten kann man die Grösse des Streuquanteneffektes durch Messungen mit und ohne seitlich eingeschobenem Absorber bestimmen. Man findet dabei wie erwartet, dass es sich nur um eine sehr kleine Störung handelt. Bei der benützten Versuchsanordnung war eine leichte Abnahme der Koinzidenzen beim Einschieben des Absorbers lediglich in der 45° -Stellung, also bei sehr kleinem Abstand zwischen den beiden Detektoren, feststellbar; in der 90° -Stellung ging der Effekt bereits in der statistischen Ungenauigkeit unter. Dies rührt hauptsächlich daher, dass es sich bei dieser Messung um einen typischen Differenzeffekt handelt. Es wurde daher versucht, die Streuquantenkoinzidenzen bei der β - γ -Anordnung *direkt* zu messen. Zu diesem Zweck wurde der direkte Strahlengang zwischen Quelle und β -Detektor

durch ein kleines, nahe bei der Quelle befindliches Aluminiumschildchen für Elektronen abgesperrt. Im Falle einer Au^{198} -Quelle wurde auf diese Weise bestätigt, dass die Streuquanten nur in der 45° -Stellung eine messbare Fälschung der Richtungskorrelationsmessung hervorrufen können.

Bei *Positronenspektren* tritt eine zusätzliche Störung auf, da die Annihilationsquanten Koinzidenzen auslösen können. Bei γ - γ -Richtungskorrelationsmessungen werden die meisten der anwesenden Positronen in der Quelle selbst gestoppt; die 180° -Stellung der Detektoren wird daher einen Überschuss an Koinzidenzen aufweisen. Man kann diese Störung jedoch vermeiden, wenn man bei den Messungen die genaue 180° -Stellung einfach auslässt. Im Falle von β^+ - γ -Messungen liegen die Verhältnisse etwas verwickelter. Es verlassen praktisch alle Positronen die dünne Quelle und werden irgendwo in der Nähe, z. B. in den Detektoren, vernichtet. Am Beispiel des Na^{22*}) wurde festgestellt, dass bei gewöhnlichen Koinzidenzanordnungen das Auftreten von Positronen zu ganz unübersichtlichen Verhältnissen führen kann. Es konnte lediglich wahrgenommen werden, dass bei dieser β^+ - γ -Folge keine wesentliche Richtungskorrelation bestehen kann; eine einigermaßen genaue Messung erwies sich aber als unmöglich. Neulich haben STEVENSON und DEUTSCH²³⁾ Richtungskorrelationsmessungen an dieser Aktivität in einem magnetischen Linsenspektrometer ausgeführt und eine isotrope Verteilung gefunden. Bei solchen Spektrometermessungen ist die Störung durch die Vernichtungsstrahlung weitgehend eingeschränkt, weil der β -Detektor nicht durch einen geradlinigen Strahlengang mit Quelle und γ -Detektor verbunden ist.

Auch bei *e^-e^- -Richtungskorrelationsexperimenten* können durch gestreute Elektronen zusätzliche Koinzidenzen ausgelöst werden. In günstigen Fällen, wie z. B. bei dem in dieser Arbeit behandelten Hg^{197} , kann diese Störung durch Verwendung von Zählrohrfenstern passender Dicke ausgeschaltet werden, was durch Hilfsexperimente bestätigt wurde.

§ 3. Apparatives.

1. γ -Detektoren.

Erste orientierende Messungen wurden mit Geiger-Müller-Zählrohren ausgeführt. Die Verwendung von Scintillationszählern mit Anthracenkristallen erwies sich aber infolge der rund zehnmal

*) Mme I. JOLIOT-CURIE möchten wir für die freundliche Überlassung einer am Cyclotron des Collège de France hergestellten Na^{22} -Quelle bestens danken, wie auch M. G. KAYAS für die chemische Aufarbeitung.

grösseren Ansprechwahrscheinlichkeit als zweckmässiger. Die benützten Kristalle waren durch Abkühlen aus der Schmelze hergestellt worden³¹); ihr Durchmesser betrug 3 cm, die Dicke 2 cm. (Mittlerer Abstand des Kristalls von der Quelle: 6 bzw. 8,5 cm, je nach dem gewünschten Winkelauflösungsvermögen.) Der Photomultiplier (1 P 21) wurde durch Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten; der Untergrund von rund 200 Stössen pro Minute war bei den verwendeten hohen γ -Stosszahlen tragbar.

Unmittelbar beim Multiplier befand sich der dreistufige Vorverstärker mit Diskriminator und Kathodenfolgestufe, erst dann folgte das bewegliche Kabel zur Mischstufe. Bei den Positionswechseln wurden daher Scintillationszähler und Vorverstärker als Ganzes verschoben. Die genaue Fixierung der Stellung wurde mit Hilfe von Zapfen auf der Unterseite des Zählers erreicht, welche in Löcher in der Grundplatte eingriffen.

2. β -Detektoren.

Zur Registrierung der Elektronen dienten vorwiegend Geiger-Müller-Zählrohre. Als Eintrittsblende war ein seitliches Glimmerfenster (ovale Form, Fläche 2,4 cm²) angebracht. Der Abstand des Fensters von der Quelle betrug 5 cm.

Die Betriebsspannung wurde durch Beobachtung der Impulsgrösse auf dem Kathodenstrahloszillographen unter Kontrolle gehalten. Dabei erwies sich die benützte Spannungsstabilisation und auch die Konstanz der Zählrohre selbst als sehr befriedigend. Eine unmittelbar beim Zählrohr befindliche Kathodenfolgestufe ermöglichte die Verwendung eines relativ langen Kabels zum Koinzidenzverstärker ohne wesentliche kapazitive Verluste.

Die maximale Stosszahl wurde auf rund 500 Stösse pro Sekunde beschränkt, um die Totzeitkorrektur klein zu halten. Diese Korrektur geht allerdings nicht sehr wesentlich in die Richtungskorrelationsmessung ein; man hat lediglich die Positionswechsel so häufig vorzunehmen, dass die Stosszahl und damit die Totzeitkorrektur im Verlaufe eines Stellungszyklus nicht wesentlich abnimmt.

Bei einigen β - γ -Messungen wurde das Geiger-Müller-Zählrohr durch einen β -Scintillationszähler ersetzt.

Dessen Leuchtmasse bestand aus einem 1 mm dicken, geschliffenen Anthracenkristall, welcher auf ein Plexiglasstück aufgekittet war. Die Beschränkung der Stosszahl durch die Totzeitverluste fiel bei diesen Messungen weg, ebenso die Koinzidenzverluste infolge der Elektronenlaufzeiten im Zählrohr. Bei allen diesen Vorteilen darf man aber nicht unberücksichtigt lassen, dass

mit Zählrohren im allgemeinen leichter eine gute Betriebskonstanz erreichbar ist als mit Multipliern. Gerade die Konstanz des β -Detektors spielt ja bei den β - γ -Richtungskorrelationsexperimenten eine ausschlaggebende Rolle. Um Änderungen der Absorptionsverhältnisse in der Quelle zu vermeiden, muss der β -Zähler stets die Rolle des festen Detektors übernehmen. Seine Stosszahl wird also nicht als Bezugsgrösse beim Bilden der Koinzidenzrate verwendet, und damit werden auch seine Empfindlichkeitsschwankungen nicht kompensiert. Aus diesem Grunde wurde bei den Messungen mit dem β -Scintillationszähler die β -Einzelstosszahl dauernd mitregistriert; Abweichungen einzelner Messpunkte vom exponentiellen Abfall (Grössenordnung 1–2%) wurden als reine Empfindlichkeitsschwankungen angesehen und zu einer entsprechenden Korrektur der Koinzidenzrate verwendet.

Bei den Geiger-Müller-Zählrohren wäre eine solche Korrektur problematisch, da Stosszahländerungen ebenso gut von Nachentladungen wie von wahren Empfindlichkeitsschwankungen herühren können. Die verwendeten Zählrohre erwiesen sich jedoch im Betrieb als hinreichend konstant, so dass eine Korrektur dieser Art unnötig war.

3. Koinzidenzmischung.

Bei den meisten Messungen wurde als Koinzidenzmischstufe ein Triodenpaar mit gemeinsamem Kathodenwiderstand verwendet³²⁾. Das Auflösungsvermögen dieser Anordnung betrug $2,3 \cdot 10^{-7}$ sec. Die Verwendung eines wesentlich höheren Auflösungsvermögens wäre beim Gebrauch von Geiger-Müller-Zählrohren nicht sinnvoll, weil durch die Schwankung der Elektronenlaufzeiten im Zählrohr³³⁾ zu grosse Koinzidenzverluste auftreten würden. Da keine extrem starken Quellen verwendet wurden, blieben die zufälligen Koinzidenzen trotz des verhältnismässig geringen Auflösungsvermögens auf 10–20% der wahren Koinzidenzen beschränkt. Bei den zufälligen Koinzidenzen gilt das für die Totzeitkorrektur Gesagte: selbst eine ungenaue Korrektur kann kaum zu einer spürbaren Fälschung der Richtungskorrelationsmessung führen, wenn man nur im Verlaufe einer Halbwertszeit die Position des beweglichen Detektors häufig wechselt. Gefährlich würden sich höchstens kurzzeitige, unkontrollierbare Schwankungen des Auflösungsvermögens auswirken.

Hilfsmessungen zeigten, dass die Mischstufe nur auf relativ grosse Eingangsimpulse ansprach. Die ersten, kleinen Zählrohrimpulse unmittelbar nach der Totzeit wurden daher zwar als Einzelstösse registriert, gaben aber zu keinen Koinzidenzen Anlass.

Aus diesem Grunde musste bei der Berechnung der Zählverluste im Fall der Koinzidenzen eine längere Totzeit eingesetzt werden als für die Einzelstösse. Die Bestimmung dieser Totzeiten erfolgte in bekannter Weise mit Hilfe eines Kathodenstrahloszillographen mit ereignisgesteuerter Einzelablenkung.

Bei den Messungen von Koinzidenzen zwischen einem Multiplier und einem Geiger-Müller-Zählrohr wirkte sich die Unsymmetrie in der Vorverstärkung in einer zeitlichen Verschiebung zwischen den Impulsen der beiden Kanäle aus. Durch Verzögerung der Zählrohrimpulse um $3,5 \cdot 10^{-7}$ sec konnte dieser Effekt kompensiert und die Koinzidenzstosszahl auf die normale Höhe gebracht werden.

§ 4. Experimentelle Resultate.

1. β - γ -Koinzidenzen.

a) Mn⁵⁶.

Zerfallsschema. Das Isotop Mn⁵⁶ besitzt ein relativ kompliziertes Zerfallsschema (vgl. Fig. 8). Würde man bei der Richtungskorrelationsmessung alle Zerfallselektronen zur Konkurrenz zulassen, so ergäbe sich ein sehr schwer zu interpretierendes Resultat. Es besteht jedoch die Möglichkeit, die beiden weichen β -Spektren durch Absorption zu eliminieren, so dass nur noch eine einzige β - γ -Folge zu Koinzidenzen Anlass geben kann. Der entsprechende β -Zerfall ist durch seine partielle Halbwertszeit vom experimentellen Standpunkt aus als einfach verboten charakterisiert; eine Richtungskorrelation ist also nicht zum vornherein ausgeschlossen.

Bei den Messungen wurde ein 1 mm dicker Aluminiumabsorber verwendet. Die beiden unerwünschten β -Spektren wurden auf diese Weise hinreichend unterdrückt und das harte 2,86 MeV-Spektrum nur um rund 50% geschwächt.

Die Verwendung eines Absorbers bedingt eine Auslese der härteren Elektronen im β -Spektrum; eine allfällige Anisotropie in der Richtungsverteilung sollte sich also der Theorie entsprechend in verstärktem Masse zeigen (vgl. Einleitung).

Noch aus einem weiteren Grund ist die Absorption der weichen Elektronen von Vorteil, werden doch gerade diejenigen Teilchen ausgeschieden, welche im Material der Quelle die grössten Winkeländerungen erfahren. Es dürfen daher dickere Quellen zugelassen werden als bei einer Messung, die sich über das gesamte β -Spektrum erstreckt. Ausserdem dürfen die Streuungen in der Luftschicht zwischen Quelle und Detektor vernachlässigt werden. Die Messung braucht daher nicht in einem Vakuumgefäss ausgeführt zu werden.

Damit ist auch die Gefahr der Streuung an nahen Wänden stark herabgesetzt.

*Präparatherstellung**). Das Isotop Mn^{56} wurde durch Neutroneneinfang aus dem natürlichen Mangan hergestellt. Eine wässrige Kaliumpermanganatlösung wurde mit thermischen Neutronen vom Cyclotron bzw. vom Tensator³⁵⁾ bestrahlt. Beim anschliessenden Filtrieren blieb das aktive Mangan zum grössten Teil auf dem Glasfilter zurück. Dieser Rückstand wurde in Salzsäure gelöst. Bei den ersten Versuchen fällten wir das Mangan (nach Zugabe von einigen mg Mangansulfat als Träger) mit Natriumhydroxyd und Wasserstoffsuperoxyd. Durch Filtrieren auf ein Papierfilter entstanden relativ dicke Präparate. Es erwies sich daher als bedeutend

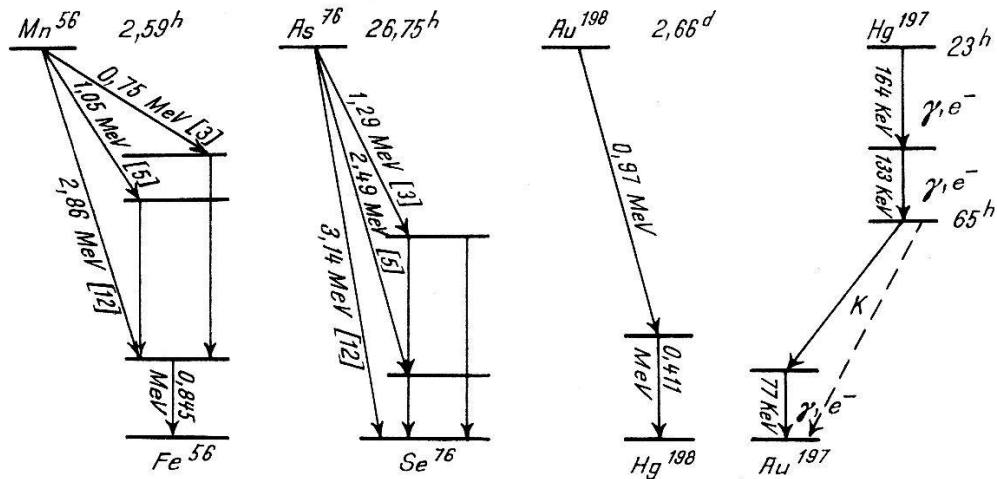


Fig. 8.

Zerfallsschemata der untersuchten Substanzen; nach ³⁴⁾ ³⁸⁾.

günstiger, die saure Lösung ohne Zugabe eines Trägers zur Trockene zu verdampfen. Der aktive Rückstand konnte dann mit wenig Wasser aufgenommen und auf eine dünne, saugfähige Unterlage (z. B. Cigarettenpapier, das wesentlich dünner ist als das gewöhnliche Filterpapier) getropft werden. Nach dem Trocknen unter der Ultrarotlampe betrug das Gewicht dieser Präparate einschliesslich Unterlage rund 3 mg/cm² (Grösse: 7 × 20 mm). Da die Ordnungszahl der streuenden Atome klein ist und zudem nur Elektronen mit Energien grösser als ca. 1 MeV registriert werden, bleibt der Einfluss der Vielfachstreuung im Präparat klein; zudem müssen ja die Elektronen im Mittel nur die halbe Schicht durchsetzen. Bei einer körnigen Struktur könnten die Winkelablenkungen allerdings

*) Herrn P. JORDAN sind wir für die sorgfältige Durchführung der chemischen Arbeiten zu Dank verpflichtet.

um einiges grösser sein als man der mittleren Schichtdicke gemäss erwarten würde.

Messungen. Bei den ersten Experimenten wurden sowohl für die Elektronen als auch für die γ -Quanten Geiger-Müller-Zählrohre verwendet. Ein Absorber (3 mm Aluminium plus 1 mm Messing) verhinderte die Zählung von Elektronen im γ -Zählrohr.

Die geringe γ -Ansprechwahrscheinlichkeit machte Messungen über lange Zeiten erforderlich. Aus zehn Bestrahlungen resultierte das Ergebnis

$$W(\pi)/W(\pi/2) = 0,99 \pm 0,03 \text{ (mittl. statist. Fehler).}$$

Bei den folgenden Messungen diente ein Scintillationszähler zur Registrierung der γ -Quanten, was sich auf die statistische Genauigkeit günstig auswirkte. Der Messingabsorber, welcher die Elektronen vom γ -Detektor abzuhalten hatte, war mit einer Schicht Presspan bedeckt, so dass die Rückdiffusion klein gehalten werden konnte.

Aus fünf Messreihen wurde der Wert

$$W(\pi)/W(\pi/2) = 1,01 \pm 0,01_5$$

gewonnen.

Die beiden Resultate sind im Rahmen der statistischen Genauigkeit miteinander verträglich und deuten auf eine isotrope Winkelverteilung hin. Auch die Messungen in der 135° -Stellung liessen keine Abweichung von der Isotropie erkennen. Eine Fälschung des Resultates durch Streuquanten ist nicht wahrscheinlich, da beim seitlichen Einschieben eines Absorbers in der 90° -Stellung (vgl. Fig. 7) kein entsprechender Differenzeffekt gefunden wurde.

Es bleibt noch zu erwähnen, dass nicht alle registrierten Koinzidenzen durch β - γ -Folgen ausgelöst wurden. Trotz der geringen γ -Ansprechwahrscheinlichkeit des β -Zählrohrs verursachten auch die im Zerfall von Mn^{56} vorkommenden γ - γ -Kaskaden Koinzidenzen. Deren Häufigkeit betrug rund 10% der β - γ -Koinzidenzen. Da es sich um ein Gemisch von zwei Kaskaden handelt, ist es unwahrscheinlich, dass diese zusätzlichen Koinzidenzen stark anisotrop verteilt sind. Es ist daher nicht nötig, am gefundenen Resultat eine Korrektur anzubringen.

b) As⁷⁶.

Zerfallsschema. Beim β -Zerfall von As^{76} treten zwei β - γ -Folgen sowie ein direkter Übergang in den Grundzustand auf (vgl. Fig. 8). Der β -Übergang auf den tieferen der beiden angeregten Zustände von Se^{76} ist seiner Zerfallskonstanten gemäss in die Gruppe der

zweifach verbotenen β -Zerfälle einzureihen (vgl. SIEGBAHN³⁶). Er ist daher für Richtungskorrelationsmessungen von Interesse. Um diese β - γ -Folge unverfälscht untersuchen zu können, muss man das weichere β -Spektrum durch Absorption eliminieren. Bei einer Absorberdicke von 0,7 mm Aluminium ist diese Bedingung hinreichend erfüllt. Eine stärkere Absorption ist nicht zulässig, weil dann die erwünschten Zerfälle gegenüber den direkt in den Grundzustand übergehenden Elektronen allzu stark benachteiligt wären. Diese direkten Zerfälle geben zwar zu keinen genetischen Koinzidenzen Anlass, überlasten jedoch den β -Zähler und bedingen zufällige Koinzidenzen.

Eine Fälschung der Messung durch die im Zerfall von As^{76} eventuell auftretenden Positronen ($< 0,1\%$; vgl. WU, HAVENS und RAINWATER³⁷) ist nicht anzunehmen, denn die mit Na^{22} vorgenommenen Experimente zeigten, dass erst wesentlich grössere Prozentsätze von Positronen zu Störungen Anlass geben können.

Präparatherstellung. Auch diese Aktivität wurde durch Neutroneneinfang hergestellt. Eine wässrige Lösung von 250 g Natriumkakodylat wurde durch Schütteln mit Tierkohle von Zersetzungsprodukten gereinigt und anschliessend mehrere Stunden mit thermischen Neutronen vom Cyclotron bestrahlt. Rund 60% des aktiven Arsens konnte durch Adsorption an Magnesiumoxydpulver (ca. fünfmaliges Ausschütteln und Filtrieren) extrahiert werden. Der aktive Rückstand wurde in Salzsäure gelöst. Nach Zugabe von 0,5 mg Arsen als Träger erfolgte die Fällung mit Schwefelwasserstoff. Es liess sich dabei eine gleichzeitige Ausscheidung von Schwefel nicht völlig vermeiden. Es war daher nicht zweckmässig, die gesamte Fällung auf ein Papierfilter zu filtrieren. Besser war es, zunächst ein Glasfilter zu verwenden und das aktive Arsensulfid im Rückstand mit einer Mischung aus Ammoniak und wenig Wasserstoffsuperoxyd herauszulösen. Das Präparat konnte nun, analog zum Mn^{56} , durch Auftropfen auf eine dünne Unterlage und Eindampfen des Lösungsmittels hergestellt werden. Das Gewicht einschliesslich Unterlage betrug 6 bis 8 mg/cm².

Messungen. Die γ -Quanten wurden mit einem Scintillationszähler registriert. Als β -Detektor diente bei einem Teil der Messungen ein Geiger-Müller-Zählrohr, beim Rest ein Scintillationszähler mit dünnem Anthracenkristall. Die Dicke des β -Absorbers betrug 0,7 mm Aluminium.

Da die Messungen in der Zwischenstellung 135° mit der Annahme einer reinen $1 + A \cdot \cos^2 \Theta$ -Verteilung verträglich waren, konnten die im § 2 unter dieser Voraussetzung hergeleiteten Korrektur-

formeln benützt werden. Als Mittelwert über vier unabhängige Messreihen ergab sich:

$$A = +0,08 \pm 0,02 \quad (\beta\text{-Absorberdicke } 0,7 \text{ mm Al}).$$

Zusätzliche Messungen zeigten, dass dieser Anisotropieeffekt bei Verwendung eines dünneren β -Absorbers (0,1 mm Al) auf etwa die Hälfte sinkt. Diese Tatsache braucht allerdings nicht als eine Bestätigung der Theorie angesehen zu werden, da bei Messungen mit einem so dünnen Absorber ein Teil der Koinzidenzen vom 1,29 MeV-Übergang herrührt. Auch muss mit einer stärkeren Verwischung der Anisotropie durch die Vielfachstreuung im Präparat gerechnet werden, wenn Elektronenenergien bis herab zu etwa 200 KeV an der Messung beteiligt sind.

c) Au^{198} .

Als Kontrollexperiment für die Apparatur wurde die β - γ -Richtungskorrelation beim Au^{198} gemessen. Mehrere Autoren haben bei diesem Isotop eine praktisch isotrope Richtungsverteilung gefunden (vgl. ²¹⁾ ²⁴⁾ ²⁵⁾).

Die eigenen Messungen liessen sich durch eine Verteilungsfunktion von der Form $1 + A \cdot \cos^2(\Theta)$ mit

$$A = +0,017 \pm 0,015 \text{ (mittl. statist. Fehler)}$$

ausgleichen. Dieses Resultat ist im Rahmen der zu erwartenden Messgenauigkeit mit den Angaben der zitierten Autoren verträglich.

Hg^{197} .

2. e^-e^- -Koinzidenzen.

Zerfallsschema. Der Zerfall von Hg^{197} ist kürzlich von FRAUENFELDER, HUBER, DE SHALIT und ZÜNTI³⁸⁾ untersucht worden (vgl. Fig. 8). Demgemäss ist die auftretende Kaskade nicht dem Isotop Au^{197} , sondern dem Hg^{197} zuzuschreiben. Da beide γ -Übergänge stark konvertiert sind, eignet sich diese Aktivität für Richtungskorrelationsmessungen zwischen sukzessiven Konversionselektronen. Um die Verhältnisse bei den Messungen zu vereinfachen, wurden die Elektronen beim Eintritt ins Zählrohr mit 6 mg/cm² Glimmer gefiltert. Die Konversionselektronen der 77 KeV- γ -Linie sowie die K -Konversionselektronen in der Kaskade wurden dadurch unterdrückt*). Es wurden also vorwiegend Koinzidenzen zwischen sukzessiven L -Konversionselektronen gemessen. Unter diesen Umständen ist allerdings ein Vergleich mit der Theorie von GARDNER¹¹⁾ nicht möglich. In jener Arbeit werden nur Konversionselektronen behandelt, die sich ursprünglich in einem s -Zustand befanden. Bei den L -Konversionselektronen kommen jedoch im allgemeinen sowohl $2s$ - als auch $2p$ -Zustände in Frage.

*) Diese Dicke verhindert zugleich das Auftreten von Streukoinzidenzen (vgl. § 2, Abschnitt 9).

Präparatherstellung. Zur Erzeugung der Aktivität diente die $\text{Au}(p,n)$ -Reaktion. Von der am Cyclotron bestrahlten Goldtarget wurde die oberste, das Hg^{197} enthaltende Schicht abgehobelt. Die aktiven Späne wurden in ein Kohleschiffchen gebracht und im Vakuum auf ca. 900°C erhitzt. Dabei diffundieren die Quecksilberatome aus dem Gold heraus und verdampfen. Der aus dem Schiffchen austretende Molekularstrahl traf zusammen mit einem gleichzeitig erzeugten Strahl inaktiven Golddampfes auf den Auffänger und wurde dort fixiert (Näheres über diese Doppelstrahlmethode vgl. FRAUENFELDER³⁹⁾). Als Auffänger eignete sich eine dünne, auf einen geschliffenen Steinsalzkristall aufgedampfte Aluminiumschicht. Nach dem Aufdampfen der Aktivität wurde dieser Aluminiumfilm durch Eintauchen in Wasser von seiner Steinsalzunterlage befreit und auf eine Kollodiumfolie übertragen. Die totale Dicke von Quelle und Unterlage überstieg in keinem Fall $0,25\text{ mg/cm}^2$.

Messungen. Über die experimentellen Resultate ist bereits ein vorläufiger Bericht erschienen⁴⁰⁾. Die Messungen wurden in einem Vakuumgefäß von 30 cm Durchmesser ausgeführt. Dessen Wände, sowie auch die Zählrohre, waren zur Herabsetzung der Rückdiffusion von Elektronen mit einer Hartgummischicht bekleidet. Die Anordnung von Quelle und Zählern entsprach dem in Fig. 5 angedeuteten Schema.

Die zusammengefassten Resultate von drei Messreihen sind in Fig. 9 dargestellt. Zur Auswertung wurde das Formelsystem von Tabelle II in leicht modifizierter Form (zusätzliche Korrektur auf Vielfachstreuung; ovale Form der Zählrohrfenster) verwendet. Mit diesen Formeln lassen sich die zu erwartenden Messresultate für eine vorgegebene Anisotropiekonstante A berechnen. Die Aufgabe besteht nun darin, denjenigen Wert von A zu bestimmen, der die beste Übereinstimmung mit den Messpunkten liefert (Kurve in Fig. 9).

Diese Ausgleichsrechnung ergab das folgende Resultat:

$$A = +0,24 \pm 0,03.$$

Die Messpunkte in den Zwischenstellungen 45° und 225° sind mit der Annahme einer Winkelverteilung von der Form $1 + A \cdot \cos^2 \Theta$ verträglich. Das Vorhandensein eines Gliedes $\sim \cos^4 \Theta$ lässt sich jedoch nicht mit Sicherheit ausschliessen, weil die Messungen auf die Beimischung eines solchen Terms nur wenig empfindlich sind.

Diese beim Hg^{197} gefundene, ausgesprochen starke e^-e^- -Richtungskorrelation lässt weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet aussichtsreich erscheinen. Leider ist jedoch die Auswahl der für

eine solche Messung in Frage kommenden Zerfälle ziemlich beschränkt. Auch wird die theoretische Interpretation bei einem merklichen Beitrag der L -Konversion aus den erwähnten Gründen stets mit gewissen Schwierigkeiten verbunden sein. Die Situation ist also etwas weniger günstig als bei den γ - γ -Koinzidenzen, wo den zitierten Arbeiten gemäss immerhin schon in mehreren Fällen eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie erreicht worden ist.

Am wenigsten abgeklärt ist das Gebiet der β - γ -Richtungskorrelation. Die vorliegenden Messungen am As^{76} lassen es zusammen

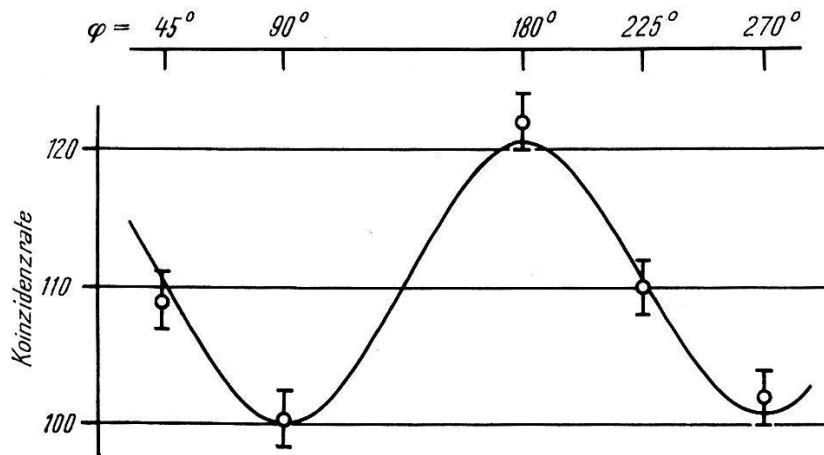


Fig. 9.

$e^- - e^-$ -Richtungskorrelation beim Hg^{197} .

Punkte: gemessene Koinzidenzraten.

Kurve: für die Verteilung $W(\Theta) = 1 + 0,24 \cos^2 \Theta$ zu erwartende Koinzidenzraten (unter Berücksichtigung des endlichen Winkelauflösungsvermögens).

mit anderen Arbeiten^{23) 24) 26)} immerhin als wahrscheinlich erscheinen, dass der gesuchte Effekt existiert. Es ist aber kaum zu erwarten, dass die β - γ -Richtungskorrelationsmessungen in Zukunft ein allgemein brauchbares Mittel zur Bestimmung von Drehimpulsen sein wird. Nur in wenigen Fällen darf man erwarten, dass sämtliche zu einer erfolgreichen Messung des Effektes notwendigen Bedingungen erfüllt sind.

Als Ziel für weitere Untersuchungen wird man daher eher eine Prüfung der Wechselwirkungsansätze in der β -Zerfallstheorie anstreben. Zu diesem Zweck sollte eine β - γ -Folge gefunden werden, bei der möglichst viele Bestimmungsdaten bekannt sind, und an welcher eine eindeutige Winkelkorrelation messbar ist.

Wir danken Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. Der A.G. BROWN, BOVERI & Cie. sind wir für finanzielle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis.

- 1) J. V. DUNWORTH, Rev. Sci. Instr. **11**, 167 (1940).
- 2) D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
- 3) G. GOERTZEL, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
- 4) D. S. LING und D. L. FALKOFF, Phys. Rev. **74**, 1224 (A) (1948).
- 5) D. S. LING und D. L. FALKOFF, Phys. Rev. **76**, 431 (L) (1949).
- 6) D. S. LING und D. L. FALKOFF, Phys. Rev. **76**, 1639 (1949).
- 7) D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **74**, 782 (1948).
- 8) D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **60**, 168 (A) (1941).
- 9) D. L. FALKOFF und G. E. UHLENBECK, Phys. Rev. **73**, 649 (A) (1948).
- 10) M. FIERZ, H.P.A. **22**, 489 (1949).
- 11) J. W. GARDNER, Proc. Phys. Soc. **62**, 763 (1949).
- 12) B. T. FELD, Phys. Rev. **76**, 168 (A) (1949).
- 13) C. N. YANG, Phys. Rev. **74**, 764 (1948).
- 14) S. KIKUCHI, Y. WATASE und J. ITOH, Zeitschr. f. Phys. **119**, 185 (1942).
- 15) R. BERINGER, Phys. Rev. **63**, 23 (1943).
- 16) W. M. GOOD, Phys. Rev. **70**, 978 (1946).
- 17) L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **72**, 870 (L) (1947).
- 18) L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **74**, 1541 (L) (1948).
- 19) M. DEUTSCH und F. METZGER, Phys. Rev. **74**, 1542 (L) (1948).
- 20) M. A. GRACE, R. A. ALLEN und H. HALBAN, Nature **164**, 538 (L) (1949).
- 21) R. L. GARWIN, Phys. Rev. **76**, 1876 (L) (1949).
- 22) M. FUCHS und E. S. LENNOX, Phys. Rev. **79**, 221 (1950).
- 23) D. T. STEVENSON und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **78**, 640 (A) (1950).
- 24) R. STUMP und S. FRANKEL, Phys. Rev. **79**, 243 (1950).
- 25) S. L. RIDGWAY, Phys. Rev. **79**, 243 (1950).
- 26) T. M. NOVEY, Phys. Rev. **78**, 66 (L) (1950).
- 27) A. H. WARD und D. WALKER, Nature **163**, 168 (L) (1949).
- 28) A. LUNDBY, Phys. Rev. **76**, 993 (L) (1949).
- 29) W. BOTHE, Handb. d. Physik, Bd. 22/2, Springer, Berlin (1933).
- 30) F. BOEHM und M. WALTER, H.P.A. **22**, 378 (1949).
- 31) O. HUBER, F. HUMBEL, H. SCHNEIDER und R. STEFFEN, H.P.A. **22**, 418 (1949).
- 32) J. KURSHAN, Rev. Sci. Instr. **18**, 647 (1947).
- 33) H. DEN HARTOG, F. A. MÜLLER und N. F. VERSTER, Physica **13**, 251 (1947).
- 34) I. MATTAUCH und A. FLAMMERSFELD, Isotopenbericht (Sonderheft d. Zeitschr. f. Naturforschung, Tübingen 1949).
- 35) E. BLEULER und W. ZÜNTI, H.P.A. **19**, 137 (1946).
- 36) K. SIEGBAHN, Ark. Mat., Astronom. Fysik, Ser. A, **34**, Nr. 7 (1947).
- 37) C. S. WU, W. W. HAVENS, Jr. und L. J. RAINWATER, Phys. Rev. **74**, 1248 (A) (1948).
- 38) H. FRAUENFELDER, O. HUBER, A. DE SHALIT und W. ZÜNTI, Phys. Rev. **79**, 1029 (1950).
- 39) H. FRAUENFELDER, H.P.A. **23**, 347 (1950).
- 40) H. FRAUENFELDER, M. WALTER und W. ZÜNTI, Phys. Rev. **77**, 557 (L) (1950).
- 41) F. METZGER und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **78**, 551 (1950).
- 42) E. L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **78**, 558 (1950).