**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 25 (1952)

**Heft:** IV

**Artikel:** Bestimmung des magnetischen Momentes eines angeregten Kernes (Cd^111)

**Autor:** Aeppli, H. / Albers-Schönberg, H. / Frauenfelder, H.

**DOI:** https://doi.org/10.5169/seals-112313

**Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

**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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

**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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

**Download PDF:** 08.08.2025

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

# Bestimmung des magnetischen Momentes eines angeregten Kernes ($Cd^{111}$)

von **H. Aeppli, H. Albers-Schönberg, H. Frauenfelder** und **P. Scherrer.**
Physikalisches Institut der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich.

(20. II. 1952.)

*Summary.* A method for determining the $g$-factor of the intermediate state of a nuclear $\gamma$-$\gamma$-cascade is described. The method consists in measuring the angular correlation of the two successive $\gamma$-rays as a function of an external magnetic field perpendicular to the plane of the $\gamma$-rays. A full account is given of the apparatus and of the various corrections involved in the measurement.

The method has been applied to the cascade of $Cd^{111}$, giving a $g$-factor of $g = -0.28 \pm 0.05$ for the intermediate (247 KeV) level. Because this state has a spin of 5/2, the magnetic moment becomes $\mu$ (247 KeV) $= -(0.70 \pm 0.12)\ \mu_k$.

## I. Einleitung.

### 1. *Übersicht.*

Untersuchung und Deutung der magnetischen Momente derAtomkerne bilden in den letzten Jahren eines der zentralen Probleme der Kernphysik. Schon 1937 hat SCHMIDT[1]) unter Annahme eines Einteilchenmodells einfache Formeln für den Zusammenhang zwischen Spin und magnetischem Moment der Kerne aufgestellt (Schmidt-Linien). Das damals vorliegende Material wurde in den letzten Jahren, hauptsächlich durch Kernresonanzexperimente, sehr stark erweitert. Andererseits wurde ebenfalls in den letzten Jahren die alte Idee[2]) einer weitgehend auf dem Einteilchenmodell aufgebauten Schalenstruktur der Kerne wieder aufgegriffen, erweitert und teilweise theoretisch begründet[3–6]) *). Nach dem Einteilchenmodell sollte zu erwarten sein, dass die magnetischen Momente aller Kerne auf den Schmidt-Linien liegen. Experimentell hat sich jedoch gezeigt, dass mit wenigen Ausnahmen alle Momente *zwischen* diesen Kurven liegen. Diese Abweichung hat schon zu sehr vielen Deutungsversuchen Anlass gegeben, z. B. [8–15]).

Alle bisherigen experimentellen Methoden ermöglichen die Messung des magnetischen Momentes nur im Grundzustand stabiler

*) Eine gute Übersicht über die Schalenstruktur z. B. bei HEISENBERG[7]).

oder eventuell langlebiger radioaktiver Kerne[16]). In keinem Falle aber ist das magnetische Moment in mehr als einem Zustand des gleichen Kernes bekannt. Für einen Entscheid zwischen den verschiedenen oben erwähnten Theorien wäre jedoch die Kenntnis der magnetischen Momente in angeregten Zuständen von grosser Bedeutung.

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der magnetischen Momente des Kernes in einem kurzlebigen angeregten Zustand bietet, wenigstens für gewisse Fälle, die in den letzten Jahren entwickelte Methode der Messung der Richtungskorrelation zweier von einem Kern sukzessive emittierter $\gamma$-Strahlen. Die von HAMILTON[17]) vorausgesagte Anisotropie solcher Winkelverteilungen ist zuerst von BRADY und DEUTSCH[18]) eindeutig festgestellt worden. Die Richtungskorrelation hängt von der Multipolordnung der beiden Strahlungen und von den Drehimpulsen der drei beteiligten Niveaus ab. Schon HAMILTON[17]) hat darauf hingewiesen, dass die Anisotropie nur dann den theoretischen Wert erreicht, wenn der mittlere Zustand der Kaskade nicht durch das eventuell vorhandene enorme Magnetfeld der Elektronenhülle ($10^5$ bis $10^6$ Oersted) gestört wird. GOERTZEL[19]) hat später diese Idee aufgenommen und den Einfluss der Atomhülle auf die Richtungskorrelation berechnet. Zusätzlich hat er gezeigt, dass durch ein starkes Magnetfeld, welches in Richtung eines Quants angelegt wird, eine durch das Magnetfeld der Hülle verursachte Störung weitgehend aufgehoben werden kann. BRADY und DEUTSCH[20]) haben erwähnt, dass durch Beobachtung der Richtungskorrelation in einem äussern Magnetfeld bei genügend langer Halbwertszeit des mittleren Zustandes und bei vernachlässigbar kleinen Hüllenfeldern der $g$-Faktor des mittleren Zustandes gemessen werden kann.

Versuche von BRADY und DEUTSCH[20]), den Einfluss verschiedener chemischer Bindungen und den eines äusseren Magnetfeldes auf die Richtungskorrelation einiger Isotope ($Ti^{46}$, $Ni^{60}$, $Sr^{88}$, $Pd^{106}$, $Ba^{134}$) nachzuweisen, verliefen ergebnislos.

Ein für solche Untersuchungen sehr günstiger Fall liegt in der $\gamma$-$\gamma$-Kaskade des Cadmiumisotopes $Cd^{111}$ vor, dessen Zerfallsschema von McGINNIS[21]) sehr sorgfältig untersucht worden ist. Die Anisotropie der Kaskade ist zuerst von BOEHM und WALTER[22]) zu $A = -0{,}07 \pm 0{,}04$ bestimmt worden. Da die Halbwertszeit des mittleren Zustandes der Kaskade relativ gross ist ($8{,}6 \cdot 10^{-8}$ sec), ist zu erwarten, dass sich die Richtungskorrelation sowohl durch ein äusseres Magnetfeld von ca. 10000 Oersted, wie auch durch innere Felder beeinflussen lässt. Die Beeinflussung durch innere Felder kann durch Wechselwirkung des magnetischen Kernmomentes mit

einem Magnetfeld oder auch durch Kopplung des elektrischen Kernquadrupolmomentes mit einem inhomogenen elektrischen Feld erfolgen. Diese Felder können durch die eigene Elektronenhülle oder durch benachbarte Atome erzeugt werden. Ein erster Versuch zur Feststellung einer Beeinflussung durch innere Felder verlief jedoch auch an diesem Isotop erfolglos[23]).

Der erste eindeutige Nachweis eines solchen Effektes ergab sich durch Messung der Korrelation an Quellen, bei denen das $Cd^{111}$ in verschiedene Medien eingebaut wurde[24–26]). Beim Einbau des $Cd^{111}$ in Ionenkristalle verschwindet die Anisotropie vollständig, beim Einbau in Silber steigt sie dagegen über den früher gemessenen Wert hinaus bis auf $A = -0{,}20 \pm 0{,}01$. Die verschiedenen Quellen gestatten nun, in einem äusseren Magnetfeld die beiden folgenden Effekte zu untersuchen: Einerseits kann bei Quellen maximaler Anisotropie ein Magnetfeld senkrecht zur Ebene der beiden Quanten angelegt werden. Dann lässt sich aus der Schwächung der Anisotropie durch das Magnetfeld mit Hilfe der Formeln von ALDER[27]) [28]) der $g$-Faktor des mittleren Zustandes bestimmen. Andererseits kann mit Quellen kleinerer oder verschwindender Anisotropie der von GOERTZEL[19]) vorgeschlagene Versuch einer Wiederherstellung der ungestörten Richtungskorrelation durch Anlegen eines Magnetfeldes in Richtung des einen Quantes ausgeführt werden. Ein negatives Resultat dieses Versuches würde darauf hinweisen, dass die Störung nicht durch das Magnetfeld der Hülle, sondern durch andere Felder erfolgt.

In der vorliegenden Arbeit berichten wir über die Untersuchung der ersten der beiden erwähnten Möglichkeiten, die Bestimmung des $g$-Faktors des tiefsten angeregten Zustandes von $Cd^{111}$. Die provisorischen Messungen sind bereits in einer kurzen Mitteilung veröffentlicht worden[29]). Die Untersuchung der zweiten Möglichkeit ist zur Zeit im Gange.

Damit ist in einem ersten Fall das magnetische Moment eines Kernes in zwei Zuständen bekannt. Obwohl die Anwendung dieser Methode an viele Voraussetzungen gebunden ist, sollte es trotzdem möglich sein, weitere angeregte Zustände damit zu untersuchen.

## 2. *Theorie.*

Wir beschränken uns darauf, die für das Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendigen Formeln zu zitieren und eine einfache klassische Interpretation zu geben. Für alle weiteren Angaben verweisen wir auf die Arbeiten von ALDER[27]) [28]), denen wir hier folgen.

Ausgehend von einer Formel von GOERTZEL[19]), zeigt ALDER, dass für die Emissionswahrscheinlichkeit zweier sukzessiver Quanten mit den Richtungen $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ in einem Magnetfeld gilt:

$$W(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \sum_{r,k} G_k^r \, a_k \frac{1}{2\,k+1} \, Y_k^r(\vec{k}_1) \, Y_k^{r*}(\vec{k}_2) \,. \tag{1}$$

Dabei sind $Y_k^r(\vec{k}_i)$ Kugelfunktionen (spherical harmonics). Die Koeffizienten $a_k$ sind vollständig unabhängig vom Magnetfeld am Ort des Kerns, der ganze Einfluss des Feldes steckt in den Schwächungsfaktoren $G_k^r$. In diesem Ausdruck (1) ist zunächst sowohl die Wirkung des magnetischen Momentes der Elektronenhülle wie auch diejenige eines äusseren Magnetfeldes enthalten. Für den uns interessierenden Fall, in welchem nur ein äusseres Magnetfeld vorhanden ist, das magnetische Moment der Hülle also verschwindet, folgt:

$$G_k^r = \frac{1}{(1 - i\,r\,\omega\,\tau)} \quad \text{(unabhängig von } k) \tag{2}$$

wobei

$$\omega = \frac{g\,\mu_K\,H}{\hbar} \tag{3}$$

ist. Hierin bedeuten $g$ den $g$-Faktor, $\tau$ die Lebensdauer des mittleren Zustandes und $\mu_k$ das Kernmagneton.

Wenn das Magnetfeld senkrecht zur Ebene der beiden registrierten Quanten steht, vereinfacht sich Formel (1) weiter zu:

$$W(\Theta, H) = \sum_r \frac{b_r}{1 - i\,r\,\omega\tau} \, e^{i\,r\,\Theta} . \tag{4}$$

Dabei bedeutet $\Theta$ den Winkel zwischen den beiden Quanten, die Koeffizienten $b_r$ sind ebenfalls feldunabhängig. Das magnetische Feld bewirkt also eine Schwächung und gleichzeitig eine Phasenverschiebung.

Falls die Detektoren die beiden emittierten Quanten nicht unterscheiden können, was bei den meisten experimentellen Anordnungen zutrifft, wird die Phasenverschiebung herausgemittelt, und es folgt für den Schwächungsfaktor:

$$G_k^r = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{1 - i\,r\,\omega\tau} + \frac{1}{1 + i\,r\,\omega\tau}\right] = \frac{1}{1 + (r\,\omega\tau)^2} \,. \tag{5}$$

Eine Messung der Richtungskorrelation als Funktion der Feldstärke mit solchen Detektoren kann also nur den Betrag, nicht aber das Vorzeichen des $g$-Faktors liefern.

Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchte $\gamma$-$\gamma$-Kaskade des Isotops $Cd^{111}$ wurde festgestellt, dass sich die Korrelationsfunktion $W(\Theta)$ bei Abwesenheit eines äusseren Magnetfeldes sehr gut durch eine Verteilungsfunktion der Form

$$W(\Theta) = 1 + A_2 \cos^2 \Theta \tag{6}$$

darstellen lässt (vgl. Abschnitt 3). Damit reduziert sich die Formel (4) — unter Annahme von idealen Detektoren, die nur für je eine Quantensorte empfindlich sind — auf folgenden Ausdruck:

$$W(\Theta, H) = 1 + \frac{b_2}{1+(2\,\omega\tau)^2} \cdot [\cos 2\,\Theta \mp 2\,\omega\tau \sin 2\,\Theta], \tag{7}$$

wobei zwischen $A_2$ und $b_2$ die einfache Beziehung besteht:

$$b_2 = \frac{A_2}{2+A_2}. \tag{8}$$

Das Vorzeichen des $\sin 2\Theta$-Termes hängt von der Richtung des Magnetfeldes ab.

Sind beide Detektoren wiederum gleich empfindlich, so verschwindet der $\sin 2\Theta$-Term und es bleibt

$$\boxed{\begin{gathered} W(\Theta, H) = 1 + b_2' \cos 2\,\Theta \\ \text{mit } b_2' = \frac{b_2}{1+(2\,\omega\tau)^2}. \end{gathered}} \tag{9}$$

Diese Formel gilt jedoch nur dann, wenn die Richtungskorrelation ohne Rücksicht auf die individuellen Lebensdauern im mittleren Zustand gemessen wird. Die für solche Messungen verwendeten Koinzidenzanordnungen besitzen jedoch ein gewisses Auflösungsvermögen, das durch die Auflösungszeit $\tau_0$ charakterisiert wird. Da das zweite Quant aber immer erst eine bestimmte Zeit $t$ nach dem ersten emittiert wird, registriert die Koinzidenzanordnung das Quantenpaar nicht mehr, wenn $t > \tau_0$. Gerade die Winkelverteilung solcher „langlebiger" Prozesse wird durch das Magnetfeld am stärksten beeinflusst. Es ist deshalb zu erwarten, dass durch das endliche Auflösungsvermögen der Verlauf der Anisotropie in Funktion der Feldstärke $H$ verfälscht wird.

Alder*) hat für den Fall, dass nur Zerfallsprozesse registriert

*) Mündliche Mitteilung.

werden, die innerhalb der Auflösungszeit $\tau_0$ erfolgen, die folgende Formel angegeben:

$$\left.\begin{aligned} W(\Theta, H, \tau_0) &= 1 + b_2'' \cos 2\,\Theta \\ b_2'' &= b_2' \frac{1 - e^{-\tau_0/\tau}\,[\cos(2\,\omega\tau_0) - 2\,\omega\tau \sin(2\,\omega\tau_0)]}{1 - e^{-\tau_0/\tau}}\,. \end{aligned}\right\} \qquad 10)$$

Es ist zu bemerken, dass man nach dieser Formel bei fester Feldstärke $H$ durch Variation der Auflösungszeit $\tau_0$ grundsätzlich den $g$-Faktor auch messen kann.

Um die Korrektur (10) möglichst klein zu halten, sollte man die Auflösungszeit $\tau_0$ möglichst gross wählen. Dadurch steigt aber die Zahl der „zufälligen Koinzidenzen" stark an (vgl. Abschnitt 9). Der optimale Wert von $\tau_0$ wird durch die Messtechnik bestimmt.

Die oben angegebenen Formeln sind wellenmechanisch abgeleitet worden. Wir wollen im Folgenden noch kurz zeigen, dass auch eine einfache halbklassische Überlegung die Formeln (7), (9) und (10) liefert. Wir skizzieren die Rechnung, weil sie zeigt, dass das Vektormodell und der klassische Begriff der Präzession des Kernspins um die Richtung des angelegten Feldes den vorliegenden Fall wiedergeben:

Die Larmorfrequenz $\omega$ der Präzession des Spins um die Feldrichtung wird durch den Ausdruck (3) gegeben. Dabei hängt der Drehsinn vom Vorzeichen des $g$-Faktors ab (positiver Drehsinn bei negativem Wert von $g$). Wird zur Zeit $t = 0$ der erste $\gamma$-Strahl emittiert und zur Zeit $t$ der zweite, so beträgt der zurückgelegte Präzessionswinkel $\psi$:

$$\psi = \omega \cdot t\,.$$

Wenn die Feldrichtung senkrecht zur Ebene der Quanten steht, geht die Korrelationsfunktion $W^*(\Theta)$ für dieses Quantenpaar über in $W^*(\Theta - \psi(H))$. Gemessen wird der Mittelwert über alle diese individuellen Funktionen:

$$W(\Theta, H) = \frac{\int_0^{\tau_0} W^*(\Theta - \omega\,t)\, e^{-t/\tau} \cdot dt}{\int_0^{\tau_0} e^{-t/\tau} \cdot dt}\,. \qquad (11)$$

Die Integration erstreckt sich von $t = 0$ bis zur Auflösungszeit $\tau_0$ der Koinzidenzanordnung. Nun ist

$$\begin{aligned} W^*(\Theta, H) &= 1 + b_2 \cos 2(\Theta - \psi) \\ &= 1 + b_2(\cos 2\,\Theta \cos 2\,\psi + \sin 2\,\Theta \sin 2\,\psi)\,. \end{aligned}$$

Damit führt der Ausdruck (11) auf eine elementare Integration und man erhält direkt für unendlich grosse Auflösungszeit $\tau_0$ die Formeln (7) bzw. (9) und für endliches $\tau_0$ den Ausdruck (10).

### 3. *Die γ-γ-Kaskade des* $Cd^{111}$.

Damit durch den Einfluss eines äusseren Magnetfeldes auf die Richtungskorrelation einer γ-γ-Kaskade der $g$-Faktor des mittleren Zustandes bestimmt werden kann, muss die Kaskade verschiedene Bedingungen erfüllen:

1. Die γ-Strahlen der Kaskade sollen gut nachweisbar sein und eine messbare Anisotropie der Richtungskorrelation aufweisen. Das Zerfallsschema muss gut bekannt sein.

2. Durch geeignete Herstellung der radioaktiven Quellen soll die Elektronenhülle der aktiven Atome und deren Umgebung so beschaffen sein, dass die Störung durch innere elektrische und magnetische Felder am Ort des Kernes vernachlässigbar ist.

3. Die Halbwertszeit des mittleren Zustandes darf weder zu gross noch zu klein sein. Ist die Halbwertszeit kleiner als etwa $10^{-8}$ sec,

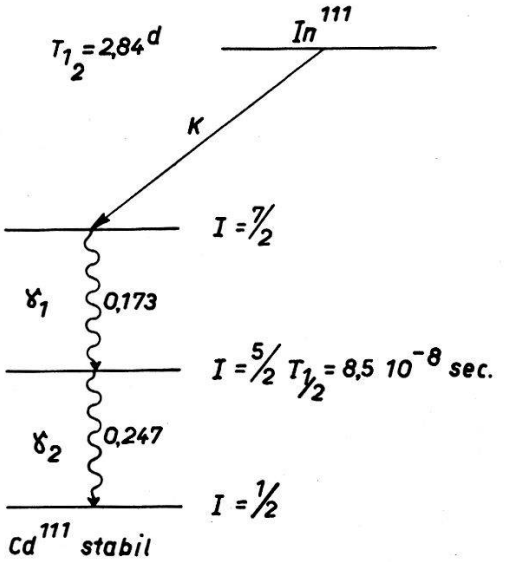


Fig. 1.
Zerfallsschema des $In^{111}$.

so genügen die heute im Laboratorium verfügbaren Feldstärken nicht, um die Anisotropie merklich zu schwächen. — Die obere Grenze der Halbwertszeit wird dagegen durch verschiedene Faktoren festgelegt (zufällige Koinzidenzen, Störung durch magnetische Momente benachbarter Atome und Kerne) und wird zwischen $10^{-3}$ und $10^{-5}$ sec liegen.

Die Kaskade des $Cd^{111}$ erfüllt alle diese Forderungen. Die uns interessierenden Niveaus dieses von McGinnis[21]) untersuchten Isotops sind in Fig. 1 dargestellt.

Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ des mittleren Zustandes wurde von Deutsch[30]), McGowan[31]) und Steffen[32]) gemessen. Wir haben

den Wert von STEFFEN, $T_{1/2}=(8{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-8}$ sec, verwendet. Dieser Wert stimmt mit unserer Messung der Halbwertszeit durch die Koinzidenzverluste (vgl. Abschnitt 9) sehr gut überein.

Die Richtungskorrelation der Kaskade ist von AEPPLI, FRAUENFELDER und WALTER[26]) mit Quellen, in denen die radioaktive Muttersubstanz $In^{111}$ in Silber eingebaut ist, ausführlich gemessen und diskutiert worden. Das Ergebnis der Messungen lässt sich darstellen durch

$$W(\Theta) = 1 + A_2 \cos^2 \Theta + A_4 \cos^4 \Theta,$$

$$A_2 + A_4 = -0{,}20 \pm 0{,}01,$$

$$|A_4| < 0{,}1.$$

Aus der Interpretation der Richtungskorrelation folgt dann eindeutig, dass der Beitrag des $\cos^4$-Termes vernachlässigbar klein ist.

Für die vorliegende Untersuchung haben wir ausschliesslich Quellen benützt, in denen das radioaktive Isotop mit Hilfe der Doppelstrahlmethode[35]) in Silber eingebaut worden ist. Bei der Herstellung wurde die aus Aluminium bestehende Auffängerfolie auf einer Temperatur von ca. 300°C gehalten.

## II. Apparatur.

Alle Richtungskorrelationsmessungen dieser Arbeit wurden mit Szintillationszählern ausgeführt. Der Vorteil gegenüber den Geiger-Müller-Zählern liegt einerseits in der viel grösseren Ansprechwahr-

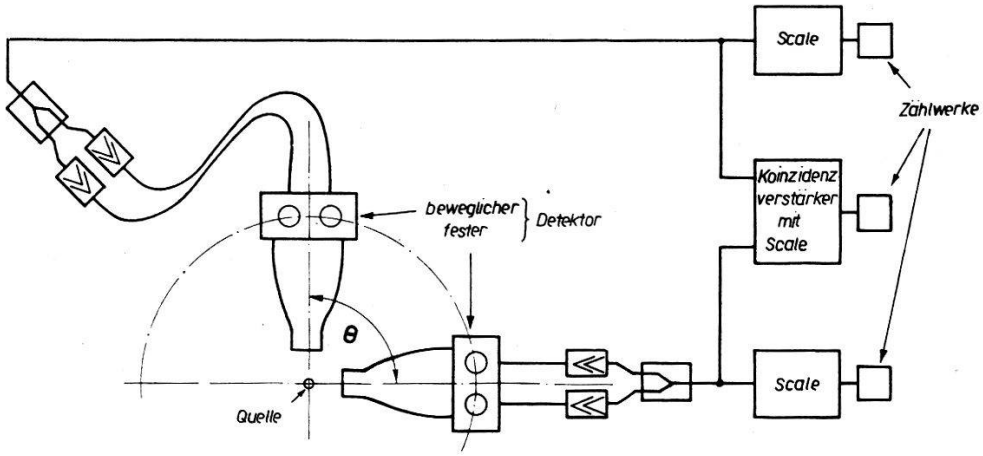


Fig. 2.
Blockschema.

scheinlichkeit für $\gamma$-Quanten (vgl. Abschnitt 8) und andererseits in der kleineren Totzeit des Zählers. Die Statistik der registrierten Koinzidenzen wird damit in der gleichen Messzeit sehr viel besser als bei Zählrohrmessungen.

### 4. *Die γ-Detektoren und die Koinzidenzmischung.*

Das Prinzip der Anordnung geht aus dem Blockschema, Fig. 2, hervor. Der bewegliche Detektor wird um das Zentrum, wo sich die Quelle befindet, gedreht und schliesst mit dem feststehenden Detektor den Winkel $\Theta$ ein.

Die γ-Detektoren der beiden Kanäle sind gleich konstruiert. Jeder besitzt einen zylindrischen Anthracenkristall von 20 mm Durchmesser und 24 mm Länge und je zwei Elektronenvervielfacher (Photomultiplier „1 P 21"). Das Lichtleitersystem zwischen dem Anthracenkristall und den beiden Multipliern besteht aus zwei zusammengekitteten Plexiglaskörpern, die je die Gestalt eines angeschnittenen

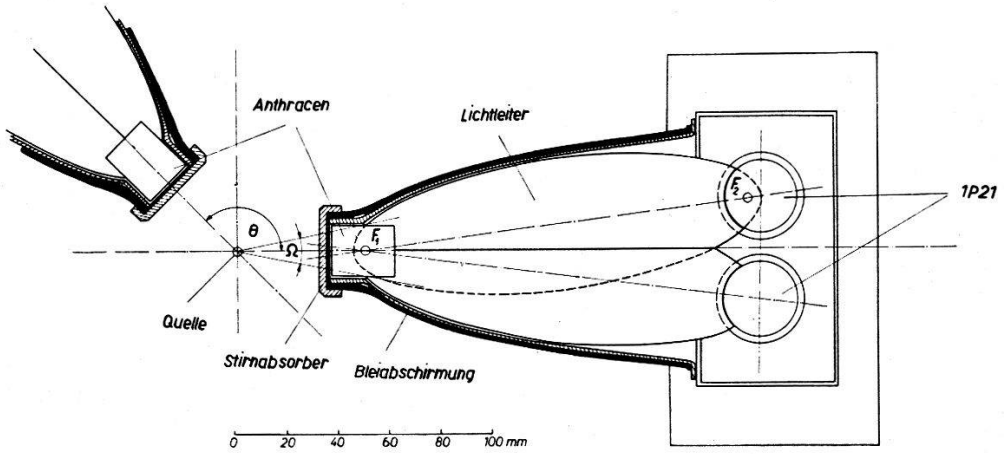


Fig. 3.
γ-Detektoren.

Rotationsellipsoides haben (vgl. Fig. 3). Der Vorteil eines ellipsoidisch geformten Lichtleiters gegenüber normalen zylindrischen Lichtleitern geht aus einer Brennstrahleneigenschaft der Ellipse hervor und ist besonders ausgeprägt bei nicht zu grossen Leuchtstoffvolumina. Der Grund, warum man bei jedem Kristall zwei Multiplier verwendet, erklärt sich durch folgende Überlegung: Da eine möglichst grosse Ansprechwahrscheinlichkeit erwünscht ist, muss man erstens die Multiplier mit relativ hohen Spannungen betreiben und zweitens die Impulse wenig diskriminieren, um Impulse kleinerer Amplituden nicht zu verlieren. Um dennoch nicht einen unerträglich hohen Nulleffekt zu bekommen, verwendet man für jeden Zähler zwei Multiplier. In einer Koinzidenzmischung werden die statistisch verteilten Untergrundimpulse, die hauptsächlich durch die thermischen Elektronen der Photokathode bedingt sind, grösstenteils unterdrückt, während die Impulse, hervorgerufen durch die Szintillationen, koinzident in die Mischung gelangen und damit durchgelassen werden. Da man zwischen dem beweglichen Detektor und

dem zugehörigen feststehenden Verstärker relativ lange Kabel benötigt, kommt unmittelbar nach den Vervielfachern je eine Kathodenfolgestufe. Nach den dreistufigen Verstärkern folgt die genannte Koinzidenzmischung (eine Germaniumdioden-Schaltung), dann der Diskriminator, ein Multivibrator und nochmals eine Kathodenfolgestufe vor dem längeren Kabel zu dem Koinzidenzverstärker der beiden Kanäle*). Das Auflösungsvermögen, charakterisiert durch die Auflösungszeit $\tau_0'$ (gemessen aus den zufälligen Koinzidenzen), ist bei der genannten Diodenkoinzidenzmischung verhältnismässig klein: $\tau_0' \approx 2 \cdot 10^{-6}$ sec. Mit gleichem apparativem Aufwand könnte dieses nur auf Kosten der Verstärkung und damit auch der Ansprechwahrscheinlichkeit wesentlich verbessert werden. Für schwächere Quellen wird daher der Nulleffekt noch nicht genügend reduziert. Deshalb werden die Gehäuse der Multiplier noch mit Eiswasser gekühlt. Der Untergrund sinkt damit nicht nur auf ein für unsere Messungen gut erträgliches Mass (ca. 200 $\text{min}^{-1}$), sondern ist auch konstant.

Die Koinzidenzmischstufe der beiden Kanäle besteht aus einem Triodenpaar mit gemeinsamem Arbeitswiderstand[34]). Ihr Auflösungsvermögen kann in fünf Werten über den Bereich von $\tau_0 \approx 1 \cdot 10^{-7}$ bis $6 \cdot 10^{-7}$ sec variiert werden. Obwohl die Auflösungszeit $\tau$ der Diodenkoinzidenzmischung rund zehnmal grösser ist, hat man selbst beim besten Auflösungsvermögen des Koinzidenzverstärkers kaum spürbare Verluste an wahren Koinzidenzen. Diese Erscheinung lässt sich folgendermassen begründen: Der Koinzidenzverstärker arbeitet differenzierend; wenn nun die sehr steilen Anstiegsflanken der Impulse der beiden Kanäle innerhalb der Auflösungszeit des Koinzidenzverstärkers ankommen, gibt es keine Verluste. Diese rasche Folge der Impulsflanken kann bei völlig symmetrischem Aufbau der beiden Kanäle eben auch bei relativ schlechtem Auflösungsvermögen der Diodenkoinzidenzmischung erreicht werden. Hingegen hat sich tatsächlich gezeigt, dass die Koinzidenzverluste stark abhängig sind von kleinen Asymmetrien der beiden Kanäle.

## 5. *Automatische Anordnung.*

Um verschiedene störende Einflüsse der Apparatur auf die Messung zu eliminieren, ist es günstig, die verschiedenen Winkelpositionen während einer Messreihe sehr oft zu wechseln, vgl. [35]). Für unsere Messungen am $In^{111}$ mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 2{,}84^{d}$ sind halbstündige Messintervalle zweckmässig.

---

*) Herrn Dr. F. Humbel sind wir für die Entwicklung des elektronischen Teiles zu bestem Dank verpflichtet.

Da die Apparatur während vieler Monate ständig in Betrieb stand, war es nötig, die Einstellung der Winkelpositionen, die Steuerung der Messintervalle und die Registrierung der Stosszahlen zu automatisieren. Von einer zentralen Synchronuhr aus wird ein Motor gesteuert, der über eine Exzenterscheibe und eine Pleuelstange die Positionswechsel während den Pausen zwischen den Messintervallen besorgt. Die gleiche Uhr unterbricht auch während des Positionswechsels die Registrierung. (Der relative Fehler der Messzeitintervalle ist kleiner als $2^0/_{00}$.) Die entsprechend untersetzten Koinzidenz- und Einzelstosszahlen — und zur Kontrolle auch die Winkelpositionen — werden ebenfalls automatisch registriert.

## 6. *Der Magnet.*

Für unsere Messungen, in denen die Feldrichtung senkrecht zu den beiden Quanten (Messebene) steht, haben wir den in Fig. 4 dargestellten Magneten verwendet. Das Feld ist homogen im Bereich

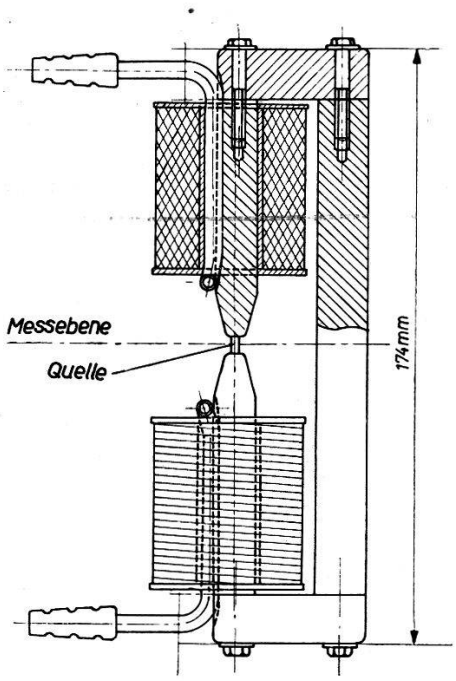


Fig. 4.
Magnet.

der Quelle, es wurde mit einer kleinen Spule (ca. 8 $mm^2$ Fläche, 200 Windungen) und ballistischem Galvanometer gemessen. Der relative Fehler in der Bestimmung der magnetischen Feldstärke beträgt ca. 4% und die maximal erreichbare Feldstärke rund 7300 Oersted.

## III. Messtechnik, Hilfsmessungen und Korrekturen.

In diesem Kapitel werden die für die Messung und Auswertung verwendeten Methoden beschrieben. Da diese auch für andere Koinzidenz- und Richtungskorrelationsmessungen von Bedeutung sind, fassen wir den Formalismus etwas allgemeiner, als für unsere Zwecke notwendig wäre.

### 7. *Experimentelle Bestimmung der Verteilungsfunktion $W(\Theta)$.*

Wir wollen für das Folgende voraussetzen, dass die beiden Detektoren gleich empfindlich seien. Diese Annahme ist in Wirklichkeit zwar nicht exakt erfüllt (Empfindlichkeitsunterschiede bei den verwendeten Photomultipliern), sie ist aber gerechtfertigt, da sich ein nicht allzu grosser Unterschied der Ansprechwahrscheinlichkeiten in keiner Weise auf die Messung der Richtungskorrelation auswirkt.

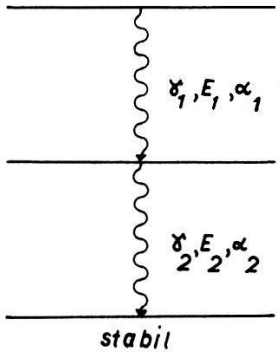


Fig. 5.

Fig. 5 stelle eine $\gamma$-$\gamma$-Kaskade dar. $E_i$ bedeute die Quantenenergie $h\nu_i$ von $\gamma_i$ ($i = 1$ und 2). $\alpha_i$ sei der Konversionskoeffizient, definiert als das Verhältnis der Gesamtzahl der Konversionselektronen zur Zahl der $\gamma$-Quanten ($N_e$:$N_\gamma$). Sei $N$ die Zahl der Kernumwandlungen pro Zeiteinheit (Quellenstärke), so gilt für die Zahl der emittierten $\gamma$-Quanten

$$N_{\gamma_i} = \frac{N}{1+\alpha_i} \qquad i = 1, 2.$$

Die Zahl $Z$ der in einem Zähler registrierten Quanten beträgt

$$\boxed{Z = N\Omega\left[\frac{a_1\,\varepsilon_1}{1+\alpha_1} + \frac{a_2\,\varepsilon_2}{1+\alpha_2}\right].} \tag{1}$$

Dabei besitzen die einzelnen Faktoren die übliche Bedeutung: $\Omega$ ist

der sensible Raumwinkel (gemessen in Einheiten $4\pi$) des Zählers. Die Absorptionsfaktoren $a_i$ der Absorber vor den Detektoren, welche zur Abschirmung zugestreuter Quanten benötigt werden (vgl. Abschnitt 10), sind gegeben durch

$$a_i = e^{-\mu_i x}.$$

Dabei bedeuten $\mu_i$ die Absorptionskoeffizienten und $x$ die Dicke des Absorbers. Da sich bei Richtungskorrelationsmessungen die Absorber im allgemeinen unmittelbar vor dem Kristall befinden, und da man keine scharf gebündelten Strahlen hat, sind die Absorptionskoeffizienten $\mu_i$ kleiner als die in der Literatur angegebenen Werte. (Man muss sie daher in einer gesonderten Messung bestimmen.) $\varepsilon_i$ ist die Ansprechwahrscheinlichkeit für die $\gamma$-Strahlung der Energie $E_i$.

Für die Anzahl $K$ der registrierten Koinzidenzen ergibt sich

$$\boxed{K = 2\,N\Omega_f\,\Omega_b \cdot \frac{a_1\,\varepsilon_1}{1+\alpha_1} \cdot \frac{a_2\,\varepsilon_2}{1+\alpha_2} \cdot W(\Theta).} \tag{2}$$

(Die Indizierung $f$ und $b$ deutet auf den feststehenden bzw. beweglichen Detektor hin.) $W(\Theta)$ ist die Richtungskorrelationsfunktion, und zwar so normiert, dass

$$\int\limits_{\text{Kugel}} W(\Theta)\,d\Omega = 1\,.$$

Um $W(\Theta)$ zu bestimmen, bildet man die Koinzidenzrate $KR$, definiert als Quotient von $K$ und $Z$. Dadurch fällt die Präparatstärke $N$, die eine Funktion der Zeit ist, aus den weiteren Rechnungen. Weil die Quelle nie ideal zentriert werden kann, bezieht man $K$ auf die Einzelstosszahl $Z_b$ des beweglichen Detektors (vgl. WALTER[35]):

$$\boxed{KR = \frac{K}{Z_b} = \frac{\Omega_f \dfrac{a_1\,\varepsilon_1}{1+\alpha_1} \cdot \dfrac{a_2\,\varepsilon_2}{1+\alpha_2}}{\dfrac{a_1\,\varepsilon_1}{1+\alpha_1} + \dfrac{a_2\,\varepsilon_2}{1+\alpha_2}} \cdot W(\Theta) = \text{const.} \cdot W(\Theta).} \tag{3}$$

Die Konstante, der keine weitere Bedeutung zukommt, wird in einer Ausgleichsrechnung bestimmt bzw. eliminiert (vgl. Abschnitt 13).

## 8. *Bestimmung von absoluten Quellenstärken und Ansprechwahrscheinlichkeiten.*

Ausser dem Ausdruck für $W(\Theta)$ können noch die drei weiteren unbekannten Grössen $N$, $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$, die für unsere Untersuchungen zwar weniger wesentlich sind, betrachtet werden. Für sie stehen aber nur zwei Gleichungen zur Verfügung, so dass sie sich nur bei Kenntnis einer zusätzlichen Angabe oder unter vereinfachenden Annahmen einzeln bestimmen lassen. Mit den Ausdrücken (1) und (2) erhält man

$$N = \frac{Z_f \cdot Z_b}{K(\Theta)} \cdot \frac{2\,\dfrac{a_1\,\varepsilon_1}{1+\alpha_1} \cdot \dfrac{a_2\,\varepsilon_2}{1+\alpha_2}}{\left[\dfrac{a_1\,\varepsilon_1}{1+\alpha_1} + \dfrac{a_2\,\varepsilon_2}{1+\alpha_2}\right]^2} \cdot W(\Theta)\,. \tag{4}$$

Für den Fall, dass $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$ ist, kann man, ohne einen grossen Fehler zu begehen, mit dem Produkt $\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2$ kürzen. Damit folgt

$$N = \frac{Z_f \cdot Z_b}{K(\Theta)} \cdot C \cdot W(\Theta)\,, \qquad \text{mit} \qquad C = \frac{2\,a_1\,a_2\,(1+\alpha_1)\,(1+\alpha_2)}{[a_1(1+\alpha_2)+a_2(1+\alpha_1)]^2}\,.$$

Der Wert der Konstanten $C$ liegt in der Nähe von 1/2. Ist der ungefähre Verlauf von $\varepsilon$ in Funktion der $\gamma$-Energie bekannt, so lässt sich dieser Fehler durch eine entsprechende Korrektur noch wesentlich verkleinern.

Ist $W(\Theta)$ von der Form $1 + A\cos^2\Theta$, so liefert die Normierung

$$\boxed{N = \frac{Z_f \cdot Z_b}{K(\pi/2)} \cdot \left(1 + \frac{A}{3}\right) \cdot C\,.} \tag{5}$$

Dabei muss $K$ auf allfällige Koinzidenzverluste korrigiert sein.

Mit den Formeln (1) und (5) kann man schliesslich die Ansprechwahrscheinlichkeit ermitteln. Allerdings ist dies nur möglich für einen Mittelwert von $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$: Setzt man $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \bar{\varepsilon}$, so erhält man

$$\bar{\varepsilon}_{(f)} = \frac{K(\Theta)}{Z_b \cdot \Omega_f} \cdot \frac{1}{W(\Theta)}\,C', \qquad \text{wo} \qquad C' = \frac{a_1(1+\alpha_2)+a_2(1+\alpha_1)}{2\,a_1\,a_2}\,.$$

Oder wieder mit obiger Normierung:

$$\boxed{\bar{\varepsilon}_{(f)} = \frac{K(\pi/2)}{Z_b \cdot \Omega_f} \cdot \frac{1}{1+A/3} \cdot C'.} \tag{6}$$

(Analoge Ausdrücke erhält man bei Vertauschung der Indices $f$ und $b$.)

Diese Methode zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ist um so besser, je kleiner die Differenzen zwischen $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$, oder

zwischen $a_1/(1 + \alpha_1)$ und $a_2/(1 + \alpha_2)$ sind. Einfach zu diskutieren sind die beiden folgenden Grenzfälle, 1. wenn $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, ist die Methode exakt, und 2. wenn $a_1/(1 + \alpha_1) = a_2/(1 + \alpha_2)$, stellt $\varepsilon$ das harmonische Mittel von $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$ dar, d.h. dann ist $\bar{\varepsilon} = (2\,\varepsilon_1\,\varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$.

Für einen bestimmten Szintillationskristall lässt sich die maximale Ansprechwahrscheinlichkeit theoretisch ermitteln. Wir haben dabei angenommen, dass nur der Comptoneffekt zur Zählung beiträgt. Dies ist für Anthracenkristalle im Energiebereich 0,1 bis über 2 MeV gerechtfertigt, da einerseits der Photoeffekt über 0,1 MeV keine Rolle mehr spielt, und andererseits die Paarerzeugung unter 2 MeV noch nicht wesentlich auftritt. Für die in unseren Detektoren verwendeten Kristalle haben wir die theoretische Ansprechwahrscheinlichkeit mit Hilfe der Formel von Klein-Nishina berechnet;

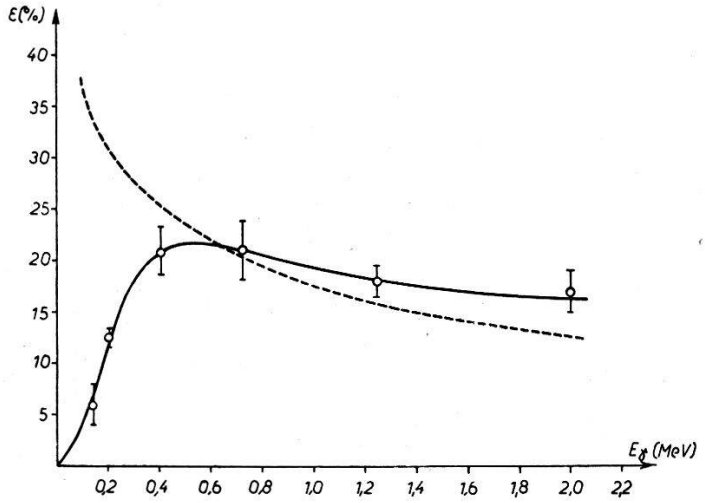


Fig. 6.
Ansprechwahrscheinlichkeit in Funktion der $\gamma$-Energie.

sie ist in Fig. 6 gestrichelt eingezeichnet. Die ausgezogene Kurve entspricht den gemessenen Werten. Die Grenze, wo die Ansprechwahrscheinlichkeit die theoretischen Werte erreicht, ist nur von apparativen Daten abhängig. Dass die gemessenen Werte teilweise über der berechneten Kurve liegen, hängt einerseits damit zusammen, dass im Plexiglaskörper (Lichtleiter) Quanten in den Kristall zurückgestreut werden oder dass Quanten durch Streuung am Bleimantel in den Kristall gelangen. Andererseits hat man auch mit entsprechenden $\beta$-Detektoren festgestellt, dass bei zunehmenden $\beta$-Energien die Ansprechwahrscheinlichkeit beträchtlich über 100% steigt. Es soll sich dabei entweder um verzögerte kleine Lichtblitze im Anthracen oder um eine Art Malter-Effekt an den Elektroden des Multipliers handeln[36][37]. (Die registrierten zusätzlichen Impulse, die durch verzögerte Lichtblitze oder Malter-Effekte ent-

stehen, geben keinen Anlass zu Koinzidenzen, so dass man sie bei einer Quellenstärkebestimmung von den Einzelstosszahlen subtrahieren muss. Durch Hilfsmessungen kann man Auskunft bekommen über den Anteil des Überschusses, der bedingt ist durch die in den Kristall hineingestreuten Quanten. Der Rest des Überschusses ist dann der Anteil, den man von der Einzelstosszahl zu subtrahieren hat.)

Die Grösse der Ansprechwahrscheinlichkeit zeigt die Überlegenheit der Szintillationszähler bei Koinzidenzmessungen gegenüber den früher verwendeten Zählrohren. Da die Zahl der Koinzidenzen proportional dem Produkt der Ansprechwahrscheinlichkeit beider Zähler ist, wird die Leistung um einen Faktor gesteigert, der gleich dem Quadrate des Verhältnisses der Ansprechwahrscheinlichkeiten ist. Im Falle der hier untersuchten $\gamma$-$\gamma$-Kaskade des $Cd^{111}$ beträgt die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit für unsere Szintillationszähler rund 12,5%, die von guten $\gamma$-Zählrohren 1% (Bradt et al.[38]) und neuere unveröffentlichte Messungen aus unserem Institut). In gleichen Messzeiten zählen wir also rund 150mal mehr Koinzidenzen als bei Verwendung von Zählrohren. Da ferner Szintillationszähler bedeutend kleinere Totzeiten besitzen, können grössere Einzelstosszahlen zugelassen werden, wodurch die Statistik ebenfalls verbessert wird.

## 9. *Zufällige Koinzidenzen, Koinzidenzverluste.*

Das endliche Auflösungsvermögen des Koinzidenzverstärkers, das wir durch die Auflösungszeit $\tau_0$ charakterisieren (vgl. Abschnitt 4), gibt einerseits Anlass zu zufälligen Koinzidenzen, andererseits zu Koinzidenzverlusten.

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen pro sec beträgt

$$K_{\text{zuf}} = 2\,\tau_0\,(Z_f + Z_{0_f}) \cdot (Z_b + Z_{0_b}),$$

wo $Z$ die Einzelstosszahl und $Z_0$ den Nulleffekt pro sec bedeuten; $\tau_0$ ist in sec gemessen.

Ausser den zufälligen Koinzidenzen hat man einen, zwar kleinen, aber immerhin feststellbaren Untergrund von den gemessenen Koinzidenzen zu subtrahieren. — Zur Bestimmung des stufenweise variierbaren Auflösungsvermögens des Koinzidenzverstärkers werden die Detektoren gegeneinander abgeschirmt und vor jeden eine Quelle gestellt. Da so nur zufällige Koinzidenzen gezählt werden, kann man aus obiger Formel direkt $\tau_0$ berechnen.

Die zulässige Quellenstärke wird durch das Vorhandensein der zufälligen Koinzidenzen bestimmt, da das Verhältnis von zufälligen

zu wahren Koinzidenzen proportional ist zur Quellenstärke $N$. Wie gezeigt wurde, ist ja die Anzahl der wahren Koinzidenzen proportional zu $N$, die der zufälligen proportional zu $N^2$. Bei kleinerer Auflösungszeit $\tau_0$ wird zwar dieses Verhältnis vermindert, hingegen können physikalische Gründe, die schon im 2. Abschnitt besprochen wurden, grosse Werte von $\tau_0$ verlangen. Mit genau gemessenem Auflösungsvermögen haben wir bis zu 40% zufällige Koinzidenzen zugelassen. Dadurch ist für jeden Wert von $\tau_0$ die maximale Präparatstärke bestimmt. Die kleine Totzeit des Szintillationszählers kann so meistens nicht voll ausgenützt werden.

Koinzidenzverluste entstehen einerseits aus rein apparativen Gründen, vgl. HUMBEL[36]), andererseits kommen natürlich dann noch Verluste dazu, wenn die Lebensdauer des mittleren Zustandes der Kaskade vergleichbar ist mit der Auflösungszeit des Koinzidenzverstärkers. Die apparativ bedingten Verluste haben wir mit einer sehr schnellen Kaskade ($Ni^{60}$) gemessen, sie betragen beim besten Auflösungsvermögen ($\tau_0 \approx 10^{-7}$ sec) 4 bis 5%. Bei der $Cd^{111}$-Kaskade ($T_{1/2} = 0{,}86 \cdot 10^{-7}$ sec) stimmen die gemessenen Verluste gut überein mit den auf Grund der Verzögerung und der apparativen Verluste berechneten Werten für die verschiedenen Auflösungsvermögen. — Für die Berechnung von absoluten Quellenstärken und von Ansprechwahrscheinlichkeiten ist die Kenntnis der Koinzidenzverluste notwendig.

## 10. *Streuquanten, Abschirmungsprobleme.*

WALTER[35]) hat auf die verschiedenen Möglichkeiten hingewiesen, wie vorgetäuschte Koinzidenzen durch Streuung von $\gamma$-Quanten entstehen können. Der grösste Teil solcher störender Koinzidenzen wird dadurch erzeugt, dass ein Quant im Anthracenkristall des einen Detektors eine Comptonstreuung erfährt, damit registriert wird und als Streuquant in den andern Detektor gelangt, wo es ebenfalls registriert wird. In den Arbeiten von BRADY und DEUTSCH[20]) und von WALTER[35]) sind Methoden zur Verminderung und zu Kontrollmessungen solcher unerwünschten Koinzidenzen beschrieben. Wir haben grundsätzlich die gleichen Methoden verwendet. Über unsere eingehenden Untersuchungen dieser Streueffekte wird im folgenden kurz berichtet.

Je nach dem Winkel zwischen den Detektoren müssen die koinzidenzfähigen Streuquanten teilweise die Absorber an der Stirnfläche, teilweise diejenigen um die Mantelfläche des Anthracenkristalls passieren (vgl. Fig. 3), und zwar sowohl beim Austritt aus dem er-

sten, wie auch beim Eintritt in den andern Detektor. Die primären Quanten müssen hingegen nur einmal durch den Stirnabsorber gehen. Da ausserdem die gestreuten Quanten weicher sind als die primären, können jene durch diese Absorption grösstenteils unterdrückt werden. Je härter die primären sind, desto grösser wird die Energiedifferenz zwischen Primär- und Streuquanten und desto günstiger die Absorptionsverhältnisse. Im Falle der $Cd^{111}$-Kaskade hat man relativ kleine Primärenergien, so dass man die Absorptionsverhältnisse sorgfältig zu studieren hat. Da die wahren Koinzidenzen proportional zum Produkt der Absorptionsfaktoren sind, beschränkt man die Absorber im direkten Strahlengang auf das kleinstmögliche Mass. Auch die seitlichen Abschirmungen sollte man nicht unnötig gross dimensionieren, da sie als Streukörper wirken und so den sensiblen Raumwinkel unkontrollierbar vergrössern.

Die aus Blei bestehenden Stirn- und Seitenabsorber wurden folgendermassen dimensioniert: Für die beiden $\gamma$-Quanten werden die Winkelverteilungen der Energie und der Intensität der gestreuten Quanten nach dem Comptoneffekt berechnet (siehe z.B. HEITLER[39]). Auf den verschiedenen Winkelpositionen wird als Streuwinkel ein Mittelwert verwendet. Die Absorptionsfaktoren werden aus den Absorptionskoeffizienten für die betreffenden Streuenergien und den vom Winkel abhängigen Schichtdecken berechnet. (Es wird nicht der totale Absorptionskoeffizient $\mu$ verwendet, sondern von diesem der Anteil der Klein-Nishina-Streuung subtrahiert, da die Absorber unmittelbar vor dem Kristall liegen und diese Streuquanten zu einem grossen Teil noch in den Kristall gelangen. Bei kleinen Energien macht ohnehin der Photoeffekt den Hauptanteil von $\mu$ aus. In der Wahl des den wirklichen Verhältnissen am besten angepassten Absorptionskoeffizienten liegt die grösste Unsicherheit der ganzen rechnerischen Abschätzung, da dieser exponentiell eingeht.) Ferner muss man die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren für die Streuquantenenergie und den sensiblen Raumwinkel für die Streuquanten kennen.

Diese rechnerischen Abschätzungen sind natürlich nicht genau, sie geben aber ein gutes Bild von der Grössenordnung der Streueffekte. Falls die Streukoinzidenzen einen merklichen Anteil ausmachen, darf man also die entsprechende Korrektur nicht nur auf diese rein rechnerischen Abschätzungen basieren, es sind dann Hilfsmessungen nötig. Besser ist es jedoch, unter Verwendung der skizzierten Abschätzung die Absorber so zu dimensionieren, dass gar keine Korrekturen mehr nötig sind (zulässige Streuungen 0,1 bis 1% der wahren Koinzidenzen). Dies haben wir für unsere Messungen an

den $\gamma$-$\gamma$-Kaskaden von $Cd^{111}$ und $Ni^{60}$ mit den in Tabelle I angeführten Absorbern erreicht.

**Tabelle I.**

| Isotop der $\gamma$-$\gamma$-Kaskade | Mittlere $\gamma$-Energie | Stirnabsorber in mm Blei | Seitenabsorber in mm Blei |
|---|---|---|---|
| $Cd^{111}$ | 0,21 MeV | 0,6 | 3,0 |
| $Ni^{60}$ | 1,25 MeV | 6,0 | 8,0 |

Die oben beschriebene Methode zur Berechnung der Streueffekte haben wir an diesen beiden Abschirmungen mit den $\gamma$-Strahlungen von $Fe^{59}$ geprüft. $Fe^{59}$ besitzt zwei gleich intensive $\gamma$-Strahlen von 1,1 und 1,3 MeV. Da diese Energien fast gleich gross sind wie diejenigen von $Ni^{50}$ (1,17 und 1,33 MeV), eignet sich diese nicht koinzidenzfähige Strahlung von $Fe^{59}$ vorzüglich zum Prüfen der für $Ni^{60}$ berechneten Abschirmung. Wir prüften damit aber auch die Abschirmung für $Cd^{111}$, die natürlich für diese Energien bedeutend mehr Zustreuungen zulässt. Die Übereinstimmung von Abschätzung und Experiment ist befriedigend, die experimentell bestimmten Werte sind sogar meist kleiner als die berechneten. — Ferner haben wir mit der $\gamma$-Strahlung von $Au^{198}$ Streumessungen vorgenommen. Nach Cavanagh et al.[40]) kommen mit kleinen Intensitäten neben der 0,411-MeV-Strahlung noch solche von 0,67 und 1,09 MeV vor. In dieser Arbeit wird vermutet, dass es sich um eine Kaskade handelt, wobei die energiereichsten Quanten dem direkten Übergang vom obersten Niveau zum Grundzustand entsprechen sollen. Wir haben in der Tat gefunden, dass die beiden Übergänge kleinerer Energie koinzidenzfähig sind. Dies hat Cavanagh[41]) später selbst bestätigt. Mit seinen Angaben über die verschiedenen Intensitäten können wir auf die wahren Koinzidenzen schliessen und die Anteile an den Streukoinzidenzen für die verschiedenen Strahlungen berechnen. Auch hier stimmen Experiment und Abschätzung befriedigend überein.

Für die $Cd^{111}$-Kaskade ergibt die Abschätzung bei Verwendung der Absorber gemäss Tabelle I einen maximalen Anteil an Streukoinzidenzen von weniger als 0,3%. Die Streuexperimente gestatten die Annahme, dass der wirklich vorhandene Anteil eher weniger ausmacht. Zwei weitere Prüfungen bestätigen diese Annahme: Erstens haben wir im Laufe der vielen Richtungskorrelationsmessungen an Cd die Feststellung gemacht, dass sich die Koinzidenzraten bei 60° und 120° nicht unterscheiden. Dies erwartet man wegen der Symmetrie von $W(\Theta)$ bezüglich 90°, wenn keine Streukoinzidenzen auf-

treten. Zweitens haben Versuche mit zwischen den Detektoren eingeschobenen Absorbern gezeigt, dass keine merkbaren Streukoinzidenzen vorkommen. — Die weiteren von WALTER[35]) erwähnten Streumöglichkeiten treten seltener auf und zudem werden jene Streuquanten durch unsere Abschirmungen noch stärker absorbiert, da die Quanten nach einer zweiten Streuung noch weicher werden. Somit brauchen wir auf diese Streueffekte nicht einzugehen.

Die 2,05-MeV-$\beta$-Strahlung der $In^{114}$-Aktivität (siehe Abschnitt 12) wird durch 2,4 mm Aluminium vor jedem Anthracenkristall absorbiert.

Schliesslich haben wir die Streuungen untersucht, die entstehen können, wenn sich die Quelle zwischen den Polschuhen des Magneten befindet (vgl. Fig. 4). Wir haben mit einigen Präparaten die Richtungskorrelation ohne und mit Magnet (ohne Magnetfeld) gemessen und keine merklichen Unterschiede gefunden. Somit können wir diese Streuungen ebenfalls vernachlässigen.

## 11. *Streuung von Quanten in quellennaher Materie.*

Bei den meisten unserer Quellen haben wir den Einfluss der Streuung von Quanten in der Quelle auf die gemessene Anisotropie zu berücksichtigen.

Das aktive Indium wird zusammen mit Silber im Doppelstrahlverfahren auf 0,005 mm Aluminiumfolie aufgedampft. Die entstehenden Schichten sind rund 0,015 mm dick. Die ganze Folie wird nachher aufgerollt und in ein dünnwandiges Aluminiumröhrchen gesteckt. In dieser verhältnismässig massiven Quelle wird ein nicht zu vernachlässigender Teil der emittierten Quanten gestreut, was eine Verminderung der gemessenen gegenüber der wahren Anisotropie zur Folge hat.

Für die gestreuten Quanten zeigt die Klein-Nishina-Formel, dass im Falle des $Cd^{111}$ meistens Streuungen unter Winkeln von ungefähr $20^0$ bis $140^0$ vorkommen und dass kleinere und grössere Winkel relativ selten auftreten. Man kann deshalb als gute Näherung annehmen, dass alle jene Quantenpaare, von denen mindestens ein Quant gestreut wurde, eine völlig isotrope Korrelation aufweisen. Eine genauere Rechnung dieses Streuproblems zeigt, dass diese Annahme im Gebiete von 0,2 MeV der Wirklichkeit tatsächlich sehr nahe kommt. Für höhere Quantenenergien trifft dies hingegen nicht mehr zu, da die kleinen Streuwinkel mehr bevorzugt werden. Dies hat zur Folge, dass die Anisotropie in kleinerem Masse verfälscht wird. Streuexperimente an der $Ni^{60}$-Kaskade haben unsere Berech-

nungen quantitativ bestätigt. Wir wollen im folgenden die einfache Rechnung für die $Cd^{111}$-Kaskade wiedergeben.

Die Zahlen $w_1$ und $w_2$ seien die Wahrscheinlichkeiten dafür, dass ein Quant des ersten bzw. zweiten Überganges *nicht* gestreut wird. Mit obiger Annahme kann man $w_i$ einfach aus dem totalen Compton-Wirkungsquerschnitt für die mittleren Silber- und Aluminiumschichtdicken berechnen ($w_i = 1$ bedeutet also keine Streuung). Das Produkt $w_1 \cdot w_2$ ist dann der unveränderte Bruchteil der gesamten Strahlung mit wahrer Anisotropiekonstanten $A$. Der restliche Anteil, nämlich $1 - w_1 \cdot w_2$ hat isotrope Verteilung, so dass $W(\Theta) = 1 + A \cdot \cos^2\Theta$ übergeht in

$$W'(\Theta) = w_1\, w_2\, (1 + A \cos^2 \Theta) + n\, (1 - w_1\, w_2)\,,$$

wobei $n$ ein Normierungsfaktor ist, der bestimmt wird durch

$$\int W'(\Theta)\, d\Omega = \int W(\Theta)\, d\Omega = 1 + \frac{A}{3}\,,$$

woraus $n = 1 + A/3$ folgt.

Die gestreuten Quanten sind jedoch weicher als die primären und werden damit im Stirnabsorber stärker absorbiert und zudem mit kleinerer Ansprechwahrscheinlichkeit gezählt. Um dies zu berücksichtigen, zerlegen wir den isotropen Anteil in Komponenten:

$$1 - w_1\, w_2 \equiv (1 - w_1) + (1 - w_2) - (1 - w_1)\,(1 - w_2).$$

Die beiden Summanden $(1 - w_i)$ sind die Anteile jener Paare, von denen das $i$-Quant gestreut wurde, unabhängig davon, ob das andere Quant auch gestreut wurde oder nicht. Diese beiden Summanden zählen somit solche Paare, von denen beide Quanten gestreut wurden, zweimal; das dritte Glied subtrahiert eine dieser überschüssigen Komponenten. So erhält man für die gemessene Winkelverteilung $W'(\Theta)$

$$W'(\Theta) = w_1\, w_2\, (1 + A \cos^2 \Theta) + \left(1 + \frac{A}{3}\right) \times$$
$$\times \left[(1 - w_1)\, \frac{\overline{(\varepsilon_1\, a_1)_s}}{\varepsilon_1\, a_1} + (1 - w_2)\, \frac{\overline{(\varepsilon_2\, a_2)_s}}{\varepsilon_2\, a_2} - (1 - w_1)\,(1 - w_2)\, \frac{\overline{(\varepsilon_1\, a_1)_s} \cdot \overline{(\varepsilon_2\, a_2)_s}}{\varepsilon_1\, a_1 \cdot \varepsilon_2\, a_2}\right].$$

Dabei sind $\varepsilon_i$ und $a_i$ Ansprechwahrscheinlichkeiten und Absorptionsfaktoren der primären Quanten und $\overline{(\varepsilon_i\, a_i)_s}$ das Produkt der analogen Grössen für die gestreuten Quanten. Der Querstrich bedeutet Mittelung dieses Ausdruckes über die Winkelverteilung nach Klein-Nishina:

$$\overline{(\varepsilon_i\, a_i)_s} = \frac{\int \varepsilon_i\,(k(\Theta)) \cdot a_i\,(k(\Theta)) \cdot f(\Theta) \sin \Theta\, d\Theta}{\int f(\Theta) \sin \Theta\, d\Theta}\,.$$

Die Absorptionsfaktoren $a_i(k)$ werden aus den Absorptionskoeffizienten, die für die Pb- und Al-Absorber vor den Detektoren (vgl. Abschnitte 7 und 10) gültig sind, berechnet. Die numerischen Integrationen liefern

$$\frac{\overline{(\varepsilon_i a_i)_s}}{\varepsilon_i a_i} = \begin{cases} 0{,}49 \text{ für die 247-keV-Strahlung} \\ 0{,}46 \text{ für die 173-keV-Strahlung.} \end{cases}$$

Wir vernachlässigen den Unterschied und setzen für beide Energien den Mittelwert 0,475. Damit wird

$$W'(\Theta) = w_1 w_2 (1 + A \cos^2 \Theta) + \left(1 + \frac{A}{3}\right) \times$$
$$\times [0{,}475 (2 - w_1 - w_2) - 0{,}225 (1 - w_1)(1 - w_2)],$$

oder $W'(\Theta) = 1 + B \cos^2\Theta$, woraus $A$ aus dem Verhältnis

$$A:B = \frac{w_1 w_2 + [0{,}475 (2 - w_1 - w_2) - 0{,}225 (1 - w_1)(1 - w_2)]}{w_1 w_2 - B/3 [0{,}475 (2 - w_1 - w_2) - 0{,}225 (1 - w_1)(1 - w_2)]}$$

folgt. — Der mittlere Wert dieses Verhältnisses für die verschiedenen Präparate beträgt rund 1,05. Somit ist die diskutierte Korrektur zwar klein, aber immerhin nicht zu vernachlässigen.

## 12. *Störende Fremdaktivitäten.*

Bei der Bestrahlung von Cd mit Protonen im Cyklotron entsteht neben $In^{111}$ eine ganze Reihe anderer Isotope. Mit Ausnahme von $In^{114}$ besitzen jedoch alle eine viel kleinere Halbwertszeit als $In^{111}$ und können deshalb nach einer Wartezeit von rund 48 Stunden zwischen Bestrahlung und Messbeginn vollständig vernachlässigt werden. Das Intensitätsverhältnis $In^{114}$ zu $In^{111}$ lässt sich einerseits berechnen aus dem Häufigkeitsverhältnis der stabilen Isotope $Cd^{114}$ und $Cd^{111}$, aus den Wirkungsquerschnitten dieser Isotope für die $p$-$n$-Reaktion[42]) und der Zerfallswahrscheinlichkeiten der aktiven Isotope $In^{114}$ und $In^{111}$. Andererseits kann man das Verhältnis auch messen durch Verfolgung der Halbwertszeit des Gemisches $In^{114}$-$In^{111}$ über eine längere Zeit. Vom zweiten bis ungefähr sechsten Tag nach der Bestrahlung, in der Zeit, während der man die Richtungskorrelationsmessung am $Cd^{111}$ ausführt, beträgt der Anteil der Strahlung von $In^{114}$ nur einige Prozente. — Die Anwesenheit dieser Strahlung, vgl. Fig. 7[43]), bedingt Korrekturen an den Einzelstosszahlen wie auch an den Koinzidenzen. Der stark konvertierte Übergang $\gamma_1$ und die zu 3% vorkommende $\gamma_2$-$\gamma_3$-Kaskade liefern Anteile zur Einzelstosszahl; die $\beta$-Strahlung wird absorbiert. Die genannte Kaskade

gibt Anlass zu Koinzidenzen, und zwar handelt es sich um eine sehr koinzidenzfähige Strahlung, da die $\gamma$-Energien im Gebiete maximaler Empfindlichkeit unserer Detektoren liegen (vgl. Fig. 6). Die nötigen Korrekturen wurden dadurch ermittelt, dass man einige Präparate in gewissen Zeitabständen in den verschiedenen Winkelpositionen gemessen hat. Die Anteile des $In^{114}$ an der Einzelstosszahl und den Koinzidenzen können aus diesen Hilfsmessungen durch Extrapolation bestimmt werden.

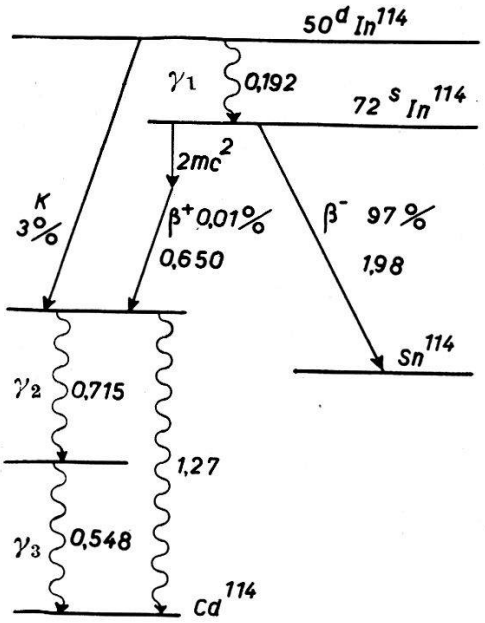


Fig. 7.
Zerfallsschema von $In^{114}$.

## 13. *Berechnung der Anisotropie aus der gemessenen Winkelverteilung.*

Da die sensiblen Raumwinkel und die Quelle nicht unendlich klein sind, misst man Mittelwerte von $W(\Theta)$ über gewisse Winkelintervalle. Dies hat zur Folge, dass die direkt gemessene Anisotropiekonstante $[W(\pi) - W(\pi/2)]/W(\pi/2)$ kleiner ist als die wahre. Diese Effekte hat WALTER[35]) eingehend untersucht und für einige spezielle Fälle Korrekturformeln angegeben. Wir haben diese Effekte, die im Maximum eine Korrektur von 14% bedingen, rechnerisch berücksichtigt*).

Dabei wurde eine reine $1 + A_2 \cdot \cos^2\Theta$-Verteilung angenommen; einen $\cos^4\Theta$-Term brauchen wir nicht zu berücksichtigen, da er einen derart kleinen Koeffizienten hat[26]), dass man dieses Zusatz-

*) Für die explizite Berechnung der Korrekturformeln danken wir Herrn Dr. M. WALTER (Universität Zürich) bestens.

glied bei den Richtungskorrelationsmessungen gar nicht feststellen kann.

Für jede einzelne Messreihe wurde mit Hilfe dieser Korrekturformeln die wahre Anisotropiekonstante $A_2$ durch Ausgleichen der auf den verschiedenen Winkelpositionen gemessenen Werte der Koinzidenzrate bestimmt. (Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate.)

Den Fehler der Anisotropiekonstanten $A_2$ berechnen wir aus den mittleren statistischen Fehlern der auf den einzelnen Winkelpositionen gemessenen Koinzidenzraten. Je nach den für die Messung gewählten Winkelpositionen führen wir diese Fehler mit entsprechenden Gewichten ein.

Bei der Messung der Richtungskorrelation in Funktion der magnetischen Feldstärke ist es bequemer, die Winkelverteilung in der Form $W(\Theta) = 1 + b_2 \cos 2\Theta$ zu schreiben. Der Koeffizient $b_2$ berechnet sich zu $b_2 = A_2/(2 + A_2)$ (vgl. Seite 343).

## 14. *Korrektur auf endliches Auflösungsvermögen.*

In Abschnitt 2 (Seite 343 und 344) wurde erwähnt, dass die Messung der Anisotropie $b_2'$ in Funktion der Feldstärke $H$ durch eine endliche Auflösungszeit $\tau_0$ des Koinzidenzverstärkers verfälscht wird und dass deshalb eine Korrektur notwendig ist. Diese Korrektur wird durch Formel (10) (Kapitel I) gegeben:

$$b_2'' = b_2' \cdot \mathfrak{G}\,, \qquad \mathfrak{G} = \frac{1 - e^{-\tau_0/\tau}\,[\cos(2\,\omega\,\tau_0) - 2\,\omega\,\tau \sin(2\,\omega\,\tau_0)]}{1 - e^{-\tau_0/\tau}}\,.$$

Dass diese Korrektur sehr grosse Werte annehmen kann, ist aus Fig. 8 ersichtlich. In dieser Figur ist der Korrekturfaktor $\mathfrak{G}$ für drei verschiedene Auflösungszeiten $\tau_0$ aufgezeichnet. Als Variable wurde dabei an Stelle von $\omega = (g\,\mu_K H)/\hbar$ das Produkt $g \cdot H$ verwendet.

Wie aus der Figur folgt, bleibt die Korrektur nur dann in erträglichen Grenzen, wenn das Auflösungsvermögen einigemal grösser ist als die Lebensdauer des mittleren Zustandes.

Dieser Korrekturfaktor $\mathfrak{G}$ wurde mit verschiedenen Präparaten experimentell geprüft, indem bei einer bestimmten Feldstärke die Anisotropie in Funktion der Auflösungszeit $\tau_0$ gemessen wurde. Wie Fig. 9 zeigt, ist die Übereinstimmung der theoretischen Kurve und der experimentellen Werte sehr befriedigend. Für die Berechnung der Korrektur $\mathfrak{G}$ wurde als $g$-Faktor der Wert $g = -0{,}28$ angenommen (vgl. Abschnitt 15). — Aus den Figuren 8 und 9 entnimmt man ferner, dass sich der $g$-Faktor auch auf diese Weise bestimmen lassen würde.

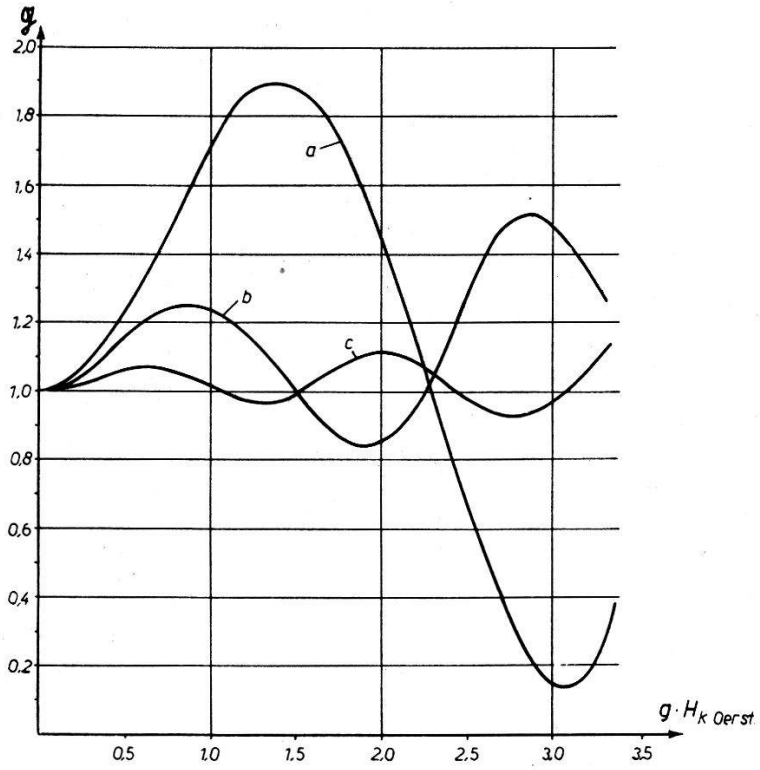


Fig. 8.

Korrektur $\mathfrak{G}$ in Funktion von $g \cdot H$ für verschiedene Auflösungszeiten.
a: $\tau_0 = 1{,}8 \cdot 10^{-7}$ sec; b: $\tau_0 = 2{,}9 \cdot 10^{-7}$ sec; c: $\tau_0 = 4{,}3 \cdot 10^{-7}$ sec.

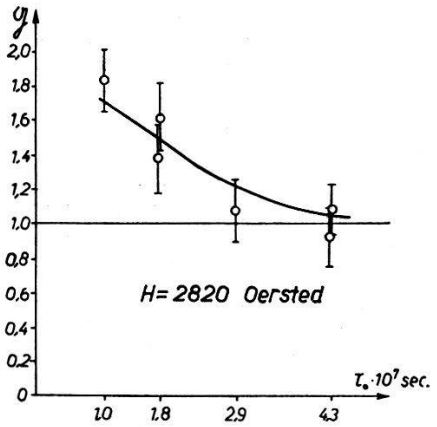


Fig. 9.

Korrektur $\mathfrak{G}$ in Funktion der Auflösungszeit $\tau_0$ bei einer Feldstärke $H = 2820$ Oersted.

## IV. Ergebnisse.

### 15. *Bestimmung des g-Faktors.*

#### A. Der absolute Betrag von $g$.

Im 2. Abschnitt wurde die Theorie der Schwächung der Anisotropie durch ein äusseres Magnetfeld skizziert. Wie man der dort angegebenen Formel (9) entnimmt, kann man das Produkt $\omega\tau$ und damit bei bekannter Lebensdauer $\tau$ auch den $g$-Faktor, $g = \omega\hbar/\mu_k H$ schon durch Messung der Schwächung bei einem einzigen Wert der Feldstärke $H$ bestimmen. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich jedoch besser mit der Theorie vergleichen, wenn der ganze Verlauf der Schwächung als Funktion des angelegten Magnetfeldes bekannt ist. Wir haben deshalb die Schwächung für verschiedene Werte der Feldstärke zwischen 0 und 7350 Oersted gemessen. Dann lässt sich der $g$-Faktor durch Ausgleichen nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmen.

**Tabelle II.**

| Operation | Ungefähre Grösse des Korrekturfaktors | Vgl. Abschnitt |
|---|---|---|
| 1. Korrektur: zufällige Koinzidenzen . . . . . | 1,2 | 9 |
| 2. Korrektur: Nulleffekte . . . . . | 1,005 | 9 |
| 3. Korrektur: Subtraktion des $In^{114}$-Anteils . . | 1,08 | 12 |
| 4. Bildung der Koinzidenzrate . . . . . | — | 7 |
| 5. Berechnung der Anisotropie durch Ausgleichen der Koinzidenzraten unter Berücksichtigung der Quellenausdehnungs- und Raumwinkelkorrektur . . . . . | 1,14 | 13 |
| 6. Korrektur: Streuung in der Quelle. . . . . | 1,05 | 11 |
| 7. Korrektur: endliche Auflösungszeit ($\mathfrak{G}$). . . | 1,1 | 14 |
| 8. Berechnung des $g$-Faktors durch Ausgleichen des Verlaufes $b_2'(H)$ . . . . . | — | 2; 15 |
| 9. Iteration . . . . . | — | 15 |

In Tabelle II geben wir eine Übersicht über den Gang der Auswertung. Die verschiedenen Operationen, mit der ungefähren Grösse der entsprechenden Korrekturen, werden in der natürlichen Reihenfolge aufgezählt.

Die Operationen 1 bis 8 sind in den betreffenden Abschnitten näher beschrieben. Mit Iteration (Operation 9) bezeichnen wir das folgende Verfahren: Die Berechnung der Korrektur $\mathfrak{G}$ (Operation 7) setzt die Kenntnis des $g$-Faktors voraus. Man nimmt nun für diesen Wert zunächst eine nullte Näherung an, berechnet die $\mathfrak{G}$-Korrektur und bestimmt in Operation 8 den $g$-Faktor in erster Näherung. Mit diesem neuen Wert geht man wieder in Operation 7 ein und führt diese (konvergierende) Iteration fort, bis man eine hinreichende Genauigkeit für den $g$-Faktor erzielt hat.

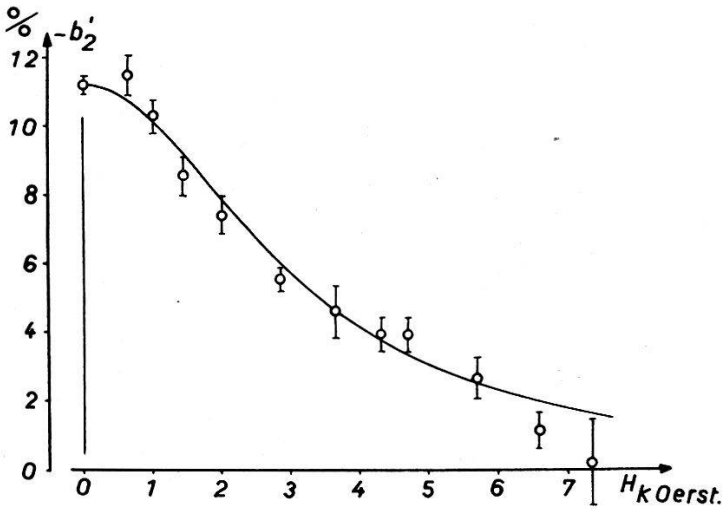


Fig. 10.

Anisotropie in Funktion der Feldstärke. (Die ausgezogene Kurve ist *nicht* an den Anisotropiewert bei $H = 0$ angepasst, sondern sie wurde durch Ausgleichen *aller* Messwerte erhalten.)

Das Resultat der Messungen ist in Fig. 10 dargestellt. Die Ausgleichung liefert für den Betrag des $g$-Faktors den Wert

$$|g| = 0{,}28 \pm 0{,}05.$$

## Diskussion des Fehlers.

a) Die Gesamtheit der *Korrekturen* in Tabelle II scheint gross zu sein. Die einzelnen Korrekturen lassen sich aber alle relativ genau ermitteln, so dass sie nur wenig zum Fehler von $|g|$ beitragen. Insbesondere ist zu bemerken, dass eine Korrektur, die nur eine Multiplikation der Anisotropiekonstanten mit einem konstanten und von der Schwächung unabhängigen Faktor bedeutet, überhaupt keinen Einfluss auf den $g$-Faktor hat. Dies trifft in erster Näherung für die Operationen 1 und 6 zu (zufällige Koinzidenzen und Streuung in der Quelle).

b) Der Fehler der Feldstärke $H$ geht direkt in $|g|$ ein. Mit unserer Messmethode haben wir $H$ auf ungefähr 4% ermittelt. Damit trägt $H$ etwa zu 20% zum Fehler von $|g|$ bei.

c) Auch der relative Fehler der Lebensdauer des mittleren Zustandes addiert sich zum relativen Fehler von $|g|$. Nach Angabe von STEFFEN[32]) und nach eigenen Messungen nehmen wir die Halbwertszeit zu

$$T_{1/2} = (8{,}6 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-8} \text{ sec}$$

an (vgl. Seite 346). Diese relativ grosse Ungenauigkeit macht rund 30% des Fehlers von $|g|$ aus.

d) Die in Fig. 10 eingezeichneten Fehler der einzelnen Messpunkte sind zusammengesetzt aus den statistischen Fehlern und den Fehlern der Korrekturen, wobei die ersteren etwa fünfmal grösser sind. Der Beitrag dieser Fehler macht etwa die Hälfte des Fehlers von $|g|$ aus.

e) Die Messpunkte in Fig. 10 liegen gruppenweise über und unter der theoretischen Kurve. Dieses Verhalten ist besser ersichtlich,

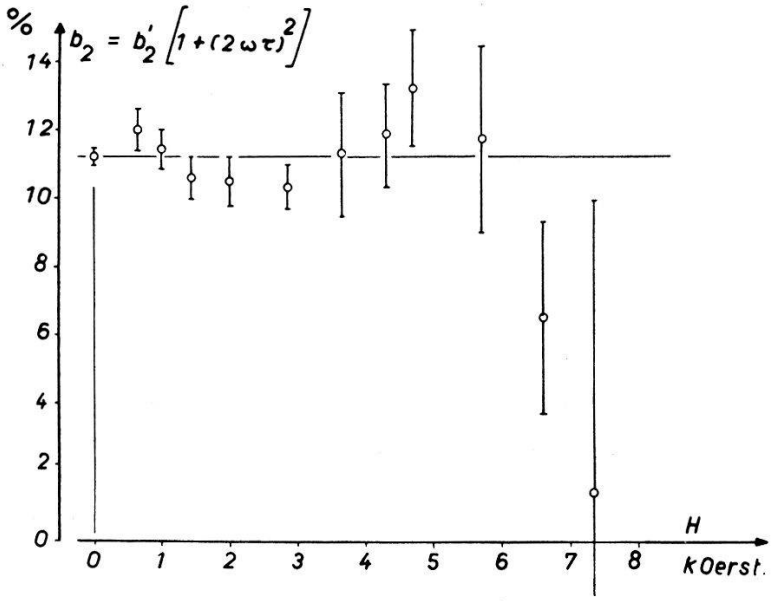


Fig. 11.
Anisotropie reduziert um die theoretische Schwächung.

wenn man die Messpunkte durch den theoretischen Wert der Schwächung dividiert, so dass die Messwerte im Mittel auf der horizontalen Geraden durch $b_2 = b_2'$ $(H = 0)$ liegen (Fig. 11).

Eine eindeutige Abklärung der deutlich sichtbaren Welligkeit ist uns noch nicht gelungen. Obwohl die Möglichkeit nicht sehr gross ist, dass der Effekt durch statistische Schwankungen vorgetäuscht wird, kann sie doch nicht ausgeschlossen werden. Eine weitere Er-

klärung ist möglich durch die Wechselwirkung des Kernquadrupolmomentes mit inhomogenen elektrischen Kristallfeldern. Auf jeden Fall ist eine gründliche Untersuchung einer solchen „Feinstruktur" der Schwächung experimentell sehr schwierig, da kleinste Differenzen in der Herstellung der Quellen sich sehr stark auswirken können. Ferner erfordert die Kleinheit des Effektes kleine statistische Fehler, also äusserst lange Messzeiten.

## B. Vorzeichen des $g$-Faktors.

Wie im 2. Abschnitt gezeigt wurde, lässt sich mit Detektoren, die zwischen den zwei Quanten der Kaskade nicht unterscheiden können, nur eine Aussage über den Betrag, nicht aber über das Vorzeichen des $g$-Faktors machen. Der Energieunterschied zwischen den beiden Quanten der $Cd^{111}$-Kaskade erlaubt es aber, die Detektoren für diese Unterscheidung sensibel zu machen, indem man die Stirnabsorber ungleich wählt. (Die Summe der beiden Absorberdicken muss wegen der Zustreuung ungefähr gleich bleiben. Im Falle des $Cd^{111}$ zeigt eine rechnerische Abschätzung, dass der Differenzeffekt optimal wird, wenn man vor dem einen Zähler 1,2 mm, beim andern 0 mm Blei anbringt, zusätzlich je 2,4 mm Aluminium.) Zur Erläuterung dieses Effektes diskutieren wir den folgenden Idealfall: Der feste Zähler sei nur für das erste, der bewegliche nur für das zweite Quant empfindlich. Der $g$-Faktor sei negativ, so dass — in der halbklassischen Betrachtungsweise (vgl. Seite 344) — die Präzession im positiven Sinn um $H$ erfolgt. Misst man für $H = 0$ das Maximum der Winkelverteilung bei $90^0$, so verschiebt sich dieses gegen grössere Winkel bei $H \neq 0$, wenn die Richtungen des ersten Quants, des zweiten Quants und des Magnetfeldes eine Rechtsschraube bilden. Vertauscht man die Empfindlichkeit der Zähler, so verschiebt sich das Maximum gegen einen Winkel, der kleiner ist als $90^0$. Das Umpolen des Magneten bewirkt denselben Effekt, wie das Vertauschen der Absorber.

Wir haben durch Messung der Differenz der Koinzidenzrate (bei $\Theta = 135^0$) durch Vertauschung der ungleichen Stirnabsorber und der Magnetfeldrichtung eindeutig festgestellt, dass

$$g < 0$$

ist. Der experimentell bestimmte Differenzeffekt stimmt dabei mit dem berechneten Effekt gut überein. Damit folgt für den $g$-Faktor des mittleren Zustandes der $\gamma$-$\gamma$-Kaskade von $Cd^{111}$:

$$\boxed{g = -0{,}28 \pm 0{,}05\,.}$$

## 16. *Diskussion.*

Aus dem $g$-Faktor lässt sich bei bekanntem Spin direkt das magnetische Moment des mittleren Zustandes angeben. McGinnis[21]) hat unter Annahme von Einteilchenzuständen das mittlere Niveau als $d_{5/2}$-Term bezeichnet (vgl. Fig. 1). Nehmen wir an, dass mechanisches und magnetisches Moment hauptsächlich vom letzten, ungeraden Neutron herrühren, so bestätigt das von uns gemessene negative Vorzeichen des $g$-Faktors die Zuordnung $d_{5/2}$ (vgl. [26]).

Damit folgt für das magnetische Moment dieses Zustandes:

$$\boxed{\mu(d_{5/2}) = -(0{,}70 \pm 0{,}12)\ \mu_K.}$$

Andererseits ist das magnetische Moment des Grundzustandes von $Cd^{111}$ sehr gut bekannt[44]):

$$\mu(s_{1/2}) = -(0{,}59492 \pm 0{,}00008)\ \mu_K.$$

Im vorliegenden Fall ist also zum ersten Male das magnetische Moment eines Kernes in mehr als einem Zustand bekannt. In Fig. 12

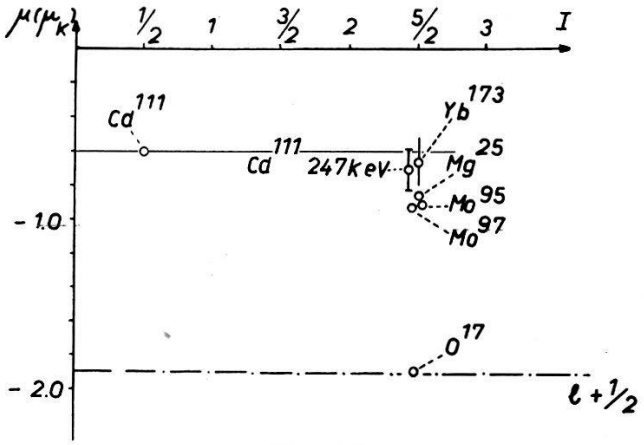


Fig. 12.
Schmidt-Diagramm für neutronen-ungerade Kerne.

haben wir diese beiden Momente, zusammen mit den andern bekannten $d_{5/2}$-Zuständen für neutronen-ungerade Kerne, in ein Schmidt-Diagramm eingetragen.

Zwei Tatsachen lassen sich aus Fig. 12 sehr gut ersehen:

1. Das magnetische Moment des angeregten Zustandes passt sich gut ein in die Gruppe der übrigen Werte, welche $d_{5/2}$-Grundzuständen entsprechen. Eine Ausnahme bildet nur der Kern $O^{17}$, der aus einem doppelt magischen Rumpf und einem zusätzlichen Neutron besteht.

2. Innerhalb der noch ziemlich grossen Fehlergrenze besitzt das Isotop $Cd^{111}$ im Grundzustand und im tiefsten angeregten Zustand das gleiche magnetische Moment. Ob die magnetischen Momente genau gleich sind, oder ob die vorhandene Tendenz des angeregten Zustandes gegen die Schmidt-Linie $l + 1/2$ wirklich vorhanden ist, wird sich erst durch genauere Messungen der Halbwertszeit und der Schwächung entscheiden lassen.

Wir danken Herrn K. ALDER für die vielen wertvollen Diskussionen sowie den Herren Dr. J. P. BLASER und Dr. P. MARMIER für die zahlreichen Cyklotronbestrahlungen.

## Literaturverzeichnis.


1) T. SCHMIDT, Z. Phys. **106**, 358 (1937).
2) W. ELSASSER, J. Phys. Radium **5**, 625 (1934).
3) M. G. MAYER, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
4) O. HAXEL, J. H. D. JENSEN und H. E. SUESS, Z. Phys. **128**, 295 (1950).
5) E. FEENBERG und K. C. HAMMACK, Phys. Rev. **75**, 1877 (1949).
6) L. W. NORDHEIM, Phys. Rev. **75**, 1894 (1949).
7) W. HEISENBERG, Theorie des Atomkerns, Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen (1951).
8) R. BOUCHEZ, C. R. Acad. Sci., Paris **231**, 275 (1950).
9) H. KOPFERMANN, Naturwissenschaften **38**, 29 (1951).
10) H. MIYAZAWA, Progr. Theor. Phys. **6**, 263 (1951).
11) A. DE SHALIT, Helv. Phys. Acta **24**, 296 (1951).
12) A. BOHR, Phys. Rev. **81**, 134 (1951).
13) A. L. SCHAWLOW und C. H. TOWNES, Phys. Rev. **82**, 268 (1951).
14) F. BLOCH, Phys. Rev. **83**, 839 (1951).
15) L. L. FOLDY und F. J. MILFORD, Phys. Rev. **80**, 751 (1950).
16) L. DAVIS, D. E. NAGLE und J. R. ZACHARIAS, Phys. Rev. **76**, 1068 (1949).
17) D. R. HAMILTON, Phys. Rev. **58**, 122 (1940).
18) E. L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **72**, 870 (1947).
19) G. GOERTZEL, Phys. Rev. **70**, 897 (1946).
20) E. L. BRADY und M. DEUTSCH, Phys. Rev. **78**, 558 (1950).
21) C. L. MCGINNIS, Phys. Rev. **81**, 734 (1951).
22) F. BOEHM und M. WALTER, Helv. Phys. Acta **22**, 378 (1949).
23) D. M. ROBERTS und R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **82**, 332 (1951).
24) H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. **82**, 549 (1951).
25) H. AEPPLI, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER, M. WALTER und W. ZÜNTI, Phys. Rev. **82**, 550 (1951).
26) H. AEPPLI, H. FRAUENFELDER und M. WALTER, Helv. Phys. Acta **24**, 335 (1951).
27) K. ALDER, Phys. Rev. **84**, 369 (1951).
28) K. ALDER, Helv. Phys. Acta **25**, 23[illegible] (1952).
29) H. AEPPLI, H. ALBERS-SCHÖNBERG, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER und E. HEER, Phys. Rev. **84**, 370 (1951).
30) M. DEUTSCH und D. T. STEVENSON, Phys. Rev. **76**, 184 (1949).
31) F. K. MCGOWAN, ORNL. **366**, 34 (1949).
32) R. M. STEFFEN, persönliche Mitteilung.

[33]) H. Frauenfelder, Helv. Phys. Acta **23**, 347 (1950).
[34]) J. Kurshan, Rev. Sci. Instr. **18**, 647 (1947).
[35]) M. Walter, O. Huber und W. Zünti, Helv. Phys. Acta **23**, 697 (1950).
[36]) O. Huber, F. Humbel, H. Schneider und A. de Shalit, Helv. Phys. Acta **25**, 3 (1952).
[37]) T. N. K. Godfrey, F. B. Harrison und J. W. Keuffel, Phys. Rev. **84**, 1248 (1951).
[38]) H. Bradt, P. C. Gugelot, O. Huber, H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
[39]) W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press (1944).
[40]) P. E. Cavanagh, J. F. Turner, D. V. Booker und H. J. Dunster, Proc. Phys. Soc. [A] **64**, 13 (1951).
[41]) P. E. Cavanagh, Phys. Rev. **82**, 791 (1951).
[42]) J. P. Blaser, F. Boehm, P. Marmier und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **24**, 441 (1951).
[43]) R. M. Steffen, Phys. Rev. **83**, 161 (1951).
[44]) J. E. Mack, Rev. Mod. Phys. **22**, 64 (1950).