

Michel

Zentralinstitut für Reaktorexperimente  
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH

des Landes Nordrhein-Westfalen - e. V.

Absolutmessung der Zerfallsrate eines radioaktiven  
Strahlers mit komplexem Zerfallsschema  
mit Hilfe einer  $4 \pi \beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzanlage

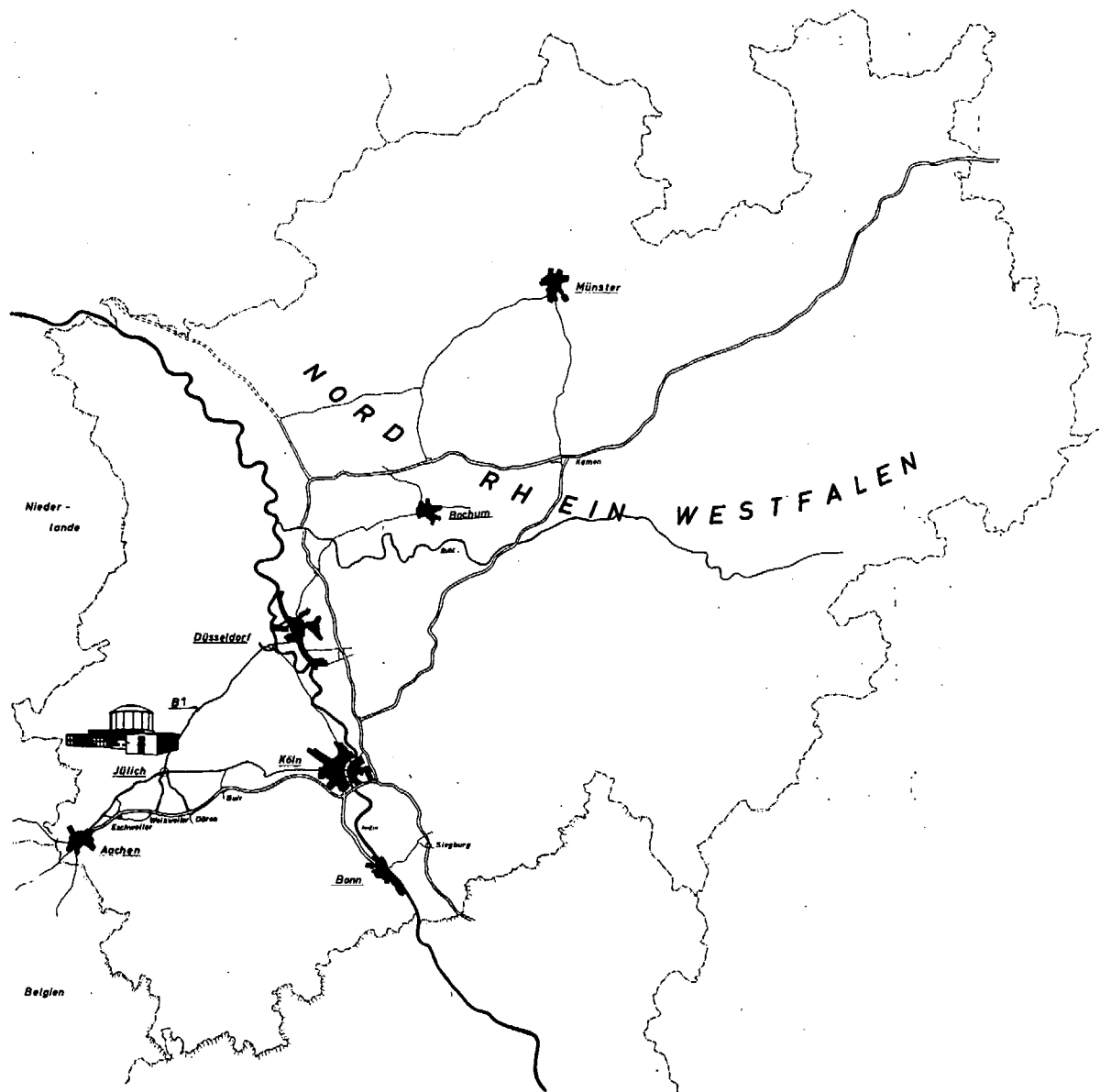
Die Absolutmessung von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Co}^{58}$

von L. Dieck

Jül - 355 - RX

Januar 1966

Als Manuskript gedruckt



**Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 355**  
**Zentralinstitut für Reaktorexperimente Jül – 355 – RX**

Dok.: Euratom Keywords: Radiation detectors, scintillation counters  
proportional counters, coincidence methods, gamma  
detection, beta detection, spectrometers, standards,  
\* 4  $\pi$  - beta - counter, shielding

DK: 539.1.074  
535 : 853

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,  
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Absolutmessung der Zerfallsrate eines radioaktiven  
Strahlers mit komplexem Zerfallsschema  
mit Hilfe einer  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzanlage**

**Die Absolutmessung von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Co}^{58}$**

von L. Dieck

**Kernforschungsanlage Jülich**  
des Landes Nordrhein-Westfalen - e.V.  
**ZIR**

517 Jülich, den 21.6.1966  
Postfach 365  
AZ. 0-3/Die/Bü

An  
Herrn Dr. Nickel  
Institut für Reaktorwerkstoffe

Ohne besonderes Anschreiben erhalten Sie als Anlage drei Exemplare  
meines Berichtes Jül-355-RX in der Annahme,  
daß er für Sie und die Arbeit Ihres Instituts  
von Interesse ist.

Mit Bezug auf

Ihr/mein/ unser Schreiben .....  
vom ..... AZ: .....  
Telefongespräch am .....  
mit .....  
Besprechung am .....  
in .....

Mit der Bitte um

<u>Kenntnisnahme</u>	<u>u. z. Verbleib</u>
Stellungnahme	Rückgabe
Erledigung	weitere Veranlassung



(Unterschrift)

(Dipl.-Phys. L. Dieck)

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	2
2. <u>Die <math>\beta</math>-<math>\gamma</math>-Koinzidenzmethode</u>	3
2.1 Korrekturen für apparative Fehler	4
2.2 Korrekturen für physikalische Fehler	6
3. <u>Der mechanische Aufbau der Apparatur</u>	7
3.1 Der $4\pi\beta$ -Zähler	7
3.2 Die Szintillationszähler	8
3.3 Die Bleiabschirmung	9
4. <u>Die elektronische Ausrüstung</u>	9
4.1 Der $\beta$ -Kanal	9
4.2 Die $\gamma$ -Kanäle	10
4.3 Die Koinzidenzanordnung	11
5. <u>Kennlinien, Daten und Prüfmessungen</u>	13
5.1 Für den $\beta$ -Kanal	13
5.2 Für die $\gamma$ -Kanäle	14
5.3 Für den Koinzidenzkanal	15
6. <u>Die Bestimmung der absoluten Aktivität von <math>\text{Co}^{60}</math> Strahlern</u>	16
6.1 Ableitung der Koinzidenzgleichungen	16
6.2 Bestimmung des Gesamtkorrekturfaktors F	20
6.3 Berechnung der zufälligen Koinzidenzen	24
6.4 Meßergebnisse	25
6.5 Zur Anwendung der Korrekturmethode von Bell und Cheever auf Messungen mit einer $4\pi\beta$ - $\gamma$ Koinzidenzapparatur	26
7. <u>Die Bestimmung der absoluten Aktivität von <math>\text{Co}^{58}</math> Strahlern</u>	28
7.1 Ableitung der Koinzidenzgleichungen	28
7.2 Bestimmung des Gesamtkorrekturfaktors F	33
7.3 Berechnung der zufälligen Koinzidenzen	38
7.4 Meßergebnisse	39
8. <u>Fehlerbestimmung</u>	40
9. <u>Zusammenfassung</u>	45
10. <u>Literatur</u>	46

## 1. Einleitung

Ausgangspunkt dieser Arbeit waren die Konstruktion und der Aufbau einer  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzapparatur zur Bestimmung der absoluten Aktivität von radioaktiven Strahlern mit komplexem Zerfallsschema. Die für dieses Verfahren grundlegende Arbeit [1] erschien 1959 von P. J. CAMPION, der erstmals einen, für  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzanlagen notwendigen, extrem flachen  $4\pi\beta$ -Methandurchflußzähler baute. Er beschreibt den Aufbau einer solchen Anlage sowie die rechnerische und meßtechnische Erfassung der Korrekturen zu den Absolutmessungen ausführlich. Darauf bauen praktisch alle anderen Arbeiten auf, und seine Arbeit bildete auch zur Konstruktion dieser Meßapparatur die Grundlage.

Mit der  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzanlage sollen Verfahren zur Absolutmessung verschiedener radioaktiver Strahler mit komplexem Zerfallsschema entwickelt werden und die Absolutmessung von Aktivierungs-sonden zur Vermessung von Neutronenflüssen sowie die Eichung von Standardpräparaten durchgeführt werden.

Obwohl die Vorteile einer  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzapparatur erst bei hoher  $\beta$ -Zählrausbeute unter Verwendung von extrem dünn-schichtigen Lösungspräparaten voll ausgenutzt werden, soll hier das Schwergewicht auf die Absolutmessung von Scheibensonden gelegt werden, die hauptsächlich als Aktivierungs-sonden und als Eichstandards verwendet werden.

Nach Fertigstellung der Apparatur soll nach den notwendigen Prüfmessungen zunächst zur Erprobung von Meßverfahren und zu einer endgültigen Kontrolle der gesamten Meßanlage die absolute Aktivität eines geeichten  $\text{Co}^{60}$ -Strahlers bestimmt werden. Anschließend soll die absolute Aktivität von  $\text{Co}^{58}$ , einem radioaktiven Strahler mit sehr komplexem Zerfallsschema bestimmt werden. Die Absolutmessung von  $\text{Co}^{58}$  ist wegen der Bedeutung der Reaktion  $\text{Ni}^{58}(\text{n}, \text{p})\text{Co}^{58}$  zur Bestimmung der Dosis schneller Neutronen bei Langzeitbestrahlungen in den letzten Jahren sehr wichtig geworden.

## 2. Die $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode

Zur Absolutbestimmung der Zerfallsrate eines radioaktiven Strahlers benutzt man vorzugsweise die  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode, die auf dem folgenden Formalismus beruht.

$$\begin{aligned} N_{\beta} &= N_0 \cdot \varepsilon_{\beta} \cdot F_{\beta} \\ N_{\gamma} &= N_0 \cdot \varepsilon_{\gamma} \cdot F_{\gamma} \\ N_K &= N_0 \cdot \varepsilon_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma} \cdot F_K \end{aligned}$$

Mit

$N_0$	:	Absolute Aktivität des Strahlers
$N_{\beta}, N_{\gamma}, N_K$	:	Zählraten in dem $\beta$ , $\gamma$ , und Koinzidenkanal
$F_{\beta}, F_{\gamma}, F_K$	:	Korrekturfaktoren in den Kanälen
$\varepsilon_{\beta}; \varepsilon_{\gamma}$	:	Zählausbeute in $\beta$ und $\gamma$ -Kanal

Aus diesen Gleichungen erhält man

$$N_0 = \frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K} \left[ \frac{\overline{\varepsilon_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma}}}{\overline{\varepsilon_{\beta}} \cdot \overline{\varepsilon_{\gamma}}} \right] \cdot F$$

mit  $F = \frac{F_{\beta} \cdot F_{\gamma}}{F_K}$  : Gesamtkorrekturfaktor

$\overline{\varepsilon_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma}}$  : Mittel über das Produkt  $\varepsilon_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma}$

$\overline{\varepsilon_{\beta}} \cdot \overline{\varepsilon_{\gamma}}$  : Produkt der gemittelten  $\varepsilon_{\beta}$  und  $\varepsilon_{\gamma}$

Nach Putman [9] sind  $\overline{\varepsilon_{\beta} \cdot \varepsilon_{\gamma}}$  und  $\overline{\varepsilon_{\beta}} \cdot \overline{\varepsilon_{\gamma}}$  identisch, wenn einer der Detektoren die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit für alle Punkte der ausgedehnten radioaktiven Quelle hat. Das ist nach Abb. 13 für den  $4\pi$ - $\beta$ -Zähler und annähernd auch für die  $\gamma$ -Detektoren der hier beschriebenen Apparatur der Fall.

Somit erhält man

$$N_0 = \frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K} \cdot F \quad (2.5)$$

Dieser Formalismus läßt sich in dieser Form nur bei radioaktiven Strahlern mit einfachem Zerfallsschema, d. h. mit einfacher  $\beta$ - $\gamma$ -Kaskade, anwenden. Bei komplexem Zerfallsschema müssen entsprechende Koinzidenzgleichungen abgeleitet werden. Der Korrekturfaktor  $F$  ist bei dieser Methode für einfache Zerfallsschemen nur wenig von eins verschieden und seine Änderung bei variierenden Impulsraten, geometrischen Anordnungen und Präparatdicken ist gering.

An dieser Stelle wird die Klärung der Begriffe Nachweiswahrscheinlichkeit und Zählhausbeute, so wie sie in diesem Bericht verwendet werden sollen, notwendig.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\beta$ -Teilchen in einem  $4\pi$ - $\beta$  Zähler ist eins. Geht jetzt durch  $\beta$ -Selbstabsorption ein Teil der  $\beta$ -Teilchen verloren, so kann man nicht von einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers sprechen, sondern benutzt den Ausdruck Zählhausbeute für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen aus dem Präparat austritt und auch gezählt wird.

Gehen z. B. bei einem  $\text{Co}^{60}$  Präparat 80 % der  $\beta$ -Teilchen durch Selbstabsorption verloren, so ist bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 1 die Zählhausbeute 0,2.

Bei den Koinzidenzmessungen müssen die anschließend beschriebenen Korrekturen für apparative und physikalische Fehler berücksichtigt werden.

## 2.1 Korrekturen für apparative Fehler

Die Korrekturen für apparative Fehler setzen sich aus den folgenden Einzelbeiträgen zusammen:

1. Schwankungen des Nachweisvermögens der Detektoren
2. Der Verlust wahrer Koinzidenzen
3. Fehler in der Impulsverarbeitung und Registrierung
4. Nulleffekt in den einzelnen Zählkanälen
5. Zufällige Koinzidenzen
6. Totzeitkorrekturen.

Durch regelmäßige Prüfmessungen nach 5. müssen eventuelle Beiträge der Fehler 1. bis 3. durch eine Einjustierung der Apparatur beseitigt werden. Der Nulleffekt, Fehler Nr. 4, muß nach jeder Meßreihe, ohne eine Veränderung in der Einstellung der Apparatur, hinreichend lange gemessen werden und von den Zählraten in den einzelnen Kanälen abgezogen werden.

Eine Korrektur für zufällige Koinzidenzen kann rechnerisch und experimentell erfolgen. Die zufälligen Koinzidenzen können gemessen werden, indem man die Verzögerung in dem Koinzidenzanalysator soweit verändert, daß echte Koinzidenzen völlig ausgeschlossen sind. Der Zeitaufwand durch Verstellen der Verzögerung und einer Messung der zufälligen Koinzidenzen mit relativ langer Meßzeit sowie der anschließenden Neueinstellung der Apparatur ist so groß, daß bei einfachen Verhältnissen die rechnerische Bestimmung vorzuziehen ist.



Zufällige Koinzidenzen entstehen dadurch, daß der Koinzidenzanalysator für eine Zeit  $2\tau_R = (\tau_A + \tau_B)$  koinzidenzfähig ist.

$\tau_R$  : Koinzidenzauflösungszeit

$\tau_A; \tau_B$  : Impulslängen in den einzelnen Koinzidenzkanälen

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein  $\beta$ -Teilchen gezählt wird, und ein dazu koinzidenter  $\gamma$ -Zerfall nicht gezählt wird, ist:

$$W_1 = \epsilon_\beta (1 - \epsilon_\gamma) \quad (2.1.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß innerhalb der Koinzidenzauflösungszeit  $\tau_R$  ein anderes  $\gamma$ -Quant gezählt wird und damit eine zufällige Koinzidenz erzeugt, ist:

$$W_2 = N_0 \cdot \epsilon_\gamma \cdot \tau_R \quad (2.1.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Koinzidenz durch diesen Effekt ist dann

$$W_3 = W_1 \cdot W_2 = N_0 \cdot \tau_R \cdot \epsilon_\beta \cdot \epsilon_\gamma (1 - \epsilon_\gamma) \quad (2.1.3)$$

und die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen beträgt

$$N_{KZ}^{(1)} = N_0^2 \tau_R \cdot \epsilon_\beta \cdot \epsilon_\gamma (1 - \epsilon_\gamma) \quad (2.1.4)$$

Für die Umkehrung dieses Effekts, d. h., daß ein  $\gamma$ -Quant gezählt wird und ein unechtes  $\beta$ -Teilchen eine zufällige Koinzidenz erzeugt, erhält man

$$N_{KZ}^{(2)} = N_0^2 \tau_R \cdot \epsilon_\beta \cdot \epsilon_\gamma (1 - \epsilon_\beta) \quad (2.1.5)$$

Die Gesamtzahl der zufälligen Koinzidenzen ergibt:

$$N_{KZ} = N_0^2 \tau_R \cdot \epsilon_\beta \cdot \epsilon_\gamma (2 - \epsilon_\beta - \epsilon_\gamma) \quad (2.1.6)$$

Mit  $N_\beta = N_0 \cdot \epsilon_\beta$ ;  $N_\gamma = N_0 \cdot \epsilon_\gamma$

und  $\epsilon_\beta = \frac{NK}{N_\gamma}$  und  $\epsilon_\gamma = \frac{NK}{N_\beta}$

erhält man eine Gleichung für die zufälligen Koinzidenzen, die nur bekannte Größen enthält.

$$N_{KZ} = N_\beta \cdot N_\gamma \cdot \tau_R \left( 2 - \frac{NK}{N_\gamma} - \frac{NK}{N_\beta} \right) \quad (2.1.7)$$

Die wahre Koinzidenzrate  $N_K$  wird als bekannt vorausgesetzt. Es ist aber nur  $N_K + N_{KZ}$  durch die Messungen bekannt, und man müßte  $N_{KZ}$  durch ein Iterationsverfahren bestimmen. Eine Fehlerbetrachtung zeigt jedoch, wie gering sich ein Fehler in  $N_K$  auf die Berechnung von  $N_{KZ}$  auswirkt. Es genügt völlig, in (2.1.7) mit der gemessenen Koinzidenzzählrate  $N_K + N_{KZ}$  zu rechnen. Ein Vergleich zwischen Rechnung und Messung der zufälligen Koinzidenzen zeigt für  $\text{Co}^{60}$  eine Übereinstimmung von  $\pm 1\%$ .

Für eine Totzeitkorrektur leitet Campion [1] folgende Korrekturformel ab:

$$\frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K} = N_0 \left[ 1 - N_0 \cdot \epsilon_{\beta} \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \tau_{D,\gamma} \left\{ \frac{1 - N_0 \tau_{D,\beta}}{1 - N_0 (\tau_{D,\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma} + \tau_{D,\beta} \cdot \epsilon_{\beta} - \epsilon_{\beta} \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \tau_{D,\gamma})} \right\} \right] \quad (2.1.8)$$

mit

$\tau_{D,\beta}$ ;  $\tau_{D,\gamma}$  : Totzeiten in dem  $\beta$ - und in dem  $\gamma$ -Kanal

Geht bei Lösungspräparaten  $\epsilon_{\beta} \rightarrow 1$ , so erhält man:

$$\frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K} = N_0 \left[ 1 - N_0 \tau_{D,\gamma} \cdot \epsilon_{\beta} \cdot \epsilon_{\gamma} \right] \quad (2.1.9)$$

Ist  $\tau_{D,\beta} \approx \tau_{D,\gamma} = \tau_D$ , was bei dieser Apparatur nach Abb. 18 annähernd gegeben ist, so erhält man für  $N_0 \cdot \tau_D \ll 1$

$$\frac{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}}{N_K} = N_0 \left[ 1 - N_0 \tau_D \epsilon_{\beta} \cdot \epsilon_{\gamma} \right] \quad (2.1.10)$$

## 2.2 Korrekturen für physikalische Fehler

Die Korrekturen für physikalische Fehler setzen sich aus den folgenden Einzelbeiträgen zusammen.

1. Ortsabhängigkeit des Nachweisvermögens der Detektoren
2. Komplexes Zerfallsschema
3. Innere Umwandlung
4.  $\beta$ -Empfindlichkeit des  $\gamma$ -Zählers
5. Bremsstrahlung

6. Sekundärelektronen
7.  $\gamma$ -Empfindlichkeit des  $\beta$ -Zählers
8.  $\beta$  -  $\gamma$ -Koinzidenzen
9.  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation

Eine Ortsabhängigkeit des Nachweisvermögens besteht nach Abb. 15 nur für die  $\gamma$ -Detektoren. Bei der  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzmethode entstehen hierdurch keine Fehler. Die Fehler 2 bis 9 sollen hier nicht allgemein behandelt werden. Sie sind abhängig von dem Zerfallsschema des zu messenden Strahlers und werden bei der Ableitung der Koinzidenzgleichungen mit berücksichtigt.

### 3. Der mechanische Aufbau der Apparatur

#### 3.1 Der $4\pi\beta$ Zähler mit Probenwechsler

Der  $4\pi\beta$  Zähler ( Abb. 2 ) wird als Methandurchflußzähler mit 100 % Methan bei Atmosphärendruck betrieben. Der Zähler ist mit einem Probenwechsler und einer Vorspülkammer ( Abb. 2, Schnitt C - D ) ausgestattet, wodurch eine Wartezeit nach Präparatwechsel nicht mehr notwendig ist. Die Zählrohre sind aus Aluminium gefertigt. Der Innendurchmesser beträgt 7,5 cm oder 3", und entspricht damit den Abmessungen der  $3 \times 3''\text{NaJ (Tl)}$  Kristalle, die mit ihren Fassungen auf den Zählrohren aufsitzen. Die Zählrohre sind 2 cm hoch, und die Zähldrähte befinden sich rd. 1,2 cm über und unter dem radioaktiven Strahler. Diese Abmessungen haben sich bei den Messungen als besonders günstig erwiesen. Der Zähl draht aus Wolfram oder Molybdän mit  $30 \mu$  bis  $50 \mu \varnothing$  wird im Durchmesser durch das Zählrohr gespannt und durch Teflonisolierungen mit genügend langem Kriechweg gegen die Zählrohrwand, die Kathode, isoliert ( Abb. 2, Schnitt E - F ). Die Gaszufuhr erfolgt durch die Teflonisolierung, in der der Zähl draht durch eine Feder gespannt wird, in dem oberen Zählrohr, und die Gasabfuhr durch die entsprechende Teflondurchführung in dem unteren Zählrohr. Dadurch wurden weitere Bohrungen in dem Zählrohrmantel

verhindert, die den Feldverlauf stören können. Die Gewindebohrungen für die Teflonisolierung wurden im Zählrohr sorgfältig abgerundet, um Spitzenladungen zu vermeiden.

Die Hochspannungszuführung wurde so konstruiert, daß an dem Zählendraht direkt ein abgeschirmtes Koaxialkabel angebracht werden kann ( Abb. 2, Schnitt E-F ), so daß auch innerhalb der Bleiabschirmung nur abgeschirmte Kabel verwendet werden.

Die Zählrohre sind mit einer aluminium-bedampften Mylarfolie der Massenbelegung  $0,5 \text{ mg/cm}^2$  abgedeckt. Diese Folie ist so dünn, daß die Zählrohre unter direkter Lichtbestrahlung nicht mehr einwandfrei arbeiten können. Die Zählrohre sind mit einem Flansch an den Probenwechsler angeschraubt und können leicht demontiert werden.

Als Präparatträger werden dünne, in einem Stahlring gefaßte Aluminium-, Mylar- oder VYNS-Folien benutzt. Die scharfen Kanten an den Stahlringen wurden abgerundet und poliert. Diese Präparatträger werden in eine Bohrung der Drehscheibe des Probenwechslers gelegt. Die Drehscheibe hat 3 solche Bohrungen von denen sich in der arretierbaren Stellung eine in dem Zählvolumen und eine in der Vorspülkammer befindet. Die dritte Bohrung ist zum Auswechseln der Präparate von außen frei zugänglich. Probenwechsler und Drehscheibe sind aus rostfreiem Stahl gefertigt. Die Vorspülkammer kann aufgeschraubt werden, ( Abb. 2, Schnitt C-D ) und der ganze Probenwechsler kann leicht in seine Einzelteile zerlegt und gereinigt werden. Die Drehscheibe ist auf  $5 \mu$  Toleranz planparallel geschliffen und mit Distanzstücken genau zwischen die Abdeckplatten eingepaßt. Als Dicht- und Schmiermittel wird Vaseline benutzt. Die Zählkammern stehen unter einem leichten Überdruck von ca. 2 cm Wassersäule, um ein Eindringen von Luft in das Zählvolumen zu verhindern. Die Drehscheibe wird durch einen Hebel, der in die Bohrungen für die Arretierkugel eingehakt wird, gedreht ( Abb. 3 ).

Der ganze  $4\pi$ - $\beta$  Zähler ist auf eine Stahlplatte, die in ihren Abmessungen der 19 Zoll Norm entspricht, aufmontiert ( Abb. 3 ).

### 3.2 Die Szintillationszähler

Die beiden Szintillationszähler vom Typ 76SE76 wurden von der Firma Quartz et Silice fertig bezogen. Sie bestehen aus einem  $3'' \times 3''$  NaJ (Tl) Kristall mit einem dünnen Aluminiumfenster. Angeschlossen ist ein Fotovervielfacher des Typs 54AVP von Valvo mit Spannungsteiler. Der NaJ (Tl) Kristall mit einem Durchmesser von ca. 7,5 cm ist unmittelbar auf die wesentlich größere Fotokathode mit einem Durchmesser von 11,1 cm aufmontiert. Der Fotovervielfacher mit 11 Dynoden und einer Fokussierelektrode wird von einem antimagnetischen Metallzylinder abgeschirmt.

### 3.3 Die Bleiabschirmung

Die Bleiabschirmung ( Abb. 5 ) umgibt den  $4\pi$  Zähler und die Szintillationszähler mit einem Bleischild von 5 cm Stärke. Das Blei ist innen und außen von 1 mm starkem Eisenblech eingefasst. Das Eisenblech ist gleichzeitig eine Abschirmung gegen die Aktivität des Bleis. Die Türen zum Auswechseln der Präparate im  $4\pi$ - $\beta$  Zähler sind an den Auflageflächen rundherum abgewinkelt ( Abb. 4 ), so daß bei geschlossenen Türen kein direkter Strahledurchgang zum Innern der Abschirmung möglich ist.

Bei geöffneten Türen kann der 19" Einschub mit dem  $4\pi$   $\beta$ -Zähler wie eine Schublade herausgezogen werden ( Abb. 4 ). Diese Anordnung hat sich vor allem bei der Erprobung der Apparatur durch die gute und schnelle Zugänglichkeit des  $4\pi$   $\beta$ -Zählers bestens bewährt. Die Bohrungen zur Aufnahme der beiden Szintillationszähler sind nach dem Guß der Bleiabschirmung auf einem Bohrwerk genau konzentrisch ausgedreht worden. Die Szintillationszähler sitzen in der normalen Stellung mit der Fensterfassung auf dem Zählrohr- rand auf. Sie können jedoch zur Herabsetzung der  $\gamma$ -Zählrate durch eine Klemmvorrichtung in jeder beliebigen Lage festgestellt werden. Für die Kabel und Gasdurchführungen zum  $4\pi$   $\beta$ -Zähler befindet sich eine Bohrung mit 3 cm Durchmesser in der Rückwand der Abschirmung. Der Innenraum der Abschirmung ist so groß, daß die Kathodenfolger für die beiden  $\beta$ -Zählrohrhälften noch darin untergebracht werden können.

## 4. Die elektronische Ausrüstung

Die gesamte elektronische Ausrüstung, außer den beiden Kathodenfolgern, die sich in der Bleiabschirmung befinden, ist in einem gut ventilierten fahrbaren Schrank ( Abb. 1 ) untergebracht. Zwei große Türen mit vier Ventilatoren bilden die Rückwand des Schrankes, der in Eigenbau hergestellt wurde. Die Elektronik ist so ausgelegt, daß bei allen Messungen jede gewünschte Einstellung an der Vorderseite des Schrankes gemacht werden kann. Zur Absicherung und zur schnellen Notausschaltung der Anlage wurde ein Hauptschalter mit Schaltschutz und Überstromauslöser eingebaut.

Ein Blockschaltbild der ganzen elektronischen Anlage zeigt Abb. 6.

### 4.1 Der $\beta$ -Kanal

Die beiden  $\beta$ -Zählrohrhälften sind jede einzeln über ein Koaxialkabel, das mit Steckverbindungen eine Länge von nur 10 cm hat ( Abb. 3 ), mit einem Kathodenfolger verbunden. Durch die kurze Kabellänge zum Kathodenfolger wird die Kapazität im Zählkreis klein gehalten, um eine möglichst gute Impulshöhe zu erhalten. Die beiden Kathodenfolger sind Eigenbau Schaltbild Abb. 7.

Sie sind durch die Verwendung einer Subminiaturröhre AC 701 sehr klein und können daher noch in der Bleiabschirmung untergebracht werden. Die AC 701 wird mit hochstabiler Gleichspannung von 12 V über einen Spannungsteiler geheizt. Die Anodenspannung beträgt maximal 120 V. Anodenspannung und Heizstrom werden über abgeschirmte Koaxialkabel mit Subminiatursteckern zugeführt. Durch diese Anordnung kann das Rauschen von den kleinsten  $\beta$ -Impulsen gut unterschieden werden, was der Verlauf der Kurve 2 (Abb. 13, Erläuterungen unter 5.1) deutlich zeigt. Zum Abgleich der Verstärkung der beiden Kathodenfolger wurde noch ein Regelpotentiometer eingebaut.

Die Ausgangsimpedanz der Kathodenfolger beträgt ca.  $430 \Omega$ . Die Ausgänge der beiden Kathodenfolger werden über eine Entkopplungsstufe (Abb. 8) zusammengeführt und mit dem Eingang eines Linearverstärkers vom Typ Hamner N 303 verbunden. Bei Prüfmessungen und Absorbermessungen ist es notwendig, das obere und das untere Zählrohr getrennt abzufragen. Einen Kathodenfolger kann man durch Abschalten von Anodenspannung oder Heizung nicht abschalten, daher wurde eine Relaischaltung (Abb. 8) benutzt, bei der die Ausgangsimpedanz des jeweils abgeschalteten Kathodenfolgers durch einen entsprechend abgestimmten Lastwiderstand ersetzt wird.

Von den Ausgangsimpulsen des Linearverstärkers werden durch den nachfolgenden Einkanaldiskriminator durch Impulshöhendiskrimination die Rauschimpulse von den  $\beta$ -Impulsen abgetrennt. Der Einkanaldiskriminator liefert am Ausgang  $\pm 25$  Volt Impulse, die für die Koinzidenzstufe und das Zählgerät durch einen Spannungsteiler in der Mischstufe (Abb. 9) auf  $-7$  V herabgesetzt werden.

#### 4.2 Die $\gamma$ -Kanäle

Die beiden  $\gamma$ -Meßköpfe bestehen aus jeweils einem  $3 \times 3''$  NaJ(Tl) Kristall mit dünnem Al-Fenster, gekoppelt mit einem 54 AVP Photovervielfacher von Valvo in einer Scintibloc-Anordnung 76SE76 von Quartz et Silice. Die Photovervielfacher haben eine Fokussierelektrode, die jeweils so eingestellt werden muß, daß bei konstanter Hochspannung die Impulsrate ein Maximum erreicht. Die Ausgangsimpulse werden von je einem Linearverstärker mit Einkanaldiskriminator des Typs Hammer N 302 pro Kanal zuerst verstärkt und dann dem Meßproblem entsprechend differential oder integral diskriminiert. Die Ausgangsimpulse des Einkanaldiskriminators sind Einheitsimpulse von  $\pm 25$  V. Die hier verwendeten  $-25$  V Impulse von beiden Kanälen werden in einer Entkopplung in der Mischstufe (Abb. 9) zusammengeführt. Am Ausgang der Mischstufe können die Impulse der beiden  $\gamma$ -Kanäle getrennt oder zusammen mit einer Amplitude von  $-7$  V entnommen werden.

Damit sich das  $\gamma$ -Spektrum anhand von Verstärkungsschwankungen durch Temperatureffekte nicht verschieben kann, werden die beiden  $\gamma$ -Kanäle durch jeweils einen Spectrum-Stabilizer, Typ 1913 A von Baird Atomics, einzeln stabilisiert. Dazu werden die Ausgangsimpulse des Linearverstärkers in den Spectrum-Stabilizer eingespeist. Zur Stabilisation erzeugt der Spectrum-Stabilizer eine Regelspannung von maximal  $\pm 50$  V. Diese Regelspannung wird auf die Fotokathode des Fotovervielfachers gelegt. Dazu wird die Erdverbindung der Kathode unterbrochen und durch einen Kondensator von  $0,01 \mu F$  als Kurzschluß für eventuelle Wechselströme parallel zu einem Ableitwiderstand von  $220 k\Omega$  ersetzt ( Abb. 10 ).

Die Einstellung der Einkanaldiskriminatoren und der Spectrum-Stabilizer erfolgt visuell mit einem Vielkanalanalysator als Anzeigergerät nach einer in [8] beschriebenen Methode. Mit dieser Methode ist es möglich, die beiden  $\gamma$ -Kanäle innerhalb einer viertel Stunde zu stabilisieren und die Einkanaldiskrimination einzustellen. Das ist besonders wichtig für den Routinebetrieb, wo die Apparatur mit geringem Zeitaufwand zur Absolutmessung verschiedener Nuklide umjustiert werden kann.

#### 4.3 Die Koinzidenzanordnung

Die Koinzidenzeinheit vom Typ LE-11-11-G ist eine Entwicklung des Labors für Elektronik im Kernforschungszentrum Karlsruhe. Die Koinzidenzauflösungszeit ist kontinuierlich regelbar zwischen  $0,2$  und  $2 \mu sec$ . Vier Koinzidenzeingänge und ein Antikoinzidenzeingang sowie eine Prüfbuchse für einen Oszillographen stehen zur Verfügung [2].

Die Eingangsimpulse werden in einer Impulsformerstufe in Rechteckimpulse, deren Länge oder Dauer an einem Potentiometer kontinuierlich von  $0,1$  bis  $1,3 \mu sec$  eingestellt werden kann, umgeformt. Eine der Impulsdauer entsprechende Spannung kann mit einem Röhrenvoltmeter (um die Spannungsquelle nicht zu belasten) an einer entsprechenden Steckbuchse gemessen werden. Die Abhängigkeit der Impulsdauer von der Spannung zeigt Abb. 11. Nach der Formung werden die Impulse gegenüber dem Eingangsimpuls verzögert, so daß eine unterschiedliche Laufzeit in den  $\beta$ - und  $\gamma$ -Kanälen kompensiert werden kann. Diese Verzögerung wird wie die Impulslänge an einem Potentiometer stufenlos eingestellt, wobei man wieder eine der Verzögerung entsprechende Spannung an einer Steckbuchse messen kann ( Abb. 12 ).

Die richtige Verzögerungseinstellung kann oszillographisch über die Prüfbuchse erfolgen. Der eigentliche Koinzidenzimpuls, d. h. die Überlappung der einzelnen Impulse ist über die Prüfbuchse nach außen geführt. Will man nur einen Impuls darstellen, so werden die anderen Impulsformerstufen auf Dauerimpuls geschaltet. Die richtige Einstellung der Verzögerung kann auch nach Abb. 16 über die Koinzidenzzählrate bestimmt werden ( siehe 2.1 ).

Nach Abb. 9 stehen für die Koinzidenzstufe die Ausgänge des  $\beta$ -Kanals, des  $\gamma_1$ -Kanals, des  $\gamma_2$ -Kanals und ein Ausgang mit der Summe der Impulse der beiden  $\gamma$ -Kanäle zur Verfügung. Damit ergeben sich für die Koinzidenzmessungen die folgenden Möglichkeiten:

1.  $\beta - \gamma_1$  Koinzidenzen
2.  $\beta - \gamma_2$  Koinzidenzen
3.  $\beta - \gamma_1 + \gamma_2$  Koinzidenzen
4.  $\gamma_1 - \gamma_2$  Koinzidenzen.

Die Koinzidenzimpulse werden immer auf dem Zählgerät I registriert. Damit, entsprechend der Koinzidenzmethode 1 bis 4, die richtigen Impulse von dem  $\beta$  und den  $\gamma$ -Kanälen von den Zählgeräten II und III registriert werden, wird ein Wahlschalter für die Zählgeräte nach Abb. 9 benutzt. Der Wahlschalter für die Zählgeräte ist auf der Stirnplatte des Einschubs der Mischstufe montiert. Er erspart zeitraubendes Umstecken von Koaxialkabeln und zeigt an, welche der folgenden Kombinationen gewählt ist.

Schalterstellung	Impulse auf Zählgerät II	Impulse auf Zählgerät III
1	$\gamma_1$	$\beta$
2	$\gamma_2$	$\beta$
3	$\gamma_1 + \gamma_2$	$\beta$
4	$\gamma_1$	$\gamma_2$

Die Verdrahtung kann aus Abb. 9 entnommen werden.

Die Zählgeräte vom Typ Tracermatic SC 81 und SC 82 sind so zusammengeschaltet, daß sie alle zusammen nullen und starten, gleichgültig, an welchem Gerät der Schalter betätigt wird.

Die Zählgeräte werden alle über die Uhr in Zählgerät I gemeinsam geschaltet. Die Uhr ist eine Synchron-Uhr mit einer maximalen Laufzeit von 1 Stunde. Für längere Messungen wurde ein Schalter auf die Stirnplatte von Zählgerät I gelegt, der es erlaubt, die Uhr auszuschalten und somit beliebig lange zu messen.



## 5. Kennlinien, Prüfmessungen und Daten

Um die Funktion der einzelnen Detektoren zu überprüfen, um die Arbeitsbereiche festzulegen und um die Konstanz der Geräte in diesen Arbeitsbereichen zu überprüfen, wurden die folgenden Prüfmessungen gemacht.

### 5.1 Für den $\beta$ -Kanal

#### $\beta$ -Charakteristik und Schwankungen des Nachweisvermögens

Der  $4\pi$   $\beta$ -Zähler wird im Proportionalbereich betrieben. Um den Arbeitspunkt eindeutig festlegen zu können, werden hier zwei Verfahren angewandt. Zuerst wird bei konstanter Diskriminatorschwelle (6. Volt) die  $\beta$ -Zählrate in Abhängigkeit von der Hochspannung am Zählendraht gemessen, und man erhält die charakteristische Plateaukurve (Kurve 1, Abb. 13) eines solchen Zählers. Das Plateau erstreckt sich über 400 V Spannungsdifferenz bei einer maximalen Steigung 1 % auf 100 V.

Außerdem wird mit der gleichen Diskriminatorschwelle und einer Fensterbreite von 2 bis 4 Volt die differentielle Zählrate in Abhängigkeit von der Hochspannung aufgenommen. Man erhält die Kurve 2 aus Abb. 13. Der Arbeitspunkt des  $\beta$ -Zählers liegt dort, wo die Kurve 2 ein Minimum hat. Die Lage der Diskriminatorschwelle und des Fensters in dem Arbeitspunkt ist in Abb. 14 dargestellt. Liegt die Hochspannung unter diesem Punkt, so liegen bei integraler Messung einige wahre  $\beta$ -Impulse unter der Diskriminatorschwelle, und liegt die Hochspannung oberhalb dieses Punktes, so tragen Rauschimpulse zu einer Erhöhung der Zählrate bei. Solche Charakteristiken sind über einen Zeitraum von 3 Monaten laufend gemessen worden. Die maximale Schwankung des Arbeitspunktes betrug  $\pm 50$  V. Weiterhin wurde die Impulshöhenverteilung des  $4\pi$  - $\beta$ -Zählers mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen (Abb. 14). Der Ansatz der Rauschimpulse kann auf dem Bild deutlich erkannt werden. Im Arbeitspunkt liegt die Diskriminatorschwelle an der bezeichneten Stelle.

#### Schwankungen des Nachweisvermögens mit der Präparatlage

Der  $4\pi$  - $\beta$ -Zähler ist zur Aufnahme von Präparaten mit einem maximalen Durchmesser von 20 mm ausgelegt. Der Durchmesser der Trägerfolie beträgt 30 mm, um auch bei den großen Präparaten eine  $4\pi$  -Geometrie zu erhalten. Die Präparatlage auf der Folie ist nicht genau reproduzierbar. Gemessen wurde hier die  $\beta$ -Zählrate eines kleinen, annähernd punktförmigen Präparates (4 mm  $\phi$ ) in Abhängigkeit vom Abstand des Strahlers von der Mitte der Trägerfolie. Abb. 15 zeigt, daß das  $\beta$ -Nachweisvermögen über die gesamte Trägerfolie konstant bleibt.

### Das $\beta$ -Nachweisvermögen

Das  $\beta$ -Nachweisvermögen soll für einen  $4\pi$ -Zähler 1 sein. Vergleiche zwischen dem  $4\pi$  Methandurchflußzähler FH 514 von Frieseke und Hoepfner und dem hier benutzten  $4\pi$  Zähler ergaben die gleiche  $\beta$ -Zählausbeute für  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Si}^{31}$ . Bei einem  $\text{Co}^{60}$  Lösungspräparat wurde ein  $\epsilon_{\beta} = 0,88$  gemessen. Das liegt nicht an einem schlechten Nachweisvermögen, sondern an der  $\beta$ -Selbstabsorption der relativ schwachen  $\beta$ -Teilchen von 0,31 MeV in den Kristallen des Lösungspräparates. Eine solche  $\beta$ -Selbstabsorption in den Kristallen eines Lösungspräparates wurde in [3] bei  $\text{Zr}^{95}$  -  $\text{Nb}^{95}$  für  $\beta$ -Energien von 0,16 MeV und 0,36 MeV nachgewiesen und berechnet. In [4], [5] und [6] wurde für  $\text{Co}^{60}$  Lösungspräparate ein  $\epsilon_{\beta} = 0,78$  bis 0,95, abhängig von der Herstellungsmethode, gefunden.

### Ansprechwahrscheinlichkeit des $\beta$ -Zählers für $\gamma$ -Strahlung

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des  $\beta$ -Zählers für  $\gamma$ -Quanten wird bei den Absorbermessungen zu den Korrekturen zur Absolutmessung von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Co}^{58}$  ausführlich besprochen. Nach [7] beruht die Entstehung von sekundären Elektronen in Aluminium im Energiebereich um 1 MeV hauptsächlich auf dem Compton Effekt. Die meisten sekundären Elektronen entstehen in den Zählrohrwänden, wobei nur ein Bruchteil, wegen der starken  $\beta$ -Selbstabsorption in Aluminium, wieder ins Zählvolumen eintritt. Abb. 17 zeigt die Sekundärelektronenausbeute für verschiedene  $\gamma$ -Energien sowie eine Kurve, die von Campion [1] für einen ähnlichen  $4\pi\beta$ -Zähler aufgenommen wurde.

### Die Totzeitbestimmung

Die Totzeit wurde photographisch mit einem Oszillographen bestimmt (Abb. 18). Über eine Belichtungszeit von einer Stunde wurden die Ausgangsimpulse der Einkanaldiskriminatoren photographiert. Das Einsetzen eines zweiten Impulses kann auf dem Bild deutlich erkannt werden. Der zweite Ansatz ist nicht, wie man vermuten könnte, die Einhüllende der nachfolgenden Impulse, sondern die Anstiegsflanke, weil es sich um Einheitsimpulse handelt. Die Totzeit beträgt  $2,5 \mu \text{ sec}$ .

## 5.2 Für die $\gamma$ -Kanäle

### Schwankungen des Nachweisvermögens

Wie schon unter 4.2 beschrieben wurde, werden die  $\gamma$ -Spektren gegen Schwankungen in der Verstärkung elektronisch stabilisiert. Die Regelspannung zur Stabilisation wird an die Fotokathode des Fotovervielfachers gelegt, und es könnte durch die Veränderung der Spannungsdifferenz zwischen Fotokathode und der 1. Dynode eine unterschiedliche Fokussierung der Elektronen auf die 1. Dynode eintreten. Dieser Effekt wäre mit einer Veränderung in der Zählausbeute verbunden. Um solche Effekte zu vermeiden, mußte darauf ge-

achtet werden, daß die Verstärkung des Linearverstärkers an der stufenlos regelbaren Feineinstellung soweit nachgestellt wird, daß die Regelspannung auf 0 zurückgeht.

#### Abstand des Präparates von der Mittellage

Wie schon beschrieben wurde, ist die Präparatlage nicht genau reproduzierbar. Hier wurde ebenfalls ein kleines, annähernd punktförmiges Präparat in verschiedenen Abständen von der Mittellage ausgezählt. Die Abweichungen der Zählrate sind in Abb. 15 aufgetragen. Es tritt eine maximale Schwankung von 3 % auf, die jedoch bei der Koinzidenzmethode ohne Bedeutung ist, weil sich die Anzahl der Koinzidenzen entsprechend verändert.

#### Die Totzeitbestimmung

Die Totzeit ( Abb. 18 ) wurde auch hier photographisch zu  $2,0 \mu \text{ sec}$  bestimmt.

### 5.3 Für den Koinzidenzkanal

Die einwandfreie Funktion des Koinzidenzanalysators wurde mit einem elektronischen Doppelimpulsgeber vom Typ Beckmann/Berkeley, Modell 4904, überprüft. Außerdem wurde in regelmäßigen Abständen ein Kanaltest gemacht. Dazu gibt man die  $\beta$ -Impulse oder die  $\gamma$ -Impulse gleichzeitig auf zwei Eingänge der Koinzidenzstufe. Bei dieser Einstellung müssen die Koinzidenzzählrate und die  $\beta$ - oder  $\gamma$ -Impulsrate gleich sein. Bei den Prüfmessungen konnten nur Abweichungen  $\approx 1 \%$  festgestellt werden.

Aus Abschnitt 4 kann man erkennen, daß die Koinzidenzeinheit und die Zählgeräte von Einheitsimpulsen der Amplitude - 7V angesteuert werden. Die Normierung der Impulse in den Einkanaldiskriminatoren gewährleistet absolut gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit für die Impulse der verschiedenen Kanäle im Koinzidenzanalysator und in den Zählgeräten.

Bei genügend großer Koinzidenzauflösungszeit muß eine Messung der Koinzidenzzählrate, in Abhängigkeit der Verzögerung der beiden Eingangsimpulse zueinander, ein Plateau mit anschließendem steilen Abfall zeigen. Abb. 16 zeigt eine solche Kurve, aufgenommen für eine Koinzidenzauflösungszeit von  $1 \mu \text{ sec}$  mit einem  $\text{Co}^{60}$ -Präparat. Solche Prüfmessungen werden im Routinebetrieb in regelmäßigen Abständen wiederholt.

## 6. Die Bestimmung der absoluten Aktivität von $\text{Co}^{60}$ Strahlern

Die Bestimmung der absoluten Aktivität von  $\text{Co}^{60}$  Strahlern mit den entsprechenden Korrekturfaktoren soll hier detailliert gezeigt werden. Um gleichzeitig die  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzapparatur einer endgültigen Prüfung zu unterziehen, wird hier die absolute Aktivität von Standardpräparaten, die vorher bei der PTB in Braunschweig geeicht wurden, bestimmt.

### 6.1 Ableitung der Koinzidenzgleichungen

$N_\beta$ ,  $N_\gamma$ ,  $N_K$  sollen die Zählraten in den einzelnen Kanälen abzüglich der Korrekturen für apparative Fehler nach 2.1, z. B. Null-effekt und zufällige Koinzidenzen darstellen. Nach dem Zerfallschema von  $\text{Co}^{60}$  (Abb. 19) kommen von den Korrekturen für physikalische Fehler nach 2.2 nur die Fehler 4 bis 8 in Frage. Eine  $\beta\text{-}\gamma$  Winkelkorrelation besteht nicht bei  $\text{Co}^{60}$ . Legt man bei den Messungen die Diskriminatorschwelle hoch genug, z. B. höher als die Comptonkante in dem  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Co}^{60}$  (Abb. 20), so brauchen die Fehler 4 bis 6 nicht mehr berücksichtigt zu werden. Die Beiträge der Fehler 7 und 8 gehen in die Koinzidenzgleichungen ein, und ein Korrekturfaktor dafür wird abgeleitet.

#### Die Zählrate im $\beta$ -Kanal

$$N_\beta = N_0 \left[ \epsilon_\beta + (1 - \epsilon_\beta) (\epsilon_{N1} + \epsilon_{N2}) \right] \quad (6.1.1)$$

mit

$\epsilon_\beta$  : Zählausbeute für die  $\beta$ -Elektronen

$\epsilon_{N1}$  : Zählausbeute für alle sekundären  $\beta$ -Elektronen, die von den 1,17 MeV  $\gamma$ -Quanten erzeugt werden.

$\epsilon_{N2}$  : Zählausbeute für alle sekundären  $\beta$ -Elektronen, die von den 1,33 MeV  $\gamma$ -Quanten erzeugt werden.

Auf die Definition der Zählausbeute im Gegensatz zu der Nachweiswahrscheinlichkeit in Abschnitt 2 soll an dieser Stelle noch einmal hingewiesen werden.

Der Faktor  $(1 - \epsilon_{\beta})$  berücksichtigt die Tatsache, daß ein sekundäres  $\beta$ -Teilchen nur dann einen zusätzlichen Zählbeitrag liefern kann, wenn das echte  $\beta$ -Teilchen, das nach Zerfallsschema gleichzeitig entsteht, durch  $\beta$ -Selbstabsorption verloren geht.

#### Die Zählrate im $\gamma$ -Kanal

$$N_{\gamma} = N_0 (\epsilon_{\gamma 1} + \epsilon_{\gamma 2}) \quad (6.1.2)$$

mit

$\epsilon_{\gamma 1}$  : Zählausbeute für 1,17 MeV  $\gamma$ -Quanten

$\epsilon_{\gamma 2}$  : Zählausbeute für 1,33 MeV  $\gamma$ -Quanten.

#### Die Koinzidenzzählrate

Geht man von der Voraussetzung aus, daß alle  $\gamma$ -Quanten, die durch einen Sekundärprozess Energie verloren haben, wegen der Lage der Diskriminatorschwelle nicht mehr gezählt werden, so erhält man die folgenden Gleichungen für die Koinzidenzzählraten.

Für die echten  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzen:

$$N_{K(1)} = N_0 \cdot \epsilon_{\beta} (\epsilon_{\gamma 1} + \epsilon_{\gamma 2}) \quad (6.1.3)$$

Für Koinzidenzen von sekundär Elektronen und  $\gamma$ -Quanten

$$N_{K(2)} = N_0 \cdot (1 - \epsilon_{\beta}) \left[ \epsilon_{N1} \cdot \epsilon_{\gamma 2} + \epsilon_{N2} \cdot \epsilon_{\gamma 1} \right] \quad (6.1.4)$$

In (6.1.4) kommt zum Ausdruck, daß nur sekundäre  $\beta$ -Teilchen der 1,17 MeV  $\gamma$ -Quanten eine Koinzidenz mit den 1,33 MeV  $\gamma$ -Quanten erzeugen können, und daß nur sekundäre  $\beta$ -Teilchen der 1,33 MeV  $\gamma$ -Quanten eine Koinzidenz mit den 1,17 MeV  $\gamma$ -Quanten erzeugen können. Der Faktor  $(1 - \epsilon_{\beta})$  hat dieselbe Funktion wie in (6.1.1).

Benutzt man für die Koinzidenzmessungen einen  $4\pi$ - $\beta$  Methandurchflußzähler, der eine Nachweiswahrscheinlichkeit von eins für alle  $\beta$ -Teilchen hat, so treten außer den schon beschriebenen, noch zusätzliche Koinzidenzen auf. Es besteht hier die Möglichkeit, daß ein  $\gamma$ -Quant ein sekundäres  $\beta$ -Teilchen sehr kleiner Energie erzeugt und wegen geringen Energieverlustes durch den Sekundärprozess trotzdem noch in dem  $\gamma$ -Kanal registriert wird. Es wird also eine Koinzidenz gezählt, die von einem einzigen  $\gamma$ -Quant ausgelöst wird. Diese Koinzidenzen sollen im folgenden Selbstkoinzidenzen (Abb. 21) genannt werden. Um diese Selbstkoinzidenzen rechnerisch

zu erfassen, definiert man ein  $\mathcal{E}_R = \mathcal{E}_{NR} \cdot \mathcal{E}_{\gamma R} / \mathcal{E}_\gamma$  als Zähl-  
ausbeute  $\mathcal{E}_{NR}$  für selbstkoinzidenzfähige Sekundärelektronen multi-  
pliziert mit der Wahrscheinlichkeit  $\mathcal{E}_{\gamma R} / \mathcal{E}_\gamma$ , daß ein im  $\gamma$ -Kanal  
gezähltes  $\gamma$ -Quant mit Zählausbeute  $\mathcal{E}_{\gamma R}$  ein solches Sekundärelek-  
tron in dem  $4\pi$ - $\beta$ -Zähler erzeugt. Die  $\mathcal{E}_R$  sind in den  $\mathcal{E}_N$  schon  
enthalten. Erzeugt ein  $\gamma$ -Quant ein sekundäres Elektron sehr kleiner  
Energie, so wie es zu dem oben beschriebenen Prozeß notwendig ist,  
so wird es von seiner ursprünglichen Richtung nur wenig abgelenkt.  
Daher können die Selbstkoinzidenzen nur dann auftreten, wenn das  
 $\gamma$ -Quant zuerst den  $\beta$ -Zähler durchquert und dann im Szintillations-  
kristall absorbiert wird.

Für die Selbstkoinzidenzen erhält man:

$$N_{K3} = N_o (1 - \mathcal{E}_\beta) \left[ \mathcal{E}_{R1} \cdot \mathcal{E}_{\gamma 1} + \mathcal{E}_{R2} \cdot \mathcal{E}_{\gamma 2} \right] \quad (6.1.5)$$

mit

$\mathcal{E}_{R1}; \mathcal{E}_{R2}$  : Zählausbeute der niederenergetischen Sekundär-  
elektronen, deren erzeugendes  $\gamma$ -Quant der Energie  
1,17 bzw. 1,33 MeV im  $\gamma$ -Kanal noch registriert  
wird.

$\mathcal{E}_{R1}$  ist in  $\mathcal{E}_{N1}$  enthalten und  $\mathcal{E}_{R2}$  ist in  $\mathcal{E}_{N2}$  enthalten. Die  
Koinzidenzzählausbeuten  $\mathcal{E}_{R1} \cdot \mathcal{E}_{\gamma 2}$  und  $\mathcal{E}_{R2} \cdot \mathcal{E}_{\gamma 1}$  sind also  
schon in Gleichung (6.1.4) enthalten und werden hier nicht mehr an-  
geführt.

Die Gesamtzahl der Koinzidenzen setzt sich additiv aus den Glei-  
chungen (6.1.3), (6.1.4) und (6.1.5) zusammen.

$$N_K = N_o \cdot \mathcal{E}_\beta (\mathcal{E}_{\gamma 1} + \mathcal{E}_{\gamma 2}) + N_o (1 - \mathcal{E}_\beta) \left[ \mathcal{E}_{N1} \mathcal{E}_{\gamma 2} + \mathcal{E}_{N2} \mathcal{E}_{\gamma 1} + \mathcal{E}_{R1} \mathcal{E}_{\gamma 1} + \mathcal{E}_{R2} \mathcal{E}_{\gamma 2} \right] \quad (6.1.6)$$

Zur Vereinfachung der Gleichungen können wegen der geringen Ener-  
giedifferenz zwischen den beiden  $\gamma$ -Quanten bei dem Zerfall von  $Co^{60}$   
folgende Annahmen gemacht werden.

$$a) \quad \mathcal{E}_{N1} + \mathcal{E}_{N2} = \mathcal{E}_N ; \quad \mathcal{E}_{N1} \approx \mathcal{E}_{N2}$$

$$b) \quad \mathcal{E}_{\gamma 1} + \mathcal{E}_{\gamma 2} = \mathcal{E}_\gamma ; \quad \mathcal{E}_{\gamma 1} \approx \mathcal{E}_{\gamma 2}$$

$$c) \quad \mathcal{E}_{R1} + \mathcal{E}_{R2} = \mathcal{E}_R ; \quad \mathcal{E}_{R1} \approx \mathcal{E}_{R2}$$

Damit erhält man aus den Gleichungen (6.1.1), (6.1.2) und (6.1.6)  
die Koinzidenzgleichungen:

$$\begin{aligned}
 N_B &= N_o \left[ \varepsilon_B + (1 - \varepsilon_B) \varepsilon_N \right] \\
 N_\gamma &= N_o \cdot \varepsilon_\gamma \\
 N_K &= N_o \cdot \varepsilon_\gamma \left[ \varepsilon_B + \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_B) \varepsilon_N + \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_B) \varepsilon_R \right]
 \end{aligned}
 \tag{6.1.7}$$

Bestimmung der absoluten Aktivität  $N_o$  aus den Koinzidenzgleichungen

---

Aus (6.1.7) folgt:

$$\frac{N_B \cdot N_\gamma}{N_K} = \frac{N_o^2 \cdot \varepsilon_\gamma \left[ \varepsilon_B + (1 - \varepsilon_B) \varepsilon_N \right]}{N_o \cdot \varepsilon_\gamma \left[ \varepsilon_B + \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_B) \varepsilon_N + \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_B) \varepsilon_R \right]}
 \tag{6.1.8}$$

Führt man die folgenden Faktoren ein

$$B(\varepsilon_B, \varepsilon_N) = \frac{\varepsilon_B}{(1 - \varepsilon_B) \varepsilon_N}
 \tag{6.1.9}$$

$$f(\varepsilon_R, \varepsilon_N) = \frac{\varepsilon_R}{2 \varepsilon_N}
 \tag{6.1.10}$$

so erhält man

$$\frac{N_B \cdot N_\gamma}{N_K} = N_o \cdot \frac{B(\varepsilon_B, \varepsilon_N) + 1}{B(\varepsilon_B, \varepsilon_N) + \frac{1}{2} + f(\varepsilon_R, \varepsilon_N)}
 \tag{6.1.11}$$

und

$$N_o = \frac{N_B \cdot N_\gamma}{N_K \cdot F}
 \tag{6.1.12}$$

mit einem Gesamtkorrekturfaktor

$$F = \frac{B(\varepsilon_B, \varepsilon_N) + 1}{B(\varepsilon_B, \varepsilon_N) + \frac{1}{2} + f(\varepsilon_R, \varepsilon_N)}
 \tag{6.1.13}$$

## 6.2 Bestimmung des Gesamtkorrekturfaktors F

Wie unter 6.1 schon beschrieben wurde, können die Koinzidenzen in Gleichung (6.1.5) nur dann auftreten, wenn das  $\gamma$ -Quant zuerst den  $\beta$ -Zähler durchquert und dann im  $\gamma$ -Kristall absorbiert wird. Wie unter 3.1 geschildert, besteht bei dieser Apparatur die Möglichkeit, die beiden Hälften des  $4\pi$ - $\beta$ -Zählers getrennt zu betreiben. Wählt man z. B. eine Kombination  $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$  (Abb. 21), so werden die  $\epsilon_R = 0$ , weil ein  $\gamma$ -Quant, das in dem oberen Kristall mit annähernd voller Energie absorbiert wird, unmöglich in der unteren  $\beta$ -Zählerhälfte einen Sekundärprozeß gemacht haben kann. Für eine  $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$ -Messung ist also  $f(\epsilon_R, \epsilon_N) = 0$ .

Vergleicht man diese Messung mit einer  $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{\text{oben}}$  oder mit einer  $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{4\pi}$ -Messung, kann das  $\epsilon_R$  ausgerechnet werden und das  $f(\epsilon_R, \epsilon_N)$  bei bekanntem  $\epsilon_N$  bestimmt werden. Benutzt man zu den Absolutmessungen beide  $\gamma$ -Kanäle, so verdoppelt sich das  $\epsilon_R$  durch die Verdopplung der  $\gamma$ -Quanten, die nach der Definition zu einem solchen  $\epsilon_R$  beitragen können.

Hat man einen radioaktiven Strahler mit niederenergetischen  $\beta$ -Teilchen und hochenergetischen  $\gamma$ -Quanten, z. B.  $\text{Co}^{60}$ , so macht man zur Bestimmung von  $\epsilon_B$  und  $\epsilon_N$  eine Absorbermessung. Für den  $4\pi$ - $\beta$ -Zähler wird der Strahler in einer Absorberdose von  $\beta$ -Sättigungsdichte (für  $\text{Co}^{60}$   $90 \text{ mg/cm}^2$ ) in das Zählvolumen eingeschleust. Für ein Endfensterzählrohr kann angenommen werden, daß das  $\epsilon_N$  sich durch Hinzufügen eines Absorbers nicht ändert [10]. Die Messungen mit dem  $4\pi$ - $\beta$ -Zähler haben gezeigt, daß bei Absorbermessungen in dem Zählvolumen eines solchen Zählers mehr Sekundärelektronen gezählt werden, als bei Messungen ohne Absorber. Es ist also bei Absorbermessungen zu dem  $\epsilon_N$  ein nur durch den Absorber bedingter Zuwachs an Sekundärelektronen hinzuaddieren, und ein  $\epsilon_A$  (mit  $\epsilon_A \geq \epsilon_N$ ) für Absorbermessungen zu definieren.

Aus den Koinzidenzgleichungen (6.1.7) können die folgenden Verhältnisse entnommen werden.

$$\frac{N_K}{N_\gamma} = \epsilon_B + \frac{1}{2}(1 - \epsilon_B)\epsilon_N + \frac{1}{2}(1 - \epsilon_B)\epsilon_R \quad (6.2.1)$$

$$\frac{N_K}{N_\beta} = \epsilon_\gamma \cdot \frac{\epsilon_B + \frac{1}{2}(1 - \epsilon_B)\epsilon_N + \frac{1}{2}(1 - \epsilon_B)\epsilon_R}{\epsilon_B + (1 - \epsilon_B)\epsilon_N} \quad (6.2.2)$$

Für Absorbermessungen mit  $\beta$ -Sättigungsdichte ist  $\epsilon_B = 0$  und daher auch  $B(\epsilon_B, \epsilon_N) = 0$ .



Zur Bestimmung des Gesamtkorrekturfaktors  $F$  müssen die folgenden Messungen und Berechnungen durchgeführt werden. Voraussetzung für die Rechnungen ist, daß die  $\beta$ -Nachweiswahrscheinlichkeit und damit auch die  $\beta$ -Zählausbeute in den beiden Zählrohrhälften gleich ist. Eine Abgleichmöglichkeit ist bei den Kathodenfolgern (Abb. 7) durch ein Regelpotentiometer gegeben. Sollte ein solcher Abgleich nicht möglich sein, so muß das Verhältnis  $\epsilon_{\beta \text{ oben}} / \epsilon_{\beta \text{ unten}}$  gemessen werden. Durch diesen Umrechnungsfaktor können dann die Messungen  $\beta_{\text{oben}}$  und  $\beta_{\text{unten}}$  in den folgenden Rechnungen aufeinander umgerechnet werden.

### 1. Absorbermessung $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$

$$\begin{aligned} \text{Voraussetzung: } \epsilon_{\beta}^{2\pi} &= 0; \quad \epsilon_R = 0; \quad B(\epsilon_{\beta}, \epsilon_A) = 0; \\ f(\epsilon_R, \epsilon_A) &= 0 \end{aligned}$$

Setzt man diese Werte in den Ausdruck (6.1.13) für den Gesamtkorrekturfaktor  $F$  ein, so erhält man:  $F_1 = 2$ .

Aus dem Verhältnis (6.2.1) erhält man unter Berücksichtigung der Voraussetzungen und der zusätzlichen sekundären  $\beta$ -Zählausbeute  $\epsilon_A$  für Absorbermessungen:

$$\frac{N_K^{(1)}}{N_{\gamma}^{(1)}} = \frac{1}{2} \epsilon_A^{2\pi} \quad (6.2.3)$$

und

$$N_o^{(1)} = \frac{N_{\beta}^{(1)} \cdot N_{\gamma}^{(1)}}{N_K^{(1)} \cdot F_1} \quad (6.2.4)$$

Bei bekannten  $\beta$ ,  $\gamma$  und Koinzidenzzählraten und mit  $F_1 = 2$  kann man aus dieser Gleichung  $N_o^{(1)}$  die absolute Aktivität bestimmen. Dieser Wert ist durch eine erhöhte Unsicherheit in den Absorbermessungen nicht als Absolutwert zu verwenden, soll jedoch als ungefähre Wert mit etwas größeren Fehlergrenzen in den Rechnungen verwendet werden.

2. Absorbermessung  $\gamma$ -oben -  $\beta$ -oben

Voraussetzung:  $\epsilon_{\beta}^{2\pi} = 0$ ;  $\epsilon_R \neq 0$ ;  $B(\epsilon_{\beta}, \epsilon_A) = 0$

Für diese Messungen erhält man aus (6.2.1) unter Berücksichtigung der zusätzlichen sekundären  $\beta$ -Zählhausbeute  $\epsilon_A$ .

$$\frac{N_K^{(2)}}{N_{\gamma}^{(2)}} = \frac{1}{2} (\epsilon_A^{2\pi} + \epsilon_R) \quad (6.2.5)$$

Zieht man Gleichung (6.2.3) davon ab, so erhält man direkt  $\epsilon_R$ , allerdings nur, wenn die  $\beta$ -Zählhausbeuten im oberen und unteren  $\beta$ -Zählrohr genau gleich sind.

$\epsilon_R$  läßt sich nach einer anderen Methode unabhängig von den Zählhausbeuten wie folgt bestimmen.

Für die absolute Zerfallsrate erhält man:

$$N_o^{(2)} = \frac{N_{\beta}^{(2)} \cdot N_{\gamma}^{(2)}}{N_K^{(2)} \cdot F_2} \quad (6.2.6)$$

Nach (6.1.13) erhält man für  $F_2$ :

$$F_2 = \frac{1}{\frac{1}{2} + f(\epsilon_R, \epsilon_A)} \quad (6.2.7)$$

Mit  $N_o^{(2)} = N_o^{(1)}$  bei bekanntem  $N_o^{(1)}$  kann  $F_2$  numerisch ausgerechnet werden, und daraus kann  $f(\epsilon_R, \epsilon_A)$  bestimmt werden.

Dach Definition (6.1.10) ist:

$$f(\epsilon_R, \epsilon_A) = \frac{\epsilon_R}{2 \epsilon_A^{2\pi}} \quad (6.2.8)$$

Zusammen mit (6.2.5) hat man zwei Bestimmungsgleichungen für  $\epsilon_R$  und  $\epsilon_A^{2\pi}$

Für  $\epsilon_R$  erhält man

$$\epsilon_R = 2 \cdot \frac{N_K^{(2)}}{N_{\gamma}^{(2)}} \cdot \frac{f(\epsilon_R, \epsilon_A)}{\frac{1}{2} + f(\epsilon_R, \epsilon_A)}$$

### 3. Messung $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$

Voraussetzung:  $\mathcal{E}_R = 0$ ;  $f(\mathcal{E}_R, \mathcal{E}_N) = 0$

Damit erhält man

$$\frac{N_K^{(2)}}{N_{\beta}^{(2)}} = \mathcal{E}_\beta^{2\pi} + \frac{1}{2} (1 - \mathcal{E}_\beta^{2\pi}) \mathcal{E}_N^{2\pi} \quad (6.2.6)$$

und

$$N_o^{(3)} = \frac{N_\beta^{(3)} \cdot N_{\beta}^{(3)}}{N_K^{(3)} \cdot F_3} \quad (6.2.7)$$

und

$$F_3 = \frac{B(\mathcal{E}_\beta, \mathcal{E}_N) + 1}{B(\mathcal{E}_\beta, \mathcal{E}_N) + \frac{1}{2}} \quad (6.2.8)$$

Aus  $N_o^{(3)} = N_o^{(1)}$  bei bekanntem  $N_o^{(1)}$  kann man  $F_3$  bestimmen und daraus  $B(\mathcal{E}_\beta, \mathcal{E}_N) = \frac{\mathcal{E}_\beta^{2\pi}}{(1 - \mathcal{E}_\beta^{2\pi}) \mathcal{E}_N^{2\pi}}$  aus-

rechnen. Zusammen mit (6.2.6) hat man 2 Bestimmungsgleichungen zur Berechnung von  $\mathcal{E}_\beta^{2\pi}$  und  $\mathcal{E}_N^{2\pi}$ .

Die Berechnung von  $\mathcal{E}_\beta^{2\pi}$ ,  $\mathcal{E}_N^{2\pi}$  und  $\mathcal{E}_A^{2\pi}$  wurde jeweils für eine  $2\pi$  Geometrie des  $\beta$ -Zählers gemacht.  $\mathcal{E}_R$  ist von der Geometrie des  $\beta$ -Zählers unabhängig. Aus diesen Werten kann man einen Gesamtkorrekturfaktor  $F$  für eine  $2\pi$  Geometrie des  $\beta$ -Zählers errechnen, der sich in der gleichen Form für die Routinemessungen mit einer  $4\pi$  Geometrie verwenden lassen würde. Um jedoch eine möglichst genaue Bestimmung von  $F$  zu erreichen, soll aus den obigen Werten nur das  $\mathcal{E}_R$  und das Verhältnis  $\mathcal{E}_A / \mathcal{E}_N$  übernommen werden.  $\mathcal{E}_A / \mathcal{E}_N$  ist sicherlich für  $2\pi$  oder  $4\pi$ - Geometrie bei Benutzung des gleichen Absorbers konstant. Eine endgültige Bestimmung von  $F$  für die Routinemessungen erfolgt aus Meßergebnissen von  $4\pi$  Messungen.

4. Absorbermessung  $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{4\pi}$ 

Voraussetzung:  $\mathcal{E}_B = 0$

Für  $\mathcal{E}_B = 0$  erhält man aus (6.2.1) unter Berücksichtigung der zusätzlichen Sekundärelektronenausbeute  $\mathcal{E}_A$

$$\frac{N_K^{(4)}}{N_{\gamma}^{(4)}} = \frac{1}{2} (\mathcal{E}_A + \mathcal{E}_R) \quad (6.2.9)$$

5. Messung  $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{4\pi}$ 

Für diese Messung hat man die gleichen Verhältnisse wie unter (6.2.1)

$$\frac{N_K^{(5)}}{N_{\gamma}^{(5)}} = \mathcal{E}_B + \frac{1}{2} (1 - \mathcal{E}_B) (\mathcal{E}_N + \mathcal{E}_R) \quad (6.2.10)$$

bei bekanntem  $\mathcal{E}_A/\mathcal{E}_N$  und  $\mathcal{E}_R$  kann man aus (6.2.9) und (6.2.10) die  $\mathcal{E}_B$  und  $\mathcal{E}_N$  für eine  $4\pi$ -Geometrie des  $\beta$ -Zählers ausrechnen. Außerdem ist  $\mathcal{E}_R$  bekannt und mit

$$f(\mathcal{E}_R, \mathcal{E}_N) = \frac{\mathcal{E}_R}{2\mathcal{E}_N} \text{ kann der Gesamtkorrekturfaktor } F$$

für die  $4\pi$  Geometrie ausgerechnet werden.

6.3 Berechnung der zufälligen Koinzidenzen

Bei den Messungen wurden anfangs die zufälligen Koinzidenzen experimentell nach 2.1 bestimmt. Bei bekanntem F können diese Koinzidenzen genau gerechnet werden.

Mit

$$F = \frac{\mathcal{E}_B + (1 - \mathcal{E}_B) \mathcal{E}_N}{\mathcal{E}_B + \frac{1}{2} (1 - \mathcal{E}_B) \mathcal{E}_N + \frac{1}{2} (1 - \mathcal{E}_B) \mathcal{E}_R}$$

erhält man aus (6.2.1) und (6.2.2)

$$1. \quad \frac{N_K}{N_\gamma} \cdot F = \mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) \mathcal{E}_N \quad (6.3.1)$$

$$2. \quad \frac{N_K}{N_\beta} \cdot F = \mathcal{E}_\gamma \quad (6.3.2)$$

Die zufälligen Koinzidenzen werden mit gleicher Wahrscheinlichkeit von echten  $\beta$ -Teilchen und von den Sekundärelektronen, d. h. von allen gezählten Elektronen, zusammen mit den  $\gamma$ -Quanten, erzeugt.

Die Zählraubeute für alle gezählten Elektronen ist  $\mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) \mathcal{E}_N$ . Aus (2.1.6) erhält man für  $\text{Co}^{60}$ :

$$\begin{aligned} N_{KZ} &= N_o^2 \tau_R \left[ \mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) \mathcal{E}_N \right] \cdot \mathcal{E}_\gamma \left[ 2 - \left\{ \mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) \mathcal{E}_N \right\} - \mathcal{E}_\gamma \right] \\ &= N_\beta \cdot N_\gamma \cdot \tau_R \left[ 2 - \left\{ \mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) \mathcal{E}_N \right\} - \mathcal{E}_\gamma \right] \end{aligned} \quad (6.3.3)$$

Mit (6.3.1) und (6.3.2) erhält man daraus für die zufälligen Koinzidenzen

$$N_{KZ} = N_\beta \cdot N_\gamma \cdot \tau_R \left[ 2 - \left( \frac{N_K}{N_\gamma} + \frac{N_K}{N_\beta} \right) \cdot F \right] \quad (6.3.4)$$

Einen Fehler macht man dadurch, daß in der obigen Gleichung  $N_K$  schon für zufällige Koinzidenzen korrigiert sein mußte. Setzt man hier die gemessene Koinzidenzrate ( $N_K + N_{KZ}$ ) ein, so entsteht ein unerheblicher Fehler, der sich durch eine Iteration beliebig klein machen läßt.

#### 6.4 Meßergebnisse

Die absolute Aktivität für das Standardpräparat Nr. "609" von der PTB Braunschweig wurde nach 2 Methoden bestimmt.

1. Durch eine differentielle  $\gamma$ -Messung, wobei nur die obere Photolinie ausgezählt wird.
2. Durch eine integrale  $\gamma$ -Messung mit der Diskriminatorschwelle kurz oberhalb der Comptonkante (Abb. 20).

Bei beiden Methoden erhält man einen Absolutwert aus den Absorbermessungen  $\mathcal{J}_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$  und einen Absolutwert aus einer Messung  $\mathcal{J}_{\text{oben}} - \beta_{4\pi}$ . Obwohl bei Routinemessungen nur  $\mathcal{J}_{\text{oben}} - \beta_{4\pi}$  oder  $\mathcal{J}_{\text{oben+unten}} - \beta_{4\pi}$  Messungen gemacht werden sollen, werden hier die Ergebnisse der Absorbermessungen angeführt, um die gute Übereinstimmung zu zeigen.

Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung der Korrekturfaktoren und der Ergebnisse und gibt den Eichwert der PTB an, der gut innerhalb der Fehlergrenzen unserer Messungen liegt.

Das  $\mathcal{E}_R$  ist bei der integralen  $\gamma$ -Messung wesentlich größer als bei der differentiellen  $\gamma$ -Messung, weil bei der integralen  $\gamma$ -Messung durch die Lage der Diskriminatorschwelle ( Abb. 20) die Möglichkeit für Selbstkoinzidenzen der 1,33 MeV  $\gamma$ -Quanten sehr viel größer ist, als bei der differentiellen  $\gamma$ -Messung.

Aus einer von der PTB kalibrierten aktiven  $\text{Co}^{60}$  Lösung wurden mehrere Lösungspräparate hergestellt. Die Absolutmessung erfolgte durch eine integrale  $\gamma$ -Messung. Die Ergebnisse dieser Messungen sind mit den Korrekturfaktoren in Tabelle 2 dargestellt. Der Fehler in der Absolutmessung der PTB beträgt laut Eichschein  $\pm 1\%$ ; hinzu kommt ein Fehler durch die Herstellung des Lösungspräparates von  $\sim 0,5\%$ . Der Gesamtfehler beträgt also  $\pm \sqrt{1 + 0,25} = \pm 1,14\%$ .

#### 6.5 Zur Anwendung der Korrekturmethode von Bell und Cheever auf Messungen mit einer $4\pi$ $\beta$ - $\gamma$ Koinzidenzapparatur

Bell und Cheever bestimmen in ihrer Arbeit [11] einen Korrekturfaktor für die Absolutmessung von  $\text{Co}^{60}$  der Form:

$$K = \frac{A}{\left[ \frac{c'}{\beta' \cdot \gamma'} + \frac{c''}{\beta'' \cdot \gamma''} \right]} \cdot \frac{\beta \cdot \gamma}{c} \quad (6.5.1)$$

mit

A : Korrekturfaktor für  $\gamma$ - $\gamma$  Winkelkorrelation [ hier A = 1 ]

$\beta, \gamma, c$  : Für apparative Fehler korrigierte  $\beta, \gamma$  und Koinzidenz-zählraten, wobei nur die Photolinien im  $\gamma$ -Kanal gemessen werden.

$\beta', \gamma', c'$  : Für apparative Fehler korrigierte  $\beta, \gamma$  und Koinzidenz- und zählraten bei Absorbermessungen, wobei für  $\gamma'$  nur die  $\beta'', \gamma'', c''$  1,17 MeV Photolinie und für  $\gamma''$  nur die 1,33 MeV Photolinie ausgezählt wird.

Errechnet man mit diesem Korrekturfaktor die absolute Aktivität, so erhält man

$$N_o = \frac{\beta \cdot \gamma}{c} \cdot K = \frac{A}{\left[ \frac{c'}{\beta' \cdot \gamma'} + \frac{c''}{\beta'' \cdot \gamma''} \right]} \quad (6.5.2)$$

was einer Absolutmessung durch eine Absorbermessung gleichkommt.

Für  $\frac{c'}{\beta' \cdot \gamma'} = \frac{c''}{\beta'' \cdot \gamma''}$  erhält man mit A = 1

$$N_o = \frac{\beta \cdot c}{c \cdot 2} \quad (6.5.3)$$

Diese Gleichung entspricht der unter 6.2 geschilderten Absorbermessung  $\beta_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$ , wo ein Gesamtkorrekturfaktor  $F = 2$  errechnet wurde.

Entsprechend der Methode von Bell und Cheever und (6.5.2) ist nach 6.1

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\left[ \frac{N'_K}{N'_\beta \cdot N'_\gamma} + \frac{N''_K}{N''_\beta \cdot N''_\gamma} \right]} = \\ & \frac{1}{N_o \left[ \frac{1}{2} + \frac{\epsilon'_R}{2 \epsilon'_A} + \frac{1}{2} + \frac{\epsilon''_R}{2 \epsilon''_A} \right]} \\ & = N_o \cdot U \end{aligned}$$

mit

$$U = \frac{1}{\left[ \frac{1}{2} + \frac{\epsilon'_R}{2 \epsilon'_A} + \frac{1}{2} + \frac{\epsilon''_R}{2 \epsilon''_A} \right]}$$

Für  $U$  erhält man mit  $\epsilon'_A = \epsilon''_A = \epsilon_A$

$$U = \frac{1}{\left[ 1 + \frac{\epsilon'_R + \epsilon''_R}{2 \epsilon_A} \right]} \quad (6.5.4)$$

Entsprechend erhält man für den Korrekturfaktor nach Bell und Cheever für Absorbermessungen mit einer  $4\pi \beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzapparatur

$$K = \frac{A \cdot \left[ 1 + \frac{\epsilon'_R + \epsilon''_R}{2 \epsilon_A} \right]}{\left[ \frac{N'_K}{N'_\beta \cdot N'_\gamma} + \frac{N''_K}{N''_\beta \cdot N''_\gamma} \right] \frac{N_\beta \cdot N_\gamma}{N_K}} \quad (6.5.5)$$

Zahlenwerte für  $\mathcal{E}_R'$ ;  $\mathcal{E}_R''$  und  $\mathcal{E}_A$  können nach der unter 6.2 beschriebenen Methode bestimmt werden.

## 7. Die Bestimmung der absoluten Aktivität von $\text{Co}^{58}$

$\text{Co}^{58}$  ist ein Strahler mit komplexem Zerfallsschema (Abb 22). Die Bestimmung der absoluten Aktivität eines solchen Strahlers behandelt das eigentliche Thema dieser Arbeit.  $\text{Co}^{58}$  ist ein Positronenstrahler mit einer Übergangswahrscheinlichkeit für Positronen von 14,8 %. Die anderen 85,2 % der Zerfälle sind mit einem Elektroneneinfang verbunden. Die Absolutaktivität wird hier nach einer Methode bestimmt, die sich allgemein auf jeden beliebigen radioaktiven Strahler mit Elektroneneinfang und  $\beta$ -Emission anwenden läßt.

Zur Absolutmessung von  $\text{Co}^{58}$  hat man verschiedene Möglichkeiten.

1. Koinzidenzen zwischen den  $\beta^+$  und den 0,511 MeV Vernichtungsquanten in Fenster 1 (Abb. 23). Diese Methode hat den Nachteil, daß die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\mathcal{E}_{01}$ ,  $\mathcal{E}_{11}$ ,  $\mathcal{E}_{21}$ ,  $\mathcal{E}_{31}$  (Abb. 24) schwer zu bestimmen sind und dadurch eine genaue Absolutmessung unmöglich machen.
2. Koinzidenzen zwischen den  $\beta^+$  und den 0,810 MeV und 0,840 MeV  $\gamma$ -Quanten in Fenster 2 (Abb. 23). Der Nachteil dieser Methode ist, daß nur ein Teil der  $\gamma$ -Quanten mit der Häufigkeit  $K_0$  zu echten  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen beitragen kann, während die anderen  $\gamma$ -Quanten der Häufigkeit ( $K_1 + 2 K_2$ ) nur unechte Koinzidenzen mit Sekundärelektronen erzeugen.

Der Anteil dieser unechten Koinzidenzen läßt sich jedoch, wie die folgenden Rechnungen zeigen werden, durch geeignete Messungen gut bestimmen.

### 7.1 Ableitung der Koinzidenzgleichungen

$N_\beta$ ,  $N_\gamma$  und  $N_K$  sollen die Zählraten in den  $\beta$ ,  $\gamma$  und Koinzidenzkanälen darstellen, abzüglich der Korrekturen für apparative Fehler nach 5.1, den Nulleffekt und die zufälligen Koinzidenzen. In Anschluß an jede Meßreihe wurden der Nulleffekt und die zufälligen Koinzidenzen über eine hinreichend lange Zeit gemessen und von den angezeigten Zählraten abgezogen. Eine Möglichkeit zur rechnerischen Bestimmung der zufälligen Koinzidenzen soll später gezeigt werden, wenn die Voraussetzungen dazu aus den folgenden Rechnungen hervorgegangen sind.

Bei den Korrekturen für physikalische Fehler können nur Korrekturen für die Sekundärelektronen und die  $\gamma$ -Empfindlichkeit des  $\beta$ -Zählers in Frage kommen.

Nach [12] besteht eine Winkelkorrelation zwischen den 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten und den 0,840 MeV  $\gamma$ -Quanten mit:



$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$

mit

$$A_2 = 0,39 \pm 0,07$$

nach [13]

$$A_4 = 0,26 \pm 0,1$$

Diese Winkelkorrelation hat keinen Einfluß auf die  $4\pi\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzmessungen und soll hier auch nicht berücksichtigt werden.

### Die $\beta$ -Zählrate

Unter Berücksichtigung der Aufgliederung des Zerfallsschemas für  $\text{Co}^{58}$  (Abb. 24) erhält man für die Zählrate im  $\beta$ -Kanal:

$$N_{\beta} = N_0 \left[ K_0 \left\{ \epsilon_{\beta} + (1 - \epsilon_{\beta})(2 \epsilon_{N0} + \epsilon_{N1}) \right\} + (K_1 + K_2) \epsilon_{N1} + K_2 \epsilon_{N2} + K_3 \epsilon_{N3} \right] \quad (7.1.1)$$

mit

$\epsilon_{Ni}$  : Zählausbeute für Sekundärelektronen der  $\gamma$ -Quanten der Energie  $E_i$  (Abb. 24).

$K_y$  : Übergangswahrscheinlichkeit für die einzelnen  $\gamma$ -Zerfälle (Abb. 24).

Mit  $\epsilon_{N1} \approx \epsilon_{N2}$  und dem Anteil  $K_3 \epsilon_{N3} \approx 0$  erhält man

$$N_{\beta} = N_0 \left[ K_0 \left\{ \epsilon_{\beta} + (1 - \epsilon_{\beta})(2 \epsilon_{N0} + \epsilon_{N1}) \right\} + (K_1 + 2K_2) \epsilon_{N1} \right] \quad (7.1.2)$$

### Die $\gamma$ -Zählrate

Unter Berücksichtigung der Aufgliederung des Zerfallsschemas für  $\text{Co}^{58}$  (Abb. 24) erhält man für die Zählrate im  $\gamma$ -Kanal:

$$N_{\gamma} = N_0 \left[ (K_0 + K_1 + K_2) \epsilon_{12} + K_2 \epsilon_{22} + K_3 \epsilon_{32} \right] \quad (7.1.3)$$

mit

$\epsilon_{i2}$  : Zählausbeute für  $\gamma$ -Quanten der Energie  $E_i$  (Abb. 24) in Fenster 2 des  $\gamma$ -Spektrums für  $\text{Co}^{58}$  (Abb. 23)

Mit guter Näherung kann  $\epsilon_{12} = \epsilon_{22}$  und  $K_3 \cdot \epsilon_{32} = 0$  angenommen werden, und man erhält für die  $\gamma$ -Zählrate:

$$N_{\gamma} = N_0 \cdot (K_0 + K_1 + 2K_2) \epsilon_{12} \quad (7.1.4)$$

### Die Koinzidenzzählrate

Die Koinzidenzzählrate setzt sich nach Abzug der zufälligen Koinzidenzen additiv aus den folgenden Anteilen zusammen:

1. Echte  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzen zwischen den  $\beta^+$ -Teilchen und den 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$ :

$$N_{K1} = N_0 \cdot K_0 \cdot \epsilon_{\beta} \cdot \epsilon_{12} \quad (7.1.5)$$

2. Selbstkoinzidenzen (Definition unter 6.1) zwischen dem niederenergetischen Anteil der Sekundärelektronen der 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$  und dem erzeugenden  $\gamma$ -Quant.

$$N_{K2} = N_0 K_0 (1 - \epsilon_{\beta}) \epsilon_{12} \cdot \epsilon_{R1} \quad (7.1.6)$$

mit

$\epsilon_{R1}$  : Zählausbeute für sekundäre  $\beta$ -Teilchen, deren erzeugendes  $\gamma$ -Quant der Energie  $E_1$  (Abb. 24) nach Definition unter 6.1 im  $\gamma$ -Kanal registriert wird.

Der Faktor  $(1 - \epsilon_{\beta})$  bewirkt, daß eine solche Koinzidenz nicht gezählt wird, wenn das gleichzeitig emittierte Positron registriert wird. Wird das  $\beta^+$ -Teilchen registriert, dann fällt die Koinzidenz unter (7.1.5).

3. Koinzidenzen zwischen den sekundären Elektronen der 0,511 MeV Vernichtungsquanten und den dazu koinzidenten 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_0$ :

$$N_{K3} = 2 N_0 K_0 (1 - \epsilon_{\beta}) \cdot \epsilon_{12} \cdot \epsilon_{N0} \quad (7.1.7)$$

$2 \epsilon_{N0}$  ist die Zählausbeute für die sekundären Elektronen der beiden Vernichtungsquanten.

4. Selbstkoinzidenzen durch die Vernichtungsquanten entstehen nicht bei der in Abb. 23 erkennbaren Einstellung für Fenster 2.

5. Koinzidenzen zwischen den sekundären  $\beta$ -Teilchen der 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_1$  und anderen  $\gamma$ -Quanten bestehen nicht. Für die Selbstkoinzidenzen durch die 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_1$  erhält man :

$$N_{K4} = N_o \cdot K_1 \cdot \epsilon_{12} \cdot \epsilon_{R1} \quad (7.1.8)$$

6. Für die Koinzidenzen durch die 0,840 MeV und 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten der Übergangswahrscheinlichkeit  $K_2$ , die in Kaskaden sofort nacheinander auftreten, erhält man analog zu Co<sup>60</sup> in 6.1 die folgenden Gleichungen:

Für die Koinzidenzen durch die sekundären Elektronen des einen  $\gamma$ -Quants mit dem anderen  $\gamma$ -Quant entsprechend (6.1.4)

$$N_{K5} = N_o K_2 \cdot \epsilon_{12} \epsilon_{N1} + N_o K_2 \epsilon_{12} \epsilon_{N2} \quad (7.1.9)$$

Wegen  $\epsilon_{N1} \approx \epsilon_{N2}$  erhält man daraus

$$N_{K5} = 2 N_o K_2 \epsilon_{12} \epsilon_{N1} \quad (7.1.10)$$

Für die Selbstkoinzidenzen durch die obengenannten  $\gamma$ -Quanten erhält man entsprechend (6.1.5):

$$N_{K6} = N_o K_2 \epsilon_{12} \epsilon_{R1} + N_o K_2 \epsilon_{12} \epsilon_{R2} \quad (7.1.11)$$

und mit  $\epsilon_{R1} \approx \epsilon_{R2} = \epsilon_R$

$$N_{K6} = 2 N_o K_2 \epsilon_{12} \epsilon_R \quad (7.1.12)$$

Die Gesamtzahl der Koinzidenzen setzt sich aus allen den obengenannten Beiträgen zusammen.

$$N_K = N_o \cdot \epsilon_{12} \left[ K_o \epsilon_\beta + 2 K_o \epsilon_{No} (1 - \epsilon_\beta) + 2 K_2 \epsilon_{N1} + \epsilon_R \left\{ K_o (1 - \epsilon_\beta) + K_1 + 2 K_2 \right\} \right] \quad (7.1.13)$$

Die Bestimmung der absoluten Aktivität aus den Koinzidenzgleichungen

Aus den Gleichungen (7.1.2); (7.1.4) und (7.1.13) erhält man:

$$\frac{N_B \cdot N_{\delta}}{N_K} = \frac{N_o (K_o + K_1 + 2K_2) \left[ K_o \{ \epsilon_B + (1 - \epsilon_B)(2\epsilon_{N_o} + \epsilon_{N_1}) \} + (K_1 + 2K_2) \epsilon_{N_1} \right]}{K_o \epsilon_B + 2K_o \epsilon_{N_o} (1 - \epsilon_B) + 2K_2 \epsilon_{N_1} + \epsilon_R \{ K_o (1 - \epsilon_B) + K_1 + 2K_2 \}}$$

(7.1.14)

Zur Vereinfachung dieser Beziehung werden die folgenden Faktoren eingeführt:

$$B(\epsilon_B, \epsilon_{N'}) = \frac{K_o \epsilon_B + 2K_o \epsilon_{N_o} (1 - \epsilon_B)}{[K_o (1 - \epsilon_B) + K_1 + 2K_2] \epsilon_{N_1}} \quad (7.1.15)$$

$$C(\epsilon_B) = \frac{2K_2 \epsilon_{N_1}}{[K_o (1 - \epsilon_B) + K_1 + 2K_2] \epsilon_{N_1}} = \frac{2K_2}{K_o (1 - \epsilon_B) + K_1 + 2K_2}$$

(7.1.16)

$$f(\epsilon_R, \epsilon_{N'}) = \frac{\epsilon_R}{\epsilon_{N_1}} \quad (7.1.17)$$

Damit erhält man für Gleichung (7.1.14) den Ausdruck:

$$\frac{N_B \cdot N_{\delta}}{N_K} = N_o (K_o + K_1 + 2K_2) \cdot \frac{B(\epsilon_B, \epsilon_{N'}) + 1}{B(\epsilon_B, \epsilon_{N'}) + C(\epsilon_B) + f(\epsilon_R, \epsilon_{N'})}$$

(7.1.18)

mit einem Gesamtkorrekturfaktor F:

$$F = (K_o + K_1 + 2K_2) \cdot \frac{B(\epsilon_B, \epsilon_{N'}) + 1}{B(\epsilon_B, \epsilon_{N'}) + C(\epsilon_B) + f(\epsilon_R, \epsilon_{N'})} \quad (7.1.19)$$

## 7.2 Bestimmung des Gesamtkorrekturfaktors F

Die Bestimmung der absoluten Aktivität von  $\text{Co}^{58}$  kann durch  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  Koinzidenzmessungen mit und ohne Absorber erfolgen.  $\text{Co}^{58}$  ist ein Positronenstrahler, und die Vernichtungsquanten entstehen jeweils da, wo die Positronen zur Ruhe kommen und rekombinieren. Bei einer Messung ohne Absorber entstehen die Vernichtungsquanten überall im Zählvolumen sowie in den Zählrohrwänden und im Präparat selbst, wo ein Teil der Positronen durch  $\beta$ -Selbstabsorption absorbiert wird. Bei einer Absorbermessung entstehen alle Vernichtungsquanten im Präparat oder im Absorber. Ist der Absorber oder die Absorberdose klein, so hat man einen Strahler, in dem zusätzlich alle Vernichtungsquanten entstehen.

Die beiden Vernichtungsquanten werden in genau entgegengesetzter Richtung ausgestrahlt. Entstehen solche Quanten im Präparat, so durchsetzen höchstens 1 % die Drehscheibe. Entstehen die Vernichtungsquanten im gesamten Zählvolumen und in den Zählrohrwänden, so wird die Drehscheibe von wesentlich mehr  $\gamma$ -Quanten durchsetzt, und man erhält eine wesentlich größere Sekundärelektronenausbeute im  $4\pi\beta$  Zähler.

Bei den  $\text{Co}^{58}$  Messungen kann man also nicht wie bei den  $\text{Co}^{60}$  Messungen einen Vergleich der Sekundärelektronenausbeute mit und ohne Absorber durch eine experimentell bestimmbaren Faktor  $\mathcal{E}_A / \mathcal{E}_N$  durchführen, weil sich bei  $\text{Co}^{58}$  die Sekundärelektronenausbeute für die 0,810 MeV  $\gamma$ -Quanten und für die Vernichtungsquanten, bei Hinzufügen eines Absorbers, nicht im gleichen Sinne und um den gleichen Faktor ändern.

### 1. Absorbermessung $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{\text{unten}}$

Voraussetzung:  $\mathcal{E}_{\beta}^{2\pi} = 0$ ;  $\mathcal{E}_R = 0$

Aus der Kurve (Abb. 17), die von Campion für einen ähnlichen  $4\pi\beta$ -Zähler aufgenommen wurde, kann ein Verhältnis  $\mathcal{E}_{A1} / \mathcal{E}_{A0}$  entnommen werden. Dieser Wert gilt nur für den Fall, daß alle  $\gamma$ -Quanten im Präparat entstehen, d. h. nur für Absorbermessungen.

Aus Abb. 17 erhält man

$$\mathcal{E}_{A1} / \mathcal{E}_{A0} = 1,5 \quad (7.2.1)$$

mit

$\mathcal{E}_{Ai}$  : Sekundärelektronenzählausbeute für Absorbermessungen.

Mit diesem Quotienten und  $\mathcal{E}_\beta^{2\pi} = 0$  kann aus (7.1.19)  $F = 5,32$  ausgerechnet werden.

Aus den  $\beta$ ,  $\gamma$  und Koinzidenzzählraten erhält man:

$$N_o^{(1)} = \frac{N_\beta^{(1)} \cdot N_\gamma^{(1)}}{N_K^{(1)} \cdot F} \quad (7.2.2)$$

und daraus mit  $F = 5,32$  einen Wert  $N_o$ , der als vorläufiger Absolutwert benutzt werden kann.

Weiterhin erhält man

$$\frac{N_K^{(1)}}{N_\gamma^{(1)}} = \frac{1}{K_o + K_1 + 2K_2} \left[ 2K_o \mathcal{E}_{A0}^{2\pi} + 2K_2 \mathcal{E}_{A1}^{2\pi} \right] \quad (7.2.3)$$

und

$$\frac{N_\beta^{(1)}}{N_o^{(1)}} = 2K_o \mathcal{E}_{A0}^{2\pi} + 2K_2 \mathcal{E}_{A1}^{2\pi} + (K_o + K_1) \mathcal{E}_{A1}^{2\pi} \quad (7.2.4)$$

und aus der Differenz dieser beiden Gleichungen einen Wert für  $\mathcal{E}_{A1}^{2\pi}$ . Dieser Wert wird in (7.2.3) wieder eingesetzt und ein  $\mathcal{E}_{A0}^{2\pi}$  ausgerechnet. Da  $\mathcal{E}_{A1}^{2\pi}$  wegen dem Faktor  $2K_2 = 0,032$  nur mit kleinem Gewicht in die Gleichung eingeht, und ein Fehler in  $N_o$  und in  $\mathcal{E}_{A1}^{2\pi}$  sich kaum auf  $\mathcal{E}_{A0}^{2\pi}$  auswirkt, erhält man einen genauen Wert für  $\mathcal{E}_{A0}^{2\pi}$  und einen exakteren Wert für  $\mathcal{E}_{A1} / \mathcal{E}_{A0}$ . Durch weitere Iteration wurde

$$\mathcal{E}_{A1} / \mathcal{E}_{A0} = 1,46 \text{ bestimmt}$$

und daraus erhält man

$$F_{(1)} = 5,21$$

und damit einen genauen Wert für  $N_o^{(1)}$  aus (7.2.2).

2. Absorbermessung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta}_{\text{oben}}$

Aus dieser Messung soll zusammen mit der ersten Messung ein  $\mathcal{E}_{RA}$  bestimmt werden. Dies geschieht nach dem gleichen Schema wie bei  $\text{Co}^{60}$  und soll hier nicht noch einmal abgeleitet werden.

3. Absorbermessung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta}_{4\pi}$

Die Bestimmung der absoluten Aktivität soll nach Möglichkeit durch eine  $4\pi\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzmessung erfolgen. Genau wie unter 1. erhält man mit dem Wert für  $N_o^{(1)}$  aus (7.2.2)

$$\frac{N_K^{(2)}}{N_\gamma^{(2)}} = \frac{1}{(K_o + K_1 + 2K_2)} \left( 2K_o \mathcal{E}_{A0} + 2K_2 \mathcal{E}_{A1} + (K_o + K_1 + 2K_2) \mathcal{E}_{R,A} \right) \quad (7.2.5)$$

$$\frac{N_\beta^{(2)}}{N_o^{(1)}} = 2K_o \mathcal{E}_{A0} + 2K_2 \mathcal{E}_{A1} + (K_o + K_1) \mathcal{E}_{A1} \quad (7.2.6)$$

Aus der Differenz dieser beiden Gleichungen erhält man

$$\frac{N_\beta^{(2)}}{N_o^{(1)}} - (K_o + K_1 + 2K_2) \frac{N_K^{(2)}}{N_\gamma^{(2)}} = (K_o + K_1) \mathcal{E}_{A1} + (K_o + K_1 + 2K_2) \mathcal{E}_{R,A} \quad (7.2.7)$$

und daraus mit dem Wert für  $\mathcal{E}_{R,A}$  ein Ergebnis für  $\mathcal{E}_{A1}$  und über  $\mathcal{E}_{A1}/\mathcal{E}_{A0} = 1,46$  einen Zahlenwert für  $\mathcal{E}_{A0}$ . Aus  $\mathcal{E}_{A0}$ ;  $\mathcal{E}_{A1}$  und  $\mathcal{E}_{R,A}$  kann mit (7.1.19) das  $F^{(2)}$  ausgerechnet werden und daraus ein genauer Wert für  $N_o^{(2)}$  bestimmt werden.

II Bestimmung der absoluten Aktivität aus Messungen ohne Absorber

Zur Auswertung dieser Messungen soll der durch Absorbermessungen bestimmte Wert  $N_o^{(2)}$  benutzt werden. Die Messungen haben gezeigt, daß das  $\mathcal{E}_{RA}$  der Absorbermessungen nicht mit dem  $\mathcal{E}_R$  ohne Absorber übereinstimmt. Deshalb wird zunächst das  $\mathcal{E}_R$  für diese Messungen bestimmt, nach dem gleichen Verfahren wie bei  $\text{Co}^{60}$ .

1. Messung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta}$  untenVoraussetzung  $\mathcal{E}_R = 0$ 

Aus dieser Messung erhält man nach (7.1.4) und (7.1.13):

$$\frac{N_K^{(3)}}{N_{\gamma}^{(3)}} = \frac{1}{(K_0 + K_1 + 2K_2)} \left[ K_0 \mathcal{E}_{\beta}^{2\pi} + 2K_0 \mathcal{E}_{\text{No}}^{2\pi} (1 - \mathcal{E}_{\beta}^{2\pi}) + 2K_2 \mathcal{E}_{\text{NI}}^{2\pi} \right] \quad (7.2.8)$$

2. Messung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta}$  oben

Aus dieser Messung erhält man:

$$\frac{N_K^{(4)}}{N_{\gamma}^{(4)}} = \frac{1}{(K_0 + K_1 + 2K_2)} \left[ K_0 \mathcal{E}_{\beta}^{2\pi} + 2K_0 \mathcal{E}_{\text{No}}^{2\pi} (1 - \mathcal{E}_{\beta}^{2\pi}) + 2K_2 \mathcal{E}_{\text{NI}}^{2\pi} + \left\{ K_0 (1 - \mathcal{E}_{\beta}^{2\pi}) + K_1 + 2K_2 \right\} \mathcal{E}_R \right] \quad (7.2.9)$$

Aus der Differenz von (7.2.9) und (7.2.8) erhält man

$$\frac{N_K^{(4)}}{N_{\gamma}^{(4)}} - \frac{N_K^{(3)}}{N_{\gamma}^{(3)}} = \left[ \frac{K_0 (1 - \mathcal{E}_{\beta}^{2\pi}) + K_1 + 2K_2}{K_0 + K_1 + 2K_2} \right] \mathcal{E}_R \quad (7.2.10)$$

und daraus bei bekanntem  $\mathcal{E}_{\beta}^{2\pi}$  einen Wert für  $\mathcal{E}_R$ .

Unter der Annahme, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Positronen im  $4\pi$ - $\beta$  Zähler 100 % beträgt, kann die  $\beta$ -Zähltaube durch eine Berechnung der  $\beta$ -Selbstabsorption bestimmt werden [3] und [14].

Durch eine Rechnung nach Baker und Katz mit:

$$\alpha = 0,0155 E^{-1,41}$$

und

$$\mathcal{E}_{\beta} = \frac{1 - e^{-\alpha \delta}}{\alpha \delta}$$



$\alpha$  : Absorptionskoeffizient [  $\text{cm}^2/\text{mg}$  ]

E : Maximale  $\beta$ -Energie

$\delta$  : Flächendichte der Sonde [  $\text{mg}/\text{cm}^2$  ]

erhält man für die hier benutzte Sonde [  $\delta = 138,1 \text{ mg}/\text{cm}^2$  ]  
ein  $\mathcal{E}_\beta = 16,6 \%$  für eine  $4\pi$  Geometrie des  $\beta$ -Zählers.

$\mathcal{E}_\beta$  geht in Gleichung (7.2.10) nur mit geringem Gewicht ein -  
ein Fehler von 13 % in  $\mathcal{E}_\beta$  erzeugt einen Fehler von 2 % in  $\mathcal{E}_R$ .  
Somit kann aus (7.2.10) mit  $\mathcal{E}_\beta^{2\pi} = 8,3 \%$  ein genauer Wert  
für  $\mathcal{E}_R$  errechnet werden.

### 3. Messung $\gamma_{\text{oben}} - \beta_{4\pi}$

Aus dieser Messung soll der endgültige und genaueste Absolutwert bestimmt werden.

Aus den Meßergebnissen erhält man:

$$\frac{N_K^{(5)}}{N_\gamma^{(5)}} = \frac{1}{(K_0 + K_1 + 2K_2)} \left[ K_0 \mathcal{E}_\beta + 2K_0 \mathcal{E}_{Nb} (1 - \mathcal{E}_\beta) + 2K_2 \mathcal{E}_{Ni} \right. \\ \left. + \left\{ K_0 (1 - \mathcal{E}_\beta) + K_1 + 2K_2 \right\} \mathcal{E}_R \right] \quad (7.2.11)$$

und

$$\frac{N_\beta^{(5)}}{N_0^{(2)}} = K_0 \mathcal{E}_\beta + 2K_0 \mathcal{E}_{Nb} (1 - \mathcal{E}_\beta) + \left\{ K_0 (1 - \mathcal{E}_\beta) + K_1 + 2K_2 \right\} \mathcal{E}_{Ni} \quad (7.2.12)$$

Aus der Differenz dieser Gleichungen erhält man

$$\frac{N_\beta^{(5)}}{N_0^{(2)}} - (K_0 + K_1 + 2K_2) \cdot \frac{N_K^{(5)}}{N_\gamma^{(5)}} = \left\{ K_0 (1 - \mathcal{E}_\beta) + K_1 \right\} \mathcal{E}_{Ni} \\ + \left\{ K_0 (1 - \mathcal{E}_\beta) + K_1 + 2K_2 \right\} \mathcal{E}_R$$

und bei bekanntem  $\mathcal{E}_R$  daraus einen Wert für  $\mathcal{E}_{Ni}$

An dieser Stelle soll der Versuch gemacht werden, das  $\mathcal{E}_\beta$  genauer zu bestimmen. Positronen werden bekanntlich in einem  $4\pi$ - $\beta$  Zähler nur nach einer Ionisation gezählt, da sie durch das angelegte elektrische Feld zu den Zahlrohrwänden abwandern. Außerdem erfahren sie keine so große Beschleunigung wie die Elektronen in Zählendrahtnähe. Es ist also anzunehmen, daß ein Teil der niederenergetischen Positronen, die gerade mit Nullenergie aus dem Präparat austreten, im Gegensatz zu Elektronen, nicht gezählt werden. Daraus muß sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit  $< 100\%$  ergeben. Für Absorbermessungen wurde ein  $\mathcal{E}_{A1} / \mathcal{E}_{A0} = 1,46$  bestimmt. Nach vorausgegangenen Überlegungen muß das Verhältnis  $\mathcal{E}_{N1} / \mathcal{E}_{N0}$  wesentlich kleiner sein, da ohne Absorber das  $\mathcal{E}_{N0}$  stark ansteigt.

In Gleichung (7.2.12) hat  $\mathcal{E}_{N0}$  nur  $\frac{1}{4}$  des Gewichtes von  $\mathcal{E}_{N1}$ . Es soll hier mit der Annahme  $\mathcal{E}_{N0} = \mathcal{E}_{N1}$  gerechnet werden, wobei sich ein Fehler in  $\mathcal{E}_{N0}$  nur gering auswirkt. Man erhält ein  $\mathcal{E}_\beta = 15,2\%$ , was zusammen mit dem berechneten  $\mathcal{E}_\beta$  eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $91,6\%$  für Positronen der gegebenen Energieverteilung ergibt.

$\mathcal{E}_\beta = 15,2\%$  ist sicherlich der genauere Wert. Damit kann dann ein genaueres  $\mathcal{E}_{N1}$  und  $\mathcal{E}_R$  ausgerechnet werden.

Aus Gleichung (7.2.11) kann bei bekanntem  $\mathcal{E}_{N1}$  und  $\mathcal{E}_R$  ein Wert für  $[K_0 \mathcal{E}_\beta + 2 K_0 \mathcal{E}_{N0} (1 - \mathcal{E}_\beta)]$  bestimmt werden. Daraus folgt nach (7.1.15) die Berechnung von B ( $\mathcal{E}_\beta, \mathcal{E}_N$ ).

C ( $\mathcal{E}_\beta$ ) kann aus  $\mathcal{E}_\beta$  errechnet werden und f ( $\mathcal{E}_R, \mathcal{E}_N$ ) aus  $\mathcal{E}_R$  und  $\mathcal{E}_{N1}$ . Den Gesamtkorrekturfaktor F erhält man nach (7.1.19).

### 7.3 Berechnung der zufälligen Koinzidenzen

Die Berechnung der zufälligen Koinzidenzen erfolgt wie für  $\text{Co}^{60}$  in 6.3.

Mit

$$F = \frac{(K_0 + K_1 + 2K_2) \left[ K_0 \{ \mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) (2 \mathcal{E}_{N0} + \mathcal{E}_{N1}) \} + (K_1 + 2K_2) \mathcal{E}_{N1} \right]}{K_0 \mathcal{E}_\beta + 2K_0 \mathcal{E}_{N0} (1 - \mathcal{E}_\beta) + 2K_2 \mathcal{E}_{N1} + \{ K_0 (1 - \mathcal{E}_\beta) + K_1 + 2K_2 \} \mathcal{E}_R}$$

erhält man aus (7.1.2); (7.1.4) und (7.1.13)

1. Die gesamte Zählausbeute im  $\beta$ -Zähler

$$\frac{N_K}{N_\gamma} \cdot F = K_0 \{ \mathcal{E}_\beta + (1 - \mathcal{E}_\beta) (2 \mathcal{E}_{N0} + \mathcal{E}_{N1}) \} + (K_1 + 2K_2) \mathcal{E}_{N1} \quad (7.3.1)$$

2. Die  $\gamma$ -Zählzubeute

$$\frac{N_K}{N_\beta} \cdot F = (K_0 + K_1 + 2K_2) \varepsilon_{12} \quad (7.3.2)$$

Daraus erhält man mit (5.1.6) analog zu 6.3

$$N_{KZ} = N_\beta \cdot N_\gamma \cdot \tau_R \left[ 2 - F \left( \frac{N_K}{N_\gamma} + \frac{N_K}{N_\beta} \right) \right] \quad (7.3.3)$$

Auch hier kann statt  $N_K$  die gemessene Koinzidenzrate ( $N_K + N_{KZ}$ ) eingesetzt werden. Siehe 6.3 und 2.1.

7.4 Meßergebnisse

Bestrahlt wurden Nickelsonden mit 11,4 mm Durchmesser und einer Dicke von 0,15 mm. Die Massenbelegung betrug 138,1 mg/cm<sup>2</sup>. Die Sonde wurde aus gesintertem Nickel der Firma Vakuumschmelze Hanau hergestellt. Die Reinheit beträgt im Mittel 99,97 % und mindestens 99,94 %. An Verunreinigungen sind maximal enthalten:

C	0,02 %
Mu	0,01 %
Fe	0,02 %
Cu	0,01 %

Die Sonden wurden mit und ohne Cadmiumumhüllung im Kern des FRJ-1 bestrahlt. Eine anschließende Untersuchung mit einem Vielkanalanalysator zeigte deutlich Ni<sup>65</sup> und Co<sup>58</sup> im  $\gamma$ -Spektrum. Abb. 25 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum einer Ni-Sonde, die nicht unter Cd bestrahlt wurde, nach einer Wartezeit von 32 Stunden nach Bestrahlungsende. Nach weiteren 24 Stunden war das  $\gamma$ -Spektrum frei von Fremdaktivitäten. Durch Bestrahlungen unter Cd können die Wartezeiten verkürzt werden.

Die absolute Aktivität von Co<sup>58</sup> wurde aus den folgenden Messungen bestimmt.

1. Absorbermessung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta}$  unten
2. Absorbermessung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta} 4\pi$
3. Messung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta}$  unten
4. Messung  $\gamma_{\text{oben}}^{-\beta} 4\pi$

Die Korrekturen mit den Meßergebnissen für ein  $\text{Co}^{58}$  Sonde sind mit Fehlergrenzen in Tabelle 3 angegeben.

### 8. Fehlerbestimmung

Die Meßgenauigkeit einer Absolutmessung wird hauptsächlich durch die statistischen Schwankungen der einzelnen Zählraten bestimmt. Die Mittelwerte der Untergrundzählraten werden von den gemessenen Zählraten abgezogen, und die gemessenen oder errechneten zufälligen Koinzidenzen werden zusätzlich von der Koinzidenzzählrate abgezogen. Die Schwankungen dieser Korrekturen müssen jedoch in die Fehlerrechnung übernommen werden. Hierzu kommt ein Fehler in der Bestimmung des Gesamtkorrekturfaktors  $F$ .

Eine Fehlerrechnung wurde im wesentlichen nach [15] gemacht.

Der Gesamtfehler einer Absolutmessung setzt sich also wie folgt zusammen:

$$\rho^2 = \rho_{\text{stat}}^2 + \rho_{\text{app}}^2 + \rho_{\text{phys}}^2$$

Für den statistischen Fehler wurde in [15] folgender Ausdruck abgeleitet:

$$\rho_{\text{stat}}^2 = \frac{1}{N_K \cdot t} \left[ 1 - \epsilon_B (1 + R_{\gamma u}) - \epsilon_{\gamma} \right]$$

mit

$N_K \cdot t$  : Summe der zu den Auswertungen gemessenen Koinzidenzimpulse

und

$$R_{xu} = \frac{N_{xu}}{N_x}$$

mit  $N_{xu}$  der gemessenen Untergrundzählrate zu  $N_x$ .

Der mittlere Fehler in den apparativen Korrekturen setzt sich aus einem Fehler infolge der Nulleffektsschwankung und einem Fehler in der Impulsverarbeitung, der nach Prüfmessungen zu vernachlässigen ist, zusammen.

$$\rho_{\text{App}}^2 = (R_{\beta, u} \cdot S_{\beta u})^2 + (R_{\gamma u} \cdot S_{\gamma u})^2 + (R_{Ku} \cdot S_{Ku})^2$$

mit

$S_{xu}$  : den Nulleffektsschwankungen in den einzelnen Zählkanälen.

Aus Meßreihen zu den Nulleffektsschwankungen konnten die folgenden Werte für eine Meßzeit von 10 min ermittelt werden.

$$S_{\beta u} = \pm 4 \%$$

$$S_{\gamma u} = \pm 5 \%$$

$$S_{Ku} = \pm 10 \%$$

Für den physikalischen Fehler, d. h. die Schwankungen in F, erhält man unter Berücksichtigung des Rechenvorganges in 6.2 und 7.2

1. Für  $\text{Co}^{60}$   $\int_{\text{phys}} < 1 \%$
2. Für  $\text{Co}^{58}$   $\int_{\text{phys}} < 1,5 \%$  .

Die Gesamtfehler der Messungen sind in den Tabellen 1 bis 3 angegeben.

Tabelle 1: Ergebnisse der Absolutmessung des Standardpräparates  $^{60}\text{Co}$  "609"

Methode	Art der Messung	$\epsilon_{\beta}$ [%]	$\epsilon_N$ [%]	$\epsilon_A$ [%]	$\epsilon_A / \epsilon_N$	$\epsilon_R$ [%]	F	$N_0$ [Zerf/min] am 1. 9. 65
Different. $\gamma$ -Messung	Absorbermessung $\gamma$ oben- $\beta$ unten	0		1,31		0	2,00	$1,36 \cdot 10^6 \pm 1,5\%$
"	Messung $\gamma$ oben- $\beta 4\pi$	8,01	2,07		1,3	0,21	1,09	$1,367 \cdot 10^6 \pm 1\%$
Integrale $\gamma$ -Messung	Absorbermessung $\gamma$ oben- $\beta$ unten	0		1,29		0	2,00	$1,36 \cdot 10^6 \pm 1,5\%$
"	Messung $\gamma$ oben- $\beta 4\pi$	7,93	1,99		1,3	0,73	1,07	$1,374 \cdot 10^6 \pm 1\%$
Eichwert der PTB Braunschweig								
$1,36 \cdot 10^6 \pm 2\%$								

Anmerkung: Die  $\epsilon_A$  Werte beziehen sich auf eine  $2\pi$ -Geometrie und die  $\epsilon_N$  Werte auf eine  $4\pi$ -Geometrie des  $\beta$ -Zählers.

Tabelle 2: Ergebnisse der Absolutmessung für ein  $\text{Co}^{60}$  Lösungspräparat, das aus einer kalibrierten Lösung hergestellt wurde

Methode	Art der Messung	$\epsilon_{\beta}$ [%]	$\epsilon_N$ [%] / $\epsilon_A$ [%]	$\epsilon_A / \epsilon_N$	$\epsilon_R$ [%]	F	$N_0$ [Zerf/min] am 1. 9. 65
Integrale	Absorbermessung $\chi$ oben- $\beta$ unten	0	1,24	1,3	0	2,00	$8,13 \cdot 10^4 \pm 2 \%$
	Messung $\chi$ oben- $\beta$ 4 $\pi$	87,8	1,8		0,64	1,00	$8,25 \cdot 10^4 \pm 1 \%$
Aus den Eichdaten der PTb errechnete Aktivität des Lösungspräparates							
							$8,05 \cdot 10^4 \pm 1,2 \%$

Anmerkung: Siehe Tabelle 1

**Tabelle 3:** Ergebnisse der Absolutmessung einer  $^{58}\text{Co}$  Sonde der Fläche  $1\text{ cm}^2$  und der Massenbelegung  $138,1\text{ mg/cm}^2$

Art der Messung	$\epsilon_{\beta}$ [%]	$\epsilon_{\text{Ni}}$ [%]	$\epsilon_{\text{Ni}} / \epsilon_{\text{NiO}} \epsilon_{\text{Al}} / \epsilon_{\text{AlO}}$	$\epsilon_{\text{R}}$ [%]	F	$N_{\text{o}}$ [Zerf/min] am 1.9.65
Absorbermessung $\delta$ oben - $\beta$ unten	0	$\epsilon_{\text{Al}}$ [%] 0,38	1,46	0	5,21	$1,49 \cdot 10^6 \pm 2\%$
Absorbermessung $\delta$ oben - $\beta_{4\pi}$	0	0,73	1,46	0,033	4,17	$1,52 \cdot 10^6 \pm 2\%$
Messung $\delta$ oben - $\beta$ unten	7,6	0,39	$\sim 1$	0	1,31	$1,53 \cdot 10^6 \pm 2\%$
Messung $\delta$ oben - $\beta_{4\pi}$	15,2	0,77	$\sim 1$	0,60	1,05	$1,50 \cdot 10^6 \pm 1,8\%$



## 9. Zusammenfassung

Dem Thema dieser Arbeit entsprechend wurde eine  $4\pi\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenz-anlage gebaut. Diese Anlage enthält außer dem  $4\pi\beta$ -Methandurchflußzähler zwei elektronisch gegen Verstärkungsschwankungen stabilisierte  $\gamma$ -Kanäle, so daß außer  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzen auch noch  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenzen und 3-fach Koinzidenzen zwischen einem  $\beta$ -Zerfall und zwei  $\gamma$ -Zerfällen gemessen werden können. Diese Meßanlage ist die erste  $4\pi\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzapparatur, die einen  $4\pi\beta$ -Zähler mit einer Vorspülkammer enthält, die verhindert, daß mit dem Präparat Luft in die Zählkammer eingeschleust wird.

Es wurden Schaltungen und Meßverfahren ausgearbeitet, mit denen man die Apparatur kurzfristig von der Messung eines radioaktiven Isotops auf die Messung eines anderen umstellen kann.

Bei dem  $4\pi\beta$ -Zähler ist durch getrennte Kathodenfolger und eine Relaisschaltung die Möglichkeit gegeben, die obere und die untere  $\beta$ -Zählerhälfte getrennt abzufragen. Dadurch ergab sich eine neue Methode zur Bestimmung der Korrektur für Selbstkoinzidenzen, d. h. für unechte Koinzidenzen, die durch ein einzelnes  $\gamma$ -Quant ausgelöst werden. Damit wurde die von Bell und Cheever [11] gezeigte, nur für Koinzidenzapparaturen mit Endfenster  $\beta$ -Zählrohren gültige, Korrekturmethode zur Absolutmessung von  $\text{Co}^{60}$  auf die Benutzung von  $4\pi\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzanlagen erweitert.

Die Absolutaktivität von  $\text{Co}^{58}$ , einem radioaktiven Strahler mit sehr komplexem Zerfallsschema, ist bisher hauptsächlich durch  $\gamma$ - $\gamma$  Koinzidenzmessungen bestimmt worden. Bei Absolutmessungen von  $\text{Co}^{58}$  mit einer  $4\pi\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzapparatur erhält man wegen des mit 14,8 % geringen Anteils der Positronen am Gesamtzerfall eine hohe Zählausbeute für sekundäre Elektronen im  $4\pi\beta$ -Zähler. Die Korrekturen für diese Sekundärelektronen und für die dadurch ausgelösten unechten Koinzidenzen werden sehr groß. Mit einem speziell auf die Absolutmessung von  $\text{Co}^{58}$  abgestimmten Meß- und Korrekturverfahren werden die Korrekturen so genau erfaßt, daß der resultierende Gesamtkorrekturfaktor auf  $\pm 1,5$  % genau bestimmt werden kann.

Ich danke Herrn Prof. Dr. M. Pollermann, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit an seinem Institut durchzuführen. Seine freundliche Unterstützung sowie die anregenden Diskussionen mit den Herren Dipl.-Phys. B. Hasenclever und Dr. W. Schneider waren mir eine große Hilfe.

10. Literatur

- [1] Campion, P. J.: The standardisation of radioisotopes by the  $\beta$ - $\gamma$  coincidence method for measuring the activity of beta-gamma emitters. Int. Journal of appl. Radiation Isotopes 4 (1959) S. 232 - 248.
- [2] Bauer, W.: Langsame Koinzidenzstufe mit kontinuierlich einstellbarer Verzögerungszeit und Koinzidenzauflösungszeit. Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 187, November 1963.
- [3] Dieck, L.: Berechnung der  $\beta$ -Selbstabsorption zur Absolutmessung der  $Zr^{95}$ - $Ab^{95}$  Aktivität von Lösungspräparaten mit dem  $4\pi$ -Methandurchflußzähler. Interner Bericht Nr. 6 des Zentralinstituts für Reaktorexperimente der Kernforschungsanlage Jülich, 1. April 1965.
- [4] Wolf, G.: Über die  $4\pi$   $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzmethode zur Absolut-eichung von Zerfallsraten radioaktiver Isotope. Atomkernenergie 8, Heft 10, Okt. 1963, S. 353 - 359.
- [5] Gunnink, R.; Colby, L. J.; Cobble, J. W.: Absolute  $\beta$ -Standardisation using  $4\pi$   $\beta$ - $\gamma$  coincidence techniques. Analyt. Chemistry 31 (1959) S. 796.
- [6] Bertolini, G.; Segre, G.; Terracini, O.: Self-Absorption in Sources of Beta Emitters. Euratom-Bericht EUR 338 e, 1963.
- [7] Evans, R. D.: The Atomic Nucleus. New York, Toronto, London 1955. S. 715, Fig. 4.
- [8] Dieck, L.: Arbeitsbericht Nr. MV 2/1 des Zentralinstituts für Reaktorexperimente der Kernforschungsanlage Jülich, November 1965.
- [9] Putman, J. L.: Limitations and extensions of the coincidence methode for measuring the activity of beta-gamma emitters. A. E. R. E. Report 1/M 26 (1953).
- [10] Schneider, W.: Zur Absolutmessung von  $\beta$ - $\gamma$  Kaskadenstrahlern mit weicher  $\beta$  und harter  $\gamma$ -Strahlung. Kurzvortrag zur Tagung des Fachausschusses Kernphysik in Bad Nauheim vom 21. bis 23. April 1964.
- [11] Bell, J. R.; Cheever, P. R.: Two Methods to Determine  $Co^{60}$  Disintegration Rate. Nucleonics 21, No. 7, July 1963, S. 58 - 63.

- [12] Swiniarski, R. de; Czerny, J.: Mesure de l'activité absolue d'une source de  $\text{Co}^{58}$  par un dispositif à coïncidences. C.E.A. - C.E.N.G. Service de Piles. Bericht Nr. INT/Pi-171-145 vom 2. Juli 1963.
- [13] Arthur, D. M.; Goodman: The Decay of  $\text{Co}^{58}$ . Nuclear Physics 38 (1962) S. 106.
- [14] Broveto, P.; Chiavarsa, E.; Rosa, G.; Pasquarelli, A.: Absolute  $\beta$ -counting by an end-windowed G. M. counter. Nuclear Instr. and Methods 14 (1961) No. 3, S. 302-306.
- [15] Schneider, W.: Einrichtung einer  $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzapparatur zur Absolutbestimmung radioaktiver Quellstärken (speziell angewandt auf aktivierte Goldfolien). Bericht Jül-187-RX der Kernforschungsanlage Jülich, März 1964.

#### Tabellenwerke

1. Crouthamel, C. E.: Applied Gamma-Ray Spectrometry. London, New York, Paris 1960.
2. Landolt Bornstein: Energieniveaus der Kerne, Gr. 1, Bd. 1. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1961.
3. Landolt Bornstein: Zahlenwerte und Funktionen, 6. Aufl. Bd. 1, Tl. 5. Berlin, Göttingen, Heidelberg 1951.
4. Heath, R. L.: Scintillation Spectrometry: Gamma-Ray Spectrum Catalogue, Vol. 1 and 2, 2nd Edition IDO-16880-1; AEC Research and Development Report August 1964.

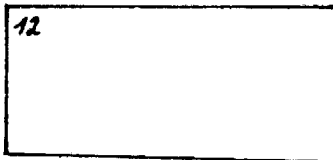
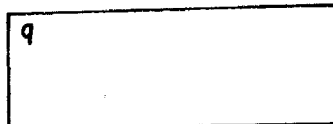
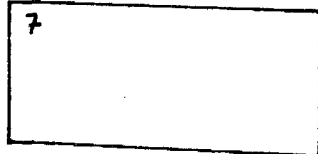
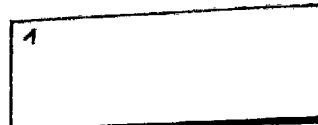
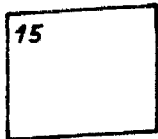
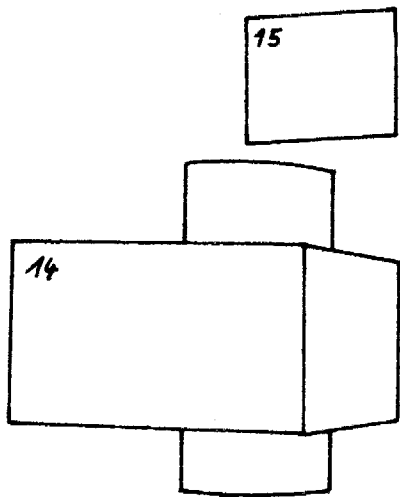




Abb. 1 Gesamtansicht der  $4\pi$   $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzapparatur

- 1 Koinzidenzeinheit
- 2 Mischeinschub mit Zählgerätewahlschalter nach Abb. 9
- 3 Zähler I
- 4 Zähler II
- 5 Zähler III
- 6  $\beta$ -Verstärker mit Einkanaldiskriminator
- 7  $\beta$ -Hochspannung
- 8 Hauptnetzschalter
- 9 Spectrum-Stabilizer für den  $\gamma_1$  Kanal
- 10 Verstärker und Einkanaldiskriminator  $\gamma_1$  Kanal
- 11 Spectrum-Stabilizer für den  $\gamma_2$  Kanal
- 12 Verstärker und Einkanaldiskriminator  $\gamma_2$  Kanal
- 13  $\gamma$ -Hochspannung
- 14 Bleiabschirmung
- 15 Blasenähler mit Gasdruckregler

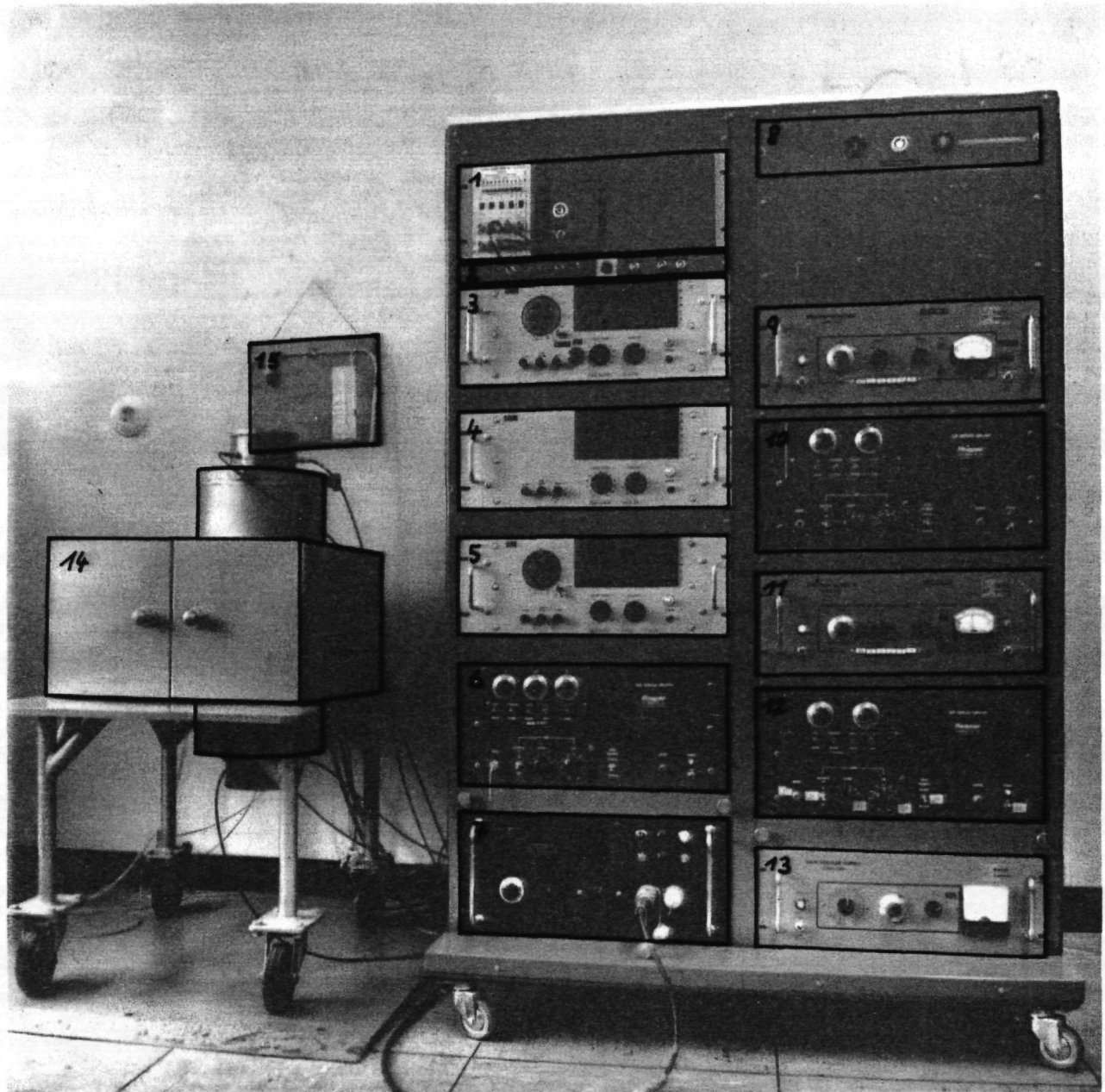


Abb. 1 Gesamtansicht der  $4\pi$   $\beta$ - $\gamma$  Koinzidenzapparatur

- 1 Koinzidenzeinheit
- 2 Mischeinschub mit Zählgerätewahlschalter nach Abb. 9
- 3 Zähler I
- 4 Zähler II
- 5 Zähler III
- 6  $\beta$ -Verstärker mit Einkanaldiskriminator
- 7  $\beta$ -Hochspannung
- 8 Hauptnetzschalter
- 9 Spectrum-Stabilizer für den  $\gamma_1$  Kanal
- 10 Verstärker und Einkanaldiskriminator  $\gamma_1$  Kanal
- 11 Spectrum-Stabilizer für den  $\gamma_2$  Kanal
- 12 Verstärker und Einkanaldiskriminator  $\gamma_2$  Kanal
- 13  $\gamma$ -Hochspannung
- 14 Bleiabschirmung
- 15 Blasenähler mit Gasdruckregler

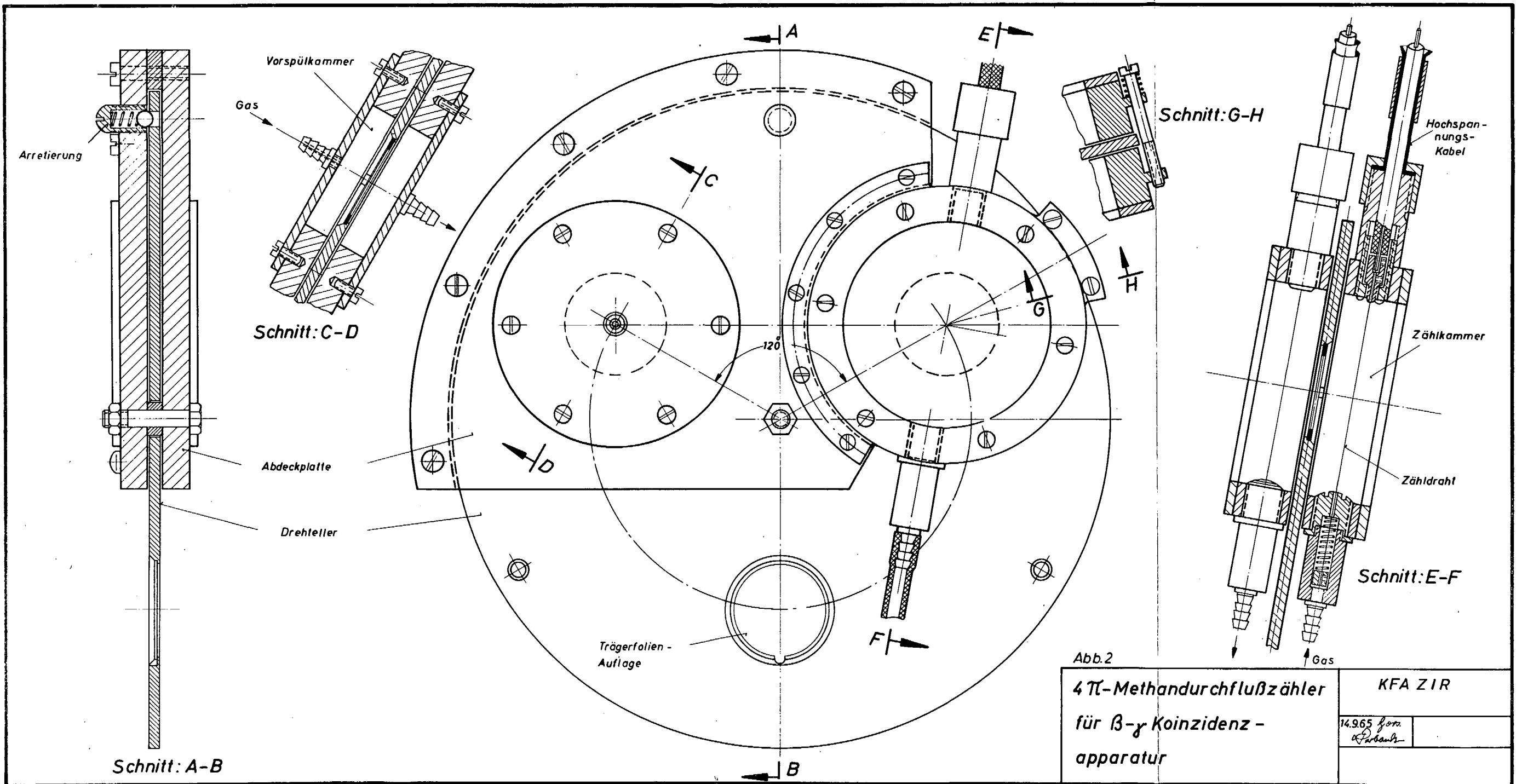
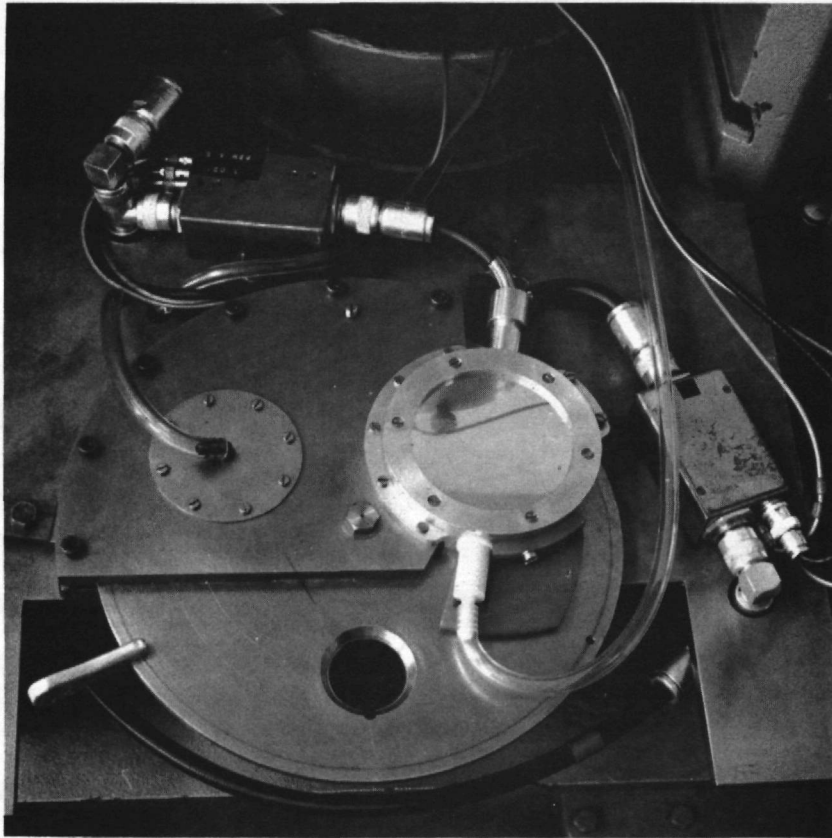


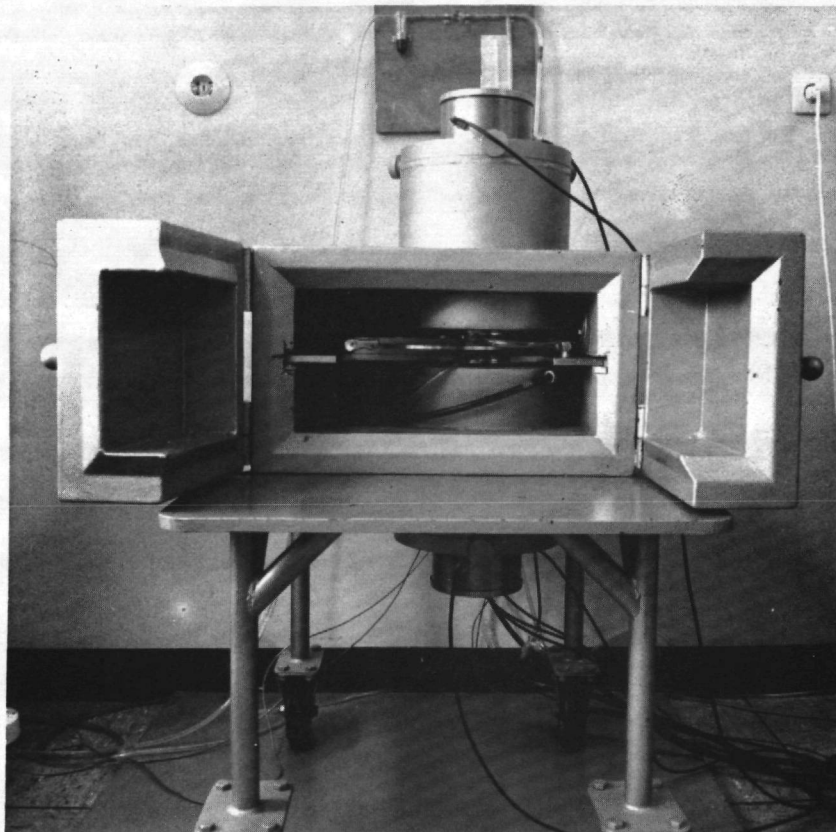
Abb.2

4π-Methandurchflußzähler  
für β-γ Koinzidenz-  
apparatur

KFA ZIR	
14.965	born
<i>K. F. ...</i>	



**Abb. 3** 4 $\pi$ - $\beta$ -Zähler mit Probenwechsler, Vorspülkammer und Kathodenfolgern



**Abb. 4** Blei Abschirmung mit 4 $\pi$ - $\beta$ -Zähler und Scintiblocs

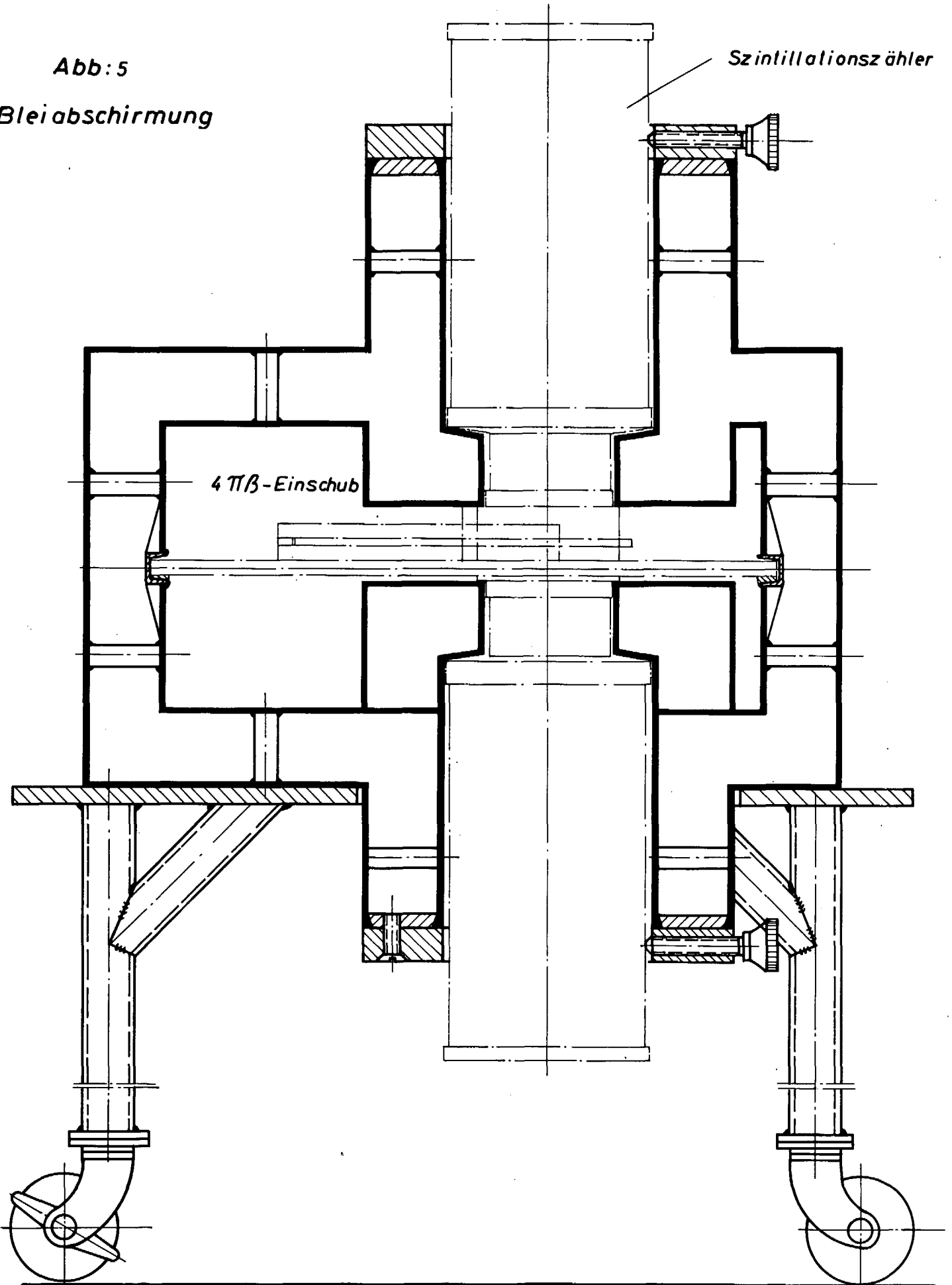


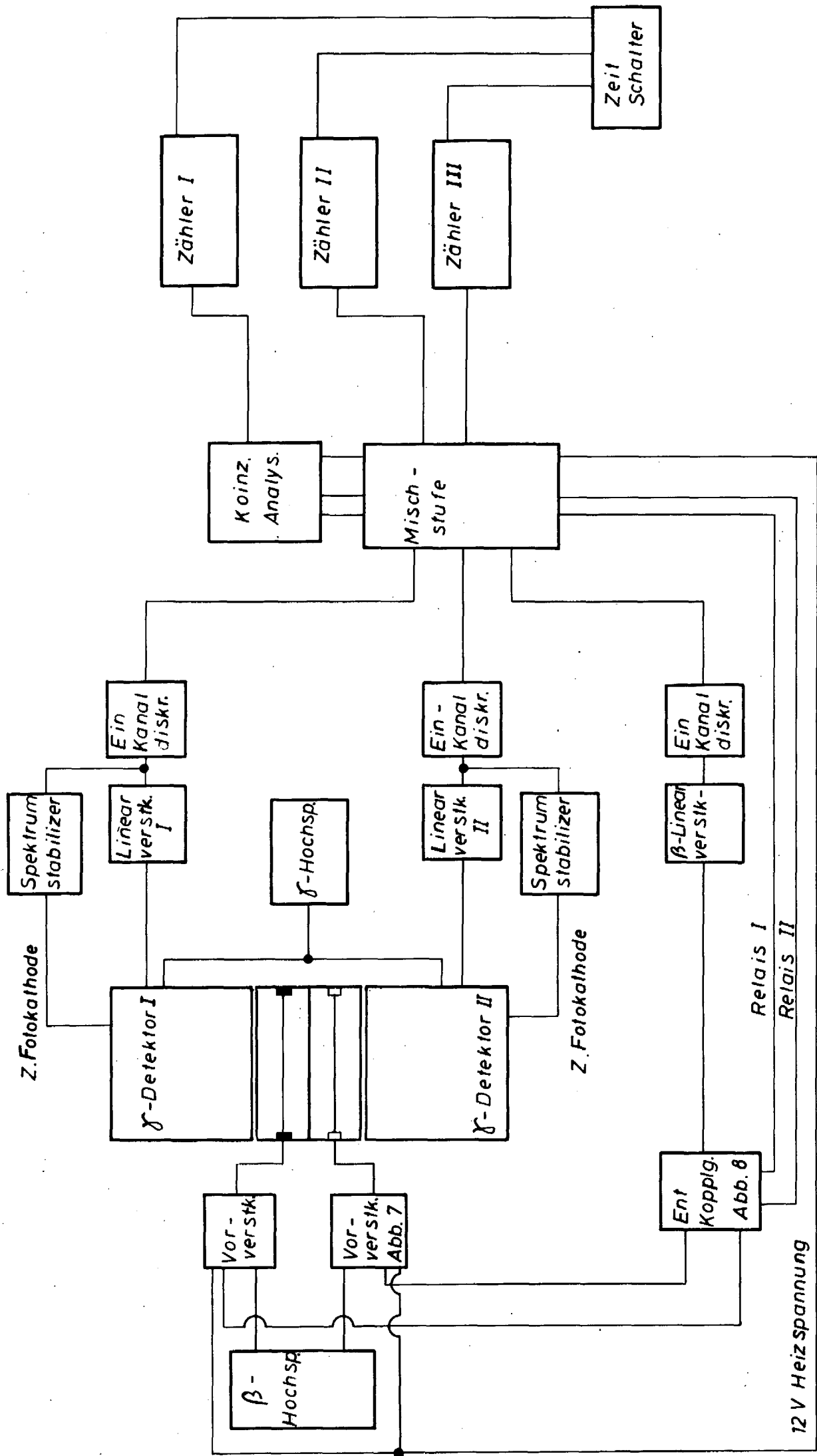
Abb: 5

Bleiabschirmung

Szintillationszähler

4  $\pi$   $\beta$ -Einschub





Blockschaltbild der  $4\pi\beta\gamma$ -Koinzidenzapparatur

Abb. 6

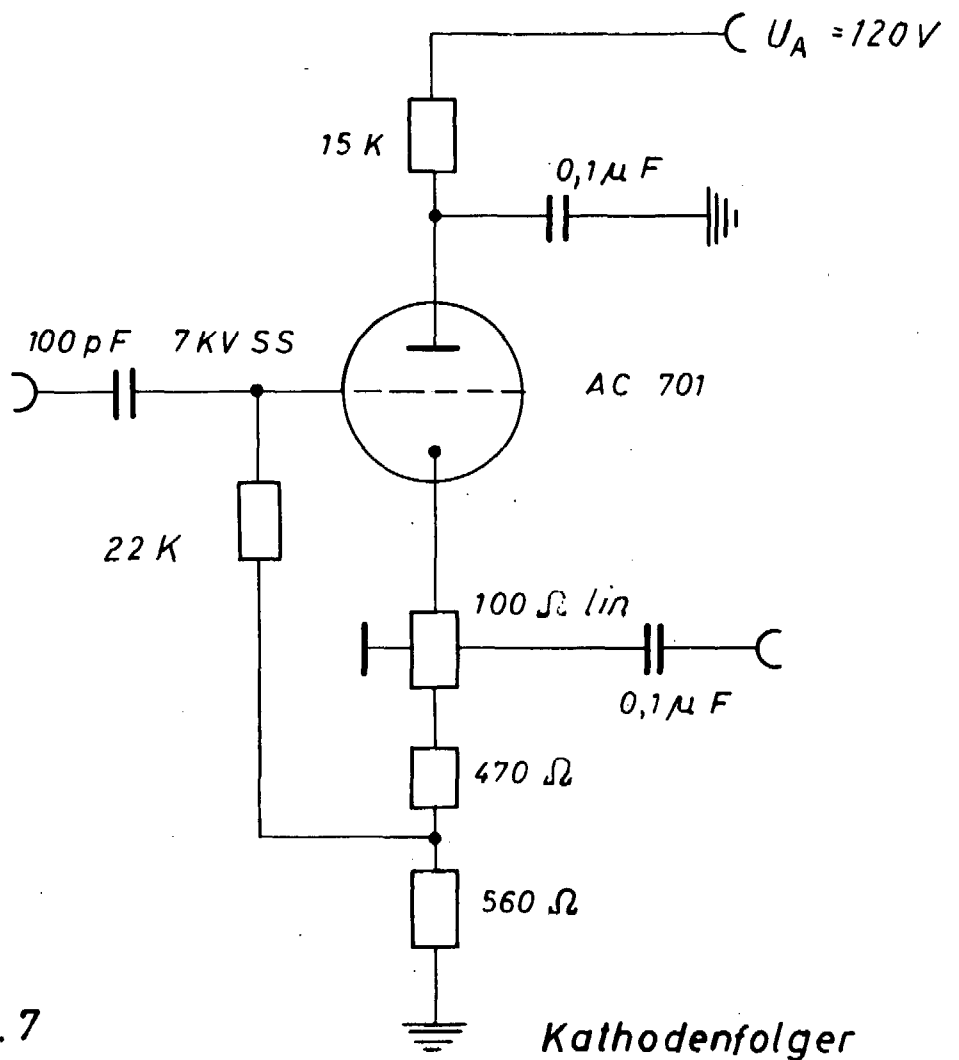


Abb. 7

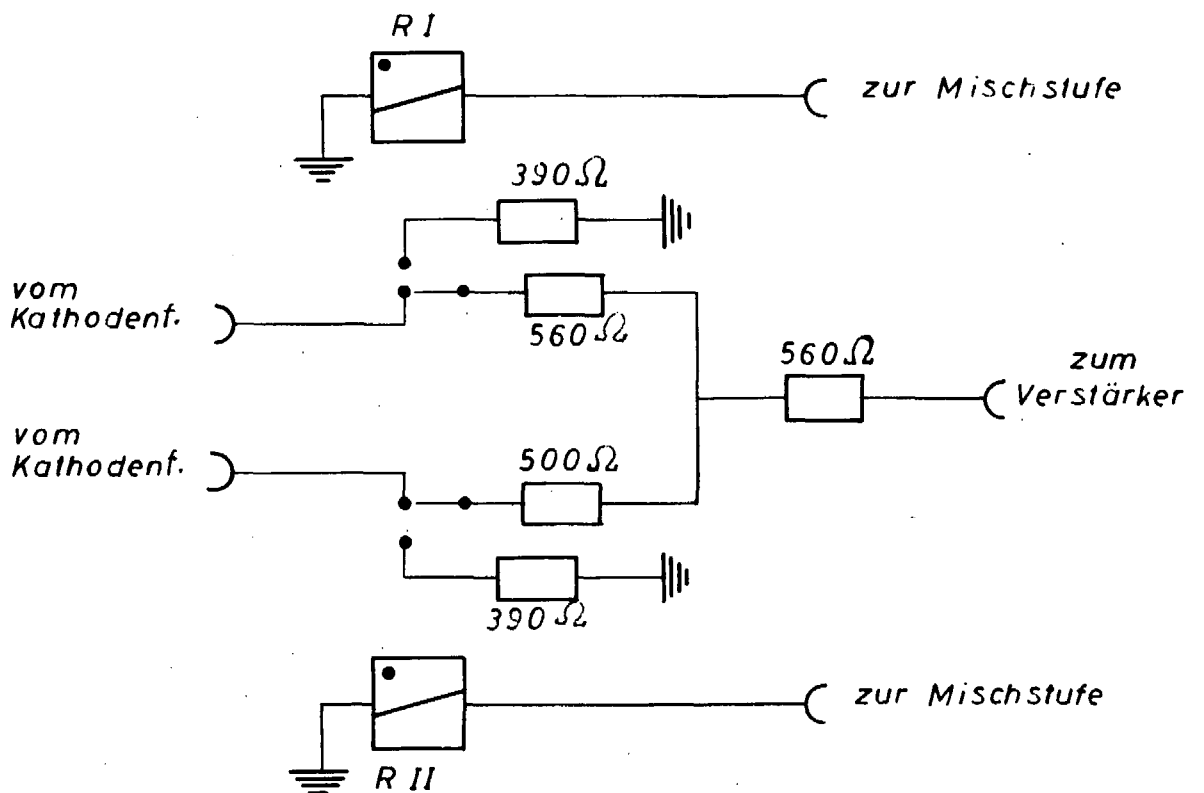


Abb. 8 Entkopplung der Kathodenfolger

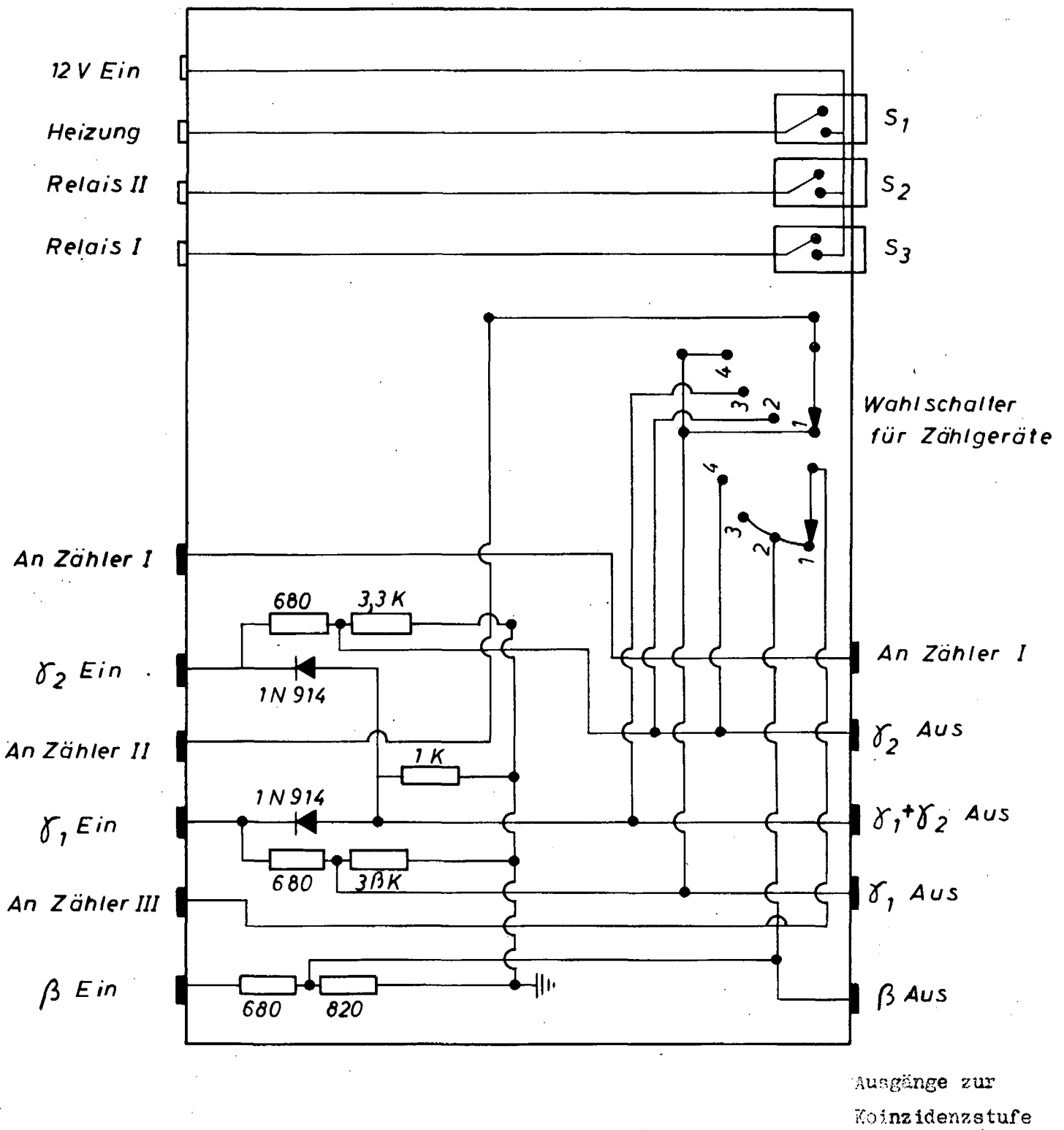


Abb.9 Mischstufe

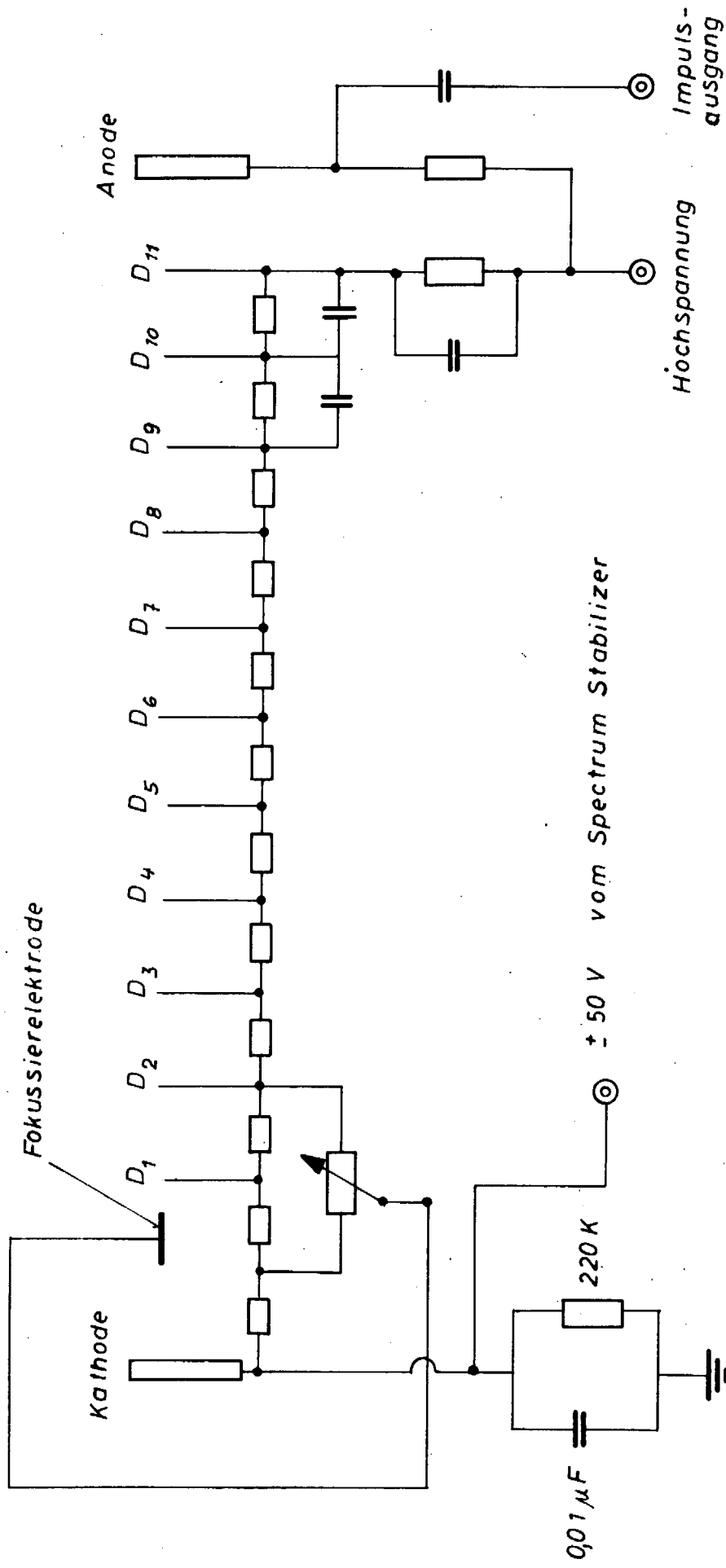


Abb. 10 Anschluß der Regelspannung des Spectrum-Stabilizers an die Fotokathode des Fotovervielfachers

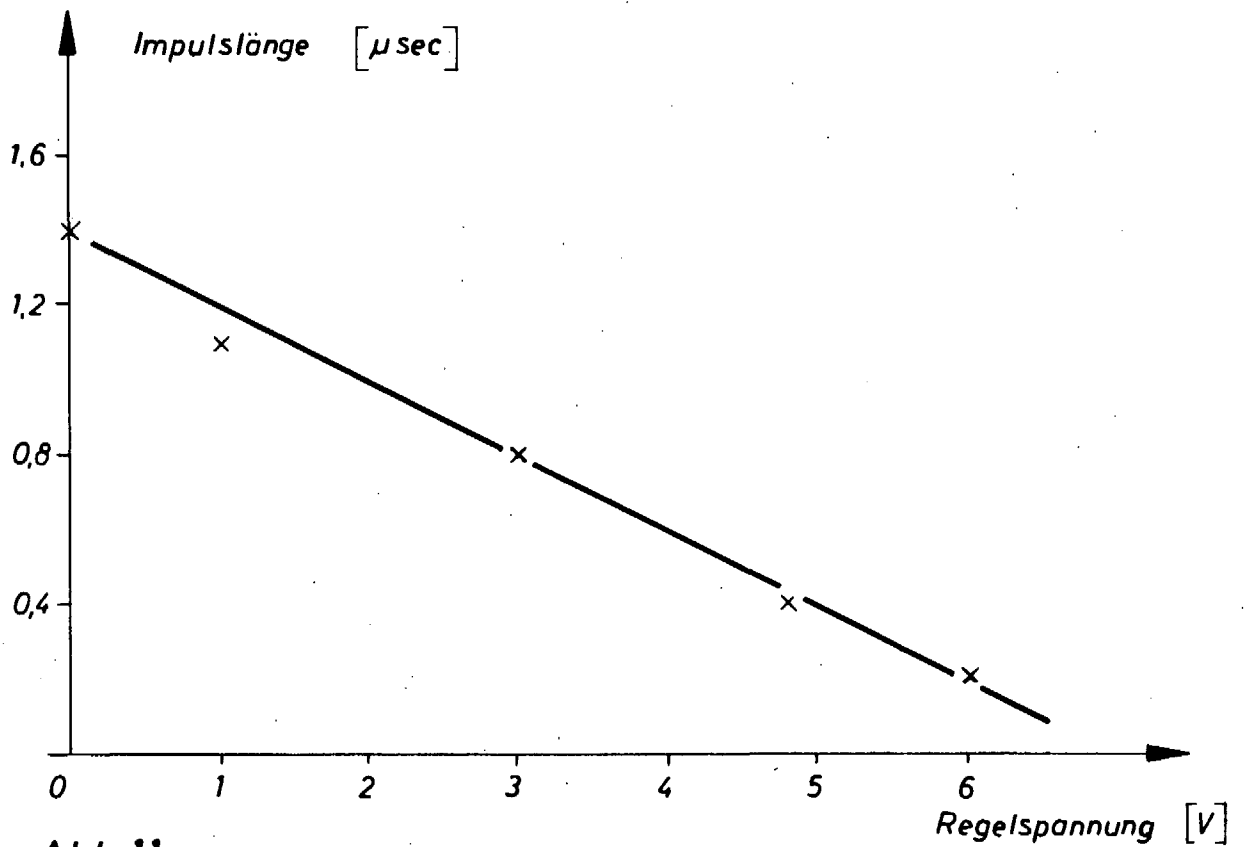


Abb. 11  
 Impulslänge der Koinzidenzimpulse als  
 Funktion der Regelspannung

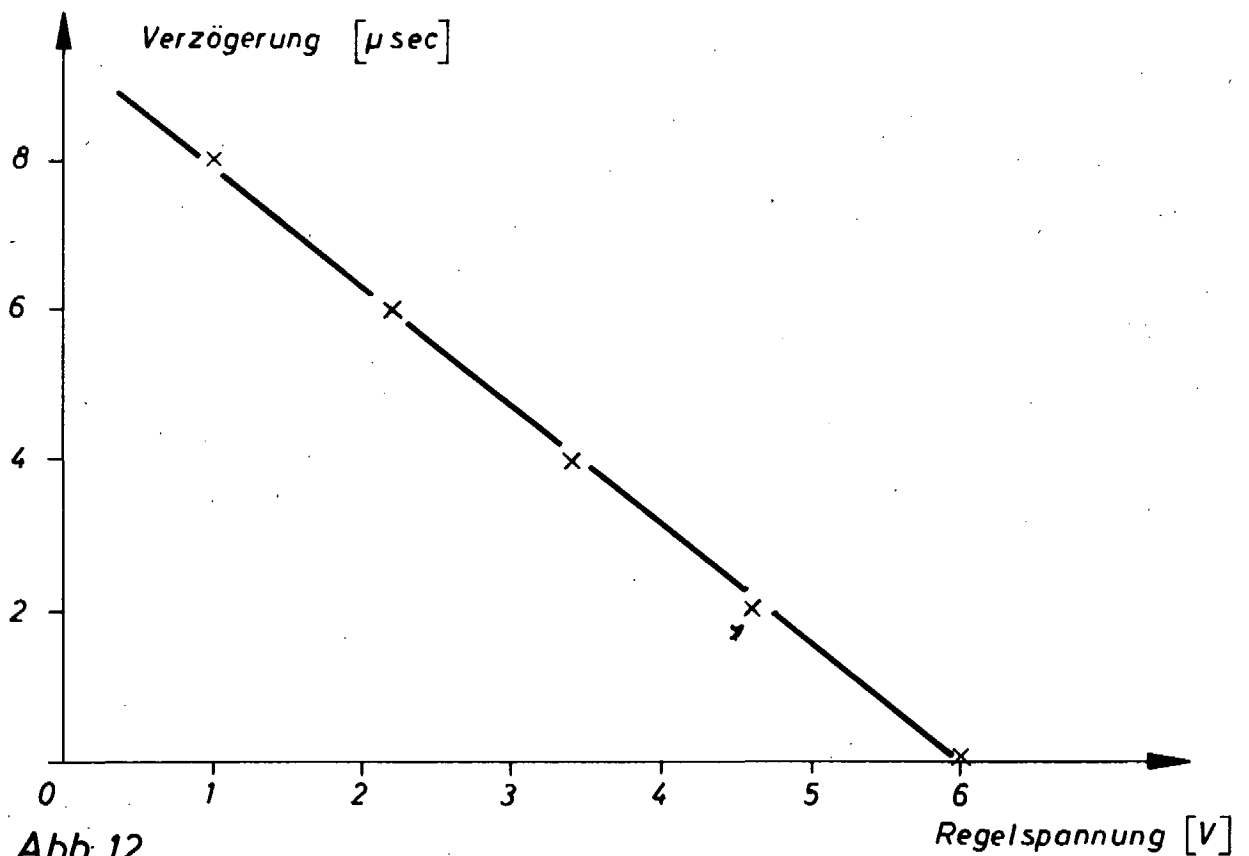
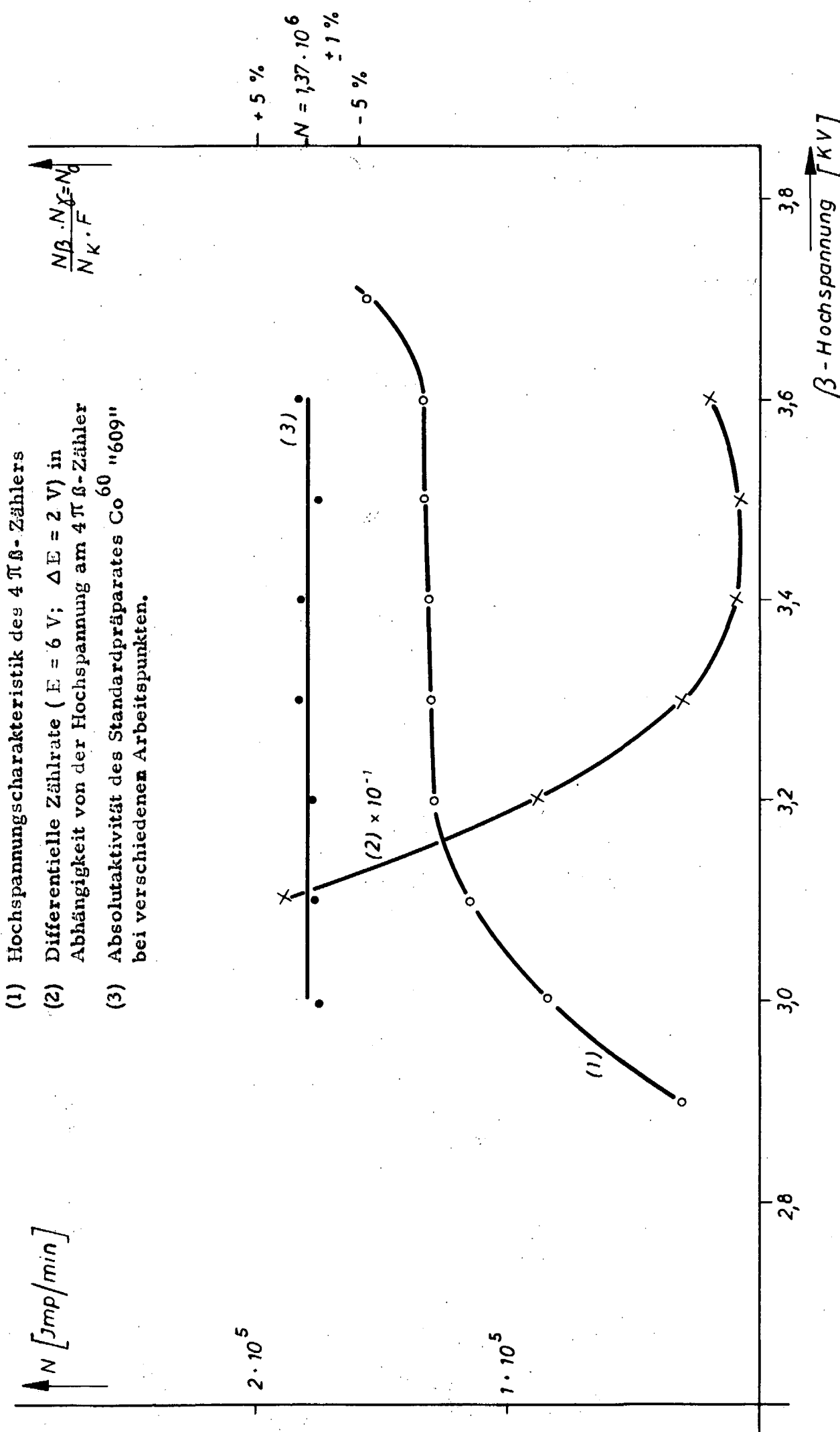


Abb. 12  
 Verzögerung der Koinzidenzimpulse als  
 Funktion der Regelspannung



- (1) Hochspannungscharakteristik des 4  $\pi$   $\beta$ -Zählers
- (2) Differentielle Zählrate ( $E = 6$  V;  $\Delta E = 2$  V) in Abhängigkeit von der Hochspannung am 4  $\pi$   $\beta$ -Zähler
- (3) Absolutaktivität des Standardpräparates Co 60 "609" bei verschiedenen Arbeitspunkten.

Abb. 13 Charakteristiken des 4  $\pi$  -  $\beta$  Zählers

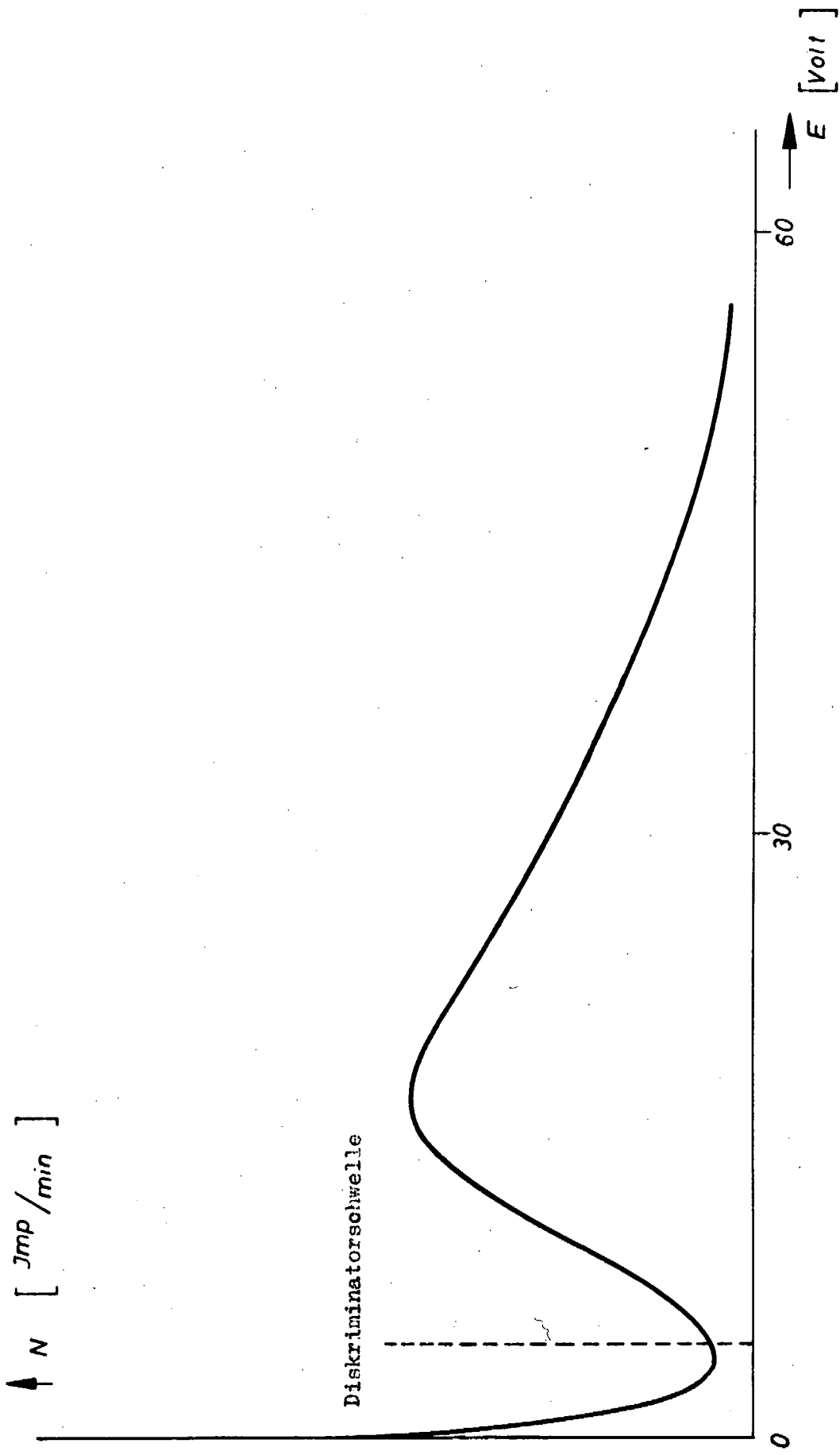


Abb:14 Impulshöhenverteilung des  $4\pi\beta$ -Zählers

25.1065

Kol  
Fehlmann



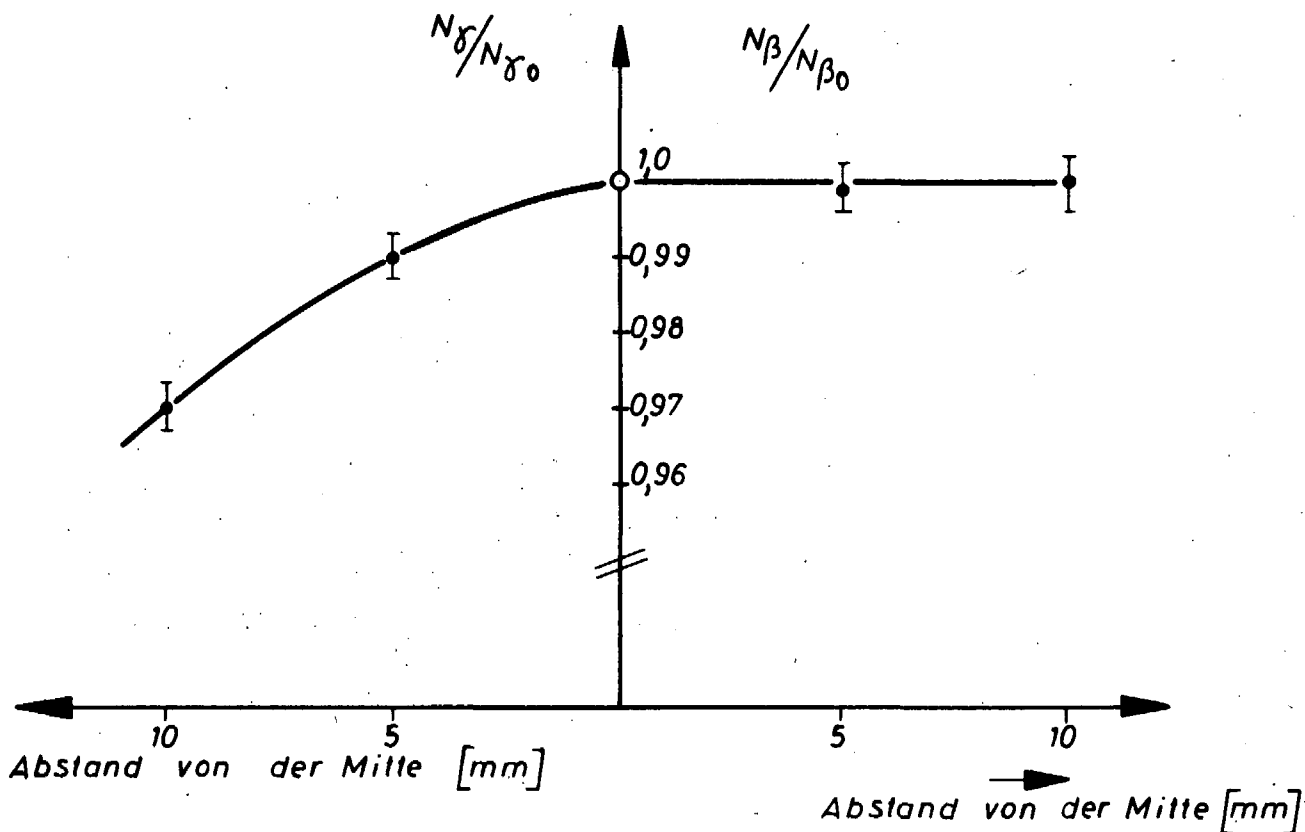


Abb.15  $\beta$  und  $\gamma$  - Ausbeuten als Funktion des Abstandes des Präparates von der Mitte des Folienträgers.

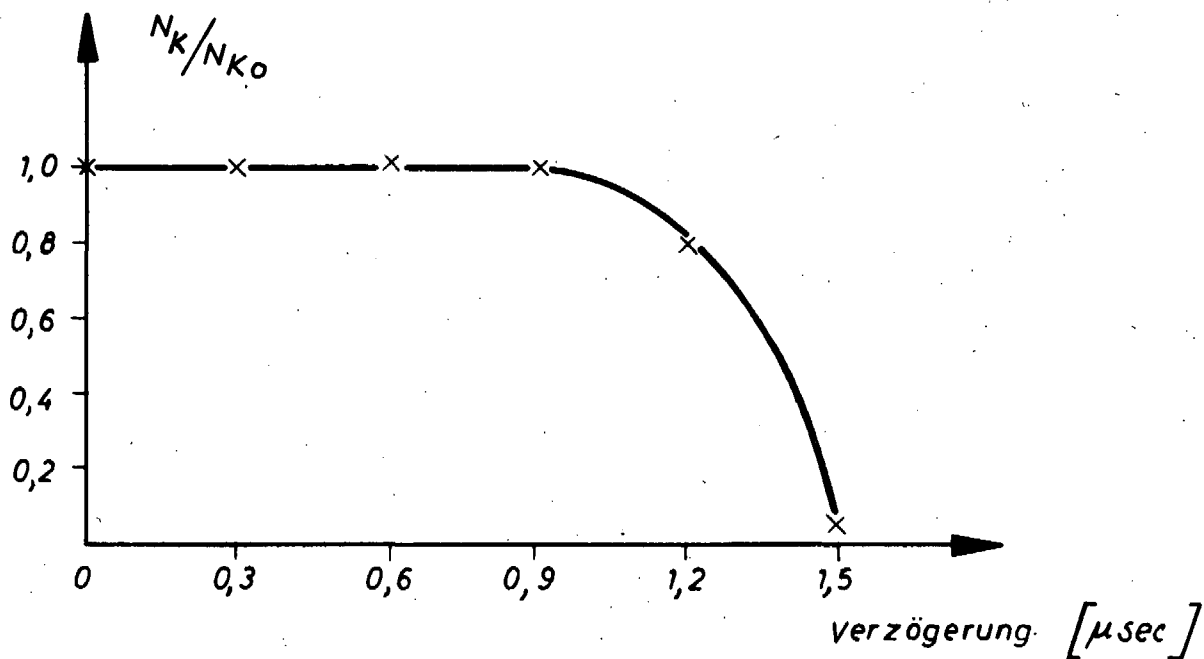


Abb.16 Koinzidenzzählrate als Funktion der Verzögerung der Impulse im  $\gamma$  - Kanal.

Koinzidenzauflösungszeit :  $\tau_R = 1 \mu \text{ sec.}$

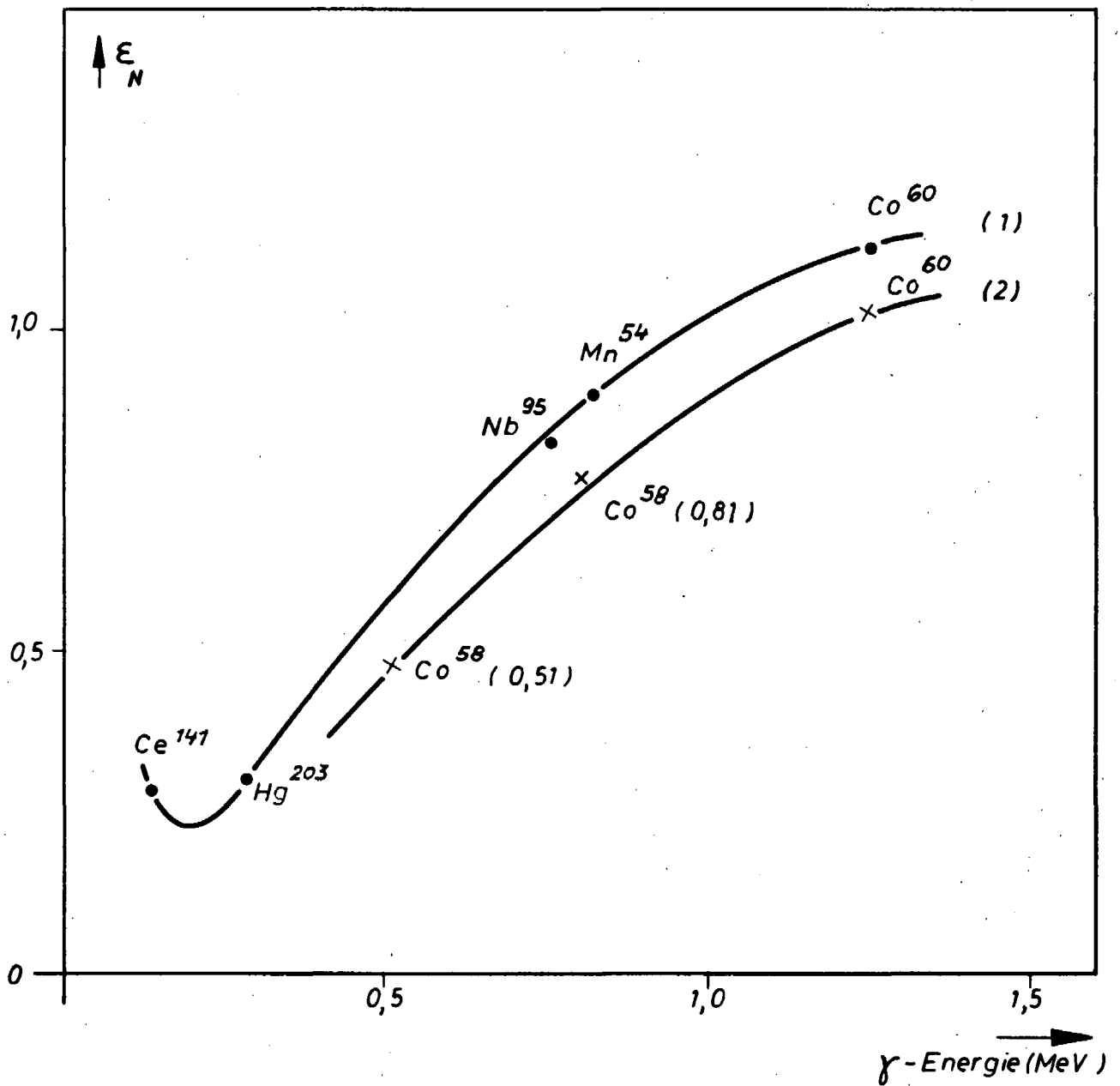
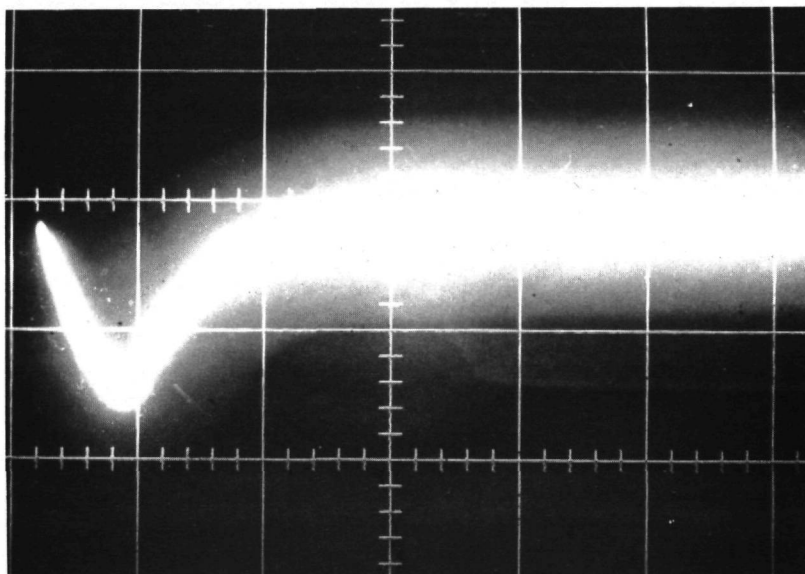


Abb.17 Die sekundär- $\beta$ -Ausbeute  $\epsilon_N$  als Funktion der  $\gamma$  Energie

(1) Gemessen von Campion [1]

(2) Für den  $4\pi$ - $\beta$ -Zähler, gemessene Kurve

7.9.65 Koz  
Ferd.

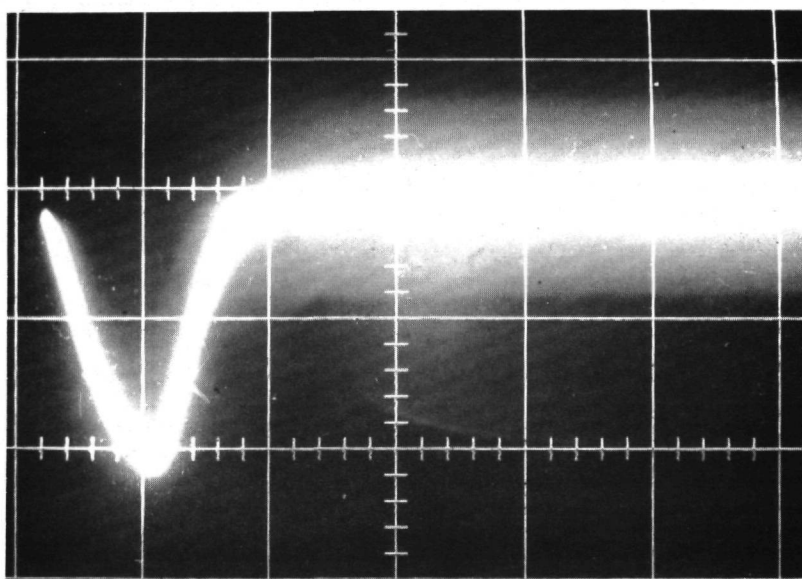


A.

β - Kanal

Ablenkung : 1  $\mu$  sec/cm  
 Amplitude : 5 V/cm

$$\tau_D = 2,5 \mu \text{ sec}$$



B.

γ - Kanal

Ablenkung : 1  $\mu$  sec/cm  
 Amplitude : 5 V/cm

$$\tau_D = 2 \mu \text{ sec}$$

Abb. 18 Photographische Bestimmung der Totzeit

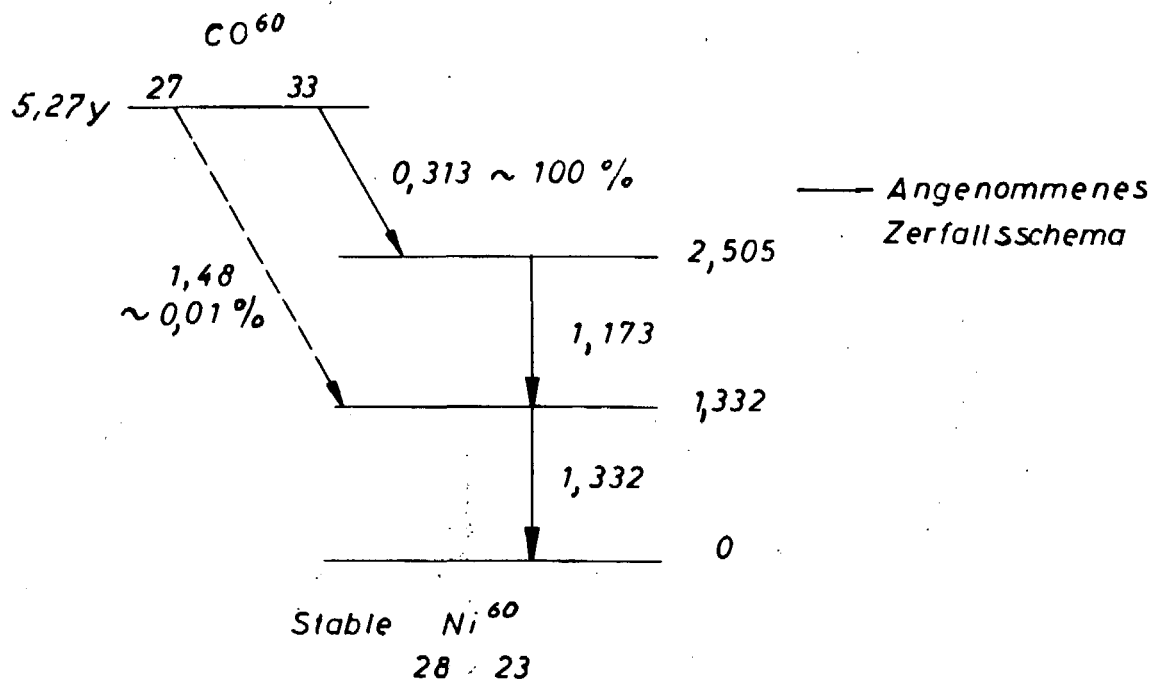


Abb.19  
 Zerfallsschema von  $Co^{60}$  nach  
 Landolt Börnstein Band I Energieniveaus der Kerne

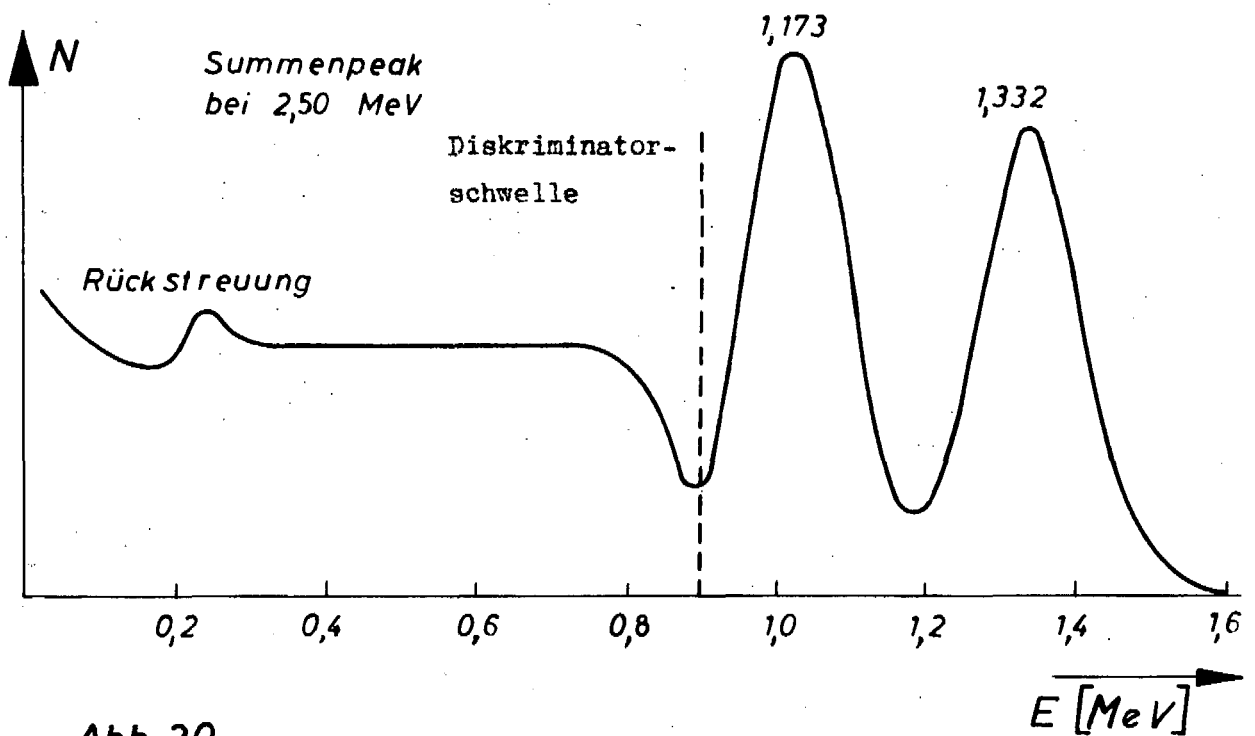
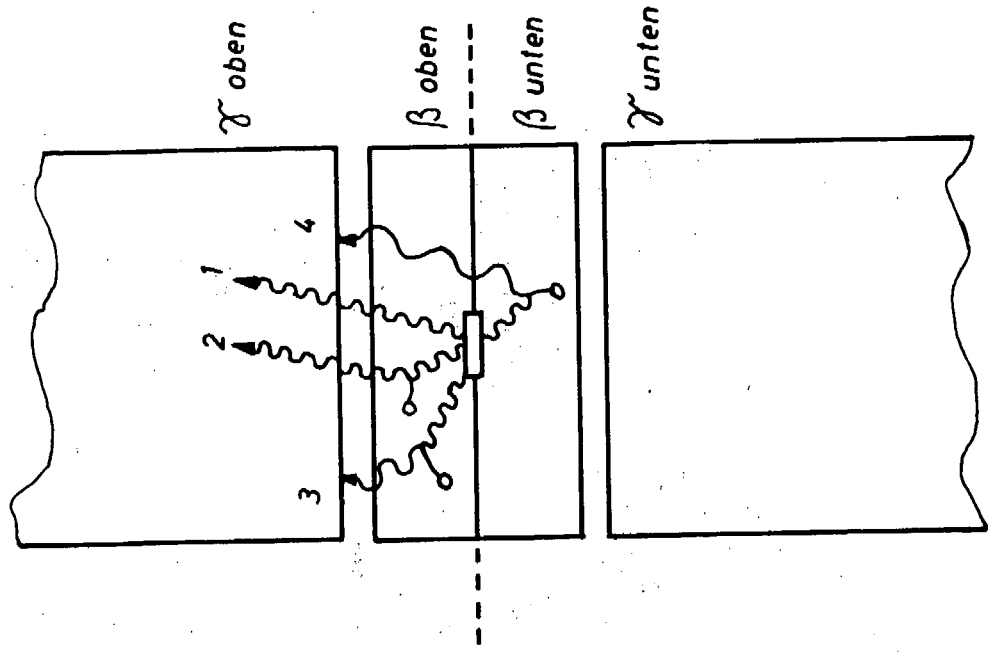


Abb.20  
 $\gamma$ -Spektrum von  $Co^{60}$  [ $3'' \times 3'' Na(Tl)$ ]

1.65  
 07  
 15.



1. Ein  $\gamma$ -Quant wird ohne vorherigen Sekundärprozess registriert.
2. Ein  $\gamma$ -Quant verliert durch einen Sekundärprozess so wenig Energie, daß es noch registriert wird. Es entsteht eine Selbstkoinzidenz, ausgelöst durch ein einzelnes  $\gamma$ -Quant. Wegen der geringen Richtungsänderung nur bei  $\gamma$  oben -  $\beta$  oben möglich.
3. Ein  $\gamma$ -Quant erfährt einen Sekundärprozess, verliert jedoch so viel Energie, daß es nicht registriert wird.
4. Wird ein  $\gamma$ -Quant nach einem Sekundärprozess in der unteren Hälfte der Zählordnung in den oberen  $\gamma$ -Kristall gestreut, so wird es anhand des hohen Energieverlustes sicherlich nicht mehr registriert und kann somit auch keine Selbstkoinzidenz für  $\gamma$  oben -  $\beta$  unten erzeugen.

Abb. 21 Schematische Darstellung der Selbstkoinzidenzen

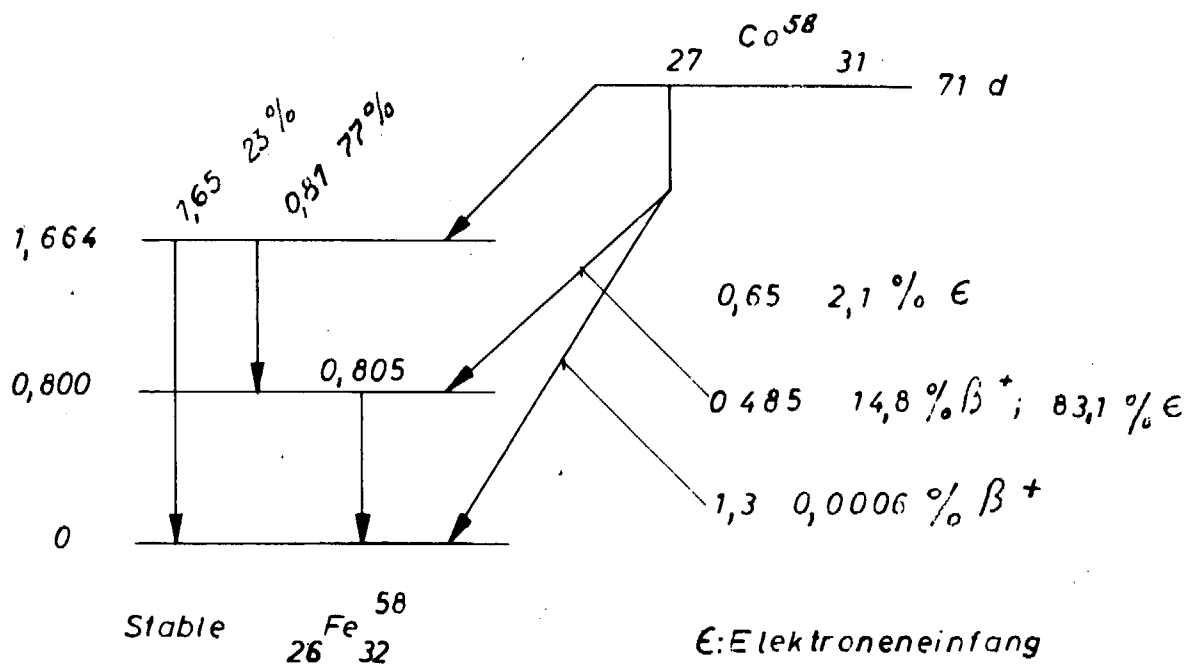


Abb. 22 Zerfallsschema von  $\text{Co}^{58}$  nach Landolt Börnstein Band I Energieniveaus der Kerne

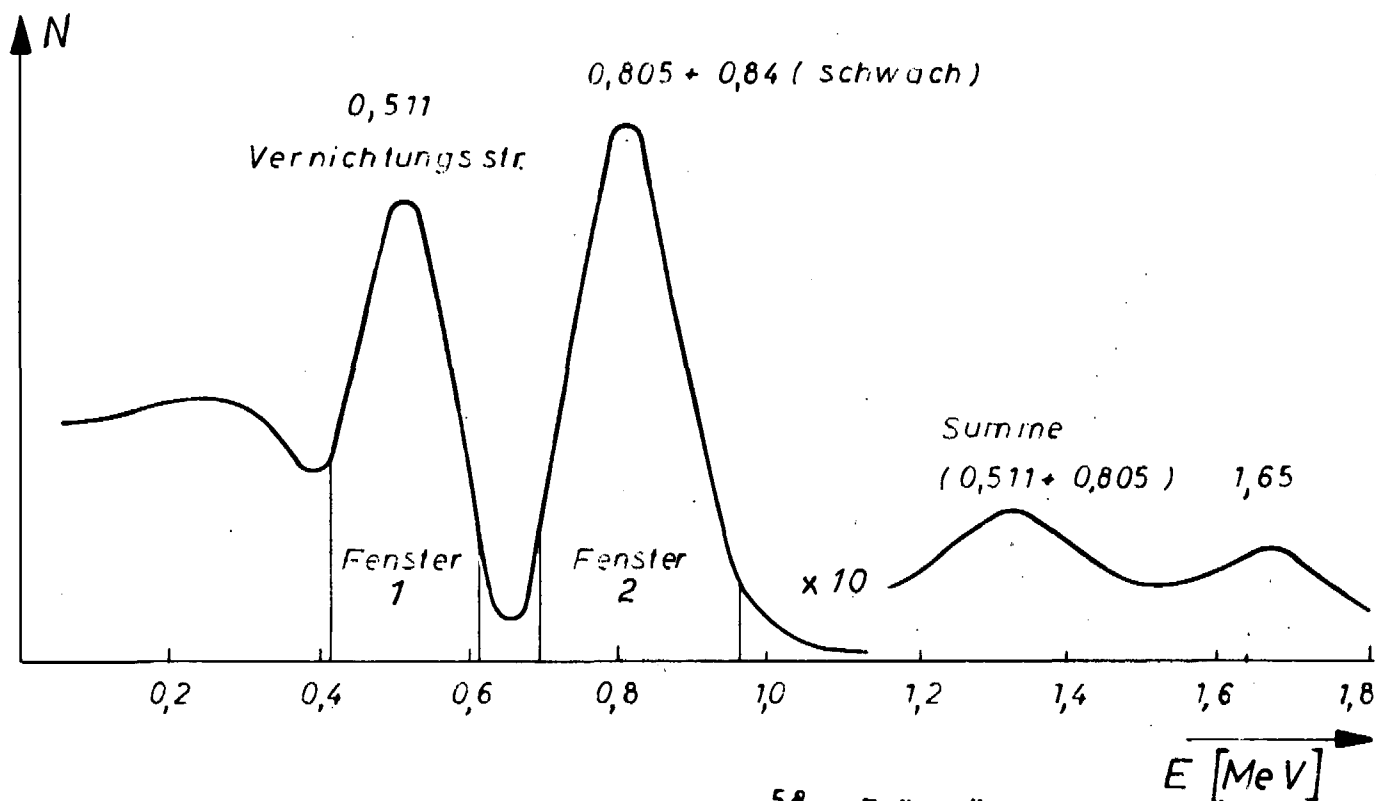
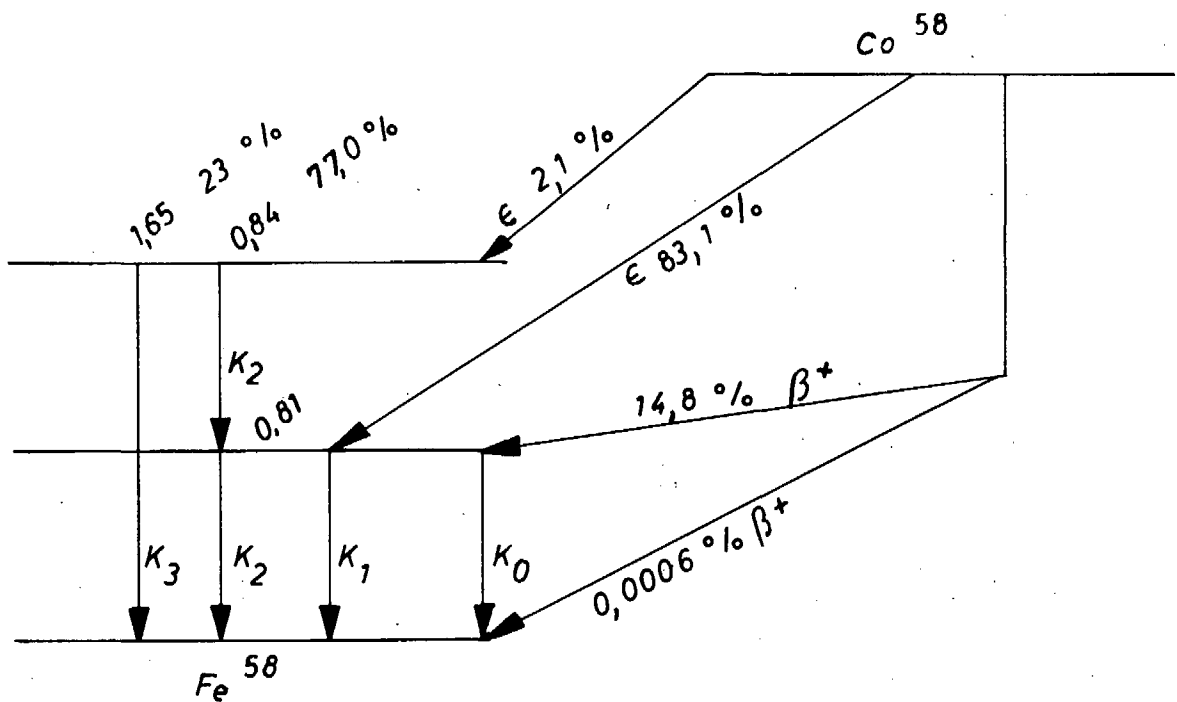


Abb. 23  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Co}^{58}$  [ $3'' \times 3''$  NaJ(TL)]



Zusätzlich tritt eine Vernichtungsstrahlung von 0,511 MeV aus der Rekombination der  $\beta^+$  mit der Häufigkeit  $2 K_0$  auf.  
Die Winkelkorrelation beträgt hier  $180^\circ$

$$K_0 = 0,148$$

$$K_1 = 0,831$$

$$K_2 = 0,016$$

$$K_3 = 0,005$$

$\gamma$ -Strahlung	Nachweis - wahrsh. in Fenster 1	Zählausbeute in Fenster 1	Nachweis - wahrsh. in Fenster 2	Zählausbeute in Fenster 2
$E_0$ 0,511 MeV	$E_{01}$	$2 K_0 E_{01}$	$E_{02}$	$2 K_0 E_{02}$
$E_1$ 0,805 MeV	$E_{11}$	$(K_0 + K_1 + K_2) E_{11}$	$E_{12}$	$(K_0 + K_1 + K_2) E_{12}$
$E_2$ 0,840 MeV	$E_{21}$	$K_2 E_{21}$	$E_{22}$	$K_2 E_{22}$
$E_3$ 1,650 MeV	$E_{31}$	$K_3 E_{31}$	$E_{32}$	$K_3 E_{32}$

Abb:24 Aufgliederung des Zerfallsschemas von  $Co^{58}$   
Nachweiswahrscheinlichkeiten und Zählausbeute  
der einzelnen Zerfälle.

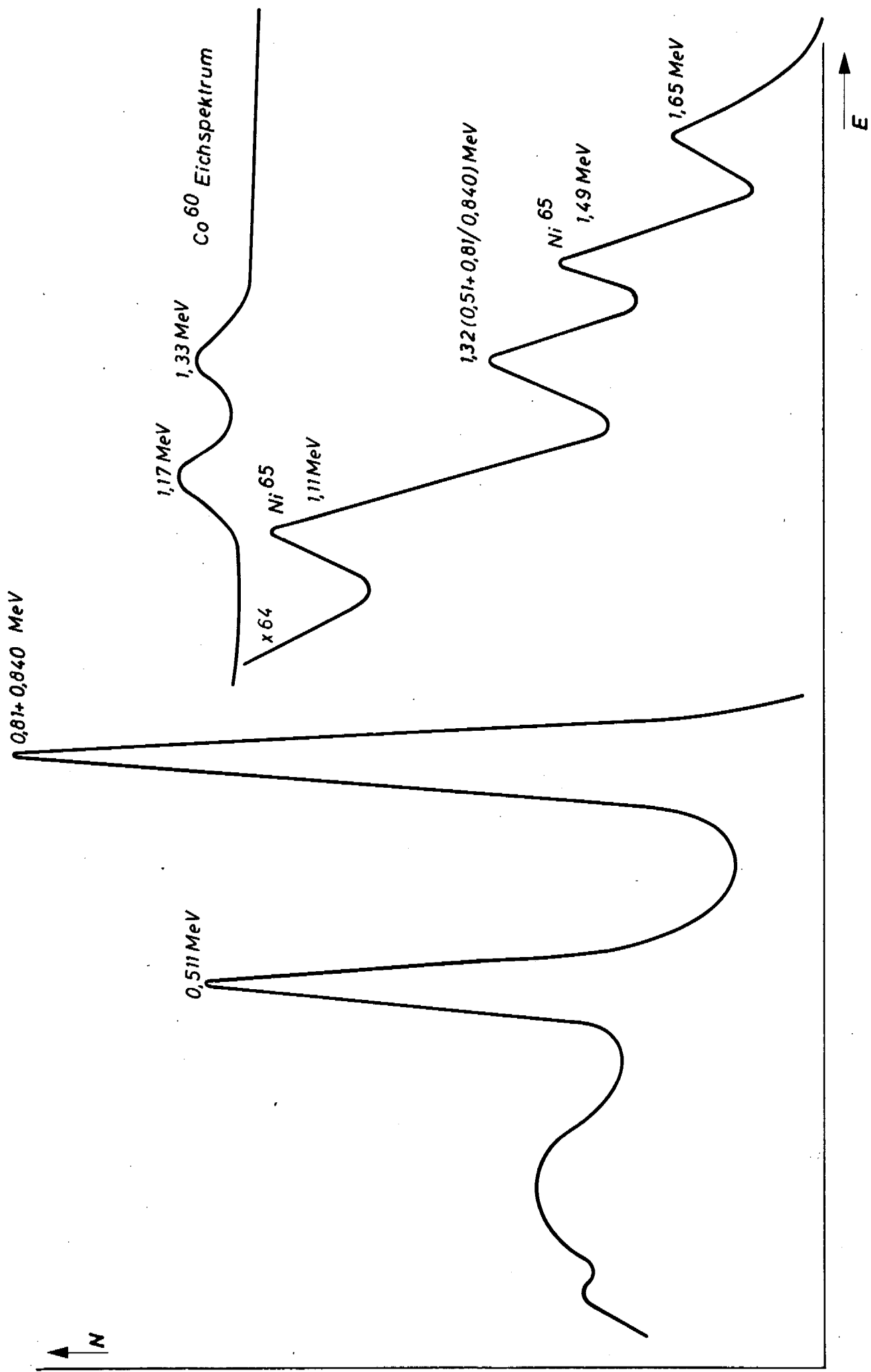


Abb. 25  $^{58}\text{Co}$  Spektrum 32 Stunden nach Bestrahlungsende