

KFK-129

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Januar 1963

KFK 129

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Ein vollautomatisches Winkelkorrelationspolarimeter  
zur Untersuchung von  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskaden

W. Michaelis

**KERNREAKTOR**  
Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H.  
Verwaltung der Zentralbücherei

8. Juli 1963



KERNREAKTOR

BAU- UND BETRIEBS-GESELLSCHAFT M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Januar 1963

KFK 129

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Ein vollautomatisches Winkelkorrelationspolari-  
meter zur Untersuchung von  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskaden

W. Michaelis

**KERNREAKTOR**  
Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H.  
Verwaltung der Zentralbücherei

Kernreaktor Bau- und Betriebs-Gesellschaft mbH. Karlsruhe

## I. Einleitung

Die Messung der Winkelverteilung einer  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade ist ein wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung der Spins von Kernzuständen und zur Ermittlung der Multipolaritäten der beteiligten Gammaübergänge. Die Winkelverteilungsfunktion allein liefert jedoch nicht immer eindeutige Aussagen. Das gilt insbesondere, wenn die Übergänge nicht rein sind, sondern bei einem oder bei beiden Übergängen eine Mischung von Dipol- und Quadrupolstrahlung vorliegt. Die hier beschriebene Apparatur ermittelt neben der Winkelverteilung der  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade die Polarisationsrichtungsverteilung von einem der beiden Übergänge. Man erhält so eine zusätzliche Information, die in vielen Fällen ohne Verwendung von Ergebnissen anderer Meßmethoden eine eindeutige Zuordnung ermöglicht und zudem Aussagen über die relativen Paritäten gestattet.

## II. Prinzip und allgemeine Gesichtspunkte

Das Prinzip der Apparatur ist in Abb.1 schematisch dargestellt. Die Anordnung besteht aus drei Szintillationsmeßköpfen A, B und C. Zähler A und B bilden mit der Quelle Q die  $\Theta$ -Ebene. Beide sind für sich unempfindlich gegenüber der Polarisation der Gammaquanten  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ . Zweifachkoinzidenzen zwischen A und B dienen zur Ermittlung der Winkelverteilung  $W(\Theta)$ . Dabei ist A fest und B wird (gemeinsam mit C) um Q geschwenkt. Zähler B und C bilden zusammen einen polarisationsempfindlichen Detektor. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit unterliegt ein Gammaquant  $\gamma_2$ , das in den Kristall B eindringt, dort einem Compton-Prozess. Das Compton-Elektron gibt Anlaß zu einem Signal in Meßkopf B. Wird ein Streuquant  $\gamma_2'$  im Kristall C absorbiert, so löst es im Meßkopf C ein Signal aus. Zähler C ist in einer Ebene senkrecht zur Achse von B um B schwenkbar. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung  $d\sigma_C$  hängt vom Winkel  $\mathcal{J}$  zwischen dem Polarisationsvektor und der Streuebene ab. Die Messung der Tripelkoinzidenzzählrate zwischen den drei Zählern A, B und C liefert somit die Polarisationsrichtungsverteilung  $W(\Theta, \varnothing)$ .

Das in Abb.1 skizzierte Prinzip wurde zum erstenmal von F. Metzger und M. Deutsch<sup>1)</sup> mit Erfolg für Polarisationsuntersuchungen angewandt. Die hier beschriebene Apparatur weicht jedoch in zwei wesent-

lichen Punkten von der dieser Autoren ab. Sie gestattet außer der Bestimmung der Polarisationsrichtungsverteilung auch die gleichzeitige Ermittlung der Winkelkorrelation. Andererseits wird nur die Polarisation eines der beiden Multipole gemessen.

F. Metzger und M. Deutsch benutzten ausschließlich Koinzidenzkreise ohne Differentialdiskriminatoren in den einzelnen Kanälen. Die tatsächlich gemessene Verteilung ist dann gegeben durch

$$W = \epsilon_{12} W_2 + \epsilon_{21} W_1 \quad (1)$$

Dabei bedeutet  $\epsilon_{ij}$  die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für  $\gamma_i$  in A und  $\gamma_j$  in (B + C) und  $W_j$  die Verteilungsfunktion für die Untersuchung der Polarisation von  $\gamma_j$ . Dieses Verfahren besitzt den Vorteil, daß der Charakter beider Multipole in die experimentelle Verteilung eingeht. Es ist jedoch bei komplizierten Zerfallsschemata, insbesondere wenn mehrere Kaskaden merklicher Intensität vorliegen, nicht anwendbar. Durch geeignete Diskriminierung der elektrischen Signale müssen Fehlkoinzidenzen ausgeschlossen werden. Dies ist zuverlässig und ohne erheblichen Aufwand zu erreichen, wenn man zuläßt, daß  $\epsilon_{12}$  oder  $\epsilon_{21} = 0$  ist.

Sind  $I_{\parallel}$  und  $I_{\perp}$  die Intensitäten der linearen Polarisation parallel und senkrecht zur  $\theta$ -Ebene, so können die Polarisations-eigenschaften der zu untersuchenden Multipolstrahlung charakterisiert werden durch das Verhältnis  $p = I_{\parallel} / I_{\perp}$ . Man mißt daher zweckmäßig nur die Tripelkoinzidenzzählraten  $N_{\parallel}$  und  $N_{\perp}$  in den Stellungen (B-C) parallel bzw. (B-C) senkrecht zur Ebene der beiden Gammaquanten. Das Verhältnis dieser Zählraten ist mit  $p$  verknüpft durch die Beziehung

$$\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}}(\theta) = \frac{p(\theta) + R}{R p(\theta) + 1} \quad (2)$$

Dabei ist  $R$ , das sog. Asymmetrie-Verhältnis, ein Maß für die Empfindlichkeit des Polarimeters. Im Falle idealer Geometrie läßt sich  $R$  sofort mit Hilfe des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma_c$  für

die Streuung eines polarisierten Gammaquants  $h\nu$  in Richtung  $\vartheta$  berechnen.  $d\sigma_c$  wird durch die über alle möglichen Polarisationsrichtungen des gestreuten Quants gemittelte Klein-Nishina-Formel<sup>2)</sup> gegeben

$$d\sigma_c = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{[1+\alpha(1-\cos\vartheta)]^2} \left[ 1+\alpha(1-\cos\vartheta) + \frac{1}{1+\alpha(1-\cos\vartheta)} - 2\sin^2\vartheta \cos^2\mathcal{J} \right] d\Omega \quad (3)$$

mit  $\alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$ .  $\mathcal{J}$  ist der Winkel zwischen dem Polarisationsvektor und der Streuebene und  $r_0$  der klassische Elektronenradius. Für ideale Geometrie gilt

$$R_{id} = \frac{(d\sigma_c)_{\mathcal{J} = \frac{\pi}{2}}}{(d\sigma_c)_{\mathcal{J} = 0}} \quad (4)$$

Um ausreichende Zählraten zu erhalten, müssen bei der Konstruktion eines Polarimeters erhebliche Abweichungen von der idealen Geometrie toleriert werden. Das Asymmetrie-Verhältnis hängt dann von dem mittleren Streuwinkel  $\bar{\vartheta}$  sowie von den effektiven Winkelbereichen  $\Delta\vartheta$  und  $\Delta\mathcal{J}$  ab. Abb.2 zeigt für  $\bar{\vartheta} = 30^\circ$  den Verlauf von R als Funktion der Gammaenergie bei idealer Geometrie und für den Fall  $\Delta\vartheta = 55^\circ$ ,  $\Delta\mathcal{J} = 30^\circ$ . Die Kurven wurden von F. Metzger und M. Deutsch berechnet.

Grundsätzlich ist es hinreichend, das Verhältnis  $\frac{N_{\parallel}}{N_{\perp}}(\Theta)$  an der Stelle  $\Theta = 90^\circ$  zu bestimmen. Die Kenntnis des Verlaufs über einen größeren Winkelbereich ermöglicht jedoch eine gute Kontrolle der Resultate. Die Winkelabhängigkeit beträgt in vielen Fällen nur wenige Prozent. Die verschiedensten Fehlerquellen, z.B. unerwünschte Streuprozesse oder kleine Abweichungen von der Symmetrie des Polarimeters, können daher das Meßergebnis leicht verfälschen. Da die hier beschriebene Apparatur die Tripelkoinzidenzzählraten gleichzeitig neben den Zweifachkoinzidenzen der Winkelverteilung ermittelt, wird für die Bestimmung von  $N_{\parallel}$  zu  $N_{\perp}$  in mehreren Winkelstellungen keine zusätzliche Meßzeit benötigt. Dabei muß stets gelten  $N_{\parallel}/N_{\perp}(180^\circ) = 1$ .

Eine wichtige Voraussetzung für gute Genauigkeit der experimentellen Verteilungsfunktionen sind kleine statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte. Dies bedingt vielfach Meßzeiten von mehreren Tagen und stellt hohe Anforderungen an die Langzeitkonstanz der Apparatur. Es ist daher zweckmäßig, häufig die Winkelstellungen zu wechseln, um so den Einfluß von Instabilitäten in erster Näherung zu eliminieren. Eine solche Messung wird bei Bedienung von Hand äußerst mühevoll. Das Winkelkorrelationspolarimeter wurde aus diesem Grund voll automatisiert. Der gesamte Ablauf der Messung erfolgt nach einem vorgewählten Programm. Während des Experiments ist keinerlei Bedienung erforderlich.

### III. Funktionsweise

Abb.3 zeigt das Blockschaltbild der Apparatur. Nicht eingezeichnet sind die Stromversorgungsgeräte sowie einige Differenzier- und Phasenumkehrstufen, die für die Funktion des Spektrometers nur zweitrangige Bedeutung haben. Es lassen sich folgende Baugruppen unterscheiden:

- a) Szintillationsmeßköpfe A, B und C;
- b) fast-slow-Koinzidenzsystem für die Winkelkorrelation;
- c) fast-slow-Koinzidenzsystem für die Polarisationsrichtungsverteilung;
- d) Registrieranlage;
- e) Steuerteil;
- f) Impulshöhenanalysator.

Die Meßköpfe A und B besitzen drei Ausgänge. Der eine liefert jeweils die an der 10. Dynode der Photomultiplier auftretenden Impulse, an den beiden anderen werden über zwei gleichartige Ausgangsstufen die Anodensignale abgenommen. Detektor C hat zwei Ausgänge, einen von der 10. Dynode und einen von der Anode. Die Anodensignale gehen direkt auf die beiden schnellen Koinzidenzstufen zwischen A und B bzw. A, B und C. Die Ausgangsimpulse die-

ser Stufen gelangen jeweils verstärkt auf einen Integraldiskriminator. Er hat die Aufgabe, die Koinzidenzimpulse von den Einzelsignalen zu trennen. Die Dynodenimpulse des Detektors A werden über den Verstärker 3 einem Differentialdiskriminator zugeführt, der die Photolinie des Übergangs  $\gamma_1$  ausblendet. Dieser Kanal ist beiden fast-slow-Koinzidenzsystemen [b) und c)] gemeinsam. Die Impulse an der 10. Dynode von B laufen über Verstärker 1 und über Verstärker 5 auf je einen Differentialdiskriminator. Im ersten Fall wird das Fenster auf die Photolinie von  $\gamma_2$  eingestellt, im zweiten auf eine Impulshöhe, die der Energie des Compton-Elektrons bei Streuung von  $\gamma_2$  unter dem mittleren Streuwinkel  $\bar{J}$  entspricht. Die Dynodenimpulse des Detektors C gelangen zu Verstärker 6. Mit dem nachfolgenden Diskriminator wird die Photolinie des Streuquants  $\gamma_2'$  ausgeblendet.<sup>+) Die Kanäle 1 - 3 bilden somit das fast-slow-Koinzidenzsystem für die Winkelkorrelation, die Kanäle 3 - 3 das für die Polarisationsrichtungsverteilung. Die aus den verschiedenen Meßköpfen ausgewählten Impulse treffen in den langsamen Koinzidenzgeräten auf die Signale der schnellen Koinzidenzstufen. Das 3-fach- und das 4-fach-Koinzidenzgerät liefern also nur dann einen Ausgangsimpuls, wenn innerhalb der Auflösungszeit der zugehörigen schnellen Koinzidenzstufen in den Detektoren A und B bzw. A, B und C Impulse erzeugt werden, deren Amplituden in die ausgewählten Bereiche des Impulsspektrums fallen. Bedingt durch den unterschiedlichen elektronischen Aufbau der Integral- und Differentialdiskriminatoren ist die Laufzeit der Signale in den schnellen Koinzidenzkanälen kleiner als in den übrigen Kanälen. Mit Hilfe von Delay-Univibratoren werden daher diese Laufzeitdifferenzen ausgeglichen.</sup>

Die Ausgangsimpulse der langsamen Koinzidenzgeräte gehen auf die Impulszähler Z 1 und Z 5. Außer diesen Zählraten, die das unkorrigierte Ergebnis der jeweiligen Messung liefern, werden zur Kontrolle der Apparatur und für Korrekturen mit den Zählern Z 2 bis Z 4 und Z 6 bis Z 8 die schnellen Koinzidenzen und die Einzelzählraten ermittelt. Ein Zählbetragsdrucker mit Meßwertumschalter registriert die 8 Zählraten und versieht sie mit entsprechenden Kennziffern. Am Ende jeder Kolonne wird

<sup>+) In manchen Fällen empfiehlt sich die Verwendung einer Summenkoinzidenzstufe zur Energiediskriminierung in dem polarisationsempfindlichen Detektor (B + C).</sup>

zusätzlich die Meßzeit ausgedruckt. Hierauf folgt eine Leerzeile.

Als Zeitgeber dient eine quarzgesteuerte elektronische Uhr. Meß- und Pausenzeit sind unabhängig voneinander vorwählbar. Nach Ablauf der Meßzeit sperrt der Zeitgeber die Zähler, und der Meßwertumschalter beginnt mit dem Abfragen. Gleichzeitig wird dem Steuergerät für die Detektoren das Ende der Messung angezeigt. Dieses Gerät bewirkt nun die Einstellung der nächsten Winkelkombination. Bei alleiniger Untersuchung der Winkelverteilung rückt Meßkopf B nach jeder Messung in die nächste vorgewählte Winkelstellung  $\theta_i$ . Detektor C bleibt fest relativ zu B. Werden sowohl die Winkelkorrelation als auch die Polarisation ermittelt, so erfolgen in jeder Position  $\theta_i$  zwei Messungen, und zwar jeweils mit (B-C) parallel und senkrecht zur  $\theta$ -Ebene. An den Grenzen des vorgewählten Winkelbereichs für  $\theta$  wird die Drehrichtung des Detektors B automatisch umgekehrt. Sobald das Ausdrucken beendet ist, stellen Reset-Generatoren die Zählgeräte auf 0 zurück. Nach Ablauf der Pausenzeit beginnt die nächste Messung.

Der Impulshöhenanalysator dient vor allem zur schnellen und sicheren Justierung der Differentialdiskriminatoren mit Hilfe einer Art self-gate-Technik. Dazu werden die Dynodenimpulse des betreffenden Detektors zugleich über den Diskriminator und zu dem Analogeingang des auf Koinzidenz geschalteten Analysators geleitet. Als Torsignale dienen die Ausgangsimpulse des zugehörigen langsamen Koinzidenzgeräts, in dem nur der zu justierende Kanal und der schnelle Koinzidenzkanal eingeschaltet sind. Abb. 3 zeigt die Schaltung für die Einstellung des Differentialdiskriminators in Kanal 1, wenn Schalter S geschlossen ist und die langsame Koinzidenzstufe nur mit den Kanälen 1 und 2 arbeitet. Damit die Dynodenimpulse im richtigen Zeitpunkt den Analysator erreichen, werden sie mit einem Laufzeitkabel um etwa  $2 \mu\text{sec}$  verzögert. Die genaue Abstimmung erfolgt durch zeitliche Verschiebung der Torsignale mit einer variablen Helidel-Leitung. Durch Vergleich der nach diesem Verfahren gewonnenen Impulshöhenverteilung mit dem Gesamtspektrum oder dem integralen Koinzidenzspektrum, das man erhält, wenn nur der schnelle Koinzidenzkanal eingeschaltet ist, lassen sich zu Beginn eines Experiments in kürzester Zeit sämtliche Differentialdiskriminatoren zuverlässig justieren. Die Einstellung erfolgt zweckmäßig durch Variation der vorherigen Verstärkung bei konstanter Lage der



Fenstermitte. Auf diese Weise werden merkliche Änderungen der Laufzeit in dem betreffenden Kanal vermieden.

#### IV. Beschreibung der wichtigsten Bauteile

Die  $\gamma$ -Detektoren A, B und C bestehen aus NaJ(Tl)-Kristallen von 1 1/2"-Durchmesser und 2" Länge<sup>+)</sup> sowie 14-stufigen Photomultipliern vom Typ RCA 6310 A. Als optisches Kontaktmittel dient Siliconöl mit einer kinematischen Zähigkeit von  $10^5$  cSt. Entscheidend für die Wahl des Multipliertyps war das Bestreben, in den schnellen Koinzidenzstufen eine Auflösungszeit von wenigen Nanosekunden zu erreichen. Es mußten daher möglichst kleine Schwankungen in der Laufzeit der Elektronen und ein hoher Verstärkungsfaktor gefordert werden. Der Multiplier RCA 6310 A zeigt Laufzeitschwankungen von maximal 3 nsec. Die Gesamtverstärkung beträgt im Normalbetrieb bei 2000 V etwa  $1,2 \times 10^7$ . Sie läßt sich durch Erhöhung der Betriebsspannung leicht noch weiter steigern.

Der Spannungsteiler für die Photomultiplier (Abb.4) weicht von dem im Datenblatt empfohlenen Aufbau ab. Die Verstärkung der letzten Dynoden wurde merklich erhöht. Zusätzliche Kondensatoren hoher Kapazität bis zur 12. Dynode dienen zur sicheren Stabilisierung der Potentiale. Der Spannungsteiler ist mit eng tolerierten Widerständen (0,5%, Güteklasse 0,5) verschaltet. Bei einer Betriebsspannung von 2300 V fließt ein Querstrom von etwa 4,5 mA. Die Hochspannung wird über ein Siebglied an der Kathode zugeführt. Die Anode liegt über  $10 \text{ k}\Omega$  auf Erdpotential. Diese Schaltung hat unter anderem den Vorteil, daß Störimpulse aus der Hochspannung nicht direkt auf die Ausgänge gelangen. Zur magnetischen und zugleich elektrostatischen Abschirmung ist der Multiplier umgeben von einem doppelten Mu-Metallzylinder auf Kathodenpotential. Um unbequem große Abmessungen der Detektoren zu vermeiden, liegt das lichtdichte Gehäuse des Meßkopfes ebenfalls auf Hochspannung, aus Gründen der Sicherheit jedoch über einen Widerstand von  $22 \text{ M}\Omega$ .

---

<sup>+)</sup> Für den Detektor C stand bei der Erprobung der Apparatur nur ein 1 1/2" x 2" -Kristall zur Verfügung. Es ist beabsichtigt, ihn durch einen oder mehrere wesentlich größere und speziell zugeschnittene Kristalle zu ersetzen.

Die Impulse an der 10. Dynode werden über einen hochspannungsfesten Kondensator einem Kathodenverstärker zugeführt. Die Ausgangssignale haben eine Rückflanke von etwa  $7 \mu\text{sec}$ . Sie ist so bemessen, daß die Kabel-Differentiation in den Hauptverstärkern eine geeignete Impulsform ergibt. Der Koppelkondensator von  $25 \mu\text{F}$  wird durch den niederohmigen Eingang der Hauptverstärker bedingt. An der 10. Dynode ist das Impulsspektrum noch streng linear. Entscheidenden Einfluß auf das Energieauflösungsvermögen hat das Potential des Fokussierungsgitters zwischen Kathode und Dynode 1. Die Einstellung für optimale Auflösung stimmt mit der für maximale Impulsamplitude nahezu überein. Der günstigste Spannungswert wurde bei jedem Multiplier experimentell ermittelt.

Für die besonders kritischen Detektoren A und B wurden zwei ausgesuchte Multiplier verwendet. Die Auswahl erfolgte nach drei Gesichtspunkten, nämlich nach der Gesamtverstärkung, dem Zählrateneffekt an der 10. Dynode und dem Energieauflösungsvermögen.

Die Anodenimpulse haben eine Amplitude von 100 - 200 V. Im allgemeinen tritt Sättigung durch Raumladungseffekte ein. Das Potential des Beschleunigungsgitters im Bereich der 13. Dynode wird so eingestellt, daß sich maximale Impulsamplituden ergeben.

Die negativen Anodensignale gelangen direkt auf die Gitter von steilen Pentoden (E 200 F), durch die im Ruhezustand ein Strom von etwa 30 mA fließt. Diese Begrenzerröhren gehören zu den schnellen Koinzidenzstufen, die nach einem Prinzip von Bell et al.<sup>3)</sup> aufgebaut sind. Abb.4 zeigt die Schaltung für die Zweifachkoinzidenz zwischen den Detektoren A und B. Die Pentoden werden bereits durch Impulse mit einer Amplitude von etwa 1,3 V gesperrt.

Die sehr schmalen Ausgangsimpulse der schnellen Koinzidenzstufe gelangen direkt auf einen langsamen Vorverstärker mit einer Bandbreite von ca. 5 MHz (Abb.4). Sie werden integriert etwa 100-fach verstärkt und anschließend dem Hauptverstärker zugeführt. Der nachfolgende Integralkondensator

trennt die Koinzidenzsignale von den Einzelimpulsen. Die Schwelle wird ungefähr auf die 2,5- bis 3-fache Amplitude der Einzelsignale eingestellt, damit zwei Impulse, die zwar außerhalb der Koinzidenzauflösungszeit, jedoch innerhalb der Auflösungszeit der Verstärker liegen, kein Ausgangssignal erzeugen.

Diese recht einfache Schaltung liefert auch bei Verwendung einer relativ langsam abklingenden Szintillationssubstanz wie NaJ(Tl) (Abklingzeit 0,25  $\mu$ sec) sehr gute Ergebnisse. In einer fast-slow-Koinzidenzanordnung wurde für die beiden Gammalinien des  $\text{Ni}^{60}$  ( $E_{\gamma} = 1,17$  und  $1,33$  MeV) eine Auflösungszeit von 3 nsec mit einem Koinzidenzwirkungsgrad von praktisch 100% erreicht.

Die schnelle Tripelkoinzidenzstufe unterscheidet sich nur in zwei Punkten von der für Zweifachkoinzidenzen: An der Verbindungsstelle C (Abb.4) treffen drei  $150 \Omega$ -Verzögerungsleitungen zusammen und das Impulsformer-Kabel hat eine Impedanz von  $50 \Omega$ .

Die langsamen Koinzidenzstufen besitzen jeweils 4 Eingänge, die einzeln zu- und abgeschaltet werden können. Negative Eingangsimpulse mit einer Amplitude von mindestens 5 V werden zunächst in positive Rechtecksignale von ca. 20 V mit steilen Flanken und genau definierter Breite umgewandelt. Hierzu dienen Begrenzerröhren, in deren Anodenkreis ein kapazitiv kurzgeschlossenes Laufzeitkabel liegt. Die Länge des Kabels ist so gewählt, daß die Impulsbreite 0,5 bzw. 1,0  $\mu$ sec beträgt (vgl. Abb.3). Die normierten Signale gelangen auf den eigentlichen Koinzidenzkreis, der nach dem Prinzip der Rossi-Schaltung arbeitet. An Stelle von Röhren werden jedoch Dioden verwendet. Um das Amplitudenverhältnis von Koinzidenz- und Nichtkoinzidenzimpulsen zu verbessern, ist an den Koinzidenzkreis eine vorgespannte Diode als nichtlineares Schaltelement angeschlossen. Ein nachfolgender Integraldiskriminator hat die Aufgabe, die Nichtkoinzidenzsignale zu eliminieren. Er besteht aus einem Differenzverstärker und einem Schmitt-Trigger. Mit einem Helipot wird die Gittervorspannung am Eingang des Differenzverstärkers eingestellt. Sie bestimmt die Schwelle des Diskriminators. Der Schmitt-Trigger liefert positive

Rechteckimpulse von 20 V mit Anstiegs- und Abfallzeiten von 0,1  $\mu$ sec.  
Die Signale gelangen über einen Kathodenfolger zum Ausgang.

Die Verstärker in Abb.3 sind über steuerungssichere Linearverstärker mit einfacher Kabledifferentiation und eingebautem Integral- bzw. Differentialdiskriminator.

In der Registrieranlage werden aufgrund der unterschiedlichen Impulsraten zwei Zählertypen verwendet, der eine ist für 100 kHz, der andere für 1 MHz ausgelegt. Der Meßwertumschalter ist für maximal 10 Meßstellen eingerichtet. Der Zeitgeber besitzt eine quarzgesteuerte Zeitbasis mit einer Genauigkeit von  $\pm 1 \times 10^{-5}$ . Meß- und Pausenzeit lassen sich unabhängig voneinander im Bereich von 0,1 -  $4 \times 10^{-4}$  sec oder min dekadisch mit Zwischenstellungen bei jeweils 2 und 4 vorwählen. Als Steuerstufe enthält das Gerät einen bistabilen Multivibrator, der jeweils zu Beginn der Meß- und Pausenzeit umkippt, Sein Schaltzustand wird auf einen Kathodenverstärker übertragen. Dieser betätigt ein Relais, von dem die Steuerung des Registrierwertumschalters erfolgt. Er gibt außerdem über eine niederohmige RC-Kombination die Umschaltssignale auf die Zählgeräte. Schließlich steht noch ein hochohmiger Ausgang zur Verfügung, der eine Leerlaufspannung von + 50 V während der Meßzeit und von - 50 V während der Pausenzeit liefert. Die Abfallzeit beträgt etwa 10  $\mu$ sec, die Anstiegszeit etwa 100  $\mu$ sec.

Diese Signale gelangen auf den Eingang des Steuergeräts für die Detektoren (Abb.5). Sie werden zunächst mit einer Zeitkonstanten von ca. 20  $\mu$ sec differenziert und gehen dann auf eine Phasenumkehrstufe. Der positive, zum Ende der Meßzeit gehörende Impuls stößt über eine negativ vorgespannte Pentode einen Univibrator an, der ein kräftiges Rechtecksignal von etwa 2 msec Dauer erzeugt. Die nachfolgende Umkehröhre liefert zwei Signale mit entgegengesetzter Polarität. Beide Impulse gelangen zu dem Schalter S, der negative Impuls auf direktem Wege, der positive über einen Kathodenverstärker. Mit dem Schalter S wird die Funktion des Gerätes festgelegt. In der Stellung 1 erfolgt nur die Messung der Winkelverteilung, in der Stellung 2 die Messung der Winkelkorrelation und der Polarisationsverteilung.

Im ersten Fall wird das negative Univibratorsignal nicht verwendet. Der positive Impuls zündet ein Thyatron, das im Ruhezustand durch eine stark negative Vorspannung sicher gesperrt ist. Das Relais 1 im Anodenkreis des Thyatrons zieht an und schließt damit über drei S-Kontakte die Stromkreise für einen Elektromagneten (40% ED, 24 V =), zwei magnetische Kupplungen (0,025 mkg, 24 V =) und zwei Kondensatormotoren mit Getriebe (100% ED, 220 V,  $\ddot{U} = 60 : 1$ ). Mit dem Magneten wird der Wagen, auf dem die Meßköpfe B und C montiert wird, entarretiert. Die Kupplungen verbinden die Motoren mit den beiden Laufrädern des Wagens, Bestimmend für die Drehrichtung der Motoren ist der momentane Schaltzustand des Relais 2.

Hat der Wagen die nächste vorgewählte Winkelstellung erreicht, so läuft der Mikroschalter 1 auf einen Haltestift auf. Dadurch wird der Stromkreis für Relais 3 geschlossen. Der erste Kontakt dieses Relais bewirkt, daß gleichzeitig Relais 4 anzieht und die Anodenleitung des Thyatrons unterbricht. Die Entladung in der Röhre erlischt, Relais 1 fällt ab, und der Wagen kommt zum Stillstand. Der Elektromagnet gibt eine kräftige Feder frei, die für die genaue Einstellung des Winkels sowie für die Arretierung sorgt, indem sie einen konischen Stift in eine V-förmige Halterung preßt. Über den zweiten Kontakt des Relais 3 wird ein 100  $\mu$ F-Kondensator C aufgeladen, der parallel zu einer Stabilisatorröhre und dem Relais 5 liegt. Wenn die Kondensatorspannung etwa 130 V erreicht hat, zündet der Stabilisator, und Relais 5 zieht an. Als Folge schließt Relais 4 wieder den Anodenkreis des Thyatrons. Diese Röhre kann jedoch nicht erneut zünden, da ihre Entionisierungszeit merklich kleiner als die Zeitkonstante für die Aufladung des Kondensators C ist. Nach Ablauf der nächsten Meßzeit wiederholt sich der gesamte Vorgang von neuem. Sobald der Wagen in Bewegung kommt, verläßt der Mikroschalter 1 den Haltestift und die Relais 3 und 5 fallen ab. Der Kondensator C kann sich über den Parallelwiderstand vollständig entladen.

Die Mikroschalter 2 und 3 steuern den Schaltzustand des Relais 2 und damit die Drehrichtung der Motoren. Erreicht der Wagen die Grenzen des vorgewählten Winkelbereichs, so wird jeweils einer der Schalter durch eine Marke geschlossen. Schalter 2 betätigt direkt das Relais 2, dessen

W-Kontakte die Motoren auf Linkslauf umpolen. Ein Selbsthaltekontakt verhindert, daß beim Öffnen des Schalters das Relais wieder abfällt und die Drehrichtung auf Rechtslauf umschaltet. Dieser Vorgang tritt erst dann ein, wenn der andere Mikroschalter über Relais 6 die Stromzufuhr für Relais 2 sperrt. Durch einen Ö-Kontakt des Relais 1 wird unterbunden, daß der Wagen an den Grenzen des Winkelbereichs umkehrt ohne zu halten. Die Umpolung kann nicht erfolgen, bevor der Stoppbefehl ausgeführt ist.

In der Stellung 2 des Schalters S gelangen die positiven Univibrator-signale auf eine zweite Relaiskombination, die in ihrem Aufbau und in ihrer Funktion mit der beschriebenen Schaltung völlig übereinstimmt. Sie steuert über einen Magneten (40% ED, 24 V =), eine Kupplung (0,1 mkg, 24 V =) und einen Kondensatormotor mit Getriebe (50% ED, 220 V,  $\ddot{U} = 540:1$ ) den Meßkopf C. Dieser Detektor wechselt somit am Ende jeder Messung seine Position.

Die negativen Impulse werden differenziert, über eine Duodiode in eine Flip-Flop-Stufe eingekoppelt und zweifach untersetzt. Die positiven Rechtecksignale des nachfolgenden Univibrators gehen auf den Steuerkreis für den Wagen. Nach jeder zweiten Messung wird daher der Winkel  $\theta$  variiert.

Alle Steuervorgänge, die ein Experiment erfordert, können mit Hilfe von Drucktasten auch von Hand ausgelöst werden. Einzelheiten der Schaltung sind aus Abb.5 zu entnehmen.

#### V. Mechanischer Aufbau

Die Strahlungsdetektoren sind isoliert auf beweglichen Schlitten befestigt und damit horizontal verschiebbar, so daß der Abstand zur Meßprobe leicht variiert werden kann.

Ein Kugellager (6008 C 3 ) zentriert den Wagen für die Meßköpfe B und C. Dieser läuft auf einer Aluminiumplatte mit den Abmessungen 1500x1500 mm. In Abständen von  $15^{\circ}$  ist die Möglichkeit gegeben, Steuerstifte für die Mikroschalter 1 bis 3 anzubringen.

Bei den meisten Experimenten ist es notwendig, die Szintillationskristalle A und B mit einigen Millimeter Blei abzuschirmen, um die Registrierung von Streuprozessen zwischen diesen Detektoren auszuschließen.

Ein etwa 5 cm hoher Kegelstumpf aus Blei schirmt den Kristall des Meßkopfes C weitgehend gegen direkte Bestrahlung von der Quelle ab. Der Schwenkarm für diesen Detektor lagert in zwei Nadelkäfigen (K 90 x 98 x 25 F) und ist mit einem Bleigewicht sorgfältig ausgewuchtet.

## VI. Erfahrungen und Testergebnisse

Der Langzeitkonstanz der Apparatur kommt besondere Bedeutung zu. Es erwies sich dabei als zweckmäßig, die Netzspannung magnetisch vorzustabilisieren. Alle wichtigen Versorgungsspannungen werden zudem elektronisch geregelt. Die Inkonstanz der Betriebsspannungen für die Multiplier beträgt maximal  $5 \cdot 10^{-4}$ . Zur Vermeidung von Verstärkungsänderungen durch Temperaturschwankungen ist die gesamte Apparatur in einem klimatisierten Raum aufgestellt, womit zugleich Störungen durch temperaturempfindliche Dioden ausgeschlossen werden. In einer Meßreihe mit einem  $\text{Na}^{22}$ -Präparat wurde die Langzeitkonstanz über mehrere Tage bei kleinen statistischen Fehlern sorgfältig geprüft. Trotz sehr kritischer Bedingungen, nämlich Auflösungszeiten von nur 3 bzw. 6 nsec und äußerst schmaler Fenster der Diskriminatoren, ergab sich eine Konstanz der Endresultate auf 0,8%. Die geringen Schwankungen sind insbesondere auf Instabilitäten in der Verstärkung der Multiplier zurückzuführen. Sie können durch häufiges Wechseln der Winkelpositionen weitgehend eliminiert werden. In etwa einer Stunde sollte der Wagen einen Quadranten ganz durchlaufen.

Die Ergebnisse von Testversuchen mit der 1170 keV-1330 keV-Kaskade des  $\text{Ni}^{60}$  bei verschiedenen Abständen der Detektoren von der Quelle sind in Abb. 6 und 7 zusammen mit den theoretischen Verteilungsfunktionen dargestellt.

Auch bei großer Raumwinkelausnutzung können zuverlässige Ergebnisse erzielt werden. Es sei bemerkt, daß in dem Testversuch mit 5 cm Quellabstand die Polarisationsrichtungsverteilung ohne Abschirmung des Detektors C gegen direkte Einstrahlung ermittelt wurde. Trotzdem sind keine Störungen zu beobachten. Die Art der Diskriminierung und das hohe Auflösungsvermögen der schnellen Tripelkoinzidenzstufe gewährleisten somit eine gute Auswahl der registrierten Ereignisse.

Für die Berechnung der theoretischen Kurven in Abb.7 wurde ein Asymmetrie-Verhältnis von 2,1 vorausgesetzt. Auf Grund der komplizierten Geometrie des Polarimeters ist eine genaue Abschätzung der Empfindlichkeit sehr schwierig. Der mittlere Streuwinkel  $\bar{\delta}$  sowie die effektiven Winkelbereiche  $\Delta\delta$  und  $\Delta\varphi$  werden mit  $80 \pm 5^\circ$ ,  $40 \pm 10^\circ$  bzw.  $30 \pm 10^\circ$  angenommen. Die Werte für R liegen damit zwischen den Kurven a und b der Abb.2. Diese Tatsache ermöglicht bei nicht zu kleinen Energien eine Abschätzung des Asymmetrie-Verhältnisses, die im allgemeinen ausreichend ist. Eine genauere Berechnung oder experimentelle Bestimmung wäre sehr aufwendig und kaum lohnenswert.

Anwendungen der Apparatur bei der Untersuchung angeregter Kernzustände werden an anderer Stelle eingehend beschrieben<sup>4, 5)</sup>.



## Literatur

- 1) F. Metzger und M. Deutsch, Phys. Rev. 78 (1950) 551
- 2) O. Klein und Y. Nishina, Zeitschr. f. Physik 52 (1929) 853
- 3) R.E. Bell, R.L. Graham und H.E. Petch, Canad. J. Phys. 30 (1952) 35
- 4) W. Michaelis, Nuclear Physics 43 (1963)
- 5) W. Michaelis, Nuclear Physics, erscheint demnächst

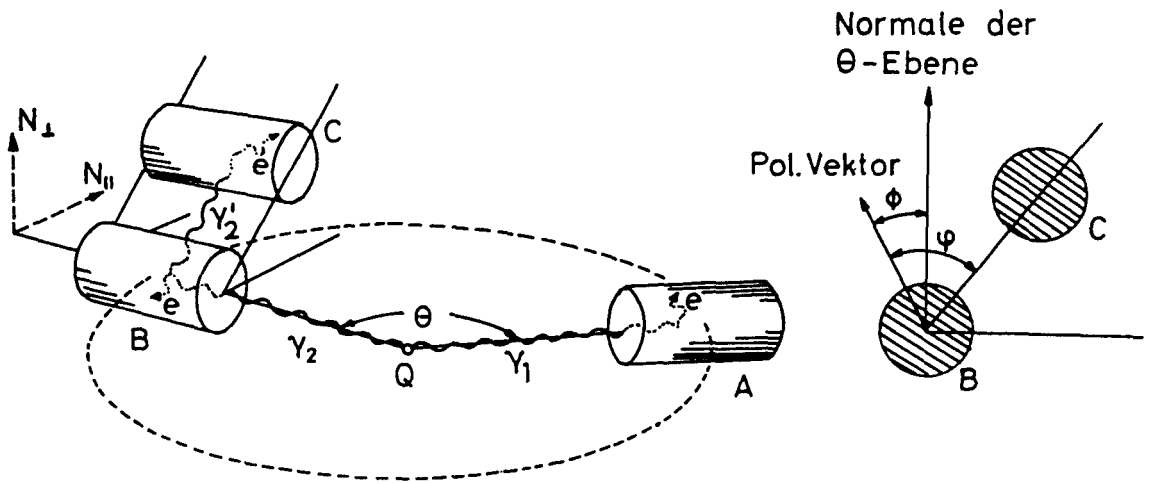


Abb. 1. Schematische Darstellung des Winkelkorrelationspolarimeters

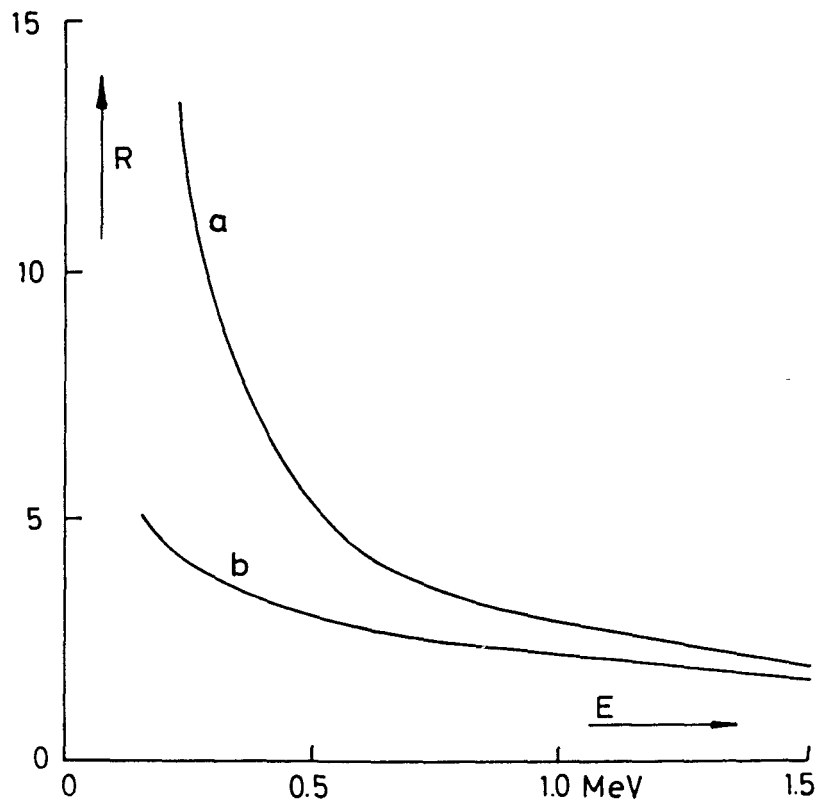


Abb. 2. Asymmetrie-Verhältnis als Funktion der Gammaenergie für  
 a)  $\bar{\delta} = 80^\circ$ , ideale Geometrie;  
 b)  $\bar{\delta} = 80^\circ$ ,  $\Delta\delta = 55^\circ$ ,  $\Delta\psi = 60^\circ$ ;  
 (Nach F. Metzger und M. Deutsch <sup>1)</sup> ).

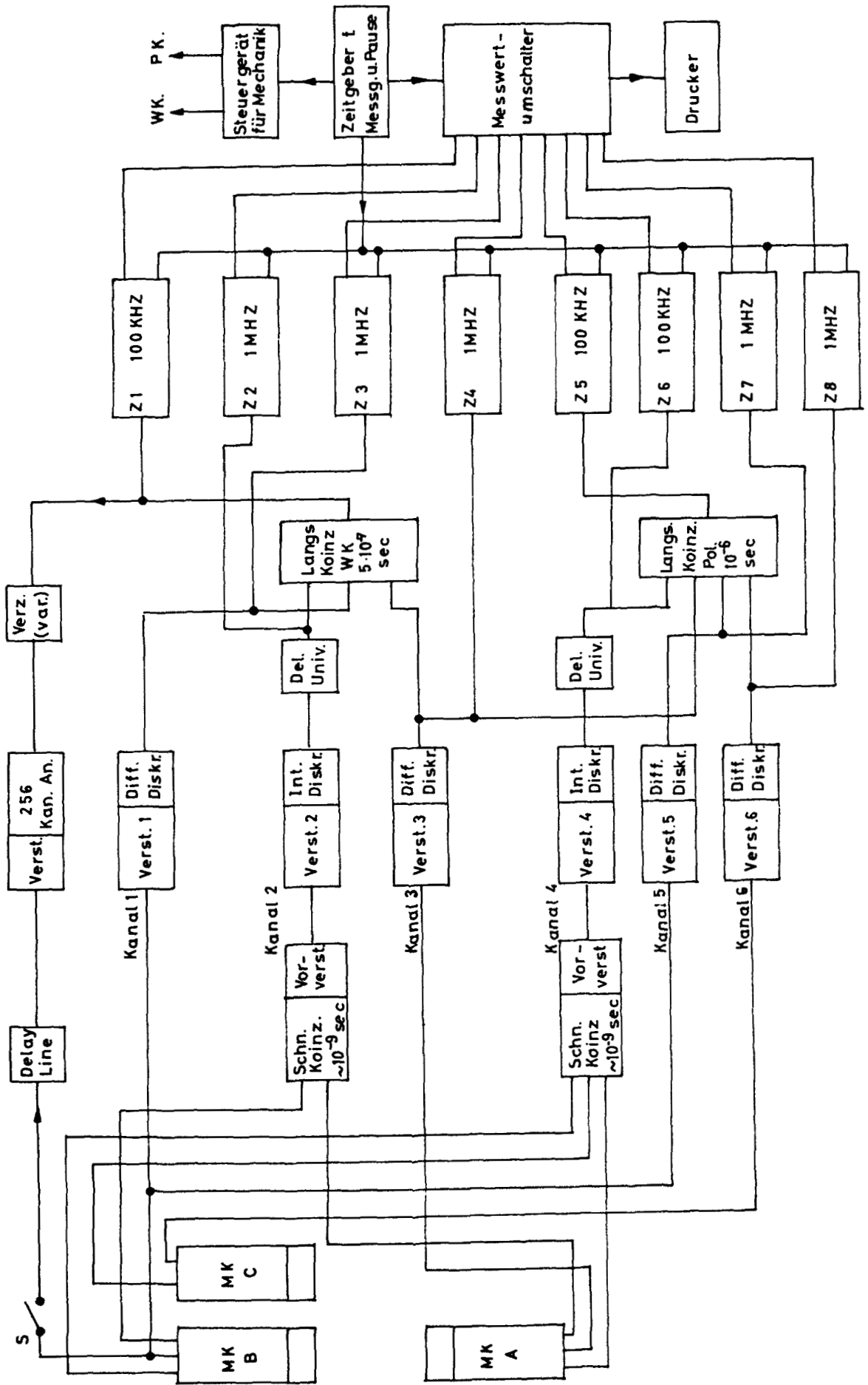


Abb. 3 Blockschaltbild des Winkelkorrelationspolarimeters

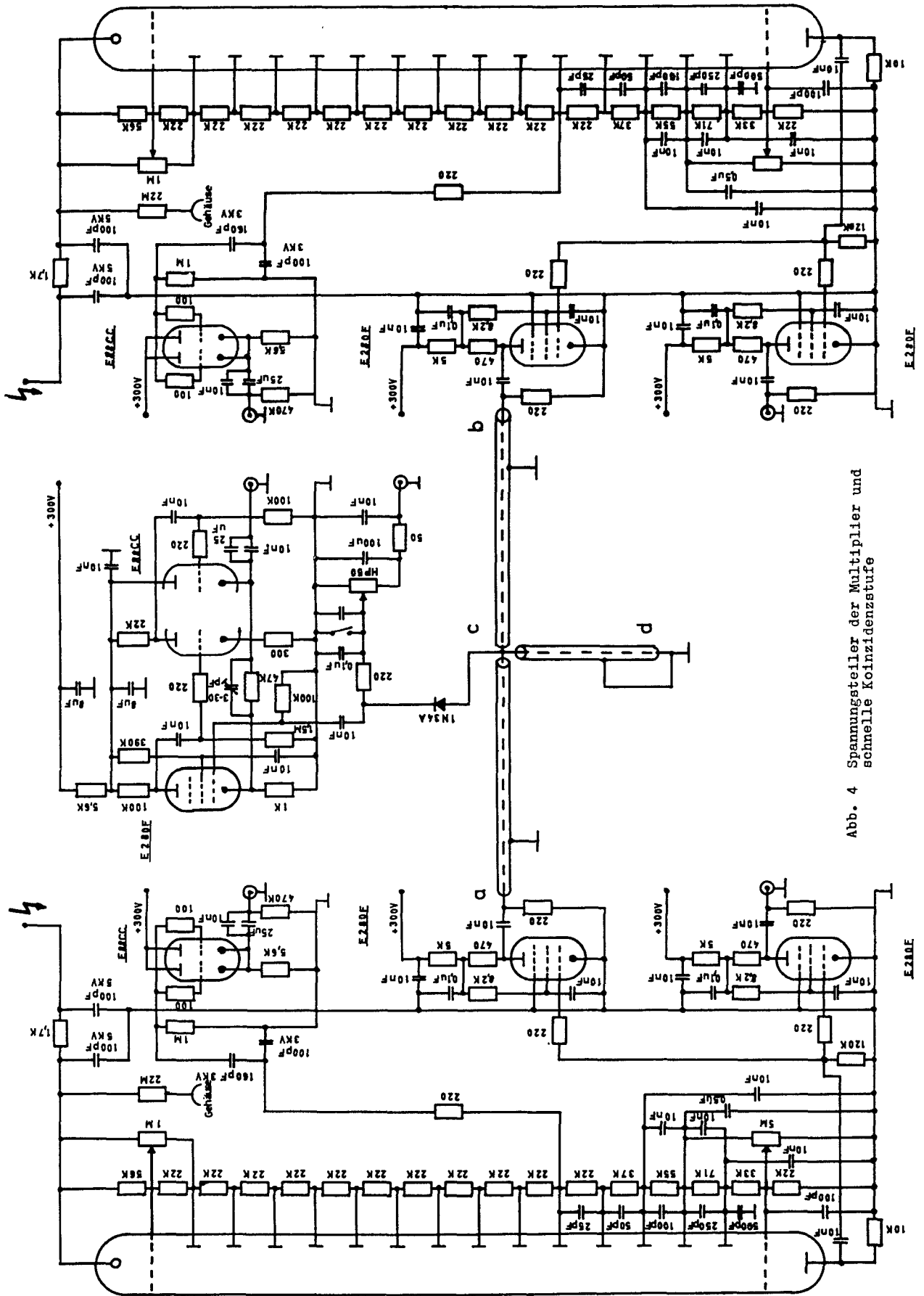


Abb. 4 Spannungsteiler der Multiplifier und schnelle Koinzidenzstufe

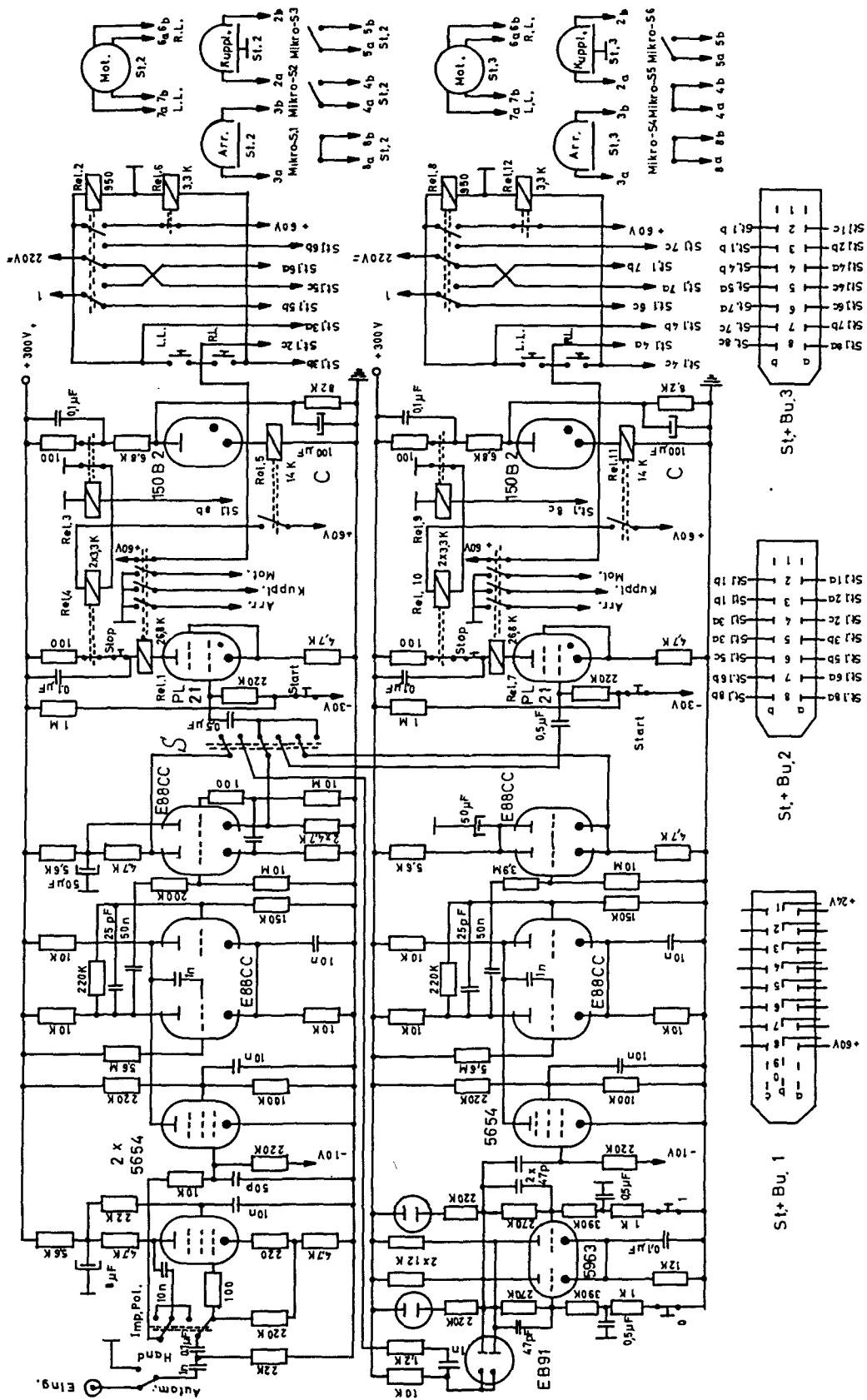


Abb. 5 Schaltung des Steuergeräts für die Detektoren

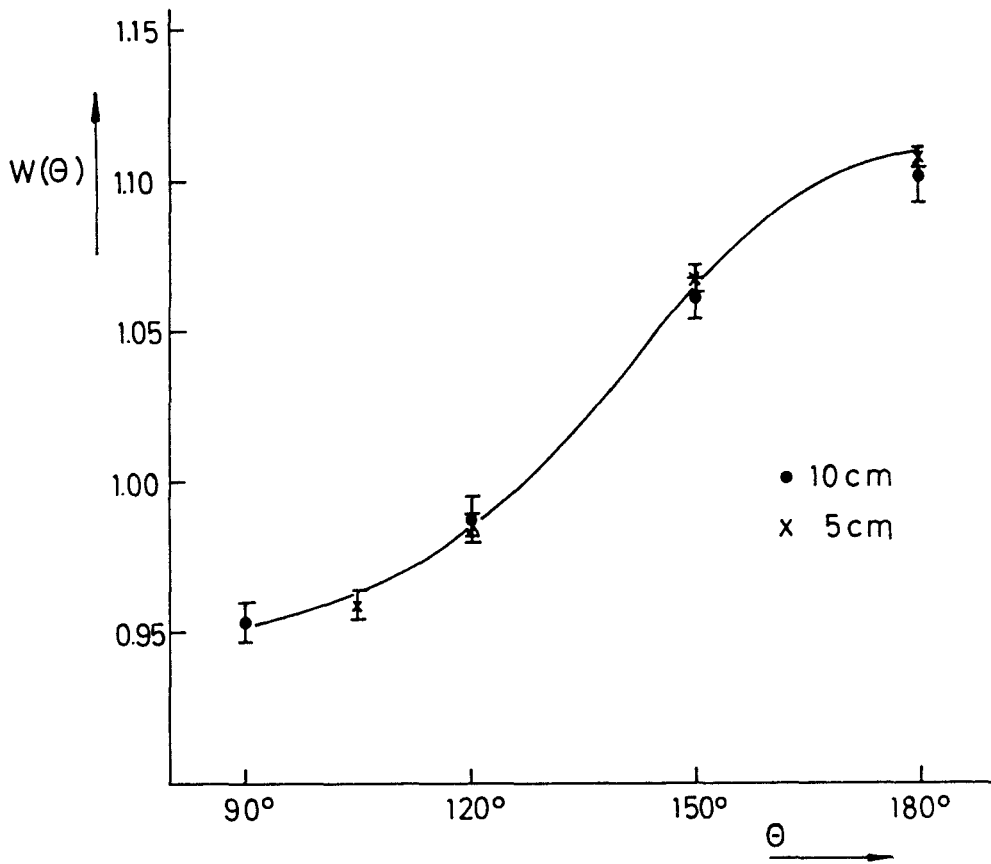


Abb. 6 Winkelverteilung der Ni<sup>60</sup>-Kaskade

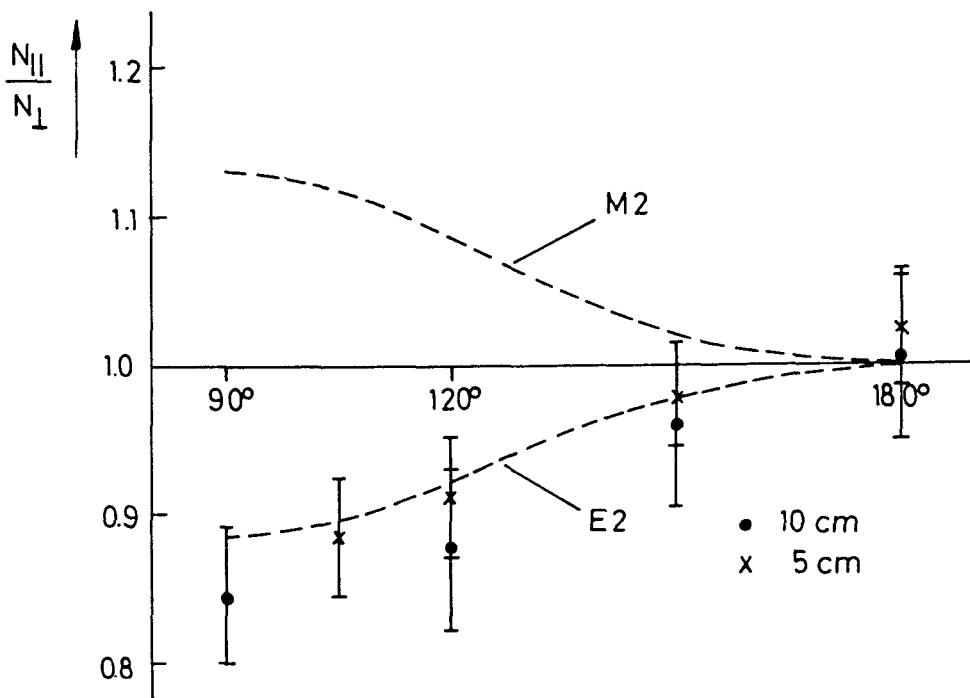


Abb. 7 Polarisationsrichtungsverteilung des 1170 keV-Gammaquants der Ni<sup>60</sup>-Kaskade