KfK 2655
Juli 1978

Aufbau eines γ-Polarimeters zur Suche nach Beiträgen neutraler schwacher Ströme im Kern ^{18}F

R. Mogharrab
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 2655

AUFBAU EINES γ-POLARIMETERS ZUR SUCHE NACH BEITRÄGEN NEUTRALER SCHWACHER STRÖME IM KERN ^{18}F *)

R. Mogharrab

*) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

AUFBAU EINES γ-POLARIMETERS ZUR SUCHE NACH BEITRÄGEN NEUTRALER SCHWACHER STRÖME IM KERN ^{18}F

Zusammenfassung

Durch Beobachtung der zirkularen Polarisation der 1081 keV-Strahlung in ^{18}F soll ein eventueller Beitrag neutraler schwacher Ströme zur N-N-Wechselwirkung bestimmt werden.

Für die Messungen wurde ein γ-Polarimeter in Form eines vierarmigen Transmissionsmagneten erstellt. Es ist zur Messung im Strahl eines Beschleunigers geeignet. Die Analysierkraft wurde durch Messungen mit Hilfe der 1119 keV γ-Linie des ^{46}Sc bestimmt. Es sind Messungen mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-5} möglich.

Die Herstellung des ^{18}F wurde über die Reaktion $^{16}O(^{3}He,p\gamma)^{18}F$ erreicht. Messungen im Strahl haben ergeben, daß das Polarimeter optimal für die vorgesehenen Untersuchungen geeignet ist. Anhand der gewonnenen Spektren lassen sich die endgültig benötigten Meßzeiten zu etwa 2000 Stunden abschätzen.

CONSTRUCTION OF A γ-POLARIMETER IN SEARCH OF NEUTRAL WEAK CURRENT EFFECTS IN THE NUCLEUS ^{18}F

Abstract

A possible contribution of neutral weak currents to the nucleon-nucleon potential is to be determined by observation of the circular polarization of the 1081 keV γ-transition in ^{18}F.

A γ-polarimeter with 4 transmission magnets will be used. It is suitable for use in beam. The polarimeter has been built and the analysing power determined by using the 1119 keV γ-radiation in ^{46}Sc. The instrumental asymmetries are $\lesssim 10^{-5}$.

The ^{18}F is produced in the reaction ^{16}O ($^{3}He,p\gamma$) ^{18}F. Observations in beam proved the expected suitability of the polarimeter. The observed spectra allow to estimate the finally required beam times to about 2000 hours.

AUFBAU EINES γ-POLARIMETERS ZUR SUCHE NACH BEITRÄGEN NEUTRALER SCHWACHER STRÖME IM KERN ^{18}F

Zusammenfassung

Seit einigen Jahren finden die sogenannten vereinigten Theorien besonderes Interesse. In einem ersten Schritt wird dabei versucht, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung gemeinsam zu beschreiben. Es ist ein Kennzeichen der meisten dieser Theorien, daß sie notwendig die Existenz von neutralen Strömen in der schwachen Wechselwirkung fordern. Ihre Existenz wurde im Bereich der Elementarteilchenphysik durch Neutrinostreuung nachgewiesen. Bei atomaren Prozessen hingegen blieb bisher trotz großer experimenteller Genauigkeit ein Hinweis auf ihr Auftreten aus. Es ist deshalb wichtig, einen Nachweis von neutralen Strömen in Kernen zu versuchen. Gemeinsam wird für die Prozesse in Atomen und Kernen vorausgesetzt, daß die neutralen Ströme VA-Charakter aufweisen, d.h. paritätsverletzend sind, während diese Voraussetzung bei den Neutrino-Streuexperimenten nicht eingeht.

In Kernen lassen sich neutrale Ströme durch ihren Beitrag zur Paritätsmischung von Zuständen nachweisen. Dies geschieht vorteilhaft durch Beobachtung der zirkularen Polarisation einer emittierten γ-Strahlung. Ein solches Vorhaben ist in Zusammenarbeit der Abteilung Kernphysik am Max Planck-Institut für Chemie in Mainz mit Mitarbeitern des 1.Physikalischen Institutes der Universität Heidelberg und des Institutes für Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe begonnen worden. In der vorliegenden Arbeit werden Aufbau und Eigenschaften eines Polarimeters zum Nachweis zirkular polarisierter γ-Strahlung beschrieben sowie Einzelheiten der Eichmessungen dargestellt. An das Gerät werden hinsichtlich Genauigkeit und Konstanz besonders hohe Anforderungen gestellt, da der ausgewählte Kernzustand in ^{18}F nicht über einen radioaktiven Zerfall erreicht werden kann sondern durch eine Kernreaktion erzeugt und unmittelbar im Strahl vermessen werden muß.

Wegen der notwendigen Spektrometrie muß einerseits durch Compton-Streuung durchgeführte Zirkularpolarisationsanalyse im Transmissionsverfahren erfolgen, andererseits ist die Verwendung längerer Lichtleiter - die zur Vermeidung störender magnetischer Einflüsse auf die Multiplier wünschenswert wären - nicht möglich.

Die Erzeugung des ^{18}F erfolgt im Pelletron-Beschleuniger des Max Planck-Institutes für Chemie in Mainz über die Reaktion $^{16}O\ (^{3}He,p\gamma)\ ^{18}F$.

In der Arbeit werden Transmissions-γ-Spektren, die mit NaI (Tl) zählen bzw. mit GeLi-Detektoren gewonnen wurden, vorgestellt. Aus ihnen lassen sich die für die endgültigen Untersuchungen anzusetzenden Meßzeiten abschätzen.

Die theoretischen Voraussagen für die zu erwartende Polarisation wurden von Gari et al. [1975] errechnet. Danach ist nach dem Cabibbo-Modell, das keine neutralen Ströme berücksichtigt, ein $P_c = 3.6 \cdot 10^{-4}$ zu erwarten. Im Rahmen der Weinberg-Salam-Theorie wird ein $P_c = 5.7 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt. Unter Zugrundelegung einer Analysatorqualität von $\varepsilon = 0.02$ und einer ^{3}He-Stromstärke von 8 μA - die durch die Aufnahmefähigkeit der Zähler begrenzt ist - und den gegebenen Verhältnissen von zu beobachtender Linie und Untergrund lassen sich die Meßzeiten für die endgültigen Untersuchungen gewinnen. Für eine Genauigkeit von etwa $P_c = 1 \cdot 10^{-3}$, die anhand der Voraussagen eine verlässliche Entscheidung zwischen dem Cabibbo- und dem Weinberg-Salam-Wert ermöglichen würde, ergeben sich, je nach Detektorsystem, zwischen 1740 und 2200 Stunden reine Meßzeit.

Der Stand der Untersuchungen und die an anderem Ort bisher gewonnenen Daten werden angesprochen.

I. EINFÜHRUNG

I.1 Die schwache Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

In den 60er Jahren war es allgemein üblich, die schwache Wechselwirkung durch die Kopplung geladener Ströme, das sogenannte Cabibbo-Modell, zu beschreiben. In dieser Theorie hat die Hamilton-Funktion folgende Gestalt:

$$H_W = \frac{G}{2\sqrt{2}} \left[I_\mu^+ I_\mu \right] \qquad (I.1)$$

wobei G die universelle Kopplungskonstante mit $GM_p^2 = 1{,}02 \cdot 10^{-5}$ ist und M_p die Protonenmasse. I_μ ist der schwache Gesamtstrom. Er enthält einen leptonischen und einen hadronischen Anteil:

$$I_\mu = I_\mu^l + I_\mu^h \qquad (I.2)$$

Der leptonische Strom hat die einfache Form

$$I_\mu^l = \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1+\gamma_5) \psi_e + \text{Beiträge anderer Leptonen} \qquad (I.2a)$$

Demgegenüber besitzt der hadronische Strom eine kompliziertere Struktur. Nach der Cabibbo-Theorie (1963) ist:

$$I_\mu^h = h_\mu^{\Delta S=0} \cdot \cos\Theta_c + h_\mu^{\Delta S=1} \cdot \sin\Theta_c . \qquad (I.3)$$

$h_\mu^{\Delta S=0}$ und $h_\mu^{\Delta S=1}$ sind die strangeness erhaltenden ($\Delta S=0$) bzw. strangeness ändernden ($\Delta S=1$) hadronischen Ströme. Der Cabibbowinkel wurde eingeführt, weil die Zerfallsraten der hadronischen $\Delta S=1$-Zerfälle, die proportional zu $\sin^2\Theta_c$ sind gegenüber den $\Delta S=0$-Zerfällen, die proportional zu $\cos^2\Theta_c$ sind um einen Faktor 20 schwächer auftreten. Der

Cabibbowinkel wurde experimentell zu $\Theta_c = 0,26$ bestimmt. Die beiden Ströme $h_\mu^{\Delta S=0}$ und $h_\mu^{\Delta S=1}$ enthalten einen vektoriellen und einen axialvektoriellen Anteil und die Produkte der vektoriellen mit der axialvektoriellen Komponente $V_\mu A_\mu$ verletzen die Parität. Das Modell sagt eine schwache Wechselwirkung zwischen Nukleonen voraus, die durch die Kopplungen

$$h_\mu^{+\Delta S=0} \quad h_\mu^{\Delta S=0} \quad \text{und} \quad h_\mu^{+\Delta S=1} \quad h_\mu^{\Delta S=1}$$

entsteht.

Die schwache Wechselwirkung wird durch den Austausch eines oder mehrerer Mesonen vermittelt,

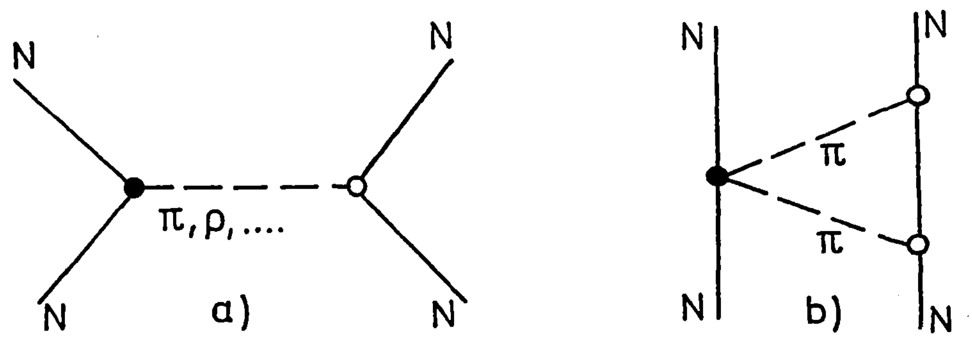


Abb. 1: Paritätsverletzendes Nukleonenpotential
a) Austausch eines Mesons
b) Austausch mehrerer Mesonen

wobei der Vertex mit vollem Kreis die Strom-Strom-Kopplung repräsentiert und die Vertices mit offenem Kreis starke, paritätserhaltende Absorptionen darstellen. Als Austauschteilchen kommen wegen der größeren Reichweite vor allem leichte Mesonen infrage. Der Betrag des 2-Pionenaustausches wurde zuerst von Blin-Stoyle [1960] berechnet. Spätere Rechnungen von Fink et al. [1972] deuten darauf hin, daß der 2π-Beitrag relativ zum ρ-Beitrag vernachlässigt werden kann. Der 1-Mesonen-austausch läßt sich vergleichsweise zuverlässig berechnen.

Ist man an einem Paritätseffekt interessiert, wie das im folgenden der Fall sein wird, so kann man hoffen, daß dieser im selben Maße durch einen 1-Teilchenaustausch erfaßt werden kann wie dies für die starke NN-Wechselwirkung der Fall ist. Beim Austausch eines Mesons gelten die beiden einschränkenden Sätze Henley,[1969], die die Gültigkeit des Strom-Strom-Ansatzes sowie CP-Erhaltung voraussetzen:

1. Der Austausch eines Pseudoskalarteilchens, z.B. $\pi, \eta, \ldots$ liefert keinen Beitrag zu V^{PNC}, wenn nur schwache Ströme mit $\Delta S=0$ beteiligt sind. [Barton 1961].

2. $\Delta S=0$-Ströme führen zu einem V^{PNC} proportional zu $\cos^2\Theta_c$, das den Isospin um $\Delta I = 0,2$ ändert. $\Delta S=1$-Ströme führen zu einem V^{PNC} proportional zu $\sin^2\Theta_c$, das den Isospin um $\Delta I = 1$ ändert.

Der zweite Satz basiert außerdem auf der Annahme der Isospinerhaltung der hadronischen Kräfte und dem Isocharakter des schwachen $\Delta S = 0$-Stromes.

<u>I.1.1 $\Delta I = 1$ (π-Austausch)</u>

Der Beitrag des π-Mesonenaustausches, der wegen der großen Reichweite ($\lambda_c = 1.4$ fm) stark sein sollte, wird dadurch verringert, daß er mit $\Delta S = 1$-Strömen verknüpft ist, die um den Faktor $\cos^2\Theta_c \simeq 20$ unterdrückt sind. McKellar [1967] hat als erster den π-Beitrag für das Cabibbo-Modell berechnet. Er erhielt als Amplitude

$$f_\pi = (4.2 \pm 0.8)\cdot 10^{-8}.$$

Damit hat das schwache π-Potential folgende Form

$$V_{\pi}^{\Delta I=1} = \frac{g \cdot f_{\pi}}{8\sqrt{2}\pi M_N} (\vec{\sigma}_1+\vec{\sigma}_2) \cdot \left[\vec{p}_{12}, \frac{e^{-m_{\pi} \cdot r}}{r}\right]_- T_{12}^{(-)} \qquad (I.4)$$

wobei $g^2/4\pi = 14.4$ die Kopplungskonstante für den starken Vertex ist.

I.1.2 ΔI = 0,2 (ρ-Austausch)

$\Delta S = 0$-Ströme ergeben ein V^{PNC} beim Austausch von Vektormesonen. Der Beitrag des ρ-Mesons ($\lambda_c = 0.26$ fm) wurde zuerst von Michel [1964] berechnet.

Für das schwache ρ-Potential gilt

$$V_{\rho}^{\Delta I=0,2} = G_{\rho}\Big[(1+\mu_{\nu})(i\vec{\sigma}\times\vec{\sigma}_2) \cdot \left[\vec{p}_{12}, \frac{e^{-m_{\rho} \cdot r}}{r}\right]_-$$

$$+(\vec{\sigma}_1-\vec{\sigma}_2) \cdot \left\{\vec{p}_{12}, \frac{e^{-m_{\rho} \cdot r}}{r}\right\}_+\Big] \cdot T_{12}^{(+)} \qquad (I.5)$$

$$G_{\rho} = \frac{-G \cos^2\Theta_c m_{\rho}^2\, g_A}{8\sqrt{2}\pi \cdot M_N}$$

mit $g_A \sim 1,2$.

Dabei sind g_A Axialvektor-Nukleonformfaktor, $\vec{p}_{12} = \vec{p}_1-\vec{p}_2$ und $\vec{r} = |\vec{r}_1-\vec{r}_2|$ Impuls bzw. Ort der 2 Nukleonen, $T_{12} = \tau_1^+ \cdot \tau_2^- \pm \tau_1^- \cdot \tau_2^+$. Die Größen $\vec{\sigma}$ und τ sind die Paulimatrizen für Spin und Isospin. Die Klammern $[\,]_-$ und $\{\,\}_+$ bezeichnen den Kommutator bzw. den Antikommutator des Klammerinhaltes. $\mu = 3,70$ ist die Differenz der anomalen magnetischen Momente von p und n.

Das paritätsverletzende Potential bewirkt in Kernen eine Mischung von Zuständen entgegengesetzter Parität. Die Amplitude F_i des beigemischten Zustandes wird in Störungstheorie ermittelt:

$$\Psi_I = \Psi^{\pi}_{I,E} + \sum_i F_i \, \Psi^{-\pi}_{I,E_i} \quad \text{mit } F_i = \frac{\langle \Psi^{-\pi}_{I,E_i} | V^{PNC} | \Psi^{+\pi}_{I,E} \rangle}{\Delta E_i} \tag{I.6}$$

$\Psi^{\pi}_{I,E}$ ist die Wellenfunktion des ungestörten Zustandes mit dem Drehimpuls I, der Energie E und der Parität π.

$\Psi^{-\pi}_{I,E_i}$ sind die Wellenfunktionen der Zustände mit der Energie E_i, demselben Drehimpuls und entgegengesetzter Parität, die durch die schwache Wechselwirkung beigemischt werden können. Die Beimischung wird um so stärker sein, je kleiner $\Delta E_i = E - E_i$ ist.

Die charakteristische paritätsverletzende Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung gestattet den experimentellen Nachweis ihres Beitrages zum Kernpotential. Man kann diese Beimischung z.B. durch Nachweis der zirkularen Polarisation P_c einer γ-Strahlung bestimmen. Diese Methode wurde in den vergangenen Jahren mehrfach angewandt [z.B. Lobashov et al. 1972, Jenschke et al. 1972, Kuphal et al. 1974]. Sie wird auch in der vorliegenden Arbeit beschrieben. Man nützt dabei die Tatsache aus, daß kohärente elektrische und magnetische Strahlung derselben Multipolarität λ miteinander zu einem P_c interferiert. Es ist [z.B. Blin-Stoyle 1961]

$$P_c = \frac{2R_e \sum_\lambda M(\lambda)^* E(\lambda)}{\sum_\lambda (|M(\lambda)|^2 + |E(\lambda)|^2)} \tag{I.7}$$

Hat man z.B. M1 und E2 als reguläre Strahlung und $\tilde{E}1$ als irreguläre Strahlung, so wird mit $|\tilde{E}_2|^2 << |M1|^2$

$$P_c = 2\,\frac{\tilde{E}_1}{M_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{|E2|^2}{|M2|^2}} \tag{I.8}$$

Diese Meßgröße ist proportional zur Amplitude F_i und auch zur Kopplungskonstanten G.

I.2 Neutrale Ströme

Seit einiger Zeit ist bekannt, daß auch neutrale schwache Ströme existieren. Sie werden von den meisten vereinigenden Theorien, z.B. der Weinberg-Salam-Theorie [siehe z.B. Weinberg 1967; Salam 1968]. Das Cabibbo-Modell, das nur geladene Ströme zuläßt, ist daher zu modifizieren. Folgende experimentelle Befunde liegen vor.

I.2.1 Neutrino-Experimente

Mit Neutronis wurden folgende Reaktionen beobachtet:

a) $\nu(\bar{\nu})$ + Nukleonen $\to \nu(\bar{\nu})$ + Hadronen

b) $\nu(\bar{\nu})$ + Proton $\to \nu(\bar{\nu})$ + Proton

c) $\nu(\bar{\nu})$ + Nukleon $\to \nu(\bar{\nu}) + \pi^i$ + Hadronen; $i = +,0,-$

d) $\bar{\nu}_\mu + e^- \to \bar{\nu}_\mu + e^-$.

Wenn es nur geladene Ströme gäbe, könnten bei den Reaktionen a) bis c) nur geladene Leptonen im Endzustand auftreten. Die neutralen Ströme machen jedoch auch Reaktionen möglich, in denen sich die Neutrinos nicht umwandeln.

Als Beispiel seien die Ergebnisse von a) aufgeführt, d.h. der Messung des totalen Neutrino-Wirkungsquerschnittes am Nukleon:

$\sigma(\nu N \to \nu x')/\sigma(\nu N \to \mu^- x'')$	$\sigma(\bar{\nu} N \to \bar{\nu} x')/\sigma(\bar{\nu} N \to \mu^+ x'')$	Gruppe	
0,25 ± 0,04	0,56 ± 0,08	Gargamelle	[Blietschau et al.1976]
0,29 ± 0,04	0,39 ± 0,10	HPW	[Benvenutti 1976]
0,24 ± 0,02	0,34 ± 0,09	CIT	[Barish et al. 1976]
0,20 ± 0,06	---	BNL	[Gazzoli et al. 1975]

Wenn man die Verhältnisse für Neutrinos und Antineutrinos vergleicht und mit berücksichtigt, daß für die Wirkungsquerschnitte mit Muonen im Endzustand

$$\frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ x)}{\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- x')} = 0{,}38 \pm 0{,}02 \quad \text{[Faissner 1975]}$$

gilt, stellt man fest, daß die Wirkungsquerschnitte der neutralen Ströme

$$\sigma_{NC}(\bar{\nu}) \neq \sigma_{NC}(\nu)$$

verschieden sind.

Dies ist ein sehr wichtiges Ergebnis, denn in allen bisher zugänglichen Theorien, in denen der neutrale Strom reiner Vektorstrom oder reiner Axialvektorstrom ist, wird die Gleichheit der beiden Wirkungsquerschnitte verlangt [Pais 1974].

Man hat daher einen starken Hinweis, daß die schwachen neutral-hadronischen Ströme Vektor- und Axialvektorstromanteile enthalten und damit paritätsverletzend wirken.

Es gibt eine Reihe von Modellen über die schwache Wechselwirkung, die neutrale hadronische Ströme fordern oder enthalten. Eine der attraktivsten dieser

Theorien ist von Weinberg [1967] und Salam [1968] formuliert worden. Sie ist eine renormierbare, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung vereinigende Theorie. Sie fordert außer schweren geladenen Vektorbosonen ($W^{\pm}$) auch ein neutrales Vektorboson (Z^{o}) als die die Wechselwirkung vermittelnden Teilchen. Das neutrale Boson erzeugt leptonische und hadronische neutrale Ströme. In diesem Modell würde eine Kopplung von Leptonen und Quarks an Z^{o} die Parität verletzen (Abb. 2) und Neutrinos und Antineutrinos haben dort verschiedene Neutral-Strom-Wirkungsquerschnitte.

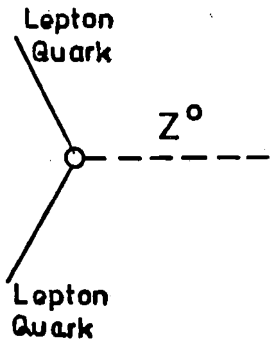


Abb. 2: Kopplung von Leptonen und Quarks an Z^{o}

Die Weinberg-Salam-Theorie hat einen einzigen freien Parameter, den Weinbergwinkel Θ_W, der mit dem Massenverhältnis von geladenen und neutralen intermedialen Vektorbosonen (M_W/M_Z) verknüpft ist.
Aus den oben genannten Neutrino- und Antineutrinoexperimenten wurde ein Wert $\sin^2\Theta_W = 0.24 \pm 0.02$ [Holder et al. 1977] ermittelt.

I.2.2 Experimente in der Atomhülle

Die Existenz der neutralen Ströme erzeugt über den Austausch von Z^{o}-Bosonen ein schwaches Potential zwischen Elektronen und Atomkernen [M.S. Bouchiat und C. Bouchiat 1974]. Auch dieses Potential verletzt die Parität und mischt in einem angeregten Atom Zustände von entgegengesetzten Paritäten. Es wird dann z.B. ein elektrischer Dipol mit einem erlaubten magnetischen Dipol-Übergang gekoppelt. Die Interferenz zwischen beiden Multipolen bewirkt bei absorbierter Strahlung unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht und führt damit zu einer Rotation der Polarisationsebene linearpolarisierten Lichtes [Soreide et al. 1976].

Bisher wurden zwei unabhängige Experimente mit atomarem Bi-Dampf durchgeführt. Man hat linearpolarisiertes Laser-Licht durch zwei zueinander gekreuzte Polarisatoren, zwischen denen sich ein Bi-Dampf-Ofen befand, geschickt. Es wurden die erlaubten M1-Übergänge mit der Frequenz λ = 648 nm (Oxford) und λ = 876 nm (Washington) vom Grundzustand angeregt.
Unter idealer paritätserhaltender Bedingung darf keine Transmission des Lichtes durch das zweite Polarimeter stattfinden.

Bei diesen Experimenten wurde das Verhältnis der Amplituden R = E1/M1 bestimmt. In folgender Tabelle sind die theoretischen und experimentellen Werte zusammengestellt.

R	Exp.	Theor.	Lit.
R_{876} nm	$-0.7\pm3.2\cdot10^{-8}$	$-2.5\cdot10^{-7}$	Washington (Henley et al.[1976]) (Lewis et al.[1977])
R_{648} nm	$+2.7\pm4.7\cdot10^{-8}$	$-3\ \ \cdot10^{-7}$	Oxford (Sandars et al. [1977])

Die angegebenen statistischen Fehler stellen zwei Standardabweichungen dar. Die Autoren geben auch an, daß die systematischen Fehler kleiner als $\pm10^{-8}$ sind. Innerhalb dieser Ungenauigkeit sind die obigen Resultate mit R = O verträglich. Dies steht im Widerspruch zum Weinberg-Salam-Modell.

Als Erklärung für die Diskrepanz gibt es folgende Möglichkeiten: es könnte sein, daß

- in der theoretischen Voraussage die Wellenfunktion der Elektronen am Kernort falsch abgeschätzt wurden. In diesem Fall bestünde die Möglichkeit, die Weinberg-Salam-Theorie in ihrer einfachsten Form zu erhalten. Anderenfalls müßte die Theorie modifiziert werden zum Beispiel in dem Sinn, daß
- die neutralen Ströme vom reinen V- oder reinen A-Typ sind und daher nicht die Parität verletzen oder
- daß zwei neutrale Vektorbosonen auftreten, von denen eines axial das andere vektoriell gekoppelt ist [Mohapatra et al. 1977].

Das bisherige Ausbleiben eines Erfolges bei den atomaren Experimenten läßt die kernphysikalischen Untersuchungen besonders interessant erscheinen.

I.2.3 Untersuchungen von Kernzuständen

Die schwache Nukleon-Nukleon Wechselwirkung ist in den vergangenen Jahren an einer Reihe von Kernen experimentell nachgewiesen worden. Im Gegensatz zu den genannten Reaktionen der Elementarteilchenphysik und auch zu den Untersuchungen in der Atomhülle kann man für Kerne kein Experiment angeben, das nur dann einen Effekt nachzuweisen gestattet, wenn neutrale Ströme auftreten. Alle Experimente, die an Kernen durchgeführt worden sind, stützen sich auf Paritätsbeimischungen zu Kernzuständen aufgrund der paritätsverletzenden Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung. Alle beobachteten Effekte sind jedoch - im Rahmen der möglichen Voraussagen - allein auf der Basis der Cabibbo-Theorie möglich. Es gibt daher noch keine relevanten Experimente zur Paritätsverletzung durch neutrale Ströme. Im einzelnen sind bisher folgende Untersuchungen durchgeführt worden:

I.2.3.1 Untersuchungen des paritätsverbotenen α-Zerfalles

Es wurde ein paritätsverbotener α-Zerfall vom 8,87 MeV 2^--Zustand in ^{16}O beobachtet [Wäffler et al. 1970]. Die gefundene Zerfallsbreite ist $\Gamma_\alpha = (1.03 \pm 0.28) \cdot 10^{-10}$ eV. Sie ist proportional zu F_i^2. Der Zerfall ist vom Typ $\Delta I = 0$; man weiß jedoch (siehe Kapitel I.4), daß zu neutralen Strömen im wesentlichen $\Delta I = 1$-Ströme beitragen. Das Versuchsergebnis gestattet daher keine Aussage über die Existenz neutraler Ströme.

I.2.3.2 Beobachtung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie nach Kernreaktionen mit polarisierten Teilchen

Die Methode besteht in der Messung der Asymmetrie A, einer γ-Strahlung bezüglich der Spins von polarisierten Kernen. Die Kerne können zum Beispiel durch den Einfang polarisierter Teilchen polarisiert werden. Es wurden folgende Fälle untersucht:

$^{113}Cd + n \rightarrow {}^{114}Cd + \gamma$,

$^{22}Ne(p_{pol}, \alpha\gamma)\ {}^{19}F$ und

$n_{pol} + p \rightarrow d + \gamma$.

Die Ergebnisse verschiedener Labors für die Untersuchungen an ^{113}Cd
sind jedoch im Widerspruch zueinander, so daß die Frage nach dem Effekt in diesem Fall noch offen ist.

Die Asymmetrie in polarisiertem ^{19}F wurde von Adelberger et al. [1977] zu $A = -(6 \pm 3.3) \cdot 10^{-5}$ gemessen. Dieses Experiment ist auf $\Delta I = 0,1$ empfindlich. Die theoretischen Rechnungen von Gari et al. [1975] und M.A. Box und H.J. McKellar [1975] auf der Basis des Cabibbo-Modells ergeben etwa den experimentellen Wert. Wegen der Unsicherheiten in Theorie und Experiment können noch keine Aussagen über Beiträge neutraler Ströme gemacht werden.

Die Messung der Asymmetrie bei Neutron-Proton-Einfang wurde kürzlich von J.F. Cavaignac et al. [1977] zu $A = (0.6 \pm 2.1) \cdot 10^{-7}$ gemessen. Dieses Experiment ist auf $\Delta I = 1$ empfindlich. Die theoretischen Vorhersagen von konventionellen Modellen liegen bei etwa 10^{-8} [Lassey und McKellar 1976] und liegen bei neutralen Strömen zwischen $5 \cdot 10^{-8}$ und $2 \cdot 10^{-7}$ [Gari und Schlifter 1975]. Die Meßgenauigkeit ist noch etwas schlechter als die von der Theorie vorhergesagten Effekte, so daß auch hier keine Schlüsse auf Beiträge neutraler Ströme gezogen werden können.

I.2.3.3 Beobachtung der Zirkularpolarisation einer γ-Strahlung von unpolarisierten Kernen

Am erfolgreichsten war bisher die Messung der zirkularpolarisierten Photonen, die von unpolarisierten Kernen emittiert werden. Wichtige Ergebnisse sind zum Beispiel:

γ-Übergang	Autoren	$P_\gamma \cdot 10^6$
$n+p \to d+\gamma$	Lobashov et al. [1972]	$-1{,}30 \pm 0{,}45$
^{41}K, 1291 keV	Lobashov et al. [1969]	19 ± 3
^{175}Lu, 396 keV	Kuphal et al. [1974]	57 ± 8
^{180}Hf, 501 keV	Jenschke et al. [1972]	-2280 ± 150
^{181}Ta	Jenschke et al. [1972]	$-3{,}8 \pm 1{,}0$

Die theoretische Voraussage zu den aufgeführten Ergebnissen ist schwierig. Einmal ist das Isospinverhalten von schweren Kernen nicht zu erfassen, zum anderen sind die Rechnungen im Detail sehr kompliziert. Die leichten Kerne sind einfacher zu behandeln. Danilov [1965] zeigte, daß der Neutroneneinfang am Proton gute Information über den Isospincharakter der des schwachen V^{PNC} gibt. Er fand, daß die Zirkularpolarisation P_γ der Photonen nur von $\Delta I = 0,2$-Anteilen des schwachen Potentials abhängt. In einer weiteren Arbeit [Danilov 1971] berechnete er den Wert $P_\gamma = 1,9 \cdot 10^8$. Diese und andere theoretische Voraussagen zeigen eine große Diskrepanz zum experimentellen Wert. Eine neue Rechnung von Leroy et al. [1977] zeigt, daß eine Berücksichtigung der neutralen Ströme diese Differenz nicht erklären kann. Es muß daher eine weitere experimentelle Untersuchung abgewartet werden, die gegebenenfalls die Unstimmigkeit beseitigen kann. Die vorstehend genannten Experimente sind, wie aufgezeigt wurde, generell nicht voraussagefähig hinsichtlich eines Auftretens neutraler Ströme. Das liegt - neben der begrenzten Genauigkeit - im wesentlichen daran, daß die untersuchten Kerne nicht nach diesem Gesichtspunkt ausgewählt wurden. Hat man die neutralen Ströme im Auge, muß man das Isospinverhalten der Kerne mit in die Betrachtung einbeziehen.

I.3 Das schwache paritätsverletzende NN-Potential (Ein-Boson-Austausch) in der Weinberg-Salam-Theorie

In der konventionellen Cabibbo-Theorie ist das Potential V_ρ eine Mischung von Isoskalar und Isotensor ($\Delta I = 0,2$), während das Potential V_π vom Ein-π-Austausch Isovektor-Eigenschaften ($\Delta I = 1$) besitzt. Das letztere würde wegen der großen Reichweite dominieren, aber es ist um den Faktor $\sin^2\Theta_c$ unterdrückt, wenn nur geladene Ströme existieren. Das gilt nicht mehr, wenn neutrale Ströme an der Wechselwirkung beteiligt sind. Gari und Reid [1974] geben für den hadronischen Anteil der schwachen Wechselwirkung die folgende Beziehung an:

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[I^{+(W)} I^{(W)} + I^{(Z^o)} I^{(Z^o)} \right] \qquad \text{(I.9)}$$

wobei $I_\mu^{(W)}$ bzw. $I_\mu^{(Z^o)}$ der hadronische Anteil der geladenen

$W^{\pm}$-Boson-Ströme bzw. des neutralen Z^{o}-Boson-Stroms sind, die mit $W^{\pm}$ bzw. Z^{o} gekoppelt sind. Im Gegensatz zum Cabibbo-Modell (Gl. I.1) enthält H_W hier zusätzlich neutrale Ströme $I_\mu^{(Z^o)}$. Für $I_\mu^{(Z^o)}$ gilt:

$$I_\mu^{(Z)} = I_\mu^{(3)} - 2\sin^2\Theta_W \, I_\mu^{em} \tag{I.10}$$

wobei $I_\mu^{(3)}$ die 3. Komponente des schwachen Isospin-Stroms, I_μ^{em} normaler elektromagnetischer Strom und Θ_W der Weinbergwinkel sind. Gari und Reid haben die Kopplungskonstante G_π für π-Austausch unter Benutzung der PCAC- und Stromalgebra-Methode berechnet. Das Resultat ist:

$$G_\pi = f_\pi(1 + A),$$

$$\text{mit} \quad A = \begin{cases} 0 & \text{Cabibbo} \\ \frac{8}{3}\,\frac{\sin^2\Theta_W}{\sin^2\Theta_c} \simeq 16 & \text{Weinberg-Salam} \end{cases} \tag{I.11}$$

wobei $G_\pi = f_\pi$ die gewöhnliche Cabibbo-Kopplungskonstante ist. Das heißt, durch neutrale Ströme ($\Delta S = 0$) wird die totale Kopplungskonstante G_π drastisch vergrößert und kann daher zu einer Anhebung von $V_\pi^{\Delta I=1}$ um den Faktor 10 bis 23 (abhängig von dem Θ_W-Wert) gegenüber dem Cabibbo-Potential führen.

Für das paritätsverletzende Potential gilt

$$V_\pi^{\Delta I=1} = \frac{g f_\pi (1+A)}{8\sqrt{2}\pi M_n} \times (\sigma_1+\sigma_2)\cdot\left[P_{12}, \exp(m_\pi r)/r\right]_- \cdot T_{12}^{(-)} \tag{I.12}$$

Der Einfluß der neutralen Ströme auf V_ρ, $V_{2\pi}$, und ... ist nicht groß und bringt nur eine Änderung um den Faktor 2.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache kann man die Paritätsverletzung in Kernen studieren. Das Gesagte bedeutet, daß man gezielt Einflüsse von $V^{\Delta I=1}$ messen muß. In manchen bereits erwähnten Experimenten sind auch $\Delta I=1$-Potential-Anteile enthalten, aber es ist kaum möglich, die Beiträge von Isoskalar- und Isovektoranteilen mit einiger Sicherheit zu unterscheiden.

Beiträge von V_ρ, $V_{2\pi}$ und ... sind schwer zu erfassen, da sowohl die theoretischen Ungenauigkeiten als auch die Meßgenauigkeit eine Signifikanz innerhalb eines Faktors 2 nicht ermöglichen.

Es war das Ziel der vorliegenden Arbeit, einen besonders erfolgversprechenden Kern F^{18}, mit dem Ziel zu vermessen, Beiträge von neutralen Strömen bei der Paritätsbeimischung in speziellen Zuständen nachzuweisen. Als experimentelle Methode sollte dabei die zirkulare Polarisation der emittierten γ-Strahlung mit Hilfe der sogenannten Transmissionsmethode nachgewiesen werden. In der vorliegenden Arbeit werden Aufbau und Eigenschaften dieses Analysatormagneten vorgestellt. Die besonderen Schwierigkeiten, die hier gegenüber früher durchgeführten Experimenten mit radioaktiven Quellen zu berücksichtigen waren, werden in Kapitel II beschrieben.

Vorher jedoch soll auf die Wahl des zu untersuchenden Kerns eingegangen werden.

I.4 Besondere Eigenschaften von ^{18}F

Schon vor längerer Zeit wurden Messungen der Zirkularpolarisation von 1,082 MeV Photonen in ^{18}F vorgeschlagen (Henley [1968]).

Abbildung 3 zeigt die Energieniveaus in ^{18}F, die für das Experiment von Bedeutung sind (nach Ajzenberg-Selove [1972]).

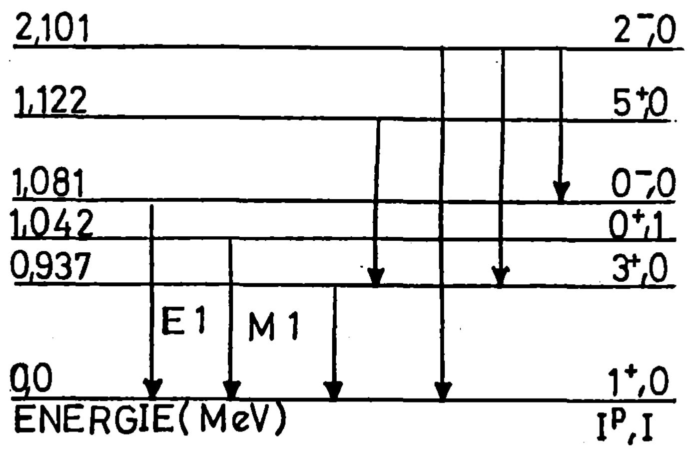


Abb. 3: Energieniveaus von ^{18}F

Der interessante γ-Übergang vom $I = 0^-,0$ (1,081 MeV)-Zustand zum Grundzustand besitzt elektrischen Dipolcharakter, während der in der Nähe liegende $I = 0^+,1$ (1,042)-MeV-Zustand durch magnetische Dipolstrahlung zum Grundzustand zerfällt. Für die Auswahl des Kerns ^{18}F waren folgende Gesichtspunkte ausschlaggebend:

- Es handelt sich um einen leichten Kern mit Niveau bekannter Spins und reinem Isospin.
- Der erlaubte E1-Übergang von 0^-, $I = 0$-Zustand zum 1^+, $I = 0$-Grundzustand ist behindert (isospinverboten

wegen der Eigenschaft der selbstkonjugierten Kerne; Lebensdauer $\tau_{1/2} = (3\pm 0,3)\cdot 10^{-11}$s) (Alexander [1966]).

- Es gibt nur ein Energieniveau (0^+, I=1 bei 1,042 MeV, $\tau_{1/2} = 0,4\cdot 10^{-14}$s), das zum 1,082 MeV-Zustand beigemischt wird. Die Beimischung ist relativ groß, da die Übergänge nur 39 keV voneinander entfernt sind.

Die zu erwartende zirkulare Polarisation ist aufgrund der einfacheren Struktur von ^{18}F leichter zu berechnen als bei den bisher gemessenen Übergängen. Gari et al. [1975] sagen eine Polarisation von $3,6\cdot 10^{-4}$ für das Cabibbo-Modell und $5,7\cdot 10^{-3}$ für das Weinberg-Salam-Modell voraus. Bei Vorhandensein neutraler schwacher Ströme sollte also ein um eine Größenordnung größerer Effekt nachweisbar sein.

Ein wesentlicher Nachteil der Verwendung von ^{18}F ist folgender: Der fragliche Zustand kann nicht mittelbar über einen länger lebigen Zerfall erreicht sondern muß über eine Kernreaktion erzeugt werden. Dies macht die Durchführung der Versuche am Strahl des Beschleunigers notwendig. Dadurch ergeben sich erhebliche Schwierigkeiten.

II. DER TRANSMISSIONSMAGNET ALS γ-POLARIMETER

II.1 Nachweis der γ-Zirkularpolarisation durch Compton-Effekt

Zum Nachweis der Zirkularpolarisation der γ-Strahlung von Kernübergängen wurde bevorzugt die Compton-Streuung an polarisierten Elektronen in magnetisiertem Eisen ausgenutzt. Der Einfluß der Photonen- und Elektronenpolarisation auf den Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses wurde von verschiedenen Autoren (z.B. Schopper [1958]) berechnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die gestreuten Quanten mit zirkularer Polarisation P_c hat folgende Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_o^2}{2} \left(\frac{k}{k_o}\right)\{\phi_o + f\, P_c \cdot \phi_c\} \qquad \text{(II.1)}$$

$$\phi_o = 1 + \cos^2\Theta + (k_o - k)(1-\cos\Theta) \qquad \text{(II.2)}$$

$$\begin{aligned} \phi_c &= -(1-\cos\Theta)\left[(\vec{k}_c\cos\Theta + \vec{k})\cdot\vec{s}\right] \\ &= -(1-\cos\Theta)\left[(k_o+k)\cdot\cos\Theta\cdot\cos\psi + k\cdot\sin\Theta\cdot\sin\psi\cdot\cos\varphi\right] \end{aligned} \qquad \text{(II.3)}$$

$\vec{s}$ Elektronenspin

$\vec{k}_o, \vec{k}$ Photonenimpuls vor und nach der Streuung in Einheiten von mc

ϕ_o polarisationsunabhängiger (Klein-Nishina)-Anteil der Streuung

ϕ_c polarisationsabhängiger Anteil der Streuung

f prozentualer Anteil der polarisierten Elektronen in Eisen

r_o $= 2{,}8182\times10^{-13}$ cm klassischer Elektronenradius

Die Winkel sind aus Abbildung 4 ersichtlich.

Das Meßprinzip besteht darin, daß man bei Variation einer geometrischen Größe eine Änderung von $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ mißt, aus der man auf P_c schließen kann. Offenbar gibt es dazu 2 Möglichkeiten:

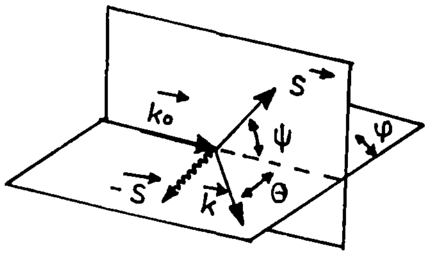


Abb. 4: Compton-Streuung an polarisierten Elektronen. Die Umkehr des Elektronenspins $\vec{s}$ entspricht der Transformation $\psi \rightarrow \psi + \pi$.

- Entweder durch Umkehr der Elektronenspinrichtung $\vec{s} \rightarrow -\vec{s}$, die $\psi \rightarrow \psi+\pi$ ändert und damit eine Vorzeichenänderung in ϕ_c hervorruft, oder
- durch die Positionsänderung des Zählers $\varphi \rightarrow \varphi+\pi$ wobei die Spinrichtung unverändert bleibt.

Im folgenden wird auf die erstgenannte Möglichkeit Bezug genommen. Wenn $P_c \neq 0$, dann ändert sich bei Umkehr der Elektronenspinrichtung die Intensität gestreuter Quanten aufgrund der unterschiedlichen Streuquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.
Die Meßgröße ist der Intensitätseffekt δ, definiert als

$$\delta = \frac{2(N^+ - N^-)}{N^+ + N^-} = \varepsilon P_c \qquad \text{(II.4)}$$

$N^+(N^-)$ ist die gemessene γ-Intensität für den Fall, daß die Magnetisierung im Analysator in Richtung der Quelle (weg von der Quelle) zeigt. ε ist die Analysierkraft zum Nachweis von P_c. Es gibt grundsätzlich zwei verschiedene Beobachtungsmethoden.

II.1.1 Streumethoden

Hierbei werden die an den polarisierten Elektronen gestreuten Quanten gemessen. Es gibt prinzipiell drei Möglichkeiten des Nachweises [siehe dazu z.B. Schopper 1958]:

- in Vorwärtsgeometrie. Der optimale Streuwinkel ist eine Funktion der γ-Energie. Für 1 MeV Quanten ist der optimale Streuwinkel $\Theta_{opt} \approx 60^{o}$

- in Rückwärtsgeometrie. In dieser Anordnung ($\Theta_{opt}=180^{o}$) ist zwar die Polarisationsabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes vergleichsweise groß, doch geht der Anteil der rückgestreuten Quanten mit zunehmender Energie stark zurück. Zusätzlich sind die rückgestreuten Quanten wegen ihrer kleinen Energie nur schwer von der Untergrundstrahlung zu trennen

- nach der Beard-Rose-Methode. Dabei wird $\vec{k}_o$, die Richtung der einfallenden Quanten senkrecht zur Polarisationsrichtung der Elektronen gewählt. Dann wird die azimutale Asymmetrie der gestreuten Quanten in Bezug auf $\vec{k}_o$ ein Maß für die Polarisation P_c der einfallenden Quanten. Der Vorteil dieser Methode liegt in der Möglichkeit der Wahl großer Raumwinkel. Auch erhält man relativ große Effekte δ. Wegen der Beobachtung in Rückwärtsrichtung leidet jedoch die Methode an denselben Nachteilen wie bei klassischer Beobachtung in Rückwärtsgeometrie.

II.1.2 Transmissionsmethode

Hierbei wird der das magnetisierte Eisen durchdringende Anteil der γ-Quanten beobachtet. Der gestreute, nichtbeobachtete Anteil der Strahlung hängt wiederum von der zirkularen Polarisation P_c der Quanten ab und damit auch der transmittierte Anteil. Den größten Effekt δ erhält man für $\vec{k}_o$ parallel oder antiparallel (ψ = 0 oder 180^{o})

zur Orientierung der Elektronenspins. Durch Integration von Gleichung II.1 über Θ für $\psi = 0$ oder 180° erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma = \sigma_o + f\, P_c \sigma_c \tag{II.5}$$

wobei σ_o der polarisationsabhängige und σ_c der polarisationsunabhängige Teil des Wirkungsquerschnittes ist. Für den polarisationsabhängigen Anteil σ_c gilt

$$\sigma_c^{\pm} = \pm 2\pi r_o^2 \left[\frac{1+4k_o+5k_o^2}{k_o(1+2k_o)^2} - \frac{1+k_o}{2k_o^2} \ln(1+2k_o)\right] \tag{II.6}$$

Das Vorzeichen ($\pm$) weist auf die parallele und antiparallele Stellung des Photonenspins zum Elektronenspin hin. Für den polarisationsunabhängigen Anteil im Wirkungsquerschnitt gilt

$$\sigma_o = 2\pi r_o^2 \left\{\frac{1+k_o}{k_o^2} \left[\frac{2(1+k_o)}{1+2k_o} - \frac{1}{k_o} \ln(1+2k_o)\right] + \frac{1}{2k_o} \ln(1+2k_o) - \frac{(1+3k_o)}{(1+2k_o)^2}\right\} \tag{II.7}$$

Die Polarisation wird wie üblich definiert als

$$P_c = \frac{I_r - I_l}{I_r + I_l} \tag{II.8}$$

wobei I_r bzw. I_l die Anzahl der rechts- bzw. linkszirkularpolarisierten Quanten sind. Bezeichnet man mit I_r^o und I_l^o die Anfangsintensitäten und mit $I_r^{\pm}$ und $I_l^{\pm}$ die transmittierten Intensitäten (bei Magnetisierung + oder -) so erhält man

$$\begin{aligned} I_r^{\pm} &= I_r^o \cdot \operatorname{Exp}\{-NL(\sigma_o Z \pm \sigma_c \nu)\} \\ I_l^{\pm} &= I_l^o \cdot \operatorname{Exp}\{-NL(\sigma_o Z \mp \sigma_c \nu)\}. \end{aligned} \tag{II.9}$$

mit $N^{\pm} = I_r^{\pm} + I_l^{\pm}$.

Aus II.4 folgt

$$\delta = - 2 P_c \tanh(NL\sigma_c\nu) \qquad \text{(II.10)}$$

wobei N die Anzahl der Eisenatome pro cm^3, L die effektive Länge des Eisenanalysators und $\nu = Z \cdot f = 2{,}06$ die Anzahl der ausgerichteten Elektronen pro Eisenatom bei der Sättigung bedeuten.

Für kleine $NL\nu\sigma_c$ gilt näherungsweise

$$\delta = -2 NL\nu\sigma_c \cdot P_c = \varepsilon P_c \qquad \text{(II.11)}$$

Der Effekt δ ist direkt proportional zur Absorberdicke L. Andererseits nimmt die Transmissionsrate mit zunehmendem L ab. Die optimale Länge L_{opt} ist gegeben durch [Schopper 1958]

$$L_{opt} = \frac{2}{\mu_{Ph}+\mu_o+\mu_{Pair}} \quad \text{und} \quad \delta_{opt} = - \frac{4\mu_c \cdot P_c}{\mu_{Ph}+\mu_o+\mu_{Pair}} \qquad \text{(II.12)}$$

Dabei sind μ_{Ph}, μ_o, μ_{Pair}, μ_c die Schwächungskoeffizienten für Photoeffekt, Comptonstreuung, Paarbildung und polarisationsabhängige Comptonstreuung mit

$$\mu_o = NZ\sigma_o \qquad \text{(II.13)}$$

$$\mu_c^{\pm} = NZ\, f\, \sigma_c^{\pm} \qquad \text{(II.14)}$$

NZ = Anzahl der Elektronen/cm^3 für Eisen = $\frac{2{,}2 \times 10^{24}}{cm^3}$.

Für ein Photon mit der Energie E_γ = 1 MeV und P_c = 1 ist $L_{opt} \simeq 4{,}2$ cm und $\delta_{opt} \simeq 1{,}5\%$. δ_{opt} als Funktion der Energie ist in Abbildung 5 für verschiedene Streugeometrien aufgetragen.

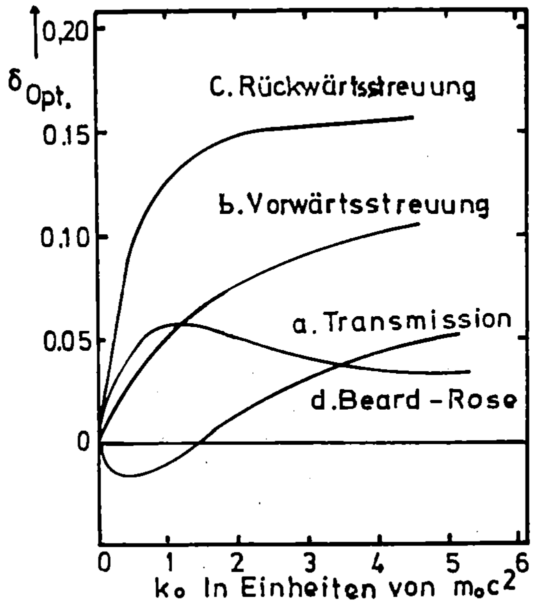


Abb. 5: δ_{opt} als Funktion der Photonenenergie k_o bei Sättigungsmagnetisierung und $P_c = 1$ für verschiedene experimentelle Anordnungen

a) Transmission mit $L=L_{opt}$

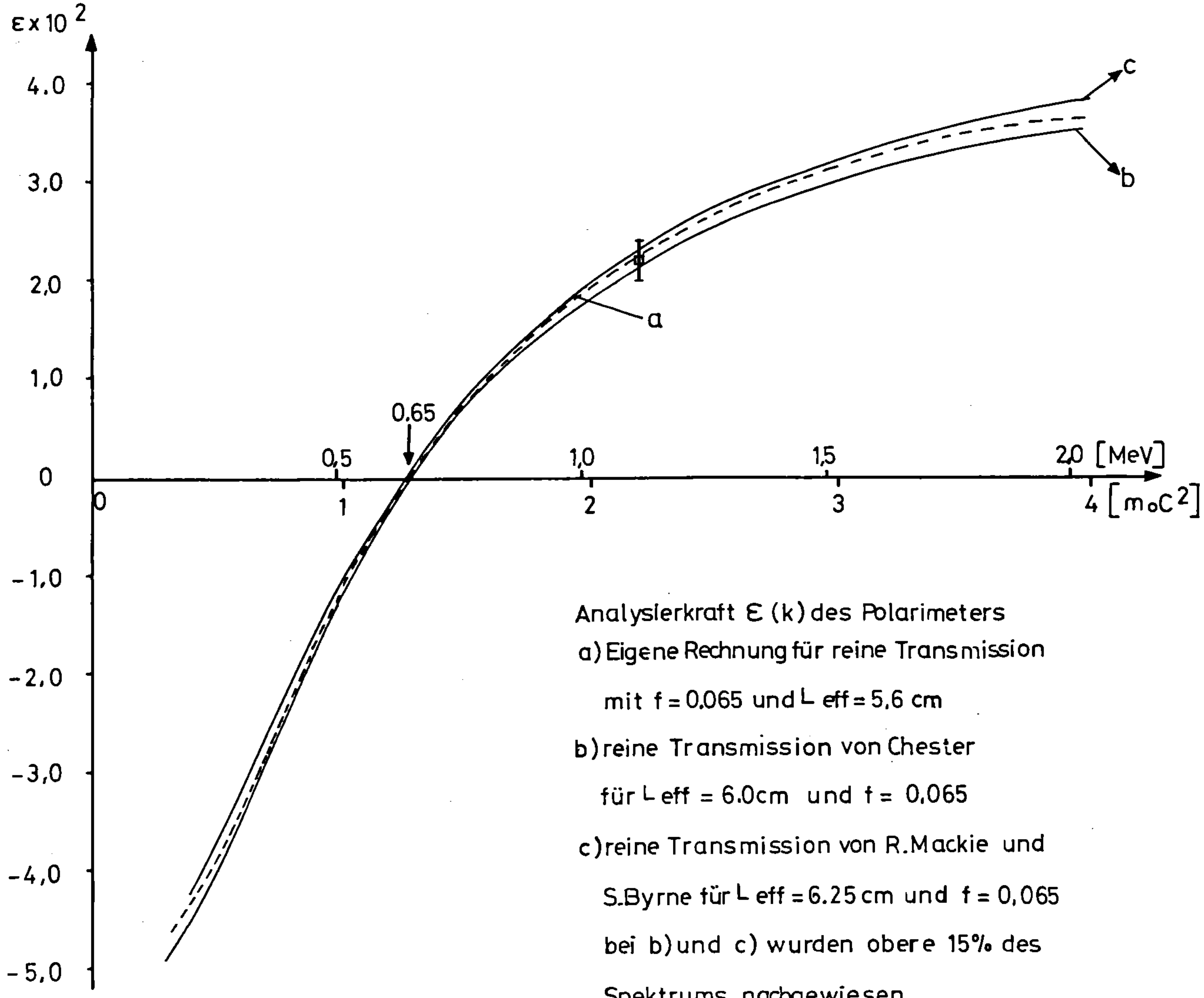
b) Vorwärtsstreuung mit $\Theta=\theta_{opt}$

c) Rückwärtsstreuung

d) Beard-und Rose-Methode [siehe z.B. Frauenfelder und Rossi 1963]

Im Vergleich zur Vorwärtsstreuung (vgl. $E_\gamma=1$ MeV$\rightarrow\delta_{opt}\approx 8\%$) ist hier der Effekt δ bedeutend kleiner. In der vorliegenden Arbeit mußte trotzdem die Transmissionsmethode gewählt werden, da sie allein geeignete Voraussetzung bietet, die nachzuweisende Strahlung energetisch zu spektrometrieren. Bei dem zu erwartenden Mehrlinienspektrum von ^{18}F kann darauf nicht verzichtet werden.

Die Energieabhängigkeit der Analysierkraft ε ist in Abbildung 6 für L_{eff} = 5.6 cm und f = 0.065 für reine Transmission dargestellt.



Analysierkraft ε (k) des Polarimeters

a) Eigene Rechnung für reine Transmission mit f = 0.065 und L_{eff} = 5.6 cm

b) reine Transmission von Chester für L_{eff} = 6.0 cm und f = 0.065

c) reine Transmission von R. Mackie und S. Byrne für L_{eff} = 6.25 cm und f = 0,065

bei b) und c) wurden obere 15% des Spektrums nachgewiesen

◻) Eigene Messung

Abb. 6:

Der Nulldurchgang von ε liegt bei $k^* = 1.252 = 650$ keV, bei $k_o < k^*$ ist $\sigma_c > 0$, also $\varepsilon < 0$ und umgekehrt für $k_o > k^*$.

II.2 Spezielle Anforderungen an den Transmissionsmagneten

Für das vorliegende Experiment ist eine Spektroskopie der γ-Quanten nach Durchlaufen des Polarimeters unerlässlich. Anderenfalls würde die nachzuweisende Energie nur so schwach in der beobachteten Gesamtstrahlung auftreten, daß unrealistisch lange Meßzeiten die Folge wären. Spektrometrie ist am besten im Transmissionsverfahren zu praktizieren. Der für die hier durchzuführenden Untersuchungen entworfene und erstellte Transmissionsmagnet ist in Abbildung 7 dargestellt.

Der Magnet hat die Gestalt eines Rades mit Außen- und Innenring und 4 Speichen kreisförmigen Querschnitts als Transmissionsstrecken. Das Target sitzt im Mittelpunkt des Innenringes. Durch Bleikollimatoren soll erreicht werden, daß nur Streuung, die die magnetisch gesättigten Transmissionsstrecken durchlaufen hat, in die Zähler gelangt.

Als Material wurde ARMCO-Eisen verwendet. Die vier Wicklungen bestehen aus Kupferbändern von 5 cm Breite und 1 mm Dicke. Das von diesen Wicklungen erzeugte Magnetfeld addiert sich im Innenraum des Magneten, kompensiert sich im Außenraum und ist speziell am Ort des Targets gleich Null.

Die Konstruktion des Magneten erfolgte unter Beachtung des Prinzips, das für den Magnetfluß in den Transmissionszylindern und den Rückflußringen der gleiche Querschnitt zur Verfügung stehen muß (siehe dazu Abb.8).

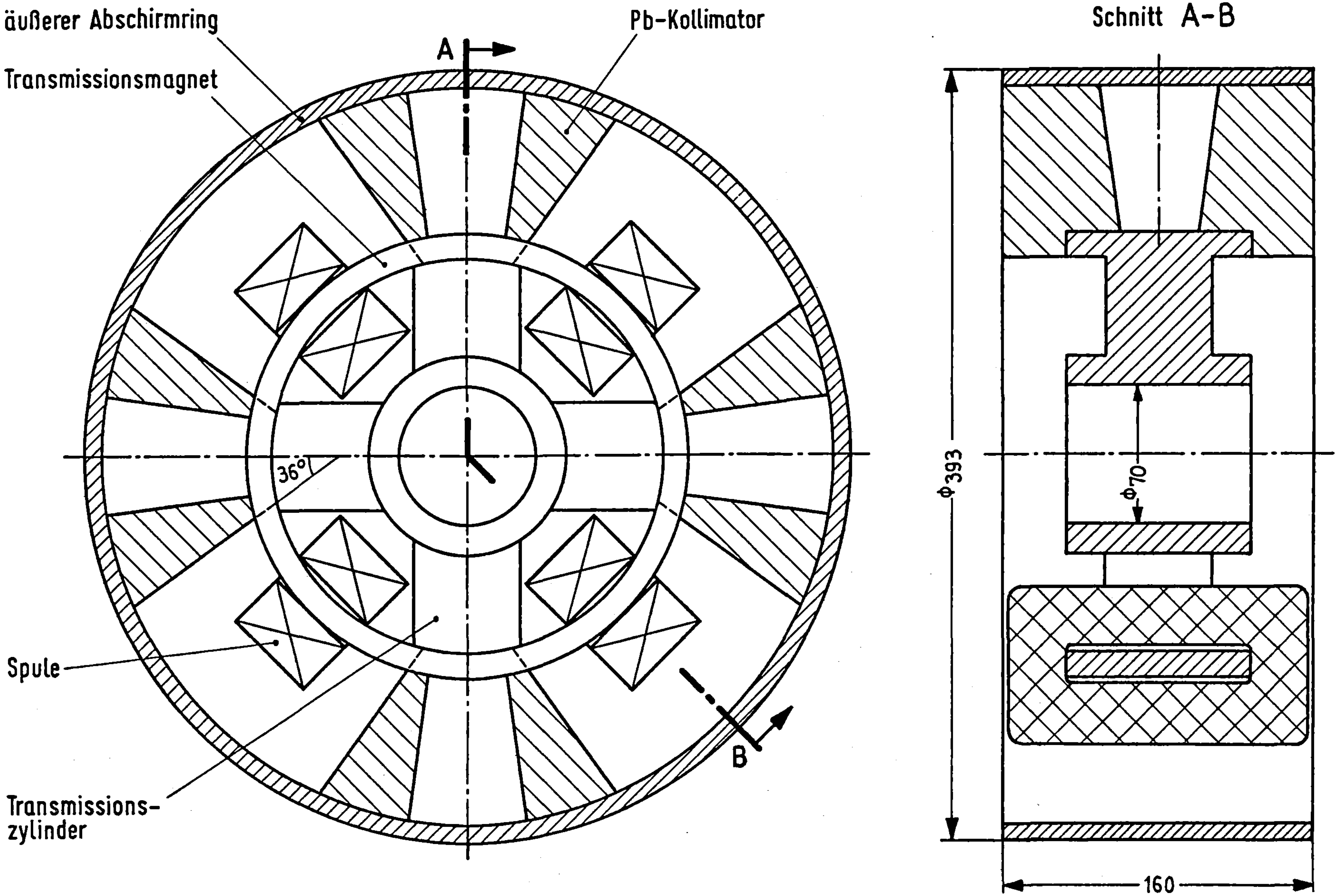


Abb. 7: Der Transmissionsmagnet

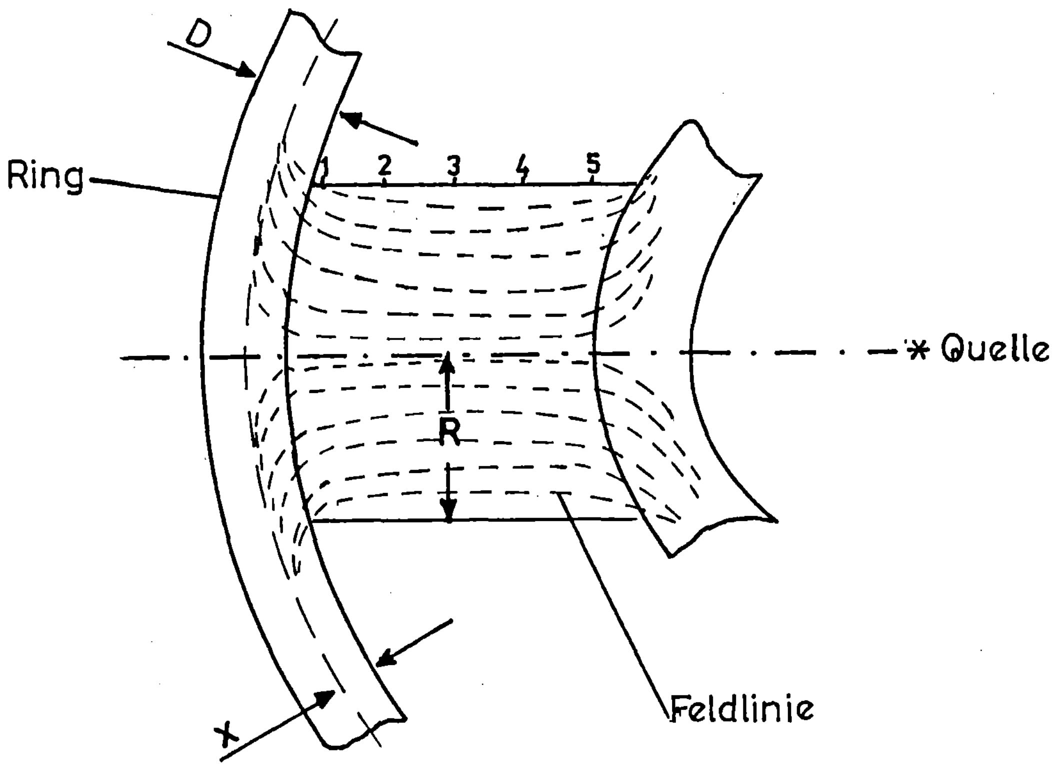


Abb. 8: Skizze zur Berechnung des Querschnitts für die Rückflußringe. An den mit 1 bis 5 bezeichneten Stellen wurden Flußmessungen durchgeführt (siehe Tabelle Kapitel II.3).

Aus Abbildung 8 folgt $\pi R^2 = 2\pi RD \rightarrow D = \frac{R}{2}$.

Für einen parallel gebündelten γ-Strahl erhält man im äußeren Ring eine mittlere Magnetisierung.

$$B = \frac{\int B \cdot \cos\phi \cdot dF \cdot dx}{\pi R^2 \cdot D}$$

mit $\int B \cdot \cos\phi dF = \overline{B} \cdot 2\pi R \cdot x$

$\overline{B}$ = mittlere Induktion.

Nach der Integration folgt

$$B = \frac{1}{2}\,\overline{B} \ .$$

Damit ist die Dicke des Ringes zu D = 13.75 mm bestimmt wobei R = 27.5 mm ist.

II.2.1 Bestimmung des Anteils f der ausgerichteten Elektronen

Die Magnetisierung M ist gegeben durch

$$M = \frac{B}{4\pi} \qquad \text{(II.15)}$$

B ist die magnetische Induktion. Der Spinbeitrag zu dieser Magnetisierung [siehe z.B. Steffen und Frauenfelder 1965] ist

$$M_s = 2\times M \frac{(g'-1)}{g'} \qquad \text{(II.16)}$$

g' ist der von Scott [1962] eingeführte Magneto-chemische Faktor. Er gibt an, inwieweit Bahnanteile zur Magnetisierung beitragen.

g' = g (im üblichen Gyro-magnetischen Verhältnis) = 2 für reinen Spinanteil.

Die Magnetisierung M_s setzt sich aus den einzelnen magnetischen Momenten wie folgt zusammen

$$M_s = n\cdot f\cdot \mu_B \qquad \text{(II.17)}$$

$\mu_B = 9.271\cdot 10^{-21}$ Gauß$\cdot$cm^3 = Bohr'sches Magneton
$n = 2.205\cdot 10^{24}$ cm^{-3} = Anzahl der Elektronen pro cm^3 im Eisen.

Damit ist

$$f = \frac{M_s}{n\cdot \mu_B} \qquad \text{(II.18)}$$

Um die magnetische Induktion B zu bestimmen, wurde die B-H-Kurve der Speichen (der Transmissionsstrecken) mit Hilfe einer um diese gelegten Magnetspule und einem vorab in einem genau bekannten Standardfeld geeichten Flußmeter bis in die Sättigung aufgenommen. Abbildung 9 zeigt die Flußmessung für Ströme bis 80 A. Man sieht, daß der Fluß sich bei 80 A gegenüber dem Betriebswert von 60 A nur um ca. 3% erhöht.

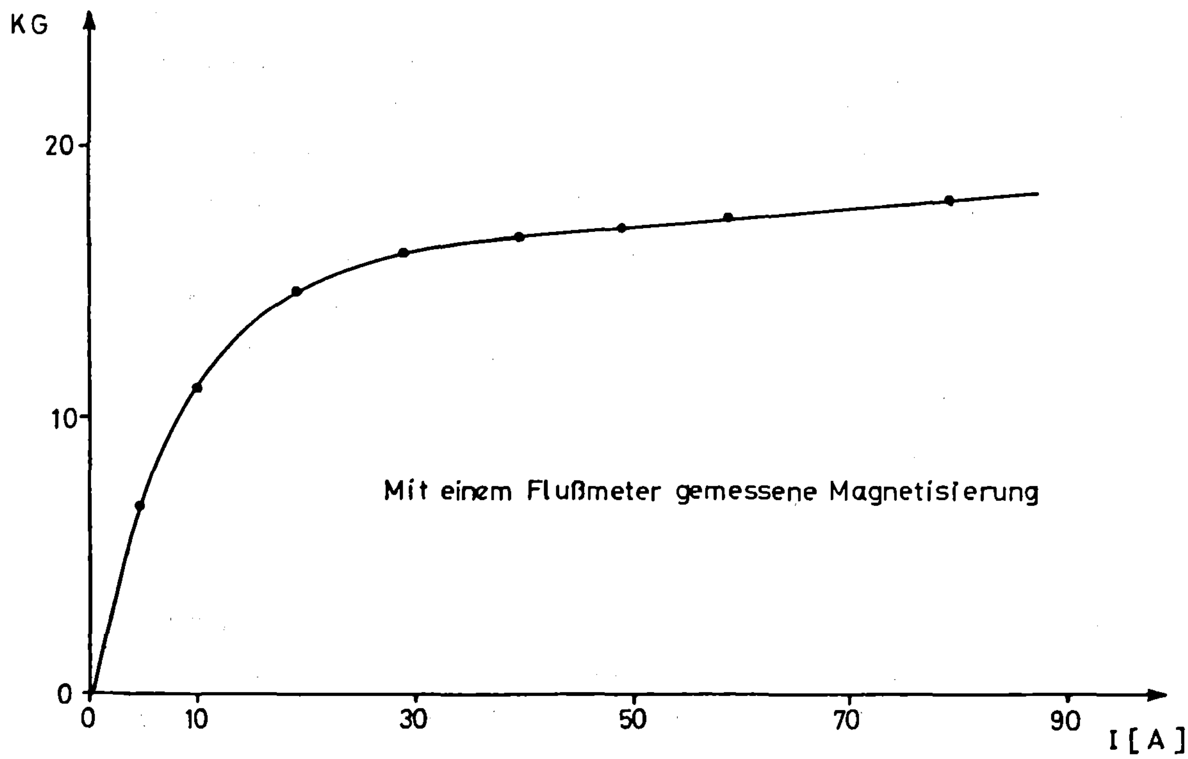


Abb. 9: Magnetisierungskurve

Für I = 60 A erhalten wir eine Induktion B = 17,5 kG. Mit dem gemittelten g' = 1,919 für reines Eisen [Scott 1962] ergibt sich f = 0,065.

Die Analysierkraft ε des Magneten (siehe Kapitel IV) ist direkt proportional zum Anteil f der polarisierten Elektronen.

II.2.2 Die Homogenität der Magnetisierung

Um die Homogenität des Feldes im Transmissionsmagneten zu untersuchen, wurde an einer Speiche in verschiedenen Stellen (siehe Abb.8) das Magnetfeld mit Hilfe eines Integrators gemessen. Zu diesem Zweck wurde an markierten Stellen eine Meßspule mit 2 Wicklungen von 0,3 mm Dicke und einer Fläche F = 23,76 cm^2 angebracht. Beim Umpolen des Magnetfeldes wird eine Spannung U(t) in der Meßspule induziert. Diese wird an den Eingang des Integrators gelegt. Die Induktion berechnet sich zu

$$U_a(t) = \frac{\int U(t)}{R \cdot C} \cdot dt.$$

mit $\int U(t) = 2B \cdot F \cdot n$, wobei n die Anzahl der Wicklungen ist, d.h. $U_a(t)$ ist der magnetischen Induktion B direkt proportional. Aus dem gemessenen Induktionssignal ΔU_a läßt sich die Magnetisierung berechnen:

$$\Delta U_a = \frac{U(t)}{R \cdot C} \cdot dt = \frac{2B \cdot F \cdot n}{R \cdot C}$$

Tabelle I zeigt die ΔU_a-Werte und die dazugehörigen B-Werte beim Betriebsstrom I = 60 A.

Die Messung zeigt, daß die Homogenität des Feldes in den Transmissionszylindern im Rahmen der benötigten Genauigkeit gewährleistet ist. Der Mittelwert von

B beträgt 17,33 kΩ und stimmt mit der Flußmetermessung auf 1% überein.

Tabelle I

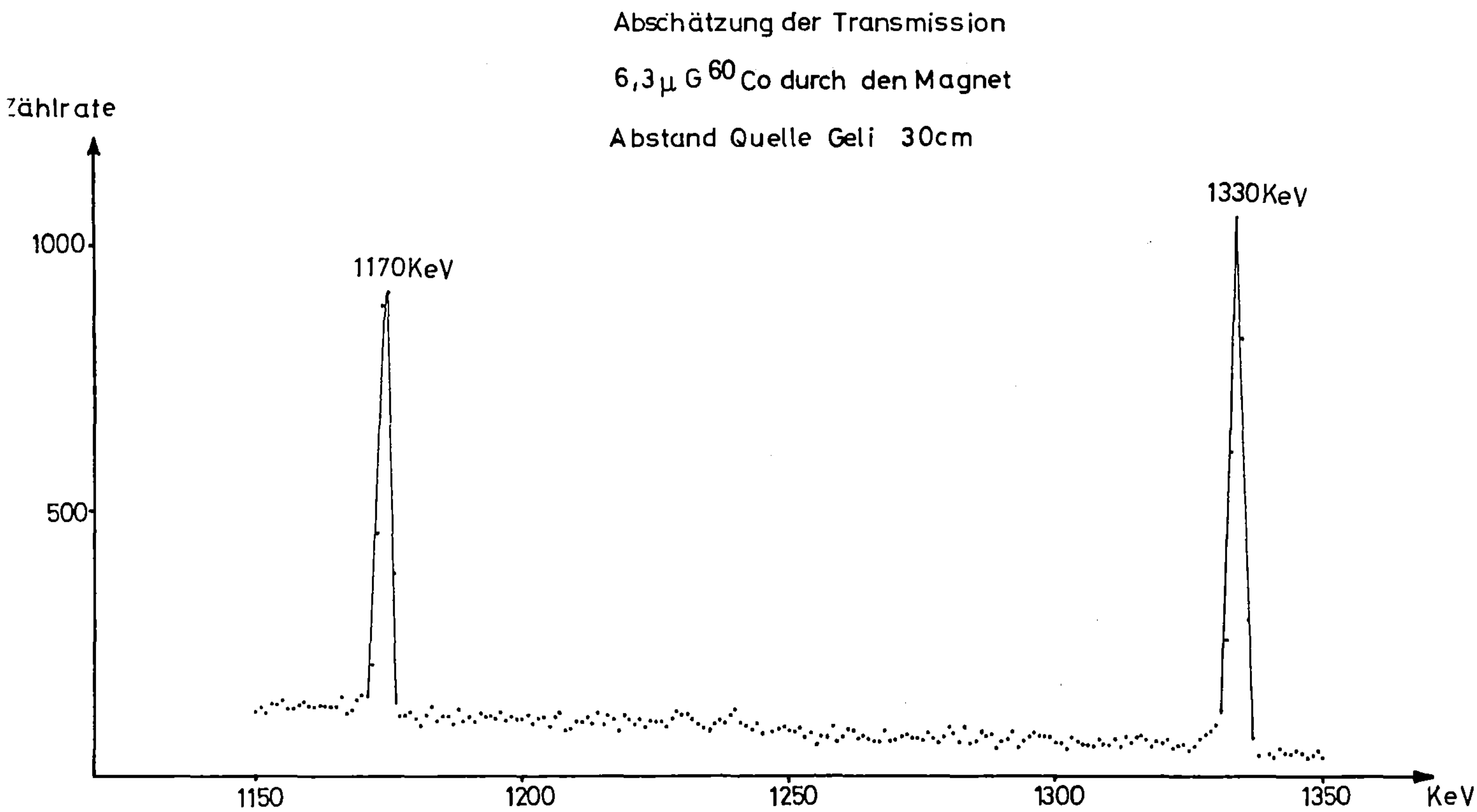
Stelle	ΔU_a [Volt]	B [kG]
1	0,1240	17,44
2	0,1239	17,43
3	0,1235	17,37
4	0,1228	17,27
5	0,1216	17,11

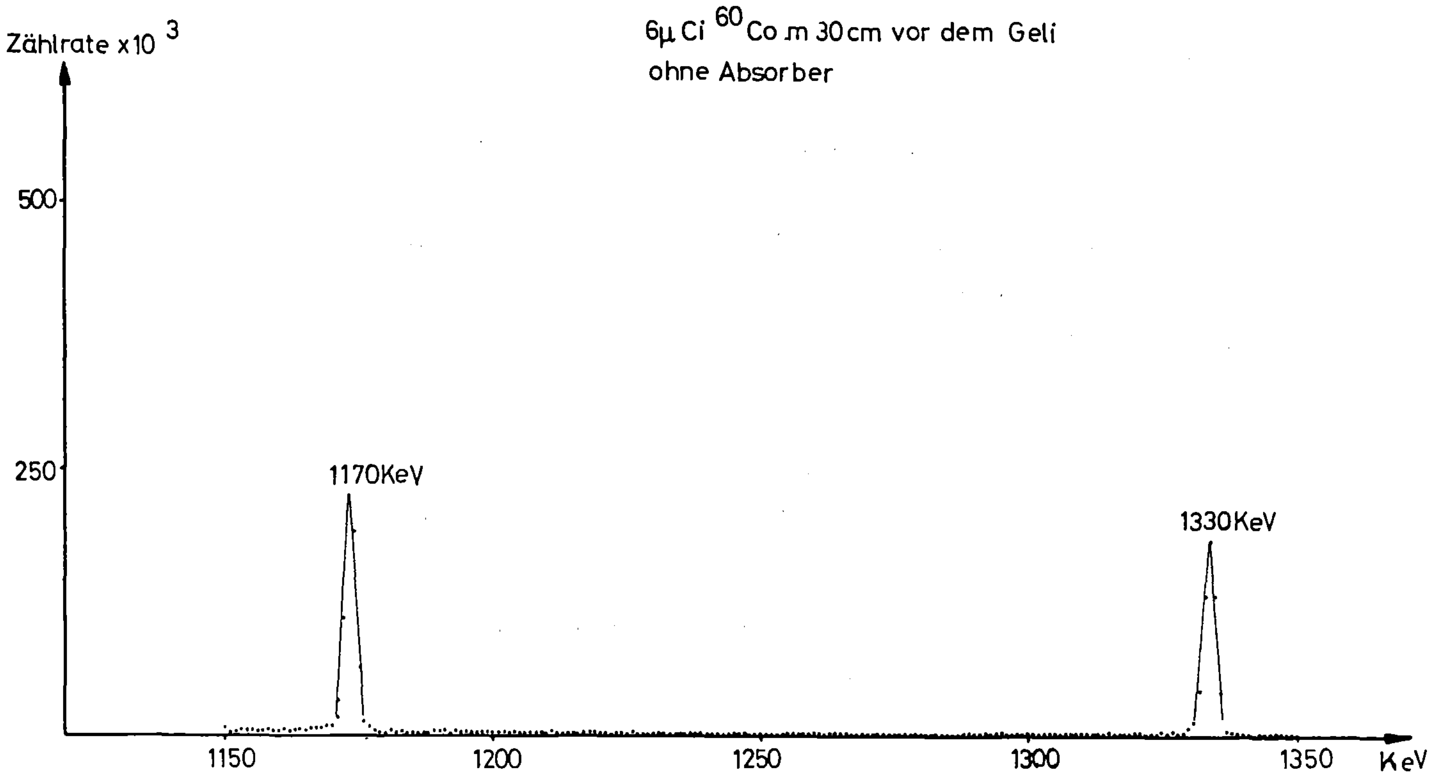
II.2.3 Bestimmung der Transmission

Die Transmission des Magneten wurde in folgender Weise bestimmt: Das γ-Spektrum einer 6.3 μCi ^{60}Co-Quelle (mit Energien 1,17 und 1,33 MeV) wurde ohne Absorption und mit Absorption durch den Transmissionsmagneten aufgenommen. Die Abbildungen 10 und 11 zeigen die jeweiligen Spektren.

Aus den Intensitätsverhältnissen der γ-Linien wurde die Transmission I/I_o = 3,3% für L = 7,85 cm bei 1,17 MeV bestimmt.

In Abbildung 12 sind die beiden Meßwerte in eine berechnete Kurve eingetragen.





<u>Abbildungen 10 und 11:</u>

Zur Bestimmung der Transmission des Magneten mit Hilfe einer ^{60}Co-Quelle

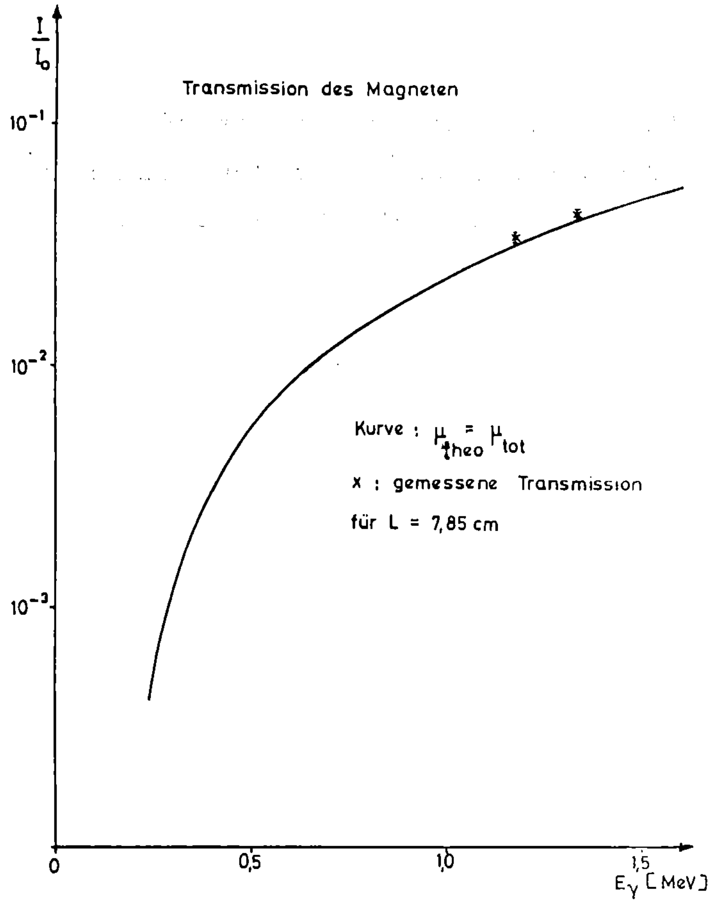


Abb. 12: Die Transmission von γ-Strahlung durch das Polarimeter

II.2.4 Effekte durch Magnetostriktion

Durch magnetostriktive Effekte können Änderungen Δ in der effektiven Länge der zu durchstrahlenden Magnetzylinder auftreten. Mit Hilfe eines induktiven Wegabnehmers, der mit integrierter Elektronik arbeitet, konnte diese Längenänderung bestimmt werden. Sie beträgt etwa $\pm 3 \cdot 10^{-2}$ µm bei Magnetisierungsänderungen. Diese Längenänderungen sind für die vorliegenden Messungen unbedenklich. Jedoch ist anzunehmen, daß die zwischen Innen- und Außenring eingeschrumpften Zylinder sich in ihrem Querschnitt verändern. Das würde bedeuten, daß sich im durchstrahlten Bereich die Anzahl der effektiv vorhandenen Elektronen pro Volumeneinheit ändert. Dies ist nicht wünschenswert. Bei einem Neuentwurf eines Magneten wäre daher eine Konstruktion vorzuziehen, bei der eine Längenänderung in der durchstrahlten Richtung nicht unterdrückt wird. Damit bliebe die Anzahl der streuenden Elektronen im durchstrahlten Volumen besser erhalten.

III. AUFBAU DER DETEKTOREN UND DER ELEKTRONIK

III.1 Vorbemerkungen

Es ist wesentlich für das Gelingen des vorgesehenen Experimentes, daß die verwendeten Detektoren hinreichend gute Energieauflösung ermöglichen und daß sie gegen das an ihrem Ort noch vorhandene Streufeld des Magneten - gemessen an dem zu erwartenden Effekt - nur unwesentlich empfindlich sind.

Für die Messung sind prinzipiell NaI(Tl) Kristalle sowie GeLi-Detektoren geeignet. GeLi-Detektoren haben den Vorteil einer guten Energieauflösung. Ihr Nachteil liegt in einer geringeren Nachweiswahrscheinlichkeit (neuerdings sind 30% bei etwa 1 MeV möglich). Die Wirkungsquerschnitte für die Anregung der einzelnen Zustände in ^{18}F waren zum Zeitpunkt der Planung noch nicht so schlüssig bekannt, daß vorausgesagt hätte werden können, zu welchen Anteilen die 1042 keV und die für den Nachweis wesentliche 1081 keV-Linie auftreten. Die nächst benachbarte 937 keV-Linie ist ausreichend gut auch mit NaI(Tl) Kristallen zu trennen. Im Falle eines relativ schwachen Auftretens der 1042 keV-Linie gegen 1081 keV wären NaI(Tl) Kristalle wegen ihrer großen Ansprechwahrscheinlichkeit den GeLi-Detektoren überlegen.

Eine gute Energieauflösung ist auch aus einem anderen Grund wünschenswert: Beim Durchgang der Strahlung durch den Transmissionsmagneten wird ein Teil der Strahlung unter großen Winkeln so gestreut, daß sie in einem der Detektoren nachgewiesen werden können. Eine Elimination dieser Streuquanten erhöht die effektive Analysierkraft der Anordnung [siehe dazu Chesler 1965].

Die zu erwartende Asymmetrie für die 1081 keV-Strahlung des ^{18}F ist

$$\delta = 2\,\frac{N^+-N^-}{N^++N^-} = \varepsilon P_{c(1081)} \approx 10^{-5}\ .$$

Derart kleine Asymmetrien sind bisher zwar mit radioaktiven Quellen jedoch nicht unter den merklich erschwerten Bedingungen an Beschleunigern gemessen worden. Die bereits erwähnte Notwendigkeit der Spektroskopie der Quanten nach dem Analysator macht eine Verwendung von längeren Lichtleitern für die Multiplier unmöglich. Dem Gesichtspunkt des Streufeldeinflusses des Magneten auf die Multiplier kommt daher große Bedeutung zu. Ihm wurde in der Aufbauphase ein Großteil der Bemühungen gewidmet.

III.2 Magnetische Störeinflüsse auf die Photo-Multiplier

III.2.1 Feldeinflüsse

Durch Magnetfeldeinflüsse auf Photomultiplier ändert sich deren Verstärkungsfaktor. Solche Einflüsse machen sich besonders störend bemerkbar, wenn der Magnet während der Messungen umgepolt werden muß und der gesuchte Effekt ebenfalls von der Richtung der Magnetisierung abhängt. Eine mögliche apparative Asymmetrie kann geschrieben werden als

$$\delta_M = k\,\frac{\Delta V}{V} \qquad \text{(III.1)}$$

wobei k eine zu bestimmende Konstante und V der Verstärkungsfaktor ist. Um δ_M möglichst klein zu halten, wurden folgende Maßnahmen ergriffen:

- Es wurde ein Photomultiplier vom Typ VALVO XP 2030 - ein Jalousientyp - verwendet, der aus konstruktionstechnischen Gründen bereits wenig empfindlich gegenüber Magnetfeldeinflüssen ist.
- Als Kompromißlösung zwischen Maßnahmen zur Reduktion des Magnetfeldeinflusses und dem Erhalt angemessener Energieauflösung wurde ein Lichtleiter von 10 cm Länge verwendet.

- Der Photomultiplier wurde mit einem μ-Metallzylinder von 13 cm Länge sowie einem ARMCO-Eisenzylinder von 1,2 cm Dicke abgeschirmt.

Abbildung 13 zeigt den gemessenen Verlauf des Magnetfeldes in Achsenrichtung des Photomultipliers und zwar innerhalb eines Eisenzylinders im Abstand 24 cm vom Magneten beim Arbeitsstrom von I = 60 A. Am Ort der Kathode, d.h. etwa in der Mitte des Zylinders herrscht ein Magnetfeld von ca. 20 mOe.

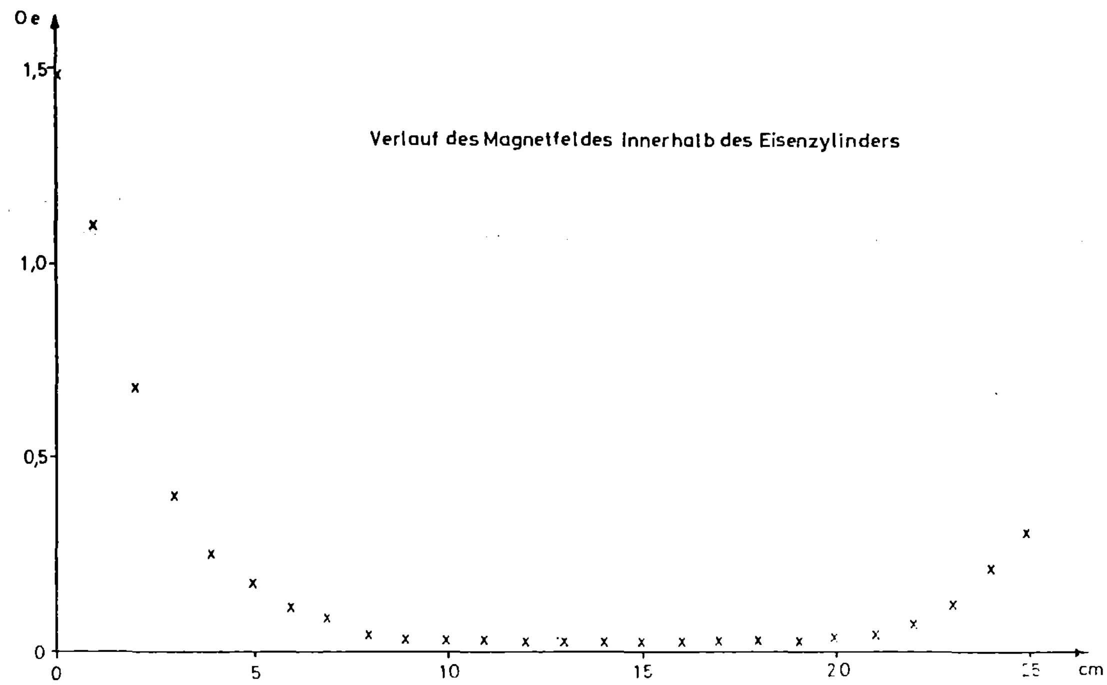


Abb. 13: Verlauf des Magnetfeldes innerhalb des Eisenzylinders

Trotz aller Maßnahmen war die apparative Asymmetrie nicht wesentlich unter einige 10^{-4} zu drücken. Mit Hilfe einer Na^{22}-Quelle wurden die Zusammenhänge zwischen Asymmetrie und Magnetfeldgröße eingehend untersucht. Um die Messungen empfindlich gegenüber Verstärkungsänderungen zu machen, wurde das Diskriminatorfenster auf den oberen Teil der 511 keV-Linie festgehalten.

Der Zusammenhang Asymmetrie-Magnetfeldgröße erwies sich als im wesentlichen linear, siehe dazu Abb. 14.

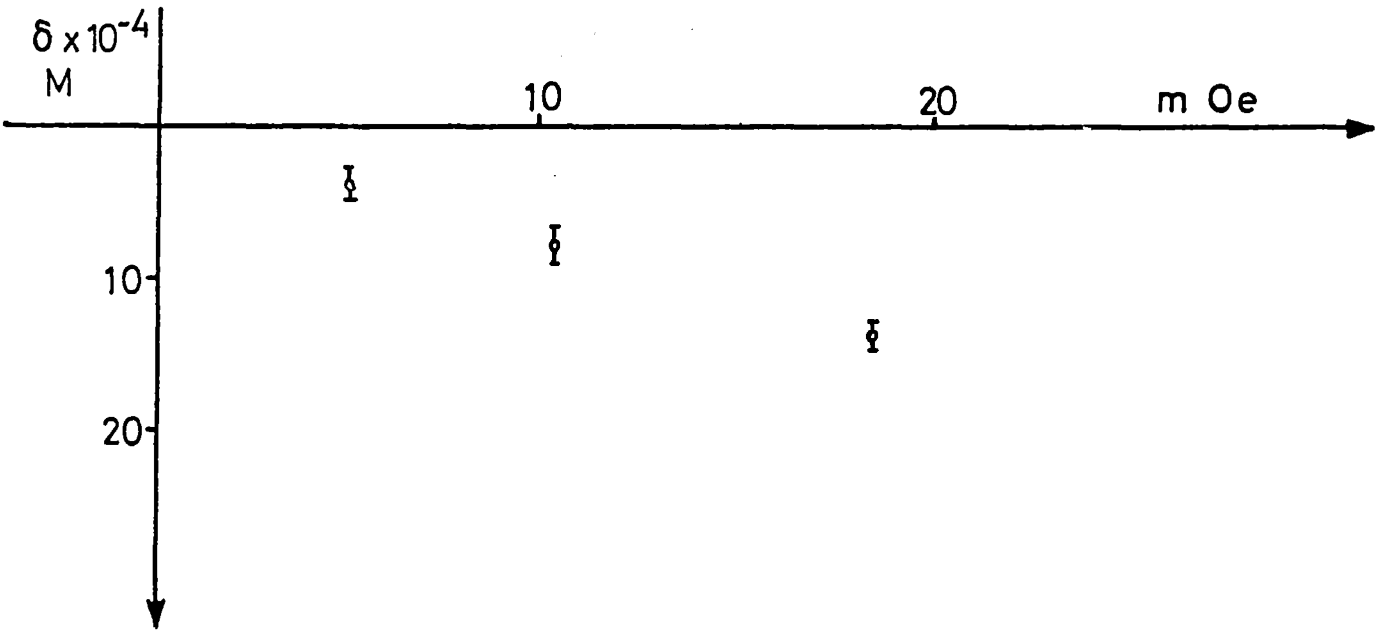


Abb. 14: Die Asymmetrie als Funktion des Magnetfeldes am Ort der Kathode des Multipliers

Eine Reduzierung des Einflusses um etwa eine Größenordnung wurde erreicht, nachdem ein Eisenzylinder von 0,9 cm Dicke, 16 cm Höhe und 40 cm Durchmesser um den gesamten Magneten gelegt worden war. Das damit erreichte Feld betrug etwa 2 mOe am Ort der Kathode des Multipliers.

III.2.2 Geometrische Effekte

Kritisch erwies sich die Aufstellung des Multipliers im Hinblick auf den Drehwinkel um seine Achse. Der Multipliertyp XP 2030 besitzt 10 Dynoden in Jalousienanordnung. Sie sind in Abbildung 15 dargestellt aus der Sicht durch die Kathode in Achsrichtung.

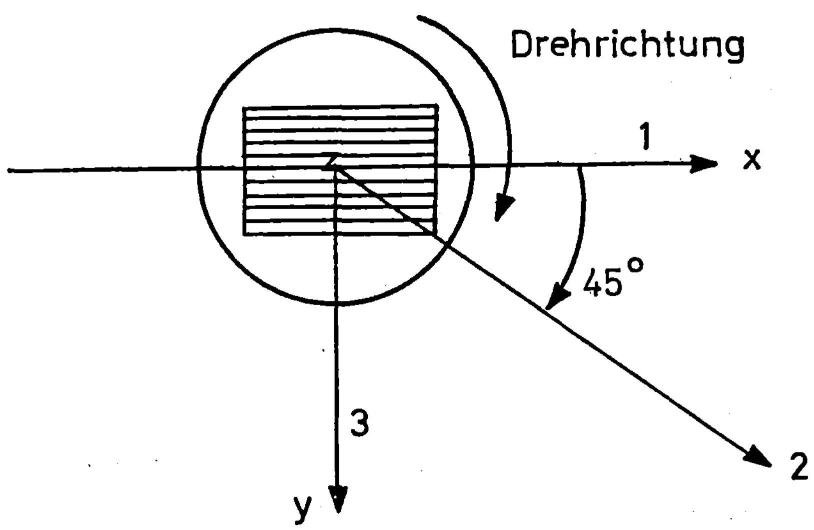


Abb. 15: Zur Jalousienanordnung im Photomultiplier

Es wurden 4 Messungen in 3 in der Abbildung angegebenen Positionen durchgeführt. Als Quelle wurde wieder ^{22}Na

mit der genannten Einstellung des Einkanaldiskriminators verwendet. Die gemessenen Asymmetrien sind in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2:

Position	$\delta \times 10^{-4}$
1	$-(18{,}02 \pm 1{,}55)$
2	$-(\ 4{,}26 \pm 1{,}55)$
3.a	$-(\ 2{,}13 \pm 1{,}90)$
3.b	$-(\ 0{,}44 \pm 1{,}67)$

Die gemessene Asymmetrie ist merklich von der Drehrichtung des Photomultipliers abhängig. Sie wird verursacht durch die transversalen Magnetfeldkomponenten, die ihrerseits zu einer Verstärkungsänderung im Multiplier führen.

Die in III.1 eingeführte Konstante k ergab sich aus diesen Messungen zu k = 9. Mit den Werten aus Tabelle 2 ist damit

in günstigen Stellungen $\delta = 4 \cdot 10^{-5}$

in ungünstigen Stellungen $\delta = 2 \cdot 10^{-4}$.

Diese Ergebnisse waren zunächst unzureichend, da die Genauigkeit in der endgültigen Beobachtung des Gesamteffektes bei 10^{-5} liegen sollte.

Es erwies sich als notwendig, eine elektronische Stabilisierung zu entwickeln, die eine Verstärkungsänderung der Multiplier ausgleicht. Damit konnten zusätzlich auch etwa auftretende Temperatureinflüsse auf die Multiplier kompensiert werden.

III.3 Die elektronische Stabilisierung der Szintillationszähler

Aus den in III.2.2 genannten Gründen wurde eine elektronische Stabilisierung der Szintillationszähler entwickelt. Damit konnte durch Änderung der Photomultiplier-Hochspannung die Gesamtverstärkung der Multiplier und der angeschlossenen Elektronik stabilisiert werden. Das Blockschaltbild des Stabilisators ist in Abbildung 16 wiedergegeben.
Der Stabilisator arbeitet nach folgendem Prinzip:
Die am Ausgang des Verstärkers beobachtete γ-Linie wird auf die Einkanaldiskriminatoren (EKD) I und II gegeben, wobei EKD I auf die gesamte Linie und EKD II auf die obere Hälfte der Linie eingestellt ist (siehe Abb. 17). Der Ausgang von EKD I wird einem Gate-Generator zugeführt, der negative Normimpulse für die Öffnung des Gates liefert. Der Eingang des linearen Gates wird mit positiven Normimpulsen von EKD II gespeist. Das lineare Gate gibt die Ausgangsimpulse auf einen Integrator (Abb.18). Die so erhaltene Regelspannung wird mit der richtigen Polarität zur Spannung der letzten Dynode des Multipliers addiert, so daß eine Änderung der Regelspannung eine Änderung des Gesamtverstärkungsfaktors bewirkt. Ist in beiden Stellungen der Diskriminatorfenster die gemessene Zählrate n_1 und n_2 mit der Bedingung $n_1 = 2n_2$, so ist die Differenz $\Delta n = 0$ und damit die abgegebene Regelspannung gleich Null. Für einen endlichen Wert von $\Delta n = n_1 - 2n_2$, bewirkt die Ausgangsspannung des Integrators eine Nachsteuerung der Hochspannung am Multiplier. Es wird stabilisiert. Der Arbeitsbereich des Integrators liegt bei etwa ±10 V.

III.3.1 Die experimentelle Bestimmung des Regelfaktors

Eine bestimmte Störung möge die Verstärkung bei geöffnetem, also unwirksamen Regelkreis um s, bei geschlossenem Regelkreis dagegen um q verändern. Dann wird das Verhältnis

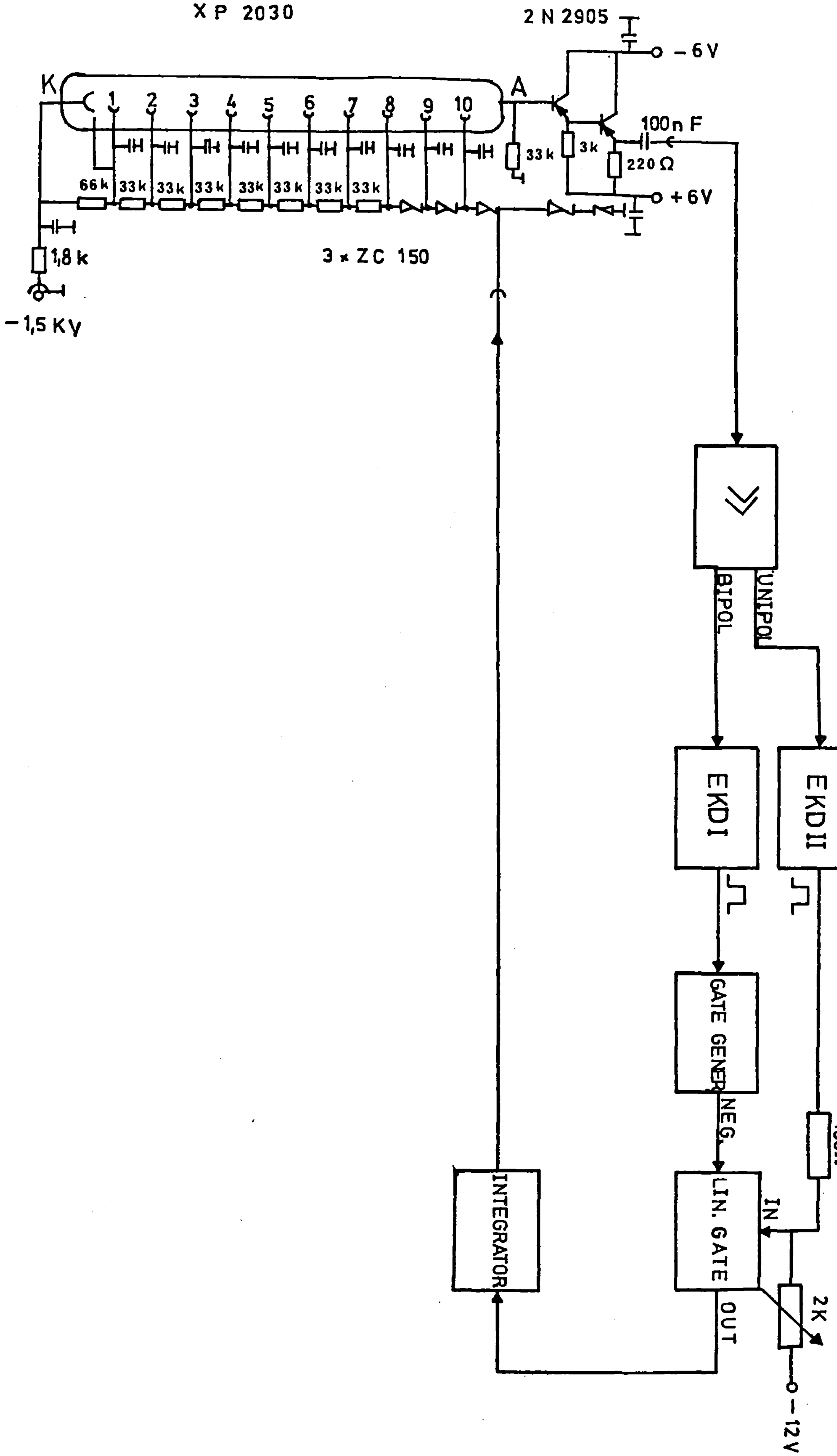


Abb. 16: Blockschaltbild des Stabilisators

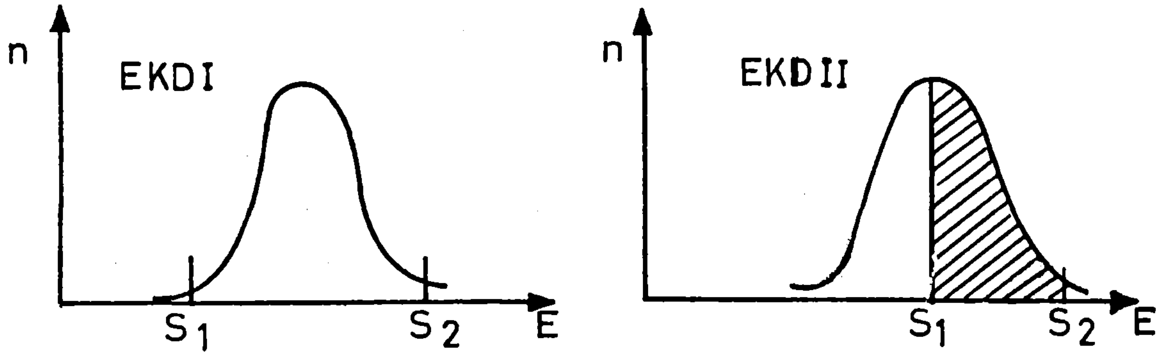


Abb. 17: Einstellung der Schwellen bei EKD I und EKD II für idealisierte γ-Linien

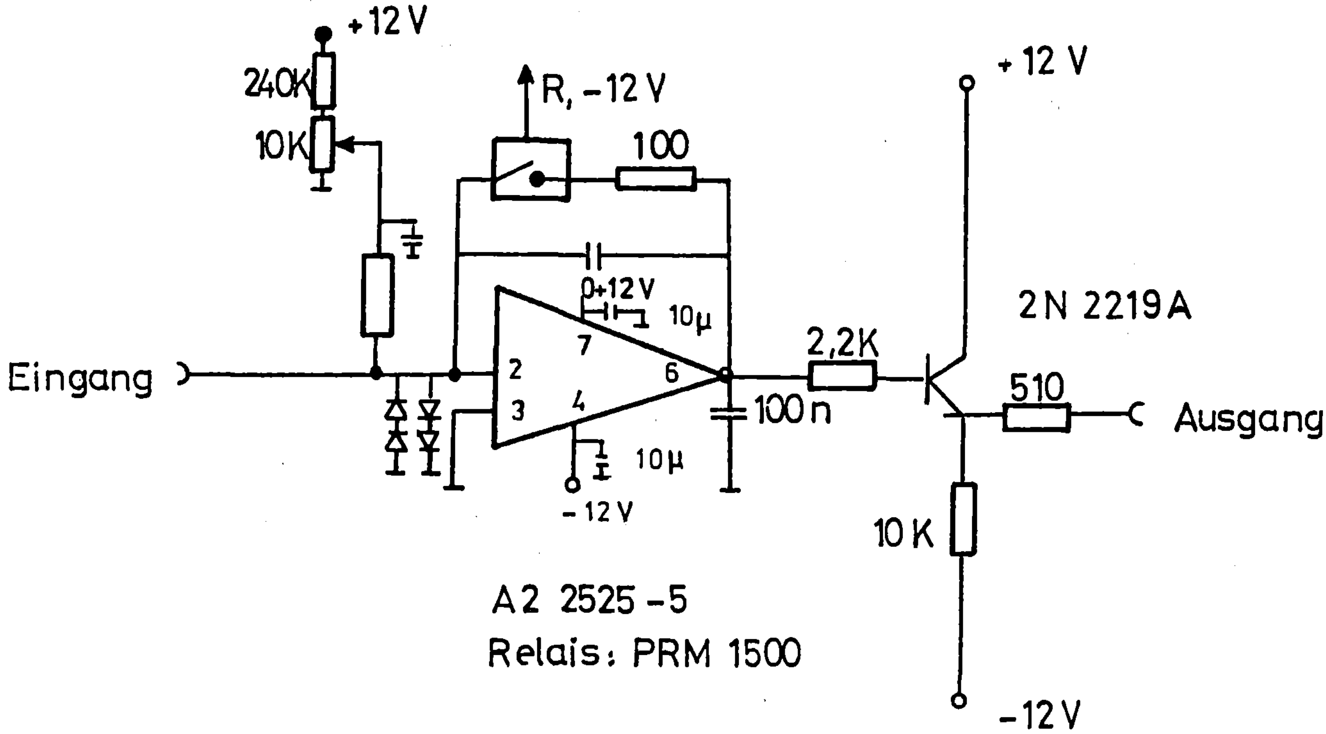


Abb. 18: Integrator zur Stabilisierung

$$\frac{s}{q} = \eta$$

als Regelfaktor bezeichnet. Seine Bestimmung soll im folgenden beschrieben werden.

III.3.1.1 Messungen mit Permanent-Magneten

Zur Bestimmung des Regelfaktors wurde bei konstanter Hochspannung mit eingeschalteter Regelung die Zählrate mit und ohne ein Permanent-Magnet (seitlich am Multiplier angebracht) aufgenommen. Dazu wurde die 1274 keV-Linie aus ^{22}Na benutzt. Die gleiche Messung wurde ohne Regelung wiederholt. Aus der Differenz der Zählraten mit und ohne Regelung wurde ein Regelfaktor $\eta > 100$ ermittelt. Beim Anbringen des Permanentmagneten am Multiplier bei ausgeschalteter Regelung wurde am Ausgang des Integrators eine Spannungsänderung von $\Delta U = 4$ V festgestellt, während bei eingeschalteter Regelung die Spannung konstant blieb.

III.3.1.2 Messungen mit variabler Hochspannung

Es wurde die Hochspannung am Multiplier um $\Delta U = 4$ V variiert und die Differenz der Zählraten bei Einstellungen wie im Fall III.3.1.1 mit und ohne Regelung gemessen. Es ergab sich ein Regelfaktor $\eta > 90$.

III.3.1.3 Messungen am Transmissionsmagneten

Bei direkter Kopplung des Kristalls auf dem Photomultiplier war der Regelfaktor klein. Es war nicht möglich, im erwünschten Umfang zu stabilisieren. Die Ursache dieser Schwierigkeit konnte lange Zeit nicht aufgezeigt werden. Schließlich wurde ermittelt, daß es Korrelationen zwischen dem Auftreffen des Lichtes auf der Kathodenfläche und der Ausgangsimpulshöhe gibt. Das bedeutet, daß der Magnetfeldeinfluß über der zur Regelung herangezogenen γ-Energieverteilung nicht konstant ist. Erst durch Durchmischung des Lichtphasenraumes im Lichtleiter konnten befriedigende Ergebnisse erreicht werden.

III.3.1.4 Langzeitstabilität der Zählrate

Mit Hilfe beider Maßnahmen, geeigneter Magnetfeldabschirmung und Stabilisierung, gelang es, trotz sehr empfindlicher Einstellung der Diskriminatoren auf die Flanken des Photopeaks die Zählrate über Tage hinweg auf etwa 4 ‰ konstant zu halten. Der Vorteil der verwendeten Stabilisierung liegt darin, daß das zur Messung anstehende γ-Spektrum selbst für die Regelung benutzt werden kann.

III.4 Kontrollmessungen

Nachdem Kenntnis über ein Einfluß der erwähnten Störparameter erhalten worden war, wurden längere Testmessungen durchgeführt. Als Quelle wurde ^{22}Na verwendet. Ermittelt wurde die Asymmetrie für die 1274 keV-Linie.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 19 aufgetragen. Für jede der Meßreihen wurden etwa 6 Tage verwendet. Innerhalb der Meßgenauigkeit sind die Ergebnisse mit Null verträglich.

Die statistischen Fehler bei diesen Messungen unterscheiden sich nur unwesentlich. Sie sind bei Erfassung von nur 'halben' Photolinien - wegen der dabei größeren Empfindlichkeit der Einstellung - größer als im Falle der Registrierung der gesamten Linie (siehe Abb. 19).

Die Verstärkungsänderungen, die bei diesen Messungen auftreten, lassen sich nach III.3.1 berechnen zu

$3.8 \cdot 10^{-6}$ für die 511 keV-Linie

$2.5 \cdot 10^{-7}$ für die 1274 keV-Linie.

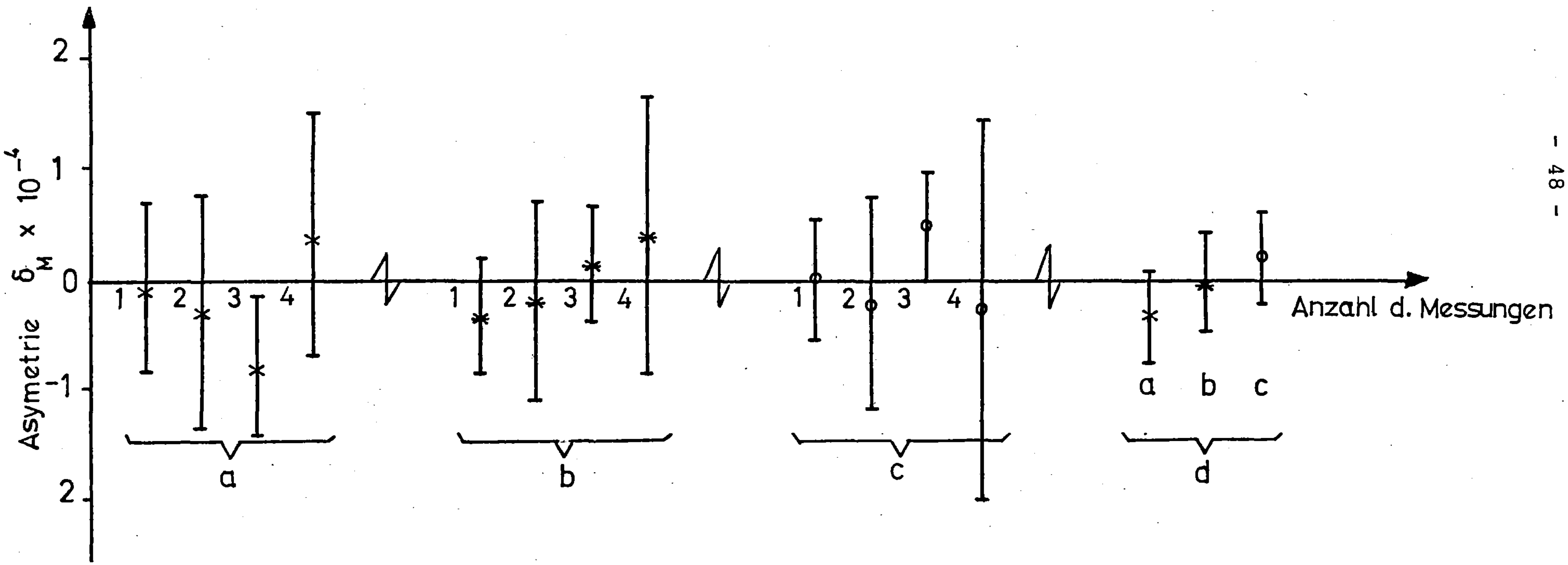


Abb. 19: Der Einfluß des Streufeldes auf Photomultiplier beim Betriebsstrom I = 60 A. Quelle ^{22}Na. Meßzeit 24 Tage.

a) oberer Teil der 511 keV-Linie, b) oberer Teil der 1274 keV-Linie
c) gesamte 1274 keV-Linie d) zusammengefaßte Ergebnisse von a, b und c

III.5 Elektronik

Ein ausführliches Blockschaltbild der verwendeten Elektronik einschließlich des Stabilisators ist in Abbildung 20 dargestellt. Mit Hilfe des Vielkanalanalysators kann das zu untersuchende - Spektrum aufgenommen und die Einstellung der Diskriminatoren für Regelung und Analyse vorgenommen werden.

Um systematische Fehler, die durch Schwankungen der Anordnung entstehen können weiter zu reduzieren, wurde der Magnet alle 8 Sekunden umgepolt. Die Zählraten werden für beide Magnetisierungsrichtungen getrennt gespeichert. Alle 2000 Sekunden wurde während einer Pausenzeit von 24 Sekunden der Inhalt der Zähler auf Lochstreifen gegeben.

Sämtliche Funktionen der Meßapparatur wie Starten, Stoppen und Umpolen des Magneten werden von einem zentralen Taktgeber gesteuert.

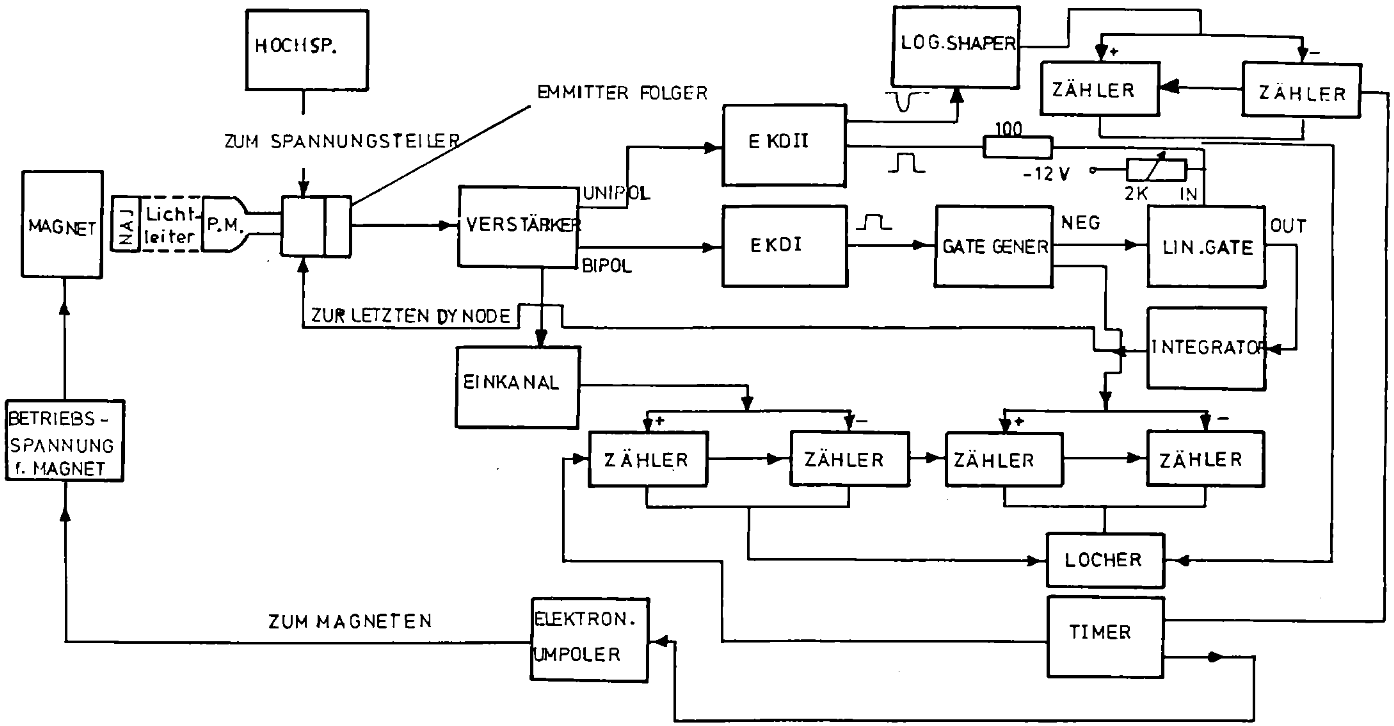


Abb. 20: Blockschaltbild der experimentellen Anordnung

IV. BESTIMMUNG DER ANALYSIERKRAFT ε

Die Genauigkeit, mit der die Helizität der beobachteten Photonen bestimmt werden kann, wird durch die Analysierkraft ε des Polarimeters gegeben. Während bei Vorwärtsstreumagneten die Unsicherheiten in der Bestimmung von ε vor allem aus Beiträgen der Mehrfachstreuung stammen, spielen diese Anteile bei Transmissionsmagneten eine kleinere, dennoch aber endliche Rolle [Chesler 1965]. Hier sind die Unsicherheiten in der Bestimmung von ε ganz wesentlich mit der Magnetisierungsverteilung verbunden. Insbesondere bei speziellen Formgebungen der Magnete, wie im vorliegenden Fall, sind semi-empirische Korrekturen anzubringen, die eine Änderung der Analysierkraft bis zu 20% zur Folge haben können. Es ist daher einheitliche Meinung, daß eine rechnerische Ermittlung der Analysierkraft nicht zu verlässlichen Werten führt. Es ist angebracht, ε auf experimentellem Weg zu bestimmen.

Die vorliegende Magnetkonfiguration ist zur Bestimmung von $\varepsilon(E)$ günstig. Es wurden zwei gegenüberliegende Arme des Transmissionsmagneten, die ein gleichwertiges Paar von Magneten bilden, als Polarisator und Analysator-Kombination benutzt. Abbildung 21 zeigt die Anordnung. Durch eine gute Kollimation wurde erreicht, daß Randeffekte nicht merklich beitragen konnten. Als Quelle wurden 5 Ci ^{46}Sc verwendet.

Die Energie (1119 keV) liegt nahe bei der für die endgültige Messung mit ^{18}F (1081 keV). Das Präparat wurde durch (n,γ) Reaktion im FR2 des Kernforschungszentrums Karlsruhe bei einem mittleren Neutronenfluß von annähernd 10^{14} n cm^{-2} s^{-1} hergestellt. Der Nachweis erfolgt über einen 3"×3" NaI(Tl) Zähler.

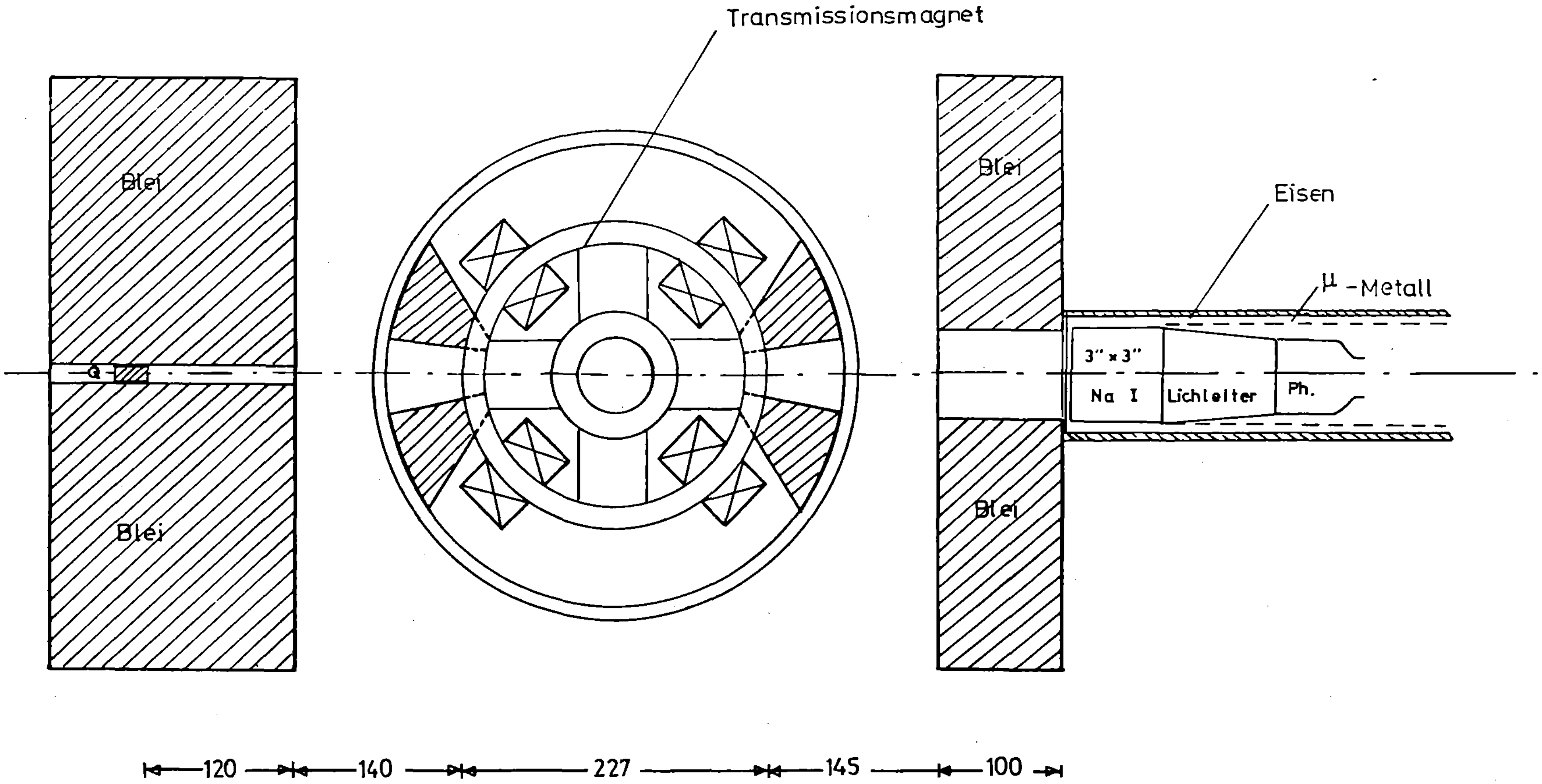


Abb. 21: Die Analysator-Polarisatoranordnung mit Quelle und Detektor zur Bestimmung von ε

Der Zusammenhang des gemessenen Effektes δ_{gem} mit der Analysierkraft ist folgender:

Die unpolarisierte γ-Strahlung hat nach Durchgang durch den Magneten den Polarisationsgrad.

$$P_c = \tanh(N \cdot \nu \cdot L \cdot \sigma_c^+) . \qquad \text{(IV.1)}$$

Die gemessene Asymmetrie beträgt

$$\delta_{gem} = 2\,\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = -2P_c \cdot \tanh(N \cdot \nu \cdot L \cdot \sigma_c^+) = \varepsilon P_c \qquad \text{(IV.2)}$$

Aus (IV.2) bekommt man für P = 1

$$\varepsilon = -2\ \tanh(N\nu L\sigma_c) , \qquad \text{(IV.3)}$$

so daß man den Zusammenhang

$$\delta_{gem} = -\ \frac{\varepsilon^2}{2} \qquad \text{(IV.4)}$$

erhält.

IV.1 Eichmessungen

Die eigentlichen Eichmessungen wurden ebenfalls mit ^{46}Sc durchgeführt. Abbildung 22 zeigt das Spektrum nach Durchstrahlung der Gesamtlänge der Polarisator-Analysator-Kombination. Die Pfeile geben die Einstellung der Diskriminatoren an: Es wurde gleichzeitig mit zwei Einkanaldiskriminatoren die Asymmetrie δ_g der gesamten Linie sowie δ_o für die obere Linienhälfte gemessen. Für die Regelung wurde ebenfalls die 1120 keV-Linie benutzt. In einer ersten Meßreihe wurde die Polarisatormagnetisierung periodisch geändert und die Analysatormagnetisierung festgehalten, in einer zweiten Meßreihe wurde umgekehrt verfahren. Die gemessenen

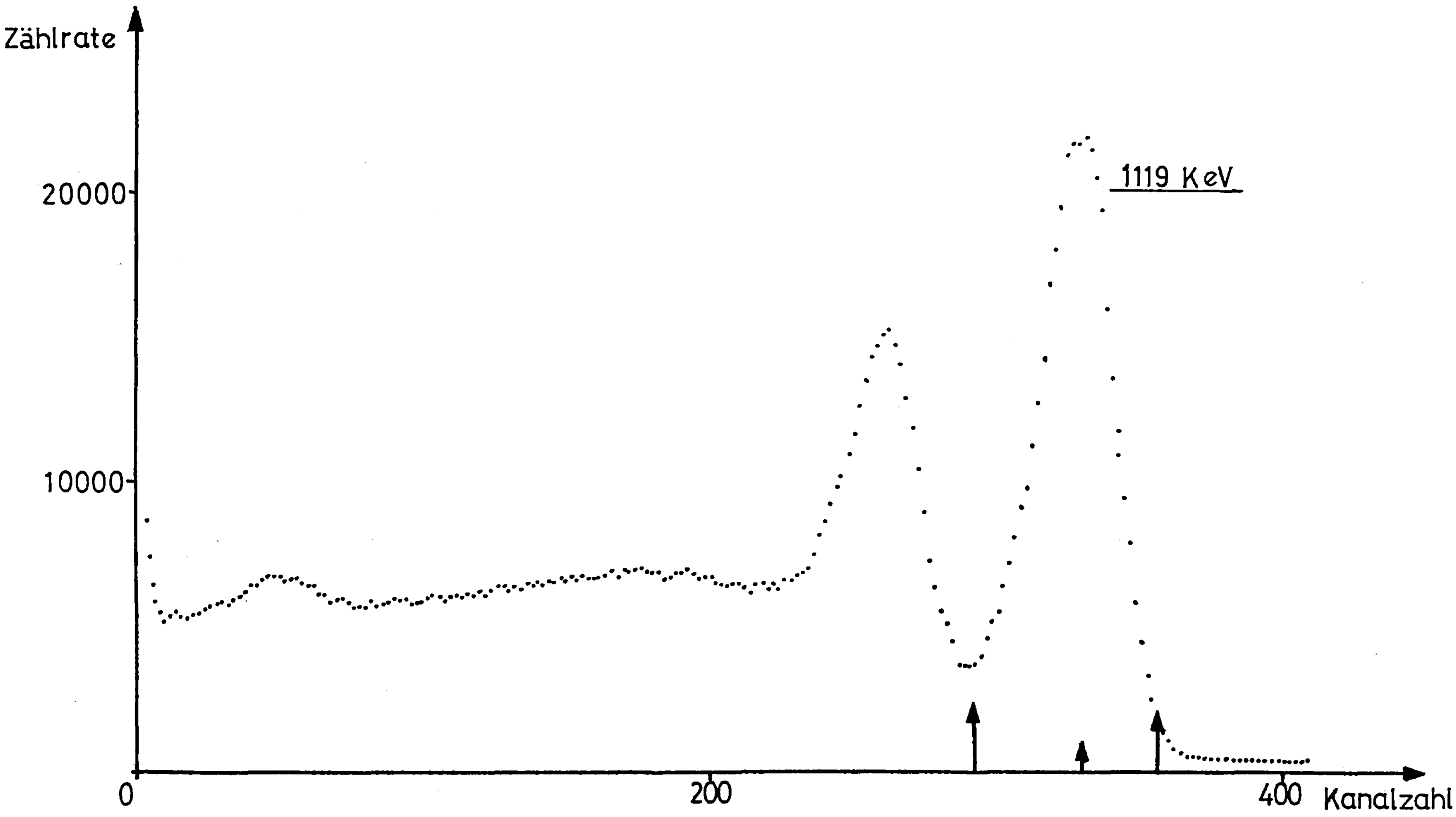


Abb. 22: Das benutzte Spektrum von ^{46}Sc für die Eichung.
Die Pfeile zeigen die Stellung des Einkanalfensters.

Asymmetrien sind in der nachfolgenden Tabelle 3 zusammengestellt. Die gesamte Meßzeit betrug etwa 21 Tage.

Tabelle 3:

γ-Energie 1120 keV	$\delta_g \cdot 10^4$	$\delta_o \cdot 10^4$	$\delta_g \cdot 10^4$
1. Meßreihe	-(1,94±0,38)	-(2,17±0,40)	-(2,14±0,36)
2. Meßreihe	-(2,57±0,53)	-(2,3 ±0,54)	-(2,26±0,52)
1+2 zusammen	-(2,16±0,31)	-(2,22±0,32)	-(2,17±0,30)

Durch die enge Einstellung der Fenster in den Einkanaldiskriminator wurden gestreute γ-Quanten vom Nachweis weitgehend ausgeschlossen. Die nachgewiesene Strahlung war daher in guter Näherung monochromatisch.

Es sind umfangreiche Rechnungen zur Ermittlung der Analysierkraft $\varepsilon(k)$ für Transmissionsmagnete von Chesler [1965] und von Mackie und Byrne [1969] vorgelegt worden. Die Ergebnisse der eigenen Rechnungen für $L_{eff} = 5.6$ cm und die Ergebnisse der genannten Autoren für $L_{eff} = 6.0$ cm und $L_{eff} = 6.25$ cm für das auch in dieser Arbeit verwendete f = 0.065 bei einer dort angenommenen Energieschwelle von $(0.85 \cdot E_o)$ MeV sind als Kurven a, b und c in Abbildung 6 eingetragen. Bei Chesler wurde ε für $L_{eff} = 1$ cm und $L_{eff} = 5$ cm, bei Mackie und Byrnes für $L_{eff} = 2.5$ cm und $L_{eff} = 10$ cm berechnet. Kurve b wurde daher (unter Annahme linearer Abhängigkeit $\varepsilon(L)$) aus ε(1 cm) und ε(5 cm) sowie Kurve c aus $\frac{1}{2}\,\varepsilon$(2.5 cm) und ε(10 cm) zusammengesetzt.

Aus Tabelle 3 und der Beziehung (IV.4) erhält man für die Analysierkraft den mittleren Wert $\varepsilon = (2{,}10 \pm 0{,}15) \cdot 10^{-2}$.

Das in dieser Arbeit gemessene $\varepsilon(k)$ stimmt mit der Rechnung der beiden Autoren innerhalb der Fehlergrenzen weitgehend überein.

IV.2 Auswertungen

Alle Daten dieser Arbeit wurden an der IBM 370-Anlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe ausgewertet. Zur Bestimmung von δ wurden erste Differenzen der Zählraten N^+ und N^- für beide Polrichtungen gebildet und dann der Mittelwert der Differenzen berechnet. Dann wurde der Mittelwert von $N^+ + N^-$ bestimmt. Die gesuchte Größe δ ist der Quotient dieser beiden Mittelwerte.

Das Auswerteverfahren wie auch die Fehlerrechnungen enthielten keine Besonderheiten und werden daher nicht näher beschrieben.

V. UNTERSUCHUNGEN AN ^{18}F

V.1 Erzeugungsreaktionen

Zur Herstellung von ^{18}F wurden die Reaktionen ^{18}O $(p,n\gamma)$ ^{18}F sowie ^{16}O $(^{3}He,p\gamma)$ ^{18}F herangezogen. Die Arbeiten hierzu wurden von der Arbeitsgruppe am Max Planck-Institut für Chemie in Mainz durchgeführt [siehe dazu Wäffler et al. 1978].

Für die erstgenannte Reaktion wurde ein WO_3-Target, angereichert in ^{18}O, verwendet. Als optimale Protonenenergie für die Erzeugung der 1081 keV-Linie in ^{18}F wurden 3.97 MeV bestimmt. Der absolute Wirkungsquerschnitt betrug dabei 13.6 mb.

Bei näherer Untersuchung hat sich jedoch die Reaktion aus mehreren Gründen als wenig geeignet erwiesen.

- Die Neutronen, die auf den NaI(Tl)-Kristallen treffen, können in ^{127}J eingefangen werden. Die prompte γ-Strahlung ist mit der zu untersuchenden γ-Strahlung zeitlich korreliert und trägt als solche zum Untergrund bei; andererseits
- zerfallen die ^{128}J-Kerne mit einer Halbwertszeit von 25 Minuten und liefern einen weiteren Beitrag zum Untergrund; weiterhin
- treten inelastische Neutronen-Streuprozesse, insbesondere am Eisen, auf. Diese führen zu einer weiteren Komponente des Untergrundes.

Insgesamt betrug der den Neutronen zuzuschreibende Anteil am Untergrund mehr als 50%. Ein weiterer Beitrag zum γ-Untergrund stammt nicht aus der Erzeugungsreaktion selbst sondern aus der β^{+}-Aktivität von ^{18}F, die von einer starken Bremsstrahlungskomponente begleitet ist.

Überdies erwies sich im Hinblick auf die später ins Auge gefaßte Verwendung von GeLi-Detektoren die Ausnutzung der $(p,n\gamma)$ Reaktion wegen der schädlichen

Wirkung auf die Detektoren als indiskutabel.

Mit NaI-Kristallen aufgenommene Spektren weisen ein Intensitätsverhältnis

$$\frac{\text{peak}_{1081}}{\text{total}} < \frac{1}{300}$$

auf. Das Verhältnis spielt eine Rolle hinsichtlich der Aufnahmefähigkeit der Zähler, die in diesem Falle bereits mit einem kleinen Anteil der 1081 keV-Strahlung begrenzt wäre.

Es mußte daher auf die Reaktion $^{16}O\ (^{3}He,p\gamma)\ ^{18}F$ übergegangen werden. Hierfür waren Umbauten am Pelletron-Beschleuniger in Mainz notwendig. Als optimale ^{3}He-Energie erwiesen sich 3.5 MeV. Als Target kann Wasser verwendet werden. Die Schwelle für die Reaktion $(^{3}He,n\gamma)$ liegt bei 3,7 MeV. Die Abwesenheit der Neutronen erwies sich im weiteren Verlauf der Untersuchungen als sehr günstig.

V.2 Vergleich der γ-Spektren bei Nachweis mit NaI(Tl)-Kristallen und GeLi-Detektoren

Die bei der Reaktion $^{16}O\ (^{3}He,p\gamma)\ ^{18}F$ auftretenden γ-Spektren wurden mit beiden Detektorentypen aufgenommen. In Abbildung 23 sind die Spektren aufgetragen. Insbesondere ist anzumerken, daß beim GeLi-Detektor die Trennung der 1042 und 1081 keV-Linien möglich ist, mit NaI(Tl)-Kristallen jedoch nicht. Anhand der Spektren wurden peak/total-Intensitätsverhältnisse gewonnen:

$$\left(\frac{\text{peak}_{1042+1081}}{\text{total}}\right)_{\text{NaI(Tl)}} = 0.06, \quad \left(\frac{\text{peak}_{1081}}{\text{total}}\right)_{\text{GeLi}} = 0.01 .$$

Die Verhältnisse sind nicht direkt vergleichbar, da der Faktor 6 von NaI(Tl)-gegenüber GeLi-Detektoren sich aus zwei Anteilen zusammensetzt: Aus dem Faktor 3 für die

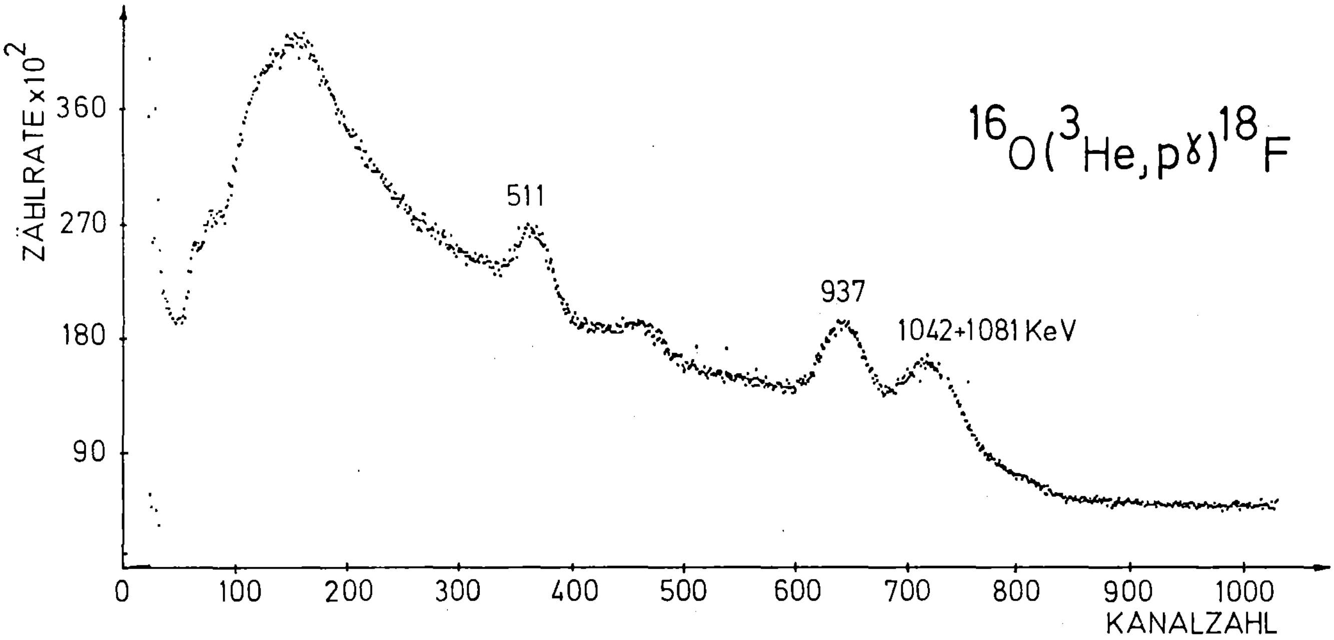
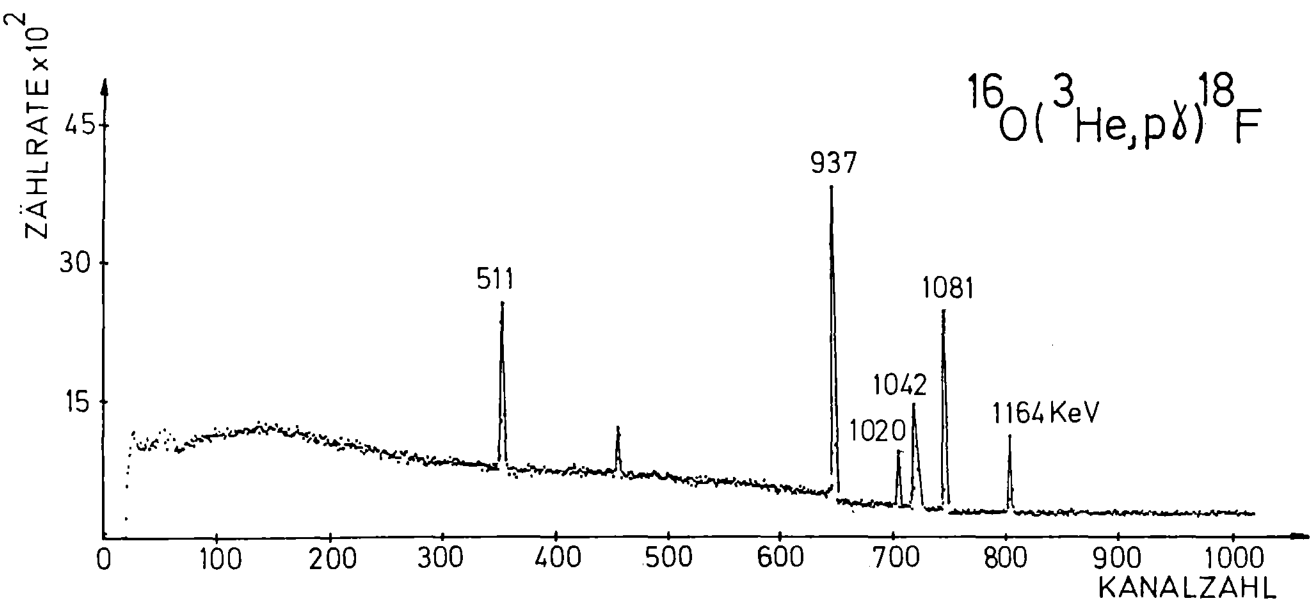


Abb. 23: a) Das γ-Spektrum von ^{18}F, aufgenommen mit einem NaJ-Kristall

b) Das γ-Spektrum von ^{18}F, aufgenommen mit einem GeLi-Detektor



höhere Ansprechwahrscheinlichkeit und einem Faktor etwa 2 für die beiden Linien bei 1081 und 1042 keV, die in NaI(Tl)-Zählern nicht getrennt werden können. (Nebenbei sei angemerkt, daß der 511 keV peak im NaI(Tl)-Spektrum zu einem wesentlichen Anteil nicht aus dem Target sondern aus der Umgebung stammt.)

V.3 Abschätzung der benötigten Messzeiten zur Bestimmung der erwarteten Zirkularpolarisation

Mit Hilfe der angegebenen peak/total-Verhältnisse wurden die jeweiligen Meßzeiten abgeschätzt, die sich bei Verwendung der beiden Detektortypen ergeben.

Hierzu wurden effektive Asymmetrien eingeführt:

$$\delta_{eff} = \delta \cdot \frac{N_{1081}}{N_{1081}+N_{1042}+N_{Untergrund}} \qquad \text{für NaI(Tl)}$$

und

$$\delta_{eff} = \delta \cdot \frac{N_{1081}}{N_{1081}+N_{Untergrund}} \qquad \text{für GeLi-Detektoren}$$

Für ein angestrebtes $\delta = 3 \cdot 10^{-5}$ als Fehler ergibt sich aus den gemessenen Spektren

für NaI(Tl): $\Delta(\delta_{eff}) = 0.8 \cdot 10^{-5}$ und damit bei 4 Zählern die totale Zählrate

$$\frac{4}{(8 \cdot 10^{-6})^2} = 6 \cdot 10^{10} \quad .$$

Als Gesamtzählrate kann ein Kristall aufnehmen $4\ 10^4$ Impulse/s^{-1}. Im beobachteten peak liegen daher $4 \cdot 10^4 \cdot 0.06 = 2400$ Impulse/s^{-1}.

Die Meßzeit beträgt damit $\frac{6 \cdot 10^{10}}{2400} \approx 2.5 \cdot 10^7$ s für einen, d.h. etwa $6 \cdot 10^6$ s für 4 Zähler. Dies entspricht etwa 1740 Stunden Beschleunigerzeit, d.h. etwa 73 Tagen.

für GeLi: $\Delta(\delta_{eff}) = 2 \cdot 10^{-5}$ und damit bei 4 Zählern die totale Zählrate

$$\frac{4}{(2 \cdot 10^{-5})^2} = 10^{10} \quad .$$

Als Gesamtzählrate können den Detektoren jeweils $3 \cdot 10^4$ Impulse/s^{-1} angeboten werden.
Im beobachteten peak liegen $3 \cdot 10^4 \cdot 0.01 = 300$ Impulse/s^{-1}.
Die Meßzeit beträgt damit $\frac{10^{10}}{300} \approx 3.3 \cdot 10^7$ s für einen, d.h. etwa $8 \cdot 10^6$ s für 4 Zähler.
Dies entspricht etwa 2200 Stunden Beschleunigerzeit, d.h. etwa 93 Tagen.

Insbesondere da die von den Detektoren akkzeptierte Gesamtzählrate nicht streng anzugeben ist, können die benötigten Meßzeiten als vergleichbar angegeben werden.

Das angestrebte $\delta = 3 \cdot 10^{-5}$ entspricht bei der gegebenen Analysierkraft von 0.02 einer Polarisation P_c von $1.5 \cdot 10^{-3}$.
Die Voraussagen nach Gari et al. [1975] sind (siehe Kapitel I.5)

	Weinberg-Salam	Cabibbo
P_c :	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-4}$

Die unter den vorstehenden Annahmen abgeschätzten Meßzeiten würden daher ausreichen, den Weinberg-Salam-Wert genügend statistisch abzusichern und gegebenenfalls eine verlässliche Aussage zugunsten oder gegen die Existenz neutraler Ströme zu machen.

VI. STAND DER SUCHE NACH NEUTRALEN STRÖMEN IN ^{18}F

Es ist schon früh erkannt worden [Henley 1968], daß der Kern ^{18}F sich besonders zur Suche nach neutralen Strömen eignet. Ausführliche Rechnungen hinsichtlich des zu erwartenden Effektes wurden von Gari et al. [1975] vorgelegt. Während dieser Zeit wurden an zwei Orten Vorbereitungen zur Durchführung eines Experimentes an ^{18}F getroffen:

a) in Los Angeles, USA, in einer Zusammenarbeit des California Institute of Technology, California State University, Los Angeles, und der University of Washington, Seattle

b) in Mainz, in einer Zusammenarbeit des MPI für Chemie, Abteilung Kernphysik, mit Mitarbeitern des Physikalischen Institutes Heidelberg und des Institutes für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe.

Die unter a) genannten Arbeiten wurden von Anfang an unter Anwendung der Reaktion $^{16}O\ (^{3}He,p\gamma)\ ^{18}F$ durchgeführt. Sie kamen im Herbst 1977 zum Abschluß [Barnes et al. 1978]. Ein typisches, mit GeLi-Detektoren gewonnenes Impulshöhenspektrum aus dieser Arbeit sowie die in den einzelnen Spektrumsbereichen gemessenen Asymmetrien sind in Abbildung 24 aufgetragen. Die zirkulare Polarisation des 1081-0.0 keV Übergangs wird zu $(-0.6\pm2.0)\cdot10^{-3}$ angegeben. Sie ist mit 1.5 bzw. 2.1 (je nach Wahl des Vorzeichens der Voraussage $\pm3.6\cdot10^{-3}$) Standardabweichungen kleiner als der von der Weinberg-Salam Theorie vorausgesagte Wert. Der Meßwert ist jedoch auch mit 0 verträglich.

In Mainz wurde zuerst die Reaktion $^{18}O\ (p,n\gamma)\ ^{18}F$ erprobt. Sie hat sich aus den in Kapitel V.1 genannten Gründen als wenig geeignet erwiesen. Der Übergang zum Reaktionstyp $^{16}O\ (^{3}He,p\gamma)\ ^{18}F$ erforderte Umbauten am Pelletron-Beschleuniger.

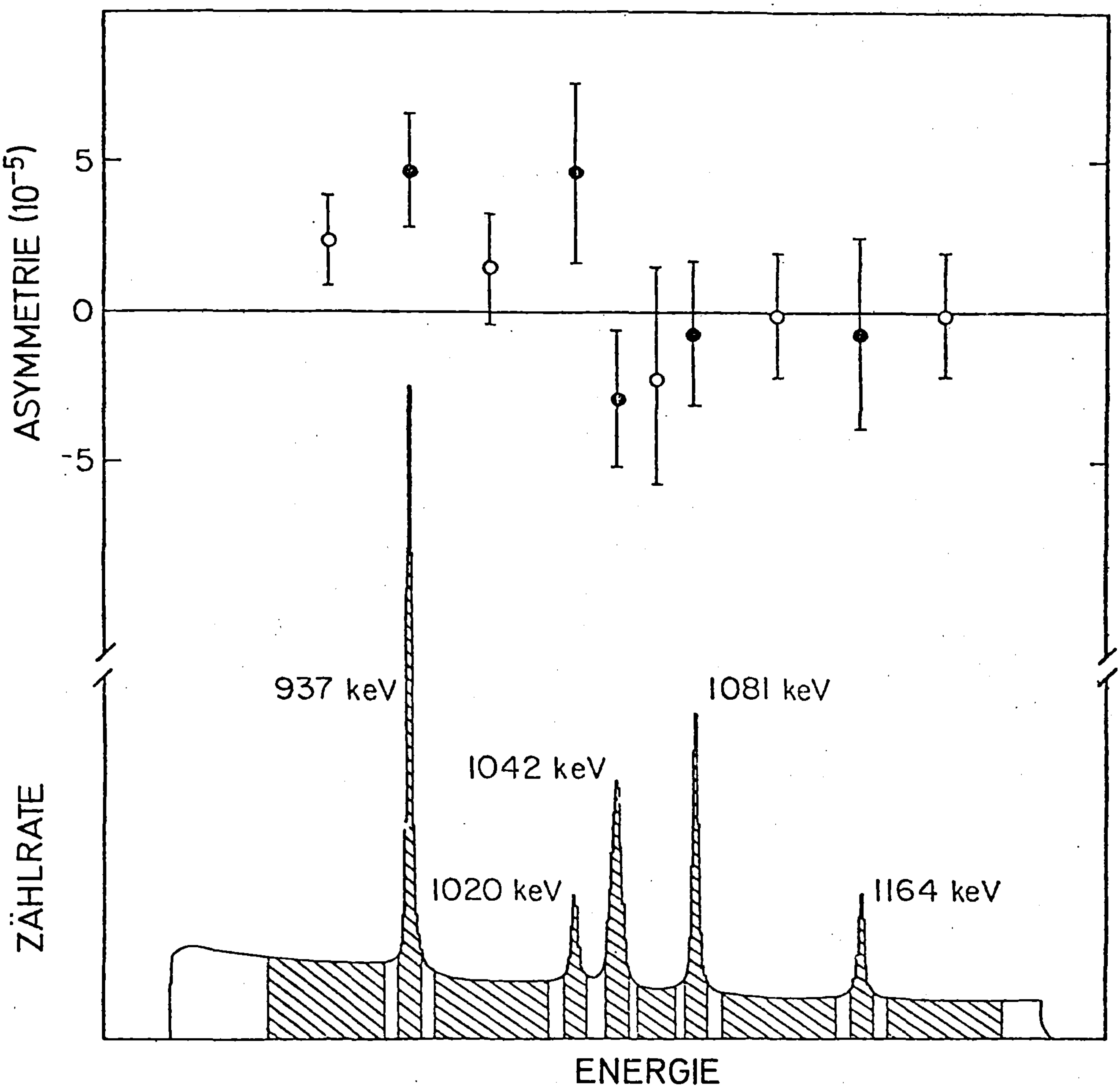


Abb. 24: (unten) Typisches Impulshöhenspektrum von ^{18}F, aufgenommen mit einem GeLi-Detektor. 10 Spektralbereiche (in der Darstellung schraffiert) wurden für die Messung der Asymmetrie ausgewählt.

(oben) Die gemessenen Asymmetrien mit ihrer statistischen Standardabweichung. Die offenen Kreise beziehen sich auf Messungen im Untergrundbereich, die vollen auf peak-Bereiche.

nach Barnes et al. [1977]

Gegenwärtig wird die ^{18}F-Aktivität in einem Wassertarget erzeugt, das durch eine 1,25 μ dicke Ni-Folie vom Strahlrohr getrennt ist. Um die Folie zu kühlen und die β^+ Aktivität des ^{18}F aus dem Targetraum zu entfernen, wird das Wasser kontinuierlich umgepumpt. Die bisherige Targetkonstruktion hielt bei einem Strahlstrom von 5 μA etwa 10 Stunden. An einer Weiterentwicklung des Targets wird gearbeitet.

Die zur Darstellung von Barnes et al.[1978] (Abb. 24) vergleichbaren Daten sind in Abb. 25 wiedergegeben [Wäffler et al. 1978]. Sie sind die Ergebnisse eines Vorversuches und ebenfalls mit GeLi-Detektoren gewonnen.

Die bisher erhaltenen Ergebnisse an ^{18}F lassen demnach noch keine Aussage für oder gegen die Existenz neutraler Ströme zu. Doch ist dieser Kern nach gegenwärtiger Kenntnis am besten für einen kritischen Test, insbesondere der Cabibbo Theorie gegenüber der Weinberg-Salam Theorie geeignet.

In einer neueren Darstellung [Weinberg 1977] werden die an ^{18}F zu erwartenden Ergebnisse am Ausdruck

$$\frac{g}{g_W} = 1 + \frac{1-2\sin^2\Theta}{\sin^2\Theta_c} + N\,\frac{\sin^2\Theta}{\sin^2\Theta_c} \qquad \text{(VI.1)}$$

diskutiert. g ist in dieser Darstellung die schwache Kopplungskonstante unter Berücksichtigung neutraler Ströme, g_W diejenige unter alleiniger Betrachtung geladener schwacher Ströme. Θ ist der Weinberg-Winkel, Θ_c der Cabibbo-Winkel. Der mittlere Term ist in den meisten bisherigen Betrachtungen vernachlässigt worden. Für $\sin^2\Theta = 0.3$ und $\sin^2\Theta_c = 0.05$ hat er den Wert 8. Der dritte Term der Beziehung VI-1 ist üblicherweise den Rechnungen zugrundegelegt worden. Die Größe N ist dabei zwischen $\frac{2}{3}$ [Desplanques et al. 1976] und $\frac{8}{3}$ [Gari et al. 1974] angegeben worden. Die genaue Größe (und selbst das Vorzeichen) von N sind in absehbarer Zeit nicht genau zu bestimmen. Weinberg [1977] gibt an, daß im

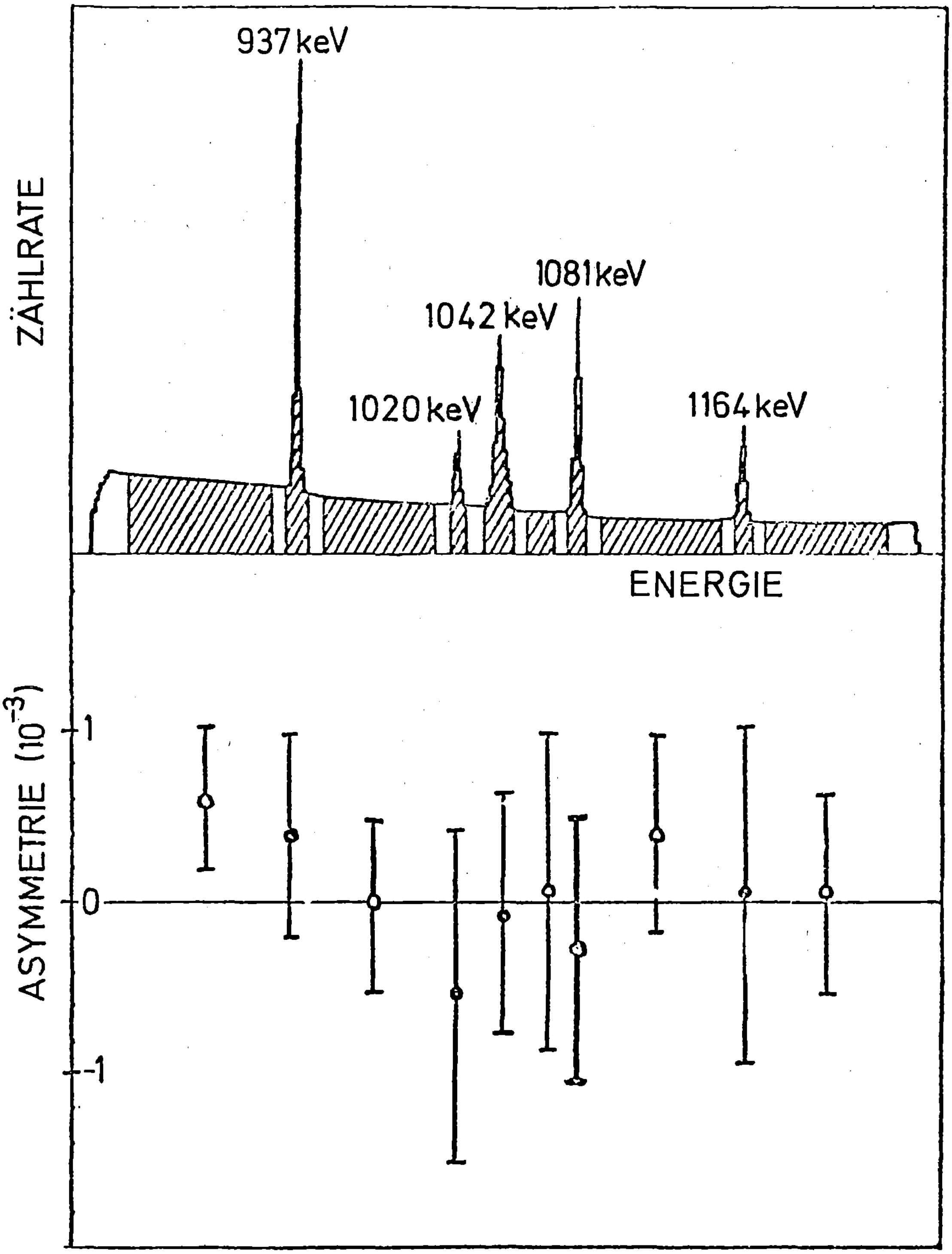


Abb. 25: Darstellung wie in Abbildung 24 nach Wäffler et al. [1978]

Fall von ^{18}F die zirkulare Polarisation

$$P_c = 3.6 \cdot 10^{-4} \left(\frac{g}{g_W}\right)$$

sein sollte. Er würde nach der Verlässlichkeit der Rechnungen eine experimentell bestimmte zirkulare Polarisation zwischen $3 \cdot 10^{-3}$ und $6 \cdot 10^{-3}$ für eine gute Bestimmung halten, daß neutrale Ströme existieren und die Parität verletzen, wie es von den SU(2)×U(1) Modellen vorausgesagt wird. Sollte sich die Polarisation als wesentlich kleiner erweisen, dann könnte dies mehrere Gründe haben, nämlich

- daß die Wellenfunktionen für den ^{18}F-Kern nicht genau genug bekannt sind,
- daß N in Gleichung VI-1 negativ ist oder
- daß neutrale Ströme die Parität erhalten.

Angesichts des Ausbleibens signifikanter Hinweise auf die Existenz neutraler Ströme in Beobachtungen an Bi-Atomen kommt der Untersuchung des Kerns ^{18}F besondere Bedeutung zu. Wegen der Schwierigkeit des Experimentes und der vergleichsweise langen Meßzeiten ist jedoch mit einer abschließenden Aussage nicht vor Ende 1979 zu rechnen.

Literaturverzeichnis

ADELBERGER E.G.
Private communication (1977)

AJZENBERG-SELOVE F.,
Nucl.Phys. A190 (1972) 1

ALEXANDER T.K., ALLEN K.W., and HEALY, D.C.
Phys.Lett.20 (1966) 402

BAKER K.D., HAMILTON W.D.
Phys.Lett. 31B (1970) 557

BARISCH B.C. et al.
Collaboration CALT Preprint (1976) unveröffentlicht

BARNES C.A., LOWRY M.M., DAVIDSON, J.M., MARRS R.E., MORINIGO F.B., CHANG B., ADELBERGER E.G., and SWANSON H.E.
Phys.Rev.Lett.40 (1978) 840

BARTON G.
Nuo.Cim.19 (1961) 512

BENVENUTTI A., CLINE D., MESSING F., FORD W., IMLAY R., LING T.Y., MANN A.K., REEDER D.D., RUBBIA C., STEFANSKI R., SULAK L., and WANDERER P.
Phys.Rev.Lett.37 (1976) 1039

BLIETSCHAU J. et al.
Collaboration CERN Preprint (1976) unveröffentlicht

BLIN-STOYLE R.J.,
Phys.Rev. 118 (1960) 1605

BLIN-STOYLE R.J.
Phys.Rev. 120 (1961) 120

BOX M.S., H.J. McKELLAR
Phys.Rev. C11 (1975) 1859

BOUCHIAT M.A., and BOUCHIAT C.
Phys.Lett. 48B (1974) 111

BOUCHIAT M.A., and BOUCHIAT C.
J.de Phys.35 (1974) 61

CABIBBO N.
Phys.Rev.Lett.10 (1963) 531

CAVAIGNAC J.F., B. VIGNON, and R. WILSON
Phys.Lett. 67B (1977) 148

CAZZOLI E.G. et al.
La Physique de Neutrino & Haute Energie, Paris (1975)

DANILOV G.S.
Phys.Lett.18 (1965) 40

DANILOV G.S.
Phys.Lett. 35B (1971) 579

DESPLANQUES B., and HADJIMICHAEL E.
Nucl.Phys. B107 (1976) 125

FAISSNER H.
Naturw. 62 (1975) 53

FAISSNER H.
Phys.Bl. (1977) 670

FINK M., GARI M., and ZABELITZKY J.G.
Phys.Lett. 38B (1972) 189

FRAUENFELDER H., and ROSSI A.
Methods of Experimental Phys. 5B (1963) 214

GARI M., and REID J.H.
Phys.Lett. 53 (1974) 237

GARI M., HOFFMANN A.H., McGRORY J.B., and OFFERMANN R.
Phys.Rev. C11 (1975) 1485

GARI M., McGRORY J.B., OFFERMANN R.
Phys.Lett. 55B (1975) 277

GARI M., and SCHLITTER J.
Phys.Lett. 59 B (1975) 118

HENLEY E.M.
Phys.Lett. 28B (1968) 1

HENLEY E.M.
Ann.Rev.Nucl.Sc.19 (1969) 367

HENLEY E.M., and WILETS L.
Phys.Rev. A14 (1976) 1411

HOLDER M. et al.
Collaboration CERN, Dortmund, Heidelberg, CEN-Saclay and Bologna
Phys.Lett. 71B (1977) 222

JENSCHKE B.
Kernforschungszentrum KfK 1739, Karlsruhe (1972)

KUPHAL E., DEWES P., and KANKELEIT E.
Nucl.Phys. A237 (1974) 308

LASSEY K.R., and McKELLAR H.J.
Nucl.Phys. A260 (1976) 413

LEROY J.P., MICHELI J., and PIGNON D.
Nucl.Phys. A280 (1977) 377

LEWIS L.L., HOLLISTER J.H., SOREIDE D.C., LINDAHL, E.G., and FORTSON E.N.
Phys.Rev.Lett.39 (1977) 795

LOBASHOV V.M., LOZOVOY N.A., NAZARENKO V.A., SMOTRIZKY L.M., and KHARKEVITSH G.I.
Phys.Lett. 30B (1969) 39

LOBASHOV V.M., KAMIKER D.M., KHARKEVICH G.I., KNIAZKOV, V.A., LOZOVOY N.A., NAZARENKO V.A., SAYENKO L.F., SMOTRISKY L.M. YEGOROV A.I.
Nucl.Phys. A197 (1972) 241

McKELLAR H.J.
Phys.Lett. 26B (1967) 107

MICHEL F.C.
Phys.Rev.133 (1964) B329

MOHAPATRA R.N., and SIGHU D.P.
Phys.Rev.Lett.38 (1977) 667

PAIS A., TREIMAN S.B.
Phys.Rev.D (1974) 1459

SALAM A.
Elementary Particle Theory ed.by N.Svatholm (Almqvist and Wiksell
Stockholm (1968) 367)

SANDARS P.G.H., BAIRD P.E.G., BRIMICOMBE M.W., HUNT R.G.,
ROBERTS G.J., and STACEY D.N.
Phys.Rev.Lett.39 (1977) 798

SCOTT G.
Rev.Mod.Phys.34 (1962) 102

SCHOPPER H.
Nucl.Instr.3 (1958) 158

SOREIDE D.C., ROBERTS D.E., LINDAHL E.G., LEWIS L.L., APPERSON G.R.,
and FORTSON E.N.
Phys.Rev.Lett.36 (1976) 352

STEFFEN S., and FRAUENFELDER H.
Siegbahn (1965) 1456

WÄFFLER H., AHRENS G., HARFST W., MASON E., STEFFENS G., BOCK P.,
and JENSCHKE B.,
Bericht C 1.5 der Tagung des Fachausschusses Kernphysik der Deutschen
Physikalischen Gesellschaft, Heidelberg, April 1978

WEINBERG S.
Phys.Rev.Lett.19 (1967) 1264

WEINBERG S.
Proc.of the 7th Intern.Conference on High Energy Physics and Nuclear
Structure, Zürich (1977)