

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

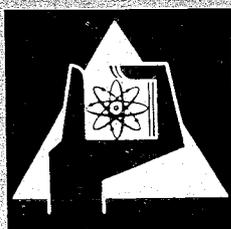
Juni 1969

KFK 986

Institut für Experimentelle Kernphysik

Suche nach paritätsverletzenden Kernkräften durch
Messung der Gamma-Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)$

J. Eichler



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1969

KFK 986

Institut für Experimentelle Kernphysik

Suche nach paritätsverletzenden Kernkräften durch
Messung der Gamma-Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ *)

von

Jürgen Eichler

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

*) Von der Fakultät für Naturwissenschaften I der
Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

A b s t r a c t

Parity symmetry in nuclear forces may be investigated in the γ -decay of polarized nuclear states. If parity invariance is violated an asymmetry in γ -radiation in the direction of nuclear polarization arises.

The population and orientation of nuclear states can be achieved by capture of polarized thermal neutrons in nuclei.

As a test on conservation of parity in nuclear forces the asymmetry coefficient A for γ -radiation emitted after the capture of polarized thermal neutrons has been measured. The reaction studied was $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$. We used γ -energies between 8.1 and 9.4 MeV from transitions to the ground state and to neighbouring excited states .

The result $A = (1.2 \pm 1.2)10^{-4}$ is consisted with no violation of parity symmetry in nuclear forces within the accuracy of the experiment. It confirms the results obtained by Forte et al. (For 66) and Warmings et al. (War 67); it is in disagreement, however, with the asymmetry coefficient obtained by Abov et al. (Abo 68) for the same reaction. A comparison with various theoretical estimates is given.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Strom-Strom-Theorie und paritätsverletzende Kernkräfte	6
2.1 Grundgedanke der Theorie	6
2.2 Neuere Entwicklungen	7
3. Aussage der Störungstheorie zur γ -Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$	10
3.1 Allgemeine Überlegungen	10
3.2 Eignung der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$	13
4. Aufbau zur Erzeugung eines polarisierten thermischen Neutronenstrahles	16
4.1 Zur Totalreflexion von Neutronen	17
4.2 Abschätzungen von Intensität und zum Einfallswinkel	20
4.3 Kristall zur Polarisationsmessung	24
4.4 Konstruktion des Co-Spiegels	26
4.5 Messung der Strahleigenschaften	30
4.6 Bestimmung der Polarisation durch $^{32}\text{S}(n,\gamma)$	37
4.7 Anordnung zur Spindrehung	39
5. Beschreibung der Zähleranordnung und der Elektronik	44
5.1 Elektronischer Aufbau	44
5.2 Steuerung des Experimentes	46
6. Durchführung der Messung der Gamma-Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$	48
6.1 Diskussion des Spektrums	48
6.2 Test von Magnetfeldeinflüssen	52
6.3 Beschreibung der Korrekturen	54
6.4 Messung des pile-up Anteiles	55
6.5 Verfahren zur Auswertung	58

	Seite
7. Ergebnisse und Vergleich mit anderen Messungen	60
7.1 Zusammenstellung der Messungen	60
7.2 Diskussion von systematischen Fehlern	62
7.3 Messungen von anderen Autoren	64
7.4 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	66
Literaturverzeichnis	

1. Einleitung

In der Physik spielen die Erhaltungsgrößen eine wichtige Rolle. Diese sind eng mit gewissen Transformationseigenschaften gekoppelt. In der Quantenmechanik ist die Operation gegen Spiegelung $r \rightarrow -r$, die durch den Paritätsoperator P vollzogen wird, mit der Frage nach der Erhaltung der Parität verknüpft. Je nachdem, ob der Hamilton-Operator einer Wechselwirkung vertauschbar oder nicht vertauschbar mit P ist, spricht man von Erhaltung oder Verletzung der Parität.

Bereits vor und verstärkt nach dem Nachweis der Nichterhaltung der Parität in der schwachen Wechselwirkung wurde die Symmetrie auch für die Kernkräfte genau untersucht. Als obere Grenze ergab sich bis etwa 1958, daß die relative paritätsverletzende Amplitude der Kernkräfte höchstens 10^{-4} beträgt (Wil 58). Einen neuen Impuls, der das Interesse an einer verbesserten Meßgenauigkeit weckte, gab der Vorschlag einer universellen Theorie der schwachen Wechselwirkung von Gell-Mann und Feynman (Gel 58). Diese sagt unter anderem eine schwache und damit paritätsverletzende Kraft zwischen Neutron und Proton voraus. Diese zusätzliche schwache Wechselwirkung ist klein gegenüber den paritätserhaltenden starken Kräften.

Es ist nun interessant, die schwachen Kernkräfte experimentell nachzuweisen. Auf diese Weise ist zumindest qualitativ eine Prüfung der Gültigkeit der erwähnten Theorie, die in Analogie zur Elektrodynamik Strom-Strom Kopplung genannt wird, möglich. Ein quantitativer Test kann gegenwärtig höchstens bei den einfachsten Kernstrukturen erzielt werden. Als erste Abschätzung sollte die Größenordnung der Effekte durch die Kopplungskonstante der starken und schwachen Wechselwirkung bestimmt sein und etwa 10^{-7} betragen. In einigen Fällen kann

man jedoch beträchtliche Verstärkungen erwarten, wenn z.B. der paritätserlaubte Übergang durch Auswahlregeln behindert ist, nicht aber der paritätsverletzende (z.B. Mic 64).

Der Nachweis der schwachen Neutron-Proton Kraft erfolgt durch die Messung von paritätsverletzenden Effekten. Dazu müssen Messungen von hoher Genauigkeit unternommen werden. Diese Forderung beschränkt die Auswahl der möglichen Experimente. Im wesentlichen scheint bei folgenden Untersuchungsmethoden eine Meßgenauigkeit von der erwarteten Größenordnung der Effekte erreichbar zu sein.

1. Durch die Störung der paritätsverletzenden Kernkraft wird ein Energiezustand eines Kernes nicht mehr eindeutig durch eine bestimmte Parität beschrieben. Dadurch werden beim γ -Zerfall elektrische und magnetische Strahlungen gleicher Multipolordnung möglich. Durch Interferenz beider kohärenter Strahlungen entsteht eine zirkulare Polarisation. Eine zirkular polarisierte Strahlung von einem unpolarisierten Zustand beschreibt einen Schraubensinn, welcher bei Invarianz gegen Spiegelung nicht zulässig ist.

Die z.Zt. hoffnungsvollste Methode zum Nachweis einer Paritätsverletzung besteht in der Suche nach einer kleinen zirkularen Polarisation beim γ -Zerfall unpolarisierter Kerne. Dazu wurden bisher zahlreiche Experimente durchgeführt (z.B. Boe 67, Boc 69, Cru 69). Erst nach Einführung einer neuartigen Meßmethode gelang es der Gruppe Lobashov im γ -Zerfall von ^{175}Lu und ^{181}Ta Polarisationen von $(4 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ bzw. $(6 \pm 1) \cdot 10^{-6}$ zu messen (Lob 67 und 68). Die Ergebnisse deuten auf eine Paritätsverletzung von etwa 10^{-7} hin. Leider ist ein qualitativer Vergleich mit der Strom-Strom Theorie wegen der komplizierten Kernstruktur schwierig. Eine bessere Analyse ließe sich bei γ -Übergängen im Deuteron, wie sie bei Strahlungseinfang von thermischen Neutronen in Protonen

leicht erzeugt werden können, machen (Dan 65).

2. Bei Erhaltung der Parität bei den Kernkräften sind gewisse α -Zerfälle streng verboten. Ein α -Teilchen besitzt keinen Spin. Daher muß beim α -Zerfall von einem Kernniveau zu einem anderen der Unterschied der Kernspinwerte beider Zustände als Bahndrehimpuls fortgetragen werden. Bahndrehimpulse haben strenge Symmetrieeigenschaften gegenüber Raumspiegelung: Bahndrehimpulse mit einem geraden (ungeraden) Vielfachen von h tragen positive (negative) Parität. Daraus folgt, daß bei Erhaltung der Parität in den Kernniveaus α -Zerfälle zwischen Niveaus mit einer Spindifferenz von einer geraden (ungeraden) Zahl und einer (keiner) Änderung der Parität verboten sind. Die Suche nach derartigen Übergängen kann somit als Test zur Paritätserhaltung bei den Kernkräften dienen.

Besonders interessant wird diese Untersuchungsmethode dadurch, daß hier eine Entscheidung gefällt werden kann, ob die Paritätsverletzung tatsächlich den Kernkräften zuzuschreiben ist. Es liegt nahe, die von Lobashov und Mitarbeitern nachgewiesene Paritätsverletzung durch den Einfluß der schwachen Wechselwirkung zu erklären. Dennoch kann bisher experimentell nicht ausgeschlossen werden, ob die Paritätsverletzung nicht in der elektromagnetischen Wechselwirkung des γ -Zerfalls liegt. Eine klare Aussage könnte die Untersuchung von α -Zerfällen liefern.

Bisher wurde nach dem verbotenen 8,87 MeV α -Übergang vom 2^- Niveau des ^{16}O zum 0^+ Grundzustand des ^{12}C gesucht. Es finden sich Andeutungen mit schlechter Statistik, daß dieser Zerfall mit geringer Wahrscheinlichkeit vorkommt (Wäf 68). Diese Untersuchung wird erheblich durch den Untergrund erlaubter α -Zerfälle erschwert.

3. Eine weitere brauchbare Methode zum Nachweis einer Paritätsverletzung bei den Kernkräften untersucht die γ -Winkelverteilung von orientierten Kernzuständen. Ähnliche Experimente werden seit langem zur Untersuchung von β -Zerfällen, für welche die Paritäts-Invarianz verletzt ist, durchgeführt (Wu 57, Gul 68). Eine Verletzung der Parität äußert sich in einer γ -Asymmetrie der mit dem Impuls \vec{p} emittierten Quanten bezüglich der Richtung der Kernpolarisation $\vec{\sigma}$. Der Erwartungswert $\vec{p}\vec{\sigma}$ ändert bei Transformation gegen Spiegelung das Vorzeichen, d.h. dieser Term ist bei Erhaltung der Parität verboten.

Zur Untersuchung der Paritätsverletzung in den Kernkräften ist es experimentell günstig, die Kernzustände durch Einfang thermischer polarisierter Neutronen zu besetzen und zu orientieren (Haa 59). Die Auswahl von γ -Übergängen, die sich zum Nachweis einer Paritätsverletzung eignen, ist stark begrenzt (siehe 3.2). Bisher scheint besonders der 9,04 MeV γ -Übergang in ^{114}Cd geeignet, der durch Neutroneneinfang in ^{113}Cd erzeugt werden kann. Eine experimentelle Untersuchung der Asymmetrie dieses γ -Zerfalls nach Einfang polarisierter thermischer Neutronen wurde von einigen Autoren mit nicht übereinstimmenden Ergebnissen durchgeführt.

Die Diskrepanz der Resultate macht eine Neumessung, die in dieser Arbeit durchgeführt wurde, wünschenswert. Die Ergebnisse zeigen, daß eine mögliche Verletzung der Parität kleiner als einige 10^{-7} sein muß (Tabelle 7). Etwa eine Größenordnung ungenauer ist die Methode, die Kerne durch einen vorangehenden β -Zerfall zu polarisieren. In diesem Fall werden β - γ -Korrelationen gemessen (Boc 69a).

In dieser Arbeit wird nach paritätsverletzenden Effekten, welche sich in einer Asymmetrie der emittierten γ -Strahlung

bezüglich der Richtung Kernpolarisation äußern sollten, in der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ gesucht. Bisher wurde bei Messung an derselben Reaktion eine Asymmetrie nur von Abov et al. (Abo 64 und 69) gefunden, während Forte et al. (For 68) und Warming et al. (War 67) diesen Effekt nicht nachweisen konnten. Wegen der fundamentalen Bedeutung dieser Versuche wurde eine Neumessung durchgeführt.

2. Strom-Strom Theorie und paritätsverletzende Kernkräfte

Neben anderen Vorhersagen fordert die Strom-Strom Hypothese eine schwache und damit paritätsverletzende Neutron-Proton Kraft. Im folgenden sollen der Grundgedanke dieser Theorie (Gel 58) und die Folgen für eine paritätsverletzende Kernkraft erläutert werden.

2.1 Grundgedanken der Theorie

An Zerfällen durch schwache Kräfte sind vier Teilchen beteiligt, die in zwei Paare zusammengefaßt werden können. Beispielsweise treten beim β -Zerfall des Neutrons ein Proton, Elektron und Antineutrino ein Nukleonenpaar und ein Leptonenpaar auf. Der Hamiltonoperator kann durch das Produkt zweier Ausdrücke j und j_e gebildet werden, von denen der eine nur die Wellenfunktionen der Nukleonen und der andere nur die der Leptonen enthält:

$$H = \frac{g_\beta}{\sqrt{2}} (j^+ j_e) + h.c. \quad (1)$$

Jede dieser beiden Größen j und j_e wird in Analogie zur Elektrodynamik Strom genannt. Alle anderen schwachen Prozesse können ebenfalls derartig durch das Produkt zweier Ströme beschrieben werden (Übersicht z.B. Scho 66). Beispielsweise tritt beim Zerfall des Myons in μ -Neutrino, Elektron und Antineutrino ein Myon-Strom j_μ und der eben erwähnte Leptonenstrom j_e auf. Der Hamilton-Operator schreibt sich analog

$$H = \frac{g_\mu}{\sqrt{2}} (j_e^+ j_\mu) + h.c. \quad (2)$$

Die Stärke der schwachen Kräfte wird durch einen Proportionalitätsfaktor g bestimmt. Man nennt die Größe Kopplungskonstante. Die erwähnte Theorie von Gell-Mann und Feynman (Gel 58) fordert als Hypothese die Gleichheit der Kopplungskonstanten für alle schwachen Reaktionen.

Die experimentell gefundenen Abweichungen sollen durch den Einfluß der starken Kräfte verursacht werden (Renormalisierungseffekte). Mit dieser Annahme liegt es nahe, einen allgemeinen Strom J zu bilden, welcher die Summe aller bekannten Ströme, z.B. Nukleonenstrom, Leptonenstrom, usw. darstellt. Damit können in symmetrischer Weise alle schwachen Prozesse durch einen einzigen Hamiltonoperator beschrieben werden. Dieser besteht neben der Kopplungskonstanten aus dem Produkt des allgemeinen Stromes mit sich selbst. Man nennt diesen Ansatz Strom-Strom-Kopplung.

$$H = \frac{g_0}{\sqrt{2}} (J^+ J) + \text{h.c.} = \frac{g_0}{\sqrt{2}} (j + j_e + j_\mu + \dots)^+ (j + j_e + j_\mu + \dots) + \text{h.c.} \quad (3)$$

Im Gegensatz zur alten Theorie treten im Hamiltonoperator auch gleichartige Produkte, wie z.B. Nukleonenstrom \times Nukleonenstrom ($j^+ j$) auf. Dies besagt, daß eine Wechselwirkung zwischen Proton und Neutron auch durch schwache Kräfte stattfindet. Das Verhältnis der Amplituden von schwacher zu starker Kraft sollte größenordnungsmäßig durch

$$\sqrt{\frac{g_{\text{schwach}}}{g_{\text{stark}}}} \approx 10^{-7} \quad (4)$$

bestimmt sein. (g_{stark} (schwach) = Kopplungskonstante der starken (schwachen) Wechselwirkung). Trotz des geringen Anteiles ist ein Nachweis der schwachen Proton-Neutron Kräfte möglich, da diese im Gegensatz zu den starken Kräften die Parität verletzen. Von der Strom-Strom Theorie werden also paritätsverletzende Kernkräfte vorausgesagt, und es ist Aufgabe des Experimentes durch den Nachweis der Paritätsverletzung einen Test der Theorie zu versuchen.

2.2 Neuere Entwicklungen

In den letzten Jahren sind zahlreiche theoretische Arbeiten mit dem Ziel erschienen, das paritätsverletzende Kernpotential auszurechnen (Bli 60, Mic 64, Wah 65, Szy 66, McK 68, Fis 68). Der Ausgangspunkt ist der verallgemeinerte Strom

der schwachen Wechselwirkung. Die in Gl. (3) angegebene Form ist inzwischen von Cabibbo (Cab 63) verbessert worden. Weitere Modifikationen wurden von D'Espagnat (D'Es 63), Segré (Seg 68), Lee (Lee 68) und Oakes (Oak 68) vorgeschlagen. Das paritätsverletzende Kernpotential wurde von verschiedenen Autoren für alle der erwähnten Ansätze für den Strom abgeschätzt.

Es zeigt sich, daß die wichtigsten Anteile zum paritätsverletzenden Nukleon-Nukleon Potential durch Austausch eines ρ -Mesons und eines π -Mesons erzeugt werden. Dabei wird angenommen, daß für die Erzeugung die schwache Wechselwirkung und für Absorption die starke Wechselwirkung verantwortlich ist. In älteren Arbeiten (Bli 60, Mic 64) wurde nur der Austausch eines ρ -Mesons berücksichtigt. Dies wurde dadurch gerechtfertigt, daß die entsprechenden Terme proportional zu $\cos^2\theta \approx 0,94$ sind, wobei θ der Cabibbo Winkel ist. Dagegen sind die Beiträge, welche den Austausch eines π -Mesons beschreiben, um den Faktor $\sin^2\theta/\cos^2\theta \approx 0,07$ schwächer. Neuere Untersuchungen haben jedoch ergeben, daß in vielen Fällen der Beitrag vom π -Austausch überwiegen kann. Dieses Resultat läßt sich durch Betrachtung der Reichweite der beiden Potentialanteile verstehen. Die Reichweite eines Potentials ist umgekehrt proportional zur Masse des ausgetauschten Teilchens. Im Falle des ρ -Austausches ist die Reichweite durch die Masse des ρ -Mesons bestimmt. Sie ist damit kürzer als beim π -Austausch. In Anbetracht des hard-core der Nukleonen kann somit das π -Potential gegenüber dem ρ -Potential begünstigt werden, da sich zwei Nukleonen nicht bis auf die Reichweite des ρ -Potentials nähern können.

Nach den Rechnungen von Fischbach und Trabert (Fis 68) scheint das ρ -Potential ziemlich unabhängig von der speziellen Form des Stromes der schwachen Wechselwirkung zu sein. Dagegen ist der π -Prozeß modellabhängig und variiert stark

für die oben angegebenen Ansätze für Strom der schwachen Wechselwirkung. Auch wenn die Meßgenauigkeit der Experimente zur Suche einer Paritätsverletzung nicht immer zum Nachweis eines Effektes ausreicht, kann in gewissen Fällen ein theoretisch interessanter Schluß gezogen werden. Beispielsweise kann der Ansatz für den Strom der schwachen Wechselwirkung von Oakes (Oak 68) experimentell mit ziemlicher Sicherheit ausgeschlossen werden, da die von dieser Theorie vorhergesagten Effekte um etwa einen Faktor 10 zu groß sind (siehe Tabelle 8).

Es besteht ein gewisser Unterschied zwischen den in der Einleitung erwähnten experimentellen Möglichkeiten zum Nachweis einer Paritätsverletzung. Dandilov (Dan 65) hat gezeigt, daß beim Strahlungseinfang von Neutronen in Protonen die Messung der zirkularen Polarisierung der γ -Strahlung im wesentlichen auf das Potential, welches durch ρ -Austausch gegeben ist, empfindlich ist. Dagegen weist die Messung der γ -Asymmetrie nach polarisiertem Neutroneneinfang die Kräfte durch π -Austausch nach. Andere Möglichkeiten zur experimentellen Trennung der beiden Anteile hat Henley (Hen 68) gezeigt.

Bisher ist ein Vergleich zwischen Experiment und Theorie nur in groben Zügen möglich (siehe 7.4). Es bedarf sicher noch jahrelanger Verbesserung der Experimente und der Theorien, um hier eine Klärung zu schaffen.

3. Aussage der Störungstheorie zur γ -Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

Bei Verletzung der Parität in den Kernkräften sollte die γ -Strahlung von polarisierten Kernen asymmetrisch bezüglich der Richtung der Kernpolarisation sein (Haa 59). Derartige Asymmetrien wurden von verschiedenen Autoren am ^{114}Cd untersucht (Abo 64 und 68, For 66, War 67). Die Kernpolarisation erfolgte durch Einfang polarisierter Neutronen in ^{113}Cd . Die Messungen der verschiedenen Gruppen zeigen keine Übereinstimmung, so daß bei dieser Reaktion ein eindeutiger Nachweis einer Paritätsverletzung noch aussteht. Aus diesem Grunde wurde eine Wiederholung der Messung in dieser Arbeit vorgenommen in der Hoffnung, die von Abo gefundene Paritätsverletzung zu verifizieren.

3.1 Allgemeine Überlegungen

Im folgenden soll ein Zusammenhang zwischen dem Wert der γ -Asymmetrie und dem Verhältnis des paritätsverletzenden zum paritätserhaltenden Kernpotential F abgeleitet werden (Bli 60). Beim Einfang von thermischen Neutronen in Kernen entsteht ein Compoundzustand mit einer hohen Niveaudichte. Die Wellenfunktion eines Zustandes muß nach der Störungstheorie auch die Eigenschaften der benachbarten Zustände enthalten. Gilt nun die Erhaltung der Parität nicht mehr uneingeschränkt, so mischen auch Zustände verschiedener Parität miteinander. Die Wellenfunktion besteht dann aus einem Anteil, welcher z.B. gerade bezüglich der Paritätsoperation (ψ_g) und einem, welcher ungerade (ψ_u) ist:

$$\psi = \psi_g + \alpha\psi_u \quad (5)$$

Nach der Störungstheorie ist die paritätsverletzende Konstante α umso größer, je dichter die Niveaus mit gleichem Spin und verschiedener Parität liegen. Weiterhin wird α von einer Größe F abhängen, welche das Verhältnis des paritätsverletzenden zum totalen Potential angibt.

Mit Hilfe sehr grober Modelle ist es möglich, α durch die Niveaudichte N und durch den paritätsverletzenden Potentialanteil F auszudrücken. Man benutzt Oszillator-Wellenfunktionen und macht statistische Annahmen, z.B. über die Verteilung der Spins und Paritäten in den Compoundzuständen. Mit diesem Modell erhält man

$$|\alpha| = \frac{1}{12} F \cdot \sqrt{N} \quad (6)$$

Die dimensionslose Größe N beschreibt die Anzahl der Niveaus im Energie-Intervall von 1 MeV. Die Niveaudichte im Compound-Zustand kann durch verschiedene Theorien berechnet werden (Bet 35). Man kann sie auch leicht durch Abzählen der experimentell ermittelten Neutronenresonanzen (BNL 60) erhalten. N steigt stark mit der Massenzahl der Kerne an. Beispielsweise gilt für $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ $\sqrt{N} \approx 600$ und für $^{32}\text{P}(n,\gamma)$ $\sqrt{N} \approx 7$.

Im Grunde muß nicht nur für den Compound-Zustand sondern auch für den Grundzustand des Targetkerns und für den Endzustand nach der Emission eine Paritätsmischung erwartet werden. Jedoch ist für diese Niveaus $\sqrt{N} \approx 1$, was man leicht aus dem Term-Schema ablesen kann. Es ist also im allgemeinen vernünftig, nur mit einer Paritätsverletzung im Compound-Zustand zu rechnen. Es gibt jedoch Ausnahmen, von denen eine in Kapitel 3.2 betrachtet wird.

Die Paritätsmischung im Compound-Zustand macht sich in der γ -Emission bemerkbar. Es soll jetzt speziell die Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ betrachtet werden (Fig. 1). Wegen der Paritätsverletzung wird dem Compound-Zustand mit $J = 1^+$ zu einem Bruchteil, der durch α gegeben ist, Beiträge mit $J = 1^-$ zugemischt. Beim γ -Zerfall z.B. in den Grundzustand kann also neben der paritätserhaltenden M1 Strahlung auch ein

E1 Zerfall auftreten. Beide Multipolstrahlungen sind kohärent und interferieren miteinander. Betrachtet man ausgerichtete Compound-Niveaus, wie sie durch Einfang polarisierter thermischer Neutronen leicht erzeugt werden können, so entsteht eine Asymmetrie in der Winkelverteilung $W(\theta)$

$$W(\theta) = 1 + P \cdot A \cdot \cos \theta, \quad (7)$$

wobei P der Polarisationsgrad der Neutronen und θ der Winkel zwischen Neutronenspin und Emissionsrichtung ist. Der Asymmetriekoeffizient A ist proportional zu α (Bli 60):

$$A = 2\alpha \cdot k \cdot a \quad (8)$$

Der Koeffizient a enthält die Spins der an der Reaktion beteiligten Niveaus (J_i = Spin des Targetkerns, J_c = Spin des Compound-Zustandes, J_f = Spin des End-Zustandes)

$$a = \frac{1}{4} \frac{[J_f(J_f+1) - J_c(J_c+1) - 2][J_i(J_i+1) + J_c(J_c+1) - 3/4]}{J_c(J_c+1)} \quad (9)$$

Die Größe k kennzeichnet das paritätsverbotene Mischungsverhältnis zwischen der elektrischen (e_L) und der magnetischen (m_L) Multipolstrahlung der Ordnung L :

$$k = \frac{m_L \cdot e_L}{|m_L|^2 + |e_L|^2} \quad (10)$$

Besonders günstig ist es, $M1$ Übergänge zu untersuchen, da der paritätsverbotene $E1$ Übergang durch die Multipolwahlregel um einen Faktor 10 begünstigt sein sollte. In diesem Fall ist $k \approx 10$.

3.2 Eignung der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

Übergänge, die zur Untersuchung einer paritätsverletzenden Asymmetrie geeignet sind, müssen zusammengefaßt folgende Eigenschaften erfüllen:

1. Die Niveaudichte N im Compound-Zustand muß hoch sein. Danach sind schwere Kerne geeignet.
2. Im Zerfall des Compound-Zustandes sollen möglichst intensive M1 Übergänge auftreten.
3. Der statistische Faktor a muß möglichst nahe an Eins herankommen. Diese Bedingung wird durch einen Übergang mit $J_i = 1/2$, $J_c = 1$ und $J_f = 0$ erfüllt, wofür a mit $a = 1$ maximal wird.
4. Der Wirkungsquerschnitt für die (n,γ) Reaktion darf nicht zu klein sein ($\sigma > 1$ barn). Diese Bedingung ist für schwere Kerne fast immer erfüllt und bringt somit keine Einschränkung in der Auswahl.

Nach diesen Forderungen scheint bisher mit Abstand am besten die Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ geeignet. Obwohl die M1 Zerfälle nur mit sehr geringen Intensitäten auftreten, kennt man kein besseres Untersuchungsobjekt, welches bei vergleichbarer Meßzeit ähnlich genaue Aussagen über F gestattet.

Das Termschema von $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ ist vereinfacht in Fig. 1 dargestellt. Der Targetkern ^{113}Cd hat $J_i = 1/2^+$. Durch Einfang thermischer Neutronen, welche den Drehimpuls $l = 0$ bezüglich des Targetkernes tragen, können Compound-Zustände mit $J_c = 0^+$ oder 1^+ erzeugt werden. Die Einfangreaktion wird durch eine starke Resonanz bei 0,2 eV mit 1^+ bestimmt, so daß $J_c = 0^+$ im Compound-Zustand nicht vorkommt. Für den Übergang in den Grundzustand $1^+ \rightarrow 0^+$ wird $a = 1$.

Jedoch auch für die Übergänge zu den ersten angeregten Zuständen mit $J_f = 2^+$ ist a relativ groß, nämlich $a = 1/2$.

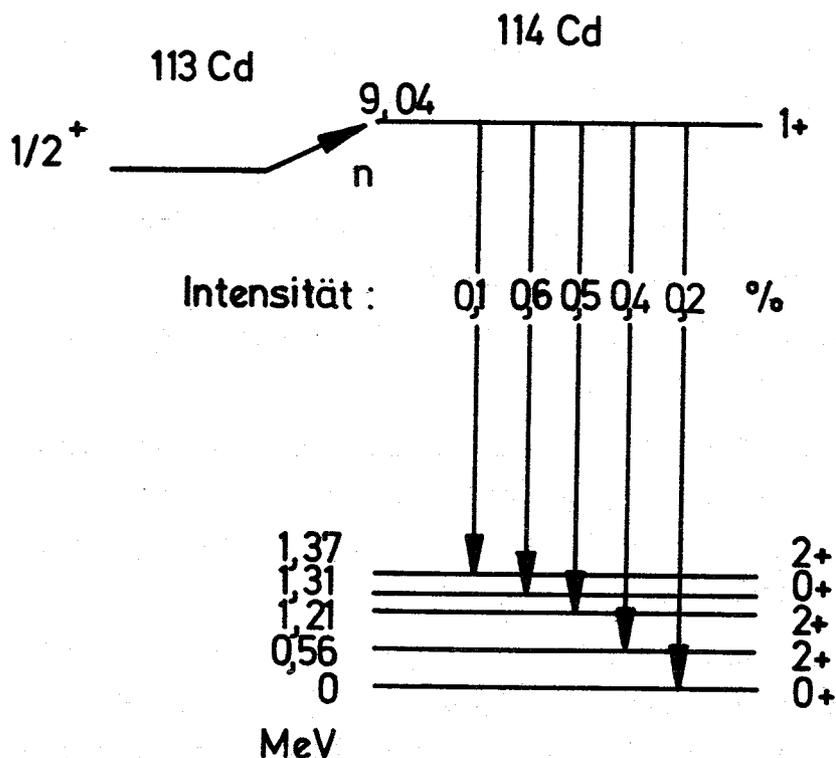


Fig. 1 Vereinfachtes Termschema für ^{114}Cd nach der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

Die Übergänge zum Grundzustand und zu den angeregten Zuständen bis etwa 1.3 MeV sind M1 Strahlungen.

Die Niveaudichte in ^{114}Cd wurde bereits erwähnt mit $\sqrt{N} \approx 600$. Damit erhält man den Asymmetriekoeffizienten

$$\begin{aligned} & A = 10^3 F \quad \text{für } J_f = 0^+ \\ \text{bzw.} \quad & A = 0,5 \cdot 10^3 F \quad \text{für } J_f = 2^+. \end{aligned} \quad (11)$$

Man erwartet also im Energiebereich der Linien von 7,7 - 9,0 MeV im Zerfall des ^{114}Cd eine Asymmetrie von der gleichen Größenordnung wie zum Grundzustand. Die Wahl des Bereiches bei der Messung wird später erörtert.

Bei dieser groben Betrachtungsweise ist bisher die Strom-Strom Theorie nicht enthalten. Um zu einer einfachen Abschätzung zu gelangen, erinnert man sich, daß nach der Strom-Strom Theorie eine Paritätsverletzung von $F \approx 10^{-7}$ erwartet wird. Damit wird der Asymmetriekoeffizient zu $A \approx 10^{-4}$ vorhergesagt. Diese Größenordnung ist aber keineswegs gesichert. Genauere Angaben der verschiedenen Theorien finden sich in Tabelle 8.

Es sei zum Abschluß bemerkt, daß bei (n, γ) Reaktionen durchaus auch Gesichtspunkte ins Spiel kommen können, welche andere Forderungen als die erwähnten zur Folge haben.

Es ist nicht immer sinnvoll, nur γ -Strahlung, die vom Compound-Zustand ausgeht, zu untersuchen. Durch Zerfall des orientierten Compound-Zustandes werden andere kurzlebige, angeregte Niveaus bevölkert und polarisiert. In einigen Fällen ist es interessant, den γ -Zerfall eines dieser Zustände zu untersuchen. Dazu ist es notwendig, daß der paritätserlaubte Übergang stark behindert ist. Außerdem sollten zwei Niveaus mit gleichem Spin und verschiedener Parität eng benachbart sein. Ein derartiger Fall scheint in $^{40}\text{Ca}(n, \gamma)$ vorzuliegen. In dieser Reaktion werden das $3/2^+$ - 2,02 MeV und $3/2^-$ - 1,95 MeV Niveau im ^{41}Ca bevölkert, die einen M2 bzw. E2 Zerfall in den $7/2^-$ Grundzustand haben (Law 68, Bar 67, Led 67). Als weitere Bedingung muß gefordert werden, daß die Depolarisation durch γ -Kaskaden-Effekte bei Besetzung der untersuchten Niveaus nicht zu groß wird.

4. Aufbau zur Erzeugung eines polarisierten thermischen Neutronenstrahles

Zur Durchführung des Paritätsexperimentes ist ein polarisierter thermischer Neutronenstrahl notwendig. Die Erzeugung eines derartigen Strahles ist sowohl für kernphysikalische als auch für Untersuchungen von Festkörpern von Wichtigkeit.

Zur Polarisierung wurden verschiedene Methoden entwickelt:

1. Transmission durch magnetisiertes Eisen (Sta 54)
2. Polarisation durch Stern-Gerlach Felder (Has 62)
3. Totalreflexion an magnetisierten Co-Spiegeln (Ham 49, Hug 51)
4. Bragg-Reflexion an ferromagnetischen Kristallen (92 % Co-8 % Fe, Fe_2O_3 , u.a.)

Auf die erste Möglichkeit soll nicht eingegangen werden, da dabei nur geringe Polarisationsgrade bis zu 40 % erreicht werden. Auch die zweite Methode ist nur in wenigen Fällen anwendbar, da der Strahlquerschnitt nur sehr klein ist. Für kernphysikalische Untersuchungen wird meist das dritte Prinzip verwendet, da hierbei relativ hohe Polarisierungen von 70 - 90 % erzielt werden. Dabei wird in Kauf genommen, daß das Energiespektrum dem einer thermischen Verteilung ähnelt. Die Polarisierung durch Bragg-Reflexion liefert dagegen monochromatische Neutronen, wobei der Polarisationsgrad nur wenig von 100 % abweicht. Die Flüsse sind allerdings um einen Faktor 20 kleiner im Vergleich zur Totalreflexion.

Da, wie noch gezeigt wird, der Einfluß eines thermischen Energiespektrums unwesentlich ist, wurden bei diesem Experiment Neutronen durch Totalreflexion an einem magnetisierten Co-Spiegel polarisiert. Als Analysator erwies sich ein

magnetisierter Co-Fe (92% - 8 %)-Kristall als zweckmäßig. Zunächst ist beim Kristall der Aufbau einfacher und kompakter als beim Spiegel. Zum anderen gestattet er, die Wellenlängenabhängigkeit der Polarisierung der reflektierten Neutronen zu messen.

4.1 Grundlagen zur Totalreflexion von Neutronen

Das Prinzip der Totalreflexion ist aus der Optik gut bekannt. Wenn Lichtwellen beispielsweise aus dem Vakuum auf die Grenzfläche eines Mediums fallen, findet eine Streuung an den einzelnen Atomen statt. Durch Interferenz der Wellen erhält man einen gebrochenen und einen reflektierten Strahl. Die Phasen- sowie die Gruppengeschwindigkeit in dem Medium wird durch den Brechungsindex n bestimmt. Wenn $n < 1$ ist, kann Totalreflexion auftreten, falls der Einfallswinkel einen bestimmten kritischen Winkel $\sin \phi_c = n$ ($n < 1$) überschreitet.

Ähnliche Überlegungen können für thermische Neutronen angestellt werden, wenn man ihnen eine de Broglie Wellenlänge λ zuordnet $\lambda = \frac{h}{mv}$ (h = Plancksche Konstante, mv = Impuls).

Es läßt sich zeigen (z.B. Hug 54), daß man auch einen Brechungsindex einführen kann, welcher Analogien zur Optik zeigt. Im Gegensatz zur Optik erweist es sich als günstiger, wenn man mit der Gruppengeschwindigkeit statt mit der Phasengeschwindigkeit rechnet. Der Brechungsindex für Neutronen wird dann durch das Verhältnis von Gruppengeschwindigkeit von Medium zu Vakuum bestimmt. Nimmt man an, daß auf die Neutronen im Medium ein mittleres Potential \bar{V} wirkt, so läßt sich der Brechungsindex n angeben zu:

$$n^2 = 1 - \frac{\bar{V}}{E} \quad (12)$$

Hierbei ist E die Energie der Neutronen.

Der wesentliche Unterschied im Vergleich zur Optik liegt darin, daß die Neutronen mit dem Kern und dem Spin der Elektronen in Wechselwirkung treten. Dies hat zur Folge, daß das mittlere Potential \bar{V} aus zwei Anteilen besteht. Der eine wird durch die Kernstreuamplitude b bestimmt. Dagegen wird der zweite durch das mittlere Magnetfeld der Valenzelektronen \bar{B} und dem Neutronenspin $\vec{\mu}$ gegeben. In Ferromagnetika ist es leicht möglich, zwei 3d-Elektronen durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes auszurichten. In diesem Fall erhält man verschiedene Brechungsindizes für parallele (+) und antiparallele (-) Stellung des Spins der Neutronen zum Magnetfeld.

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{\bar{V}_k}{E} \pm \frac{\mu \bar{B}}{E} \quad (13)$$

(\bar{V}_k = mittleres Potential durch Wechselwirkung mit dem Kern, E = gesamte Energie, μ = magnetisches Moment des Neutrons, \bar{B} = mittleres Magnetfeld durch die Valenzelektronen)

Wie noch gezeigt wird, ist der Brechungsindex $1 - n$ von der Größenordnung 10^{-5} . Der Grenzwinkel der Totalreflexion wird deshalb von 90° nur um wenige Minuten abweichen. Es ist deshalb üblich, mit dem Glanzwinkel (= $90^\circ - \text{Einfallswinkel}$) zu rechnen. Totalreflexion findet dann statt, wenn der Glanzwinkel einen kritischen Winkel θ_c unterschreitet:

$$\theta_c^{\pm} = [2(1 - n_{\pm})]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

Es besteht nun noch die Notwendigkeit, den Brechungsindex durch die üblichen Streuamplituden auszudrücken. Es soll nur das Ergebnis, welches eine quantenmechanische Betrachtung liefert, angegeben werden (z.B. Hughes (1954)). In den praktischen Fällen kann man Absorption und inkohärente Streuung vernachlässigen. Man erhält dann

$$\theta_c^{\pm} = \lambda \sqrt{\frac{N}{\pi}} \left[b \pm \frac{B}{B_{\text{sat}}} \cdot p \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

In der Gleichung tritt die Dichte der Atome N , die kohärente Streuamplitude b und die magnetische Streuamplitude p auf. Das Verhältnis B/B_{sat} beschreibt die herrschende Induktion gemessen an der Sättigungsinduktion. In Ferromagnetika kann leicht $B/B_{\text{sat}} = 1$ erzielt werden.

Die Gleichung für den kritischen Winkel soll am Beispiel des Co untersucht werden. Dieser Fall hat besonderes Interesse, da Streuamplituden für die Erzeugung polarisierter Strahlen günstige Werte haben (z.B. Bac 62):

$$b = 0,28 \cdot 10^{-12} \text{ cm} \quad \text{und} \quad p = 0,47 \cdot 10^{-12} \text{ cm}.$$

Im allgemeinen wird zur Erzeugung polarisierter Strahlen nicht an einer reinen magnetisierten Co Fläche, sondern an einer 92% Co - 8% Fe Legierung reflektiert. Der Grund liegt darin, daß diese Legierung schon bei ca. 300 Gauß in Sättigung ist, was die Konstruktion des Magneten erheblich vereinfacht. Für Eisen betragen die Streuamplituden

$$b = 0,96 \cdot 10^{-12} \text{ cm} \quad \text{und} \quad p = 0,60 \cdot 10^{-12} \text{ cm}.$$

Für die Legierung erhält man durch Mittelwertbildung:

$$b = 0,33 \cdot 10^{-12} \text{ cm} \quad \text{und} \quad p = 0,48 \cdot 10^{-12} \text{ cm}.$$

Diese Werte weichen nur wenig von denen für reines Co ab. Betrachtet man den praktisch wichtigen Fall der Sättigung, so erhält man

$$\begin{aligned} \theta_c^+ &= 1,5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \cdot \lambda \\ \theta_c^- &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

$$(\text{z.B. } \lambda = 2 \text{ \AA} \quad \theta_c^+ = 11')$$

Das Ergebnis zeigt, daß für nur eine Polarisationsrichtung total reflektiert wird. Man erwartet damit nach Totalreflexion eine Polarisation des Strahles.

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades fehlt noch die Angabe des Reflexionskoeffizienten $R(\theta)$. Dieser ist gegeben durch (Hug 51):

$$R^+(\theta) = \left| \frac{1 - \left(1 - \frac{\theta_c^+}{\theta}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \left(1 - \frac{\theta_c^+}{\theta}\right)^{\frac{1}{2}}} \right|^{\frac{1}{2}} \quad \text{für } \theta \geq \theta_c^+ \quad (17)$$

$$R^+(\theta) = 1 \quad \text{für } \theta \leq \theta_c^+$$

$$R^-(\theta) = 0 \quad (\text{nur für } \theta_c^- = 0)$$

Man erkennt sofort, daß für C_0 in Sättigung bei Totalreflexion ein Polarisationsgrad von 100 % auftreten sollte. In Näherung soll im folgenden stets gesetzt werden:

$$R^+(\theta) \approx 0 \quad \text{für } \theta \geq \theta_c^+$$

4.2 Abschätzungen zur Intensität und zum Einfallswinkel

An Hand der beschriebenen Gleichungen sollen einige Überlegungen unter Berücksichtigung des Neutronenspektrums angestellt werden. Die theoretischen Ergebnisse haben nur begrenzten Wert, da Oberflächeneigenschaften des Spiegels besonders bei kleinen Glanzwinkeln starke Abweichungen von der Rechnung bringen können (Bal 62). Aus diesem Grunde reichen grobe Näherungen bei der Rechnung aus. Zunächst soll die Frage untersucht werden, bei welchem Winkel θ man zweckmäßigerweise den Neutronenstrahl einfallen läßt.

Der Karlsruher Reaktor FR 2 liefert ein thermisches Neutronenspektrum mit etwa einer Maxwell-Verteilung bei einer Temperatur von 50°C . Die berechnete Verteilung der Wellenlängen ist in Fig. 2 aufgetragen.

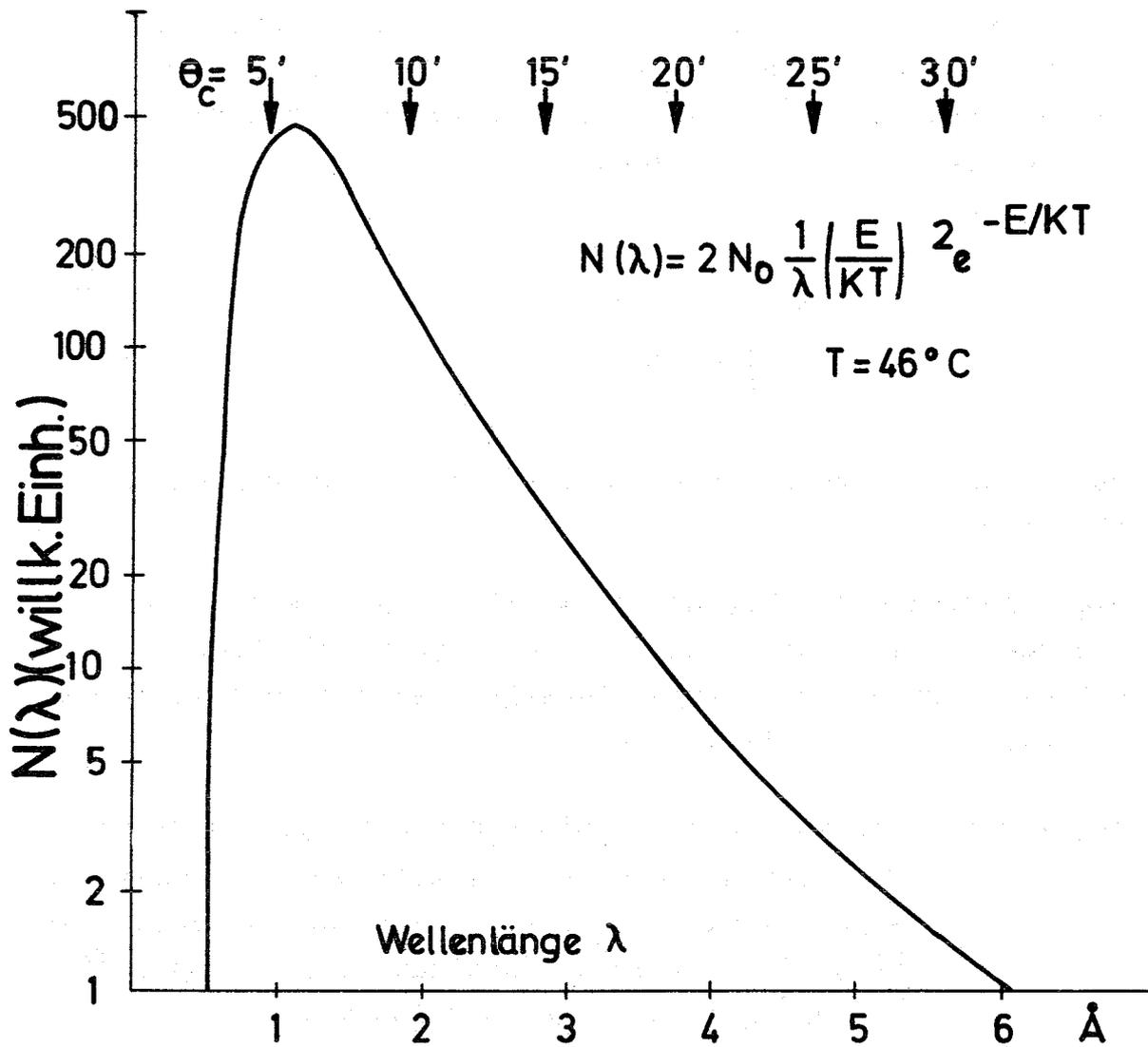


Fig. 2 Berechnete Wellenlängenverteilung von Neutronen aus einem thermischen Reaktor

Gleichzeitig entnimmt man der Figur, bei welcher Stelle das Spektrum bei einem Glanzwinkel θ abgeschnitten wird. Beispielsweise werden bei $\theta = 5'$ Wellenlängen von 1 Å bis ∞ reflektiert.

Es interessiert zunächst, welcher relative Anteil vom gesamten Spektrum in Abhängigkeit von der Spiegelstellung θ

total reflektiert wird. Wenn man in erster Näherung annimmt, daß bei einer bestimmten Wellenlänge λ (Gl. 16) das Spektrum scharf abgeschnitten wird, so ist nach Fig. 2 der reflektierte Anteil gegeben durch

$$\phi = \frac{1}{2} \frac{\int_{\lambda}^{\infty} N(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} N(\lambda) d\lambda} \quad (18)$$

Der Faktor 1/2 rührt daher, daß nur eine Spinstellung reflektiert wird.

Die numerische Auswertung von ϕ ist in Tabelle 1 für verschiedene Spiegelstellungen θ eingetragen. Die Größe ϕ enthält zunächst noch keine Aussage über die Intensität des reflektierten Strahles, da bei

Tabelle 1 Berechnung der reflektierten Strahlintensität I für verschiedene Spiegelstellungen θ . Dabei ist angenommen, daß die Flußdichte der Neutronen am Kanalende $5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ beträgt. Die Dimensionen des Spiegels betragen $8 \times 100 \text{ cm}$.

θ (min)	λ $\overset{\circ}{\text{A}}$	ϕ	I [$\times 10^{+6} \text{ sec}^{-1}$]
0	0	0,5	0
5	0,54	0,23	14,0
10	1,88	0,056	6,7
15	2,82	0,014	2,5
20	3,76	0,005	1,5
30	5,64	0,002	0,7

abnehmendem θ sich die Öffnung des Strahles verkleinert und gegen Null geht.

Um die reflektierte Intensität zu erhalten, muß mit einem Geometriefaktor G und der einfallenden Neutronenflußdichte F multipliziert werden. Der Geometriefaktor G ist durch die Kollimation des Strahles und durch die Abmessungen des Spiegels gegeben. Nimmt man an, daß alle Neutronen parallel einlaufen, so ist G gegeben durch $G = h \cdot l \cdot \sin \theta$, wobei $h = 8$ cm die Höhe des Spiegels und $l = 100$ cm die Länge des Spiegels ist.

Damit wird die reflektierte Intensität des Strahles

$$I = h \cdot l \cdot \sin \theta \cdot F \cdot \phi$$

Die Flußdichte betrug am Kanalende $F = (5 \pm 3) 10^8$ Neutronen $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Messung erfolgte nach der Aktivierungsmethode mit Gold. Damit kann in der Tabelle 1 die reflektierte Intensität I angegeben werden. Man erkennt ein Maximum zwischen $\theta = 0$ und $5'$. Die genaue Lage ist belanglos, da derartig kleine Winkel experimentell nicht zugelassen werden können, weil dann eine Trennung von direktem und reflektiertem Strahl nicht mehr möglich ist. Ein Vergleich mit den Messungen wird in Fig. 10 gezeigt.

Es wurde bereits erwähnt, daß die Polarisierung des reflektierten Strahles unabhängig von der Spiegelstellung 100 % betragen sollte. Auf Grund von verschiedenen Störungen wird dieser Wert nicht erreicht.

1. Meist ist es nicht möglich, den direkten Strahl vom reflektierten vollständig zu trennen (Fig. 8 und 6). Es tritt also ein unpolarisierter Untergrund auf. Dieser Anteil hängt stark von der Spiegelstellung und der Kollimation ab.
2. Durch Verunreinigung oder durch Oxydation der Oberfläche tritt auch Totalreflexion an nicht ausgerichteten Hüllen auf, wobei im Grenzfall völlig unpolarisierte Reflexion

erfolgen kann. Da die effektive Schichtdicke vom Einfallswinkel abhängt, ist dieser Effekt auch winkelabhängig.

3. Es ist durchaus denkbar, daß bei schlechter Bearbeitung der Oberfläche, inhomogene Felder auftreten, welche zu Depolarisationen führen können.
4. Eventuell gibt es in der Legierung Bereiche, welche nicht in Sättigung sind. Dadurch tritt auch Totalreflexion für die unerwünschte Spinstellung auf.
5. Weitere Depolarisationen können auf dem Weg vom Spiegel zum Analysator auftreten.

Leider ist es nicht möglich, Vorhersagen über derartige Effekte zu machen. Es zeigt sich, daß eine Depolarisation von etwa 25 % vorhanden ist.

4.3 Kristall zur Polarisationsmessung

Die Messung der Polarisation des reflektierten Strahles erfolgte durch die polarisationsabhängige Reflexion an einem Co (92 %) - Fe (8 %) Kristall. Das Prinzip der Bragg-Reflexion ist aus der Röntgenoptik gut bekannt. Der wesentliche Unterschied liegt darin, daß die Streuung von Neutronen durch zwei Anteile der Kernstreuung und der magnetischen Streuung verursacht wird. Dabei ist die magnetische Streuung polarisationsabhängig, d.h. bei ausgerichteten Hüllelektronen in ferromagnetischen Kristallen hängt der Streuquerschnitt von der Spinrichtung der Neutronen bezüglich des Magnetfeldes ab.

Die Bragg-Reflexion an einer Gitterebene, die durch die Miller-Indizes h, k, l gekennzeichnet ist, findet bei folgenden Wellenlängen und Einfallswinkel ϕ statt. Dabei wird nur der Reflex erster Ordnung betrachtet.

$$\lambda = 2 d \sin \phi \quad (19)$$

Der Abstand der Gitterebenen d ist mit der Seitenlänge der Elementarzelle a_0 verknüpft

$$d_{hkl} = \frac{a_0}{(h^2 + k^2 + l^2)^{1/2}} \quad (20)$$

Der polarisationsabhängige Streuquerschnitt bei Reflexion an der Ebene h, k, l eines gesättigten ferromagnetischen Kristalles beträgt

$$\sigma_{\pm} = 4 \pi (b_{hkl} \pm p_{hkl})^2 \quad (21)$$

d.h. σ_{\pm} ist für parallele (+) und antiparallele (-) Stellung von Magnetfeld und Neutronenspin verschieden. Die Streuamplituden b und p hängen von der Gitterebene h, k, l ab. Der Polarisationsgrad der reflektierten Neutronen wird damit

$$P = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{2p_{hkl}/b_{hkl}}{1 + (p_{hkl}/b_{hkl})^2} \quad (22)$$

Man erhält somit für $p_{hkl}/b_{hkl} \approx 1$ Polarisierungen von $P = 100 \%$.

Die Intensität im reflektierten Strahl hängt neben der Größe von σ_{\pm} von einer Reihe von Faktoren ab, z.B. Temperatur, Gitterfehler (mosaic spread), Debye-Waller Faktor, Dimensionen des Kristalles, Bragg-Winkel. Die durchgeführte Rechnung zeigt, daß der Reflexionskoeffizient für den verwendeten Kristall (111 Ebene von Co (92 %) Fe (8 %)) für Bragg-Winkel von $20 - 45^\circ$ für monochromatische Neutronen etwa 10^{-3} beträgt und bis auf etwa 20 % konstant bleibt.

Ein günstiger Fall ist die 111-Reflexion an einem Co (92 %) Fe (8 %)-Kristall mit $p_{hkl}/b_{hkl} = 1,21 \pm 0,06$ (Nat 59a). Der theoretische Polarisationsgrad wird damit $98,5 \pm 1 \%$.

Die experimentelle Bestimmung des Polarisationsgrades erfolgte nach einer Methode, wie sie auch in der Optik angewendet wird. Man braucht dazu drei Kristalle, die abwechselnd als Polarisator oder Analysator verwendet werden. Der Polarisationsgrad des verwendeten Kristalles wurde so zu $95 \pm 2 \%$ bestimmt, was mit dem errechneten Wert gut übereinstimmt.

Mit diesem Kristall ist nun eine Messung der Polarisation des vom Spiegel reflektierten Neutronenstrahles möglich. Dazu mißt man die Intensität im Bragg-Reflex für einen polarisierten und depolarisierten Strahl. Die Depolarisation kann leicht durch Einfügen eines unmagnetisierten 1 mm dicken Eisenblechs erfolgen. Durch die inhomogenen Felder der verschieden orientierten Weiss'schen Bezirke erfolgt eine statistische Ausrichtung der Spins des Strahles. Eine typische Meßkurve zeigt Fig. 3. Die Polarisation errechnet man zu

$$P \cdot P_1 = A \frac{N_p - U}{N_d - U} - 1. \quad (23)$$

Dabei ist P der Polarisationsgrad des Strahles und P_1 der Analysierwirkungsgrad des Kristalles von $P_1 = 0,95 \pm 0,02$. N_p (d) ist die Intensität im Reflex für den polarisierten (depolarisierten) Strahl. Die Absorption des depolarisierenden Eisenbleches wird durch $A = 0,95 \pm 0,01$ berücksichtigt. Den winkelunabhängigen Untergrund U entnimmt man leicht aus der Fig. 3.

4.4 Konstruktion des Spiegels

Der Spiegel bestand aus 1 mm dickem 94 % Co - 6 % Fe Blech. Der Fe Zusatz bewirkt eine Gitterumwandlung des hexagonalen Gitters des reinen Co in ein kubisches der Legierung. Der Vorteil einer derartigen Legierung liegt darin, daß sie bereits bei etwa 300 Gauß in magnetischer Sättigung ist. Das Magnet-system bestand aus einer Kombination von Permanentmagneten und Stromspulen.

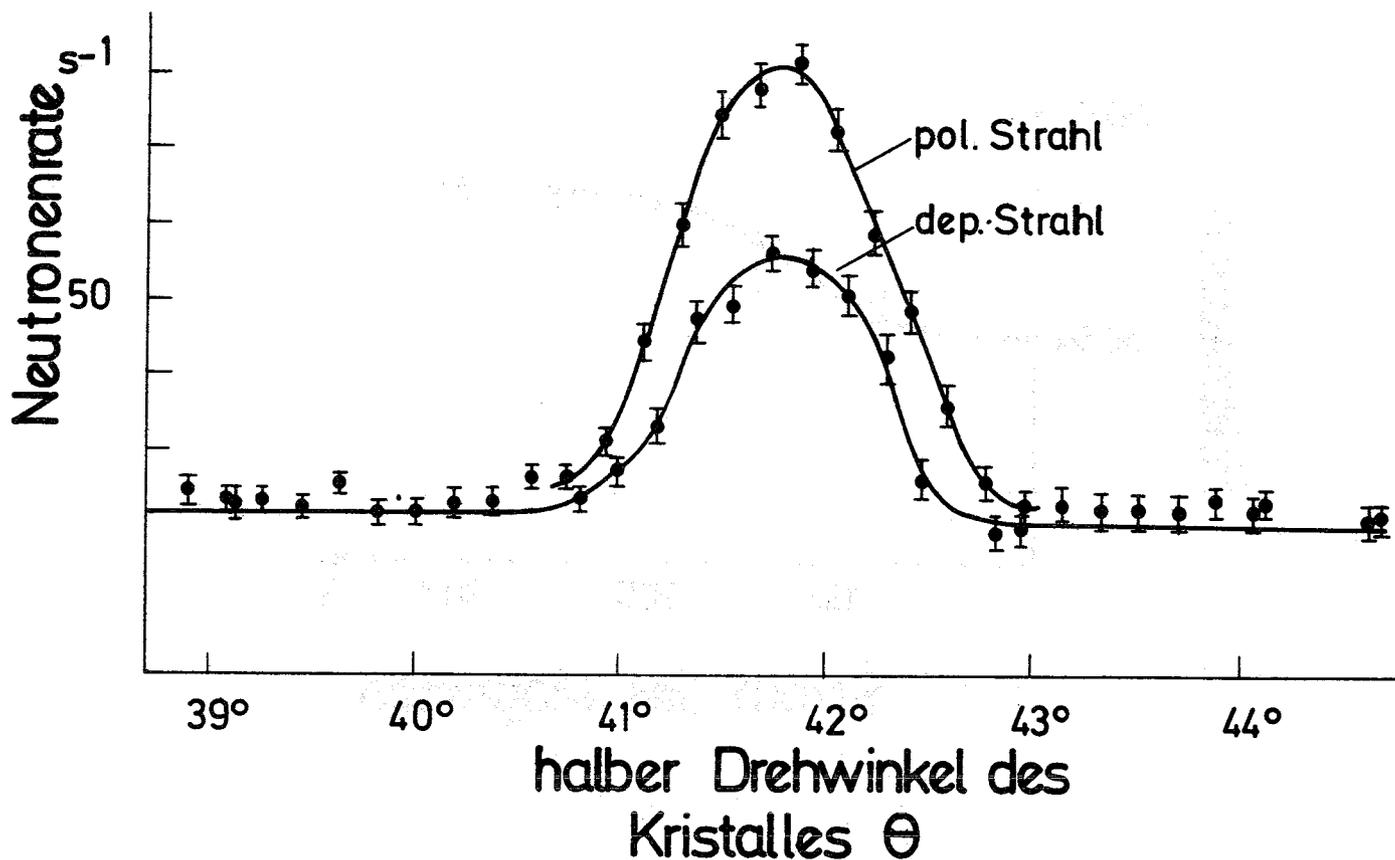


Fig. 3 $|111|$ Reflex vom Co-Fe Analysatorkristall in Abhängigkeit vom Winkel bei fester Zählrohrstellung zur Bestimmung der Polarisation der Neutronen

Die Spulen wurden erst nachträglich hinzugefügt, da sich das Feld der Permanentmagnete als zu gering erwies (Fig. 4). Das kombinierte Feld betrug maximal etwa 350 Gauß.

Der Spiegel hatte bei einer Strahlhöhe von 8 cm eine Länge von 100 cm. Aus fertigungstechnischen Gründen ist eine gute Oberflächenbearbeitung eines derartig großen Objektes nicht möglich. Deshalb wurde der Spiegel aus 10 Segmenten zusammengesetzt. Um beim Polieren und Justieren eine gute Stabilität der Spiegel zu erreichen, wurde das Blech auf einen 15 mm dicken Cu-Block geklebt.

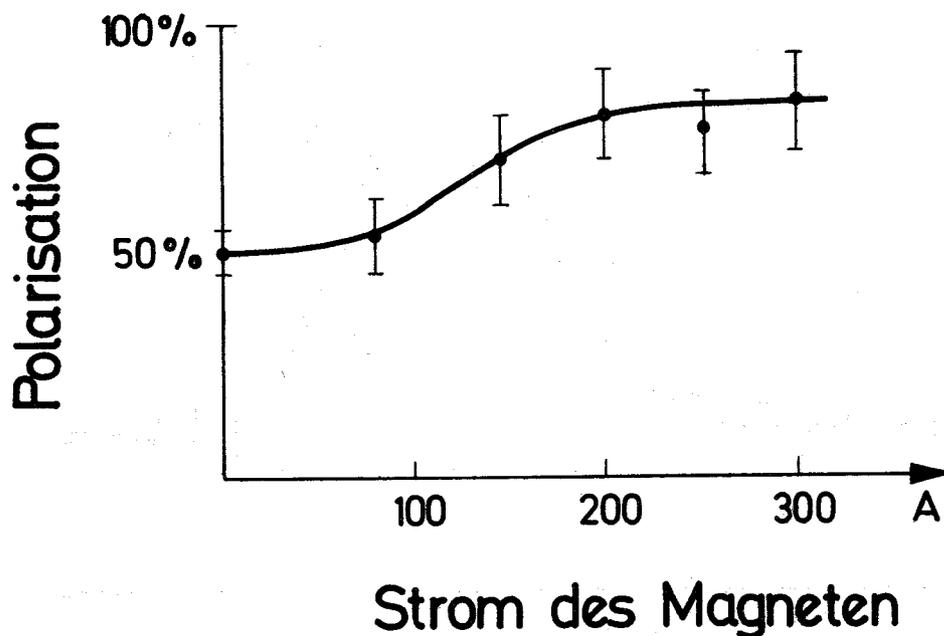


Fig. 4 Polarisation der Neutronen in Abhängigkeit vom Magnetstrom für $\theta = 9'$

Die Oberfläche wurde zunächst geschliffen und dann poliert. Die Rauheit betrug $< 0,5 \mu$ (Fig. 5). Obwohl die Oberflächenunterschiede sehr viel größer als die Eindringtiefe der Neutronen von 300 \AA sind, ergab sich dennoch nur eine Aufächerung des reflektierten Strahles von ca. 30 % gegenüber den geometrisch optischen Erwartungen.

Die Spiegelsegmente wurden auf einer 1 m langen Schiene allein durch den Anpreßdruck justiert. Zur Justierung diente ein gefiltertes Parallel-Lichtbündel, welches unter einem Glanzwinkel von $10'$ auf den Spiegel fiel. Zunächst wurde ein Spiegelsegment eingebaut und das reflektierte Bündel in einem Justierfernrohr beobachtet.

Abweichung von der mittleren
Oberfläche

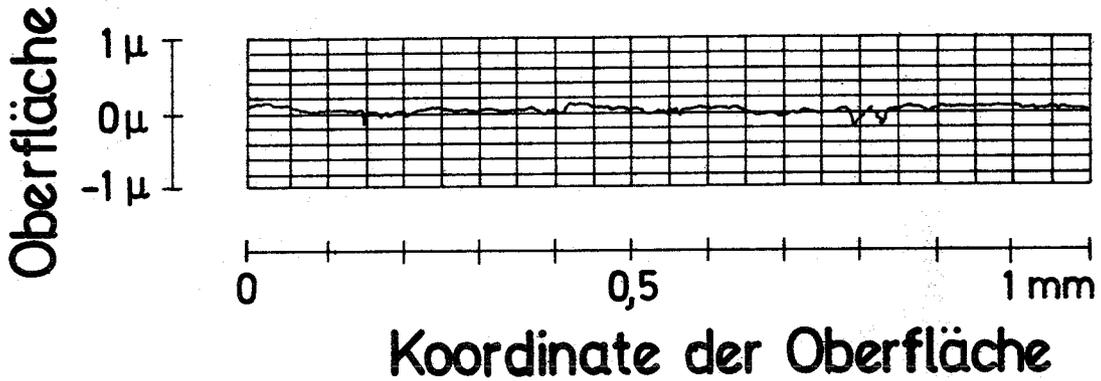


Fig. 5 Messung der Oberflächenstruktur des Co-Spiegels mit einem mechanisch abtastenden Gerät (Perth-O-Meter)

Danach wurden nacheinander die weiteren 9 Teile eingesetzt, wobei die reflektierten Bilder übereinander gelegt wurden. Wegen des streifenden Einfalls bestanden die Bilder aus Interferenzfiguren.

Eine Abschätzung zeigt, daß der Justierfehler höchstens einige 0,1' betrug. Fig. 6 zeigt, daß die für die zur Strahlentrennung wesentliche Blende etwa in der Spiegelmitte liegen muß. Aus diesem Grunde wurde an dieser Stelle eine justierbare Blende aus Blei und Bor eingebaut.

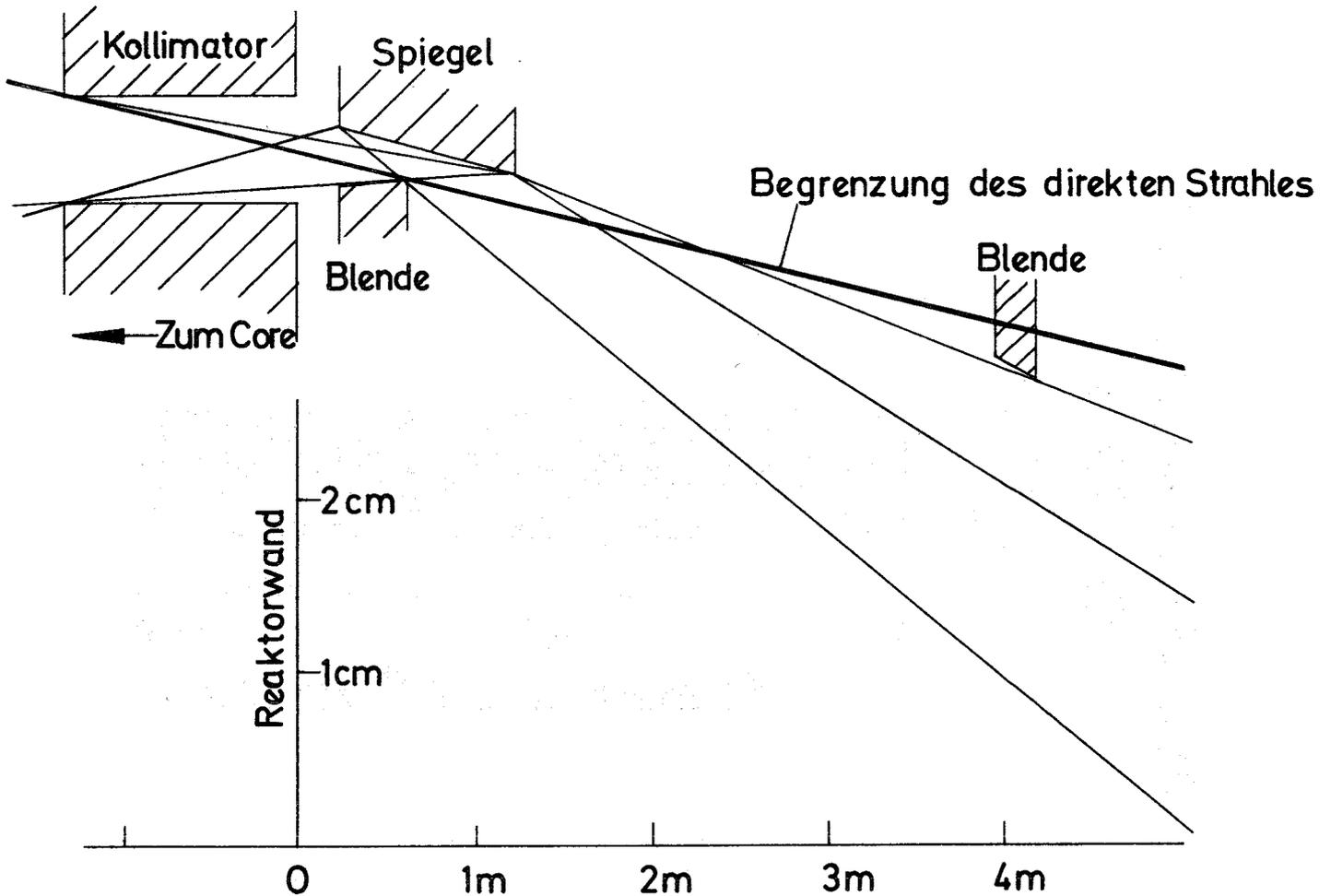


Fig. 6 Geometrischer Strahlengang für die Reflexion am Spiegel

4.5 Messungen der Strahleigenschaften

An der Stelle des zweiten Targets (Fig. 7), 4,5 m vom Spiegelende entfernt, wurden zunächst die Strahlprofile aufgenommen. Dabei wurde der Spiegel unter verschiedene Glanzwinkel θ eingestellt. Die Profile sind in Fig. 8 eingetragen. Ein Vergleich mit dem geometrisch konstruierten Strahlengang bei 10° zeigt eine recht vernünftige Übereinstimmung mit den Messungen. Wenn man in der Konstruktion (Fig. 6) die äußeren Randstrahlen als Begrenzung wählt, erhält man eine totale Strahlbreite von 2,5 cm, was etwa einer Halbwertsbreite von 1,3 cm entsprechen könnte.

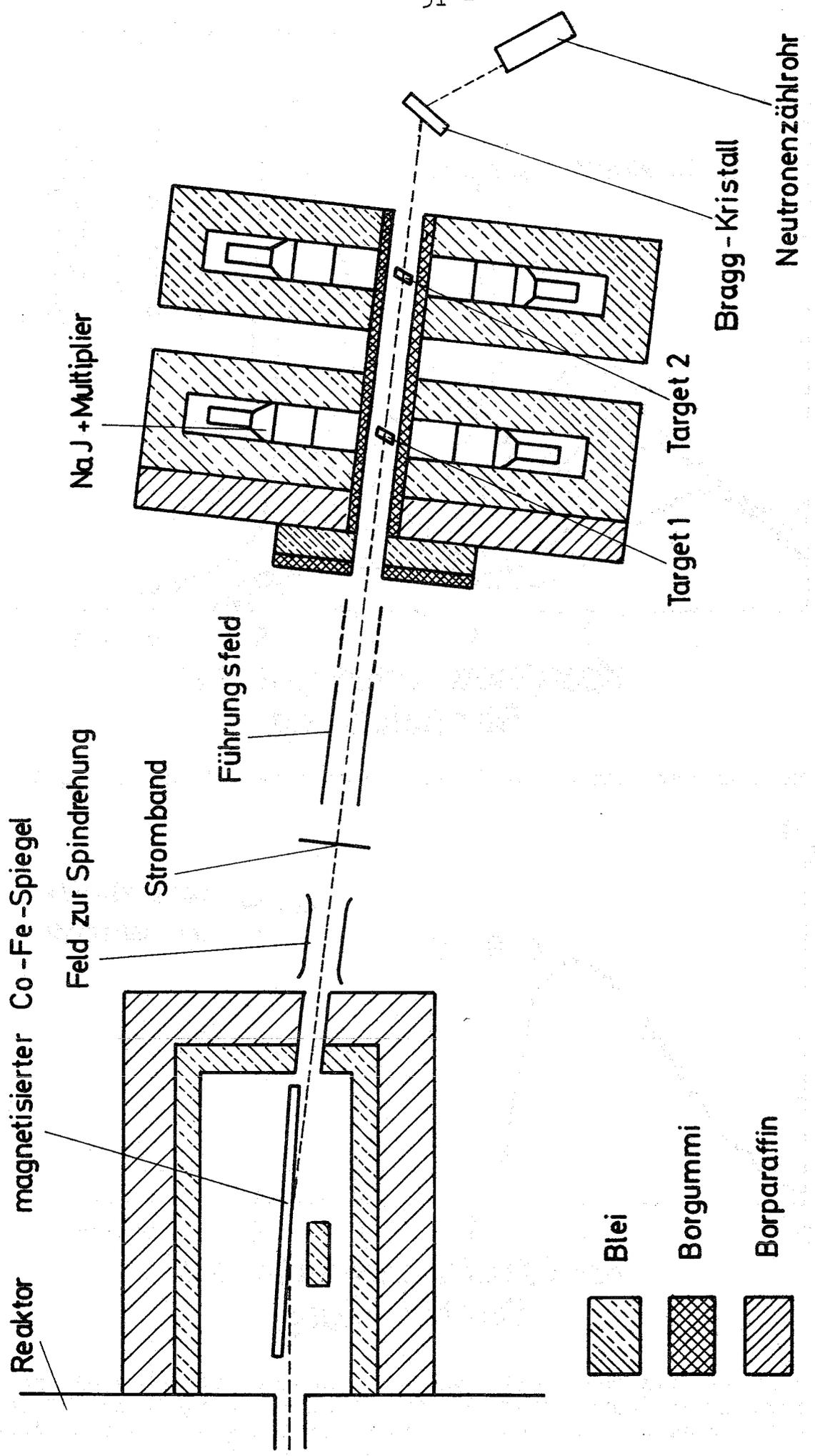


Fig. 7 Experimenteller Aufbau zur Erzeugung polarisierter thermischer Neutronen und zur Messung der γ -Asymmetrie in der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

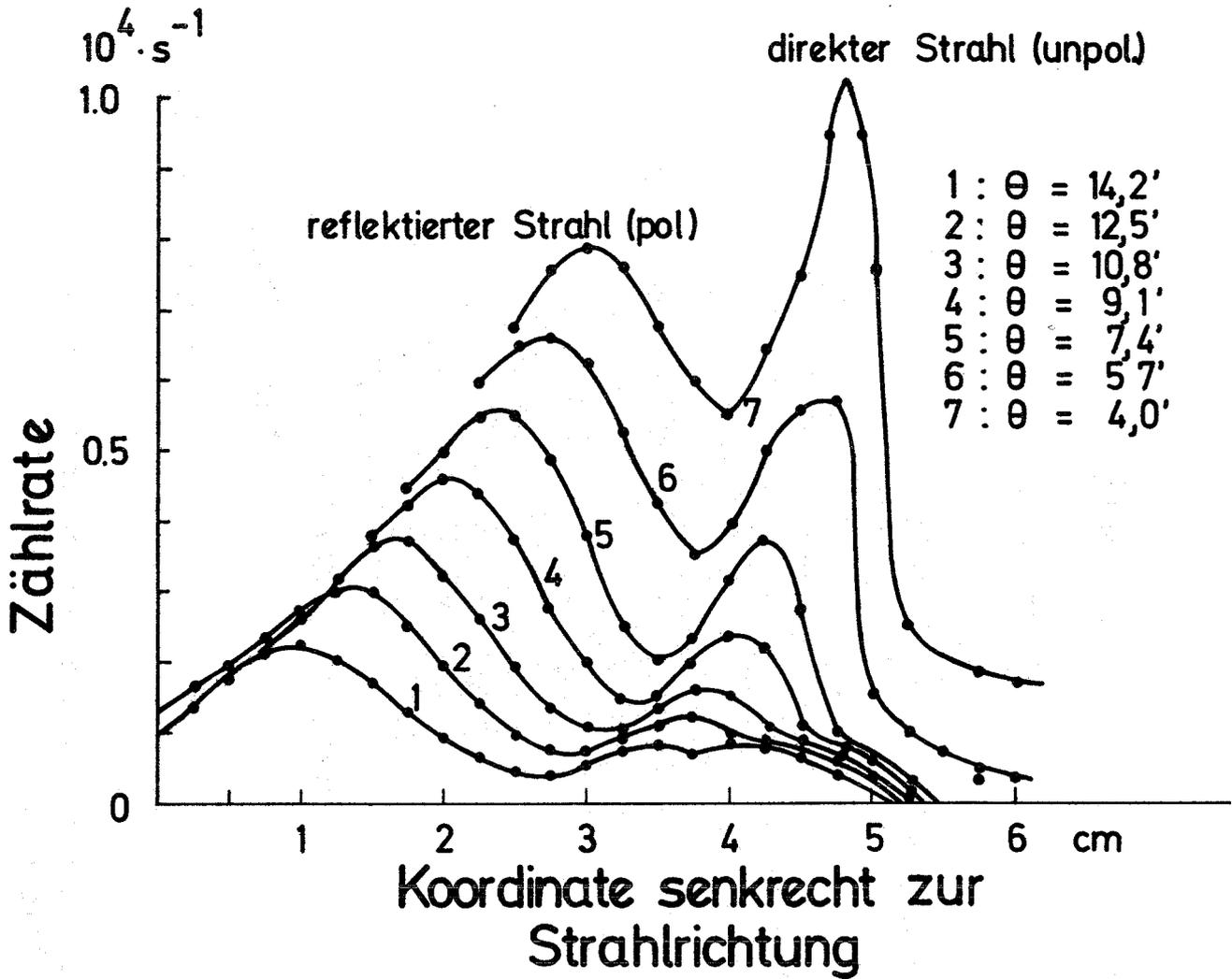


Fig. 8 Messung des Strahlprofils für verschiedene Glanzwinkel θ

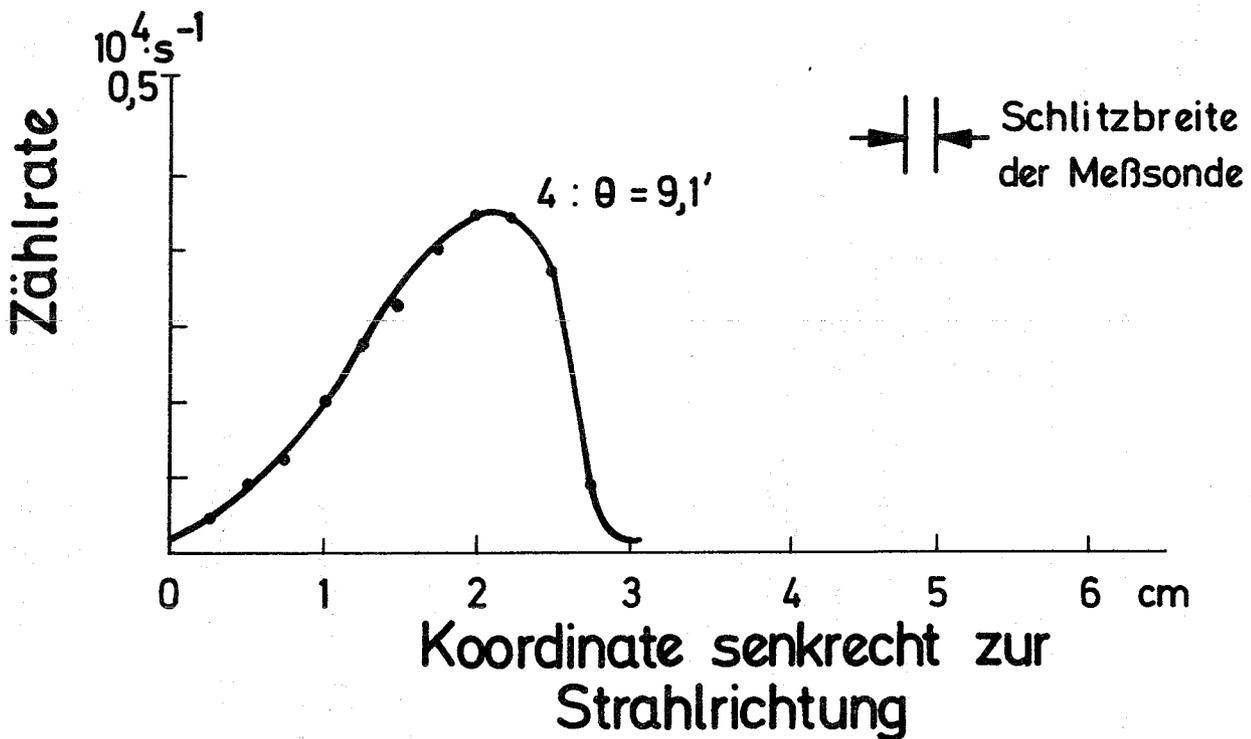


Fig. 9 Strahlprofil nach Ablendung des direkten Strahles und nach Einbau der Führungsfelder. Nach Berücksichtigung der Fläche der Blende und der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres beträgt die gesamte Intensität $(6 \pm 1)10^{-6}$ Neutronen/s

Die gemessene Halbwertsbreite bei diesem Glanzwinkel betrug 1,8 cm. In Anbetracht der beträchtlichen Oberflächenrauigkeiten des Spiegels ist diese Übereinstimmung recht erfreulich.

Das Strahlprofil wurde mit einem Borzählrohr für thermische Neutronen ($^{10}\text{B}(n,\alpha)$) aufgenommen, vor dem eine 2 mm breite Schlitzblende aus 1 mm starkem Cd-Blech angebracht war. Das Cd-Blech ist praktisch undurchsichtig für thermische Neutronen (Wirkungsquerschnitt für (n,γ) 2500 barn). Das Zählrohr wurde mit einer Blende quer zum Strahl durchfahren. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres für thermische Neutronen beträgt nach Firmenangabe, die mit unseren Abschätzungen übereinstimmt, 30 %. Damit ist unter Berücksichtigung von geometrischen Faktoren eine Absolutbestimmung des reflektierten Flusses möglich. Durch Integration der Kurven in Fig. 8 wurde der totale reflektierte Fluß bestimmt. Die Abhängigkeit vom Glanzwinkel ist in Fig. 10 eingetragen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Abschätzungen aus Tabelle 1. Dazu muß gesagt werden, daß die Übereinstimmung der absoluten Werte in Anbetracht des großen Fehlers in der Flußbestimmung am Kanalende hinsichtlich der Genauigkeit als Zufall angesehen werden muß.

Um die Polarisierung des Strahles zu messen, wurden magnetische Führungsfelder um den Strahl gesetzt. Dadurch laufen die Neutronen stets in einem definierten Feld von ca. 40 Gauß, so daß eine Depolarisierung durch Störfelder - wie das Erdfeld - vermieden wird. Außerdem wurde der direkte Strahl durch eine Blende aus ^{10}B weitgehend abgetrennt. Dadurch wurde das Strahlprofil etwas verändert (Fig. 9). Anschließend wurde der Strahl auf einen magnetisierten 92 % Co - 8 % Fe Kristall geschickt, wo eine Reflexion an der [111] Ebene stattfand. Die Polarisierung wurde nach der Methode von Abschnitt 4.3 für verschiedene Winkel θ gemessen. Die Stellung der strahl-trennenden Blende war so, daß der Anteil des direkten Strahles im reflektierten einige Prozente nicht überschritt. Die Abhängig-

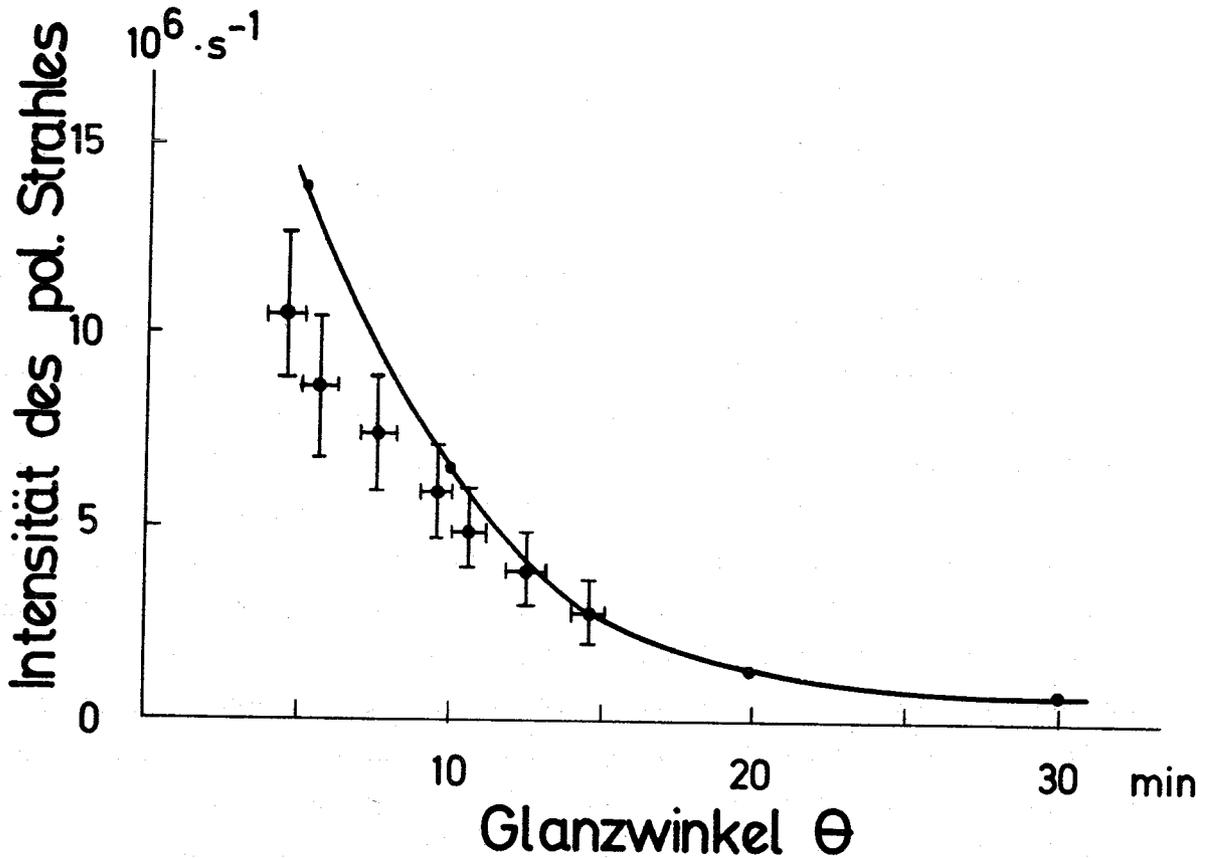


Fig. 10 Intensität des reflektierten polarisierten Strahles für verschiedene Spiegelstellungen θ . Die durchgezeichnete Kurve ist der theoretische Wert nach Tabelle I

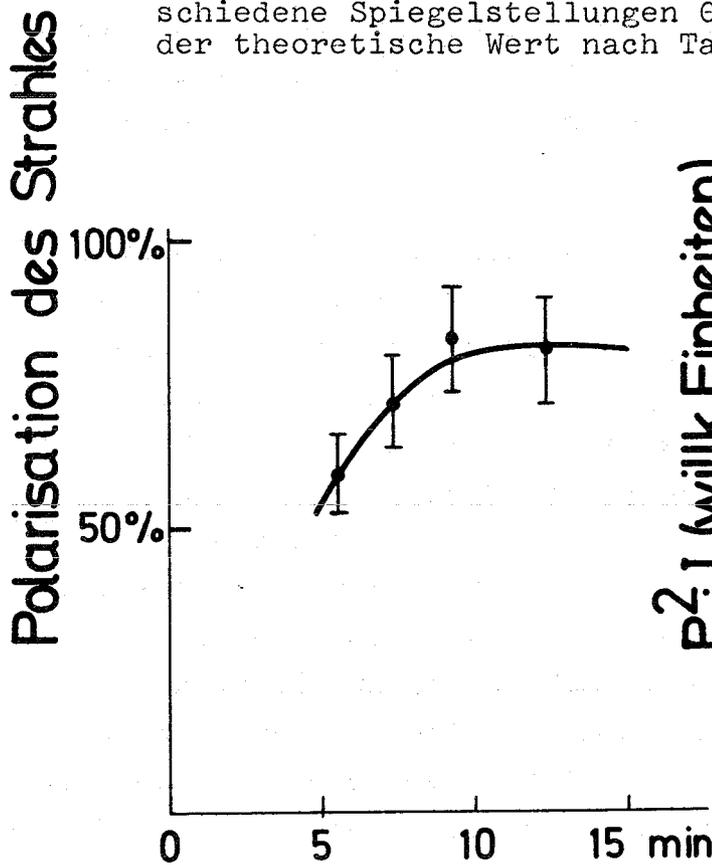


Fig. 11 Gemessene Polarisation des Strahles für verschiedene Spiegelstellungen θ

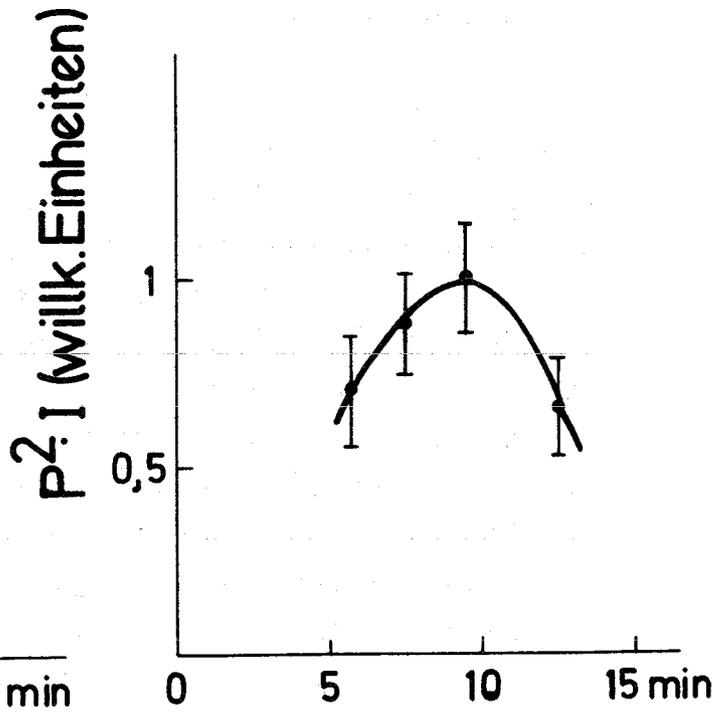


Fig. 12 Optimierungsfaktor $P^2 I$ (P =Polarisation, I =Intensität)

keit des Polarisationsgrades vom Winkel θ ist in Fig. 11 dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Abnahme mit dem Winkel, was höchstens qualitativ durch die Argumente von Kap. 4.2 gedeutet werden kann.

Mit den aufgenommenen Kurven ist eine Optimierung der Einstellungen für den Strahl möglich. Nach statistischen Überlegungen ist bei Polarisationsmessungen die Meßzeit proportional zu $P^2 I$, wobei P die Polarisation und I die Intensität bedeuten. Dies Produkt ist in Fig. 12 in Abhängigkeit vom Glanzwinkel aufgetragen. Es ergibt sich damit die günstige Stellung bei $\theta \approx 9'$.

Leider zeigte es sich, daß die relativ hohen Polarisationen von über 80 % innerhalb weniger Monate nach dem Einbau nicht mehr erzielt wurden. Außerdem wurde die Oberfläche des Spiegels optisch ein wenig trübe. Es liegt die Vermutung nahe, daß beide Erscheinungen miteinander verknüpft sind. Etwa zwei bis drei Monate nach dem Einbau erreichte die Polarisation einen Sättigungswert bei optimaler Stellung von $(72 \pm 3) \%$ (ohne Spindreh-Anordnung).

Ein wichtiger Punkt, auf den jetzt eingegangen wird, ist die Energieabhängigkeit der Polarisation der Neutronen. Diese wurde in der Stellung $\theta = 9'$ untersucht. Die Wellenlängenabhängigkeit der Polarisation (Fig. 13) wurde aufgenommen, indem der Bragg-Winkel des Analysatorkristalls verändert wurde. Für verschiedene Bragg-Winkel, die mit der Wellenlänge λ der Neutronen und dem Abstand der Netzebenen d gekoppelt sind, wurde der Polarisationsgrad ermittelt. Man erhält innerhalb der Fehlergrenzen einen energieunabhängigen Polarisationsgrad, was von der theoretischen Seite auch nicht anders zu erwarten ist. Die Interpretation der gefundenen Energieverteilung ist recht schwierig. Nur weit weg von der Abschneide-Energie sollte die Form durch die Maxwell-Verteilung gegeben sein, was leider nicht überprüft werden konnte.

Polarisation (%) u. Vert. d. Wellent.

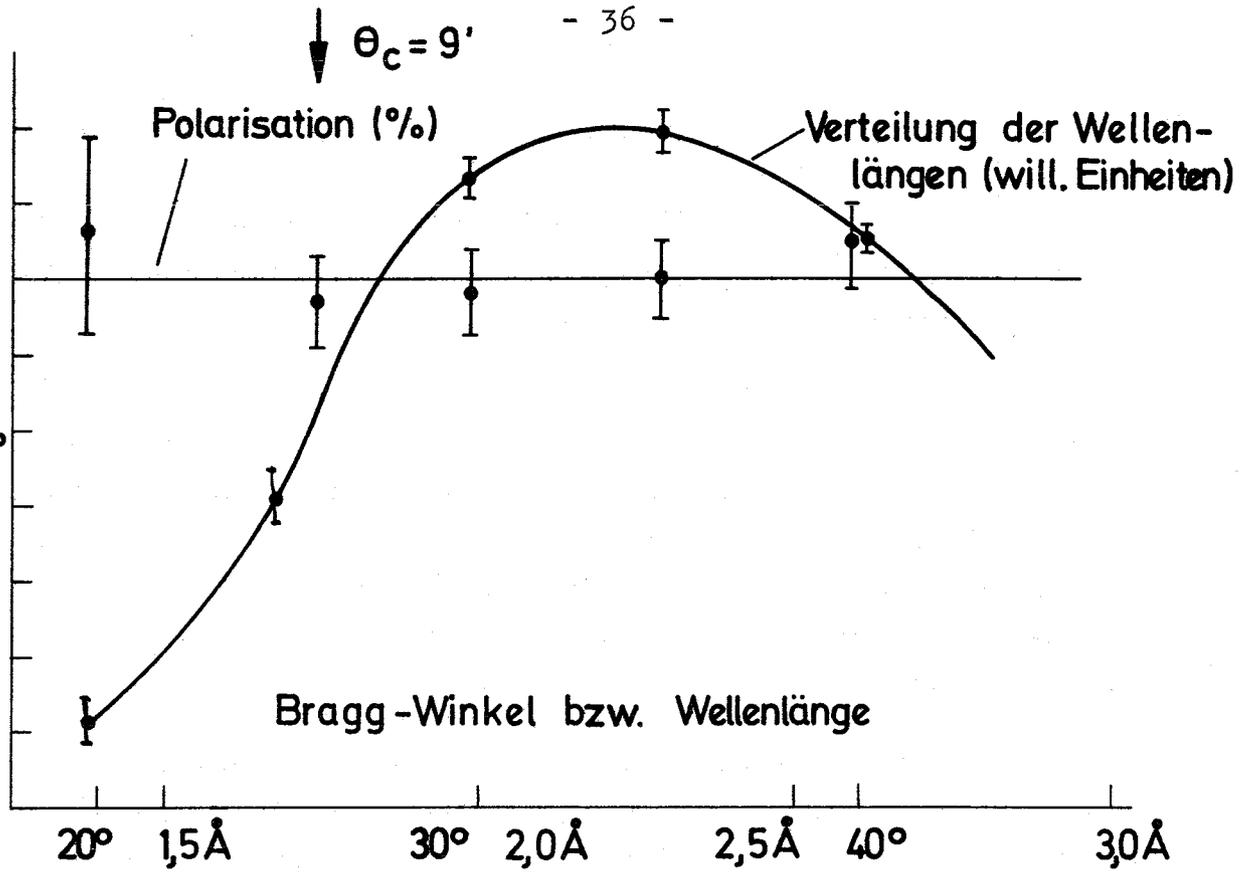


Fig. 13 Messung der Polarisation für verschiedene Neutronenwellenlängen und Verteilung der Wellenlängen der Neutronen

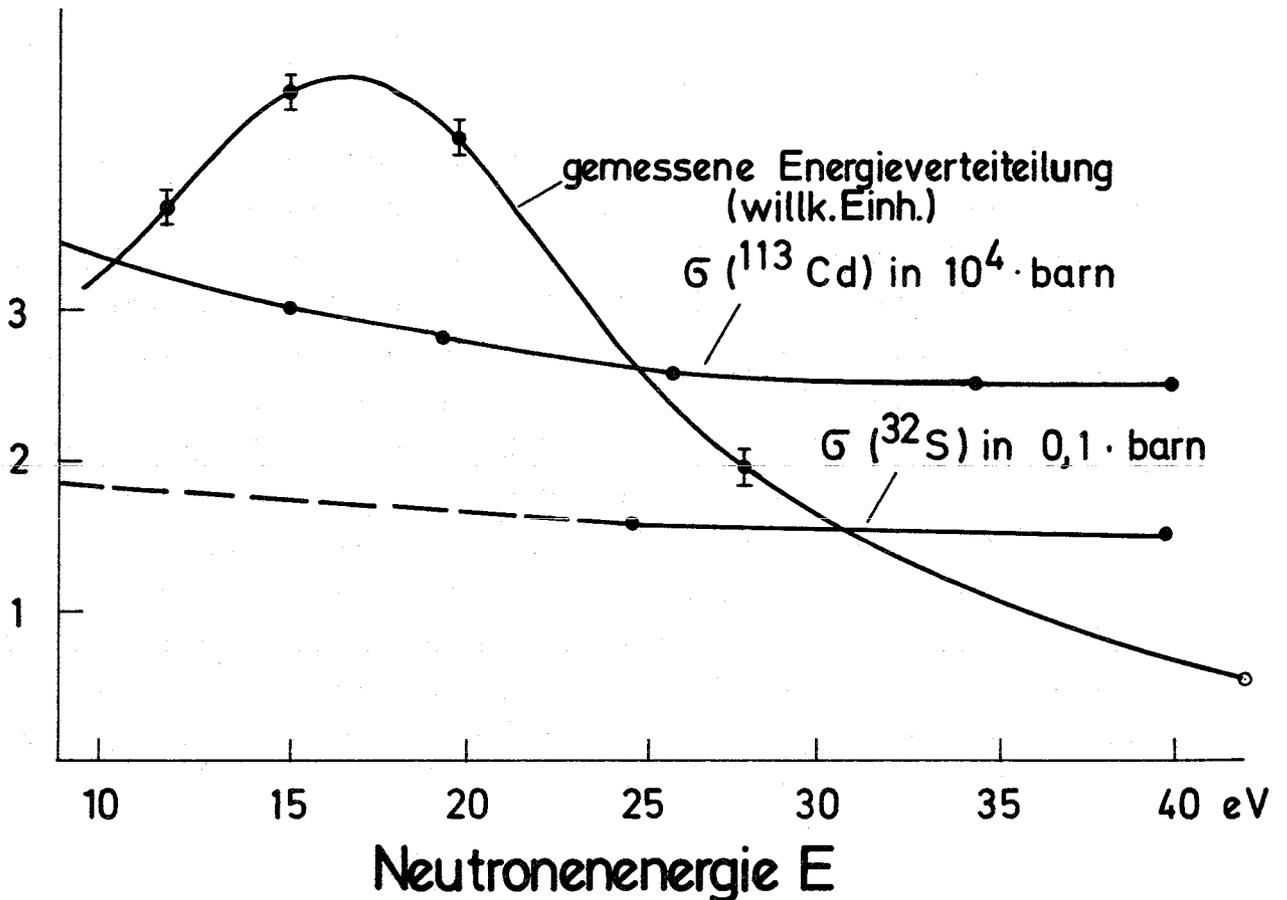


Fig. 14 Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ und $^{32}\text{S}(n,\gamma)$ sowie Energieverteilung der Neutronen im polarisierten Strahl

Ganz grob kann man aber sagen, daß die Abschneidekante, welche man bei $1,75 \text{ \AA}$ erwartet, einigermaßen wiedergegeben wird.

4.6 Bestimmung der Polarisierung aus $^{32}\text{S}(n,\gamma)$

Bevor die Asymmetriemessungen an der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ begannen, wurde der polarisierte Neutronenstrahl zu kernspektroskopischen Untersuchungen an verschiedenen Kernen ausgenutzt (Eic 68 und 69). Bei derartigen Experimenten wird die zirkulare Polarisierung der Einfang-Gamma-Strahlung gemessen (Tru 57). Diese zirkulare Polarisierung entsteht als Folge der Polarisierung der Neutronen und ist deshalb proportional zu ihr. Weiterhin wird die zirkulare Polarisierung durch die Kerneigenschaften, wie Multipolordnungen der Übergänge, und die Spins der an der Reaktion beteiligten Niveaus bestimmt (Bie 51). Im allgemeinen dienen die erwähnten Messungen, um eine dieser Größen zu bestimmen. Am intensiven 5.44 MeV Übergang der Reaktion $^{32}\text{S}(n,\gamma)$ sind jedoch alle spektroskopischen Daten bekannt. Die Messung der zirkularen Polarisierung kann somit zur unabhängigen Ermittlung des über den Einfangquerschnitt und die Energieverteilung der Neutronen gemittelten Polarisierungsgrades der Neutronen dienen.

Der experimentelle Aufbau zur Messung der zirkularen Polarisierung der Einfang-Gamma-Strahlung ist in Fig. 15 skizziert. Die γ -Spektren wurden durch zwei gegenüberstehende NaJ-Zähler ($7,5 \times 7,5 \text{ cm}$) aufgenommen und in einem 400 Kanal-Analysator gespeichert. Vor den NaJ-Kristallen befanden sich als Compton-Polarimeter 10 cm dicke Eisenabsorber, welche den Kern eines Elektromagneten bildeten. Die Messung der zirkularen Polarisierung erfolgte nach der Transmissionsmethode (Scho 58).

Die zirkulare Polarisierung P_c hängt vom Winkel θ zwischen Neutronenspin und der Emissionsrichtung der γ -Quanten ab.

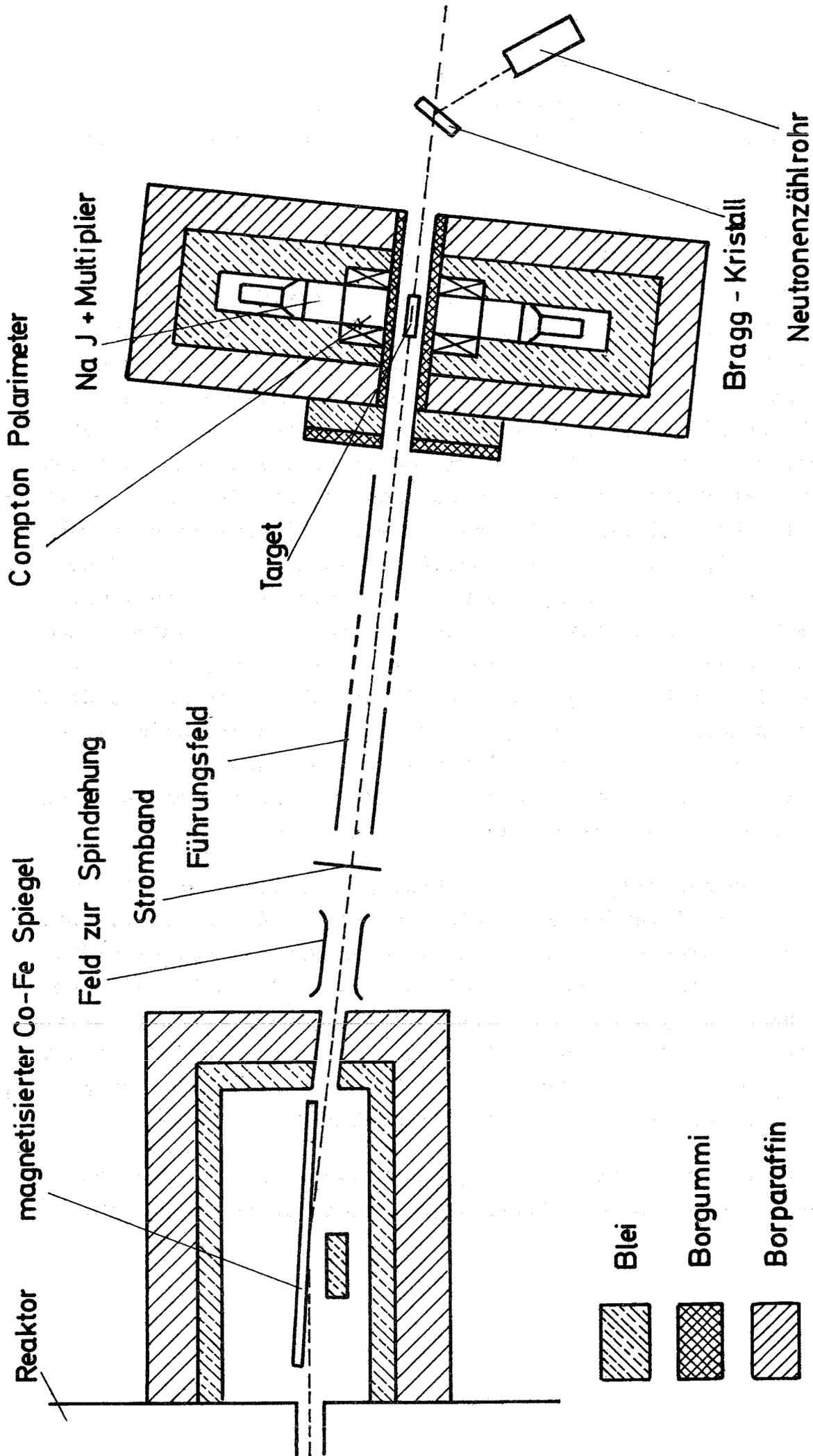


Fig. 15 Apparatur zur Messung der zirkularen Polarisation von Einfang- γ -Strahlung. Hier dient der Versuch zur unabhängigen Bestimmung des Polarisationsgrades der Neutronen

Sie ist proportional zur Neutronenpolarisation P

$$P_c = P \cdot R \cdot \cos \theta$$

Die maximale zirkulare Polarisation wird durch den Faktor R bestimmt, welcher von den speziellen Eigenschaften des Überganges abhängt. Für den $(1/2^+ - 3/2^-)$ 5,44 MeV Übergang, welcher bei Neutroneneinfang in ^{32}S auftritt, erhält man $R = -1/2$.

Auf die Meßmethode soll nicht genauer eingegangen werden, da sie bereits an anderer Stelle beschrieben wurde (Eic 68). Mit dem Wirkungsgrad der Compton-Polarimeter nach Schopper (Scho 58) von 0,06 ergab obige Messung eine Neutronenpolarisation von $P = 0,7 \pm 0,1$. Dieser Wert ist durchaus in Übereinstimmung mit dem nach Methode der Bragg-Reflexion gemessenen.

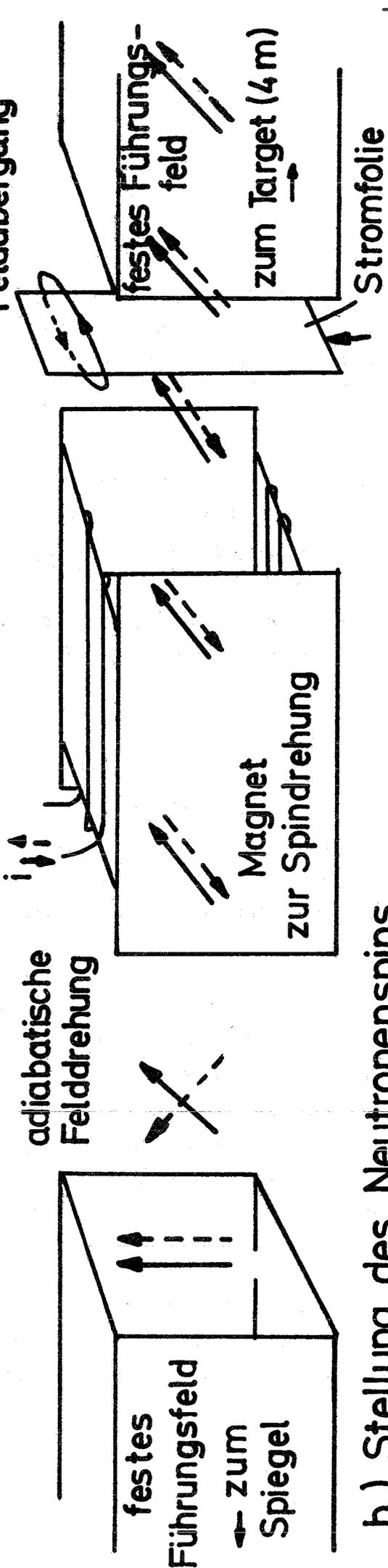
4.7 Anordnung zur Spindrehung

Bei einer Asymmetriemessung muß man entweder die Richtung der Polarisation ändern oder die Zähler drehen. Für ein Experiment von hoher Genauigkeit kommt nur der erste Fall in Frage. Aus diesem Grunde wurde eine Anordnung zur Drehung des Neutronenspins um 180° gebaut.

Das Prinzip ist in Fig. 16 skizziert. Hinter dem Spiegel wird durch einen Elektromagneten eine Felddrehung um $\pm 90^\circ$ vorgenommen. An diesen Elektromagneten schließt sich ein festes Führungsfeld aus Permanentmagneten an. Je nach Polung des Elektromagneten zeigen die Feldlinien in Elektromagnet und permanentem Führungsfeld parallel oder antiparallel; in letzterem Fall entsteht ein Übergangsgebiet, in welchem sich das Feld um 180° dreht.

Die erste Felddrehung erfolgt auf einer Strecke von ca. 20 cm, wobei die typische Feldstärke 10 Gauß beträgt. Unter diesen Bedingungen findet eine adiabatische Mitdrehung der Neutronen-

a.) Richtungen des Magnetfeldes



b.) Stellung des Neutronenspins

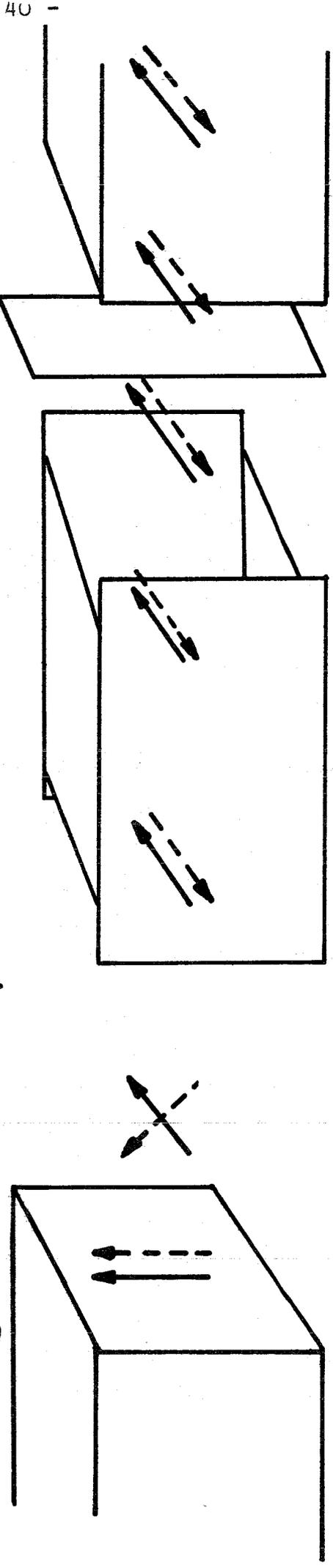


Fig. 16 Schematische Anordnung zur Drehung des Neutronenspins um 180° bezüglich des festen Magnet-Führungsfeldes. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Pfeile entsprechen den Richtungen von Magnetfeld (a) und Neutronenspin (b) für die beiden Polungen des Magneten zur Spindrehung.

spins im Strahl statt (z.B. Bei 63). Dagegen wünscht man im Übergangsbereich bei antiparalleler Stellung von Drehmagnet und festem Führungsfeld ein Wechsel der Feldrichtungen auf möglichst kurzer Strecke, damit der Neutronenspin keine Gelegenheit zur Mitdrehung bekommt (Bei 63). Gelingt dies, so ist die Anordnung zur Spindrehung um 180° geeignet. Ein besonders schneller Feldwechsel ist durch Einfügen eines stromdurchflossenen Bandes in das Übergangsbereich möglich (Fig. 16) (Abr 62).

Als Stromband wurde ein Al-Blech von 0,3 mm Stärke und 3 cm Breite quer zum Strahl aufgestellt. Der Strom floß derart, daß bei antiparalleler Feldstellung von Drehmagneten und Führungsfeld auf beiden Seiten des Bandes die Feldlinien parallel zum Drehfeld bzw. zum Führungsfeld waren. Der Feldwechsel findet also innerhalb der Bandstärke von 0,3 mm statt. Die Schwächung des Strahles durch das Band betrug $< 3 \%$.

Die Eigenschaften dieser Anordnung wurden experimentell überprüft. Zunächst wurde die Depolarisation des Aufbaus bei stromlosem Band bestimmt, wobei im Drehmagneten und im dahinter befindlichen Führungsfeld die Feldrichtungen parallel waren. Gegenüber der früheren Anordnung, wo der Spin stets die Richtung beibehielt, trat eine Depolarisation von $3 \pm 2 \%$ auf. Anschließend wurde die Polarisation in Abhängigkeit vom Strom des Bandes gemessen. Die Ergebnisse sind für beide Drehfeld-Richtungen in Fig. 17 aufgezeichnet. Es erweist sich danach experimentell am günstigsten mit Strömen über 50 A zu arbeiten, wobei der Strom in paralleler Feldstellung von Dreh- und Führungsfeld abgeschaltet werden sollte. Dies war aus verschiedenen Gründen nicht möglich. Zunächst lieferte das Netzgerät im Dauerbetrieb nur 36 A. Der Hauptgrund liegt jedoch darin, daß das Schalten eines so hohen Stromes zu Störungen der Elektronik und evtl. zu Fehleffekten führen könnte.

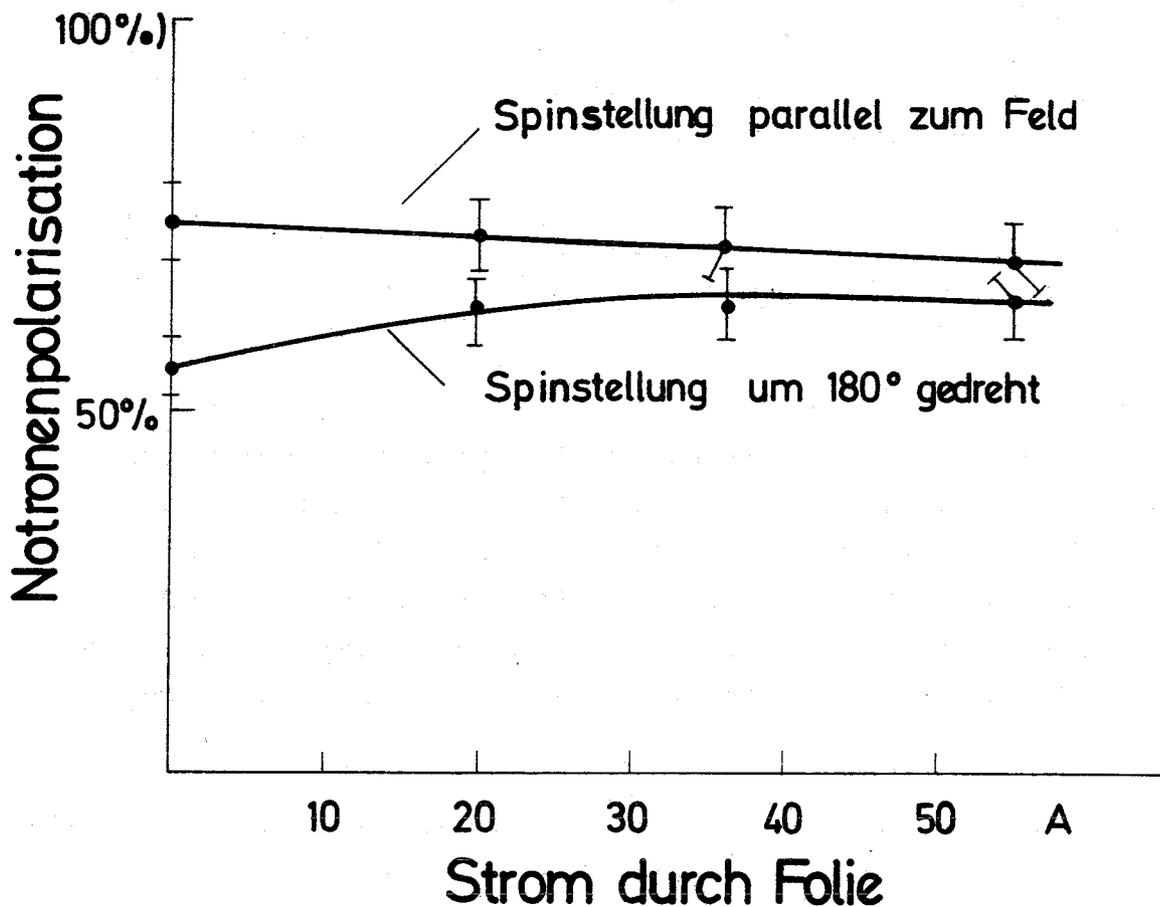


Fig. 17 Messung der depolarisierenden Wirkung der Stromfolie

Die Untersuchung einer derartigen apparativen Asymmetrie wäre nur mit erheblichem Aufwand und langen Meßzeiten möglich. Aus diesem Grunde war der Strom stets eingeschaltet. Er betrug 36 A. Dabei mußte leider eine Verschlechterung der mittleren Polarisation um etwa 6 % in Kauf genommen werden. Die mittlere Polarisation unter diesen Bedingungen betrug $(66 \pm 3) \%$. Dabei war die Polarisation in der einen Spinstellung um 3 % größer als der Mittelwert und in der anderen 3 % kleiner. Dieser geringe Unterschied in der Polarisation hat in guter Näherung keinen Einfluß auf die Asymmetriemessung.

Es seien hier die endgültigen Daten des Strahles zusammengestellt:

$$\text{Polarisation} = (66 \pm 3) \% \quad \text{Intensität} = (6 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (24)$$

Die Polarisation stellt einen Mittelwert aus mehreren Messungen, die auch während der Asymmetriemessung durchgeführt wurden, dar.

5. Beschreibung der Zähleranordnung und der Elektronik

5.1 Elektronischer Aufbau

Wie später gezeigt wird, ist die Meßzeit weniger durch die Intensität des Neutronenstrahles als durch pile-up Effekte in den Zählern begrenzt. Aus diesem Grunde konnte eine Verkürzung der Meßzeit nur durch die Vergrößerung der Zahl der Zähler erfolgen. In diesem Experiment wurden vier NaJ-Kristalle ($7,5 \times 7,5$ cm) mit Multiplier verwendet. Die Zähler lagen waagrecht jeweils in Paaren gegenüber (Fig. 7). Jedes Zählerpaar hatte ein gemeinsames Target, welches etwa ein Viertel des Strahlquerschnittes ausmachte. Das Auflösungsvermögen der Zähler betrug bei 1,33 MeV (10 ± 2) % (Fig. 18).

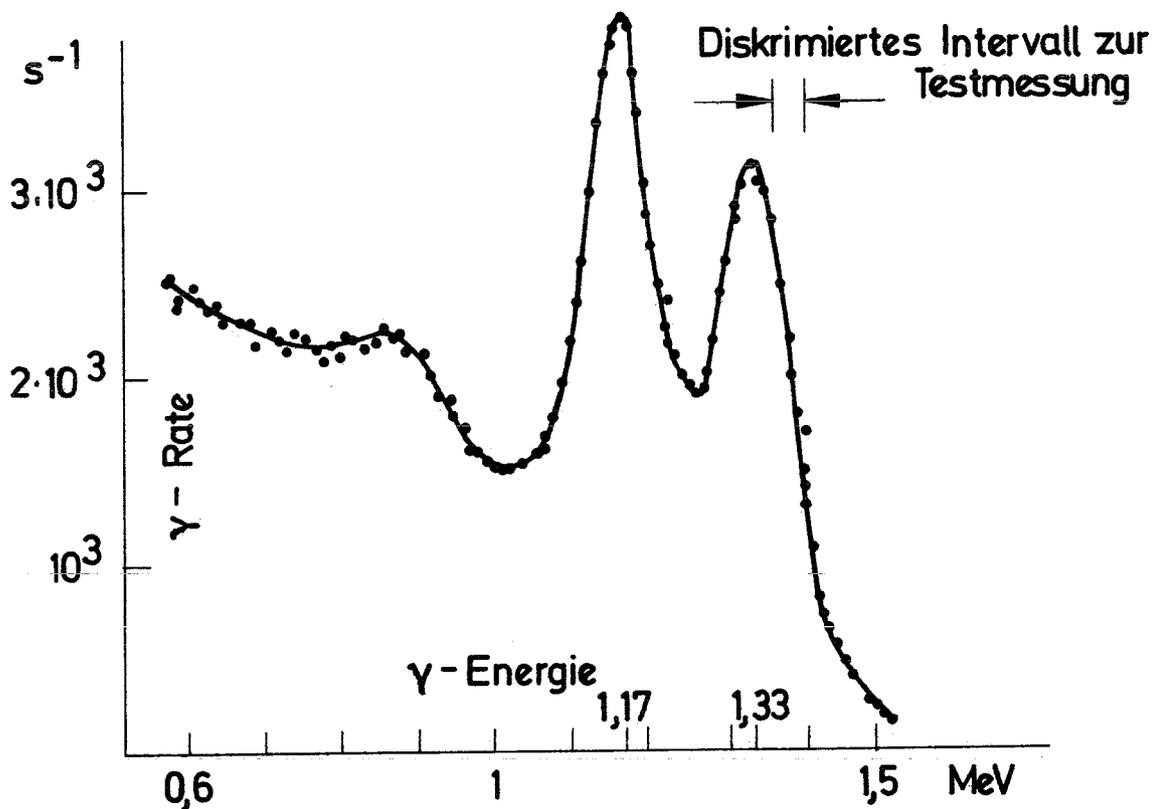


Fig. 18 Aufgenommenes ^{60}Co -Spektrum (NaJ $7,5 \times 7,5$ cm). Die Pfeile geben den diskriminierten Bereich zur Testmessung von Magnetfeldeinflüssen

Die Pulse vom Multiplier-Ausgang wurden verstärkt und auf Einkanal-Diskriminatoren gegeben. Die Pulse hatten Rechteckform mit einer Pulsdauer von 0,8 μ s. Die Totzeit der Diskriminatoren betrug 2 μ s. Selbst im untersuchten Testintervall 4,1 - 5,5 MeV mit einer Zählrate von 2000 s^{-1} , war die Elektronik somit weit weg vom Gebiet der Sättigung. Dies wurde durch die strenge Proportionalität der Zählraten mit dem Neutronenfluß nachgewiesen (Fig. 23). Im hochenergetischen Intervall tritt eine Nichtlinearität auf, die durch pile-up hervorgerufen wird (Kap. 6.4).

Zur Einstellung und laufenden Kontrolle der diskriminierten Bereiche stand ein 400 Kanal-Analysator zur Verfügung. Wegen der hohen Totzeit schien es nicht sinnvoll diesen auch zur Asymmetriemessung zu verwenden. Außerdem deuteten Vorversuche an, daß beim Vielkanal-Analysator systematische Fehler von einigen 10^{-4} auftraten, die allerdings nicht weiter untersucht wurden. Die Eichung erfolgte durch den intensiven Grundzustandsübergang (7,73 MeV) bei der Reaktion $^{28}\text{Al}(n,\gamma)$ und den 9,04 MeV Übergang in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$. Dabei wurden die jeweiligen escape-Linien mit hinzugezogen. Es wurden keine Nichtlinearitäten im Spektrum festgestellt.

Die Pulse im untersuchten 8,1 - 9,1 MeV Intervall von $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ wurden für jeden NaJ-Detektor je nach Richtung des Neutronenspins mit verschiedenen Zählern akkumuliert. Die Zählraten ließen es zu, vier 8-stellige Zähler in acht 4-stellige Zähler umzubauen. Die täglichen Driften in den Zählraten betragen in obigem Intervall etwa 5 %. Man erwartet deshalb bei Umpolzeiten von 2 s Meßeffekte durch Zählerdrift von einigen 10^{-6} . Gegenüber dem zu erwartenden paritätsverletzenden Effekt von 10^{-4} ist die Störung zu vernachlässigen.

5.2 Steuerung

Das Prinzip der Steuerung und der Elektronik ist in Fig. 19 skizziert. Die Drehung des Neutronenspins erfolgte alle 2 sec., wobei während des Umpolvorganges eine Meßpause von 0,2 sec. eingelegt wurde. Die Steuerung erfolgte durch einen Timer. Gleichzeitig mit dem Umpolen des Drehfeldes wurden andere Zähler angesteuert, so daß die Zählung der Pulse für jede Spinrichtung in eigenen Zählern erfolgte. Im untersuchten hochenergetischen Bereich des Cd-Spektrums betrug die Zählrate etwa 23 s^{-1} in jedem Detektor, so daß die Zählraten über ca. 5 min akkumuliert werden konnten, bis für jede Polungsrichtung etwa 6000 Pulse gesammelt wurden. Nach dieser Zeit wurde Zählerinhalt auf Lochstreifen ausgelesen. Nach dem Auslesen startete der Zyklus von Neuem.

Wahlweise wurde für jeweils einen Zähler die Möglichkeit geschaffen, noch einen zweiten Energiebereich zu diskriminieren und zu zählen. Dadurch war es möglich, Kontrollmessungen in anderen Intervallen parallel zur eigentlichen Messung durchzuführen.

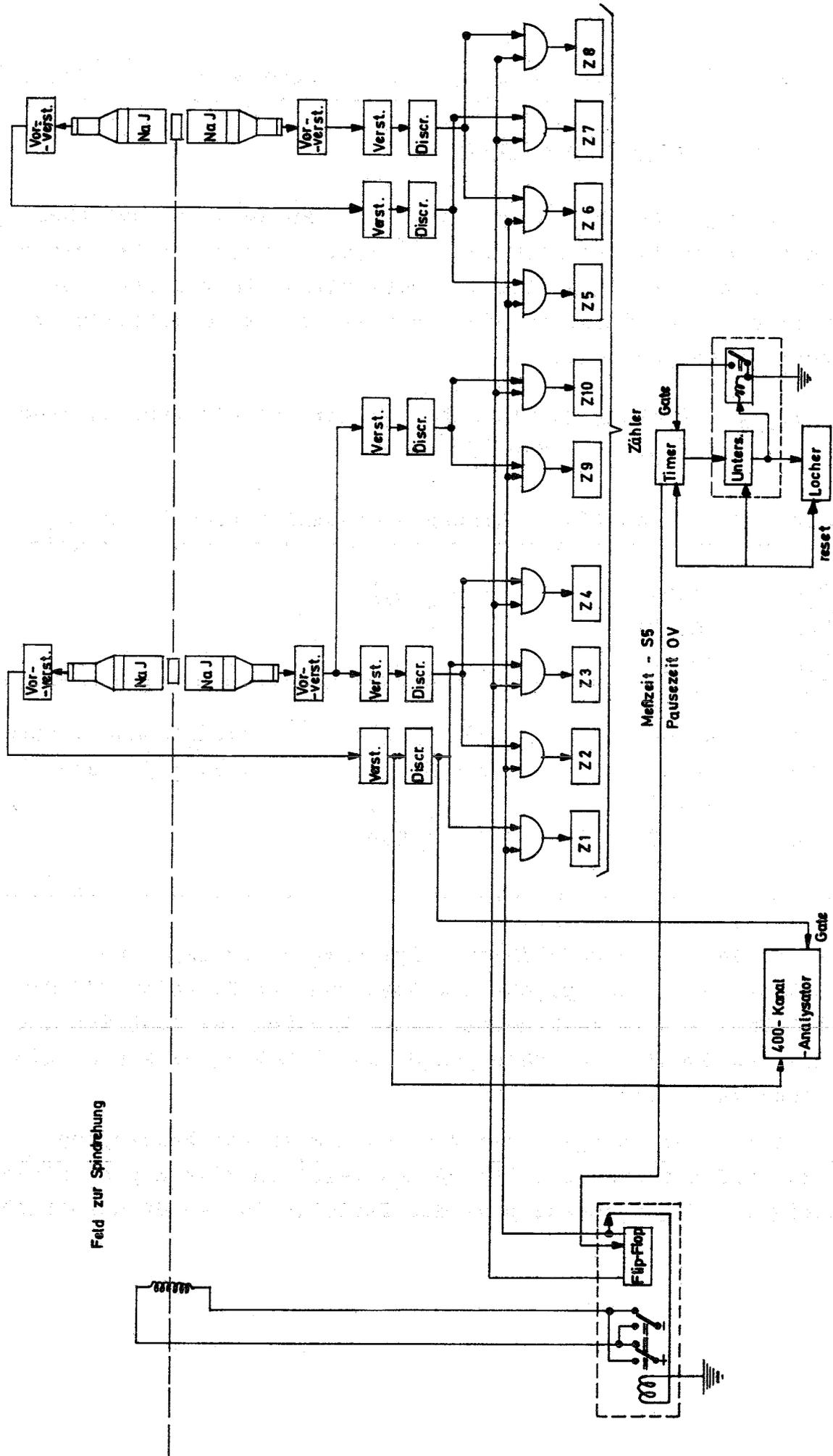


Fig. 19 Schema der Steuerung zur Messung von γ -Asymmetrien

6. Durchführung der Messungen zur γ -Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

6.1 Diskussion des Spektrums

Der Wirkungsquerschnitt für den (n,γ) Prozeß in natürlichem Cd kann vollständig der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ zugeschrieben werden. Dies ist aus der detaillierten Aufstellung in Tabelle 2 erkenntlich. Aus diesem Grunde wurde mit einem natürlichen Isotopengemisch gearbeitet.

Tabelle 2 Wirkungsquerschnitt für $\text{Cd}(n,\gamma)$ für verschiedene Isotope (Bar 67)

Isotop	Vorkommen (%)	Wirkungsquerschnitt (barn) für (n,γ)
^{106}Cd	1,21	$1,0 \pm 0,5$
^{108}Cd	0,87	-
^{110}Cd	12,39	$0,2 \pm 0,1$
^{111}Cd	12,75	-
^{112}Cd	24,07	$(30 \pm 15) \cdot 10^{-3}$ natürliches Gemisch
^{113}Cd	12,26	20800 2450 ± 50 barn
^{114}Cd	28,86	$1,24 \pm 0,3$
^{116}Cd	7,58	$1,5 \pm 0,3$

Das mit dem einen NaJ-Zähler aufgenommene und auf einen 400-Kanalanalysator gegebene γ -Spektrum der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ zeigt Fig. 20. Im hochenergetischen Bereich ist deutlich die Linie des Grundzustandsüberganges bei 9 MeV zu erkennen. (siehe Termschema Fig. 1).

Ebenso ist der Übergang bei 8,5 MeV zum ersten angeregten 2^+ Zustand auszumachen. Allerdings fällt in diesen peak gleichzeitig der first escape peak des Zerfalls in den Grundzustand.

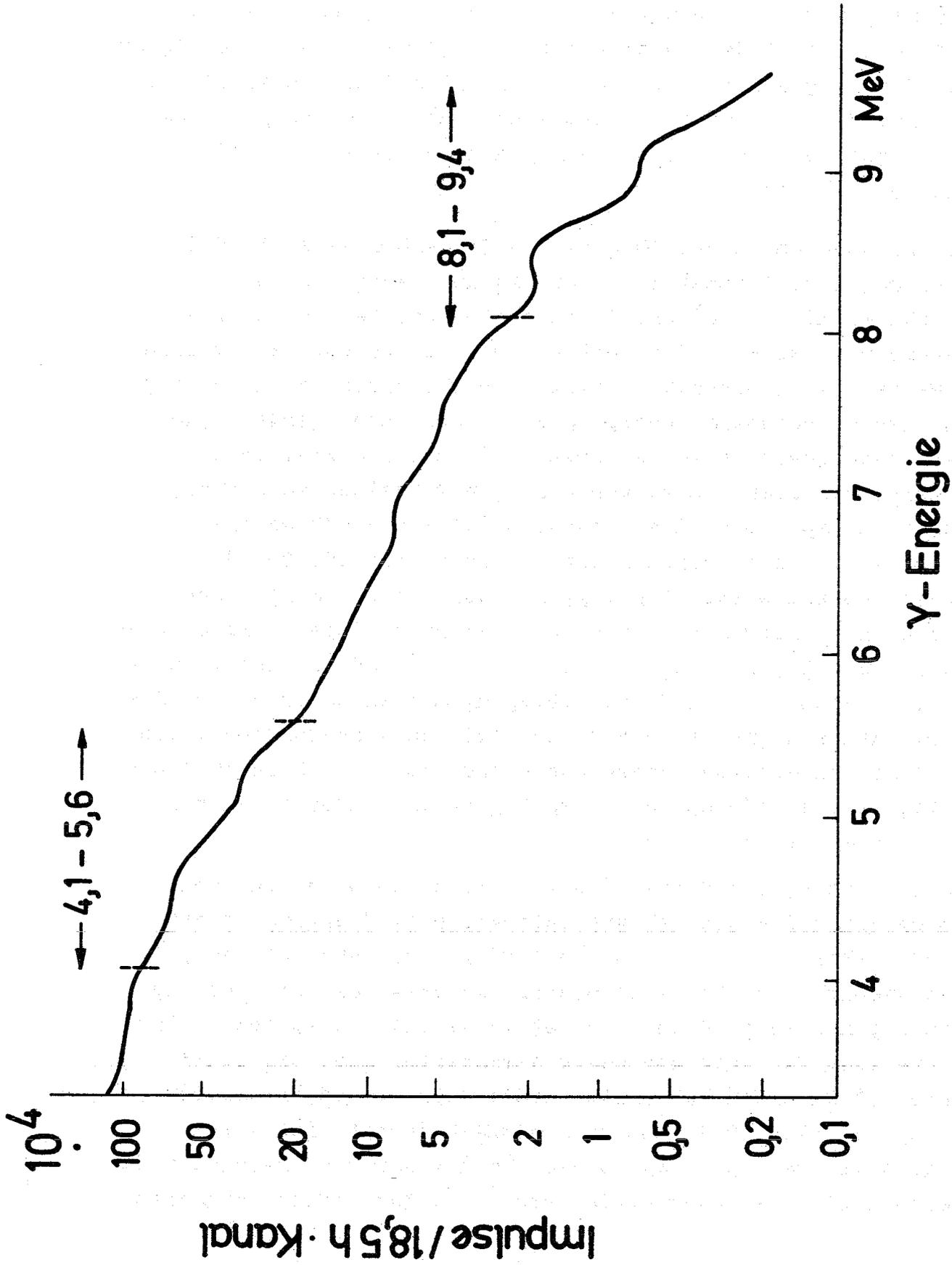


Fig. 20 Mit einem NaJ (7,5 x 7,5 cm) Zähler aufgenommenes Spektrum der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ (1 Kanal = 21 keV). Die Pfeile geben die Lage der diskriminierten Bereiche von Fig. 21 und 22

Alle weiteren Linien sind nicht mehr aufzulösen. Um die Asymmetrie nur im Grundzustandsübergang zu messen, ist es notwendig, etwa das Intervall 8,8 - 9,4 MeV zu diskriminieren. Ein derartiges Experiment scheitert allerdings an zu kleinen Zählraten. Es zeigt sich, daß eine Meßzeit von knapp einem Jahr notwendig wäre, um eine Asymmetrie mit einem Fehler von 10^{-4} zu finden.

Die Erläuterungen des Abschnittes 3.2 haben gezeigt, daß eine mögliche Asymmetrie besonders in Übergängen zu Endzuständen mit $J = 0^+$ und 2^+ auftreten sollten, wobei die Asymmetrie bei Zuständen mit 2^+ um einen Faktor Zwei kleiner erwartet wird. Deshalb scheint es nicht unbedingt notwendig, nur den Grundzustandsübergang zu untersuchen, sondern man kann auch Zerfälle zu den ersten 2^+ bzw. dem zweiten 0^+ Niveaus zulassen. Um zu vernünftigen Meßzeiten zu kommen, wurde im Experiment das Intervall 8,1 - 9,4 MeV gewählt (Fig. 22). Dieser Bereich enthält Übergänge zum Grundzustand und zum ersten angeregten Zustand etwa im gleichen Verhältnis. Sicher fallen auch zu einem geringen Teil Quanten zu den 2^+ , 0^+ , 2^+ Zuständen bei etwa 1,3 MeV in dieses Intervall. Jedoch auch in diesen Übergängen erwartet man paritätsverletzende Asymmetrien von der gleichen Größenordnung. Die Wahl des angegebenen Energiebereiches ist auch deshalb sinnvoll, da die widersprüchlichen Ergebnisse anderer Autoren in diesem Intervall liegen.

Durch Messung von Konversionskoeffizienten weiß man, daß im Gebiet 4,1 - 5,6 MeV ausschließlich E1 Übergänge stattfinden (Mor 68). Nach den Überlegungen des Abschnittes 3.2 ist deshalb dort keine Asymmetrie zu erwarten. Die Messung der Asymmetrie in diesem Gebiet (Fig. 21) stellt somit einen guten Test für instrumentelle Asymmetrien dar. Die Zählrate ist um einen Faktor 100 größer als im hochenergetischen Intervall (Fig. 20). Man kann deshalb leicht eine gute Statistik erreichen. Aus diesem Grunde wurde nacheinander für jeden Zähler die Asymmetrie auch in diesem Gebiet vermessen.

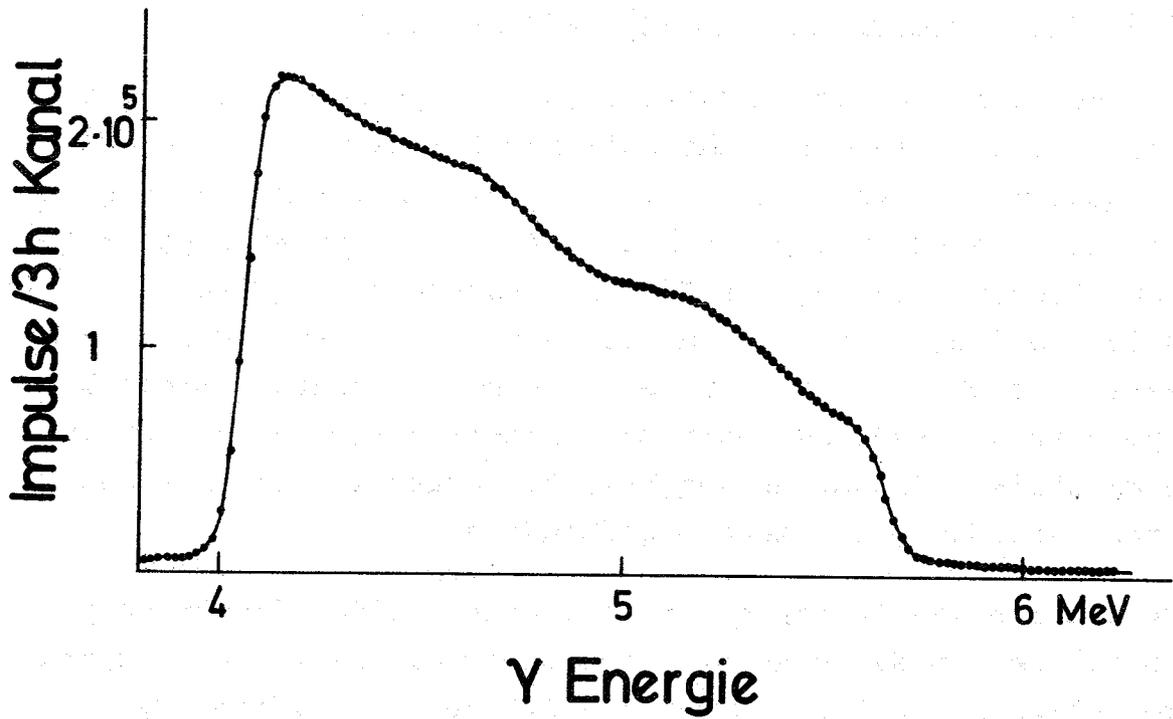


Fig. 21 Diskriminierter Bereich der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ zur Kontrollmessung (1 Kanal = 19 keV)

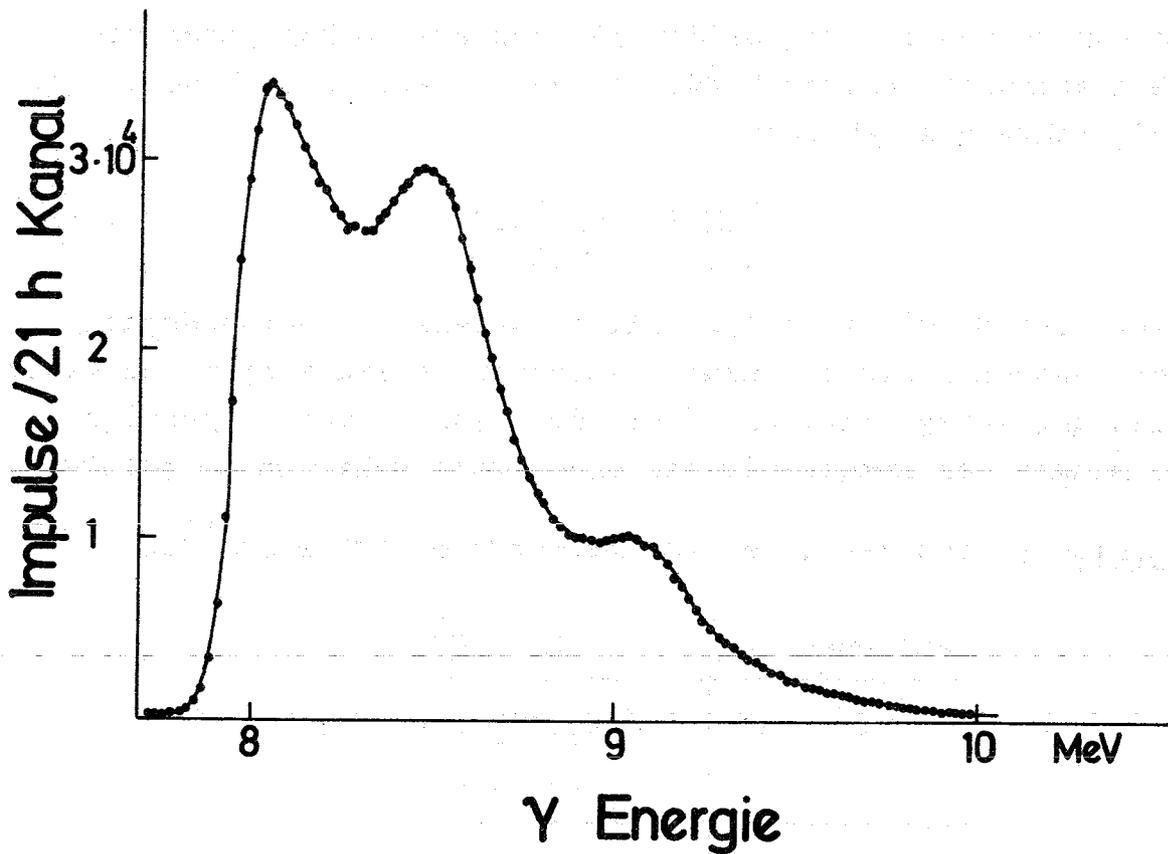


Fig. 22 Diskriminierter Bereich zur Suche einer paritätsverletzenden γ -Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ (1 Kanal = 21 keV)

6.2 Untersuchungen zu Magnetfeldeinflüssen

Die Abschirmung der Multiplier ist von großer Wichtigkeit, da leicht Störungen durch das Spin-Drehfeld eine instrumentelle Asymmetrie verursachen können. Aus diesem Grunde wurde zunächst die gesamte Anordnung zur Spin-Drehung mit einer doppelwandigen Blechabschirmung (je 1,5 mm Wandstärke) umgeben. Die Multiplier, welche 4 bzw. 4,5 m weit weg von diesem Aufbau standen, waren bis über die Kristalle mit einem doppelten μ -Metall-Zylinder abgeschirmt. Über den Zylindern war weiterhin ein 3 mm starkes Eisenrohr angebracht. Zusätzlich steckte die ganze Anordnung in einem Blechgehäuse.

Um qualitative Aussagen über die Magnetfeldeinflüsse machen zu können, wurde versucht, eine obere Grenze für die instrumentellen Asymmetrien durch das Störfeld zu finden. Dazu wurde in der Reaktorpause an die Stelle des Targets ein ^{60}Co Präparat gebracht. Einkanaldiskriminatoren blendeten das markierte Intervall der Flanke der 1,33 MeV Linie aus (Fig. 18). Es wurden nun für die beiden Zählerpaare nacheinander die Zählratenunterschiede E für die verschiedenen Richtungen des Spindrehfeldes gemessen.

$$E = \frac{N(0^\circ) - N(180^\circ)}{N(0^\circ) + N(180^\circ)} \quad (25)$$

Dabei ist $N(\theta)$ die Feldstellung, welche bei Vorhandensein der Neutronen einem Winkel θ zwischen Neutronenspin und Zählerrichtung entspricht. Die Messungen sind in Tab. 3 gezeigt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit wurde kein Feldeinfluß gefunden.

Tabelle 3 Testmessungen zum Magnetfeldeinfluß am ^{60}Co

Zählerpaar	$E(\times 10^4)$
I	$+0,3 \pm 0,4$
II	$-0,1 \pm 0,4$
mittel	$+0,1 \pm 0,3$

Mit Hilfe dieser Messungen ist es möglich, eine obere Grenze für einen Effekt durch Magnetfeldeinfluß im Bereich 8,1 - 9,4 MeV in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ zu finden.

In guter Näherung ruft die Störung eines Multipliers durch ein kleines Magnetfeld eine Stauchung in der Energieskala des aufgenommenen Energiespektrums hervor. Die Veränderung des Spektrums kann durch eine konstante relative Energieänderung Δ beschrieben werden. Bei festen Diskriminator-Stellungen hat die Veränderung der Energieskala Veränderungen in den Zählraten zur Folge. Die Veränderung der Zählrate ist eng mit der Form des Spektrums und mit Δ verknüpft. Aufgrund von sehr einfachen geometrischen Überlegungen gilt für ein Intervall mit den Energiegrenzen E_1 und E_2 , welches an den Grenzen die Intensitäten I_1 und I_2 hat, folgende Beziehung

$$E \approx \Delta \frac{I_1 E_1 - I_2 E_2}{(I_1 + I_2) (E_1 - E_2)} \quad (26)$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß das Energiespektrum im Bereich von E_1 bis E_2 durch eine Gerade approximiert werden kann. Bei den hier betrachteten Intervallen ist dies durchaus der Fall. Die Größe E gibt den Störeffekt an, welcher nach der Vorschrift Gl. (25) gemessen wird.

Aus der Form des diskriminierten Intervalls und der Messung von E für ^{60}Co erhält man die relative Änderung der Energieskala durch Magnetfeldeinfluß $\Delta = (0,01 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$. Daraus kann man wieder unter Anwendung der Gl.(26) und dem aufgenommenen Spektrum (Fig. 22) eine obere Grenze für die Asymmetrie durch Störungen durch Magnetfeld im Bereich 8,1 - 9,4 MeV in $^{114}\text{Cd}(n,\gamma)$ angeben. Man erhält als systematischen Fehler somit $E = (0,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$.

6.3 Beschreibung der Korrekturen

Das Ziel der Messung war, eine paritätsverletzende γ -Winkelverteilung $W(\theta)$ im Energie-Intervall 8,1 - 9,4 MeV in ^{113}Cd (n, γ) aufzufinden:

$$W(\theta) = 1 + P \cdot A \cdot \cos. \theta$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen Neutronenspin und Emissionsrichtung; P ist der Polarisationsgrad der Neutronen. Die Größe A ist der zu bestimmende Asymmetriekoeffizient, welcher von der Größenordnung 10^{-4} sein sollte.

Zur Ermittlung von A wurden für jeden Zähler die relativen Zählratenunterschiede E gemessen.

$$E = \frac{N(0^\circ) - N(180^\circ)}{N(0^\circ) + N(180^\circ)} \quad (27)$$

$N(\theta)$ ist die Zählrate in einem Zähler unter dem Winkel θ zum Neutronenspin. Der Winkel θ wurde durch Drehen des Neutronenspins um 180° verändert. Um aus der Messung E auf den Koeffizienten A zu schließen, müssen verschiedene Korrekturen angebracht werden.

1. Die unvollständige Polarisierung der Neutronen von $P = 0,66 \pm 0,03$ muß berücksichtigt werden.
2. Die Zähler umfassen einen endlichen Raumwinkel, der einem gemittelten $\overline{\cos \theta} = 0,95$ entspricht.
3. Durch Koinzidenz zweier niederenergetischer Impulse kann ein hochenergetisches γ -Quant simuliert werden. Die Überlegungen des nächsten Abschnittes zeigen, daß durch diesen pile-up Effekt im Bereich 8,1 - 9,4 MeV ein Untergrund hervorgerufen wird, der nicht zu diesen Energieübergängen gehört. Auf die Messung dieses Anteiles wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Es sei vorweggenommen, daß dieser Untergrund $(15 \pm 3) \%$ betrug, was einen Korrekturfaktor von $p = 0,85 \pm 0,03$ zur Folge hat (siehe 6.4).

4. Im Target werden Neutronen elastisch gestreut und verursachen Einfang-Gamma-Strahlung in den Materialien der Umgebung. Der Anteil der elastisch gestreuten zu den eingefangenen Neutronen wird durch die Wirkungsquerschnitt der beiden Prozesse bestimmt

$$\sigma_{el}/\sigma_{einf.} = 7 \text{ barn}/2500 \text{ barn s} \approx 3 \cdot 10^{-3}.$$

Die Abschätzung zeigt, daß der Untergrund durch diesen Prozeß vernachlässigt werden kann, zumal die Umgebung fast ausschließlich aus ^{10}B bestand. Die Neutronen machen mit hohem Wirkungsquerschnitt (4000 barn) eine $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ Reaktion, so daß nur wenige γ -Quanten entstehen können.

5. Durch elastische Streuung an Targetkernen kann eine Depolarisation der Neutronen durch Spinaustausch erfolgen. Der Anteil sollte (wie Punkt 4.) $3 \cdot 10^{-3}$ nicht überschreiten und kann somit vernachlässigt werden.
6. Der Untergrund von der Umgebungsstrahlung kann leicht durch Wegnahme des Targets festgestellt werden. Im untersuchten hochenergetischen Intervall betrug dieser Anteil $1 \pm 0,5 \%$, was einen Korrekturfaktor $U = 0,99 \pm 0,005$ zur Folge hat.

Mit den angegebenen Korrekturen erhält man aus dem Meßeffect E den paritätsverletzenden Asymmetriekoeffizienten A

$$E = P \cdot \overline{\cos \theta} \cdot p \cdot U \cdot A = (0,53 \pm 0,05) \cdot A \quad (28)$$

6.4 Messung des pile-up Anteiles

Das Ergebnis dieses Abschnittes ist bereits in 6.3 erwähnt. Da der pile-up Effekt ein ganz entscheidender Faktor ist, der die Meßzeit bestimmt, soll hier genauer auf die Messung dieses Anteiles eingegangen werden. Pile-up entsteht dadurch, daß ein Impuls der Energie E_1 sich mit einem Impuls der Energie E_2 während der Pulsdauer τ überlagert. Fällt die Summe von E_1 und E_2 in das untersuchte Energiegebiet, so entsteht

dadurch ein unerwünschter Untergrund. Die Pulse durch pile-up N_p im untersuchten Energie-Intervall lassen sich errechnen zu

$$N_p = \tau \int N(E_1) N(E_2) dE_1 dE_2 \quad (29)$$

$$\begin{aligned} & 8,1 < E_1 + E_2 < 9,4 \text{ MeV} \\ \text{bzw.} & 4,1 < E_1 + E_2 < 5,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$N(E)$ ist die Zahl der Pulse pro sec mit der Energie zwischen E und $E + dE$. Aus der Form des aufgenommenen Spektrums, welches $N(E)$ darstellt, kann man qualitativ sagen, daß der prozentuale Anteil der pile-up Pulse mit der Energie wächst, zunächst weil das Integral zunimmt. Zum anderen liegt es daran, daß die Zählrate mit hohen Energien abnimmt. Es ist also zu erwarten, daß der relative pile-up Untergrund im Bereich 4,1 - 5,6 MeV klein gegenüber dem im Intervall 8,1 - 9,4 MeV ist. Dies wird durch die Messung voll bestätigt.

Aus dem Integral folgt, daß N_p mit dem Quadrat des Neutronenflusses ansteigt. Dieses Verhalten wurde zur Bestimmung von N_p ausgenutzt. Dazu wurde bei veränderlichem Neutronenfluß die Zählrate im Intervall 8,1 - 9,4 MeV und 4,1 - 5,6 MeV gemessen und in Fig. 23 aufgetragen. Der Neutronenfluß wurde mit einem Borzählrohr gleichzeitig mit den Zählraten in den Intervallen registriert. Die Variation des Flusses erfolgte durch Veränderung der Reaktorleistung. Der Neutronenfluß ϕ_{\max} entspricht der Nennleistung des Reaktors. Wie zu erwarten, besteht die aufgenommene Kurve im hochenergetischen Intervall aus einem Glied, welches linear in ϕ ist und einem quadratischen Glied, welches direkt N_p ist. Dagegen tritt im Gebiet um 5 MeV nur ein linearer Gang auf, was beweist, daß hier der pile-up Effekt vernachlässigbar ist. Interessant ist der pile-up Anteil bei Volleistung des Reaktors, da die Asymmetriemessungen dabei durchgeführt wurden. Der Anteil, gemessen an der totalen Zählrate, beträgt $(15 \pm 3)\%$.

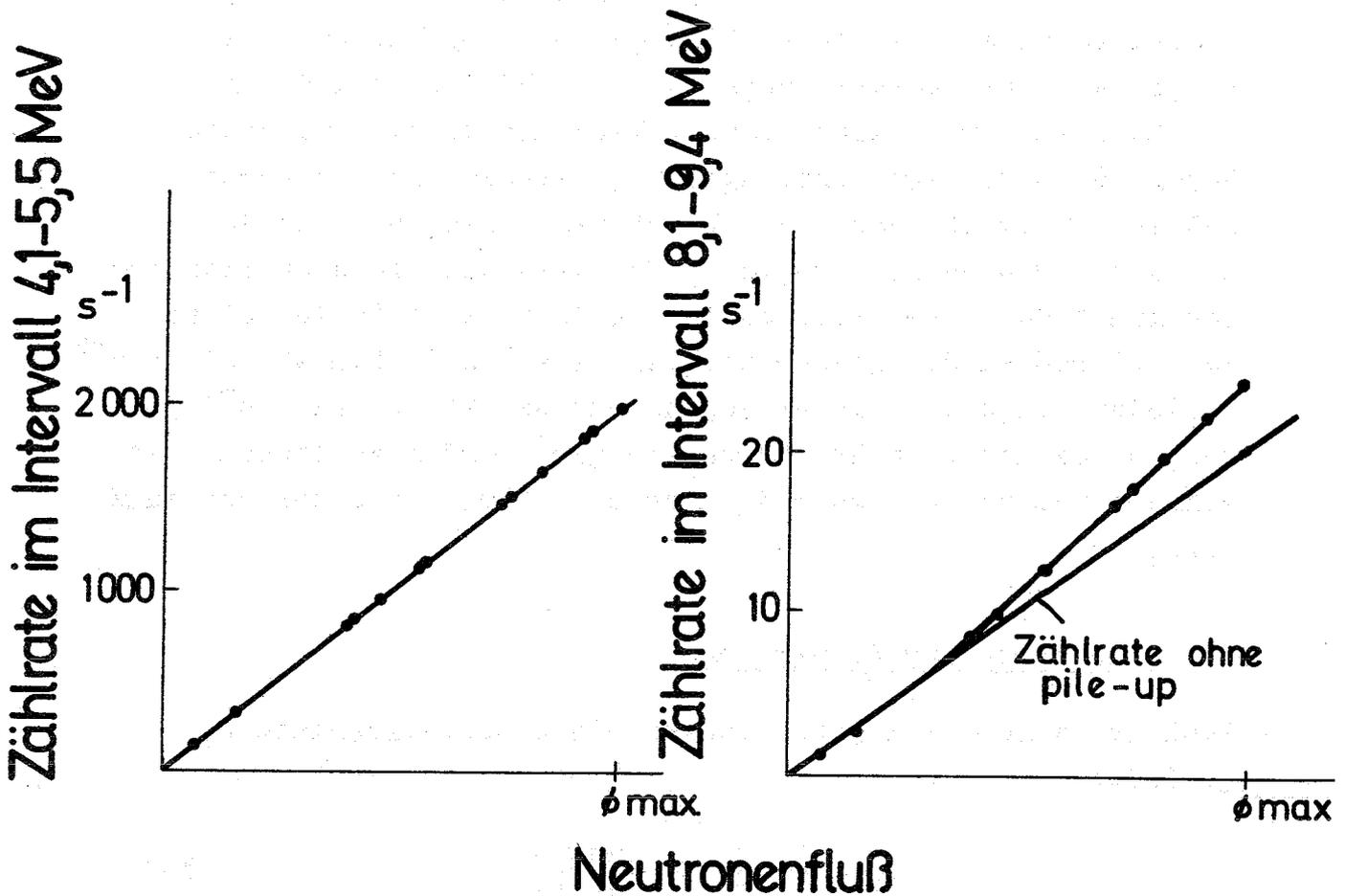


Fig. 23 Prüfung der Proportionalität von Zählraten und Neutronenfluß zur Bestimmung des pile-up Anteiles

Die Fig. 23 stellt einen Mittelwert über alle vier Zähler dar. Dabei muß noch erwähnt werden, daß die beiden Targets für jedes Zählerpaar bei der Messung gleich groß waren (2 × 2 cm bei 1 mm Dicke). Selbstverständlich ändert sich der pile-up Anteil auch mit der Targetgröße. Diese wurde aber sowohl bei der hier besprochenen als auch bei allen anderen Messungen unverändert gelassen.

Mit der Meßkurve Fig. 23 erkennt man, daß eine Erhöhung der Zählraten einen starken Anstieg des pile-up Untergrundes zur Folge hat. Das bedeutet aber, daß die Zählraten und damit die Meßzeit durch diesen Effekt bestimmt wird. Ohne dieses Verhalten wäre eine Erhöhung der Zählraten durch Verwendung größerer Targets oder durch dichteres Herangehen mit den Zählern durchaus noch möglich. Man kann nun ein statistisches Optimum finden, bei welchen Zählraten eine minimale Meßzeit resultieren würde. Dieser Bestwert liegt bei etwa 40 Pulsen $\cdot s^{-1}$ in jedem Zähler. Es wurde jedoch nur bei 25 Pulsen $\cdot s^{-1}$ gemessen, um die Korrektur nicht zu groß werden zu lassen. Die Meßzeit betrug in diesem Fall etwa 15 % mehr als der optimale Wert.

6.5 Verfahren zur Auswertung

Zunächst wurden für jeden Zähler die Einzelergebnisse E_i gebildet

$$E_i = \frac{N(0^\circ) - N(180^\circ)}{N(0^\circ) + N(180^\circ)} \quad (30)$$

Der Mittelwert, der in den Tabellen 4 - 6 angegeben ist, wurde nach folgender Vorschrift errechnet

$$E = \frac{\sum_{i=1}^n E_i w_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (31)$$

Dabei ist w_i der Gewichtungsfaktor des jeweiligen E_i , der sich aus der Standardabweichung s_i ergibt:

$$w_i = \frac{1}{s_i^2} \quad (32)$$

Die Standardabweichung von E_i beträgt:

$$s_i = (N(0^\circ) + N(180^\circ))^{-1/2} \quad (33)$$

Als statistischer Test wurde χ^2 gebildet

$$\chi^2 = \sum_1^n \left(\frac{E_i - E}{s_i} \right)^2 \quad (34)$$

Für eine genügend große Zahl von Messungen sollte $\chi^2 \approx (n - 1)$ sein. Anschaulich bedeutet diese Aussage, daß die gemessene Abweichung vom Mittelwert durch die Standardabweichung gegeben sein sollte. Die statistischen Größen sind in Tab. 4 - 6 eingetragen.

7. Ergebnisse und Vergleich mit anderen Messungen

7.1 Zusammenstellung der Messungen

Die Ergebnisse der Messungen des Effektes E sind in der Tabelle 4 zusammengestellt. Die Werte wurden in einem Zeitraum von drei Monaten gesammelt, wovon 45 Tage reine Meßzeit waren. Während des Experimentes waren verschiedene Reaktorpausen von insgesamt drei Wochen Dauer. Eine Woche ging verloren, da der Reaktor mit variabler Leistung fuhr. Durch Ausfall der Apparatur, insbesondere durch Defekt am Netzgerät für den Spiegelmagneten, sowie durch Messung der Neutronenpolarisation und Einstellungen an den Zählern blieben ein bis zwei Wochen nicht ausgenutzt. Aus den angegebenen Zeiten erkennt man, daß die statistische Meßgenauigkeit selbst bei einem Jahr Experimentierzeit höchstens um einen Faktor Zwei gesteigert werden kann.

Tabelle 4 Gemessene Effekte E zur Bestimmung der Asymmetrie A im Intervall 8,1 - 9,5 MeV von $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

Zähler-Nr.	I	II	III	IV
Effekt $E(\times 10^4)$	$+3,5 \pm 1,4$	$+1,0 \pm 1,3$	$-0,1 \pm 1,1$	$-0,5 \pm 1,1$
Zahl der Messungen	16	16	25	25
χ^2	17	13	20	34
Mittelwert	$E = (0,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$			

Der für jeden Zähler durchgeführte χ^2 -Test zeigt keine wesentliche Abweichung von einer statistischen Verteilung. Der relativ hohe Effekt in Zähler I scheint statistischer Natur zu sein, da die im folgenden beschriebenen Kontrollmessungen keine instrumentelle Asymmetrie zeigen.

Aus dem Mittelwert von Tabelle 4 wird später der paritätsverletzende Asymmetrie-Koeffizient A berechnet (Gl. (35)).

Zur Kontrolle von apparativen Asymmetrien wurden Messungen im Intervall 4,1 - 5,5 MeV durchgeführt. In diesem Bereich erwartet man keinen paritätsverletzenden Effekt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengetragen. Der statistische Test wurde hier etwas anders durchgeführt. Hier wurden keine Zwischenergebnisse gebildet, sondern jeder ausgelochte Zyklus wurde als eine Messung gewertet. Die Kontrollmessung zeigt keine signifikante apparative Asymmetrie.

Tabelle 5 Kontrollmessung im Intervall 4,1 - 5,5 MeV von $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$

Zähler-Nr.	I	II	III	IV
Effekt E ($\times 10^4$)	-0,1 \pm 0,3	+0,2 \pm 0,4	-0,4 \pm 0,4	+0,5 \pm 0,2
Zahl der Messungen	1050	870	930	1860
χ^2	1120	862	910	2900
Mittelwert	$E = (0,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$			

Die beste Testmessung bildet die Untersuchung der Effekte E im Bereich 8,1 - 9,5 MeV mit einem depolarisierten Strahl. Leider ist diese Messung besonders aufwendig, da die Meßzeit genau so lange wie beim Hauptexperiment ist. Dennoch wurde, mit gleicher Statistik wie in Tabelle 4, eine Messung mit depolarisiertem Strahl durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 zusammengefaßt.

Tabelle 6 Kontrollmessung im Intervall 8,1 - 9,5 MeV
mit depolarisiertem Strahl

Zähler-Nr.	I	II	III	IV
Effekt E ($\times 10^{-4}$)	0,2 \pm 1,2	1,1 \pm 1,2	-0,7 \pm 1,4	0,9 \pm 1,5
Zahl der Messungen	25	25	19	19
χ^2	18	25	19	26
Mittelwert	E = (+0,3 \pm 0,6) $\cdot 10^{-4}$			

Das Meßergebnis zeigt keine instrumentelle Asymmetrie.

Mit dem Ergebnis von Tabelle 4 und den bereits angegebenen Korrekturen (Gl. 28) ist es möglich, den Asymmetriekoeffizienten der paritätsverletzenden Winkelverteilung (Gl. 7) anzugeben. Man erhält für das Energie-Intervall 8,1 - 9,4 MeV folgenden Wert

$$A = (1,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-4} \quad (35a)$$

Nach den groben Abschätzungen für die paritätsverletzende Größe F (siehe Kap. 3.2) erhält man damit als obere Grenze

$$F < 2,4 \cdot 10^{-7}. \quad (35b)$$

7.2 Diskussion von systematischen Fehlern

Im folgenden soll die Größenordnung möglicher systematischer Fehler erörtert werden. Teilweise wurden die Punkte schon früher behandelt.

1. Der systematische Fehler durch Verstärkungsschwankungen ist bereits zu 10^{-6} abgeschätzt worden und kann somit völlig vernachlässigt werden. Schwankungen des Neutronenflusses sowie des Untergrundes sollten bei Mittelung über gegenüberliegende Zähler in erster Näherung herausfallen, da das Vorzeichen bei der Bildung von E verschieden ist.

Außerdem sorgt die kurze Umpolzeit von 2 s für eine weitgehende Eliminierung dieses Effektes. Da nie derartige Schwankungen über 5 % pro Tag festgestellt wurden, sollte auch dieser systematische Fehler vernachlässigt werden können.

2. Der Test der Magnetfeldeinflüsse wurde bereits beschrieben. Nach diesen Untersuchungen sollte der Störeffekt $(0,1 \pm 0,2)10^{-4}$ betragen.
3. Die Zählgeräte wurden mehrmals untereinander vertauscht, so daß unkontrollierbare Fehler in den Geräten ebenfalls herausgemittelt wurden.
4. Apparative Asymmetrien jeder Art wurden durch Messungen im Energiebereich 4,1 - 5,5 MeV erfaßt. Man erhält $(0,1 \pm 0,2)10^{-4}$ als obere Grenze für diesen Fehler.
5. Übersteuerung der Zähler und pile-up Effekte wurden genau untersucht. Durch derartige Effekte könnte eine tatsächlich vorhandene Asymmetrie zum Verschwinden gebracht werden.
6. Die Neutronenpolarisation wurde durch zwei unabhängige Methoden gemessen. Der ermittelte Polarisationsgrad von $0,66 \pm 0,03$ kann somit als gesichert angesehen werden.
7. Befindet sich gesättigtes Eisen in der Nähe von Zähler und Target, so kann durch gestreute γ -Quanten ein Effekt vorgetäuscht werden. Die Einfang-Quanten sind zirkular polarisiert (Vergl. Abschnitt 4.6), wobei das gesättigte Eisen als Analysator wirken könnte. Eine Abschätzung einer derartigen Asymmetrie liefert einen Wert $< 10^{-5}$.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die systematischen Fehler einige 10^{-5} nicht überschreiten sollten. Im folgenden wird nur der statistische Fehler angegeben. Dies entspricht dem Verfahren anderer Autoren, so daß auf diese Weise ein Vergleich durchaus korrekt ist.

7.3 Messungen von anderen Autoren

In der Tabelle 7 und in Fig. 24 sind Messungen zur Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ von anderen Autoren aufgeführt. Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse stehen mit den Messungen von Forte et al. (For 66) und Warmings et al. (War 67) in Übereinstimmung. Dagegen besteht eine echte Diskrepanz zwischen diesen drei Experimenten und den Messungen von Abov et al. (Abo 64 und 68). Eine Erklärung dieser Tatsache ist nicht möglich. Die veröffentlichten Kontrollmessungen der Gruppe Abov geben keinen Hinweis auf einen möglichen Fehler.

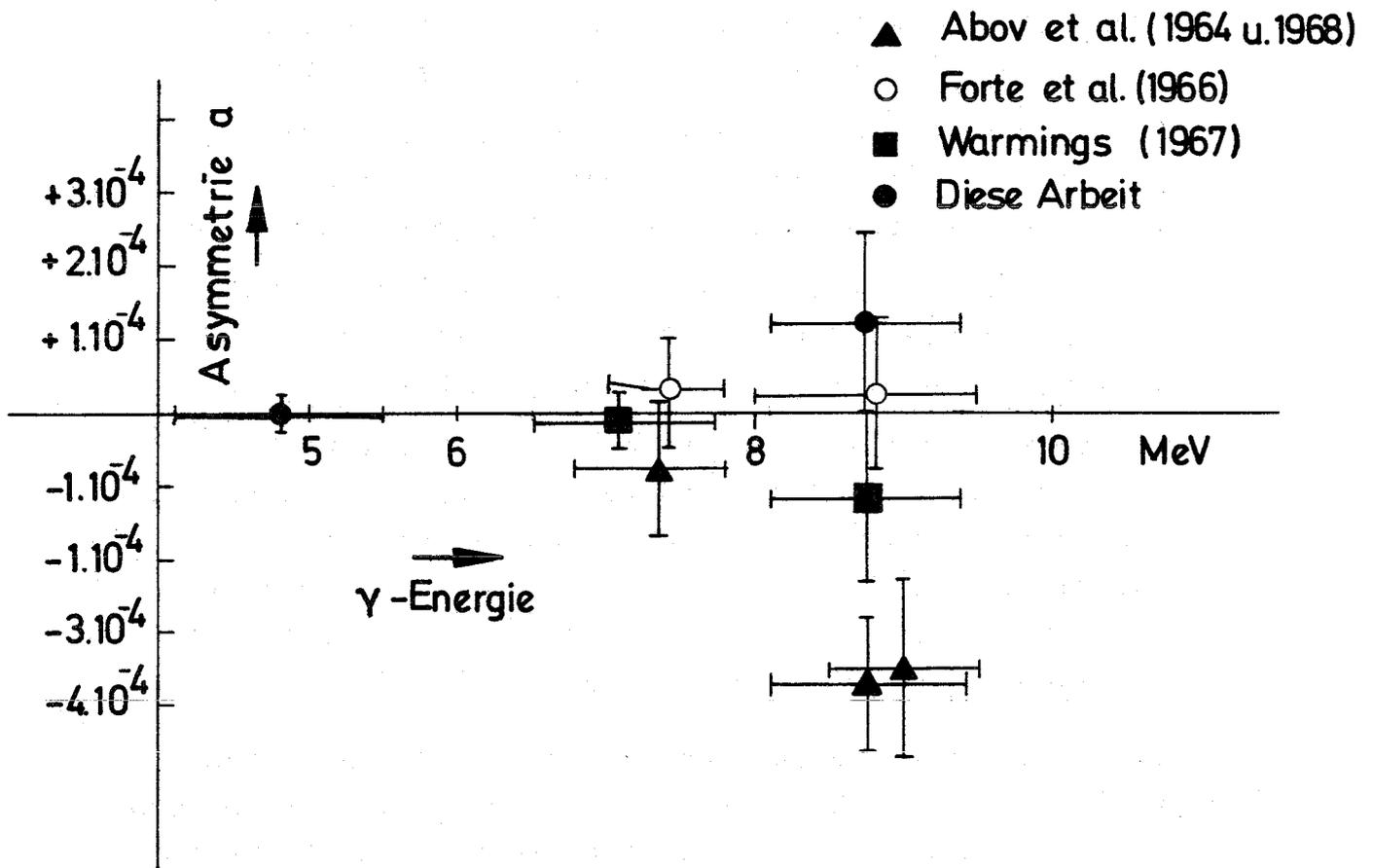


Fig. 24 Vergleich verschiedener Messungen der paritätsverletzenden γ -Asymmetrie in $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ in verschiedenen Energieintervallen

Tabelle 7 Ergebnisse für die Asymmetrie A in der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ mit polarisierten Neutronen

Autoren	Intervall in MeV	A ($\times 10^4$)
Abov et al. (Abo 64)	8,1-9,4	-3,7 \pm 0,9
Forte et al. (For 66)	8,0-9,5	+0,2 \pm 1,2
Warmings et al. (War 67)	6,5-7,7	-0,1 \pm 0,5
	7,7-8,3	-0,7 \pm 1,0
	8,3-8,8	-1,0 \pm 1,4
	8,8-9,5	-2,5 \pm 2,2
	gemittelt 8,1-9,5	gemittelt -1,2 \pm 1,2
Abov et al. (Abo 68)	8,5-9,5	-3,2 \pm 1,2
diese Arbeit	8,1-9,4	+1,2 \pm 1,2

Abov und Mitarbeiter führten das Experiment mit etwas anderen Energiegrenzen zweimal durch (1964 und 1968), wobei allerdings die Apparatur im wesentlichen die gleiche blieb. In beiden Messungen wurde ein paritätsverletzender Effekt von etwa gleicher Größe gemessen.

Dem gegenüber konnte von drei unabhängigen Gruppen keine Paritätsverletzung gefunden werden. Dies wäre nur zu erklären, daß trotz der Kontrollmessungen bei diesen Gruppen ein Störeffekt von der gleichen Größe und gleichem Vorzeichen den paritätsverletzenden Effekt kompensiert. Dies ist äußerst unglaublich, zumal völlig verschiedene Apparaturen verwendet wurden.

Man kann vielleicht folgende abschließende Bemerkung machen:

Eine Paritätsverletzung ist in der Reaktion $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$ bisher noch nicht eindeutig nachgewiesen. Die Messungen dreier Autoren weisen darauf hin, daß eine mögliche Verletzung der Parität wahrscheinlich kleiner als der von Abov et al. gefundene Wert ist.

7.4 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Ein Vergleich mit verschiedenen theoretischen Abschätzungen ist nur unter Vorbehalten möglich. In den angegebenen Rechnungen sind eine Reihe von Unsicherheitsfaktoren enthalten. Eine Schwierigkeit wird durch die komplizierte Struktur der untersuchten Kerne verursacht. Die von den verschiedenen Theorien gewonnenen paritätsverletzenden Zwei-Teilchen-Potentiale müssen in ein effektives Potential im Kern umgerechnet werden. Außerdem müssen grobe Modell-Wellenfunktionen verwendet werden. Diese Komplikation macht die Untersuchung leichter Kerne, insbesondere den Strahlungseinfang des Neutrons im Proton, attraktiv.

Tabelle 8 zeigt einen Vergleich des in dieser Arbeit untersuchten Effektes mit der Theorie (Bli 69). Aus den Messungen kann man entnehmen, daß die Ansätze für den schwachen Strom von Cabibbo (Cab 63) und von Segré (Seg 68) als einzige mit den Messungen verträglich sind. Diese Aussage ist jedoch wegen der erwähnten Unsicherheiten nicht zu streng zu nehmen.

Zur Klärung der zahlreichen Fragen, die das Studium paritätsverletzender Kernkräfte aufwirft, bedarf es noch jahrelanger mühsamer Untersuchungen. Die Experimente sind mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Dennoch lohnt sich die Messung der kleinen paritätsverletzenden Effekte, da daraus fundamentale Erkenntnisse für die Theorie der schwachen Wechselwirkung gezogen werden können.

Tabelle 8 Vergleich der Messungen des paritätsverletzenden Asymmetriekoeffizienten A mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen (Bli 69)

Autor für den Ansatz des Stromes der schwachen WW.	Autor für die Berechnung von A	Asymmetrie Koeffizient A $ A \times 10^4$
Cabibbo (Cab 63)	Warmings et al. (War 67)	6
	McKellar (McK 68)	2 - 3
	Fischbach et al. (Fis 68)	2 - 3
D'Espagnat (D'Es 63)	McKellar (McK 68)	8 - 10
	Fischbach et al. (Fis 68)	14 - 19
Segré (Seg 68) (γ_5 invariant)	Fischbach et al. (Fis 68)	2
	Fischbach et al. (Fis 68)	19 - 24
Segré (Seg 68) (γ_5 nichtinvariant)	Fischbach et al. (Fis 68)	19 - 24
Lee (Lee 68)	Fischbach et al. (Fis 68)	6 - 11
Oakes (Oak 68)	McKellar (McK 68)	17,5

Experimentelle Ergebnisse aus Tabelle 7:

Abov et al. (Abo 64)	$-3,7 \pm 0,9$
Forte et al. (For 66)	$+0,2 \pm 1,2$
Warmings et al. (War 67)	$-1,2 \pm 1,2$
Abov et al. (Abo 68)	$-3,2 \pm 1,2$
diese Arbeit	$+1,2 \pm 1,2$

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Schopper für das fördernde Interesse und seine Anteilnahme an den Versuchen.

Die verständnisvolle Zusammenarbeit mit der Betriebsgruppe des Reaktors FR 2 hat die Arbeit sehr unterstützt. Herr P. Heine war teilweise am experimentellen Aufbau und an der Versuchsdurchführung beteiligt.

Literaturverzeichnis

- Abo 64: Abov, Y.G., P.A. Krupchitsky, A. Oratovsky, Phys. Lett. 12, 25 (1964)
- Abo 68: Abov, Y.G., P.A. Krupchitsky, M.J. Bulgakov, O.N. Yermakov, J.L. Karphikhin, Phys. Lett. 27B, 16 (1968)
- Abr 62: Abrahams, K., O.Steinsvoll, P. Bongaards, P. de Lange, Rev. Sci. Instr. 33, 524 (1962)
- Bac 62: Bacon, C.E., Neutron Diffraction, Oxf. Univ. Press
- Bal 62: Bally, D., S. Todireanu, S. Ripeanu, M.G. Belloni, Rev. Sci. Instr. 33, 916 (1962)
- Bar 67: Bartholomev, G.A., et al., Nucl. Data A3, 454 (1967)
- Bei 63: Beil, H., P. Carlos, J. Matuszek, Journ. de Phys. 24, 359 (1963)
- Bet 35: Bethe, H.A., Rev. Mod. Phys. 9, 69 (1935)
- Bie 51: Biedenharn, L.C., M.E. Rose, G.B. Arfken, Phys. Rev. 83, 683 (1951)
- Bli 60: Blin-Stoyle, R.J., Phys. Rev. 120, 181 (1960)
- Bli 69: Blin-Stoyle, R.J., Vortrag Genfer Konferenz 1969
- Boc 69a: Bock, P., H. Leuschner, Externer Bericht, Karlsruhe, 3-69
- Boc 69: Bock, P., Externer Bericht, Karlsruhe 3-69-3
- Boe 67: Boehm, F., E. Kankeleit, Nucl. Phys. A 109, 457 (1967)
- BNL 60: BNL Report 325 (1960)
- Cab 63: Cabibbo, N., Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)
- Cru 69: Cruse, D.W., W.D. Hamilton, Nucl. Phys. A 125, 255 (1969)
- Dan 65: Dandilov, G., Phys. Lett., 18, 40 (1965)
- D'Es 63: D'Espagnat, Phys. Lett. 1, 209 (1963)
- Eic 68: Eichler, J., Zeitschrift f. Phys. 213, 352 (1968)
- Eic 69: Eichler, J., Zeitschrift f. Phys. 219, 114 (1969)
- Fis 68: Fischbach, E., K. Trabert, Phys. Rev. 174, 1843 (1968)
- For 66: Forte, M., O. Saavedra, Report EUR-3053 (1966)
- Gel 58: Gell-Mann, M., R. Feynman, Phys. Rev. 109, 193 (1958)
- Gul 68: Gul'ko, A.D., S.S. Trostin, A. Hudoklin, Sov. Journ. Phys. 6, 447 (1968)

- Haa 59: Haas, R., L.B. Leipuner, R.K. Adair, Phys. Rev. 116, 1221 (1959)
- Ham 49: Hamermesh, M., Phys. Rev. 75, 1766 (1949)
- Has 62: Hasler, Atomkernenergie 5, (1962)
- Hen 68: Henley, E.M., Phys. Lett., 28 B, 1, (1968)
- Hug 51: Hughes, D.J., M.T. Burgy, Phys. Rev. 81, 498 (1951)
- Hug 54: Hughes, D.J., Neutron Optics, Intersc. Publ., Inc., New York (1954)
- Law 68: Lawson, Private Mitteilung 1968
- Lee 68: Lee, T.D., Phys. Rev. 171, 1731 (1968)
- Lob 66: Lobashov, V.M., V.A. Nazarenko, L.F. Sayenko, L.M. Smotrizky, G.J. Kharkevitch, JETP Lett. 3, 173 (1966)
- Lob 67: Lobashov, V.M., V.A. Nazarenko, L.F. Sayenko, L.M. Smotrizky, G.J. Kharkevitch, JETP Lett., 5, 59 (1967)
- McK 68: Mc Kellar, Phys. Rev. Lett. 20, 1542 (1968), Phys. Rev. Lett. 21, 1822 (1968)
- Mic 64: Michel, F.C., Phys. Rev. 113, B 329 (1964)
- Mor 68: Moragues, J.A., W. Gelletly, M. Mariscotti, Phys. Lett. 27B, 441 (1968)
- Nat 59: Nathans, R., C.G. Shull, G. Shirane, A. Andresen, Journ. Chem. Solids 10, 138 (1959)
- Nat 59a: Nathans, R., A. Paoletti, Phys. Rev. Lett. 2, 254 (1959)
- Oak 68: Oakes, R.J., Phys. Rev. Lett., 20, 1539 (1968)
- Seg 68: Segré, G., Phys. Rev. 173, 1730 (1968)
- Scho 58: Schopper, H., Nucl. Instr. 3, 158 (1958)
- Scho 66: Schopper, W., Weak Interactions and Nuclear Beta Decay, North-Holland Publ. Comp.-Amsterdam (1966)
- Sta 54: Stanford, C.P., et al., Phys. Rev. 94, 374 (1954)
- Szy 66: Szymansky, Z., Nucl. Phys. 76, 539 (1966)
- Tra 68: Tradic, D., Phys. Rev. 174, 1694 (1968)
- Tru 57: Trumpy, G., Nucl. Phys. 2, 664 (1957)
- Wäf 68: Wäffler, H., Naturwiss. 15, 225 (1968)
- Wah 65: Wahlborn, S., Phys. Rev. 138, B 534 (1965)
- War 67: Warmings, E., Resö Report 167 (1967) und Warmings, E., F. Stecher-Rasmussen, W. Ratynski, J. Kopecky, Phys. Lett. 25B, 200 (1967)

- Wie 58: Wilkinson, D.H., Phys. Rev. 109, 1610 (1958)
- Wu 57: Wu, C.S., Ambler, Hayward, Hoppes, Hudson,
Phys. Rev. 105, 1413 (1957)
- Led 67: Lederer, C., et al. Tables of Isotopes, John
Willey and Sons, Inc. (1967)