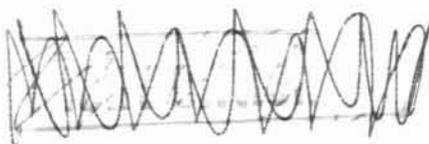


KFK-345

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Juli 1965



KFK 345

Institut für Experimentelle Kernphysik

Der Aufbau und die Eigenschaften eines Analysators
zur Messung der Neutronenpolarisation

H. -M. Staudenmaier



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1965

KFK 345

Institut für Experimentelle Kernphysik

Der Aufbau und die Eigenschaften eines Analysators
zur Messung der Neutronenpolarisation

H.-M. Staudenmaier

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.
Karlsruhe

I n h a l t s v e r z e i c h n i s

	Seite
1. Einleitung	1
2. Der Neutronenanalysator	4
2.1. Beschreibung des physikalischen Prinzips	4
2.1.1. Winkelauflösungsvermögen	4
2.1.2. Nachweiswahrscheinlichkeit	5
2.2. Konstruktion des Analysators	6
2.2.1. Vakuumbehälter mit Gasreinigung	6
2.2.2. Mechanischer Aufbau der Zählleinheiten I und II	7
2.3. Die Elektronik der Zählleinheit I	8
3. Messungen	8
3.1. Messungen mit α -Teilchen	8
3.1.1. Allgemeine Eigenschaften	8
3.1.2. Energieproportionalität	9
3.1.3. Energieauflösungsvermögen	10
3.1.4. Antikoinzidenzmessungen	11
3.1.5. Verwendung von anderen Gasfüllungen	11
3.2. Messungen mit Neutronen	13
3.2.1. Messung mit der Antikoinzidenzschaltung	13
3.2.2. Asymmetriemessung	13
Literaturverzeichnis	16
Abbildungen	17

1. EINLEITUNG

Eine Spinabhängigkeit der Kernkräfte läßt sich am besten bei Kernreaktionen mit polarisierten Teilchen untersuchen. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung entstehen bei Streuprozessen oder bei Reaktionen Teilchen, deren Spin bevorzugt senkrecht auf der Reaktionsebene steht. Diese Polarisation läßt sich durch eine anschließende Streuung oder Reaktion nachweisen. Die Polarisation wird definiert durch

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1)$$

Hierbei ist N_+ die Zahl der Teilchen mit Spin parallel zur Vorzugsrichtung und N_- mit Spin antiparallel dazu. Bei der Streuung polarisierter Teilchen hängt der Wirkungsquerschnitt von der Orientierung der Spins bezüglich der Normalen \boldsymbol{n} der Reaktionsebene ab. Dies hat zur Folge, daß Teilchen mit Spin parallel zu \boldsymbol{n} z.B. vorzugsweise nach rechts und diejenigen mit Spin antiparallel zu \boldsymbol{n} nach links gestreut werden, und die Zahl der nach rechts gestreuten Teilchen N_R wird verschieden sein von der Zahl der nach links gestreuten N_L . Man erhält also eine Rechts-Links-Asymmetrie, die sich nach folgender Definition aus den Zählraten N_R und N_L ergibt :

$$A = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (2)$$

Für diese Asymmetrie A besteht eine Beziehung zwischen der gesuchten Polarisation des Teilchenstrahles P und der Analysatorwirkung der Streuung P_A , und zwar gilt:

$$A = P \cdot P_A \quad (3)$$

Da die Analysatorwirkung im allgemeinen von der Energie der zu streuenden Teilchen abhängt, ist es nötig, die Energie und die Asymmetrie A gleichzeitig zu bestimmen.

Im vorliegenden Bericht soll eine Methode zur Messung der Polarisierung eines Neutronenstrahls mit breiter Energieverteilung angegeben werden.

Der schematische Aufbau einer Polarisationsmessung ist in Abbildung 1 dargestellt. Die Neutronen werden am Analysator gestreut, und die unter dem Winkel θ_R bzw. θ_L gestreuten Neutronen werden gezählt. Aus den dabei erhaltenen Zählraten N_R bzw. N_L errechnet sich die Asymmetrie A nach Gleichung (2); A setzt sich jedoch aus P und P_A zusammen. Hat man als Analysator einen Kern verwendet, dessen P_A bekannt ist, so kann man mit Hilfe von Gleichung (3) die unbekannte Polarisierung P des Neutronenstrahls bestimmen. Als Analysator wird häufig He^4 verwendet, da für diesen Kern die Analysatorwirkung P_A relativ groß und einigermaßen zuverlässig gemessen ist.

Abbildung 2 zeigt die Analysatorwirkung P_A von Helium für Neutronen nach Levintov [1]. Wie aus Abbildung 2 ersichtlich, ist die Analysatorwirkung P_A über einen weiten Energiebereich konstant $\approx 100\%$ (für $\theta_n = 135^\circ$), allerdings hängt P_A stark vom Streuwinkel θ_n ab. Anstatt der gestreuten Neutronen kann man auch die Rückstoß-He-Atome nachweisen. Dazu benutzte Levintov [1] ein langes, heliumgefülltes Proportionalzählrohr. Das Helium im Zählrohr diente gleichzeitig als Analysator sowie zum Nachweis der gestreuten Neutronen. Für die Energie der Rückstoßteilchen gilt nach dem Energie- und Impulssatz:

$$E_\alpha = \frac{4m \cdot M}{(M+m)^2} \cdot E_n \cdot \cos^2 \varphi, \quad (4)$$

wobei:

M Masse des Heliumkernes,
m Neutronenmasse,

φ Winkel zwischen Neutroneneinfallsrichtung
und Flugrichtung des Rückstoßkernes $\theta_n = \theta_n(\varphi)$.

Es werden nur solche Rückstoßkerne gezählt, die unter einem bestimmten Winkel φ_1 fliegen. Diese Aussonderung ist möglich, da das Levintov'sche Zählrohr so gelegt wird, daß die Bahn aller Rückstoßkerne, die unter dem Winkel φ_1 wegfliegen, parallel zum Zählrohr verläuft, d.h. das Zählrohr muß unter dem Winkel φ_1 gegen den einfallenden Neutronenstrahl aufgestellt werden. Alle anderen Rückstoßteilchen legen eine kürzere Flugstrecke im Zählrohr zurück, sie treffen schon vor Abgabe ihrer gesamten Energie auf die Zählrohrwand, ergeben daher niedrigere Zählrohrimpulse und können durch Diskriminieren der Ausgangsimpulse verworfen werden. Die Asymmetrie A wird aus der Zählratendifferenz der Zählrohrstellungen $+\varphi_1$ und $-\varphi_1$ zum Neutronenstrahl bestimmt. Der Nachweis der Rückstoßteilchen statt der gestreuten Neutronen bringt verschiedene Vorteile; so tritt z.B. praktisch kein Neutronenuntergrund mehr auf. Dadurch erübrigt sich eine Abschirmung des Detektors sowie eine Kollimierung des einfallenden Neutronenstrahls. Der Hauptnachteil des Levintov'schen Instrumentes besteht in der Tatsache, daß es nur für monoenergetische Neutronen geeignet ist, denn nur für solche besteht eine eindeutige Zuordnung zwischen Impulshöhe und Rückstoßwinkel φ_1 . In diesem Bericht wird ein Neutronenanalysator beschrieben, der ebenfalls die beim Levintov'schen Instrument erwähnten Vorteile besitzt, aber außerdem bei breiten Energieverteilungen verwendet werden kann.

2. DER NEUTRONENANALYSATOR

2.1. Beschreibung des physikalischen Prinzips

Um das Instrument auch bei breiten Energieverteilungen verwenden zu können, wurde außer dem Levintov'schen Grundprinzip noch eine von Neutronenspektrometern (siehe z.B. [2]) her bekannte Methode mitverwendet. Die feste Wand des Levintov'schen Proportionalzählrohres wurde durch 6 Drähte (Abb.3) ersetzt. Ein Rückstoßteilchen, das unter einem großen Winkel $\Delta\varphi$ zum Zähldraht fliegt (---), verläßt das mittlere Zählrohr Z_M , da dessen Wand transparent ist und gelangt in eines von 6 Zählrohren (Z_a), die das mittlere kranzförmig umgeben. Schaltet man diese 6 gleichartigen Zählrohre in Antikoinzidenz gegen das mittlere, so kann man entscheiden, ob sich ein Rückstoßteilchen im Zählrohr Z_M totgelaufen hat, d.h. ob der davon herrührende Zählrohrimpuls ein echtes Maß für die Energie des stoßenden Neutrons ist, oder ob ein Teil der Energie des Rückstoßteilchens in einem der äußeren Zählrohre Z_a abgegeben wurde. Es ist daher möglich, mit dieser Methode Rückstoßteilchen, die von hochenergetischen Neutronen herrühren (---) und das mittlere Zählrohr verlassen, von Rückstoßteilchen, die von Neutronen niedriger Energie herrühren (----) und sich im mittleren Zählrohr totlaufen, zu unterscheiden. Man kann somit gleichzeitig die Polarisierung sowie das Energiespektrum der einfallenden Neutronen messen.

2.1.1. Winkelauflösungsvermögen

Wie aus Abbildung 2 ersichtlich ist, ist der günstigste Neutronenstreuwinkel $\theta_n = 135^\circ$, und der Analysator wird daher vorteilhaft bei diesem Winkel verwendet. Aus der bekannten Beziehung (siehe z.B. [3])

$$\theta_{nCM} = \pi - 2\varphi_{Lab} \quad (5)$$

CM Schwerpunkt-System
Lab Labor - System

kann der zu θ_n gehörige Rückstoßwinkel φ im Laborsystem entnommen werden. Für $\theta_n = 135^\circ$ ergibt sich $\varphi = 22,5^\circ$. Für die Genauigkeit einer Polarisationsmessung ist wegen der Winkelabhängigkeit der Analysatorwirkung eine gute Winkelselektion der Rückstoßkerne entscheidend, zumal der Rückstoßwinkel φ , wie aus Gleichung (5) ersichtlich ist, noch mit einem Faktor 2 in den Neutronenstreuwinkel eingeht. Dies bedeutet, daß der Winkel $\Delta\varphi$ (siehe Abb.3), der den Grenzwinkel darstellt für einen Rückstoßkern, der nur im mittleren Zählrohr verläuft, möglichst klein sein sollte. Aus Gleichung (5) kann zu jedem $\Delta\varphi$ der zugehörige Neutronenstreuwinkel $\theta_n \pm \Delta\theta$ entnommen werden. Der Winkel $\Delta\varphi$ (Abb.3) ist eine Funktion der Energie der Rückstoßteilchen, der Zählrohrdimension sowie des Helium-Druckes im Zählrohr. In Abbildung 4 ist das berechnete Winkelauflösungsvermögen $W = \frac{\Delta\theta \cdot 100}{\theta_n}$ (%) für $\theta_n = 135^\circ$ in Abhängigkeit der Neutronenenergie mit dem Heliumdruck p als Parameter gezeichnet.

2.1.2. Nachweiswahrscheinlichkeit

Bei Kenntnis des n - α -Streuquerschnittes läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des Neutronenanalysators berechnen. Für die in Abbildung 3 gezeichnete Anordnung, bestehend aus einem mittleren Zählrohr und 6 äußeren - im folgenden sei diese Anordnung 'Einheit I' genannt -, beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei Normaldruck für 2 MeV - Neutronen $\epsilon = 82 \times 10^{-3}$. Mit der 'Einheit I' wurden die in Kapitel 3 beschriebenen Messungen ausgeführt. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit des Analysators zu erhöhen, wurde die in Abbildung 5 gezeichnete 'Einheit II'

gebaut. 61 Zählrohre von der auf Seite 4 beschriebenen Konstruktion sind in Art einer Bienenwabe angeordnet. Der äußerste Ring von 24 Zählrohren wird nur als Antikoinzidenzring verwendet, während jedes der inneren 37 Zählrohre sowohl ein Nutzzählrohr als auch ein Antikoinzidenzzählrohr darstellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Einheit II hat sich gegenüber Einheit I um den Faktor 37 erhöht. In Abbildung 6 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit der Einheit II als Funktion der Neutronenenergie dargestellt ; Parameter ist wieder der Heliumdruck p . Für ein Polarisationsexperiment ist nun aus Abbildung 4 und 6 der jeweils günstigste Kompromiß zwischen hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und gutem Winkelauflösungsvermögen auszusuchen und bei dem hierzu gehörigen Heliumdruck sollte der Analysator betrieben werden.

2.2. Konstruktion des Analysators

2.2.1. Vakuumbehälter mit Gasreinigung

Helium hat eine niedrige Durchschlagsfeldstärke, und man kann daher bei mit Helium gefüllten Zählrohren nur geringe Gasverstärkungen erzielen. Daraus ergeben sich hohe Anforderungen an die Reinheit des Gases, denn Verunreinigungen mit elektronegativen Gasen wie z.B. O_2 und H_2O müssen extrem gering gehalten werden, da diese Gase negative Ionen bilden und damit der Elektronenlawine im Zählrohr Elektronen entziehen und so die Impulshöhen herabsetzen. Das Helium wurde daher kontinuierlich in einem Kreislauf gereinigt (siehe Abb.7). Das Gas strömt durch Konvektion über Calciumspäne, die auf ca. $250^{\circ}C$ erhitzt sind. Dabei werden alle elektronegativen Gase und zusätzlich noch N_2 und H_2 entfernt. Der in Abbildung 7 dargestellte Vakuumbehälter konnte mit einem Ofen bei maximal $300^{\circ}C$ ausgeheizt werden,

um die in den Wänden des Vakuumbehälters absorbierten Gase abpumpen und somit die erforderliche Reinheit des Heliums über längere Zeit aufrecht erhalten zu können. Die hohe Ausheiztemperatur erforderte die Verwendung von sehr hitzebeständigen, nicht gasenden Werkstoffen - im wesentlichen Keramik und Metall. Der Vakuumbehälter besteht aus einem Rohr von 700 mm Länge, das an beiden Enden mit Flanschen abgedichtet ist. Zur Abdichtung wurde eine von Hintenberger [4] beschriebene Metalldichtung verwendet. Der obere Flansch hatte eine kreuzförmige Öffnung zum Einschuss von α -Teilchen für Eichmessungen. Die Öffnung war mit einer 10 μ Cu-Folie verlötet. In den unteren Flansch sind die elektrischen Durchführungen eingelötet.

2.2.2. Mechanischer Aufbau der Zähleinheiten I und II

Beide Zähleinheiten sind aus den gleichen Materialien aufgebaut und unterscheiden sich nur durch die Zahl der Zählrohre. Die 6 Drähte eines jeden Zählrohres, die die Wand bilden - Kathodendrähte genannt -, haben einen Durchmesser von 200 μ und bestehen aus gerade gerichteten Stahldrähten. An beiden Enden sind sie in Kupfer-Kapillaren (siehe Abbildung 7) eingelötet, die in Halterungsplatten eingepaßt sind und elektrischen Kontakt mit den Platten haben. Die eigentlichen Zähldrähte bestehen aus Wolframdraht von 25 μ \emptyset und sind durch Keramik-Kapillaren gegen die Halterungsplatten elektrisch isoliert. Am unteren Ende der Zähleinheit werden die Wolfram-Drähte mittels Spiralfedern gespannt. Diese sind zum Schutz gegen Spitzenentladungen von Messingröhrchen umgeben. Sämtliche Lötungen erfolgten mit einem hochschmelzenden Weichlot, das bei 300°C Ausheiztemperatur noch keine Erweichung zeigt. Der Analysator wurde nach 5 stündigem Ausheizen auf 200°C und einem Endvakuum $< 1 \times 10^{-5}$ Torr aus einer hochvakuumseitig angeschlossenen Helium-Stahlflasche gefüllt.

2.3. Die Elektronik der Zählleinheit I

Wie bereits auf Seite 6 erwähnt, sind bei reiner Heliumfüllung nur geringe Gasverstärkungen erreichbar, und daher sind nur sehr kleine Zählrohrimpulse zu erwarten. Deshalb wurde anstelle eines normalen Emitterfolgers ein 3-fach-Kaskadenemitterfolger mit sehr hohem Eingangswiderstand verwendet. Nach ca. 500-facher Verstärkung wurden die Impulse des mittleren Zählrohres je nach Art der Messung entweder direkt oder über eine Antikoinzidenzschaltung gegen die 6 äußeren, parallel geschalteten Zählrohre auf einen Vielkanalanalysator gegeben.

3. MESSUNGEN

3.1. Messungen mit α -Teilchen

3.1.1. Allgemeine Eigenschaften

Die Zählleinheit I besteht (siehe Abb.3) aus 7 Zählrohren. Um die Eigenschaften dieser 7 Zählrohre untersuchen zu können, wurden monoenergetische ThC' - α -Teilchen durch das (bereits erwähnte) kreuzförmige Strahlenfenster im oberen Flansch des Vakuumbehälters eingeschossen. Durch Bohrungen in der oberen Halterungsplatte traten die α -Teilchen gebündelt in das Zählvolumen ein. Zur Aufnahme einer Zählrohrcharakteristik wurde statt des Vielkanalanalysators ein einfaches Zählgerät angeschlossen. Bei einem Heliumdruck von $p = 760$ Torr ergab sich eine Zählrohrcharakteristik für das mittlere Zählrohr mit einer Plateaulänge von 50 Volt und einem Plateauanstieg von $2,6\% / 100\text{Volt}$. Als Arbeitspunkt wurde die Zählrohrspannung $U_Z = 460$ Volt gewählt. Die Impulshöhe beträgt dann etwa $5\text{ mV} \pm 10\%$ bei allen 7 Zählrohren. Zusammen mit der experimentell bestimmten Zählrohr -

kapazität ergibt sich daraus eine Gasverstärkung von $A \approx 50$. Eine besondere Eigenart aller 7 Zählrohre, die als Folge der transparenten Zählrohrwände gedeutet werden kann, soll kurz erwähnt werden: Aus Messungen ergab sich, daß die Zählrohre keinen Auslösebereich besitzen, denn unmittelbar bis zum Durchschlag läßt sich die Energieproportionalität (mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen Methode) zeigen. Dies ist eine Bestätigung der Theorie über die Ausbreitung der Entladung in Zählrohren, siehe z.B. Huster [5]. Im Auslösebereich eines Zählrohres bildet sich der Ionenschlauch im gesamten Zählvolumen dadurch aus, daß durch Elektronenstoß-Anregung UV-Quanten des Füllgases emittiert werden und diese Photonen genügend Energie besitzen, um aus der Wand Photoelektronen auszulösen. Jedes dieser Photoelektronen führt wiederum zu einer neuen Lawine. Bei der hier verwendeten Anordnung ist die Wand auf 6 Drähte reduziert, und die daraus von UV-Quanten ausgelösten Photoelektronen reichen nicht aus, um eine Entladung im gesamten Zählvolumen hervorzurufen, und man erhält daher keinen Auslösebereich.

3.1.2. Energieproportionalität

Ein entscheidendes Merkmal jedes Spektrometers ist seine Energielinearität. Um den Neutronenanalysator daraufhin prüfen zu können, wurden die Zählrohre bei verschiedenen α -Energien untersucht. Dazu wurden zwischen das Präparat und das zu untersuchende Zählrohr Absorberfolien verschiedener Dicke und aus verschiedenem Material eingeschaltet. Nimmt man die Impulshöhenverteilung auf dem Vielkanal auf, so erhält man statt einer Linie, wie man sie von monoenergetischen α -Teilchen erwarten würde, eine Gauß-Verteilung, da die Impulshöhen, durch statistische Schwankungen des Ionisationsprozesses im Zählrohr bedingt, nicht ganz einheitlich sind. Trägt man die Lage des Maximums der Impuls-

höhenverteilung als Funktion der im Zählrohr abgegebenen Energie (die sich aus der bekannten Dicke der Absorberfolien berechnen läßt) auf, so läßt sich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate durch die Meßpunkte eine Gerade, die in Abbildung 8 dargestellte Eichgerade, ziehen. Ein χ^2 -Test ergab die Verträglichkeit der Meßpunkte mit einer Geraden, so daß man die Energielinearität innerhalb des untersuchten Energiebereiches als erfüllt ansehen kann.

3.1.3. Energieauflösungsvermögen

Die aufgenommenen Impulshöhenverteilungen rühren von der monoenergetischen Strahlung des α -Präparates her. Die Breite des Maximums stellt daher ein Maß für das Energieauflösungsvermögen dar. Um die hier für das mittlere Zählrohr gemachten Messungen quantitativ mit Messungen von Bisi [6] und Perlow [2] vergleichen zu können, wurde die Impulshöhenverteilung mit einer Gauß-Verteilung der Art $F = e^{-\frac{(K-\bar{K})^2}{2\sigma^2}}$ auf einer elektronischen Rechenmaschine angepaßt, wobei σ = Standardabweichung und \bar{K} = Lage des Maximums (in Kanälen). Aus den dabei für die verschiedenen Energien erhaltenen Gauß-Verteilungen wurden relative Standardabweichungen $\frac{\sigma}{\bar{K}}$ berechnet und als Funktion der im Zählrohr abgegebenen Energie aufgetragen (siehe Abb.9). $\frac{\sigma}{\bar{K}}$ stellt ein Maß für das Energieauflösungsvermögen des Analysators dar. Aus Abbildung 9 kann dafür die Formel $\frac{\sigma}{\bar{K}} = \frac{1,3}{E^{2,2}}$ (E im MeV) gewonnen werden. Derartige Formeln wurden auch von Bisi [6] und Perlow [2] aufgestellt. Die auftretenden Konstanten scheinen jedoch bei den Autoren verschieden zu sein. Ein wesentliches Kennzeichen ist jedoch die Unabhängigkeit der Standardabweichungen $\frac{\sigma}{\bar{K}}$ von der angelegten Zählrohrspannung, was bedeutet, daß das Energieauflösungsvermögen unabhängig von der Gasverstärkung ist.

3.1.4. Antikoinzidenzmessungen

Verwendet man eine Antikoinzidenz-Schaltung, so kann man damit - wie auf Seite 4 beschrieben - diejenigen Rückstoßteilchen, die das mittlere Zählrohr verlassen, aussondern. Bei Bestrahlung mit α -Teilchen bedeutet dies, daß nur solche α -Teilchen registriert werden, die vollständig im mittleren Zählrohr abgebremst werden. Alle anderen α -Teilchen, die auch einen Teil ihrer Energie in einem der 6 äußeren Zählrohre abgeben, werden durch die Antikoinzidenzschaltung verworfen. In Abbildung 10 ist die mit der Antikoinzidenzschaltung auf dem Vielkanal aufgenommene Verteilung dargestellt. Das Maximum mit O_{μ} -Folie entspricht 4,82 MeV α -Teilchen, während bei 2 μ -Folie noch 4,12 MeV im Zählrohr abgegeben werden.

3.1.5. Verwendung von anderen Gasfüllungen

Helium-CO₂-Gemische: Der Zusatz eines mehratomigen Gases bewirkt bei Zählrohren eine Verlängerung des Proportionalbereiches. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung der Gasverstärkung um Zehnerpotenzen und führt somit zu einer Vergrößerung der Ausgangsimpulse. Deshalb wurde der Analysator mit verschiedenen Helium + CO₂ Gemischen untersucht. CO₂ empfiehlt sich als Zusatzgas, da es im Gegensatz zu sonst gebräuchlichen organischen Dämpfen und Gasen keinen Wasserstoff enthält, der bei Neutronenbestrahlung zu unerwünschten Rückstoßprotonen führen würde. Durch 10% CO₂-Zusatz konnten Impulshöhen von 300 mV (vgl. reines He: 5mV) bei einer Zählrohrspannung von 2 KV gemessen werden. Es war jetzt möglich, noch α -Teilchen von 0,5 MeV als verbreiterte Linie nachzuweisen. Diese α -Energie würde einer Neutronenenergie $E_{n_{\min}} = 0,9$ MeV entsprechen, die man somit mit dem Neutronenanalysator noch messen könnte.

Methan-Füllung: Bei der hier verwendeten Methode zur Polarisationsmessung ist eine Schwenkung des Analysators um den Winkel $\pm \varphi$ (s.S. 3) nötig. Dabei treten häufig falsche Asymmetrien auf (siehe Faissner [7]). Die größte entsteht dadurch, daß die Rechts- und Linksstellung des Detektors nicht genau symmetrisch zur Neutronenstrahlachse ist, d.h. $|+\varphi| \neq |-\varphi|$. Da der Streuquerschnitt der $n-\alpha$ -Streuung winkelabhängig ist, wird die Zählrate $N_L \neq N_R$. Dies ergibt aber nach Gleichung (2) eine Asymmetrie A_f , die nichts mit Polarisationseffekten zu tun hat. Es ist deshalb bei Polarisationsmessungen sehr vorteilhaft, einen Test auf das Verschwinden solcher falscher Asymmetrien durchführen zu können. Eine Möglichkeit besteht im Ersetzen des Analysators Helium durch einen Streuer ohne oder mit nur geringer Analysatorwirkung.

Bei dem hier beschriebenen Neutronen-Analysator ist man wegen der nachzuweisenden Rückstoßteilchen auf leichte Kerne angewiesen, und es eignet sich von diesen besonders Wasserstoff, da nach bisherigen Messungen die Analysatorwirkung $P_A < 3\%$ (bei $E_n < 30$ MeV) ist. Es wurden daher die Eigenschaften des Analysators mit einer wasserstoffhaltigen Gasfüllung untersucht. Wegen seiner guten Zählgaseigenschaften wurde als Füllgas Methan verwendet. Bei $p = 760$ Torr konnten sehr hohe Gasverstärkungen erzielt werden, so daß ca. 5 MeV- α -Teilchen Zählrohrimpulse von 0,5 Volt lieferten. Allerdings zeigten die 7 Zählrohre der Einheit I bei CH_4 -Füllung kein Plateau in der Zählrohrcharakteristik, da die vom Th-Präparat emittierte γ -Strahlung von 2,6 MeV ebenfalls nachgewiesen wird, was in den Zählgaseigenschaften von Methan begründet ist. Bei Heliumfüllung fielen selbst die maximalen γ -Impulse unter die Nachweisgrenze der Elektronik.

3.2. Messungen mit Neutronen

3.2.1. Messung mit der Antikoinzidenzschaltung

Um das Verhalten des Analysators gegenüber Neutronen zu untersuchen, wurden mit Hilfe der $d(d,n)He^3$ -Reaktion monoenergetische Neutronen erzeugt. Der in einem Kaskadenbeschleuniger erzeugte Deuteronenstrahl mit $E_D = 220$ keV fiel auf ein deuteriumhaltiges Target, der Analysator wurde unter 90° zum Deuteronenstrahl aufgestellt (siehe Abb. 11). Man erhält unter diesen Bedingungen Neutronen mit $E_n = 2,5$ MeV. Durch die Antikoinzidenzschaltung (s.S. 11) wurden solche Rückstoßteilchen aussortiert, die in Richtung des Neutronenstrahls parallel zu den Zähldrähten flogen. Diese Rückstoßkerne haben nach Gleichung (4) eine Energie von $E_\alpha = 1,6$ MeV. Um größere Ausgangsimpulse zu erhalten, wurde eine Füllung aus Helium + 10% CO_2 mit $p = 380$ Torr verwendet. Damit sind, wie auf Seite 11 beschrieben, größere Gasverstärkungen möglich. Abbildung 12 zeigt die mit der Antikoinzidenzmethode aufgenommene Verteilung. Es ergibt sich die erwartete Form, und der Peak entspricht $E = 2,5$ MeV Neutronenenergie. Die in den unteren Kanälen auftretenden Impulse rühren von Rückstoßteilchen, die a) auf einen der 6 Kathodendrähte treffen oder b) auf die untere Halterungsplatte prallen und deshalb keinen Antikoinzidenzimpuls auslösen. Außerdem hängt die Zahl der in den unteren Kanälen auftretenden Impulse auch von der Einstellung der Schwelle zur Auslösung der Antikoinzidenz ab.

3.2.2. Asymmetriemessung

Es erschien nützlich, den Analysator auf systematische Fehler zu untersuchen, die bei einer Polarisationsmessung eine falsche Asymmetrie vortäuschen könnten. Die einfachste

Methode dazu ist die Messung einer bekannten Asymmetrie A_{th} - im vorliegenden Fall wurde $A_{th}=0$ gewählt - und der Vergleich der gemessenen Asymmetrie A_{gem} mit der theoretischen A_{th} . Dazu wurde der Analysator in der in Abbildung 13 skizzierten Weise aufgebaut. Der Deuteronenstrahl fällt senkrecht zur Zeichenebene auf das Target. Die unter 90° - also in der Zeichenebene - wegfliegenden Neutronen werden mit dem Analysator untersucht. Da die in der Zeichenebene fliegenden dd-Neutronen unpolarisiert sind, was aus der Theorie der dd-Reaktion von Blin-Stoyle [8] folgt, dürfte nach Gleichung (3) $A = P \cdot P_A$ keine Asymmetrie auftreten. Einige Fehler, die trotzdem zu einer falschen Asymmetrie führen könnten, seien aufgezählt:

- a) Die Rechts- und Linksstellung ist verschieden (siehe Seite 12),
- b) der Analysator wird nicht genau in der Zeichenebene geschwenkt,
- c) der Raumwinkel $\Omega_{links} \neq \Omega_{rechts}$,
- d) die vom Vakuumbehälter und der Umgebung zurückgestreuten Neutronen beeinflussen die Messung,
- e) die Nachweiswahrscheinlichkeit des Analysators oder der Elektronik ist in Rechts- und Linksstellung verschieden, was z.B. durch zeitliche Schwankungen der Elektronik oder der Zählrohrspannung bedingt sein kann.

Der Analysator (Abb.11) war auf einem Axiallager von 362 mm \varnothing und einer Axialtoleranz $<15 \mu$ gelagert. Das Axiallager wurde in eine geschliffene Aluminiumplatte eingepaßt, auf der eine Winkelteilung eingraviert war, die eine Winkeljustierung von φ auf $0,3^\circ$ erlaubte. Füllgas war Helium + 10% CO_2 , der Druck 760 Torr. Da Asymmetriemessungen eine gute Statistik erfordern und monoenergetische Neutronen vorlagen, wurde auf die Antikoinzidenzschaltung verzichtet und die Impulshöhengesamtverteilung aufgenommen. Nach Abzug des Untergrundes wurde über die gesamte Verteilung integriert, was die Gesamtzählraten N_L bzw. N_R ergab. Aus Gleichung (2) ergibt sich damit die Asymmetrie

zu

$$A_{\text{gem}} = 0,005 \pm 0,1 .$$

Die gemessene Asymmetrie A_{gem} stimmt also innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretischen Wert A_{th} überein, und man kann daraus schließen, daß bei dieser Messung keine größeren systematischen Fehler vorlagen.

L i t e r a t u r v e r z e i c h n i s

- [1] I.I.Levintov, A.V.Miller and V.N.Shamshev Nucl.Phys. 3, 221 (1957)
and JETP 5, 258 (1957)
- [2] G.J.Perlow Rev. Sci. Instr. 27, 460
(1956)
- [3] J.Blaton Mat.-fys. medd. Kgl. Danske
Vidensk. Selskab , Bd. 24,
Nr.20 (1950)
- [4] H.Hintenberger Z. Naturf. 6 A, 459 (1951)
- [5] E.Huster und E.Ziegler Z. Phys. 146, 281 (1956)
- [6] A.Bisi and L.Zappa Nuovo Cim. 2, 988 (1955)
- [7] H.Faissner Erg. ex. Naturw. 32, 180
(1959)
- [8] R.J.Blin-Stoyle Proc. Phys. Soc. 64 A, 700
(1951) und 65 A, 949 (1952)

A b b i l d u n g e n

- Abb. 1 Schematische Darstellung einer Polarisationsmessung (die polarisierten Neutronen entstehen hier bei der Photospaltung des Deuterons).
- Abb. 2 Analysatorwirkung P_A der n-He-Streuung in Abhängigkeit von der Neutronenenergie (nach Levintov [1]); Parameter der Kurvenschar ist der Streuwinkel θ_n im Schwerpunktsystem.
- Abb. 3 Zur Wirkungsweise des Neutronenanalysators
- Abb. 4 Winkelauflösungsvermögen $W = \frac{\Delta \theta \cdot 100}{\theta_n}$ (%) bei $\theta_n = 135^\circ$ für Einheit I und II; Parameter der Kurvenschar ist der Heliumdruck ($p_1 = 380$ Torr; $p_2 = 760$ Torr; $p_3 = 1520$ Torr; $p_4 = 2280$ Torr).
- Abb. 5 Zählrohreinheit II
- Abb. 6 Nachweiswahrscheinlichkeit der Einheit II bei $\theta_n = 135^\circ$; Parameter der Kurvenschar ist der Heliumdruck wie in Abbildung 4.
- Abb. 7 Konstruktionszeichnung des Neutronenanalysators.
- Abb. 8 Eichgerade des mittleren Zählrohres.
- Abb. 9 Energieauflösungsvermögen.
- Abb. 10 α -Teilchen-Spektrum, gemessen mit der Antikoinzidenzmethode.
- Abb. 11 Anordnung des Analysators beim Test mit monoenergetischen Neutronen.
- Abb. 12 Neutronenspektrum, gemessen mit der Antikoinzidenzmethode.
- Abb. 13 Anordnung des Analysators zur Asymmetrie - messung.

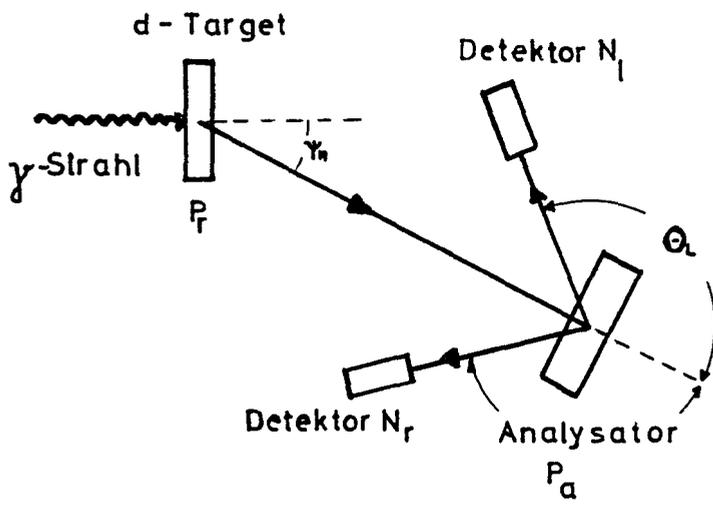


Abb. 1

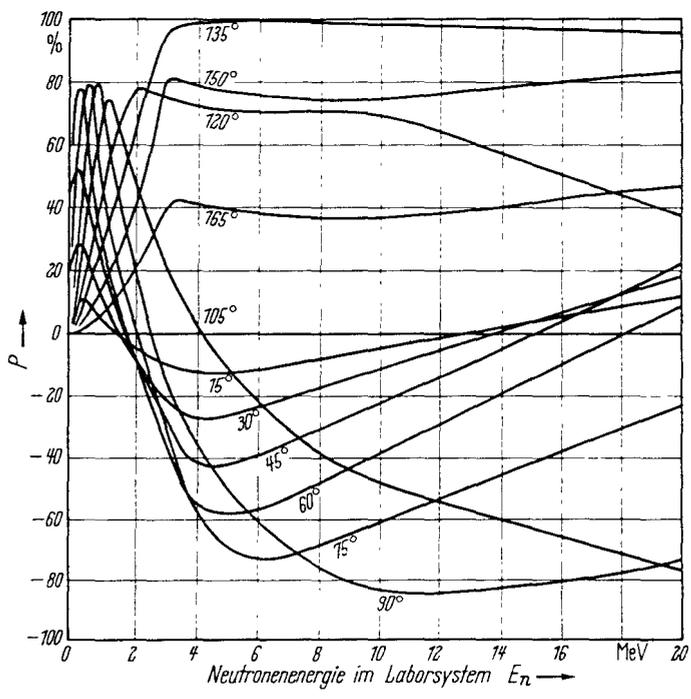
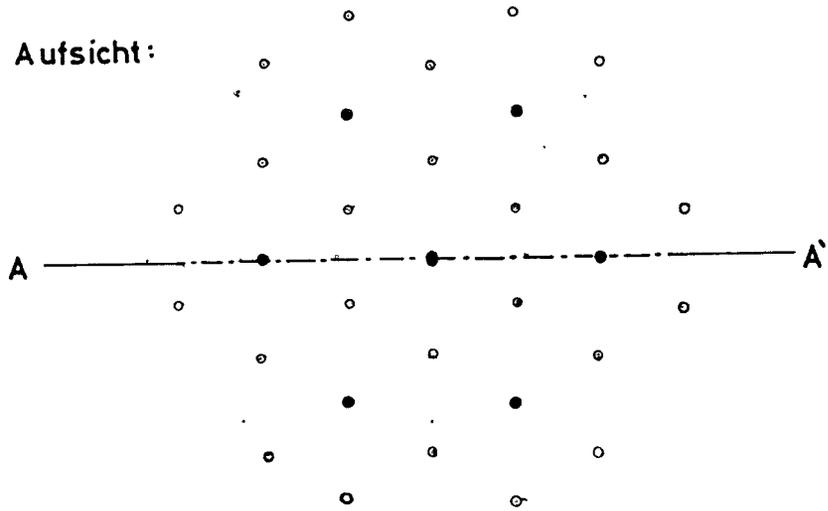
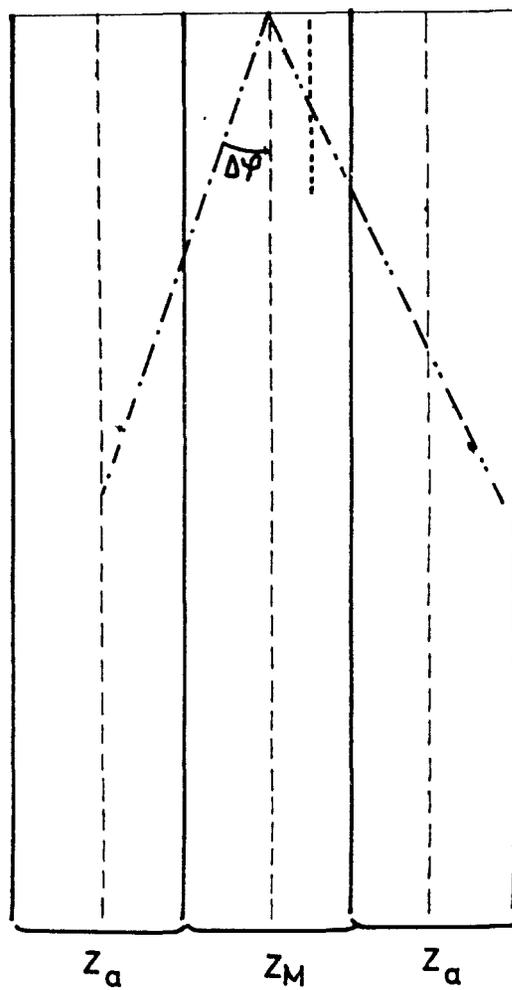


Abb. 2

Aufsicht:



Schnitt AA':



Z_M = Mittleres -
 Z_a = Äußeres -
Zählrohr
• = Zähl draht
○ = Wand draht

Abb. 3

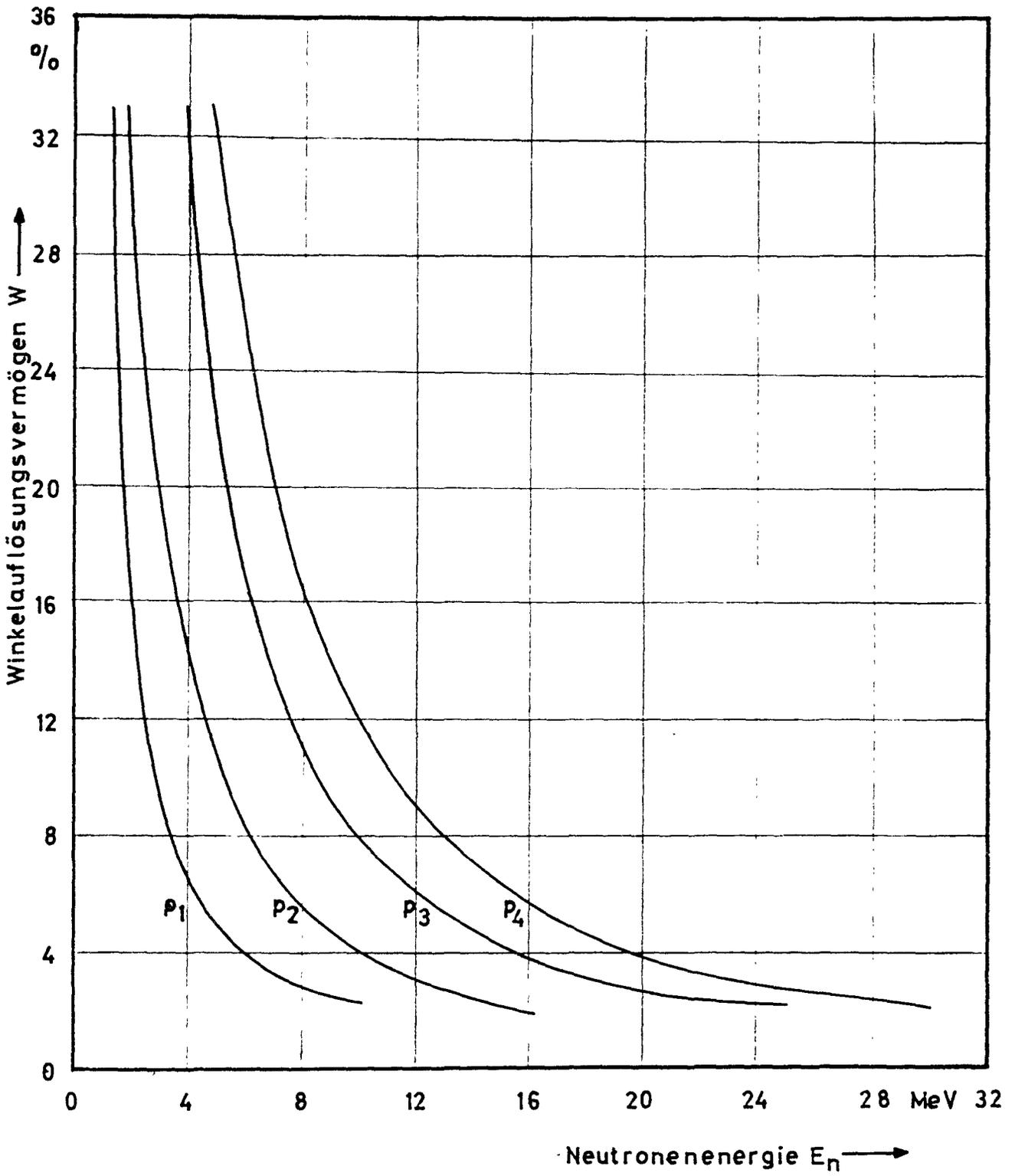


Abb. 4

- Wo - Zähldraht
- Fe - Kathodendraht

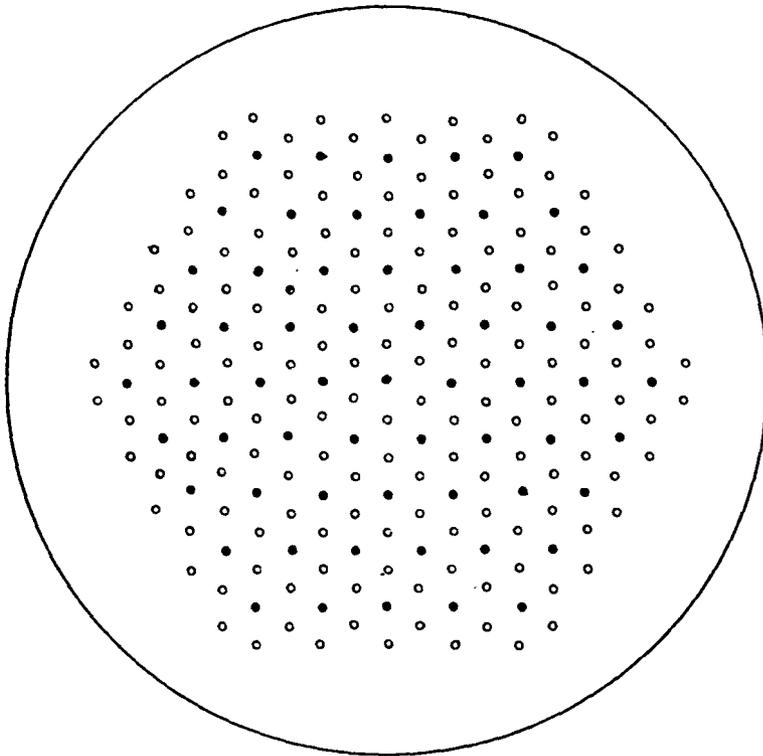


Abb. 5

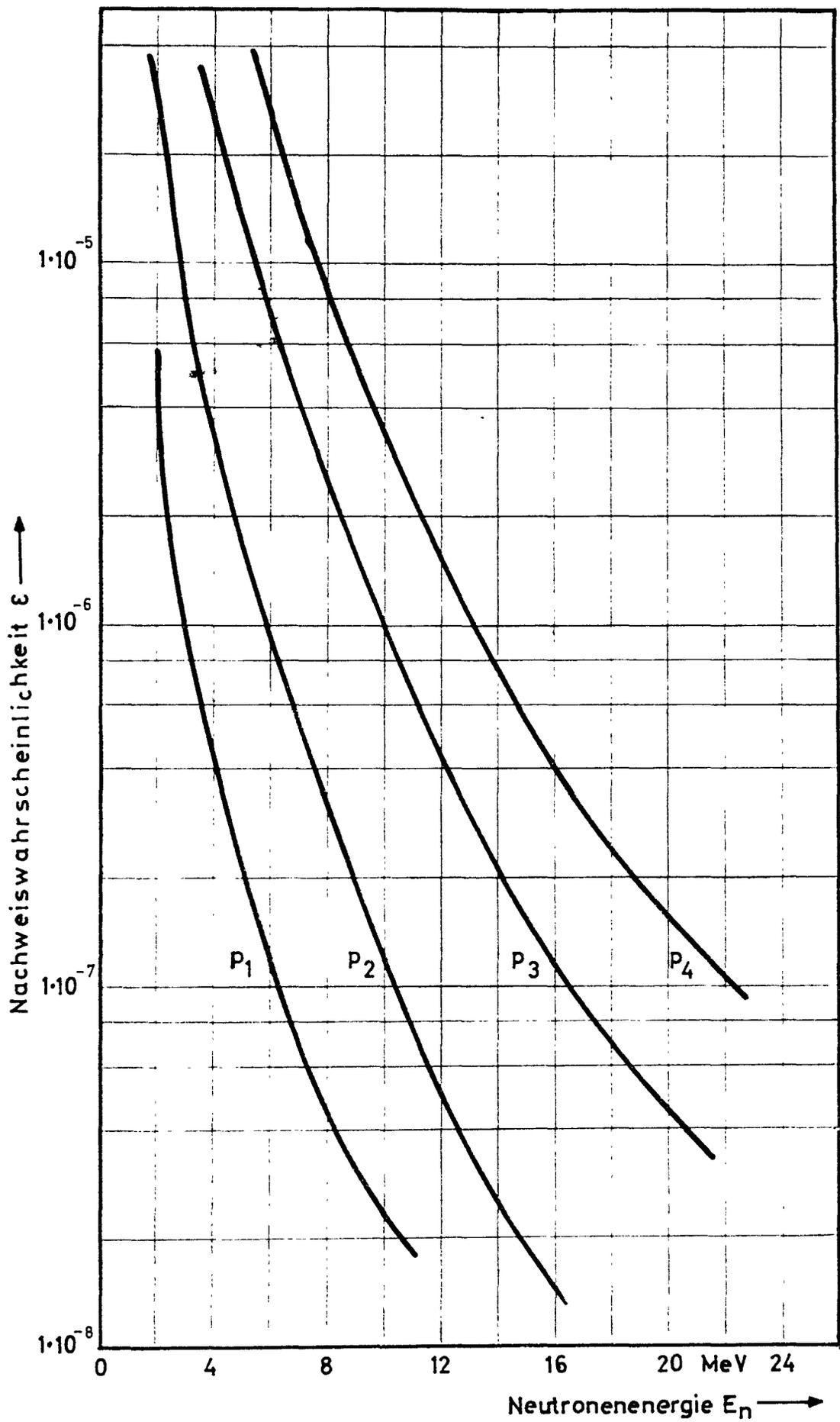


Abb. 6

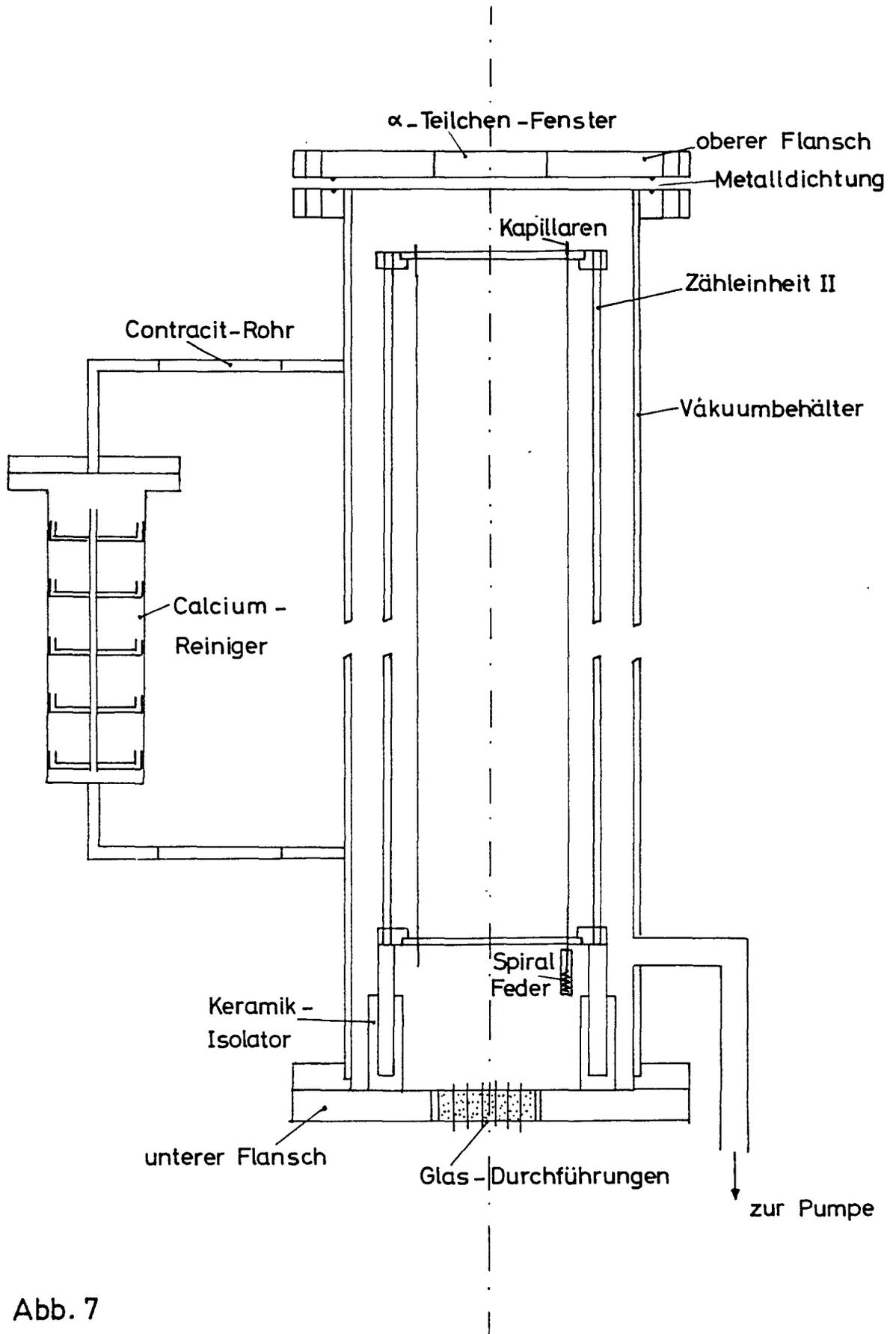


Abb. 7

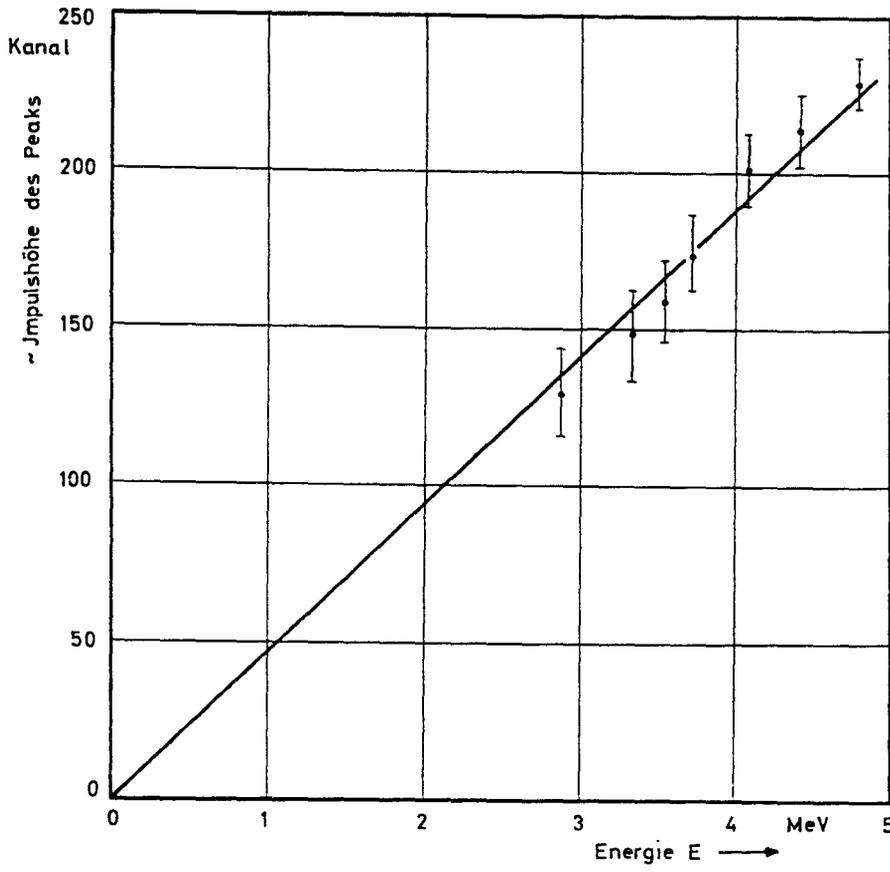


Abb. 8

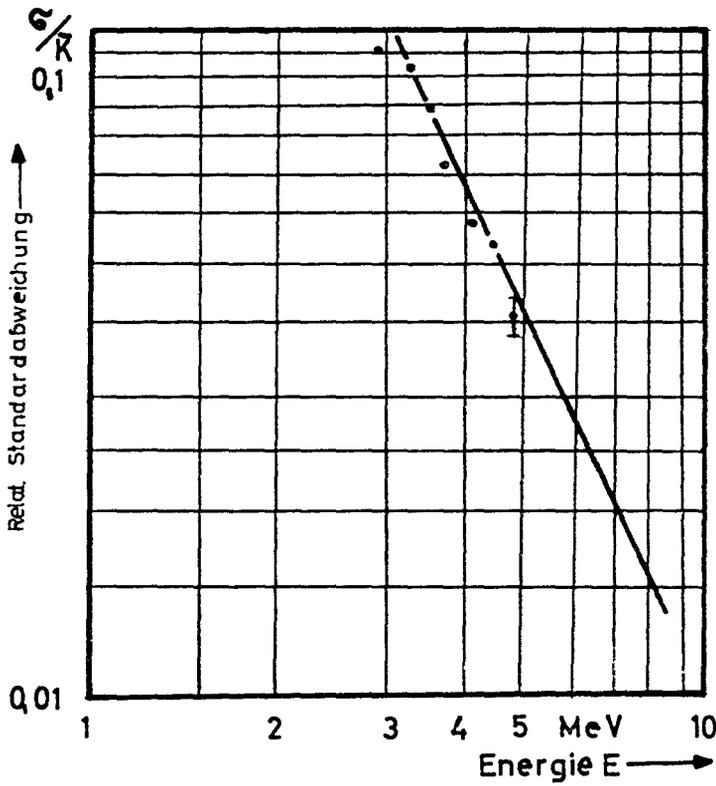


Abb. 9

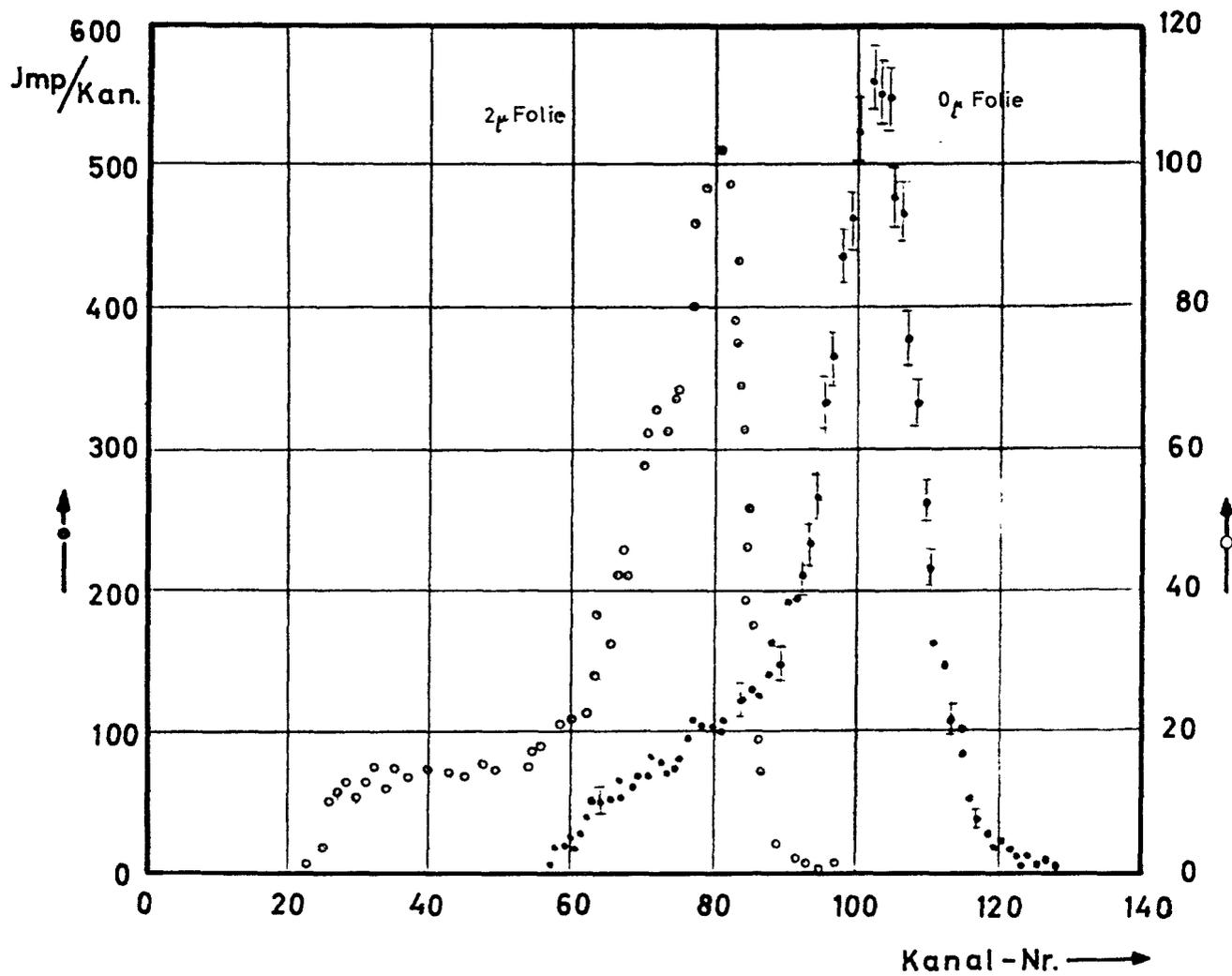


Abb. 10

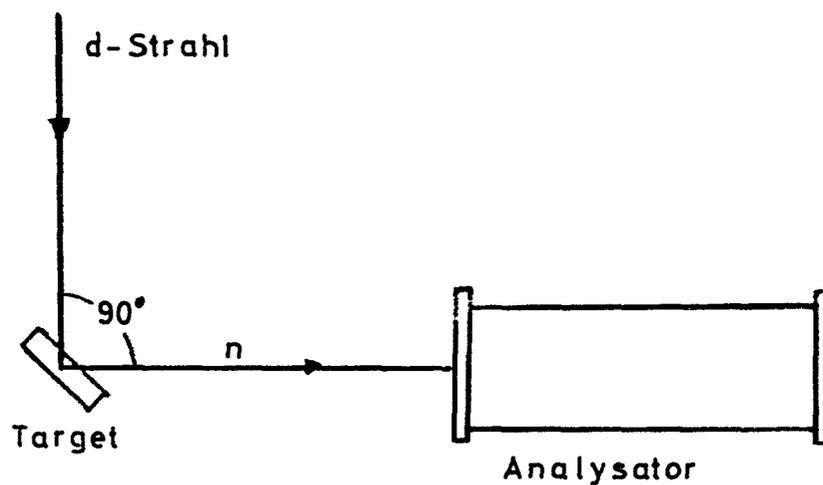


Abb. 11

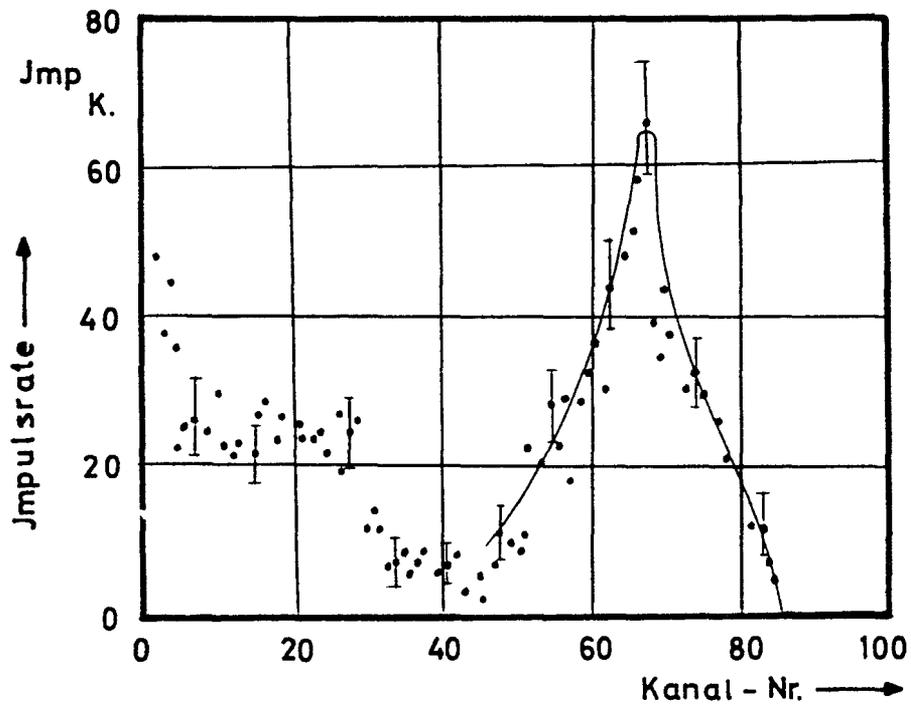


Abb. 12

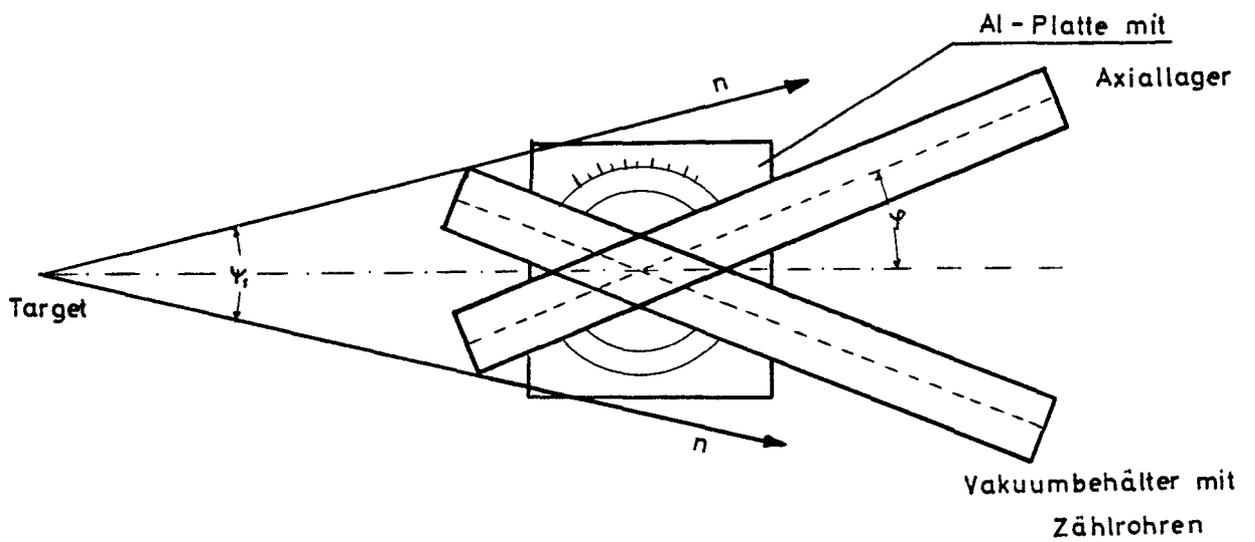


Abb. 13