

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

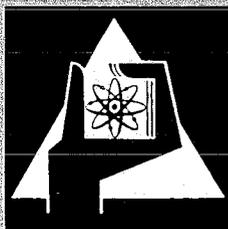
März 1972

KFK 1563

Institut für Angewandte Kernphysik
Projekt Schneller Brüter

Messung des Verhältnisses von Einfang- zu Spaltquerschnitt
für ^{235}U und ^{239}Pu zwischen 8 und 60 keV Neutronenenergie

R.-E. Bandl



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Abstract

The ratio of capture to fission cross section, α , has been measured for ^{235}U and ^{239}Pu in the neutron energy range from 8 to 60 keV. A 3 MV Van-de-Graaff accelerator generated a pulsed proton-beam. The $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ reaction was used as the neutron-source. The absorption was found by a comparison of the scattered neutrons from a fissile sample with those from a non-absorbing lead sample. Simultaneously the fast fission neutrons were detected with an organic liquid scintillator. The neutron energy was determined by the time-of-flight method, the time resolution was about 20 ns/m. The measurements were normalized between 40 and 50 keV to the results of recent evaluations. The error in α amounts to 15 % between 10 and 40 keV neutron energy.

Das Verhältnis von Einfang - zu Spaltquerschnitt, α , wurde für ^{235}U und ^{239}Pu im Neutronenenergiebereich zwischen 8 und 60 keV gemessen. Ein 3 MV Van-de-Graaff Beschleuniger erzeugte einen gepulsten Protonenstrahl, der über die $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ Reaktion als Neutronenquelle diente. Der Vergleich zwischen den Neutronen, die von einer spaltbaren Probe und denen, die von einer nicht absorbierenden Pb-Probe gestreut wurden, ergab die Absorption. Die schnellen Spaltneutronen wurden gleichzeitig von einem organischen Flüssigkeitsszintillator registriert. Die Neutronenenergie wurde über die Flugzeitmethode bestimmt, die Zeitauflösung betrug etwa 20 ns/m. Die Messungen wurden zwischen 40 und 50 keV auf die Ergebnisse der neuesten Auswertungen normiert. Der Fehler in α beträgt zwischen 10 und 40 keV etwa 15 %.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
 2. Überblick über die experimentellen Methoden
 3. Die Meßmethode
 4. Der experimentelle Aufbau und die Durchführung der Messungen
 - 4.1 Die Anordnung von Probe und Detektor
 - 4.2 Die Proben
 - 4.3 Die Detektoren
 - 4.3.1 Der Streuneutronen-Detektor
 - 4.3.2 Der Gamma-Detektor
 - 4.3.3 Der Spaltneutronen-Detektor
 - 4.4 Die Messung der Streu- und Spaltneutronenspektren
 - 4.5 Die Messung der Transmission
 5. Auswertung der Messungen
 - 5.1 Allgemeiner Überblick über den Gang der Auswertung
 - 5.2 Berechnung der Winkelverteilung der Streuneutronen
 - 5.3 Untergrundkorrektur
 - 5.4 Korrektur der inelastischen Streuung
 - 5.5 Berechnung der Spaltneutronen, die der Streuneutronen-Detektor registriert
 - 5.6 Bestimmung des γ -Untergrundes aus Spaltung und Einfang
 - 5.7 Korrektur der Auflösung
 - 5.8 Korrektur auf Verunreinigungen
 - 5.9 Berechnung des Korrekturfaktors K
 6. Ergebnisse
 7. Fehlerrechnung
 8. Diskussion
 - 8.1 Vergleich mit den Messungen anderer Laboratorien
 - 8.2 Zur Struktur in $\alpha(E_n)$
 - 8.3 Verbesserungsmöglichkeiten
 - 8.4 Zusammenfassung
- Anhang: Pulsformdiskriminierung beim Spaltneutronen-Detektor

1. Einleitung

Das in der Natur vorkommende Uran besteht zu 99,3 % aus ^{238}U , das für langsame Neutronen praktisch nicht spaltbar ist und somit für die Verwendung in thermischen Reaktoren ausscheidet. Beschießt man jedoch ^{238}U mit schnellen Neutronen, so verwandelt es sich über mehrere Stufen in das thermisch spaltende ^{239}Pu . Die Entwicklung des schnellen Brutreaktors hat zum Ziel, mit Hilfe dieser Umwandlung das relativ zu spaltbaren Isotopen häufig vorkommende ^{238}U zur Energiegewinnung nutzbar zu machen. Vereinfacht dargestellt basiert das Prinzip des schnellen Brütters darauf, daß ein Reaktor-Core, in dem sich z.B. ^{239}Pu befindet, mit einem Mantel aus ^{238}U umgeben wird. Die aus dem Core austretenden schnellen Neutronen erzeugen im Mantel ^{239}Pu . Ist das Core abgebrannt, so muß im Mantel mehr ^{239}Pu erzeugt worden sein als im Core abgebrannt ist, will man eine effektive Zunahme an spaltbarem Material erzielen. Das bedeutet, daß nach einem Spaltprozeß im Mittel eines der freigewordenen Neutronen eine Spaltung und mindestens ein weiteres einen Brutprozeß einleiten muß.

Die Eignung des spaltbaren Materials zur Verwendung im Brutreaktor wird vorwiegend durch folgende Größen charakterisiert:

$$\eta = \bar{\nu} \frac{\sigma_f}{\sigma_a}, \quad \alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f}, \quad (1a, 1b)$$

wobei $\bar{\nu}$ die mittlere Anzahl der pro Spaltung emittierten Neutronen und σ_f , σ_a , σ_γ der Spalt-, bzw. Absorptions- bzw. Einfangquerschnitt für Neutronen ist.

Für die Neutronenbilanz eines kritischen Brütters gilt folgende Bedingung:

$$\eta - 2 - \text{Verluste} \geq 0. \quad (2)$$

Die Verluste entstehen durch Ausfluß der Neutronen aus dem Reaktor-Mantel und durch Einfang von Neutronen in nicht spaltendem Material, z.B. Strukturmaterial. Für den Bau von Brutreaktoren wird man nach Gl. (2) somit das Material verwenden, das den größten η -Wert hat. Im Energiebereich der schnellen Neutronen ist dies ^{239}Pu . Die Größe η von ^{239}Pu ist daher für die Berechnung von Brut-

reaktoren von größter Bedeutung.

Üblicherweise wird in der Literatur statt η der Wert für α angegeben; damit kann das schwer zu messende Verhältnis der Wirkungsquerschnitte getrennt von dem relativ dazu recht gut bekannten $\bar{\nu}$ -Wert behandelt werden. Gemäß Gl. (1a,b) besteht zwischen η und α folgender Zusammenhang:

$$\eta = \frac{\bar{\nu}}{1 + \alpha} \quad (3)$$

Der Bedarf an genauen α -Werten geht am deutlichsten aus den RENDA-Listen (Requests for Neutron Data Measurements) hervor. In der letzten Ausgabe¹ wird für ^{239}Pu die größte Genauigkeit, 3 %, im Energiebereich 1 bis 50 keV verlangt.

Gerade in diesem Energiebereich treten die größten Diskrepanzen zwischen den verschiedenen Messungen auf, Diskrepanzen, die auf experimentelle Schwierigkeiten und Normierungsunsicherheiten zurückzuführen sind².

In dem Bereich von 6 keV bis 30 keV Neutronenenergie liegen die Werte von Gwin³ u.a. um bis zu 20 % über den Werten von Schomberg⁴ u.a. Die Werte von Czirr und Lindsey⁵ liegen im selben Energiebereich nur wenig unter den Werten von Schomberg⁴ u.a. Die Messungen von Kurov⁶ u.a. liegen zwischen 6 keV und 7 keV über den Werten von Schomberg⁴ u.a. und oberhalb 9 keV bis zu 30 % unter diesen Werten, was zeigt, daß selbst die relative Energieabhängigkeit von α in diesem engen Bereich noch ungenau bekannt ist. In einer weiteren Arbeit präsentieren Kurov⁷ u.a. zwei Reihen von α -Werten, die zwar mit der gleichen Methode, jedoch mit unterschiedlichen Energieauflösungen ermittelt wurden. Die Meßreihen weichen in dem hier diskutierten Bereich um bis zu 40 % voneinander ab.

Für die zitierten Messungen werden meist Fehler zwischen 10 % und 20 % angegeben.

Der α -Wert von ^{235}U hat im Energiebereich 1 bis 50 keV nicht die Bedeutung für den Reaktorbau wie der Wert für ^{239}Pu , da ^{235}U lediglich als Erstbeschickung für den schnellen Brüter in Frage kommt.

Jedoch ist man auch hier an genaueren Werten als die der bisherigen Messungen interessiert¹.

Die Diskrepanzen zwischen den einzelnen α -Messungen sowie die Bedeutung der Größe α von ^{239}Pu für den Brutreaktor-Bau lassen weitere α -Messungen dringend notwendig erscheinen, besonders Messungen mit neuen Methoden ⁸.

Die vorliegende Arbeit schildert eine solche neuartige Methode zur Messung des α -Wertes. Die Messungen wurden im Energiebereich von 8 keV bis 60 keV an ^{239}Pu und ^{235}U durchgeführt.

2. Überblick über die experimentellen Methoden

Für die Berechnung schneller Brutreaktoren sind vorwiegend die differentiellen Kerndaten von Wichtigkeit, d.h. α wird als Funktion der Neutronenenergie benötigt.

Zur Messung dieser Funktionen wird die Flugzeitmethode verwendet, d.h. die Energie der auf die Probe auftreffenden Neutronen wird aus dem Flugweg von der Neutronenquelle zur Probe und der dazugehörigen Flugzeit bestimmt. Dazu benötigt man gepulste Neutronenquellen und Detektoren mit guter Zeitauflösung.

Da Einfang- und Spaltprozesse von γ -Emission begleitet sind, kann man die Summe dieser beiden Vorgänge, die Absorption, mit einem γ -empfindlichen Detektor nachweisen. Dabei muß man jedoch beachten, daß beim Neutroneneinfang der neu entstandene Kern γ -Quanten in Form verschiedener Kaskaden aussenden kann, wobei die mittlere Multiplizität und Einzelenergie der γ -Quanten von der ursprünglichen Energie des eingefangenen Neutrons abhängt. Die Summenenergie der γ -Quanten ist gleich der Neutronenbindungsenergie plus der kinetischen Energie des Neutrons. Ein Szintillator, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit von der γ -Energie abhängt und der nur einen Teil des Raumwinkels um die Probe erfaßt, hat damit unerwünschterweise eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Einfangprozesse, die von der Energie des einfallenden Neutrons abhängt.

Verwendet man jedoch einen sogenannten Szintillatortank, der die Probe in 4π Geometrie umgibt und dessen Durchmesser so groß ist, daß fast alle γ -Quanten Szintillation erzeugen, so kann man wegen des automatischen Aufsummierens der Lichtimpulse von den einzelnen γ -Quanten durch den Tank die Einfangereignisse

mit nahezu 100 % Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmen - unabhängig von der Neutronenenergie.

Ähnlich kann man beim Nachweis der Spaltung über die γ -Strahlung verfahren. Bei der Spaltung hängen Energie und Multiplizität der ausgestrahlten γ -Quanten von der Art und der Anregung der beiden Spaltbruchstücke ab. Wird jedoch in einem Szintillatortank die Summe der Lichtausbeuten aller γ -Quanten gebildet, so kann ein Spaltereignis mit hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden.

Durch gleichzeitige Messung der Absorptionsrate und der Spaltrate mit einem solchen Detektor kann α bestimmt werden.

Die Autoren Diven⁹ u.a., Hopkins¹⁰ u.a., Weston¹¹ u.a., Van Shi-Di¹² u.a., de Saussure¹³ u.a., Ryabov¹⁴ u.a. und Kurov⁶ u.a. verwenden zur α -Messung einen "vergifteten" Tank. Die Spaltneutronen werden in der Szintillatorflüssigkeit moderiert und nach einigen μ s in Cadmium- oder Gadoliniumzusätzen eingefangen, was über die Einfang- γ -Strahlung Szintillation hervorruft. Ein Einfangereignis ist somit bei dieser Methode durch einen einzelnen Lichtimpuls im Szintillator gekennzeichnet, während ein Spaltereignis durch die γ -Strahlung bei der Spaltung und mindestens einem nachfolgenden Impuls beim Einfang der thermalisierten Spaltneutronen gekennzeichnet ist. Der Nachteil dieser Anordnung ist der, daß auch gestreute Neutronen eingefangen und nachgewiesen werden.

Eine weitere Methode wenden Weston^{11,15} u.a., de Saussure^{13,16} u.a., Gwin¹⁷ u.a. und Kurov⁷ u.a. an, die die Absorption mit nicht vergiftetem, also nur γ -empfindlichem Tank messen und gleichzeitig die Spaltereignisse mit Hilfe einer Spaltkammer nachweisen. Da in einer Spaltkammer die Spaltung über die Spaltbruchstücke nachgewiesen wird, müssen diese nach der Spaltung aus der Probe austreten können. Man muß deshalb mit geringen Probendicken arbeiten, was andererseits auch zu kleinen Zählraten der γ -Strahlen aus Absorptionsereignissen führt. Da der Untergrund in einem Tank recht hoch ist, ist es schwierig, mit dünnen Proben genaue Absorptionsmessungen durchzuführen. Zudem sieht die Spaltkammer speziell bei einer ²³⁹Pu-Probe einen hohen Untergrund an α -Teilchen durch den radioaktiven Zerfall der Probe.

Deshalb haben Gwin¹⁷ u.a. und Silver¹⁸ u.a. eine Methode verwendet, die ohne Spaltkammer auskommt und bei der mit dickeren Proben gearbeitet werden kann. Die Summenenergie der γ -Quanten überschreitet bei Einfangereignissen die Neutronenbindungsenergie wenig, sofern man nur bis in den keV-Neutronenenergie-Bereich mißt, während beim Spaltereignis auch wesentlich höhere Summenenergien der γ -Quanten auftreten können. Damit kann man alle Lichtimpulse, deren Amplitude oberhalb einer geeigneten Schwelle liegt, ausschließlich Spaltereignissen zuordnen. Die Zahl der Impulse oberhalb dieser Schwelle ist also proportional der Zahl der Spaltereignisse, während die Summe aller Lichtimpulse im Tank die Zahl der absorbierten Neutronen ergibt. Mit dieser Methode läßt sich der Verlauf, wenn auch nicht der absolute Wert von α über der Neutronenenergie bestimmen.

Die Verwendung großer Flüssigkeitsszintillatoren bringt generell den Nachteil eines hohen Untergrundes mit sich, der sich nur schwer abschirmen und bestimmen läßt. Deshalb wurden Methoden entwickelt, die es erlauben, die Einfangereignisse unabhängig von der Gestalt der γ -Spektren auch mit kleinen Detektoren nachzuweisen. Ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors proportional der Energie des auftreffenden γ -Quants und wird je Kaskade höchstens ein γ -Quant nachgewiesen, so ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine γ -Kaskade beim Neutroneneinfang proportional der Summenenergie der Einzelquanten, die im hier betrachteten Neutronenenergiebereich näherungsweise konstant ist. Somit ist der Nachweis der Einfangprozesse nicht mehr von der Energie der einfallenden Neutronen abhängig.

Ein Detektor dieser Art wurde von Schomberg⁴ u.a. entwickelt. Er basiert auf dem Prinzip des Moxon-Rae-Detektors¹⁹, hat aber eine größere Ansprechwahrscheinlichkeit als dieser. Der Detektor wurde zur Messung der Neutronenabsorption einer ²³⁹Pu-Probe eingesetzt; gleichzeitig wurde der Spaltneutronenfluß gemessen. Daraus lassen sich η und, setzt man $\bar{\nu}$ als bekannt voraus, α ermitteln.

Farrel²⁰ u.a. benutzen zur α -Messung die Neutronen aus einer Atombomben-Explosion. Da hier die Neutronenintensitäten sehr hoch sind, genügt ein herkömmlicher Moxon-Rae-Detektor mit geringer Ansprechwahrscheinlichkeit zur Bestimmung der Absorption. Die Spaltereignisse wurden mit einem Festkörperdetektor gemessen.

Eine weitere Möglichkeit bietet die von Maier-Leibnitz vorgeschlagene und von Macklin und Gibbons²¹ beschriebene Methode, die lediglich einen Detektor voraussetzt, bei dem der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit über der γ -Energie bekannt ist. Die Nichtlinearität der Ansprechwahrscheinlichkeit wird durch Rechnung korrigiert. Czirr und Lindsay⁵ haben nach diesem Prinzip einen Detektor aufgebaut, der sowohl γ -Strahlen aus der Absorption als auch Spaltneutronen mißt. Daraus wurde α bestimmt.

Die drei letztgenannten Methoden enthalten stets mehrere Eichkonstanten, so daß eine absolute Messung von α vom Prinzip her nicht möglich ist. Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Eichkonstanten ergeben Fehler in α .

Bei allen bisher beschriebenen Methoden wurde die Neutronenabsorption stets über die bei Einfang und Spaltung entstehende γ -Strahlung gemessen, was immer beträchtliche experimentelle Schwierigkeiten mit sich brachte.

Eine weitere Methode, die Absorption zu bestimmen, besteht darin, die Differenz zwischen den Neutronen zu bilden, die in die Probe eintreten und denjenigen, die - abzüglich der schnellen Spaltneutronen - wieder aus der Probe austreten. Ist der Streuquerschnitt der Probe wesentlich kleiner als der Absorptionsquerschnitt, kann die Absorption durch eine Transmissionsmessung und eine Korrektur für die gestreuten Neutronen bestimmt werden. Diese Forderung ist für ²³⁹Pu und ²³⁵U im niederen Neutronenenergiebereich erfüllt. In den Arbeiten von Palevsky²² u.a., Farley²³, Bollinger²⁴ u.a., Yeater²⁵ u.a. und Brooks²⁶ u.a. wurde durch die Messung des auf die Probe auftreffenden Neutronenflusses, des Spaltneutronenflusses und der Transmission η bzw. α unterhalb 200 eV bestimmt.

Im Bereich der keV-Neutronenenergien übersteigt der Streuquerschnitt von ²³⁹Pu und ²³⁵U jedoch den Absorptionsquerschnitt, so daß eine rechnerische Korrektur für gestreute Neutronen nur sehr ungenaue Werte liefern würde.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine neue Methode verwendet, die es erlaubt, zusätzlich den Anteil der aus der Probe gestreuten Neutronen zu messen. Dadurch war es möglich, den Verlauf von α über der Neutronenenergie (also α bis auf einen konstanten Faktor) im Energiebereich von 8 bis 60 keV im Gegen-

satz zu bisherigen Messungen nur über den Nachweis von Neutronen zu bestimmen.

3. Die Meßmethode

Setzt man voraus, daß die Vielfachstreuung in der Probe und die Resonanzstrukturen der Wirkungsquerschnitte vernachlässigbar sind, so lassen sich für eine spaltbare Probe die Absorptionsrate R_a und die Zahl der Spaltneutronen N_f pro Sekunde folgendermaßen ausdrücken:

$$R_a = \phi_0 (1 - T^f) \frac{\sigma_a}{\sigma} \quad (4)$$

$$N_f = \bar{v} \phi_0 (1 - T^f) \frac{\sigma_f}{\sigma} \quad (5)$$

Hierbei ist ϕ_0 der einfallende Neutronenfluß
 σ der totale Wirkungsquerschnitt und
 T^f die Transmission der spaltbaren Probe.

Aus den Gl. (4), (5) können η und α wie folgt berechnet werden:

$$\eta = \frac{N_f}{R_a}, \quad \alpha = \bar{v} \frac{R_a}{N_f} - 1 \quad (6a, 6b)$$

Die Differenz zwischen den Neutronen, die in der Probe reagieren und denen, die nach Streureaktionen die Probe verlassen, ergibt die Absorptionsrate:

$$R_a = \phi_0 (1 - T^f) - \phi_s^f \quad (7)$$

Hierbei ist ϕ_s^f der Fluß der primären Neutronen, der nach einem oder mehreren Streuprozessen aus der spaltbaren Probe entweicht.

Will man ϕ_s^f messen, so benötigt man entweder einen Detektor, der den ganzen Raumwinkel (4π) der gestreuten Neutronen erfaßt, oder der Raumwinkel muß

genau bekannt sein, so daß man auf den gesamten Streuneutronenfluß zurückrechnen kann. Zudem muß dieser Detektor genau die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit haben wie der, der für die ϕ_0 -Messung verwendet wird. Beide Bedingungen sind experimentell nur sehr schwer zu erfüllen.

Diese Schwierigkeiten können umgangen werden, wenn man den gestreuten Fluß aus einer spaltbaren Probe mit dem gestreuten Fluß aus einer nicht absorbierenden Probe vergleicht, wobei die Transmission beider Proben bekannt sein muß. Als Material für die nicht absorbierende Probe wurde bei dieser Messung Blei verwendet (siehe Kap. 4.2).

Die Zählraten C_s^{Pb} und C_s^f der Neutronen, die aus einer Bleiprobe bzw. aus einer spaltbaren Probe gestreut werden, sind durch folgende Gleichungen gegeben

$$C_s^{\text{Pb}} = \frac{\epsilon \Omega}{4 \pi} \cdot \phi_0 (1 - T^{\text{Pb}}) \quad (8)$$

$$C_s^f = \frac{\epsilon \Omega}{4 \pi} \cdot \phi_s^f \quad (9)$$

wobei T^{Pb} die Transmission der Bleiprobe,
 ϵ die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors und
 Ω der vom Detektor erfaßte Raumwinkel ist.

In Gl. (9) wurde vorausgesetzt, daß der Detektor für die schnellen Spaltneutronen unempfindlich ist (siehe Kap. 4.3.1).

Mit den Gln. (8) und (9) läßt sich Gl. (7) folgendermaßen umschreiben

$$R_a = \frac{4 \pi}{\epsilon \Omega} \left(C_s^{\text{Pb}} \frac{1 - T^f}{1 - T^{\text{Pb}}} - C_s^f \right). \quad (10)$$

Im Gegensatz zu Gl. (7) entfällt jetzt der Faktor ϕ_0 . Es ist lediglich wichtig, daß Ω , ϵ und ϕ_0 bei den Messungen mit der Bleiprobe und mit der spaltbaren Probe beidesmal genau gleich sind.

Ist die Transmission für beide Proben gleich, so sieht man aus Gl. (10), daß die Absorptionsrate der Differenz aus Streuneutronen von der Bleiprobe und Streuneutronen aus der spaltbaren Probe proportional ist.

In Gl. (10) wurde vorausgesetzt, daß die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen isotrop ist und daß lediglich elastische und keine inelastische Streuung stattfindet. Da beides nicht der Fall ist, müssen die Zählraten der gestreuten Neutronen korrigiert werden (siehe Kap. 5.2 und 5.4).

Für die Messung der Spaltneutronen wurde ein Detektor verwendet, dessen Schwelle für die Neutronen-Ansprehwahrscheinlichkeit weit über der Energie der gestreuten Neutronen liegt (siehe Kap. 4.3.3). Die Zählrate C_f des Spaltneutronendetektors ist proportional dem Fluß der Spaltneutronen N_f , wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. Das Energiespektrum der Spaltneutronen ist unabhängig von der Energie der auftreffenden Neutronen ^{27,28}.
2. Die Winkelverteilung der Spaltneutronen ist energieunabhängig ²⁷.
3. Der Bruchteil der Spaltneutronen, die dadurch entstehen, daß Spaltneutronen ihrerseits in der Probe Spaltung induzieren, ist energieunabhängig.
4. Das Verhältnis von prompten zu verzögerten Spaltneutronen ist energieunabhängig. Die verzögerten Spaltneutronen ergeben im Flugzeitspektrum lediglich einen geringen zeitunabhängigen Untergrund ^{29,30}.

Diese Annahmen sind in dem hier betrachteten Energiebereich erfüllt, so daß man

$$C_f \sim N_f \quad (11)$$

setzen kann.

In dem vorliegenden Experiment wurden die Zählrate C_f eines Detektors für schnelle Neutronen und gleichzeitig die Zählraten $C_s^{f^f}$ und C_s^{Pb} eines $1/v$ -Detektors (siehe Kap. 4.3.1) als Funktion der einfallenden Neutronenenergie

gemessen. Bei einer weiteren Messung wurden die Transmissionen T^f und T^{Pb} einer spaltbaren Probe bzw. einer Bleiprobe in Abhängigkeit der Neutronenenergie E_n gemessen.

Mit diesen Größen und mit den Gln. (10) und (11) liefert Gl. (6a)

$$\eta \sim \frac{C_f}{\sqrt{E_n} \left(C_s^{Pb} \frac{1 - T^f}{1 - T^{Pb}} - C_s^f \right)} \quad (12)$$

Wird \bar{v} in dem hier betrachteten Energiebereich als konstant angenommen, ^{30,31} so kann Gl. (6b) folgendermaßen geschrieben werden:

$$\alpha \sim \frac{\sqrt{E_n} \left(C_s^{Pb} \frac{1 - T^f}{1 - T^{Pb}} - C_s^f \right)}{C_f} - 1 \quad (13)$$

Bei einer Streumessung müssen jedoch aus Intensitätsgründen dicke Proben verwendet werden, so daß die Vielfachstreuung und die Resonanzstruktur der Wirkungsquerschnitte von Einfluß auf die Zählraten sind. Die Gln. (4) und (5) lauten dann ²⁴

$$R_a = \varnothing_0 \left\langle (1 - T^f) \left[\frac{\sigma_a}{\sigma} + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T^f) \left[\frac{\sigma_a'}{\sigma'} + \frac{\sigma_s'}{\sigma'} (1 - T'') [\dots] \right] \right] \right\rangle \quad (14)$$

$$N_f = \bar{v} \varnothing_0 \left\langle (1 - T^f) \left[\frac{\sigma_f}{\sigma} + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T^f) \left[\frac{\sigma_a'}{\sigma'} + \frac{\sigma_s'}{\sigma'} (1 - T'') [\dots] \right] \right] \right\rangle \quad (15)$$

wobei σ_s der Streuquerschnitt ist und T', T'' die mittleren Entkommwahrscheinlichkeiten eines Neutrons nach dem 1. bzw. 2. Streuprozeß sind.

Die äußeren eckigen Klammern stellen Mittelungen über viele Resonanzen dar, die gestrichenen Querschnitte sind für Reaktionen, nach dem ersten, zweiten usw. Streuprozeß gültig.

Die Neutronen geben bei jeder elastischen Streureaktion mit schweren Kernen nur einen kleinen Teil ihrer kinetischen Energie ab. Wenn man annimmt, daß die Resonanzstruktur vernachlässigbar ist und die Querschnitte sich nur langsam mit der Energie ändern ($\sigma = \sigma' = \sigma'' \dots$, $\sigma_a = \sigma'_a = \sigma''_a \dots$, $\sigma_f = \sigma'_f = \sigma''_f \dots$), lauten Gl. (14) und (15) folgendermaßen:

$$R_a = \phi_0 (1 - T^f) \frac{\sigma_a}{\sigma} \left[1 + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T') \left[1 + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T'') [\dots] \right] \right] \quad (16)$$

$$N_f = \bar{v} \phi_0 (1 - T^f) \frac{\sigma_f}{\sigma} \left[1 + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T') \left[1 + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T'') [\dots] \right] \right] \quad (17)$$

Führt man die Abkürzung

$$V_s = (1 - T') \left[1 + \frac{\sigma_s}{\sigma} (1 - T'') [\dots] \right] \quad (18)$$

ein, so lauten die Gln. (16) und (17)

$$R_a = \phi_0 (1 - T^f) \frac{\sigma_a}{\sigma} (1 + V_s) \quad (19)$$

$$N_f = \bar{v} \phi_0 (1 - T^f) \frac{\sigma_f}{\sigma} (1 + V_s) \quad (20)$$

Man sieht, daß unter diesen Voraussetzungen η und α ohne Korrektur für die Vielfachstreuung mit den Gln. (6a), (6b) aus diesen Zählraten berechnet werden können.

In dem hier gemessenen Energiebereich ist jedoch eine Korrektur für die Vielfachstreuung und die Resonanzselbstabschirmung zu erwarten, die durch einen Korrekturfaktor K, der den Zusammenhang zwischen den Gln. (14), (15) und den Gln. (16), (17), herstellt, berücksichtigt wird. Damit lauten Gl. (6a) und (6b)

$$\frac{\langle \sigma_f \rangle}{\langle \sigma_a \rangle} = \frac{N_f}{R_a} \cdot K, \quad \frac{\langle \sigma_Y \rangle}{\langle \sigma_f \rangle} = \frac{\bar{v} R_a}{K N_f} - 1 \quad (21a, 21b)$$

Bei den Messungen an Blei wird nicht über Resonanzen gemittelt, da die Niveauabstände bei Blei so groß sind, daß man sich im Bereich der aufgelösten Resonanzen befindet.

4. Der experimentelle Aufbau und die Durchführung der Messungen

4.1 Die Anordnung von Probe und Detektor

Die Messungen wurden an dem 3MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger in Karlsruhe durchgeführt. Mit einem gepulsten Protonenstrahl wurden über die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion Neutronen erzeugt (die Pulsbreite war 1 ns). Die Dicke des Li-Targets und die Protonenenergie wurden so gewählt, daß ein breites Neutronenenergie-Spektrum zwischen 5 keV und 70 keV entstand. Der Neutronenstrahl hatte aufgrund der Kinematik der (p,n)-Reaktion ³² einen Öffnungswinkel von etwa $\pm 30^\circ$. Werden die Detektoren außerhalb dieses Winkelbereiches aufgestellt, kann auf einen Kollimator verzichtet werden.

Abb. 1 zeigt schematisch die Versuchsanordnung mit den Abständen d_1 (Beschleunigertarget-Probe), d_2 (Probe-Streuneutronendetektor) und d_3 (Probe-Spaltneutronendetektor).

Will man bei den Flugzeitmessungen eine gute Zeitauflösung (Verhältnis der Zeitgenauigkeit der Flugzeitbestimmung zum Flugweg) erreichen, so müssen bei gegebener Zeitunsicherheit die Flugwege groß gehalten werden.

Da die elastisch gestreuten Neutronen praktisch die gleiche Geschwindigkeit wie die primären Neutronen haben, geht in die Berechnung der Zeitauflösung beim Streuneutronen-Detektor der Flugweg $d_1 + d_2$ ein, während beim Spaltneutronen-Detektor nur d_1 eingeht. Durch d_1 ist also die Zeitauflösung des gesamten Flugzeitspektrometers begrenzt, da beide Detektoren etwa die gleiche Zeitgenauigkeit besitzen. Folgende Betrachtung zeigt aber, daß d_1 nicht zu groß sein darf:

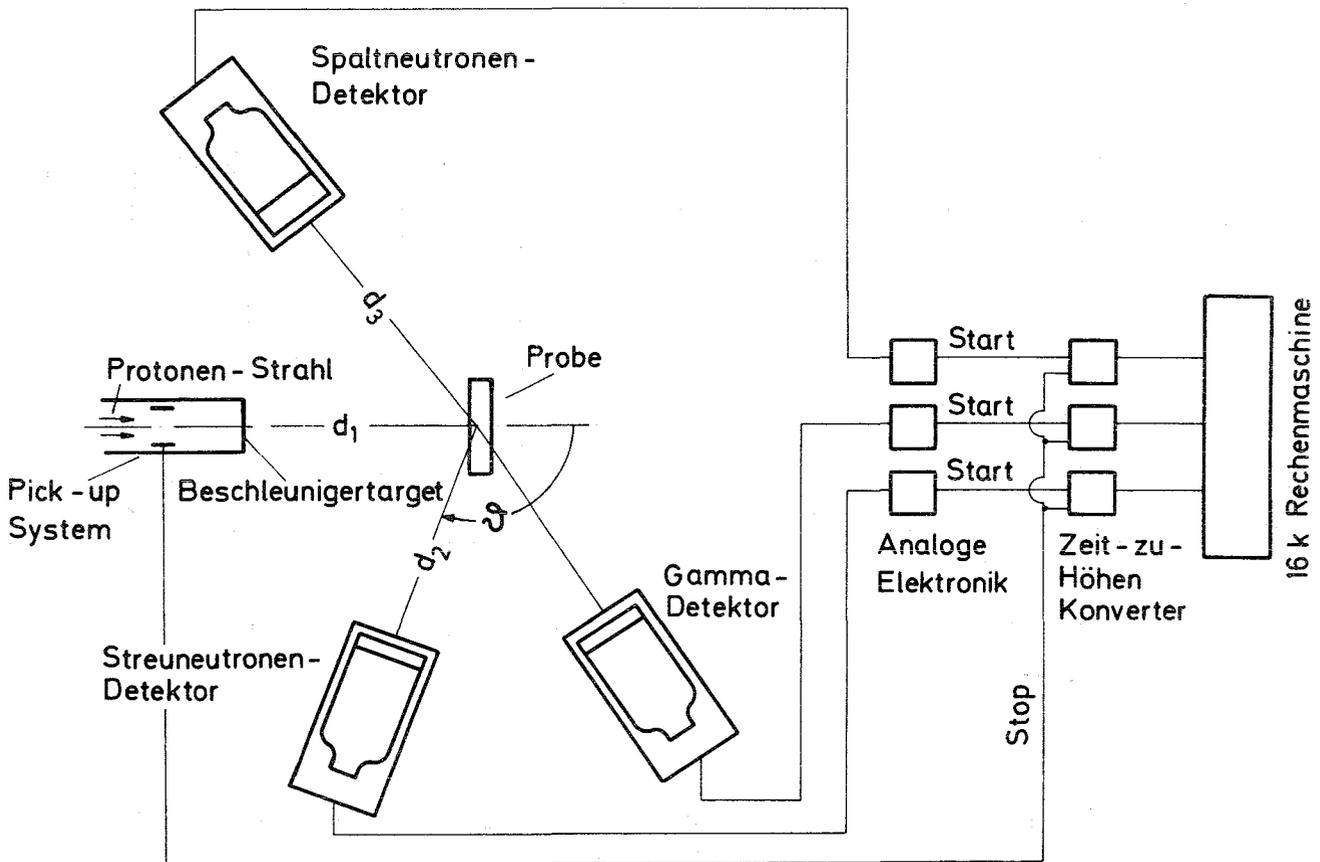


Abb. 1 Der experimentelle Aufbau zur Messung der Streu- und Spaltneutronenspektren (schematisch).

Der Streuneutronen-Detektor ist nicht nur für Neutronen, sondern auch für γ -Strahlen empfindlich. Will man nun vermeiden, daß sich die γ -Strahlen aus Absorptionsereignissen mit Streuneutronen zeitlich überschneiden, so müssen d_1 und d_2 so gewählt werden, daß selbst die langsamsten Neutronen (5 keV) aus dem Beschleunigertarget die Probe schon erreicht haben, wenn die schnellsten gestreuten Neutronen (70 keV) beim Detektor ankommen, d.h. $d_2 \geq 3 d_1$. Der Abstand d_2 darf aber aus Intensitätsgründen nicht zu groß werden.

Installiert man jedoch einen zusätzlichen Detektor, der für γ -Strahlen die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit hat wie der Streuneutronen-Detektor, für Neutronen aber unempfindlich ist, so kann man den γ -Untergrund messen und das Abstandsverhältnis auf $d_2 \approx 2 d_1$ verkleinern. Es wurden 3 Meßreihen durchgeführt, deren geometrische Anordnung in Tabelle 1 gezeigt ist. Der Winkel ϑ (siehe Abb. 1) wurde so gewählt, daß sich der Streuneutronen-Detektor außerhalb des direkten Neutronenstrahls befindet und daß sich die Anisotropie des gestreuten Flusses nicht zu stark bemerkbar macht (siehe Kap. 5.2). Die Wahl des Abstandes d_3 wird in Kap. 4.3.3 diskutiert.

Meßreihe	d_1 [cm]	d_2 [cm]	d_3 [cm]	ϑ
1	14.0	37.3	25.2	140°
2	14.0	41.5	25.2	130°
3	14.0	29.6	25.2	130°

Tabelle 1. Die geometrische Anordnung der Detektoren bei den verschiedenen Meßreihen.

Bei dieser Meßmethode ist die Breite des Neutronen-Energiespektrums auf den hier angegebenen Energiebereich beschränkt. Erweitert man das Neutronen-Energiespektrum nach höheren oder tieferen Energien, so überlappen sich die

Streuneutronen mit den γ -Strahlen aus Absorptionsereignissen im Flugzeit-spektrum. Zudem fächert der Neutronenstrahl bei höheren Energien auf, so daß die Detektoren in den direkten Strahl geraten. Den Messungen im niederen Energiebereich ist ferner dadurch eine weitere Grenze gesetzt, daß hier die Neutronenintensität stark abnimmt.

Für die verwendete Meßmethode und den hier interessierenden Energiebereich ist der Van-de-Graaff-Beschleuniger besonders geeignet, weil er das nötige nach oben und unten begrenzte Neutronenenergiespektrum liefern kann.

Die Signale aus den Detektoren wurden über eine analoge Elektronik in logische Signale umgewandelt, die die Ankunftszeiten der Neutronen in den Detektoren enthielten (Abb. 1). Diese Signale wurden als Start-Signale auf Zeit-zu-Höhen-Konverter gegeben, die ihr Stop-Signal von dem Pick-up-System des Beschleunigers erhielten. Die Meßdaten wurden in einem 16 k on-line-Computer (CAE) gespeichert.

Alle Detektoren waren auf eine kreisförmige Platte mit Grad-Einteilung montiert.

4.2 Die Proben

Um für alle Proben etwa gleiche Zählraten für gestreute Neutronen zu erhalten, wurden Proben mit ähnlichen Transmissionen ausgesucht. Aufgrund der Fehlerrechnung (siehe Kap. 7.) und aus Intensitätsgründen ist es wünschenswert, die Transmission möglichst klein zu halten. Andererseits müssen die Proben relativ zum Flugweg der Neutronen dünn sein, will man eine gute Zeitauflösung der Anordnung erhalten. Alle Proben hatten in dem hier betrachteten Energiebereich eine Transmission von etwa 0.6, was für die ^{239}Pu - und ^{235}U -Proben eine Dicke von ca. 0.75 cm ergab.

Als Materialien für Streuproben mit sehr kleinen Einfangquerschnitten kamen nur Blei und Graphit in Frage ³³, wobei Graphit wegen seines im Vergleich zu Pb geringen makroskopischen Querschnittes und seines niedrigen Atomgewichtes, das eine Abbremsung der Neutronen bei der Streuung zur Folge hätte, ausschied. Die Dicke der Pb-Probe, die 1.5 cm betrug, verschlechterte die Zeitauflösung der gesamten Anordnung nicht, da an Blei nur Streumessungen mit langem Flugweg durchgeführt wurden.

Alle Proben hatten 4 cm Durchmesser und waren in eine 0.2 mm dicke Kupferhülle eingeschweißt (bei den spaltbaren Proben unter Edelgasatmosphäre). Die Pu-Probe bestand aus 90.903 % ^{239}Pu , 8.212 % ^{240}Pu , 0.847 % ^{241}Pu und 0.038 % ^{242}Pu , die U-Probe aus 0.765 % ^{234}U , 92.960 % ^{235}U , 0.272 % ^{236}U und 6.003 % ^{238}U (die Angaben sind in Gewichtsprozenten). Für die Pb-Probe wurde natürliches Pb verwendet.

Die Pu-Probe wog 186,2 g, die U-Probe 170,3 g und die Pb-Probe 210,9 g.

4.3 Die Detektoren

4.3.1 Der Streuneutronen-Detektor

Für den Streuneutronen-Detektor muß ein Szintillator verwendet werden, bei dem der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit über der Energie gut bekannt ist und dessen Empfindlichkeit für Spaltneutronen relativ zu der für gestreute Neutronen klein ist. Diese Bedingung erfüllt der ^6Li -Glas-Szintillator dessen Ansprechwahrscheinlichkeit im hier interessierenden Energiebereich proportional $1/v$ ist^{35,36}. Es wurde das Szintillatorglas NE 905⁺) mit 1.28 cm Dicke und 10.6 cm Durchmesser verwendet, das auf einen Valvo XP 1040-Fotovervielfacher montiert wurde.

Der mechanische Aufbau der Detektoranordnung wurde mit möglichst wenig Strukturmaterial ausgeführt, um Neutronenstreuung am Gehäuse zu vermeiden. Ein schnelles Signal von der Anode des Fotovervielfachers diente zur Bestimmung der Ankunftszeit des Teilchens (Zeitgenauigkeit etwa 1.5 ns) und ein langsames Signal von einer geeigneten Dynode zur Untergrunddiskriminierung mit Hilfe eines Impulshöhenfensters³⁷.

4.3.2 Der Gamma-Detektor

Der Gamma-Detektor ist genau gleich aufgebaut wie der Streuneutronen-Detektor er enthält lediglich ^7Li statt ^6Li im Szintillator (NE 906⁺), so daß er zwar für Neutronen unempfindlich ist, für γ -Strahlen aber die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit wie der Streuneutronen-Detektor hat.

+) Nuclear Enterprises, Great Britain

Mit Hilfe einer ^{60}Co -Quelle kann man das Impulshöhenfenster ungefähr in den gleichen Energiebereich legen, in dem das Impulshöhenfenster des Streuneutronen-Detektors liegt. Diese Einstellung ist nicht so genau, daß der γ -Untergrund absolut gemessen werden kann. Zur Korrektur des Untergrundes reicht aber auch die Kenntnis des Verlaufs des Untergrundes über der Flugzeit aus (siehe Kap. 5.6).

4.3.3 Der Spaltneutronen-Detektor

Als Szintillator für den Spaltneutronen-Detektor wurde der organische Flüssigkeitsszintillator NE 213⁺⁾ verwendet, der für Spaltneutronen eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit hat. Da die Neutronen über Rückstoßprotonen nachgewiesen werden, ist die Lichtausbeute proportional der Protonenenergie. Setzt man nun im Amplitudenspektrum eine Energieschwelle, unter der keine Protonen mehr nachgewiesen werden, ist damit auch für Neutronen eine Energieschwelle gesetzt, unter der sie nicht mehr nachgewiesen werden. Diese Schwelle lag weit über der Energie der gestreuten Neutronen, so daß diese nicht mit dem Spaltneutronen-Detektor nachgewiesen wurden. Die γ -Strahlen, die der Szintillator nachweist, können von den Neutronen aufgrund verschiedener Abklingzeitkonstanten der Lichtemission beider Teilchen getrennt werden (Pulsformdiskriminierung, siehe Anhang). Der Szintillator war 3 cm dick, hatte 11 cm Durchmesser und war auf einen Valvo XP1040 Fotovervielfacher montiert. Die Zeitgenauigkeit des Detektors einschließlich der Pulsbreite des Protonenstrahls betrug 1.2 ns (elektronische Schaltung siehe Anhang).

Die Zeitgenauigkeit für den Nachweis eines Spaltprozesses mit dem Spaltneutronen-Detektor ist dadurch begrenzt, daß Spaltneutronen verschiedener Energie verschiedene Flugzeiten auf dem Weg von der Probe zum Detektor benötigen.

Die Zeitgenauigkeit kann verbessert werden, indem man den Flugweg d_3 kurz hält und die Energieschwelle des Zählers hoch setzt, wodurch die Laufzeitdifferenz der nachgewiesenen Neutronen kleiner wird. Der Detektor darf jedoch nicht zu dicht an die Probe gestellt werden, da der wasserstoffhaltige Szintillator gestreute Neutronen in die Probe zurückstreut. Auch hat eine Erhöhung der Energieschwelle zur Folge, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt.

⁺⁾ Nuclear Enterprises, Great Britain

In einem Versuch wurde die Schwelle bei einem Abstand von $d_3 = 25.2$ cm eingestellt. Diese Einstellung wurde so vorgenommen, daß die ^{239}Pu -Probe dicht vor dem Beschleunigertarget montiert und mit monoenergetischen Neutronen beschossen wurde. In Abb. 2 ist das Flugzeitspektrum dieser Messung abgebildet. Der Spaltneutronen-Detektor arbeitet bei diesem Versuch ohne Pulsformdiskriminierung.

In dem Flugzeitspektrum sieht man 3 Spitzen:

1. Den prompten γ -peak von dem Beschleunigertarget mit der Zeitbreite Δt_p ;
2. γ -Strahlen aus Absorptionsereignissen mit der Zeitbreite Δt_a , die sich aus der Laufzeitdifferenz der primären Neutronen und der Breite Δt_p zusammensetzt und

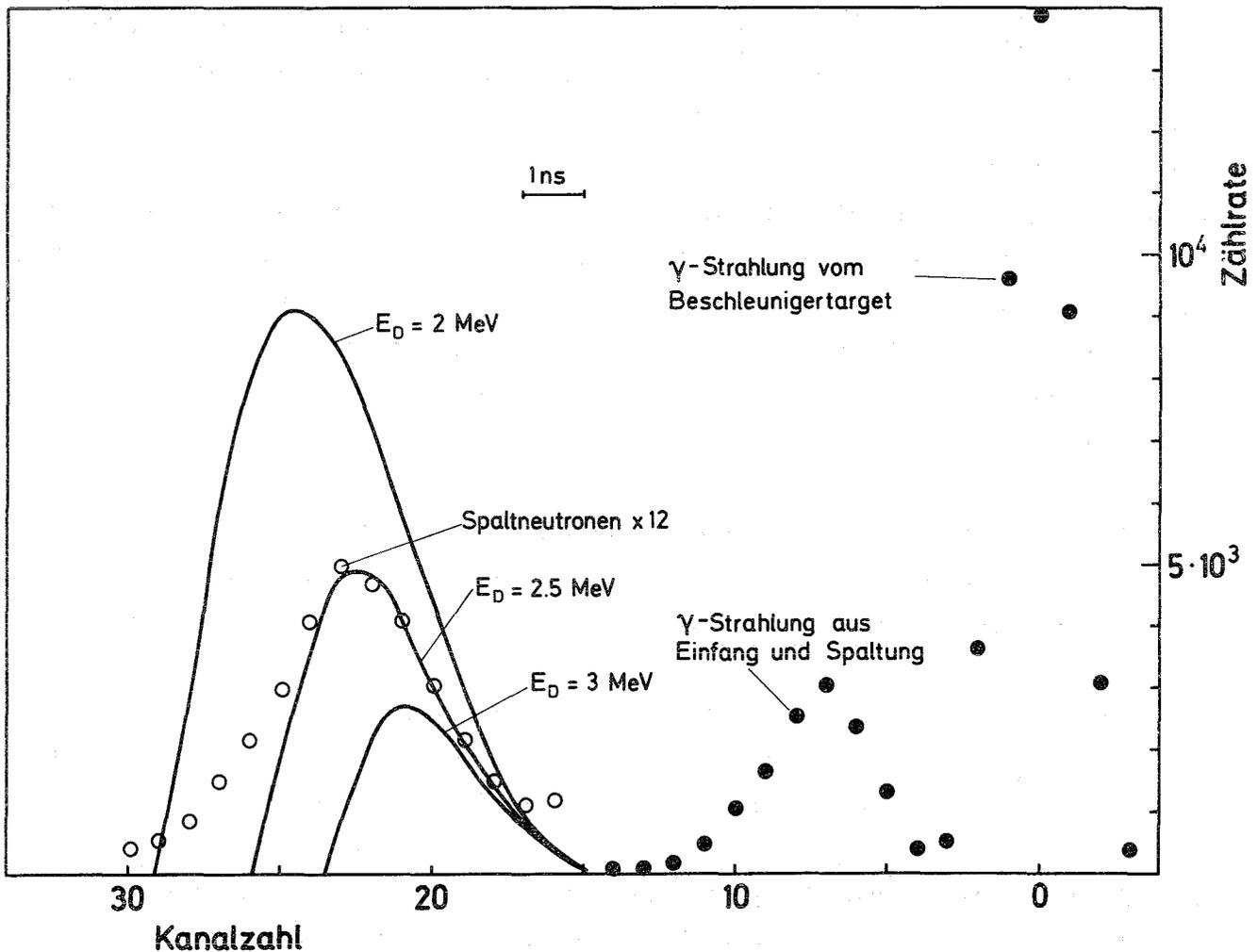


Abb. 2 Flugzeitspektrum des Spaltneutronen-Detektors zur Bestimmung der Zeitgenauigkeit. Die durchgezogenen Kurven sind für verschiedene Schwellen E_D gerechnet.

3. Spaltneutronen mit der Zeitbreite Δt_n , die sich aus der Zeitunschärfe Δt_f für den Nachweis eines Spaltereignisses und der Zeitunschärfe $\sqrt{\Delta t_a^2 - \Delta t_p^2}$ (Laufzeitdifferenz der primären Neutronen) zusammensetzt.

Die Zeitunschärfe Δt_f für den Nachweis eines Spaltereignisses errechnet sich zu

$$\Delta t_f = \sqrt{\Delta t_n^2 - \Delta t_a^2 + \Delta t_p^2} \quad (22)$$

Die Schwelle wurde so eingestellt, daß $\Delta t_f = 2.5$ ns ist.

In Abb. 2 sind außerdem die gerechneten Spaltneutronenspektren für verschiedene Schwellenwertenergien eingezeichnet, um die Energie der eingestellten Schwelle abschätzen zu können.

Nimmt man an, daß die Probe dünn ist, die Primärneutronen monoenergetisch einfallen, die Energieverteilung der Spaltneutronen eine Maxwellverteilung und das Amplitudenspektrum monoenergetischer Neutronen eine Rechteckverteilung ergibt, so kann man das Spektrum S_f , das der Spaltneutronen-Detektor sieht, folgendermaßen schreiben ^{37,38}:

$$S_f(E_f) \sim \sqrt{E_f} e^{-\frac{E_f}{\theta}} \left(1 - \frac{E_D}{E_f}\right) (1 - e^{-aL}) \quad (23)$$

Hierbei ist E_f die Energie der Spaltneutronen

θ die Kerntemperatur der Spaltbruchstücke in Energieeinheiten, die die Maxwellverteilung charakterisiert (Ref. 39 entnommen)

E_D die Schwellwertenergie

L die Szintillatordicke und

a ein energieabhängiger Koeffizient, der die Dichte und die Wirkungsquerschnitte der Szintillatorbestandteile enthält (siehe Ref. 37,38).

Mit Hilfe eines Programmes wurde $S_f(E_f)$ unter Berücksichtigung der Zeitverschmierung, die durch die Szintillatordicke zustande kommt, berechnet. Die Ergebnisse in Abb. 2 zeigen nur den Verlauf der Spektren über der Flugzeit, nicht deren absoluten Wert. Die Schwelle für den Nachweis der Spaltneutronen liegt danach bei etwa 2.5 MeV.

Die Elektronik zur Diskriminierung der γ -Strahlen ist im Anhang gezeigt. Das Verhältnis der γ -Zählraten, die mit und ohne Pulsformdiskriminierung registriert wurden, ist etwa 1:500.

4.4 Die Messung der Streu- und Spaltneutronenspektren

Vier Proben wurden abwechselnd dem Neutronenstrahl ausgesetzt: die ^{239}Pu -Probe, die ^{235}U -Probe, die Pb-Probe und eine leere Kupferhülle. Den Zeitpunkt des Probenwechsels bestimmte ein Protonenstrom-Integrator, der über eine Steuerautomatik den Probenwechsler steuerte.

Abb. 3 zeigt als Beispiel die Flugzeitspektren, die der Streuneutronen-Detektor für die ^{239}Pu -Probe, die Pb-Probe und die leere Kupferhülle registrierte (in dieser Abbildung ist nur jeder dritte Flugzeitkanal eingezeichnet).

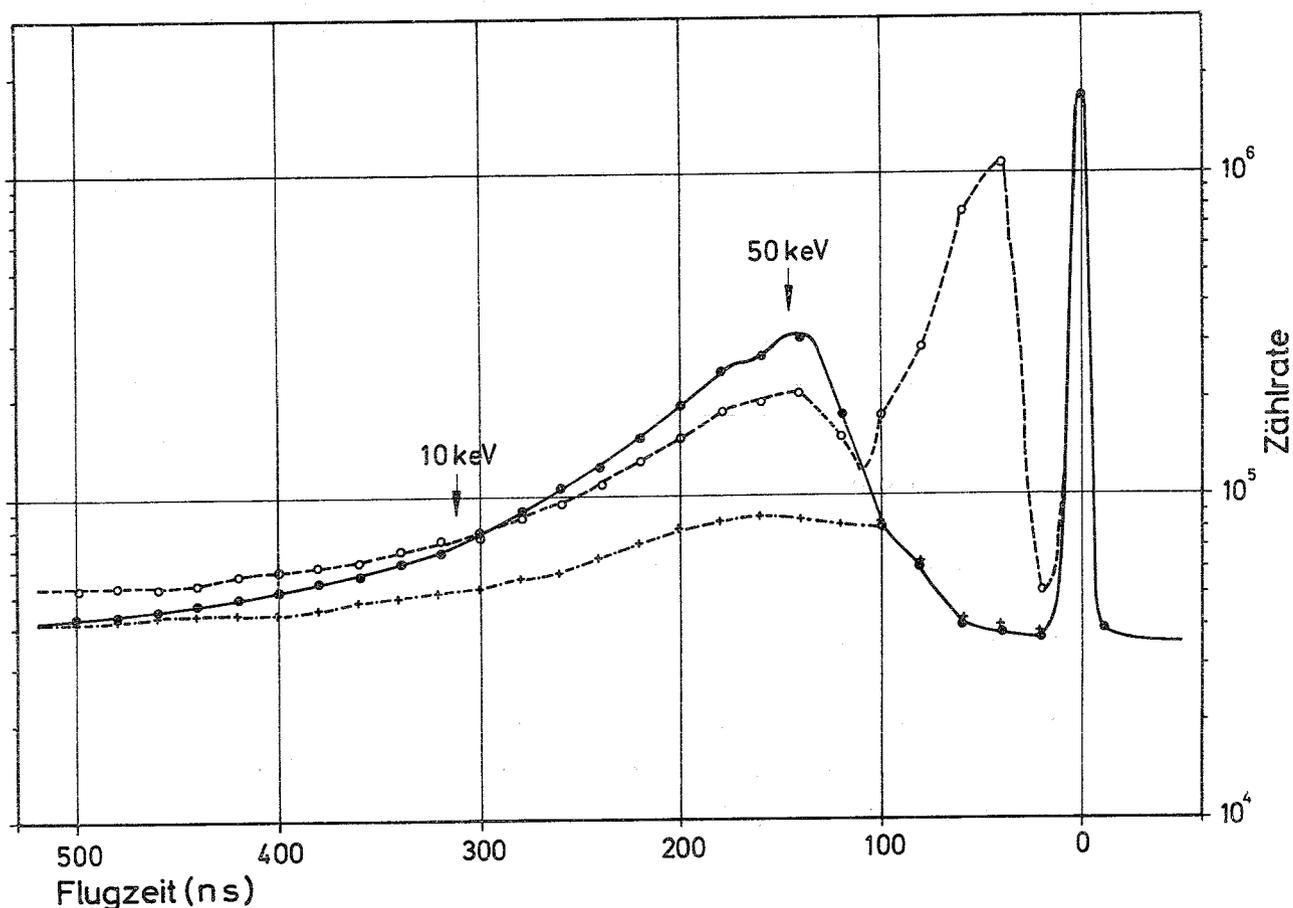


Abb. 3 Flugzeitspektren des Streuneutronen-Detektors für die Pu-Probe (o), die Pb-Probe (•) und die leere Hülle (+).

Im Flugzeitspektrum für die Pu-Probe folgen dem prompten γ -peak aus dem Beschleunigertarget zuerst die γ -Strahlen aus Spaltung und Einfang und danach die aus der Probe gestreuten Neutronen. Der Untergrund (z. B. bei einer Flugzeit von 500 ns) für dieses Spektrum ist höher als der für die anderen Flugzeitspektren. Die Differenz rührt von dem radioaktiven Zerfall der Pu-Isotope her. Im Flugzeitspektrum für die Pb-Probe ist der Einfluß der Resonanz bei 42.8 keV im Streuspektrum deutlich zu sehen. Das Flugzeitspektrum, das mit der leeren Hülle aufgenommen wurde, enthält von der Hülle gestreute Neutronen, am Beschleunigertarget gestreute Neutronen und Neutronen, die an dem Strukturmaterial in der Detektor-Umgebung gestreut wurden.

Die gesamte Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers setzt sich vorwiegend aus der energieunabhängigen Zeitunschärfe Δt_f des Spaltneutronen-Detektors und der energieabhängigen Zeitunschärfe Δt_e zusammen, die von der endlichen Ausdehnung der Probe herrührt.

Die aus diesen Größen errechnete Zeitauflösung $\Delta t/d_1$ und die Energieauflösung $\Delta E_n/E_n$ sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

E_n [keV]	Δt [ns]	$\frac{\Delta t}{d_1} \left[\frac{\text{ns}}{\text{m}} \right]$	$\frac{\Delta E_n}{E_n} [\%]$
8	3.9	28	7.0
10	3.7	26	7.4
20	3.15	22.5	8.9
30	2.95	21	10.2
50	2.8	20	12.4
60	2.75	19.5	13.4

Tabelle 2. Energie- und Zeitauflösung der Meßanordnung.

4.5 Die Messung der Transmission

Zur Messung der Transmission der Proben wurde ein ${}^6\text{Li}$ -Glas-Szintillator von 2.4 cm Dicke und 2.4 cm Durchmesser verwendet. Er wurde auf einen Valvo 56 AVP Fotovervielfacher montiert. Die Probe war 6 cm und der Detektor 90 cm von dem Beschleunigertarget entfernt (siehe Abb. 4). Zwischen Probe und Detektor befand sich ein Kollimator von 75 cm Länge mit einer Bohrung von 2 cm Durchmesser. Die Transmission wurde in dem Energiebereich von 7 keV bis 70 keV für alle 3 Proben, die für die α -Messung verwendet wurden, ermittelt. Die Zeitauflösung der Messung betrug etwa $5 \frac{\text{ns}}{\text{m}}$.

Die Transmissionsmessungen wurden mit Hilfe eines Programmes von E. Schneider³⁴ ausgewertet, das die Transmission und deren statistischen Fehler errechnete. Die gemittelten Transmissionen sind in Abb. 5 gezeigt.

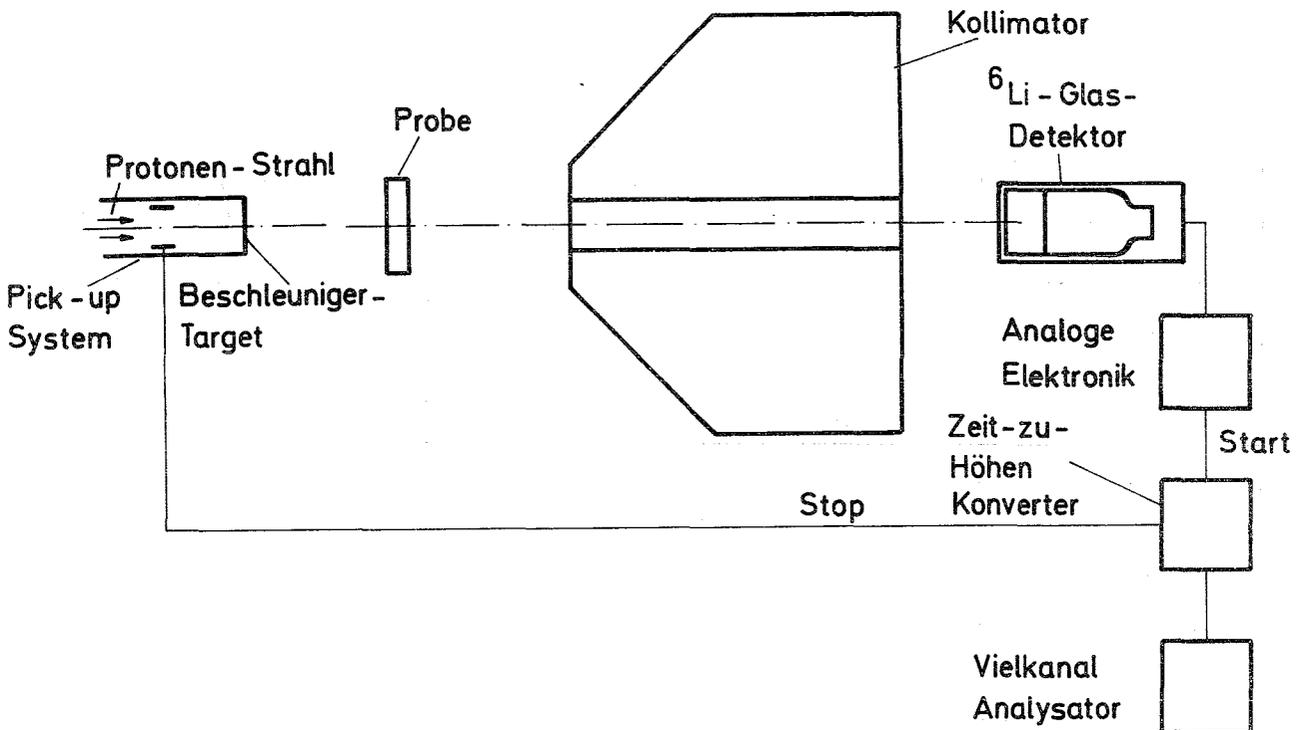


Abb. 4 Der experimentelle Aufbau der Transmissionsmessung (schematisch)

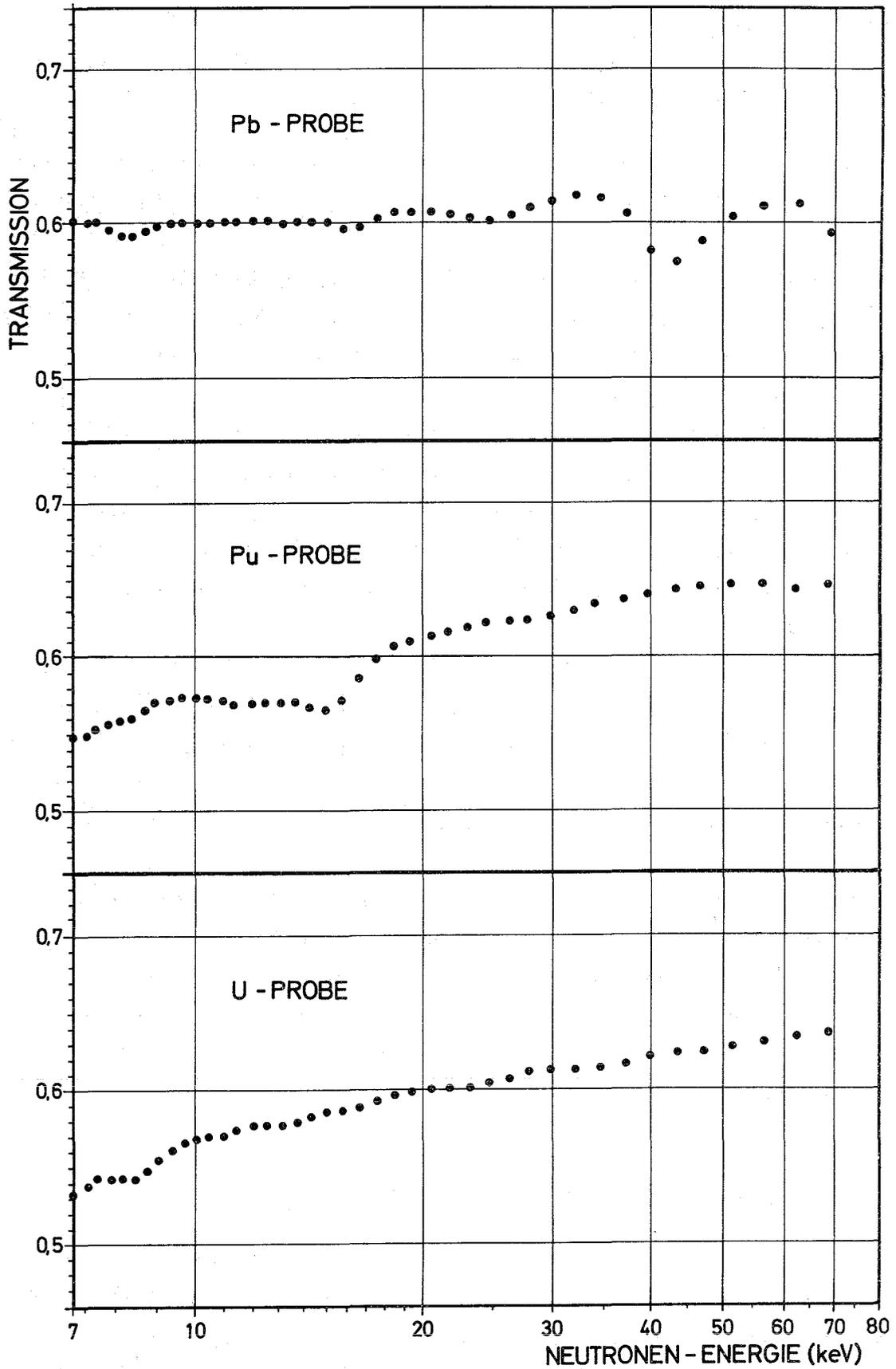


Abb. 5 Die gemittelte Transmission der Proben

5. Auswertung der Messungen

5.1 Allgemeiner Überblick über den Gang der Auswertung

Zur Auswertung der Flugzeitspektren wurde ein Fortran-Programm geschrieben, mit dem die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Korrekturen durchgeführt wurden.

Von den Flugzeitspektren wurde der gemessene und berechnete Untergrund abgezogen. Danach wurde der Einfluß der inelastischen Streuung auf die Streuspektren korrigiert. Die Spektren wurden so umgerechnet, als würden die Proben nur elastisch und nicht inelastisch streuen.

Die Zählraten der Spaltneutronen und der γ -Strahlen aus Einfang und Spaltung, die der Streuneutronen-Detektor registriert, wurden von den Spektren abgezogen. Ferner wurden die Streuspektren auf die Anisotropie der Winkelverteilung der Streuneutronen korrigiert. Da die Flugzeitspektren mit verschiedener Zeitauflösung gemessen wurden, mußten die Daten durch Faltung mit einer Gaußfunktion auf einheitliche Auflösung umgerechnet werden.

Nun wurde α nach Gl. (21b) berechnet; das Ergebnis wurde auf Verunreinigungen in den Proben korrigiert. Die α -Werte wurden gemittelt und auf die in diesem Energiebereich am genauesten bekannten α -Werte normiert (siehe Kap. 6). Das Programm liefert auch den statistischen Fehler der Messung (siehe Kap. 7).

Die Wirkungsquerschnitte für ^{235}U , ^{239}Pu und für die Verunreinigungen der Proben wurden, soweit sie für die Korrekturen benötigt wurden, dem KEDAK-Band ⁴⁷ entnommen. Die Berechnung der Winkelverteilung der gestreuten Neutronen und des Korrekturfaktors K wurde in gesonderten Fortran-Programmen vorgenommen, da hierfür Monte-Carlo Rechnungen nötig waren, die viel Rechenzeit beanspruchten.

5.2 Berechnung der Winkelverteilung der Streuneutronen

Da mit wachsender Neutronenenergie der Beitrag der Partialwellen höherer Ordnung zu der auslaufenden Streuwelle zunimmt, ist im keV-Energiebereich die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen nicht mehr isotrop. Allgemein läßt sich der differentielle Streuquerschnitt $\frac{d\sigma_s}{d\Omega_s}$ als eine Summe von Legendre-

Polynomen schreiben ⁴⁰:

$$\frac{d\sigma_s(\mu)}{d\Omega_s} = \frac{\sigma_s}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \omega_l P_l(\mu) \quad (24)$$

Hierbei ist l die Quantenzahl des Bahndrehimpulses zwischen Kern und einfallendem Neutron,

$\mu = \cos \vartheta$ der Kosinus des Streuwinkels (Abb. 1),

$P_l(\mu)$ das Legendre-Polynom und

ω_l der Koeffizient des Legendre-Polynoms.

Die Koeffizienten ω_l für ²³⁵U und ²³⁹Pu wurden von verschiedenen Autoren durch Streumessungen bestimmt. ^{41,42,43,44} In dem hier diskutierten Energiebereich sind die Koeffizienten ω_l für $l > 2$ vernachlässigbar. Da die Probenabmessungen in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Neutronen in der Probe liegen, wird die Winkelverteilung auch durch Vielfachstreuung beeinflusst.

Winkelverteilung und Vielfachstreuung lassen sich wegen der zylindrischen Geometrie der Proben mit analytischen Methoden nicht mehr genau berechnen. Die Rechnungen wurden deshalb nach der Monte-Carlo-Methode durchgeführt. Bei dieser Methode werden statistisch ermittelte Stoßfolgen von Neutronen in der Rechnung simuliert, und zwar so oft, bis ein Mittelwert mit der gewünschten Genauigkeit als Ergebnis errechnet werden kann. Um statistische Vorgänge simulieren zu können, werden Zufallszahlen z errechnet, für die $0 < z < 1$ gilt und die in dem Bereich zwischen 0 und 1 gleichverteilt sind. Diese Zufallszahlen bestimmen die Ergebnisse der Einzelereignisse, in unserem Falle die Streuwinkel.

Die Variable x stelle das Ergebnis eines Einzelprozesses und $p(x)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte für das Ergebnis x dar. Für $p(x)$ gelte die Normierungsbedingung ⁴⁵.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(x) dx = 1 \quad (25)$$

Setzt man

$$z = \int_{-\infty}^x p(x') dx' \quad (26)$$

und errechnet nach Gl. (26) x als Funktion von z , so fällt x mit der Häufigkeit $p(x) dx$ in das Intervall zwischen x und $(x + dx)$. Mit den Gln. (25) und (26) kann man aus den zwischen 0 und 1 gleichverteilten Zufallszahlen z die für x gewünschte Verteilung $p(x)$ konstruieren.

Bei den Rechnungen wurde angenommen, daß ein paralleler Neutronenstrahl mit konstanter Dichte senkrecht auf die kreisförmige Fläche der zylindrischen Probe auftrifft. Weiterhin wurde angenommen, daß die Neutronen beim Stoß mit den Kernen keine Energie abgeben und somit Schwerpunkt und Laborsystem identisch sind.

Zunächst wird der Ort der 1. Reaktion des Neutrons "ausgewürfelt". Danach wird die Richtung bestimmt, in der das Teilchen nach dem Stoß weiterfliegt. Diese Richtung ist durch den Polarwinkel und den Azimuthwinkel gegeben. Als Beispiel soll die Bestimmung des Polarwinkels ϑ vorgerechnet werden. Die Verteilungsfunktion für $\cos \vartheta$ ist nach Gl. (24) und (25) durch

$$p(\mu) = \frac{1}{2} (1 + \omega_1 \mu + \frac{1}{2} \omega_2 (3\mu^2 - 1)) \quad (27)$$

gegeben. Mit Gl. (26) gilt

$$z = \int_{-1}^{\mu} \frac{1}{2} (1 + \omega_1 \mu' + \frac{1}{2} \omega_2 (3\mu'^2 - 1)) d\mu' \quad (28)$$

Dies führt für μ auf die Gleichung

$$\omega_2 \mu^3 + \omega_1 \mu^2 + (2 - \omega_2) \mu + (2 - \omega_1 - 4z) = 0 \quad (29)$$

Diese Gleichung wird nach dem Newton'schen Iterationsverfahren gelöst, wobei als Anfangswert μ_0 die Lösung der Gl. (29) für $\omega_2 = 0$ eingegeben wird:

$$\mu_0 = \frac{1}{\omega_1} \left(\sqrt{(1 - \omega_1)^2 + 4\omega_1 z} - 1 \right) \quad (30)$$

Nun werden analog der Azimutwinkel und die freie Weglänge des Neutrons nach dem Stoß "ausgewürfelt". Ist die Flugbahn des Teilchens in der Probe länger als die freie Weglänge, wird eine neue Reaktion durchgerechnet, ist sie kleiner, so tritt das Teilchen aus der Probe aus.

Um die Absorption zu berücksichtigen, wurde so gerechnet, als ob nach jedem Stoß nur noch der Bruchteil $(1 - \frac{\sigma_a}{\sigma})$ des einfallenden Teilchens weiterfliegen würde. Das Programm liefert als Ergebnis die Winkelverteilung und die Korrektur V_s für die Vielfachstreuung (siehe Gl. (18)).

Herkunft und Genauigkeit der benutzten Eingabedaten für das Programm sind in Tabelle 3 angegeben.

Eingabegröße	Referenz	Genauigkeit
ω_1	Bertin ⁴⁶ u.a.	$\pm 10 \%$
ω_2	Bertin ⁴⁶ u.a.	$\pm 20 \%$
σ	eigene Werte	$< \pm 3 \%$
σ_a	KEDAK ⁴⁷	$\pm 10 \%$

Tabelle 3. Eingabedaten für das Monte-Carlo-Programm.

Die Rechnungen wurden bei allen drei Proben für 10 Energiepunkte zwischen 7 und 70 keV durchgeführt. Abb. 6 zeigt als Beispiel die Verteilungsfunktion für die 3 Proben für eine Neutronenenergie von 40 keV. Die Vielfachstreu-

korrektur V_s beträgt etwa $V_s = 0.5$.

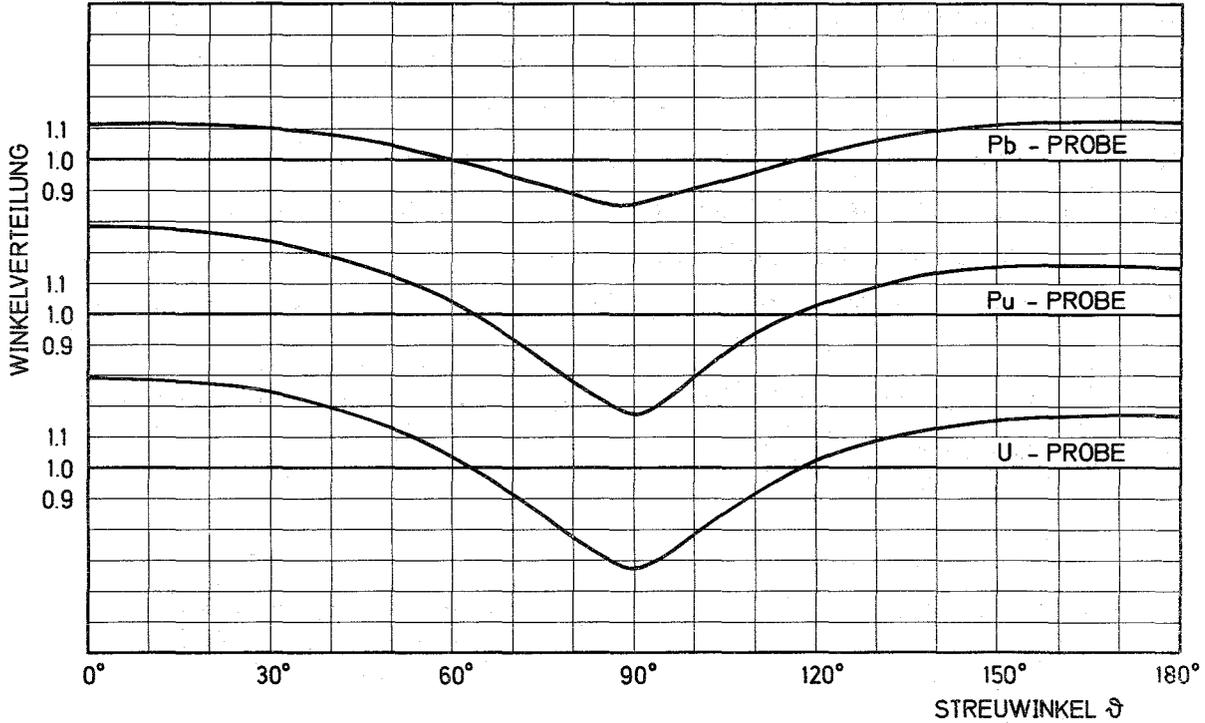


Abb. 6 Die Winkelverteilung der Streuneutronen bei 40 keV Neutronenenergie.

In Test-Rechnungen wurde weiter untersucht, welchen Einfluß eine Änderung von σ und ω_1 auf die Winkelverteilung hat, um damit die Genauigkeit der Winkelverteilungsrechnung abzuschätzen (ω_2 war bei der Fehlerrechnung vernachlässigbar). Der Einfluß von ω_1 auf die Verteilung ist aufgrund der Vielfachstreuung kleiner als der, der nach Gl. (24) zu erwarten wäre. Aus den Ergebnissen (Abb. 7) geht hervor, daß die Anisotropie hauptsächlich auf die Geometrie der Probe und weniger auf p- und d-Wellen-Streuung zurückzuführen ist. Eine Änderung von σ_a bei sonst gleichbleibenden Eingabedaten hat ergeben, daß der durch die Unsicherheit von σ_a bedingte Fehler vernachlässigbar ist.

Aus diesen Test-Rechnungen und den Fehlerangaben in Tabelle 3 errechnet sich

der Fehlerbeitrag der Winkelverteilung zu dem in Tabelle 6 angegebenen Fehler in η .

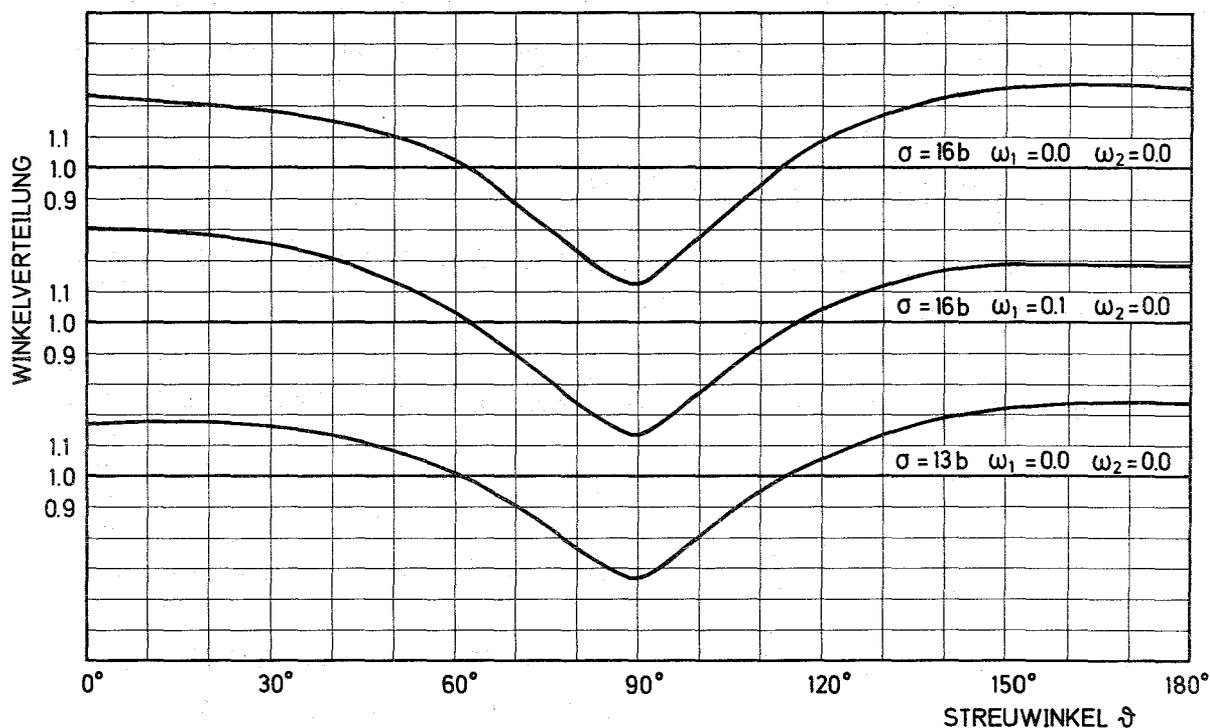


Abb. 7 Winkelverteilungsfunktionen zum Test des Einflusses von σ und ω_1 auf die Verteilung.

5.3 Untergrundkorrektur

Von den Streuspektren der Pb-Probe und der spaltbaren Proben wurde zuerst der zeitabhängige Untergrund abgezogen. Das Flugzeitspektrum dieses Untergrundes wurde mit der leeren Kupferhülle im Neutronenstrahl aufgenommen. Es enthält Neutronen, die an der leeren Kupferhülle, am Beschleunigertarget und an dem in der Detektor-Umgebung befindlichen Material gestreut wurden.

Von dem Untergrund, der nach dieser Subtraktion verbleibt, wird angenommen, daß er zeitunabhängig ist, da er hauptsächlich von dem radioaktiven Zerfall

der spaltbaren Proben herrührt. Dieser Untergrund wird für jede Probe an einer Stelle im Flugzeitspektrum, an der keine gestreuten Neutronen aus der Probe mehr zu erwarten sind, errechnet und abgezogen.

Um bei dem Flugzeitspektrum des Spaltneutronen-Detektors auch den Untergrund, der durch den Einfang von gestreuten Neutronen im Szintillator entsteht, zu berücksichtigen, wurde das Flugzeitspektrum abgezogen, das von dem Spaltneutronen-Detektor mit der Pb-Probe im Neutronenstrahl aufgenommen wurde.

5.4 Korrektur der inelastischen Streuung

Für die Korrekturen der folgenden Kapitel ist es nötig, den auf die Probe auftreffenden Neutronenfluß ϕ_0 zu kennen.

Nach Gl. (8) läßt sich ϕ_0 aus der Streumessung an der Pb-Probe bestimmen:

$$\phi_0 = \frac{4\pi C_s^{\text{Pb}}}{\Omega \epsilon (1 - T^{\text{Pb}})} \quad (31)$$

Die einzige Unbekannte in Gl.(31) ist der Raumwinkel Ω . Da bei den folgenden Korrekturen aber stets der Ausdruck $\frac{\Omega}{4\pi} \phi_0$ benötigt wird, muß Ω nicht bestimmt werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektors wurde den Arbeiten von Ref. 35,36,52 entnommen. Der Streufluß aus der Pb-Probe wurde auf Anisotropien in der Winkelverteilung korrigiert (siehe Kap. 5.2). Zur Berechnung von ϕ_0 wurde die Transmission T^{Pb} mit einer Gauß-Funktion gefaltet, so daß die Transmissionsdaten die gleiche Zeitauflösung wie die Streudaten erhielten (siehe Kap. 5.7).

Da bei der inelastischen Streuung die Neutronen erheblich an Energie verlieren, müssen diese Reaktionen im Flugzeitspektrum korrigiert werden.

Bei ${}^{235}\text{U}$, das im Grundzustand den Kernspin $I^\pi = \frac{7}{2}^-$ hat, können durch s-Wellen-Neutronen im Zwischenkern Niveaus mit dem Gesamtspin $J^\pi = 3^-, 4^-$ bevölkert werden. Bei der inelastischen Streuung können also Niveaus mit $\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$ und $\frac{9}{2}^-$ im Restkern erreicht werden. Hier kommt nur das $\frac{9}{2}^-$ Niveau bei 46.2 keV in Frage.⁵⁰

Bei ^{239}Pu mit dem Grundzustand $I^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ werden die 0^{+} und 1^{+} Niveaus des Zwischenkerns bevölkert, von da aus sind die $\frac{1}{2}^{+}$ Niveaus bei 7.85 keV und 57.27 keV erreichbar. Das Niveau bei 57.27 keV ist für den Energiebereich, in dem hier gemessen wurde, vernachlässigbar; es ist lediglich das Niveau bei 7.85 keV zu berücksichtigen.

Im Streuspektrum der spaltbaren Proben müssen nun für inelastische Prozesse zwei Korrekturen angebracht werden:

Ein inelastisch gestreutes Neutron fehlt in dem Kanal des Flugzeitspektrums, in dem es bei elastischer Streuung registriert worden wäre, da es bei dem inelastischen Streuprozeß die Niveauenergie E_N verliert. Dafür wird das Neutron in einem anderen Flugzeitkanal als elastisch gestreutes Neutron registriert. In den folgenden Rechnungen werden glatte Wirkungsquerschnitte vorausgesetzt. Der Bruchteil ϕ_{i1} des einfallenden Neutronenflusses der inelastisch gestreut wird, läßt sich durch folgende Beziehung berechnen:

$$\phi_{i1}(E_n) = \phi_o(E_n) (1 - T^f(E_n)) \frac{\sigma_i(E_n)}{\sigma(E_n)} (1 + v_s(E_n)) \quad (32)$$

σ_i ist der inelastische Streuquerschnitt.

Im Flugzeitspektrum des Streuneutronen-Detektors fehlt damit die Zählrate C_{i1} :

$$C_{i1}(E_n) = \epsilon(E_n) \frac{\Omega}{4\pi} \phi_{i1}(E_n) \quad (33)$$

Die inelastisch gestreuten Neutronen mit der Energie $E'_n = E_n - E_N$ ergeben den Fluß ϕ_{i2} in der Probe, wobei

$$\phi_{i2}(E'_n) = \phi_{i1}(E'_n + E_N) \quad (34)$$

Von diesem Fluß wird ein Teil in der Probe absorbiert, der Rest verläßt die Probe. Der Streuneutronendetektor mißt dann die Zählrate C_{i2} , die sich wie

folgt schreiben läßt:

$$C_{i2}(E'_n) = \epsilon(E'_n) \frac{\Omega}{4\pi} \phi_{i2}(E'_n) \left(1 - \frac{\sigma_a(E'_n)}{\sigma_s(E'_n)} v_s(E'_n)\right) \quad (35)$$

Durch Addition von C_{i1} und Subtraktion von C_{i2} wird das Flugzeitspektrum so umgerechnet, als würden die Proben nur elastisch und nicht inelastisch streuen. Die Werte für den inelastischen Streuquerschnitt wurden Ref. 47 entnommen. Da der inelastische Streuquerschnitt in dem Energiebereich dieser Messung bisher nicht gemessen werden konnte, muß man sich auf Rechnungen verlassen, die mit den gemessenen Werten von σ_i im höheren Energiebereich recht gut übereinstimmen ⁴⁸.

Der Fehler von σ_i im unteren keV-Bereich wird bei der Auswertung von Schmidt ³⁹ zu 50 % und bei der von Ribon und Le Coq ⁴⁹ zu ± 15 % angegeben. In der vorliegenden Arbeit wurde der Fehler zu 30 % angenommen, was der mittleren Abweichung verschiedener Rechnungen und Auswertungen voneinander entspricht ²⁷, 39, 47, 48, 49.

Die Korrektur aufgrund der inelastischen Streuung betrug bei der Pu-Probe maximal 4 % und bei der U-Probe maximal 0.5 %. Der Fehler in η , der durch diese Korrektur entsteht, ist in Tabelle 6 aufgeführt.

Der Einfluß der inelastischen Streuung auf das Spaltneutronen-Spektrum ist vernachlässigbar (< 0.2 %).

5.5 Berechnung der Spaltneutronen, die der Streuneutronen-Detektor registriert

Trotz des $1/v$ -Verlaufes der Ansprechwahrscheinlichkeit des ⁶Li-Glas-Szintillators muß der Nachweis der Spaltneutronen durch den Streuneutronen-Detektor berücksichtigt werden.

In der Probe werden durch primäre oder gestreute Neutronen nach Gl. (20) N_f Spaltneutronen erzeugt (die Wirkungsquerschnitte werden bei dieser Rechnung als glatt angenommen). Diese Spaltneutronen verursachen ihrerseits wieder Spaltung usw.

In der folgenden Rechnung wird angenommen, daß die Vielfachstreuung der Spaltneutronen vernachlässigbar ist. Die Zahl der Spaltneutronen N_{ff} , die die Probe verlassen, ist dann

$$N_{ff} = N_f \left(1 - \int_0^{\infty} (\bar{\nu}(E_f) - 1) (1 - T'(E_f)) \frac{\sigma_f(E_f)}{\sigma(E_f)} \frac{dF(E_f)}{dE_f} dE_f \right)^{-1} \quad (36)$$

Hierbei ist $\frac{dF}{dE_f}$ die Energieverteilung der Spaltneutronen und

$T'(E_f)$ die Entkommwahrscheinlichkeit für Spaltneutronen aus der Probe.

Die Kerndaten für die Rechnung wurden Ref. 47, die Energieverteilung der Spaltneutronen Ref. 39 und die Entkommwahrscheinlichkeit Ref. 51 entnommen. Für die Pu-Probe erhöht sich N_{ff} um 19 % und für die U-Probe um 10 % gegenüber N_f .

Zur Berechnung des Flugzeitspektrums der Spaltneutronen wird die Energieverteilung $\frac{dF}{dE_f}$ in die Flugzeitverteilung $\frac{dF}{dt_f}$ umgerechnet:

$$\frac{dF}{dt_f} = \frac{dF}{dE_f} \frac{dE_f}{dt_f} \quad (37)$$

$\frac{dE_f}{dt_f}$ läßt sich aus der Energie-Flugzeitbeziehung

$$E_f = \text{const.} \left(\frac{d_f}{E_f} \right)^2 \quad (38)$$

bestimmen.

Ein Neutron der Energie E_n benötige die Flugzeit t_n für den Weg vom Beschleunigertarget zur Probe. Da der einfallende Fluß ϕ_0 als Funktion von t_n bestimmt wird, läßt sich die Zahl der erzeugten Spaltneutronen sofort in der Form $N_{ff}(t_n)$ schreiben. Damit registriert der Streuneutronen-Detektor nach der Zeit t' vom

Auftreffen der Protonen auf das Beschleunigertarget an gerechnet die Zählrate S' pro Zeiteinheit:

$$S'(t') = \int_0^{\infty} \frac{\Omega}{4\pi} N_{ff}(t_n) dt_n \frac{dF(t' - t_n)}{dt'} \mathcal{E}(t' - t_n) \quad (39)$$

$\mathcal{E}(t' - t_n)$ kann mit Hilfe von Gl. (38) in der Form $\mathcal{E}(E_f)$ ausgedrückt werden.

Das Spektrum S' wird vom Streuneutronenspektrum der spaltbaren Proben abgezogen. Die für diese Rechnungen benötigten Werte wurden Ref. 47 entnommen. Die Genauigkeit der Korrektur ist hauptsächlich durch die Genauigkeit des Spaltquerschnittes gegeben. Sie beträgt etwa $\pm 10\%$.

Der größte Teil der Spaltneutronen erreicht den Streuneutronen-Detektor vor den Streuneutronen (siehe Abb. 8), weshalb die maximale Korrektur im Streuspektrum für beide Proben lediglich 4% beträgt. In Tabelle 6 ist der Fehlerbeitrag dieser Korrektur zum Fehler von η aufgeführt.

5.6 Bestimmung des γ -Untergrundes aus Einfang und Spaltung

Der Nachweis der γ -Strahlen aus Absorptionsereignissen im Gamma-Detektor ist zwar nicht absolut gleich dem des Streuneutronen-Detektors, die Zählraten beider Flugzeitspektren für γ -Ereignisse stimmen aber bis auf einen konstanten Faktor K_γ überein (siehe Kap. 4.3.2). Der Bereich im Flugzeitspektrum S_s des Streuneutronen-Detektors, der einer Streuneutronenenergie zwischen 80 keV und 3 MeV entspricht, enthält keine gestreuten Neutronen aus der Probe, wohl aber γ -Strahlung aus Absorptionsereignissen. Nach Abzug des Neutronenuntergrundes und der Spaltneutronen von S_s wird der Faktor K_γ so bestimmt, daß $S_s(t_n)$ und das Flugzeitspektrum $S_\gamma(t_n)$ des Gamma-Detektors in diesem Bereich übereinstimmen.

K_γ wird nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt, d.h. so, daß das Integral

$$U = \int_{t_{n1}}^{t_{n2}} (S_s(t_n) - K_\gamma S_\gamma(t_n))^2 dt_n \quad (40)$$

den Minimalwert U_{\min} erreicht. Die Flugzeit t_{n1} entspricht einer Neutronenenergie von 3 MeV und t_{n2} einer Energie von 80 keV.

Der relative Fehler δ_γ dieser Anpassungen ist dann

$$\delta_\gamma = \frac{\sqrt{U_{\min}}}{\int_{t_{n1}}^{t_{n2}} S_s(t_n) dt_n} \quad (41)$$

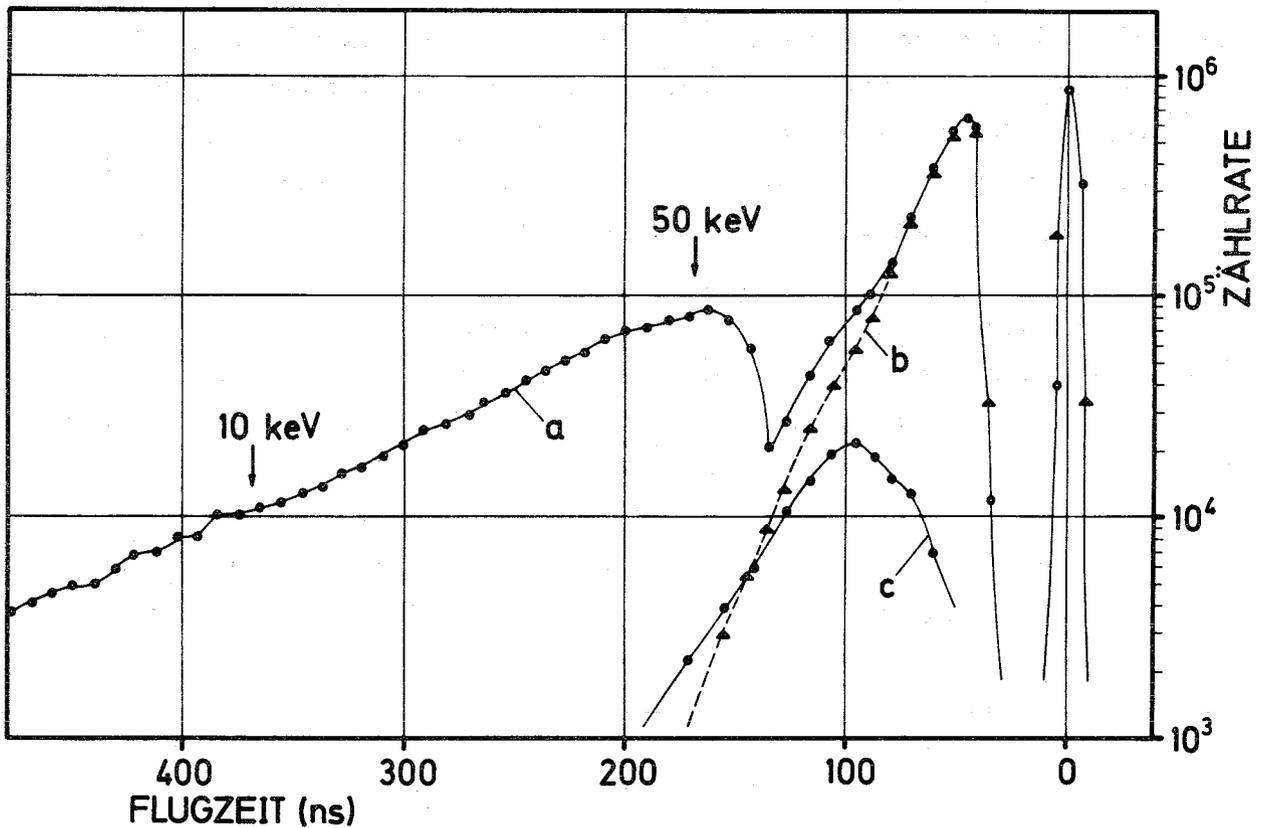


Abb. 8 Flugzeitspektren der Pu-Probe. Spektrum a enthält gestreute Neutronen, Spaltneutronen und Absorptions-Gammastrahlen (mit dem Streuneutronen-Detektor gemessen). Spektrum b enthält Absorptions-Gammastrahlen (mit dem Gamma-Detektor gemessen). Spektrum c enthält den Beitrag der Spaltneutronen zu Spektrum a (gerechnet).

Der Fehler δ_γ betrug etwa 2 %. Das somit gewonnene Spektrum wurde von S_s abgezogen. Die Korrektur im Streuneutronenspektrum betrug maximal 3 %. In Abb. 8 ist das Streuneutronenspektrum der Pu-Probe ohne Untergrund (Spektrum a), die vom Streuneutronen-Detektor nachgewiesenen Spaltneutronen (Spektrum c) und das mit K_γ multiplizierte Spektrum des Gamma-Detektors (Spektrum b) dargestellt. Die Differenz zwischen Spektrum a und Spektrum b bei einer Flugzeit von etwa 100 ns entspricht dem Wert von Spektrum c an dieser Stelle.

Nach Abzug aller Untergrundbeiträge wurden die Streuspektren auf die Anisotropie in der Winkelverteilung korrigiert (siehe Kap. 5.2).

5.7 Korrektur der Auflösung

Bei der Auswertung der Ergebnisse werden mehrere Flugzeitspektren miteinander verknüpft, die mit verschiedener Zeitauflösung gemessen wurden: etwa $5 \frac{\text{ns}}{\text{m}}$ für die Transmissionsmessung, $10 \frac{\text{ns}}{\text{m}}$ für die Streumessung und $20 \frac{\text{ns}}{\text{m}}$ für die Spaltneutronenmessung. Diese Spektren müssen erst numerisch auf gleiche Auflösung umgerechnet werden, bevor sie miteinander verknüpft werden.

Ein Flugzeitspektrum $S_x(t_x)$, das bei dem Flugweg d_x mit der Zeitauflösung $\frac{\Delta t_x}{d_x}$ aufgenommen wurde, soll in ein Spektrum $S_y(t_y)$ so umgerechnet werden, als ob es mit dem Flugweg d_y und der Auflösung $\frac{\Delta t_y}{d_y}$ gemessen worden wäre. Es wird vorausgesetzt, daß $\frac{d_y \Delta t_x}{d_x} < \frac{\Delta t_y}{d_y}$ ist.

Zunächst wird S_x ohne Veränderung der Auflösung auf den Flugweg d_y und die Zeitachse t_y in das Spektrum S'_x umgerechnet, in dem man t_x und Δt_x ersetzt durch

$$t'_x = \frac{d_y}{d_x} t_x \quad \text{und} \quad \Delta t'_x = \frac{d_y}{d_x} \Delta t_x \quad (42)$$

Um S_y mit der Zeitgenauigkeit Δt_y zu erhalten, muß S'_x mit einer Gaußfunktion der Standardabweichung t_σ gefaltet werden. t_σ errechnet sich zu

$$t_\sigma = 1/2 \sqrt{\Delta t_y^2 - \Delta t_x'^2} \quad (43)$$

Im allgemeinen Fall sind die Zeitunschärfen energie- bzw. flugzeitabhängig, weshalb $t_{\sigma} = t_{\sigma}(t'_x, t_y)$ ist. Damit errechnet sich $S_y(t_y)$ zu

$$S_y(t_y) = \int_0^{\infty} \frac{S'_x(t'_x) dt'_x}{\sqrt{2\pi} t_{\sigma}(t'_x, t_y)} \exp \left[-\frac{(t'_x - t_y)^2}{2t_{\sigma}(t'_x, t_y)} \right] \quad (44)$$

Das errechnete Flugzeitspektrum des einfallenden Neutronenflusses (siehe Kap. 5.4) bietet eine gute Kontrolle, ob diese Faltung richtig durchgeführt wurde. Die starke Resonanz im totalen Querschnitt von Pb bei 42.8 keV macht sich im Streuspektrum (Abb. 3) und in den Transmissionsdaten (Abb. 5) deutlich bemerkbar. In dem errechneten Flugzeitspektrum des einfallenden Neutronenflusses in Abb. 9 zeigt sich jedoch keine Struktur mehr, was dafür spricht, daß die Faltung mit richtiger Faltbreite vorgenommen wurde.

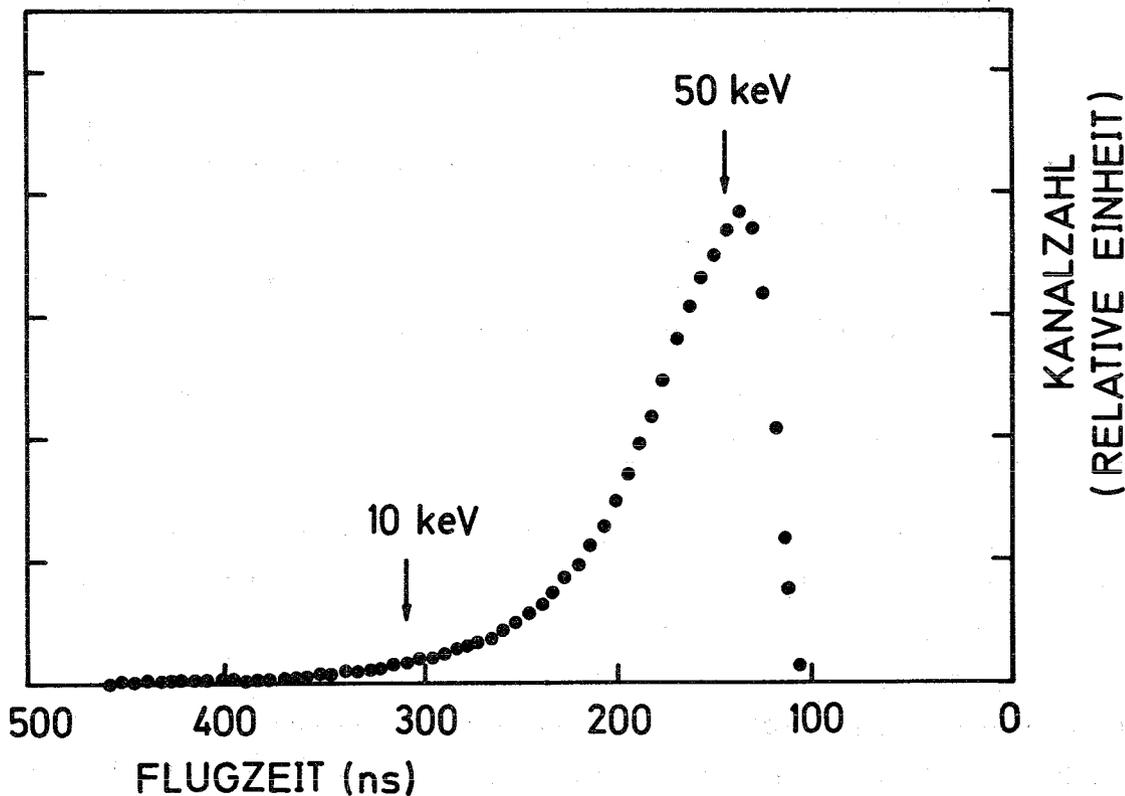


Abb. 9 Flugzeitspektrum der auf die Probe auftreffenden Neutronen (aus den Daten der Streumessung und der Transmissionsmessung errechnet).

Bei der Auswertung der vorliegenden Messung wurde so vorgegangen, daß zuerst Spektren gleicher Zeitauflösung miteinander verknüpft und dann erst gefaltet wurden: zuerst wurde der Quotient $\frac{1-\eta^f}{1-\eta^p}$ gebildet (siehe Gl. (10)) und dann mit der Auflösung des Streuspektrums gefaltet. Mit diesem Ergebnis wurde die Absorptionsrate (bis auf einen konstanten Faktor) errechnet, welche ihrerseits dann mit der Auflösung des Spaltspektrums gefaltet wurde. Aus diesen Spektren wurde nun der für die Proben gemessene η -Wert berechnet. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ des ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektors wurde nach Ref. 35, 36, 52 berechnet.

5.8 Korrektur auf Verunreinigungen

Bei der vorliegenden Messung wurde nicht der η -Wert der interessierenden Isotope ${}^{239}\text{Pu}$ und ${}^{235}\text{U}$ gemessen, sondern der η -Wert der Proben einschließlich ihrer Verunreinigungen. Der tatsächlich gemessene Wert η_m errechnet sich zu

$$\eta_m \sim \frac{\bar{\nu} \Sigma_f + \bar{\nu}' \Sigma'_f}{\Sigma_a + \Sigma'_a} \quad (45)$$

Dabei ist Σ_f, Σ_a der makroskopische Spalt- bzw. Absorptionsquerschnitt der interessierenden Isotope

Σ'_f, Σ'_a die Summe der makroskopischen Spalt- bzw. Absorptionsquerschnitte der Verunreinigungen und

$\bar{\nu}'$ die mittlere Zahl der Spaltneutronen, die pro Spaltung in den Verunreinigungen frei wird.

In Gl. (45) wurde vorausgesetzt, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Spaltneutronen-Detektors gleich ist für Spaltneutronen aus den Verunreinigungen und aus dem interessierenden Isotop ⁵³.

Da bei den vorliegenden Proben die makroskopischen Querschnitte der Verunreinigungen relativ zu denen der interessierenden Isotope klein sind, kann man für den relativen Wert η_r der interessierenden Isotope schreiben

$$\eta_r \sim \frac{\bar{\nu} \Sigma_f}{\Sigma_a} \sim \eta_m \left(1 + \frac{\Sigma'_a}{\Sigma_a} - \frac{\bar{\nu}' \Sigma'_f}{\bar{\nu} \Sigma_f} \right) \quad (46)$$

In Tabelle 4 sind die makroskopischen Querschnitte und deren Fehler bei 30 keV Neutronenenergie aufgeführt.

Isotop	Gewichtsanteil (%)	Σ_a (cm ⁻¹)	$\frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a}$ (%)	Ref.	Σ_f (cm ⁻¹)	$\frac{\Delta \Sigma_f}{\Sigma_f}$ (%)	Ref.	$\bar{\nu}$	Ref.
²³⁴ U	0.765	0.00024	30	58	-	-	-	-	-
²³⁵ U	92.960	0.137	10	47	0.105	7	47	2.4	47
²³⁶ U	0.272	0.00007	30	58	-	-	-	-	-
²³⁸ U	6.003	0.00141	5	47,54	-	-	-	-	-
²³⁹ Pu	90.903	0.091	15	47,49	0.068	10	47,49	2.9	47
²⁴⁰ Pu	8.212	0.0026	30	56,57 47	0.00045	15	47,55	3.0	47
²⁴¹ Pu	0.847	0.0016	15	47,57	0.0013	10	47,54	2.9	47

Tabelle 4. Makroskopische Querschnitte der Probenbestandteile und deren Fehler bei 30 keV Neutronenenergie.

²⁴²Pu wurde wegen seines geringen Anteils von 0.038 % in der Probe in Tabelle 4 vernachlässigt. Die Korrektur in η betrug etwa 3 % bei der Pu-Probe und 1 % bei der U-Probe. Der Fehler in η , der durch die Verunreinigung entsteht, ist für ²³⁹Pu in Tabelle 6 aufgeführt; der Fehler für ²³⁵U ist gegenüber den anderen Fehlern vernachlässigbar.

5.9 Berechnung des Korrekturfaktors K

Der Korrekturfaktor K (siehe Gl. 21a) gibt die Änderung in η an, die sich aus der Resonanzstruktur der Wirkungsquerschnitte gegenüber der Annahme glatter Querschnitte ergibt. Mit K wurden zwei Effekte berücksichtigt:

1. Bei der elastischen Streuung an schweren Kernen verlieren die Neutronen etwas an Energie. Bei einer nachfolgenden Reaktion treffen sie i.a. auf veränderte Querschnitte. Die Bedingung für die Gln. (8a,8b) ist nicht mehr erfüllt, die Vielfachstreuung beeinflusst das Ergebnis für η .
2. Bei der Dicke der vorliegenden Probe tritt Resonanzselbstabschirmung⁵⁹ auf.

Beide Effekte wurden gleichzeitig mit dem Monte-Carlo-Programm "SESH" gerechnet⁶⁰. Das Programm errechnet sich Wirkungsquerschnitte mit Resonanzstruktur. Die Resonanzen bei 0°K sind durch die Breit-Wigner Formel gegeben:

$$\sigma_n = \pi \chi_o^2 g \frac{\Gamma_n^2}{(E_n - E_o)^2 + \frac{\Gamma_n^2}{4}} + \sigma_p \quad (47)$$

$$\sigma_{\gamma,f} = \pi \chi_o^2 g \sqrt{\frac{E_o}{E_n}} \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma,f}}{(E_n - E_o)^2 + \frac{\Gamma_n^2}{4}} \quad (48)$$

Hierbei ist E_o die Resonanzenergie,

$\chi_o = \frac{\lambda_o}{2\pi}$, wobei λ_o die Neutronenwellenlänge bei der Energie E_o ist,

σ_p der Potential-Streuquerschnitt,

g der statistische Gewichts-Faktor und

$\Gamma_n, \Gamma_\gamma, \Gamma_f, \Gamma$ sind die Halbwertsbreiten der Resonanzen für Streuung, Einfang, Spaltung und für den totalen Querschnitt.

Infolge Temperaturbewegungen der Kerne sind die Resonanzen "dopplerverbreitet".

Sie werden mit einer Gaußfunktion der Halbwertsbreite

$$\Delta = 2 \sqrt{\frac{E_n kT}{A}} \quad (49)$$

gefaltet. k ist die Boltzmann-Konstante,
 T die Temperatur der Probe und
 A das Atomgewicht.

Die Streubreiten sind durch die Porter-Thomas Verteilung gegeben

$$P(\Gamma_n^0) d\Gamma_n^0 = \frac{e^{-x}}{\sqrt{\pi} x} dx \quad \text{mit } x = 1/2 \frac{\Gamma_n^0}{\langle \Gamma_n^0 \rangle} \quad (50)$$

wobei

$$\Gamma_n^0 = \Gamma_n \sqrt{\frac{1 \text{ eV}}{E_n}} \cdot \frac{1}{V_1} \quad (51)$$

die auf 1 eV reduzierte Halbwertsbreite ist. V_1 ist der Eindringfaktor für Neutronen mit dem Bahndrehimpuls 1 zum Kern.

Für die Spaltbreite Γ_f gilt Gl. (50) entsprechend.

Da für γ -Übergänge sehr viele Kanäle offen sind, wird für die Verteilung von Γ_γ eine χ^2 -Verteilung mit unendlich vielen Freiheitsgraden angenommen, d.h.
 $\Gamma_\gamma = \text{const.}$

Der Abstand D zwischen den Resonanzniveaus ist durch die Wigner Verteilung

$$p(D) dD = 2x e^{-x^2} dx \quad \text{mit } x = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{D}{D_J} \quad (52)$$

gegeben.

$$D_J(E_n) = D_J(0) \exp \left[-\frac{E_n}{\Theta} \right] \quad (53)$$

ist der mittlere Niveaubabstand für den Kernspin J . Θ ist die Kerntemperatur

in Energieeinheiten (siehe Gl. (23)).

Es werden nun für eine große Zahl im Intervall ΔE_n einfallender Neutronen die Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der Gln. (47) bis (53) ausgewürfelt. Zur Erfassung der Vielfachstreuung werden für jedes Neutron Stöße simuliert und nach jedem Stoß mit erneut ausgewürfelten Querschnitten die Wahrscheinlichkeit für Einfang, Spaltung und Entkommen aus der zylindrischen Probe berechnet und der nächste Stoßort ausgewürfelt. Jedes Neutronenschicksal ist gekennzeichnet durch die Stoßorte in der Probe und die Streuwinkel und liefert Einfang- und Spaltwahrscheinlichkeiten. Über diese wird zum Schluß gemittelt, ebenso über die anfallenden Querschnittswerte. Das Programm liefert somit als Ergebnis die Anzahl der Spalt- und Einfangereignisse in einem Energiebereich ΔE_n und die in diesem Bereich gemittelten Querschnitte. Damit wird K gewonnen.

K weicht bei 8 keV weniger als 1 % von 1 ab, bei höheren Energien ist die Abweichung noch geringer. Die Korrektur ist so klein, da durch die Dopplerverbreiterung die Resonanzen in diesem Energiebereich schon weit überlappen.

6. Ergebnisse

Die Messungen sollen bei der Energie E_0 auf den gegebenen Wert α_0 normiert werden. Dann ist

$$\alpha(E_n) = \frac{\eta_r(E_0)}{\eta_r(E_n)} (1 + \alpha_0) - 1, \quad (54)$$

wenn angenommen wird, daß \bar{v} in dem Energiebereich dieser Messung konstant ist.

Die Messungen für ^{239}Pu und ^{235}U wurden beide im Energiebereich zwischen 40 und 50 keV gemittelt und in diesem Bereich normiert, da hier keine Strukturen auftreten (siehe Abb. 10 und 11) und der Meßfehler in α unter 20 % liegt.

Tabelle 5 enthält die verwendeten Normierungswerte.

Energiebereich	Isotop	$\bar{\nu}$	η_0	α_0	$\frac{\Delta\alpha_0}{\alpha_0}$	Referenz
40-50 keV	^{235}U	2.435	1.79	0.352	$\pm 10\%$	Alter und Dunford ⁵⁹
	^{239}Pu	2.898	2.31	0.253	$\pm 10\%$	Konshin ⁶⁰

Tabelle 5. Normierungswerte für ^{235}U und ^{239}Pu

Konshin ⁶⁰ bildet im Energiebereich 30 ± 10 keV den Mittelwert zwischen den absoluten $\alpha(^{239}\text{Pu})$ -Messungen von Hopkins und Diven ¹⁰ und de Saussure ¹³ u.a. und normiert die Werte von de Saussure u.a. auf diesen Mittelwert, wodurch deren α -Werte um 5 % höher wurden. Die vorliegende Messung wurde nun ihrerseits auf die neu normierten Werte von de Saussure ¹³ u.a. normiert.

Konshin und Schmidt ⁸ haben Energieintervalle vorgeschlagen, für die α -Messungen sinnvollerweise angegeben werden sollen. Die Meßpunkte der vorliegenden Ergebnisse wurden in diesen Energieintervallen gemittelt.

Die Mittelwerte der Meßreihen für ^{239}Pu und ^{235}U sind in Abb. 10 und 11 zusammen mit den Ergebnissen anderer Laboratorien eingezeichnet.

7. Fehlerrechnung

In der Fehlerrechnung wurde angenommen, daß alle Fehler unabhängig voneinander sind und, daß sich somit nach dem statistischen Fehlerfortpflanzungsgesetz die Quadrate der Einzelfehler addieren.

Für die Fehlerrechnung wurde zur Abkürzung die Absorptionszählrate C_a und

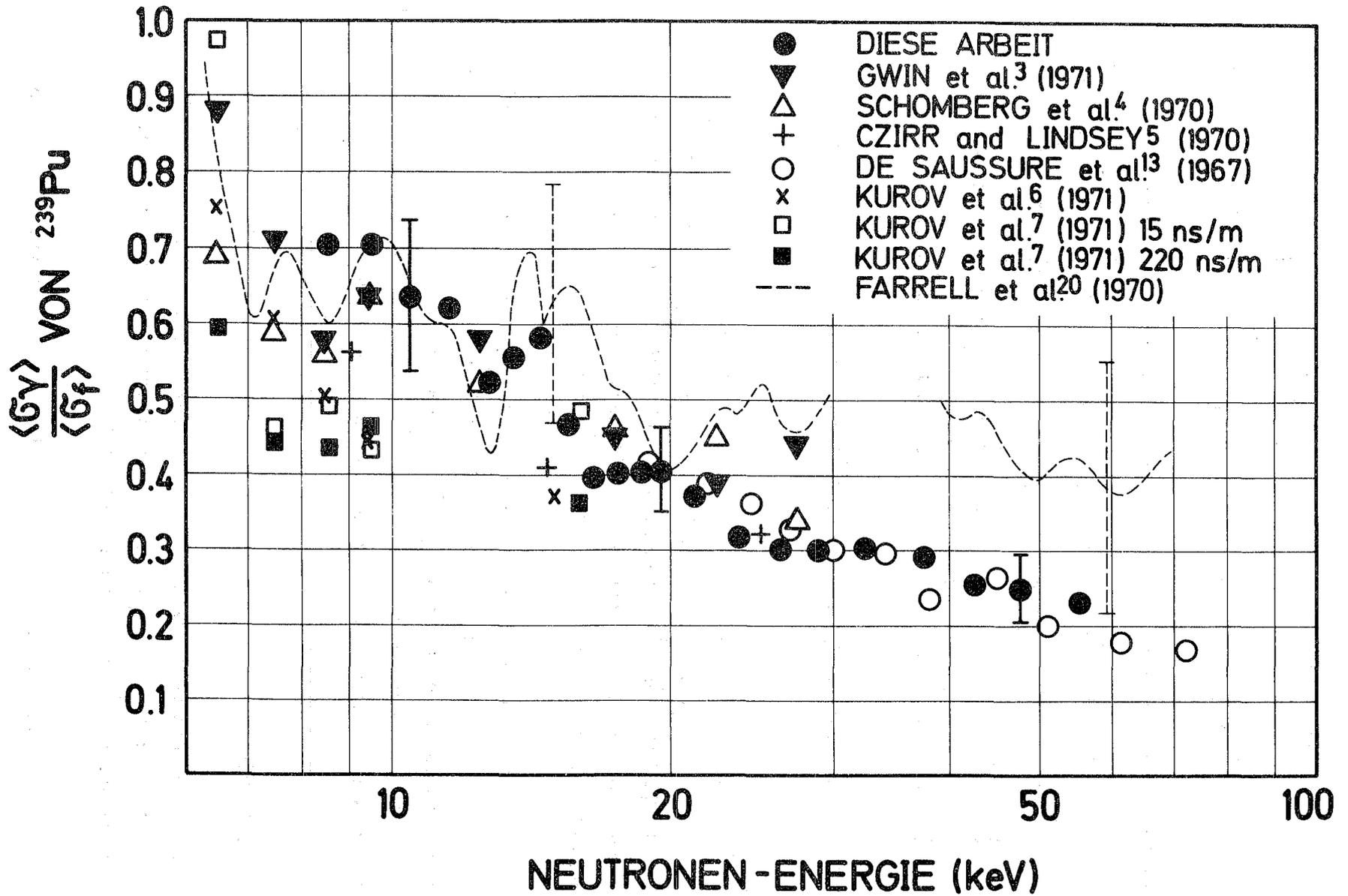


Abb. 10 Verhältnis von Einfang zu Spaltung von ²³⁹Pu.

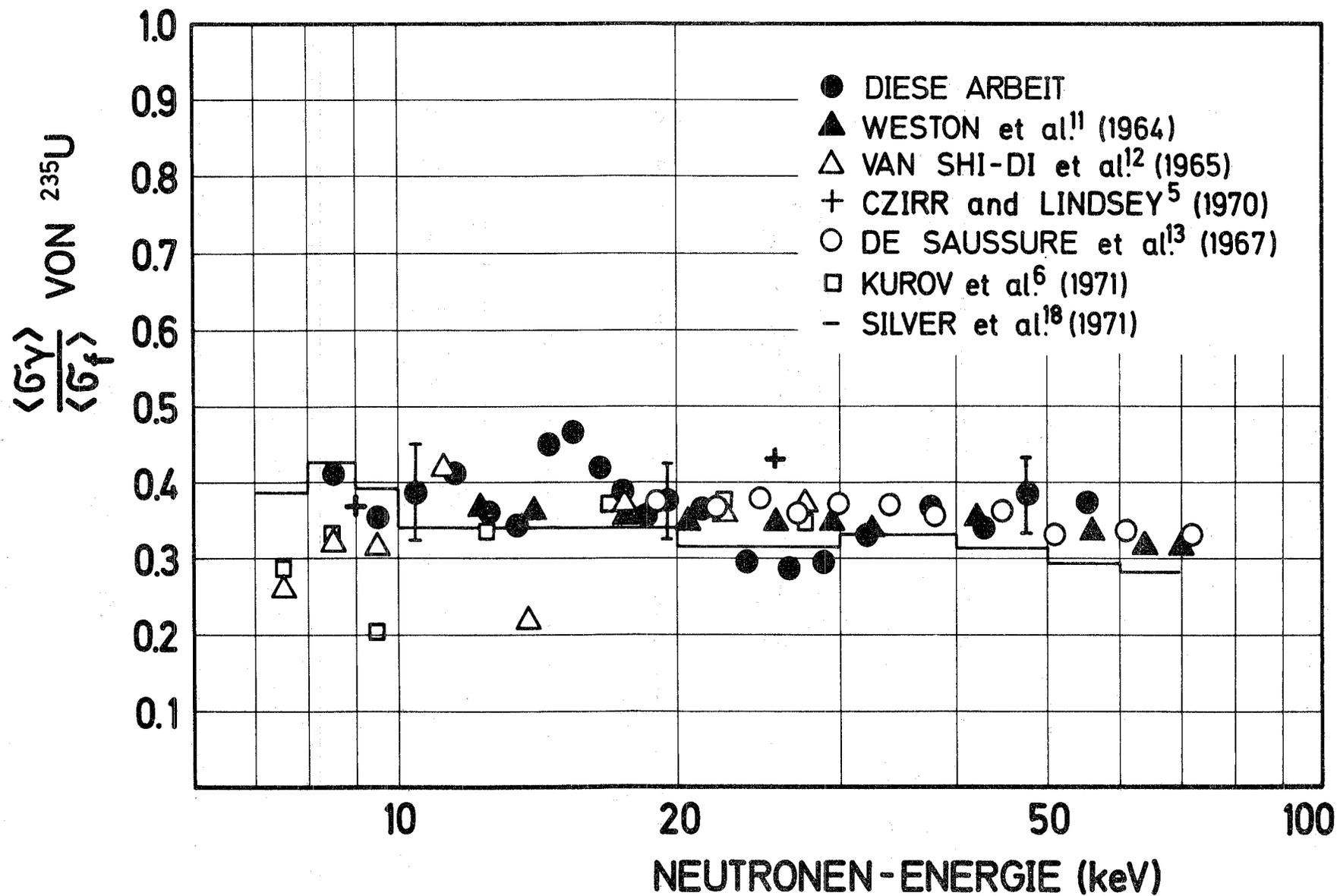


Abb. 11 Verhältnis von Einfang zu Spaltung von ^{235}U .

der Quotient der Transmissionen Q eingeführt:

$$C_a = C_s^{Pb} \frac{1 - T^f}{1 - T^{Pb}} - C_s^f \quad (55)$$

und

$$Q = \frac{1 - T^f}{1 - T^{Pb}} \quad (56)$$

Ist die relative Genauigkeit der Transmissionsmessungen an den spaltbaren Proben durch δ_{T^f} und an der Pb-Probe durch $\delta_{T^{Pb}}$ gegeben, so ergibt sich der relative Fehler von Q zu

$$\delta_Q = \sqrt{\left(\frac{T^f}{1 - T^f} \delta_{T^f}\right)^2 + \left(\frac{T^{Pb}}{1 - T^{Pb}} \delta_{T^{Pb}}\right)^2} \quad (57)$$

Man sieht, daß die Transmission der Proben klein sein muß, wenn man δ_Q klein halten will (vgl. Kap. 4.2).

Der relative statistische Fehler in η errechnet sich zu

$$\left. \frac{\Delta \eta}{\eta} \right|_{\text{stat.}} = \sqrt{\frac{1}{C_f} + Q^2 \frac{C_s^{Pb}}{C_a^2} + \frac{C_s^f}{C_a^2} + (1 - Q)^2 \frac{C_s^u}{C_a^2} + \left(\frac{C_s^{Pb}}{C_a} Q \delta_Q\right)^2} \quad (58)$$

C_s^u ist die Untergrundzählrate im Streuspektrum. Der Untergrund im Spaltneutronen-Spektrum ist bei der Fehlerrechnung vernachlässigbar.

Nach Gl. (3) errechnet sich aus dem Fehler in η der Fehler in α folgendermaßen:

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta \eta}{\eta} \cdot \frac{1 + \alpha}{\alpha} \quad (59)$$

Tabelle 6 zeigt den statistischen Fehler in α .

An drei Größen wurden Korrekturen angebracht, die systematische Fehler bedingen können: am Streuspektrum der Pb-Probe mit dem relativen Fehler δ_{SPb} , am Streuspektrum der spaltbaren Proben mit dem relativen Fehler δ_{sf} und an η selbst mit dem relativen Fehler δ_{η} . Der gesamte systematische Fehler lautet dann

$$\left. \frac{\Delta \eta}{\eta} \right|_{\text{syst.}} = \sqrt{\delta_{\eta}^2 + \left(Q \frac{C_{\text{S}}^{\text{Pb}}}{C_{\text{a}}} \delta_{\text{SPb}} \right)^2 + \left(\frac{C_{\text{S}}^{\text{f}}}{C_{\text{a}}} \delta_{\text{sf}} \right)^2} \quad (60)$$

Die Fehler durch die Korrekturen der Kap. 5.2, 5.4 und 5.5 an den Streuspektren sind in Tabelle 6 aufgeführt. Nicht berücksichtigt wurden die Fehler, die durch Einfang von Neutronen in der Pb-Probe und durch den Abzug des γ -Untergrundes (siehe Kap. 5.6) entstehen, da diese Fehler unbedeutend sind.

Der Fehler δ_{η} setzt sich aus dem Fehler durch Verunreinigungen (Kap. 5.8) sowie dem Fehler in \mathcal{E} (Ansprechwahrscheinlichkeit des ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektors), der zu 1 % angenommen wurde, zusammen. Zwar ist der ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ Querschnitt nur mit einer Genauigkeit von ± 2 % angegeben⁵², dieser Fehler bezieht sich aber auf den absoluten Querschnitt, während bei der vorliegenden Messung lediglich der Verlauf von \mathcal{E} über der Neutronenenergie interessiert. Dieser Verlauf ist wesentlich besser bekannt. Die Vielfachstreuung von Neutronen im ${}^6\text{Li}$ -Glas kann nach Ref. 35 korrigiert werden; sie hat jedoch nur geringen Einfluß auf den Verlauf von $\mathcal{E}(E_n)$.

Der Fehler in η durch den Nachweis von γ -Strahlen durch den Spaltneutronendetektor (siehe Anhang) und der Fehler durch die Resonanzstruktur der Querschnitte (siehe Kap. 5.9) erwiesen sich als vernachlässigbar.

Nach Gl. (54) errechnet sich der Normierungsfehler in α zu

$$\left. \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right|_{\text{norm.}} = \frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0} \frac{1 + \alpha}{\alpha} \quad (61)$$

Tabelle 6 zeigt die einzelnen Fehler sowie den gesamten Fehler der Messung in η bzw. α . In Tabelle 7 sind die α -Werte und deren absolute Fehler angegeben.

Isotop	Neutronenenergie (keV)	system. Fehler in η durch					gesamte system. Fehler in η (%)	gesamte system. Fehler in α (%)	stat. Fehler in α (%)	Normierungsfehler in α (%)	ges. Fehler in α (%)
		Nachweis von Spaltneutronen im ${}^6\text{Li}$ -Glas (%)	inelast. Streuung (%)	Winkelverteilung (%)	ϵ_6 von ${}^6\text{Li}$ -Glas (%)	Verunreinigung (%)					
${}^{239}\text{Pu}$	50-60	1.7	2.4	2.3	1	0.8	4.0	21	10	10	25
	40-50	0.8	0.6	1.8	1	0.8	2.4	12	9	10	18
	30-40	0.3	0.2	1.8	1	1.0	2.4	10	9	8	16
	20-30	-	0.5	1.4	1	1.0	2.0	8	9	8	15
	16-20	-	0.7	1.1	1	0.9	1.9	6	10	7	14
	14-16	-	1.2	1.2	1	1.0	2.0	6	11	7	14
	12-14	-	1.5	1.1	1	1.0	2.1	6	12	7	15
	10-12	-	1.9	0.9	1	0.9	2.5	6	11	5	14
	8-9	-	2.0	0.8	1	0.9	2.5	6	12	5	14
	8-9	-	2.8	1.0	1	1.0	3.3	8	14	5	17
${}^{235}\text{U}$	50-60	1.3	0.5	1.7	1	-	2.5	9	5	10	14
	40-50	0.6	0.1	1.3	1	-	1.8	7	5	10	13
	30-40	0.2	-	1.1	1	-	1.5	6	6	10	13
	20-30	-	-	0.9	1	-	1.3	5	8	11	14
	16-20	-	-	0.8	1	-	1.3	5	8	10	14
	14-16	-	-	0.7	1	-	1.2	4	8	9	12
	12-14	-	-	0.7	1	-	1.2	5	11	10	15
	10-12	-	-	0.6	1	-	1.2	4	12	9	15
	8-9	-	-	0.6	1	-	1.2	5	15	10	19
	8-9	-	-	0.6	1	-	1.2	4	15	9	18

Tabelle 6. Fehler der Messung in η bzw. α .

Energiebereich (keV)	$\frac{\langle \sigma_Y \rangle}{\langle \sigma_f \rangle}$ von ^{239}Pu	$\frac{\langle \sigma_Y \rangle}{\langle \sigma_f \rangle}$ von ^{235}U
8.0 - 9.0	0.71 ± 0.12	0.40 ± 0.07
9.0 - 10.0	0.71 ± 0.10	0.34 ± 0.06
10.0 - 11.0	0.63 ± 0.09	0.37 ± 0.06
11.0 - 12.0	0.62 ± 0.09	0.41 ± 0.06
12.0 - 13.0	0.52 ± 0.08	0.35 ± 0.05
13.0 - 14.0	0.56 ± 0.08	0.34 ± 0.05
14.0 - 15.0	0.58 ± 0.08	0.44 ± 0.05
15.0 - 16.0	0.47 ± 0.07	0.45 ± 0.05
15.0 - 17.0	0.40 ± 0.06	0.42 ± 0.05
17.0 - 18.0	0.40 ± 0.06	0.37 ± 0.05
18.0 - 19.0	0.40 ± 0.06	0.34 ± 0.05
19.0 - 20.0	0.40 ± 0.06	0.36 ± 0.05
20.0 - 22.5	0.37 ± 0.05	0.35 ± 0.05
22.5 - 25.0	0.32 ± 0.05	0.28 ± 0.05
25.0 - 27.5	0.30 ± 0.05	0.27 ± 0.04
27.5 - 30.0	0.30 ± 0.05	0.28 ± 0.04
30.0 - 35.0	0.31 ± 0.05	0.32 ± 0.04
35.0 - 40.0	0.29 ± 0.05	0.35 ± 0.04
40.0 - 45.0	0.26 ± 0.04	0.33 ± 0.04
45.0 - 50.0	0.25 ± 0.04	0.37 ± 0.05
50.0 - 60.0	0.23 ± 0.06	0.36 ± 0.05

Tabelle 7. Einfang- zu Spaltquerschnitt und deren absolute Fehler von ^{239}Pu und ^{235}U .

8. Diskussion

8.1 Vergleich mit den Messungen anderer Laboratorien

Bei den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit fällt auf, daß bei beiden Isotopen, ^{239}Pu und ^{235}U , Strukturen in $\alpha(E_n)$ auftreten, während bei den Messungen der anderen Autoren (mit Ausnahme der Arbeit von Farrell²⁰ u.a.) keine vergleichbar deutlichen Strukturen in dem hier diskutierten Energiebereich auftreten (siehe Abb. 10 und 11). Die Erklärung für diesen Unterschied liegt darin, daß die anderen Werte mit schlechterer Auflösung gemessen oder nach der Messung gemittelt wurden, um die statistischen Fehler klein zu halten. Lediglich de Saussure¹³ u.a. und Farrell²⁰ u.a. liefern Daten mit besserer Auflösung als die der vorliegenden Arbeit.

Da bei den Werten von de Saussure¹³ u.a. die Abweichung der Meßpunkte vom glatten Verlauf von $\alpha(E_n)$ innerhalb des statistischen Fehlers liegen, wurden in Abb. 10 und 11 die gemittelten Werte dieser Autoren eingetragen.

Eine ähnliche Struktur im Verlaufe von $\alpha(E_n)$ von ^{239}Pu wie die Werte der vorliegenden Messung ist bei Farrell²⁰ u.a. zu erkennen. Bei dieser Messung ist der statistische Fehler sehr klein, da die Ergebnisse aus den hohen Neutronenflüssen einer Atombombenexplosion gewonnen wurden. Der relativ große Fehlerbalken drückt die Unsicherheit im absoluten α -Wert aus. Man kann somit die hier beobachteten Strukturen nicht auf statistische Schwankungen zurückführen.

Die ^{239}Pu - α -Werte der vorliegenden Arbeit stimmen oberhalb 15 keV mit den Ergebnissen anderer Laboratorien innerhalb der Fehlergrenzen überein (der Fehlerbalken des Wertes zwischen 25 und 30 keV von Gwin¹⁷ u.a. schließt das Ergebnis dieser Arbeit ein). Mit der Messung von de Saussure¹³ u.a., die mit einem Fehler von $\pm 10\%$ die genaueste Messung im keV-Bereich ist, stimmen die Ergebnisse dieser Arbeit recht gut überein. Die Werte der vorliegenden Arbeit unterhalb 15 keV liegen etwas über dem Schnitt der anderen Messungen. Lediglich die Fehlerbalken der Messungen von Korov^{6,7} u.a., decken sich nicht mit denen dieser Arbeit.

Oberhalb 18 keV liegen die Abweichungen der ^{235}U - α -Werte von denen anderer Laboratorien innerhalb der Fehlergrenzen mit Ausnahme des Ergebnisses von Czirr und Lidsey ⁵ von 23 bis 28 keV. Unterhalb 18 keV treten größere Diskrepanzen mit den einzelnen Messungen auf, speziell mit denen von Kurov ⁶ u.a. und Van Shi-Di ¹² u.a.

8.2 Zur Struktur in $\alpha(E_n)$

Die Strukturen in $\alpha(E_n)$ für die Isotope ^{239}Pu und ^{235}U können durch das Phänomen der "intermediären Unterschwellenspaltung" erklärt werden. Legt man statt des Tröpfchenmodells das Schalenmodell der Kerne zu Grunde, so errechnet sich eine Spaltbarriere mit zwei Höckern ⁶³. In Abb. 12 ist qualitativ der Energiegehalt des Zwischenkerns als Funktion des Deformationsparameters dargestellt. Ist die Summe aus der kinetischen Energie und der Bindungsenergie E_B des einfallenden Neutrons kleiner als die kritische Energie E_K , so kann dennoch Spaltung durch "Tunneln" durch die Spaltbarriere unterhalb E_K erfolgen.

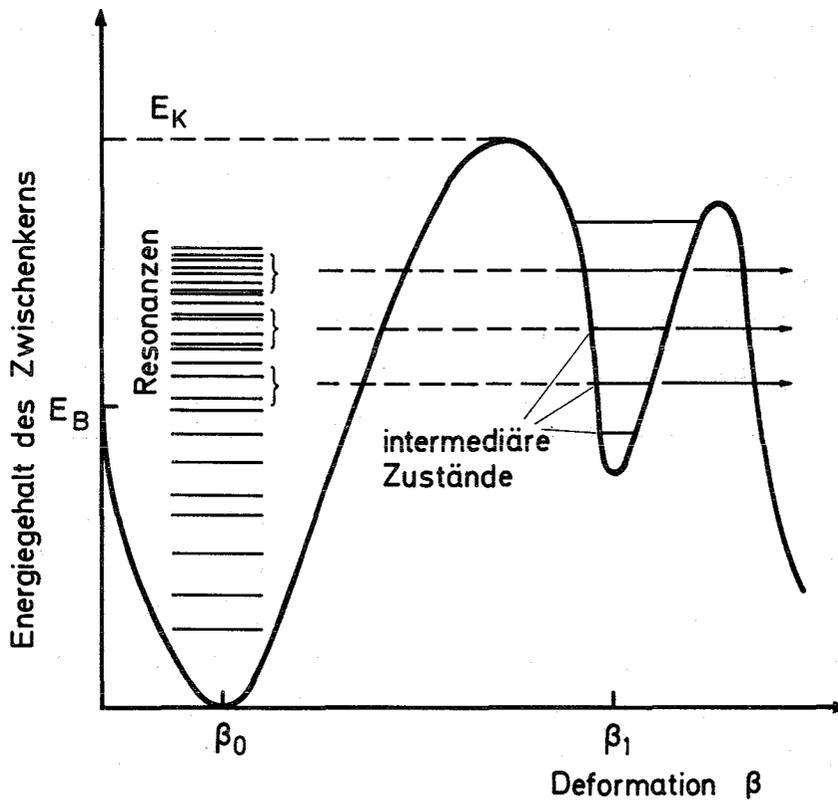


Abb. 12. Qualitativer Verlauf der Spaltbarriere nach Schalenmodellrechnungen.

Die Niveaus in der Potentialmulde bei der Deformation β_1 haben eine wesentlich geringere Dichte als die energetisch gleichhoch liegenden Zwischenkernresonanzen, da der Grundzustand bei β_1 über dem bei β_0 liegt. Spaltung kann nur aus solchen Zwischenkernresonanzen stattfinden, die in der Nähe der intermediären Niveaus liegen. Im Spaltquerschnitt wirkt sich das so aus, daß getrennte Gruppen von Spaltresonanzen existieren, zwischen denen keine Spaltung stattfindet; der Abstand zwischen diesen Gruppen entspricht dem Abstand zwischen den intermediären Niveaus. Dieser Ablauf des Spaltprozesses wird als "intermediäre Unterschwellenspaltung" bezeichnet.

Intermediäre Unterschwellenspaltung der s-Wellen Neutronen ist bei ^{239}Pu möglich^{64,65} für Resonanzen mit dem Spin $J \pi = 1^+$ und mit der Quantenzahl für die Eigenschwingung des Kerns $K \pi = 1^+$ und bei ^{235}U für $J \pi = 3^-, 4^-$ mit $K \pi = 2^-$. Für p,d,...-Wellen-Neutronen sind weitere Zustände möglich, bei denen Unterschwellenspaltung stattfinden kann. Der Einfluß dieser Zustände auf den Spaltquerschnitt ist im unteren keV-Bereich wegen ihrer kleinen Eindringfaktoren bzw. Neutronenbreiten nicht von wesentlicher Bedeutung. Die Vermutung, daß die Strukturen in α von Strukturen in σ_f herrühren, wird durch die Messung von Schomberg⁴ u.a. erhärtet, die mit α gleichzeitig σ_f gemessen haben und den Zusammenhang zwischen den Strukturen beider Werte unterhalb 4 keV demonstrierten.

Eine weitere Ursache für die hier beobachteten Strukturen in $\alpha(E_n)$ könnten Schwankungen in $\bar{\nu}(E_n)$ sein. Weinstein⁶⁶ u.a. und Ryabov⁶⁷ u.a. haben im Bereich aufgelöster Resonanzen bei ^{235}U und ^{239}Pu eine Abhängigkeit von $\bar{\nu}$ von dem Spin der Resonanzen festgestellt. Allerdings hat diese Abhängigkeit beider Arbeiten entgegengesetzte Tendenz. Bei einer weiteren Messung haben Weston und Todd⁶⁸ keinen derartigen Zusammenhang gefunden.

Ändert sich $\bar{\nu}$ mit dem Spin der Resonanzen, so können im keV-Bereich aufgrund statistischer Schwankungen der Resonanzverteilungen Strukturen in $\bar{\nu}$ auftreten. Es ist nicht ausgeschlossen, daß Strukturen in $\bar{\nu}(E_n)$ ihrerseits Strukturen in $\alpha(E_n)$ bei der vorliegenden Messung verursacht haben. Dagegen spricht, daß Farrell²⁰ u.a. ähnliche Strukturen in α von ^{239}Pu beobachtet haben, obwohl deren Messung unabhängig von $\bar{\nu}$ war. Der gegenwärtige Stand der Kenntnis von $\bar{\nu}$ erlaubt darüber keine Aussage.

8.3 Verbesserungsmöglichkeiten

Die Genauigkeit dieser Ergebnisse könnte durch die Verwendung reinerer Isotope (die in der hier benötigten Menge schwer erhältlich sind) gesteigert werden.

Auch eine genauere Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der Verunreinigungen sowie der Werte für den inelastischen Streuquerschnitt bei ^{239}Pu könnten die Genauigkeit der vorliegenden Ergebnisse verbessern.

Will man mit dieser Meßmethode eine absolute Bestimmung von α durchführen, müßte die Nachweiswahrscheinlichkeit des Spaltneutronen-Detektors (Protonen-Rückstoßzähler) für Spaltneutronen bestimmt werden. Mit Hilfe einer ^{252}Cf -Eichquelle könnte die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spaltneutronen aus dieser (spontan spaltenden) Quelle ermittelt werden. Das Energiespektrum der Spaltneutronen ist für ^{252}Cf , ^{239}Pu und ^{235}U jedoch verschieden, weshalb das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Spaltneutronen aus den verschiedenen Isotopen berechnet werden müßte. Die ungenaue Kenntnis der Spaltneutronenspektren und des Verlaufs der Ansprechwahrscheinlichkeit des Protonen-Rückstoßzählers über der Energie bewirken so große Unsicherheiten in der Nachweiswahrscheinlichkeit, daß der dadurch entstehende Fehler in α weit größer wäre als der des Normierungsfehlers dieser Arbeit.

Der Energiebereich der vorliegenden Messung kann am Van-de-Graaff-Beschleuniger für niedrigere Energien aufgrund der geringer werdenden Neutronenintensitäten kaum weiter ausgedehnt werden. Für höhere Energien könnte die $\text{T}^3(p,n)\text{He}^3$ -Reaktion ⁶⁹ kinematisch kollimierte Neutronen liefern. Allerdings würden die zunehmenden Korrekturen für die inelastische Streuung und die Anisotropie in der Winkelverteilung der gestreuten Neutronen große Unsicherheiten in α verursachen.

8.4 Zusammenfassung

Das Verhältnis α von Einfang - zu Spaltquerschnitt wurde für ^{235}U und ^{239}Pu im Neutronenenergiebereich zwischen 8 und 60 keV gemessen. Als Neutronenquelle diente ein Van-de-Graaff-Beschleuniger, an dem über die $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ -Reaktion gepulste Neutronen erzeugt wurden. Der Vergleich zwischen den Neutronen, die von einer spaltbaren Probe und denen, die von einer nicht absorbierenden Pb-Probe gestreut wurden, ergab die Absorption. Die schnellen Spaltneutronen wurden gleichzeitig von einem organischen Flüssigkeitsszintillator registriert. Aus den beiden Messungen wurde α berechnet und zwischen 40 und 50 keV auf die Ergebnisse der neuesten Auswertungen normiert. Der Fehler in α beträgt zwischen 10 und 40 keV etwa 15 %.

Da die vorliegende Messung im Vergleich zu den meisten anderen Messungen mit guter Energieauflösung durchgeführt wurde, konnten bei beiden Isotopen, ^{235}U und ^{239}Pu , deutliche Strukturen in $\alpha(E_n)$ nachgewiesen werden. Lediglich Farrell²⁰ u.a. haben bisher ähnliche Strukturen in diesem Energiebereich gefunden.

Neben der guten Energieauflösung bietet diese Methode den Vorteil, daß der Untergrund wegen des engen Neutronenenergiespektrums recht genau bestimmt werden kann. Üblicherweise wird die Absorption über den Nachweis der γ -Strahlung aus Einfang und Spaltung gemessen, während sie hier über den Nachweis von Neutronen bestimmt wird. Dadurch sind Fehler ausgeschlossen, die durch die Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Absorptionsereignis bei der Änderung des γ -Spektrums entstehen können.

Der Nachteil dieses Prinzips besteht darin, daß eine sehr genaue Streumessung durchgeführt werden muß um einigermaßen genaue α -Werte zu erhalten. Außerdem müssen an den Ergebnissen recht umfangreiche Korrekturen vorgenommen werden, was die Genauigkeit von α verschlechtert.

Die Diskrepanzen zwischen den Messungen verschiedener Laboratorien sind für beide Isotope in dem hier diskutierten Energiebereich nicht im Einklang mit den Fehlerangaben. Daraus folgt, daß bei diesen Messungen noch unbekannte Fehlerquellen existieren. Mit dem Vorhandensein von Strukturen in $\alpha(E_n)$ könnten die Diskrepanzen zumindest teilweise erklärt werden. Eine Bestätigung

dieser Vermutung würde Messungen mit verbesserter Auflösung erfordern.

Die Messungen anderer Laboratorien am Linearbeschleuniger oder am gepulsten Reaktor überstreichen bei den Messungen an ^{239}Pu den Bereich niedriger Energien bis 20 oder 30 keV ^{3,4,5,6,7}, während die Van-de-Graaff Messungen ^{10,13} lediglich für den Bereich oberhalb etwa 20 keV Daten liefern. Die vorliegende Arbeit überdeckt den Bereich dieser "Nahtstelle".

Anhang: Pulsformdiskriminierung beim Spaltneutronen-Detektor

1. Übersicht

Einige organische Szintillatoren wie z.B. NE 213 haben die Eigenschaft, daß die Abklingzeit der Lichtemission von der Ionisationsdichte des nachgewiesenen Teilchens abhängt, so daß z.B. Protonen und Elektronen verschiedene Impulsformen erzeugen. Dementsprechend erhält man für Neutronen und Gammastrahlen unterschiedliche Impulsformen, was erstmals von Owen⁷⁰ dazu benützt wurde, diese Teilchen mit Hilfe einer Elektronik voneinander zu trennen.

Eine bewährte Methode der Pulsformdiskriminierung ist die Nulldurchgangsmethode⁷¹, bei der das Spannungssignal aus dem Fotovervielfacher zweimal differenziert wird. Die Zeitdifferenz zwischen Anstieg und Nulldurchgang dieses Signals ist bei Szintillationsprozessen, die von Protonen angeregt werden, größer als bei Ereignissen, die von Elektronen angeregt werden.

Diese Methode wurde verwendet, da sie bei vergleichsweise einfachem elektronischem Aufbau sehr gute Ergebnisse liefert.

Es wurden von verschiedenen Autoren⁷²⁻⁷⁶ Schaltungen entwickelt, bei denen Anstieg und Nulldurchgang des zweifach differenzierten Impulses Tunnelkathoden triggern. Diese Methode hat aber den Nachteil, daß der Anstiegszeitpunkt des Impulses nur ungenau bestimmt wird, da der relativ langsame Anstieg des zweifach differenzierten Impulses nach der leading-edge Methode getriggert wird. Neuere Arbeiten^{77,78} verwenden einen Impuls mit kurzer Zeitkonstante aus der Anode zur Bestimmung des Anstiegszeitpunktes und ermitteln aus einem langsameren Signal von einer geeigneten Dynode den Zeitpunkt des Nulldurchgangs. Hierbei wurde jedoch der langsame Impuls von der Dynode auf einen externen Nulldurchgangstrigger herausgeführt.

Da das langsame Signal recht flach durch die Nulllinie läuft, ist der Zeitpunkt des Nulldurchgangs für Störspannungen, die auf dem Transport des Signals auftreten können, sehr anfällig. Um solche Störungen zu vermeiden, wird bei der vorliegenden Arbeit der Nulldurchgangstrigger, der das Signal von der Dynode erhält, direkt beim Spannungsteiler des Fotovervielfachers eingebaut. Der Zeitpunkt des Anstiegs wird aus dem schnellen Signal von der Anode er-

mittelt. Diese Methode ist besonders für Flugzeitmessungen geeignet, wo die Ankunftszeit der Teilchen im Szintillator ohnehin bestimmt werden muß.

2. Beschreibung der Schaltung

Die Beschaltung des Fotovervielfachers und des Nulldurchgangstriggers ist in Abb. 13 dargestellt.

Der Kondensator C1 differenziert den Impuls von der 12. Dynode derart, daß er, falls er von Elektronen verursacht wurde, etwa 150 ns nach dem Anstieg durch die Nulllinie geht. Transistor T1 ist als Emitterfolger geschaltet und mit Transistor T2, der als Stromverstärker dient, gleichstromgekoppelt. Der Arbeitspunkt der Tunnelodiode TD wird am Potentiometer P so eingestellt, daß gerade der Spitzenstrom fließt.

Die Tunnelodiode befindet sich in der Ruhestellung in ihrem high-voltage state. Erreicht nun der Eingangsimpuls eine gewisse Höhe, so kippt die Tunnelodiode in ihren low-voltage state, um beim Nulldurchgang des Impulses wieder in den high-voltage state zurückzukippen. Sie formt damit einen Rechteckimpuls, der am Kondensator C2 differenziert und durch den Transistor T3 verstärkt wird.

Der Ausgang der Schaltung wird mit 50Ω abgeschlossen. Der negative Teil des Ausgangsimpulses, der die Information über den Zeitpunkt des Nulldurchgangs enthält, hat eine Anstiegszeit von 3 ns und eine Höhe von 0.7 V.

Das Signal von der Anode, aus dem die Ankunftszeit der Teilchen bestimmt wird, hat nach dem Clippen beim Abschluß mit 50Ω eine Impulsbreite von 8 ns.

Abb. 14 zeigt das Blockschaltbild der Anordnung für die Pulsformdiskriminierung, die auch das Start-Signal für die Flugzeitmessungen liefert. Um eine amplitudenunabhängige Zeitbestimmung zu erzielen, wird das Anodensignal auf einen schnellen Nulldurchgangstrigger gegeben, während ein Schwellwert-Trigger die Grenze für die Protonenenergie festlegt, unter der keine Protonen mehr nachgewiesen werden. Das Signal aus dem Nulldurchgangstrigger des Dynodenzweiges

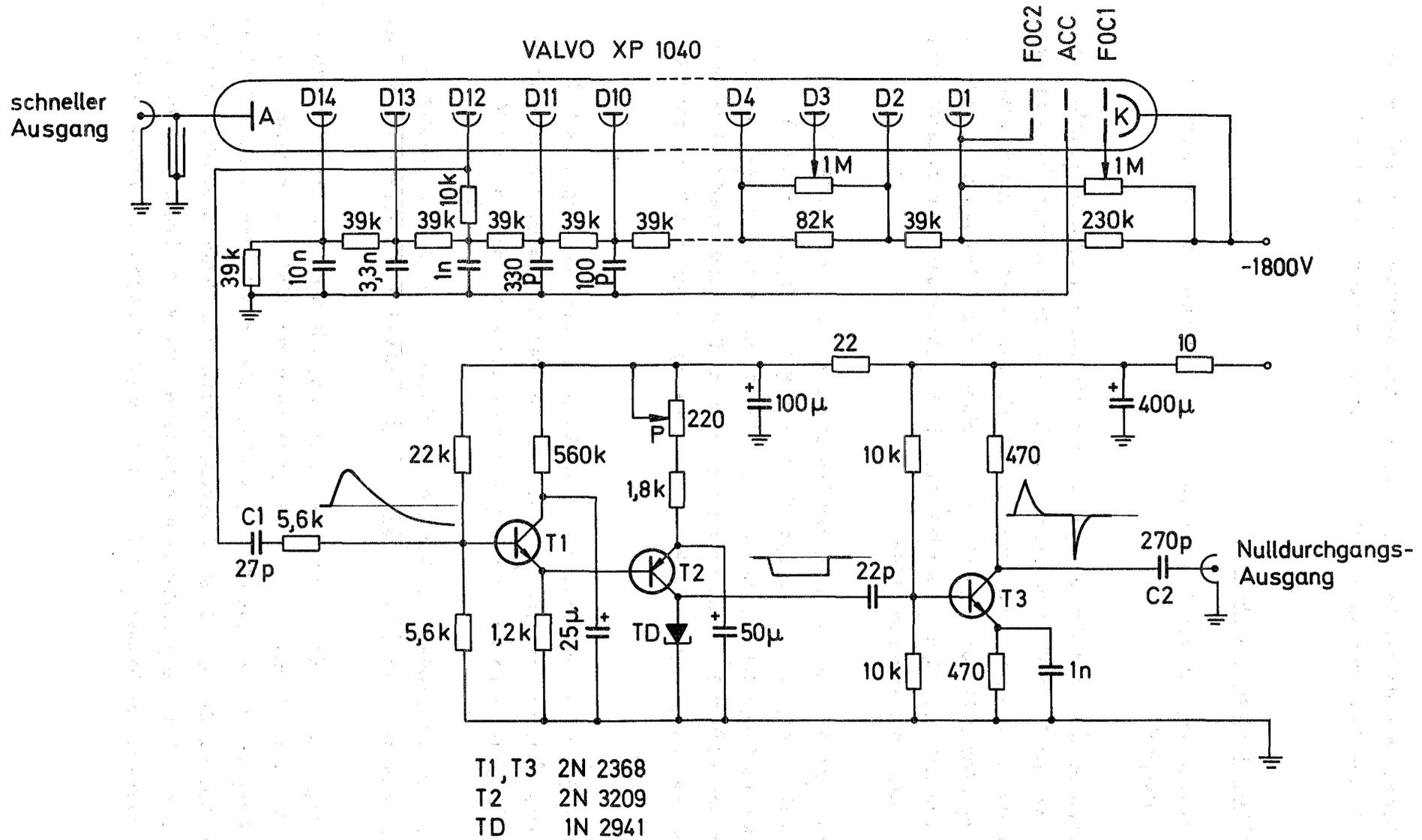


Abb. 13 Schaltbild des Pulsformdiskriminators

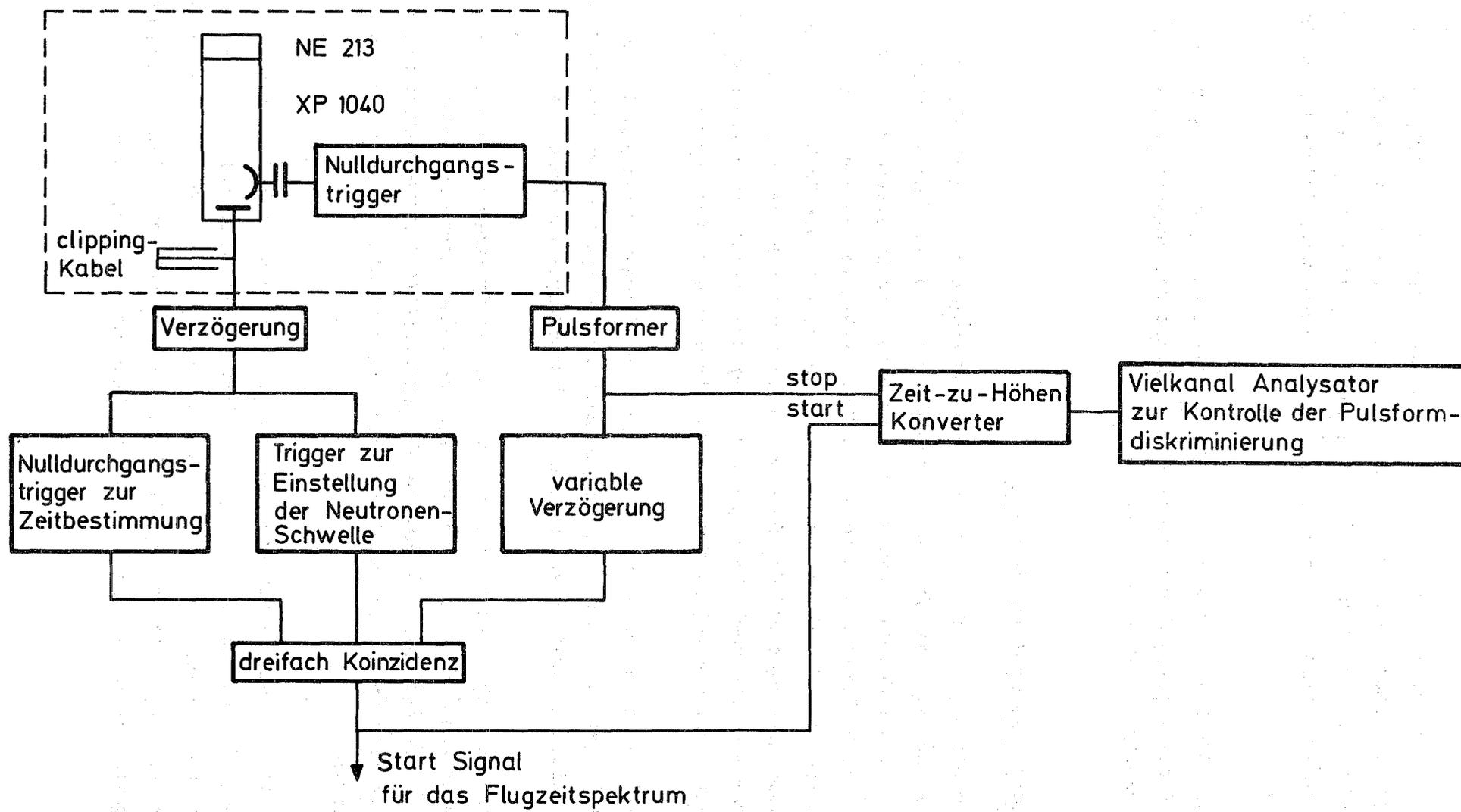


Abb. 14 Blockschaltbild der Anordnung für die Pulsformdiskriminierung

wird mit Hilfe eines Pulsformers verbreitert und derart verzögert, daß es mit dem verzögerten Anodensignal nur dann koinzident ist, wenn ein Neutron nachgewiesen wurde. Die Verzögerung im Anodenzweig wird konstant gehalten, damit sich das Flugzeitspektrum beim Einstellen der Pulsformdiskriminierung nicht verschiebt.

Schaltet man die Koinzidenzbedingung mit dem Dynodenzweig ab, so kann man mit Hilfe eines Zeit-zu-Höhen-Konverters die Nulldurchgangsverteilung in einem Vielkanalanalysator speichern.

3. Test der Pulsformdiskriminierung

Die Diskriminierung zwischen Neutronen und γ -Strahlen des Spaltneutronen-Detektors wurde bei einer Protonenenergie-Schwelle von 2.5 MeV getestet. In Abb. 15 ist die Nulldurchgangsverteilung einer Am-Be-Quelle dargestellt. Bei den folgenden Versuchen wurde die Pu-Probe einem monoenergetischen Neutronenstrahl mit 30 keV Neutronenenergie ausgesetzt. Die Probe war 4 cm vom Beschleunigertarget und der Detektor 40 cm von der Probe entfernt. Der Detektor registrierte somit Neutronen, die bei Spaltprozessen erzeugt wurden und Gammastrahlen, die bei Einfang- und Spaltereignissen frei wurden.

Die Geometrie wurde so gewählt, daß die prompten Gammastrahlen aus dem Beschleunigertarget, die Gammastrahlen von Einfang und Spaltung und die Spaltneutronen zeitlich voneinander getrennt im Flugzeitspektrum erscheinen.

Abb. 16 zeigt die Nulldurchgangsverteilung für die Spaltneutronen und die Gammastrahlen aus der ^{239}Pu -Probe, die mit Neutronen beschossen wird. Da die prompten Gammastrahlen von dem Beschleunigertarget vor den Reaktionen in der Probe entstehen, konnten diese über eine Antikoinzidenzschaltung eliminiert werden.

In Abb. 17 ist das Flugzeitspektrum der obigen Anordnung ohne Pulsformdiskriminierung, in Abb. 18 das mit Pulsformdiskriminierung abgebildet. Die Meßzeit bei Abb. 18 war 7 mal so lang wie die Meßzeit bei Abb. 17. Aus diesen Abbildungen kann man ersehen, daß die Zahl der nachgewiesenen Gammaereignisse infolge Pulsformdiskriminierung um einen Faktor 500 reduziert wird.

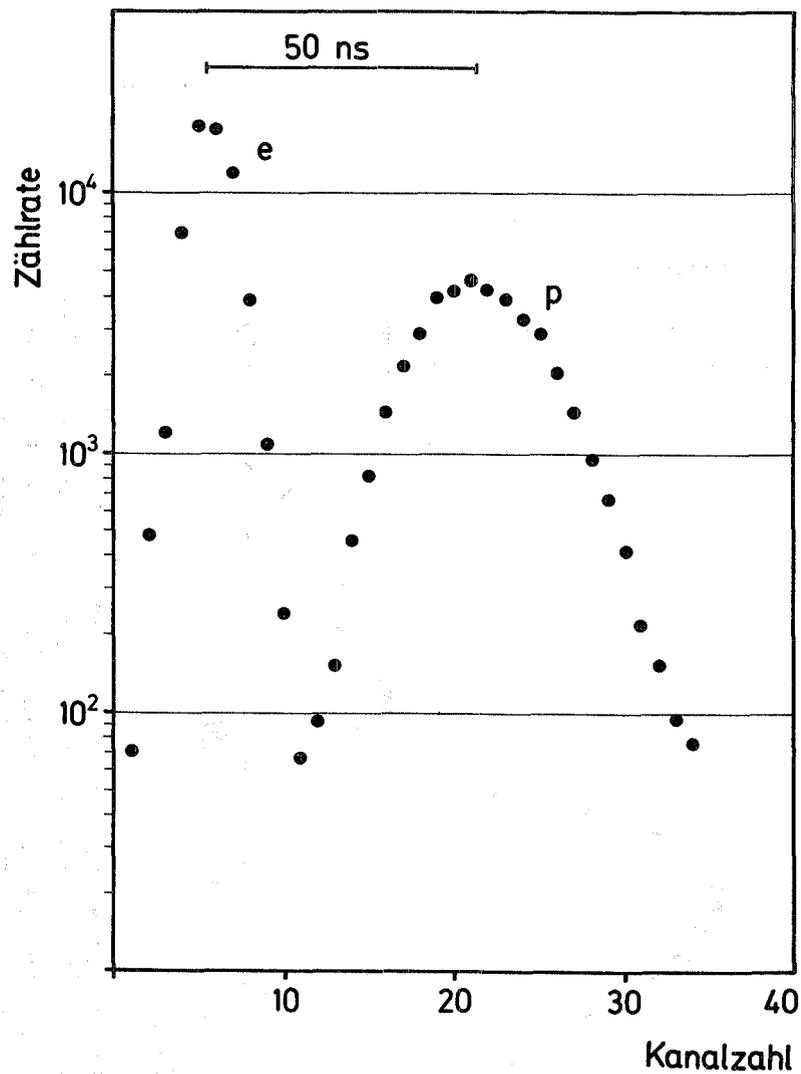


Abb. 15 Nulldurchgangsverteilung für eine Am-Be-Quelle. Energieschwelle für Protonen: 2.5 MeV.

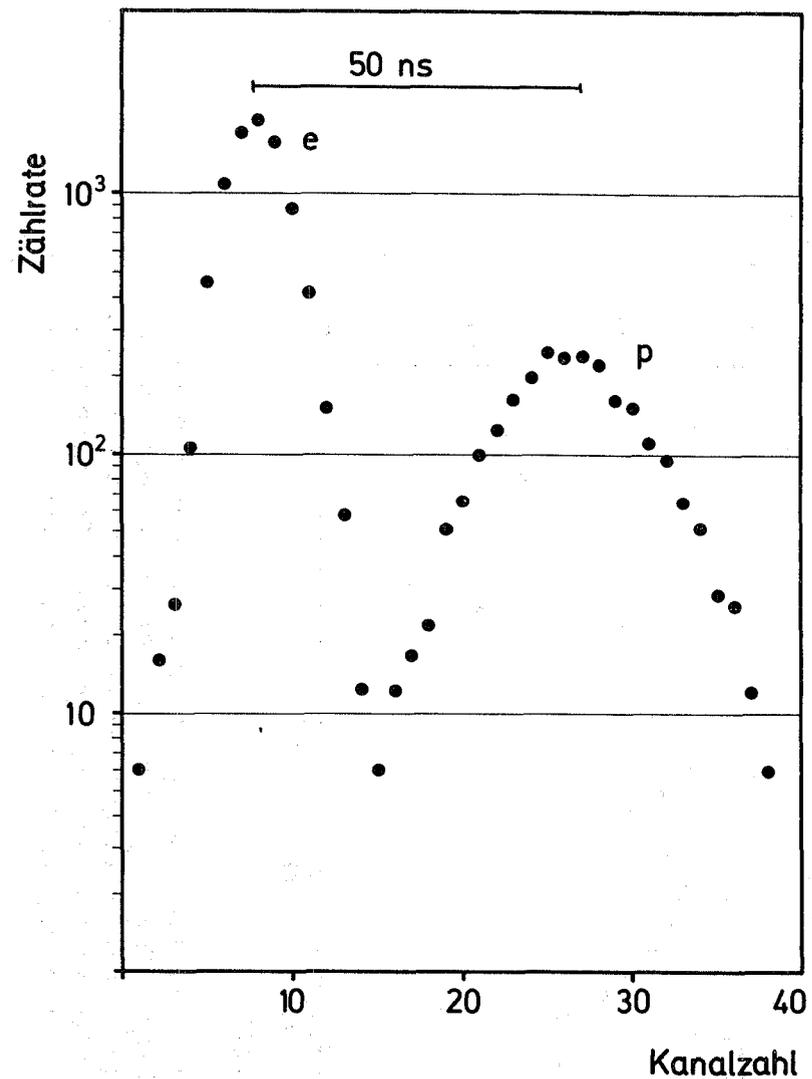


Abb. 16 Nulldurchgangsverteilung für Spaltneutronen und Gammastrahlen aus Einfang und Spaltung von einer ^{239}Pu -Probe, die mit Neutronen beschossen wird. Energieschwelle für Protonen: 2.5 MeV.

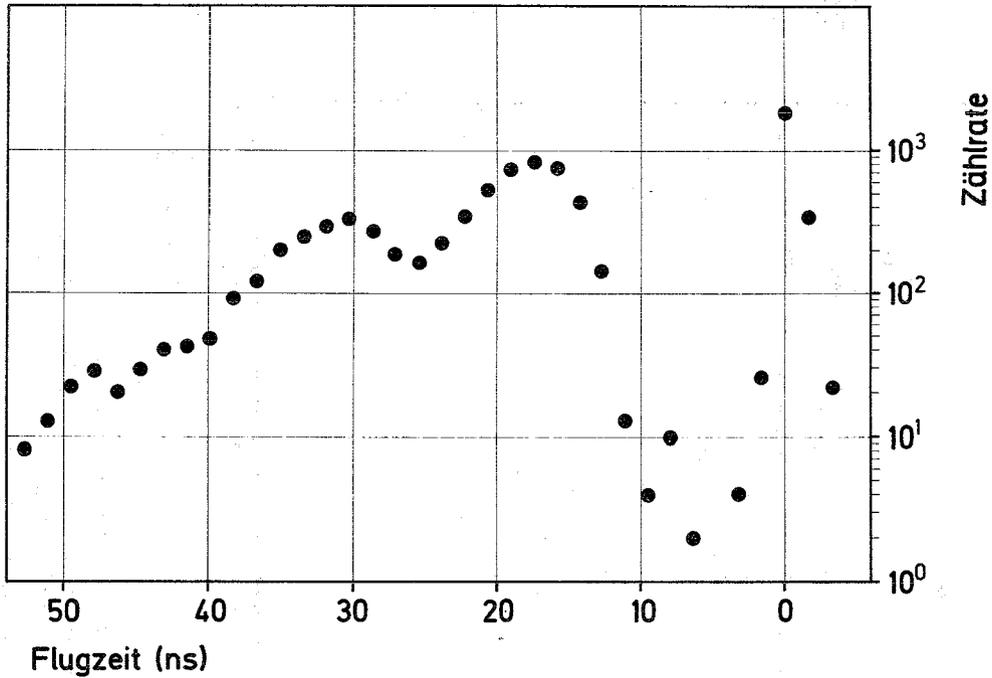


Abb. 17 Flugzeitspektrum ohne Pulsformdiskriminierung. Eine ^{239}Pu -Probe wird mit gepulsten Neutronen beschossen. Zeitliche Reihenfolge der Peaks: Gammastrahlen vom Beschleunigertarget, Gammastrahlen aus Einfang und Spaltung in der Probe, Spaltneutronen.

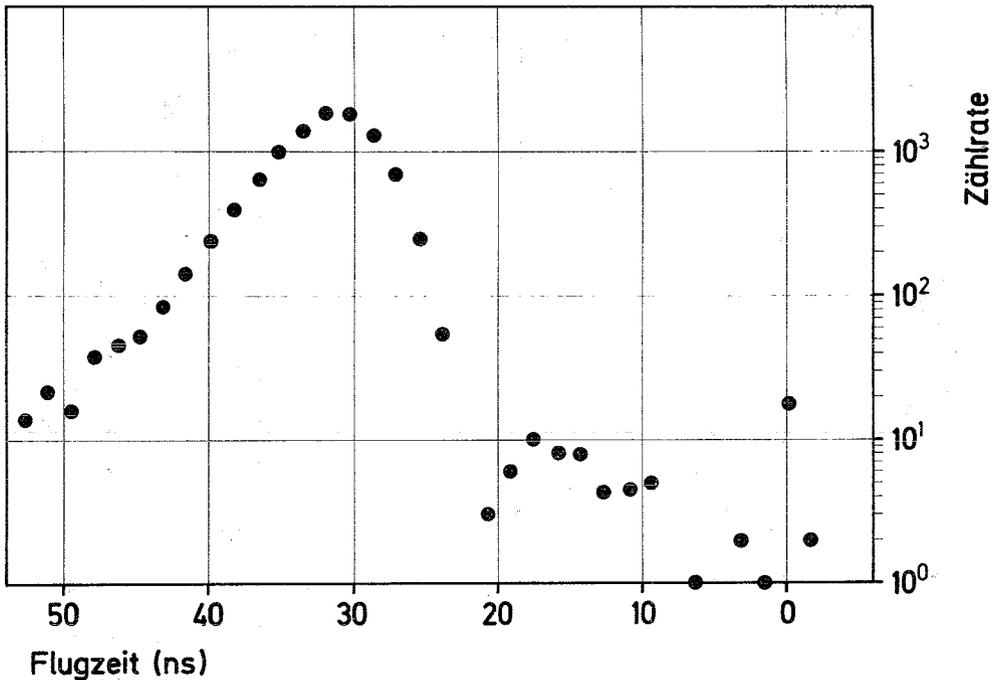


Abb. 18 Flugzeitspektrum mit Pulsformdiskriminierung. Eine ^{239}Pu -Probe wird mit gepulsten Neutronen beschossen. Zeitliche Reihenfolge der Peaks: Gammastrahlen vom Beschleunigertarget, Gammastrahlen aus Einfang und Spaltung in der Probe, Spaltneutronen.

Literaturverzeichnis

- 1 RENDA, Compilation of EANDC Requests for Neutron Data Measurements, EANDC 85 "U", April 1970
- 2 Meeting of Specialists on the Value of Plutonium Alpha, Winfrith, UK, IAEA/NPR/5, 30. June - 1. July 1969
- 3 R. Gwin, L.W. Weston, G. de Saussure, R.W. Ingle, J.H. Todd, F.E. Gillspie, R.W. Hockenbury, R.C. Block, Nucl. Sci. Eng. 40, 306 (1970)
- 4 M.G. Schomberg, M.G. Sowerby, D.A. Boyce, K.J. Murray, D.L. Sutton, 2nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors I, 315, IAEA, Helsinki (1970)
- 5 J.B. Czirr, J.S. Lindsay, 2nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors I, 331, IAEA, Helsinki (1970)
- 6 M.A. Kurov, Yu.V. Ryabov, So Dan Sik, N. Chikov, Atomnaja Energija, 30, 258 (1971)
- 7 M.A. Kurov, Yu.V. Ryabov, So Dan Sik, N. Chikov, Atomnaja Energija, 30, 362 (1971)
- 8 V.A. Konshin, J.J. Schmidt, Conclusions and Recommendations of the two IAEA Experts Meetings on $\alpha(^{239}\text{Pu})$ and $\bar{\nu}$ data, Studsvik, Sweden, 10 - 12 June 1970, INDC (NDS) - 25 IL
- 9 B.C. Diven, J. Terrell, H. Hemmendinger, Phys. Rev., 109, 144 (1958)
- 10 J.C. Hopkins, B.C. Diven, Nucl. Sci. Eng., 12, 169 (1962)
- 11 L.W. Weston, G. de Saussure, R. Gwin, Nucl. Sci. Eng., 20, 80 (1964)
- 12 Van Shi-Di, Van-Yun-chan, E. Dermenzhiev, Y.V. Ryabov, Phys. and Chemistry of Fission I, 287, IAEA, Vienna (1965)
- 13 G. de Saussure, L.W. Weston, R. Gwin, R.W. Ingle, J.H. Todd, R.W. Hockenbury, R.R. Fullwood, A. Lottin, Nucl. Data for Reactors II, 233, IAEA, Vienna (1967)

- 14 Yu.V. Ryabov, So Don-Sik, N. Čikov, N. Janeva, Atomnaja Energija 24, 351 (1968)
- 15 L.W. Weston, R. Gwin, G. de Saussure, Nucl. Sci. Eng. 34, 1 (1968)
- 16 G. de Saussure, L.W. Weston, R. Gwin, Nucl. Sci. Eng. 23, 45 (1965)
- 17 R. Gwin, L.W. Weston, G. de Saussure, R.W. Ingle, J.H. Todd, F.E. Gillspie, R.W. Hockenbury, R.C. Block, Nucl. Sci. Eng. 40, 306 (1970)
- 18 E.G. Silver, G. de Saussure, R.B. Perez, R.W. Ingle, 3rd Conf. on Neutr. Cross Sect. and Techn. II, 728, Knoxville, Tennessee (1971)
- 19 M.C. Moxon, E.R. Rae, Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 445
- 20 J.A. Farrell, G.G. Auchampaugh, M.S. Moore, P.A. Seeger, 2nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors I, 543, IAEA, Helsinki (1970)
- 21 R.L. Macklin, J.H. Gibbons, Phys. Rev., 159, 1007, (1967)
- 22 H. Palevsky, D.J. Hughes, R.L. Zimmermann, R.M. Eisberg, J. Nucl. Energy 3, 177 (1956)
- 23 F.J.M. Farley, J. Nucl. Energy, 3, 33 (1956)
- 24 L.M. Bollinger, R.E. Côté, G.E. Thomas, Conf. on the Peaceful Uses of Atom. Energy, Vol. 15, 127 (1958)
- 25 M.L. Yeater, R.W. Hockenbury, R.R. Fullwood, Nucl. Sci. Eng. 9, 105 (1961)
- 26 F.D. Brooks, J.E. Jolly, M.G. Schomberg, M.G. Sowerby, AERE-M 1670 (1966)
- 27 A.C. Douglas, J.F. Barry, AWRE Report No. 0 - 79/64 (1965)
- 28 E. Barnard, A.T.G. Ferguson, W.R. McMurray, I.J. Van Heerden, Nucl. Phys. 71, 228 (1965)

- 29 L.V. East, G.R. Keepin, Phys. and Chemistry of Fission, 647, IAEA, Wien (1969)
- 30 D.S. Mather, P.F. Bampton, AWRE Report No. 0 - 86/70 (1970)
- 31 F.L. Fillmore, Journ. of Nucl. Energy 22, 79 (1968)
- 32 J.H. Gibbons, H.W. Newson in J. Marion und J.L. Fowler, Fast neutron physics I, 133, Interscience Publ. Inc., New York (1960)
- 33 D.J. Hughes, R.B. Schwartz, BNL 325 (1958)
- 34 E. Schneider, (unveröffentlichter IAK-Arbeitsbericht)
- 35 H.-O. Zetterström, S. Schwarz, L.G. Strömberg, Nucl. Instr. Meth., 42, 277 (1966)
- 36 M.G. Sowerby, B.H. Patrick, C.A. Uttley, K.M. Diment, 2nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors I, 161, IAEA, Helsinki (1970)
- 37 H. Neuert, Kernphysikalische Meßverfahren, G. Braun Verlag, Karlsruhe (1966)
- 38 C.D. Schwartz, G.E. Owens in J. Marion und J.L. Fowler, Fast neutron physics I, 211, Interscience Publ. Inc., New York (1960)
- 39 J.J. Schmidt, KFK 120 (1966)
- 40 J.M. Blatt, L.C. Biedenharn, Revs. of Modern Physics, Vol 24, 258 (1952)
- 41 A.S. Langsdorf, Jr., R.O. Lane, J.E. Monahan, Phys. Rev., 107, 1077 (1957)
- 42 R.O. Lane, A.S. Langsdorf, Jr., J.E. Monahan, A.J. Elwyn, Annals of Physics 12, 135 (1961)
- 43 Yu.A. Aleksandrov, G.S. Samosvat, J. Sereeter, Tsoy Gen Sor, Intern. Nuclear Phys. Conference, 378, Gatlinburg (1966)

- 44 L. Cranberg, LA - 2177 (1959)
- 45 E.D. Cashwell, C.J. Everett, Monte Carlo Method, Pergamon Press, London (1959)
- 46 M.C. Bertin, G. Grochowski, J. Celnik, M.H. Kalos, H. Flesher, J.H. Ray, E.S. Troubetzkoy, United Nucl. Corpor. 5099 (1964)
- 47 KEDAK Band Karlsruhe und B. Hinkelmann, B. Krieg, J. Langner, J.J. Schmidt, D. Woll, KFK 750 (1968)
- 48 A. Prince, 2nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors II, 825, Helsinki (1970)
- 49 P. Ribon, G. Le Coq EANDC (E) 138 "AL" (1971)
- 50 C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman, Table of Isotopes, Jhon Wiley Inc., New York (1967)
- 51 K.M. Case, P.F. Zweifel, Linear Transport Theory, Addison, Welsley Publishing Company, Reading (Massachusetts) (1967)
- 52 C.A. Uttley, M.G. Sowerby, B.H. Patrick, E.R. Rae, 3rd Conf. on Neutron Cross Sect. and Technology II, 551, Knoxville, Tennessee (1971)
- 53 A.C. Douglas, AWRE-Report No. O - 91/64 (1965) und O - 101/64 (1965)
- 54 M.G. Sowerby, B.H. Patrick, 2nd Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors II, 703, Helsinki (1970)
- 55 W.G. Davey, Nucl. Sci. and Eng. 26, 149 (1966)
- 56 R.E. Hunter, J.-J. Berlijn, C.C. Cremer, LA 3528 (1968)
- 57 M.K. Drake, M.W. Dyos, GA 6576 (1965)
- 58 M.K. Drake, P.F. Nichols, GA 8135 (1967)

- 59 L. Dresner, Nucl. Instr. Meth. 16, 176 (1962)
- 60 F.H. Fröhner, Report GA 8380 (1968)
- 61 H. Alter, C.L. Dunford, AI-AEC-MEMO-12 916 (1970)
- 62 V.A. Konshin, private Mitteilung (1971)
- 63 V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95, 420 (1967)
- 64 J.E. Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford (1968)
- 65 J.J. Schmidt, KFK 966 (1969)
- 66 S. Weinstein, R. Reed, R.C. Block, Phys. and Chem. of Fission, 477, IAEA, Wien (1969)
- 67 Yu.V. Ryabov, So Dan Sik, N. Chikov, N. Janeva, Report P 3 - 5297, JINR, Dubna (1970)
- 68 L.W. Weston, J.H. Todd, 3rd Conf. on Neutr. Cross Technol. II, 861, Knoxville, Tennessee (1971)
- 69 J.E. Brolley, J.L. Fowler in J. Marion und J.L. Fowler, Fast neutron physics I, 73, Interscience Publ. Inc., New York (1960)
- 70 R.B. Owen, Nucleonics 17, No. 9, 92 (1959)
- 71 T.K. Alexander, F.S. Goulding, Nucl. Instr. and Meth. 13, 244 (1961)
- 72 E. Nadav, B. Kaufman, Nucl. Instr. and Meth. 33, 289 (1965)
- 73 W. Schweimer, Nucl. Instr. and Meth. 39, 343 (1966)
- 74 B. Souček, R.L. Chase, Nucl. Instr. and Meth. 50, 71 (1967)

- 75 F.A. Johnson, Nucl. Instr. and Meth. 58, 134 (1968)
- 76 C.M. Cialella, J.A. Devanney, Nucl. Instr. and Meth. 60, 269 (1968)
- 77 T.G. Miller, Nucl. Instr. and Meth. 63, 121 (1968)
- 78 G.W. McBeth, J.E. Lutkin und R.A. Winyard, Nucl. Instr. and Meth. 93, 99 (1971)