

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 34 (1961)  
**Heft:** V

**Artikel:** Inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an Blei, Quecksilber und Uran  
**Autor:** Niklaus, P. / Huber, P. / Wagner, R.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113182>

#### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 18.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an Blei, Quecksilber und Uran

von **P. Niklaus, P. Huber und R. Wagner**

Physikalische Anstalt der Universität Basel

(5. I. 1961)

*Summary.* A  $(d, t)$ -neutron source was pulsed to measure the flighttime of scattered neutrons. A simple deflecting device for ions of small velocities is described, that allows the production of neutron bursts of 2 ns duration. The energy distribution in the region between 1 and 4 MeV of 14.5 MeV-neutrons scattered from natural Pb,  $\text{Pb}^{206}$  and Hg was investigated. After corrections for  $(n, 2n)$ -processes according to LANG and LE COUTEUR the following nuclear temperatures resulted: Pb 1.06 MeV;  $\text{Pb}^{206}$  0.98 MeV; Hg 0.8 MeV. The energy spectrum of neutrons emitted by irradiated natural U was also determined. This distribution deviates significantly from that of the other elements investigated because of the contribution of fission neutrons.

## 1. Einleitung

Von der spektralen Verteilung der an schweren Kernen gestreuten schnellen Neutronen erwartet man Informationen über den Reaktionsmechanismus des Streuprozesses. Insbesondere drängt sich die Frage nach dem Typus der Wechselwirkung zwischen dem eindringenden Partikel und dem Targetkern auf und eng damit verknüpft nach der Anwendbarkeit eines bestimmten Kernmodells.

Beim Beschuss eines schweren Kerns mit 14-MeV-Neutronen beträgt die Anregungsenergie  $E^*$  des Compoundkerns etwa 20 MeV; das heisst, man gelangt in ein Gebiet sehr hoher Niveaudichte, was die Anwendung des statistischen Modells rechtfertigt. Die Energieverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen wurde unter folgenden Annahmen berechnet (WEISSKOPF<sup>1</sup>), BLATT und WEISSKOPF<sup>2</sup>):

- a) Das eindringende Neutron tritt sofort mit allen Nukleonen des Targetkerns in Wechselwirkung, d. h. es bildet sich ein Compoundkern.
- b) Die Energie des eingeschossenen Neutrons ist gross gegenüber der Niveaudistanz im Compoundkern bei der Anregungsenergie  $E^*$ .
- c) Die Niveaudichte im Targetkern steigt exponentiell mit der Anregungsenergie.

Mit diesen Voraussetzungen ergibt sich das Spektrum der inelastisch gestreuten Neutronen zu:

$$N(E) dE = \text{const.} \cdot E \cdot e^{-E/T} dE . \quad (1)$$

Man erhält eine Maxwellverteilung mit einem Maximum bei  $E = T$ . Im Hinblick auf die thermodynamische Analogie nennt man den Parameter  $T$  «Kerntemperatur».

Ein weiteres Ergebnis dieses sog. Verdampfungsmodells betrifft die Abhängigkeit der Kerntemperatur von der Anregungsenergie  $E_0^*$  und von der Nukleonenzahl des Targetkerns. Unter vereinfachenden Bedingungen erhält man die Relation:

$$T = \left( \frac{E_0^*}{a} \right)^{1/2} , \quad (2)$$

wobei  $a$  eine Konstante bedeutet, die ungefähr proportional der Masse des Targetkerns ist.

Ferner liefert die statistische Theorie eine Aussage über die Winkelverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen. Man erwartet unter den oben aufgeführten Annahmen Isotropie (HAUSER und FESHBACH<sup>3</sup>).

Bei der hohen Anregungsenergie von etwa 20 MeV tritt die  $(n, 2n)$ -Reaktion in Konkurrenz zur inelastischen Streuung. Das vom Streukörper emittierte Neutronenspektrum wird nicht mehr vom einfachen Maxwelltyp sein, sondern eine Überlagerung zweier solcher Verteilungen. Bezeichnen wir die Nukleonenzahl des Compoundkerns mit  $N + 1$ , so wollen wir die Übergänge  $N + 1 \rightarrow N$  primär und die Übergänge  $N \rightarrow N - 1$  sekundär nennen. Die sekundären Neutronen aus dem  $(n, 2n)$ -Prozess werden mit einer Verteilung emittiert, deren charakteristische Temperatur durch  $T(E^* - B)$  gegeben ist, wobei  $B$  die Bindungsenergie des sekundären Neutrons bedeutet. Die spektrale Verteilung der inelastisch gestreuten Neutronen ergibt sich nach LANG und LE COUTEUR<sup>4</sup>) zu:

$$N(E) dE = \text{const.} \cdot E^{5/11} \cdot e^{-12/11 E/T} dE . \quad (3)$$

Zweck der vorliegenden Arbeit ist, dieses Modell in einigen Punkten experimentell auf seine Gültigkeit zu prüfen. Insbesondere bestehen Discrepanzen bezüglich der Abhängigkeit der Kerntemperatur von der Nukleonenzahl des betreffenden Streukörpers. Die Kerntemperatur sollte mit wachsendem Atomgewicht abnehmen. Diese Aussage ist bis etwa zum Gold grob bestätigt. Die Temperaturen der nachfolgenden Kerne Blei und Wismuth liegen jedoch zu hoch. Die Vermutung liegt nahe, die Schuld an diesem Umstand sei darin zu suchen, dass diese Kerne magisch sind. Zur Abklärung des Sachverhaltes stehen zwei Wege offen. Entweder

bestimmt man die Kerntemperatur eines dem Wismuth benachbarten nichtmagischen Kerns (z. B. Hg), oder man versucht direkt einen Einfluss der magischen Zahlen festzustellen durch Bestrahlen von magischen und nichtmagischen Isotopen desselben Elements.

## 2. Messmethode und Neutronengenerator

Eine gepulste Neutronenquelle liefert Neutronenstöße von ca. 2 Nanosekunden (ns) Dauer. Das Energiespektrum der gestreuten Neutronen wird aus ihrer Flugzeit vom Streukörper zum Detektor gewonnen.

### 2.1 Ionenquelle und Ablenksystem

Die Hochfrequenzionenquelle wird durch einen 25-MHz-Sender induktiv angeregt. Die HF-Leistung beträgt 150–200 W, die Absaugspannung 3,5–4,5 kV. Die Extraktionsdüse erhielt eine spezielle Form<sup>5)</sup>, die es erlaubt, grosse nutzbare Ionenströme zu erhalten. Der aus dem Extraktionskanal austretende Strahl durchsetzt zwei Zylinderlinsen. Die erste wirkt beschleunigend und richtet den divergent eintretenden Strahl in sich parallel; die zweite bringt die Ionen auf die alte Geschwindigkeit und fokussiert sie auf einen Punkt, der etwa 1 cm über der Blende liegt (Fig. 1). Um einer Vergrösserung des Brennflecks durch Raumladung entgegenzuwirken, muss der Ionenstrahl auf einem möglichst langen Teil der Flugdistanz hohe Geschwindigkeit besitzen und einen nicht zu kleinen Querschnitt aufweisen. Dadurch ergibt sich eine kurze Abbildungsdistanz der Linsen, die aber bei möglichst niedriger Linsenspannung erzielt werden sollte (Isolation, Aufwand im Netzgerät).

Das abgebildete Linsensystem erfüllt diese Anforderungen weitgehend. Es gelang, bis 700  $\mu$ A Ionenstrom durch ein kreisförmiges Loch von 3 mm Durchmesser zu erhalten. Der Absaugstrom der Ionquelle betrug dabei 3–4 mA, die Fokussierungsspannung der Linse 16 kV gegen die auf Gehäusepotential befindlichen Aussenelektroden.

Nach der Linse durchsetzt der Strahl einen Plattenkondensator, an den eine Ablenkspannung von einigen kV gelegt ist. Die Frequenz beträgt 4,7 MHz. Durch das HF-Feld des Kondensators wird der Ionenstrahl periodisch über eine Blende gelenkt, die den Eintritt ins Beschleunigungsrohr gestattet.

### 2.2 Beschleunigungsrohr und Target

Die Ionen erlangen ihre volle Energie in zwei Beschleunigungsstufen (Fig. 2), werden mittels eines Magnetfeldes analysiert und treffen ein dickes Zirkon-Tritium Target von 9 mm Durchmesser. Dort entstehen die Neutronenimpulse mit einer Repetitionsfrequenz von 4,7 MHz.

Ungefähr 10 cm in Vorwärtsrichtung vom Target entfernt befindet sich das Zentrum der verwendeten zylindrischen Streukörper. Diese weisen einen Durchmesser von 4 cm auf und sind 6 cm hoch. Die unter einem Winkel von  $60^\circ$  zur Vorwärtsrichtung gestreuten Neutronen werden nach einem Flugweg von 1,50 m mit einem Photomultiplier (Philips 56-AVP) in Verbindung mit einem NE-102 Plasticszintillator nachgewiesen.

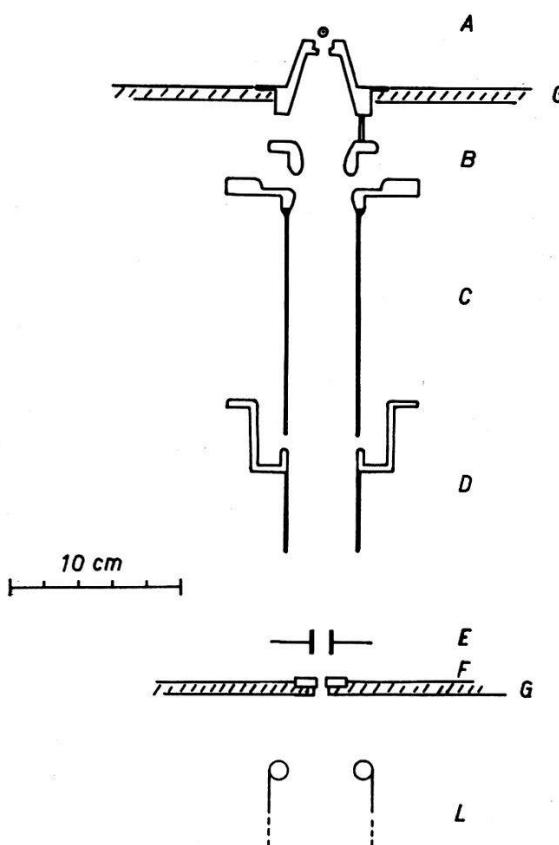


Fig. 1

Ablenksystem

A Quellpunkt der Ionen	E Ablenkplatten
B Eintrittsöffnung in die Linse	F Spaltblende
C Linsenmittelteil	G Gehäuseflansch
D Austrittszylinder	L 50-kV-Linse

Stromzuführungen und Aufhängung von Linse und Ablenkplatten sind weg gelassen

### 2.3 Diskussion von Ablenk- und Beschleunigungssystem

Im Zusammenhang mit Flugzeitmessungen schneller Neutronen wurde in den letzten Jahren mehrfach die Ablenkung von Ionenstrahlen im Felde eines Plattenkondensators behandelt<sup>6)</sup><sup>7)</sup><sup>8)</sup>.

Als Vereinfachungen wurden dabei ein homogenes Ablenfeld und in der Regel ein dünner Ionenstrahl angenommen. Der Einfluss der Raum-

ladung auf den Strahl wurde vernachlässigt. Die Impulsdauer hängt bei den getroffenen Annahmen und vorgegebener Ionengeschwindigkeit, Ablenfeldstärke und Frequenz von der Geometrie der Ablenkplatten und der Blende ab. Sie ist gleich der Zeit, die der Ionenstrahl benötigt, um die Blende zu überstreichen. Wie aus den zitierten Arbeiten hervorgeht, lässt sich bei gegebener Gesamtdistanz  $l_1 + l_2$  (Fig. 3a) die optimale Plattenlänge  $l_1$  berechnen. Es ist dies die Länge, bei der sich die maximale Schreibgeschwindigkeit des Strahls über die Blende ergibt. Weiter resultiert, dass Ionen, die sich zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs des HF-Feldes auf der horizontalen Mittelebene des Kondensators befinden, Bahnen durchlaufen, wie sie in Figur 3a eingezeichnet sind. Sollen Ionen durch die kleine Blende treten, so muss die seitliche Verschiebung im Kondensator durch eine passende Geschwindigkeitskomponente beim Austritt aus dem Feld kompensiert werden. Die Ionen, die so zur Blende gelangen, waren also zur Zeit der HF-Nulldurchgänge über, respektive unter der Mittelebene des Kondensators und durchlaufen Bahnen, wie sie in Figur 3b schematisch eingezeichnet sind.

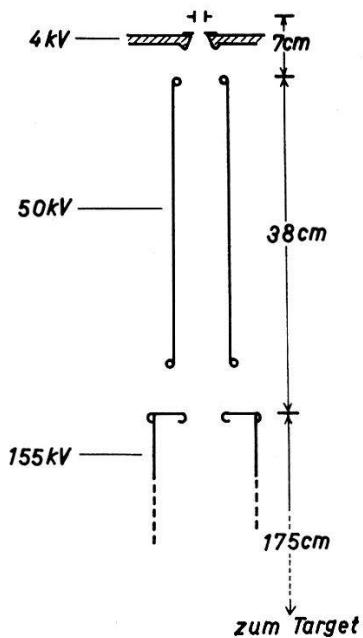


Fig. 2

Beschleunigungsspannungen und Flugstrecken der Deuteronen von den Ablenkplatten bis zum Target

Die nach den zitierten Arbeiten optimale Gestaltung der Ablenkplatten lässt sich beim vorliegenden Linsensystem nicht verwirklichen. Die Austrittsgeschwindigkeit der Ionen ist so klein, dass die Raumladung die Form des Strahls weitgehend bestimmt. Bei Ionenströmen von einigen Hundert  $\mu\text{A}$  ergibt sich bei Fokussierung auf die Blende eine Kontur

des Strahls wie in Figur 3c. Die Feldinhomogenität darf nicht vernachlässigt werden. Sie erzeugt über den Strahlquerschnitt eine Geschwindigkeitsverschmierung der Ionen längs und quer zum Strahl. Die Neutronenimpulsdauer ist daher nicht nur von der Schreibgeschwindigkeit, sondern auch wesentlich von der Verschmierung der Ankunftszeit auf dem Target abhängig. Die Mittel, die die Schreibgeschwindigkeit erhöhen, vergrössern im allgemeinen auch die Verschmierung, so dass ein Kompromiss gewählt werden muss.

Im vorliegenden Fall ist man gezwungen, die Ablenkplatten relativ tief zu setzen, damit der Strahlquerschnitt im Plattenfeld klein ist. Den resultierenden Verlust an Schreibgeschwindigkeit kann man durch kleinere Plattendistanz rückgängig machen, wodurch erst noch der inhomogene Feldanteil verringert wird. In Verbindung damit wird allerdings der Winkel ( $2\varphi$ ), unter dem zwei aufeinanderfolgende Ionenpakete ins Beschleunigungssystem eintreten, vergrössert. Dies ist für die Fokussierung auf dem Target nachteilig. Als einfachste Abhilfe kann man Ionenquelle und Ablenksystem gesamthaft so kippen, dass der Brennfleck ohne angelegte HF-Spannung 2–3 mm neben der Blendenachse liegt. Man erreicht damit, dass beim einen Nulldurchgang der Strahl axial ins Beschleunigungsrohr tritt und gut auf das Target gerichtet werden kann; beim zweiten Durchgang ist der Strahl so stark schräg, dass er nicht mehr zum Target gelangt. In dieser Weise wurde die Apparatur betrieben.

Um den Einfluss der Geschwindigkeitsverschmierung erfassen zu können, wurde das Kondensatorfeld numerisch approximiert und der Geschwindigkeitsunterschied für die beiden nach 1 und 2 (Fig. 3c,d) einfallenden Randstrahlen des Bündels berechnet. Dieser beträgt bei Fokussierung nach Figur 3c in Z-Richtung nach Austritt aus dem Kondensatorfeld 0,1 mm/ns und bei Fokussierung nach Figur 3d 0,07 mm/ns. Gleichzeitig aus dem Kondensatorfeld austretende Ionen der beiden Randstrahlen durchsetzen also nacheinander einen an irgend einer folgenden Stelle in den Strahlengang gelegten Querschnitt. Der Unterschied der Ankunftszeit ist proportional der Flugstrecke vom Plattenfeld bis zu diesem Querschnitt. Bei einer mittleren Strahlgeschwindigkeit von 0,5 mm/ns (ca. 3-keV-Deuteronen) entsteht so bei der günstigeren Fokussierung (Fig. 3d) ein Unterschied der Ankunftszeit von 2,8 ns pro cm der durchflogenen Strecke. Über der Distanz von ca. 5 cm vom Ablenkfeld bis zum folgenden Beschleunigungsfeld ergibt sich so eine totale Zeitverschmierung von 14 ns. Die wirklich bedeutungsvolle Halbwertsbreite des Neutronenstosses ist natürlich kürzer; um sie abzuschätzen, müsste der Verlauf der Stromdichte im Strahl bekannt sein.

Wegen der Geschwindigkeitsverschmierung in X-Richtung nimmt der Brennfleck elliptische Form an. Dadurch wird die Impulsdauer ebenfalls

vergrössert, aber dieser Einfluss ist unter den vorliegenden Bedingungen vernachlässigbar klein.

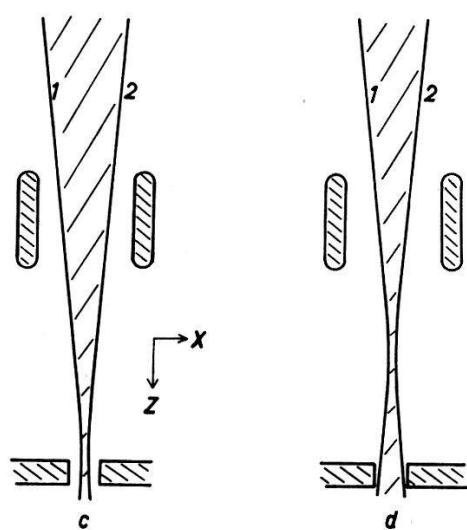
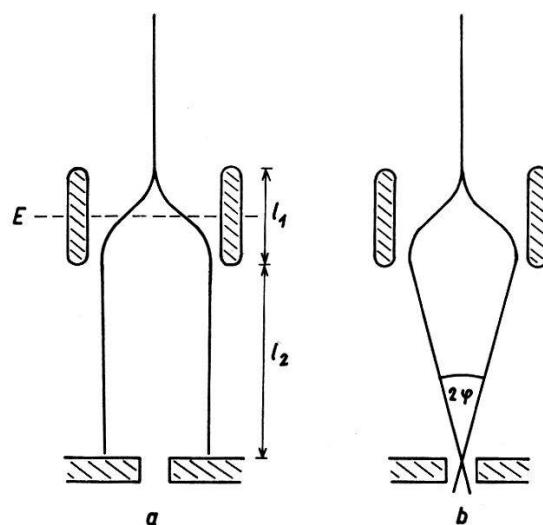


Fig. 3

- Bahnen der Ionen, die sich in den Zeitpunkten der beiden Nulldurchgänge einer HF-Periode in der Ebene  $E$  befanden (bei ideal-düninem Ionenstrahl, schematisch).
- Bahnen der Ionen, die durch die auf der Symmetrieachse liegende Blende gelangen (ideal-dünner Ionenstrahl, schematisch).
- Wirkliche Strahlkontur bei grossem Ionenstrom und Fokussierung auf die Blende, ohne Ablenfeld.
- Strahlkontur für optimale Zeitauflösung, ohne Ablenfeld, schematisch (kleinerer Strahlquerschnitt im Kondensator, Fokus oberhalb der Blende).

Allein schon aus den obigen einfachen Betrachtungen lässt sich ersehen, dass der Strahl wegen der Geschwindigkeitsverschmierung in  $Z$ -Richtung

zwischen den Ablenkplatten einen kleinen Querschnitt aufweisen muss. Andererseits soll der Strahl auch am Ort der Blende dünn sein, damit das völlige Überstreichen der Öffnung in möglichst kurzer Zeit stattfindet. Zwischen den beiden entsprechenden Fokussierungsarten ist ein Kompromiss einzugehen. In qualitativer Übereinstimmung mit der vorher erfolgten Abschätzung ergibt auch experimentell diejenige Fokussierung die beste Zeitauflösung, bei der die engste Einschnürung des Ionenstrahls zwischen Ablenkplatten und Blende liegt. Ebenfalls ist klar, dass durch

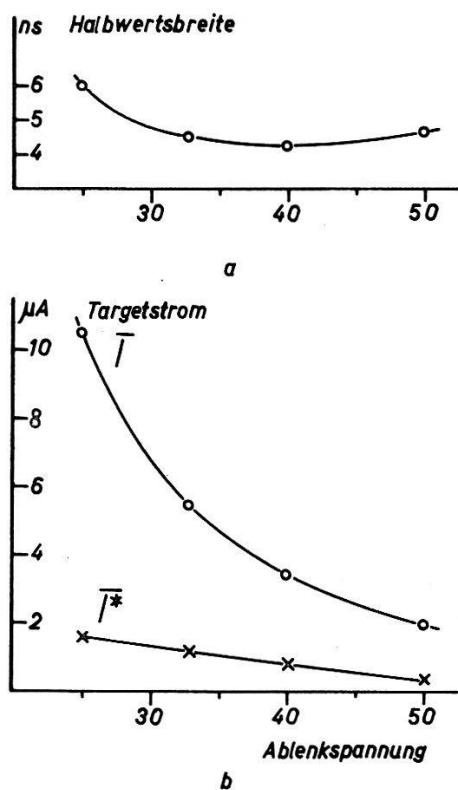


Fig. 4

- Die Halbwertsbreite der Neutronenimpulse, mit der schnellen Elektronik gemessen.
- Mittlere Stromstärke  $\bar{I}$  und mittlere Stromstärke pro ns Halbwertsbreite  $\bar{I}^*$  auf dem Target.

Als Abszisse die Ablenkspannung in willkürlichen Einheiten.

sukzessive Erhöhung der Plattenspannung die Geschwindigkeitsverschmierung wächst und von einem gewissen Wert an den Erfolg der grösseren Schreibgeschwindigkeit zunichte macht. Die Zeitauflösung als Funktion der Plattenspannung wird ein Optimum durchlaufen und weitere Vergrösserung der Spannung reduziert nur den Targetstrom. Die erzielten Resultate (Fig. 4) zeigen, dass die Abschätzung der Zeitauflösung mittels der Randstrahlen nach Figur 3d einen extrem ungünstigen Fall darstellt.

### 3. Elektronik

Den prinzipiellen Aufbau zeigt Figur 5. Die Flugzeit der gestreuten Neutronen wird mit Hilfe zweier Signale bestimmt. Die erste Zeitmarke ist der vom einfallenden Neutron im Multiplier erzeugte «Startimpuls». Im schnellen Kanal *b* wird er mit der «Begrenzerstufe» limitiert und mit dem Laufzeitkettenverstärker (HEWLETT-PACKARD Typ A) verstärkt. Der schnelle Diskriminatork<sup>9)</sup> bringt ihn auf eine für den folgenden Zeit-Pulshöhenwandler<sup>10)</sup> passende Form.

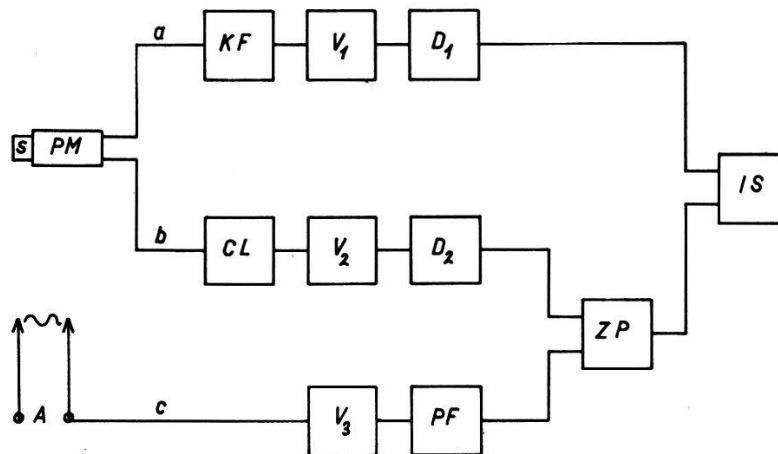


Fig. 5  
Aufbau der Elektronik

<i>S</i>	Szintillator	$V_2$	Laufzeitkettenverstärker
<i>PM</i>	Photomultiplier	$V_3$	Breitbandverstärker
<i>KF</i>	Kathodenfolgestufe	<i>PF</i>	Pulsformerstufe
$V_1$	Verstärker	<i>ZP</i>	Zeit-Pulshöhenwandler
$D_{1/2}$	Diskriminatoren	<i>IS</i>	Impulsspektrograph
<i>CL</i>	Clipperstufe	<i>A</i>	Sende- und Empfangsantenne
<i>a</i>	langsamer Koinzidenzkanal		
<i>b</i>	Kanal des Startsignals		
<i>c</i>	Kanal des Stoppsignals		

Als zweite Marke dient der periodisch eintreffende «Stopimpuls», der aus der Hochfrequenz des Ablenksenders gewonnen wird. Das von der Antenne im schnellen Kanal *c* aufgefangene HF-Signal wird in einem Breitbandverstärker (4–6 MHz Bandbreite) verstärkt. Die Pulsformerstufe erzeugt daraus das vom Zeit-Pulshöhenwandler benötigte Stoppsignal. Dessen Ausgangsimpulse sind proportional der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal. Sie werden in einem RCL 256-Kanal Impulsspektrogrammen registriert, sofern gleichzeitig aus dem langsamen Kanal ein Koinzidenzimpuls ankommt.

Eingangsimpulse verschiedener Höhe lösen den Diskriminator mit wechselnder Verzögerung aus (Fig. 6). Der Zweck des vorher erwähnten

Koinzidenzkanals und der Begrenzerstufe (Fig. 7) ist das Limitieren der entstehenden Zeitverschmierung. Der langsame Kanal  $\alpha$  geht aus von der Multiplieranode, an die er mit einem kapazitiven Spannungsteiler angegeschlossen ist. Der Pegel des Diskriminators  $D_1$  wird so eingestellt, dass

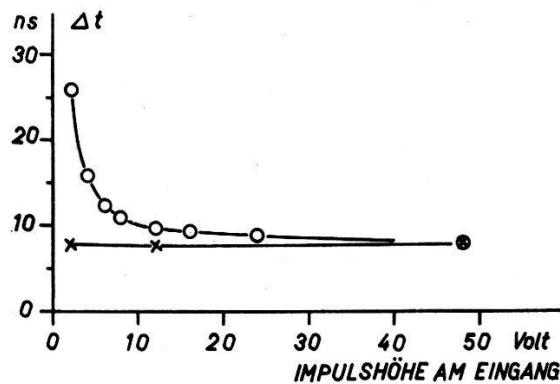


Fig. 6

Relative Verspätung der Ausgangsimpulse des schnellen Diskriminators bei verschiedener Amplitude des Eingangssignals; gemessen mit Impulsen einer Quecksilberwippe. Der Nullpunkt der Zeitskala ist willkürlich.

- $\Delta t$  Verspätung der Ausgangssignale des Diskriminators
- $\times$  mit Begrenzerstufe und Laufzeitkettenverstärker
- $\circ$  Diskriminator allein

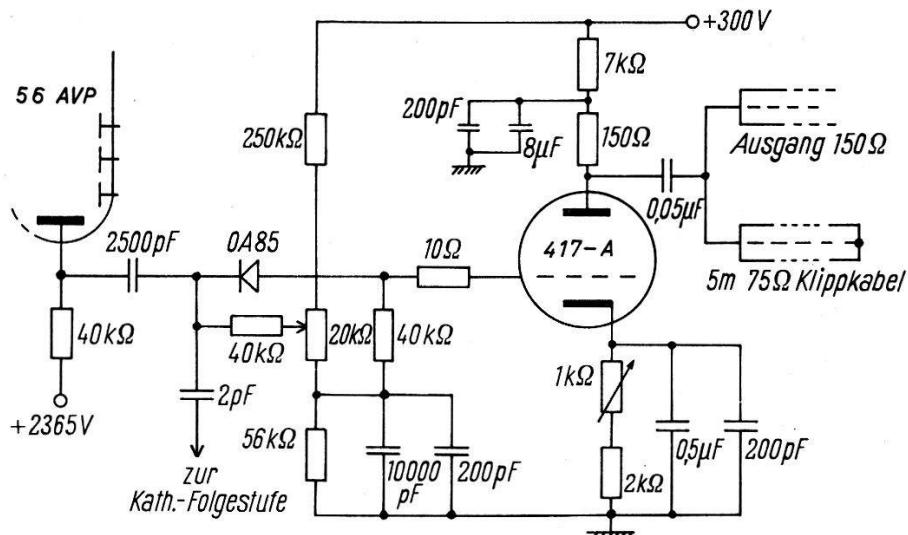


Fig. 7  
Schema der Clipperstufe

Der Vordiskriminator (vorgespannte Diode OA85) nimmt einen grossen Teil des Multiplierrauschen weg, das zwar nicht im Impulsspektrographen registriert würde, aber wegen zu grosser Stosszahl des schnellen Diskriminators zu Überlagerungen führen und damit Zeitverschiebungen verursachen würde. Mit dem 5 m langen Clippingkabel wird das Ausgangssignal geformt.

nur diejenigen Impulse im schnellen Kanal registriert werden, die die Begrenzerstufe vollständig sperren. Die zugehörigen Ausgangssignale haben dann konstante Amplitude und Dauer.

Die Auflösungszeit der gesamten Elektronik ist schätzungsweise 2 ns. Sie ist nicht genau überprüfbar, weil die HF-Stoppsignale zu Prüfzwecken nicht durch Quecksilberwippenimpulse ersetzt werden dürfen. Starke Radiosender beeinträchtigten gelegentlich die Rauschfreiheit der Stoppsignalleitung.

#### 4. Abschirmung und Untergrund

Eine wirksame Abschirmung hat zwei Aufgaben zu erfüllen. Einmal soll das Verhältnis von Signal zu Untergrund möglichst gross sein und zweitens muss die Impulsrate im Startkanal reduziert werden, damit im Zeit-Pulshöhenwandler keine fälschenden Überlagerungen auftreten. Weil ausser den zu messenden inelastisch gestreuten Neutronen auch die in Abschirmung und Streukörper elastisch gestreuten teilweise zur Registrierung gelangen, erhält die zweite erwähnte Aufgabe eine gewisse Bedeutung.

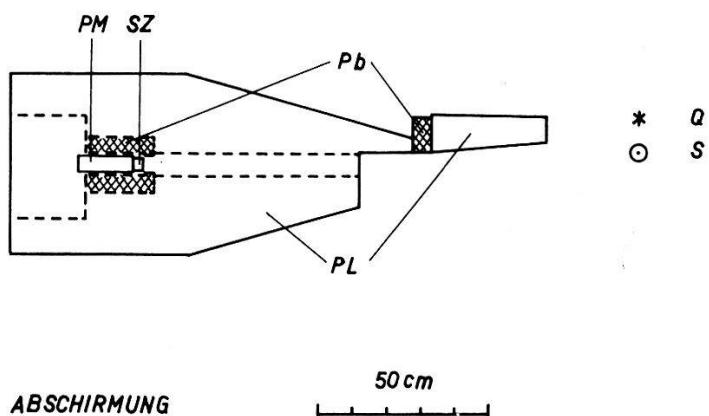


Fig. 8  
Abschirmung im Grundriss

Pb	Blei
PL	Paraffin-Lithiumcarbonatmischung
SZ	Szintillator
PM	Photomultiplier
Q	Quellpunkt der Neutronen
S	Streukörper

Es wurde eine Abschirmung gebaut, die aus einer Mischung von 90 kg Paraffin und 90 kg Lithiumcarbonat besteht. Das Lithiumcarbonat wurde

beigefügt, weil bei der Anlagerung von Neutronen an Li<sup>6</sup>, im Gegensatz zur Deuterierung von Wasserstoff, keine  $\gamma$ -Quanten entstehen. Der Multiplier steckt in einem Bleimantel, der die  $\gamma$ -, Röntgen- und einen Teil der Höhenstrahlung absorbiert. Der Bleimantel ist in der vorher erwähnten Mischung eingebettet. Zusätzlich wurde ein Paraffin-LiCO<sub>3</sub>-Konus und ein Bleiklotz zwischen Target und Multiplier angebracht. Die zur Messung gelangenden, direkt vom Quellpunkt kommenden Neutronen und  $\gamma$ -Quanten werden dadurch weiter reduziert.

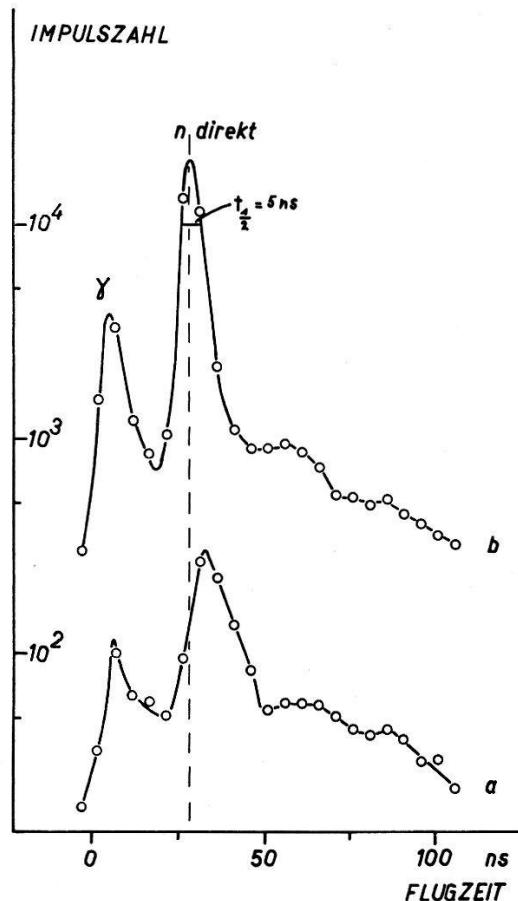


Fig. 9

## Wirksamkeit der Abschirmung

Flugzeitspektren des Untergrundes mit (Kurve a) und ohne (Kurve b) Abschirmung  
bei gleicher Stosszahl des Monitors

Aufbau und Wirksamkeit der Abschirmung ist aus Figur 8 und Figur 9 ersichtlich. Man erkennt, wie durch mehrfache elastische Streuung im Abschirmmaterial die Breite der Neutronenhauptgruppe zunimmt und das Maximum zu längerer Flugzeit verschoben wird. Versuchsweise wurde die Flugdistanz noch um einen Meter vergrössert und zusätzliches

Abschirmmaterial angebracht. Es liess sich damit wohl die Neutronengruppe im 14-MeV-Gebiet weiter verringern, hingegen verschlechterte sich das Verhältnis von Effekt zu Untergrund im eigentlichen Messgebiet von 1–4 MeV Neutronenenergie. Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen erfolgten daher mit einer Flugdistanz der Neutronen von 1,50 m.

## 5. Messungen

Der zu messende Effekt beträgt rund 30% des Untergrundes, so dass dieser konstante Struktur und Intensität aufweisen muss, wenn brauchbare Messungen erhalten werden sollen. Zwischen den Messungen an einzelnen Streukörpern wurde daher immer wieder der Untergrund mit gleicher Monitorstosszahl aufgenommen. Er erwies sich im zu messenden Energiegebiet als weitgehend reproduzierbar. Als Monitor diente ein Borzählrohr. Seine Betriebsspannung, diejenige des Photomultipliers und die Absaugspannung der Ionenquelle sind elektronisch stabilisiert.

Besondere Beachtung musste der Konstanz der Beschleunigungsspannungen geschenkt werden. Weil das Stoppsignal aus dem Strahlablenksystem gewonnen wird, enthält die gemessene Zeitdifferenz die Flugzeit der Deuteronen von den Ablenkplatten bis zum Target. Wegen der an anderer Stelle angegebenen langen Flugwege sind nur kleine Spannungsschwankungen zulässig. In der ersten Beschleunigungsstufe bewirkt eine Spannungsänderung von 1 kV schon eine Zeitverschiebung von 1 ns; in der zweiten Stufe resultiert eine solche von 1,4 ns/kV. Während der Messungen wurde die Gesamtbeschleunigungsspannung durch Handregulierung auf 155 kV eingestellt.

Wird ein Neutron in einem Kanal des Impulsspektrographen registriert, so soll die betreffende Kanalnummer proportional zur Flugzeit des Neutrons sein. Die Linearität des Spektrums in bezug auf die Flugzeit wurde direkt geprüft und die Kanalbreite gemessen, indem der Multiplier in verschiedenen Abständen vom Target aufgestellt und die jeweilige Verschiebung der Maxima im Spektrum des direkten Strahls festgestellt wurde. Es ergab sich gute Linearität. Die Kanalbreite betrug bei den Messungen 1,58 ns. Da mannigfache konstante Zeitverschiebungen auch in der Elektronik auftreten, muss für eine Stelle im Spektrum der genaue Wert der Flugzeit bekannt sein. Als solcher Bezugspunkt diente die Spitze der  $\gamma$ -Quantengruppe mit einer Flugzeit von 5,0 ns. Für die Auswertung und Darstellung wurden bis zu einer Flugzeit von 76 ns die Impulszahlen von je zwei Kanälen addiert. Bei längeren Zeiten wurden die Impulse in drei Kanälen zusammengefasst und die Impulssumme auf das Zeitintervall von zwei Kanälen normiert.

Rechnen wir die Energieverteilung (3) auf die Flugzeitverteilung um\*), die ja effektiv gemessen wird, so bekommt man aus

$$N(E) dE = \text{const.} \cdot E^{5/11} e^{-12 E/11 T} dE \quad (3)$$

mit

$$E = \frac{m v^2}{2}, \quad v = \frac{s}{t},$$

$$E = \frac{m s^2}{2 t^2} = a^2 t^{-2}, \quad dE = -2 a^2 t^{-3} dt$$

und der Abkürzung

$$a = s \sqrt{\frac{m}{2}}$$

$$\Delta n = n(t) \Delta t = \text{const.} \cdot 2 a^{32/11} t^{-43/11} e^{-12 a^2 t^{-2}/11 T} \Delta t. \quad (4)$$

Es bedeuten:  $\Delta n$  Anzahl Neutronen im Intervall  $\Delta t$ ;  $t$  Flugzeit;  $s$  Flugstrecke;  $m$  Neutronenmasse;  $T$  Kerntemperatur.

Trägt man als Abszisse  $t^{-2}$  und als Ordinate  $\log(\Delta n \cdot t^{43/11})$  auf, so erwartet man eine Gerade, deren Steigung durch die Kerntemperatur bestimmt ist.

### 5.1 Zeit- und Energieauflösung der Apparatur

Die Quellen der Zeitunschärfe sind verschiedenen Ursprungs. Die einzelnen Beiträge sind nur schwer messbar. Die in Tabelle 1 angegebenen Werte sind Abschätzungen.

Vergleicht man die geschätzten Werte der Gesamtzeitaufklärung (Tab. 1) mit dem Experiment (Fig. 9), so ergibt sich eine angemessene Übereinstimmung. Wie aus Figur 9 ersichtlich ist, beträgt die Halbwertsbreite im direkten Strahl 5 ns. Bei Streumessungen ist nur die Breite der  $\gamma$ -Strahlgruppe von 5–6 ns beobachtbar (Fig. 12). Die Laufzeitunsicherheit der gestreuten Neutronen ist dagegen grösser, weil wegen der kleineren Geschwindigkeit der Wegunterschied infolge der endlichen Streukörper- und Szintillatordicke stärker ins Gewicht fällt. Aus der gemessenen  $\gamma$ -Linienbreite berechnet sich dann mit einer Laufzeit von 3,5 ns für eine Wegdifferenz von 5 cm eine Zeitaufklärung von 6,5 ns für 1 MeV-Neutronen und analog von 5,8 ns für 4 MeV-Neutronen.

Der mittlere Fehler der Flugzeit hängt von der Form der Auflösungskurve ab; er kann ungefähr der Halbwertsbreite gleichgesetzt werden. Es ergibt sich dann mit den oben berechneten Zeiten für 1 MeV-Neutronen

\* ) Bei so schweren Kernen wie Pb, Hg und U<sup>238</sup> stimmt praktisch die Kanalenergie mit der Laborenergie der gestreuten Neutronen überein.

ein  $\Delta t/t$  von  $\pm 3\%$  und für 4 MeV-Neutronen von  $\pm 5,5\%$ . Die Energieauflösung  $\Delta E/E = 2 \Delta t/t$  beträgt ca.  $\pm 60$  keV resp.  $\pm 450$  keV an den beiden Enden des Messbereichs beim benutzten Flugweg von 1,5 m.

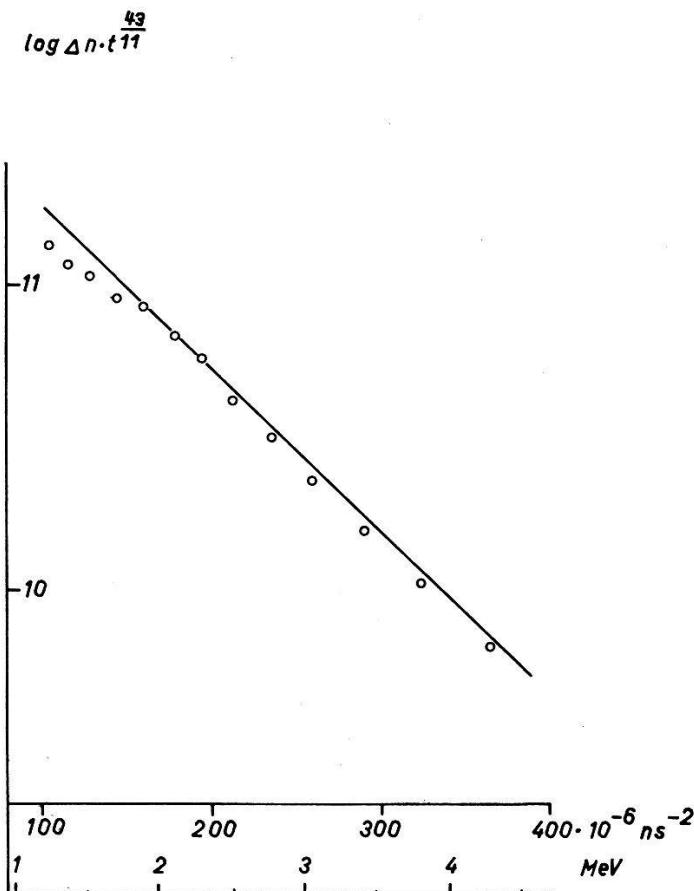


Fig. 10

## Eichmessung an Wismuth

Eingezeichnet sind die Messpunkte und die Gerade, die sich bei einer Kerntemperatur von 1,05 MeV ergeben sollte

### 5.2 Bestimmung der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers

Eine Möglichkeit zur direkten Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Kombination von Photomultiplier und Szintillator bestand nicht. Zur indirekten Bestimmung wurde der Wert der Kerntemperatur von Wismuth (1,05 MeV) übernommen, den ROSEN und STEWART<sup>11)</sup> aus Messungen mit Photoplatten erhalten hatten.

Die Energieverteilung der an Bi gestreuten Neutronen wurde dreimal gemessen. Das Ergebnis einer der Messungen zeigt Figur 10. An die gemessene Verteilung legt man die Gerade an, die der Temperatur von 1,05 MeV entspricht und bestimmt aus der Abweichung der Werte die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers respektive den Korrekturfaktor

$1/\eta$ . Aus den drei Messungen ergaben sich die in Figur 11 dargestellten Korrekturfaktoren als Funktion der Neutronenenergie. Die grosse Fehler schranke im Gebiet über 4 MeV entsteht durch den gegen hohe Energien stark anwachsenden Untergrund.

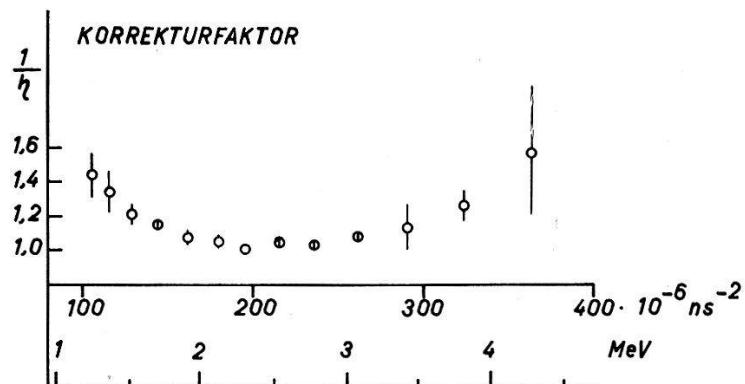


Fig. 11

Korrekturfaktor des Zählers als Funktion der Neutronenenergie bzw. der reziproken (Flugzeit)<sup>2</sup> bei einer Multiplierspannung von 2365 Volt

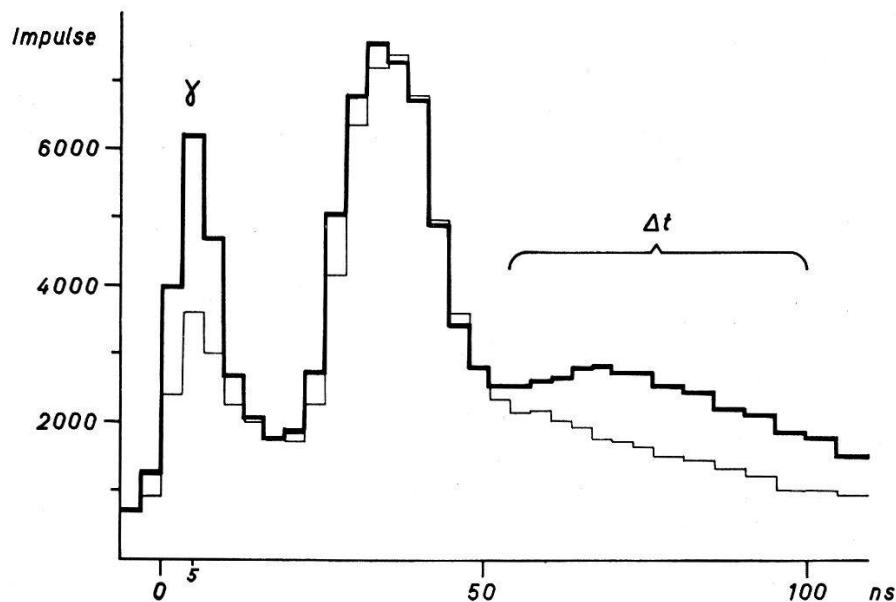


Fig. 12

Spektrum von Quecksilber mit Untergrund

Die dünn ausgezogenen Linien geben den zugehörigen Untergrund wieder. Das auf die  $\gamma$ -Strahlgruppe folgende breite Maximum ist zur Hauptsache durch ungestreute und in der Abschirmung elastisch gestreute Neutronen bedingt. Ebenfalls tragen die im Streukörper elastisch gestreuten Neutronen zu dieser Gruppe bei.  $\Delta t$  bezeichnet das zur Ermittlung der Kerntemperaturen benutzte Intervall.

Tabelle 1  
Beiträge zur Verschmierung der Zeitauflösung der gesamten Apparatur

	Mit direktem Strahl 14,5-MeV- Neutronen	Mit gestreuten Neutronen Energie der Streuneutronen 1–4 MeV
Dauer des Neutronenstosses . . . . .	ns	ns
Hochspannungsschwankungen . . . . .	2–3	2–3
Szintillatordicke, Streukörperdicke . . .	1,5–3	1,5–3
Elektronik . . . . .	0,5	3–4
Photomultiplier . . . . .	2–3	2–3
	1	1
Total Zeitauflösung . . . . .	3,4–5,3	4,5–6,6

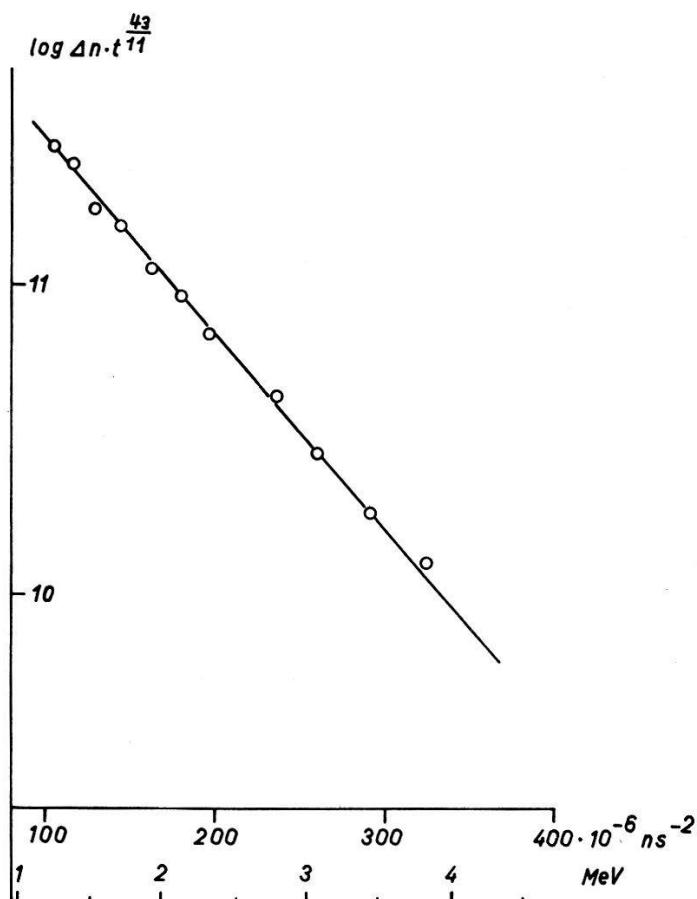


Fig. 13  
Kerntemperatur von Quecksilber

Summe aller Hg-Messungen in der zur Bestimmung der Temperatur nach Seite 533 gewählten Darstellung. Die Gerade entspricht einer Temperatur von 0,87 MeV.

### 5.3 Resultate

Figur 12 ist ein Beispiel für ein unkorrigiertes Flugzeitspektrum mit Streukörper und eingetragenem Untergrund, während in den folgenden Figuren bereits die zur Ermittlung der Kerntemperaturen geeignete Darstellung der auf Untergrund und Ansprechwahrscheinlichkeit korrigierten Messwerte angewendet wurde.

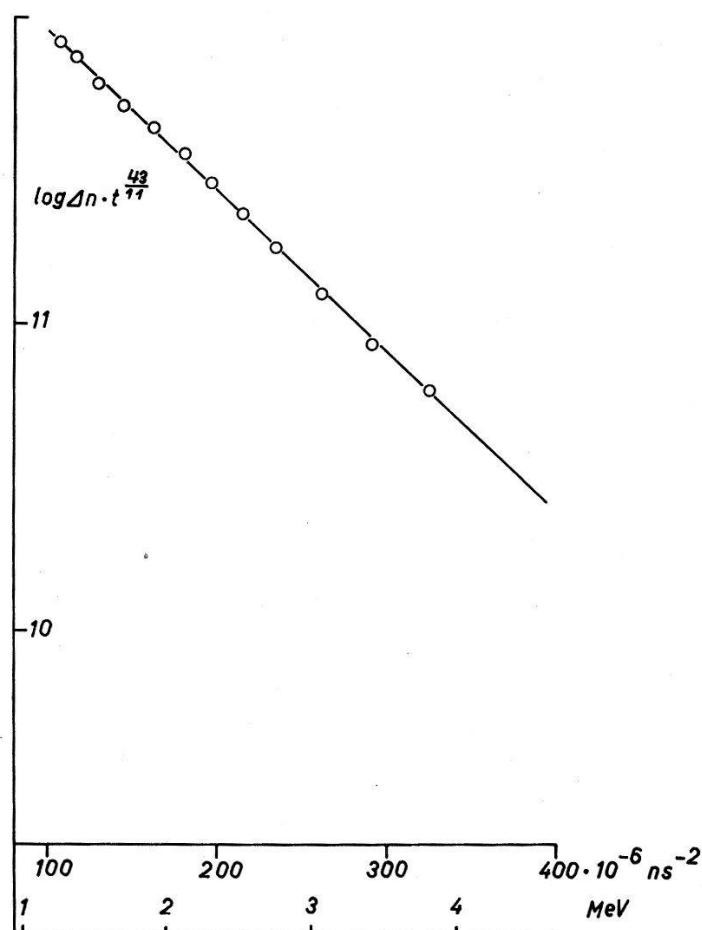


Fig. 14

Kerntemperatur von natürlichem Blei

Die dargestellte Summe aller Messungen ergibt eine Temperatur von 1,06 MeV

Tabelle 2  
Kerntemperaturen von Pb, Pb<sup>206</sup> und Hg

	Kerntemperatur
Pb	$1,06 \pm 0,03 \text{ MeV}$
Pb <sup>206</sup>	$0,98 \pm 0,06 \text{ MeV}$
Hg	$0,87 \pm 0,05 \text{ MeV}$

Um experimentell abzuklären, ob die Mehrfachstreuung bei den gewählten Streukörperdimensionen die Resultate verfälscht, wurde die Kerntemperatur von Blei (natürliches Isotopenverhältnis) an einem Streukörper der in (2.4) erwähnten Dimensionen und an einem solchen mit rund dreimal grösserer Masse (zylindrisch, Durchm. 6 cm, Höhe 9 cm) gemessen. Am kleinen Körper wurde die Temperatur zu 1,01 MeV bestimmt; beim grossen resultierte ein Wert von 1,07 MeV. Unter der Annahme, dass die Reaktion über einen Compoundkern erfolgt, erwartet man, dass wegen der Mehrfachstreuung die Kerntemperatur zu tief gemessen wird. Der grössere Streukörper ergibt aber einen innerhalb der Fehlerschranken übereinstimmenden Wert und sogar die höhere Temperatur. Dies bedeutet, dass der Einfluss der Mehrfachstreuung vernachlässigt werden kann. In Figur 14 ist die Summe aller Messungen an natürlichem Blei abgebildet.

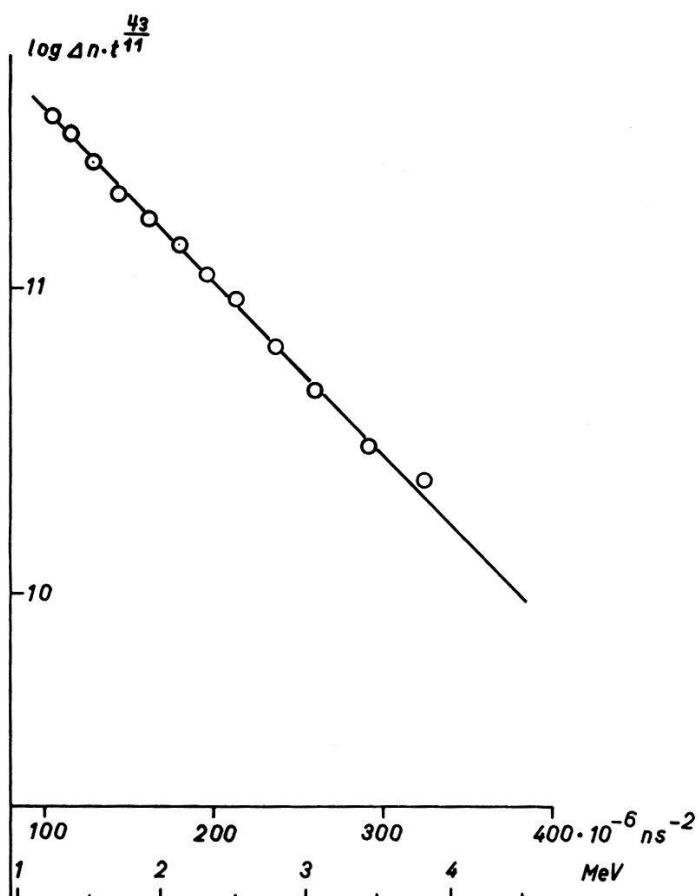


Fig. 15  
Kerntemperatur von  $Pb^{206}$   
Als Temperatur ergibt sich 0,98 MeV

Um direkt den Einfluss der magischen Zahlen auf die Kerntemperatur festzustellen, wurde auch zu 88% mit  $Pb^{206}$  angereichertes Blei unter-

sucht (Fig. 15). Die Temperatur beträgt 0,98 MeV. In Tabelle 2 sind alle Resultate der Kerntemperaturmessungen zusammengestellt.

In einem weiteren Experiment wurde das Spektrum der an Uran gestreuten Neutronen gemessen (Fig. 16). Der Anteil der Spaltungsneutronen ist bereits so gross, dass eine Interpretation der Ergebnisse in Bezug auf die Kerntemperatur des Urans ohne Berücksichtigung des Fissionspektrums nicht möglich ist\*).

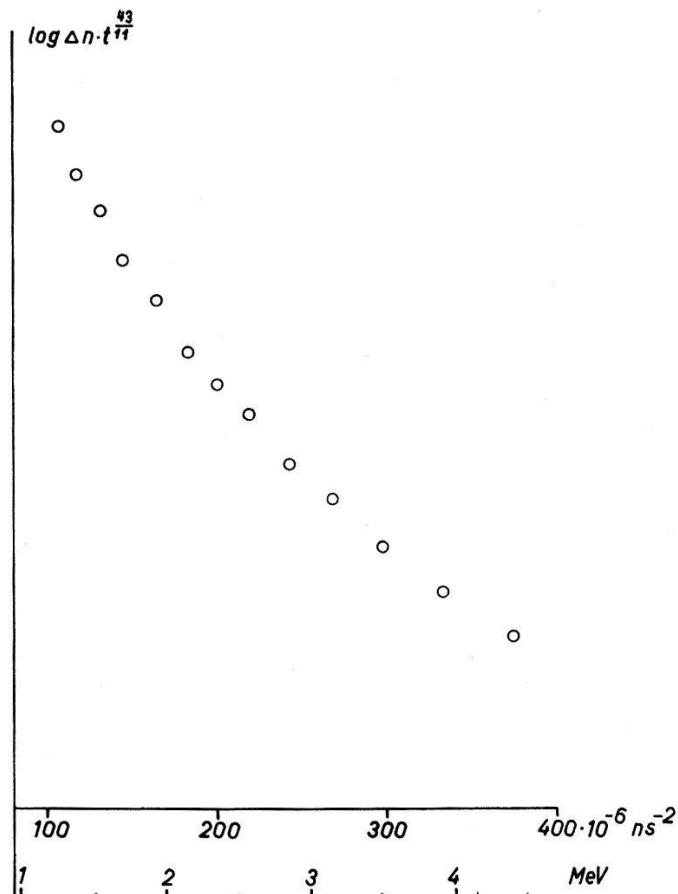


Fig. 16

Spektrum des natürlichen Urans, in gleicher Weise dargestellt wie die Messungen an Pb und Hg

#### 5.4 Diskussion

Durch den Winkel, unter dem der Streukörper von der Neutronenquelle aus gesehen wird, entsteht eine Energiebreite der einfallenden Neutronen von  $\pm 50$  keV bei einer mittleren Energie von 14,5 MeV. Bei der

\* ) Nach einer kürzlich erschienenen Arbeit<sup>12)</sup> setzt sich das Neutronenspektrum bei der Uranspaltung zusammen aus einem typischen Verdampfungsspektrum (inelastische Neutronen vor der Fission;  $n, nf$ ) und einer «WATT-Verteilung<sup>13)</sup>» der Neutronen aus den Spaltungsfragmenten.

grossen Anregungsenergie des Compoundkerns ist diese geringe Energiebreite für die Bestimmung der Kerntemperatur bedeutungslos.

Wie schon erwähnt, kommt eine Verfälschung des Energiespektrums der gestreuten Neutronen durch mehrfache Streuung in Frage. Die freie Weglänge für inelastische Streuung ist bei 1–4 MeV aber rund zehnmal grösser als der Streukörperdurchmesser, so dass zweimalige inelastische Streuung höchst unwahrscheinlich ist. Zu der häufiger eintretenden inelastisch-elastischen Doppelstreuung ist zu bemerken, dass durch die zunehmende Isotropie der inelastischen und durch den minimen Energieverlust der elastischen Streuung keine wesentliche Änderung des Spektrums der emittierten Neutronen zustande kommt\*).

Ergebnisse anderer Autoren<sup>14)</sup><sup>15)</sup><sup>16)</sup> an den gleichen Stoffen liegen bis jetzt nur über Blei vor. Mit Hilfe der Flugzeitmethode wurde dessen Temperatur von O'NEILL<sup>17)</sup> bestimmt. In Übereinstimmung mit den früheren Arbeiten ergab sich eine Temperatur von ca. 0,75 MeV, wobei der Einfluss des ( $n, 2n$ )-Prozesses nicht berücksichtigt ist. Korrigiert man diesen Wert in der an anderer Stelle angegebenen Weise, so erhöht sich die Temperatur auf 0,9 MeV. Die Resultate der vorliegenden Arbeit dürften wegen der gesteigerten Auflösung genauer sein, immerhin muss die indirekte Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers in diesem Zusammenhang nochmals erwähnt werden. Die Abstufung der Temperaturen von Hg, Pb<sup>206</sup> und Pb ist zwar nicht sehr ausgeprägt, lässt aber doch auf einen Einfluss der magischen Zahlen schliessen.

Die Durchführung dieser Arbeit wurde in verdankenswerter Weise durch finanziellen Beitrag des Schweizerischen Nationalfonds unterstützt.

### Literaturverzeichnis

- 1) V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 52, 295 (1937).
- 2) J. M. BLATT und V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, New York 1952).
- 3) W. HAUSER und H. FESHBACH, Phys. Rev. 87, 366 (1952).
- 4) J. M. B. LANG und K. J. LE COUTEUR, Proc. Phys. Soc. A 67, 586 (1954).
- 5) W. WOCHNOWSKI, Diplom. Arbeit, Hamburg 1958.
- 6) C. M. TURNER und S. D. BLOOM, Rev. Sci. Instr. 29, 480 (1958).
- 7) T. K. FOWLER und W. M. GOOD, Nucl. Instr. 7, 245 (1960).
- 8) J. H. NEILER und W. M. GOOD, Fast Neutron Physics, part I (Interscience Publishers, Inc., New York 1960).

---

\* ) Mit Hilfe des Monte-Carlo-Kalküls ist der Einfluss der Mehrfachstreuung für ähnliche Streukörperdimensionen von E. D. CASHWELL und C. J. EVERETT rechnerisch erfasst worden (Publikation von ROSEN und STEWART<sup>11</sup>).

- 9) I. A. D. LEWIS und F. H. WELLS, Millimicrosecond Pulse Techniques (Pergamon Press, London 1954).
- 10) W. WEBER, C. W. JOHNSTONE und L. CRANBERG, Rev. Sci. Instr. 27, 166 (1956).
- 11) L. ROSEN und L. STEWART, Phys. Rev. 107, 824 (1957).
- 12) Yu. A. VASIL'EV *et al.*, Soviet Phys. JETP 38, 483 (1960).
- 13) B. E. WATT, Phys. Rev. 87, 1037 (1952).
- 14) P. H. STELSON und C. GOODMAN, Phys. Rev. 82, 69 (1950).
- 15) B. G. WHITEMORE und G. E. DENNIS, Phys. Rev. 84, 296 (1951).
- 16) E. R. GRAVES und L. ROSEN, Phys. Rev. 89, 343 (1953).
- 17) G. O'NEILL, Phys. Rev. 95, 1235 (1954).