

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 35 (1962)
Heft: VII-VIII

Artikel: Inelastische Streuung von 14,7 MeV-Neutronen an U^{238}
Autor: Poppelbaum, C. / Huber, P. / Lewandowski, Z.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113295>

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: 01.07.2025

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

Inelastische Streuung von 14,7 MeV-Neutronen an U^{238}

von C. Poppelbaum, P. Huber, Z. Lewandowski, R. Plattner und
R. Wagner

(Physikalische Anstalt der Universität Basel)

(15. V. 62)

Summary. The spectrum resulting from 14.7 MeV neutrons incident on U^{238} was measured with a time-of-flight spectrometer previously described¹⁾. The evaporation part of the spectrum is obtained by subtracting the spectrum of fission neutrons (see below). Analysis of this 'difference spectrum' in terms of the Le Couteur distribution yields the nuclear temperature. A first determination of the nuclear temperature was made by supposing the fission neutrons to have a Watt-distribution. The result allows one to calculate the mean excitation energies of the nuclei involved in the emission of the neutron cascade. A new distribution of fission neutrons is derived, based on Terrel's assumption that a distribution of the form

$$f(E)dE = E^{1/2} e^{-E/\Theta} dE$$

describes the spectrum of fission neutrons in the laboratory system. The parameter Θ is related to the above mentioned excitation energies by the number of neutrons per fission. It is shown, that both these distributions lead to essentially the same nuclear temperature $T = 0.36 \pm 0.02$ MeV for U^{238} at a mean excitation energy of 14 MeV.

The relation between nuclear temperature and the level density allows the calculation of the level density coefficient a . The value $a = 96$ MeV⁻¹ obtained is substantially higher than expected by the theory of NEWTON, but the results of other authors for U^{238} suggest a deviation of the level density coefficient towards higher values as well.

1. Einleitung

Im Rahmen unserer Untersuchung des Verlaufs der Kerntemperatur in der Umgebung der magischen Neutronenzahl 126 wurde das schon früher angeschnittene Problem des Kerns U^{238} wieder aufgegriffen²⁾. Es zeigte sich, dass eine Analyse des Neutronenspektrums zur Bestimmung der Kerntemperatur des U^{238} nur bei der Berücksichtigung des Spektrums der Fissionneutronen möglich ist. Die Messung des Neutronenspektrums

erfolgte mit der Flugzeitmethode. Es handelt sich dabei um den gepulsten und durch Laufzeitmodulation komprimierten Deuteronenstrahl einer Duo-Plasmatron-Ionenquelle, in Verbindung mit einem amplitudenkorrigierten Zeitanalysator im Nanosekundenbereich.

Beim Beschuss von U^{238} mit 14,7 MeV-Neutronen beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Zwischenkerns U^{239*} 2,9 barn³⁾. Der Zerfall dieses Compoundzustandes mit einer Anregungsenergie von 19,4 MeV erfolgt hauptsächlich durch Spaltung und Neutronenemission. Bei 14,7 MeV Neutronenenergie betragen die Wirkungsquerschnitte für den Einfang (n, γ) und die (n, α)-Reaktion nur wenige mb und sind hier zu vernachlässigen^{4) 5)}. Bei der Emission eines Neutrons entsteht der Kern U^{238} mit einer mittleren Anregungsenergie von 14 MeV (vgl. S. 748), bei dessen Zerfall wiederum die Spaltung und die Neutronenemission konkurrenzieren. Entsprechendes gilt für die angeregten Zustände des U^{237} , welche bei der Emission eines Neutrons aus U^{238} entstehen. In der Tabelle 1 sind die für 14,7 MeV-Neutronen möglichen Reaktionen mit den entsprechenden Querschnitten aufgeführt.

Tabelle 1

Reaktionstyp	Querschnitt in barn	Literatur
(n, f)	$\sigma_1 = 0,55$	6)
(n, nf)	$\sigma_2 = 0,45$	6)
$(n, 2\,nf)$	$\sigma_3 = 0,25$	7)
(n, n')	$\sigma_4 = 0,15$	8)
$(n, 2\,n)$	$\sigma_5 = 0,65$	9)
$(n, 3\,n)$	$\sigma_6 = 0,85$	*)
Total inelastisch	$\sigma_{in} = 2,9$	3)
*) Berechnet aus $\sigma_{in} - \sigma_f - \sigma(n, n') - \sigma(n, 2\,n)$, wobei σ_f den totalen Spaltungsquerschnitt bei 14,7 MeV bedeutet.		

Die beim Zerfall des Compoundkerns U^{239*} auftretenden Neutronen lassen sich demnach in zwei Gruppen einteilen:

Die von den Fissionfragmenten emittierten Neutronen bilden das Fissionspektrum, während wir als Verdampfungsspektrum die Verteilung der von einem angeregten Uranisotop (U^{239} , U^{238} und U^{237}) emittierten Neutronen bezeichnen. Um das Verdampfungsspektrum zu ermitteln, wurde von der auf Ansprechwahrscheinlichkeit korrigierten Gesamtverteilung das Fissionspektrum subtrahiert. Aus dem Verdampfungsspektrum lässt sich die Kerntemperatur des U^{238} bestimmen.

2. Aufbau der Apparatur

Die in einem Duo-Plasmatron¹⁰⁾ erzeugten Ionen werden durch eine mit 4 MHz modulierte Gleichspannung abgesaugt, wodurch der Strahl in der schon früher beschriebenen Art¹¹⁾ gleichzeitig gepulst und durch Energiemodulation zeitlich fokussiert wird. Nach der Beschleunigung auf 160 kV und magnetischer Stromanalyse trifft der Strahl durch einen Influenz-Ring zur Erzeugung eines Referenzsignals auf das Target. Dieses Referenzsignal wird als Stoppsignal für den nach dem Prinzip der Zeit-Amplituden-Wandlung arbeitenden Zeitanalysator benutzt. Da eine Beschreibung des Zeitanalysators ebenfalls schon publiziert wurde¹²⁾, soll nur auf das Duo-Plasmatron näher eingegangen werden, da hier noch eine Verbesserung und einige Einzelheiten mitzuteilen sind.

2.1. Die Duo-Plasmatron-Ionenquelle

Bei dieser Quelle¹³⁾ wird eine Niedervolt-Gasentladung mit Hilfe einer Zwischenelektrode (vgl. Fig. 4) mit Durchtrittsöffnung eingeschnürt und durch das inhomogene Feld einer magnetischen Polschuhlinse weiter verdichtet¹⁴⁾. Figur 1 zeigt einen Querschnitt durch die Ionenquelle.

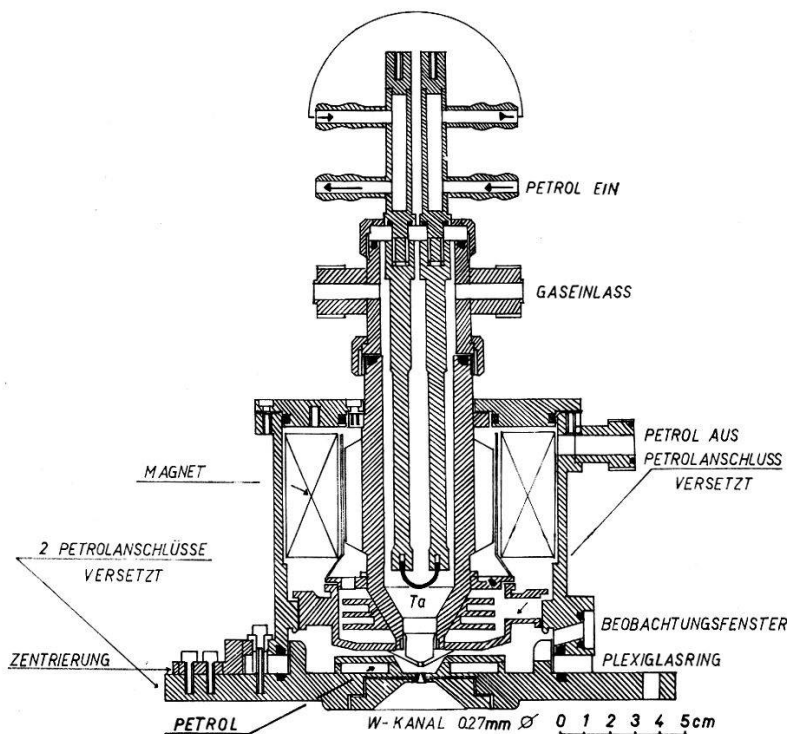


Fig. 1

Querschnitt durch das Duo-Plasmatron.

Eine verbesserte Ausführung der Emissionsöffnung ist in Figur 2 vergrößert dargestellt.

Im Raum vor dem Austrittskanal entsteht ein besonders dichtes Plasma. Bei der Entnahme grösserer Ionenströme wurde der Austrittskanal durch Erhitzung zerstört und die Bodenplatte beschädigt. Zur Verbesserung des Wärmekontaktes mit der gekühlten Bodenplatte wurde die in Figur 2 gezeigte Anordnung gewählt.

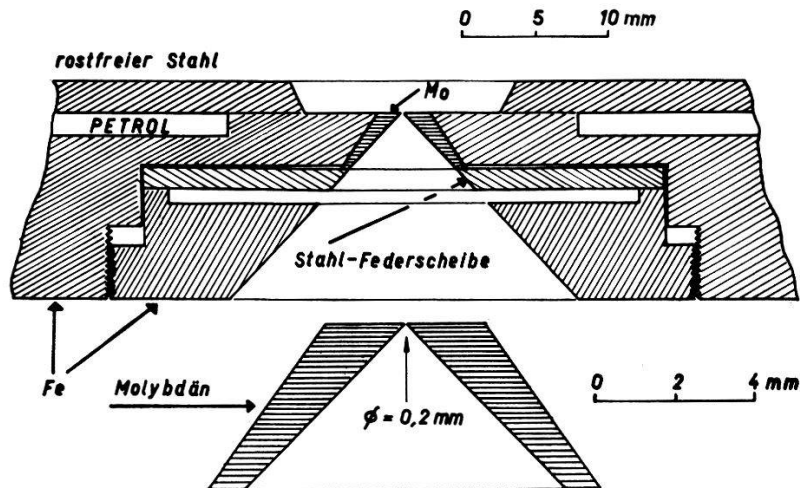


Fig. 2

Austrittsanordnung des Duo-Plasmatrons

Der konische Molybdänkanal wird durch eine Federscheibe in den Sitz der Bodenplatte gepresst. Dadurch ist die Gefahr der Deformation derselben durch die Wärmeausdehnung des Kanals behoben und die darauf folgende Überhitzung des nach einer Abkühlung gelockerten Kanals vermieden. Molybdän wurde anstelle von Wolfram wegen der einfacheren Bearbeitung gewählt. Der Kanaldurchmesser wurde von 0,27 mm auf 0,2 mm herabgesetzt, da die Grösse des Ionenstromes sonst wegen Raumladungseffekten eine genügend gute Fokussierung verhindert. Das justierbare Linsensystem ist in Figur 3 dargestellt, und Figur 4 zeigt schematisch die elektrische Leistungs- und Spannungsversorgung des Duo-Plasmatrons.

Die Heizung der Tantalkathode von 1,6 mm Durchmesser erfolgt mit 1,5 V, die Leistungsaufnahme erreicht etwa 150 W und der Emissionsstrom 1 A. Die Anodenspannung beträgt bei 1 A Entladungsstrom 200 V, die Spannung an der Zwischenelektrode die Hälfte. Das zugehörige Netzgerät (Brückengleichrichter für max. 500 V und 2 A) nimmt bei Normalbetrieb 350 W auf, die Magnetstromversorgung 150 W. Die zum Betrieb des Duo-Plasmatrons benötigte Leistung von ca. 700 W wird durch einen über eine isolierte Welle angetriebenen 220 V~-Generator geliefert.

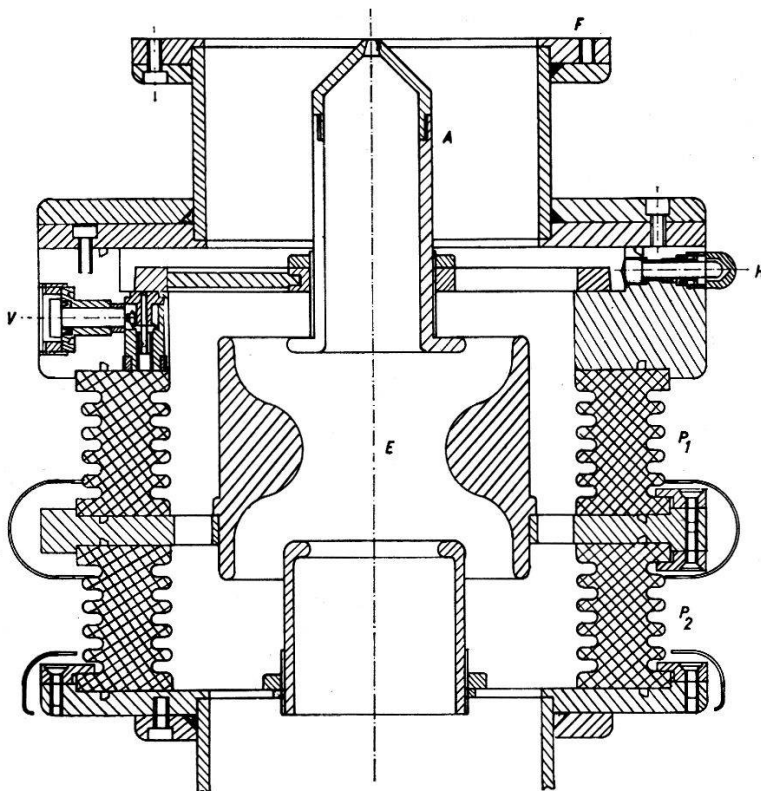


Fig. 3

Linsensystem

<i>H</i> Horizontaljustierung	<i>A</i> Absaugelektrode
<i>E</i> Unipotentiallinse	<i>V</i> Vertikaljustierung
<i>F</i> Anschluss an Duo-Plasmatron	<i>P</i> Porzellanisolatoren

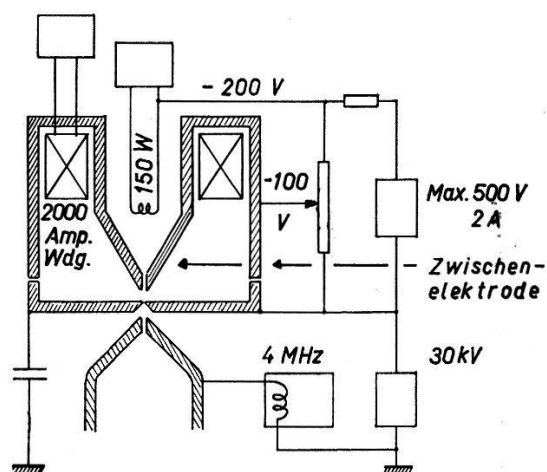


Fig. 4

Schema der elektrischen Leistungs- und Spannungsversorgung

2.2. Ionenimpulserzeugung

Zur Erzeugung der Ionenimpulse¹¹⁾ wird die Tatsache benutzt, dass bei fester Spannung der Unipotentiallinse (Fig. 3), der Strahl nur für eine bestimmte Absaugspannung auf eine am Austritt des Linsensystems befindliche Blende fokussiert ist. Die Modulation der Absaugspannung bewirkt eine periodische Defokussierung des Strahls, wodurch nach der Austrittsblende Ionenimpulse entstehen. Die Gleichspannungskomponente der Absaugspannung beträgt 30 kV und wird wie die Spannung der Unipotentiallinse (ca. 26 kV) von einem Hochspannungsnetzgerät der Sorensen Comp. für 30 kV und 20 mA geliefert. Die modulierende HF wird von einem 4 MHz-Sender in Hartree-Schaltung erzeugt. Bei voller Anodenspannung der Philips QB 3/300-Senderöhre von 3 kV beträgt die Amplitude der HF bei unbelastetem Sender etwa 10 kV. Die Sekundärspule des Senders ist direkt an die Absaugelektrode des Duo-Plasmatrons angeschlossen (siehe Fig. 4).

3. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillationszählers

Die am U^{238} inelastisch gestreuten 14,7 MeV-Neutronen werden von einem Philips 58-AVP-Photomultiplier mit NE-102-Plastic von 125 mm Durchmesser und 25 mm Länge registriert. Vor Beginn der Messungen am Uran musste die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Zählers im interessierenden Energiebereich unterhalb 2,5 MeV ermittelt werden*). Zur Untersuchung dieses Energiebereiches eignen sich an Wasserstoff elastisch gestreute Neutronen aus der (d, d) -Reaktion.

Die Zahl der vom Zähler registrierten Neutronen f ist proportional der Anzahl der einfallenden Neutronen g und der gesuchten Ansprechwahrscheinlichkeit ε :

$$f \sim g \cdot \varepsilon.$$

Bei der (n, p) -Streuung ist die Anzahl der unter dem Streuwinkel φ in einen festen Raumwinkel gestreuten Neutronen im Laborsystem proportional zu $\cos\varphi$ und zur Anzahl der auf den Streukörper einfallenden Neutronen. Die Zahl m der den Streukörper treffenden Neutronen wird durch einen Monitor kontrolliert, und es ergibt sich

$$g \sim m \cos\varphi \text{ und damit } \varepsilon \sim \frac{f}{m \cos\varphi}. \quad (1)$$

Durch Messungen unter verschiedenen Streuwinkeln lässt sich die Energie E der gestreuten Neutronen variieren:

$$E_\varphi = E_0 \cos^2\varphi, \quad (2)$$

*) Zur Bestimmung der Kerntemperatur des U^{238} benötigen wir nur den relativen Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit.

wobei E_0 die Energie der primären Neutronen bedeutet. Aus Gleichung (1) kann die Änderung der Ansprechwahrscheinlichkeit mit der Neutronenenergie bestimmt werden.

In unserem Experiment betrug die Energie der auf den Streukörper einfallenden Neutronen $E_0 = 2,85$ MeV [(d,d) -Reaktion, Deuteronenenergie 160 keV, Streukörper unter 45° zur Richtung des Deuteronenstrahls]. Die Bestimmung des Spektrums der elastisch gestreuten 2,85 MeV-Neutronen erfolgt mit der Flugzeit-Methode. Als Streukörper verwenden wir einen Plastic-Szintillator, der bei einer (n,p) -Streuung gleichzeitig ein Referenzsignal für den Zeitanalysator liefert. Die Maschine wurde bei dieser Messung nicht gepulst. Figur 5 zeigt die experimentelle Anordnung zur Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit.

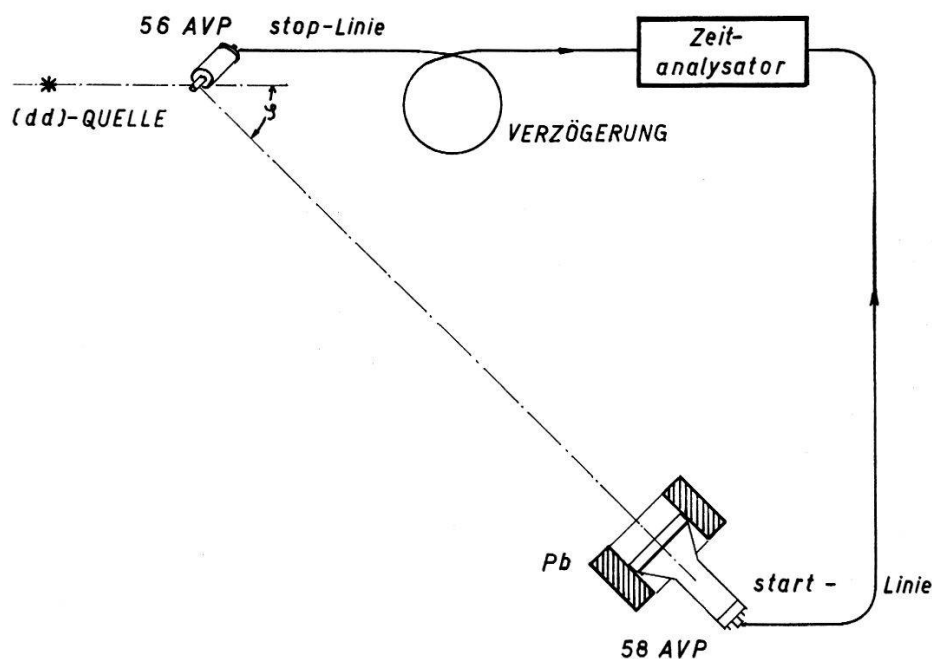


Fig. 5

Die Anordnung zur Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit

Der NE-102-Plastic von 25 mm Durchmesser und 28 mm Länge befand sich auf einem Philips 56-AVP-Photomultiplier. Ein Ausgang des Multipliers von der 14. Dynode über eine Kathodenstufe wird als Monitor verwendet, während an der Anode das Stoppsignal für den Zeitanalysator abgenommen wird. Nach einer Flugstrecke von 1,62 m werden die am Streuplastic gestreuten Neutronen in dem 58-AVP-Multiplier, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt werden soll, registriert und liefern das Startsignal für den Zeitanalysator. Zur Kontrolle der beiden Multiplierspannungen und des Koinzidenzverstärkers wurde nach jeder Messreihe das γ -Spektrum einer Na^{22} -Quelle aufgenommen.

Da die am Szintillator gestreuten Neutronen in der Form eines Flugzeitspektrums registriert werden, lässt sich ihre Energie ausser nach Gleichung (2) auch aus der Flugzeit berechnen:

$$E_t = \frac{(72,3)^2 D^2}{t^2} \text{ MeV}, \quad (3)$$

wobei die Flugstrecke D in m und die Flugzeit t in ns anzugeben ist. Der Nullpunkt der Flugzeitskala wird durch die bekannte Flugzeit der durch inelastische Streuung von Neutronen am Targetträger und Umgebung entstehenden γ -Quanten festgelegt. Durch Verschiebung dieser γ -Referenzlinie mit Hilfe eines Verzögerungskabels bekannter Laufzeit erhält man als Kanalbreite des RCL-128-Kanal-Impulsspektrographen $2,22 \pm 0,02$ ns. Die Lage des Nullpunkts und des Maximums der Neutronenverteilung wurde auf je 0,5 Kanäle genau gemessen, so dass sich für die Differenz eine Unsicherheit von einer Kanalbreite ergibt. Der Streuwinkel φ wurde auf $\pm 1^\circ$ genau gemessen. Die aus den Gleichungen (2) und (3) berechneten Energien, zur Unterscheidung mit E_φ und E_t bezeichnet, sind für die gemessenen Streuwinkel in der Tabelle 2 mit ihren Fehlern eingetragen. Die mit $\bar{E}$ bezeichneten Energien folgen aus der Mittelung von E_φ und E_t , wobei die verschiedene Grösse der Fehler durch Gewichte berücksichtigt wurde.

Tabelle 2

φ	E_φ	$\frac{\Delta E_\varphi}{E_\varphi}$	E_t	$\frac{\Delta E_t}{E_t}$	$\bar{E} \text{ MeV}$
65°	0,51 MeV	7,8%	0,48 MeV	3,4%	$0,49 \pm 4,7\%$
63°	0,59 MeV	7,4%	0,57 MeV	3,5%	$0,58 \pm 4,8\%$
61°	0,66 MeV	6,2%	0,61 MeV	3,7%	$0,63 \pm 4,6\%$
57°	0,83 MeV	5,6%	0,75 MeV	3,8%	$0,78 \pm 4,3\%$
53°	1,02 MeV	4,4%	0,91 MeV	4,2%	$0,97 \pm 4,3\%$
49°	1,21 MeV	4,0%	1,09 MeV	4,5%	$1,15 \pm 4,2\%$
45°	1,40 MeV	3,6%	1,24 MeV	4,7%	$1,33 \pm 4,1\%$
39°	1,70 MeV	3,0%	1,55 MeV	5,2%	$1,64 \pm 3,8\%$
30°	2,12 MeV	2,0%	2,04 MeV	5,7%	$2,10 \pm 3,1\%$

Zur Bestimmung der Anzahl f der im Szintillationszähler registrierten Neutronen einer bestimmten Energie muss von der total gemessenen Impulszahl F_0 im entsprechenden Flugzeitintervall der Untergrund U abgezogen werden. Einem Flugzeitintervall entspricht bei der Registrierung durch den Impulsspektrographen eine Kanalgruppe. Man erhält den Untergrund durch Mittelung der Impulszahlen in dem ausserhalb dieser Kanalgruppe gelegenen Teil des Flugzeitspektrums. Dann gilt

$$f = F_0 - U, \quad (4)$$

und nach Gleichung (1) lässt sich $\varepsilon(\bar{E})$ berechnen, wobei der höchste Wert auf 1 normiert wird.

Zur Berechnung des Fehlers der Ansprechwahrscheinlichkeit brauchen wir den Fehler von f . Die statistischen Fehler von F_0 und U sind

$$\Delta F_0 = \sqrt{F_0} \quad \text{und} \quad \Delta U = \sqrt{U};$$

daraus folgt wegen Gleichung (4)

$$\Delta f = \sqrt{F_0 + U}.$$

Nach Gleichung (1) lässt sich dann $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ berechnen, dabei kann der statistische Fehler von m vernachlässigt werden, da die Monitorstosszahl stets über 10^6 Impulse betrug ($\Delta m/m < 1\%$). Die Resultate der Fehlerrechnung sind in der Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3

E MeV	F_0	U	f	$\frac{\Delta f}{f}$	$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}$
0,49	1953	1596	357	17,0%	17,5%
0,58	4791	3906	885	10,5%	11,0%
0,63	2825	2050	775	9,0%	9,5%
0,78	6519	4040	2479	4,2%	5,0%
0,97	9073	5420	3653	3,3%	4,0%
1,15	12990	6940	6050	2,5%	3,5%
1,33	8536	3815	4721	1,8%	3,0%
1,64	9752	4530	5222	2,3%	3,0%
2,10	11097	5330	5767	2,2%	2,5%

Da sich aus Intensitätsgründen der Streuplastic nahe beim Target befand, war die Energieverschmierung der gestreuten Neutronen beträchtlich. Die Halbwertsbreite der Neutronenverteilungen betrug 300–500 keV; für die Energie $E = 1,15$ MeV z. B. wurden Neutronen im Bereich von 0,75 bis 1,5 MeV registriert. Da sich die aus Gleichung (1) erhaltene Ansprechwahrscheinlichkeitskurve $\varepsilon(\bar{E})$ über einen solchen Bereich stark ändert, muss noch eine Korrektur angebracht werden. Unter der Annahme einer symmetrischen Neutronenverteilung würde bei linearem Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit diese Korrektur verschwinden, während sie bei maximaler Krümmung der $\varepsilon(\bar{E})$ -Kurve ein Maximum erreicht. Die auf endliche Linienbreite korrigierte Impulszahl f_k wurde folgendermassen ermittelt: jedem Kanal des Flugzeitspektrums entspricht eine Energie, zu der aus der noch unkorrigierten $\varepsilon(\bar{E})$ -Kurve die Ansprechwahrscheinlichkeit abgelesen werden kann. Bei der dem Maximum der Neutronen-

verteilung entsprechenden Energie E_M habe die Ansprechwahrscheinlichkeit den Wert $\varepsilon(E_M)$. Bei einer Energie E_1 muss dann die Impulszahl mit $\varepsilon(E_M)/\varepsilon(E_1)$ multipliziert werden.

Die Abweichung der f_k von den für die primär berechnete Kurve benutzten f betrug je nach der Krümmung zwischen 2% und 6%. Die Figur 6 zeigt die Resultate der Messung, nach erneuter Normierung des höchsten Punktes von $\varepsilon(\bar{E})$ auf 1 mit den aus den Tabellen 2 und 3 entnommenen Fehlerschranken.

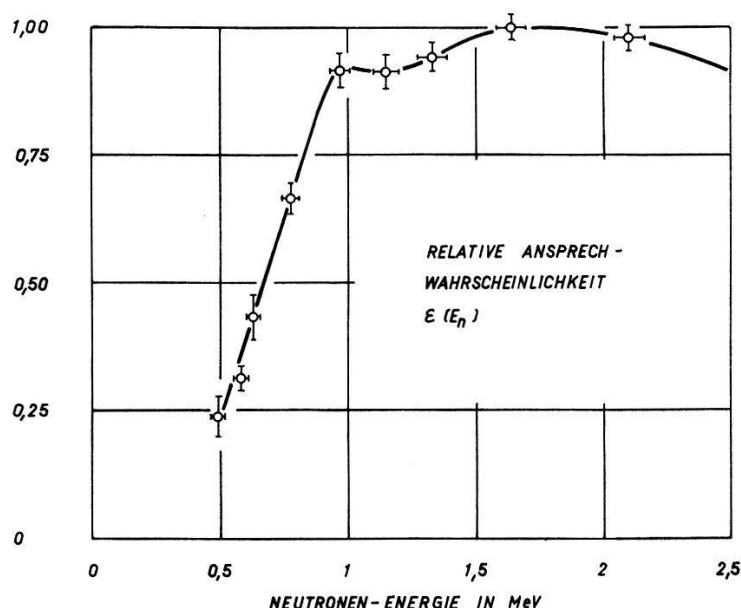


Fig. 6

Auf endliche Linienbreite korrigierte Ansprechwahrscheinlichkeit in relativen Einheiten als Funktion der Neutronenenergie $\bar{E}$

4. Das Verdampfungsspektrum

Die Emission von Neutronen aus einem langlebigen Zwischenzustand kann nach WEISSKOPF¹⁵⁾ in der sogenannten Verdampfungsapproximation betrachtet werden. Dabei wird der Wirkungsquerschnitt für die inverse Reaktion als konstant angenommen (BLATT und WEISSKOPF¹⁶⁾), sowie die Konstanz der Kerntemperatur T des verdampfenden Systems im relevanten Energiebereich der Emission vorausgesetzt. Unter diesen Annahmen erhält man die Energieverteilung der emittierten Neutronen in der Form:

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

Diese Maxwell'sche Energieverteilung für die inelastisch gestreuten Neutronen gilt im allgemeinen nur unter der Voraussetzung, dass die Energie

der einfallenden Neutronen kleiner ist als die Bindungsenergie des letzten Neutrons im Targetkern. Bei höheren Neutronenenergien tritt die $(n, 2n)$ - und schliesslich die $(n, 3n)$ -Reaktion in Konkurrenz zur einfachen inelastischen Streuung, bei welcher die Anregungsenergie nach der Emission eines Neutrons unter die Bindungsenergie sinkt und die Reaktion durch γ -Deexcitation beendet wird. Bei höheren Neutronenenergien entsteht im allgemeinen eine Verdampfungskaskade, bis die Anregungsenergie wiederum unter die Bindungsenergie gesunken ist. Dabei erschweren die folgenden Tatsachen die Analyse des entstehenden Neutronenspektrums:

a) Die Niveaux der U^{238*} -Kerne, aus welchen die Emission der sekundären Neutronen erfolgt, haben eine Häufigkeitsverteilung, die dem Spektrum der primär emittierten Neutronen entspricht. Es kann daher für die sekundären und tertiären Neutronen keine scharfe Anregungsenergie E^* des Zwischenkerns wie im Falle der primären Neutronen angenommen werden.

b) Die sekundären Neutronen werden mit einer charakteristischen Temperatur emittiert, die im wesentlichen durch die Energie der einfallenden Neutronen abzüglich der Bindungsenergie des letzten Neutrons im Targetkern gegeben ist.

Zur Berechnung des Beitrags der sekundären Neutronen zum Gesamtspektrum sollte demnach die Abhängigkeit der Kerntemperatur von der Anregungsenergie bekannt sein. Analoges gilt für die weiteren Stufen der Neutronenkaskade. Unter der Annahme einer Zustandsgleichung von der Form $E \sim T^2$ (Fermigasmodell) berechnet LE COUTEUR¹⁷⁾ das Neutronenspektrum einer solchen Verdampfungskaskade:

$$N(E) dE = \text{const.} \cdot E^{l-1} e^{-E/T^*} dE. \quad (2)$$

Die Parameter l und T^* haben unter der Bedingung $T \ll E_b$, wobei E_b die Bindungsenergie des emittierten Neutrons bedeutet, die Werte $l = 16/11$ und $T^* = (11/12) T$:

$$N(E) dE = \text{const.} \cdot E^{5/11} \left[\exp \left(-\frac{12}{11} \frac{E}{T} \right) \right] dE. \quad (3)$$

Dabei bedeutet T die Temperatur des Targetkerns.

Berücksichtigt man die Möglichkeit eines «Schmelzprozesses» des Kerns (TRAINOR und DIXON¹⁸⁾, THOMSON¹⁹⁾), das heisst die Konstanz der Temperatur über einen grösseren Bereich der Anregungsenergie, so müsste in diesem Energiebereich trotz des Auftretens einer Neutronenkaskade das Verdampfungsspektrum einer Maxwell-Verteilung genügen. Diese Konstanz der Kerntemperatur scheint nach den bisher vorliegenden Messungen vor allem in der Nähe von abgeschlossenen Schalen aufzutreten.

5. Das Fissionspektrum

Das Spektrum der von den Spaltungsfragmenten emittierten Neutronen lässt sich im Laborsystem durch die sogenannte Watt-Verteilung

$$F(E) dE = \text{const } e^{-E/T_f} \left[\sinh \frac{\sqrt{2E}}{T_f} \right] dE \quad (1)$$

darstellen (WATT²⁰), TERREL²¹). Der Parameter T_f hängt dabei von der Energie des spaltenden Neutrons ab.

Bei der Spaltung des U^{235} mit thermischen Neutronen ergibt sich ein Wert von $T_f(\text{therm.}) = 0,965 \text{ MeV}$ (CRANBERG *et al.*²²); bei einer Neutronenenergie von 14,3 MeV erhalten VASILEV *et al.*²³ für die Spaltungsneutronen des U^{235} $T_f(14,3) = 1,06 \pm 0,03 \text{ MeV}$ und für die Spaltungsneutronen des U^{238} $T_f(14,3) = 1,16 \pm 0,03 \text{ MeV}$.

Eine weitere Form der Energieverteilung der Fissionneutronen wird von TERREL²¹) angegeben. Man erwartet im Laborsystem ein Spektrum von der Gestalt

$$f(E) dE = 2 \Theta^{-3/2} \Pi^{-1/2} E^{1/2} e^{-E/\Theta} dE. \quad (2)$$

Der Parameter Θ ist mit der mittleren Energie $\bar{E}$ der Fissionneutronen durch die Relation

$$\bar{E} = (3/2) \Theta = 0,78 + 0,624 (N_f + 1)^{1/2} \text{ MeV} \quad (3)$$

verknüpft (TERREL²¹), CLARKE⁸), wobei N_f die Anzahl der Neutronen pro Spaltung bedeutet. Da bei unserem Experiment Fissionfragmente aus der Spaltung von U^{239} , U^{238} und von U^{237} auftreten, erwartet man als gesamtes Spaltungsspektrum eine Überlagerung dreier solcher Verteilungen mit entsprechenden Gewichtungsfaktoren g_ν

$$g_\nu = N_{f\nu} \cdot \sigma_{f\nu}. \quad (4)$$

$\nu = 1, 2, 3$, bezieht sich dabei auf die Uranisotope U^{239} , U^{238} , U^{237} , und die $\sigma_{f\nu}$ bedeuten die entsprechenden Querschnitte für die Spaltung. Damit ergibt sich

$$F(E) dE = 2 \Pi^{-1/2} \sum_{\nu=1}^3 \{ g_\nu \Theta_\nu^{-3/2} E^{1/2} e^{-E/\Theta_\nu} \} dE. \quad (5)$$

Die Abhängigkeit der Anzahl Neutronen pro Spaltung von der Anregungsenergie E^* des spaltenden Kerns berechnet CLARKE⁸) aus den Ergebnissen verschiedener Autoren zu

$$\frac{dN_f}{dE^*} = 0,14 \text{ MeV}^{-1}. \quad (6)$$

Zur Abschätzung der auftretenden mittleren Anregungsenergien benötigt man eine Information über die mittlere Energie der Verdampfungsneutronen. Unter der Annahme, dass sich die einzelnen Stufen der Neutronenkaskade durch Maxwell-Verteilungen approximieren lassen, ergibt sich die mittlere Energie des Verdampfungsspektrums zu $\bar{E} = 2 T$, wobei T die Temperatur des emittierenden Kerns bedeutet. Nimmt man ferner an, dass sich die Kerntemperatur mit der Quadratwurzel aus der Anregungsenergie verändert (Fermigasmodell), so erhält man für die mittleren Anregungsenergien der an der Kaskade beteiligten Kerne folgendes Schema:

Kern	Mittlere Anregungsenergie E^*
U^{239}	$E_0^* = E_0 + B_0 = 19,4 \text{ MeV}$
U^{238}	$E_1^* = E_0 - 2 T$
U^{237}	$E_2^* = E_1^* - B_1 - 2 T (1 - B_1/E_1^*)^{1/2}$.

Dabei bedeutet T die Kerntemperatur des U^{238} bei einer mittleren Anregungsenergie von 14 MeV, $E_0 = 14,7 \text{ MeV}$ die Energie der einfallenden Neutronen und $B_0 = 4,7 \text{ MeV}$, $B_1 = 6,0 \text{ MeV}$ die Bindungsenergie des letzten Neutrons im U^{239} bzw. im U^{238} (HUIZENGA²⁴), NEWTON²⁵)).

Es ist anzunehmen, dass eine solche dreiparametrische Darstellung das Spektrum der Neutronen aus der Spaltung von U^{239} , U^{238} und U^{237} besser beschreibt als die einfachere Form der Watt-Verteilung. Die N_f -Werte und damit die Parameter Θ_1 , Θ_2 und Θ_3 lassen sich jedoch nur bei bekannter Temperatur des U^{238} berechnen. Da diese die gesuchte Grösse darstellt, wurde bei der Auswertung der gemessenen Neutronenspektren in der Weise vorgegangen, dass zunächst mit Hilfe der Watt-Verteilung die Kerntemperatur des U^{238} ermittelt wurde. Mit diesem Werte können dann, mit den oben aufgeführten Annahmen, die mittleren Anregungsenergien der beteiligten Kerne berechnet werden, womit die Parameter Θ_i festliegen. Weichen die beiden auf diese Weise ermittelten Temperaturen stark voneinander ab, so müsste die Methode der sukzessiven Approximation angewandt werden.

6. Die Messung des Flugzeitspektrums der an U^{238} inelastisch gestreuten 14,7 MeV-Neutronen

Zur Messung der Flugzeit benötigen wir Start- und Stoppsignale für den Zeitanalysator. Das Stoppsignal wird beim Durchgang eines Deuteronenimpulses durch einen Influenzring direkt oberhalb des Targets erzeugt.

Die am Uranstreukörper*) gestreuten Neutronen werden nach einer Flugstrecke von 1,62 m mit Hilfe eines 58-AVP-Multipliers registriert, welcher das Startsignal liefert. Dieser Start-Multiplier wird durch verschiedene Abschirmungen (vgl. Fig. 7) vor direktem Neutroneneinfall von dem Tritiumtarget geschützt.

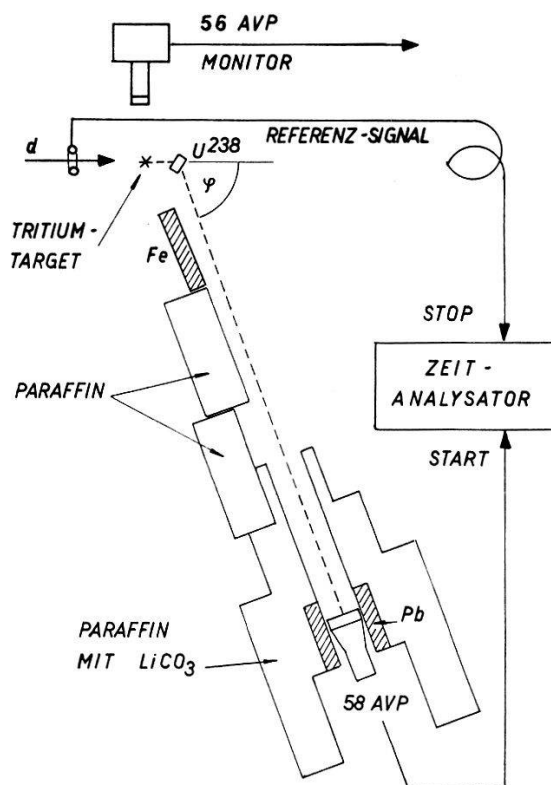


Fig. 7

Experimentelle Anordnung zur Messung des Flugzeitspektrums der am Uran gestreuten Neutronen

Die Ausgangsimpulse des Zeit-Amplitudenwandlers werden in einem RCL-128-Kanal-Impulsspektrographen mit 2,22 ns Kanalbreite analysiert. Zur Eliminierung der nicht vom Streukörper stammenden Anteile des Spektrums werden abwechselnd Spektren mit und ohne Streukörper aufgenommen und voneinander subtrahiert.

Dabei muss die Anzahl der am Ort des Streukörpers einfallenden Neutronen in beiden Fällen gleich sein. Der zur Kontrolle verwendete Monitor befand sich direkt unterhalb des Targets. Seine Schwelle wurde mit Hilfe einer Co^{60} -Quelle auf ca. 3,5-MeV-Protonenenergie eingestellt. Die Messdauer betrug durchschnittlich je 6 min mit und ohne Streukörper. Waren

*) Die quaderförmigen Uranstreukörper ($60 \times 60 \times 40$ mm) von 2,7 kg Gewicht wurden uns freundlicherweise vom Institut für Reaktorforschung in Würenlingen zur Verfügung gestellt.

die Zeiten zur Erreichung der gleichen Monitorimpulszahl verschieden, so wurde eine Korrektur für die verschiedene Totzeit des Impulsspektrographen angebracht.

Da sich beim Auftreffen von Deuteronen auf Metalloberflächen und das Target sogenannte Selbst-Targets bilden, entstehen auch Neutronen durch die (d, d) -Reaktion. Von diesen ist nur der vom Streukörper selbst in den Start-Multiplier gelangende Anteil störend, da der Rest durch die abwechselnde Addition und Subtraktion mit dem anderen Untergrund eliminiert wird. Ein ohne Tritium-Target aufgenommenes Flugzeitspektrum zeigte homogene Verteilung und der vom Streukörper stammende Anteil betrug nur ca. 1% vom Minimum des vorher bei gleichem Targetstrom in gleicher Zeit erhaltenen Streuspektrums der 14-MeV-Neutronen.

7. Resultate und Auswertung der Messungen

In dem gemessenen Flugzeitspektrum entspricht jeder Kanal einem Energieintervall. Die Impulszahlen im Flugzeitspektrum wurden in 200 keV-Intervalle zusammengefasst und auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors korrigiert. Ferner wurde berücksichtigt, dass das ursprüngliche Spektrum durch Absorption im Streukörper bereits verändert ist. In Frage kommt im betrachteten Energiegebiet der Vorgang, dass ein «Verdampfungsneutron» im Streukörper durch einen (n, γ) -Prozess oder Spaltung dem Verdampfungsspektrum verloren geht. Aus den betreffenden Wirkungsquerschnitten und einer mittleren Weglänge der Neutronen im Streukörper von $x = 3$ cm folgt als Korrektur eine Erhöhung des Spektrums von 2% bei 0,8 MeV bis 9% bei 2 MeV.

Dabei ist zu beachten, dass die aus dem Verdampfungsspektrum in das Fissionspektrum übergehenden Neutronen durch die nachfolgend beschriebene Anpassung des Fissionspektrums richtig subtrahiert werden, da sie nur eine Erhöhung, aber keine wesentliche Formänderung des Fissionspektrums bewirken.

Von dem so erhaltenen korrigierten Energiespektrum $G_k(E)$ der gestreuten Neutronen wurde das Fissionspektrum zunächst in der Form der Watt-Verteilung subtrahiert. Dabei wurde für die Watt-Verteilung der von VASILEV *et al.*²³⁾ gemessene Verteilungsparameter $T_f = 1,16$ MeV verwendet (siehe Seite 744). Zur Beschreibung der Methode der Anpassung der Watt-Verteilung an das gemessene Neutronenspektrum müssen wir die Art der Bestimmung der Kerntemperatur aus dem durch Differenzbildung erhaltenen Verdampfungsspektrum betrachten. Die Analyse des Verdampfungsspektrums $N(E)$ nach der Verteilung von LE COUTEUR, dividiert durch $E^{5/11}$ (siehe Seite 743, Gl. 3), ergibt in halblogarithmischer

Darstellung eine Gerade, deren Anstieg proportional zu $1/T$ ist. In 1. Näherung wurde so angepasst, dass gemessenes Neutronenspektrum $G_k(E)$ und Watt-Verteilung $f(E)$ oberhalb ca. 2,5 MeV zusammenfallen; dadurch ergab sich z. B. bei 2 MeV ein bestimmtes Höhenverhältnis

$$h = f(2 \text{ MeV})/G_k(2 \text{ MeV}).$$

Dieses Höhenverhältnis h wurde dann um einige Prozent verkleinert (tiefere Anpassung) und vergrößert (höhere Anpassung). Es zeigte sich, dass die aus dem Differenzspektrum folgende Gerade im Gebiet grosser Differenzen (0,8 bis 1,8 MeV) auf diese Variation von h wenig empfindlich ist. Im Gebiet kleiner Differenzen (oberhalb 2 MeV) aber ergab nur ein bestimmtes Höhenverhältnis h_r eine statistische Verteilung der weiteren Messpunkte um die extrapolierte Gerade. Dieser Fall wurde als die richtige Anpassung des Fissionspektrums F_r angenommen. Bei zu hoher oder zu tiefer Anpassung dagegen waren in diesem Energiegebiet alle Differenzen zu klein bzw. zu gross und wichen daher stark von der extrapolierten Geraden ab.

Mit diesem Verfahren ergab sich als erstes Resultat für die Kerntemperatur des U^{238} ein Wert von $T = 0,35 \text{ MeV}$. Dieses Ergebnis erlaubt nun die Berechnung der mittleren Anregungsenergien der an der Reaktion beteiligten Kerne und damit die Anwendung der dreiparametrischen Fissionverteilung. Nach dem auf Seite 745 angegebenen Schema ergibt sich für diese mittleren Anregungsenergien:

$$E_0^* = 19,4 \text{ MeV}, \quad E_1^* = 14,0 \text{ MeV}, \quad E_2^* = 7,5 \text{ MeV}.$$

Die Bestimmung der N_f -Werte erfolgt mit Hilfe der Gleichung 6, Seite 744, und der von HANNA und CLARKE⁶⁾ angegebenen Anzahl der Neutronen pro Spaltung bei 14,1-MeV Primärenergie der einfallenden Neutronen. Die Ergebnisse dieser Berechnung zusammen mit den Daten von HANNA und CLARKE sind in der Tabelle 4 aufgeführt. Aus den N_f -Werten folgen nach Gleichung 3 auf Seite 744 die Parameter Θ_ν und mit den Querschnitten aus Tabelle 1 die Gewichtsfaktoren g_ν (vgl. Gl. 4, S. 744) für die dreiparametrische Fissionverteilung. Diese Grössen sind ebenfalls in Tabelle 4 eingetragen.

Tabelle 4

Kern	$E^* (14,1)$	$N_f (14,1)$	$E^* (14,7)$	$N_f (14,7)$	Θ_ν	g_ν
U^{239}	18,9 MeV	4,22	19,4 MeV	4,29	1,48	2,36
U^{238}	13,1 MeV	3,40	14,0 MeV	3,53	1,41	1,59
U^{237}	6,0 MeV	2,40	7,5 MeV	2,61	1,31	0,65

Damit ergibt sich für die dreiparametrische Darstellung des Spektrums der Spaltungsneutronen (siehe S. 744, Gl. 5):

$$F(E) dE = E^{1/2} \{ 1,48 e^{-E/1,48} + 1,08 e^{-E/1,41} + 0,49 e^{-E/1,31} \} dE.$$

Figur 8 zeigt das gemessene und korrigierte Neutronenspektrum $G_k(E)$ und das nach der vorher bei der Watt-Verteilung beschriebenen Methode angepasste Fissionspektrum $F_r(E)$ nach obiger Gleichung. Durch Subtraktion ergeben sich die in der Figur 8 mit Differenz bezeichneten Werte des Verdampfungsanteils $D_k(E)$.

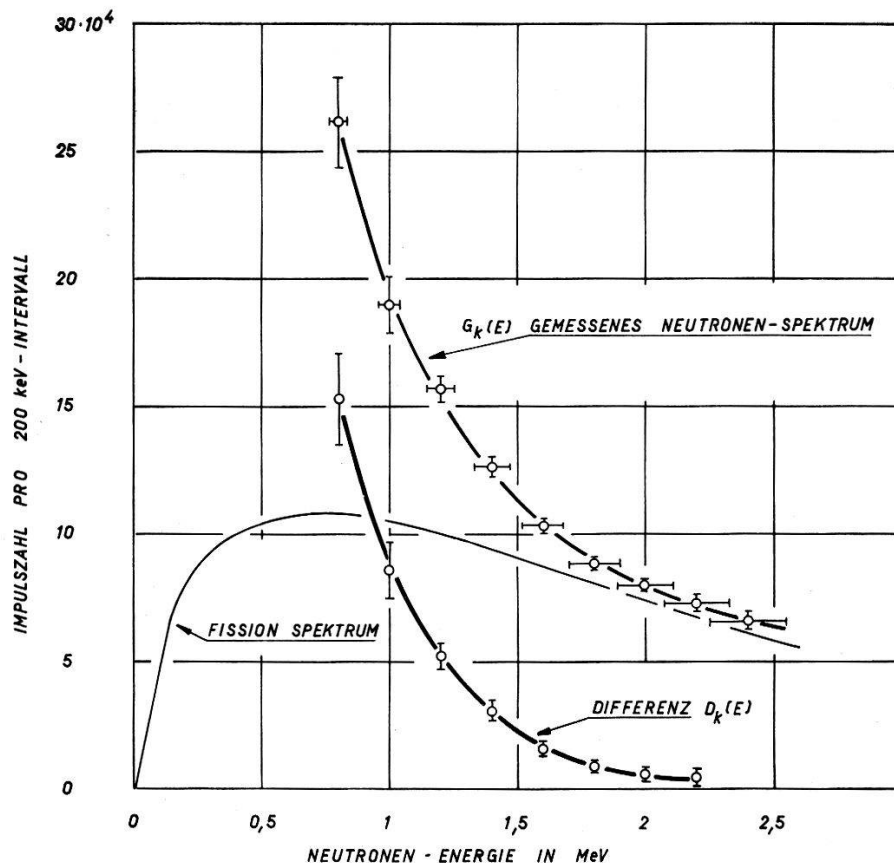


Fig. 8

Ermittlung des Verdampfungsanteils aus gemessenem Neutronenspektrum und Fissionverteilung: $D_k(E) = G_k(E) - F_r(E)$

Die Auswertung des Verdampfungsanteils ist in der Figur 9 dargestellt. Aus dem Anstieg der durch die Messpunkte gelegten Geraden ergibt sich eine Kerntemperatur von $T = 0,36$ MeV. Die durch die experimentellen Punkte $D_k(E)$ gezogene Kurve stellt eine Le-Couteur-Verteilung $N(E)$ mit der Kerntemperatur $T = 0,36$ MeV dar, die gute Übereinstimmung mit den Messpunkten aufweist. Dabei erfolgte die Anpassung der Höhe an den experimentellen Punkt bei 1 MeV.

Es wurden Messungen bei drei Streuwinkeln ausgeführt. Messungen, die bei gleichem Streuwinkel und zeitlich dicht aufeinanderfolgend entstanden, wurden vor der Auswertung zu Gruppen addiert. Die Berechnung des Anstiegs der Geraden und seines Fehlers erfolgte mit Hilfe der Ausgleichsrechnung. Tabelle 5 zeigt die Resultate der Auswertung für die einzelnen Messgruppen und ihren statistischen Fehler.

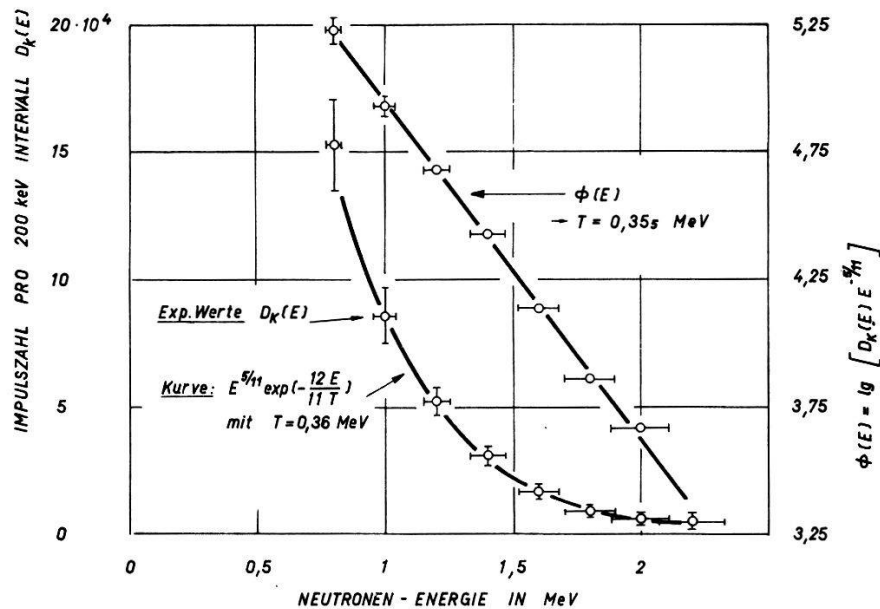


Fig. 9

Analyse des Differenzspektrums nach der Verteilung von LE COUTEUR (Gl. 3, S. 743).

Man erwartet für den Ausdruck

$$\Phi(E) = \lg [D_K(E) \cdot E^{-5/11}]$$

in Abhängigkeit von der Neutronenenergie eine Gerade, deren Anstieg zur Kerntemperatur des U^{238} proportional ist.

Tabelle 5

Streuwinkel	Kerntemperatur	Fehler
25°	0,381 MeV	4,0%
45°	0,349 MeV	2,4%
75°	0,374 MeV	3,0%
75°	0,337 MeV	4,4%
75°	0,344 MeV	4,4%

Ein Einfluss des Streuwinkels auf die Kerntemperatur kann innerhalb der Messfehler nicht festgestellt werden. Die Kerntemperaturen der einzelnen Messgruppen wurden mit Gewichten entsprechend ihren Fehlern

versehen und gemittelt, ebenso die Fehler selbst. Daraus ergibt sich für die Kerntemperatur des U^{238} bei einer mittleren Anregungsenergie von 14 MeV ein Wert von

$$T = 0,36 \text{ MeV} \pm 3,5\%.$$

8. Diskussion

a) Bemerkung zur Watt-Verteilung.

Wie in Abschnitt 7 bereits erwähnt, wurde zur Bestimmung der Kerntemperatur des U^{238} dem Spektrum der Spaltungsneutronen zunächst die Wattverteilung zugrunde gelegt. Diese wird im wesentlichen durch den Parameter $T_f = 1,16 \pm 0,03 \text{ MeV}$ (VASILEV *et al.*²³) bestimmt. Um eine Aussage über den Einfluss des Messfehlers dieser Grösse auf die Kerntemperaturmessung zu erhalten, wurden die Wattverteilungen für die Extremwerte 1,13 und 1,19 MeV ebenfalls berechnet. Es zeigte sich, dass die Verteilungen maximal 4% voneinander abweichen. Da sich diese Abweichung bei der Bestimmung der Kerntemperatur im Ausdruck $\lg D_k(E)$ bemerkbar macht, resultiert ein Unterschied in der Kerntemperatur von 1,5%.

b) Die Anpassung des Fissionsspektrums.

Zur Abklärung des Einflusses der Anpassung der Fissionverteilung wurde eine bestimmte Messgruppe für drei verschiedene Anpassungen der Fissionverteilung an das gemessene Neutronenspektrum ausgewertet (vgl. S. 748). Die kleinste Abweichung der Messpunkte oberhalb 2 MeV von der extrapolierten Geraden ergab sich mit einem Höhenverhältnis h_r von Fissionverteilung zu totalem Spektrum bei 2 MeV von 0,91. Die resultierende Gerade lieferte eine Kerntemperatur von 0,349 MeV. Die extremen Höhenverhältnisse $h_1 = 0,89$ und $h_2 = 0,926$, bei welchen die Abweichung oberhalb 2 MeV noch als zulässig betrachtet wurde, ergaben Kerntemperaturen von 0,365 bzw. 0,337 MeV.

Durch Zuordnung von Gewichten nach Massgabe der Einzelfehler ergibt sich als Mittelwert $T = 0,349 \text{ MeV} \pm 4\%$.

Die in a) und b) erwähnten Fehlerquellen, zusammen mit dem aus der Ausgleichsrechnung folgenden statistischen Fehler (siehe S. 750) liefern durch quadratische Addition $\Delta T/T = 5,5\%$ und als Schlussresultat

$$T = (0,36 \pm 0,02) \text{ MeV}.$$

Eine Kontrolle der Anpassung ergibt sich auch aus der folgenden Überlegung: Die totale Anzahl der Spaltungsneutronen ist proportional zu

$$\sum_{\nu=1}^3 N_{f\nu} \sigma_{f\nu} = \sum_{\nu=1}^3 g_{\nu}.$$

Der entsprechende Proportionalitätsfaktor D für die Verdampfungsneutronen ergibt sich zu (vgl. Tab. 1):

$$D = \sigma(n, n') + 2 \sigma(n, 2n) + 3 \sigma(n, 3n) + \sigma(n, nf) + 2 \sigma(n, 2nf).$$

Man erhält somit für das Verhältnis V der Verdampfungsneutronen und der Spaltungsneutronen (siehe Tab. 4):

$$V \equiv \frac{D}{\sum_{\nu=1}^3 g_{\nu}} = 1,08.$$

Durch Anpassung der Le Couteur-Verteilung an den experimentellen Punkt D_k (1 MeV) in Figur 9 ergibt eine bestimmte Messgruppe für dieses Verhältnis einen Wert von $V = 1,13$. Die Übereinstimmung mit dem oben abgeleiteten, aus den Wirkungsquerschnitten und N_f -Werten folgenden Verhältnis ist also relativ gut. Zur Fissionverteilung bleibt noch zu bemerken, dass der mit dem drei-parametrigen Ansatz für die Kerntemperatur erhaltene Wert von 0,36 MeV innerhalb der Fehlergrenzen mit der aus der Watt-Verteilung bestimmten Temperatur übereinstimmt. Das Verfahren der sukzessiven Approximation (vgl. S. 745) erweist sich deshalb als unnötig.

c) Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren.

In der Arbeit von VASILEV *et al.*²³⁾ bei 14,3 MeV Primärenergie wird das Neutronenspektrum aus einer kugelsymmetrisch um das Target angeordneten Fissionkammer mit der Flugzeitmethode gemessen.

Dabei öffnet ein Impuls der Fissionkammer den Eingang eines Zeit-Amplituden-Wandlers für einen Zeitbereich von 220 ns. Damit werden alle Anteile der Neutronenkaskade, die nicht von einer Spaltung begleitet sind, unterdrückt, so dass nur die Prozesse (n, nf) und $(n, 2nf)$ Beiträge zum Verdampfungsanteil des Spektrums liefern. Die von VASILEV *et al.* angegebene Kerntemperatur des U^{238} von $(0,40 \pm 0,04)$ MeV folgt aus einer Analyse des Differenzspektrums nach der Maxwellverteilung und ist mit unserer Messung nicht direkt vergleichbar, da die wesentlichen Beiträge des $(n, 2n)$ - und $(n, 3n)$ -Prozesses nicht erfasst werden.

In der schon mehrfach erwähnten Arbeit von HANNA und CLARKE⁶⁾ ergibt sich eine Kerntemperatur von $(0,55 \pm 0,07)$ MeV für U^{238} . Die Messung erfolgte bei 14,1 MeV Primärenergie mit der Flugzeitmethode, das Differenzspektrum wurde nach der Maxwellverteilung analysiert. Die Abweichung gegenüber unserem Resultat lässt sich eventuell auf den Unterschied des beobachteten Energiebereichs der gestreuten Neutronen zurückführen: etwa 2–4 MeV für das Differenzspektrum, während in unserem Falle ein Energieintervall von 0,8 bis 2 MeV ausgemessen wurde.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des dort verwendeten Szintillationszählers beträgt bei 2 MeV nur noch 23% des maximalen Wertes bei 7 MeV. Demgegenüber besitzt unser Neutronendetektor schon bei 0,5 MeV eine relative Ansprechwahrscheinlichkeit von 23% des maximalen Wertes bei 1,6 MeV. Selbst unter der Annahme einer Kerntemperatur von 0,55 MeV erfasst demnach die Messung von HANNA und CLARKE nur den hochenergetischen Ausläufer der Verdampfungsverteilung.

d) Der Niveaudichtekoeffizient a .

Bei nicht zu kleinen Anregungsenergien E^* lässt sich der Verlauf der Niveaudichte eines Kerns mit der Neutronenzahl N und der Protonenzahl Z durch die Relation

$$\varrho(E_{eff}^*, N, Z) = \text{const} \cdot \exp 2\sqrt{a(N, Z) E_{eff}^*} \quad (1)$$

darstellen.

$a(N, Z)$ bezeichnet man als den Niveaudichtekoeffizienten, der nach dem Newton-Cameron-Modell²⁵⁾ von der Neutronen- und Protonenzahl des Kerns abhängt, und E_{eff}^* bedeutet die effektive Anregungsenergie, welche die Paarungskorrekturen $P(Z)$ und $P(N)$ enthält (CAMERON²⁶⁾):

$$E_{eff}^* = E^* + P(Z) + P(N). \quad (2)$$

Die Entropie $S(E_{eff}^*, N, Z)$ des Nukleonensystems ergibt sich zu:

$$S(E_{eff}^*, N, Z) \equiv \lg \varrho(E_{eff}^*, N, Z) = 2\sqrt{a(N, Z) E_{eff}^*} \quad (3)$$

und die Kerntemperatur T wird

$$T \equiv \left(\frac{\partial S}{\partial E_{eff}^*} \right)^{-1} = \left(\frac{E_{eff}^*}{a(N, Z)} \right)^{+1/2}. \quad (4)$$

Bei bekannter Kerntemperatur und Anregungsenergie lässt sich demnach der Niveaudichtekoeffizient berechnen:

$$a(N, Z) = \frac{E^* + P(Z) + P(N)}{T^2}. \quad (5)$$

Berücksichtigt man, dass die mittlere Anregungsenergie E^* eines Targetkerns bei der inelastischen Streuung von Neutronen mit der Energie E_0 unter der Annahme einer Maxwellverteilung der primär emittierten Neutronen durch den Ausdruck $E^* = E_0 - 2T$ gegeben ist (siehe Schema auf Seite 745), so erhält man für den Niveaudichtekoeffizienten die Relation:

$$a(N, Z) = \frac{E_0 - 2T + P(Z) + P(N)}{T^2}. \quad (6)$$

Mit den Paarungskorrekturen $P(Z) = -0,81 \text{ MeV}$ und $P(N) = 0,55 \text{ MeV}$ (CAMERON²⁵) ergibt sich aus unserem Experiment ($E_0 = 14,7 \text{ MeV}$, $T = 0,36 \text{ MeV}$) ein Niveaudichtekoeffizient von

$$a = 96 \text{ MeV}^{-1}.$$

Figur 10 zeigt zum Vergleich den Verlauf des Niveaudichtekoeffizienten nach der Theorie von NEWTON²⁵). Wir entnehmen daraus für die Massenzahl 238 einen theoretischen Wert des Niveaudichtekoeffizienten von $a = 23 \text{ MeV}^{-1}$. Im Vergleich zu unserem experimentellen Wert und auch zu den oben diskutierten Resultaten anderer Autoren erscheint dieser theoretische Wert zu klein.

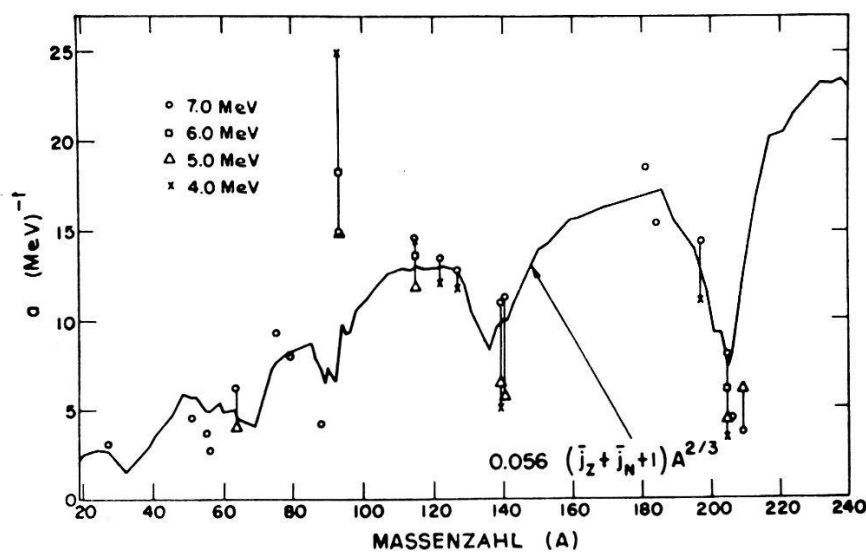


Fig. 10

Die ausgezogene Kurve zeigt den Verlauf des Niveaudichtekoeffizienten nach der Theorie von NEWTON. Die experimentellen Werte, aus der inelastischen Streuung von 4-, 5-, 6- und 7-MeV-Neutronen ermittelt, zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Nach D. B. THOMSON (Lit. ¹⁹).

Übereinstimmung von Theorie und Experiment würde bei dieser Anregungsenergie entweder eine Kerntemperatur des U^{238} von $T = 0,74 \text{ MeV}$ erfordern, ein Wert, der weit ausserhalb unserer Fehlergrenze liegt, oder es existieren weitere Ursachen einer Depression der effektiven Anregungsenergie des emittierenden Kerns. Geht man von der Annahme aus, dass die Isotope des Urans bei der Emission eines Neutrons stark deformiert sind, das heisst ein wesentlicher Anteil der zugeführten Energie als Oberflächenenergie auftritt, so würde die zur Verdampfung zur Verfügung stehende Energie reduziert. Die Folge wäre eine starke Depression des Temperatur-Parameters des emittierten Neutronenspektrums. Diese De-

pression scheint mit dem Auftreten der Spaltung verknüpft zu sein, welche ja durch eine starke Deformation des Kerns eingeleitet wird. Es wäre aus diesem Grunde interessant, eine analoge Messung an Th^{232} durchzuführen, was für die nächste Zeit geplant ist.

Die Konstruktion des Duo-Plasmatrons verdanken wir Herrn H. WEYENETH, die Herstellung eines Teiles der elektronischen Ausrüstung Herrn F. ABT. Die Entstehung dieser Arbeit wurde durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung ermöglicht.

Literatur

- 1) P. HUBER, Z. LEWANDOWSKI, R. PLATTNER, C. POPPELBAUM, and R. WAGNER, Nucl. Instr. Meth. *14*, 131 (1961).
- 2) P. NIKLAUS, P. HUBER und R. WAGNER, Helv. Phys. Acta *34*, 520 (1961).
- 3) P. P. LEBEDEV, I. A. ZISIN, I. S. KLINTSOV und B. D. STSIBORSKI, Atomnaya Energ. *5*, 522 (1958).
- 4) J. L. PERKIN, L. P. O'CONNOR, and R. F. COLEMAN, Proc. Phys. Soc. *72A*, 505 (1958).
- 5) R. F. COLEMAN, B. E. HAWKER, L. P. O'CONNOR, and J. L. PERKIN, Proc. Phys. Soc. *73A*, 215 (1959).
- 6) G. C. HANNA and R. L. CLARKE, Can. Journ. Phys. *39*, 967 (1961).
- 7) D. J. HUGHES and R. B. SCHWARTZ, BNL-325, 2nd ed. (1958).
- 8) R. L. CLARKE, Can. Journ. Phys. *39*, 957 (1961).
- 9) E. R. GRAVES, J. P. CONNER, G. P. FORD, and B. WARREN (1958), nicht publiziert, zitiert von: J. D. KNIGHT, R. D. SMITH, and B. WARREN, Phys. Rev. *112*, 259 (1958).
- 10) P. HUBER, C. POPPELBAUM und R. WAGNER, Helv. Phys. Acta *33*, 564 (1960).
- 11) R. WAGNER, P. HUBER, R. PLATTNER und C. POPPELBAUM, Helv. Phys. Acta *34*, 436 (1961).
- 12) R. WAGNER, P. HUBER und Z. LEWANDOWSKI, Helv. Phys. Acta *34*, 436 (1961).
- 13) C. D. MOAK, Rev. Sci. Instr. *30*, 694 (1959).
- 14) M. VON ARDENNE, Tab. der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Band I, p. 548 (Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956).
- 15) V. WEISSKOPF, Phys. Rev. *52*, 295 (1937).
- 16) J. BLATT and V. WEISSKOPF, Theoret. Nucl. Phys., p. 368, Wiley and Sons N.Y. (1952).
- 17) K. J. LE COUTEUR and D. W. LANG, Nucl. Phys. *13*, 32 (1959).
- 18) L. E. H. TRAINOR and W. R. DIXON, Can. Journ. Phys. *34*, 229 (1956).
- 19) D. B. THOMSON, L. A. S. L., Dissertation.
- 20) B. E. WATT, Phys. Rev. *87*, 1037 (1952).
- 21) J. TERREL, Phys. Rev. *113*, 527 (1959).
- 22) L. CRANBERG, G. FRYE, N. NERESON, and L. ROSEN, Phys. Rev. *103*, 662 (1956).
- 23) I. A. VASILEV, I. S. ZAMYATNIN, I. I. ILIN, E. I. SIROTININ, P. V. TOROPOV, and E. F. FOMUSHKIN, JETP *11*, 483 (1960).
- 24) J. R. HUIZENGA, Physica *21*, 410 (1955).
- 25) T. D. NEWTON, Can. Journ. Phys. *34*, 804 (1956).
- 26) T. ERICSON, Advances in Physics *9*, 425 (1960).
- 27) A. G. W. CAMERON, Can. Journ. Phys. *36*, 1040 (1958).