

KFK-360:2

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Juni 1965



KFK 360

Institut für Angewandte Kernphysik

Neutronenquellen und Neutronenfelder

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
in der Helmholtz-Gemeinschaft
Hauptabteilung Bibliothek und Medien

W. Michaelis



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Von W. Michaelis Aus dem Institut für Angewandte Kernphysik im Kernforschungszentrum Karlsruhe

1. Neutronenerzeugung durch Kernreaktionen

Das Neutron ist als freies Teilchen nicht stabil. Mit einer Halbwertszeit von $11,7 \pm 0,3$ min [1] zerfällt es in ein Proton, ein Elektron und ein Neutrino. Freie Neutronen kommen daher in der Natur nicht vor, sie müssen vielmehr durch Kernreaktionen künstlich erzeugt werden. Bei dem Beschuss eines Targetkerns mit einem α -Teilchen, einem Deuteron, Proton oder γ -Quant entsteht zunächst ein angeregter Zwischenkern. Die Anregungsenergie setzt sich zusammen aus der Bindungsenergie des Geschosses und seiner kinetischen Energie. Ist sie höher als die Bindungsenergie des am lockersten gebundenen Neutrons im Zwischenkern, so kann dieses Neutron emittiert werden. Die überschüssige Anregungsenergie erscheint als kinetische Energie der Reaktionsprodukte und eventuell zum Teil als Anregungsenergie des Restkerns. Zu einigen Reaktionen tragen auch Direktprozesse bei, d. h. es wird kein Zwischenkern gebildet. Das Geschossteilchen tritt vielmehr in direkte Wechselwirkung mit einzelnen Nukleonen des Targetkerns. Für die Neutronenerzeugung eignen sich besonders einige Reaktionen an leichten Atomkernen:

a) (α , n)-Prozesse:

- $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ (5,704 MeV)
- $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ (1,061 MeV)
- $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$ (0,158 MeV)
- $^7\text{Li}(\alpha, n)^{10}\text{B}$ (-2,790 MeV)

c) (d, n)-Prozesse:

- $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ (17,588 MeV)
- $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ (3,265 MeV)
- $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$ (4,362 MeV)

b) (γ , n)-Prozesse:

- $^9\text{Be}(\gamma, n)^9\text{Be}$ (-1,666 MeV)
- $^2\text{H}(\gamma, n)^1\text{H}$ (-2,225 MeV)

d) (p, n)-Prozesse:

- $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ (-1,646 MeV)
- $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ (-0,764 MeV)

Die in Klammern aufgeführte Energietönung Q kann > 0 (exotherme Reaktion) oder < 0 (endotherme Reaktion) sein. (p, n)- und (γ , n)-Prozesse sind stets endotherm.

Aus Impuls- und Energiesatz der klassischen Mechanik lassen sich einige für die Anwendung wichtige Beziehungen herleiten. Endotherme Prozesse werden erst oberhalb einer Schwellenenergie E_s der Geschossteilchen energetisch möglich. Da das Geschosß auf den Zwischenkern stets Impuls und damit kinetische Energie überträgt, ist die Schwellenenergie E_s immer größer als die Reaktionsenergie Q . Bei ruhendem Targetkern kann die Reaktion eintreten, wenn

$$E - E_s = \frac{1}{2} m_G v_G^2 - \frac{1}{2} m_Z v_Z^2 + |Q|$$

und

$$m_G v_G = m_Z v_Z$$

ist. Dabei sind m_G , m_Z , v_G und v_Z die Massen bzw. Geschwindigkeiten von Geschossteilchen und Zwischenkern. Aus den beiden Erhaltungssätzen folgt

$$E_s = \frac{|Q|}{1 - \frac{m_G}{m_Z}} \quad (1)$$

Für den (p, n)-Prozeß am Li 7 ergibt sich somit z. B. eine Schwellenenergie von 1,881 MeV.

Gl. (1) ist nicht anwendbar auf den Kernphotoeffekt, da γ -Quanten keine Ruhemasse besitzen. Der Impuls eines

Quants der Energie E beträgt E/c , wenn c die Lichtgeschwindigkeit ist. Bei ruhendem Targetkern gilt daher

$$E_s = \frac{1}{2} m_Z v_Z^2 + |Q|$$

und

$$\frac{E_s}{c} = m_Z v_Z$$

Daraus folgt

$$E_s = |Q| + \frac{E_s^2}{2 m_Z c^2} \quad (2)$$

Wegen $E_s \ll m_Z c^2 = A_Z \cdot 931$ MeV (A_Z Atomgewicht des Zwischenkerns) kann man für Gl. (2) in guter Näherung schreiben

$$E_s \approx |Q| \left[1 + \frac{|Q|}{2 m_Z c^2} \right] = |Q| \left[1 + \frac{|Q|}{1863 \text{ MeV} \cdot A_Z} \right] \quad (3)$$

Der zweite Term in der Klammer ist $\ll 1$. Da das γ -Quant nur einen sehr kleinen Impuls auf den Zwischenkern überträgt, ist der Unterschied zwischen $|Q|$ und E_s praktisch belanglos. Für den (γ , n)-Prozeß am Deuterium gilt z. B. $E_s = 1,0006 |Q|$.

Mit ähnlichen einfachen Überlegungen kann man die Aufteilung der Reaktionsenergie auf Neutron und Restkern berechnen. Betrachtet werde dazu zunächst ein ruhender Zwischenkern in einer exothermen Reaktion. Aus

$$\frac{1}{2} m_n v_n^2 - \frac{1}{2} m_R v_R^2 = Q \quad (4)$$

und

$$m_n v_n = m_R v_R \quad (5)$$

folgt für die Energie des Neutrons

$$E_n = \frac{Q}{1 + \frac{m_n}{m_R}} = \frac{m_R}{m_Z} Q \quad (6)$$

Die Indices R und n kennzeichnen dabei den Restkern bzw. das Neutron. Gl. (6) liefert für die (d, n)-Reaktion am Tritium $E_n = 4/5 \cdot 17,588 = 14,07$ MeV. Dies gilt nach der Voraussetzung für Deuteronen der Energie $E = 0$.

Im Normalfall besitzen die Geschossteilchen eine nicht zu vernachlässigende kinetische Energie. Die Neutronenenergie ist dann abhängig vom Emissionswinkel ϑ der Neutronen gegenüber der Vorwärtsrichtung. Die Verallgemeinerung der Gl. (4) und (5) liefert ($m_R \approx m_T + m_G - m_n$; m_T Masse des Targetkerns)

$$E_n = E \frac{m_G m_n}{(m_n + m_R)^2} \times \left\{ 2 \cos^2 \vartheta + \frac{m_R(m_R + m_n)}{m_G m_n} \left[\frac{Q}{E} + \left(1 - \frac{m_G}{m_R} \right) \right] \pm \sqrt{\cos^2 \vartheta + \frac{m_R(m_R + m_n)}{m_G m_n} \left[\frac{Q}{E} + \left(1 - \frac{m_G}{m_R} \right) \right]} \right\} \quad (7)$$

Diese Beziehung gilt für exotherme und endotherme Reaktionen. E bezeichnet die Energie des Geschößkerns. Für exotherme Prozesse gilt bei dem dritten Term in der Klammer nur das Pluszeichen, d. h. die Beziehung zwischen Neutronenenergie und Emissionswinkel ist eindeutig. Entspricht bei endothermen Reaktionen die Energie der Geschößteilchen gerade der Schwellenenergie E_s [Gl. (1)], so fliegen die Neutronen mit der Geschwindigkeit des Schwerpunktes in Vorwärtsrichtung. Ihre Energie beträgt dann

$$E_{n_s} = E_s \frac{m_G m_n}{(m_n + m_R)^2}$$

Mit zunehmender Primärenergie werden Neutronen in einen Kegel um die Vorwärtsrichtung emittiert. Der Grenzwinkel ϑ_0 dieses Kegels ist nach Gl. (7) durch

$$\cos \vartheta_0 = \left[\sqrt{\frac{m_R(m_n - m_R)}{m_G m_n}} \left| \frac{|Q|}{E} - \left(1 - \frac{m_G}{m_R} \right) \right| \right]$$

gegeben. Innerhalb dieses Kegels treten entsprechend dem Plus- und dem Minuszeichen in jeder Richtung ϑ zwei Neutronenenergien auf. Bei der Primärenergie

$$E_s' = \frac{|Q|}{1 - \frac{m_G}{m_R}} \quad (8)$$

wird $\vartheta_0 = 90^\circ$, und die Neutronengruppe, die dem Minuszeichen entspricht, hat die Energie $E_n = 0$. Für $E > E_s'$ ist die Geschwindigkeit der Neutronen im Schwerpunktsystem größer als die Schwerpunktschwindigkeit. Es werden daher Neutronen in alle Richtungen emittiert. In Gl. (7) gilt nur das Pluszeichen, d. h., bei Primärenergien $E > E_s'$ ist auch für endotherme Reaktionen die Beziehung zwischen Richtung und Energie eindeutig. E_s' stellt somit die Schwellenenergie für die Erzeugung monoenergetischer Neutronen dar.

Wendet man Gl. (7) auf den (d, n) -Prozeß am H 3 an, so ist bei $E = 0$ für alle Emissionswinkel $E_n = 14,07$ MeV. Bei einer Primärenergie von 0,5 MeV gilt $E_n = 15,79$ MeV in Vorwärtsrichtung ($\vartheta = 0$) und $E_n = 12,77$ MeV in Rückwärtsrichtung ($\vartheta = 180^\circ$). Für andere Emissionswinkel liegen die Energien zwischen diesen beiden Werten.

Im Falle des Kernphotoeffekts ist Gl. (7) zu ersetzen durch die Beziehung

$$E_n = \frac{A_z - 1}{A_z} (E - |Q|) + E \cos \vartheta \sqrt{\frac{2(E - |Q|)(A_z - 1)}{m_n c^2 \cdot A_z^3}} \quad (9)$$

Bei der Ableitung wurden Glieder der Größenordnung $E/m_R c^2$ vernachlässigt [vgl. Gl. (3)]. Der relative Energieunterschied für die verschiedenen Emissionswinkel nimmt nach Gl. (9) mit steigender Gammaenergie ab. Er ist für Be 9 kleiner als für H 2. Mit $E = 2,757$ MeV (γ -Strahlung von Na 24) folgt für Beryllium $E_n = (969 \pm 14)$ keV. Das Pluszeichen gilt dabei für Vorwärtsrichtung, das Minuszeichen für Rückwärtsrichtung. Bei Verwendung monochromatischer γ -Strahlung sind die Neutronen also nahezu monoenergetisch.

2. Radioaktive Neutronenquellen

In den radioaktiven Neutronenquellen liefern natürlich radioaktive oder künstlich erzeugte Nuklide die Geschößteilchen für die in Abschnitt 1 besprochenen (α, n) - oder (γ, n) -Prozesse.

Eine sehr gebräuchliche Neutronenquelle dieser Art stellt die Ra-Be-Quelle dar. Die Neutronen werden erzeugt durch (α, n) -Prozesse am Be 9. Als starke α -Quelle dient das natürliche Ra 226 mit seinen Tochtersubstanzen. Unter den Folgeprodukten bis zum Pb 210 (RaD; Halbwertszeit 19,4 a) befinden sich drei weitere α -Strahler (Rn 222, Po 218 und Po 214). Mit diesen Tochtersubstanzen bildet reines Ra 226 etwa innerhalb eines Monats ein radioaktives Gleichgewicht. Die α -Aktivität steigt in dieser Zeit um einen Faktor 4 und bleibt dann praktisch konstant. Die α -Strahlung der Folgeprodukte ist energiereicher als die des Radiums. Da der Wirkungsquerschnitt für die (α, n) -Reaktion stark mit der Primärenergie zunimmt, steigt die Emissionsrate einer Ra-Be-Quelle bis zur Ausbildung des radioaktiven Gleichgewichts etwa um den Faktor 6. Mischt man Ra 226, das sich bis zum Pb 210 im Gleichgewicht mit seinen Tochtersubstanzen befindet, mit Be im Massenverhältnis 1:5, so beträgt die spezifische Neutronenausbeute etwa $1,5 \cdot 10^7$ Neutronen/s je g Radium. Das Energiespektrum der Neutronen ist in Abb. 1 wiedergegeben. Mit $E_{\text{max}} = 7,68$ MeV (Po 214) folgt aus Gl. (7) für die Maximalenergie der Neutronen $E_{n \text{ max}} = 13,1$ MeV. Da die α -Teilchen in der Quelle kontinuierlich abgebremst werden und somit alle α -Energien zwischen 0 und 7,68 MeV auftreten und da nach Gl. (7) die Neutronenenergie eine Funktion des Emissionswinkels ist, zeigt das Spektrum einen kontinuierlichen Verlauf. Die Minimalenergie der Neutronen beträgt nach Gl. (7) etwa $E_{n \text{ min}} = 5,1$ MeV. Neutronen mit kleinerer Energie entstehen durch (α, n) -Reaktionen, bei denen der Restkern C 12 in einem angeregten Zustand zurückbleibt, sowie durch die Prozesse ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^8\text{Be}$ und ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^3\alpha$. Außerdem werden durch Kernphotoeffekt am Be 9 mehrere Neutronengruppen im Energiebereich bis 1 MeV erzeugt. Die hierfür erforderlichen energiereichen γ -Quanten entstehen insbesondere beim Zerfall des Ra-

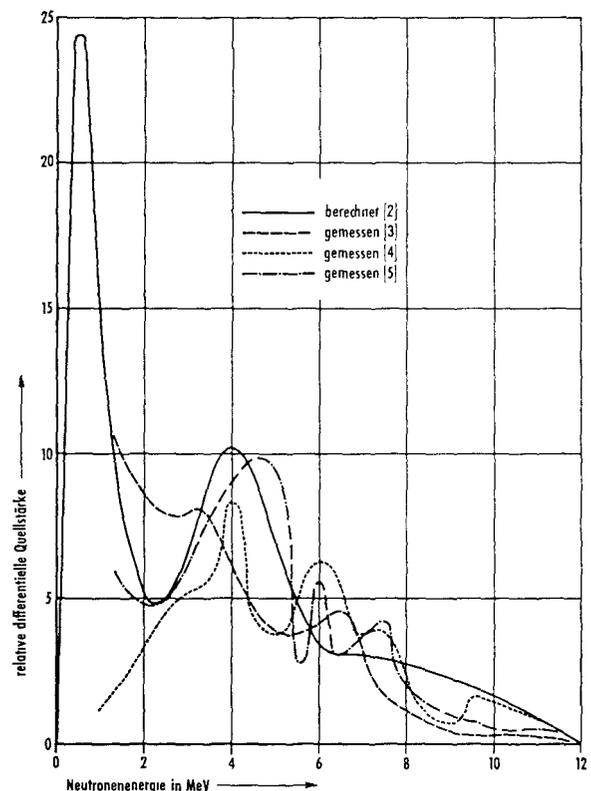


Abb. 1: Energiespektrum der Neutronen aus einer Ra-Be-Quelle

Folgeprodukts Bi 214. In der intensiven γ -Strahlung sowie in der Inhomogenität der Neutronenenergie liegen die Nachteile der Ra-Be-Quelle.

Mischt man Po 210 (RaF) mit Be, so erhält man eine nahezu reine Neutronenquelle. Po 210 zerfällt unter α -Emission zu dem stabilen Pb 206. Dabei tritt γ -Strahlung nur mit einer Ausbeute von $1,2 \cdot 10^{-5}$ Quanten pro α -Teilchen auf. Die Neutronenemissionsrate der Po-Be-Quelle beträgt bei einer α -Aktivität von 1 Ci etwa $2,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Das Energiespektrum der Neutronen zeigt qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie das der Ra-Be-Quelle (Abb. 2). Störend ist die kurze Lebensdauer des Po 210 (138,5 d). Auch andere α -Strahler wie Pu 239 ($2,4 \cdot 10^4 \text{ a}$) oder Am 241 (458 a) können zur Herstellung von Neutronenquellen verwendet werden. Plutonium läßt sich mit Beryllium legieren (PuBe_{13}), so daß Pu-Be-Quellen sehr gut reproduzierbar sind. Ein Nachteil ist die relativ kleine spezifische Ausbeute von etwa $9 \cdot 10^4$ Neutronen/s je g Plutonium. Die Am-Quelle liefert $8 \cdot 10^6$ Neutronen/s je g Americium.

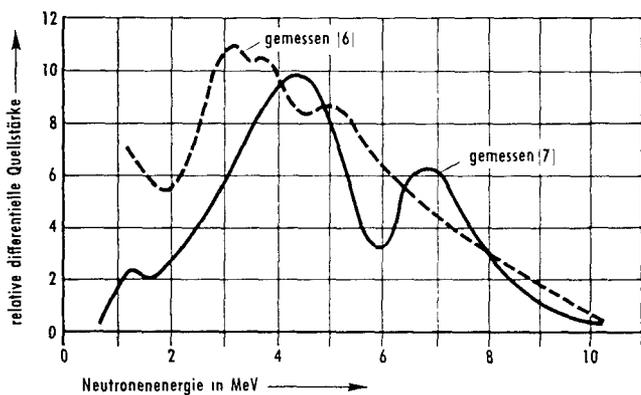


Abb. 2. Energiespektrum der Neutronen aus einer Po-Be-Quelle

Neben Be kommen noch einige andere leichte Atomkerne als Targetmaterial in Betracht. Die wichtigsten Daten sind in Tab. 1 zusammengestellt. Mischt man Li, Be, B und F mit Po 210 derart, daß die Ausbeuten für diese Elemente 0,90, 0,28, 2,28 bzw. 6,72 Neutronen pro $10^6 \alpha$ -Teilchen betragen, so erhält man eine Neutronenquelle, deren Energiespektrum dem Spektrum der Spaltneutronen ähnlich ist («mock fission source»). Sie wird daher vielfach zur Imitation des Spaltspektrums eingesetzt. Abb. 3 zeigt das theoretisch berechnete und experimentell ermittelte Spektrum einer solchen Quelle sowie zum Vergleich das Spektrum der Spaltneutronen. Für Experimente, die sehr kritisch von der Energieverteilung abhängen, empfiehlt sich an Stelle der beschriebenen

Tab. 1: (α, n)-Reaktionen an einigen leichten Atomkernen α -Teilchen aus Po 210. Ausbeuten nach [8]

Targetkern	Isotopenhäufigkeit %	Energietönung MeV	Ausbeute (dicke Targets) Neutronen je $10^6 \alpha$ -Teilchen
^6Li	7,42	- 3,977	0
^7Li	92,58	- 2,790	2,6
^{10}B	18,8	+ 1,061	13
^{11}B	81,2	+ 0,158	26
^{19}F	100	- 1,949	12

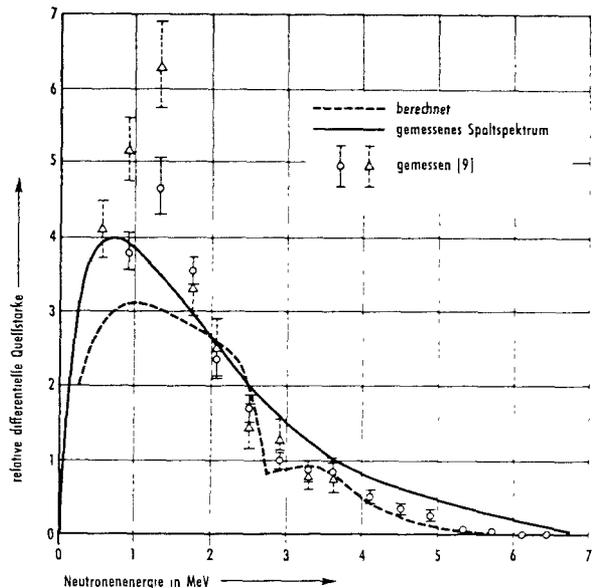


Abb. 3 Energiespektrum einer Mock-Fission-Neutronenquelle, zum Vergleich das gemessene Spaltspektrum Nach [16]

(α, n)-Quelle die Ausnutzung der spontanen Spaltung einiger Transurane. Da bei der spontanen Spaltung mehrere Neutronen frei werden, können diese schweren Kerne als Neutronenquelle verwandt werden. Am gebräuchlichsten sind die Nuklide Pu 240 und Cf 252. Das Spektrum weicht von dem der neutroneninduzierten Spaltung nur geringfügig ab. Im Gegensatz zu den Neutronenquellen vom Typ (α, n) liefern Photoneutronenquellen, wie aus Abschnitt 1 hervorgeht, nahezu monoenergetische Neutronen. Die Energie radioaktiver γ -Strahlung liegt im allgemeinen unterhalb 3 MeV, so daß als Targetkerne nur Beryllium und Deuterium in Frage kommen. In Tab. 2 sind die Eigenschaften einiger wichtiger (γ, n)-Quellen zusammengestellt. Infolge der Abbremsung von Neutronen in der Targetsubstanz wird die Energieverteilung gegenüber der theoretischen Abschätzung [Gl. (9)] verbreitert. Die mittlere Neutronenenergie ist zudem nach kleineren Werten verschoben. Am gebräuchlichsten ist die Sb-Be-Quelle. Die Hauptnachteile der (γ, n)-Quellen liegen in der relativ kleinen Ausbeute sowie in der meist

Tab. 2: Eigenschaften einiger Photoneutronenquellen

Die Quellstärken gelten für ein γ -Preparat der Aktivität 1 Ci, umgeben von 1 cm Targetsubstanz. Sie wurden aus Standard-Ausbeuten nach Hanson berechnet [16]. Die Neutronenenergien sind gemessen.

γ -Strahler	Halbwertszeit	γ -Energie MeV	γ -Quanten pro Zerfall	Targetsubstanz	Neutronenenergie keV	Quellstärke 10^{11} s^{-1}
^{24}Na	15,0h	2,757	1,00	Be	830	6,2
				D ₂ O	220	1,8
^{72}Ga	14,3h	2,51	0,26	D ₂ O	130	0,80
				Be	160	2,3
^{88}Y	104 d	1,853	0,995	Be		3,0
				D ₂ O		0,041
					Be	24
^{140}La	40,2h	2,51	0,04	Be	620	0,069
				D ₂ O	130	0,11
^{226}Ra	6,7y	2,62	0,65	Be	827	0,81
				D ₂ O	197	1,3

kurzen Lebensdauer der verwendbaren γ -Strahler. Da einige dieser Nuklide durch (n, γ) -Prozesse erzeugt werden (Na 24, Ga 72, Sb 124 und La 140), lassen sich allerdings Quellen mit diesen Strahlern durch Bestrahlung in einem Reaktor auf einfache Weise regenerieren. Auf Grund der intensiven und energiereichen γ -Strahlung erfordert das Arbeiten mit starken (γ, n) -Quellen sorgfältige Strahlenschutzvorkehrungen.

3. Neutronenerzeugung mit künstlich beschleunigten Teilchen

Wesentlich höhere Neutronenintensitäten als bei den radioaktiven Quellen erreicht man durch Verwendung von Beschleunigungsanlagen zur Neutronenerzeugung. Man kann zudem monoenergetische Neutronen variabler Energie herstellen und durch Pulsen des Primärteilchenstroms Neutronenimpulse erzeugen, die Laufzeitmessungen gestatten.

Zur Herstellung monoenergetischer Neutronen im Energiebereich bis 20 MeV werden (p, n) - und (d, n) -Reaktionen benutzt (Abschnitt 1). Die Beschleunigung der Protonen oder Deuteronen erfolgt in Van-de-Graaff-Generatoren oder auch in Zyklotrons mit besonders homogener, variabler Teilchenenergie. Wie aus Gl. (7) hervorgeht, besteht bei exothermen Reaktionen für alle Primärenergien und bei endothermen Prozessen oberhalb der Energie E_s' [Gl. (8)] zwischen der Emissionsrichtung und der Energie der Neutronen eine eindeutige Beziehung. Damit keine Energieinhomogenität durch die Abbremsung der Primärteilchen im Target hervorgerufen wird, verwendet man sog. dünne Targets, in denen der Energieverlust klein gegenüber der Primärenergie ist (z. B. Gastarget). Zu hohen Energien hin wird der Anwendungsbereich der verschiedenen Prozesse durch Konkurrenzreaktionen begrenzt, in denen der Restkern in einem angeregten Zustand zurückbleibt oder andere Reaktionsprodukte auftreten. Es ergeben sich folgende Anwendungsbereiche: ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, $E_n = 120 \dots 650$ keV (die Anwendung der Laufzeitmethode gestattet auch Messungen im Energiebereich 5 bis 120 keV); ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, $E_n = 287$ keV \dots 4 MeV; ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, $E_n = 2 \dots 10$ MeV; ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, $E_n = 12 \dots 20$ MeV. Abb. 4 zeigt die Neutronenausbeute eines Lithiummetalltargets in Abhängigkeit von der Protonenenergie.

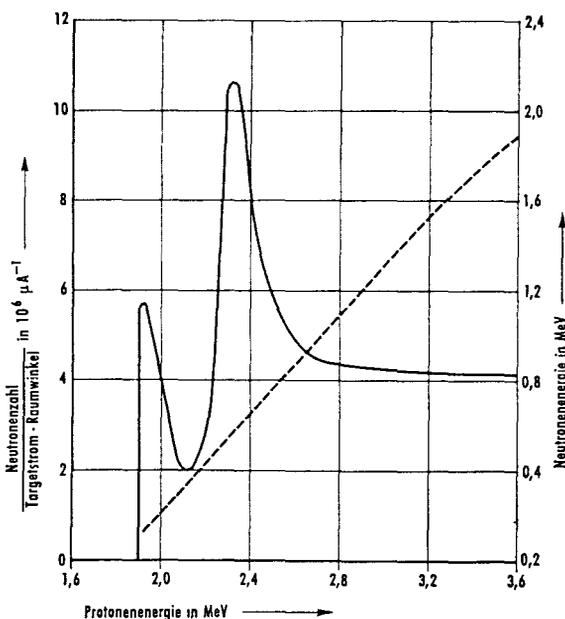


Abb. 4. Ausbeute eines Lithiummetalltargets in Vorwärtsrichtung. Dicke des Targets entsprechend 40 keV Energieabsorption. Die gestrichelte Linie gibt die Neutronenenergie an. Nach [10]

Wird keine Energiehomogenität der Neutronen gefordert, so benutzt man, um möglichst hohe Ausbeuten zu erzielen, sog. dicke Targets, d. h., die Dicke ist größer als die Reichweite der Primärteilchen. Der Wirkungsquerschnitt der (d, n) -Reaktion am Tritium »d-t-Reaktion« hat bei 110 keV ein Maximum, so daß dieser Prozeß bereits bei kleinen Deuteronenenergien sehr ergiebig ist. Man verwendet einfache Kaskadenbeschleuniger von 200 bis 300 kV, die einen hohen Ionenstrom liefern können. Als Targets sind Titan- oder Zirkonfolien gebräuchlich, die ein hohes Lösungsvermögen für Wasserstoff besitzen. Ein dickes Tritiumtarget liefert pro μA von 300-keV-Deuteronen eine Neutronenemissionsrate von etwa $2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, bei einem Ionenstrom von 0,5 mA also 10^{11} s^{-1} . Außer der d-t-Reaktion werden gelegentlich die (d, n) -Reaktion am Deuterium sowie bei höheren Spannungen die (d, n) -Reaktion am Beryllium verwendet (vgl. Abschnitt 1). In Abb. 5 ist die Ausbeute dieser Prozesse für dicke Targets als Funktion der Primärteilchenenergie wiedergegeben. Für viele Anwendungen wird der Beschleuniger als gepulste Neutronenquelle betrieben.

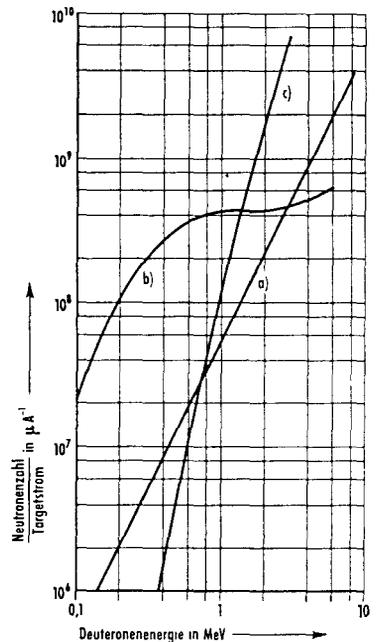


Abb. 5. Neutronenausbeute für verschiedene (d, n) -Reaktionen bei Verwendung von dicken Targets. a) ${}^3\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, Target schweres Eis; b) ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, Target ${}^3\text{H}$ -Zr; c) ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$, Target Be. Nach [11]

Extrem starke gepulste Neutronenquellen erhält man mit Hilfe von Elektronen-Linearbeschleunigern. Treffen hochenergetische Elektronen ($E = 30 \dots 100$ MeV) auf ein Target, so entsteht eine intensive Bremsstrahlung, die in der Targetsubstanz durch (γ, n) -Prozesse Neutronen freimacht. Die höchste Ausbeute liefert Uran, da neben der (γ, n) -Reaktion auch Photospaltung zur Neutronenerzeugung beiträgt. Ein dickes Target ergibt bei 40 MeV und einem mittleren Strom von 1 mA eine Neutronenemissionsrate von etwa 10^{14} s^{-1} . Die Energieverteilung der Neutronen ähnelt dem Spektrum der Spaltneutronen. Quasi-monoenergetische Neutronen erhält man durch Anwendung der Laufzeitmethode.

4. Reaktoren als Neutronenquellen

Die intensivsten Quellen für Neutronen sind die Kernreaktoren. Pro Spaltprozeß werden im Mittel etwa 2,5 Neutronen erzeugt, und es wird eine Energie von etwa 200 MeV frei. In einem 15-MW-Reaktor entstehen daher pro Sekunde mehr als 10^{18} Neutronen. Allerdings kann hiervon nur ein sehr

kleiner Teil für Experimente ausgenutzt werden. Das Neutronenspektrum im Reaktor reicht von Energien oberhalb 10 MeV bis hinunter zu 0,001 eV. Es ist zweckmäßig, das Spektrum in drei Bereiche zu unterteilen: in den Bereich der schnellen Neutronen ($E > 0,5 \text{ MeV}$), den der intermediären oder epithermischen Neutronen ($0,2 \text{ eV} < E < 0,5 \text{ MeV}$) und in den thermischen Bereich ($E < 0,2 \text{ eV}$).

Die Energieverteilung der schnellen Neutronen wird im wesentlichen durch das Spektrum der Spaltneutronen bestimmt (Abb. 3). Dieses Spektrum kann in guter Näherung dargestellt werden durch

$$\psi(E)dE \sim \sqrt{E} e^{-E/\text{MeV}} \sinh \sqrt{2E/\text{MeV}} dE.$$

Dabei beschreibt $\psi(E)dE$ die Flußdichte der Neutronen mit Energien zwischen E und $E + dE$.

Die Gesamtflußdichte schneller Neutronen ist gegeben durch

$$\varphi_s = \int_{0,5 \text{ MeV}}^{\infty} \psi(E) dE.$$

Das Spektrum im epithermischen Bereich wird im wesentlichen durch Neutronen bestimmt, die durch elastische Stöße mit den Kernen der Moderatorsubstanz abgebremst werden. Es gilt (vgl. Abschnitt 4)

$$\psi(E) dE = \frac{\varphi_{epi}}{E} dE.$$

φ_{epi} kann in erster Näherung als konstant angenommen werden.

Thermische Neutronen befinden sich annähernd im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Wärmebewegung der Moderatoratome. Ihre Energieverteilung wird näherungsweise durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben, wobei die Neutronentemperatur T leicht über der Moderatortemperatur liegt:

$$\psi(E) dE = \varphi_{th} \frac{E}{kT} e^{-E/kT} \frac{dE}{kT}.$$

φ_{th} ist die Gesamtflußdichte thermischer Neutronen. Moderne Hochflußreaktoren erreichen thermische Neutronenflußdichten von mehr als $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

5. Neutronenfelder

Befinden sich Neutronenquellen in einem Streumedium, so verlieren die Neutronen durch elastische oder auch inelastische Stöße mit den Atomen der Streusubstanz kinetische Energie, bis sie ein thermodynamisches Gleichgewicht mit der Temperaturbewegung der Umgebung erreicht haben. Es bildet sich eine von den Eigenschaften der Quellen und des Streumediums abhängige Verteilung in Raum, Zeit und Geschwindigkeit aus. Die Gesamtheit solcher Neutronen nennt man ein Neutronenfeld.

Zu einer Beschreibung des Neutronenfeldes gelangt man durch Aufstellung einer Neutronenbilanz. Betrachtet werde ein Volumenelement dV am Orte \mathbf{r} . In diesem Volumenelement sei $n(\mathbf{r}, \Omega, E) dV d\Omega dE$ die Anzahl der Neutronen, deren Flugrichtung, charakterisiert durch den Richtungsvektor Ω , im Raumwinkelelement $d\Omega$ um Ω und deren Energie zwischen E und $E + dE$ liegt. Sei ferner $F(\mathbf{r}, \Omega, E) = n(\mathbf{r}, \Omega, E) \cdot v$ die sog. differentielle Neutronenflußdichte, wobei v die Neutronengeschwindigkeit ist. Dann gilt für die

zeitliche Änderung der Dichte in dV die allgemeine Transportgleichung

$$\begin{aligned} \frac{\delta n(\mathbf{r}, \Omega, E)}{\delta t} &= \frac{1}{v} \frac{\delta F(\mathbf{r}, \Omega, E)}{\delta t} = \\ &= -\text{div } \Omega F(\mathbf{r}, \Omega, E) - \Sigma_t(E) F(\mathbf{r}, \Omega, E) + \\ &+ \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_s(E') g(E'E; \Omega'\Omega) F(\mathbf{r}, \Omega', E') d\Omega' dE' + \\ &+ S(\mathbf{r}, \Omega, E). \end{aligned}$$

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt den Abfluß von Neutronen, der zweite die durch Absorption und Streuung auftretenden Verluste. $\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$ ist dabei der totale makroskopische Wirkungsquerschnitt für Absorption und Streuung. Der dritte Term beschreibt die Zunahme durch Streuung aus anderen Richtungen und Energieintervallen. Dabei ist $g(E'E; \Omega'\Omega) d\Omega' dE'$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron mit der Flugrichtung Ω' und der Energie E' bei einem Streuprozeß in das Intervall $E \dots E + dE$ und in das Raumwinkelelement $d\Omega$ gestreut wird. Der vierte Term schließlich berücksichtigt die Erzeugung von Neutronen aus Quellen im Volumenelement dV .

Die Anwendung der Gl. (10) soll hier an dem Spezialfall des Bremspektrums erläutert werden. Betrachtet werde ein stationäres Neutronenfeld in einem unendlich ausgedehnten Streumedium mit homogen verteilten Quellen der Quelldichte S und der Energie $E_0 \gg E$. Gl. (10) vereinfacht sich dann zu

$$(\Sigma_a + \Sigma_s) \psi(E) = \int_E^\infty \Sigma_s \psi(E') g(E'E) dE'. \quad (11)$$

Die linke Seite dieser Gleichung beschreibt die Verluste durch Absorption und Streuprozesse, die rechte Seite die Gewinne durch Streuung aus anderen Energieintervallen. $g(E'E)dE'$ ist jetzt die Wahrscheinlichkeit für die Streuung eines Neutrons der Energie E' in das Intervall $E \dots E + dE$. Aus Energie- und Impulssatz für den elastischen Stoß eines Neutrons der Energie E' mit einem ruhenden Atomkern der Massenzahl A folgt für das Verhältnis der Energien nach und vor dem Stoß

$$\frac{E}{E'} = \frac{1}{2} \left[(1 + \alpha) - (1 - \alpha) \cos \vartheta \right], \quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2. \quad (12)$$

ϑ ist dabei der Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Da in diesem System die Streuung empirisch bis zu Neutronenenergien von 1 MeV isotrop ist, gilt für die Wahrscheinlichkeit, daß die Energie nach dem Stoß zwischen E und $E + dE$ liegt,

$$g(E'E) dE = \frac{1}{2} \frac{d \cos \vartheta}{dE} dE$$

oder mit Hilfe von Gl. (12)

$$g(E'E) dE = \frac{1}{(1-\alpha)E'} dE. \quad (13)$$

Gl. (11) und (13) liefern für die Abbremsung in Wasserstoff ($\alpha = 0$)

$$(\Sigma_a + \Sigma_s) \psi(E) = \int_E^\infty \Sigma_s \psi(E') \frac{dE'}{E'}. \quad (14)$$

Man überzeugt sich durch Einsetzen in Gl. (14), daß für $\Sigma_a = 0$

$$\psi(E) = \frac{S}{\Sigma_s E}$$

die Lösung der Gl. (14) darstellt. Da Σ_s für Wasserstoff im

Energiebereich von 1 eV bis 10 keV konstant ist, folgt somit in diesem Gebiet bei Abwesenheit von Absorption $\psi(E)$ einem $1/E$ -Verlauf. Eine Verallgemeinerung der Gl. (14) zeigt, daß für $\Sigma_a = 0$ und Energien, die klein gegen die Quellenenergie sind, die $1/E$ -Abhängigkeit auch in schweren Medien ($A > 1$) erhalten bleibt.

Die Annahme $\Sigma_a = 0$ ist für reinen Wasserstoff in guter Näherung erfüllt. Die allgemeine Lösung der Gl. (14) mit $\Sigma_a \neq 0$ hat die Form

$$\psi(E) = \frac{Sp(E)}{(\Sigma_a + \Sigma_s)E} \quad (15)$$

Dieser Fall entspricht einer Mischung von Wasserstoff mit einem schweren Absorber, dessen Kerne zur Abbremsung der Neutronen nicht beitragen. Bei Anwesenheit von Absorption wird nach Gl. (15) die Neutronenflußdichte von dem $1/E$ -Verlauf abweichen. Die Funktion

$$p(E) = \exp\left(-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a + \Sigma_s} \cdot \frac{dE'}{E'}\right)$$

beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron der Quellenenergie E_0 bei der Abbremsung auf die Energie E nicht absorbiert wird. Mit abnehmender Energie wird auch $p(E)$ kleiner. Da die Absorption im wesentlichen auf Resonanzefang zurückzuführen ist, nennt man $p(E)$ die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit. Für Streumediten mit $A > 1$ gilt im Falle scharfer, getrennter Resonanzen

$$\psi(E) = \frac{Sp(E)}{\xi(\Sigma_a + \Sigma_s)E}$$

mit

$$p(E) = \exp\left(-\frac{1}{\xi} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a + \Sigma_s} \frac{dE'}{E'}\right),$$

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha.$$

Die obigen Gleichungen setzen ein unendlich ausgedehntes Streumedium voraus. In endlichen Geometrien treten auch für Wasserstoff mit $\Sigma_a = 0$ Abweichungen vom $1/E$ -Verlauf auf. Für Abschirmprobleme ist der Fall von Bedeutung, daß schnelle Neutronen in einen endlich dicken Moderator eindringen. Das Ausflußspektrum der intermediären Neutronen läßt sich dann im niederenergetischen Teil für Wasserstoff näherungsweise durch

$$\psi(E) = \text{const} \cdot E^{-\frac{1}{1 + (B/\Sigma_s)^2}} \quad (16)$$

beschreiben [12]. Dabei ist B^2 die sog. geometrische Flußwölbung. Für einen quaderförmigen Moderator gilt

$$B^2 = \pi^2 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} + \frac{1}{c^2} \right).$$

a , b und c sind die effektiven Kantenlängen, d. h. die geometrischen Kantenlängen unter Hinzurechnung der doppel-

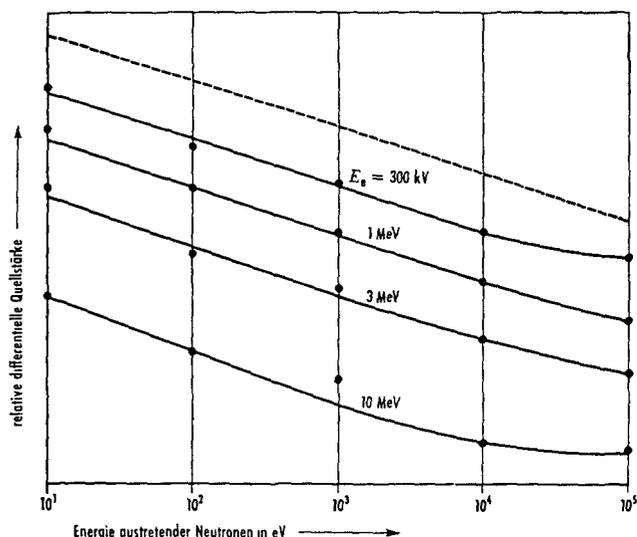


Abb. 6. Ausflußspektrum intermediärer Neutronen aus einem 2,74 cm dicken, sonst unendlich ausgedehnten H_2O -Moderator bei verschiedenen Einschubenergien E_0 , berechnet mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode nach [13]. Die gestrichelte Kurve gibt die nach Gl. (16) berechnete Energieabhängigkeit (proportional $E^{-0,83}$) wieder

ten Extrapolationslänge [14, 15]. Die Abweichung vom $1/E$ -Verlauf ist auf eine Untermoderation der Neutronen durch den Ausfluß während des Abbremsprozesses zurückzuführen. Abb. 6 zeigt das Ausflußspektrum für einen 2,74 cm dicken Moderator aus H_2O bei verschiedenen Einschubenergien. Die Bestimmung des Ausflußspektrums intermediärer Neutronen aus dicken, heterogenen Abschirmungen (z. B. Reaktorabschirmungen) stößt sowohl auf experimentelle Schwierigkeiten wie auch auf Schwierigkeiten in der theoretischen Behandlung. Aus den obigen Betrachtungen geht jedoch hervor, daß in der Praxis nur in wenigen Fällen die Annahme eines $1/E$ -Verlaufs gerechtfertigt ist. Es ist daher wesentlich, bei der Ermittlung von Flußdichten und Dosisleistungäquivalenten intermediärer Neutronen Methoden anzuwenden, die keine Voraussetzung über die Energieverteilung erfordern. (Eingegangen am 4. 1. 1965)

Literatur:

- [1] Spivak, P. E., u. a.: Nucl. Phys. **10**, 395 (1958)
- [2] Hess, W. N.: Ann. Phys. **6**, 115 (1959)
- [3] Schmidt-Rohr, U.: Z. Naturforsch. **8a**, 470 (1953)
- [4] Teucher, M.: Z. Physik **126**, 410 (1949)
- [5] Hill, L. D.: AEC-D-1945 (1947)
- [6] Cochran, R. G., und K. M. Henry: Rev. Sci. Instr. **26**, 757 (1955)
- [7] Medveczky, L. L.: Acta Phys. Acad. Sci. Hung. **6**, 261 (1956)
- [8] Roberts, I. H.: MDDC-731 (1947)
- [9] Tochilin, E., und R. V. Aves: USNRDL-TR-201 (1958)
- [10] Hanson, A. O., R. F. Taschek und I. H. Williams: Rev. Mod. Phys. **21**, 635 (1949)
- [11] Bulletin »H«, High Voltage Engineering Corporation, Burlington, Massachusetts, USA
- [12] Beckurts, K. H., und W. Reichardt: Neutron Time-of-Flight Methods, herausgegeben von J. Spaepen. Euratom Brussels (1961)
- [13] Michaudon, A.: Reactor Sci. Techn. **17**, 165 (1963)
- [14] Beckurts, K. H., und K. Wirtz: Neutron Physics, Berlin, Göttingen, New York. Springer 1964
- [15] Wirtz, K., und K. H. Beckurts: Elementare Neutronenphysik. Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1958
- [16] Marion, J. B., und I. L. Fowler: Fast Neutron Physics. New York; Interscience Publishers 1963