# Schneider · Neutronenmeßtechnik

# Neutronenmeßtechnik

# und ihre Anwendung an Kernreaktoren

von

**Wolfdietrich Schneider** 



Walter de Gruyter · Berlin · New York · 1973

Dr. rer. nat. Wolfdietrich Schneider ist Leiter der Gruppe Strahlenmeßtechnik am Zentralinstitut für Reaktorexperimente der Kernforschungsanlage Jülich GmbH.

Das Buch enthält 128 Abbildungen.

ISBN 3110020742

© Copyright 1973 by Walter de Gruyter & Co., vormals G. J. Göschen'sche Verlagshandlung, J. Guttentag, Verlagsbuchhandlung, Georg Reimer, Karl J. Trübner, Veit & Comp., Berlin 30.

Alle Rechte, insbesondere das Recht der Vervielfältigung und Verbreitung sowie der Übersetzung, vorbehalten. Kein Titel des Werkes darf in irgendeiner Form (durch Photokopie, Mikrofilm oder ein anderes Verfahren) ohne schriftliche Genehmigung des Verlages reproduziert oder unter Verwendung elektronischer Systeme verarbeitet, vervielfältigt oder verbreitet werden.

Printed in Germany. Satz und Druck: Mercedes-Druck, Berlin

# Vorwort

In meiner Tätigkeit in der zentralen Strahlenmeßgruppe unseres Kernforschungszentrums habe ich immer wieder festgestellt, daß wir die Kollegen, die mit Wünschen bezüglich der Neutronenmessung und -meßtechnik zum ersten Mal zu uns kommen, meist erst darüber informieren müssen, was und wie wir eigentlich messen können. Das darf bei der heutigen weitverzweigten Spezialisierung nicht verwundern. Denn zu unseren Interessenten zählen Kerntechniker wie Strahlentherapeuten, Metallurgen wie Plasmaphysiker, Dosimetrie- und Festkörper-Fachleute wie analytische und Nuklear-Chemiker, ferner theoretische Physiker so gut wie Botaniker. Bei den Besprechungen der vorhandenen Meßmöglichkeiten, aber auch bei der Einarbeitung junger Wissenschaftler und Techniker, vermißte ich ein zusammenfassendes Nachschlagewerk über die Methoden der Neutronenmeßtechnik, das besonders die kernverfahrenstechnischen Anwendungen berücksichtigt.

Zu einem solchen Nachschlagewerk sollte zunächst die Fülle der auf diesem Gebiet erschienenen Literatur gesichtet und geordnet werden. Das sollte eine katalogisierende Beschreibung und abwägende Beurteilung der gebräuchlich gewordenen Meßmethoden ermöglichen. Damit wiederum sollte der Grund gelegt werden für eine Klärung und Ordnung der in der Neutronenmeßtechrik eine Rolle spielenden Begriffe sowie für eine Abstimmung der Bezeichnungen. Dazu gehört aber auch das Aufzeigen der Lücken, die die Neutronenmeßtechnik heute noch aufweist, und die es zu schließen oder wenigstens zu verkleinern gilt. Eine solche Darstellung müßte erreichen, daß die Meßtechniker untereinander, aber auch diejenigen, die an der Ausführung der Messungen interessiert sind, begrifflich dieselbe Sprache sprechen lernen und daß sie eine zusammenfassende Informationsquelle über die Leistungsfähigkeit der Neutronenmeßtechnik zur Hand haben.

Diese Ziele habe ich mir bei der Abfassung der vorliegenden Monographie gestellt. Natürlich setze ich mich damit dem Vorwurf aus, daß selbst eine Monographie bei der Menge des laufend Erscheinenden und der daraus folgenden Schnelligkeit der heutigen Entwicklung von einem Einzelnen gar nicht mehr geschrieben werden könnte. Ich bin mir der Grenzen durchaus bewußt, die einem Autor gesetzt sind: einmal durch persönliche Leistungsfähigkeit; dann dadurch, daß das Buch in einer nicht zu weit auseinandergezogenen Zeitspanne entstehen darf; weiter durch die Aussage, die es enthalten muß und die sich selbst bei bestem Willen von Subjektivität nicht völlig wird frei halten lassen; und schließlich durch die (auch verlegerisch) notwendige räumliche Einschränkung, die mich zwangen, Herleitungen grundlegender Beziehungen einerseits und detaillierte apparative Beschreibungen andererseits meistens durch Literaturverweise zu ersetzen. Zur Rechtfertigung dieses meines Ein-Mann-Unternehmens kann ich nur anführen, daß es die genannten Ziele - begriffliche Klärung und methodische Abwägung - waren, nach denen es mir geboten schien, eine Darstellung aus einheitlicher Sicht zu unternehmen. Dazu möchte ich Erfahrungen von wissenschaftlichen Kommissionen anführen, bei denen so oft "Ja - Aber -" gesagt wurde, bis nach zahlreichen Oszillationen nur ein Nullabgleich herauskam. Und wenn ich in meiner Darstellung nicht immer eine Synthese im Urteil erreicht haben sollte, dann hoffentlich wenigstens eine These, die Gegenmeinungen herausfordert.

Natürlich konnte ich dieses Werk ohne vielfache fachliche und andere Unterstützung nicht zustande bringen. Zahlreiche Gedankengänge – insbesondere zur Entwicklung und Prüfung von Meßverfahren und zur Deutung von Meßergebnissen - entstammen gemeinsamen Diskussionen unserer Strahlenmeßgruppe im Zentralinstitut für Reaktorexperimente der Kernforschungsanlage Jülich, wobei ich die Kollegen G. Borchardt, H. B. Greiß, O. Krisch, H. Lang, Chr. Meixner, K. Schmidt und L. Weise nennen möchte, die mich auch durch kritische Durchsicht von Manuskriptteilen unterstützt haben. Meinem Institutsleiter Prof. Dr. M. Pollermann habe ich für sein Interesse und für wertvolle Ratschläge zu danken, mit denen er die Entstehung des Buchs begleitete. Mr. T. Barrett stellte mir (während seiner Beratertätigkeit an unserem Institut in Abordnung vom AERE Harwell, England 1967) freundlicherweise unveröffentlichte Notizen zur Verfügung, die unter den "Kerntechnischen Gesichtspunkten" und der "Bestrahlungstechnologie" im Abschnitt 5.2 Mitverwendung fanden. Gefördert wurde das Buch auch durch Überlassung einzelner Ergebnisse, kritische Durchsicht oder nützliche Hinweise von: H.-J. Bormann, B. Hasenclever, M. Heinzelmann, E. Jeltsch, F. J. Krings, H.-J. Leyers, H. Mühlensiepen, E. Münch, W. Porschen, M. Sekkal † und F. Stelzer (alle KFA Jülich) und außerdem in Einzelfragen von R. Bödege (KWL Lingen), D. von Haebler (Siemens AG), E. Schrüfer (AEG-Telefunken) und W. Stephan (KWO Obrigheim). Wesentliche Unterstützung im Streben nach einem umfassenden methodischen Überblick über unser Gebiet erfuhr ich durch die Mitwirkung unseres Zentrums bei internationalen Fachorganisationen (IAEA-Working Group on Reactor Radiation Measurements; EURATOM-Working Group on Reactor Dosimetry). Für Hilfe bei der Herstellung des Manuskripts habe ich Frau H. Nieden und Frau H. Schunck zu danken. Für die vorbildliche Arbeitsmöglichkeit, die oft ausschlaggebende Beschaffung schwer zugänglicher Literatur und weitere vielfältige Unterstützung danke ich der Zentralbibliothek der Kernforschungsanlage Jülich. Mein größter Dank gilt meiner Familie, die während der Entstehung des Buches viel Verständnis und Langmut aufbringen mußte. Ohne die zusätzliche häusliche Arbeitsmöglichkeit, viele praktische Ratschläge und die nie ermüdende Hilfe bei Ausarbeitung und Korrekturen, Literaturverzeichnis und Register vonseiten meiner Frau wäre das Buch nicht zustandegekommen.

Jülich, im Oktober 1973

W. Schneider

# Inhaltsverzeichnis

Vorb	emerkung	VIII
1.	Grundlagen der Neutronenmeßtechnik	
1.1.	Neutronenreaktionen	1
1.2.	Das Neutronenfeld und seine Meßgrößen	22
1.3.	Reaktionsraten	37
1.4.	Flußstörungen durch die Meßanordnung	44
1.5.	Zeitabhängige Korrekturen	60
2.	Die wichtigsten Neutronendetektoren	
2.1.	Neutronen-Nachweisverfahren	68
2.2.	Aktivierungsdetektoren	69
2.3.	Detektoren für Stromanzeige	89
2.4.	Detektoren für Impulsanzeige	112
2.5.	Detektoren für optische Registrierung	134
2.6.	Detektoren mit chemischen und physikalischen Nachweiseffekten	142
3.	Kalibrier- und Auswerteverfahren	
3.1.	Verarbeitung der Meßwerte	155
3.2.	Neutronenquellen	157
3.3.	Neutronenflußstandards	172
3.4.	Neutronenquellstärkebestimmungen	188
3.5.	Neutronenphysikalische Experimentiereinrichtungen	198
3.6.	Bestimmung neutronenphysikalischer Meßgrößen	207
4.	Meßpraxis an Reaktoren	
4.1.	Der Kernreaktor als Meßgegenstand	223
4.2.	Anwendung spektrometrischer Verfahren	248
4.3.	Energieintegrale (Gruppen-)Meßverfahren thermischer und intermediärer	
	Neutronen	272
4.4.	Energieintegrale (Gruppen-)Meisverfahren schneller Neutronen	292
4.5.	Bestimmung der Neutronenfluenz	314
4.6.	Neutronenmeßtechnische Instrumentierungssysteme	340
5.	Einsatz der Meßverfahren	
5.1.	Aufgaben der Neutronenmeßtechnik (besonders an Reaktoren)	363
5.2.	Experimentierpraxis im Zusammenhang mit neutronenphysikalischen	
<i>с</i> ~	Messungen (an Keaktoren)	386
5.3.	Leistungstanigkeitsvergleich der Meßverfahren	410
Litera	Iturverzeichnis	424
Symb	olverzeichnis	438
Sachv	erzeichnis	445

# Vorbemerkung

Meßtechnik (wie hier von Neutronen) hat die Aufgabe – wie wir es formulieren wollen –, Daten von realen Vorgängen bereitzustellen: Daten, die gebraucht werden zur Steuerung, Regelung und Überwachung technischer Anlagen; oder die (resultierende oder zusätzlich informierende) Aussagen bei Experimenten darstellen. Zur einwandfreien Erfassung solcher Daten durch bestimmte Messungen benötigt man ein Begriffssystem, eine Verfahrenstechnik und eine Zuverlässigkeitsanalyse. Deren Erlangung machen die Metrologie aus.

In der Neutronenmetrologie werden Entscheidungen über Zweckmäßigkeit anzuwendender Meßverfahren und ihre Zuverlässigkeit mit Hilfe von Überlegungen getroffen, die sich auf Wissen aus der Kern- und Neutronenphysik, chemischer und festkörperphysikalischer Dosimetrie, Nuklearelektronik und Statistik stützen. Es ist schwer, eine Darstellung über Neutronenmetrologie gegen jene Gebiete abzugrenzen. Andererseits sind über alle jene Gebiete kompetente Darstellungen erschienen. Deshalb wurde in der vorliegenden Monographie, die eine umfassende Darstellung der Neutronenmetrologie anstrebt, konsequent auf solche Herleitungen und Begründungen verzichtet, die nur in einer Mitbehandlung weiter Strecken aus jenen Disziplinen möglich gewesen wären. Im gleichen Sinn wurde auch nicht weiter eingegangen auf: Strahlenmeßtechnik anderer Teilchen als Neutronen, Strahlenschutzmeßtechnik zuzüglich weiterer biologisch-medizinischer Meßprobleme sowie die nukleare Sicherheitsinstrumentierung und verfahrenstechnische Instrumentierung von Kernreaktoren.

Die Monographie hat sich zum Ziel gesetzt, in die Arbeitsweise der geläufigen Meßmethoden einzuführen und diese in ihrer unterschiedlichen Eignung für verschiedene technische und experimentelle Gegebenheiten zu vergleichen. Die – absichtlich einen ziemlich breiten Raum einnehmende – Begriffsbildung stützt sich auf die Neutronenphysik und die allgemeine Meßtechnik. Die Neutronenforschung und ihre Geschichte werden nicht behandelt. Überholte Verfahren werden nur im Zusammenhang mit der Behandlung noch aktueller Meßaufgaben angeführt, um vor Irrwegen zu warnen, aber auch um einer kanonisierenden Erstarrung der Meßmethoden entgegenzuwirken. Die besprochenen Anwendungen beziehen sich weitgehend auf die Entwicklung und Technik von Kernreaktoren; demgemäß nehmen Hochfluß- und auch Langzeitmessungen einen breiten Raum ein. Dazu wird auf die Kernverfahrenstechnik eingegangen, soweit ihr Kenntnisstand für die Neutronenmeßtechnik an Reaktoren Vorbedingung zu sein scheint.

Zur Stoffeinteilung sei bemerkt, daß in Kapitel 1 die Begriffe aus der Kernund Neutronenphysik erläutert werden, deren Kenntnis für Durchführung und Auswertung von Neutronenmessungen unerläßlich ist. In Kapitel 2 werden die

#### Vorbemerkung

gebräuchlichen Neutronendetektortypen in ihrer Wirkungsweise und mit ihren Vor- und Nachteilen besprochen. Die in Kapitel 3 behandelte Relativ- und Absolutmessung neutronenphysikalischer Meßgrößen knüpft an Beschreibungen von Neutronenquellen, Flußstandards und weiteren Experimentiereinrichtungen an. Den praktischen Meßanforderungen – insbesondere für Reaktoranwendungen – ist Kapitel 4 gewidmet. Die Monographie schließt mit der Besprechung des Einsatzes der Meßverfahren, d. h. der (insbesondere an Kernreaktoren) gestellten Aufgaben, des dabei erforderlichen Experimentieraufwands und zusammenfassend mit einem Überblick über die Leistungsfähigkeit der verschiedenen Meßverfahren.

Die Abschnitte sind innerhalb der Kapitel mit zunehmenden Voraussetzungen an Kenntnisstand angeordnet. Im Hinblick auf die eingestreuten Anwendungsbeispiele der Verfahren sei nochmals betont, daß wir eine starre Zuordnung von Meßaufgaben zu Verfahren nicht für richtig halten. Vielmehr sollte der Experimentator bzw. der Meßtechniker die Entscheidung für ein Verfahren in jedem Einzelfall frei treffen. Demgemäß unterscheiden wir auch nicht in der Anwendung von "Einzelmessungen" – wozu in den Abschnitten 4.2 bis 4.5 viele Beispiele aufgeführt sind – und von "Instrumentierungssystemen" – s. Abschnitt 4.6 –, denn voraussichtlich werden letztere künftig in wachsendem Maß eingesetzt werden.

Die Zitierweise der benutzten Literatur – gegliedert nach Sammelwerken oder nach den Abschnitten dieses Buches – wird am Anfang des Literaturverzeichnisses erklärt. Angestrebt wurde, in der getroffenen Literaturauswahl eine Art von repräsentativem Querschnitt zu bieten, wenn auch ein solcher Versuch angesichts der großen Fülle des Erschienenen nur unvollkommen gelingen kann. Zitiert wurde nach Möglichkeit jeweils die neueste Literatur, aber nicht immer, denn vor der Modernität wurde der Beispielhaftigkeit der Vorzug gegeben. Obwohl das Rohmanuskript Anfang 1970 abgeschlossen war, wurden für wesentlich gehaltene Neuerscheinungen bis Sommer 1971 berücksichtigt, in Einzelfällen auch noch jüngere Arbeiten.

In der Nomenklatur richteten wir uns möglichst nach den international und in der Bundesrepublik Deutschland empfohlenen Normbezeichnungen; fehlten solche, dann nach der neutronenphysikalischen und strahlenmeßtechnischen Literatur (besonders der in den Abschnitten 1.1 und 2.1 zitierten). In Einzelfällen sind wir nicht ganz ohne Neueinführung von Begriffen und Benennungen ausgekommen. Auf Definition und Verwendung der Fachausdrücke verweist das Sachverzeichnis. Die in der Monographie benutzten herkömmlichen physikalischen Einheiten werden infolge des kürzlichen Inkrafttretens [0-1, 2] des Internationalen Einheitensystems (SI) in absehbarer Zeit zum Teil überholt sein. Deshalb wurden zwei Tabellen beigefügt: in Tabelle O.A sind wichtige Einheiten im Internationalen System zusammengestellt, in Tabelle O.B ist die Umrechnung ins Internationale System für solche Größen angegeben, die in dieser Monographie in zeitlich nur noch begrenzt zulässigen Einheiten ausgedrückt erscheinen. Beide Tabellen folgen einer Zusammenstellung von F. Stelzer, H. Külz, O. Otzen und E. Graudus (Zentralinstitut für Reaktorexperimente der KFA Jülich, 1971) auf der Grundlage von [0-1, 2]. In den nach diesen Tabellen geläufigen Einheiten sind auch die im Symbolverzeichnis (am Ende des Buchs) aufgeführten durchgängig benutzten Größen angegeben; dieses lehnt sich in seiner Darstellung daneben speziell an [0-3] oder auch an (im Literaturverzeichnis aufgeführte) Darstellungen der Neutronenphysik oder der Strahlenmeßtechnik an.

Х

Größe	Einheit (Kurzzeichen)	Bemerkungen			
Länge	Meter (m)	Hier meist Centimeter			
Masse Zeit	Kilogramm (kg) Sekunde (s)	(cm) benutzt Hier Gramm (g) benutzt			
stärke Thermodynamische Temperatur Ebener Winkel	Ampère (A) Kelvin (K) Radiant (rad)	Daneben Grad Celsius (°C) benutzt 1° (d. i. 1 Grad)			
Räumlicher Winkel Druck, mechanische Spannung	Steradiant (sr) Pascal (Pa)	= $\pi/180 \text{ rad}$ 1 Pa = 1 m <sup>-1</sup> kg s <sup>-2</sup> 1 bar = 10 <sup>5</sup> Pa (d i 1 Bar)			
Energie, Arbeit, Wärmemenge Leistung, Energie- strom Wärmestrom	Joule (J)	$1 J = 1 m^2 kg s^{-2} = 1 Ws$			
Elektrische Spannung Elektrischer	Volt (V)	$1 V = 1 m^2 kg s^{-3} A^{-1}$			
Widerstand Elektrizitätsmenge, Ladung	Ohm (Ω) Coulomb (C)	$1 \Omega = 1 VA^{-1}$ $1 C = 1 As$			
Elektrische Kapazität Stoffmenge Teilchenmasse	Farad (F) Mol (mol) Atomare Massenein- heit (u) Atomnhysikalisch	$1 F = 1 AsV - 1$ $\begin{cases} 1 u \text{ ist der } 12te \text{ Teil der} \\ Masse eines Atoms des} \\ Nuklids  {}^{12}C \end{cases}$			
Energie	Einheiten Elektronen- volt (eV)	1 u = 1,659 $\cdot$ 10-27 kg 1 eV = 1,602 $\cdot$ 10-19 J			
Molare (stoff- mengenbezogene) Masse	Kilogramm Mol (kg/mol)	·			
Energiedosis, Äquivalentdosis	Joule (J/kg)				
Energiedosis- leistung	Watt (W/kg)				
Ionendosis	<u>Coulomb</u> (C/kg)				
Ionendosis- leistung	Ampère (A/kg) Kilogramm				

O.A. Wichtige verwendete Basis- und abgeleitete Einheiten des Internationalen Einheitensystems (SI)

## O.B. Umrechnungstabelle abgeschaffter in der Neutronenmeßtechnik noch benutzter Einheiten in Einheiten des Internationalen Einheitensystems (SI)

Die hier angegebenen abgeschafften (alten) Einheiten sind noch bis zum 31. 12. 1977 zulässig.

Größe	Alte Einheit	Einheite Umrech	enzeichen und nung	Neue Einheit	Bemerkungen	
Druck	Torr technische Atmosphäre	1 Torr 1 at	= $1,33 \cdot 10^2$ Pa = $1,33$ mbar = $1,33 \cdot 10^{-3}$ bar = $0,981$ bar	Pascal Millibar Bar Bar	"at" bezeich- net Diffe- renzdruck "ata" absolu- ten Druck u. "atü" Über- druck, alle in gleichen	
Energie Wärme-	Erg	1 erg	$= 10^{-7} J$	Joule	Einneiten	
energie	Kalorie	1 cal	= 4,1868 J	Joule		
Energie- dosis	Rad	1 rd	= 0,01 J/kg	Joule Kilogramm		
Energiedosis- leistung	Rad durch Stunde	1 rd/h	$= 2,78 \cdot 10^{-6}  \text{W/kg}$	Watt Kilogramm		
Äquivalent- dosis	Rem	1 rem	= 0,01 J/kg	Joule Kilogramm		
Äquivalent- dosisleistung	Rem durch Stunde	1 rem/h	$= 2,78 \cdot 10^{-6}  \text{W/kg}$	Watt Kilogramm		
Ionendosis	Röntgen	1 R	$= 0,258 \cdot 10^{-3} \mathrm{C/kg}$	Coulomb Kilogramm		
Ionendosis- leistung	Röntgen durch Stunde	1 R/h	$= 7,16 \cdot 10^{-8} \mathrm{A/kg}$	<u>Ampère</u> Kilogramm		
Wirkungs- quer- schnitt	Barn	1 b	$= 10^{-28} \text{ m}^2$ = 10^{-24} cm^2	Quadrat- meter bzw. Quadrat- centimeter		
Aktivität	Curie	1 Ci	$= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$	Reziproke Sekunde		

XII

# 1. Grundlagen der Neutronenmeßtechnik

# 1.1. Neutronenreaktionen

Kernreaktionen – Neutronenspektrum – Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte – Energietönungen von Neutronenreaktionen – Makroskopische Materialdaten – Wichtige Neutronen-Nachweisreaktionen

Die Grundlagen der Kernphysik werden hier als bekannt vorausgesetzt. Wir erinnern daran, daß die Wechselwirkung von Neutronen mit Materie über Reaktionen mit einzelnen Atomkernen erfolgt (wenn man von kohärenten Interferenz- und Beugungserscheinungen sowie von der dabei eine Rolle spielenden chemischen Bindung absieht). Bei den Kernreaktionen tritt das stoßende Teilchen (Neutron) mit einem Atomkern in enge Berührung. Dann finden Energie- und Impulsaustausch statt, und im allgemeinen Fall werden nach der Reaktion ein, zwei oder mehrere gegenüber den ursprünglichen veränderte Atomkerne bzw. Kernbausteine zurückbleiben, wozu noch weitere Teilchen kommen können. Denken wir uns ein Materiestück, enthaltend das Nuklid X, einem Fluß bewegter Geschoßteilchen (Neutronen n) ausgesetzt, dann können wir die entstehende Kernreaktion folgendermaßen symbolisch darstellen:

$$X(n, ab...)Y$$
. (1.1.1)

Das Materiestück enthält nach der Reaktion auch Kerne eines anderen Nuklids (Y), und unter Umständen fliegen ein (a) oder mehrere (a, b, ...) Teilchen weg. Aus vorhandenen Tabellen (z. B. [11-1]) kann man sofort entnehmen, welches Nuklid Y aus dem (Ausgangs-)Nuklid X bei Neutronenbeschuß (unter Wegfliegen einer bestimmten Teilchenart a) entsteht.

Wird auf einen X-Kern ein Neutron pro Fläche (z. B. 1 cm<sup>2</sup>) geschossen, nennt man die Wahrscheinlichkeit für eine Neutronenreaktion des X-Kerns (z. B. seine Umwandlung in einen Y-Kern) den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Wir nennen  $\sigma$  im Gegensatz zum makroskopischen Wirkungsquerschnitt den atomaren Wirkungsquerschnitt;  $\sigma$  stellt die Fläche dar, die das Atom den auftreffenden Neutronen bietet und wird in  $10^{-28}$  m<sup>2</sup> =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup> (alter Ausdruck dafür: 1 Barn, Symbol b) ausgedrückt. Anschaulich ist der Wirkungsquerschnitt darstellbar als Querschnittsfläche einer Kugel, die den (X-)Kern umgebend gedacht wird. Der Erwartungswert der mit dem Atomkern stattfindenden Reaktionen ist dann gleich dem Erwartungswert der Anzahl der Neutronen, die die gedachte Kugel treffen. Der (totale, d. h. alle Reaktionen umfassende) Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{T}$  müßte in diesem einfachsten Bild, das die Neutronenbeugung nicht berücksichtigt, gleich der Querschnittsfläche des beschossenen Atomkerns sein und demnach (für Massenzahlen  $A_r = 1$  bis 250) Größen zwischen  $4.5 \cdot 10^{-26}$  und  $2.8 \cdot 10^{-25}$  cm<sup>2</sup> haben. Tatsächlich können die Wirkungsquerschnitte sehr viel größer sein, schwanken stark von Nuklid zu Nuklid sowie von Reaktion zu Reaktion und hängen in verwickelter Weise von der Energie der stoßenden Neutronen ab. Die Größen und Energieabhängigkeiten von Wirkungsquerschnitten für Neutronenreaktionen lassen sich nicht durch ein einfaches kernphysikalisches Bild beschreiben. Wir beschränken uns hier auf eine knappe Zusammenstellung der verschiedenartigen (unterhalb von 20 MeV Neutronenenergie wichtigen) Reaktionen und verweisen im übrigen auf die Literatur [11-2, 3, 4, 5, 6]; dort findet man auch Angaben über die Methoden der Wirkungsquerschnittsbestimmung.

Man unterscheidet zwei Arten von Reaktionen:

A. Direkte Reaktionen laufen ohne Bildung eines Zwischenkerns ab. Für die hier betrachteten Neutronenenergien ist die wichtigste direkte Reaktion die äußere oder Potentialstreuung (Wirkungsquerschnittssymbol  $\sigma_{s(Pot)}$ ):

$${}^{m}X(n, n){}^{m}X$$
. (1.1.2)

Sie entsteht durch Ablenkung eines Neutrons im Kernkraftfeld eines Atomkerns. Der (X-)Kern wird dabei nicht umgewandelt, behält seine Masse(nzahl m) und bleibt im Grundzustand.

B. Zwischenkern- (Compound Nucleus-)Reaktionen. Dabei vereinigt sich das einfallende Neutron mit dem getroffenen Kern, und es entsteht ein relativ langlebiger ( $\geq 10^{-17}$  s) Zwischenkern, der auf verschiedene Weise zerfallen kann, was im folgenden in einer auseinandergezogenen Schreibweise symbolisch dargestellt wird. Entweder wird ein Neutron von gleicher Energie wie das eingefangene emittiert; dieser Prozeß heißt innere oder Resonanzstreuung (Wirkungsquerschnittssymbol  $\sigma_{s(Res)}$ ):

$${}^{m}X(n, -) \rightarrow {}^{m+1}X^{*} \rightarrow (-, n){}^{m}X$$
. (1.1.3)

Oder die (durch \* angedeutete) Anregungsenergie des Zwischenkerns kann durch Emission eines – oder mehrerer – Gammaquanten abgegeben werden im *Strahlungseinfang* (Wirkungsquerschnittssymbol  $\sigma_{\gamma}$ ):

$${}^{m}X(n, -) \rightarrow {}^{m+1}X^{*} \rightarrow (-, \gamma) \begin{cases} {}^{m+1}X_{m+1}X^{(*)} \xrightarrow{\beta(+\gamma)} {}^{m+1}Y \end{cases} (1.1.4)$$

Dieser Vorgang kann also zu einem stabilen oder zu einem radioaktiven Nuklid <sup>m+1</sup>X führen. Übersteigt die Neutronenenergie einen für den Auffängerkern <sup>m</sup>X typischen Schwellenwert, kann der Zwischenkern Nukleonen oder Kernbruchstücke emittieren, wie bei den folgenden Schwellenreaktionen:

#### 1.1. Neutronenreaktionen

$${}^{m}X(n, -) \rightarrow {}^{m+1}X \begin{cases} (-, p) \\ (-, \alpha) \\ (-, n') \\ (-, 2n) \\ \cdots \\ u. a. \end{cases} {}^{l}Y^{(*)} . \qquad (1.1.5)$$

Y ist hier in der Regel radioaktiv.

Bei den leichtesten Atomkernen kann die (n, p)- bzw.  $(n, \alpha)$ -Reaktion schon bei niedrigsten Energien einsetzen. n' bezeichnet ein Neutron mit gegenüber dem einfallenden verringerter Energie; bei solchen inelastischen Streuprozessen bleibt der Restkern in angeregtem Zustand zurück, von dem aus er unter Gammastrahlenemission in den Grundzustand übergeht. Eine wichtige Rolle bei den schwersten Kernen spielt bekanntlich die *Spaltreaktion:* 

$$^{m}X(n, -) \rightarrow ^{m+1}X(-, f) \rightarrow \begin{cases} \text{Spaltfragmente (angeregt, radioaktiv)} \\ + 2 \text{ bis } 3n \end{cases}$$
 (1.1.6)

Während Potentialstreuung immer vorkommen kann, ist die Zwischenkernbildung als Resonanzreaktion davon abhängig, ob die Summe der Bindungsenergie und der kinetischen Energie des einfallenden Neutrons einem angeregten Zustand des Zwischenkerns entspricht. Die Wirkungsquerschnitte setzen sich deshalb zusammen aus dem als Energiefunktion langsam veränderlichen Potentialstreuquerschnitt und dem Wirkungsquerschnitt für Zwischenkernreaktionen, der an Resonanzstellen scharfe Maxima zeigt. Der oben genannte totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\rm T}$  des Auffängeratomkerns <sup>m</sup>X für Neutronen setzt sich dann additiv zusammen aus den folgenden Beiträgen:

$$\sigma_{\rm T} = \sigma_{\rm s(Pot)} + \underbrace{(\sigma_{\rm s(Res)} + \sigma_{\gamma} + \ldots)}_{\rm Zwischenkernreaktionen}$$
(1.1.7)

Die beiden Arten von Streuquerschnitten  $\sigma_s \text{ sind } - \text{zumindest}$  als Summe – als Richtungsverteilungen  $\sigma_{\Omega,s}$  in Abhängigkeit vom Raumwinkel  $\Omega$  angebbar oder als (räumlich integrierte) totale Streuquerschnitte:

$$\sigma_{\rm s} = \int_{4\pi} \sigma_{\Omega,\rm s} \, \mathrm{d}\,\Omega \, . \tag{1.1.8}$$

Im Verlauf des Neutronenspektrums verhalten sich die Neutronen in ihrer Wechselwirkung stark verschieden. Innerhalb bestimmter Energiebereiche kann man jedoch in groben Zügen Gemeinsamkeiten in ihrer Wechselwirkung mit Materie feststellen. Danach pflegt man das Neutronenspektrum einzuteilen. Eine Einteilung des Spektrums wie etwa die im folgenden beschriebene ist zwar allgemein üblich, beruht jedoch nicht auf exakten Daten, sondern auf Übereinkunft. Je nachdem, auf welche Gemeinsamkeiten im Verhalten der Neutronen besonderer Wert gelegt wird, verschieben sich die Grenzen der zu definierenden Energiebereiche. Die im folgenden angegebene Einteilung orientiert sich am Kernspaltungsreaktor als der wichtigsten Neutronenquelle; Literaturbezüge sind jeweils beigefügt.

Hochenergetisch nennen wir Neutronen oberhalb von 20 MeV. Oberhalb dieser Energie kommen Neutronen in Kernreaktoren praktisch nicht vor [11-2], sondern (außer in der kosmischen Strahlung) nur im Zusammenhang mit Hochenergieteilchenbeschleunigern. Außerdem ist im Bereich höherenergetischer Neutronen die Zwischenkerntheorie allmählich nicht mehr anwendbar, weil dort die mittlere freie Weglänge einfallender Neutronen im Auffängerkern mit dessen Ausdehnung vergleichbar ist [VIII-45].

Als schnelle Neutronen bezeichnen wir solche mit Energien von 20 MeV abwärts bis 1 MeV. Abgesehen von Kernreaktoren werden sie durch radioaktive und Beschleunigertarget-Quellen (Neutronengeneratoren) erzeugt. Zur Wahl der unteren Energiegrenze sei folgendes bemerkt: In Kernreaktoren folgt die spektrale Flußdichte (als Meßgröße der Energieverteilung des Neutronenfeldes) zunächst angenähert dem Spaltspektrum. Nach niedrigeren Energien hin kommen zu den (ungebremsten) Spaltneutronen Bremsneutronen hinzu. Im Energiegebiet zwischen 1 und 0,1 MeV beginnt der Anteil der Bremsneutronen in der spektralen Flußdichte zu überwiegen. Die Energiegrenze dieses Übergangs ist je nach dem Ort (d. h. nach dem umgebenden Medium) und nach dem Typ des Reaktors verschieden, ist aber in der Regel bei 0,1 MeV überschritten. Bis ungefähr 1 MeV herunter bildet also das Spaltspektrum den wesentlichen Anteil an der spektralen Flußdichte im Kernreaktor. Außerdem können bis zu dieser Energiegrenze herunter einigermaßen zuverlässige absolute Flußdichten mit Hilfe von (endothermen) Schwellenreaktionen angegeben werden.

Den Energiebereich zwischen der unteren Grenze für die schnellen und der oberen für die langsamen nennen wir den der *intermediären* Neutronen. Diese entstehen (von unmittelbarer Erzeugung in einigen Neutronenquellen abgesehen) im wesentlichen durch Bremsung schneller (und hochenergetischer) Neutronen. Der Ausdruck *intermediär* lehnt sich an den internationalen Sprachgebrauch an [IX-13, XIV], während das früher dafür gebräuchliche *epithermisch* heute meist auf den engen Bereich unmittelbar oberhalb des thermischen, d. h. auf den der chemischen Bindungsenergien, beschränkt wird [11-7]. Die spektrale Flußdichte  $\varphi_E$  der intermediären Neutronen folgt in einem (genügend einwandfreien und ausgedehnten) Moderator recht gut dem 1/E-Spektrum:

$$\varphi_{\rm E} = \varphi_{\rm ep} / {\rm E} \ . \tag{1.1.9}$$

Die Wechselwirkungen zwischen Neutronen und Materie erfolgen im intermediären Bereich über elastische Streuung sowie – zunehmend nach niedrigeren Energien hin – über Strahlungseinfang (und andere Absorptionen wie (n, p)- oder  $(n, \alpha)$ -Reaktionen bei den leichtesten Kernen). Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionstypen enthalten zahlreiche Resonanzen.

Den Energiebereich unterhalb des intermediären nennen wir den der *lang-samen* Neutronen. Eine besonders wichtige Rolle in diesem Bereich spielen die *thermischen* Neutronen, bei denen die mit den Atomen des umgebenden Mediums in Stößen ausgetauschte Energie mit deren Wärmeenergie im Gleichgewicht ist. Thermische Neutronen treten auf in thermischen Reaktoren sowie in anderen (genügend guten und ausgedehnten) Moderatoren, wo dafür gesorgt wird, daß hinreichend viele Neutronen bis in den langsamen Bereich heruntergebremst werden. Die spektrale Flußdichte thermischer Neutronen folgt der Maxwell-Verteilung:

$$\varphi_{\rm E} = \varphi_{\rm wt} \frac{{\rm E} \, {\rm e}^{-{\rm E}/{\rm k} {\rm T}_{\rm n}}}{\left({\rm k} \, {\rm T}_{\rm n}\right)^2}$$
  
erung (1.1.10)

mit der Normierung

$$\varphi_{\rm wt} = \int_0^\infty \varphi_{\rm E} \, \mathrm{d} \, \mathrm{E}$$

(Konventionelle thermische Flußdichte  $\varphi_{th}$  s. Gleichung (1.3.17).) In guten Moderatoren (Wohlmoderierten Systemen) setzen wir als Energiegrenze zwischen den Bereichen der langsamen und der intermediären Neutronen die Grenzenergie Eg an. Dabei findet der Übergang zwischen den Bereichen – d.h. zwischen dem Brems-(1/E- oder Fermi-)Spektrum und dem thermischen (Maxwell-)Spektrum – in einem Energiegebiet statt, das wegen der Annäherung an thermische Energien als das der Neutronenthermalisierung bezeichnet wird; mathematisch läßt sich dieser Übergang mittels der Anschlußfunktion (Joining Function) beschreiben. Für die Grenzenergie erhält man damit (s. Abschnitt 4.3):

$$E_g = \mu k T_n$$
, (1.1.11)

wobei

$$\Gamma_{\rm n} = m_{\rm n} \, v_{\rm T}^2 / 2 \, {\rm k}$$
 (1.1.11a)

die (durch die wahrscheinlichste Geschwindigkeit  $v_T$  in der Maxwell-Verteilung bestimmte) Neutronentemperatur darstellt.

Die Neutronen folgen (im langsamen Energiebereich) nur unter bestimmten Voraussetzungen der thermischen Verteilung. Auch lassen sich Grenzenergie bzw. die thermische Flußdichte nicht in jedem Fall einfach berechnen oder messen. Trotzdem halten wir an unserer Definition der Energiegrenze durch  $E_g$  fest, weil sie auf die Mehrheit der (reaktormetrologischen) Meßprobleme

zugeschnitten ist. Denn die in der Reaktormeßtechnik geläufige Kennzeichnung des Neutronenspektrums durch Spektralparameter über eine gruppenspektrometrische Methode geht in der Regel von wohlmoderierten Referenzspektren aus, für die eine physikalische Definition der Grenzenergie im obigen Sinn möglich ist. Da andererseits das Moderationsverhältnis  $M \approx \varphi_{th}/\varphi_{en}$  in der Reaktormetrologie sehr unterschiedlich und kleiner als zehn sein kann, erscheint die Einführung einer von Moderator und Neutronentemperatur unabhängigen starren Energiegrenze wegen des unterschiedlichen 1/E-Anteils nicht eindeutig. Dasselbe gilt für den Vorschlag des Anschlusses der Energiegrenze an eine bestimmte Filtergrenzenergie (z. B. von Cadmium), da diese von verschiedenen Parametern abhängt, wobei ebenfalls die Neutronentemperatur eingeht. Die Bestimmung der Grenzenergie nach Gleichung (1.1.11) hat freilich den Nachteil, daß der Zahlenfaktor  $\mu$  erst für wenige Moderatoren gut bekannt ist; es sieht aber so aus, als ob  $\mu$  im wohlmoderierten System nicht stark mit dem Medium variiert. Liegt kein wohlmoderiertes System vor, hat die Einführung der Grenzenergie nach Gleichung (1.1.11) keinen Sinn; in diesem Fall muß man eine starre Energiegrenze -z. B. 0,5 eV – zwischen dem intermediären und dem langsamen Energiebereich benutzen. - Eine besondere Gruppe der langsamen (thermischen) bilden die subthermischen (kalten) Neutronen mit besonders niedriger Energie, die aus einem Bündel langsamer Neutronen herausgefiltert werden. Wir wollen noch auf die abweichende Wahl von Energiegrenzen durch andere Autoren zwischen dem schnellen, intermediären und langsamen Energiebereich eingehen. Argumente, die für eine niedrigere Energiegrenze (als 1 MeV) zwischen dem schnellen und intermediären Bereich sprechen, basieren auf der spektralen Verteilung von Strahlenschäden in wichtigen Werkstoffen wie Graphit und Stahl bei Reaktorbestrahlungen, die sich im Reaktorspektrum ab rund 0.1 MeV aufwärts voll auswirken. Oder man bezieht sich auf die untere Energiemeßbereichsgrenze des wasserstoffgefüllten Proportionalzählers (bei rund 0,01 MeV). Demgemäß wurden als untere Grenze des Energiebereichs der schnellen Neutronen empfohlen: 0,1 MeV [IV-25401] und 0,01 MeV [XIV-85, 11-7]. ICRU läßt die Grenze zwischen 0,01 und 1 MeV unbestimmt [IX-13]. Als Energiegrenze zwischen dem intermediären und dem langsamen Bereich sind neben  $E_{g}$  (s. z. B. [11-2]) noch vorgeschlagen worden: 0,5 eV [IX-13, XIV-85] und 0,55 eV [11-9]. Diese starren Energiewerte wurden gewählt, weil sie in der Gegend der variablen Filterdurchlaßgrenz- oder Abschneideenergie  $E_{Cd}$  von Cadmium liegen (jedoch die oben angeführten Schwierigkeiten bei der Eg-Bestimmung vermeiden). Cadmium dient als das meist benutzte Filtermaterial zum Durchlassen von Neutronen mit Energien  $E > E_{Cd}$ . Die Bestimmung der Neutronenflußdichte innerhalb der drei Energiebereiche schneller, intermediärer und langsamer Neutronen werden in Abschnitt 1.3 behandelt.

#### 1.1. Neutronenreaktionen

Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte. Das tatsächliche Verhalten der Wirkungsquerschnitte  $\sigma(A_r, E)$  als Funktionen der Neutronenenergie und der Massenzahl  $A_r$  der von Neutronen durchsetzten Substanzen ist von Fall zu Fall äußerst verwickelt. Das erkennt man beim Studium der eingehenden Kompilationen neutronenspektrometrischer Messungen wie [I, 11-10]. Da sich Funktionsverläufe für  $\sigma(A_r, E)$  selten theoretisch bis in die Einzelfälle entwickeln lassen, besitzt man gegenüber lücken- oder fehlerhaft vorliegendem Zahlenmaterial kaum kritische Maßstäbe. Deshalb kommt der Weiterführung solcher Kompilationen (z. B. in [11-11]) nach wie vor hohe Bedeutung zu. Zur theoretischen Deutung sei auf die zu den Kernreaktionen genannte Literatur verwiesen, ferner auf [11-7, 12]. Auf die Energieabhängigkeit bei einzelnen Reaktionen wird unten bei Besprechung wichtiger Neutronen-Nachweisreaktionen eingegangen.

Die Gesamttendenz für die im totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{T}$  enthaltenen Effekte läßt sich grob angeben durch:

$$\sigma_{\rm T}(A_{\rm r}, {\rm E}) \approx 2 \pi [{\rm R}(A_{\rm r}) + (\lambda({\rm E})/2 \pi)]^2 ,$$
 (1.1.12)

wobei R =  $R_N A_r^{\overline{3}}$  (mit  $R_N \approx 1.4 \cdot 10^{-13}$  cm) der "geometrische" Kernradius und  $\lambda$  die Neutronenwellenlänge ist. Allgemein gilt also, daß  $\sigma_T$  mit zunehmender Energie ab- und mit zunehmender Massenzahl zunimmt. Der Faktor zwei rührt davon her, daß  $\sigma_T$  sich aus zwei gleich großen Wirkungsquerschnitten für Zwischenkernreaktion und für Neutronenbeugung am Kernpotential zusammensetzt. Für Neutronenenergien weit unterhalb der Resonanzen ist die Potentialstreuung die dominierende Streureaktion (und bei abnehmender Massenzahl die vorherrschende Reaktion überhaupt); für den Streuquerschnitt gilt dann bei niedrigen Neutronenenergien E:

$$\sigma_{\rm s}(A_{\rm r}, E) = 4 \pi R^2 (A_{\rm r}) . \qquad (1.1.13)$$

Zwischen dem Gebiet überwiegender Potentialstreuung und dem Kontinuumbereich liegt das Gebiet der Resonanzen.

Bei den Wirkungsquerschnitten für Streuung und für Strahlungseinfang und andere Absorptionen (abgesehen von den Schwellenreaktionen) kann man folgende Tendenzen feststellen. Ein leichter Atomkern (mit Massenzahlen  $A_r \leq 25$ ) hat nur wenige, weit auseinander liegende Zustände angeregter Energie. Sein Wirkungsquerschnitt zeigt nur vereinzelte weit voneinander entfernte Streuresonanzen oberhalb etwa 0,5 MeV. Im Bereich niedriger Energien ist die Potentialstreuung die vorherrschende Neutronenreaktion. Der Wirkungsquerschnitt eines mittleren Atomkerns (mit Massenzahlen zwischen  $25 < A_r \leq$  $\leq 80$ ) zeigt Resonanzen, die bei wesentlich niedrigeren Energien (unter 1 keV) beginnen und im Mittel einige keV auseinander liegen. Die vorherrschende Reaktion ist elastische Streuung, und zwar gegenüber den leichten Kernen eher Resonanz- als Potentialstreuung. Bei schweren Atomkernen (mit  $A_r > 80$ ) herrscht der Strahlungseinfang vor. Die Einfangresonanzen setzen etwa ab 0,1 eV ein, liegen sehr eng beieinander und überlappen sich ab etwa 1 keV aufwärts so stark, daß sie (infolge der Begrenzung des Auflösungsvermögens der Neutronenspektrometer) nur noch als Kontinua erscheinen. Bei den mittleren Atomkernen setzen diese Kontinua erst von etwa 1 MeV aufwärts ein.

Der Absorptionsquerschnitt (für Strahlungseinfang sowie für Teilchenemission oder Spaltung, soweit diese Reaktionen schon bei niedrigsten Neutronenenergien einsetzen) verläuft unterhalb des Resonanzbereichs reziprok zur Neutronengeschwindigkeit:

$$\sigma_{\rm a} \sim 1/v \sim 1/\sqrt{E} \ . \tag{1.1.14}$$

Die intuitive Erklärung für dieses Verhalten besagt, daß die Absorptionswahrscheinlichkeit eines Neutrons der Zeitdauer proportional ist, die es in Kernnähe verbringt. Im Resonanzbereich kann man den Verlauf einer isolierten (Absorptions- oder Streu-)Resonanz nach der Breit-Wigner-Formel angeben; sie wird in der notwendigen Ausführlichkeit in der eingangs genannten Literatur behandelt. Bezüglich der gegenseitigen Beeinflussung benachbarter Resonanzen und hinsichtlich der Interferenzen zwischen Resonanz- und Potentialstreuung verweisen wir auch auf [11-8].

Wie oben erwähnt, findet nach Neutronenabsorption bei einigen der leichtesten Kerne Emission geladener Teilchen schon bei den niedrigsten Neutronenenergien statt. Mit zunehmender Kernladungszahl Z (und Massenzahl  $A_r$ ) trifft man diesen Emissionstyp nur noch als Schwellenreaktion, selbst wenn eine exotherme Reaktion (mit positiver Reaktionsenergie Q, s. u.) vorliegt. Denn die mit Z wachsende Coulombschwelle des Kernpotentials verringert das Durchdringungsvermögen geladener Teilchen aus dem Kern. Dementsprechend steigt die effektive Schwellenenergie im Spektrum schneller Neutronen für die Emission geladener Teilchen mit Kernladungs- und Massenzahl stark an, so daß diese Schwellenreaktionen dort nur bis zu mittelschweren Kernen ( $A_r < 80$ ) merklich auftreten. Zu den Schwellenreaktionen zählen außerdem solche, bei denen ein Neutron mit verringerter Energie (durch inelastische Streuung) oder zwei Neutronen bzw. Nukleonen emittiert werden. In letzterem Fall muß das einfallende Neutron größere Energie haben als die Bindungsenergie eines Nukleons im Kern. Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen nehmen unter statistischen Fluktuationen mit wachsender Energie rasch zu bis zu einem Maximalwert, den sie annähernd beibehalten, bis sie langsam wieder abnehmen infolge des Auftretens weiterer Schwellenreaktionen und weil für den totalen Wirkungsquerschnitt Gleichung (1.1.12) gilt.

Die endothermen Spaltreaktionen verlaufen ähnlich, nehmen aber darüber hinaus in Stufen zu, die der Bindungsenergie je eines (abdampfenden) Neutrons

#### 1.1. Neutronenreaktionen

entsprechen. Für Neutronen mit den höchsten im Reaktor vorkommenden Energien überwiegen in der Regel die inelastische Streuung (n, n') und die (n, 2n)-Reaktion, da mit wachsender Energie eine größere Zahl von Anregungszuständen im Restkern zur Verfügung steht. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_f(E)$ für die Kernspaltung der Neutronen verläuft bei exothermen Reaktionen so, wie es oben für den Absorptionsquerschnitt skizziert wurde; im schnellen Bereich überlagert sich ihm der Querschnittsverlauf einer Schwellenreaktion wie er für eine endotherme Spaltreaktion bereits beschrieben wurde. Nach niedrigsten Energien hin verläuft der Streuquerschnitt in kristallinen Medien wie Be, Bi und C nicht mehr der Potentialstreuung entsprechend – s. Gleichung (1.1.13) – sondern nimmt in Stufen ab und unterhalb der Stufen wieder zu (proportional 1/v). Sobald die Neutronenwellenlänge:

$$\lambda = h/\sqrt{2 m_{\rm n} E} \tag{1.1.15}$$

die doppelte Länge des Kristallgitterabstands überschritten hat, kann kohärente (Bragg-)Streuung nicht mehr stattfinden; die Kristalle zeigen dann sprunghaft erhöhte Neutronendurchlässigkeit. Dieser Vorgang wird in der Neutronenphysik zur Energiesortierung bzw. zur Spektrometrie ausgenutzt. Treffen Neutronen auf eine chemische Verbindung, dann ist ihr Wirkungsquerschnitt durch die Summe der Wirkungsquerschnitte der atomaren Liganden gegeben. Sind die Energien der einfallenden Neutronen jedoch kleiner als die chemische Bindungsenergie der Liganden – also etwa unterhalb 1 eV –, dann ist der Streuquerschnitt für eine Verbindung wie z. B. H<sub>2</sub>O größer als für die Summe der Liganden.

Energietönung bei Neutronenreaktionen. Wegen eingehenderer Behandlung einschließlich der Winkelbeziehungen der Reaktionspartner verweisen wir auf die kernphysikalische Literatur (z. B. [VIII, 11-13, 14, 15]). Hier soll der Zusammenhang zwischen der Energie E des stoßenden Neutrons und den Energien  $E_s^{(1)}$ , ... der Sekundärteilchen betrachtet werden; *Sekundärteilchen* nennen wir die bei den Reaktionen zurückbleibenden Teilchen, also Y und a, b, ... in Gleichung (1.1.1). In die Energietönung geht außerdem die Reaktionsenergie Q ein, die bei der Reaktion entsteht oder verbraucht wird, je nachdem, ob eine *exotherme* oder eine *endotherme Reaktion* vorliegt. Wenn wir von Aktivierungsreaktionen und von physikalischen und chemischen Effekten absehen, die durch Neutronen induziert werden, dann ist die Kenntnis von  $E_s$  aus zwei Gründen von Bedeutung. Einmal werden durch  $E_s$  die untere Nachweisgrenze und die Diskriminierung gegen den Untergrund wesentlich bestimmt. Und zum anderen muß man bei (echten oder mehrkanaligen) Messungen der spektralen Neutronenflußdichte  $\varphi_E$  die gesuchte Neutronenenergie E aus  $E_s$  erschließen. Die allgemeine Schreibweise einer Neutronenreaktion sei ausführlich und unter Einschluß der Reaktionsenergie Q am Beispiel der wichtigen <sup>10</sup>B-Reaktion angegeben:

$${}^{10}B + {}^{1}n \rightarrow {}^{7}Li + {}^{4}He + Q$$
 (1.1.16)

mit Q = 2,78 MeV. Die Sekundärteilchen <sup>7</sup>Li und <sup>4</sup>He ermöglichen bei dieser Reaktion den Neutronennachweis. Ist Q positiv, dann kann die Reaktion mit langsamen Neutronen stattfinden. Ist Q negativ, dann sind zur Auslösung der Reaktion Neutronen aus dem schnellen Energiebereich nötig; denn die Energietönungen liegen in deren Energiebereich. Die Energie Q ist zu berechnen aus den unterschiedlichen Energiegehalten der Kerne X und Y in Gleichung (1.1.1). Durch Differenzbildung der zugehörigen Massen  $m_X, m_Y, \ldots$  erhält man unter Anwendung der Massen-Energie-Beziehung den Energiebetrag

$$\Delta E = Q_m (m_Y + m_a + m_b + \dots - m_X - m_n), \qquad (1.1.17)$$

mit der Energie-Massen-Umrechnungskonstanten  $Q_m$  ( $Q_m = 931,2 \text{ MeV} \cdot u^{-1}$ , wenn die Massen m in atomaren Masseneinheiten angegeben werden). Die Schwellenenergie  $E_T$  des einfallenden Neutrons, oberhalb derer eine endotherme Reaktion (mit negativem Q) eintreten kann, ist nach den von der klassischen Mechanik bekannten Gesetzen des elastischen Stoßes entsprechend dem Massenunterschied zwischen Geschoßkern (Massenzahl  $A_r$ ) und Zwischenkern ( $A_r + 1$ ) gegeben durch |Q| ( $A_r + 1$ )/ $A_r$ . Bei Absorption eines Neutrons der (kinetischen) Energie E wird die kinetische Energie Q + E auf die Sekundärteilchen verteilt. Handelt es sich um thermische Neutronen, dann ist wegen der Größe der Q-Werte E  $\approx 0$  zu setzen, und die Energien der Sekundärteilchen sind – speziell für den Übergang mit Q = Q\* $\equiv 2,30$  MeV in der <sup>10</sup>B (n, a)-Reaktion, s. Gleichung (1.1.34) –:

$$E_{Li} = \frac{Q^* m_a}{m_a + m_{Li}} = 0,835 \text{ MeV};$$
  

$$E_a = \frac{Q^* m_{Li}}{m_a + m_{Li}} = 1,465 \text{ MeV}.$$
(1.1.18)

Erfolgt der Neutronennachweis nicht über eine Absorptionsreaktion, sondern über eine Streureaktion, dann ist Q = 0, und  $E_s$  ist eine Funktion von E und vom Emissionswinkel  $\vartheta$  zwischen der Austrittsrichtung des Sekundärteilchens und der Einfallsrichtung des Neutrons. Nach den klassischen Gesetzen des elastischen Stoßes gilt (im nichtrelativistischen Fall):

$$E_{s} = E \frac{4 m_{n} m_{s}}{(m_{n} + m_{s})^{2}} \cos^{2} \vartheta , \qquad (1.1.19)$$

wobei  $m_n$  bzw.  $m_s$  die Masse des Neutrons bzw. des Sekundärteilchens bezeichnen; dieser nichtrelativistische Zusammenhang ist erst für Neutronenener-

#### 1.1. Neutronenreaktionen

gien der Größenordnung 100 MeV und darüber durch den relativistischen Zusammenhang zu ersetzen. Um gute Diskriminierbarkeit gegen den Untergrund und gute Energieauflösung zu erhalten, ist es wünschenswert, möglichst hohe Sekundärteilchenenergien  $E_s$  zu erhalten; dazu muß man  $m_s$  möglichst wenig verschieden von  $m_n$  wählen. Am besten geeignet als Sekundärteilchen sind dann Protonen, die man infolge der Streureaktion <sup>1</sup>H(n, n) <sup>1</sup>H bei Verwendung wasserstoffhaltiger Substanzen im Neutronendetektor erhält. Ist die Neutroneneinfallsrichtung bekannt und einheitlich, kann man mit einem Protonenrückstoß-Neutronenspektrometer gemäß Gleichung (1.1.19) aus der Messung von  $E_s$ und  $\vartheta$  die Neutronenenergie E ermitteln.

Bei unbekannter Neutroneneinfallsrichtung muß man zunächst den Zusammenhang zwischen dem Sekundärteilchenspektrum  $f(E_s)$  und der Neutronenenergie E kennen und dazu die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der betreffenden Neutronenreaktion (s. [11-2, 16]). Dieser verhält sich im Schwerpunktsystem – im Gegensatz zum Laborsystem – bei Streuung von Neutronen mit  $E \leq 10 \text{ MeV}$  (d. h. nahezu für alle Reaktorneutronen) an <sup>1</sup>H-Kernen isotrop. Im Schwerpunktsystem ruht bekanntlich der Schwerpunkt der Reaktionspartner, im Laborsystem der gestoßene Kern. Bei schwereren Kernen nimmt die obere Grenzenergie, bis zu der hinauf die Neutronenstreuung noch als isotrop betrachtet werden kann, langsam ab. Da nach den Stoßgesetzen zwischen  $\beta$ (dem Cosinus des Streuwinkels im Schwerpunktsystem) und der Änderung der Neutronenenergie beim Stoß von E nach  $E_{\beta}$  folgender Zusammenhang besteht:

$$\beta = [2 E_{\beta}/E - (1 + a)]/(1 - a)$$
(1.1.20)

mit der Abkürzung

$$a \equiv (A_{\rm r} - 1)^2 / (A_{\rm r} + 1)^2 , \qquad (1.1.21)$$

ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Neutronen bei Energieänderung von E nach  $E_{\beta}$  bzw. für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von  $\beta$ :

$$\mathbf{g}(\mathbf{E} \to \mathbf{E}_{\beta}) \, \mathbf{d} \mathbf{E}_{\beta} = \mathbf{P}(\beta) \, \mathbf{d} \beta = \mathbf{d} \mathbf{E}_{\beta} / \mathbf{E} \left(1 - a\right) \,, \tag{1.1.22}$$

d.h. die Wahrscheinlichkeitsverteilung ist von der Endenergie der Neutronen nach dem Stoß unabhängig oder mit anderen Worten: alle Endenergien sind gleich wahrscheinlich. In einem Rückstoßprotonenspektrometer ist dann das Protonenspektrum  $f(E_p)$  gegeben durch:

$$f(E_p) dE_p \sim \begin{array}{c} dE_p/E \\ 0 \end{array} \quad \text{für} \begin{cases} E_p \leq E \\ E_p > E \end{cases}$$
 (1.1.23)

Wird eine wasserstoffhaltige Substanz von Neutronen mit inhomogener Energieverteilung getroffen, kann man aus dem Spektrum der Rückstoßprotonen auch bei nicht einheitlicher Einfallsrichtung der Neutronen deren Spektrum ermitteln (s. Abschnitt 2.5). Bisher haben wir nur von den atomaren Wirkungsquerschnitten  $\sigma$  gesprochen. Zur Beschreibung des Neutronenfelds benötigt man jedoch makroskopische neutronenphysikalische Materialdaten; sie liefern Erwartungswerte für Reaktionen mit einem makroskopischen Materiestück bezogen auf ein auftreffendes Neutron und solche für den Verlauf des Neutronenfelds.

Als makroskopischen (oder wie wir lieber sagen wollen: volumenbezogenen) Wirkungsquerschnitt bezeichnet man die Summe der Wirkungsquerschnitte für eine Kernreaktion eines bestimmten Typs über alle Atome in einem betrachteten räumlichen Bereich, dividiert durch dessen Volumen V

$$\Sigma = \frac{N}{V}\sigma . \qquad (1.1.24)$$

Für die Atomanzahldichte  $\frac{N}{V}$  wird in der Regel die Anzahl Atome in cm<sup>3</sup> genommen; dann wird  $\Sigma$  in cm<sup>-1</sup> angegeben. Spezielle volumenbezogene Wirkungsquerschnitte, die nach bestimmten Größen differentiiert sind, oder solche, die sich auf bestimmte Reaktionstypen beziehen, werden analog zu den betreffenden atomaren Wirkungsquerschnitten bezeichnet:  $\Sigma$  (E) ist also der volumenbezogene spektrale Wirkungsquerschnitt,  $\Sigma_S$  der volumenbezogene Streuquerschnitt usw. Enthält der betrachtete Raumbereich V<sub>0</sub> mehrere

Nuklide i = 1, . . ., I mit den Atomanzahldichten  $\frac{N_i}{V_0}$  und den atomaren Wirkungsquerschnitten  $\sigma^{(i)}$ , dann ist:

$$\Sigma = \sum_{i=1}^{I} \frac{N_i}{V_0} o^{(i)} . \qquad (1.1.25)$$

Man definiert  $\Sigma$  (wie  $\sigma$ ) auch als *Gruppenquerschnitt* für bestimmte Energiegebiete:

$$\Sigma_{j} = \int_{E_{j}}^{E_{j+1}} \Sigma(E) dE . \qquad (1.1.26)$$

Der volumenbezogene Wirkungsquerschnitt  $\Sigma$  stellt einen *differentiellen* Erwartungswert dar, der als räumliche und spektrale Konstante für ein betrachtetes Medium und eine betrachtete Energiegruppe in die Feldgleichung eingesetzt wird.  $\Sigma$  wird rechnerisch unter Benutzung gemessener atomarer Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  ermittelt.

Im Unterschied dazu ist der Schwächungskoeffizient  $\mu$  ein integraler Erwartungswert des Feldes. Wir verstehen unter dem Schwächungskoeffizient die

#### 1.1. Neutronenreaktionen

relative räumliche Änderung der spektralen Netto-Stromdichte  $\vec{j}$  der Neutronen in einem bestimmten Volumen V = V<sub>0</sub>:

$$\mu_{\mathbf{x}}(\mathbf{E}) = -\frac{1}{j_{\mathbf{E},\mathbf{x}}} \frac{d j_{\mathbf{E},\mathbf{x}}}{d \mathbf{x}}$$
(1.1.27a)

als (spektralen) richtungsabhängigen Schwächungskoeffizienten,

$$\mu(E) = -\frac{\text{div}\,\overline{j_E}}{j_E} = \mu_x + \mu_y + \mu_z \qquad (1.1.27b)$$

als (spektralen) rauminvarianten Schwächungskoeffizienten.

Der richtungsabhängige Schwächungskoeffizient  $(\mu_x)$  gibt die relative Schwächung bzw. das Verschwinden des Neutronenstroms pro Längeneinheit in einer bestimmten (X-)Richtung wieder, der rauminvariante Schwächungskoeffizient dasselbe in einem Volumenelement. Sonderdefinitionen des Schwächungskoeffizienten (für Differentiation für bestimmte Reaktionstypen) werden wie bei  $\Sigma$  analog zum atomaren Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Liegt eine Neutronen-Energieverteilung vor, ist über das Spektrum zu integrieren:

$$\mu_{x,j} = -\int_{E_j}^{E_{j+1}} \frac{(d j_{E,x}/d x)}{j_{E,x}} dE$$
(1.1.28a)

bzw.

$$\mu_{j} = -\int_{E_{j}}^{E_{j+1}} \frac{\operatorname{div} j_{E}}{j_{E}} dE$$
(1.1.28b)

mit analogen Bedeutungen wie in den Gleichungen (1.1.27a, b).

Der Schwächungskoeffizient  $\mu$  ist demnach grundsätzlich verschieden vom makroskopischen Wirkungsquerschnitt  $\Sigma$  definiert.  $\mu$  kann dem experimentell gefundenen Verlauf des Neutronenfelds entnommen werden, was für  $\Sigma$  nur unter idealisierten Bedingungen möglich ist. Während  $\Sigma$  als Parameter und Erwartungswert der (durch eine bestimmte Feldgleichung beschriebenen) Klasse von Neutronenverteilungen zugehört, spielt  $\mu$  dieselbe Rolle für ein individuelles Neutronenfeld. Die rechnerische Bestimmung von  $\mu$  zum Vergleich mit einem experimentell gefundenen Wert ist demnach in der Regel wesentlich komplizierter als bei  $\Sigma$ . Denn zur  $\mu$ -Bestimmung muß die individuelle Lösung der Gleichung des Neutronenfelds mit ihrer Energie-, Raum- und Richtungs-Abhängigkeit bekannt sein.

Die mittlere freie Weglänge für Neutronen (in Bezug auf die Reaktionsart W) wird auf folgende Weise definiert:

$$\lambda_{\rm W} = 1/\Sigma_{\rm W} \ . \tag{1.1.29}$$

Wenn sich ein Neutron mit konstanter Geschwindigkeit v bewegt, kann man dementsprechend als mittlere Zeit zwischen (W-)Reaktionen angeben:

 $\tau_{\rm W} = \lambda_{\rm W}/{\rm v} \ . \tag{1.1.30}$ 

Die Einführung der Größen  $\lambda_W$  und  $\tau$  kann nach dem vorher Gesagten nur Aufschlüsse über das räumlich und energiemäßig differentielle Verhalten der Neutronen geben.

Zum Neutronennachweis setzt man bestimmte Substanzen dem zu messenden Neutronenfeld aus. In diesen Nachweissubstanzen entstehen Neutronenreaktionen, deren Reaktionsprodukte (Sekundärteilchen) man nachweisen kann. Im Folgenden sollen wichtige Neutronennachweisreaktionen aufgeführt werden. Zum Neutronennachweis z. B. mit den Reaktionen

<sup>197</sup>Au (n, 
$$\gamma$$
) <sup>198</sup>Au  $\stackrel{\beta(\gamma)_{198}}{\to}$ Hg bzw. <sup>10</sup>B(n, a) <sup>7</sup>Li  
(1.1.31)

enthält der ins Neutronenfeld gebrachte Detektor die Nuklide <sup>197</sup>Au bzw. <sup>10</sup>B in den Nachweissubstanzen. Aus diesen Ausgangsnukliden entsteht bei Neutronenbestrahlung ein Radionuklid (im obigen Fall <sup>198</sup>Au) bzw. ein Sekundärteilchen (a), die zur Messung geeignet sind. Bei anderen zum Nachweis brauchbaren Neutronenreaktionen wird die Entstehung von Rückstoßkernen (durch Neutronenstoß oder beim Strahlungseinfang) ausgenutzt, die meßbare chemische oder physikalische Veränderungen in der Nachweissubstanz hervorruft. Bei einer Neutronenreaktion interessieren für den Nachweis Größe und Energieabhängigkeit ihres Wirkungsquerschnitts. Vom zu messenden Neutronenfeld aus gesehen interessiert noch die (*Detektor-)Ansprechfunktion*  $r_{\rm E}^{(D)}$ . Unter der letzteren (Detector) Response Function [11-7, 17] versteht man das Produkt Wirkungsquerschnitt mal spektrale Flußdichte:

$$r_{\rm E}^{\rm (D)} = \sigma^{\rm (D)}({\rm E})\varphi_{\rm E}$$
 (1.1.32)

Die Ansprechfunktion ist also auf ein Atom des Ausgangsnuklids in der Nachweissubstanz eines Detektors (D) bezogen. Mit Hilfe von  $r_E^{(D)}$  kann man die Erfassung der Flußdichte in bestimmten Energiebereichen (graphisch oder zahlenmäßig) darstellen und für verschiedene Detektortypen vergleichen. Das Integral der Ansprechfunktion über alle Energien nennt man Ansprechintegral (Response Integral [11-7]):

$$\mathbf{r}^{(D)} = \int_{0}^{\infty} \mathbf{r}_{E}^{(D)} \, \mathrm{d} \, \mathrm{E} \, . \tag{1.1.33}$$

In den Abbildungen 1.1.I bis IV sind Beispiele von gemessenen spektralen atomaren Wirkungsquerschnitten  $\sigma(E)$  für eine Reihe wichtiger Neutronennachweisreaktionen zusammengestellt. Abbildung 1.1.I zeigt Wirkungsquerschnitte für Detektoren für direkte Anzeige. In allen Fällen entstehen Schwere



Abb. 1.1.I Wichtige Wirkungsquerschnitte für direktanzeigende Detektoren, nach [I, 21-3].

geladene Teilchen. Die dargestellten (n, p)- und (n, a)-Reaktionen sind exotherm, mit folgenden Reaktionsenergien:

<sup>3</sup>He + n → <sup>3</sup>H + p + 0,770 MeV  
<sup>6</sup>Li + n → <sup>3</sup>H + a + 4,76 MeV (1.1.34)  
<sup>10</sup>B + n 
$$\gamma^{7}Li$$
 + a + 2,78 MeV  
<sup>7</sup>Li + a + 2,30 MeV  
 $\gamma^{1}Li$  +  $\gamma$  + 0,48 MeV.

Die Wirkungsquerschnitte dieser drei Reaktionen betragen im thermischen Bereich: 5327, 953 und 3837b. Die genannten Reaktionen sind im thermischen und epithermischen Bereich besonders empfindlich, im schnellen Bereich sind sie zur Spektrometrie geeignet. Abbildung 1.1.II faßt die für den Neutronennachweis Bedeutung habenden Spaltquerschnitte zusammen. Sie werden in Aktivierungs-, direktanzeigenden und optisch anzeigenden Detektoren verwendet. In Abbildung 1.1.III sind typische Beispiele für Einfangreaktionen zusammengestellt. Sie unterscheiden sich durch die Lage der ersten (oder Haupt)-Resonanz, die im ersten Fall an der Grenze des langsamen



Abb. 1.1.II. Für den Neutronennachweis wichtige Spaltreaktionen, nach [I, 11-4].

(<sup>113</sup>Cd), im zweiten Fall im nahen epithermischen Bereich (<sup>197</sup>Au) und im dritten Fall im fernen epithermischen Bereich (<sup>55</sup>Mn) liegt. Die im thermischen und epithermischen Bereich für relative und absolute Flußdichtebestimmungen besonders wichtigen Einfangreaktionen werden in Aktivierungsdetektoren genutzt. Abbildung 1.1.IV bringt charakteristische Beispiele für Schwellenreaktionen, die im schnellen Energiebereich als Aktivierungsdetektoren Anwendung finden.

Zusammenfassend ist über die wichtigsten Nachweisreaktionen in den verschiedenen Energiebereichen zu sagen: im Bereich schneller Neutronen erfolgt der Nachweis weitgehend durch Reaktionen mit Schwellenenergien (bei Flußdichtemessungen mit Sonden) oder über Sekundärteilchen (bei spektrometrischen Messungen). Der Nachweis intermediärer Neutronen findet vorzugsweise

## 1.1. Neutronenreaktionen





Typische Wirkungsquerschnittsverläufe für Elemente in Aktivierungssonden und Filtern im thermischen und intermediären Bereich, nach [I]:

a) totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T(E)$  für Cadmium (Einfangquerschnitt vorherrschend).

#### 1. Grundlagen der Neutronenmeßtechnik



Abb. 1.1.III.

Typische Wirkungsquerschnittsverläufe für Elemente in Aktivierungssonden und Filtern im thermischen und intermediären Bereich, nach [I]:

b) Einfangquerschnitt  $\sigma_{\gamma}(E)$  für  $E \leq 10 \text{ eV}$ , totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{T}(E)$  für E > 10 eV (wobei Einfangquerschnitt vorherrscht) bei Gold.

### 1.1. Neutronenreaktionen





Typische Wirkungsquerschnittsverläufe für Elemente in Aktivierungssonden und Filtern im thermischen und intermediären Bereich, nach [I]:

c) totaler Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  (E) für Mangan (Einfangquerschnitt vorherrschend).



Abb. 1.1.IV. Wirkungsquerschnitte einiger wichtiger Schwellenreaktionen, nach [11-22].

mittels elastischer Streuung (im oberen) und durch Absorption bzw. Aktivierung in Resonanzen (im unteren Teil des Energiebereichs) statt. Die Flußdichte langsamer Neutronen wird fast ausschließlich mit Hilfe von Absorptionsoder Aktivierungsreaktionen gemessen. Meist benutzt man 1/v-Detektoren, bei denen der Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion den durch Gleichung (1.1.14) angedeuteten Verlauf hat. Beim Kristallspektrometer wird auch in diesem Energiebereich die elastische Streuung angewendet. Auf die unterschiedliche Eignung der verschiedenen Einzel-Reaktionen bzw. Nachweissubstanzen wird in Kapitel 2 eingegangen.

In Abbildung 1.1.V ist eine Darstellung von Ansprechfunktionen wiedergegeben, und zwar für Schwellenreaktionen im Spaltspektrum (nach Watt).

#### 1.1. Neutronenreaktionen



Abb. 1.1.V. Ansprechfunktionen einiger wichtiger Schwellenreaktionen nach [11-22].

\* Normierte Ansprechfunktionen sind hier die auf den gemittelten Wirkungsquerschnitt normierten Funktionen  $\sigma^{(i)}(E) \varphi_{E,f} / \overline{\sigma}^{(i)}_{(f)}$  der Reaktionen i im Spaltspektrum  $\varphi_{E,f}$  entsprechend Gleichungen (1.3.12a, b).

Die Kurven sind auf den effektiven Wirkungsquerschnitt  $\bar{\sigma}_{(1)}^{(1)}$  im Spaltspektrum normiert. Man erkennt, daß die hier dargestellten (n, p)-Reaktionen nahezu die gleiche effektive Schwellenenergie haben, während diese bei der <sup>27</sup>Al (n, a)-Reaktion wesentlich höher liegt, wodurch ein Loch in der Hüllkurve der Ansprechintegrale entsteht. Solche Löcher lassen sich auch durch Hinzunahme weiterer noch gut brauchbarer Schwellendetektoren nicht recht schließen, und keiner davon spricht im Spaltspektrum unter 0,9 MeV effektive Schwellenenergie an. Das so entstehende breite Loch zwischen den Schwellenreaktionen und den Einfangreaktionen verursacht, daß Strahlenschädigungsraten zwischen dem schnellen und intermediären Bereich nur mit beträchtlicher Unsicherheit bestimmt werden können. Kompilationen nuklearer und neutronenphysikalischer Daten findet man in: [I, II, XII, 11-1, 7, 10, 11, 18, 19, 20, 21].

# 1.2. Das Neutronenfeld und seine Meßgrößen

Beispiele von Neutronenfeldern – Ortsabhängige Feldbeschreibung – Energieabhängige Feldbeschreibung – Meßgrößen

Beispiele von Neutronenfeldern. Als Neutronenfeld bezeichnet man die Gesamtheit von Neutronen in einem Medium, die so zahlreich sind, daß sich statistische Gesetze auf sie anwenden lassen. Zur Beschreibung des Neutronenfeldes gebrauchen wir dreierlei Größen: Erstens Koordinaten, für die die Koordinaten des Phasenraums (Ortsvektor  $\vec{r}$ , Impulsvektor  $\vec{p}$  und Zeit t) zu nehmen sind. Zweitens die für das betreffende Feld charakteristischen Konstanten (Materialkonstanten, die das räumliche und das zeitliche Verhalten der Neutronen kennzeichnen) und Randbedingungen. Und drittens die den Feldverlauf angebenden Feldgrößen; als solche benutzt man so weit als möglich Erhaltungsgrößen, für die man Bilanzgleichungen aufstellen kann.

Je nach dem vorliegenden Problem wählt man eine passende Erhaltungsgröße für das Neutronenfeld. Zum Beispiel beschreibt man eine zeitlich konstante punktförmige isotrope Neutronenquelle in einem ausgedehnten homogenen Medium durch die *Neutronenquellstärke* B, für die sich folgende Bilanzgleichung aufstellen läßt:

$$\mathbf{B} = \mathbf{Abs} + \mathbf{W} \ . \tag{1.2.1}$$

Nach dieser Gleichung kann B experimentell bestimmt werden. Abs stellt die Absorptionshäufigkeit im Medium dar, einen Erwartungswert, der sich angeben läßt durch:

Abs = 
$$\int_{V_M} [n(\vec{r})/\tau] dV , \qquad (1.2.1a)$$

falls die Neutronen einheitliche Geschwindigkeit besitzen oder ihren stationären Endzustand erreicht haben und dann (im Volumen  $V_M$  des Mediums) absorbiert werden. n bezeichnet die Neutronenanzahldichte und  $\tau$  die mittlere Neutronen-Lebensdauer als die das zeitliche Verhalten beschreibende Materialkonstante. W ist die Entweichwahrscheinlichkeit der Neutronen aus der Oberfläche O<sub>M</sub> des Mediums. Für monoenergetische Neutronen in einem kugelförmigen Medium mit Radius R läßt sie sich angeben durch:

$$W = \int_{O_M} \vec{j}_r(R) R^2 d\vec{\Omega} = 4 \pi R^2 j_r(R) . \qquad (1.2.1b)$$

Dabei bedeuten  $\vec{j}_r$  die radiale Neutronenstromdichte und  $\Omega$  den Raumwinkel. Betrachten wir nun ein weiteres Beispiel: es liege eine ausgedehnte Neutronenquellverteilung vor wie etwa in einem Reaktorkern. Dann stellen wir zweckmäßig eine zu (1.2.1) entsprechende Bilanzgleichung auf für die Neutronen-Quelldichte q<sub>0</sub>. Sehen wir den Reaktorkern stark vereinfacht als ein unendlich ausgedehntes Medium an, in dem eine ortsunabhängige (gemittelte) Quelldichte  $q_0(E_0)$  von Neutronen der Energie  $E_0$  herrscht und in dem Neutronen nur gebremst, nicht absorbiert werden. Dann muß aus Gründen des stationären Gleichgewichts die Anzahl der Neutronen im Volumenelement, die in der Zeitspanne unter eine Energie  $E < E_0$  heruntergebremst werden, gleich der Quelldichte sein:

$$q(E < E_0) = q_0$$
 . (1.2.2)

Wir werden im folgenden den Zusammenhang zwischen der *Bremsdichte*  $q(E < E_0)$  und anderen Neutronenfeldgrößen skizzieren, soweit er für die Neutronenmeßtechnik von Bedeutung ist.

Als drittem Beispiel wollen wir uns einem Neutronenfeld im Innern einer evakuierten Röhre mit Querschnitt f und mit völlig absorbierenden Wänden zuwenden; die Röhre soll von Neutronen durchsetzt werden, die von einer entfernten isotropen Quelle stammen, was näherungsweise für die Strahlrohre eines Forschungsreaktors weit entfernt vom Kern gelten kann. Dann läßt sich die Stromdichte  $j_r$  in Richtung der Rohrachse an der Stelle  $R_E < R < R_A$  im Rohr (R ist der Abstand von der Quelle,  $R_E$  bei Eintritt und  $R_A$  bei Austritt ins bzw. aus dem Rohr) angeben durch den Bruchteil an Neutronen, der von der Quasi-Punktquelle in  $R_E$  nach R gelangt:

$$\vec{j}_{r}(R) = \frac{f}{4\pi R^2} \vec{j}_{r}(R_E)$$
 (1.2.3)

An Literatur zur Neutronenphysik bzw. zur Theorie der Neutronenfelder seien genannt: [XI, 11-2, 16, 12-1, 2].

### Ortsabhängige Beschreibung von Neutronenfeldern

Wir wollen jetzt die Neutronen-Transportgleichung anschreiben als die allgemeinste derartiger Bilanzgleichungen in Neutronenfeldern. Zunächst wollen wir einige wichtige Begriffe erläutern, die sich bei der Darstellung von Neutronenfeldern eingebürgert haben. Anstelle der Impulskoordinaten im Phasenraum benutzt man meist folgende Koordinaten:

$$\vec{\Omega} = \vec{p}/p \equiv \vec{p}/|\vec{p}| \text{ und } E = E(p) , \qquad (1.2.4)$$

E ist die (kinetische) Neutronenenergie. Die charakteristischen Feldkonstanten schreibt man als makroskopische (d. h. auf ein Volumenelement des Feldmediums bezogene) Wirkungsquerschnitte  $\Sigma$ . Bei den Feldgrößen definiert man drei Arten von *Neutronenanzahldichten* (d. i.: Anzahl Neutronen im Volumenelement des Feldmediums): von der integralen  $n(\vec{r})$  bis zur richtungsabhängigen spektralen  $n_{E,\Omega}(\vec{r})$ , zwischen denen folgender Zusammenhang besteht:

$$n(\vec{r}) = \int_{0}^{\infty} n_{E}(\vec{r}) dE = \int_{0}^{\infty} \int_{4\pi} n_{E,\Omega}(\vec{r}) d\Omega dE . \qquad (1.2.5)$$

#### 1. Grundlagen der Neutronenmeßtechnik

Mit der Neutronenanzahldichte ist über die Neutronengeschwindigkeit  $\vec{v} = v \vec{\Omega}$  die Neutronenflußdichte verknüpft:

$$\varphi(\vec{\mathbf{r}}) = \mathbf{n}(\vec{\mathbf{r}})\,\overline{\mathbf{v}} = \int_{0}^{\infty} \mathbf{n}_{\mathrm{E}}(\vec{\mathbf{r}})\,\mathbf{v}(\mathrm{E})\,\mathrm{d}\,\mathrm{E} = \int_{0}^{\infty} \varphi_{\mathrm{E}}(\vec{\mathbf{r}})\,\mathrm{d}\,\mathrm{E} ; \qquad (1.2.6a)$$
$$\vec{\mathbf{F}}(\mathrm{E},\,\vec{\mathbf{r}},\,\vec{\Omega}) = \mathbf{n}_{\mathrm{E},\Omega}(\vec{\mathbf{r}})\,\mathbf{v}(\mathrm{E})\,\vec{\Omega} ; \quad \varphi_{\mathrm{E}}(\vec{\mathbf{r}}) = \int_{4\pi}^{\pi} \vec{\mathbf{F}}(\mathrm{E},\,\vec{\mathbf{r}},\,\vec{\Omega})\,\mathrm{d}\,\vec{\Omega} . \qquad (1.2.6b)$$

Eine anschauliche Vorstellung dieser Größen erhalten wir, wenn wir uns eine Kugel mit Radius R denken, deren Mittelpunkt vom Koordinatenursprung den Abstand r hat (Abbildung 1.2.I). Dann stellt  $\vec{F} d\vec{\Omega} \equiv \varphi_{E,\Omega} d\Omega$  diejenige Anzahl Neutronen dar, die in der Zeitspanne den Kugelquerschnitt  $\pi R^2$  in Richtung  $\vec{\Omega}$  durchsetzen und in das Raumwinkelelement d $\vec{\Omega}$  eintreten.  $\varphi_{E,\Omega}$  heißt spektrale Flußdichte-Richtungsverteilung. Wir werden der kürzeren Schreibweise wegen anstelle von  $\varphi_{E,\Omega}$   $\vec{\Omega}$  die von früher geläufige Bezeichnung Vektorflußdichte F beibehalten. In Gleichung (1.2.6b) sind beide Bezeichnungen vergleichend aufgeführt. Die (skalare) Flußdichte  $\varphi(\vec{r})$  – wir nennen sie gelegentlich kurz: Fluß – ist definiert als das Integral über das skalare Produkt  $\vec{F} \cdot (\vec{r}) d\vec{\Omega}$  im Ortspunkt  $\vec{r}$  im Neutronenfeld, wobei der Mittelpunkt der ebengenannten Kugel festgehalten und der Kugelquerschnitt  $\pi R^2$  in alle Richtungen gedreht wird. Ferner versteht man unter der Stromdichte (genauer: Netto-Neutronenstromdichte)  $\vec{j}_x$  den Differenzvektor zwischen der auf die x-Richtung projizierten und der auf die Gegenrichtung projizierten Flußdichte  $\varphi$ .



Zur Einführung der Flußdichte-Richtungsverteilung (oder Vektor-Flußdichte).

Die allgemeinste Neutronen-Transportgleichung lautet, für den Betrag  $F = |\vec{F}(E, \vec{r}, t, \vec{\Omega})|$  der Vektorflußdichte als Feldgröße geschrieben:

$$\frac{1}{\mathbf{v}(\mathbf{E})}\frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} = \mathbf{q}_0(\mathbf{E}, \mathbf{\vec{r}}, \mathbf{t}, \mathbf{\vec{\Omega}}) + \int_{0\,4\pi}^{\infty} \sum_{\mathbf{s}} (\mathbf{\vec{\Omega}}' - \mathbf{\vec{\Omega}}, \mathbf{E}' \to \mathbf{E}) \mathbf{\vec{F}}(\mathbf{E}', \mathbf{\vec{r}}, \mathbf{t}, \mathbf{\vec{\Omega}}') \, \mathbf{d} \, \mathbf{\vec{\Omega}}' \, \mathbf{d} \, \mathbf{E}'$$
$$- \mathbf{\vec{\Omega}} \, \text{grad} \, \mathbf{F} - \sum_{\mathbf{T}} (\mathbf{E}) \mathbf{F} \, . \tag{1.2.7}$$

Diese (auf ein Volumenelement im Abstand  $\vec{r}$  vom Koordinatenursprung bezogene) Gleichung besagt: die lokale und zeitliche Änderung von F ist darzustellen durch zwei positive und zwei negative Glieder; die positiven Glieder rühren von Neutronen her, die mit der Quelldichte entstehen und die mit dem Streuquerschnitt  $\Sigma_s$  aus allen Richtungen und von allen Energien E' ins Volumenelement hereingestreut werden; die negativen Glieder in der Neutronenbilanz werden gebildet aus den Leckverlusten der Neutronen aus dem Volumenelement sowie aus den Reaktionen der Neutronen im Volumenelement.

In der allgemeinen Form (1.2.7) läßt sich die Neutronen-Transportgleichung nicht lösen. Wir werden – vor allem im Hinblick auf einfache Interpretation von Meßergebnissen – bestrebt sein, solche Voraussetzungen zu finden, die auf elementare Teillösungen der Transportgleichung führen. Dabei beschränken wir uns auf zwei besonders wichtige Sonderfälle. Beim ersten setzen wir voraus: keine Zeitabhängigkeit, monoenergetische Neutronen, räumlich eindimensionales Problem, isotrope Quelle, isotropes Medium und Rotationssymmetrie um die einzige Bewegungsrichtung. Lassen wir letztere mit der x-Achse zusammenfallen, nennen  $\zeta \equiv \cos \vartheta$  den Richtungscosinus gegen diese Achse und  $\zeta_0 \equiv \cos \vartheta_0$  den Cosinus des Streuwinkels (der durch die Richtungen  $\Omega'$  und  $\Omega$  eingeschlossen wird), dann vereinfacht sich Gleichung (1.2.7) zu:

$$\zeta \frac{\partial F(x,\zeta)}{\partial x} + \Sigma_{T} F(x,\zeta) = \frac{1}{(2\pi)^{2}} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{2\pi+1} \Sigma_{s}(\zeta_{0}) F(x,\zeta_{0}) d\zeta_{0} d\chi' d\chi + q_{0}(x)$$
(1.2.8)

Mit dem bekannten Lösungsansatz nach der Momentenmethode:

$$F(x, \zeta) = \sum_{l} \frac{2l+1}{2} F_{l}(x) P_{l}(\zeta), \text{ also } F_{l}(x) = \int_{-1}^{+1} F(x, \zeta) P_{l}(\zeta) d\zeta, \quad (1.2.9)$$

$$\Sigma_{s}(\zeta_{0}) = \sum_{l} \frac{2l+1}{2} \Sigma_{sl} P_{l}(\zeta_{0}), \text{ also } \Sigma_{sl} = \int_{-1}^{+1} \Sigma_{sl}(\zeta_{0}) P_{l}(\zeta_{0}) d\zeta_{0}$$
(1.2.10)

und mittels der Orthogonalitätsrelationen für die Kugelfunktionen  $P_1(\zeta)$  erhält

man aus Gleichung (1.2.8) das folgende System linearer Differentialgleichungen für die Koeffizienten  $F_1(x)$  mit  $1 \ge 1$ :

$$\frac{1}{2l+1} \frac{dF_{l-1}}{dx} + \frac{l+1}{2l+1} \frac{dF_{l+1}}{dx} = -(\Sigma_{\rm T} - \Sigma_{\rm sl})F_{\rm l} \qquad (1.2.11a)$$

und speziell für 1 = 0:

$$\frac{dF_1}{dx} = -(\Sigma_T - \Sigma_{s0})F_0 + q_0 . \qquad (1.2.11b)$$

Nur für l = 0 und l = 1 haben die Koeffizienten  $F_l$  und  $\Sigma_{sl}$  eine anschauliche Bedeutung. Diejenigen mit l = 0 sind die isotropen Beiträge, d.h. es ist  $F_0(x)$ gleich der Flußdichte  $\varphi(x)$  und  $\Sigma_{s0}$  ist gleich dem integralen Streuquerschnitt  $\Sigma_s$ . Dabei muß man beachten, daß die vom Raumwinkel  $\Omega$  abhängigen Größen F und  $\Sigma_s$  in Gleichung (1.2.7) wegen des Übergangs zur Rotationssymmetrie in Gleichung (1.2.8) den  $2\pi$ -fachen Wert annehmen. Dadurch haben die in den Gleichungen (1.2.6b) und (1.2.9) – hier für l = 0 – jeweils rechts stehenden Integrale gleichen Wert; analoges gilt für die Integrale in den Gleichungen (1.1.8) und (1.2.10). Die Koeffizienten mit l = 1 stellen die auf eine Richtung bezogenen Beiträge dar. Entsprechend dem eben gesagten ist:

$$F_{1}(x) = \int_{-1}^{+1} F(x, \zeta) \zeta d\zeta = \int_{4\pi} \vec{F}(x, \vec{\Omega}) \vec{\Omega}_{x} d\Omega = j_{x}(x)$$
(1.2.12a)

die in x-Richtung fließende Stromdichte und:

$$\Sigma_{s1} = \int_{-1}^{+1} \Sigma_s(\zeta_0) \zeta_0 d\zeta_0 = \int_{4\pi} \Sigma_{s,\Omega} d\Omega_0 = \bar{\zeta}_0 \Sigma_{s0} = \tilde{\zeta}_0 \Sigma_s \qquad (1.2.12b)$$

der mit dem gemittelten Cosinus  $\overline{\xi}_0$  des Streuwinkels multiplizierte räumlich integrierte (oder: totale) Streuquerschnitt.

Die Neutronenverteilung nähert sich um so mehr dem isotropen Zustand, je mehr Koeffizienten  $F_1$  und  $\Sigma_{sl}$  mit abnehmendem l verschwinden. Der atomare Streuquerschnitt  $\sigma_s$  allein besitzt nur eine geringe Anisotropie: bei schwersten Kernen genügen die Glieder l = 0 und = 1 in der Entwicklung nach Kugelfunktionen entsprechend Gleichung (1.2.10) bis zu 1 MeV Neutronenenergie hinauf; für leichtere Kerne liegt diese Grenze noch höher [11-16]. Der auf das Volumenelement bezogene Streuquerschnitt  $\Sigma_s$  zeigt dagegen bei Annäherung an Grenzflächen zunehmende Anisotropie [12-3]. Analog dazu weicht die Vektorflußdichte F (x,  $\zeta$ ) um so stärker vom isotropen Fall ab, je näher der betrachtete Aufpunkt x an einer Grenzfläche liegt; wachsende Anisotropie von F kann aber auch durch abnehmenden Abstand von (inhomogen verteilten) Neutronenquellen sowie durch zunehmende Neutronenabsorption im Feldmedium verursacht sein. Abbrechen der Reihenentwicklungen (1.2.9) und (1.2.10) mit 1 = 1 führt auf die *Diffusionsnäherung* als einfachste nichttriviale Lösungsmöglichkeit der Transportgleichung. Für sie gilt das Ficksche Gesetz:

$$\vec{j} = -D \operatorname{grad} \varphi$$
, (1.2.13)

das (für den eindimensionalen Fall) leicht aus den Gleichungen (1.2.11) hergeleitet werden kann. Gleichung (1.2.13) stellt einen elementar anschaulichen Zusammenhang zwischen der Flußdichte  $\varphi$  und der Stromdichte i her; der Diffusionskoeffizient D ist (mit  $\Sigma_T = \Sigma_a + \Sigma_{s0}$ ) definiert durch:

$$D = 1/3 \left[ \Sigma_{s0} - \Sigma_{s1} + \Sigma_{a} \right] = 1/3 \left[ \Sigma_{s} (1 - \zeta_{0}) + \Sigma_{a} \right]. \quad (1.2.14)$$

Die oben angestellten Plausibilitätsbetrachtungen für kleine 1 in den Lösungsansätzen (1.2.9) und (1.2.10) lassen sich bei strengerer Formulierung als Gültigkeitsbedingungen für die Diffusionsnäherung der Transporttheorie ausdrücken:

- 1. Flächenquellen sowie Grenzflächen anderer Medien müssen vom Aufpunkt r weit entfernt sein.
- 2. in jedem Medium muß der Absorptionsquerschnitt  $\Sigma_a$  viel kleiner sein als der Streuquerschnitt  $\Sigma_s$ ,
- 3. räumlich verteilte Quellen müssen isotrop strahlen.

Wir müssen noch auf die Randbedingungen eingehen, die für die Transportgleichung und ihre Diffusionsnäherung gelten. Die Ebene  $x = x_0$  begrenze zwei Medien, die durch positives bzw. negatives Vorzeichen indiziert seien. Dann verlangt die Stetigkeitsforderung in  $x = x_0$  folgende Randbedingung für die Lösung der Transportgleichung (1.2.8):

$$Y^+(\mathbf{x_0}, \zeta) = F^-(\mathbf{x_0}, \zeta)$$
 (1.2.15)

Bei Entwicklung nach Kugelfunktionen entsprechend Gleichung (1.2.9) folgt daraus: F

$$F_1^+(x_0) = F_1^-(x_0)$$
 für alle 1. (1.2.16)

Gleichung (1.2.16) gilt (mit l = 0 und = 1) auch für die Diffusionsnäherung. doch hat man zu beachten, daß nach den oben angeführten Gültigkeitsbedingungen 1 und 2 strenggenommen die Diffusionsnäherung nicht bis an die Grenzfläche zwischen unterschiedlichen Neutronenabsorbern angewendet werden darf [12-1, 3].

Wenn wir einen Körper mit Wirkungsquerschnitt  $\Sigma$  und mit dem Volumen V als Meßsonde in ein Neutronenfeld mit der Vektorflußdichte F bringen, dann ist die Reaktionsrate des Körpers gegeben durch:

$$R(\vec{r}) = \sum_{v} \iint_{4\pi} \vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} dV. \qquad (1.2.17)$$

Im umgebenden Feldmedium soll die Diffusionsnäherung gelten mit:

$$F(x, \zeta) = \frac{1}{2} \{ \varphi(x) + 3 \zeta j(x) \}$$
(1.2.18)

nach Gleichung (1.2.9). Gehen nun in der Sonde durch Absorption oder Streuung praktisch keine Neutronen verloren, dann ist die austretende Stromdichte gleich der eintretenden, und die Flußdichte in der Sonde ist konstant; für den Detektor mit Wirkungsquerschnitt  $\Sigma^{(D)}$  der Nachweissubstanz beträgt also die Reaktionsratendichte:

$$R_{V}^{(D)} = \Sigma^{(D)} \varphi . (1.2.19)$$

Auf die Beziehung (1.2.19) hat man die Messung in Neutronenfeldern gegründet.  $R_V$  stellt die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten der Nachweisreaktion in der Zeitspanne im Volumenelement der Nachweissubstanz des Detektors dar (der hier als Sonde gedacht ist). Den Randbedingungen der Transporttheorie zufolge ist die Flußdichte  $\varphi$  stetig an der Grenze zwischen Feldmedium und Detektor-Nachweissubstanz – im Unterschied zur Neutronenanzahldichte n, für die das nicht gilt [12-2].

Energieabhängige Beschreibung von Neutronenfeldern. Als zweiten Sonderfall der Vereinfachung der allgemeinen Transportgleichung (1.2.7) betrachten wir hier den Fall bloßer Energieabhängigkeit, d. h. wir beschränken uns auf die Beschreibung räumlich gemittelter zeitunabhängiger Feldgrößen in einem unendlich ausgedehnten Medium:

$$\Sigma_{\mathrm{T}} \varphi_{\mathrm{E}} (\mathrm{E}) = \int_{0}^{\infty} \Sigma_{\mathrm{s}} (\mathrm{E}' \to \mathrm{E}) \varphi_{\mathrm{E}} (\mathrm{E}') \,\mathrm{d} \,\mathrm{E}' + q_{0} (\mathrm{E}) \,. \qquad (1.2.20)$$

Zu dieser Gleichung suchen wir eine Lösung, die das Verhalten der Neutronen von ihrer Entstehung (zum Beispiel als Spaltneutronen) bis zu ihrem Verschwinden (durch Absorption, meist im thermischen Bereich) in einer einfachen Bilanzbeziehung darzustellen gestattet. Die Lösung soll abgesehen von Absorptionsverlusten möglichst unabhängig von lokalen Neutronenverdichtungen oder -verdünnungen sein, wie sie durch unterschiedliche Neutronenwechselwirkungen in verschiedenen Substanzen entstehen können, die zum Beispiel innerhalb eines (als unendliches Medium gedachten) Reaktors vorkommen können. Da die Quelldichte der Neutronen in einem unendlich ausgedehnten Medium eine solche Größe ist, so muß dies auch für ihre Reproduktion durch Bremsung der Neutronen unter irgend eine Energie E unterhalb des Energiebereiches der Quell- bzw. Spaltneutronen gelten. Diese Reproduktion heißt *Bremsdichte* und ist definiert als die spektrale Neutronenanzahldichte, die in der Zeitspanne unter die Energie E heruntergebremst wird.

Um die Bremsdichte zu finden, müssen wir zunächst die Anzahl von Reaktionen für jede Energie E kennen, die zur Bremsung führen. Die Häufigkeit dieser Reaktionen wird durch die Stoßdichte

$$\psi(\mathbf{E}) = \Sigma_{\mathbf{T}}(\mathbf{E})\varphi_{\mathbf{E}}(\mathbf{E}) \tag{1.2.21}$$

#### 1.2. Das Neutronenfeld und seine Meßgrößen

ausgedrückt, die in Gleichung (1.2.20) einzusetzen ist. Dazu schreiben wir:

$$\Sigma_{\mathbf{s}} \left( \mathbf{E}' \to \mathbf{E} \right) = \Sigma_{\mathbf{s}} \left( \mathbf{E}' \right) \mathbf{g} \left( \mathbf{E}' \to \mathbf{E} \right) \,, \tag{1.2.22}$$

wobei g die durch den elastischen Stoß bedingte Energieverteilungsfunktion bedeutet. Um sie zu finden, betrachten wir den elastischen Stoß eines Neutrons (als Massenpunkt mit der Massenzahl 1) mit der Energie  $E_1$  auf einen in Ruhe befindlichen Atomkern (als Massenpunkt mit der Massenzahl  $A_r$ ). Die Energie  $E_2$  des Neutrons nach dem Stoß ist im Schwerpunktsystem gegeben durch:

$$E_2 = \frac{E_1}{2} \left[ (1+a) + (1-a)\beta \right].$$
 (1.2.23)

Dabei ist  $\beta$  der Cosinus des Neutronenstreuwinkels im Schwerpunktsystem, und es wird die Abkürzung

$$a \equiv [(A_{\rm r} - 1)/(A_{\rm r} + 1)]^2 \tag{1.2.24}$$

eingeführt. Nehmen wir isotrope Winkelverteilung  $P(\beta) d\beta$  für die Streuung im Schwerpunktsystem an, was wir bei genügend leichten Atomkernen im Medium (also in Moderatoren) dürfen, dann folgt aus Gleichung (1.2.23):

$$g(E_1 \rightarrow E_2) dE_2 = P(\beta) d\beta = dE_2/E_1(1-a)$$
. (1.2.25)

Hier ist noch der mittlere logarithmische Energieverlust pro Stoß einzuführen:

$$\xi \equiv \ln E_1 - \overline{\ln E_2} = \int_{aE_1}^{E_1} \ln \left( \frac{E_2}{E_1} \right) g(E_1 \to E_2) dE_2 = 1 + \frac{a}{1-a} \ln a . \quad (1.2.26)$$

Die Größe  $\xi$  ist von Bedeutung als energieunabhängige Materialkonstante, die die Berechnung der mittleren Anzahl von Stößen ermöglicht, die ein Neutron in einem Medium bei Bremsung von  $E_0$  nach E erleidet:

$$j(E_0 \to E) = \ln(E_0/E)/\xi$$
. (1.2.27)

Das nach Gleichung (1.2.26) angegebene  $\xi$  enthält keine Korrektur für anisotrope Streuung, die meist vernachlässigt werden kann; weiter müßte zur genauen Bestimmung der Stoßzahl j das Neutronenspektrum während der Bremsung berücksichtigt werden.

Um Bremsprozesse in verschiedenen Medien vergleichen zu können, hat man zwei Parameter eingeführt: das *Moderationsvermögen* (Slowing-Down Power) und das *Moderationsverhältnis (Moderating Ratio)*. Das Moderationsvermögen ist definiert durch  $\xi \Sigma_s$ ; sein reziproker Wert stellt die Relaxationslänge jener Neutronen dar, deren Energie E innerhalb eines logarithmischen Energieintervalls  $\frac{E_1}{e} \leq E \leq E_1$  (auch Lethargieeinheit  $\Delta u = 1$  genannt mit  $u = \ln \frac{E_1}{E}$ ) liegen; dabei nimmt man für den Streuquerschnitt  $\Sigma$  den konstanten Wert, den dieser im Energiebereich von 1 eV bis 10<sup>3</sup> eV in der Regel behält. Von einem guten Moderator erwartet man neben hohem Moderationsvermögen auch noch möglichst kleine Absorption; um ein Gütekriterium für den Moderator zu finden, setzt man deshalb das Moderationsvermögen in Beziehung zum Absorptionsquerschnitt  $\Sigma_a$  (v<sub>0</sub>) für thermische Neutronen (der Referenzgeschwindigkeit v<sub>0</sub> = 2200 m/s) und erhält so das Moderationsverhältnis

$$\mathbf{M} \equiv \xi \, \Sigma_{\mathbf{s}} / \Sigma_{\mathbf{a}} \, . \tag{1.2.28}$$

Diese Größen sind für einige ideale Moderatorsubstanzen in den Tabellen 1.2 A, B tabuliert.

Wir wenden uns nun wieder der Gleichung (1.2.20) zu, nach der wir die Bremsung der Neutronen beschreiben wollen. Wir können darin die Absorption und das Vorhandensein von Quellen, d. h.  $q_0$ , vernachlässigen, wenn wir voraussetzen, daß die höchstmögliche Neutronenenergie E/a, von der aus ein Neutron in einem Stoß unter E heruntergebremst werden kann, weit unter der

Element	н	D	He	Li	Ве	С	0	U
$\overline{A_{\rm r}} \approx$	1	2	4	7	9	12	16	238
a	0	0,111	0,360	0,562	0,640	0,716	0,778	0,983
Ę	1,000	0,725	0,425	0,268	0,209	0,158	0,120	0,00838

Tabelle 1.2.A Wichtige Parameter zur Neutronenbremsung

Medium	Dichte cm <sup>3</sup>	$_{\rm cm}^{\tau}$	${\Delta \tau \over {\rm cm}^2}$	$\sum_{cm=1}^{\xi \Sigma_{s}}$	М	$\lambda_{tr}(v_0)$ cm	L (v <sub>0</sub> ) cm
H <sub>2</sub> O	1,00	27,9 ± 0,1	0,8	1,35	71	0,431	2,755
$D_2O$ , rein	1,10			0,176	5670	2,43	161
D <sub>2</sub> O, 99,8 Mol-%	1,10	109 ± 3	14	0,178	2540	2,41	107
Be	1,85	80,2 ± 0,2	10	0,158	143	1,48	21,2
BeO	2,96	93,4 ± 4,7				1,41	29,8
C (Reaktorgraphit)	1,60	312,5 ± 0,5	40	0,060	192	2,574	52,5
Paraffin	0,87					0,327	2,19
Plexiglas®	1,18					0,411	2,80
ZrH <sub>1,7</sub>	3,48	25,83 f. ZrH <sub>2</sub>				0,699	3,93

Tabelle 1.2.B. Wichtige Materialkonstanten in Neutronenmoderatoren (nach [11-2] u. a.)

Die Definition der in Tabelle 1.2.B enthaltenen Größen  $\tau$  und  $\Delta \tau$  ist nach Gleichung (1.2.46a) angegeben.

#### 1.2. Das Neutronenfeld und seine Meßgrößen

Mindestenergie liegt, von der an ein merklicher Beitrag zu den entstehenden (Spalt-)Neutronen geliefert wird. Dieser asymptotische Fall, der für Wasserstoff (mit  $A_r = 1$ , wegen der Gleichung (1.2.24)) nicht gelten kann, liefert:

$$\psi(\mathbf{E}) = \int_{\mathbf{E}}^{\mathbf{E}/a} \psi(\mathbf{E}') \mathbf{g}(\mathbf{E}' \to \mathbf{E}) \, \mathrm{d}\mathbf{E}' \,. \tag{1.2.29}$$

Daraus erhält man dann die Bremsdichte durch

$$q(E) = \int_{E}^{E/a} \psi(E') G(E', E) dE', \qquad (1.2.30)$$

wobei die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron der Energie E' > E nach dem Stoß eine Energie E'' < E hat, gegeben ist durch:

$$G(E', E) = \int_{aE'}^{E} g(E' \to E'') dE''$$
 (1.2.31)

Der Ansatz  $\psi(E') = \text{const}/E'$  liefert  $q = \text{const} \cdot \xi$ . Da im stationären Fall bei Fehlen von Leck- und Absorptionsverlusten in der Zeiteinheit eine gleichgroße Neutronendichte unter E heruntergebremst werden muß wie sie entsteht, folgt daraus mit Gleichung (1.2.21)

$$q(E) = q_0$$
;  $\psi(E) = \frac{q_0}{\xi E}$ ;  $\varphi_E = \frac{q_0}{\xi \Sigma_s E}$ . (1.2.32)

Dabei pflegt man die Konstante in  $\varphi_E$  zu bezeichnen mit:

$$\frac{q_0}{\xi \Sigma_s} = \int_E^{eE} \varphi_E \, dE = \int_U^{U+1} \varphi'(u) \, du = \varphi_{ep} \, . \tag{1.2.33}$$

 $\varphi_{ep}$  stellt die Flußdichte pro Lethargieeinheit dar.

Gleichung (1.2.32) gilt auch bei Bremsung in Wasserstoff, obwohl wir diesen Fall bei der Herleitung jener Gleichung zunächst ausgeschlossen hatten. Im Wasserstoff kann ein Neutron wegen a = 0 - s. Gleichung (1.2.24) – in einem Stoß von der Quellenenergie  $E_0$  bis auf die Energie Null heruntergebremst werden. Für unendlich hohe Quellenenergie erhält man auch hier Gleichung (1.2.32) mit dem dort verwendeten Ansatz  $\psi = \text{const}/\text{E}$  und dem für Wasserstoff gültigen  $\xi = 1$ . Für endliche Quellenenergien muß man berücksichtigen, daß bei Wasserstoff im Gegensatz zu allen anderen Moderatoren innerhalb des zu einem beliebigen E führenden Energieintervalls  $E/a \ge E' \ge E$  auch die Quellenneutronen einen Beitrag liefern, der gegeben ist durch die Stoßdichte  $\psi$ der Neutronen beim ersten Stoß:

$$\psi_0(E) = \Sigma_s(E_0 \to E) q(E_0) / \Sigma_s(E_0) = \frac{q_0}{E}$$
 (1.2.34)

Wir erhalten dann in Wasserstoff bei endlicher Quellenenergie  $E_0$  anstelle von Gleichung (1.2.29):

$$\psi(E) = \int_{E}^{E_{0}} \psi(E') g(E' \to E) dE' + \psi(E_{0}) . \qquad (1.2.35)$$

Die Lösung führt wieder auf Gleichung (1.2.32).

Um aus der Transportgleichung im unendlich ausgedehnten Medium das Verhältnis der thermischen zur intermediären Flußdichte zu erhalten, definieren wir eine Anschlußstelle  $E = E_g$ , unterhalb derer die Neutronen im Mittel nicht mehr an Energie verlieren und die Absorption nicht mehr gegenüber der Streuung vernachlässigt werden kann. Dann gilt nach Gleichung (1.2.20) im asymptotischen Fall:

$$\int_{0}^{E_{g}} [\Sigma_{a}(E) + \Sigma_{s}(E)] \varphi_{E} dE = \int_{0}^{E_{g}} \int_{E}^{E/a} \psi(E') g(E' \rightarrow E) dE' dE .$$
(1.2.36)

Im thermischen Bereich ist die Anzahl der Stoßprozesse, die von E nach allen  $E'' \neq E$  führen, gleich der Anzahl, die von allen E'' nach E führen; deshalb heben sich in Gleichung (1.2.36) alle Stöße im Bereich der Energien unter  $E_g$  heraus. Die linke Seite in Gleichung (1.2.36) ist dann gleich  $\Sigma_a(v_0)\varphi_{th}$ ; vgl. Gleichung (1.3.17). Für die rechte Seite ergibt sich:

$$\int_{E_{g}}^{E_{g}/a} \psi(E') G(E', E_{g}) dE' = q(E_{g}) = q_{th} . \qquad (1.2.36a)$$

Da wir Absorptions- und Leckverluste ausgeschlossen hatten, muß sein:

$$q_{th} = q_{ep} \quad (1.2.36b)$$

Setzen wir die epithermische Bremsdichte entsprechend Gleichung (1.2.32) ein, erhält man mit Gleichung (1.2.33) für das Moderationsverhältnis:

$$M = \varphi_{\rm th} / \varphi_{\rm ep} \ . \tag{1.2.37}$$

Sind im Neutronenfeld Absorber vorhanden, dann tritt folgende Gleichung anstelle von Gleichung (1.2.32):

$$q(E) = p(E) \cdot \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_s + \Sigma_a}\right)_{E_Q} \cdot q_0 . \qquad (1.2.38)$$

Darin bedeutet die dimensionslose Größe  $p(E) \le 1$  die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit der Neutronen für den Energiebereich  $E_0 \ge E' \ge E$ . p gibt also an, ein wie großer Prozentsatz von Neutronen bei der Bremsung von der Quellenergie  $E_0$  herunter bis E der Absorption entkommt. Für intermediäre Neutronen findet diese Absorption überwiegend in Resonanzstellen des Absorptionsquerschnitts statt. Näherungsweise gelten in einem Absorber:

$$p(E) = \exp\left\{-\int_{E}^{E_{0}} \frac{\Sigma_{a}}{\xi(\Sigma_{s} + \Sigma_{a})} \frac{dE'}{E'}\right\}; \quad \varphi_{E} = \frac{q(E)}{\xi(\Sigma_{a} + \Sigma_{s})E},$$
(1.2.39)

die sich für  $\Sigma_a \ll \Sigma_s$  reduzieren auf:

$$p(E) = \exp\left\{-\int_{E}^{E_{0}} \frac{dE'}{M(E')E'}\right\}$$
(1.2.39a)

und  $\varphi_{\rm E}$  wie in Gleichung (1.2.32). Diese Näherung gilt streng in Wasserstoff.

Nachdem wir vereinfachend zuerst ein rein ortsabhängiges, dann ein rein energieabhängiges Neutronenfeld betrachtet haben, wenden wir uns nun einer einfachen Näherung zu, die Orts- und Energieabhängigkeit zusammen enthält und besonders anfangs zu Absolutbestimmungen von Neutronenverteilungen z. B. in Standards benutzt wurde: die *Fermische Alterstheorie*. Dabei wird der zeitliche Bremsvorgang eines Neutrons, der in Wirklichkeit eine unregelmäßige Treppenfunktion der Energie ist, durch eine kontinuierliche Kurve für ein mittleres

 $\frac{du}{dt}$  ersetzt. Diese Ersetzung gilt um so besser, je zahlreicher und je kleiner die Treppenschritte sind, was wiederum um so besser erfüllt ist, je weniger Energie im Mittel beim Stoß übertragen wird, d. h. je größer die Massenzahl  $A_r$  des vom Neutron getroffenen Atomkerns ist. Die Alterstheorie gilt herunter bis zum Beryllium, für die wichtigen Moderatoren D<sub>2</sub>O und H<sub>2</sub>O gilt sie nicht. Weiter wird die Gültigkeit der Diffusionsnäherung vorausgesetzt. Zunächst sei das Feldmedium unendlich ausgedehnt angenommen. Führt man das *Fermi-Alter*  $\tau$  (E) ein (als Funktion der Neutronenenergie E für eine monoenergetische Quelle der Energie E<sub>0</sub>):

$$\tau(E) = \int_{E}^{E_{0}} \frac{dE'}{3E'\xi \Sigma_{s}^{2} (1 - 2/3A_{r})}, \qquad (1.2.40)$$

dann lautet die Bremsdichte als Funktion des Abstandes  $\vec{r}$  von der Quelle, mit Quellstärke B:

$$q(\vec{r}, \tau(E)) = B f(\vec{r}, \tau(E))$$
. (1.2.41)

Für eine isotrop strahlende Punktquelle in homogenem Medium ohne Absorber ist das (orts- und energieabhängige) Verhältnis zwischen Bremsdichte und Quellstärke gegeben durch:

$$f(\mathbf{r},\tau) = e^{-\mathbf{r}^2/4\tau} \left[4\,\pi\,\tau\right]^{-\frac{3}{2}}.$$
 (1.2.42)

Sind schwache Absorber vorhanden, dann gilt gegenüber Gleichung (1.2.42), wenn man das dortige  $f = f_{nabs}$  nennt,

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, \tau(\mathbf{E})) = \mathbf{B} \mathbf{f}_{nabs} \mathbf{p}(\mathbf{E}) \tag{1.2.43}$$

mit p(E) nach Gleichung (1.2.39a). Wegen der exakten Gültigkeitsbedingungen sei auf die zu Anfang des Abschnitts genannte Literatur verwiesen. Um aus den bisher erwähnten Lösungen für unendlich ausgedehnte Feldmedien solche für endlich ausgedehnte zu finden, muß die Bremsdichte q durch Überlagerung mehrerer Lösungen so dargestellt werden, daß für ihre Summe analoge Randbedingungen wie in der energieunabhängigen Diffusionsnäherung gelten [IX].

Das Fermi-Alter ist keine rein rechnerische Größe, sondern spielt auch eine wichtige Rolle bei experimentellen und meßtechnischen Abschätzungen, wenn man nach der mittleren *Bremslänge* der Neutronen fragt, die unter die Energie E heruntergebremst werden. Das mittlere Quadrat der Bremslänge für Neutronen, die von einer Punktquelle in unendlich ausgedehntem Medium erzeugt werden, ist definiert durch:

$$\overline{r_{\rm E}^2} = \frac{\int\limits_{0}^{\infty} r^2 q(r, E) 4 \pi r^2 dr}{\int\limits_{0}^{\infty} q(r, E) 4 \pi r^2 dr} = 6 \tau_{\rm E} . \qquad (1.2.44)$$

Für eine Flächenquelle  $B_F$  gilt analog zu Gleichung (1.2.41) f:

$$q(x, \tau(E)) = B_F e^{-x^2/4\tau} [4 \pi \tau]^{-\frac{1}{2}};$$
 (1.2.45)

daraus folgt:

$$\overline{x_{\rm E}^2} = 2\,\tau_{\rm E}$$
 . (1.2.45a)

Tabelle 1.2.B gibt  $\tau$ -Werte für das Flußdichte-Alter:

$$r_{\rm E}^* = \overline{r_{\rm E}^{*2}}/6$$
 (1.2.46a)

für die Indium-Resonanzenergie E = 1,46 eV bei Bremsung von Spaltneutronen im betreffenden Medium an; ferner ist dort  $\Delta \tau = \tau_{th} - \tau_{1,46eV}$  bei Neutronentemperatur  $T_n = 20^{\circ}C ~(\approx T_0)$ . Bei dem Zusammenhang (1.2.46a) zwischen den gestirnten Größen ist anstelle von q in Gleichung (1.2.44) die Flußdichte  $\varphi_E$ unter die Integrale zu setzen; der (meist geringe) Unterschied beträgt:

$$\overline{r_{\rm E}^{*2}} - \overline{r_{\rm E}^2} = 2/\Sigma_{\rm s}^2({\rm E})$$
 (1.2.46b)

Das Alter  $\tau$  wird experimentell üblicherweise so bestimmt wie eben für Tabelle 1.2.B erläutert. Die nach Gleichung (1.2.44) mit Benutzung von Gleichung (1.2.41) erhaltene Größe  $\tau_E$  stimmt nur dann mit der Rechengröße  $\tau$  (E) nach Gleichung (1.2.40) überein, wenn die Voraussetzungen der Alterstheorie gelten. Analog zu  $\overline{r_E^2}$  definiert man das mittlere Quadrat  $\overline{r^2}$  der Weglänge von Neutronen, die als schnelle Neutronen in einer punktförmigen Quelle in unendlich ausgedehntem Medium erzeugt werden. Diese Größe setzt sich bei einem Medium, in dem die Diffusionsnäherung und die Alterstheorie gültig sind, zusammen aus:

$$\overline{r^2} = 6(L^2 + \tau_{\rm th}) = 6M^2$$
 (1.2.47)

mit dem Alter  $\tau_{th}$  für thermisch gewordene Neutronen und der Diffusionslänge L für thermische Neutronen. Die Größe  $M^2$  heißt Wanderfläche (Migration Area).

Unsere flüchtige Skizzierung der Bremstheorie, die nur dem für die Meßtechnik erforderlichen allgemeinen Verständnis dienen soll, überging schwierigere Spezialprobleme wie die Behandlung der ersten Stöße – z. B. mit dem Auftreten der Placzek-Oszillationen – oder des Übergangs in den thermischen Energiebereich (Thermalisierung).

Meßgrößen des Neutronenfeldes. Wie bei jeder Beschreibung eines physikalischen Vorgangs oder Zustands geht man auch bei der des Neutronenfelds von Erhaltungsgrößen aus. Für die theoretische Behandlung wählt man als Erhaltungsgröße die Quell- bzw. Bremsdichte q(E), d. i. die Anzahl Neutronen im Volumenelement, die in der Zeitspanne mit der Energie E erzeugt werden bzw. unter E heruntergebremst werden. Gehen in einem Neutronenfeld keine Neutronen durch Absorption oder Leckverluste verloren, dann ist q eine Konstante für alle Energien E, also eine Erhaltungsgröße des Feldes. Treten Absorptionsund Leckverluste auf, dann sind sie zum räumlichen Integral über die Bremsdichte zu addieren, um die Quellstärke als Erhaltungsgröße zu erhalten. Für Neutronen im Reaktor während des Bremsprozesses ist es zweckmäßig, alle weiteren Feldgrößen aus der Bremsdichte zu berechnen. Das gilt auch für die Neutronenflußdichte  $\varphi_E$ .

Die Flußdichte  $\varphi$  ist die geeignete Meßgröße des Neutronenfeldes, erstens weil das Produkt  $\sigma \varphi$  unmittelbar die Reaktionswahrscheinlichkeit pro Atom für aus beliebigen Richtungen einfallende Neutronen angibt und zweitens weil  $\varphi$  eine Feldgröße ist, die an der Grenzfläche zwischen dem Meßgegenstand und der messenden Sonde erhalten bleibt. Wie man die Flußdichte mit Hilfe von Reaktionsraten nachweisen kann, wird in Abschnitt 1.3 behandelt. Für die ungebremsten Neutronen ergibt sich als spektrale Flußdichte:

$$\varphi_{\mathbf{E}} = q_0(\mathbf{E}) / \Sigma_{\mathbf{s}}(\mathbf{E}), \qquad (1.2.48)$$

wobei  $q_0$  die Quelldichte (zum Beispiel der Spaltneutronen in einem Reaktor) und  $\Sigma_s^{-1}$  die mittlere Relaxationslänge bis zum ersten Bremsprozeß bedeuten. Entsprechend hat man im Bereich der thermisch gewordenen Neutronen für die spektrale Flußdichte  $\varphi_E$  die in Gleichung (1.1.10) eingeführte Maxwell-Verteilung einzusetzen. Im Bereich der intermediären Neutronen ist die spektrale Flußdichte