

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

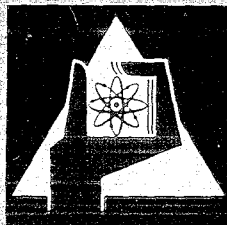
April 1970

KFK 1180

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Einfluß von Berechnungsmethoden auf den Multiplikationsfaktor k_{eff}
und den Voideffekt Δk_{v} für einen großen schnellen
natriumgekühlten Brutreaktor

K. E. Schroeter



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1970

KFK 1180

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Einfluß von Berechnungsmethoden
auf den Multiplikationsfaktor k_{eff} und den Voideffekt Δk_V
für einen großen schnellen natriumgekühlten Brutreaktor *)

von

K. E. Schroeter

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

*) Von der Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik der Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation.

Zusammenfassung

Die Unsicherheiten in den nuklearen Parametern großer schneller Reaktoren beruhen auf Unsicherheiten in den Kerndaten und in den Berechnungsmethoden. Hier wird an einem Standardsystem der Einfluß unterschiedlicher Berechnungsmethoden auf den Multiplikationsfaktor k_{eff} und den Voideffekt Δk_V untersucht. Nach einer Analyse des Voideffekts (Abhängigkeit von den Reaktionstypen, der Energie und dem Ort) wird der Einfluß von Änderungen makroskopischer Wirkungsquerschnitte auf k_{eff} und Δk_V untersucht und erklärt. Hierbei resultiert ein Verfahren, Voideffektänderungen bei bestimmten Systemveränderungen vorherzusagen. Mit diesen Voraussetzungen wird es möglich, den jeweiligen Einfluß der Methoden zu erklären.

Die untersuchten Methoden umfassen verschiedene Möglichkeiten

- für die Berechnung von Multigruppenwirkungsquerschnitten (Resonanzabschirmung, Stoßdichte- und Flußdichtewichtungsspektren),
- für die Berücksichtigung der wahren Geometrie (Berechnung eines Zweizonen-Cores mit zwei- und eindimensionalen Programmen, Heterogenitätseinfluß),
- für die Approximation der Neutronenausbreitung (S_N - und Diffusionsnäherung) und
- für die Benutzung von Spaltspektren.

Abschließend sind die resultierenden Korrekturen für k_{eff} und Δk_V in zwei Tabellen zusammengestellt. Je nach Zusammenfassung der Einzelkorrekturen ergeben sich Gesamtkorrekturen für k_{eff} von 2.1% bis 2.94% und für Δk_V von 36% bis 20%. Eine genauere Untersuchung zeigt, daß die meisten der hier angegebenen Korrekturen eine Reihe gegenläufiger Effekte in sich bergen, die einander teilweise kompensieren.

Summary

The uncertainties associated with the nuclear parameters for large fast reactors are due to uncertainties in the nuclear data and calculational methods. For a standard system this paper describes the influence of different calculational methods on the multiplication factor k_{eff} and the void effect Δk_V . After an analysis of the void effect (dependence on the reaction types, energy and space) the influence of changes in macroscopic cross sections on k_{eff} and Δk_V is investigated and explained. This results in a method of anticipating changes in the void effect for specific changes of the system. These preconditions will allow an explanation of the influence of the methods considered. The methods investigated cover different possibilities

- for calculation of multigroup cross sections (resonance shielding, collision density and flux density spectra);
- for taking into account the true geometry (calculation of a two-zone core with two- and one-dimensional programs, influence of heterogeneity);
- for approximation of neutron diffusion (S_{N} - and diffusion approximations); and
- for use of fission spectra.

Finally, the resulting corrections for k_{eff} and Δk_V are summarized in two tables. Depending on the compilation of individual corrections, total corrections for k_{eff} are obtained ranging from 2.1% to 2.94% and for Δk_V from 36% to 20%. A more detailed investigation shows that most of the corrections indicated here include a number of opposed effects which sometimes compensate.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einführung	1/1
1.1 Einleitung und Problemstellung	1/1
1.2 Begründung und Zielsetzung der Untersuchung	1/3
1.2.1 Allgemeine Bemerkungen über Berechnungsmethoden	1/4
1.2.2 Literaturübersicht	1/5
1.2.3 Zielsetzung der Arbeit und der einzelnen Hauptabschnitte	1/7
1.3 Durchführung der Untersuchung	1/15
2. Der Voideffekt des Standardsystems, seine Erklärung und Analyse	2/1
2.1 Der Voideffekt des Standardsystems	2/1
2.2 Erklärung des Voideffekts	2/2
2.2.1 Unterschiede der Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten zwischen Normal- und Voidfall	2/2
2.2.2 Physikalisch anschauliche Erklärung des Voideffekts	2/8
2.2.3 Strukturanalyse des Voideffekts bezüglich Reaktionstypen, Energie und Ort im Rahmen der Störungstheorie	2/9
2.2.4 Erklärung des Voideffekts durch makroskopische effektive Eingruppenquerschnitte bzw. Gesamtreaktionsraten	2/15
3. Systemveränderungen und deren Einfluß auf Δk_V	3/1
3.1 Betrachtete Systemveränderungen	3/1
3.2 Ermittlung des Einflusses von Systemveränderungen auf Δk_V mit Hilfe von Multigruppendiffusionsrechnungen	3/2
3.2.1 Einfluß einer Vergrößerung der makroskopischen Gruppenwirkungsquerschnitte um 10% auf k_N und Δk_V	3/2
3.2.2 Vergleich des Einflusses einer γ - und einer Borvariation auf Δk_V	3/6
3.2.3 Vergleich der Δk_V -Änderung für Σ -, γ - und N(Bor10)-Variationen jeweils gleicher Reaktivitätsänderung	3/6
3.2.4 Zusammenfassung	3/9

	Seite
3.3 Angabe einer Methode zur quantitativen Abschätzung und Erklärung des Einflusses von Systemveränderungen auf Δk_V	3/10
3.4 Anwendung dieser Methode zur Bestimmung von Δk_V -Änderungen und deren Erklärung	3/14
3.4.1 Δk_V -Änderungen für eine zehnpromzentige Vergrößerung der G.W.Q.-Typen Σ_c , Σ_f , $v\Sigma_f$ und Σ_{tr}	3/14
3.4.2 Δk_V -Änderung für eine y -Variation	3/18
3.4.3 Δk_V -Änderung für eine B(10)-Variation	3/23
3.5 Erweiterung dieser Methode zur Abschätzung und Erklärung von Void-effektänderungen bei Systemstörungen unter Erhaltung des Reaktivitätszustandes $k_N = 1$.	3/24
3.6 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	3/27
4. Einfluß von Gruppenkonstantenungenauigkeiten infolge verschiedener Berechnungsmethoden und Wichtungsspektren auf k_{eff} und Δk_V	4/1
4.1 Allgemeines über die Probleme der Gruppenkonstantenbestimmung für schnelle Reaktorsysteme	4/1
4.1.1 Untersuchte Methoden der Gruppenkonstantenberechnung	4/2
4.1.2 Die benutzten Wichtungsspektren	4/5
4.1.3 Untersuchte Fragestellungen	4/7
4.2 Untersuchungen der Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung $\Sigma_{bel,i}$ für verschiedene Bestimmungsmöglichkeiten und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V	4/10
4.2.1 Untersuchte Möglichkeiten (Methoden und Wichtungsspektren) zur Bestimmung der Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung $\Sigma_{bel,i}$	4/10
4.2.2 $\Sigma_{bel,i}$ für verschiedene Berechnungsmethoden und deren Einfluß auf k_{eff}	4/16
4.2.2.1 Abhängigkeit der k_{eff} -Werte von den methodisch bedingten Unterschieden der makroskopischen $\Sigma_{bel,i}$	4/16
4.2.2.2 Erklärung der $\Sigma_{bel,i}$ -Unterschiede für die verschiedenen Berechnungsmethoden (R-Konzept und σ_o -Konzept mit ξ_{alt} und ξ_{neu}) bei gleicher Mischungszusammensetzung	4/21

4.2.2.3	Das unterschiedliche Verhalten der $\Sigma_{\text{bel},i}$ in beiden Konzepten durch Änderung der Resonanzabschirmung bei veränderter Mischungszusammensetzung	4/29
4.2.2.4	Zusammenfassung und Folgerungen	4/33
4.2.3	$\Sigma_{\text{bel},i}$ für verschiedene Wichtungsspektren in beiden Konzepten und deren Einfluß auf k_{eff}	4/37
4.2.3.1	k_{eff} -Werte für die $\Sigma_{\text{bel},i}$ verschiedener Wichtungsspektren in beiden Konzepten	4/37
4.2.3.2	$\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede bei verschiedenen Wichtungsspektren in beiden Konzepten	4/44
4.2.3.3	Bemerkungen zu den verwendeten Wichtungsspektren und der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Bestimmung	4/56
4.2.3.4	Einfluß verschiedener $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte auf das Gruppenflußspektrum	4/60
4.2.3.5	Zusammenfassung und Folgerungen	4/62
4.2.4	Einfluß aller betrachteten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede (verschiedene Berechnungsmethoden, verschiedene Spktren) auf den Voideffekt Δk_V	4/65
4.3	Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Spaltung (Σ_f), Einfang (Σ_c), inelastische Abbremsung (Σ_{bin}) und Transport (Σ_{tr}) von verschiedenen Wichtungsspektren im σ_0 -Konzept und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V	4/70
4.3.1	Einfluß der Wichtungsspektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ auf die Werte von Σ_x , k_{eff} und Δk_V ($x = c, f, \text{bin}, \text{tr}$)	4/73
4.3.2	Einfluß der Wichtungsspektren $F(E)_N$, $F(E)_V$, $F(E)_{\text{NAP}}$ und $F(E)_{\text{SNEAK}}$ auf die Werte Σ_c , Σ_f , k_{eff} und Δk_V	4/77
4.3.3	Zusammenfassung und Folgerungen	4/85
4.4	Abschätzung des Einflusses einer höheren Gruppenzahl auf k_{eff} und Δk_V	4/87
5.	Einfluß unterschiedlicher Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses auf k_{eff} und Δk_V ; Vergleich mit Störungsrechnung (Δk_V)	5/1
5.1	Einfluß von Diffusions- und S_N -Rechnungen in bezug auf k_{eff} und Δk_V	5/1
5.2	Vergleich der Δk_V -Werte von Diffusions und Störungsrechnung	5/5
5.3	Zusammenfassung und Folgerungen	5/6

	Seite
6. Abhängigkeit der k_{eff} - und Δk_V -Werte für verschiedene Methoden der Geometrieberücksichtigung	6/1
6.1 Einfluß von ein- und zweidimensionalen Methoden in bezug auf k_{eff} und Δk_V für ein Zwei-Zonen-Core-System für 26 und 6 Energiegruppen	6/2
6.2 Einfluß der heterogenen Struktur eines schnellen Reaktors auf k_{eff} und Δk_V -Werte	6/11
7. Einfluß der Spaltspektren, die von der Energie der spaltungsauslösenden Neutronen abhängen, auf k_{eff} und Δk_V	7/1
8. Zusammenfassung	8/1
8.1 Die wichtigsten Resultate der einzelnen Abschnitte	8/1
8.2 Einfluß der Berechnungsmethoden auf k_{eff} und Δk_V	8/6
Literaturverzeichnis	9/1
Anhang	9/7
Verzeichnis der Symbole	9/12
Abbildungen	

1. Einführung

1.1 Einleitung und Problemstellung

Große schnelle Brutreaktoren mit einer elektrischen Leistung von ca. 1000 MW, sind die Reaktoren, die für die zukünftige Energieversorgung große wirtschaftliche Bedeutung haben.

Wegen der Größe dieser Systeme ist es aus ökonomischen Gründen unmöglich, bei dem Bau und der Konstruktion dieser Systeme einfach nur empirisch vorzugehen.

Es ist mit Sicherheit billiger und daher aus ökonomischen Gründen vernünftiger, derartige Systeme möglichst gut zu berechnen und sich die für die Rechnung benötigten physikalischen Daten mit Hilfe von Experimenten zu beschaffen, die mit verhältnismäßig kleinem Aufwand durchzuführen sind.

Bis heute ist jedoch die Berechnung der Parameter derartiger großer Systeme [1,2,3] noch relativ ungenau [4,5,6].

Diese Ungenauigkeiten oder Unsicherheiten der berechneten kernphysikalischen Parameter für große schnelle Brutreaktoren haben folgende Ursachen:

- (1.) Die in den Berechnungen verwendeten physikalischen Daten, hauptsächlich Kerndaten, sind mit Fehlern und Unsicherheiten behaftet.
- (2.) Zur Bestimmung der kernphysikalischen Reaktorparameter eines gegebenen Systems werden ungenügende Berechnungsmethoden angewendet, wodurch methodische Fehler und Unsicherheiten verursacht werden.

Allgemeine Problemstellung

Sowohl die Berechnungsmethoden als auch die nuklearen Daten müssen verbessert werden.

Zur Zeit bemüht man sich hauptsächlich darum, den Einfluß von Kerndatenungenauigkeiten zu ermitteln und, wo möglich, die Daten z.B. durch Auswertung integraler Experimente an Nullenergieanordnungen z.B. [7,8,9] zu verbessern, um so von seiten der Kerndaten sichere und richtige Vorausbestimmungen großer Systeme zu gewährleisten.

Dabei darf man jedoch nicht vergessen, die Einflüsse der Berechnungsmethoden auf die Reaktorparameter zu ermitteln, um auch von seiten der Berechnungsmethoden die richtige Berechnung von Reaktorgrößen zu ermöglichen.

In dieser Arbeit werden deshalb die Unsicherheiten und Fehler von Reaktorparametern untersucht, die hauptsächlich durch die Berechnungsmethoden verursacht werden.

Folgende Reaktorparameter werden untersucht:

- 1.) Der effektive Multiplikationsfaktor k_{eff}
- 2.) Die Änderung des effektiven Multiplikationsfaktors Δk_V (mit Voidreaktivität oder Voideffekt bezeichnet) bei Verlust des Kühlmittels Natrium.

Insgesamt wird die Untersuchung des Voideffektes Δk_V im Vordergrund stehen.

Die Bedeutung von k_{eff}

Eine falsche k_{eff} -Berechnung, oder was gleichbedeutend ist, eine falsche Anreicherungsbestimmung wird im allgemeinen besonders bei großen schnellen Brutreaktoren zu erheblichen finanziellen Verlusten führen, weil entweder ein großer Teil der Brennelemente neu hergestellt, oder vorzeitig aus dem Reaktor entfernt werden muß oder weil der Reaktor über eine längere Zeit nicht unter Vollast gefahren werden kann u.s.w. Die finanziellen Einbußen sind deshalb so groß, weil die Herstellung schneller Brennelemente verhältnismäßig teuer ist und weil der Spaltstoffeinsatz bei einem schnellen Reaktor erheblich größer ist als bei einem thermischen Reaktor gleicher Leistung.

Die Bedeutung von Δk_V

Die Größe Δk_V , der Voideffekt, spielt in den Sicherheitsbetrachtungen für große schnelle natriumgekühlte Brutreaktoren eine bedeutende Rolle.

Die bei dem Verlust des Kühlmittels auftretende Voidreaktivität Δk_V ist eine wichtige Bestimmungsgröße für die Reaktivitätsrampe, die sich bei einem Kühlmittelverlust, z.B. durch eine große Störung im Kühlkreislauf, ergeben kann.

Δk_V bestimmt außerdem, wie in Abschnitt 2.1 gezeigt wird, den Reaktivitätseffekt der Kühlmitteldichte und damit auch den Reaktivitätseffekt der thermischen Ausdehnung des Kühlmittels Natrium.

Die Voidreaktivität Δk_V , die für große schnelle natriumgekühlte Reaktoren bei kompakter Bauweise positiv ist, ist eine Größe, die ganze Schnellbrutkonzepte, die Form der Reaktoren und damit auch die Wirtschaftlichkeit schneller natriumgekühlter Brutreaktoren deutlich beeinflusst.

Die wegen der gefürchteten positiven Voidreaktivität gewählten Coregeometrien sind z.B. extrem flach, sogenannte "Pancake-Core"-Formen (General Electric [10_7]) oder sie sind in der Mitte abgeflachter als in Corerandbereichen, sogenannte "Variable-Height-Breeder" (Siemens [11_7]), u.ä.m. [12, 13, 14, 15_7].

Diese Coreformen sind derart bestimmt, daß entweder der gesamte Netto-Voideffekt eines großen Reaktorbereichs z.B. des gesamten Cores gleich Null ist, oder daß der Netto-Voideffekt auch kleinerer Reaktorbereiche jeweils für sich gleich Null oder negativ ist, je nachdem welche "Sicherheitsphilosophie" im einzelnen zugrunde gelegt wird.

Ohne jetzt auf den Sinn einzelner "Reaktorphilosophien" und der sich aus ihnen ergebenden Coregeometrien einzugehen, ist wohl folgender Zusammenhang offenkundig. Wenn man die Core- und Reaktorgeometrie hauptsächlich nach Sicherheitsaspekten und hierbei hauptsächlich die Voidreaktivität Δk_V als Kriterium benutzt, so wird die sich dabei ergebende Core- und Reaktorgeometrie in den meisten Fällen nicht die wirtschaftlichste sein.

Fehler in der Bestimmung der Voidreaktivität beeinträchtigen daher entweder die Sicherheit oder die Wirtschaftlichkeit dieser Reaktoren.

Es ist also durchaus von erheblicher, hauptsächlich wirtschaftlicher Bedeutung, die Größen k_{eff} und Δk_V möglichst richtig zu bestimmen. Die Bedeutung der Unsicherheiten dieser Größen wächst mit der Größe der Reaktoren.

1.2 Begründung und Zielsetzung der Untersuchung

Das Hauptziel ist die Untersuchung des Einflusses von Berechnungsmethoden auf den Multiplikationsfaktor k_{eff} und den Voideffekt Δk_V , wobei der Voideffekt Δk_V im Vordergrund des Interesses steht.

Der Voideffekt ergibt sich aus der Differenz der Multiplikationsfaktoren des Voidfalls k_V (Natrium fehlt) und des Normalfalles k_N (Natrium enthalten):

$$\Delta k_V = k_V - k_N.$$

Somit ist also die Untersuchung des Einflusses von Berechnungsmethoden auf den Voideffekt Δk_V eine Untersuchung des Einflusses von Berechnungsmethoden auf die Bestimmung von Multiplikationsfaktoren für verschiedene Zustände eines Systems.

1.2.1 Allgemeine Bemerkungen über Berechnungsmethoden

Die Bezeichnung "Berechnungsmethoden" soll folgendes umfassen:

- (1.) Die Art der Approximation eines realen Reaktorsystems durch geometrische Modelle, die sich mathematisch einfach behandeln lassen.
- (2.) Die Art der Approximation der stationären Transportgleichung.

Die stationäre Transportgleichung [16], die das Verhalten der Neutronen in Abhängigkeit von der Energie, der Bewegungsrichtung und des Ortes beschreibt, liefert in Form einer Eigenwertgleichung den Multiplikationsfaktor k_{eff} .

Die stationäre Transportgleichung lautet:

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E) \cdot \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E) = \int_0^{4\pi} d\Omega' \int_0^{\infty} dE' \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \cdot \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') +$$

$$+ \frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot \chi(E) \int_0^{4\pi} \frac{d\Omega'}{4\pi} \int_0^{\infty} dE' \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \cdot \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E')$$

Dabei ist $\frac{1}{k_{\text{eff}}}$ der Eigenwert, alle Symbole sind im Anhang erklärt.

In voller Allgemeinheit ist die Transportgleichung in praktischen Fällen kaum lösbar. Man ist deshalb gezwungen, die Transportgleichung durch lösbare Approximationen zu ersetzen.

Die bei schnellen Systemen allgemein übliche Behandlung der Variablen: Energie, Richtung und Ort soll kurz skizziert werden.

Energieabhängigkeit

Bei der Berechnung schneller Systeme ist die Energie eine der wichtigsten Variablen, denn das Energiespektrum des Neutronenflusses erstreckt sich über einen großen Energiebereich (von 100eV bis 10MeV) und die Wirkungsquerschnitte zeigen eine ausgeprägte Energieabhängigkeit.

Der Einfluß der Energie wird durch die Einführung von Energiegruppen (Energieteilbereiche) [17], Gruppenwirkungsquerschnitten und Gruppenflüssen berücksichtigt.

Richtungs- und Winkelabhängigkeit

Die Richtungs- oder Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses wird in verschiedener Weise berücksichtigt. Dabei handelt es sich entweder um analytische Näherungen, wie zum Beispiel die Diffusions- oder P_N -Approximationen [16, 18] der Transportgleichung oder um numerische Näherungen, wie zum Beispiel die S_N -Approximation [19] der Transportgleichung, bei der die Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses in Analogie zur Multigruppenbehandlung der Energie durch Einführung von Winkelgruppen behandelt wird. Die Multigruppen- S_N - und Diffusionsgleichungen sind im Anhang angegeben.

Ortsabhängigkeit

Eng verknüpft mit der Auswahl eines geometrischen Reaktormodells ist die Berücksichtigung der Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses und der Reaktionsraten. Mit Hilfe von Separationsansätzen läßt sich die Anzahl der Ortsvariablen von drei auf zwei, eine oder sogar Null Ortsvariable reduzieren.

Alle methodischen Fehler und Unsicherheiten, die bei der Berechnung eines Reaktors auftauchen, resultieren nur aus der Art der benutzten Approximation der Transportgleichung und der Reaktorgeometrie. Die meisten Näherungen verfolgen das Ziel, die Anzahl der Variablen zu verkleinern, um so bei möglichst geringem Aufwand den Neutronenfluß, die Reaktionsraten und damit k_{eff} zu berechnen.

Je besser zu vorgegebenem geometrischen Modell der Einfluß der aufgeführten Variablen berücksichtigt wird, desto besser ist die Qualität der Reaktorberechnungen.

1.2.2 Literaturübersicht

In der folgenden Literaturübersicht (Vollständigkeit wurde angestrebt) sind alle wesentlichen den Voideffek betreffenden Arbeiten zusammengestellt.

Nims und Zweifel [20] waren die ersten (1959), die darauf hingewiesen haben, daß der Verlust des Kühlmittels Natrium bei schnellen Reaktoren einen positiven Reaktivitätszuwachs (Voideffekt) verursachen kann.

In dem Maße, wie in den folgenden Jahren das Interesse an schnellen Brutreaktoren wuchs, nahm auch das Interesse an dem Natriumvoideffekt zu. So entstanden in der Folgezeit eine große Anzahl von Arbeiten über schnelle natriumgekühlte Brutreaktoren, von denen nahezu jede etwas über den Voideffekt berichtet.

In einem Teil dieser Arbeiten wird der Voideffekt intensiver behandelt, während in vielen Arbeiten nur die Ergebnisse von Voideffektberechnungen für bestimmte Systeme angegeben werden. Hier interessieren nur die zuerst erwähnten Arbeiten, in denen der Voideffekt und seine Eigenschaften untersucht werden.

Die Untersuchungsziele dieser Arbeiten (von denen häufig mehrere in einer Arbeit verfolgt werden) lassen sich folgendermaßen klassifizieren:

- (1.) Die Ermittlung der Eigenschaften des Voideffektes und seine Erklärung durch Bestimmung der Anteile des Voideffektes an einzelnen Reaktionstypen wie Leckage, Abbremsung und Neutroneneinfang. Ermittlung der Eigenschaften wie Orts- und Energieabhängigkeit des Voideffektes, u.s.w. [20,21,22,23,24,25,26,27,28,29,30]7.
- (2.) Die Abhängigkeit des Voideffektes von der Zusammensetzung wurde in verschiedener Weise untersucht, einmal durch die Variation der Volumenanteile für Kühlmittel, Brennstoff und Strukturmaterial, zum anderen durch die Untersuchung des Einflusses einzelner Materialien, z.B. Berylliumoxid, andere Strukturmaterialien, u.s.w. [21,23,26,31,32,33,34,35,36,37,38]7.
- (3.) Die Abhängigkeit des Voideffektes von der Größe und der Gestalt des Reaktorsystems wurde in mehreren Arbeiten untersucht [10,11,12,13,14,15,24,30,31,34,37]7. Das Ziel der Untersuchungen zu Punkt (2.) und (3.) besteht darin, Systeme mit möglichst kleinem Voideffekt zu konzipieren.
- (4.) Eine Vielzahl von Arbeiten zeigt den Einfluß von Datenungenauigkeiten bzw. - ungewisheiten auf den Voideffekt [4,5,6,9,39,40,41,42,43,44,45]7.
- (5.) Ferner gibt es eine Anzahl von Arbeiten über Messungen des Voideffektes mit Hilfe von Nullenergieanordnungen [7,17,28,46,47,48,49,50,51,52,53,54,55,56]7.
- (6.) In einer Anzahl von Arbeiten werden Berechnungsmethoden behandelt [39,50,52,57,58,59,60,61,62,63,64,65,66,67,68,69]7.

Hier sind nur solche Arbeiten aufgeführt, in denen Berechnungsmethoden angegeben werden, die einen Einfluß auf k_{eff} haben oder haben können und somit auch Δk_V beeinflussen oder beeinflussen können. Mit diesen Arbeiten wird sich der nächste Abschnitt auseinandersetzen. Es wird dargelegt, worin die Untersuchungsziele der einzelnen Hauptabschnitte bestehen und worin die Unterschiede im Vergleich zur Literatur bestehen.

1.2.3 Zielsetzung der Arbeit und der einzelnen Hauptabschnitte

Allgemeine Zielsetzung

Die meisten der erwähnten Arbeiten (Punkt (6.), Abschnitt 1.2.2), die entweder den Einfluß von Berechnungsmethoden auf Reaktorparameter behandeln oder in denen methodische Fragen berührt werden, weisen von der Thematik dieser Arbeit her gesehen folgende Mängel auf.

- (1.) In bezug auf den Voideffekt werden meistens nur einzelne Aspekte behandelt und häufig wird den Arbeiten, in denen methodische Fragen behandelt werden, nur der Einfluß neuer Methoden auf k_{eff} für den Normalfall behandelt und der Einfluß auf den Voideffekt wird nicht beachtet, dabei verhält sich k_V gegenüber methodischen Einflüssen meistens anders als k_N .
- (2.) In jeder Arbeit wird der Voideffekt eines anderen Systems (unterschiedliche Größe und Zusammensetzung) betrachtet. D.h. die in verschiedenen Arbeiten bestimmten Eigenschaften des Voideffektes sind kaum miteinander zu vergleichen.
- (3.) Ein weiterer Mangel ist, daß der Voideffekt mit neuen Methoden bestimmt wird, ohne daß das Ergebnis der alten Methode angegeben wird. Dies ist vor allem bei der Analyse von Experimenten zu beobachten.
- (4.) Mitunter werden gleichzeitig neue Methoden und neue Daten angewendet, wodurch es völlig unmöglich wird, den Einfluß der Methoden zu erkennen.

Bei den hier untersuchten Methoden, deren Einfluß auf den Voideffekt ermittelt wird, werden dagegen die eben erwähnten Mängel vermieden.

Durch folgende allgemeinen Ziele und Fragestellungen unterscheidet sich diese Untersuchung von den in der Literatur zugänglichen Arbeiten.

(Die speziellen Zielsetzungen der einzelnen Hauptabschnitte werden weiter unten angegeben).

- (1.) Das Hauptuntersuchungsziel ist der Voideffekt Δk_V , der sich aus der Differenz zweier k_{eff} -Werte ergibt.
- (2.) Es wird im wesentlichen ein- und dasselbe große System (ca. 1000MWe) untersucht. Für dieses System werden methodische Unsicherheiten bei der Berechnung des Voideffektes aufgespürt und nach ihrer Größe und Bedeutung klassifiziert. Weil immer das gleiche System untersucht wird, sind die einzelnen Untersuchungsergebnisse miteinander vergleichbar.

- (3.) Es wird darauf geachtet, daß bei dem Vergleich unterschiedlicher Berechnungsmethoden jeweils die gleichen Daten benutzt werden, damit der Einfluß der Methoden unverfälscht sichtbar wird.
- (4.) Es werden hauptsächlich Methoden in ihrem Einfluß untersucht, die speziell in Karlsruhe entwickelt wurden und die in Karlsruhe und bei den Institutionen benutzt werden, die mit Karlsruhe am Schnell-Brüter-Projekt zusammenarbeiten.
- (5.) Eine systematische Untersuchung des Einflusses von Berechnungsmethoden auf die Genauigkeit von Reaktorparametern ist von großer Wichtigkeit, denn es ist zu erwarten, daß große schnelle Brutreaktoren die Reaktoren der Zukunft sein werden, die dann auch von der einheimischen Industrie ingenieurmäßig hergestellt werden müssen. Mit Sicherheit wird dann ein Bedarf an Berechnungsmethoden bestehen, bei der von jeder die erreichbare methodische Genauigkeit bekannt ist. Denn dann können je nach gestellter Aufgabe und Genauigkeitsforderung die Methoden ausgewählt und verwendet werden, die den geringsten personellen und rechenzeitlichen Aufwand erfordern und somit die geringsten Kosten bei kleinstem ökonomischen Risiko verursachen.
- (6.) Schließlich, und das ist besonders wichtig, werden nicht nur die Unsicherheiten der in Karlsruhe verwendeten Berechnungsmethoden ermittelt, sondern es werden ihre Ursachen ergründet, und wo möglich Wege gezeigt, derartige Unsicherheiten zu vermeiden.
Insgesamt werden aus den Ergebnissen dieser Untersuchung eine Vielzahl von wichtigen Folgerungen gezogen, die allen zukünftigen Rechnungen durch Benutzung verbesserter Berechnungsmethoden zu gute kommen kann.

Zielsetzung der einzelnen Hauptabschnitte 1 bis 8

In bezug auf die Berechnung von k_{eff} und Δk_V muß zwischen zwei Arten von Berechnungen unterschieden werden.

- (1.) Berechnungen mit Methoden gleicher Qualität kommen in den Hauptabschnitten 2 und 3 zur Anwendung. Bei diesen Rechnungen interessieren hauptsächlich die einzelnen physikalischen Abhängigkeiten der Größen k_{eff} und Δk_V und nicht so sehr deren Genauigkeit.
- (2.) Berechnungen mit Methoden unterschiedlicher Qualität werden in den Hauptabschnitten 4, 5, 6 und 7 benutzt. Mit diesen Rechnungen wird ermittelt, wie groß der Einfluß einer qualitativ besseren also im allgemeinen genaueren Methode auf die Größen k_{eff} und Δk_V ist.

Im folgenden werden die in den einzelnen Hauptabschnitten untersuchten Fragestellungen umrissen. Es wird im einzelnen kurz erläutert, was an den Fragestellungen und Untersuchungen im Vergleich mit der Literatur oder überhaupt neu ist. Detaillierte Erklärungen der untersuchten Fragestellungen findet man in den entsprechenden Hauptabschnitten. Die Resultate sind, bis auf Ausnahmen, hier gleichfalls nicht angegeben; sie erscheinen in den Zusammenfassungen der einzelnen Abschnitte und die wichtigsten Ergebnisse sind im Hauptabschnitt 8, der abschließenden Zusammenfassung, angegeben.

Hauptabschnitt 1:

Abschnitt 1 ist eine Einführung, deren Aufbau und Sinn durch die Gliederung deutlich beschrieben ist.

Hauptabschnitt 2:

Für das betrachtete System wird eine umfassende Analyse und Erklärung des Voideffektes gegeben.

Teilaspekte einer Voideffektanalyse sind für jeweils unterschiedliche Systeme in der Literatur, Punkt (1.) des Abschnitts 1.2.2, zu finden.

Als neu kann man demzufolge die Vollständigkeit der Analyse für ein- und dasselbe große System bezeichnen. Um diese Analyse in dieser Vollständigkeit durchzuführen, mußten einige neue Programme geschrieben werden, die dem NUSYS-System eingeliedert worden sind. So z.B. Programme für die Berechnung der Energieabhängigkeit des Voideffektes, der Energieabhängigkeit der Leckageraten, oder ein Programm zur bilanzengerechten Modifizierung von Gruppenkonstanten, mit dem man u.a. den Reaktivitätsanteil des Voideffektes durch Änderung der Abbremsung in seinen elastischen und inelastischen Anteil zerlegen kann.

Neu ist die physikalisch anschauliche Art der Erklärung des Voideffektes mit Hilfe von Gesamtreaktionsraten oder effektiven makroskopischen Eingruppengrößen. Diese Form der Erklärung vermittelt ein besseres Verständnis für das neutronenphysikalische Geschehen des Voideffektes als die sonstigen meist auf störungstheoretischen Überlegungen beruhenden Erklärungen. Die in Hauptabschnitt 3 entwickelte Methode zur Erklärung und Abschätzung von Voideffektänderungen bei Systemveränderungen geht auf diese Art der Voideffekterklärung zurück.

Hauptabschnitt 3:

In dem Hauptabschnitt 3 wird der Einfluß einiger Systemveränderungen (Änderungen der Materialzusammensetzung und der Wirkungsquerschnitte) auf k_{eff} und Δk_V untersucht.

Über den Einfluß von Systemveränderungen dieser Art auf den Voideffekt existieren einige Arbeiten, die Punkte (2.) und (4.) des Abschnitts 1.2.2.

An den Ausführungen dieses Abschnitts ist folgendes neu:

- (1.) Der Einfluß einer Systemveränderung auf den Voideffekt wird aufgegliedert in den ursprünglichen Effekt und in den Effekt der Änderung der Anreicherung. Dabei zeigt sich, daß sich k_{eff} durchaus anders verhält als Δk_V .
- (2.) Es wird eine neue Methode angegeben, mit der man Voideffektänderungen infolge bestimmter Systemveränderungen erklären und im voraus gut abschätzen kann.
- (3.) Mit dieser Methode kann man den Einfluß einzelner Materialien an einer Voideffektänderung ermitteln. Damit ergibt sich die Möglichkeit für ein gegebenes System durch gezielte Materialauswahl den Voideffekt günstig zu beeinflussen.

Hauptabschnitt 4:

Dieser Abschnitt behandelt den Einfluß einer unterschiedlich guten Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte durch Multigruppenwirkungsquerschnitte auf k_{eff} und Δk_V .

Hier ist eine etwas ausführlichere Auseinandersetzung mit der Literatur angebracht.

Allgemeine Entwicklung:

Die allgemeine Entwicklung sei kurz umrissen.

Schon früheste Berechnungen schneller Reaktorsysteme [31,32,57] erfolgten mit speziellen Multigruppensätzen, so z.B. dem 11-Gruppen-Satz von Löwenstein und Okrent [57] und dem 16-Gruppen-Satz von Yiftah, Okrent und Moldauer (YOM) [70].

Diese Multigruppensätze waren jedoch unvollkommen, denn die Energieintervalle der Energiegruppen waren groß und die Resonanzstruktur der Wirkungsquerschnitte wurde kaum berücksichtigt.

Die weitere Entwicklung der Multigruppensätze zeigte folgende Merkmale:

- (1.) Die Energieintervalle wurden durch die Einführung von mehr Energiegruppen verfeinert, bzw. der Energiebereich der Gruppensätze wurde zu niedrigen Energien hin erweitert (z.B. der englische 33 Gruppensatz FD1 [72]).

(2.) Der Einfluß der Resonanzen auf die Gruppenwirkungsquerschnitte wurde in besseren Näherungen behandelt.

- a) Hummel und Rago [58,59,62] entwickelten den Code ELMOE mit dem der Einfluß der Streuresonanzen der leichten Materialien (O16, Na, Fe, Cr, Ni) bei hohen Energien auf Neutronentransport und Abbremsung berücksichtigt werden kann.
- b) Beeinflußt durch die Erfahrungen mit Dopplereffektberechnungen, wurde der Einfluß der Resonanzen der schweren Materialien, hauptsächlich der Einfang- und Spaltresonanzen von U238 und Pu239, auf deren Gruppenwirkungsquerschnitte berücksichtigt.

Nachdem die Bedeutung der Resonanzberücksichtigung für schnelle Systeme erkannt war, bemühte man sich um ihre Berücksichtigung in den Multigruppensätzen, so z.B. in [71,72,73]. Jede dieser methodischen Verbesserungen bewirkte Veränderungen der k_{eff} - und damit der Δk_V -Werte. Leider zeigen nur sehr wenige Arbeiten [40,63] wie groß die Änderungen im einzelnen waren. Die Arbeiten [59,60,61], in denen bessere Methoden (ELMOE) benutzt wurden, zeigen dagegen nur die neuen Ergebnisse.

Entwicklung in Karlsruhe:

Die Entwicklung in Karlsruhe verlief folgendermaßen:

Die ersten größeren Studien [1,34] schneller Systeme wurden gleichfalls unter Benutzung des 16-Gruppen-YOM-Satzes [70] durchgeführt. Nachdem die Bedeutung der Kernresonanzen auf die Gruppenwirkungsquerschnitte erkannt war, wurde der 26-Gruppensatz von Bondarenko et.al. [74] für die Karlsruher Programme verfügbar gemacht [75,76].

In diesem Gruppensatz wird der Einfluß der Resonanzen aller Reaktionstypen aller Materialien auf die Gruppenwirkungsquerschnitte (Resonanzselbstabschirmung) näherungsweise (σ_0 -Konzept) berücksichtigt.

Dieser Gruppensatz wurde von Küsters und Metzenroth [63] unter Benutzung neuester Kerndaten und eines Flußdichtewichtungsspektrums für ein natriumgekühltes System zum 26-Gruppen-KFK-Satz (KFK 26-10) umgewandelt.

Ferner untersuchten Küsters und Metzenroth in [63] den Einfluß verschiedener Flußdichtewichtungsspektren, darunter auch eines für den Voidfall des natriumgekühlten Systems, auf die Gruppenwirkungsquerschnitte für elastische Abbremsung und deren Wirkung auf k_{eff} und Δk_V . Außerdem wurden von ihnen mikroskopische Gruppenkonstanten für die Spaltung von Pu239 und Neutroneneinfang in Fe für verschiedene Flußdichtewichtungsspektren berechnet, nicht aber deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V .

Um die Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung methodisch besser zu berechnen, wurde von Froelich und Huschke [77,78] eine neue ELMOE-ähnliche Methode entwickelt, bei der die Resonanzselbstabschirmung unter Benutzung von Stoßdichtewichtungsspektren in R-Konzeptnäherung bestimmt wird.

Die Ausführungen zu Hauptabschnitt 4 zeigen eine Reihe von neuen Untersuchungen und Ergebnissen.

Betrachtung der Gruppenwirkungsquerschnitte für elastische Abbremsung ($\Sigma_{bel}, \sigma_{bel}$):

- (1.) Bei gleichem Stoßdichtewichtungsspektrum wird der Einfluß der verschiedenen Konzepte (R- und σ_0 -Konzept) für die Bestimmung der effektiven Gruppenwirkungsquerschnitte für elastische Abbremsung auf k_{eff} und Δk_V bestimmt.
- (2.) Die wesentlichsten Ursachen für die Unterschiede der Σ_{bel} (einzelner Materialien und Materialkombinationen) im σ_0 - und im R-Konzept werden gezeigt.
- (3.) Das unterschiedliche Verhalten des σ_0 - und des R-Konzepts in bezug auf die Resonanzabschirmung wird ermittelt.
- (4.) Weil auch das R-Konzept nur in Verbindung mit einem Wichtungsspektrum (Stoßdichtespektrum) benutzt werden kann, wird der Einfluß verschiedener Stoßdichtespektren auf Σ_{bel} , k_{eff} , Δk_V und die Gruppenflüsse im Rahmen des R-Konzepts untersucht und mit dem Einfluß der gleichen Spektren im σ_0 -Konzept verglichen.
- (5.) Durch Verwendung systemeigener Stoßdichtespektren (eines für den Normalfall und eines für den Voidfall) zur Berechnung der Σ_{bel} werden konsistente Voideffekte berechnet und mit nichtkonsistenten Voideffekten (systemfremde Wichtungsspektren) verglichen.
- (6.) Es wird gezeigt, daß das σ_0 -Konzept verglichen mit dem R-Konzept zur Bestimmung resonanzabgeschirmter elastischer Bremsquerschnitte ungeeignet ist. Damit wird die zeitweise nahezu gleichberechtigte Existenz beider Konzepte in bezug auf die Σ_{bel} zugunsten des R-Konzepts beseitigt.
(Die Gleichrangigkeit beider Konzepte wurde dadurch gestützt, daß sich für dampfgekühlte schnelle Systeme nur sehr kleine Unterschiede in k_{eff} bei der Verwendung beider Konzepte ergaben [9,77], was bei natriumgekühlten Systemen nicht der Fall ist.)
- (7.) Durch die Verwendung und Herstellung verschiedener Wichtungsspektren werden eine Reihe von Erkenntnissen gewonnen, so zum Beispiel über die Anwendung eines neuen Wichtungsspektrums zur Bestimmung der Σ_{bel} einer ganzen Mischung oder über das Verhalten von Wichtungsspektren bei deren Iteration.

Untersuchung der Gruppenwirkungsquerschnitte für Einfang (Σ_c, σ_c), Spaltung (Σ_f, σ_f), unelastische Streuung (Σ_{in}, σ_{in}) und Transport (Σ_{tr}, σ_{tr}):

- (8.) Für die aufgeführten Reaktionstypen wurden die Gruppenwirkungsquerschnitte mit verschiedenen Stoß- und Flußdichtespektren berechnet.
Die Änderungen der Gruppenwirkungsquerschnitte und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V wurden ermittelt.
- (9.) Mit Hilfe dieser Gruppenwirkungsquerschnitte wurde der konsistente Voideffekt berechnet.
(Bestimmung der Gruppenkonstanten des Normalfalls mit einem Normalspektrum bzw. des Voidfalls mit einem Voidspektrum.)
- (10.) Es werden Schlußfolgerungen gezogen, die speziell für natriumgekühlte schnelle Systeme und die neuen Standardgruppensätze [78] gelten.

Hauptabschnitt 5:

Hier wird der Einfluß einer unterschiedlich guten Approximation der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses auf k_{eff} und Δk_V untersucht.

Vergleiche der Ergebnisse von S_N - und Diffusionsrechnungen bis zur Ordnung $M=4$ findet man in der Literatur [54,57] für kleine Systeme und kritische Anordnungen, wobei in [57] keine Angaben über den Voideffekt vorhanden sind.

Neu in diesem Abschnitt ist folgendes:

- (1.) Für ein großes System wird hauptsächlich der Voideffekt Δk_V und dessen Änderungen für S_N - und Diffusionsrechnungen untersucht. Dabei werden die Ergebnisse von zwei verschiedenen in Karlsruhe verfügbaren S_N -Programmen [79,80] mit denen von Diffusionsrechnungen [76] verglichen.
- (2.) Die Anzahl der Winkelgruppen N bei den S_N -Rechnungen nimmt folgende Werte an:
 $N=2,4,6,8$ und 16 .

Der Vollständigkeit halber wird der Voideffekt dieser Rechnungen noch mit dem Voideffekt einer Störungsrechnung verglichen.

Hauptabschnitt 6:

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses, d.h. einer genauen Berücksichtigung der Geometrie eines Reaktors, auf k_{eff} und Δk_V untersucht.

Erster Teil: Bestimmung von k_{eff} und Δk_V für ein zylindrisches Zwei-Zonen-Core-System mit ein- und zweidimensionalen Rechnungen.

Es wird eine echt zweidimensionale Geometrie, ein Zwei-Zonen-Core-System untersucht, für das die Benutzung von Separationsansätzen (eindimensionale Programme) noch problematischer ist als für Ein-Zonen-Core-Systeme.

In der Literatur findet man einige Hinweise, wie man mit eindimensionalen Programmen zwei- oder gar dreidimensionale Gebilde (meist Ein-Zonen-Core-Systeme) berechnet [10,28,47,49,50,66,81]. Im allgemeinen fehlen aber Bezugsangaben, an denen man ermesen kann, wie gut die jeweils praktizierte Methode in bezug auf k_{eff} ist. Gleichfalls sind kaum Angaben über den Einfluß solcher Methoden auf den Voideffekt zu finden.

Die in der Literatur zu findenden Voideffektberechnungen für zweidimensionale Geometrien [27,28] sind meist mit Störungsrechnung und mit wenigen Energiegruppen durchgeführt, und sie enthalten keine Angaben über die Genauigkeit solcher Rechnungen.

Neu an den Ausführungen zu diesem Fragenkreis sind folgende Punkte:

- (1.) Es wird eine spezielle Methode angegeben und deren Genauigkeit untersucht, mit eindimensionalen Diffusionsrechnungen für zweidimensionale Geometrien k_{eff} und Δk_V zu berechnen, wobei die Gültigkeit von Separationsansätzen für Zwei-Zonen-Core-Geometrien vorausgesetzt wird.
- (2.) Diese eindimensionalen Diffusionsrechnungen werden mit 26 Energiegruppen durchgeführt und die Ergebnisse werden mit denen zweidimensionaler 26-Gruppen-diffusionsrechnungen verglichen.
- (3.) Zusätzlich werden die Ergebnisse zweidiemsnionaler 6-Gruppenrechnungen (Kondensation von 26 auf 6 Gruppen) mit den Ergebnissen von zweidimensionalen 26-Gruppenrechnungen verglichen.

Zweiter Teil: Es wird der Einfluß der heterogenen Struktur eines natriumgekühlten Leistungsreaktors auf k_{eff} und Δk_V untersucht.

In einigen Arbeiten [52,54,64,65,67,68,69,82,83] werden verschiedene Methoden der Berechnung von Heterogenitätseffekten beschrieben und in den meisten Fällen auf kritische Experimente nicht aber auf schnelle Leistungsreaktoren angewendet, entweder weil man erwartet, daß die Effekte zu klein sind, oder weil man mit den entsprechenden Programmen nur Plattengeometrien behandeln kann. Bei Storrer und

Khairallah [65,67,68] findet man auch eine Abschätzung des Einflusses der heterogenen Struktur auf den Voideffekt schneller Leistungsreaktoren.

Neu an der hier vorgenommenen Untersuchung ist folgendes:

Es werden die Heterogenitätseffekte auf die k_{eff} - und Δk_V -Werte eines großen kompakten natriumgekühlten Leistungsreaktors bestimmt, wobei ein Karlsruher Programm [82,83] benutzt wird, das methodisch genauer als andere Verfahren ist. Zusätzlich werden die gruppenabhängigen Reaktivitätsänderungen auf k_N und k_V aufgezeigt, die bei Berücksichtigung der Heterogenitäten auftreten.

Hauptabschnitt 7:

Hier wird untersucht, ob der mögliche Einfluß der Spaltspektren, die von der Energie der spaltungsauslösenden Neutronen und den Spaltmaterialien abhängen, auf k_{eff} und Δk_V methodisch besser berücksichtigt werden muß, was in Verbindung mit dem Voideffekt noch nicht getan wurde.

Hauptabschnitt 8:

In diesem Abschnitt werden zunächst die wichtigsten Resultate der einzelnen Hauptabschnitte angegeben. Im zweiten Teil werden alle Korrekturen für k_{eff} und Δk_V zusammengestellt, die sich aus den in den einzelnen Abschnitten erkannten Einflüssen verbesserter Berechnungsmethoden ergeben können.

1.3 Durchführung der Untersuchung

Um die Einflüsse unterschiedlicher Berechnungsmethoden auf k_{eff} und Δk_V vergleichen zu können, müssen einige Voraussetzungen erfüllt sein.

Untersuchungsvoraussetzungen

- (1.) Energieabhängigkeit: Bei der Untersuchung des Einflusses einer unterschiedlichen Bestimmung der Gruppenwirkungsquerschnitte werden die Kerndaten, d.h. die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der betrachteten Materialien nicht verändert.
- (2.) Winkel- und Ortsabhängigkeit: Bei der Untersuchung einer unterschiedlichen Berücksichtigung der Winkel- und Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses und der Reaktionsraten werden die Gruppenwirkungsquerschnitte konstant gehalten.

(3.) Damit ein echter Vergleich der Berechnungsmethoden ermöglicht wird, muß jeweils das gleiche System, gleiche Geometrie und Zusammensetzung untersucht werden.

Das Standardsystem

Der Einfluß der Berechnungsmethoden auf k_{eff} und Δk_V wird im wesentlichen an ein- und demselben System ermittelt.

Das Standardsystem entspricht in Größe und Zusammensetzung ungefähr einem natriumgekühlten schnellen Brutreaktor mit einer Leistung von ca. 1000MWe. Dieses System ist im Vergleich zu einem realen System vereinfacht, damit man alle interessierenden Eigenschaften leicht und sicher berechnen und untersuchen kann.

Geometrie und Aufbau:

Das Standardsystem hat ein kugelförmiges Einzonencore, das von einem 40 cm dicken Blanket umgeben ist. Diese Geometrie kann in den Rechnungen exakt berücksichtigt werden. Wegen der Kugelgeometrie wird die Benutzung eindimensionaler Codes nicht durch zusätzliche Probleme einer Bucklingbestimmung für abseparierte Ortsvariable erschwert. (Aber auch auf diese Fragen wird in Abschnitt 6 eingegangen.)

Dennoch kann man an diesem System sehr viele der interessierenden Fragen untersuchen.

In vielen Fällen genügen sogar nur nulldimensionale (fundamental mode) Rechnungen, bei denen die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses durch ein Buckling berücksichtigt wird.

Radius des kritischen Cores:	$R_c = 94.52 \text{ cm}$
Dicke des Blankets:	$D_B = 40.0 \text{ cm}$
Buckling für den Normalfall	$B_N^2 = 7.4812 \cdot 10^{-4}$
Buckling für den Voidfall	$B_V^2 = 6.8564 \cdot 10^{-4}$

Zusammensetzung:

Bei der Auswahl der Zusammensetzung wurden drei Ziele verfolgt.

- 1.) Die Zusammensetzung soll so einfach wie möglich gehalten werden.
- 2.) Dennoch sollen alle wesentlichen Reaktormaterialien berücksichtigt werden.
- 3.) Wegen spezieller Untersuchungen sollten nach Möglichkeit nur Materialien ausgewählt werden, deren Kerndaten auf dem Datenband KEDAK [84] gespeichert sind.

So enthält das Strukturmaterial nur Eisen, Chrom und Nickel. Die gewählte Zusammensetzung kommt dem hochwarmfesten 16/13 Chrom-Nickel-Stahl recht nahe und ähnelt ferner dem Stahl mit der amerikanischen Bezeichnung SS304.

Der Brennstoff besteht aus Uran- und Plutoniumoxid, wobei das Uran nur durch das Isotop U238 und das Plutonium durch die Isotope Pu239 und Pu240 vertreten ist. Die relative Plutoniumzusammensetzung ist:

$$(Pu239):(Pu240) = q_9 : q_0 = 0,676 : 0,324, \text{ wobei } q_9 + q_0 = 1$$

(Der Einfluß der höheren Plutoniumisotope kann unter Benutzung der Ergebnisse des Abschnitts 3 leicht ermittelt werden.)

Das Atomzahlverhältnis der Brutmaterialien U238 und Pu240 zum Spaltmaterial Pu239 beträgt $y_T = 6,2635$, das bedeutet eine Brennstoffanreicherung von 13,76%.

Die Brennstoffdichte beträgt 90% seiner theoretischen Dichte. Die Spaltproduktkonzentration ergab sich aus einem angenommenen mittleren Abbrand von 5 Atomprozent der Brennstoffatome, d.h. ca. 50000 MWd/to.

Tabelle 1.3.1 zeigt die Volumenanteile der einzelnen Materialien in Core und Blanket.

Material	Core	Blanket
Natrium	0,50	0,30
Brenn-Brutstoff	0,30	0,50
Struktur- u. Hüllmaterial	0,20	0,20

Tabelle 1.3.1: Volumenanteile der Materialien des Standardsystems

In Tabelle 1.3.2 (Anhang) sind die Teilchenzahlkonzentrationen für Core und Blanket zusammengestellt.

Regelstabmaterial ist im Standardsystem nicht enthalten, jedoch wird dessen Einfluß auf Δk_V in Abschnitt 3 untersucht.

Die drei Bedingungen für die Auswahl der Zusammensetzung sind recht gut erfüllt. Nur die Daten des Pu240 und der Spaltprodukte sind nicht auf dem KEDAK-Band verfügbar.

Mit Hilfe des Standardsystems können nicht alle Fragen untersucht werden. Deshalb wird in Abschnitt 6 auch eine echt zweidimensionale Konfiguration eines Na1-Entwurfs untersucht. Alle Angaben zu diesem System befinden sich entweder in Abschnitt 6 oder im Anhang.

Benutzte Gruppensätze und Kerndaten

Die Untersuchung erfolgte unter Benutzung der Karlsruher 26-Gruppen-Sätze, dem KFK-Satz [763], dem KFK-NAP-Satz [78] und einem Vorläufer des KFK-NAP-Satzes. Bei der Bearbeitung von Fragen der Gruppenwirkungsquerschnittsbestimmung wurden die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte der zugehörigen KEDAK-Bänder [84] benutzt.

Benutzte Programme

Ein großer Teil der Untersuchungen konnte im Rahmen des NUSYS-Programm-Systems [76] nach Bereitstellung und Einfügung einer Reihe zusätzlicher Programme vorgenommen werden.

Eine Übersicht aller benutzten Programme befindet sich im Anhang. Die Rechnungen wurden hauptsächlich auf der IBM 7074 und zu einem kleinen Teil auf der IBM 360/65 durchgeführt.

Bemerkung:

Alle Zahlen, wie k_{eff} , Δk_V , Σ -Werte und Reaktionsraten, die im folgenden angegeben werden, sind - wenn nicht ausdrücklich anders vermerkt - mit dem 26-Gruppen-KFK-Satz [763] bestimmt worden.

Die Ermittlung der k_{eff} -Werte bzw. Reaktionsraten erfolgte immer - wenn nicht ausdrücklich anders vermerkt - mit ein- oder nulldimensionaler Multigruppendiffusionsrechnung; eindimensionale Rechnungen immer dann, wenn die Ortsabhängigkeit irgendwelcher Effekte interessiert, sonst genügen nulldimensionale Rechnungen.

2. Der Voideffekt des Standardsystems, seine Erklärung und Analyse

2.1 Der Voideffekt des Standardsystems

Im Normalzustand ist das Natrium in der vorgesehenen Konzentration im System enthalten. Die Zusammensetzung und Größe des Systems ist derart gewählt, daß im Normalzustand der Multiplikationsfaktor $k_{\text{eff}} = k_N = 1$, ist (eindimensionale Diffusionsrechnung). Wenn die Natriumkonzentration des Systems verringert wird, ändert sich der Multiplikationsfaktor k_{eff} . Diese k_{eff} -Änderung bei Verringerung der Natriumkonzentration wird allgemein als "Voideffekt" bezeichnet.

Es ist unmöglich, die k -Abhängigkeit für alle Möglichkeiten der Konzentrationsänderungen des Natriums in Abhängigkeit vom Ort zu bestimmen und zu untersuchen.

Folgende Auswahl wurde getroffen:

- (1.) Das Natrium fehlt im gesamten System (Core und Blanket). Mit eindimensionaler Diffusionsrechnung ergibt sich ein $k_{\text{eff}} = 1.02572$
- (2.) Das Natrium fehlt im Core des Systems. Mit eindimensionaler Diffusionsrechnung resultiert ein $k_{\text{eff}} = k_V = 1.02801$. Der resultierende Voideffekt ist $\Delta k_V = k_V - k_N = 0.02801$.
- (3.) Die Konzentration des Natriums wird gleichmäßig im gesamten Core verkleinert, ausgehend von der Dichte im Normalzustand bis zur Konzentration 0. Die berechneten k_{eff} -Werte zeigen ein nahezu lineares Anwachsen mit abnehmender Natriumkonzentration, Abb. 2.1.1. Deshalb kann man k_{eff} als Funktion der relativen Natriumkonzentration durch $k_{\text{eff}}(\rho_r^{\text{Na}}) = k_N + (1 - \rho_r^{\text{Na}}) \cdot \Delta k_V$ approximieren. Mit $k_N = 1$, ergibt sich $k_{\text{eff}}(\rho_r^{\text{Na}}) = 1 + (1 - \rho_r^{\text{Na}}) \cdot \Delta k_V$.

Dabei ist $\rho_r^{\text{Na}} = \frac{\rho_{\text{Na}}}{\rho_{\text{normal}}}$; die Werte von ρ_r^{Na} liegen zwischen 1. und 0.;

$\rho_r^{\text{Na}} = 1$, bedeutet Normalzustand; $\rho_r^{\text{Na}} = 0$, bedeutet Voidzustand. Δk_V ist nach Punkt (2.) der Reaktivitätszuwachs bei Natriumverlust im Core, $\Delta k_V = k_V - k_N$.

Wegen des linearen Zusammenhangs zwischen dem Multiplikationsfaktor $k_{\text{eff}}(\rho_r^{\text{Na}})$ und der relativen Natriumkonzentration ρ_r^{Na} für das Core, kennt man mit Δk_V auch den Kühlmitteldichtekoeffizienten $\frac{dk_{\text{eff}}}{d\rho_r^{\text{Na}}}$ und mit $\rho_r^{\text{Na}} = f(T)$, $T = \text{Temperatur}$, kennt man auch den Reaktivitätskoeffizienten der thermischen Kühlmittelausdehnung $\frac{dk_{\text{eff}}}{dT}(\text{Na})$.

Mit der Untersuchung der Größe Δk_V hat man folglich gleich drei der wichtigsten vom Kühlmittel herrührenden Reaktivitätseffekte erfaßt.

In den folgenden Abschnitten wird Δk_V , gemäß Punkt (2.) mit Voideffekt bezeichnet, eingehend untersucht und analysiert.

2.2 Erklärung und Analyse des Voideffekts

Das physikalische Geschehen das den Voideffekt Δk_V verursacht, wird in diesem Abschnitt auf verschiedene Weise erklärt. Die einzelnen Erklärungen unterscheiden sich voneinander durch physikalische Anschaulichkeit und Zweckmäßigkeit (z.B. bei der Erklärung von Voideffektänderungen bei Systemänderungen).

Außerdem wird die Struktur des Voideffekts analysiert. Dazu werden die Beiträge der einzelnen Reaktionstypen, Energiegruppen und Ortsbereiche zum gesamten Voideffekt ermittelt, wodurch insgesamt das Verständnis des Voideffekts vertieft wird.

2.2.1 Unterschiede der Wirkungsquerschnitte und Reaktionsraten zwischen Normal- und Voidfall.

Wenn man das Natrium aus dem Core entfernt, ändern sich die makroskopischen Gruppenwirkungsquerschnitte (G.W.Q.) der Coremischung und damit die Reaktionsraten des gesamten Systems; die Folge ist der Voideffekt Δk_V , eine Änderung des Wertes von k_{eff} .

Um zu einem Verständnis des Voideffekts zu gelangen, ist es notwendig zu wissen, wie sich die G.W.Q. im einzelnen ändern, wie die Wirkungsquerschnitte von der Energie abhängen und wie dadurch die Reaktionsraten beeinflusst werden.

G.W.Q.-Änderungen bei Entfernung des Natriums

Die Änderungen der G.W.Q. werden verursacht durch

- a) Änderungen der G.W.Q.-Typen, an denen das Natrium Anteil hat
- b) Änderungen der Resonanzselbstabschirmung aller Nicht-Natrium-Materialien.

Zu a): Beim Natrium haben die Querschnittstypen Σ_{bel} , Σ_{bin} , Σ_c und Σ_{tr} von Null verschiedene Wirkungsquerschnitte. Im Bereich hoher Neutronenenergien (Energiegruppen 1 bis 10) beträgt der Natriumanteil an Σ_{bel} ca. 24%, für Σ_{tr} ca. 20%, für Σ_{bin} ca. 18% und für Σ_c ca. 0.3%, Tabelle 2.2.1.

Zu b): Die Entfernung des Natriums aus dem Core bedeutet für alle anderen Materialien eine Zunahme ihrer relativen Konzentration. Demzufolge wird die Resonanzselbstabschirmung aller anderen Materialien größer und die effektiv wirksam werdenden Wirkungsquerschnitte werden kleiner.

Diese G.W.Q.-Verringerungen, Tabelle 2.2.2, sind im allgemeinen klein. Bei höheren Energien (Gruppe 1 bis 18) sind sie, bis auf Ausnahmen (3%), meist kleiner als 1%; für kleinere Energien sind sie im Mittel etwas größer. D.h. es gilt ganz allgemein für alle Reaktionstypen und Energiegruppen $\Sigma(\text{void}) \leq \Sigma(\text{normal})$; also auch z.B. für Σ_f , obwohl Σ_f für Natrium identisch Null ist.

Zusammenfassend lässt sich sagen:

Bei Entfernung des Natriums zeigen die makroskopischen Gruppenkonstanten der Coremischung Σ_{bel} , Σ_{tr} und Σ_{bin} die größten Änderungen.

Gruppenabhängigkeit der makroskopischen G, W, Q der Coremischung:

Die Abbildungen 2.2.1 bis 2.2.5 geben Auskunft über den gruppen- und materialabhängigen Verlauf aller wichtigen Reaktionstypen.

Fast alle Reaktionstypen nehmen mit wachsender Energie, d.h. mit fallender Gruppenordnungszahl stark ab. Ausnahmen sind: Σ_{bin} , Σ_{f} und $\nu\Sigma_{\text{f}}$ (die Spaltung von Pu 240 und U 238 bewirkt ein Ansteigen der Σ_{f} und $\nu\Sigma_{\text{f}}$ bei hohen Energien) und Σ_{c} (n-p- und n- α -Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitte in Σ_{c} enthalten sind, verursachen gleichfalls für hohe Energien ein Anwachsen von Σ_{c}).

Der unterschiedliche Verlauf der Reaktionstypen Σ_{c} , Σ_{f} und $\nu\Sigma_{\text{f}}$ in Abhängigkeit von der Energie bestimmt das Verhalten von k_{eff} bei Entfernung des Natriums, wie noch gezeigt wird.

Σ_{c} , Abb. 2.2.4, fällt mit wachsender Energie stärker ab als Σ_{f} , Abb. 2.2.5.

Die Größe $\alpha_i = \frac{\Sigma_{\text{c},i}}{\Sigma_{\text{f},i}}$ der Gesamtmischung verdeutlicht dieses Verhalten, Abb. 2.2.6.

Das Verhältnis $\eta_i = \frac{\nu\Sigma_{\text{f},i}}{\Sigma_{\text{c},i} + \Sigma_{\text{f},i}}$, die gruppenabhängige Neutronenausbeute der gesamten Mischung, nimmt zunächst mit wachsender Energie im wesentlichen ab und nimmt im Bereich hoher Energien erheblich zu, Abb. 2.2.7.

Die Größen α_i und η_i ändern sich beim Übergang zum Voidzustand nur wenig, weil sich die $\Sigma_{\text{c},i}$, $\Sigma_{\text{f},i}$ und $(\nu\Sigma_{\text{f}})_i$ nur wenig ändern.

Tabelle 2.2.3 zeigt die prozentualen Anteile an einigen makroskopischen Gruppenkonstanten für die wichtigsten Materialien oder Materialkombinationen, auf die in den Abschnitten 4. und 6. verwiesen wird. Diese Angaben werden durch die Abbildungen 2.2.1 bis 2.2.5 ergänzt.

Gruppe	$\Sigma \text{Na}_{\text{rem}} [\%]$	$\Sigma \text{Na}_{\text{bel}} [\%]$	$\Sigma \text{Na}_{\text{bin}} [\%]$	$\Sigma \text{Na}_{\text{tr}} [\%]$	$\Sigma \text{Na}_{\text{c}} [\%]$	$\Sigma \text{Na}_{\text{tot}} [\%]$
1	18,04	19,43	21,42	17,51	12,69	14,35
2	15,91	17,36	17,93	16,02	3,49	13,31
3	14,06	26,30	12,86	15,62	0,23	15,96
4	13,14	24,31	10,92	18,45	0,29	19,06
5	24,14	23,74	30,61	21,57	0,22	21,90
6	19,28	18,86	35,26	23,78	0,38	20,32
7	25,50	31,49	0,	19,76	0,53	20,19
8	18,72	24,11		15,93	0,38	15,55
9	27,10	34,93		15,70	0,26	17,18
10	22,48	31,38		16,79	0,22	11,85
11	22,70	31,50		16,28	0,23	14,78
12	30,98	47,48		17,30	0,34	17,72
13	32,70	40,01		68,25	10,82	67,95
14	11,66	21,88		13,79	0,96	13,73
15	7,41	19,74		9,78	0,34	8,60
16	5,87	18,91		9,11	0,31	8,11
17	4,18	19,62		8,61	0,28	4,53
18	2,40	19,10		7,33	0,21	4,72
19	2,39	19,75		7,70	0,24	2,65
20	1,15	18,88		6,58	0,23	2,19
21	1,75	18,51		7,27	0,26	2,69
22	7,95	19,25		9,60	3,08	9,73
23	1,14	19,22		7,01	0,28	0,53
24	0,92	18,80		5,63	0,36	3,83
25	0,24	19,30		2,18	0,26	1,46
26	0,25	0,	0,	2,72	0,53	2,78

Tabelle 2.2.1: Gruppenabhängige prozentuale Anteile der Natriumquerschnitte an den einzelnen makroskopischen Wirkungsquerschnittstypen des Standardsystems

Gruppe	$\frac{\Sigma f, V}{\Sigma f, N}$	$\frac{(v \Sigma f) V}{(v \Sigma f) N}$	$\frac{\Sigma c, V}{\Sigma c, N}$	$\frac{\Sigma tr, V}{\Sigma tr, N}$	$\frac{\Sigma bel, V}{\Sigma bel, N}$
1	1.	1.	0.9987	0.9991	0.9976
2	1.	1.	0.9982	0.9986	0.9976
3	1.	1.	0.9995	0.9969	0.9961
4	1.	1.	0.9998	0.9922	0.9949
5	1.	1.	0.9993	0.9917	0.9942
6	1.	1.	0.9981	0.9814	0.9787
7	1.	1.	0.9979	0.9972	0.9989
8	1.	1.	0.9988	0.9957	0.9982
9	1.	1.	0.9980	0.9909	0.9957
10	1.	1.	0.9986	0.9860	0.9998
11	0.9998	0.9998	0.9962	0.9855	0.9981
12	0.9996	0.9996	0.9910	0.9975	0.9986
13	0.9885	0.9885	0.9259	0.9749	0.9955
14	0.9955	0.9955	0.9716	0.9957	0.9995
15	0.9956	0.9956	0.9769	0.9961	0.9996
16	0.9920	0.9920	0.9798	0.9960	0.9997
17	0.9940	0.9940	0.9795	0.9973	0.9998
18	0.9850	0.9850	0.9820	0.9937	0.9996
19	0.9953	0.9953	0.9849	0.9959	0.9997
20	0.9960	0.9960	0.9790	0.9947	0.9996
21	0.9940	0.9940	0.9816	0.9959	0.9999
22	1.	1.	0.9997	0.9999	1.
23	1.	1.	0.9662	0.9895	0.9991
24	0.9976	0.9976	0.9884	0.9938	0.9997
25	0.9947	0.9947	0.9925	0.9763	0.9999
26	1.	1.	1.	1.	

Tabelle 2.2.2: $\frac{\Sigma_V^R}{\Sigma_N^R}$ zeigt den Einfluß der Resonanzabschirmung auf die makroskopischen Wirkungsquerschnitte der Nicht-Natrium-Materialien (R), V-Voidfall, N-Normalfall

Gruppe	Σ_{tr}^{016} [%]	Σ_{tr}^{Brenn} [%]	Σ_{bel}^{016} [%]	Σ_{bel}^{Struk} [%]	Σ_f^{Pu239} [%]	Σ_c^{SPP} [%]	Σ_c^{Brenn} [%]
1	15.56	27.33	61.82	16.82	25.50	0.07	0.81
2	16.39	28.48	65.00	15.61	31.17	0.37	4.13
3	18.48	27.93	45.29	25.44	32.47	2.39	28.85
4	17.80	27.32	55.64	17.98	35.98	4.58	77.78
5	32.50	20.51	62.43	12.14	66.06	3.81	89.52
6	28.98	21.52	66.05	13.18	85.47	4.93	86.69
7	29.85	24.94	49.63	15.37	96.57	5.80	85.88
8	22.42	29.28	48.27	22.64	98.58	5.37	88.45
9	19.03	29.83	40.46	19.37	99.17	5.75	85.54
10	18.74	32.45	46.35	16.10	99.47	5.26	87.91
11	15.61	28.93	35.43	28.03	99.49	6.11	83.65
12	10.30	20.73	22.79	26.11	99.60	7.43	81.51
13	5.09	10.33	33.29	22.03	100.	7.21	77.76
14	15.39	25.07	38.53	34.49	100.	8.94	75.80
15	13.06	30.82	37.59	38.13	100.	10.31	87.69
16	13.04	26.46	36.58	39.32	100.	19.20	78.43
17	12.34	28.79	36.86	40.16	100.	13.61	84.00
18	10.48	37.50	36.37	39.71	100.	18.32	79.79
19	10.98	35.28	36.28	39.59	100.	11.73	86.03
20	9.30	40.27	33.15	36.16	100.	11.88	86.05
21	10.19	29.55	36.63	39.97	100.	34.02	63.58
22	13.31	22.32	36.38	39.69	100.	27.52	43.81
23	9.58	39.42	36.18	39.46	100.	9.36	88.00
24	7.56	54.72	38.83	37.41	100.	1.94	94.75
25	2.89	82.57	41.14	35.80	100.	0.80	96.82
26	3.55	77.62	0.	0.	100.	2.89	92.21

Tabelle 2.2.3: Gruppenabhängige prozentuale Anteile einiger Wirkungsquerschnittstypen für einige Materialien für das Standardsystem, SPP - Spaltproduktpaare, Brenn - Pu239 + Pu240 + U238, Struk - Strukturmaterialien

Unterschiede der Neutronenflüsse und Reaktionsraten zwischen Normal- und Voidfall

Beim Übergang zum Voidfall ist die Änderung der makroskopischen G.W.Q. $\Sigma_{\text{bel},i}$, $\Sigma_{\text{bin},i}$ und $\Sigma_{\text{tr},i}$ am größten.

Diese G.W.Q.-Änderungen verursachen folgende Veränderungen des Neutronenflusses und der Reaktionsraten:

Durch die reduzierte Abbremsung von Neutronen, infolge verkleinerter $\Sigma_{\text{bel},i}$ und $\Sigma_{\text{bin},i}$ im Voidfall, resultiert eine Verschiebung des Neutronenflußspektrums zu höheren Energien.

Diese Verschiebung zeigt sich im Neutronenfluß und in den Reaktionsraten für Einfang, Spaltung, Produktion und Leckage. Die verkleinerten Transportquerschnitte, $\Sigma_{\text{tr},i}$, bewirken eine Vergrößerung der Neutronenleckage aus dem Core.

In der Abbildung 2.2.8, sind die über das Core gemittelten Gruppenflüsse ϕ_i für den Normal- und Voidfall über den Ordnungszahlen der Energiegruppen aufgetragen, d.h. die Summe der ϕ_i über alle Gruppen, sind jeweils auf 1. normiert; diese Normierung wird für alle Reaktionsraten beibehalten.

Die Abbildung 2.2.8 zeigt die Verschiebung des Neutronenflusses zu höheren Energien beim Voidfall, d.h. $\phi_i^V > \phi_i^N$ für kleine i (also hohe Energien) und $\phi_i^V < \phi_i^N$ für große i .

Die Reaktionsraten für Einfang (Σ_c), Spaltung (Σ_f) und Produktion ($\nu\Sigma_f$), Abbildungen 2.2.9 und 2.2.10, zeigen das gleiche Verhalten, wie die Neutronenflüsse, weil sich die zugehörigen Wirkungsquerschnitte für den Normal- und Voidfall kaum unterscheiden.

Im Normalfall ist die Leckage, Abbildung 2.2.11, von Neutronen aus dem Core im Bereich hoher Energien (Gruppen 1 - 15) positiv. Im Bereich niedrigerer Energien (Gruppen 16 - 26) gibt es einen Rückstrom von Neutronen aus dem Blanket in das Core, d.h. die Leckage für das Core wird negativ. Insgesamt ergibt sich im Normalfall eine positive Gesamtleckage aus dem Core.

Im Voidfall nimmt die Leckage von Neutronen aus dem Core im Bereich hoher Energien noch zu, es nimmt aber auch der Rückstrom bei niedrigeren Energien zu. Die Leckage wird bei hohen Energien (Gruppen 1 - 9) positiver und bei kleineren Energien (Gruppen 13 - 17) negativer. Insgesamt ist die Gesamtleckage im Voidfall größer, d.h. positiver als im Normalfall. Auch hier ist für den Voidfall eine Verlagerung des Maximums der positiven Leckage zu höheren Energien hin zu beobachten.

Die Verschiebung des Neutronenflußspektrums und der Reaktionsraten kann man durch die Angabe von "Halbwertsenergien" deutlich machen.

Dabei ist die Halbwertsenergie der Energiewert bis zu dem die Integration der Raten oder Flüsse von der oberen Grenzenergie ($E_0 = 10,5 \text{ MeV}$) her durchzuführen ist, um die Hälfte des jeweiligen Gesamtintegrals zu erhalten. In der Tabelle 2.2.4 sind die Halbwertsenergien zusammengestellt.

Neben der Spektralverschiebung für den Voidfall zeigen die Halbwertsenergien außerdem in welchem Energiebereich sich der Hauptteil der jeweils betrachteten Reaktionen ereignen.

So liegt der Hauptteil der Leckage im Bereich hoher Energien (380 keV), während der Hauptteil der Einfangreaktionen bei niederen Energien (25 keV) auftritt, der der Spaltungsreaktionen liegt dazwischen (170 keV).

Halbwertsenergien (keV)		
Reaktionstyp	Normalfall	Voidfall
Fluß	133.4	158.08
$\Sigma_c \cdot \phi$	25.49	39.83
$\Sigma_f \cdot \phi$	165.00	217.91
$\nu \Sigma_f \cdot \phi$	171.37	230.96
Leckage	383.10	481.61

Tabelle 2.2.4: Halbwertsenergien für den Normal- und Voidfall für verschiedene Reaktionstypen.

2.2.2 Physikalisch anschauliche Erklärung des Voideffekts

Mit den Ausführungen des vorhergehenden Abschnitts ergibt sich folgende Erklärung für den Voideffekt.

Im Normalfall ist $k_N = 1$; zwischen Produktion und Verlusten von Neutronen herrscht ein Gleichgewicht, das vereinfacht dargestellt, folgendermaßen zustande kommt. Die Neutronen werden mit hohen Energien durch Spaltung erzeugt und ein großer Teil dieser Neutronen wird bei niedrigen Energien, die die Neutronen durch Streustöße erreichen, durch Einfangprozesse beseitigt.

Der restliche Teil der Neutronen geht im wesentlichen durch Leakage und Spaltreaktionen bei höheren Energien verloren. (Tab. 2.2.4)

Wenn man das Natrium aus dem System entfernt, so wird dieses Gleichgewicht (Normalfall) in mehrfacher Weise gestört:

- (1.) Die Moderationsrate wird kleiner, infolgedessen gelangen weniger Neutronen in den Bereich großer Einfangquerschnitte. Es verbleiben mehr Neutronen in einem Energiebereich höherer Neutronenausbeute η , was eine Vergrößerung des Multiplikationsfaktors bewirkt.
- (2.) Die Anzahl der Streustöße wird kleiner, wodurch die Neutronenleakage aus dem System zunimmt, was eine Verkleinerung des Multiplikationsfaktors bewirkt.
- (3.) Im Voidfall werden keine Neutronen im Natrium absorbiert. Dadurch ergibt sich eine zusätzliche kleine Vergrößerung des Multiplikationsfaktors.

Der Effekt (3.) dürfte immer klein im Vergleich zu den Effekten (1.) und (2.) sein, deren Größe wesentlich vom betrachteten System abhängt. Für das Standard-system überwiegt der Effekt (1.) den Effekt (2.), wodurch insgesamt ein positiver Voideffekt Δk_V resultiert.

Diese Erklärung des Voideffekts ist noch stark vereinfacht, deshalb wird der Voideffekt in den folgenden Abschnitten umfassend analysiert.

2.2.3 Strukturanalyse des Voideffekts bezüglich Reaktionstypen, Energie und Ort im Rahmen der Störungstheorie

Die Störungstheorie [85_7] gibt einem die Möglichkeit den Voideffekt (d.h. die Änderung des k_{eff} - Wertes) in seiner Energie-, Orts- und Reaktionstypenabhängigkeit zu untersuchen.

Wenn sich die Störung eines Systems durch Veränderungen der makroskopischen Gruppenkonstanten ($\delta\Sigma$) beschreiben läßt, so ergibt sich die relative Änderung von k_{eff} , die Größe $\frac{\Delta k}{k}$, durch Berechnung des folgenden Ausdrucks:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{1}{F} \int_{V_{Stör}} S_i \left[\begin{aligned} & -\delta D_i \nabla \phi_i^+ \nabla \phi_i - \delta \Sigma_{c,i} \phi_i^+ \phi_i - \delta \Sigma_{f,i} \phi_i^+ \phi_i \\ & + \delta (\nu \Sigma_f)_i \phi_i \cdot S_j \chi_j \phi_j^+ \\ & + S_j \delta \Sigma_s(i \rightarrow j) \phi_i (\phi_j^+ - \phi_i^+) \end{aligned} \right] dV$$

$$F = \int_{V_{\text{Reaktor}}} \left[\sum_j S_j \chi_j \cdot \phi_j^+ \cdot \sum_i (v \cdot \Sigma_f)_i \cdot \phi_i \right] dV$$

Dabei ist F ein Normierungsintegral, $V_{\text{Stör}}$ ist das gestörte Volumen. Die $\delta\Sigma_i$ bzw. δD_i sind hier die durch das fehlende Natrium hervorgerufenen Änderungen der G.W.Q. ϕ_i und ϕ_i^+ sind die gruppenabhängigen realen und adjungierten Flüsse des ungestörten Systems.

Aufgliederung des Voideffekts nach Reaktionstypen und Energiegruppen

Die einzelnen Terme in der eckigen Klammer geben die Größe des Einflusses der einzelnen Reaktionstypen und Energiegruppen auf die Änderung von k_{eff} an.

So liefert

$$\begin{aligned}
 - \delta D_i \nabla \phi_i^+ \cdot \nabla \phi_i & \quad \text{den Einfluß einer Änderung des Transport-} \\
 & \quad \text{querschnitts der Gruppe } i, \\
 - \delta \Sigma_{c,i} \phi_i^+ \cdot \phi_i & \quad \text{den Einfluß einer Änderung des Einfang-} \\
 & \quad \text{querschnitts der Gruppe } i, \\
 - \delta \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i^+ \cdot \phi_i + v_i \delta \Sigma_{f,i} \phi_i \sum_j S_j \chi_j \cdot \phi_j^+ & \quad \text{den Einfluß einer Änderung des Spaltquer-} \\
 & \quad \text{schnitts in der Gruppe } i
 \end{aligned}$$

und

$$\sum_j \delta \Sigma_s(i \rightarrow j) \cdot \phi_i \cdot (\phi_j^+ - \phi_i^+) \quad \text{den Einfluß einer Änderung des Streuquer-} \\
 \text{schnitts, } \Sigma_{\text{bel},i} \text{ und } \Sigma_{\text{bin},i}, \text{ in der Gruppe } i.$$

Die mehrfach indizierten Störterme sind derart zusammengefaßt, daß alle Reaktivitätsänderungen, die von einer G.W.Q.-Änderung in der Gruppe i herrühren, in einem Störterm für die Gruppe i enthalten sind.

Die Integration dieser Störterme über den gestörten Bereich, im hier betrachteten Voidfall über das gesamte Core, ergibt die gruppen- und reaktionstypenabhängigen Anteile am Voideffekt, Abbildungen 2.2.13 und 2.2.14.

Die Summation über alle Gruppen i liefert die Gesamtbeiträge der einzelnen Reaktionstypen, Tabelle 2.2.5, und deren Summe bildet schließlich den Gesamtvoid-effekt.

Die Resultate, Tabelle 2.2.5, zeigen, daß hauptsächlich die Gesamtbeiträge der Reaktionstypen Σ_{bel}^V , Σ_{tr}^V und Σ_{bin}^V , in der angegebenen Reihenfolge, den Voideffekt bestimmen. Σ_{c}^V und Σ_{f}^V (verstärkte Resonanzabschirmung) ändern sich bei Natriumverlust nur wenig und haben deshalb auf die Größe Δk_V nur geringen Einfluß.

Reaktionstyp	Σ_{bel}^V	Σ_{bin}^V	Σ_{tr}^V	Σ_{c}^V	Σ_{f}^V
Δk	$+29.90 \cdot 10^{-3}$ $+ 42.42 \cdot 10^{-3}$	$+12.52 \cdot 10^{-3}$	$-25.92 \cdot 10^{-3}$	$+6.30 \cdot 10^{-3}$	$-0.47 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 2.2.5: Anteilé der einzelnen Reaktionstypen (aller Gruppen und des gesamten Cores) am Voideffekt Δk_V .

Bemerkung: Daß das Gesamtergebnis der Störungsrechnung $\Delta k_V = 0.0223$ unter dem mit Diffusionsrechnung bestimmten Wert Δk_V (Diff) = 0.0280 liegt, ist hier unerheblich, denn die Störungsrechnung wird nur dazu verwendet, einen Eindruck von der Größe der Anteile der einzelnen Reaktionstypen, der Energie- und Ortsbereiche am Voideffekt zu gewinnen.

Der Gesamt- Δk_V -Wert für das Core des Standardsystems setzt sich aus positiven und negativen Gruppenbeiträgen zusammen, Abb. 2.2.13. In den Gruppen 1 bis 10 sind alle Gruppenbeiträge $\frac{\Delta k_V(i)}{k}$ positiv. Die relativ größten Werte werden in den Gruppen 4, 7 und 9 angenommen. In den Gruppen 11 bis 18 gibt es negative und positive Beiträge. Von der 19. Gruppe ab werden die Beiträge sehr klein.

Aus der Abbildung 2.2.14 kann man ersehen, wie sich der gruppenabhängige Gesamteffekt aus den gruppenabhängigen Reaktionstypenbeiträgen zusammensetzt.

In den Gruppen 1 bis 10 sind die Streuanteile stark positiv (Maxima in den Gruppen 4, 7 und 9) und in den Gruppen 11 bis 15 negativ. In den restlichen Gruppen werden die Anteile mit unregelmäßig wechselndem Vorzeichen immer kleiner.

Die Leckageanteile sind stark negativ, der maximale Betrag tritt in der 6. Gruppe auf.

Der Beitrag des Einfangs ist positiv und recht klein. Nur in der 13. Gruppe macht sich der verminderte Neutroneneinfang wegen des Fehlens der Neutronenabsorption in der Natriumresonanz bei 2,96 keV deutlich bemerkbar.

Die gruppenabhängige Aufteilung der Streuanteile an Δk_V in elastische und inelastische Anteile soll kurz erwähnt werden. Die Summe der Streubeiträge der Gruppen 1, 2 und 3 setzt sich zu rund 90% aus inelastischen Beiträgen zusammen, für die Gruppen 4, 5 und 6 beträgt der inelastische Anteil rund 46%. Der inelastische Anteil an Δk_V ist in allen 6 Gruppen positiv. In den Gruppen 7 bis 25 bestehen alle gruppenabhängigen Streuanteile an Δk_V aus rein elastischen Anteilen, denn nur in den Gruppen 1 bis 6, d.h. für $E > 400$ keV, existieren inelastische Streuquerschnitte für Natrium.

Man kann die Größe und das Vorzeichen des Voideffektes, seine Reaktionstypen- und Gruppenabhängigkeit an Hand der angegebenen störungstheoretischen Formeln im einzelnen genau erklären. Hier wird jedoch eine anschaulichere Deutung der Effekte bevorzugt.

Die physikalische Bedeutung [16] des adjungierten Flusses, ϕ_1^+ , besteht darin, ein Maß für die Neutronenimportance zu sein. Bringt man Neutronen aus einem Bereich kleinerer Importance in einen Bereich größerer Importance, so resultiert eine positive Veränderung von k_{eff} und umgekehrt.

Abbildung 2.2.12 zeigt die Gruppenabhängigkeit von ϕ_1^+ . ϕ_1^+ wächst monoton mit zunehmender Energie in den Gruppen 11 bis 1. ϕ_1^+ fällt mit zunehmender Energie in den Gruppen 16 bis 11 und zeigt in den weniger wichtigen Gruppen 16 bis 26 kein einheitliches Verhalten.

Bei fehlendem Natrium ist die Moderation verkleinert, wodurch eine Verschiebung des Neutronenflusses zu höheren Energien verursacht wird. So verbleiben in den Gruppen 1 bis 11 mehr Neutronen in einem Bereich höherer Importance und in dem Gruppenbereich 11 bis 16 mehr Neutronen in einem Bereich kleinerer Importance. Weil aber in den Gruppen 1 bis 11 die Gruppenflüsse viel größer sind als in den Gruppen 11 bis 16 und sich der adjungierte Neutronenfluß beim Übergang von Normal- zum Voidfall kaum ändert, besteht der Gesamtbeitrag der durch den Voideffekt verminderten Moderation in einer positiven Veränderung von k_{eff} . Dabei ist die Wirkung des fehlenden Σ_{bel}^{Na} mehr als doppelt so groß wie die Wirkung des Σ_{bin}^{Na} .

Weil in allen wichtigen Gruppen (1 bis 15) der Neutronenfluß und die Neutronenimportance mit wachsendem Radius abnehmen, bedeutet eine Vergrößerung der Leakage durch Verkleinerung von Σ_{tr} bei fehlendem Natrium eine negative Veränderung von k_{eff} .

Eine Verkleinerung des Einfangquerschnittes durch einen Natriumverlust bedeutet eine Freisetzung von Neutronen in den entsprechenden Gruppen und da die Importance und auch der Neutronenfluß überall positiv sind, resultiert ein positiver Beitrag für die Veränderung von k_{eff} .

Zusammenfassend läßt sich feststellen:

In den Gruppen 1 bis 10 überwiegt der positive Streuanteil den negativen Leakageanteil. Durch diesen Gruppenbereich wird im wesentlichen der positive Gesamtwert von Δk_V bestimmt.

Orts- und Energieabhängigkeit des Voideffekts Δk_V und seiner wichtigsten Reaktionstypenanteile (Streuung, Leakage und Einfang)

Mit Hilfe ortsabhängiger Störungsrechnung (Berechnung des Reaktivitätseinflusses einer natriumfreien 1-Liter-Störprobe in Abhängigkeit vom Ort) wurde die Orts- und Energieabhängigkeit des Voideffekts und seiner 3 wichtigsten Reaktionstypenanteile, Streuung, Leakage und Einfang, bestimmt.

In Abb. 2.2.15 sind diese 4 Größen, jeweils über alle Gruppen summiert, in Abhängigkeit vom Ort dargestellt.

In den Abbildungen 2.2.16 bis 2.2.18 ist die Orts- und Energieabhängigkeit der 3 Anteile angegeben. Dabei wird die Ortsabhängigkeit durch zwei Ortspunkte,

$R_1 = 31.5$ cm und $R_2 = 85.1$ cm (der Coreradius beträgt 94.5 cm), berücksichtigt.

Der gruppensummierte Streuanteil, Abb. 2.2.15, ist in allen Ortsbereichen positiv und hat überall eine ähnliche Energiegruppenstruktur, Abb. 2.2.16. Der gruppensummierte Anteil und der Betrag in jeder Gruppe fällt mit wachsendem Radius. Das gleiche gilt für den Einfanganteil.

Warum der Streu- und der Einfanganteil positiv ist, wurde schon erklärt. Daß sie überall eine ähnliche Energiegruppenstruktur haben, liegt daran, daß die Energiegruppenverteilung des Neutronenflusses und des adjungierten Flusses nur schwach ortsabhängig ist.

Die Abnahme des Streu- und Einfanganteils mit wachsendem Radius ist mit der Abnahme des Neutronenflusses (in den wichtigen Gruppen 1 - 15) und der Importance mit wachsendem Radius zu erklären.

Der gruppensummierte Leckageanteil, Abb. 2.2.15, ist im Zentrum Null und fällt mit wachsendem Radius zu negativen Werten ab, weil die Importance und auch der Neutronenfluß mit wachsendem Radius stärker abfallen.

Die gruppenabhängigen Leckagebeiträge sind alle negativ, Abb. 2.2.17 und nehmen mit wachsendem Radius dem Betrage nach zu. Die Energiegruppenstruktur des Leckageanteils bleibt dabei im wesentlichen erhalten, was wiederum darauf zurückzuführen ist, daß das Energiegruppenspektrum des Neutronenflusses und des adjungierten Flusses nur schwach vom Ort abhängen.

Der gruppensummierte ortsabhängige Voideffekt $\frac{\Delta k_V(R)}{k}$, Abb. 2.2.15, ergibt sich durch Überlagerung der ortsabhängigen gruppensummierten Anteile für Streuung, Einfang und Leckage.

Da im Bereich des Zentrums die Leckageanteile klein sind, die Streu- und Einfanganteile aber ihre größten Beträge annehmen (Energiegruppen 1 bis 10, Abb. 2.2.16), ist im Zentrum der Voideffekt besonders groß und positiv. Mit wachsendem Radius wird der Voideffekt kleiner, weil die Streu- und Einfanganteile kleiner werden und die negativen Leckageanteile wachsen, hauptsächlich in den Energiegruppen 1 bis 10, Abb. 2.2.17, schließlich wird der Voideffekt im Randbereich des Cores, negativ, weil die negativen Leckageanteile in den meisten Gruppen dominieren. Die Energiegruppenstruktur des Voideffektes ist stark ortsabhängig, Abb. 2.2.18, weil sich die Energiegruppenstruktur des Streu- und Leckageanteils in ihrer Ortsabhängigkeit unterscheiden.

Betrachten wir noch einige über das Core integrierte Werte. Das Ortsintegral über den positiven Teil der Kurve $\frac{\Delta k_V(R)}{k}$, Abb. 2.2.15, hat den Wert $+ 26,87 \cdot 10^{-3}$ und das über den negativen Teil von $\frac{\Delta k_V(R)}{k}$ beträgt $- 4,54 \cdot 10^{-3}$. D.h. der Voideffekt des gesamten Cores ist etwas kleiner als der größte überhaupt mögliche Reaktivitätszuwachs bei Natriumverlust, der angenommen wird, wenn das Natrium vom Zentrum bis zum Radius $R=78$ cm fehlt.

Zusammenfassung

Reaktionstypengesamtanteile:

Wenn wir die Reaktionstypen nach der Größe ihrer Anteile an Δk_V ordnen, so ergibt sich folgende Reihenfolge: Σ_{bel} , Σ_{tr} , Σ_{bin} , Σ_c und Σ_f . Die wichtigsten Typen sind dabei Σ_{bel} , Σ_{tr} und Σ_{bin} .

Energieabhängigkeit:

Alle wesentlichen über das Core integrierten Beiträge stammen aus den Gruppen 1 bis 15. Die Gruppen 1 bis 10 zeigen positive Beiträge, die so groß sind, daß sie die negativen Beiträge anderer Gruppen überwiegen.

Ortsabhängigkeit:

Mit wachsendem Radius werden alle Anteile und Δk_V kleiner (die Leckageanteile werden negativer, also auch kleiner). $\Delta k_V(R)$ gesamt ist im Zentrum positiv und im Corerandbereich negativ. Der ortsintegrierte positive Anteil ist wesentlich größer als der entsprechende Betrag des negativen Anteils,

$$+ 26,875 \cdot 10^{-3} \text{ zu } - 4,541 \cdot 10^{-3}$$

Orts- und Energieabhängigkeit:

Die Gruppenabhängigkeit des Gesamteffektes $\Delta k_V(R,i)$ gesamt ist deutlich ortsabhängig.

2.2.4 Erklärung des Voideffektes durch makroskopische effektive Eingruppenquerschnitte bzw. Gesamtreaktionsraten

In den vorhergehenden Abschnitten wurde festgestellt, daß ein wesentlicher Anteil des Voideffektes darauf zurückzuführen ist, daß durch den Natriumverlust die elastische und inelastische Abbremsung der Neutronen verkleinert wird.

Nun bewirkt eine Reduzierung der Neutronenabbremsung allein noch keine Veränderung des k_{eff} -Wertes, sondern unmittelbar wird zunächst nur das Spektrum des Neutronenflusses zu höheren Energien hin verschoben und erst mittelbar ergeben sich durch das veränderte Neutronenflußspektrum Reaktionsratenänderungen, die zu Änderungen des k_{eff} -Wertes führen.

Die bisherigen Erklärungen des auf der Spektralverschiebung beruhenden positiven Anteils des Voideffektes lauteten entweder:

durch die Spektralverschiebung gelangen mehr Neutronen in einen Energiebereich höherer Neutronenausbeute,

oder in äquivalenter Formulierung im Rahmen der Störungstheorie:

durch die Spektralverschiebung wächst die Anzahl der Neutronen im Bereich höherer Importance.

Das allein ist jedoch eine unbefriedigende Erklärung. Um zu einem besseren physikalischen Verständnis des Voideffektes zu gelangen, muß man das Verhalten der Reaktionsraten beim Übergang vom Normal- zum Voidfall ermitteln, oder

anders formuliert, man muß feststellen, wo die zu höheren Energien verschobenen Neutronen bleiben.

Um diese Frage zu beantworten, soll hier der Voideffekt durch eine Betrachtung der Gesamtreaktionsraten erklärt werden.

Der effektive Multiplikationsfaktor k läßt sich auf folgende Art darstellen:

$k = \frac{P}{V}$, wobei P die Produktionsrate und V die Verlustrate darstellt.

Im Multigruppenbild gilt danach:

$$k = \frac{\sum_i (\nu \Sigma_f)_i \cdot \phi_i}{\sum_i \Sigma_{c,i} \cdot \phi_i + \sum_i \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i + \sum_i D_i \cdot B_1^2 \cdot \phi_i} \quad (2.2.1)$$

Die Normierung des Neutronenflusses ist frei wählbar. Wir wählen immer, d.h. für den Normal- und Voidfall, die Normierung $\sum_i \phi_i = 1$.

Dadurch kann man die einzelnen Reaktionsraten im Zähler und Nenner von (2.2.1) als effektive makroskopische Eingruppenquerschnitte interpretieren. Die Gesamtreaktionsraten und die makroskopischen Eingruppenquerschnitte haben bei dieser Normierung identische Zahlenwerte.

Wegen der gewählten Flußnormierung und der Tatsache, daß k dimensionslos ist, werden wir aus Bequemlichkeit im folgenden auf eine genaue Unterscheidung zwischen Gesamtrate und Eingruppenquerschnitt verzichten, solange diese nicht von Wichtigkeit ist.

Bezeichnungen:

$$C = \frac{\sum_i \Sigma_{c,i} \cdot \phi_i}{\sum_i \phi_i} = \sum_i \Sigma_{c,i} \cdot \phi_i, \text{ da } \sum_i \phi_i = 1. \quad (2.2.2.a)$$

C = effektiver makroskopischer Eingruppenquerschnitt für den Neutroneneinfangprozeß

$$\left(\sum_i \Sigma_{c,i} \cdot \phi_i = \text{Gesamteinfangrate} \right)$$

Analog verfahren wir mit den anderen Reaktionstypen.

$$\begin{aligned} F &= \sum_i \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i & - & \text{Spaltung} \\ L &= \sum_i D_i \cdot B_1^2 \cdot \phi_i & - & \text{Leckage} \\ P &= \sum_i (\nu \Sigma_f)_i \cdot \phi_i & - & \text{Neutronenproduktion} \\ V &= C + F + L & - & \text{Neutronenverluste} \end{aligned} \quad (2.2.2.b)$$

Die Indizes N oder V an diesen Größen werden auf den Normal - bzw. Voidzustand hinweisen. Aus $\frac{P}{F}$ erhält man die mittlere Anzahl der Spaltneutronen ν .

Die Zahlenwerte dieser Größen, Tabelle 2.2.6, zeigen folgende Eigenschaften bei dem Übergang vom Normal- zum Voidfall.

- (1.) Die größten Änderungen weisen C und L auf, klein sind die Änderungen bei F, P und ν .
- (2.) Beim Übergang vom Normal- zum Voidfall nimmt C erheblich ab (C_N ist um 20% größer als C_V), L nimmt erheblich zu (L_N ist um 14,85% kleiner als L_V) und F nimmt relativ schwach ab (F_N ist um 2,57% größer als F_V).
- (3.) Der Gesamtneutronenverlust, $V = C + F + L$, nimmt insgesamt leicht ab; V_N ist um 5,18% größer als V_V .
- (4.) Die Gesamtproduktion P nimmt gleichfalls leicht ab, obwohl das mittlere ν bei dem Übergang zum Voidfall etwas wächst, was jedoch durch das stärkere Abfallen von F überkompensiert wird. P_N ist um 2,34% größer als P_V .

Zustand	Normal (N) $\frac{1}{\text{cm}^{-1} \cdot \text{g}}$	Void (V) $\frac{1}{\text{cm}^{-1} \cdot \text{g}}$	$\frac{(N)}{(V)}$
C	$2.6750 \cdot 10^{-3}$	$2.2250 \cdot 10^{-3}$	1.2022
F	$1.9921 \cdot 10^{-3}$	$1.9422 \cdot 10^{-3}$	1.0257
L	$1.2078 \cdot 10^{-3}$	$1.4184 \cdot 10^{-3}$	0.8515
V	$5.8748 \cdot 10^{-3}$	$5.5856 \cdot 10^{-3}$	1.0518
P	$5.8663 \cdot 10^{-3}$	$5.7324 \cdot 10^{-3}$	1.0234
ν	2.945	2.952	0.9977
k	1.0000	1.0280	

Tabelle 2.2.6: Effektive makroskopische Eingruppenquerschnitte für den Normal- und Voidfall

Die Verkleinerung von C, F und P im Voidfall wird, wenn man von den Einflüssen der im Voidfall verstärkten Resonanzabschirmung und dem kleinen Einfanganteil des Natriums (höchstens 0,96% der 20% Änderung) absieht, nur durch die Spektralverschiebung des Neutronenflusses zu höheren Energien verursacht.

Die Vergrößerung von L wird hauptsächlich durch das fehlende Natrium (das Core wird transparenter) und im geringen Maße durch die Spektralverschiebung des Neutronenflusses (die mittlere Transportweglänge nimmt mit wachsender Energie zu) hervorgerufen.

Der Voideffekt, Δk_V , ergibt sich aus der Differenz der k-Werte:

$$\Delta k_V = k_V - k_N = \frac{P_V}{V_V} - \frac{P_N}{V_N} \quad (2.2.3)$$

Für das Standardsystem ist $\Delta k_V > 0$, daraus folgt

$$\frac{P_V}{V_V} > \frac{P_N}{V_N} \quad \text{und} \quad \frac{V_N}{V_V} > \frac{P_N}{P_V} \quad (2.2.4) \quad (2.2.5)$$

(Es gilt auch die Umkehrung: $\frac{V_N}{V_V} > \frac{P_N}{P_V}$ bedingt $\frac{P_V}{V_V} > \frac{P_N}{V_N}$ und das heißt $\Delta k_V > 0$)

Die Ungleichung (2.2.5) kann folgendermaßen interpretiert werden:

Der Voideffekt Δk_V ist positiv, weil die effektiven Eingruppengrößen, die die Neutronenverluste bestimmen, beim Übergang zum Voideffekt stärker abfallen als die effektiven Produktionsgrößen.

Aus der Ungleichung (2.2.4) kann man noch eine andere Ungleichung gewinnen:

$$\text{Aus (2.2.4) folgt auch } \frac{P_V}{P_N} > \frac{V_V}{V_N} \quad (2.2.6)$$

Diese Ungleichung schildert das gleiche Verhalten in einem etwas anderen Licht, nämlich:

Die Neutronenproduktion im Voidfall gemessen an der Produktion im Normalfall ist größer als der Neutronenverlust im Voidfall gemessen an dem des Normalfalls. Wohlgedemert hier steht nicht etwa, die Produktion im Voidfall ist größer als die Produktion im Normalfall, sondern hier steht nur, daß das Verhältnis der Produktion von Void- zu Normalfall größer ist als das Verhältnis der Neutronenverluste.

Diese Art der Betrachtung birgt die Möglichkeit in sich, die Ursachen für das Verhalten von $C_N \rightarrow C_V$, $F_N \rightarrow F_V$ und $P_N \rightarrow P_V$ bis in die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte einzelner Materialien hinein zu verfolgen, um so für die Reaktions-

typen Spaltung und Einfang die Beiträge der einzelnen Materialien am Voideffekt zu ermitteln. Auf Fragen dieser Art wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Zusammenfassend kann man feststellen:

Obwohl sich die effektive Neutronenproduktionsgröße beim Übergang zum Voidzustand verkleinert, vergrößert sich der Multiplikationsfaktor, weil sich die effektiven Neutronenverluste noch stärker verkleinern.

Die Verkleinerung der Neutronenverluste wird hauptsächlich durch die Abnahme des Neutroneneinfangs infolge der Spektrumshärtung im Voidfall verursacht. Der Neutroneneinfang nimmt deshalb so stark ab, weil $\Sigma_{c,i}$ mit wachsender Energie stärker abfällt als $\Sigma_{f,i}$. Der energetisch so große Abstand des Hauptteils der Spaltreaktionen vom Hauptteil der Einfangreaktionen und der bei wachsender Energie steilere Abfall der $\Sigma_{c,i}$ im Vergleich zu den $\Sigma_{f,i}$ sind die eigentlichen Ursachen für den positiven Voideffekt.



3. Systemveränderungen und deren Einfluß auf Δk_V

Der Voideffekt ist nicht nur ein Effekt des Natriums allein, sondern am Voideffekt ist das gesamte System beteiligt (Abschnitt 2.2.4).

Um einen Eindruck davon zu erhalten, in welchem Maß der Voideffekt Δk_V durch Eigenschaften des Systems beeinflußt wird, werden Veränderungen am System vorgenommen und deren Einfluß auf Δk_V ermittelt und erklärt.

Diese Untersuchung erfolgt mit dem Standardsystem unter Verwendung von Multi-Gruppendiffusionsrechnung und mit Benutzung des 26-Gruppen-KFK-Satzes [63]7. Die Veränderungen des Voideffekts werden mit $\delta \Delta k_V$ bezeichnet.

3.1 Betrachtete Systemveränderungen

Als Systemveränderungen werden nur Änderungen der makroskopischen G.W.Q. betrachtet, die sich durch folgende Umstände ergeben können:

- (1.) durch das Auswechseln von Materialien, z.B. Verwendung anderer Strukturmaterialien oder eine Veränderung der Brennstoffzusammensetzung.
- (2.) durch neuere aktuellere Wirkungsquerschnittsmessungen für einzelne Materialien und
- (3.) durch Benutzung verschiedener Wichtungsspektren oder durch Verwendung anderer Methoden bei der Berechnung der G.W.Q.

Es ist also von großem Interesse zu wissen, wie der Voideffekt auf derartige Systemveränderungen reagiert und wie Voideffektänderungen zu erklären sind.

G.W.Q.-Änderungen verursachen im allgemeinen Variationen in k_N und k_V und damit in Δk_V , von Fall zu Fall in anderer Weise.

Man sollte nur Fälle, bei denen $k_N = 1$ ist, miteinander vergleichen.

$k_N = 1$ kann man auf verschiedene Art und Weise erreichen:

a) Durch Variation des Coreradius

Eine Verkleinerung des Coreradius führt zu einer Verkleinerung von k_N und des Δk_V -Wertes, weil für kleinere Systeme der Leckageanteil im Voidfall noch größer als im Normalfall wird. Eine Vergrößerung des Coreradius bewirkt eine Vergrößerung des Δk_V -Wertes [25, 30, 34]7.

b) Durch Variation des Borgehalts

Eine Vergrößerung des Borgehalts reduziert k_N und vergrößert Δk_V , und umgekehrt.

Die Ursachen für das Verhalten des Δk_V -Wertes werden weiter unten erklärt.

c) Durch Variation der Anreicherung des Brennstoffs

Eine Vergrößerung von y , dem Verhältnis von Brut- zu Spaltstoff bewirkt eine Veränderung der Werte k_N und Δk_V . Eine Erklärung dafür wird weiter unten gegeben.

Die Möglichkeiten a) und b) wird man nur ungern wahrnehmen, denn zum einen ist die Geometrie eines Systems meist fest vorgegeben und zum anderen wird man nicht mehr Bor als unbedingt notwendig in das Core einbringen (wegen der Brutrate und der kritischen Masse). Im allgemeinen wird man, so es irgend geht, die Möglichkeit c) wahrnehmen, was auch hier im folgenden getan wird.

3.2 Ermittlung des Einflusses von Systemveränderungen auf Δk_V mit Hilfe von Multi Gruppendiffusionsrechnungen

3.2.1 Einfluß einer Vergrößerung der makroskopischen Gruppenwirkungsquerschnitte um 10% auf k_N und Δk_V

Um den Gesamteinfluß der einzelnen Reaktionstypen auf k_N und Δk_V zu ermitteln, wurden die makroskopischen G.W.Q. in allen Gruppen jeweils um 10% angehoben.

Die makroskopischen G.W.Q. folgender Reaktionstypen können variiert werden:

$$\Sigma_f, \Sigma_c, \nu\Sigma_f, \Sigma_{bel}, \Sigma_{bin} \text{ und } \Sigma_{tr}$$

Dabei muß man folgendes beachten:

An den G.W.Q. Σ_f , Σ_c und $\nu\Sigma_f$ ist das Natrium nicht oder kaum (Σ_c) beteiligt. Eine Veränderung der Natriumteilchenzahlen (Voidfall) läßt diese G.W.Q. im wesentlichen unverändert.

Bei den G.W.Q. Σ_{bel} , Σ_{bin} und Σ_{tr} dagegen ist das Natrium zu einem erheblichen Prozentsatz beteiligt, Tab. 2.2.1.

Weil das Verhalten des Δk_V -Wertes davon abhängt, ist es wichtig zu unterscheiden, ob die G.W.Q. der Nicht-Natrium-Materialien, oder ob die G.W.Q. aller Materialien der Mischung verändert werden.

Um den Einfluß des "Untergrundes" oder des eigentlichen Systems auf Δk_V zu ergründen, wurden beide Möglichkeiten untersucht.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2.1 zusammengestellt. Dabei sind auch die k_N und Δk_V -Werte der Gesamtmischung ohne y -Variation angegeben.

Variierter Reaktionstyp + 10% in allen Gruppen	Gesamte Mischung				Gesamte Mischung		Nicht-Natrium-Materialien	
	$k_N \neq 1$ (keine y-Variation)				$k_N = 1$ (y-Variation)		$k_N = 1$ (y-Variation)	
	k_N	$\delta k_N / \%$	Δk_V	$\delta \Delta k_V / \%$	Δk_V	$\delta \Delta k_V / \%$	Δk_V	$\delta \Delta k_V / \%$
Σ_{bel}	0.9892	- 10.8	0.0287	+ 2.46	0.0289	+ 3.21	0.0261	- 6.79
Σ_{tr}	1.0102	+ 10.2	0.0324	+15.67	0.0321	+14.64	0.0350	+25.00
Σ_{bin}	0.9910	- 9.0	0.0275	- 1.82	0.0277	- 1.11	0.0262	- 6.43
$v\Sigma_F$	1.1000	+100.0	0.0308	+ 9.96	0.0286	+ 2.14		
Σ_F	1.0697	+ 69.7	0.0288	+ 2.82	0.0275	- 1.79		
Σ_c	0.9685	- 31.5	0.0310	+10.67	0.0317	+13.21		

Tabelle 3.2.1: Einfluß von G.W.Q.-Variationen ($\Delta\Sigma = 10\%$) auf k_N und Δk_V . Der Bezugswert des Standardsystems beträgt $\Delta k_V = 0.02801$.

Die Ergebnisse zeigen folgende Eigenschaften:

Gesamte Mischung; Einfluß der $\Delta\Sigma$:

- (1.) Die zehnpromzentige Variation der Reaktionstypen Σ_{tr} , mit +14.6%, und Σ_c , mit +13%, zeigte den größten Effekt auf Δk_V . Die prozentualen Änderungen von Δk_V beziehen sich auf den Δk_V -Wert (0.02801) des unveränderten Standardsystems.
- (2.) Relativ klein sind dagegen die Effekte der zehnpromzentigen G.W.Q.-Zunahme der Typen Σ_{bel} (+3.2%), $v\Sigma_f$ (+2.1%), Σ_f (-1.8%) und Σ_{bin} (-1.07%).
- (3.) Dem Einfluß der Σ -Veränderung auf Δk_V überlagert sich der Einfluß der y-Variation.
- (4.) Obwohl mit der y-Variation zum Teil erhebliche Reaktivitätsunterschiede ausgeglichen werden, ist die Änderung der Δk_V -Werte in den meisten Fällen klein, ca. 2%. Nur bei dem Reaktionstyp $v\Sigma_f$ ergibt sich durch die y-Variation eine Verkleinerung des Δk_V -Wertes um ca. 7%.
- (5.) Für den Reaktionstyp Σ_f resultiert durch die y-Variation sogar eine Vorzeichenänderung für Δk_V .

Nicht-Natrium-Materialien; Einfluß der $\Delta\Sigma$:

- (6.) Bei den Nicht-Natrium-Materialien liefert nur die zehnpromzentige Zunahme der G.W.Q.-Typen Σ_{bel} , Σ_{bin} und Σ_{tr} andere Resultate in bezug auf Δk_V .
- (7.) Der Effekt der Σ_{tr} -Variation auf Δk_V wird noch größer, nämlich +25% (gegenüber +14.6%).
- (8.) Der Effekt einer Σ_{bin} -Erhöhung führt zu einer stärkeren Verkleinerung des Δk_V -Wertes um 6.4% gegenüber -1.07%.
- (9.) Bei dem Reaktionstyp Σ_{bel} tritt sogar ein Vorzeichenwechsel ein, -6.79% Änderung in Δk_V gegenüber +3.2%.

Erklärung der Δk_V -Änderungen für die Vergrößerung der Reaktionstypen Σ_{tr} , Σ_{bin} und Σ_{bel}

Hier sind die Voideffektänderungen, je nach dem ob das Natrium in die allgemeine Querschnittvariation mit einbezogen wird oder nicht, verschieden groß oder besitzen sogar verschiedene Vorzeichen.

Einfluß der Vergrößerung von Σ_{tr} :

Die Vergrößerung der Transportquerschnitte der Nicht-Natrium-Materialien bewirkt eine Verkleinerung der Leakage im Normal- und Voidfall. Dadurch wird der negative Effekt der Leakagezunahme im Voidfall kleiner. Deshalb wird Δk_V um rund 25% größer als im Ausgangssystem. Wenn man das Natrium, das am Gesamttransportquerschnitt einen erheblichen Anteil hat, in die Σ_{tr} -Vergrößerung mit einbezieht, so geht ein großer Teil der ursprünglichen Σ_{tr} -Vergrößerung, wegen des fehlenden Natriums im Voidfall verloren und die Leakagezunahme beim Übergang vom Normal- zum Voidfall wird größer sein als im oben geschilderten Fall. Deshalb ist das hier resultierende Δk_V (+14,6%) kleiner als im vorhergehenden Fall, aber es ist immer noch größer als der Δk_V -Wert des Ausgangssystems.

Einfluß der Vergrößerung von Σ_{bin} :

Bei der Vergrößerung des inelastischen Bremsquerschnittes ist der Effekt umgekehrt. Die Hauptursache für den positiven Voideffekt liegt in einer Verminderung der Herabstreuung von Neutronen bei Natriumentfernung. Wenn man nun die Herabstreuung von Neutronen durch Anheben des Σ_{bin} aller Materialien vergrößert und beachtet, daß das Natrium selbst nur zu einem Teil an der gesamten inelastischen Streuung beteiligt ist, so existiert auch bei Natriumverlust eine größere Bremsrate als im ungestörten Ausgangsfall und der Voideffekt ist deshalb kleiner (-1,1%). Dieser Effekt wird noch verstärkt (-6,4%), wenn nur die Nicht-Natrium-Materialien einer Σ_{bin} -Vergrößerung unterworfen werden.

Einfluß der Vergrößerung von Σ_{bel} :

Bei einer Vergrößerung des Σ_{bel} ist der eben geschilderte Effekt noch ausgeprägter, weil das Natrium zu einem erheblichen Teil an der gesamten bremselastischen Abwärtsstreuung beteiligt ist. Eine Vergrößerung von Σ_{bel} unter Einschluß des Natriums mit anschließender Natriumentfernung im Voidfall bewirkt eine Vergrößerung des Voideffektes (+3,2%), weil eben der Verhärtungseffekt des Neutronenflusses in verstärktem Maße auftritt. Wenn man dagegen nur die Σ_{bel} der Nicht-Natrium-

Materialien vergrößert, so resultiert eine Verkleinerung des Voideffektes (-6.8%), weil jetzt die durch die Natriumentfernung verursachte Spektralverschiebung verkleinert wird.

Der Einfluß der $\Delta\Sigma$ der Reaktionstypen $\nu\Sigma_f, \Sigma_f, \Sigma_c$ und auch Σ_{tr} auf Δk_V wird weiter unten im Zusammenhang mit einer quantitativen Methode zur $\delta\Delta k_V$ -Abschätzung erklärt.

3.2.2 Vergleich des Einflusses einer γ -Variation und einer Borvariation auf Δk_V

Ausgehend von einem System (Standardsystem mit höherer Anreicherung, also kleinerem γ), daß im Normalfall überkritisch ist, wurde durch γ -Variation und durch Borzugabe jeweils $k_N = 1$ erreicht (Tab.3.2.2).

$N(\text{Pu } 239)$ $[10^{-24} \text{ cm}^{-3}]$	γ	$N(\text{Bor } 10)$ $[10^{-24} \text{ cm}^{-3}]$	k_N	Δk_V	$\frac{\delta \Delta k_V}{\Delta k_V} [\%]$
$8.9714 \cdot 10^{-4}$	6.0446	0.	1.0184	0.0284	0.
$8.9714 \cdot 10^{-4}$	6.0446	$5.5431 \cdot 10^{-5}$	1.0000	0.0310	+9.15
$8.701 \cdot 10^{-4}$	6.2635	0.	1.0000	0.0280	-1.41

Tabelle 3.2.2: Δk_V -Werte für eine γ - und eine Bor-Variation

Während die γ -Iteration den Wert des Δk_V -wertes relativ schwach beeinflusst, in diesem Fall um -1.4%, bringt der Borzusatz eine Vergrößerung um +9.15% in Δk_V .

Eine Erklärung des Δk_V -Verhaltens für die γ und Bor(10)-Variation wird gleichfalls weiter unten in Zusammenhang mit der erwähnten quantitativen Methode zur $\delta\Delta k_V$ -Abschätzung gegeben.

3.2.3 Vergleich der Δk_V -Änderungen für Σ -, γ - und $N(\text{Bor } 10)$ -Variationen jeweils gleicher Reaktivitätsänderung

Die Änderungen der Δk_V -Werte, die durch die Änderungen der Σ -Werte, der γ -Werte und des Borgehalts hervorgerufen werden, gehören meist zu verschiedenen Reaktivitäts-

werten sind deshalb nur schwer miteinander zu vergleichen.

Eine Umrechnung der in den Tabellen 3.2.1 und 3.2.2 angegebenen $\delta\Delta k_V$ -Werte auf jeweils gleiche Reaktivitätsänderungen ermöglicht einige zusätzliche Aussagen über das Verhalten des Voideffektes bei Systemänderungen.

Für die Tabelle 3.2.1 werden die $\delta\Delta k_V'$ -Werte ermittelt, bei denen die durch die $\Delta\Sigma$ hervorgerufenen Reaktivitätsänderungen $\delta k_N'(\Delta\Sigma) = +1^\circ/\infty$ sind. Ferner werden die Änderungen des Voideffekts $\delta\Delta k_V''$ ermittelt, die sich infolge der y -Vergrößerungen (Verkleinerung der Anreicherung) ergeben, mit denen eine Reaktivitätsänderung $\delta k_N''(\Delta\Sigma, \Delta y) = -1^\circ/\infty$ erreicht wird.

Beide Änderungen, $\Delta\Sigma$ und Δy , zusammen liefern eine Reaktivitätsänderung

$$\delta k_N(\Delta\Sigma, \Delta y) = 0 \text{ also } k_N = 1. \text{ und für diesen Reaktivitätszustand ist } \delta\Delta k_V = \delta\Delta k_V' + \delta\Delta k_V''.$$

Die $\delta\Delta k_V'$, $\delta\Delta k_V''$ und die $\delta\Delta k_V$, Tabelle 3.2.3, zeigen folgende Eigenschaften:

- (1.) Für alle Reaktionstypen sind die $\Delta\Sigma$ (gleicher Prozentsatz in allen Gruppen) derart gewählt, daß sich jeweils ein Reaktivitätszuwachs $\delta k_N' = +1^\circ/\infty$ ergibt. Dazu müssen die $\Delta\Sigma_{\text{bel}} < 0$, die $\Delta\Sigma_{\text{tr}} > 0$, die $\Delta\Sigma_{\text{bin}} < 0$, die $\Delta\Sigma_f > 0$ und die $\Delta\Sigma_c < 0$ sein.
- (2.) Die diesen Änderungen der $\Delta\Sigma$ entsprechenden Änderungen des Voideffekts $\delta\Delta k_V'$ zeigen für verschiedene Reaktionstypen sowohl nach Betrag als auch nach Vorzeichen beträchtliche Unterschiede.
- (3.) Positiv sind die Änderungen des Voideffekts für die Reaktionstypen Σ_{tr} , Σ_{bin} , $\nu\Sigma_f$ und Σ_f , negative $\delta\Delta k_V'$ -Werte resultieren für Σ_{bel} und Σ_c . Die dem Betrage nach größten Veränderungen des Voideffekts ergeben sich für $\Delta\Sigma_{\text{tr}} (\delta\Delta k_V' = +4.3 \cdot 10^{-4})$ und $\Delta\Sigma_c (\delta\Delta k_V' = -0.95 \cdot 10^{-4})$.
- (4.) Die $\delta\Delta k_V''$, als Folge der y -Variationen mit denen die kompensierenden Reaktivitätsänderungen $\delta k_N'' = -1^\circ/\infty$ erreicht werden, hängen nur schwach davon ab, in welcher Weise das System überkritisch gemacht wurde. Es ergibt sich nahezu immer eine gleiche große Änderung des Voideffekts, $\delta\Delta k_V'' = -0.2 \cdot 10^{-4}$.
- (5.) Die mit der y -Variation verbundene Voideffektänderung ist außerdem verhältnismäßig klein.
- (6.) Die endgültige Voideffektänderung $\delta\Delta k_V$ ergibt sich aus einer additiven Überlagerung des ursprünglichen, stark vom Reaktionstyp abhängigen Effekt, $\delta\Delta k_V'$ und dem beinahe konstanten, von der y -Variation herrührenden Effekt $\delta\Delta k_V''$.

$$\delta\Delta k_V = \delta\Delta k_V' + \delta\Delta k_V''.$$

Variierter Reaktionstyp	$\delta \Delta k_V$ für $\delta k_N (\Delta \Sigma) = +1.0 / \infty$	$\delta \Delta k_V$ für $\delta k_N (\Delta \Sigma, \Delta y) = -1.0 / \infty$	$\delta \Delta k_V$ für $\delta k_N (\Delta \Sigma, \Delta y) = 0; k_N = 1.$
$\Delta \Sigma_{\text{bel}} < 0$	$-0.639 \cdot 10^{-4}$	$-0.185 \cdot 10^{-4}$	$-0.824 \cdot 10^{-4}$
$\Delta \Sigma_{\text{tr}} > 0$	$+4.304 \cdot 10^{-4}$	$-0.294 \cdot 10^{-4}$	$+4.010 \cdot 10^{-4}$
$\Delta \Sigma_{\text{bin}} < 0$	$+0.567 \cdot 10^{-4}$	$-0.222 \cdot 10^{-4}$	$+0.345 \cdot 10^{-4}$
$\Delta v \Sigma_f > 0$	$+0.279 \cdot 10^{-4}$	$-0.220 \cdot 10^{-4}$	$+0.059 \cdot 10^{-4}$
$\Delta \Sigma_f > 0$	$+0.113 \cdot 10^{-4}$	$-0.187 \cdot 10^{-4}$	$-0.074 \cdot 10^{-4}$
$\Delta \Sigma_c < 0$	$-0.949 \cdot 10^{-4}$	$-0.222 \cdot 10^{-4}$	$-1.171 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.2.3: Δk_V -Änderungen für Systemänderungen ($\Delta \Sigma$ und Δy), deren Reaktivitätswerte δk_N einander kompensieren.

Die Umrechnung der $\delta\Delta k_V$ -Werte der Tabelle 3.2.2 auf gleiche Reaktivitäten liefert ein ähnliches Bild, Tabelle 3.2.4.

	$\delta\Delta k_V'$ für $\delta k_N(\Delta y) = +1^\circ/\infty$	$\delta\Delta k_V''$ für $\delta k_N(\Delta N_{B10}) = -1^\circ/\infty$	$\delta\Delta k$ für $\delta k_N(\Delta y, \Delta N_{B10}) = 0$
$\delta\Delta k_V$	$+0.217 \cdot 10^{-4}$	$+1.630 \cdot 10^{-4}$	$+1.847 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 3.2.4: Δk_V -Änderungen für Systemänderungen (Δy und ΔN_{B10}) deren Reaktivitätswerte δk_N einander kompensieren.

Wenn man die Anreicherung des Standardsystems derart vergrößert, daß ein $\delta k_N' = +1^\circ/\infty$ resultiert, so nimmt der Voideffekt Δk_V um $+0.217 \cdot 10^{-4}$ zu. Eine geeignete Menge von Bor(10) kann dazu benutzt werden, um $\delta k_N'' = -1^\circ/\infty$ zu verursachen. Mit dieser Borzugabe vergrößert sich der Voideffekt Δk_V um $+1.630 \cdot 10^{-4}$. Beide Veränderungen zusammen ergeben ein $\delta k_N = \delta k_N' + \delta k_N'' = 0$, so daß $k_N = 1$. jedoch der Voideffekt vergrößert sich um $+1.847 \cdot 10^{-4}$.

3.2.4 Zusammenfassung

- (1.) Systemveränderungen, die z.B. alle positive Reaktivitätsveränderungen von $1^\circ/\infty$ bewirken, können völlig verschiedene Folgen für die Änderung von Δk_V haben, sowohl nach Vorzeichen als auch nach Betrag. Entscheidend für die Δk_V -Änderung ist die Ursache der Reaktivitätsveränderung.
- (2.) Jede resultierende Δk_V -Änderung des durch y -Variation wieder kritisch gemachten Systems setzt sich aus dem ursprünglichen Effekt $\delta\Delta k_V'$ und dem Effekt der y -Variation $\delta\Delta k_V''$ zusammen, $\delta\Delta k_V = \delta\Delta k_V' + \delta\Delta k_V''$.
- (3.) Eine y -Variation (Verkleinerung der Anreicherung) liefert bei der betrachteten Brennstoffzusammensetzung immer eine Δk_V -Verkleinerung und eine y -Verkleinerung (Vergrößerung der Anreicherung) verursacht eine Δk_V -Vergrößerung.
- (4.) y -Änderungen, mit denen gleiche Reaktivitätsänderungen erzielt werden, verursachen auch gleiche Δk_V -Änderungen, die vergleichsweise klein sind und nahezu unabhängig von der Art der ursprünglichen Reaktivitätsstörung sind.

(5.) Wegen der Eigenschaften (2.) und (4.) kann man die Erklärung aller Effekte aufgliedern in die Erklärung des ursprünglichen Effekts $\Delta k_V'$ und die Erklärung des y-Variationseffekts $\delta \Delta k_V''$.

3.3 Angabe einer Methode zur quantitativen Abschätzung und Erklärung des Einflusses von Systemveränderungen auf Δk_V

In diesem Abschnitt sollen die neutronenphysikalischen Ursachen für die Variation der Δk_V -Werte bei Veränderungen der Art des Abschnitts 3.2 am Ausgangssystem erklärt werden.

Um den Wert der folgenden Ausführungen richtig einzuschätzen, beachte man folgenden Sachverhalt.

Es ist relativ leicht qualitativ vorherzusagen, in welche Richtung sich k_N ändert, wenn man eine Veränderung am System vornimmt. Man kann auch abschätzen, in welche Richtung sich k_V ändert. Wie sich jedoch die Differenz Δk_V ändert, kann man aber nicht ohne weiteres vorhersagen.

Es ist durchaus möglich, daß sich k_N und k_V durch eine Systemveränderung verkleinern, dennoch kann sich die Differenz Δk_V sowohl verkleinern als auch vergrößern; das gleiche kann gelten, wenn k_N und k_V wachsen. Dieser Sachverhalt wird durch die Tabellen 3.2.3 und 3.2.4 illustriert.

Um die Veränderung von Δk_V vorherzusagen oder genauer zu erklären, muß man die unterschiedlichen quantitativen Veränderungen in einfacher Weise abschätzen können.

Formalismus zur Bestimmung der Δk_V -Veränderungen bei Systemveränderungen

Der Voideffekt des unveränderten Systems sei durch Δk_V gegeben. Veränderungen am System verursachen einen anderen Voideffekt $\Delta k_V'$.

$$\text{Es ist } \Delta k_V = k_V - k_N, \Delta k_V' = k_V' - k_N' \text{ und } \Delta k_V' = \Delta k_V + \delta \Delta k_V \quad (3.3.1)$$

$\delta \Delta k_V$ ist die durch die Systemveränderung verursachte Voideffektveränderung, die zu bestimmen und zu erklären ist.

Nach Abschnitt 2.2.4 ergibt sich der Wert von Δk_V aus effektiven makroskopischen Eingruppenwirkungsquerschnitten bzw. aus effektiven Gesamtreaktionsraten. Danach

$$\text{ist} \quad \Delta k_V = \frac{P_V}{V_V} - \frac{P_N}{V_N} \quad (3.3.2)$$

Die Veränderungen des Ausgangssystems führen zu Veränderungen der effektiven makroskopischen Eingruppenwirkungsquerschnitte im Normal- und Voidfall.

$$\text{Es folgt } \Delta k'_V = \frac{P'_V}{V'_V} - \frac{P'_N}{V'_N} \quad (3.3.3)$$

Mit $P' = P + \delta P$ und $V' = V + \delta V$, wobei $\delta V = \delta C + \delta F + \delta L$, ergibt sich

$$\Delta k'_V = \frac{P_V + \delta P_V}{V_V + \delta V_V} - \frac{P_N + \delta P_N}{V_N + \delta V_N} \quad (3.3.4)$$

Die δP und δV geben die Veränderungen der effektiven Eingruppengrößen an. Die Größe dieser Veränderungen δP und δV ist vom Zustand des Systems abhängig.

Man muß deshalb unterscheiden, ob man diese Systemveränderungen in dem Normal- oder dem Voidzustand (also δP_N oder δP_V bzw. δV_N oder δV_V) des Systems betrachtet. Diese Unterscheidung ist wesentlich für eine richtige Abschätzung der Voideffektänderung.

Eine Entwicklung der Nenner von (3.3.4), geeignete Zusammenfassung und Vernachlässigung quadratischer Glieder (δ^2) führt zu

$$\Delta k'_V = \frac{P_V}{V_V} - \frac{P_N}{V_N} + \frac{\delta P_V}{V_V} - \frac{\delta P_N}{V_N} + \delta V_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \delta V_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \quad (3.3.5)$$

Mit $\Delta k_V = \frac{P_V}{V_V} - \frac{P_N}{V_N}$ und $\delta \Delta k_V = \Delta k'_V - \Delta k_V$ ergibt sich

$$\delta \Delta k_V = \frac{\delta P_V}{V_V} - \frac{\delta P_N}{V_N} + \delta V_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \delta V_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \quad (3.3.6)$$

Den Ausdruck zur Berechnung von $\delta \Delta k_V$ kann man in zwei Termen zusammenfassen:

$$\delta \Delta k_V = \delta \Delta k_V(\delta P) + \delta \Delta k_V(\delta V) \quad (3.3.7)$$

wobei $\delta \Delta k_V(\delta P) = \frac{\delta P_V}{V_V} - \frac{\delta P_N}{V_N}$ den Anteil der Δk_V -Änderung angibt, den die Veränderung der Neutronenproduktion im Normal- und Voidfall verursacht, und

$\delta \Delta k_V(\delta V) = \delta V_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \delta V_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2}$ beschreibt den Anteil an $\delta \Delta k_V$, den die Veränderung der Neutronenverluste hervorruft.

Mit diesen Ausdrücken kann man in erster Näherung den Einfluß von Systemveränderungen auf Δk_V , also $\delta \Delta k_V$ bestimmen.

Mögliche Systemveränderungen:

Folgende Systemveränderungen (δP und δV) sind mit dem entwickelten Formalismus zu behandeln.

- (1.) Eine Änderung der Materialteilchenzahlen dN führt zusammen mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten zu Änderungen δP und δV .
(z.B. eine reine y -Variation oder ein Borzusatz)
- (2.) Die Variation von Wirkungsquerschnitten im gesamten Energiebereich oder in Energieteilbereichen unter Konstanthalten der Teilchenzahlkonzentrationen führt gleichfalls zu Änderungen δP und δV .
(z.B. die zehnprozentige Variation der G.W.Q., Abschnitt 3.2.1)
- (3.) Eine Kombination von (1.) und (2.) führt zu δP und δV .
(z.B. eine G.W.Q.-Variation in Kombination mit einer anschließenden y -Iteration)

Die Systemveränderungen (δP und $\delta V = \delta F + \delta C + \delta L$) sollten so klein sein, daß die Neutronenflußspektren des Normal- und des Voidfalls nur wenig verändert werden. Nur dann stimmen die abgeschätzten $\delta \Delta k_V$ mit den durch Multigruppenmethoden bestimmten $\delta \Delta k_V$ überein.

Vorzeichenkriterien der Δk_V -Änderungen bei Systemveränderungen

Das Vorzeichen einer Änderung des Voideffektes infolge einer Systemstörung läßt sich folgendermaßen bestimmen und erklären.

Störung der Neutronenproduktion:

$$\delta \Delta k_V(\delta P) = \frac{\delta P_V}{V_V} - \frac{\delta P_N}{V_N}$$

Es gibt drei Möglichkeiten für die Änderung des Voideffekts:

$$\delta \Delta k_V(\delta P) \begin{matrix} > \\ = 0 \\ < \end{matrix} \quad \text{woraus folgt} \quad \frac{\delta P_V}{\delta P_N} \begin{matrix} > V_V \\ < \\ < \end{matrix} \frac{V_V}{V_N} \quad (3.3.8)$$

Es gilt auch jeweils die Umkehrung. Dieser Sachverhalt ist für die Erklärungen des Voideffektverhaltens besonders wichtig, die im Laufe der weiteren Ausführungen gegeben werden.

Wenn man Produktionsstörungen δP in das System einbringt, so hängt deren Effekt davon ab, wie sich die Produktionsstörungen beim Übergang vom Normalfall zum Voidfall im Vergleich zu den Systemgrößen V_V und V_N ändern.

Störung der Neutronenverluste:

$$\delta \Delta k_V(\delta V) = \delta V_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \delta V_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2}$$

Auch hier gibt es drei Möglichkeiten für die Änderung des Voideffektes:

$$\delta \Delta k_V(\delta V) \begin{matrix} > \\ = 0 \\ < \end{matrix} \text{ woraus folgt } \frac{\delta V_V}{\delta V_N} \begin{matrix} < \\ = \\ > \end{matrix} \frac{\frac{P_N}{V_N^2}}{\frac{P_V}{V_V^2}} \quad (3.3.9)$$

Auch hier gilt jeweils die Umkehrung.

$\frac{P_N}{V_N^2}$ und $\frac{P_V}{V_V^2}$ sind systembestimmte Größen.

δV_V und δV_N sind die Störungen der Neutronenverluste im Void- und Normalfall.

Je nach dem, wie sich die systembestimmten Größen in ihrem Verhalten beim Übergang vom Normal- zum Voidfall im Vergleich zu den eingebrachten Störungen ändern, ergibt sich eine positive oder negative Änderung des Voideffektes.

Mit den Zahlenwerten des Standardsystems und einer Umkehrung der Folgerungen (3.3.8) und (3.3.9) ergeben sich die folgenden Vorzeichenkriterien für die Δk_V -Änderungen.

Produktionsstörungen:

$$\text{Aus } \frac{\delta P_V}{\delta P_N} \begin{matrix} > \\ = 0.9508 \\ < \end{matrix} \text{ folgt } \delta \Delta k_V(\delta P) \begin{matrix} > \\ = 0 \\ < \end{matrix} \quad (3.3.10)$$

Verluststörungen:

$$\text{Aus } \frac{\delta V_V}{\delta V_N} \begin{matrix} < \\ = 0.9251 \\ > \end{matrix} \text{ folgt } \delta \Delta k_V(\delta V) \begin{matrix} > \\ = 0 \\ < \end{matrix} \quad (3.3.11)$$

Mit Hilfe dieser Bedingungen kann man leicht feststellen, ob durch eine Systemstörung der Voideffekt vergrößert oder verkleinert wird und was jeweils die Ursache dafür ist.

3.4 Anwendung dieser Methode zur Bestimmung von Δk_V -Änderungen und deren Erklärung

Nach Punkt (5.) der Zusammenfassung des Abschnitts 3.2 ergibt sich die Gesamtänderung des Voideffekts aus einer Überlagerung der ursprünglichen Voideffektänderung und der Voideffektänderung der y -Variation.

Es ist also möglich, jeden Effekt einzeln zu erklären.

3.4.1 Δk_V -Änderungen für eine zehnpromtente Vergrößerung der G.W.Q.-Typen Σ_c , Σ_f , $\nu\Sigma_f$ und Σ_{tr}

Hier wird zunächst nur der reine Effekt einer zehnpromtente G.W.Q.-Vergrößerung (ohne y -Variation) auf Δk_V mit Hilfe des Ausdrucks (3.3.6) berechnet und erklärt.

Berechnung der $\delta\Delta k_V(\Delta\Sigma)$ -Werte

Als erstes wird die Vergrößerung von Σ_c betrachtet. Σ_c werde allgemein um $X\%$ vergrößert.

Damit resultiert: $\delta P = 0$, $\delta V = \delta C = X \cdot 10^{-2} \cdot C$

Im Normalfall ist $\delta C_N = X \cdot 10^{-2} \cdot C_N$ und im Voidfall ist $\delta C_V = X \cdot 10^{-2} \cdot C_V$

Damit ergibt sich eine Δk_V -Veränderung von

$$\begin{aligned} \delta\Delta k_V &= 0 + \delta\Delta k_V(\delta V) \\ &= X \cdot 10^{-2} \cdot C_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - X \cdot 10^{-2} \cdot C_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \end{aligned}$$

Mit $X = 10$ und den Zahlenwerten für C_N , P_N , V_N und C_V , P_V , V_V , Tabelle 2.2.6, folgt $\delta\Delta k_V = +0,00458$ und mit $\Delta k_V = 0,0280$ ergibt sich ein $\Delta k_V = 0,0328$.

Dieser Wert ist verglichen mit dem aus Multigruppenrechnungen, gleichfalls ohne y -Variation, stammenden Wert von 0,0310 etwas zu groß. Das ist auch nicht allzu verwunderlich, denn 10% Änderung in Σ_c bedeutet eben doch eine drastische Änderung der Systemeigenschaften.

Es werden sich jeweils zusätzliche Spektralveränderungen für den Normal- und Voidfall ergeben, die mit dem einfachen Ausdruck zur Bestimmung von $\delta\Delta k_V$ nicht erfaßt werden. Daß die zehnpromtente Änderung am Einfangquerschnitt beachtlich ist, sieht man daran, daß sich für die vergrößerten Σ_c ein stark unterkritisches $k'_N = 0,9685$ ergibt.

Die Berechnung der $\delta\Delta k_V$ für die Änderung der Reaktionstypen Σ_f , $\nu\Sigma_f$ und Σ_{tr} erfolgen analog.

In der Tabelle 3.4.1 sind die Ergebnisse für die $\delta\Delta k_V$ und die $\Delta k'_V = \Delta k_V + \delta\Delta k_V$ angegeben und den Ergebnissen von Multigruppenrechnungen (MG), $\Delta k_V(MG)$ und $k'_N(MG)$ ohne y-Variation gegenübergestellt.

Mit Hilfe der Tabelle 3.4.2 kann man verfolgen, wie groß die einzelnen Beiträge $\delta\Delta k_V(\delta P)$ und $\delta\Delta k_V(\delta V)$ zu $\delta\Delta k_V$ sind.

Insgesamt kann man folgendes feststellen:

Die Tendenz der $\delta\Delta k_V$ wird überall richtig wiedergegeben. Bei dem Reaktionstyp $\nu\Sigma_f$ ist die Übereinstimmung zwischen $\Delta k_V(MG)$ und $\Delta k'_V$ exakt, weil eine Veränderung der $\nu\Sigma_f$ allein keine Spektralveränderungen zur Folge haben.

Reaktionstyp + 10%	k_N	$\Delta k_V(MG)$	$\Delta k'_V$	$\delta\Delta k_V$
Σ_c	0.9685	0.03103	0.03258	+0.00458
Σ_f	1.0697	0.02883	0.02897	+0.00097
$\nu\Sigma_f$	1.1000	0.03080	0.03080	+0.00280
Σ_{tr}	1.0159	0.03247	0.03303	+0.00503

Tabelle 3.4.1: Das Verhalten von k_N und Δk_V bei Vergrößerung der G.W. Q. ohne y-Iteration, $\Delta k_V(MG)$ resultiert aus Multigruppenrechnungen, $\Delta k'_V$ und $\delta\Delta k_V$ ergeben sich mit der im Abschnitt 3.3 angegebenen Methode.

Reaktionstyp +10%	$\delta\Delta k_V(\delta P)$	$\delta\Delta k_V(\delta V)$	$\delta\Delta k_V$
Σ_c	0.	+0.00458	+0.00458
Σ_f	+0.00280	-0.00183	+0.00097
$\nu\Sigma_f$	+0.00280	0.	+0.00280
Σ_{tr}	0.	+0.00503	+0.00503

Tabelle 3.4.2: Aufteilung der Voideffektänderung in Anteile der Produktionsänderungen $\delta\Delta k_V(\delta P)$ und Verluständerungen $\delta\Delta k_V(\delta V)$

Für die Wirkungsquerschnitte Σ_{tr} , Σ_c und Σ_f werden die Multigruppenergebnisse $\Delta k_V(MG)$ von den Näherungsergebnissen Δk_V leicht übertroffen.

Trotz der vorhandenen Differenzen ist die Näherungsformel für die Bestimmung von $\delta \Delta k_V$ doch so gut, daß man das Vorzeichen und auch die Größenordnung der Voideffektänderung ermitteln kann, ohne Multigruppenrechnungen durchführen zu müssen.

Erklärung der $\delta \Delta k_V(\Delta \Sigma)$ -Werte

Die Erklärung der Δk_V -Änderungen erfolgt unter Benutzung der Vorzeichenkriterien (3.3.10) und (3.3.11).

Einfluß der Vergrößerung von Σ_c auf Δk_V :

Die Verschiebung des Neutronenflußspektrums zu höheren Energien im Voidfall bewirkt eine Verkleinerung des effektiven makroskopischen Eingruppeneinfangquerschnittes C . Der große Unterschied zwischen C_N und C_V (Tabelle 2.2.6) verursacht den positiven Voideffekt Δk_V (Abschnitt 2.2.4).

Bei einer Vergrößerung der Σ_c in allen Gruppen um 10% und der Annahme, daß sich die Neutronenflußspektren des Normal- und Voidfalls bei dieser Systemstörung nicht ändern, ergibt sich für die Störgrößen δC_N und δC_V der gleiche prozentuale Unterschied, wie für die Größen C_N und C_V des ungestörten System. Dieser Unterschied ist so groß, d.h. δC_V ist so viel kleiner als δC_N , daß sich für $\delta \Delta k_V(\delta C)$ ein positiver Betrag ergibt, Tabelle 3.4.1 und 3.4.2. Mit dem Kriterium (3.3.11) ergibt sich $\frac{\delta C_V}{\delta C_N} = 0.8318 < 0.9251$ woraus $\delta \Delta k_V(\delta C) > 0$ folgt.

Die Ursache für die positive Δk_V -Änderung liegt also auch hier in dem großen Unterschied der Größen δC_N und δC_V , der durch die Spektralverschiebung bei Natriumverlust bedingt wird.

Das Ergebnis der Multigruppenrechnung für $\Delta k_V(MG)$ ist etwas kleiner als das hier auf einfache Weise bestimmte, Tabellen 3.4.1 und 3.4.2, weil die Annahme der Konstanz der Spektren nicht voll erfüllt ist.

Die γ -Verkleinerung, die k_N zu 1. macht, bewirkt eine weitere Vergrößerung des Δk_V -wertes, Tabelle 3.2.1. Der Einfluß einer γ -Variation auf den Voideffekt wird im nächsten Abschnitt 3.4.2 behandelt.

Einfluß der Vergrößerung von Σ_f auf Δk_V :

Eine Σ_f -Vergrößerung von 10% in allen Gruppen bewirkt eine Vergrößerung der Neutronenverluste (δV) und eine Vergrößerung der Neutronenproduktion (δP). Weil sich F , der effektive makroskopische Eingruppenseptquerschnitt, beim Übergang von Normalfall zum Voidfall nur geringfügig verkleinert, Tabelle 2.2.6, ist auch der Unterschied zwischen δF_N und δF_V klein, wodurch eine Verkleinerung des Voideffektes Δk_V verursacht wird, Tabelle 3.4.2.

Mit (3.3.11) ergibt sich $\frac{\delta F_V}{\delta F_N} = 0.9750 > 0.9251$ woraus $\delta \Delta k_V(\delta F) < 0$ resultiert.

Die Zunahme der effektiven Neutronenproduktion δP ist zwar im Voidfall etwas kleiner als im Normalfall ($\delta P_V < \delta P_N$), weil jedoch die Gesamtverluste des Systems beim Übergang zum Voidfall noch stärker abfallen, ergibt sich mit δP eine Vergrößerung des Voideffektes Δk_V , Tabelle 3.4.2.

Nach (3.3.10) folgt $\frac{\delta P_V}{\delta P_N} = 0.9771 > 0.9508$ womit ein $\delta \Delta k_V(\delta P) > 0$ verursacht wird.

Insgesamt überwiegt der Produktionseffekt der Voideffektvergrößerung den Verlusteffekt der Voideffektverkleinerung, Tabellen 3.4.1 und 3.4.2.

Die γ -Vergrößerung, die für $k_N = 1$ sorgt, verursacht eine Verkleinerung des Voideffektes (nächster Abschnitt 3.4.2), die die ursprüngliche Voideffektvergrößerung durch Σ_f -Vergrößerung überkompensiert, Tabelle 3.2.1.

Einfluß der Vergrößerung von ($\nu \Sigma_f$) auf Δk_V :

Die Zunahme von ($\nu \Sigma_f$) um 10% verursacht nur eine Vergrößerung der Neutronenproduktion. Mit der gleichen Argumentation wie für Σ_f ergibt sich eine Vergrößerung des Δk_V -wertes, Tabelle 3.4.1 und 3.4.2.

Durch die γ -Vergrößerung, um $k_N = 1$ zu erhalten, wird der Δk_V -Wert, Tabelle 3.2.1, wieder verkleinert. Es überwiegt aber der vergrößernde Effekt der vergrößerten Neutronenproduktion.

Einfluß der Vergrößerung von Σ_{tr} auf Δk_V :

Die Vergrößerung von Σ_{tr} verursacht eine Verkleinerung der Leckage.

$\delta L = -X \cdot L$, X ist der Faktor der die Änderung der Leckage angibt.

Bei $\frac{\Delta \Sigma_{tr}}{\Sigma_{tr}} = 0.10$ ist $X = \frac{0.1}{1.1}$.

Wenn man in dem Ausdruck 3.3.6 das Minuszeichen ausklammert, kann man für den Klammerinhalt das Vorzeichenkriterium (3.3.11) anwenden.

Da $\frac{|\delta L_V|}{|\delta L_N|} = \frac{X \cdot L_V}{X \cdot L_N} = 1,1744 > 0,9251$, ist der Klammerinhalt negativ. Zusammen

mit dem ausgeklammerten Minuszeichen ergibt sich ein positiver Wert für $\delta \Delta k_V(\Delta \Sigma_{tr})$. Eine anschauliche Erklärung für die Δk_V -Vergrößerung wurde schon in Abschnitt 3.2.1 gegeben.

Auch hier bringt die notwendige ($k_N = 1$.) Vergrößerung von y eine Verkleinerung der positiven Voideffektänderung $\delta \Delta k_V(\Delta \Sigma_{tr})$ mit sich, Tabelle 3.2.1.

3.4.2 Δk_V -Änderung bei einer y -Variation

Mit Hilfe der angegebenen Formel für $\delta \Delta k_V$ (3.3.6) kann man den Effekt einer y -Variation auf den Voideffekt, Tabelle 3.2.2, recht gut abschätzen. Darüber hinaus kann man sogar die Voideffektänderung bei einer y -Variation bis in die Anteile einzelner Materialien hinein verfolgen.

In dem hier betrachteten Beispiel soll y vergrößert werden. y vergrößern, bedeutet die Urankonzentration vergrößern und dafür die Plutoniumkonzentration verkleinern.

Bei der folgenden Behandlung wird vorausgesetzt, daß die Leckage im Normal- und im Voidfall nicht durch die y -Iteration beeinflusst wird, d.h. $\delta L_{N,V} = 0$.

Es gelte:

$$y = \frac{N_8 + N_0}{N_9}, \quad N_8 + N_9 + N_0 = \text{konstant}, \quad N_9 = q_9 \cdot N_{Pu}, \quad N_0 = q_0 \cdot N_{Pu}, \quad N_{Pu} = N_9 + N_0,$$

$$q_9 + q_0 = 1.$$

Dabei sind:

$$N_8 = N(\text{U238}), \quad N_9 = N(\text{Pu239}), \quad N_0 = N(\text{Pu240}), \quad N = \text{Teilchenzahlkonzentrationen.}$$

q_9 und q_0 geben die relative Plutoniumzusammensetzung an.

Da $N_8 + N_{Pu} = \text{Konstant}$ gelten soll, folgt $\delta N_8 + \delta N_{Pu} = 0$ oder $\delta N_8 = -\delta N_{Pu}$.

D.h. ein positives δN_8 bedeutet für das System gleichzeitig ein negatives δN_{Pu} .

$$\begin{aligned} \text{Es gilt also} \quad \delta N_9 &= q_9 \cdot \delta N_{Pu} = -q_9 \cdot \delta N_8 \quad \text{und} \\ \delta N_0 &= q_0 \cdot \delta N_{Pu} = -q_0 \cdot \delta N_8. \end{aligned}$$

Nach (3.3.6) ergibt sich die Voideffektänderung $\delta \Delta k_V$ aus:

$$\delta \Delta k_V = \frac{\delta P_V}{V_V} - \frac{\delta P_N}{V_N} + \delta V_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \delta V_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2}$$

Die Systemstörungen $\delta P_{V,N}$ und $\delta V_{N,V}$ kann man in ihre materialabhängigen Bestandteile zerlegen und materialweise zusammenfassen. Damit ergibt sich folgende Darstellung:

$$\begin{aligned}\delta P_N &= \delta N_8 \cdot (v\sigma_f)_N^8 + q_9 \cdot \delta N_{Pu} (v\sigma_f)_N^9 + q_0 \cdot \delta N_{Pu} (v\sigma_f)_N^0 \\ &= \delta N_8 \left((v\sigma_f)_N^8 - q_9 \cdot (v\sigma_f)_N^9 - q_0 \cdot (v\sigma_f)_N^0 \right) \text{ und analog} \quad (3.4.1) \\ \delta V_N &= \delta N_8 \left((\sigma_c + \sigma_f)_N^8 - q_9 (\sigma_c + \sigma_f)_N^9 - q_0 (\sigma_c + \sigma_f)_N^0 \right)\end{aligned}$$

In gleicher Weise lassen sich die δP_V und δV_V aufgliedern.

Einsetzen der $\delta P_{N,V}$ und der $\delta V_{N,V}$ in die Formel für $\delta \Delta k_V$ und materialweises Zusammenfassen ergibt:

$$\begin{aligned}\delta \Delta k_V &= \delta N_8 \left[\left(\frac{(v\sigma_f)_V^8}{V_V} - \frac{(v\sigma_f)_N^8}{V_N} \right) + \left((\sigma_c + \sigma_f)_N^8 \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - (\sigma_c + \sigma_f)_V^8 \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \right) \right] + \\ &- q_9 \cdot \delta N_8 \left[\left(\frac{(v\sigma_f)_V^9}{V_V} - \frac{(v\sigma_f)_N^9}{V_N} \right) + \left((\sigma_c + \sigma_f)_N^9 \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - (\sigma_c + \sigma_f)_V^9 \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \right) \right] + \\ &- q_0 \cdot \delta N_8 \left[\left(\frac{(v\sigma_f)_V^0}{V_V} - \frac{(v\sigma_f)_N^0}{V_N} \right) + \left((\sigma_c + \sigma_f)_N^0 \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - (\sigma_c + \sigma_f)_V^0 \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \right) \right] \quad (3.4.2)\end{aligned}$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Größen V_V , V_N , $\frac{P_N}{V_N^2}$ und $\frac{P_V}{V_V^2}$ durch das gesamte betrachtete Ausgangssystem (hier das Standardsystem) bestimmt sind.

Die mikroskopischen effektiven Eingruppengrößen, z.B. $(v\sigma_f)_V^9$ oder $(\sigma_c + \sigma_f)_N^8$, sollten nach Möglichkeit mittels der Spektren des Normal- und Voidfalls des betrachteten Systems gewonnen sein. Einsetzen von Zahlen liefert:

$$\begin{aligned}\delta \Delta k_V &= \delta N_8 \left[(+ 2.76224) + (+ 2.34773) \right] + \\ -0.676 \cdot \delta N_8 &\left[(+ 4.21902) + (+ 1.7331) \right] + \\ -0.324 \cdot \delta N_8 &\left[(+ 24.2903) + (+ 4.88355) \right] \quad (3.4.3)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta \Delta k_V &= \delta N_8 \left(+ 2.7622 + 2.3477 \right) \\ &- \delta N_8 \left(+ 2.8521 + 1.1716 \right) \\ &- \delta N_8 \left(+ 7.8701 + 1.5823 \right) \quad (3.4.4)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta \Delta k_V &= \delta N_8 \left(- 7.9600 - 0.4062 \right) \\ \delta \Delta k_V &= \delta N_8 \left(- 8.3662 \right) \quad (3.4.5)\end{aligned}$$

Bei einer γ -Vergrößerung wächst die U238-Konzentration, während die Pu239- und Pu240-Konzentrationen im Verhältnis der relativen Plutoniumzusammensetzung fallen. Für jedes Uran 238-Atom, das man in das System hineingibt, werden 0,676 Atome Pu239 und 0,324 Atome Pu240 dem System entnommen.

Betrachten wir zunächst den Ausdruck (3.4.3), bei dem innerhalb der eckigen Klammer die reinen Beiträge zum $\delta\Delta k_V$ der einzelnen Nuklide U238, Pu239 und Pu240 aufgeführt sind. Links steht jeweils der Beitrag der Produktionsterme und rechts der der Absorptionsterme.

Wie man am Ausdruck (3.4.3) sieht, ist der Beitrag zum $\delta\Delta k_V$ jedes der drei Nuklide für sich betrachtet positiv, sowohl der Produktionsterm als auch der Absorptionsterm. Die Gründe dafür werden weiter unten diskutiert.

In dem Ausdruck (3.4.4) sind die q_0 und q_0 bereits in den Zahlen, die innerhalb der Klammern stehen, enthalten, so daß wir jetzt am Ausdruck (3.4.4) unmittelbar den Einfluß einer γ -Vergrößerung ablesen können.

Betrachtung der Δk_V -Veränderung durch die Produktionsterme der einzelnen Nuklide

U238 : +2.76; Pu239 : -2.85; Pu240 : -7.87

Wie man sieht, kompensieren sich U238 und Pu239 in ihrem Effekt, der dominierende negative Effekt kommt von Pu240.

Betrachtung der Δk_V -Veränderungen durch die Absorptionsterme der einzelnen Nuklide

U238 : +2.35; Pu239 : -1.17; Pu240 : -1.58

Der Absorptionseinfluß von U238 ist positiv und am größten, jedoch die Summe der dem Betrage nach jeweils kleineren jedoch negativen Beiträge von Pu239 und Pu240 überkompensiert den positiven Effekt des U238, so daß der Gesamteffekt der Absorptionsterme ein weiterer, wenn auch schwacher negativer Beitrag ist.

Insgesamt ergibt sich bei Vergrößerung von γ ein negatives $\delta\Delta k_V$, d.h. Δk_V selbst wird kleiner.

Wenn man γ verkleinert, so kehren sich in den Ausdrücken (3.4.3) und (3.4.4) nur die Vorzeichen vor den eckigen Klammern um. Man sieht unmittelbar, daß sich bei einer γ -Verkleinerung, d.h. bei einer Erhöhung der Anreicherung, ein positives $\delta\Delta k_V$ ergibt.

Um den Einfluß einer y -Veränderung auf Δk_V zu ermitteln, muß man nur die y -Änderung in ein δN_g [Teilchenzahl $\cdot 10^{-24} / \text{cm}^3$] umrechnen und dieses δN_g unter Beachtung der Vorzeichen in (3.4.3) oder (3.4.4) einsetzen.

Mit dieser Näherungsformel ergibt sich ein $\Delta k_V' = 0.02833$ gegenüber dem Multi-gruppen $\Delta k_V(\text{MG})$ von 0.02837, Tabelle 3.2.2.

Erklärung des Einflusses einzelner Brennstoffnuklide auf Δk_V

Der Einfluß der y -Variation auf Δk_V ist erst erklärt, wenn der Einfluß der einzelnen Brennstoffnuklide auf Δk_V erklärt ist.

Nach (4.2.3) beschreiben folgende Zahlenwerte den Einfluß der einzelnen Nuklide auf Δk_V .

	Produktion	Absorption
U238 : δN_8	(+ 2.762	+ 2.348)
Pu239 : δN_9	(+ 4.219	+ 1.733)
Pu240 : δN_0	(+24.290	+ 4.884)

Jedes dieser Nuklide liefert einen positiven Beitrag zu $\delta \Delta k_V$, wenn man es zusätzlich in das System brächte, dabei sind sowohl die Produktions- als auch die Absorptionsanteile positiv.

Betrachtung der Produktionseinflüsse auf Δk_V

Für das Standardsystem gilt $\frac{V_V}{V_N} = 0.9508$

Für die Produktionsterme, $\delta P = \delta N \cdot (\nu \sigma_f)$, der einzelnen Nuklide gilt

	U238	Pu239	Pu240
$\frac{\delta P_V}{\delta P_N}$	$\frac{0.1338}{0.1245} = 1.0747$	$\frac{5.3131}{5.5633} = 0.9550$	$\frac{1.0449}{0.9563} = 1.0926$

In allen drei Fällen ist $\frac{\delta P_V}{\delta P_N} > \frac{V_V}{V_N}$, wodurch in allen drei Fällen eine positive Störung ($\delta N > 0$) eine Vergrößerung des Voideffektes ($\delta \Delta k_V(\delta P) > 0$) verursacht, nach Vorzeichenkriterium (3.3.10).

U238: Daß der Produktionsbeitrag von U238 positiv ist, sieht man leicht ein.

Denn die Schnellspaltung von U238 nimmt im Voidfall wegen der Spektralverschiebung noch zu $\frac{\delta P_V}{\delta P_N} (\text{U238}) > 1$.

Pu240: Bei Pu240 gilt die gleiche Argumentation. Der Anteil der Schnellspaltung ist jedoch größer und auch die Zunahme im Voidfall ist größer. So ist leicht einzusehen, daß das Pu240 einen relativ großen positiven Einfluß auf den Voideffekt hat.

Pu239: Bei Pu239 ist die Neutronenproduktion wegen der Spektralverschiebung im Voidfall kleiner als im Normalfall. Dennoch gibt es auch hier einen positiven Beitrag zum Voideffekt, weil die Gesamtverluste des Systems beim Übergang zum Voidzustand noch stärker abfallen.

Betrachtung der Verlusteinflüsse auf Δk_V

Für das Standardsystem ist

$$\frac{\frac{P_N}{V_N^2}}{\frac{P_V}{V_V^2}} = 0,9251$$

Bei diesem Beispiel kann man Leckagevariationen vernachlässigen, deshalb sind die $\delta V = \delta C + \delta F = \delta N(\sigma_f + \sigma_c)$.

Für die Verlustterme δV der einzelnen Nuklide gilt:

	U238	Pu239	Pu240
$\frac{\delta V_V}{\delta V_N}$	$\frac{0,3109}{0,3499} = 0,885$	$\frac{2,1330}{2,3160} = 0,9210$	$\frac{0,9624}{1,0691} = 0,9002$

In allen drei Fällen ist

$$\frac{\delta V_V}{\delta V_N} < \frac{\frac{P_N}{V_N^2}}{\frac{P_V}{V_V^2}},$$

wodurch in allen drei Fällen der Einfluß der Störung ($\delta N > 0$ vorausgesetzt) nach Vorzeichenkriterium (3.3.11) eine Vergrößerung von Δk_V verursacht.

Der Einfluß der Störung auf den Voideffekt wird durch das Verhalten der δV -Terme der einzelnen Materialien und durch das Verhalten der Systemgrößen $\frac{P}{V^2}$ bestimmt.

Betrachtung der einzelnen Materialien:

U238: Obwohl die Schnellspaltung im Voidzustand zunimmt, überwiegt die Abnahme des Neutroneneinfangs, so daß die Absorption im Voidzustand deutlich kleiner ist als im Normalzustand. Aus der starken Abnahme des Einfangs resultiert folglich der positive Einfluß auf den Voideffekt.

Pu240: Hier gilt im Prinzip die gleiche Argumentation wie bei U238. Aber die Abnahme der Absorption im Voidzustand ist kleiner, dennoch ist der positive Einfluß auf den Voideffekt größer, weil der Einfangquerschnitt des Pu240 größer ist als der des U238.

Pu239: Bei Pu239 sind im Voidzustand Einfang und Spaltung kleiner als im Normalfall. Weil die Spaltung den größten Anteil an der Absorption des Pu239 ausmacht und weil $\sigma_f(\text{Pu239})$ mit wachsender Energie schwächer abnimmt als $\sigma_c(\text{Pu239})$ ist der Unterschied der Absorption des Pu239 zwischen Normal- und Voidzustand am kleinsten. Aber dieser Unterschied reicht noch aus, den Absorptionsbeitrag des Pu239 zum Voideffekt gleichfalls positiv werden zu lassen.

3.4.3 Δk_V -Änderung für eine Bor(10)-Variation

Auch den Boreinfluß auf Δk_V kann man mit dem Ausdruck (3.3.6) abschätzen.

Die Störungen des Systems durch Borzugabe sind:

$$\delta V_N = \delta C_N = +\delta N_{B10} \cdot \sigma_{c,N}^{B10} \quad \text{und} \quad \delta V_V = \delta C_V = +\delta N_{B10} \cdot \sigma_{c,V}^{B10}$$

Damit ergibt sich für die Δk_V -Änderung:

$$\delta \Delta k_V = \delta N_{B10} \left(\sigma_{c,N}^{B10} \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \sigma_{c,V}^{B10} \cdot \frac{P_V}{V_V^2} \right)$$

Einsetzen von Zahlen liefert: $\delta \Delta k_V = \delta N_{B10} \cdot (+63.10)$

Mit dem δN_{B10} , das das leicht überkritische System auf $k_N = 1$ bringt,

$\delta N_{B10} = 5.5431 \cdot 10^{-5}$, resultiert ein $\delta \Delta k_V = +0.00356$ und damit ein Gesamteffekt

$\Delta k_V' = 0.0319$, der verglichen mit dem Multigruppenwert $\Delta k_V(\text{MG}) = 0.0310$ etwas zu groß ist.

Der Einfluß einer Vergrößerung der Borkonzentration auf Δk_V ist in gleicher Weise zu erklären, wie der Effekt der Σ_c -Vergrößerung im Abschnitt 3.4.1.

3.5. Erweiterung dieser Methode zur Abschätzung und Erklärung von Voideffektänderungen bei Systemstörungen unter Erhaltung des Reaktivitätszustandes $k_N = 1$.

Vorgegeben sei eine Systemstörung der Art δP , δV . Diese Systemstörung verursacht eine Veränderung des Voideffekts aber in den meisten Fällen auch eine Änderung der Reaktivität, d.h. infolge dieser Störung ist $k_N \neq 1$.

Durch eine Änderung der Anreicherung (Δy) oder durch eine Änderung des Borgehalts (ΔN_{B10}) kann der ursprüngliche Zustand $k_N = 1$ wieder hergestellt werden. Dabei verursacht das Δy oder das ΔN_{B10} , deren Größe jeweils von der ursprünglichen Systemstörung δP , δV abhängt, eine weitere Änderung des Voideffekts, so daß sich die Gesamtvoideffektänderung $\delta \Delta k_V$ aus dem Anteil der Störung δP , δV und dem Anteil von Δy bzw. ΔN_{B10} zusammensetzt.

Das Ausgangssystem sei durch folgende Größen beschrieben

$$k_N^0 = \frac{P_N}{V_N}, \quad k_V^0 = \frac{P_V}{V_V}, \quad \Delta k_V^0 = \frac{P_V}{V_V} - \frac{P_N}{V_N}$$

Die Störung des Systems δP , δV ruft folgende Veränderungen hervor:

$$k_N^{(1)} = \frac{P_N + \delta P_N}{V_N + \delta V_N}, \quad \delta \Delta k_V^{(1)} = \frac{\delta P_V}{V_V} - \frac{\delta P_N}{V_N} + \delta V_N \cdot \frac{P_N}{V_N^2} - \delta V_V \cdot \frac{P_V}{V_V^2}$$

Durch eine weitere Störung (eine Regelstörung) $\delta P(y)$, $\delta V(y)$ soll der Multiplikationsfaktor wieder auf 1. gebracht werden.

$$k_N^{(2)} = \frac{P_N + \delta P_N + \delta P_N(y)}{V_N + \delta V_N + \delta V_N(y)} = 1. \quad \text{woraus folgt,}$$

$$\delta P_N(y) - \delta V_N(y) = \underbrace{V_N - P_N}_{=0} + \delta V_N - \delta P_N \quad \text{also}$$

$$\delta P_N(y) - \delta V_N(y) = \delta V_N - \delta P_N$$

Wenn die Regelung auf $k_N^{(2)} = 1$ mit einer y -Variation erfolgen soll, ergibt sich unter Verwendung von Ergebnissen des Abschnitts 3.4.2 eine Bestimmungsgleichung für die Änderung der U238-Konzentration $\delta N_8(y)$ bei einer y -Variation.

$$\delta N_8(y) \cdot (p_N(y) - v_N(y)) = \delta V_N - \delta P_N$$

$$\delta N_8(y) = \frac{\delta V_N - \delta P_N}{p_N(y) - v_N(y)} \quad \text{wobei } p_N(y) \text{ und } v_N(y) \text{ für das Standardsystem durch}$$

$$p_N(y) = (v\sigma_f)_N^{(8)} - q_9 (v\sigma_f)_N^{(9)} - q_0 (v\sigma_f)_N^{(0)} \quad \text{und}$$

$$v_N(y) = (\sigma_c + \sigma_f)_N^{(8)} - q_9 (\sigma_c + \sigma_f)_N^{(9)} - q_0 (\sigma_c + \sigma_f)_N^{(0)} \quad \text{gegeben sind.}$$

Die Bezeichnungen (8), (9) und (0) verweisen auf die Nuklide U238, Pu239 und Pu240.

Die Gesamtvoideffektänderung ergibt sich aus der Summe der Einzeländerungen, was nach den Ergebnissen des Abschnittes 3.2.3 in Näherung gerechtfertigt ist.

$$\delta \Delta k_V \text{ gesamt} = \delta \Delta k_V^{(1)} + \delta \Delta k_V(\delta N_8(y))$$

Da nach Abschnitt 3.4.2 für das Standardsystem $\frac{\delta \Delta k_V}{\delta N_8(y)} = -8.37$ gilt, resultiert für $\delta \Delta k_V$ gesamt bei y-Regelung auf $k_N^{(2)} = 1$, bei einer Störung des Standardsystems durch δP , δV

$$\delta \Delta k_V \text{ gesamt} = \delta \Delta k_V - 8.37 \cdot \delta N_8(y) \quad \text{wobei } \delta N_8(y) \left[\frac{\text{Teilchen} \cdot 10^{-24}}{\text{cm}^3} \right] \text{ von der Störung } \delta P, \delta V \text{ abhängt.}$$

Wenn die Systemstörungen in Form von Konzentrationsänderungen angegeben sind, so ist die resultierende Voideffektänderung bei Benutzung von materialabhängigen Differenzenquotienten

$$\frac{\delta \Delta k_V}{\delta N_m} \quad \text{und} \quad \frac{\delta k_N}{\delta N_m}$$

verhältnismäßig einfach zu berechnen.

In Tabelle 3.5.1 sind einige materialabhängige Differenzenquotienten $\frac{\delta \Delta k_V}{\delta N_m}$ und $\frac{\delta k_N}{\delta N_m}$ für das Standardsystem zusammengestellt.

Eine Multiplikation dieser Größen mit $\Delta N_m \left[\frac{\text{Teilchen} \cdot 10^{-24}}{\text{cm}^3} \right]$ gestattet es, die zu erwartenden Änderungen von k_N und Δk_V bei einer Veränderung der Teilchenzahlen des Materials m um ΔN_m vorherzusagen.

Material	B10	U238	Pu239	Pu240	U238(y) ^{*)}
$\frac{\delta \Delta k_V}{\delta N_m}$	+ 63.10	+ 5.11	+ 5.95	+29.17	- 8.37
$\frac{\delta k_N}{\delta N_m}$	-467.6	-38.3	+553.3	-18.9	-460.0

Tabelle 3.5.1: Materialabhängige Koeffizienten $\frac{\delta \Delta k_V}{\delta N_m}$ und $\frac{\delta k_N}{\delta N_m}$ für das Standardsystem.

^{*)} U238(y) bedeutet U238-Hinzugabe bei y-Variation.

Auf ein einzelnes Teilchen bezogen liefert nach dieser Tabelle das B10, gefolgt von Pu240, den größten Beitrag für eine Vergrößerung des Voideffektes. Der insgesamt resultierende Voideffekt wird jedoch auch noch von dem "Regelmaterial" beeinflusst (man beachte auch Tabelle 3.2.3 im Abschnitt 3.2.3), was hier an einem Beispiel demonstriert werden soll.

Es sei eine Konzentrationsänderung des Pu240 $\Delta N^{(0)}$ gegeben. Dieses $\Delta N^{(0)}$ verursacht eine Reaktivitätsstörung von $\delta k_N = -18.9 \cdot \Delta N^{(0)}$, die durch einen Zusatz von Pu239 $\Delta N^{(9)}$ kompensiert werden soll:

$$\Delta N^{(9)} \cdot 553.3 = 18.9 \cdot \Delta N^{(0)} \quad \text{woraus folgt} \quad \Delta N^{(9)} = \frac{18.9}{553.3} \cdot \Delta N^{(0)}$$

Mit $\Delta N^{(0)}$ und $\Delta N^{(9)} = \frac{18.9}{553.3} \cdot \Delta N^{(0)}$ ist $k = 1$, und die Änderung des Voideffekts ist gegeben durch

$$\delta \Delta k_V = \delta \Delta k_V(N^{(9)}) + \delta \Delta k_V(N^{(0)})$$

$$\delta \Delta k_V = + \left(5.95 \cdot \frac{18.9}{553.3} + 29.17 \right) \cdot \Delta N^{(0)} = +29.37 \cdot \Delta N^{(0)}$$

D.h. bei diesem Beispiel ergibt sich eine Voideffektvergrößerung, die fast ausschließlich auf die Erhöhung der Pu240-Konzentration zurückzuführen ist.

Von dieser Art der Betrachtung ausgehend, kann man versuchen durch geschickte Materialauswahl den Voideffekt zu verkleinern, also günstig zu beeinflussen.

3.6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Diese abschließende Zusammenfassung wird ergänzt durch die Zusammenfassung 3.2.4 des Abschnitts 3.2.

- (1.) Systemveränderungen durch Veränderungen von Wirkungsquerschnitten und (oder) Änderungen der Zusammensetzung führen im allgemeinen zu Veränderungen des Voideffektes.
- (2.) Die Tabellen 3.2.1, 3.2.3, 3.2.4 und 3.5.1 zeigen, daß k_N auf Systemveränderungen im allgemeinen anders reagiert als Δk_V . Daraus ist zu folgern:
 - a) Gruppenkonstanten, die derart angepaßt sind, daß nur die k_{eff} -Werte einiger Systeme richtig wiedergegeben werden, müssen noch keine richtigen Δk_V -Werte liefern.
 - b) Aus dem Verhalten von k_N allein bei irgendwelchen Systemänderungen, kann man noch nicht auf die Änderung des Voideffektes schließen.
- (3.) Mit Hilfe der im Abschnitt 3.3. angegebenen Methode kann man jedoch die Größe und das Vorzeichen der Δk_V -Änderungen bei derartigen Systemstörungen ($\delta\Sigma$, δN) recht gut abschätzen und auch erklären. Wesentlich für die Anwendung dieser Methode ist, daß die Störungen im Neutronenflußspektrum des Normalfalls und in dem des Voidfalls betrachtet werden. Wesentlich ist ferner, daß sich die Voideffektänderungen aus dem Einfluß der Systemstörung und dem der Anreicherungsänderung in guter Näherung additiv zusammensetzen, weshalb man jede Änderung separat behandeln kann.
- (4.) Die Ergebnisse, Tabellen 3.4.1 und 3.4.2, zeigen, daß die Voideffektänderungen recht gut mit dieser Methode bestimmt werden können. Das bedeutet, daß man den Haupteffekt der Voideffektänderung erhält, wenn man die Spektralverschiebung von $\phi(\text{normal})$ zu $\phi(\text{void})$ berücksichtigt und die Spektralverschiebung vernachlässigt, die durch die Systemveränderungen im Normal- und Voidzustand hervorgerufen werden.
- (5.) Ganz allgemein hängen die Voideffektänderungen $\delta\Delta k_V(\delta P, \delta V)$ von der Art und Größe der Systemstörungen (δP , δV), deren Verhalten beim Übergang vom Normal- zum Voidzustand und vom Verhalten der Systemgrößen (P , V) beim Übergang vom Normal- zum Voidzustand ab. Eine Voideffektänderung tritt immer dann auf,

wenn sich die Störungen der Neutronenverluste (δV) und der Neutronenproduktion (δP) beim Übergang zum Voidfall anders verhalten als die vom System bestimmten Größen $\frac{P}{V^2}$ und $\frac{1}{V}$. Dabei ist das Verhalten der Größe $\frac{P}{V^2}$ für die Verluststörungen δV und das Verhalten von $\frac{1}{V}$ für die Produktionsstörungen δP maßgebend.

- (6.) Zu vorgegebenem System (d.h. P_N , P_V , V_N und V_V) wird das Vorzeichen der Δk_V -Änderung einer vorgegebenen Systemstörung durch die Änderung des Neutronenflußspektrums beim Übergang vom Normal- zum Voidfall bestimmt, also durch die Unterschiede der Störgrößen δV_N zu δV_V und δP_N zu δP_V .
- (7.) Mit den Punkten (4.), (5.) und (6.) wird aber auch klar, daß man sich vor unzulässigen Verallgemeinerungen hüten muß, denn nicht jede $\Delta \Sigma_c$ -Vergrößerung (Tabelle 3.2.1 und 3.4.1) bewirkt ein $\delta \Delta k_V(\delta C) > 0$. Durch geschickte Auswahl von $\Delta \Sigma_c$ -Vergrößerungen in geeigneten Gruppen kann man sicher $\delta C_N \leq \delta C_V$ erreichen, wodurch sich eine Verkleinerung des Voideffektes ergeben würde. Das gleiche gilt für die anderen Reaktionstypen.
- (8.) Ein besonderer Vorteil der unter 3.3. angegebenen Methode besteht darin, daß man mit ihrer Hilfe die Änderung des Voideffektes ohne Schwierigkeiten bis in den Anteil einzelner Materialien hinein verfolgen kann.
- (9.) Dannach würde sich für die Brennstoffnuklide Pu239, Pu240, U238 und für das Bor 10 jeweils eine Vergrößerung des Voideffektes ergeben, wenn man eines dieser Materialien zusätzlich in das System brächte.
- (10.) Eine γ -Vergrößerung (Verkleinerung der Anreicherung) bedeutet für das Standard-system und die betrachtete Brennstoffzusammensetzung eine Verkleinerung des Voideffektes, die im wesentlichen durch den Produktionsterm des Pu240 (das aus dem System entfernt wird) verursacht wird. Eine γ -Verkleinerung ruft eine Vergrößerung des Voideffektes hervor.
- (11.) Die Voideffektänderung bei einer γ -Variation ist klein, weil die Konzentrationsänderungen der Brennstoffnuklide gegenläufig sind (Pu gegen U) und weil die relative Plutoniumzusammensetzung dem Pu240 ein kleines Gewicht zuordnet.
- (12.) Weil man mit Hilfe dieser Methode den Anteil einzelner Materialien an der Änderung des Voideffektes ermitteln kann, ergibt sich die Möglichkeit, mit wenig Mühe durch gezielte und geschickte Materialauswahl den Voideffekt günstig zu beeinflussen, d.h. möglichst klein zu machen. Die Art des möglichen Vorgehens wurde in Abschnitt 3.5. durch Angabe entsprechender Berechnungsformeln und einiger Koeffizienten kurz skizziert.

4. Einfluß von Gruppenkonstantenungenauigkeiten infolge verschiedener Berechnungsmethoden und Wichtungsspektren auf k_{eff} und Δk_V

4.1 Allgemeines über die Probleme der Gruppenkonstantenbestimmung für schnelle Reaktorsysteme

Die Energie ist die wichtigste Variable bei der Berechnung schneller Brutreaktoren, denn ein wesentlicher Teil des Neutronenflußspektrums überdeckt einen großen Teil des Energiebereichs von 0 bis 10,5 MeV und die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energie ist ausgeprägt.

Ungenauigkeiten bei der Berücksichtigung der Energieabhängigkeit können einen bedeutsamen Einfluß auf alle nuklearen Kenngrößen schneller Reaktoren haben.

Im folgenden soll der mögliche Einfluß derartiger Ungenauigkeiten untersucht werden.

Die numerische Berücksichtigung der Energie erfolgt in diskretisierter Form. Die Diskretisierung wird durch die Einführung von Energiegruppen, Gruppenwirkungsquerschnitten (G.W.Q.) und Gruppenflüssen vorgenommen.

Die Einführung von Gruppenkonstanten erfolgt im Prinzip dergestalt, daß man für Energiebereiche E_i , die Energiegruppen, eine Erhaltung der Bilanzen für einzelne Reaktionsraten fordert.

$$\int_{\Delta E_i} \Sigma_x(E) \cdot \phi^W(E) dE \stackrel{!}{=} \phi_i \cdot \Sigma_{x,i} \quad \text{wobei}$$

$$\phi_i = \int_{\Delta E_i} \phi^W(E) dE \quad - \text{ der Gruppenfluß der Gruppe } i$$

$$\phi^W(E) \quad - \text{ die wahre (w) energieabhängige Flußdichte}$$

$$\Sigma_{x,i} \quad - \text{ der makroskopische Gruppenwirkungsquerschnitt der Gruppe } i \text{ des Reaktionstyps } x$$

$$\Sigma_x(E) \quad - \text{ der makroskopische energieabhängige Wirkungsquerschnitt des Reaktionstyps } x$$

Ein Gruppenkonstantensatz ist für ein zu untersuchendes System umso besser, je besser die rechte mit der linken Seite übereinstimmt. Diese Übereinstimmung ist umso besser, je feiner die Energiegruppeneinteilung und je besser die verwendete Wichtungsfunktion mit $\phi^W(E)$ übereinstimmt.

Zusätzlich fordert man meistens noch von einem Gruppensatz, daß sich die $\Sigma_{x,i}$ additiv aus den G.W.Q. einzelner Materialien (k) zusammensetzen lassen sollen,

$$\Sigma_{x,i} = \sum_k N^k \cdot \sigma_{x,i}^k$$

und zwar derart, daß man die $\Sigma_{x,i}$ für verschiedene zusammengesetzte Systeme leicht und schnell mit Hilfe von einmal berechneten und gespeicherten Daten $\sigma_{x,i}^k$ berechnen kann. Diese Forderung heißt im folgenden Additionsbedingung.

Wenn man die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_x(E)$ als bekannt (gemessen) voraussetzt (auf Meßfehler und Unsicherheiten wird hier nicht eingegangen), so sind damit die prinzipiellen Probleme der Gruppenkonstantenbestimmung umrissen.

Die Ungenauigkeiten der Gruppenkonstanten entspringen Näherungsannahmen, die man bei der Bestimmung von Gruppenkonstanten trifft. Diese Näherungen beziehen sich auf die Berechnungsmethoden und auf die schwierige Beschaffung geeigneter Wichtungsspektren.

4.1.1 Untersuchte Methoden der Gruppenkonstantenberechnung

Eine Hauptschwierigkeit bei der Berechnung von Gruppenkonstanten für schnelle Systeme stellt die Gewinnung und Berücksichtigung eines möglichst guten Wichtungsspektrums dar. Der Verlauf des Wichtungsspektrums (des Neutronenflusses) wird stark durch die Resonanzen der sich im Reaktor befindlichen Materialien beeinflusst. Die Resonanzeigenschaften sind außerordentlich materialspezifisch. Folglich sind die Resonanzeigenschaften ganzer Mischungen in starkem Maß von der jeweiligen Zusammensetzung der betrachteten Mischung abhängig. D.h. die jeweils zu verwendenden Gruppenkonstanten einzelner Materialien sind von der Zusammensetzung der Mischung abhängig, der diese Materialien angehören.

Weil der Einfluß der Resonanzen auf die nuklearen Größen eines schnellen Systems groß sein kann [39,59,60,63]7, sollte man zur Berechnung großer schneller Reaktoren nur Gruppenkonstanten benutzen, bei denen der Einfluß der Resonanzen explizit berücksichtigt wird.

Es sollen zwei Methoden untersucht werden, mischungsabhängige Resonanzeinflüsse bei der Herstellung von Gruppenkonstanten zu berücksichtigen.

A.) Das σ_o -Konzept

Mit dem σ_o -Konzept von Abagian, Bondarenko et al. [74] werden die Resonanzeigenschaften der Wirkungsquerschnitte approximativ berücksichtigt und die Additionsbedingungen erfüllt.

Folgende generelle Annahmen charakterisieren das σ_o -Konzept.

- (1.) Es wird die Gültigkeit der Narrow-Resonance-Approximation vorausgesetzt. Danach ist in kleinen Energieabschnitten, insbesondere im Bereich von Resonanzen, die wahre (w) Stoßdichte

$$F^W(E) = \phi^W(E) \cdot \Sigma_{\text{tot}}(E)$$

schwach veränderlich mit der Energie, d.h. die Energieabhängigkeit der wahren Flußdichte im Bereich einer Resonanz wird durch

$$\phi^W(E) \sim \frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$$

approximiert.

- (2.) Zusätzlich wird ein Wichtungsspektrum $W(E)$ benutzt, daß in größeren Energiebereichen der wahren Stoßdichte $F^W(E)$ möglichst ähnlich sein sollte. Insgesamt wird also die wahre Flußdichte in einem größeren Energiebereich durch

$$\phi^W(E) = \frac{F^W(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)} \approx \frac{W(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$$

angenähert.

- (3.) Die Hauptannahme des σ_o -Konzepts, die einerseits die Erfüllung der Additionsbedingung für die $\Sigma_{x,i}^k$ einzelner Materialien (k) ermöglicht, andererseits aber sicher eine wesentliche Ungenauigkeitsquelle sein kann, lautet

- a) im Resonanzbereich des betrachteten Materials k :

$$\Sigma_{\text{tot}}(E) = \Sigma_{\text{tot}}^k(E) + N^k \cdot \sigma_{o,i}^k, \text{ wobei}$$

k - Materialbezeichnung

N^k - Teilchenzahlkonzentration des Materials k

$\sigma_{o,i}^k$ - eine von der Energiegruppe i und dem Material k abhängige Konstante

D.h., der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts der gesamten Mischung innerhalb des Energiebereichs einer Gruppe i wird durch den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts des jeweils betrachteten Materials k plus einem konstanten gruppen (i)- und materialabhängigen (k) Untergrund wiedergegeben.

b) im resonanzfreien Bereich des betrachteten Materials k:

$\Sigma_{\text{tot}}(E)$ hat keinen Einfluß auf die Gruppenkonstanten des Materials k
(praktisch bedeutet diese Annahme $\Sigma_{\text{tot}}(E) = \text{konst.}$).

Mit diesen Annahmen und einem vorgegebenen Wichtungsspektrum $W(E)$ ergeben sich für jedes Material und jeden Reaktionstyp folgende Gruppenkonstanten:

$\sigma_{x,i}^{k \infty}$ - der Wirkungsquerschnitt für unendliche Verdünnung
 $f_{x,i}^k(\sigma_0)$ - der zu $\sigma_{x,i}^{k \infty}$ gehörende mischungsabhängige Resonanzabschirmfaktor, der für verschiedene σ_0 -Werte berechnet und tabelliert wird

$\sigma_{o,i}^k = \frac{1}{N^k} \sum_{m \neq k} N^m \cdot \sigma_{\text{tot},i}^m$ - der für das Material k und die Gruppe i geltende Verdünnungsparameter

Der Wert von $\sigma_{o,i}^k$ bestimmt die Größe von $f_{x,i}^k(\sigma_0)$.

Für $\sigma_{o,i}^k \rightarrow \infty$ gilt $f_{x,i}^k(\sigma_0) \rightarrow 1$.

Der makroskopische materialabhängige effektive Gruppenquerschnitt ergibt sich dann aus

$$\Sigma_{x,i}^k = N^k \cdot \sigma_{x,i}^{k \infty} \cdot f_{x,i}^k(\sigma_0)$$

Das σ_0 -Konzept wird auf alle Reaktionstypen, mit Ausnahme der inelastischen Streuung (keine Resonanzen) angewendet.

B.) Das R-Konzept

Mit dem R-Konzept von R.Froelich, H. Huschke et.al. [77,78] wird gleichfalls die Resonanzabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt, jedoch kann die Additionsbedingung nicht erfüllt werden.

Auch für das R-Konzept wird die Gültigkeit der Annahme (1.) (Narrow-Resonance-Approximation) und (2.) (Verwendung einer Wichtungsfunktion $W(E) \approx F^W(E)$) wie bei dem σ_0 -Konzept vorausgesetzt, dagegen wird die Hauptannahme (3.) und damit der Hauptmangel des σ_0 -Konzepts vermieden.

Für eine vorgegebene Mischung werden mit Hilfe des R-Konzepts die makroskopischen G.W.Q. jeweils durch direkte totalnumerische Integration bestimmt.

Weil das R-Konzept etwas aufwendig ist, wurde es nur für die bremselastischen G.W.Q. entwickelt, die besonders empfindlich auf die jeweils getroffenen Annahmen reagieren, wie noch gezeigt werden wird.

Bemerkung zur Namensgebung:

" σ_0 -Konzept", weil die Resonanzabschirmfaktoren $f(\sigma_0)$ mit Hilfe eines Parameter σ_0 ermittelt werden.

"R-Konzept", weil die "R"esonanzen direkt berücksichtigt werden.

Dieses Verfahren hat in [78], Abschnitt 3.5, keine spezielle Bezeichnung, in [77] wird es mit Methode B und in [9] mit Remo-konzept bezeichnet.

Auf weitere Einzelheiten beider Konzepte wird in dem Abschnitt 4.2 bei der Behandlung der bremselastischen G.W.Q. eingegangen. Spezielle Eigenheiten der anderen Reaktionstypen werden, sofern notwendig, in Abschnitt 4.3 erwähnt.

4.1.2 Die benutzten Wichtungsspektren

In beiden Konzepten benötigt man Wichtungsspektren $W(E)$.

In dieser Arbeit kommen folgende Wichtungsspektren zur Anwendung:

- | | |
|------------------|--------------------|
| 1.) $F(E)_N$ | 4.) $F(E)_{SNEAK}$ |
| 2.) $F(E)_V$ | 5.) $\phi_N(E)$ |
| 3.) $F(E)_{NAP}$ | 6.) $\phi_V(E)$ |

Die mit $F(E)$ bezeichneten Spektren sind Stoßdichtespektren, während die mit $\phi(E)$ bezeichneten Flußdichtespektren sind.

Die Stoßdichtespektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$ sind die systemeigenen Stoßdichtespektren für das Standardsystem im Normal (N)- und Voidfall (V).

Das $F(E)_{NAP}$ -Stoßdichtespektrum gehört zu dem Prototypreaktor "NA2". Mit diesem Spektrum wurden die bremselastischen G.W.Q. des KFK-NAP-Satzes [78] berechnet. Die restlichen Daten dieses Satzes (die anderen Reaktionstypen) wurden mit dem $F(E)_{SNEAK}$ -Spektrum berechnet [77,78].

Das $F(E)_{SNEAK}$ -Spektrum ist das Stoßdichtespektrum der SNEAK-Anordnung 3A-2, mit der ein dampfgekühlter schneller Brüter simuliert wurde, dessen Dampfdichte $0,07 \text{ g/cm}^3$ beträgt.

Das Spektrum $\phi_N(E)$ wurde zur Berechnung der Daten des KFK-Satzes benutzt [63]. Mit $\phi_V(E)$ wurden die bremselastischen G.W.Q. für den Voidfall neu berechnet. $\phi_N(E)$

und $\phi_V(E)$ gehören zu einem Na1-System [1,3,63_7, sie wurden der Vollständigkeit halber und um einen Vergleich mit $F(E)_N$ und $F(E)_V$ zu haben mit in diese Untersuchung aufgenommen. Dabei ist jedoch zu beachten, daß sich $F(E)_N$ und $\phi_N(E)$ bzw. $F(E)_V$ und $\phi_V(E)$ einander nicht entsprechen, diese Spektren gehören zu verschiedenen Systemen und wurden jeweils separat bestimmt.

Herstellung der Wichtungsspektren

Die Herstellung von Wichtungsspektren läuft im Prinzip folgendermaßen ab.

Für ein bestimmtes System und einen Ausgangsgruppensatz werden die energieabhängigen (räumlich gemittelten) unstetigen Funktionen $\sum_{tot,i} \phi_i$ bzw. ϕ_i berechnet, wobei $\phi_i = \dot{\phi}_i / \Delta E_i$ ist. Dabei ist $\dot{\phi}_i$ der Gruppenfluß.

Diese Stufenfunktionen sind innerhalb einer Gruppe konstant.

Zur Berechnung von Gruppenkonstanten benötigt man jedoch den wahren energieabhängigen Verlauf derartiger Funktionen, die innerhalb einer Gruppe nicht konstant sind. Deshalb werden die berechneten Stufenfunktionen geglättet.

Das Glätten der Stufenfunktionen wird hier derart vorgenommen, daß Flächengleichheit innerhalb einer Energiegruppe und stetiger Anschluß der geglätteten Funktionen an den Gruppenbereichsgrenzen gewährleistet sind.

Zusätzlich erhebt man noch Monotonieforderungen innerhalb großer Energiebereiche (bis zum Maximum monotonen Wachsen, danach monotonen Fallen).

Das Glätten ist in gewissem Umfang ein willkürlicher Vorgang. Man hofft, daß die derart geglätteten Spektren den wirklichen Spektren in ihrem Verlauf nahekommen.

Das Glätten der Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$ wurde mit einem Programm von Späth [86_7 vorgenommen, wodurch eine gute Reproduzierbarkeit der Spektren gewährleistet ist. Häufig wird das Glätten der Stufenfunktionen per Hand und Augenmaß durchgeführt, wodurch in gewissem Umfang individuelle und kaum reproduzierbare Spektren entstehen können.

Unterschiede der Wichtungsspektren

Die hier angegebenen Spektren unterscheiden sich ganz allgemein voneinander aus folgenden Gründen:

- (1.) Physikalische Ursachen, wie verschiedene Zusammensetzung und Größe der Systeme, bedingen Unterschiede in den einzelnen Spektren.
- (2.) Bei der Herstellung der Spektren ist eine gewisse Willkür unvermeidlich, wo-

durch weitere nichtphysikalische Unterschiede hervorgerufen werden.

Wesentlich für die Wichtung von Gruppenkonstanten ist jeweils nur der Verlauf der Spektren innerhalb einer Gruppe und nicht das globale Verhalten des Spektrums im gesamten Energiebereich.

Wie stark sich tatsächlich die untersuchten Spektren in ihrem Verlauf innerhalb der einzelnen Gruppen unterscheiden, sieht man deutlich nach Einführung einer zweckmäßigen Normierung in den Abbildungen 4.2.5 bis 4.2.8 des Abschnitts 4.2.3.2.

Die Ausführungen über die Wichtungsspektren werden weiter unten im Abschnitt 4.2.3.3 vertieft.

4.1.3 Untersuchte Fragestellungen

Bevor die zu untersuchenden Fragestellungen über Gruppenkonstanten formuliert werden sollen generell einige Eigenschaften der Gruppenkonstanten und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V angegeben werden.

Es ist bekannt, daß der elastische Bremsquerschnitt im Vergleich zu anderen G.W.Q.-Typen besonders heftig auf Änderungen von Wichtungsspektren reagiert [63].

Wenn man den Einfluß verschiedener Wichtungsspektren und Berechnungsmethoden untersucht, sollte man dennoch die Untersuchung nicht nur auf die G.W.Q.-Typen beschränken, die besonders heftig reagieren, sondern auch jene Typen mit in Betracht ziehen, die weniger heftig auf andere Spektren und Methoden reagieren. Denn es kommt nicht nur darauf an, wie empfindlich einzelne G.W.Q. reagieren, sondern es kommt auch darauf an, wie groß schließlich ihr Einfluß auf die untersuchten Reaktorparameter ist.

Um dies zu erläutern sind unter Benutzung der Ergebnisse des Abschnitts 3 (Tabelle 3.2.1) in Tabelle 4.1.1 die prozentualen Änderungen von k_N und Δk_V zusammengestellt, die sich bei einer zehnpromzentigen Zunahme der makroskopischen G.W.Q. in allen Gruppen für die einzelnen Reaktionstypen ergeben. (Die Δk_V -Änderungen gelten dabei für jeweils kritische Systeme.)

Aus dieser Tabelle kann man zweierlei ablesen.

- 1.) Wenn man die prozentualen Änderungen für die einzelnen Reaktionstypen nach der Größe ihres Betrages ordnet, so ergibt sich für die Änderungen von k_N eine andere Reihenfolge als für die Änderungen von Δk_V . D.h. k_N reagiert anders auf G.W.Q.-Variationen als Δk_V .

Reaktionstyp	Σ_{tr}	Σ_c	Σ_{bel}	$v\Sigma_f$	Σ_f	Σ_{bin}
$\delta\Delta k_V$ [%]	+14,6	+13,2	+3,2	+ 2,14	-1,8	-1,1
Reihenfolge nach Größe der Änderung	1	2	3	4	5	6
δk_N [%]	+ 1,02	- 3,15	-1,08	+10,0	+7,0	-0,9
Reihenfolge nach Größe der Änderung	5	3	4	1	2	6

Tabelle 4.1.1: Änderung der k_N - und Δk_V -Werte bei zehnpromzentiger Zunahme der aufgeführten Reaktionstypen für das Standardsystem

2.) Bei gleich großen G.W.Q.-Änderungen ergeben sich für die Reaktionstypen Σ_{tr} und Σ_c wesentlich größere Änderungen in Δk_V als bei dem Reaktionstyp Σ_{bel} . D.h. heftiges Reagieren eines G.W.Q.-Typs kann auf Δk_V unter Umständen genau so viel ausmachen wie schwaches Reagieren eines anderen G.W.Q.-Typs, einfach weil letzterer eine größere Wichtigkeit für den betrachteten Reaktorparameter in dem betreffenden System besitzt.

Aus diesen allgemeinen Feststellungen ergeben sich folgende generelle Fragen, die in Abschnitt 4, nach einer weiteren Untergliederung und Spezialisierung, untersucht werden:

- (1.) Inwieweit ist es notwendig, zur Berechnung eines bestimmten Systems, Gruppenkonstanten zu benutzen, die mit einem systemeigenen Spektrum berechnet wurden? In welchem Umfang kann man systemfremde Spektren verwenden?
- (2.) Ist es insbesondere sinnvoll, für die Berechnung eines Systems im Voidzustand, das ein härteres Spektrum hat, Gruppenkonstanten zu benutzen, die mit einem Voidspektrum berechnet worden sind?
- (3.) Wie groß ist der Einfluß der mit verschiedenen Berechnungsmethoden (σ_o - und R-Konzept) und Wichtungsspektren bestimmten bremselastischen G.W.Q. auf k_{eff} und Δk_V ?
- (4.) Welchen Einfluß hat die Benutzung verschiedener Wichtungsspektren bei der Berechnung der G.W.Q. der anderen Reaktionstypen Σ_c , Σ_f u.a. im Rahmen des σ_o -Konzepts auf k_{eff} und Δk_V ?

Bemerkungen zur Durchführung:

Die Untersuchung des Einflusses der auf verschiedene Weise bestimmten Gruppenkonstanten auf k_{eff} und Δk_V wird generell im Rahmen der Diffusionstheorie durchgeführt.

Bei der Benutzung der Spektren $F(E)_N$, $F(E)_V$, $F(E)_{NAP}$ und $F(E)_{SNEAK}$ wurden die Gruppensätze KFK-NAP und dessen Vorläufer [77,78] benutzt.

Die Spektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ kamen innerhalb des 26-Gruppen-KFK-Satzes zur Anwendung [63].

Berechnet wurde immer das Standardsystem, bei dem in einigen Fällen aus Kritikalitätsgründen die Anreicherung verändert werden mußte.

4.2 Untersuchung der Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung $\Sigma_{\text{bel},i}$ für verschiedene Bestimmungsmöglichkeiten und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_v

4.2.1 Untersuchte Möglichkeiten (Methoden und Wichtungsspektren) zur Bestimmung der Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung $\Sigma_{\text{bel},i}$

Allgemeines über die bremselastischen Gruppenkonstanten $\Sigma_{\text{bel},i}$

Das Produkt von $\Sigma_{\text{bel},i}$ und dem Gruppenfluß ϕ_i ist die elastische Bremsrate der Gruppe i , die angibt, wieviel Neutronen pro sec und cm^3 durch elastische Stöße die Energiegruppe i durch Abbremsung verlassen und in die Gruppe $i+1$ gelangen.

(Bei schnellen Systemen wird nur Abwärtsstreuung betrachtet.)

Die $\Sigma_{\text{bel},i}$ bestimmen also entscheidend das Gruppenflußspektrum und damit alle anderen nuklearen Kenngrößen eines Reaktors.

Die $\Sigma_{\text{bel},i}$ hängen, wie schon erwähnt, recht empfindlich von den bei ihrer Berechnung getroffenen Annahmen und benutzten Wichtungsspektren ab.

Die Gründe dafür sind:

(1.) Der maximale Energieverlust eines Neutrons der Energie E bei einem elastischen Stoß mit einem Kern k der Massenzahl A beträgt $\Delta E_{\text{max}}^k = E - \alpha_k \cdot E$, wobei

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \text{ ist.}$$

Je schwerer also der Kern, desto kleiner der mögliche maximale Energieverlust für das stoßende Neutron. Die in einem natriumgekühlten Brutreaktor verwendeten Materialien sind so schwer ($A \geq 12$), daß alle ΔE_{max}^k dieser Materialien kleiner sind als die Energiegruppenbreiten ΔE_i des benutzten 26-Gruppensatzes. Gemessen an der Gruppenbreite liegen die materialabhängigen maximalen Energieverluste für O16 zwischen maximal 47,4% und minimal 24,4%, für Na23 zwischen 31,7% und 16% und für Fe56 zwischen 12% und 6,4% der Gruppenbreiten des 26-Gruppensatzes. Folglich können Neutronen durch elastische Stöße in der Gruppe i nur dann in die nächst tiefere Gruppe ($i+1$) gestreut werden, wenn sich die Streukollision in dem materialabhängigen Herausstreubereich

$$\Delta E_{\text{bel},i}^k = \frac{1}{\alpha_k} E_i - E_i \text{ über der unteren Gruppengrenze } E_i \text{ der Gruppe } i \text{ ereignet.}$$

(2.) Weil der materialabhängige Herausstreubereich $\Delta E_{\text{bel},i}^k$ immer kleiner ist als die Gruppenbreite ΔE_i , reagieren die Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung sehr empfindlich auf Änderungen des Verlaufs des Wichtungsspektrums. Diese Eigenschaft wird weiter unten an Hand der angegebenen Formeln noch deutlicher.

(3.) Weil der Verlauf des Neutronenflusses, d.h. des Wichtungsspektrums, stark von Resonanzen beeinflusst werden kann, ist die richtige Berücksichtigung des Resonanzeinflusses besonders wichtig. Dabei kann es sich um

- a.) Resonanzen handeln, die im Herausstreubereich liegen aber auch um
- b.) Resonanzen, die in der gesamten Energiegruppe auftreten.

Die Gesamtresonanzstruktur hängt also in starkem Maß von der Zusammensetzung der jeweils betrachteten Mischung ab.

Bestimmung der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ im Rahmen des σ_0 - und des R-Konzepts

Ganz allgemein ergeben sich die makroskopischen bremselastischen Gruppenkonstanten $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ des Materials k für elastische Abbremsung mit

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k = \frac{\int_{\Delta E_i}^{\Delta E_{i+1}^k} N^k \cdot \sigma_{\text{el}}^k(E) P_{i \rightarrow i+1}^k(E) \cdot \phi^W(E) dE}{\int_{\Delta E_i} \phi^W(E) dE}$$

Wobei $P_{i \rightarrow i+1}^k(E)$ die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß ein Neutron der Energie E durch einen elastischen Stoß an einem Material k von der Gruppe i in die Gruppe i+1 gelangt.

σ_0 -Konzept:

Mit den Grundannahmen des σ_0 -Konzepts, Abschnitt 4.1.1, (Narrow-Resonance-Approximation $\phi^W(E) \approx \frac{W(E)}{\Sigma_{\text{tot}}^k(E)}$ und alleinige Resonanzberücksichtigung des betrachteten Materials) resultieren mit den zwei folgenden zusätzlichen Annahmen die Bestimmungsformeln für $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ im σ_0 -Konzept.

Die Zusatzannahmen lauten:

- (1.) $\Sigma_{\text{el}}^k(E)$ und $W(E)$ sind schwach veränderliche Funktionen
- (2.) Die Resonanzabschirmung der Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung wird mit den Resonanzabschirmfaktoren $f_{\text{el},i}(\sigma_0)$ für elastische Streuung in der gesamten Gruppe i vorgenommen und nicht mit speziellen Resonanzabschirmfaktoren für elastische Abbremsung.

Die sich ergebenden Bestimmungsformeln für die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ im resonanzfreien Fall lauten dann:

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k = N^k \cdot \sigma_{\text{bel},i}^k = N^k \cdot \sigma_{\text{el}}^k(E_i) \cdot P_{i \rightarrow i+1}^k \frac{W(E_i)}{\int_{\Delta E_i} W(E) dE}$$

An Stelle von $\sigma_{el}^k(E_i)$ wird für die leichteren Materialien auch der Mittelwert von $\sigma_{el}^k(E)$ für den Herausstrebereich $\Delta E_{bel,i}^k$ benutzt.

Die Größe $P_{i \rightarrow i+1}^k$ gibt an, wie viele Neutronen, die in der Gruppe i am Material k gestreut werden, in die Gruppe $i+1$ gelangen.

$P_{i \rightarrow i+1}^k$ läßt sich wie folgt darstellen: $P_{i \rightarrow i+1}^k = E_i \cdot \xi_i^k$

Dabei ist ξ_i^k ein Maß für den Energieverlust der Neutronen, die in der Gruppe i am Material k gestreut werden. ξ_i^k wird durch die Massenzahl A des betrachteten Kerns und die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen bestimmt [63,74,78].

Im Falle isotoper Streuung im C-System ist nach [78]*)

$$\xi_i^k = \frac{1-\alpha^k}{2} + \frac{(1-\alpha^k)^2}{3}$$

Die Größen ξ_i^k hängen von den Annahmen und Näherungen ab, die man bei ihrer Berechnung trifft (YOM-Satz [70], ABN-Satz [74], KFK-Satz [63] und KFK-NAP-Satz [78]).

Bei vorhandenen Resonanzen werden die $\Sigma_{bel,i}^k$ mit $\Sigma_{bel,i}^k = N^k \cdot \sigma_{bel,i}^k f_{el}^k(\sigma_0)$ berechnet, wobei $\sigma_{bel,i}^{k \infty}$ der mikroskopische Gruppenquerschnitt für elastische Abbremsung bei unendlicher Verdünnung und $f_{el,i}^k(\sigma_0)$ der Resonanzabschirmfaktor für den elastischen Streuquerschnitt ist.

Dabei ergeben sich die $\sigma_{bel,i}^{k \infty}$ nach der gleichen oben angegebenen Bestimmungsformel für $\sigma_{bel,i}^k$ im resonanzfreien Fall.

R-Konzept:

Nur mit der Grundannahme des R-Konzepts, Abschnitt 4.1.1, (Narrow-Resonance-Approximation $\phi^W(E) \sim \frac{W(E)}{\Sigma_{tot}(E)}$) werden die resonanzabgeschirmten Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung einer vorgegebenen Mischung jeweils direkt totalnumerisch berechnet. Wenn man von numerischen Einzelheiten absieht, so ergeben sich die $\Sigma_{bel,i}^k$ durch

$$\Sigma_{bel,i}^k = N^k \frac{\int_{\Delta E_i^k} \sigma_{el}^k(E) \cdot P_{i \rightarrow i+1}^k(E) \cdot \frac{W(E)}{\Sigma_{tot}(E)} dE}{\int_{\Delta E_i} \frac{W(E)}{\Sigma_{tot}(E)} dE}$$

*) In [78] taucht die Größe ξ_i^k explizit nicht auf, sondern nur $P_{i \rightarrow i+1}^k$.

Das R-Konzept unterliegt in seiner Anwendung zwei Einschränkungen.

1. Einschränkung

Die Anwendung des R-Konzepts setzt die Kenntnis der Energieabhängigkeit der $\sigma_{el}^k(E)$ und $\Sigma_{tot}(E)$ voraus.

Die existierenden Programme benötigen diese Größen für kleine Energieabstände, wobei der wahre Verlauf der Resonanzen durch Tabellen der Form E_j , $\sigma_{el}(E_j)$ und $\Sigma_{tot}(E_j)$ wiedergegeben werden muß.

D.h. mit dem R-Konzept kann man den Einfluß der verhältnismäßig breiten Resonanzen der leichten Materialien (hier O16 bis Ni59), die im wesentlichen die elastische Abbremsung der Neutronen bewirken (Abb. 2.2.1), auf die $\Sigma_{bel,i}^k$ gut berücksichtigen. Die Resonanzen dieser Materialien liegen alle oberhalb von 1. keV.

Unterhalb dieser Energie von ca. 1. keV (d.h. unterhalb der 14. Energiegruppe) zeigen nur noch die schweren Materialien (hier Uran und Plutonium) Resonanzen. Diese Resonanzen mit dem R-Konzept zu berücksichtigen ist kaum möglich, da diese Resonanzen entweder nicht aufgelöst sind, oder es handelt sich um sehr schmale Resonanzen, die in großer Zahl mit kleinen Niveauabständen auftreten, so daß eine Speicherung der erforderlichen Daten in der oben geschilderten Form nur mit sehr großem Aufwand möglich wäre. Weil jedoch insgesamt der Anteil der schweren Materialien an der elastischen Abbremsung klein ist (Abb. 2.2.1), begnügt man sich damit, in den Gruppen 15 bis 25 den Einfluß der Resonanzen auf die $\Sigma_{bel,i}^k$ mit dem σ_o -Konzept zu berücksichtigen.

In allen Fällen, in denen im folgenden das R-Konzept angewendet wird, erstreckt sich diese Anwendung nur über die Gruppen 1 bis 14 (einschließlich). In den Energiegruppen 15 bis 26 wird immer das σ_o -Konzept benutzt.

2. Einschränkung

Das R-Konzept ist nur auf Materialien anwendbar, deren Kerndaten $\sigma_{bel}^k(E)$ in geeigneter Form zur Verfügung stehen. Außerdem benötigt man $\Sigma_{tot}(E)$ für die jeweils gegebene Mischung. Das bedeutet, die Daten der betrachteten Materialien sollten letztenendes auf dem KEDAK-Band /-84_7 (Kerndatenband, Karlsruhe) gespeichert sein, dessen Daten in geeignet aufbereiteter Form mittels des ERDAK-Bandes im R-Konzept ihre Verwendung finden.

Für Materialien, bei denen die erforderlichen Daten nicht zur Verfügung stehen, kommt das σ_o -Konzept für die Bestimmung von $\Sigma_{bel,i}^k$ in seiner unveränderten Form zur Anwendung. Im $\Sigma_{tot}(E)$ der gesamten Mischung erscheint dann solch ein Material mit seinem totalen unabgeschirmten Gruppenquerschnitt $\Sigma_{tot,i}^{k \infty}$.

Bei der hier betrachteten Coremischung sind das, bedingt durch die Wahl des Standard-systems nur die Materialien Pu240 und die Spaltproduktpaare, die aber nur einen relativ kleinen Anteil an dem Σ_{tot} (ca. 4%) und an dem Σ_{bel} (ca. 1%) der gesamten Coremischung haben.

Untersuchte Fragestellungen

Nach dieser Einführung in die Probleme der Berechnung von Gruppenkonstanten für elastische Abbremsung erheben sich eine Reihe von Fragen:

A. Fragen über den Einfluß verschiedener Berechnungsmethoden:

- (1.) Gibt es Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}^k$, den k_{eff} - und den Δk_V -Werten bei Anwendung des σ_0 -bzw. des R-Konzepts bei jeweils gleichem Wichtungsspektrum?
- (2.) Im Rahmen des σ_0 -Konzepts wurden bei den neuen Karlsruher 26-Gruppensätzen [78] die Größen ξ_i^k (bzw. $P_{i \rightarrow i+1}^k$) in anderer Weise (ξ_{neu}) berechnet als bei den älteren 26-Gruppensätzen (ξ_{alt}) [63]. Damit taucht die Frage auf, welchen Einfluß haben die ξ -Werte innerhalb des σ_0 -Konzepts auf die Werte von $\Sigma_{\text{bel},i}^k$, k_{eff} und Δk_V ?
- (3.) Wie unterscheiden sich die beiden Konzepte in bezug auf die Resonanzabschirmung bei Änderung der Mischungszusammensetzung?
- (4.) Nach der Untersuchung der Fragen (1.) bis (3.) kann man die Frage beantworten, ob es sinnvoll ist, den Mehraufwand des R-Konzepts im Vergleich zum σ_0 -Konzept in Kauf zu nehmen.

B. Fragen über den Einfluß verschiedener Wichtungsspektren:

- (5.) In beiden Konzepten sind die Wichtungsspektren $W(E)$ die einzigen Größen, die nicht allein durch die Kerndaten eindeutig bestimmt sind, denn die Wichtungsspektren können durchaus von dem jeweils zu berechnenden System abhängen. Deshalb wird der Einfluß verschiedener Wichtungsspektren auf die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$, k_{eff} und Δk_V -Werte in beiden Konzepten untersucht.
- (6.) Es wird der Einfluß folgender Wichtungsspektren (Abschnitt 4.1.2) untersucht: die Stoßdichtespektren $F(E)_{\text{NAP}}$, $F(E)_{\text{SNEAK}}$, $F(E)_N$ und $F(E)_V$ in beiden Konzepten und die Flußdichtespektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ (der Vollständigkeit und des Vergleichs wegen) im σ_0 -Konzept. Hauptsächlich wird der Einfluß der verschiedenen Stoßdichtespektren untersucht.

(7.) Dabei soll geklärt werden:

- a.) Wie empfindlich reagieren die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$, die k_{eff} - und die Δk_V -Werte auf Stoßdichtewichtungsspektren anderer Systeme?
- b.) Muß für jedes zu berechnende System ein eigenes Wichtungsspektrum bestimmt werden?
- c.) Ist es insbesondere zur Berechnung des Voideffektes Δk_V notwendig, die systemeigenen Spektren $F(E)_N$ (Normalfall) und $F(E)_V$ (Voidfall) zu benutzen.

(8.) Zusätzlich werden Fragen einer iterativen Bestimmung von Wichtungsspektren und der Verwendung von Fluß- und Stoßdichtespektren untersucht.

Die Abbildung Nr. 4.2.1 gibt einen Überblick über alle in dieser Arbeit untersuchten Bestimmungsmöglichkeiten für die bremselastischen Gruppenkonstanten.

Ziel der weiteren Ausführungen zu diesem Abschnitt wird es sein, die aufgeworfenen Fragen zu klären und aus den Ergebnissen die entsprechenden Folgerungen und Konsequenzen für künftige Rechnungen zu ziehen.

4.2.2 $\Sigma_{bel,i}$ für verschiedene Berechnungsmethoden und deren Einfluß auf k_{eff}

In diesem Abschnitt werden zunächst die k_{eff} -Werte und deren Unterschiede angegeben, die sich mit den auf verschiedene Weise berechneten $\Sigma_{bel,i}$ ergeben.

Danach werden die Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{bel,i}$ ermittelt mit deren Hilfe die Unterschiede der k_{eff} -Werte erklärt werden.

Zu betonen ist, daß bei diesen Rechnungen jeweils identisch die gleichen Mischungen (Normal- und Voidfall) untersucht worden sind. Außerdem kam immer das gleiche Wichtungsspektrum $F(E)_{NAP}$ bei der Berechnung der bremselastischen Gruppenkonstanten zur Anwendung. Mit Ausnahme der $\Sigma_{bel,i}$ -Werte wurde immer der gleiche Satz von Gruppenkonstanten benutzt.

Die Veränderung des Voideffektes Δk_v bedingt durch $\Sigma_{bel,i}$ -Unterschiede wird in Abschnitt 4.2.4 für im Normalfall kritische Systeme behandelt.

4.2.2.1 Abhängigkeit der k_{eff} -Werte von den methodisch bedingten Unterschieden der makroskopischen $\Sigma_{bel,i}$

k_{eff} -Unterschiede bei Benutzung unterschiedlich berechneter $\Sigma_{bel,i}$ -Werte (R-Konzept und σ_o -Konzept mit ξ_{alt} und ξ_{neu})

Alle hier auftretenden Variationen in k_{eff} kommen nur durch Änderungen in den $\Sigma_{bel,i}$ zustande, die sich durch unterschiedliche Berechnung der $\Sigma_{bel,i}$ ergeben. Untersucht werden das R-Konzept und im Rahmen des σ_o -Konzepts zwei Näherungen für die ξ -Werte, ξ_{alt} und ξ_{neu} .

Berechnet wurden die k_{eff} -Werte jeweils für den Normal- und Voidfall, Tab. 4.2.1. Die k_{eff} -Werte zeigen erhebliche Unterschiede (bis zu 2%).

σ_o -Konzept, Einfluß verschiedener ξ -Näherungen:

Der Übergang von $\Sigma_{bel}(\xi_{alt})$ zu $\Sigma_{bel}(\xi_{neu})$ verursacht eine Verkleinerung der k_{eff} -Werte um ca. 1%.

σ_o -Konzept und R-Konzept:

Es zeigt sich, daß die $k_{eff}(\sigma_o\text{-Konzept})$ -Werte immer kleiner sind als die $k_{eff}(\text{R-Konzept})$ -Werte. Die Unterschiede liegen zwischen 1 und 2% in k_{eff} .

Bemerkung: Weil das R-Konzept nur in den Gruppen 1 bis 14 angewendet wird, sind auch bei Anwendung des R-Konzepts in den Gruppen 15 bis 25 die unveränderten $\Sigma_{bel}(\sigma_o\text{-Konzept})$

Konzept	σ_o	σ_o	R
Wichtungsspektrum	$F(E)_{NAP}$	$F(E)_{NAP}$	$F(E)_{NAP}$
Besonderheiten	ξ_{alt}	ξ_{neu}	$\Sigma_{bel}(\sigma_o, F(E)_{NAP})_{25}^{15}$
k_N	0.99130	0.98177	1.00225
δk_N [%]	-1.1	-2.0	0.
k_V	1.01917	1.00832	1.02728
δk_V [%]	-0.8	-1.8	0.
Δk_V	0.02787	0.02655	0.02503

Tabelle 4.2.1: Einfluß verschiedener $\Sigma_{bel,i}$ -Berechnungsmethoden auf k_{eff}

zept) vorzufinden; in Tabelle 4.2.1 wird mit $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0, F(E))_{25}^{15}$ darauf hingewiesen.

Insgesamt kann man feststellen, daß die auftretenden Unterschiede in den k_{eff} -Werten bedeutsam sind.

Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die verschiedenen Berechnungsmethoden
(R-Konzept und σ_0 -Konzept mit ξ_{alt} und ξ_{neu})

In Tabelle 4.2.2 sind die prozentualen Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ zusammengestellt. Die $\Sigma_{\text{bel}}(R)$ werden mit den $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0)$ für ξ_{alt} und ξ_{neu} verglichen.

Vergleich der $\Sigma_{\text{bel}}(R)$ und $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0)$:

In dem betrachteten Gruppenbereich sind die $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0)$ bis zu 25% größer und bis zu 26 kleiner als die entsprechenden $\Sigma_{\text{bel}}(R)$.

In den wichtigen Energiegruppen 1 bis 10 (mit großen Gruppenflüssen) sind in 7 Gruppen die $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0)$ zum Teil erheblich größer als die $\Sigma_{\text{bel}}(R)$.

Vergleich der $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ und $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$:

In allen betrachteten Gruppen sind die $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ größer als die entsprechenden $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$. Die Unterschiede liegen in den oberen Energiegruppen bei ca. 4% und in den tieferen Energiegruppen bei ca. 2%.

Erklärung der durch die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede bedingten k_{eff} -Unterschiede

Alle hier auftretenden Variationen von k_{eff} kommen nur durch veränderte $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte zustande.

Nach Abschnitt 3.2.1 bewirkt eine Vergrößerung aller $\Sigma_{\text{bel},i}$ ein Absinken von k_{eff} , weil mehr Neutronen in einen ungünstigeren η -Bereich (Abb. 2.2.7) gestreut werden. Eine Verkleinerung aller $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte bewirkt das Gegenteil. Bei uneinheitlichen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Veränderungen kann sich eine teilweise oder weitgehende Kompensation oder auch Verstärkung der einzelnen Einflüsse auf k_{eff} ergeben.

Die höheren k_{eff} -Werte, Tabelle 4.2.1, bei Anwendung des R-Konzepts kommen dadurch zustande, daß die $\Sigma_{\text{bel},i}(R)$ -Werte in den wichtigen Gruppen 1 bis 10 zum Teil erheblich kleiner sind als die $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0)$.

Gruppe	$\frac{\Sigma(\sigma_o, \xi_{alt}) - \Sigma(R)}{\Sigma(\sigma_o, \xi_{alt})}$ [%]	$\frac{\Sigma(\sigma_o, \xi_{neu}) - \Sigma(R)}{\Sigma(\sigma_o, \xi_{neu})}$ [%]	$\Sigma_{bel}(R, F(E)_{NAP})$ [cm ⁻¹]
1	22.05	24.96	$5.85 \cdot 10^{-3}$
2	9.12	12.30	$9.42 \cdot 10^{-3}$
3	-4.67	-1.16	$9.77 \cdot 10^{-3}$
4	1.54	5.89	$1.42 \cdot 10^{-2}$
5	12.12	16.11	$2.09 \cdot 10^{-2}$
6	16.72	20.32	$2.32 \cdot 10^{-2}$
7	8.02	12.18	$1.99 \cdot 10^{-2}$
8	-1.07	2.15	$1.73 \cdot 10^{-2}$
9	9.19	11.25	$1.68 \cdot 10^{-2}$
10	-30.14	-26.65	$1.74 \cdot 10^{-2}$
11	0.57	2.55	$1.91 \cdot 10^{-2}$
12	-5.95	-4.56	$1.96 \cdot 10^{-2}$
13	-72.42	-70.70	$5.26 \cdot 10^{-2}$
14	-16.98	-14.23	$1.75 \cdot 10^{-2}$
15	0.0	0.0	$1.11 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.2.2: Prozentuale Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{bel,i}$ für das R- und das σ_o -Konzept mit ξ_{alt} und ξ_{neu}

Kleinere $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte bewirken eine Zunahme des Neutronenflußspektrums im Bereich höherer Energien, also im Bereich größerer n -Werte, wodurch sich für die $\Sigma_{\text{bel}}(R)$ -Werte höhere k_{eff} -Werte ergeben, als für die $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_0)$ -Werte.

Diese Neutronenflußverschiebung zu höheren Energien durch kleinere $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte zeigt sich auch durch eine Vergrößerung der effektiven Eingruppenseptquerschnitte σ_f bei U238 (von 0,0433 auf 0,0434 barn) und bei Pu240 (von 0,313 auf 0,327 barn). Auch bei genau kritischen Mischungen (Variation der Anreicherung) tritt diese Spektralverhärtung auf, wenn man die $\Sigma_{\text{bel},i}(R)$ -Werte an Stelle der $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$ -Werte benutzt.

Die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ -Werte sind durchweg kleiner als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ -Werte, Tabelle 4.2.2, weshalb die $k_{\text{eff}}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ -Werte deutlich kleiner sind als die $k_{\text{eff}}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ -Werte, Tabelle 4.2.1.

Wenn man davon ausgeht, daß die $k_{\text{eff}}(R\text{-Konzept})$ -Werte die von der Methode her genaueren Werte darstellen, so führen offenbar die neuen $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ -Werte zu ungenaueren k_{eff} -Werten (Abweichung ca. 2%) als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ -Werte (Abweichung ca. 1% in k_{eff}).

Die Unterschiede in den k_{eff} -Werten, unabhängig davon, ob man nun die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ oder die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ für besser hält, sind auf jeden Fall so groß, daß im weiteren die Gründe für diese Unterschiede aufgezeigt werden und darüber hinaus Folgerungen und Konsequenzen für künftige Rechnungen gezogen werden müssen.

Zusammenfassend kann man feststellen: Die Anwendung verschiedener Methoden zur Bestimmung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ bei gleichen Wichtungsspektren kann zu erheblichen Unterschieden in den k_{eff} -Werten führen.

4.2.2.2 Erklärung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede für die verschiedenen Berechnungsmethoden (R-Konzept und σ_0 -Konzept mit ξ_{alt} und ξ_{neu}) bei gleicher Mischungszusammensetzung

Im folgenden Abschnitt sollen die Ursachen für die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede aufgezeigt werden. Zunächst werden die prinzipiellen Unterschiede zwischen den $\Sigma_{\text{bel},i}$ (R-Konzept) und den $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$ (Konzept) behandelt. Darauf wird die Materialabhängigkeit dieser Unterschiede untersucht.

Im Anschluß daran wird der Einfluß der unterschiedlichen ξ -Näherungen (ξ_{alt} und ξ_{neu}) auf die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$ und deren Materialabhängigkeit betrachtet.

In diesem Abschnitt 4.2.2.2 wird immer die gleiche Mischung betrachtet. Das ist wichtig, damit keine zusätzlichen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Änderungen durch Änderung der Resonanzabschirmung hervorgerufen werden.

Erklärung der grundsätzlichen konzeptbedingten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede (R- und σ_0 -Konzept)

Um einen unmittelbaren Vergleich der Bestimmungsformeln für die makroskopischen bremselastischen Gruppenkonstanten eines Nuklids k $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ in einer gegebenen Mischung in beiden Konzepten zu ermöglichen, seien beide Bestimmungsformeln noch einmal angegeben. Aus dem Vergleich dieser Berechnungsformeln sollen die prinzipiellen Unterschiede in der Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ ermittelt werden, damit man ihren möglichen Einfluß auf die Größe der $\Sigma_{\text{bel},i}$ einschätzen kann.

σ_0 -Konzept:

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0) = N^k \cdot \underbrace{\sigma_{\text{el}}^k(E_i) \cdot \xi_i^k E_i \cdot \frac{F(E_i)}{\int_{\Delta E_i} F(E) dE}}_{\sigma_{\text{bel},i}^k} \cdot f_{\text{el},i}^k(\sigma_0)$$

R-Konzept:

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k(R) = N^k \cdot \frac{\int_{\Delta E_{\text{bel},i}^k} \sigma_{\text{el}}^k(E) P_{i \rightarrow i+1}^k(E) \frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)} dE}{\int_{\Delta E_i} \frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)} dE}$$

Die einzelnen Symbole sind in Abschnitt 4.2.1 erklärt.

In Analogie zu den neuen Karlsruher Gruppensätzen [78] sollen hier zunächst nur Stoßdichtespektren $F(E)$ betrachtet werden.

Eine wichtige Rolle spielen die Resonanzen. Zunächst sollen deshalb die konzeptbedingten $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede in einem resonanzfreien Energiebereich behandelt werden.

Resonanzfreies Gebiet:

In diesem Fall sind im σ_0 -Konzept die $f_{\text{el},i}^k(\sigma_0) \equiv 1$.

Bei dem Vergleich beider Berechnungsformeln ergeben sich folgende wesentliche Unterschiede:

(1.) Bei Vorgabe der Kerndaten für das Nuklid k werden die Gruppenwirkungsquerschnitte entscheidend durch das Wichtungsspektrum bestimmt.

Im σ_0 -Konzept kommt als Wichtungsspektrum $F(E)$ zur Anwendung, im R-Konzept ist das eigentliche Wichtungsspektrum $\frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$.

(2.) Diese Spektralunterschiede können noch verstärkt werden, weil die bremselastischen Wirkungsquerschnitte im Gegensatz zu anderen G.W.Q.-Typen die folgende Eigenschaft haben. Für die meisten in Frage kommenden Materialien ist der Herausstrebereich kleiner (oder sehr viel kleiner) als die Gruppenbreite. Deshalb werden die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ in Näherung im wesentlichen durch die folgenden Verhältnisse V_i bestimmt.

$$\sigma_0\text{-Konzept: } V_i = \frac{F(E_i)}{\int_{\Delta E_i} F(E) dE}; \quad \text{R-Konzept: } V_i = \frac{\frac{F(E_i)}{\Sigma_{\text{tot}}(E_i)}}{\int_{\Delta E_i} \frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)} dE}$$

Diese Verhältnisse können sich voneinander unterscheiden, wenn $\Sigma_{\text{tot}}(E)$ in stärkerem Maß mit der Energie variiert.

Durch diese Eigenschaft können erhebliche Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ entstehen.

(3.) Um die Unterschiede der Konzepte noch genauer herauszuarbeiten, wäre in Ergänzung zu (2.) noch zu erwähnen, daß die Größe $p_{i \rightarrow i+1}^k(E)$ im R-Konzept eine zur unteren Gruppengrenze hin, je nach Breite des Herausstrebereiches, mehr oder minder stark anwachsende Funktion ist, die nur in dem Herausstrebereich verschieden von Null ist. Wenn sich also $F(E) \frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$ in diesem Bereich stark verändert, weil sich in diesem Bereich $\Sigma_{\text{tot}}(E)$ stark verändert, so kön-

nen sich Unterschiede in den Werten von $\Sigma_{\text{bel},i}(R)$ ergeben, die bei den $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$ -Werten garnicht auftauchen können.

Resonanzgebiet:

Man könnte mit großer Genauigkeit resonanzabgeschirmte Gruppenquerschnitte berechnen, wenn man für jede zu untersuchende Materialkombination den energieabhängigen Neutronenfluß $\phi^W(E)$, der die Resonanzstruktur widerspiegelt, als Wichtungsfunktion verwenden könnte.

Aber gerade $\phi^W(E)$ steht nicht zur Verfügung.

R-Konzept:

Der Einfluß der Resonanzen auf die Gruppenkonstanten wird im R-Konzept, wie schon erwähnt, umso besser berücksichtigt, je besser die Näherung $\phi^W(E) \sim \frac{W(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$ erfüllt ist, wobei $W(E) = F(E)$ und $F(E)$ die wahre Stoßdichtefunktion $F^W(E)$ möglichst gut approximieren sollte: $F(E) \sim F^W(E)$.

σ_0 -Konzept:

Im Resonanzbereich des Nuklids k werden die Resonanzeinflüsse des Nuklids k auf den bremseelastischen Gruppenquerschnitt für unendliche Verdünnung $\Sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}$ durch den Resonanzabschirmfaktor $f_{\text{el},i}^k(\sigma_0)$ für den elastischen Streuquerschnitt des Nuklides k der Gruppe i berücksichtigt.

Der effektive resonanzabgeschirmte bremselastische G.W.Q. ist also

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k = \Sigma_{\text{bel},i}^{k\infty} \cdot f_{\text{el},i}^k(\sigma_0) \quad \text{wobei}$$

$$f_{\text{el},i}^k(\sigma_0) = \frac{\sigma_{\text{el},i}^k}{\sigma_{\text{el},i}^{k\infty}} = \frac{\int_{\Delta E_i} \frac{\sigma_{\text{el}}^k(E) F(E)}{\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_{0,i}^k} dE}{\int_{\Delta E_i} \frac{F(E)}{\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_{0,i}^k} dE} \cdot \frac{\int_{\Delta E_i} F(E) dE}{\int_{\Delta E_i} \sigma_{\text{el}}^k(E) F(E) dE}$$

Mit dem Ausdruck für $\Sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}$ ergibt sich für $\Sigma_{\text{bel},i}^k$

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k = N^k \cdot \sigma_{\text{el}}^k(E_i) \cdot E_i \cdot \xi^k \cdot \frac{F(E_i)}{\int_{\Delta E_i} \frac{F(E)}{\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_{0,i}^k} dE} \cdot \frac{\int_{\Delta E_i} \frac{\sigma_{\text{el}}^k(E) F(E)}{\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_{0,i}^k} dE}{\int_{\Delta E_i} \sigma_{\text{el}}^k(E) \cdot F(E) dE}$$

Durch eine kleine Umformung erhält man einen Ausdruck für $\Sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}(\sigma_0)$, der sich leichter mit dem für das R-Konzept vergleichen läßt.

Man multipliziert den Zähler mit $\frac{\Sigma_{\text{tot}}(E_i)}{\Sigma_{\text{tot}}(E_i)}$ und den Nenner mit $\frac{N^k}{N^k}$ und faßt geeignet zusammen.

$$\Sigma_{\text{bel},i}^k = N^k \cdot \sigma_{\text{el}}^k(E_i) \cdot E_i \cdot \xi^k \cdot \frac{F(E_i)}{\Sigma_{\text{tot}}(E_i)} \cdot \frac{N^k (\sigma_{\text{tot}}^k(E_i) + \sigma_0^k(E_i)) \int_{\Delta E_i} \frac{\sigma_{\text{el}}^k(E) \cdot F(E) dE}{\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_0^k}}{N^k \int_{\Delta E_i} \frac{F(E)}{(\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_0^k)} dE} \cdot \underbrace{N^k \int_{\Delta E_i} \sigma_{\text{el}}(E) F(E) dE}_W$$

Unter Beachtung der Hauptannahme des σ_0 -Konzepts ist $\Sigma_{\text{tot}}(E) = N^k (\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_0^k)$ und $\sigma_0^k(E_i) = \sigma_0^k$, wobei σ_0^k innerhalb einer Gruppe konstant ist.

Eine Ähnlichkeit zwischen $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0\text{-Konzept})$ und $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\text{R-Konzept})$ sieht man, wenn man annimmt, daß $\tilde{W} \approx 1$ ist und daß $N^k (\sigma_{\text{tot}}^k(E) + \sigma_0^k)$ den Verlauf von $\Sigma_{\text{tot}}(E)$ in der Gruppe i annähernd wiedergibt, was bedeutet, daß im σ_0 -Konzept nur die Resonanzinflüsse des jeweils betrachteten Nuklids k berücksichtigt werden, nicht dagegen aber mögliche und wenn vorhanden wichtige Einflüsse der Resonanzen anderer Materialien.

Diese Annahmen sind sicher nicht generell erfüllt, sie werden von der Wirklichkeit, wie an Beispielen zu sehen ist, nicht bestätigt.

Bemerkung: Zur Berechnung der Resonanzabschirmfaktoren $f_{\text{el},i}^k$ benötigt man gleichfalls ein Wichtungsspektrum. Bei der Anwendung des σ_0 -Konzepts sollte man also darauf achten, daß bei der Bestimmung der $\sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}$ und der $f_{\text{el},i}^k$ jeweils das gleiche Wichtungsspektrum benutzt wird, weil sonst der Sinn einer derartigen Resonanzabschirmung aus prinzipiellen Gründen noch fraglicher wird.

Nach der Schilderung der qualitativen Unterschiede der beiden Konzepte zur Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ ist zu verstehen, daß die $\Sigma_{\text{bel},i}(\text{R})$ mit den $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$ nur selten übereinstimmen können, Tabelle 4.2.2.

Weil die einzelnen Ursachen für die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede von Gruppe zu Gruppe einen verschieden großen Einfluß haben, sind die sich ergebenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede nicht systematisch; in manchen Gruppen gilt $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0) > \Sigma_{\text{bel},i}(R)$ und in anderen Gruppen das Gegenteil, Tabelle 4.2.2.

Nach Tabelle 4.2.2 sind die Gesamtunterschiede der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ durchaus beachtlich. Im folgenden wird gezeigt, wie sich diese Unterschiede aus den einzelnen materialabhängigen Unterschieden zusammensetzen.

Materialabhängigkeit der konzeptbedingten Unterschiede für die bremselastischen Gruppenkonstanten

Wie nach der Aufgliederung der Unterschiede in den Berechnungskonzepten im vorigen Abschnitt schon zu vermuten ist, sind die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}^k(R\text{-Konzept})$ und $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0\text{-Konzept})$ ausgesprochen materialabhängig, und das bei gleichem Wichtungsspektrum und gleicher Mischungszusammensetzung.

In Tabelle 4.2.3 sind die prozentualen Unterschiede der makroskopischen effektiven $\Sigma_{\text{bel},i}^k(R)$ - und $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ -Werte zusammengestellt:

Folgendes ist festzustellen:

Die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede weisen auf den ersten Blick kaum eine Systematik auf.

In jeder Gruppe können beachtliche prozentuale Unterschiede mit von Material zu Material unterschiedlichem Vorzeichen auftreten.

Nur in wenigen Gruppen zeigen die Unterschiede für alle Materialien gleiches Vorzeichen.

Während in den wichtigen Gruppen 1 bis 10 die makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ in 7 Gruppen positive Unterschiede (d.h. nur 3 negative) aufweisen, zeigen hier zum Beispiel die Materialien Cr und Fe in 6 Gruppen negative Unterschiede. D.h. der Gesamteffekt für die Mischung ergibt sich durch Überlagerung der uneinheitlichen materialabhängigen Unterschiede.

Welche Unterschiede sich durchsetzen, hängt vom Anteil der einzelnen Materialien am makroskopischen Σ_{bel} -Wert der gesamten Mischung ab.

Deshalb setzt sich in der hier betrachteten Mischung auch der Einfluß der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede der Materialien O16 und Na durch, weil deren Anteil am Σ_{bel} -gesamt am größten ist.

$\delta \Sigma_{\text{bel}}^k / \% = (\Sigma_{\text{bel}}^k(\sigma_o) - \Sigma_{\text{bel}}^k(R)) 100 / \Sigma_{\text{bel}}^k(\sigma_o)$							
Gruppe	Cr	Fe	Ni	Na	016	Pu239	U238
1	- 1.49	+ 4.80	+ 9.31	+ 7.94	+30.04	-23.51	- 23.33
2	-14.46	+ 14.74	+22.54	+ 5.22	+10.84	-12.51	- 12.27
3	- 4.38	- 6.05	+ 1.60	- 36.73	+12.89	+ 7.90	+ 9.35
4	+17.97	+ 10.05	+ 4.12	- 0.72	- 0.11	-10.42	- 10.47
5	-14.89	- 8.01	+ 1.47	+ 2.23	+19.92	+10.03	+ 9.97
6	+26.02	+ 24.08	+38.77	+ 23.33	+12.74	+20.09	+ 20.04
7	+12.45	- 22.67	+36.55	+ 2.33	+10.67	+18.77	+ 18.76
8	- 3.96	- 6.03	-10.90	+ 3.33	- 2.27	+12.01	+ 12.01
9	+24.31	- 20.71	- 9.43	+ 22.97	+ 3.70	- 8.28	- 8.98
10	-24.87	-115.98	-27.15	- 27.25	-29.83	-20.30	-21.32
11	+ 1.51	+ 1.10	+ 2.32	+ 0.22	+ 0.10	+ 3.79	+ 1.16
12	- 1.87	- 4.79	- 2.34	- 4.89	-11.40	- 1.29	- 6.47
13	-17.25	- 19.46	-16.73	-100.20	+ 4.66	-25.50	-606.34
14	-15.84	-13.87	-13.59	- 19.25	-17.82	-14.40	-27.49

Tabelle 4.2.3: Material- und gruppenabhängige Unterschiede der makroskopischen, effektiven $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_o, F(E)_{\text{NAP}})$ und $\Sigma_{\text{bel}}^k(R, F(E)_{\text{NAP}})$ bei identischer Zusammensetzung (k - Material index)

Bei dem Vergleich der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede von Materialien mit ungefähr gleichem Atomgewicht, d.h. ungefähr gleichem Herausstreubereich, zeigt sich doch noch eine gewisse Systematik. So haben die Materialien U238 und Pu239 beinahe in allen Gruppen ähnliche prozentuale Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}^k$. Genauso ist es auch bei den Materialien O16 und Na, wo im wesentlichen nur die Werte der 13. Gruppe - 2,98keV Natriumresonanz - aus dem Rahmen fallen

Auch bei Fe, Cr und Ni ist solch ein Verhalten zu beobachten, nur existieren hier mehr Resonanzen, die das jeweilige "unähnliche" Verhalten der Σ_{bel} -Unterschiede verursachen.

Die möglichen Ursachen für die Unterschiede zwischen den $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0)$ und $\Sigma_{\text{bel},i}(R)$ wurden bereits im ersten Teil dieses Abschnitts angegeben. Wie diese möglichen Ursachen nun im einzelnen den $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschied bestimmen, soll hier nicht weiter verfolgt werden.

Einfluß verschiedener ξ -Näherungen (ξ_{alt} und ξ_{neu}) im σ_0 -Konzept auf die $\Sigma_{\text{bel},i}$ bzw. $\Sigma_{\text{bel},i}^k$

Bei der Berechnung der Größe ξ_i^k kann man verschiedene Annahmen und Näherungen treffen, Abschnitt 4.2.1 [63,78]7, wodurch die Zahlenwerte für die ξ_i^k und damit die $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0)$ etwas variieren können.

Die Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ und $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ liegen in den Gruppen 1 bis 10 zwischen 2% und fast 5% und in den restlichen Gruppen zwischen ca. 2% und 3% (Tabelle 4.2.2 zeigt diese Unterschiede).

Diese Unterschiede sind an sich nicht groß, weil aber alle $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{neu}})$ -Werte größer als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, \xi_{\text{alt}})$ -Werte sind, ergibt sich insgesamt eben doch ein deutlicher Effekt auf k_{eff} , Tabelle 4.2.1.

Die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die gesamte Mischung ergeben sich durch eine Überlagerung der materialabhängigen $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede. Diese Unterschiede zeigen folgende Systematik:

Für die schweren Materialien sind die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ klein, bei U238 ca. 0,5%.

Mittelschwere Materialien, wie Fe, zeigen Unterschiede von 1 bis 2% und die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ leichter Materialien, wie O16, zeigen Unterschiede bis zu 5%.

Diese Systematik ist verständlich, denn alle Näherungsannahmen bei der Berechnung von ξ_i^k sind um so besser erfüllt, je schwerer das betrachtete Material ist.

Diese Unterschiede zwischen ξ_{alt} und ξ_{neu} treten im isotropen und anisotropen Streubereich der Streuung im C-System auf, sie beruhen im wesentlichen darauf, daß bei der ξ_{neu} -Berechnung in den vorgenommenen Entwicklungen mehr Glieder berücksichtigt worden sind.

Insgesamt führen aber die ξ_{neu} zu noch größeren Unterschieden in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ - und damit in den k_{eff} -Werten, im Vergleich zu den Werten, die sich mit dem R-Konzept ergeben (Tabelle 4.2.1 und 4.2.2).

4.2.2.3 Das unterschiedliche Verhalten der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ in beiden Konzepten durch Änderung der Resonanzabschirmung bei veränderter Mischungszusammensetzung

Eine weitere unterschiedliche Eigenschaft der Berechnungskonzepte zeigt die Betrachtung der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ für ein Material k in einer vorgegebenen Mischung. Die Konzentration des Materials k bleibt konstant, während die Konzentrationen der anderen Mischungsbestandteile variiert werden.

Im allgemeinen ergibt sich dabei eine Änderung der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Werte wegen einer Änderung der Resonanzabschirmung, deren eigentliche Ursache in der Abhängigkeit des wahren Flußdichtewichtungsspektrums von der jeweiligen Mischung beruht, die in beiden Konzepten, wie schon ausgeführt, in verschiedener Näherung berücksichtigt wird.

σ_0 -Konzept:

Der effektive makroskopische G.W.Q. für elastische Abbremsung des Materials k ergibt sich aus $\Sigma_{\text{bel},i}^k = N^k \cdot \sigma_{\text{bel},i}^k \cdot f_{\text{el},i}^k(\sigma_0)$; wobei $\sigma_{0,i}^k = \frac{1}{N_{m \neq k}^k} \cdot S \cdot N^m \cdot \sigma_{\text{tot},i}^m$ ist.

Eine Änderung der $N^m (m \neq k)$ verursacht eine Änderung von $\sigma_{0,i}^k$, die eine Änderung des Resonanzabschirmfaktors $f_{\text{el},i}^k(\sigma_0)$ nach sich ziehen und somit eine Veränderung von $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ verursachen kann.

Veränderungen dieser Art können im σ_0 -Konzept nur in den Energiegruppen auftreten, in denen das Material k Resonanzen hat. In allen anderen Energiegruppenbereichen, in denen das Nuklid k keine Resonanzen hat, bleiben die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ unverändert, solange die Teilchenzahlkonzentration N^k unverändert bleibt.

R-Konzept:

Eine Mischungsänderung bedeutet eine Veränderung von $\Sigma_{\text{tot}}(E)$, wodurch im R-Konzept eine Veränderung der eigentlichen Wichtungsfunktion $\frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$ hervorgerufen wird. Ein anderer Verlauf von $\frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$ verursacht im allgemeinen andere Werte für $\Sigma_{\text{bel},i}^k$.

Diese $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Änderungen können sowohl im Resonanzgebiet als auch im Nichtresonanzgebiet des Materials k auftreten. D.h. durch die Änderung der Teilchenzahlkonzentration irgendeines Materials m können sich die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ des Materials k in allen Energiebereichen ändern, gleichgültig ob das Material k dort Resonanzen hat oder nicht.

Ein wichtiges Beispiel für eine Mischungsänderung ist der Natriumverlust beim Übergang vom Normal-zum Voidfall.

Es wird das Verhalten der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ für 016 betrachtet, weil 016 den größten Anteil an $\Sigma_{\text{bel},i}$ -gesamt besitzt. Es genügt ein Material zu betrachten, um die wesentlichen Unterschiede zu demonstrieren.

In Tabelle 4.2.4 sind für beide Konzepte die prozentualen Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ zusammengestellt, die sich ergeben, wenn man von der Normalmischung zur Voidmischung übergeht. Dabei wurde in allen Fällen das gleiche Stoßdichtewichtungsspektrum $F(E)_{\text{NAP}}$ benutzt.

Beobachtungen:

σ_o -Konzept:

- (1.) Es treten nur in den Energiegruppen Änderungen der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ auf, in denen 016 Resonanzen hat, d.h. nur in den Gruppen 1 bis 6; in den restlichen Gruppen gibt es daher keine Änderungen.
- (2.) Weil bei dem Natriumverlust die relative Konzentration aller anderen Materialien steigt, oder weil die Verdünnung abnimmt, werden alle Resonanzabschirmfaktoren kleiner. Folglich sind alle Änderungen der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ im σ_o -Konzept negativ.
- (3.) Der Betrag der Änderungen ist klein.

R-Konzept:

- (1.) In allen Energiegruppen, auch in den Gruppen, in denen das betrachtete Material keine Resonanzen hat, treten im R-Konzept Änderungen der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ auf, wenn das Natrium aus der Mischung entfernt wird.
- (2.) Die Unterschiede können positiv und negativ sein.
- (3.) Die Unterschiede können dem Betrage nach erheblich größer sein als die Unterschiede im σ_o -Konzept.
- (4.) Die mischungsabhängigen Änderungen der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ haben durchaus die gleiche Größenordnung wie die durch verschiedene Wichtungsspektren hervorgerufenen, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.
- (5.) Das unterschiedliche Verhalten der $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ in beiden Konzepten beim Übergang vom Normalfall zum Voidfall zeigt, daß die Hauptannahme des σ_o -Konzepts (im Resonanzgebiet von 016 gilt: $\Sigma_{\text{tot}}(E) \sim \Sigma_{\text{tot}}^{016}(E) + N^{016} \cdot \sigma_o^{016}$ und außerhalb des Resonanzgebietes von 016 gilt: die Energieabhängigkeit von $\Sigma_{\text{tot}}(E)$ hat keinen Einfluß auf die G.W.O. von 016) offensichtlich nicht zulässig ist. Denn sonst müßten sich im Resonanzgebiet von 016 für beide Konzepte ungefähr die gleichen $\Sigma_{\text{bel},i}^{016}$ -Änderungen

Gruppe	$\delta \Sigma_{bel}^{016}(\sigma_o, \Sigma_{tot}^{N \rightarrow V})$ [%]	$\delta \Sigma_{bel}^{016}(R, \Sigma_{tot}^{N \rightarrow V})$ [%]	Gruppe	$\delta \Sigma_{bel}^{016}(\sigma_o, \Sigma_{tot}^{N \rightarrow V})$ [%]	$\delta \Sigma_{bel}^{016}(R, \Sigma_{tot}^{N \rightarrow V})$ [%]
1	-0,04	- 0,30	8	0,	- 1,08
2	-0,24	+ 0,43	9	0,	+ 3,82
3	-0,61	+ 2,18	10	0,	+ 3,64
4	-0,66	- 0,05	11	0,	+ 2,23
5	-0,86	+ 2,00	12	0,	+ 9,97
6	-2,95	-11,98	13	0,	+13,10
7	0,	+ 4,62	14	0,	-12,89

Tabelle 4.2.4: Einfluß der unterschiedlichen Resonanzabschirmung auf die $\Sigma_{bel,i}^{016}$ in beiden Konzepten bei einer Mischungsänderung (Übergang vom Normal- zum Voidfall $\Sigma_{tot}^{N \rightarrow V}$)

$$\delta \Sigma_{bel} \text{ [\%]} = (\Sigma_{bel}(V) - \Sigma_{bel}(N)) \cdot 100 / \Sigma_{bel}(N)$$

beim Übergang zum Voidfall ergeben, und außerhalb des Resonanzgebietes dürften bei dem R-Konzept nur sehr kleine $\Sigma_{bel,i}^{016}$ -Änderungen auftreten, was aber nicht der Fall ist.

4.2.2.4 Zusammenfassung und Folgerungen

- (1.) Der Übergang von σ_o - zum R-Konzept bei der Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ bei gleichem Wichtungsspektrum für die gleiche Mischung verursacht ein Anwachsen der k_{eff} -Werte von 1 bis 2%.
- (2.) Die Benutzung der neuen ξ -Werte an Stelle der alten bei der Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ im Rahmen des σ_o -Konzepts verursacht eine Verkleinerung der k_{eff} -Werte von ca. 0,8%, d.h. der Unterschied der k_{eff} -Werte im Vergleich zum k_{eff} (R-Konzept)-Wert wird noch größer, als er bei der Benutzung der alten ξ -Näherungen schon war.
- (3.) Die durch das R-Konzept und das σ_o -Konzept - bei Verwendung des gleichen Wichtungsspektrums und der gleichen Zusammensetzung - sich ergebenden k_{eff} -Unterschiede sind untolerierbar groß.
- (4.) Diese k_{eff} -Unterschiede werden durch $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede hervorgerufen. Die $\Sigma_{\text{bel},i}(\text{R})$ der gesamten Mischung sind in den wichtigen Gruppen zum Teil erheblich kleiner (bis zu 20%) als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_o)$. Die konzeptbedingten Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ der gesamten Mischung ergeben sich aus einer Überlagerung der konzeptbedingten stark materialabhängigen Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ für die einzelnen Materialien.
- (5.) Die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_o)$ und $\Sigma_{\text{bel},i}(\text{R})$ haben folgende Ursachen:
- a.) Die effektiv zur Anwendung kommenden Wichtungsspektren sind im σ_o -Konzept $F(E)$; und im R-Konzept $\frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$.
 - b.) Dadurch können sich die V_i -Werte unterscheiden, die im wesentlichen den Wert der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ bestimmen.

$$V_i(\sigma_o) = \frac{F(E_i)}{\int F(E) dE} ; \quad V_i(\text{R}) = \frac{F(E_i) \frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}}{\int F(E_i) \frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}(E)} dE}$$

ΔE_i ΔE_i

c.) Im σ_o -Konzept wird der Neutronentransfer von der Gruppe i in die Gruppe $i+1$ durch den mittleren effektiven Wert $p_{i \rightarrow i+1}^k = E_i \cdot \xi_i^k$ berücksichtigt, im R-Konzept dagegen unter Beachtung der Energieabhängigkeit von $p_{i \rightarrow i+1}^k(E)$, $\sigma_{\text{el}}^k(E)$ und der Wichtungsfunktion im gesamten Herausstreubereich.

d.) Die Behandlung der Resonanzen unterscheidet sich in beiden Konzepten grundlegend.

- (6.) Im σ_o -Konzept können sich die $\Sigma_{bel,i}^k$ beim Übergang zum Voidfall höchstens verkleinern und zwar nur in den Gruppen, in denen die jeweils betrachteten Materialien Resonanzen haben. Im R-Konzept dagegen können sich die $\Sigma_{bel,i}^k$ in allen Gruppen ändern, und die Veränderungen können auch positiv sein.
- (7.) Das R-Konzept ist im Vergleich zum σ_o -Konzept zweifellos die genauere Methode zur $\Sigma_{bel,i}$ -Bestimmung. Das effektiv benutzte Wichtungsspektrum $\frac{F(E)}{\Sigma_{tot}(E)}$ approximiert das wahre Wichtungsspektrum $\phi^W(E)$ so gut, wie die Narrow-Resonance-Approximation erfüllt ist und in dem Maße wie das benutzte Stoßdichtewichtungsspektrum $F(E)$ das wahre Stoßdichtespektrum $F^W(E)$ wiedergibt. Insgesamt dürfte das wahre Wichtungsspektrum $\phi^W(E)$ im R-Konzept besser angenähert sein als im σ_o -Konzept.
- Im R-Konzept wird der Einfluß aller Resonanzen einer Mischung auf den $\Sigma_{bel,i}^k$ -Wert eines Materials direkt berücksichtigt. Auch bei einem Wechsel des Wichtungsspektrums $F(E)$ ergeben sich sofort wieder in sich konsistente resonanzabgeschirmte $\Sigma_{bel,i}^k$ im Gegensatz zum σ_o -Konzept, bei dem die $\Sigma_{bel,i}^{k\infty}$ (bzw. $\sigma_{bel,i}^{k\infty}$) und die $f_{el}^k(\sigma_o)$ neu berechnet werden müssen.
- (8.) Die Bestimmung der $\Sigma_{bel,i}$ nach dem σ_o -Konzept ist sicherlich ungenauer. Mit der Hauptannahme des σ_o -Konzepts werden nur die Resonanzen des jeweils betrachteten Materials k in einer Mischung berücksichtigt, gemäß:
- $$\Sigma_{tot}(E) \approx \Sigma_{tot}^k(E) + N^k \cdot \sigma_o^k, \quad \sigma_o^k = \text{konstant, und im resonanzfreien Gebiet des Materials } k \text{ wird gefordert, daß die Energieabhängigkeit von } \Sigma_{tot}(E) \text{ keinen Einfluß auf die G.W.Q. des Materials } k \text{ hat.}$$
- Die Hauptannahme des σ_o -Konzepts ist nur selten erfüllt. Deshalb wird die Benutzung von Resonanzabschirmfaktoren $f_{el,i}^k(\sigma_o)$ die Resonanzabschirmung nur selten richtig wiedergeben.
- Bei Benutzung eines anderen Wichtungsspektrums $F(E)$ müssen neben den $\Sigma_{bel,i}^{k\infty}$ (bzw. $\sigma_{bel,i}^{k\infty}$) auch die $f_{el,i}^k(\sigma_o)$ neu berechnet werden, weil die Verwendung von inkonsistenten $f_{el,i}^k(\sigma_o)$ - schon vom Prinzip her - sicher noch seltener richtige $\Sigma_{bel,i}^k$ liefert.

Aus diesen Resultaten sind weitere Folgerungen zu ziehen, die als Verbesserungsvorschläge zu verstehen sind.

Die Karlsruher Gruppensätze, die normaler Weise das σ_o -Konzept inkorporieren, werden auch von den Firmen und Forschungszentren benutzt, die am deutschen Schnell-Brüter-Projekt mitarbeiten.

Das R-Konzept kommt bis jetzt nur in Karlsruhe zur Anwendung. Eine Übernahme dieses Konzepts durch andere Institutionen ist nicht in jedem Fall möglich, Außerdem wird auch in Karlsruhe häufig nicht mit den $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\text{R})$ sondern mit den $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0)$ gerechnet, was aber mit den jetzigen Werten höchstens durch Zufall zu richtigen Werten für k_{eff} für ein bestimmtes System führen kann.

Weitere Folgerungen:

- (9.) Die mit dem R-Konzept für ein bestimmtes $F(E)$ -Spektrum und für ein bestimmtes System (z.B. den Na2 Prototyp) gewonnenen $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\text{R})$ -Werte werden mit dem entsprechenden abgeschirmten $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0)$ identifiziert. Die $\sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}$ des σ_0 -Konzepts könnten entsprechend korrigiert werden. Die korrigierten $\sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}$ würden sich durch

$$\sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}(\text{korrigiert}) = \frac{1}{N^k r_{\text{el},i}^k(\sigma_0)} \cdot \Sigma_{\text{bel},i}^k(\text{R})$$

ergeben und müßten in dem entsprechenden Gruppensatz (d.h. auf einem Magnetband oder einer Platte) gegen die "alten" $\sigma_{\text{bel},i}^{k\infty}(\sigma_0)$ ausgewechselt werden. Diese Prozedur würde garantieren, daß auch bei Anwendung des σ_0 -Konzepts wenigstens ein System für einen Gruppensatz existiert, bei dem nicht ein methodischer Fehler von 1 bis 2% in k_{eff} auftritt. In diesem Falle wäre es sogar das System, für das der Gruppensatz eigentlich hergestellt wurde. Derartige "R-Konzept-korrigierte" Gruppensätze müßten dann auch den am Brüter-Projekt mitarbeitenden Institutionen und Firmen zur Verfügung gestellt werden.

- (10.) Bis jetzt enthalten die neuen Gruppensätze für Natriumsysteme [78] immer noch die Resonanzabschirmfaktoren, die mit dem $F(E)_{\text{SNEAK}}$ -Spektrum berechnet worden sind. Eine Anpassung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte in der unter (9.) beschriebenen Art würde diese Inkonsistenz zumindest für ein System aufheben, oder bedeutungslos machen.

- (11.) Für die Anwendung des R-Konzepts zur Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ benötigt man nur die energieabhängigen Werte für $\alpha_{\text{tot}}^k(E)$, $\sigma_{\text{el}}^k(E)$ und $p_{i,i+1}^k(E)$, die (ausgehend vom KEDAK-Band) auf dem ERDAK-Band gespeichert sind. Zur Zeit sind für die wichtigen Materialien diese Daten auf dem ERDAK-Band verfügbar. Nur für neuartige Systeme, die in größeren Mengen Materialien enthalten, deren Daten bis jetzt nicht auf dem ERDAK-Band vertreten sind, wäre bei Nichtanwendung des R-Konzepts mit größeren Fehlern zu rechnen.

In solchen Fällen sollte man für derartige Materialien vorrangig die für das R-Konzept notwendigen Daten bereitstellen, ohne sich zunächst jeweils um die Daten für die restlichen Reaktionstypen zu bemühen, die in solchen Fällen in geeigneter Weise z.B. vom ABN-Satz zu übernehmen wären.

4.2.3 $\Sigma_{\text{bel},i}$ für verschiedene Wichtungsspektren in beiden Konzepten und deren Einfluß auf k_{eff}

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der verschiedenen Wichtungsspektren $W(E)$ (Abschnitt 4.1.2) in beiden Konzepten auf die bremselastischen Gruppenkonstanten $\Sigma_{\text{bel},i}$ (bzw. $\Sigma_{\text{bel},i}^k$) und deren Einfluß auf die k_{eff} -Werte untersucht und erklärt.

4.2.3.1 k_{eff} -Werte für die $\Sigma_{\text{bel},i}$ verschiedener Wichtungsspektren in beiden Konzepten

Zunächst werden die k_{eff} -Werte ermittelt, die sich in beiden Konzepten mit den $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die verschiedenen Wichtungsspektren ergeben, und mit Hilfe der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede erklärt, auf die in den folgenden Abschnitten ausführlich eingegangen wird.

Miteinander verglichen (d.h. jeweils in einer Tabelle gegenübergestellt) werden nur k_{eff} - und $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte identischer Mischungen (gleiche Anreicherung).

Alle hier auftauchenden k_{eff} -Unterschiede werden nur durch Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werten verursacht.

Wenn sich die k_{eff} -Werte deutlich unterscheiden, existieren sicher Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werten. Jedoch auch bei kleinen oder kaum vorhandenen Unterschieden in den k_{eff} -Werten können sich die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte unterscheiden. Diese $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede können sich jedoch entweder weitgehend in ihrer Wirkung kompensieren (z.B. durch gleich große positive und negative Einflüsse auf k_{eff}) oder sie können in Energiebereichen auftreten, die auf die Größe von k_{eff} wenig Einfluß haben.

k_{eff} -Werte für $\Sigma_{\text{bel},i}$ verschiedener Wichtungsspektren im σ_0 -Konzept

a) Die Spektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$:

Diese Spektren unterscheiden sich sehr deutlich voneinander in ihrem Verlauf (Abb. 4.2.2, 4.2.3), wodurch - wie noch gezeigt wird - deutliche systematische Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ verursacht werden.

Der Übergang von den $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ zu den $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ in den Gruppen 1 bis 25 liefert bedeutsame Unterschiede in k_{eff} , von ca. 0.7 bis 0.9%, Spalte 2 und 3 der Tabelle 4.2.5. Der gleiche Übergang in den Gruppen 15 bis 25,

Wichtungsspektrum	$F(E)_{\text{SNEAK}}$	$F(E)_{\text{NAP}}$	$F(E)_{\text{SNEAK}}$	$F(E)_{\text{NAP}}$
Besonderheiten			$\Sigma_{\text{bel}}(R, F(E)_{\text{NAP}})_{14}^1$	$\Sigma_{\text{bel}}(R, F(E)_{\text{NAP}})_{14}^1$
k_N	1.00000	0.99130	1.00225	1.00227
δk_N [%]	+0.88	0.	$-2 \cdot 10^{-3}$	0.
k_V	1.02611	1.01917	1.02728	1.02737
δk_V [%]	+0.68	0.	$-9 \cdot 10^{-3}$	0.
Δk_V	0.02611	0.02787	0.02503	0.02510

Tabelle 4.2.5: k_{eff} -Werte für die von den Wichtungsspektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ abhängenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte in den Gruppen 1 bis 25 und 15 bis 25 für das σ_0 -Konzept

Spalte 4 und 5 der Tabelle 4.2.5, verursacht praktisch keine Änderung der k_{eff} -Werte. Hierbei sind die $\Sigma_{\text{bel},i}$ in den Gruppen 1 bis 14 identisch dieselben, es handelt sich jeweils um die $\Sigma_{\text{bel},i} (R, F(E)_{\text{NAP}})$.

Die Ursache für die Vergrößerung der k_{eff} -Werte bei Benutzung der $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ an Stelle der $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ ist darin zu suchen, daß in den Gruppen 1 bis 11 die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ in insgesamt 8 Gruppen kleiner sind als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$, Tabelle 4.2.8. Dadurch gelangen weniger Neutronen in einen ungünstigeren η -Bereich, was eine Vergrößerung der k_{eff} -Werte für die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ bewirkt.

Obwohl alle $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ in den Gruppen 15 bis 25 bedeutend größer sind (mehr als 50%, Tabelle 4.2.8, Abschnitt 4.2.3.2) als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ ist der Einfluß dieser $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede auf k_{eff} sehr klein, weil in den Gruppen 15 bis 25 die Gruppenflüsse sehr klein sind.

Insgesamt kann man also feststellen. Der Einfluß verschiedener Spektren im σ_0 -Konzept auf k_{eff} kann vor allem in den Gruppen 1 bis 14 bedeutsam sein, während in den Gruppen 15 bis 25 die Verwendung verschiedener Spektren zur Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ nur einen kleinen Einfluß auf k_{eff} haben wird, weil selbst große einheitliche Änderungen kaum einen Einfluß auf k_{eff} haben.

-) Die Spektren $F(E)_{\text{N}}$, $F(E)_{\text{V}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$, ferner die Flußdichtespektren $\phi_{\text{N}}(E)$ und $\phi_{\text{V}}(E)$:

Im vorigen Abschnitt wurde deutlich, daß stark unterschiedliche Wichtungsspektren einen Einfluß auf k_{eff} haben können. Damit wurde auf jeden Fall klar, daß man zur Berechnung natriumgekühlter Systeme nicht das Spektrum eines dampfgekühlten Systems ($F(E)_{\text{SNEAK}}$) benutzen darf.

Offen bleiben die Fragen: Welchen Einfluß haben Wichtungsspektren, die zu verschiedenen natriumgekühlten Systemen gehören? Welcher Art ist der Spektrems-einfluß eines im Voidzustand befindlichen Systems? Welchen Einfluß haben Stoßdichtewichtungsspektren im Vergleich zu Flußdichtewichtungsspektren?

Die Schwankungen der k_{eff} -Werte, hervorgerufen durch Benutzung verschiedener $F(E)$ -Spektren zur Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$, sind durchweg klein, sie liegen maximal bei 0,1% in k_{eff} , Tabelle 4.2.6. Dabei ist der Unterschied der k_{eff} -Werte für die $F(E)_{\text{N}}$ - und $F(E)_{\text{V}}$ -Spektren kleiner als der Unterschied der k_{eff} -Werte für die Spektren $F(E)_{\text{N}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$.

Wichtungsspektrum	k_N	$\delta k_N / \% _7$	k_V	$\delta k_V / \% _7$	Δk_V
$F(E)_N$	0.999416	0.00	1.027009	0.00	0.027593
$F(E)_V$	0.999816	+0.04	1.026511	-0.05	0.026695
$F(E)_{NAP}$	1.000240	+0.08	1.028079	+0.10	0.027839
$\phi_N (E) \text{ *)}$	1.00000	0.00	1.02801	0.00	0.02801
$\phi_V (E)$	0.99302	-0.70	1.02345	-0.44	0.03043

Tabelle 4.2.6: k_{eff} -Werte für die von Wichtungsspektren abhängenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte im σ_0 -Konzept.

*) Bei den $F(E)$ -Spektren wurde eine Mischung mit etwas anderer Anreicherung untersucht (KFK-NAP-Satz) als bei den $\phi(E)$ -Spektren (KFK-Satz).

Obwohl die k_{eff} -Werte bei Benutzung verschiedener Stoßdichtewichtungsspektren $F(E)$ kaum größere Änderungen erfahren, zeigen die $\Sigma_{\text{bel},i}$ durchaus Unterschiede, deren Einfluß auf k_{eff} sich jedoch weitgehend kompensiert. Wie wir weiter unten sehen werden, zeigen die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede von Gruppe zu Gruppe ein uneinheitliches Verhalten.

Die Benutzung verschiedener Flußdichtespektren $\phi(E)$, Tabelle 4.2.6, verursacht größere Schwankungen der k_{eff} -Werte, bis zu 0,7%, weil die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede für die Spektren $\phi_{\text{N}}(E)$ und $\phi_{\text{V}}(E)$ in größerem Umfang ein einheitliches Verhalten zeigen.

Zusammenfassend kann man sagen: Im σ_0 -Konzept ist der Einfluß der verschiedenen Stoßdichtespektren $F(E)_{\text{N}}$, $F(E)_{\text{V}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ auf den Multiplikationsfaktor k_{eff} klein, weil sich die mit den verschiedenen Stoßdichtespektren ergebenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede in ihrer Wirkung kompensieren, was bei Benutzung der Flußdichtespektren $\phi_{\text{N}}(E)$ und $\phi_{\text{V}}(E)$ nicht der Fall ist. Die durch die verschiedenen Wichtungsspektren hervorgerufenen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede werden in Abschnitt 4.2.3.2 im einzelnen behandelt.

k_{eff} -Werte für $\Sigma_{\text{bel},i}$ verschiedener Wichtungsspektren im R-Konzept

Die Spektren $F(E)_{\text{N}}$, $F(E)_{\text{V}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$:

Ungeklärt ist noch, wie das R-Konzept auf verschiedene Stoßdichtespektren reagiert.

An einer in ihrer Anreicherung konstanten Mischung wurden in den Energiegruppen 1 bis 14 mit dem R-Konzept die Spektren $F(E)_{\text{N}}$, $F(E)_{\text{V}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ untersucht. (In den Gruppen 15 bis 25 wurden immer die gleichen $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ -Werte verwendet.)

Tabelle 4.2.7 zeigt die sich ergebenden k_{eff} -Werte und deren prozentuale Variationen. Die auftretenden Veränderungen der k_{eff} -Werte sind durchweg klein, sie erreichen maximal 0,1% bei Anwendung des $F(E)_{\text{V}}$ -Spektrums.

Die k_{eff} -Variationen, hervorgerufen durch verschiedene $F(E)$ -Spektren im R-Konzept, verlaufen nicht analog zu denen im σ_0 -Konzept.

Die Effekte in den k_{eff} -Werten sind auch hier deshalb so klein, weil sich die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ in den Gruppen 1 bis 14 gegenseitig weitgehend kompensieren, denn die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede zeigen kein einheitliches Verhalten.

Wichtungsspektrum	k_N	$\delta k_N / \%$	k_V	$\delta k_V / \%$	Δk_V
$F(E)_N$	1.00007	0.00	1.02454	0.00	0.02447
$F(E)_V$	1.00133	+0.13	1.02487	+0.03	0.02354
$F(E)_{NAP}$	1.00000	-0.01	1.02497	+0.04	0.02497

Tabelle 4.2.7: k_{eff} -Werte für die von den Wichtungsspektren abhängenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werten im R-Konzept in den Gruppen 1 bis 14.
(In den Gruppen 15 bis 25 wurden jeweils die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_o, F(E)_{\text{NAP}})$ benutzt.)

Zusammenfassend kann man sagen, daß auch im R-Konzept der Einfluß verschiedener Stoßdichtespektren auf den Multiplikationsfaktor klein ist, da aber die $\Sigma_{\text{bel},i}$ durchaus vom verwendeten Wichtungsspektrum abhängen, können andere nukleare Reaktorgrößen stärker beeinflußt werden.

4.2.3.2 $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede bei verschiedenen Wichtungsspektren in beiden Konzepten

Nachdem im vorigen Abschnitt die Unterschiede in den k_{eff} -Werten (Tab. 4.2.5, 4.2.6, 4.2.7) aufgezeigt und im Vorgriff auf diesen Abschnitt mit den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschieden erklärt worden sind, wird sich dieser Abschnitt hauptsächlich mit den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschieden beschäftigen, die sich bei der Benutzung verschiedener Wichtungsspektren ergeben. Es wird der Einfluß verschiedener Spektren auf die $\Sigma_{\text{bel},i}$ der gesamten Mischung und einzelner Materialien in beiden Konzepten untersucht und erklärt.

Fragen der folgenden Art werden behandelt: Wie stark können verschiedene Spektren die $\Sigma_{\text{bel},i}$ - bzw. $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ beeinflussen? Verursachen die einzelnen Wichtungsspektren signifikante Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werten? Welche Eigenschaften haben diese Unterschiede, existiert eine erkennbare Systematik? Wie unterscheidet sich das R-Konzept vom σ_0 -Konzept bei einem Spektrumswechsel in bezug auf die $\Sigma_{\text{bel},i}$ - bzw. $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede?

Dazu wird in zwei Schritten vorgegangen.

Zunächst werden alle Möglichkeiten angegeben, die rein qualitativ zu $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschieden führen, wenn man zu einem anderen Wichtungsspektrum übergeht. Dabei werden, wo möglich, beide Konzepte gemeinsam behandelt, um deren Unterschiede und Gemeinsamkeiten weiter zu verdeutlichen.

Darauf werden die sich mit den verschiedenen Wichtungsspektren in beiden Konzepten ergebenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte und deren quantitative Unterschiede für die gesamten Mischungen und einzelne Materialien direkt miteinander verglichen und erläutert.

Qualitative Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ für verschiedene Spektren in beiden Konzepten

- (1.) Der Einfluß der Wichtungsspektren auf die $\Sigma_{\text{bel},i}$ bzw. $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ kann in Näherung durch die Verhältnisse $V_i(\sigma_0)$ und $V_i(R)$, Abschnitt 4.2.2.2, beschrieben werden. Der Einfachheit halber soll hier nur der Fall unendlicher Verdünnung oder Resonanzlosigkeit betrachtet werden.
- (2.) Bei einem Wechsel der Wichtungsspektren von $F_1(E)$ zu $F_2(E)$ können sich die Verhältnisse $V_i(\sigma_0)$ und $V_i(R)$ und damit die $\Sigma_{\text{bel},i}$ in unterschiedlicher Weise ändern, was durch folgende Argumentation erläutert werden soll:

Bei Wichtungsspektren mit verschiedenem Verlauf innerhalb einer Energiegruppe, aber gleichen Werten für $F(E_i)$ und $\int_{\Delta E_i} F(E) dE$, ergibt sich im σ_0 -Konzept jeweils

der gleiche $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Wert, weil in diesem Fall die $V_i(\sigma_0)$ -Werte gleich sind.

Im R-Konzept dagegen können sich bei derartigen $F(E)$ -Spektren Unterschiede in den $V_i(R)$ -Werten ergeben, denn wenn der Wert von $\int_{\Delta E_i} F(E) dE$ für verschiedenen

Spektralverlauf erhalten bleibt, so muß das nicht der Fall für

$\int_{\Delta E_i} \frac{F(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)} dE$ sein, d.h. die $\Sigma_{\text{bel},i}(R)$ -Werte würden sich in derartigen Fällen

ändern. Das gleiche würde für die sinngemäße Umkehrung gelten.

- (3.) Bei Wichtungsspektren mit verschiedenem Verlauf ergeben sich im allgemeinen unterschiedliche V_i -Werte, die zu Unterschieden in den $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ führen. Im σ_0 -Konzept verursacht ein anderer V_i -Wert für die Gruppe i für alle Materialien einen gleichen prozentualen $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschied. (Das gilt auch für resonanz-abgeschirmte $\Sigma_{\text{bel},i}^k$, solange die $f_{\text{el},i}^k(\sigma_0)$ unverändert bleiben). D.h. der Übergang zu einem anderen Wichtungsspektrum führt in jeder Gruppe zu den gleichen prozentualen Unterschieden bei allen Materialien.

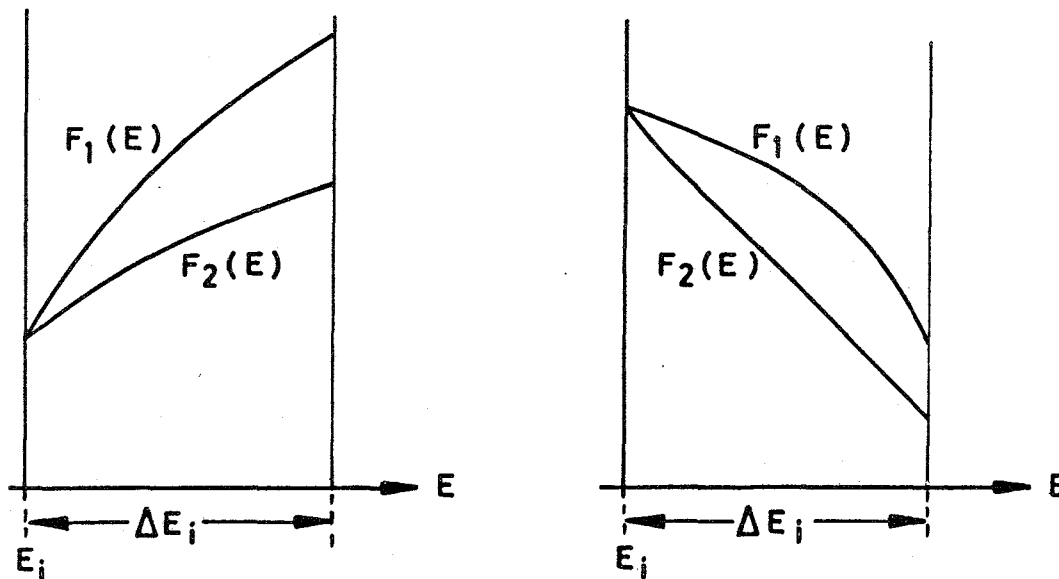
Im R-Konzept verursachen verschiedene Wichtungsspektren im allgemeinen material-abhängige prozentuale Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}^k$. $\Sigma_{\text{bel},i}^k(R)$ ergibt sich aus dem Quotienten zweier Integrale (Abschnitt 4.2.1). Dabei ist der Zähler materialabhängig, denn das Integral im Zähler erstreckt sich jeweils über den materialabhängigen Herausstreubereich $\Delta E_{\text{bel},i}^k$ (Abschnitt 4.2.1). Der Nenner dagegen ist materialunabhängig. Mit leichter werdenden Materialien wächst der Integrationsbereich im Zähler, wodurch unterschiedliche Spektralverläufe Einflüsse auf die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ haben können, die von Material zu Material von unterschiedlichem Prozentsatz sind.

- (4.) Spektrumsverlauf und Größe von $\Sigma_{\text{bel},i}^k$

Eine Grundeigenschaft der hier beschriebenen Wichtungsverfahren ist, daß die Normierung eines jeden Wichtungsspektrums innerhalb einer Energiegruppe frei wählbar ist.

Wenn man den Einfluß verschiedener Spektren auf die Größe der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ beurteilen will, empfiehlt es sich, die zu vergleichenden Spektren, z.B. $F_1(E)$ und $F_2(E)$, auf gleiche Werte für die untere Energiegrenze E_i der jeweiligen Gruppe i zu normieren: $F_1(E_i) = F_2(E_i)$.

Da die hier benutzten Wichtungsspektren alle monoton wachsen oder fallen, ergeben sich häufig Kurvenbilder der folgenden Gestalt:



Ein Wichtungsspektrum nimmt über das Verhältnis $V_i(F)$ seinen Einfluß auf $\Sigma_{\text{bel},i}^k$

$$V_i(F) = \frac{F(E_i)}{\int_{\Delta E_i} F(E) dE}$$

Wenn für zwei Spektren durch Normierung $F_1(E_i) = F_2(E_i)$ gilt, so wird die Größe von V_i allein durch die Fläche $\int_{\Delta E_i} F(E) dE$ bestimmt.

Eine größere Fläche bedeutet kleinere V_i -Werte und damit kleinere $\Sigma_{\text{bel},i}^k$.

In Übereinstimmung mit den oben gezeigten Kurvenbildern gilt:

Eine größere Fläche ist meist gleichbedeutend mit einem steileren Anstieg oder schwächerem Abfall eines Spektrums (hier $F_1(E)$) im Vergleich zu einem anderen (hier $F_2(E)$) mit wachsender Energie.

Eine kleinere Fläche bedeutet größere V_i -Werte und damit größere $\Sigma_{\text{bel},i}^k$.

Eine kleinere Fläche ist gleichbedeutend mit einem schwächeren Anstieg oder steilerem Abfall eines Spektrums mit einem zu vergleichenden.

Diese Regeln gelten im Prinzip für beide Konzepte. Nur wenn Spektren miteinander verglichen werden, bei denen man nicht ohne weiteres entscheiden kann, welches

Integral $\int_{\Delta E_i} F(E) dE$ größer ist, kann man keine Voraussagen machen.

Quantitative Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ bzw. $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ für verschiedene Spektren in beiden Konzepten

Zunächst werden die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ für gesamte Mischungen betrachtet und darauf die materialabhängigen Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$.

Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die Spektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ im σ_0 -Konzept:

Tabelle 4.2.8 zeigt die prozentualen Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ und $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$.

In den wichtigen Gruppen 1 bis 11 sind die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ in 8 Gruppen zum Teil erheblich größer (ca. 8%) als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$, wodurch sich die kleineren k_{eff} -Werte für die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ -Werte ergeben, Tabelle 4.2.5. In den Gruppen 12 bis 25 sind die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ -Werte durchweg erheblich kleiner als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{SNEAK}})$ -Werte; diese $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede haben jedoch kaum einen Einfluß auf die Größe von k_{eff} (vergleiche Tabelle 4.2.5, Abschnitt 4.2.3.1)

Die hier angegebenen Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte ergeben sich nur aus dem unterschiedlichen Verlauf der Stoßdichtespektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$, gemäß Punkt (4.) dieses Abschnitts und der Abbildungen 4.2.2, 4.2.3 und 4.2.5.

In Abbildung 4.2.5 sind die Spektren F_{NAP} und F_{SNEAK} in der Lethargiedarstellung ($u = \ln \frac{E_0}{E}$) gruppenweise normiert für die Gruppen 1 bis 5 dargestellt.

(Die Lethargiedarstellung bedeutet keine Änderung der Argumentation.)

Dort ist zum Beispiel in der 4. Gruppe die Fläche von F_{SNEAK} mit Sicherheit größer als die von F_{NAP} , wodurch $\Sigma_{\text{bel},4}(F(E)_{\text{SNEAK}})$ erheblich kleiner wird als $\Sigma_{\text{bel},4}(F(E)_{\text{NAP}})$.

Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die Wichtungsspektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ im σ_0 - und R-Konzept:

Als nächstes werden die prozentualen Unterschiede betrachtet, die durch die Stoßdichtespektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ der gesamten Mischung im σ_0 - und im R-Konzept hervorgerufen werden.

Die prozentualen Abweichungen, Tabelle 4.2.9, werden jeweils auf die $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_N)$ bezogen.

Gruppe	$\delta \Sigma_{\text{bel},i} [\%]$	Gruppe	$\delta \Sigma_{\text{bel},i} [\%]$	Gruppe	$\delta \Sigma_{\text{bel},i} [\%]$
1	+30.35	10	- 0.85	19	60.77
2	-12.16	11	- 7.34	20	70.29
3	5.59	12	27.36	21	56.86
4	-17.28	13	6.72	22	68.56
5	5.58	14	7.79	23	48.81
6	- 8.76	15	27.56	24	63.14
7	- 8.25	16	35.22	25	58.54
8	- 7.04	17	48.40	26	0.0
9	- 1.40	18	51.83		

Tabelle 4.2.8: Prozentuale Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ im σ_0 -Konzept für die Wichtungsspektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$,

$$\delta \Sigma_{\text{bel},i} [\%] = \frac{\Sigma_{\text{bel},i}^{(F_{\text{SNEAK}})} - \Sigma_{\text{bel},i}^{(F_{\text{NAP}})}}{\Sigma_{\text{bel},i}^{(F_{\text{SNEAK}})}} \cdot 100$$

Gruppe	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}(\text{R})$	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}(\text{R})$	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0)$
	$\left[\frac{\%}{\%} \right]$ $F(\text{E})_{\text{N}}$ $F(\text{E})_{\text{V}}$	$\left[\frac{\%}{\%} \right]$ $F(\text{E})_{\text{N}}$ $F(\text{E})_{\text{V}}$	$\left[\frac{\%}{\%} \right]$ $F(\text{E})_{\text{N}}$ $F(\text{E})_{\text{NAP}}$	$\left[\frac{\%}{\%} \right]$ $F(\text{E})_{\text{N}}$ $F(\text{E})_{\text{NAP}}$
1	- 0.26	- 0.57	-10.06	-16.38
2	- 0.33	- 0.76	- 5.91	- 8.31
3	- 4.04	- 5.70	+ 1.53	2.12
4	2.74	4.30	- 0.21	- 3.01
5	- 2.10	- 3.57	- 1.96	- 3.15
6	4.78	5.90	0.39	- 0.91
7	- 1.91	- 2.94	- 2.59	- 4.08
8	1.04	3.38	0.23	1.88
9	- 2.27	- 2.75	- 4.15	- 4.58
10	- 22.27	- 22.43	- 7.97	- 4.04
11	1.10	0.74	- 4.88	- 5.53
12	- 10.00	- 18.03	-31.20	-32.01
13	29.58	31.07	13.58	14.17
14	20.77	22.62	1.97	1.79
15	0.	- 26.92	0.	-11.38
16	0.	- 32.57	0.	+13.02
17	0.	- 38.82	0.	-32.64
18	0.	104.5	0.	74.42

Tabelle 4.2.9: Prozentuale Unterschiede der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die Spektren $F(\text{E})_{\text{N}}$, $F(\text{E})_{\text{V}}$ und $F(\text{E})_{\text{NAP}}$ im σ_0 - und im R-Konzept.

$$\delta \Sigma_{\text{bel},i} \left[\frac{\%}{\%} \right] = (\Sigma_{\text{bel},i}^{(F_{\text{V}/\text{NAP}})} - \Sigma_{\text{bel},i}^{(F_{\text{N}})}) \cdot \frac{100}{\Sigma_{\text{bel},i}^{(F_{\text{N}})}}$$

Folgendes ist festzustellen:

- (1.) Auch in den wichtigen Gruppen treten durchaus beachtliche Unterschiede auf, die dem Betrage nach sogar größer sein können als die durch andere ξ -Werte verursachten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede, Abschnitt 4.2.2.2. Wesentlich ist jedoch, daß diese Unterschiede keine einheitliche Tendenz zeigen, weshalb sie sich in ihrer Wirkung auf k_{eff} weitgehend kompensieren.
- (2.) Beim Übergang vom $F(E)_N$ -Spektrum zum $F(E)_V$ - oder zum $F(E)_{\text{NAP}}$ -Spektrum treten sowohl im σ_0 -Konzept als auch im R-Konzept Unterschiede auf, diese Unterschiede sind für beide Konzepte einander bei gleichen Spektren in Betrag und Vorzeichen recht ähnlich.
- (3.) Die auftretenden Unterschiede sind jeweils im σ_0 -Konzept ausgeprägter als im R-Konzept, die Vorzeichen sind fast immer gleich, jedoch sind die Amplituden der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede im σ_0 -Konzept immer größer.
- (4.) In den oberen Gruppen sind die auftretenden Unterschiede beim Übergang vom $F(E)_N$ -Spektrum zu den verschiedenen Spektren $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ dem Betrage nach für $F(E)_V$ etwas größer, die Verteilung der Vorzeichen der Unterschiede ist unterschiedlich.

In den Gruppen 10 bis 18 sind die Beträge der Unterschiede für das $F(E)_V$ -Spektrum deutlich größer als für das $F(E)_{\text{NAP}}$ -Spektrum. D.h. die durch das $F(E)_V$ -Spektrum verursachten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede sind insgesamt etwas größer als die vom $F(E)_{\text{NAP}}$ herrührenden, jeweils verglichen mit den $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_N)$ -Werten.

Einfluß verschiedener Wichtungsspektren auf die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ einzelner Materialien in beiden Konzepten:

Drei Tabellen (4.2.10, 4.2.11, 4.2.12) enthalten die prozentualen Änderungen der $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ einzelner Materialien, die sich bei Benutzung verschiedener Wichtungsspektren in beiden Konzepten ergeben.

Tabelle 4.2.10 zeigt den Einfluß des Wechsels von $F(E)_N$ - zum $F(E)_V$ -Spektrum für die Materialien O16, Fe und Ni in beiden Konzepten. Die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede der Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ im R-Konzept für die gleichen Materialien sind in Tabelle 4.2.11 zusammengestellt.

Gruppe	016	Cr	Fe	016	Cr	Fe
	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{(R)}$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{(R)}$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{(R)}$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{(\sigma_0)}$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{(\sigma_0)}$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{(\sigma_0)}$ [%]
1	- 0,18	- 0,46	- 0,46	- 0,54	- 0,54	- 0,54
2	- 0,27	- 0,53	- 0,53	- 0,72	- 0,78	- 0,70
3	- 3,34	- 4,77	- 4,88	- 5,76	- 5,76	- 5,75
4	2,30	3,65	3,63	4,31	4,31	4,31
5	- 1,64	- 3,07	- 3,08	- 3,62	- 3,59	- 3,57
6	4,55	5,59	5,66	5,94	5,93	5,91
7	- 1,53	- 2,51	- 2,57	- 2,96	- 2,98	- 2,97
8	0,27	2,43	2,48	4,14	4,13	4,16
9	- 0,15	- 2,57	- 2,67	- 3,14	- 3,12	- 2,77
10	-20,91	-24,82	-24,86	-21,76	-21,79	-24,74
11	1,12	1,06	1,07	0,74	0,77	0,75
12	- 6,43	-14,52	-14,85	-31,62	-17,51	-18,36
13	29,17	33,63	33,84	36,51	33,42	33,62
14	20,39	21,50	21,50	22,93	22,94	23,21
15	0,	0,	0,	-27,72	-27,70	-27,73
16	0,	0,	0,	32,94	32,98	32,95
17	0,	0,	0,	-40,11	-40,13	-40,14
18	0,	0,	0,	111,94	111,94	111,88

Tabelle 4.2.10: Prozentuale Unterschiede der effektiven materialabhängigen makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte im R- und im σ_0 -Konzept für die Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$.

$$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^k [\%] = \left(\Sigma_{\text{bel},i}^k (F_V) - \Sigma_{\text{bel},i}^k (F_N) \right) \cdot \frac{100}{\Sigma_{\text{bel},i}^k (F_N)}$$

Gruppe	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{016}(\text{R})$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{\text{Cr}}(\text{R})$ [%]	$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^{\text{Fe}}(\text{R})$ [%]
1	- 8.50	-16.65	-13.72
2	- 5.41	- 7.14	- 7.18
3	1.06	2.04	2.06
4	0.34	- 1.40	- 1.32
5	- 1.80	- 2.50	- 2.53
6	0.45	- 0.06	- 0.08
7	- 2.20	- 3.33	- 3.43
8	- 0.33	1.22	1.24
9	- 3.93	- 4.49	- 4.61
10	- 8.41	- 6.89	- 6.72
11	- 4.27	- 5.62	- 5.71
12	-29.45	-32.98	-33.04
13	13.35	15.53	15.63
14	2.60	1.41	1.38
15	0.	0.	0.

Tabelle 4,2,11: Prozentuale Unterschiede der effektiven materialabhängigen makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte im R-Konzept für die Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_{\text{NAP}}$

$$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^k [\%] = (\Sigma_{\text{bel},i}^k(F_{\text{NAP}}) - \Sigma_{\text{bel},i}^k(F_N)) \cdot \frac{100}{\Sigma_{\text{bel},i}^k(F_N)}$$

Feststellungen:

- (1.) Bis auf ein oder zwei Ausnahmen sind im σ_0 -Konzept sämtliche $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede materialunabhängig, d.h. für eine Energiegruppe ergeben sich für alle Materialien dieselben prozentualen Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}^k$.
- (2.) Im R-Konzept zeigen die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede durchaus eine Materialabhängigkeit, d.h. die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede schwanken von Material zu Material, in derselben Energiegruppe jedoch zeigen sie immer das gleiche Vorzeichen.
- (3.) Wenn die Unterschiede bei verschiedenen Materialien auch verschiedene Amplituden innerhalb einer Gruppe annehmen, vor allem im R-Konzept, so haben sie jedoch immer im σ_0 - und im R-Konzept das gleiche Vorzeichen.
- (4.) Die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede werden durch den unterschiedlichen Verlauf der Stoßdichtespektren F_N , F_V und F_{NAP} hervorgerufen.
Mit Hilfe der Argumentation nach Punkt (4.) und den Abbildungen 4.2.6, 4.2.7, 4.2.8 kann man die in den einzelnen Gruppen auftretenden Unterschiede erklären.

So ist z.B. in der Gruppe 3 die Fläche von F_V größer als die Fläche von F_N und demzufolge sind die $\Sigma_{\text{bel},3}^k(F_V)$ kleiner als die $\Sigma_{\text{bel},3}^k(F_N)$. Die Fläche von F_{NAP} ist dagegen kleiner als die von F_N und deshalb sind die $\Sigma_{\text{bel},3}^k(F_{\text{NAP}})$ größer als die $\Sigma_{\text{bel},3}^k(F_N)$.

Die Argumentation für die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede der anderen Gruppen verläuft analog.

In der letzten dieser Tabellen, Tab. 4.2.12, sind die prozentualen Unterschiede der Flußdichtespektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ innerhalb des σ_0 -Konzeptes für die Gruppen 1 bis 25 angegeben. Wiederum verblüfft die Gleichheit der Unterschiede für alle Materialien in jeweils einer Gruppe, so daß es sich erübrigt zusätzlich die Unterschiede für die gesamte Mischung anzugeben. Noch etwas ist an dieser Tabelle wichtig. Bis auf zwei Gruppen sind in den Gruppen 1 bis 12 die $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0, \phi_V(E))$ größer als die $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0, \phi_N(E))$, und in den restlichen Gruppen ist es nahezu immer umgekehrt.

Die hier auftretende Systematik (praktisch in allen wichtigen Gruppen gilt $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\phi_V) > \Sigma_{\text{bel},i}^k(\phi_N)$) ist eigentlich nicht die zu erwartende, denn $\phi_V(E)$ sollte auch im Bereich großer Gruppenflüsse härter als $\phi_N(E)$ sein. Der Begriff "Härte"

Gruppe	$\delta \Sigma_{\text{bel},i} \text{ [\%]}$						
	Cr	Fe	Na	Ni	O16	Pu239	U238
1	26.96	26.96	26.96	26.96	26.96	26.96	26.96
2	4.7	4.7	4.7	4.7	4.7	4.7	4.7
3	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4
5	2.3	2.3	2.3	2.3	2.3	2.3	2.3
6	- 1.8	- 1.8	- 1.8	- 1.8	- 1.8	- 1.8	- 1.8
7	5.3	5.3	5.3	5.3	5.3	5.3	5.3
8	2.5	2.5	1.4	2.5	2.5	2.5	2.5
9	3.1	4.96	6.6	4.9	3.1	3.1	3.1
10	- 0.7	- 0.7	- 0.7	- 0.7	- 0.7	- 0.7	- 0.7
11	2.1	2.1	+ 0.9	2.2	+ 2.96	2.96	2.96
12	38.2	38.7	30.9	38.9	+45.7	45.7	45.7
13	-65.5	-65.8	-57.7	-65.97	-69.8	-69.8	-69.8
14	-40.8	-39.4	-37.2	-40.8	-40.8	-40.8	-40.8
15	-35.5	-35.5	-31.6	-35.5	-35.5	-35.5	-35.1
16	-32.9	-32.9	-29.5	-32.9	-32.9	-32.9	-32.6
17	-18.0	-18.0	-16.1	-18.0	-18.0	-18.0	-17.8
18	-23.3	-23.3	-20.5	-23.3	-23.3	-23.1	-23.1
19	- 9.3	- 9.3	- 8.7	- 9.3	- 9.3	- 9.3	- 9.3
20	+18.3	+18.3	+14.2	+18.3	+18.3	+17.9	+17.9
21	-38.8	-38.8	-32.95	-38.8	-38.8	-38.3	-38.3
22	-35.6	-32.2	-35.6	-35.6	-35.6	-35.3	-35.3
23	-34.6	-34.8	-34.6	-34.6	-34.6	-35.3	-34.3
24	-27.4	-27.4	-24.9	-27.4	-23.8	-27.1	-27.1
25	+ 0.25	+ 0.25	- 2.5	+ 0.25	- 3.7	- 0.03	- 0.03

Tabelle 4.2.12: Prozentuale Unterschiede der materialabhängigen makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ bei Verwendung der Wichtungsspektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ im σ_0 -Konzept,

$$\delta \Sigma_{\text{bel},i}^k \text{ [\%]} = \left(\Sigma_{\text{bel}}^k(\phi_V) - \Sigma_{\text{bel}}^k(\phi_N) \right) \cdot \frac{100}{\Sigma_{\text{bel}}^k(\phi_N)}$$

sei wie folgt definiert:

Es gelte bei E' : $\phi_V(E') = \phi_N(E')$ (z.B. durch umnormieren), wenn für $E'+\delta E$, $\delta E > 0$, folgt: $\phi_V(E'+\delta E) > \phi_N(E'+\delta E)$, so ist ϕ_V im Bereich E' , $E'+\delta E$ härter als ϕ_N . Nach Abschnitt 2.2.1, Abb. 2.2.8, ist diese Relation für die Gruppenflußdichten auf jeden Fall in den Gruppen 1 bis 11 erfüllt. Das würde aber nach Punkt (4.) bedeuten, daß für eine große Zahl der wichtigen Gruppen die $V_i(\phi_V) < V_i(\phi_N)$ sein müßten, was aber gerade bedeuten würde, daß die $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_V)$ für eine größere Zahl der wichtigen Gruppen kleiner und nicht größer als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_N)$ sein müßten.

Die Ursachen für das Verhalten der $\Sigma_{\text{bel},i}$ bei dem Wechsel von $\phi_N(E)$ zu $\phi_V(E)$ kann nur im Verlauf der Flußdichtespektren liegen. Die Gewinnung von Flußdichtewichtungsspektren ist eben schwierig und nicht eindeutig. Mögliche Fehlerquellen wurden schon in dem Abschnitt 4.1.2 erwähnt, vermutlich handelt es sich hier um einen "Glättungs"effekt.

Nach diesen Erklärungen leuchtet dagegen das Verhalten der $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E))$ -Werte beim Übergang von $F(E)_N$ zu $F(E)_V$ eher ein, denn auch die Stoßdichtespektren sollten beim Übergang zum Voideffekt eine Verhärtung zeigen, was auch der Fall ist, Abb. 4.2.4, 4.2.6, 4.2.7 und 4.2.8. Immerhin sind in beiden Konzepten in den Gruppen 1 bis 12 in insgesamt 8 Gruppen die $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_V)$ kleiner als die $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_N)$, was man eigentlich auch erwarten sollte.

4.2.3.3 Bemerkungen zu den verwendeten Wichtungsspektren und der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Bestimmung

(1.) In beiden Konzepten bemüht man sich $\phi^W(E)$ gut zu approximieren (Abschnitt 4.1.1 und 4.2.1), um möglichst genaue Gruppenkonstanten zu berechnen.

Die folgende Darstellung gibt eine Übersicht über die Energiebereiche für die Anwendung der einzelnen Konzepte und die effektiv benutzten Wichtungsspektren.

Methode	Energiebereich der Anwendung	Approximation von $\phi^W(E)$
σ_o -Konzept	im Resonanzgebiet des betrachteten Materials k	$\phi^W(E) \approx \frac{W(E)}{\Sigma_{\text{tot}}^k(E) + N^k \cdot \sigma_{o,i}^k}$
σ_o -Konzept	im resonanzfreien Gebiet des betrachteten Materials k	$\phi^W(E) \approx W(E)$
R-Konzept	in den Gruppen 1 bis 14 alle Materialien	$\phi^W(E) \approx \frac{W(E)}{\Sigma_{\text{tot}}(E)}$
R-Konzept	in den Gruppen 15 - 25 alle Materialien	wird auch das σ_o -Konzept angewendet

Bei den Untersuchungen der $\Sigma_{\text{bel},i}$ wurden "geglättete" (Abschnitt 4.1.2) Flußdichtespektren $\phi(E)$ und "geglättete" Stoßdichtespektren $F(E)$ für $W(E)$ benutzt; $F(E)$ im σ_o - und im R-Konzept und $\phi(E)$ im σ_o -Konzept.

Damit erhebt sich die Frage, welches dieser geglätteten Spektren ist in welchem Konzept das bessere?

Diese Frage kann wie folgt beantwortet werden:

- a.) Falls die beiden geglätteten Spektren im wesentlichen den gleichen Verlauf haben, also $\phi(E) = C \cdot F(E)$ gilt, sind beide Spektren als gleich gut anzusehen.
- b.) Falls diese Spektren jedoch einen unterschiedlichen Verlauf haben, können insbesondere für die $\Sigma_{\text{bel},i}$ große Unterschiede resultieren, weil die Größen V_i (Abschnitt 4.2.3.2) deutlich auf Spektrumsunterschiede reagieren. Die Gruppenkonstanten Σ_c und Σ_f werden im allgemeinen weniger heftig von Spektrumsunterschieden abhängen, weil bei deren Berechnung das Wichtungsspektrum (Abschnitt 4.3) im Zähler und im Nenner über die gesamte Gruppenbreite integriert wird.

c.) $\phi(E)$ und $F(E)$ können sich schon vom Prinzip her sehr deutlich in ihrem Verlauf voneinander unterscheiden, denn Σ_{tot} ist durchaus energieabhängig, selbst wenn man einmal von der Resonanzstruktur absieht. Vor allem in dem niederenergetischen Bereich, in dem der Neutronenfluß mit abnehmender Energie abnimmt und in dem Σ_{tot} stark anwächst (Abbildungen 2.2.8 und 2.2.2), wird es größere Unterschiede im Verlauf von $\phi(E)$ und $F(E)$ geben.

d.) Weil aber auf jeden Fall im niederenergetischen Bereich (unterhalb der 14. Gruppe) immer das σ_0 -Konzept benutzt wird und alle wichtigen Neutronenstreuer in diesem Energiebereich keine Resonanzen besitzen, sollte man hier zur Wichtung ein Spektrum benutzen, das $\phi^W(E)$ möglichst nahe kommt.

e.) Weil aber gerade in diesem Bereich $\phi(E)$ im allgemeinen von $F(E)$ abweicht, sollte man $\phi(E)$ als Wichtungsspektrum im σ_0 -Konzept verwenden in der nicht unberechtigten Hoffnung, daß $\phi(E)$ immer noch die bessere Approximation von $\phi^W(E)$ ist.

Zusammenfassend kann also die Antwort auf die oben gestellte Frage lauten:

Im R-Konzept ist vom Prinzip her $F(E)$ die einzig geeignete Wichtungsfunktion.

Im σ_0 -Konzept sollte man $F(E)$ jeweils im Resonanzgebiet benutzen und im resonanzfreien Bereich ist $\phi(E)$ das vom Prinzip her bessere Wichtungsspektrum.

(2.) Der unterschiedliche Verlauf der Wichtungsspektren verursacht Schwankungen in den $\Sigma_{\text{bel},i}$. Der unterschiedliche Verlauf der Wichtungsspektren rührt von unterschiedlichen Systemeigenschaften her und möglicherweise von der "Glättung" bei der Herstellung der Wichtungsspektren. Die im Bereich hoher Energien auftretenden (meist kleinen) $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Schwankungen werden von Spektralschwankungen hervorgerufen, die physikalisch (z.B. Änderungen der Zusammensetzung) und sicher auch nichtphysikalische (Glättungsunterschiede) Gründe haben. Es ist, bis auf wenige Ausnahmen, nur schwer zu unterscheiden, welche Gründe jeweils vorliegen.

Im Bereich kleiner Energien sind in allen betrachteten Fällen die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede recht groß, besonders ausgeprägt ist das für die Spektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ der Fall. Diese Unterschiede sind wohl hauptsächlich auf echte, d.h. physikalische Unterschiede der $F(E)$ -Spektren zurückzuführen. D.h. die durch die verschiedenen Wichtungsspektren bedingten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede werden besonders wirksam in dem niederenergetischen Bereich, denn in diesem Energiebereich

können diese großen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Schwankungen, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, die Gruppenflüsse und von diesen abhängige Größen - jedoch kaum k_{eff} - deutlich beeinflussen.

(3.) Bemerkungen zur Iteration von Wichtungsspektren.

Der Abschnitt 4.2.3.2 zeigt, daß die $\Sigma_{\text{bel},i}$ stark von den Wichtungsspektren beeinflusst werden. Der nächste Abschnitt wird zeigen, daß die Gruppenflüsse wiederum von den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Schwankungen beeinflusst werden. Damit erheben sich folgende Fragen:

- a.) Ist es sinnvoll, eine mehrfache Iteration der Wichtungsspektren durchzuführen?
- b.) Welche Eigenschaften hat das ausiterierte Spektrum, das "Konvergenzspektrum"?
- c.) Kann diese Spektrumsiteration instabil werden?

Die Iteration eines Wichtungsspektrums führt, selbst wenn es ein Konvergenzspektrum gibt, zu einem ideal geglätteten Spektrum, daß, da man ja immer wieder von Multigruppengrößen ausgeht, in seinem Verlauf nicht dem Verlauf des physikalisch wahren Spektrums gleichen wird, vor allem wenn man an die Willkür, Abschnitt 4.1.2, denkt, die man beim Glätten einer Multigruppenstufenfunktion walten läßt. D.h. das Konvergenzspektrum, seine Existenz einmal vorausgesetzt, wird kaum den Verlauf des physikalisch wahren Spektrums wiedergeben.

In beiden Konzepten ist das Verfahren der Wichtungsspektrumsbestimmung nicht notwendig monoton konvergent. Monoton konvergent soll bedeuten, daß jeder Iterationsschritt die Abweichung vom Konvergenzspektrum verkleinert.

Erklärung an einem Beispiel:

Angenommen bei der Glättung der Stufenfunktion sei das $F(E_i)$ zu klein bestimmt worden, während die Bedingung der Flächengleichheit $\int_{\Delta E_i} F(E) dE = F_i$ erfüllt wurde.

Es resultiert ein zu kleines V_i und damit ein zu kleines $\Sigma_{\text{bel},i}$. Ein zu kleines $\Sigma_{\text{bel},i}$ liefert aber einen größeren Gruppenfluß und damit auch ein größeres F_i' , d.h. eine größere Fläche, was wiederum eine Verkleinerung von V_i nach sich ziehen kann, wenn sich $F'(E_i)$ nicht um den gleichen Prozentsatz vergrößert wie die Fläche F_i' . Ein kleineres V_i' bewirkt eine weitere Verkleinerung von $\Sigma_{\text{bel},i}$ usw. Hier wurde zunächst nur eine Gruppe betrachtet; wegen der Wechselwirkung der Gruppen (Abwärtsstreuung) sollte man mehrere Gruppen betrachten. Aber auch hier kann man sich Beispiele überlegen, die die oben geschilderte Tendenz zeigen, auch wenn für die Glättung das Programm von Späth [786] 7, das die Glättung in hohem Maß reproduzierbar macht, benutzt werden sollte.

Diese Ausführungen zeigen, daß es nur bedingt sinnvoll ist, eine Iteration der Wichtungsspektren vorzunehmen. Dennoch gibt es Fälle in denen eine Neubestimmung eines Spektrums geraten erscheint; die Spektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ sind dafür gute Beispiele.

Wenn man also für ein spezielles System im Rahmen der 26-Energiegruppenstruktur ein neues Wichtungsspektrum berechnen will, so wähle man einen geeigneten Gruppensatz (einen, der schon für ein ähnliches System hergestellt wurde). Für dieses System bestimme man einmal nach der in Abschnitt 4.1.2 geschilderten Methode sorgfältig ein neues Wichtungsspektrum. Es ist anzunehmen, daß man so alle physikalisch wichtigen Einflüsse des speziellen Systems auf das Wichtungsspektrum in erster Näherung erfaßt hat.

Die oben geschilderten Schwierigkeiten und Fehler bei der Herstellung von Wichtungsspektren (und damit von Gruppenkonstanten) kann man reduzieren, wenn man von 26-Energiegruppen zu einer feineren Energiegruppeneinteilung übergeht.

4.2.3.4 Einfluß verschiedener $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte auf das Gruppenflußspektrum

Es wurde gezeigt, daß die verschiedenen Wichtungsspektren Unterschiede in den $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werten verursachen. Unterschiede, die sich in ihrer Wirkung auf k_{eff} teilweise kompensieren oder in Energiebereichen auftreten, die auf k_{eff} nur einen geringen Einfluß haben.

Auf die Gruppenflußspektren ist der Einfluß jedoch erheblich größer. In der Tabelle 4.2.13 sind die Gruppenflüsse ϕ_i zusammengestellt, die sich mit den $\Sigma_{\text{bel},i}$ der Spektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ im σ_0 - und im R-Konzept jeweils für den Normalfall ergeben.

Innerhalb eines Konzeptes wurden jeweils die Gruppenflüsse für die gleiche Mischung (Normalfall) berechnet. Im R-Konzept kamen in allen 3 Fällen von Gruppe 15 (einschließlich) ab die $\Sigma_{\text{bel},i}(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ zur Anwendung.

Um den unterschiedlichen Verlauf der Gruppenflüsse zu demonstrieren wurden alle Gruppenflüsse in der 9. Gruppe auf 1. normiert.

Wie man sieht, treten in den einzelnen Energiegruppen je nach verwendeten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werten ganz beachtliche Unterschiede in den Gruppenflüssen auf, die durchaus von Wichtigkeit sein können, z.B. für den Dopplerkoeffizienten oder spezielle energieabhängige Reaktionsraten.

Weil jeweils die gleichen Mischungen benutzt worden sind, können die Gruppenflußvariationen nicht durch unterschiedliche Absorption oder Leckage, sondern nur durch unterschiedliche elastische Streuung, d.h. unterschiedliche $\Sigma_{\text{bel},i}$, verursacht werden.

Gruppe	Gruppenflüsse für die $\Sigma_{bel,i}$ (R-Konzept)			Gruppenflüsse für die $\Sigma_{bel,i}$ (σ_o -Konzept)		
	$F(E)_{NAP}$	$F(E)_N$	$F(E)_V$	$F(E)_{NAP}$	$F(E)_N$	$F(E)_V$
9	1. / 0	1. / 0	1. / 0	1. / 0	1. / 0	1.00 / 0
10	0.759 / 0	0.7429 / 0	0.769 / 0	1.01 / 0	1.02 / 0	1.18 / 0
11	5.067 /-1	5.187 /-1	3.826 /-1	5.20 /-1	5.29 /-1	4.72 /-1
12	3.156 /-1	2.623 /-1	2.076 /-1	3.41 /-1	2.82 /-1	2.92 /-1
13	0.9550 /-1	1.275 /-1	1.313 /-1	1.47 /-1	1.96 /-1	1.38 /-1
14	1.491 /-1	1.771 /-1	5.485 /-2	1.43 /-1	1.69 /-1	1.40 /-1
15	0.7663 /-1	0.892 /-1	2.442 /-2	6.32 /-2	7.01 /-2	0.79 /-1
16	1.9790 /-2	2.305 /-2	5.356 /-3	1.65 /-2	2.12 /-2	1.63 /-2
17	4.1490 /-3	4.831 /-3	0.959 /-3	3.34 /-3	3.55 /-3	3.92 /-3
18	3.3398 /-4	3.889 /-4	6.411 /-5	2.43 /-4	3.96 /-4	2.57 /-4
19	3.1658 /-5	3.6865 /-5	5.101 /-6	2.36 /-5	1.93 /-5	2.93 /-5
20	1.1657 /-6	1.3575 /-6	1.5389 /-7	0.88 /-6	2.10 /-6	1.06 /-6

Tabelle 4.2.13: Einfluß der durch verschiedene Wichtungsspektren bedingten $\Sigma_{bel,i}$ -Unterschiede auf das Gruppenflußspektrum. Für das R- und das σ_o -Konzept wurden jeweils identische Mischungen (jeweils Normalfall) benutzt. Alle Gruppenflüsse wurden in Gruppe 9 auf 1. normiert, (/ -n bedeutet $\cdot 10^{-n}$)

4.2.3.5 Zusammenfassung und Folgerungen

- (1.) Die Benutzung der $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_{\text{SNEAK}})$ und $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_{\text{NAP}})$ zeigt,
- a.) daß $\Sigma_{\text{bel},i}$, die mit verschiedenen $F(E)$ -Spektren berechnet wurden, Unterschiede in den k_{eff} -Werten hervorrufen können, und
 - b.) daß eine Veränderung der k_{eff} -Werte durch eine Veränderung der $\Sigma_{\text{bel},i}$, hauptsächlich im oberen Energiebereich (Gruppen 1 bis 12), hervorgerufen wird. Die Gruppen 13 bis 25 haben kaum einen Einfluß auf k_{eff} , weil in diesem Energiebereich die Gruppenflüsse zu klein sind.
- (2.) Im σ_0 - und im R-Konzept ist der Einfluß der verschiedenen Stoßdichtewichtungsspektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ auf die Größe der k_{eff} -Werte klein.
- (3.) Dennoch zeigen die entsprechenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte Unterschiede, deren Einfluß auf k_{eff} sich jedoch weitgehend kompensiert, weil die Unterschiede uneinheitlich sind. In den unteren Gruppen sind die Σ_{bel} -Unterschiede noch größer und beeinflussen deutlich die Gruppenflüsse ϕ_i .
- (4.) Die Anwendung der Flußdichtewichtungsspektren $\phi_V(E)$ und $\phi_N(E)$ zeigt deutliche Unterschiede in k_{eff} , weil die hier auftretenden $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede recht einheitlich sind. Im oberen Energiebereich sind die $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_V(E))$ meist größer als die $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_N(E))$ und im unteren Energiebereich ist es gerade umgekehrt. Physikalisch ist vor allem nicht verständlich, daß im oberen Energiebereich fast immer gilt $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_V(E)) > \Sigma_{\text{bel},i}(\phi_N(E))$.
- (5.) Die durch verschiedene Wichtungsspektren verursachten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede sind im σ_0 -Konzept materialunabhängig. Im R-Konzept sind die $\Sigma_{\text{bel},i}^k$ -Unterschiede leicht materialabhängig, sie zeigen jedoch meistens die gleiche Tendenz wie die entsprechenden $\Sigma_{\text{bel},i}^k(\sigma_0)$ -Unterschiede.
- (6.) In beiden Konzepten werden die $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede durch einen unterschiedlichen Verlauf der Spektren hervorgerufen. Ein steilerer Anstieg oder ein schwächerer Abfall eines Spektrums (mit wachsender Energie) bedeutet meist kleinere $\Sigma_{\text{bel},i}$ und umgekehrt, größere $\Sigma_{\text{bel},i}$ resultieren bei schwächerem Anstieg oder steilerem Abfall eines Spektrums im Vergleich zu einem anderen.

- (7.) Aus dieser Eigenschaft folgt, daß das hier beschriebene Verfahren der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Bestimmung nicht notwendig monoton konvergent ist. D.h. eine ein- oder zweimalige Iteration der $\Sigma_{\text{bel},i}$ und des Wichtungsspektrums bringt nicht notwendig in allen Energiegruppen eine Verbesserung in Hinsicht auf größere Konsistenz der $\Sigma_{\text{bel},i}$ und dem zugehörigen Wichtungsspektrum mit sich. Andererseits bringt auch eine mehrfache Iteration, die zu einem Konvergenzspektrum führt (die $\Sigma_{\text{bel},i}$ und das entsprechende Wichtungsspektrum sind konsistent) im Prinzip nur ein Spektrum hervor, daß in seinem Verlauf dem des wahren physikalischen Spektrums nicht gleichen wird.
- (8.) Aus diesem Grunde sind im Rahmen der 26-Gruppenstruktur Spektrumsiterationen nur bedingt sinnvoll. Einmalige Spektrumsbestimmungen für bestimmte Systeme, wobei man von einem geeigneten Gruppensatz ausgehen sollte, werden folgendes liefern:
- a.) eine Berücksichtigung der wichtigsten physikalischen Effekte des Systems auf das Wichtungsspektrum
 - b.) im Rahmen von 26-Gruppensätzen kaum zu vermeidende Glättungsfehler, die hingenommen werden müssen, sofern man nicht zu feineren Energiegruppeneinteilungen übergeht.
- (9.) Wenn man die Gruppenflüsse ϕ_i und Größen, die von den ϕ_i abhängen, vor allem im Bereich der Gruppen (12 bis 26) möglichst gut bestimmen möchte, sollte man ein systemeigenes Spektrum benutzen, weil in diesem Bereich die $\Sigma_{\text{bel},i}$ in allen hier betrachteten Fällen besonders groß werden.
- (10.) Das R-Konzept wird in den Gruppen 1 bis 14 angewendet und in den restlichen Gruppen 15 bis 25 das σ_0 -Konzept. Da alle leichteren Materialien (O16, Na, Fe, Cr, Ni), die einen wesentlichen Anteil an den $\Sigma_{\text{bel},i}$ haben, in dem Gruppenbereich (15 bis 25) kaum noch Resonanzen haben, ist für diese Materialien die Anwendung eines F(E)-Wichtungsspektrums in diesem Gruppenbereich nicht ratsam, sondern hier sollte ein Flußdichtewichtungsspektrum $\phi(E)$ benutzt werden. Denn selbst ein "geglättetes" $\phi(E)$ -Spektrum kommt dem wahren $\phi^W(E)$ -Spektrum in seinem Verlauf sicher näher als ein geglättetes F(E)-Spektrum. Zwar haben selbst recht große $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede in diesem Gruppenbereich kaum einen Einfluß auf k_{eff} , dafür aber auf die Gruppenflüsse ϕ_i und alle Größen, die von diesen ϕ_i abhängen.

Verbesserungsvorschlag:

(11.) Wenn man also den Einfluß eines anderen Wichtungsspektrums berücksichtigen will, so wäre folgendes Vorgehen zu empfehlen.

Im Gruppenbereich 1 bis 14 sollte man mit dem neuen Spektrum, das in Form eines Stoßdichtespektrums $F(E)$ vorliegen muß, das R-Konzept anwenden.

Im Gruppenbereich 15 bis 25, bei dem im wesentlichen das σ_o -Konzept zur Anwendung kommt, sollte generell das neue Spektrum in Form eines Flußdichtespektrums $\phi(E)$ benutzt werden, wenn der $\Sigma_{bel,i}$ -Anteil der Materialien mit Resonanzen in diesem Bereich klein ist, was meistens der Fall ist.

Im σ_o -Konzept sind die Unterschiede der $\Sigma_{bel,i}^k$ für ein anderes Spektrum materialunabhängig.

Man kann also darauf verzichten, nur wegen neuer $\Sigma_{bel,i}^k(\sigma_o)$ einen neuen Gruppensatz zu erstellen, was umständlich und zeitraubend ist.

Die Benutzung von Programmen, wie z.B. das Programm Nr. 4837 von Fräulein Langner, das die $\Sigma_{bel,i}$ der gesamten Mischung durch geeignete Faktoren (z.B. $V_{i(neu)}/V_{i(alt)}$) in den Gruppen 15 bis 25 modifiziert, ist in seiner Anwendung

sicher sinnvoller und bequemer.

Diese Methode hätte den zusätzlichen Vorteil, daß man mit ihr die $\Sigma_{bel,i}^k$ aller Materialien ändern könnte, auch derjenigen Materialien, die nicht auf dem KEDAK-Band vertreten sind.

4.2.4 Einfluß aller betrachteten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede (verschiedene Berechnungsmethoden, verschiedene Spektren) auf den Voideffekt Δk_V

Der Voideffekt Δk_V des Standardsystems wurde für die verschiedenen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte bestimmt, die sich bei Anwendung verschiedener Kombinationen von Berechnungsmethoden und Wichtungsspektren ergeben.

Da, wie oben geschildert, für einige Kombinationen $k_N \neq 1$, wird, wurde in derartigen Fällen durch Variation der Anreicherung k_N auf 1, gebracht, so daß nur der Voideffekt von im Normalfall kritischen Systemen verglichen wird. Wie sehr sich die einzelnen Anreicherungen unterscheiden, zeigen die Teilchenzahlkonzentrationen von Pu239 in Spalte 4. der Tabelle 4.2.14.

In den Fällen, wo es möglich war, wurde ein konsistenter Voideffekt berechnet. Konsistent soll bedeuten, daß im Normalfall mit $\Sigma_{\text{bel},i}$ (Spektrum normal)-Werten und im Voidfall mit $\Sigma_{\text{bel},i}$ (Spektrum void)-Werten gerechnet wurde. Die "konsistenten" Voideffekte Δk_V sind durch einen Stern * gekennzeichnet.

Die Kombinationen: σ_0 -Konzept, $\phi_N(E)$ - und $\phi_V(E)$ -Spektren kamen im 26-Gruppen-KFK-Satz [63] zur Anwendung, alle anderen Kombinationen von Konzepten und Spektren wurden im Rahmen des 26-Gruppen-NAP-Satzes [78] untersucht.

Die mit (+) gekennzeichneten Fälle (4. Spalte) wurden in die Tabelle mit aufgenommen, um im σ_0 -Konzept für eine identische Mischung den Einfluß der Wichtungsspektren $F(E)_{\text{NAP}}$, $F(E)_N$ und $F(E)_V$ zu zeigen.

In der letzten Spalte der Tabelle 4.2.14 sind die prozentualen Schwankungen der Δk_V -Werte für alle Systeme angegeben; Bezugswerte sind die Δk_V -Werte mit 0, % Schwankung.

Allgemeine Erklärung der Voideffektunterschiede

Im allgemeinen sind bei $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Variationen Veränderungen des Voideffekts zu erwarten, Abschnitte 3.2.1 und 3.2.3.

$\Sigma_{\text{bel},i}$ -Veränderungen im Normal- und Voidfall können unterschiedliche Spektralverschiebungen beim Übergang zum Voidfall verursachen.

Eine Vergrößerung (Verkleinerung) der Spektralverschiebung bedingt eine Zunahme (Abnahme) des Voideffekts.

Der Unterschied zwischen konsistentem und nichtkonsistentem Voideffekt wird nur durch die Änderungen der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte der Voidmischung verursacht, die sich bei

Konzept	Spektrum	ξ	$\text{Pu}^{239} / 10^{-24} \text{ cm}^3$	k_N	k_V	Δk_V	$\delta \Delta k_V / \%$
σ_o	$\phi_N(E)$	alt	$8.701 \cdot 10^{-4}$	1.00000	1.02801	0.02801	+19.5
σ_o	$\phi_V(E)$	alt	$8.701 \cdot 10^{-4}$	*	1.02345	0.02345*	0.
σ_o	$F(E)_{NAP}$	alt	$9.4298 \cdot 10^{-4}$	1.00000	1.02812	0.02812	13.39
σ_o	$F(E)_{NAP}$	neu	$9.5072 \cdot 10^{-4}$	1.00000	1.02783	0.02783	12.22
σ_o	$F(E)_N$	neu	$9.5210 \cdot 10^{-4}$	1.00003	1.02764	0.02761	11.33
σ_o	$F(E)_V$	neu	$9.5210 \cdot 10^{-4}$	*	1.02715	0.02712*	9.35
σ_o	$F(E)_{NAP}$	neu	$+9.5110 \cdot 10^{-4}$	1.00024	1.02807	0.02783	12.22
σ_o	$F(E)_N$	neu	$+9.5110 \cdot 10^{-4}$	0.99941	1.02700	0.02759	11.25
σ_o	$F(E)_V$	neu	$+9.5110 \cdot 10^{-4}$	*	1.02651	0.02710*	9.27
R	$F(E)_{NAP}$		$9.2588 \cdot 10^{-4}$	1.00000	1.02497	0.02497	0.69
R	$F(E)_N$		$9.2588 \cdot 10^{-4}$	1.00007	1.02454	0.02447	- 1.33
R	$F(E)_V$		$9.2588 \cdot 10^{-4}$	*	1.02487	0.02480*	0.

Tabelle 4.2.14: Einfluß aller untersuchten Methoden und Wichtungsspektren zur Berechnung der $\Sigma_{bel,i}$ auf den Voideffekt Δk_V ;
Ein * weist jeweils auf einen konsistenten Voideffekt hin .

dem Übergang zu einem Voidwichtungsspektrum ergeben.

Δk_V wird größer (d.h. k_V wird größer), wenn durch die $\Sigma_{\text{bel},i}(\text{void})$ mehr Neutronen in einem Bereich größerer η -Werte gelangen und umgekehrt (Abschnitt 2 und Abschnitt 3.2.3).

Bei uneinheitlichen Variationen der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte, wie sie hier meist gegeben sind, kann man generelle Voraussagen kaum treffen. Man kann an Hand der Ergebnisse nur feststellen, welcher der einzelnen Effekte insgesamt überwiegt.

Betrachtung der Δk_V -Schwankungen

Die größten Δk_V -Schwankungen, rund 19%, verursachen die Flußdichtespektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ im σ_0 -Konzept.

Die von den Stoßdichtespektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ im σ_0 -Konzept hervorgerufenen Schwankungen von Δk_V sind schon erheblich kleiner (kleiner als 3%).

Die kleinsten Δk_V -Schwankungen (kleiner als 1,5%) verursachen die Stoßdichtespektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ im R-Konzept.

Bemerkenswert ist, daß auch beim Voideffekt der Unterschied in den Δk_V -Werten groß ist, der sich bei gleichbleibendem Spektrum, z.B. dem $F(E)_{\text{NAP}}$ jedoch verschiedenen Konzepten ergibt. Es resultiert ein Unterschied in Δk_V von ca. 13%.

Der Übergang von ξ_{alt} zu ξ_{neu} (3. und 4. Zeile der Tabelle 4.2.14) führt zu einer schwachen Verkleinerung des Voideffektes.

Vergleich der konsistenten Δk_V - mit den dazugehörigen nichtkonsistenten Δk_V -Werten:

Für den Fall σ_0 -Konzept, $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ bringt der Übergang zum konsistenten Δk_V -Wert eine erhebliche Reduzierung (ca. 10%) des Voideffektes mit sich. Die Ursachen dafür sind größere Werte für die $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_V(E))$ im Bereich der wichtigen Gruppen 1 bis 12 im Vergleich zu den $\Sigma_{\text{bel},i}(\phi_N(E))$. Diese physikalisch nicht zu erwartende Systematik (Abschnitt 4.2.3.2) ist möglicher Weise ein Effekt der Spektrumsherstellung.

Mit dem σ_0 -Konzept und den Spektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ wird der konsistente Δk_V -Wert gleichfalls kleiner als der dazugehörige nichtkonsistente Δk_V -Wert. Hier ist jedoch die Verkleinerung wesentlich schwächer, nur ca. 1,8%. Der Grund für die kleinere Veränderung des Voideffektes im Vergleich zum vorhergehenden Fall ist die weitgehende Kompensation des Einflusses Σ_{bel} -Veränderungen auf k_V beim Übergang vom $F(E)_N$ -Spektrum zum $F(E)_V$ -Spektrum, Abschnitt 4.2.3.2, die jedoch eher einleuchtet, weil in den Gruppen 1 bis 12 die $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_V)$ in 8 Fällen kleiner als die $\Sigma_{\text{bel},i}(F(E)_N)$ sind.

Bei Anwendung des R-Konzepts und der Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$ erfolgt sogar eine schwache Zunahme (+1,3%) des Voideffektes im konsistenten Fall im Vergleich zum nichtkonsistenten Fall. Auch hier liegt eine weitgehende Kompensation der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Veränderungen in ihrem Einfluß auf k_V und damit Δk_V vor, wobei die Effekte der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Verkleinerung beim Übergang von $F(E)_N$ zu $F(E)_V$ in den für k_{eff} wichtigen Bereichen jedoch überwiegen, Abschnitt 4.2.3.2. Hier tritt der Effekt auf, den man nach den Ausführungen des Abschnitts 4.2.3.2 erwarten kann.

Energieabhängigkeit der Δk_V -Werte

Zwei Sachverhalte sind festzustellen:

- 1.) Bei gleichem Spektrum aber verschiedenem Konzept ergeben sich Unterschiede bis zu 13% in Δk_V .
- 2.) Bei verschiedenen Spektren z.B. $F(E)_N$ und $F(E)_V$, ergeben sich bei gleichem Konzept jeweils nur kleine Schwankungen in Δk_V , weil k_N und k_V jeweils nur wenig variieren.

Es erheben sich die Fragen:

zu 1.): Wie ist die Energieabhängigkeit der $\Delta k_V(\sigma_0, F(E))$ und $\Delta k_V(R, F(E))$?

zu 2.): Gibt es auch für die Δk_V -Größen einander kompensierende Effekte? Denn die $\Sigma_{\text{bel},i}$ und auch die ϕ_i zeigen doch durchaus deutliche Effekte.

Abbildung 4.2.9 zeigt die Gruppenabhängigkeit der Größen $\Delta k_V(\sigma_0, F(E)_{\text{NAP}})$ und $\Delta k_V(R, F(E)_{\text{NAP}})$.

Die entsprechenden gruppenabhängigen $\Delta k_V(i)$ -Werte unterscheiden sich beträchtlich und ohne erkennbare Systematik voneinander. Insgesamt ist die Summe der $\Delta k_V(i, R)$ -Werte kleiner als die Summe der $\Delta k_V(i, \sigma_0)$ -Werte.

Abbildung 4.2.10 zeigt jeweils für das R-Konzept die Gruppenabhängigkeit des konsistenten und des nichtkonsistenten Voideffektes für die Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$.

Auch hier gibt es durchaus erhebliche aber uneinheitliche Unterschiede zwischen den $\Delta k_V(i)$ -Werten, jedoch ergeben sich in beiden Fällen nahezu die gleichen Gesamtwerte.

Folgerung:

Aus der Tatsache, daß die Spektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{\text{NAP}}$ für das hier betrachtete System nur sehr kleine Schwankungen für den Gesamtvoideffekt liefern, kann man nicht generell schließen, daß das auch für andere Systeme der Fall sein muß.

Es ist durchaus denkbar, daß sich bei anderen Systemen und anderen Spektren die Einzeleffekte gleichsinnig überlagern und so zu größeren Gesamteffekten für Δk_V führen.

Zusammenfassung

- (1.) Die Unterschiede zwischen konsistentem und nichtkonsistentem Δk_V -Wert bei Benutzung der Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$ im σ_0 - und R-Konzept sind klein. Im σ_0 -Konzept ist der konsistente Δk_V -Wert leicht kleiner und im R-Konzept leicht größer als der entsprechende nichtkonsistente Δk_V -Wert. Hier ist also die in [63] festgestellte deutliche Reduzierung des Δk_V (konsistent) im Vergleich zu Δk_V (inkonsistent) für die Spektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ nicht zu beobachten.
- (2.) Der vom Prinzip her beste Δk_V -Wert ist der konsistente Δk_V -Wert, der sich bei der Verwendung des R-Konzeptes und der systemeigenen Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$ ergibt.
- (3.) Häufig werden jedoch das σ_0 -Konzept und systemfremde Wichtungsspektren benutzt und nichtkonsistente Δk_V -Werte für bestimmte Systeme berechnet, wobei sich ungenaue Δk_V -Werte ergeben können.
Für das Standardsystem ergeben sich auf diese Weise Δk_V -Schwankungen bis zu 13%.
- (4.) Die Schwankungen von Δk_V sind für die Spektren $F(E)_N$, $F(E)_V$ und $F(E)_{NAP}$ in jedem der beiden Konzepte klein.
- (5.) Die Energieabhängigkeit dieser Δk_V -Werte zeigt, daß sich in den hier untersuchten Fällen, wesentlich größere gruppenabhängige Effekte weitgehend gegenseitig kompensieren, was nicht notwendig immer der Fall sein muß.

4.3 Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Spaltung (Σ_f), Einfang (Σ_c), inelastische Abbremsung (Σ_{br}) und Transport (Σ_{tr}) von verschiedenen Wichtungsspektren im σ_0 -Konzept und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V

Die Resonanzeigenschaften der hier betrachteten Wirkungsquerschnitte werden in σ_0 -Konzeptnäherung berücksichtigt.

In den Abschnitten 4.1 und 4.2 wurden die Grundannahmen des σ_0 -Konzeptes ausführlich dargelegt, die bis auf die speziell für die bremselastischen Wirkungsquerschnitte zusätzlichen Näherungsannahmen auch für die anderen Reaktionstypen gelten.

In dem σ_0 -Konzept lautet der effektive makroskopische Wirkungsquerschnitt des Materials k, für den Reaktionstyp x in der Gruppe i:

$$\Sigma_{x,i}^k = N^k \cdot \sigma_{x,i}^{k\infty} \cdot f_{x,i}^k(\sigma_0)$$

wobei die einzelnen Größen gegeben sind durch:

$$\sigma_{x,i}^{k\infty} = \frac{\int \sigma_x^k(E) \cdot F(E) dE}{\int F(E) dE} \quad ; \quad f_{x,i}^k(\sigma_0) = \frac{\sigma_{x,i}^k(\sigma_0)}{\sigma_{x,i}^{k\infty}}$$

$$f_{x,i}^k(\sigma_0) = \frac{\int \frac{\sigma_x^k(E)}{\sigma_{tot}^k(E) + \sigma_{oi}^k} \cdot F(E) dE}{\int \frac{1}{\sigma_{tot}^k(E) + \sigma_{oi}^k} F(E) dE} \cdot \frac{\int F(E) dE}{\int \sigma_x^k(E) \cdot F(E) dE}$$

In diesem Abschnitt interessiert hauptsächlich die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte, die bei Verwendung verschiedener Wichtungsspektren Unterschiede in den Gruppenkonstanten verursachen kann. Selbst wenn diese Unterschiede klein sind, können sich bei gleichsinniger Überlagerung der im einzelnen kleinen Effekte durchaus größere Effekte auf k_{eff} und Δk_V ergeben. (Man vergleiche mit Abschnitt 4.1.3)

Im Vordergrund des Interesses stehen die Fragen:

- (1.) Wie groß kann der Einfluß eines systemfremden Wichtungsspektrums im Vergleich zu einem systemeigenen auf die $\Sigma_{x,i}$ (x steht für c,f,bin,tr), das k_{eff} und den Voideffekt Δk_V sein?
- (2.) Ist es zur Berechnung des Voideffektes notwendig, Gruppenkonstanten der erwähnten Reaktionstypen zu verwenden, die mit einem "Voidwichtungsspektrum" berechnet worden sind?

Der Einfluß folgender Spektren wird untersucht:

- (1.) Die Flußdichtespektren $\phi_N(E)$, $\phi_V(E)$
- (2.) Die Stoßdichtespektren $F(E)_N$, $F(E)_V$, $F(E)_{NAP}$, $F(E)_{SNEAK}$

Auf die Qualität und Anwendbarkeit dieser Spektren im Rahmen des σ_0 -Konzepts wurde bereits in den Abschnitten 4.1.2, 4.2.3.3 und 4.2.3.5 ausführlich eingegangen. Durch die Untersuchung des Einflusses dieser Spektren wird man einen Eindruck davon bekommen, wie wichtig es sein kann, die oben aufgeworfenen Fragen zu beachten.

Bemerkungen zur Durchführung der Untersuchung:

- (1.) Mit den angegebenen Spektren wurden die Gruppenkonstanten der betrachteten Reaktionstypen (x) und Materialien (k) für unendliche Verdünnung $\Sigma_{x,i}^{k \infty}$ berechnet. Die Resonanzabschirmfaktoren $f_{x,i}^k(\sigma_0)$ blieben dabei unverändert, denn nur wenn sich die $\Sigma_{x,i}^{k \infty}$ bei einem Wechsel des Wichtungsspektrums besonders deutlich ändern, besteht die Möglichkeit einer merklichen Änderung der Resonanzabschirmfaktoren, wie man an den angegebenen Formeln für $\sigma_{x,i}^{k \infty}$ und $f_{x,i}^k(\sigma_0)$ ersehen kann.

D.h. um zunächst einmal die Größe der Effekte zu ermitteln, genügt es, nur die Spektralabhängigkeit der $\Sigma_{x,i}^{k \infty}$ und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V zu berechnen.

- (2.) Die in diesem Abschnitt neu berechneten Gruppenkonstanten wurden durch spezielle Programme (Nr. 4837 und 4840 von I. Langner) zur bilanzrichtigen Änderung von Gruppenkonstanten gesamter Mischungen und einzelner Materialien direkt im normalen NUSYS-Programmablauf berücksichtigt.

D.h. der sonst übliche Weg der Speicherung neuer Gruppenkonstanten auf Gruppenkonstantenbändern wurde, um den Aufwand klein zu halten, nicht beschritten, denn es galt zunächst einmal die einzelnen Effekte der verschiedenen Wichtungsspektren zu ermitteln.

- (3.) Die Flußdichtespektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ kommen im Rahmen des 26-Gruppen-KFK-Satzes [63] zur Anwendung. In diesem Satz sind sämtliche hier untersuchte Daten, d.h. die $\sigma_{x,i}^\infty$, mit dem $\phi_N(E)$ -Spektrum berechnet worden. Das $\phi_V(E)$ -Spektrum wurde bis jetzt nur zur Berechnung der bremselastischen Gruppenkonstanten [63] nicht jedoch für die Berechnung der anderen Reaktionstypen und deren Einfluß auf k_{eff} und Δk_V benutzt.
- (4.) Die Untersuchung der Stoßdichtespektren $F(E)_N$, $F(E)_V$, $F(E)_{NAP}$ und $F(E)_{SNEAK}$ erfolgte mit dem KFK-NAP-Satz [78]*) Weil in diesem Satz mit Ausnahme der bremselastischen Gruppenkonstanten $\Sigma_{bel}(\sigma_o, F(E)_{NAP})$ alle anderen Gruppenkonstanten - soweit sie nicht aus dem ABN-Satz stammen - mit dem $F(E)_{SNEAK}$ -Spektrum berechnet worden sind, bilden diese Gruppenkonstanten die Bezugsbasis für die Untersuchung des Einflusses der Stoßdichtespektren $F(E)_{NAP}$, $F(E)_N$ und $F(E)_V$ auf die $\Sigma_{x,i}$, die k_{eff} - und die Δk_V -Werte von natriumgekühlten Systemen.
- (5.) Bei der Verwendung des Gruppensatzes KFK NAP mußte die Anreicherung variiert werden, um für den Ausgangsfall $k_N=1$ zu erreichen; beim KFK-Satz blieb das Standardsystem unverändert. Innerhalb einer Vergleichsserie (Flußdichte- bzw. Stoßdichtespektren) wurde jeweils das gleiche in seiner Zusammensetzung unveränderte System benutzt.
- (6.) Der Einfluß der Gruppenkonstantenänderungen wurde mit Hilfe von Diffusionsrechnungen am Standardsystem untersucht.

*) Genau genommen handelt es sich um einen Vorläufer des KFK-NAP-Satzes, der z.B. noch die alten ξ -Werte enthält (Abschnitt 4.2).

4.3.1 Einfluß der Wichtungsspektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ auf die Werte von Σ_x , k_{eff} und Δk_V , ($x=c, f, \text{bin}, \text{tr}$)

Mit den Flußdichtespektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ wurden für alle Materialien des Standard-systems, deren Daten auf dem KEDAK-Band gespeichert sind (Pu240 und die Spaltmaterialien fehlen dabei), die mikroskopischen Gruppenkonstanten und die sich daraus ergebenden makroskopischen G.W.Q. bestimmt.

(Die Berechnung mußte für beide Spektren $\phi_N(E)$ und $\phi_V(E)$ ausgeführt werden, weil seit der Fertigstellung des KFK-Satzes [63] die Daten des KEDAK-Bandes [84] überarbeitet worden sind.)

Die Quotienten der sich ergebenden makroskopischen G.W.Q.

$$\frac{\Sigma_{x,i}(\phi_V(E))}{\Sigma_{x,i}(\phi_N(E))}, \text{ Tabelle 4.3.2}$$

werden in dem erwähnten Faktorprogramm zur Modifikation der makroskopischen G.W.Q. im KFK-Satz benutzt.

Die Abweichung von 1. dieser Quotienten gibt den Grad des Spektraleinflusses auf die $\Sigma_{x,i}$ an.

Die Neuberechnung der $\Sigma_{x,i}$ erstreckt sich über die Energiegruppen 1 bis 15. Damit ist der Bereich der wesentlichen Gruppenflüsse erfaßt.

Einfluß auf $k_{\text{eff}}(\text{Void})$ und Δk_V

Tabelle 4.3.1 zeigt den Einfluß der Wirkungsquerschnitte $\Sigma(\phi_V(E))$ auf k_V und Δk_V für die G.W.Q.-Typen Σ_c , Σ_f , Σ_{bin} und Σ_{tr} , separat und für alle vier Typen gemeinsam.

k_{eff} -Werte:

Am größten sind die Schwankungen des k_V -Wertes für die Reaktionstypen Σ_c und Σ_f , ihr Betrag erreicht ca. $1,4^\circ/\infty$. Für Σ_{bin} und Σ_{tr} sind die k_V -Unterschiede $0,1^\circ/\infty$ und $0,4^\circ/\infty$, jeweils bezogen auf den Ausgangsfall bei dem sämtliche Wirkungsquerschnitte (soweit möglich) mit dem Spektrum $\phi_N(E)$ bestimmt worden waren.

Die Verteilung der Vorzeichen der k_V -Unterschiede ist dergestalt, daß sie sich gegenseitig kompensieren, so daß bei der Anwendung der vier $\Sigma_x(\phi_V(E))$ nur ein kleiner Unterschied in k_V ($-0,5^\circ/\infty$) resultiert.

Untersuchter Reaktionstyp	k_V	$\delta k_V(\%)$	Δk_V	$\delta \Delta k_V(\%)$
Ausgangsfall: nur $\Sigma(\phi_N(E))$	1.02801	0.0	0.02801	0.0
$\Sigma_c(\phi_V(E))$	1.02930	+0.13	0.02930	+4.61
$\Sigma_f(\phi_V(E))$	1.02656	-0.14	0.02656	-5.18
$\Sigma_{bin}(\phi_V(E))$	1.02810	+0.01	0.02810	+0.32
$\Sigma_{tr}(\phi_V(E))$	1.02761	-0.04	0.02761	-1.43
$\Sigma_{gz}(\phi_V(E))$ *)	1.02746	-0.05	0.02746	-1.96

Tabelle 4.3.1: k_V und Δk_V in Abhängigkeit von $\Sigma(\phi_V(E))$ für einzelne Reaktionstypen. Für den Ausgangsfall gilt $k_N=1$.

*) $\Sigma_{gz}(\phi_V(E))$ bedeutet die gleichzeitige Berücksichtigung von Σ_c , Σ_f , Σ_{bin} und Σ_{tr} für das Flußdichtespektrum $\phi_V(E)$.

Δk_V -Werte:

Für die Δk_V -Schwankungen ergibt sich im wesentlichen das gleiche Bild wie für die k_V -Werte, nur sind die prozentualen Unterschiede größer.

Die größten Schwankungen treten bei den Reaktionstypen Σ_c und Σ_f auf, +4,6% und -5,2% in k_V . Für Σ_{bin} und Σ_{tr} , +0,3% und -1,4%. Der resultierende Gesamteffekt ist rund -2%.

Unterschiede der Gruppenkonstanten $\Sigma(\phi_N(E))$ und $\Sigma(\phi_V(E))$

Tabelle 4.3.2 zeigt die Quotienten der makroskopischen G.W.Q. $\Sigma(\phi_N(E))$ und $\Sigma(\phi_V(E))$ für die Reaktionstypen Σ_f , Σ_c , Σ_{bin} und Σ_{tr} .

Die Abweichungen von 1. sind ein Maß für die Unterschiede der $\Sigma(\phi_V(E))$ und $\Sigma(\phi_N(E))$.

Die auftretenden Σ -Unterschiede sind positiv und negativ, d.h. die Quotienten größer oder kleiner als 1.

Im Bereich der Gruppen 1 bis 10 sind die Unterschiede in den meisten Fällen kleiner als 1%. Bei jedem Reaktionstyp gibt es jedoch auch Gruppen, in denen der Unterschied 2 oder 3% annimmt.

In den Gruppen 11 bis 15 tauchen erheblich größere Unterschiede auf, bis zu 11% bei Σ_f , 12% bei Σ_c und bis zu 10% bei Σ_{bin} .

Das Verhalten der G.W.Q. für einzelne Materialien wird hier nicht angegeben. Es gilt jedoch ganz allgemein, dass die durch einen Spektrumswechsel verursachten Unterschiede der $\sigma_{x,i}^k$ ähnlich sein werden, wenn die $\sigma_x^k(E)$ einen ähnlichen Verlauf haben; $\sigma_{x,i}^k$ werden sich umso stärker unterscheiden, je unterschiedlicher der Verlauf der $\sigma_x^k(E)$ ist.

Gruppe	$\frac{\Sigma_f(\phi_V(E))}{\Sigma_f(\phi_N(E))}$	$\frac{\Sigma_c(\phi_V(E))}{\Sigma_c(\phi_N(E))}$	$\frac{\Sigma_{bin}(\phi_V(E))}{\Sigma_{bin}(\phi_N(E))}$	$\frac{\Sigma_{tr}(\phi_V(E))}{\Sigma_{tr}(\phi_N(E))}$
1	0,9882	0,9801	1,0121	1,0053
2	0,9992	1,0009	1,0007	1,0005
3	1,0004	0,9964	0,9971	0,9975
4	0,9999	1,0017	1,0025	0,9974
5	0,9914	1,0054	0,9931	1,0025
6	1,0014	1,0020	1,0042	0,9838
7	0,9997	1,0072	0,9924	0,9982
8	0,9999	1,0006	0,9989	1,0011
9	0,9995	1,0062	0,9709	0,9974
10	0,9996	0,9977	1,0008	0,9960
11	1,0024	0,9979	1,0012	0,9951
12	1,0176	1,0102	0,9001	0,9982
13	1,0064	0,9437		0,9896
14	0,8923	0,8828		0,9879
15	0,9514	0,9973		1,0133

Tabelle 4.3.2: Quotienten der makroskopischen Gruppenwirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionstypen für die Spektren $\phi_V(E)$ und $\phi_N(E)$

4.3.2 Einfluß der Wichtungsspektren $F(E)_N$, $F(E)_V$, $F(E)_{NAP}$ und $F(E)_{SNEAK}$ auf die Werte von Σ_c , Σ_f , k_{eff} und Δk_V

Untersucht wird in diesem Abschnitt die Spektralabhängigkeit der Reaktionstypen Einfang und Spaltung.

Um einen Hinweis auf die Größe der zu erwartenden Effekte zu erhalten, genügt es den Einfluß der G.W.Q. der Materialien U238 und Pu239 zu untersuchen. Denn die Materialien U238 und Pu239 haben einen wesentlichen Anteil am gesamten Einfang (72%) und der gesamten Spaltung (93%).

Mit den $\sigma_x^k(E)$ dieser Materialien, die auf dem KEDAK-Band gespeichert sind, wurden die zugehörigen Gruppenkonstanten für die verschiedenen Spektren berechnet.

Untersuchte Energiegruppen

Für die ausgewählten Materialien U238 und Pu239 wurden die Gruppenkonstanten für Spaltung und Einfang mit den verschiedenen Wichtungsspektren in den folgenden Gruppen bestimmt:

$\Sigma_f(U238)$	in den Gruppen 1 bis 7
$\Sigma_c(U238)$	in den Gruppen 1 bis 13
$\Sigma_f(Pu239)$	in den Gruppen 1 bis 20
$\Sigma_c(Pu239)$	in den Gruppen 1 bis 20

Damit blieb die Untersuchung auf die für k_{eff} wichtigen Gruppen (große Gruppenflüsse) und auf die Gruppen beschränkt, in denen die Berechnung der $\sigma_{x,i}^\infty$ nicht zusätzlich durch die Resonanzeigenschaften des betrachteten Materials beherrscht und kompliziert wird (z.B. $\Sigma_c(U238)$ in den Gruppen 14 bis 21),

Dennoch wird man aus dem Verhalten der $\Sigma_{f,i}(Pu239)$ und $\Sigma_{c,i}(Pu239)$ für die verschiedenen Wichtungsspektren auch auf deren Einfluß in den niederenergetischen Gruppen (14-20) schließen können.

Einfluß auf k_{eff} und Δk_V

Das im Normalfall genau kritische System ($k_N=1$) wurde mit den $\Sigma_x(F(E)_{SNEAK})$ berechnet. Durch Ersetzen der angegebenen Gruppenkonstanten, die mit den Spektren $F(E)_{NAP}$, $F(E)_N$ oder $F(E)_V$ bestimmt worden sind, wurde der Einfluß der einzelnen Wichtungsspektren auf k_{eff} und Δk_V ermittelt. Die Resultate sind in Tabelle 4.3.3 zusammengestellt.

Spektrum	$F(E)_{\text{SNEAK}}$	$F(E)_{\text{NAP}}$	$F(E)_{\text{NAP}}$	$F(E)_{\text{NAP}}$	$F(E)_{\text{N}}$	$F(E)_{\text{V}}$
Material	alle	U238 Pu239	U238 Pu239	U238 Pu239	U238 Pu239	U238 Pu239
Reaktionstyp	alle	σ_f	σ_c	σ_f, σ_c	σ_f, σ_c	σ_f, σ_c
k_{N}	1,00000	0,99656	1,00064	0,99721	0,99718	
$\delta k_{\text{N}} [\%]$	0,0	-0,34	+0,06	-0,28	-0,28	
k_{V}	1,02812	1,02612	1,02828	1,02630		1,02597
$\delta k_{\text{V}} [\%]$	0,0	-0,19	+0,02	-0,18		-0,21
Δk_{V}	0,02812	0,02956	0,02764	0,02909		0,02879
$\delta \Delta k_{\text{V}} [\%]$	0,0	+5,12	-1,71	+3,45		+2,35

Tabelle 4.3.3: Einfluß der Gruppenkonstanten $\Sigma_{c,i}$ und $\Sigma_{f,i}$ der Materialien U238 und Pu239 für die Spektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$, $F(E)_{\text{NAP}}$, $F(E)_{\text{N}}$ und $F(E)_{\text{V}}$ auf k_{eff} und Δk_{V}

k_{eff}-Werte:

Die mit dem $F(E)_{\text{NAP}}$ -Spektrum bestimmten Spaltquerschnitte bewirken eine Verkleinerung der k_{eff} -Werte um ca. $-3^{\circ}/\infty$ im Normal- und $-2^{\circ}/\infty$ im Voidfall.

Der Effekt auf k_{eff} ist deshalb negativ, weil die Mehrzahl der sich mit $F(E)_{\text{NAP}}$ ergebenden $\Sigma_{f,i}$ -Werte kleiner ist, als die $\Sigma_{f,i}(F(E)_{\text{SNEAK}})$, wie noch gezeigt wird.

Die entsprechenden Einfangquerschnitte bewirken eine Vergrößerung der k_{eff} -Werte um ca. $0,6^{\circ}/\infty$. Der Effekt auf k_{eff} ist positiv, weil das Wichtungsspektrum $F(E)_{\text{NAP}}$ eine effektive Verkleinerung des Neutroneneinfangs bewirkt. Der Effekt ist jedoch klein.

Weil der positive Effekt der $\Sigma_{c,i}$ auf k_{eff} erheblich kleiner ist als der negative Effekt der $\Sigma_{f,i}$, überwiegt bei gemeinsamen Einsatz der $\Sigma_{c,i}$ und $\Sigma_{f,i}$ insgesamt der Effekt einer k_{eff} -Verkleinerung von rund $3^{\circ}/\infty$.

Die Wirkung der $\Sigma_{c,i}(F(E)_{\text{NAP}})$ und der $\Sigma_{f,i}(F(E)_{\text{NAP}})$ auf k_{eff} ist gegenläufig, wobei jedoch der Einfluß der $\Sigma_{f,i}$ auf k_{eff} größer ist. Diese Kompensation der Effekte, die auch schon in Tabelle 4.3.1 zu beobachten war, muß wohl zwangsläufig auftauchen. Denn im Prinzip nehmen beide Querschnittstypen $\sigma_c(E)$ und $\sigma_f(E)$ mit wachsender Energie ab. So wird der Übergang zu einem Wichtungsspektrum, bei dem die höheren Energien jeweils ein größeres Gewicht erhalten, im allgemeinen eine Verkleinerung der $\Sigma_{c,i}$ und der $\Sigma_{f,i}$ hervorrufen, wobei die Verkleinerung der $\Sigma_{c,i}$ meistens etwas größer sein wird, weil die $\sigma_c(E)$ stärker als die $\sigma_f(E)$ mit wachsender Energie abfallen. (Dieser Sachverhalt wird durch die Tabellen 4.3.4 und 4.3.5 bestätigt.)

Bei der Anwendung des Spektrums $F(E)_{\text{N}}$ ergibt sich das gleiche Bild und fast dieselben Zahlen für die k_{eff} -Werte, und ähnlich ist es auch bei der Benutzung des Spektrums $F(E)_{\text{V}}$, nur ist hier der negative Effekt auf k_{V} noch ein wenig größer als bei dem Spektrum $F(E)_{\text{NAP}}$.

Jedoch die Wirkungsquerschnitte zeigen für jedes der Spektren $F(E)_{\text{NAP}}$, $F(E)_{\text{N}}$ und $F(E)_{\text{V}}$ durchaus individuelle Unterschiede (Tabellen 4.3.4, 4.3.6). Diese Unterschiede haben aber nur einen sehr kleinen Effekt auf k_{eff} , weil sich ihre Wirkung gegenseitig kompensiert.

 Δk_{V} -Werte:

Der Δk_{V} -Wert nimmt bei der Verwendung von systemeigenen bzw. systemverwandten Spektren um 2,4% bzw. 3,5% zu im Vergleich zum Ausgangsfall bei Benutzung des $F(E)_{\text{SNEAK}}$ -Spektrums.

Obwohl sich beide k_{eff} -Werte, k_N und k_V , verkleinern, vergrößert sich der Voideffekt Δk_V , weil die Verkleinerung der k -Werte im Normalzustand stärker ist. Da die k_N -Werte um rund 3^o/oo kleiner als 1. sind, müßte die Anreicherung leicht vergrößert werden, wodurch sich eine weitere jedoch nur geringfügige Vergrößerung des Void-effektes ergäbe. (Abschnitt 3.2.3)

Unterschiede der $\Sigma_{c,i}$ und $\Sigma_{f,i}$ von U238 und Pu239 für die verschiedenen Spektren

In den Tabellen 4.3.4 und 4.3.5 sind die prozentualen Unterschiede der $\Sigma_{c,i}$ und $\Sigma_{f,i}$ angegeben, die sich bei dem Übergang vom Spektrum $F(E)_{\text{SNEAK}}$ zum Spektrum $F(E)_{\text{NAP}}$ bzw. bei dem Übergang von $F(E)_{\text{SNEAK}}$ zu $F(E)_N$ ergeben.

Folgendes ist festzustellen:

- (1.) Einander entsprechende Σ_i -Unterschiede (gleiches Material, gleicher Reaktionstyp und gleiche Gruppe) für beide Übergänge $F(E)_{\text{SNEAK}} \rightarrow F(E)_{\text{NAP}}$ und $F(E)_{\text{SNEAK}} \rightarrow F(E)_N$ sind einander ähnlich. Nahezu immer haben die Σ_i -Unterschiede gleiche Vorzeichen und die Beträge sind häufig ungefähr gleich groß, was daran liegt, daß die Spektren $F(E)_{\text{NAP}}$ und $F(E)_N$ in ihrem Verlauf stärker übereinstimmen, als jedes dieser beiden Spektren mit dem Verlauf von $F(E)_{\text{SNEAK}}$.
- (2.) In der Mehrzahl der Fälle sind die Σ -Unterschiede in den Gruppen 1 bis 13 kleiner als 1%. In den Gruppen 14 bis 20 können diese Unterschiede auf 20 bis 30% anwachsen.
Bemerkenswert ist der Unterschied von $\Sigma_f(U238)$ in der 7. Gruppe, in der der stark anwachsende $\sigma_f(E)$ -Querschnitt (Schwellreaktion) eine besondere Empfindlichkeit des Gruppenquerschnitts vom Spektrum nach sich zieht. Ein weiterer großer Unterschied (9%) ergibt sich für $\Sigma_f^{\infty}(U238)$ in der 5. Gruppe.
Derartige Unterschiede werden zwar nur einen kleinen Einfluß auf k_{eff} und Δk_V haben, sie können aber beachtliche Abweichungen in berechneten Spaltratenverhältnissen, eine häufig gemessene Größe, verursachen.
- (3.) Die Verteilung der Vorzeichen der Σ^k -Unterschiede in den oberen Gruppen (1 bis 11) ist uneinheitlich für die verschiedenen Materialien, Reaktionstypen und Gruppen. In den unteren Gruppen (12 bis 20) sind immer die $\Sigma_i^{k\infty}(F(E)_{\text{SNEAK}})$ größer als die $\Sigma_i^{k\infty}(F(E)_{\text{NAP}})$ oder $\Sigma_i^{k\infty}(F(E)_N)$, was durch den stark unterschiedlichen Verlauf der Spektren verursacht wird.
 $F(E)_{\text{SNEAK}}$ wächst beinahe monoton mit fallender Energie an, genau wie im wesentlichen die Wirkungsquerschnitte $\sigma_c(E)$ und $\sigma_f(E)$, während die Spektren $F(E)_{\text{NAP}}$ und $F(E)_N$ dagegen im unteren Energiebereich stark abfallen, wodurch die er-

Gruppe	$\delta \Sigma_{c,i}^{\infty}(\text{U238})$ [%]	$\delta \Sigma_{c,i}^{\infty}(\text{Pu239})$ [%]	$\delta \Sigma_{f,i}^{\infty}(\text{U238})$ [%]	$\Delta \Sigma_{f,i}^{\infty}(\text{Pu239})$ [%]
1	-2.82	- 3.94	+ 1.26	+ 1.52
2	+1.96	+ 1.77	- 0.45	+ 0.02
3	-1.38	- 0.88	- 0.07	- 0.07
4	+3.18	+ 2.22	- 2.66	- 0.21
5	-0.61	- 2.68	+ 9.82	+ 0.39
6	-0.30	+ 1.00	- 4.22	- 0.08
7	+0.37	+ 0.44	-14.59	- 0.01
8	+0.53	+ 0.03	0.	- 0.05
9	-0.06	+ 0.06	0.	+ 0.01
10	+0.28	+ 0.37	0.	+ 0.06
11	+0.67	+ 4.10	0.	+ 0.09
12	-1.38	- 3.02	0.	- 2.53
13	-0.35	- 1.43	0.	- 1.24
14	0.	- 0.88	0.	- 0.81
15	0.	- 4.75	0.	- 4.32
16	0.	- 7.16	0.	- 6.72
17	0.	- 8.96	0.	- 8.39
18	0.	-11.05	0.	- 4.81
19	0.	+20.57	0.	-26.81
20	0.	-28.63	0.	-34.11

Tabelle 4.3.4: Prozentuale Unterschiede der $\Sigma_{c,i}^{\infty}$ und $\Sigma_{f,i}^{\infty}$ von U238 und Pu239 für die Wichtungsspektren $F(E)_{\text{NAP}}$ und $F(E)_{\text{SNEAK}}$;

-2% bedeutet: $\Sigma_{c,i}^k(F(E)_{\text{NAP}})$ ist 2% kleiner als $\Sigma_{c,i}^k(F(E)_{\text{SNEAK}})$

Gruppe	$\delta \Sigma_{c,i}^{\infty}(\text{U238})$ [%]	$\delta \Sigma_{c,i}^{\infty}(\text{Pu239})$ [%]	$\delta \Sigma_{f,i}^{\infty}(\text{U238})$ [%]	$\delta \Sigma_{f,i}^{\infty}(\text{Pu239})$ [%]
1	-1,50	- 2,15	+ 0,73	+ 0,86
2	+3,24	+ 3,01	- 0,80	+ 0,02
3	-1,48	- 1,02	- 0,07	- 0,07
4	+3,12	+ 2,23	- 2,61	- 0,21
5	-0,49	- 2,15	+ 7,78	+ 0,31
6	-0,27	+ 0,88	- 3,68	- 0,07
7	+0,48	+ 0,64	-10,00	- 0,02
8	+0,58	+ 0,06		- 0,05
9	+0,37	+ 0,41		- 0,02
10	+1,10	+ 1,29		+ 0,31
11	+0,99	+ 0,68		+ 0,18
12	+0,45	+ 0,94		+ 0,78
13	+1,22	- 1,70		- 1,40
14	0,	- 2,77		- 2,62
15	0,	- 2,89		- 2,67
16	0,	-10,35		- 9,75
17	0,	- 2,39		- 2,25
18	0,	-21,98		-11,63
19	0,	- 4,88		+ 7,66
20	0,	0,		0,

Tabelle 4.3.5: Prozentuale Unterschied der $\Sigma_{c,i}^{\infty}$ und $\Sigma_{f,i}^{\infty}$ von U238 und Pu239 für die Wichtungsspektren $F(E)_N$ und $F(E)_{\text{SNEAK}}$;
-2% bedeutet: $\Sigma_{c,i}^k(F(E)_N)$ ist 2% kleiner als $\Sigma_{c,i}^k(F(E)_{\text{SNEAK}})$

wählten Gruppenkonstantenunterschiede hervorgerufen werden.

Die $\Sigma_{c,i}^{k \infty}$ und $\Sigma_{f,i}^{k \infty}$ der Spektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$, Tabelle 4.3.6, haben folgende von den Punkten (1.), (2.) und (3.) abweichende Eigenschaften.

- (4.) Die σ -Unterschiede ähneln den Unterschieden der Tabellen 4.3.4 und 4.3.5 nur insoweit, daß in den oberen Gruppen (1 bis 12) die Unterschiede kleiner als 1% sind, während sie in den restlichen Gruppen bis auf 30% ansteigen.
- (5.) Die Unterschiede haben kaum eine Systematik. Nur die $\Sigma_{c,i}^{k \infty}$ -Unterschiede, die im oberen Gruppenbereich (1 bis 10) meistens negativ sind, weisen darauf hin, daß das $F(E)_V$ härter ist als das $F(E)_N$ -Spektrum, denn im wesentlichen fallen die $\sigma_c(E)$ mit wachsender Energie, d.h. bei Benutzung des $F(E)_V$ -Spektrums werden jeweils kleinere $\sigma_c(E)$ -Werte stärker gewichtet.

Gruppe	$\delta \Sigma_{c,i}^{\infty}(\text{U238})$ [%]	$\delta \Sigma_{c,i}^{\infty}(\text{Pu239})$ [%]	$\delta \Sigma_{f,i}^{\infty}(\text{U238})$ [%]	$\delta \Sigma_{f,i}^{\infty}(\text{Pu239})$ [%]
1	-0,04	0,0	+0,02	+0,02
2	-0,06	-0,15	+0,01	-0,00
3	-0,78	-0,44	-0,04	-0,03
4	+0,47	+0,37	-0,49	-0,04
5	-0,03	-0,38	+0,58	+0,04
6	-0,12	+0,39	-1,29	-0,02
7	-0,04	-0,08	0,	+0,00
8	-0,02	-0,02	0,	+0,01
9	-0,17	-0,19	0,	+0,01
10	-1,71	-2,34	0,	-0,83
11	+0,23	+0,07	0,	-0,02
12	-0,29	-0,41	0,	-0,31
13	+2,19	-1,92	0,	-2,14
14	0,	+5,91	0,	+5,56
15	0,	-4,48	0,	-3,95
16	0,	+7,88	0,	+7,40
17	0,	-8,07	0,	-7,50
18	0,	+17,54	0,	+9,47
19	0,	+26,93	0,	-32,72
20	0,	0,	0,	0,

Tabelle 4.3.6: Prozentuale Unterschiede der $\Sigma_{c,i}^{\infty}$ und $\Sigma_{f,i}^{\infty}$ von U238 und Pu239 für die Wichtungsspektren $F(E)_N$ und $F(E)_V$;
 -2% bedeutet: $\Sigma_{c,i}^{k \infty}(F(E)_V)$ ist 2% kleiner als $\Sigma_{c,i}^{k \infty}(F(E)_N)$

4.3.3 Zusammenfassung und Folgerungen

Gruppenkonstanten:

- (1.) Die Benutzung verschiedener Wichtungsspektren führt zu Unterschieden in den Gruppenkonstanten, die in den oberen Gruppen (1 bis 11), bis auf Ausnahmen, im allgemeinen kleiner als 1% sind. Derartige Ausnahmen sind z.B. die $\Sigma_{f,i}$ von U238. Wegen der Spaltschwelle des U238 reagieren die $\Sigma_{f,i}$ besonders empfindlich auf Spektrumsänderungen. In den unteren Gruppen (12 bis 20) können die Unterschiede bis auf 30% anwachsen.
- (2.) Beim Übergang von den Spektren $F(E)_{\text{SNEAK}}$ zu den Spektren $F(E)_N$ oder $F(E)_{\text{NAP}}$ zeigen sich in dem Bereich der Gruppen 12 bis 20 systematische Σ_i -Unterschiede. Die $\Sigma_{c,i}$ und $\Sigma_{f,i}$, berechnet mit dem $F(E)_{\text{SNEAK}}$ -Spektrum, sind durchweg größer als die $\Sigma_{c,f}(F(E)_{\text{NAP}})$ oder $\Sigma_{c,f}(F(E)_N)$. Dieses Verhalten wird im wesentlichen durch den starken Abfall der Spektren $F(E)_{\text{NAP}}$ oder $F(E)_N$ mit kleiner werdender Energie verglichen mit dem Spektrum $F(E)_{\text{SNEAK}}$ und durch den Verlauf der Wirkungsquerschnitte $\sigma_c(E)$ und $\sigma_f(E)$ verursacht.

k_{eff} -Werte:

- (3.) Die Benutzung der $\Sigma_x(F(E)_{\text{NAP}})$ oder $\Sigma_x(F(E)_N)$ an Stelle der $\Sigma_x(F(E)_{\text{SNEAK}})$ verursacht -trotz teilweiser Kompensation der $\Sigma_{c,i}$ - und $\Sigma_{f,i}$ -Einflüsse auf k_{eff} - eine Abnahme der k_{eff} -Werte um rund 3‰.
- (4.) Die Benutzung der verschiedenen Spektren $F(E)_{\text{NAP}}$, $F(E)_N$ und $F(E)_V$ verursacht dagegen nur geringe Unterschiede in k_{eff} , ca. 0,3‰.

Δk_V -Werte:

- (5.) Der Unterschied zwischen inkonsistentem und konsistentem Voideffekt beträgt 1 bis 9% in Δk_V , Tabellen 4.3.1 und 4.3.3. Dabei bedeutet inkonsistent, daß die k_N - und die k_V -Werte mit Wirkungsquerschnitten ermittelt wurden, zu deren Berechnung nur die Spektren für den Normalfall ($\phi_N(E)$, $F(E)_N$ oder $F(E)_{\text{NAP}}$) benutzt wurden.

Die konsistenten Δk_V -Werte ergeben sich mit

$$\Delta k_V = k_V(\Sigma_x(\text{Spektrum void}) - k_N(\Sigma_x(\text{Spektrum normal})));$$

Zur Berechnung der k_V -Werte werden Σ_x -Werte benutzt, die mit den Spektren des Voidfalles ($\phi_V(E)$ und $F_V(E)$) gewichtet worden sind.

- (6.) Bei Benutzung systemfremder Wichtungsspektren, z.B. $F(E)_{\text{SNEAK}}$ an Stelle von $F(E)_{\text{NAP}}$ oder $F(E)_{\text{N}}$, können sich Abweichungen von 2,4 bis 3,5% im Wert für Δk_{V} ergeben. D.h. der mit dem KFK-NAP-Satz berechnete Δk_{V} -Wert für das Standardsystem ist um 3,5% zu klein.

Folgerungen:

- (7.) Man sollte registrieren, daß die Benutzung der $\Sigma_{\text{x}}(F(E)_{\text{NAP}})$ oder der $\Sigma_{\text{x}}(F(E)_{\text{N}})$ an Stelle der $\Sigma_{\text{x}}(F(E)_{\text{SNEAK}})$ ("Dampf-System") eine Diskrepanz von 3^o/oo in k_{eff} für das Standardsystem mit sich bringt, die man bei Präzisionsrechnungen für natriumgekühlte Systeme beachten sollte.
- (8.) Wenn ein Fehler von 1 bis 2% in Δk_{V} für einen inkonsistenten Voideffekt erträglich ist, lohnt sich eine Neuberechnung der Σ_{x} mit einem Voidspektrum für den Voidfall nicht, obwohl nicht gesagt ist, daß die hier beobachtete Kompensation der Einflüsse der Σ_{x} -Unterschiede in jedem System so weitgehen ist.
- (9.) Bei Verwendung systemfremder Wichtungsspektren treten bei dem hier betrachteten System Unterschiede bis zu 3,5% in Δk_{V} auf. Wenn die Kompensation der spektralbedingten Σ_{x} -Unterschiede nicht in jedem System so weitgehend ist, können die Abweichungen in Δk_{V} wohl auch größer sein (4-5%).
- (10.) Eine Neuberechnung der Σ_{x} -Werte bei einem Übergang von einem Wichtungsspektrum zu einem anderen (z.B. $F(E)_{\text{SNEAK}} \rightarrow F(E)_{\text{NAP}} \rightarrow F(E)_{\text{N}}$, $F(E)_{\text{N}} \rightarrow F(E)_{\text{V}}$) verursacht zwar nur relativ kleine Unterschiede in k_{eff} und Δk_{V} , aber da in den unteren Gruppen (12 bis 20) die Σ_{x} -Unterschiede für alle hier betrachteten Spektren größer werden, kann in diesen Gruppen das Gruppenflußspektrum beeinflusst werden, so daß sich bei der Untersuchung von gruppenflußabhängigen Effekten im unteren Energiebereich eine Berechnung der Σ_{x} mit einem systemeigenen Wichtungsspektrum empfiehlt, wodurch man gleichzeitig einen Fehler von 3^o/oo in k_{eff} und von 2 bis 3% in Δk_{V} vermeiden würde.

4.4 Abschätzung des Einflusses einer höheren Gruppenzahl auf k_{eff} und Δk_V

Je breiter die Energiegruppen sind, desto bedeutender wird der Einfluß des Wichtungsspektrums.

Bei der Verwendung eines richtigen Wichtungsspektrums können die Energiegruppen praktisch beliebig breit sein. Im allgemeinen hat man jedoch kein besonders gutes Wichtungsspektrum, sondern man hat eines, das für eine ganze Klasse von Reaktoren für "typisch" angesehen wird, obwohl für den einzelnen Fall das benutzte Wichtungsspektrum durchaus nicht mit dem systemeigenen übereinstimmen muß. Demzufolge weisen in solchen Fällen die berechneten k_{eff} - und Δk_V -Werte Fehler auf. Diese Fehler sind um so kleiner, je kleiner die Energiegruppen sind oder je feiner die Energiegruppenstruktur ist. Die Beträge derartiger Fehler sollen im folgenden abgeschätzt werden.

Mit Hilfe des 60-Gruppen-GE-Satzes [87] und Multigruppendiffusionsrechnungen wurden räumlich gemittelte 60-Gruppenflußspektren, $\phi_{60,N}$ und $\phi_{60,V}$, für den Normal- und Voidfall berechnet.

Wenn man diese Spektren den Wichtungsspektren gleichsetzt und mit diesen Spektren den 60-Gruppensatz auf kleinere Gruppenzahlen kondensiert, zu 50, 40, 30 und 21 Gruppen, so hat man in etwas anderer Weise die Wichtungsprozedur bei der Gruppenkonstantenherstellung für verschiedene Gruppenbreiten simuliert.

Der 21-Gruppensatz entspricht in seiner Energiegruppenstruktur so weit wie möglich der Struktur der 26-Gruppensätze.

Die Kondensationsreihenfolge, 60, 50, 40, 30 und 21 Gruppen, kommt durch Zusammenfassen der 60iger Gruppen zu breiteren Energiegruppen zustande, die den Energiegruppen der 26iger Gruppensätze möglichst ähnlich sind. Die Zusammenfassung erfolgte von niederen Energien ausgehend zu höheren, d.h. bei dem 21iger Satz sind bei höheren Energien breitere Gruppen als im 30iger Satz, u.s.w.

Bemerkung: Ein großer Teil der Energiegruppen des 26-Gruppen-KFK-Satzes drängt sich in dem unteren Energiebereich zusammen. So sind zum Beispiel in den Energiegruppen 56 bis 60 die Energiegruppen 18 bis 26 des 26-Gruppen-KFK-Satzes enthalten. D.h. in dem Energieintervall von 100eV bis 0eV (18. bis 26. Gruppe) enthält der 26-Gruppen-KFK-Satz rund 30% seiner Gruppen, während der 60-Gruppensatz in diesem Energiebereich weniger als 8% seiner Gruppen hat. Zur Berechnung schneller natriumgekühlter Reaktoren bei denen der Prozentsatz der Spaltungen in diesem Energiebereich nur 0,14 ausmacht, ist die Energiegruppeneinteilung des 26-Gruppen-KFK-Satzes nicht optimal. Für dampfgekühlte schnelle Reaktoren ist die 26-Gruppenstruktur besser, der Spaltanteil in diesem Energiebereich beträgt ca. 6%.

60 Gruppen	21 Gruppen	Untere Energiegrenze des 21-Gruppensatzes	60 Gruppen	21 Gruppen	Untere Energiegrenze des 21-Gruppensatzes
1	1	3.7MeV	37-43	12	2.2 keV
2	2	2.2MeV	44-47	13	1. keV
3	3	1.35MeV	48-50	14	502 eV
4	4	0.825MeV	51-53	15	249 eV
5	5	0.5MeV	54	16	150 eV
6	6	0.3MeV	55-56	17	55.6 eV
1-13	7	0.1MeV	57	18	12.4 eV
14-20	8	50 keV	58	19	2.768 eV
21-27	9	25 keV	59	20	0.625 eV
28-32	10	11 keV	60	21	thermisch
33-36	11	5.5keV			

Tabelle 4.41: Kondensationszuordnung 60-Gruppensatz \rightarrow 21-Gruppensatz

Bei der Gruppensatzkondensation für das System im Normalfall wird immer das Kondensationsspektrum $\phi_{60,N}$ benutzt.

Für den Voidfall werden $\phi_{60,N}$ und $\phi_{60,V}$ benutzt, wobei das $\phi_{60,V}$ -Spektrum das eigentlich angemessene ist.

Einfluß der Gruppenanzahl auf k_{eff} :

Wenn man jeweils das angemessene Spektrum zur Kondensation benutzt, so ergibt sich mit abnehmender Gruppenzahl ein monoton wachsender Fehler, der in beiden Fällen (Normal- und Voidfall) die Größe von gut 1°/oo in k_{eff} erreicht.

Wenn man im Voidfall $\phi_{60,N}$ benutzt (was in den meisten Gruppensätzen getan wird), so ergeben sich mit abnehmender Gruppenzahl Fehler bis zu 3.5°/oo in k_{eff} .

Einfluß der Gruppenanzahl auf Δk_V :

Bei Verwendung der jeweils angemessenen Spektren ergibt sich ein $|\delta \Delta k_V|$ von rund $0.3 \cdot 10^{-3}$ und bei Verwendung des $\phi_{60,N}$ -Spektrums im Voidfall resultiert ein $|\delta \Delta k_V|$ von rund $3 \cdot 10^{-3}$ bei den kleinen Gruppenanzahlen.

Das entspricht einem relativen Fehler von 10% in Δk_V .

Wenn man zusätzlich beachtet, daß nur ein Energieteilbereich (die Gruppen von 1 bis 6 des 60iger Gruppensatzes bleiben immer unverändert) dafür aber alle Reaktionstypen der Kondensationsprozedur unterworfen werden, so kann man einen Fehler von 10% in Δk_V und von 1 bis 3⁰/oo in k_{eff} bei Verwendung nicht angemessener Wichtungsspektren und kleiner (d.h. 20) Gruppenanzahlen durchaus erwarten.

5. Einfluß unterschiedlicher Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses auf k_{eff} und Δk_V ; Vergleich mit Störungsrechnung (Δk_V)

Eine unterschiedliche Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses kann einen Einfluß auf die Größen k_{eff} und Δk_V haben. Um vor allem den Einfluß auf den Voideffekt Δk_V zu ermitteln, werden zwei Berechnungsmethoden, die die Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses unterschiedlich berücksichtigen, in ihrem Einfluß auf die k_{eff} - und Δk_V -Werte des Standardsystems miteinander verglichen.

Untersucht werden:

- 1.) die Diffusionsmethode und
- 2.) die S_N -Methode.

Im zweiten Teil dieses Abschnitts werden (der Vollständigkeit halber) die Ergebnisse von Voideffektberechnungen von Diffusions- und Störungsrechnungen miteinander verglichen.

In allen Rechnungen wird jeweils der 26-Gruppen-KFK-Satz [63] benutzt. Die Multigruppen-Diffusions- und S_N -Gleichungen sind im Anhang angegeben.

5.1 Einfluß von Diffusions- und S_N -Rechnungen in bezug auf k_{eff} und Δk_V

Beide Methoden sind qualitativ unterschiedliche Approximationen der Transportgleichung, deshalb besitzen sie einen unterschiedlichen Genauigkeitsgrad.

Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Methoden beruht in der unterschiedlichen Behandlung der Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses.

Mit der S_N -Methode [19] wird durch direkte numerische Lösung der Transportgleichung die volle Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses berücksichtigt.

Bei der Diffusionsmethode (gleichbedeutend mit inkonsistenter P_1 -Näherung bzw. Annahme der Gültigkeit des Fick'schen Gesetzes, wonach die Stromdichte $\vec{\phi}_1$ proportional dem Flußgradienten $\text{grad } \phi_0$ [16, 18] ist) wird die Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses unvollkommen berücksichtigt.

Im Gegensatz zu Diffusionsrechnungen kann mit S_N -Methoden die Winkelabhängigkeit des Neutronenflusses durch Einführung von Raumwinkelgruppen (in Analogie zur Behandlung der Energieabhängigkeit durch Energiegruppen) weitgehend berücksichtigt werden.

Mit S_N -Methoden werden folglich die Neutronentransporteffekte und damit die räumliche Neutronenflußverteilung genauer bestimmt als mit Diffusionsmethoden.

Je mehr Raumwinkelgruppen bei der Anwendung von S_N -Methoden benutzt werden, desto besser wird die räumliche Verteilung des Neutronenflusses wiedergegeben. In dem Maße, wie sich die Neutronenflüsse für S_N - und Diffusionsmethoden voneinander unterscheiden, können Unterschiede in den zugehörigen $k_{\text{eff}}(\text{Diff.})$ - und $k_{\text{eff}}(S_N)$ -Werten auftreten.

Derartige Unterschiede der k_{eff} -Werte für den Normal- und Voidfall sollen hier in Abhängigkeit von der Anzahl der Raumwinkelgruppen ($N = 2, 4, 6, \dots$) für das Standardsystem ermittelt werden.

Dabei wurden folgende Parameter konstant gehalten:

- (1.) die Teilchenzahlkonzentrationen von Core und Blanket
- (2.) die geometrischen Abmessungen von Core und Blanket
- (3.) die Größe der Orts- bzw. Radienintervalle in Core und Blanket
- (4.) alle Gruppenkonstanten (Dadurch wird in der S_N -Rechnung die Anisotropie der Streuung in Transportnäherung berücksichtigt. Hierbei wird in den entsprechenden Termen der zu lösenden Multigruppen- S_N -Gleichungen genau derselbe $\Sigma_{\text{tr},i}$ -Wert eingesetzt wie in Multigruppendifusionsgleichungen).

Die Diffusions- und S_N -Methoden wurden mit Hilfe folgender Programme untersucht:

- 1.) Diff.-NUSYS, [76_7
- 2.) a.) S_N -NUSYS, [79_7
b.) S_N -DTF IV, [80_7

Alle drei Programme sind bezüglich des Ortes eindimensional.

Die zwei S_N -Programme unterscheiden sich hauptsächlich durch die Art der Einteilung der Raumwinkelgruppen und Wahl der Gewichte, die jeweils den einzelnen Raumwinkelgruppen zugeordnet werden. Der DTF IV-Code zeigt in dieser Hinsicht qualitativ einen etwas größeren Aufwand als das S_N -NUSYS-Programm, weshalb man dem DTF IV Programm eine etwas größere numerische Genauigkeit bei gleicher Anzahl von Raumwinkelgruppen beimessen kann. Auch die bei beiden S_N -Programmen auftretenden Unterschiede in k_N und k_V sind von Interesse.

Das untersuchte Standardsystem ist derart beschaffen, daß sich bei Anwendung des Diffusions-NUSYS-Programms für $k_N = 1$, ergibt, der zugehörige k_V -Wert beträgt 1,02801. Auf diese $k(\text{Diff})$ - und $\Delta k_V(\text{Diff})$ -Werte werden die $k(S_N)$ und $\Delta k_V(S_N)$ -Werte bezogen, die sich für verschiedene N (Anzahl der Raumwinkelgruppen) ergeben.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung, Tabelle 5.1.1, zeigen folgende Eigenschaften:

k_{eff} -Werte

- (1.) Alle $k(S_N)$ -Werte sind größer als die entsprechenden $k(\text{Diff})$ -Werte.
- (2.) Alle $k(S_N)$ -Werte für den Voidfall zeigen größere Abweichungen als die $k(S_N)$ -Werte für den Normalfall jeweils verglichen mit den entsprechenden $k(\text{Diff})$ -Werten.
- (3.) Jeder $k(S_N\text{-DTF IV})$ -Wert ist größer als der entsprechende $k(S_N\text{-NUSYS})$ -Wert.
- (4.) Die $k(S_2)$ -Werte zeigen jeweils die größten Abweichungen verglichen mit den $k(\text{Diff})$ -Werten, die Abweichungen nehmen Werte bis zu 6 ‰ an.
- (5.) Die $k(S_N)$ -Werte für $N = 4, 6, 8, 16$ zeigen Abweichungen von den $k(\text{Diff})$ -Werten, die zwischen 0,3 ‰ und 2 ‰ liegen.
- (6.) Die $k(S_N\text{-DTF IV})$ -Werte liefern im Normal- und Voidfall für die N -Werte $N = 4, 6, 8, 16$ nahezu gleiche k_N und k_V -Werte, 0,1 ‰ Schwankung. Dagegen zeigen die $k_{\text{eff}}(S_N\text{-NUSYS})$ -Werte im Normal- und Voidfall etwas größere Unterschiede in den k_N - und k_V -Werten, 0,3 ‰ bis 0,5 ‰ Schwankung.
- (7.) Die von der Methode her besten k -Werte für den Normalfall liegen um 0,8 ‰, für $S_{16}\text{-DTF IV}$, und um 0,5 ‰, für $S_8\text{-NUSYS}$, über dem Diff.-NUSYS-Wert von $k_N = 1$; im Voidfall liegen die entsprechenden Werte um 1, ‰ bzw. 1,7 ‰ über dem Diff.-NUSYS-Wert von $k_V = 1,02801$.

Art der Rechnung	k_N	δk_N [%]	k_V	δk_V [%]	Δk_V	Δk_V [%]
Diffusionsrechnung	1.00000	0,0	1,02801	0,0	0,02801	0,0
NUSYS; S_2	1.0026	+0,26	1,0329	+0,48	0,0303	+8,18
NUSYS; S_4	1.0003	+0,03	1,0286	+0,06	0,0283	+1,04
NUSYS; S_6	1.0006	+0,06	1,0291	+0,11	0,0285	+1,75
NUSYS; S_8	1.0005	+0,05	1,0290	+0,10	0,0285	+1,75
DTF-IV; S_2	1.00096	+0,10	1,03407	+0,59	0,03311	+18,21
DTF-IV; S_4	1.00084	+0,08	1,03000	+0,19	0,02916	+4,11
DTF-IV; S_6	1.00090	+0,09	1,02984	+0,18	0,02894	+3,32
DTF-IV; S_8	1.00088	+0,09	1,02982	+0,18	0,02893	+3,28
DTF-IV; S_{16}	1.00082	+0,08	1,02974	+0,17	0,02891	+3,21

Tabelle 5.1.1: k_{eff} - und Δk_V -Werte für Diffusions- und S_N -Methoden

Die Ursache für den in Punkt (1.) beschriebenen Sachverhalt, $k(S_N) > k(\text{Diff})$, ist darin zu suchen, daß im Core die Gruppenflüsse $\phi_i(S_N)$ schwächer als die $\phi_i(\text{Diff})$ mit wachsendem Radius abfallen; im Blanket dagegen fallen die $\phi_i(S_N)$ mit wachsendem Radius schneller ab als die $\phi_i(\text{Diff})$. Damit ergeben sich unterschiedliche Reaktionsraten. Die Produktions- und Absorptionsraten sind für die $\phi_i(S_N)$ im Core größer und die Absorptionsrate ist für die $\phi_i(S_N)$ im Blanket kleiner als die entsprechenden Raten der $\phi_i(\text{Diff})$. Insgesamt überwiegt der Effekt der Produktionsratenvergrößerung, womit sich bei Anwendung der S_N -Methoden eine k_{eff} -Vergrößerung ergibt.

Der hier beschriebene Effekt ist im Voidfall noch größer, Punkt (2.), weil im Voidfall die Leckage von Neutronen aus dem Corezentrum in Corerand- und Blanketbereiche zunimmt. Gerade in diesen Randbereichen wird aber die Neutronenverteilung durch Diffusionsmethoden nicht so gut bestimmt wie durch S_N -Methoden.

Δk_V -Werte

- (1.) Alle $\Delta k_V(S_N)$ -Werte liegen über dem $\Delta k_V(\text{Diff})$ -Wert, weil alle $k_V(S_N)$ -Werte um einen größeren Betrag zugenommen haben als die $k_N(S_N)$ -Werte, jeweils verglichen mit den $k(\text{Diff})$ -Werten.
- (2.) Die größten Abweichungen der Δk_V -Werte, 18% und 8%, verglichen mit dem $\Delta k_V(\text{Diff})$ -Wert ergeben sich für $N=2$ und beiden S_N -Programmen.
- (3.) Für N -Werte, $N = 4, 6, 8$ und 16 , ergeben sich Δk_V Unterschiede, die rund zwischen 1% und 4% liegen.
- (4.) Die von der Methode her besten Δk_V -Werte liegen um 1.75%, S_8 -NUSYS, und 3.21%, S_{16} -DTF IV, über dem $\Delta k_V(\text{Diff})$ -Wert.

5.2 Vergleich der Δk_V -Werte von Diffusions- und Störungsrechnung

Man kann Δk_V mit zwei aufeinanderfolgenden Multigruppenrechnungen, aber auch mit Störungsrechnung \int_{85}^7 bestimmen. Hierbei wird der Einfluß der Störung über das gesamte "gestörte" Volumen V des Reaktors, in diesem Fall also das gesamte Core, integriert.

Das Δk_V ergibt sich dann als Summe von positiven und negativen Termen der Art

$$\frac{1}{F} \int_V \delta \Sigma_{x,i}(r) \cdot \phi_i(r) \cdot \phi_i^+(r) \, dV, \text{ Abschnitt 2.2.3}$$

V
Störung

Dabei stammen $\phi_i(r)$ und $\phi_i^+(r)$, der Gruppenfluß und der adjungierte Gruppenfluß aus einer Multigruppendiffusionsrechnung des ungestörten Systems. Die Störung wird durch $\delta \Sigma_{x,i}(r)$, x - Reaktionstyp, dargestellt und F ist das Normierungsintegral (Einzelheiten siehe Abschnitt 2.2.3).

Resultate

Für das Standardsystem ergibt sich mit Multigruppendiffusionsrechnungen ein $\Delta k_V(\text{Diff}) = 0.0280$ mit Störungsrechnung folgt ein $\Delta k_V(\text{Stör}) = 0.0223$. Mit Störungsrechnung 1. Ordnung ergibt sich ein um rund 20% zu kleiner Wert für Δk_V .

5.3 Zusammenfassung und Folgerungen

- (1.) Eine Berechnung der k_N -Werte mit S_N -Methoden an Stelle von Diffusionsmethoden bewirkt eine Vergrößerung von $0.5^0/00$ bis $0.9^0/00$ in k_N .
- (2.) Eine Berechnung der Δk_V -Werte mit S_N -Methoden verursacht eine Vergrößerung des Δk_V -Wertes von ca. 1.8% bis 4%.
- (3.) Um diese Resultate zu erzielen, genügt es im allgemeinen S_4 -Rechnungen anzustellen.
- (4.) Die hier angegebenen Schwankungen in k_{eff} und Δk_V bei Anwendung von Diffusions- und S_N -Methoden sind mit ziemlicher Sicherheit die kleinsten Ungenauigkeiten in k und Δk_V , die überhaupt für Reaktoren dieser Größe auftreten können, denn das hier untersuchte System hat nur zwei Zonen mit jeweils homogener Zusammensetzung und es besitzt kugelförmige Gestalt. Bei Systemen, die diese Eigenschaften nicht oder weniger ausgeprägt aufweisen, können die Unterschiede in k_{eff} und Δk_V größer sein. Für derartige Systeme empfiehlt es sich auch wegen einer genauen k_{eff} und Δk_V -Bestimmung (nicht nur wegen einer besseren Neutronenflußberechnung in Randgebieten) Kontrollrechnungen mit S_N -Methoden vorzunehmen.

- (5.) Störungsrechnung 1. Ordnung ist zur genauen Bestimmung von Δk_v (20% Fehler) nicht geeignet; ihr Wert besteht hauptsächlich darin, daß man, unter Verzicht auf Genauigkeit, Rechenzeit sparen kann.
- (6.) Störungsrechnung sollte man also nur dann anwenden, wenn die Störung klein ist und man den Einfluß der Störung auf k_{eff} nur in 1. Näherung bestimmen möchte, oder wenn man, wie in Abschnitt 2 gezeigt, den Einfluß einer Störung in Abhängigkeit von Reaktionstypen, Energiegruppen und Ort ermitteln möchte.

6. Abhängigkeit der k_{eff} - und Δk_V -Werte für verschiedene Methoden der Geometrieberücksichtigung

Der wahre geometrische Aufbau eines Reaktors ist in den meisten Berechnungsprogrammen schwierig zu berücksichtigen.

Je besser der geometrische Aufbau berücksichtigt werden soll, desto größer werden die Schwierigkeiten bei der Berechnung eines solchen Systems und desto größer werden im allgemeinen die erforderlichen Rechenzeiten. Deshalb versucht man, den Reaktor durch Modelle zu approximieren, die leicht und unter Aufwendung von wenig Rechenzeit durchzurechnen sind, d.h. durch Modelle, deren Beschreibung eine möglichst geringe Anzahl von Variablen erfordert.

Die Approximationen lassen sich folgendermaßen aufgliedern:

- (1.) Die großen schnellen Brutreaktoren der Karlsruhe Konzeption [1,2,3,7] werden im allgemeinen durch zylindrische Modelle idealisiert. (Pancake-Reaktoren kann man durch Plattengeometrien beschreiben).
Dabei approximiert man die unregelmäßige, kantige Form der Mantelflächen der einzelnen Reaktorzonen durch glatte Zylinderflächen. Die kantigen Mantelflächen resultieren aus der Gestalt der Brenn- und Brutelemente, deren Querschnitt jeweils die Form eines regelmäßigen Sechsecks besitzt, Abbildung 6.1.
- (2.) Die hier betrachteten Brutreaktoren besitzen eine heterogene Struktur, Abbildung 6.2. Für schnelle Reaktoren sind die geometrischen Abmessungen dieser heterogenen Strukturen klein im Vergleich zum mittleren freien Flugweg der Neutronen. Deshalb werden im allgemeinen die heterogenen Strukturen vernachlässigt und es werden in den nuklearen Berechnungen homogenisierte Mischungen in den jeweils betrachteten zylindrischen Geometriezonen benutzt.
- (3.) Aber auch diese idealisierten, zylindrischen Geometriezonen versucht man weiter zu vereinfachen, denn zur Beschreibung zylindrischer Geometrien benötigt man im allgemeinen drei Ortsvariable, zweckmäßiger Weise r , z und θ (r - Radius in der Bezugsebene, z - Höhe, θ - Azimutwinkel).
Durch Einführung rotationssymmetrischer Modelle eliminiert man die Variable θ (vertikale Mittelachse ist Rotationsachse). So ergeben sich zweidimensionale Modelle, die durch die Variablen r und z beschrieben werden.
- (4.) Zu den noch einfacheren eindimensionalen Modellen gelangt man durch Separationsansätze für die Variablen r und z (Annahme für den Neutronenfluß $\psi(r,z) = \phi(r) \cdot \chi(z)$). Diese eindimensionalen Modelle hängen dann nur noch von einer Ortsvariablen dem Radius r oder der Höhe z ab. In derartigen

Fällen berücksichtigt man den Neutronenflußverlauf in der nichtbetrachteten, abseparierten Richtung durch Bucklings B_z^2 oder B_r^2 .

- (5.) Das grösste geometrische Modell ist das Punktmodell, bei dem das gesamte räumliche Verhalten des Neutronenflusses durch ein totales Buckling (B_{tot}^2) berücksichtigt wird.
- (6.) Für schnelle Systeme ist jedoch auch die Energie eine sehr wichtige Variable. Je größer die Anzahl der Ortsvariablen ist, desto kleiner muß man im allgemeinen, aus Gründen der Rechenzeit, die Anzahl der Energiegruppen halten.

Jede dieser Approximationen verursacht Fehler. Für einige dieser Approximationen wird im folgenden die Größe derartiger Fehler für k_{eff} und Δk_V ermittelt.

So wird im Abschnitt 6.1 untersucht, welchen Einfluß es auf k_{eff} und Δk_V hat, wenn man ein echt zweidimensionales rotationssymmetrisches System unter iterativer Anwendung ein- und nulldimensionaler Methoden berechnet, und welche Bedeutung einer Verkleinerung der Energiegruppenanzahl bei der Anwendung zweidimensionaler Methoden zukommt.

In Abschnitt 6.2 wird der Einfluß von Heterogenitätseffekten auf k_{eff} und Δk_V ermittelt.

6.1 Einfluß von ein- und zweidimensionalen Methoden in bezug auf k_{eff} und Δk_V für ein Zwei-Zonen-Core-System für 26 und 6 Energiegruppen

Die zweidimensionale Berechnung von z.B. zylindrischen Zwei-Zonen-Core-Systemen mit vielen Energiegruppen erfordert viel Rechenzeit. Deshalb können ökonomische Gründe zwingen, entweder eindimensionale Berechnungen mit vielen Energiegruppen oder zweidimensionale Berechnungen mit wenigen Energiegruppen durchzuführen, wozu man in beiden Fällen weniger Rechenzeit benötigt.

Mit Hilfe der folgenden Untersuchung wird man zweierlei feststellen können:

- (1.) Ob und wie gut es möglich ist, die Größen k_{eff} und Δk_V zweidimensionaler Systeme fest vorgegebener Geometrie und Zusammensetzung mit eindimensionalen Methoden aber vielen Energiegruppen zu berechnen.

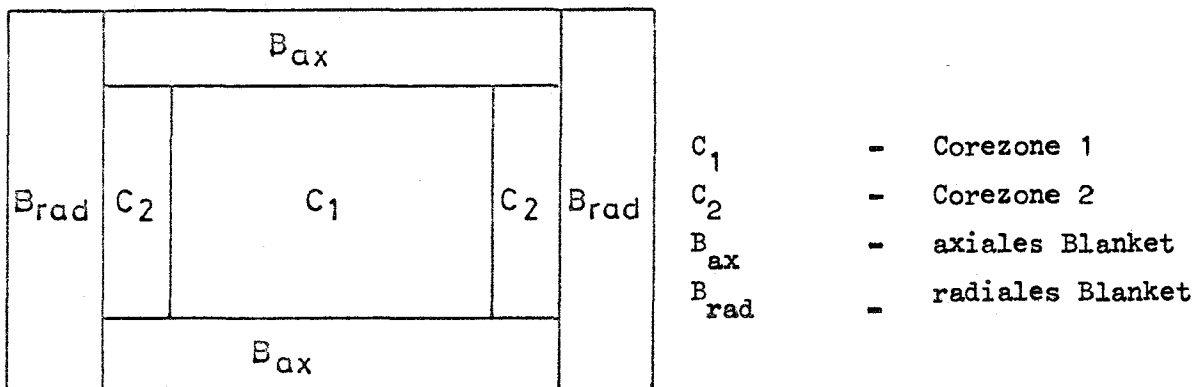
(2.) Wie groß der Einfluß einer reduzierten Energiegruppenanzahl (26 auf 6) bei Benutzung zweidimensionaler Programme auf k_{eff} und Δk_V ist.

Die Punkte (1.) und (2.) sind eng miteinander verbunden, denn zur Reduktion der Gruppenanzahl durch Kondensation benötigt man möglichst gute Kondensationspektren, die man sich mit eindimensionalen Methoden besorgt.

Das betrachtete System:

Die Untersuchung wird an einem Zwei-Zonen-Core-System, (Na1, [1,3_7, Tab. 6.1.3, 6.1.4 im Anhang und Abb. 6.3), vorgenommen.

Folgende Skizze zeigt den idealisierten geometrischen Aufbau des Na1.



Jede dieser Zonen hat eine bestimmte feste Materialzusammensetzung und feste geometrische Abmessungen. Die äußere Corezone ist, um eine Leistungsabflachung zu erreichen, stärker angereichert als die innere Corezone.

Im Normalfall ist in allen Zonen die vorgesehene Menge Natrium enthalten, im Voidfall fehlt das Natrium in den Zonen C_1 , C_2 und B_{ax} .

Zweidimensionale Diffusionsrechnungen mit 26 Energiegruppen

Für die vorgegebene Zusammensetzung und Geometrie wurde dieses System mit 26 Energiegruppen, dem KFK-Satz [63_7 und dem zweidimensionalen Diffusionsprogramm DIXY [89_7 in r-z-Geometrie für den Normal (k_N)- und den Voidfall (k_V) durchgerechnet. An diesen Resultaten für k_N und k_V , Tabelle 6.1.1, wird die Genauigkeit der k_N - und k_V -Werte gemessen, die sich mit anderen Methoden ergeben.

Eindimensionale Diffusionsrechnungen mit 26 Energiegruppen

Die prinzipiellen Schwierigkeiten eindimensionaler Rechnungen bestehen darin, für die jeweils abseparierten Richtungen richtige Bucklings zu bestimmen. Für radiale Rechnungen axiale Bucklings (B_{ax}^2) und für axiale Rechnungen radiale Bucklings (B_{rad}^2).

Bei eindimensionalen Rechnungen in axialer Richtung muß man zusätzlich die unterschiedliche Anreicherung der Corezonen 1 und 2 in geeigneter Weise berücksichtigen.

Es gibt eine Reihe von Methoden iterativer Bucklingbestimmung [10,28,47,49]7. Die im folgenden angegebene spezielle Methode, die für Zwei-Zonen-Core-Systeme verwendbar ist, geht auf eine von E. Kiefhaber in [81]7 beschriebene Methode zurück, die in einigen Punkten abgewandelt werden mußte, weil die Materialzusammensetzungen und die Geometrie des hier zu berechnenden Systems im Normal- und auch im Voidfall jeweils fest vorgegeben sind.

Die iterative Bucklingbestimmung:

- (1.) Ein B_{ax}^2 (1) wird geschätzt. Dazu wird ein effektives axiales Saving S_{ax} (1) geschätzt, $B_{ax}^2 = \left(\frac{\pi}{H_c + 2S_{ax}} \right)^2$, (das effektive Saving S_{ax} enthält die Extrapolationslänge, $H_c^c = \text{Corehöhe}$).
- (2.) Mit B_{ax}^2 (1) wird in radialer Richtung für die vorgegebenen Mischungen und geometrischen Abmessungen der Multiplikationsfaktor k (2) berechnet.
- (3.) Ein radiales effektives Saving wird geschätzt, man setzt der Einfachheit halber $S_{rad}(3) = S_{ax}(1)$, damit ergibt sich ein $B_{rad}^2(3) = \left(\frac{2,405}{R_c + S_{rad}} \right)^2$ ($R_c = \text{äußerer Coreradius der Corezone 2}$).
- (4.) Mit $B_{rad}^2(3)$ wird nun mit Rechnungen in axialer Richtung die Anreicherung bestimmt, mit der sich ein $k(4) = k(2)$ ergibt. Das Resultat dieser Rechnung ist eine axiale Coremischung ganz bestimmter Anreicherung.
- (5.) Mit dieser Mischung bestimmt man in nulldimensionalen Rechnungen das B_{tot}^2 für das sich ein $k = k(2)$ ergibt. Das Resultat dieser Rechnung ist ein B_{tot}^2 (5).
- (6.) Mit B_{tot}^2 (5) und B_{rad}^2 (3) folgt ein B_{ax}^2 (6) aus $B_{ax}^2(6) = B_{tot}^2(5) - B_{rad}^2(3)$. Dieses B_{ax}^2 (6) ist das erste iterierte axiale Buckling.

Mit (6.) ist der Iterationszyklus geschlossen. Die Iteration wird so oft wiederholt, bis sich jeweils die gleichen Bucklings, Savings und k -Werte ergeben. Das Verfahren konvergiert relativ schnell, spätestens mit dem dritten Durchlauf,

wenn man mit einem einigermaßen gut geschätzten Buckling B_{ax}^2 (1) begonnen hat. Oft können die Bucklings (Savings) aus Rechnungen für ähnliche Reaktoren sehr gut vorausgeschätzt werden, so daß nur ein Durchlauf erforderlich ist.

Dieses Iterationsverfahren wird deshalb genauer geschildert, weil die meisten Iterationsverfahren während der Iteration die Anreicherung derart ändern, daß $k_N = 1$ wird. Solche Verfahren sind zur Bestimmung von $k_V \neq 1$, natürlich ungeeignet, denn hier interessiert ja gerade der Unterschied zu 1.

Die resultierenden k_N - und k_V -Werte, Tabelle 6.1.1 zeigen gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der zweidimensionalen Rechnungen.

Tabelle 6.1.2 zeigt die B^2 -Werte.

Zweidimensionale Diffusionsrechnungen mit 6-Energiegruppen

Zur Berechnung der 6-Gruppenquerschnitte müssen geeignete Kondensationsspektren benutzt werden, denn die Resultate hängen von der Qualität der Kondensationsspektren ab.

Dennoch sollen die Kondensationsspektren mit relative geringem Aufwand gewonnen werden. Üblich ist die Verwendung der 26-Gruppenflußspektren eindimensionaler Rechnungen (hier die letzten Rechnungen des unmittelbar vorhergehenden Abschnitts), Um die Ortsabhängigkeit des wahren zweidimensionalen Spektrums zu approximieren, benutzt man in verschiedenen Ortsbereichen verschiedene Kondensationsspektren. Dazu werden in den vorgesehenen Ortsbereichen für die 26 Gruppen die Gruppenflußintegrale der radialen und axialen eindimensionalen Rechnungen bestimmt und in geeigneter Weise miteinander verkoppelt [81]7.

In dem hier betrachteten Fall sind dies die Bereiche:

radial: Corezone 1, Corezone 2, radiales Blanket

axial: innerer Corebereich, äußerer Corebereich, axiales Blanket

Die 26 Energiegruppen müssen sinnvoll zu 6 Energiegruppen zusammengefaßt werden. Die Zusammenfassung wird derart getroffen, daß hauptsächlich die Gruppenbereiche mit großen Gruppenflüssen noch möglichst fein unterteilt sind

	26-Energiegruppen		6-Energiegruppen
Gruppenzuordnung:	1 - 3	→	1
	4 - 6	→	2
	7 - 9	→	3
	10 - 12	→	4
	13 - 15	→	5
	16 - 26	→	6

Die sich mit dem zweidimensionalen Diffusionscode DIXY ergebenden k_N - und k_V -Werte sind in der Tabelle 6.1.1 angegeben.

Iterations zyklus	Anzahl der Gruppen	Geometrie	Normalfall		Voidfall		Voideffekt	
			k_N	$\delta k_N [\%]$	k_V	$\delta k_V [\%]$	Δk_V	$\delta \Delta k_V [\%]$
1	26	1-dim.radial	1.0288	4.8	1.0597	14.5	0.0309	+49.2
2	26	1-dim.radial	1.0242	0.3	1.0452	0.6	0.0210	+ 1.4
3	26	1-dim.radial	1.02411	0.2	1.04513	0.5	0.02102	+ 1.5
4	26	1-dim.axial	1.02423	0.3	1.04526	0.6	0.02103	+ 1.6
5	6	2-dim. Zylinder	1.02446	0.6	1.04659	1.9	0.02213	+ 6.9
	26	2-dim. Zylinder	1.02389	0.	1.04460	0.	0.02071	0.

Tab elle 6.1.1: k_{eff} und Δk_V -Werte und deren Variationen bezogen auf den 2-dim. 26-Gruppenfall für verschiedene Geometrie-berücksichtigung und Gruppennzahlen für das Zwei-Zonen-Core-System, Na1

Iterations- schritt	Normalfall	Voidfall	Geometrie der Rechnung
	axiales oder radiales Buckling	axiales oder radiales Buckling	
1	ax. $5.4966 \cdot 10^{-4}$	ax. $4.7597 \cdot 10^{-4}$	1-dim.radial
2	ax. $5.7100 \cdot 10^{-4}$	ax. $5.2400 \cdot 10^{-4}$	1-dim.radial
3	ax. $5.7104 \cdot 10^{-4}$	ax. $5.2409 \cdot 10^{-4}$	1-dim.radial
4	rad. $2.2675 \cdot 10^{-4}$	rad. $2.1879 \cdot 10^{-4}$	1-dim.axial

Tabelle 6.1.2: B^2 -Werte der iterativen Bucklingbestimmung für eindimensionale Rechnungen

Ergebnisse und Schlußfolgerungen

Betrachtung der k -Werte:

- (1.) Die Ergebnisse der 26-Gruppenrechnungen weisen nur kleine Unterschiede auf, wenn man von eindimensionaler zu zweidimensionaler Geometrie unter Beibehaltung der Gruppenzahl übergeht.
Die Unterschiede betragen bei k_N $0,2^\circ/00$ bis $0,3^\circ/00$ und bei k_V $0,5^\circ/00$ bis $0,6^\circ/00$.
Der Grund für diese kleinen Unterschiede ist darin zu suchen, daß sich hier der Neutronenfluß in den für k_{eff} wichtigen, also den zentralen, Reaktorbereichen offenbar gut separieren $\sqrt{90}$ läßt.
- (2.) Wie man sieht, kann man also auch für echt zweidimensionale Geometrien (Zwei-Zonen-Core-Systeme), bei denen die Gültigkeit von Separationsansätzen noch fraglicher ist als bei Ein-Zonen-Core-Systemen, auch mit eindimensionalen Methoden die k_{eff} -Werte und damit den Voideffekt Δk_V recht gut bestimmen.
- (3.) Bei Veränderung der Gruppenzahl werden die Unterschiede in k_N und k_V größer. Der größte Unterschied existiert zwischen den k -Werten der zweidimensionalen 26- und der zweidimensionalen 6-Gruppenrechnung, bei k_N ca. $0,6^\circ/00$ und in k_V $2,0^\circ/00$.
- (4.) Der Vergleich der k -Werte für eindimensionale 26-Gruppenrechnungen und für zweidimensionale 26- und 6-Gruppenrechnungen zeigt, daß bei relativ einfachen Geometrien eine genaue Geometrieberücksichtigung zur Bestimmung der k_{eff} -Werte offenbar nicht so wichtig ist, wie eine gute Energieberücksichtigung. Das bedeutet anders formuliert: Bei noch relativ einfachen Geometrien liefern eindimensionale Vielgruppenrechnungen genauere k_{eff} -Werte als zweidimensionale Weniggruppenrechnungen.
Diese Aussage gilt nur für die k_{eff} -Werte, sie gilt nicht für die Bestimmung externer Brut- und Spaltraten.

Betrachtung der Δk_V -Werte:

- (5.) Auch hier ist es so, daß die Ergebnisse der eindimensionalen von denen der zweidimensionalen Rechnungen bei Verwendung von 26 Energiegruppen nur wenig, um 1,5%, voneinander abweichen.

(6.) Die Unterschiede zwischen den zweidimensionalen 26-Gruppenrechnungen und den 6-Gruppenrechnungen sind groß, bis zu 7% in Δk_V .

6.2 Einfluß der heterogenen Struktur eines schnellen Reaktors auf k_{eff} - und Δk_V -Werte

Schnelle natriumgekühlte Leistungsreaktoren haben eine heterogene Struktur, Abbildung 6.2.

Der Brenn- und Brutstoff befindet sich in dünnen Röhren, die einen Durchmesser von 6 mm und eine Wandstärke von 0,35 mm besitzen. Jedes Röhren, in gefülltem Zustand meist kurz mit Brennstab bezeichnet, ist vom Kühlmittel Natrium umgeben. Die sich so ergebende Struktur schneller Reaktoren ist fein verglichen mit dem mittleren freien Flugweg schneller Neutronen (ca. 7cm in der 4. Gruppe und ungefähr 4 cm in der 8. Gruppe). Deshalb begnügt man sich im allgemeinen damit, schnelle Reaktoren durch homogenisierte Modelle in den Rechnungen zu approximieren.

Obwohl die heterogenen Strukturen fein sind verglichen mit dem mittleren freien Flugweg der Neutronen in höheren Energiebereichen, kann man auch bei schnellen Reaktoren in gewissem Umfang Heterogenitätseffekte erwarten.

Heterogenitätseffekte, d.h. Änderungen der Neutronenflüsse, der Reaktionsraten und damit eine Änderung von k_{eff} und Δk_V sind im allgemeinen bei Berücksichtigung heterogener Strukturen immer dann zu erwarten, wenn die heterogenen Strukturen durch Bereiche gebildet werden, die sich in ihren neutronenphysikalischen Eigenschaften stark unterscheiden, wobei die neutronenphysikalischen Unterschiede durch Unterschiede in den makroskopischen Wirkungsquerschnitten für die einzelnen Reaktionstypen nach Größe und energetischem Verlauf gebildet werden. Also zum Beispiel heterogene Strukturen, deren einzelne Bereiche entweder nur reine Resonanzabsorber (z.B. Uran) oder reine Streuer (z.B. D_2O) enthalten. So ist es auch bei schnellen Brutreaktoren. Alle Spaltprozesse und der überwiegende Teil aller Einfangprozesse finden in den Brennstäben statt, wobei ein großer Teil aller Spalt- und Einfangprozesse Resonanzreaktionen sind. Außerhalb der Brennstäbe können die Neutronen fast nur Streustöße erleiden.

Durchführung der Rechnungen

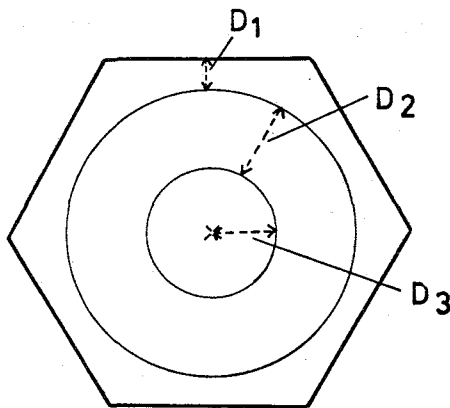
Der Heterogenitätseinfluß auf k_N , k_V und damit Δk_V wurde mit dem Programm ZERA von D. Wintzer [82, 83] untersucht. Mit dem Programm ZERA werden für Zellgeometrien unter Benutzung von Stoßwahrscheinlichkeitsmethoden und Multigruppenkonstanten reaktorphysikalische Größen, wie z.B. k_{eff} und Reaktionsraten, bestimmt. ZERA rechnet mit resonanzabgeschirmten 26-Gruppenquerschnitten und

berücksichtigt in den einzelnen Bereichen einer Zelle die ortsabhängige Resonanzabschirmung.

Um das Programm ZERA anwenden zu können, muß das zu untersuchende System durch eine Zellgeometrie beschrieben werden.

Die regelmäßige Anordnung der Brennstäbe (jeweils 331) innerhalb eines Brennelementes gestattet die Einführung einer Zellstruktur.

Der Querschnitt durch eine solche Zelle hat das folgende Aussehen:



Querschnitt der Zellgeometrie:

- D₁ - Radius des Brennstoffbereiches 3 mm
- D₂ - Dicke der Brennstabhülle 0,35 mm
- D₃ - kleinste Dicke der Natriumschicht 1,3 mm

Im Prinzip kann man sich den gesamten Reaktor aus solchen Zellen zusammengesetzt denken.

Der innere Bereich ist mit der Brennstoffsubstanz UO_2 , PuO_2 und Spaltprodukten gefüllt.

Der Ringbereich zeigt die Brennstabhülle, die z.B. aus einem hochwarmfesten Stahl (Cr, Fe, Ni) bestehen kann.

Der äußere Bereich mit hexagonalem Rand enthält das Kühlmittel Natrium.

Das Material der Abstandshalter und Brennelementhüllen (gleichfalls hochwarmfester Stahl) wird in dieser Zellgeometrie dadurch berücksichtigt, daß man es gleichmäßig über alle Bereiche der Zelle verteilt.

Die angegebene Zellgeometrie entspricht genau der NaI-Struktur 78_7. Die bei den Heterogenitätsrechnungen in den einzelnen Zellbereichen benutzten Mischungen ergeben sich aus der Zusammensetzung des Standardsystems. Bei der Berechnung der Eigenschaften einer Zelle des Corebereiches wird das globale räumliche Flußverhalten des Reaktors durch vorgegebene Bucklings berücksichtigt. Die hier benutzten Bucklings sind die des Standardsystems für den Normal- und Voidfall.

Für die angegebene Zellgeometrie, mit den entsprechenden heterogenen Mischungen, den Bucklings und dem 26-Gruppen-KFK-NAP-Satz* 78_7 wurden mit Zellrechnungen (ZERA) die Werte k_N und k_V bestimmt.

Außerdem wurden makroskopische heterogenitätskorrigierte Gruppenwirkungsquerschnitte für das Core berechnet, mit denen man in Diffusionsrechnungen den Heterogenitätseffekt, z.B. für ein eindimensionales Modell, berechnen kann. Die G.W.Q. des Blankets bleiben bei dieser Prozedur unverändert. Das Ergebnis dieser Rechnungen sind k_{eff} -Werte für das kugelförmige Standardsystem, bei denen das globale räumliche Flußverhalten genauer berücksichtigt ist, als durch Bucklings in Zellrechnungen.

Weil die Resonanzabschirmung im Programm ZERA etwas anders behandelt wird als im sonst verwendeten NUSYS-Programm-System, muß man mit dem Programm ZERA auch den homogenen Fall berechnen, um den wirklichen Heterogenitätsunterschied in k zu erhalten.

In der zweiten Spalte der Tabelle 6.2.1 sind die k - und Δk_V -Werte angegeben, wie man sie üblicherweise mit dem NUSYS-Programmsystem bei eindimensionaler Diffusionsrechnung für eine Kugelgeometrie erhält.

Man erhält also für den Normal- und den Voidzustand des Systems jeweils insgesamt 5 verschiedene k_{eff} -Werte, Tabelle 6.2.1.

*)

Es handelt sich um einen Vorläufer des KFK-NAP-Satzes

	NUSYS	ZERA	ZERA	ZERA	ZERA	PROGRAMM
	Kugel homogen	Kugel homogen	Kugel heterogen	Zelle homogen	Zelle heterogen	Geometrie
k_N	1,00003	0,99745	0,99900	0,99579	0,99676	Normalzustand
$\delta k_N \left[\frac{\circ}{\infty} \right]$		-1,6	0,	-1,	0,	Variation in k_N
k_V	1,02835	1,02463	1,02351	1,02198	1,01907	Voidzustand
$\delta k_V \left[\frac{\circ}{\infty} \right]$		1,1	0,	2,9	0,	Variation in k_V
Δk_V	0,02832	0,02718	0,02451	0,02619	0,02231	Voideffekt
$\delta \Delta k_V \left[\% \right]$	0,00267 +9,4 %	0,00267 +9,8 %	0,	0,00388 +17,4 %	0,	Variation des Void- effektes

Tabelle 6.2.1: Heterogenitätseinflüsse auf die k - und Δk_V -Werte des Standard-Systems in Zellen- und Kugelgeometrie

$\frac{\delta k}{k}$	Normalfall	Voidfall
Absorption	$- 23.16 \cdot 10^{-4}$	$- 10.26 \cdot 10^{-4}$
Produktion	$+ 50.27 \cdot 10^{-4}$	$+ 21.62 \cdot 10^{-4}$
Leckage	$- 8.99 \cdot 10^{-4}$	$- 20.36 \cdot 10^{-4}$
Degradation	$- 2.54 \cdot 10^{-4}$	$- 1.39 \cdot 10^{-4}$
Gesamteffekt	$+ 15.58 \cdot 10^{-4}$	$- 10.39 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.2.2: Heterogenitätseinflüsse, Reaktivitätsanteile der einzelnen Reaktionstypen, Kugelgeometrie, Störungsrechnung.

Verhalten der k_{eff} -Werte bei Berücksichtigung der heterogenen Corestruktur

Der Gesamtheterogenitätseffekt ergibt sich durch eine Überlagerung positiver und negativer Effekte, von denen die wesentlichsten erklärt werden sollen.

Tabelle 6.2.2 enthält die Reaktivitätsanteile der einzelnen Reaktionstypen und die Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen deren Gruppenabhängigkeit.

(1.) Der Schnellspalteffekt

Alle im Brennstoff absorbierten Neutronen werden entweder eingefangen ($n-\gamma$ -Reaktion) oder sie verursachen Spaltungen. Die Spaltneutronen werden mit hohen Energien (Verteilung gemäß Spaltspektrum) innerhalb des Brennstoffs freigesetzt. Diese schnellen Neutronen können innerhalb des Brennstoffbereichs mit höherer Wahrscheinlichkeit weitere Spaltungen verursachen als in einer homogenen Mischung. Diese Tendenz wird durch die Anwesenheit der bei hohen Energien spaltbaren Materialien U238 und Pu240 noch verstärkt. In der gruppenabhängigen Darstellung zeigt sich dieser Vorgang (im wesentlichen in den Gruppen 1 - 11) durch einen Reaktivitätsverlust infolge erhöhter Neutronenabsorption, der jedoch durch erhöhte Neutronenproduktion überkompensiert wird, weil im schnellen Bereich der Spaltquerschnitt größer als der Einfangquerschnitt ist, so daß insgesamt ein Reaktivitätsgewinn resultiert. Die schnellen Neutronen, die in den Natriumbereich gelangen, können durch Stöße an Natriumkernen im wesentlichen nur gestreut und abgebremst werden. Wegen der etwas stärkeren Abbremsung der Neutronen im Natriumbereich ergibt sich für die oberen Energiegruppen eine leichte Flußüberhöhung im Brennstoffbereich.

Der hier beschriebene Schnellspalteffekt, der zu einer Vergrößerung von k_{eff} führt, ist im Voidfall deutlich kleiner, weil sich im Voidfall der heterogene Zustand vom homogenen Zustand in bezug auf Schnellspalteffekte weniger unterscheidet als im Normalfall.

(2.) Der Resonanzabsorptionseffekt

Die im schnellen Bereich nicht absorbierten Neutronen werden durch elastische und inelastische Stöße im Brennstoff- und Natriumbereich abgebremst. So geraten diese Neutronen in Energieregionen in denen die Absorptionsquerschnitte im Brennstoffbereich besonders groß sind. Für diese Energien (im wesentlichen unterhalb der 14. Gruppe) ist deshalb der Neutronenfluß im Natrium-

bereich größer als im Brennstoffbereich, was zur Folge hat, daß Neutronen aus dem Natriumbereich in den Brennstoffbereich gelangen können.

Wenn die Neutronenenergie in dem Resonanzbereich starker Absorptionsresonanzen der Brennstoffnuklide liegt, werden die Neutronen schon in den Randschichten des Brennstoffbereiches absorbiert.

So kann sich insgesamt eine kleinere Absorptionsrate im heterogenen Fall ergeben als im homogenen Fall, weil sich erstens ein großer Teil der Neutronen im Natriumbereich aufhält und weil zweitens der Neutronenfluß für Energien der Absorptionsresonanzen innerhalb des Brennstoffbereichs stark abfällt. Diese Reduzierung der Neutronenabsorption (in den Gruppen 14 bis 26) führt zunächst zu einer Reaktivitätszunahme. Eine Reduzierung der Neutronenabsorption ist je nach dem Anteil des Spaltquerschnitts am Absorptionsquerschnitt auch von einer Reduktion der Neutronenproduktion begleitet, wodurch eine Reaktivitätsverminderung hervorgerufen wird.

Insgesamt überwiegt in diesem Energiebereich der Effekt der Absorptionsverkleinerung, wodurch es zu einer Zunahme von k_{eff} kommt.

Auch dieser Effekt ist im Voidfall weniger ausgeprägt.

(3.) Der Transparenzeffekt

Der dritte wesentliche Effekt ist der Effekt des vergrößerten Neutronentransportes bei Berücksichtigung der heterogenen Struktur.

Weil der Natriumbereich der Zelle verhältnismäßig groß ist (ca. 50 Vol. %) und weil für den Natriumbereich relativ kleine $\Sigma_{\text{tot},i}$ bzw. $\Sigma_{\text{tr},i}$ gelten, während beinahe alle Materialien mit großen $\Sigma_{\text{tot},i}^k$ bzw. $\Sigma_{\text{tr},i}^k$ in dem kleineren Brennstoffbereich der Zelle konzentriert sind, ergeben sich im heterogenen Fall größere mittlere Flugwege, weil die Neutronenflugwege im Natrium sehr viel größer werden als im homogenen Fall.

Damit wird das gesamte heterogenisierte System für Neutronen transparenter. Dadurch werden im Bereich der Energiegruppen 1 bis ca. 14 die Neutronenverluste, Abb. 6.4 und 6.5, durch Leckage größer und es resultiert eine k_{eff} -Verkleinerung.

Die gruppenabhängige Darstellung, Abb. 6.4 und 6.5, des Transparenzeffektes zeigt in den unteren Gruppen (unterhalb der 14. Gruppe) eine Reaktivitätszunahme, die darauf beruht, daß in diesem Energiebereich Neutronen im heterogenen Fall in stärkerem Maße aus dem Blanket in das Core zurückströmen als im homogenen Fall.

Insgesamt überwiegt jedoch der Effekt der Reaktivitätsverkleinerung durch verstärkten Neutronentransport in das Blanket bei höheren Energien.

Der Effekt der k_{eff} -Verkleinerung ist im Voidfall deutlich größer, weil

die Heterogenitätstransparenz noch ausgeprägter ist.

Ergebnisse und Schlußfolgerungen

Die Gesamtänderungen der k_{eff} -Werte bei Berücksichtigung der heterogenen Reaktorstruktur ergeben sich im wesentlichen aus einer Überlagerung der drei geschilderten Effekte.

Betrachtung der k_{eff} -Werte:

- (1.) Für den Normalfall ist k (heterogen) größer als k (homogen), Tab. 6.2.1, Die Vergrößerung von k_N im heterogenen Fall rührt von den Effekten (1.) und (2.) her, die den gegenläufigen Transparenzeffekt überkompensieren, Tab. 6.2.2.
- (2.) Für den Voidfall ist k (heterogen) kleiner als k (homogen), Tab. 6.2.1, weil der negative Transparenzeffekt die insgesamt schwach positiven Effekte (1.) und (2.) überwiegt, Tab. 6.2.2 und Abb. 6.4 und 6.5.
- (3.) Die Unterschiede betragen für die k_N 1 ‰ bis 1,6 ‰ und für k_V 1 ‰ bis rund 3 ‰.

Betrachtung der Δk_V -Werte:

- (4.) Wegen der gegenläufigen Tendenz der k_N - und k_V -Werte bei Berücksichtigung der heterogenen Reaktorstruktur sind die Werte für k_V (heterogen) je nach Bezugswert ca. 9% bis 17% kleiner als die k_V (homogen, was nach Vorzeichen und Größe mit Abschätzungen von F. Storrer und A. Khairallah [65, 67, 68] übereinstimmt.
- (5.) Das bedeutet, daß für die relativ fein strukturierten schnellen Reaktoren Heterogenitätseffekte vor allem für die Bestimmung des Voideffektes von Wichtigkeit sein können.

7. Einfluß der Spaltspektren, die von der Energie der spaltungsauslösenden Neutronen abhängen, auf k_{eff} und Δk_V

Wenn die Energie der spaltungsauslösenden Neutronen zunimmt, wächst die Zahl der bei einer Spaltung freiwerdenden Neutronen ν und das Spektrum dieser Spaltneutronen, $\chi_i(\nu)$ in Energiegruppenstruktur, verschiebt sich zu höheren Energien.

Außerdem hängt die Form der Spaltspektren von den Materialien ab, die gespalten werden. Literaturhinweise über diesen Fragenkreis findet man in [74]7.

Im allgemeinen werden diese Abhängigkeiten der Spaltspektren nicht berücksichtigt, weil die Unterschiede der Spektren klein sind und weil die Multigruppenprogramme bei Berücksichtigung dieser Eigenschaften der Spaltspektren wesentlich komplizierter werden.

In den Karlsruher-26-Gruppensätzen wird ein Standardspaltspektrum verwendet, das mit dem des ABN-Satzes für $\nu = 2.8$ identisch ist. Das bedeutet man nimmt an, daß alle zu berechnenden Systeme einen mittleren ν -Wert von $\nu = 2.8$ haben.

Damit erheben sich folgende Fragen:

- (1.) Wie stark sind die Änderungen in k_{eff} und Δk_V für Spaltspektren anderer ν -Werte, z.B. $\chi_i(\nu=2.6)$ oder $\chi_i(\nu=3.00)$?
- (2.) Beim Übergang zum Voidzustand verschiebt sich das Neutronenflußspektrum zu höheren Energien. Dabei müßte sich der mittlere ν -Wert vergrößern. Das bedeutet, man müßte zur Berechnung des Voidzustandes ein härteres Spaltspektrum benutzen.
Wie groß ist die dadurch verursachte Änderung des Voideffektes?
- (3.) Entspricht das Standardspaltspektrum $\chi_i(\nu=2.8)$ in seinem ν -Wert, dem mittleren ν der jeweils untersuchten Systeme?

Um diese Fragen zu beantworten, wurden folgende Untersuchungen durchgeführt.

Einfluß verschiedener Spaltspektren auf k_{eff} und Δk_V

Unter Verwendung des 26-Gruppen-KFK-Satzes [63]7 wurden für das Standardsystem die Änderungen der k_{eff} - und Δk_V -Werte ermittelt, die sich für verschiedene Spaltspektren ergeben. Die untersuchten Spaltspektren [74]7 gehören zu den ν -Werten $\nu=2.6$, $\nu=2.8$ und $\nu=3.00$, wovon das Spektrum $\chi_i(\nu=2.8)$ das erwähnte Standardspaltspektrum ist.

Die für die verschiedenen Spaltspektren resultierenden k_{eff} - und Δk_V -Werte, Tabelle 7.1, zeigen folgende Eigenschaften:

- (1.) Der Wechsel der Spaltspektren von $\chi_i(\nu=2.8)$ zu $\chi_i(\nu=2.6)$ und $\chi_i(\nu=3.0)$ verursacht Schwankungen in k_{eff} von $-1.4^\circ/\text{oo}$ bis $+1.9^\circ/\text{oo}$.
- (2.) Die Schwankungen des Δk_V -Wertes liegen zwischen -0.4% und $+0.7\%$.

Das Verhalten der k_{eff} -Werte resultiert aus den Eigenschaften der Spaltspektren. Die Spaltspektren sind umso "weicher", d.h. Gruppen kleinerer Energie erhalten ein größeres Gewicht, je kleiner das ν ist zu dem sie gehören. So gelangen bei Benutzung der weicheren Spektren mehr Spaltneutronen in einen Bereich kleinerer n -Werte, was kleinere k_{eff} -Werte bedingt. Für die härteren Spaltspektren größerer ν -Werte gilt eine sinngemäße Umkehrung dieser Argumentation.

Im Voidfall sind die k_{eff} -Reaktionen für die verschiedenen Spaltspektren jeweils etwas ausgeprägter, weil das Neutronenflußspektrum im Voidfall in größerem Maß als im Normalfall durch das Spaltspektrum bestimmt wird.

Einfluß der Spaltspektren auf die k_{eff} - und Δk_V -Werte des Standardsystems

Die mittleren ν -Werte für das Core des Standardsystems haben die Werte $\nu(\text{Normalzustand}) = 2.9436$ und $\nu(\text{Voidzustand}) = 2.9495$ bei Benutzung des Standardspaltspektrums $\chi_i(\nu=2.8)$.

Der mittlere ν -Wert für das Standardsystem, das repräsentativ für große natriumgekühlte Reaktoren mit Plutoniumoxid als Brennstoff ist, liegt über dem Wert $\nu=2.8$, d.h. das normaler Weise benutzte Standardspaltspektrum ist zu weich, wodurch sich für das Standardsystem ein um $1.3^\circ/\text{oo}$ zu kleiner Wert für k_N ergibt.

Wenn man die Vergrößerung des mittleren ν -Wertes für den Voidzustand bei der Berechnung des k_V -Wertes durch Benutzung eines härteren Spaltspektrums berücksichtigt, so resultiert eine Vergrößerung des Voideffektes Δk_V um 0.2% .

Der mittlere ν -Wert ändert sich nur wenig, wenn man ein anderes Spaltspektrum benutzt. So liefert das Spaltspektrum $\chi_i(\nu=2.6)$ ein mittleres ν von $\nu = 2.9429$ anstatt $\nu = 2.9436$ bei Benutzung von $\chi_i(\nu=2.8)$, d.h. eine Iteration von mittlerem ν -Wert und Spaltspektrum ist nicht notwendig.

Spaltspektrum	$\chi_i (v=2.6)$	$\chi_i (v=2.8)$	$\chi_i (v=3.0)$
k_N	0.99865	1.00000	1.00181
$\delta k_N / \%$	- 1.4	0.	+ 1.8
k_V	1.02655	1.02801	1.03001
$\delta k_V / \%$	- 1.4	0.	+ 1.9
Δk_V	0.02790	0.02801	0.02820
$\delta \Delta k_V / \%$	- 0.39	0.	+ 0.68

Tabelle 7.1: k_{eff} - und Δk_V -Werte für verschiedene Spaltspektren

Einfluß der Spaltspektren auf die k_{eff} -Werte schneller Systeme unterschiedlicher Zusammensetzung

Bei einer Variation der Zusammensetzung, vor allem bei Benutzung unterschiedlicher Brennstoffzusammensetzungen können sich durchaus bedeutende Unterschiede im mittleren ν -Wert ergeben.

Ein Beispiel: Der Referenzentwurf eines dampfgekühlten schnellen Brütlers D1; bei Benutzung von Plutonium als Spaltstoff resultiert ein mittleres ν von $\nu=2,93$ und bei Verwendung eines größeren Anteils von angereichertem Uran als Spaltstoff ergibt sich ein mittleres ν von $\nu=2,54$ [91] 7.

Auch bei natriumgekühlten Brutreaktoren ergeben sich ähnliche Unterschiede der mittleren ν -Werte für U235 und Plutonium als Spaltstoff.

Für derartige Unterschiede im mittleren ν kann man nach Tabelle 7.1 bei Verwendung der jeweils entsprechenden Spaltspektren Unterschiede bis zu 3⁰/oo in k_{eff} erwarten.

Abschließend sei bemerkt, daß neben einer unterschiedlichen Brennstoffzusammensetzung auch die Größe des Systems den Wert des mittleren ν , d.h. das zu benutzende Spaltspektrum und damit k_{eff} beeinflussen kann.

Folgerungen:

- (1.) Zur Zeit werden die meisten schnellen Brutreaktoren, hauptsächlich die, bei denen Plutonium als Spaltstoff benutzt wird, mit einem zu weichen Spaltspektrum berechnet, wodurch sich bei dem hier untersuchten Standardsystem Fehler bis zu 1,3⁰/oo in k_{N} ergeben können.
- (2.) Der Einfluß verschiedener Spaltspektren auf Δk_{V} ist klein. Die Verwendung des zu weichen Standardspaltspektrums χ_1 ($\nu=2,8$) verursacht einen um 0,5% zu kleinen Wert für Δk_{V} . Die Berechnung eines konsistenten Voideffekts, bei dem die Vergrößerung des mittleren ν -Wertes im Voidzustand und damit die Verhärtung des Spaltspektrums berücksichtigt wird, bewirkt eine Vergrößerung des Voideffekts um 0,2%. Das bedeutet, es ist zur Berechnung des Voidzustandes nicht notwendig, ein anderes härteres Spaltspektrum zu benutzen.
- (3.) Bei Systemen, bei denen das Spaltspektrum in größerem Maß das gesamte Neutronenflußspektrum prägt als dies der Fall bei den großen Leistungsreaktoren ist, also bei kleinen Reaktoren, kleinen kritischen und unterkritischen Anordnungen wird das jeweils verwendete Spaltspektrum einen größeren Einfluß auf die k_{eff} -Werte haben.

- (4.) Deshalb empfiehlt es sich, das mittlere v und damit das zu benutzende mittlere Spaltspektrum für das jeweils zu untersuchende System zu ermitteln. Denn das mittlere v und damit das Spaltspektrum werden durch das jeweilige System, durch dessen Größe und Zusammensetzung bestimmt.
- (5.) Der Einfluß der Spaltspektren auf die k -Werte ist mindestens mit dem der Heterogenitätseffekte zu vergleichen. Deshalb sollte zumindest bei der Berechnung von kritischen Anordnungen mit verschiedenen Spaltstoffmaterialien eine flexible Anwendung der Spaltspektren angestrebt werden. In diesem Zusammenhang sollte man vielleicht daran denken ein Multigruppenprogramm zu erstellen, bei dem die v -Abhängigkeit der Spaltspektren voll berücksichtigt wird, d.h. also ein Programm bei dem die Spaltspektren material- und gruppenabhängig verwendet werden. Der programmtechnische Aufwand dürfte auch nicht größer sein als bei einem "Heterogenitätsprogramm" und die Effekte sind durchaus von gleicher Größe. Auf jeden Fall sollte man eine unbedachte Anwendung des Standardspaltspektrums vermeiden.



8. Zusammenfassung

8.1 Die wichtigsten Resultate der einzelnen Abschnitte

In allen Haupt- und Unterabschnitten sind jeweils am Ende ausführliche, abschnittsspezifische Zusammenfassungen angegeben, weshalb hier, in der abschließenden Zusammenfassung, nur einige der wichtigsten Punkte erwähnt werden.

Analyse des Voideffektes Δk_V (Abschnitt 2)

Der Voideffekt läßt sich besonders anschaulich durch die Betrachtung effektiver makroskopischer Eingruppengrößen erklären.

Bei einem Natriumverlust werden hauptsächlich die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Abbremsung und für Neutronentransport verkleinert, wodurch eine Härtung des Neutronenflußspektrums und eine Zunahme der Leckage (L) verursacht wird.

Die Spektralverschiebung bewirkt eine Verkleinerung der effektiven Eingruppengrößen für Einfang (C), Spaltung (F) und Neutronenproduktion (P).

Weil sich C viel stärker verkleinert als P und F bewirkt die Spektralverschiebung eine Vergrößerung von k_{eff} , die Leckagevergrößerung dagegen eine Verkleinerung von k_{eff} .

Bei dem Standardsystem überwiegt der Effekt der Verkleinerung von C, wodurch ein positiver Voideffekt verursacht wird.

Voideffektänderungen $\delta \Delta k_V$ bei Systemveränderungen (Abschnitt 3)

Im allgemeinen führen Systemveränderungen zu Voideffektänderungen.

Jede Voideffektänderung bei Systemveränderung setzt sich aus dem Effekt der ursprünglichen Systemveränderung und dem Effekt der γ -Variation zusammen, wobei der $\delta \Delta k_V(\Delta \gamma)$ -Effekt, bezogen auf gleiche Kritikalitätsunterschiede, verhältnismäßig klein und nahezu unabhängig davon ist, wodurch die ursprüngliche Systemstörung verursacht wurde.

Mit der in Abschnitt 3 entwickelten Methode können die Voideffektänderungen gut abgeschätzt und erklärt werden. Ganz allgemein zeigt sich, daß die ursprünglichen Voideffektänderungen

- a) von der Art und Größe der Systemstörungen (δV , δP),
- b) deren Verhalten beim Übergang vom Normal- zum Voidzustand und
- c) von dem Verhalten des Systems (V, P) beim Übergang vom Normal- zum Voidzustand abhängen.

Mit der angegebenen Methode lassen sich bei Änderungen der Zusammensetzung die Voideffektänderungen sogar in materialabhängige Anteile zerlegen, womit sich die Möglichkeit einer Voideffektoptimierung durch gezielte Materialauswahl ergibt. So läßt sich zum Beispiel der Einfluß einer γ -Veränderung auf den Voideffekt genau analysieren.

Eine γ -Verkleinerung (-Vergrößerung) bewirkt eine Voideffektvergrößerung (-verkleinerung), die bei dem gegebenen System und der vorgegebenen relativen Plutoniumzusammensetzung hauptsächlich auf der Zunahme des Produktionstermes von Pu240 im Voidzustand beruht.

Ferner zeigen die Ergebnisse des Abschnitts 3, daß die Verwendung "k_{eff}-angepaßter" Gruppenkonstanten Fehler in der Bestimmung des Voideffektes Δk_V verursachen kann, weil sich die Werte von k_{eff} und Δk_V gegenüber Datenveränderungen unterschiedlich verhalten. "k_{eff}-angepaßt" soll bedeuten, die Gruppenkonstanten sind derart bestimmt, daß nur die k_{eff}-Werte einiger Systeme richtig wiedergegeben werden.

Einfluß der Gruppenkonstantenbestimmung (Methoden und Wichtungsspektren) auf k_{eff} und Δk_V (Abschnitt 4)

Der elastische Bremsquerschnitt Σ_{bel} , Einfluß der Methoden:

Die Benutzung des R-Konzepts an Stelle des σ_0 -Konzepts bei gleichem Stoßdichtewichtungsspektrum zur Bestimmung der $\Sigma_{bel,i}$ verursacht eine Vergrößerung von k_{eff} um 1 bis 2 % und eine Verkleinerung von Δk_V bis zu 13%, weil die Σ_{bel} (R-Konzept) in den wichtigen Gruppen erheblich kleiner sind als die Σ_{bel} (σ_0 -Konzept).

Die wesentlichsten Gründe für die Σ_{bel} -Unterschiede sind folgende:

- Zu vorgegebenem Stoßdichtespektrum $F(E)$ ist die wirkliche Wichtungsfunktion im σ_0 -Konzept $F(E)$ und im R-Konzept $\frac{F(E)}{\Sigma_{tot}(E)}$.
- Die Herausstreuwahrscheinlichkeit wird im R-Konzept in besserer Näherung als im σ_0 -Konzept ($\xi_{alt} \neq \xi_{neu}$) behandelt.
- Die Resonanzabschirmung wird im R-Konzept im Rahmen der NR-Approximation exakt im σ_0 -Konzept dagegen nur in unvollkommener Näherung berücksichtigt.

Die resultierenden $\Sigma_{bel,i}$ -Unterschiede sind infolgedessen stark material- und gruppenabhängig.

Von der Methode her liefert das R-Konzept die besseren $\Sigma_{bel,i}$ -Wirkungsquerschnitte.

Die Unterschiede der $\Sigma_{\text{bel}}(\sigma_{\text{o}}\text{-Konzept})$ und der $\Sigma_{\text{bel}}(\text{R-Konzept})$ bei Verwendung ein- und desselben Stoßdichtespektrums sind so groß, daß nicht einmal das System mit den $\sigma_{\text{bel},i}^{\text{k}}$ ($\sigma_{\text{o}}\text{-Konzept}$) richtig berechnet wird, für das diese Gruppenkonstanten bestimmt worden sind.

Weil die $\sigma_{\text{bel},i}^{\text{k}}$ ($\sigma_{\text{o}}\text{-Konzept}$) fest auf den etablierten Gruppensatzbändern gespeichert sind (die $\sigma_{\text{bel},i}^{\text{k}}$ (R-Konzept) werden mit Zusatzdatenbändern und Zusatzprogrammen jeweils separat für die betrachteten Mischungen bestimmt), und weil nicht jeder das R-Konzept benutzt oder benutzen kann, empfiehlt es sich, eine Korrektur der fest gespeicherten $\sigma_{\text{bel},i}^{\text{k}}$ -Werte mit den R-Konzeptgruppenkonstanten dergestalt vorzunehmen, daß man bei Benutzung der Standardgruppensätze [78] wenigstens das System richtig berechnet, für das der spezielle Gruppensatz hergestellt worden ist.

Der elastische Bremsquerschnitt Σ_{bel} , Einfluß verschiedener Wichtungsspektren:

Die Benutzung der verschiedenen Stoßdichtewichtungsspektren

$F(E)_{\text{NAP}}$ (kleiner Reaktor, systemfremdes Spektrum, normal),

$F(E)_{\text{N}}$ (großer Reaktor, systemeigenes Spektrum, normal) und

$F(E)_{\text{V}}$ (großer Reaktor, systemeigenes Spektrum, void)

zur Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ im σ_{o} - und im R-Konzept hat nur einen kleinen Einfluß auf k_{eff} (bis 1°/oo) und Δk_{V} (bis zu 3%).

Auch der konsistente Voideffekt bei Verwendung systemeigener Wichtungsspektren unterscheidet sich jeweils nur geringfügig vom nichtkonsistenten Voideffekt des systemfremden Spektrums $F(E)_{\text{NAP}}$ (1 - 2%).

Dabei zeigen die $\Sigma_{\text{bel},i}$ für die verschiedenen Wichtungsspektren deutliche Unterschiede, die sich jedoch insgesamt in ihrer Wirkung auf k_{eff} jeweils weitgehend kompensieren, oder sie haben, was besonders für die größeren $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Unterschiede im niederenergetischen Bereich (kleine Gruppenflüsse) gilt, nur einen sehr kleinen Einfluß auf k_{eff} . Dennoch verursachen die unterschiedlichen $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Werte Unterschiede in den Gruppenflußspektren.

Zusammenhänge zwischen den elastischen Bremsquerschnitten $\Sigma_{\text{bel},i}$ und den Wichtungsspektren:

Ein mit wachsender Energie innerhalb einer Gruppe durchweg steilerer Anstieg oder schwächerer Abfall eines Spektrums im Vergleich zu einem anderen Spektrum verursacht im σ_0 -Konzept immer und im R-Konzept meistens kleinere $\Sigma_{\text{bel},i}$; größere $\Sigma_{\text{bel},i}$ resultieren bei schwächerem Anstieg oder steilerem Abfall eines Spektrums mit wachsender Energie.

Diese Eigenschaft kann im Prinzip zu einem nicht monoton konvergenten Verhalten bei der $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Bestimmung führen, dergestalt, daß sich ein Fehler in der Berechnung eines $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Wertes bei einer erneuten $\Sigma_{\text{bel},i}$ -Bestimmung nicht verkleinert, sondern sogar noch verstärkt.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Glättungsprozedur bei der Herstellung der Wichtungsspektren.

Die Bedeutung dieser Fehler und Instabilitäten kann nur durch die Einführung feinerer Energiegruppenstrukturen festgestellt und reduziert werden.

Wenn verschiedene vom Gruppenfluß abhängende Eigenschaften eines Systems (im Rahmen der 26-Gruppenstruktur) besonders sorgfältig berechnet werden sollen, empfiehlt sich folgendes Vorgehen.

Unter Benutzung eines geeigneten Gruppensatzes (dessen $\Sigma_{\text{bel},i}$ für ein ähnliches System schon einmal berechnet worden sind) bestimmt man ein neues Wichtungsspektrum und führe eine einmalige Neubestimmung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ durch.

Dabei sollten in den Gruppen 1 bis 14 die $\Sigma_{\text{bel},i}$ mit dem R-Konzept unter Benutzung eines Stoßdichtespektrums bestimmt werden.

Bei der Verwendung des σ_0 -Konzepts in den Gruppen 15 bis 25 sollte für die Berechnung der $\sigma_{\text{bel},i}^k$ der resonanzfreien Materialien (O16, Na, Fe, Cr, Ni), die einen großen Anteil am makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ haben, ein Flußdichtespektrum benutzt werden, weil das Flußdichtespektrum dem wahren Flußdichtespektrum in seinem Verlauf sicher näherkommt als das Stoßdichtespektrum und die $\Sigma_{\text{bel},i}$ empfindlich auf den Verlauf des benutzten Wichtungsspektrums reagieren. Die Berücksichtigung verschiedener Flußdichtespektren im σ_0 -Konzept kann besonders bequem durch Multiplikation der makroskopischen $\Sigma_{\text{bel},i}$ durch geeignete Faktoren erfolgen, die nur von dem alten und dem neuen Flußdichtespektrum abhängen, denn die Abhängigkeit der $\sigma_{\text{bel},i}^k$ von den Wichtungsspektren ist weitgehend materialunabhängig.

Die Gruppenwirkungsquerschnitte Σ_c , Σ_f , Σ_{bin} und Σ_{tr} , Einfluß verschiedener Wichtungsspektren:

Die Benutzung sehr verschiedener Wichtungsspektren ($F(E)_{NAP}$ oder $F(E)_N$ anstatt $F(E)_{SNEAK}$) zur Bestimmung der Gruppenkonstanten der angeführten Reaktionstypen verursacht zu beachtende Unterschiede in k_{eff} (bis zu 3°/oo) und in Δk_V (bis zu 5%).

Bei Verwendung der systemeigenen Spektren $F(E)_N$ oder $F(E)_V$ im Vergleich zu $F(E)_{NAP}$ sind die Unterschiede in k_{eff} und Δk_V kleiner. Für den konsistenten Voideffekt bei Benutzung der systemeigenen Wichtungsspektren ergibt sich ein Unterschied von ca. 1% in Δk_V im Vergleich zum nichtkonsistenten Wert bei Benutzung von $F(E)_{NAP}$.

Die Ursache für die kleinen Unterschiede in k_{eff} und Δk_V liegt auch hier in einer weitgehenden Kompensation der Effekte der Gruppenkonstantenunterschiede auf k_{eff} .

Einfluß der Richtungsabhängigkeit des Neutronenflusses (Abschnitt 5)

Die Benutzung von Multigruppen- S_N -Methoden an Stelle von Multigruppendiffusionsmethoden bei der Berechnung des Standardsystems verursacht Änderungen in k_{eff} bis zu 1°/oo und in Δk_V bis zu 4%. Für Systeme komplizierteren Aufbaus werden diese Unterschiede noch größer sein.

Einfluß einer genaueren Berücksichtigung der Reaktorgeometrie (Abschnitt 6)

Berechnung eines Zwei-Zonen-Core-Systems mit ein- und zweidimensionalen Methoden:

Es zeigt sich, daß auch für ein Zwei-Zonen-Core-System die Anwendung von eindimensionalen Programmen im Rahmen einer speziellen iterativen Methode beinahe exakt die gleichen Werte für k_{eff} (ca. 0,5°/oo) und Δk_V (ca. 1,5%) liefert, wie die Benutzung zweidimensionaler Programme, wenn jeweils 26 Energiegruppen benutzt werden.

Dagegen bewirkt die Verwendung von 6 anstatt 26 Energiegruppen (Kondensation von 26 auf 6 Gruppen mit eindimensionalen Kondensationsspektren) in einem zweidimensionalen Programm Unterschiede bis zu 2°/oo in k_{eff} und ca. 7% in Δk_V .

Das bedeutet, die Verwendung eindimensionaler Programme und 26-Energiegruppen liefert genauere Resultate in bezug auf k_{eff} und Δk_V als die Benutzung zweidimensionaler Programme und wenigen (ca. 6) Energiegruppen.

Auch hier gilt, daß für komplizierter aufgebaute Systeme größere Unterschiede auftreten können.

Einfluß von Heterogenitäten:

Die Vernachlässigung der heterogenen Struktur schneller natriumgekühlter Leistungsreaktoren verursacht in den k_{eff} -Werten Fehler von 1°/oo bis 3°/oo und bis zu 10% in Δk_V .

Einfluß der Spaltspektren (Abschnitt 7)

Die zur Zeit übliche Verwendung eines Standardspaltspektrums $\chi(v=2,8)$ führt bei dem Standardsystem zu Fehlern von ca. 1,3°/oo in k_{eff} und von 0,2% in Δk_V .

Die Fehler dürften bei schnellen Systemen mit U235 als Spaltstoff noch größer sein und ein δk_N von ca. 3°/oo für k_{eff} bedeuten.

Diese k_{eff} -Unterschiede sind durchaus von gleicher Größenordnung, wie die Heterogenitätskorrekturen, zu deren Bestimmung ein kompliziertes Programm benutzt werden muß. Deshalb empfiehlt es sich, auch zur Bestimmung der Spaltspektreneinflüsse ein komplizierteres Programm zu erstellen, mit dem die Material- und Gruppenabhängigkeit der Spaltspektren berücksichtigt werden muß.

8.2 Einfluß der Berechnungsmethoden auf k_{eff} und Δk_V

Die Untersuchung des Einflusses von Berechnungsmethoden auf k_{eff} und Δk_V liefert Hinweise auf Fehler, die unter bestimmten Voraussetzungen zu erwarten sind, und Erkenntnisse, mit deren Hilfe die Qualität künftiger Berechnungen schneller Systeme zu verbessern ist.

In der hier vorliegenden Untersuchung wurde eine Reihe von Fehlern aufgezeigt, die bei Verwendung qualitativ unterschiedlicher Berechnungsmethoden zu Tage treten, jedoch erkannte Fehler sind vermeidbare Fehler.

Es sollen jetzt die Gesamtfehler der betrachteten Größen k_{eff} und Δk_V abgeschätzt werden, die sich bei der Berechnung eines großen natriumgekühlten schnellen Brutreaktors bei Ignorieren der Ergebnisse dieser Untersuchung ergeben.

In zwei Tabellen sind die einzelnen Korrekturen für k_{eff} , Tabelle 8.2.1, und Δk_V , Tabelle 8.2.2 zusammengestellt.

In den einzelnen Abschnitten wurden meist mehrere Fehler- oder Korrekturmöglichkeiten angegeben. In den Tabellen 8.2.1 und 8.2.2 wird jeweils nur eine Korrektur

angegeben, und zwar die, die von den augenblicklichen Gegebenheiten ausgehend, für das vorgegebene System von der Methode her zu dem besten Ergebnis führt, und nicht etwa die jeweils größte überhaupt auftretende Korrektur.

benutztes Berechnungsverfahren	vom Prinzip her besseres Berechnungsverfahren	nach Tabelle	resultierende Korrektur	
			Vorzeichen	Änderung δk_N [%]
Σ_{bel}, σ_o -Konzept	Σ_{bel}, R -Konzept	4.2.1	+	2.09
$\Sigma_{bel}, F(E)_{NAP}$	$\Sigma_{bel}, F(E)_N$	4.2.6	-	0.08
$\Sigma_c, \Sigma_f, F(E)_{SNEAK}$	$\Sigma_c, \Sigma_f, F(E)_N$	4.3.2	-	0.28
Diffusionsmethode	S_8 (DTF IV)	5.1.1	+	0.09
2-dim., 6-Gruppen	2-dim., 26-Gruppen	6.1.1	-	0.06
Homogene Rechnung	Heterogene Rechnung	6.2.1	+	0.16
Standard- Spaltspektrum $\chi(\nu=2.8)$	$\chi(\bar{\nu}_{normal})$	7.1	+	0.13

Tabelle 8.2.1: Korrekturen des Multiplikationsfaktors k_N für verschiedene Berechnungsmethoden.

benutztes Berechnungsverfahren	vom Prinzip her besseres Berechnungsverfahren	nach Tabelle	resultierende Korrektur	
			Vorzeichen	Änderung $\delta\Delta k_v$ [%]
Σ_{bel}, σ_o -Konzept	Σ_{bel}, R -Konzept	4.2.14	-	10,28
$\Sigma_{bel}, F(E)_{NAP}$	$\Sigma_{bel}, F(E)_N, F(E)_V$	4.2.14	-	0,68
$\Sigma_c, \Sigma_f, F(E)_{SNEAK}$	$\Sigma_c, \Sigma_f, F(E)_N, F(E)_V$	4.3.3	+	4,52
Diffusionsmethode	S_8 (DTF IV)	5.1.1	+	3,28
2-dim., 6-Gruppen	2-dim., 26-Gruppen	6.1.1	-	6,9
Homogene Rechnung	Heterogene Rechnung	6.2.1	-	9,8
Standard- Spaltspektrum $\chi(v=2,8)$	$\chi(\bar{v}_{normal}), \chi(\bar{v}_{void})$	7.1	+	0,2

Tabelle 8.2.2: Korrekturen des Voideffektes Δk_v für verschiedene Berechnungsmethoden.

Korrekturen für k_{eff}

Bei Addition der Beträge aller Korrekturen, Tabelle 8.2.1, für k_{eff} ergibt sich eine Gesamtkorrektur von 2,94%; bei Beachtung der Korrekturvorzeichen resultiert für k_{eff} eine Gesamtkorrektur von 2,10%, d.h. wegen entgegengesetzter Vorzeichen der Einzelkorrekturen kompensiert sich insgesamt ein Betrag von 0,84%.

Wenn man die einzelnen Korrekturen für k_{eff} nach der Größe ihrer Beträge ordnet, so stehen in dieser Rangfolge die Einflüsse der Gruppenkonstantenbestimmung (Methoden und Wichtungsspektren) an erster Stelle. Es folgen Heterogenitätskorrekturen, der Spaltspektreneinfluß, der Einfluß von S_N -Rechnungen und der Einfluß der Verwendung von 6 Energiegruppen in zweidimensionalen Rechnungen.

Die letzten beiden Korrekturen werden nicht immer so klein sein, vor allem bei komplizierteren Geometrien und vielleicht nicht so sorgfältig bestimmten Kondensationspektren zur Berechnung der 6-Gruppenquerschnitte.

Korrekturen für den Voideffekt Δk_V

Die Summe der Beträge aller Korrekturen für Δk_V , Tabelle 8.2.2, beläuft sich auf 35,7% und bei Beachtung der Korrekturvorzeichen ergibt sich immerhin noch eine Änderung des Voideffektes Δk_V von -19,6%.

Das Ordnen der Einzelkorrekturen nach der Größe ihrer Beträge ergibt für den Voideffekt Δk_V eine etwas andere Rangfolge als für k_{eff} . Außerdem sind die Korrekturen in stärkerem Maße von ungefähr gleicher Größe.

An erster Stelle steht auch hier der Einfluß der Gruppenkonstantenbestimmung, wobei die Methoden von größerer Bedeutung sind als verschiedene Wichtungsspektren. Es folgt der Einfluß der Heterogenitätskorrekturen, der Einfluß von nur 6 Energiegruppen bei zweidimensionaler Rechnung, der Einfluß von S_N -Methoden und am kleinsten ist die Änderung des Voideffektes Δk_V , wenn man den Voideffekt sowohl im Normalfall als auch im Voidfall jeweils mit dem zugehörigen Spaltspektrum berechnet.

Die meisten Ergebnisse und Korrekturen gelten dem Zahlenwerte nach nur für große natriumgekühlte Brutreaktoren. Im allgemeinen werden die Beträge und Vorzeichen der einzelnen Korrekturen und damit deren jeweilige Bedeutung für andere schnelle Systeme verschieden sein, weil die meisten der hier erwähnten Korrekturen jeweils eine

Reihe gegenläufiger Effekte in sich bergen, deren Kompensationsgrad systemabhängig ist.

Dennoch wird insgesamt eine Beachtung der meisten Schlußfolgerungen und Erkenntnisse dieser Arbeit die Qualität der Berechnungen aller schnellen Systeme, d.h. kleiner und großer Brutreaktoren und kritischer Anordnungen verbessern.

Bei der Durchführung dieser Arbeit haben mir viele anregende Diskussionen mit Herrn Dr. H. Küsters sehr genützt und ich möchte ihm dafür danken. Für seine wertvolle Kritik bin ich gleichfalls Herrn Dr. E. Kiefhaber zu Dank verpflichtet.

Ganz besonderen Dank schulde ich Fräulein I. Langner für die Durchführung von Programmierarbeiten und ihre Hilfe bei der Erstellung von Programmeingaben. Fräulein Betsche danke ich für die Anfertigung der Abbildungen.

Literaturverzeichnis

- [1] W. Häfele, D. Smidt, K. Wirtz, "The Karlsruhe Reference Design of a 1000 MWe Sodium-Cooled Fast Breeder Reactor", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [2] D. Smidt, Safety and Cost Analysis of a 1000 MWe Sodium-Cooled Fast Power Reactor, ANL-7120, Argonne, (1965)
- [3] D. Smidt et al., "Systemanalyse eines 1000 MWe natriumgekühlten schnellen Leistungsreaktors", Externer Bericht 8/66-6, Karlsruhe, (1966),
- [4] D. Okrent, "Summary of Intercomparison Calculations Performed in Conjunction with Conference on Safety, Fuels, and Core Design in Large Fast Power Reactors", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [5] H.H. Hummel, "Sensitivity of Fast Reactor Parameters to Cross Section Uncertainties", CONF-660303 Book 2, Washington D.C., (1966)
- [6] D. Okrent, "Cross Section Uncertainties and Reactor Safety", CONF-660303, Book 1, Washington D.C., (1966)
- [7] P. Engelmann et al., "Initial Experiments in the Karlsruhe Fast Critical Facility, SNEAK", KFK 472, Karlsruhe, (1966)
- [8] Argonne National Laboratory, Proceedings of the International Conference on Fast Critical Experiments and their Analysis, ANL-7320, Argonne, (1966)
- [9] H. Küsters et al., "Analysis of Fast Critical Assemblies and Large Fast Power Reactors with Group-Constant Sets Recently Evaluated at Karlsruhe", KFK - 793, Karlsruhe, (1968)
- [10] M.J. McNelly, "Liquid Metal Fast Breeder Reactor Design Study", USAEC Report GEAP-4418, General Electric Co., (1964)
- [11] H. Spenke, "Investigation on the Possibility of Reducing the Void Effect in a Large Fast Power Reactor", I.A.E.A. Symposium on Fast Reactor Physics and Related Safety Problems, Karlsruhe, (30th October - 3rd November, 1967)
- [12] Allis-Chalmers, "Large Fast Reactor Design Study, Final Report", ACNP-64503, (1964)
- [13] Combustion Engineering, "Liquid Metal Fast Breeder Reactor Design Study", CEND-200, (1964)
- [14] Westinghouse, "Liquid Metal Fast Breeder Reactor Design Study", WCAP-3251-1, (1964)
- [15] Argonne National Laboratory, "1000 MWe Metal Fueled Fast Breeder Reactor", ANL-7001, (1966)
- [16] A.M. Weinberg and E.P. Wigner, "The Physical Theorie of Neutron Chain Reactors", The University of Chicago Press, Chicago, (1958)

- [17] P. Greebler et al., "Implications of Recent Fast Critical Experiments on Basic Fast Reactor Design Data and Calculational Methods", ANL-7320, Argonne, (1966)
- [18] H.Jr. Hurwitz and P.F. Zweifel, "Slowing Down of Neutrons by Hydrogenous Moderators", J. appl. Phys. 26, 923, (1955)
- [19] B.G. Carlsson, "Solution on the transport equation by S_N -approximations", LA-1891, Los Alamos, (1955)
- [20] I.B. Nims, P.F. Zweifel, "Preliminary Report on Sodium Temperature Coefficients in Large Fast Reactors", APDA-135, (1959)
- [21] P. Greebler, "Recent Improvements in Calculations of Doppler and Sodium Reactivity Effects for Large Fast Reactors", ANL-6792, Argonne, (1963)
- [22] H.H. Hummel, K. Phillips and A. Rago, "Calculations of Sodium Void Reactivity Effect for Large Fast Oxide Reactors in Spherical and Slab Geometrie", ANL-6792, Argonne, (1963)
- [23] C.P. Zaleski, "Some Ideas on the Reactivity Coefficients in the Fast Large Reactors", ANL-6792, Argonne (1963)
- [24] K. Cohen et al., "Reactor Safety and Fuel Cycle Economics Considerations for Fast Reactors", ANL-6792, Argonne, (1963)
- [25] J.M. Chaumont, J. Martin, "Etude du coefficient de reactivit e lie a la temperature du sodium dans les grands reacteurs rapides", CEA-R 2555, Cadarache, (1964)
- [26] H.H. Hummel, R.N. Hwang, and K. Phillips, "Recent Investigations of Fast Reactor Reactivity Coefficients", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [27] A.M. Judd, "Loss-of-Coolant Accidents in a Large Sodium-Cooled Fast Reactor", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [28] F. Helm and A. Travelli, "Calculation of the Sodium Void Effect in Large Carbide Cores", ANL-7320, Argonne, (1966)
- [29] H.H. Hummel, "Non-Linearity in the Spectral Component of Sodium Void Effect as a Function of Sodium Content", ANL-7210, Argonne, (1966)
- [30] S. Yiftah, L. Gitter and Y. Ilamed, "Sodium Void and Doppler Effects in Large Fast Power Reactors", IA-1177, Israel Atomic Energy Commission, (1968)
- [31] S. Yiftah and D. Okrent, "Some Physical Calculations on the Performance of Large Fast Breeder Power Reactors", ANL-6212, Argonne, (1960)
- [32] S. Yiftah, "Effect of the Plutonium Isotopic Composition on the Performance of Fast Reactors", Proc. of the Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors, IAEA, Vienna, 3-11 August 1961, Vol. 2, p. 257, (1962)

- [33] D. Okrent, "Performance of Large Fast Power Reactors Including Effects of Higher Isotopes, Recycling and Fission Products", ebenda p. 271
- [34] K. Ott, K.E. Schroeter, "Comparison of Doppler and Na-Void Coefficients of Dilute Fast Reactors", ANL-6792, Argonne, (1963)
- [35] R.S. Singh and H.H. Hummel, "Parametric Studies of the Reactivity Coefficients for Large U-233-Th Fueled Fast Reactors", ANL-6930, Argonne, (1966)
- [36] H.H. Hummel and E.E. Phillips, "Sodium Void Reactivity Effects Associated with Evaluation of Four 1000 MWe Reactor Design Studies: Effect of Beryllium Oxid Addition", ANL-7110, Argonne, (1965)
- [37] K.L. Mahna, J.B. Nims, E.M. Page, "Zoned Fuel Core for a Sodium-Cooled Fast Reactor", Trans. Am. Nucl. Soc. 9, 581, (1966)
- [38] P. De Myttenaere, E. Fossoul, S. Pilate, "Effect of the Use of U235 in Place of Plutonium on Fast Reactor Safety", Proceedings of the "convergence internationale sur la surete des reacteurs a neutrons rapides", Aix en Provence, (du 19 au 22 Sept. 1967)
- [39] J. Codd, C. Durston and M.F. James, "Some Calculations of Sodium Reactivity Effects in a Dilute Fast Reactor", AEEW-M225, Winfrith, (1962)
- [40] P. Greebler et al., "Calculated Physics Parameters and Their Uncertainties in a 1000-MW(e) Fast Ceramic Reactor", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [41] P. Greebler, B.A. Hutchins, "User Requirements for Cross Sections in the Energy Range from 100 eV to 100 keV", CONF-660303, Washington D.C., (1966)
- [42] General Electric, "Sodium-Cooled Reactors Fast Ceramic Reactors Development Program", GEAP-5158, (Aug. 1966)
- [43] R.D. Smith, "Nuclear Data Requirements for Fast Reactor Design and Operation", Proc. of a Convergence on Nuclear Data, held by the IAEA in Paris, Vol. 1, (17-21 Oct. 1966)
- [44] P. Greebler, B.A. Hulchins, "Sensitivity of Fast-Reactor Physics Parameters to Uncertainties in $X(E)$ and $\nu(E)$ ", Trans. Am. Nucl. Soc. 9, 453, (1966)
- [45] P. Greebler et al., "Significance of Neutron Data Uncertainties to Fast Reactor Economics and Power Plant Design", GEAP-5635, (1968)
- [46] I.L. Rowlands and D. Wardleworth, "The Interpretation of Doppler and Sodium Reactivity Worth Measurements in Zero Power Reactors, with Particular Reference to the Zebra Doppler Loop Measurements, ANL-7120, Argonne, (1965)
- [47] A. Travelli, "A Comment on the Comparison of Some Sodium Void Coefficients with Experimental Data", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [48] W.Y. Kato, G.K. Rusch, F. H. Helm, "Sodium-void coefficients", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [49] F.H. Helm, et al., "Physics Parameters and Sodium Void Coefficients in a 950-Liter Pancake Core", ANL-7110, Argonne, (1965)

- [50] R. Durand-Smet, "Zur Frage der Bestimmung neutronenphysikalischer Größen von Natrium-gekühlten Schnellen Brutreaktoren mit der SNEAK-2-Anordnung", KFK 382, Karlsruhe, (November 1965)
- [51] R.A. Karam et al., "Measured Physics Parameters in a Zoned Fast Uranium Carbide Core - ZPR - VI, Ass. No. 42", ANL-7210, Argonne, (1966)
- [52] D. Meneghetti, "Calculations of Effects of Thin Slab Heterogeneities on the Non-leakage Reactivity Component of Sodium Voiding", ANL-7210, Argonne, (1966)
- [53] R.D. Smith, A.R. Baker, I.L. Rowlands, "Theoretical and Experimental Work on the Physics of Fast Reactors, BNES, London Conference on Fast Breeder Reactors, (17-19 May, 1966)
- [54] D. Wardleworth, G. Ingram, "Methods for Estimating the Sodium Temperature Coefficients of a Fast Reactor", I.A.E.A. Symposium on Fast Reactor Physics and Related Safety Problems, Karlsruhe, (30th October - 3rd November, 1967)
- [55] R.L. McVean et al., "Critical Studies of the Southwest Experimental Fast Oxide Reactor (SEFOR) in ZPR-3 (Assembly 47)", ANL-7248, Argonne, (1967)
- [56] T.A. Pitterle, E.M. Page, M. Yamamoto, "Analysis of Sodium Void Measurements in Fast Critical Assemblies with ENDF/B and Modified ENDF/B Data", Trans. Am. Nucl. Soc. 11, 602, (1968)
- [57] W.B. Loewenstein and D. Okrent, "The Physics of Fast Power Reactors; A Status Report", Geneva, P/637, (1958)
- [58] H.H. Hummel and A.L. Rago, "Calculation of Effect of Elastic Scattering by Light Elements in Fast Reactors", Trans. Am. Nucl. Soc. 3, 273, (1960)
- [59] H. Hummel and A. Rago, "An Accurate Treatment of Resonance Scattering in Light Elements in Fast Reactors", Proceedings of the Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors, IAEA, Vienna, 3-11 August 1961, Vol. 1, p. 231, (1962)
- [60] D. Meneghetti, "Recent Advances and Problems in Theoretical Analyses of ZPR-III Fast Critical Assemblies", ebenda, Vol. 1, p. 457, (1962)
- [61] M.G. Bhide and H.H. Hummel, "Reactivity Coefficients of Sodium in Some Large Fast Reactors", ebenda, Vol. 2, p. 177, (1962)
- [62] A. Rago and H. Hummel, "ELMOE: An IBM-704 Program Treating Elastic Scattering Resonances in Fast Reactors", ANL-6805, Argonne, (1964)
- [63] K.H. Küsters and M. Metzenroth, "The Influence of Some Important Group Constants on Integral Fast Reactor Quantities", ANL-7120, Argonne, (1965)
- [64] I. Codd, C. Durston, W.V. Wright, "Some Calculations of Fast Reactor Doppler and Sodium Loss Coefficients with Particular Reference to the Effects of Core Lattice Structure and Radial Fuel Temperature Distribution", ANL-7120, Argonne, (1965)

- [65] F. Storrer et al., "Physics, Kinetics and Shielding of Fast Breeder Reactors Survey of Recent Work Done in France", BNES, London Conference in Fast Breeder Reactors, (17-19 May 1966)
- [66] D. Braess et al., "The Calculation of Large Fast Reactors", ebenda, (17-19 May 1966)
- [67] F. Storrer, A. Khairallah, M. Cadilhac, P. Benoist, "Heterogeneity calculation for fast reactors by a perturbation method", Nucl. Sci. Eng. 24, 2, 153-165, (1966)
- [68] A. Khairallah, F. Storrer, "Calculation of the Sodium-Void and Doppler Reactivity Coefficients in Fast Reactors and Critical Assemblies, with Heterogeneity taken into Account", ANL-7320, Argonne, (1966)
- [69] D. Meneghetti, "Calculational Studies of Na-Void Reactivity Variations due to Thin Slab Heterogeneities in Fast Critical Assemblies", ANL-7320, Argonne, (1966)
- [70] S. Yiftah, D. Okrent and P.A. Moldauer, "Fast Reactor Cross Sections, Pergamon Press, (1960)
- [71] G.E. Hansen and W. Roach, "Six and sixteen Group Cross Sections for Fast and Intermediate Critical Assemblies", LAMS-2543, (1961)
- [72] I.L. Rowlands, D. Wardleworth, "A nineteen group extension to the Yiftah, Okrent and Moldauer cross section set; (F.D.1)", AEEW-M472, Winfrith, (1964)
- [73] R.W. Smith, I.L. Rowlands and D. Wardleworth, "The F.D.2 Group Averaged Cross Section Set for Fast Reactor Calculations", AEEW-R491, Winfrith, August 1966
- [74] L.P. Abagjan, N.D. Bazazjanc, I.I. Bondarenko, M.N. Nikolaev, "Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren", Moskau 1964 und KFK-tr-144
- [75] H. Bachmann, H. Küsters, K.E. Schroeter, "Aufnahme des 26-Gruppensatzes von L.P. Abagjan, N.O. Bazazjanc, I.I. Bondarenko und M.N. Nikolaev in die GRÜCC-Bibliothek, Karlsruhe (1964), unveröffentlicht
- [76] W. Höbel, H. Kraetsch, D. Sanitz, "Das Karlsruher Nuklear-Programmsystem "NUSYS",", Karlsruhe (1966), unveröffentlicht
- [77] H. Bachmann, H. Huschke, et al., "The Group Cross-Section Set KFK-SNEAK, Preparation and Results", KFK 628, SM 101/12, EUR 3672e, (Oktober 1967)
- [78] H. Huschke et al., "Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung", KFK 770, EUR 3953d, Karlsruhe, (1968)
- [79] H. Kraetsch, "S_n-Programm", Karlsruhe (1964), unveröffentlicht
- [80] K.D. Lathrop, "DTF-IV, A FORTRAN-IV Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering", LA-3373, (1965)

- [81] E. Kiefhaber, "Konfiguration und nukleare Kenngrößen eines dampfgekühlten schnellen Brutreaktors", Externer Bericht INR-4/67-13, Karlsruhe, (1967)
- [82] D. Wintzer, "Heterogeneity Calculations including Space-Dependent Resonance Self-Shielding", KFK 633, SM 101/13, EUR 3677e, Karlsruhe, (1967)
- [83] D. Wintzer, "Zur Berechnung von Heterogenitätseffekten in periodischen Zellstrukturen thermischer und schneller Kernreaktoren", Dissertation, Technische Universität Karlsruhe, 1968
- [84] a) J.J. Schmidt, "Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials", Part I: Evaluation, KFK 120 (EANDC-E-35 U), Karlsruhe, (1966)
b) I. Langner, J.J. Schmidt, D. Woll, "Tables of evaluated Neutron Cross sections for Fast Reactor Materials, KFK 750, Karlsruhe, (1968)
- [85] S. Glasstone and M.C. Edlund, "The Elements of Nuclear Reactor Theorie", D. van Nostrand Company, Inc., New York 1963
- [86] H. Späth, "Ein Verfahren und ein FORTRAN-IV-Programm zur flächentreuen Approximation von Treppenfunktionen durch glatte Kurven", KFK 738, Karlsruhe, (Mai 1968)
- [87] H. Bachmann, K.E. Schroeter, "Gruppenkonstantenbericht", Karlsruhe (1964), unveröffentlicht
- [88] D. Smidt, A. Müller, et al., "Referenzstudie für den Natrium-gekühlten schnellen Brutreaktor (Na-1)", KFK-299, (Dez. 1964)
- [89] W. Höbel, "DIXY", ein zweidimensionales Diffusionsprogramm, Bericht in Vorbereitung
- [90] K.E. Schroeter und J. Wagner, "Vergleich der Ergebnisse von ein- und zweidimensionalen Multigruppenrechnungen anhand von acht Einzonen Core-Reaktoren, Karlsruhe (1965), unveröffentlicht
- [91] D. Thiem, private Mitteilung

Anhang zu Abschnitt 1.

1.) Multigruppendiffusionsgleichungen

Der Einfachheit halber seien die makroskopischen Gruppenwirkungsquerschnitte ortsunabhängig.

$$-D_i \Delta \phi_i(r) + \Sigma_{\text{rem},i} \cdot \phi_i(r) = \sum_{j < i} \Sigma_{j \rightarrow i} \cdot \phi_j(r) + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot \chi_i \cdot \sum_j S(\nu \Sigma_f)_j \cdot \phi_j(r)$$

i, j - Gruppenindices

K - Anzahl der Energiegruppen, $i, j = 1, \dots, K$

$$D_i = \frac{1}{3\Sigma_{\text{tr},i}}$$

$$\Sigma_{\text{rem},i} = \Sigma_{\text{c},i} + \Sigma_{\text{f},i} + \Sigma_{\text{bin},i} + \Sigma_{\text{bel},i}$$

$$\Sigma_{j \rightarrow i} = \Sigma_{j \rightarrow i}^{\text{el}} + \Sigma_{j \rightarrow i}^{\text{inel}}$$

Randbedingungen:

$$\phi_i(r) = 0 \quad \text{auf dem extrapolierten Rand}$$

$$\frac{d\phi_i}{dr} = 0 \quad \text{im Zentrum eines sphärisch symmetrischen Systems}$$

2.) Multigruppen- S_N -Gleichungen

Die Multigruppen- S_N -Gleichungen sollen für den Fall sphärischer Geometrie angegeben werden. Zusätzliche Annahmen sind Energiegruppenstruktur und der Einfachheit halber isotrope Streuung.

In dieser Geometrie läßt sich der winkelabhängige Neutronenfluß $\phi_i(\vec{r}, \vec{\Omega})$ durch $\phi_i(r, \mu)$, $-1 \leq \mu \leq +1$, ersetzen, wobei μ der Kosinus des Winkels zwischen der Bewegungsrichtung der Neutronen und der Richtung des Radius r ist.

Mit einer Unterteilung des Intervalls $[-1, +1]$ in N Intervalle mit den Grenzen μ_l , $l = 0, \dots, N$, wobei $\mu_0 = -1$ und $\mu_N = +1$ ist, lauten die S_N -Gleichungen:

$$\left[a_l \frac{\partial}{\partial r} + \frac{b_l}{r} + \Sigma_{\text{tot},i} \right] \phi_i(r, \mu_l) + \left[-a_l \frac{\partial}{\partial r} - \frac{b_l}{r} + \Sigma_{\text{tot},i} \right] \phi_i(r, \mu_{l-1}) = Q_i(r)$$

für $l = 1, 2, \dots, N$ und

$$\left[-\frac{\partial}{\partial r} + \Sigma_{\text{tot},i} \right] \phi_i(r, -1) = Q_i(r) \quad \text{für } l = 0$$

Dabei ist:

$$Q_i(r) = \sum_{j=1}^i \Sigma_{j \rightarrow i} \phi_j(r) + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \cdot \chi_i \sum_{j=1}^k (v \Sigma_f)_j \cdot \phi_j(r)$$

$$a_1 = \frac{1}{3}(2\mu_1 - \mu_{1-1}); \quad \bar{a}_1 = \frac{1}{3}(\mu_1 + 2\mu_{1-1})$$

$$b_1 = \frac{2}{3}(3 - \mu_1^2 - \mu_1 \mu_{1-1} - \mu_{1-1}^2) \cdot \frac{1}{\mu_1 - \mu_{1-1}}$$

$$\phi_i(r) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \phi_i(r, \mu) d\mu$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems approximiert für jede Energiegruppe i und jeden vorgegebenen Ortspunkt r die Richtungsabhängigkeit des Neutronenflusses durch $N+1$ $\phi_i(r, \mu_1)$ -Werte. Für $\mu \neq \mu_1$ ergeben sich die $\phi_i(r, \mu)$ -Werte durch Interpolation.

$$\phi_i(r, \mu) = \frac{\mu - \mu_1}{\mu_{1+1} - \mu_1} \cdot \phi_i(r, \mu_{1+1}) + \frac{\mu_{1+1} - \mu}{\mu_{1+1} - \mu_1} \cdot \phi_i(r, \mu_1) \quad \text{für } \mu_1 \leq \mu \leq \mu_{1+1}$$

Randbedingungen:

$$1. \quad \phi_i(r, \mu_1) = 0 \quad \text{für alle } \mu_1 \leq 0$$

$$2. \quad \phi_i(0, \mu_1) = \phi_i(0, -\mu_1) \quad \text{im Zentrum eines sphärisch symmetrischen Systems}$$

3.) Zusammensetzung des Standardsystems

Material	Teilchenzahlen $\cdot 10^{-24} \text{ cm}^{-3}$	
	Core	Blanket
Cr	$2,949 \cdot 10^{-3}$	$2,949 \cdot 10^{-3}$
Fe	$1,1722 \cdot 10^{-2}$	$1,1722 \cdot 10^{-2}$
Ni	$2,122 \cdot 10^{-3}$	$2,122 \cdot 10^{-3}$
Na	$1,092 \cdot 10^{-2}$	$6,550 \cdot 10^{-3}$
O	$1,3306 \cdot 10^{-2}$	$2,012 \cdot 10^{-2}$
Pu239	$8,701 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-4}$
Pu240	$4,171 \cdot 10^{-4}$	0.
U238	$5,0328 \cdot 10^{-3}$	$1,0841 \cdot 10^{-2}$
SFP	$3,330 \cdot 10^{-4}$	0.

Teilchenzahlkonzentrationen für das Standardsystem

4.) Benutzte Programme

Die Untersuchung wurde unter Benutzung einer Vielzahl von Programmen durchgeführt.

Ein großer Teil der Untersuchungen erfolgte mit den Programmen, die in dem umfangreichen Programmsystem NUSYS [76] enthalten sind. Einige der hier wesentlichsten NUSYS-Programme seien kurz erwähnt.

- (1.) Programm zur Berechnung abgeschirmter makroskopischer Gruppenquerschnitte (446), von D. Sanitz
- (2.) Programm zur Berechnung der $\Sigma_{\text{bel},i}$ nach dem R-Konzept (1794), von Frau B. Krieg
- (3.) Verschiedene eindimensionale Diffusions- und Auswertungsprogramme
- (4.) Das zweidimensionale Diffusionsprogramm DIXY (940), von W. Höbel
- (5.) Das eindimensionale S_N -Programm (360), von H. Kraetsch
- (6.) Das Programm für eindimensionale Störungsrechnung (2240), von H. Bachmann.

Zusätzlich wurden Programme benötigt, mit deren Hilfe es leicht möglich ist, Gruppenwirkungsquerschnitte innerhalb eines NUSYS-Programm-Ablaufs zu verändern; mit Hilfe der Programme 4837 und 4840 von Fräulein I. Langner

kann man Gruppenwirkungsquerschnitte bilanzrichtig ändern.

Darüber hinaus wurden eine Reihe von Programmen benutzt, die nicht im NUSYS-System enthalten sind.

Auch hier seien die Wichtigsten genannt.

- (1.) Das Programmsystem MIGROS (8401) von Frau B. Krieg und H. Bachmann zur Berechnung von Gruppenwirkungsquerschnitten
- (2.) Das Programm zur Berechnung von Heterogenitätseinflüssen ZERA von D. Wintzer /⁸², 83₇
- (3.) Das eindimensionale S_N -Programm DTFIV /⁸⁰₇

Anhang zu Abschnitt 6

Material	Corezone 1	Corezone 2	radiales Blanket	axiales Blanket
Cr	$3,4580 \cdot 10^{-3}$	$3,4580 \cdot 10^{-3}$	$4,2700 \cdot 10^{-3}$	$3,4580 \cdot 10^{-3}$
Fe	$6,7999 \cdot 10^{-3}$	$6,7999 \cdot 10^{-3}$	$8,4000 \cdot 10^{-3}$	$6,7999 \cdot 10^{-3}$
Ni	$4,6307 \cdot 10^{-3}$	$4,6307 \cdot 10^{-3}$	$5,7200 \cdot 10^{-3}$	$4,6307 \cdot 10^{-3}$
Si	$1,7868 \cdot 10^{-4}$	$1,7868 \cdot 10^{-4}$	$2,2100 \cdot 10^{-4}$	$1,7868 \cdot 10^{-4}$
Na	$1,0960 \cdot 10^{-2}$	$1,0960 \cdot 10^{-2}$	$6,5700 \cdot 10^{-3}$	$1,0960 \cdot 10^{-2}$
O	$1,4243 \cdot 10^{-2}$	$1,4264 \cdot 10^{-2}$	$2,1100 \cdot 10^{-2}$	$1,4140 \cdot 10^{-2}$
Pu239	$8,4244 \cdot 10^{-4}$	$1,1072 \cdot 10^{-3}$	$1,5750 \cdot 10^{-4}$	$1,0605 \cdot 10^{-4}$
Pu240	$2,4711 \cdot 10^{-4}$	$3,2478 \cdot 10^{-4}$	0.	0.
Pu241	$2,8081 \cdot 10^{-5}$	$3,6907 \cdot 10^{-5}$	0.	0.
Pu242	$5,6162 \cdot 10^{-6}$	$7,3810 \cdot 10^{-6}$	0.	0.
U238	$5,6420 \cdot 10^{-3}$	$5,2990 \cdot 10^{-3}$	$1,0343 \cdot 10^{-2}$	$6,9640 \cdot 10^{-3}$
SPP ^{*)}	$3,5606 \cdot 10^{-4}$	$3,5659 \cdot 10^{-4}$	0.	0.

Tabelle 6.1.3, Anhang: Zusammensetzung des Reaktors "Na1" /¹⁰₃⁻²⁴ /₇,
Abschnitt 6.1

^{*)} SPP = Spaltproduktpaare

Isotop	Corezone 1	Corezone 2	radiales Blanket	axiales Blanket
Pu239	75.0	75.0	100.	100.
Pu240	22.0	22.0	0.	0.
Pu241	2.5	2.5	0.	0.
Pu242	0.5	0.5	0.	0.

Tabelle 6.1.4, Anhang: Relative Plutoniumzusammensetzung [%] des Reaktors "Na1",
Abschnitt 6.1

Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

k_{eff}	-	effektiver Multiplikationsfaktor
k_N	-	effektiver Multiplikationsfaktor für den Normalzustand
k_V	-	effektiver Multiplikationsfaktor für den Voidzustand
$\Delta k_V = k_V - k_N$	-	Voideffekt
$\delta k_{N,V}$	-	Änderungen der effektiven Multiplikationsfaktoren
$\delta \Delta k_V$	-	Änderung des Voideffektes

$N(\text{U238})$ - Teilchenzahlkonzentration von U238

$$y = \frac{N(\text{U238}) + N(\text{Pu240})}{N(\text{Pu239})}$$

$$q_9 = \frac{N(\text{Pu239})}{N(\text{Pu})} \quad \text{relativer Anteil des Pu239 am Pu}$$

$$q_0 = \frac{N(\text{Pu240})}{N(\text{Pu})} \quad \text{relativer Anteil des Pu240 am Pu}$$

Symbole der Transportgleichung

\vec{r}	-	Ortsvektor eines Neutrons
$\vec{\Omega}$	-	Bewegungsrichtung eines Neutrons
E	-	Energie
$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$	-	orts-, richtungs- und energieabhängige Neutronenflußdichte
$\Sigma_{\text{tot}}(\vec{r}, E)$	-	totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt
$\Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, E' \rightarrow E)$	-	makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Neutronenstreuung
$\Sigma_f(\vec{r}, E)$	-	makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Spaltung
ν	-	Anzahl der Spaltneutronen
$\chi(E)$	-	Spektrum der Spaltneutronen

Multigruppensymbole

$G, W, Q.$	-	Gruppenwirkungsquerschnitt
ΔE_i	-	Energiebreite der Gruppe i
$\sigma_{x,i}$	-	mikroskopischer G.W.Q. des Reaktionstyps x
$f_{x,i}$	-	Resonanzabschirmfaktor des Reaktionstyps x
$\Sigma_{x,i}$	-	makroskopischer G.W.Q. des Reaktionstyps x
Φ_i	-	Gruppenfluß
X_i	-	Spaltspektrum; Anteil der Spaltneutronen die in der Gruppe i freigesetzt werden
\sum_j	-	Summe über alle j

Indizes:

i, j	-	Energiegruppenindizes
k, m	-	Materialindizes
∞	-	G.W.Q. für unendliche Verdünnung

Reaktionstypen:

tr	-	Transport
rem	-	Removal; umfaßt alle Reaktionen, die zu einem Neutronenverlust in der Gruppe i führen
c	-	Einfang
f	-	Spaltung
bel	-	elastische Abbremsung (aus der Gruppe heraus)
bin	-	inelastische Abbremsung (aus der Gruppe heraus)
$j \rightarrow i$	-	Streuung von der Gruppe j in die Gruppe i

Effektive makroskopische Eingruppengrößen (-querschnitte bzw.-reaktionsraten)

P	-	Produktion
V	-	Verlust
F	-	Spaltung
L	-	Leckage
C	-	Einfang
$\delta P, \delta V, \delta F, \delta L, \delta C$	-	Änderungen dieser Größen

Die Indizes N oder V an diesen Größen verweisen auf den Normal- bzw. Voidzustand.

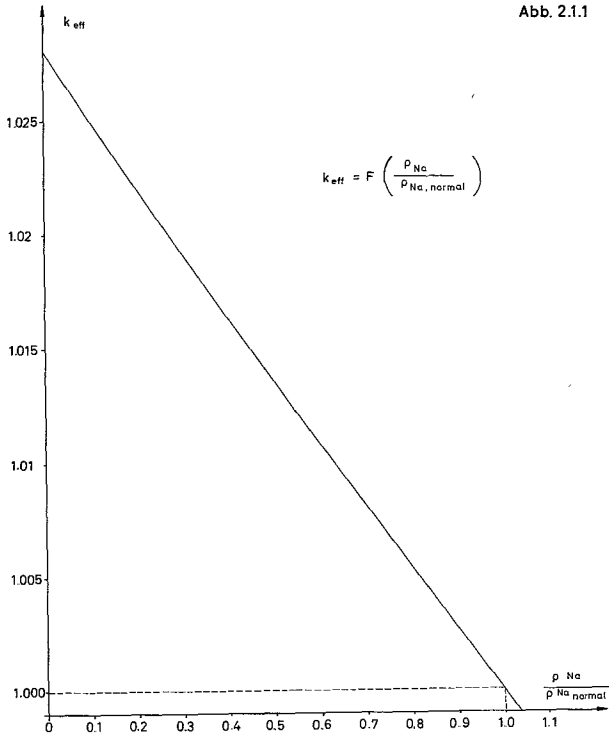


Abb. 2.1.1

k_{eff} als Funktion der relativen Natriumdichte des Cores

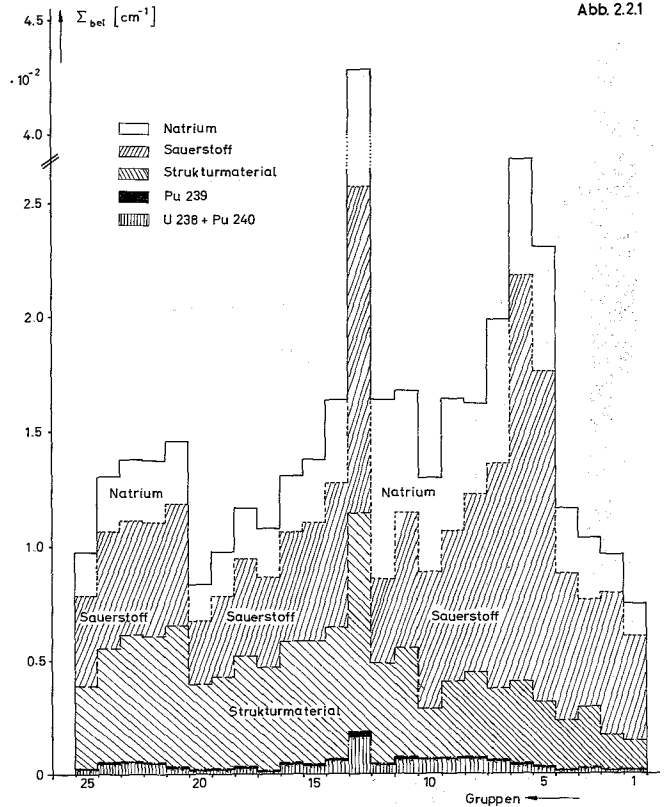


Abb. 2.2.1

Gruppen- und Materialabhängigkeit des elastischen Bremsquerschnittes Σ_{bel} für das Standardsystem

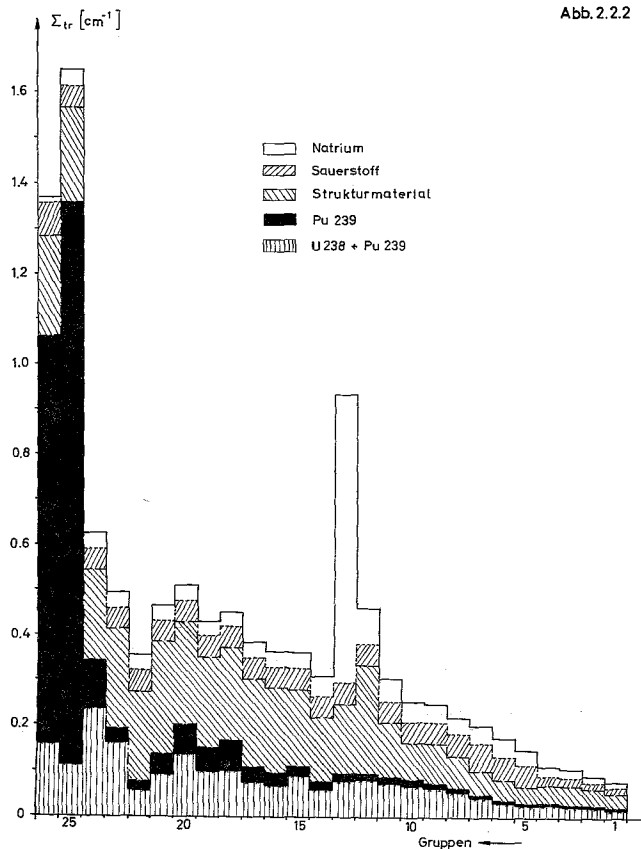


Abb. 2.2.2

Gruppen- und Materialabhängigkeit des Transportquerschnittes Σ_{tr} für das Standardsystem

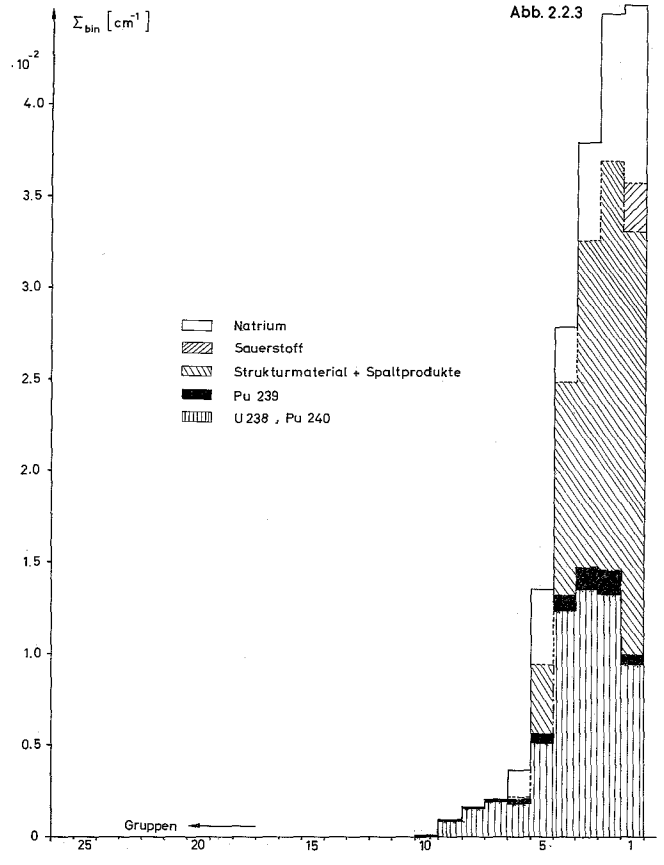
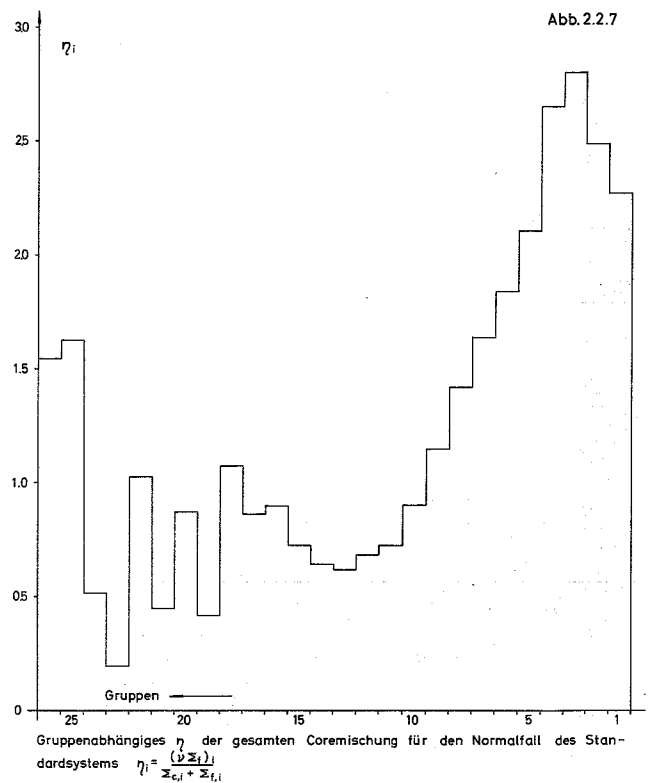
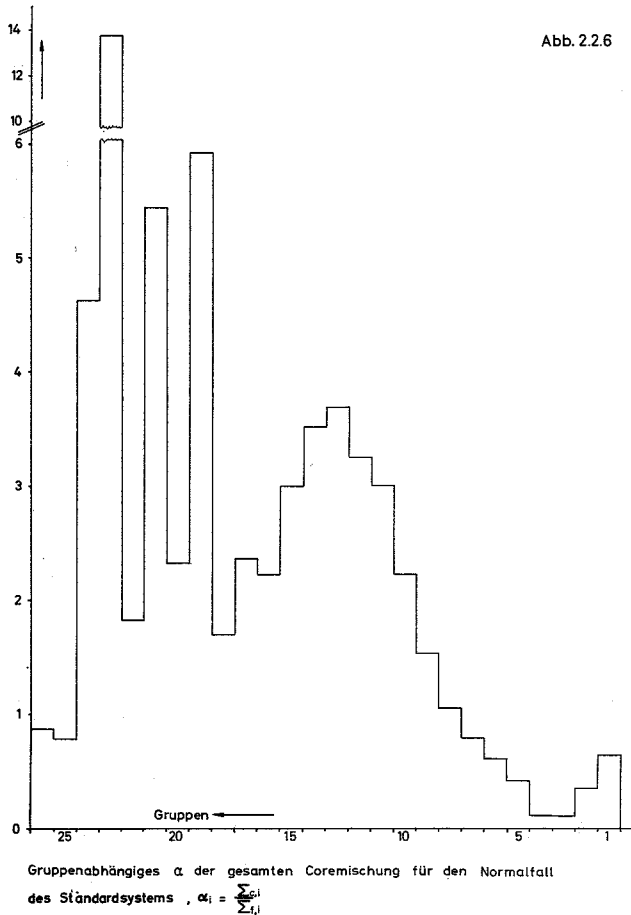
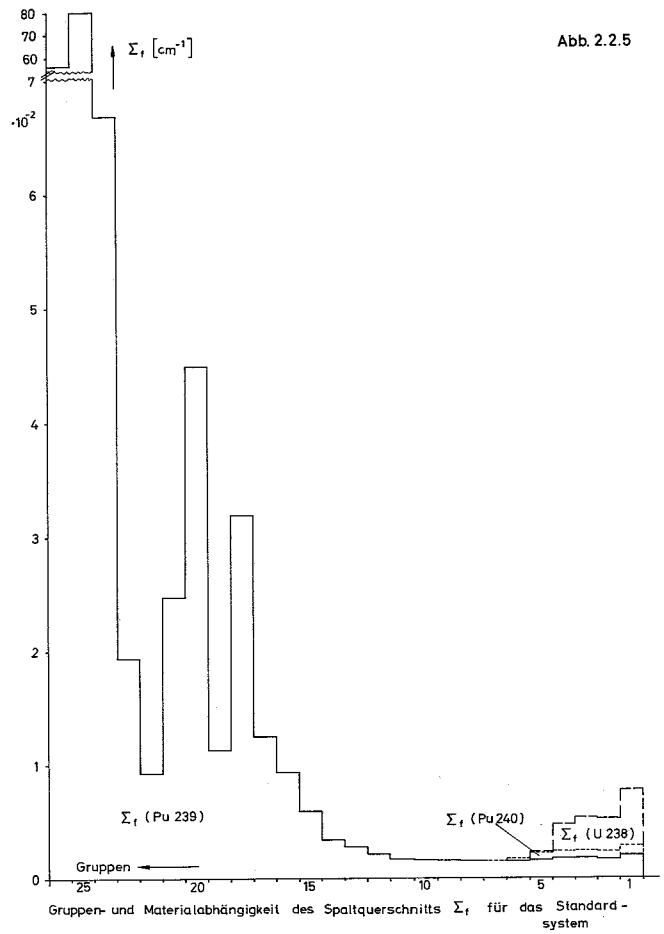
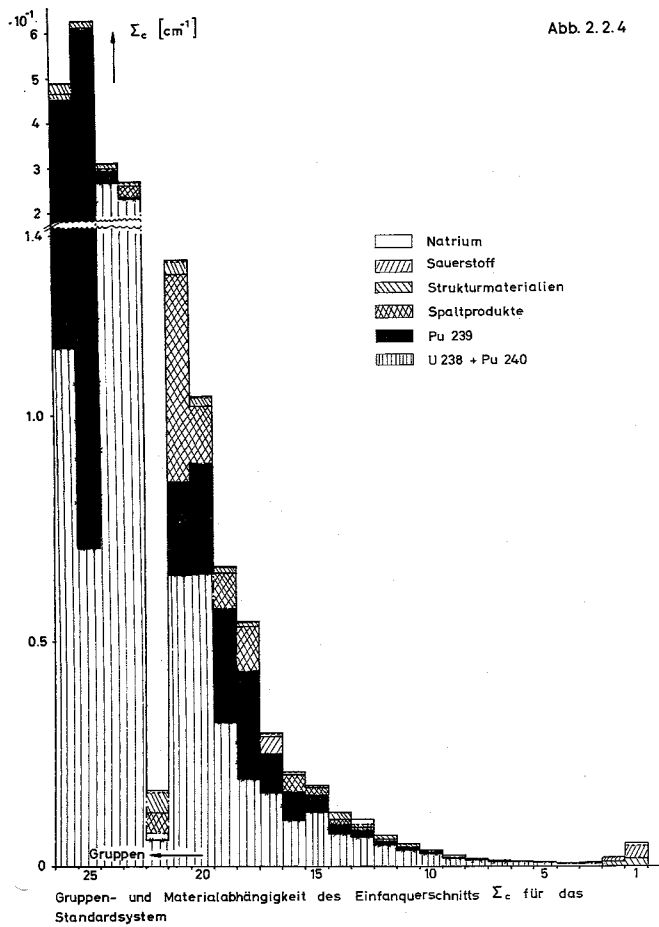


Abb. 2.2.3

Gruppen und Materialabhängigkeit des inelastischen Bremsquerschnittes Σ_{bin} für das Standardsystem



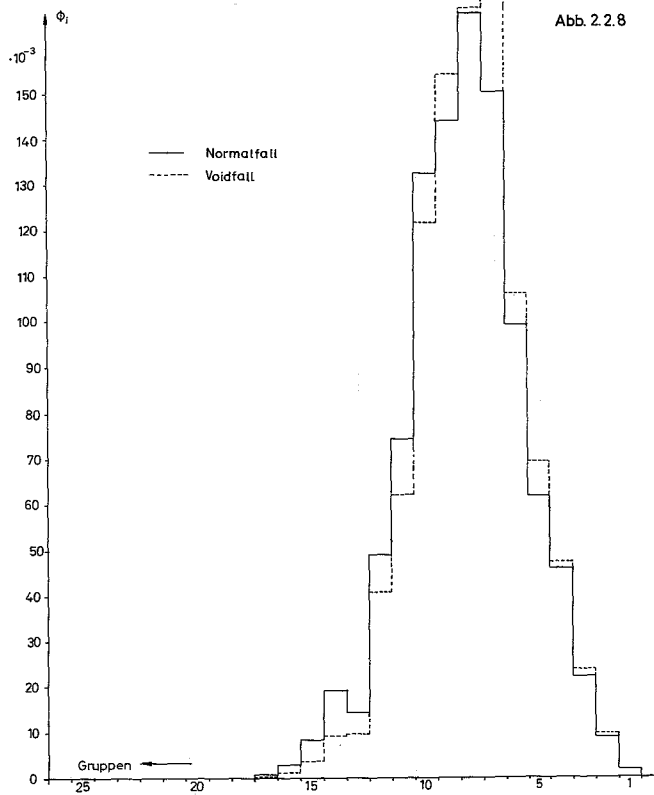


Abb. 2.2.8

Gruppenflüsse für den Normal- und Voidfall, Normierung $\sum \phi_i = 1$

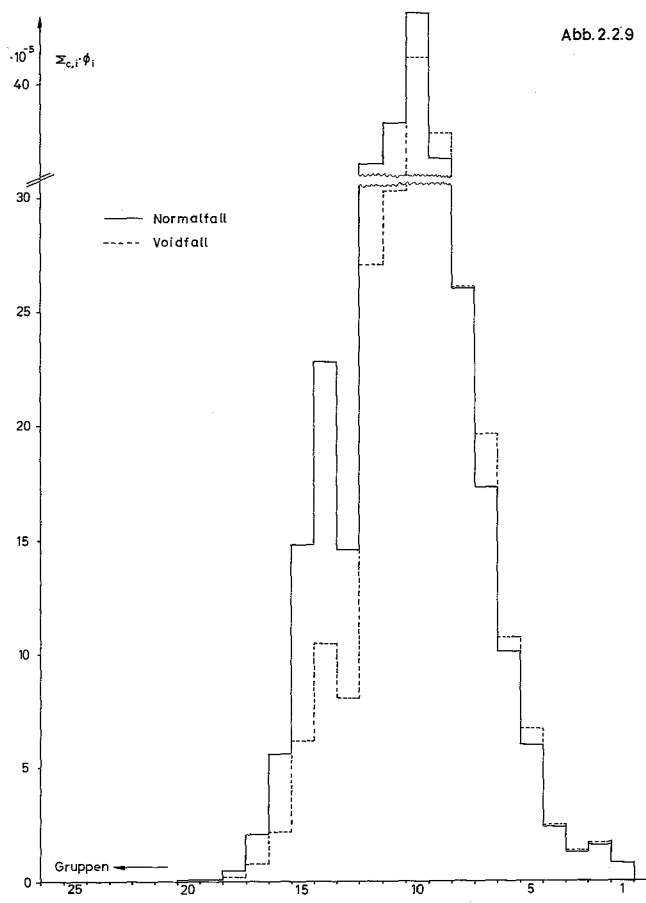


Abb. 2.2.9

Gruppenintegrierte Einfangraten, $\sum_{z,i} \phi_i$, für den Normal- und Voidfall. Normierung $\sum \phi_i = 1$.

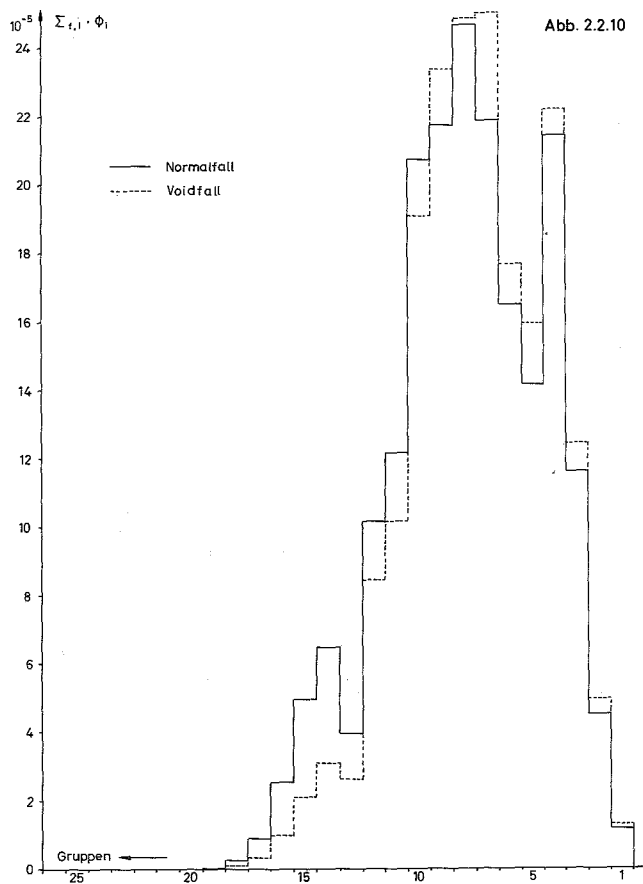


Abb. 2.2.10

Gruppenintegrierte Spaltraten, $\sum_{t,i} \phi_i$ für den Normal- und Voidfall. Normierung $\sum \phi_i = 1$.

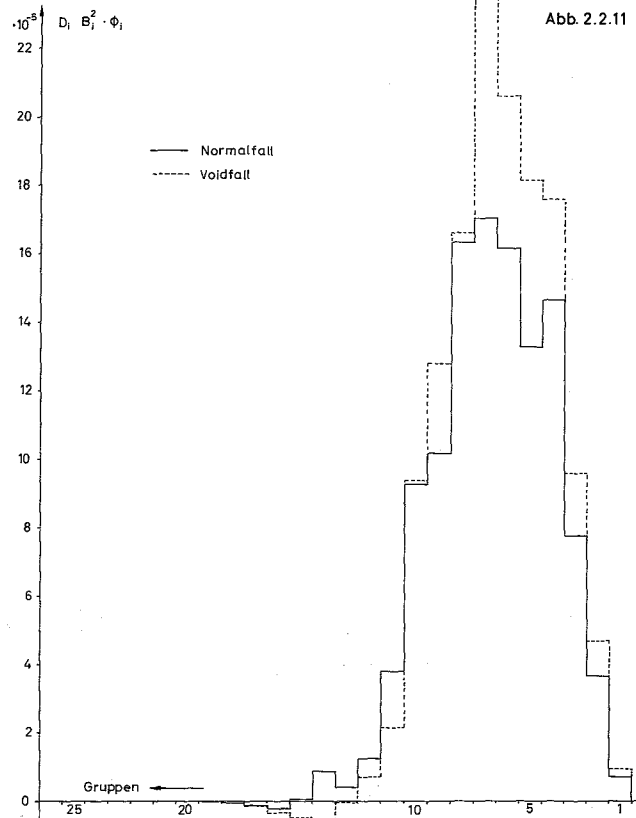
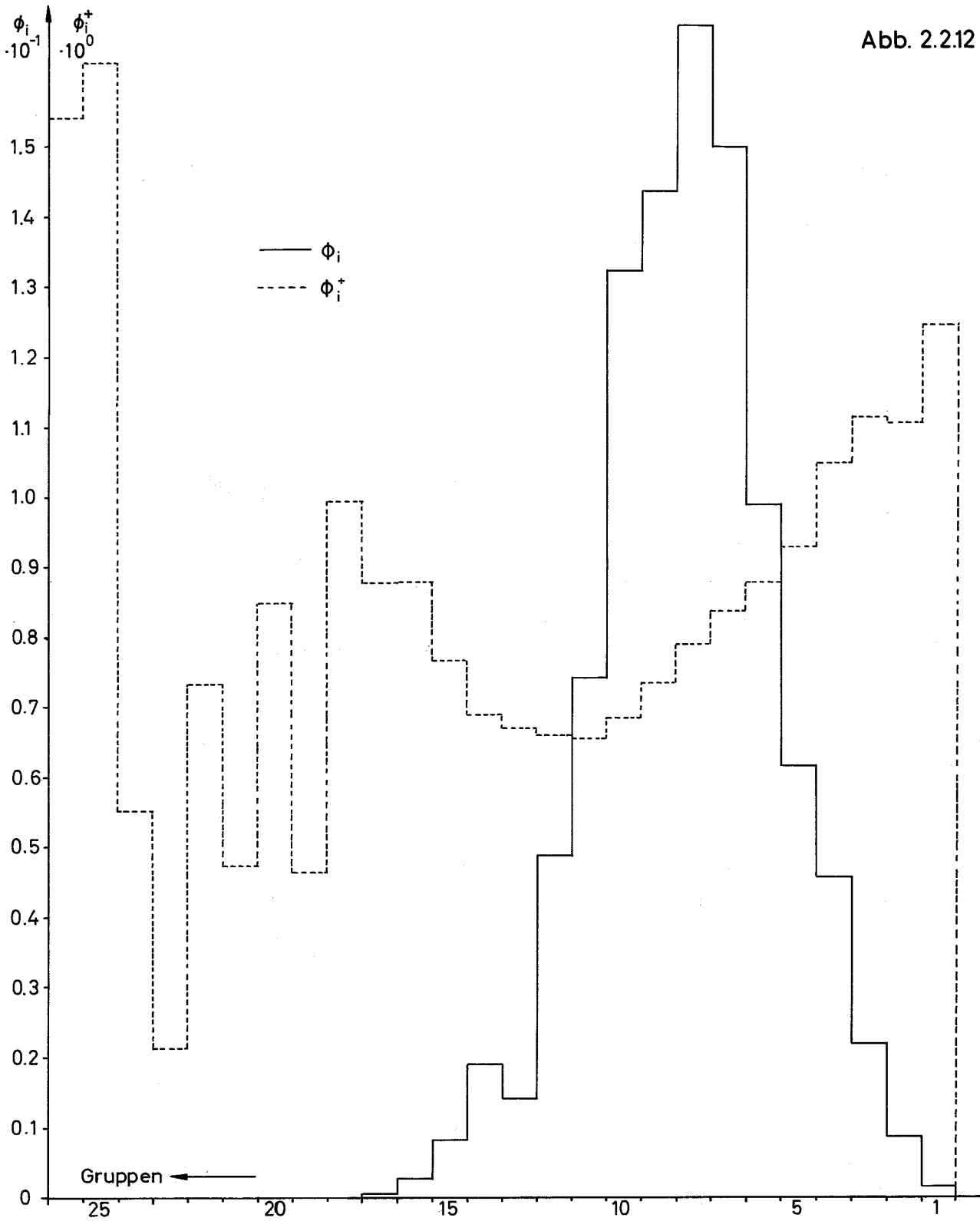


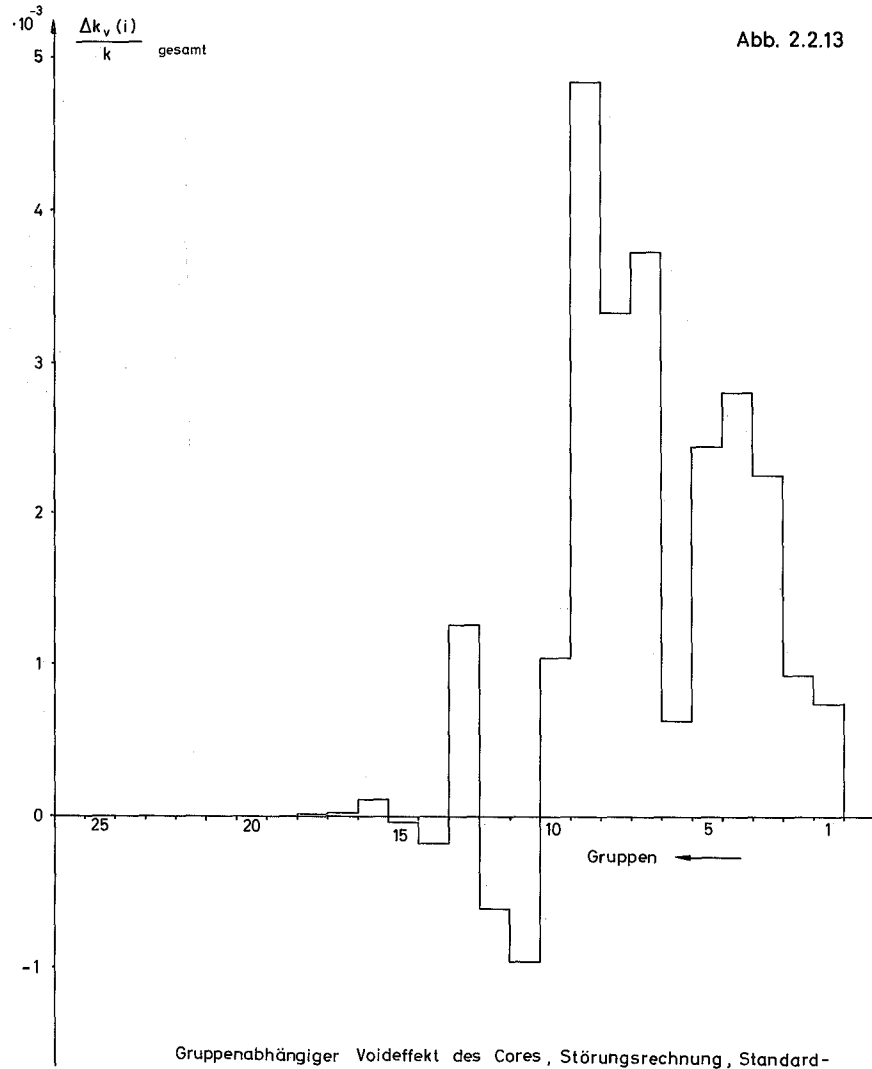
Abb. 2.2.11

Gruppenintegrierte Leckageraten $D_i B_i^2 \cdot \phi_i$ für den Normal- und Voidfall. Normierung $\sum \phi_i = 1$.

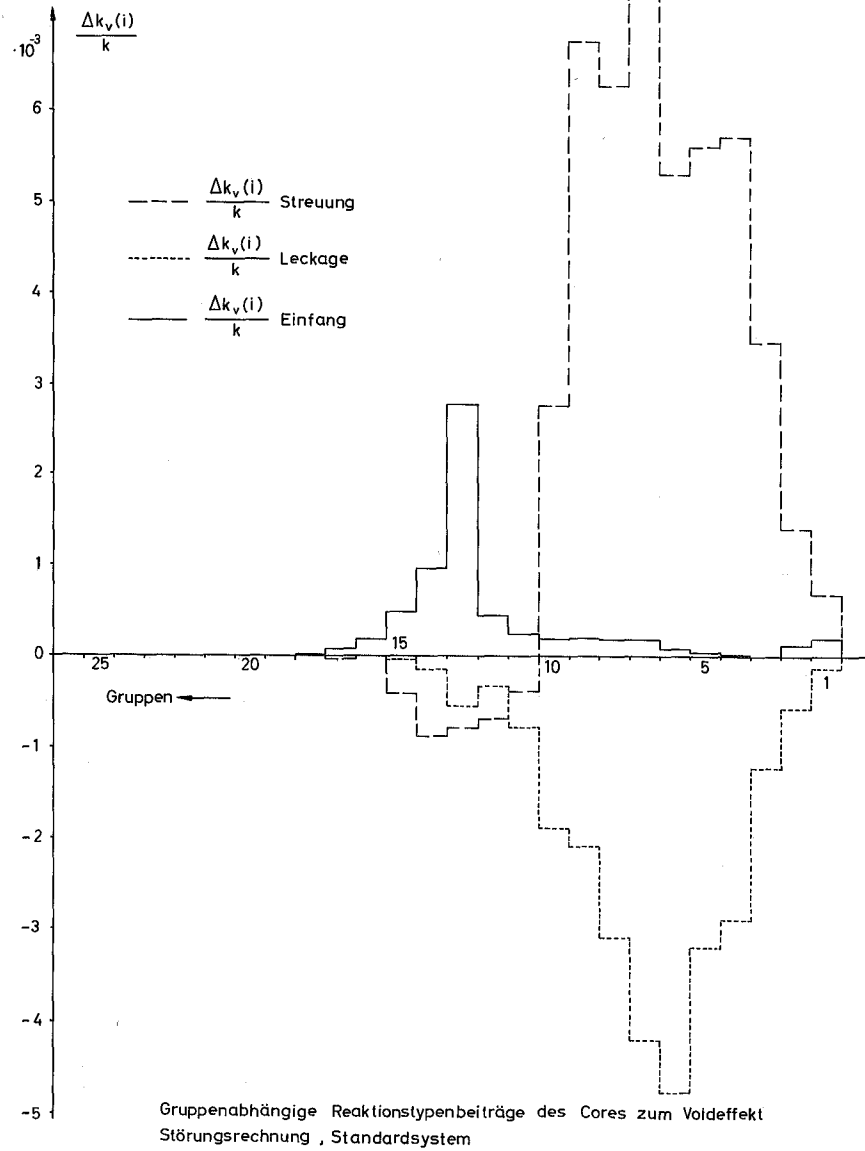
Abb. 2.212

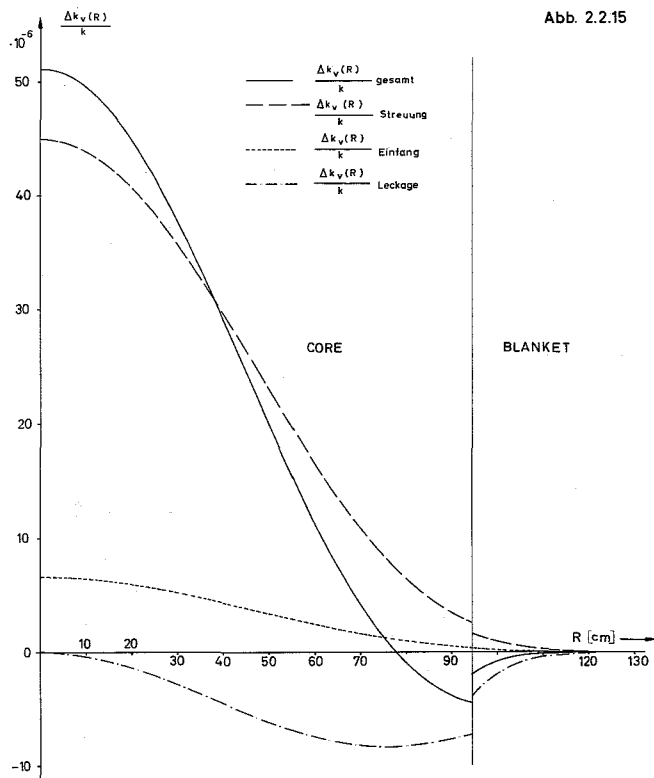


Gruppenabhängigkeit des realen (ϕ_i) und des adjungierten (ϕ_i^+) Neutronenflusses des Standardsystems. Normierung $\sum \phi_i = 1$, $\sum x_i \phi_i^+ = 1$.

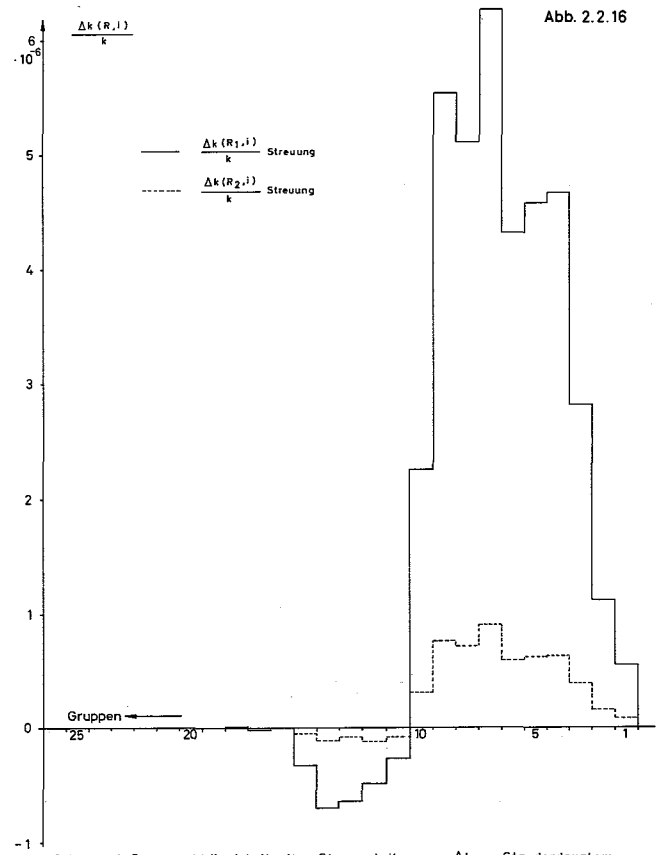


Gesamteffekt : $\frac{\Delta k_v}{k} = \sum_i \frac{\Delta k_v(i)}{k} = 0.0233$

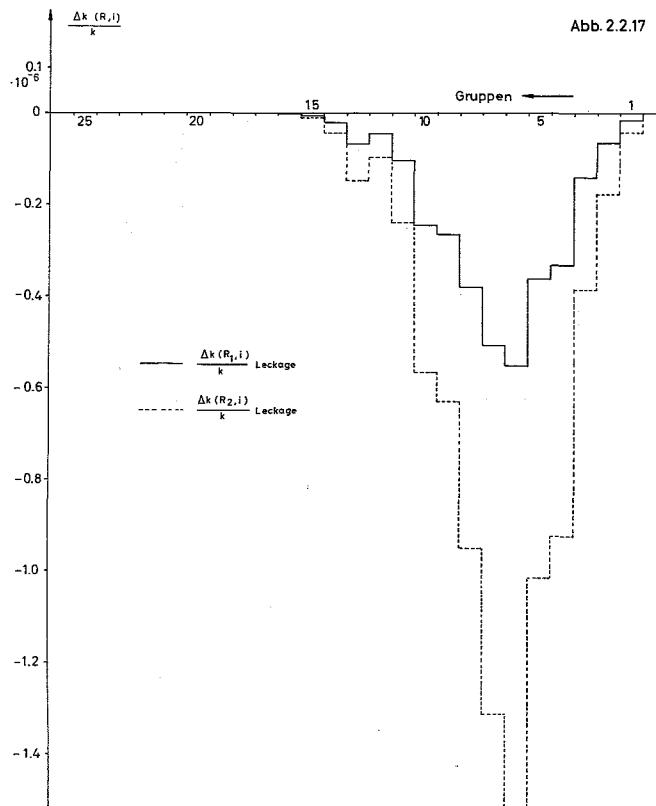




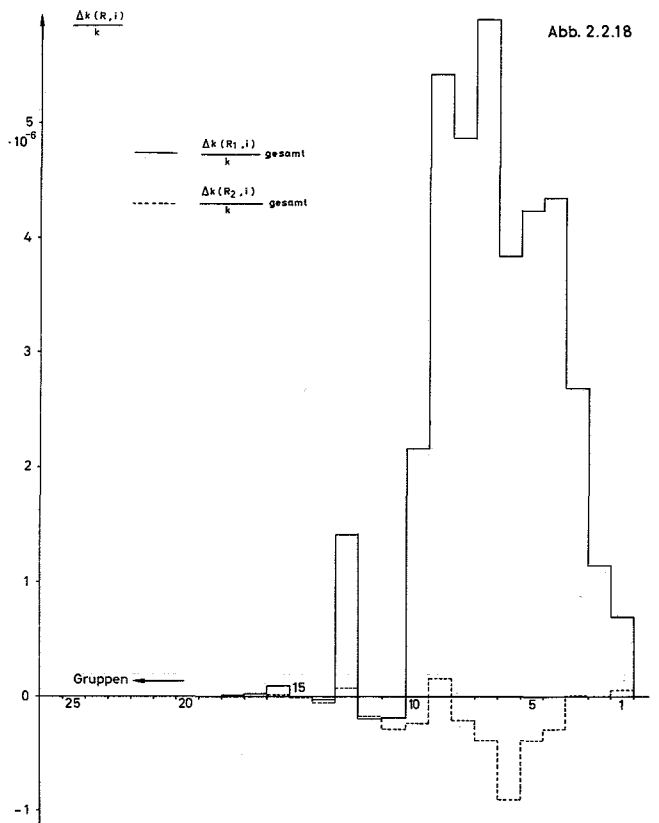
Ortsabhängigkeit des Voideffektes, $\Delta k_v(R)$, und seiner wichtigsten Reaktions-typenanteile, Standardsystem, Störungsrechnung für eine natriumfreie 1-Liter-Blase



Orts- und Gruppenabhängigkeit des Streuteils von Δk_v , Standardsystem 2 Orte: $R_1 = 31.5 \text{ cm}$, $R_2 = 85.1 \text{ cm}$, alle Gruppen



Orts- und Gruppenabhängigkeit des Leckageanteils von Δk_v , Standardsystem 2 Orte: $R_1 = 31.5 \text{ cm}$, $R_2 = 85.1 \text{ cm}$, alle Gruppen



Orts- und Gruppenabhängigkeit des Voideffektes Δk_v , Standardsystem 2 Orte: $R_1 = 31.5 \text{ cm}$, $R_2 = 85.1 \text{ cm}$, alle Gruppen

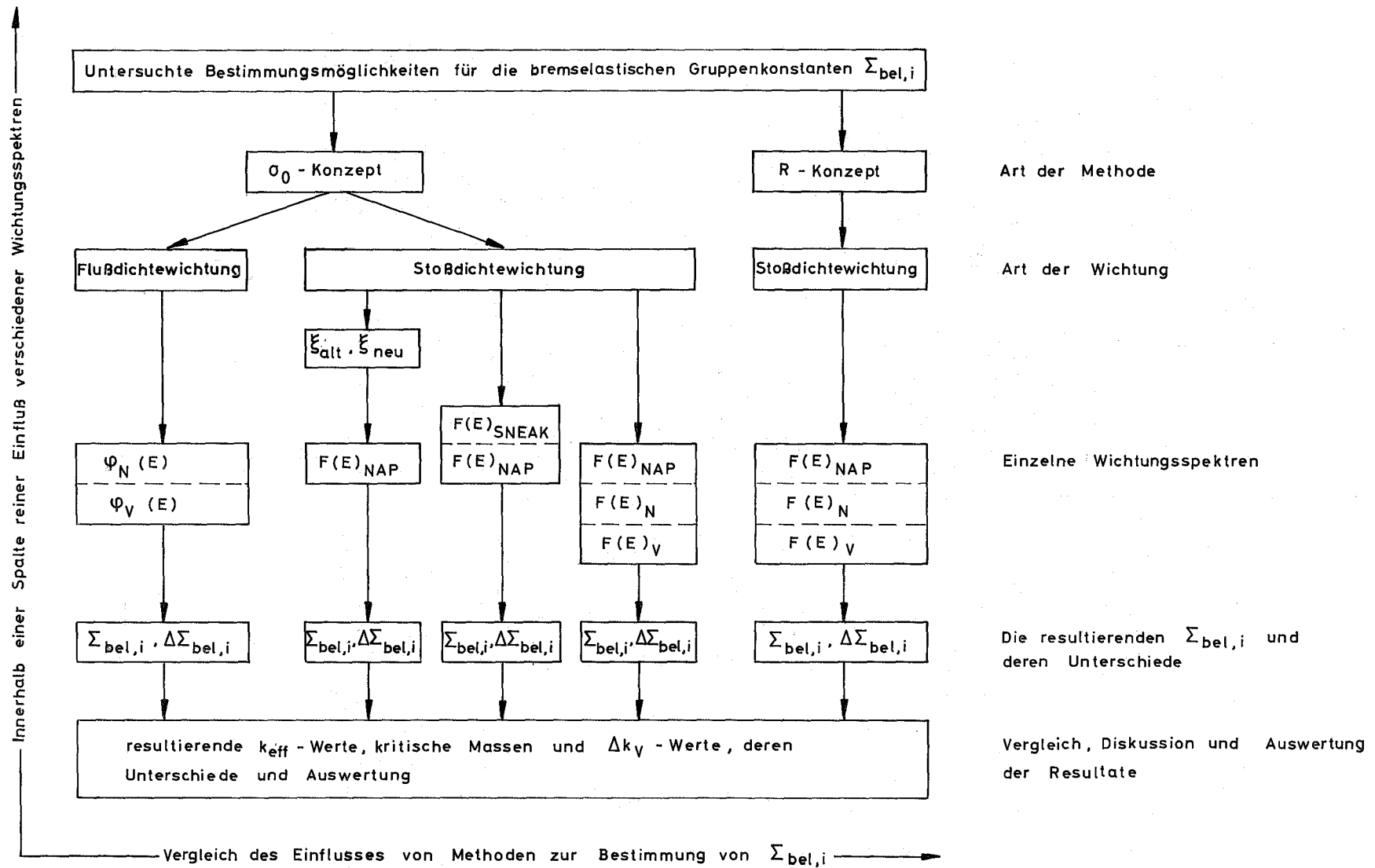
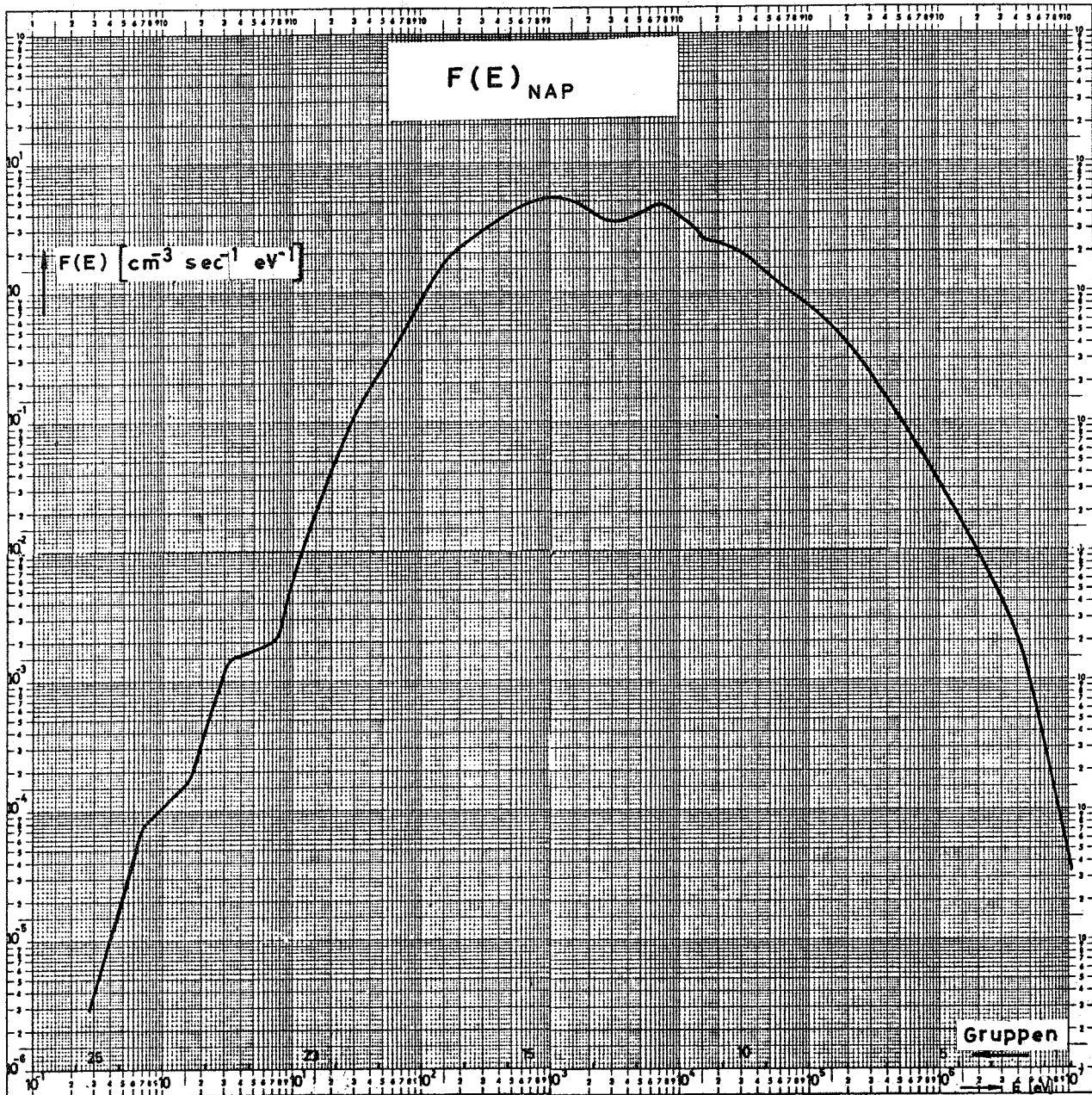
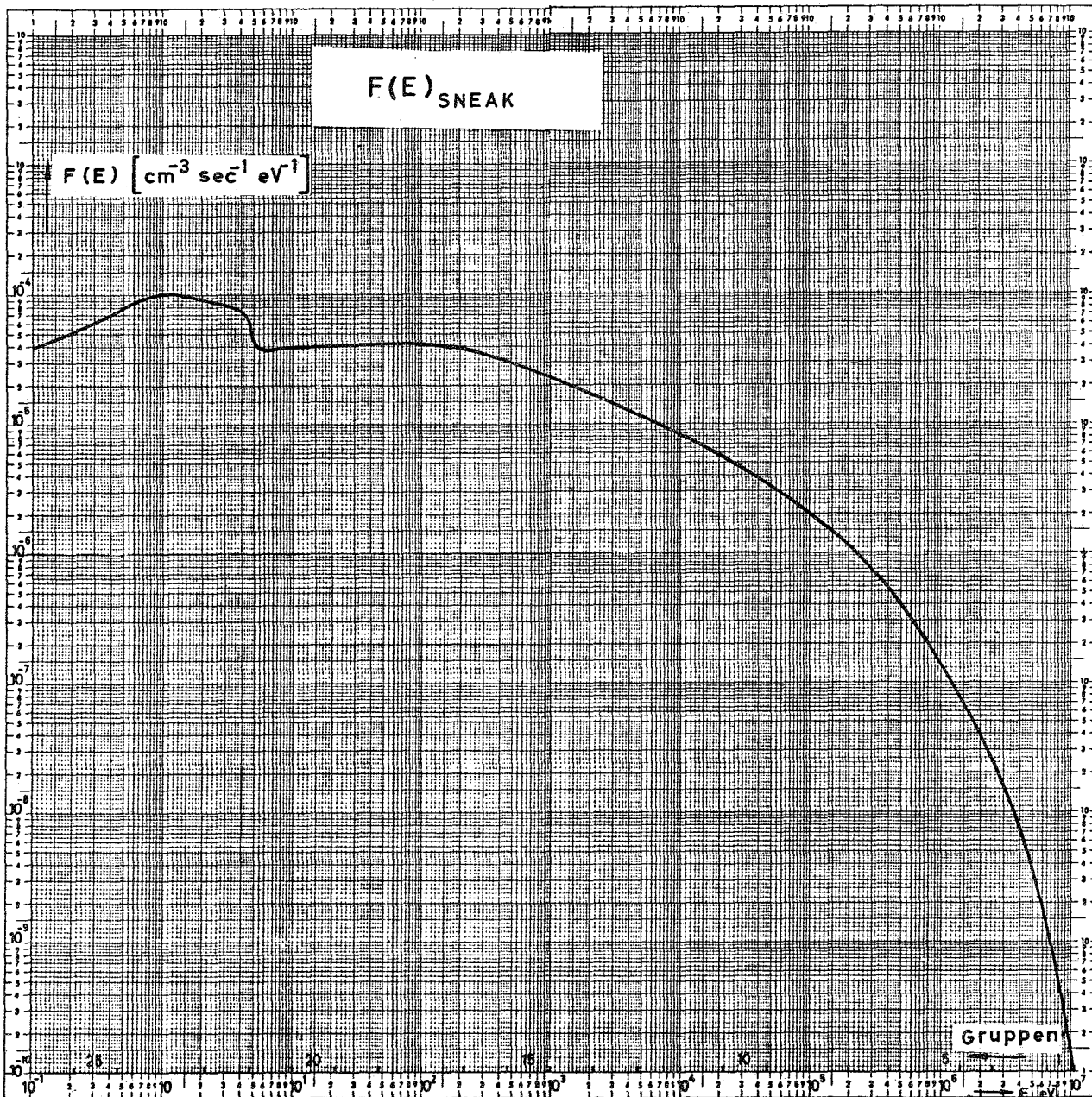


Abb. 4.2.2.



Das Stoßdichtespektrum $F(E)_{\text{NAP}}$ (Core) in Energie-
darstellung nach [78]

Abb. 4.2.3.



Das Stoßdichtespektrum $F(E)_{SNEAK}$ in Energiedarstellung nach [78]

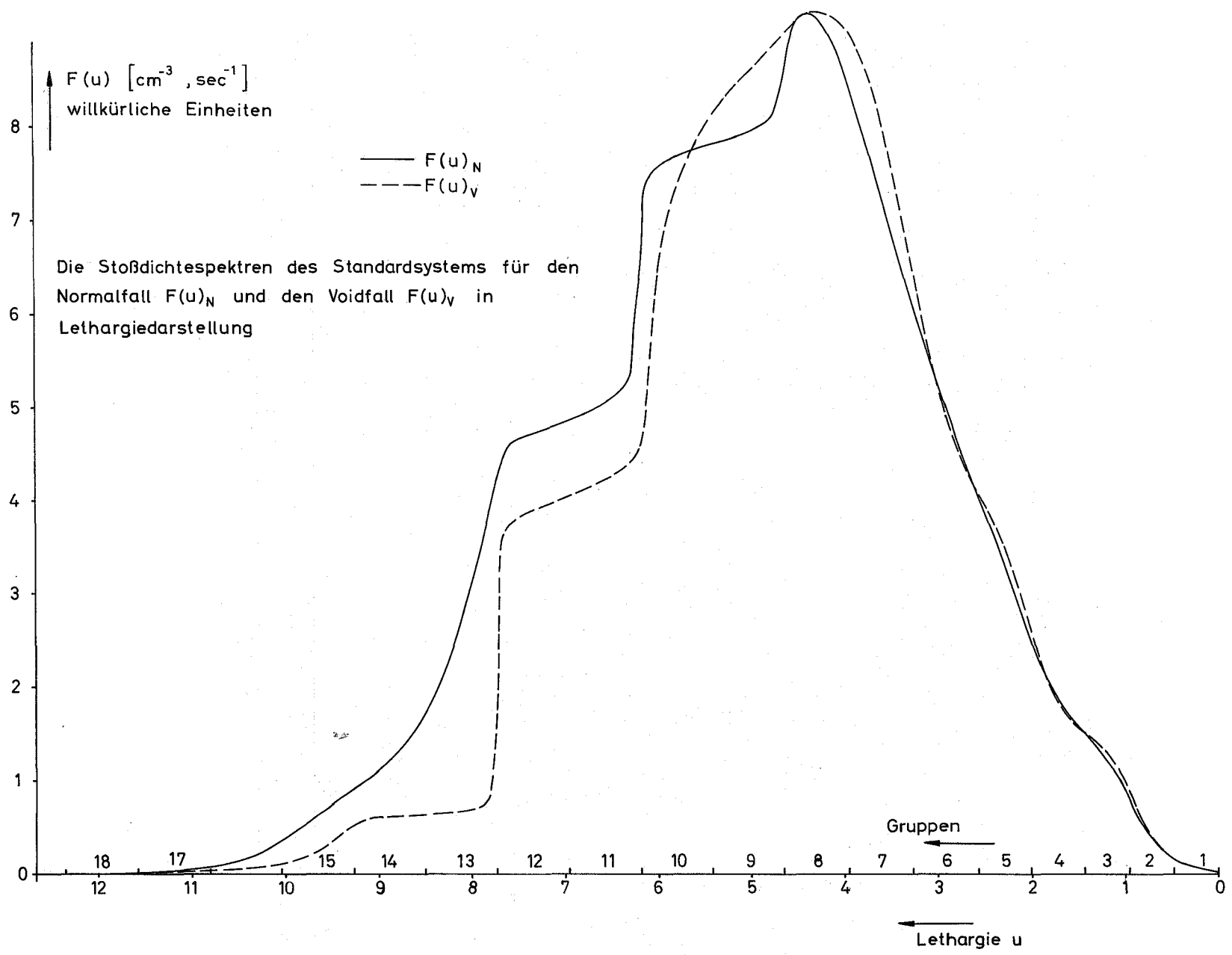


Abb. 4.2.4.

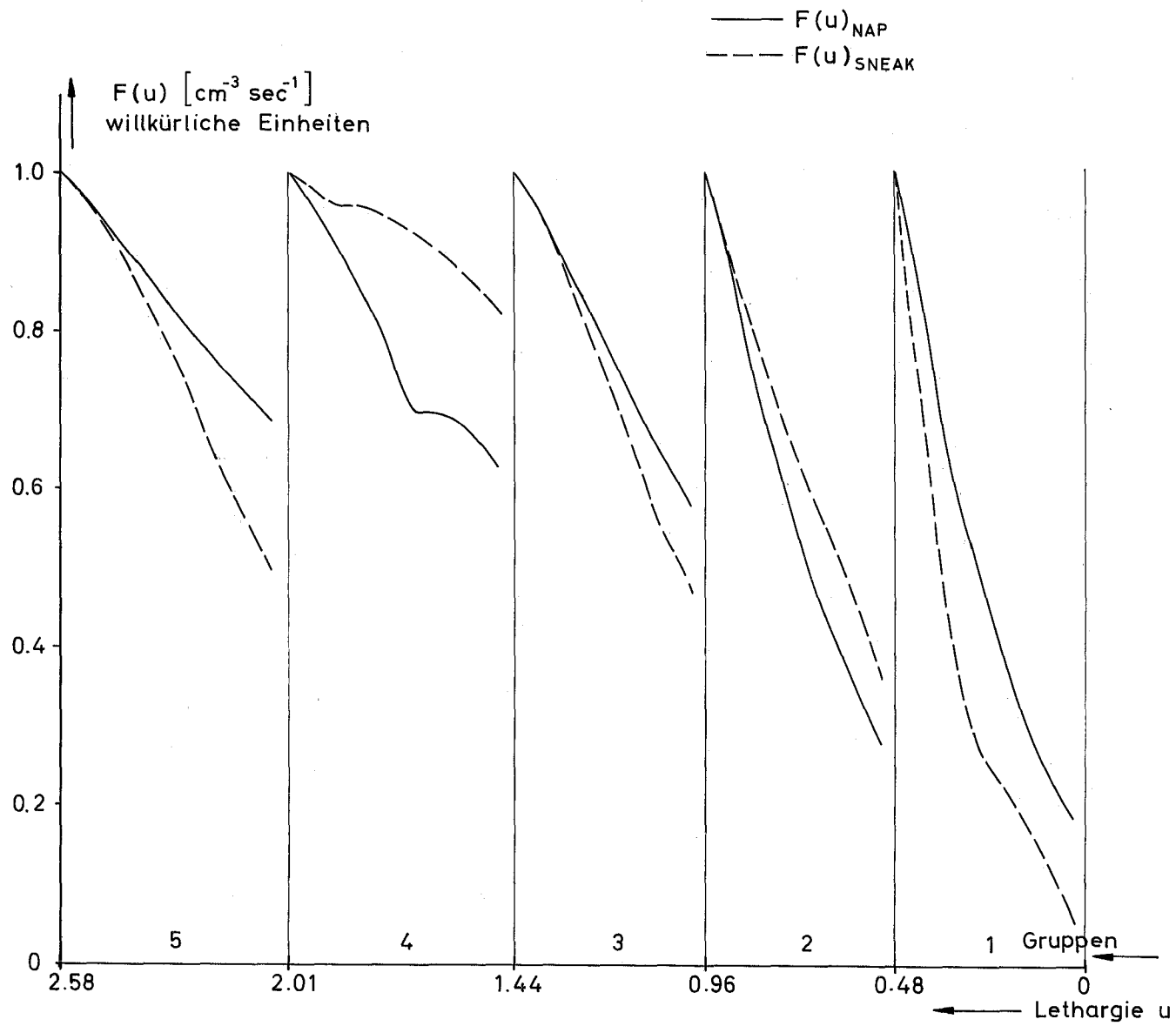


Abb. 4.2.5

Stoßdichtespektren $F(u)_{\text{NAP}}$ und $F(u)_{\text{SNEAK}}$ in Lethargiedarstellung für die Gruppen 1 bis 5, gruppenweise normiert

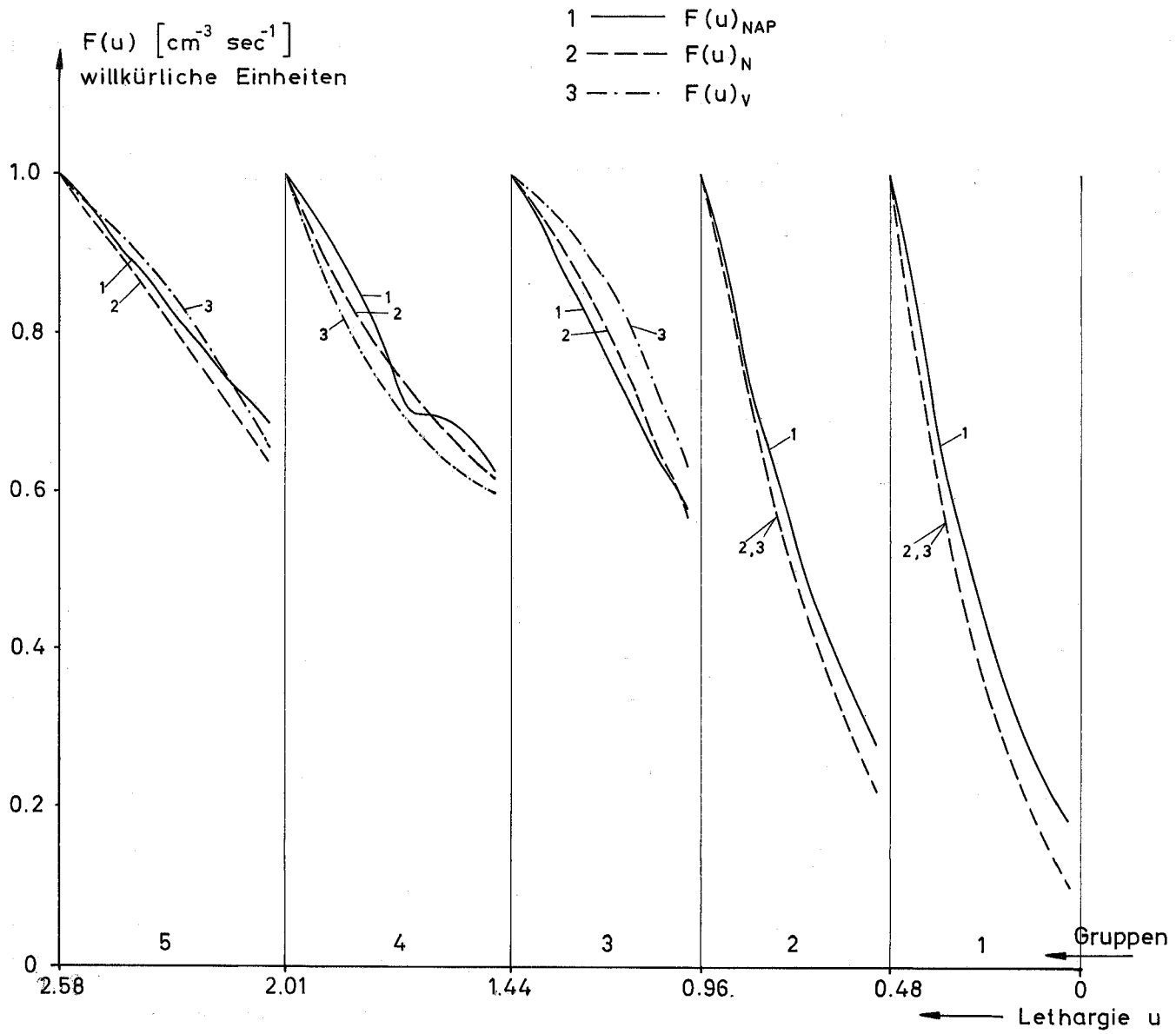
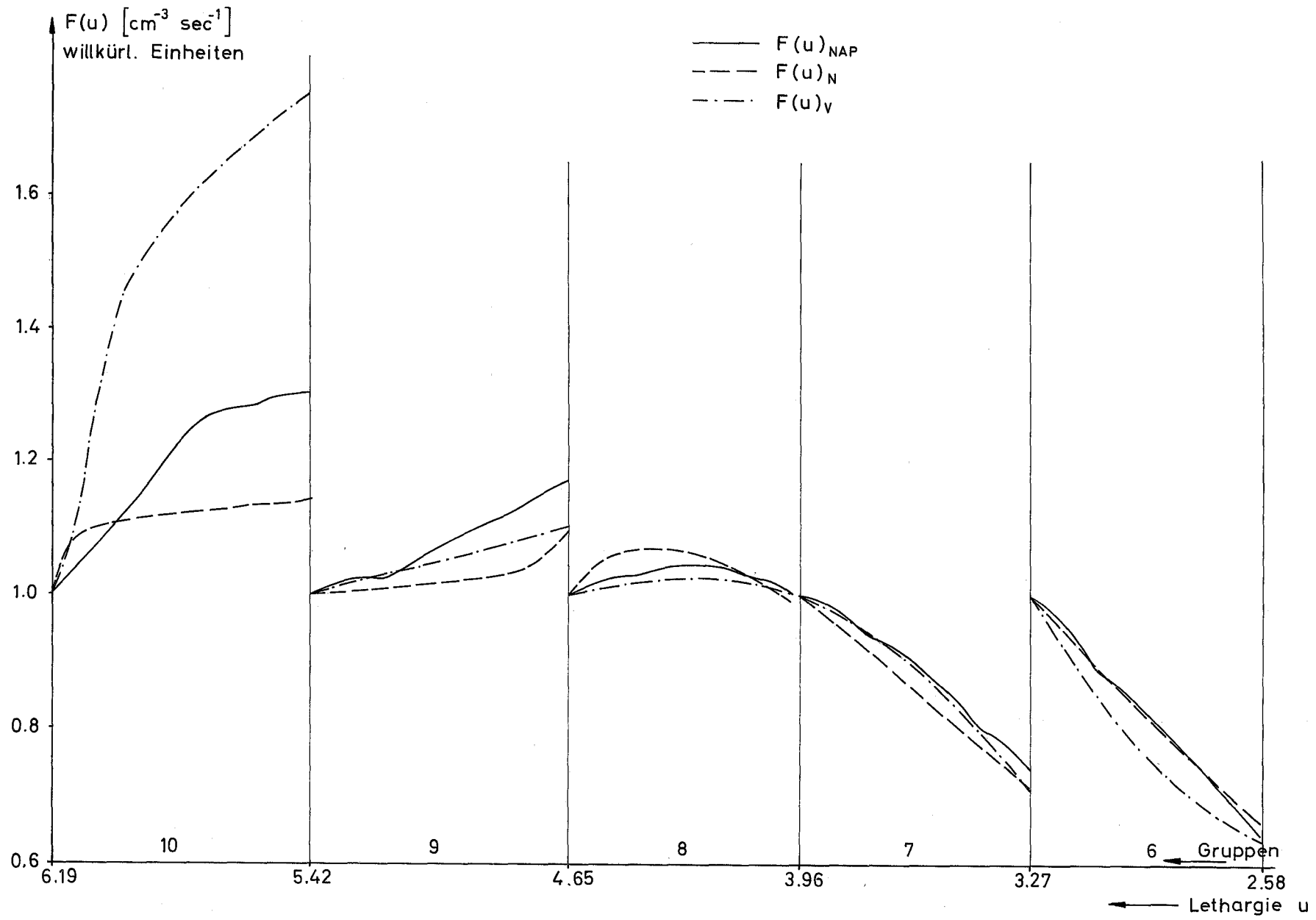
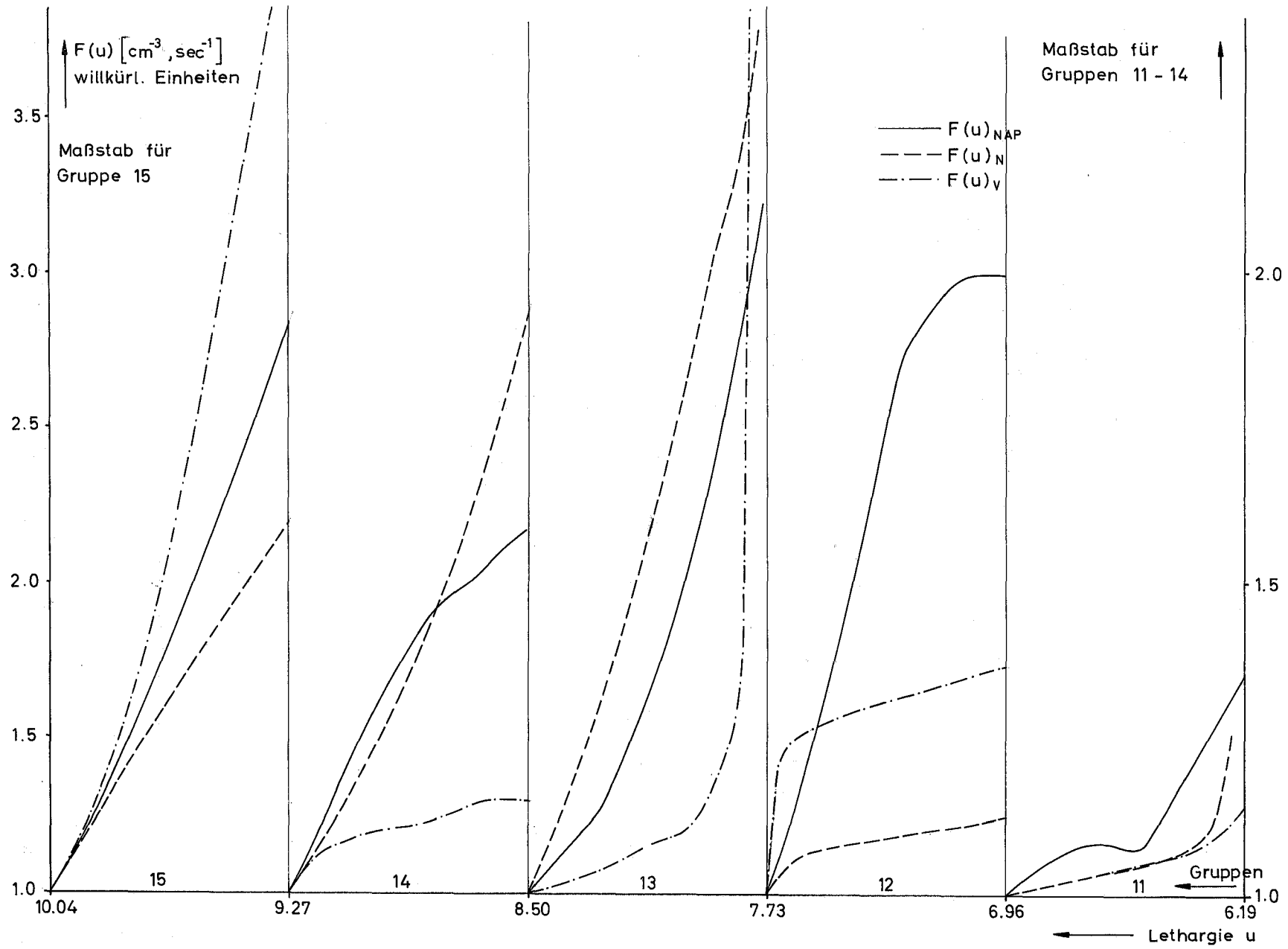


Abb. 4.2.6.

Die Stoßdichtespektren $F(u)_{\text{NAP}}$, $F(u)_{\text{N}}$ und $F(u)_{\text{V}}$ in Lethargiedarstellung, Gruppen 1 bis 5 gruppenweise normiert



Die Stoßdichtespektren $F(u)_{NAP}$, $F(u)_N$ und $F(u)_V$ in Lethargiedarstellung, Gruppen 6 bis 10, gruppenweise normiert



Die Stoßdichtespektren $F(u)_{NAP}$, $F(u)_N$, $F(u)_V$ in Lethargiedarstellung, Gruppen 11 bis 15, gruppenweise normiert

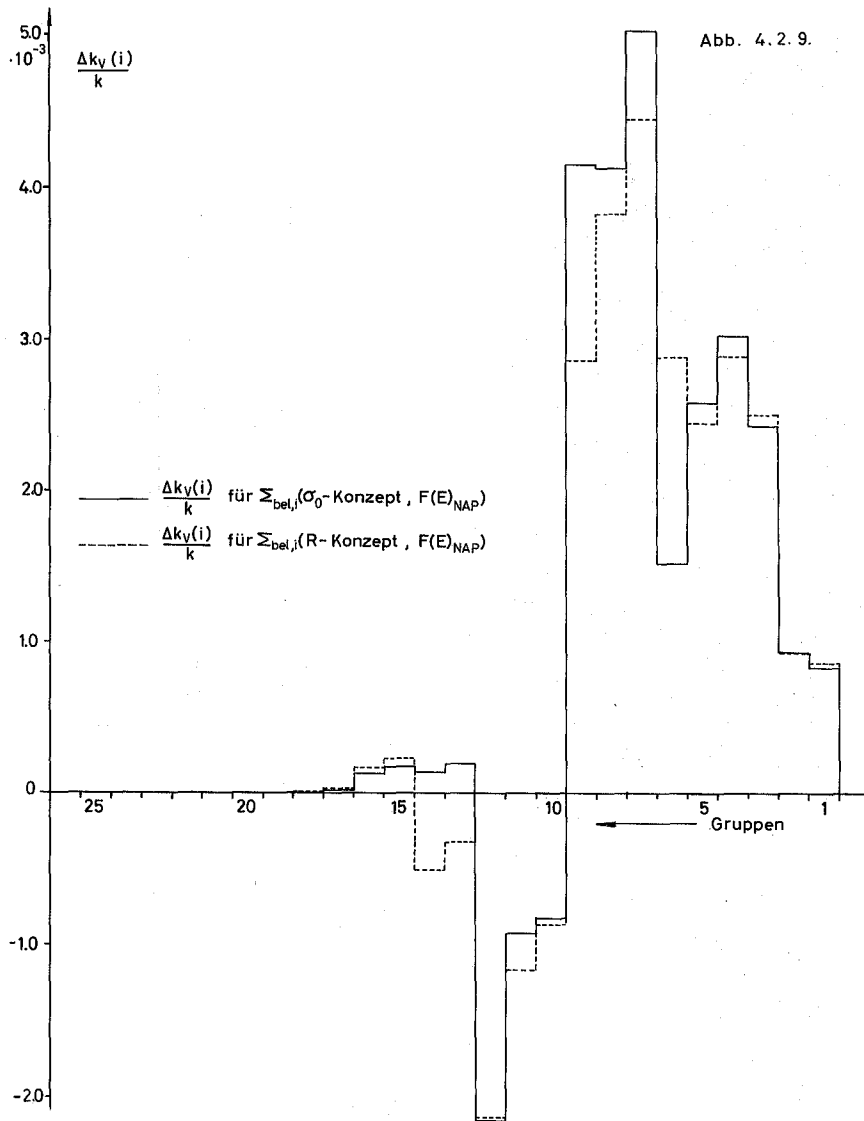


Abb. 4.2.9.

Gruppenabhängigkeit des Voideffekts für die $\Sigma_{bel,i}$ des σ_0 - und des R-Konzepts, jedoch gleichem Wichtigkeitsspektrum $F(E)_{NAP}$ für das Core, Störungsrechnung; im Normalzustand gilt jeweils $k_N=1$.

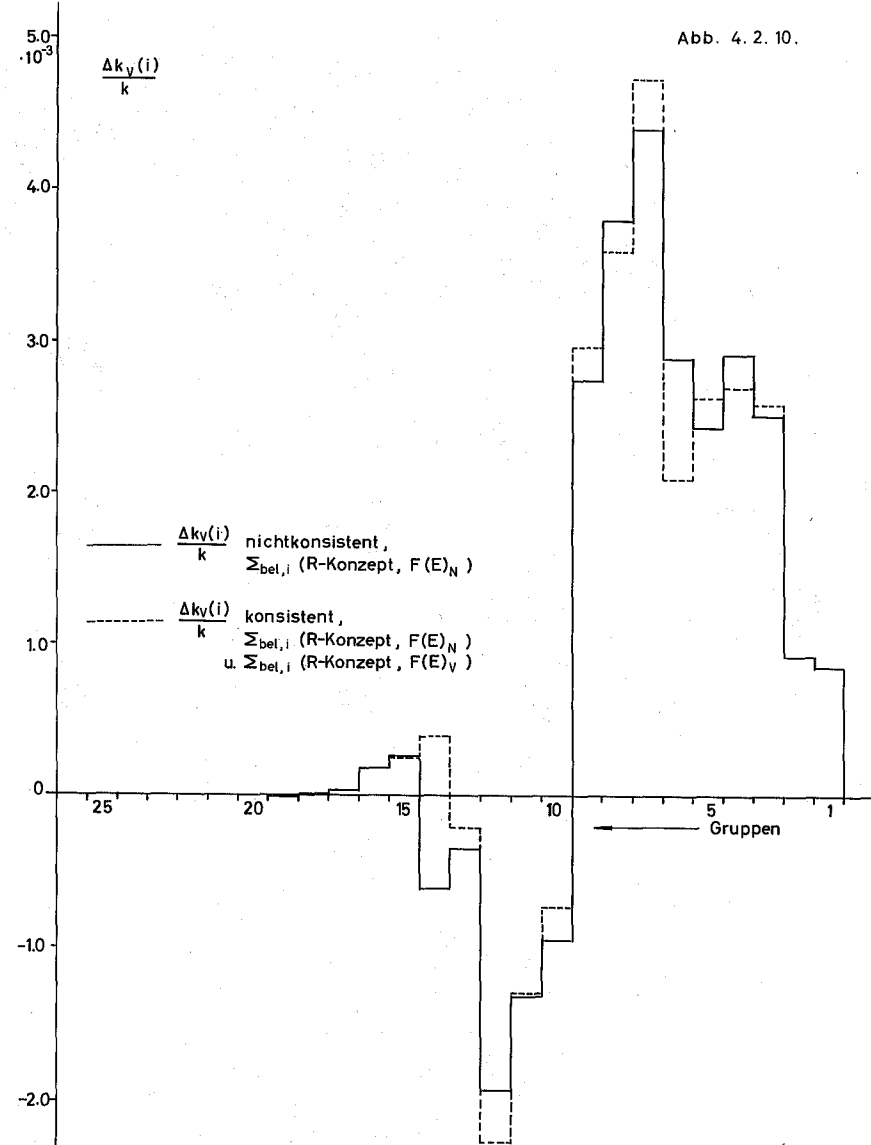
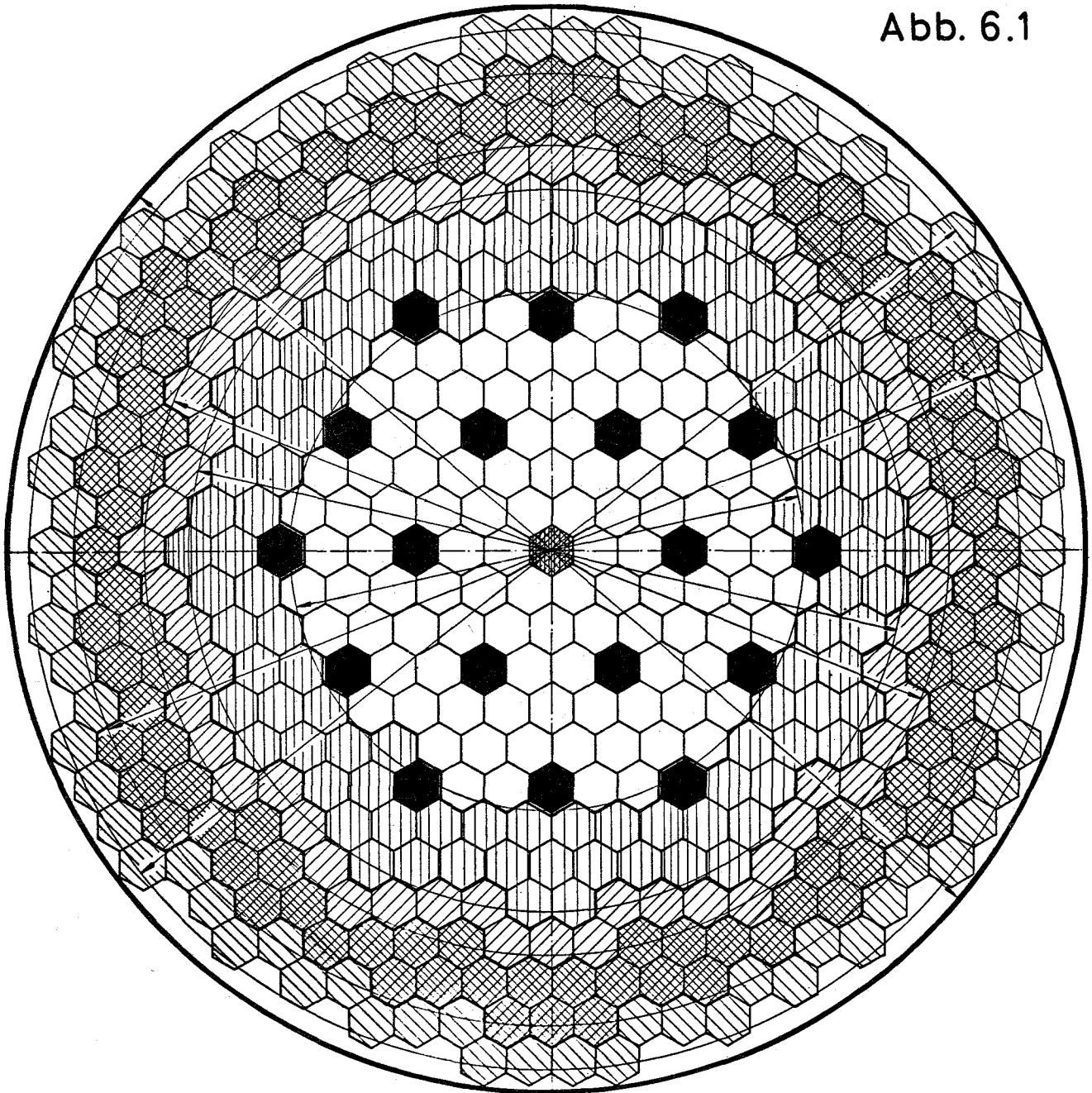









Abb. 4.2.10.

Gruppenabhängigkeit des nichtkonsistenten und des konsistenten Voideffekts für das Core, Störungsrechnung; im Normalzustand gilt jeweils $k_N=1$.

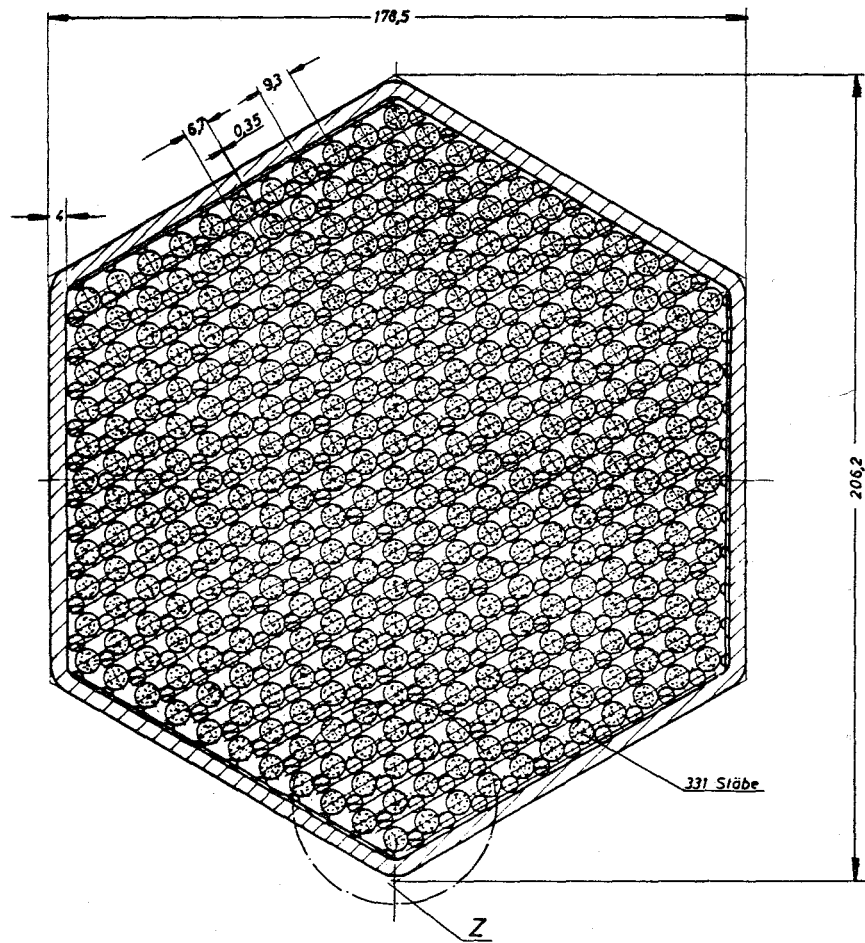
Abb. 6.1



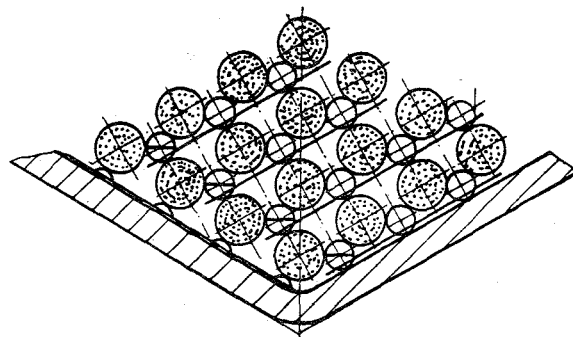
-  Blindsubassembly
-  Steuerstabsassembly
-  Spaltstoffsubassembly der inneren Spaltzone
-  " " " äußeren "
-  Brutstoffsubassembly " inneren Brutzone
-  " " " äußeren "
-  Abschirmsubassembly

Querschnitt durch einen natriumgekühlten schnellen
 Brutreaktor (Na 1), (Spaltstoffsubassembly = Brenn -
 element)

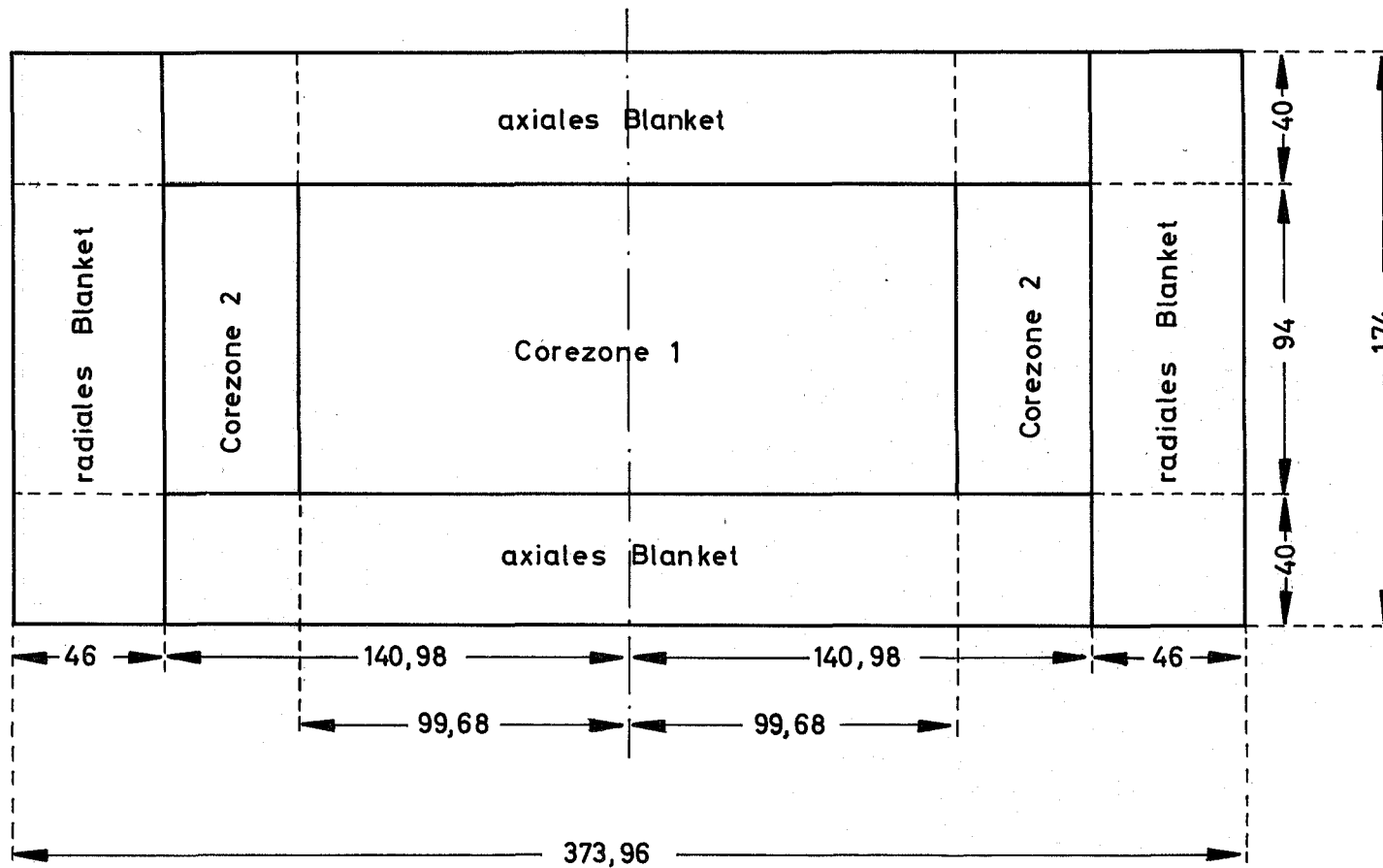
Abb. 6.2



Einzelheit Z



Querschnitt durch ein Brennelement eines natriumgekühlten Brutreaktors (Na 1)



Vertikalschnitt des zylindrischen Modells eines schnellen natrium - gekühlten Brutreaktors (Na 1) ; Maße in [cm]

Abb. 6.3

