

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1968

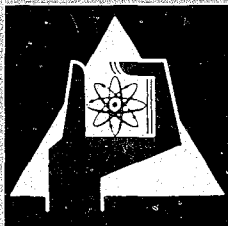
KFK 770
EUR 3953 d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte
schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung

zusammengestellt von

H. Huschke



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE

April 1968

KFK-770
EUR-3953 d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte
schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung^{*)}

Zusammengestellt von

H. Huschke

mit Beiträgen von

H. Bachmann
R. Froelich
B. Krieg
H. Küsters
M. Metzneroth
D. Woll

*) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
Einleitung	I
1. Die Approximation der energieabhängigen P1-Gleichungen durch Mehr-Gruppen-Diffusionsgleichungen	1-1
1.1 Die Herleitung der Diffusionsgleichungen	1-1
1.2 Die Gruppenkonstanten	1-3
1.3 Die Diffusionskonstante	1-11
1.4 Die Ortsabhängigkeit der Gruppenkonstanten	1-17
1.5 Liste der benötigten mikroskopischen Gruppenkonstanten	1-18
2. Die Berechnung der energetischen Selbstabschirmfaktoren	2-1
2.1 Der Bereich der aufgelösten, gemessenen Resonanzen	2-1
2.2 Die Berechnung der energetischen Selbstabschirmfaktoren von Resonanzparametern	2-4
2.3 Die Berechnung der energetischen Selbstabschirmfaktoren aus statistischen Größen	2-7
2.4 Die Berechnung von Gruppenkonstanten aus Meßkurven	2-22
3. Die Berechnung der elastischen Streumatrix	3-1
3.1 Isotrope Streuung im C-System	3-2
3.2 Anisotrope Streuung im C-System	3-5
3.3 Die Streumatrix für Wasserstoff	3-8
3.4 Die Resonanzselbstabschirmung	3-8
3.5 Die Berechnung der Streumatrix unter exakter Berücksichtigung der Resonanzstruktur in der "Narrow-Resonance" Approximation	3-9
3.6 Der bremselastische Querschnitt	3-10
4. Die Berechnung der inelastischen Streumatrix	4-1
5. Die Berechnung der Diffusionskonstante bzw. des Transportgruppenquerschnitts	5-1
5.1 Keine isotrope Überstreuung	5-1
5.2 Der Transportquerschnitt für Wasserstoff	5-2
6. Die Beschreibung der Gruppensätze und Tabellen	6-1
6.1 Der KFK-SNEAK Gruppensatz	6-1
6.2 Der KFK-H2O-PMB Gruppensatz	6-2
6.3 Der KFK-MAP-PMB Gruppensatz	6-3
6.4 Zusammenstellung der in den Gruppensätzen KFK-SNEAK, KFK-H2O-PMB, KFK-MAP-PMB enthaltenen Gruppenkonstanten	6-4
6.5 Der $1/v$ -Mittelwert, das Neutronen-Spaltspektrum	6-5

	<u>Seite</u>
6.6 Wasserstoff H	6-6
6.7 Kohlenstoff C	6-9
6.8 Sauerstoff O	6-12
6.9 Natrium Na	6-15
6.10 Aluminium Al	6-18
6.11 Chrom Cr	6-21
6.12 Eisen Fe	6-24
6.13 Nickel Ni	6-27
6.14 U235	6-30
6.15 U238	6-37
6.16 Pu239	6-43
6.17 Neuere Spalt- und Absorptionsquerschnitte von U235 und U238	6-50
6.18 Bremselastische Querschnitte für Core und Blanket eines natriumgekühlten Reaktors	6-51
7. Literaturverzeichnis	7-1
8. Anhang I: Verzeichnis der verwendeten Symbole	8-1
9. Anhang II: Hinweise auf die Berechnung von makroskopischen Gruppenkonstanten in der Querschnittsphase von NUSYS	9-1
10. Anhang III: Bemerkungen zur numerischen Genauigkeit der energetischen Selbstabschirmfaktoren.	10-1
11. Anhang IV: Bemerkungen zum ABN-Gruppenkonstantensatz.	11-1
Abbildungen	

Einleitung

Der hier vorliegende Satz von Gruppenkonstanten ist als Weiterentwicklung des russischen ABN^[1] und des ersten Karlsruher^[4] KFK-26-10-Gruppenkonstantensatzes entstanden. Der russische Gruppensatz hat sich bei der Auslegung von schnellen Reaktoren als gutes Instrument erwiesen, da er in relativ flexibler Weise die Resonanzselbstabschirmung zu berücksichtigen gestattet, welche bei schnellen Reaktoren der zweiten Generation (oxidische Brennstoffe) mit relativ weichen Spektren einen merklichen Einfluß auf interessierende Größen hat.

Vergleiche mit Experimenten zeigten, daß eine Aufnahme neuerer Kerndaten unerläßlich war, zumal seit der Erstellung des ABN-Gruppensatzes eine Vielzahl neuer Messungen von Wirkungsquerschnitten durchgeführt wurden. 1965 wurde deshalb als erster Schritt ein erster Karlsruher Gruppensatz erstellt. Er unterschied sich vom ABN-Satz im wesentlichen durch die nicht abgeschirmten Gruppenquerschnitte, die für die wichtigsten Reaktormaterialien aus Kerndaten des Karlsruher Kerndatenbandes neu berechnet wurden. Gleichzeitig wurde das im ABN-Satz verwendete $1/E$ Spektrum durch ein typisches Stoßdichtespektrum eines natriumgekühlten Reaktors ersetzt. Neuberechnet wurden auch die elastischen Streumatrizen nach den in dieser Arbeit in Kapitel 3.1 und 3.2 angegebenen Formeln.

Unverändert übernommen wurden die energetischen Selbstabschirmfaktoren. Der zweite Schritt war die Erstellung des hier vorliegenden Gruppenkonstantensatzes. Im Gegensatz zu KFK 26-10 wurde zur Wichtung der Gruppenkonstanten das Stoßdichtespektrum eines dampfgekühlten schnellen Reaktors verwendet, welcher in der SNEAK-3A-2 Anordnung^[13] mit einer äquivalenten Dampfdichte von $\rho = 0,07 \text{ gr/cm}^3$ (mit U235 als Spaltstoff) simuliert wurde. Dieses Stoßdichtespektrum wurde durch Ausschmieren eines 26-Gruppenspektrums gewonnen, welches mit den ABN- und KFK 26-10-Gruppensätzen ermittelt wurde.

Dieser Gruppensatz, der den Namen KFK-SNEAK trägt (herrührend von der Wichtung), beruht auf Kerndaten des Karlsruher Kerndatenbandes^[6]. Neben den nicht abgeschirmten Querschnitten wurden auch - mit wenig Ausnahmen - die wichtigsten energetischen Selbstabschirmfaktoren neu berechnet. Die Berechnungsmethoden sind in dieser Arbeit angegeben. Besonderes Gewicht wurde auf die Isotope U235, U238, Pu239 sowie auf die elastischen Streumatrizen gelegt. Für die genannten Isotope sind neben den von^[6] berechneten Werten auch noch Gruppenkonstanten für $\sigma_{\gamma}(U235)$, $\sigma_{\gamma}(U238)$ und $\sigma_f(U235)$

im Bereich von 40 keV - 400 keV tabelliert, die auf Messungen und Re-normierungsbetrachtungen von W.P. Poenitz, H.U. Menlove, K.H. Beckurts beruhen^[11]. Diese Daten wurden durch die Buchstaben PMB klassifiziert. Detaillierte Untersuchungen wurden über den Einfluß der elastischen Streumatrix gemacht. Diese ist im Gegensatz zu den übrigen Gruppenkonstanten recht stark von der Wahl der Wichtungsfunktion abhängig. Es wurden deshalb für zwei Core- und Blanket-Wichtungsspektren eines 300 MWe natriumgekühlten schnellen Prototyp Reaktors die elastischen Streumatrizen berechnet und tabelliert. Zusammen mit den übrigen von KFK-SNEAK übernommenen Gruppenkonstanten stellt dies den KFK-NAP Satz (Na-Prototyp) dar.

In Kapitel 3.5 wird ferner eine genauere Berechnungsart für die elastische Streumatrix angegeben, die allerdings eine Neuberechnung aus mikroskopischen energieabhängigen Kerndaten für jede Reaktorberechnung erfordert. Eine Tabellierung in Form von Gruppenkonstanten ist deshalb nicht möglich.

Ein 26-Gruppensatz in der vorliegenden Form ist natürlich in seiner Anwendung beschränkt. Die hier aufgeführten Gruppenkonstanten sind nur für schnelle Reaktoren vorgesehen, Aussagen im niederenergetischen Bereich sind deshalb entsprechend unsicher. Aufwärtsstreuung wird nicht berücksichtigt.

Der nächste Schritt führt von einem 26-Gruppensatz zu vielen Gruppen (größer als 200). Dies ist notwendig, um bessere Information über die ortsabhängige Feinstruktur der Neutronenspektren zu erhalten und damit einen direkten Vergleich mit experimentell gemessenen Spektren in Nullenergieanordnungen durchführen zu können. Daran schließt sich dann ebenfalls eine weitere Verbesserung der "Grob"gruppenkonstanten an.

Charakterisierung der Gruppensätze.

Name	Wichtung	Ausgangsdaten
KFK-SNEAK	Dampfreaktor	[6]
KFK-H ₂ O-PMB	Dampfreaktor	[6], [11]
KFK-NAP-PMB	Natriumprototyp	[6], [11]

III

Die Neuberechnung der Gruppenkonstanten betrifft die Isotope H, C, O, Na, Al, Cr, Fe, Ni, U235, U238, Pu239. Vom 26-Gr. ABN-Satz (GROUCO 7) wurden folgende Materialien unverändert übernommen: D, He, Li6, Be, B10, B11, N, Mg, Si, Cl, K, Ca, Ti, V, Zr, Nb, Mo, Eu, Gd, Hf, Ta, Pb, Bi, Th232, U233, Pu240, Pu241, Pu242. Ferner wurden Spaltprodukte für Pu239 sowie zwei fiktive Materialien übernommen. Es ist zu beachten, daß der 26-GR.ABN-Satz gegenüber dem in [1] tabellierten Gruppensatz leicht abgeändert ist. Die Unterschiede sind in Anhang IV aufgeführt.

1. Die Approximation der energieabhängigen P1-Gleichungen durch Mehr-Gruppen-Diffusionsgleichungen. Definition der Gruppenkonstanten.

1.1

Die energieabhängigen P1-Gleichungen haben für den stationären Fall und für ortsunabhängige Wirkungsquerschnitte die Form

$$\begin{aligned} \operatorname{div} j(\vec{r}, E) + \sum_t(E) \phi(\vec{r}, E) &= \int_0^{\infty} dE' \sum(E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') \\ + \chi(E) \int_0^{\infty} dE' \nu(E') \sum_f(E') \phi(\vec{r}, E') + Q(\vec{r}, E) & \quad *) \end{aligned} \quad (1.1a)$$

$$\frac{1}{3} \operatorname{grad} \phi(\vec{r}, E) + \sum_t(E) \vec{j}(\vec{r}, E) = \int_0^{\infty} dE' \sum_1(E' \rightarrow E) j(\vec{r}, E') \quad (1.1b)$$

Im monoenergetischen Fall ist die P1-Approximation identisch mit der Diffusionsnäherung. Gleichung (1b) stellt dann das Fick'sche Gesetz dar.

Im energieabhängigen Fall stellt (1.1b) nicht mehr das Fick'sche Gesetz dar. Erfolgt die Lösung der P1-Gleichungen aber in einem Mehrgruppenbild, so kann das Fick'sche Gesetz in jeder Energiegruppe postuliert werden. Die dabei auftretenden gruppenabhängigen Diffusionskonstanten, bzw. die entsprechenden Transportquerschnitte, müssen so bestimmt werden, daß Gleichung (1.1b) möglichst gut approximiert wird.

Beim Übergang zu der Mehrgruppendarstellung soll vorerst nur Gleichung (1.1a) behandelt werden. Die Definition der Diffusionskonstante und damit die Approximation von (1.1b) wird in Kapitel 1.3 erläutert. Bei der Behandlung der Energieabhängigkeit kommt man zum Multigruppenkonzept. Bei einer Aufteilung des Energiebereiches in n Gruppen erhält man für (1.1a) ein Gleichungssystem von n Gleichungen. Die Gruppennummerierung beginnt bei der höchsten Energie. Für die g-te Gruppe erhält man

*) Die Erklärung der verwendeten Symbole wird im Anhang gegeben.

$$\begin{aligned}
& \int_{(g)} dE \operatorname{div} j(\vec{r}, E) + \int_{(g)} dE \sum_t(E) \phi(\vec{r}, E) \\
&= \int_{(g)} dE \int dE' \sum(E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') + \int_{(g)} dE \chi(E) \int dE' v(E') \sum_f(E') \phi(\vec{r}, E') + \int_{(g)} dE Q(\vec{r}, E) \quad (1.2)
\end{aligned}$$

Die einzelnen Summanden können umgeformt werden. Als Gruppenfluß wird definiert

$$\phi_g(\vec{r}) = \int_{(g)} dE \phi(\vec{r}, E) \quad (1.3)$$

und ferner wird der Ansatz gemacht

$$\int_{(g)} dE \operatorname{div} j(E, \vec{r}) \equiv D_g(\vec{r}) \Delta \phi_g(\vec{r}) \quad (1.4)$$

Eine Begründung für diesen Ansatz wird in Kapitel 1.3 gegeben. Damit kann man Gleichung (1.2) schreiben als

$$D_g(\vec{r}) \Delta \phi_g(\vec{r}) + \sum_{t,g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) = S \sum_{h \leq g} \sum_{h \rightarrow g}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad *) \quad (1.5)$$

$$+ \chi_g S \sum_h v_h \sum_{f,h}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) + Q(\vec{r})$$

Ein Vergleich von (1.2) und (1.5) unter Berücksichtigung von (1.3) und (1.4) ergibt die Definitionsgleichungen der in (1.5) auftretenden Gruppenkonstanten, mit Ausnahme von D_g .

*) Aufwärtsstreuung wird vernachlässigt.

Definiert man

$$\sum_{\text{rem},g} \equiv \sum_{t,g} - \sum_{g \rightarrow g} \quad (1.6)$$

wobei nun $\sum_{\text{rem},g} \cdot \phi_g$ den totalen Neutronenverlust aus der Gruppe g darstellt (ausgenommen Verlust durch Leckage), so geht (1.5) über in

$$\begin{aligned} D_g(\vec{r}) \Delta \phi_g(\vec{r}) + \sum_{\text{rem},g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) &= S \sum_{h < g}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \\ + \chi_g S \sum_h v_h \sum_{f,h}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) + Q(\vec{r}) & \end{aligned} \quad (1.7)$$

1.2 Die Gruppenkonstanten

$$\sum_{t,g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \equiv \int_{(g)} dE \sum_t(E) \phi(\vec{r}, E) \quad (1.8)$$

Daraus folgt

$$\sum_{t,g}(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{(g)} dE \sum_t(E) \phi(\vec{r}, E)}{\int_{(g)} dE \phi(\vec{r}, E)} \quad (1.9)$$

Man führt nun für alle interessierenden Neutronenreaktionen isotonenbezogene mikroskopische effektive Gruppenwirkungsquerschnitte der Art

$$\sigma_{x,g}^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{(g)} dE \sigma_x^K(E) \phi(\vec{r}, E)}{\int_{(g)} dE \phi(\vec{r}, E)} \quad (1.10)$$

ein.

Es gilt dann:

$$\sum_{t,g} = \sum_K \sum_x \sum_{\sigma}^K \sum_{x,g}^K \quad (1.11)$$

$$\int_{(g)} dE \chi(E) \int_0^{\infty} dE' v(E') \sum_f(E') \phi(\vec{r}, E') \equiv \chi_g \sum_h v_h \sum_{f,h}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad (1.12)$$

Daraus folgt

$$\chi_g = \int_{(g)} dE \chi(E) \quad (1.13)$$

und

$$v_h \sum_{f,h}(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{(h)} dE' v(E') \sum_f(E') \phi(\vec{r}, E')}{\int_{(h)} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad (1.14)$$

Da $v(E')$ eine in einer Gruppe "vernünftiger" Breite für schnelle Reaktoren schwach veränderliche Größe darstellt, kann sie vor das Integral gezogen werden. Nach Aufspalten in die Isotopenanteile erhält man

$$v_g^K \equiv \frac{\int_{(g)} v^K(E) dE}{\int_{(g)} dE} \quad (1.15)$$

$\sigma_{f,g}^K$ ist dann definiert wie in (1.9)

Es gilt dann

$$v_h \sum_{f,h} = \sum_K \sum_{\sigma}^K v_h^K \sigma_{f,h}^K \quad (1.16)$$

$$\int_{(g)} dE \int_0^{\infty} dE' \sum_{(E' \rightarrow E)} \phi(\vec{r}, E') \equiv \sum_{h < g} \sum_{h \rightarrow g}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad (1.17)$$

In $\sum_{(E' \rightarrow E)}$ bzw. $\sum_{h \rightarrow g}(\vec{r})$ sind elastische und unelastische Streuung sowie $(n, 2n)$ -Prozesse enthalten. Wegen ihrer grundsätzlichen Verschiedenheit sollen sie getrennt behandelt werden. Zuerst der Anteil der elastischen Streuung.

$$\int_{(g)} dE \int_E^{\max(E)} dE' \sum_e (E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') = \sum_{h \leq g} \sum_{e, h \rightarrow g}^K \phi_h(\vec{r}) \quad (1.17a)$$

E_{\max} ist isotopenabhängig.

$$\int_{(g)} dE \int_E^{E/\alpha^K} dE' \sum_e^K (E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') = \sum_{h \leq g} \sum_{e, h \rightarrow g}(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad (1.17b)$$

(1.17b) lässt sich aufspalten in

$$\int_{E_g}^{E_g/\alpha^K} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{[\max(E_{g+1}, E'\alpha^K)]}^E dE \sum_e^K (E' \rightarrow E) = \sum_{h < g} \sum_{e, h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \quad (1.17c)$$

und

$$\int_{E_{g+1}}^E dE \int_E^E dE' \sum_e^K (E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') = \sum_{e, g \rightarrow g}^K(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \quad (1.17d)$$

(1.17c) kann weiter zerlegt werden. Es sind zwei Fälle zu unterscheiden:

Fall a: keine Überstreuung, d.h. es wird immer nur in die nächste Gruppe mit höherer Gruppennummer bzw. kleinerer Energie gestreut. Dann erhält man

$$\sum_{h < g}^S \sum_{e, h \rightarrow g}^K (\vec{r}) \phi_h(\vec{r}) \equiv \sum_{e, (g-1) \rightarrow g}^K (\vec{r}) \phi_{g-1}(\vec{r})$$

und

$$\sum_{e, (g-1) \rightarrow g}^K (\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_g}^{E_g/\alpha^K} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{E_g}^E dE \sum_e^K (E' \rightarrow E)}{\int_{E_g}^{E_g/\alpha^K} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad [\max(E_{g+1}, E' \alpha^K)] \quad (1.18a)$$

$$\sum_{e, h \rightarrow g}^K (\vec{r}) \equiv 0 \quad \text{für } h < g - 1 \quad (1.18b)$$

Fall b: Überstreuung, d.h. $E_g/\alpha^K > E_{g-1}$, dann erhält man für alle $h < g$, für die gilt $E_h \leq E_g/\alpha^K$

$$\sum_{e, h \rightarrow g}^K (\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{E_{h+1}}^E dE \sum_e^K (E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad [\max(E_{g+1}, \alpha^K E')] \quad (1.19a)$$

und

$$\sum_{e, h \rightarrow g}^K (\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_g/\alpha^K} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{E_{h+1}}^E dE \sum_e^K (E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad [\max(E_{g+1}, \alpha^K E')] \quad (1.19b)$$

für $E_{h+1} < E_g/\alpha^K < E_h$

(1.17d) lässt sich noch weiter umformen

$$\int_{E_{g+1}}^E dE \int_E^E dE' \sum_e^K(E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, E') = \quad (1.20)$$

$$= \int_{E_{g+1}}^E dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{\alpha_{E'}}^{E'} dE \sum_e^K(E' \rightarrow E) - \int_{E_{g+1}}^{\min(E_{g+1}/\alpha^K, E_g)} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{\alpha_{E'}}^{E_{g+1}} dE \sum_e^K(E' \rightarrow E)$$

$$= \int_{E_{g+1}}^E dE' \sum_e^K(E') \phi(\vec{r}, E') - \int_{E_{g+1}}^{\min(E_{g+1}/\alpha^K, E_g)} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{\alpha_{E'}}^{E_{g+1}} dE \sum_e^K(E' \rightarrow E) = \quad (1.21)$$

$$= \sum_{e,g}^K(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) - \sum_{h>g}^K \sum_{e,g \rightarrow h}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r})$$

Dabei ist $\sum_{e,g}^K$ definiert wie in (1.9).

Daraus folgt

$$\sum_{e,g \rightarrow g}^K = \sum_{e,g}^K - \sum_{h>g}^K \sum_{e,g \rightarrow h}^K \quad (1.22)$$

Führt man mikroskopische Querschnitte ein, so erhält man

Fall a: keine Überstreuung

$$\sigma_{e,(g-1) \rightarrow g}^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_g}^{E_g/\alpha^K} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{E_g}^E dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_g}^{E_g-1} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad (1.23a)$$

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \equiv 0 \quad \text{für } h < g - 1$$

Fall b: mit Überstreuung

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{\max(E_{g+1}, \alpha^K E')}^E dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad (1.23b)$$

für alle $h < g$, für die $E_h \leq E_g/\alpha^K$

sonst

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_g/\alpha^K} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{\max(E_{g+1}, \alpha^K E')}^E dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E')}$$

Ferner gilt

$$\sigma_{e,g \rightarrow g}^K = \sigma_{e,g}^K - S_{h' > g} \sigma_{e,g \rightarrow h'}^K \quad (1.24)$$

Die makroskopische elastische Streumatrix ist dann

$$\sum_{e,h \rightarrow g} = S_{h' > g}^K \sigma_{e,h \rightarrow g}^K \quad \text{für alle } h \leq g \text{ und alle } g \quad (1.25)$$

Für die inelastische Streuung lassen sich formal dieselben Ausdrücke herleiten

$$\sigma_{in,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E') \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \sigma_{in}^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad (1.26)$$

$$\sigma_{in,g \rightarrow g}^K = \sigma_{in,g}^K - S_{h' > g} \sigma_{in,g \rightarrow h'}^K \quad (1.27)$$

$$\sum_{in,h \rightarrow g} = S_{h' > g}^K \sigma_{in,h \rightarrow g}^K \quad (1.28)$$

(n,2n)-Prozesse können ebenfalls als Streuung behandelt werden.

Sei $P_{2n,g}^K(E')$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, das aus einer (n,2n)-Reaktion bei der Energie E' resultiert, sich in der Energiegruppe g befindet ($\sum_g P_{2n,g}^K(E')=1$).

Damit läßt sich eine mikroskopische Streumatrix wie folgt definieren

$$\sigma_{2n,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E') (2 \cdot \sigma_{2n}^K(E')) P_{2n,g}^K(E')}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(\vec{r}, E')} \quad (1.29)$$

und die makroskopische Streumatrix ist dann

$$\Sigma_{2n,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) = \sum_K N^K \sigma_{2n,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \quad (1.30)$$

Die Zahl der Neutronen in g , die durch (n,2n)-Prozesse in h erzeugt werden, ist dann gegeben durch $\Sigma_{2n,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \cdot \phi_h(\vec{r})$

Da $\sum_{h' \geq g} \sigma_{2n,g \rightarrow h'}^K = 2 \sigma_{2n,g}^K$, erhält man für das Hauptdiagonalelement

$$\sigma_{2n,g \rightarrow g}^K = 2 \cdot \sigma_{2n,g}^K - \sum_{h' > g} \sigma_{2n,g \rightarrow h'}^K \quad (1.31a)$$

$$\Sigma_{2n,g \rightarrow g}^K = \sum_K N^K \sigma_{2n,g \rightarrow g}^K \quad (1.31b)$$

1.3 Die Diffusionskonstante

Die in (1.14) angegebene Beziehung kann nur näherungsweise erreicht werden. Zur optimalen Bestimmung von D_g muß Gleichung (1.1b) herangezogen werden. Dazu wird zuerst "div" auf beide Seiten von (1.1b) angewendet. Man erhält

$$\frac{1}{3}\Delta\phi(\vec{r}, E) + \sum_t(E)\text{div } j(\vec{r}, E) = \int dE' \sum_1(E' \rightarrow E)\text{div } j(\vec{r}, E') \quad (1.32)$$

Durch Integration und indem man das erste Moment des Streukerns wie dasjenige des nullten Moments behandelt, erhält man für die g-te Energiegruppe

$$\frac{1}{3}\Delta\phi_g(\vec{r}) + \sum_{t,g}(\vec{r})\text{div } j_g(\vec{r}) = \sum_{h \leq g} \int dE' \sum_1(E' \rightarrow E)\text{div } j_h(\vec{r}) \quad (1.33)$$

mit

$$\text{div } j_g(\vec{r}) = \int_{(g)} dE \text{div } j(\vec{r}, E) \quad (1.33a)$$

$$\sum_{t,g}(\vec{r}) = \frac{\int_{(g)} \sum_t(E)\text{div } j(\vec{r}, E) dE}{\int_{(g)} \text{div } j(\vec{r}, E) dE} \quad (1.33b)$$

(Das Zeichen \sim bezieht sich auf die Art der Wichtung. Größen ohne \sim sind flußgewichtet, Größen mit \sim sind mit der Divergenz des Stromes gewichtet. $\int_1 \sum_{h \rightarrow g}(\vec{r})$ stellt das erste Moment der Streumatrix dar, wobei sich \sim auf die Wichtung bezieht, die Eins auf das Moment.)

Es wird nur die Anisotropie der elastischen Streuung berücksichtigt, da die Anisotropie der inelastischen Streuung vernachlässigbar ist.

$$\int dE' \sum_1(E' \rightarrow E)\text{div } j(\vec{r}, E') \text{ läßt sich auf dieselbe Weise behandeln wie}$$

$$\int dE' \sum(E' \rightarrow E)\phi(\vec{r}, E').$$

Man erhält dann

$$1 \sum_{e,h \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) = \sum_K N^K 1 \sigma_{e,h \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) \quad \text{für alle } h \leq g \text{ und alle } g \quad (1.34)$$

Fall a: keine Überstreuung

$$1 \sigma_{e,(g-1) \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) = \frac{\int_{E_g}^{E_g/\alpha^K} dE' \operatorname{div} j(\vec{r}, E') \int_{\alpha E'}^E dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu^K(E', E)}{\int_{E_g}^{g-1} dE' \operatorname{div} j(\vec{r}, E')} \quad (1.35a)$$

$$1 \sigma_{e,h \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) \equiv 0 \quad \text{für } h < g - 1$$

Fall b: mit Überstreuung

$$1 \sigma_{e,h \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \operatorname{div} j(\vec{r}, E') \int_{\max(E_{g+1}, \alpha E')}^E dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu^K(E', E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \operatorname{div} j(\vec{r}, E')} \quad (1.35b)$$

für alle $h < g$, für die $E_h \leq E_g/\alpha^K$

sonst

$$1 \overset{\sim}{\sigma}_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_g/\alpha^K} dE' \operatorname{div} j(\vec{r}, E') \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu^K(E', E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \operatorname{div} j(\vec{r}, E')} \quad (1.35c)$$

Ferner gilt

$$1 \overset{\sim}{\sigma}_{e,g \rightarrow g}^K = (\overset{\sim}{\sigma}_e \mu)_g^K - \sum_{h' > g} 1 \overset{\sim}{\sigma}_{e,g \rightarrow h'}^K \quad (1.36)$$

mit

$$\mu^K(E') \equiv \frac{\int_{\alpha^K E'}^{E'} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu^K(E', E)}{\int_{\alpha^K E'}^{E'} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)} \quad (1.37)$$

und

$$(\overset{\sim}{\sigma}_e \mu)_g^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int_{(g)} dE \sigma_e^K(E) \mu^K(E) \operatorname{div} j(\vec{r}, E)}{\int_{(g)} dE \operatorname{div} j(\vec{r}, E)} \quad (1.38)$$

Es werden nun zwei Näherungen durchgeführt:

a) keine anisotrope Streuung in den Nachbargruppen.

In diesem Falle wird $1 \overset{\sim}{\sigma}_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \equiv 0$ gesetzt für $h \neq g$.

Damit erhält man aus (1.36)

$$1 \overset{\sim}{\sigma}_{e,g \rightarrow g}^K = (\overset{\sim}{\sigma}_e \mu)_g^K \quad (1.39)$$

Nimmt man ferner an, daß $\mu(E)$ keine Resonanzstruktur aufweist, dann kann (1.39) geschrieben werden

$$1 \sum_{e,g \rightarrow g}^{\sim K} \approx \sum_{e,g}^{\sim K} \mu_g^K \quad (1.40)$$

mit folgenden Definitionen

$$\sum_{e,g}^{\sim K}(\vec{r}) = \frac{\int_{(g)} dE \sigma_e^K(E) \operatorname{div} j(\vec{r}, E)}{\int_{(g)} dE \operatorname{div} j(\vec{r}, E)} \quad (1.41)$$

$$\mu_g^K = \frac{1}{\Delta E_g} \int_{(g)} \mu^K(E) dE \quad (1.42)$$

Damit wird

$$1 \sum_{e,g \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) \approx \sum_K N^K \sum_{e,g}^{\sim K}(\vec{r}) \mu_g^K \quad (1.43)$$

und mit

$$\sum_{e,g}^{\sim K}(\vec{r}) = N^K \sum_{e,g}^{\sim K}(\vec{r}) \quad (1.44)$$

erhält man

$$1 \sum_{e,g \rightarrow g}^{\sim K}(\vec{r}) \approx \sum_K \sum_{e,g}^{\sim K} \mu_g^K(\vec{r}) \quad (1.45)$$

Gleichung (1.33) geht dann über in

$$\frac{1}{3}\Delta\phi_g(\vec{r}) + (\sum_{t,g}^{\sim}(\vec{r}) - \sum_{e,g \rightarrow g}^{\sim}(\vec{r})) \operatorname{div} j_g(\vec{r}) = 0 \quad (1.46)$$

Ein Vergleich mit (1.4) ergibt

$$D_g(\vec{r}) = \frac{1}{3(\sum_{t,g}^{\sim}(\vec{r}) - \sum_{e,g \rightarrow g}^{\sim}(\vec{r}))} \quad (1.47)$$

Verwendet man noch die übliche Beziehung

$$D_g(\vec{r}) = \frac{1}{3\sum_{tr,g}(\vec{r})} \quad (1.48)$$

so erhält man für

$$\sum_{tr,g}(\vec{r}) = \sum_{t,g}^{\sim}(\vec{r}) - \sum_{e,g \rightarrow g}^{\sim}(\vec{r}) \quad (1.49)$$

Spaltet man $\sum_{t,g}^{\sim}$ in die Isotopenanteile auf und definiert einen mikroskopischen Querschnitt

$$\sigma_{t,g}^K(\vec{r}) \equiv \frac{\int dE \sigma_t^K(E) \operatorname{div} j(\vec{r}, E)}{\int dE \operatorname{div} j(\vec{r}, E)} \quad (1.50)$$

$$\sum_{t,g}^{\sim}(\vec{r}) = \sum_K N^K \sigma_{t,g}^K(\vec{r}) \quad (1.51)$$

so läßt sich mit Hilfe von (1.43), (1.44), (1.45) und (1.49) leicht ein mikroskopischer Transportquerschnitt definieren

$$\sigma_{tr,g}^K(\vec{r}) = \tilde{\sigma}_{t,g}^K(\vec{r}) - \tilde{\sigma}_{e,g}^K(\vec{r}) \mu_g^K \quad (1.53)$$

$$\Sigma_{tr,g}^K(\vec{r}) = S \sum_K \sigma_{tr,g}^K(\vec{r}) \quad (1.54)$$

Die Näherung α) ist erlaubt, falls die Gruppenbreite groß ist gegen den mittleren Energieverlust der Neutronen durch Streuung. Sie ist ferner exakt für isotrope Streuung in c-Systemen unter der Annahme eines Fermi-Spektrums.

b) mit starker Überstreuung

Gleichung (1.33) kann geschrieben werden als

$$\text{div} j_g(\vec{r}) = - \frac{1}{3 \left[\sum_{t,g}^{\sim}(\vec{r}) - S \sum_{h \leq g}^{\sim} \frac{\text{div} j_h(\vec{r})}{\text{div} j_g(\vec{r})} \right]} \Delta \phi_g(\vec{r}) \quad (1.55)$$

Man erhält dann einen Transportquerschnitt

$$\Sigma_{tr,g}^K(\vec{r}) = \tilde{\Sigma}_{t,g}^K(\vec{r}) - S \sum_{h \leq g}^{\sim} \frac{\text{div} j_h(\vec{r})}{\text{div} j_g(\vec{r})} \quad (1.56)$$

Ebenso läßt sich ein mikroskopischer isotonenbezogener Transportquerschnitt definieren als

$$\sigma_{tr,g}^K(\vec{r}) = \tilde{\sigma}_{t,g}^K(\vec{r}) - S \sum_{h \leq g}^{\sim} \frac{\text{div} j_h(\vec{r})}{\text{div} j_g(\vec{r})} \quad (1.57)$$

so daß (1.54) gilt

$\tilde{\sigma}_{t,g}^K(\vec{r})$ ist definiert durch (1.50)

Der in (1.57) definierte Transportquerschnitt läßt sich nur berechnen, wenn Information über $\text{div}j_g(\vec{r})$ und $\text{div}j_h(\vec{r})$ vorhanden ist.

Falls keine Resonanzstruktur vorhanden, d.h. die Frage des Wichtungsspektrums vernachlässigbar ist, kann $\tilde{\sigma}_{e,h \rightarrow g}^K$ auch dargestellt werden als

$$\tilde{\sigma}_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \approx \sigma_{e,h \rightarrow g}^K(\vec{r}) \cdot \mu_{h \rightarrow g}^K \quad (1.58)$$

wobei $\mu_{h \rightarrow g}^K$ definiert ist als

$$\mu_{h \rightarrow g}^K \equiv \frac{1}{\Delta E_h} \int_{(h)}^E \frac{\int_{g+1}^E dE' \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu(E', E)}{\int_{g+1}^E dE' \sigma_e^K(E' \rightarrow E)} \quad (1.59)$$

1.4 Die Ortsabhängigkeit der Gruppenkonstanten.

Wenn man davon ausgeht, daß in einem bestimmten Volumenbereich die Wirkungsquerschnitte ortsunabhängig sind, so erhält man trotzdem ortsabhängige Gruppenkonstanten. Die Ortsabhängigkeit hat ihre Ursache in der Ortsabhängigkeit der Wichtungsfunktionen. Diese Ortsabhängigkeit der Gruppenkonstanten kann in guter Näherung in folgender vereinfachter Form berücksichtigt werden:

Bei einem Mehrzonenreaktor liegt es nahe, innerhalb der einzelnen Zonen, Ortsunabhängigkeit der Gruppenkonstanten zu fordern. Diese Ortsunabhängigkeit läßt sich durch einen Separationsansatz der Wichtungsfunktion innerhalb einer Zone erreichen.

$$\phi(\vec{r}, E) \approx \varphi(\vec{r}) \cdot \phi(E) \quad (1.60)$$

In der physikalischen Anwendung nimmt man für $\phi(E)$ meist den über eine Zone gemittelten Fluß.

Alle flußgewichteten Gruppenkonstanten werden damit ortsunabhängig. Aus (1.60) folgt aber

$$\text{div}j(\vec{r}, E) = g(\vec{r}) \cdot \phi(E) \quad (1.61)$$

Damit werden auch alle Gruppenkonstanten, die mit $\text{div}j(\vec{r}, E)$ gewichtet sind, in eine Zone ortsunabhängig. Man erhält für die Wichtung anstelle von

$$\phi(\vec{r}, E) \longrightarrow \phi(i, E) \quad (1.62)$$

$$\text{div}j(\vec{r}, E) \longrightarrow \phi(E)$$

Die Energieabhängigkeit des Flusses $\phi(\vec{r}, E)$, vor allem im Resonanzgebiet, wird in den nachfolgenden Kapiteln behandelt.

1.5 Zusammenfassung der benötigten mikroskopischen Gruppenkonstanten.

$$\sigma_{x,g}^K \equiv \frac{\int dE \sigma_x^K(E) \phi(E)}{\int dE \phi(E)} \quad (1.63)$$

x: f, γ , t, e, in, 2n.

$$v_g^K \equiv \frac{\int v^K(E) dE}{\int dE} \quad (1.64)$$

$$\sigma_{x,h \rightarrow g}^K \equiv \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(E') \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \sigma_x^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(E')} \quad (1.65)$$

x: e, in, 2n.

$$\chi_g = \int_{(g)} dE X(E) \quad (1.66)$$

$$\sigma_{x,g}^K \equiv \frac{\int_{(g)} dE \sigma_x^K(E) \phi(E)}{\int_{(g)} dE \phi(E)} \quad (1.67)$$

x: t, e.

$$1^{\sigma}_{e,h \rightarrow g}^K \equiv \frac{\int_{(h)} dE' \phi(E') \int_{(g)} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu(E', E)}{\int_{(h)} dE' \phi(E')} \quad (1.68)$$

bzw. im Fall (1.58)

$$\mu_{h \rightarrow g}^K \equiv \frac{1}{\Delta E_h} \int_{(h)} dE' \frac{\int_{(g)} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E) \mu(E', E)}{\int_{(g)} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)} \quad (1.69)$$

$$\mu_g^K = \frac{1}{\Delta E_g} \int_{(g)} dE \mu^K(E) \quad (1.70)$$

Ferner wird der $1/v$ -Querschnitt benötigt

$$\left(\frac{1}{v}\right)_g = \frac{\int_{(g)} dE \frac{1}{v} F(E)}{\int_{(g)} dE F(E)} \quad (1.71)$$

2. Berechnung der Gruppenkonstanten $\sigma_{x,g}^K$ [Def. (1.63)].

Es müssen drei Fälle unterschieden werden

- a) Aufgelöste, gemessene Resonanzen.
- b) Resonanzbereich, in dem nur statistische Aussagen gemacht werden können.
- c) Keine Resonanzen.

2.1 Der Bereich der aufgelösten, gemessenen Resonanzen.

Nach (1.63) ist der effektive Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{x,g}^K \equiv \frac{\int (g) dE \sigma_x^K(E) \phi(E)}{\int (g) dE \phi(E)} \quad (2.1)$$

Es wird die Narrow-Resonance Approximation zugrunde gelegt, d.h. die Stoßdichte $F(E) \equiv \phi(E) \cdot \sum_t(E)$ wird als schwach veränderlich über eine Resonanz angenommen. Führt man die Stoßdichte ein, so erhält man

$$\sigma_{x,g}^K \equiv \frac{\int (g) dE \frac{\sigma_x^K(E)}{\sum_t(E)} F(E)}{\int (g) dE \frac{1}{\sum_t(E)} F(E)} \quad (2.2)$$

Wechselwirkungen zwischen Resonanzen verschiedener Isotope werden vernachlässigt, der totale Querschnitt aller Isotope $K' \neq K$ wird als konstanter Untergrund angenommen. Definiert man

$$\sigma_o = \frac{1}{N^K} \sum_{K' \neq K} \frac{N^{K'}}{E - E_{g+1}} \int_{(g)} \sigma_t^{K'}(E) dE \quad [1] \quad (\text{Ausnahmen siehe Anhang II}) \quad (2.3)$$

so läßt sich (2.2) umformen in

$$\sigma_{x,g}^K(\sigma_o) \equiv \frac{\int_{(g)} dE \frac{\sigma_x^K(E)}{\sigma_t^K(E) + \sigma_o} F(E)}{\int_{(g)} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E) + \sigma_o} F(E)} \quad (2.4)$$

Man definiert Gruppenkonstanten bei unendlicher Verdünnung

$$\sigma_{x,g}^{K,\infty} = \lim_{\sigma_o \rightarrow \infty} \sigma_{x,g}^K(\sigma_o) = \frac{\int_{(g)} dE \sigma_x^K(E) F(E)}{\int_{(g)} dE F(E)} \quad (2.5)$$

Bei schweren Isotopen besteht im allgemeinen eine starke Temperaturabhängigkeit $\sigma_{x,g}^K(\sigma_o, T)$. Die Definition in (2.5) wird dann verallgemeinert zu

$$\sigma_{x,g}^{K,\infty} = \lim_{\sigma_o \rightarrow \infty} \sigma_{x,g}^K(\sigma_o, T)_{T=0} \quad (2.6)$$

Ein Maß für die energetische Selbstabschirmung ist dann gegeben durch

$$f_{x,g}^K(\sigma_o, T) \equiv \frac{\sigma_{x,g}^K(\sigma_o, T)}{\sigma_{x,g}^{K,\infty}} \quad (2.7)$$

Man bezeichnet diesen Quotienten als den energetischen Selbstabschirmfaktor

$f_{x,g}^K(\sigma_0, T)$ ist im allgemeinen ≤ 1 .

$f_{x,g}^K(\sigma_0 = \infty) = 1$, falls keine Temperaturabhängigkeit besteht. Anderenfalls

$$f_{x,g}^K(\sigma_0 = \infty, T) = \frac{\lim_{\sigma_0 \rightarrow \infty} \sigma_{x,g}^K(\sigma_0, T)}{\lim_{\sigma_0 \rightarrow \infty} \sigma_{x,g}^K(\sigma_0, T)_{T=0}} \quad (2,8)$$

Dieser Quotient muß nicht notwendig eins sein, wird aber in allen Fällen, in denen die Gruppenbreite sehr groß ist gegen die Resonanzbreiten und genügend viel Resonanzen innerhalb der Gruppe liegen, praktisch den Wert eins annehmen. Falls keine Resonanzen vorhanden sind, wird $f_{x,g}^K(\sigma_0, T)$ ebenfalls eins. Ein Wert >1 kann auftreten, wenn stark asymmetrische Resonanzen vorhanden sind oder eine breite Resonanz an einer Gruppengrenze den Hauptanteil der Selbstabschirmung in der Gruppe liefert. Die energetischen Selbstabschirmfaktoren können auf zwei Arten berechnet werden:

- a) Aus gemessenen Resonanzkurven durch numerische Integration. Dies ist nur möglich, wenn die Resonanzkurven gut aufgelöst sind und keine Temperaturabhängigkeit berücksichtigt werden muß.
- β) Aus Resonanzparameteren. $\sigma_{x,g}^{K,\infty}$ kann sowohl von Meßkurven als auch von Resonanzparameteren berechnet werden. Man wird im allgemeinen eine Berechnung von Meßkurven vorziehen, um die meist größeren Unsicherheiten in den Resonanzparameteren zu vermeiden.

2.2 Die Berechnung der energetischen Selbstabschirmfaktoren von Resonanzparametern.

$$f_{x,s}^K(\sigma_0, T) = \frac{\int_{(s)} dE \frac{\sigma_x^K(E, T)}{\sigma_t^K(E, T) + \sigma_0} F(E)}{\int_{(s)} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E, T) + \sigma_0} F(E)} \cdot \frac{\int_{(s)} dE F(E)}{\int_{(s)} dE \sigma_x^K(E, T=0) F(E)} \quad (2.9)$$

$\sigma_x^K(E, T)$ bzw. $\sigma_t^K(E, T)$ setzt sich aus den Beiträgen aller Resonanzen zusammen. Sei R die Anzahl der maßgeblichen Resonanzen in der Umgebung von E , so erhält man

$$\sigma_x^K(E, T) = \sum_{r=1}^R \sigma_x^K(E, E_r, T) \quad (2.10)$$

mit E_r = Resonanzenergie

$$\sigma_x^K(E, E_r, T) = r \sigma_{ox} \cdot \psi_r(\theta, x) \quad (2.11)$$

für $x = f, \gamma$

$$\sigma_t^K(E, E_r, T) = \sigma_p + r \sigma_{oc} \{ \psi_r(\theta, x) \cos 2\delta_r + \chi_r(\theta, x) \sin 2\delta_r \} \quad (2.12)$$

$$\sigma_n^K = \sigma_t^K - \sigma_\gamma^K - \sigma_f^K \quad (2.13)$$

$$r_{\sigma_{OX}}^{\sigma} = 4\pi\lambda^2(E_r)g \frac{\Gamma_n(E_r) \cdot \Gamma_x(E_r)}{\Gamma^2(E_r)} \cdot \left(\frac{E}{E_r}\right)^{\ell-1/2} \quad (2.14)$$

$$r_{\sigma_{OC}}^{\sigma} = 4\pi\lambda^2(E_r)g \frac{\Gamma_n(E_r)}{\Gamma(E_r)} \cdot \left(\frac{E}{E_r}\right)^{\ell-1/2} \quad (2.15)$$

$$\psi_r(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{\theta^2}{4}(x-y)^2}}{1+y^2} dy \quad (2.16)$$

$$\chi_r(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y \cdot e^{-\frac{\theta^2}{4}(x-y)^2}}{1+y^2} dy \quad (2.17)$$

mit

$$\theta = \frac{\Gamma(E_r)}{\Delta} \quad x = \frac{2(E-E_r)}{\Gamma(E_r)}, \quad y = \frac{2(E'-E_r)}{\Gamma(E_r)} \quad (2.18)$$

$\Delta = \sqrt{4KTE_r A^{-1}} = \text{Dopplerbreite}$

$\Gamma = \text{totale Halbwertbreite}$

$g = \frac{2I+1}{2(2i+1)}$ $I = \text{Gesamtspin, } i = \text{Kernspin}$

$\delta_{\ell} = \frac{R'}{\lambda} - \arctan \frac{R'}{\lambda} \cdot \ell \quad \text{für } \ell = 0, 1$

$R' = \text{effektiver Kernradius}$

$\lambda = \text{reduzierte Neutronenwellenlänge}$

$\Gamma_n = \text{Neutronenhalbwertsbreite}$

$\Gamma_x = \text{Partialhalbwertbreiten für Spaltung und Einfang}$

$\sigma_p = \text{Potentialquerschnitt}$

Für $T \rightarrow 0$:

$$\psi_r = \frac{1}{1+x^2} \quad (2.19)$$

$$\chi_r = \frac{x}{1+x^2} \quad (2.20)$$

Für negative Resonanzenergien werden (2.14) und (2.15) wie folgt modifiziert:

$$r_{\text{ox}}^{\sigma} = 4\pi\Lambda_0^2 g_j \frac{\Gamma_n(E_r)\Gamma_x(E_r)}{\Gamma^2(E_r)} \cdot E^{\ell-1/2} \quad (2.21)$$

$$r_{\text{oc}}^{\sigma} = 4\pi\Lambda_0^2 g_j \frac{\Gamma_n(E_r)}{\Gamma(E_r)} \cdot E^{\ell-1/2} \quad (2.22)$$

mit $\Lambda_0 = \lambda(1\text{eV})$

Die Integration erfolgt numerisch.

2.3 Die Berechnung der energetischen Selbstschirmfaktoren aus statistischen Größen

Als Ausgangsdaten werden gemittelte Resonanzparameter und deren Verteilungsfunktionen verwendet \bar{D} , $\bar{\Gamma}_F$, $\bar{\Gamma}_\gamma$, $\bar{\Gamma}_n$. Diese Mittelwerte sind Funktionen der Energie. Als Verteilungsfunktionen werden χ^2 -Verteilungen von verschiedenen Freiheitsgraden benutzt.

D eine χ^2 -Verteilung vom Grade 10,
 Γ_F, Γ_n χ^2 -Verteilungen verschiedenen Grades,
 Γ_γ wird konstant angenommen.

\bar{D} ist der mittlere Resonanzabstand. Die oben genannten Parameter sind serienabhängig

Der effektive Wirkungsquerschnitt (2.2) wird umgeformt in

$$\sigma_{x,g}^K = \frac{\sum_j F_j \int_{\Delta E_j} dE \frac{\sigma_x^K(E)}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,j}}}{\sum_j F_j \int_{\Delta E_j} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,j}}} \quad (2.24)$$

ΔE_j ist eine Untergruppe der Gruppe g und soll so klein sein, daß die Stoßdichte $F(E) = F_j = \text{const}$ in ΔE_j .

Führt man ein

$$\phi_j = F_j \cdot \frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,j}}, \quad (2.25)$$

so erhält man

$$\sigma_{x,g}^K = \frac{\sum_j \phi_j \left\{ \frac{\int_{\Delta E_j} dE \frac{\sigma_x^K(E)}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,j}}}{\int_{\Delta E_j} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,j}}} \right\} \Delta E_j}{\sum_j \phi_j \cdot \Delta E_j} \quad (2.26)$$

Der Ausdruck in der geschwungenen Klammer repräsentiert den effektiven Wirkungsquerschnitt an der Stelle E_j im Intervall ΔE_j .

$$\sigma_{x,g}^K = \frac{\sum_j \phi_j \sigma_{x,g}^K(E_j) \Delta E_j}{\sum_j \phi_j \Delta E_j} \quad (2.27)$$

Es werden noch folgende Vereinfachungen gemacht

$\sigma_{o,j}$ wird ersetzt durch $\sigma_{o,g}$, wobei $\sigma_{o,g}$ der mittlere Untergrund der gesamten Gruppe g darstellt. Unter dieser Annahme kann dann auch

$\phi_j \approx F_j$ gesetzt werden, da

$$\frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,g}} \text{ nahezu konstant über eine Gruppe ist.}$$

Damit erhält man

$$\sigma_{x,g}^K = \frac{\sum_j \Delta E_j F_j \sigma_{x,g}^K(E_j)}{\sum_j \Delta E_j F_j} \quad (2.28a)$$

$$\sigma_{x,g}^{K,\infty} = \frac{\sum_j F_j \sigma_{x,g}^{K,\infty}(E_j) \Delta E_j}{\sum_j F_j \Delta E_j} \quad (2.28b)$$

$$f_{x,g}^K = \frac{\sigma_{x,g}^K}{\sigma_{x,g}^{K,\infty}} \quad (2.28c)$$

mit

$$\sigma_{x,g}^K(E_j) = \frac{\int_{\Delta E_j} dE \frac{\sigma_x^K(E)}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,g}}}{\int_{\Delta E_j} dE \frac{1}{\sigma_t^K(E) + \sigma_{o,g}}} \quad (2.29)$$

Der effektive Wirkungsquerschnitt eines Isotops setzt sich aus den Beiträgen der einzelnen Resonanzserien s zusammen

$$\sigma_{x,g}^K(E_j) = \sum_s s \sigma_{x,g}^{s,K}(E_j) \quad (2.30)$$

mit

$$s \sigma_{x,g}^{s,K}(E_j) = \frac{\int_{\Delta E_j} dE \frac{s \sigma_x^K(E)}{s \sigma_c^K(E) + \sum_{s' \neq s} s' \sigma_c^K(E) + \sigma_{o,g} + \sigma_p}}{\int_{\Delta E_j} dE \frac{1}{s \sigma_c^K(E) + \sum_{s' \neq s} s' \sigma_c^K(E) + \sigma_{o,g} + \sigma_p}} \quad (2.31)$$

$s \sigma_c^K$ sind die Resonanzanteile des totalen Querschnitts

$$\sigma_t^K = \sum_s s \sigma_c^K + \sigma_p \quad (2.32)$$

(Im weiteren sollen die Isotopenindizes weggelassen werden und die abkürzende Schreibweise $\frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} dE g(E) = \langle g(E) \rangle$ verwendet werden.)

(2.31) kann weiter umgeformt werden.

Zuerst der Zähler:

$$\left\langle \frac{s_{\sigma_x}^s(E)}{\sigma_c^s(E) + \sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E) + \sigma_{o,g} + \sigma_p} \right\rangle = \left\langle \frac{s_{\sigma_x}^s(E)}{\left[\sigma_p + \sigma_{o,g} + \sigma_c^s(E) + \sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E) \right] \left[1 + \frac{\sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E) - \langle s_{\sigma_c}^{s'}(E) \rangle}{\sigma_p + \sigma_{o,g} + \sigma_c^s(E) + \sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E)} \right]} \right\rangle \quad (2.33)$$

Man approximiert die einzelnen Summanden durch

$$\left\langle \frac{s_{\sigma_x}^s(E)}{\sigma_p + \sigma_{o,g} + \sigma_c^s(E) + \sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E)} \right\rangle \approx \left\langle \frac{s_{\sigma_x}^s(E) \sum_{s' \neq s} (s_{\sigma_c}^{s'}(E) - \langle s_{\sigma_c}^{s'}(E) \rangle)}{\left\{ \sigma_p + \sigma_{o,g} + \sigma_c^s(E) + \sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E) \right\}^2} \right\rangle \quad (2.34)$$

Diese Entwicklung ist nur erlaubt, wenn im gesamten Intervall ΔE_j

$$\frac{\sum_{s' \neq s} (s_{\sigma_c}^{s'}(E) - \langle s_{\sigma_c}^{s'}(E) \rangle)}{\sigma_p + \sigma_{o,g} + \sigma_c^s(E) + \sum_{s' \neq s} s_{\sigma_c}^{s'}(E)} \ll 1 \quad (2.35)$$

Allerdings läßt sich diese Bedingung abschwächen. Forderung (2.35) muß nicht im gesamten Intervall erfüllt sein. Es genügt, wenn sie für solche Energien erfüllt ist, für die $s_{\sigma_x}^s(E)$ wesentlich von Null verschieden, d.h. in der Umgebung jeder Resonanz der Serie s . Die Bedingung (2.35) wurde von R. Froelich [2]

Arbeit

untersucht. In derselben/wurde gezeigt, daß sich der energetische Mittelwert des Produkts zweier Funktionen, die zu verschiedenen Resonanzserien gehören, darstellen läßt als das Produkt der Mittelwerte. Der zweite Summand von (2.34) geht damit über in

$$\left\langle \frac{s_{\sigma_x}(E)}{\left\{ \sigma_p + \sigma_{o,g} + s_{\sigma_c}(E) + S \left\langle s'_{\sigma_c}(E) \right\rangle \right\}^2} \right\rangle \cdot \left\langle S (s'_{\sigma_c}(E) - \langle s'_{\sigma_c}(E) \rangle) \right\rangle_{s' \neq s}$$

und wird, da der zweite Faktor identisch verschwindet, Null. Die analoge Entwicklung kann auch für den Nenner von (2.31) durchgeführt werden. Somit erhält man

$$s_{\sigma_{x,g}}(E_j) \approx \frac{1}{2} \left[\left\langle \frac{s_{\sigma_x}(E)}{s_{\sigma_c}(E) + S \left\langle s'_{\sigma_c}(E) \right\rangle + \sigma_{o,g} + \sigma_p} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{s_{\sigma_c}(E) + S \left\langle s'_{\sigma_c}(E) \right\rangle + \sigma_{o,g} + \sigma_p} \right\rangle \right] \quad (2.36)$$

Es wird zuerst der Zähler von (2.36) berechnet, und dabei werden folgende Resonanzformeln verwendet:

$$s_{r\sigma_x} = s_{r\sigma_{ox}} + s_{r\psi} \quad x = f, \gamma \quad (2.37)$$

$$s_{r\sigma_c} = s_{r\sigma_{oc}} + s_{r\psi} \quad (2.38)$$

Der asymmetrische Anteil im totalen Resonanzquerschnitt wird vernachlässigt

$$s_{r\sigma_{ox}} = 4\pi\lambda^2 g \frac{s_{\Gamma} r_{\Gamma n} s_{\Gamma x}}{(s_{\Gamma})^2} \quad (2.39a)$$

$$s_{r\sigma_{oc}} = 4\pi\lambda^2 g \frac{s_{\Gamma} r_{\Gamma n}}{s_{\Gamma} r} \cos 2\delta_l \quad (2.39b)$$

Damit erhält man

$$\left\langle \frac{s_{r\sigma}^s(E)}{s_{\sigma_c}^s(E) + \sum_{s' \neq s} \langle s_{\sigma_c}^{s'}(E) \rangle + \sigma_{o,g} + \sigma_p} \right\rangle = \left\langle \frac{s_{r\sigma}^s \text{ox } r^\psi}{s_{p,eff}^s + s_{r\sigma}^s \text{oc } r^\psi + \sum_{r' \neq r} s_{r'\sigma}^s \text{oc } r'^\psi} \right\rangle \quad (2.40)$$

$$\text{mit } s_{p,eff}^s = \sigma_{o,g} + \sigma_p + \sum_{s' \neq s} \langle s_{\sigma_c}^{s'}(E) \rangle$$

Es wird folgende Annahme gemacht:

$$s_{p,eff}^s + s_{r\sigma}^s \text{oc } r^\psi \gg \sum_{r' \neq r} s_{r'\sigma}^s \text{oc } r'^\psi \quad (2.41a)$$

in dem Energiebereich, in dem die Resonanz r wesentlich von Null verschieden ist.

Die physikalische Begründung von Annahme (2.41a) ist folgende: Im Falle gut aufgelöster Resonanzen sind in der Umgebung der r -ten Resonanz die Beiträge der Nachbarresonanzen wesentlich kleiner als der Beitrag der r -ten Resonanz, d.h.

$$s_{r\sigma}^s \text{oc } r^\psi \gg \sum_{r' \neq r} s_{r'\sigma}^s \text{oc } r'^\psi \quad (2.41b)$$

Mit steigender Energie nimmt die Überlappung zu, so daß (2.41 b) abgeschwächt werden muß. Glücklicherweise nimmt aber die Höhe der Resonanzen ab, so daß für realistische Werte von $s_{p,eff}^s$ (2.41a) erhalten bleibt.

Es läßt sich dann folgende Entwicklung durchführen

$$\begin{array}{c}
 s \\
 r^{\sigma} \text{OX} \\
 s \\
 r^{\sigma} \text{OC}
 \end{array}
 \left\langle \frac{s_{\psi}}{s_{\beta} + s_{\psi}} \right\rangle
 = \frac{s}{r} \frac{s}{r' \neq r} \frac{s_{\sigma} \text{OX} s_{\sigma} \text{OC}}{(s_{\sigma} \text{OC})^2}
 \left\langle \frac{s_{\psi} s_{r', \psi}}{(s_{\sigma} \text{p,eff} + s_{r', \psi})^2} \right\rangle
 \quad (2.42)$$

Es wird noch folgende Abkürzung eingeführt

$$\iint \chi(\Gamma_n, \Gamma_f) F_n(\Gamma_n) F_f(\Gamma_f) d\Gamma_n d\Gamma_f = \overline{\chi(\Gamma_n, \Gamma_f)} \Gamma_n, \Gamma_f \quad (2.43)$$

$F_n(\Gamma_n), F_f(\Gamma_f)$ sind die Verteilungsfunktionen von Γ_n , bzw. Γ_f .

1. Summand von (2.42)

$$\frac{\Delta E}{s_D} = n_s = \text{mittlere Anzahl Resonanzen der Serie } s \text{ in } \Delta E.$$

Die Summe über die einzelnen Resonanzanteile wird ersetzt durch den statistischen Mittelwert multipliziert mit der mittleren Anzahl Resonanzen im betrachteten Energieintervall.

$$\frac{\Delta E}{s_D} \frac{s_{\sigma} \text{OX}}{s_{\sigma} \text{OC}} \left\langle \frac{s_{\psi}}{s_{\beta} + s_{\psi}} \right\rangle^{s_{\Gamma_n}, s_{\Gamma_f}} \quad (2.44)$$

mit $s_{\beta} = \frac{s_{\sigma} \text{p,eff}}{s_{\sigma} \text{OC}}$

$$\left\langle \frac{s_{\psi}}{s_{\beta} + s_{\psi}} \right\rangle \approx \frac{2}{\Delta x} J(s_{\theta}, s_{\beta})$$

da $^s\psi$ außerhalb des Intervalls ΔE praktisch Null ist, und die Integration über das Intervall ΔE ersetzt werden kann durch eine Integration von $-\infty$ bis $+\infty$

$$J(^s\theta, ^s\beta) \equiv \int_0^\infty \frac{\psi(^s\theta, x)}{^s\beta + \psi(^s\theta, x)} dx \quad (2.45)$$

$$^s\theta = \frac{^s\Gamma}{\Delta}, \quad \frac{2}{\Delta x} = \frac{^s\Gamma}{\Delta E} \quad (2.46)$$

$$\Delta = \sqrt{4kT_e A^{-1}} = \text{Dopplerbreite}$$

Damit geht (2.44) über in

$$\frac{^s\Gamma}{^s_D} \frac{^s\sigma_{ox}}{^s\sigma_{oc}} \cdot J(^s\theta, ^s\beta) \quad ^s\Gamma_n, ^s\Gamma_f \quad (2.47)$$

Setzt man noch (2.39a) und (2.39b) ein, so erhält man

$$\frac{^s\Gamma_x J(^s\theta, ^s\beta)}{^s_D \cdot \cos 2\delta_\ell} \quad ^s\Gamma_n, ^s\Gamma_f \quad (2.48)$$

2. Summand von (2.42)

Dieser verschwindet für vollkommen getrennte Resonanzen und liefert nur für starke Überlappung einen merklichen Beitrag. Da starke Überlappung bei höheren Energien auftritt, in einem Energiebereich also, in dem die Resonanzspitzen nur noch wenig über den konstanten Untergrund herausragen, gilt

$$^s\sigma_{p,eff} \gg \frac{^s\sigma}{r} \frac{^s\sigma_{oc}}{r} \quad ^s\psi \quad (2.49)$$

oder

$$^s\sigma_{p,eff} \approx \langle \sigma_t \rangle \quad (2.50)$$

Ebenso kann man dann näherungsweise setzen

$$(\sigma_{p,eff} + c_{r\sigma} \frac{s_r}{r} \psi)^2 \approx \langle \sigma_t \rangle^2 \quad (2.51)$$

Führt man für $\frac{s_r}{r} \psi$ folgende Näherung ein

$$\frac{s_r}{r} \psi(E_r - E) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{s_{r\Gamma}}{\Delta} e^{-\frac{(E_r - E)^2}{\Delta^2}} \quad (2.53)$$

und führt die Integration über die Energie durch, so erhält man (es wird über den gesamten Energiebereich integriert, da $\psi(E_r - E)$ außerhalb ΔE verschwindend klein).

$$\frac{1}{\Delta E} \sum_r \sum_{r' \neq r} \frac{s_{r\sigma} s_{r'\sigma}}{\langle \sigma_t \rangle^2} \cdot s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma} e^{-\frac{D^2 r',r}{2\Delta^2}} \cdot \frac{\pi^{3/2}}{2^{5/2} \Delta} \quad (2.54)$$

Ersetzt man die Summation über die einzelnen Resonanzen durch den Mittelwert multipliziert mit der mittleren Anzahl Resonanzen $\frac{\Delta E}{s_D}$ so erhält man

$$\frac{\pi^{3/2} 2^{-5/2}}{\Delta s_D \langle \sigma_t \rangle^2} \cdot \frac{s_{r\sigma} s_{r'\sigma} s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma}}{s_{r\sigma} s_{r'\sigma} s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma}} \cdot \frac{s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma} |r' \neq r|}{s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma}} e^{-\frac{D^2 r',r}{2\Delta^2}} \quad (2.55)$$

und da $r' \neq r$, ist das gleich

$$\frac{\pi^{3/2} 2^{-5/2}}{\Delta s_D \langle \sigma_t \rangle^2} \cdot \frac{s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma}}{s_{r\sigma} s_{r'\sigma}} \cdot \frac{s_{r\Gamma} s_{r'\Gamma}}{s_{r\sigma} s_{r'\sigma}} e^{-\frac{D^2 r',r}{2\Delta^2}} \quad (2.56)$$

Für den Ausdruck $\epsilon = \sum_{r \neq r'} e^{-\frac{D^2}{2\Delta^2} \frac{r', r}{r}}$ gibt R. Froelich [2] an

$$\epsilon = 2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{D^2}{2\Delta^2}} \Omega(D) dD \quad (2.57)$$

wobei

$$\Omega(D) dD = \sum_{n=1}^{\infty} P_n(D) dD \quad (2.58)$$

$P_n(D) dD$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß im Abstand D von einer bestimmten Resonanz im Intervall dD die n -te Resonanz liegt.

$$P_n(D) dD = \frac{1}{|D| \Gamma(n \frac{\nu}{2})} \left(\frac{\nu |D|}{2D} \right)^{\nu} e^{-\frac{\nu |D|}{2D}} dD \quad (2.59)$$

$\Gamma(n \frac{\nu}{2})$ ist hier die Gammafunktion, $\nu = 10$.

Somit erhält man für den 2. Summanden von (2.42)

$$\frac{1}{s_{D\Delta}} \cdot \frac{\pi^{3/2}}{2^{5/2}} \frac{\overline{s_{\Gamma_n} s_{\Gamma_f}} \overline{s_{\sigma_{ox}} s_{\Gamma}}}{\langle \sigma_t \rangle^2} \cdot \epsilon \quad (2.60)$$

Berechnung der mittleren Querschnitte:

$$s_{\langle \sigma_x \rangle} = \frac{1}{\Delta E} \int_{\Delta E} s_r s_{\sigma_{ox}} s_r \psi dE \approx \int_{-\infty}^{\infty} s_r s_{\sigma_{ox}} s_r \psi(E_r - E) dE = \frac{1}{\Delta E} s_r s_{\sigma_{ox}} \cdot \frac{s_{\Gamma}}{2} \cdot \pi$$

$$\langle s_{\sigma_x} \rangle = \frac{\pi}{2 s_D} \overline{s_{\sigma_{ox}} s_{\Gamma}} \overline{s_{\Gamma_n} s_{\Gamma_f}} = \frac{2\pi^2}{s_D} \lambda^2 g \left(\frac{s_{\Gamma_n} s_{\Gamma_x}}{s_{\Gamma}} \right) \overline{s_{\Gamma_n} s_{\Gamma_f}} \quad (2.61)$$

$$s_{\sigma_{oc}} = \frac{\pi}{2 s_D} \overline{s_{\Gamma_{oc}} s_{\Gamma}} = \frac{2\pi^2}{s_D} \lambda^2 g \overline{s_{\Gamma_n}} \cos 2\delta_g \quad (2.62)$$

Faßt man (2.60) und (2.48) zusammen und setzt noch (2.61) und (2.62) ein, so erhält man für den Zähler von (2.31) bzw. (2.36)

$$\left\langle \frac{s_{\sigma_x}}{\sigma_t} \right\rangle = \frac{\overline{s_{\Gamma_x}} J(s_{\theta}, s_{\beta}) \overline{s_{\Gamma_n}} \overline{s_{\Gamma_f}}}{\overline{s_D} \cdot \cos 2\delta_g} - \frac{\overline{s_D} \langle s_{\sigma_x} \rangle \langle s_{\sigma_c} \rangle}{\Delta \sqrt{2\pi} \langle \sigma_t \rangle^2} \cdot \epsilon \quad (2.63)$$

Behandlung des Nenners von (2.36):

$$\left\langle \frac{1}{s_{\sigma_c}(E) + \frac{s_{\sigma_c}}{s_{\sigma_p}} s_{\sigma_c}'(E) + \sigma_{o,g} + \sigma_p} \right\rangle = \quad (2.64)$$

$$= \left\langle \frac{1}{s_{\sigma_{p,eff}} + s_{\sigma_c}} \right\rangle \quad (2.65)$$

$$= \frac{1}{s_{\sigma_{p,eff}}} \left(1 - \left\langle \frac{s_{\sigma_c}}{\sigma_{p,eff} + s_{\sigma_c}} \right\rangle \right) \quad (2.66)$$

Der Ausdruck in den eckigen Klammern läßt sich analog zu (2.63) berechnen. Man erhält dann

$$\frac{1}{s_{\sigma_{p,eff}}} \left\{ 1 - \frac{\overline{s_{\Gamma_x}} J(s_{\theta}, s_{\beta}) \overline{s_{\Gamma_n}} \overline{s_{\Gamma_f}}}{\overline{s_D}} + \frac{\overline{s_D}}{\sqrt{2\pi} \cdot \Delta} \frac{\langle s_{\sigma_c} \rangle^2}{\langle \sigma_t \rangle^2} \cdot \epsilon \right\} \quad (2.67)$$

Zusammenfassung:

$$s_{\sigma_{x,g}}^K(E_j) = s_{\sigma_{p,eff}}^K \frac{\frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_{\Gamma_x}^K J(s_{\theta}^K, s_{\beta}^K)} \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_D^K \langle s_{\sigma_x}^K \rangle \langle s_{\sigma_c}^K \rangle} \cdot \varepsilon}{\frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_D^K \cos 2\delta_l} \Delta \sqrt{2\pi} \langle \sigma_t \rangle^2} + \frac{\frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_{\Gamma_x}^K J(s_{\theta}^K, s_{\beta}^K)} \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_D^K \langle s_{\sigma_c}^K \rangle^2} \cdot \varepsilon}{1 - \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_D^K} + \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_D^K \langle s_{\sigma_c}^K \rangle^2} \cdot \varepsilon} \quad (2.68)$$

x = f, \gamma

Formel (2.68) gilt auch für elastische Streuung, falls

$$\langle s_{\sigma_x}^K \rangle = \langle s_{\sigma_c}^K \rangle - \langle s_{\sigma_f}^K \rangle - \langle s_{\sigma_\gamma}^K \rangle \quad (2.69)$$

und

$$\frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_{\Gamma_x}^K J(s_{\theta}^K, s_{\beta}^K)} = \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_{\Gamma_x}^K J(s_{\theta}^K, s_{\beta}^K)} \cos 2\delta_l \quad (2.70)$$

$$- \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_{\Gamma_f}^K J(s_{\theta}^K, s_{\beta}^K)} - \frac{s_{\Gamma_n}^K s_{\Gamma_f}^K}{s_{\Gamma_\gamma}^K J(s_{\theta}^K, s_{\beta}^K)}$$

$$\sigma_{x,g}^K(E_j) = s_{\sigma_{x,g}}^K(E_j) \quad (2.71)$$

$$\langle \sigma_t \rangle = \sigma_o + \sigma_p + s_{\sigma_c}^K \langle s_{\sigma_c}^K \rangle \quad (2.72)$$

$$s_{\sigma_{p,eff}}^K = \langle \sigma_t \rangle - \langle s_{\sigma_c}^K \rangle \quad (2.73)$$

$$s_{\beta}^K = \frac{s_{\sigma_{p,eff}}^K}{s_{\sigma_{oc}}^K}, \quad s_{\theta}^K = \frac{s_{\Gamma}^K}{\Delta} \quad (2.74)$$

Die exakte Berechnung der Ausdrücke $\frac{\Gamma_f, \Gamma_n}{\Gamma_x J}$ erfolgt durch numerische Integration, für einen Fall kann aber eine gute Näherung angegeben werden. Der in (2,42) gegebene Ausdruck

$$\frac{s_{\sigma} \frac{r_{\sigma}^{ox}}{r_{\sigma}^{oc}}}{r_{\sigma}^{oc}} \left\langle \frac{s_{r^{\psi}}}{\frac{s_{\sigma} p,eff}{r_{\sigma}^{oc}} + s_{r^{\psi}}} \right\rangle \quad (2.75)$$

kann für den Fall

$$\frac{s_{\sigma} p,eff}{r_{\sigma}^{oc}} \gg \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{oc}} \quad (2.76)$$

durch eine einfache Entwicklung approximiert werden.

(2.75) läßt sich schreiben als

$$\frac{s_{\sigma} \frac{r_{\sigma}^{ox}}{r_{\sigma}^{oc}}}{r_{\sigma}^{oc}} \left\langle \frac{s_{r^{\psi}}}{\frac{s_{\sigma} p,eff}{r_{\sigma}^{oc}} \left(1 + \frac{r_{\sigma}^{oc}}{s_{\sigma} p,eff} s_{r^{\psi}}\right)} \right\rangle \approx$$

$$\approx \frac{1}{s_{\sigma} p,eff} \langle s_{\sigma x} \rangle - \frac{1}{(s_{\sigma} p,eff)^2} s_r \left\langle \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{oc}} \cdot \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \cdot s_{r^{\psi}}^2 \right\rangle$$

Verwendet man die in (2,53) angegebene Näherung, so erhält man

$$\begin{aligned} &\approx \frac{1}{s_{\sigma} p,eff} \langle s_{\sigma x} \rangle - \frac{1}{(s_{\sigma} p,eff)^2} s_r \left(\frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{oc}} \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \right) \cdot \left(\frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \right) \cdot \frac{\pi^{3/2}}{\Delta E \cdot 2^{5/2}} \\ &= \frac{1}{s_{\sigma} p,eff} \langle s_{\sigma x} \rangle - \frac{1}{(s_{\sigma} p,eff)^2} \frac{\pi^{3/2} \cdot 2^{-5/2}}{s_D} \frac{s_{\Gamma_n} s_{\Gamma_f}}{\left(\frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{oc}} \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \right) \cdot \left(\frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \frac{s_{r^{\psi}}}{r_{\sigma}^{ox}} \right)} \quad (2.77) \end{aligned}$$

Führt man ein

$$s_{E_x} = \frac{\overline{(s_{\sigma_{oc}}^{s_{\Gamma}}}) (s_{\sigma_{ox}}^{s_{\Gamma}})^{s_{\Gamma_n}, s_{\Gamma_f}}}}{\overline{(s_{\sigma_{oc}}^{s_{\Gamma}}})^{s_{\Gamma_n}, s_{\Gamma_f}}} \cdot \overline{(s_{\sigma_{ox}}^{s_{\Gamma}})^{s_{\Gamma_n}, s_{\Gamma_f}}}} \quad (2.78)$$

und verwendet (2.61) und (2.62), so geht (2.77) über in

$$= \frac{1}{s_{\sigma_{p,eff}}} \langle s_{\sigma_x} \rangle - \frac{1}{(s_{\sigma_{p,eff}})^2} \cdot \frac{\overline{s_D}}{\Delta\sqrt{2\pi}} \langle s_{\sigma_x} \rangle \langle s_{\sigma_c} \rangle s_{E_x} \quad (2.79)$$

1. Summand von (2.42) bzw. (2.75) läßt sich also approximativ darstellen durch (2.79).

Andererseits ist der 1. Summand von (2.42) aber gegeben durch (2.48). Setzt man (2.48) und (2.79) gleich, so erhält man

$$\frac{\overline{s_{\Gamma_x} J(s_{\theta}, s_{\beta})^{s_{\Gamma_n}, s_{\Gamma_f}}}}{\overline{s_D \cdot \cos 2\delta_l}} \approx \frac{1}{s_{\sigma_{p,eff}}} s_{\sigma_x} - \frac{1}{s_{\sigma_{p,eff}}^2} \cdot \frac{\overline{s_D}}{\Delta\sqrt{2\pi}} \langle s_{\sigma_x} \rangle \langle s_{\sigma_c} \rangle s_{E_x}$$

Und damit

$$\overline{s_{\Gamma_x} J(s_{\theta}, s_{\beta})^{s_{\Gamma_n}, s_{\Gamma_f}}} \approx \frac{\overline{s_D \cdot \cos 2\delta_l}}{s_{\sigma_{p,eff}}} \langle s_{\sigma_x} \rangle \left[1 - \frac{\overline{s_D}}{\sqrt{2\pi}\Delta} \frac{\langle s_{\sigma_c} \rangle}{s_{\sigma_{p,eff}}} s_{E_x} \right] \quad (2.80)$$

x= Spaltung, Absorption.

Analog erhält man

$$\frac{s_{\Gamma n, s_{\Gamma f}}}{s_{\Gamma J}(s_{\theta}, s_{\beta})} = \frac{s_D \langle s_{\sigma x} \rangle}{s_{\sigma_{p, \text{eff}}}} \left[1 - \frac{\overline{s_D}}{\sqrt{2\pi\Delta}} \frac{\langle s_{\sigma c} \rangle}{s_{\sigma_{p, \text{eff}}}} s_{E_c} \right] \quad (2.81)$$

Unter Verwendung von (2.39a) und (2.39b) läßt sich (2.78) vereinfachen

$$s_{E_x} = \frac{\left(\frac{s_{\Gamma n}^2 \cdot s_{\Gamma x}}{s_{\Gamma}} \right)^{s_{\Gamma n}, s_{\Gamma f}}}{s_{\Gamma n} \cdot \left(\frac{s_{\Gamma n} \cdot s_{\Gamma x}}{s_{\Gamma}} \right)^{s_{\Gamma n}, s_{\Gamma f}}} \quad (2.82)$$

$$s_{E_c} = \frac{\frac{s_{\Gamma n}^2 \cdot s_{\Gamma f}}{s_{\Gamma}}}{(s_{\Gamma n} \cdot s_{\Gamma f})^2} = 1 + 2/v_n \quad (2.83)$$

Die Mittelungen

$$\frac{s_{\Gamma n, s_{\Gamma f}}}{f(\Gamma_n, \Gamma_f)} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} f(\Gamma_n, \Gamma_f) F_n(\Gamma_n) F_f(\Gamma_f) d\Gamma_n d\Gamma_f$$

werden numerisch ausgeführt. $F_n(\Gamma_n)$ bzw. $F_f(\Gamma_f)$ sind χ^2 Verteilungen.

2.4 Berechnung von Gruppenquerschnitten aus Meßkurven

Im gesamten Energiebereich werden gewöhnliche Gruppenmittelwerte von Meßkurven durch numerische Integration berechnet, also sowohl im Resonanz- als auch im resonanzfreien Energiebereich. Die Mittelwerte werden so gebildet, daß sie im Resonanzbereich definitionsgemäß mit den nichtabgeschirmten Querschnitten identisch sind.

$$\sigma_{x,g}^{K,\infty} = \frac{\int dE \sigma_x^K(E) F(E)}{\int dE F(E)} \quad (2.84)$$

Im resonanzfreien Bereich ist es unerheblich, ob mit dem Neutronenfluß oder der Stoßdichte gewichtet wird.

3. Berechnung der elastischen Streumatrix $\sigma_{e,h \rightarrow g}^K$ (1.65)

Analog zu (2.5) wird zuerst eine elastische Streumatrix bei unendlicher Verdünnung definiert als

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^K (h \neq g) = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E') \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.1)$$

Führt man die Streuwahrscheinlichkeit ein

$$p_e^K(E' \rightarrow E) = \frac{\sigma_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{[\text{alle } E]} dE \sigma_e^K(E' \rightarrow E)} \quad (3.2)$$

so geht (3.1) über in

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^{K,\infty} (h \neq g) = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \sigma_e^K(E') F(E') \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE p_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.3)$$

Es soll zuerst der Fall $A > 6$ untersucht werden ($A = \text{Massenzahl}$). Für die Gruppeneinteilung des hier vorliegenden Gruppensatzes bedeutet dies, daß die Streuung nur in die Nachbargruppe erfolgt. (3.3) nimmt dann folgende Gestalt an:

$$\sigma_{e, h \rightarrow h+1}^{K, \infty} = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} dE' \sigma_e^K(E') F(E') \int_{\alpha^K E'}^{E_{h+1}} dE p_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.4)$$

$$\text{mit } \alpha^K = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (3.5)$$

3.1 Isotrope Streuung im c-System

Für isotrope Streuung im c-System kann die Integration über E sofort ausgeführt werden.

$$\int_{\alpha^K E'}^{E_{h+1}} dE p_e^K(E' \rightarrow E) = \frac{E_{h+1} - \alpha^K E'}{(1 - \alpha^K) E'} \quad (3.6)$$

Man erhält somit

$$\sigma_{e, h \rightarrow h+1}^{K, \infty} = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} dE' \sigma_e^K(E') F(E') \frac{E_{h+1} - \alpha^K E'}{(1 - \alpha^K) E'}}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.7)$$

1. Näherung: $\sigma_e^K(E) \approx \text{konst}$ im Intervall $(E_{h+1}, E_{h+1}/\alpha^K)$

$$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{K,\infty} = \frac{\langle \sigma_e^K(E) \rangle \cdot \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} dE' F(E') \frac{E_{h+1} - \alpha^K E'}{(1 - \alpha^K) E'}}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.8)$$

mit

$$\langle \sigma_e^K(E) \rangle \equiv \frac{\alpha^K}{(1 - \alpha^K) E_{h+1}} \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} dE \sigma_e^K(E) \quad (3.9)$$

Diese Näherung ist für leichte Elemente $6 < A < 26$ unterhalb der Anisotropiegrenze gut, da der elastische Streuquerschnitt nahezu konstant ist.

2. Näherung: $\sigma_e^K(E) \approx \text{konst}$, $F(E) \approx \text{konst}$ im Intervall $(E_{h+1}, E_{h+1}/\alpha^K)$

Diese Bedingungen sind für eine Reihe schwerer und mittelschwerer ($A > 26$) Isotope unterhalb der Anisotropiegrenze erfüllt, da wegen $\alpha^K \rightarrow 1$ das Intervall $(E_{h+1}, E_{h+1}/\alpha^K)$ sehr klein wird.

(3.8) läßt sich weiter vereinfachen

$$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{K,\infty} = \frac{\langle \sigma_e^K \rangle F(E_{h+1})}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \cdot \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} \frac{E_{h+1} - \alpha^K E'}{(1 - \alpha^K) E'} dE' \quad (3.10)$$

Das Integral

$$p_{e,h \rightarrow h+1}^K \equiv \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} \frac{E_{h+1}^{-\alpha^K} E'}{(1-\alpha^K)E'} dE' = \frac{E_{h+1}}{1-\alpha^K} \left[\ln 1/\alpha^K - (1-\alpha) \right] \quad (3.11)$$

Da $\alpha = 1$, läßt sich folgende Entwicklung durchführen

$$\ln \frac{1}{\alpha^K} = (1-\alpha^K) + \frac{(1-\alpha^K)^2}{2} + \frac{(1-\alpha^K)^3}{3} \quad (3.12)$$

Damit erhält man

$$p_{e,h \rightarrow h+1}^K \approx E_{h+1} \left[\frac{1-\alpha^K}{2} + \frac{(1-\alpha^K)^2}{3} \right] \quad (3.13)$$

und

$$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{K,\infty} = \frac{\sigma_e^K F(E_{h+1}) \cdot p_{e,h \rightarrow h+1}^K}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.14)$$

3.2 Anisotrope Streuung im c-System

Es werden folgende Annahmen gemacht:

$\sigma_e^K(E)$ sei schwach veränderlich

$F(E)$ sei schwach veränderlich

Damit erhält man formal (3.14), $p_{e,h \rightarrow h+1}^K$ ist aber nicht mehr durch (3.13) gegeben, sondern durch

$$p_{e,h \rightarrow h+1}^K = \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} dE' \int_{\alpha^K E'}^{E_{h+1}} dE p(E' \rightarrow E) \quad (3.15)$$

Wenn man sich auf lineare Anisotropie beschränkt, gilt

$$p(E' \rightarrow E) = \frac{1}{(1-\alpha)E'} \left(1 + 3\mu^c - \frac{6}{1-\alpha} \mu^c \frac{E'-E}{E'} \right) [3] \quad (3.16)$$

μ^c ist der mittlere Kosinus des Streuwinkels im c-System.

Zwischen μ , dem mittleren Kosinus des Streuwinkels im L-System, und μ^c gilt unter Annahme (3.16) der Zusammenhang

$$\mu = \frac{2}{3A} + \mu^c \left(1 - \frac{3}{5A^2} \right) \quad (3.17)$$

$$\int_{\alpha E'}^{E_{h+1}} dE p(E' \rightarrow E) = \frac{E_{h+1} - \alpha E'}{(1-\alpha)E'} \left(1 - 3\mu^c \frac{E' - E_{h+1}}{(1-\alpha)E'} \right) \quad (3.18)$$

$\mu^c(E')$ wird im Intervall $(E_{h+1}, E_{h+1}/\alpha)$ als schwach veränderlich angenommen und durch den Mittelwert ersetzt

$$\langle \mu^c \rangle = \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha} dE' \mu^c(E') / (E_{h+1} \cdot \frac{1-\alpha}{\alpha}) \quad (3.19)$$

$$P_{e,h \rightarrow h+1} = \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha} dE' \frac{E_{h+1} - \alpha E'}{(1-\alpha)E'} (1 - 3\langle \mu^c \rangle \frac{E' - E_{h+1}}{(1-\alpha)E'}) \quad (3.20)$$

Der anisotrope Anteil in (3.20) ergibt ausintegriert

$$-3\langle \mu^c \rangle \frac{E_{h+1}}{(1-\alpha)^2} \left[(1+\alpha) \ln 1/\alpha - 2(1-\alpha) \right] \quad (3.21)$$

Für $\alpha \approx 1$ wird $\ln 1/\alpha$ entwickelt

$$\ln 1/\alpha = (1-\alpha) + \frac{(1-\alpha)^2}{2} + \frac{(1-\alpha)^3}{3} + \frac{(1-\alpha)^4}{4} \dots \quad (3.22)$$

oder

$$(1-\alpha) = \ln 1/\alpha - \frac{(1-\alpha)^2}{2} - \frac{(1-\alpha)^3}{3} - \frac{(1-\alpha)^4}{4} \dots \quad (3.23)$$

Setzt man (3.23) in (3.21) ein, so erhält man

$$-3\langle \mu^c \rangle \cdot \frac{E_{h+1}}{(1-\alpha)} \left[-\ln 1/\alpha + (1-\alpha) + \frac{2}{3}(1-\alpha)^2 + \frac{1}{2}(1-\alpha)^3 \dots \right] \quad (3.24)$$

Setzt man (3.22) in (3.24) ein und vernachlässigt Glieder höherer Ordnung, so erhält man

$$-3\langle \mu^c \rangle E_{h+1} \left[\frac{1-\alpha}{6} + \frac{(1-\alpha)^2}{6} \right] = -\langle \mu^c \rangle E_{h+1} \left[\frac{1-\alpha}{2} + \frac{(1-\alpha)^2}{2} \right] \quad (3.25)$$

Der isotrope Anteil ist durch (3.13) gegeben. Für den Fall linearer Anisotropie erhält man also

$$p_{e,h \rightarrow h+1}^K = E_{h+1} \frac{1-\alpha^K}{2} (1 - \langle \mu^c \rangle) + E_{h+1} \frac{(1-\alpha^K)}{3} \left(1 - \frac{3}{2} \langle \mu^c \rangle\right) \quad (3.26)$$

oder unter Verwendung von (3.17)

$$p_{e,h \rightarrow h+1}^K = E_{h+1} \frac{1-\alpha^K}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{\left(1 - \frac{3}{5A^2}\right)} \left[\langle \mu \rangle^K - \frac{2}{3A} \right] \right\} + E_{h+1} \frac{(1-\alpha^K)^2}{3} \cdot \left\{ 1 - \frac{3}{2\left(1 - \frac{3}{5A^2}\right)} \left[\langle \mu \rangle^K - \frac{2}{3A} \right] \right\} \quad (3.27)$$

mit

$$\langle \mu \rangle^K = \int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha^K} \mu^K(E') dE' / \left(E_{h+1} \frac{1-\alpha^K}{\alpha^K} \right) \quad (3.28)$$

Eine andere Möglichkeit, die Übergangswahrscheinlichkeiten $p_{e,h \rightarrow h+1}^K$ zu erhalten, ist die numerische Integration von experimentellen Winkelverteilungen über die der Energiegruppeneinteilung entsprechenden Winkelbereiche. Für die in den Tabellen angegebenen elastischen Streumatrizen wurde (3.27) verwendet. Die numerische Integration von experimenteller Winkelverteilung wird in Kapitel 3.5 beschrieben.

3.3 Die Streumatrix für Wasserstoff.

$$p(E' \rightarrow E) = \frac{1}{E'} \quad , \quad \int_{E_{g+1}}^E \frac{dE'}{E'} = \frac{E - E_{g+1}}{E'}$$

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^H = \sigma_{e,h \rightarrow g}^{H, \infty} = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E') \sigma_e^H(E') \frac{(E - E_{g+1})}{E'}}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' F(E')} \quad (3.29)$$

3.4 Resonanzselbstabschirmung.

Alle bisherigen Näherungen wurden unter der Bedingung des resonanzfreien Querschnittsverlaufes hergeleitet. Im Resonanzgebiet kann man die effektive Streumatrix in grober Näherung bestimmen in der Form

$$\sigma_{e,h \rightarrow g}^K = \sigma_{e,h \rightarrow g}^K \cdot f_{e,h}^K \quad (3.30)$$

Diese Näherung kann in speziellen Fällen zu recht großen Fehlern führen. Eine exakte Behandlung der Streumatrix unter Berücksichtigung der Resonanzstruktur wird im nächsten Abschnitt gegeben.

3.5 Berechnung der Streumatrix unter exakter Berücksichtigung der Resonanzstruktur in der Narrow Resonance Approximation.

Die bisher aufgezeigten Näherungen sind alle nur gültig, falls die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte keine Resonanzstruktur besitzen. Die Streumatrix für $A > 6$ ist gegeben durch

$$\sigma_{x,h \rightarrow h+1}^K = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha} dE' \sigma_e^K(E') \phi(E') \int_{\alpha E'}^{E_{h+1}} dE p_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \phi(E')} \quad (3.31)$$

Führt man die Stoßdichte ein

$$\phi(E') = \frac{F(E')}{\sum_t (E)}$$

so erhält man

$$\sigma_{x,h \rightarrow h+1}^K = \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_{h+1}/\alpha} dE' \frac{\sigma_e^K(E') F(E')}{\sigma_t^K(E') + S \frac{N^{K'}}{N^K} \sigma_t^{K'}(E')} \int_{\alpha E'}^{E_{h+1}} dE p_e^K(E' \rightarrow E)}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \frac{F(E')}{\sigma_t^K(E') + S \frac{N^{K'}}{N^K} \sigma_t^{K'}(E')}} \quad (3.32)$$

Auf die in (3.1) definierte elastische Streumatrix bei unendlicher Verdünnung kommt man nun dadurch, daß $S \frac{N^{K'}}{N^K} \sigma_t^{K'}(E')$ durch einen über das Integrationsintervall gemittelten Wert σ_0 ersetzt wird. (3.1) erhält man dann entweder für $\sigma_0 \rightarrow \infty$, oder falls $\sigma_t^K(E')$ konstant ist im Integrationsintervall. Die in den Abschnitten 3.1 bis 3.4 angegebenen Näherungen setzen sowohl $\sigma_t^K(E)$ schwach veränderlich als auch einen konstanten Untergrund σ_0 voraus. Vor allem im Resonanzgebiet von Fe, Na, C, O ist keine der oben genannten Bedingungen erfüllt. Zur Berechnung der elastischen Streumatrix wird deshalb (3.32) verwendet. Die

exakte Berücksichtigung der Größe $\sum_{K' \neq K} \frac{\sigma_{t}^{K'}}{\sigma_{t}^{K}} \sigma_{t}^{K'}(E')$ verlangt eine Berechnung der Streumatrix für jede Reaktorzusammensetzung neu aus mikroskopischen, energieabhängigen Wirkungsquerschnitten und Streuwahrscheinlichkeiten. Die Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung und die totalen Wirkungsquerschnitte sind an ungefähr 1000 Energiepunkten tabelliert.

Die Streuwahrscheinlichkeit von der Energie E' in die Gruppe $(h+1)$ $p_e^K(E') = \int_{\sigma_{t,E'}^{K,E'}}^{E_{h+1}} p_e^K(E \rightarrow E')$ ist, sofern sie von Null verschieden ist, an denselben Energiepunkten tabelliert. Die Berechnung dieser Streuwahrscheinlichkeit erfolgt numerisch durch Integration und Interpolation der experimentellen Winkelverteilungen.

3.6 Der bremselastische Querschnitt.

Als bremselastischer Querschnitt gilt die totale elastische Ausstreuung aus einer Gruppe

$$\sigma_{be,g}^K = \sum_{g' > g} \sigma_{e,g \rightarrow g'}^K \quad (3.33)$$

Falls Streuung nur in die benachbarte Gruppe stattfindet, ist der bremselastische Querschnitt identisch mit der Nebendiagonale der Streumatrix.

4. Berechnung der inelastischen Streumatrix. Berücksichtigung von (n,2n)-Prozessen.

Die inelastische Streumatrix wurde vom russischen ABN^[1]-Satz übernommen. Die einzelnen Streuvektoren wurden lediglich auf den neu berechneten totalen inelastischen Streuquerschnitt umnormiert

$$\sigma_{in,h \rightarrow g}^K = \sigma_{in,h \rightarrow g}^K (ABN) \cdot \frac{\sigma_{in}^K}{\sigma_{in}^K (ABN)} \quad (4.1)$$

In der ersten Gruppe enthält σ_{in}^K , bzw. $\sigma_{in,h \rightarrow g}^K$ für die Elemente U235, U238, Pu239 auch (n,2n)-Prozesse. Für diesen Fall wurde sowohl σ_{in}^K als auch $\sigma_{in,h \rightarrow g}^K$ unverändert vom ABN-Gruppenkonstantensatz übernommen.

5. Berechnung der Diffusionskonstante bzw. des Transportgruppenquerschnitts.

5.1 Keine isotrope Überstreuung.

Der mikroskopische Gruppentransportquerschnitt ist in (1.53) definiert.

$$\sigma_{tr,g}^K = \bar{\nu}_{t,g}^K - \bar{\nu}_{e,g}^K \cdot \mu_g^K \quad (5.1)$$

$\bar{\nu}_{t,g}^K$ und $\bar{\nu}_{e,g}^K$ sind gegeben durch (1.67).

Für die Wichtungsfunktion wird folgende Energieabhängigkeit im Resonanzgebiet angenommen:

$$\phi(E) \sim \frac{F(E)}{\sum_t^2(E)} \quad (5.2)$$

$F(E)$ = Stoßdichte

$\sum_t(E)$ = totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt

Damit erhält man

$$\sigma_{t,g}^K = \frac{\int_{(g)} dE \sigma_t^K(E) \cdot \frac{F(E)}{\sum_t^2(E)}}{\int_{(g)} dE \frac{F(E)}{\sum_t^2(E)}} \quad (5.3)$$

Man führt einen totalen Wirkungsquerschnitt bei unendlicher Verdünnung ein als

$$\bar{\nu}_{t,g}^{K,\infty} = \frac{\int_{(g)} dE \sigma_t^K(E) F(E)}{\int_{(g)} dE F(E)} \quad (5.4)$$

und einen totalen energetischen Selbstabschirmfaktor

$$f_{t,g}^K = \frac{\tilde{\sigma}_{t,g}^K}{\sigma_{t,g}^{K,\infty}} \quad (5.5)$$

Die Berechnung von $\sigma_{t,g}^{K,\infty}$ erfolgt numerisch aus Meßdaten.

Der energetische Selbstabschirmfaktor wird hier noch vom ABN-Gruppenkonstantensatz übernommen.

$\tilde{\sigma}_{e,g}^K$ wird im Resonanzbereich nur approximativ berechnet unter Verwendung von $f_{e,g}^K$.

$$\tilde{\sigma}_{e,g}^K = \tilde{\sigma}_{t,g}^K - \sigma_{f,g}^K - \sigma_{\gamma,g}^K - \sigma_{in,g}^K - \sigma_{2n,g}^K \quad (5.6)$$

oder

$$1 \tilde{\sigma}_{e,g}^K = \sigma_{t,g}^{K,\infty} \cdot 1 f_{t,g}^K - \sigma_{f,g}^{K,\infty} \cdot f_{f,g}^K - \sigma_{\gamma,g}^{K,\infty} \cdot f_{\gamma,g}^K - \sigma_{in,g}^K - \sigma_{2n,g}^K \quad (5.7)$$

Für den resonanzfreien Energiebereich ist Beziehung (5.7) exakt.

μ_g^K wird aus experimentellen Kurven für den mittleren Cosinus des Streuwinkels nach Formel (1.70) bestimmt.

5.2 Transportquerschnitt für Wasserstoff.

Es wird Formel (1.57) zugrunde gelegt. Verwendet man (1.62) und (5.2) und berücksichtigt, daß Wasserstoff keine Resonanzstruktur besitzt, so erhält man

$$\sigma_{tr,g}^H = \sigma_{t,g}^{H,\infty} - \sum_{h \leq g} \sigma_{e,h \rightarrow g}^{H,\infty} \cdot \mu_{h \rightarrow g}^H \cdot \frac{\text{div} j_{in}}{\text{div} j_g} \quad (5.8)$$

$$\bar{F}_h = \int_{(h)} F(E) dE, \quad \bar{F}_g = \int_{(g)} F(E) dE$$

6. Beschreibung der Gruppensätze und Tabellen.

6.1 Der KFK-SNEAK-Gruppensatz.

Spezifizierung: GROUCO 2; α26-GR.SNEAK 001α .

Dieser Gruppensatz ist für dampfgekühlte Reaktoren erstellt worden. Eine Anpassung an Messungen an einem bestimmten Reaktortyp ist nicht erfolgt. Eine Beschränkung der Anwendung auf dampfgekühlte Anordnungen ist nur insofern gegeben, als das Stoßdichte-Wichtungsspektrum dem einer typischen schnellen Anordnung entspricht.

Das Stoßdichtespektrum wurde durch Glätten eines für SNEAK-3A-2 (Dampfdichte $0,07 \text{ g/cm}^3$) mit ABN-^[1] bzw. KFK-^[4] Satz berechneten 26-Gruppenspektrums ermittelt (Abb. I). Für eine genauere Berechnung der elastischen Streumatrix ist mit der in Kapitel 3.5 beschriebenen Berechnungsmethode eine iterative Verbesserung möglich. Man verwendet die erste Lösung für die Stoßdichte als Wichtungsfunktion zur Berechnung einer korrigierten Streumatrix und erhält damit einen verbesserten Multigruppenfluß. Die für die Anwendung der in Kapitel 3.5 beschriebenen Methode notwendigen mikroskopischen Daten sind nicht tabelliert.

Neu berechnet wurden die Gruppenkonstanten für die Isotope H, C, O, Na, Al, Cr, Fe, Ni, U235, U238, Pu239. Alle übrigen Isotope sind vom 26-Gr. ABN-Satz unverändert übernommen. Dies bedingt eine Inkonsistenz in der Wichtung, da die vom 26-Gr. ABN-Satz übernommenen Gruppenkonstanten $1/E$ -gewichtet sind. Insbesondere ist diese Inkonsistenz in der thermischen Gruppe zu beachten. Für die oben erwähnten Isotope wurde auch in der thermischen Gruppe das in Abb. I dargestellte Wichtungsspektrum verwendet.

Den Berechnungen liegen Kerndaten des Karlsruher Kerndatenbandes KEDAK zugrunde. Die Quellenangaben können, falls nicht ausdrücklich anders erwähnt, den Arbeiten [5] und [6] entnommen werden. Der Stand von KEDAK entsprach zum Zeitpunkt der Erstellung von KFK-SNEAK den in [6] angeführten Tabellen.

6.2 Der KFK-H20-PMB-Gruppensatz.

Spezifizierung: GROUCO 4, α26-GR.H20PMB001a

Mit Ausnahme von σ_f^∞ , σ_γ^∞ für U235 in den Gruppen 7-10 (das entspricht dem Energiebereich 21,5 keV - 400 keV) und von σ_γ^∞ für U238 in den Gruppen 6-11 (das entspricht dem Energiebereich 10 keV - 800 keV) ist der KFK-H20-PMB-Satz identisch mit dem KFK-SNEAK-Satz. Zur Berechnung der Gruppenquerschnitte σ_f^∞ , σ_γ^∞ für U235 und σ_γ^∞ für U238 in den oben genannten Energiebereichen wurden die in |11|, |12|, angegebenen Daten verwendet. Das Wichtungsspektrum entspricht dem des KFK-SNEAK-Satzes.

6.3 Der KFK-NAP-PMB-Gruppensatz.

Spezifizierung: GROUCO 5; $\alpha 26$ -GR.NAPPEMBO01a

Dieser Gruppensatz ist für Na-gekühlte Reaktoren vorgesehen. Er entspricht mit Ausnahme der elastischen Streumatrix dem KFK-H₂O-PMB-Gruppensatz. Da mit Ausnahme der Streumatrix alle übrigen Gruppenkonstanten in den für Natrium-Reaktoren wichtigen Energiegruppen nur sehr schwach vom Stoßdichtespektrum abhängen, wurden diese vom KFK-H₂O-PMB-Satz übernommen. Die elastische Streumatrix wurde mit einem für einen Na-gekühlten schnellen Reaktor typischen Stoßdichtespektrum neu berechnet. Es wird eine Streumatrix für ein Core-spektrum (Abb. II) und ein Blanketspektrum (Abb. III) angegeben.

6.4 Zusammenstellung der in den Gruppensätzen KFK-SNEAK, KFK-H2O-PMB, KFK-NAP-PMB enthaltenen Gruppenkonstanten.

a) KFK-SNEAK: GROUCO 2; $\alpha_{26-GR.SNEAK}$ 001 α

Dieser Gruppensatz enthält die in den Kapiteln 6.5 bis 6.16 aufgeführten Isotope. Alle übrigen Isotope sind vom 26-Gr. ABM-Satz übernommen.

b) KFK-H2O-PMB: GROUCO 4; $\alpha_{26-GR.H2OPMB}$ 001 α

Mit Ausnahme der in 6.17 aufgeführten Daten entspricht dieser Gruppensatz dem KFK-SNEAK-Satz. Die in Kapitel 6.17 angegebenen Gruppenquerschnitte treten an die Stelle der entsprechenden Querschnitte in Kapitel 6.14 und Kapitel 6.15.

c) KFK-NAP-PMB: GROUCO 5; $\alpha_{26-GR.NAPPMB}$ 001 α

Dieser Gruppensatz ist bis auf die elastische Streumatrix bzw. die bremselastischen Querschnitte identisch mit dem KFK-H2O-PMB-Satz. Die bremselastischen Querschnitte sind in Kapitel 6.18 aufgeführt.

6.5 Der $1/v$ -Mittelwert, das Neutronenspaltpektrum.

Der $1/v$ -Mittelwert wurde nach (1.71), das Neutronenspaltpektrum nach (1.66) berechnet.

Gruppe	obere Gruppengrenze [eV]	χ	$1/v$ [$\frac{\text{sec}}{\text{cm}}$]
1	$10,5 \cdot 10^6$	0,018	$2,675 \cdot 10^{-10}$
2	$6,5 \cdot 10^6$	0,095	$3,286 \cdot 10^{-10}$
3	$4,0 \cdot 10^6$	0,188	$4,161 \cdot 10^{-10}$
4	$2,5 \cdot 10^6$	0,269	$5,347 \cdot 10^{-10}$
5	$1,4 \cdot 10^6$	0,198	$7,232 \cdot 10^{-10}$
6	$8,0 \cdot 10^5$	0,137	$9,767 \cdot 10^{-10}$
7	$4,0 \cdot 10^5$	0,059	$1,379 \cdot 10^{-9}$
8	$2,0 \cdot 10^5$	0,023	$1,930 \cdot 10^{-9}$
9	$1,0 \cdot 10^5$	0,009	$2,786 \cdot 10^{-9}$
10	$4,65 \cdot 10^4$	0,003	$4,073 \cdot 10^{-9}$
11	$2,15 \cdot 10^4$	0,001	$5,960 \cdot 10^{-9}$
12	$1,0 \cdot 10^4$		$8,817 \cdot 10^{-9}$
13	$4,65 \cdot 10^3$		$1,278 \cdot 10^{-8}$
14	$2,15 \cdot 10^3$		$1,898 \cdot 10^{-8}$
15	$1,0 \cdot 10^3$		$2,765 \cdot 10^{-8}$
16	$4,65 \cdot 10^2$		$4,044 \cdot 10^{-8}$
17	$2,15 \cdot 10^2$		$5,929 \cdot 10^{-8}$
18	$1,0 \cdot 10^2$		$8,848 \cdot 10^{-8}$
19	46,5		$1,267 \cdot 10^{-7}$
20	21,5		$1,918 \cdot 10^{-7}$
21	10,0		$2,734 \cdot 10^{-7}$
22	4,65		$4,069 \cdot 10^{-7}$
23	2,15		$5,961 \cdot 10^{-7}$
24	1,0		$8,530 \cdot 10^{-7}$
25	0,465		$1,264 \cdot 10^{-6}$
26	0,215		$2,079 \cdot 10^{-6}$

6.6 Wasserstoff H.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
σ_{γ}^{∞}	11-23 24-26	(2.84) siehe [9], [10]
σ_e^{∞}	1-23 24-26	(2.84) siehe [9], [10]
σ_t^{∞}	1-10 11-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_e^{\infty}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_e^{\infty} + \sigma_{\gamma}^{\infty}$
μ_e	1-23 24-26	(1.70) siehe [9], [10]
$\sigma_{e,h \rightarrow h+i}^{\infty}$	1-23 24-25	(3.29) siehe [9], [10]
$\sigma_{be,h}^{\infty}$	1-25	(3.33)
$\mu_{e,h \rightarrow h+i}$	1-23 24-25	vom ABN-Satz übernommen siehe [9], [10]

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen. In den Gruppen 24 bis 26 wurde die Bindung des Wasserstoffs in H_2O berücksichtigt.

Dokumentation [6], [9], [10]

Wichtungsspektrum Abb. I.

H							
h	E_h	σ_t	σ_Y	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	1.23E 00	0.	0.	1.23E 00	6.67E-01	1.11E 00
2	6.50E 00	1.70E 00	0.	0.	1.70E 00	6.67E-01	1.48E 00
3	4.00E 00	2.30E 00	0.	0.	2.30E 00	6.67E-01	2.00E 00
4	2.50E 00	3.08E 00	0.	0.	3.08E 00	6.67E-01	2.48E 00
5	1.40E 00	4.28E 00	0.	0.	4.28E 00	6.67E-01	3.61E 00
6	8.00E-01	5.90E 00	0.	0.	5.90E 00	6.67E-01	4.61E 00
7	4.00E-01	8.33E 00	0.	0.	8.33E 00	6.67E-01	6.41E 00
8	2.00E-01	1.12E 01	0.	0.	1.12E 01	6.67E-01	8.37E 00
9	1.00E-01	1.43E 01	0.	0.	1.43E 01	6.67E-01	1.04E 01
10	4.65E-02	1.69E 01	0.	0.	1.69E 01	6.67E-01	1.19E 01
11	2.15E-02	1.85E 01	2.15E-04	0.	1.85E 01	6.67E-01	1.31E 01
12	1.00E-02	1.92E 01	1.00E-03	0.	1.92E 01	6.67E-01	1.36E 01
13	4.65E-03	1.95E 01	1.08E-03	0.	1.95E 01	6.67E-01	1.37E 01
14	2.15E-03	1.97E 01	1.76E-03	0.	1.97E 01	6.67E-01	1.54E 01
15	1.00E-03	1.99E 01	2.01E-03	0.	1.99E 01	6.67E-01	1.38E 01
16	4.65E-04	2.00E 01	2.92E-03	0.	2.00E 01	6.67E-01	1.40E 01
17	2.15E-04	2.02E 01	4.45E-03	0.	2.02E 01	6.67E-01	1.50E 01
18	1.00E-04	2.03E 01	5.99E-03	0.	2.03E 01	6.67E-01	1.38E 01
19	4.65E-05	2.05E 01	9.67E-03	0.	2.05E 01	6.67E-01	1.39E 01
20	2.15E-05	2.06E 01	1.50E-02	0.	2.06E 01	6.67E-01	1.50E 01
21	1.00E-05	2.07E 01	2.04E-02	0.	2.07E 01	6.67E-01	1.43E 01
22	4.65E-06	2.09E 01	3.06E-02	0.	2.08E 01	6.67E-01	1.48E 01
23	2.15E-06	2.10E 01	4.60E-02	0.	2.10E 01	6.67E-01	1.56E 01
24	1.00E-06	2.21E 01	6.40E-02	0.	2.20E 01	5.00E-01	1.36E 01
25	4.65E-07	2.51E 01	9.30E-02	0.	2.50E 01	4.40E-01	1.26E 01
26	2.15E-07	4.23E 01	2.94E-01	0.	4.20E 01	2.60E-01	0.

6.7 Kohlenstoff C.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1-2	(2.84)
σ_t^{∞}	1-2 3-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}^{\infty}$	1-8 9-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.8), (3.9)
f_n	1-4 5-26	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84) $f_n = 1$
f_{γ}, f_t	1-3 4-26	vom ABN-Satz übernommen $f_{\gamma} = 1, f_t = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1-2	(4.1)

(n, α)-Reaktionen sind in σ_{γ} enthalten. Die Kerndaten sind dem
Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation |6|.

Wichtungsspektrum Abb. I.

C							
h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	1.14E 00	2.57E-02	2.94E-01	8.24E-01	4.22E-01	5.98E-01
2	6.50E 00	1.47E 00	3.69E-05	6.48E-02	1.41E 00	2.00E-01	5.98E-01
3	4.00E 00	1.99E 00	0.	0.	1.99E 00	1.81E-02	1.01E 00
4	2.50E 00	1.90E 00	0.	0.	1.90E 00	8.21E-02	5.84E-01
5	1.40E 00	2.64E 00	0.	0.	2.64E 00	1.28E-01	9.94E-01
6	8.00E-01	3.29E 00	0.	0.	3.29E 00	1.13E-01	8.75E-01
7	4.00E-01	3.87E 00	0.	0.	3.87E 00	8.64E-02	9.74E-01
8	2.00E-01	4.25E 00	0.	0.	4.25E 00	6.61E-02	9.40E-01
9	1.00E-01	4.48E 00	0.	0.	4.48E 00	5.68E-02	8.82E-01
10	4.65E-02	4.60E 00	0.	0.	4.60E 00	5.56E-02	8.25E-01
11	2.15E-02	4.66E 00	5.15E-06	0.	4.66E 00	5.56E-02	8.25E-01
12	1.00E-02	4.69E 00	1.00E-05	0.	4.69E 00	5.56E-02	8.71E-01
13	4.65E-03	4.70E 00	1.00E-05	0.	4.70E 00	5.56E-02	7.99E-01
14	2.15E-03	4.71E 00	1.52E-05	0.	4.71E 00	5.56E-02	8.32E-01
15	1.00E-03	4.71E 00	2.18E-05	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.97E-01
16	4.65E-04	4.71E 00	3.17E-05	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.87E-01
17	2.15E-04	4.71E 00	4.88E-05	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.39E-01
18	1.00E-04	4.71E 00	7.08E-05	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.26E-01
19	4.65E-05	4.71E 00	1.03E-04	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.05E-01
20	2.15E-05	4.71E 00	1.51E-04	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.14E-01
21	1.00E-05	4.71E 00	2.25E-04	0.	4.71E 00	5.56E-02	8.12E-01
22	4.65E-06	4.71E 00	3.33E-04	0.	4.71E 00	5.56E-02	8.03E-01
23	2.15E-06	4.71E 00	4.84E-04	0.	4.71E 00	5.56E-02	7.47E-01
24	1.00E-06	4.71E 00	6.99E-04	0.	4.71E 00	5.56E-02	6.33E-01
25	4.65E-07	4.71E 00	1.03E-03	0.	4.71E 00	5.56E-02	6.12E-01
26	2.15E-07	4.71E 00	1.98E-03	0.	4.71E 00	5.56E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]								C
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	
1	0.00	0.00	0.06	0.17	0.04	0.02	0.01	
2	0.00	0.00	0.00	0.04	0.02	0.01		

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	0.88	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
1	0.81	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.85	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

6.8 Sauerstoff O.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1	(2.84)
σ_t^{∞}	1 2-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}$	1-8 9-23 24-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.14), (3.9), (3.13) (3.8), (3.9)
f_n	1-6 7-26	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84) $f_n = 1$
f_{γ}, f_t	1-6 7-26	vom ABN-Satz übernommen $f_{\gamma} = 1, f_t = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1	(4.1)

(n, α)-Reaktionen sind in σ_{γ} enthalten. Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektren Abb. I.

0							
h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	1.09E 00	8.44E-02	1.64E-01	8.42E-01	1.79E-01	5.97E-01
2	6.50E 00	1.41E 00	5.65E-02	0.	1.36E 00	2.42E-01	4.43E-01
3	4.00E 00	1.87E 00	1.98E-03	0.	1.87E 00	2.71E-01	3.70E-01
4	2.50E 00	1.79E 00	0.	0.	1.79E 00	1.39E-01	5.16E-01
5	1.40E 00	4.16E 00	0.	0.	4.16E 00	7.38E-02	1.35E 00
6	8.00E-01	5.79E 00	0.	0.	5.79E 00	2.40E-01	1.50E 00
7	4.00E-01	3.90E 00	0.	0.	3.90E 00	-1.48E-01	7.82E-01
8	2.00E-01	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	1.18E-02	6.10E-01
9	1.00E-01	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	5.61E-01
10	4.65E-02	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	5.02E-01
11	2.15E-02	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	5.10E-01
12	1.00E-02	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	5.23E-01
13	4.65E-03	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.70E-01
14	2.15E-03	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.91E-01
15	1.00E-03	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.64E-01
16	4.65E-04	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.65E-01
17	2.15E-04	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.20E-01
18	1.00E-04	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.11E-01
19	4.65E-05	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	3.97E-01
20	2.15E-05	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.03E-01
21	1.00E-05	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	6.18E-01
22	4.65E-06	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.67E-01
23	2.15E-06	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	4.23E-01
24	1.00E-06	3.70E 00	0.	0.	3.70E 00	4.17E-02	3.63E-01
25	4.65E-07	3.73E 00	0.	0.	3.73E 00	4.17E-02	3.57E-01
26	2.15E-07	3.88E 00	0.	0.	3.88E 00	4.17E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]								0
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	
1	0.00	0.00	0.02	0.05	0.05	0.03	0.01	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_γ
1	0.85	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.80	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.90	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.82	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.82	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.91	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.71	0.86	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
1	0.84	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.78	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.70	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.30	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.86	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.70	0.83	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	

6.9 Natrium Na.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1-6	(2.84)
σ_t^{∞}	1-6 7-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}^{\infty}$	1-7 8-26	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.8), (3.9)
f_n	1-14 15-26	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84) $f_n = 1$
f_{γ}, f_t	6-14 1-5 15-26	vom ABN-Satz übernommen } $f_{\gamma} = 1, f_t = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1-6	(4.1)

(n,p)- und (n, α)-Reaktionen sind in σ_{γ} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6].

Wichtungsspektrum Abb. I.

NA

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	1.61E 00	4.98E-02	9.12E-01	6.50E-01	6.19E-01	1.38E-01
2	6.50E 00	2.01E 00	5.90E-03	8.57E-01	1.14E 00	5.74E-01	1.89E-01
3	4.00E 00	2.38E 00	1.15E-04	6.93E-01	1.68E 00	4.89E-01	2.43E-01
4	2.50E 00	2.95E 00	1.32E-04	5.83E-01	2.37E 00	3.26E-01	3.40E-01
5	1.40E 00	4.12E 00	2.00E-04	4.71E-01	3.65E 00	2.78E-01	5.97E-01
6	8.00E-01	4.41E 00	3.51E-04	1.42E-01	4.27E 00	1.02E-01	4.92E-01
7	4.00E-01	4.01E 00	6.14E-04	0.	4.01E 00	5.69E-02	6.27E-01
8	2.00E-01	3.42E 00	7.09E-04	0.	3.42E 00	2.90E-02	3.65E-01
9	1.00E-01	4.53E 00	6.97E-04	0.	4.53E 00	2.77E-02	6.55E-01
10	4.65E-02	3.99E 00	1.22E-03	0.	3.99E 00	1.71E-02	3.87E-01
11	2.15E-02	4.65E 00	7.84E-04	0.	4.64E 00	2.44E-02	5.07E-01
12	1.00E-02	8.11E 00	2.28E-03	0.	8.11E 00	2.90E-02	1.07E 00
13	4.65E-03	1.38E 02	8.00E-02	0.	1.38E 02	2.90E-02	6.01E 00
14	2.15E-03	8.84E 00	1.22E-02	0.	8.83E 00	2.90E-02	3.75E-01
15	1.00E-03	3.43E 00	5.79E-03	0.	3.42E 00	2.90E-02	2.77E-01
16	4.65E-04	3.11E 00	6.10E-03	0.	3.10E 00	2.90E-02	2.68E-01
17	2.15E-04	3.11E 00	7.83E-03	0.	3.10E 00	2.90E-02	2.48E-01
18	1.00E-04	3.11E 00	1.07E-02	0.	3.10E 00	2.90E-02	2.43E-01
19	4.65E-05	3.12E 00	1.53E-02	0.	3.11E 00	2.90E-02	2.37E-01
20	2.15E-05	3.15E 00	2.22E-02	0.	3.12E 00	2.90E-02	2.41E-01
21	1.00E-05	3.17E 00	3.24E-02	0.	3.14E 00	2.90E-02	3.02E-01
22	4.65E-06	3.21E 00	4.78E-02	0.	3.16E 00	2.90E-02	2.78E-01
23	2.15E-06	3.26E 00	6.94E-02	0.	3.19E 00	2.90E-02	2.58E-01
24	1.00E-06	3.31E 00	1.01E-01	0.	3.21E 00	2.90E-02	2.14E-01
25	4.65E-07	3.39E 00	1.47E-01	0.	3.24E 00	2.90E-02	2.10E-01
26	2.15E-07	3.56E 00	2.85E-01	0.	3.28E 00	2.90E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]										NA
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7		
1	0.01	0.07	0.17	0.28	0.21	0.11	0.04	0.01		
2	0.12	0.17	0.22	0.17	0.12	0.04	0.01			
3	0.23	0.21	0.10	0.10	0.04	0.01				
4	0.30	0.27	0.00	0.01	0.00					
5	0.11	0.33	0.03	0.00						
6	0.00	0.10	0.03	0.01						

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_γ
7	0.75	0.88	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.70	0.85	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.64	0.79	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.35	0.52	0.84	0.98	1.00	1.00	1.00	
13	0.26	0.31	0.56	0.87	0.98	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.86	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.92	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.95	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.23	0.28	0.49	0.84	0.98	1.00	1.00	
14	0.74	0.85	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
6	0.77	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.81	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.86	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.67	0.76	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
12	0.80	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.33	0.38	0.51	0.88	0.99	1.00	1.00	
14	0.79	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	

6.10 Aluminium Al.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1-5	(2.84)
σ_t^{∞}	1-5 6-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}^{\infty}$	1-9 10-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.8), (3.9)
f_n	1-12 13-26	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84) $f_n = 1$
f_{γ}, f_t	4-12 1-3 13-26	vom ABN-Satz übernommen } $f_t = 1, f_{\gamma} = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1-5	(4.1)

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation |7|, |8|

Wichtungsspektrum Abb. I.

AL

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	1.94E 00	9.46E-02	8.58E-01	9.89E-01	6.32E-01	1.95E-01
2	6.50E 00	2.23E 00	2.29E-02	8.33E-01	1.37E 00	5.63E-01	1.91E-01
3	4.00E 00	2.71E 00	3.47E-03	5.33E-01	2.18E 00	4.09E-01	3.65E-01
4	2.50E 00	2.94E 00	3.83E-04	2.89E-01	2.65E 00	3.73E-01	2.65E-01
5	1.40E 00	3.48E 00	4.46E-04	9.83E-02	3.39E 00	3.13E-01	4.96E-01
6	8.00E-01	4.01E 00	8.51E-04	0.	4.01E 00	2.24E-01	4.84E-01
7	4.00E-01	4.09E 00	1.53E-03	0.	4.09E 00	1.09E-01	5.76E-01
8	2.00E-01	5.57E 00	3.60E-03	0.	5.56E 00	6.84E-02	3.24E-01
9	1.00E-01	5.50E 00	2.85E-03	0.	5.50E 00	4.22E-02	2.69E-01
10	4.65E-02	6.86E 00	8.90E-03	0.	6.85E 00	3.17E-02	5.06E-02
11	2.15E-02	9.92E-01	2.84E-03	0.	9.89E-01	2.64E-02	9.62E-02
12	1.00E-02	1.52E 00	6.17E-03	0.	1.52E 00	2.47E-02	1.18E-01
13	4.65E-03	1.41E 00	9.67E-03	0.	1.40E 00	2.47E-02	1.04E-01
14	2.15E-03	1.40E 00	1.30E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	1.08E-01
15	1.00E-03	1.40E 00	1.40E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	1.03E-01
16	4.65E-04	1.40E 00	1.40E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	1.02E-01
17	2.15E-04	1.40E 00	1.40E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	9.39E-02
18	1.00E-04	1.40E 00	1.40E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	9.21E-02
19	4.65E-05	1.40E 00	1.40E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	8.91E-02
20	2.15E-05	1.40E 00	1.40E-02	0.	1.39E 00	2.47E-02	9.04E-02
21	1.00E-05	1.42E 00	2.09E-02	0.	1.40E 00	2.47E-02	1.17E-01
22	4.65E-06	1.46E 00	3.07E-02	0.	1.43E 00	2.47E-02	1.07E-01
23	2.15E-06	1.48E 00	3.50E-02	0.	1.44E 00	2.47E-02	9.87E-02
24	1.00E-06	1.50E 00	5.84E-02	0.	1.44E 00	2.47E-02	8.09E-02
25	4.65E-07	1.54E 00	9.33E-02	0.	1.44E 00	2.47E-02	7.88E-02
26	2.15E-07	1.57E 00	1.33E-01	0.	1.44E 00	2.47E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]										AL
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7		
1	0.01	0.06	0.16	0.27	0.19	0.11	0.04	0.01		
2	0.06	0.29	0.24	0.12	0.08	0.03	0.01			
3	0.05	0.25	0.11	0.08	0.03	0.01				
4	0.02	0.16	0.11	0.00	0.00					
5	0.00	0.02	0.05	0.02	0.01					

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_γ
8	0.80	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.40	0.70	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.23	0.56	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	
12	0.09	0.25	0.60	0.92	0.99	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.84	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.62	0.85	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.44	0.70	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.18	0.57	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00	
11	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
4	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.85	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.65	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.68	0.84	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.51	0.81	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.37	0.63	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.10	0.40	0.79	0.97	1.00	1.00	1.00	
12	0.53	0.57	0.90	0.99	1.00	1.00	1.00	

6.11 Chrom, Cr.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1-5	(2.84)
σ_t^{∞}	1-5 6-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}^{\infty}$	1-10 11-13 14-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.8), (3.9) (3.14), (3.9), (3.13)
f_n	1-13 14-26	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84) $f_n = 1$
f_t, f_{γ}	8-14 1-7 15-26	vom ABN-Satz übernommen } $f_t = 1, f_{\gamma} = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1-5	(4.1)

(n,p)-Reaktionen sind in σ_{γ} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektrum Abb. I.

CR							
h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	3.39E 00	2.75E-02	1.19E 00	2.18E 00	8.36E-01	9.59E-02
2	6.50E 00	3.70E 00	3.01E-03	1.30E 00	2.39E 00	7.75E-01	8.34E-02
3	4.00E 00	3.65E 00	1.31E-03	1.01E 00	2.64E 00	5.49E-01	1.75E-01
4	2.50E 00	3.32E 00	2.19E-03	6.27E-01	2.69E 00	3.27E-01	1.39E-01
5	1.40E 00	2.99E 00	3.74E-03	7.16E-02	2.92E 00	1.72E-01	2.54E-01
6	8.00E-01	3.07E 00	4.00E-03	0.	3.06E 00	1.59E-01	2.14E-01
7	4.00E-01	2.81E 00	4.37E-03	0.	2.80E 00	1.28E-01	1.57E-01
8	2.00E-01	6.30E 00	5.08E-03	0.	6.30E 00	6.26E-02	4.75E-01
9	1.00E-01	6.49E 00	4.50E-03	0.	6.48E 00	4.07E-02	4.52E-01
10	4.65E-02	3.16E 00	7.23E-03	0.	3.15E 00	2.47E-02	1.10E-01
11	2.15E-02	4.37E 00	1.14E-02	0.	4.36E 00	1.56E-02	4.01E-01
12	1.00E-02	1.70E 01	3.77E-02	0.	1.70E 01	1.28E-02	7.85E-01
13	4.65E-03	1.19E 01	3.73E-02	0.	1.19E 01	1.28E-02	1.88E-01
14	2.15E-03	4.38E 00	6.01E-02	0.	4.32E 00	1.28E-02	1.74E-01
15	1.00E-03	4.30E 00	2.21E-02	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.64E-01
16	4.65E-04	4.31E 00	2.86E-02	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.65E-01
17	2.15E-04	4.33E 00	4.15E-02	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.49E-01
18	1.00E-04	4.34E 00	5.90E-02	0.	4.29E 00	1.28E-02	1.46E-01
19	4.65E-05	4.37E 00	8.83E-02	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.41E-01
20	2.15E-05	4.41E 00	1.30E-01	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.43E-01
21	1.00E-05	4.47E 00	1.87E-01	0.	4.29E 00	1.28E-02	2.19E-01
22	4.65E-06	4.56E 00	2.77E-01	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.65E-01
23	2.15E-06	4.69E 00	4.04E-01	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.50E-01
24	1.00E-06	4.86E 00	5.82E-01	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.19E-01
25	4.65E-07	5.13E 00	8.53E-01	0.	4.28E 00	1.28E-02	1.17E-01
26	2.15E-07	5.93E 00	1.65E 00	0.	4.28E 00	1.28E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]										CR
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	0.01	0.07	0.20	0.53	0.27	0.17	0.06	0.03	0.01	
2	0.07	0.42	0.30	0.25	0.17	0.06	0.02	0.01		
3	0.02	0.27	0.62	0.06	0.03	0.01				
4	0.01	0.21	0.26	0.11	0.03	0.01				
5	0.02	0.04	0.02	0.00						

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_γ
8	0.59	0.80	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.56	0.78	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	0.48	0.71	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	0.39	0.62	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.61	0.82	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.54	0.76	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	
14	0.23	0.40	0.75	0.96	1.00	1.00	1.00	
15	0.17	0.30	0.81	0.93	0.99	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.82	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.83	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.68	0.89	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.33	0.68	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.72	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	0.86	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.92	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.75	0.86	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
8	0.69	0.87	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.35	0.56	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.88	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	0.81	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.79	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.50	0.73	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	

6.12 Eisen Fe.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1-5	(2.84)
σ_t^{∞}	1-5	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1} = \sigma_{be,h}$	1-8	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28)
	9-14	(3.8), (3.9)
	15-25	(3.14), (3.9), (3.13)
f_n	1-14	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84)
	15-26	$f_n = 1$
f_{γ}, f_t	2-14	vom ABN-Satz übernommen
	1 15-26	} $f_{\gamma} = 1, f_t = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1-5	(4.1)

(n,p)- und (n, α)-Reaktionen sind in σ_{γ} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektrum Abb. I.

FE							
h	E_h	σ_t	σ_Y	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	3.45E 00	7.61E-02	1.30E 00	2.07E 00	8.30E-01	9.06E-02
2	6.50E 00	3.62E 00	2.76E-02	1.36E 00	2.24E 00	7.26E-01	9.33E-02
3	4.00E 00	3.39E 00	7.56E-03	1.01E 00	2.37E 00	5.03E-01	1.51E-01
4	2.50E 00	2.97E 00	2.43E-03	7.03E-01	2.26E 00	3.00E-01	1.30E-01
5	1.40E 00	2.50E 00	3.41E-03	3.18E-01	2.18E 00	2.43E-01	1.72E-01
6	8.00E-01	3.07E 00	5.08E-03	0.	3.07E 00	1.86E-01	2.45E-01
7	4.00E-01	3.00E 00	5.75E-03	0.	2.99E 00	8.34E-02	1.64E-01
8	2.00E-01	3.83E 00	6.52E-03	0.	3.82E 00	3.80E-02	1.72E-01
9	1.00E-01	5.30E 00	2.17E-02	0.	5.27E 00	1.99E-02	1.77E-01
10	4.65E-02	1.28E 01	2.80E-02	0.	1.28E 01	1.30E-02	5.12E-02
11	2.15E-02	3.74E 00	1.85E-02	0.	3.73E 00	1.21E-02	2.68E-01
12	1.00E-02	1.32E 01	4.80E-02	0.	1.32E 01	1.19E-02	2.11E-01
13	4.65E-03	5.54E 00	1.14E-02	0.	5.53E 00	1.19E-02	2.27E-01
14	2.15E-03	7.84E 00	2.33E-01	0.	7.61E 00	1.19E-02	3.30E-01
15	1.00E-03	9.84E 00	1.54E-02	0.	9.83E 00	1.19E-02	3.77E-01
16	4.65E-04	1.09E 01	2.24E-02	0.	1.09E 01	1.19E-02	4.02E-01
17	2.15E-04	1.14E 01	3.27E-02	0.	1.13E 01	1.19E-02	3.68E-01
18	1.00E-04	1.15E 01	4.79E-02	0.	1.14E 01	1.19E-02	3.61E-01
19	4.65E-05	1.15E 01	7.03E-02	0.	1.14E 01	1.19E-02	3.48E-01
20	2.15E-05	1.15E 01	1.04E-01	0.	1.14E 01	1.19E-02	3.53E-01
21	1.00E-05	1.16E 01	1.54E-01	0.	1.14E 01	1.19E-02	5.42E-01
22	4.65E-06	1.16E 01	2.27E-01	0.	1.14E 01	1.19E-02	4.09E-01
23	2.15E-06	1.17E 01	3.30E-01	0.	1.14E 01	1.19E-02	3.71E-01
24	1.00E-06	1.19E 01	4.75E-01	0.	1.14E 01	1.19E-02	2.96E-01
25	4.65E-07	1.21E 01	6.96E-01	0.	1.14E 01	1.19E-02	2.90E-01
26	2.15E-07	1.27E 01	1.35E 00	0.	1.14E 01	1.19E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]										FE
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	0.01	0.08	0.18	0.38	0.32	0.21	0.08	0.04	0.01	
2	0.12	0.22	0.31	0.33	0.23	0.10	0.03	0.01		
3	0.16	0.54	0.13	0.12	0.04	0.03				
4	0.12	0.36	0.20	0.02	0.01					
5	0.01	0.13	0.13	0.04	0.01					
6	0.00	0.00	0.00							

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_γ
2	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.79	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.63	0.82	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.62	0.82	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.50	0.79	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.53	0.70	0.90	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.39	0.52	0.66	0.94	0.99	1.00	1.00	
11	0.75	0.88	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.60	0.76	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
13	0.77	0.88	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
14	0.37	0.49	0.78	0.97	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.82	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.83	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.59	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.65	0.83	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	0.23	0.54	0.83	0.97	1.00	1.00	1.00	
11	0.83	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	0.80	0.89	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
14	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
2	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.74	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.61	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.45	0.82	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.55	0.92	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.39	0.85	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.34	0.77	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.03	0.25	0.53	0.88	0.99	1.00	1.00	
12	0.86	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

6.13 Nickel Ni.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_{in}	1-4	(2.84)
σ_t^{∞}	1-4 5-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_{in}^{\infty}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1} = \sigma_{be,h}$	1-8 9-13 14-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.8), (3.9) (3.14), (3.9), (3.13)
f_n	1-13 14-26	aus Meßdaten nach (2.7), (2.4), (2.5), (2.84) $f_n = 1$
f_{γ}, f_t	2-13 1 14-26	vom ABN-Satz übernommen } $f_{\gamma} = 1, f_t = 1$
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1-4	(4.1)

(n,p)-Reaktionen sind in σ_{γ} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektrum Abb. I.

NI

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	3.53E 00	4.68E-01	9.37E-01	2.13E 00	8.18E-01	8.67E-02
2	6.50E 00	3.52E 00	3.46E-01	1.14E 00	2.03E 00	7.36E-01	8.01E-02
3	4.00E 00	3.14E 00	1.53E-01	9.97E-01	1.99E 00	4.33E-01	1.13E-01
4	2.50E 00	3.08E 00	3.27E-02	4.22E-01	2.62E 00	3.37E-01	1.66E-01
5	1.40E 00	3.10E 00	8.07E-03	0.	3.09E 00	1.30E-01	2.05E-01
6	8.00E-01	3.46E 00	7.94E-03	0.	3.45E 00	1.29E-01	1.64E-01
7	4.00E-01	5.23E 00	8.35E-03	0.	5.23E 00	7.09E-02	3.79E-01
8	2.00E-01	6.11E 00	9.52E-03	0.	6.10E 00	5.79E-02	2.00E-01
9	1.00E-01	8.39E 00	1.04E-02	0.	8.38E 00	2.12E-02	1.88E-01
10	4.65E-02	1.09E 01	1.12E-02	0.	1.09E 01	1.14E-02	5.93E-01
11	2.15E-02	4.24E 01	1.30E-01	0.	4.22E 01	1.14E-02	4.33E-01
12	1.00E-02	1.43E 01	1.75E-02	0.	1.43E 01	1.14E-02	1.10E 00
13	4.65E-03	2.07E 01	4.09E-02	0.	2.06E 01	1.14E-02	5.30E-01
14	2.15E-03	1.49E 01	2.26E-02	0.	1.49E 01	1.14E-02	5.31E-01
15	1.00E-03	1.55E 01	2.80E-02	0.	1.55E 01	1.14E-02	5.58E-01
16	4.65E-04	1.68E 01	4.08E-02	0.	1.68E 01	1.14E-02	5.76E-01
17	2.15E-04	1.71E 01	5.99E-02	0.	1.70E 01	1.14E-02	5.25E-01
18	1.00E-04	1.72E 01	8.72E-02	0.	1.71E 01	1.14E-02	5.17E-01
19	4.65E-05	1.73E 01	1.28E-01	0.	1.72E 01	1.14E-02	4.99E-01
20	2.15E-05	1.74E 01	1.89E-01	0.	1.72E 01	1.14E-02	5.07E-01
21	1.00E-05	1.75E 01	2.77E-01	0.	1.72E 01	1.14E-02	7.77E-01
22	4.65E-06	1.76E 01	4.11E-01	0.	1.72E 01	1.14E-02	5.87E-01
23	2.15E-06	1.78E 01	6.00E-01	0.	1.72E 01	1.14E-02	5.32E-01
24	1.00E-06	1.80E 01	8.63E-01	0.	1.72E 01	1.14E-02	4.24E-01
25	4.65E-07	1.84E 01	1.27E 00	0.	1.71E 01	1.14E-02	4.15E-01
26	2.15E-07	1.95E 01	2.45E 00	0.	1.71E 01	1.14E-02	0.

$\sigma_{in, h \rightarrow h+i}$ [barn]										NI
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	
1	0.01	0.04	0.13	0.27	0.24	0.16	0.06	0.02	0.01	
2	0.03	0.25	0.27	0.29	0.19	0.08	0.03	0.01		
3	0.03	0.36	0.31	0.17	0.09	0.03	0.01			
4	0.00	0.11	0.17	0.08	0.04	0.02				

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_γ
2	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.96	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.88	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.67	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.66	0.87	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.53	0.81	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.59	0.78	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	0.57	0.73	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	
11	0.32	0.62	0.84	0.98	1.00	1.00	1.00	
12	0.85	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.54	0.64	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_e
1	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
2	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.89	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
8	0.76	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
9	0.62	0.81	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.77	0.87	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	0.70	0.76	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00	
12	0.86	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	0.95	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	

$h \backslash \sigma_0$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_t
2	0.96	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
3	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
4	0.86	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
5	0.66	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
6	0.53	0.83	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
7	0.47	0.77	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
8	0.36	0.77	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
9	0.53	0.78	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
10	0.83	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	0.13	0.30	0.61	0.92	0.99	1.00	1.00	
13	0.87	0.89	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	

6.14 U 235.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
σ_{in}	1 2-10	vom ABN-Satz übernommen (2.84)
σ_{γ}^{∞}	1-18 19-25 26	(2.84) aus Resonanzparametern nach (2.6), (2.14), (2.15), (2.19), (2.20) (2.84)
$\sigma_f^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_t^{∞}	1-10 11-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_f^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma} + \sigma_e + f$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}^{\infty}$	1-12 13-17 18-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.14), (3.9), (3.13) (3.8), (3.9)
f_{γ}, f_f, f_e	1-8 26 9-17 18-25	} $f_{\gamma} = 1, f_f = 1, f_e = 1$ (2.28), (2.68), (2.61) (2.9), (2.12), (2.11)
f_t	1-10 24-26 11-23	} $f_t = 1$ vom ABN-Satz übernommen
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1 2-10	vom ABN-Satz übernommen (4.1)
v	1-26	(1.64)

σ_{2n} ist in der ersten Gruppe in σ_{in} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektrum Abb. I.

U 235

h	E_h	σ_t	σ_Y	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}	V	σ_f
1	1.05E 01	6.13E 00	9.98E-03	1.03E 00	3.44E 00	8.24E-01	3.60E-02	3.67E 00	1.65E 00
2	6.50E 00	7.35E 00	1.92E-02	2.06E 00	4.09E 00	7.73E-01	2.98E-02	3.16E 00	1.19E 00
3	4.00E 00	7.74E 00	3.25E-02	1.99E 00	4.43E 00	7.04E-01	4.42E-02	2.79E 00	1.28E 00
4	2.50E 00	7.00E 00	5.50E-02	1.63E 00	4.01E 00	5.30E-01	3.27E-02	2.64E 00	1.30E 00
5	1.40E 00	6.74E 00	1.03E-01	1.40E 00	4.02E 00	4.49E-01	5.08E-02	2.55E 00	1.22E 00
6	8.00E-01	7.60E 00	1.48E-01	1.12E 00	5.15E 00	3.60E-01	5.64E-02	2.49E 00	1.18E 00
7	4.00E-01	9.12E 00	2.27E-01	7.08E-01	6.87E 00	2.37E-01	8.22E-02	2.46E 00	1.32E 00
8	2.00E-01	1.11E 01	3.75E-01	4.51E-01	8.71E 00	1.39E-01	9.49E-02	2.45E 00	1.53E 00
9	1.00E-01	1.26E 01	5.69E-01	1.53E-01	1.01E 01	6.37E-02	1.06E-01	2.44E 00	1.80E 00
10	4.65E-02	1.40E 01	7.94E-01	1.87E-02	1.10E 01	6.51E-03	1.04E-01	2.43E 00	2.22E 00
11	2.15E-02	1.54E 01	1.02E 00	0.	1.16E 01	2.80E-03	1.09E-01	2.43E 00	2.78E 00
12	1.00E-02	1.69E 01	1.28E 00	0.	1.18E 01	2.80E-03	1.13E-01	2.43E 00	3.78E 00
13	4.65E-03	1.91E 01	2.18E 00	0.	1.17E 01	2.80E-03	1.02E-01	2.43E 00	5.16E 00
14	2.15E-03	2.26E 01	3.08E 00	0.	1.20E 01	2.80E-03	1.21E-01	2.43E 00	7.42E 00
15	1.00E-03	2.86E 01	4.37E 00	0.	1.31E 01	2.84E-03	1.11E-01	2.43E 00	1.11E 01
16	4.65E-04	3.77E 01	8.19E 00	0.	1.32E 01	2.84E-03	1.11E-01	2.43E 00	1.63E 01
17	2.15E-04	5.01E 01	1.67E 01	0.	1.33E 01	2.84E-03	1.01E-01	2.43E 00	2.02E 01
18	1.00E-04	6.49E 01	2.15E 01	0.	1.33E 01	2.84E-03	9.19E-02	2.43E 00	3.02E 01
19	4.65E-05	1.01E 02	4.84E 01	0.	1.37E 01	2.84E-03	8.50E-02	2.43E 00	3.88E 01
20	2.15E-05	1.22E 02	5.95E 01	0.	1.37E 01	2.84E-03	8.58E-02	2.43E 00	4.90E 01
21	1.00E-05	9.71E 01	3.42E 01	0.	1.20E 01	2.84E-03	1.28E-01	2.43E 00	5.10E 01
22	4.65E-06	3.68E 01	7.54E 00	0.	1.22E 01	2.84E-03	1.10E-01	2.43E 00	1.71E 01
23	2.15E-06	5.82E 01	1.26E 01	0.	1.37E 01	2.84E-03	1.07E-01	2.43E 00	3.20E 01
24	1.00E-06	8.47E 01	9.43E 00	0.	1.44E 01	2.84E-03	9.29E-02	2.43E 00	6.09E 01
25	4.65E-07	1.93E 02	2.83E 01	0.	1.54E 01	2.84E-03	9.40E-02	2.43E 00	1.49E 02
26	2.15E-07	3.09E 02	4.77E 01	0.	1.56E 01	2.84E-03	0.	2.43E 00	2.45E 02

U 235										f_t
h	σ_0	T [°K]	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	
11		300.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12		300.0	0.96	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
13		300.0	0.93	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
14		300.0	0.88	0.92	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.94	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
15		300.0	0.82	0.88	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.93	0.95	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.97	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
16		300.0	0.73	0.78	0.85	0.98	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.86	0.89	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.93	0.95	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
17		300.0	0.62	0.70	0.80	0.97	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.77	0.83	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.90	0.91	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
18		300.0	0.50	0.56	0.70	0.95	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.58	0.64	0.75	0.96	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.66	0.72	0.80	0.97	1.00	1.00	1.00	
19		300.0	0.39	0.42	0.57	0.90	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.42	0.45	0.59	0.91	0.99	1.00	1.00	
		2100.0	0.45	0.48	0.61	0.92	0.99	1.00	1.00	
20		300.0	0.32	0.36	0.46	0.84	0.98	1.00	1.00	
		900.0	0.33	0.37	0.47	0.85	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.34	0.38	0.48	0.85	0.98	1.00	1.00	
21		300.0	0.29	0.31	0.42	0.81	0.97	1.00	1.00	
		900.0	0.29	0.32	0.43	0.82	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.30	0.32	0.44	0.83	0.98	1.00	1.00	
22		300.0	0.64	0.68	0.82	0.97	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.64	0.68	0.82	0.97	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.64	0.68	0.82	0.97	1.00	1.00	1.00	
23		300.0	0.63	0.65	0.80	0.97	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.63	0.65	0.80	0.97	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.63	0.65	0.80	0.97	1.00	1.00	1.00	

U 235										f_{γ}
h	σ_0	T [°K]	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	
9	300.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	300.0	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	300.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	300.0	0.95	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	300.0	0.90	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.94	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.97	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
14	300.0	0.83	0.88	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.88	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.93	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
15	300.0	0.75	0.80	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.80	0.85	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.86	0.89	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
16	300.0	0.68	0.73	0.88	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.72	0.77	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.77	0.82	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
17	300.0	0.62	0.66	0.81	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.65	0.70	0.86	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.69	0.73	0.89	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
18	300.0	0.42	0.49	0.71	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.52	0.59	0.79	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.60	0.67	0.84	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	
19	300.0	0.35	0.40	0.62	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.41	0.47	0.68	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.49	0.55	0.75	0.95	1.00	1.00	1.00	1.00	
20	300.0	0.30	0.33	0.48	0.78	0.96	0.99	1.00	1.00	
	900.0	0.35	0.38	0.54	0.84	0.97	0.99	1.00	1.00	
	2100.0	0.41	0.45	0.61	0.87	0.98	0.99	0.99	0.99	
21	300.0	0.29	0.33	0.51	0.82	0.97	0.99	1.00	1.00	
	900.0	0.32	0.37	0.55	0.85	0.97	0.99	0.99	0.99	
	2100.0	0.38	0.42	0.61	0.88	0.98	0.99	0.99	0.99	
22	300.0	0.53	0.59	0.78	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.55	0.61	0.81	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.60	0.67	0.86	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
23	300.0	0.64	0.68	0.84	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.66	0.71	0.85	0.96	0.99	0.99	0.99	0.99	
	2100.0	0.69	0.73	0.86	0.96	0.98	0.98	0.98	0.98	
24	300.0	0.98	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
25	300.0	0.86	0.87	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.86	0.87	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.86	0.87	0.91	0.98	0.99	0.99	1.00	1.00	

U 235									
$h \backslash \sigma_0$	$T [^{\circ}\text{K}]$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	f_i
9	300.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	300.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	300.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	300.0	0.94	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.97	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	300.0	0.90	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.94	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.97	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
14	300.0	0.83	0.88	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.88	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.93	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
15	300.0	0.76	0.82	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.81	0.86	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.86	0.90	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
16	300.0	0.70	0.75	0.89	0.97	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.73	0.78	0.92	0.98	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.78	0.82	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	
17	300.0	0.66	0.69	0.84	0.94	0.99	1.00	1.00	
	900.0	0.68	0.72	0.87	0.96	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.70	0.75	0.89	0.98	1.00	1.00	1.00	
18	300.0	0.45	0.51	0.73	0.94	0.99	1.00	1.00	
	900.0	0.54	0.60	0.80	0.96	0.99	1.00	1.00	
	2100.0	0.62	0.67	0.84	0.97	0.99	0.99	0.99	
19	300.0	0.37	0.42	0.63	0.90	0.98	1.00	1.00	
	900.0	0.43	0.49	0.69	0.92	0.99	1.00	1.00	
	2100.0	0.50	0.56	0.75	0.94	0.99	1.00	1.00	
20	300.0	0.38	0.42	0.56	0.81	0.97	0.99	1.00	
	900.0	0.44	0.48	0.62	0.86	0.98	0.99	1.00	
	2100.0	0.50	0.54	0.68	0.89	0.98	0.99	1.00	
21	300.0	0.27	0.31	0.47	0.79	0.97	1.00	1.00	
	900.0	0.29	0.33	0.50	0.81	0.97	0.99	1.00	
	2100.0	0.33	0.37	0.54	0.84	0.98	1.00	1.00	
22	300.0	0.59	0.66	0.84	0.97	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.61	0.67	0.85	0.98	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.63	0.70	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	
23	300.0	0.65	0.69	0.84	0.97	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.66	0.70	0.84	0.97	0.99	0.99	1.00	
	2100.0	0.68	0.71	0.85	0.96	0.99	0.99	0.99	
24	300.0	0.97	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.98	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
25	300.0	0.88	0.89	0.92	0.98	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.88	0.89	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.88	0.89	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	

6.15. U 238.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
σ_{in}	1 2-9	vom ABN-Satz übernommen (2.84)
$\sigma_f = \sigma_f^\infty$	1-7	(2.84)
$\sigma_\gamma^\infty, \sigma_e^\infty$	1-13 14-21 22-26	(2.84) aus Resonanzparametern nach (2.6), (2.14), (2.15) (2.19), (2.20) (2.84)
σ_t^∞	1-7 8-9 10-26	$\sigma_t^\infty = \sigma_\gamma^\infty + \sigma_e^\infty + \sigma_f^\infty + \sigma_{in}$ $\sigma_t^\infty = \sigma_\gamma^\infty + \sigma_e^\infty + \sigma_{in}$ $\sigma_t^\infty = \sigma_\gamma^\infty + \sigma_e^\infty$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^\infty = \sigma_{be,h}^\infty$	1-12 13-14 15-26	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.14), (3.9), (3.13) (3.8), (3.9)
f_γ, f_e	1-8 22-26 9-13 14-21	} $f_\gamma = 1, f_e = 1$ (2.28), (2.68), (2.61) (2.9), (2.12), (2.11)
f_t	1-9 22-26 10-21	} $f_t = 1$ vom ABN-Satz übernommen
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1 2-9	vom ABN-Satz übernommen (4.1)
v	1-7	(1.64)

σ_{2n} ist in Gruppe 1 in σ_{in} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektrum Abb. I.

U 238

h	E_h	σ_t	σ_y	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}	v	σ_f
1	1.05E 01	6.32E 00	6.68E-03	1.80E 00	3.54E 00	8.24E-01	3.94E-02	3.64E 00	9.67E-01
2	6.50E 00	7.76E 00	1.19E-02	2.54E 00	4.63E 00	7.73E-01	3.24E-02	3.17E 00	5.84E-01
3	4.00E 00	7.93E 00	2.67E-02	2.62E 00	4.72E 00	7.04E-01	4.61E-02	2.86E 00	5.72E-01
4	2.50E 00	7.36E 00	6.62E-02	2.91E 00	3.91E 00	5.80E-01	2.39E-02	2.66E 00	4.72E-01
5	1.40E 00	6.98E 00	1.45E-01	2.41E 00	4.40E 00	4.90E-01	5.57E-02	2.53E 00	2.72E-02
6	8.00E-01	7.89E 00	1.34E-01	1.77E 00	5.99E 00	3.60E-01	6.74E-02	2.45E 00	8.45E-04
7	4.00E-01	9.67E 00	1.38E-01	1.23E 00	8.30E 00	2.37E-01	9.63E-02	1.21E-01	3.27E-06
8	2.00E-01	1.15E 01	1.90E-01	8.45E-01	1.05E 01	1.39E-01	1.14E-01	0.	0.
9	1.00E-01	1.27E 01	2.86E-01	2.45E-01	1.22E 01	6.37E-02	1.26E-01	0.	0.
10	4.65E-02	1.35E 01	4.71E-01	0.	1.30E 01	6.46E-03	1.19E-01	0.	0.
11	2.15E-02	1.40E 01	7.28E-01	0.	1.33E 01	2.80E-03	1.26E-01	0.	0.
12	1.00E-02	1.53E 01	1.03E 00	0.	1.43E 01	2.80E-03	1.25E-01	0.	0.
13	4.65E-03	1.78E 01	1.24E 00	0.	1.66E 01	2.80E-03	4.09E-02	0.	0.
14	2.15E-03	1.99E 01	1.59E 00	0.	1.83E 01	2.80E-03	1.69E-01	0.	0.
15	1.00E-03	2.24E 01	3.11E 00	0.	1.93E 01	2.80E-03	8.78E-02	0.	0.
16	4.65E-04	2.03E 01	4.03E 00	0.	1.63E 01	2.80E-03	1.33E-01	0.	0.
17	2.15E-04	8.01E 01	1.72E 01	0.	6.29E 01	2.80E-03	1.15E-01	0.	0.
18	1.00E-04	4.02E 01	1.59E 01	0.	2.43E 01	2.80E-03	8.95E-02	0.	0.
19	4.65E-05	1.51E 02	6.66E 01	0.	8.41E 01	2.80E-03	2.15E-01	0.	0.
20	2.15E-05	1.57E 02	1.12E 02	0.	4.54E 01	2.80E-03	6.70E-02	0.	0.
21	1.00E-05	1.71E 02	1.54E 02	0.	1.76E 01	2.80E-03	6.70E-02	0.	0.
22	4.65E-06	7.49E 00	6.80E-01	0.	6.81E 00	2.80E-03	5.94E-02	0.	0.
23	2.15E-06	7.72E 00	4.92E-01	0.	7.23E 00	2.80E-03	5.55E-02	0.	0.
24	1.00E-06	7.94E 00	5.81E-01	0.	7.36E 00	2.80E-03	4.49E-02	0.	0.
25	4.65E-07	8.20E 00	7.91E-01	0.	7.41E 00	2.80E-03	4.41E-02	0.	0.
26	2.15E-07	8.91E 00	1.47E 00	0.	7.44E 00	2.80E-03	0.	0.	0.

U 238										f_t
h	σ_0	T [°K]	0	10 ¹	10 ²	10 ³	10 ⁴	10 ⁵	10 ⁶	
10		300.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
11		300.0	0.92	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12		300.0	0.73	0.87	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.73	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.73	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
13		300.0	0.60	0.75	0.88	0.95	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.61	0.78	0.90	0.96	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.62	0.82	0.94	0.97	1.00	1.00	1.00	
14		300.0	0.50	0.64	0.74	0.91	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.51	0.65	0.78	0.92	0.99	1.00	1.00	
		2100.0	0.53	0.68	0.82	0.91	0.99	1.00	1.00	
15		300.0	0.43	0.53	0.60	0.84	0.98	1.00	1.00	
		900.0	0.43	0.54	0.64	0.85	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.44	0.55	0.68	0.87	0.98	1.00	1.00	
16		300.0	0.46	0.50	0.60	0.87	0.98	1.00	1.00	
		900.0	0.46	0.51	0.63	0.92	0.99	1.00	1.00	
		2100.0	0.46	0.52	0.66	0.95	0.99	1.00	1.00	
17		300.0	0.07	0.14	0.17	0.38	0.79	0.97	1.00	
		900.0	0.07	0.15	0.17	0.45	0.85	0.98	1.00	
		2100.0	0.07	0.16	0.18	0.51	0.88	0.99	1.00	
18		300.0	0.22	0.25	0.29	0.39	0.80	0.97	1.00	
		900.0	0.22	0.25	0.30	0.44	0.84	0.98	1.00	
		2100.0	0.22	0.26	0.30	0.40	0.81	0.97	1.00	
19		300.0	0.05	0.08	0.10	0.15	0.43	0.83	0.98	
		900.0	0.05	0.08	0.10	0.16	0.45	0.85	0.98	
		2100.0	0.05	0.08	0.10	0.17	0.48	0.86	0.98	
20		300.0	0.08	0.09	0.11	0.17	0.48	0.86	0.98	
		900.0	0.08	0.09	0.11	0.20	0.54	0.90	0.99	
		2100.0	0.08	0.09	0.11	0.23	0.60	0.92	0.99	
21		300.0	0.06	0.07	0.09	0.16	0.45	0.85	0.98	
		900.0	0.06	0.07	0.09	0.18	0.50	0.88	0.99	
		2100.0	0.06	0.07	0.10	0.21	0.56	0.91	0.99	

U 238										f_e
$h \backslash \sigma_0$	T [°K]	0	10 ¹	10 ²	10 ³	10 ⁴	10 ⁵	10 ⁶		
9	300.0	0.96	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00		
	900.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00		
	2100.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00		
10	300.0	0.94	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00		
	900.0	0.96	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00		
	2100.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00		
11	300.0	0.90	0.93	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00		
	900.0	0.92	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00		
	2100.0	0.94	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00		
12	300.0	0.83	0.86	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00		
	900.0	0.85	0.88	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00		
	2100.0	0.87	0.90	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00		
13	300.0	0.73	0.76	0.87	0.97	1.00	1.00	1.00		
	900.0	0.76	0.79	0.90	0.98	1.00	1.00	1.00		
	2100.0	0.78	0.82	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00		
14	300.0	0.48	0.62	0.75	0.93	0.99	1.00	1.00		
	900.0	0.52	0.65	0.79	0.95	0.99	1.00	1.00		
	2100.0	0.55	0.68	0.82	0.96	0.99	1.00	1.00		
15	300.0	0.52	0.56	0.68	0.89	0.98	1.00	1.00		
	900.0	0.55	0.59	0.72	0.92	0.99	1.00	1.00		
	2100.0	0.57	0.62	0.76	0.94	0.99	1.00	1.00		
16	300.0	0.70	0.72	0.78	0.91	0.99	1.00	1.00		
	900.0	0.71	0.73	0.81	0.94	0.99	1.00	1.00		
	2100.0	0.73	0.75	0.83	0.95	0.99	1.00	1.00		
17	300.0	0.14	0.18	0.25	0.47	0.83	0.98	1.00		
	900.0	0.14	0.19	0.27	0.53	0.88	0.99	1.00		
	2100.0	0.15	0.19	0.29	0.58	0.90	0.98	0.99		
18	300.0	0.36	0.39	0.44	0.59	0.87	0.98	0.99		
	900.0	0.36	0.39	0.46	0.64	0.91	0.98	0.99		
	2100.0	0.36	0.40	0.47	0.69	0.94	0.99	1.00		
19	300.0	0.11	0.13	0.17	0.30	0.65	0.94	1.00		
	900.0	0.11	0.13	0.18	0.33	0.73	0.96	1.00		
	2100.0	0.11	0.13	0.19	0.37	0.78	0.97	0.99		
20	300.0	0.15	0.16	0.19	0.34	0.72	0.96	1.00		
	900.0	0.16	0.16	0.20	0.38	0.78	0.96	0.99		
	2100.0	0.16	0.16	0.21	0.44	0.84	0.98	1.00		
21	300.0	0.50	0.51	0.54	0.64	0.85	0.97	0.99		
	900.0	0.51	0.52	0.55	0.67	0.89	0.99	1.00		
	2100.0	0.51	0.52	0.56	0.70	0.92	0.99	1.00		

U 238									f_{γ}
h	σ_0	T [°K]	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
9		300.0	0.94	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
		900.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
		2100.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
10		300.0	0.90	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
		900.0	0.94	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
		2100.0	0.96	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
11		300.0	0.83	0.88	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00
		900.0	0.89	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
		2100.0	0.93	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
12		300.0	0.71	0.79	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00
		900.0	0.80	0.86	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00
		2100.0	0.85	0.90	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00
13		300.0	0.55	0.63	0.84	0.97	1.00	1.00	1.00
		900.0	0.64	0.72	0.89	0.98	1.00	1.00	1.00
		2100.0	0.71	0.78	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00
14		300.0	0.23	0.33	0.61	0.90	0.98	0.99	1.00
		900.0	0.28	0.41	0.70	0.93	0.99	0.99	0.99
		2100.0	0.35	0.49	0.76	0.95	0.99	0.99	0.99
15		300.0	0.16	0.22	0.46	0.84	0.97	0.99	1.00
		900.0	0.20	0.28	0.56	0.89	0.98	1.00	1.00
		2100.0	0.25	0.34	0.64	0.92	0.99	1.00	1.00
16		300.0	0.12	0.16	0.36	0.76	0.96	0.99	0.99
		900.0	0.15	0.21	0.45	0.83	0.97	0.99	0.99
		2100.0	0.19	0.26	0.53	0.87	0.98	0.99	0.99
17		300.0	0.05	0.06	0.14	0.41	0.82	0.98	1.00
		900.0	0.05	0.07	0.17	0.49	0.87	0.99	1.00
		2100.0	0.06	0.08	0.20	0.55	0.90	0.98	0.99
18		300.0	0.05	0.06	0.14	0.39	0.81	0.97	0.99
		900.0	0.05	0.07	0.16	0.47	0.86	0.98	0.99
		2100.0	0.06	0.08	0.19	0.55	0.91	0.99	1.00
19		300.0	0.03	0.04	0.07	0.20	0.61	0.93	1.00
		900.0	0.03	0.04	0.07	0.24	0.69	0.95	1.00
		2100.0	0.03	0.04	0.08	0.29	0.76	0.97	1.00
20		300.0	0.02	0.02	0.06	0.23	0.67	0.96	1.00
		900.0	0.02	0.02	0.07	0.28	0.75	0.96	0.99
		2100.0	0.02	0.02	0.08	0.35	0.82	0.98	1.00
21		300.0	0.03	0.04	0.08	0.27	0.70	0.94	0.98
		900.0	0.03	0.04	0.09	0.32	0.78	0.98	1.00
		2100.0	0.03	0.04	0.10	0.39	0.84	0.99	1.00

6.16 Pu 239.

Querschnittstyp	Gruppe	Berechnungsart
σ_{in}	1 2-11	vom ABM-Satz übernommen (2.84)
$\sigma_{\gamma}^{\infty}, \sigma_f^{\infty}, \sigma_e^{\infty}$	1-26	(2.84)
σ_t^{∞}	1-11 12-26	$\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_f^{\infty} + \sigma_{in}$ $\sigma_t^{\infty} = \sigma_{\gamma}^{\infty} + \sigma_e^{\infty} + \sigma_f^{\infty}$
μ_e	1-26	(1.70)
$\sigma_{e,h \rightarrow h+1}^{\infty} = \sigma_{be,h}^{\infty}$	1-12 13-17 18-25	(3.14), (3.9), (3.27), (3.28) (3.14), (3.9), (3.13) (3.8), (3.9)
f_{γ}, f_f, f_e	1-8 26 9-16 17-25	} $f_{\gamma} = 1, f_f = 1, f_e = 1$ (2.28), (2.68), (2.61) (2.9), (2.12), (2.11)
f_t	1-10 26 11-25	} $f_t = 1$ vom ABM-Satz übernommen
$\sigma_{in,h \rightarrow h+i}$	1 2-11	vom ABM-Satz übernommen (4.1)
v	1-26	(1.64)

σ_{2n} ist in Gruppe 1 in σ_{in} enthalten.

Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen.

Dokumentation [6]

Wichtungsspektrum Abb. I.

PU 239

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}	V	σ_f
1	1.05E 01	6.36E 00	3.34E-03	6.40E-01	3.53E 00	8.24E-01	3.90E-02	4.02E 00	2.19E 00
2	6.50E 00	7.79E 00	6.52E-03	1.55E 00	4.38E 00	7.73E-01	2.95E-02	3.60E 00	1.86E 00
3	4.00E 00	7.94E 00	1.15E-02	1.44E 00	4.52E 00	7.04E-01	4.45E-02	3.32E 00	1.97E 00
4	2.50E 00	7.25E 00	2.09E-02	1.08E 00	4.22E 00	5.80E-01	2.77E-02	3.15E 00	1.94E 00
5	1.40E 00	7.30E 00	4.81E-02	8.52E-01	4.67E 00	4.90E-01	5.77E-02	3.03E 00	1.73E 00
6	8.00E-01	8.42E 00	1.08E-01	7.62E-01	5.97E 00	3.60E-01	6.39E-02	2.97E 00	1.58E 00
7	4.00E-01	9.84E 00	1.62E-01	5.26E-01	7.60E 00	2.37E-01	8.56E-02	2.93E 00	1.55E 00
8	2.00E-01	1.12E 01	2.15E-01	3.74E-01	9.10E 00	1.39E-01	9.70E-02	2.91E 00	1.52E 00
9	1.00E-01	1.25E 01	2.33E-01	2.70E-01	1.05E 01	6.36E-02	1.08E-01	2.90E 00	1.47E 00
10	4.65E-02	1.35E 01	4.90E-01	2.31E-01	1.12E 01	6.65E-03	1.00E-01	2.90E 00	1.52E 00
11	2.15E-02	1.46E 01	7.91E-01	1.80E-01	1.17E 01	2.80E-03	1.07E-01	2.89E 00	1.88E 00
12	1.00E-02	1.59E 01	1.20E 00	0.	1.23E 01	2.80E-03	1.17E-01	2.89E 00	2.45E 00
13	4.65E-03	1.78E 01	1.76E 00	0.	1.28E 01	2.80E-03	1.10E-01	2.89E 00	3.27E 00
14	2.15E-03	1.97E 01	2.33E 00	0.	1.34E 01	2.80E-03	1.20E-01	2.89E 00	3.93E 00
15	1.00E-03	2.61E 01	4.70E 00	0.	1.40E 01	2.79E-03	1.19E-01	2.89E 00	7.35E 00
16	4.65E-04	3.57E 01	8.63E 00	0.	1.46E 01	2.79E-03	1.24E-01	2.89E 00	1.25E 01
17	2.15E-04	4.54E 01	1.28E 01	0.	1.53E 01	2.79E-03	1.17E-01	2.89E 00	1.73E 01
18	1.00E-04	1.23E 02	5.08E 01	0.	1.76E 01	2.79E-03	7.37E-02	2.89E 00	5.45E 01
19	4.65E-05	7.16E 01	3.44E 01	0.	1.93E 01	2.79E-03	5.99E-02	2.89E 00	1.79E 01
20	2.15E-05	1.69E 02	6.06E 01	0.	1.54E 01	2.79E-03	5.58E-02	2.89E 00	9.33E 01
21	1.00E-05	8.08E 01	3.25E 01	0.	1.03E 01	2.79E-03	1.10E-01	2.89E 00	3.80E 01
22	4.65E-06	2.29E 01	1.36E 00	0.	1.08E 01	2.79E-03	9.37E-02	2.89E 00	1.08E 01
23	2.15E-06	3.83E 01	4.08E 00	0.	1.17E 01	2.79E-03	9.33E-02	2.89E 00	2.25E 01
24	1.00E-06	1.32E 02	3.83E 01	0.	1.34E 01	2.79E-03	9.65E-02	2.89E 00	8.05E 01
25	4.65E-07	2.36E 03	9.12E 02	0.	1.95E 01	2.79E-03	6.34E-02	2.89E 00	1.43E 03
26	2.15E-07	9.58E 02	3.21E 02	0.	1.06E 01	2.79E-03	0.	2.89E 00	6.27E 02

6-11

PU 239									f_t
h	σ_0	$T [^\circ K]$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
11	300.0	0.94	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
12	300.0	0.87	0.90	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.90	0.95	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.94	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
13	300.0	0.76	0.83	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.80	0.90	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.85	0.95	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
14	300.0	0.64	0.71	0.84	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.69	0.76	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.75	0.82	0.91	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
15	300.0	0.51	0.58	0.74	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.56	0.63	0.80	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.62	0.69	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
16	300.0	0.40	0.46	0.64	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.44	0.52	0.70	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.49	0.59	0.76	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00
17	300.0	0.31	0.35	0.52	0.88	0.99	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.32	0.38	0.57	0.90	0.99	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.33	0.40	0.61	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00
18	300.0	0.16	0.20	0.30	0.69	0.95	0.99	1.00	1.00
	900.0	0.17	0.21	0.32	0.71	0.95	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.18	0.22	0.34	0.74	0.96	1.00	1.00	1.00
19	300.0	0.19	0.21	0.33	0.73	0.96	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.21	0.23	0.36	0.76	0.96	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.23	0.25	0.39	0.79	0.97	1.00	1.00	1.00
20	300.0	0.10	0.11	0.18	0.48	0.87	0.98	1.00	1.00
	900.0	0.11	0.13	0.23	0.58	0.91	0.99	1.00	1.00
	2100.0	0.12	0.15	0.27	0.65	0.94	0.99	1.00	1.00
21	300.0	0.17	0.18	0.20	0.53	0.89	0.99	1.00	1.00
	900.0	0.18	0.19	0.23	0.58	0.91	0.99	1.00	1.00
	2100.0	0.19	0.20	0.25	0.62	0.93	0.99	1.00	1.00
24	300.0	0.45	0.47	0.54	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.45	0.47	0.54	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.45	0.47	0.54	0.89	0.99	1.00	1.00	1.00
25	300.0	0.30	0.30	0.33	0.73	0.96	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.30	0.30	0.33	0.73	0.96	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.30	0.30	0.33	0.73	0.96	1.00	1.00	1.00

PU 239

f_e

h	σ_0	T [°K]	0	10 ¹	10 ²	10 ³	10 ⁴	10 ⁵	10 ⁶	
9		300.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
10		300.0	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
11		300.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
12		300.0	0.95	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.96	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
13		300.0	0.92	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.93	0.95	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.94	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
14		300.0	0.87	0.89	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.89	0.91	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.90	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
15		300.0	0.83	0.85	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.84	0.87	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.86	0.88	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
16		300.0	0.80	0.81	0.87	0.96	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.81	0.82	0.90	0.96	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.82	0.84	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	
17		300.0	0.74	0.76	0.82	0.94	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.76	0.78	0.85	0.96	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.77	0.79	0.87	0.96	0.99	1.00	1.00	
18		300.0	0.61	0.62	0.68	0.83	0.97	1.00	1.00	
		900.0	0.61	0.63	0.70	0.86	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.63	0.64	0.72	0.89	0.98	1.00	1.00	
19		300.0	0.53	0.55	0.61	0.80	0.96	0.99	1.00	
		900.0	0.53	0.55	0.64	0.84	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.54	0.57	0.67	0.88	0.98	0.99	1.00	
20		300.0	0.72	0.73	0.76	0.87	0.97	1.00	1.00	
		900.0	0.72	0.73	0.77	0.89	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.73	0.73	0.78	0.91	0.99	1.00	1.00	
21		300.0	0.94	0.94	0.95	0.97	0.99	1.00	1.00	
		900.0	0.94	0.94	0.95	0.97	0.99	1.00	1.00	
		2100.0	0.94	0.94	0.95	0.98	1.00	1.00	1.00	
22		300.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
23		300.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
24		300.0	0.97	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
		900.0	0.97	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
		2100.0	0.97	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
25		300.0	0.91	0.91	0.92	0.94	0.98	1.00	1.00	
		900.0	0.91	0.92	0.92	0.95	0.98	1.00	1.00	
		2100.0	0.92	0.92	0.92	0.95	0.98	1.00	1.00	

PU 239									f_y
h	σ_0	$T [^\circ K]$	0	10^1	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6
9	300.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
10	300.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
11	300.0	0.93	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.96	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.98	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
12	300.0	0.84	0.90	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.89	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.93	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
13	300.0	0.71	0.80	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.78	0.85	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.84	0.89	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
14	300.0	0.57	0.66	0.87	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.64	0.73	0.92	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.71	0.79	0.94	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00
15	300.0	0.43	0.51	0.76	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.51	0.60	0.83	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.57	0.66	0.88	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00
16	300.0	0.32	0.38	0.62	0.91	0.99	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.39	0.47	0.72	0.93	0.99	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.45	0.53	0.78	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00
17	300.0	0.21	0.27	0.51	0.85	0.98	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.27	0.34	0.60	0.90	0.99	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.33	0.42	0.68	0.92	0.98	0.99	0.99	1.00
18	300.0	0.12	0.16	0.31	0.67	0.94	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.14	0.18	0.36	0.73	0.95	0.99	1.00	1.00
	2100.0	0.16	0.21	0.42	0.79	0.97	0.99	1.00	1.00
19	300.0	0.09	0.12	0.26	0.63	0.93	0.99	1.00	1.00
	900.0	0.10	0.14	0.31	0.71	0.96	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.12	0.17	0.37	0.78	0.97	1.00	1.00	1.00
20	300.0	0.11	0.14	0.28	0.64	0.93	0.99	1.00	1.00
	900.0	0.12	0.15	0.31	0.69	0.95	0.99	1.00	1.00
	2100.0	0.13	0.17	0.35	0.75	0.96	1.00	1.00	1.00
21	300.0	0.11	0.14	0.25	0.59	0.92	0.99	1.00	1.00
	900.0	0.12	0.14	0.27	0.64	0.93	0.99	1.00	1.00
	2100.0	0.12	0.15	0.29	0.69	0.95	0.99	0.99	1.00
22	300.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
23	300.0	0.89	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.89	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.89	0.92	0.97	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
24	300.0	0.65	0.68	0.79	0.95	1.00	1.00	1.00	1.00
	900.0	0.66	0.68	0.79	0.95	1.00	1.00	1.00	1.00
	2100.0	0.66	0.68	0.79	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00
25	300.0	0.49	0.50	0.52	0.67	0.91	0.99	1.00	1.00
	900.0	0.50	0.50	0.53	0.68	0.91	0.99	1.00	1.00
	2100.0	0.51	0.52	0.54	0.69	0.91	0.98	0.99	1.00

PU 239									f_r
$h \backslash \sigma_0$	T [°K]	0	10 ¹	10 ²	10 ³	10 ⁴	10 ⁵	10 ⁶	
9	300.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
10	300.0	0.96	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.98	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.99	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
11	300.0	0.94	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.96	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.97	0.97	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
12	300.0	0.87	0.92	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.91	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.93	0.96	0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	
13	300.0	0.79	0.85	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.83	0.89	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.87	0.91	0.96	1.00	1.00	1.00	1.00	
14	300.0	0.70	0.76	0.91	0.97	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.74	0.80	0.94	0.98	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.78	0.84	0.95	0.99	1.00	1.00	1.00	
15	300.0	0.61	0.67	0.85	0.95	0.99	1.00	1.00	
	900.0	0.66	0.72	0.89	0.96	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.69	0.76	0.91	0.98	1.00	1.00	1.00	
16	300.0	0.54	0.59	0.76	0.95	0.98	1.00	1.00	
	900.0	0.58	0.63	0.81	0.93	0.99	1.00	1.00	
	2100.0	0.62	0.67	0.85	0.95	0.99	1.00	1.00	
17	300.0	0.33	0.40	0.63	0.90	0.99	1.00	1.00	
	900.0	0.38	0.45	0.70	0.93	0.99	1.00	1.00	
	2100.0	0.43	0.52	0.75	0.95	0.99	0.99	1.00	
18	300.0	0.21	0.26	0.46	0.78	0.96	1.00	1.00	
	900.0	0.22	0.28	0.48	0.81	0.97	1.00	1.00	
	2100.0	0.24	0.30	0.52	0.84	0.97	0.99	0.99	
19	300.0	0.14	0.18	0.33	0.70	0.94	0.99	0.99	
	900.0	0.15	0.19	0.37	0.76	0.97	1.00	1.00	
	2100.0	0.16	0.21	0.43	0.81	0.97	1.00	1.00	
20	300.0	0.16	0.20	0.36	0.69	0.94	0.99	1.00	
	900.0	0.17	0.21	0.38	0.73	0.95	0.99	1.00	
	2100.0	0.17	0.22	0.41	0.77	0.97	1.00	1.00	
21	300.0	0.17	0.20	0.31	0.62	0.92	0.99	1.00	
	900.0	0.17	0.20	0.32	0.66	0.94	0.99	1.00	
	2100.0	0.18	0.21	0.34	0.71	0.95	0.99	1.00	
22	300.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.97	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
23	300.0	0.90	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.90	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.91	0.93	0.98	1.00	1.00	1.00	1.00	
24	300.0	0.72	0.74	0.83	0.96	1.00	1.00	1.00	
	900.0	0.72	0.74	0.83	0.96	1.00	1.00	1.00	
	2100.0	0.72	0.74	0.83	0.97	1.00	1.00	1.00	
25	300.0	0.50	0.51	0.53	0.68	0.91	0.99	1.00	
	900.0	0.51	0.51	0.54	0.68	0.91	0.99	1.00	
	2100.0	0.53	0.53	0.55	0.70	0.91	0.98	0.99	

6.17 Neuere Spalt- und Absorptionsquerschnitte von U 235 und
Absorptionsquerschnitte von U 238.

Berechnung nach (2.84)

Gruppe	obere Gruppen grenze [eV]	U 238	U 235	
		σ_{γ}^{∞} [barn]	σ_{γ}^{∞} [barn]	σ_f^{∞} [barn]
6	$8,0 \cdot 10^5$	0,121	-	-
7	$4,0 \cdot 10^5$	0,127	0,199	1,154
8	$2,0 \cdot 10^5$	0,164	0,322	1,337
9	$1,0 \cdot 10^5$	0,282	0,531	1,667
10	$4,65 \cdot 10^4$	0,457	0,772	2,150
11	$2,15 \cdot 10^4$	0,630	-	-

Die Kerndaten sind den Arbeiten [11] und [12] entnommen.

Wichtungsspektrum Abb. I

6.18 Bremselastische Querschnitte für Core und Blanket eines Na-gekühlten Reaktors.

Die bremselastischen Querschnitte wurden für die Isotope C, O, Na, Al, Cr, Fe, Ni, U235, U238, Pu239 mit den Spektren aus Abb. II und Abb. III berechnet. Die Formeln entsprechen denen in den Kapiteln 6.7 bis 6.16 angegebenen Formeln. Die Kerndaten sind dem Karlsruher Kerndatenband entnommen. Dokumentation [6], [7].

σ_{be}										
CORE										
h	AL	C	CR	FE	NA	NI	O	PU 239	U 235	U 238
1	1.36E-01	4.16E-01	6.68E-02	6.31E-02	9.60E-02	6.03E-02	4.16E-01	2.71E-02	2.50E-02	2.74E-02
2	2.14E-01	6.71E-01	9.36E-02	1.05E-01	2.12E-01	8.99E-02	4.97E-01	3.31E-02	3.35E-02	3.63E-02
3	3.45E-01	9.50E-01	1.65E-01	1.42E-01	2.30E-01	1.07E-01	3.49E-01	4.20E-02	4.18E-02	4.35E-02
4	3.12E-01	6.85E-01	1.63E-01	1.53E-01	3.99E-01	1.95E-01	6.06E-01	3.25E-02	3.84E-02	2.81E-02
5	4.53E-01	9.08E-01	2.32E-01	1.57E-01	5.45E-01	1.88E-01	1.23E 00	5.27E-02	4.64E-02	5.09E-02
6	5.27E-01	9.52E-01	2.32E-01	2.66E-01	5.36E-01	1.78E-01	1.64E 00	6.95E-02	6.14E-02	7.34E-02
7	6.24E-01	1.05E 00	1.70E-01	1.78E-01	6.79E-01	4.11E-01	8.47E-01	9.27E-02	8.90E-02	1.04E-01
8	3.48E-01	1.01E 00	5.10E-01	1.85E-01	3.88E-01	2.14E-01	6.55E-01	1.04E-01	1.02E-01	1.22E-01
9	2.74E-01	8.83E-01	4.60E-01	1.79E-01	6.61E-01	1.90E-01	5.72E-01	1.10E-01	1.08E-01	1.28E-01
10	5.11E-02	8.34E-01	1.10E-01	5.17E-02	3.91E-01	5.98E-01	5.06E-01	1.01E-01	1.04E-01	1.20E-01
11	1.04E-01	8.91E-01	4.31E-01	2.88E-01	5.47E-01	4.65E-01	5.46E-01	1.14E-01	1.16E-01	1.35E-01
12	8.70E-02	6.82E-01	5.64E-01	1.52E-01	7.93E-01	7.87E-01	3.68E-01	8.22E-02	7.96E-02	8.81E-02
13	9.68E-02	7.39E-01	1.76E-01	2.12E-01	5.59E 00	4.96E-01	4.40E-01	1.03E-01	9.59E-02	3.83E-02
14	1.01E-01	7.92E-01	1.59E-01	3.04E-01	3.50E-01	4.86E-01	4.50E-01	1.10E-01	1.11E-01	1.55E-01
15	7.64E-02	6.26E-01	1.17E-01	2.69E-01	2.07E-01	3.98E-01	3.31E-01	8.47E-02	7.88E-02	6.30E-02
16	6.85E-02	5.67E-01	1.04E-01	2.55E-01	1.82E-01	3.66E-01	2.95E-01	7.89E-02	7.08E-02	8.51E-02
17	5.12E-02	4.52E-01	7.39E-02	1.83E-01	1.37E-01	2.61E-01	2.09E-01	5.81E-02	5.04E-02	5.80E-02
18	4.61E-02	4.06E-01	6.68E-02	1.66E-01	1.23E-01	2.37E-01	1.89E-01	3.41E-02	4.26E-02	4.15E-02
19	3.76E-02	3.50E-01	5.17E-02	1.28E-01	1.02E-01	1.84E-01	1.46E-01	2.24E-02	3.18E-02	8.03E-02
20	2.67E-02	2.63E-01	3.48E-02	8.61E-02	7.33E-02	1.24E-01	9.82E-02	1.39E-02	2.14E-02	1.67E-02
21	5.77E-02	4.57E-01	8.73E-02	2.16E-01	1.52E-01	3.11E-01	2.47E-01	4.52E-02	5.25E-02	2.76E-02
22	3.67E-02	3.40E-01	4.74E-02	1.17E-01	9.83E-02	1.69E-01	1.34E-01	2.75E-02	3.24E-02	1.75E-02
23	5.12E-02	4.15E-01	7.37E-02	1.83E-01	1.35E-01	2.62E-01	2.09E-01	4.63E-02	5.33E-02	2.75E-02
24	2.87E-02	2.81E-01	3.52E-02	8.74E-02	7.84E-02	1.25E-01	1.46E-01	2.90E-02	2.79E-02	1.35E-02
25	3.22E-02	2.61E-01	4.63E-02	1.15E-01	8.61E-02	1.64E-01	1.49E-01	2.52E-02	3.73E-02	1.75E-02
26	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

σ_{be}										
BLANKET										
h	AL	C	CR	FE	NA	NI	O	PU 239	U 235	U 238
1	1.49E-01	4.56E-01	7.31E-02	6.90E-02	1.05E-01	6.61E-02	4.55E-01	2.97E-02	2.74E-02	3.00E-02
2	1.91E-01	5.99E-01	8.35E-02	9.34E-02	1.89E-01	8.02E-02	4.43E-01	2.96E-02	2.99E-02	3.24E-02
3	3.45E-01	9.51E-01	1.65E-01	1.42E-01	2.30E-01	1.07E-01	3.49E-01	4.20E-02	4.18E-02	4.36E-02
4	3.28E-01	7.22E-01	1.72E-01	1.61E-01	4.20E-01	2.05E-01	6.38E-01	3.42E-02	4.05E-02	2.95E-02
5	4.73E-01	9.48E-01	2.42E-01	1.64E-01	5.69E-01	1.96E-01	1.28E 00	5.51E-02	4.85E-02	5.31E-02
6	5.59E-01	1.01E 00	2.47E-01	2.83E-01	5.69E-01	1.89E-01	1.74E 00	7.38E-02	6.51E-02	7.79E-02
7	6.42E-01	1.09E 00	1.75E-01	1.83E-01	6.99E-01	4.23E-01	8.72E-01	9.55E-02	9.17E-02	1.07E-01
8	3.59E-01	1.04E 00	5.27E-01	1.91E-01	3.99E-01	2.21E-01	6.77E-01	1.08E-01	1.05E-01	1.26E-01
9	2.84E-01	9.13E-01	4.76E-01	1.85E-01	6.83E-01	1.97E-01	5.91E-01	1.14E-01	1.11E-01	1.33E-01
10	5.10E-02	8.35E-01	1.10E-01	5.15E-02	3.90E-01	5.95E-01	5.03E-01	1.00E-01	1.04E-01	1.20E-01
11	1.07E-01	9.12E-01	4.49E-01	3.00E-01	5.66E-01	4.85E-01	5.71E-01	1.20E-01	1.22E-01	1.42E-01
12	8.42E-02	6.67E-01	5.44E-01	1.46E-01	7.68E-01	7.58E-01	3.52E-01	7.88E-02	7.63E-02	8.44E-02
13	1.06E-01	8.05E-01	1.94E-01	2.33E-01	6.14E 00	5.46E-01	4.86E-01	1.14E-01	1.06E-01	4.24E-02
14	1.07E-01	8.14E-01	1.72E-01	3.26E-01	3.69E-01	5.26E-01	4.86E-01	1.19E-01	1.20E-01	1.68E-01
15	8.95E-02	7.12E-01	1.41E-01	3.22E-01	2.42E-01	4.78E-01	3.97E-01	1.02E-01	9.45E-02	7.53E-02
16	8.31E-02	6.65E-01	1.30E-01	3.17E-01	2.19E-01	4.55E-01	3.67E-01	9.81E-02	8.80E-02	1.06E-01
17	7.03E-02	5.84E-01	1.07E-01	2.65E-01	1.87E-01	3.78E-01	3.02E-01	8.41E-02	7.29E-02	8.33E-02
18	6.17E-02	5.21E-01	9.24E-02	2.29E-01	1.64E-01	3.28E-01	2.61E-01	4.70E-02	5.87E-02	5.72E-02
19	4.51E-02	4.06E-01	6.41E-02	1.59E-01	1.22E-01	2.28E-01	1.81E-01	2.77E-02	3.93E-02	9.91E-02
20	3.09E-02	2.99E-01	4.10E-02	1.02E-01	8.46E-02	1.46E-01	1.16E-01	1.64E-02	2.52E-02	1.97E-02
21	6.34E-02	5.00E-01	9.64E-02	2.39E-01	1.67E-01	3.43E-01	2.72E-01	4.98E-02	5.79E-02	3.05E-02
22	2.81E-02	2.80E-01	3.37E-02	8.36E-02	7.62E-02	1.20E-01	9.53E-02	1.98E-02	2.33E-02	1.25E-02
23	1.10E-01	7.58E-01	1.78E-01	4.41E-01	2.84E-01	6.31E-01	5.03E-01	1.10E-01	1.27E-01	6.54E-02
24	4.82E-02	4.38E-01	6.32E-02	1.57E-01	1.30E-01	2.24E-01	2.35E-01	5.16E-02	4.97E-02	2.40E-02
25	4.06E-02	3.30E-01	5.85E-02	1.45E-01	1.09E-01	2.07E-01	1.88E-01	3.18E-02	4.72E-02	2.21E-02
26	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.	0.

7. Literaturverzeichnis.

- [1] L.P. Abagjan, H.O. Bazazjanc, I.I. Bondarenko, M.N. Nikolaev,
Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die
Berechnung von Kernreaktoren, KFK-tr-144.
- [2] R. Froelich,
Theorie der Dopplerkoeffizienten schneller Reaktoren unter Berücksichtigung der gegenseitigen Abschirmung der Resonanzen,
KFK 367.
- [3] A.M. Weinberg, E.P. Wigner,
The Physical Theory of Neutron Chain Reactors.
- [4] H. Küsters, M. Metzenroth,
The Influence of Some Important Group Constants on Integral
Fast Reactor Quantities.
ANL 7120 (1965) 432.
- [5] J.J. Schmidt,
Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials. Part I:
Evaluation, KFK 120 (EANDC-E-35U).
- [6] I. Langner, J.J. Schmidt, D. Woll,
Tables of Evaluated Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials.
KFK 750, EUR 3715 e, EANDC(E)-88"L".
- [7] D.C. King,
Neutron Reaction Data on Aluminium and Oxygen for the U.K.A.E.A.
Nuclear Data Library, February 1964.
AEEW-M445
- [8] I. Langner, J.J. Schmidt, D. Woll,
KEDAK-Notiz Nr. 4; interne Notiz
- [9] E. Kiefhaber, H. Küsters,
GROUCO-Notiz Nr. 47, interne Notiz.

- [10] E. Kiefhaber,
Berechnung der Winkelverteilung bei Streuung langsamer
Neutronen in Wasser.
KFK 103 (1962)
Nukleonik 4, 82 (1962).
- [11] W.P. Pönitz, D. Kompe, H.O. Menlove, K.H. Beckurts,
Some New Measurements and Renormalizations of Neutron
Capture Cross Section Data in the keV Energy Range.
KFK 635, SM 101/9, EUR 3679e.
- [12] K.H. Beckurts,
persönliche Mitteilung (1967).
- [13] KFK-Bericht in Vorbereitung.
- [14] J.J. Schmidt, W. Dittrich,
KFK 353; 26-Gruppen Abschirmfaktoren für Eu, Sm, Gd, Hf.
- [15] J.J. Schmidt, I. Siep,
KFK 352; 26-Gruppenwirkungsquerschnitte für Eu, Sm, Gd, Hf.

8. Anhang I. Verzeichnis der verwendeten Symbole.

F	Stoßdichte
f	energetischer Selbstabschirmfaktor
j	Neutronenstrom
N	Teilchenzahl
ϕ	Neutronenfluß
X	Spaltspektrum
v	Anzahl Neutronen pro Spaltung
σ	mikroskopischer Wirkungsquerschnitt
Σ	makroskopischer Wirkungsquerschnitt
a	Atomgewicht
$\alpha \equiv \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$	
\sum_K	Summe über alle K
$\sum_{K' \neq K}$	Summe über alle $K' \neq K$
v	Neutronengeschwindigkeit

Die Indizes haben folgende Bedeutung:

K, K'	kennzeichnet Isotope
g, h, h'	kennzeichnet Energiegruppen
x	Index für die Neutronenreaktion (n,x)
	Dabei kann x bedeuten:
x=f	Spaltung
x= γ	Absorption
x=e	elastische Streuung
x=in	inelastische Streuung
x=2n	(n,2n)-Prozesse
x=t	total
∞	bezeichnet einen Gruppenwirkungsquerschnitt bei unendlicher Verdünnung
r, r'	Resonanznummerierungen
l	bezieht sich auf das erste Moment des Streukerns
∇	Wichtung mit $\text{div } j$
s, s'	Serienindex

9. Anhang II. Hinweise auf die Berechnung von makroskopischen Gruppenkonstanten in der Querschnittsphase von NUSYS.

Die mikroskopischen Gruppenkonstanten wurden durch das Programmsystem MIGROS berechnet und auf dem Gruppenkonstantenband GROUCO gespeichert. GROUCO bildet die Grundlage für die Berechnung von makroskopischen Gruppenquerschnitten, die in der Querschnittsphase des Programmsystems NUSYS erfolgt. Dazu noch zwei Bemerkungen:

1) Die Bestimmung des mittleren Resonanzuntergrundes σ_0 .

Die normalerweise verwendete Formel ist durch (2.3) gegeben. In einem Reaktor, der U238 zusammen mit Pu239 enthält, wird der Anteil des Resonanzuntergrundes von U238 in bezug auf die energetische Selbstabschirmung von Pu239 durch Formel (2.3) überschätzt, da die Resonanzen von U238 wesentlich weiter auseinanderliegen als diejenigen von Pu239. Das bedeutet aber, daß für die meisten Resonanzen von Pu239 der Anteil des Resonanzuntergrundes von U238 durch den Potentialquerschnitt und nicht durch den mittleren totalen Querschnitt von U238, wie in (2.3) angenommen ist, bestimmt wird. (2.3) wird deshalb wie folgt abgeändert:

$$\sigma_0[\text{Pu239}] = \frac{N_{\text{U238}}}{N_{\text{Pu239}}} \sigma_D^{\text{U238}} + S_{K'} \frac{N_{K'}}{N_{\text{Pu239}} \cdot (E_g - E_{g+1})} \cdot \int_{(g)} \sigma_t^{K'}(E) dE$$

2) Wie schon in früheren Kapiteln erwähnt wurde, bestehen zwei Möglichkeiten zur Berechnung von bremselastischen Querschnitten. Die erste Möglichkeit ist die Berechnung der makroskopischen bremselastischen Querschnitte aus mikroskopischen bremselastischen Querschnitten, wie sie in den Tabellen angegeben und auch auf GROUCO tabelliert sind. (Kapitel 3.1 bis 3.4 sowie 3.6)

Die zweite Möglichkeit ist die in Kapitel 3.5 beschriebene. Die dazu nötigen Ausgangsdaten sind nicht auf GROUCO, sondern auf dem ERDAK-Band gespeichert. Die Berechnung des bremselastischen Querschnitts von ERDAK ist in der Querschnittsphase von NUSYS möglich.

Anhang III: Bemerkungen zur numerischen Genauigkeit der energetischen Selbstabschirmfaktoren.

Im Bereich der statistischen Resonanzen ist die numerische Genauigkeit $< 1\%$. Für f-Faktoren nahe eins wird für die statistischen Mittelwerte \overline{f} die in (2.81) gegebene Näherung verwendet. Beim Übergang von der total-numerischen Berechnung zur näherungsweise Berechnung treten Sprünge von ungefähr 1% auf. Da sich aber für große σ_0 -Werte die f-Faktoren zu verschiedenen Temperaturen oder benachbarten σ_0 -Werten meist um weniger als 1% unterscheiden, kann es vorkommen, daß die theoretisch erwartete Tendenz der f-Faktoren in der Temperatur bzw. in σ_0 verletzt ist. Diese Verletzung ist nur durch numerische Ungenauigkeit bedingt.

Bei der Berechnung von f-Faktoren aus Resonanzparametern im Bereich gemessener Resonanzen ist der Fehler, herrührend von der numerischen Integration, ungefähr 1%. Falls die f-Faktoren temperaturabhängig sind, werden diese für $\sigma_0 \rightarrow \infty$ nicht für alle Temperaturen gleich eins. Dies folgt aus der verwendeten Definition (2.8). Der Gruppenquerschnitt bei unendlicher Verdünnung ist nicht exakt temperaturunabhängig.

Das Integral über die Resonanzen, die auch bei starker Verbreiterung noch innerhalb der Gruppengrenzen liegen, ist zwar temperaturunabhängig, nicht aber das Integral über die Resonanzen, die an den Gruppengrenzen liegen. Diese "Randresonanzen" geben einen temperaturabhängigen Beitrag. Falls genügend Resonanzen in einer Energiegruppe liegen, ist dieser Effekt sehr klein.

Anhang IV: Bemerkungen zum 26 GR.-ABN-Satz. (GROUCO 7)

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wurden folgende Elemente unverändert vom 26 GR.-ABN-Satz (GROUCO 7) übernommen: D, He, Li, Be, B10, B11, N, Mg, Si, Cl, K, Ca, Ti, V, Zr, Nb, Mo, Eu, Gd, Hf, Ta, Pb, Bi, Th 232, U 233, Pu 240, Pu 241, Pu 242, sowie Spaltprodukte von Pu 239.

Davon stimmt für folgende Elemente der 26 GR.-ABN-Satz (GROUCO 7) mit dem Gruppensatz von Bondarenko et al. [1] überein: Li, B10, B11, Mg, Si, K, Ca, Ti, V, Zr, Nb, Mo, Ta, Bi, Th 232, U 233, Pu 240, Pu 241, Pu 242 und Spaltprodukte von Pu 239.

Die Elemente D, Be, N wurden mit den anschließend aufgeführten Änderungen von Bondarenko et al. [1] übernommen. Ferner enthält der 26 GR.-ABN-Satz (GROUCO 7) Gruppenkonstanten für He, Cl, Eu, Gd, Hf. Für He und Cl sind die Gruppenkonstanten im folgenden tabelliert; die Resonanzselbstabschirmung wird vernachlässigt. Die Gruppenkonstanten für Eu, Gd und Hf sind in den Arbeiten [14] und [15] dokumentiert.

Die aufgeführten Gruppenquerschnitte für die thermische Gruppe sind wie in der Arbeit von Bondarenko et al. ungewichtet und entsprechen den Querschnitten bei 0,0252 eV. Quellenangaben zu den hier aufgeführten Abweichungen von Bondarenko et al. sind in den internen GROUCO-Notizen zu finden.

Deuterium D						
GRUPPEN INDEX	σ_t	σ_γ	σ_e	μ_e	σ_{be}	$\sigma_{e,h \rightarrow h}$
7					2.36	
10-23					2.24	
24	3.42	0.0002	3.42	0.23	2.2434	1.1766
25	3.62	0.0004	3.62	0.21	2.3850	1.235
26	5.06	0.00115	5.06	0.12		

Beryllium Be					
GRUPPEN INDEX	σ_t	σ_γ	σ_e	μ_e	$\sigma_{e,h} \rightarrow h$
24	6.00	0.002	6.00	0.07	4.37
25	6.00	0.003	6.00	0.07	4.37
26	6.01	0.0093	6.00	0.10	

Chlor Cl $\sigma_{in,h} \rightarrow h+i$								
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7
1	0.0	0.08	0.21	0.34	0.26	0.14	0.06	0.01
2	0.0	0.08	0.34	0.32	0.21	0.08	0.02	
3	0.0	0.0	0.40	0.30	0.10			
4	0.0	0.22						
5	0.0	0.002						

Hafnium Hf $\sigma_{in,h} \rightarrow h+i$									
$h \backslash i$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0.060	0.294	0.757	0.761	0.556	0.213	0.065	0.019
2	0.017	0.145	0.591	0.799	0.916	0.302	0.096	0.032	0.006
3	0.058	0.433	0.822	0.911	0.456	0.160	0.049	0.015	
4	0.210	0.643	0.972	0.594	0.229	0.083	0.019		
5	0.321	0.780	0.618	0.281	0.098	0.026	0.006		
6	0.461	0.531	0.294	0.122	0.025	0.007			
7	0.373	0.286	0.132	0.040	0.009				
8	0	0.190	0.063	0.017					

Europium Eu $\sigma_{in,h} \rightarrow h+i$									
$\begin{matrix} i \\ h \end{matrix}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0.053	0.256	0.671	0.685	0.520	0.219	0.078	0.030
2	0.028	0.178	0.628	0.752	0.625	0.261	0.083	0.023	0.005
3	0.081	0.483	0.814	0.830	0.394	0.141	0.043	0.008	
4	0.275	0.729	0.994	0.560	0.212	0.069	0.015	0.006	
5	0.483	1.002	0.727	0.315	0.109	0.029	0.005		
6	0.635	0.657	0.344	0.132	0.036	0.005			
7	0.537	0.376	0.168	0.048	0.011				
8	0.365	0.203	0.065	0.017					
9	0.236	0.090	0.025	0					
10	0.017	0.053	0.015	0.005					

Gadolinium Gd $\sigma_{in,h} \rightarrow h+i$									
$\begin{matrix} i \\ h \end{matrix}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0.054	0.265	0.694	0.709	0.537	0.226	0.080	0.031
2	0.028	0.176	0.619	0.741	0.617	0.258	0.082	0.023	0.005
3	0.076	0.457	0.768	0.784	0.372	0.132	0.040	0.008	
4	0.264	0.701	0.956	0.539	0.204	0.066	0.014	0.006	
5	0.514	1.065	0.773	0.335	0.116	0.031	0.006		
6	0.748	0.773	0.405	0.155	0.043	0.006			
7	0.556	0.389	0.173	0.050	0.012				
8	0.291	0.163	0.052	0.014					
9	0.061	0.023	0.006						

Cl

h	E_h	σ_t	σ_y	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	2.23E 00	1.54E-01	1.10E 00	9.80E-01	6.94E-01	8.20E-02
2	6.50E 00	2.70E 00	1.00E-01	1.05E 00	1.55E 00	5.84E-01	1.21E-01
3	4.00E 00	3.04E 00	3.70E-02	8.00E-01	2.20E 00	4.40E-01	1.72E-01
4	2.50E 00	2.86E 00	9.00E-03	2.20E-01	2.63E 00	3.30E-01	1.74E-01
5	1.40E 00	2.30E 00	3.00E-03	2.00E-03	2.30E 00	3.08E-01	1.57E-01
6	8.00E-01	2.10E 00	3.00E-03	0.	2.10E 00	2.88E-01	1.22E-01
7	4.00E-01	2.00E 00	4.00E-03	0.	2.00E 00	1.54E-01	1.38E-01
8	2.00E-01	1.91E 00	7.00E-03	0.	1.90E 00	1.10E-01	1.38E-01
9	1.00E-01	2.31E 00	1.20E-02	0.	2.30E 00	6.60E-02	1.57E-01
10	4.65E-02	3.02E 00	2.20E-02	0.	3.00E 00	4.40E-02	2.10E-01
11	2.15E-02	2.34E 00	3.70E-02	0.	2.30E 00	3.30E-02	1.63E-01
12	1.00E-02	1.76E 00	5.90E-02	0.	1.70E 00	1.90E-02	1.24E-01
13	4.65E-03	1.39E 00	9.00E-02	0.	1.30E 00	1.90E-02	9.30E-02
14	2.15E-03	1.78E 00	1.34E-01	0.	1.65E 00	1.90E-02	1.18E-01
15	1.00E-03	2.39E 00	1.86E-01	0.	2.20E 00	1.90E-02	1.58E-01
16	4.65E-04	5.27E 00	2.72E-01	0.	5.00E 00	1.90E-02	3.58E-01
17	2.15E-04	5.60E 00	4.00E-01	0.	5.20E 00	1.90E-02	3.73E-01
18	1.00E-04	8.49E 00	5.94E-01	0.	7.90E 00	1.90E-02	5.66E-01
19	4.65E-05	1.14E 01	8.45E-01	0.	1.06E 01	1.90E-02	7.61E-01
20	2.15E-05	1.43E 01	1.25E 00	0.	1.30E 01	1.90E-02	9.32E-01
21	1.00E-05	1.66E 01	1.81E 00	0.	1.48E 01	1.90E-02	1.06E 00
22	4.65E-06	1.78E 01	2.62E 00	0.	1.52E 01	1.90E-02	1.09E 00
23	2.15E-06	1.90E 01	3.82E 00	0.	1.52E 01	1.90E-02	1.09E 00
24	1.00E-06	2.13E 01	5.74E 00	0.	1.56E 01	1.90E-02	1.12E 00
25	4.65E-07	2.43E 01	8.26E 00	0.	1.60E 01	1.90E-02	1.15E 00
26	2.15E-07	4.12E 01	2.67E 01	0.	1.45E 01	1.90E-02	0.

N							
h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	1.40E 00	2.50E-01	3.50E-01	8.00E-01	4.10E-01	2.66E-01
2	6.50E 00	1.60E 00	3.10E-01	1.50E-01	1.14E 00	2.60E-01	3.59E-01
3	4.00E 00	1.65E 00	3.10E-01	0.	1.34E 00	1.20E-01	4.01E-01
4	2.50E 00	1.95E 00	1.00E-01	0.	1.85E 00	1.30E-01	4.03E-01
5	1.40E 00	1.82E 00	3.00E-02	0.	1.79E 00	6.00E-02	4.24E-01
6	8.00E-01	2.30E 00	4.50E-02	0.	2.26E 00	5.00E-02	4.43E-01
7	4.00E-01	3.20E 00	1.60E-03	0.	3.20E 00	5.00E-02	6.31E-01
8	2.00E-01	4.10E 00	1.50E-03	0.	4.10E 00	5.00E-02	8.08E-01
9	1.00E-01	5.30E 00	1.60E-03	0.	5.30E 00	5.00E-02	9.36E-01
10	4.65E-02	6.30E 00	2.00E-03	0.	6.30E 00	5.00E-02	1.12E 00
11	2.15E-02	7.30E 00	2.60E-03	0.	7.30E 00	5.00E-02	1.29E 00
12	1.00E-02	8.00E 00	3.70E-03	0.	8.00E 00	5.00E-02	1.42E 00
13	4.65E-03	8.60E 00	5.30E-03	0.	8.59E 00	5.00E-02	1.52E 00
14	2.15E-03	9.00E 00	7.90E-03	0.	8.99E 00	5.00E-02	1.59E 00
15	1.00E-03	9.30E 00	1.14E-02	0.	9.29E 00	5.00E-02	1.64E 00
16	4.65E-04	9.50E 00	1.68E-02	0.	9.48E 00	5.00E-02	1.68E 00
17	2.15E-04	9.62E 00	2.47E-02	0.	9.60E 00	5.00E-02	1.70E 00
18	1.00E-04	9.80E 00	3.61E-02	0.	9.76E 00	5.00E-02	1.72E 00
19	4.65E-05	1.00E 01	5.30E-02	0.	9.95E 00	5.00E-02	1.76E 00
20	2.15E-05	1.01E 01	7.86E-02	0.	1.00E 01	5.00E-02	1.77E 00
21	1.00E-05	1.02E 01	1.14E-01	0.	1.01E 01	5.00E-02	1.78E 00
22	4.65E-06	1.03E 01	1.68E-01	0.	1.01E 01	5.00E-02	1.79E 00
23	2.15E-06	1.04E 01	2.47E-01	0.	1.02E 01	5.00E-02	1.79E 00
24	1.00E-06	1.05E 01	3.61E-01	0.	1.01E 01	5.00E-02	1.79E 00
25	4.65E-07	1.08E 01	5.30E-01	0.	1.03E 01	5.00E-02	1.81E 00
26	2.15E-07	1.26E 01	1.67E 00	0.	1.09E 01	5.00E-02	0.

He

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}	$\sigma_{h \rightarrow h+1}$	$\sigma_{h \rightarrow h+2}$
1	1.05E 01	1.70E 00	0.	0.	1.70E 00	5.60E-01	6.30E-01	4.35E-01	1.95E-01
2	6.50E 00	2.20E 00	0.	0.	2.20E 00	4.40E-01	1.02E 00	6.95E-01	3.25E-01
3	4.00E 00	2.80E 00	0.	0.	2.80E 00	3.10E-01	1.70E 00	1.32E 00	3.80E-01
4	2.50E 00	4.50E 00	0.	0.	4.50E 00	2.30E-01	2.76E 00	2.20E 00	5.60E-01
5	1.40E 00	7.60E 00	0.	0.	7.60E 00	3.10E-01	3.66E 00	3.62E 00	4.00E-02
6	8.00E-01	1.80E 00	0.	0.	1.80E 00	6.20E-01	4.30E-01	4.30E-01	0.
7	4.00E-01	8.60E-01	0.	0.	8.60E-01	5.60E-01	2.50E-01	2.50E-01	0.
8	2.00E-01	7.70E-01	0.	0.	7.70E-01	4.30E-01	1.64E-01	1.64E-01	0.
9	1.00E-01	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	2.70E-01	2.52E-01	2.52E-01	0.
10	4.65E-02	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	2.10E-01	2.73E-01	2.73E-01	0.
11	2.15E-02	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.80E-01	2.83E-01	2.83E-01	0.
12	1.00E-02	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.80E-01	2.83E-01	2.83E-01	0.
13	4.65E-03	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.80E-01	2.83E-01	2.83E-01	0.
14	2.15E-03	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.80E-01	2.83E-01	2.83E-01	0.
15	1.00E-03	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
16	4.65E-04	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
17	2.15E-04	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
18	1.00E-04	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
19	4.65E-05	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
20	2.15E-05	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
21	1.00E-05	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
22	4.65E-06	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
23	2.15E-06	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
24	1.00E-06	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
25	4.65E-07	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	2.87E-01	2.87E-01	0.
26	2.15E-07	7.20E-01	0.	0.	7.20E-01	1.70E-01	0.	0.	0.

Eu

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	4.65E 00	8.00E-03	2.51E 00	2.13E 00	7.30E-01	3.90E-02
2	6.50E 00	5.33E 00	1.70E-02	2.58E 00	2.73E 00	7.60E-01	2.90E-02
3	4.00E 00	6.62E 00	3.60E-02	2.79E 00	3.79E 00	7.80E-01	2.70E-02
4	2.50E 00	7.35E 00	8.20E-02	2.86E 00	4.41E 00	7.10E-01	2.90E-02
5	1.40E 00	7.51E 00	1.50E-01	2.67E 00	4.69E 00	5.00E-01	5.40E-02
6	8.00E-01	7.92E 00	2.20E-01	1.81E 00	5.89E 00	3.70E-01	7.10E-02
7	4.00E-01	8.61E 00	4.60E-01	1.14E 00	7.01E 00	2.30E-01	1.04E-01
8	2.00E-01	9.67E 00	7.60E-01	6.50E-01	8.26E 00	1.30E-01	1.37E-01
9	1.00E-01	1.11E 01	1.52E 00	3.50E-01	9.18E 00	6.80E-02	1.46E-01
10	4.65E-02	1.32E 01	2.56E 00	9.00E-02	1.06E 01	3.10E-02	1.76E-01
11	2.15E-02	1.63E 01	4.09E 00	0.	1.22E 01	1.50E-02	2.06E-01
12	1.00E-02	2.05E 01	6.82E 00	0.	1.37E 01	7.00E-03	2.34E-01
13	4.65E-03	2.71E 01	1.15E 01	0.	1.56E 01	4.00E-03	2.67E-01
14	2.15E-03	3.65E 01	1.92E 01	0.	1.73E 01	4.00E-03	2.97E-01
15	1.00E-03	5.04E 01	3.13E 01	0.	1.91E 01	4.00E-03	3.27E-01
16	4.65E-04	7.14E 01	5.02E 01	0.	2.12E 01	4.00E-03	3.63E-01
17	2.15E-04	1.01E 02	7.86E 01	0.	2.25E 01	4.00E-03	3.86E-01
18	1.00E-04	1.45E 02	1.22E 02	0.	2.32E 01	4.00E-03	3.98E-01
19	4.65E-05	1.95E 02	1.72E 02	0.	2.28E 01	4.00E-03	3.91E-01
20	2.15E-05	2.38E 02	2.22E 02	0.	1.60E 01	4.00E-03	2.74E-01
21	1.00E-05	2.51E 02	2.40E 02	0.	1.17E 01	4.00E-03	2.01E-01
22	4.65E-06	8.50E 02	8.32E 02	0.	1.78E 01	4.00E-03	3.05E-01
23	2.15E-06	2.60E 02	2.53E 02	0.	7.10E 00	4.00E-03	1.22E-01
24	1.00E-06	2.34E 03	2.29E 03	0.	5.80E 01	4.00E-03	9.94E-01
25	4.65E-07	3.12E 03	3.04E 03	0.	6.20E 01	4.00E-03	1.06E 00
26	2.15E-07	3.82E 03	3.81E 03	0.	9.00E 00	4.00E-03	0.

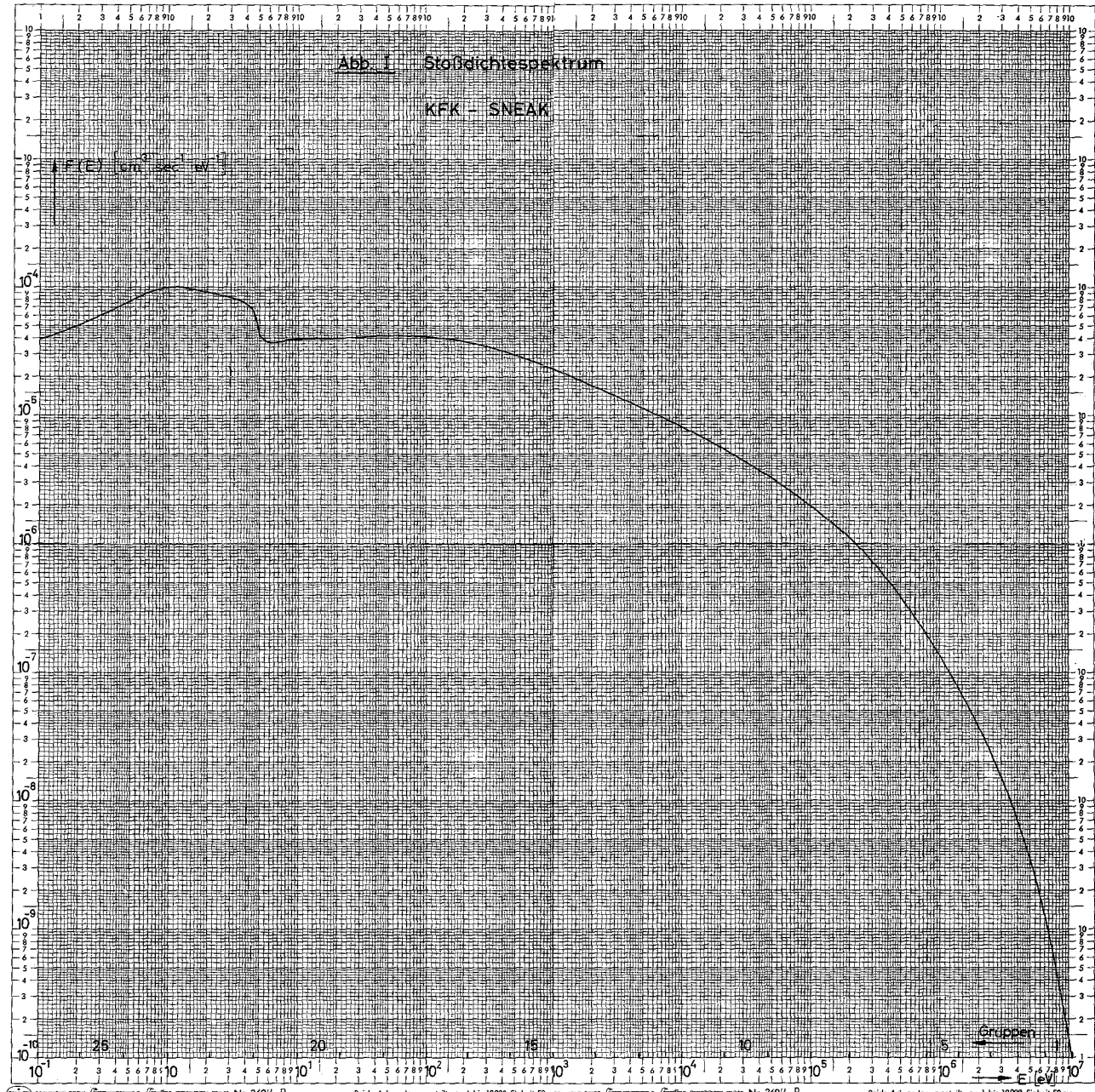
Gd

h	E_h	σ_t	σ_γ	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	5.08E 00	4.00E-03	2.60E 00	2.48E 00	7.30E-01	4.40E-02
2	6.50E 00	5.56E 00	1.10E-02	2.55E 00	3.00E 00	7.60E-01	2.90E-02
3	4.00E 00	6.27E 00	3.30E-02	2.64E 00	3.60E 00	7.80E-01	2.50E-02
4	2.50E 00	6.90E 00	8.50E-02	2.75E 00	4.07E 00	7.10E-01	2.60E-02
5	1.40E 00	7.25E 00	1.10E-01	2.84E 00	4.30E 00	5.80E-01	4.00E-02
6	8.00E-01	7.34E 00	1.10E-01	2.13E 00	5.10E 00	4.20E-01	5.50E-02
7	4.00E-01	7.63E 00	1.60E-01	1.18E 00	6.29E 00	2.90E-01	8.20E-02
8	2.00E-01	8.25E 00	3.80E-01	5.20E-01	7.35E 00	1.70E-01	1.12E-01
9	1.00E-01	9.12E 00	6.40E-01	9.00E-02	8.39E 00	8.70E-02	1.26E-01
10	4.65E-02	1.04E 01	1.15E 00	0.	9.25E 00	3.90E-02	1.46E-01
11	2.15E-02	1.15E 01	1.78E 00	0.	9.72E 00	1.70E-02	1.58E-01
12	1.00E-02	1.35E 01	2.56E 00	0.	1.09E 01	8.00E-03	1.78E-01
13	4.65E-03	1.70E 01	4.46E 00	0.	1.25E 01	4.00E-03	2.06E-01
14	2.15E-03	1.91E 01	7.90E 00	0.	1.12E 01	4.00E-03	1.85E-01
15	1.00E-03	2.95E 01	1.22E 01	0.	1.73E 01	4.00E-03	2.85E-01
16	4.65E-04	3.20E 01	1.88E 01	0.	1.32E 01	4.00E-03	2.09E-01
17	2.15E-04	4.42E 01	3.16E 01	0.	1.26E 01	4.00E-03	2.08E-01
18	1.00E-04	3.87E 01	2.83E 01	0.	1.04E 01	4.00E-03	1.72E-01
19	4.65E-05	3.93E 01	2.98E 01	0.	9.50E 00	4.00E-03	1.57E-01
20	2.15E-05	6.62E 01	4.98E 01	0.	1.64E 01	4.00E-03	2.70E-01
21	1.00E-05	4.58E 01	3.83E 01	0.	7.50E 00	4.00E-03	1.24E-01
22	4.65E-06	1.66E 02	1.56E 02	0.	9.70E 00	4.00E-03	1.60E-01
23	2.15E-06	7.20E 01	6.54E 01	0.	6.60E 00	4.00E-03	1.09E-01
24	1.00E-06	1.36E 02	1.27E 02	0.	8.20E 00	4.00E-03	1.35E-01
25	4.65E-07	1.09E 03	1.07E 03	0.	1.80E 01	4.00E-03	2.97E-01
26	2.15E-07	4.09E 04	4.08E 04	0.	1.60E 02	4.00E-03	0.

Hf

h	E_h	σ_t	σ_y	σ_{in}	σ_e	μ_e	σ_{be}
1	1.05E 01	5.50E 00	1.50E-02	2.73E 00	2.74E 00	7.60E-01	3.80E-02
2	6.50E 00	6.08E 00	2.60E-02	2.90E 00	3.15E 00	8.00E-01	2.30E-02
3	4.00E 00	6.77E 00	4.60E-02	2.90E 00	3.82E 00	7.60E-01	2.60E-02
4	2.50E 00	6.90E 00	6.40E-02	2.75E 00	4.09E 00	6.30E-01	2.90E-02
5	1.40E 00	6.97E 00	8.70E-02	2.13E 00	4.75E 00	4.60E-01	5.00E-02
6	8.00E-01	7.10E 00	1.20E-01	1.44E 00	5.54E 00	3.10E-01	6.20E-02
7	4.00E-01	7.67E 00	1.70E-01	8.40E-01	6.66E 00	1.80E-01	8.90E-02
8	2.00E-01	8.62E 00	2.30E-01	2.70E-01	8.12E 00	1.00E-01	1.19E-01
9	1.00E-01	9.91E 00	3.20E-01	0.	9.59E 00	5.40E-02	1.32E-01
10	4.65E-02	1.05E 01	5.20E-01	0.	9.98E 00	2.70E-02	1.41E-01
11	2.15E-02	1.22E 01	8.20E-01	0.	1.14E 01	1.50E-02	1.63E-01
12	1.00E-02	1.40E 01	1.14E 00	0.	1.29E 01	7.00E-03	1.85E-01
13	4.65E-03	1.67E 01	1.85E 00	0.	1.49E 01	4.00E-03	2.16E-01
14	2.15E-03	1.88E 01	3.36E 00	0.	1.54E 01	4.00E-03	2.25E-01
15	1.00E-03	1.96E 01	6.35E 00	0.	1.33E 01	4.00E-03	1.93E-01
16	4.65E-04	2.04E 01	1.14E 01	0.	9.00E 00	4.00E-03	1.31E-01
17	2.15E-04	2.05E 01	8.60E 00	0.	1.19E 01	4.00E-03	1.73E-01
18	1.00E-04	6.11E 01	3.38E 01	0.	2.73E 01	4.00E-03	3.97E-01
19	4.65E-05	4.07E 01	2.88E 01	0.	1.19E 01	4.00E-03	1.73E-01
20	2.15E-05	1.56E 01	9.20E 00	0.	6.40E 00	4.00E-03	9.30E-02
21	1.00E-05	1.46E 03	8.91E 02	0.	5.65E 02	4.00E-03	8.22E 00
22	4.65E-06	7.59E 02	6.54E 02	0.	1.05E 02	4.00E-03	1.53E 00
23	2.15E-06	8.09E 02	7.75E 02	0.	3.40E 01	4.00E-03	4.95E-01
24	1.00E-06	8.11E 01	7.27E 01	0.	8.40E 00	4.00E-03	1.22E-01
25	4.65E-07	4.77E 01	4.12E 01	0.	6.50E 00	4.00E-03	9.50E-02
26	2.15E-07	1.01E 02	9.31E 01	0.	8.00E 00	4.00E-03	0.

Abb. 1 Stoßscherspektrum
KFK - SNEAK



Beide Achsen logar.geteilt von 1 bis 10000, Einheit 50 mpc/msec QUART. Beides logar.geteilt von 1 bis 10000, Einheit 50 mm

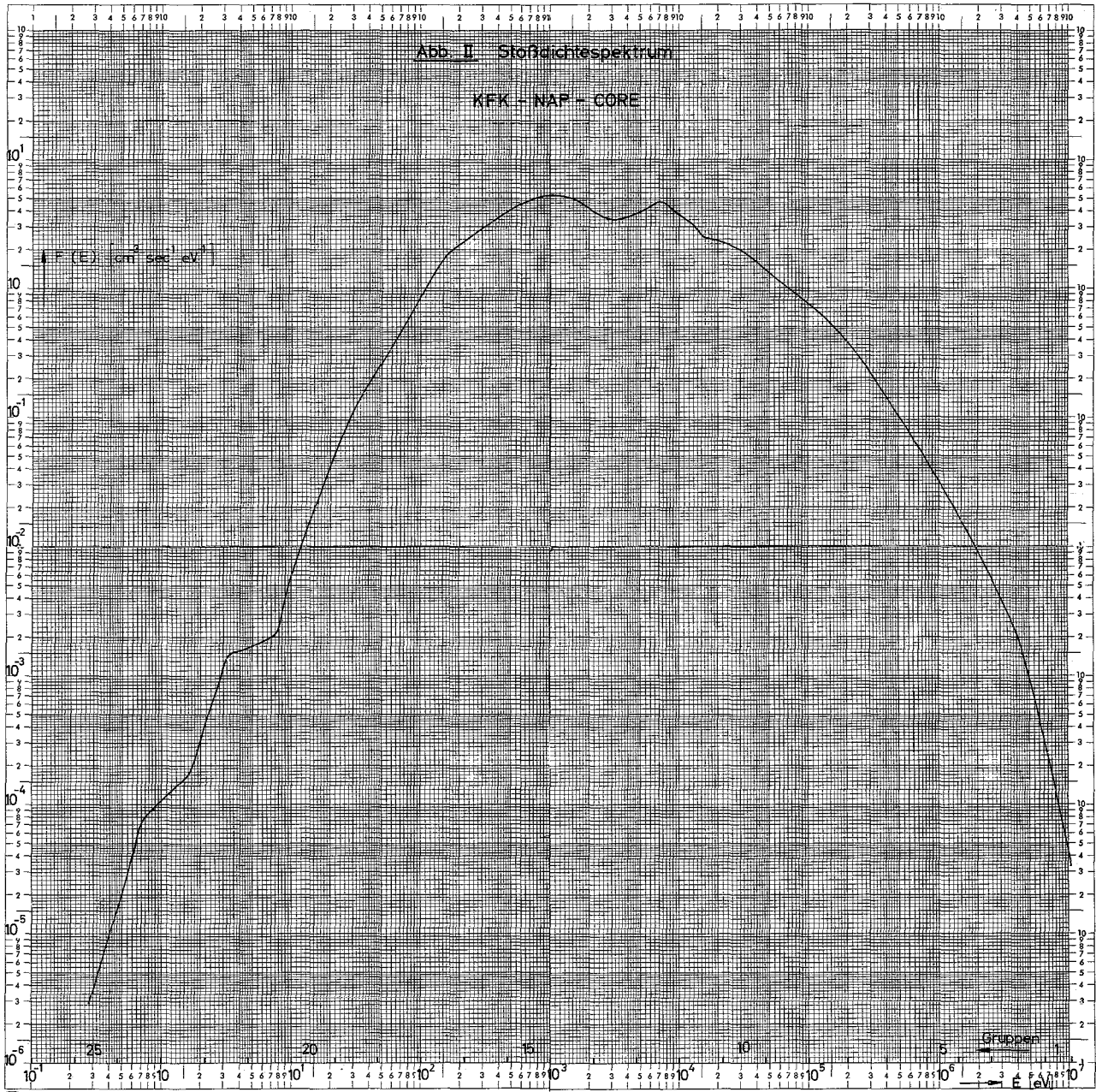


Abb. III Stoßdichtespektrum

KFK - NAP - Blanket

