

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6500

**Berechnung der Bildung von Tritium
aus Bor 10 in Steuerelementen von
Kernreaktoren mit TRIBOR**

H.W.Wiese

Institut für Kern- und Energietechnik

Programm Nukleare Sicherheitsforschung

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2000

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)**

ISSN 0947-8620

Berechnung der Bildung von Tritium aus Bor 10 in Steuerelementen von Kernreaktoren mit TRIBOR

Kurzfassung

Das Abbrand- und Zerfallsprogramm KORIGEN dient der Bestimmung der nuklearen Eigenschaften bestrahlter Kernbrennstoffe im Brennstoffkreislauf und im Endlager. Es wird häufig auch für Aktivierungsrechnungen eingesetzt, wobei sicherzustellen ist, dass für die spezielle Anwendung die wichtigsten Bildungspfade des Aktivierungsnuklids in KORIGEN berücksichtigt werden. Für die Tritiumbildung aus B10 ist dies nicht der Fall, da KORIGEN die dabei wesentlichen Reaktionen $B10(n, 2\alpha)H3$ und $Li7(n, n'\alpha)H3$ *nicht behandelt*. Um verlässliche Aussagen zur Tritiumerzeugung in borhaltigen Steuerelementen zu ermöglichen, wurde ergänzend zu KORIGEN das diese Reaktionen und die des Weiteren teilnehmenden Reaktionen $B10(n, \alpha)Li7$ und $He3(n,p)H3$ umfassende Rechenprogramm TRIBOR entwickelt.

Das die obigen gekoppelten Reaktionen beschreibende System von vier linearen Differentialgleichungen lässt sich analytisch lösen. Ausgehend von Punktdaten des Joint Evaluated File, JEF-2.2, werden in TRIBOR die für die Tritiumberechnung benötigten energiegemittelten 1-Gruppen-Wirkungsquerschnitte unter Wichtung mit aktuellen, zeitabhängigen Neutronenspektren ermittelt. Für Testrechnungen wurden ein Steuerelementspektrum und, zum Vergleich, zwei Brennstoffspektren herangezogen.

Als besonders sensitiv bezüglich des Neutronenspektrums erweisen sich die 1-Gr.-Querschnitte $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$. Nur schwach spektrumsabhängig sind dagegen $\sigma_{n,2\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,n'\alpha}^{Li7}$.

Vergleichsrechnungen mit verschiedenen Spektren aber gleichem Bestrahlungsverlauf ergeben, dass bei ungenauer Kenntnis des Neutronenspektrums das gebildete Tritium deutlich unterschätzt werden kann: Um einen Faktor zwei im DWR-UOX-Spektrum im Vergleich zum Spektrum des frischen Steuerelements. Je "weicher" das Spektrum ist, umso kleiner wird die Menge des berechneten Tritiums.

Das Zeitverhalten der Konzentrationen von B10, Li7, He und Tritium während der Bestrahlung ist bestimmt durch die Bestrahlungsgeschichte und das mit zunehmendem Borabbrand "weicher" werdende Spektrum. Bei ungenauer Kenntnis des Spektrums werden diese Konzentrationen fehlerhaft wiedergegeben.

Der Zusammenhang zwischen dem B10-Endabbrand, dem Querschnitt $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und der bei Entnahme des Steuerelements erreichten Fluenz ermöglicht bei Kenntnis des Abbrandes und der Fluenz die Bestimmung von $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$. Dies kann bei unzureichender Kenntnis der Spektren für Näherungsrechnungen nützlich sein.

Determination of Tritium Produced from Boron 10 in Control Elements of Nuclear Reactors with the TRIBOR Code

Abstract

The code KORIGEN is frequently used for activation calculations. However, this code *does not account* for the reactions $B10(n, 2\alpha)H3$ and $Li7(n, n'\alpha)H3$ which are essential for the formation of tritium from B10. For obtaining reliable information on the generation of tritium in boron-containing control elements, in support of KORIGEN

the code TRIBOR, comprising the above reactions and the reactions $B10(n, \alpha)Li7$ and $He3(n,p)H3$, was developed.

The system of four linear differential equations, describing the above coupled reactions, can be solved analytically. Starting from point data of the Joint Evaluated File, JEF-2.2, TRIBOR determines energy averaged one-group neutron reaction cross-sections weighted with actual time-dependent neutron spectra. For test calculations, a control element spectrum and, for comparison, two fuel spectra were used.

The one-group cross-sections $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ and $\sigma_{n,p}^{He3}$ prove to be strongly sensitive with respect to the neutron spectra. $\sigma_{n,2\alpha}^{B10}$ and $\sigma_{n,n'\alpha}^{Li7}$, however, are only weakly spectrum-dependent. From calculations with different spectra but identical irradiation histories can be seen that insufficient knowledge of the neutron spectrum can result in a marked underestimation of the produced tritium: by a factor of two if a PWR-UOX fuel spectrum is used instead of a fresh-control-element spectrum. The amount of calculated tritium decreases with "weakening" the spectrum.

The concentrations of B10, Li7, He and tritium during irradiation are determined by the irradiation history and the time-dependent neutron spectrum, "weakening" with increasing burn-up of B10.

The depletion of B10, the $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ one-group cross-section, and the control element fluence at discharge are found to obey a simple approximate relation. The knowledge of B10 depletion and the discharge fluence thus enables the determination of $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ and $\sigma_{n,p}^{He3}$. This may be useful for approximate calculations in case of badly known neutron spectra.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Problemstellung	1
2. Aufstellung und Lösung der Bilanzgleichungen ..	1
3. Neutronenverbrauch und Massenbilanzierung ...	4
4. Bereitstellung von Wirkungsquerschnittsdaten ..	5
5. Das Programm TRIBOR	10
6. Tritium-Sensitivität bezüglich Querschnittsdaten und Bildungspfade	11
7. Bestimmung des $B_{10}(n,\alpha)$ -Querschnitts aus dem B ₁₀ -Endabbrand	13
8. Zusammenfassung	17
9. Dank	17
10. Literaturverzeichnis	18

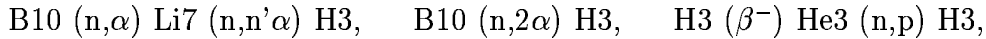
Anhang

A Wirkungsquerschnitte und Wichtungsspektren ..	19
B Eingabebeschreibung des Programms TRIBOR ..	26
C Eingabebeispiele	28
D Ausgabebeispiele	29

1. Problemstellung

Bei der Berechnung der Erzeugung radioaktiver Nuklide aus Brennstoff- und Strukturmaterialien während des Reaktorbetriebs mit dem Abbrand- und Zerfallsprogramm KORIGEN [1,2] werden die Neutronenreaktionen (n,f) , (n,γ) , $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,p) , (n,α) und radioaktive β^\pm - und α -Zerfälle berücksichtigt.

Die Bildung von **Tritium H3 aus B10** in borhaltigen Steuerelementen über die Reaktionen



die wesentlich durch die Reaktionen $\text{Li7}(n,n'\alpha)$ und $\text{B10}(n,2\alpha)$ bestimmt ist, kann demnach **nicht mit KORIGEN** behandelt werden. Die Struktur der KORIGEN-Dateien ist auf die bisher berücksichtigten Reaktionen abgestimmt. Die naheliegende Lösung des Problems, nämlich eine Erweiterung von KORIGEN um die fehlenden Reaktionen, erschien wegen der dann fälligen Änderung der Datenstruktur und des damit verbundenen Aufwandes nicht angebracht.

In KORIGEN wird ein System von etwa 1400 gekoppelten linearen Differentialgleichungen gelöst. Im Fall der Tritiumbildung aus B10 reduziert sich dieses System auf vier Gleichungen. Nach Lösung dieser Gleichungen werden die Bereitstellung der benötigten nuklearen Wirkungsquerschnittsdaten sowie das neu entwickelte Rechenprogramm TRIBOR zur numerischen Tritiumbestimmung beschrieben.

Es wird die Sensivität des berechneten Tritiums bezüglich Unsicherheiten bei der Querschnittsbestimmung untersucht und der Zusammenhang zwischen dem B10-Abbrand und dem $\text{B10}(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnitt diskutiert.

Anhänge enthalten die verwendeten Daten, die Eingabebeschriftung von TRIBOR sowie Ein- und Ausgaben von Anwendungsbeispielen.

2. Aufstellung und Lösung der Bilanzgleichungen

Bei den oben genannten Reaktionen handelt es sich um Reaktionsketten, die eine analytische Lösung der zugehörigen Bilanzgleichungen, eines Systems linearer Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten, erlauben.

Zur Aufstellung dieser Gleichungen werden die beteiligten Nuklide B10, Li7, H3 und He3 in dieser Reihenfolge von 1 bis 4 durchnummeriert. Die Anzahl der zur Zeit t im betrachteten Steuerelement vorhandenen Nuklide sei mit $N_i(t)$, $i = 1,2,3,4$, bezeichnet. Des Weiteren seien mit σ als mikroskopischem effektivem Neutronenwirkungsquerschnitt und Φ als totaler Neutronenflussdichte die mikroskopischen Reaktionsraten a_{ik} , die den Übergang vom Nuklid i zum Nuklid k beschreiben, durch

$$(1) \quad \begin{aligned} a_{12} &= \sigma_{n,\alpha}^{\text{B10}} \Phi, & a_{13} &= \sigma_{n,2\alpha}^{\text{B10}} \Phi, \\ a_{23} &= \sigma_{n,n'\alpha}^{\text{Li7}} \Phi, & a_{43} &= \sigma_{n,p}^{\text{He3}} \Phi \end{aligned}$$

eingeführt. Die Zerfallskonstante von H3 werde mit λ_3 bezeichnet. Entsprechend der H3-Halbwertszeit von 12.346 Jahren ist $\lambda_3 = 1.7791 \cdot 10^{-9} \text{s}^{-1}$.

Für den Zuwachs $\dot{N}_i(t)$ der Anzahl der Nuklide i pro Sekunde gilt mit (1)

$$(2) \quad \begin{aligned} \dot{N}_1(t) &= -(a_{12} + a_{13}) N_1(t) \\ \dot{N}_2(t) &= -a_{23} N_2(t) + a_{12} N_1(t) \\ \dot{N}_3(t) &= -\lambda_3 N_3(t) + a_{13} N_1(t) + a_{23} N_2(t) + a_{43} N_4(t) \\ \dot{N}_4(t) &= -a_{43} N_4(t) + \lambda_3 N_3(t) \end{aligned}$$

mit den Anfangsbedingungen

$$(3) \quad N_i(0) = N_{i0}, \quad i = 1, 2, 3, 4 .$$

Es sind zwar bei Bestrahlungsbeginn im frischen Steuerelement die Anfangskonzentrationen von Li7, H3 und He3 gleich Null. Zur Mitnahme von zeitlichen Veränderungen der Neutronenflussdichte und der effektiven Wirkungsquerschnitte ist es jedoch erforderlich, die obigen Differentialgleichungen für beliebige Anfangswerte zu lösen. Zeitliche Veränderungen der Neutronenflussdichte werden durch Variation der Reaktorleistung, wozu auch Abschaltungen gehören, bewirkt. Der zeitliche Verlauf der Wirkungsquerschnitte folgt den Veränderungen des Neutronenspektrums, bedingt z.B. durch das Abbrennen von B10.

Durch Addition der Gl.(2) findet man, dass

$$(4) \quad \sum_{i=1}^4 \dot{N}_i(t) = 0 .$$

Der Abbau eines der Nuklide i ist stets mit dem Aufbau eines der anderen Kettenuklide verbunden, *die Gesamtzahl der Nuklide bleibt erhalten* :

$$(5) \quad \sum_{i=1}^4 N_i(t) = \text{konstant} = \sum_{i=1}^4 N_{i0} \equiv N_{00} .$$

Das Vorhandensein des geschlossenen Loops $H3(\beta^-)He3(n,p)H3$ behindert zunächst die einfache sukzessive Lösung des Systems (2), wie dies für die beiden ersten Gleichungen von (2) möglich ist.

Unter Verwendung von (5) lässt sich die letzte der Gl. (2) jedoch umformulieren zu

$$(6) \quad \begin{aligned} \dot{N}_4(t) &= -(\lambda_3 + a_{43}) N_4(t) + \lambda_3 (N_3(t) + N_4(t)) \\ &= -(\lambda_3 + a_{43}) N_4(t) + \lambda_3 N_{00} - \lambda_3 N_1(t) - \lambda_3 N_2(t) , \end{aligned}$$

und man erhält für die Konzentrationen von B10, Li7 und He3 das sukzessiv lösbare System

$$(7) \quad \begin{aligned} \dot{N}_1(t) &= -(a_{12} + a_{13}) N_1(t) \\ \dot{N}_2(t) &= -a_{23} N_2(t) + a_{12} N_1(t) \\ \dot{N}_4(t) &= -(\lambda_3 + a_{43}) N_4(t) + \lambda_3 N_{00} - \lambda_3 N_1(t) - \lambda_3 N_2(t) . \end{aligned}$$

H3 wird dann aus der Differenz $N_{00} - N_1 - N_2 - N_4$ gewonnen. Die Gl. (7) sind von der Form

$$(8) \quad \dot{N}(t) = -\lambda N(t) + Q(t), \quad N(0) = N_0,$$

mit bekannter Quelle $Q(t)$ und der Lösung

$$(9) \quad N(t) = \left[N_0 + \int_0^t d\tau Q(\tau) e^{\lambda \tau} \right] e^{-\lambda t}.$$

Mit den Abkürzungen

$$(10) \quad a_1 \equiv a_{12} + a_{13}, \quad v \equiv \frac{a_{12}}{a_1 - a_{23}}, \quad \lambda_4 \equiv \lambda_3 + a_{43}$$

erhält man aus (7) unter sukzessiver Anwendung von (9)

$$(11) \quad \begin{aligned} N_1(t) &= N_{10} e^{-a_1 t} \\ N_2(t) &= N_{20} e^{-a_{23} t} + N_{10} a_{12} \frac{e^{-a_{23} t} - e^{-a_1 t}}{a_1 - a_{23}} \\ &= (N_{20} + N_{10} v) e^{-a_{23} t} - N_{10} v e^{-a_1 t} \\ N_4(t) &= N_{40} e^{-\lambda_4 t} + \lambda_3 \left[N_{00} \frac{1 - e^{-\lambda_4 t}}{\lambda_4} \right. \\ &\quad - N_{10} (1 - v) \frac{e^{-a_1 t} - e^{-\lambda_4 t}}{\lambda_4 - a_1} \\ &\quad \left. - (N_{20} + N_{10} v) \frac{e^{-a_{23} t} - e^{-\lambda_4 t}}{\lambda_4 - a_{23}} \right]. \end{aligned}$$

Die Tritiumkonzentration ergibt sich schließlich mit (5) zu

$$(12) \quad N_3(t) = N_{00} - N_1(t) - N_2(t) - N_4(t).$$

Neben dem radioaktiven Tritium ist auch das entstehende gasförmige Helium von Interesse. Zu dessen Bestimmung sind neben He3 noch die Anzahl der bei den beteiligten Reaktionen emittierten α -Teilchen (He4-Kerne), die mit $N_5(t)$ bezeichnet sei, zu ermitteln. $N_5(t)$ gehorcht der Differentialgleichung

$$(13) \quad \dot{N}_5(t) = a_{12} N_1(t) + 2a_{13} N_1(t) + a_{23} N_2(t).$$

Mit Hilfe der beiden ersten der Gl. (2) lässt sich (13) umformen zu

$$(14) \quad \dot{N}_5(t) + 2\dot{N}_1(t) + \dot{N}_2(t) = 0.$$

Damit ist

$$(15) \quad N_5(t) + 2N_1(t) + N_2(t) = \text{konstant} = N_{50} + 2N_{10} + N_{20},$$

also

$$(16) \quad N_5(t) = N_{50} + 2[N_{10} - N_1(t)] + N_{20} - N_2(t).$$

3. Neutronenverbrauch und Massenbilanzierung

Zur Bilanzierung der Gesamtmasse des Systems benötigt man schließlich noch die hier mit $N_6(t)$ bezeichnete Anzahl der in den Reaktionen netto verbrauchten Neutronen. Die in der Reaktion $\text{He3}(n,p)\text{H3}$ absorbierten Neutronen können dabei wegen der emittierten Protonen gleicher Masse unberücksichtigt bleiben. $N_6(t)$ gehorcht der Differentialgleichung

$$(17) \quad \dot{N}_6(t) = (a_{12} + a_{13}) N_1(t) = -\dot{N}_1(t),$$

woraus folgt, dass

$$(18) \quad N_6(t) = N_{60} + N_{10} - N_1(t).$$

Zwischen der Masse M_i und der Anzahl N_i der Atome i gilt die Beziehung

$$(19) \quad M_i = \frac{N_i A_i}{L}$$

mit A_i = Atomgewicht in g/Mol des Nuklids i und $L = 6.0221367 \cdot 10^{23}$ Atome/Mol (Loschmidtzahl).

Bei beliebigen Anfangsnuklidzahlen $N_{i0} = N_i(0)$ drückt sich der Massenzuwachs der Nuklide i , $i = 1,2,\dots,5$, im Zeitintervall $[0,t]$ mit Hilfe von (19) aus durch

$$(20) \quad \Delta M(t) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^5 A_i [N_i(t) - N_{i0}] = \frac{1}{L} A_6 [N_6(t) - N_{60}].$$

Gl. (20) beinhaltet auch, dass

$$(21) \quad \frac{1}{L} \sum_{i=1}^5 A_i \dot{N}_i(t) = \frac{1}{L} A_6 \dot{N}_6(t).$$

Ausgehend von den Differentialgleichungen (2), (13) und (17) kann man in der Tat unter Verwendung von (4) feststellen, dass (a) Gl. (21) erfüllt ist - 10,7,3,3,4,1 = Massenzahlen von B10, Li7, H3, He3, He4, Neutron :

$$(22) \quad 10 \dot{N}_1(t) + 7 \dot{N}_2(t) + 3 \dot{N}_3(t) + 3 \dot{N}_4(t) + 4 \dot{N}_5(t) = 1 \dot{N}_6(t),$$

und dass (b) die erhaltenen $N_i(t)$ - Gl. (11), (12), (16) und (18) - die Bedingung

$$(23) \quad \begin{aligned} &10 N_1(t) + 7 N_2(t) + 3 N_3(t) + 3 N_4(t) + 4 N_5(t) - 1 N_6(t) \\ &= 10 N_{10} + 7 N_{20} + 3 N_{30} + 3 N_{40} + 4 N_{50} - 1 N_{60} \end{aligned}$$

entsprechend Gl. (20) erfüllen.

4. Bereitstellung von Wirkungsquerschnittsdaten

Ausführlich geschrieben lauten die in die Gl. (1) eingehenden mikroskopischen Reaktionsraten

$$(24) \quad \sigma\Phi = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \sigma(E)\Phi(E, r, t) .$$

Dabei ist $\sigma(E)$ der energieabhängige mikroskopische Neutronenwirkungsquerschnitt der betrachteten Neutronenreaktion R, zu entnehmen z.B. aus dem Joint Evaluated File JEF-2.2 [3] an diskreten Energiestützstellen $E_{R,i}$, $i = 1, 2, \dots, I_R$. Die Neutronenflussdichte $\Phi(E, r, t)$ ist, bedingt durch Änderungen der Materialzusammensetzung und aus reaktorbetrieblichen Gründen, grundsätzlich energie-, orts- und zeitabhängig. $[E_{\min}, E_{\max}]$ ist der Bereich von Neutronenenergien, in dem $\Phi(E, r, t) \neq 0$. Zur Vereinfachung der Schreibweise werden die Orts- und Zeitvariable r und t im Folgenden weggelassen.

Kenntnis über die Neutronenflussdichte $\Phi(E)$ liegt in der Regel aus Spektralrechnungen in der Form von Multigruppenflussdichten

$$(25) \quad \Phi_g = \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \Phi(E) , \quad \sum_{g=1}^G \Phi_g = \Phi = \text{totale Flussdichte},$$

in einer Multigruppeneinteilung E_g , $g = 1, 2, \dots, G$, mit $E_1 = E_{\min}$, $E_{G+1} = E_{\max}$ und $E_g < E_{g+1}$ vor. Man beachte, dass hier die Gruppennummern anders als üblich mit der Energie ansteigen. Von der Neutronenflussdichte sind somit die Gruppennittelwerte

$$(26) \quad \bar{\Phi}_g \equiv \frac{\Phi_g}{\Delta E_g} , \quad \Delta E_g \equiv E_{g+1} - E_g ,$$

bekannt. Definiert man wie üblich den effektiven Gruppenquerschnitt σ_g in der Energiegruppe g durch

$$(27) \quad \sigma_g \equiv \frac{1}{\Phi_g} \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \sigma(E)\Phi(E) ,$$

ergibt sich die mikroskopische Gesamtreaktionsrate und der effektive Gesamtwirkungsquerschnitt, auch 1-Gruppen-Querschnitt genannt, zu

$$(28) \quad \sigma\Phi = \sum_{g=1}^G \sigma_g \Phi_g \quad \text{bzw.} \quad \sigma = \frac{1}{\Phi} \sum_{g=1}^G \sigma_g \Phi_g .$$

In erster Näherung kann man die energieabhängige Neutronenflussdichte innerhalb der Gruppen durch die an den Gruppengrenzen *unstetige Stufenfunktion* $\Phi_g(E) = \bar{\Phi}_g$ für $E_g \leq E \leq E_{g+1}$ approximieren. In dieser Näherung erhält man

$$(29) \quad \sigma_g = \frac{1}{\Delta E_g} \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \sigma(E) .$$

Diese Näherung zur Bestimmung des effektiven Gruppenquerschnitts σ_g ist jedoch dann nicht ausreichend, wenn innerhalb einzelner aber dominierender Gruppen der Flussverlauf stark variiert, z.B. wenn er durch Resonanzen schwerer Nuklide in der Brennstoffumgebung eine Feinstruktur aufweist, oder wenn bei Schwellreaktionen im hohen Energiebereich und bei breiten Energiegruppen ein stark ansteigender Wirkungsquerschnitt mit einer stark abfallenden Flussdichte zusammentrifft.

Im Folgenden werden deshalb zwei alternative *stetige, den Gruppenmittelwert erhaltende* Approximationen $\Phi_g(E) = H_{k,g}(E)$, $k = 1,2$, in den Gruppen g verwendet. Diese Approximationen bringen zwar keine Verbesserung in der Feinstrukturbehandlung, beseitigen aber die unphysikalischen Unstetigkeiten an den Gruppengrenzen und führen zu gruppeninternen Flussverläufen, *die dem globalen Flussverlauf folgen*.

Mit

$$(30) \quad \bar{E}_g \equiv \frac{1}{2} (E_{g+1} + E_g), \quad q \equiv \frac{E - \bar{E}_g}{\Delta E_g/2},$$

sei zunächst in der Gruppe g die lokale Koordinate q eingeführt. Durch diese Transformation wird $(E_g, \bar{E}_g, E_{g+1})$ auf $(-1,0,+1)$ abgebildet.

Die erste Darstellung sei bilinear:

$$(31) \quad \begin{aligned} H_{1,g}(q) &= b_{1,g} q + b_{3,g} & \text{für } -1 \leq q \leq 0, \\ H_{1,g}(q) &= b_{2,g} q + b_{3,g} & \text{für } 0 \leq q \leq +1, \end{aligned}$$

und die zweite quadratisch:

$$(32) \quad H_{2,g}(q) = c_{1,g} q^2 + c_{2,g} q + c_{3,g} \quad \text{für } -1 \leq q \leq +1.$$

Die gruppenabhängigen Koeffizienten $b_{n,g}$ und $c_{n,g}$, $n = 1,2,3$, bestimmen sich mit den Abkürzungen

$$(33) \quad \begin{aligned} H_{k,g}^- &\equiv H_{k,g}(-1), \quad H_{k,g}^+ \equiv H_{k,g}(+1), \\ \bar{H}_g &\equiv \frac{1}{2} (H_{k,g}^+ + H_{k,g}^-), \quad \Delta H_g \equiv \frac{1}{2} (H_{k,g}^+ - H_{k,g}^-), \end{aligned}$$

aus der Festlegung der Mittelwerte und der Werte an den Gruppengrenzen

$$(34) \quad \begin{aligned} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dq H_{1,g}(q) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dq H_{2,g}(q) = \bar{\Phi}_g, \\ H_{1,g}^- = H_{2,g}^- &= \frac{1}{2} (\bar{\Phi}_{g-1} + \bar{\Phi}_g) \quad \text{für } g = 2, 3, \dots, G, \quad H_{1,1}^- = H_{2,1}^- = 0, \\ H_{1,g}^+ = H_{2,g}^+ &= \frac{1}{2} (\bar{\Phi}_g + \bar{\Phi}_{g+1}) \quad \text{für } g = 1, 2, \dots, G-1, \quad H_{1,G}^+ = H_{2,G}^+ = 0. \end{aligned}$$

Lösen der entstehenden linearen Gleichungssysteme für die Koeffizienten $b_{n,g}$ und $c_{n,g}$ liefert

$$(35) \quad \begin{aligned} b_{3,g} &= 2 \bar{\Phi}_g - \bar{H}_g, \quad b_{1,g} = \Delta H_g - \bar{H}_g + b_{3,g}, \quad b_{2,g} = \Delta H_g + \bar{H}_g - b_{3,g}, \\ c_{1,g} &= \frac{3}{2} (\bar{H}_g - \bar{\Phi}_g), \quad c_{2,g} = \Delta H_g, \quad c_{3,g} = \bar{H}_g - c_{1,g}. \end{aligned}$$

$H_{k,g}^-$ und $H_{k,g}^+$ sind die Werte der Näherungen $k = 1,2$ an der unteren bzw. oberen Grenze der Gruppe g ; die Stetigkeit an den Gruppengrenzen drückt sich aus durch $H_{k,g}^+ = H_{k,g+1}^-$.

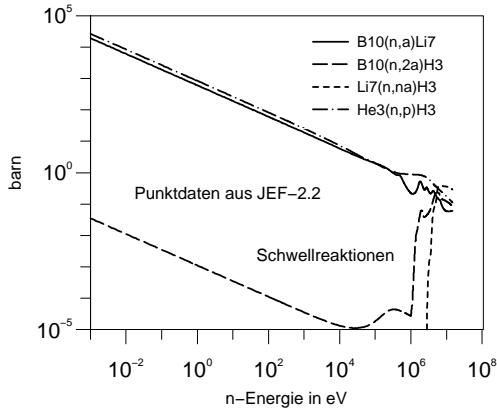


Abb. 1 : Punkt-WQ für Tritiumbildung aus B10

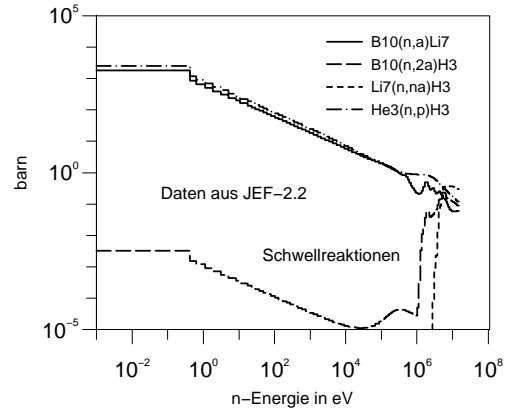


Abb. 2 : Gruppen-WQ für Tritiumbildung aus B10

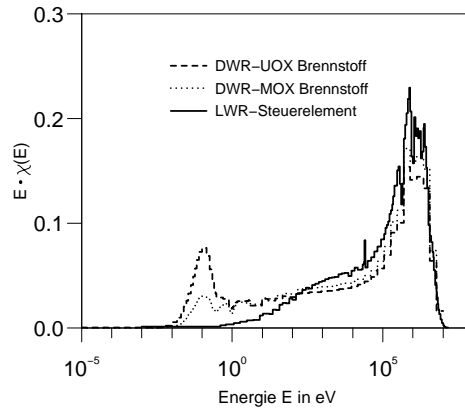


Abb. 3 : Normierte Neutronenspektren

Abb. 1 zeigt die aus JEF-2.2 entnommenen Punktdaten für die Reaktionen $B10(n, \alpha) Li7$, $Li7(n, n'\alpha)H3$, $B10(n, 2\alpha)H3$ und $He3(n, p)H3$:

- $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$ lassen sich bis etwa 1MeV durch $\sigma(E) \approx 606/\sqrt{E}$ bzw. $\sigma(E) \approx 842/\sqrt{E}$ darstellen, was wegen $E = \frac{m}{2}v^2$ einem $1/v$ -Verlauf entspricht; in diesem Energiebereich gilt $\sigma_{n,p}^{He3}(E) = 1.388 \cdot \sigma_{n,\alpha}^{B10}(E)$;
- $\sigma_{n,n'\alpha}^{Li7}$ ist 0 unterhalb der Schwelle bei etwa 3MeV und steigt im weiteren Verlauf steil an;
- $\sigma_{n,2\alpha}^{B10}$ hat bis ca. 30keV ebenfalls einen $1/v$ -Verlauf, um dann nach einem Übergangsbereich bis 1MeV als Resonanzquerschnitt stark zuzunehmen.

In Abb. 2 sind mit (29) berechnete Querschnittsmittelwerte in einer 100-Gruppen-Darstellung zu sehen. Mit Ausnahme der untersten Gruppe scheint die Energieaufteilung fein genug für eine gute Querschnittsdarstellung.

Abb. 3 zeigt schließlich zwei DWR-Brennstoffspektren und das Spektrum in einem frischen Steuerlement in der Form $E\chi(E)$ mit

$$(36) \quad \chi(E) = \frac{\Phi(E)}{\int dE \Phi(E)} .$$

Tabellen der Spektren und Wirkungsquerschnitte finden sich in Anhang A. Die Gruppeneinteilung für das Spektrum des Steuerlements liegt auch Abb. 2 zugrunde.

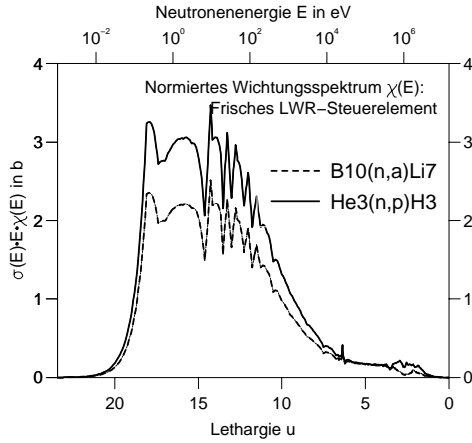


Abb. 4 : Differentielle effektive Wirkungsquerschnitte (1)

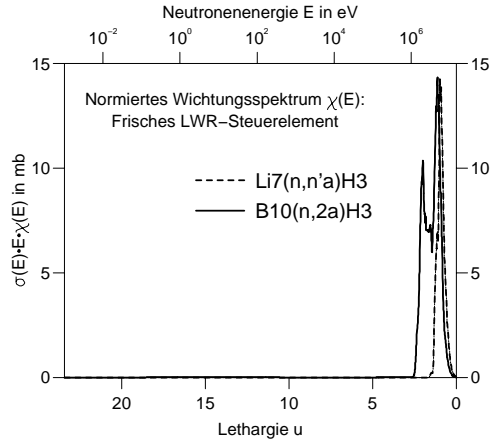


Abb. 5 : Differentielle effektive Wirkungsquerschnitte (2)

In den Abb. 4 und 5 sind die differentiellen effektiven Wirkungsquerschnitte der tritiumbildenden Reaktionen im Neutronenspektrum eines frischen Steuerelements dargestellt.

Die effektiven 1-Gruppen-Querschnitte σ bestimmen sich nach (24), (25) und (36) aus den energieabhängigen $\sigma(E)$ und dem normierten Neutronenspektrum $\chi(E)$ gemäß

$$(37) \quad \sigma = \int_{E_1}^{E_{G+1}} dE \sigma(E) \chi(E).$$

Zur anschaulichen Darstellung der spektrumsabhängigen Beiträge der Neutronenreaktionen zum effektiven Gesamtwirkungsquerschnitt ist es zweckmäßig, dieses Integral über die Energie E in ein Integral über die Lethargie $u = \ln(E_{G+1}/E)$ zu transformieren:

$$(38) \quad \sigma = \int_0^{u_{\max}} du [\sigma(E)E\chi(E)](u), \quad u_{\max} = \ln \frac{E_{G+1}}{E_1}.$$

Abb. 4 und 5 zeigen den Integranden $\sigma(E)E\chi(E)$ in den Einheiten barn (b) bzw. millibarn (mb) *linear aufgetragen über der Integrationsvariablen u* . Der Wirkungsquerschnitt σ wird somit durch *die Fläche zwischen den jeweiligen Kurven und der Lethargieachse* repräsentiert.

Für $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$ ist durch Flächenvergleich ersichtlich, dass sie im Wesentlichen bestimmt sind durch ihren $1/v$ -Anteil:

$$(39) \quad \sigma \approx \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \sigma_{th} \sqrt{\frac{E_{th}}{E}} \chi(E) = \sigma_{th} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{v_{th}}{v(E)} \chi(E).$$

Der Index th bedeutet: genommen bei der thermischen Neutronenenergie $E_{th} = 1/40\text{eV} = 0.025\text{eV}$ entsprechend der Neutronengeschwindigkeit $v_{th} = 2200\text{m/s}$.

2200m/s-Werte für $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$ werden in der Karlsruher Nuklidkarte [4] mit 3840b bzw. 5330b angegeben. Man erhält somit im frischen Steuerelement für die effektiven 1-Gruppen-Querschnitte die näherungsweise Relation

$$(40) \quad \sigma_{n,p}^{He3} \approx 1.388 \cdot \sigma_{n,\alpha}^{B10}.$$

Diese Relation gilt umso genauer je thermischer das Spektrum ist, also z.B. mit zunehmendem B10-Abbrand und damit reduzierter Absorption thermischer Neutronen in B10.

Im Fall der Reaktionen $\sigma_{n,n'\alpha}^{\text{Li7}}$ und $\sigma_{n,2\alpha}^{\text{B10}}$ sind - s. Abb. 5 - die 1-Gruppen-Querschnitte aufgrund des Schwellenverhaltens der energieabhängigen Querschnitte und wegen des kleinen Anteils thermischer Neutronen im Spektrum des Steuerlements ausschließlich durch den höherenergetischen Teil des Neutronenspektrums bestimmt.

In Tab. 1 sind mit (28) berechnete effektive 1-Gruppen-Querschnitte unter Verwendung der verschiedenen gruppenweisen Spektrumsnäherungen aufgelistet.

Tab. 1 : Effektive 1-Gruppen-Querschnitte

Wichtung gruppenweise konstant				
Reaktion	Einheit	Spektrum 1	Spektrum 2	Spektrum 3
B10(n, α)Li7	b	383.3	176.5	20.40
Li7(n,n' α)H3	mb	8.017	9.301	6.726
B10(n,2 α)H3	mb	13.87	15.45	13.76
He3(n,p)H3	b	532.2	244.7	27.96
Wichtung gruppenweise bilinear				
Reaktion	Einheit	Spektrum 1	Spektrum 2	Spektrum 3
B10(n, α)Li7	b	377.6	174.3	19.29
Li7(n,n' α)H3	mb	6.194	7.217	6.518
B10(n,2 α)H3	mb	12.79	14.23	13.63
He3(n,p)H3	b	522.5	241.0	26.40
Wichtung gruppenweise quadratisch				
Reaktion	Einheit	Spektrum 1	Spektrum 2	Spektrum 3
B10(n, α)Li7	b	377.5	174.3	19.34
Li7(n,n' α)H3	mb	6.142	7.158	6.527
B10(n,2 α)H3	mb	12.81	14.26	13.63
He3(n,p)H3	b	522.5	241.0	26.47

Spektrum 1 : 69-Gruppen-Flüsse DWR-UOX [5]

Spektrum 2 : 69-Gruppen-Flüsse DWR-MOX [5]

Spektrum 3 : 100-Gruppen-Flüsse frisches LWR Steuerelement

Zu diskutieren sind die Sensitivität der 1-Gruppen-Querschnitte (a) bezüglich der gruppenweisen Spektrumsnäherungen (konstant, bilinear, quadratisch) und (b) bezüglich der Neutronenspektren 1, 2 und 3.

Repräsentativ für das hier behandelte Problem der Tritiumbildung aus B10 ist das Spektrum des Steuerlements, das allerdings für ein *frisches* Steuerelement vorliegt und damit nicht die mit dem Abbau von B10 im Laufe der Standzeit des Steuerlements einhergehende Thermalisierung des Spektrums beinhaltet. Der dabei zu erwartende Trend der 1-Gruppen-Querschnitte kann jedoch aus den Querschnitten abgeschätzt werden, die sich aus den Brennstoffspektren ergeben.

Bezüglich der gruppenweisen Spektrumsnäherungen ist festzustellen:

- Die bei bilinearer und quadratischer Näherung sich ergebenden Querschnitte sind praktisch gleich; dies ist eine Folge der genauen Darstellung der Spektren in 69 bzw. 100 Energiegruppen.
- Bei gruppenweiser konstanter Näherung findet man durchweg größere Querschnitte; die größten Abweichungen von ca. 30% ergeben sich bei $\text{Li7}(n, n'\alpha)$ im Fall der Brennstoffspektren; im Fall des Steuerelements stimmen alle betrachteten Querschnitte bis auf 6% mit denen aus den anderen Näherungen überein.

Hinsichtlich der verschiedenen Spektren ist zu konstatieren:

- Der unterschiedliche Anteil niederenergetischer Neutronen in den einzelnen Spektren drückt sich erwartungsgemäß sehr deutlich in den 1-Gruppen-Querschnitten der Reaktionen $\text{B10}(n, \alpha)$ und $\text{He3}(n, p)$ aus; beim Übergang vom Spektrum des frischen Steuerelements zum Spektrum des UOX-Brennstoffs *erhöhen sich die Querschnitte um fast einen Faktor 20*.
- Die durch die höherenergetischen Neutronen bestimmten Querschnitte der Reaktionen $\text{Li7}(n, n'\alpha)$ und $\text{B10}(n, 2\alpha)$ hängen jedoch nur schwach vom Thermalisierungsgrad des Spektrums ab: Reduzierung um 7% beim Übergang vom Spektrum des frischen Steuerelements zum UOX-Spektrum.

Schließlich sei noch angemerkt, dass die Relation (40) für die Brennstoffspektren sehr gut erfüllt ist. Im Steuerlelementspektrum erhält man statt 1.388 den Faktor 1.369 als Hinweis darauf, dass hier ein etwas größerer Einfluss der höherenergetischen Neutronen vorliegt.

5. Das Programm TRIBOR

Der in den vorangehenden Abschnitten beschriebene Formalismus zur Berechnung der Tritiumbildung aus B10 wurde im Rechenprogramm TRIBOR codiert. Die zugehörige Eingabebeschreibung ist im Anhang B zu finden. Die Anhänge C und D enthalten Eingabebeispiele und deren TRIBOR-Ausgaben.

Bei Eingabe der B10-Anfangsmenge in g und einer aus Zeitstützstellen (Tage) und zugeordneten Neutronenflussdichten in $\text{n/cm}^2/\text{s}$ bestehenden Bestrahlungsgeschichte wird der zeitliche Verlauf der Massen der Nuklide B10, Li7, He3, He4 (α -Teilchen) und Tritium in g berechnet. Für Tritium wird auch die Aktivität in Bq und Ci bestimmt.

Wirkungsquerschnitte, die die zeitliche Veränderung des Neutronenspektrums berücksichtigen, können entweder vom Benutzer separat bestimmt und eingegeben oder vom Programm aus den punktwise vorliegenden Querschnittsdaten unter Wichtung mit separat einzugebenden Neutronenspektren berechnet werden. Die Bereitstellung der Spektren ist ebenfalls in Anhang B beschrieben. Die gruppeninterne Interpolation der Spektren erfolgt in bilinearer Näherung - s. Abschnitt 4, Gl. (31).

TRIBOR rechnet mit doppelter Genauigkeit. Bei einfacher Genauigkeit auftretende Unstimmigkeiten (a) bei kleinen Flussdichten von $10^{12}\text{n/cm}^2/\text{s}$ und (b) bei Feinunterteilung längerer Bestrahlungsintervalle - s. Beispiel 1, Anhang D - konnten dadurch behoben werden.

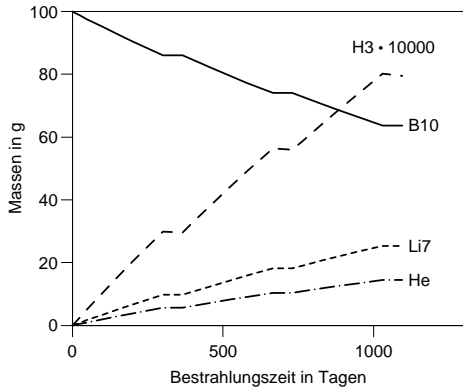


Abb. 6 : Tritiumbildung aus B10 im LWR-Steurelement

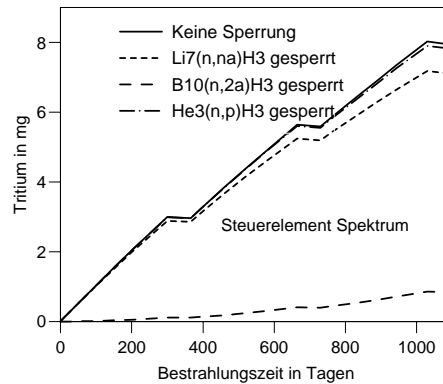


Abb. 7 : Sensitivität der H3-Bildung auf Kettensperrungen (1)

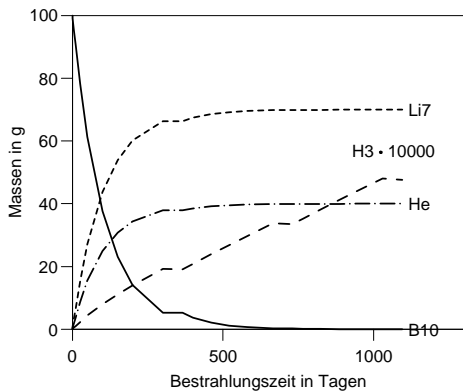


Abb. 8 : Tritiumbildung aus B10 im DWR-UOX Spektrum

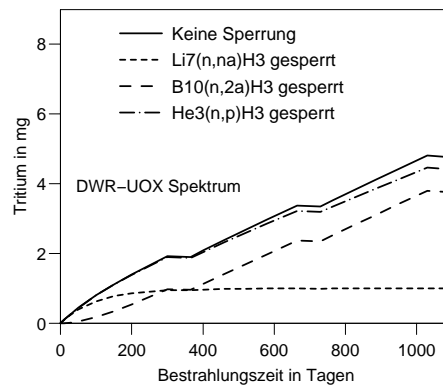


Abb. 9 : Sensitivität der H3-Bildung auf Kettensperrungen (2)

Eine partielle Absicherung des TRIBOR-Verfahrens, nämlich für das Zeitverhalten von B10 und Li7, lieferte eine Vergleichsrechnung mit KORIGEN mit gleichen Wirkungsquerschnitten. Die Ergebnisse sind identisch.

6. Tritium-Sensitivität bezüglich Querschnittsdaten und Bildungspfade

Die effektiven Wirkungsquerschnitte $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$ haben sich - s. Tab. 1 - als stark abhängig vom Neutronenspektrum am Ort der Tritiumerzeugung erwiesen. Eine ungenaue Kenntnis dieses Spektrums und dessen zeitlicher Veränderung könnte deshalb zu größeren Unsicherheiten im berechneten Tritium führen.

In Abb. 6 und 8 ist der Zeitverlauf der Massen der Nuklide B10, Li7, H3 und des gebildeten Heliums (α -Teilchen + He3) bei einer Bestrahlung von 100g B10 dargestellt. Zu beachten ist, dass zur gemeinsamen Darstellung die H3-Menge mit 10000 multipliziert wurde. Im Steuerelementspektrum sind also am Bestrahlungsende 8mg Tritium vorhanden. Bestrahlt wurde drei Jahre, pro Jahr mit einer Neutronenflussdichte von $3 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$ über 300 Tage und anschließender Abschaltung von 65 Tagen.

Die Bestrahlung im Steuerelementspektrum - Abb. 6 - führt während des Betriebes ($\Phi > 0$) zu kontinuierlich ansteigenden Mengen von Li7, He und Tritium und einem *langsam* abnehmenden Gehalt an B10. Im DWR-UOX Spektrum - Abb. 8 - ist dagegen das B10 bereits *nach einem Jahr weitgehend verbraucht*, und im weiteren Verlauf werden kein Li7 und He mehr erzeugt. Nur Tritium wird weiterhin aus Li7 gebildet.

Im Steuerelementspektrum entsteht etwa doppelt so viel H3 wie im DWR-UOX Spektrum, obwohl dort am Ende der Bestrahlung noch 60% des anfänglichen B10 vorhanden sind. Je "weicher" das Spektrum ist, umso kleiner wird die Menge des berechneten Tritiums.

Folgendes ist zu notieren :

- (1) B10 wird im Steuerelementspektrum schwächer abgebrannt, weil dort der Gesamtabsorptionsquerschnitt von B10 um einen Faktor 20 kleiner ist - s. Tab. 1; das B10 ist so während der gesamten Bestrahlungsdauer eine Quelle für H3.
- (2) Im DWR-UOX Spektrum wird H3 nach etwa 200 Tagen nur noch aus Li7 gespeist. Die dann vorhandene Menge an Li7 beträgt etwa 70% des anfänglichen B10, und der tritiumerzeugende Querschnitt $\sigma_{23} = \sigma_{n,n'\alpha}^{\text{Li7}}$ ist mit 6.2mb nur halb so groß wie der im Steuerelementspektrum die Tritiumerzeugung dominierende Querschnitt $\sigma_{13} = \sigma_{n,2\alpha}^{\text{B10}}$ von 12.8mb. Aus Abb. 7 ist ersichtlich, dass im Steuerelementspektrum das Tritium überwiegend über den Pfad B10(n, 2 α)H3 erzeugt wird (bei Sperrung dieses Pfades wird die H3-Produktion auf 1/10 reduziert). Für das Verhältnis der H3-Bildungsraten gilt also

$$\frac{R_{\text{Steuer}}}{R_{\text{UOX}}} \approx \frac{\sigma_{13} \Phi N_1}{\sigma_{23} \Phi N_2} \approx \frac{12}{6} \frac{M_1/10}{M_2/7} = \frac{12}{6} \frac{100/10}{70/7} = 2.$$

Aus den Abb. 7 und 9 kann die Bedeutung der einzelnen Tritiumbildungspfade in den verschiedenen Neutronenspektren im Hinblick auf das letztlich erzeugte H3 abgelesen werden.

Die Dominanz des Pfades B10(n, 2 α)H3 im Steuerelementspektrum wurde bereits angesprochen. Im "harten" Spektrum des Steuerelements kann damit die H3-Bildung aus B10 näherungsweise allein durch diesen Pfad beschrieben werden. Je "weicher" das Spektrum jedoch wird - Abb. 9, umso kleiner wird der Beitrag dieses Weges und umso mehr gewinnt der Pfad B10(n, α)Li7(n, n' α)H3, dessen erster Teil B10(n, α)Li7 stark vom Neutronenspektrum abhängt, an Bedeutung.

Bei Sperrung des Pfades He3(n, p)H3, d.h. bei Vernachlässigung der Rückbildung von Tritium aus seinem Zerfallsprodukt He3, verändert sich die berechnete Menge an Tritium nur geringfügig. Dieser Bildungsweg könnte bei praktischen Anwendungen auch unberücksichtigt bleiben.

Die bisherige Darstellung basiert auf der feinen Repräsentation der Energieabhängigkeit der Neutronenwirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ auf JEF-2.2, in welcher linear interpoliert werden darf. Da es nicht sinnvoll erschien, dieses umfangreiche Zahlenmaterial in diesem Bericht zu reproduzieren, werden im Anhang A auf jede vierte Energiestützstelle reduzierte Querschnittssätze wiedergegeben - s. auch Tab. 2.

Der Einfluss der Querschnittsdarstellung auf die in die Tritiumbestimmung eingehenden 1-Gr.-Querschnitte und auf die berechnete Tritiumaktivität bei der in Abschnitt 6 verwendeten Bestrahlung von 100g B10 ist Tab. 3 und 4, für welche das Steuerelement- bzw. das DWR-UOX-Spektrum zur Energiemittelung verwendet wurde, zu entnehmen.

Tab. 2 : Darstellung der energieabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$
Energiebereich $[E_{\min}, E_{\max}]$, Stützstellenzahl I

Reaktion	B10(n, α)	Li7(n,n' α)	B10(n,2 α)	He3(np)
E_{\min} (eV)	10^{-5}	$2.821 \cdot 10^6$	10^{-5}	10^{-5}
E_{\max} (MeV)	20.	20.	20.	20.
I_{fein}	839	138	839	501
I_{grob}	210	35	210	126

Tab. 3 : 1-Gr.-Wirkungsquerschnitte und H3-Aktivität bei feiner und grober
Darstellung der $\sigma(E)$ im Steuerelementspektrum

Datei	$\sigma_{n,\alpha}^{\text{B10}}$ (b)	$\sigma_{n,n'\alpha}^{\text{Li7}}$ (mb)	$\sigma_{n,2\alpha}^{\text{B10}}$ (mb)	$\sigma_{n,p}^{\text{He3}}$ (b)	H3 (Bq)
fein	19.29	6.52	13.63	26.40	$2.842 \cdot 10^{12}$
grob	19.39	6.49	13.63	26.54	$2.839 \cdot 10^{12}$
Abw. (%)	0.52	-0.46	0.	0.53	-0.1

Tab. 4 : 1-Gr.-Wirkungsquerschnitte und H3-Aktivität bei feiner und grober
Darstellung der $\sigma(E)$ im DWR-UOX-Spektrum

Datei	$\sigma_{n,\alpha}^{\text{B10}}$ (b)	$\sigma_{n,n'\alpha}^{\text{Li7}}$ (mb)	$\sigma_{n,2\alpha}^{\text{B10}}$ (mb)	$\sigma_{n,p}^{\text{He3}}$ (b)	H3 (Bq)
fein	377.57	6.19	12.79	522.47	$1.703 \cdot 10^{12}$
grob	379.52	6.14	12.78	525.27	$1.690 \cdot 10^{12}$
Abw. (%)	0.52	-0.81	-0.1	0.54	-0.1

Bei Verwendung der groben an Stelle der feinen Querschnittsdarstellung variieren in diesem Fall die 1-Gr.-Querschnitte um etwa 0.5% im im Steuerelementspektrum und um maximal 0.8% im DWR-UOX-Spektrum. Das berechnete Tritium bleibt bei 0.1% Abweichung in beiden Spektren praktisch konstant.

Als wichtigste Resultate dies Abschnitts sind zu nennen:

- Bei ungenauer Kenntnis des Neutronenspektrums kann das gebildete Tritium deutlich unterschätzt werden: Um einen Faktor zwei im DWR-UOX-Spektrum im Vergleich zum Spektrum des frischen Steuerelements. Je "weicher" das Spektrum ist, umso kleiner wird die Menge des berechneten Tritiums.
- Das Zeitverhalten der Konzentrationen von B10, Li7, He und Tritium während der Bestrahlung ist bestimmt durch die Bestrahlungsgeschichte und das mit zunehmendem Borabbrand "weicher" werdende Spektrum. Bei ungenauer Kenntnis des Spektrums werden diese Konzentrationen fehlerhaft wiedergegeben.
- Ohne signifikante Einbuße an Genauigkeit darf mit der groben Darstellung der Energieabhängigkeit der $\sigma(E)$ gerechnet werden.

Im folgenden Abschnitt wird der Zusammenhang zwischen dem B10-Endabbrand, den Bestrahlungsbedingungen und dem mittleren B10-Querschnitt betrachtet.

7. Bestimmung des $B10(n,\alpha)$ -Querschnitts aus dem B10-Endabbrand

Die Entnahme von Steuerelementen aus dem Reaktor erfolgt in der Regel bei Erreichen eines bestimmten B10-Endabbrands, bei dessen Überschreiten die Wirksamkeit des Elements wegen zu geringen B10-Gehalts nicht mehr gewährleistet wäre.

Es sei $0 = t_0 < t_1 < t_2 \dots < t_K$ eine Unterteilung der Bestrahlungszeit des Steuerelements mit der Eigenschaft, dass die Zeitabhängigkeit des effektiven $B10(n,\alpha)$ -Querschnitts durch die Stufenfunktion

$$(41) \quad \sigma^{B10}(t) = \sigma_k^{B10} = \sigma_{th}^{B10} \cdot S_k = \text{konst.} \quad \text{für} \quad t_{k-1} < t < t_k$$

hinreichend gut beschrieben wird. Im Spektralfaktor

$$(42) \quad S_k = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \frac{v_{th}}{v(E)} \chi_k(E) .$$

ist $\chi_k(E)$ das im Intervall $I_k = [t_{k-1}, t_k]$ als zeitlich konstant angenommene normierte Neutronenspektrum - vgl. Gl. (39).

Der B10-Abbrand ist zwar grundsätzlich durch die Reaktionen $B10(n,\alpha)$ und $B10(n,2\alpha)$ bestimmt; wegen $\sigma_{n,2\alpha}^{B10} \ll \sigma_{n,\alpha}^{B10}$ genügt es aber, *bei der Abbrandermittlung die Reaktion $B10(n,\alpha)$ zu berücksichtigen.*

Der Spektralfaktor S_k ist als Mittelwert von $v_{th}/v(E)$ ein Maß für den Thermalisierungsgrad des Neutronenspektrums; er nimmt mit dem B10-Abbrand zu.

Mit der wie üblich definierten Fluenz $f_k = \Phi_k \cdot (t_k - t_{k-1})$ im Intervall I_k erhält man mit (41) aus der ersten der Gl. (11)

$$(43) \quad N^{B10}(t_K) = N^{B10}(0) \cdot e^{-\sigma_{th}^{B10} \sum_k f_k S_k} .$$

Mit der Fluenz $F_K = \sum_k f_k$ während der Gesamtbestrahlung ergibt sich

$$(44) \quad \bar{S}_K \equiv \frac{1}{F_K} \sum_k f_k S_k, \quad \bar{\sigma}^{B10} \equiv \sigma_{th}^{B10} \cdot \bar{S}_K$$

als über die Gesamtbestrahlungszeit gemittelter Spektralfaktor bzw. als zeitlich gemittelter effektiver $B10(n,\alpha)$ -Querschnitt und damit

$$(45) \quad N^{B10}(t_K) = N^{B10}(0) \cdot e^{-\bar{\sigma}^{B10} F_K} .$$

Nimmt man als Abbrand $A^{B10}(t_K)$ die relative Reduktion von B10 vom Bestrahlungsbeginn bei $t = 0$ bis zur Entnahme zur Zeit t_K , bezogen auf den Anfangsgehalt,

$$(46) \quad A^{B10}(t_K) \equiv \frac{N^{B10}(0) - N^{B10}(t_K)}{N^{B10}(0)} ,$$

findet man durch Auflösen von (45) nach $\bar{\sigma}^{B10}$ unter Verwendung von (46) den mittleren B10-Querschnitt als Funktion des Abbrandes und der Fluenz :

$$(47) \quad \bar{\sigma}^{B10} = - \frac{\ln[1 - A^{B10}(t_K)]}{F_K} .$$

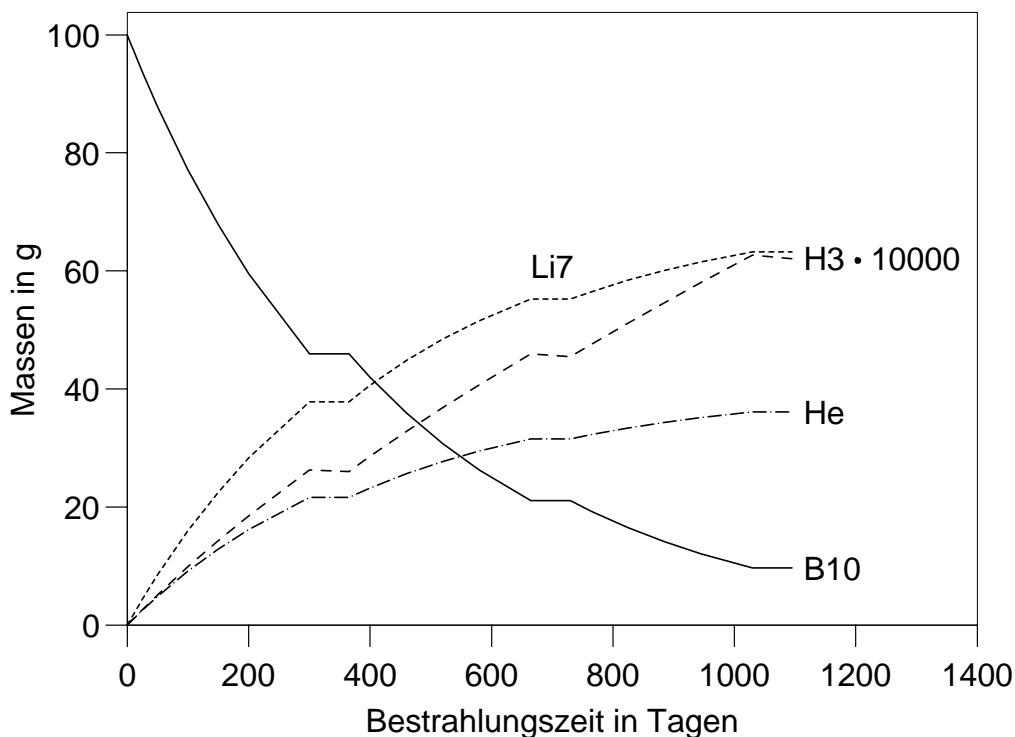


Abb. 10 : H3-Bildung bei WQ aus B10-Abbrand und Fluenz

Zusammenfassend erhält man die effektiven, über die Bestrahlungszeit gemittelten Querschnitte von B10 und He3 aus

$$(48) \quad \bar{\sigma}^{B10} = \sigma_{th}^{B10} \cdot \bar{S}_K, \quad \bar{\sigma}^{He3} = \sigma_{th}^{He3} \cdot \bar{S}_K$$

mit dem über die Bestrahlungszeit gemittelten Spektralfaktor

$$(49) \quad \bar{S}_K = - \frac{\ln[1 - A^{B10}(t_K)]}{\sigma_{th}^{B10} \cdot F_K} = \frac{1}{F_K} \sum_k f_k S_k.$$

Der gemittelte Spektralfaktor \bar{S}_K kann also sowohl aus dem B10-Entladeabbrand und der erzielten Fluenz als auch aus den intervallweisen Spektralfaktoren und Fluenzen ermittelt werden.

Für die Fluenz findet man für die Bestrahlungsgeschichte aus Abschnitt 6 einen Wert von $F_K = 2.33 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$. Nimmt man beispielsweise einen Abbrand $A^{B10}(t_K) = 90\%$ an, ergibt sich $\bar{\sigma}^{B10} \approx 100 \text{ b}$, $\bar{S}_K = 0.0261$ und $\bar{\sigma}^{He3} \approx 139 \text{ b}$. Für $\sigma_{n,n'\alpha}^{Li7}$ und $\sigma_{n,2\alpha}^{B10}$ wurde 6.518mb bzw. 13.63mb eingesetzt - s. Tab. 1, Spektrum 3, bilineare Wichtung.

Abb. 10 zeigt den mit diesen B10- und He3-Querschnitten berechneten Zeitverlauf der Nuklid- bzw. Elementmassen. B10 erreicht den angestrebten Endwert von etwa 10g. Es werden 6.2mg Tritium mit einer Aktivität von $2.22 \cdot 10^{12} \text{ Bq} = 60 \text{ Ci}$ gebildet.

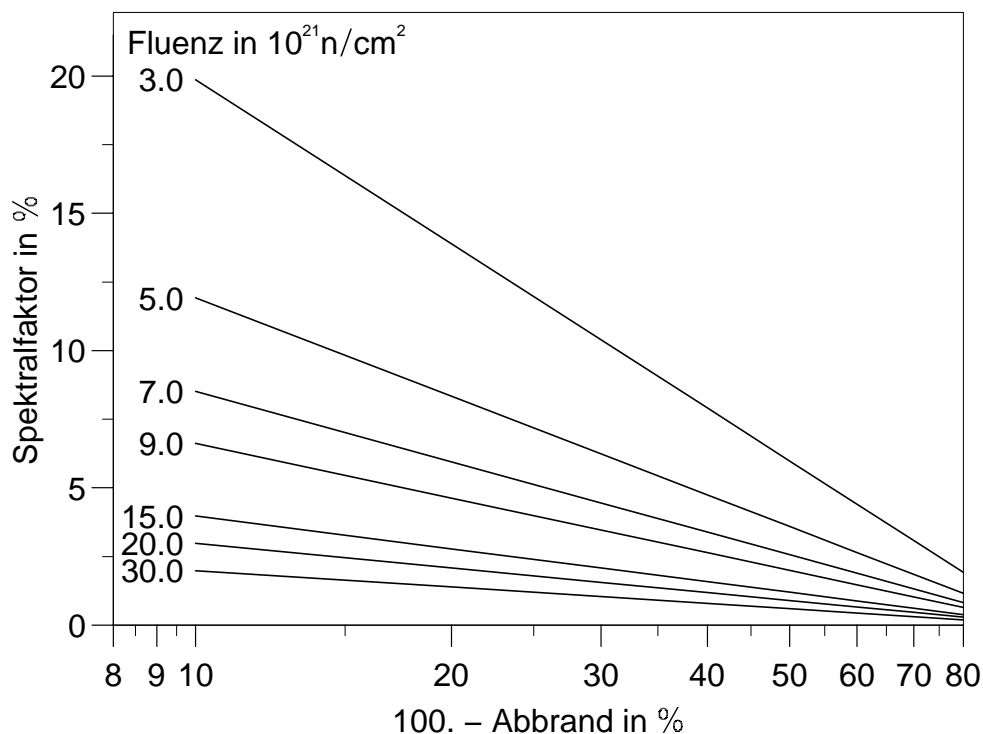


Abb. 11 : Spektralfaktoren aus B10-Abbrand und Fluenz

In Abb. 11 sind vom B10-Endabbrand abhängige Spektralfaktoren \bar{S}_K für Fluenzen zwischen $3 \cdot 10^{21}$ und $3 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$ als Parameter, berechnet mit (49), zu sehen. In der gewählten Darstellung als Funktionen von "100.-Abbrand(%)" bei festgehaltener Fluenz erscheinen die Spektralfaktoren als Geraden.

Tab. 5 : Spektralfaktor \bar{S} als Funktion der Fluenz (10^{21} n/cm^2) und des B10-Abbrandes (%)

Fluenz	Abbrand							
	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.
3.0	1.925	3.078	4.408	5.981	7.907	10.389	13.888	19.869
4.0	1.444	2.308	3.306	4.486	5.930	7.792	10.416	14.902
5.0	1.155	1.847	2.645	3.589	4.744	6.233	8.333	11.921
6.0	.963	1.539	2.204	2.991	3.953	5.194	6.944	9.934
7.0	.825	1.319	1.889	2.563	3.389	4.452	5.952	8.515
8.0	.722	1.154	1.653	2.243	2.965	3.896	5.208	7.451
9.0	.642	1.026	1.469	1.994	2.636	3.463	4.629	6.623
10.0	.578	.923	1.322	1.794	2.372	3.117	4.166	5.961
15.0	.385	.616	.882	1.196	1.581	2.078	2.778	3.974
20.0	.289	.462	.661	.897	1.186	1.558	2.083	2.980
25.0	.231	.369	.529	.718	.949	1.247	1.667	2.384
30.0	.193	.308	.441	.598	.791	1.039	1.389	1.987

Tab. 5 enthält \bar{S}_K -Werte für Abbrände von 20% bis 90% und Fluenzen von $3 \cdot 10^{21}$ bis $3 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$. Bei praktischer Anwendung dieser Tabelle oder von Gl. (49) muss der B10-Abbrand und die *zugehörige* Bestrahlungsgeschichte und damit die Fluenz des

Steuerelements bekannt sein. Es ergibt sich dann ein eindeutiger \bar{S}_K -Wert.

Im Falle nur unzureichend bekannter Neutronenspektren aber bekannter Fluenz und zugehörigem B10-Abbrand kann auf diese Weise eine gute Näherung für das erzeugte Tritium erhalten werden.

8. Zusammenfassung

Ergänzend zum häufig für Aktivierungsrechnungen eingesetzten Abbrand- und Zerfallsprogramm KORIGEN, in dem die bei der Tritiumbildung aus B10 wesentlichen Reaktionen $B10(n, 2\alpha)H3$ und $Li7(n, n'\alpha)H3$ *nicht berücksichtigt* werden, wurde das diese Reaktionen und die des Weiteren teilnehmenden Reaktionen $B10(n, \alpha)Li7$ und $He3(n, p)H3$ umfassende Rechenprogramm TRIBOR entwickelt.

Das die obigen gekoppelten Reaktionen beschreibende System von vier linearen Differentialgleichungen lässt sich analytisch lösen. Ausgehend von Punktdaten des Joint Evaluated File, JEF-2.2, werden in TRIBOR die für die Rechnung benötigten effektiven 1-Gruppen-Querschnitte unter Wichtung mit aktuellen Neutronenspektren ermittelt. Für Testrechnungen wurden ein Steuerelementspektrum und, zum Vergleich, zwei Brennstoffspektren herangezogen.

Als besonders sensitiv bezüglich der Spektren erweisen sich die Querschnitte $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$. Nur schwach spektrumsabhängig sind $\sigma_{n,2\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,n'\alpha}^{Li7}$.

Vergleichsrechnungen mit verschiedenen Spektren aber gleichem Bestrahlungsverlauf ergeben: Bei ungenauer Kenntnis des Neutronenspektrums kann das gebildete Tritium deutlich unterschätzt werden: Um einen Faktor zwei im DWR-UOX-Spektrum im Vergleich zum Spektrum des frischen Steuerelements. Je "weicher" das Spektrum ist, umso kleiner wird die Menge des berechneten Tritiums.

Das Zeitverhalten der Konzentrationen von B10, Li7, He und Tritium während der Bestrahlung ist bestimmt durch die Bestrahlungsgeschichte und das mit zunehmendem Borabbrand "weicher" werdende Spektrum. Bei ungenauer Kenntnis des Spektrums werden diese Konzentrationen fehlerhaft wiedergegeben.

Der Zusammenhang zwischen dem B10-Endabbrand, dem Querschnitt $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und der bei Entnahme des Steuerelements erreichten Fluenz ermöglicht bei Kenntnis des Abbrandes und der Fluenz die Bestimmung von $\sigma_{n,\alpha}^{B10}$ und $\sigma_{n,p}^{He3}$. Dies kann bei unzureichender Kenntnis der Spektren als Näherung nützlich sein.

Eine Absicherung von TRIBOR durch Vergleich von gerechneten und gemessenen Tritiumaktivitäten ist erforderlich.

9. Dank

Frau Dr. I. Broeders hat freundlicherweise die aus JEF-2.2 benötigten Neutronenwirkungsquerschnitte bereitgestellt. Dafür und für die vielen nützlichen Hinweise zur Verbesserung des Manuskripts ein herzliches Dankeschön.

10. Literaturverzeichnis

- [1] U.Fischer, H.W.Wiese, „Verbesserte konsistente Berechnung des nuklearen Inventars abgebrannter DWR-Brennstoffe auf der Basis von Zell-Abbrand-Verfahren mit KORIGEN“, KFK-3014, **1983**, und ORNL-tr-5043
- [2] H.W.Wiese, B.Krieg, „KORIGEN '95 : Extension of Data Libraries and Option for Fission Products from Spontaneous Fissions“, Proc. Ann. Meet. on Nuclear Technology '96, p. 51, Mannheim, Germany, **1996**
- [3] „History of JEF Evaluations“, NEA Data Bank, JEF/DOC-354, **1991**
und
„Status of JEF-2 Library“, JEF/DOC-343, **1991**
- [4] G.Pfennig, H.Klewe-Nebenius, W.Seelmann-Eggebert : Karlsruher Nuklidkarte, 6. Auflage, **1995**
- [5] A.G.Croff, M.A.Bjerke, G.W.Morrison, L.M.Petrie : „Revised Uranium-Plutonium Cycle PWR and BWR Models for the ORIGEN Computer Code“, ORNL/TM-6051, **1978**, p. 89

Anhang A : Wirkungsquerschnitte und Wichtungsspektren

Tab. A.1 : Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ für **B10(n, α)Li7**, E in eV, σ in barn
210 von 839 Stützstellen (jede 4.) von JEF-2.2

E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$
1.00000-5 ^a	1.932+5	1.30872-5	1.689+5	1.61743-5	1.519+5	2.23486-5	1.292+5
2.85229-5	1.144+5	4.08716-5	9.555+4	5.32202-5	8.373+4	7.17431-5	7.212+4
9.64404-5	6.220+4	1.33486-4	5.287+4	1.82881-4	4.517+4	2.31178-4	4.017+4
3.06367-4	3.490+4	4.05156-4	3.035+4	5.03945-4	2.721+4	7.01523-4	2.306+4
8.94564-4	2.042+4	1.19547-3	1.767+4	1.59063-3	1.531+4	1.98578-3	1.371+4
2.77609-3	1.159+4	3.54810-3	1.025+4	4.75188-3	8.860+3	6.33250-3	7.675+3
7.91313-3	6.866+3	1.10744-2	5.803+3	1.41623-2	5.132+3	1.89775-2	4.433+3
2.53000-2	3.840+3	3.44550-2	3.290+3	4.36100-2	2.924+3	6.19199-2	2.454+3
8.02299-2	2.156+3	1.07370-1	1.863+3	1.44072-1	1.608+3	1.89353-1	1.403+3
2.62798-1	1.191+3	3.35398-1	1.054+3	4.64739-1	8.953+2	6.11218-1	7.806+2
7.57698-1	7.011+2	1.00000+0	6.102+2	1.26543+0	5.424+2	1.63110+0	4.778+2
2.21847+0	4.096+2	2.79818+0	3.647+2	3.82442+0	3.119+2	4.98553+0	2.732+2
6.44824+0	2.402+2	8.79782+0	2.056+2	1.10112+1	1.838+2	1.48584+1	1.581+2
1.92126+1	1.390+2	2.46968+1	1.226+2	3.35056+1	1.052+2	4.22005+1	9.370+1
5.75916+1	8.018+1	7.51993+1	7.014+1	1.05758+2	5.912+1	1.40984+2	5.118+1
1.87152+2	4.439+1	2.36618+2	3.945+1	3.24197+2	3.367+1	4.24386+2	2.940+1
5.98260+2	2.473+1	7.98696+2	2.138+1	1.00000+3	1.907+1	1.22500+3	1.721+1
1.75000+3	1.437+1	2.23838+3	1.268+1	3.00000+3	1.093+1	4.00000+3	9.441+0
5.50000+3	8.028+0	7.50000+3	6.855+0	9.50000+3	6.079+0	1.22500+4	5.343+0
1.75000+4	4.461+0	2.40000+4	3.807+0	3.00000+4	3.411+0	3.75000+4	3.065+0
5.10000+4	2.651+0	6.98509+4	2.305+0	8.98841+4	2.074+0	1.20000+5	1.844+0
1.50000+5	1.675+0	1.90000+5	1.477+0	2.30000+5	1.298+0	2.50000+5	1.217+0
2.89832+5	1.071+0	3.40000+5	9.280-1	4.20000+5	8.453-1	5.00000+5	7.972-1
5.49874+5	6.728-1	5.89877+5	5.734-1	6.36959+5	4.809-1	6.87020+5	4.088-1
7.37058+5	3.558-1	8.00000+5	3.071-1	8.60000+5	2.737-1	9.40000+5	2.411-1
1.00000+6	2.231-1	1.02589+6	2.183-1	1.05000+6	2.140-1	1.07585+6	2.123-1
1.10000+6	2.107-1	1.11408+6	2.109-1	1.12699+6	2.110-1	1.13891+6	2.112-1
1.15000+6	2.113-1	1.16401+6	2.122-1	1.17690+6	2.131-1	1.18886+6	2.139-1
1.20000+6	2.146-1	1.21395+6	2.160-1	1.22682+6	2.173-1	1.23880+6	2.185-1
1.25000+6	2.196-1	1.26389+6	2.218-1	1.27675+6	2.237-1	1.28875+6	2.256-1
1.30000+6	2.273-1	1.32591+6	2.333-1	1.35000+6	2.389-1	1.37587+6	2.466-1
1.40000+6	2.539-1	1.50000+6	2.928-1	1.55000+6	3.248-1	1.60000+6	3.721-1
1.66000+6	4.375-1	1.74000+6	5.090-1	1.80000+6	5.263-1	1.86000+6	5.184-1
1.91530+6	4.994-1	1.96000+6	4.796-1	2.04000+6	4.351-1	2.10000+6	3.959-1
2.16000+6	3.591-1	2.24000+6	3.233-1	2.30000+6	3.052-1	2.36000+6	2.909-1
2.42000+6	2.823-1	2.48000+6	2.808-1	2.55000+6	2.899-1	2.62000+6	3.094-1
2.68000+6	3.250-1	2.75000+6	3.400-1	2.82000+6	3.369-1	2.88000+6	3.220-1
2.95000+6	3.026-1	3.02000+6	2.852-1	3.08000+6	2.719-1	3.15000+6	2.593-1
3.25000+6	2.430-1	3.42000+6	2.213-1	3.50000+6	2.177-1	3.70000+6	2.174-1
3.90000+6	2.388-1	4.00000+6	2.506-1	4.20000+6	2.688-1	4.40000+6	2.564-1
a : Lies $1.0 \cdot 10^{-5}$		wird fortgesetzt					

Tab. A.1 : Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ für **B10(n, α)Li7** (Fortsetzung)

E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$
4.60000+6	2.312-1	4.80000+6	2.113-1	4.95000+6	1.980-1	5.14936+6	1.819-1
5.30000+6	1.697-1	5.50000+6	1.570-1	5.68600+6	1.530-1	5.70512+6	1.526-1
6.10000+6	1.404-1	6.30942+6	1.364-1	6.52000+6	1.379-1	6.63600+6	1.359-1
6.80000+6	1.218-1	7.10000+6	1.031-1	7.40000+6	9.145-2	7.70500+6	8.264-2
8.00000+6	7.570-2	8.30000+6	7.094-2	8.70000+6	6.603-2	9.00000+6	6.370-2
9.35600+6	6.171-2	9.60000+6	6.099-2	9.90700+6	6.004-2	1.04000+7	5.920-2
1.08000+7	5.871-2	1.11000+7	5.842-2	1.15580+7	5.819-2	1.20000+7	5.816-2
1.22000+7	5.827-2	1.26000+7	5.850-2	1.28000+7	5.865-2	1.33000+7	5.913-2
1.37000+7	5.970-2	1.39000+7	6.005-2	1.43100+7	6.035-2	1.48000+7	6.002-2
1.52000+7	5.916-2	1.55000+7	5.829-2	1.59610+7	5.693-2	1.64000+7	5.563-2
1.66000+7	5.504-2	1.70610+7	5.368-2	1.74000+7	5.267-2	1.77000+7	5.178-2
1.81620+7	5.042-2	1.84000+7	4.972-2	1.87130+7	4.879-2	1.92000+7	4.735-2
1.95000+7	4.648-2	2.00000+7	4.500-2				

Tab. A.2 : Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ für **Li7(n, n' α)H3**, E in eV, σ in barn
35 von 138 Stützstellen (jede 4.) von JEF-2.2

E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$
2.82133+6	0.0	3.14540+6	8.035-4	3.50000+6	2.221-3	3.71724+6	4.615-3
4.10000+6	3.856-2	4.30000+6	5.845-2	4.70000+6	9.295-2	4.90000+6	1.034-1
5.29560+6	1.699-1	5.43290+6	2.253-1	5.80000+6	3.504-1	6.25000+6	3.675-1
7.00000+6	3.735-1	7.50000+6	3.756-1	8.00000+6	3.748-1	8.29290+6	3.730-1
8.86790+6	3.690-1	9.50000+6	3.640-1	1.00000+7	3.593-1	1.01403+7	3.580-1
1.03857+7	3.556-1	1.06885+7	3.528-1	1.11520+7	3.481-1	1.17240+7	3.411-1
1.22950+7	3.324-1	1.25231+7	3.286-1	1.30000+7	3.208-1	1.40000+7	3.042-1
1.45830+7	2.947-1	1.55000+7	2.798-1	1.65000+7	2.636-1	1.74424+7	2.488-1
1.80143+7	2.406-1	1.90000+7	2.279-1	2.00000+7	2.159-1		

Tab. A.3 : Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ für **B10(n, 2 α)H3**, E in eV, σ in barn
210 von 839 Stützstellen (jede 4.) von JEF-2.2

E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$
1.00000-5	3.521-1	1.30872-5	3.078-1	1.61743-5	2.768-1	2.23486-5	2.355-1
2.85229-5	2.085-1	4.08716-5	1.741-1	5.32202-5	1.526-1	7.17431-5	1.314-1
9.64404-5	1.134-1	1.33486-4	9.636-2	1.82881-4	8.233-2	2.31178-4	7.322-2
3.06367-4	6.361-2	4.05156-4	5.531-2	5.03945-4	4.959-2	7.01523-4	4.203-2
8.94564-4	3.722-2	1.19547-3	3.220-2	1.59063-3	2.791-2	1.98578-3	2.498-2
2.77609-3	2.113-2	3.54810-3	1.869-2	4.75188-3	1.615-2	6.33250-3	1.399-2
7.91313-3	1.252-2	1.10744-2	1.058-2	1.41623-2	9.355-3	1.89775-2	8.082-3
2.53000-2	6.999-3	3.44550-2	5.998-3	4.36100-2	5.331-3	6.19199-2	4.474-3
8.02299-2	3.930-3	1.07370-1	3.397-3	1.44072-1	2.933-3	1.89353-1	2.558-3
2.62798-1	2.171-3	3.35398-1	1.922-3	4.64739-1	1.633-3	6.11218-1	1.424-3
7.57698-1	1.279-3	1.00000+0	1.113-3	1.26543+0	9.894-4	1.63110+0	8.714-4
2.21847+0	7.472-4	2.79818+0	6.653-4	3.82442+0	5.691-4	4.98553+0	4.984-4
wird fortgesetzt							

Tab. A.3 : Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ für **B10(n, 2 α)H3** (Fortsetzung)

E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$
6.44824+0	4.382-4	8.79782+0	3.752-4	1.10112+1	3.354-4	1.48584+1	2.887-4
1.92126+1	2.539-4	2.46968+1	2.240-4	3.35056+1	1.923-4	4.22005+1	1.714-4
5.75916+1	1.467-4	7.51993+1	1.284-4	1.05758+2	1.083-4	1.40984+2	9.381-5
1.87152+2	8.147-5	2.36618+2	7.250-5	3.24197+2	6.202-5	4.24386+2	5.429-5
5.98260+2	4.585-5	7.98696+2	3.982-5	1.00000+3	3.572-5	1.22500+3	3.241-5
1.75000+3	2.739-5	2.23838+3	2.443-5	3.00000+3	2.141-5	4.00000+3	1.889-5
5.50000+3	1.656-5	7.50000+3	1.474-5	9.50000+3	1.360-5	1.22500+4	1.270-5
1.75000+4	1.171-5	2.40000+4	1.125-5	3.00000+4	1.122-5	3.75000+4	1.161-5
5.10000+4	1.246-5	6.98509+4	1.441-5	8.98841+4	1.709-5	1.20000+5	2.194-5
1.50000+5	2.727-5	1.90000+5	3.409-5	2.30000+5	3.941-5	2.50000+5	4.130-5
2.89832+5	4.353-5	3.40000+5	4.426-5	4.20000+5	4.268-5	5.00000+5	4.005-5
5.49874+5	3.836-5	5.89877+5	3.705-5	6.36959+5	3.559-5	6.87020+5	3.413-5
7.37058+5	3.277-5	8.00000+5	3.119-5	8.60000+5	2.979-5	9.40000+5	2.807-5
1.00000+6	2.688-5	1.02589+6	3.539-5	1.05000+6	4.545-5	1.07585+6	5.905-5
1.10000+6	7.499-5	1.11408+6	1.013-4	1.12699+6	1.331-4	1.13891+6	1.707-4
1.15000+6	2.147-4	1.16401+6	2.859-4	1.17690+6	3.710-4	1.18886+6	4.712-4
1.20000+6	5.876-4	1.21395+6	7.721-4	1.22682+6	9.907-4	1.23880+6	1.246-3
1.25000+6	1.542-3	1.26389+6	2.001-3	1.27675+6	2.543-3	1.28875+6	3.172-3
1.30000+6	3.894-3	1.32591+6	5.088-3	1.35000+6	6.494-3	1.37587+6	8.399-3
1.40000+6	1.063-2	1.50000+6	1.420-2	1.55000+6	1.749-2	1.60000+6	2.140-2
1.66000+6	2.732-2	1.74000+6	3.708-2	1.80000+6	4.598-2	1.86000+6	5.488-2
1.91530+6	6.020-2	1.96000+6	6.213-2	2.04000+6	6.289-2	2.10000+6	6.000-2
2.16000+6	5.020-2	2.24000+6	4.273-2	2.30000+6	3.958-2	2.36000+6	3.812-2
2.42000+6	3.823-2	2.48000+6	3.884-2	2.55000+6	3.995-2	2.62000+6	4.116-2
2.68000+6	4.227-2	2.75000+6	4.358-2	2.82000+6	4.493-2	2.88000+6	4.618-2
2.95000+6	4.764-2	3.02000+6	4.924-2	3.08000+6	5.086-2	3.15000+6	5.278-2
3.25000+6	5.595-2	3.42000+6	6.235-2	3.50000+6	6.594-2	3.70000+6	7.713-2
3.90000+6	9.364-2	4.00000+6	1.040-1	4.20000+6	1.288-1	4.40000+6	1.541-1
4.60000+6	1.782-1	4.80000+6	2.019-1	4.95000+6	2.184-1	5.14936+6	2.302-1
5.30000+6	2.332-1	5.50000+6	2.345-1	5.68600+6	2.344-1	5.70512+6	2.342-1
6.10000+6	2.241-1	6.30942+6	2.079-1	6.52000+6	1.871-1	6.63600+6	1.756-1
6.80000+6	1.604-1	7.10000+6	1.525-1	7.40000+6	1.467-1	7.70500+6	1.424-1
8.00000+6	1.388-1	8.30000+6	1.361-1	8.70000+6	1.328-1	9.00000+6	1.306-1
9.35600+6	1.277-1	9.60000+6	1.258-1	9.90700+6	1.234-1	1.04000+7	1.195-1
1.08000+7	1.164-1	1.11000+7	1.141-1	1.15580+7	1.105-1	1.20000+7	1.071-1
1.22000+7	1.055-1	1.26000+7	1.024-1	1.28000+7	1.009-1	1.33000+7	9.703-2
1.37000+7	9.396-2	1.39000+7	9.244-2	1.43100+7	8.934-2	1.48000+7	8.574-2
1.52000+7	8.288-2	1.55000+7	8.079-2	1.59610+7	7.756-2	1.64000+7	7.465-2
1.66000+7	7.341-2	1.70610+7	7.077-2	1.74000+7	6.899-2	1.77000+7	6.751-2
1.81620+7	6.545-2	1.84000+7	6.451-2	1.87130+7	6.349-2	1.92000+7	6.226-2
1.95000+7	6.166-2	2.00000+7	6.100-2				

Tab. A.4 : Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ für **He3(n,p)H3**, E in eV, σ in barn
 126 von 501 Stützstellen (jede 4.) von JEF-2.2

E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	$\sigma(E)$	E	barn
1.00000-5	2.674+5	1.28125-5	2.363+5	1.84375-5	1.970+5	2.40625-5	1.724+5
3.25000-5	1.483+5	4.37500-5	1.279+5	5.50000-5	1.140+5	7.75000-5	9.607+4
1.00000-4	8.457+4	1.24609-4	7.576+4	1.73828-4	6.414+4	2.21912-4	5.677+4
2.96875-4	4.908+4	3.95312-4	4.253+4	4.93750-4	3.806+4	6.90625-4	3.218+4
8.87500-4	2.839+4	1.28125-3	2.362+4	1.67500-3	2.066+4	2.06875-3	1.859+4
2.85625-3	1.582+4	3.62597-3	1.404+4	4.82500-3	1.217+4	6.40000-3	1.057+4
7.97500-3	9.469+3	1.11250-2	8.017+3	1.42024-2	7.095+3	1.90000-2	6.134+3
2.53000-2	5.316+3	3.67120-2	4.413+3	4.81241-2	3.854+3	5.95361-2	3.465+3
8.23601-2	2.946+3	1.08033-1	2.572+3	1.50472-1	2.179+3	1.96204-1	1.908+3
2.75578-1	1.610+3	3.67070-1	1.395+3	4.57442-1	1.249+3	6.17320-1	1.075+3
7.98269-1	9.453+2	1.00000+0	8.445+2	1.30345+0	7.395+2	1.66027+0	6.550+2
2.21641+0	5.667+2	2.94678+0	4.912+2	3.67715+0	4.396+2	5.13789+0	3.717+2
6.56481+0	3.288+2	8.78973+0	2.840+2	1.09605+1	2.542+2	1.38508+1	2.259+2
1.89680+1	1.928+2	2.47573+1	1.685+2	3.20506+1	1.480+2	4.37662+1	1.264+2
5.53271+1	1.124+2	7.57959+1	9.586+1	1.00000+2	8.336+1	1.40256+2	7.018+1
1.87000+2	6.063+1	2.55867+2	5.165+1	3.31259+2	4.525+1	4.20000+2	4.006+1
5.25500+2	3.569+1	6.75804+2	3.133+1	8.15500+2	2.842+1	1.00000+3	2.555+1
1.42000+3	2.124+1	1.77500+3	1.888+1	2.25329+3	1.663+1	2.91482+3	1.448+1
3.78553+3	1.258+1	4.79000+3	1.106+1	5.98500+3	9.791+0	7.58055+3	8.583+0
8.99000+3	7.798+0	1.13921+4	6.813+0	1.41485+4	6.015+0	1.79897+4	5.228+0
2.09858+4	4.774+0	2.50000+4	4.301+0	3.24162+4	3.674+0	4.00000+4	3.229+0
4.74424+4	2.904+0	6.07149+4	2.603+0	7.56672+4	2.331+0	1.00000+5	2.050+0
1.21254+5	1.814+0	1.44954+5	1.619+0	2.00000+5	1.320+0	3.00000+5	1.100+0
4.00000+5	9.850-1	6.00000+5	9.190-1	8.00000+5	9.010-1	1.00000+6	8.790-1
1.40000+6	8.750-1	1.80000+6	8.450-1	2.50000+6	7.500-1	3.00000+6	6.600-1
3.50000+6	5.580-1	4.00000+6	4.680-1	4.38000+6	4.300-1	4.41370+6	4.266-1
4.44466+6	4.235-1	4.47332+6	4.206-1	4.50000+6	4.180-1	4.56750+6	4.112-1
4.63006+6	4.050-1	4.68844+6	3.994-1	4.74318+6	3.944-1	4.81448+6	3.879-1
4.88055+6	3.821-1	4.94220+6	3.768-1	5.00000+6	3.720-1	5.24378+6	3.525-1
5.50000+6	3.340-1	6.00000+6	3.030-1	7.00000+6	2.570-1	8.00000+6	2.220-1
9.50000+6	1.840-1	1.15000+7	1.500-1	1.35000+7	1.260-1	1.54915+7	1.079-1
1.80000+7	9.180-2	2.00000+7	8.200-2				

Tab. A.5 : DWR-UOX 69-Gruppen-Spektrum [5] ($E_g, \bar{\Phi}_g, g = 1, 2, \dots, G$), E_{G+1}
 E_g in eV, $\bar{\Phi}_g$ in n/cm²/s/eV

g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$
1	1.0000-5	9.864-2	2	5.0000-3	2.837-1	3	1.0000-2	4.299-1
4	1.5000-2	5.585-1	5	2.0000-2	6.594-1	6	2.5000-2	7.389-1
7	3.0000-2	8.003-1	8	3.5000-2	8.538-1	9	4.2000-2	8.943-1
10	5.0000-2	9.121-1	11	5.8000-2	9.090-1	12	6.7000-2	8.816-1
13	8.0000-2	8.058-1	14	1.0000-1	6.359-1	15	1.4000-1	4.300-1
16	1.8000-1	2.789-1	17	2.2000-1	1.899-1	18	2.5000-1	1.392-1
19	2.8000-1	1.135-1	20	3.0000-1	9.645-2	21	3.2000-1	8.851-2
22	3.5000-1	7.801-2	23	4.0000-1	6.404-2	24	5.0000-1	4.938-2
25	6.2500-1	3.898-2	26	7.8000-1	2.650-2	27	8.5000-1	2.295-2
28	9.1000-1	2.055-2	29	9.5000-1	1.919-2	30	9.7200-1	1.842-2
31	9.9600-1	1.844-2	32	1.0200+0	1.845-2	33	1.0450+0	1.847-2
34	1.0710+0	1.848-2	35	1.0970+0	1.850-2	36	1.1230+0	1.851-2
37	1.1500+0	1.855-2	38	1.3000+0	1.742-2	39	1.5000+0	1.425-2
40	2.1000+0	1.094-2	41	2.6000+0	8.702-3	42	3.3000+0	7.080-3
43	4.0000+0	3.083-3	44	9.8770+0	2.151-3	45	1.5968+1	1.184-3
46	2.7700+1	7.427-4	47	4.8052+1	4.922-4	48	7.5501+1	2.610-4
49	1.4873+2	1.292-4	50	3.6726+2	5.387-5	51	9.0690+2	3.014-5
52	1.4251+3	1.936-5	53	2.2394+3	1.258-5	54	3.5191+3	8.182-6
55	5.5300+3	5.209-6	56	9.1180+3	3.271-6	57	1.5030+4	2.077-6
58	2.4780+4	1.357-6	59	4.0850+4	9.003-7	60	6.7340+4	6.381-7
61	1.1100+5	4.737-7	62	1.8300+5	3.752-7	63	3.0250+5	2.504-7
64	5.0000+5	2.333-7	65	8.2100+5	1.301-7	66	1.3530+6	8.074-8
67	2.2310+6	4.507-8	68	3.6790+6	1.312-8	69	6.0655+6	2.032-9
70	1.0000+7							

Tab. A.6 : DWR-MOX 69-Gruppen-Spektrum [5] ($E_g, \bar{\Phi}_g, g = 1, 2, \dots, G$), E_{G+1}
 E_g in eV, $\bar{\Phi}_g$ in n/cm²/s/eV

g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$
1	1.0000-5	3.886-2	2	5.0000-3	1.062-1	3	1.0000-2	1.588-1
4	1.5000-2	2.053-1	5	2.0000-2	2.420-1	6	2.5000-2	2.715-1
7	3.0000-2	2.946-1	8	3.5000-2	3.154-1	9	4.2000-2	3.322-1
10	5.0000-2	3.409-1	11	5.8000-2	3.421-1	12	6.7000-2	3.348-1
13	8.0000-2	3.105-1	14	1.0000-1	2.517-1	15	1.4000-1	1.763-1
16	1.8000-1	1.176-1	17	2.2000-1	8.235-2	18	2.5000-1	6.301-2
19	2.8000-1	5.436-2	20	3.0000-1	4.876-2	21	3.2000-1	4.902-2
22	3.5000-1	4.938-2	23	4.0000-1	4.866-2	24	5.0000-1	4.135-2
25	6.2500-1	3.302-2	26	7.8000-1	2.208-2	27	8.5000-1	1.841-2
28	9.1000-1	1.593-2	29	9.5000-1	1.453-2	30	9.7200-1	1.377-2
31	9.9600-1	1.401-2	32	1.0200+0	1.423-2	33	1.0450+0	1.446-2
34	1.0710+0	1.467-2	35	1.0970+0	1.488-2	36	1.1230+0	1.508-2
37	1.1500+0	1.569-2	38	1.3000+0	1.576-2	39	1.5000+0	1.406-2
wird fortgesetzt								

Tab. A.6 : DWR-MOX 69-Gruppen-Spektrum (Fortsetzung)

g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$
40	2.1000+0	1.034-2	41	2.6000+0	8.033-3	42	3.3000+0	7.326-3
43	4.0000+0	3.262-3	44	9.8770+0	2.211-3	45	1.5968+1	1.279-3
46	2.7700+1	8.068-4	47	4.8052+1	5.302-4	48	7.5501+1	2.893-4
49	1.4873+2	1.434-4	50	3.6726+2	6.028-5	51	9.0690+2	3.379-5
52	1.4251+3	2.176-5	53	2.2394+3	1.415-5	54	3.5191+3	9.203-6
55	5.5300+3	5.856-6	56	9.1180+3	3.679-6	57	1.5030+4	2.335-6
58	2.4780+4	1.525-6	59	4.0850+4	1.013-6	60	6.7340+4	7.159-7
61	1.1100+5	5.297-7	62	1.8300+5	4.177-7	63	3.0250+5	2.799-7
64	5.0000+5	2.596-7	65	8.2100+5	1.467-7	66	1.3530+6	9.165-8
67	2.2310+6	5.141-8	68	3.6790+6	1.516-8	69	6.0655+6	2.375-9
70	1.0000+7							

Tab. A.7 : Steuerelement 100-Gr.-Spektrum ($E_g, \bar{\Phi}_g, g = 1, 2, \dots, G$), E_{G+1}
 E_g in eV, $\bar{\Phi}_g$ in n/cm²/s/eV

g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$
1	1.0000-3	8.407-2	2	4.1399-1	7.009-2	3	6.2500-1	5.725-2
4	1.1254+0	4.578-2	5	1.8554+0	3.571-2	6	3.0592+0	2.659-2
7	5.0435+0	1.735-2	8	8.3153+0	1.911-2	9	1.0677+1	1.480-2
10	1.7603+1	1.011-2	11	2.2603+1	1.054-2	12	2.9023+1	7.963-3
13	3.7267+1	8.027-3	14	4.7851+1	6.699-3	15	6.1442+1	5.142-3
16	7.8893+1	4.842-3	17	1.0130+2	3.570-3	18	1.3007+2	3.383-3
19	1.6702+2	2.663-3	20	2.1445+2	2.290-3	21	2.7536+2	1.878-3
22	3.5357+2	1.434-3	23	4.5400+2	1.221-3	24	5.8295+2	9.797-4
25	7.4852+2	7.930-4	26	9.6112+2	6.283-4	27	1.2341+3	5.084-4
28	1.5846+3	4.090-4	29	2.0347+3	3.210-4	30	2.6126+3	2.509-4
31	3.3546+3	2.055-4	32	4.3074+3	1.632-4	33	5.5308+3	1.278-4
34	7.1017+3	9.395-5	35	9.1188+3	8.100-5	36	1.1709+4	6.638-5
37	1.5034+4	4.968-5	38	1.9305+4	4.207-5	39	2.1870+4	4.109-5
40	2.3570+4	4.016-5	41	2.4788+4	5.087-5	42	2.6050+4	3.067-5
43	3.1828+4	2.728-5	44	4.0868+4	2.233-5	45	5.2475+4	1.876-5
46	6.7379+4	1.559-5	47	8.6517+4	1.320-5	48	1.1109+5	1.183-5
49	1.2277+5	1.140-5	50	1.3569+5	1.062-5	51	1.4996+5	9.943-6
52	1.6573+5	9.633-6	53	1.8316+5	8.998-6	54	2.0242+5	8.525-6
55	2.2371+5	8.228-6	56	2.4724+5	8.058-6	57	2.7324+5	7.282-6
58	3.0197+5	7.302-6	59	3.3373+5	6.778-6	60	3.6883+5	5.476-6
61	4.0762+5	4.238-6	62	4.5049+5	4.491-6	63	4.9787+5	5.319-6
64	5.5023+5	5.174-6	65	6.0810+5	4.947-6	66	6.7206+5	4.774-6
67	7.4274+5	4.532-6	68	8.2085+5	3.691-6	69	9.0718+5	2.643-6
70	1.0026+6	2.298-6	71	1.1080+6	2.662-6	72	1.2246+6	2.197-6
73	1.3524+6	2.066-6	74	1.4957+6	1.777-6	75	1.6530+6	1.667-6
76	1.8268+6	1.299-6	77	2.0190+6	1.223-6	78	2.2313+6	1.288-6
79	2.3460+6	1.250-6	80	2.4660+6	1.028-6	81	2.7253+6	8.220-7
82	3.0112+6	6.526-7	83	3.3287+6	4.327-7	84	3.6788+6	3.507-7
wird fortgesetzt								

Tab. A.7 : Steuerelement 100-Gruppen-Spektrum (Fortsetzung)

g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$	g	E_g	$\bar{\Phi}_g$
85	4.0657+6	2.963-7	86	4.4930+6	2.434-7	87	4.7240+6	2.150-7
88	4.9659+6	1.630-7	89	5.4881+6	1.092-7	90	6.0653+6	8.482-8
91	6.3763+6	6.819-8	92	6.7032+6	5.162-8	93	7.0469+6	3.759-8
94	7.4082+6	2.600-8	95	8.1873+6	1.404-8	96	9.0484+6	7.334-9
97	1.0000+7	3.392-9	98	1.1052+7	1.380-9	99	1.2214+7	5.62-10
100	1.3499+7	1.89-10	101	1.4918+7				

Anhang B : Eingabebeschreibung des Programms TRIBOR

Das Programm TRIBOR berechnet die Bildung von H3 (Tritium) aus B10 unter Berücksichtigung der Reaktionen $B10(n, \alpha)Li7(n, n'\alpha)H3$, $B10(n, 2\alpha)H3$ sowie der Reaktionen $H3(\beta)He3(n,p)H3$.

Vorzugeben sind die Anfangskonzentration von B10 und die Bestrahlungsgeschichte. Die effektiven energiegemittelten Wirkungsquerschnitte (WQ) obiger Neutronenreaktionen in ihrer Abhängigkeit von der Bestrahlungsgeschichte (B10-Abbrand) können entweder vorgegeben oder in TRIBOR aus energieabhängigen WQ und aktuellen, einzugebenden Neutronenspektren berechnet werden.

Zur Kontrolle der Rechnung werden zur Massenbilanzierung neben den zeitabhängigen Massen von B10, Li7 und H3 die Massen der gebildeten He-Kerne (α -Teilchen + He3-Kerne) und die Massen der in den Reaktionen verbrauchten Neutronen berechnet.

Die Problemeingabe wird auf der Standard-Eingabeeinheit 5 erwartet. Sie erfolgt in der angegebenen Reihenfolge in vier Blöcken, die jeweils mit einer Leseanweisung **formatfrei** gelesen werden:

- Block 1 : Fallspezifikation
tit1 Max. je 60 Zeichen in Hochkommata
tit2 tit1(1:1) = tit2(1:1) = \$: Die Rechnung wird beendet
Nur tit1(1:1) = \$: Informationen über WQ-Berechnung auf Einheit 9 schreiben
Nur tit2(1:1) = \$: Eingabebeschreibung drucken (Es ist tit1(1:1) = Spalte 1 in tit1)
- Block 2 : Bestrahlungsgeschichte
ni Anzahl der Bestrahlungsintervalle, $n_i \leq 30$
($t_{i+1}, \Phi_i, i = 1, ni$) t_{i+1} = Ende des i-ten Intervalls in Tagen, die Bestrahlung beginnt stets bei $t_1 = 0$;
 Φ_i = totale Neutronenflussdichte in $n/cm^2/s$ in $[t_i, t_{i+1}]$;
beliebige Bestrahlungspausen mit $\Phi_i = 0$ sind erlaubt.
- Block 3 : Anfangswert bei Bestrahlungsbeginn $t_1 = 0$.
mbo Masse B10 in Gramm
- Block 4 : Bereitstellung der Neutronenwirkungsquerschnitte in barn
ns Zahl der Zeitintervalle mit neuem WQ-Satz, $ns \leq 5$
($i_n, (\sigma_{k,n}, k = 1, 4), j_n$), $n = 1, ns$)
 i_n = Zeitintervall, ab dem die $\sigma_{k,n}$ benutzt werden;
 $\sigma_{1,n} = B10(n, \alpha)Li7$ -WQ $\sigma_{2,n} = Li7(n, n'\alpha)H3$ -WQ
 $\sigma_{3,n} = B10(n, 2\alpha)H3$ -WQ $\sigma_{4,n} = He3(n, p)H3$ -WQ
 j_n = Kennziffer für Neuberechnung der WQ
= 0 Die eingegebenen WQ werden verwendet
> 0 Die WQ werden mit dem Spektrum der Nummer j_n , gelesen von Einheit 21, neu berechnet. Die eingegebenen $\sigma_{k,n}$ sind dann beliebig, z.B. $\sigma_{k,n} = 0$.

Mit Block 4 ist die Problemeingabe entweder beendet, oder es kann eine Folgerechnung, beginnend mit Block 1, angeschlossen werden. Bei Eingabe von '\$' '\$' als Block 1 der Folgerechnung stoppt das Programm. Andernfalls erwartet es die Blöcke 2, 3 und 4. Veränderungen der Maximalwerte von ni und ns sind im Parameterstatement des Quellprogramms möglich.

Die zeitabhängigen, zur Wichtung benutzten **Neutronenspektren** S sind in der Form $(E_{S,g}, \bar{\Phi}_{S,g}, g = 1, G_S), E_{S,G_S+1}$ mit aufsteigenden Energiegruppengrenzen $E_{S,g}$ im Datensatz tribor.spek numeriert einzugeben. Die Spektrumswerte $\bar{\Phi}_{S,g}$ sind als Energiegruppenmittelwerte in $n/cm^2/s/eV$ mit beliebiger Normierung bereitzustellen. Die Zahl G_S der Energiegruppen darf nicht größer als 100 sein; eine Erweiterung ist möglich im Parameterstatement des Quellprogramms. Die Reihenfolge der Spektren auf Einheit 21 ist beliebig. Die Spektren mit den in Block 4 der Problemeingabe eingegebenen Identifikationsnummern j_n müssen vorhanden sein. **Die Spektren sind vom Benutzer problemabhängig bereitzustellen.**

Die **Wirkungsquerschnitte** $\sigma_{R,i}$ in barn bei den Neutronenenergien $E_{R,i}$ in eV für die Reaktionen mit den Namen $R = B10(n,a)Li7, Li7(n,n'a)H3, B10(n,2a)H3, He3(n,p)H3$ sind in der Form $(E_{R,i}, \sigma_{R,i}, i = 1, I_R)$ im Datensatz tribor.data.or an den Original-JEF 2.2-Stützstellen, die eine lineare Interpolation erlauben, tabelliert. Die in Anhang A zusammengestellten, auf jede vierte Stützstelle reduzierten Querschnittsdaten sind im Datensatz tribor.data.rd enthalten.

Spektren und Wirkungsquerschnitte pro Reaktion werden **formatfrei** - Strings in Hochkommata - jeweils in fünf Sätzen von Einheit 21 bzw. 20 gelesen:

Spektrum S	Reaktion R	
Satz 1	Satz 1	
'##Spektrum##'	'##Reaktion##'	12-Character-String
Satz 2	Satz 2	
Name S des Spektrums	Name R der Reaktion	12-Character-String
Satz 3	Satz 3	
Nummer j des Spektrums	Nummer k der Reaktion	
Anzahl G_S der Energiegruppen	Anzahl I_R der Stützstellen	
Satz 4	Satz 4	
Kommentar	Kommentar	60-Character-String
Satz 5	Satz 5	
$(E_{S,g}, \bar{\Phi}_{S,g}, g = 1, G_S), E_{G_S+1},$	$(E_{R,i}, \sigma_{R,i}, i = 1, I_R)$	

TRIBOR erzeugt folgende Ausgaben :

Einheit 6 :	Aufbereitete Eingabe und Ergebnisse
Einheit 11,12,13 :	Massen in g von B10, Li7, H3, He3, He4 als Funktion der Zeit in Tagen zur grafischen Auswertung für maximal drei Fälle
Einheit 9 :	Informationen zur Wirkungsquerschnittsberechnung, wenn tit1 in Spalte 1 ein \$ enthält
Einheit 0 :	Fehlernachrichten

Anhang C : Eingabebeispiele

Nacheinander ausgeführte Rechnungen :

'Feinunterteilung der Bestrahlungsgeschichte, Phi = konst'

'WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements'

9

```
1.0 3.0e+14
5.0 3.0e+14
10.0 3.0e+14
25.0 3.0e+14
50.0 3.0e+14
100.0 3.0e+14
150.0 3.0e+14
200.0 3.0e+14
300.0 3.0e+14
```

100.

1

```
1 343.7 0.02449 0.02503 475.5 3
```

'Bestrahlungsgeschichte nicht unterteilt'

'WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements'

1

```
300.0 3.0e+14
```

100.

1

```
1 343.7 0.02449 0.02503 475.5 3
```

'\$' '\$'

Einzelrechnung

'Bestrahlungsgeschichte mit Abschaltung und Endzerfall'

'WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements'

10

```
1. 3.e+14    5. 3.e+14    10. 3.e+14
25.         0.
50. 3.e+14  100. 3.e+14  150. 3.e+14  200. 3.e+14  300. 3.e+14
1000.       0.
```

100.

1

```
1 343.7 0.02449 0.02503 475.5 3
```

'\$' '\$'

Anmerkung : Die im Block 4 bei $k_s > 0$ eingegebenen Querschnittswerte sind beliebig. Die in der Rechnung benutzten Querschnitte werden mit Spektrum 3 berechnet.

Anhang D : Ausgabebeispiele

Ausgabe von nacheinander ausgeführten Beispielrechnungen aus Anhang C

Programm T R I B O R

Zweck : Bestimmung der Erzeugung von Tritium aus B 10
Autor : H.W. Wiese, FZK, Institut fuer Kern- und Ener-
gietechnik (IKET)
Stand : 25.07.00

**** Eingabe Rechnung 1 ****

Feinunterteilung der Bestrahlungsgeschichte, Phi = konst
WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements

Bestrahlungsgeschichte :

Zeitintervalle (Tage), n-Flussdichten (n/cm**2/sec) : 9

.0 -	1.0	3.000D+14
1.0 -	5.0	3.000D+14
5.0 -	10.0	3.000D+14
10.0 -	25.0	3.000D+14
25.0 -	50.0	3.000D+14
50.0 -	100.0	3.000D+14
100.0 -	150.0	3.000D+14
150.0 -	200.0	3.000D+14
200.0 -	300.0	3.000D+14

Anfangsmasse B 10 : 100.00 g

WQ-Saetze (WQS) in barn : 1

Ab Intervall	B10(n,a)	Li7(n,n'a)	B10(n,2a)	He3(n,p)	WQS	Neu?
1	343.70	.02449	.02503	475.50	1	3

**** Ausgabe Rechnung 1 ****

	Tage	B10(n,a)	Li7(n,n'a)	B10(n,2a)	He3(n,p)
Neuer WQS 1	.0 - 300.0	19.29	.00652	.01363	26.40

Tab. 1 : Zeitabhaengige Massen und Tritiumaktivitaeten
 Feinunterteilung der Bestrahlungsgeschichte, Phi(E)=konst
 WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steurelements

Tage	B10 (g)	Li7 (g)	He (g)	H 3 (g)	H 3 (Bq)	H 3 (Ci)
.0	1.000D+02	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00
1.0	9.995D+01	3.500D-02	2.003D-02	1.060D-05	3.791D+09	1.025D-01
5.0	9.975D+01	1.748D-01	1.000D-01	5.293D-05	1.894D+10	5.119D-01
10.0	9.950D+01	3.492D-01	1.998D-01	1.058D-04	3.784D+10	1.023D+00
25.0	9.876D+01	8.697D-01	4.977D-01	2.636D-04	9.431D+10	2.549D+00
50.0	9.753D+01	1.729D+00	9.892D-01	5.244D-04	1.876D+11	5.072D+00
100.0	9.512D+01	3.414D+00	1.954D+00	1.038D-03	3.715D+11	1.004D+01
150.0	9.277D+01	5.059D+00	2.895D+00	1.542D-03	5.517D+11	1.491D+01
200.0	9.048D+01	6.662D+00	3.813D+00	2.036D-03	7.283D+11	1.968D+01
300.0	8.606D+01	9.751D+00	5.580D+00	2.995D-03	1.072D+12	2.896D+01

Tab. 2 : Massenbilanzierung (g)

Tage	B10+Li7+H3	He3+He4	Neutronen	Startinventar
.0	1.000D+02	0.000D+00	0.000D+00	1.000D+02
1.0	9.998D+01	2.003D-02	5.003D-03	1.000D+02
5.0	9.992D+01	1.000D-01	2.499D-02	1.000D+02
10.0	9.985D+01	1.998D-01	4.992D-02	1.000D+02
25.0	9.963D+01	4.977D-01	1.243D-01	1.000D+02
50.0	9.926D+01	9.892D-01	2.471D-01	1.000D+02
100.0	9.853D+01	1.954D+00	4.881D-01	1.000D+02
150.0	9.783D+01	2.895D+00	7.232D-01	1.000D+02
200.0	9.714D+01	3.813D+00	9.524D-01	1.000D+02
300.0	9.581D+01	5.580D+00	1.394D+00	1.000D+02

B10+Li7+H3+He3+He4 - Neutr. = konstant = Startinventar

**** Eingabe Rechnung 2 ****

Bestrahlungsgeschichte nicht unterteilt
 WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements

Bestrahlungsgeschichte :

Zeitintervalle (Tage), n-Flussdichten (n/cm**2/sec) : 1
 .0 - 300.0 3.000D+14

Anfangsmasse B 10 : 100.00 g

WQ-Saetze (WQS) in barn : 1

Ab Intervall	B10(n,a)	Li7(n,n'a)	B10(n,2a)	He3(n,p)	WQS	Neu?
1	343.70	.02449	.02503	475.50	1	3

**** Ausgabe Rechnung 2 ****

	Tage	B10(n,a)	Li7(n,n'a)	B10(n,2a)	He3(n,p)
Neuer WQS 1	.0 - 300.0	19.29	.00652	.01363	26.40

Tab. 1 : Zeitabhaengige Massen und Tritiumaktivitaeten
 Bestrahlungsgeschichte nicht unterteilt
 WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements

Tage	B10 (g)	Li7 (g)	He (g)	H 3 (g)	H 3 (Bq)	H 3 (Ci)
.0	1.000D+02	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00
300.0	8.606D+01	9.751D+00	5.580D+00	2.995D-03	1.072D+12	2.896D+01

Tab. 2 : Massenbilanzierung (g)

Tage	B10+Li7+H3	He3+He4	Neutronen	Startinventar
.0	1.000D+02	0.000D+00	0.000D+00	1.000D+02
300.0	9.581D+01	5.580D+00	1.394D+00	1.000D+02

B10+Li7+H3+He3+He4 - Neutr. = konstant = Startinventar

Ausgabe von einzeln ausgeführter Beispielrechnung aus Anhang C

Programm T R I B O R

Zweck : Bestimmung der Erzeugung von Tritium aus B 10
Autor : H.W. Wiese, FZK, Institut fuer Kern- und Ener-
gietechnik (IKET)
Stand : 25.07.00

**** Eingabe Rechnung 1 ****

Bestrahlungsgeschichte mit Abschaltung und Endzerfall
WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steuerelements

Bestrahlungsgeschichte :

Zeitintervalle (Tage), n-Flussdichten (n/cm**2/sec) : 10

.0 -	1.0	3.000D+14
1.0 -	5.0	3.000D+14
5.0 -	10.0	3.000D+14
10.0 -	25.0	0.000D+00
25.0 -	50.0	3.000D+14
50.0 -	100.0	3.000D+14
100.0 -	150.0	3.000D+14
150.0 -	200.0	3.000D+14
200.0 -	300.0	3.000D+14
300.0 -	1000.0	0.000D+00

Anfangsmasse B 10 : 100.00 g

WQ-Saetze (WQS) in barn : 1

Ab Intervall	B10(n,a)	Li7(n,n'a)	B10(n,2a)	He3(n,p)	WQS	Neu?
1	343.70	.02449	.02503	475.50	1	3

**** Ausgabe Rechnung 1 ****

	Tage	B10(n,a)	Li7(n,n'a)	B10(n,2a)	He3(n,p)
Neuer WQS 1	.0 - 1000.0	19.29	.00652	.01363	26.40

Tab. 1 : Zeitabhaengige Massen und Tritiumaktivitaeten
 Bestrahlungsgeschichte mit Abschaltung und Endzerfall
 WQ aus JEF-2.2 mit Spektrum eines LWR-Steurelements

Tage	B10 (g)	Li7 (g)	He (g)	H 3 (g)	H 3 (Bq)	H 3 (Ci)
.0	1.000D+02	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00	0.000D+00
1.0	9.995D+01	3.500D-02	2.003D-02	1.060D-05	3.791D+09	1.025D-01
5.0	9.975D+01	1.748D-01	1.000D-01	5.293D-05	1.894D+10	5.119D-01
10.0	9.950D+01	3.492D-01	1.998D-01	1.058D-04	3.784D+10	1.023D+00
25.0	9.950D+01	3.492D-01	1.998D-01	1.055D-04	3.775D+10	1.020D+00
50.0	9.826D+01	1.215D+00	6.950D-01	3.680D-04	1.317D+11	3.559D+00
100.0	9.584D+01	2.913D+00	1.667D+00	8.850D-04	3.166D+11	8.558D+00
150.0	9.347D+01	4.570D+00	2.615D+00	1.392D-03	4.979D+11	1.346D+01
200.0	9.116D+01	6.185D+00	3.540D+00	1.888D-03	6.756D+11	1.826D+01
300.0	8.671D+01	9.298D+00	5.321D+00	2.853D-03	1.021D+12	2.759D+01
1000.0	8.671D+01	9.298D+00	5.321D+00	2.561D-03	9.165D+11	2.477D+01

Anmerkung : Nulllastzeiten sind durch Leerzeilen abgesetzt

Tab. 2 : Massenbilanzierung (g)

Tage	B10+Li7+H3	He3+He4	Neutronen	Startinventar
.0	1.000D+02	0.000D+00	0.000D+00	1.000D+02
1.0	9.998D+01	2.003D-02	5.003D-03	1.000D+02
5.0	9.992D+01	1.000D-01	2.499D-02	1.000D+02
10.0	9.985D+01	1.998D-01	4.992D-02	1.000D+02
25.0	9.985D+01	1.998D-01	4.992D-02	1.000D+02
50.0	9.948D+01	6.950D-01	1.736D-01	1.000D+02
100.0	9.875D+01	1.667D+00	4.165D-01	1.000D+02
150.0	9.804D+01	2.615D+00	6.533D-01	1.000D+02
200.0	9.734D+01	3.540D+00	8.843D-01	1.000D+02
300.0	9.601D+01	5.321D+00	1.329D+00	1.000D+02
1000.0	9.601D+01	5.321D+00	1.329D+00	1.000D+02

B10+Li7+H3+He3+He4 - Neutr. = konstant = Startinventar