



Title	原子炉材料体系内の時間依存中性子スペクトルの解析
Author(s)	秋本, 正; Akimoto, Tadashi; 外川, 織彦 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 139, 29-37
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42083
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_29-38.pdf



原子炉材料体系内の時間依存中性子スペクトルの解析

秋本 正 外川 織彦* 小川 雄一
(昭和62年9月30日受理)

Theoretical Analysis of Time-Dependent Neutron Spectra in Bulk Assemblies

Tadashi AKIMOTO, Orihiko TOGAWA and Yuichi OGAWA
(Received September 30, 1987)

Abstract

Time-dependent neutron spectra in an iron assembly and in a graphite assembly are obtained with the one-dimensional S_N calculation, in order an attempt to investigate the availability of these spectra to the benchmark test by the LINAC-TOF method for evaluation of nuclear data and numerical methods. The group constants are taken from the JAERI FAST SET Version 1, 2 and the ABBN SET. It was demonstrated by a sensitivity test that the time-dependent neutron spectra are sensitive to changes in the inelastic scattering cross section data in the iron assembly and to changes in the elastic scattering cross section data in the graphite assembly. Moreover, it is shown that the time-dependent spectra in the graphite assembly are sensitive to the group structure. Because some information about the neutron transport phenomena which has not been obtained in the stationary spectra is observed in the time-dependent spectra, the availability of the benchmark test based on the time-dependent spectra is indicated from the theoretical analysis.

1. 序 論

従来、高速炉材料からなる体系内の中性子スペクトルを LINAC-TOF 法で求め、理論計算と比較することにより、核データや計算手法を評価するベンチマークテストが数多くなされてきた¹⁾。LINAC-TOF 法では、通常時間依存中性子束 $\Phi(r, E, \Omega, t)$ を時間について無限遠点まで積分した定常スペクトルと呼ばれる量のみが取り扱われている。しかしパルス中性子の導入によって引き起こされる中性子輸送過程には、真の意味での定常状態は存在せず、常に時間依存性が付きまといっている。すなわち体系内においては、中性子源投入時刻を時間原点として、各エネルギーの中性子ごとに、その束強度の立ち上がり、それに続く減速、吸収、洩れによる減衰という2段階の時間挙動を示す。この時間挙動が時間依存スペクトルと呼ばれる。したがって各エネルギーの中性子が時間的に分散して体系内に存在することになる。時間依存スペクトルの存在は、場合

原子工学科原子炉工学講座

* 日本原子力研究所

によっては、時間分析器のチャンネルと中性子飛行時間（エネルギー）が一对一に対応するとし
て処理している従来の TOF 法の正確さを乱すものと言える。それ故に、時間依存スペクトルに
関する正確な情報の取得が望まれる。

ところで、近年鉄体系やウラン体系内の高速中性子の時間依存スペクトルが非弾性散乱断面積
の変化に鋭敏であると指摘され、核データや計算手法の評価のために、時間依存スペクトルによ
るベンチマークテストの重要性が注目されるようになってきた²⁾。それは、時間依存スペクトルが
定常スペクトルよりも、核データに関する情報をより多く陽に含んでおり、このベンチマークテ
ストによって、定常スペクトルとは異なった見地からの評価や、より広範囲で詳細な評価が期待
出来るからである。さらに、時間依存スペクトルの研究によって、TOF 法の時間依存性に関する
情報、例えば、平均放出時間補正などの情報も得られると期待される。

この様な背景に立って、我々は現在、理論および実験の両面から高速中性子の時間依存スペク
トルの研究を進めている。本報告では理論解析について述べる。まず、本研究のために開発した
1次元時間依存 S_N 計算コード“TORISN”について述べる。ついで、黒鉛体系および各種のデー
タセット間で群定数の違いが比較的大きい鉄体系の計算例について示し、時間依存スペクトルに
よって核データや計算手法の評価を行うことの可能性や問題点などについて検討する。

2. 時間依存 1次元 S_N 法

体系内の時間依存中性子スペクトルの理論解析のために時間依存 1次元 S_N 計算コード“TOR-
ISN”を開発した³⁾。このコードは一般に使用されている定常 S_N コードの時間依存版というべきも
ので、時間依存中性子輸送方程式を直接解いて、時間依存角度中性子束を求めるものである。以
下に時間依存 S_N 法の概要を述べる⁴⁾。

球体系内の g 群のエネルギーの中性子に対する輸送方程式は

$$\left[\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \mu \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} + \sigma_g^t \right] \Phi_g(r, \mu, t) = S_g(r, t) \quad (1)$$

で与えられる。ここで r は球座標での位置、 μ は中性子の進行方向と動径ベクトルとのなす角の
余弦であり、また本章ではマクロ断面積を σ で表わしている。

区間 $-1 \leq \mu \leq 1$ を等間隔で N 個に分割する。内挿点を $\mu_n = -1 + 2n/N$ と定義する。 $\mu_0 = -1$ お
よび $\mu_N = 1$ となる。角度中性子束は、内挿点間で直線的であると仮定すると

$$\Phi(r, \mu, t) = \frac{N}{2} [(\mu - \mu_{n-1}) \Phi_n(r, t) + (\mu_n - \mu) \Phi_{n-1}(r, t)] \quad (2)$$

と表わされる。上式においては、添字 g を省略し、変数 $\Phi_g(r, \mu_n, t)$ を $\Phi_n(r, t)$ と記している。
(2)式を(1)式に代入し、 μ に関して μ_{n-1} から μ_n 迄積分して整理すると

$$\left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + a_n \frac{\partial}{\partial r} \right] \Phi_n(r, t) + \left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \overline{a_n} \frac{\partial}{\partial r} \right] \Phi_{n-1}(r, t) = R_n(r, t) \quad (3)$$

が得られる。ここで各係数はつぎのようになる。

$$a_n = \frac{1}{3}(2\mu_n + \mu_{n-1}), \quad \overline{a_n} = \frac{1}{3}(\mu_n + 2\mu_{n-1}), \quad b_n = \frac{2(3 - \mu_n^2 - \mu_n\mu_{n-1} - \mu_{n-1}^2)}{3(\mu_n - \mu_{n-1})},$$

$$c_n = 2, \quad R_n(r, t) = c_n S(r, t) - \left(\frac{b_n}{r} + \sigma_t \right) \Phi_n(r, t) + \left(\frac{b_n}{r} - \sigma_t \right) \Phi_{n-1}(r, t) \quad (4)$$

(3)式は $N+1$ 個の未知数を含んだ N 個の連立方程式からなっており、すべての未知数を求める
ためには、あらかじめ $\Phi_0(r, t)$ が与えられていなければならない。これは(1)式で $\mu = -1$ とする

ことにより得られる。

さて、(3)式の微分方程式から差分方程式を導出するには、中性子粒子の流れの方向を考慮して行わなければならない。定義から係数 a_n は下記の性質を持っている。

$$\mu_n > 0 \rightarrow a_n > 0, \quad \mu_n \leq 0 \rightarrow a_n \leq 0 \quad (5)$$

また $|a_n|$ は $|\mu_n|$ の増加と共に増大する。時間 Δt の間に粒子が動径方向に移動する距離は $|a_n|$ に依存する。時間増分をつぎのように定義する。

$$\Delta t = t_{i+1} - t_i \quad (6)$$

いま、粒子の流れを下記の2つの場合に分けて考える。

$$(A) \quad |a_n| < \frac{\Delta_j}{v_g \Delta t} \quad (7-a)$$

$$(B) \quad |a_n| > \frac{\Delta_j}{v_g \Delta t} \quad (7-b)$$

ここでは、 Δ_j は空間増分、 v_g は群平均速度である。(A)と(B)の場合では、(3)式において異なる差分表示が用いられる。これを求めるために、Fig. 1 の様な図を考える。いま点 C の時間依存角度中性子束 $\Phi_n(r_j, t_{i+1})$ を、点 A, B, D における値が既知であると仮定して求める。図中の r_h は a_n の符号によって変わり、つぎのようになる。

$$a_n > 0 \rightarrow r_h = r_{j-1}, \quad a_n < 0 \rightarrow r_h = r_{j+1} \quad (8)$$

まず(A)の場合について考える。この場合は係数 $|a_n|$ が小さく、したがって $|\mu_n|$ も小さい。このために、中性子は Δt 時間中に動径ベクトル方向にあまり大きく移動せず、角度方向線分 EC は時間軸 AB と交わることになる。それ故、空間微分 $\partial/\partial r$ については時間軸 t_i に沿って線分 AB で差分化し、また時間微分 $\partial/\partial t$ については空間軸 r_j に沿って線分 CB で差分化する。すなわち

$$\frac{\partial}{\partial r} \Phi_n(r, t) = \frac{\Phi_n(r_j, t_i) - \Phi_n(r_h, t_i)}{\Delta_j}, \quad \Delta_j = r_j - r_h \quad (9-a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi_n(r, t) = \frac{\Phi_n(r_j, t_{i+1}) - \Phi_n(r_j, t_i)}{\Delta t}, \quad \Delta t = t_{i+1} - t_i \quad (9-b)$$

となる。

(9)式を(3)式に代入して

$$\begin{aligned} R_n(r, t) = & \frac{1}{v \Delta t} [\Phi_n(r_j, t_{i+1}) - \Phi_n(r_j, t_i)] + \frac{a_n}{\Delta_j} [\Phi_n(r_j, t_i) - \Phi_n(r_h, t_i)] \\ & + \frac{1}{v \Delta t} [\Phi_{n-1}(r_j, t_{i+1}) - \Phi_{n-1}(r_j, t_i)] + \frac{a_{n-1}}{\Delta_j} [\Phi_{n-1}(r_j, t_i) - \Phi_{n-1}(r_h, t_i)] \end{aligned} \quad (10)$$

が得られる。本来ならば r_j, t_i における $R_n(r, t)$ を求め、 $\Phi_n(r_j, t_{i+1})$ について(10)式を解くべきであるが、ここでは $R_n(r, t)$ を時間-空間増分の中点で求める。こうすれば、方程式は陰関数になるが、繰り返し計算の回数は減らすことが出来る。中点の値はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} R_n(r, t) = & \frac{c_n}{2} [S(r_h, t_i) + S(r_j, t_{i+1})] - \frac{1}{2} \left(\frac{b_n}{\langle r_j \rangle} + \sigma_t \right) [\Phi_n(r_h, t_i) + \Phi_n(r_j, t_{i+1})] \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{b_n}{\langle r_j \rangle} - \sigma_t \right) [\Phi_{n-1}(r_h, t_i) + \Phi_{n-1}(r_j, t_{i+1})] \end{aligned} \quad (11)$$

(11)式を(10)式に代入して、目的とする差分方程式がつぎのように得られる。

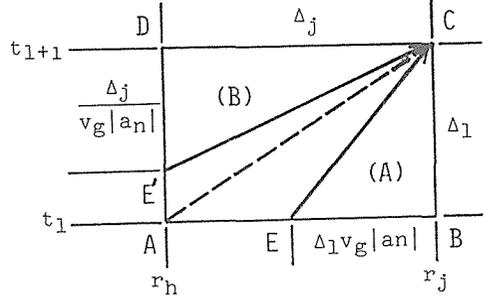


Fig. 1 The way of taking the space increments and time increments for the neutron flight direction

$$\begin{aligned}
& \Phi_n(r_j, t_{i+1}) \\
&= \frac{1}{1 + \frac{v\Delta_l}{2} \left(\frac{b_n}{\langle r_j \rangle} + \sigma_t \right)} \left[\left\{ 1 - \frac{v\Delta_l a_n}{\Delta_j} \right\} \Phi_n(r_j, t_i) + v\Delta_l \left\{ \frac{a_n}{\Delta_j} - \frac{b_n}{2\langle r_j \rangle} - \frac{\sigma_t}{2} \right\} \Phi_n(r_n, t_i) \right. \\
&\quad - \left. \left\{ 1 - \frac{v\Delta_l}{2} \left(\frac{b_n}{\langle r_j \rangle} - \sigma_t \right) \right\} \Phi_{n-1}(r_j, t_{i+1}) + \left\{ 1 - \frac{v\Delta_l \overline{a_n}}{\Delta_j} \right\} \Phi_{n-1}(r_j, t_i) \right. \\
&\quad \left. + v\Delta_l \left\{ \frac{\overline{a_n}}{\Delta_j} + \frac{b_n}{2\langle r_j \rangle} - \frac{\sigma_t}{2} \right\} \Phi_{n-1}(r_n, t_i) + \frac{v\Delta_l c_n}{2} \{ S(r_j, t_{i+1}) + S(r_n, t_i) \} \right] \quad (12)
\end{aligned}$$

さて、(12)式で陰関数となるのはソース項だけである。ソース項は、等方散乱が仮定されると、

$$S(r_j, t_{i+1}) = \sum_{g=1}^g \sigma_s^{g'-g} \Phi_s^{g'}(r_j, t_{i+1}) + S_{ex}(r_j, t_{i+1}) \quad (13)$$

と表され、求めようとするスカラー中性子束 Φ_s の関数となっており、したがって未知関数である。ここで、 S_{ex} は外部中性子源である。そこで、第一回目の計算では、 $S(r_j, t_{i+1}) = S(r_j, t_i)$ と仮定して $\Phi_n(r_j, t_{i+1})$ の試行計算を行う。つぎに、前回求められた試行値を使って $S(r_j, t_{i+1})$ を再計算し、以下これを返して収束させる。したがって初期試行値の入力は不要になる。

(B)の場合においても、差分方程式の求め方および計算方法は(A)の場合と同様である。

3. 計算モデルと入力データ

1次元 S_N 計算にあたっては、現在進めている実験に用いている体系の形状を考慮して、同心球状に配置する3領域からなるモデル化を行った。すなわち内側より半径 a のターゲット領域、外径 b のポイド領域（実験体系内の電子線引き入れ孔や中性子引出し孔による空洞効果を考慮するために、等価的なポイド領域をターゲット領域の外側に設けた）、外径 R の黒鉛または鉄の領域である。各々の領域の半径は、その体積が実際の体系の体積に等しくなるように決定した。このような1次元球形モデルは、実験体系が複雑な立方体系であっても、その表面よりある程度深まった内部の点でのスペクトルを対象にする場合には、十分妥当なものとなる。

時間依存1次元 S_N コード“TORISN”を実行させるためには、各領域を構成している材料の群定数から、マクロ全断面積 Σ^g とマクロ群移動散乱断面積 $\Sigma_s^{g'-g}$ をあらかじめ作成し、入力しなければならない。このためにはまずマイクロ全断面積 σ^g とマイクロ群移動散乱断面積 $\sigma_s^{g'-g}$ を作成する必要がある。これらの断面積の作成の際に、散乱断面積はルジャンドル多項式に展開されると仮定して、弾性散乱断面積は P_0 + 輸送近似（ルジャンドル展開の0次で打ち切って、1次以降を補正する）で、非弾性散乱断面積は P_0 近似で取り扱った。すなわち非弾性散乱は実験室系において等方であると仮定している⁵⁾ これらのデータの計算式は次のようになる。

$$\sigma^g = \sigma_{el}^g (1 - \overline{\mu_g}) + \sigma_{in}^g + \sigma_a^g \quad (14)$$

$$\sigma_s^{g'-g} \begin{cases} \sigma_s^{g'-g} = \sigma_{el} (1 - \overline{\mu_g}) - \sigma_{el}^{g'-g+1} + \sigma_{in}^{g'-g} & (15) \\ \sigma_s^{g'-g+1} = \sigma_{el}^{g'-g+1} + \sigma_{in}^{g'-g+1} & (16) \\ \sigma_s^{g'-g+2} = \sigma_{in}^{g'-g+2} & (17) \\ \vdots \end{cases}$$

ただし σ_{el} は弾性散乱断面積、 σ_{in} は非弾性散乱断面積、 σ_a は吸収断面積、 $\overline{\mu}$ は μ の平均値である。

群定数は、黒鉛と鉄に関しては JAERI-FAST SET Version 1 (JFS-1)⁶⁾ Version 2 (JFS-2)⁷⁾ および ABBN SET⁸⁾ を採用した。またタングステン、鉛、窒素、酸素には、これらの物質の群定数が JFS には納められていないために、ABBN SET を採用した。中性子源のスペクトルには

^{239}Pu の核分裂スペクトルを仮定し、ターゲット全域において等方にかつ均一に発生すると仮定した。ポイド領域には室温で大気圧の空気(293 K, 窒素と酸素の比が4:1)が存在すると仮定した。

4. 結果と考察

4.1 黒鉛および鉄体系内の時間依存スペクトル

JFS-2(25群)群定数を用いた、黒鉛および鉄体系内の時間依存スペクトルの計算結果の一例を Fig. 2 に示す。実験結果との比較が出来るように、体系外径 $R=30.0$ cm, ターゲット半径 $a=4.34$ cm, ポイド外径 $b=5.00$ cm, 外部中性子源のパルス幅 $t_s=10$ nsec, 位置 $r=21.21$ cm, 角度方向 $\mu=0.707$ とした。

時間依存 S_N 計算の結果は、時間増分 Δt や空間増分 Δr , 角度区分 N の値によってかなりの影響を受けると考えられる。試行錯誤で計算を行い、これらのパラメータをつぎのように決定した³⁾

時間増分 $\Delta t=1$ nsec(0~20 nsec), 2 nsec(20~50 nsec), 5 nsec(50~100 nsec)

空間増分 $\Delta r=2.17$ mm(0.00~4.34 cm), 1.32 mm(4.34~5.00 cm),

2.50 mm(5.00~10.00 cm), 5.00 mm(10.00~30.00 cm)

S_N の次数 $N=8$

Fig. 2 において黒鉛体系と鉄体系の計算結果を比較すると、各エネルギー群の中性子束の減衰は、高エネルギー領域(1~4群)では鉄体系で、また6群においては黒鉛体系で大きくなっている。これは高エネルギー領域における鉄の非弾性散乱が減速過程に果たす役割の大きさを示すものであり、一方5群以下のエネルギー領域では弾性散乱が支配的となり、鉄に比べて黒鉛の減速能が大きいことを示している。

4.2 断面積データの感度解析

Fig. 2 の結果を基準計算として、群定数の個々の値を故意に変更し、計算結果に及ぼす影響を調べた。本研究では、計算結果に大きな影響を及ぼすと思われる弾性散乱断面積 σ_{el} と非弾性散乱断面積 σ_{in} の感度解析を行った。 σ_{el} の変更の場合には弾性除去断面積 σ_{etr} も同じ比率で変えた。また σ_{in} の変更の場合には群移動非弾性散乱断面積 $\sigma_{in}^{g'-g}$ も同じ比率で変えた。

(a) 黒鉛体系

2群の弾性散乱断面積と非弾性散乱断面積を基準計算の場合より $\pm 20\%$ 変えて求めた黒鉛体系内の時間依存スペクトルを Fig. 3 に示す。また、定常 S_N 計算で求めた定常スペクトルの変化率を Fig. 4 に示す。これらの結果から分かるように、 σ_{el} , σ_{in} のどちらの変更の場合でも、時間依存スペクトルおよび定常スペクトルへの影響の仕方は同様である。ただ、 σ_{in} を変更した時の影響が σ_{el} を変更したときに比べて小さくなっているのは、2群においては σ_{in} が σ_{el} よりもかなり小さいためであると考えられる。しかし、時間依存スペクトルの減衰部の変化率は定常スペクトルの変化率よりも大きく、時間依存スペクトルは群定数の変化に対して鋭敏であると言える。

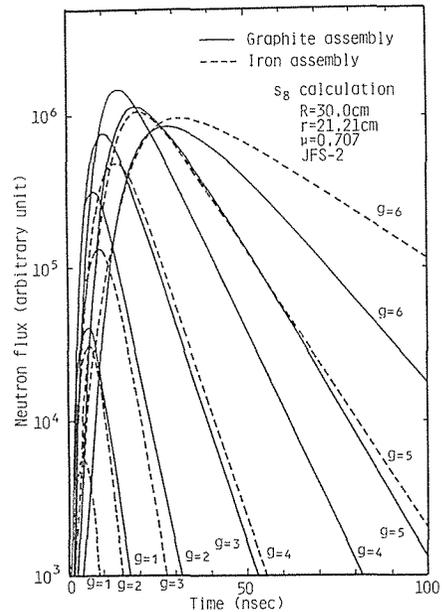


Fig. 2 Time-dependent neutron spectra in the graphite assembly and in the iron assembly

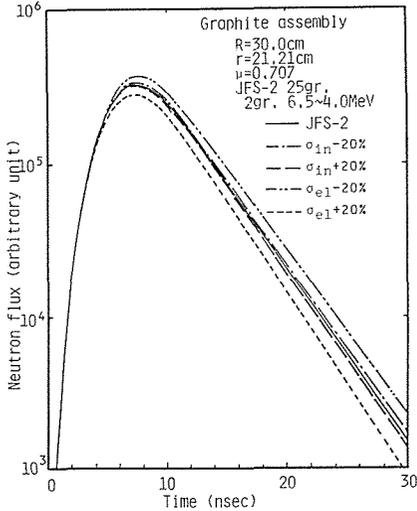


Fig. 3 Change of the time-dependent neutron spectra in the graphite assembly arising from the change of elastic or inelastic scattering cross section data of group 2.

以上の結果より、黒鉛体系においては、時間依存スペクトルによるベンチマークテストは σ_{el} の評価にかなり有効であると言える。黒鉛のような非弾性散乱があまり起こらず中性子と核の相互作用のほとんどを弾性散乱が支配するような他の軽い核においても、同様の結果が得られると考えられる。

(b) 鉄体系

4群の弾性および非弾性散乱断面積を基準計算の場合より $\pm 20\%$ 変更して求めた鉄体系内の時間依存スペクトルをFig. 5に示す。また定常 S_N 計算で求めた定常スペクトルの変化率をFig. 6に示す。4群においては σ_{in} が σ_{el} の3分の1程度であるにもかかわらず、 σ_{in} の変更がスペクトル計算結果に大きく影響していることが分かる。特に、時間依存スペクトルにはその影響が顕著に現れており、 σ_{el} の変更の影響が僅かにピーク近傍にのみ見られるのに反し、 σ_{in} の変更の影響は大きく、しかもスペクトル全体にわたっている。これは、弾性散乱は自群内への散乱が圧倒的に多いのに対し、非弾性散乱では自群内への散乱はあまりなく、他群へ散乱される割合が大きいためであると考えられる。また時間依存スペクトルの減衰部における変化率は定常スペクトルの変化率よりはずっと大きくなっている。他の群における断面積データの変更の場合にも同様な結果が得られた。時間依存スペクトルの減衰部の傾きへの影響が顕著になるのは $\sigma_{e}^{g'-g}$ の役割が大きな場合と考えられるが、上記の事実から鉄体系の中性子減速過程において、 σ_{in} が非常に重要な役割を担っていることが分かる。

以上の結果より、鉄体系においては、時間依存スペクトルに比べて σ_{in} の変化に非常に鋭敏であり、時間依存スペクトルによるベンチマークテストは σ_{in} の検証に有効な手段を与えると言える。鉄のように中性子の減速過程において弾性散乱よりも非弾性散乱が重要な役割を演ずるような程度ならびに高度に重い核では、同様の結論が期待される。

4.3 群構造の違いによる計算結果の比較

群構造の違いによる計算結果の相違を検討するために、JFS-2の70群と25群セットの群定数

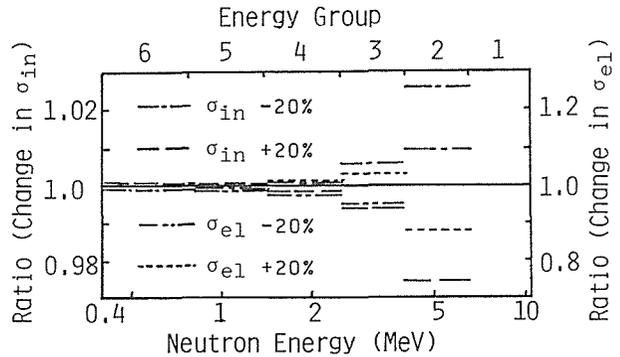


Fig. 4 Ratio of the stationary spectrum calculated by inputting changed scattering cross section data to the stationary spectrum calculated by inputting original JFS-2 data

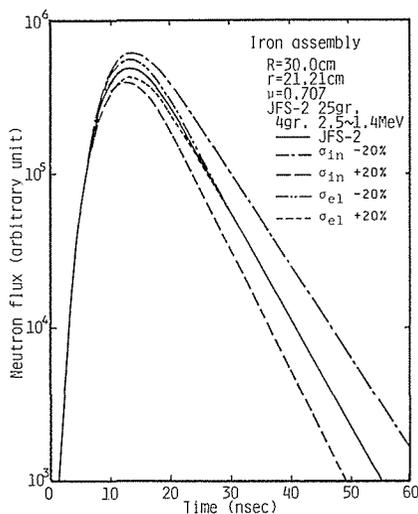


Fig. 5 Change of the time-dependent neutron spectra in the iron assembly arising from the change of elastic or inelastic scattering cross section data of group 4.

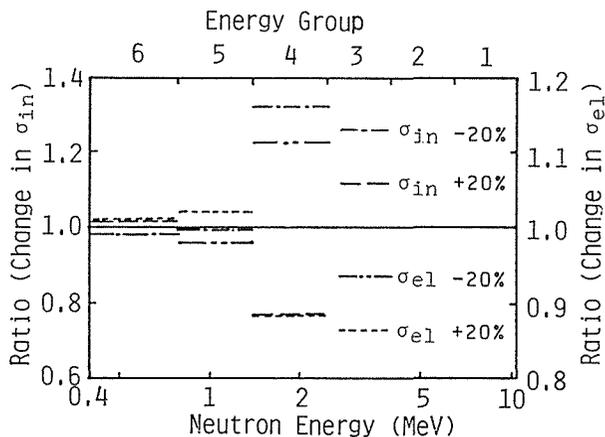


Fig. 6 Ratio of the stationary spectrum calculated by inputting changed scattering cross section data to the stationary spectrum calculated by inputting original JFS-2 data

を用いて時間依存スペクトルを計算した。25群の群構造は70群の群構造を縮約したものに相当する。計算は、25群では最初の6群を、70群では対応する13群について行った。これは10.5～0.4 MeVのエネルギー領域である。70群による黒鉛体系の計算結果をFig. 7に示す(25群のものはFig. 2に示してある)。対応する群の結果を比較すると、鉄体系においては25群計算の結果は70群計算の結果を形状、大きさとも縮約した形になっている。しかし、黒鉛体系では70群計算での各群のスペクトル間の相対的關係と25群計算でのそれ(各群のスペクトルの形状や大きさの間の関係)とでは異なっており、また70群計算の方がスペクトルの減衰部の傾きが急になっている。この結果はつぎのような要因によるものと思われる。70群と25群の群構造を比較すると、最も異なるデータは σ_{elr} であり、他のデータは互に対応する群においてはほぼ近い値をとっている。黒鉛体系では弾性散乱が中性子減速過程において支配的な役割を果たし、 σ_{elr} が σ_{el} のかなり大きな割合を占めているので、 σ_{elr} の相違が計算結果に直接的に影響したものと考えられる。一方鉄体系では、弾性散乱よりも非弾性散乱の方が高エネルギー領域の中性子減速過程に重要な役割を果たしており、 σ_{elr} が σ_{el} に占める割合も小さい。それ故に σ_{elr} の相違によるスペクトルへの影響はあまり現れないと考えられる。

以上の結果から、群構造が異なると σ_{elr} が大きく異なり、その取り扱いが問題となることが示された。弾性散乱が中性子減速過程において支配的になる黒鉛のような

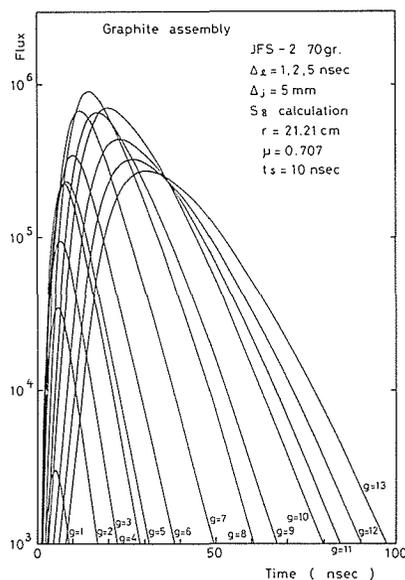


Fig. 7 Time-dependent neutron spectra in the graphite assembly (radius $R=30$ cm) calculated by JFS-2 70 group structure.

軽い核においては、時間依存スペクトルは群構造に対して鋭敏であり、多群計算の精度を評価する上で有用な情報を与えると期待される。

4. 4 種々の群定数セットによる計算の比較

種々の群定数セットを用いて時間依存スペクトルの計算を行い。結果の相違の理由を明らかにし、時間依存スペクトルによるベンチマークテストの可能性を検討した。用いた群定数はタングステン、鉛、酸素、窒素については ABBN、黒鉛と鉄に関しては ABBN, JFS-1, -2 の 3 種である。

図は割愛するが、黒鉛体系においては 1, 3, 6 群において大きな違いがみられる。使用した群定数セット間では σ_{el} は数%以内の食い違いに納まっているが、 σ_{elr} の違いはかなり大きい。この違いが計算結果に大きく影響したと考えられる。また結果にそれほど影響しないとはいえ、群定数セット間における σ_{in} の違いもかなり大きい。これらの群定数、特に σ_{elr} は、時間依存スペクトルによるベンチマークテストでより高精度に評価され得ると期待される。

鉄体系においては、黒鉛体系の結果よりも上記の食い違いが全般に大きくなっている。使用した群定数セット間では、 σ_{el} と σ_{in} の双方ともにもかなりの食い違いがあるが、前述の感度解析で示したように、主に σ_{in} の相違が計算結果に大きく影響しているものと考えられる。さらに 1 群および 6 群における σ_{elr} の相違も大きく、この違いも結果の相違の原因となっていると思われる。これらの群定数、特に σ_{in} は時間依存スペクトルによるベンチマークテストでより高精度で評価され得ると期待される。

6. 結 論

黒鉛および鉄体系内の高速中性子の時間依存スペクトルに関する理論解析を進め、下記の結論が得られた。

(1) 鉄体系内における時間依存スペクトルの計算結果は非弾性散乱断面積の変化にかなり敏感である。したがって鉄体系では、時間依存スペクトルによるベンチマークテストは非弾性散乱断面積や計算手法の検証に有効な手段となると言える。鉄と同様に、弾性散乱よりも非弾性散乱が中性子の減速過程において重要な役割を担う中程度ならびに高度に重い核では同様の結論が期待される。他方、このベンチマークテストは、黒鉛のように非弾性散乱はあまり起こらず、中性子の減速過程において弾性散乱が支配的である軽い核では、弾性散乱断面積の評価に有効であると考えられる。

(2) 黒鉛体系では時間依存スペクトルは群構造に鋭敏である。これより、時間依存スペクトルによるベンチマークテストは多群計算の精度に関し有用な情報を与えると期待される。

(3) 本研究で用いた 3 種の群定数セットにおいては、黒鉛では弾性除去断面積、また鉄では非弾性散乱断面積の食い違いが大きく、これらはスペクトル計算によるベンチマークテストにより、精度良く評価され得ると考えられる。

以上のように時間依存スペクトルによるベンチマークテストは、特に中程度ならびに高度に重い核の非弾性散乱断面積の評価に有効な手段になるであろう。このためには、時間依存スペクトルを実験で精度良く測定することが必要であり、この観点で、現在筆者らも測定研究を進めている。また本研究のために開発した“TORISN”に対して、RADHEAT-V3 コードシステムにより ENDF/B-4 や JENDL-2 から作成した群定数を入力できるような改良を行っている。

おわりに、本研究で用いた時間依存 S_N コード“TORISN”の最初の作成にあたった当研究室出身の板垣正文氏（現、日本原子力研究所）に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 木村逸郎, 他: 東京大学工学部付属原子力工学研究施設 TOF 実験研究専門委員会報告書 UTNL-R-0122, (1981), p. 38
- 2) Kappler, F., et al: International symposium on physics of fast reactors Proceedings Vol. 2, B17, (1973), p. 833
- 3) 外川織彦: 北海道大学工学研究科修士論文, 第2章, (1983)
- 4) Clark, M. Jr., et al: Numerical Method of Reactor Analysis, (1964), p. 216, Academic Press Inc., New York
- 5) 西村秀夫: JAERI-M 4991, (1972), p. 2
- 6) 桂木学, 他: JAERI 1195, (1970)
- 7) 桂木学, 他: JAERI 1255, (1978)
- 8) АБАГЯН, Л. Л.: ABBN set (原本は露語), (1964)