

# 原子炉動特性の最近の話題

——加速器駆動未臨界炉の未臨界度測定法——

名古屋大学大学院工学研究科原子核工学専攻

山根 義宏

y-yamane@nucl.nagoya-u.ac.jp

## 1. はじめに

原子炉の動特性の分野は、反応度外乱に対する原子炉の安定性の予測といった問題から、燃焼と言った長期に亘る原子炉の挙動予測の問題まで、非常に広い分野を含む。本報告では、最近の話題として加速器駆動未臨界炉に関連するものを取り上げる。その理由は、核破砕反応を起点とする高エネルギー中性子の関与する面白い現象が、核データと炉物理の接点で重要になりつつあると思うからである。

加速器駆動未臨界炉は、Carlo Rubbia が軽水炉に次ぐ将来炉として位置づけ研究の推進を提唱してから、世界各地で研究が加速され始めた。この炉の基本概念は大電流陽子加速器のターゲットを鉛、水銀等の重核種で構成し、核破砕反応で生ずる大量の中性子を未臨界原子炉に打ち込んで高中性子束を達成しようとするものである。そしてこの炉の特徴は、(1) 未臨界炉であるため本質的に安全である、(2) 加速器で消費する電力を自給できるだけでなく外部に電力を供給できる、さらに (3) 高密度の中性子束により核廃棄物の消滅処理が効率良くできる、といわれている。

この炉は未臨界炉ではあるが、制御系に依存しない運転を具体化するには、未臨界の深さを表す未臨界度を運転時に常時監視する必要があると考えられる。この未臨界度測定法として、原子炉に中性子検出器以外の装置を持ち込まず、さらに解析も容易な分散対平均法の利用が考えられる。

## 2. 分散対平均法

分散対平均法は図1に示すように、時間ゲート幅  $t$  内の中性子計数を多数回測定する。

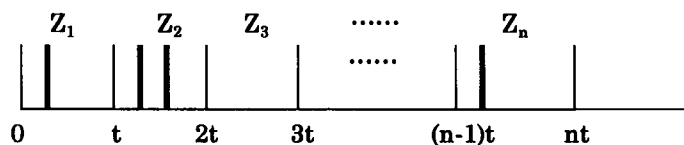


図1 分散対平均法の測定概念

測定した N 個の中性子計数  $Z_n$  を用いて、平均値と自乗平均値を次式で求める。

$$\langle Z(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N Z_n \quad (1)$$

$$\langle Z^2(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N Z_n^2 \quad (2)$$

この平均値と自乗平均値から分散を計算し、次式で定義する相関量  $Y(t)$  を求める。

$$Y(t)+1 = \frac{\text{分散}}{\text{平均}} = \frac{\langle Z^2(t) \rangle - \langle Z(t) \rangle^2}{\langle Z \rangle} \quad (3)$$

ポアソン統計に従う Am-Be 中性子源を、核分裂物質の無い体系中に置いて中性子計数を測定する場合には、計数の分散と平均が等しいので  $Y(t)=0$  となる。ところが核分裂物質のある場合には、核分裂によって同時に発生する複数の中性子は互いに相関を持つため、中性子計数の分散が大きくなる。つまり Y 値は核分裂連鎖反応系の過剰な相関量を表しており、ここに未臨界度、中性子平均寿命等の動特性パラメータの情報が含まれている。

しかし一般にこの測定法は、未臨界度が大きくなり核分裂連鎖反応が弱くなると、Y 値の相関強度が減り測定が困難となる。ところが、一反応あたりの中性子発生数が数十個にも達し、しかもその中性子同士が相関を有する核破碎反応を中性子源とする原子炉では、分散がより強調され、未臨界が深くても分散対平均法が利用できる可能性がある。そこで、核破碎反応のような相関中性子源を考慮した分散対平均法の理論式を新たに導出し、その効果を検討した。

### 3. 相関中性子源に対する分散対平均法の導出<sup>(1)</sup>

#### (1) マスタ方程式の導出

相関中性子源（核破碎中性子源）の設置されている原子炉を解析対象とする。但し、原子炉内の中性子束の空間分布、エネルギー分布は考慮しない空間 1 点炉、エネルギー 1 群の簡単なモデルとする。遅発中性子は 1 組だけを考慮する。時刻  $t$  に原子炉内に中性子が  $N$  個、遅発中性子先行核が  $C$  個存在し、時間間隔  $(0, t)$  の間に中性子計数が  $Z$  個ある結合確率を  $P(N, C, Z, t)$  と表す。この確率の従う微分方程式（マスタ方程式）は次式となる。

$$\begin{aligned} \frac{dP(N, C, Z, t)}{dt} = & \lambda_i P(N+1, C, Z, t)(N+1) + \lambda_d P(N+1, C, Z-1, t)(N+1) + \\ & + \lambda_f \sum_n \sum_m P(N+1-n, C-m, Z, t)(N+1-n)p(n, m) + \\ & + S \sum_n p_q(n) P(N-n, C, Z, t) + \lambda P(N-1, C+1, Z, t)(C+1) - \\ & - P(N, C, Z, t)[(\lambda_f + \lambda_c + \lambda_d)N + \lambda C + S] \end{aligned} \quad (4)$$

但し  $\lambda_c$  は捕獲、 $\lambda_d$  は検出、 $\lambda_f$  は核分裂の遷移確率を表す。 $p(n,m)$  は核分裂で即発中性子が  $n$  個、遅発中性子先行核が  $m$  個、 $p_q(n)$  は相関中性子源が  $n$  個中性子を発生する確率を表す。従って(4)式右辺の第1項は捕獲により中性子数が  $(N+1)$  個から  $N$  個へ減少、第2項は検出により計数が  $(Z-1)$  個から  $Z$  個へ増加、第3項は核分裂による中性子数と遅発中性子先行核の増加、第4項は相関中性子源による中性子数の増加である。また  $\lambda$  は遅発中性子崩壊定数であり、第5項は遅発中性子の発生による中性子数の増加を示している。最後の項は第5項までの反応が全く生じない場合を表している。

(2) 確率母関数による解法

確率母関数  $G(x,y,z)$  を次式で定義し、変数  $N, C, Z$  を補助変数  $x, y, z$  に変換する。

$$G(x, y, z, t) = \sum_N \sum_C \sum_Z x^N y^C z^Z P(N, C, Z, t) \quad (5)$$

(4)式全体に(5)式の右辺の操作を施し、変数  $N, C, Z$  の和の範囲に注意しながら整理すると、確率母関数  $G$  の従う方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial G(x,y,z,t)}{\partial t} = & \left[ \lambda_f \{g(x,y) - x\} - \lambda_c(x-1) - \lambda_d(x-z) \right] \frac{\partial G}{\partial x} + \\ & + \lambda(x-y) \frac{\partial G}{\partial y} + S(f(x)-1)G \end{aligned} \quad (6)$$

確率母関数の最大の利点は、変数に対応する補助変数で確率母関数を偏微分し、さらに全ての補助変数を1と置けば、変数の高次モーメントが容易に得られる点である。例えば、計数值  $Z$  の1次モーメント  $\langle Z \rangle$  と2次モーメント  $\mu_{zz}$  は次のように計算できる。

$$\langle Z \rangle = \left. \frac{\partial G(x, y, z, t)}{\partial z} \right|_{x=y=z=1} \quad (7)$$

$$\mu_{zz}(t) = \langle z(z-1) \rangle = \left. \frac{\partial^2 G(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right|_{x=y=z=1} \quad (8)$$

確率母関数  $G$  の従う(6)式の両辺に(7)式の演算を施すと、計数值の1次モーメント  $\langle Z \rangle$  の従う方程式が次のように得られる。

$$\frac{dZ(t)}{dt} = \epsilon \lambda_f N(t) t \quad (9)$$

原子炉が定常であるとすれば、次の解が得られる。

$$Z(t) = \epsilon \lambda_f N t \quad (10)$$

一方、(6)式に(8)式の演算を施すと計数值の2次モーメント  $\mu_{zz}$  だけでなく、別の2次モーメント  $\mu_{nz}$  を含む式が得られる。そこで、6種類全ての2次モーメント  $\mu_{nn}$ 、 $\mu_{nc}$ 、 $\mu_{nz}$ 、 $\mu_{cc}$ 、 $\mu_{cz}$ 、 $\mu_{zz}$  の従う6個の連立方程式を(6)式から求め、これを連立して解くことにより目的とする  $\mu_{zz}$  を得ることが出来る。

### (3) 相関量 Y の表現

2次モーメント  $\mu_{ZZ}$  は、分散  $\sigma_Z^2$  から平均  $\langle Z \rangle$  を引いた量に等しいから、容易に(3)式で定義した相関量 Y の表現を導くことが出来る。ここでは遅発中性子の効果は無視した、実際の測定解析に利用される即発中性子近似の式を示す。

$$\frac{\sigma_Z(t)^2}{\langle Z(t) \rangle} - 1 \approx \frac{\epsilon \lambda_f^2}{\alpha^2} \langle \nu_p (\nu_p - 1) \rangle \left[ 1 + \frac{\langle q(q-1) \rangle}{\langle \nu_p (\nu_p - 1) \rangle} \frac{\bar{\nu}}{q} (-\rho) \right] \left( 1 - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t} \right) \quad (11)$$

但し、 $\alpha$  は即発中性子減衰定数を表し、反応度  $\rho$ 、中性子生成時間  $\Lambda$ 、実効遅発中性子割合  $\beta$  から  $\alpha = (\beta - \rho) / \Lambda$  と定義される。

### (4) 強調幅の定義

(11)式の大括弧内の相関中性子源の平均中性子発生数  $q$  を 1 個と置くと、大括弧内の第 2 項は消え、従来の公式に帰着する。この第 2 項を(12)式で定義される Diven 因子と呼ばれる量を使って整理しなおすと(13)式となる。

$$D_\nu = \frac{\langle \nu_p (\nu_p - 1) \rangle}{\langle \bar{\nu} \rangle^2}, \quad D_q = \frac{\langle q(q-1) \rangle}{\langle \bar{q} \rangle^2} \quad (12)$$

$$\delta = \frac{D_q}{D_\nu} \frac{\bar{q}}{\bar{\nu}} (-\rho) \quad (13)$$

この  $\delta$  を強調幅と呼ぶことにすると、相関中性子源は相関の振幅を  $\delta$  だけ強調し、さらにその強調の割合は未臨界面度  $(-\rho)$  に比例する事がわかる。これは従来の即発中性子減衰定数  $\alpha$  に基づく未臨界面度推定に加えて、強調幅に着目した推定法の可能性を示している。

### (5) 数値計算例

原子炉中の核分裂物質として平均中性子発生数  $\nu = 2.416$ 、Diven 因子  $D_\nu = 0.7978$  の  $^{235}\text{U}$  を想定し、相関中性子源として(a)平均中性子発生数  $q = 3.784$ 、Diven 因子  $D_q = 0.8479$  の  $^{252}\text{Cf}$  中性子源と、(b)  $q = 40$  で  $D_q = 0.978$  の陽子エネルギー  $1.5\text{GeV}$  で鉛ターゲットを想定した核破碎中性子源とを比較した。

図 2 は(11)式を計算した相関量 Y のゲート幅依存性で、体系の実効増倍率を加速器駆動未臨界面炉の運転条件と現在想定されている 0.95 とした場合である。図中の No-source は相関中性子源が全く含まれない場合を示している。Cf 中性子源の場合に比べて、核破碎中性子源の場合は、相関量が大きく強調されている。

核破碎中性子源の場合に、相関量 Y が実効増倍率（未臨界面度）の変化に対して、どの様に変化するかを図 3 に示す。この図は、相関量 Y が強調幅  $\delta$  だけ強調されても、実効増倍率が小さく（未臨界面度が大きく）なるとその絶対値は低下し、結局測定に限界が生ずることを示している。しかし、この図はゲート幅の大きな領域の Y 値から強調幅  $\delta$  を評価すれば、それから未臨界面度の情報が抽出できる可能性を示している。

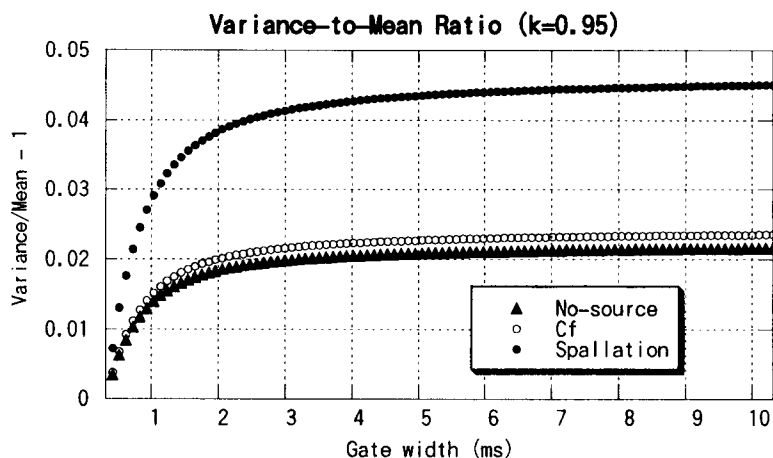


図2 相関中性子源を含む場合の相関量Yの計算例

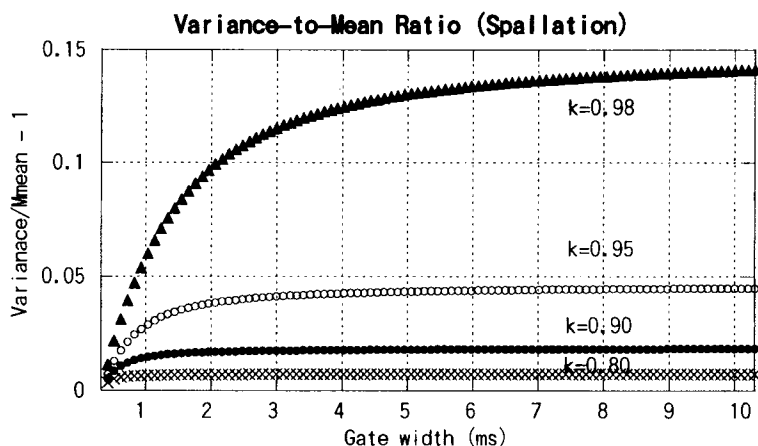


図3 相関量Y曲線の実効増倍率依存性

#### 4. 計算機シミュレーションによる検討

分散対平均法理論式の妥当性を検討するために、モンテカルロ法による計算機シミュレーションを行った。計算体系は原研の軽水臨界集合体装置（TCA）を想定して、半径50.23cm、高さ120cmの裸の円筒形炉心とした。この中心に点状中性子源を配置した。この中性子源として（a）放出中性子数が1個のAm-Be中性子源と、（b）平均放出中性子数が7.5個で、最大放出数が15個の2項分布に従って中性子を放出する相関中性子源を想定した。この中性子源から発生させた中性子の輸送過程を、SRAC95核計算コードで作成したエネルギー4群の群定数に従って追跡した。モンテカルロ計算の統計を多くするた

めに、中性子検出器は体系の側面全てを覆っていると想定した。検出中性子の検出時刻を記録した時系列データを作成し、これを実験と同様の手法で処理して相関量 Y を求めた。体系の実効増倍率を 0.75 とした場合の計算例を図 4 に示す。

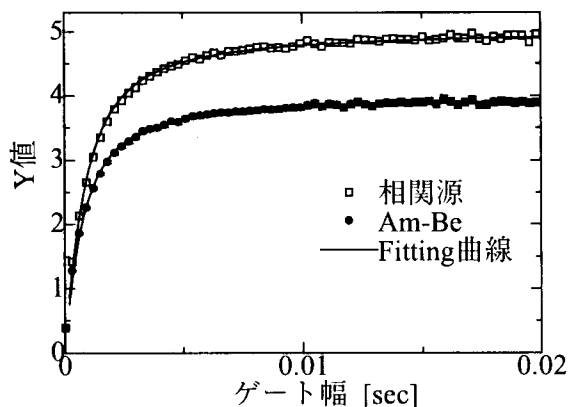


図 4 Y 値の計算値( $k_{eff}=0.75$ )

計算機シミュレーションで求めた相関量 Y 曲線に理論式を最小自乗フィテイングして、即発中性子減衰定数  $\alpha$  を求めた。これと SRAC-CITATION の拡散計算で求めた値との比較を表 1 に示す。

表 1 即発中性子減衰定数  $\alpha$

実効増倍率	モンテカルロ計算		SRAC-CITATION
	Am-Be	相関源	
0.599	3.39E3	2.96E3	3.05E3
0.765	2.17E3	1.92E3	2.15E3
0.817	1.63E3	1.48E3	1.89E3
0.917	7.65E2	7.20E2	1.15E2

$\alpha$  値は中性子源の違いによらずほぼ一致している。また実効増倍率の大きな場合を除けば、SRAC-CITATION の計算値とも合っている。

強調幅  $\delta$  について、 $\alpha$  と同様にフィテイングにより計算機シミュレーションから求めた値を「計算値」、シミュレーション計算の前提とした数値を  $\delta$  の定義式(13)式に代入して得た値を「予測値」として比較したものを、表 2 に示す。

表 2 強調幅  $\delta$  の比較

実効増倍率	計算値	予測値
0.599	0.195	2.464
0.765	0.263	1.143
0.817	0.242	0.812
0.917	0.205	0.328

「計算値」は明かに予測値と異なる傾向を示し、(13)式で示した理論通りとなっていない事がわかる。この理論式の導出は1点炉モデルとしたため、中性子束の空間依存性の影響は全く無視されている。一般に未臨界度が深くなると空間基本モードが支配的でなくなり、高次の空間モードの影響が大きくなり空間依存性が問題となってくる。

そこで相関中性子源を含む分散対平均法の理論式に、大塚一飯島の手法<sup>(2)</sup>に倣って空間依存性を考慮した。新たに導かれた理論式は、空間固有関数の級数和の表現となっている。これを整理し強調幅 $\delta$ の表現を求めると、次式となる。

$$\delta = \frac{D_q \bar{q}}{D_v v} (-\rho) \frac{\int g_0(r) dr \cdot \{g_0(r_s)\}^2}{\int g_0^3(r) dr} \quad (14)$$

但し、 $g_0(\mathbf{r})$ は空間基本モード、 $\mathbf{r}_s$ は中性子源の位置を表す。(13)式と比較すると、空間依存性は上式に積分項として現れるが、これは体系と中性子源の位置を決めれば定数になるので、強調幅 $\delta$ に一律に影響する。従って空間依存性の考慮だけでは、表2の「計算値」と「予測値」とが異なる傾向を示す原因を説明できない。

ここで紹介した計算機シミュレーションは、エネルギー4群、拡散計算に基づいた簡単なものであった。基本的な物理現象はこのモデルでも十分扱われている。しかし、加速器駆動未臨界炉のより詳細な解析に備えて、原研の森貴正氏が連続エネルギー・モンテカルロ計算コードMVPに、時系列データの作成機能を追加する作業を行っている。より詳細な検討が今後、期待される。

## 5. 発生中性子数とエネルギースペクトルの相関

スウェーデンのチャーマス工科大学のI.PazsitとN.G.Sjostrandは、最近次のような問題点を指摘している<sup>(3)</sup>。従来の核分裂のように1反応当り高々数個の中性子を発生する場合と異なり、核破碎反応当り数十個にも及ぶ中性子を発生し、しかもその発生エネルギーが数十MeVに及ぶ場合には、中性子発生数と発生中性子のエネルギースペクトルとの間に相関が生ずる可能性がある。そしてこの相関は、減速過程を考慮した「実効即発中性子数」に影響を及ぼす可能性がある。この指摘の概要を紹介する。

核破碎反応の発生中性子数の従う確率分布を $p(\mathbf{n})$ 、発生数 $\mathbf{n}$ に依存したエネルギースペクトルを $\chi_{\mathbf{n}}(\mathbf{E})$ とする。発生数とエネルギースペクトルの間に相関が無い場合には、発生中性子のエネルギー分布は、次のように表現される。

$$p(\mathbf{n}) \bar{\chi}(\mathbf{E}) \quad (\text{無相関}) \quad (15)$$

但し、平均エネルギースペクトル $\bar{\chi}(\mathbf{E})$ は、次の定義に従う。

$$\bar{\chi}(E) = \frac{\sum_n n p(n) \chi_n(E)}{\sum_n n p(n)} = \frac{1}{\bar{v}} \sum_n n p(n) \chi_n(E) \quad (16)$$

一方、相関を考慮すると次式で表わされる。

$$p(n) \chi_n(E) \quad (\text{相関}) \quad (17)$$

減速途中に洩れない確率を  $P(E)$  と表し、発生中性子のうち熱中性子まで減速する平均中性子数  $\langle \nu \rangle$  と 2 次モーメント  $\langle \nu(\nu-1) \rangle$  を求める。

(1) 1 次モーメント

(a) 無相関の場合には、(15)式から次のように計算される。

$$\langle \nu \rangle = \int \sum_n n p(n) \bar{\chi}(E) P(E) dE = \sum_n n p(n) \int \bar{\chi}(E) P(E) dE = \bar{v} \bar{c} \quad (18)$$

但し、 $\bar{v}$  は  $\mathbf{n}$  についての和の部分、 $\bar{c}$  は  $E$  に関する積分の部分で定義された量である。

(b) 相関のある場合を(17)式に基づいて計算すると次式となる。

$$\langle \nu \rangle_{cor} = \int \sum_n n p(n) \chi_n(E) P(E) dE = \int \bar{v} \bar{\chi}(E) P(E) dE = \bar{v} \bar{c} \quad (19)$$

この場合には、上式の右辺第 2 項を(16)式を使って書きなおすと、第 3 項のように平均スペクトルで表現でき、結局無相関の場合と同じ表現に帰着する。つまり 1 次モーメントに発生数とスペクトルの相関は何ら影響を及ぼさない。

しかし、簡易的に中性子が平均エネルギー  $\bar{E}$  で発生すると仮定して、熱中性子にまで減速する平均中性子数を求めてみると、次式となる。

$$\langle \nu \rangle_{av} = \bar{v} \int \bar{\chi}(E) P(\bar{E}) dE = \bar{v} P(\bar{E}) \quad (20)$$

この表現は(19)式の表現と異なる。そこで(19)式を(20)式と近似した場合の補正因子を次のように  $\gamma$  と定義する。

$$\gamma = \frac{\langle \nu \rangle_{cor}}{\langle \nu \rangle_{av}} = \frac{\bar{v} \bar{c}}{\bar{v} P(\bar{E})} = \frac{\bar{c}}{P(\bar{E})} \quad (21)$$

(2) 2 次モーメント

(a) 無相関の場合、次式で表わされる。

$$\langle \nu(\nu-1) \rangle = \int \sum_{n=2} n(n-1) p(n) \bar{\chi}(E_1) \bar{\chi}(E_2) P(E_1) P(E_2) dE_1 dE_2 = \overline{\nu(\nu-1)} \bar{c}^2 \quad (22)$$

(b) 相関のある場合は、次式となる。

$$\langle \nu(\nu-1) \rangle_{cor} = \int \sum_{n=2} n(n-1) p(n) \chi_n(E_1) \chi_n(E_2) P(E_1) P(E_2) dE_1 dE_2 = \sum_{n=2} n(n-1) p(n) c_n^2 \quad (23)$$



2次モーメントについては、明らかに両者は異なる。そこで相関を無視した(22)式の(23)式に対する補正因子 $\alpha$ を次のように定義する。

$$\alpha = \frac{\langle \nu(\nu-1) \rangle_{cor}}{\langle \nu(\nu-1) \rangle} = \frac{\sum_{n=2} n(n-1)p(n)c_n^2}{\nu(\nu-1)c^2} \quad (24)$$

(23)式から明らかなように、2次モーメントを厳密に評価するには、次に定義する2次モーメント・スペクトルを予め知っている必要がある。

$$\chi(E_1, E_2) = \frac{\sum_{n=2} n(n-1)p(n)\chi_n(E_1)\chi_n(E_2)}{\nu(\nu-1)} \quad (25)$$

### (3) 補正因子 $\gamma$ 、 $\alpha$ の数値計算例

中性子発生数の確率分布 $p(n)$ は、(a)  $^{235}\text{U}$ の誘導核分裂に対して平均発生数 $\nu=2.4166$ の2項分布とする、(b)核破砕反応については平均発生数 $\nu=41$ で標準偏差 $\sigma=16.5$ のガウス分布に従うと仮定する。発生数とスペクトルの相関は、全発生エネルギー $E_{total}$ が全発生数 $n$ に等分配されるとする次のモデルを仮定する。

$$\chi_n(E) = \delta(E - E_n) \quad \text{但し} \quad E_n = E_{total}/n \quad (26)$$

但し、誘導核分裂に対しては $E_{total} = \nu E = 5\text{MeV}$ とし、核破砕反応については $E_{total} = E_{proton} = 3\text{GeV}$ とする。

中性子の減速過程を、原子炉物理でよく用いられるフェルミの減速モデルで表すと、減速過程の途中で体系から洩れずに熱中性子に達する確率は、次式で表わされる。

$$P(E) = \exp(-\tau(E)B^2) = \exp(-15EB^2) \quad (27)$$

$\tau(E)$ はフェルミの年齢で、ここでは $15E$ と仮定した。つまり、発生エネルギー $E$ が大きいほど、指数関数の指数部が負で大きくなり $P(E)$ は小さくなる。これは、発生エネルギーが高いほど減速途中で中性子が洩れるという物理現象に対応している。また $B^2$ は幾何学的バックリングと呼ばれ、体系の大きさを表現する指標である。体系が小さくなるにつれて大きな値となる。

半径 $50\text{cm}$ の球体系( $B^2=0.004\text{cm}^{-2}$ )の $\gamma$ 、 $\alpha$ の計算結果を表3に示す。 $^{235}\text{U}$ の誘導核分裂の場合は $\gamma$ 、 $\alpha$ 共に1に近く、相関を無視しても問題とはならない。しかし、核破砕反応の場合は $\gamma$ 、 $\alpha$ が約2.5に達し、平均エネルギー $\bar{E}$ を用いて洩れを考慮するのは不正

表3 補正因子 $\gamma$ 、 $\alpha$ の比較

	$^{235}\text{U}$ 誘導核分裂	核破砕反応
$\gamma$	1.0017	2.40
$\alpha$	1.0286	2.69

確であり、発生数とエネルギースペクトルの相関を考慮すべきであることがわかる。

モンテカルロ計算で核破砕中性子源を含む原子炉の予測計算をする場合には、1次モーメントに関しては発生数とスペクトルの相関は影響せず、従来のモンテカルロ計算で十分である。しかし、2次モーメントが関係する量を評価する際には、発生数とスペクトルの相関を考慮する必要がある。そのためには、2次モーメントスペクトル  $\chi(E_1, E_2)$  に対する何らかの知見が必要となる。

ここに紹介した I.Pazsit と N.G.Sjostrand の指摘は、定量的に議論する実測データがなく推測の域にとどまっている。しかし、2次モーメントを直接含む強調項に着目した未臨界面度推定法には影響を及ぼすので、炉物理と核データに関する研究課題として面白いものを含んでいる。

## 6. まとめ

加速器駆動未臨界面度の未臨界面度測定法に分散対平均法を利用するために、相関中性子源に対する分散対平均法の公式を導いた。その結果、即発中性子成分の相関量  $Y$  値が強調幅  $\delta$  だけ大きくなることが示された。しかし、計算機シミュレーションで求めた強調幅  $\delta$  の未臨界面度依存性は、理論で示される予測を再現していないことも分かってきた。しかも、これは空間依存性だけでは説明せず、興味深い検討課題である。

さらに最近の興味深い研究として、核破砕反応のように1反応当たりの中性子発生数が多い中性子源の場合には、中性子発生数とエネルギースペクトルの相関が2次モーメントの評価に影響する可能性を紹介した。即ち、核破砕中性子源といった特殊性は、中性子発生数とエネルギースペクトルの相関といった従来とは異なる考慮を、より厳密な扱いでは要求するかもしれない。

## 参考文献

- (1) I. Pazsit and Y. Yamane, "Theory of neutron fluctuations in source-driven subcritical systems," Nucl. Instrum. Methods A, 403, pp.431-441 (1998).
- (2) M. Otsuka and T. Iijima, "Space-Dependent Formula for Rossi- $\alpha$  Measurements," Nukleonik, 7, pp.488-491 (1965).
- (3) I.Pazsit and N.G.Sjostrand, "On the significance of the distribution of source neutron in spallation," Nucl. Instrum. Methods A, 投稿中 (1999).

## 会議のトピックス (II)

第10回原子炉ドシメトリー国際シンポジウム  
Tenth International Symposium on REACTOR DOSIMETRY  
1999年9月12日~17日、大阪

京都大学原子炉実験所  
小林 捷平

## 1. 第10回原子炉ドシメトリー国際シンポジウムの概要

1999年9月12日から17日の間、「第10回原子炉ドシメトリー国際シンポジウム」が、日本原子力学会(AESJ)、米国材料試験学会(ASM)、欧州原子炉ドシメトリーワーキンググループ(EWGRD)共催の下に、大阪の中之島において開催された。このシンポジウムは、1975年にオランダのPettenにおいて第1回が開催されて以来、表1に示したように、2~3年毎にASM側と欧州側が交互にシンポジウムの開催を担当してきた。今回はASM側の番であったが、特別に日本で開かれることになり、アジア地区では初めてのシンポジウム開催となった。その背景には、従来、このシンポジウムへの日本からの参加者は数名程度であったが、第9回は20数名の参加と30件を超える研究発表があり、最近の我が国におけるドシメトリー研究に著しい進展が見られたことが挙げられる。

当シンポジウムで取り上げられた主テーマは、原子炉圧力容器に関するサーベイランス(監視試験)、燃料・材料の照射と損傷問題、中性子及びガンマ線に関する照射特性と標準問題、標準化・データベース、放射線計測技術、放射線場の計算法などの多岐にわたっている。今回はAbstract申込み締切後に、Late News Sessionとして初めて追加申込を受け付け、これに3件のポスター発表が加わった。また、本シンポジウムの特徴でもあるWorkshopsとして9テーマが取り上げられ、3回に分けて3つのSessions毎により専門的な観点から研究討論が行われた。その結果は、Summary Talkとして、シンポジウム最後のClosing Sessionにおい

てそれぞれのWorkshopの座長から報告があった。

さらに、今回初めての試みとしてTutorial(講演会)が企画され、イスラエルのY. Yeivin氏から「サーベイランスドシメトリーデータの最適解析」について、原研・核データセンターの柴田恵一氏から「断面積と評価技術」について講演があり、それぞれに29名と

表1 ドシメトリーシンポジウム開催年度と開催地

回	年	開催地	報告書
1	1975	Petten (オランダ)	EUR 5667
2	1977	Palo Alto (米国)	NUREG CP 0004
3	1979	Ispra (イタリア)	EUR 6813
4	1982	Washington (米国)	NUREG CP 0029
5	1984	Geestacht (ドイツ)	EUR 9869
6	1987	Jackson Hole (米国)	ASTM STP 1001
7	1990	Strasbourg (フランス)	EUR 14356
8	1993	Vail (米国)	ASTM STP 1228
9	1996	Prague (チェコ)	World Scientific Publ.
10	1999	Osaka (日本)	ASTM STP 1398(予定)