143. Mihalczo 法による核燃料体系未臨界度の決定

山根 義宏*, 渡辺 昭次*, 仁科 浩二郎*,
三好 慶典**, 須崎 武則**, 小林 岩夫**

(1985年 7月22日 受理)

Subcriticality Determination of Nuclear Fuel Assembly by Mihalczo Method

By Yoshihiro YAMANE, Shoji WATANABE, Kojiro NISHINA,
Yoshinori MIYOSHI, Takenori SUZAKI and Iwao KOBAYASHI

To establish a technique of on-site subcriticality determination suitable for the criticality safety management of nuclear fuel assembly, the applicability of the method proposed by Mihalczo was examined with the Tank-type Critical Assembly (TCA) of the Japan Atomic Energy Research Institute. In the Mihalczo method, cross power spectral densities and auto power spectral densities are evaluated from the output currents of an ionization chamber containing ^{252}Cf neutron source and two neutron detectors. The principle of this method is that the spectral ratio formed by the power spectral densities mentioned can be related to the subcriticality by the help of a stochastic theory.

Throughout our data processing, an improved formula taking account of the neutron extinction at a detection process was used. Up to the subcriticality of 15 dollars, the Mihalczo method agreed with the water-level worth method, which has been a standard method of reactivity determination at the TCA facility. The systems treated in the present report hold symmetry concerning the nuclear fuel configuration and the ^{252}Cf chamber position. It was clarified that, contrary to Mihalczo's assertion, the factor converting the spectral ratio to a subcriticality depends on subcriticality itself.

KEYWORDS: *fuel assemblies, Mihalczo method, neutron noise, power spectral density, reactivity, subcriticality, tank-type critical assembly*

I. はじめに

核燃料の加工・輸送・貯蔵・再処理など、臨界安全管理を必要とする施設・装置が計画または建設されるに伴い、手軽な中性子増倍率モニタに対する要請が起きている⁽¹⁾。このモニタの原理としては、中性子雑音を利用する方法および未臨界度測定法として実績のあるパルス中性子法が候補に挙げられる。ところでモニタの設置が、核燃料取扱施設の処理能力・設備容量等に著しい制限をもたらし、施設本来の機能を妨げるようなことがあってはならないのはもちろん、このモニタ設置に要する費用も考慮する必要がある。この意味で、これまで炉物理実験手法として確立して広く用いられたパルス中性子法は、封じ切り可搬型パルス中性子源を利用するとしても、パルス源の設置に必要な

る空間的余裕、この運転・保守に要する手間やパルス源のコストの点で、中性子雑音を利用する方法に比して適用に当り制約を受けると考えられる**。

ところで、中性子雑音法に基づく手法のうち、米国オークリッジ研究所の Mihalczo らが約 10 年前に提唱し⁽²⁾、過去数年間種々の核燃料体系に適用している方法はひとつの候補として有望である。すなわち、この Mihalczo 法(以下、M 法)では、 ^{252}Cf 内蔵電離箱 1 個と 2 個の中性子検出器の出力信号をフーリエ変換し、確

* 名古屋大学工学部(Fac. of Eng., Nagoya Univ.)

** 日本原子力研究所(Japan At. Energy Res. Inst.)

*** パルス中性子法の役割は、むしろ実験室的な標準体系に対して、深い未臨界状態で増倍率 k を決定し、それをベンチマークデータとしてモンテカルロ法コード等を校正することであろう。

率過程論によって反応度 $(k-1)/k$ に結び付ける。しかもこの方法は、パルス中性子法と同様に臨界点での較正が要らない処理法になっている点で、臨界安全上の要請にかなっている。

このM法の特長に着眼し、日本原子力研究所では検出器の設計、測定機器の調達等の実験準備を進めていた。名古屋大学はこれに計画の段階から参加し、両者が協力して行なった測定データの解析面を分担した。本報では、このM法追試実験について報告し、その際に加えた改善に触れ、また明らかとなった問題点を指摘する。

I. Mihalczo らの実績

M法による実験に関して最初に報じられたのは、高速中性子体系に対する一連の実績で⁽³⁾、金属Uの球および円柱に対して、それぞれ-2.5ドルおよび-30ドルまでの反応度が決定されている。以後、彼らは各種の熱中性子体系への適用を試み、研究炉 ORR の燃料要素⁽⁴⁾(-21ドル)、フッ化ウラニル溶液体系⁽⁵⁾、HFIR炉の燃料要素系⁽⁶⁾(-6ドル)、硝酸ウラニル溶液体系⁽⁷⁾(-30ドル)、軽水炉燃料配列体系⁽⁸⁾(-30ドル)に関して報告している。これらの実験は核燃料の貯蔵、再処理、炉の初臨界以前の燃料管理など、様々な要請を模擬したものである。決定できた最大の反応度は-30ドルである。

しかしながら、上例のすべてがM法の手法を踏んで最終的な反応度値まで決定しているわけではない。マシンタイム上の制約のためか、多くはこの手法が有効であるための必要条件の充足を示すにとどまっている。例えば、中間結果として求められるスペクトル比 S_R (後述)が、検出器の位置・型・効率および周波数によらないことを示しているのがその例である⁽³⁾⁽⁹⁾。つまりM法では、あとで述べる検出器の特性値 $B_c(1+C_a)$ と S_R によって反応度 ρ を求めるのだが、 S_R の段階での報告が多い*。

ところが、著者らの経験からすると、この S_R から ρ への変換手順にこそ中性子束空間高調波の取込み方などの問題が存在し、 S_R を測定したからといって問題が解決したことにはならない。つまり、M法は標準的な体系については一応の妥当性が示されているが、今後適用範囲を広げるに当たっては、種々検討すべき点が多い。Mihalczo 自身は1981年に⁽¹⁰⁾今後の課題は、①決定しうる増倍率 k の下限の決定、②検出器位置の決め方、③空間依存性の考慮、④測定時間、であると述べているが、これらの課題は依然として残っているといえ

る。以下の報告は、これらを解明する努力の第一歩として著者らの経験をまとめたものである。

III. Mihalczo 法の測定原理

Mihalczo は、 ^{252}Cf を1次中性子源とする未臨界定常場での中性子雑音測定から反応度(以下では負の反応度の絶対値をとり未臨界度で表示する)を評価する方法を、1点炉近似動特性に基づいて提唱した⁽²⁾。この手法は、①臨界または臨界近傍での反応度較正を必要としない、②検出器感度、1次中性子源の強度を知らなくてよい、という臨界管理上望ましい特長を有している。まず、その測定原理を文献(2)にならって概説する。

M法は、 ^{252}Cf 中性子源を封入した電離箱(検出器#1)と、2個の電流型中性子検出器(検出器#2, 3)とを使用する。検出器#1は ^{252}Cf の自発核分裂により、測定対象の未臨界体系に中性子を供給し、体系を定常に保つとともに、自発核分裂の核分裂片を検出して自発核分裂率を計数する。これに対して検出器#2, 3には中性子吸収型のものを使い、 ^{252}Cf 中性子源および体系内に固有に存在している ^{238}U のような自発核分裂物質(以下、固有自発核分裂)からの中性子が、体系内核分裂物質の核分裂によって増倍されて出来上がっている定常中性子場の中性子を検出する。1点炉近似動特性を仮定して、この検出過程を概念的にFig. 1に示す**。

3個の検出器からの出力を組み合わせ、測定量である自己パワースペクトル密度 G_{11} と、相互パワースペクトル密度 G_{12}, G_{13}, G_{23} とを作る。相関関数という時間領域の表現ではなく、スペクトル密度で立式するのは、時間領域での畳み込み積分が積で表現できて、演算が簡単になるためである。

Fig. 1に基づいて、上記4個の測定スペクトル密度を書き下すと、次式を得る。

$$G_{11}(\omega) = |h_1(\omega)|^2 [G_1 + |U_1|^2 G_0] \quad (1)$$

* 上の各例のうち、このようなケースについては添書した反応度値は他の実験または計算で決定した値である。

** Fig. 1は、文献(2)にならぬM法の測定概念をとらえやすくする目的で、パワースペクトル密度 G_{ij} ($i, j=1, 2, 3$)の具体的表現を導出した後に、ブロック線図の形に書いたものである。したがって、 F_c からの最初の分岐点を便宜上引き出し点で表示してあるが、 G_c', G_0 は G_c と同じではないことに注意。

$$G_{1n}(\omega) = h_1^*(\omega) h_n(\omega) U_1^* U_n H(\omega) G_0 \quad (n=2, 3) \quad (2)$$

$$G_{23}(\omega) = h_2^*(\omega) h_3(\omega) U_2^* U_3 |H(\omega)|^2 G_8 \quad (3)$$

ただし、*は複素共役を示し、記法はFig. 1中の説明によっている。

F: Reactor fission rate, F_i : Spontaneous fission rate of inherent source, F_c : Spontaneous fission rate of ^{252}Cf source, $G_f, G_{f'}, G_{c'}$: Power-spectral-density (PSD) of noise equivalent sources (NES) concerning reactor fission, inherent source and ^{252}Cf source, respectively.

$G_s = G_f + G_{f'} + G_{c'}$, G_c : PSD of NES concerning spontaneous fission neutron and its fragment detected, G_0 : PSD of NES concerning spontaneous fission fragment of ^{252}Cf , G_n : PSD of NES concerning detection noise of detector #n, U_n : Response function of detector #n, $h_n(\omega)$: Transfer function of detection circuit, $H(\omega)$: Transfer function based on one-point reactor approximation

Fig. 1 Schematic diagram of neutron noise experiments with ^{252}Cf chamber

次に、この測定量を組み合わせてスペクトル比 S_R を定義し、これに(1)~(3)式を代入すると、次の表現を得る。

$$S_R = [G_{12}^*(\omega) G_{13}(\omega)] / [G_{11}(\omega) G_{23}(\omega)] \\ = |U_1|^2 G_0^* G_c / \{ [G_1 + |U_1|^2 G_0] G_s \} \quad (4)$$

この S_R は $H(\omega)$, $h_n(\omega)$ を含まない。すなわち、周波数 ω に依存しない量となることが期待される。

さて、 S_R の表現は、 U_1, G_0, G_1, G_c, G_s の具体的表現を代入することで得られる。ところで、これらの諸量は、①遅発中性子は無視して即発中性子の連鎖だけで中性子家系が記述できる、②中性子場は空間基本モードで表現できる、という仮定の下で、そこで生じる物理現象に着目して Schottky の公式⁽¹¹⁾⁽¹²⁾を利用する手法で導ける。ここで Schottky の公式とは、関与する反応がすべて互いに独立であると仮定して、s 過程(核分裂過程、吸収過程等)の反応によって生ずる粒子数の正味の変化量 q_s と、この反応の生ずる期待値 $\bar{m}_s$ とから、等価雑音源のスペクトル密度 G を評価する公式で次式で示される。

$$G = \sum_i q_i^2 \bar{m}_i \quad (5)$$

この式から明らかなように、この等価雑音源スペクトル密度は周波数に依存せず、等価雑音源は白色雑音であると仮定している。

そこで、この Schottky の公式を利用するに当たって著者らは、①中性子の検出過程、すなわち中性子吸収型検出器 #2, 3 に捕獲された中性子は体系から消滅してしまう効果と、②大塚-飯島⁽¹³⁾の指摘した核分裂源が空間的に分布している効果とを考慮に入れたので、以下に列挙する U_1, G_0, G_1, G_c, G_s の表現は、Mihalczo の原式⁽²⁾とは異なっている*。Schottky の扱いから出発するこの導出過程はかなり複雑なので、詳細は別報に譲り、本報ではその最終表現のみを記す。

$$|U_1|^2 = (\bar{q}_c)^2 \quad (6)$$

ここで、 $\bar{q}_c$: ^{252}Cf の自発核分裂に伴う検出器 #1 内の平均電荷量

$$G_0 = [\bar{q}_c^2 / (\bar{q}_c)^2] F_c \quad (7)$$

$$G_1 = \bar{q}_a^2 F_a \quad (8)$$

ここで、 $\bar{q}_a$: ^{252}Cf の α 崩壊に伴う検出器 #1 内の平均電荷量

F_a : α 崩壊率

$$G_c = [(\bar{\nu}_c \bar{I}_c) / (\bar{\nu}_p \bar{I})] F_c \quad (9)$$

ここで、 $\bar{I}, \bar{I}_c$: 核分裂中性子、 ^{252}Cf 自発核分裂中性子の平均インポートランス

$\bar{\nu}_p, \bar{\nu}_{cp}$: 核分裂、 ^{252}Cf 自発核分裂の平均即発中性子数

$$G_s = F X R + [(\bar{\nu}_{cp} \bar{I}_c) / (\bar{\nu}_p \bar{I})]^2 F_c X_i R_i \\ + [(\bar{\nu}_{cp} \bar{I}_c) / (\bar{\nu}_p \bar{I})]^2 F_c X_c R_c \quad (10)$$

ここで、 $X \equiv \bar{\nu}_p (\bar{\nu}_p - 1) / (\bar{\nu}_p \bar{I})^2$: 炉内核分裂中性子の Diven 因子⁽¹⁴⁾

$X_m \equiv \bar{\nu}_{mp} (\bar{\nu}_{mp} - 1) / (\bar{\nu}_{mp} \bar{I})^2$: m 自発核分裂事象(固有自発核分裂 $m=i$, ^{252}Cf 自発核分裂 $m=c$)の Diven 因子⁽¹⁴⁾

R, R_m : 炉内核分裂、 m 自発核分裂事象の中性子に関する大塚-飯島の空間補正因子⁽¹³⁾

上式中の G_0, G_s に含まれる平均インポートランスは、 ^{252}Cf および固有自発核分裂により生まれた中性子と、炉内の核分裂によって生じた中性子との価値を等価にするために持ち込まれるものである。ただし、核分裂中性子に対する平均インポートランス $\bar{I}$ は、

$$\bar{I} = \int_V d\mathbf{r} \left[\int_0^\infty dE X(E) \phi_0^+(r, E) \int_0^\infty dE' \Sigma_f(r, E') \cdot \phi(r, E') \right]$$

* 著者らが考慮した②の効果は、Mihalczo 自身も文献(2)で意識しているが、この効果を表わす大塚-飯島の空間補正因子の扱いが明瞭ではない。

$$\cdot \left[\int_V d\mathbf{r} \int_0^\infty dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) \right]^{-1} \quad (11)$$

ここで, $\phi(\mathbf{r}, E)$: 中性子束
 $\phi_0^+(\mathbf{r}, E)$: 基本モード随伴中性子束
 $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$: 巨視的核分裂断面積
 $\chi(E)$: 核分裂スペクトル
 V : 体系の全体積

また, m 事象の自発核分裂中性子に関する平均インポータンス $\bar{I}_m$ は, 次式で定義している。

$$\bar{I}_m = \int_V d\mathbf{r} \int_0^\infty dE \chi_m(E) \phi_0^+(\mathbf{r}, E) F_m(\mathbf{r}) \cdot \left[\int_V d\mathbf{r} F_m(\mathbf{r}) \right]^{-1} \quad (12)$$

ここで, $F_m(\mathbf{r})$: m 事象の自発核分裂率

$\chi_m(E)$: m 事象の自発核分裂スペクトル

また, G_s 中の空間補正因子 R, R_m は, 前述のように, 空間的に核分裂源が分布している効果を, 1 点炉近似の扱いに取り込む役割を果たしている。そして, 炉内核分裂中性子に関する R 因子は次式で与えられる。

$$R = \int_V d\mathbf{r} \left\{ \left[\int_0^\infty dE \chi(E) \phi_0^+(\mathbf{r}, E) \right]^2 \cdot \int_0^\infty dE' \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E') \right. \\ \cdot \int_V d\mathbf{r}' \int_0^\infty dE' \Sigma_f(\mathbf{r}', E') \phi(\mathbf{r}', E') \\ \cdot \left. \left\{ \int_V d\mathbf{r}'' \left[\int_0^\infty dE \chi(E) \phi_0^+(\mathbf{r}'', E) \right. \right. \right. \\ \cdot \left. \left. \left. \int_0^\infty dE' \Sigma_f(\mathbf{r}'', E') \phi(\mathbf{r}'', E') \right] \right\}^{-2} \right\} \quad (13)$$

ただし, ϕ_0^+ : 空間基本モード随伴中性子束
 これに対して, m 事象の自発核分裂中性子に対する表

式 R_m は, 上式の $\int_0^\infty dE' \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \phi(\mathbf{r}, E')$ を $F_m(\mathbf{r})$ で, $\chi(E)$ を $\chi_m(E)$ で置き換えた式に従う。

さて, (6)~(10)式を(4)式に代入して整理すると, S_R は次式となる。

$$S_R = (\bar{\nu}_c \bar{I}_c)^2 F_c [B_c (1 + C_a)]^{-1} \\ \cdot [(\bar{\nu}_p \bar{I})^2 F_X R + (\bar{\nu}_t \bar{I}_t)^2 F_t X_t R_t \\ + (\bar{\nu}_c \bar{I}_c)^2 F_c X_c R_c]^{-1} \quad (14)$$

ただし, 新たに定義した B_c, C_a は

$$B_c \equiv \bar{q}^2 / (\bar{q}_c)^2 \quad (15)$$

$$C_a \equiv (\bar{q}^2 F_a) / (\bar{q}_c^2 F_c) \quad (16)$$

であり, 検出器 #1 の特性にのみ依存する量である。そして, この量は核分裂物質の存在しない状態, すなわち $F=F_i=0$ の場合(これは炉外に検出器 #1~3 を配置して測定できる)のスペクトル比測定値 S_{Rout} から, (14)式を使って次のように評価できる。

$$B_c (1 + C_a) = (S_{Rout} X_c R_c)^{-1} \quad (17)$$

さらに, ^{252}Cf 中性子源を点状源と仮定すれば $R_c=1$ となり, 上式はより簡単になる。

S_R と測定体系の未臨界度 $|\rho|$ とは, 次のようにして関係づけられる。 ^{252}Cf 自発核分裂寄与 $\bar{\nu}_c \bar{I}_c F_c$, 固有自発核分裂寄与 $\bar{\nu}_t \bar{I}_t F_t$ を 1 次中性子源とみなすと, 炉内核分裂寄与は $\bar{\nu} \bar{I} F$ であるので, 中性子源増倍法の考え方により測定対象体系の反応度 $\rho [dk/k]$ は,

$$-\rho = (1 - k) / k = (\bar{\nu}_t \bar{I}_t F_t + \bar{\nu}_c \bar{I}_c F_c) / (\bar{\nu} \bar{I} F) \quad (18)$$

と書ける。この式を利用して(14)式中の核分裂率 F を消去し, ついで $-\rho$ について解くと $|\rho|$ に対する次の表式を得る。

$$|\rho| = \frac{B_c (1 + C_a) Y (1 - \beta) (1 - \beta_c)^{-1} (\bar{\nu}_p \bar{I}) (\bar{\nu}_c \bar{I}_c)^{-1} X R S_R}{1 - B_c (1 + C_a) [X_c R_c + (Y - 1) (1 - \beta_t) (1 - \beta_c)^{-1} (\bar{\nu}_t \bar{I}_t) (\bar{\nu}_c \bar{I}_c)^{-1} X_t R_t] S_R} \quad (19)$$

ただし, 炉内核分裂および m 自発核分裂事象に対する平均即発中性子放出数 $\bar{\nu}_p, \bar{\nu}_{mp}$ と, おおのの平均核分裂中性子放出数 $\bar{\nu}, \bar{\nu}_m$ との間の関係式 $\bar{\nu}_p = (1 - \beta) \bar{\nu}$, $\bar{\nu}_{mp} = (1 - \beta_m) \bar{\nu}_m$ を利用した。 β, β_m はおおのの核分裂事象に対する遅発中性子割合である。さらに, Y は次のように定義した。

$$Y \equiv (\bar{\nu}_t \bar{I}_t F_t) / (\bar{\nu}_c \bar{I}_c F_c) + 1 \quad (20)$$

この量は, N_{c+1}, N_t をおおの ^{252}Cf 中性子源あり・なしの状態における中性子数とすれば,

$$Y = N_{c+1} / (N_{c+1} - N_t) \quad (21)$$

として測定できる。

(19)式がM法の実験公式であるが, ①固有自発核分裂が ^{252}Cf 中性子源に比べて弱い, すなわち(21)式よ

り $Y \approx 1$, ② ^{252}Cf 中性子に対する遅発中性子割合が体系の核分裂に対するそれと等しい, すなわち $\beta_c = \beta$, ③ ^{252}Cf 中性子源が点状源とみなせる, すなわち $R_c = 1$, と近似できる場合には, 次式のように簡略化できる。

$$|\rho| = B_c (1 + C_a) (\bar{\nu}_p / \bar{\nu}_c \bar{I}_c) (\bar{I} / \bar{I}_c) R X S_R \\ \cdot [1 - B_c (1 + C_a) X_c S_R]^{-1} \quad (22)$$

まず測定対象体系で S_R , さらに検出器 #1 の特性値 $B_c (1 + C_a)$ を求めるために炉外で S_{Rout} を測定する。

次いで $\bar{\nu}_p / \bar{\nu}_c \bar{I}_c$, 炉内核分裂と ^{252}Cf 自発核分裂の Diven 因子 X, X_c に文献値, さらにインポータンス比 $\bar{I} / \bar{I}_c$, 空間補正因子 R に測定値もしくは計算値を使うという手順で, 目的とする体系の $|\rho|$ を評価できる。

以上がM法の原理とその実験公式である。

IV. 実験

日本原子力研究所燃料安全工学部臨界安全研究室の Tank-type Critical Assembly (TCA) を使用して、M法に基づく未臨界度測定実験を実施した。実験に使用した TCA 装置は、 ^{235}U 濃縮度2.6%の UO_2 ペレットまたは粉末を、Al 合金で被覆したペレット型(外径14.17 mm, 燃料有効長1,441 mm)あるいはスエージ型燃料棒(外径14.17 mm, 燃料有効長1,466 mm)を、直径約1.8 m, 深さ2 m のタンク中に配列して炉心部を構成し、軽水を注入して反応度を制御する臨界集合体装置である⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。本実験では、格子ピッチ(燃料棒の中心間距離)19.56 mm で、H/U 原子数比5.28, 水対燃料体積比1.83となる通称1.83 U格子と呼ばれている燃料棒配列を採用した。この格子系の実効遅発中性子割合 β は0.007478である⁽¹⁶⁾。

本報の一連の実験では、検出器 #1 (^{252}Cf 中性子源) を円環状炉心の中央に配置して、対称性の良い体系を構成し、この炉心の平面形状を変えずに、水位を下げることで未臨界度を深くして測定体系とした。この水位変化を反応度変化に換算する“水位法”に基づく TCA の標準的な反応度評価値*と比較することで、M法による反応度評価値の妥当性を検討した。

具体的には、Fig. 2 に示すように、308本の燃料棒を円環状に配して炉心を構成し、その中央の Al 中空管内に ^{252}Cf 電離箱(検出器 #1)を、炉心周辺部の軽水中に中性子検出器 #2, 3 を設置した。検出器 #1 には、薄型円板に 200 μCi の ^{252}Cf 線源(フランス製)を電着させ、管内に乾燥 Ar ガスを封入した平板型電離箱(Fig. 3)を、検出器 #2, 3 には、 ^{10}B を封入した直径3"の補償型電離箱を使った。水位を調整して15ドルの未臨界度まで測定したが、3本の検出器の垂直方向(水

Fig. 2 Experimental setup

Fig. 3 ^{252}Cf chamber

位の変化する方向)の位置は、常に炉心有効領域の中央になるように、水位の変化に応じて調整した。この際、中性子吸収量の大きい検出器 #2, 3 が、炉心周辺部で位置を変えることによって生ずる反応度摂動量を極力抑え、水位法の適用を完全にするため、検出器 #2, 3 は炉心境界から約10 cm 離して設置した。

測定系統図をFig. 4 に示す。各検出器からの出力電流を増幅後、データレコーダに一たん記録する。次に、記録されたデータを再生しつつ、2 入力 FFT アナライザに導いて逐次に高速フーリエ変換する。そして2

Fig. 4 Block diagram of measuring system

* 水位法では、臨界水位を H_c cm とすると、水位 H cm に対するドル単位の反応度が $\rho = -(C/2) [(H+\lambda)^{-2} - (H_c+\lambda)^{-2}]$ で評価できる⁽¹⁶⁾。
1.83 U格子では、 $C = (7.592 \pm 0.07) \times 10^4 [\$/\text{cm}^2]$, $\lambda = 12.19 \pm 0.3$ cm を使った。

入力端子に接続する再生信号を適宜組み換える方式で、必要なパワースペクトル密度を測定した。この測定系を組み上げるに当っては、①検出器#2, 3の高電圧を電池で供給する、②測定系全体の接地点を1箇所にする、の2点に留意した。これは、検出器#2, 3からの出力電流が約 10^{-9} A程度と非常に弱いので、電源系統からの電氣的雑音電流に埋もれてしまうのを避けるための措置である。

この測定系で測定したスペクトル G_{11} , G_{12} , G_{13} , G_{23} を(4)式に従ってマイクロコンピュータで処理して S_R を算出した。各測定約30minのデータ集積の結果得られた S_R の例を Fig. 5 に示す。(4)式の説明で述べたが、 S_R は周波数に依存しない一定値になるはずであるが、未臨界度が大きくなるとバラツキが激しくなる。そこで、この測定量の平均値を未臨界評価に

Fig. 5 Frequency dependence of spectral ratio S_R

使う S_R として採用した。この値を、測定した水位および水位法で決定した未臨界度値とともに Table 1 に示す。

Table 1 Spectral ratio S_R measured and comparison of subcriticalities estimated by water level method with these by Mihalczo's method

Date	Water level (cm)	Subcriticality by water level method (\$)	Spectral ratio S_R	Subcriticality by Mihalczo's method (\$)
August 1982	122.84	0.1	$(4.238 \pm 0.030) \times 10^{-3}$	0.2223 ± 0.0065
	111.48	0.5	$(1.341 \pm 0.024) \times 10^{-2}$	0.712 ± 0.031
	100.63	1.0	$(2.357 \pm 0.054) \times 10^{-2}$	1.268 ± 0.048
	75.09	3.0	$(5.31 \pm 0.22) \times 10^{-2}$	2.98 ± 0.16
	61.54	5.0	$(8.21 \pm 0.34) \times 10^{-2}$	4.79 ± 0.28
	61.68	5.0*	$(8.12 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	4.74 ± 0.19
	44.10	10.0	$(1.441 \pm 0.024) \times 10^{-1}$	9.25 ± 0.45
	44.15	10.0*	$(1.448 \pm 0.028) \times 10^{-1}$	9.31 ± 0.42
	35.09	15.0	$(2.021 \pm 0.039) \times 10^{-1}$	14.30 ± 0.74
October 1982	100.21	1.0**	$(2.14 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	1.146 ± 0.095
	85.17	2.0**	$(3.91 \pm 0.47) \times 10^{-2}$	2.150 ± 0.280
	75.86	3.0	$(5.45 \pm 0.46) \times 10^{-2}$	3.06 ± 0.29
	68.05	4.0	$(7.32 \pm 0.74) \times 10^{-2}$	4.22 ± 0.49
	62.00	5.0	$(8.08 \pm 1.20) \times 10^{-2}$	4.71 ± 0.80
	57.14	6.0	$(1.01 \pm 0.11) \times 10^{-1}$	6.04 ± 0.80
	53.13	7.0	$(1.222) \times 10^{-1}$	7.58 ± 0.94
	49.74	8.0	$(1.38 \pm 0.39) \times 10^{-1}$	8.79 ± 3.04
	44.30	10.0	$(1.51 \pm 0.36) \times 10^{-1}$	9.84 ± 2.94

As the critical water level H_c in the water level method, we used 126.20 cm on August measurements and 129.29 cm on October. Taking account of reactivity perturbation due to the change of detector position, on the other hand, we used 127.06 cm for the data marked with * and 125.42 cm for one marked with **.

前章(20)式で定義した Y 値(固有自発核分裂と ^{252}Cf 自発核分裂の強度比)は、未臨界度評価式として簡略化した(22)式が使えるか否かを判定するために必要である。そこで、測定体系の軽水反射体領域中に設置してある起動系の中性子検出器で、 ^{252}Cf 電離箱を体系に挿入した場合の中性子束レベル(N_{e+i} に比例する量)と、挿入しない場合のレベル(N_e に比例する量)と

を測定し、(21)式によって Y 値を評価した。測定結果の1例を Table 2 に示す。この例からわかるように、固有自発核分裂としての ^{238}U 等の効果は高々1%ほどであり、 $Y \approx 1$ とみなせる。したがって、次章の未臨界度の評価に当っては、固有自発核分裂の効果を無視した簡略式を使う。

検出器 #1 の特性値 $B_c(1+C_a)$ は、前章(17)式に

Table 2 Y-values measured by start-up channel #4

Subcriticality	0.5 (\$)	1.0 (\$)	3.0 (\$)	5.0 (\$)
N_{c+1} (cps)	413.78 $\pm$ 9.10	220.18 $\pm$ 6.64	84.33 $\pm$ 4.11	52.79 $\pm$ 3.25
N_c (cps)	1.70 $\pm$ 0.65	0.807 $\pm$ 0.519	0.397 $\pm$ 0.364	0.593 $\pm$ 0.445
Y	1.004 $\pm$ 0.007	1.004 $\pm$ 0.012	1.005 $\pm$ 0.024	1.011 $\pm$ 0.035

示したように、核分裂物質の存在しない炉外スペクトル測定で評価できる。そこで、炉外に用意した水槽中に、検出器 #1 を両側から検出器 #2, 3 で挟む型に配置してスペクトルを測定した。検出器を水中に置いた理由は、 ^{252}Cf の自発核分裂中性子を熱中性子化して検出器 #2, 3 の計数率を上げ測定精度を高めるためである。またこの炉外測定の場合には、Fig. 4 に示した測定系中のデータレコーダは使わず、出力信号を直接 FFT アナライザに導く方式をとった。これは、炉内測定よりもさらに弱い検出器 #2, 3 からの出力信号が、データレコーダへの記録・再生に伴う電氣的雑音信号に埋もれるのを回避したかったからである。約 6 h の炉外スペクトル測定の結果、 $S_{\text{Rout}} = 1.0723 \pm 0.0132$ と評価した。この値と ^{252}Cf の Diven 因子の値 X_c とを (17) 式に代入して、検出器 #1 の特性値を決定した。ただし、 ^{252}Cf 源は点状源とみなし、 ^{252}Cf 自発核分裂に関する空間補正因子 R_c は 1 とした。得られた特性値を、文献(14)から引用した Diven 因子の値および平均均発中性子数とともに Table 3 にまとめる。

Table 3 Specific values of ^{252}Cf chamber, values $\bar{\nu}_p^{(14)}$ and Diven factor $X_c^{(14)}$

$B_c(1+C_a)$	1.097 $\pm$ 0.015	X	0.795 $\pm$ 0.007
$\bar{\nu}_p$	2.47 $\pm$ 0.03	X_c	0.850 $\pm$ 0.006
$\bar{\nu}_{cp}$	3.869 $\pm$ 0.078		

V. 未臨界度の評価

前章の測定結果を、簡略化した M 法未臨界度評価式 (22) 式に使う未臨界度を評価するには、平均インポートランス比 $\bar{I}/\bar{I}_c$ と空間補正因子 R が必要となる。ところで、これらの評価には、(11)~(13) 式の定義式からわかるように、中性子束分布 $\phi(r, E)$ または核分裂率分布

$$P(r) = \int_0^\infty dE \Sigma_f(r, E) \phi(r, E) \quad (23)$$

と、インポートランス分布

$$I(r) = \int_0^\infty dE X(E) \phi_0^+(r, E) \quad (24)$$

とが必要になる。この量を各測定体系について毎回測定しなければならないとすると、煩雑であるばかりか

未臨界度評価法としての M 法の実用性に問題が出てくる。そこで、この量を計算値で代用することを考え、まずその妥当性を調べた。

実験に使用した TCA 体系の中性子束分布 $\phi(r, E)$ を、エネルギー多群の輸送もしくは拡散計算で再現することは、エネルギー群数の取り方、計算体系のモデル化等に十分な注意を払えば、満足のいくものであることが経験的にわかっている。これに対して、十分な知見の少ないインポートランス分布 $I(r)$ については、測定を行なって、これと計算値との比較をまず実施した。

インポートランス分布測定対象には、実験上の制約から Fig. 2 の M 法実験体系の中央 Al 中空管を取り除いて、この部分を軽水領域とした円環状炉心を採用した。水位を調整して未臨界度を変えて 0.1 ドルと 1 ドルで測定した。垂直方向位置を有効炉心中央に保ちつつ、直径方向に 5.5 mCi の ^{252}Cf 中性子源(これは検出器 #1 とは別の ^{252}Cf 線源)を移動させて、軽水タンク内に固定された起動用検出器 (CH. 4, CH. 5, CH. 6) と、炉心下部に設置した ^3He 検出器の計数率変化を測定した。この計数率変化はインポートランス分布 $I(r)$ に比例する測定量であり、4 検出器の測定結果はほぼ一致した。

一方、計算は原研臨界安全研究室が整備した 4 群定数⁽¹⁵⁾を使って、1 次元拡散計算コード EXPANDA⁽¹⁷⁾で行い、随伴中性子束の計算値 $\phi_{00}^+(r)$ から次式でインポートランス分布 $I_{CAL}(r)$ を求めた。

$$I_{CAL}(r) = \sum_{g=1}^4 \chi_g \phi_{00}^+(r) \quad (25)$$

未臨界度 1 ドルの場合の測定値と計算値との比較を Fig. 6 に示す。Fig. 6 は両者が比較的良好に一致することを示しており、インポートランス分布を計算値で代用することは可能だと判断した。

以上の検討を踏まえて、M 法の未臨界度評価式に使う平均インポートランス比 $\bar{I}/\bar{I}_c$ および R 因子は、測定体系と等価な円環炉心(中央ボイド部は Al で代用)を 1 次元輸送計算コード ANISN-JR⁽¹⁸⁾ (PIS 4 計算)で解いて求めた中性子束と随伴中性子束分布とから評価した。計算はエネルギー 26 群とし、必要な群定数は原研 JACS システムの MGCL ライブラリー⁽¹⁹⁾を利用して

Fig. 6 Calculational importance function compared with measurements

準備した。

$\bar{I}/\bar{I}_c$, R および この積 $R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ の計算結果を Fig. 7 に示す。これからわかるように, $R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ 値は未臨界度に依存しており, 未臨界度評価式中で単に換算定数として扱えない。そこで, 未臨界度 $|\rho| [dk/k]$ に対する 1 次関数として扱うことにし, 最小自乗フィッティングで次のように決定した。

$$R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c = (8/3\pi)(0.8252 + 5.82 \times 10^{-3} \times |\rho|/\beta) \quad (26)$$

ただし, $(8/3\pi)$ は 1 次元輸送計算では解かれていない垂直方向からの寄与で, この方向に中性子束・随伴中性子束は cosine 分布であると仮定して求めた。

Fig. 7 Subcriticality dependence of R factor and averaged importance value

$R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ 値が未臨界度に依存しているので, 簡略化した M 法未臨界度評価式(22)に(26)式を代入して, $|\rho|$ について改めて解いた式が, 本実験に対する最終的な未臨界度評価式となる。これをスペクトル比測定値(Table 1), 検出器 #1 の特性値, $\bar{p}_p/\bar{p}_{ep}$, X , X_c 値(Table 3)を代入して求めた M 法未臨界度を, 水位法

による値と比較して Table 1 および Fig. 8 に示す。これからわかるように, M 法によって評価した未臨界度は約 15 ドルまで, 基準とした水位法による値と良く一致している。

Fig. 8 Comparison of subcriticalities estimated by Mihalczo's method with those by water-level method

VI. まとめと検討課題

検出器 #1 を被測定体系の中央に配置した対称性の良い本実験では, 未臨界度 15 ドルまで M 法は対照測定法とした水位法による値と一致し, Mihalczo の提唱した測定法の有効性が確かめられた。しかし, $R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ 値に関して次の点が指摘できる。

すなわち, 「 $R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ 値は反応度あまり依存しない」と Mihalczo は述べているが²⁾, 本研究の範囲ではこれを正当化できなかった。さらに, ここには示さなかったが, 検出器 #1 を炉心周辺部に置いた場合の予備解析から, 次の点がわかっている。中性子束・随伴中性子束分布の変化が著しい炉心周辺部に置いた検出器 #1 に対する $R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ 計算値は, 計算上の検出器設定位置に極めて敏感である。このことは, スペクトル比 S_R を未臨界度 $|\rho|$ に直すのに, M 法では詳細な $R \cdot \bar{I}/\bar{I}_c$ 値計算が要求され, 補正計算が複雑になりすぎるきらいがある。

Mihalczo の未臨界度評価法は多くの可能性を秘めているが, 実験例が少ないので, 一般的形状の体系, より深い未臨界度体系への適用性は今後さらに検討していく必要がある。この場合, 測定面では測定精度の向上に関連して, ①中性子検出器の感度の向上, ②²⁵²Cf 中性子源強度の増強, に留意する必要がある。さらに解析面では, 1 点炉近似に基づく立式の適用範囲を明らかにするために, ③高次空間モードを取り込んだ M 法の公式化が必要であり, この作業は現在進行中である。

本研究の遂行に当っては、実験面で村上清信氏を初めとする日本原子力研究所燃料安全工学部臨界安全研究室員と、同原子炉工学部原子炉制御研究室の藤井義雄、林 光二の両氏にお世話になった。また実験と解析の両面で、当時の名古屋大学院生平井 学氏に助力をお願いした。

本研究の一部は昭和57, 58, 59年度文部省科学研究費補助金によって行なった。

—参考文献—

- (1) 仁科浩二郎, 神田啓治編: 京大原子炉臨界安全短期研究会報告書, *KURRI-TR-257*, (1984).
- (2) MIHALCZO, J. T., PARÉ, V. K.: *Ann. Nucl. Energy*, **2**, 97 (1975).
- (3) MIHALCZO, J. T., et al.: *Nucl. Sci. Eng.*, **66**, 29 (1978).
- (4) KING, W. T., MIHALCZO, J. T.: *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **33**, 796 (1979).
- (5) MIHALCZO, J. T., KRYTER, R. C., KING, W. T.: *ibid.*, **38**, 359 (1981).
- (6) MIHALCZO, J. T., KING, W. T.: *ibid.*, **43**, 408 (1982).
- (7) MIHALCZO, J. T., et al.: *ibid.*, **45**, 337 (1983).
- (8) KING, W. T., MIHALCZO, J. T., BLAKEMAN, E. D.: *ibid.*, **47**, 239 (1984).
- (9) KING, W. T., MIHALCZO, J. T.: *ibid.*, **44**, 290 (1983).
- (10) MIHALCZO, J. T.: *ibid.*, **39**, 517 (1981).
- (11) 斎藤慶一: *JAERI-1187*, (1970).
- (12) SHEFF, J. R., ALBRECHT, R. W.: *Nucl. Sci. Eng.*, **24**, 246 (1966).
- (13) OTSUKA, M., IJIMA, T.: *Nukleonik*, **7**[8], 448 (1965).
- (14) DIVEN, B. C., et al.: *Phys. Rev.*, **101**, 1012 (1956).
- (15) 鶴田晴通, 北本紘一: *JAERI-M 4696*, (1972).
- (16) TSURUTA, H., et al.: *JAERI-1254*, (1978).
- (17) 桂木 学, 鈴木友雄: *JAERI-1091*, (1965).
- (18) KOYAMA, K.: *JAERI-M 6954*, (1977).
- (19) NAITO, Y., et al.: *JAERI-M 9396*, (1981).

原子力の基礎と応用についての最も権威ある基本図書

原子力の技術

全6巻

W・マーシャル編 内藤奎爾 住田健二 加藤和明監訳

●第1回発売: 第1巻*9月30日●

原子炉技術の発展(上) 住田健二監訳

I 原子炉の働き 連鎖反応の制御 原子力発電所の設計 原子力発電所の運転他 II 原子炉物理 原子炉物理とその目的 原子炉物理の方法の発展 現状—熱中性子炉 現状—高速炉 原子炉物理の今後の方向他 III ガス冷却炉 マグノックス炉 改良型ガス冷却炉 ガス冷却炉の過去と未来他〔訳者追補〕 IV 軽水炉 加圧水型原子炉の開発 沸騰水型原子炉の開発 安全上の考慮 使用実績 将来の展望他〔訳者追補〕 発売記念特別定価4800円

■続刊 2 原子炉技術の発展(下) <10月刊・4400円> 3 燃料サイクル(上) 4 燃料サイクル(下) 5 放射線とその応用(上) 6 放射線とその応用(下) ■内容見本呈

技術の歴史

増補新版■全14巻

C. シンガー E. J. ホームヤード他編

単純な道具から複雑多岐にわたる機器、工学の開発まで、技術文明発展の軌跡を、豊富な図版を使って克明にたどった世界的名著の完訳。全巻発売中。

■①原始時代から古代東方(上) ②原始時代から古代東方(下) ③地中海文明と中世(上) ④地中海文明と中世(下) ⑤ルネサンスから産業革命へ(上) ⑥ルネサンスから産業革命へ(下) ⑦産業革命(上) ⑧産業革命(下) ⑨鋼鉄の時代(上) ⑩鋼鉄の時代(下) ⑪20世紀(その1) ⑫20世紀(その2) ⑬20世紀(その3) ⑭20世紀(その4)

各7800円■内容見本呈

筑摩書房

東京神田小川町2-8
電話 03(291)7651
振替 東京6—4123