

JAERI-M

7753

大きな負の反応度の測定に関する研究

1978年9月

溝尾宣辰

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

## 大きな負の反応度の測定に関する研究

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

溝 尾 宣 辰

(1978年6月21日受理)

本論文は、大きな負の反応度の測定を目的として、従来の反応度測定法に対して理論的補正を行う方法を確立し、その研究成果をまとめたものである。ここで、体系の未臨界度を実効増倍係数  $k_{\text{eff}}$  で定義される媒質に固有の静的反応度  $\rho = (k_{\text{eff}} - 1) / k_{\text{eff}}$  であると規定するとともに、検出器の実効的中性子検出効率の定義を導入して、測定値をもとに静的反応度を求めるための、理論的補正の方法を中性子源増倍法、中性子源引抜き法、制御棒落下法およびパルス中性子源法について示している。そして、FCA VI-2 B2 集合体 (630 ℓ) および VII-1 集合体 (1400 ℓ) での実験的検証の結果、検出器位置に依存しない反応度が求められ、それらは中性子源増倍法と中性子源引抜き法とでよい一致をみており、多数本 (最大 9 本) の  $B_4C$  模擬制御棒が挿入されて最大では  $-10\% \Delta k/k$  程度に達する未臨界体系でも十分な精度で求められた。さらに、この補正法の信頼性を、数値計算および変分法を用いて解析的に検討した結果、群定数などの誤差に基づく補正係数の誤差は反応度のそれよりも、一般的に相当小さなものとどまることが判明した。とくに、媒質の変化に対して、補正係数の変動は小さいので、動力炉に対する適用性は十分にあると考えられる。

Theoretical and Experimental Studies on Measurement of  
Large Negative Reactivities

Nobutatsu MIZOO

Division of Reactor Engineering,  
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received June 21, 1978)

A theoretical modification method for obtaining the static reactivity by experiment, and its experimental verification, reliability and applicability in power reactors are described.

A formulation of the correction factor is given for neutron source multiplication method, source jerk method, rod drop method and pulsed neutron source method respectively.

Experimental verification is made on FCA assemblies VI-2 B2 and VII-1, using up to 9 simulating control rods; the reactivity ranges from  $-0.43\% \Delta k/k$  to  $-10\% \Delta k/k$ . The three methods are used for verification. By application of the theoretical modification to the experiments, the reactivities not depending on the detector position are obtained, which are in good agreement between the different measuring methods.

Reliability of the correction factor is examined both numerically and analytically with variational method. The error of the correction factor caused by errors in group constants etc. is much smaller than that of the calculated reactivity with the same group constants.

Keywords: Reactivity, Subcriticality, Control Rod Worth, Fast Critical Assembly, Neutron Source Multiplication Method, Source Jerk Method, Rod Drop Method, Pulsed Neutron Source Method, Modified Method, Correction Factor, Error

## 目 次

1. 序 言	1
2. 従来の方法と問題点	4
2.1 測定法の概要	4
2.2 体系の反応度	15
2.3 従来 of 補正法	20
3. 反応度測定に対する理論的補正	25
3.1 概 要	25
3.2 中性子源増倍法に対する理論的補正	27
3.3 中性子源引抜き法に対する理論的補正	29
3.4 制御棒落下法に対する理論的補正	32
3.5 パルス中性子源法に対する理論的補正	37
4. 理論的補正法の実験による検証	43
4.1 実験体系の構成	43
4.1.1 基準体系	47
4.1.2 模擬制御棒および測定体系	56
4.1.3 外部中性子源分布および検出器位置	69
4.2 反応度測定の実験	78
4.2.1 中性子源増倍法	80
4.2.2 中性子源引抜き法	84
4.2.3 パルス中性子源法	90
4.3 実験に対する理論的補正法の適用	91
4.3.1 補正係数の計算	91
4.3.2 VI-2 B2集合体における実験的検証	107
4.3.3 VII-1集合体における実験的検証	116
4.3.4 実験的検証の結果の意義	124
4.4 検 討	132
5. 理論的補正法の信頼性および適用性に関する考察	133
5.1 概 要	133
5.2 数値計算による信頼性の検証	133
5.3 信頼性に関する解析的検討	140
5.4 動力炉における適用性の検討	160
6. 結 語	163
謝 辞	167
参考文献	168

Contents

1. Introduction .....	1
2. Conventional method for reactivity measurement and limitation ...	4
3. Theoretical modification for reactivity measurement .....	25
4. Experimental verification of theoretical modification method ....	43
5. Reliability of theoretical modification and its application .....	133
6. Conclusion .....	163
Acknowledgement .....	167
References .....	168

## 1. 序 言

本論文は、従来の反応度測定法に対して理論的補正を行うことによって、深い未臨界体系の静的反応度を求める方法を確立したものである。理論的補正法は、中性子源増倍法、中性子源引抜き法、制御棒落下法およびパルス中性子源法に対してそれぞれ示しており、実験的検証は中性子源増倍法、中性子源引抜き法および一部ではあるがパルス中性子源法についても行っている。ここで、用いる観測量は、中性子源増倍法など静的測定法では中性子検出器の計数率であり、一方中性子源引抜き法などの動的測定法では、計数率および時間的に積分された中性子計数値を用いる。また、測定可能な未臨界度の範囲としては、多数の制御棒が挿入された $-10\% \Delta k/k$ 程度の体系まで実験的検証をしているが、理論的には実効増倍係数の定義される体系であれば適用限界はとくにない。なお、全体の記述は高速増殖炉を念頭においたものであり、実験的検証も高速炉臨界集合体で行っているが、理論的には熱中性子炉に対しても適用可能である。また、実用性や動力炉への適用性の観点から、中性子源増倍法に関する考察にやや重点を置いている。

信頼できる大きな負の反応度の測定法の確立は、動力炉の設計および運転の双方から、安全性および経済性に密接に関連した問題として重要視されている<sup>1)</sup>。ところで原子炉の開発にあたっては、臨界集合体によって模擬実験を行い、設計計算法の妥当性を検定し、あわせて設計の信頼性の向上を計ることを常としている。事実、我国の高速実験炉「常陽」および高速原型炉「もんじゅ」の模擬実験<sup>2),3),4)</sup>も日本原子力研究所の高速炉臨界集合体 (Fast Critical Assembly, 以下FCAという)<sup>5),6)</sup>で行っている。この臨界集合体による模擬実験は、形状や構成を単純化した体系で主に組成依存の物理量を求める物理的模擬実験と、実機になるべく忠実な形状、つまり制御棒挿入用チャンネルを多数備えているなど、複雑な体系で主として空間依存の諸量を求める工学的模擬実験<sup>7)</sup>の二段階で行っているが、制御棒設計のための実験は後者に属する。その実験では通常、まず制御棒挿入用チャンネルにナトリウムを充填して臨界体系を作り、その後で実機の制御・安全棒に類似の模擬制御棒を挿入して系を未臨界状態とし、このときの大きな負の反応度を測定して、模擬制御棒の反応度値を求めている。そして、模擬制御棒値の測定は、ナトリウム冷却高速増殖炉 (Liquid Metal Cooled Fast Breeder Reactor, 以下LMFBRという)の開発をめざす各国において、工学的模擬実験の最重点項目に位置づけられている<sup>8)~11)</sup>。それは、設計にあたって制御・安全棒値を過大に評価することは原子炉の炉心設計および安全性に関し極めて大きな問題を生じることになり、一方、過小に評価すればそれだけ余分に制御・安全棒を設置することになり、ひいては原子炉を不必要に大きなものにしてしまうからである。さらに、濃縮 $B_4C$ の制御・安全棒では、ボロンの $(n, \alpha)$ 反応によるヘリウム・ガスの生成があるため、反応度値ひいては中性子吸収量の正確な評価は制御・安全棒の寿命の評価にも重要となることもあって、制御・安全棒設計の精度は原子炉の安全性とともに、建設費や稼働率の観点から経済性にも深く係っているといえる。

また、動力炉の保守、点検あるいは燃料交換時には、制御・安全棒が挿入されて未臨界状態であるが、大きな反応度変化を伴う可能性があり、このとき意図せざる臨界あるいは超臨界となる

ことを防ぐためにも、正確な未臨界度の監視法が要求されている。なお、この際には作業上の理由から、原子炉の暴走を防止する安全装置が解除されているため、重大事故につながる潜在的危険性が懸念されている。これに対し、反応度測定信頼性が十分でない場合には、過分に安全を配慮した手順で保守点検や燃料交換の作業を進めねばならないので、不必要に稼働率を下げる結果となる。このように動力炉の運転においても、大きな負の反応度の測定は重要視されている。

大きな負の反応度の測定法は、熱中性子炉の開発および運転にあたって当然問題とされ、種々の方法が提唱されてきた<sup>12), 13)</sup>。しかしながら、いずれの方法も未臨界度が深くなるにつれて、測定結果は検出器位置に依存する傾向を示す。このことから、大きな負の反応度の測定は極めて困難であり、実験者の経験と工夫に属するものとさえいわれていた<sup>14)</sup>。事実、実験者はそれぞれの体系に対し、

(1) 適正と思われる検出器位置を見出す努力、あるいは、(2)多数の検出器を用いて異なる場所で測定して、適当な重みをかけて平均操作を行う、などの方法を用いた。

たとえば、中性子源増倍法について、Paxton らは中性子源位置と検出器位置の関連について、多くの実験を行い傾向を究明している<sup>15)</sup>。また、著者らは(2)の方法によって高速実験炉「常陽」の模擬制御棒価値の測定を行った<sup>16)</sup>。そしてこれらの方法は、実験者の経験に基づく部分が多く、結果の評価は主に計算値との比較や定性的な判断によるもので、理論的には完結していない。

一方、計算機の発達、計算コードや核データの整備が進むにつれて、検出器の観測値に計算値を介在させて未臨界度を求める傾向が生じてきた。まず、Barleon らは1966年に、制御棒落下法の実験で、測定した減衰曲線と、各種の反応度についてあらかじめ計算で求めた減衰曲線とを照合して、対応する反応度を求める方法を用いている<sup>17)</sup>。また、Ackermann らは1971年に臨界集合体による高速炉体系の模擬実験に際して、中性子源増倍法を用い、その測定結果に計算による補正を行って、模擬制御棒価値を求めている<sup>18)</sup>。ただし、この補正法は観測値の検出器位置依存性を解消すべく各検出器に対して、いわば便法的な中性子検出効率を導入したもので、厳密には系の未臨界度が深くなるにつれ、得られた反応度は外部中性子源分布に依存する性質の量となっている。もっとも、今までのところ実験体系と外部中性子源分布との関連で<sup>注1)</sup>、大きな矛盾は現われておらず、FTR (Fast Test Reactor) や SEFOR (Southwest Experimental Fast Oxide Reactor) での模擬実験で採用されている<sup>19), 20)</sup>。しかしながら、この補正法を含めて、得られた結果と定義された反応度との理論的厳密性、および補正係数(計算で求める)の信頼性に関する、一貫した研究はいまだなされていない。

本論文では、未臨界度を、実効増倍係数  $k_{\text{eff}}$  によって定義される体系固有の静的反応度  $\rho = (k_{\text{eff}} - 1) / k_{\text{eff}}$  であると規定し、検出器の実効的な中性子検出効率の定義を導入して、測定値をもとに静的反応度を求めるための、理論的補正の方法を導いている。また、その妥当性を、FCAを用いて実験的に検証するとともに、その信頼性および動力炉への適用性についても考察している。以下、各章の内容について概略を記述する。

第2章では、一点炉近似に基づく従来の各種の測定法に関して、それらの測定結果と外部中性子源や制御棒の位置との関係、および測定精度や実験の難易について説明するとともに、中性子

注1) 第2章参照



輸送方程式と固有値方程式を用いて、実際に測定している量と反応度との関係を調べる。また、Ackermann らの中性子源増倍法に対する補正法について、その近似の度合と、適用可能な実験体系の条件などについて検討した結果を述べている。

第3章では、中性子源増倍法、中性子源引抜き法、制御棒落下法、およびパルス中性子源法に対する理論的補正を展開し、補正係数の具体的な計算法を示している。理論的補正法は、実効的中性子検出効率の定義を導入して、体系の中性子バランスを忠実に記述する中性子輸送方程式と、実効増倍係数  $K_{\text{eff}}$  を定義する固有値方程式とを用いて、任意の位置の検出器の計数率（あるいは計数值）と体系の静的反応度との厳密な関係式を導出するもので、上記の静的および動的測定法に対して、統一的に適用できることを示している<sup>21)</sup>。

第4章では、FCAの $\pi-2$  B2集合体およびVI-1集合体で行った模擬制御棒実験での、理論的補正法の実験による検証について記述している。前記の両集合体は、いずれも高速原型炉「もんじゅ」の部分模擬体系であるが、前者のVI-2 B2集合体が比較的小型（630ℓ）で単純な2領域ゾーン形式の物理的模擬実験の体系であるのに対して<sup>22)</sup>、後者のVII-1集合体は、ほぼ原型炉級の大きさ（1400ℓ）で多数の領域による複雑な炉心構成をしたセクター形式の工学的模擬実験の体系である<sup>4)</sup>。これらの体系に1本あるいは多数本の模擬制御棒を挿入して、中性子源増倍法、中性子源引抜き法および一部にパルス中性子源法も用いて反応度を測定し<sup>23)~27)</sup>、理論的補正を行った結果について、比較検討している。

第5章では、補正係数の誤差はそのまま反応度の誤差につながることから、計算過程に内在する近似や群定数の不確かさなどの補正係数に対する影響を数値的に検討するとともに、変分法を用いて解析的にも補正係数の信頼性を考察している<sup>28)</sup>。さらに、動力炉での実験的環境、要求される測定精度などを考慮して、理論的補正法の動力炉への適用性についても検討している。

## 2. 従来の方法と問題点

### 2.1 測定法の概要

反応度の測法は、(1)静的方法、(2)動的方法および(3)統計的方法に大別される<sup>12)</sup>。静的方法としては、臨界法および中性子源増倍法が主要な方法である<sup>29), 30)</sup>。動的方法としては、体系の反応度に摂動を与えるか、外部中性子源に摂動を与えて、体系の動的状態を実現することが考えられる。そして前者には、制御棒を急激に挿入して体系に負の反応度値を与える、制御棒落下法や Inverse Kinetic Rod Drop法 (以下 IKRD法という) が属する<sup>31)~36)</sup>。また、後者としては、中性子源引抜き法やパルス中性子源法が用いられている<sup>32), 37)</sup>。(3)の統計的方法は、原子炉雑音を解析し、系の反応度を求める方法で、臨界集合体による高速炉系の模擬実験では、Break Frequency Noise Analysis法 (以下 BFNA法という) の研究が進められている<sup>38), 20)</sup>。

前述の反応度測定法の測定原理は、1点炉動特性方程式を基礎としているが、測定方法あるいは測定体系に近似を導入することにより、統一的に解釈される。ただし、1点炉動特性方程式に含まれる多くのパラメータは、外部中性子源を含む、増倍系における時間依存の中性子輸送方程式を基礎として、計算されるべきものである。ここに、中性子輸送方程式は、以下のように記述される<sup>39)</sup>。

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = & -\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \Sigma(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\
 & + \int dE' \int d\Omega' \left\{ \sum_j (1 - \beta^j) \frac{\chi_P^j(E)}{4\pi} v^j(E') \Sigma_f^j(\vec{r}, E', t) \right. \\
 & \left. + \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}', t) \right\} \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \\
 & + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \frac{\chi_i^j(E)}{4\pi} C_i^j(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)
 \end{aligned}$$

$$\beta^j = \sum_i \beta_i^j \quad (2.1)$$

ここに、 $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  は中性子束であり、独立変数  $\vec{r}$ ,  $E$ ,  $\vec{\Omega}$  および  $t$  は、それぞれ、空間、エネルギー、角度および時間を表わす。また、 $\Sigma$  および  $\Sigma_s$  は、それぞれ媒質の巨視的な全断面積および中性子散乱断面積である。 $\Sigma_f^j$  は  $j$  同位体の巨視的な核分裂断面積であり、高速炉系においては、<sup>239</sup>Pu, <sup>240</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu, <sup>235</sup>U および <sup>238</sup>U 等の同位体が通常含まれる。 $\chi_P^j$  および  $\chi_i^j$  はそれぞれ、 $j$  同位体の即発中性子および遅発中性子  $i$  組の核分裂生成中性子のエネルギー・スペクトルであり、

$$\int_0^\infty \chi_P^j(E) dE = 1, \quad \int_0^\infty \chi_i^j(E) dE = 1, \quad i = 1, 2, \dots, 6$$

で規格化されたものである。 $\lambda_i^j$  は j 同位体の i 組の遅発中性子先行核の崩壊定数である。また  $\beta_i^j$  は j 同位体の i 組の遅発中性子生成の割合である。遅発中性子先行核濃度  $C_i^j(\vec{r}, t)$  の満足すべき方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} C_i^j(\vec{r}, t) = -\lambda_i^j C_i^j(\vec{r}, t) + \int dE' \int d\Omega' \sum_j \sum_i \frac{\beta_i^j}{4\pi} \nu^j(E) \Sigma_f^j(\vec{r}, E', t) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}, t) \quad (2.2)$$

である。遅発中性子の組数は 6 組であるから、高速炉系における解析では、 $C_i^j(\vec{r}, t)$  は通常 30 種とされる。

以下の記述において簡単のために、作用素記号  $H_p$  および  $D_i^j$  を用いて、(2.1) および (2.2) 式を以下のように表現する。

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) &= H_p(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ &+ \frac{1}{4\pi} \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) = D_i^j(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \quad (2.4)$$

ここに、 $H_p$ 、 $D_i^j$  は  $L$ 、 $M_p$  とともに以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} H_p(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) &= L(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + M_p(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ &= H_p \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} L(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) &= -\vec{\Omega} \cdot \nabla - \Sigma(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \int dE' \int d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}', t) \\ &= L \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} M_p(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) &= \sum_j \frac{\chi_p^j(E)}{4\pi} \cdot \int dE' \int d\vec{\Omega}' (1 - \beta^j) \nu^j(E') \Sigma_f^j(\vec{r}, E', t) \\ &= M_p \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} D_i^j(\vec{r}, E, t) &= \frac{\chi_i^j(E)}{4\pi} \cdot \int dE' \int d\Omega' \beta_i^j \nu^j(E') \Sigma_f^j(\vec{r}, E', t) \\ &= D_i^j \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\beta^j = \sum_i \beta_i^j \quad (2.9)$$

うえの作用素  $L$  は中性子のもれ、吸収および散乱による中性子損失を表現している。そして、 $M_p$  および  $D_i^j$  は、それぞれ即発中性子および j 同位体の i 組遅発中性子先行核の生成作用素である。

また、定常状態にある体系では、中性子輸送方程式は、

$$H \phi + S = 0 \quad (2.10)$$

と記述できる。ただし、中性子束  $\phi$  および外部中性子源  $S$  の独立変数  $\vec{r}$ ,  $E$  および  $\vec{\Omega}$  は、簡単のため省略した。ここに、作用素  $H$  は増倍系における定常状態の中性子輸送を表現する Boltzmann 作用素である。すなわち、

$$H = L + M \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} M &= M_P + \sum_j \sum_i D_i^j \\ &= \sum_j \frac{\chi^j(E)}{4\pi} \int dE' \int d\Omega' \nu^j(E') \Sigma_f^j(\vec{r}, E') \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\chi^j(E) = (1 - \beta^j) \chi_p^j(E) + \sum_i \beta_i^j \chi_i^j(E) \quad (2.13)$$

であり、

$$H = H_P + \sum_j \sum_i D_i^j \quad (2.14)$$

となっている。

次に動特性方程式の一般的な導出を行う。いま、中性子束  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  を時間関数  $P(t)$  および時間的にゆるやかに局所的な変化をする分布型関数  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  に分離して、

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = P(t) \cdot \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (2.15)$$

とする。ただし、このように二つの関数の積として表現しただけでは、各々の関数は一意的に定まるものではないが、分布型関数  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  の規格化条件は後に定めるものとする。(2.15) 式を時間依存の中性子輸送方程式 (2.3) および (2.4) 式に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} P(t) \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \frac{1}{v} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \cdot \frac{dP(t)}{dt} &= P(t) H_P \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \\ &+ \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) = P(t) D_i^j \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \quad (2.17)$$

となる。ここに簡単のため作用素の含む独立変数は省略してある。重み関数  $W(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を導入して、上式の両辺にかけて内積を取ると、

$$\begin{aligned} \left\langle W \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \psi \right\rangle P(t) + \left\langle W \frac{1}{v} \psi \right\rangle \frac{dP(t)}{dt} &= \left\langle W H_P \psi \right\rangle P(t) + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \left\langle W \chi_i^j C_i^j \right\rangle \\ &+ \left\langle W S \right\rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle W \chi_i^j C_i^j \rangle = \langle W D_i^j \psi \rangle P(t) - \lambda_i^j \langle W \chi_i^j C_i^j \rangle \quad (2.19)$$

となる。ここに、独立変数  $\vec{r}$ ,  $E$  および  $\vec{\Omega}$  についての積分を行う内積を  $\langle \rangle$  で表現してある。すなわち、例えば、

$$\langle W \frac{1}{v} \psi \rangle = \int_{V_r} d^3r \int_0^\infty dE \int_0^{4\pi} d\Omega W(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \frac{1}{v} \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (2.20)$$

であり、空間積分は体系全体  $V_r$  についての積分である。ここにおいて、分布型関数  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  に関する規格化条件として、(2.18) 式の左辺第一項が零になるように規定するのが、一般的であり便利である。すなわち、

$$\langle W \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \psi \rangle = 0, \text{ あるいは } \frac{\partial}{\partial t} \langle W \frac{1}{v} \psi \rangle = 0 \quad (2.21)$$

である。このとき、(2.18) および (2.19) 式を変形して整理すると、

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \bar{\beta}}{\Lambda} P + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \bar{C}_i^j + \bar{S} \quad (2.22)$$

$$\frac{d\bar{C}_i^j}{dt} = \frac{\bar{\beta}_i^j}{\Lambda} P - \lambda_i^j \bar{C}_i^j \quad (2.23)$$

となり、一点炉動特性方程式を得る。ここに、

$$\rho = \frac{\langle W H \psi \rangle}{F} \quad (2.24)$$

$$\bar{\beta}_i^j = \frac{\langle W D_i^j \psi \rangle}{F}, \quad \bar{\beta} = \sum_j \sum_i \bar{\beta}_i^j \quad (2.25)$$

$$\bar{C}_i^j = \frac{\langle W \chi_i^j C_i^j \rangle}{F \Lambda} \quad (2.26)$$

$$\bar{S} = \frac{\langle W S \rangle}{F \Lambda} \quad (2.27)$$

$$\Lambda = \frac{\langle W \frac{1}{v} \psi \rangle}{F} \quad (2.28)$$

であり、 $F$  は任意の規格化因子であり、通常は、

$$F = \langle W M \psi \rangle \quad (2.29)$$

としている。また、任意の重み関数  $W$  について、例えば Henry は次のような規定をした<sup>40)</sup>。すなわち、Henry は基準となる臨界体系 (添字 0 で表す) を想定し、この体系において、

$$H_0 \phi_0 = 0$$

$$H_0^+ \phi_0^+ = 0$$

のとき、 $\phi_0^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ を重み関数 $W(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ として用いた。ここに、 $H_0^+$ および $\phi_0^+$ はそれぞれ $H_0$ の随伴作用素、および $\phi_0$ の随伴関数であり、

$$\langle \phi_0^+ | H_0 \phi_0 \rangle = \langle \phi_0 | H_0^+ \phi_0^+ \rangle$$

を満足するものである。そして $\bar{C}_i^j$ はj同位体によるi組の実効的遅発中性子先行核濃度、 $\bar{S}$ は実効的中性子源強度であり、 $\rho$ は反応度、 $\bar{\beta}$ は実効的遅発中中性子の割合、 $A$ は即発中性子寿命といわれる動特性パラメータである。重み関数 $W$ 、および動特性パラメータ $\rho$ 、 $\bar{\beta}$ 、 $A$ 等については、次節においてさらに検討する。

反応度測定法の測定原理は、動特性方程式(2.22)および(2.23)式を近似的に解釈して導出される。いま、(2.22)および(2.23)は動的状態の体系を表現する一つの記述形式であり、規格化条件(2.21)式のもとに厳密な式である。そして、作用素 $H$ 、 $D_i^j$ および分布型関数 $\psi$ は時間変数 $t$ を含むことが許されている。その結果、体系の反応度 $\rho$ 、実効的遅発中中性子割合 $\bar{\beta}$ や即発中性子寿命 $A$ 等は時間依存となる。一方、定常状態における測定では、 $H$ および $D_i^j$ 等の作用素や中性子束の分布型関数 $\psi$ は定常であり、したがって時間依存のない反応度 $\rho$ が測定できる。以下においては、主な方法について測定原理を記述する。

### 中性子源増倍法<sup>30)</sup>

(Neutron Source Multiplication Method; SM法)

中性子源増倍法においては、未臨界体系に定常の外部中性子源を導入し、定常状態における中性子検出器の計数率を求める。したがって、動特性方程式(2.22)および(2.23)において、時間関数 $P(t)$ および実効的遅発中性子先行核密度 $\bar{C}_i^j$ は定常となり、

$$-\rho = \frac{A\bar{S}}{P} \quad (2.30)$$

となる。体系の変化、例えば制御棒の挿入に対して、即発中性子寿命 $A$ の変化は一般的に小さく、したがって $A$ は近似的に不変と仮定する。その結果、外部中性子源が一定の場合には、 $A\bar{S}$ は体系の変化に対して不変であると仮定できる。また、検出器の計数率 $CR$ は時間関数 $P$ に比例するものと仮定すれば、

$$-\rho_{SM} = \frac{A}{CR} \quad (2.31)$$

となる。上記の仮定により、ここに $A$ は定数とみなす量である。いま、反応度既知の未臨界体系 $\rho = \rho_0$ において、検出器の計数率を $CR_0$ とすると、

$$A = (-\rho_0) \cdot CR_0 \quad (2.32)$$

によって、その検出器に対する定数 $A$ が求められる。このようにして、あらかじめ求めた $A$ を用いて、反応度未知の未臨界体系における計数率 $CR$ より、(2.31)式によって系の反応度 $\rho$ が求められる。これが中性子源増倍法の測定原理である。なお、 $A$ を求める場合のように、反応度既

知の体系において、測定法に必要な定数を求めることを、以下では反応度較正という。中性子源増倍法の反応度較正は、通常浅い未臨界体系において行う。ただし、その体系の反応度は、他の測定法によって求めておかなければならない。

(2.31) 式の代わりに、

$$-\Delta k = 1 - k_{\text{eff}} = \frac{A'}{CR} \quad (2.31)'$$

とされている場合もある。ここに、 $k_{\text{eff}}$  は系の実効増倍係数である。もっとも、反応度の小さい間は、いずれの式を用いても結果に大きな差異を生じない。しかし、大きな負の反応度の測定にあたっては、例えば  $-10\% \Delta k/k$  の未臨界体系においては、結果に約10%の相異を生じることになる。

上式の場合では、 $A$  の代わりに  $k_{\text{eff}} A = \ell$  が、体系の変化に対して不変と仮定することになる。そして、実効増倍係数  $k_{\text{eff}}$  は、 $L\phi + k_{\text{eff}}^{-1} M\phi = 0$  で定義されている。このことから、 $A$  は、(2.28) および (2.29) 式より、 $F = \langle WM\psi \rangle$  に依存し、つまり作用素  $M$  に依存するのに対して  $\ell$  は概ね作用素  $L$  に依存する。したがって、制御棒等の中性子吸収体によって深い未臨界体系にした場合には、 $A$  に比して  $\ell$  はより大きな変化をする可能性がある。このことから、模擬実験における制御棒値の測定や、制御棒によって深い未臨界体系としている系の反応度測定には、(2.31) 式を用いるのが妥当と考えられる。

### 中性子源引抜き法<sup>32)</sup>

(Source Jerk Method; SJ法)

定常状態にある未臨界体系において、時刻  $t = 0$  で外部中性子源が瞬間的に引抜かれた場合を考える。動特性方程式 (2.22) および (2.23) 式において、外部中性子源引抜き後 ( $t > 0$ ) は、 $\bar{S} = 0$  である。また、 $\rho$ 、 $\bar{\beta}$  および  $A$  は時間的に変化しないものとして、これらの式を  $t = 0$  から  $\infty$  まで積分すると、

$$\begin{aligned} -P_s &= \frac{\rho - \bar{\beta}}{A} \int_0^{\infty} P(t) dt + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \int_0^{\infty} \bar{C}_i^j(t) dt \\ -\bar{C}_{is}^j &= \frac{\bar{\beta}_i^j}{A} \int_0^{\infty} P(t) dt - \lambda_i^j \int_0^{\infty} \bar{C}_i^j(t) dt \\ \bar{C}_{is}^j &= \frac{\bar{\beta}_i^j}{A \lambda_i^j} P_s \end{aligned}$$

となり、したがって

$$-\rho = \left( A + \sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} \right) \frac{P_s}{\int_0^{\infty} P(t) dt} \quad (2.33)$$

と書ける。ここに  $P_s$  および  $\bar{C}_i^j$  は、外部中性子源引抜き前の定常状態における、時間関数  $P$  および遅発中性子先行核濃度  $\bar{C}_i^j$  の値を意味する。ここで、 $P_s$  および  $\int_0^\infty P(t) dt$  が、それぞれ中性子検出器の計数率  $CR_s$  および計数值  $\int_0^\infty CR(t) dt$  に比例するものとすれば、

$$\begin{aligned}
 -\rho_{\text{eff}} &= \left( 1 + \sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} \right) \frac{CR_s}{\int_0^\infty CR(t) dt} & (2.34) \\
 &= X \frac{CR_s}{\int_0^\infty CR(t) dt}
 \end{aligned}$$

によって、体系の反応度  $\rho$  が測定される。ここに、 $CR_s$  は外部中性子源引抜き前の定常状態における計数率である。

体系の動特性パラメータ  $\Lambda$  および  $\bar{\beta}_i^j$  は通常計算によって求められる。中性子源引抜き法では反応度較正を必要としない。また、 $\sum_j \sum_i (\bar{\beta}_i^j / \lambda_i^j)$  は  $\Lambda$  に比べて十分に大きく、特に高速炉系においては  $\Lambda = 10^{-7}$  sec であるから、 $\sum_j \sum_i (\bar{\beta}_i^j / \lambda_i^j) \gg \Lambda$  となる。さらに  $\bar{\beta}_i^j / \bar{\beta}$  は体系に依存しにくいとみなされるから、ドル単位の反応度  $-\rho / \bar{\beta}$  が即座に求められる、と考えられる。

### 制御棒落下法<sup>31), 32)</sup>

(Rod Drop Method; RD法)

外部中性子源のある定常状態の未臨界体系において、時刻  $t = 0$  で制御棒が瞬間的に挿入された場合を考える。外部中性子源に変化は無いので、系は新たな平衡に達し、定常状態になる。動特性方程式 (2.22) および (2.23) 式を  $t = t_f$  まで積分すると、

$$P_f - P_0 = \frac{\rho - \bar{\beta}}{\Lambda} \int_0^{t_f} P(t) dt + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \int_0^{t_f} \bar{C}_i^j(t) dt + \int_0^{t_f} \bar{S} dt$$

$$\bar{C}_{if}^j - \bar{C}_{i0}^j = \frac{\bar{\beta}_i^j}{\Lambda} \int_0^{t_f} P(t) dt - \lambda_i^j \int_0^{t_f} \bar{C}_i^j(t) dt$$

となる。また、

$$\bar{C}_{i0}^j = \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} P_0$$

$$\bar{C}_{if}^j = \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} P_f$$

$$P_f = -\frac{\Lambda \bar{S}}{\rho}$$

であるから、



$$-\rho = \left( A + \sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} \right) \frac{P_0 - P_f}{\int_0^{t_f} (P(t) - P_f) dt} \quad (2.35)$$

と書ける。ここに、 $P_0$  および  $P_f$  はそれぞれ  $t = 0$  および  $t = t_f$  における時間関数  $P(t)$  の値であり、 $\bar{C}_{i0}^j$  および  $\bar{C}_{if}^j$  はそれぞれ  $t = 0$  および  $t = t_f$  における遅発中性子先行核濃度の値である。ここで、中性子源引抜き法の場合と同様に、 $P_0$ 、 $P_f$  および  $\int_0^{t_f} P(t) dt$  が、それぞれ対応する時点における検出器の計数率  $CR_0$ 、 $CR_f$  および計数値  $\int_0^{t_f} CR(t) dt$  に比例するものとするれば、

$$\begin{aligned} -\rho_{RD} &= \left( A + \sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} \right) \frac{CR_0 - CR_f}{\int_0^{t_f} (CR(t) - CR_f) dt} \\ &= X \frac{CR_0 - CR_f}{\int_0^{t_f} (CR(t) - CR_f) dt} \end{aligned} \quad (2.35')$$

によって、制御棒落下後の体系の反応度が求められる。したがって、この方法においても反応度較正を必要とせず、その体系における測定で完結している。また、ドル単位の反応度が求め易いのも、中性子源引抜き法の場合と同様である。

#### パルス中性子源法<sup>37)</sup>

(Pulsed Neutron Source Method; PNS法)

未臨界体系にパルス状の中性子源を、周期  $T$  で繰返し入射する場合を考える。十分な回数のパルス中性子の入射の繰返しの後では、遅発中性子成分は飽和し定常値に達する。この状態において入射されたパルス中性子源と次のパルス中性子源の間、すなわち 1 周期の系の中性子について検討する。この間の系の中性子は、いま入射されたパルス中性子源による即発中性子成分  $A_p$  と、そのパルス中性子源にはほぼ無関係と見られる定常な遅発中性子成分  $A_d$  に分離することができる。即発中性子は動特性方程式 (2.22) および (2.23) 式において、遅発中性子による源を除去した式に従い、

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{\rho - \bar{\beta}}{A} P + \bar{S} \\ A_p &= \int_t^{t+T} P(t) dt = \frac{-A}{\rho - \bar{\beta}} \int_t^{t+T} \bar{S}(t) dt \end{aligned} \quad (2.36)$$

となる。ここに、 $P(t) = P(t+T)$  としてある。また、遅発中性子はパルス中性子源の項を除去した式に従い、

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{\rho - \bar{\beta}}{A} + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \bar{C}_i^j \\ A_d &= \int_t^{t+T} P(t) dt = \frac{-A}{\rho - \bar{\beta}} \sum_j \sum_i \lambda_i^j \int_t^{t+T} \bar{C}_i^j(t) dt \end{aligned} \quad (2.37)$$

となる。ここに、 $\bar{C}_i^j(t) = \bar{C}_i^j(t+T)$  としてある。つぎに、動特性方程式 (2.22) および (2.23) 式を  $t$  から  $t+T$  まで積分すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} P(t+T) - P(t) &= \frac{\rho - \bar{\beta}}{A} \int_t^{t+T} P(t) dt + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \int_t^{t+T} \bar{C}_i^j(t) dt + \int_t^{t+T} \bar{S}(t) dt \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.38)$$

$$\bar{C}_i^j(t+T) - \bar{C}_i^j(t) = \frac{\bar{\beta}_i^j}{A} \int_t^{t+T} P(t) dt - \lambda_i^j \int_t^{t+T} \bar{C}_i^j(t) dt = 0 \quad (2.39)$$

したがって、

$$\int_t^{t+T} P(t) dt = \frac{A}{\bar{\beta}} \sum_j \sum_i \lambda_i^j \int_t^{t+T} \bar{C}_i^j(t) dt$$

となり、この式を (2.38) 式に代入して整理すると、

$$-\frac{\rho}{\bar{\beta}} = \frac{\int_t^{t+T} \bar{S}(t) dt}{\sum_j \sum_i \int_t^{t+T} \bar{C}_i^j(t) dt}$$

となる。さらに、上式は (2.36) および (2.37) 式の  $A_p$  および  $A_d$  によって、

$$-\frac{\rho_{PNS}}{\bar{\beta}} = \frac{A_p}{A_d} \quad (2.40)$$

と書ける。一方、実験において、中性子検出器の出力を時間分析器にかけて、計数率の時間依存の曲線から定常の遅発中性子成分とパルス状の即発中性子成分に分離することは可能である。この分離した二つの成分を、それぞれ  $A_d$  および  $A_p$  に対応するものとして、(2.40) 式より体系の反応度  $\rho$  が求められる。これが面積法の測定原理である。また、この測定法においても、反応度較正を必要とせず、その体系における測定のみでドル単位の反応度が求められる。

#### その他の方法

これらの測定法の他に、臨界法、IKRD法およびBFNA法等の統計的方法が、反応度測定法としてよく用いられている。

臨界法は、物質の置換等による体系の反応度変化に対して、較正された制御棒等を移動させて臨界を維持する。そして、制御棒の移動によって臨界を維持した場合であれば、その移動距離から反応度値を知る方法である。臨界点は精度よく求められることから、小さな反応度値を精度よく測定する場合によく用いられる。大きな反応度値の測定においては、炉心の周辺に燃料を追加して臨界を維持する。なお、制御棒の較正や追加した燃料の反応度値は、他の測定法に頼るものである<sup>20)</sup>。

IKRD法では、定常状態の未臨界体系において制御棒を落下させた後の中性子束の減衰を時間的に追跡し、検出器の計数率の時間的変化を動特性方程式における  $P(t)$  に対応させる<sup>20)</sup>。さらに、 $A$  および  $\bar{\beta}$  が分っておれば、動特性方程式 (2.22) および (2.23) 式において未知量は  $\rho$  および  $\bar{S}$  となる。したがって、動特性方程式を用いて  $\rho$  (および  $\bar{S}$ ) を最小二乗法によって求めること

ができる。制御棒落下後の計数率の時間的変化の曲線を測定量とすることから、数ドルまでの浅い未臨界体系において適用されるが、一方、深い未臨界体系では、中性子束は制御棒の落下に応じてほぼ階段状に変化し、遅発中性子成分によるゆるやかな減衰曲線が得られないため測定は困難である。しかし、この方法は反応度校正を必要としない。さらに、検出器の出力を電子計算機で処理することによって、中性子束が新たな平衡に達して定常状態になることを待つことなく、on-line 的に反応度を知ることが可能である。なお、得られた反応度には、外部中性子源の分布形状や落下する制御棒の影響により、検出器の位置に依存する傾向がある<sup>41)</sup>。

BFNA法は、米国におけるFast Flux Test Facility (以下FFTFという) の模擬制御棒価値の実験において、中性子源増倍法と平行して、主要な方法として取り上げられた<sup>19)</sup>。西独においても、中性子源増倍法とBFNA法など統計的方法で測定する形式が取られている。統計的方法の最大の利点は、体系に対する摂動が小さく、検出器を設置するだけで、他に特殊な装置を要しない点にある。FFTFの模擬実験の場合では、原子炉の停止状態(〜30ドル)まで適要可能とされている。ただし、炉心内と炉心外に設置した検出器では、測定結果に差異が生じている。

上述の臨界法、IKRD法やBFNA法等は、高速炉系の臨界集合体においてしばしば用いられているが、本論文は検出器の時間積分的な計数値に関する理論的補正を目的とするものであり、以下の記述ではこれら3測定法については触れないものとする。

また、中性子源増倍法には、点状の外部中性子源を非対称に設置し、中性子束の非対称性から系の反応度を求めるAsymmetric Source Multiplication法(ASM法)<sup>42)</sup>、臨界時における中性子束の増大の勾配から(2.31)式の定数Aを求めるSource Multiplication and Rate of Power Increase法(SMR法)およびSMR法に補正を加えるGeneralized Source Multiplication法(GSM法)などの変法がある<sup>43), 44)</sup>。これらの方法は、中性子源増倍法に比べて、明らかに有効な手法とは認められず、現在殆ど用いられていない。

中性子源引抜き法および制御棒落下法には、状態の変化直後、したがって遅発中性子が状態の変化の前の値にあるとみなされる時刻、における計数値を扱う外挿法がある<sup>31), 32)</sup>。この方法では測定した反応度の精度は外挿法の精度に大きく依存し、前述の時間的に積分する方法に比べて、かなり劣るものである。

また、パルス中性子源のデータ解析の方法としては、パルス状中性子源の入射後の系の中性子束の減衰の勾配より系の反応度を求めるSimmon-Kingの方法や<sup>45)</sup>、前述の面積法に変形を加えたGozeniの方法<sup>46)</sup>およびGarelis-Russell<sup>47)</sup>の方法等の別法がある。

本研究においては、上述の中性子源増倍法の変法、中性子源引抜き法および制御棒落下法に関する外挿法、パルス中性子源法の別法についての検討は行わないものとする。

### 測定法の比較

すでに測定原理を記述した4種(中性子源増倍法、中性子源引抜き法、制御棒落下法およびパルス中性子源法)の反応度測定と比較および評価を、a) 反応度校正、b) 測定精度と範囲、c) 実験技術上の問題、の観点から検討する。

a) 反応度校正 反応度校正は中性子源増倍法においてのみ必要とされる。浅い未臨界体系の反応度を、他の測定法を用いて求めなければならない。最も簡単な方法は、校正された制御棒

を挿入して、既知未臨界度の体系とする方法である。制御棒の較正はペリオド法によって行われる。このとき体系は極めて臨界に近いことから、使用する動特性パラメータ ( $A$ ,  $\bar{\beta}$  等) は臨界系について求めればよい。

その他の3測定法については、ドル単位の反応度が各々の測定で求められ、反応度較正を要しない。しかしながら、反応度の絶対測定を行う場合には、 $\bar{\beta}$  は測定法の状況に応じて変化する可能性があるので注意しなければならない。特に、本研究の実験例のように、体系内に  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  等が存在し、しかも均質に混在していない場合には、実効的遅発中性子生成の割合  $\bar{\beta}$  は中性子束分布にも依存することになり、計算は相当複雑になる。すなわち、中性子束分布は外部中性子源分布や制御棒の有無に依存するためである。

模擬制御棒の種々の挿入パターンに対する一連の測定に対して、中性子源増倍法では反応度較正は一回行って、(2.31)式の定数  $A$  を求め、この  $A$  を共通に使用することができる。したがって、一連の測定値の相対値に対しては、動特性パラメータの不確かさは相殺して影響を与えない。一方、例えば中性子源引抜き法の場合には、模擬制御棒の種々の挿入パターンの各々について、実効的遅発中性子生成の割合  $\bar{\beta}$  を求めなければならない。この場合には、一連の測定値の相対値に関して、 $\bar{\beta}$  の不確かさは完全には相殺しえない。

b) 測定精度 パルス中性子源法の測定精度は、遅発中性子成分とバックグラウンドや加速器のリークカレントによる中性子との分離の精度に大きく左右される。そのため、未臨界度が深くなるに従い、遅発中性子成分の分離の精度が悪化し、測定値の精度は次第に落ちる。また、パルス中性子源の強度が安定していることも必要である。

中性子源引抜き法では、系の未臨界度が深くなるにつれて、外部中性子源強度を強くしなければならない。それによって、外部中性子源引抜き後の積分計数値  $\int_0^{\infty} \text{CR}(t) dt$  の統計を向上させることができる。しかし、中性子源強度を強くすると、定常状態における計数率  $\text{CR}_0$  に対して、パルス型の検出器では、不感時間の補正が大きくなる。したがって、この場合には不感時間の精度が、測定した反応度の精度および適用限界を決定する大きな要因とされる。

制御棒落下法においても、未臨界度の増大に伴い強い外部中性子源が要求される。中性子源引抜き法では、外部中性子源強度の不安定性に対して補正が可能であるが、制御棒落下法では、外部中性子源強度の安定性が測定結果の精度を大きく左右する。したがって、加速器の使用は適しない場合があり、実際上のこの方法の適用範囲は数%  $\Delta k/k$  にとどまっている。

中性子源増倍法では、定常な計数率を求めることから、測定時間を長くすることにより統計誤差を下げるのが可能である。したがって、未臨界度の増大に対して、必要とする測定精度の確保は比較的容易である。

c) 実験技術 パルス中性子源法では、加速器等のパルス状中性子源を発生させる装置を必要とする。検出器出力のパルス列は時間分析器にかけることになる。さらに、検出器出力の時間変化の曲線から、即発中性子成分と遅発中性子成分を分離しなければならない。また、加速器のリークカレントによる中性子の量も確認しなければならない。したがって、測定法としては、最も煩雑な方法である。

制御棒落下法では、時間的に切れの良い制御棒駆動装置と、深い未臨界体系に対しては強力な外部中性子源を必要とする。さらに、外部中性子源強度は安定でなければならない。

中性子源引抜き法では、時間的に切れのよい、また深い未臨界体系まで測定する場合には、強力な外部中性子源を用意する必要がある。これは加速器を用いることにより満足される。時間分析器は、外部中性子源が安定であれば、また中性子源引抜きに要する時間が十分に短かければ ( $\leq 0.1 \text{ sec}$ )、必要としない。

中性子源増倍法では、中性子検出器の外に特殊な装置は特に必要とするものではない。

## 2.2 体系の反応度

厳密な動特性方程式の導出にあたって、(2.24)式によって反応度  $\rho$  を規定した。分布型関数  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  を正しく求めることは、時間依存の中性子輸送方程式 (2.1) 式を正しく解くことであり、極めて困難である。また、反応度  $\rho$  がこの (2.24) 式の規定に忠実であれば、たとえば体系に変化が加えられて、それが終了したあとも中性子束が動的状態にあれば、 $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  によって時間依存性を持つことになる。また外部中性子源分布にも依存することになる。したがって、媒質の固有の量とみなせないものとなる。

このような困難に対して、重み関数  $W(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  および分布型関数  $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  として、いくつかの他に定義された関数を用いることによって、それぞれに媒質の固有の量が定義され、それらは静的反応度 (static reactivity)、動的反応度 (kinetic reactivity) あるいはダイナミック反応度 (dynamic reactivity) の名称が付されている<sup>48), 49)</sup>。そして、重み関数  $W$  および分布型関数  $\psi$  としては、以下に述べる固有関数を用いられている。ただし、各反応度に対して  $W$  および  $\psi$  を一意的に、いかなる固有関数を用いるかは確定していない。Henry は重み関数  $W$  として、基準臨界体系の随伴中性子束  $\phi_0^+$  を用いたことは前節で述べた。これによって、反応度  $\rho$  に対する摂動的表現が可能になることから、しばしば用いられている。以下では、固有値方程式および上記3種の反応度について記述する。

時間依存の中性子輸送方程式に対する固有値方程式としては、 $\lambda$  モードの固有値方程式および  $\omega$  モードの固有値方程式が考えられている。 $\lambda$  モードの固有値方程式は、

$$L\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \lambda M\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0$$

$$\text{or } H\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = (1 - \lambda) M\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.41)$$

$$H^+\psi_\lambda^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = (1 - \lambda) M^+\psi_\lambda^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.42)$$

によって定義される。ここに、 $H^+$ 、 $M^+$  および  $\psi_\lambda^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は  $H$ 、 $M$  の随伴作用素および随伴固有関数である。固有値  $\lambda$  は、(2.41)式と (2.42)式において復素共役の関係にあるものであるが、本論文においては第一固有値 (および第1固有関数) のみを扱うので、 $\lambda$  は実数であり上の二式において同一のものとしてある。また、以下においては、 $\lambda$ 、 $\psi_\lambda$  および  $\psi_\lambda^+$  によってそれぞれ  $\lambda$  モードの第1固有値、第1固有関数およびその随伴固有関数を意味するものとする。第1固有関数  $\lambda$  は、

$$\lambda = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \quad (2.43)$$

である。ここに  $k_{\text{eff}}$  は実効増倍係数である。実効増倍係数  $k_{\text{eff}}$  は、体系内の中性子束分布が、第1固有関数に等しいとき、体系内の中性子の損失に対する生成の割合、したがって増倍を示す。未臨界の体系では、中性子束分布は外部中性子源分布に依存し、一般に第1固有関数に等しくならない。したがって、 $k_{\text{eff}}$  は実在の物理量ではない。ただし、臨界においては  $\lambda = k_{\text{eff}} = 1$  となり、第1固有関数は中性子束分布に等しくなる。

静的反応度  $\rho_s$  は、 $k_{\text{eff}}$  によって、

$$\rho_s = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}} \quad (2.44)$$

で定義されている。 $\rho_s$  は仮想量であるが、外部中性子源分布等に依存しない、体系の媒質によって定まる特性量である。

$\omega$  モードの固有値方程式は、時間依存の中性子輸送方程式において、 $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \psi_\omega(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) e^{\omega t}$  とし、外部中性子源項  $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  を除いて、

$$H\psi_\omega(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \omega \left[ \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j + \omega} \right] \psi_\omega(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.45)$$

$$H^+ \psi_\omega^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \omega \left[ \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^{+j}}{\lambda_i^{+j} + \omega} \right] \psi_\omega^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.45')$$

で定義される。ここに、 $D_i^{+j}$  および  $\psi_\omega^+$  は  $D_i^j$  の随伴作用素および  $\psi_\omega$  に対する随伴固有関数である。また、 $\lambda$  モードの場合と同様に、 $\omega$ 、 $\psi_\omega$  および  $\psi_\omega^+$  によってそれぞれ第1固有値、第1固有関数およびその随伴関数を意味するものとする。この第1固有値  $\omega$  は、体系に変化が加えられて中性子束が過渡状態を過ぎたあとの持続モードのペリオドに対応する。また、第1固有関数は持続モードの中性子束分布に対応し、臨界において、 $\omega = 0$  となり第1固有関数は実際の中性子束分布と等しくなる。そして、 $\omega$  および  $\psi_\omega$  は、外部中性子源分布等に依存せず、体系の媒質に固有である。なお、第1固有値  $\omega$  は、場合によって実際に測定可能である。

一方、動特性方程式の反応度  $\rho$  の式、

$$\rho = \frac{\langle WH\psi \rangle}{\langle WM\psi \rangle}$$

において、重み関数  $W$  あるいは分布型関数  $\psi$  に、それぞれ  $\psi_\lambda^+$  あるいは  $\psi_\lambda$  を用いることによって、 $\rho$  は静的反応度  $\rho_s$  と等しくなる。実際、

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\langle WH\psi_\lambda \rangle}{\langle WM\psi_\lambda \rangle} \\ &= 1 - \lambda = \rho_s \end{aligned}$$

or

(2.46)

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{\langle \psi_\lambda^+ H \psi \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \psi \rangle} \\ &= \frac{\langle \psi H^+ \psi^+ \rangle}{\langle \psi M^+ \psi^+ \rangle} \\ &= 1 - \lambda = \rho_s\end{aligned}$$

となる。したがって、動特性方程式の反応度  $\rho$  は、重み関数  $W$  が  $\psi_\lambda^+$  であるとき、または分布型関数  $\psi$  が  $\psi_\lambda$  になっているとき、あるいはその双方が満足されているとき、そのような場合にもみ静的反応度  $\rho_s$  に一致するものである。Gross<sup>48)</sup>らおよび Gozani<sup>49)</sup>は、静的反応度の定義として  $\psi_\omega^+$  と  $\psi_\lambda$ 、あるいは  $\psi_\lambda^+$  と  $\psi_\omega$  を用いている。いずれにしても、静的反応度  $\rho_s$  と一致することは上述の通りである。

動的反応度  $\rho_k$  は、

$$\rho_k = \frac{\langle \psi_\omega^+ H \psi_\omega \rangle}{\langle \psi_\omega^+ M \psi_\omega \rangle}$$

あるいは、

$$\rho_k = \frac{\langle \phi_0^+ H \psi_\omega \rangle}{\langle \phi_0^+ M \psi_\omega \rangle}$$

(2.47)

とされている。ここに、 $\phi_0^+$  は想定される基準の臨界体系における随伴中性子束である。また、ダイナミック反応度  $\rho_d$  は、

$$\rho_d = \frac{\langle H \psi_\omega \rangle}{\langle M \psi_\omega \rangle}$$

(2.48)

と定義され、重み関数  $W$  を定数としたものである。以上3種の反応度  $\rho_s$ 、 $\rho_k$  および  $\rho_d$  は定義より、体系の媒質の特性量であり、外部中性子源分布等に依存しないものである。系が臨界に近いときは、上記三種の反応度の差は小さいが、臨界から離れるに従って、その差は拡大していく。したがって、大きな負の反応度の測定にあたって、反応度の定義を明確にしておくことが必要である。

ここで、動特性方程式の導出の過程に従って、各測定法の観測する反応度を検討することが可能である。いま、中性子検出器を  $\Sigma_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  で表現すると、計数率 CR は、

$$CR = \langle \Sigma_d \phi \rangle$$

(2.49)

と記述される。ここに、 $\phi$  は時間依存の中性子輸送方程式における中性子束である。前節の測定原理の導出にあたって、計数率 CR を時間関数  $P(t)$  に対応させていることから、

$$\begin{aligned} CR &= \langle \Sigma_d \phi \rangle \\ &= P(t) \langle \Sigma_d \psi \rangle \end{aligned} \quad (2.50)$$

によって、分布型関数 $\psi$ の規格化条件が定められる。また、動特性方程式の導出過程における $\psi$ の規格化条件(2.21)式との比較から、重み関数 $W$ は、

$$W(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = v(E) \Sigma_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.51)$$

とされる。したがって、動特性方程式の反応度 $\rho$ は、

$$\rho = \frac{\langle v \Sigma_d H \psi \rangle}{\langle v \Sigma_d M \psi \rangle} \quad (2.52)$$

となっている。以下では、各測定法において分布型関数 $\psi$ の満足すべき式を導出し、固有値方程式と比較する。そして、観測している反応度と $\rho_s$ ,  $\rho_k$ ,  $\rho_d$ などとの相異を見る。

分布型関数 $\psi$ の満足すべき式は、中性子源増倍法の場合、 $\psi = \psi_{SM}$ として、

$$\psi_{SM} = \frac{\phi}{\langle \Sigma_d \phi \rangle} \quad (2.53)$$

$$H\phi + S = 0$$

となる。ここに、 $\langle \Sigma_d \psi_{SM} \rangle = 1$ として規格化してある。中性子源増倍法における、反応度 $\rho$ の中の分布型関数 $\psi_{SM}$ は、臨界に近いときは $\psi_\lambda$ や $\psi_\omega$ に近似しており、したがって観測される反応度は、近似的に系の静的反応度 $\rho_s$ などに等しいとみなせる。しかし、系が臨界から離れるにしたがい、 $\psi_{SM}$ は外部中性子源項 $S$ の影響を強くうけることになる。

中性子源引抜き法では、減衰期間における積分計数値 $\int_0^\infty CR(t) dt$ を $\int_0^\infty P(t) dt$ に対応させる。このときの分布型関数の満足すべき方程式は、 $\psi = \psi_{SJ}$ として、

$$\psi_{SJ} = \frac{\int \phi dt}{\langle \Sigma_d \int \phi dt \rangle}$$

$$H \int \phi dt + \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi_s = 0 \quad (2.54)$$

$$H\phi_s + S = 0$$

である。ここに $\phi_s$ は、中性子源引抜き前の定常状態における中性子束分布である。同様に制御棒落下法では、減衰期間の全体について、分布型関数 $\psi$ の満足すべき式は、 $\psi = \psi_{RD}$ として、



$$\psi_{RD} = \frac{\int_0^{t_f} (\phi(t) - \phi_f) dt}{\langle \sum_d \int_0^{t_f} (\phi(t) - \phi_f) dt \rangle}$$

$$H \int_0^{t_f} (\phi(t) - \phi_f) dt + \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) (\phi_0 - \phi_f) = 0 \quad (2.55)$$

$$H_0 \phi_0 + S = 0$$

$$H \phi_f + S = 0$$

である。ここに、添字 0 および f は制御棒落下前の定常状態および落下後に定常に達した状態を表わす。なお、 $\phi(t) = \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  であるがその他の関数についても、簡単のために変数を省略してある。

パルス中性子源法において、計数率の時間依存の曲線より即発中性子成分を分離し、(2.36) 式の  $A_p$  と対応させたことにより、分布型関数  $\psi$  は、 $\psi = \psi_p$  として、

$$\psi_p = \frac{\int_0^T \phi_p dt}{\langle \sum_d \int_0^T \phi_p dt \rangle} \quad (2.56)$$

$$H_p \int_0^T \phi_p dt + \int_0^T S dt = 0$$

を満足すべきものとなる。同様に遅発中性子成分に関しては、 $\psi = \psi_d$  として、

$$\psi_d = \frac{\int_0^T \phi_d dt}{\langle \sum_d \int_0^T \phi_d dt \rangle}$$

$$H_p \int_0^T \phi_d dt + \sum_j \sum_i D_i^j \int_0^T \phi dt = 0 \quad (2.57)$$

$$H \int_0^T \phi dt + \int_0^T S dt = 0$$

を満足するものとされる。

このように、分布型関数は測定法によって異なったものとされている。したがって、各測定法で観測している反応度も異なるものとなる。特に大きな負の反応度体系では、いずれの測定法の分布型関数も外部中性子源分布に対する依存性を強めることになる。外部中性子源分布が、 $\lambda$  モードの固有値方程式の  $M\psi_\lambda$  や  $\omega$  モードの固有値方程式の  $\left[ \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i (D_i^j / (\lambda_i^j + \omega)) \right] \psi_\omega$  と一致する場合を想定することは、現実的でない。したがって、上記の各測定法における分布型関数  $\psi$  は、 $\lambda$  モードの固有関数  $\psi_\lambda$ 、あるいは  $\omega$  モードの固有関数  $\psi_\omega$  のいずれとも異なったものとなっている。その結果、上記の各測定法の観測値の反応度は、静的反応度  $\rho_s$  にも、動的反応度  $\rho_k$  にも、あるいはダイナミック反応度  $\rho_d$  にも同様に一致するものではない、と一般的にいえる。

Greenspan は近年、中性子源増倍反応度 (Source-Multiplication Reactivity) を提唱している<sup>4)</sup>。彼の定義によれば、

$$\rho = \frac{\langle \phi_0^+ H \phi \rangle}{\langle \phi_0^+ H \phi \rangle} \quad (2.58)$$

$$H \phi + S = 0$$

とされている。この場合は、反応度は明らかに外部中性子源分布に依存し、媒質の固有の特性量とはなり得ない。例えば、外部中性子源の移動に伴って系の反応度が変化することになり不便である。さらに、このことは外部中性子源位置によっては、未臨界度を過大評価するおそれもあり、臨界監視系にとっては危険ですらある。一方、固有関数を用いて定義された反応度は、即発中性子のペリオド $\alpha$ や持続モードの中性子束のペリオド $\omega$ との間に、簡単な関係式が成立するので妥当と思われる動特性パラメータを用いて、反応度から $\omega$ や $\alpha$ を概算することが可能である。しかし、上式の定義による反応度では、このような関係式は得られない。すなわち、外部中性子源分布に依存する特殊な定義の反応度では、他の炉物理量との関連が付けられない難点がある、といえる。したがって未臨界度の指標としての反応度は、固有関数によって定義されたものであることが好ましい。

臨界集合体において測定される反応度効果は全て静的反応度が用いられている。ドップラー係数やナトリウム・ボイド係数も静的反応度で測定され、比較する計算値も同じ定義に従っている。静的反応度価値は、加算性が厳密に成立するものではないが、大きな負の反応度に対しても静的反応度を用いることは、他の反応度効果との間に一貫性がある。また、 $\omega$ モードの固有値方程式は $\lambda$ モードの固有値方程式に比べて、解きにくいとされており<sup>39)</sup>、核設計計算は $\lambda$ モードの固有値方程式が一般に使用されている。

上記の理由から、反応度としては種々あるが、本研究においては、深い未臨界体系の反応度を求めるにあたり、 $\lambda$ モードの固有値を用い、 $1 - \lambda$ を反応度と定義した。

### 2.3 従来の補正法

大きな負の反応度の測定に対する補正は、中性子源増倍法についてのみ考えられている。そして高速炉系においては、Ackermann らの提唱した補正法があるのみであり、これは実際に使用されている。

Ackermann らは、中性子源増倍法に対して、反応度の測定値が検出器の位置に依存する傾向等の難点を解消すべく、補正法を提唱した<sup>18)</sup>。その補正法では、体系の反応度 $\rho$ と検出器の計数率CRとの関係を、

$$-\rho(\$) = \frac{W}{\nu} \cdot \frac{S}{\beta} \cdot \frac{1}{CR} \quad (2.59)$$

と規定した。ここに、 $-\rho(\$)$ はドル単位の反応度を意味し、 $\nu$ は核分裂あたりの平均の中性子生成数、 $S$ は外部中性子源強度を表わす。また、 $W$ は検出器の中性子検出効率 (Neutron Detection Efficiency) と称し、

$$\begin{aligned}
 W &= \frac{\int d\Omega \int dE \int_{V_d} d\vec{r} \Sigma_d \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})}{\int d\Omega \int dE \int_{V_c} d\vec{r} \Sigma_f \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})} \\
 &= \frac{\langle \Sigma_d \phi \rangle_{V_d}}{\langle \Sigma_f \phi \rangle_{V_c}} \quad (2.60)
 \end{aligned}$$

と定義している。上式の  $\Sigma_d$  および  $\Sigma_f$  は、それぞれ検出器の中性子検出断面積および体系の媒質の核分裂断面積である。また、 $V_d$  および  $V_c$  は、それぞれ検出器および炉心の領域を示す。上式の  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は中性子束であり、定常状態の中性子輸送方程式、すなわち (2.10) 式、

$$H\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0$$

に従うものである。 $\langle \rangle_{V_d}$  および  $\langle \rangle_{V_c}$  は、それぞれ  $V_d$  および  $V_c$  について体積積分を取り、 $\vec{\Omega}$  および  $E$  については全領域に関する積分を実行することを表す。

Ackermann らは (2.59) 式を高速炉系に適用するに際して、制御棒の挿入等の体系の変化に対して、 $\nu$  および  $\beta$  は変化しないものと仮定した。外部中性子源強度  $S$  に変化のない場合には、体系の反応度は、

$$\begin{aligned}
 -\rho &= R_w \cdot \frac{A}{CR} \\
 &= R_w (-\rho_{SM}) \quad (2.61)
 \end{aligned}$$

$$A = -\rho_0 \cdot CR_0$$

$$R_w = \frac{W}{W_0} \quad (2.62)$$

で求められるとしている。ここに、添字 0 は反応度較正における諸量を意味する。 $\rho_{SM}$  は、(2.31) 式に示した従来の方法による反応度であり、したがって上式は  $R_w$  の補正係数を付すことによって、真の反応度が得られる、とするものである。補正係数  $R_w$  は、定常状態の中性子輸送方程式を解いて、中性子束  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を求め、(2.60) および (2.62) 式によって算出するものである。このとき、中性子束  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は、反応度較正を行う浅い未臨界体系および実際に反応度を測定する各体系について求める。なお、中性子検出効率  $W$  は分子と分母に中性子束  $\phi$  を含むことから、中性子輸送方程式を解くにあたって、外部中性子源  $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  については相対的強度の空間分布型を知っておればよい。

Ackermann らは、SEFOR (Southwest Experimental Fast Oxide Reactor) および FTR のための臨界実験装置における模擬制御棒価値の測定に際して、(2.61) 式を用いて実験値を求めた<sup>19), 20)</sup>。この式の導出にあたって、理論的な説明は全くなされておらず、得られる反応度についての吟味も示されていない。しかし、実験値は計算値と比較されており、その計算値の反応度

は静的反応度であるので、静的反応度の測定に対する補正を意図したものと解される。以下では Ackermann の補正法によって得られる反応度の意味について考察する。

(2.61) および (2.62) 式を変形して、

$$\begin{aligned} \frac{\rho \cdot CR}{\rho_0 \cdot CR_0} &= \frac{W}{W_0} \\ &= \frac{\langle \Sigma_d \phi \rangle_{v_d}}{\langle \Sigma_d \phi_0 \rangle_{v_d}} \cdot \frac{\langle \Sigma_{f_0} \phi_0 \rangle_{v_c}}{\langle \Sigma_f \phi \rangle_{v_c}} \\ &= \frac{\langle \Sigma_d \phi \rangle_{v_d}}{\langle \Sigma_d \phi_0 \rangle_{v_d}} \cdot \frac{\langle M_0 \phi_0 \rangle_{v_c}}{\langle M \phi \rangle_{v_c}} \end{aligned} \quad (2.63)$$

と記述される。ここに、 $M$ は中性子生成の作用素で、 $M_0$ は反応度較正の体系におけるそれである。また、核分裂あたりの平均中性子生成数 $\nu$ は不変と仮定している。上式の左辺は、実験値とみなすべきものであり、右辺は計算で求められる。左辺の  $CR/CR_0$  および右辺の  $\langle \Sigma_d \phi \rangle_{v_d} / \langle \Sigma_d \phi_0 \rangle_{v_d}$  は、ともに検出器の位置に依存する量である。検出器の計数率  $CR$  と中性子束  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  は、

$$CR = \langle \Sigma_d \phi \rangle_{v_d}$$

と関係づけられる。したがって、(2.63) 式は、

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\langle M_0 \phi_0 \rangle_{v_c}}{\langle M \phi \rangle_{v_c}} \quad (2.64)$$

となる。右辺は炉心領域について積分された量であり、Ackermann の補正によって得られた反応度 $\rho$ は、検出器の位置に依存しない量であることが理解できる。しかし、上式は反応度 $\rho$ が、その系の炉心領域 $V_c$ における実際の核分裂中性子生成率 $\langle M \phi \rangle_{v_c}$ に反比例する、としている。未臨界系における中性子束 $\phi$ は、体系を記述する作用素 $H$ と同時に外部中性子源 $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ によって規定されるものである。したがって、未臨界系では炉心内の実際の中性子生成率は、外部中性子源分布に大きく依存する量である。反応度較正を行う浅い未臨界体系(上式の添字 $0$ の体系)では、中性子束 $\phi_0$ は外部中性子源分布による影響は小さく、近似的に第1固有関数の形状となる。実際、Ackermann らは反応度較正の体系については、中性子輸送方程式の代りに $\lambda$ モードの固有値方程式を解き、固有関数をもって上式の $\phi_0$ にかえて計算している。したがって、上式右辺において、分母のみに外部中性子源分布の影響が現れるはずである。このことから、上式の右辺は外部中性子源分布を変えて計算すれば、異なった値を得る。すなわち、Ackermann の補正による反応度は、一般的に外部中性子源分布に依存する量と考えられる。

このように、Ackermann の補正法は、実験値を原理的に静的反応度に対応させるものではないが、実験の状況(外部中性子源の分布形状等)によっては、数値的に静的反応度に近い値が得られる場合もある。いま、静的反応度 $\rho_s$ は、(2.41)、(2.43)および(2.44)式から $\lambda$ モード

の固有値方程式,

$$\begin{aligned} H\psi_\lambda &= (1 - \lambda) M\psi_\lambda \\ &= \rho_s M\psi_\lambda \end{aligned}$$

の第1固有値 $\lambda$ から求められる量である。したがって、静的反応度 $\rho_s$ は,

$$\rho_s = \frac{\langle H\psi_\lambda \rangle_a}{\langle M\psi_\lambda \rangle_a}, \quad \langle M\psi_\lambda \rangle_a \neq 0 \quad (2.65)$$

と書ける。ここに $\langle \rangle_a$ は、内積における空間積分の領域を $\langle M\psi_\lambda \rangle_a \neq 0$ の任意の領域に取ったことを意味する。いま、領域 $a$ において、中性子束 $\phi$ と第1固有関数 $\psi_\lambda$ の関数型(空間分布およびエネルギー・スペクトル等)がよく類似しておれば,

$$\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = C \cdot \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad \text{at } \vec{r} \in a \quad (2.66)$$

$$\begin{aligned} \rho_s &= \frac{\langle H\psi_\lambda \rangle_a}{\langle M\psi_\lambda \rangle_a} \\ &\approx \frac{\langle H\phi \rangle_a}{\langle M\phi \rangle_a} \\ &= \frac{\langle S \rangle_a}{\langle M\phi \rangle_a} \end{aligned} \quad (2.67)$$

となり、さらに $\langle S \rangle_a \neq 0$ であれば、静的反応度 $\rho_s$ は $\langle M\phi \rangle_a$ に近似的に反比例する。ここに、 $C$ は任意の定数である。外部中性子源 $S$ に変化が無い場合は,

$$\frac{\rho_s}{\rho_0} \approx \frac{\langle M_0 \phi_0 \rangle_a}{\langle M\phi \rangle_a} \quad (2.68)$$

とすることができる。

上式の関係が成立するのは、(2.66)式を満足する領域 $a$ に限定される。しかし、この場合に積分領域 $a$ の設定をいかにするかの限定が明確にできない。したがって(2.66)式を満足しない範囲まで、積分領域 $a$ とした場合には、反応度 $\rho$ は静的反応度とは異なるものとなる。以上の考察より、(2.64)式のAckermannの補正法の式は、積分領域を $V_0$ に限定する原理的な根拠が無く、積分範囲を変化し得るものである。

Ackermannらが模擬制御棒実験を行った体系は、実機的全模擬(Full Mock up)の体系である。すなわち、炉心部は全てPu燃料で構成されており、外部中性子源としてはPu燃料内の $^{240}\text{Pu}$ の自発核分裂中性子を利用している。したがって、外部中性子源分布は、体系の媒質内のPuの濃度に比例したものと考えられ、近似的に $\Sigma_f$ (したがって $M$ )の空間的变化に類似の分布をしていると見られる。そして、炉心内における中性子束分布がほぼ平坦な場合には、

$$\begin{aligned}
 M(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &\cong M(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \\
 &\propto S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad \text{at } \vec{r} \in V_c
 \end{aligned}
 \tag{2.69}$$

と近似的な関係が想定される。固有関数  $\psi_\lambda$  と中性子束  $\phi$  は、それぞれの満足すべき方程式の比較から、

$$M \psi_\lambda \propto S$$

のとき、等しい関数型となる。したがって、Ackermann の補正法は、積分範囲を炉心領域に限定することによって、彼らの実験に対しては、数値的に静的反応度に近い値を与えたものと考えられる。

このように、Ackermann の補正法は場合によって、近似的に静的反応度が得られる可能性もあるが、外部中性子源の分布状態と近似の度合いが強く関連していることが判明した。一方、FCAにおける高速原型炉「もんじゅ」の模擬実験は、Pu 燃料の在庫量による制約により、部分模擬体系で行った<sup>4), 22)</sup>。部分模擬 (Partial Mock up) の体系では、実機の組成を模擬した Pu 燃料の領域は、試験領域として体系の一部を構成するに過ぎない。そして、試験領域の周囲は、U燃料を用いて実機のマクロな核特性を模擬した領域で構成することになる。また、試験領域の形状は、実験目的に応じて、種々変化して用いられる。例えば、炉心中心を含む、炉心の中央部に対称性よく円筒状の試験領域 (ゾーン方式) を設定する場合もあれば、試験領域を扇形に設けて、ある角度の範囲で炉心中心から炉心の外周まで実機の組成を模擬する (セクター方式) 場合もある。したがって、このような場合には、外部中性子源は体系の一部の領域に存在するのみであり、分布の形状も強く偏心する場合もある。そして (2.69) 式のような近似的関係は決して満足されないものとなる。したがって、このような部分模擬体系では、Ackermann らの補正法で得られた反応度は、静的反応度と大きく異なる場合があると考えられる。事実、Ackermann らの補正の方法は、燃料の初期装荷時の模擬実験に対して、満足な結果が得られないという報告もあり<sup>50)</sup>、このことを裏付けている。

部分模擬体系の手法は、単に Pu 燃料の不足を補うために必要とされるものではない。Pu 燃料は管理上の問題や実験者の作業時の放射線被曝の問題があり、臨界実験装置に使用する場合、その量には限界があると考えられる。したがって大型炉の模擬実験に対しては、ある程度の部分模擬体系を用いた方が有利な場合もあるものと考えられる。また Pu 燃料は  $\alpha$  崩壊に伴う発熱があり、実験精度に好ましくない影響を与える場合もある。したがって、部分模擬の手法は積極的に使用すべき場合も考えられる。このようなことから、反応度の定義を明確にしたうえで、補正の方法を考察し、一般的に適用可能な測定法を確立することが必要である。

### 3. 反応度測定に対する理論的補正

#### 3.1 概要

外部中性子源のある未臨界体系の状態を記述する方程式は、中性子輸送方程式、

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = H_p \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) = D_i^j \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \quad (3.2)$$

である。ここに、記号は全て前章の通りである。また、ここでは作用素  $H_p$  および  $D_i^j$  は、時間変数  $t$  をも含むことが許されるものである。このように、上式は一般的な表現であるので、これらの式をもとに各測定法の状況に応じて、その状態を記述する方程式が導出できる。例えば、中性子源増倍法においては、常に定常状態における測定であり、上式は

$$H \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0$$

$$H = H_p + \sum_j \sum_i D_i^j$$

と単純化し、時間変数を全く含まない。また、中性子源引抜き法やパルス中性子源法では、(3.1) 式の外部中性子源項  $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  が時間的に変化するものであるが、作用素  $H_p$  および  $D_i^j$  は常に一定で、時間変数を含まない。したがって、このような場合に、体系の状態を記述する中性子輸送方程式 (3.1) 式を時間的に積分すると、作用素  $H_p$  および  $D_i^j$  は積分記号の外に出すことができる。そして、時間的に積分した中性子束に関する方程式を得る。一方、制御棒落下法においては、作用素のステップ状の変化を考慮しなければならない。しかし、この場合も制御棒の挿入後は、作用素は一定の状態にある。したがって、この期間について中性子輸送方程式を時間的に積分しても、作用素  $H_p$  および  $D_i^j$  は積分記号の外に出すことが可能である。このように (3.1) 式から、各測定法の状況および実際の測定量に適合した、状態を記述する方程式の導出が考えられる。

各測定法において、実験で観測される量は中性子検出器の計数率  $CR$  あるいは計数値  $\int CR(t) dt$  である。すなわち、定常状態においては計数率であり、体系の中性子束が時間的に変化している場合には、それぞれの測定法に対応した期間についての時間的に積分した計数値である。いま、中性子検出器の作用素  $\Sigma_d$  は、検出器が  $\vec{r} = \vec{r}_d$  に設置されており、中性子検出の断面積を  $\Sigma_d(E, \vec{\Omega})$  とすると、

$$\Sigma_d = \Sigma_d(E, \vec{\Omega}) \delta(\vec{r}, \vec{r}_d) \quad (3.3)$$

と書ける。そこで、計数率CRおよび積分計数値は、中性子輸送方程式(3.1)の解 $\phi$ を用いて

$$\left. \begin{aligned} CR &= \langle \Sigma_d \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \rangle \quad \text{at steady state} \\ \int CR(t) dt &= \langle \Sigma_d \int \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt \rangle \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

と記述される。

最終的に、実験において求めようとしている量は、体系の静的反応度であり、 $\lambda$ モードの固有値方程式、

$$H\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = (1-\lambda)M\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \rho_s M\psi_\lambda(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.5)$$

$$H^+\psi_\lambda^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = (1-\lambda)M^+\psi_\lambda^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \rho_s M^+\psi_\lambda^+(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.6)$$

の第一固有値から定まる量である。上式においては、作用素HおよびMは時間変数tを含むものではない。そして、作用素HおよびMが定常な体系においては、静的反応度 $\rho_s$ が必ず定義されている。すなわち、実際の未臨界体系が外部中性子源の時間的変化や、作用素の変化の直後など、中性子束 $\phi$ が動的状態にあっても、HおよびMが定常であれば、系の静的反応度は一定値を示すものである。

このように実験において観測する、中性子検出器の計数率や計数値にかかわるのは、中性子束 $\phi$ であり、一方、目的とする量は静的反応度で、それぞれ中性子輸送方程式および固有値方程式と、異なる方程式によって記述されている。そこで、この間をつなぐ作用をするものとして、実効的中性子検出効率 $\epsilon$ を、

$$\begin{aligned} \epsilon(\vec{r}_d) &= \frac{\langle \Sigma_d \int \phi dt \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \int \phi dt \rangle} \\ &= \frac{\langle \Sigma_d \phi \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle} \quad \text{at steady state} \end{aligned} \quad (3.7)$$

と定義する。上式においては、中性子束 $\phi$ は分子と分母の双方に含まれている。したがって、 $\phi$ を計算するにあたって、外部中性子源の絶対的強度を知る必要はなく、相対的な分布形状やエネルギースペクトルを知っていればよい。一方、第一随伴固有関数 $\psi_\lambda^+$ は分母にのみ含まれており、したがって $\epsilon$ の絶対値には意味は無い。しかし、理論的補正に際しては、以下の節において示すごとく、 $\psi_\lambda^+$ は他の項に必ず現れるので、算出にあたって規格化の方法に注意する必要はない。

また、上式の分母の空間積分は体系全体について実行され、分子は検出器における値であり、したがって、実効的中性子検出効率 $\epsilon$ は検出器位置 $\vec{r}_d$ の関数である。さらに、 $\epsilon$ は中性子束の空間分布やエネルギースペクトルに依存する。そして、理論的補正に際しては、それぞれの測定法に対応した二つの状態における実効的中性子検出効率の比として現れる。それは、例えば、中性子源増倍法においては、反応度較正時における $\epsilon = \epsilon_0$ と、未知未臨界度の体系の反応度測定時における $\epsilon$ の比として、補正係数を構成する。したがって、 $\epsilon_0$ と $\epsilon$ の変化分が補正量となる。



以下の各節においては、各測定法に応じた具体的条件を、中性子輸送方程式に入れて基礎式を導出する。そして、それぞれの測定法において、検出器の観測する量に対応して、実効的中性子検出効率を具体的に求め、この実効的中性子検出効率を用いて、検出器の計数率あるいは計数値と体系の静的反応度との厳密な関係式を導出する。これと、従来の測定法との比較から、理論的補正における補正係数を定義するとともに、各測定法における補正係数の数値計算の方法を示す。

### 3.2 中性子源増倍法に対する理論的補正

(Modified Neutron Source Multiplication Method: MSM)

中性子源増倍法では、外部中性子源の存在する未臨界体系の定常状態において、中性子検出器の計数率を測定する。したがって、このときの体系の状態を記述する方程式は、定常状態における中性子輸送方程式であり、

$$H\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (3.8)$$

と記述される。上式の $\phi$ は実際の中性子束であり、検出器の計数率CRとそれに対する実効的検出効率 $\epsilon$ は、

$$CR = \langle \Sigma_d \phi \rangle \quad (3.9)$$

$$\epsilon = \frac{\langle \Sigma_d \phi \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle} \quad (3.10)$$

となる。ここに、 $\psi_\lambda^+$ は第一随伴固有関数であり、(3.6)式を満足するものである。次に、(3.8)式に $\psi_\lambda^+$ を掛けて内積を取ると、

$$\begin{aligned} \langle \psi_\lambda^+ H \phi \rangle + \langle \psi_\lambda^+ S \rangle &= \langle \phi H^+ \psi_\lambda^+ \rangle + \langle \psi_\lambda^+ S \rangle \\ &= \rho_s \langle \phi M^+ \psi_\lambda^+ \rangle + \langle \psi_\lambda^+ S \rangle \\ &= \rho_s \langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle + \langle \psi_\lambda^+ S \rangle \\ &= 0 \end{aligned}$$

となり、したがって、

$$\begin{aligned} -\rho_s &= \frac{\langle \psi_\lambda^+ S \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle} \\ &= \epsilon \cdot \frac{\langle \psi_\lambda^+ S \rangle}{CR} \end{aligned} \quad (3.11)$$

として、静的反応度 $\rho_s$ と計数率CRの関係式が得られる。

いま、反応度校正を行う体系(添字0で表わす)では、反応度と検出器の計数率がそれぞれ $\rho_0$ とCR<sub>0</sub>となっているとき、

$$H_0 \phi_0 + S_0 = 0 \quad (3.12)$$

$$H_0^+ \psi_{\lambda_0}^+ = \rho_0 M_0^+ \psi_{\lambda_0}^+ \quad (3.13)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\langle \Sigma_d \phi_0 \rangle}{\langle \psi_{\lambda_0}^+ M_0 \phi_0 \rangle} \quad (3.14)$$

$$-\rho_0 = \varepsilon_0 \frac{\langle \psi_{\lambda_0}^+ S_0 \rangle}{CR_0} \quad (3.15)$$

となる。したがって、(3.11)式と(3.15)式から、求める静的反応度  $\rho_s$  は、

$$\begin{aligned} -\rho_s &= \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{\langle \psi_{\lambda}^+ S \rangle}{\langle \psi_{\lambda_0}^+ S_0 \rangle} \frac{(-\rho_0 CR_0)}{CR} \\ &= f_\varepsilon f_s \frac{A}{CR} \\ &= f_\varepsilon f_s (-\rho_{SM}) \end{aligned} \quad (3.16)$$

となる。ここに、

$$f_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (3.17)$$

$$f_s = \frac{\langle \psi_{\lambda}^+ S \rangle}{\langle \psi_{\lambda_0}^+ S_0 \rangle} \quad (3.18)$$

$$A = (-\rho_0 CR_0)$$

である。

(3.16)式の  $\rho_{SM}$  は、従来の方法で求めたときの反応度であり、この式は、系の静的反応度  $\rho_s$  を求めるには、 $f_\varepsilon f_s$  の補正係数を必要とすることを意味する。そこで、以下においては、 $\varepsilon$ 、 $\varepsilon_0$ 、 $f_\varepsilon$  および  $f_s$  の特徴や性質について、物理的に検討する。

実効的中性子検出効率  $\varepsilon$  および  $\varepsilon_0$  には、分母にそれぞれ  $\psi_{\lambda}^+$  および  $\psi_{\lambda_0}^+$  が含まれているが、これらの関数は  $f_s$  の分子および分母にそれぞれ含まれているので、全体としては規格化に依存しない。また、特異点のない臨界に近い体系で反応度較正がなされたときは、 $\varepsilon_0$  はなめらかな空間分布を示すのに対して、反応度を測定する体系が、模擬制御棒を含み、深い未臨界体系であれば、 $\varepsilon$  は複雑な空間依存を示す。したがって、 $f_\varepsilon$  の値は検出器の位置に依存する量であり、模擬制御棒の近傍では一般に1よりも小さな値を示し、外部中性子源の近傍では一般に1よりも大きくなる。さらに、模擬制御棒の挿入に伴って、中性子スペクトルが変化し、計数率に影響した場合にも、 $f_\varepsilon$  の値は1からずれることになる。このように、補正係数  $f_\varepsilon$  は、体系の変化すなわち作用素  $H_0$  と  $H$  の相異による、中性子束分布やスペクトルの変化に敏感に対応し、検出器の位置に依存する量である。

それに対して、補正係数  $f_s$  のほうは、体系ごとに定まる量で、外部中性子源の強度や分布の変

化を補正する。たとえば、臨界集合体による模擬制御棒値の測定では、体系の変化はナトリウムチャンネルを模擬制御棒に置換することである。そして、この場合、外部中性子源としては $^{240}\text{Pu}$ の自発核分裂中性子を利用することから、体系の変化に対して外部中性子源は不変である。したがって、 $f_s$ の値はこのようなときには、1に近い値である。しかし、補正係数 $f_s$ は、外部中性子源を $\lambda$ モードの固有関数で展開したときの第1固有関数の成分の比に対応する。そこで、外部中性子源が一定で $S = S_0$ の場合にも、 $f_s$ の値は1からかなりずれることもありうる。特に、セクター方式による部分模擬体系のように、外部中性子源の分布がはげしく非対称で、第1固有関数の関数型と大きく異なる場合には、 $f_s$ は1から大きくはずれることになる。

補正係数 $f_e$ 、 $f_s$ の算出過程を Fig.3.1 に示す。すなわち、まず体系の状態の方程式 (3.8) および (3.12) 式から、中性子束 $\phi$ および $\phi_0$ を求めるとともに、随伴固有値方程式 (3.6) および (3.13) 式から $\psi_\lambda^+$ および $\psi_{0,\lambda}^+$ を求める。次に、これらの関数を用いて、(3.10) および (3.14) 式により $\epsilon$ および $\epsilon_0$ を算出し、(3.17) および (3.18) 式によって、補正係数 $f_e$ と $f_s$ を計算する。

### 3.3 中性子源引抜き法に対する理論的補正

(Modified Source Jerk Method : MSJ)

外部中性子源のある未臨界体系が定常状態にあり、いま時刻  $t = 0$  で瞬間的に外部中性子源を引抜く。この状態を記述する方程式は、

$$H\phi_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad t < 0 \quad (3.19)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) &= H_P \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \\ \frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) &= D_i^j \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \end{aligned} \right\} t \geq 0$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= \phi_s \\ \chi_i^j C_i^j &= \chi_i^j C_{is}^j \\ &= \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \phi_s \end{aligned} \right\} \text{at } t = 0$$

$$\left. \begin{aligned} \phi &= 0 \\ \chi_i^j C_i^j &= 0 \end{aligned} \right\} \text{at } t = \infty$$

である。ここに、添字  $s$  は中性子源引抜き前の定常状態を表わす。いま、作用素 $H_P$  および  $D_i^j$  は時間的に一定であるから、 $t \geq 0$  における上式を  $t = 0$  から $\infty$ まで積分し、

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt \quad (3.20)$$

として整理すると,

$$-\frac{1}{v} \phi_s = H_P \int_0^\infty \phi dt + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j \int_0^\infty C_i^j dt$$

$$-\chi_i^j C_{is}^j = D_i^j \int_0^\infty \phi dt - \lambda_i^j \chi_i^j \int_0^\infty C_i^j dt$$

に対して,

$$H\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad (3.21)$$

$$S_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (3.22)$$

と書ける。 $\phi$ は中性子源引抜き後の減衰(decaying)期間の積分中性子束であり、 $S_d$ はこの期間全体における外部中性子源に相当するものである。

一方、測定量に関して式をたてると、まず定常状態における、中性子検出器の計数率 $CR_s$ と、その実効的中性子検出効率 $\epsilon_s$ は、

$$CR_s = \langle \Sigma_d \phi_s \rangle \quad (3.23)$$

$$\epsilon_s = \frac{\langle \Sigma_d \phi_s \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi_s \rangle} \quad (3.24)$$

と書ける。また、減衰期間中における全計数值 $\int_0^\infty CR(t) dt$ と、その実効的中性子検出効率 $\epsilon_d$ は、

$$\int_0^\infty CR(t) dt = \langle \Sigma_d \phi \rangle \quad (3.25)$$

$$\epsilon_d = \frac{\langle \Sigma_d \phi \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle} \quad (3.26)$$

と記述される。ここに、(3.24)および(3.26)式の $\psi_\lambda^+$ は、(3.6)式の随伴固有値方程式を満足する、第一随伴固有関数である。

ここで、中性子源引抜き後の、減衰期間の積分中性子束に関する方程式、すなわち(3.21)式に、第一随伴固有関数 $\psi_\lambda^+$ を掛けて内積をとると、

$$\begin{aligned} \langle \psi_\lambda^+ H \phi \rangle + \langle \psi_\lambda^+ S_d \rangle &= \rho_s \langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle + \langle \psi_\lambda^+ S_d \rangle \\ &= 0 \end{aligned}$$

となる。したがって、

$$-\rho_s = \frac{\langle \psi_\lambda^+ S_d \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi \rangle}$$

となる。さらに、上式を、(3.23)、(3.24)、(3.25) および (3.26) 式を用いて、 $CR_s, \epsilon_s$  等で記述すると、

$$\begin{aligned}
 -\rho_s &= \frac{\epsilon_d}{\epsilon_s} X_s \frac{CR_s}{\int_0^\infty CR(t) dt} \\
 &= f_\epsilon f_X (-\rho_{SJ})
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

となる。ここに、 $f_\epsilon, f_X$  および  $X_s$  は、

$$f_\epsilon = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_s} \tag{3.28}$$

$$f_X = \frac{X_s}{X} \tag{3.29}$$

$$\begin{aligned}
 X_s &= \frac{\langle \psi_\lambda^+ (\frac{1}{v} + \sum_j \sum_i (D_i^j / \lambda_i^j)) \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi_s \rangle} \\
 &= A_s + \sum_j \sum_i (\bar{\beta}_{is}^j / \lambda_i^j)
 \end{aligned}
 \tag{3.30}$$

である。

(3.27) 式の  $\rho_{SJ}$  は、従来の方法で求めたときの反応度であるから、この式は、体系の静的反応度を得るには、 $f_\epsilon f_X$  の補正係数を必要とすることを示すものである。なお、(3.29) 式の  $X$  は (2.34) 式の右辺に示したものである。以下では、いまうえに導出した補正係数  $f_\epsilon$  および  $f_X$  について、定性的な検討を行う。

まず、補正係数  $f_\epsilon$  は、中性子源増倍法の場合と同様に、検出器位置の関数である。そして、この  $f_\epsilon$  は、定常状態と減衰状態における、実効的中性子検出効率の比であるから、それぞれの状態における、中性子束の空間分布の形状やスペクトルが類似しているほど、1に近い値となる。すなわち、上記二つの状態における、中性子束分布の変化を補正する項である。ところで、定常状態の中性子束  $\phi_s$  と減衰期間の積分中性子束  $\Phi$  の相異は、それぞれ (3.19) および (3.21) 式から、外部中性子源項の相異によってのみ生じる。したがって、中性子源増倍法の場合と異なり、模擬制御棒など特異点の存在は、補正係数  $f_\epsilon$  に対して特に影響を与えるものではない。

中性子源引抜き法では、一般に点状中性子源を用いることになるので、定常状態の中性子束  $\phi_s$  の空間分布は、外部中性子源位置に強く依存する。例えば、体系の構成が完全に対称性を有していても、点状中性子源が体系の周辺に偏心して存在する場合には、中性子束は中性子源の存在する側で高くなり、非対称形を示す。それに対して、減衰期間の積分中性子束  $\Phi$  は、(3.21) 式の外部中性子源項  $S_d$  によって支配されるが、これは遅発中性子先行核生成の作用素  $D_i^j$  の影響を受けている。このことから、定常状態の中性子束  $\phi_s$  が等しい検出器位置においても、その検出器の

周囲がウラン燃料であるから、プルトニウム燃料であるかによって、 $f_e$ の値は異なってくる。このように、補正係数 $f_e$ は外部中性子源位置と検出器位置の関係、および検出器周辺の媒質に依存した量である。また、定常状態と減衰期間において、 $\phi_s$ および $\Phi$ のエネルギースペクトルが異なる場合もあり得る。特に、検出器を外部中性子源の近傍に置いたときには、その影響を強く受けると考えられる。そして、補正係数 $f_e$ は、このようなエネルギースペクトルの相異に関する補正も取り入れてある。一般的には、外部中性子源が体系の中心にある場合に、 $\Phi$ は $\phi_s$ より空間的にゆるやかな分布となることから、 $f_e$ の値は外部中性子源の近傍で1より小さく、離れるにしたがって大きくなり、遠方では1を超える傾向にある。

これに対して、補正係数 $f_x$ は検出器位置に依存せず、その体系と測定状況などによって定まる量である。たとえば、 $f_x$ の分母の $X$ の値は、 $\rho_{SJ}$ の測定において使用した値であるから、このとき(3.30)式の $X_s$ を用いた場合は、 $f_x = 1$ となり補正を必要としない。しかし、簡単のために $X$ の計算には、基準の臨界体系(例えば模擬制御棒の挿入されていない臨界体系)における $A$ や $\bar{\beta}_i^j$ を使用することが多いので、以下の理由により $f_x$ の値は1とはならない。すなわち、遅発中性子生成の割合 $\bar{\beta}_i^j$ は、4~5 MeV以上の高速中性子による核分裂に対して、エネルギーとともに減少する傾向にあり、14 MeVの高速中性子の場合には通常の $\beta_i^j$ の値に対して約半減する。したがって、外部中性子源として、コッククロフト加速器を用いた場合には、発生する中性子が14 MeVの高速中性子であることから、実効的遅発中性子生成の割合 $\bar{\beta}_i^j$ は、小さくなる。

また、上述のごとく、定常状態の中性子束 $\phi_s$ は外部中性子源に強く依存し、臨界系の中性子束分布と異なっているため、ウラン燃料およびプルトニウム燃料が体系内に均質に混在する場合は問題ないが、部分模擬体系のように、それぞれの領域で組成が違っている体系では、 $\bar{\beta}_i^j$ の値は $X$ のそれと異なったものとなる。結局、このような効果は、 $f_x$ 値により補正されることになる。

補正係数 $f_e$ および $f_x$ は、Fig. 3.2の流れにしたがって算出される。まず、定常状態の式、(3.19)式を解いて中性子束 $\phi_s$ が得られる。この $\phi_s$ を用いて(3.22)式により、減衰期間中の外部中性子源項 $S_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ が計算され、つづいて(3.21)式によって積分中性子束 $\Phi$ が求められる。さらに、これらの $\phi_s$ 、 $\Phi$ および(3.6)式の $\psi_i^+$ を用いて、(3.24)、(3.26)、(3.30)、(3.28)および(3.29)式によって $f_x$ 値が求められる。したがって、時間依存の方程式を全く解くことなく、定常状態の計算を行う通常のコードによって、近似を含むことなく補正係数を求めることができる。

### 3.4 制御棒落下法に対する理論的補正

(Modified Rod Drop Method : MRD)

外部中性子源のある未臨界体系が定常状態にあり、時刻 $t = 0$ において、瞬間的に制御棒が挿入された状態を考える。制御棒挿入前の体系を記述する作用素 $H_0$ 、 $D_{i0}^j$ は、時刻 $t = 0$ でステップ状に変化し、これを式で示せばそれぞれ $H$ および $D_i^j$ に、

$$\left. \begin{aligned} H &= H_0 + \delta H \\ D_i^j &= D_{i0}^j + \delta D_i^j \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

となる。ここに、作用素  $H_0, H$  等は時間に依存しないものである。そして、体系は、時刻  $t = 0$  でその作用素が摂動を受けることによって、中性子束は動的状態になるが、十分に時間が経過した時刻  $t = t_f$  においては、新たな定常状態となる。なお、この間において外部中性子源は、変化しない。

このような系の状態を記述する方程式は、

$$H_0 \phi_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = 0 \quad t < 0 \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) &= H_p \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \\ \frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) &= D_i^j \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \quad t \geq 0 \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\left. \begin{aligned} \chi_i^j C_{i0}^j &= \frac{D_{i0}^j}{\lambda_i^j} \phi_0 \quad \text{at } t \leq 0 \\ \chi_i^j C_{if}^j &= \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t = t_f) \\ &= \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \phi_f \quad \text{at } t \geq t_f \\ &= \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t = t_f) \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

となる。ここに、 $\phi_0$  および  $C_{i0}^j$  は制御棒挿入前の中性子束および遅発中性子先行核濃度であり、 $\phi_f$  および  $C_{if}^j$  は、それぞれ  $\phi$  および  $C_i^j$  の時刻  $t = t_f$  の値である。

いま、上式に現われる中性子束  $\phi_0, \phi, \phi_f$  および遅発中性子先行核濃度  $C_{i0}^j, C_i^j, C_{if}^j$  について、

$$\phi'_0(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \phi_0 - \phi_f \quad (3.35)$$

$$\phi'(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \phi - \phi_f \quad (3.36)$$

$$C_{i0}^{j'}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = C_{i0}^j - C_{if}^j \quad (3.37)$$

$$C_i^{j'}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = C_i^j - C_{if}^j \quad (3.38)$$

とすると、

$$\left. \begin{aligned} \phi' &= \phi'_0 \quad \text{at } t = 0 \\ C_i^{j'} &= C_{i0}^{j'} \quad \text{at } t = 0 \\ \phi' &= 0 \quad t \geq t_f \\ C_i^{j'} &= 0 \quad t \geq t_f \end{aligned} \right\} \quad (3.39)$$

を満足する。そして、 $\phi'_0$ ,  $\phi'$  および  $C_i^{j'}$  を用いて体系の状態を記述する方程式、すなわち (3.32) および (3.33) 式は、

$$H \phi'_0 = \delta H \phi_0 \quad t < 0 \quad (3.40)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi' &= H_P \phi' + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^{j'} \\ \frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^{j'} &= D_i^j \phi' - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^{j'} \end{aligned} \right\} \quad t \geq 0 \quad (3.41)$$

と書ける。ここに、 $\phi'_0$  は (3.35) 式より制御棒挿入前の定常な中性子束と、制御棒挿入後十分に時間が経過した後には到達する、新たな定常状態における中性子束との差の量で、制御棒の落下した位置で大きなピークをもつ。また、 $\phi'$  については、(3.39) 式の関係が成立していることから (3.41) 式に関して中性子源引抜き法の場合と同様の、式の展開が可能である。

つまり、過渡状態の全期間についての、積分中性子束  $\Phi'(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  を、

$$\begin{aligned} \Phi'(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \int_0^\infty (\phi - \phi_f) dt \\ &= \int_0^\infty \phi' dt \end{aligned} \quad (3.42)$$

とし、(3.41) 式を  $t=0$  から  $\infty$  まで積分して、 $\Phi'$  の式を導出すると、

$$H \Phi' + S_d = 0 \quad (3.43)$$

$$S_d = \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi'_0 - \sum_j \sum_i \frac{\delta D_i^j}{\lambda_i^j} \phi_0 \quad (3.44)$$

と記述される。そこで、 $\phi'_0$  および  $\Phi'$  などの満足すべき方程式は、(3.40)、(3.43)、(3.44) および (3.32) 式となる。

つぎに、測定量に関して式をたてる。いま、制御棒落下前の検出器の定常な計数率を  $CR_0$ 、過渡期間中の計数率を  $CR(t)$ 、最終的な定常状態における計数率を  $CR_f$  とし、

$$\begin{aligned} CR'_0 &= CR_0 - CR_f \\ \int_0^\infty CR'(t) &= \int_0^\infty (CR(t) - CR_f) dt \end{aligned} \quad (3.45)$$

とする。そして、上式の  $CR'_0$ 、 $\int_0^\infty CR'(t) dt$  およびそれらの実効的中性子検出効率  $\epsilon_s$  および  $\epsilon_d$  は、

$$CR'_0 = \langle \sum_d \phi'_0 \rangle \quad (3.46)$$



$$\int_0^{\infty} CR'(t) dt = \langle \Sigma_d \phi' \rangle \quad (3.47)$$

$$\epsilon_s = \frac{\langle \Sigma_d \phi'_0 \rangle}{\langle \psi_{\lambda}^+ M \phi'_0 \rangle} \quad (3.48)$$

$$\epsilon_d = \frac{\langle \Sigma_d \phi' \rangle}{\langle \psi_{\lambda}^+ M \phi' \rangle} \quad (3.49)$$

と記述される。ここに  $\psi_{\lambda}^+$  は、制御棒落下後の随伴固有値方程式、

$$H^+ \psi_{\lambda}^+ = \rho_s M^+ \psi_{\lambda}^+ \quad (3.50)$$

の第1随伴固有関数である。

ところで、系の状態を記述する方程式、(3.43)式に  $\psi_{\lambda}^+$  を掛けて内積を実行すると、

$$\begin{aligned} \langle \psi_{\lambda}^+ H \phi' \rangle + \langle \psi_{\lambda}^+ S_d \rangle &= \rho_s \langle \psi_{\lambda}^+ M \phi' \rangle + \langle \psi_{\lambda}^+ S_d \rangle \\ &= 0 \end{aligned}$$

となる。したがって、

$$-\rho_s = \frac{\langle \psi_{\lambda}^+ S_d \rangle}{\langle \psi_{\lambda}^+ M \phi' \rangle} \quad (3.51)$$

$$\langle \psi_{\lambda}^+ S_d \rangle = \langle \psi_{\lambda}^+ \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi'_0 \rangle - \langle \psi_{\lambda}^+ \sum_j \sum_i \frac{\delta D_i^j}{\lambda_i^j} \phi_0 \rangle \quad (3.52)$$

と書ける。そこで、(3.51)式の静的反応度  $\rho_s$  は(3.46)式から(3.49)式の計数率、およびその実効的中性子検出効率等を用いて、

$$\begin{aligned} -\rho_s &= \frac{\epsilon_d}{\epsilon_s} X' \cdot \frac{CR'_0}{\int_0^{\infty} CR'(t) dt} \\ &= f_{\epsilon} \cdot f_X \cdot (-\rho_{RD}) \end{aligned} \quad (3.53)$$

と書ける。ここに、

$$\begin{aligned} f_{\epsilon} &= \frac{\epsilon_d}{\epsilon_s} \\ f_X &= \frac{X'}{X} \\ X' &= \frac{\langle \psi_{\lambda}^+ \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi'_0 \rangle - \langle \psi_{\lambda}^+ \sum_j \sum_i \frac{\delta D_i^j}{\lambda_i^j} \phi_0 \rangle}{\langle \psi_{\lambda}^+ M \phi'_0 \rangle} \end{aligned} \quad (3.54)$$

であり、Xは(2.35)式の右辺に示したものである。さらに、一般に制御棒落下法では、中性子吸収棒を挿入するものであるから、中性子生成の作用素Mや $D_i^j$ 等は変化しない。したがって、 $S_d$ および $X'$ は、

$$S_d = \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi'_0 \quad (3.55)$$

$$X' = \frac{\langle \psi_\lambda^+ \left( \frac{1}{v} + \sum_j \sum_i \frac{D_i^j}{\lambda_i^j} \right) \phi'_0 \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi'_0 \rangle}$$

$$= A' + \sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^{j'}}{\lambda_i^j} \quad (3.56)$$

となる。

(3.53)式の右辺の $\rho_{RD}$ は、従来の方法によって求めたときの反応度であるから、この式は、静的反応度 $\rho_s$ を得るには、 $f_e \cdot f_x$ の補正係数を必要とすることを示すものである。以下では、これらの補正係数 $f_e$ 、および $f_x$ の特徴について検討する。

制御棒落下法に対する理論的補正は、中性子源引抜き法とほぼ同様の過程で導出された。すなわち、補正係数 $f_e$ に関与する、 $\phi'_0$ および $\phi'$ はそれぞれ(3.40)および(3.43)式で与えられるが、これらの式は(3.19)および(3.21)式と類似の式である。また、 $\phi'$ の式の外部中性子源項には、遅発中性子先行核生成の作用素 $D_i^j$ が含まれており、この点も中性子源引抜き法と同様である。したがって、補正係数 $f_e$ の特徴は、前節の中性子源引抜き法における記述が概ねあてはまる。ただし、中性子源引抜き法と制御棒落下法において、摂動を生じる前の定常状態の式、すなわち、それぞれ(3.19)および(3.40)式では、外部中性子源項が異なる。この相異の結果として、補正係数 $f_e$ は、中性子源引抜き法のそれと比べて、外部中性子源分布のかわりに、挿入される制御棒の影響の補正が主要となる。そこで、検出器の位置が、挿入される制御棒によるスペクトル変化や空間分布の変化をうけにくい所であれば、 $f_e$ の値は1に近いことが期待できる。

より詳細に、外部中性子源項の相異についてみると、まずプルトニウム燃料の高速炉体系においては、制御棒落下法でも、中性子源増倍法と同様に、 $^{240}\text{Pu}$ の自発核分裂中性子を外部中性子源として利用できるので、体系内に領域としてひろがりをもった外部中性子源分布となっている。ただし、制御棒落下法における $\phi'_0$ の式、つまり(3.40)式の外部中性子源項は $\delta H \phi_0$ であるから、 $\phi'_0$ は直接に実際の外部中性子源分布の影響を受けるものではない。むしろ、 $\phi'_0$ に関する外部中性子源項は、 $\delta H$ が制御棒挿入に伴う摂動であることから、炉心の軸方向に平行な、1本あるいは数本の線状のものとなっている。また、中性子源引抜き法のSが、高いエネルギースペクトルを持つのに対して、 $\delta H \phi_0$ は、炉心領域における中性子スペクトルに比して、軟化していると一般には考えられる。このように、制御棒落下法における $\phi'_0$ は、制御棒挿入に伴う体系の変化の影響を受けたものとなっている。したがって、 $f_e$ も、この影響に対する補正を行うものである。

一方、補正係数  $f_x$  のほうは検出器位置に依存するものではない。そして、 $X$  および  $X'$  は、動特性パラメータで構成されているものであるが、 $\rho_{RD}$  の測定において、 $X$  の代りに (3.56) 式に示す  $X'$  の値を使用しておれば、 $f_x=1$  となり、補正を必要としない。しかし、一般には、(2.35) 式における  $A$  や  $\bar{\beta}_i^j$  の値としては、制御棒挿入前の体系、あるいは簡単のため基準の臨界体系における値を用いる。そしてこのとき注意を要することは、上述のごとく  $\phi'_0$  は  $\delta H$  による独特の空間分布を示すものであるため、とくに部分模擬体系では、制御棒の挿入に伴う  $\bar{\beta}$  の値の変化を生じやすいことであり、その結果  $f_x$  の値は有意な補正量を示すものとなりうる。ただし、 $\delta H \phi_0$  はスペクトルが軟化していることから、中性子源引抜き法の場合のような、中性子スペクトルにもとづく  $\bar{\beta}_i^j$  値の減少は考えなくてもよい。

補正係数  $f_e, f_x$  の算出の過程を Fig. 3.3 に示す。数値計算においては、 $\phi_0$  と  $\phi_f$  をそれぞれ (3.32) 式および、

$$H \phi_f + S = 0$$

を解いて求め、それらの差を取って  $\phi'_0$  を得るのが便利である。そして、 $\phi_0$  および  $\phi'_0$  を用いて (3.44) 式で  $S_d$  を算出し、つづいて、(3.43) 式により  $\phi'$  を算出する。さいごに、 $\phi_0, \phi'_0, \phi'$  および随伴固有値方程式 (3.50) 式で求められる  $\psi_\lambda^+$  を用いて補正係数が算出される。これらの計算はいずれも、定常状態の方程式を解くものである。

### 3.5 パルス中性子源法に対する理論的補正

(Modified Pulsed Neutron Source Method : MPNS)

未臨界体系において、周期  $T$  の安定な強度のパルス状中性子源が入射され、十分な時間の経過後に遅発中性子成分が定常に達した状態にあるとする。このときの状態を記述する方程式は、時間依存の中性子束  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ 、その即発中性子成分  $\phi_p(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  および遅発中性子成分  $\phi_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  について、

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi = H_p \phi + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (3.57)$$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi_p = H_p \phi_p + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (3.58)$$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi_d = H_p \phi_d + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) = D_i^j \phi - \lambda_i^j \chi_i^j C_i^j(\vec{r}, t) \quad (3.60)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi(t=t_0) &= \phi(t=t_0+T) \\ \phi_p(t=t_0) &= \phi_p(t=t_0+T) \\ \phi_d(t=t_0) &= \phi_d(t=t_0+T) \\ C_i^j(t=t_0) &= C_i^j(t=t_0+T) \end{aligned} \right\} \quad (3.61)$$

と書ける。なお (3.61) 式において、変数  $t$  以外の独立変数は簡単のため、記入を省略してある。

上式の作用素  $H_P$  や  $D_i^j$  は時間変数  $t$  を含むものではないから、上式を  $t=t_0$  から  $t=t_0+T$  まで積分し、

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) &= \int_{t_0}^{t_0+T} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt \\ &= \int_{t_0}^{t_0+T} \phi_P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt + \int_{t_0}^{t_0+T} \phi_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) dt \\ &= \phi_P(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \phi_d(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \end{aligned} \quad (3.62)$$

で積分中性子束を表わすと、

$$H\phi + \int_{t_0}^{t_0+T} S dt = 0 \quad (3.63)$$

$$H_P\phi_P + \int S dt = 0 \quad (3.64)$$

$$H_P\phi_d + \sum_j \sum_i \lambda_i^j \chi_i^j \int_{t_0}^{t_0+T} C_i^j dt = 0 \quad (3.65)$$

$$D_i^j \phi - \lambda_i^j \chi_i^j \int_{t_0}^{t_0+T} C_i^j dt = 0 \quad (3.66)$$

となる。ここで、(3.65) 式は (3.66) 式を用いて、

$$\begin{aligned} H_P\phi_d + \sum_j \sum_i D_i^j \phi &= (H_P + \sum_j \sum_i D_i^j) \phi_d + \sum_j \sum_i D_i^j \phi_P \\ &= H\phi_d + \sum_j \sum_i D_i^j \phi_P \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.67)$$

となり、 $\phi_d$  と  $\phi_P$  の関係式が得られる。

一方、測定量に関する式をたてると、中性子検出器の計数値の即発中性子成分  $A_P$ 、遅発中性子成分  $A_d$  およびそれらの実効的中性子検出効率  $\epsilon_P$ 、 $\epsilon_d$  は、それぞれ

$$\begin{aligned} A_P &= \int_{t_0}^{t_0+T} CR_P dt \\ &= \langle \sum_d \phi_P \rangle \end{aligned} \quad (3.68)$$

$$\begin{aligned} A_d &= \int_{t_0}^{t_0+T} CR_d dt \\ &= \langle \sum_d \phi_d \rangle \end{aligned} \quad (3.69)$$

および,

$$\epsilon_P = \frac{\langle \sum_d \phi_P \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M_P \phi_P \rangle} \quad (3.70)$$

$$\epsilon_d = \frac{\langle \sum_d \phi_d \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi_d \rangle} \quad (3.71)$$

と記述される。ここに、 $CR_P$  および  $CR_d$  は、検出器の出力を時間分析器にかけて測定した計数率  $CR(t)$  の時間変化の曲線から求められる。なお、 $\psi_\lambda^+$  は随伴固有値方程式、すなわち (3.6) 式の第1随伴固有関数である。また、 $M_P$  は (2.7) 式で定義したものである。

いま、(3.67) 式に  $\psi_\lambda^+$  を掛けて内積を取ると、

$$\begin{aligned} \langle \psi_\lambda^+ H \phi_d \rangle + \langle \psi_\lambda^+ \sum_j \sum_i D_i^j \phi_P \rangle &= \rho_s \langle \psi_\lambda^+ M \phi_d \rangle + \langle \psi_\lambda^+ \sum_j \sum_i D_i^j \phi_P \rangle \\ &= 0 \end{aligned}$$

となる。したがって、

$$-\rho_s = \frac{\langle \psi_\lambda^+ \sum_j \sum_i D_i^j \phi_P \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M \phi_d \rangle} \quad (3.72)$$

となり、静的反応度  $\rho_s$  が  $\phi_P$  および  $\phi_d$  で表現される。さらに、(3.68) 式から (3.71) 式の計数值  $A_P$ 、 $A_d$  および実効的中性子検出効率  $\epsilon_P$ 、 $\epsilon_d$  を用いて、上式は、

$$\begin{aligned} -\rho_s &= \frac{\epsilon_d}{\epsilon_P} \cdot \bar{\beta}_P \cdot \frac{A_P}{A_d} \\ &= f_\epsilon \cdot f_\beta \cdot (-\rho_{PNS}) \end{aligned} \quad (3.73)$$

$$f_\epsilon = \frac{\epsilon_d}{\epsilon_P} \quad (3.74)$$

$$f_\beta = \frac{\bar{\beta}_P}{\bar{\beta}} \quad (3.75)$$

$$\bar{\beta}_P = \sum_j \sum_i \frac{\langle \psi_\lambda^+ D_i^j \phi_P \rangle}{\langle \psi_\lambda^+ M_P \phi_P \rangle} \quad (3.76)$$

と書ける。

(3.73) 式の  $\rho_{PNS}$  は従来の方法で求めたときの反応度であるから、この式は、体系の静的反応度を得るには、 $f_\epsilon \cdot f_\beta$  の補正係数を必要とすることを意味する。そこで、以下においては、補正係数  $f_\epsilon$  および  $f_\beta$  についてその特徴を検討する。

補正係数  $f_\epsilon$  は、この場合もやはり検出器位置の関数である。それは、 $f_\epsilon$  の値が遅発中性子成

分  $\Phi_d$  と即発中性子成分  $\Phi_p$  についての実効的中性子検出効率の比だからである。そして、 $\Phi_p$  および  $\Phi_d$  の満足すべき式は、それぞれ (3.64) 式をよび (3.67) 式であるが、これらの式は外部中性子源項のみが異なっている。したがって、体系内の特異点、例えば模擬制御棒の存在によって補正係数  $f_e$  は特に影響を受けるものではない。

パルス中性子源法においても、中性子源引抜き法の場合と同様に、外部中性子源  $S$  は一般に点状であると考えてよい。したがって、 $\Phi_p$  は  $\Phi_d$  に比べて、外部中性子源  $S$  の位置およびスペクトルの影響を強く受けるものと考えられる。また、 $\Phi_d$  は外部中性子源項に遅発中性子先行核生成の作用素  $D_i^j$  を含むことから、 $\epsilon_d$  は検出器位置周辺の核分裂性同位体の種類に影響される。これらのことから、 $f_e$  は、点状外部中性子源の位置やエネルギー・スペクトル、検出器位置と、その近傍の組成からきまる  $\beta_i^j$  の値、などに関連する補正項であると理解できる。したがって一般的にみて  $f_e$  の値は検出器が外部中性子源の近くにあるほど 1 よりも小さな値を示し、遠ざかるにしたがい次第に大きくなり、1 を超えるような傾向にある。また、検出器がウラン燃料の領域にあるよりも、プルトニウム燃料の領域にある方が  $\Phi_d$  が小さくなり、その結果  $\epsilon_d$  が小さくなることから  $f_e$  の値も小さくなると考えられる。

これに対して、補正係数  $f_p$  は検出器位置に依存するものではない。そして  $\rho_{PNS}$  の測定に際して  $\bar{\beta}$  の代りに  $\bar{\beta}_p$  を用いておれば  $f_p = 1$  となり、補正を必要としないものである。しかしながら  $\bar{\beta}$  は、一般には簡単のため  $\psi_\lambda^+$  および  $\psi_\lambda$ 、つまり固有関数によって求められている。このとき中性子源引抜き法と同様  $\beta_i^j$  は高速中性子による核分裂においては小さくなることから  $\bar{\beta}_p$  は  $\bar{\beta}$  より小さくなる可能性がある。また、 $\Phi_p$  は外部中性子源位置で急激に大きくなる空間分布を示すことから、その近傍における  $D_i^j$  の大きさに影響される。これらのことから  $\bar{\beta}$  として、近似的に固有関数で計算したものをを用いた場合には、特に部分模擬体系に対しては、 $f_p$  値は有意な補正量になり得る。

補正係数  $f_e, f_p$  の計算の流れを Fig. 3.4 に示す。まず、(3.64) 式を解いて  $\Phi_p$  を求め (3.67) 式の  $\sum_j \sum_i D_i^j \Phi_p$  の項を計算する。次に (3.67) 式を解いて  $\Phi_d$  を求める。また、 $\lambda$  モードの随伴固有値方程式、すなわち (3.6) 式を解いて  $\psi_\lambda^+$  を求め、これと  $\Phi_p, \Phi_d$  を用いて  $\epsilon_p, \epsilon_d$  および  $\bar{\beta}_p$  を計算し、 $f_e$  および  $f_p$  を得る。これらの計算において、いずれの式も定常状態に関する計算コードによって、近似を含むことなく解くことが可能である。

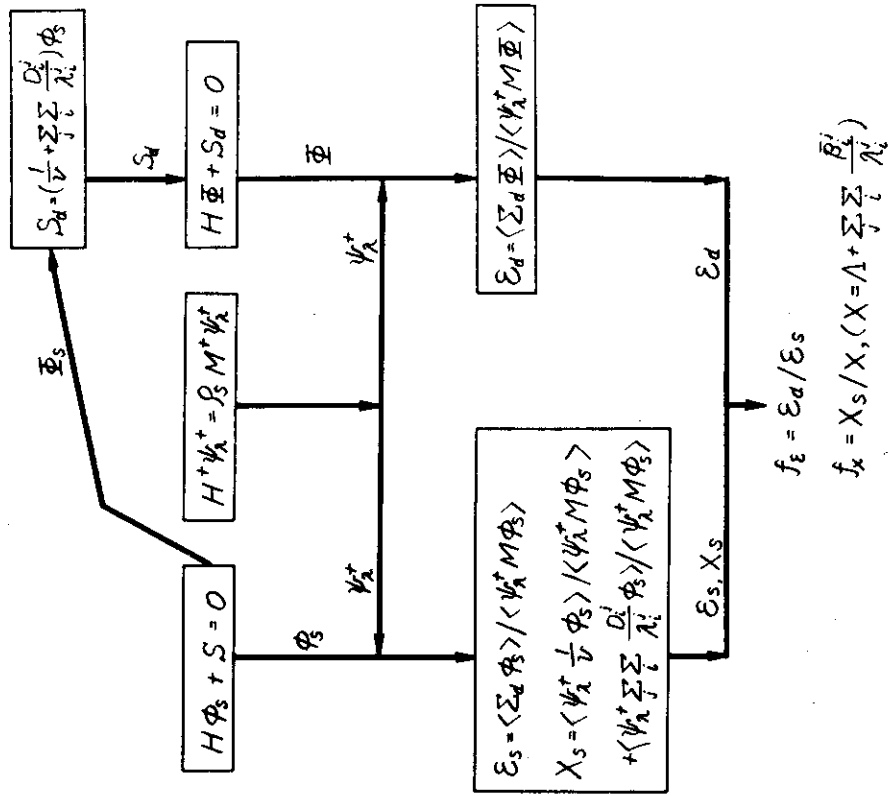


Fig. 3.2 Calculation flow of  $f_\epsilon$  and  $f_x$  on source jerk method

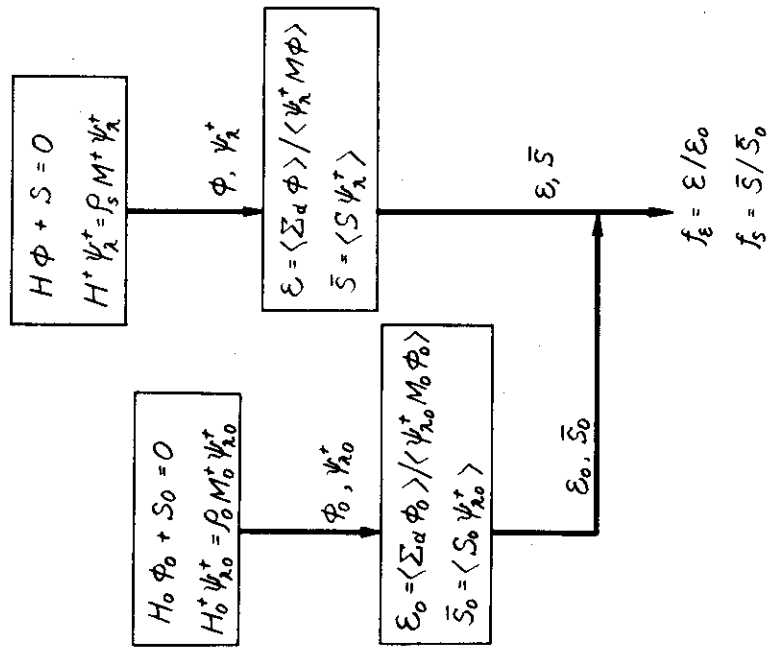


Fig. 3.1 Calculation flow of  $f_\epsilon$  and  $f_s$  on neutron source multiplication method

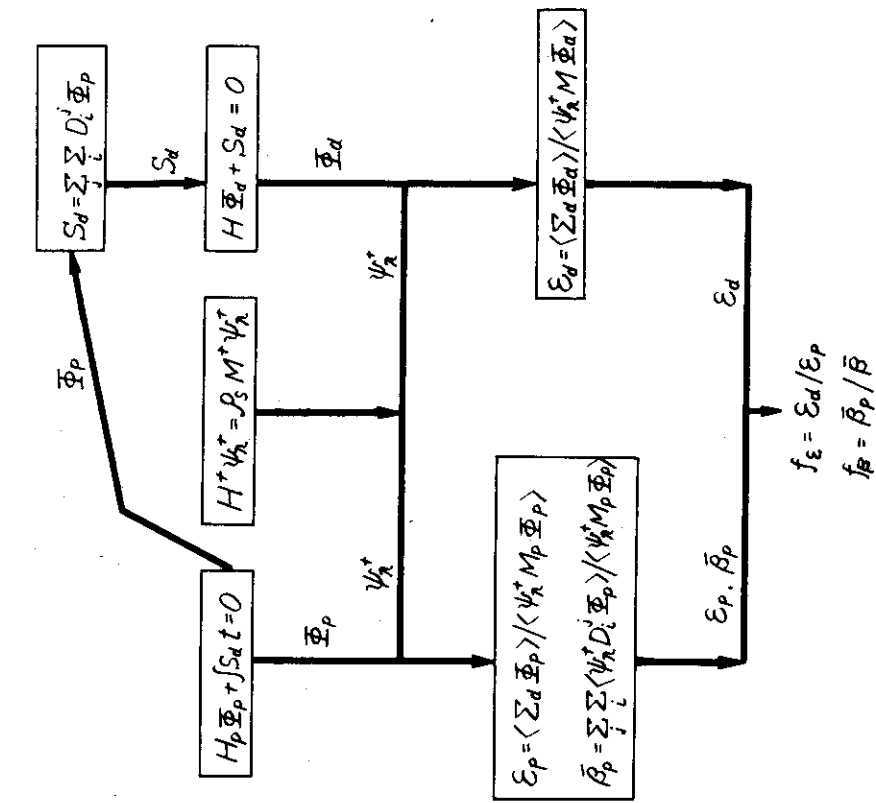


Fig. 3.4 Calculation flow of  $f_\epsilon$  and  $f_\beta$  on pulsed neutron source method

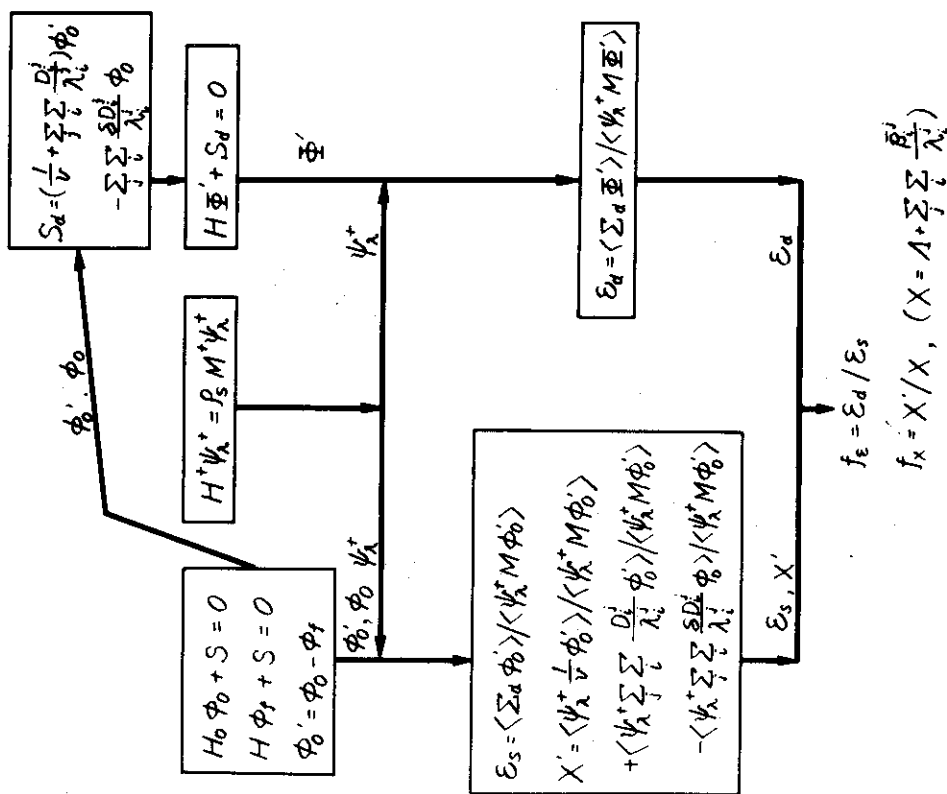


Fig. 3.3 Calculation flow of  $f_\epsilon$  and  $f_x$  on rod drop method



## 4. 理論的補正法の実験による検証

### 4.1 実験体系の構成

理論的補正法を、実験的に検証するに際して、その実験が、有効な検証となり得るために留意すべきこととして、以下のことが考えられる。

まず、(1)同一の体系に対して、複数の異なる位置で反応度測定を行い、さらに、(2)同じ体系に対して、外部中性子源分布の異なる状況のもとで異なる測定法でも、反応度測定を行うべきである。このわけは、理論的補正法が目的としているのは、体系の静的反応度を得ることだからであり、したがって補正を行うことによって得られた反応度が、検出器位置および外部中性子源分布に、依存しないことを、確認できなければならない。

さらに、(3)臨界から十分に離れた、極端に深い未臨界体系 ( $\sim -10\% \Delta k/k$ )、および(4)模擬制御棒などの特異点をもって、中性子束分布が複雑な空間的变化を示し、その体系の第1固有関数と大きく異なるような体系についても反応度測定を行うことが必要である。それは、このような体系においては、静的反応度が従来の方法によって得られる種々のみかけの反応度と、大きく異なることが考えられるので、補正の効果を容易に確認できるからである。さらに、理論的補正法の実用性をみる観点からも、簡単な計算で正しい補正係数が得られるかを検定するためには、このような、計算にとって厳しい状況での、実験的検証は欠かすことができない。

このようなことから、実際の実験的検証では必ず複数個の検出器を異なる位置に設置して、それらで同時に反応度測定を行うものとした。そして、測定法としては、主として中性子源増倍法および中性子源引抜き法を、また一部にパルス中性子源法を用いた。このわけは、外部中性子源分布が中性子源増倍法では、プルトニウム燃料中の $^{240}\text{Pu}$ の自発核分裂中性子を用いることから、体系内にひろがりをもった分布となっているのに対して、中性子源引抜き法およびパルス中性子源法では、加速器を使用したことから、点状中性子源となっていることによる。

さらに、体系内に多数本の模擬制御棒を種々のパターンで挿入することによって、多種の未臨界体系を構成し、それらについて反応度測定を行った。このとき最も深い未臨界体系はほぼ $-10\% \Delta k/k$ の反応度のものとなった。

実験は、日本原子力研究所の高速臨界実験装置 (FCA)<sup>5)</sup>と傍らに設置されている加速器を用いて行った。以下ではFCAおよび加速器について簡単に記述する。

FCAはFig. 4.1-1および4.1-2に示すように、水平2分割型の臨界実験装置で、その本体は、断面の外辺が $5.52\text{ cm} \times 5.52\text{ cm}$ の不銹鋼の正方形パイプ (以下格子管という) を積み重ねてできたマトリックス (格子管集合体) である。これは中央部から2分割されている。一方は固定され、固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体 (Fixed half) と呼ばれている。もう一方は、移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体 (Movable half) と呼ばれ、運転停止時には固定側から $2\text{ m}$ 離れた位置にあり、運転開始によりレール上を移動して、固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体に密着する。また、マトリックスは当初、 $35\text{ 行} \times 35\text{ 列}$ であったが、その後拡大され現在は $51\text{ 行} \times 51\text{ 列}$ の大きさである (実験的検証は拡大前および拡大後に行われた)<sup>6)</sup>。そして、格子管位置は通常、行および列の番号で呼ばれる。行は最上段を1とし、列は固定側の

向って最左列を1としている。したがって、集合体中心は18-18 (35行×35列の拡大前)、あるいは26-26 (現在の51行×51列) となり、これが炉心中心となっている。また、体系の記述をする上で便利のため中心行をX軸、中心列をY軸と称している。

種々の寸法の平板状の燃料および構造材模擬物質を組み合わせて引出し (不銹鋼製) に装填し、格子管集合体に装荷して体系 (炉心およびブランケット等) を形成する。特徴的なことはFCAの制御棒引出しおよび安全棒引出し (以下制御・安全棒という) には、燃料要素が装填されている。それゆえ、移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体が密着したあと、制御棒を挿入することによって臨界に到達する。また、制御・安全棒の駆動装置は各 $\frac{1}{2}$ 集合体に通常はそれぞれ1体および3体装着されている。各駆動装置は、拡大前は1本の引出し、拡大後は2本の引出しを駆動するものである。全ての安全棒は、運転時には、通常全挿入 (Full-in) されている。一方、スクラム時には全ての制御・安全棒が200 m sec ではほぼ全引抜き (Full-out) となり、同時に移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体が後退し、体系は2分割される。

加速器は200kVのCockcroft型で、D-T反応により、14 MeVの中性を発生する。また、加速器のターゲットは固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体の中心行 (18行あるいは26行) に沿って任意の位置に設置可能である (Fig. 4.2, 4.10 参照)。そしてターゲット設置のための延長管は、Fig. 4.3 に示すように密着面から5.08 cmの奥行き領域を占める。この加速器はパルス中性子源法の研究を目的に設置され、PNSと称されており、パルス中性子源法では繰返しパルス運転を行ったが、中性子源引抜き法では連続ビームで運転した。

実験的検証は、拡大前のVI-2 B2集合体において主に中性子源増倍法および中性子源引抜き法で行い、一部パルス中性子源法を用いた<sup>23)~26)</sup>。この集合体は比較的小さな (630  $\ell$ ) 単純な構成の体系である。さらに、拡大後のVII-1 90 B集合体においても、中性子源増倍法および中性子源引抜き法で実験がなされた<sup>27)</sup>。この集合体は比較的大きな (1400  $\ell$ ) 偏平な体系で、炉心は多種の引出しで複雑な構成となっている。また、VII-1 90 Z集合体においては、中性子源増倍法のみで測定がなされた。

これらの体系はいずれも、高速原型炉「もんじゅ」の部分模擬体系であり、炉心内には1本、あるいは数本のナトリウム・チャンネルが存在する。ナトリウム・チャンネルは、その部分の引出し内を不銹鋼で密閉された金属ナトリウム板のみで構成したものである。

反応度を測定する未臨界体系は炉心内のナトリウム・チャンネルを模擬制御棒によって置換 (以下このことを模擬制御棒の挿入ともいう) して実現した。通常、模擬制御棒値測定過程は、(1) 模擬制御棒を含まない体系 (以下ではこの体系を基準体系という) を臨界にし、(2) 1本あるいは数本のナトリウム・チャンネルを模擬制御棒に置換し (以下ではこの体系を測定体系という)、(3) その体系の未臨界度を測定する、としたものである。そして、この置換による反応度変化を模擬制御棒値と称している。したがって、模擬制御棒値はそれらが挿入された体系の負の反応度と等価である。なお、中性子源増倍法の場合には反応度較正を行う浅い未臨界体系を基準体系ともいう。

以下においては、各基準体系の構成、核的特性と反応度測定上の意義、模擬制御棒の構成と測定体系の名称、外部中性子源分布と中性子検出器位置等について記述する。

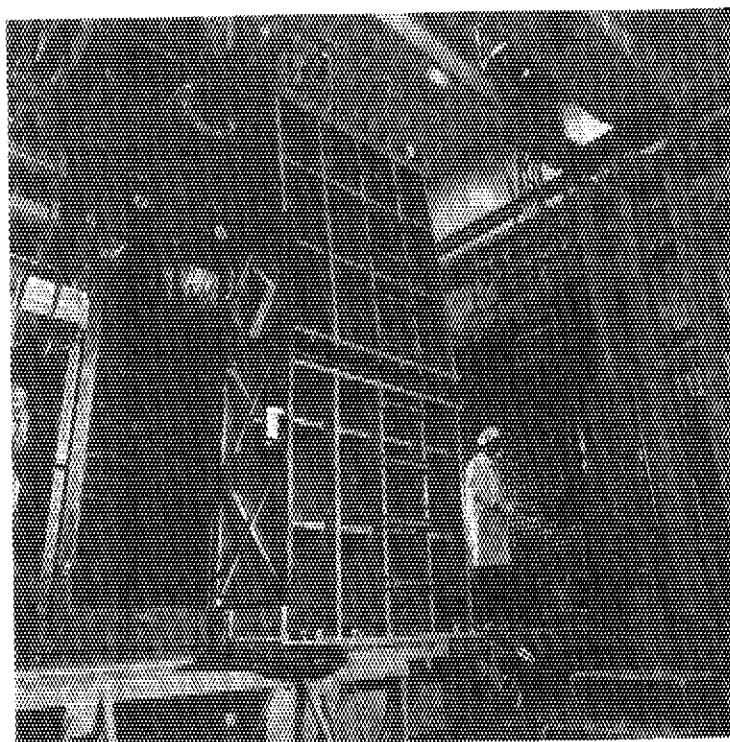
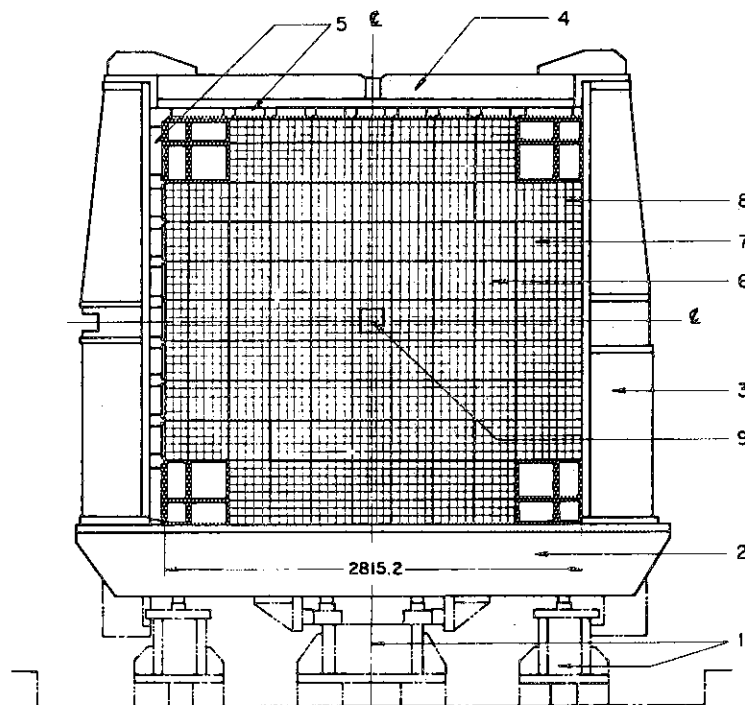


Fig. 4.1.1 The FCA enlarged to 51 rows by 51 columns



- |                    |                        |
|--------------------|------------------------|
| 1 BED              | 6 5x5 BUNDLE (OLD)     |
| 2 TABLE            | 7 5x5 BUNDLE (NEW)     |
| 3 SIDE FRAME       | 8 3x5 BUNDLE (NEW)     |
| 4 UPPER FRAME      | 9 REMOVABLE 3x3 BUNDLE |
| 5 ADJUSTABLE SCREW |                        |

Fig. 4.1.2 Sectional view of matrix tube assembly (Movable side)

#### 4.1.1 基準体系

実験的検証のなされたFCA VI-2 B2集合体（以下VI-2集合体ともいう）は、内炉心を「もんじゅ」の内炉心に模擬したゾーン形式の物理的模擬実験体系であり、一方FCA VII-1集合体は「もんじゅ」をセクター状に模擬した工学的模擬実験体系である。そしてVI-2集合体は「もんじゅ」内炉心における組成依存の炉物理量の測定を目的とし、計算における近似を少なくするよう単純な構成である。これに対して、VII-1集合体は径方向について空間依存の炉物理量を求めることを意図し、実機に近い大きさの偏平な炉心の体系である。

VI-2およびVII-1集合体においては、実験的検証の目的に応じてそれぞれNC、NPの2基準体系、および90Z-1、90Z-4、90Z-7、90B-10、90B-10Bの5基準体系を構成した。以下に、VI-2およびVII-1集合体の概要を記述する。

#### VI-2 B2集合体の基準体系

VI-2 B2集合体の中心断面をFig. 4.2および4.3に示す。この集合体の炉心高さは約91cm、内炉心（試験領域）の等価半径は約29cmで、Pu燃料が装荷されている。そして、外炉心（ドライバ領域）は等価半径約47cmで、20%濃縮および90%濃縮の金属ウランを燃料としている。したがって、高さと同径のほぼ等しい円筒2領域炉心である。Fig. 4.3に示すように径方向ブランケットは、炉心に接する部分は天然ウランの金属ブロックとし、炉心部分の軸方向ブランケットに接する部分は、長さ約20cmの劣化ウラン（0.2%<sup>235</sup>U）の金属ブロックで構成している。一方、炉心部分の軸方向ブランケットは、ナトリウムおよび劣化ウラン酸化物（DUO<sub>2</sub>、0.2%<sup>235</sup>U）により構成された模擬ブランケットで、厚さは約36cmである。また炉心体積は約630ℓで、炉心内の装荷燃料は、Pu-fiss（<sup>239</sup>Puと<sup>241</sup>Puを指す）が約102kg、<sup>235</sup>Uが約425kgである。臨界系の諸元をTable 4.1に示す。

内炉心領域の引出しの構成は、Pu（92%-fissile、 $\frac{1}{16}$ "厚）2枚、DUO<sub>2</sub>（0.2%<sup>235</sup>U、 $\frac{1}{4}$ "厚）3枚、Na（ $\frac{1}{4}$ "厚）4枚、およびAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>（ $\frac{1}{16}$ "厚）2枚で、合計2"（5.08cm）厚で、引出し内にすきまなく装填される。ここに、Pu板およびNa板は不銹鋼の板で密閉されたものであり、DUO<sub>2</sub>およびAl<sub>2</sub>O<sub>3</sub>は焼結板である。また、外炉心領域の引出しも同様に数種の模擬板によって構成されている。各種引出しの装填図をFig. 4.4-1から4.4-3に示す。さらに、体系を構成する各領域の均質化した原子数密度をTable 4.2に示す。ここに均質化は、5.52cm×5.52cm×1cmの体積内で、格子管および引出しの不銹鋼を含めて、全て均質に混合しているものとして行ったものである。

炉心中心部における各種スペクトル・インデックスをTable 4.3に示す。また25群拡散計算による炉心中心部の中性子スペクトルをFig. 4.5に示す。さらに、<sup>239</sup>Puおよび<sup>238</sup>Uについて、micro fission chamberによる核分裂率の径方向分布（相対値）の測定値をFig. 4.6に示す。この図には、外炉心のUドライバは反応度値の高い（reactive）領域になっていることが明示されている。

FCAの制御・安全棒は、内炉心と外炉心の境界に、炉心中心に対して上下、左右対称に、4本×2（固定側および移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体）設置されている。

基準体系はNC体系およびNP体系の2種があり、Fig. 4.2に示されているごとく、ナトリウム

・チャンネルが炉心中心を含む位置にある体系をNCといい、試験領域の周辺にある場合をNP体系と称している。したがって、VI-2 B2 集合体では、NCおよびNPのいずれの基準体系においても、1本のナトリウム・チャンネルのみを有するものである。ここにナトリウム・チャンネルは、FCA格子管の2本分の断面(5.52 cm×5.25 cm×2)を有する大きさである。

Tomlinsonの遅発中性子データ<sup>51)</sup>を用いて計算した、実効的遅発中性子の割合 $\bar{\beta}$ は、基準体系に対して0.595%である。ここに、核種毎の内訳は、 $^{235}\text{U}$ が0.34%、 $^{238}\text{U}$ が0.19%、 $^{239}\text{Pu}$ が0.06%、その他( $^{240}\text{Pu}$ および $^{241}\text{Pu}$ )0.005%で、ウランが全体の89%強の寄与を示し、 $^{240}\text{Pu}$ および $^{241}\text{Pu}$ の合計は全体の0.6%の寄与にとどまっている。また、基準体系の即発中性子寿命 $A$ は、0.27  $\mu\text{sec}$ と計算されている。Table 4.4に $\bar{\beta}$ の値および $A$ の値を示してある。これらの計算法については、4.3に記述する。

以上2種の基準体系の特徴をみると、まずNC体系は、対称性の良好な未臨界体系のための基準体系であり、そしてNP体系は、偏心した特異点を有する未臨界体系のための基準体系といえる。一般に特異点のある体系の負の反応度の測定において対称性の良好な系では、補正を行わない反応度には、概して検出器位置依存性が少ない。一方、偏心の強い体系においては、補正を行わない反応度は、検出器位置に大きく依存することになる。したがって、NC体系およびNP体系の基準体系を構成したことは、このように測定条件の大きく異なる系について、実験的検証を行うことを意図したものである。

### Ⅶ-1 集合体の基準体系

Ⅶ-1 集合体においては、実験目的に応じて、プルトニウム燃料領域の形状あるいはナトリウム・チャンネルの数のことなる90Z-1, 90Z-4, 90Z-7, 90B-10 および90B-10Bの5種の基準体系を構成した。中心断面をそれぞれFig. 4.7-1, 4.7-2, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11に示す。これらの具体的内容についてはあとで述べるものとする。

Ⅶ-1 集合体的は、高速原型炉「もんじゅ」の工学的模擬実験を目的として、格子管集合体を拡大したあとに形成された集合体である。しかし、プルトニウム燃料在庫量の不足により、複雑な炉心構成の部分模擬体系となっている。それで、この集合体の内炉心は、「もんじゅ」の内炉心を模擬した試験領域(T1, プルトニウム燃料)とウラン燃料のドライバー領域(D1)の2種の領域で構成されている。また、外炉心は、「もんじゅ」の外炉心を模擬した試験領域(T2, プルトニウム燃料)、ウラン燃料のD2, D2'領域およびウランとプルトニウムを燃料としたD2'(92), D2'(81), D2'(75)領域の計6領域で構成されている(D2'について( )内の数字は、使用したプルトニウム燃料板内の $^{239}\text{Pu}$ と $^{241}\text{Pu}$ の重量百分率を示す)。

しかしながら、内炉心のD1領域は、マクロな核特性をT1領域に類似するように、模擬材の構成を選定したものであり、一方外炉心のD2, D2'(92), D2'(81), D2'(75)およびD2'(以下ではD2等という)の各領域も、T2領域にマクロな核特性を類似させてある<sup>52)</sup>。したがって、この集合体は臨界定常の静的な核的特性の観点からは、概ね2領域炉心と見なせるものである。

D1およびD2等の引出しの構成は、それぞれT1およびT2領域のマクロな核特性を類似させるべく、以下の3点について相互に合致するよう配慮した。すなわち、(1)基本モードスペクトル、(2)材料バックリング $B_m^2$ 、および(3)拡散係数 $\bar{D}$ である。そこで、Table 4.5-1 および4.5-2に

Table 4.1 Critical parameters of Assembly VI-2 B2

R (test zone)	29.38 (cm)
R (driver)	46.85±0.05 (cm)
R (blanket)	72.17 (cm)
V (test zone)	247.97 (ℓ)
V (whole core)	630.5±1 (ℓ)
Pu-fissile	101.64 (Kg)
U-235 (driver)	424.95±0.8 (Kg)
k - effective	1.000

Table 4.3 Absolute Fission Rate Ratio (VI-2)

Position	R <sup>49</sup> /R <sup>25</sup>	R <sup>28</sup> /R <sup>25</sup>
18-18	0.956±3%	0.0129±3%
18-29	1.046±3%	0.0058±3%

Table 4.4 Kinetic parameters for the measured systems\*

System	$\bar{\beta}$ (%)	$\lambda_p$ (10 <sup>-6</sup> sec)	$\Lambda$ (10 <sup>-6</sup> sec)
NC, NP	0.595	0.272	0.270
BC-7, BP-7	0.603	0.253	0.255
BC-16	0.608	0.244	0.249
BC-32, BP-32	0.614	0.235	0.243
BC/7C, BP/7C	0.607	0.254	0.253

\*Calculated values by 6-group 2-D diffusion eq.(R-Z) with Tomlinson's delayed data.

$$\frac{1}{\bar{\beta}} \sum_{i,j} \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} = 11.258 \text{ sec. for NC system.}$$

Table 4.2 Atomic number densities

(10<sup>22</sup>cm<sup>-3</sup>)

Nuclide	Core										Blanket						B <sub>4</sub> C (homo.)						B <sub>4</sub> C (hetero.)					
	Test	Driver	S/R	NT	SCR-homo	Pu-driver	Radial		Axial-1		Axial-2		Nach.	Plate	7-pin	16-pin	32-pin	7-pin		16-pin (90%)		16-pin (80%)		B80T	B90T			
							Radial	Axial-1	Axial-2	Axial-1	Axial-2	B <sub>4</sub> C						Na	B <sub>4</sub> C	SUS	B <sub>4</sub> C	SUS	B <sub>4</sub> C			SUS		
Pu-239	0.10458			0.0893	0.0339	0.0523																			0.0893			
Pu-240	0.00933			0.0080	0.0030	0.0047																			0.0080			
Pu-241	0.00092			0.0008	0.0003	0.0005																			0.0008			
U -235	0.00152	0.28483	0.67794	0.0013	0.2209	0.1718	0.0289	0.0086	0.00187																0.0013			
U -238	0.69057	0.68915	0.05124	0.5898	0.6445	0.6806	3.9885	4.0070	0.9228																0.5898			
O	1.7286	1.3619		1.4764	1.3844	1.3619			1.8596																1.4764			
Na	0.7656	0.7656		0.8773	0.7115	0.7656			0.7656					1.5312	1.0229				1.3105						0.6539			
Al	0.2403	0.9079	1.6951	0.2052	0.7473	0.9079																			0.2052			
Cr	0.3413	0.3134	0.2511	0.3563	0.3180	0.3273	0.1827	0.1827	0.3134	0.4443	0.4771	0.4368	0.4544					0.6112		0.8763		0.9470	0.3604	0.3552				
Fe	1.2504	1.1504	1.0547	1.3066	1.1760	1.2004	0.6652	0.6652	1.1504	1.6356	1.7370	1.5905	1.6542					2.2252		3.1903		3.4466	1.3186	1.3000				
Ni	0.1566	0.1420	0.1094	0.1636	0.1444	0.1493	0.0796	0.0796	0.1420	0.2044	0.2080	0.1904	0.1981					0.2664		0.3820		0.4129	0.1638	0.1615				
B - 10											2.1273	4.8484	4.5327							9.6684		8.4095			0.6153			
B - 11											0.2322	0.5292	0.8513							1.0552		2.3400			0.1712			
C											0.5628	1.2826	1.2763							2.5577		2.5326			0.1853			

Table 4.5.1 Comparison of calculated three fundamental quantities of driver and test zone  
(J-F-II/EXPANDA)

	Inner core		Outer core	
	D <sub>1</sub> driver	T <sub>1</sub> test zone	D <sub>2</sub> driver	T <sub>2</sub> test zone
$B_m^2$ (cm <sup>-2</sup> )	0.001195	0.001188	0.002414	0.002523
$\bar{D}$ (cm)	1.485	1.468	1.385	1.571
$\frac{\sum_g  \Delta\phi_g }{\sum_g \phi_g}$	5.24%		11.95%	
$(\sigma_f^8 / \sigma_f^5)$	(0.02311)	(0.02334)	(0.03030)	(0.03332)

Table 4.5.2 Comparison of calculated fundamental mode neutron spectra of driver and test zone  
(J-F-II(25G)/EXPANDA)

Group % g	Inner core		Outer core	
	$\phi_g$ (D <sub>1</sub> )	$\phi_g$ (T <sub>1</sub> )	$\phi_g$ (D <sub>2</sub> )	$\phi_g$ (T <sub>2</sub> )
1	0.17	0.20	0.24	0.26
2	0.84	0.98	1.16	1.26
3	2.29	2.55	3.07	3.20
4	5.42	5.06	6.91	6.28
5	8.16	7.63	9.66	9.33
6	10.44	10.23	11.82	12.34
7	14.29	15.45	14.41	17.32
8	14.29	14.85	13.37	15.24
9	14.95	14.87	13.51	13.94
10	13.28	12.11	11.07	10.11
11	6.53	6.73	6.19	5.05
12	3.64	3.58	3.58	2.48
13	2.26	2.05	2.16	1.32
14	1.91	2.02	1.64	1.16
15	0.94	1.03	0.77	0.49
16	0.407	0.449	0.312	0.178
17	0.143	0.156	0.102	0.051
18	0.042	0.038	0.028	0.010
19	0.010	0.010	0.006	0.002
20	0.002	0.002		
Total	100.0	100.0	100.0	100.0



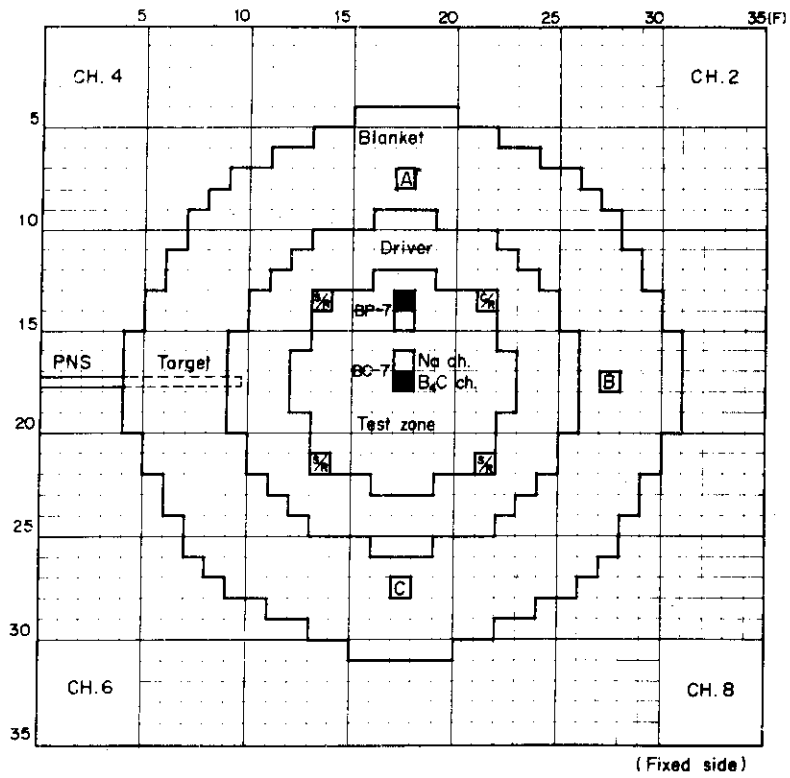


Fig. 4.2 Detector arrangement in the core (BC-7 or BP-7 system)

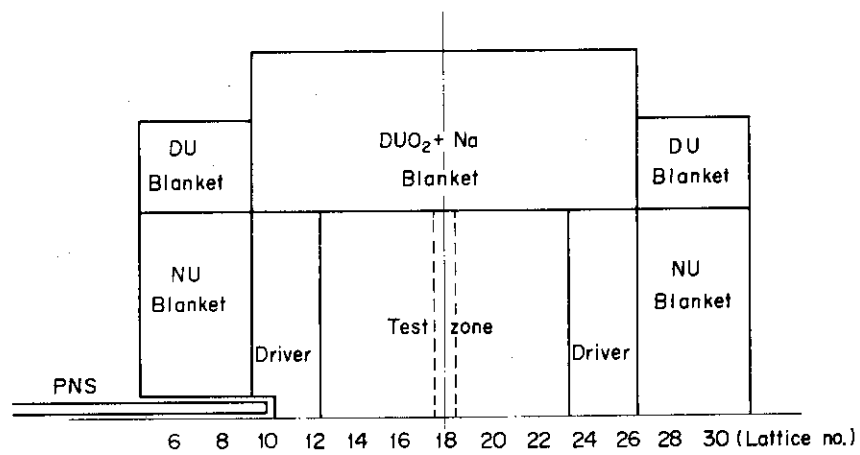


Fig. 4.3 Horizontal cross section of VI-2 B2 NC system

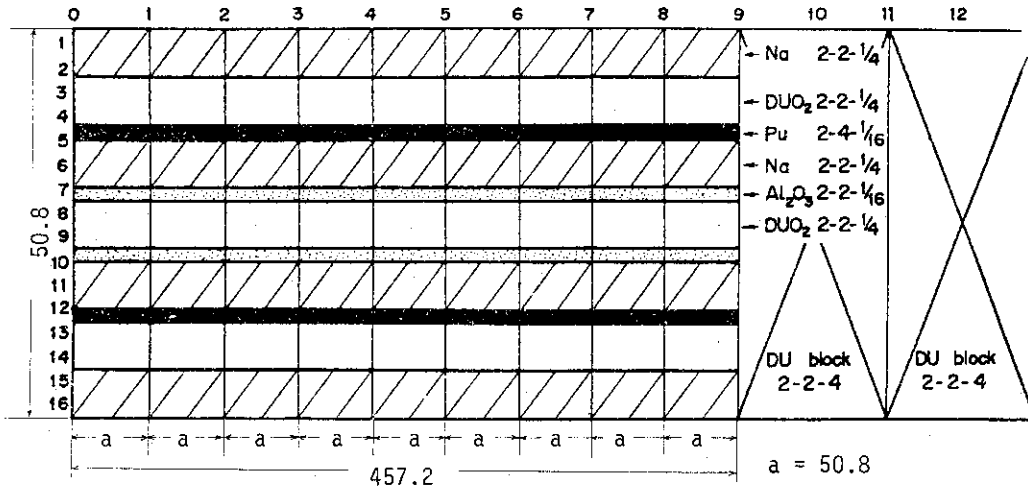


Fig. 4.4.1 Test region drawer pattern of Assembly VI-2

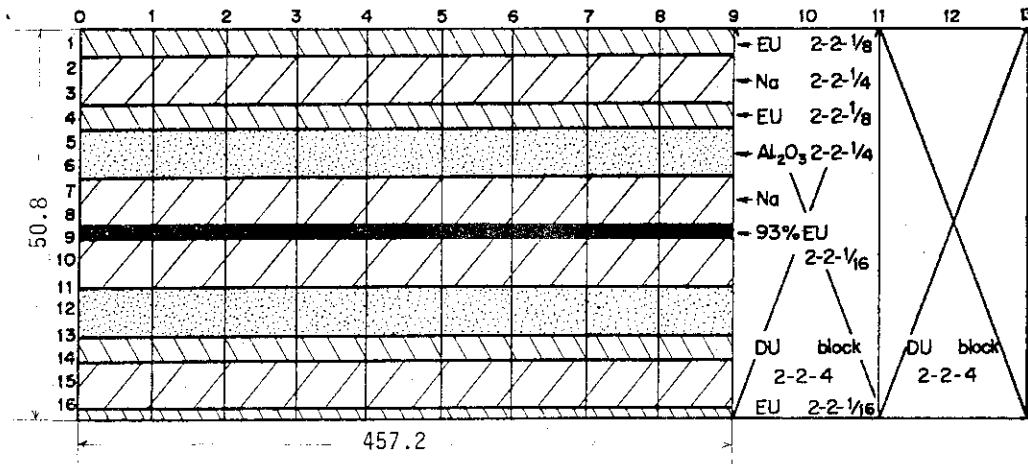


Fig. 4.4.2 Driver region drawer pattern of Assembly VI-2

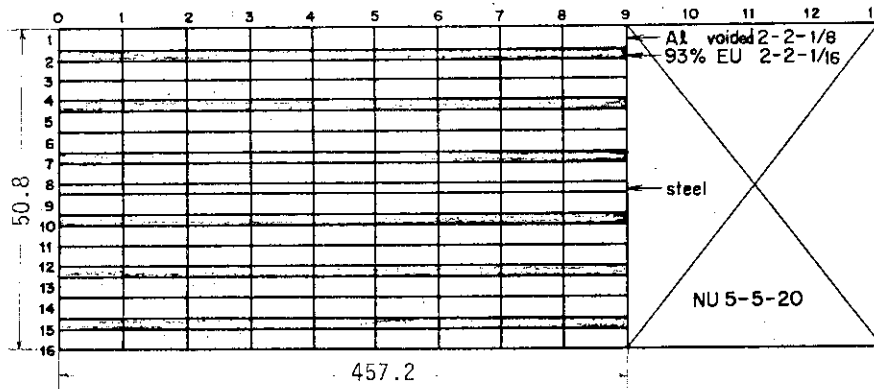


Fig. 4.4.3 S/R, C/R cell pattern of Assembly VI-2

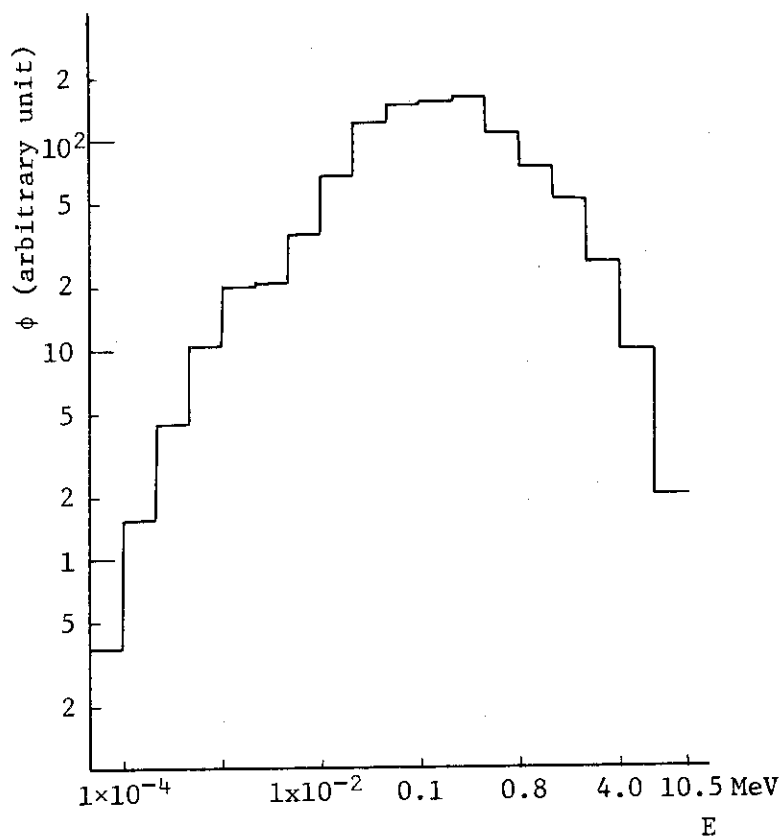


Fig. 4.5 Neutron spectrum of core center (VI-2 B2 Assembly)

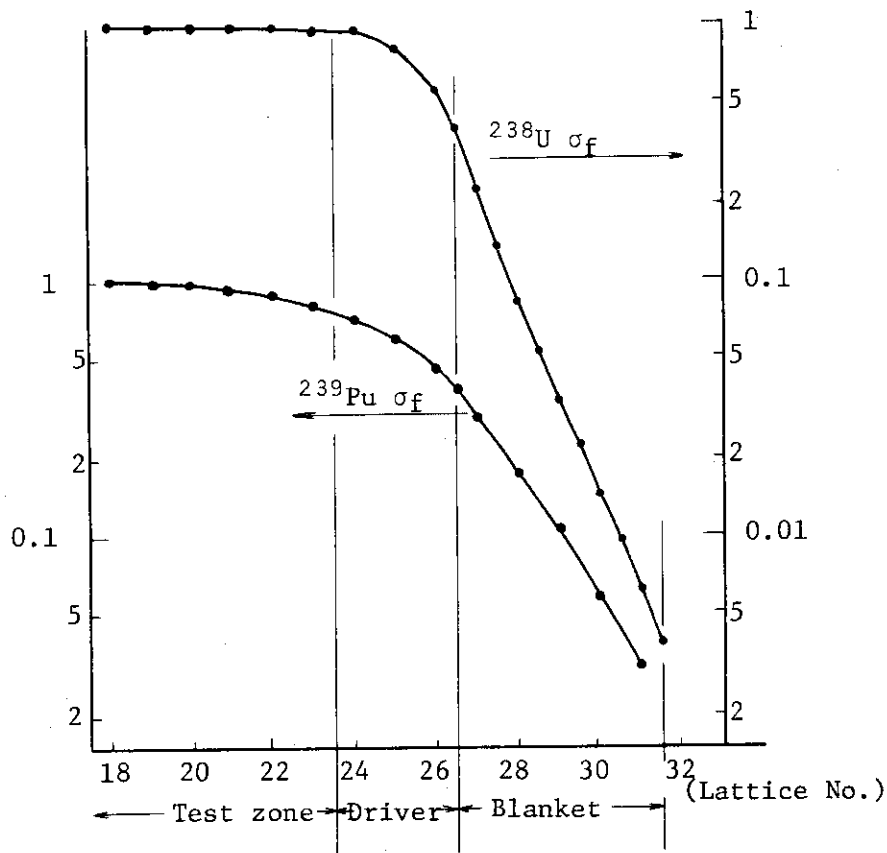


Fig. 4.6 Radial fission traverse (VI-2 Assembly)

それぞれ、T1、T2、D1およびD2について核特性の比較、および基本モードスペクトルを示してある。この表に見られるように、結果的には、D1要素はT1要素に極めて近いが、D2要素とT2要素の間の核特性上の相異は有意な差があるものとなっている。

基準体系の臨界性に関する諸元を Table 4.6 に示す。炉心高さはVI-2集合体と同様約91cm、内炉心の等価半径は約53cm、外炉心の等価半径は約70cmであり、直径対高さ(D/H)が約1.5の扁平な形状である。また、炉心体積は内炉心が約800ℓ、外炉心が約600ℓで合計1400ℓであり、装荷燃料の量は、Pu-fiss が約250kg、<sup>235</sup>Uが約500kgである。径方向ブランケットは厚さ約20cmで、0.2%<sup>235</sup>Uの劣化ウラン金属ブロックで構成されている。そして、軸方向ブランケットは厚さ約20cmで、T1およびT2領域については、径方向ブランケットと同様に、0.2%<sup>235</sup>Uの劣化ウラン金属ブロックであり、その他の領域については天然ウラン金属ブロックとしてある (Fig. 4.7-2 参照)。

各領域の均質化した原子数密度を Table 4.7 に示す。ここに、内炉心の組成は、VI-2 B2 集合体のそれと同組成であるので、スペクトルその他の特性は類似である。

FCAの制御・安全棒は、内炉心と外炉心の境界にある。その1組の制御・安全棒は引出し2本で構成され、固定側および移動側½集合体に、各4組づつ設けられている。そして、両½集合体の制御棒は互いに対向している。また、留意すべきこととして、制御・安全棒引出しは、規定の反応度値を保持させるべく、D1要素の4倍近い<sup>235</sup>Uが装填されており、かなり大きな正の特異点を形成していることがあげられる。

VII-1集合体は、内炉心内の試験領域T1の形状の相異によって、2種の体系を構成した。すなわち、VII-1 90Z集合体およびVII-1 90B集合体である。前者は、T1領域が炉心中央部に円筒状にあり、周囲をD1領域が円環状にとりまき、したがって内炉心に関しては、T1およびD1領域で、いわゆるゾーン (zone) 形式を形成している。これに対して、後者のVII-1 90B集合体では、試験領域T1が約90°の角度の扇形に存在し、外炉心の試験領域T2に接して、セクター形式の部分模擬体系を形成するものである。このT1-T2のセクター部分は、実機の径方向の一部を模擬しているので、この部分において空間依存の諸量、例えば出力分布の測定が可能とされるものである。なお、試験領域T1の形状の相異は、中性子源増倍法における外部中性子源分布の相異を意味し、実験的検証の上で意義が大きいので、この点については4.1.3において記述する。以下では、それぞれの集合体の基準体系について記述する。

まず、VII-1 90Z集合体の基準体系としては、VII-1 90Z-1、VII-1 90Z-4およびVII-1 90Z-7集合体 (以下においては、それぞれ90Z-1、90Z-4および90Z-7ともいう) の3種の体系を構成した。Fig. 4.7および4.8に示すように、90Z-1および90Z-4集合体には、炉心中心にナトリウム・チャンネルが1本だけあり、そのナトリウム・チャンネルは、90Z-1集合体ではFCA格子管1本分(5.52cm×5.52cm)、90Z-4集合体では格子管4本分(5.52cm×5.52cm×4)の断面を有するものである。一方、Fig. 4.9に示すように90Z-7集合体は7本のナトリウム・チャンネルが、炉心中心を含むT1領域内に存在し、それらの断面はいずれも格子管1本分である。そして炉心中心を除く6本のナトリウム・チャンネルの位置は、半径約20cmの円周上に上下左右対称に分布している。このことは、内炉心領域における相対位置 (すなわち、炉心中心からの距離/内炉心半径) が、実機「もんじゅ」の安全棒のそれ

と、ほぼ等しくなるよう定めたことによる。

つぎに、VII-1 90B集合体の基準体系としては、Fig. 4.10 および 4.11 に示してあるVII-1 90B-10 およびVII-1 90B-10B集合体（以下においては、90B-10 および 90B-10Bともいう）の2種の体系を構成した。これらのうち、90B-10集合体には、7本のナトリウム・チャンネルがあり、そのうち1本はFCA格子管4本分（5.52cm×5.52cm×4）の断面を有し、それは内炉心試験領域T1内の周辺部にある。そして、その他の6本のナトリウム・チャンネルは、格子管1本分の断面のものであり、それらの設置場所の内訳は、D1領域内に3本、T1領域内に2本、T2領域内に1本である。一方、90B-10B集合体のほうには10本のナトリウム・チャンネルがあるが、これらのいずれも断面は、FCAの格子管1本分である。そして、各領域におけるナトリウム・チャンネルの数の内訳は、D1、T1、T2の各領域にそれぞれ3本、6本、1本である。

Tomlinson の遅発中性子データを用いて計算した実効的遅発中性子の割合  $\bar{\beta}$  や即発中性子寿命  $\lambda$  を Table 4.6 に示す。これによると、実効的遅発中性子の割合  $\bar{\beta}$  の値は、各基準体系によって少しずつ異なるが、約 0.55% である。また、各核種ごとの  $\bar{\beta}$  への寄与は、 $^{235}\text{U}$  が 55%、 $^{238}\text{U}$  が 30% 弱、 $^{239}\text{Pu}$  が 14% で残り  $^{240}\text{Pu}$  と  $^{241}\text{Pu}$  で約 1% を占める。すなわち、約 85% の遅発中性子が、ウランの核分裂によって生じたものとなっている。また、既発中性子寿命  $\lambda$  は、約 0.46  $\mu\text{sec}$  と計算されている。

以上5種の基準体系のそれぞれの特徴から、まず 90Z-1 および 90Z-4 集合体における実験では、比較的対称性の良好な状態で、特異点の強さを変化させて、理論的補正法の検証を旨としたものとなる。また、90Z-7 集合体においては多数本の模擬制御棒を挿入して、より深い未臨界状態における実験的検証となる。一方、90B-10 集合体では、FCA 格子管4本分の断面の模擬制御棒を非中心に挿入可能であるから、大きく偏心した体系での反応度測定となる。さらに、90B-10B 集合体では、10本のナトリウム・チャンネルが存在するので、最も深い未臨界体系（約 10%  $k/k$ ）における実験的検証がなされた。そして、90B-10 および 90B-10B 集合体では、模擬制御棒が外部中性子源の存在しない領域、具体的には D1 領域にも挿入されることは、今迄にない状況となっている。

#### 4.1.2 模擬制御棒および測定体系

模擬制御棒は多数本の炭化ボロン（以下では  $\text{B}_4\text{C}$  という）ピンのクラスター構造（以下ピン・クラスターという）のものである。個々の  $\text{B}_4\text{C}$  ピンは、直径 11.0 mm の  $\text{B}_4\text{C}$  焼結ペレットと、それらを入れる不銹鋼（SUS）のチューブで成っており、不銹鋼チューブの外径は 13.1 mm  $\phi$  で、長さは炉心高さの半分、つまり 45.72 cm である。そして、 $\text{B}_4\text{C}$  ピンには  $^{10}\text{B}$  濃縮度の異なる4種類、すなわち、天然（ $^{10}\text{B}$  ~ 20%）、30%、80%、および 90% のものを用意してある。また、これらは全て同一寸法である。したがって、ピン・クラスターの構成にあたって、 $\text{B}_4\text{C}$  ピンの本数、あるいは  $\text{B}_4\text{C}$  ピンの種類（ $^{10}\text{B}$  濃縮度）を任意に選定することにより、模擬制御棒の  $^{10}\text{B}$  総重量あるいは平均濃縮度を調整することが可能である。なお、FCA の 1 格子管内には、最大 16 本（4×4）の  $\text{B}_4\text{C}$  ピンを挿入し得る。 $\text{B}_4\text{C}$  ペレットおよび不銹鋼チューブの諸元を

Table 4.6 Critical dimensions of Assembly 90Z-1, 90Z-4, 90Z-7, 90B-10 and 90B-10B

			90Z-1	90Z-4	90Z-7	90B-10	90B-10B
Equivalent radius (cm)	Inner core	T <sub>1</sub> -zone (T <sub>1</sub> , Na ch)	33.11	33.11	33.11	53.31	53.31
		D <sub>1</sub> -zone (D <sub>1</sub> , SCR)	53.31	53.31	53.31		
	Outer Core (T <sub>2</sub> , D <sub>2</sub> , D <sub>2</sub> <sup>1</sup> , D <sub>2</sub> <sup>2</sup> )		69.43	70.05	70.61	70.61	70.61
	Radial Blanket		90.32	90.32	90.32	90.32	90.32
Core height (cm)			91.44	91.44	91.44	91.44	91.44
Axial Blanket thickness (cm)			20.32	20.32	20.32	20.32	20.32
Core volume (ℓ)	Inner core	T <sub>1</sub> -zone	314.8	314.8	314.8	314.8	314.8
		D <sub>1</sub> -zone	501.5	501.5	501.5	501.5	501.5
	Outer core		554.5	579.5	601.8	601.8	601.8
	Sum		1370.8	1395.9	1418.2	1418.2	1418.2
$\bar{\beta}$ (%)			0.542	0.547	0.551	0.561	0.558
$\Lambda$ (μsec.)			0.461	0.468	0.472	0.477	0.477

Table 4.7 Composition of FCA Assembly VII-1

( $10^{22}$  atoms/cm<sup>3</sup>)

Material	Inner core				Outer core				Blanket		
	T <sub>1</sub>	D <sub>1</sub>	C/R, S/R	T <sub>2</sub>	D <sub>2</sub>	D <sub>2</sub> '	D <sub>2</sub> '(92)	D <sub>2</sub> '(81)	D <sub>2</sub> '(75)	Dep. U	Nat. U
	Pu-239	0.10457	--	--	0.15685	--	--	0.05229	0.05113	0.04767	--
Pu-240	0.00926	--	--	0.01389	--	--	0.00463	0.01215	0.01688	--	--
Pu-241*	0.00077	--	--	0.00116	--	--	0.00039	0.00152	0.00415	--	--
U -235	0.00140	0.11775	0.50096	0.00140	0.18649	0.19600		0.09800		0.0086	0.0289
U -238	0.68684	0.24743	0.22869	0.68684	0.30034	0.77812		0.38906		4.0070	3.9885
C	--	--	--	--	0.8684	0.8684		0.6884		--	--
O	1.7149	1.3619	--	1.5461	1.3619	1.3619		1.3619		--	--
Na	0.7656	0.5742	--	0.7656	0.5742	0.5742		0.5742		--	--
AL	0.2403	1.1829	1.6951	0.1354	0.9079	0.9079		0.9155		--	--
Cr	0.3413	0.5000	0.2790	0.3552	0.4568	0.2807		0.4710		0.1827	0.1827
Fe	1.2504	1.8079	1.0158	1.3004	1.6513	1.0291		1.7005		0.6652	0.6652
Ni	0.1566	0.2217	0.1213	0.1639	0.2034	0.1264		0.2101		0.0796	0.0796

\* ) 1975.7

\*\* ) Axial blanket of test regions (T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub>) and Radial blanket

\*\*\* ) Axial blanket of driver regions

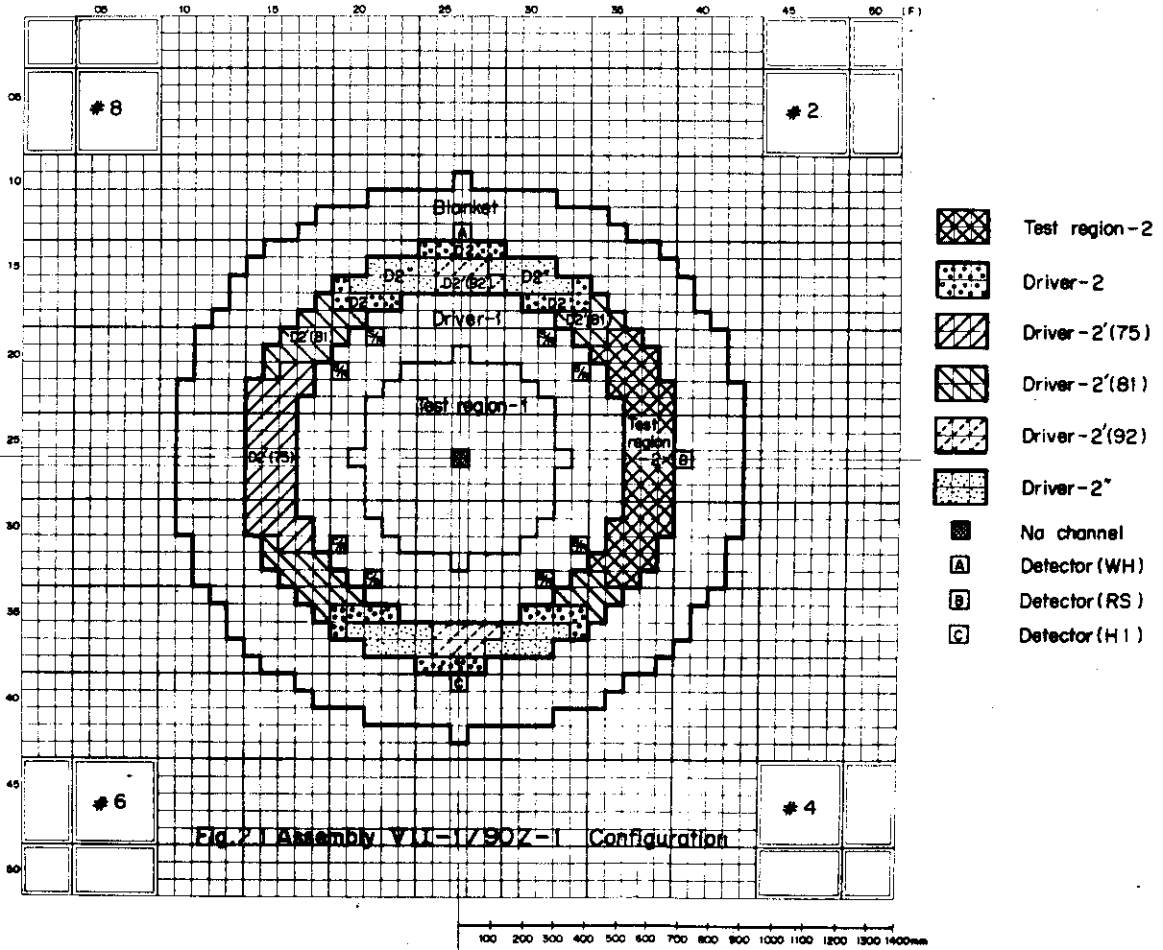
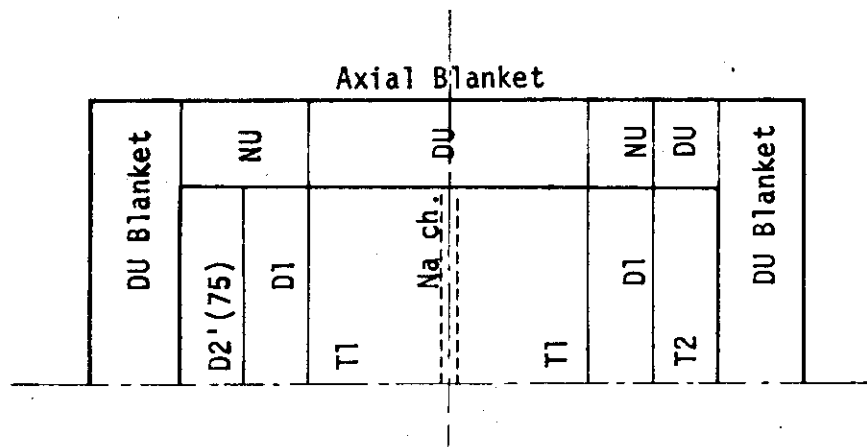


Fig. 4.7.1 Assembly VII-1 90Z-1 configuration



NU ; Natural Uranium metal  
 DU ; 0.2% depleted Uranium metal

Fig. 4.7.2 Horizontal cross section of assembly VII-1 90Z-1



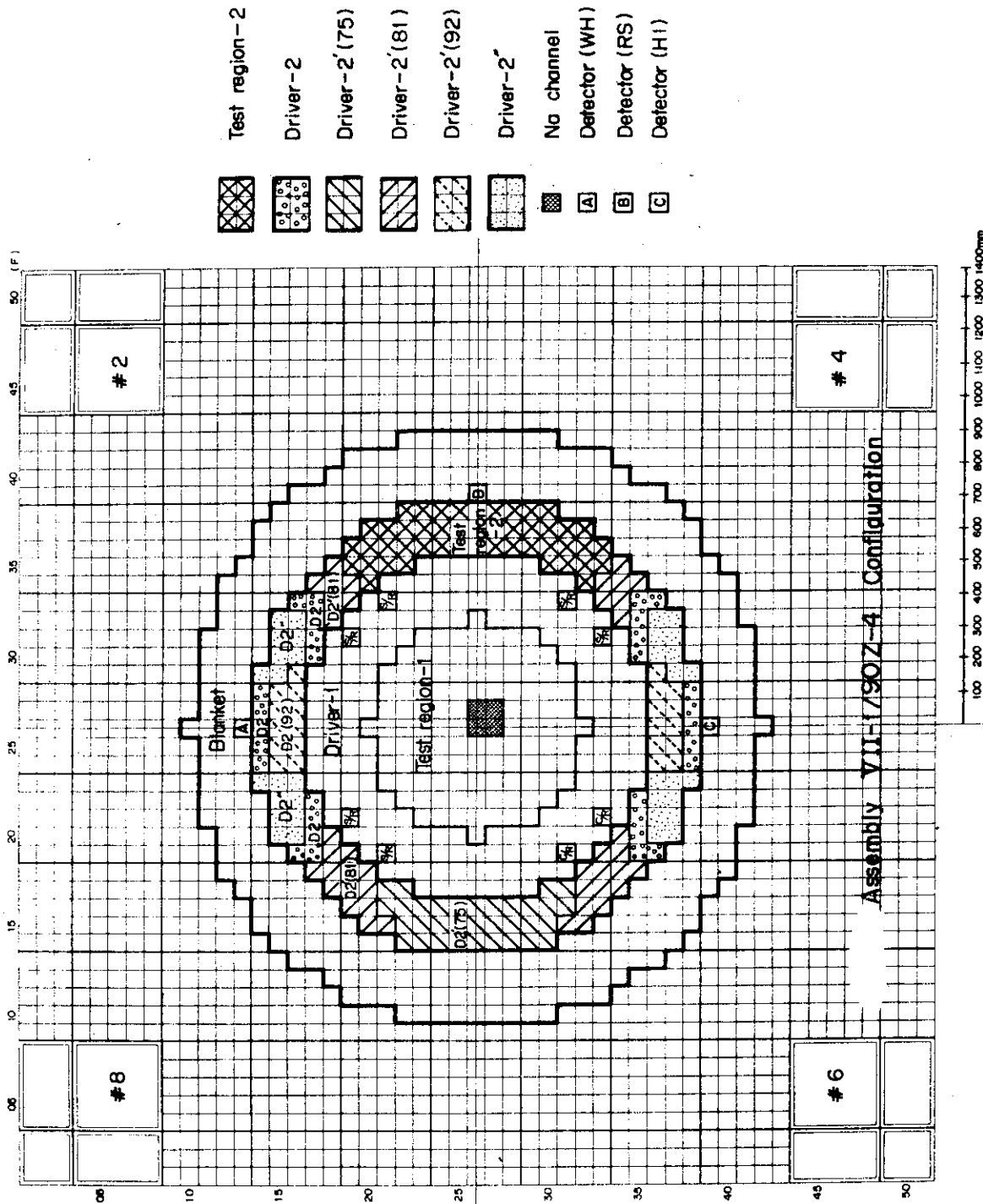


Fig. 4.8 Assembly VII-I 90Z-4 configuration

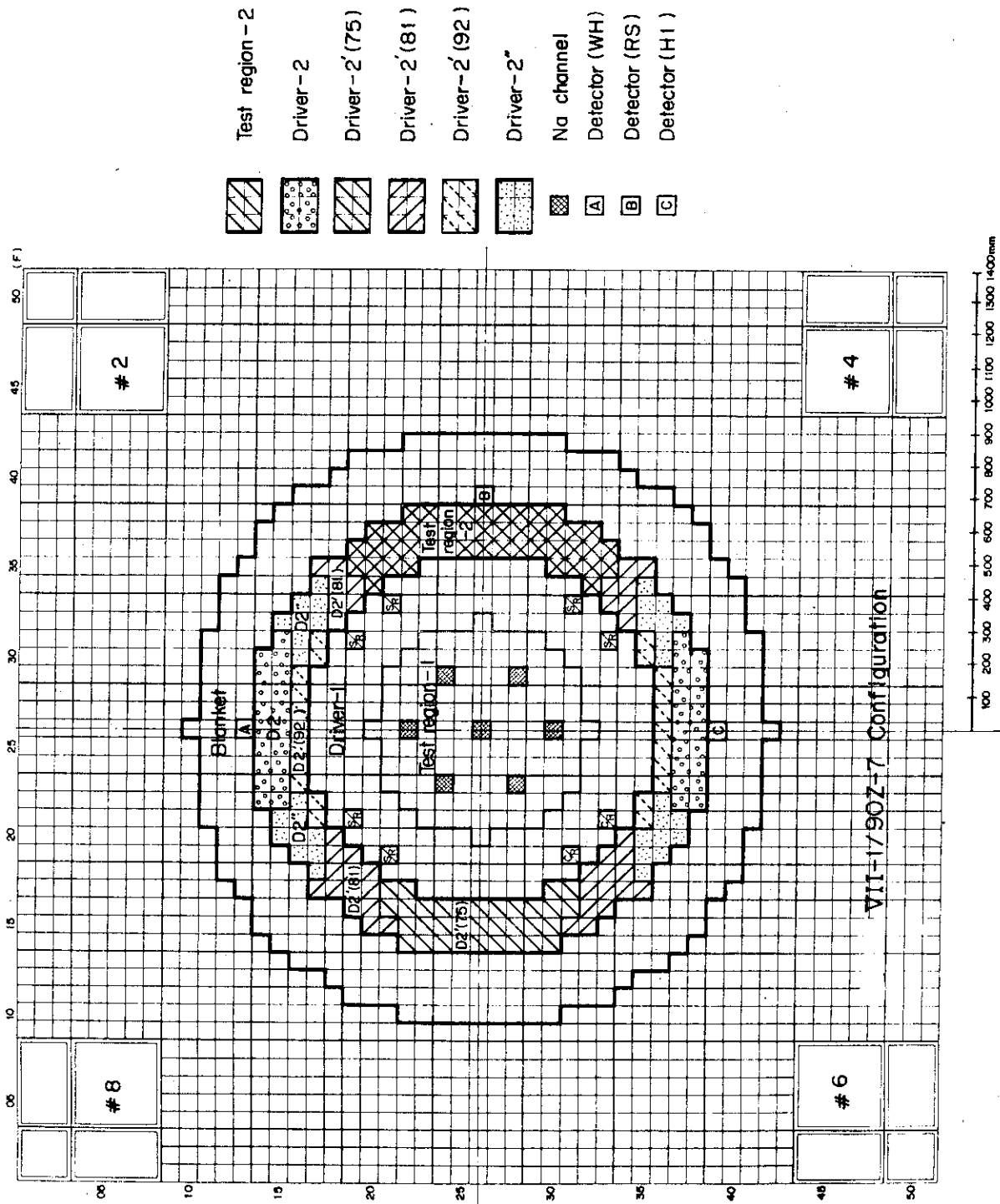


Fig. 4.9 Assembly VII-1 90Z-7 configuration

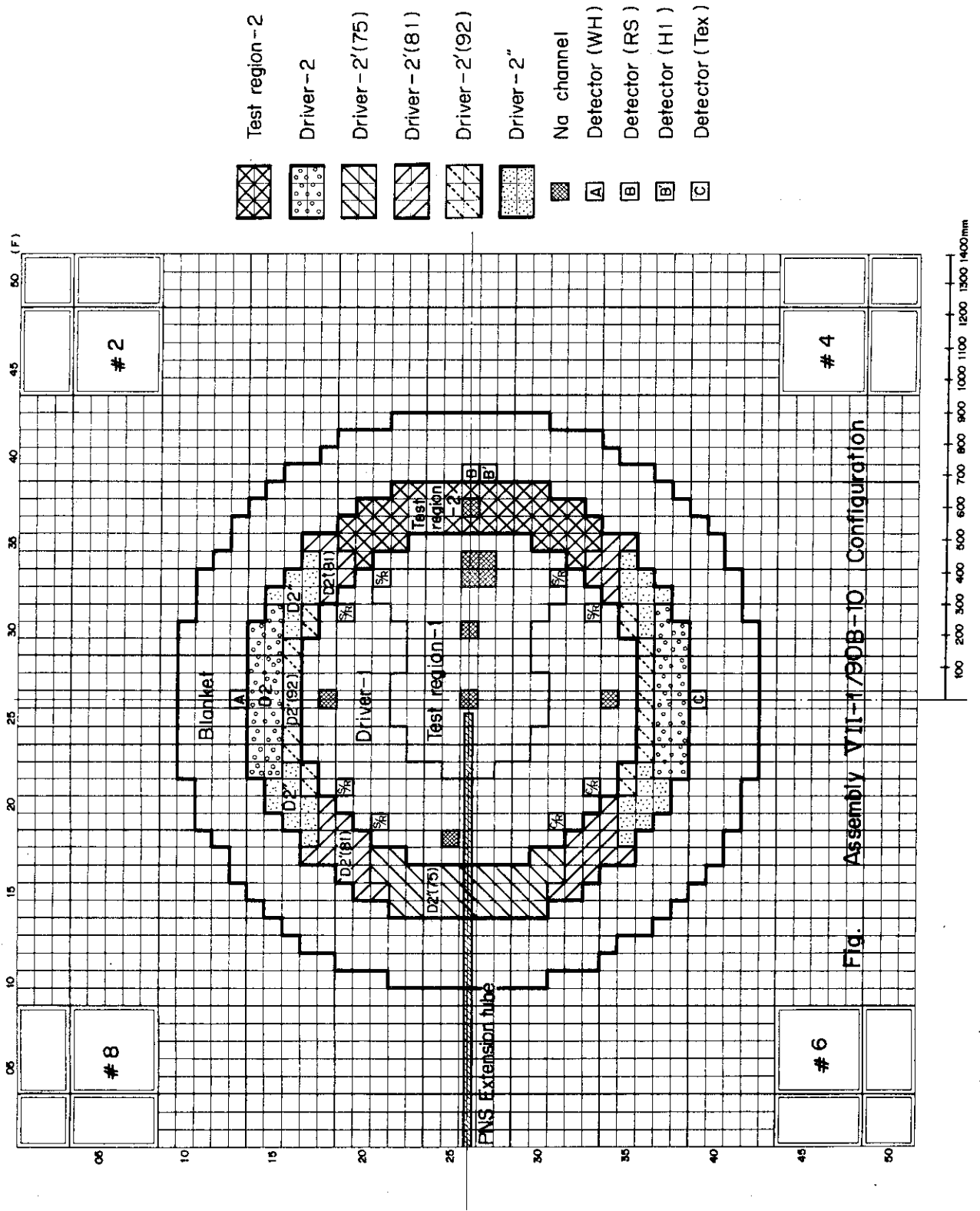


Fig. 4.10 Assembly VII-1 90B-10 configuration

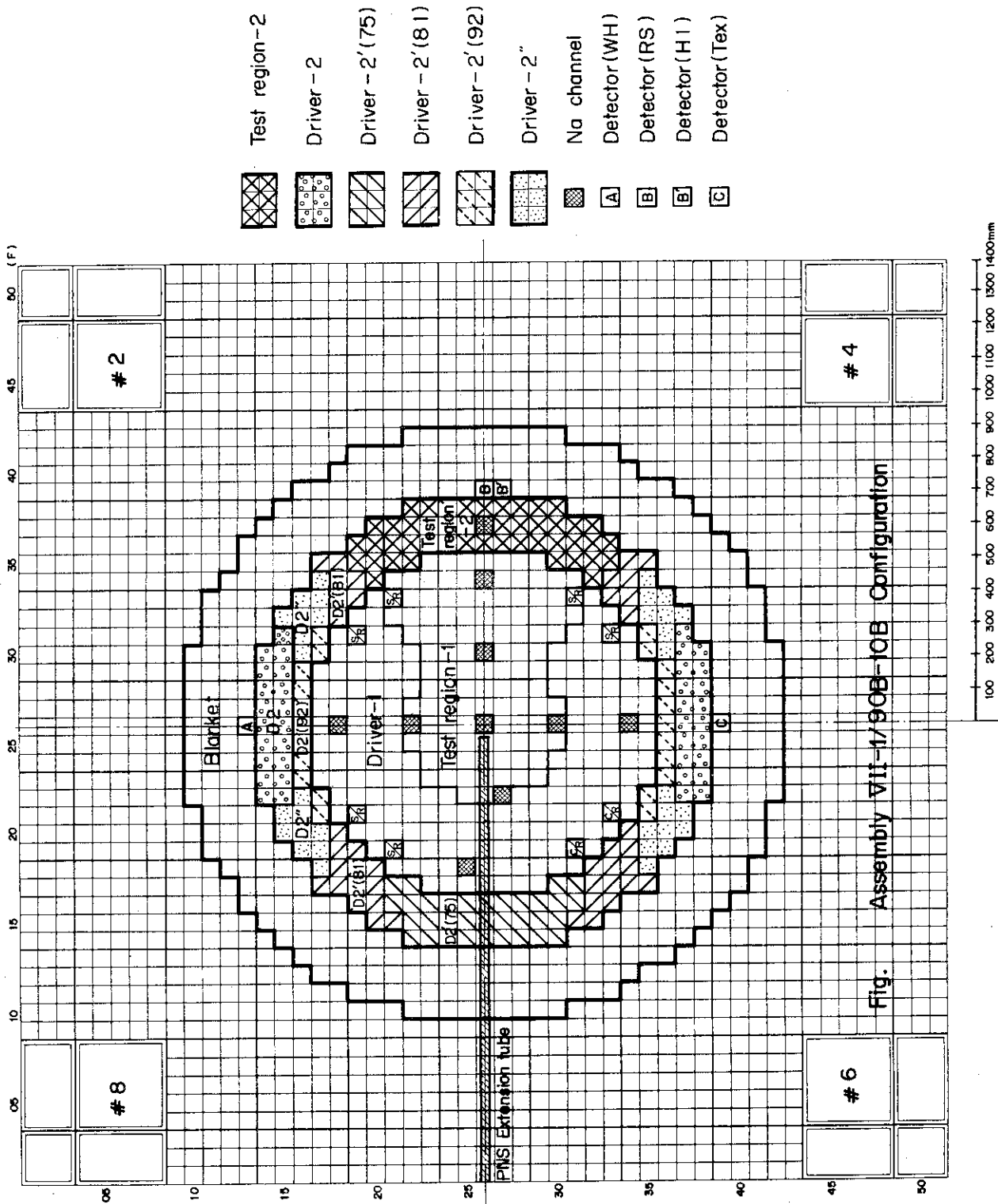


Fig. Assembly VII-1 90B-10B Configuration

Fig. 4.11 Assembly VII-1 90B-10B configuration

Table 4.8 に示す。

VI-2 B2 集合体および VII-1 集合体では、それぞれに実験目的に応じて数種の  $B_4C$  ピン・クラスターを構成した。以下では各集合体ごとに、使用した  $B_4C$  ピン・クラスターの詳細、および理論的補正法の実験による検証における意義について述べる。また、ナトリウム・チャンネルを模擬制御棒に置換して構成した測定体系は、多種あり、簡便のため名称が付されている。そこで、この測定体系の名称についても記述する。

#### VI-2 B2 集合体における模擬制御棒と測定体系

VI-2 B2 集合体の実験では、3種類の  $B_4C$  ピン・クラスターを用意した。それぞれ、7ピン16ピンおよび32ピンで構成されている。これらのうち、7ピン・クラスターは、ナトリウム封入の不銹鋼のカランドリアに、90%濃縮  $B_4C$  ピンを7本挿入したものであり、引出しに装填して炉心内のナトリウム引出しと置換する。また、16ピン・クラスターは、16本の90%濃縮  $B_4C$  ピンで構成され、断面がピンを4本×4本の正方形に組み上げてあり、引出しには入れずに、そのまま炉心の格子管に挿入される (Fig. 4.12 および 4.13)、そして32ピン・クラスターは、上記の90%濃縮の16ピン・クラスターに隣接して、80%濃縮  $B_4C$  ピンで構成された16ピン・クラスターを装荷し、両者を合せて1体の模擬制御棒とみなしたものである。各ピン・クラスターの断面を Fig. 4.14 に示す。

このように、16ピンおよび32ピン・クラスターについては、カランドリアを使用していないことから、ピンとピンの間、ピンとFCA格子管の間は空隙である。しかし、 $B_4C$  ピン・クラスターの反応度効果は、中性子吸収によるものが圧倒的であり、空隙に伴う中性子ストリーミング等の効果は小さく、したがって、空隙は解析にあたって大きな困難をもたらす要因にはならない。

以上3種類の  $B_4C$  ピン・クラスターを用意したのは、特異点の強さを変えた実験的検証を意図したものである。なお、この実験の当時の在庫量では、32ピン・クラスターが構成し得る最大のものであった。そして、基準体系が比較的小さいことから、十分に深い未臨界体系を実現することが期待できた。また、ピン・クラスターの構成にあたっては、解析において使用する計算コードのピン配列に関する条件を考慮した。

上記3種のピン・クラスターを模擬制御棒として、基準体系 (NCあるいはNP体系)のナトリウム・チャンネルと置換し、特異点を含む未臨界状態の測定体系を実現した。その結果、VI-2 B2 集合体においては、5種の測定体系を構成した。それらは、BC-7、BC-16、BC-32、BP-7およびBP-32である。そこで、測定体系の名称と使用した  $B_4C$  ピン・クラスターおよび挿入した位置を Table 4.9 に示す。

なお、測定体系の名称の付け方は、例えばNC基準体系において7ピン・クラスターを挿入した場合には、この体系をBC-7と称し、NP基準体系において、32ピン・クラスターを挿入した場合には、この体系をBP-32と称し、以下同様である。また、同表に示されている Lattice no. は Fig. 4.2 に記されているFCA格子管の番号を用いて集合体内の位置を示すものである。

Table 4.8 Specification of  $B_4C$  pellets and pins

		Void	Natural $B_4C$	30% $B_4C$	80% $B_4C$	90% $B_4C$
Dimension (mm)	Pellet		—	$11.0\phi \times 45.3^L$	$11.0\phi \times 45.3^L$	$11.0\phi \times 45.3^L$
	Pin tube	Length	457.2	457.2	457.2	457.2
		Outer dia.	13.1	13.1	13.1	13.1
		SUS thick.	0.9	0.9	1.0	1.0
Weght/pin (gr)	SUS	126.7	126.7	141.7	141.7	126.7
	$B_4C$	—	104.6	103.7	100.0	100.9
	$^{10}B$	—	14.93	22.44	61.07	69.75
	$^{11}B$	—	66.50	57.90	16.88	8.22
	C	—	22.76	23.09	21.65	22.00

Table 4.9 NC, NP, BC and BP system configurations

Lattice No. System	18-18	17-18	14-18	15-18
NC	Na	Na	Fuel	Fuel
BC-7	B-7	Na	Fuel	Fuel
BC-16	B-16(90%)	Na	Fuel	Fuel
BC-32	B-16(90%)	B-16 (80%)	Fuel	Fuel
BC-32(F)	B <sub>4</sub> C is only in fixed half		Fuel	Fuel
BC-32(M)	B <sub>4</sub> C is only in movable half		Fuel	Fuel
NP	Fuel	Fuel	Na	Na
BP-7	Fuel	Fuel	B-7	Na
BP-32	Fuel	Fuel	B-16(90%)	B-16(80%)

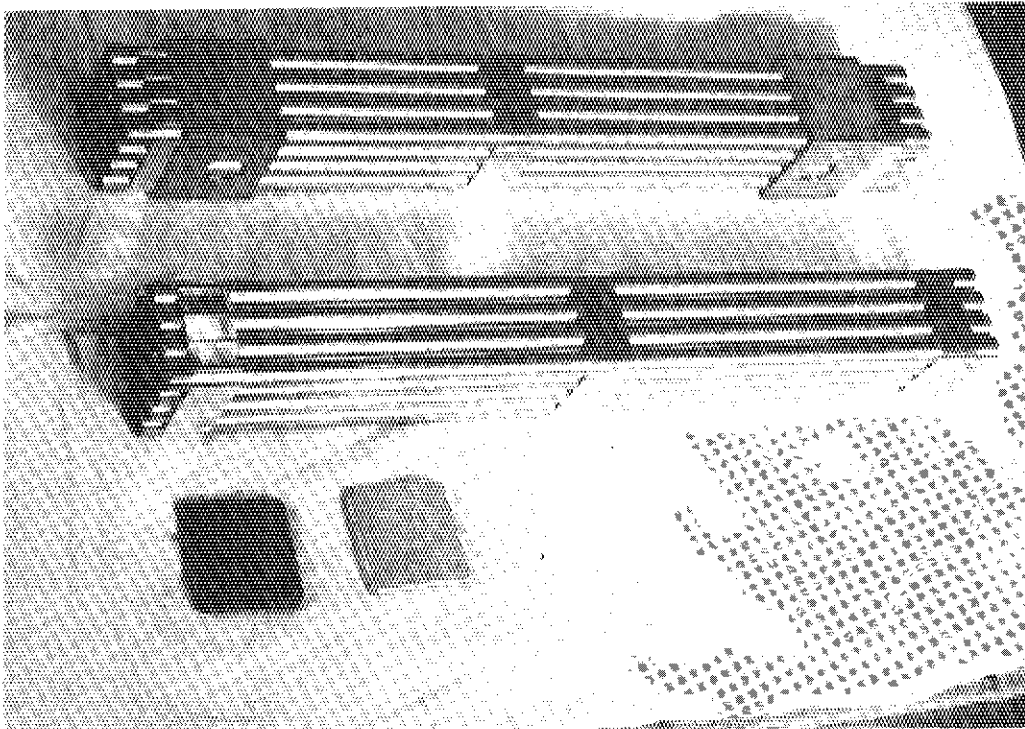


Fig. 4.12 B<sub>4</sub>C 16-pin clusters

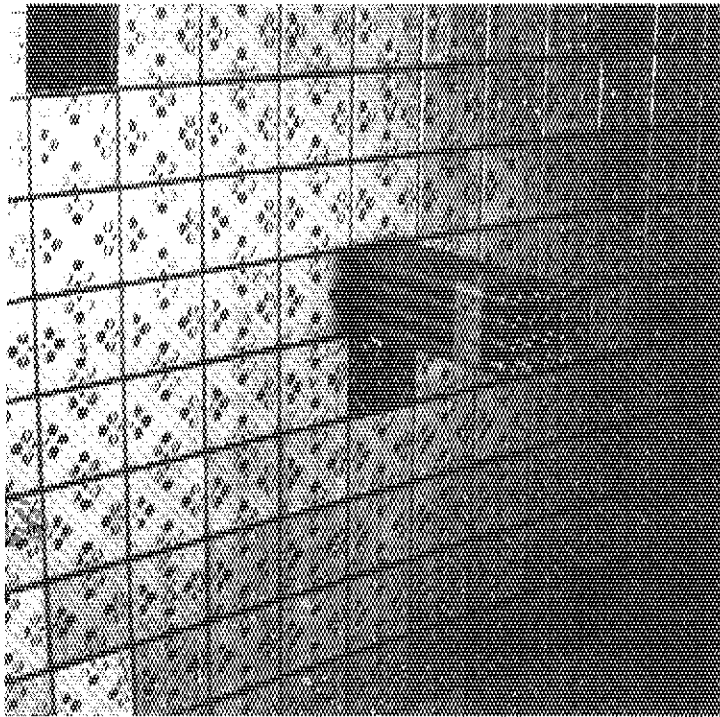


Fig. 4.13 B<sub>4</sub>C 32-pin cluster in assembly VI-2 B2

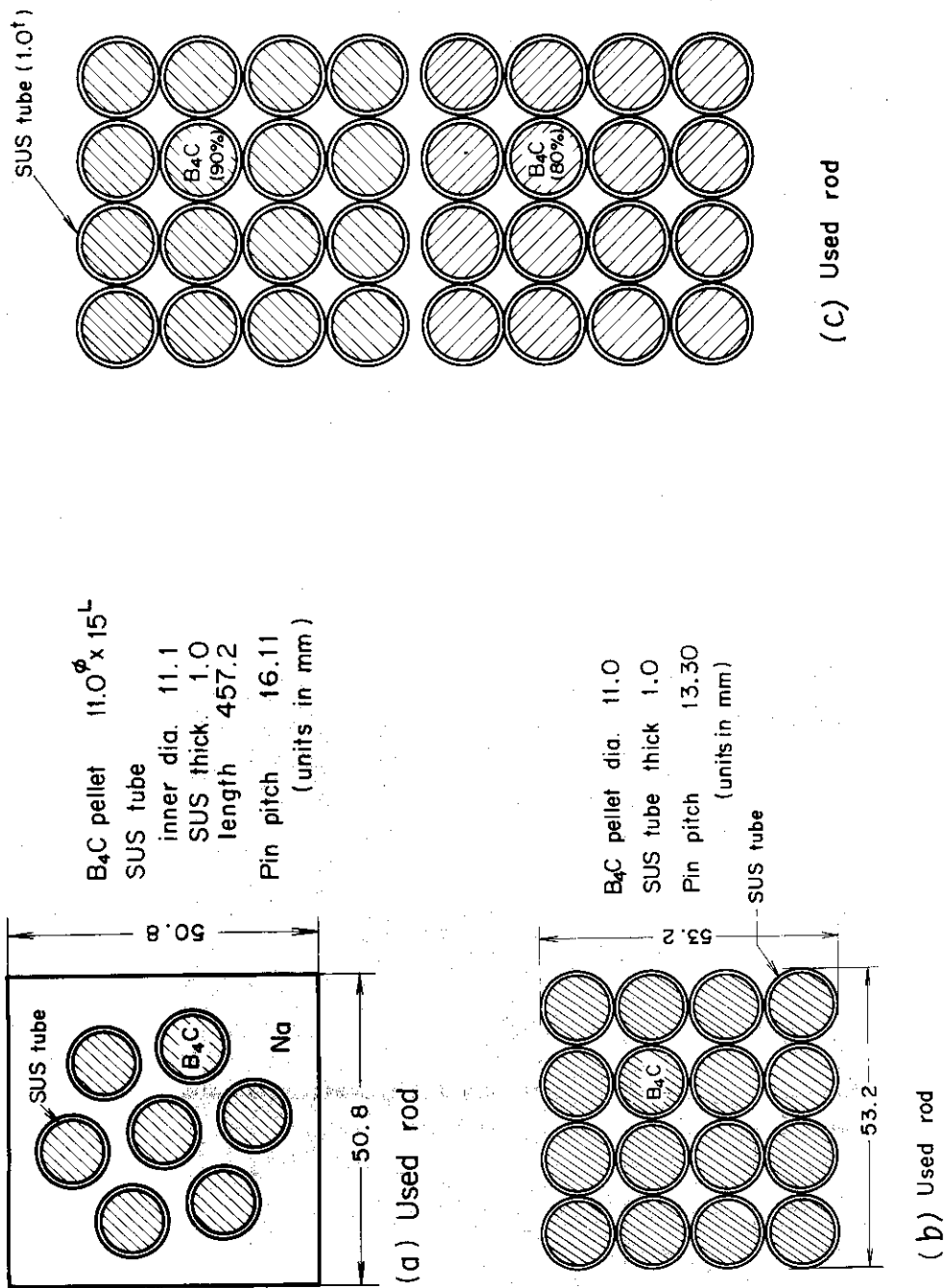


Fig. 4.14 Cross-section of 7-pin, 16-pin and 32-pin clusters loaded in Assembly VI-2 B2



### Ⅶ-1 集合体における模擬制御棒と測定体系

まず、90Z-1 および 90Z-4 基準体系においては、特異点の強さを変えて実験的検証を行う目的で、13種の $B_4C$ ピン・クラスターが用意された。各ピン・クラスターの名称、構成および $^{10}B$ 総重量をTable 4.10に示す。

1体の $B_4C$ ピン・クラスターのピン数には、9本(3×3)、16本(4×4)、および32本の3種がある。また、 $B_4C$ ピン・クラスターの平均 $^{10}B$ 濃縮度には、天然( $^{10}B \sim 20\%$ )、30%、55%、73%および90%の5種を用いた。そして、 $B_4C$ ピン・クラスターの名称は、例えばB73-16Pは、平均の $^{10}B$ 濃縮度が73%で16本のピンで構成されているものを意味し、BN-32Pは天然 $B_4C$ の32ピン・クラスターを表す形式とされている。ここに、B55-16Pは、30% $^{10}B$ 濃縮および80% $^{10}B$ 濃縮の $B_4C$ ピンを8本ずつ用いて構成し、平均 $^{10}B$ 濃縮度として55%としたものである。また、B73-16Pでは、30%、80%および90%濃縮の $B_4C$ ピンをそれぞれ4本、4本および8本用いて平均濃縮度を73%としたものである。上述のごとく構成された13種の模擬制御棒の $^{10}B$ 量は最小がB30-9Pの404 grであり、最大はB90-32Pの4464 grとなっている。

各 $B_4C$ ピン・クラスターの断面図をFig. 4.15-1から4.15-7に示す。図にみられるように、 $B_4C$ ピン・クラスターは作成の容易さからいずれも4角格子とした。また、核計算において模擬制御棒部分の実効断面積を求める際に使用する計算コード(衝突確率法コード、CLUP)のピン配列の条件に適するように濃縮度の同一のピンは45°対称になるよう配置してある。

なお、9ピンおよび16ピンの断面はFCAの1格子管分であり、一方32ピン・クラスターは4本分(2×2)としてある。それで16ピン・クラスターは、Ⅵ-2 B2集合体において用いたのと同形状であり、引出しを用いず、格子管集合体に直接装荷される。これに対し、32ピン・クラスターは、引出しは用いないで、同様の方法で装荷されるが、4格子管で1体を成すものであって、この点Ⅵ-2 B2集合体におけるそれとは異なる。つまり、格子管あたり8本の $B_4C$ ピンを装荷し、残りの部分にはスペーサーとして、 $B_4C$ ペレットを充填していないボイド・ピンを8本装荷し、同型式に装荷された隣接する4本の格子管で、1体を構成している(Fig. 4.15-5参照)。一方、9ピン・クラスターは、2"×2"×1/8"のアルミニウム板の中央に3×3ピン分の孔をあけたホルダーを用い、引出しに装填して用いた。ただし、使用したホルダーは1/2集合体あたり3枚であり、反応度価値としては無視し得るものである。

上記のいずれのピン・クラスターも、ピンとピンの間、ピンと格子管の間は空隙のまま、ナトリウム等は充填されていない。各ピン・クラスターの均質化した原子数密度をTable 4.11に示す。また、 $B_4C$ ペレットおよびピン・クラスターの構造材(不銹鋼)の原子数密度をそれぞれ、Table 4.12および4.13に与えてある。

このように、90Z-1 および 90Z-4 基準体系で用いられた、これら13種の模擬制御棒は、 $^{10}B$ 量や濃縮度の相異と共に上述のごとく形状も異なるものとされている。したがって、これらは、それぞれに補正係数の算出にあたって、状況を異にするものであるから多種の特異点についての実験的検証を意図したものとなる。

一方、多数本の模擬制御棒を用いた、90Z-7、90B-10 および 90B-10B の各基準体系においては、上記13種のピン・クラスターのうちB73-16Pが主に用いられ、BN-16PとB73-

32 Pが補足的に用いられた。これは、1本の反応度値が実機の安全棒のそれに類似していること、およびFCAに在庫の各種B<sub>4</sub>Cピンの数の組合せのうち、同種のピン・クラスターが最も多くできる(5組)組合せであること、等の理由による。なお、多量の<sup>10</sup>Bを含むこのようなB<sub>4</sub>Cピン・クラスターでは自己遮蔽効果を起こし、例えばB73-16Pの代わりにB90-16Pを用いても反応度値は8%弱の増大にとどまる。したがって、現実的な強さの模擬制御棒をより多く用意し、深い未臨界体系における実験的検証を意図したものである。

つぎに、測定体系の名称であるが、90Z-1および90Z-4基準体系の実験では、模擬制御棒の挿入位置が1個所であることから使用したB<sub>4</sub>Cピン・クラスターの名称をそのまま測定体系の名称としてある。

一方、90Z-7、90B-10および90B-10B基準体系では、各ナトリウム・チャンネルに記号を付してある。これらの記号は、Fig. 4.16に各体系について示してあるように、90Z-7基準体系においては、固定側½集合体に向ってY軸上の上方のナトリウム・チャンネルをT、炉心中心をO、下方をBとし、右上はRT、右下はRB、左上はLT、左下はLBと名付けてある。また、90B-10および90B-10B集合体では、基準体系のナトリウム・チャンネルは、炉心中心、内側の同一円周上に位置するもの、外側の同一円周上にあるもの、外炉心の試験領域T2に位置するものに分類される。そこで、固定側½集合体に向って上方から時計まわりに内側の4本を、IT、IR、IB、IL、外側の4本をOT、OR、OB、OLとし、中心のナトリウム・チャンネルをO、T2領域にあるのをRXとしてある。なお、ORの位置には、90B-10基準体系の場合、B73-32Pを挿入するために、4本格子管で構成されたナトリウム・チャンネルを設けており、これに対しては、とくにOR4として区別してある。

そこで、90Z-7、90B-10および90B-10B基準体系における測定体系の名称は、B<sub>4</sub>Cピン・クラスターの挿入されたナトリウム・チャンネルの記号を、/で区切って列記する形式のものとしてある。例えば、O/B/Tは、O、BおよびTのナトリウム・チャンネルがB73-16Pのピン・クラスターに置換され、その他のナトリウム・チャンネルには変更のない測定体系を意味する。

多数本の模擬制御棒を用いた実験の内容を述べると、まず90Z-7基準体系では、B73-16Pを1本から5本用いた21パターン、およびBN-16Pも用いた3パターンの測定体系を構成した。ここでは、未臨界度や中性子束分布の歪みの異なる多種の体系について実験的検証がなされた。また、90B-10基準体系では、B73-16Pおよび一部B73-32Pを用いた、9パターンの測定体系が、さらに90B-10B基準体系においては、B73-16Pおよび一部BN-16Pも用いた、3パターンの測定体系が構成された。なお、B73-32Pは強く偏心した中性子束分布の体系を実現するために、またBN-16Pは体系の未臨界度をなるべく深くするために補足的に使用した。

#### 4.1.3 外部中性子源分布および検出器位置

中性子源増倍法における外部中性子源としては、Pu燃料中の<sup>240</sup>Puの自発核分裂中性子を用いる。したがって、VI-2 B2集合体においては、試験領域全体に(ナトリウム・チャンネルの部分を除いて)均一に分布した外部中性子源である。このことは、体系の中央部に対称性よく広がりをもった外部中性子源の存在を意味し、中性子束分布は特異な歪みを強いられるものではない。

Table 4.10 B<sub>4</sub>C pin cluster configuration

B <sub>4</sub> C pin cluster	Number of pin					Weight (gr)	
	Natural	30%	80%	90%	Void	B <sub>4</sub> C	<sup>10</sup> B
B 30 - 9P	—	9×2	—	—	—	1866	404
B 90 - 9P	—	—	—	9×2	—	1816	1256
BN -16P	16×2	—	—	—	—	3346	478
B 30 -16P	—	16×2	—	—	—	3318	718
B 55 -16P ) B 55R-16P )	—	8×2	8×2	—	—	3259	1336
B 73 -16P	—	4×2	4×2	8×2	—	3243	1784
B 80 -16P	—	—	16×2	—	—	3200	1954
B 90 -16P	—	—	—	16×2	—	3229	2232
BN -32P	32×2	—	—	—	32×2	6692	956
B 55 -32P	—	16×2	16×2	—	#	6518	2672
B 73 -32P	—	8×2	8×2	16×2	#	6487	3568
B 90 -32P	—	—	—	32×2	#	6458	4464

Table 4.11 Composition of B<sub>4</sub>C pin clusters\*

Type	(10 <sup>22</sup> atom/cm <sup>3</sup> )					
	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	C	Cr	Fe	Ni
B30 - 9P	0.8732	2.048	0.748	0.387	1.358	0.179
B90 - 9P	2.714	0.291	0.713	0.357	1.302	0.160
BN -16P	1.033	4.182	1.131	0.432	1.580	0.196
B30 -16P	1.552	3.641	1.330	0.486	1.679	0.231
B55 -16P	2.888	2.351	1.288	"	"	"
B55R-16P						
B73 -16P	3.856	1.434	1.278	0.459	1.629	0.213
B80 -16P	4.225	1.061	1.247	0.486	1.679	0.231
B90 -16P	4.825	0.517	1.267	0.432	1.580	0.196
BN -32P	0.5165	2.091	0.655	0.432	1.580	0.196
B55 -32P	1.444	1.176	0.644	0.459	1.629	0.213
B73 -32P	1.928	0.717	0.639	0.446	1.604	0.204
B90 -32P	2.412	0.259	0.634	0.432	1.580	0.196

\* Homogenized in the whole volume of B<sub>4</sub>C pin cluster including FCA matrix tube.

Table 4.12 Atomic number densities of B<sub>4</sub>C pellets

<sup>10</sup> B enrichment	(10 <sup>22</sup> atom/cm <sup>3</sup> )		
	<sup>10</sup> B	<sup>11</sup> B	C
Natural	2.070	8.381	2.627
30%	3.111	7.297	2.665
80%	8.466	2.127	2.499
90%	9.669	1.036	2.539

Note: Diameter of 11.0 mm is assumed.

Table 4.13 Atomic number densities of the structural material of B<sub>4</sub>C pin clusters

Type	(10 <sup>22</sup> atom/cm <sup>3</sup> )		
	Cr	Fe	Ni
B30-9P	0.528	1.854	0.245
B90-9P	0.487	1.778	0.218
BN-16P, B90-16P	0.863	3.153	0.390
B30-16P, B55-16P	0.969	3.351	0.460
B55R-16P, B80-16P			
B73-16P	0.916	3.252	0.425
BN-32P, B90-32P	0.576	2.105	0.261
B55-32P	0.611	2.171	0.272
B73-32P	0.594	2.138	0.284

Note: Structural material is smeared over the whole volume of B<sub>4</sub>C pin cluster except B<sub>4</sub>C pellets.

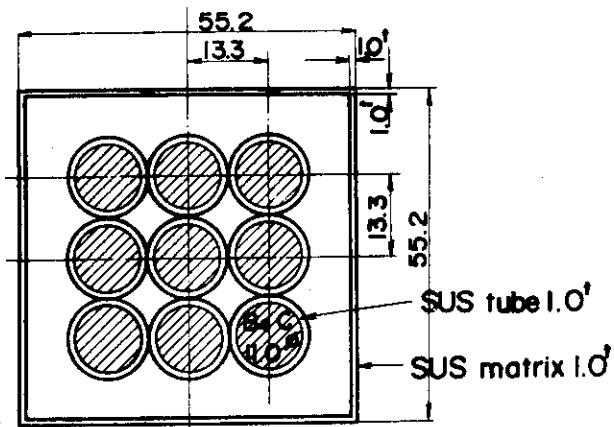


Fig. 4.15.1 Cross-section of B30-9P and B90-9P clusters

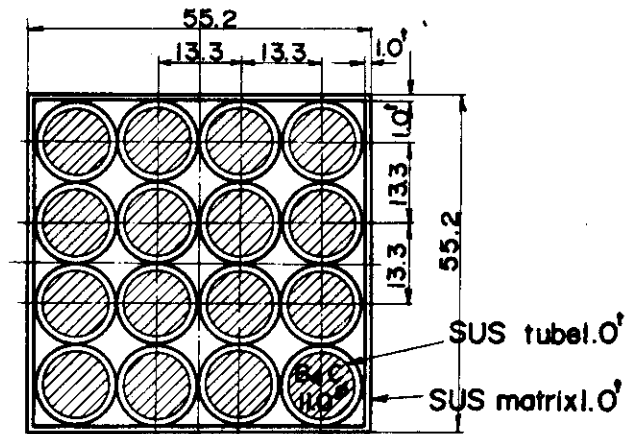


Fig. 4.15.2 Cross section of BN-16P, B30-16P, B80-16P and B90-16P clusters

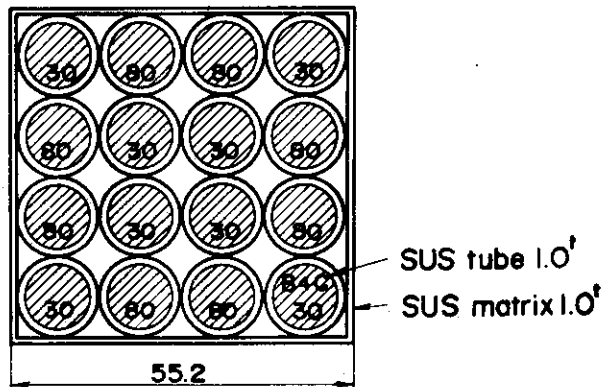


Fig. 4.15.3 Cross-section of B55-16P cluster  
Assigned figures indicate enrichment of B<sup>10</sup> in %.

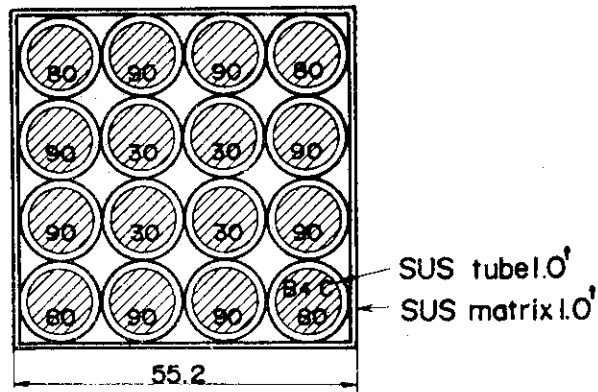


Fig. 4.15.4 Cross-section of B73-16P cluster  
Assigned figures indicate enrichment of  $B^{10}$  in %.

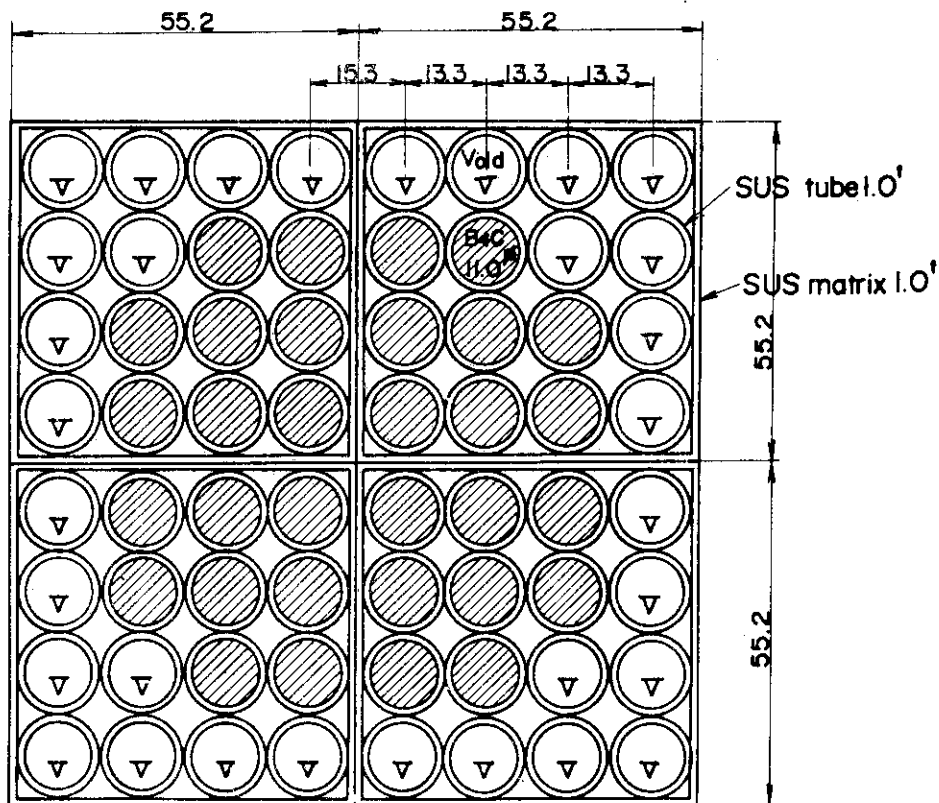


Fig. 4.15.5 Cross-section of BN-32P and B90-32P clusters

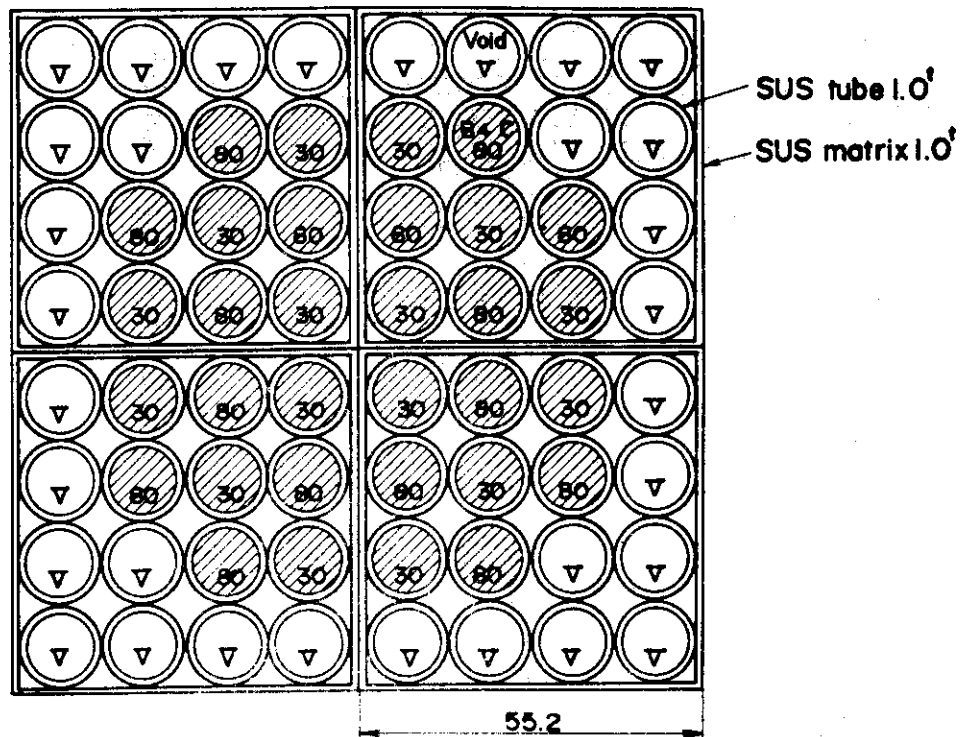


Fig. 4.15.6 Cross-section of B55-32P cluster  
Assigned figures indicate enrichment of B<sup>10</sup> in %.

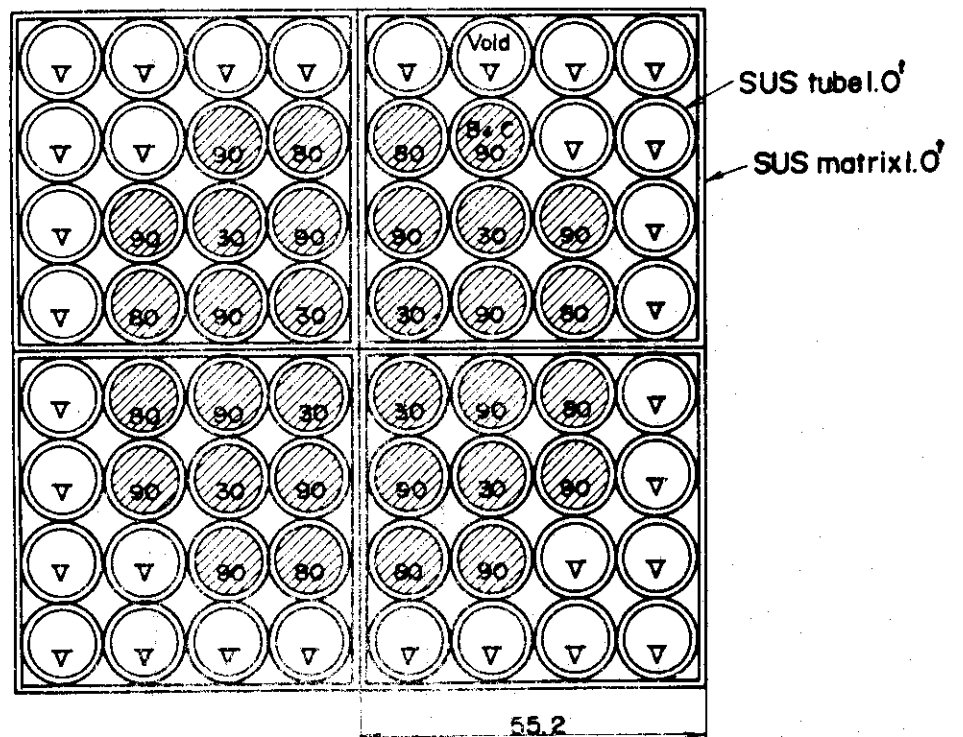
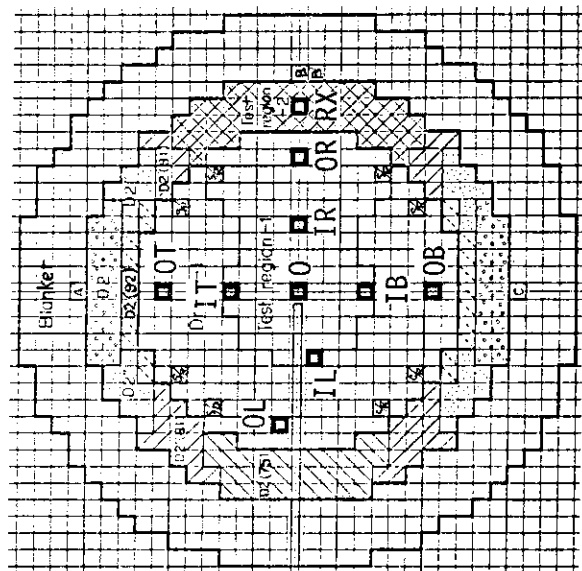
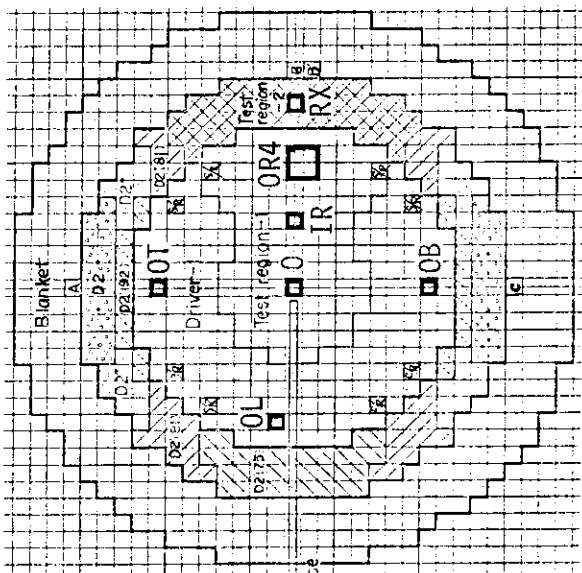


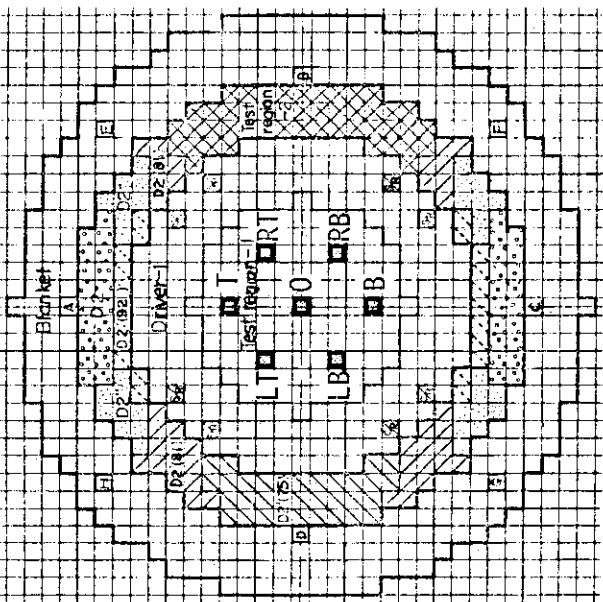
Fig. 4.15.7 Cross-section of B73-32P cluster  
Assigned figures indicate enrichment of B<sup>10</sup> in %.



(c) Assembly VII-1 90B-10B



(b) Assembly VII-1 90B-10



(a) Assembly VII-1 90Z-7

Fig. 4.16 Na channel assignments



これに対し、VII-1 集合体においては、内炉心の試験領域 T1, 外炉心の試験領域 T2 および D2' (75), D2' (81), D2' (92) の各領域がそれぞれ異なった強さの外部中性子源をもつことになる。そこで、各領域の相対的な外部中性子源強度を Table 4.14 に示してあるが、各種の Pu 燃料内の  $^{240}\text{Pu}$  量は、同位体存在比より求め、また実験的にも測定誤差の範囲内で確認した。なお、実験は、各燃料要素から放出される中性子を検出器によって計数したものである。

VII-1 90 Z 集合体では、内炉心に関しては、中央部に対称性よく外部中性子源が分布したものとなっている。一方、VII-1 90 B 集合体では、中心断面図（例えば Fig. 4.10）に示されているように、上下はほぼ対称であるが、右側（固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体に向って）に強く偏心した分布となっている。したがって、VII-1 90 B 体系では、中性子束は外部中性子源によって特異な空間分布を強いられるものとなる。また、外炉心の構成もやはり上下には対称な配置であるが、左右は対称性を失っている。いま、各領域の外部中性子源の強度は、Table 4.14 によると D2' (75) が最も強く、以下 T2, D2' (81), T1, D2' (92) とされている。したがって、円環状の外炉心について外部中性子源分布の状態を見ると、X 軸近辺が最も強く（D2' (75) および T2 領域）、45°あたりから弱くなり（D2' (81) 領域）、Y 軸近辺は最も弱い（D2' (91), D2, D2'' 領域）ものとなっている。

なお、いずれの体系においても、B<sub>4</sub>C 模擬制御棒の挿入はナトリウム・チャンネルに対して行うことから、ある基準体系における一連の実験については、外部中性子源の分布と強度に変化は無いと考えてよい。

一方、中性子源引抜き法においては、加速器のビーム・シャッターを閉じることにより、約 20 m sec 以下で中性子源引抜きを実現した。そして、VI-2 B2 集合体においては、ターゲットは X 軸上で左側（固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体に向って）の外炉心内でブランケットとの境界（18-10）に設置した（Fig. 4.2 参照）。すなわち、この体系における中性子源増倍法の場合とは異なり、極めて強く偏心した外部中性子源分布とした。したがって、外部中性子源の存在する状態（定常状態）においては、中性子束は炉心の左側にピークをもつ極めて特異な分布をすることになる。一方、VII-1 集合体においては、ターゲットはほぼ炉心中心（26-25）にある。すなわち、この体系においても、中性子源増倍法の場合と異なり、逆に対称性の良好な中性子束分布を形成することになる。

なお、中性子源引抜き後の減衰期間中における外部中性子源項の分布は、各領域の核分裂性同位体の種類に依存する。したがって、VII-1 集合体においては複雑な分布を示すことになる。特に、外炉心について見ると、同一円周上で不均一な分布を示すことになる。

パルス中性子源法は、VI-2 B2 集合体において一部行ったが、ターゲット位置は中性子源引抜き法と全く同様である。

中性子検出器 A, B, C および加速器のターゲット位置を各集合体の炉心断面図 Fig. 4.2, および 4.7~4.12 に示してある。

なお、これらの軸方向の位置は固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体の密着面に接している。理論的補正法の実験による検証にあたって、中性子検出器は、いずれの実験においても、炉心中心から等距離のブランケット内に設置した。検出器 A および C は Y 軸の上方および下方、検出器 B は X 軸の右端（固定側 $\frac{1}{2}$ 集合体に向って）のブランケット内である。したがって、検出器 A と C は炉心中心に対称の点にある。そして、VI-2 B2 集合体では、外炉心から 2 番目のブランケット引出し内、VII-1 集合体では、外炉心に隣接するブランケット引出し内に設置した。なお、VI-2 B2 集合体にお

けるパルス中性子源法による測定では、検出器Cのみを用いた。

ここで、検出器を炉心内に設置しなかったのは、(1)検出器を設置することによる体系の複雑化を避ける、(2)動力炉において、炉心内に検出器を設置することは非現実的であるの2点による。第1点については、炉心内に検出器を設置することによる、局所的な模擬制御棒価値への影響を避けることも含まれている。また、ブランケット内で炉心になるべく近く設置したのは、(1)計数率を上げ、測定値の統計的誤差をなるべく少なくする、(2)ブランケットが十分には厚くないことから補正係数の計算において境界条件の不確かさの影響を避けるの理由による。

検出器A、BおよびCの種類は、Table 4.15に示すように、2" φの93%濃縮<sup>235</sup>Uの核分裂計数管2本と、<sup>3</sup>He比例計数管であるが、これはなるべく計数率をあげると共に、検出器周辺のγ線量の高いことを考慮したものである。それで、<sup>3</sup>He比例計数管に対しては、約1cm厚の鉛で包み、γ線の遮蔽に努めた。そして、いずれの実験においても模擬制御棒の挿入位置は炉心内部にあり、それに伴うスペクトル変化の影響は、検出器位置においては無視し得るものである。したがって、各検出器位置に対する検出器の種類を選定は特に考慮を払ったものではない。

反応度測定に際しての各検出器位置の意義を示すために、まず中性子源増倍法の場合の上記A、B、Cの3検出器の観測内容や特徴について比較する。VI-2 B2集合体のNC基準体系においては、3検出器はほぼ同質の観測をする位置にある。しかし、NP基準体系における実験(例えばBP-32測定体系)では、検出器Aは特異点の近くでの、Cは炉心中心をはさんで反対側での観測結果を与える。このとき、検出器Bに関しては、BC-32の場合と事情はあまり変わらない。このように検出器A、B、Cは観測値の検出器位置依存性を見る上で相補的である。

また、VII-1集合体の各基準体系は、X軸に対して上下対称に構成されている。したがって、対称性よく模擬制御棒が挿入された体系では、検出器AとCは同質の観測をする。そして、各種の偏心した測定体系に対しては、相補的な観測をすることになる。一方、検出器BはT2領域に隣接している。このことは、外部中性子源位置に隣接していることであり、観測結果は他の検出器と異なる意味をもつ。

次に、中性子源引抜き法の場合に、3検出器の観測の状況を比較する。この場合には、加速器のターゲット位置との関係を見ておく必要がある。いま、VI-2 B2集合体では、検出器AとCは、ターゲットから見て同質の位置にある。一方、検出器Bは、炉心をはさんでターゲットの反対側にあり、他の検出器と状況を異にする。したがって、特徴的な観測結果がBに対して期待される。

一方、VII-1集合体では、ターゲットがほぼ炉心中心にあることから、定常状態においては、3検出器は共に同質の観測をする状況にある。しかし、検出器AおよびCはウラン燃料領域の外炉心に隣接しているのに対して、検出器Bはプルトニウム燃料領域の外炉心に隣接している。このことは、減衰状態において異なる状況を示すことになる。したがって、検出器AおよびCの観測内容に対して、検出器Bのそれは異質な要素を含むものである。

以上のように、A、B、Cの3検出器は測定法のちがいが、また測定体系によっては、それぞれ異なる状況で観測をしているものである。そして、理論的補正法の実験による検証はこれら3検出器に対して行われる。したがって、種々の測定状況における実験的検証がなされることになる。

なお、中性子源増倍法および中性子源引抜き法においては上記A、B、Cの他に、体系外にいくつかの検出器を、Back-up用として配置している。そして、これらの体系外の検出器について

は、理論的補正を行ってはいないが、観測値の傾向を知るのに有効なので、4.2.1および4.2.2で述べてある。

## 4.2 反応度測定の実験

反応度測定の実験は、まず基準体系の臨界点の確認によってはじまる。ここで、FCAの制御棒の挿入に伴い出力が上昇し、任意の出力レベルで定常状態を実現するような制御棒位置が臨界点であると考えられる。しかしながら、プルトニウム燃料を装荷した体系では、常に外部中性子源が存在することから、定常出力にある状態は厳密には常にわずかながらも未臨界の状態にある。すなわち、系を定常に保つような、FCAの制御棒位置は真の臨界点ではない。したがって真の臨界点は以下のように外挿して求められている。まず、定常出力 $N_1$ のときの制御棒位置 $Z$ を確認し、次に異なる定常出力 $N_2$ における制御棒位置 $Z_2$ を確認する。そして、このとき系は真の臨界点 $Z_c$ に非常に近い状態にあるから、中性子源増倍法の原理式、すなわち(2.31)式がよい近似で適用できて、

$$(Z_c - Z_1) N_1 = (Z_c - Z_2) N_2$$

と書ける。したがって、

$$Z_c = Z_2 - \frac{N_1}{N_2 - N_1} (Z_1 - Z_2)$$

となる。ここに、制御棒位置の変化量と、系の反応度の変化量とは比例関係にあるものとしている。なお、FCAにおいては、 $N_2$ は $N_1$ の1桁上になるようにしており、このとき $Z_2$ と $Z_1$ の差は、10 mm~20 mmである。

臨界点の確認につづいて、基準体系におけるFCAの制御棒の反応度較正を行う。制御棒較正はペリオド法<sup>13)</sup>で行っている。すなわち、臨界体系に対して制御棒をさらに挿入し(FCAでは50.00 mm挿入する)、出力の上昇する速度からペリオド $T$ (出力が $e$ 倍になる時間)を測定し、逆時間方程式すなわち、

$$\rho^* = \frac{\Lambda}{T} + \sum_i \sum_j \frac{\bar{\beta}_i^j}{(1 + \lambda_i^j T)} \quad (4.1)$$

によって、ペリオド $T$ を%  $\Delta k/k$ の反応度 $\rho^*$ に換算する。

上式において、 $\Lambda$ および $\bar{\beta}_i^j$ 等として、 $\omega$ モードの第1固有関数および $\lambda$ モードの第1随伴固有関数を用いて(2.28)式および(2.25)式で算出したものを用いたとき、上式の反応度 $\rho^*$ は静的反応度となるものである。なお、通常は、 $\Lambda$ および $\bar{\beta}_i^j$ 等の算出にあたって、第一固有関数および第一随伴固有関数のいずれも $\lambda$ モードのものを用いているが、系は非常に臨界に近いことから、 $\omega$ モードの第一固有関数の代りに $\lambda$ モードの第一固有関数を用いることによる誤差は無視し得る。したがって、制御棒は静的反応度によって較正されていると考えてよい。なお、FCAにおいては、外部中性子源の影響を無視し得る程に十分に高い出力になってからペリオドの測定

Table 4.14 Relative source strength for each region

Region	T <sub>1</sub>	T <sub>2</sub>	D <sub>2</sub> <sup>1</sup> (75)	D <sub>2</sub> <sup>1</sup> (81)	D <sub>2</sub> <sup>1</sup> (92)
S	2.00	3.00	3.67	2.64	1.00

Table 4.15 Detector type and position

Detector	VI-2 B2 Assy.		VII-1 Assy.	
	Type	Position	Type	Position
A	FC(U-235)	F8-18	FC(U-235)	F13-26
B	<sup>3</sup> He	F18-28	FC(U-235)	F26-39
C	FC(U-235)	F28-18	<sup>3</sup> He	F39-26

を行っている。ペリオドTは、実験的検証を行った体系では100~120sec程度であり、反応度に換算して0.04~0.05%  $\Delta k/k$  程度のものである。

次に、未臨界状態の測定体系を構成し、ここにおいて中性子検出器の計数率、あるいは計数値の測定を行う。このときの測定回路の例をFig. 4.17に示す。プリ・アンプ、アンプ、ディスクリミネーター、スケーラー等は全てNIM規格のモジュール（原研エレクトロニクス課製）を使用した<sup>53)</sup>。プリ・アンプは電荷増幅型であり、マイクロフォニック雑音をさけるために緩衝材の上に設置した。また、アンプの出力パルスの幅は、微分、積分回路の時定数を、S/N比が最良になるように選定したとき、2~4 $\mu$ secであった。そして、ディスクリミネーターの整形された出力パルスの幅は0.5 $\mu$ secであり、スケーラーは10MHz保証のものであるが、測定回路としてはいわゆるスロー・パルス系に対するものとなっている。ただし、測定系の不感時間は必ずしもアンプ出力のパルス幅に一致するものではない。一方、中性子源増倍法における浅い未臨界状態での反応度較正、あるいは中性子源引抜き法における定常状態では、計数率が最大 $2 \times 10^4$ CPS程度にまでなるので不感時間を無視することはできない。

不感時間の測定のために、FCAの出力レベルを何点か変えて、各レベルにおける各測定系の計数率を求めた。一方炉出力は電磁的な遮蔽が十分になされて信頼性の高い電流タイプの核計装チャンネルCH.6（イオン・チェンバー）でモニターし、この出力をV-Fコンバーターを用いてデジタル化して読取り誤差のないようにした。そして、このイオン・チェンバーによる炉出力と各測定系の計数率との関係から、それぞれの不感時間を求めた。その結果不感時間は、例えばVII-1集合体の測定においては、検出器A, B, Cについて、それぞれ3.1 $\mu$ s, 3.0 $\mu$ s, 4~5 $\mu$ sの値のものであった。なお、<sup>3</sup>He比例計数管（検出器C）の場合には炉出力の上昇とともに、不感時間が一樣に長くなる傾向が見られた。これは $\gamma$ 線の影響と考えられ、したがって計数率に応じた不感時間を用いることとした。

実験期間中の回路系の故障にそなえて、各モジュールのゲインあるいはディスクリ・レベル等の設定値は、テスト・パルスを用いて記録しておいた。このことは、中性子源増倍法による測定では特に重要である。それは、反応度較正のための測定（すなわち、(2.31)式のAの測定）と、その基準体系を用いて構成される一連の測定体系についての実験を完了するまでの間に、かなりの期間（2~3週間）を要する場合があるからである。なお、ディスクリ・レベルは、アンプの出力パルスをマルチ・チャンネル・アナライザーに入れて波高分布を求め、 $\alpha$ 粒子（核分裂計数管の場合）あるいは $\gamma$ 線（<sup>3</sup>He比例計数管の場合）を計数しないように設定した。また、電磁気的ノイズによる計数は無視し得る量であることも別途確認した。

以下では、中性子源増倍法、中性子源引抜き法およびパルス中性子源法について、反応度測定のプロセスやデータの処理過程を記述する。また、検出器位置依存性など、理論的補正を行う前の反応度の傾向や特徴について、実験例を示して記述する。

#### 4.2.1 中性子源増倍法

基準体系の臨界点を求め、FCAの制御棒の反応度較正を行ったあとで、中性子源増倍法においては中性子検出器系の反応度較正を行う。すなわち(2.31)式の定数Aの測定を行う。これはFCAの制御・安全棒を臨界点から少しばかり引抜いて、反応度 $\rho_0$ の浅い未臨界体系を実現し、

ここにおいて各中性子検出器の計数率  $CR_0$  を求めるものである。そして、(2.32)式すなわち、

$$A = (-\rho_0) CR_0$$

により各検出器ごとにAを求める。

次に、ナトリウム・チャンネルを模擬制御棒に置換して測定体系を構成する。このとき、FCAの制御・安全棒の位置を基準体系の臨界点の位置にする。これによって系の反応度が同時に模擬制御棒の反応度値を意味することになる。そして、この測定体系において各中性子検出器の計数率CRを測定し、(2.31)式すなわち、

$$\rho_{SM} = \frac{A}{CR}$$

によって、この体系の反応度を各検出器ごとに求める。

なお、定数Aの測定はFCAの制御・安全棒の引抜き量を変えた複数(2~3)の反応度既知の未臨界体系で行い、測定値の信頼性を確認した。その結果、これらの反応度既知の未臨界体系において、Aの値は0.3~1%以内ではほぼ一致していることが判明した。ここで、完全に一致しないのは、制御・安全棒の移動に伴う影響によると考えられる。したがって、実際に反応度  $\rho_{SM}$  を求める際に使用するAの値としては、制御・安全棒位置がCRを測定するときのそれに最も近い体系におけるAの値とした。すなわち、最も臨界に近い体系におけるAの値を使用した。

ここで、制御・安全棒の引抜き量は、150 mmから400 mmの範囲であり、これによって-0.1%  $\Delta k/k$  から-0.4%  $\Delta k/k$  程度の未臨界体系を実現した。そして、制御・安全棒の引抜きにおいては、その引抜きによって系の非対称性を生じることのないように、8組(固定側および移動側 $\frac{1}{2}$ 集合体あわせて)の制御・安全棒をなるべく同じ量だけ引抜くようにした。例えば、各制御・安全棒を50 mmずつ引抜いて合計400 mmの引抜き量になるようにした。

各中性子検出器の計数率  $CR_0$ 、およびCRとしては、40~100秒程度のプリセット・タイムで4~8回測定し、その平均値を用いた。また、誤差はこの平均値の推定分散から求めた。そしてこれらの平均値や誤差の計算および定数Aあるいは  $\rho_{SM}$  の計算は全て小型電子計算機PDP-9がオン・ライン的に行い、結果をコンソルのテレプリンターに印字するようにした。すなわち、PDP-9は測定終了と同時にスケーラーの内容をインターフェースを介して読み取り、その結果今までに蓄積した測定値があらかじめ入力した測定精度に達しているかを判定し、その後の測定系の動作に関する制御命令(例えば測定の中止、あるいは続行)を発信するようにした。さらに、ひきつづいてPDP-9は計数率に対する不感時間の補正などの演算を行い、Aあるいは  $\rho_{SM}$  を算出するものである。なお、プログラムは対話型式のものであり、任意の時点に、命令(例えば測定の中止あるいはやりなおし等)をテレタイプより入力することができる形式のものとした<sup>54)</sup>。

中性子検出器としては、4.1.3に述べた理論的補正法の実験による検証を行うためのA, B, Cの3検出器の他に、さらにバック・アップ用として体系外に位置する7系統も用いた。これらの合計10個の検出器によって、中性子源増倍法における反応度  $\rho_{SM}$  の検出器位置依存性を詳細に調べることを意図した。ここに、体系外の7系統の中性子検出系とは、炉室内の床面および壁面に設置したE, F, Gの3系統、およびFCAの核計装の起動系(CH.1およびCH.2)と線型出力

系 (CH.5 および CH.6) を活用したものである。

これらの体系外の 7 個の検出器のおおよその位置を Fig. 4.18 に、炉心中心からの距離等を Table 4.16 に示してある。図に見られるように検出器 E は、固定側 1/2 集合体に向って右側に位置し、したがって、炉心中心と体系内の検出器 B を結ぶ X 軸のほぼ延長線上に位置している。また核計装 CH.1, CH.2, CH.5 および CH.6 は FCA 格子管集合体の 4 隅に位置し (Fig. 4.2 参照) そのうち CH.2 および CH.6 は固定側 1/2 集合体に向ってそれぞれ右上および左下に設置されている。そして、CH.1 および CH.5 は移動側 1/2 集合体にあつて密着面をはさんでそれぞれ CH.2 および CH.6 に対向している。したがって、VII-1 90B 集合体の場合、セクター状の試験領域 T1, T2 の広がっている側に検出器 E, F および CH.1, CH.2 が位置し、その反対側に CH.5, CH.6 が位置していることになる。

なお、これらの体系内および体系外の 10 個の中性子検出器は、炉心中心からの距離に関して 3 つの群に分けられる。すなわち、A, B, C の 3 検出器は炉心に最も近く、0.6~0.7m の所にあつて、検出器 E, F, G は最も遠く、炉心中心から 6~7m の所に位置し、核計装の 4 個の検出器は 1.4~1.6m の所にある。

以下では、これらの中性子検出器によって測定した反応度の実験例を用いて、理論的補正を行わない中性子源増倍法の特徴や傾向を記述する。なお、反応度の大きさを比較して検討する際に、反応度の絶対値で議論する。したがって、例えばより大きな反応度とはより深い未臨界度を意味する。

各検出器の測定した反応度に関する傾向を、模擬制御棒と検出器の位置関係によって見るには、VI-2 B2 集合体における実験例が適している。それは、この集合体における外部中性子源が炉心中央部に概ね対称性よく分布しているからである。この集合体において、模擬制御棒を炉心中心に挿入した BC-7, BC-32 測定体系および、内炉心周辺に挿入した BP-7, BP-32 測定体系での各検出器の測定結果を Table 4.17 に示す。この表には、測定結果の傾向をみるのに便利のため、各検出器の観測する補正を行わない反応度  $\rho_{SM}$  と理論的補正を行つて得た体系の反応度  $\bar{\rho}_{MSM}$  との比 ( $\rho_{SM} / \bar{\rho}_{MSM}$ ) とともに、 $\bar{\rho}_{MSM}$  をあわせて示してある。ここに、 $\bar{\rho}_{MSM}$  は検出器 A, B, C によって測定した反応度に理論的補正を施して得た結果の平均値を意味する。

なお、この表に示されている反応度の誤差は、測定系の不感時間の誤差を含めた計数率 CR<sub>0</sub>, CR の誤差、および反応度較正を行う体系の反応度  $\rho_0$  の誤差を用いて、誤差伝播の法則に従つて算出したものである。また、以下の表においても同様に、特に断らないかぎり、反応度の誤差は上述の方法によって求めたものである。

この Table 4.17 によると、検出器 A, B, C は BC-7 測定体系に関しては、当然ながらほぼ一致した反応度を示しているが、BC-32 測定体系においては、検出器 A は炉心中心をはさんで対称な位置にある検出器 C に比べて約 6% 大きな結果を示している。これは、BC-32 測定体系において、模擬制御棒が炉心中心から約 2.5 cm 検出器 A の方に偏つて位置しているためである。さらに、BP-7 および BP-32 測定体系についてみると、模擬制御棒の挿入による局所的な影響をあまり受けないと考えられる検出器 E, F, G に比べて、検出器 A ではそれぞれ 11% および 33% 程度大きく反応度を測定し、逆に検出器 C ではそれぞれ 3% および 7% 小さく反応度を測定している。この傾向は核計装の CH.1, CH.2 と CH.5, CH.6 等の測定結果にも現れている。したが

って、中性子源増倍法によると、模擬制御棒の近くにある検出器では、体系の未臨界度を特に深く測定し、逆に炉心中心をはさんで反対側にある検出器では、体系の反応度を小さく見る傾向にあるといえる。

また、格子管集合体の4隅に位置する核計装の4系統に対しては、体系内の検出器A, C に比べて、局所的な影響が弱まっていることが同表において認められる。さらに、遠方に位置する検出器E, F, Gではいずれの測定体系においても反応度は実験誤差内でおたがいにほぼ一致している。なお、この遠方の検出器によって観測される反応度についても十分な吟味が必要で、詳しくは4.4で述べるものとする。

次に、外部中性子源分布が各検出器の観測する反応度におよぼす影響を、VII-1 集合体における実験例によって検討する。そこで、Table 4.18に90Z-1, 90Z-4, 90B-10および90B-10B体系での測定例を示してある。この表には、傾向をみる上で簡単のため補正を行わない反応度 $\rho_{SM}$ と理論的補正を行って得た反応度 $\bar{\rho}_{MSM}$ との比( $\rho_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$ )のみを示してある。ここに、 $\bar{\rho}_{MSM}$ は前述のごとく検出器A, B, Cにおいて理論的補正の結果えられた反応度の平均値である。なお、同表に示されている測定体系においては、模擬制御棒は概ね炉心中心、あるいは炉心中心に関して対称性よく挿入されており、各検出器に対する局所的な影響の差異は小さいと見てよい。

このTable 4.18によると、外部中性子源の近傍に位置する検出器Bでは、いずれの測定体系においても検出器A, Cに比べて常に小さな反応度を示している。たとえば、B73-16P ピン・クラスターが炉心中心に挿入されているとき、検出器Bの観測する反応度は、検出器A, Cのそれらに比べて、90Z-1体系では約8%小さく、さらに外部中性子源分布の偏心の度合いの大きな90B-10体系では約12%小さな値のものとなっている。したがって、中性子源増倍法では、外部中性子源の近傍に位置する検出器では、外部中性子源から離れている以外は同様の状況にある検出器にくらべて、未臨界度を浅く測定する傾向にあるといえる。さらに、このような反応度を小さく測定する度合いは、体系の未臨界度が深くなるにしたがって大きくなることが同表に示されている。

このことは、体系外の検出器についてもあてはまり、核計装のCH.1, CH.2とCH.5, CH.6等の測定結果を比べると、90Z-1および90Z-4体系ではほぼ同じ結果を示しているのに対して、90B-10および90B-10B体系においては、セクター状の試験領域(したがって外部中性子源の存在する領域)に近いCH.1, CH.2の方が、CH.5, CH.6に比べてやはり小さな反応度を測定している。そして、遠方に位置する検出器E, F, Gでは、お互にほぼ同じ結果を示しているが、なかでも検出器Eでは常に反応度を若干小さく測定している。

Table 4.19には、90Z-7集合体における1本あるいは多数本の模擬制御棒が挿入された体系での、各検出器の観測する反応度の傾向を示している。今までの表と同様に各検出器の補正を行わない反応度 $\rho_{SM}$ と、理論的補正を行って得た反応度 $\bar{\rho}_{MSM}$ との比( $\rho_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$ )の値で示してある。また、 $\bar{\rho}_{MSM}$ も今までに記述した方法で求めたものである。

この表で模擬制御棒が多数本挿入された体系と、1本挿入された体系とを比較すると、前者における反応度測定の結果は、概ね後者におけるその重ね合せを考慮することによって理解できる。それで、多数本模擬制御棒が挿入された体系においては、検出器A, Cでは $\rho_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$ の値は極



端に1からずれることがない。一方、外部中性子源に隣接する検出器B、遠方に位置する検出器E、F、Gおよび核計装の4検出器では、模擬制御棒の挿入本数の増加に伴って、 $\rho_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$ の値は次第に1より小さくなっており、このことはVII-1集合体における大きな特徴として注目すべきものである。これについては、実効的中性子源強度の減少から定性的に説明できるもので、詳しくは4.4で記述する。

以上に述べてきた中性子源増倍法の特徴は、定性的に考えて妥当である。実際、模擬制御棒の近くに位置する検出器において、反応度を大きく測定するのは模擬制御棒の挿入によって、その付近の中性子束が局所的に極端に低下し、その結果、測定体系における計数率CRが極端に減少するためである。また、外部中性子源の近傍に位置する検出器が反応度を小さく測定するのは、この検出器の計数率に対して、体系の反応度にはほぼ無関係な外部中性子源からの直接的な寄与が大きいためであると理解できる。

なお、各検出器の測定する反応度 $\rho_{SM}$ と、理論的補正の結果得られる反応度 $\rho_{MSM}$ との関係については、上述のTable 4.17, 4.18等を用いて4.4においてさらに検討する。

#### 4.2.2 中性子源引抜き法

中性子源引抜き法においては、ナトリウム・チャンネルを模擬制御棒に置換して測定体系を構成し、FCAの制御・安全棒を基準体系の臨界位置にしたあとで、加速器を用いて外部中性子源を投入する。そして、中性子源強度が安定し、炉出力が定常になってから中性子検出器による計数率の測定を開始する。

各検出器の計数率の時間的変化の測定には、いわゆるマルチ・スケーラーとして、マルチ・チャンネル・アナライザー Packard 900, および小型電子計算機 PDP-9 とそのインターフェース NL01を用いた。そして、検出器の出力は、中性子源引抜きの300秒前から約1500秒にわたってチャンネル幅1sec, その間引抜きの3秒前から最低10秒間はチャンネル幅10msecで測定した。測定データの一部をFig. 4.19および4.20に示す。図に見られるように、検出器の計数率は中性子源の引抜きと同時に急激に落ち、その後ゆるやかに減少して引抜き後約500秒でバックグラウンド・レベルに達する。また、中性子源引抜きの時刻は、1~2チャンネル(10~20msec)程度の不確かさで決定できるものとなっている。なお、測定データの信頼性を確かめるために、各測定体系について、中性子源強度や検出器とマルチ・スケーラーとの組合せを適宜変えて数回の測定を行った。

本実験では、外部中性子源として加速器を使用していることから、中性子源強度の調整が容易に行える。ここで、中性子源強度が弱すぎると、(2.34)式の定常状態における計数率 $CR_s$ 、および減衰期間中の積分計数値 $\int_0^{\infty} CR dt$ 、特に後者の統計的誤差が増大する。一方、中性子源強度が強すぎた場合には、 $CR_s$ の測定において不感時間に対する補正量が非常に大きくなり、それに伴う誤差が増大する。例えば、 $10^4$  cpsの計数率に対して、測定系の不感時間が10 $\mu$ secの場合には、補正量は全体の10%に達し、このとき不感時間の誤差として10%を仮定すれば、補正後の計数率には1%の誤差が含まれることになる。したがって、加速器を利用した中性子源引抜き法において、パルス型の検出器を用いた場合には、測定系の不感時間の精度が測定値の精度を決定する最大の要因であるといえる。なお、このようなことから、本実験においては定常状態に

Table 4.16 Distance from core center  
(M) of detectors

Assy. Det.	VI-2 B2	VII-1
A	0.6	0.7
B	0.6	0.7
C	0.6	0.7
E	6.9	7.2
F	6.2	6.2
G	4.2	5.9
CH.1	1.4	1.6
CH.2	1.4	1.6
CH.5	1.5	1.6
CH.6	1.5	1.6

Table 4.17 Position dependence of the observed reactivities  
by neutron source multiplication method  
( Assembly VI-2 B2 )

Assy. Det.		BC-7	BC-32	BP-7	BP-32
	A	1.001±0.004	1.058±0.005	1.116±0.004	1.337±0.008
	B	1.008±0.004	1.040±0.005	0.977±0.006	0.992±0.009
	C	1.003±0.004	0.997±0.005	0.972±0.004	0.933±0.005
$\rho_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$	E	0.994±0.004	0.998±0.004	1.006±0.005	1.008±0.006
	F	0.996±0.005	0.997±0.004	1.001±0.004	1.008±0.005
	G	1.006±0.003	1.017±0.004	1.017±0.003	1.026±0.004
	CH.1	1.014±0.003	1.046±0.003	1.048±0.003	1.115±0.003
	CH.2	1.035±0.003	1.065±0.003	1.085±0.002	1.151±0.003
	CH.5	1.005±0.015	1.004±0.013	0.988±0.015	0.947±0.020
	CH.6	0.985±0.014	0.963±0.012	0.981±0.014	0.955±0.019
$-\bar{\rho}_{MSM}$ (% $\Delta k/k$ )		1.657±0.007	4.21 ±0.04	1.297±0.026	3.33 ±0.10

note) Observed reactivities in the above table are normalized with the reactivities which are obtained by the neutron source multiplication method with theoretical modification.

Table 4.18 Effect of non-uniform external neutron source distribution on the observed reactivities by neutron source multiplication method

Det.	Assy.	90Z-1, -4		90B-10	90B-10B		
		B73-16P	B90-32P		9B	5B	4B
A		0.989±0.005	0.967±0.005	0.979±0.004	1.085±0.005	0.999±0.005	0.998±0.006
B		0.911±0.004	0.883±0.005	0.862±0.003	0.631±0.005	0.655±0.004	0.690±0.004
C		0.988±0.005	1.004±0.005	0.988±0.004	1.103±0.010	1.041±0.005	1.030±0.006
E		0.940±0.006	0.905±0.006	0.901±0.004	--	0.768±0.008	0.799±0.008
F		0.963±0.008	0.941±0.009	0.941±0.006	0.774±0.008	0.801±0.008	0.826±0.008
G		0.970±0.005	0.941±0.006	0.949±0.004	0.787±0.008	0.846±0.006	0.861±0.005
CH.1		0.938±0.013	0.927±0.015	0.903±0.009	0.732±0.012	0.755±0.013	0.784±0.012
CH.2		0.946±0.016	0.935±0.017	0.915±0.011	0.746±0.015	0.772±0.014	0.801±0.015
CH.5		0.944±0.005	0.935±0.007	0.946±0.005	0.865±0.018	0.829±0.014	0.879±0.012
CH.6		0.962±0.005	0.945±0.007	0.956±0.005	0.861±0.018	0.869±0.014	0.888±0.012
$-\rho_{MSM}$ (% $\Delta k/k$ )		1.865±0.009	3.006±0.015	1.865±0.010	9.70 ±0.19	7.40 ±0.10	6.33 ±0.15

9B : OT/OR/OB/OL/IT/IR/IB/IL/O, 5B : IT/IR/IB/IL/O, 4B : IT/IR/IB/IL

note) Observed reactivities in the above table are normalized with the reactivities which are obtained by the neutron source multiplication method with theoretical modification.

Table 4.19 Position dependence of the observed reactivities by neutron source multiplication method in multi-rods array experiment  
(Assembly VII-1 90Z-7)

Det.	Assy.	Single rod					2 rods T/O	3 rods O/RB/LB	4 rods RT/RB/LB/LT	5 rods T/RT/RB/LB/LT
		O	T	RB	LB					
A		0.993±0.004	1.125±0.004	0.956±0.004	0.965±0.004	1.107±0.004	0.919±0.004	0.976±0.004	1.073±0.005	
B		0.925±0.004	0.927±0.004	1.002±0.004	0.898±0.004	0.864±0.010	0.838±0.004	0.789±0.004	0.753±0.005	
C		0.993±0.005	0.937±0.005	1.036±0.005	1.047±0.005	0.939±0.005	1.087±0.006	0.987±0.006	0.949±0.005	
E		0.950±0.004	0.969±0.006	0.988±0.006	0.946±0.005	0.927±0.005	0.871±0.006	0.865±0.006	0.825±0.007	
F		0.970±0.007	0.984±0.006	0.996±0.006	0.971±0.007	0.942±0.007	0.913±0.007	0.871±0.007	0.852±0.007	
G		0.973±0.005	0.988±0.005	0.984±0.005	0.991±0.005	0.951±0.005	0.924±0.006	0.878±0.005	0.865±0.004	
CH.1		0.957±0.010	1.013±0.010	0.979±0.010	0.930±0.010	0.959±0.011	0.864±0.010	0.853±0.010	0.858±0.010	
CH.2		0.966±0.010	1.021±0.012	0.986±0.010	0.938±0.010	0.970±0.012	0.873±0.012	0.863±0.012	0.869±0.012	
CH.5		0.968±0.005	0.933±0.005	0.960±0.005	1.058±0.005	0.894±0.007	0.946±0.009	0.849±0.011	0.802±0.012	
CH.6		0.971±0.005	0.939±0.005	0.964±0.005	1.062±0.005	0.883±0.007	0.936±0.009	0.802±0.011	0.757±0.011	
$\bar{\rho}_{MSM}$	(%Δk/k)	1.735±0.008	1.520±0.011	1.602±0.010	1.526±0.009	3.14 ±0.03	4.48 ±0.03	6.21 ±0.06	7.34 ±0.11	

note) Observed reactivities in the above table are normalized with the reactivities which are obtained by the neutron source multiplication method with theoretical modification.

Reactor Room

Control Room

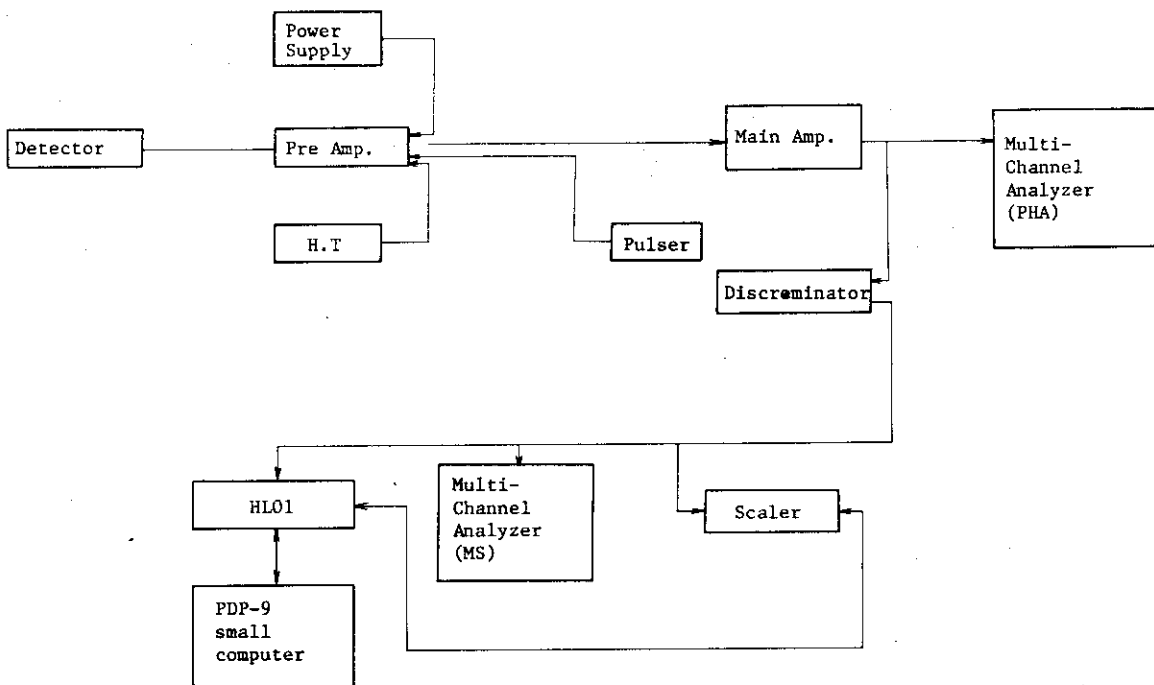


Fig. 4.17 Block diagram of measuring system

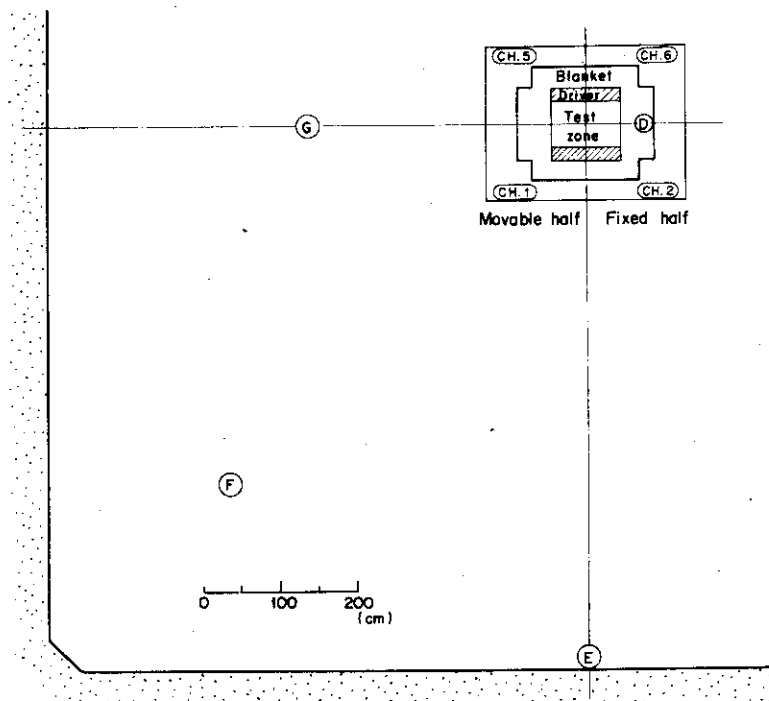


Fig. 4.18 Detector arrangement in FCA reactor room (Assembly VI-2 B2)

おける計数率が、 $2 \times 10^4$  cps を超えないことを目安として、中性子源強度の調整を行った。

インターフェース NL01 を介して PDP-9 小型電子計算機のメモリー内にストアされた測定データは、測定終了後ただちに処理され、定常状態の計数率  $CR_s$  および減衰期間中の積分計数値  $\int_0^\infty CR(t) dt$  が、コンソルのテレプリンターに印字されるようにした。そして同時に、測定データは全て磁気テープに保存するようにした。また、マルチ・チャンネル・アナライザーによる測定データも、紙テープを介してやはり磁気テープに保存した。そして、これらの磁気テープに収められた測定データに対して、本格的な解析を大型電子計算機によって行った。

大型計算機によるデータ処理では、(2.34) 式によって  $\rho_{SJ}$  を求めることになるが、その前に中性子源強度のゆらぎを考慮して実効的な定常計数率  $CR_s$  を求めた。これは、加速器を用いて外部中性子源の投入を行っていることから、完全に定常な外部中性子源とはなり得ないためであり、実際に引抜き前の計数率は、時間的に変動した計数率  $CR(t)$  となっている。ところで、定常状態の計数率  $CR_s$  は、主に引抜き時刻  $t=0$  における実効的遅発中性子先行核濃度  $\sum_j \sum_i \bar{C}_{is}^j$  との関係で必要とされるものである。すなわち、完全に定常状態の場合には、

$$\sum_j \sum_i \bar{C}_{is}^j = \frac{a}{A} \sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j} CR_s$$

の関数を用いたものである。ここに、 $a$  は定数である。一方、定常な計数率  $CR_s$  のかわりに、時間的に変動している計数率  $CR(t)$  に対しては、動特性方程式 (2.23) 式より、

$$\sum_j \sum_i \bar{C}_i^j (t=0) = \frac{a}{A} \sum_j \sum_i \int_{-\infty}^0 \bar{\beta}_i^j CR(t) e^{\lambda_i^j t} dt$$

とかける。ここに、(2.23) 式の  $P(t)$  は、 $P(t) = a \cdot CR(t)$  としてある。したがって、上の 2 式の比較から実効的な定常計数率  $CR_s$  は、

$$CR_s = \frac{\sum_j \sum_i \int_{-\infty}^0 \bar{\beta}_i^j CR(t) e^{\lambda_i^j t} dt}{\sum_j \sum_i \frac{\bar{\beta}_i^j}{\lambda_i^j}} \quad (4.2)$$

によって求めることができる。上式の右辺の時間積分は、 $-\infty$  から 0 までであるが、普通中性子源引抜き前 100 秒間の積分値で全体の 90% 程度を占め、300 秒以前の寄与は 0.5% 以下である。

中性子束の時間的変化の測定にあたって、検出器としては、4.1.3 に述べた A, B, C の 3 検出器の外に、一部の測定体系に対しては、前節で述べた E, F, G および CH. 6 の検出器も用いて、体系外における反応度測定への傾向をみた。また、VI-2 B2 集合体における実験では、移動側 1/2 集合体内で密着面をはさんで検出器 A に対向する位置に検出器 A' を設定して、測定値の信頼性をたしかめるのに役立てた。なお、検出器 A と A' での測定結果は実験誤差内ではほぼ一致しており、以下では両者の平均値を用いている。

これらの検出器によって測定した反応度の実験例を用いて、以下では理論的補正を行わない中性子源引抜き法の特徴や傾向をみる。また、前節と同様に反応度の大きさを比較して検討するさいには、反応度の絶対値を用いて、これを行うものとする。

まず、外部中性子源が外炉心とブランケットの境界付近にあるVI-2 B2 集合体における測定例を Table 4.20 に示す。炉心中心をはさんで外部中性子源の反対側に位置する検出器Bでは、検出器AおよびCに比べて常に小さな反応度を測定している。このことは、検出器Bにおける定常計数率 $CR_s$ が他の検出器に比べて小さいことによると考えられる。また、検出器AおよびCでは、模擬制御棒がほぼ炉心中心にある場合（BC-7, BP-32 測定体系）も、検出器Aの側に偏心して挿入されている場合（BP-7, BP-32 測定体系）にも、ほぼ同じ測定結果を示している。したがって、中性子源引抜き法では、検出器位置と外部中性子源位置との関係が測定値に大きな影響を与えるものであり、それに対して模擬制御棒位置と検出器位置との関係はあまり問題にならないといえる。

なお、この表に示してある反応度は数回の測定の結果の平均の値のものである。そして、誤差としては、平均値の推定分散から求めた値と、各回の測定誤差の伝播式より求めた値のうちで大きな方の値を採用した。ここに、各回の測定の誤差としては、計数率および計数値の統計誤差の他に測定系の不感時間の不確かさ、および中性子源引抜き時刻の不確かさなどの効果を考慮したものである。

つぎに、外部中性子源が炉心のほぼ中心に位置する、VII-1 90 B-10 およびVII-1 90 B-10 B集合体における実験例を Table 4.21 に示す。ここに示されている反応度およびその誤差は、上に述べたのと同様の方法で求めたものである。この体系においては、外部中性子源との位置関係は検出器A, B, Cについてはほぼ同じであるのに、検出器Bでは常に大きな反応度を示し、体系の未臨界度が深くなるにしたがい、反応度を大きく測定する度合いが増大している。このことは、検出器AおよびCがウラン燃料の外炉心領域に隣接しているのに対して、検出器Bはプルトニウム燃料の試験領域に隣接していることによる。実際、体系外の検出器E, F, GおよびCH.6等においても、それぞれに近い位置にある外炉心領域の燃料物質に依存した測定結果を示す傾向にある。

このような傾向は、プルトニウムとウランで遅発中性子生成の割合に差異があることから、各検出器の減衰期間中の積分計数値  $\int_0^{\infty} CR(t) dt$  に差異を生じるためであり、その結果それぞれに異った反応度が測定されることになる。すなわち、中性子源引抜き法では、検出器の周辺や近傍の核燃料物質の種類によって、測定値は顕著な差異を生じるものとなっている。

なお、上に述べた反応度に関して用いた動特性パラメータ  $\beta_1$  などの値は、VI-2 B2 集合体における測定については各測定体系における値である。ただし、BP-7 およびBP-32測定体系についてはそれぞれBC-7 およびBC-32 測定体系での値を用いた。一方、VII-1 集合体での測定については、基準体系における値を用いた。そして、いずれの場合も重み関数としては、固有関数および随伴固有関数を用いた。

#### 4.2.3 パルス中性子源法<sup>26)</sup>

パルス中性子源法による実験的検証は、VI-2 B2 集合体においてのみ行った。ここでは検出器Cのみを用いて測定した。以下では実験の概要と得られた結果について簡単に記述する。

測定体系を構成し、FCAの制御・安全棒を基準体系の臨界位置にしたあとで、パルス状中性子源の繰返し投入を開始する。このパルスは、幅が0.5~2  $\mu\text{sec}$ 程度であり、繰返しの頻度は2

～10 KHz 程度のものとした。中性子計数率の時間的変化の測定には、マルチ・チャンネル・アナライザーの TMC-256，あるいは小型計算機 PDP-9 とそのインターフェース NL 01 を用いた。このとき、チャンネル幅は  $0.25 \mu\text{sec}$  とした。パルス中性子源投入時における測定を終えたあとで、さらに測定系の条件を変えずにリークカレントおよびバックグラウンド・レベルの測定を行った。このことは、パルス状中性子源の投入に際して、直流成分が混入しているため、この成分を評価するためのものである。

測定結果を Table 4.22 に示す。ここでの誤差は計数値の統計誤差のみを取り入れたものである。しかし実際には即発中性子成分  $A_p$ 、遅発中性子成分  $A_d$  およびリークカレントとバックグラウンド成分の分離において、特に  $A_d$  の値には相当の誤差を含むおそれがあり、反応度の測定精度は前節の中性子源引抜き法のそれと比較するとかなり劣るものと考えられる。

この表と Table 4.20 の中性子源引抜き法による測定結果を比較すると、パルス中性子源法による測定値は一貫して小さな値（絶対値で）を示している。このことは、パルス中性子源法では即発中性子成分  $A_p$  を遅発中性子成分  $A_d$  で割っているが、中性子源引抜き法では定常状態における計数率  $CR_s$ ，つまり  $A_p$  と  $A_d$  の和に相当するものを減衰期間の積分中性子束、つまり  $A_d$  に相当するもので割っていることによるもので、前者においては中性子源位置と検出器位置との関係が測定値により大きな影響をおよぼすことになる。

また、いま比較したパルス中性子源法による結果と中性子源引抜き法による結果の関係が、BC-系と BP-系ではあまり違いがみられないことから、パルス中性子源法においても模擬制御棒の挿入位置は、測定結果にあまり影響するものではないといえる。

なお、パルス中性子源法では、測定に要する時間が長いこと、および時間分析器を多く集めることができなかつたことなどから検出器位置を変えた測定は行っていない。また、この測定法の理論的補正の過程は、中性子源引抜き法のそれとかなり類似なものである。さらに、次章でふれるようにおおまかな補正を行った結果は、中性子源増倍法や中性子源引抜き法に対する補正を行った結果に概ね近い値を示しているが、一般には前述のように、測定値から  $A_p$ 、 $A_d$  を分離する過程で大きな誤差が含まれる可能性がある。これらのことから、パルス中性子源法に対しては詳細な解析および検討を省略する。

### 4.3 実験に対する理論的補正法の適用

#### 4.3.1 補正係数の計算

補正係数にあらわれる随伴固有関数および未臨界体系における中性子束分布などの計算には原子炉の核設計において標準的に使用されている 2 次元、6 群の拡散方程式を用いた。また、模擬制御棒の部分は特に衝突確率法で詳細な計算を行い、実効的な巨視断面積を求めているが、これも制御棒設計においては必ず何らかの詳細な計算が行われるものであり、核設計における標準的な計算の一部とみなせる。なお、この衝突確率法による実効断面積の作成は、 $B_4C$  ピン・クラスターを構成する各  $B_4C$  ピン内での自己遮蔽効果を考慮したものであり、体系全体の計算はあくまで拡散方程式によって行っているものである。

ここで、エネルギー群数は 6 群としているが、多くの炉物理量の評価にあたって、6 群計算は



Table 4.20 Position dependence of the observed reactivities  $-\rho_{sj}$  by source jerk method (Assembly VI-2 B2)

(% $\Delta k/k$ )

Det. Assy.	Det. A	Det. B	Det. C	Det. F
BC-7	1.60±0.02	1.49±0.02	1.62±0.01	-
BC-16	2.63±0.03	2.32±0.03	2.64±0.03	-
BC-32	3.85±0.07	3.26±0.07	3.74±0.07	3.75±0.05
BP-7	1.34±0.02	1.23±0.02	1.33±0.01	-
BP-32	3.28±0.09	2.88±0.04	3.15±0.06	3.18±0.04

Table 4.21 Position dependence of the observed reactivities  $-\rho_{sj}$  by source jerk method (Assembly VII-1)

(% $\Delta k/k$ )

Det. Assy.	Det. A	Det. B	Det. C	Det. E	Det. F	Det. G	CH.6	
90B-10	0	1.75±0.02	1.82±0.02	1.77±0.02	-	1.83±0.05	-	-
	OR4/OL	2.58±0.03	2.66±0.08	2.56±0.03	-	2.67±0.07	-	-
	IR/OR4/RX	2.56±0.03	2.58±0.05	2.56±0.03	-	2.63±0.07	-	-
90B-10B	4B	5.46±0.12	5.75±0.16	5.47±0.09	5.86±0.16	5.64±0.19	5.51±0.26	5.58±0.17
	5B	6.20±0.14	6.48±0.21	6.49±0.20	-	6.42±0.26	-	-
	9B	7.60±0.14	8.04±0.21	7.56±0.16	-	8.10±0.24	-	-

4B : IT/IR/IB/IL, 5B : IT/IR/IB/IL/O, 9B : OT/OR/OB/OL/IT/IR/IB/IL/O

Table 4.22 Observed reactivities  $-\rho_{pns}$  by pulsed neutron source method (Assembly VI-2 B2)

(% $\Delta k/k$ )

Det. Assy.	Det. C
BC-7	1.51±0.01
BC-16	2.45±0.01
BC-32	3.45±0.03
BP-7	1.19±0.01
BP-32	3.00±0.02

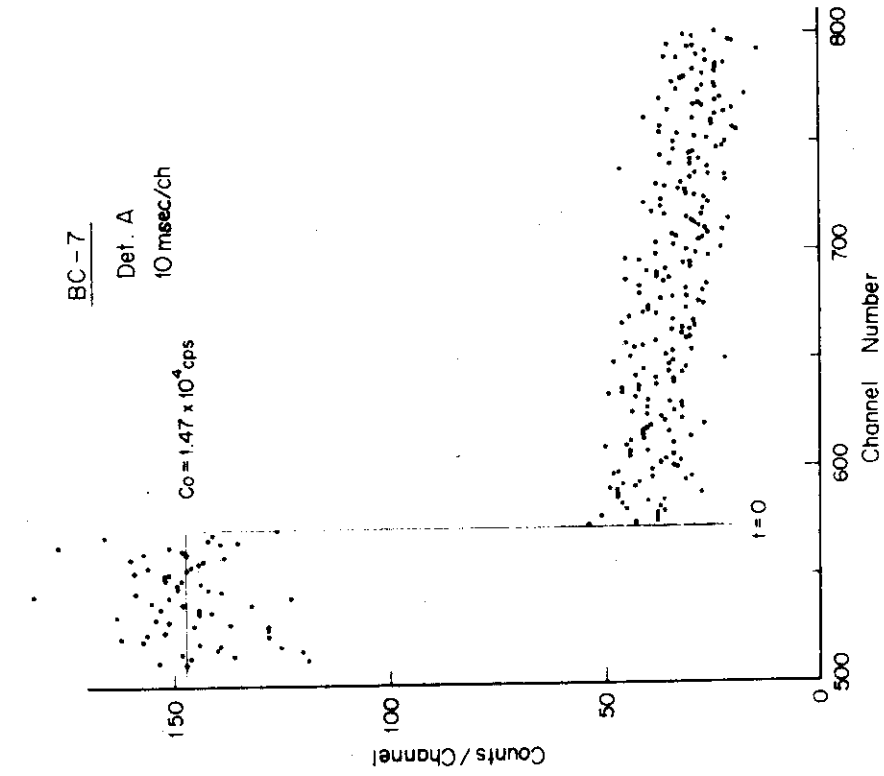


Fig. 4.20 Detailed flux change at the instance of source jerk

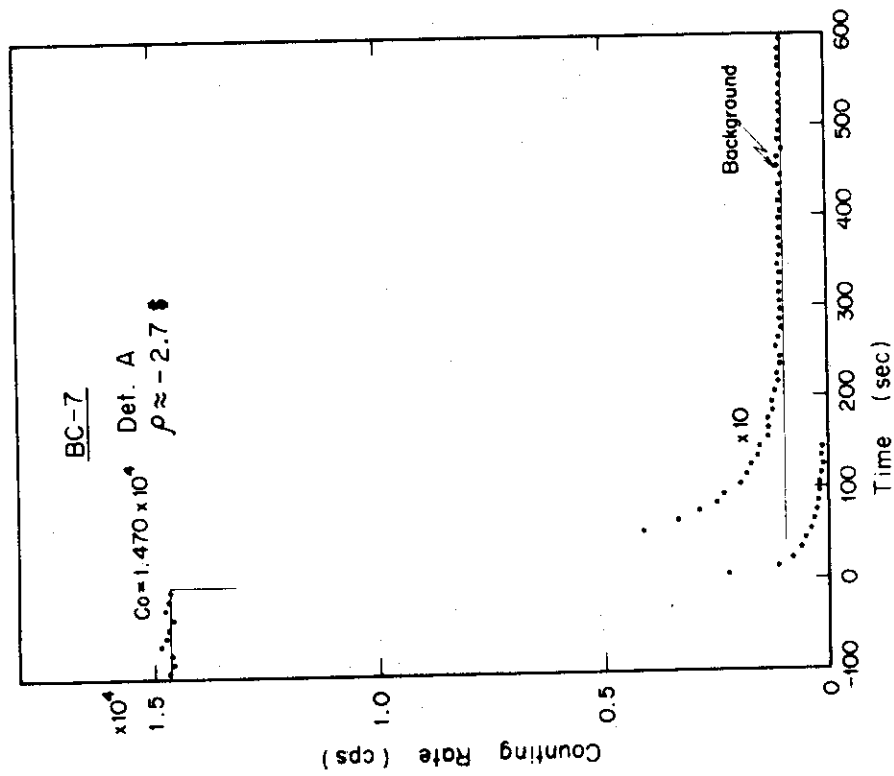


Fig. 4.19 Flux change in source jerk method

少なくとも25群計算とほぼ等しい結果を示しており、実用上大きな問題をもたらさない経済的な方法とされている。それに対して、2次元計算の使用は経済的ではないが、体系の複雑な形状を考慮した場合に避けることができない。このようなことから、事実わが国の高速実験炉「常陽」および高速原型炉「もんじゅ」の核設計においても、2次元6群拡散計算が標準計算法として用いられている。

補正係数の計算過程の概要は、各測定法ごとにすでに第3章で述べた。実際の中性子束分布、および随伴固有関数の計算法の流れをFig. 4.21に示す。まず、25群定数を縮約して6群定数を作成する。この6群定数を用いて、衝突確率法で $B_4C$ ピン・クラスター部分の実効断面積を求め、この部分の9群定数を作成する。次に、 $R-Z$ 形状で6群2次元の計算を行い、軸方向バックリング $B_z^2$ を求める。そして、最後に2次元 $X-Y$ 形状で実験体系の形状を忠実に取り入れた固有値計算、およびfixed source modeの計算を行い、それぞれ固有関数、随伴固有関数および中性子束分布を求める。このとき、軸方向バックリング $B_z^2$ は $R-Z$ 計算で求めたものを用い、fixed source modeの計算のための外部中性子源は測定法に応じて入力する。

以下では、まずこの図(Fig. 4.21)の流れに沿って、群定数セットの縮約、使用する計算コード、2次元計算における軸方向バックリング $B_z^2$ 、外部中性子源などに関することと共に具体的な計算の過程について述べる。次に、動特性パラメータの算出過程と結果を示し、最後に補正係数の計算結果を示し、これについて検討する。

#### 数値計算の過程

計算に使用した6群定数は、JAERI-FAST (version 2)<sup>55)</sup>の25群断面積セットを縮約して作成したものであり、群構造は25群セットの第1群から第4群までを6群セットの第1群とし、以下25群セットの6, 8, 11, 14, 25の各群で区切って全体で6群を構成するものである。

縮約計算は、1次元拡散コードEXPANDA-4<sup>56)</sup>を用いて各領域ごとにその領域内での空間的な積分固有関数を重み関数として行った。なお、中性子スペクトルが空間的に大きく変化するブランケット領域については、炉心に近い部分(厚さ約10cm)とその外側の2領域に分割し、それぞれの領域の縮約断面積を用意した。したがって、6群計算においては、ブランケットは2領域で形成されているものとして取扱うことになる。

また、VII-1集合体についての縮約計算では、この集合体の外炉心領域はT2, D2など6種の媒質で構成されているが、すでに述べたように縮約計算は1次元で行うことから、各媒質がそれだけで外炉心を構成している体系について各媒質の6群定数を求めた。

衝突確率法の計算に必要な群定数は、 $B_4C$ ピン・クラスター内を円筒状に近似し、例えば7ピン・クラスターの場合であれば、中心から $B_4C$ , Na,  $B_4C$ , Naと4領域で構成して、それぞれの領域について縮約計算を行って用意した。したがって、この場合には同じ90%濃縮 $^{10}B$ のピンでも、クラスターの中心のものと外側のものでは異なる群定数を用いることとなる。

群縮約の効果を調べるために、VII-1 90Z-1体系を1次元円筒形状に近似し、EXPANDA-4コードで計算群数を25群から2群まで7段階変えて計算して、体系の反応度、および炉心中心での $B_4C$ ピン・クラスターの反応度値をみた結果をTable 4.23に示す。この表によると、体系の反応度は、その絶対値が計算群数の減少に伴ってやや小さくなる傾向にあるが、例えば90Z

-1基準体系において、25群計算および6群計算による反応度がそれぞれ $-0.283\% \Delta k/k$ および $-0.265\% \Delta k/k$ であるように大きな変化は生じていない。一方、 $B_4C$ ピン・クラスターの反応度値については、計算群数の減少に対して殆ど変化がみられず、6群計算の結果は25群のそれと絶対値で比較すると、B30-9Pで $-0.5\%$ 、B73-16Pで $+0.02\%$ 、B90-16Pで $+0.05\%$ の変化を示している程度で、事実上かわらないとみなせる。

このように6群計算は、模擬制御棒の反応度効果について25群計算とほぼ同等の評価を行うことが可能のものである。なお、補正係数 $f$ に関する群縮約の効果は次章において検討する。

次に、衝突確率法による計算では、CLUPおよびCLUP77コードを用いた<sup>57)~59)</sup>。CLUPコードは、同心円上に $B_4C$ ピンが配列されている7ピン・クラスターに対して用い、ピン配列が正方格子となっている16ピンおよび32ピン・クラスターに対しては、CLUP77を用いた。これらのコードによって、 $B_4C$ ピン・クラスター内の中性子束分布の微細構造を求め、この中性子束分布を重み関数として $B_4C$ 部分、Na部分およびSUS部分の断面積を平均して、模擬制御棒を均質な1領域として取扱うときの実効断面積を求めた。

中性子束分布の微細構造の例として、Fig. 4.22に7ピン・クラスターの場合の計算結果を示す。図中のなめらかな曲線は、ピン・クラスター領域を $B_4C$ 、NaおよびSUSの均質混合物として拡散計算で求めたときの中性子束分布である。また中心から3番目の領域に衝突確率法によって求めた階段状の線が2本あるが、下の線は $B_4C$ ピン内部の中性子束分布を示し、上の線はピンとピンの間のNa中での中性子束分布を示している。

なお、これらの衝突確率法のコードでは、各ピンの内部、ピンとピンの間、ピン・クラスター外部の試験領域などを多数の部分領域に細分化し、各部分領域間での中性子の衝突確率（すなわち、 $i$ 部分領域の中性子が $j$ 部分領域で衝突する確率）を数値積分によって正確に求めている。そして、この衝突確率のマトリックスをもとに、中性子束分布の微細構造を算出している。

このとき、部分領域に細分化する方法は、例えば7ピン・クラスターの場合であればFig. 4.22にみられるように、(1)中心の $B_4C$ ピンを円環状に4分割し、(2)その外側のNa領域を2分割し、(3)外側の6本の $B_4C$ ピンの各ピンについては、その内部を中心ピンと同様に円環状に4分割し、さらにこの6本のピンの中心を通る円周によって2分割し（したがって、ピン内は8領域に分割される）、(4)その外側のNa領域を2分割し、(5)さらにその外側の試験領域を幅1cm程度で円環状に数分割するとしたものである。

次に、2次元X-Y形状の計算を行うときに必要となる軸方向バックリング $B_z^2$ については、極めて簡単な取扱い方をした。

すなわち、VI-2 B2集合体のうちNC、BC-7、BC-16、BC-32体系など炉心中心にほぼ対称な体系については、体系を円筒形状に近似して、2次元R-Z形状で計算したときの固有値に、1次元円筒形状で計算したときの固有値が一致するように $B_z^2$ を定めた。そこで、CITATION-2コード<sup>60)</sup>による計算結果をTable 4.24に示す。表にみられるように、各体系においてそれ程大きな変化は無く、0.1%以内で互に一致している。さらに、これらの値をそれぞれNPおよび対応するBP体系にも共通に用いた。

また、VII-1集合体においては、90Z-1基準体系を円筒形状に近似し、上と同様に2次元R-Zと1次元円筒の形状で固有値計算を行い、各々の固有値が一致するように $B_z^2$ を定めた。そ

してこの値を全ての基準体系および測定体系に共通に用いるものとした。これは、VII-1集合体の構成が複雑であり、より精密な軸方向バックリングの取扱い方、例えば各領域ごとに $B_2^2$ の値を定めること、あるいは各測定体系ごとに $B_2^2$ の値を定めることは多大な労力を必要とし、なおかつ厳密に正しい値は得られないこと、一方補正係数の算出にあたって、軸方向バックリングの値はそれ程厳密である必要がないと考えたからである。このわけは、補正係数が比の形式の量であることによるものであり、詳しくは次章において検討する。

次に、未臨界体系の中性子束分布を求めるとき必要となる外部中性子源は、中性子源増倍法の場合には各領域ごとに与えた。すなわち、VI-2 B2集合体では、中心の試験領域に様に分布しているものとし、VII-1集合体では、Table 4.14に示した各領域の相対的な中性子源強度に応じて分布しているものとした。このとき、外部中性子源のエネルギー・スペクトルは、体系の核分裂中性子スペクトルと同じものとした。

一方、中性子源引抜き法の場合には点状中性子源であるが、VI-2 B2集合体の実験については、この点状中性子源のfirst collisionの分布を別途に求め、そのcollision sourceを外部中性子源として拡散コードに入力した。これは、点状中性子源に対しては、拡散近似では精度的に十分でないと考えたからである。しかしながら、点状中性子源を直接入力した場合にも、補正係数の値は最大0.7%程度の増大にとどまることが判明したので、VII-1集合体の実験については、点状中性子源を拡散コードに直接入力するものとした。そして、この場合には補正係数 $f$ に対してあとで適当な補正を行うものとした。

以上に述べてきた6群断面積、軸方向バックリングおよび外部中性子源分布を用いて、実験体系を2次元X-Y形状で忠実に取り入れて固有関数、随伴固有関数および中性子束分布の計算を行った。使用した計算コードは、Z次元R-2形状の計算の場合と同様、CITATION-2である。このとき、空間メッシュの取り方は格子管1本(5.52 cm × 5.52 cm)あたり2 × 2メッシュを原則とし、特にナトリウム・チャンネルおよび模擬制御棒部分では、格子管1本あたり4 × 4メッシュとした。なお、FACOM-230/75による計算時間は、VII-1集合体の場合にcpu timeで約12分を要した。また必要とするコア・メモリーは約190 K語程度の計算規模のものとなった。

ここで、上に述べてきたことから、VII-1集合体の計算にはVI-2 B2集合体のそれに比べてより多くの近似が含まれているといえる。たとえば外炉心を構成する各媒質の縮約断面積の作成の過程にみられるように、VII-1集合体のような部分模擬の工学的模擬実験体系に関しては、実際に計算を行うにあたって多くの近似を導入せざるを得ないものとなっている。したがって、VII-1集合体における理論的補正法の実験的検証の意義は、組成が複雑なため、補正係数の計算が実際には厳密に行えない体系に対する理論的補正法の適用性をみるものであるともいえる。

#### 動特性パラメータ

以下では各基準体系に関する動特性パラメータの算出法、および使用した遅発中性子データなどについて記述する。基準体系は臨界体系であることから、 $\lambda$ モードの固有関数および随伴固有関数を用いて実効遅発中性子の割合 $\bar{\beta}_i^1$ 、中性子世代の寿命 $A$ などを求めた。

基準体系の $\bar{\beta}_i^1$ および $A$ の値を、(4.1)式の逆時間方程式に用いることによって、ペリオド

Table 4.23 Effect of collapsed calculation on reactivity worths of B<sub>4</sub>C pin clusters (Assy. VII-1 90Z-1)

NG	Reference system		B73-16P		B30-9P		B90-16P	
	k <sub>eff</sub>	-ρ (%Δk/k)	-ρ (%Δk/k)	-Δρ (%Δk/k)	-ρ (%Δk/k)	-Δρ (%Δk/k)	-ρ (%Δk/k)	-Δρ (%Δk/k)
25	.9971772	0.2831	2.1291	1.8460	1.0700	0.7879	2.3171	2.0340
12	.9975145	0.2492	2.0926	1.8434	1.0357	0.7865	2.2805	2.0313
10	.9973654	0.2642	2.1108	1.8467	1.0506	0.7864	2.2994	2.0352
8	.9973305	0.2677	2.1127	1.8450	1.0534	0.7857	2.3011	2.0335
6	.9973557	0.2651	2.1116	1.8464	1.0495	0.7844	2.3003	2.0352
4	.9980350	0.1969	2.0294	1.8325	0.9709	0.7740	2.2193	2.0224
2	.9992279	0.0773	1.9027	1.8255	0.8495	0.7722	2.0918	2.0145
12	2, 4, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 16, 25							
10	2, 4, 6, 8, 10, 11, 12, 14, 16, 25							
8	4, 6, 8, 10, 11, 14, 16, 25							
6	4, 6, 8, 11, 14, 25							
4	4, 8, 11, 25							
2	8, 25							

1-D R geometry calculation. B<sub>4</sub>C pin clusters are placed at core center in the above calculations.

Table 4.24 Axial buckling  $B_Z^2$  for the measured systems

System	NC, NP	BC-7,BP-7	BC-16	BC-32,BP-32
$B_Z^2(\times 10^{-3})$	0.6745	0.6767	0.6780	0.6795

$B_Z^2$  ; Region and group independent system-wise axial buckling.

Table 4.25  $\beta_i^j$  of keepin's file

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6
Pu-239	0.038	0.280	0.216	0.328	0.103	0.035
Pu-240	0.028	0.273	0.192	0.350	0.128	0.029
Pu-241	0.010	0.229	0.173	0.390	0.182	0.016
U -235	0.038	0.213	0.188	0.407	0.128	0.026
U -238	0.013	0.137	0.162	0.388	0.225	0.075

$$\beta^j = \sum_i \beta_i^j$$

Table 4.26  $\beta_i^j / \beta^j$  of Tomlinson's and Krick & Evar's files (%)

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6
Pu-239	0.0072	0.0628	0.0445	0.0686	0.0179	0.0093
Pu-240	0.0067	0.0721	0.0491	0.0955	0.0361	0.0073
Pu-241	0.0052	0.1225	0.0923	0.2081	0.0973	0.0084
U -235	0.0024	0.1365	0.1205	0.2609	0.0820	0.0167
U -238	0.0204	0.2151	0.2543	0.6092	0.3533	0.1178

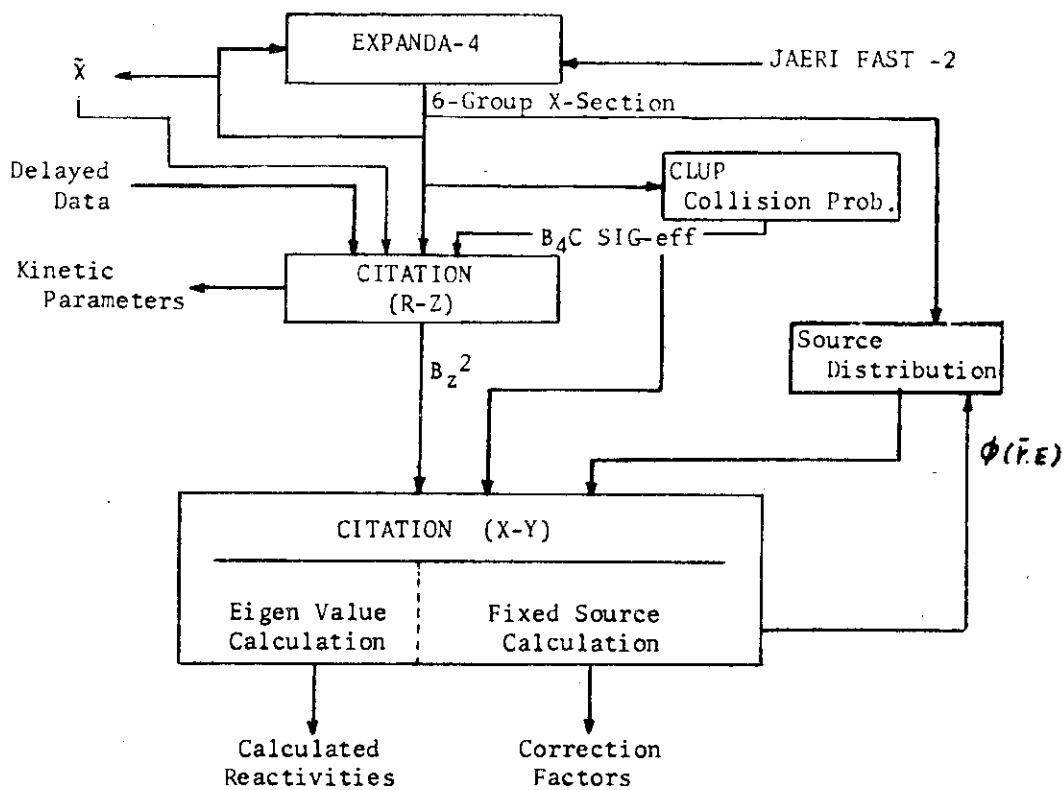


Fig. 4.21 Calculation block diagram

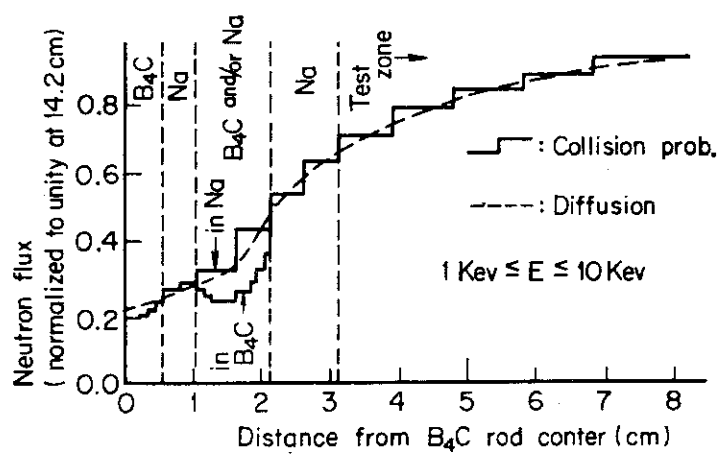


Fig. 4.22 Neutron flux distribution in and around B<sub>4</sub>C rod (7-pin)



Tは%  $dk/k$  単位の反応度  $\rho^*$  に換算される。すなわち、この  $\bar{\beta}_i^j$  などによって、FCA の制御棒の 50.00 mm の反応度値が  $\rho^* dk/k$  であるとされるものである。さらに、この  $\rho^*$  の値を標準として、制御棒の全ストロークについての反応度較正を行うことから、 $\rho^*$  の値は実験において標準反応度、あるいは反応度スケールとして機能している。例えば、 $\rho^*$  の値が 5% 変化したと仮定すれば、FCA の制御棒を用いて測定した種々の反応度値は全て 5% 変化することになる。

このことは、中性子源増倍法の測定においてもあてはまる。それは、反応度較正を行うための未臨界度が既知の体系を、FCA の制御棒を引抜くことによって実現しているからであり、いま仮りに  $\rho^*$  の値が 5% 変化すれば、反応度較正を行う体系の未臨界度は 5% 変化し、したがって全ての測定体系の反応度は 5% 変化することになる。このように、基準体系の  $\bar{\beta}_i^j$  の値は、反応度の絶対測定において重要な役割をもつものである。なお、中性子源引抜き法の場合には、 $X_s = f_x \cdot X$  ((2.34) および (3.29) 式を参照のこと) が上述の  $\rho^*$  にほぼ対応するものと考えられる。

VI-2 B2 集合体においては、実効遅発中性子生成の割合  $\bar{\beta}$  の算出にあたっては、軸方向ブランケットの寄与に注意しなければならない。このわけは、厚い模擬ブランケットが軸方向に存在し、この領域でのウランの核分裂による  $\bar{\beta}$  への寄与を無視することができないためである。したがって、VI-2 B2 集合体では、体系を円筒形状に近似して、2次元 R-Z 形状で計算した。

一方、VII-1 集合体においては、むしろ炉心内の中性子束分布の歪みを忠実に取り入れることのほうが重要であり、したがって 2次元 X-Y 形状で計算した。このとき、軸方向ブランケットにおけるウランの核分裂による寄与は、別途に 2次元 R-Z 計算を行って補正量として取り入れたが、この体系は比較的大きいことから妥当と考えられる。なお、軸方向ブランケットにおける核分裂の寄与の補正の仕方は、VII-1 90Z-1 体系を円筒近似して 2次元 R-Z 計算を行い、このときのブランケット領域における核分裂の割合を保存するように、2次元 X-Y 形状の計算結果に対して補正するものである。

遅発中性子データとしては、Keepin<sup>12)</sup>、Tomlinson<sup>51)</sup> および Krick & Evans<sup>61)</sup> の 3 種を用いた。それらの  $\beta_i^j$  をそれぞれ Table 4.25、4.26 および 4.27 に示し、遅発中性子先行核の崩壊定数  $\lambda_i^j$  を Table 4.28 に示す。ここに  $\beta_i^j$  の定義は、Keepin の場合は 1 核分裂中性子あたりの遅発中性子生成の割合としてしているのに対して、後 2 者においては 1 核分裂あたりの値としている。

また、遅発中性子生成のスペクトル  $X_i^j$  については、Cutter & Shelev<sup>51)</sup> の測定した遅発中性子生成スペクトルの図より、6 群の群定数を作成した。この遅発中性子生成スペクトルの図は <sup>235</sup>U、<sup>238</sup>U および <sup>239</sup>Pu の 3 核種についてそれぞれあり、したがって各核種ごとに 6 群の群定数として作成した。Table 4.28-2 にその結果を示す。なお、<sup>240</sup>Pu および <sup>241</sup>Pu の遅発中性子スペクトルに関しては、<sup>239</sup>Pu のもので代用したが、全体に対する寄与が小さいことから、この近似による誤差は無視できるものである。

また、6 群の  $1/v$  は 25 群の  $1/v$  を、固有関数を重み関数として縮約して求めた (Table 4.28-2)。ここに、25 群の  $1/v$  は  $1/E$  の重み関数をつけて、各群のエネルギー幅で積分して求めた。

上述の Keepin、Tomlinson および Krick & Evans の 3 種の遅発中性子データを用いたときの、 $\bar{\beta}$ 、 $\rho^*$  および X の値を Table 4.29 に比較して示してある。なお、この表には VII-1 90B-10 集合体における値を示してある。

この表にみられるように、 $\bar{\beta}$ の値はそれぞれの遅発中性子データによって異なった値を示し、Keepin および Krick & Evans のデータを用いた場合、Tomlinson のデータを用いた場合に比べてそれぞれ-3.4%および+1.4%異なる値となっている。また、 $\rho^*$  および  $X$ の値も、それぞれの遅発中性子データを用いることによって異なる値になっている。しかしながら、 $\rho^*/X$ の値はいずれの遅発中性子データを用いても殆ど変化がなく、実際上は一致しているとみてよい。

このことは、中性子源増倍法と中性子源引抜き法の測定結果の比較に際して、例えば両者の比は、同一の遅発中性子データを用いて  $\rho^*$  および  $X$ を求めておればどの遅発中性子データを用いても変わらないことを意味している。それで、理論的補正法の実験による検証に際して、3種の遅発中性子データのうち、いずれを用いてもよいのであるが、Tomlinson のデータによる  $\bar{\beta}$  の値が他2者の中間の値であることから、本論文ではすべて Tomlinson の遅発中性子データを用いた場合の結果を示している。

### 補正係数の計算結果

すでに述べた計算手法を用いて、Fig. 3.1 および 3.2 の計算の流れに従って補正係数の計算を行った。ここではまず、実効的中性子検出効率  $\epsilon$  および補正係数  $f_\epsilon$  あるいは  $f$  の空間的な変化の様子を代表例について図で示し、外部中性子源分布あるいは模擬制御棒位置などとの関連について検討する。つぎに、全ての測定体系について、検出器 A, B, C に対する補正係数の値を表で示し、これらの補正係数の傾向や特徴をみる。

中性子源増倍法における、 $\epsilon$  および  $f$  などの空間的な変化の例として、VI-2 B2 集合体の BP-32 測定体系の場合を Fig. 4.23 に、また VII-1 90Z-7 集合体の測定体系 T の場合を Fig. 4.24 および 4.25 に示す。

これらの測定体系では、いずれも模擬制御棒が Y 軸上の非中心の位置に挿入されていることから、Y 軸にそった  $\epsilon$  の空間依存性は Fig. 4.23 および 4.25 にみられるように急激な変化を示し、それにともなって補正係数も場所的に大きく変化している。しかしながら、補正係数は模擬制御棒の位置では 0.5 以下と極端に小さな値であるが、模擬制御棒の位置から離れるにしたがって、急激に増大して 1 前後の値となり、その後は変化の度合いも小さくなり、検出器を設置しているブランケット領域においては、極めてゆるやかな変化のものとなっている。

一方、補正係数  $f$  の X 軸にそった空間変化は Fig. 4.24 にみられるように模擬制御棒に最も近い炉心中心において最小となり、外側に向かって次第に増大しているが、約 0.9 から 1.1 強とゆるやかに単調な変化を示している。

次に、中性子源引抜き法における実効的中性子検出効率  $\epsilon_s$ 、 $\epsilon_d$ 、補正係数  $f_\epsilon$  あるいは  $f$  などの空間的な変化の様子は Fig. 4.26 および 4.27 に VII-2 B2 集合体の BP-32 測定体系の場合を、また Fig. 4.28 および 4.29 に VII-1 90B-10 集合体の測定体系 OR4 の場合を示してある。

BP-32 測定体系の場合には、実効的中性子検出効率の空間変化を X 軸上についてみると、中性子源引抜き後の  $\epsilon_d$  は炉心中心に関してほぼ対称であるが、中性子源投入時には外部中性子源の偏心によって、 $\epsilon_s$  の空間分布型は大きく歪み、その結果  $f_\epsilon$  の値は 0.5 から 1.25 程度まで大幅に変化している。一方、Y 軸上についての  $\epsilon_s$  および  $\epsilon_d$  の変化の様子は、模擬制御棒がこの軸の非中心の位置に挿入されていることから、ともに大きく歪んだものとなっているが、双方の空間的変

Table 4.27  $\beta^j$  of Tomlinson's and Krick & Evans' files (%)

file \ j	Pu-239	Pu-241	Pu-241	U-235	U-238
Tomlinson	0.64	0.88	1.59	1.63	4.40
Krick & Evans	0.62	0.88	1.59	1.63	4.84

Table 4.28-1 Values of  $\lambda_i^j$  (sec<sup>-1</sup>)

Group \ Isotope	1	2	3	4	5	6
Pu - 239	0.0128	0.0301	0.1238	0.3254	1.122	2.697
Pu - 240	0.0129	0.0313	0.1349	0.3332	1.356	4.030
Pu - 241	0.0128	0.0299	0.1238	0.3519	1.612	4.621
U - 235	0.0127	0.0317	0.115	0.311	1.40	3.87
U - 238	0.0132	0.0321	0.139	0.358	1.41	4.02

Table 4.28-2 6-group constants of  $\nu_g^{-1}$  and  $\chi_d$

Group No.	$\nu_g^{-1}$	$\chi_d$		
		<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>239</sup> Pu, <sup>240</sup> Pu, <sup>241</sup> Pu
1	$0.4663 \times 10^{-9}$	0.	0.	0.
2	$0.8637 \times 10^{-9}$	0.74	0.78	0.79
3	$1.6368 \times 10^{-9}$	0.26	0.22	0.21
4	$3.7066 \times 10^{-9}$	0.	0.	0.
5	$11.9700 \times 10^{-9}$	0.	0.	0.
6	$34.786 \times 10^{-9}$	0.	0.	0.

Table 4.29 Comparison of the kinetic parameters with different delayed neutron data (Assembly VII-1 90B-10)

File	$\bar{\beta}$ (%)	$\bar{\beta}/\bar{\beta}_{Tom}$	$\rho^*(\% \Delta k/k)$	$\rho^*/\rho^*_{Tom}$	X (sec)	$\rho^*/X$ (% $\Delta k/k/sec$ )
Keepin	0.542	0.966	0.04252	0.967	0.06332	0.6715
Tomlinson	0.561	1.000	0.04395	1.000	0.06549	0.6711
Krick & Evans	0.569	1.014	0.04416	1.005	0.06575	0.6716

$\bar{\beta}_{Tom}$  ; by Tomlinson's delayed data.

$\rho^*_{Tom}$  ; by Tomlinson's delayed data.

化の様子が互いによく似ており、したがって補正係数 $f_e$ の空間的な変化は大きく、さらに炉心中心に関する非対称性も顕著でなく、たとえば検出器AとCに対する補正係数の違いは4%程度である。

また、VII-1 90B-10集合体の測定体系OR4の場合には、外部中性子源がほぼ炉心中心にあることから、補正係数 $f$ の値は炉心中央部で約0.85と最小となり、外側にむかって次第に増大しているが、内炉心領域ですでに1をこえ、外炉心領域ではかなりゆるやかに変化している。この場合も、模擬制御棒の存在は大きな影響を与えていない。また、上述のVI-2 B2およびVII-1集合体のいずれの場合も、検出器位置での補正係数 $f$ の空間変化の度合いはゆるやかなものとなっている。

次に、VI-2 B2集合体における中性子源増倍法による測定に関して検出器A、BおよびCに対する補正係数 $f$ をTable 4.30に示す。補正係数 $f$ の値の最小は0.726で、最大は1.105となっており、これらは偏心した位置に模擬制御棒が挿入されているBP-32測定体系における、それぞれ検出器AおよびCに対するものである。つまり、BP-32測定体系における検出器AあるいはCの観測する反応度に対して、それぞれ-27.4%あるいは+10.5%の補正を行うことによって体系の真の反応度が求められることを示している。したがって、このような場合には大きな補正を必要とすることが判明したが、一方模擬制御棒が炉心中心に挿入されているBC-7、BC-16などの測定体系における全検出器およびBP-7、BP-32などの測定体系での検出器Bについては、補正係数 $f$ は0.983から1.011の間にあり、極めて小さな補正でよいことが確認された。

また、同じVI-2 B2集合体における、中性子源引抜き法による測定の場合の各検出器に対する補正係数 $f_x$ および $f_e$ をTable 4.31に示す。補正係数は検出器A、BおよびCに対していずれも1より大きな値となっており、さらに体系の未臨界度が深くなるにつれて大きな値を示している。とくに、炉心中心をはさんで外部中性子源と反対側のX軸上の検出器Bに対する補正量は大きく、最も未臨界度の深いBC-32測定体系においては約30%に達しており、この値はY軸上の検出器AおよびCの場合の約2.5倍となっている。このように検出器Bに対する補正係数がきわだって大きな値となっていることは、いずれの測定体系においても顕著に現われている。

以上、VI-2 B2集合体での各測定体系における補正係数を示した。これらの補正係数を用いたときの検出器A、BおよびCによって測定される反応度の一致の度合い、および中性子源増倍法と中性子源引抜き法による測定結果の一致の度合いをみることによって、補正係数の計算が適正に行い得たかを検討することが可能である。そして、このような検討については次節(4.3.2)において述べる。以下では、さらに複雑で大きな体系であるVII-1集合体における、1本あるいは多数本の模擬制御棒が挿入された全ての測定体系について補正係数の値を示す。

まず、中性子源増倍法の場合の、90Z-1および90Z-4集合体に関して、補正係数をTable 4.32に示す。すでに述べたように、この体系では模擬制御棒は炉心中心部に挿入されているものである。表にみられるように補正係数 $f$ は、検出器AおよびCについては最大で1.03弱と1に近い値である。一方、外部中性子源に隣接する検出器Bでは1.04から1.14までの値を示し、補正量に関していえば検出器AおよびCの場合の約10倍である。このように、外部中性子源の近傍にある検出器に対しては大きな補正を必要とすることが明らかになった。

また、体系の変化の度合い、つまりこの場合であれば模擬制御棒の反応度値の相異と、補正

係数  $f$  の値との関係については、補正係数  $f$  の値自体よりも補正量すなわち  $f - 1$  の値が模擬制御棒価値の大きさと、おおまかにはほぼ対応して変化している。それから、実効中性子源強度の変化に対する補正係数  $f_s$  は、表にみられるように 1.01 から 1.07 の間の値をとり、意外に大きな補正であることを示しているが、次にみるように 90 Z-7 体系における、2 本以上の模擬制御棒を挿入した測定体系では、さらに大きな値を示している。

90 Z-7 集合体での各測定体系に対する補正係数を、Table 4.33 に示す。この表にみられるように、実効中性子源強度の変化に対する補正係数  $f_s$  は、1.03 から 1.26 程度まで、1 からかなりずれた値を示している。そこで、代表的な体系について、 $\langle S \psi_\lambda^+ \rangle$  の領域ごとの値を Table 4.34 に示す。この表から、測定体系での外炉心領域の T2, D2'(75), D2'(81) および D2'(92) などの領域の実効中性子源強度が、基準体系のそれに比べて増大しているのがみられるが、このことは模擬制御棒の挿入に伴って、随伴固有関数  $\psi_\lambda^+$  が平坦化したためと理解できる。

ところで、随伴固有関数  $\psi_\lambda^+$  の規格化は、計算を行った CITATION-2 コードでは、固有関数  $\psi_\lambda$  を用いて、

$$\langle \psi_\lambda^+ \frac{1}{v} \psi_\lambda \rangle = 1$$

の式によって行っている。すなわち、各体系においてインポートランスの総計は常に 1 となるように、 $\psi_\lambda^+$  を規格化している。なお、固有関数  $\psi_\lambda$  の規格化は、

$$\langle M \psi_\lambda \rangle = 1$$

の式によって行っている。したがって、 $\psi_\lambda$  および  $\psi_\lambda^+$  に関するこれらの規格化条件から、随伴固有関数についてはその空間分布型の変化のみならずその規格化因子も変化していると考えられる。事実、模擬制御棒の挿入された試験領域 T1 の実効中性子源強度が Table 4.34 においてほとんど減少しておらず、このことは随伴固有関数の規格化因子が大きくなったためと考えられる。

なお、先の Table 4.33 の中では、例えば測定体系 O/RT/RB/LB/LT の場合のように  $f_s$  の値が 1 から大きくずれていても検出器 A および C においては、 $f = f_s \cdot f_e$  の値は極めて 1 に近い場合がある。これは、たまたま検出器 A および C に対して、 $f_e$  の値が小さくなったためであって、偶然の要素の強いものである。実際には、 $f_s$  の値は実効中性子源強度の変化を示すことから大きな意味があり、このことについては 4.4 で述べる。

外部中性子源分布と検出器位置との関係で、補正係数  $f$  の傾向をみると、90 Z-1 体系の場合 (Table 4.32) と同様に、90 Z-7 体系においても (Table 4.33)、外部中性子源の近傍に位置する検出器 B に対する補正係数は最大 1.347 に達し、殆どの場合に検出器 A および C に対するそれに比べて極端に大きな値を示している。一方、検出器 A および C では、体系の未臨界度が深くなくても、補正係数  $f$  は極端に 1 からずれることはなく、補正量は概ね ± 数% の範囲内にあり、とくに模擬制御棒が対称性よく挿入された体系、例えば測定体系 RT/RB/LB/LT (約 -6.2%  $\Delta k/k$ )、あるいは O/RT/RB/LB/LT (約 -7.2%  $\Delta k/k$ ) では、事実上補正を必要としない程  $f$  は 1 に近い値である。

そして、このような体系においても、検出器 B に対する補正係数  $f$  は 1 から大きくずれており、そのずれ方は体系の未臨界度が深くなるにつれて大きくなっている。したがってこのことから、模

擬制御棒が対称性よく挿入された体系において、検出器Bでの補正後の反応度と、検出器AおよびCでのそれらとを比較することによって、補正係数の計算の信頼性を確認することができる。このことは4.3.3において調べる。

つづいて、VII-1 90B集合体での中性子源増倍法による測定に対する補正係数をTable 4.35に示す。

試験領域T1が扇形に偏心した効果は、測定体系Oでの検出器Bに対する補正係数 $f$ と、90Z-1(B73-16P)あるいは90Z-7集合体の測定体系Oにおけるそれとを比較すれば明白である。すなわち、補正係数 $f$ は約1.10から1.16と大きくなっており、補正量としては約60%の増大を示している。このように、外部中性子源の偏心した分布の効果は、検出器Bに対する補正係数 $f$ をさらに大きくし、模擬制御棒を9本挿入した測定体系OT/OR/OB/OL/IT/IR/IB/IL/Oにいたっては、検出器Bに対する補正係数 $f$ は1.620になっている。

一方、検出器AおよびCに対する補正係数 $f$ は、この集合体においても多くの測定体系で概ね1に近い値であり、例外として測定体系OBのようにY軸上で大きく偏心した位置に模擬制御棒が挿入された体系では、1から大きくずれた値(検出器Cに対して $f=0.740$ )を示している。

また、このVII-1 90B集合体においても、実効中性子源強度 $f_s$ の値は、多くの測定体系で1より大きな値のものとなっている。しかしながら、 $f_s$ の値が1より小さな場合もみられ、それは測定体系RX, OR4, IR/OR4/RXなど、模擬制御棒が扇形の試験領域のなかのT2領域の中、あるいはその近くに挿入されている場合となっている。そしてこのような $f_s$ が1より小さくなる場合についても、随伴固有関数の変化を考慮すれば、定性的に理解できるものである。

以上、VII-1集合体での中性子源増倍法による測定に対する補正係数の傾向をみた。各検出器に対する補正係数 $f$ は、外部中性子源分布および模擬制御棒の挿入位置との関係によって約0.52から1.62の間で種々の値のものとなっている。なかでも検出器Bに対する補正係数 $f$ は、1から大きくずれている場合が多く、一方検出器AおよびCに対しては多くの場合に数%の補正でよいことが判明した。

次に、VII-1 90B集合体における中性子源引抜き法による測定に対する補正係数を示し、その特徴や傾向を述べる。Table 4.36に90B集合体での中性子源引抜き法による測定に対する補正係数を示す。補正係数 $f$ は0.995から1.295の間にあり、未臨界度が深くなるにつれて大きくなる傾向を示している。なお、動特性パラメータの変化に対する補正係数 $f_x$ の値は、0.974から1.039の間で各測定体系ごとに異なった値を示し、この補正項は多くの場合に無視し得ないことを示している。

また、すでに述べたように、この実験においては外部中性子源がほぼ炉心中心の26-25に位置している。それで、検出器AとCに対する補正係数 $f$ が、体系OBのように模擬制御棒の挿入位置を極端に検出器Cに近ずけてもあまり変わらないことは補正係数 $f$ が模擬制御棒の位置に殆ど影響されないことを示している。一方、検出器Bに対する補正係数 $f$ は、検出器AおよびCに対するそれらに比べて常に小さな値を示しているが、このことは各検出器の隣接する外炉心領域の媒質の相異によって理解できる。つまり、検出器Bがプルトニウム燃料領域に隣接しているのに対して、検出器AおよびCはウラン燃料領域に接していることによる。

以上、Table 4.30および4.31にVI-2 B2集合体での測定に対する補正係数を、Table 4.32,

4.33, 4.35 および 4.36 に VII - 1 集合体での測定に対する補正係数を, 検出器 A, B および C について示した。なお, 中性子源引抜き法に対する補正係数には, (1)検出器がほぼ点状であること, (2)外部中性子源を点状としたこと, およびその中性子エネルギーが高いこと, などによる影響も別途に計算して, その結果を上記の諸表の数値には取り入れてある。厳密には, 検出器や外部中性子源が点状である場合には, 実験体系は空間的に 3次元で取り扱うべきものであるが, 中性子源増倍法に関しては, 体系を円筒形状に近似し, R-Z 形状の 2次元計算と円筒形状の 1次元計算を行い, 検出器位置での補正係数を比較したがその差は 0.1% 以下であった。したがって, X-Y 計算での結果に対して有意な補正を必要としないことが確認された。一方, 中性子源引抜き法に関しては, 2群で, X-Y-Z 3次元計算および X-Y 2次元計算を行い, 検出器位置での補正係数を比較した結果,  $f_e$  に対して -1~-2% 程度の補正を必要とした。さらにすでに述べたように, first collision source の分布の代りに点状中性子源を直接に拡散コードに入力する効果, および外部中性子源が高エネルギーのものであることの効果などによって, 中性子源引抜き法での測定に対する補正係数には -1~-2% 程度の補正を必要とした。

以下の節においては, 各検出器に対する補正を行った後の反応度を比較, 検討して補正係数の計算の妥当性を検証する。

#### 4.3.2 VI-2 B2 集合体における実験的検証

VI-2 B2 集合体での中性子源増倍法による反応度の測定値, およびそれらに前節で求めた補正係数  $f$  (Table 4.30) を掛けて得られた補正後の反応度を Table 4.37 に示す。この表の中では obs. (observed) および mod. (modified) と記した段に, それぞれ補正を行う前および後の反応度を示してある。補正後の反応度は, 約 -1.3%  $\Delta k/k$  から -4.2%  $\Delta k/k$  程度のものとなっている。なお, 誤差には補正係数の不確かさの効果は含まれていない。したがって, 4.2.1 で述べた測定上の計量できる誤差のみを含むものである。

3個の検出器 A, B および C によって得られる補正後の反応度は, この Table 4.37 にみられるように概ねよい一致を示し, 補正を行う前の相互の差異は大幅に改善されている。そして, 上記3個の検出器による補正後の反応度の平均値の誤差をみると, BP-32 測定体系などの模擬制御棒が偏心した位置に挿入されているために検出器 A および C に対する補正係数  $f$  が 1 から大きく離れている測定体系においては, 2~3% 程度である。一方, BC-32 測定体系などの補正係数  $f$  の値が極めて 1 に近い測定体系では, 平均値の誤差は 1% 以下となっている。このことから BP-32 測定体系などにおける補正係数  $f$  には, 1~2% 程度の不確かさは含まれていると推測される。なお, 平均値の誤差は, 平均値の推定分散から求めたものである。

このことをより詳細にみると, この表 (Table 4.37) の中で, 最も大きな補正を行った例は, BP-32 測定体系での検出器 A に対する約 -27% がそれであるが, この場合に補正を行って得られた反応度が -3.23%  $\Delta k/k$  である。このとき同じ測定体系の検出器 B に対しては, 殆ど補正を必要とせず ( $f = 1.003$ ), この検出器によって得られた反応度は -3.32%  $\Delta k/k$  である。そして, 検出器 B による反応度には, 補正係数の不確かさはほぼ含まれていないと考えられるから, 検出器 A による反応度が絶対値で約 2.7% 小さな値になっていることは, 補正係数の不確かさによるとも考えられる。

Table 4.30 Correction factors for neutron source multiplication method (Assembly VI-2 B2)

System	Dectector	$f_S = \frac{\langle \psi^+ S \rangle}{\langle \psi_0^+ S_0 \rangle}$	$f_\epsilon = \epsilon / \epsilon_0$	$f_S \cdot f_\epsilon$
BC-7	A	0.999 <sub>6</sub>	0.991	0.991
	B		0.994	0.993
	C		0.996	0.995
BC-16	A	0.993 <sub>1</sub>	0.986	0.979
	B		0.990	0.983
	C		0.993	0.987
BC-32	A	0.980 <sub>5</sub>	0.957	0.939
	B		0.991	0.972
	C		1.017	0.997
BP-7	A	1.001 <sub>4</sub>	0.883	0.884
	B		1.009	1.011
	C		1.051	1.052
BP-32	A	0.991 <sub>3</sub>	0.732	0.726
	B		1.011	1.003
	C		1.115	1.105

Table 4.31 Correction factors for source jerk experiment (Assembly VI2 B2)

System	Dectector	$\bar{\beta}$ ( $\times 10^{-2}$ )	$f_X = X_S / X$	$f_\epsilon = \epsilon_d / \epsilon_S$
BC-7	A, A'	0.603	1.000	1.041
	B			1.106
	C			1.042
BC-16	A, A'	0.608	1.002	1.078
	B			1.197
	C			1.080
BC-32	A, A'	0.614	1.001	1.115
	B			1.296
	C			1.123
BP-7	A, A'	0.603	0.989	1.022
	B			1.075
	C			1.030
BP-32	A, A'	0.614	0.981	1.064
	B			1.218
	C			1.098

Note: The value of  $X=11.26 \bar{\beta}$  is used in the data analysis.



Table 4.32 Correction factors for neutron source multiplication method  
( Assembly VII-1 90Z-1 and 90Z-4 )

Assy.	B <sub>4</sub> C pin cluster	f <sub>S</sub>	f = f <sub>ε</sub> · f <sub>S</sub>		
			Det. A	Det. B	Det. C
90Z-1	B30-9P	1.0100	1.0049	1.0420	1.0046
	B90-9P	1.0310	1.0080	1.0811	1.0077
	BN-16P	1.0378	1.0055	1.0523	1.0052
	B30-16P	1.0440	1.0068	1.0664	1.0065
	B55-16P	1.0531	1.0084	1.0896	1.0081
	B73-16P	1.0591	1.0091	1.1038	1.0088
	B80-16P	1.0607	0.9987	1.1488	0.9890
	B90-16P	1.0628	1.0094	1.1139	1.0091
90Z-4	BN-32P	1.0368	1.0225	1.0762	0.9968
	B55-32P	1.0611	1.0323	1.1169	0.9931
	B73-32P	1.0676	1.0349	1.1296	0.9913
	B90-32P	1.0718	1.0367	1.1392	0.9897

Table 4.34 Region-wise effective neutron source strength (Assembly VII-1 90Z-7)

(Arbitrary unit)

Region Assy.	T1	T2	D2' (75)	D2' (81)	D2' (92)
VII-1 90Z-7 (reference core)	2.01	0.79	0.57	0.55	0.13
O	1.97	0.89	0.63	0.62	0.14
RB	1.94	0.78	0.65	0.60	0.14
LB	2.02	0.94	0.58	0.60	0.14
LT/LB	2.08	1.10	0.57	0.64	0.16
T/O/B	2.00	1.08	0.74	0.71	0.16
T/RT/RB/LT/ LB	2.01	1.23	0.84	0.83	0.21

Table 4.33 Correction factors for neutron source multiplication method  
( Assembly VII-1 90Z-7 )

B <sub>4</sub> C rod pattern		f <sub>S</sub>	f = f <sub>ε</sub> · f <sub>S</sub>		
			Det. A	Det. B	Det. C
Single rod	O	1.0645	1.0053	1.0904	1.0051
	T	1.0598	0.8766	1.0870	1.0789
	RB	1.0282	1.0536	1.0034	0.9579
	LB	1.0702	1.0396	1.1249	0.9481
	LB(Nat.)	1.0416	1.0224	1.0642	0.9738
2 rods	T/O	1.1183	0.8880	1.1716	1.0766
	O/LB	1.1277	1.0387	1.2028	0.9537
	T/LB	1.1378	0.9202	1.2263	1.0298
	RB/LB	1.1044	1.0961	1.1393	0.9081
	T/B	1.1214	0.9636	1.2015	0.9635
	RT/LB	1.1141	1.0072	1.1515	1.0099
	LT/LB	1.1360	0.9838	1.2316	0.9828
	LT/LB(Nat.)	1.1114	0.9681	1.1834	1.0118
	LT(Nat.)/LB(Nat.)	1.0825	0.9957	1.1293	0.9956
3 rods	T/RB/LB	1.1765	0.9843	1.2504	0.9965
	T/O/LB	1.1888	0.9241	1.2900	1.0269
	RB/O/LB	1.1519	1.0889	1.2086	0.9139
	T/O/B	1.1752	0.9660	1.2712	0.9663
	RB/B/LB	1.1372	1.1407	1.1920	0.8032
	RT/LB/LT	1.1849	0.9513	1.2605	1.0457
	4 rods	T/O/RB/LB	1.2164	0.9798	1.3060
RT/RB/LB/LT		1.2196	1.0099	1.2822	1.0090
5 rods	O/RT/RB/LB/LT	1.2484	1.0041	1.3271	1.0032
	T/RT/RB/LB/LT	1.2623	0.9073	1.3470	1.0625

B73-16P pin-clusters are used for all cases above except for the cases with Nat. in parenthesis, where BN-16P pin-clusters are utilized.

Table 4.35 Correction factors for neutron source multiplication method (Assembly VII-1 90B-10 and 90B-10B)

B <sub>4</sub> C rod pattern		f <sub>s</sub>	f=f <sub>s</sub> ·f <sub>c</sub>		
			Det.A	Det.B	Det.C
90B-10	O	1.053	1.015	1.165	1.014
	RX	0.979	0.995	0.657	0.995
	OB	1.044	1.098	1.109	0.740
	OR4	0.967	0.985	0.731	0.967
	OR4/OL	1.016	0.997	0.879	1.000
	IR/OR4/RX	0.952	0.955	0.522	0.940
	OT/OR4/OB/OL	1.134	0.836	1.107	0.837
	OL/O/IR/OR4	1.067	0.998	1.019	0.999
90B-10B	IT/IR/IB/IL	1.229	0.992	1.488	0.955
	IT/IR/IB/IL/O	1.264	0.990	1.549	0.958
	OT/OR/OB/OL/ IT/IR/IB/IL/O	1.378	0.912	1.620	0.895

Table 4.36 Correction factors for source jerk method (Assembly VII-1 90B-10 and 90B-10B)

B <sub>4</sub> C rod pattern		f <sub>x</sub>	f=f <sub>x</sub> ·f <sub>c</sub>		
			Det.A	Det.B	Det.C
90B-10	O	1.001	1.061	1.047	1.060
	RX	0.999	1.006	1.005	1.006
	OB	0.975	1.011	0.995	0.997
	OR4	1.018	1.069	1.045	1.066
	OR4/OL	0.999	1.098	1.065	1.100
	IR/OR4/RX	1.039	1.137	1.092	1.133
	OT/OR4/OB/OL	0.974	1.176	1.111	1.171
	OL/O/IR/OR4	1.038	1.244	1.189	1.248
90B-10B	IT/IR/IB/IL	0.983	1.196	1.135	1.171
	IT/IR/IB/IL/O	0.996	1.229	1.169	1.223
	OT/OR/OB/OL/ IT/IR/IB/IL/O	0.983	1.295	1.213	1.293

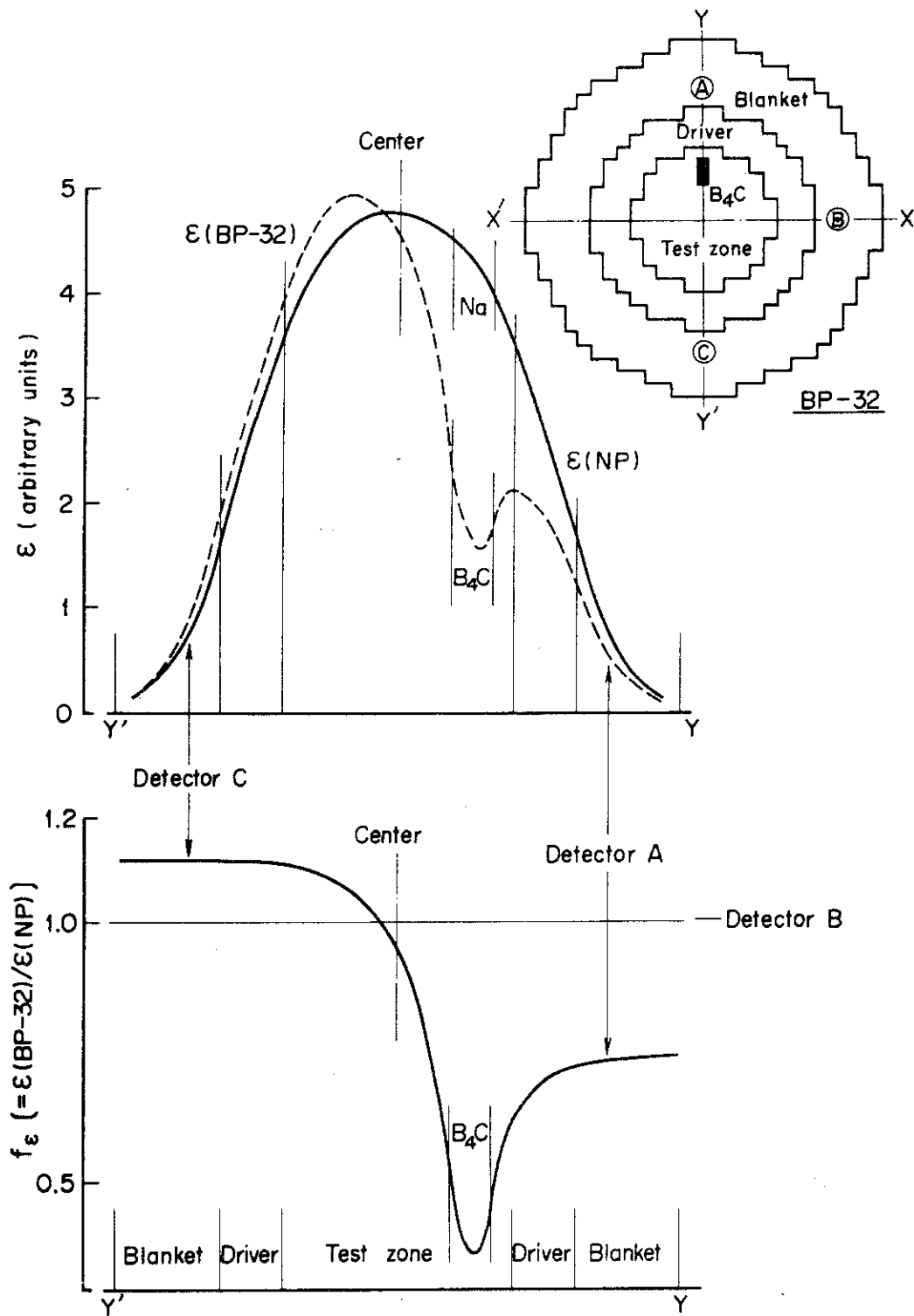


Fig. 4.23 Spatial distributions of neutron-detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f_\epsilon$  for BP-32 system

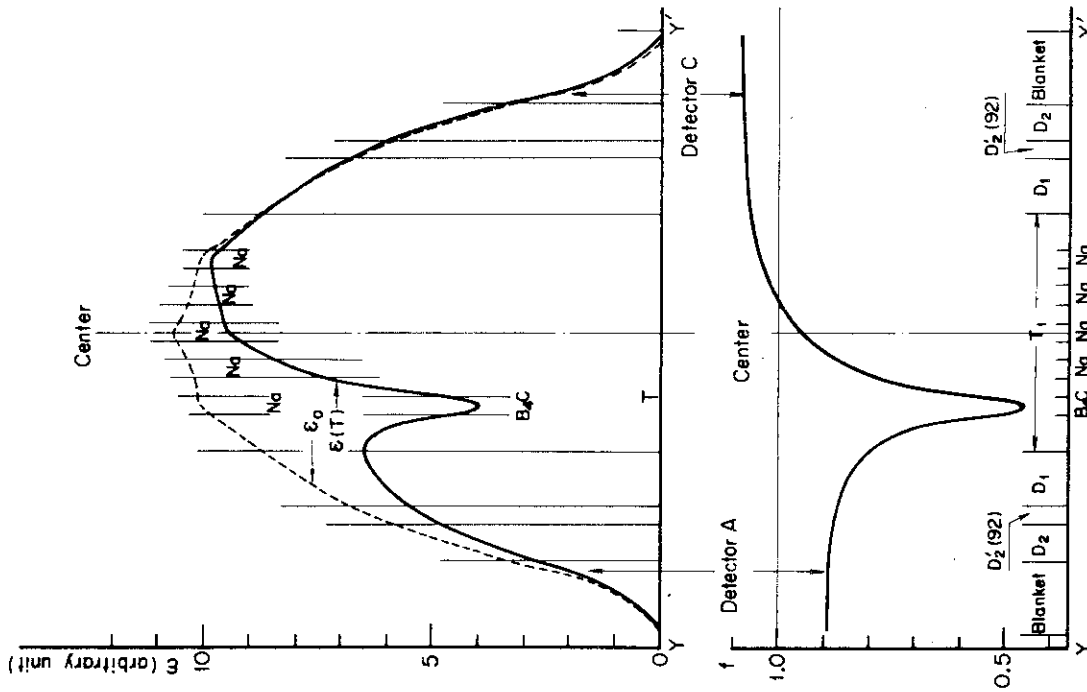


Fig. 2.25 Neutron detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f$  for Assay. VII-1 90Z-7 pattern T

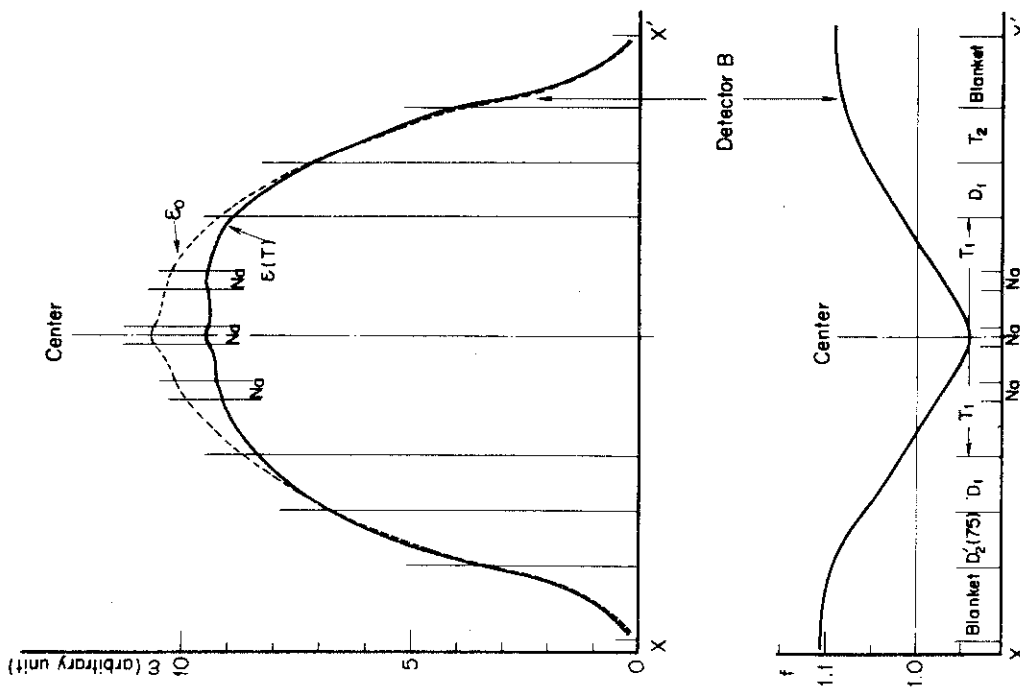


Fig. 4.24 Neutron detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f$  for Assay. VII-1 90Z-7 pattern T

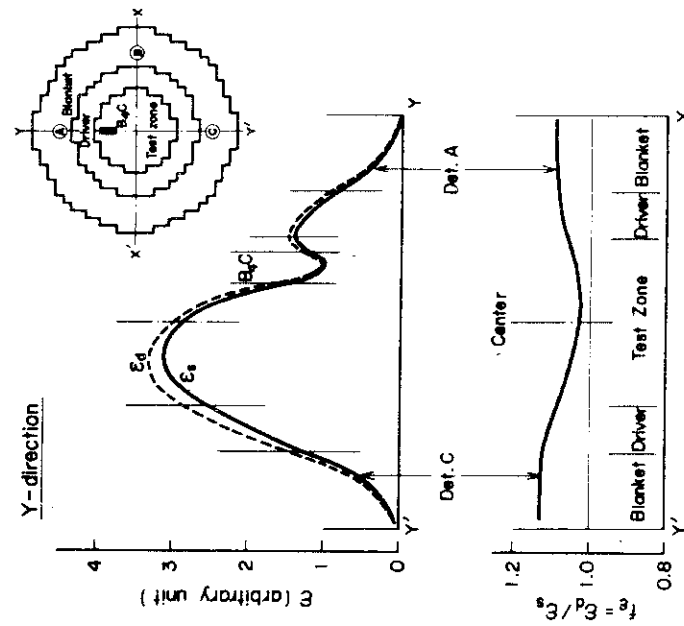


Fig. 4.26 Spatial distribution of effective neutron-detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f_\epsilon$  for BP-32 sys. (along X-axis)

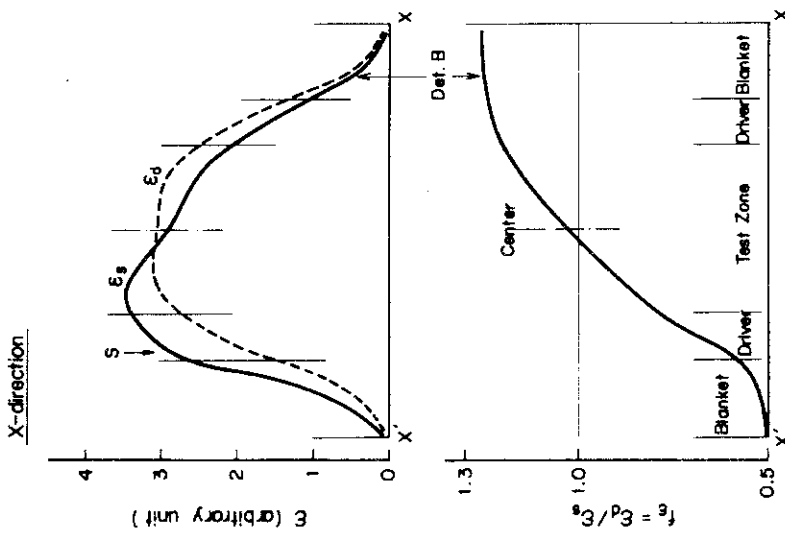


Fig. 4.27 Spatial distribution of effective neutron-detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f_\epsilon$  for BP-32 sys. (along Y-axis)

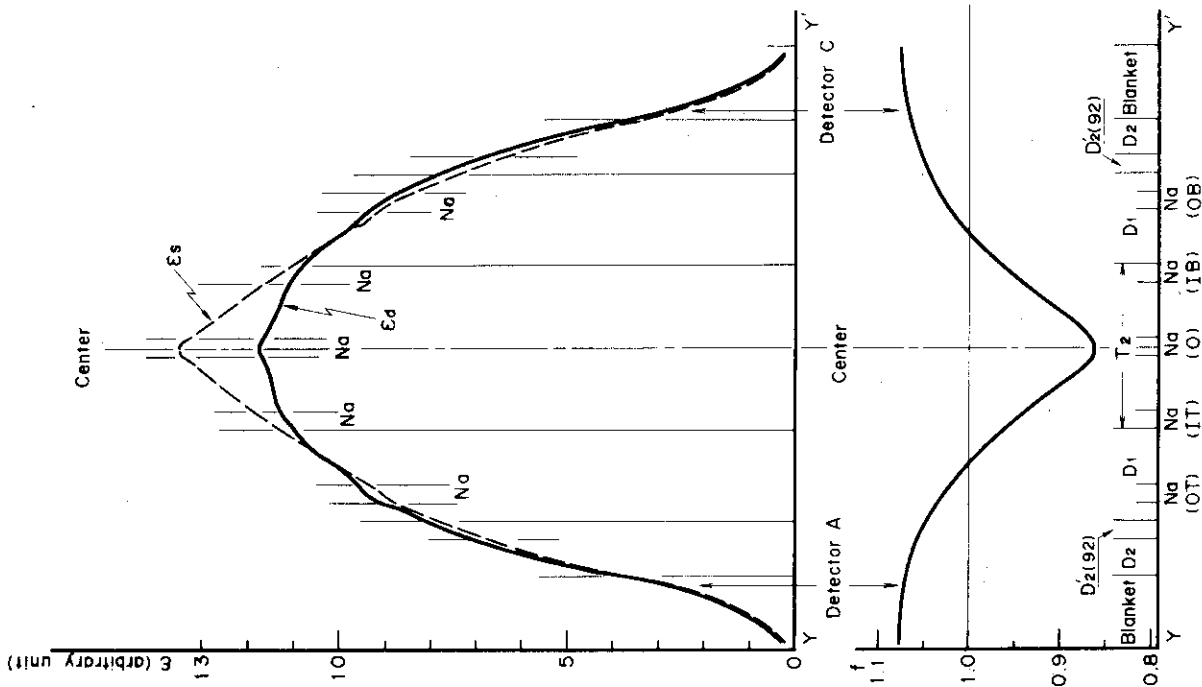


Fig. 4.28 Neutron detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f$  for Assembly VII-1 90B-10 with  $B_4C$  rod at  $OR_4$

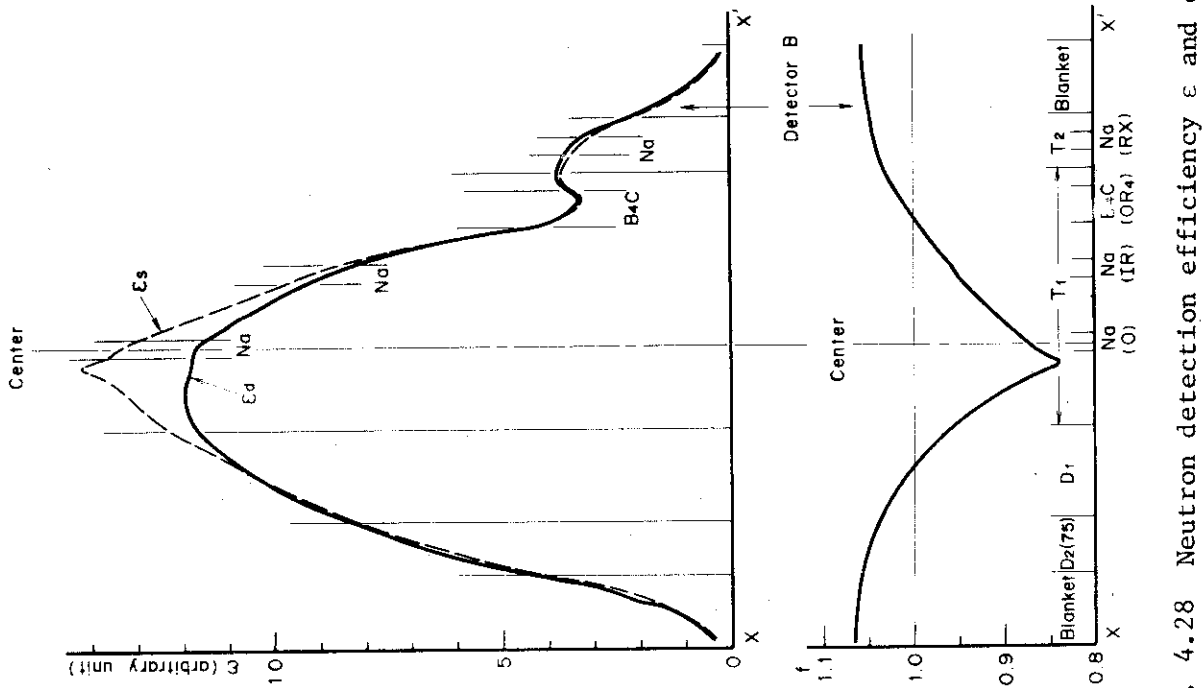


Fig. 4.29 Neutron detection efficiency  $\epsilon$  and correction factor  $f$  for Assembly VII-1 90B-10 with  $B_4C$  rod at  $OR_4$

しかしながら、BC-16測定体系においては、3個の検出器に対する補正係数はいずれも極めて1に近い値であるが、検出器Cによる補正後の反応度は、他2者のそれに比べて約1.3%（絶対値で）大きなものになっており、この場合には補正前の反応度が、電気的ノイズなど何らかの原因で大きすぎたと考えてよい。したがって、補正を行ったあとの反応度のばらつきには、計量されていない偶然または系統的に生じる測定誤差による寄与も幾分あると考えられる。そこで、補正係数の不確かさとしては、1~2%程度のものでと推測される。

次に、中性子源引抜き法による反応度の測定値、およびそれに前節で求めた補正係数 $f$  (Table 4.31) を掛けて得られた補正後の反応度を Table 4.38 に示す。この表においても、obs. および mod. と記した段に、それぞれ補正を行う前および後の反応度を示してある。また、誤差には、補正係数 $f$  の不確かさの効果は含まれていない。したがって、4.2.2 で述べた測定上の計量できる誤差のみを含むものである。

検出器A, BおよびCによって得られた補正後の反応度は、測定誤差の範囲内で一致しており、3者の平均値の誤差は、1.2~1.8%となっている。ここに、平均値の誤差は、平均値の推定分散より求めた。そして、この一致の度合いは、模擬制御棒が炉心内で偏心した位置にある測定体系においても、炉心中心部に挿入されている場合と変わらない。また、測定体系の反応度は約-1.3%  $\Delta k/k$  から -4.2%  $\Delta k/k$  程度の間にあるが、各測定体系について、3個の検出器によって得られる反応度の最大値と最小値の差異は、体系の未臨界度に依存せず、約3%程度のもとなっている。

常に大きな補正を必要とした検出器Bによる反応度も、補正を行った後では検出器AおよびCによる反応度とよい一致をみている。最も大きな補正を必要としたのは、補正量が約30%のBC-32測定体系での検出器Bの場合であり、補正の結果この検出器による反応度は検出器AおよびCによる反応度の間におさまっている。

以上に述べたように、中性子源増倍法および中性子源引抜き法のいずれの測定法においても、理論的補正を行って得られた反応度には、検出器位置依存性がほぼ解消されていると考えられる。そこで、それぞれの測定法において、検出器A, BおよびCによって得られた反応度の平均値を求め、Table 4.39 に示す。なおすでに述べたように、誤差は平均値の推定分散から求めたものであり、推定分散は3個の検出器によって得られた反応度のばらつきから算出した。

中性子源増倍法による結果 ( $\bar{\rho}_{MSM}$ ) と、中性子源引抜き法による結果 ( $\bar{\rho}_{MSM}$ ) は、約3%以内で一致しており、誤差を考慮すれば概ねよい一致を示しているものとみてよい。また、この表にはパルス中性子源法について、おおまかな補正を行った後の反応度<sup>62)</sup>も載せてあるが、この反応度も他の方法で求めた反応度と比べるとほぼ同じ値のものになっている。

このように、中性子源増倍法と中性子源引抜き法において補正を行ったあとの反応度が互いに一致していることから、補正計算は概ね正しく行われ、この論文で述べている理論的補正の方法はこの集合体に対して実際に適用可能な方法であるといえる。

#### 4.3.3 VII-1集合体における実験的検証

90Z-1および90Z-4集合体での11の測定体系について、中性子源増倍法による反応度の測定値、およびそれらに4.3.1で求めた補正係数 $f$  (Table 4.32) を掛けて得られた補正後の反応度を Table 4.40 に示す。この表においても、obs. および mod. と記した段に、それぞれ補正を行



Table 4.37 The reactivities  $-\rho_{MSM}$  obtained by theoretically modified neutron source multiplication method and their observed reactivities  $-\rho_{SM}$  (Assembly VI-2 B2) (% $\Delta k/k$ )

System \ Det.		$-\rho_{MSM}$	Det. A	Det. B	Det. C
BC-7	obs.		1.658	1.670	1.661
	mod.	1.657±0.007	1.644±0.006	1.658±0.006	1.654±0.007
BC-16	obs.		2.808	2.794	2.819
	mod.	2.76 ±0.02	2.749±0.008	2.746±0.020	2.782±0.009
BC-32	obs.		4.45	4.38	4.19
	mod.	4.21 ±0.04	4.18 ±0.02	4.25 ±0.02	4.18 ±0.02
BP-7	obs.		1.447	1.267	1.260
	mod.	1.297±0.026	1.279±0.005	1.280±0.008	1.326±0.006
BP-32	obs.		4.45	3.31	3.11
	mod.	3.33 ±0.10	3.23 ±0.02	3.32 ±0.03	3.44 ±0.02

Table 4.38 The reactivities  $-\rho_{MSJ}$  obtained by theoretically modified source jerk method and their observed reactivities  $-\rho_{SJ}$  (Assembly VI-2 B2) (% $\Delta k/k$ )

System \ Det.		$-\rho_{MSJ}$	Det. A	Det. B	Det. C
BC-7	obs.		1.60	1.49	1.62
	mod.	1.661±0.021	1.66±0.02	1.64±0.02	1.69±0.02
BC-16	obs.		2.63	2.32	2.64
	mod.	2.83 ±0.04	2.84±0.03	2.78±0.04	2.86±0.03
BC-32	obs.		3.85	3.26	3.74
	mod.	4.24 ±0.05	4.30±0.08	4.23±0.09	4.20±0.07
BP-7	obs.		1.34	1.23	1.33
	mod.	1.338±0.024	1.36±0.02	1.31±0.02	1.36±0.01
BP-32	obs.		3.28	2.88	3.15
	mod.	3.42 ±0.05	3.42±0.10	3.44±0.06	3.40±0.06

Table 4.39 Comparison of the reactivities obtained by different measuring method ( Assembly VI-2 B2 )

System	(% $\Delta k/k$ )		
	$-\bar{\rho}_{MSM}$	$-\bar{\rho}_{MSJ}$	$-\bar{\rho}_{MPNS}$
BC-7	1.657 $\pm$ 0.007	1.661 $\pm$ 0.021 (1.004)	1.64
BC-16	2.76 $\pm$ 0.02	2.83 $\pm$ 0.04 (1.025)	2.79
BC-32	4.21 $\pm$ 0.04	4.24 $\pm$ 0.05 (1.007)	4.12
BP-7	1.297 $\pm$ 0.026	1.338 $\pm$ 0.024 (1.032)	1.28
BP-32	3.33 $\pm$ 0.10	3.42 $\pm$ 0.05 (1.027)	3.44

The values in the parenthesis of the third column express  $\bar{\rho}_{MSJ}/\bar{\rho}_{MSM}$ .

う前および補正後の反応度を示してある。補正を行ったあとの系の反応度は、約 $-0.79\% \Delta k/k$ から $-3.0\% \Delta k/k$ の間のもとなっている。なお、前節と同様に、誤差には補正係数 $f$ の不確かさの効果は含まれていない。

この表 (Table 4.40) にみられるように、3個の検出器A、BおよびCによって得られる補正後の反応度は、測定誤差を考慮すればよく一致している。実際、上記3個の検出器による補正後の反応度の平均値の誤差は、全ての測定体系について0.5%前後の値となっている。ここに、平均値の誤差は、平均値の推定分散より求めた。そして、この場合には平均値の誤差の値は、補正係数 $f$ の大きさや、体系の未臨界度の深さに関係せず、各検出器による測定誤差とほぼ同等の値のものとなっている。なお、この90Z-1および90Z-4集合体における測定では、模擬制御棒は常に炉心のほぼ中心に挿入されているが、補正係数 $f$ の値は最大で約1.14の大きさのものである。

この集合体では、検出器Bに対しては、検出器AおよびCに比べて常に大きな補正を必要としたが (Table 4.32 参照)、このことは検出器Bが外部中性子源に隣接していることによる。しかしながら、3個の検出器による補正後の反応度がよく一致しており、このことから補正係数の算出にあたって、外部中性子源に隣接した位置においても特に困難を生じないものと考えられる。なお、この90Z-1および90Z-4集合体での実験的検証は、模擬制御棒が常に炉心部に1本だけ挿入された場合について行ったが、つぎに90Z-7集合体によって、多数本の模擬制御棒が挿入された場合について検討する。

90Z-7集合体における各検出器による反応度の測定値、およびそれらに4.3.1で求めた補正係数 $f$  (Table 4.33) を掛けて得られる補正後の反応度を、24の測定体系についてTable 4.41に示す。今までと同様に誤差には補正係数 $f$ の不確かさの効果は含まれていない。ここでは、補正を行ったあとの反応度は、約 $-0.83\% \Delta k/k$ から $-7.3\% \Delta k/k$ の間にわたるものとなっている。

いま、3個の検出器によって得られた補正後の反応度の平均値のもつ相対的な誤差は、0.5%から1.5%の間に収まっている。ここに、平均値のもつ誤差は、平均値の推定分散から求めたものである。そしてこの場合には、平均値の誤差の値は、模擬制御棒の挿入位置によって多少異なり、対称性の良好な配列の方が小さくなる傾向にある。さらに、この平均値の誤差は、体系の未臨界度の深さに依存して大きくなる傾向がみられ、 $-6\% \Delta k/k$ 程度までの未臨界体系に対しては、誤差は1%以下となっている。これらのことから、平均値の誤差は、補正係数 $f$ の1からのずれの大きさと、ある程度は関係しているとみられる。

なお、この表 (Table 4.41) の24個の測定体系について、各検出器による補正後の反応度を比較してみると、外部中性子源に隣接しているため大きな補正係数をもつ検出器Bでは多くの場合に、1~3%程度絶対値でやや大きな反応度を示す傾向がある。さらに、検出器AおよびCについても測定体系T、T/RT/RB/LB/LTなどにおいて、補正係数 $f$ が1より小さな検出器では補正後の反応度がやや小さく (絶対値で)、一方、補正係数 $f$ が1より大きな検出器では、補正後の反応度がやや大きく (絶対値で) なる傾向がある。つまり、やや過剰に補正が行われている傾向がみられる。もっとも、検出器AとCによる反応度のちがいは、たとえば、約 $-1.7\% \Delta k/k$ の測定体系Tにおいて約2%であるのに対して、反応度が約 $-7.3\% \Delta k/k$ の測定体系T/RT/RB/LT/LBにおいても4%程度であることから、過剰補正の傾向は未臨界度が深くなっても、それほど強まるものとはなっていない。

この過剰補正の程度を具体的にみておくと、まず検出器Bについては、それは模擬制御棒が対称性よく挿入されている体系において顕著にみられ、例えば測定体系O/RT/RB/LB/LTでは、検出器AおよびCに対する補正係数はほぼ1であるが（それぞれ1.004および1.003）、これに対して検出器Bについては $f=1.327$ と約33%の補正を必要としている。そして、このとき検出器A、CおよびBによる補正後の反応度は、それぞれ $-7.02\% \Delta k/k$ 、 $-7.15\% \Delta k/k$ および $-7.30\% \Delta k/k$ であり、検出器Bによる値は決して極端なものではない。なお、この測定体系は、検出器Bの補正係数のみが大きな値となっていることから、過剰補正の程度がみやすく、さらに未臨界度が最も深いことから、90Z-7集合体における実験での検出器Bの過剰補正の上限を示しているとみてよい。

つぎに、検出器AおよびCについての過剰補正の傾向は、模擬制御棒が偏心した位置に挿入されている体系でとくに認められる。たとえば、測定体系RB/B/LBでは、検出器AおよびCに対しても大きな補正量（それぞれ+14%および-20%程度）を必要とし、このとき検出器A、CおよびBによる補正後の反応度は、それぞれ $-4.22\% \Delta k/k$ 、 $-4.12\% \Delta k/k$ および $-4.24\%$ である。なお、この測定体系は、検出器AとCの補正係数の違いが最も大きな場合であるが、  
上の結果からこのような場合にも、反応度の検出器位置依存性は実用上ほぼ解消したとみてよい。

以上にみたように、90Z-7集合体での実験的検証から、約 $-7.3\% \Delta k/k$ までの深い未臨界体系に対して中性子源増倍法による反応度の測定値の検出器位置依存性は概ね解消できることが判明した。つまり、補正係数の算出にあたって、検出器位置依存性の解消に関しては、ほぼ正しく行われたと考えてよい。ここで、正しい補正係数の算出の難易の度合いという観点から、90Z-7集合体の特徴をみると、比較的大きな体系であり、複雑な構成となっているが、内炉心領域の外部中性子源分布は対称性を有し、模擬制御棒も炉心中央部のT1領域にのみ挿入されたものであるなどのことが指摘できる。

そこで、次に90B-10および90B-10B集合体によって、外部中性子源分布がさらに偏心し、模擬制御棒もT1領域のみならず、D1およびT2領域にも挿入された場合について検討する。さらに、これらの集合体においては、中性子源増倍法とともに中性子源引抜き法による測定を行い、この2つの測定法による結果の一致の度合いをみて、検出器位置依存性の解消のみならず、補正を行って得られた反応度の値について比較検討する。

まず、中性子源増倍法についてTable 4.42に90B-10および90B-10B集合体における各検出器の反応度の測定値（表中のobs.の段）およびそれらに4.3.1で求めた補正係数 $f$ （Table 4.35）を掛けて得られた補正後の反応度（同じくmod.の段）を示す。なお、ここでも誤差には補正係数の不確かさの効果は含まれていない。したがって、測定上の計量できる誤差のみが含まれている。そして、この表においては、補正後の反応度は、約 $-0.43\% \Delta k/k$ から約 $-9.7\% \Delta k/k$ に達するものとなっている。

ところで、90B-10および90B-10B集合体では、T1領域が扇形であり、その結果外部中性子源分布がより偏心することになるが、このことの補正係数の計算結果に対する影響をみるために、模擬制御棒が炉心中心に挿入されているこの集合体の測定体系Oと、90Z-7集合体における測定体系O（Table 4.41）とを比較する（これ以外には、模擬制御棒が同じ位置に挿入されている体系はない）。両測定体系における、補正を行ったあとの3個の検出器による反応度をみると、いずれの測定体系においても、検出器Bが最も大きな（絶対値で）反応度を示しているが、

最も小さな（絶対値で）反応度との違いは、90Z-7集合体においては1.3%であり、一方90B-10集合体においては1.0%である。つまり、3個の検出器による反応度のばらつきは、両集合体の間で、大きな変化を生じていないことを示している。したがって、外部中性子源がより偏心した場合にも、反応度の検出器位置依存性を十分に解消し得るような補正係数の計算がなされていると考えられる。

また、3個の検出器による補正後の反応度の平均値の相対的な誤差はFig. 4.30に示すように測定体系Oを除いて、概ね1.5~2%の間にある。そして、この場合には、図にみられるように平均値の相対的な誤差は反応度の大きさにほぼ無関係である。つまり、この実験においては、約-9.7%  $\Delta k/k$ の未臨界体系まで、2%前後の精度で検出器位置に依存しない反応度が得られたと考えられる。

なお、このように、補正後の反応度の平均値の誤差が、未臨界度の深さにほぼ関係なく2%前後の値となっていることは、90Z-7集合体における傾向と異なるように見うけられるが、このことは補正係数 $f$ の大きさと共に、各測定体系での対称性についてみると矛盾するものではない。つまり、平均値の誤差は、90Z-7集合体でも、模擬制御棒の挿入パターンの対称性に依存することが認められたが、模擬制御棒が炉心の中央部に挿入されていたことから、補正係数 $f$ の1からのずれは、概して未臨界度に応じて大きくなる傾向にあった。これに対して、90B-10および90B-10B集合体での浅い未臨界体系では、模擬制御棒が比較的炉心の周辺に挿入されている場合が多いことから、強い非対称性を生じるので、補正係数 $f$ の1からのずれが大きくなり、その結果平均値の誤差が大きくなったと考えられるが、一方深い未臨界体系では、多くの模擬制御棒が挿入されていることから、対称性はあまりそこなわれないで、90Z-7集合体の場合とあまり変わらないことになる。

このことを具体的にみると、たとえば、この表（Table 4.42）の中で9本の模擬制御棒が挿入された測定体系では、反応度が-9.70%  $\Delta k/k$ と深い未臨界体系になっており、このときの反応度の平均値の誤差は、2%程度のもとなっている。なお、この体系のように、多数本の制御棒が炉心内に対称性よく挿入されている体系で、検出器Bに対する補正係数が大きくなったのは、深い未臨界状態のもとで、この検出器が外部中性子源に隣接していることによる。一方、たとえば測定体系OBおよびIR/OR<sub>4</sub>/RXでの反応度は、それぞれ-1.07%  $\Delta k/k$ および-2.81%  $\Delta k/k$ と、それほど深い未臨界体系ではないが、それぞれ検出器CおよびBに対する補正係数 $f$ は、0.740および0.520と極めて小さなものになっており、このとき反応度の平均値の誤差は、それぞれ1%および2.1%程度のもとなっている。ここで、補正係数 $f$ の値が1より極端に小さくなったのは、検出器の近くに模擬制御棒が挿入されたことによる。

以上みてきたように、この表（Table 4.42）の中には、検出器が外部中性子源の近傍に位置しているために、あるいは検出器位置と模擬制御棒の挿入位置との関係で、補正係数が1から大きく離れた値になっている場合が含まれているが、いずれの場合も3個の検出器による補正後の反応度の一致の度合いは、実用上において問題を生じない程度に良好である。したがって、90B-10B集合体でも、補正係数の計算は、反応度の検出器位置依存性に関して、ほぼ正しく行われたとみてよい。

次に、この同じ90B-10および90B-10B集合体における、中性子源引抜き法による結果を検

討する。Table 4.43 に、補正を行う前の反応度（表中のobs.の段）、およびこれらに4.3.1で求めた補正係数  $f$ （Table 4.36）を掛けて得られる補正後の反応度（表中のmod.の段）を示す。なお、誤差には、今までと同様に補正係数の不確かさによる効果は含まれていない。したがって、測定上の誤差のみが取り上げられており、この誤差の算出の方法についてはすでに4.2.3で述べたとおりである。

この表（Table 4.43）においても、3個の検出器によって得られた補正後の反応度は、おたがいに概ね実験誤差内（1～3%程度）で一致している。ただし、90B-10B 集合体において、4本の模擬制御棒を挿入した測定体系IT/IR/IB/ILについては、検出器Cによる反応度が検出器AおよびBによるそれらに比して、約5%大きく（絶対値で）なっているが、これは、補正を行う前の反応度がすでに大きな値であることから、測定時の器機、例えばマルチ・チセネル・アナライザーの不調によるものと思われる。したがって、この場合については、理論的補正法の実験による検証の立場からは例外とみなしてよい。

いま、検出器Bの補正後の反応度を検出器AおよびCのそれと比較しても、系統的な有意な相異はみられない。このことは、プルトニウムおよびウランの遅発中性子データについて、少なくともそれらの相対値がほぼ妥当なものであったといえる。そのわけは、中性子源引抜き法での補正係数  $f$  は、検出器周辺の媒質の遅発中性子生成の割合  $\beta_i^j$  に依存するからである。

この中性子源引抜き法での、3個の検出器によって得られた補正後の反応度の平均値に対する誤差を、Fig. 4.31に示す。この図によると、上述の測定体系IT/IR/IB/ILの場合を除いて、平均値に対する誤差は約0.5～1.5%の範囲内にあり、体系の未臨界度が深くなっても特に変化はみられない。たとえば、模擬制御棒を9本挿入した体系（-9.79%  $\Delta k/k$ ）でも、反応度の平均値の誤差は約1%である。また、平均値の誤差の大きさには、模擬制御棒の挿入位置や配列の状態との関連もみられず、たとえば偏心した位置に挿入されている、測定体系RX, OBなどにおいても、他の場合に比べて特に変っているものではない。

そして、このように3個の検出器による補正後の反応度のばらつきが小さいことは、点状中性子源が炉心のほぼ中心にあり、かつ各検出器は炉心中心から同じ距離の位置にあるので、補正係数  $f$  が比較的似た値になることから、物理的にある程度推測されることである。

なお、模擬制御棒の挿入本数が2本程度までの比較的浅い未臨界体系においては、実験誤差の範囲内であるが、補正後の反応度に検出器B, C, Aの順で小さく（絶対値で）なる傾向がみられる。しかしながら、この傾向は、計数率の比較的低い、したがって未臨界度の深い体系では認められないことから、各中性子測定系に対して適用した不感時間の不確かさによって生じたものと考えられる。

最後に、90B-10および90B-10B集合体における中性子源増倍法および中性子源引抜き法に対して、理論的補正を行った後の結果について比較する。それぞれの測定法で得られた3個の検出器による補正後の反応度の平均値（ $\bar{\rho}_{MSM}$  および  $\bar{\rho}_{MSJ}$ ）とその誤差をTable 4.44に示す。ここに、平均値の誤差は、すでに述べたように3個の検出器による反応度のばらつきをもとに推定分散から求めた。

測定体系IT/IR/IB/IL/Oについてはすでに述べたように、中性子源引抜き法による測定に際して検出器Cの結果が正しくないと考えられるので除外すれば、 $\bar{\rho}_{MSM}$  と  $\bar{\rho}_{MSJ}$  の値はよく一

致しており、その比  $\bar{\rho}_{MSJ} / \bar{\rho}_{MSM}$  は  $1.000 \pm 0.013$  から  $1.032 \pm 0.022$  の間におさまっており、体系の未臨界度の深さ（約  $-0.43 \sim -9.7\% \Delta k/k$ ）、あるいは模擬制御棒の挿入本数や位置との相関はみられない。つまり、この2種の測定法による反応度の平均値は、補正係数の値の違いにはほぼ無関係に、誤差範囲（1～3%程度）内で、互によく一致している。

実際、この表（Table 4.44）の中には、中性子源増倍法と中性子源引抜き法の双方において大きな補正量を必要とする9本の模擬制御棒が挿入されている測定体系 OT/OR/OB/OL/IT/IR/IB/IL/O、あるいは、中性子増倍法については極めて小さな補正量でよいとされている測定体系 OL/O/IR/OR4、また逆に、中性子源引抜き法については極めて小さな補正量でよいとされている測定体系 RX など、理論的補正を行う上で対照的な測定体系が含まれている。

なお、補正後の反応度は中性子源増倍法の結果に比べて、中性子源引抜き法による結果の方が、誤差の範囲内であるがやや大きく（絶対値）評価する傾向がみられる。この傾向が生じた原因としては、まず第1に、先に述べた過剰に補正しがちであることがあげられる。この過剰補正については、中性子源増倍法の場合には、3個の検出器に対する補正係数が1よりも大きなものも、1よりも小さなものも存在している場合が多いことから、平均値に関してはかなり是正されていることが期待できる。一方、中性子源引抜き法の場合には、補正係数は3個の検出器に対して常に1より大きいことから、平均値に関しても過大に（絶対値で）なりがちであると考えられる。なお、この過剰補正の傾向に関連することであるが、中性子源引抜き法の場合の補正係数は、その体系の反応度にかかなり依存しているようにみられる。そして、補正係数の算出を行ったときの、計算で求められる体系の反応度は実際よりも若干（4～8%）大きく（絶対値で）なっており<sup>27)</sup>、このことは実際よりも深い未臨界体系での補正係数を求めていることになる。その結果、補正係数をやや大きく評価し、反応度を過大に（絶対値で）する。ただし、このことによる過大評価の程度は、Table 4.36の補正係数  $f$  と反応度との関係から、0.2%を超えるものではないと考えられる。さらに、原因の第2として考えられることは、中性子源引抜き法では、外部中性子源が点状であること、および高エネルギーのものであることなどから、補正係数をあまり単純に計算できない点である。すでに述べたように、これらの影響は別途に計算して、補正係数に取り入れているが、なお十分でないためかと推測される。

上述のように、中性子源増倍法と中性子源引抜き法とでは、微細にみればわずかながらなお差異が残されているかに思われるが、3%以内で概ねよい一致を示している。このことは、外部中性子源の分布形状や測定法に依存しない体系の静的反応度が得られたことを意味している。つまり、理論的補正法を適用することによって、体系の静的反応度が実用上において十分な精度で求められるといえる。このように、VII-1、90B-10 および 90B-10B 集合体においても、理論的補正法は実験による検証の結果、有効であることが証明された。

#### 4.3.4 実験的検証の結果の意義

VI-2 B2 集合体は、すでに述べたように物理的模擬実験を行うための体系であり、プルトニウム燃料の試験領域は炉心中央部に対称性よく形成されており、また、模擬制御棒は、いずれの測定体系においても1本だけ挿入されているものであるなどのことから、比較的単純な構成の体系であるといえる。このことは、補正係数の計算にあたって、一般に正しい値を求めやすくする要

Table 4.40 The reactivities- $\rho_{MSM}$  obtained by theoretically modified neutron source multiplication method and their observed reactivities- $\rho_{SM}$  (Assembly VII-1 90Z-1,90Z-4) (% $\Delta k/k$ )

System		Det.	$\rho_{MSM}$	Det. A	Det. B	Det. C
90Z-1	B30-9P	obs.		0.797	0.759	0.783
		mod.	0.794±0.004	0.801±0.004	0.792±0.004	0.787±0.004
	B90-9P	obs.		1.396	1.303	1.390
		mod.	1.406±0.006	1.406±0.006	1.409±0.006	1.398±0.007
	BN-16P	obs.		0.990	0.938	0.984
		mod.	0.991±0.004	0.996±0.004	0.987±0.004	0.989±0.005
	B30-16P	obs.		1.233	1.155	1.221
		mod.	1.235±0.006	1.241±0.005	1.232±0.005	1.229±0.006
	B55-16P	obs.		1.621	1.502	1.618
		mod.	1.634±0.007	1.635±0.007	1.636±0.007	1.630±0.008
	B73-16P	obs.		1.844	1.780	1.842
		mod.	1.865±0.009	1.860±0.009	1.876±0.008	1.858±0.009
	B90-16P	obs.		1.984	1.808	1.980
		mod.	2.005±0.009	2.003±0.009	2.014±0.009	1.997±0.009
90Z-4	BN-32P	obs.		1.607	1.513	1.625
		mod.	1.631±0.008	1.643±0.008	1.627±0.008	1.620±0.009
	B55-32P	obs.		2.448	2.248	2.510
		mod.	2.510±0.012	2.529±0.012	2.510±0.012	2.493±0.014
	B73-32P	obs.		2.699	2.486	2.796
		mod.	2.790±0.014	2.793±0.013	2.808±0.014	2.772±0.016
	B90-32P	obs.		2.906	2.653	3.017
		mod.	3.006±0.015	3.011±0.015	3.022±0.015	2.986±0.016



Table 4.41 The reactivities  $-\rho_{MSM}$  obtained by theoretically modified neutron source multiplication method and their observed reactivities  $-\rho_{SM}$  (Assembly VII-1 90Z-7) (% $\Delta k/k$ )

System		Det.	$-\rho_{MSM}$	Det. A	Det. B	Det. C
Single rod	O	obs.		1.721	1.603	1.717
		mod.	1.735±0.008	1.730±0.007	1.748±0.008	1.725±0.008
	T	obs.		1.708	1.408	1.419
		mod.	1.520±0.011	1.497±0.006	1.530±0.006	1.530±0.008
	RB	obs.		1.530	1.603	1.654
		mod.	1.602±0.010	1.612±0.006	1.609±0.007	1.584±0.008
	LB	obs.		1.471	1.369	1.592
		mod.	1.526±0.009	1.529±0.006	1.540±0.007	1.510±0.008
	LB(N)	obs.		0.814	0.780	0.851
		mod.	0.830±0.004	0.832±0.003	0.830±0.004	0.829±0.004
2 rods	RB/LB	obs.		2.88	2.80	3.41
		mod.	3.10 ±0.03	3.15 ±0.01	3.19 ±0.01	3.10 ±0.02
	O/LB	obs.		2.95	2.57	3.18
		mod.	3.06 ±0.02	3.06 ±0.01	3.10 ±0.01	3.03 ±0.02
	T/LB	obs.		3.31	2.58	3.01
		mod.	3.11 ±0.04	3.05 ±0.01	3.17 ±0.02	3.10 ±0.02
	T/O	obs.		3.42	2.67	2.89
		mod.	3.14 ±0.03	3.04 ±0.01	3.13 ±0.01	3.12 ±0.02
	T/B	obs.		3.28	2.71	3.30
		mod.	3.20 ±0.03	3.16 ±0.01	3.26 ±0.02	3.18 ±0.02
	RT/LB	obs.		3.22	2.87	3.25
		mod.	3.28 ±0.02	3.24 ±0.01	3.31 ±0.02	3.28 ±0.02
	LT/LB	obs.		2.89	2.34	2.91
		mod.	2.86 ±0.01	2.85 ±0.01	2.88 ±0.02	2.86 ±0.02
	LT/LB(N)	obs.		2.31	1.922	2.23
		mod.	2.26 ±0.01	2.24 ±0.01	2.27 ±0.01	2.26 ±0.01
LT(N)/LB(N)	obs.		1.598	1.428	1.611	
	mod.	1.602±0.008	1.591±0.007	1.613±0.007	1.604±0.008	

B73-16P pin-clusters are used for all cases above except for the cases with Nat. in parenthesis, where BN-16P pin-clusters are utilized.

Table 4.41 (Continued) The reactivities  $-\rho_{\text{MSM}}$  obtained by theoretically modified neutron source multiplication method and their observed reactivities  $-\rho_{\text{SM}}$  (Assembly VII-1 90Z-7) ( $\% \Delta k/k$ )

System		Det.	$-\rho_{\text{MSM}}$	Det. A	Det. B	Det. C
3 rods	T/RB/LB	obs.		4.84	3.94	4.83
		mod.	4.83±0.05	4.77±0.02	4.92±0.02	4.82±0.03
	T/O/LB	obs.		4.78	3.52	4.35
		mod.	4.48±0.04	4.42±0.02	4.54±0.02	4.47±0.03
	RB/O/LB	obs.		4.12	3.75	4.86
		mod.	4.48±0.03	4.49±0.02	4.54±0.02	4.44±0.03
	T/O/B	obs.		4.73	3.70	4.75
		mod.	4.62±0.05	4.57±0.02	4.71±0.02	4.59±0.03
	RB/B/LB	obs.		3.70	3.56	5.13
		mod.	4.19±0.04	4.22±0.02	4.24±0.02	4.12±0.02
	RT/LB/LT	obs.		4.77	3.71	4.42
		mod.	4.61±0.05	4.53±0.02	4.67±0.02	4.62±0.03
4 rods	T/O/RB/LB	obs.		6.03	4.70	5.99
		mod.	6.00±0.08	5.91±0.03	6.14±0.03	5.95±0.03
	RT/RB/LB/LT	obs.		6.06	4.90	6.15
		mod.	6.21±0.06	6.12±0.03	6.29±0.03	6.20±0.04
5 rods	O/RT/RB/LB/LT	obs.		6.99	5.50	7.13
		mod.	7.16±0.10	7.02±0.04	7.30±0.04	7.15±0.05
	T/RT/RB/LB/LT	obs.		7.88	5.52	6.97
		mod.	7.34±0.11	7.15±0.03	7.44±0.04	7.41±0.04

Table 4.42 The reactivities  $-\rho_{MSM}$  obtained by theoretically modified neutron source multiplication method and their observed reactivities  $-\rho_{SM}$  (Assembly VII-1 90B-10, 90B-10B) (% $\Delta k/k$ )

System		Det.	$-\rho_{MSM}$	Det.A	Det.B	Det.C	
90B-10	O	obs.		1.826	1.608	1.842	
		mod.	1.865±0.010	1.854±0.007	1.873±0.006	1.868±0.007	
	RX	obs.		0.430	0.642	0.435	
		mod.	0.428±0.006	0.428±0.001	0.422±0.001	0.433±0.002	
	OB	obs.		0.984	0.967	1.432	
		mod.	1.071±0.011	1.080±0.004	1.073±0.003	1.059±0.004	
	OR4	obs.		1.533	2.009	1.579	
		mod.	1.502±0.030	1.510±0.005	1.469±0.005	1.527±0.006	
	OR4/OL	obs.		2.78	3.13	2.82	
		mod.	2.78 ±0.04	2.77 ±0.01	2.75 ±0.01	2.82 ±0.01	
	IR/OR4/RX	obs.		2.95	5.26	3.05	
		mod.	2.81 ±0.06	2.81 ±0.01	2.75 ±0.01	2.86 ±0.01	
	OT/OR4/OB/OL	obs.		6.48	4.95	6.69	
		mod.	5.50 ±0.10	5.41 ±0.03	5.48 ±0.03	5.60 ±0.03	
	OL/O/IR/OR4	obs.		5.89	5.73	6.01	
		mod.	5.91 ±0.09	5.87 ±0.03	5.84 ±0.03	6.01 ±0.03	
	90B-10B	IT/IR/IB/IL	obs.		6.32	4.37	6.52
			mod.	6.33 ±0.15	6.27 ±0.04	6.50 ±0.03	6.23 ±0.04
IT/IR/IB/IL/O		obs.		7.39	4.85	7.70	
		mod.	7.40 ±0.10	7.32 ±0.04	7.51 ±0.04	7.38 ±0.04	
OT/OR/OB/OL/		obs.		10.53	6.12	10.70	
		mod.	9.70 ±0.19	9.60 ±0.05	9.92 ±0.05	9.58 ±0.09	

Table 4.43 The reactivities  $-\rho_{MSJ}$  obtained by theoretically modified source jerk method and their observed reactivities  $-\rho_{SJ}$  (Assembly VII-1 90B-10, 90B-10B)  
(% $\Delta k/k$ )

System		Det.	$-\rho_{MSJ}$	Det.A	Det.B	Det.C
90B-10	O	obs.		1.75	1.82	1.77
		mod.	1.88 $\pm$ 0.03	1.86 $\pm$ 0.02	1.91 $\pm$ 0.03	1.88 $\pm$ 0.02
	RX	obs.		0.430	0.435	0.431
		mod.	0.435 $\pm$ 0.002	0.433 $\pm$ 0.003	0.437 $\pm$ 0.004	0.434 $\pm$ 0.004
	OB	obs.		1.051	1.083	1.075
		mod.	1.071 $\pm$ 0.008	1.062 $\pm$ 0.012	1.078 $\pm$ 0.013	1.072 $\pm$ 0.012
	OR4	obs.		1.43	1.50	1.43
		mod.	1.54 $\pm$ 0.02	1.53 $\pm$ 0.02	1.57 $\pm$ 0.04	1.52 $\pm$ 0.02
	OR4/OL	obs.		2.58	2.66	2.56
		mod.	2.83 $\pm$ 0.03	2.83 $\pm$ 0.03	2.83 $\pm$ 0.08	2.82 $\pm$ 0.03
	IR/OR4/RX	obs.		2.56	2.58	2.56
		mod.	2.88 $\pm$ 0.05	2.91 $\pm$ 0.03	2.82 $\pm$ 0.06	2.90 $\pm$ 0.03
	OT/OR4/OB/OL	obs.		4.84	5.11	4.83
		mod.	5.67 $\pm$ 0.06	5.69 $\pm$ 0.10	5.68 $\pm$ 0.13	5.65 $\pm$ 0.08
OL/O/IR/OR4	obs.		4.85	5.07	4.79	
	mod.	6.01 $\pm$ 0.06	6.04 $\pm$ 0.09	6.02 $\pm$ 0.12	5.98 $\pm$ 0.08	
90B-10B	IT/IR/IB/IL	obs.		5.46	5.75	5.47
		mod.	6.48 $\pm$ 0.08	6.52 $\pm$ 0.14	6.53 $\pm$ 0.18	6.40 $\pm$ 0.10
	IT/IR/IB/IL/O	obs.		6.20	6.48	6.49
		mod.	7.71 $\pm$ 0.20	7.62 $\pm$ 0.18	7.57 $\pm$ 0.25	7.94 $\pm$ 0.25
	OT/OR/OB/OL	obs.		7.60	8.04	7.56
	IT/IR/IB/IL/O	mod.	9.79 $\pm$ 0.10	9.84 $\pm$ 0.19	9.75 $\pm$ 0.25	9.78 $\pm$ 0.21

Table 4.44 Comparison of the reactivities obtained by different measuring method (Assembly VII-1 90B-10, 90B-10B) (% $\Delta k/k$ )

System		$-\bar{\rho}_{MSM}$	$-\bar{\rho}_{MSJ}$
90B-10	O	1.865±0.010	1.881±0.027
	RX	0.428±0.006	0.435±0.002
	OB	1.071±0.011	1.071±0.008
	OR4	1.502±0.030	1.539±0.023
	OR4/OL	2.78 ±0.04	2.83 ±0.03
	IR/OR4/RX	2.81 ±0.06	2.88 ±0.05
	OT/OR4/OB/OL	5.50 ±0.10	5.67 ±0.06
	OL/O/IR/OR4	5.91 ±0.09	6.01 ±0.06
90B-10B	IT/IR/IB/IL	6.33 ±0.15	6.48 ±0.08
	IT/IR/IB/IL/O	7.40 ±0.10	7.71 ±0.20
	OT/OR/OB/OL/	9.70 ±0.19	9.79 ±0.10
	IT/IR/IB/IL/O		

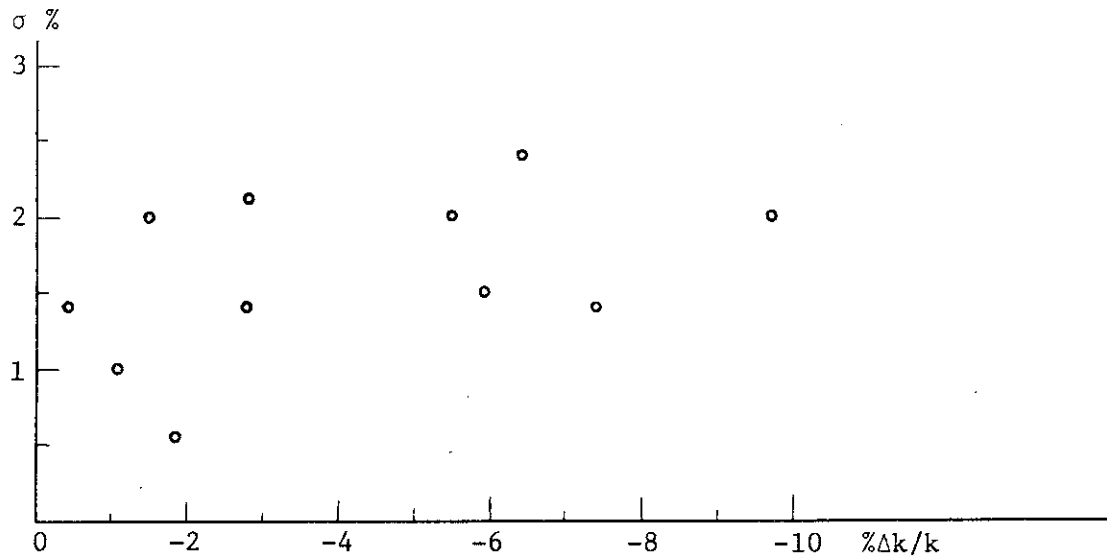


Fig. 4.30 Standard deviations of averages of the reactivities obtained by theoretically modified neutron source multiplication method (Assembly VII-1 90B)

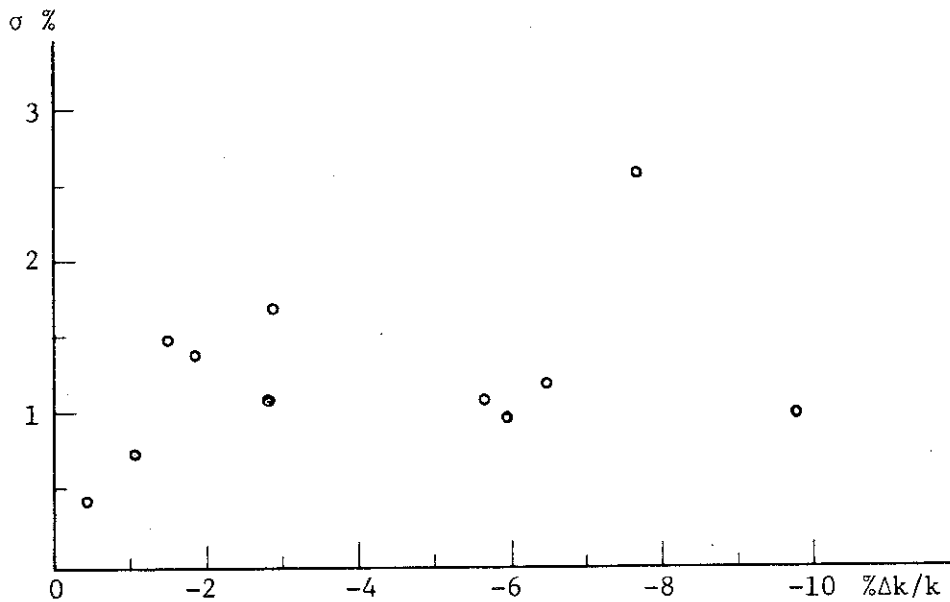


Fig. 4.31 Standard deviations of averages of the reactivities obtained by theoretically modified source ferk method (Assembly VII-1 90B)

因である。また、中性子源増倍法においては、各検出器は外部中性子源から離れた所にあり、このことも補正係数の算出にあたって有利な条況となっている。

一方、補正係数を正しく求める上で、比較的困難な状況としている要因としては、1本の模擬制御棒の反応度値が大きく、特に32ピン・クラスターが挿入された場合には、非現実的に大きな特異点を有する体系となっている。また、体系が比較的小さいことから、BP-7およびBP-32測定体系では、模擬制御棒と検出器との間の距離が短いこともあげられる。さらに、中性子源引抜き法においては、点状の外部中性子源が炉心の端にあって、極度に偏心していることも正しい補正係数を求める上で不利な状況をなしていると考えられる。

したがって、VI-2 B2集合体における実験的検証は、比較的小さなゾーン体系において、外部中性子源が炉心の中央部（中性子源増倍法の場合）、あるいは炉心の周辺に点状（中性子源引抜き法の場合）で存在するときに極めて強い制御棒が偏心して挿入されている状態でも、理論的補正法が有効に適用できることを示している。

つぎに、VII-1集合体では、体系は極めて複雑な構成であり、また模擬制御棒も多数本挿入された体系についても測定がなされている。これらのことは、VI-2 B2集合体における実験的検証を補完するものである。

とくに、VII-1 90B-10および90B-10 B集合体は、セクター形状の部分模擬体系であることから、体系の構成は極めて複雑である。さらに、その外部中性子源は、中性子源増倍法の場合、局所的に存在し、全体としては対称性を有しない分布形状となっている。また、体系に挿入されている模擬制御棒の本数は最大9本の多数であり、測定体系OR4などB73-32Pピン・クラスターを含む体系では、非現実的に強い特異点を有する体系となっている。これらの事実は、補正係数を正しく求める上で、いずれもより困難な状況を作る要員となるものである。

したがって、VII-1集合体における実験的検証は、原型炉級の高速炉に対して、この理論的補正法が適用可能であることを示すにとどまらず、より複雑なセクター形状の部分模擬体系に対しても、有効に適用できることを示している。

#### 4.4 検 討

理論的補正法の実験による検証は以上にみてきたように、VI-2 B2集合体およびVII-1集合体における種々の測定体系に対してなされ、この方法によって体系の静的反応度が得られることを確認した。そこで、この節においては、中性子源増倍法に関して、本論文で導いた理論的補正法以外の他の方法を用いた場合にどのような結果を得るかをみることによって、この理論的補正法の意義を明確にする。

ここに、他の方法としては2.3で述べたAckermannらによる補正法、および計算による補正を行わないで、経験的な測定上の工夫によって検出器位置に依存しないその体系の媒質に固有と思われる量を求め、これを系の反応度とする方法を取り上げる。なお、後者の方法は、「常陽」の全模擬体系であるFCA V-3集合体における模擬制御棒値の測定に際して用いたものである<sup>16)</sup>。この集合体は比較的小型で、外部中性子源は炉心内に均一に分布しているものであり、そのとき

の一連の測定に対しては、模擬制御棒価値の計算値との比較などから得られた結果は静的反応度であるとみなせるものであった。

Table 4.45 に、VI-2 B2 集合体、および VII-1 90B-10 集合体のいくつかの測定体系について理論的補正法による結果 ( $\bar{\rho}_{\text{MSM}}$ )、Ackermann らの補正法による結果 ( $\bar{\rho}_{\text{AK}}$ )、および上に述べた測定上の工夫による方法の結果 ( $\bar{\rho}_{\text{SM}}$ ) を比較するために、 $\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  とともに、 $\bar{\rho}_{\text{AK}}/\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  および  $\bar{\rho}_{\text{SM}}/\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  の値を示す。

Ackermann らの補正法と理論的補正法による結果の比  $\bar{\rho}_{\text{AK}}/\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  の値は、この表 (Table 4.45) では、0.988 から 1.102 の間で、模擬制御棒の挿入本数や位置によって種々の値を示している。この比  $\bar{\rho}_{\text{AK}}/\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  の 1 からのずれは、体系の未臨界度との相関はみられず、例えば  $-2.81\% \Delta k/k$  の測定体系 IR/OR4/RX においても、Ackermann らの補正法では、反応度を絶対値で約 10% 大きくみつもっている。そして、多くの測定体系において Ackermann らの補正法では、反応度を絶対値で大きく評価する傾向がみられる。

この傾向を理解するために、 $\bar{\rho}_{\text{AK}}/\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  を式によって表現し、定性的な考察を行う。 $\bar{\rho}_{\text{AK}}$  および  $\bar{\rho}_{\text{MSM}}$  についての、(2.60)、(2.61)、(2.62)、および (3.10)、(3.14)、(3.16)、(3.17)、(3.18) の式から、

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\rho}_{\text{AK}}}{\bar{\rho}_{\text{MSM}}} &= \frac{\langle M \phi_0 \rangle_{\text{VC}} \langle S \psi_0^+ \rangle \langle \psi^+ M \phi \rangle}{\langle M \phi \rangle_{\text{VC}} \langle S \psi^+ \rangle \langle \psi_0^+ M \phi_0 \rangle} \\ &= \frac{\langle \hat{\psi}^+ M \hat{\phi} \rangle}{\langle \hat{\psi}_0^+ M \hat{\phi}_0 \rangle} \end{aligned}$$

となる。ここに、記号および添字の意味は 2 章および 3 章において用いた通りである。また、 $\hat{\psi}_0^+$ 、 $\hat{\psi}^+$  などは、

$$\begin{aligned} \hat{\psi}_0^+ &= \frac{\psi_0^+}{\langle S \psi_0^+ \rangle} \\ \hat{\psi}^+ &= \frac{\psi^+}{\langle S \psi^+ \rangle} \\ \hat{\phi}_0 &= \frac{\phi_0}{\langle M \phi_0 \rangle_{\text{VC}}} \\ \hat{\phi} &= \frac{\phi}{\langle M \phi \rangle_{\text{VC}}} \end{aligned}$$

としたものである。したがって規格化条件、

$$\begin{aligned} \langle S \hat{\psi}_0^+ \rangle &= 1 \\ \langle S \hat{\psi}^+ \rangle &= 1 \\ \langle M \hat{\phi}_0 \rangle_{\text{VC}} &= 1 \\ \langle M \hat{\phi} \rangle_{\text{VC}} &= 1 \end{aligned}$$



を満足するものである。ここで、特徴的なことは、中性子束に関しては、炉心内全領域についての積分によって規格化されているのに対して、随伴固有関数については、外部中性子源Sの存在する領域についての積分によって規格化されていることである。

そこで、まず模擬制御棒が外部中性子源Sの存在する領域内に挿入されている、VI-2 B2 集合体の全測定体系、およびVII-1 集合体の測定体系 IR/OR4/RX の場合について考える。模擬制御棒の挿入された近傍の領域では、 $M\hat{\phi}$ は $M\hat{\phi}_0$ に比べて低下するが、規格化条件によってその外部の領域において低下分だけ増大する。一方、 $\hat{\psi}^+$ は模擬制御棒の挿入された近傍の領域において相対的に低下するが、規格化条件によって $\hat{\psi}_0^+$ とあまり変わらない値とされ、同時に外部の領域においては $\hat{\psi}^+$ は $\hat{\psi}_0^+$ よりも大きな値とされる。したがって、 $\langle \hat{\psi}^+ M\hat{\phi} \rangle$ は $\langle \hat{\psi}_0^+ M\hat{\phi}_0 \rangle$ より大きくなり、 $\bar{\rho}_{AK} / \bar{\rho}_{MSM}$ は1より大きくなるのが理解できる。

次に、模擬制御棒がD1領域など外部中性子源Sの存在しない領域に挿入されている場合には、 $M\hat{\phi}$ については前と同様に、模擬制御棒の近傍の領域において低下し、その外部の領域では低下分だけ増大する。しかし、 $\hat{\psi}^+$ は、模擬制御棒の近傍の領域で低下するが、規格化は外部中性子源Sの存在する領域についての積分に限定されていることから、外部の領域では $\hat{\psi}_0^+$ とあまり変わらないと考えられる。したがって、このときは $\langle \hat{\psi}^+ M\hat{\phi} \rangle$ は $\langle \hat{\psi}_0^+ M\hat{\phi}_0 \rangle$ に比べて小さな値となり、 $\bar{\rho}_{AR} / \bar{\rho}_{MSM}$ は1より小さくなると考えられる。このことは、D1領域に3本の模擬制御棒が挿入され、さらにT1領域にB73-32Pピン・クラスターが挿入されている測定体系OT/OR4/OB/OLの場合に示唆されている。

また、測定体系Oでは、 $\hat{\psi}^+$ の空間分布型が平坦化し、このとき外炉心領域に外部中性子源強度の大きな領域があることから、 $\hat{\psi}^+$ はその規格化条件によって、炉心内のかなりの領域にわたって $\hat{\psi}_0^+$ より小さくなるのが考えられる。このことから、 $\bar{\rho}_{AK} / \bar{\rho}_{MSM}$ の値は0.989と1より小さな値になったものと理解できる。

ところで、理論的補正法では、理論的に体系の静的反応度が得られることが保証されているのに対して、すでに述べたようにAckermannらの補正法ではそのようなことは保証されていない。また、これまでに述べたように具体的な測定例について、 $\bar{\rho}_{AK} / \bar{\rho}_{MSM}$ の1からのずれを式の上でも説明することができた。したがって、複雑な外部中性子源分布の体系での反応度測定の実験に対して、Ackermannらの補正法を用いることは誤差の点で問題がある。

次に、上述の測定上の工夫によって得られる $\bar{\rho}_{SM}$ と理論的補正法によって得られる $\bar{\rho}_{MSM}$ とを比較するために、 $\bar{\rho}_{SM} / \bar{\rho}_{MSM}$ をみる。前出のTable 4.45においては、 $\bar{\rho}_{SM} / \bar{\rho}_{MSM}$ は、0.918から1.102の間にあり、この場合も体系の未臨界度との相関は認められず、模擬制御棒の挿入本数や位置によってそれぞれ異なった値のものとなっている。

この測定上の工夫によって経験的に静的反応度とみなせる量を求める方法は、具体的には多数の検出器によって得られた反応度の重みつき平均値を求める方法である。すでに述べたように、中性子源増倍法では、理論的補正法の実験による検証を行うための検出器A、BおよびCの他に、体系外に設置してある7個の検出器によっても反応度の測定を行った。ここで、外部に設置した検出器の位置は経験的に定めたものである。そして、この10個の検出器によって得られた反応度に対して、それぞれの測定値の分散の逆数、および各検出器の炉心中心からの距離の二乗を重みとして、平均操作を行って得たものが $\bar{\rho}_{SM}$ である。ここで、検出器と炉心中心との距離の二乗を

重みとしたのは、体系全体を均一にみるような位置にある検出器の重みを大きくする意味で、経験的に定めたものである。この結果、 $\bar{\rho}_{SM}$  は、体系から遠く離れた位置にある検出器E、FおよびGによる反応度に極めて近い値のものとなっている。

前出の表 Table 4.45 において、この測定上の工夫による方法の結果は、VI-2 B2 集合体では理論的補正法による結果と3%以内で一致している。

一方、VII-1 集合体においては、 $\bar{\rho}_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$  の値には、実効的中性子源強度の変化に対する補正係数 $f_s$ との相関がみられる。すなわち、 $\bar{\rho}_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$  の値は、 $f_s$ の値が1より小さいときは、1よりも大きく、その逆もほぼ成り立っており、 $f_s$ の値が1.134 と大きな測定体系OT/OR4/OB/OLでは、 $\bar{\rho}_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$  は0.918 と小さな値になっている。このことは、 $\bar{\rho}_{SM}$  の算出にあたって、計数率変化の検出器位置依存性の解消に努めただけで、実効的中性子源強度の変化に関する考慮が払われていないことから、容易に理解できることである。

このように、中性子源増倍法に関して外部中性子源が炉心の中央部に対称性よく分布しているVI-2 B2 集合体での反応度測定は、経験的な測定上の工夫による方法でもよいが、Ackermannらの補正法を用いた場合には、やや過大に評価した値を得るものとなっている。また、複雑な外部中性子源分布をなすVII-1 集合体などの部分模擬体系では、Ackermannらの補正法や経験的な測定上の工夫による方法では、体系の静的反応度を求める際の誤差が大きくなる場合があることが判明した。したがって、このような体系において、静的反応度を高い精度で求める方法としては、現在のところ本論文に記述する理論的補正法は最も優れている。

Table 4.45 Comparison of reactivities with different modifications on neutron source multiplication method (Assembly VI-2 B2, VII-1 90B-10)

System		$(\% \Delta k/k) - \bar{\rho}_{MSM}$	$\bar{\rho}_{AK}/\bar{\rho}_{MSM}$	$\bar{\rho}_{SM}/\bar{\rho}_{MSM}$	$f_s$
VI-2 B2	BC-7	1.657±0.007	1.017	1.000	0.9996
	BC-16	2.76 ±0.02	1.038	1.009	0.9931
	BC-32	4.21 ±0.04	1.061	1.004	0.9805
	BP-7	1.297±0.026	1.011	1.009	1.0014
	BP-32	3.33 ±0.10	1.045	1.014	0.9913
VII-1	0	1.865±0.010	0.989	0.920	1.053
	OR4	1.502±0.030	1.059	1.067	0.967
	OR4/OL	2.78 ±0.04	1.057	1.011	1.016
	IR/OR4/RX	2.81 ±0.08	1.102	1.102	0.952
	OT/OR4/OB/OL	5.50 ±0.10	1.011	0.918	1.134
	OL/O/IR/OR4	5.91 ±0.09	1.060	0.932	1.067

$\bar{\rho}_{AK}$  : reactivities obtained by Ackermann's modification method.

$\bar{\rho}_{SM}$  : reactivities obtained by averaging observed values of detectors placed far from core center.

## 5. 理論的補正法の信頼性および適用性に関する考察

### 5.1 概要

本論文に記述する理論的補正法は、既に述べたように、原理的に体系の静的反応度が得られることを、保証しているものである。ただし、用いる補正係数  $f$  は理論的に導いたものであるが、これを計算するさいには、多群拡散近似の差分方程式を用いることになる。したがって、計算過程に内在する近似や使用する核定数の不確かさの、影響を受ける可能性が考えられる。そこで、補正係数  $f$  の信頼性を十分に検討しておくことが必要となる。<sup>28)</sup>

補正係数  $f$  の算出の過程では、すでに第3章で述べたように、実験の状況に対応した外部中性子源分布  $S$ 、中性子検出器の作用素  $\Sigma_d$ 、および体系内の中性子輸送を記述する作用素  $H$  などを用いる。ここで、作用素  $H$  については、体系の反応度あるいは制御棒の反応度値の計算に用いるものと、同一のものである。そして多くの場合に、実験を行うのは、この作用素  $H$  を用いて求めた反応度あるいは反応度値に確信がもてないためである。つまり、数値計算では、計算過程に含まれている近似や群定数の不確かさなどが、反応度あるいは反応度値の計算結果に影響をおよぼしている、と考えられるから、実験で正しい値を求めようとするものである。したがって、 $H$  の含む不確かさの影響が、補正係数  $f$  に対しては、反応度あるいは反応度値の場合に比べて、十分に小さなものでなければ意味がない。そこで、この章では中性子源増倍法に関して、補正係数  $f$  の信頼性を、反応度あるいは反応度値のそれと、比較しながら検討する。

補正係数  $f$  の機能は、模擬制御棒の挿入など体系の変化に伴う実効的中性子源強度の変化、および検出器の実効的中性子検出効率の変化を補正するものである。したがって、補正係数  $f$  は体系の変化に即して、異なった値をとらねばならない。そして、このことは同時に、補正係数  $f$  が、算出にあたって上述の不確かさの影響をまぬがれるものではないことを示唆している。しかしながら、模擬制御棒値の測定を例にとると、体系の変化とは、具体的には模擬制御棒の挿入位置における断面積の変化であるが、このとき不確かさは主に断面積の変化量の中に含まれていて、模擬制御棒の挿入位置に関しては確定した情報が得られる。このことから、補正係数  $f$  の値がこの挿入位置には強く依存するが、その点での断面積の変化量に対する依存性は小さなものであるとすれば、これは望ましい傾向であり、不確かさの影響は小さなものとなる。また、中性子生成の作用素  $M$  など、体系の変化の間において、不変の量については、補正係数  $f$  は依存しないことが望ましい。それは、これらの不変の量の不確かさの影響を受けないことになるからである。

そこで、5.2においては、補正係数  $f$  はその機能を満しつつ、どの程度うえに述べた望ましい傾向にあるかを、いくつかの測定例について、数値計算を行って検討する。さらに、5.3においては、解析的にこの補正係数  $f$  の信頼性について検討する。最後に、5.4においては、以上の信頼性に関する検討をふまえて、動力炉に対する適用性を考察する。

## 5.2 数値計算による信頼性の検証

補正係数  $f$  の信頼性に関する、数値計算例による検証は、VII-1 90Z-1, 90Z-4 および 90Z-7 集合体におけるいくつかの測定例について行った。

90Z-1 および 90Z-4 集合体における一連の実験では、すでに述べように、模擬制御棒は炉心中心に1本だけ挿入されており、このとき挿入される模擬制御棒としては、種々の  $^{10}\text{B}$  量および  $^{10}\text{B}$  濃縮度のものが用いられた。したがって、この一連の実験例から、補正係数  $f$  の値の模擬制御棒の強さに対する依存性をみることができる。このことは同時に、模擬制御棒領域についての実効断面積の不確かさなどの、補正係数  $f$  に対する影響を知ることができるものである。

90Z-7 集合体については、4.2.1で述べた補正係数  $f$  の算出法を標準計算法 (standard method) とし、いくつかの測定体系に対して、この標準計算の過程で計算群数や軸方向バックリング  $B_z^2$  などに変更を加え、その結果得られる反応度、模擬制御棒価値および補正係数  $f$  と、もとの標準計算法によるそれらとを比較して、それぞれの値の変動の割合を調べる。さらに、補正係数  $f$  の変動の割合と反応度あるいは模擬制御棒価値のそれとを比較することによって、理論的補正法の適用性を検討する。

この検討を行う準備として、まず90Z-7 集合体において、Fig. 5.1 に示してあるような、ブランケット内の8点について、標準計算による補正係数  $f$  を求めておく。それらは、実際に検出器を設置した点A, B およびCの他に、X軸上で点Bと対称の位置にあって、外炉心D2' (75) に隣接している点D, さらにX軸およびY軸に対して45°の斜め方向で、炉心中心に関してほぼ対称の点, H, I, J およびKの合計8点である。これらの中で、点B およびDは外部中性子源に隣接しており、一方点A およびCは他の点に比べて外部中性子源から比較的離れた位置にある。

また、検証に用いる測定例は、O, T, LB, T/B, 4B (RT/RB/LB/LT) の他に、実際に実験はなされていないが、7本の模擬制御棒を挿入した7B (O/T/B/RT/RB/LT/LB) 体系の計6種の模擬制御棒挿入パターンである。これらの6種の模擬制御棒挿入パターンについて、標準計算法による反応度、反応度価値および上記の各点での補正係数  $f$  の値を Table 5.1 に示す。表にみられるように、90Z-7 基準体系 (臨界系) は、計算では約  $-0.58\%$   $\Delta k/k$  の反応度となっており、約  $-2.2\%$   $\Delta k/k$  (測定体系 LB) から  $-10.3\%$   $\Delta k/k$  (7B 体系) の未臨界体系に関する、補正係数  $f$  の計算値を示している。また、この表で、補正係数  $f$  の最小の例は、Tパターンにおける点Aでの0.877であり、最大の場合は7Bパターンの点Dにおける1.558となっている。

### 吸収体の強さの補正係数に対する影響

臨界実験装置における、模擬制御棒価値の測定は、設計計算にあたって、制御棒部分の正確な取り扱いが困難で近似を多く含むことから、その計算結果を検定するために行われる。そこで、設計計算の上で困難を生じる要因としては、制御棒は形状や構成が複雑であること、および強い吸収体のため周辺の媒質との間に大きな非均質性を有すること、などがあげられる。それで、現状では、制御棒部分に関しては、必ず不確かさが存在すると考えておくべきものである。しかしながら、補正係数  $f$  は、制御棒の部分の厳密に取り扱わなくても、よい精度で求められるもので

なければならない。つまり、補正係数  $f$  の値は、制御棒の反応度値の大きさに、あまり依存しないことが望ましい。

Table 5.2 に、VII-1 90Z-1 集合体での測定における、炉心中心に挿入された各種の模擬制御棒の  $^{10}\text{B}$  重量、反応度値および点 A、C および B での補正係数を示す。ここで、模擬制御棒に含まれている  $^{10}\text{B}$  重量は 404 gr から 2232 gr まで変化し、それに対応して制御棒値は  $-0.833\% \Delta k/k$  から  $-2.14\% \Delta k/k$  と変化している。また、同じ表には、90Z-4 集合体における、補正係数  $f$  の値も合せて示してある。この場合には、 $^{10}\text{B}$  重量は 956 gr から 4464 gr まで変化し、それに対応して模擬制御棒値は  $-1.63\% \Delta k/k$  から  $-3.01\% \Delta k/k$  まで変化している。

そこで、模擬制御棒値と補正係数  $f$  の関係を、90Z-1 および 90Z-4 集合体について、それぞれ Fig. 5.2 および 5.3 に示す。図にみられるように、補正量  $f-1$  の絶対値は模擬制御棒値の増大にほぼ比例して増大している。しかしながら、その増大の割合を図の勾配から求めると、模擬制御棒値が  $1\% \Delta k/k$  変化するのに対して、補正係数  $f$  の変化は、90Z-1 集合体では約 0.004 (検出器 A および C)、および 0.05 程度 (検出器 B) であり、90Z-4 集合体ではおおよそ、0.01 (検出器 A)、0.05 (検出器 B) および  $-0.005$  (検出器 C) となっており、依存の程度は極めて弱いものであるといえる。

この依存の程度を具体的にみるために、いま例として  $-2\% \Delta k/k$  の模擬制御棒値を、絶対値で 10% 過大に評価したものと仮定する。このとき、補正係数  $f$  に含まれる誤差は、図の勾配を用いて試算すると、90Z-1 集合体では、約 0.08% (検出器 A および C) および 0.9% 強 (検出器 B)、また 90Z-4 集合体ではおおよそ 0.2% (検出器 A)、0.8% (検出器 B) および  $-0.1\%$  程度 (検出器 C) となる。つまり、補正係数  $f$  の計算誤差は、模擬制御棒値のそれに比べて、 $1/10$  から  $1/100$  程度小さなものであることが判明した。

なお、模擬制御棒の挿入位置の変化に対しては、補正係数  $f$  は極めて敏感に変動することが、90Z-1 と 90Z-4 集合体について比較すれば明らかである。例えば、90Z-1 および 90Z-4 集合体において、それぞれ B55-16p および BN-32p ピン・クラスターはほぼ同じ反応度値のものであるが、補正係数  $f$  は点 A において約 1.3% の変化を示している。そして、この変化は、半径 70 cm の体系の中心において、ピン・クラスターの中心位置がわずか 2.5 cm 移動したことによって、生じているのである。

### 計算群数の影響

補正係数  $f$  の数値計算にさいし、計算手法は任意に選ぶことはできるが、当然ながら、それによって結果が異なるものであってはならない。とくに、多群計算においては、体系が複雑になるにしたがい、計算群数をかなり減少させねばならなくなるが、このことによって補正係数  $f$  の値が、どの程度影響されるかをみておくことが必要である。

90Z-7 集合体での、各種の模擬制御棒挿入パターンについて、標準計算による結果を求めたが、同じ体系に対し、4 群定数を作成し (群構造は 25 群の 4, 8, 11, 25 の各群で分けしたものの)、同じ手法で反応度値および補正係数  $f$  を計算した。その結果と、標準計算による結果と比較して、Table 5.3 に示す。ここでは、変化量  $\delta \rho$ 、 $\delta f$  を元の標準計算法での値で割った

$\delta\rho/\rho$ ,  $\delta f/f$  を示してある。また、以下の表においても、とくに断らないかぎり、比較に際して変動の割合を示すのに、同様の量を用いるものとする。

この表にみられるように、反応度値は約3%減少しているのに対して、補正係数 $f$ の変化は、検出器位置によって多少異なるが、概ね1桁小さな変動の割合にとどまっている。

なお、この表 (Table 5.3) において補正係数 $f$ の変動の割合は、多くの場合に負となっているが、これについては模擬制御棒値が減少したことが一つの原因と考えられる。また、より詳細にみると、この変動の割合は、外部中性子源に隣接している点BおよびDでは小さく、比較的離れている点AおよびCでは比較的大きなものとなっている。さらに、点Dでの変動の附号は、他の点のそれと逆になっている。これらのことは、4群構造が高エネルギー側で密に、低エネルギー側は粗くなっていることから、外部中性子源の存在が強調され、その近傍での中性子束をやや高く評価したことが一因となっている。

小数群による計算は、主に経済的な理由から通常的な計算手法となっている。したがって、小数群計算に伴う不確かさは、常に留意しておくべきものである。また、すでに4.3.1で述べたように、VII-1 90Z 集合体の解析に関して、6群計算と25群計算は極めて近い結果であったが、4群と6群では多少の差異を生じていた。このことから、体系の反応度などの核計算においては、4群計算では精度の点で必ずしも充分ではない、といえる。これに対して、補正係数 $f$ に関しては、4群計算によっても、実用上において十分な精度が確保できることが判明した。

#### 軸方向バックリング $B_z^2$ の影響

2次元X-Y形状の計算において、軸方向バックリング  $B_z^2$  の取扱いは、複雑なものであり、常に不確かさを伴う。とくに、VII-1 集合体においては、既に述べたように、厳密な取扱いは殆ど不可能である。それで、標準計算法では、全ての体系に共通に  $B_z^2 = 0.662 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$  とした。ここでは、この値を10%増大して、反応度の変化量および補正係数 $f$ の変動の割合を調べた。その結果をTable 5.4に示す。

$B_z^2$  の値の変化は、当然のことながら、体系の反応度の評価に重大な相異をもたらし、各体系に対して約1.27%  $k/k$  ほどより深い未臨界体系とみなすこととなった。このことは、 $B_z^2$  の増大がいわば吸収の増大に対応することから理解できる。それに対して、補正係数 $f$ は点AおよびCで、0.2%から0.4%の増大にとどまり、極めて小さな変動であるといえる。また、点H、I、J およびKではさらに小さく0.2%以下である。一方、外部中性子源の近傍の点BおよびDでは、約-10%  $k/k$  の未臨界体系である7Bにおいて、2%前後の変動を示しているが、それでも反応度の変化の割合(約13%)の1/6であり、この程度のばらつきは、実際上ゆるされる範囲である。

ところで、体系の反応度については、反応度値のような相対的な変化量と比べても、核定数の不確かさの相殺はさらに期待できないことから、計算値の含む不確かさはかなり大きなものとなるのは避けられない。一方、同じように不確かな核定数や仮定のもとに、補正係数 $f$ の算出を行っても、理論的補正法によれば上述のように、その不確かさは小さなものであることから、信頼性の高い反応度が得られることになる。

### 外部中性子源分布の影響

数値計算において、外部中性子源分布に関する入力値は、補正係数  $f$  の算出においてのみ必要とされ、反応度あるいは反応度値の計算には不要のものである。したがって、外部中性子源分布に関する不確かさは、補正係数  $f$  による誤差を生じる性格のものである。

実験にあたって、外部中性子源の存在する位置あるいは領域については、一般に確定した情報が得られるものと考えてよい。とくに、1点あるいは数点の中性子源を外部から導入した場合には、その位置のみならず相対的な強度に関しても、不確かさは極めて小さいものとなる。また、本論文に記述した実験のように、 $^{240}\text{Pu}$  の自発核分裂中性子を用いる場合でも、臨界集合体および動力炉の初期装荷などにおいては、外部中性子源の相対的な強度の分布状態は、ほぼ確実に知ることができる。一方、燃焼の進行した体系では、 $^{240}\text{Pu}$  によるものと共に、酸素の ( $\alpha, n$ ) 反応による外部中性子源などもあり、相対的な強度の分布に関して、若干の不確かさを伴う可能性がある。

そこで、補正係数  $f$  はその性質上、外部中性子源分布の変化に対応して、変化するものであるため、外部中性子源分布の推定に問題があった場合に、どのような影響があるかを、あらかじめ調べておく必要がある。なお、実際の測定では、反応度校正を行う基準体系と、反応度を測定する体系との間で、外部中性子源は一般に不変であるか、極めて小さな変化しかないものとしている。

VII-1 90Z-7 集合体の外炉心領域では、炉心中心をはさんで、試験領域 T2 と D2' (75) 領域が対向しており、この2つの領域の相対的な中性子源強度は単位体積あたり、それぞれ 3.00 および 3.67 となっている (Table 4.14 参照)。いまここに、D2' (75) 領域における外部中性子源強度を 10% 増大した場合の、補正係数  $f$  の変動の割合を調べ、その結果を Table 5.5 に示す。

この表によると、補正係数  $f$  の変動の割合は、体系の未臨界が深くなるにしたがって、大きなものとなっている。また、D2' (75) 領域に隣接する点 D およびその近くの点 J では、補正係数  $f$  は増大し、Y 軸に関してこれらの点と対称な位置にある点 B および H では小さくなり、Y 軸上の点 A および C においては、補正係数  $f$  はほぼ変化しないものとなっている。これらのことは、D2' (75) 領域の外部中性子源の増大によって、点 D 側の中性子束が高くなったことによる。そして、約 -10%  $\Delta k/k$  の未臨界体系 7B においては、点 D における補正係数  $f$  の変動の割合は、点 B におけるそれ、つまり -0.85% に対して +3.34% と大きなものとなっている。しかしながら、このとき点 J においては、すでに +1.01% の変化にとどまっていることから、D2' (75) 領域に隣接する部分を除いて、ブランケット領域内での補正係数  $f$  の変化は 1% 以下であるとみられる。

以上により、反応度測定において中性子検出器の設置位置としては、深い未臨界体系でも、強度がとくに不確かな外部中性子源領域から数十センチ離れた、ブランケット領域内を選ぶは、ほぼ問題にならないことが判明した。

なお、外部中性子源分布に関する不確かさを避ける工夫は、実験過程においても可能である。それは、体系内に新たに外部中性子源を導入すればよい。そこで、この確実な情報をそなえている外部中性子源にもとずく、検出器の計数率を求める。そして、この外部中性子源に対応する補

正係数  $f$  を算出し、これを適用すればよい。このようにして、外部中性子源分布に関する不確かさは、測定時の工夫によって解消できる性質のものであり、理論的補正において、本質的に困難をもたらすものではない。

#### 媒質の核特性の不確かさによる影響

体系を構成する媒質の群定数の不確かさは、もともとの核データ・ファイルの含む誤差とともに、群定数作成の過程における近似などに起因するものであり、補正係数の計算にあたっては、この不確かさは常にある程度は存在すると考えておくべきものである。例えば、FCA における各集合体は、板状燃料、板状模擬冷却材、希釈材などによる平板セルで構成されていることから、セル構造に伴う非均質効果が存在する。しかしながら、標準計算法では、均質化した原子数密度を用いて巨視断面積を求めることによって、群定数を作成しているため、上記の非均質効果は含まれていない。

一方、体系を構成する媒質は、制御棒の部分を除いて、反応度を校正する基準体系と、反応度を測定する体系との間で変化するものではないから、補正係数  $f$  は媒質の変化に対して変らないものであることが望ましい。また、媒質の群定数の準備に関して、反応度あるいは反応度値の計算のときよりも、補正係数  $f$  の算出のためには、より厳密であることを要求されることは好ましくない。

90Z-7 集合体は、すでに 4.1.1 で述べたように、内炉心が T1 および D1、外炉心が T2、D2、D2' (75)、D2' (81)、D2' (92) および D2'' の合計 8 種の媒質による部分領域で構成されている。そして、D1 および D2 等の媒質は、それぞれ T1 および T2 の媒質のマクロな特性に、なるべく近いものであるように選択したものである。しかしながら、実際には、Table 4.5-1 および 4.5-2 に示したように、ある程度の差異は存在するものとなっている。以下では D1 媒質を T1 媒質に置換した場合、およびさらに D2 等の外炉心の媒質を全て T2 媒質に置換した場合における、反応度値および補正係数  $f$  の変動の割合をみる。なお、このとき外部中性子源分布に関しては、標準計算の場合と全く同一のものとしてある。

D1 媒質を T1 媒質で置換し、その結果内炉心を T1 媒質のみで構成した体系について、反応度値および補正係数  $f$  を求め、Table 5.1 の標準計算による結果と比較して、Table 5.6 に示す。ここでは、反応度値および補正係数  $f$  の変動の割合を % で表示してある。D1 媒質を T1 媒質に置換することによって、基準体系の反応度は +0.15 % k/k のわずかな変化にとどまっているが、各模擬制御棒挿入パターンでの反応度値は約 -11 % と大幅に減少している。これに対して、補正係数  $f$  は、未臨界度が增大するにつれて変動の割合が増大する傾向にあるが、外部中性子源に隣接する点 B および D でたかだか 2 % の減少である。また、外部中性子源から比較的離れた点 A では、補正係数  $f$  の変化は最大で -0.7 % 弱にとどまっている。

次に、D1 媒質を T1 媒質に置換し、さらに外炉心を全て T2 媒質とする。つまり T1 および T2 のみによる 2 領域炉心の体系について、各模擬制御棒挿入パターンでの反応度値および補正係数  $f$  を求めた。それらを、Table 5.1 の標準計算による結果と比較し、変動の割合を % で表わして Table 5.7 に示す。この置換によって、基準体系の反応度はもとの VII-1 90Z-7 体系に対して、+1.07 %  $k/k$  ほどの増大を示している。また、Table 5.7 にみられるように、



反応度値はほぼ - 19% の変化を示し、標準計算による結果に比べて、大幅な減少（絶対値で）をみせている。一方、補正係数  $f$  の変動は、模擬制御棒の挿入パターンによって多少の違いはあるが、概ね未臨界度が深くなるにつれて増大する傾向にある。そしてこの場合も、点 B および D における補正係数  $f$  の変動の割合は他の点に比べて大きく、7B パターンにおいて最大に達するが、- 5.6% 程度のものである。さらに、点 A および C では、未臨界度が（標準計算で）約 - 10%  $k/k$  になる 7B パターンでも、補正係数  $f$  の変動の割合は約 - 1.1% にとどまっている。

なお、媒質の置換に対して、補正係数  $f$  の値は、表に示した各点において、概ね小さくなるのが認められるが、これは模擬制御棒値が（絶対値で）減少したことが主な原因になっている、と考えられる。そして、この模擬制御棒値が減少したことは、媒質の置換によって体系内の中性子吸収率とともに中性子生成率が増大し、摂動論における分母の規格化積分  $\langle \phi^+ M \phi \rangle$  が増大したためと考えられる。実際、T1 および T2 の媒質では、それぞれ D1 および D2 等の媒質に比べて、 $\Sigma_a$  および  $\nu \Sigma_f$  の双方が大きくなっている。

また、これらの置換を行った計算例は、媒質の核定数に含まれる誤差の補正係数  $f$  に対する影響を調べるために行ったものであるが、体系の反応度および模擬制御棒の反応度値の変化の程度からみて、実際の計算での核定数の含む誤差は、これらの置換に伴う核定数の変化量よりも、かなり小さなものであると考えてよい。

以上、体系を構成する媒質の変化によって、模擬制御棒値は大幅に変化しても、補正係数  $f$  の変化は小さいことを示した。このことは、補正係数  $f$  については、制御棒値の場合にくらべて、媒質の群定数の含む誤差の影響が、相当小さなものとなっていることを意味する。そして上述の計算例から推測すると、実際には媒質の群定数の含む誤差の影響は、補正係数  $f$  に関してはほぼ無視できるものである、と考えられる。

いままでに述べてきた、補正係数  $f$  の信頼性に関する検討より、 $f$  の変動の割合は、検出器位置によって異なり、多くの場合に点 B および D では、他の点に比べて大きなものとなっている。また、各検出器位置で、この  $f$  の変動の割合は体系の未臨界度にも依存するものとなっている。これらのことから、 $f$  の変動の割合は  $f$  の 1 からのずれ、つまり補正量に概ね対応していることが認められる。そしてこのことは、前章において、補正後の反応度の平均値の誤差に関して、認められた傾向と一貫するものである。

なお、補正係数  $f$  の変動の割合は、補正量  $f - 1$  の大きさ（絶対値で）と必ずしも比例関係にあるわけではなく、その関係は、 $f$  が 1 からずれた要因と  $f$  に変動を与える誤差の種類との組合せによって、複雑なものとなっている。もっとも、全体的傾向としては、補正量の大きなときには、その誤差の比率も大きなものとなっている。

一般的に計算では、ある体系の実効増倍係数や反応度などの状態量そのものより、たとえば体系に挿入された試料の反応度値といった、その変化量の方が、群定数などの不確かさの影響を受けにくいので、精度よく求めることが出来る。このことを、補正係数  $f$  に関してみれば、 $f$  は、

$$f = \frac{\epsilon \cdot S_{eff}}{\epsilon_0 S_{eff_0}}$$

$$= \frac{\epsilon S_{ff} - \epsilon_0 S_{ff_0}}{\epsilon_0 S_{eff_0}} + 1$$

となっており、ここに

$$S_{eff} = \langle S \psi^+ \rangle$$

$$S_{eff_0} = \langle S_0 \psi_0^+ \rangle$$

である。つまり、 $f$  は変化量をさらに元の量で割った変化率と定数の和となっており、このことから、群定数などの不確かさの影響が小さなものとなることが理解できる。

実際には、次節で述べるように、補正係数 $f$ は、さらに積極的に誤差を相殺する構造をもつものであり、前記のこととあいまって、うえの計算例の中にもみられるごとく、標準的な核設計計算の手法（6群計算）に比べてより簡単ではあるが近似の程度が悪い、4群計算によって求めても、その精度は実用上ほぼ満足しうるものとなっている。

とくに、媒質の変化に対して、補正係数 $f$ の変動は小さなものであることから、組成に関する情報があまり正確でない体系、たとえば燃焼が十分に進行した体系についても、補正係数 $f$ はかなり精度よく求めうると期待できる。つまり、この理論的補正法は、動力炉に対しても十分に適用できるものと考えられる。

### 5.3 信頼性に関する解析的検討

補正係数 $f$ は、前節での具体的な数値計算による検討によって、計算過程に内在する近似や使用する核定数の不確かさなど、種々の不確かさの影響を受けにくいものであることを示したが、このことが、他の体系についてもあてはまるような、一般性を有することを、本節では解析的に確かめておく。

補正係数 $f$ の式は、すでに第3章で導出してあるが、ここでは作用素が含む誤差の寄与の仕方を解析的に求める。補正係数 $f$ は(3.16)、(3.17)、(3.18)、などの式から、

$$f = f_s \cdot f_\epsilon$$

$$= \frac{\rho \cdot CR}{\rho_0 \cdot CR_0} \quad (5.1)$$

と書ける。ここに、添字 $_0$ はすでに述べたように、反応度校正を行う基準体系を意味するものである。なお、(3.16)式における静的反応度 $\rho_s$ は、ここでは簡単のため、添字 $s$ を省略して単に $\rho$ と記してある。そこで、(5.1)式で、 $f$ は測定体系（反応度を測定する未知未臨界度の体系）における反応度と計数率の積と、基準体系（反応度校正を行う体系）における同様の積と

Table 5.1 Reactivity worths and correction factors f by standard calculation method

Rod pattern	Reactivity $-\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Rod worth $-\Delta\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Correction factor f							
			A	B	C	D	H	I	J	K
O	2.434	1.853	1.005	1.090	1.005	1.107	1.049	1.048	1.048	1.048
T	2.207	1.626	0.877	1.087	1.079	1.101	0.965	1.102	1.104	0.960
LB	2.197	1.616	1.040	1.125	0.948	1.000	1.098	1.049	0.925	1.031
T/B	4.061	3.435	0.964	1.202	0.964	1.235	1.081	1.082	1.079	1.079
4B	7.095	6.514	1.010	1.282	1.009	1.352	1.139	1.139	1.145	1.145
7B	10.258	9.677	0.960	1.455	0.961	1.558	1.197	1.197	1.202	1.202

4B; RT/RB/LB/LT

7B; O/T/B/RT/RB/LB/LT

Table 5.2 Correction factors with changes in  $^{10}\text{B}$  weight

B <sub>4</sub> C pin-cluster (rod)	$^{10}\text{B}$ weight (g)	Rod worth $-\Delta\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Correction factor f			
			A	B	C	
VII-1 90Z-1	B30-9P	404	0.833	1.0047	1.0420	1.0046
	BN-16P	478	1.017	1.0055	1.0523	1.0052
	B30-16P	718	1.266	1.0068	1.0664	1.0065
	B90-9P	1256	1.532	1.0080	1.0811	1.0077
	B55-16P	1366	1.685	1.0084	1.0896	1.0081
	B73-16P	1784	1.949	1.0091	1.1038	1.0088
	B90-16P	2232	2.140	1.0094	1.1139	1.0091
VII-1 90Z-4	BN-32P	956	1.699	1.0225	1.0762	.9968
	B55-32P	2672	2.591	1.0323	1.1169	.9931
	B73-32P	3568	2.884	1.0349	1.1296	.9913
	B90-32P	4464	3.109	1.0367	1.1392	.9897

B<sub>4</sub>C pin-cluster (rod) is placed at core center.

Table 5.3 Comparison of reactivity worths and correction factors in 6-group and 4-group calculation

Rod pattern	Rod worth $-\Delta\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Variation of worths (%)	Variation of correction factor from 6G calc. (%)					
			A	B	C	D	H	J
0	1.797	-3.0	-0.24	-0.18	-0.22	-0.05	-0.24	-0.20
T	1.590	-2.2	-0.29	-0.06	-0.05	+0.09	-0.27	+0.03
T/B	3.355	-2.3	-0.31	-0.06	-0.29	+0.21	-0.27	-0.23
4B	6.361	-2.4	-0.62	-0.25	-0.67	+0.18	-0.57	-0.54
7B	9.454	-2.3	-1.01	-0.35	-1.07	+0.29	-0.87	-0.79

Variations are expressed in  $\delta(\Delta\rho)/\Delta\rho$  and  $\delta f/f$  for rod worth and correction factor, respectively.

Table 5.4 Effect of 10% increase in  $B_2^2$  on reactivity  $\rho$  and correction factor  $f$

Rod pattern	Reactivity $-\rho$ (% $\Delta k/k$ )		Rod worth $-\Delta\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Variation of $f$ from standard calculation (%)				
	Standard a) calc.	Increase in $B_2^2$		Difference b-a	A	B	D	H
0	2.434	3.695	1.261	+0.26	-0.24	-0.45	+0.14	+0.15
4B	7.095	8.338	1.243	+0.32	-0.94	-1.63	+0.02	-0.07
7B	10.258	11.487	1.229	+0.43	-1.52	-2.36	-0.09	-0.07

4B; RT/RB/LB/LT      7B; O/T/B/RT/RB/LB/LT

Table 5.5 Effect of 10% increase of  $D_2'$ (75) region's source strength

Rod pattern	Reactivity $-\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Variation of correction factors from standard calc. (%)					
		A	B	C	D	H	J
0	2.434	+0.02	-0.21	+0.02	+0.87	-0.14	+0.24
4B	7.095	-0.01	-0.66	-0.01	+2.56	-0.48	+0.69
7B	10.258	+0.02	-0.85	+0.02	+3.34	-0.67	+1.01

4B; RT/RB/LB/LT

7B; O/T/B/RT/RB/LB/LT

Table 5.6 Effect of replacement of  $D_1$  to  $T_1$  on worths and correction factors

Rod pattern	Rod worths $-\Delta\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Variation in worths (%) $\delta\rho/\rho$	Variation from standard calc. (%)				
			A	B	D	H	J
0	1.666	-10.1	-0.32	-0.63	-0.68	-0.46	-0.49
4B	5.810	-10.8	-0.67	-1.53	-1.50	-1.15	-1.61
7B	8.583	-11.3	-0.68	-2.11	-2.09	-1.55	-1.14

4B; RT/RB/LB/LT

7B; O/T/B/RT/RB/LB/LT

Table 5.7 Comparison of reactivity worths and correction factors in  $T_1$ - $T_2$  2 zone modified system with those in original VII-1 90Z-7 system

Rod pattern	Rod worths $-\Delta\rho$ (% $\Delta k/k$ )	Variation of worths (%)	Variation of correction factors from standards calc. (%)							
			A	B	C	D	H	I	J	K
0	1.518	-18.1	-0.48	-1.74	-0.49	-1.55	-1.33	-1.34	-0.81	-0.80
T	1.349	-17.1	+0.65	-1.34	-0.50	-1.20	-0.95	-0.96	-0.78	+0.71
LB	1.298	-19.7	+0.00	-0.67	+0.03	-0.11	-0.46	-0.59	+0.51	-0.05
4B	5.302	-18.6	-1.30	-4.04	-1.24	-4.12	-3.42	-3.39	-2.40	-2.43
7B	7.809	-19.3	-1.06	-5.59	-1.07	-5.63	-4.85	-4.86	-3.14	-3.15

4B; RT/RB/LB/LT, 7B; O/T/B/RT/RB/LB/LT

Variations are expressed in  $\delta(\Delta\rho)/\Delta\rho$  and  $\delta f/f$  for rod worth and correction factors, respectively.

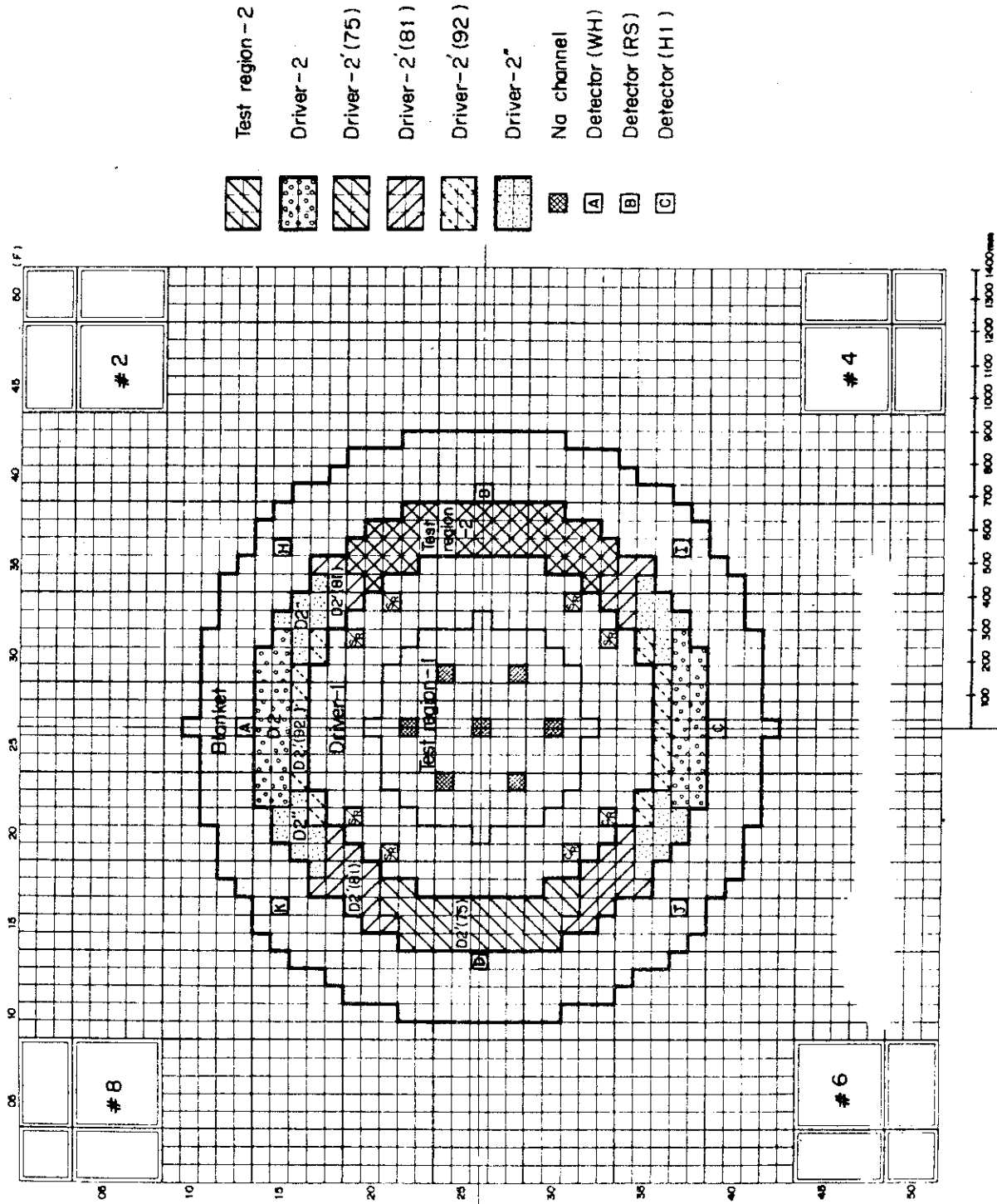


Fig. 5.1 VII-L/90Z-7 configuration

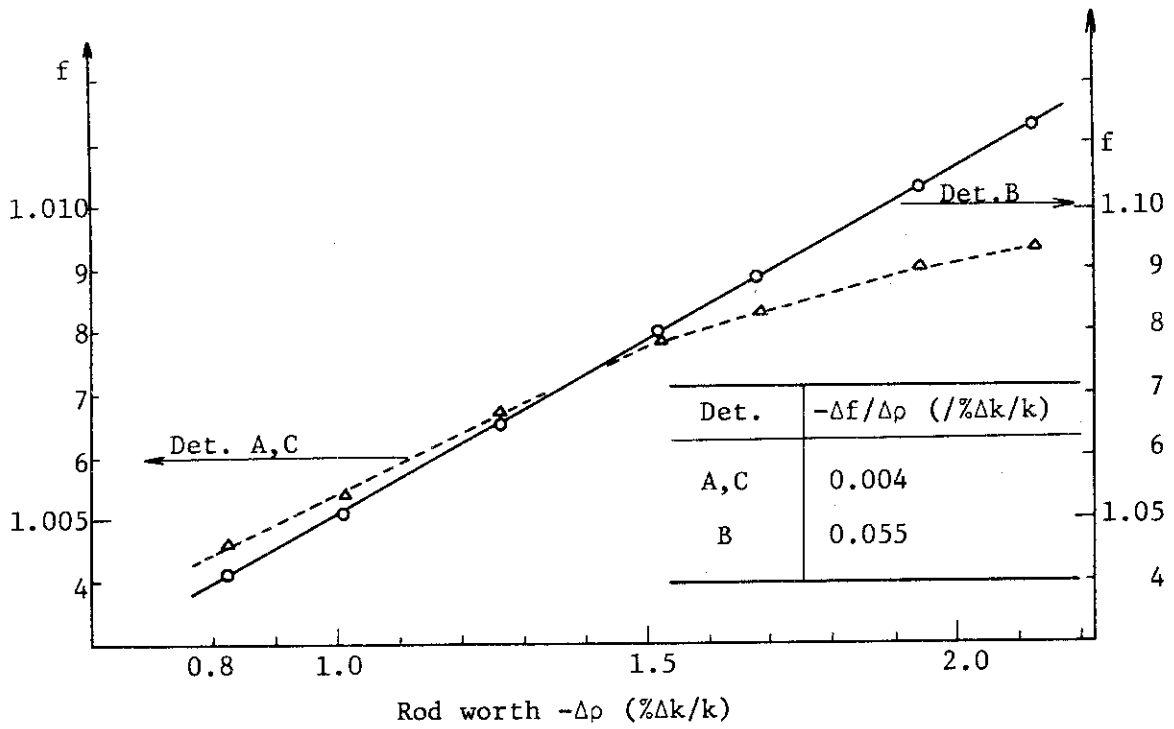


Fig. 5.2 Variation of correction factor  $f$  with changes in rod worth (Assembly VII-1 90Z-1)

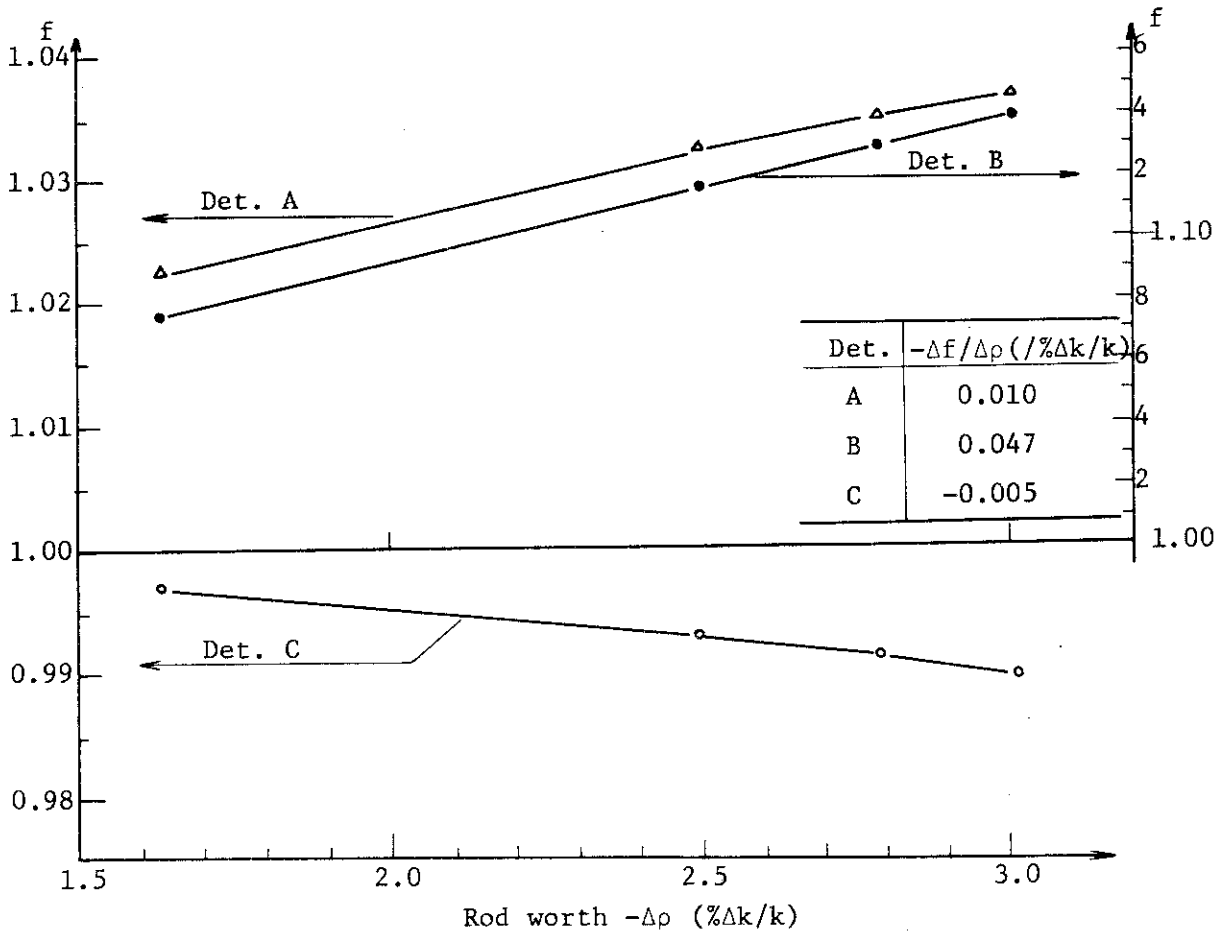


Fig. 5.3 Variation of correction factor  $f$  with changes in rod worth (Assembly VII-1 90Z-4)

の、比で表わされている。したがって、簡単のために積分量  $G$  を、

$$\begin{aligned} G_0 &= -\rho_0 \cdot CR_0 \\ G &= -\rho \cdot CR \end{aligned} \quad (5.2)$$

と定義すれば、

$$f = \frac{G}{G_0} \quad (5.3)$$

となる。

そこで、いま  $G$  および  $G_0$  が、作用素の誤差のためそれぞれ  $\delta G$  および  $\delta G_0$  の誤差を含むものとする。また  $f$  はおおよそ 1 に近い値であるから、 $G_0 \approx G$  と近似すれば、補正係数  $f$  の誤差  $\delta f$  は、

$$\begin{aligned} \frac{\delta f}{f} &\approx \frac{\delta G}{G} - \frac{\delta G_0}{G_0} \\ &\approx \frac{1}{G} \cdot [\delta G - \delta G_0] \end{aligned} \quad (5.4)$$

と書ける。したがって、計算過程に内在する近似や、核定数の不確かさが、積分量  $G$  および  $G_0$  に対して共通に誤差をもたらした場合には、この種の不確かさは、上式の  $\delta G - \delta G_0$  が十分に小さいと考えられるので、補正係数  $f$  の誤差  $\delta f$  に殆ど寄与しないことが期待できる。

また、積分量  $G$  あるいは  $G_0$  に別個に生じ得る誤差も考えられ、たとえば基準体系におけるナトリウム・チャンネルの取扱いや測定体系における制御棒部分の取扱い、などが問題となる。なかでも、制御棒部分の取扱いについては、すでに述べたように困難が大きく、しかも実験の目的（制御棒価値の測定）に密接に関連している場合があることから、その不確かさの影響を慎重に検討しておかなければならない。そこで、いま測定体系において、制御棒部分の吸収断面積を誤って過大に評価した場合を仮定すると、積分量  $G$  にのみ誤差をもたらすことになるが、このとき反応度  $\rho$  は絶対値で過大に評価されるのに対して、一方、計数率  $CR$  は一般に過小に評価されると考えられる。したがって、反応度  $\rho$  の誤差と計数率  $CR$  の誤差が相殺する傾向にあり、その結果、積分量  $G$  の評価に際して、制御棒部分の吸収断面積の不確かさの影響は小さくなることが一般に期待できる。

このように、補正係数  $f$  は、簡単にみても種々の不確かさの影響を受けにくいものとなっていることが、定性的にいえる。以下では、変分法を用いて、補正係数  $f$  に対する種々の不確かさの影響の仕方を、より解析的に検討する。つまり、積分量  $G$ 、 $G_0$  および補正係数  $f$  の変分表現を導出し、これらに関して、作用素  $H$ 、 $M$  および  $S$ 、 $\Sigma_d$  などの含む不確かさの影響の仕方を調べる。ここで、変分法を用いるのは、積分量に対する作用素の誤差の影響を評価するのに際して、作用素と、中性子束などその作用素を用いて求めた解とを、近似的に独立に扱うことが出来るからであり、詳しくは以下に記述する。



変分表現の導出

外部中性子源  $S$  が存在する未臨界体系での、中性子束  $\phi$  の満足する方程式を

$$H\phi + S = 0 \quad (5.5)$$

と記述し、同上の体系についての固有値方程式を、

$$\begin{aligned} H\phi &= (L + M)\phi = (1 - \lambda)M\phi \\ &= \rho M\phi \end{aligned} \quad (5.6)$$

と表現する。上の2式は、すでに2章で記述した、(2.10)および(2.41)式と同じものであることから、記号の意味など詳細についての説明は省略する。ただし、 $\lambda$ モードの固有関数 $\psi_\lambda$ は、簡単のため $\phi$ と記すものとする。

いま、(5.5)式の中性子束 $\phi$ を用いて、中性子検出器の計数率  $CR$  は、

$$CR[\phi] = \langle \Sigma_d \phi \rangle \quad (5.7)$$

と書ける。ここで、 $CR$ の値の計算にあたって、(5.5)式の解 $\phi$ と $\delta\phi$ だけ異なる試行関数 $\tilde{\phi}$ を用いれば、すなわち、

$$\tilde{\phi} = \phi + \delta\phi \quad (5.8)$$

とすると、

$$\begin{aligned} CR[\tilde{\phi}] &= \langle \Sigma_d \tilde{\phi} \rangle \\ &= \langle \Sigma_d \phi \rangle + \langle \Sigma_d \delta\phi \rangle \\ &= CR[\phi] + O(\delta\phi) \end{aligned} \quad (5.9)$$

であり、計数率  $CR[\phi]$  に対して  $O(\delta\phi)$  の誤差を含むものとなる。

これに対して、変分原理を適用して、 $CR$ の表現として、(5.7)式の代りに汎関数  $F^{(1)}$ 、つまり、

$$F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+] = \langle \Sigma_d \tilde{\phi} \rangle + \langle \tilde{\phi}^+, (S + H\tilde{\phi}) \rangle \quad (5.10)$$

を導入する。そして、この汎関数  $F^{(1)}$  の第1変分を零とするような試行関数、つまり停留関数  $\tilde{\phi}_s$ 、および  $\tilde{\phi}_s^+$  の満足すべき方程式を求めると、

$$\begin{aligned} \delta F^{(1)} &= \langle \Sigma_d \delta\phi \rangle + \langle H^+ \tilde{\phi}_s^+, \delta\phi \rangle + \langle \delta\phi^+, (S + H\tilde{\phi}_s) \rangle \\ &= 0 \end{aligned}$$

より、

$$H\tilde{\phi}_s + S = 0 \quad (5.11)$$

$$H^+ \tilde{\phi}_s^+ + \Sigma_d = 0 \quad (5.12)$$

となる。ここに、 $\delta\phi$ は(5.8)式ですでに導入したものであり、 $\delta\phi^+$ は試行関数 $\tilde{\phi}^+$ と停留関数 $\tilde{\phi}_s^+$ との差異を示し、

$$\tilde{\phi}^+ = \tilde{\phi}_s^+ + \delta\phi^+ \quad (5.13)$$

と記述される。ここで、(5.11)式は(5.5)式と等しいことから、停留関数 $\tilde{\phi}_s$ は中性子束 $\phi$ と等しいものであり、その結果、汎関数 $F^{(1)}$ の極値は、計数率 $CR[\phi]$ となる。つまり、

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_s &= \phi \\ F^{(1)}[\tilde{\phi}_s, \tilde{\phi}_s^+] &= \langle \Sigma_d \tilde{\phi}_s \rangle \\ &= \langle \Sigma_d \phi \rangle \\ &= CR[\phi] \end{aligned} \quad (5.14)$$

となる。さらに、この汎関数 $F^{(1)}$ によれば、試行関数 $\tilde{\phi}$ 、 $\tilde{\phi}^+$ でもって、 $\delta\phi$ および $\delta\phi^+$ について、2次まで正しい $CR$ の評価が得られる。実際、

$$\begin{aligned} F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+] &= \langle \Sigma_d \tilde{\phi}_s \rangle + \langle \Sigma_d \delta\phi \rangle + \langle (\tilde{\phi}_s^+ + \delta\phi^+), (S + H(\tilde{\phi}_s + \delta\phi)) \rangle \\ &= \langle \Sigma_d \tilde{\phi}_s \rangle + \langle (\Sigma_d + H^+ \tilde{\phi}_s^+), \delta\phi \rangle + \langle \delta\phi^+, (S + H\tilde{\phi}_s) \rangle + \langle \delta\phi^+ H \delta\phi \rangle \\ &= CR[\tilde{\phi}_s] + \langle \delta\phi^+ H \delta\phi \rangle \\ &= CR[\phi] + O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+) \end{aligned} \quad (5.15)$$

となる。ここで、上式と(5.9)式を比較することによって、積分量の評価にあたって、変分法を用いることが極めて有利である、といえる。

ところで、(5.10)式の汎関数 $F^{(1)}$ は、試行関数 $\tilde{\phi}$ および $\tilde{\phi}^+$ の関数形のみならず、それらの振幅(amplitude)つまり規格化因子にも依存する不便がある。そこで、まず任意定数 $C$ 、 $C^+$ を用いて、試行関数を新たに、

$$\begin{aligned} \tilde{\phi} &= C \cdot \tilde{\chi} \\ \tilde{\phi}^+ &= C^+ \cdot \tilde{\chi}^+ \end{aligned} \quad (5.16)$$

と表現する。このとき、汎関数 $F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+] = F^{(1)}[C \cdot \tilde{\chi}, C^+ \cdot \tilde{\chi}^+]$ が、 $C$ および $C^+$ の変分に対して停留となるような、最良の $C$ および $C^+$ を求めることが出来る。つまり、

$$F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+] = \langle \Sigma_d C \cdot \tilde{\chi} \rangle + \langle C^+ \cdot \tilde{\chi}^+, (S + H C \tilde{\chi}) \rangle \quad (5.17)$$

のとき、

$$\delta F^{(1)} = \delta C \{ \langle \Sigma_d \tilde{\chi} \rangle + C^+ \cdot \langle \tilde{\chi}^+ H \tilde{\chi} \rangle \} + \delta C^+ \{ \langle S \tilde{\chi}^+ \rangle + C \cdot \langle \tilde{\chi} H \tilde{\chi} \rangle \}$$

より、

$$C = - \frac{\langle S \tilde{\chi}^+ \rangle}{\langle \tilde{\chi}^+ H \tilde{\chi} \rangle} \quad (5.18)$$

$$C^+ = - \frac{\langle \Sigma_d \tilde{\chi} \rangle}{\langle \tilde{\chi}^+ H \tilde{\chi} \rangle}$$

となる。そして、この結果を、(5.17)式の $F^{(1)}$ に代入すると、

$$F^{(1)}[\tilde{\chi}, \tilde{\chi}^+] = - \frac{\langle \Sigma_d \tilde{\chi} \rangle \langle S \tilde{\chi}^+ \rangle}{\langle \tilde{\chi}^+ H \tilde{\chi} \rangle}$$

となる。この汎関数 $F^{(1)}$ は、試行関数 $\tilde{\chi}$ および $\tilde{\chi}^+$ の規格化因子に依存しない利点があるので、以下では、計数率CRの変分表現として、上式の汎関数を用いるものとする。

なお、以下での便利のために、上式の試行関数 $\tilde{\chi}$ 、 $\tilde{\chi}^+$ を、それぞれ $\tilde{\phi}$ 、 $\tilde{\phi}^+$ と記号の書き換えを行っておく。つまり、計数率CRの変分表現は、

$$F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+] = - \frac{\langle \Sigma_d \tilde{\phi} \rangle \langle S \tilde{\phi}^+ \rangle}{\langle \tilde{\phi}^+ H \tilde{\phi} \rangle} \quad (5.19)$$

となる。また、停留関数 $\tilde{\phi}_s$ 、 $\tilde{\phi}_s^+$ の満足すべき式は、この書き換えに伴って(5.11)、(5.12)および(5.18)式から、

$$H \tilde{\phi}_s - \frac{\langle \tilde{\phi}_s^+ H \tilde{\phi}_s \rangle}{\langle S \tilde{\phi}_s^+ \rangle} S = 0 \quad (5.11)'$$

$$H^+ \tilde{\phi}_s^+ - \frac{\langle \tilde{\phi}_s^+ H \tilde{\phi}_s \rangle}{\langle \Sigma_d \tilde{\phi}_s \rangle} \Sigma_d = 0 \quad (5.12)'$$

となる。なお、(5.10)式および(5.19)式の変分表現は、それぞれLagrangian形式およびSchwinger形式と呼ばれるものである<sup>66)</sup>。

次に、静的反応度 $\rho$ の変分表現 $F^{(2)}$ は、固有値方程式(5.6)およびその随伴方程式、

$$\begin{aligned} H^+ \psi^+ &= (1 - \lambda) M^+ \psi^+ \\ &= \rho M^+ \psi^+ \end{aligned} \quad (5.20)$$

から、

$$F^{(2)}[\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+] = \frac{\langle \tilde{\psi}^+ H \tilde{\psi} \rangle}{\langle \tilde{\psi}^+ M \tilde{\psi} \rangle} \quad (5.21)$$

と記述される。ここに、 $\tilde{\psi}$ および $\tilde{\psi}^+$ は、固有関数 $\psi$ および随伴固有関数 $\psi^+$ の試行関数を意味する。なお、上式の変分表現は、Rayleigh quotientとしてよく知られているものである<sup>66)</sup>。実際、汎関数 $F^{(2)}$ の第一変分を零とするような、停留関数 $\tilde{\psi}_s$ 、 $\tilde{\psi}_s^+$ は、方程式、

$$H \tilde{\psi}_s - \rho M \tilde{\psi}_s = 0 \quad (5.22)$$

$$H^+ \tilde{\psi}_s^+ - \rho M^+ \tilde{\psi}_s^+ = 0 \quad (5.23)$$

を満足するものであり、上の2式は、それぞれ固有値方程式(5.6)およびその随伴方程式(5.20)そのものであることから、停留関数は固有関数となる。すなわち、

$$\tilde{\psi}_s = \psi \quad (5.24)$$

$$\tilde{\psi}_s^+ = \psi^+ \quad (5.25)$$

である。そして、このとき汎関数  $F^{(2)}$  の極値  $F^{(2)}[\tilde{\psi}_s, \tilde{\psi}_s^+]$  は、

$$\begin{aligned} F^{(2)}[\tilde{\psi}_s, \tilde{\psi}_s^+] &= F^{(2)}[\psi, \psi^+] \\ &= \rho \end{aligned} \quad (5.26)$$

となり、確かに反応度  $\rho$  の値を与えるものとなっている。また、任意の試行関数  $\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+$  つまり、

$$\tilde{\psi} = \tilde{\psi}_s + \delta\psi \quad (5.27)$$

$$\tilde{\psi}^+ = \tilde{\psi}_s^+ + \delta\psi^+ \quad (5.28)$$

に対して、汎関数  $F^{(2)}[\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+]$  は、

$$\begin{aligned} F^{(2)}[\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+] &= \frac{\langle \tilde{\psi}_s^+ H \tilde{\psi}_s \rangle}{\langle \tilde{\psi}_s^+ M \tilde{\psi}_s \rangle} + \frac{\langle \delta\psi^+, (H - \rho M) \delta\psi \rangle}{\langle \tilde{\psi}^+ M \tilde{\psi} \rangle} \\ &= \rho + O(\delta\psi \cdot \delta\psi^+) \end{aligned} \quad (5.29)$$

と記述でき、 $\delta\psi$  および  $\delta\psi^+$  について2次まで正しい、 $\rho$  の評価を行うものとなっている。

ここまでに導出した、(5.19)および(5.21)式の変分表現  $F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+]$  および  $F^{(2)}[\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+]$  を用いて、積分量  $G = -\rho CR$  の変分表現  $F$  は、

$$\begin{aligned} F[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+, \tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+] &= -F^{(1)}[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+] \cdot F^{(2)}[\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+] \\ &= \frac{\langle \Sigma_d \tilde{\phi} \rangle \langle S \tilde{\phi}^+ \rangle}{\langle \tilde{\phi}^+ H \tilde{\phi} \rangle} \cdot \frac{\langle \tilde{\psi}^+ H \tilde{\psi} \rangle}{\langle \tilde{\psi}^+ M \tilde{\psi} \rangle} \end{aligned} \quad (5.30)$$

と記述できる。そして、 $F^{(1)}$  および  $F^{(2)}$  の導出にあたって、すでに述べたように試行関数  $\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+, \tilde{\psi}$  および  $\tilde{\psi}^+$  は、それぞれ(5.11), (5.12), (5.22) および (5.23) 式を満足するとき停留関数となり、さらにこのとき汎関数  $F[\tilde{\phi}_s, \tilde{\phi}_s^+, \tilde{\psi}_s, \tilde{\psi}_s^+] = F[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+]$  は

極値を示し、その値は確かに  $G = -\rho \cdot CR$  となるものである。

最後に、補正係数  $f$  についての変分表現  $J$  は、(5.3)、(5.2) および (5.30) 式から、

$$J[\tilde{\phi}_0, \tilde{\phi}_0^+, \tilde{\psi}_0, \tilde{\psi}_0^+, \tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+, \tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+] = \frac{F[\tilde{\phi}, \tilde{\phi}^+, \tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+]}{F_0[\tilde{\phi}_0, \tilde{\phi}_0^+, \tilde{\psi}_0, \tilde{\psi}_0^+]} \quad (5.31)$$

と記述できる。ここに、添字  $0$  は反応度校正を行う基準体系を示し、そこでの中性子束  $\phi_0$  や固有関数  $\psi_0$  などは、それぞれ (5.5) 式や (5.6) 式などに対応して、

$$\left. \begin{aligned} H_0 \phi_0 + S_0 &= 0 \\ H_0^+ \phi_0^+ + \Sigma_d &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.32)$$

$$\left. \begin{aligned} H_0 \psi_0 &= (L_0 + M_0) \psi_0 \\ &= (1 - \lambda_0) M_0 \psi_0 \\ &= \rho_0 M_0 \psi_0 \\ H_0^+ \psi_0^+ &= (L_0^+ + M_0^+) \psi_0^+ \\ &= (1 - \lambda_0) M_0^+ \psi_0^+ \\ &= \rho_0 M_0^+ \psi_0^+ \end{aligned} \right\} \quad (5.33)$$

を満足するものである。そしてこのとき、汎関数  $F_0$  は (5.30) 式との対応から、

$$F_0[\tilde{\phi}_0, \tilde{\phi}_0^+, \tilde{\psi}_0, \tilde{\psi}_0^+] = \frac{\langle \Sigma_d \tilde{\phi}_0 \rangle \langle S_0 \tilde{\phi}_0^+ \rangle \langle \tilde{\psi}_0^+ H \tilde{\psi}_0 \rangle}{\langle \tilde{\phi}_0^+ H_0 \tilde{\phi}_0 \rangle \langle \tilde{\psi}_0^+ M_0 \tilde{\psi}_0 \rangle} \quad (5.34)$$

と表現されるものである。また、試行関数  $\tilde{\phi}_0, \tilde{\phi}_0^+, \tilde{\psi}_0$  および  $\tilde{\psi}_0^+$  の停留関数  $\tilde{\phi}_{0s}, \tilde{\phi}_{0s}^+, \psi_{0s}$  および  $\tilde{\psi}_{0s}^+$  は、それぞれ、

$$H_0 \tilde{\phi}_{0s} - \frac{\langle \tilde{\phi}_{0s}^+ H_0 \tilde{\phi}_{0s} \rangle}{\langle S_0 \tilde{\phi}_{0s}^+ \rangle} S_0 = 0 \quad (5.35)$$

$$H_0^+ \tilde{\phi}_{0s}^+ - \frac{\langle \tilde{\phi}_{0s}^+ H_0 \tilde{\phi}_{0s} \rangle}{\langle \Sigma_d \tilde{\phi}_{0s} \rangle} \Sigma_d = 0 \quad (5.36)$$

$$H_0 \tilde{\psi}_{0s} - \rho_0 M_0 \tilde{\psi}_{0s} = 0 \quad (5.37)$$

$$H_0^+ \tilde{\psi}_{0s}^+ - \rho_0 M_0^+ \tilde{\psi}_{0s}^+ = 0 \quad (5.38)$$

を満足するものとされる。

## 作用素の含む誤差の寄与に関する近似的表現

実際の計算において用いる作用素は、何らかの誤差を含むものと一般的に考えられる。そこで、 $H$ ,  $M$ などの計算に使用される作用素と、真の作用素  $\bar{H}$ ,  $\bar{M}$  などとの関係を、

$$H = \bar{H} + \delta H \quad (5.39)$$

$$M = \bar{M} + \delta M \quad (5.40)$$

$$S = \bar{S} + \delta S \quad (5.41)$$

$$\Sigma_d = \bar{\Sigma}_d + \delta \Sigma \quad (5.42)$$

とする。ここに、 $\delta H$ ,  $\delta M$ などは、それぞれ $H$ および $M$ 等に含まれる誤差を意味する。また、 $H$ ,  $M$ などを用いて求めた、中性子束 $\phi$ ; 固有関数 $\psi$ などと、真の作用素  $\bar{H}$ ,  $\bar{M}$  などによって得られる $\bar{\phi}$ ,  $\bar{\psi}$ などとの関係は、

$$\phi = \bar{\phi} + \delta \phi \quad (5.43)$$

$$\phi^+ = \bar{\phi}^+ + \delta \phi^+ \quad (5.44)$$

$$\psi = \bar{\psi} + \delta \psi \quad (5.45)$$

$$\psi^+ = \bar{\psi}^+ + \delta \psi^+ \quad (5.46)$$

とする。つまり、 $\delta \phi$ 等は各関数の真値からのずれを示すものである。ここに、 $\bar{\phi}$ ,  $\bar{\psi}$ などは、それぞれ真の中性子輸送方程式、および固有値方程式など、つまり、

$$\bar{H} \bar{\phi} + \bar{S} = 0 \quad (5.47)$$

$$\bar{H} \bar{\phi}^+ + \bar{\Sigma}_d = 0$$

$$\begin{aligned} \bar{H} \bar{\psi} + (1 - \bar{\lambda}) \bar{M} \bar{\psi} &= \bar{H} \bar{\psi} - \bar{\rho} \bar{M} \bar{\psi} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (5.48)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}^+ \bar{\psi}^+ + (1 - \bar{\lambda}) \bar{M}^+ \bar{\psi}^+ &= \bar{H}^+ \bar{\psi}^+ - \bar{\rho} \bar{M}^+ \bar{\psi}^+ \\ &= 0 \end{aligned}$$

を満足するものである。

いま、積分量 $CR$ の評価にあたって、その真値 $\bar{CR}$ は、変分表現(5.19)式を用いて、

$$\begin{aligned} \bar{CR} &= \bar{F}^{(1)}[\bar{\phi}, \bar{\phi}^+] \\ &= - \frac{\langle \bar{\Sigma}_d \bar{\phi} \rangle \langle \bar{S} \bar{\phi}^+ \rangle}{\langle \bar{\phi}^+ \bar{H} \bar{\phi} \rangle} \end{aligned} \quad (5.49)$$

と記述できる。そして、 $\bar{\phi}$ ,  $\bar{\phi}^+$  のかわりに、それぞれ  $\phi$ ,  $\phi^+$  を用いた場合にも、上式は変分表現の汎関数であることから、 $\delta\phi$ ,  $\delta\phi^+$  について2次の誤差  $O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+)$  のみを含むものとなる。つまり、(5.15)式と同様の関係から、

$$\begin{aligned}\bar{F}^{(1)}[\phi, \phi^+] &= -\frac{\langle \bar{\Sigma}_d \phi \rangle \langle \bar{S} \phi^+ \rangle}{\langle \phi^+ \bar{H} \phi \rangle} \\ &= \bar{F}^{(1)}[\bar{\phi}, \bar{\phi}^+] + O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+) \\ &= \bar{CR} + O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+)\end{aligned}\quad (5.50)$$

であり、 $\bar{F}[\phi, \phi^+]$  によって、 $\bar{CR}$  をよい近似で表現することができる。

そこで、積分量 CR の真値からのずれを、 $CR - \bar{CR}$  の代わりに、

$$DCR = F^{(1)}[\phi, \phi^+] - \bar{F}^{(1)}[\phi, \phi^+] \quad (5.51)$$

あるいは、

$$\frac{DCR}{CR} = \frac{F^{(1)}[\phi, \phi^+] - \bar{F}^{(1)}[\phi, \phi^+]}{F^{(1)}[\phi, \phi^+]} \quad (5.52)$$

によって評価しても、 $O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+)$  の誤差の範囲で正しいものとされる。そして、(5.52)式は  $\delta H$ ,  $\delta S$  および  $\delta \Sigma$  についての2次の項を微小量であるとして無視すると、

$$\frac{DCR}{CR} \approx \frac{\langle \delta \Sigma \phi \rangle}{\langle \Sigma_d \phi \rangle} + \frac{\langle \delta S \phi^+ \rangle}{\langle S \phi^+ \rangle} - \frac{\langle \phi^+ \delta H \phi \rangle}{\langle \phi^+ H \phi \rangle} \quad (5.53)$$

と書ける。この式においては、計数率を表わす積分量 CR に対する、各作用素の誤差の影響の仕方が明白に示されている。たとえば、計数率 CR に対する、体系の中性子吸収を表わす作用素 (H の中に含まれている) の誤差の影響をみると、上式右辺の第3項には負の符号がついているが、分母の  $H\phi$  も負か零の量であることから (5.5式参照)、中性子吸収を過大に見積った、つまり  $\delta H < 0$  の場合には、この項は負となるので、計数率 CR を過少に評価する結果となることを示している。

同様の手法が、積分量  $G = -\rho \cdot CR$  についても適用できる。すなわち、積分量 G の真値  $\bar{G}$  の変分表現は、(5.30)式から、

$$\begin{aligned}\bar{G} &= \bar{F}[\bar{\phi}, \bar{\phi}^+, \bar{\psi}, \bar{\psi}^+] \\ &= \frac{\langle \bar{\Sigma}_d \bar{\phi} \rangle \langle \bar{S} \bar{\phi}^+ \rangle}{\langle \bar{\phi}^+ \bar{H} \bar{\phi} \rangle} \cdot \frac{\langle \bar{\psi}^+ \bar{H} \bar{\psi} \rangle}{\langle \bar{\psi}^+ \bar{M} \bar{\psi} \rangle}\end{aligned}\quad (5.54)$$

であるが、これと汎関数  $\bar{F}[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+]$  との差異は、2次の微小量  $O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+)$  および  $O(\delta\psi \cdot \delta\psi^+)$  となっている。つまり、

$$\begin{aligned}\bar{F}[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+] &= \frac{\langle \bar{\Sigma}_d \phi \rangle \langle \bar{S} \phi^+ \rangle}{\langle \phi^+ \bar{H} \phi \rangle} \cdot \frac{\langle \phi^+ \bar{H} \psi \rangle}{\langle \phi^+ \bar{M} \psi \rangle} \\ &= \bar{F}[\bar{\phi}, \bar{\phi}^+, \bar{\psi}, \bar{\psi}^+] + O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+) + O(\delta\psi \cdot \delta\psi^+)\end{aligned}\quad (5.55)$$

となっている。

したがって、積分量  $G$  の真値からのずれを、 $G - \bar{G}$  の代わりに、

$$DG = F[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+] - \bar{F}[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+] \quad (5.56)$$

あるいは、

$$\frac{DG}{G} = \frac{F[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+] - \bar{F}[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+]}{F[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+]} \quad (5.57)$$

によって評価しても、2次の誤差  $O(\delta\phi \cdot \delta\phi^+)$  および  $O(\delta\psi \cdot \delta\psi^+)$  の範囲で正しいものとみてよい。そして、(5.57)式は、

$$\frac{DG}{G} \approx \frac{\langle \delta \Sigma_d \phi \rangle}{\langle \Sigma_d \phi \rangle} + \frac{\langle \delta S \phi^+ \rangle}{\langle S \phi^+ \rangle} - \frac{\langle \phi^+ \delta H \phi \rangle}{\langle \phi^+ H \phi \rangle} + \frac{\langle \phi^+ \delta H \psi \rangle}{\langle \phi^+ H \psi \rangle} - \frac{\langle \phi^+ \delta M \psi \rangle}{\langle \phi^+ M \psi \rangle} \quad (5.58)$$

と展開できて、各作用素の誤差の寄与を知ることができる。なお、上式でも(5.53)式と同様に、 $\delta H$ 等の作用素の誤差の2次の項は微量として無視してある。

最後に、補正係数  $f$  についても、上記と同様の過程をたどることによって、作用素の誤差の寄与の近似的な表現が得られる。つまり、補正係数  $f$  の真値  $\bar{f}$  からのずれを、 $f - \bar{f}$  の代わりに、

(5.31)式の変分表現  $J$  を用いて、

$$Df = J[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+] - \bar{J}[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+] \quad (5.59)$$

あるいは、

$$\frac{Df}{f} = \frac{J[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+] - \bar{J}[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+] }{J[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+]} \quad (5.60)$$

によって、近似的に表わすことが許される。ここに、 $\bar{J}[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+]$  は、

$$\bar{J}[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+, \phi, \phi^+, \psi, \psi^+] = \frac{\bar{F}[\phi, \phi^+, \psi, \psi^+]}{\bar{F}_0[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+]} \quad (5.61)$$

$$\bar{F}_0[\phi_0, \phi_0^+, \psi_0, \psi_0^+] = \frac{\langle \bar{\Sigma}_d \phi_0 \rangle \langle \bar{S}_0 \phi_0^+ \rangle}{\langle \phi_0^+ \bar{H}_0 \phi_0 \rangle} \cdot \frac{\langle \phi_0^+ \bar{H}_0 \psi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ M_0 \psi_0 \rangle} \quad (5.62)$$

である。なお、添字<sub>0</sub>は、すでに述べたように、反応度校正を行う基準体系を示すものである。



ここで、(5.60)式を展開するために、基準系に関して、真値と実際に使用するものとの関係を明確にしておく。まず、作用素については、測定体系の場合の(5.39)～(5.42)式に対応して、

$$H_0 = \bar{H}_0 + \delta H_0 \quad (5.63)$$

$$M_0 = \bar{M}_0 + \delta M_0 \quad (5.64)$$

$$S_0 = \bar{S}_0 + \delta S_0 \quad (5.65)$$

とする。次に、計算で求められる $\phi_0$ 、 $\psi_0$ などと、真の作用素 $\bar{H}_0$ 、 $\bar{M}_0$ を用いて得られる $\bar{\phi}_0$ 、 $\bar{\psi}_0$ などとの関係を、

$$\phi_0 = \bar{\phi}_0 + \delta \phi_0 \quad (5.66)$$

$$\phi_0^+ = \bar{\phi}_0^+ + \delta \phi_0^+ \quad (5.67)$$

$$\psi_0 = \bar{\psi}_0 + \delta \psi_0 \quad (5.68)$$

$$\psi_0^+ = \bar{\psi}_0^+ + \delta \psi_0^+ \quad (5.69)$$

と記述する。そして、 $\bar{\phi}_0$ などの真の関数は、

$$\bar{H}_0 \bar{\phi}_0 + \bar{S}_0 = 0 \quad (5.70)$$

$$\bar{H}_0^+ \bar{\phi}_0^+ + \bar{S}_d = 0 \quad (5.71)$$

$$\bar{H}_0 \bar{\psi}_0 - \bar{\rho}_0 \bar{M}_0 \bar{\psi}_0 = 0 \quad (5.72)$$

$$\bar{H}_0^+ \bar{\psi}_0^+ - \bar{\rho}_0 \bar{M}_0^+ \bar{\psi}_0^+ = 0 \quad (5.73)$$

を満足するものとする。以上の式を用いて、補正係数 $f$ に関して、作用素の誤差の影響をみるために、(5.60)式を展開すると、

$$\begin{aligned} \frac{Df}{f} &\approx \frac{\langle \delta S \phi \rangle}{\langle S_d \phi \rangle} + \frac{\langle \delta S \phi^+ \rangle}{\langle S \phi^+ \rangle} - \frac{\langle \phi^+ \delta H \phi \rangle}{\langle \phi^+ H \phi \rangle} + \frac{\langle \phi^+ \delta H \psi \rangle}{\langle \phi^+ H \psi \rangle} - \frac{\langle \phi^+ \delta M \psi \rangle}{\langle \phi^+ M \psi \rangle} \\ &= \frac{\langle \delta S \phi_0 \rangle}{\langle S_d \phi_0 \rangle} - \frac{\langle \delta S_0 \phi_0^+ \rangle}{\langle S_0 \phi_0^+ \rangle} + \frac{\langle \phi_0^+ \delta H_0 \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ H_0 \phi_0 \rangle} - \frac{\langle \phi_0^+ \delta H_0 \psi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ H_0 \psi_0 \rangle} + \frac{\langle \phi_0^+ \delta M_0 \psi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ M_0 \psi_0 \rangle} \end{aligned} \quad (5.74)$$

と記述できる。そして、この式によって、補正係数 $f$ の真値からのずれは、 $O(\delta \phi \cdot \delta \phi^+)$ 、 $O(\delta \psi \cdot \delta \psi^+)$ 、 $O(\delta \phi_0 \cdot \delta \phi_0^+)$  および  $O(\delta \psi_0 \cdot \delta \psi_0^+)$  の誤差の範囲で、正しく記述されている。ただし、(5.58)式などと同様に、作用素の誤差 $\delta H$ などについての2次の項は、微量として無視してある。

反応度測定のプロセスで変化しない量の誤差の影響

中性子源増倍法による反応度測定は、すでに述べたように、基準体系において反応度較正を行い、つぎに未知反応度の測定体系において計数率の測定を行うものである。この基準体系と測定体系との間において、すべての作用素が変化するような実験はあまり行われず、むしろ一般には変化する作用素は限定されている。とくに、臨界集合体における模擬制御棒の測定や、動力炉において制御棒を挿入して未臨界体系とした状態では、冷却材の充満したチャンネルが制御棒に置換されるのみであるから、外部中性子源  $S$  とともに、中性子生成の作用素  $M$  も不変とみなせる。したがって、それらに含まれている誤差にも変化がなく、

$$S = S_0 \quad (5.75)$$

$$M = M_0 \quad (5.76)$$

$$\delta S = \delta S_0 \quad (5.77)$$

$$\delta M = \delta M_0 \quad (5.78)$$

としてよい。

このような場合、補正係数  $f$  の誤差を表現する式 (5.74) は、

$$\begin{aligned} \frac{Df}{f} &= \frac{\langle \delta \Sigma \phi \rangle}{\langle \Sigma_d \phi \rangle} - \frac{\langle \delta \Sigma \phi_0 \rangle}{\langle \Sigma_d \phi_0 \rangle} + \frac{\langle \delta S \phi^+ \rangle}{\langle S \phi^+ \rangle} - \frac{\langle \delta S \phi_0^+ \rangle}{\langle S \phi_0^+ \rangle} - \frac{\langle \phi^+ \delta M \phi \rangle}{\langle \phi^+ M \phi \rangle} + \frac{\langle \phi_0^+ \delta M \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ M \phi_0 \rangle} \\ &= \frac{\langle \phi^+ \delta H \phi \rangle}{\langle \phi^+ H \phi \rangle} + \frac{\langle \phi^+ \delta H \phi \rangle}{\langle \phi^+ H \phi \rangle} + \frac{\langle \phi_0^+ \delta H_0 \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ H_0 \phi_0 \rangle} - \frac{\langle \phi_0^+ \delta H_0 \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ H_0 \phi_0 \rangle} \end{aligned} \quad (5.79)$$

と記述できる。上式の右辺において、中性子検出器に関する誤差  $\delta \Sigma$  は、第1項および第2項に含まれているが、それらの差が補正係数の誤差  $Df/f$  に寄与するものとなっている。したがって、誤差の相殺が期待できることを示している。また、上式右辺の第3項および第4項には  $\delta S$  が、第5項および第6項には  $\delta M$  が含まれているが、同様に誤差の相殺が期待できるものとなっている。

具体的に、 $\delta \Sigma$  による寄与についてみると、検出器の位置は、一般に精度よく求められると考えてよいから、 $\delta \Sigma$  は中性子検出の核的断面積の不確かさによって生じているものとしてよい。したがって、

$$\Sigma_d = \Sigma_d(E) \delta(\vec{r} - \vec{r}_d)$$

とすると、

$$\delta \Sigma = \delta \Sigma(E) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_d) \quad (5.80)$$

と記述できる。ここに、 $\delta(\vec{r} - \vec{r}_d)$  はデルタ関数であり、 $r_d$  は検出器の位置を意味する。いま、 $\vec{r} = \vec{r}_d$  における、中性子束  $\phi$  および  $\phi_0$  を、それぞれ、

$$\phi = a \cdot \Phi(E) \quad (5.81)$$

$$\phi_0 = a_0 \cdot \Phi_0(E) \quad (5.82)$$

とし、ここに $\Phi(E)$ および $\Phi_0(E)$ は規格化された中性子スペクトルとする。そこで、検出器が模擬制御棒などの体系内で変化した部分から、十分に離れた位置に設置されている場合を考えると、中性子スペクトルの変化は無視できて、

$$\Phi(E) \approx \Phi_0(E) \quad (5.83)$$

としてよい。したがって、 $\delta\Sigma$ による補正係数 $f$ の誤差に対する寄与は、(5.79)式の右辺第1項および第2項から、

$$\begin{aligned} \frac{\langle \delta\Sigma\phi \rangle}{\langle \Sigma_d\phi \rangle} - \frac{\langle \delta\Sigma\phi_0 \rangle}{\langle \Sigma_d\phi_0 \rangle} &= \frac{\langle \delta\Sigma\Phi(E) \rangle}{\langle \Sigma_d\Phi(E) \rangle} - \frac{\langle \delta\Sigma\Phi_0(E) \rangle}{\langle \Sigma_d\Phi_0(E) \rangle} \\ &= \frac{\langle \delta\Sigma\Phi_0(E) \rangle}{\langle \Sigma_d\Phi_0(E) \rangle} - \frac{\langle \delta\Sigma\Phi_0(E) \rangle}{\langle \Sigma_d\Phi_0(E) \rangle} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (5.84)$$

となり、ほぼ相殺されて零になると考えられる。

また、外部中性子源 $S$ の不確かさ $\delta S$ によって生じる、補正係数 $f$ の誤差は、(5.79)式右辺の第3項および第4項から、

$$\frac{\langle \delta S\phi^+ \rangle}{\langle S\phi^+ \rangle} - \frac{\langle \delta S\phi_0^+ \rangle}{\langle S\phi_0^+ \rangle} = \langle \delta S, \left( \frac{\phi^+}{\langle S\phi^+ \rangle} - \frac{\phi_0^+}{\langle S\phi_0^+ \rangle} \right) \rangle \quad (5.85)$$

と記述される。ここで、外部中性子源は一般に高速中性子源であることから、上式の内積は空間的には外部中性子源の存在する範囲で、しかもエネルギー的には高速領域に限定されたものとなっている。そして、模擬制御棒の挿入に伴ってインポートランス関数は当然ひずみを生じ、 $\phi_0$ と $\phi^+$ は異なるものとなるのであるが、高速領域においては、その相異は小さなものとどまる。そこで、いま規格化は任意に行えるから $\langle S\phi_0^+ \rangle$ と $\langle S\phi^+ \rangle$ を等しいとしたとき、高いエネルギー領域では $\phi_0/\langle S\phi_0^+ \rangle$ と $\phi/\langle S\phi^+ \rangle$ も等しくなるので、右辺の内積は近似的に零になる。とくに、模擬制御棒が外部中性子源の存在しない領域に挿入された場合を考えると、上式において、 $\phi$ および $\phi_0^+$ が一層近ずき、この傾向はますます顕著になる。以上により、外部中性子源 $S$ の不確かさによって生じる、補正係数 $f$ の誤差は小さなものであることが期待でき、前節における数値計算例の結果は、一般的な傾向であると考えてよい。

次に、(5.79)式の右辺の第5、第6項、つまり、

$$-\frac{\langle \phi^+ \delta M\phi \rangle}{\langle \phi^+ M\phi \rangle} + \frac{\langle \phi_0^+ \delta M\phi_0 \rangle}{\langle \phi_0^+ M\phi_0 \rangle} \quad (5.86)$$

の式は、中性子生成の作用素Mの不確かさ $\delta M$ の寄与に関するものである。上式において、固有関数 $\psi$ および随伴固有関数 $\psi^+$ は、基準体系での $\psi_0$ 、 $\psi_0^+$ に比べて、模擬制御棒の挿入されている測定体系では、一般に複雑なひずみをもった分布型をなすものと考えられる。しかしながら、定性的には、例えば模擬制御棒が炉心中心に対して、対称性よく分散して挿入されている状態では、模擬制御棒の挿入されている領域（ここでは $M=0$ であるから $\delta M$ も零）、およびその近傍では、 $\psi$ および $\psi^+$ が低下して空間積分値に影響するが、その分だけ周辺部分で $\psi$ 、 $\psi^+$ が大きくなることから、全体を空間積分した場合には、この一部が相殺する傾向にあると考えられる。一方模擬制御棒が偏心して挿入されている状態では、 $\psi$ および $\psi^+$ は全体的に対称性を失って大きな歪みを呈することになる。つまり、炉心中心に関して模擬制御棒の挿入されている側では、 $\psi$ は全体的に $\psi_0$ に比して低下することになるが、一方炉心中心をこえて反対側では、逆に $\psi$ はより上って $\psi_0$ よりも高いレベルとなる。そして、この場合にも(5.86)式の内積は体系全体に関する積分であることから、大部分は相殺することが期待できる。

#### 反応度測定のプロセスで変化する量の誤差の影響

反応度校正を行う基準体系の作用素 $H_0$ と、反応度測定を行う測定体系の作用素 $H$ との相異は、体系の全領域にわたって存在するものではなく、一般に大部分の領域においては、両者は同一のものであると考えてよい。たとえば、制御棒の挿入によって、測定体系が形成された場合には、作用素 $H_0$ と $H$ は、制御棒が挿入された部分においてのみ異なり、その他の全ての領域では、全く同一のものであると考えてよい。

しかしながら、この一部の領域における作用素 $H_0$ と $H$ の相異が、体系の反応度変化を生み出したものであり、一方実験の目的は、この反応度変化を測定することにある。つまり、実験を行うこと的前提として、この一部の領域における相異なる作用素 $H_0$ と $H$ の評価に関し、正確を期し難く、多分に誤差を含みうると推察されているのである。さらに、実験の意義は、いい換えれば、反応度変化というかたちで、作用素 $H_0$ と $H$ の相異を測定することになるのだから、補正係数 $f$ がこれらの作用素の誤差に敏感であってはならない。

そして、作用素 $H_0$ と $H$ が同一である大部分の領域においては、それらの誤差 $\delta H_0$ と $\delta H$ も同一であることから、補正係数 $f$ の誤差に対するそれらの寄与は、前記の $\delta M$ の場合と同様に、相殺を生じて小さなものととどまるものと期待できる。これに対して、作用素 $H_0$ と $H$ が相異なる部分においては、それらの誤差 $\delta H_0$ と $\delta H$ も相異なるものとなり、別個の考察を必要とする。そこで、簡単のために、以下では $\delta H_0$ と $\delta H$ によって、作用素 $H_0$ と $H$ が相異なる部分における、それぞれの誤差を表現するものとする。

補正係数 $f$ の誤差に対する、作用素の誤差 $\delta H_0$ および $\delta H$ の寄与は、(5.79)式右辺の最後の4項、つまり、

$$-\frac{\langle \psi^+ \delta H \psi \rangle}{\langle \psi^+ H \psi \rangle} + \frac{\langle \psi^+ \delta H \psi \rangle}{\langle \psi^+ H \psi \rangle} + \frac{\langle \psi_0^+ \delta H_0 \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0^+ H_0 \psi_0 \rangle} - \frac{\langle \psi_0^+ \delta H_0 \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0^+ H_0 \psi_0 \rangle} \quad (5.87)$$

によって示されている。ここで、作用素の誤差 $\delta H_0$ および $\delta H$ は、たとえば模擬制御棒値の測定の場合であれば、それぞれ制御棒挿入用チャンネルおよび模擬制御棒の部分における作用素

$H_0$  および  $H$  の誤差を表現している。したがって、上式各項の分子の内積に関する空間積分が有意な領域は、極めて限定された範囲にとどまるものである。このことは、上式の第1項と第2項、あるいは第3項と第4項の比較にあたって、中性子束と固有関数、およびインポートランスと随伴固有関数の類似性を、主として上記の限定された範囲内について、検討すればよいことを意味する。

まず、中性子束  $\phi$  と固有関数  $\psi$  を比較すると、前者は外部中性子源  $S$  の分布形状に依存し、したがって体系全体で比較した場合には、 $\phi$  の関数形と固有関数  $\psi$  のそれは多分に異なるものとなり得る。また、インポートランス  $\phi^+$  も、中性子検出器の種類や位置を表わす  $\mathcal{D}_d$  に強く依存し、やはり随伴固有関数  $\psi^+$  とはかなり異なった分布形状を示し得る、と考えるべきである。しかしながら、 $\delta H$  の有意な部分、たとえば模擬制御棒領域においては、空間的な急激な変化の様子は、中性子と固有関数とで、あまり差異を生じないものと考えられる。このことは、インポートランス  $\phi^+$  と随伴固有関数  $\psi^+$  との比較においても、同様にいえることである。

さらに、上式の各項では各関数の規格化は自由であるから、いま簡単のために、第1項と第2項の分母を等しくするような規格化を行ったものとする。このとき、 $\delta H$  が有意な空間的に限定された部分において、 $\phi$  と  $\phi^+$  の振巾の積と、 $\psi$  と  $\psi^+$  のそれとが等しければ、第1項と第2項はほぼ完全に相殺するものとなる。

このような相殺の可能性は、制御棒の挿入位置とともに、外部中性子源  $S$  の分布状態や検出器位置にも、ある程度依存するものである。たとえば、外部中性子源が体系の一部に偏在し、さらにその近傍に検出器を設置した場合には、中性子束  $\phi$  およびインポートランス  $\phi^+$  は、ともにその部分の近傍において、それぞれ固有関数  $\psi$  および随伴固有関数  $\psi^+$  よりも高い振巾を示し、逆に炉心中心に関して反対側では、振巾が低下することになる。このような場合には、制御棒挿入の位置にもよるが、 $\phi^+ \delta H \phi$  と  $\phi^+ \delta H \psi$  の値は幾分ことなるため、概して相殺の程度は弱くなると推察される。そしてこのことは、前節での数値計算による検討において、検出器  $B$  に対する補正係数  $f$  の不確かさが、他の点のそれに比べて、概して大きなものとなることを示したが、この傾向を説明するものである。それに対して、検出器  $A$  および  $C$  のように、外部中性子源の存在する領域から比較的はなれた所に検出器を設置した状態では、中性子束  $\phi$  の分布形状の偏心の仕方と、インポートランス  $\phi^+$  のそれとが異なっていることから、 $\phi^+ \delta H \phi$  と  $\phi^+ \delta H \psi$  の値は近づき、多くの場合に上記の相殺の程度は強いものであることが期待できる。

同様のことが、基準体系、つまり(5.87)式の第3項および第4項についても考えられる。さらに、この場合には、体系が臨界に近い状態にあることから、外部中性子源  $S$  や検出器  $\mathcal{D}_d$  の影響は相対的に小さくなり、その結果、中性子束  $\phi_0$  と固有関数  $\psi_0$ 、あるいはインポートランス  $\phi_0^+$  と随伴固有関数  $\psi_0^+$  の類似性は極めてよい。したがって、上式の第3項と第4項の相殺は、一般的に期待してよいものである。そしてこのことは、基準体系の臨界性が、核計算によって良好に再現されていない場合にも、算出された補正係数  $f$  の信頼性は、それによってそこなわれるものではないことを意味しているので、実用上において極めて有利な特性であるといえる。

このように、作用素  $H$  および  $H_0$  の誤差  $\delta H$ 、および  $\delta H_0$  に関しては、それぞれ(5.87)式の第1項と第2項、および第3項と第4項の間で相殺がなされ、補正係数  $f$  の誤差に対する寄与は確かに弱められている。そして、このことは、積分量  $G = -\rho \cdot CR$  および  $G_0 = -\rho_0 \cdot CR_0$

の中で別個に誤差の相殺を果していることを意味し、この節のはじめに触れた、物理的な検討を裏付けるものとなっている。

つぎに、作用素の誤差の影響を反応度  $\rho$  について調べる。いま、体系の反応度  $\rho$  の変分表現は、(5.21) 式の  $F^{(2)}[\tilde{\psi}, \tilde{\psi}^+]$  によって表わされている。そして、補正係数  $f$  の誤差について行ったと同様の方法により、作用素の誤差によって生じる反応度  $\rho$  の誤差は、

$$\frac{D\rho}{\rho} = \frac{\langle \psi^+ \delta H \psi \rangle}{\langle \psi^+ H \psi \rangle} - \frac{\langle \psi^+ \delta M \psi \rangle}{\langle \psi^+ M \psi \rangle} \quad (5.88)$$

によって、近似的に表現できる。ここで、上式の2項は、相互に相殺する形式をなすものではなく、作用素の誤差の  $\rho$  の誤差に対する寄与は直接的である。なかでも、模擬制御棒部分に関する作用素の誤差は、右辺の第1項にのみ含まれることになり、相殺してその影響が弱められる性質のものとはなっていない。このことは、反応度値値に関しても、単に反応度の差を求めたものであるから、ほぼ同様である。したがって、補正係数  $f$  と反応度とは、作用素の誤差の影響の仕方によつてこのような差異があることから、前節での種々の計算例において、反応度や反応度値値の変化に比して、補正係数  $f$  の変動が極めて小さなものとどまっていた事実は、一般的なことであると考えられる。

以上により、補正係数を理論的に求める代わりに、反応度を計算で求めた場合には、同じ誤差を含む作用素を用いて算出しても、その結果の信頼性は、補正係数  $f$  に比べて反応度の方がより低いものであり、このことは一般的にいえることが判明した。したがって、理論的補正法での補正係数を求める方が、極めて有利である。

#### 5.4 動力炉における適用性の検討

本論文で記述した理論的補正法は、臨界集合体によって実験的に検証され、そこでは極めて実用性の高いものであることが示された。そこでさらに、この理論的補正法の動力炉における適用性について検討する。

大きな負の反応度の測定に際して、動力炉における特徴的なこととして、体系の核的性質および実験的環境に関して、以下のことが指摘できる。まず、動力炉における核的性質に関して、臨界集合体に比べて異なる点としては、燃焼の進行した体系では、燃料物質の減少とともに核分裂生成物の蓄積などにより、媒質の核特性を正確には知ることが出来ないとされる。また、高速炉では本論文における実験的検証と異なる状況として、ブランケット領域におけるプルトニウムの生成および蓄積が存在する。さらに、大型の動力炉においては、一般に無限増倍係数  $K_{\infty}$  が比較的小さいため、炉内の各点は、それぞれの隣接する領域の状況に依存しやすくなるので、その結果、制御・安全棒の挿入に伴う中性子束分布の歪みの程度が大きく、しかも広範囲にわたるとされている。同時に、このことのために動力炉においては、制御・安全棒は強い干渉効果を示すものと考えられている。

次に、動力炉における実験的環境についてみると、空間的な制約から、特殊な器機の搬入はほぼ不可能であり、この点から実験装置に関する制約が大きいことが指摘できる。また、検出器の

設置位置としては、炉心内はほぼ不可能であり、ブランケットや反射体領域をへだてて、炉心からかなり離れた所になるものと考えられる。さらに、高温、高 $\gamma$ 線レベルおよび電磁的雑音が大きき点などから、使用する検出器もパルス型の核分裂計数管にほぼ限定される。<sup>18)</sup>

このような動力炉における一般的な状況、および後述するように実際に大きな負の反応度の測定を必要とする状況を考えると、適用可能な測定法は、かなり限定されてくる。そこで、OECD-NEAの制御棒価値測定に関する専門家会議においては、望ましい測定法として、以下のような基準が提案されている。<sup>67)</sup>

- (1) プラントに標準的に装備されている装置を用いること。
- (2) 測定法は単純であること。
- (3) 測定結果が迅速に得られること。
- (4) 結果を得る間に、補足的な計算を要しないこと。

すでに述べたように、動力炉における大きな負の反応度の測定は、おもに燃料の初期装荷、原子炉の保守点検、および燃料交換などの作業において、安全性の確認のために、必要とされている。したがって、上記提案の4項目は、実験における制約、および実際の要求に即した現実的なものといえるので、以下では、各測定法を上記の基準にてらして検討する。ただし、第4項の補足的な計算を用いないとする方針は、本論文の論旨と根本的に相入れないものであることから、これに関しては特に後で検討する。

まずパルス中性子源法、および中性子源引抜き法については、強力でしかも時間的に切れのよい中性子発生装置や速い時間分析器など、特殊な器機を必要とすることから、動力炉における測定には適していないと考えられる。また、原子炉の雑音解析の方法は、検出器を炉内に挿入するのみでよいが、高速炉の臨界集合体における実験結果によると、検出器を炉心内に装置しなければ、妥当な結果が得られないとされている。<sup>36)</sup>例えば、BWRのように炉心内に検出器をもつものもあるが、出力状態で使用されるインコア・モニターによって未臨界体系で十分な精度の測定ができるとは考えられないので、実際問題として現状では動力炉に適用できる段階に達していない。

一方、制御棒落下法では、標準的な装置の他に必要とするものはなく、また検出器は必ずしも炉心内に挿入する必要はない。ただし、この測定法においては、体系の未臨界度が深くなるにつれて、制御棒落下に伴う過渡的期間は、かなり急激に短くなるものであり、その結果として、測定精度は次第に悪化することが原理的に避けられない。このことから、制御棒落下法は、 $-2\%$   $k/k$  前後までの比較的浅い未臨界体系における、測定法ということで適用範囲に限界がある。これに対して、中性子源増倍法は、特殊な器機を何ら必要とせず、測定は極めて単純であり、適用範囲に限界は存在しない。

以上により、動力炉における大きな負の反応度の測定法としては、制御棒落下法および中性子源増倍法が、いちおう適用可能な方法と考えられる。そして、制御棒落下法では、反応度較正を必要としない利点があり、一方中性子源増倍法では、深い未臨界体系においても時間をかけることによって、計数率の測定は精度よく行える。このことから、浅い未臨界体系の反応度を制御棒落下法によって求め、ここで中性子源増倍法の反応度較正を行い、ひきつづきこの測定法でより深い未臨界体系の反応度測定に進む、という方法が有力である。また、この場合にはドル単位の反応度が求められ、安全性の立場からは便利なものといえる。

ところでこれらの測定法では、検出器位置に依存した結果しか得られないので、補正を行う前の結果には、何らかの誤差が必ず含まれている。一方、許容しうる測定誤差の程度に関して、前述の OECD-NEA の専門家会議における、測定精度の基準をみると、制御・安全棒の反応度値は $\pm 5\%$ 以内、また燃料交換時における反応度のモニターは $\pm 10\%$ 以内の精度とされている。<sup>67)</sup>この要求精度は、制御棒落下法や中性子源増倍法について、何らかの補正、あるいは検出器位置に対する考慮なしには、一般には満足し得ない厳しいものである。

まず、補正計算を用いないとする基準を念頭におけば、たとえば検出器を前述の補正係数がほぼ1あるいは一定値になるような位置におく方法も考えられる。しかしながら、補正係数は制御棒の挿入本数や位置など炉内の状況によって変化するものであり、このことは逆に、補正係数が1あるいはある一定値になる点は炉内の状況によって変化するものである。つまり、種々の炉内の状況に対応して、多数個の検出器を設置しなければならないことになる。さらに、選ばれた位置に、実際に検出器を設置できるものか、あるいは必要とする検出器の総数などの問題があり、現実には検出器の設置位置を工夫する方法だけで、完全に解決するものではないと考えられる。したがって、一般的には何らかの補正を行わなければ、要求精度を満足する測定結果は得られない。

これに対し、この論文で述べてきた理論的補正法においては、まずその補正の仕方は単純で、あらかじめ計算した補正係数を単に刺すのみでよい。このとき、補正係数は、媒質の変化に対して敏感に変動するものではなく、先に述べた動力炉と臨界集合体との核的性質の相異は、本質的な困難を招くものではない。むしろ、補正係数の値を決定している大きな要因は、制御・安全棒の挿入本数および挿入位置であるから、数種の挿入パターンに対して、補正係数の表を用意しておけば、要求精度を満足する結果が得られる。

また、核計装などの中性子検出系は、必ず複数個がそれぞれ異なる場所に設置されているものである。そこで、多くの場合に補正後の結果は、補正前の測定値のうち最大値と最小値の間にあるべきことから、補正結果の妥当性については、ミスなどにより不当な補正係数を用いても、測定過程である程度の検定が可能である。

なお、大型動力炉における反応度測定に関して、制御・安全棒の挿入に伴う、中性子束の歪みが極めて大きいことから、補正係数の値は1からかなり離れる傾向にあるが、大きな出力歪みに対する計算法の研究は解決に近づいており、この理論的補正法を動力炉に対しても十分に適用できる可能性がある。

さらに、将来の大型高速炉の炉型に関しては、増殖比やナトリウム・ボイド係数の問題から、たとえば炉心内にブランケット領域を設ける非均質炉心などのように、従来の単純な2領域炉心よりも複雑化する可能性がある。このとき、Ackermannらの補正法では、第2章で述べたように、炉心の状況によっては必ずしも静的反応度が得られるとは限らないので、この論文で述べてきた手法は、確実な測定法として一層貴重なものになると考えられる。<sup>68)</sup>



## 6. 結 語

この論文は、大きな負の反応度の測定に関する、理論的補正法についてまとめたものである。まずはじめに、従来の種々の測定法とそれらの問題点についての検討とともに、体系の反応度の定義についての説明を行っている。つぎに、中性子源増倍法、中性子源引抜き法、制御棒落下法およびパルス中性子源法の各法について理論的補正を行い、それぞれの測定法に対する補正係数を導出するとともに、それらの計算法を示している。ひきつづき、この理論的補正法に対する実験的検証の結果、および検討をまとめており、そこでは実験を行った体系、模擬制御棒、外部中性子源分布、検出器位置および補正係数の算出過程の説明とともに、補正を行う前の測定値の傾向や特徴についても、あわせて示している。最後に、補正係数の信頼性に関して、数値計算例ならびに解析的な検討を行い、この結果をふまえて、理論的補正法の動力炉における適用性について議論している。

このようにして、この論文は、任意の一点における計数率および計数值から、体系の静的反応度を求める実際的な測定法について述べたものである。

体系の媒質および形状だけで定まる各種の固有値から、未臨界度の指標として静的反応度、カイネティック反応度およびダイナミック反応度が定義されている。これらのうち、本論文では静的反応度を求めることを目的としている。そのわけは、いずれの測定法についても、理論的にはどの反応度を用いるのが特に得策だということはないので、主に実用上の観点から、設計計算値との比較、あるいは対官庁提出書類などにおいて便利であることによる。

以下に、反応度測定法の特徴および得られた結果のうち重要なものについて、その要旨を列記する。

(1) 反応度の測定法は大別すると、静的方法(中性子源増倍法)、動的方法および統計的方法(炉雑音解析法)に分けられ、さらに動的方法には、体系に摂動を与える方法(制御棒落下法)および外部中性子源に摂動を与える方法(中性子源引抜き法、パルス中性子源法)がある。それぞれの測定法の特徴は次の通りである。

(1) 中性子源増倍法では、中性子検出器の定常な計数率を測定するのみであるから、簡便で技術的に容易である。計数率の精度は、体系の未臨界度に関係なく、十分に確保できる。ただし、反応度校正を必要とし、測定結果は、外部中性子源分布および制御棒の挿入位置に強く依存する。

(2) 中性子源引抜き法では、ある程度時間的に切れのよい(m sec. オーダー)外部中性子源を用意する必要があるが、加速器などを用いて、外部中性子源の強度を調整することによって、深い未臨界体系( $\sim -10\% \Delta k/k$ )まで、十分な精度で測定できる。反応度校正を必要とせず、測定結果は、制御棒の挿入位置には殆ど影響されないが、外部中性子源位置に強く依存し、さらに検出器周辺の媒質の遅発中性子生成の割合、 $\beta_1^1$ にも依存する。

(3) 制御棒落下法では、原子炉に通常装備されているもの以外の特別の装置を必要としないので、比較的簡便な方法であるが、計数值の精度は、未臨界がある程度( $\sim -2\% \Delta k/k$ )深くな

ると急激に悪化する。また、反応度校正を必要とせず、測定結果は、外部中性子源分布、落下させた制御棒の位置および検出器周辺の媒質の $\beta_1^1$ に依存する。

(4) パルス中性子源法では、極めて時間的に切れの良い( $\mu$  sec. オーダー)外部中性子源を用意する必要があり、データ処理の過程も煩雑である。とくに、プルトニウム燃料の高速炉体系では、バックグラウンド中性子のレベルが高いため、精度よい測定は困難である。反応度校正を必要とせず、測定結果は、中性子源引抜き法の場合とほぼ同様の依存の傾向を示す。

(II) 実効的中性子検出効率 $\epsilon$ を定義することによって、各測定法で実際に測定している量と静的反応度との厳密な関係式を導出し、これと従来の式との比較から、つぎのことが判明した。

(1) 体系の静的反応度は、従来の方法による反応度と補正係数 $f$ との積で表現できることを見出した。

(2) この補正係数 $f$ は、さらに2項に分解できて、 $f_\epsilon$ と $f_S$ (中性子源増倍法)、あるいは $f_X$ (中性子源引抜き法、制御棒落下法)、あるいは $f_\beta$ (パルス中性子源法)の積であることが判明した。ここに、前者の $f_\epsilon$ は、反応度測定過程での実効的中性子検出効率 $\epsilon$ の変化を補正するものであって、検出器位置の関数であり、場合によっては1から相当ずれた値のものとなり得る。一方、後者の $f_S$ 、 $f_X$ あるいは $f_\beta$ は、外部中性子源の分布状態などによって、体系ごとに固定した値のものであり、一般にはかなり1に近い値のものであるが、部分模擬体系のうち、特にセクター形式の体系では、ある程度(20~30%)1から離れた値になり得る。

(3) これらの補正係数は、群定数や外部中性子源項を工夫することによって、動的測定法においても、定常状態を扱う計算コードで求められることを見出した。

(III) 理論的補正法の妥当性を実験的に検証するには、以下の点を満すべきである。まず静的反応度は、実際の中性子束分布に依存するものではないから、異なる中性子束分布あるいは中性子束が動的な状況においても、同じ値が求められなければならないので、同一の体系について、異なる位置および、外部中性子源の異なる状況で、異なる測定法を用いて反応度測定を行い、それらが、実用上十分な精度で求められるかを確認するためには、深い未臨界体系および、制御棒などの特異点のある体系でも測定すること。そしてこのとき、補正係数の計算は、設計計算における標準的な方法で行うことが必要である。

これに対し、実際の検証では、3個の検出器を設置し、中性子源増倍法および中性子源引抜き法、また一部についてはパルス中性子源法を用いて測定し、最大では-10%  $\Delta k/k$ 程度に達する種々の未臨界体系を、B<sub>4</sub>Cピン・クラスターの模擬制御棒を1本から9本挿入することによって実現した。このとき、補正係数は、6群2次元、拡散近似の標準的な計算手法で求めた。

(IV) FCAによる高速炉系での実験的検証の結果、検出器位置に依存しない反応度が求められ、それらは中性子源増倍法と中性子源引抜き法とでよい一致をみており、多数本の模擬制御棒が挿入された体系でも十分な精度で求められた。そしてこのことは、比較的小型(630  $\ell$ )で単純なゾーン形式のVI-2 B2集合体でも、またほぼ原型炉級の大きさ(1400  $\ell$ )で多種の領域で構成されていて複雑なセクター形式のVII-1集合体でも、同様に確かめられたので、理論的補正

法は実際に有効な方法であることが検証された。以下に、この検証の結果の詳細を述べる。

(1) VI-2 B2 集合体での5種の測定体系は、 $-1.30$  から  $-4.21\%$   $k/k$  の間のものであり、中性子源増倍法での3個の検出器による補正後の反応度の平均値（以下3個の反応度の平均値ともいう）と、中性子源引抜き法でのそれらとは3%以内で一致している。ここで、中性子源増倍法での補正係数  $f$  の値は  $0.726 \sim 1.105$  の間となり、一方、中性子源引抜き法では  $1.040 \sim 1.297$  の間の値のものとなっている。なお、パルス中性子源法による反応度も、おおまかな補正を行った結果ではあるが、ほぼ同じ値を示した。

(2) VII-1 90B-10 および 90B-10B 集合体での12種の測定体系は、 $-0.43 \sim -9.7\%$   $k/k$  の間のものであり、このときも中性子源増倍法での3個の反応度の平均値と、中性子源引抜き法によるそれらとは、3.2%以内で一致している。ここで、中性子源増倍法での補正係数  $f$  の値は  $0.522 \sim 1.620$  の間となり、一方、中性子源引抜き法では  $0.995 \sim 1.295$  の間の値となっている。

(3) 3個の反応度の平均値の誤差（以下平均値の誤差ともいう）を中性子源増倍法についてみると、VI-2 B2 集合体では最大2~3%のものとなり、一方、VII-1 集合体では1.5~2.0%程度となっている。また、中性子源引抜き法での平均値の誤差は、VI-2 B2 および VI-1 集合体においてそれぞれ、1.2~1.8% および 0.5~1.5% 程度となっている。したがって、VII-1 集合体は体系の構成が複雑であるにもかかわらず、VI-2 B2 集合体とほぼ同程度かそれ以下の誤差で反応度が求められることから、体系の構成の複雑さは誤差を増大する要因とはならないことが判明した。ただし、誤差の割合は、中性子束のひずみ、すなわち補正量 ( $|f - f'|$ ) が大きくなるにつれ、増大する傾向が認められた。

(4) 理論的補正を行ったあとの反応度には、中性子源引抜き法によるものの方が、中性子源増倍法による結果よりも、絶対値でやや大きくなる（3%以下）傾向が認められた。この傾向の原因としては、中性子源引抜き法での補正係数の値は明らかに体系の反応度の大きさに依存しているが、計算は実際よりも深い未臨界体系でなされたこと、また外部中性子源が点状で高エネルギーのものであること、などがあげられる。したがって、中性子源引抜き法に対する理論的補正法の適用にさいしては、中性子源増倍法の場合よりも、やや慎重な計算を行わねばならない。

(5) 中性子源増倍法に対する理論的補正の結果には、過剰補正の傾向、つまりある検出器に対する補正係数が1より大きい（あるいは1より小さい）ときには補正後の結果が平均値よりも絶対値でやや大きく（あるいはやや小さく）なる傾向が認められた。この傾向に対し、検出器を炉心中心に関して対称な位置に対で設置することが望ましい。この場合には、平均を行うことによって、上記過剰補正の傾向は相殺されることが期待できる。

(6) 一般に深い未臨界体系では、多くの制御棒が挿入された状態にあり、中性子束の全体的な歪みはそれ程大きなものとはならない。それで、外部中性子源に隣接した位置など特殊な位置を除いては、中性子源増倍法での補正係数の1からのずれは極端に大きなものとはならない。したがって、深い未臨界体系に対しても、反応度を十分な精度で求めることが出来る。むしろ、少数本の制御棒が強く偏心して挿入された状態の方が、中性子束の全体的な歪みが大きくなるので、反応度の誤差はやや大きなものとなる。

(V) 外部中性子源分布が複雑なセクター形式の部分模擬体系で実験的検証を行った結果から、中性子源増倍法に関して、以下のことが判明した。

(1) 一般に、遠方に（炉心から6～7m）設置した検出器による反応度の測定結果は、位置依存性が極めて小さいことから、体系の反応度とみなされがちであるが、模擬制御棒の挿入位置と外部中性子源分布との関係で、場合によっては静的反応度とかなり異なる（～±10%）ことが認められた。

(2) Ackermann らによる従来の補正法に関しては、これによって静的反応度が得られる保証は必ずしもないことを式で示したが、実際にも誤差が相当大きくなる（～10%）場合が確認された。

(VI) 群定数などの誤差に伴って生じる補正係数（中性子源増倍法の場合）の誤差を、反応度あるいは反応度値のそれと比較して、理論的補正法の信頼性をみた結果、VII-1 集合体についての具体的な数値計算例による検討では、補正係数の方が  $1/10 \sim 1/100$  小さな誤差にとどまることが判明した。また、変分法を用いて各種の作用素の誤差の、補正係数や反応度（値）の誤差に対する寄与の近似式を導出し、これによって検討した結果、補正係数に関しては作用素の誤差が相殺しやすい構造であることが明らかとなり、反応度あるいは反応度値よりも誤差が小さなものになることが解析的に示され、上の計算例による事実は概ね一般性を有することが確かめられた。とくに実用上の観点から、重要なこととして以下のことがいえる。

(1) 検出器を外部中性子源の近傍に設置することは、補正係数の信頼性の点で好ましくないことが、数値計算例とともに解析的にも判明した。なお、このことは実験的検証においても、その傾向が認められた。

(2) 補正係数の算出にあたって、制御棒部分の断面積の誤差は相殺することが期待できるので、この部分に関してあまり厳密な取り扱いを行わなくてもよいことが判明した。

(3) 媒質の核特性の大巾な変化に対しても、補正係数の変動の割合は小さいことから、体系の組成に関する情報が正確でないときも、理論的補正法は実用上で十分な精度の結果をもたらすものと期待できる。

(4) 4群計算によっても、補正係数は実用上問題のない精度で求められる。

(VII) OECD-NEA の制御棒値測定に関する専門家会議で提唱された動力炉における望ましい測定法および測定精度に関する基準をふまえて、実用的な測定法について検討した結果、中性子源増倍法での理論的補正法はかなり有望な方法と考えられる。その理由は以下の通りである。

(1) 動力炉での実験的環境による制約から、実用的な測定法としては、中性子源増倍法および制御棒落下法があげられる。

(2) これらの測定法では、理論的補正法を適用しなければ、測定精度に関する要求を一般的には満足できない。

(3) 理論的補正法では、動力炉においても、補正係数は十分な精度で求められると思われる。したがって、

(4) 測定精度に関する要求を重視すれば、補正係数をあらかじめ計算しておき、それを用いて測定することは実際的な方法と思われる。

## 謝 辞

著者が、大きな負の反応度の測定を初めて手がけたのは、1971年頃であり、FCA V-3集合体での高速実験炉「常陽」の模擬制御棒価値に関する実験であった。この実験では、理論的補正は行わず、したがって本論文の内容からは除外してあるが、測定の手順や回路構成、計算手法や計算コードの整備はこの時期に確立したものであり、東京芝浦電気(株)原子力本部 松野義明氏(現在動燃)、日本原子力研究所(以下原研という)高速炉物理研究室前川洋氏(現在炉物理実験技術開発室)、京都大学原子炉実験所小林圭二氏および原研高速炉物理研究室中村知夫氏(現在炉物理実験技術開発室長)の協力を得た。この経験をもとに、理論的な厳密性を求めて企画したのがFCA VI-2 B2集合体での実験で、原研高速炉物理研究室中野正文氏、同山武彦氏、および中村知夫氏の協力のもとに進めることができた。このとき開発した理論的補正法は、その後、FCA VII-1集合体での高速原型炉「もんじゅ」模擬制御棒価値に関する実験で、その適用性を多様な観点から調べることができたが、この実験は中野正文氏と共に行った。一方、計算に関し、少数群の群定数の準備はEXPANDA-4を改造して行ったが、この計算コードは原研核設計研究室鈴木友雄氏の作成したものであり、同氏の好意によりオリジナルをいただいた。また、模擬制御棒部分の実効断面積の算出はCLUPで行ったが、この計算コードは原研炉物理実験研究室土橋敬一郎氏の作成したものであり、使用にあたって有益な助言をいただいた。以上、本研究を進めるにあたって、御協力をいただいた方々に深く感謝の意を表します。

さらに、本論文をまとめるにあたって、当初、京都大学西原宏教授に、構成および内容について御指導をいただいた。ひきつづき、京都大学若林二郎教授に、構成、内容の検討、記述の方法など全体にわたって有益な助言と御指導をいただいた。ここに、両先生に心から感謝の意を表します。

また、本研究の遂行および論文の作成に関して、全面的な援助をして下さった原研原子炉工学部弘田実弥氏、原研高速炉物理研究室長黒井英雄氏、原研高速炉物理研究室飯島勉氏(現在JT-60第2開発室長)ならびにFCA管理機関の諸氏に厚く感謝の意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) Buhl, A.R., Ackermann, N.J.Jr., Robinson, J.C.: The Status of Subcritical Reactivity Determination for LMFBRs, Trans. Am. Nucl. Soc., 16, 289 (1973).
- 2) 弘田実弥, 飯島勉, 溝尾宣辰, 他 : FCA による「常陽」模擬実験, 動力炉技報, 8, p. 62 (1973).
- 3) Hirota, J., Kuroi, H., Iijima, T., Mizoo, N., et al.: Recent Progress in Fast Integral Experiment and Analysis at FCA, Proc. of International Symposium on Physics of Fast Reactors, Tokyo, Vol. I, 506 (1973).
- 4) Iijima, T., Mizoo, N., Nakano, M., et al.: Critical Experiment on the Sector Mock-up System for Prototype Fast Breeder Reactor MONJU (FCA Assembly VII-1), JAERI-M 6710, Reactor Engineering Division Annual Report, p.41 (1976).
- 5) Hirota, J., et al.: The JAERI Fast Critical Facility, ANL-7320, 776-784 (1966).
- 6) Hirota, J., et al.: The Enlargement of the FCA, JAERI-M 5955, Reactor Engineering Division Annual Report, p.67 (1975).
- 7) 溝尾宣辰 : FCA における工学的模擬実験, 日本原子力学会炉物理夏の学校テキスト, 1974.
- 8) Bussac, J., et al.: The French Fast Reactor Physics Program, Proc. of International Symposium on Physics of Fast Reactors, Tokyo, Vol. I, 9 (1973).
- 9) Fischer, E.A., et al.: The Fast Reactor Physics Program in The Federal Republic of Germany, *ibid.*, Vol. I, 36 (1973).
- 10) Campbell, C.G.: A Review of The UK Fast Reactor Physics Programme, *ibid.*, Vol. I, 93 (1973).
- 11) Hannum, W.H.: Review and Summary of The U.S. Reactor Physics Program, *ibid.*, Vol. I, 105 (1973).
- 12) Keepin, G.R.: "Physics of Nuclear Kinetics", (1965), Addison-wesly Publ. Co. Inc., Reading, Massachusetts.

- 13) Davey, W.G., Redman, W.C.: "Techniques in Fast Reactor Critical Experiments", (1970), Gordon and Breach Science Publishers, New York.
- 14) Walter, J.F.: Detector Response to The Subcritical Reactor, Nucl. Appl., 3, 271 (1967).
- 15) Paxton, H.C., Keepin, G.R.: "The Technology of Nuclear Reactor Safety", (1964), Vol. I, p.244, MIT Press, Massachusetts.
- 16) Mizoo, N., Matsuno, Y., Maekawa, H., et al.: Experiment and Analysis of B<sub>4</sub>C Simulating Control Rod on FCA V-3 Assembly (I), JAERI-M 5867 (1974).
- 17) Barleon, L., et al.: Evaluation of Reactor Physics Experiments on the Coupled Fast-Thermal Argonaut Reactor STARK, ANL-7320, 137-158 (1966).
- 18) Ackermann, N.J.Jr.: Subcriticality Measurement in an LMFBR, Nucl. Saf., 12, 583 (1971).
- 19) Kryter, R.C., Ackermann, N.J.Jr., Buhl, A.R.: Subcriticality Measurements in FTR-3; The Homogeneous Mock-up of the Fast Test Reactor, ORNL-TM-3715 (1972).
- 20) Buhl, A.R., Ackermann, N.J.Jr., Kryter, R.G. et al.: Subcriticality Monitoring System Evaluation in SEFOR, ORNL-TM-3716 (1973).
- 21) Mizoo, N., Nakano, M., Mukaiyama, T., et al.: Reactivity Measurement on Far-Subcritical Fast System, Proc. Specialist Meeting on Control Rod Measurement Techniques, III. 8, Cadarache, April 21-22, 1976.
- 22) Hirota, J., Kuroi, H., Iijima, T., Mizoo, N., et al.: Critical Experiment to Support the Design of Prototype Fast Breeder Reactor MONJU, JAERI-M 5955, Reactor Engineering Division Annual Report, p.63 (1975).
- 23) 溝尾宣辰, 中野正文, 向山武彦, 他: 高速炉系における大きな負の反応度の測定(I), JAERI-M 6066 (1975).
- 24) 向山武彦, 中野正文, 溝尾宣辰, 他: 高速炉系における大きな負の反応度の測定(II), JAERI-M 6067 (1975).

- 25) 中野正文, 溝尾宣辰, 向山武彦, 他: 高速炉系における大きな負の反応度の測定 (III), JAERI-M 6496 (1976).
- 26) 中村知夫, 溝尾宣辰, 他: 特異点のある高速炉系における大きな負の反応度の測定 (III), 日本原子力学会炉物理分科会予稿集 A-28, 1974.
- 27) 溝尾宣辰, 中野正文: FCA における模擬制御棒実験の解析法の評価, JAERI-M 7139 (1977).
- 28) 溝尾宣辰: 中性子源増倍法に関する理論的補正の信頼性, JAERI-M 7135 (1977).
- 29) Broomfield, A.M., et al.: The MOZART Control Rod Experiments and Their Interpretation, Proc. Int. Symp. Physics of Fast Reactor, Tokyo, Vol. I, 312 (1973).
- 30) Serber, R.: The Definition of Neutron Multiplication, LA-335 (1945).
- 31) Jankowski, F.J., Klein, D., Miller, T.M.: Calibration of Control Rods, Nucl. Sci. Eng., 2, 288 (1957).
- 32) Hogan, W.S.: Negative-Reactivity Measurements, Nucl. Sci. Eng., 8, 518 (1960).
- 33) Carpenter, S.G.: Reactivity Measurements in the Advanced Epithermal Thorium Reactor (AETR) Critical Experiments, Nucl. Sci. Eng., 21, 429 (1965).
- 34) Cohn, C.E.: Experience with Subcriticality Determination by Rod Drop in the FTR-3 Critical Experiments, Trans. Am. Nucl. Soc., 14, 29 (1971).
- 35) Goin, R.W., et al.: Inverse Kinetics Techniques Applied to ZPPR Fast Critical Assemblies, Trans. Am. Nucl. Soc., 14, 794 (1971).
- 36) Mihalcz, J.T., Mathis, M.V., Paré, V.K.: Reactivity Surveillance Experiments with the engineering Mock-up Core of the Fast Flux Test Facility Reactor, Nucl. Sci. Eng., 59, 350 (1976).
- 37) Sjöstrand, N.G.: Measurement on a Subcritical Reactor Using a Pulsed Neutron Source, Arkiv Fysik, 11, 233 (1956).
- 38) Badgley, R.W., Uhrig, R.E., Nucl. Sci. Eng., 19, 158 (1964).



- 39) Akcasu, Z., Lellouche, G.S., Shotkin, L.M.: "Mathematical Methods in Nuclear Reactor Dynamics", (1971), Academic Press, New York.
- 40) Henry, A.F.: Application of Reactor Kinetics to the Analysis of Experiments, Nucl. Sci. Eng., 3, 52 (1958).
- 41) Mizoo, N., Nakano, M.: Subcriticality Measurement by Inverse Kinetic Rod Drop Method on FCA, JAERI-M 6710, Reactor Engineering Division Annual Report, p.55 (1976).
- 42) Walter, J.F., Henry, A.F.: The Asymmetric Source Method of Measuring Reactor Shutdown, Nucl. Sci. Eng., 32, 332 (1968).
- 43) Greenspan, E.: A Generalized Source-Multiplication Method for Determining Reactivity, Nucl. Sci. Eng., 55, 100 (1974).
- 44) Greenspan, E.: A Source-Multiplication Reactivity, *ibid.*, 55, 103 (1974).
- 45) Simmon, B.E., Kign, J.S.: A Pulsed Neutron Technique for Reactivity Determination, Nucl. Sci. Eng., 3, 595 (1958).
- 46) Gozani, T.: A Modified Procedure for the Evaluation of Pulsed Source Experiments in Subcritical Reactors, Nukleonik, 4, 348 (1962).
- 47) Garelis, E., Russell, J.R.: Theory of Pulsed Neutron Source Measurements, Nucl. Sci. Eng., 16, 263 (1963).
- 48) Gross, E.E., Marable, J.H.: Static and Dynamic Multiplication Factors and Their Relation to the Inhour Equation, Nucl. Sci. Eng., 7, 281 (1960).
- 49) Gozani, T.: The Concept of Reactivity and its Application to Kinetic Measurements, Nukleonik, 5, 55 (1962).
- 50) Mihalczko, J.T., Tillett, G.C., Selby, D.L.: Evaluation of Initial Loading Counting Rate Data from Experiments with the Mock-up Core for the Fast Flux Test Facility, Nucl. Tech., 30, 422 (1976).
- 51) Tomlinson, L.: Delayed Neutrons from Fission, AERE-R 6993 (1972).
- 52) Iijima, T., Mizoo, N., Mitani, H., Nakano, M., Shirakata, K., Mukaiyamam, T., Cho, M., Hirota, J.: A Study of the Sector Mock-up System for Prototype Fast Breeder Reactor MONJU, JAERI-M 6320, Reactor Engineering Division Annual Report, p.68 (1975).

- 53) 原研エレクトロニクス課：原研型モジュール、システム、JAERI-memo 2908 (1967), JAERI-memo 3165 (1968), JAERI-memo 3375 (1969), JAERI-memo 3376 (1969), JAERI-memo 3605 (1969), 以上公開.
- 54) Yamagishi, K., Mizoo, N., Ogura, K.: Development of On-line Subcriticality Measurement System by Neutron Source Multiplication Method, JAERI-M 6710, Reactor Engineering Division Annual Report, p.58 (1976).
- 55) Katsuragi, S., et al.; JAERI-1195 (1970), JAERI-1199 (1970) and JAERI-1199 supplement 2 (1971).
- 56) Suzuki, T.: JAERI-memo 3660 (1970).
- 57) 土橋敬一郎：PIJT 衝突確率法による多群の中性子束分布を求めるプログラム, JAERI-memo 2985 (1968), 公開.
- 58) 土橋敬一郎：“CLUP” クラスター格子の多領域多群衝突確立を計算するプログラム, JAERI-memo 3034 (1968), 公開.
- 59) Tsuchihashi, K.: CLUP 77: A Fortran Program of Collision Probabilities for Square Clustered Assembly, JAERI-1196 (1971).
- 60) Fowler, T., Vondy, D.R.: Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION-2, ORNL-TM-2496, Rev. 2 (1969).
- 61) Krick, M.S., Evans, A.E.: The Measurement of Total Delayed-Neutron Yields as a Function of the Energy of the Neutron Inducing Fission, Nucl. Sci. Eng., 47, 311 (1971), and also Nucl. Sci. Eng., 50, 80 (1972).
- 62) 中村知夫：私信
- 63) Pomraning, G.C.: A Variational Method for Linear Systems, J. Soc. Ind. Appl. Math., 13, 511 (1965).
- 64) Pomraning, G.C.: Variational Principle for Eigenvalue Equations, J. Math. Phys., 8, 149 (1967).
- 65) Stacey, W.M.: Variational Estimates and Generalized Perturbation Theory for the Ratios of Linear and Bilinear Functionals, J. Math. Phys., 13, 1119 (1972).
- 66) Stacey, W.M.: "Variational Methods in Nuclear Reactor Physics", (1974), Academic Press, New York.

- 67) Barre, J.Y. (Edt.): General Conclusions, Proc. Specialists Meeting on Control Rod Measurement Techniques, Cadarache, April 21-22, 1976.
- 68) Ducat, G.A., Driscoll, M.J., Todreas, N.E.: Evaluation of the Parfait Blanket Concept for Fast Breeder Reactors, C00-2250-5 (1974).