

JAERI-Tech  
2003-020



JP0350113



弱結合相互干渉系臨界解析のマトリックス  
固有ベクトルを用いた収束性加速

2003年3月

野村 靖・高田 友幸・角谷 浩享\*・黒石 武\*

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越しください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 2003

編集兼発行 日本原子力研究所

弱結合相互干渉系臨界解析のマトリックス固有ベクトルを用いた収束性加速

日本原子力研究所東海研究所安全性試験研究センター燃料サイクル安全工学部

野村 靖・高田 友幸・角谷 浩享\*・黒石 武

(2003年1月30日 受理)

弱結合中性子相互干渉系の中性子増倍率をモンテカルロ法計算コードにより求める場合に、しばしば解の収束性に関する問題が生じる。本報告では、この計算コードによる計算の困難性に関して、一般的な中性子輸送方程式から導いた理論により、マトリックス固有ベクトルを用いた収束性加速について考察を加えた。これにより、連続エネルギーモンテカルロコードMCNPにマトリックス固有ベクトル計算及び収束性加速の手順を組み込んだ。さらに、新たに開発した計算コードを用いてOECD/NEA臨界計算ベンチマークの2問題について解析を試み、マトリックス固有ベクトルによる収束性加速の有効性を確認した。

---

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

\*静岡産業大学

**Acceleration of Criticality Analysis Solution Convergence  
by Matrix Eigenvector for a System with Weak Neutron Interaction**

**Yasushi NOMURA, Tomoyuki TAKADA,  
Hiroyuki KADOTANI\* and Takeshi KUROISHI**

**Department of Fuel Cycle Safety Research  
Nuclear Safety Research Center  
Tokai Research Establishment  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken**

(Received January 30, 2003)

In the case of Monte Carlo calculation to obtain a neutron multiplication factor for a system of weak neutron interaction, there might be some problems concerning convergence of the solution. Concerning this difficulty in the computer code calculations, theoretical derivation was made from the general neutron transport equation and consideration was given for acceleration of solution convergence by using the matrix eigenvector in this report. Accordingly, matrix eigenvector calculation scheme was incorporated together with procedure to make acceleration of convergence into the continuous energy Monte Carlo code MCNP. Furthermore, effectiveness of acceleration of solution convergence by matrix eigenvector was ascertained with the results obtained by applying to the two OECD/NEA criticality analysis benchmark problems.

**Keywords: Criticality Analysis, Computer Code, Monte Carlo, Solution Convergence,  
MCNP, Matrix Eigenvector, Acceleration of Convergence**

---

\* Shizuoka Sangyo University

## 目次

1 はじめに .....	1
2 臨界解析の収束性及び核分裂マトリックス応用による加速の理論的考察 ...	2
2.1 モンテカルロ計算におけるサンプリングの困難性 .....	2
2.2 臨界解析の解の収束性に関する理論的考察 .....	3
2.3 核分裂マトリックスの導入と2ユニットモデルへの適用による固有値、固有ベクトルの傾向の把握.....	7
2.4 核分裂マトリックスの収束性加速への応用.....	12
3 MCNPモンテカルロ計算コードへのマトリックス固有ベクトル計算と収束加速計算手順の附加.....	13
4 サンプル問題体系 .....	16
4.1 燃料棒無限配列体系 .....	16
4.2 水隔離2平板状燃料体系 .....	22
5 計算結果.....	24
5.1 燃料棒無限配列体系.....	24
5.2 水隔離2平板状燃料体系 .....	38
6 おわりに .....	86
参考文献 .....	88

## Contents

1	Introduction .....	1
2	Theoretical Consideration of Solution Convergence and Its Acceleration in Criticality Analysis by Fission Matrix Eigenvector .....	2
2.1	Sampling Difficulty of Monte Carlo Calculation .....	2
2.2	Theoretical Consideration for Solution Convergence in Criticality Analysis.....	3
2.3	Introduction of Fission Matrix and Grasp of Inclination of Eigenvalue and Eigen vector in Application to 2-unit Model.....	7
2.4	Application of Fission Matrix for Acceleration of Solution Convergence.....	12
3	Addition of Matrix Eigenvector Calculation and Solution Convergence Acceleration Procedure to MCNP Monte Carlo Code Calculation.....	13
4	Sample Problem System .....	16
4.1	System of Fuel Rods Infinite Array .....	16
4.2	System of Two Fuel Slab Units Separated by Water .....	22
5	Calculated Results .....	24
5.1	System of Fuel Rods Infinite Array.....	24
5.2	System of Two Fuel Slab Units Separated by Water .....	38
6	Concluding Remarks .....	86
	References .....	88

## 1. はじめに

モンテカルロ法に基づく臨界計算は、臨界安全評価において既に確立された手法のように思われている。しかしながら、決定論的手法に比べてモンテカルロコードによる中性子増倍率  $k_{\text{eff}}$  は、ある条件のもとで疑わしい結果となる。すなわち、核燃料物質を含むいくつかのセルあるいはユニットから構成される体系の固有値問題を解く場合、セルあるいはユニット間の中性子相互干渉が弱いために、しばしば収束性が不十分なままで解を求め、中性子増倍率を過小評価あるいは過大評価することがある。

決定論的手法によるコードでは、核分裂の空間分布がソース反復法と呼ばれる手法によって求められる。そこでは、最初の核分裂ソース分布として予想されたものが、入力データとして与えられ、繰り返しにより  $n$  回目まで計算された核分裂ソース分布から算出された中性子束分布を用いて、 $(n+1)$  回目の計算用の核分裂ソース分布が求められる。このようにして、漸次、最終的な核分裂ソース分布が求められる。

モンテカルロ法においてもほぼ同様な手法が採られる。最初の世代の中性子追跡計算における核分裂ソース分布は、入力データにより与えられ、次世代の核分裂ソース分布が前世代の中性子の衝突による核分裂ソース分布によって与えられる。このようにして、順次繰り返しにより、数世代後の安定した核分裂ソース分布で計算された各世代の  $k_{\text{eff}}$  計算値の平均値が解として求められる。この場合、決定論的手法と明らかに相違する点は、モンテカルロ法では引き続き各世代で計算される核分裂ソース分布が統計的に変動するため、その収束性を判断するのが通常困難であるということである。

再処理施設プラント内部では、溶液燃料を含む多数の塔槽類が一定の間隔を隔て並んでいたり、使用済燃料集合体が貯蔵プール内に配列する場合は考えられ、このような中性子結合の弱い干渉系を対象に、モンテカルロ法計算コードで臨界解析を行う場合には、上に述べたような特有の核分裂ソース分布収束性の問題が生じることがある。この場合、収束解を得るためには、長い計算時間をかけて、多くの中性子世代を要することがある。これを解決する1つの方法に、核分裂マトリックス固有ベクトル計算による収束加速法がある。

本報告では、モンテカルロ法あるいは決定論的手法による臨界計算において中性子増倍率を求める場合に解の収束性に関わる問題を一般的な炉物理理論によって説明する。また、連続エネルギーモンテカルロ計算コードMCNPにマトリックス固有ベクトルによる収束加速計算ルーチンを追加した。これらをOECD/NEA収束性ベンチマーク問題に適用することにより、モンテカルロ計算コードによる世代ごとの核分裂ソース分布の収束性及び核分裂マトリックス固有ベクトル応用による加速の効果について考察を加えた。

## 2 臨界解析の収束性及び核分裂マトリックス応用による加速の理論的考察

弱結合中性子相互干渉系を対象にした繰り返し臨界計算による核分裂ソース分布収束性に関しては、何らかの加速計算手法を用いない限り、安定した解に到達するまでに多くの繰り返し計算サイクル数、従って計算時間を要することとなる。ここでは、核分裂マトリックス固有ベクトルを用いて繰り返し計算における核分裂ソース分布を補正することにより、繰り返し計算を加速する手法の概要について述べる。

### 2.1 モンテカルロ計算におけるサンプリングの困難性

モンテカルロ法による臨界計算においては、計算の対象とする体系が多数のユニットからなる配列あるいは複雑な幾何形状を有するため、中性子発生点のサンプリングが不十分な場合があり、これにより不正確な中性子増倍率が解析結果として得られることがある。この問題は、いわゆるG.Elliott Whitesides の「世界の中性子増倍率( $k_{\text{eff}}$  of the world)」として最初に指摘された<sup>1)</sup>。Whitesidesは、プルトニウム球の  $9 \times 9 \times 9$  立方配列体系を対象にモンテカルロコードで臨界計算を行った。この体系では、全てのプルトニウム球は、直径が約4cmであり、相互に空間60cmの間隔を置いて配列させられた。配列の外側は水反射体で囲まれていた。この配列は、ユニット間距離を考慮すると弱結合相互干渉系である。Whitesidesは、この計算を初期核分裂ソース分布を平坦と仮定し、サイクルあたり300のヒストリーのモンテカルロ計算条件を与えて計算すると、 $k_{\text{eff}}$ 計算値は約0.93となり、体系は、臨界未満と判定された。このヒストリ数では、配列のユニット間の相互干渉が少ないこと、またユニット数が全部で729個あることを考慮すると、明らかに安定した核分裂ソース分布が得られないと結論される。しかしながら、この配列体系は、等間隔に並んだ反応度の等しいプルトニウム球からなり、均質無限体系に近いと考えられ、 $k_{\text{eff}}$ 計算値は、中性子がどのプルトニウム球から発生したかには比較的依存しないで決定される。また、プルトニウム球相互間の中性子の交換が殆ど無い場合には、体系の $k_{\text{eff}}$ は個々のユニット球の $k_{\text{eff}}$ に大体等しくなる。このような理由によって、Whitesidesは、このようなユニット配列体系に対して、少ない300ヒストリー/サイクルのモンテカルロ計算でも正しい計算結果を得ることができたのである。

次に、Whitesidesは、上に述べたモデル体系から中央の1個のプルトニウム球を取り除き、その代わりに直径がより大きなそれ自体で臨界となるプルトニウム球で置き換えた。このようにして、彼のいわゆる「世界の中性子増倍率( $k_{\text{eff}}$  of the world)」問題が得られたのである。この名前の由来は、世界には臨界状態の原子炉が幾つかあるであろうから全世界体系の中性子増倍率は、概略1.0に近く臨界であるということが出来るが、もし解析者が原子炉の近くにいないければ、この臨界状態の $k_{\text{eff}}$ を正しく計算できないであろうという所から来ている。実際、Whitesidesは200サイクルまで計算したが、 $k_{\text{eff}}$ 計算値は以前の体系に対する場合と同一の0.93であった。すなわち、中性子のサンプリング数が配列ユニット数に比べて余りに少ないために中央に配置した反応度のより高いプルトニウム球を検出することができなかつたのである。この問題の場合、計算の収束性は核分裂中性子の分布形状をチェック



することで判断できる。すなわち、収束した核分裂ソース分布は、中央が最も高いピーク形状を有しており、初期に仮定した平坦分布と非常に異なったものとなる。この問題では、サンプリング数の不充分性が第1に指摘された。さらに、次節において述べるようなドミナンス比が1.0に近い体系の中性子増倍率を臨界計算コードで求める場合には、解の収束性が非常に緩慢となることがある。

## 2.2 臨界解析の解の収束性に関する理論的考察

問題を簡単化するため、単一エネルギー、1次元、等方散乱に対する積分微分中性子輸送方程式を考える。適用する体系の幾何形状は、巾がLの両側真空境界の無限長平板である。以下に導かれる帰結は、一般形状の任意エネルギーに適用されるボルツマン方程式に対しても同様に導かれる。

$$\mu \frac{\partial \varphi(x, \mu)}{\partial x} + \Sigma_t(x) \varphi(x, \mu) = \frac{1}{2} \left( \Sigma_s(x) + \frac{\nu \Sigma_f(x)}{k} \right) \int \varphi(x, \mu) d\mu \quad (2.1)$$

$$\varphi(0, \mu) = 0, \quad \mu > 0 \quad (2.2)$$

$$\varphi(L, \mu) = 0, \quad \mu < 0 \quad (2.3)$$

ここで、 $\varphi(x, \mu)$  : 1次元  $x$  座標及び角度方向余弦  $\mu$  で表された中性子角度分束、

$\Sigma_f(x), \Sigma_s(x), \Sigma_t(x)$  : 位置  $x$  における、核分裂、散乱、及び全断面積、

$0, L$  : 1次元座標  $x$  で表された体系の境界における  $x$  座標の値、

$\nu$  : 1核分裂当たり放出される平均中性子数、

$k$  : 中性子実効増倍係数、すなわち(2.1)式を固有値問題として捉えたとき有意な解を与える固有値であり、中性子生成項を割ることにより系が丁度臨界となるようにする調整因子。

さて、中性子に関する輸送演算子  $T$ 、散乱演算子  $S$ 、核分裂演算子  $F$  を次式で定義することにすれば、

$$T \varphi(x, \mu) = \mu \frac{\partial \varphi(x, \mu)}{\partial x} + \Sigma_t(x) \varphi(x, \mu) \quad (2.4)$$

$$S \varphi(x, \mu) = \frac{1}{2} \Sigma_s(x) \int \varphi(x, \mu) d\mu \quad (2.5)$$

$$F \varphi(x, \mu) = \frac{1}{2} \nu \Sigma_f(x) \int \varphi(x, \mu) d\mu \quad (2.6)$$

(2.1)式は、次の(2.7)式のように記述され、これから演算子の操作によって、(2.8)式のようになる。

$$(T - S) \varphi(x, \mu) = \frac{1}{k} F \varphi(x, \mu) \quad (2.7)$$

$$\varphi(x, \mu) = \frac{1}{k} (\mathbf{T} - \mathbf{S})^{-1} \mathbf{F} \varphi(x, \mu) \quad (2.8)$$

(2.8)式の両辺に核分裂演算子  $\mathbf{F}$  を作用させれば、次の積分型中性子輸送方程式が得られる<sup>2)</sup>。

$$f(x) = \frac{1}{k} \mathbf{L} f(x) \quad (2.9)$$

ここで、 $f(x) = \mathbf{F} \varphi(x, \mu)$  (2.10)

は核分裂ソース分布であり、

$$\mathbf{L} = \mathbf{F} (\mathbf{T} - \mathbf{S})^{-1} \quad (2.11)$$

は、空間変数を持つ関数にのみ作用する積分演算子となる。

モンテカルロ法あるいは決定論的手法によって臨界計算をソース反復法で行う場合には、(2.9)式の右辺において、あるサイクル  $\ell$  において、前サイクルからの推測値  $f^{(\ell)}(x)$  に調整因子  $\frac{1}{k^{(\ell)}}$  を掛けた値を基に、計算コードで輸送計算を行い (演算子  $\mathbf{L}$  を作用させることに相当)、その結果、次のサイクル用の  $f^{(\ell+1)}(x)$  が(2.9)式の左辺のように求められ、この課程を順次繰り返し進めることとなる。

$$f^{(\ell+1)}(x) = \frac{1}{k^{(\ell)}} \mathbf{L} f^{(\ell)}(x) \quad (2.12)$$

ここで、(2.12)式の右辺  $\mathbf{L} f^{(\ell)}(x)$  を全空間で積分すると、サイクル計算の初期の核分裂ソース分布の全空間積分値  $\int f^{(\ell)}(x) dx$  に、そのサイクル計算によって得られる中性子増倍率  $k^{(\ell+1)}$  を掛けた値に等しくなるという関係を用いれば、次式が得られる。

$$k^{(\ell+1)} = k^{(\ell)} \frac{\int f^{(\ell+1)} dx}{\int f^{(\ell)} dx} \quad (2.13)$$

(2.13)式は、核分裂ソース分布の積分値、すなわち核分裂により発生する全中性子数は、中性子増倍率に比例するという関係を表している。従って、核分裂ソース分布により中性子増倍率を過大に評価したり、あるいは過小に評価することが予想される。すなわち、核分裂により発生する全中性子数が多ければ中性子増倍率を大きめに算出し、逆にこれが少なければ中性子増倍率を小さめに算出する。

反復法により  $n$  回サイクルを繰り返すこととすれば、(2.12)式より、核分裂ソース分布は次式で表される (ここで、中間サイクル数表示記号  $(\ell)$  を  $(i)$  に変更している)。

$$f^{(n)}(x) = \prod_{i=0}^{n-1} \frac{1}{k^{(i)}} L^n f^{(0)} \quad (2.14)$$

積分演算子  $L$  に関する固有値方程式(2.9)は、次式を満足する固有関数  $f_m$  固有値  $k_m$  を有するものとする。

$$f_m = \frac{1}{k_m} L f_m, \quad k = k_1 > k_2 > k_3 > \dots \quad (2.15)$$

ソース反復法により中性子輸送方程式の解を求める場合、初期核分裂ソース分布は、これらの直交する固有関数を用いて次式のように展開できる。

$$f^{(0)} = \sum_l \alpha_l f_l \quad (2.16)$$

(2.14)式の右辺を展開することを考えて、(2.15)式を、(2.16)式に  $n$  回適用すれば、次式が得られる。

$$L^n f^{(0)} = \sum_l \alpha_l k_l^n f_l = \alpha_1 k_1^n f_1 + \alpha_2 k_2^n f_2 + \sum_{l>2} \alpha_l k_l^n f_l \quad (2.17)$$

(2.17)式を(2.14)式に代入して  $n$  サイクルに得られる核分裂ソース分布を求め、これを(2.13)式に代入すれば、 $(n+1)$ サイクルに得られる中性子増倍率が、次式に示すように求められる。ここで、 $n \rightarrow \infty$  とすれば、体系の固有値は、(2.15)式の最大固有値  $k_1$  に収束することとなる。

$$k^{(n+1)} = \frac{\int (\alpha_1 k_1^{n+1} f_1 + \sum_{l>1} \alpha_l k_l^{n+1} f_l) dr}{\int (\alpha_1 k_1^n f_1 + \sum_{l>1} \alpha_l k_l^n f_l) dr} \quad (2.18)$$

$$= k_1 \frac{\int (\alpha_1 f_1 + \sum_{l>1} \alpha_l \left(\frac{k_l}{k_1}\right)^{n+1} f_l) dr}{\int (\alpha_1 f_1 + \sum_{l>1} \alpha_l \left(\frac{k_l}{k_1}\right)^n f_l) dr} \rightarrow k_1 \quad (2.19)$$

次に、核分裂ソース分布は、(2.14)及び(2.17)式から導かれた次式により、 $n \rightarrow \infty$  とすれば、結局、基本モード分布に収束することが分かる。

$$\begin{aligned}
 f^{(n)}(x) &= \prod_{i=0}^{n-1} \frac{1}{k^{(i)}} L^n f^{(0)} & (2.20) \\
 &= \left(\frac{1}{k_1} L\right)^n f^{(0)} = \alpha_1 f_1 + \alpha_2 (\rho)^n f_2 + \sum_{l>2} \alpha_l \left(\frac{k_l}{k_1}\right)^n f_l \\
 &\rightarrow \alpha_1 f_1 \quad (n \rightarrow \infty)
 \end{aligned}$$

ここで、(2.19)式より、 $k^{(i)}$  を漸近値  $k_1$  で近似している。次に、ドミナンス比  $\rho$  が次式により定義される。

$$\rho = \frac{k_2}{k_1} \quad (2.21)$$

すなわちドミナンス比は、基本モードの核分裂ソース分布に対応する最大固有値の中性子増倍率に対する、2番目に大きい固有値の比として定義される。ソース反復法による臨界計算手法では、このドミナンス比の大きさが、最も遅い誤差項の減衰率を示す。ドミナンス比が1に近いほど、低次の誤差モードの減衰が遅く、収束するまでに多くの反復計算を要することになる<sup>2)</sup>。(2.20)式及び(2.21)式から明らかなように、ドミナンス比  $\rho$  が1に近いほど2次以降の誤差項の影響が無くなるまでに要する反復回数  $n$  が多く掛かることが分かる。

ドミナンス比が1に近い場合には、反復法による解の収束性が極端に悪くなり、ある  $n$  回の反復計算で一見収束しているように見える核分裂ソース分布が、正しい核分裂ソース分布とかけ離れたものとなっている時があり注意を要する。通常、核分裂ソース分布の収束性は、連続する2つのサイクル間の核分裂ソース分布の差の最大値を以って判断する。繰り返しサイクル数  $n$  における、この見かけの誤差  $a_n$  は、次式によって求められる。

$$\begin{aligned}
 a_n &= f^{(n)} - f^{(n-1)} & (2.22) \\
 &= \rho^{n-1} (\rho - 1) \alpha_2 f_2 + \sum_{l>2} \left[ \left(\frac{k_l}{k_1}\right)^{(n)} - \left(\frac{k_l}{k_1}\right)^{(n-1)} \right] \alpha_l f_l
 \end{aligned}$$

一方、真の誤差  $r_n$  は、次式によって与えられる。

$$r_n = \alpha_1 f_1 - f^{(n)} = -\alpha_2 (\rho)^n f_2 - \sum_{l>2} \alpha_l \left(\frac{k_l}{k_1}\right)^n f_l \quad (2.23)$$

$n$  が十分に大きく、3次項以降の誤差を無視し得るようになると、次式のようになる。

$$a_n = f^{(n)} - f^{(n-1)} \approx \rho^{n-1} (\rho - 1) \alpha_2 f_2 \quad (2.24)$$

$$r_n = \alpha_1 f_1 - f^{(n)} \approx -\alpha_2 (\rho)^n f_2 \quad (2.25)$$

$$\frac{\|r_n\|}{\|a_n\|} \approx \frac{\rho}{1 - \rho} \gg 1 \quad \text{for } 1 - \rho \ll 1 \quad (2.26)$$

従って、ドミナンス比  $\rho$  が 1 に近い場合には、真の誤差が見掛けの誤差に比べて（一見収束しているように見えるときでも）著しく大きいことがあるので、注意が必要である。

次に、体系の中性子増倍率の収束性を考える。(2.13)式に示すように、あるサイクルの中性子増倍率と核分裂ソース分布の領域内の積分値は比例関係にある。(2.24)及び(2.25)式を領域全体で積分すれば、中性子増倍率の引き続くサイクル毎での変動を表す次式が導かれる。ここで、 $\lambda$  は比例定数で、 $k$  は収束状態の中性子増倍率である。

$$k^{(n)} - k^{(n-1)} = \frac{1}{\lambda} \rho^{(n-1)} (\rho - 1) \alpha_2 \int f_2 dx \quad (2.27)$$

$$k - k^{(n)} = -\frac{1}{\lambda} \rho^{(n)} \alpha_2 \int f_2 dx \quad (2.28)$$

従って、核分裂ソース分布についても(2.26)式を用いて述べたのと同様な議論が、中性子増倍率のサイクル毎の変動に対しても述べることができる。すなわち、ドミナンス比が 1 に近い場合には、真の誤差が見掛けの誤差に比べて（一見収束しているように見えるときでも）著しく大きいことがあるので、注意が必要である。

さて、(2.24)及び(2.25)式を見ると  $\rho < 1$  なので両式は同符号であり、定数  $\alpha_2$  と空間位置の関数  $f_2$  の符号によって正負、すなわち解の収束の方向（サイクル増加に伴う核分裂ソース分布の増減の方向）が決まる。従って、空間位置、従って  $f_2$  の符号によってはこの方向が逆転する可能性も有る。 $\alpha_2$  は、(2.16)式に示すような反復計算の初期に推測によって与える初期核分裂ソース分布  $f^{(0)}$  を積分演算子の固有関数で展開したときの第 2 次展開項に現れる展開係数であり、その大きさは及び符号は  $f^{(0)}$  の推測精度に依存する。 $f^{(0)}$  が反復計算による収束解  $\alpha f_1$  に等しければ、そのまま収束していることとなり、 $\alpha_2$  は 0、従って(2.24)及び(2.25)式に示す変動項は 0 になる。一方、中性子増倍率の変化傾向を表す(2.27)及び(2.28)式を見ると上と同様に  $\rho < 1$  なので両式は同符号である。その正負は、関数  $\alpha_2 f_2$  の全体系にわたる積分値の符号によって決定される。(2.16)式の両辺を空間積分して見れば分かるように、 $f^{(0)}$  の空間積分値（サイクル計算の初期に推測によって与えられる体系内の全核分裂発生中性子数）が  $\alpha f_1$  の空間積分値（基本モードに収束したときの体系内の全核分裂発生中性子）より小さく推測されれば、3 次以降を無視すると後者を修正するように  $\alpha_2 f_2$  の積分値は負の符号を持つ。その結果、(2.27)及び(2.28)式は正の符号を持ち、 $k^{(n)}$  は  $n$  の増加とともに増大して収束値  $k$  に漸近することとなる。これの増減の早さはサイクル数  $n$  が多く進むほど、また、ドミナンス比  $\rho$  が 1.0 に近くなるほど緩慢になることは明らかである。以上は、(2.16)式展開の 3 次項以降の影響を無視し得るとした単純化した議論であるが、これにより大凡の傾向を把握できる。

### 2.3 核分裂マトリックスの導入と 2 ユニットセルモデルへの適用による固有値、固有ベクトルの傾向の把握

(2.9)式において、変数  $x$  の離散化を考えることとする。すなわち、解析的に表現した  $f(x)$  は、位置  $x$  の連続関数としての核分裂発生中性子密度であり、(2.9)は、固有値、固有関数の関係を表している。今、あるサイクルにおいて、セルごとに平均化したベクトル成分に変換することにすれば、セル  $j$  におけるベクトル成分は、決定論的手法によれば次式で表される。

$$\hat{f}_j^{(l)} = \int_{x \in j} f^{(l)}(x) dx \quad (2.29)$$

あるいは、モンテカルロ手法によれば、(2.29)式は、セル  $j$  内で核分裂により発生した全ての中性子の総和により表される。また、 $\mathbf{L}$  は、離散化された空間座標においては核分裂マトリックス  $\langle \mathbf{L} \rangle$  で表現することとなり、(2.9)式は、このようにして、次に示す固有値  $k$ 、固有ベクトル  $\hat{f}$  の関係式になる。

$$\hat{f} = \frac{1}{k} \langle \mathbf{L} \rangle \hat{f} \quad (2.30)$$

上で定義した核分裂マトリックス  $\langle \mathbf{L} \rangle$  は、モンテカルロ計算、拡散計算、 $S_n$  計算など種々の方法によって求められる。モンテカルロ計算では、複雑な幾何形状や核分裂性ユニット配列の体系に対して、空間メッシュを用いずに比較的精度よくマトリックス要素を求めることができる。その成分  $P_{i,j}$  は、次式に示すようにセル  $i$  で発生した中性子 1 個あたりのセル  $j$  で核分裂により発生する中性子の期待数として表現され、そのセルで核分裂により発生する中性子期待数（核分裂確率 (fission probability)）あるいは結合係数 (coupling coefficient) などと呼ばれる<sup>3)</sup>。

$$P_{i,j} = \frac{\text{セル } i \text{ で発生した中性子によるセル } j \text{ における核分裂発生中性子数}}{\text{セル } i \text{ で発生した中性子の総数}} \quad (2.31)$$

いま、簡単化のため、2 個の核分裂性物質セルからなる体系について考えよう。この場合、次式に示すように核分裂ソース分布  $\hat{f}$  は 2 成分のベクトルで表され、核分裂マトリックス  $\langle \mathbf{L} \rangle$  は 2x2 の行列として表される。

$$\hat{f} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

$$\langle \mathbf{L} \rangle = \begin{pmatrix} P_{1,1} & P_{2,1} \\ P_{1,2} & P_{2,2} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

(2.30)式に、(2.32)及び(2.33)を代入して、式を整理すれば次式が得られる。

$$k f_1 = P_{1,1} f_1 + P_{2,1} f_2 \quad (2.34)$$

$$k f_2 = P_{1,2} f_1 + P_{2,2} f_2 \quad (2.35)$$

$f_2 \neq 0$  のとき、 $f_1/f_2$  を  $x$  とおいて、上 2 式から  $k$  を消去すれば、次の  $x$  に関する 2 次方程式が得られる。

$$P_{1,2} x^2 + (P_{2,2} - P_{1,1})x - P_{2,1} = 0 \quad (2.36)$$

この 2 次方程式 ( $P_{1,2} \neq 0$ ) を解いて得られる根は 2 つ有って、以下のように表される。

$$x = \frac{-(P_{2,2} - P_{1,1}) \pm \sqrt{(P_{2,2} - P_{1,1})^2 + 4P_{1,2} \cdot P_{2,1}}}{2P_{1,2}} \quad (2.37)$$

また、(2.37)式で与えられる  $x$  を用いて(2.35)式から固有値  $k$  が次式のように与えられる。

$$k = P_{1,2} \cdot x + P_{2,2} \quad (2.38)$$

あるいは、

$$k = P_{1,1} + P_{2,1} \cdot (1/x) \quad (2.39)$$

すなわち、(2.37)式の 2 根のうち、大きい方 (分子の平方根の符号が正のもの) を  $x_1$ 、小さい方 (分子の平方根の符号が負のもの) を  $x_2$  ( $x_1 > 0 > x_2$ ) とすれば、これらは(2.30)式を満足する固有ベクトルを与え、対応する固有値を  $k_1$ 、 $k_2$  ( $k_1 > k_2$ ) とすれば、大きい方の  $k_1$  が基本モードに対応する最大固有値であり、小さい方の  $k_2$  が第 1 次高調波モードに対応する固有値となる。従ってドミナンス比  $\rho$  は、 $k_2/k_1$  で与えられ、(2.37)及び(2.38)式から次のように表すことができる。

$$\rho = \frac{(P_{1,1} + P_{2,2}) - \sqrt{(P_{1,1} - P_{2,2})^2 + 4P_{1,2} \cdot P_{2,1}}}{(P_{1,1} + P_{2,2}) + \sqrt{(P_{1,1} - P_{2,2})^2 + 4P_{1,2} \cdot P_{2,1}}} \quad (< 1.0) \quad (2.40)$$

ここで、各セルの自己結合係数の差  $\Delta P = |P_{1,1} - P_{2,2}|$  と、2 個の相互結合係数の積  $P_{1,2} \cdot P_{2,1}$  の大きさを比較した場合分けについて、以下に論じる。

(1)  $(\Delta P)^2 \gg 4P_{1,2} \cdot P_{2,1}$  の場合、

これは、隔離距離が増大するなどによりセル 1 とセル 2 の相互間に行き来する中性子が殆ど無くなる場合である。(2.40)式から、 $\rho = P_{1,1}/P_{2,2}$  あるいは  $\rho = P_{1,1}/P_{2,2}$  が導かれる。すなわち、ドミナンス比  $\rho$  は  $P_{1,1}$  と  $P_{2,2}$  の比で表される。典型的な例として、第 2 章 2.1 節に述べたプルトニウム球の 9x9x9 立法配列体系に関する Whitesides の問題について説明すれば、この問題は基本的には中性子サンプリング数で解決する問題と考えられるが、全て

のプルトニウム球の核種組成が同一ならばドミナンス比  $\rho$  が 1 に等しく、既に述べたように収束緩慢性の問題が生じることになる。そこで、中央の球の反応度を高めて臨界となるようにして始めてドミナンス比  $\rho$  が 1 より小さくなり、実用計算時間範囲で問題の収束解が得られることになる。ただし、この場合、中性子サンプリング数を十分に多く（上記の 2 ユニット問題でいえば  $P_{1,2}$  及び  $P_{2,1}$  が精度良く求められる程度に）取る必要があることはいうまでもない。2 個のユニットセルに分配される核分裂発生中性子数の比  $x$  は、(2.37)式及び  $f_2/f_1$  を  $x$  とおいた類似の式から  $P_{1,1}$  と  $P_{2,2}$  の大小関係により、 $(P_{1,1} - P_{2,2})/P_{1,2}$  あるいは  $(P_{2,2} - P_{1,1})/P_{2,1}$  で近似的に求められる。これから、 $P_{1,2}$  あるいは  $P_{2,1}$  値が小さいほど一方のユニットの方へ偏った配分の中性子数分布となることが分かる。

相互結合係数が等しく 0 と見なしてよい場合には、(2.36)式において、 $P_{1,2} = P_{2,1} = 0$  とおいて、次式が導かれる。

$$(P_{1,1} - P_{2,2})x = 0 \quad (2.41)$$

ここで、2 個のセルが等しい自己結合係数を持つとき、すなわち弱結合の相互干渉対称系の場合には  $P_{1,1} - P_{2,2} = 0$  となり、 $x$  は任意の値をもつ。従って、セル 1 とセル 2 はそれぞれ別個の核分裂ソース分布を有することが許される。ただし、固有値は、(2.38) あるいは (2.39)式から  $P_{1,1} (= P_{2,2})$  として定まる。この場合、ドミナンス比  $\rho$  が 1 に等しくなり、核分裂ソース分布の収束値を得ることは困難となる。

一方、2 個のセルの自己結合係数が等しくないときには、(2.41)式において、 $(P_{1,1} - P_{2,2}) \neq 0$  となり、 $x$  は 0 となる。すなわち、一方のセル内の核分裂ソースが 0 になる場合がありうる。このことを元の式に立ち帰って調べて見ると、セル間の距離が十分に大きく 2 個のセル相互間の中性子相互作用が無視できる場合には、(2.33)式は次のようになる。

$$\langle \mathbf{L} \rangle = \begin{pmatrix} P_{1,1} & 0 \\ 0 & P_{2,2} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

また、片方のセルにのみ中性子が発生する場合には、(2.32)式で  $f_1$  あるいは  $f_2$  の一方が 0 となり、次式で表される 2 個の固有ベクトルが別個に考えられる。

$$\hat{f} = \begin{pmatrix} f_1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$$\hat{f} = \begin{pmatrix} 0 \\ f_2 \end{pmatrix} \quad (2.44)$$



これらの固有ベクトルは直交しており、(2.43)あるいは(2.44)式を(2.30)式に代入してみると分かるように、異なる固有値  $k_1$  または  $k_2$  が次式のように得られる。

$$k_1 = P_{1,1} \quad (2.45)$$

$$k_2 = P_{2,2} \quad (2.46)$$

すなわち、自己結合係数  $P_{1,1}$  あるいは  $P_{2,2}$  の大きいほうの値によって全体系の最大固有値すなわち、中性子増倍率  $k$  が求められる。また、この場合、ドミナンス比  $\rho$  は  $k_1/k_2$  で与えられる。

(2)  $4P_{1,2} \cdot P_{2,1} \gg (\Delta P)^2$  の場合、

セル1とセル2の自己結合係数が等しく ( $P_{1,1} = P_{2,2}$ ) なるときは、(2.40)式から、

$$\rho = \frac{P_{1,1}(\text{or } P_{2,2}) - \sqrt{P_{1,2} \cdot P_{2,1}}}{P_{1,1}(\text{or } P_{2,2}) + \sqrt{P_{1,2} \cdot P_{2,1}}} \quad (< 1.0) \quad (2.47)$$

が導かれ、ここで、 $y = \frac{\sqrt{P_{1,2} \cdot P_{2,1}}}{P_{1,1}(\text{or } P_{2,2})}$  とおけば、 $\rho = \frac{1-y}{1+y}$  となり、 $y = 0.01$  のとき

ドミナンス比  $\rho$  が 0.98 程度である。

次に、(2.37)式によって、セル1とセル2の核分裂ソースの比  $x$  が求められる。

$$x = \pm \sqrt{\frac{P_{2,1}}{P_{1,2}}} \quad (2.48)$$

(2.48)式で正の符号を持つ  $x$  が基本モードの核分裂ソース分布を与え、最大固有値は(2.38)あるいは(2.39)式から、次式で与えられる。

$$k_{\max} = P_{1,1}(\text{or } P_{2,2}) + \sqrt{P_{1,2} \cdot P_{2,1}} \quad (2.49)$$

## 2.4 核分裂マトリックスの収束性加速への応用

モンテカルロ法では、サイクル毎に核分裂マトリックスを求めて、これから $k_{\text{eff}}$ 固有値及び固有ベクトルを求めることも可能である。しかしながら、このようにして求められた固有値、固有ベクトルはサイクルに割り当てられた比較的少ない数の中性子ヒストリー数に基づいているため計算精度が悪くなる可能性がある。すなわち、M個のセルからなる体系の統計計算の精度に比べて、核分裂マトリックスの確率計算では $M^2$ 個の要素を計算するためのヒストリーが必要であり、サイクルあたりのヒストリー数を一定と考えると、各セルに配分される中性子数による核分裂ソース分布計算の精度に比べて、マトリックス各要素の計算に配分される中性子数従って固有値 $k_{\text{eff}}$ の計算では、ほぼ二乗に反比例して精度が悪くなる。従って、精度良く核分裂マトリックスを求めようとする、ヒストリー数を充分に取る必要がある。従って、モンテカルロ法で核分裂マトリックスを計算して、その固有値、固有ベクトルから体系の核分裂ソース分布及び中性子増倍率を求める方法は、計算精度を向上させるためヒストリー数を多く取らなければならない。従って、一般には、モンテカルロ計算のサイクル毎に中性子ヒストリーを追跡して $k_{\text{eff}}$ 計算値を求め、多数のサイクルにおけるこれらの値の累積平均値とした体系の中性子増倍率を求める方法が採用される。

しかしながら、核分裂マトリックスの各成分そのものは、直接に確率として与えられるため、比較的精度よく近似的に求められると考えられる。従って、モンテカルロ法計算による核分裂ソース分布が未収束の段階では、核分裂マトリックスの固有ベクトルを用いてモンテカルロ法計算による核分裂ソース分布を補正することにより、収束性を改善することができる。この場合、核分裂マトリックス計算精度を上げるためのヒストリー数の増加も有効と考えられ、この場合、計算時間の増大を避けるためにも、モンテカルロ法によるサイクル反復計算初期の数回のサイクルでマトリックス補正計算を終了することが望ましい。

なお、核分裂マトリックスの固有値、固有ベクトルを求める方法では、第2章2.3節で述べたような中性子相互作用の小さい、反応度の大きさが同等の体系では、解析的に求められた固有ベクトルが特異な振る舞いをするすることがあり、注意が必要である。

### 3 MCNPモンテカルロ計算コードへのマトリックス固有ベクトル計算と 収束加速計算手順の附加

多群モンテカルロコードKENO-IV<sup>4)</sup>及びそれ以降のバージョンに標準的に装備されているマトリックス固有ベクトル計算機能は、ひとつには $k_{\text{eff}}$ を求めるための標準的なサイクル反復計算機能の代替として用意されている。そこでは、格子セル体系のような核分裂性物質を多くの空間領域に分割して、各サイクルでのモンテカルロ法による中性子追跡計算において、セル $j$ で前回のサイクルで発生した核分裂中性子の一つ一つに対して、別のセル $i$ で発生した核分裂ウェイトを記録し、これらを集計することにより、核分裂マトリックス $\langle L \rangle$ の各要素を求める。これから、固有値方程式 (2.30) を解いて固有ベクトル及び固有値を求める。

KENO-IVコードを改良して任意のサイクルでマトリックス計算が行えるようにし、Whitesides<sup>2)</sup>提案の核分裂性物質球の格子体系を模擬して単純化したウラン金属の $3 \times 3 \times 1$ 及び $5 \times 5 \times 1$ の格子体系に対して、マトリックス固有ベクトル計算で得られる核分裂ソース分布を基に、モンテカルロ法で得られる核分裂ソース分布を補正した例では、この方法の有効性が示されている<sup>3)</sup>。

本報告では、連続エネルギーモンテカルロ法計算コードMCNP-4B<sup>6)</sup>を用いて KENO-IVに組み込まれている方式とは異なり、次に示すような、モンテカルロ法中性子追跡過程とは独立したマトリックス計算を行い、これから固有値、固有ベクトル計算により求めたセル単位の核分裂ソース分布を基に、モンテカルロ法による核分裂ソース分布を補正する。具体的には、次に示す手順に従う。

- (1) モンテカルロ法計算の開始。
- (2) 指定された間隔のサイクルに到達したとき、核分裂マトリックス計算の実行。
- (3) マトリックス計算により求められる固有ベクトルの各要素の値(中性子数)を用いて、モンテカルロ法による各領域核分裂ソース分布を補正。この場合、前のサイクルで決められた核分裂中性子発生位置に、固有ベクトルの中性子数を重複を許して順次割り当てる。途中で中性子数が無くなったときは、そこで割り当てを終了する。このようにして各中性子発生位置に割り当てる中性子数に違いが生じて、元々この中性子発生位置はランダムに決められたものであり、以降の統計計算への影響は少ない。
- (4) 補正された核分裂ソース分布を用いたモンテカルロ法計算の実行。
- (5) 以上(2)から(4)の繰返し計算。

これらの計算フローを線図にして示したものが図3-1(ブロック図)である。

ここに示すように、本計算手法の特徴は、指定されたサイクルにおいてモンテカルロ法計算に入る前に、核分裂マトリックスを求める点に有る。図3-2には関連するファイルの流れも示してある。

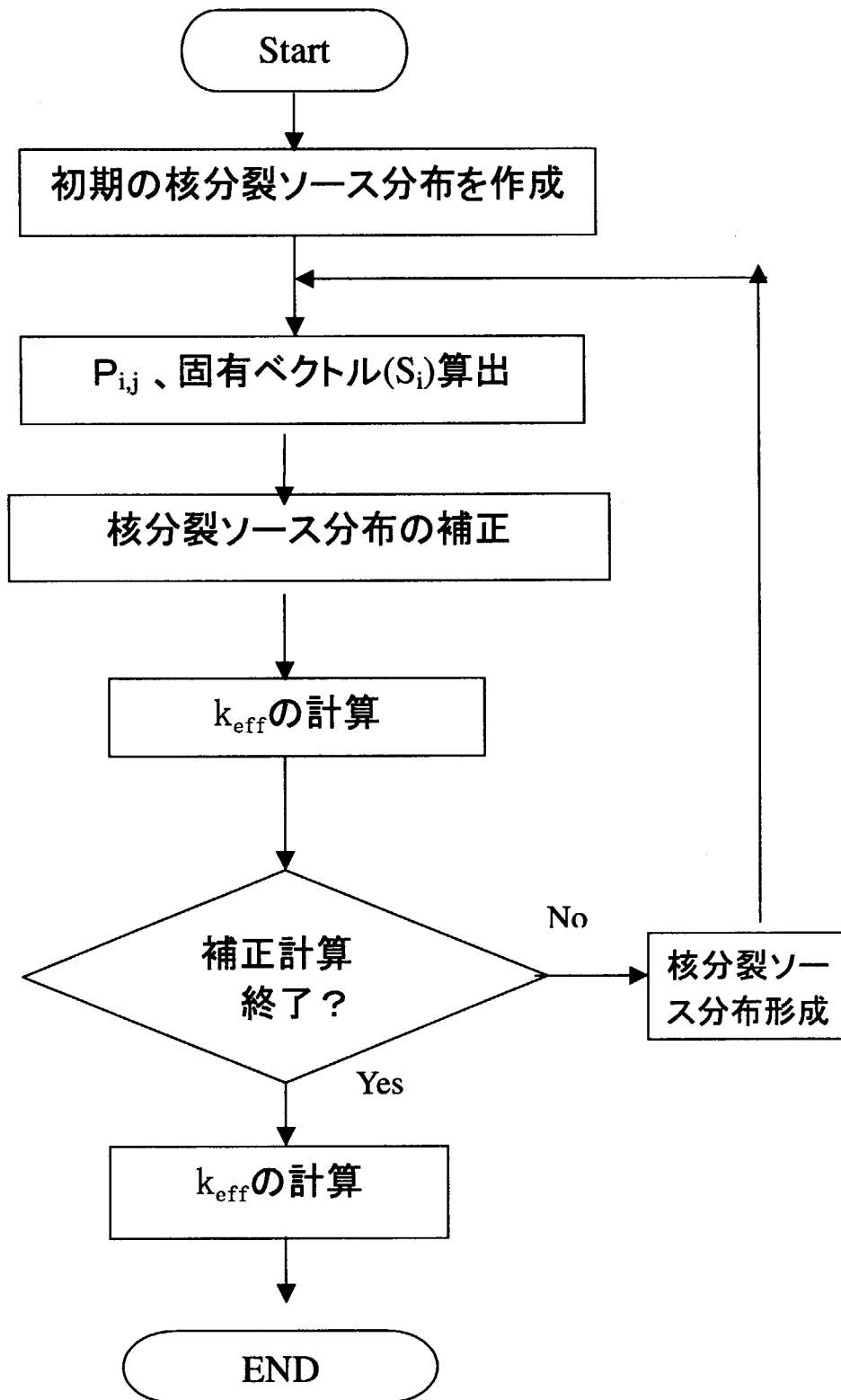


図3-1 ブロック図

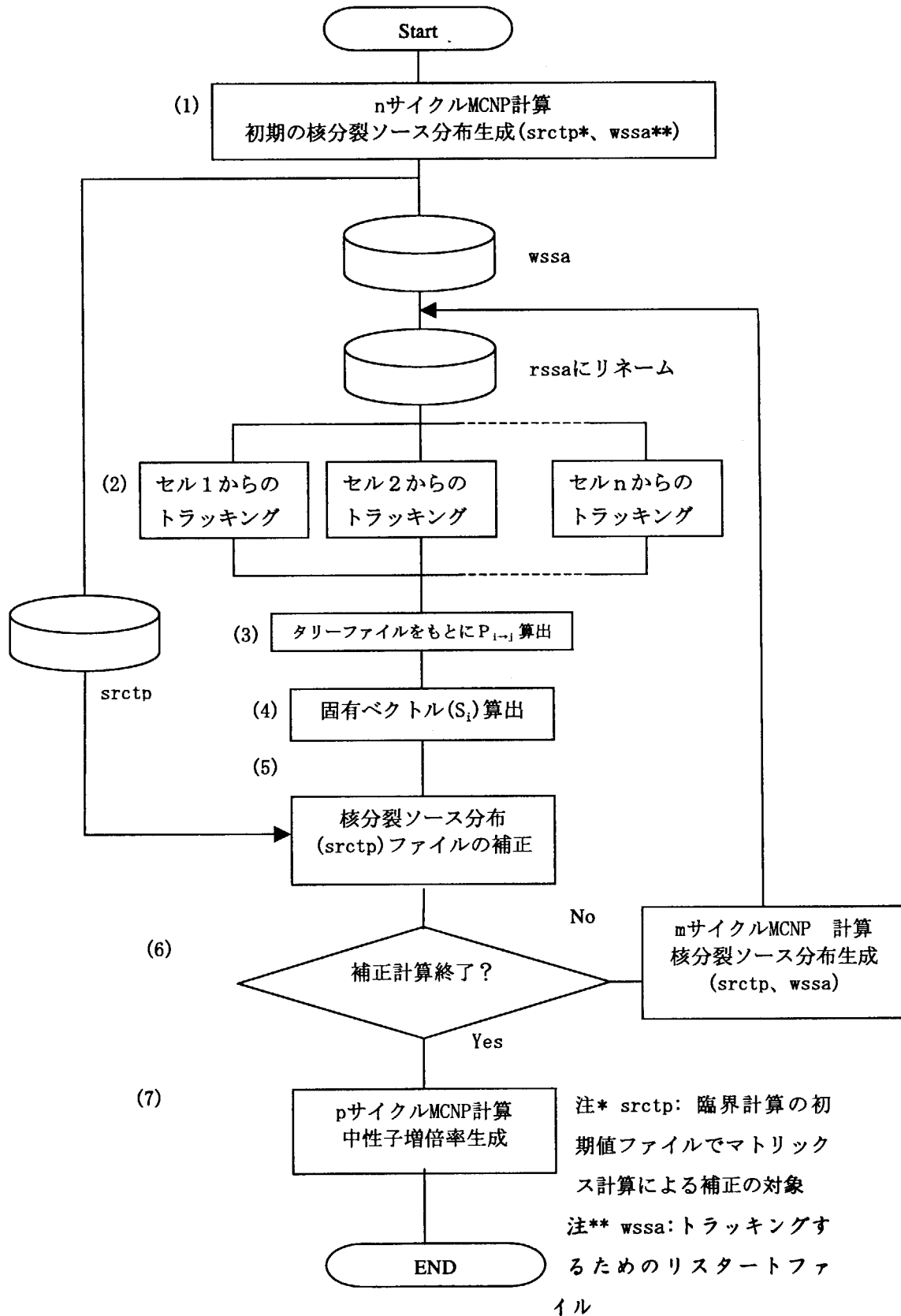


図 3-2 計算の流れ

#### 4. サンプル問題体系

OECD/NEA臨界安全ワーキングパーティでは、国際協力によって臨界安全に関わる種々の課題解決を図っている。ここでは、臨界解析収束性ベンチマーク用サンプル問題として我が国から提案された次に示す2問題について、本作業によって新たに収束性機能を追加したMCNP4Bコードを適用し、計算機能の確認を行う。モンテカルロ計算に組み合わせる核データライブラリーはJENDL-3.2ベースのFSXLIB-J3R2とする。

##### 4.1 燃料棒無限配列体系

計算対象は、水中での水平方向無限配列のピンセル体系であり、垂直方向の水反射体外側は真空境界としている。図4-1に幾何形状モデルを示す。これを見ると分かるように軸方向はエンドプラグで挟まれた燃料領域が9分割されていて、それぞれの領域で異なる燃料組成が与えられている。これらの燃料組成は、濃縮度の異なる新燃料あるいは燃焼度の異なる燃焼燃料に対応するものとしてモデル化されている。ここでは、表4-1-1に示すような、濃縮度の異なる新燃料組成の領域を高濃縮度側が軸方向の上下端部方向に分布するように配置したcase1-1からcase1-3までと、使用済燃料の燃焼度分布を模擬した高燃焼度領域が軸方向中央部に配置したcase2-1からcase2-3までを対象とする。表4.1.2(a)に、濃縮度4.5%、4.0%及び天然のウラン燃料と被覆管、エンドプラグ及び軽水の原子個数密度を示す。また、表4.1.2(b)には、燃焼度を21, 24, 30, 40, 55GWD/MTUの燃焼燃料の核種同位体組成の原子個数密度を示す。

なお、表4-1-1に示すように、モンテカルロ(MC)計算条件は、サイクル毎の中性子発生数は10000、核分裂ソース分布生成のための初期サイクル数は110、核分裂マトリックス固有ベクトルによる補正サイクル数間隔が30、補正回数3回、中性子増倍率の統計計算の精度を上げるための後続サイクル数は100(補正サイクルを含む)である。また、MC計算の初期核分裂ソース分布は、セル毎に等しい数だけ割り当てることにした。従って、各セルの長さが燃料ピンの上下両端に近づくほど極端に短くなるように取られているため、軸方向核分裂ソース分布は、中央部分の中性子数が少なく、上下両端方向に急峻に立ち上がった分布形状となる。通常の使用済燃料の軸方向燃焼度分布は、中央部分で燃焼度が高く上下両端部分の燃焼度が低い(両端に行くほど反応度が高い)分布となっているため、このMC計算の初期核分裂ソース分布は、既に予想される基本モードの分布に近いものが与えられたと考えられる。

表 4-1-1 軸方向核種組成分布を有する燃料棒の水平方向無限配列体系計算ケース

軸方向領域	case1-1	case1-2	case1-3	case2-1	case2-2	case2-3
セル番号	燃料タイプ	燃料タイプ	燃料タイプ	燃料タイプ	燃料タイプ	燃料タイプ
1	EU45	EU45	EU45	B21G	B21G	B21G
2	EU45	EU45	EU45	B24G	B24G	B24G
3	EU45	EU45	EU45	B30G	B30G	B30G
4	EU45	EU45	EU45	B40G	B40G	B40G
5	NU	NU	NU	B55G	B55G	B55G
6	EU45	EU40	EU45	B40G	B55G	B40G
7	EU45	EU40	EU45	B30G	B40G	B30G
8	EU45	EU40	EU40	B24G	B30G	B30G
9	EU45	EU40	EU40	B21G	B24G	B24G
MC計算条件*						
ヒストリ数/サイクル	10000	10000	10000	10000	10000	10000
初期サイクル n	110	110	110	110	110	110
補正サイクル m	30x3回	30x3回	30x3回	30x3回	30x3回	30x3回
後続サイクル p	100	100	100	100	100	100
サイクル数合計	300	300	300	300	300	300

注\*) n、m、pなどは、図3-2を参照のこと。

表 4-1-2(a) UO<sub>2</sub> 燃料及び減速材の原子個数密度 (atoms/barn/cm)UO<sub>2</sub> 新燃料

燃料タイプ	EU45	EU40	NU
	4.5wt% <sup>235</sup> U 濃縮	4.0wt% <sup>235</sup> U 濃縮	天然組成ウラン
U-234	8.4100E-06	7.5481E-06	1.2757E-06
U-235	1.0526E-03	9.3949E-04	1.6700E-04
U-236	6.4752E-06	0.0000E+00	0.0000E+00
U-238	2.2042E-02	2.2256E-02	2.3026E-02
O	4.6219E-02	4.6405E-02	4.6388E-02
total	6.9328485E-02	6.9608038E-02	6.9582276E-02

## 被覆管及びエンドプラグ(Zr-4)

Cr	7.5891E-05
Fe	1.4838E-04
Zr	4.2982E-02
total	4.3206271E-02

## 軽水(25°C)

H	6.6658E-02
O	3.3329E-02
total	9.9987000E-02

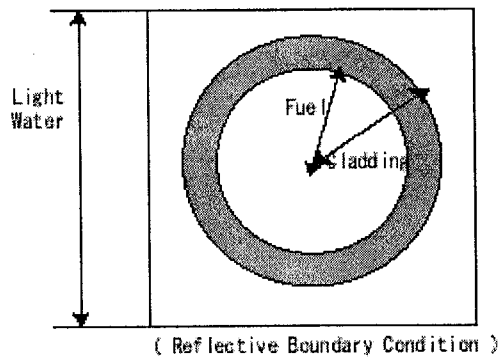


表4-1-2(b) 燃料組成の原子個数密度(atoms barn/cm)

燃料タイプ	B21G	B24G	B30G	B40G	B55G
	4.5wt%U235 21.57GWD/MTU	4.5wt%U235 24.023GWD/MTU	4.5wt%U235 30.58GWD/MTU	4.5wt%U235 40.424GWD/MTU	4.5wt%U235 54.605GWD/MTU
U-234	92234.37c	6.4862E-06	5.7868E-06	5.1152E-06	4.3280E-06
U-235	92235.37c	5.6757E-04	4.2455E-04	3.0002E-04	1.7108E-04
U-236	92236.37c	9.4556E-05	1.0155E-04	1.1763E-04	1.4897E-04
U-238	92238.37c	2.1732E-02	2.1693E-02	2.1585E-02	2.1142E-02
Pu-238	94238.37c	1.1322E-06	1.4876E-06	2.7262E-06	1.0471E-05
Pu-239	94239.37c	1.2591E-04	1.3161E-04	1.4249E-04	1.5300E-04
Pu-240	94240.37c	2.6395E-05	2.9965E-05	3.9140E-05	6.5540E-05
Pu-241	94241.37c	1.3614E-05	1.5953E-05	2.1863E-05	2.9175E-05
Pu-242	94242.37c	2.2623E-06	3.0335E-06	5.6472E-06	1.0893E-05
Am-241	95241.37c	4.0266E-06	4.7603E-06	6.6579E-06	9.0866E-06
Am-243	95243.37c	2.6222E-07	3.9809E-07	9.7353E-07	2.5108E-06
Np-237	93237.37c	6.8089E-06	7.9041E-06	1.0948E-05	1.5602E-05
Mo-95	42095.37c	3.1530E-05	3.4781E-05	4.3130E-05	5.4806E-05

表4-1-2(b) 燃料組成の原子個数密度(atoms barn/cm)---続き

Tc-99	43099.37c	3.0319E-05	3.3465E-05	4.1531E-05	5.2746E-05	6.6975E-05
Ru-101	44101.37c	2.7452E-05	3.0548E-05	3.8751E-05	5.0881E-05	6.7875E-05
Rh-103	45103.37c	1.7260E-05	1.9008E-05	2.3371E-05	2.9057E-05	3.5406E-05
Ag-109	47109.37c	1.8879E-06	2.2230E-06	3.1774E-06	4.7134E-06	6.9836E-06
Cs-133	55133.37c	3.3140E-05	3.6549E-05	4.5257E-05	5.7263E-05	7.2263E-05
Sm-147	62147.37c	6.4488E-06	6.9339E-06	8.0315E-06	9.2075E-06	1.0106E-05
Sm-149	62149.37c	1.9390E-07	1.9611E-07	1.9935E-07	1.9993E-07	1.9259E-07
Sm-150	62150.37c	7.1174E-06	8.0472E-06	1.0496E-05	1.3997E-05	1.8627E-05
Sm-151	62151.37c	5.7531E-07	6.0064E-07	6.6160E-07	7.3765E-07	8.1779E-07
Sm-152	62152.37c	3.0178E-06	3.3473E-06	4.1844E-06	5.3316E-06	6.7637E-06
Nd-143	60143.37c	2.5793E-05	2.8067E-05	3.3502E-05	3.9984E-05	4.5992E-05
Nd-145	60145.37c	1.8633E-05	2.0504E-05	2.5263E-05	3.1783E-05	3.9892E-05
Eu-153	63153.37c	2.0026E-06	2.3329E-06	3.2546E-06	4.6705E-06	6.5858E-06
Gd-155	64155.37c	1.1986E-07	1.4386E-07	2.2155E-07	3.6871E-07	6.0862E-07
O	8016.37c	4.6219E-02	4.6219E-02	4.6219E-02	4.6219E-02	4.6219E-02
total		6.9005514E-02	6.8967317E-02	6.8863444E-02	6.8702978E-02	6.8459070E-02



Fuel = 0.412cm  
 Cladding = 0.475cm  
 Light Water = 1.33cm

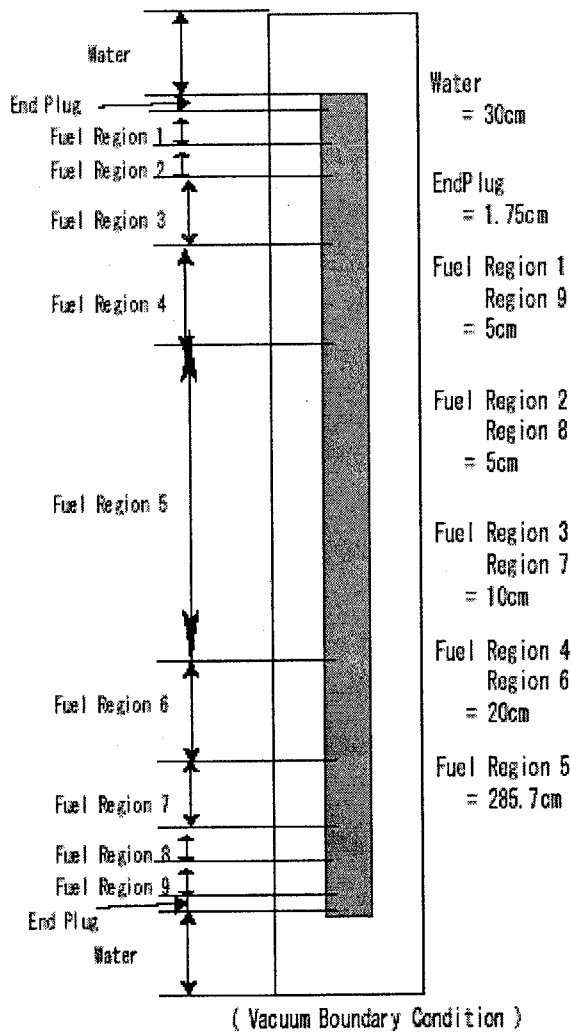


図 4-1 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系幾何形状モデル

4.2 水隔離2平板状燃料体系

計算対象は、厚さが有限でそれに垂直な方向が無限に広がる形状寸法を有する2個の平板状燃料ユニットが対面して配列し、間にある軽水によって核的に隔離された体系である。図4-2に幾何形状モデルを示す。これを見ると分かるように、水隔離材及び左右の平板状燃料ユニットの厚さはケースごとに可変となっている。本報告では、OECD/NEAで提案されたものをベースにした表4-2-1に示すような、左右にある燃料ユニット1及び2の厚さ、及び水隔離材の厚さをパラメータとする11ケースを計算の対象とする。これを見ると分かるように、右側の燃料ユニット2の厚さが左側の燃料ユニットの厚さに等しい対称系の場合と、左側の厚さがより少ない非対称系の場合が含まれる。表4-2-2に、燃料及び軽水の原子個数密度を示す。

なお、表4-2-1の備考欄及び脚注に示してあるように、モンテカルロ法 (MC) 計算のサイクルあたり中性子発生数は、Case 1からCase 3に対して10000、Case 4からCase 11に対して1000とした。その他のMC計算条件は、無効サイクル数：50、有効サイクル数：350 (補正サイクルを含む)、マトリックス計算補正のサイクル数間隔：10とする。各Caseの初期核分裂ソース分布としては、両側のセルで同時に発生させる場合 (補正無し) と、マトリックス固有ベクトル計算補正の効果を際立たせるため、対面した2個のセルのうち反応度の低い右側のセルにのみ中性子発生を仮定した場合 (補正無しと補正有り) で計算が行われ、 $k_{eff}$  計算結果及び固有ベクトル成分のサイクル毎の変化を比較した。

(上下方向境界：鏡面反射)

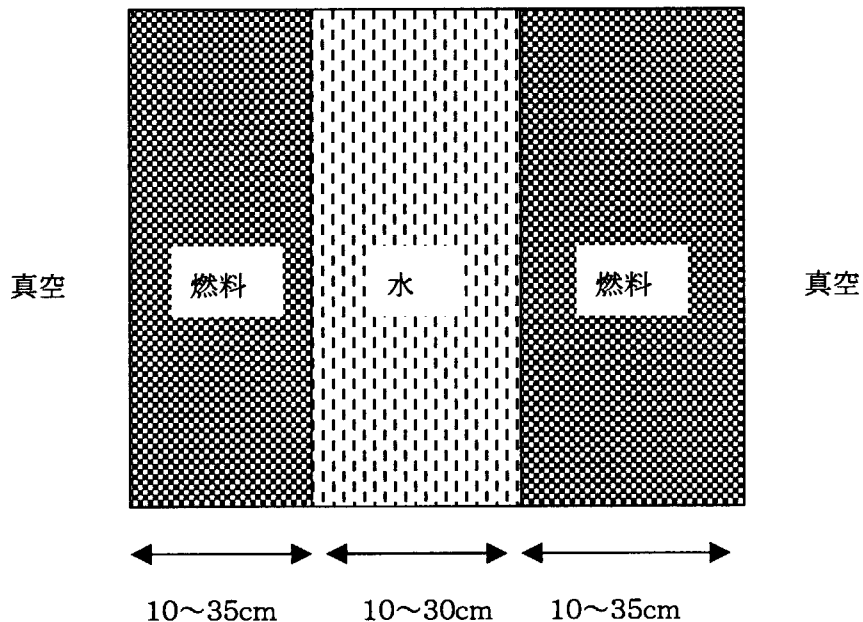


図 4-2 水隔離2平板状燃料ユニット体系幾何形状モデル

表4-2-1 水隔離2平板状燃料ユニット体系計算ケース

ケース 番号	燃料ユニット板厚		水ギャップ (cm)	モンテカルロ計算条件* ヒストリー/サイクル
	#1(cm)	#2(cm)		
Case1	35.0	35.0	30.0	10000
Case2	35.0	20.0	30.0	10000
Case3	35.0	20.0	20.0	10000
Case4	35.0	30.0	10.0	1000
Case5	35.0	25.0	10.0	1000
Case6	10.0	10.0	10.0	1000
Case7	35.0	35.0	10.0	1000
Case8	20.0	20.0	10.0	1000
Case9	20.0	18.0	10.0	1000
Case10	20.0	15.0	10.0	1000
Case11	20.0	12.0	10.0	1000

注) その他のモンテカルロ計算条件 (共通)

初期サイクル数	50
補正サイクル数	10×10回
後続サイクル数	250
サイクル数合計	400

表 4-2-2 燃料及び隔離材の原子個数密度(atom/barn/cm)

硝酸ウラニル水溶液(300gU/L、遊離硝酸濃度 1Mol/L)

H	5.9347E-02
N	2.1220E-03
O	3.7258E-02
U-235	7.6864E-05
U-238	6.8303E-04
Total	9.9486894E-02

軽水(25°C)

H	6.6658E-02
O	3.3329E-02
Total	9.9987000E-02

## 5. 計算結果

## 5.1 燃料棒無限配列体系

表 4-1-1 に示す 6 ケースについて、マトリックス固有ベクトルによるモンテカルロ計算核分裂ソース分布補正を 3 回行って収束状況を調べた。表 5-1-1 から表 5-1-6 までに結合係数及びマトリックス固有値を各回のマトリックス補正サイクルに対して示す。これを見ると、中性子結合係数のマトリックス要素の算出結果のうち、上下両端部セル領域の相互間には中性子の結合がないこと、すなわち相互間結合係数  $P_{ij}$  (領域  $i$  で発生した中性子が領域  $j$  に到達して核分裂を起こす割合で  $i \neq j$ ,  $i < 5$  and  $j > 5$  または、 $i > 5$  and  $j < 5$ ) の値がゼロとなっていることが分かる。すなわち、燃料ピン軸方向中央部のセルの長さが 285.7cm であり、上下両端部の 10cm 以下の長さのセル領域に比べて極端に長く、上下両端部は中央部領域によって 2 つの隔離された領域に分割されていると言うことができる。従って、この燃料棒の軸方向の中性子相互干渉は弱結合であり、第 2 章で考察を行った 2 成分系の核分裂マトリックス固有ベクトルを対象とした議論が適用されるものと考えられる。

この体系の幾何形状計算モデルでは、使用済燃料の軸方向核種組成分布を模擬するため、燃料棒の軸方向のセル領域長は、燃焼度変化が急峻な両端に近くなるほど極端に短くなるように設定した(図 4-1 に示すように、軸方向中央部最長 285.7cm のセルの上下両端に 20cm, 10cm, 5cm, 5cm と領域が短くなるセルを配置した)。一方、初期核分裂ソース分布は各セル領域に均等に中性子発生数を割り当てたため、燃料棒の上下両端に近くなるほど中性子数が密な分布型となる。従って、初期核分裂ソース分布としては、元々、使用済燃料棒モデルでの臨界計算において予想される、上下両端部分にピークを有する収束解に近い分布となっていたものと考えられる。また、核分裂ソース分布形成のための初期サイクル数は 110 と比較的多く取ったため、核分裂マトリックス固有ベクトルによる補正開始前に既に収束解に近い核分裂ソース分布が形成されると見ることができる。このことは、図 5-1-1 から図 5-1-6 までに示したモンテカルロ法によるサイクル毎の  $k_{\text{eff}}$  計算値のサイクル毎の傾向、及びその補正有り無しの場合での違いを見れば明らかである。むしろ、これらの図から  $k_{\text{eff}}$  計算値の収束解への漸近傾向を見れば、図 5-1-5 に示す case2-2 の例外を除いて、補正による加速の効果が現れているというよりは、核分裂マトリックス固有ベクトルが精度よく求められないために核分裂ソース分布の修正の効果が、収束とは逆方向に現れていると見なすことができる。

濃縮度の異なる新燃料組成の高濃縮領域を軸方向の上下端部方向に分布するように配置した case1-1 から case1-3 までの  $k_{\text{eff}}$  計算値の傾向を見ると、これが初期には低く、サイクル数が増えるにつれ  $k_{\text{eff}}$  計算値は増加し一定の値に漸近して行く。一方、実際の使用済燃料の燃焼度分布を模擬した高燃焼度領域を軸方向中央部に配置した case2-1 及び case2-3 の  $k_{\text{eff}}$  計算値の傾向を見ると、これが初期には高く、サイクル数が増えるにつれ  $k_{\text{eff}}$  計算値は減少し一定の値に漸近して行く。この違いは、各セル領域の核種組成は濃縮度の異なる新燃料

組成を軸方向に配した case1-1 から case1-3 までと、使用済燃料の燃焼度分布を模擬した case2-1 から case2-3 までの核分裂性物質の量の違い（表 4-1-2(b)及び表 4-2-2 の  $^{235}\text{U}$  の原子個数密度を比較して見れば分かるように、前者は後者より 2 倍以上多い）や、核分裂生成物を含むか否かによって反応度が量的に異なっており、第 2 章 2.2 節後半の議論で述べたように、case1-1 から case1-3 の新燃料組成の場合には初期に設定した核分裂ソース分布が初期の  $k_{\text{eff}}$  を過小評価し、case2-1 から case2-3 までの使用済燃料を模擬した燃料棒モデルの場合には初期に設定した核分裂ソース分布が初期の  $k_{\text{eff}}$  を過大評価するために、サイクル数増加に伴う  $k_{\text{eff}}$  計算値の傾向が異なると考えられる。これらの図に見られる初期サイクルの  $k_{\text{eff}}$  計算値の急激な増減は、軸方向各領域での平坦な中性子束分布の初期設定によるものであろう。この分布が数サイクルでなめされる（各領域境界で連続となる）ので、それ以降は上下端部の弱結合により比較的緩慢に  $k_{\text{eff}}$  計算値が推移するものと思われる。

核分裂ソース分布のサイクル毎の収束状況については、case1-1 から case1-3 までと case2-1 及び case2-3 に示した補正回数毎の固有ベクトルの変化及び  $k_{\text{eff}}$  計算値のサイクル毎の変遷を見れば分かるように、分布形成のために計算した初めの 110 サイクルまでにほぼ収束に近い状態、すなわちほぼ対称分布であるが上部が下部に比較して少し高い核分裂ソース分布に到達しているものと考えられる。

これらの計算結果とは異なる傾向を示したのが case2-2 である。図 5-1-5 に示すように、 $k_{\text{eff}}$  計算値のサイクル毎の変遷では、初めの数サイクルで多少の減少傾向を見せた後に増加傾向に転じ、110 サイクルを超えても漸増している。同様に、固有ベクトルの変化を見ると第 1 回目こそ下部のセル領域に中性子が少し発生しているが、第 2 回目及び第 3 回目の補正においては、上部セル領域に中性子発生が集中している。この case2-2 では、表 4-1-1 を見ると分かるように、燃焼度が高く反応度の低い下部セル領域と燃焼度が比較的強く反応度の高い上部セル領域からなる非対称分布を構成しており、第 2 章 2.3 節の理論的考察に述べた、2 個の核分裂性物質セルの反応度が等しくなくかつ 2 個のセル間の中性子相互作用が無視できる場合に相当する。すなわち、収束解の核分裂ソース分布は、燃料棒上端部に局在した分布形になると予想され、初期に与えた両端部にピークを有する核分裂ソース分布は  $k_{\text{eff}}$  計算値を過小評価するために、サイクル毎に収束分布に向けた漸増傾向が現れている。この場合、図 5-1-5 に見るように、 $k_{\text{eff}}$  算値のサイクル毎の増加の割合は緩慢であり、110 サイクルを超えてからの固有ベクトルの補正による加速効果が少し認められる。

表5-1-1 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系: case1-1 セル結合係数 $P_{ij}$ 及びマトリックス固有値

case	ヒストリ/サイクル	補正サイクル 間隔	補正回数	結合係数																			最大 固有値 Keff	
				$P_{11}$	$P_{12}$	$P_{13}$	$P_{14}$	$P_{15}$	$P_{16}$	$P_{17}$	$P_{18}$	$P_{19}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$	$P_{25}$	$P_{26}$	$P_{27}$	$P_{28}$	$P_{29}$			
case1-1	10000	30	1	$P_{11}$	5.91E-01	2.85E-01	1.87E-01	3.43E-02	6.20E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.34967		
				$P_{21}$	3.68E-01	4.14E-01	4.44E-01	9.26E-02	1.45E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{31}$	1.17E-01	2.16E-01	7.15E-01	3.88E-01	5.53E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				$P_{41}$	1.18E-02	2.51E-02	2.07E-01	1.06E+00	1.06E-01	1.57E-01	3.58E-03	4.66E-04	2.80E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				$P_{51}$	1.40E-04	3.07E-04	2.01E-03	1.40E-01	1.06E-01	1.06E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.09E-01	2.60E-02	1.22E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	3.84E-01	7.19E-01	2.14E-01	1.19E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.51E-03	9.38E-02	4.53E-01	4.13E-01	3.69E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.62E-04	3.41E-02	1.93E-01	2.91E-01	5.64E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
			2	$P_{11}$	5.62E-01	2.89E-01	2.01E-01	3.41E-02	5.22E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.35107		
				$P_{21}$	3.55E-01	4.22E-01	4.51E-01	8.48E-02	1.71E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{31}$	1.14E-01	2.19E-01	7.14E-01	3.89E-01	5.54E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{41}$	1.25E-02	2.68E-02	2.15E-01	1.06E+00	1.03E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.56E-01	2.74E-03	4.37E-04	2.39E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{51}$	4.96E-04	2.99E-04	2.06E-03	1.41E-01	7.10E-01	1.07E+00	2.06E-01	2.51E-02	1.19E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.72E-03	3.82E-01	7.17E-01	2.16E-01	1.21E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.85E-03	9.48E-02	4.43E-01	4.16E-01	3.74E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	7.74E-04	3.55E-02	1.99E-01	2.80E-01	5.75E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
			3	$P_{11}$	5.68E-01	2.86E-01	2.01E-01	3.52E-02	1.21E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.3498		
				$P_{21}$	3.67E-01	4.19E-01	4.52E-01	9.07E-02	1.40E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{31}$	1.17E-01	2.13E-01	7.25E-01	3.79E-01	6.27E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{41}$	1.21E-02	2.56E-02	2.10E-01	1.06E+00	1.07E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.63E-01	4.48E-03	5.87E-04	2.96E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{51}$	3.52E-04	2.41E-04	2.94E-03	1.44E-01	7.22E-01	1.05E+00	2.10E-01	2.66E-02	1.21E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.72E-03	3.81E-01	7.26E-01	2.15E-01	1.20E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.49E-03	8.58E-02	4.42E-01	4.18E-01	3.59E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.83E-04	3.34E-02	1.89E-01	2.94E-01	5.60E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	



表5-1-2 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系 : case1-2 セル結合係数P<sub>ij</sub>及びピトリックス固有値

case	ヒストリ/サイクル	補正サイクル 間隔	補正回数	結合係数																最大 固有値 Keff						
				P <sub>11</sub>	P <sub>12</sub>	P <sub>13</sub>	P <sub>14</sub>	P <sub>15</sub>	P <sub>16</sub>	P <sub>17</sub>	P <sub>18</sub>	P <sub>19</sub>	P <sub>21</sub>	P <sub>22</sub>	P <sub>23</sub>	P <sub>24</sub>	P <sub>25</sub>	P <sub>26</sub>	P <sub>27</sub>		P <sub>28</sub>	P <sub>29</sub>				
case1-2	10000	30	1	P <sub>1j</sub>	5.80E-01	2.88E-01	1.88E-01	3.23E-02	6.16E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.34808				
				P <sub>2j</sub>	3.70E-01	4.18E-01	4.54E-01	9.56E-02	1.68E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		
				P <sub>3j</sub>	1.18E-01	2.15E-01	7.17E-01	3.86E-01	5.65E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				P <sub>4j</sub>	1.17E-02	2.50E-02	2.08E-01	1.06E+00	1.08E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				P <sub>5j</sub>	2.72E-04	5.86E-04	4.08E-03	2.17E-01	7.24E-01	7.29E-02	1.61E-03	1.35E-04	2.19E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				P <sub>6j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.09E-01	1.05E+00	2.02E-01	2.51E-02	1.18E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>7j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.79E-03	3.81E-01	6.99E-01	2.15E-01	1.15E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>8j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.75E-03	9.53E-02	4.21E-01	4.16E-01	3.58E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>9j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	7.23E-04	2.75E-02	1.87E-01	2.81E-01	5.74E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
			2	P <sub>1j</sub>	5.68E-01	2.90E-01	1.94E-01	3.07E-02	5.78E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.34882				
				P <sub>2j</sub>	3.68E-01	4.14E-01	4.53E-01	9.51E-02	1.49E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		
				P <sub>3j</sub>	1.18E-01	2.21E-01	7.22E-01	3.86E-01	5.44E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				P <sub>4j</sub>	1.20E-02	2.56E-02	2.11E-01	1.06E+00	1.04E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>5j</sub>	1.41E-04	6.60E-04	2.23E-03	1.83E-01	7.21E-01	1.10E-01	2.09E-03	6.58E-05	2.08E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>6j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.08E-01	1.05E+00	2.07E-01	2.63E-02	1.15E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>7j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	4.97E-03	3.83E-01	7.01E-01	2.12E-01	1.15E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>8j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.67E-03	9.16E-02	4.30E-01	4.17E-01	3.55E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>9j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.20E-03	3.34E-02	1.89E-01	2.81E-01	5.43E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
			3	P <sub>1j</sub>	5.73E-01	2.94E-01	1.93E-01	3.45E-02	7.16E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.34674				
				P <sub>2j</sub>	3.65E-01	4.19E-01	4.43E-01	9.31E-02	1.79E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		
				P <sub>3j</sub>	1.17E-01	2.14E-01	7.17E-01	3.81E-01	6.21E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	
				P <sub>4j</sub>	1.26E-02	2.49E-02	2.09E-01	1.06E+00	1.06E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>5j</sub>	3.30E-04	6.67E-04	3.98E-03	2.15E-01	7.21E-01	8.24E-02	1.67E-03	1.77E-04	2.30E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>6j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.06E-01	1.06E+00	2.07E-01	2.50E-02	1.15E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>7j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.85E-03	3.84E-01	7.19E-01	2.14E-01	1.16E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>8j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.42E-03	9.19E-02	4.49E-01	4.29E-01	3.50E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				P <sub>9j</sub>	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.57E-04	3.13E-02	1.81E-01	2.89E-01	5.36E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00

表5-1-3 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系： case1-3 セル結合係数 $P_{i,j}$ 及びマトリックス固有値

case	ヒストリ/サイクル	補正サイクル 間隔	補正回数	結合係数																最大 固有値 Keff								
				$P_{i,j}$	$P_{i,1}$	$P_{i,2}$	$P_{i,3}$	$P_{i,4}$	$P_{i,5}$	$P_{i,6}$	$P_{i,7}$	$P_{i,8}$	$P_{i,9}$	$P_{i,10}$	$P_{i,11}$	$P_{i,12}$	$P_{i,13}$	$P_{i,14}$	$P_{i,15}$		$P_{i,16}$	$P_{i,17}$	$P_{i,18}$	$P_{i,19}$				
case1-3	10000	30	1	$P_{1,j}$	5.75E-01	2.88E-01	1.88E-01	3.52E-02	5.90E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.34934			
				$P_{2,j}$	3.71E-01	4.14E-01	4.44E-01	9.32E-02	1.54E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00		
				$P_{3,j}$	1.16E-01	2.15E-01	7.19E-01	3.83E-01	5.99E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00		
				$P_{4,j}$	1.16E-02	2.59E-02	2.09E-01	1.06E+00	1.05E-01	0.00E+00	0.00E+00	1.26E-01	1.26E-01	2.18E-03	2.72E-04	2.02E-04												
				$P_{5,j}$	3.99E-04	5.22E-04	3.11E-03	1.72E-01	7.17E-01	1.06E+00	1.07E-01	1.06E+00	1.07E-01	2.09E-01	2.46E-02	1.13E-02												
				$P_{6,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{7,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00	
				$P_{8,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				$P_{9,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
							2	$P_{i,j}$	5.82E-01	2.78E-01	1.98E-01	3.10E-02	6.41E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
				$P_{2,j}$	3.78E-01	4.34E-01	4.33E-01	9.04E-02	1.70E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{3,j}$	1.17E-01	2.14E-01	7.12E-01	3.85E-01	5.92E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{4,j}$	1.24E-02	2.62E-02	2.05E-01	1.07E+00	1.05E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{5,j}$	1.70E-04	3.80E-04	2.87E-03	1.25E-01	7.14E-01	1.70E-01	2.92E-03	6.03E-04	1.26E-04															
				$P_{6,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{7,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{8,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00				
				$P_{9,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00				
			3	$P_{i,j}$	5.71E-01	2.99E-01	1.99E-01	3.63E-02	1.21E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.35367				
				$P_{2,j}$	3.66E-01	4.25E-01	4.50E-01	9.47E-02	1.71E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{3,j}$	1.20E-01	2.17E-01	7.07E-01	3.86E-01	6.38E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{4,j}$	1.16E-02	2.50E-02	2.03E-01	1.08E+00	1.04E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{5,j}$	6.72E-05	3.14E-04	2.75E-03	1.37E-01	7.20E-01	1.64E-01	3.19E-03	8.08E-04	3.66E-04															
				$P_{6,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{7,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					
				$P_{8,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00			
				$P_{9,j}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00			

表5-1-4 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系： case2-1 セル結合係数 $P_{ij}$ 及びマトリックス固有値

case	ヒストリ/サイクル	補正サイクル 間隔	補正回数	結合係数																最大 固有値 Keff													
				$P_{11}$	$P_{12}$	$P_{13}$	$P_{14}$	$P_{15}$	$P_{16}$	$P_{17}$	$P_{18}$	$P_{19}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$	$P_{25}$	$P_{26}$	$P_{27}$		$P_{28}$	$P_{29}$											
case2-1	10000	30	1	$P_{11}$	4.93E-01	2.37E-01	1.49E-01	2.66E-02	8.85E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.05693										
				$P_{21}$	3.13E-01	3.50E-01	3.49E-01	7.10E-02	1.80E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	1.05693								
				$P_{31}$	1.03E-01	1.81E-01	5.65E-01	2.77E-01	7.45E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00		1.05693							
				$P_{41}$	1.08E-02	2.16E-02	1.64E-01	7.65E-01	1.29E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00			1.05693						
				$P_{51}$	1.06E-04	2.11E-04	1.20E-03	4.85E-02	8.76E-01	6.82E-02	1.73E-03	2.84E-04	1.67E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00				1.05693					
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.30E-01	7.60E-01	1.65E-01	2.10E-02	1.03E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00					0.00E+00	1.05693			
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	7.30E-03	2.78E-01	5.67E-01	1.83E-01	1.01E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00					0.00E+00		1.05693		
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.70E-03	6.97E-02	3.51E-01	3.49E-01	3.20E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00					0.00E+00			1.05693	
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.79E-04	2.47E-02	1.51E-01	2.41E-01	4.84E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00					0.00E+00				1.05693
				$P_{11}$	4.92E-01	2.39E-01	1.54E-01	2.59E-02	4.71E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00					0.00E+00				
$P_{21}$	3.14E-01	3.45E-01	3.43E-01	7.16E-02	1.70E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.0594												
$P_{31}$	1.02E-01	1.84E-01	5.72E-01	2.71E-01	6.55E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		1.0594											
$P_{41}$	1.06E-02	2.36E-02	1.77E-01	7.61E-01	1.23E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00			1.0594										
$P_{51}$	8.01E-05	4.07E-04	1.61E-03	7.67E-02	8.44E-01	6.39E-02	1.73E-03	2.72E-04	1.01E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00				1.0594									
$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.23E-01	7.63E-01	1.72E-01	2.13E-02	1.06E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					1.0594								
$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	6.30E-03	2.80E-01	5.54E-01	1.86E-01	1.01E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00						1.0594							
$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.26E-03	7.09E-02	3.47E-01	3.52E-01	3.13E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00							1.0594						
$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	6.43E-04	2.35E-02	1.52E-01	2.44E-01	4.81E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00								1.0594					
$P_{11}$	5.00E-01	2.37E-01	1.50E-01	2.48E-02	5.87E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00									1.05798				
$P_{21}$	3.11E-01	3.56E-01	3.52E-01	6.74E-02	1.58E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00										1.05798			
$P_{31}$	1.01E-01	1.82E-01	5.76E-01	2.71E-01	8.21E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.05798												
$P_{41}$	9.75E-03	2.22E-02	1.68E-01	7.58E-01	1.29E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		1.05798											
$P_{51}$	7.64E-05	1.83E-04	1.87E-03	6.80E-02	8.46E-01	7.18E-02	1.58E-03	3.03E-04	1.23E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00			1.05798										
$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.28E-01	7.47E-01	1.73E-01	2.33E-02	1.16E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00				1.05798									
$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	6.55E-03	2.72E-01	5.75E-01	1.84E-01	1.00E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00					1.05798								
$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.83E-03	7.06E-02	3.46E-01	3.57E-01	3.08E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00						1.05798							
$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	5.26E-04	2.60E-02	1.47E-01	2.44E-01	4.86E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00							1.05798						



表5-1-6 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系： case2-3 セル結合係数 $P_{i,j}$ 及びマトリックス固有値

case	ヒストリ/サイクル	補正サイクル 間隔	補正回数	結合係数															最大 固有値 Keff					
				$P_{11}$	$P_{12}$	$P_{13}$	$P_{14}$	$P_{15}$	$P_{16}$	$P_{17}$	$P_{18}$	$P_{19}$	$P_{21}$	$P_{22}$	$P_{23}$	$P_{24}$	$P_{25}$	$P_{26}$		$P_{27}$	$P_{28}$	$P_{29}$		
case2-3	10000	30	1	$P_{11}$	4.86E-01	2.36E-01	1.50E-01	2.47E-02	1.24E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.05276		
				$P_{21}$	3.10E-01	3.44E-01	3.47E-01	6.66E-02	2.54E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{31}$	1.03E-01	1.81E-01	5.66E-01	2.77E-01	7.28E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{41}$	1.03E-02	2.17E-02	1.62E-01	7.65E-01	1.32E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{51}$	1.11E-04	2.32E-04	2.02E-03	7.11E-02	8.69E-01	4.63E-02	1.31E-03	1.84E-04	1.25E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.34E-01	7.65E-01	1.63E-01	2.00E-02	9.29E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	7.56E-03	2.76E-01	5.73E-01	1.71E-01	1.00E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.54E-03	6.74E-02	3.60E-01	3.29E-01	3.02E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.48E-03	2.46E-02	1.49E-01	2.24E-01	4.79E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
			2	$P_{11}$	4.92E-01	2.41E-01	1.45E-01	2.76E-02	1.00E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.059		
				$P_{21}$	3.16E-01	3.47E-01	3.63E-01	6.59E-02	1.48E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{31}$	1.03E-01	1.79E-01	5.68E-01	2.72E-01	7.36E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{41}$	1.10E-02	2.38E-02	1.74E-01	7.60E-01	1.22E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{51}$	1.57E-04	3.66E-04	1.84E-03	7.72E-02	8.56E-01	6.19E-02	1.54E-03	1.40E-04	2.42E-05	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.26E-01	7.66E-01	1.72E-01	2.16E-02	1.15E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	6.98E-03	2.70E-01	5.65E-01	1.78E-01	1.03E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.15E-03	6.51E-02	3.47E-01	3.27E-01	3.10E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	9.39E-04	2.56E-02	1.48E-01	2.31E-01	4.92E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
			3	$P_{11}$	4.84E-01	2.39E-01	1.58E-01	2.42E-02	6.66E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.05939		
				$P_{21}$	3.11E-01	3.49E-01	3.56E-01	6.75E-02	2.26E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{31}$	1.03E-01	1.85E-01	5.68E-01	2.73E-01	7.00E-03	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{41}$	1.14E-02	2.23E-02	1.71E-01	7.63E-01	1.22E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	
				$P_{51}$	1.26E-04	3.53E-04	2.42E-03	8.02E-02	8.50E-01	6.09E-02	1.32E-03	1.33E-04	1.04E-04	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{61}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.26E-01	7.62E-01	1.72E-01	2.11E-02	1.05E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{71}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	6.42E-03	2.83E-01	5.72E-01	1.72E-01	9.98E-02	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{81}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.07E-03	6.68E-02	3.53E-01	3.31E-01	3.10E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00
				$P_{91}$	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	4.68E-04	2.58E-02	1.51E-01	2.22E-01	4.86E-01	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00		0.00E+00	0.00E+00

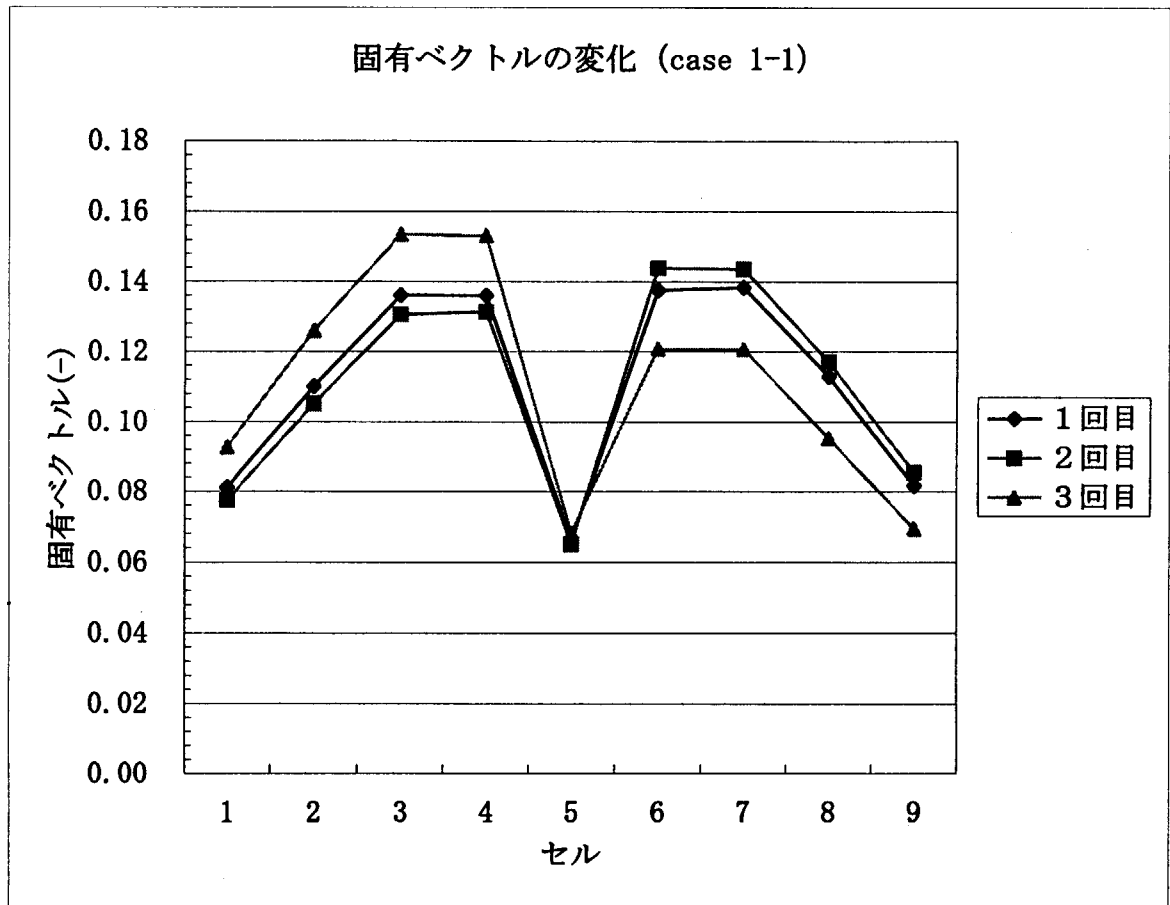
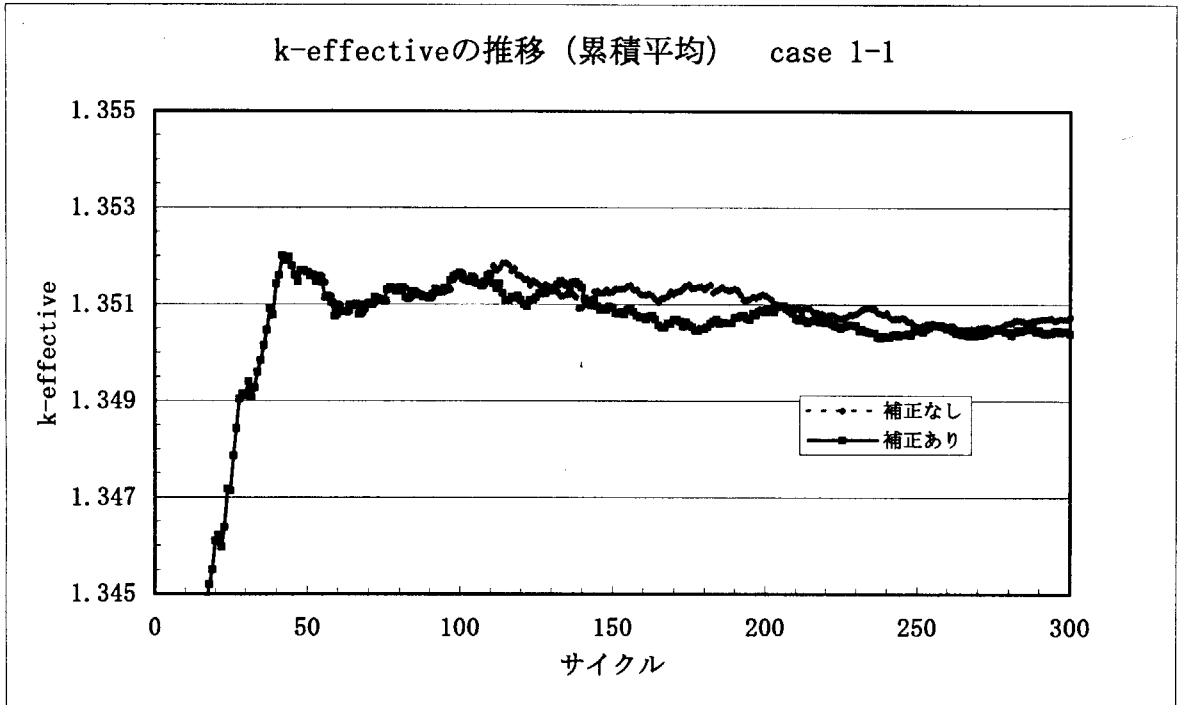


図5-1-1 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系：  
case1-1の中性子増倍率 $k_{eff}$ と固有ベクトルの計算値の変化

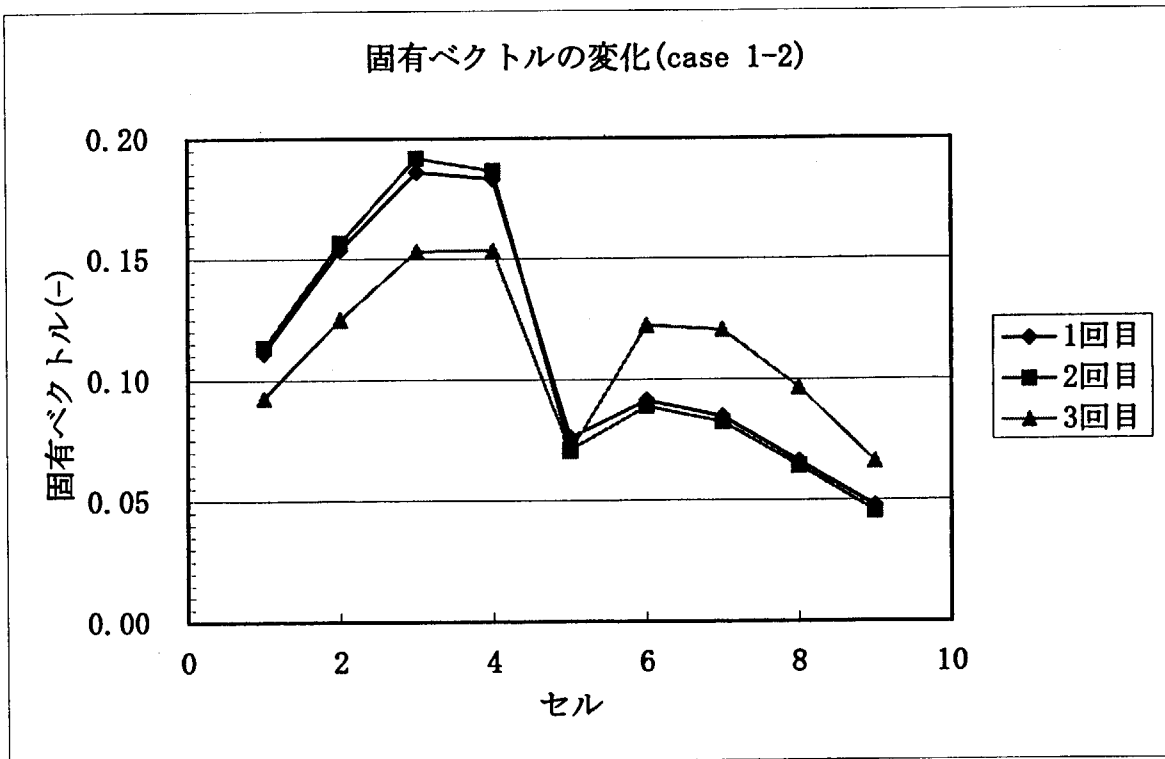
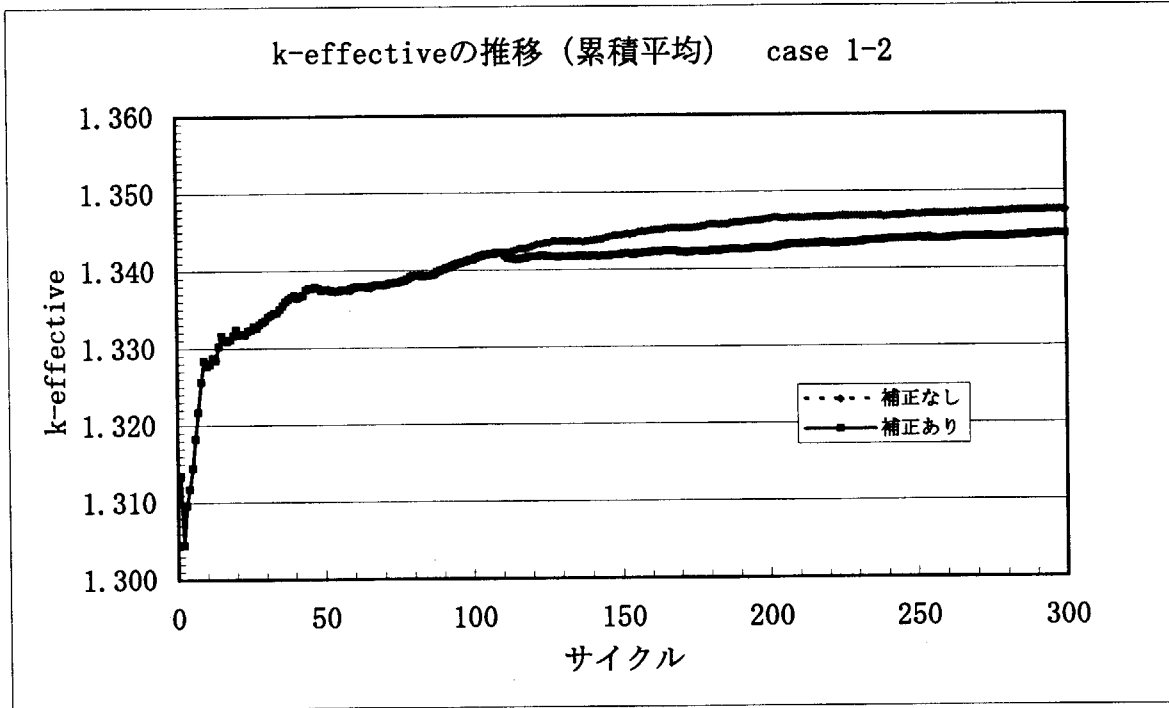


図5-1-2 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系：  
case1-2 の中性子増倍率 $k_{eff}$ と固有ベクトルの計算値の変化

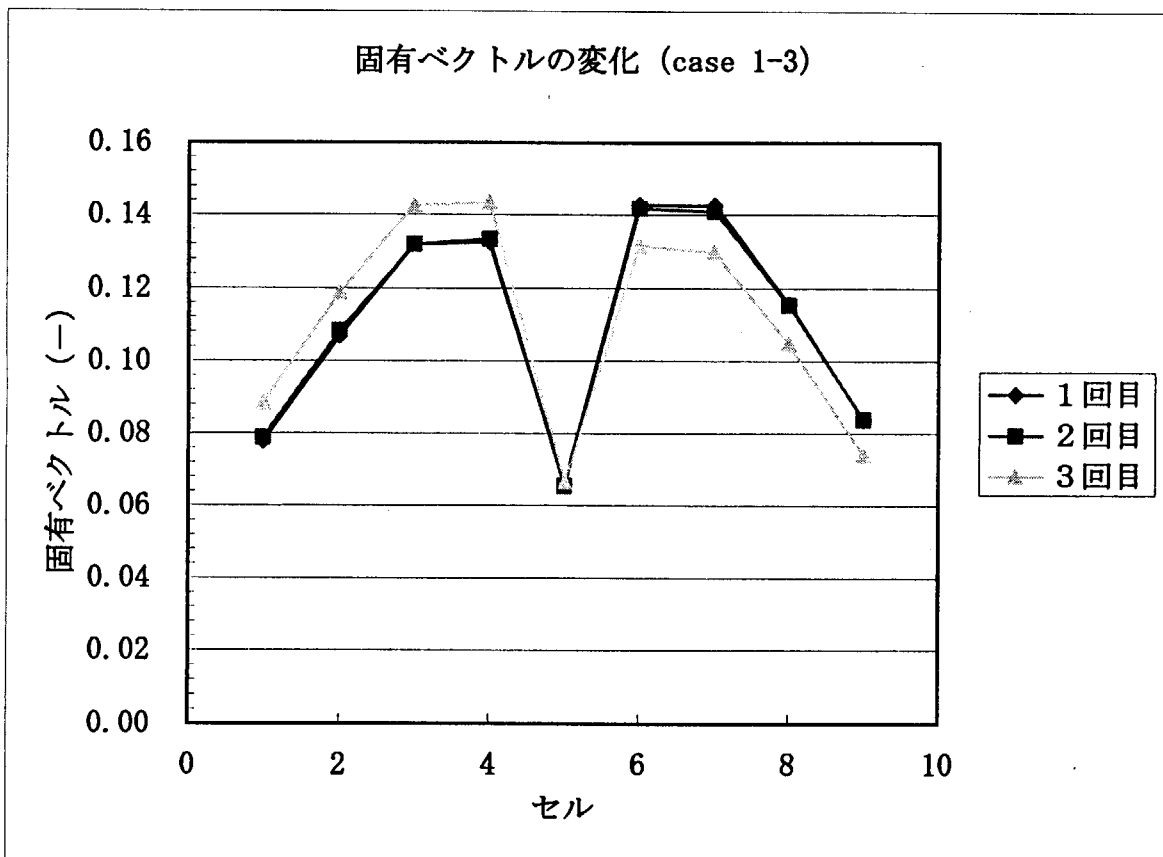
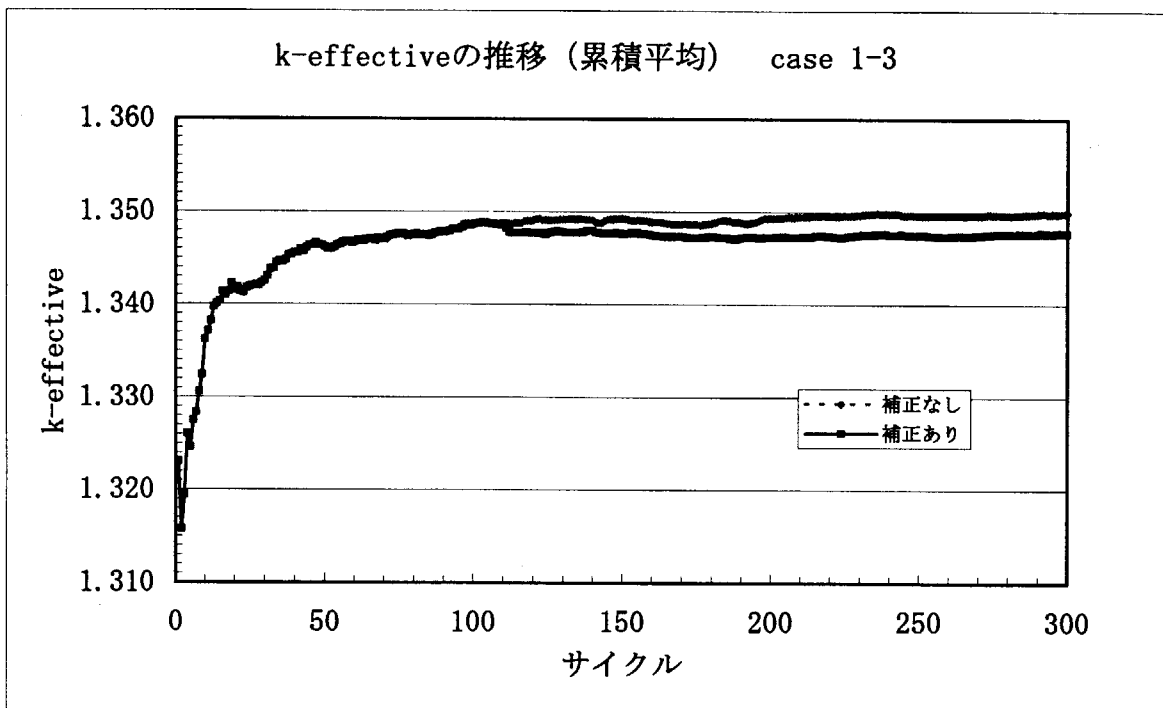


図5-1-3 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系：  
case 1-3の中性子増倍率 $k_{eff}$ と固有ベクトルの計算値の変化



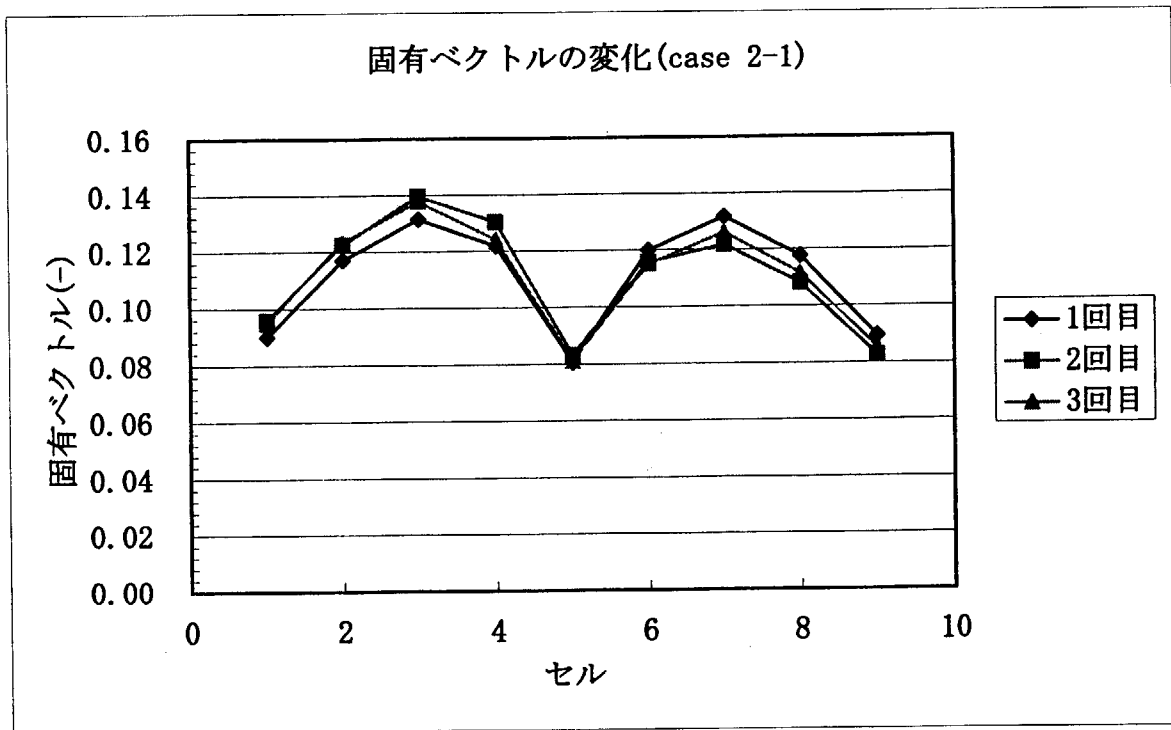
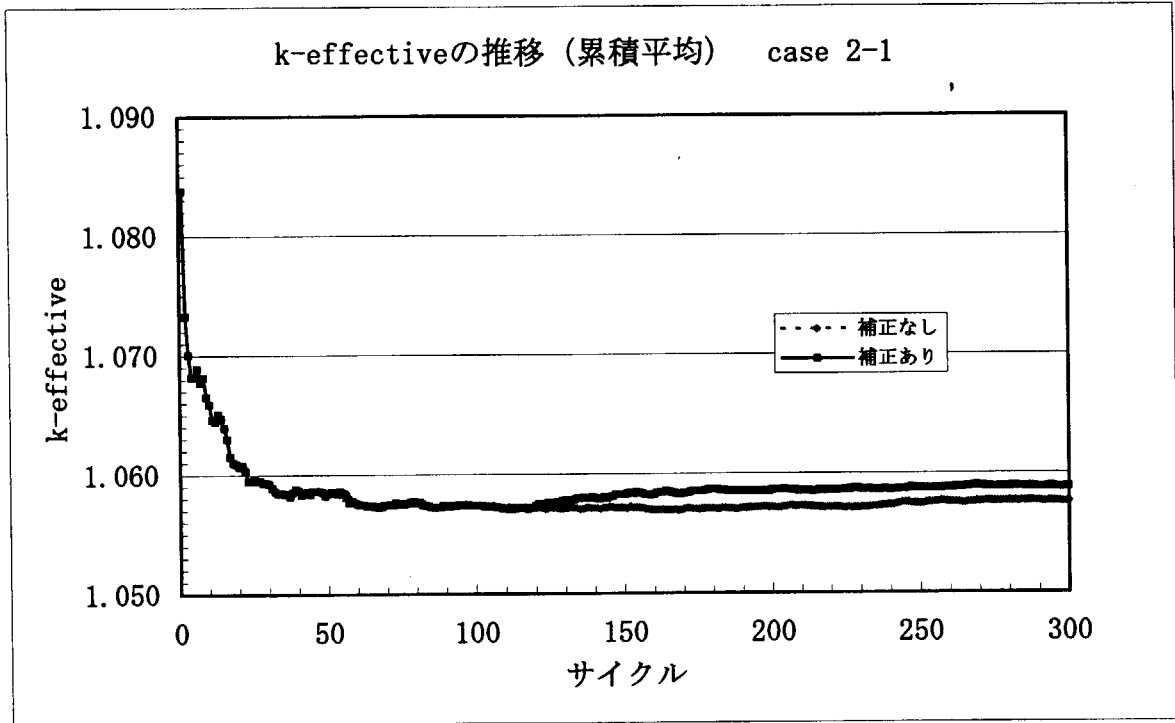


図5-1-4 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系：  
case 1-4の中性子増倍率 $k_{eff}$ と固有ベクトルの計算値の変化

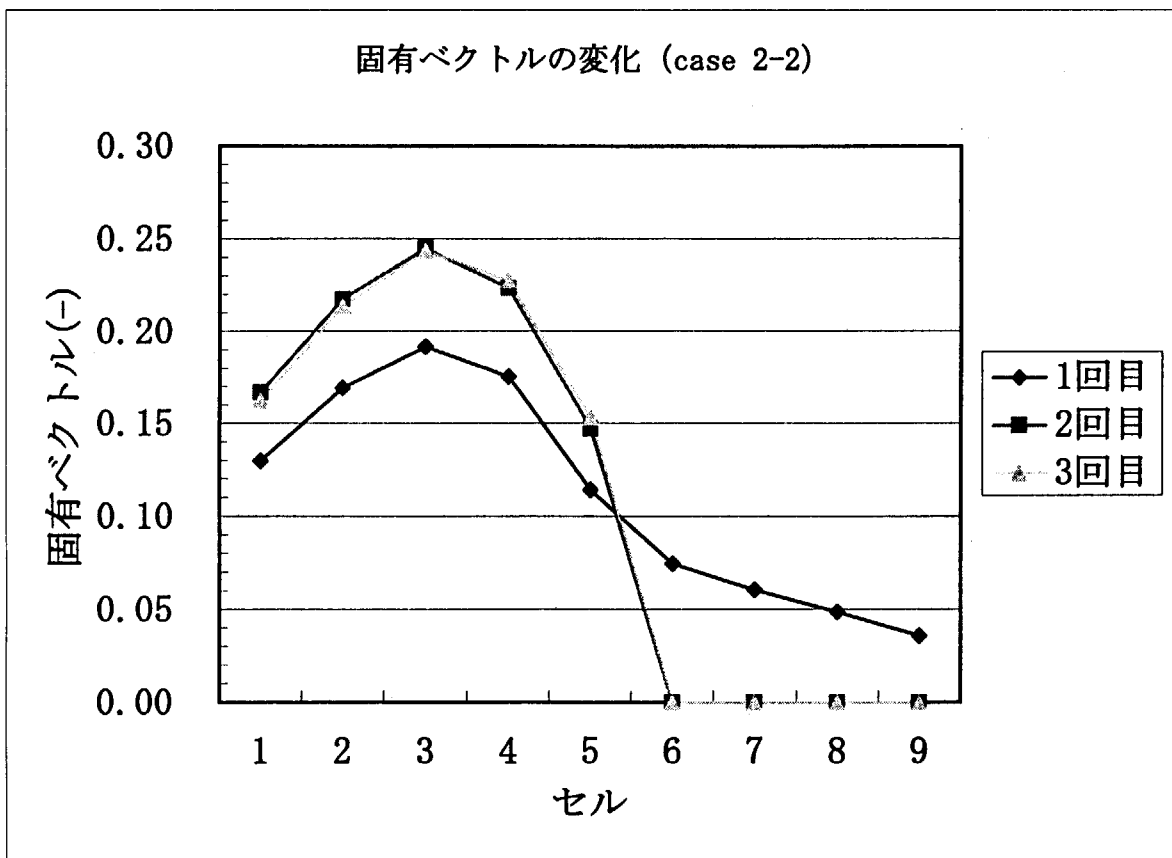
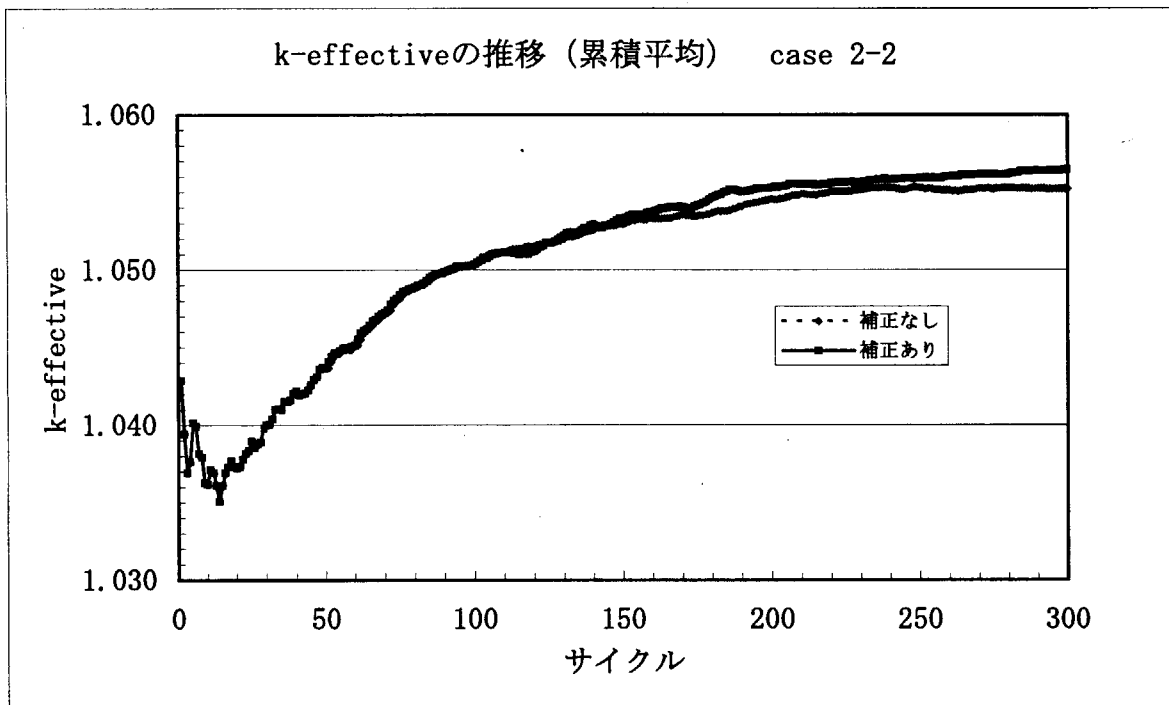


図5-1-5 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系：  
case 2-2 の中性子増倍率 $k_{eff}$ と固有ベクトルの計算値の変化

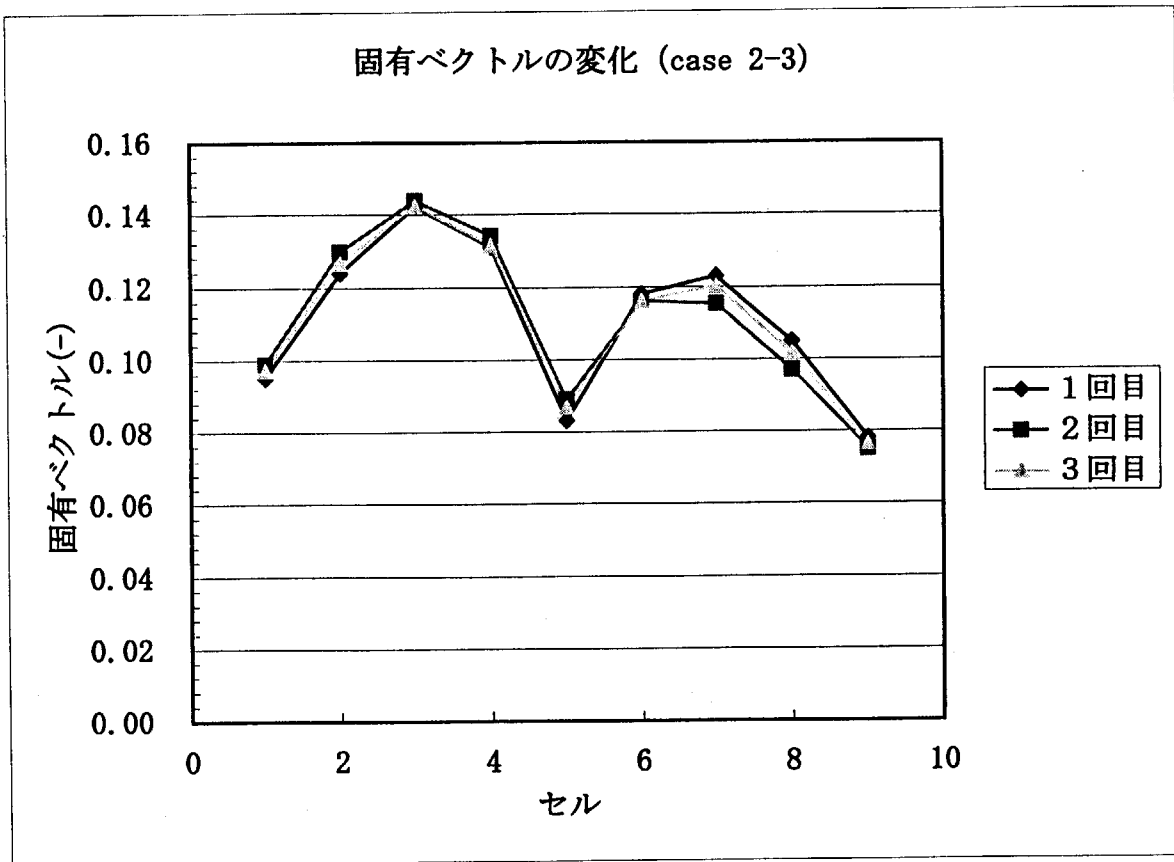
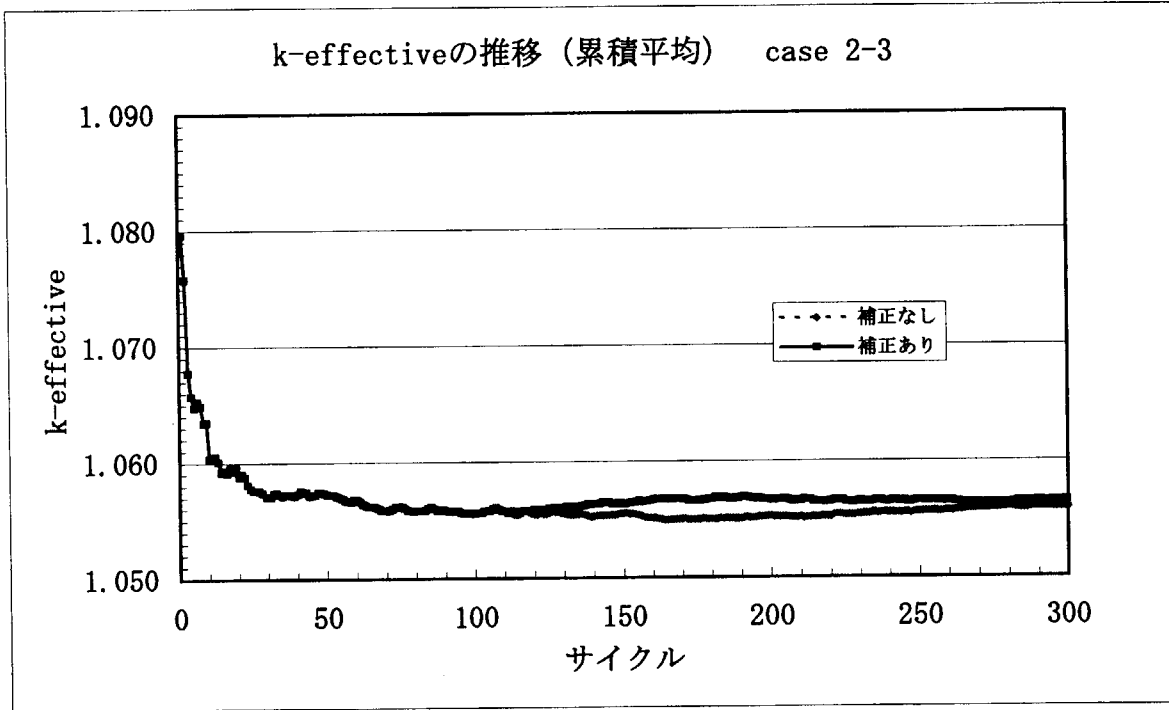


図5-1-6 軸方向核種組成分布有り燃料棒の水平方向無限配列体系：  
case 2-3 の中性子増倍率 $k_{eff}$ と固有ベクトルの計算値の変化

## 5.2 水隔離2平板状燃料体系

OECD/NEA ベンチマーク問題として提案されたものから、マトリックス固有ベクトルによる核分裂ソース分布補正の効果調べるために、必要に応じて形状を再設定した計算ケースに対して、結合係数、マトリックス固有値及び固有ベクトル成分比を算出したものを表5-2-1に示す。これを見ると、燃料スラブユニットの間にある水ギャップが30cmのCase1とCase2、これが20cmのCase3では、ユニット間の中性子結合が殆どなく、相互結合係数 $P_{ij}$ の値が $10^{-4} \sim 10^{-3}$ オーダーとなる。モンテカルロ計算の1サイクル当たり中性子ヒストリ数は表4-2-1に示すように10000としたが、これでも統計計算精度を上げるには不十分なため、表5-2-1に示すとおりこれらの計算ケースにおける相互結合係数の値の変動は大きい。セル1とセル2の燃料厚さ、すなわち反応度の異なるCase2及びCase3では非対称系となり、Case2の固有ベクトル成分比が、Case3のそれに比べて桁違いに大きい値となる。これは第2章2.3節の考察で述べたように、(2.37)式の分母にくる相互結合係数 $P_{1,2}$ の大きさに直接依存するからである。小さい中性子相互干渉系において、非対称体系における核分裂ソース分布が反応度のより大きいセルに偏在することに対応している。水ギャップ厚さが10cmと比較的中性子相互干渉の大きいことが予想されるCase4からCase11までの計算ケースにおいては、1サイクル当たり中性子ヒストリ数は1000としたが相互結合係数 $P_{ij}$ の値が $10^{-2}$ オーダーのため、これらの値は比較的精度よく算出されている。また、これらの計算ケースにおいては、ユニットの厚さが増加するほど反応度が増大し、それに応じて自己結合係数 $P_{ii}$ の値が大きくなることが認められる。さらに、これに対応した固有ベクトル成分比が算出されている。

図5-2-1(1)から図5-2-11(1)までに、各計算Case毎に、連続エネルギーモンテカルロ計算コードMCNPによるサイクル累積平均 $k_{eff}$ 計算値の傾向の違いを、初期核分裂ソース分布を両側のセルに均一に発生させた通常のモンテカルロ法による(補正せずに行った)計算の場合と、マトリックス固有ベクトル補正の有無による効果を調べるために片側、すなわち反応度の低い右側にのみ中性子を発生した計算の場合に比較して示す。これらの初期核分裂ソース分布は、いずれも収束時に予想される核分裂ソース分布と比べて中性子増倍率を低く評価するため、(2.13)式で示されるように初期には $k_{eff}$ 計算値が低く、サイクルを重ねるに従って収束値に漸近している。

また、図5-2-1(1)から図5-2-11(1)までに、10サイクル毎の補正における核分裂マトリックス固有ベクトルの値の推移も示してある。さらに、図5-2-1(2)から図5-2-11(2)までに、各補正サイクル前後の左右燃料詳細領域(2cm厚さに区分)における中性子数変化を示す。

以下、各Caseの $k_{eff}$ 計算値及び固有ベクトル計算値のサイクル毎の変化傾向の特徴について述べる。

### (1) Case1, 35cm(Fuel) - 30cm(Water) - 35cm(Fuel)対称配列体系

図5-2-1(1)にMCNP計算によるサイクルごとの累積平均 $k_{eff}$ 計算値の値と、マトリックス固有ベクトルによる補正を施した場合の固有ベクトルの変化を示す。このスラブ配列体

系は、両方の燃料スラブの厚さが35cmと等しい対称な体系であり、間に介在する中性子散乱物質の水の厚さが30cmであるため、表5-1-1の結合係数の値は0あるいは非常に小さい値に算出されており、このCase1は弱結合の中性子相互干渉対称系を扱う。このような体系の固有状態は、第2章2.3節に述べたように、核分裂ソース分布の固有値が非常に不安定であり、一定に定まらなると予想される。すなわち、片側のセルのみに中性子発生がある固有ベクトルの状態は、左と右でそれぞれ等価であり、また、両側のセルに1/2ずつ中性子発生数を分け持った状態も、同様に等しい $k_{\text{eff}}$ 固有値を持つ。結果として、図5-2-1(1)に示すような10サイクル毎の補正における固有ベクトルの各成分は、片側からもう一方の片側、あるいは1/2ずつの中性子発生の分配にみられるような激しい核分裂ソース分布の変化が現れている。図5-2-1(2)に示すような補正前後の各燃料セル領域内の中性子数分布の変化も同様に不定であり、これらの一連の核分裂ソース分布の変化はマトリックス固有ベクトル計算による補正（置き換え）によることが分かる。このような、弱結合の中性子相互干渉対称系における、固有状態の不安定性については、他でも報告されている<sup>3)</sup>。また、これら核分裂ソース分布の激変にもかかわらず、 $k_{\text{eff}}$ 固有値は同一であることから、150サイクルも経過すれば安定した値が得られている。

#### (2) Case2, 35cm(Fuel) - 30cm(Water) - 20cm(Fuel)非対称配列体系

図5-2-2(1)にMCNP計算によるサイクルごとの累積平均 $k_{\text{eff}}$ 計算値の値と、マトリックス固有ベクトルによる補正を施した場合の固有ベクトルの変化を示す。このスラブ配列体系は、左側の燃料スラブの厚さが35cm、右側の燃料スラブの厚さが20cmと非対称な体系である。間に介在する中性子散乱物質の水の厚さはCase1と同様な30cmであり、十分な隔離効果を有している。図5-2-2(1)から分かるように累積平均 $k_{\text{eff}}$ 計算値の変化傾向及び補正のある場合の固有ベクトルの変化は明瞭であり、中性子を右側からのみ発生した場合の補正の効果が明らかに示されている。また、両側発生の場合は最も収束が早く $k_{\text{eff}}$ 計算値は250サイクル前後で一定となっている。図5-2-2(2)に示すような補正による核分裂ソース分布の変化を見ても、固有ベクトルは繰り返しサイクルの早い時期に左側セルに収束している。このような体系の固有状態は、第2章2.3節の考察にも示したように、反応度が明らかに高い左側のセルにほぼ100%の中性子発生が分布する。モンテカルロ計算により2ユニット体系の中性子増倍率を求めるための全発生中性子数10000は十分な大きさと考えられ、 $k_{\text{eff}}$ 計算値が収束値に漸近する様子が滑らかな曲線で示されている。

#### (3) Case3, 35cm(Fuel) - 20cm(Water) - 20cm(Fuel)非対称配列体系

Case2と比べて2個の燃料スラブの間に介在する水の厚さが20cmと狭くなっており、それだけ中性子相互干渉が活発である。図5-2-3(1)から分かるように累積平均 $k_{\text{eff}}$ 計算値の傾向変化及び補正のある場合の固有ベクトルの変化は明瞭であり、中性子を右側からのみ発生した場合の補正の効果が明らかに示されている。このことは、図5-2-3(2)に示すような補正による核分裂ソース分布の推移を見ても明らかである。また、両側発生の場合は最も収束が早く $k_{\text{eff}}$ 計算値は200サイクル前後で一定となっている。

Case3 では、Case2 と比べて補正無し片側中性子発生の  $k_{eff}$  計算値の収束が早くなっている。また、固有ベクトル分布も反応度の大きい左側に配分される中性子数が 98%程度の値となっている。このことは、Case3 では第2節(2.37)式及び(2.40)式において燃料スラブ間の水ギャップ厚さが薄くなったため相互結合係数  $P_{1,2}$  が大きくなることから、核分裂ソース分布のユニット間の配分が多少偏り、及びドミナンス比の大きさが小さくなることで  $k_{eff}$  計算値の変化傾向の違いを定性的に理解できる。

(4) Case4, 35cm(Fuel) - 10cm(Water) - 30cm(Fuel) 非対称配列体系

Case5, 35cm(Fuel) - 10cm(Water) - 25cm(Fuel) 非対称配列体系

Case4 以降は燃料スラブ間の水厚さを 10cm に減らし中性子相互干渉効果を大きくした非対称体系についての計算である。サイクルあたり中性子数は 10000 から 1000 に減らしているため、それだけ中性子ヒストリーの統計的変動が現れている。Case4 及び Case5 は、燃料スラブの厚さが比較的大きい非対称体系を扱う。 $k_{eff}$  累積平均計算値および固有ベクトル成分のサイクル毎の変動は、中性子数が減少したため大きくなっている。固有ベクトルの成分は、特に Case4 では、中性子ヒストリーの不足のため変動が激しいが、Case4 及び Case5 の計算とも  $k_{eff}$  計算値に対する 10 サイクル毎のマトリックス固有ベクトル補正による加速の効果は確認できる。各セル内の核分裂ソース分布は 4 回目の補正以降安定しており、収束性は良い。

(5) Case6, 10cm(Fuel) - 10cm(Water) - 10cm(Fuel) 対称配列体系

Case7, 35cm(Fuel) - 10cm(Water) - 35cm(Fuel) 対称配列体系

Case8, 20cm(Fuel) - 10cm(Water) - 20cm(Fuel) 対称配列体系

Case6 から Case8 までは、両側の燃料スラブの厚さが同一の対称系で、中性子相互干渉の大きい体系を扱う。 $k_{eff}$  累積平均値は、サイクル毎の変動は認められるものの補正効果は明瞭に現れており、補正のある場合の収束性もよい。固有ベクトル成分のサイクル毎の変化は、第2章2.3節で考察したように、左右両側のセルに中性子発生数が約 50%づつに割り振られており、燃料スラブの厚さが薄いほど少ない補正サイクルで収束した結果が得られている。

(6) Case9, 20cm(Fuel) - 10cm(Water) - 18cm(Fuel) 非対称配列体系

Case10, 20cm(Fuel) - 10cm(Water) - 15cm(Fuel) 非対称配列体系

Case11, 20cm(Fuel) - 10cm(Water) - 12cm(Fuel) 非対称配列体系

Case9からCase11は、燃料スラブの厚さが比較的薄い非対称体系を扱う。これらのCaseの $k_{eff}$ 累積平均計算値および固有ベクトル成分のサイクル毎の変動は、中性子数が減少したにもかかわらず比較的安定しており、100サイクル程度で収束している。固有ベクトルの成分も比較的安定して、2回目の補正サイクル以降において十分に収束して、第2章2.3節で考察したような配分で、左右のセルの反応度差に対応した中性子発生分布が得られている。

表5-2-1 結合係数、マトリックス固有値及び固有ベクトル成分比の計算結果

Case番号	結合係数				最大固有値	固有ベクトル成分比
	P11	P12	P21	P22	$k_{\text{eff}}$	S1/S2
Case1	1.1096E+00	0.0000E+00	6.8500E-04	1.1234E+00	1.12340	0.050
Case2	1.1212E+00	8.2123E-02	5.4665E-03	8.9668E-01	1.12126	271.499
Case3	1.1250E+00	3.4957E-03	7.9352E-03	9.2280E-01	1.12511	57.769
Case4	1.1529E+00	1.9822E-02	5.9714E-02	1.0756E+00	1.16602	4.561
Case5	1.1369E+00	2.2599E-02	3.6785E-02	1.0241E+00	1.14379	5.293
Case6	6.3081E-01	6.4139E-02	6.8763E-02	6.2907E-01	0.69636	1.049
Case7	1.1316E+00	2.7831E-02	2.1807E-02	1.1312E+00	1.15604	0.892
Case8	9.4476E-01	4.5075E-02	4.5374E-02	9.3669E-01	0.98613	1.097
Case9	9.5032E-01	4.5533E-02	5.1279E-02	8.8625E-01	0.97625	1.976
Case10	9.4247E-01	3.3901E-02	5.7461E-02	8.0282E-01	0.95524	4.495
Case11	9.4008E-01	3.6021E-02	7.3008E-02	7.0688E-01	0.95086	6.772

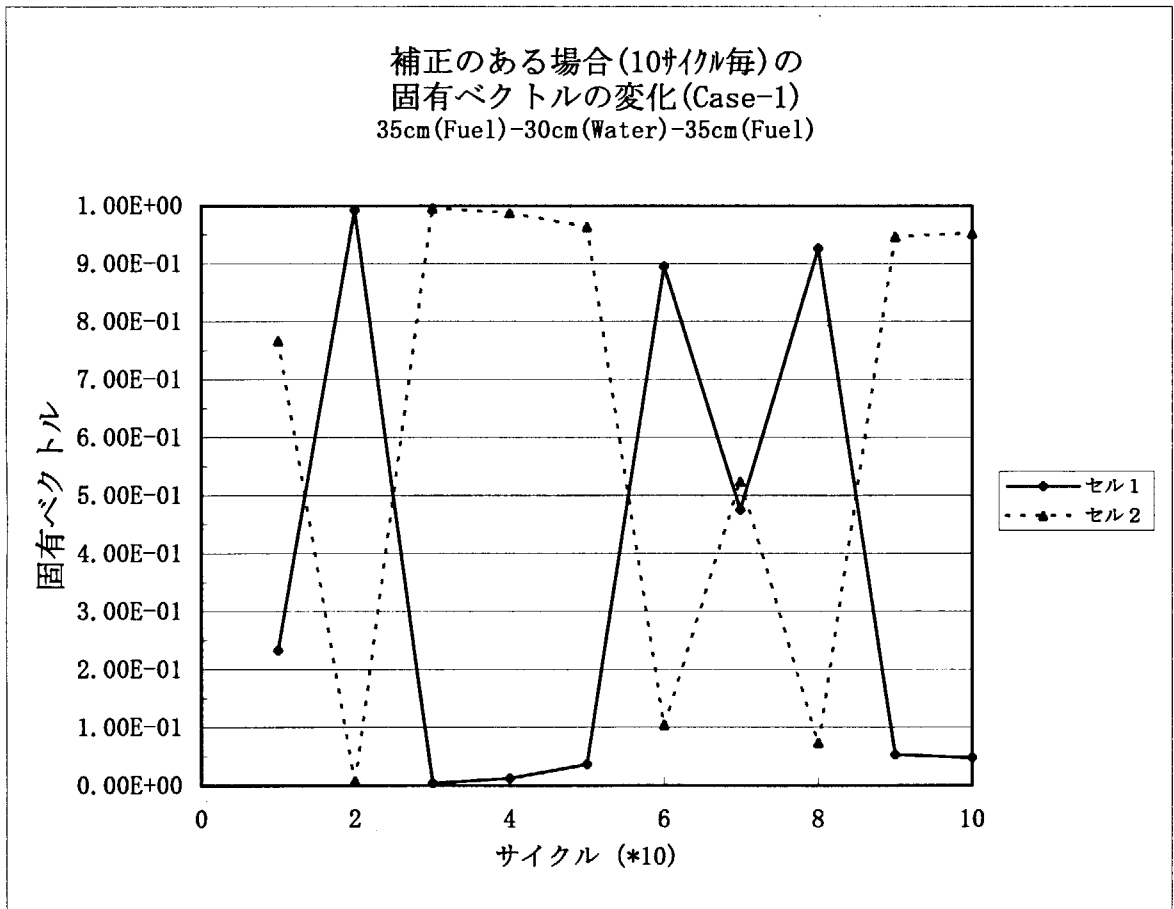
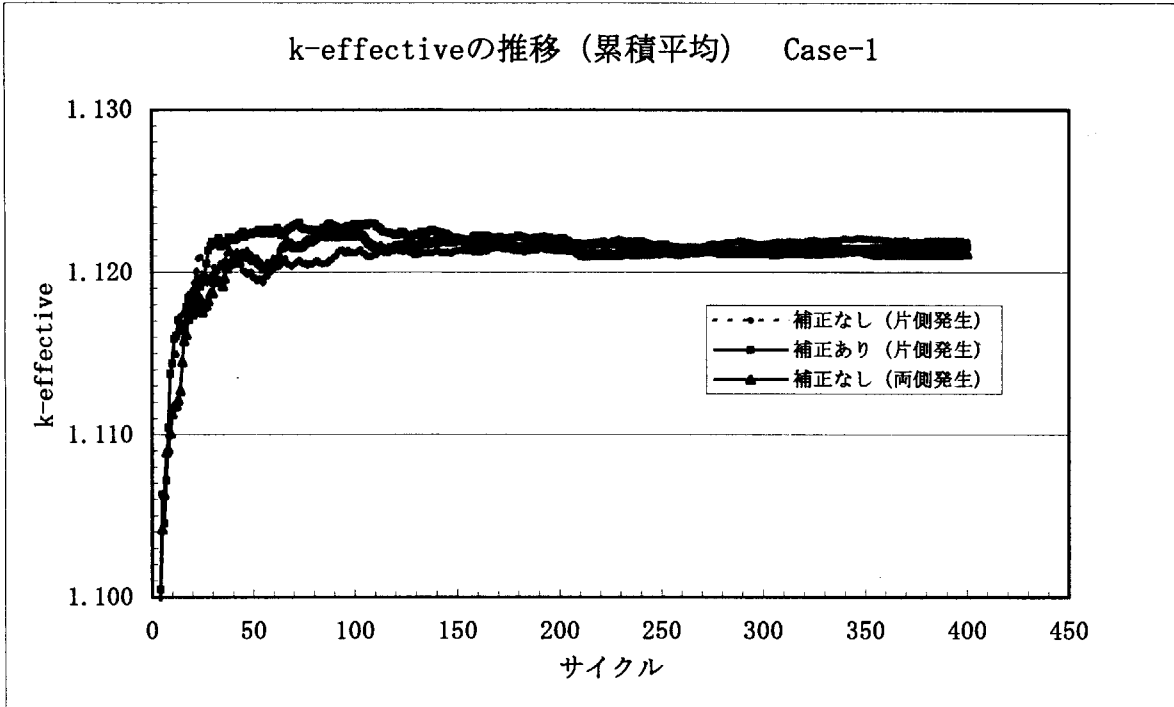


図5-2-1(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-1の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース:セル1[左側燃料]、10000ヒストリ/サイクル)



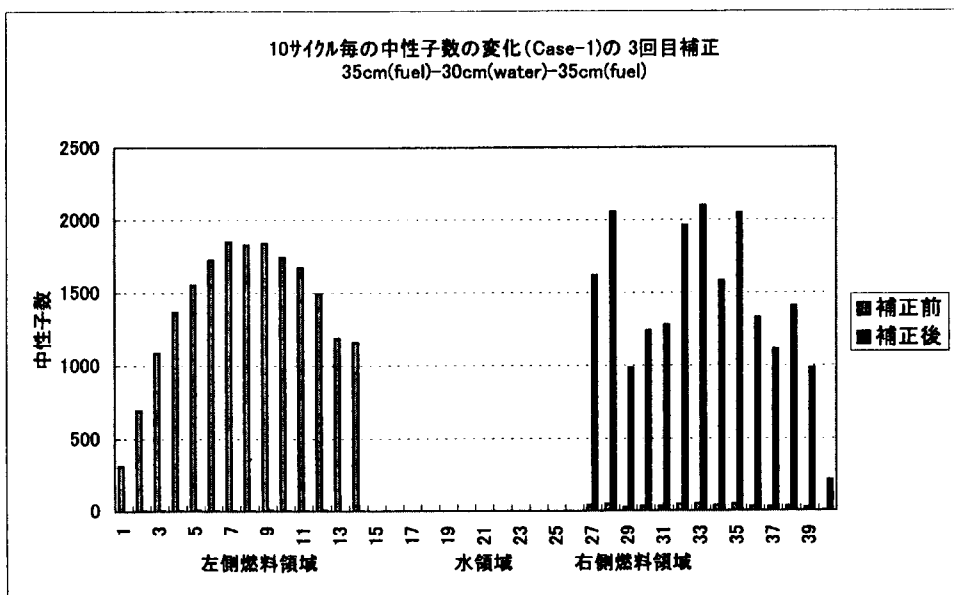
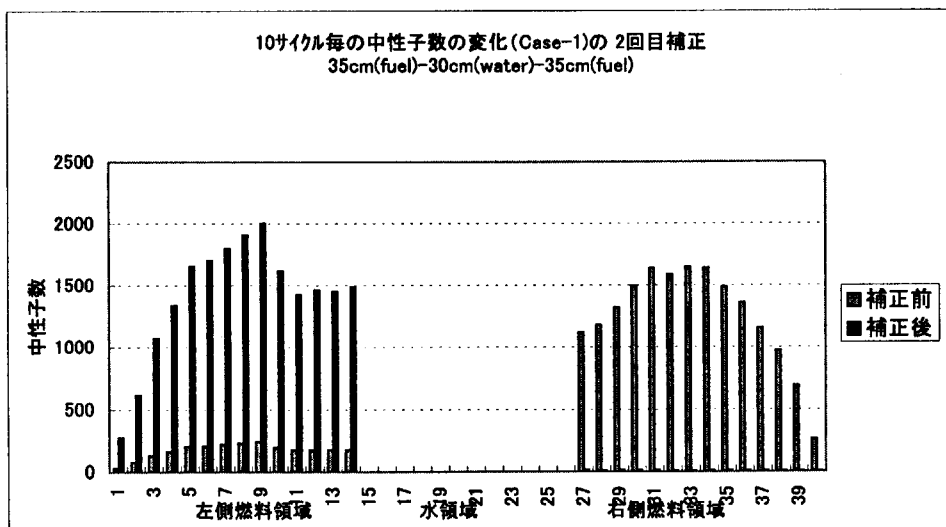
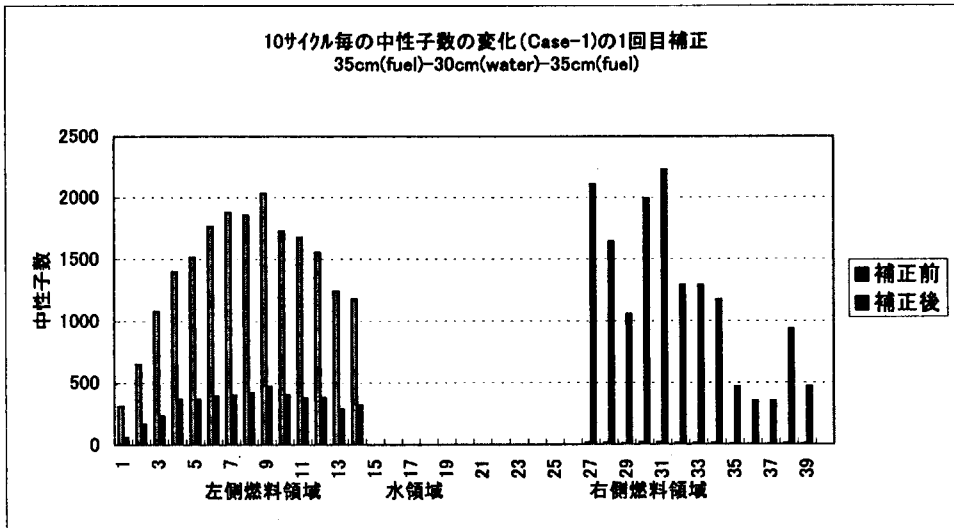


図5-2-1(2) 補正による中性子数の変化 (Case1:初期ソース左側燃料)

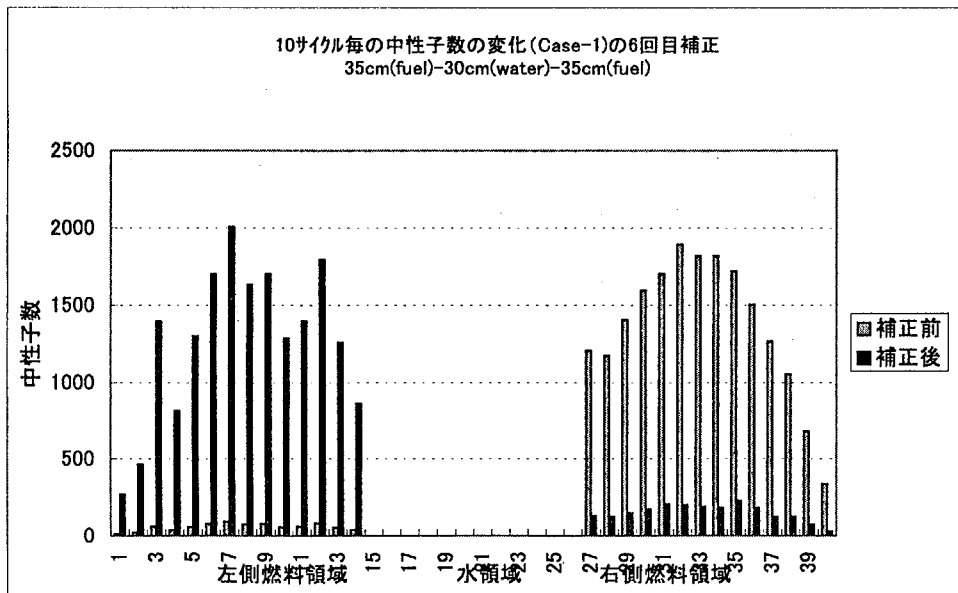
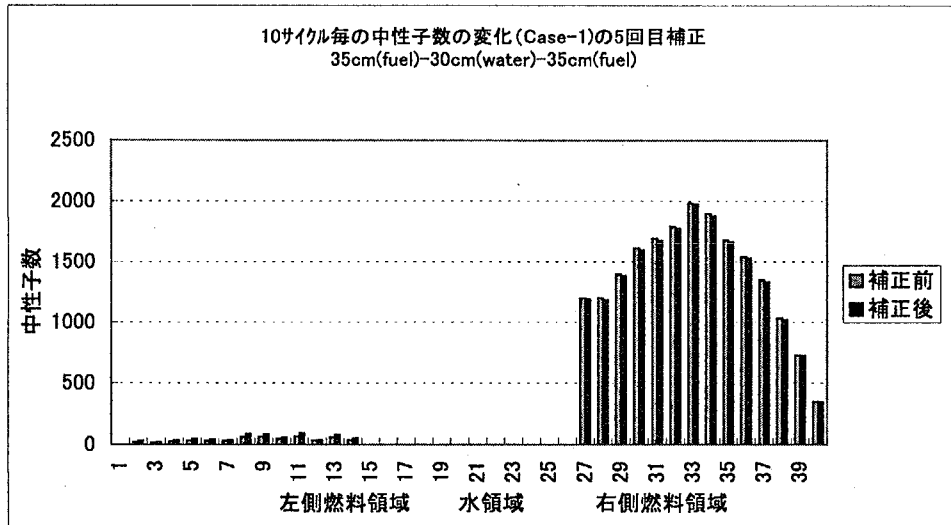
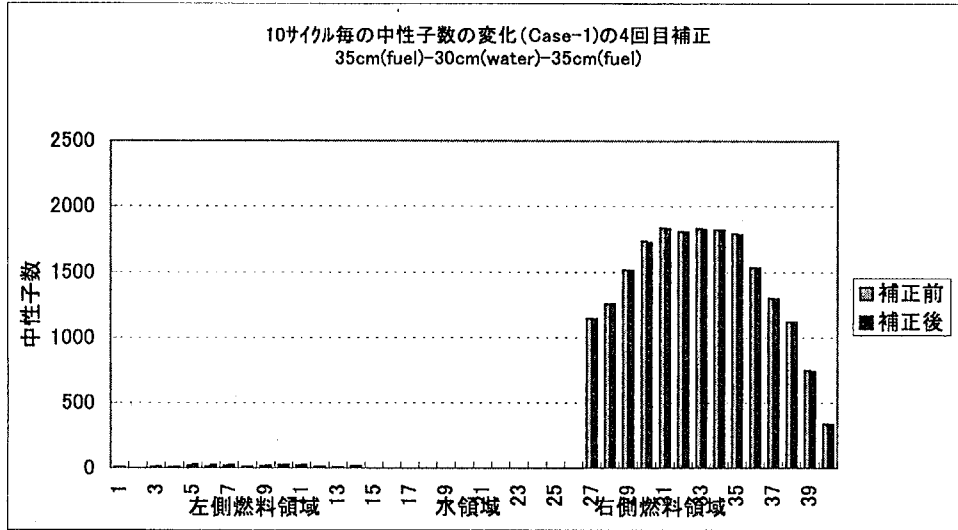


図5-2-1(2) 補正による中性子数の変化 (Case1:初期ソース左側燃料) (続)

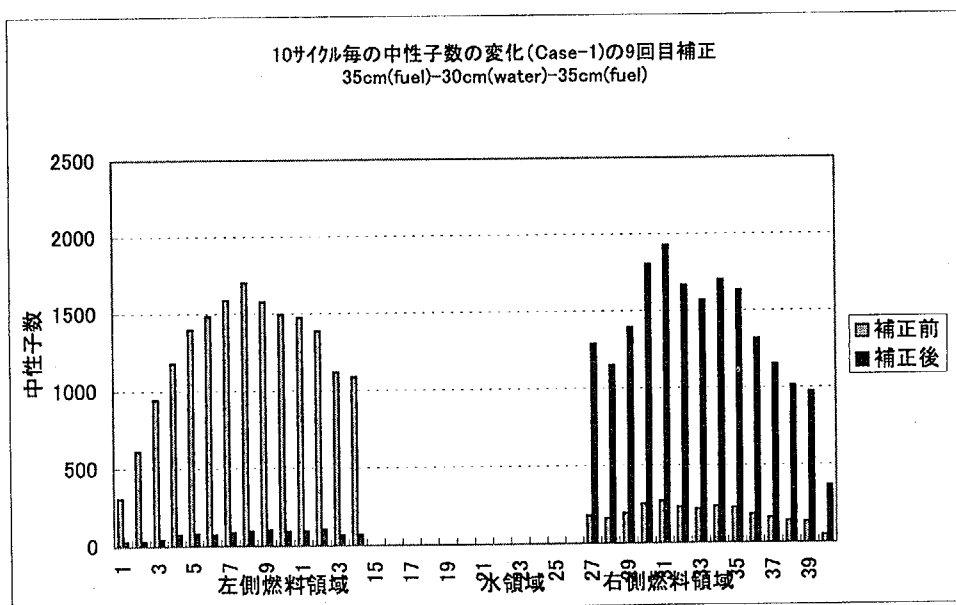
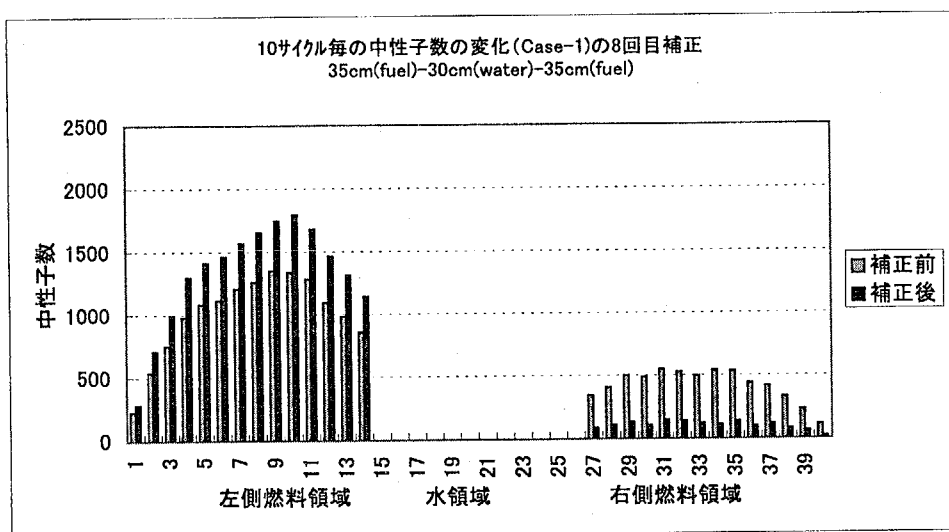
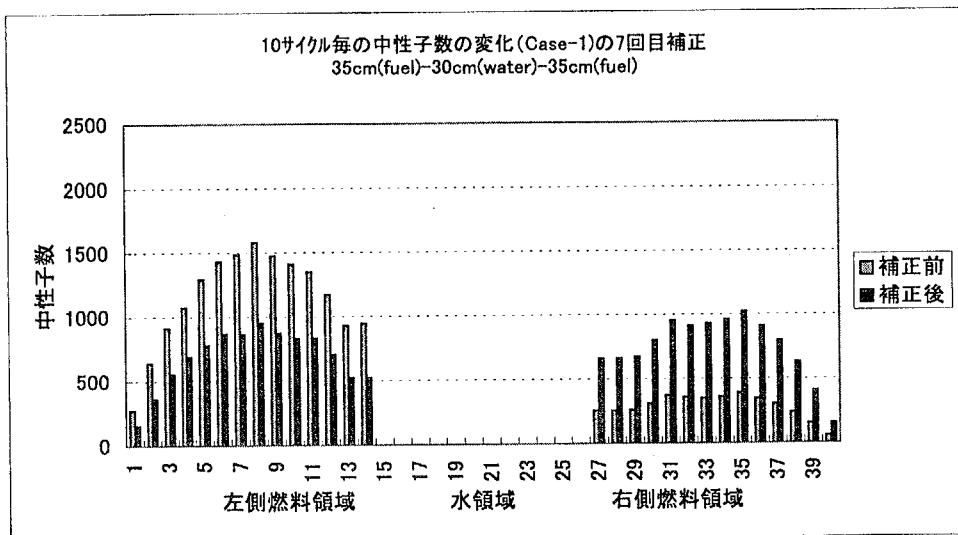


図5-2-1(2) 補正による中性子数の変化 (Case1:初期ソース左側燃料) (続)

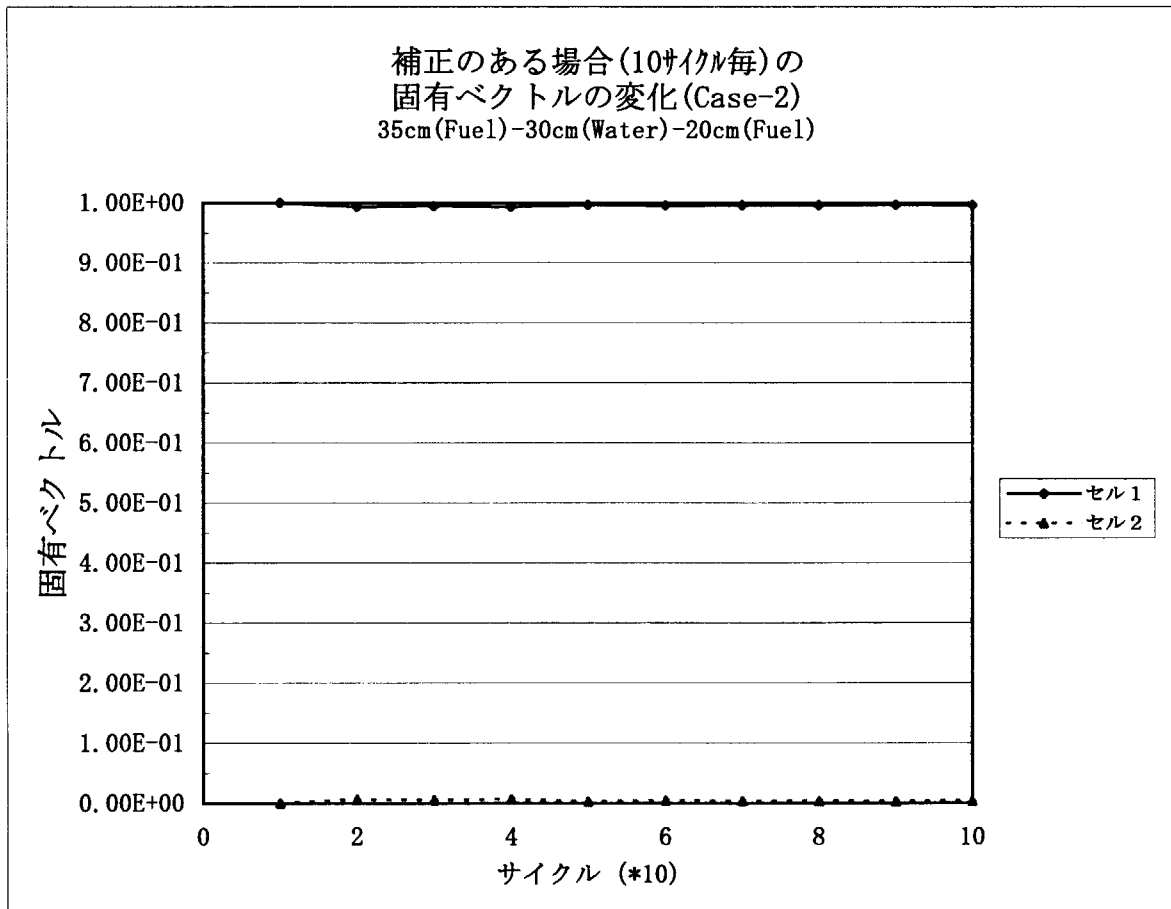
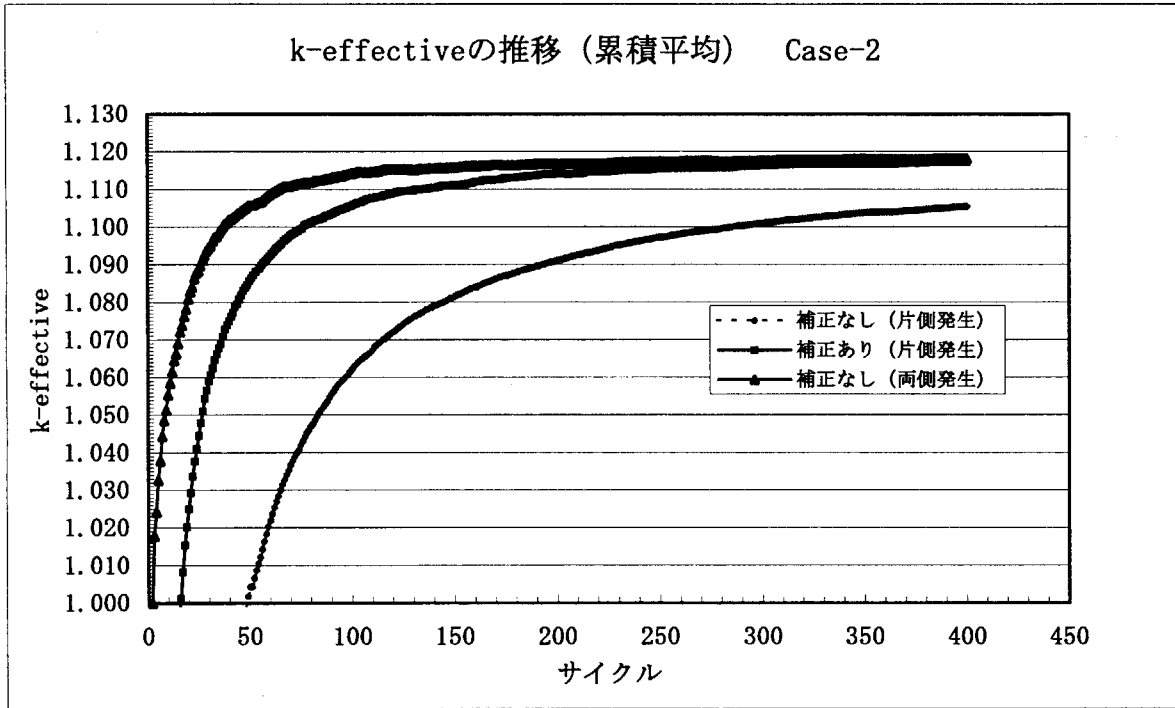


図5-2-2(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-2の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース:セル2[右側燃料]、10000ヒストリ/サイクル)

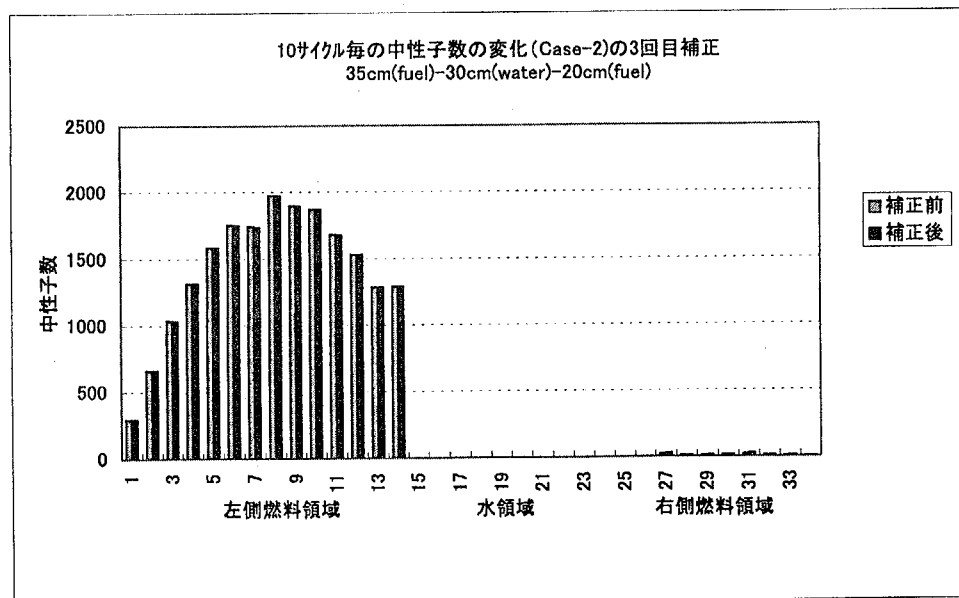
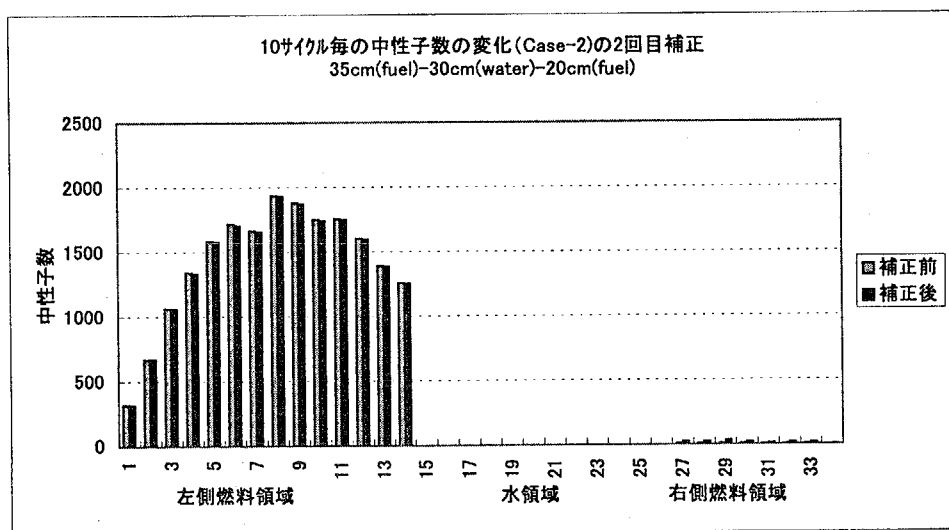
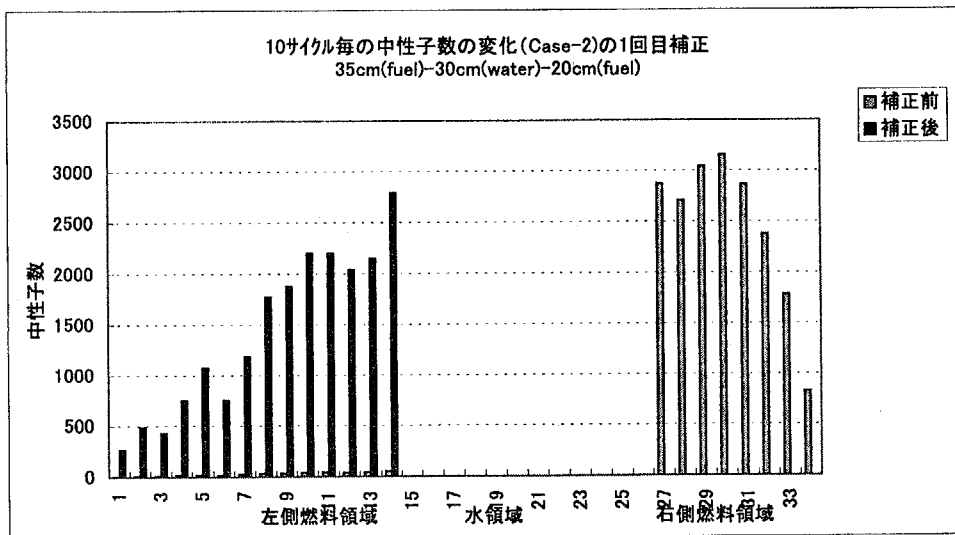


図5-2-2(2) 補正による中性子数の変化 (Case-2: 初期ソース右側燃料)

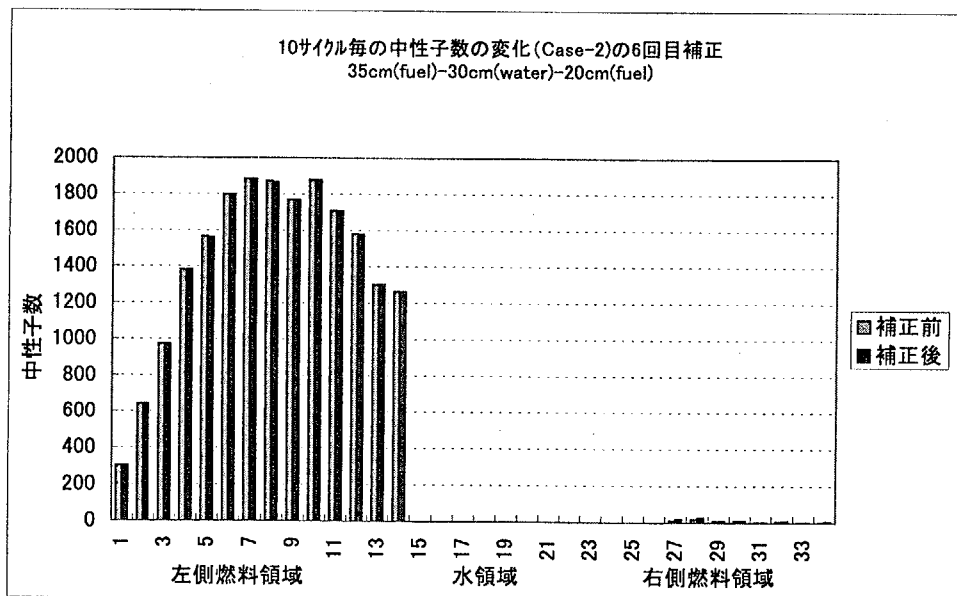
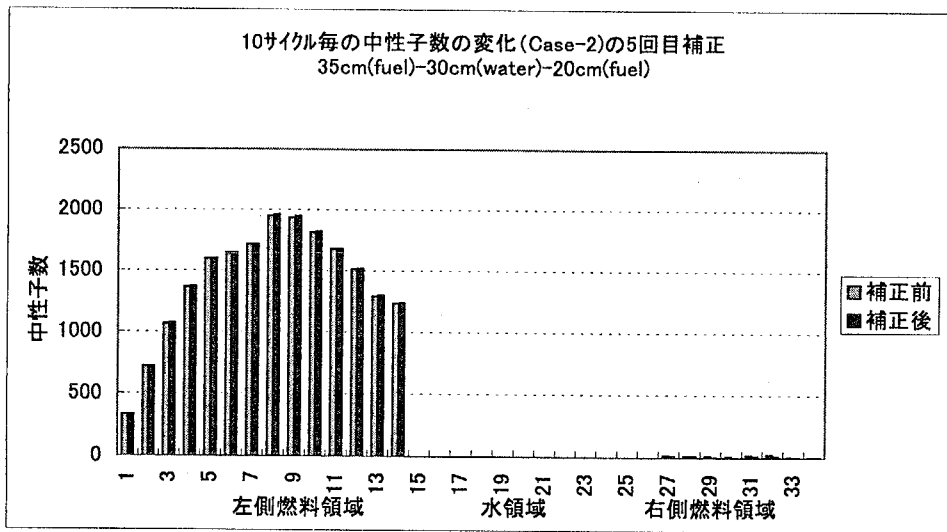
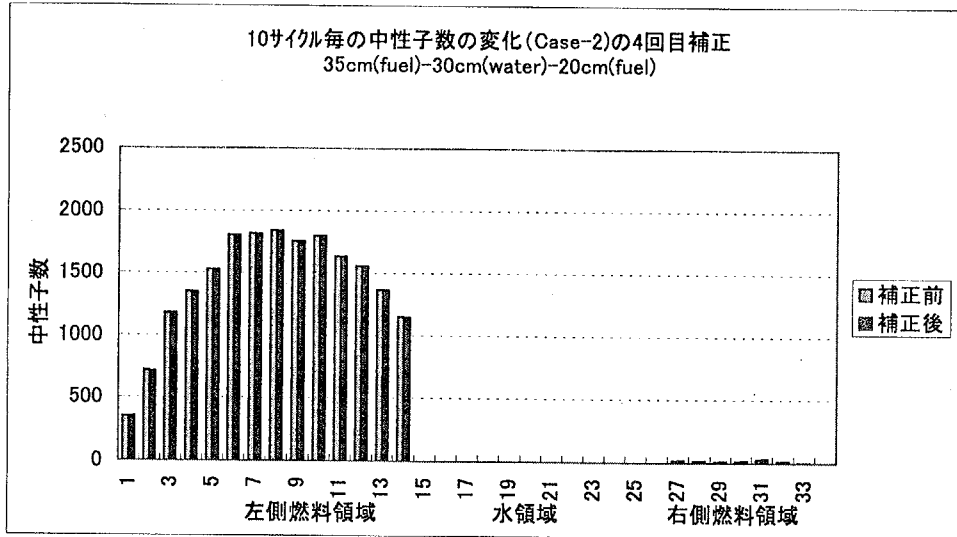


図5-2-2(2) 補正による中性子数の変化 (Case-2:初期ソース右側燃料) (続)

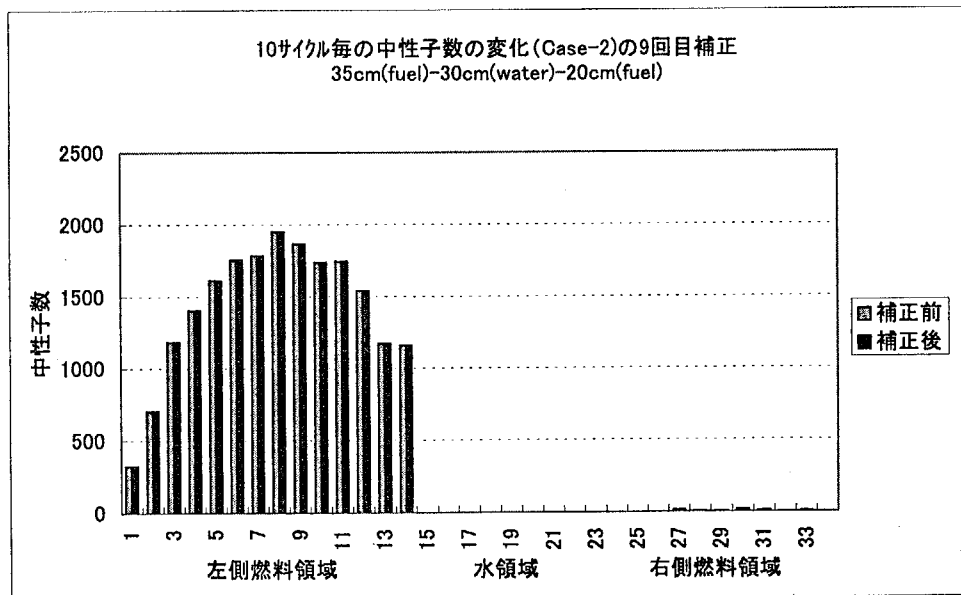
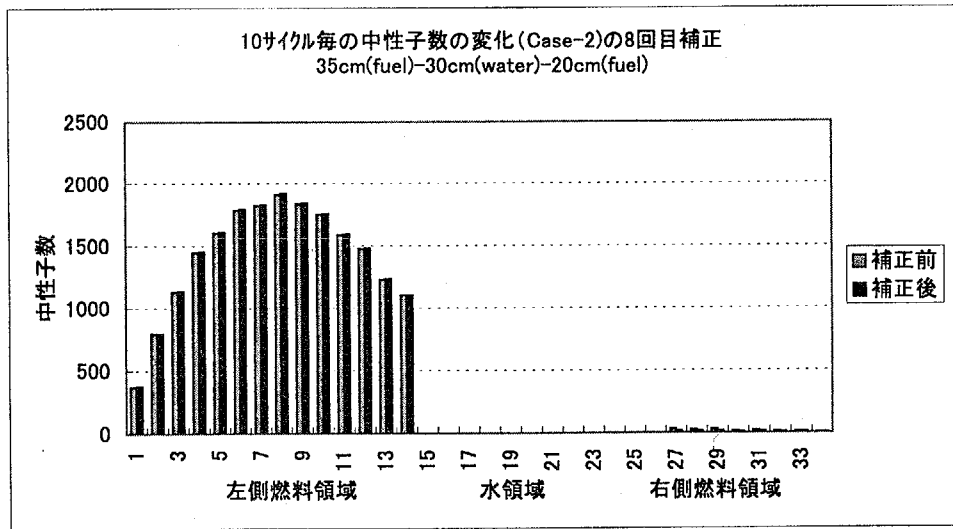
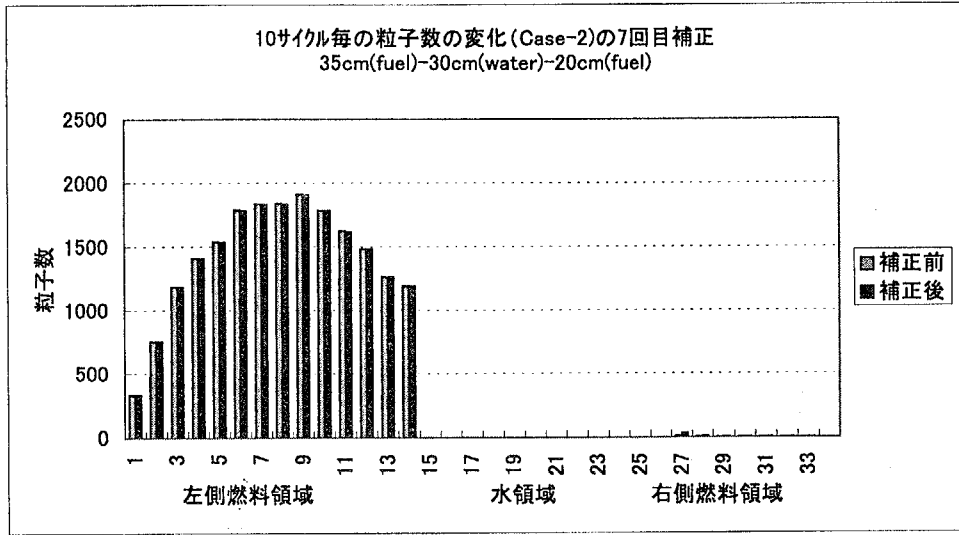


図5-2-2(2) 補正による中性子数の変化 (Case-2:初期ソース右側燃料) (続)

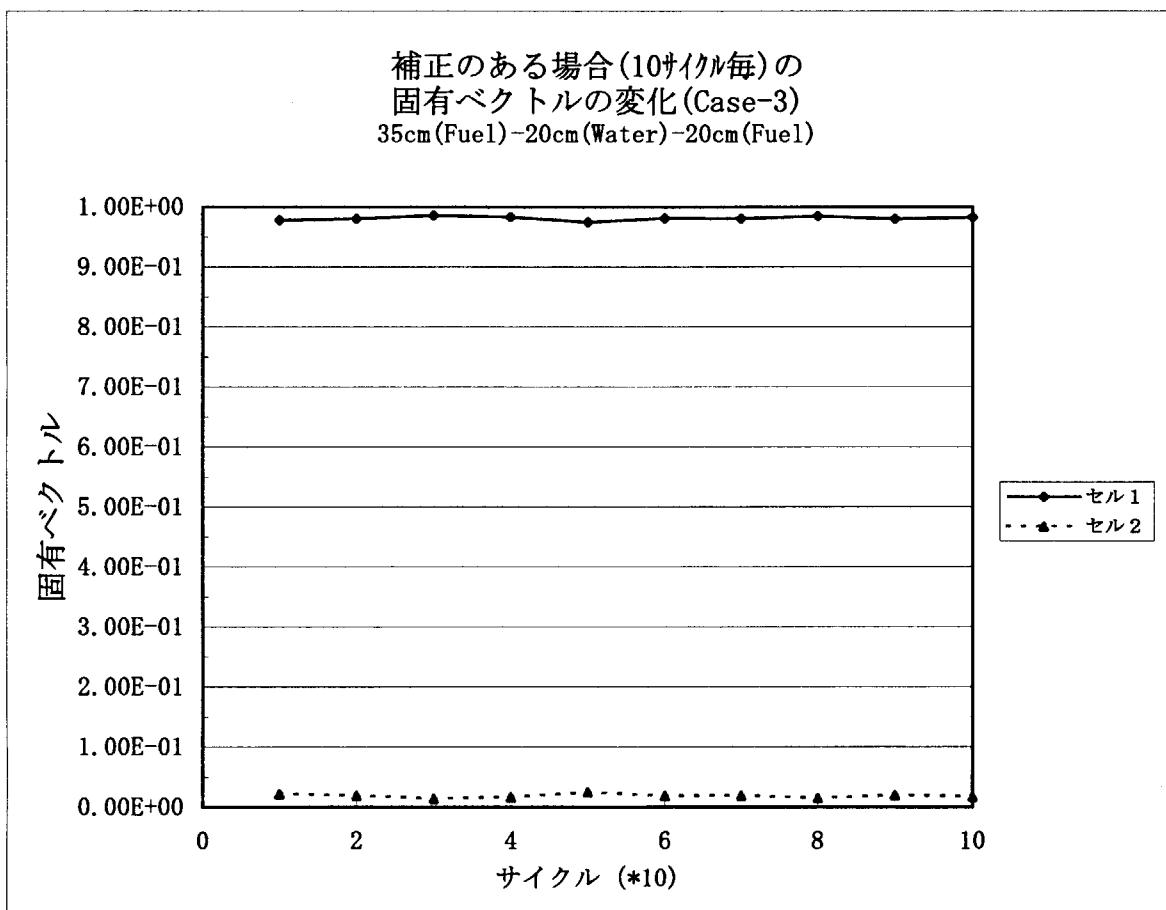
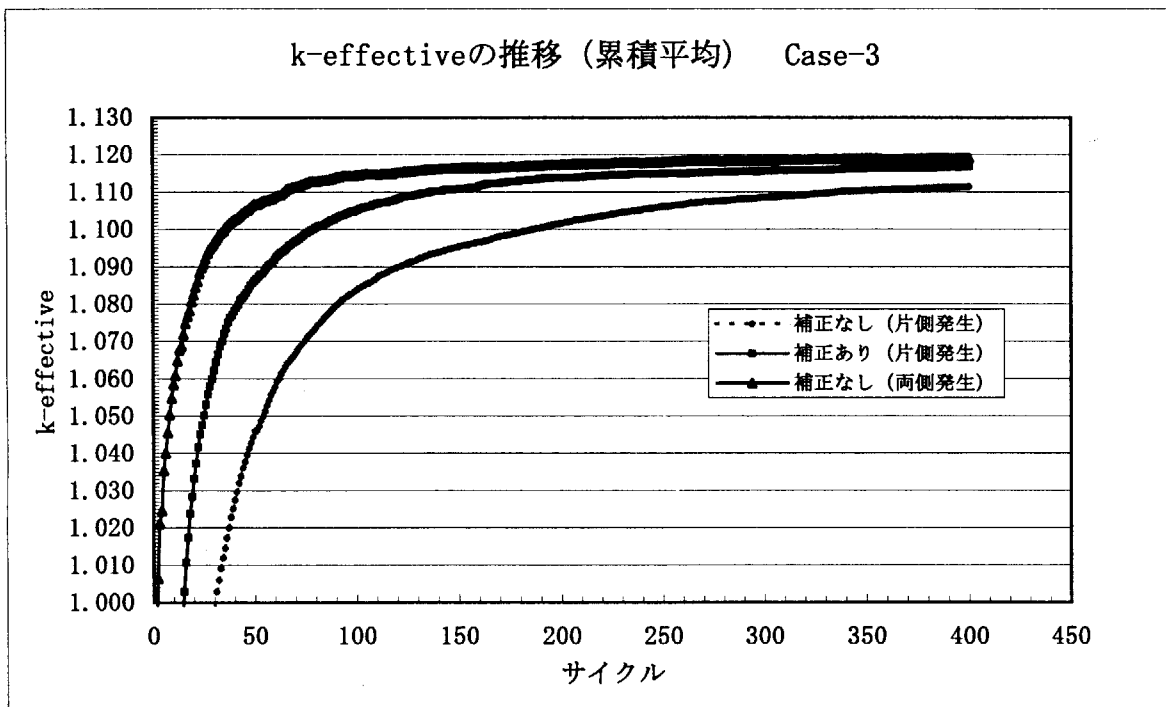


図5-2-3(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-3の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース:セル2 [右側燃料]、10000ヒストリ/サイクル)



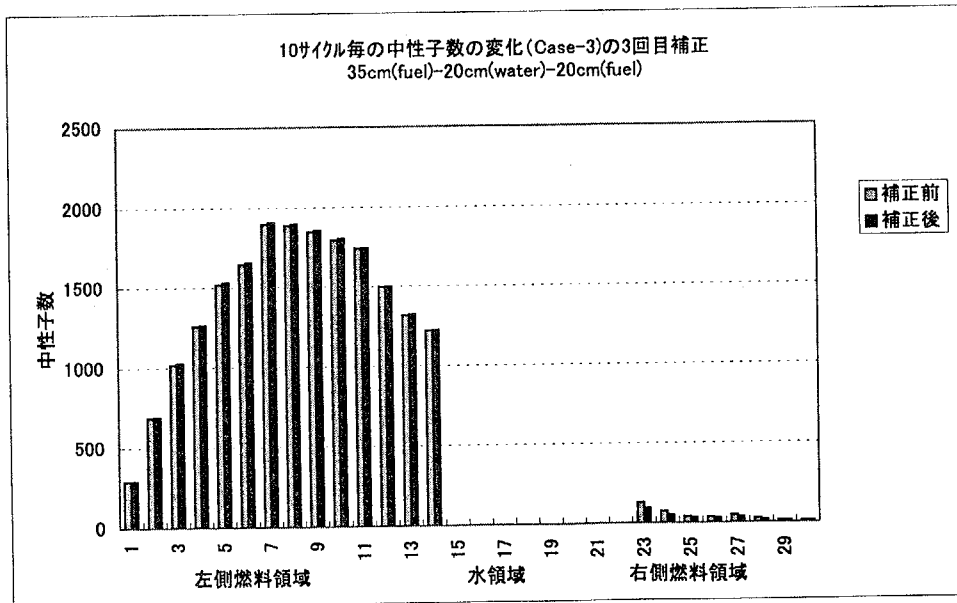
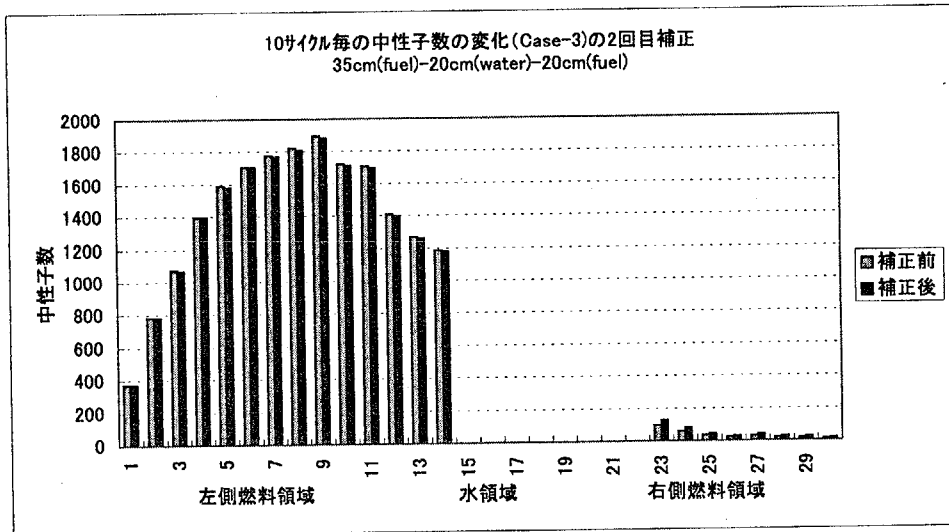
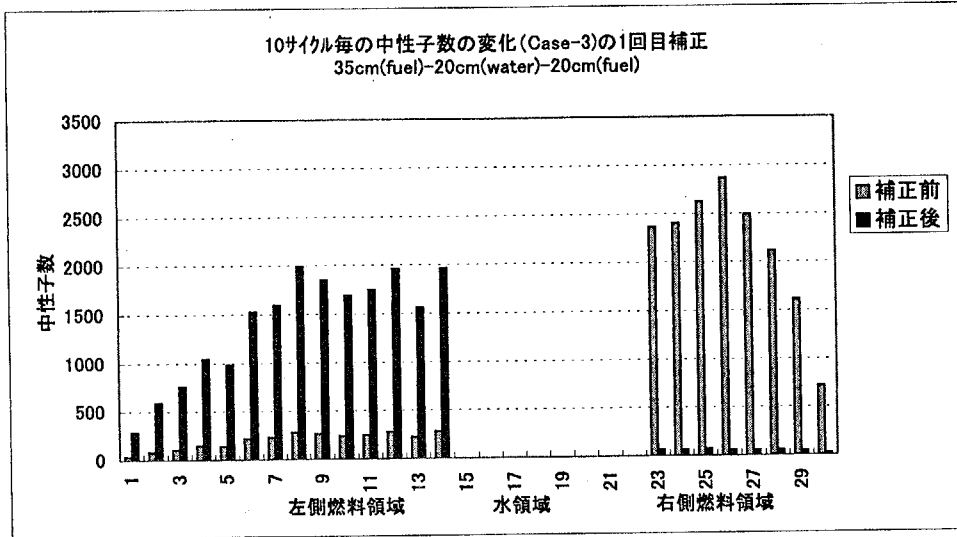


図5-2-3(2) 補正による中性子数の変化(Case 3:初期ソース右側燃料)

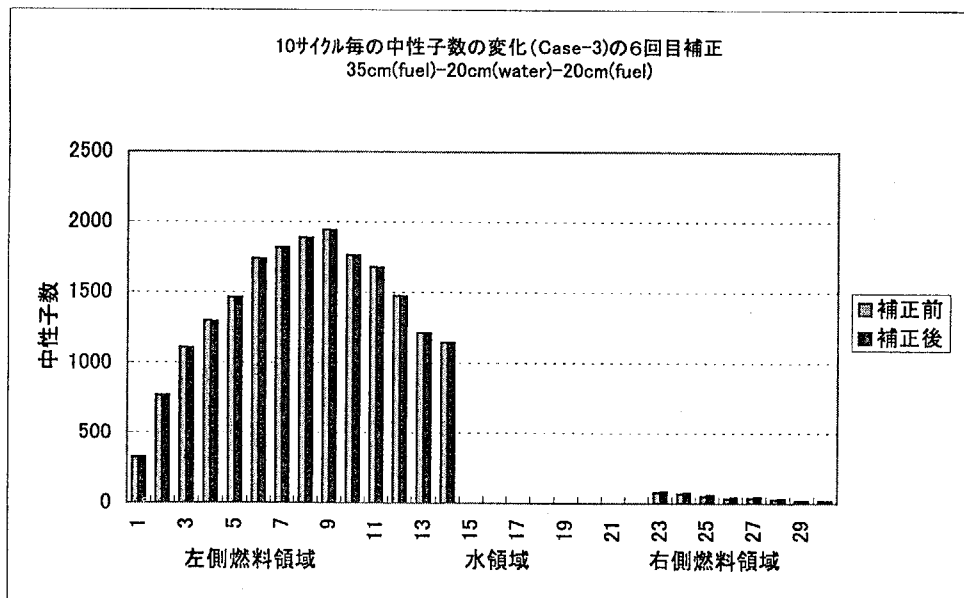
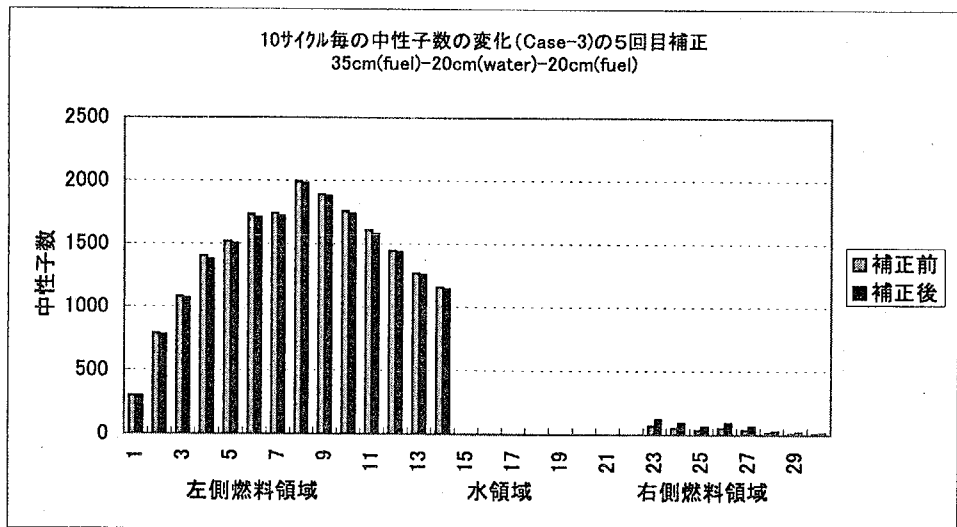
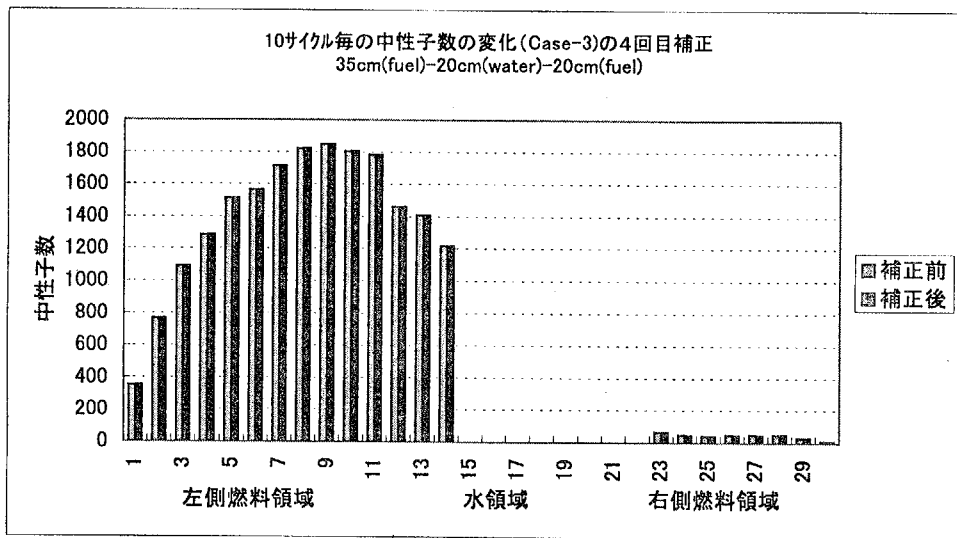


図5-2-3(2) 補正による中性子数の変化 (Case 3 : 初期ソース右側燃料) (続)

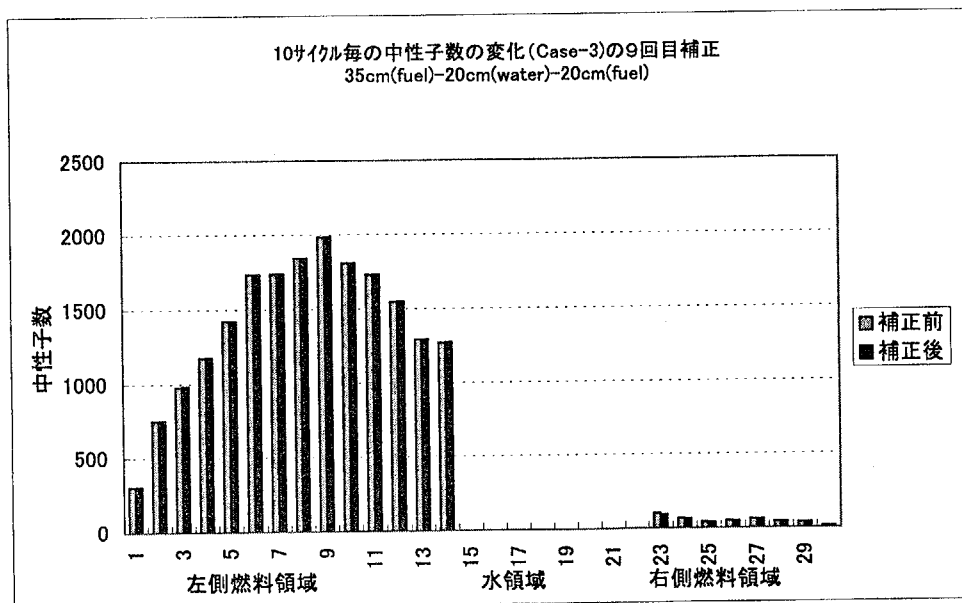
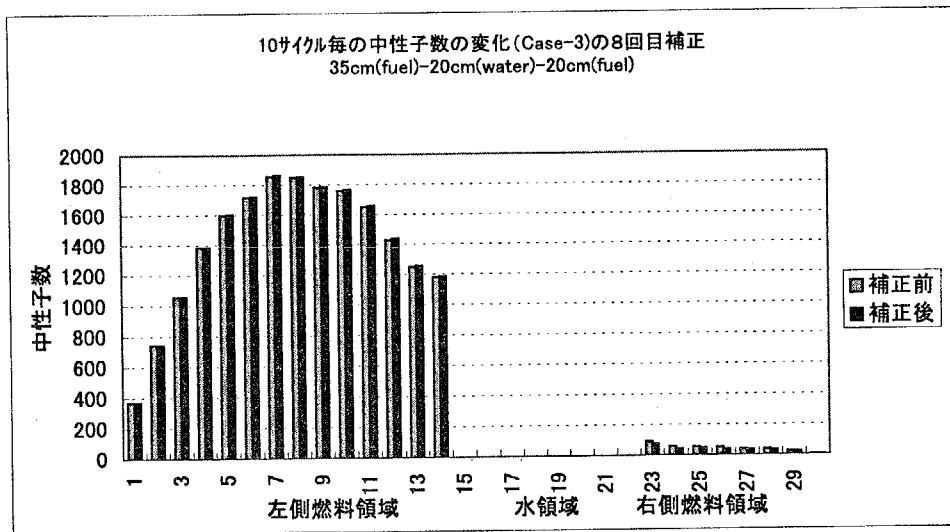
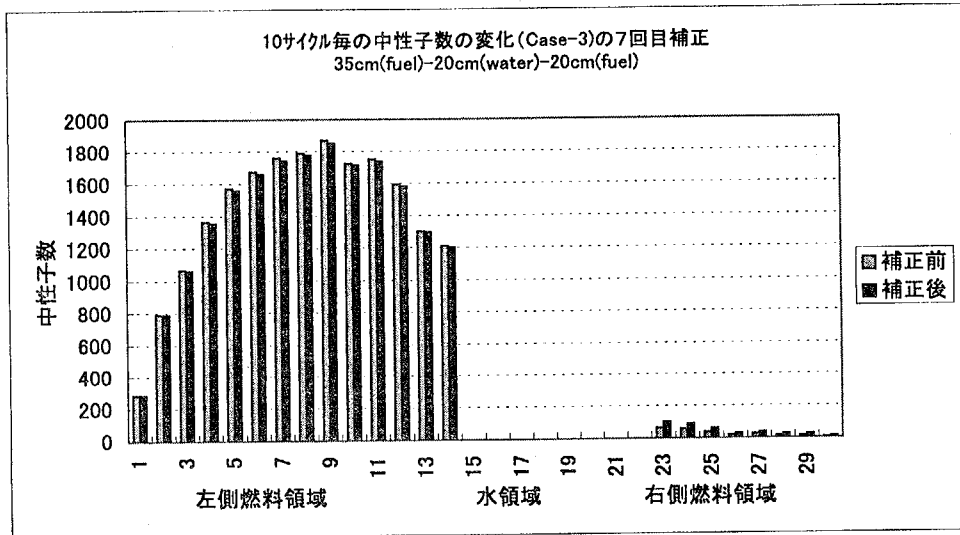


図5-2-3(2) 補正による中性子数の変化 (Case 3 : 初期ソース右側燃料) (続)

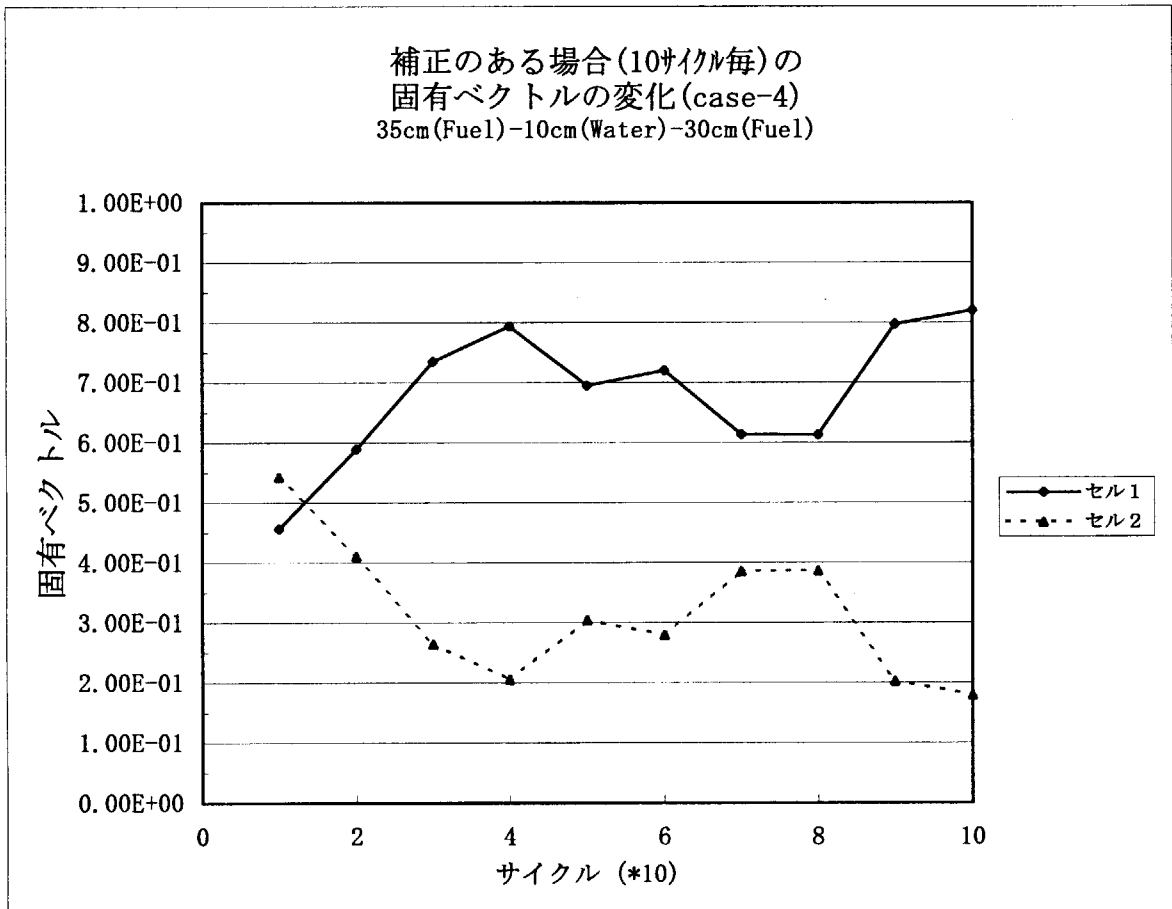
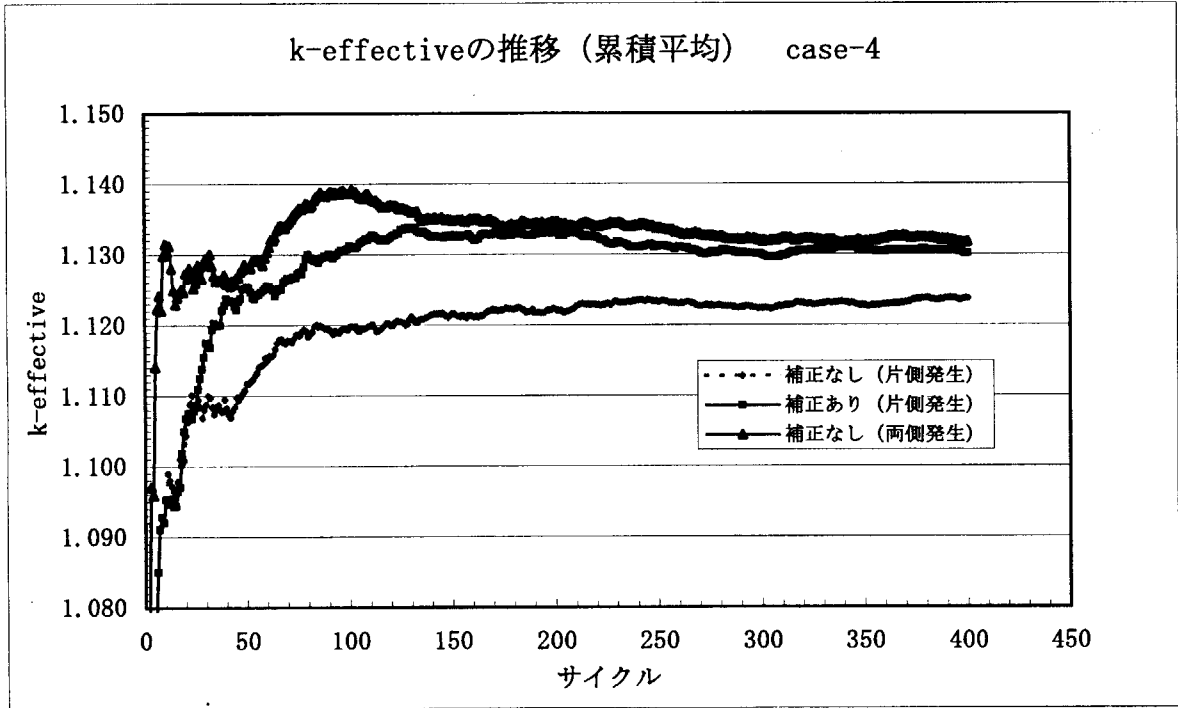


図5-2-4(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-4の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース：セル2{右側燃料}、1000ヒストリ/サイクル)

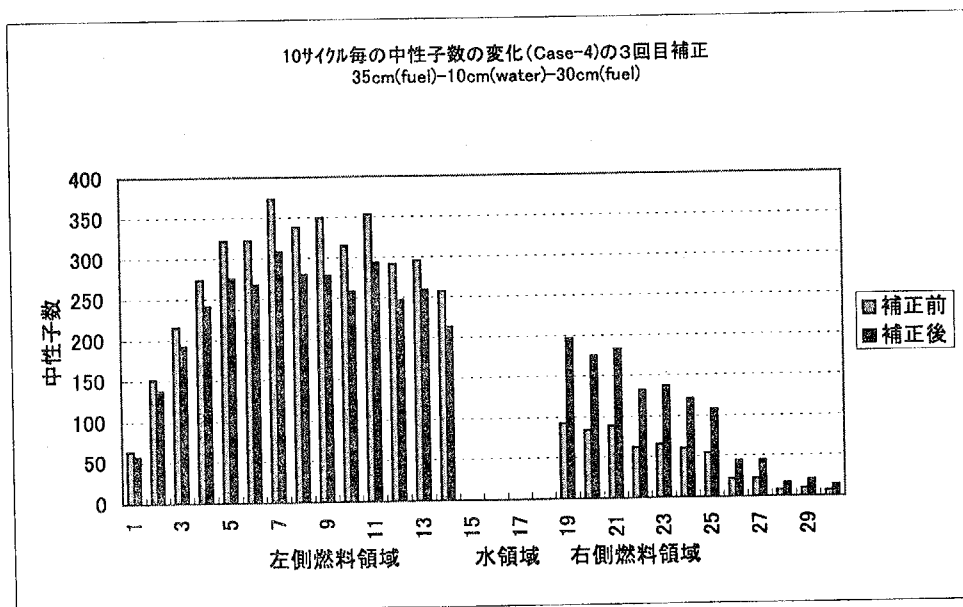
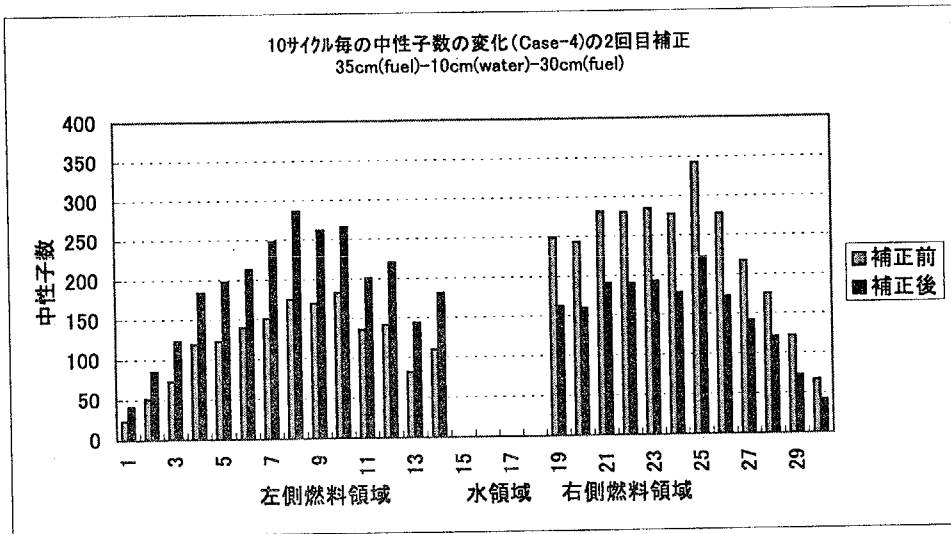
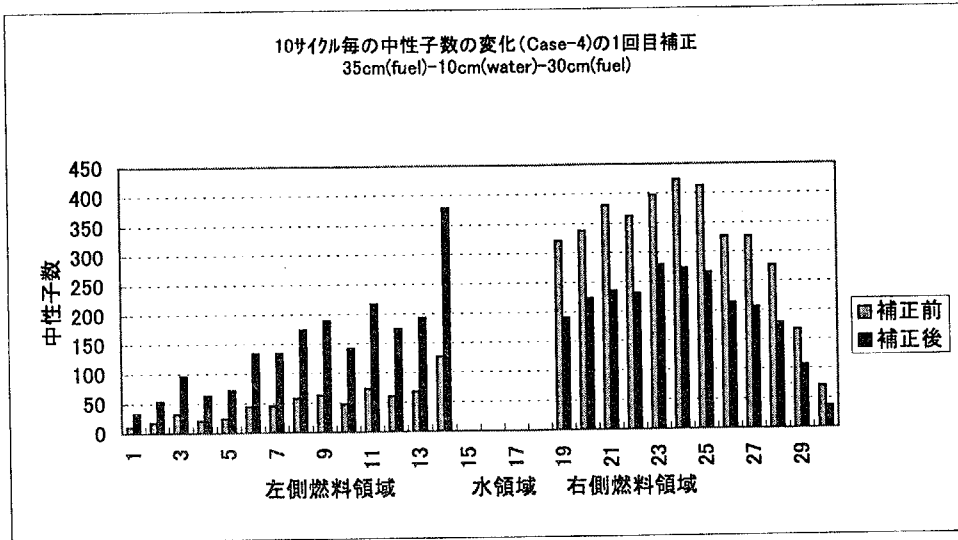


図5-2-4(2) 補正による中性子数の変化 (Case4: 初期ソース右側燃料)

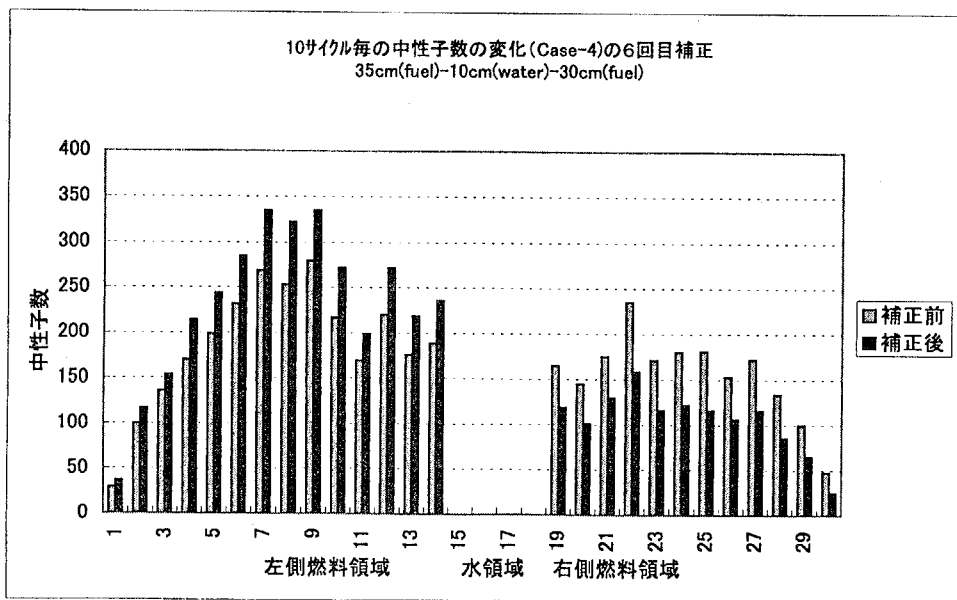
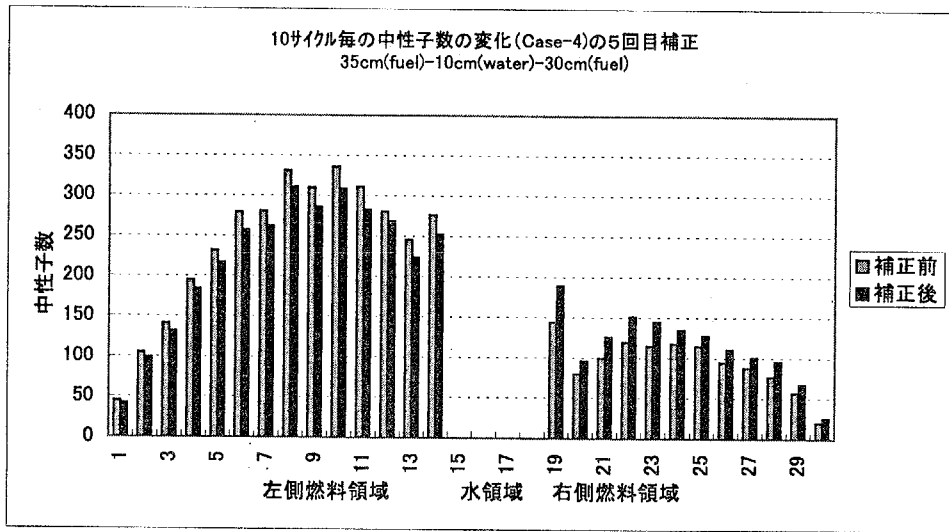
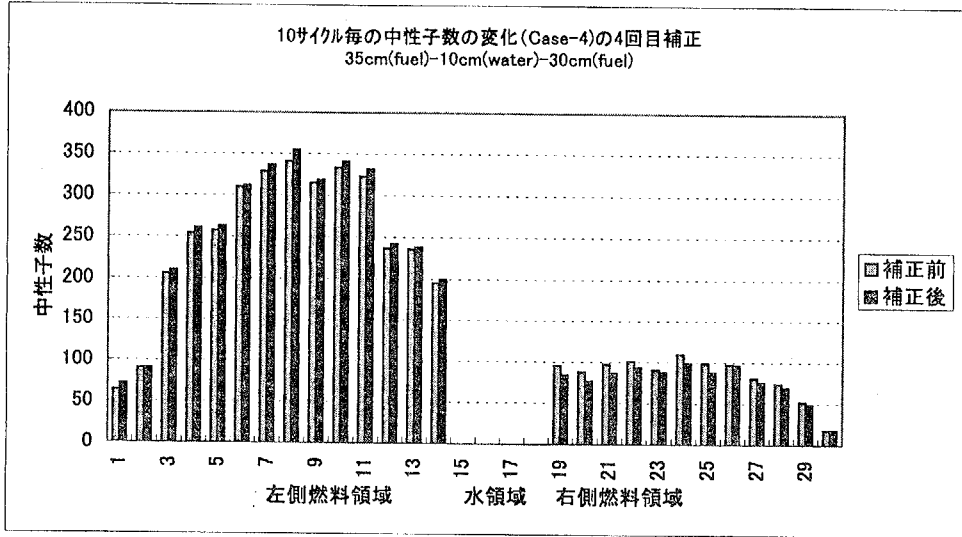


図5-2-4(2) 補正による中性子数の変化 (Case4: 初期ソース右側燃料) (続)

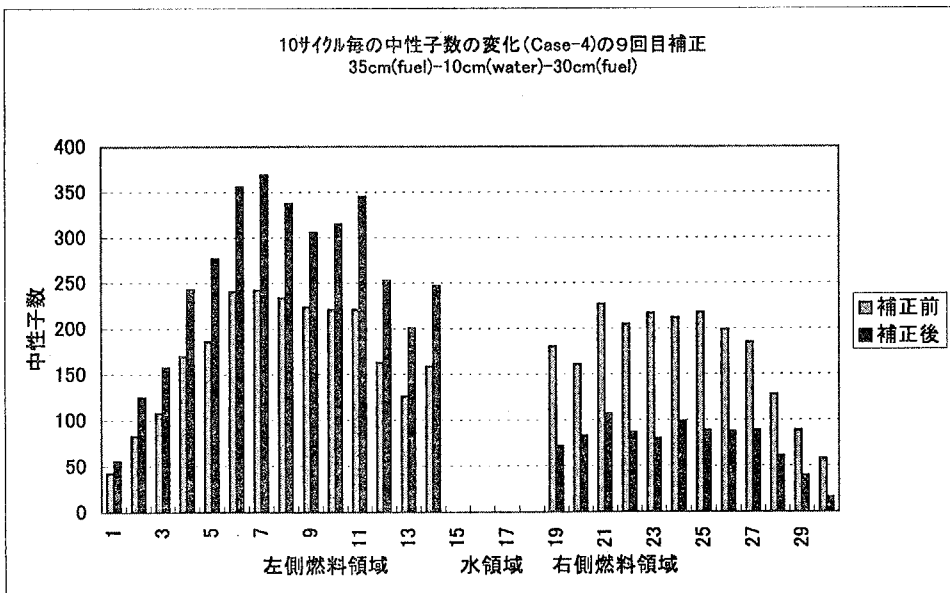
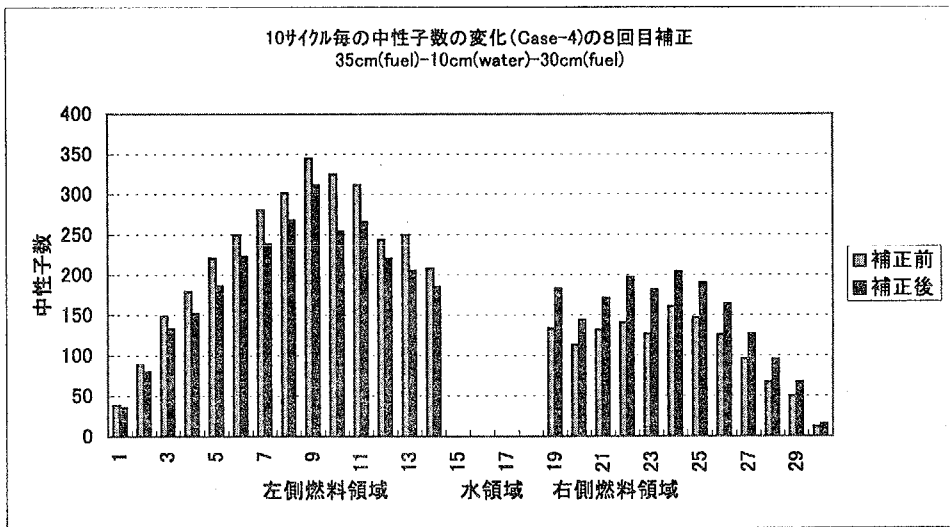
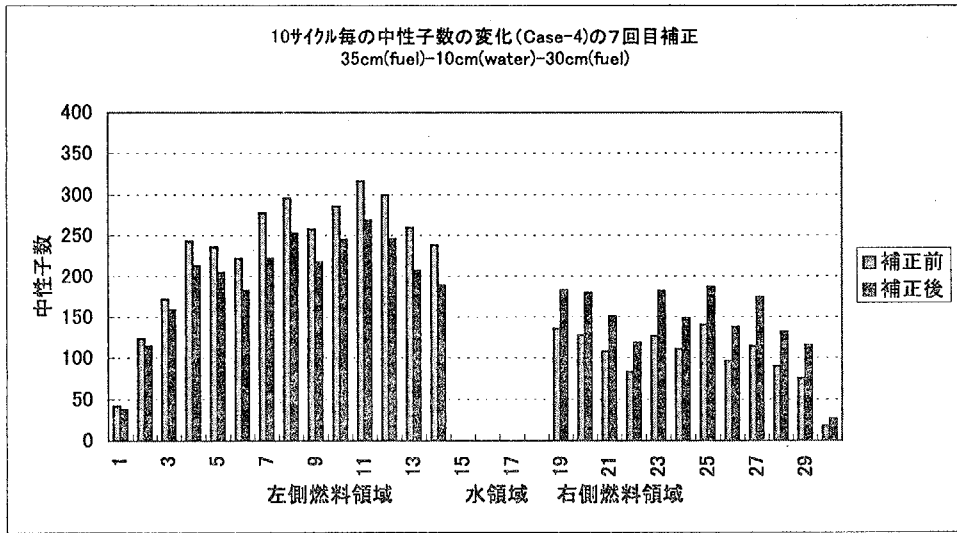


図5-2-4(2) 補正による中性子数の変化 (Case4: 初期ソース右側燃料) (続)

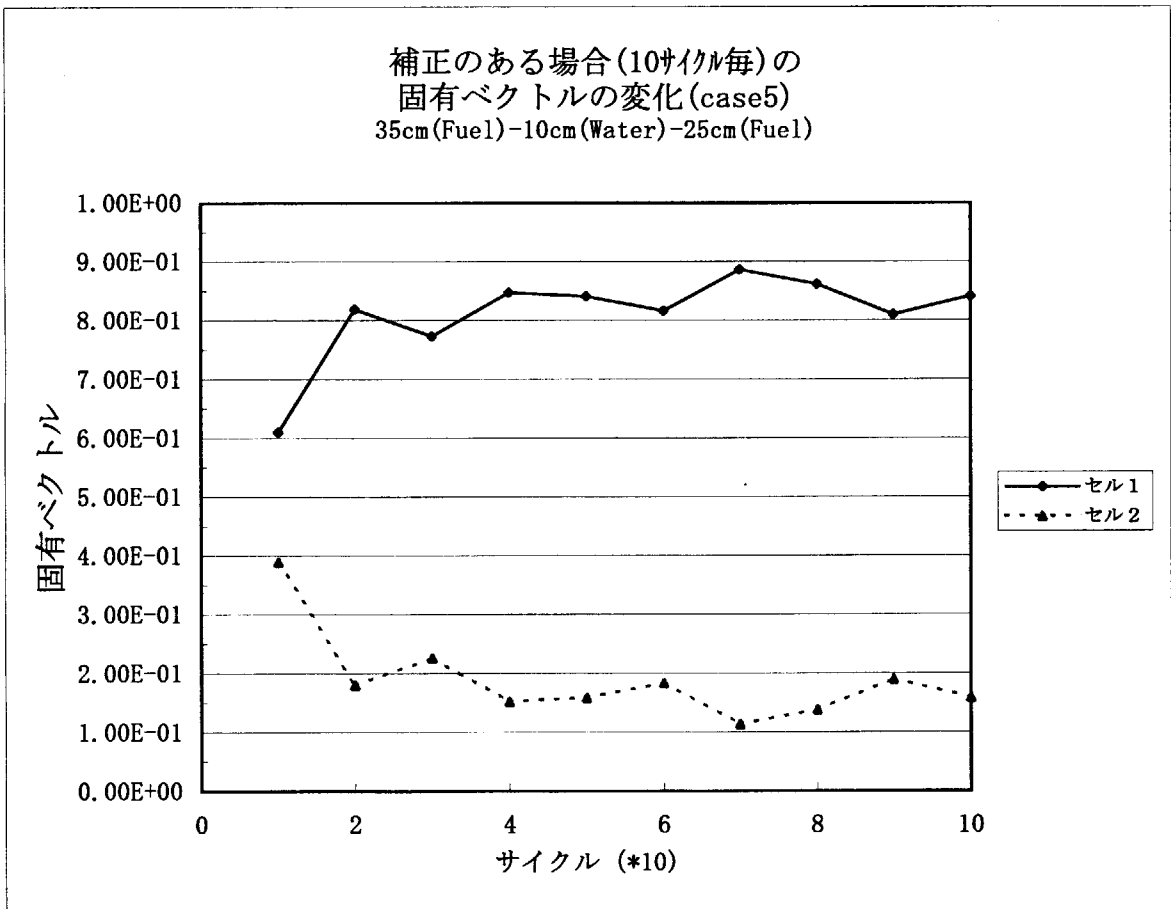
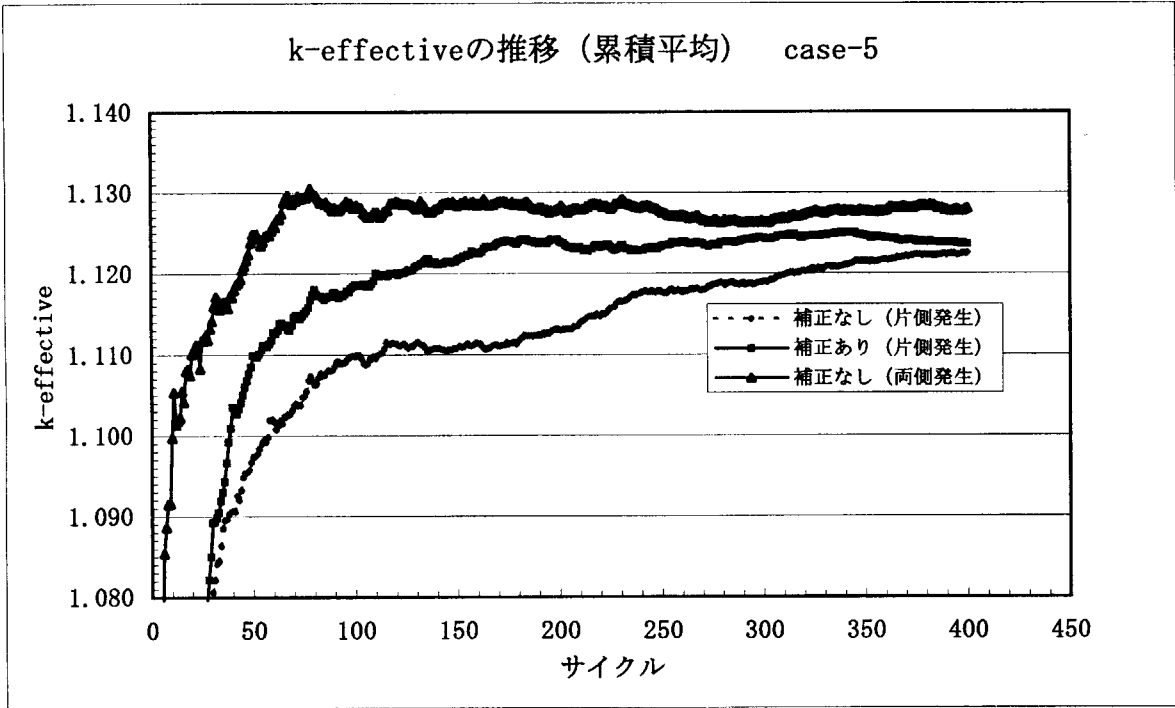


図5-2-5(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-5の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース:セル2[右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)



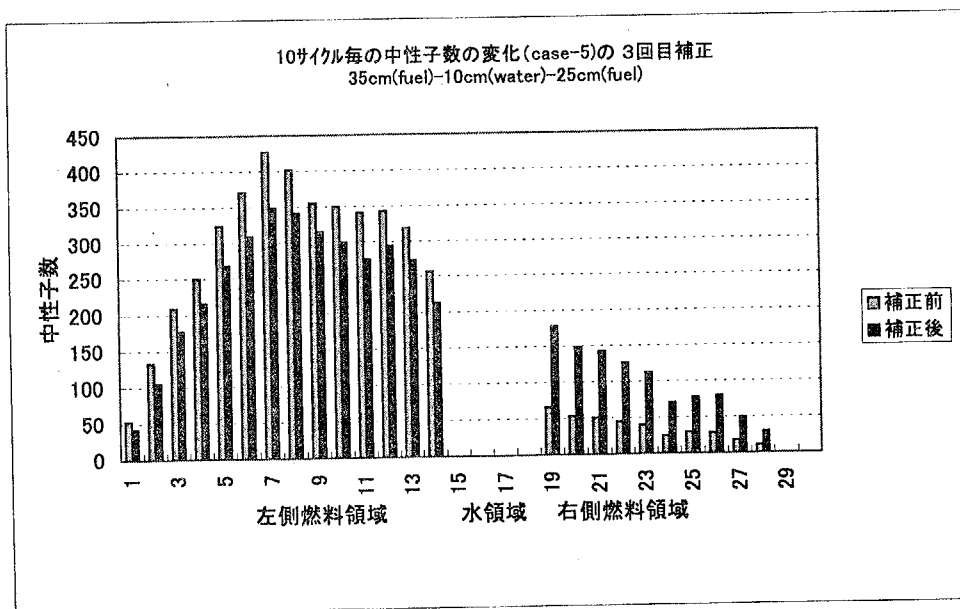
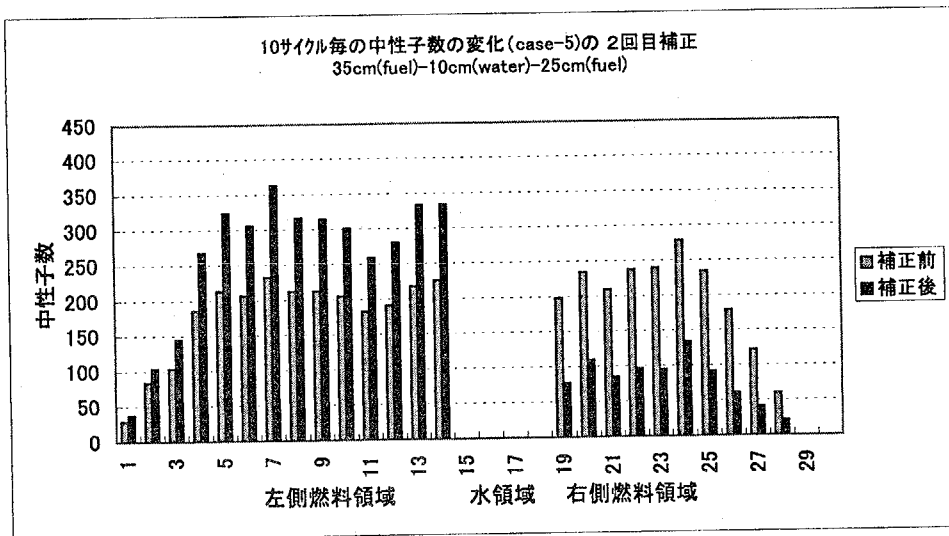
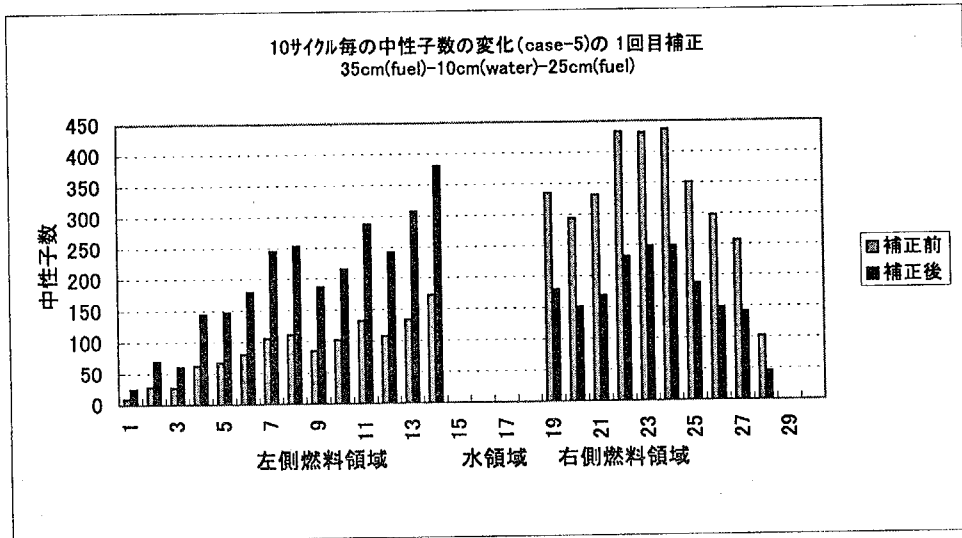


図5-2-5(2) 補正による中性子数の変化(Case5:初期ソース右側燃料)

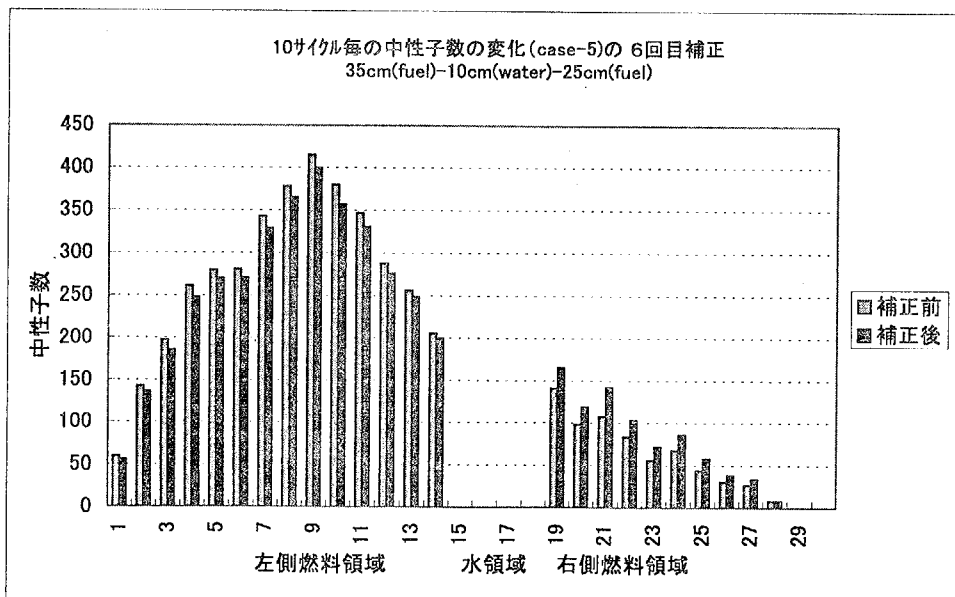
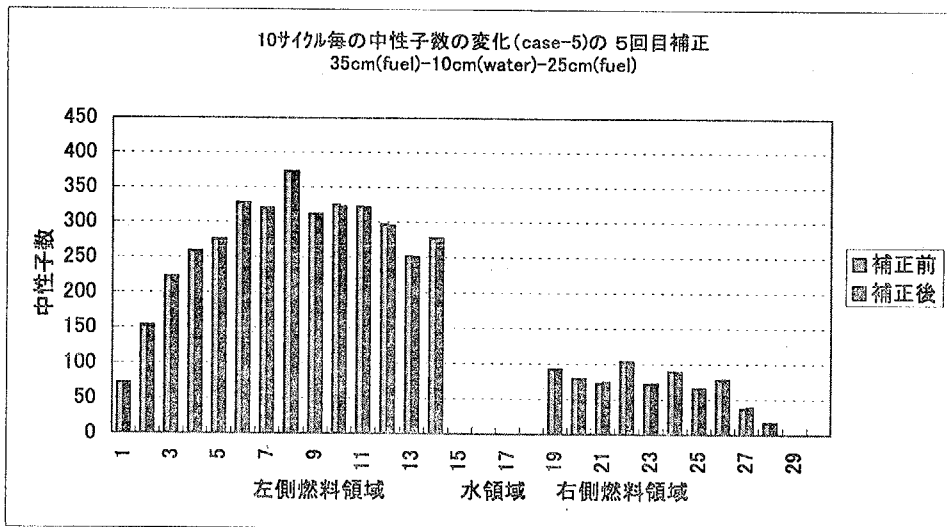
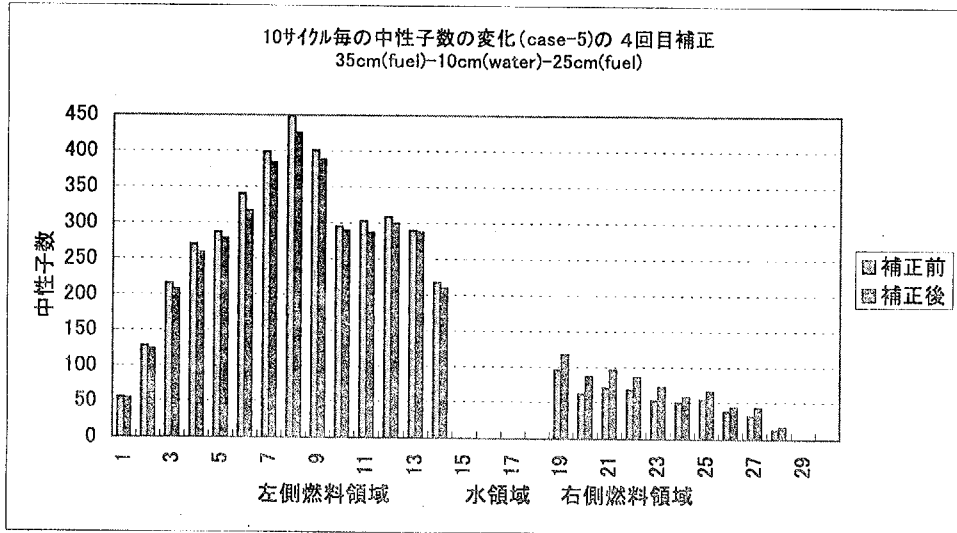


図5-2-5(2) 補正による中性子数の変化(Case5:初期ソース右側燃料)(続)

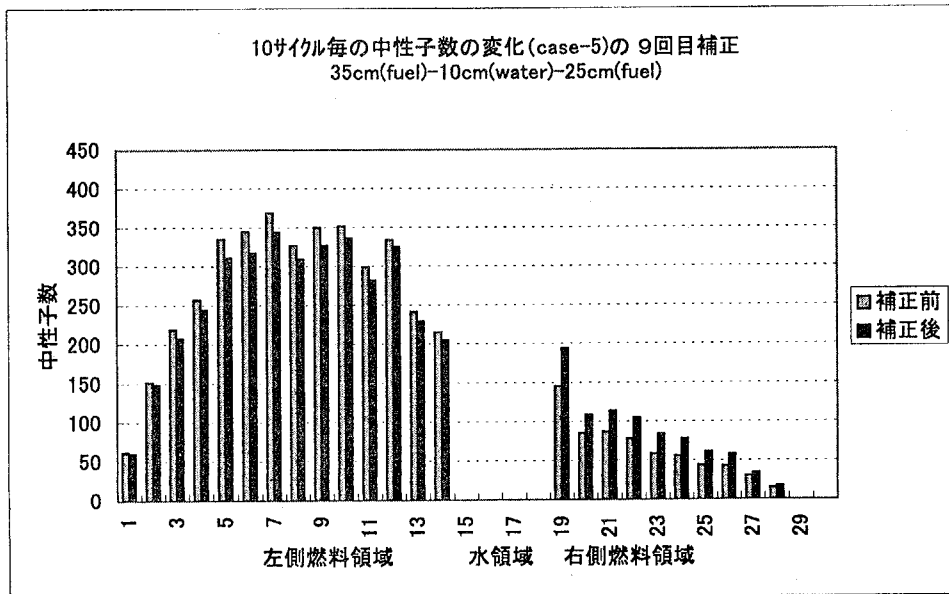
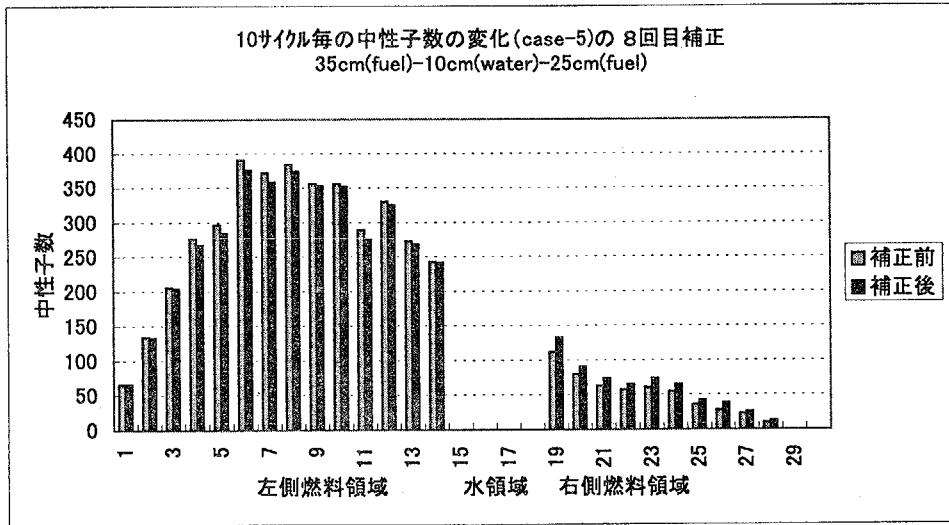
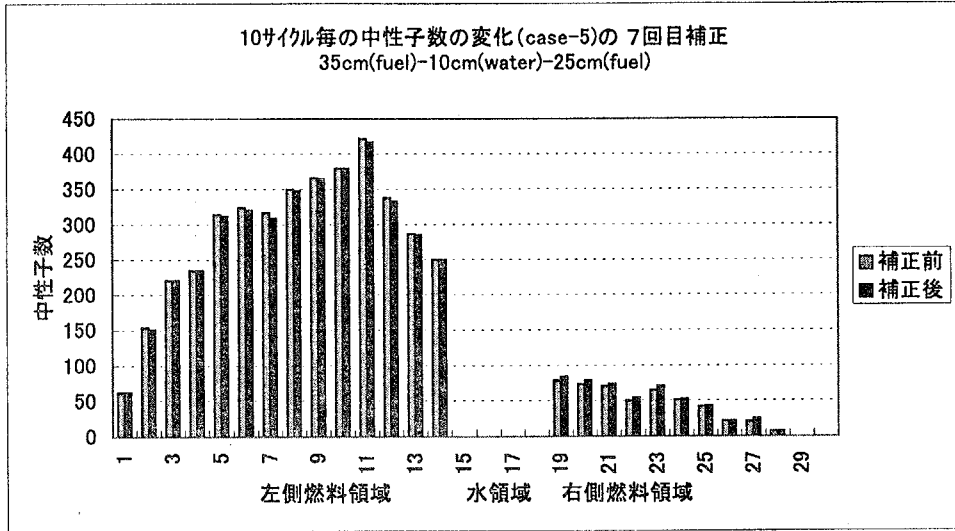


図5-2-5(2) 補正による中性子数の変化(Case5:初期ソース右側燃料)(続)

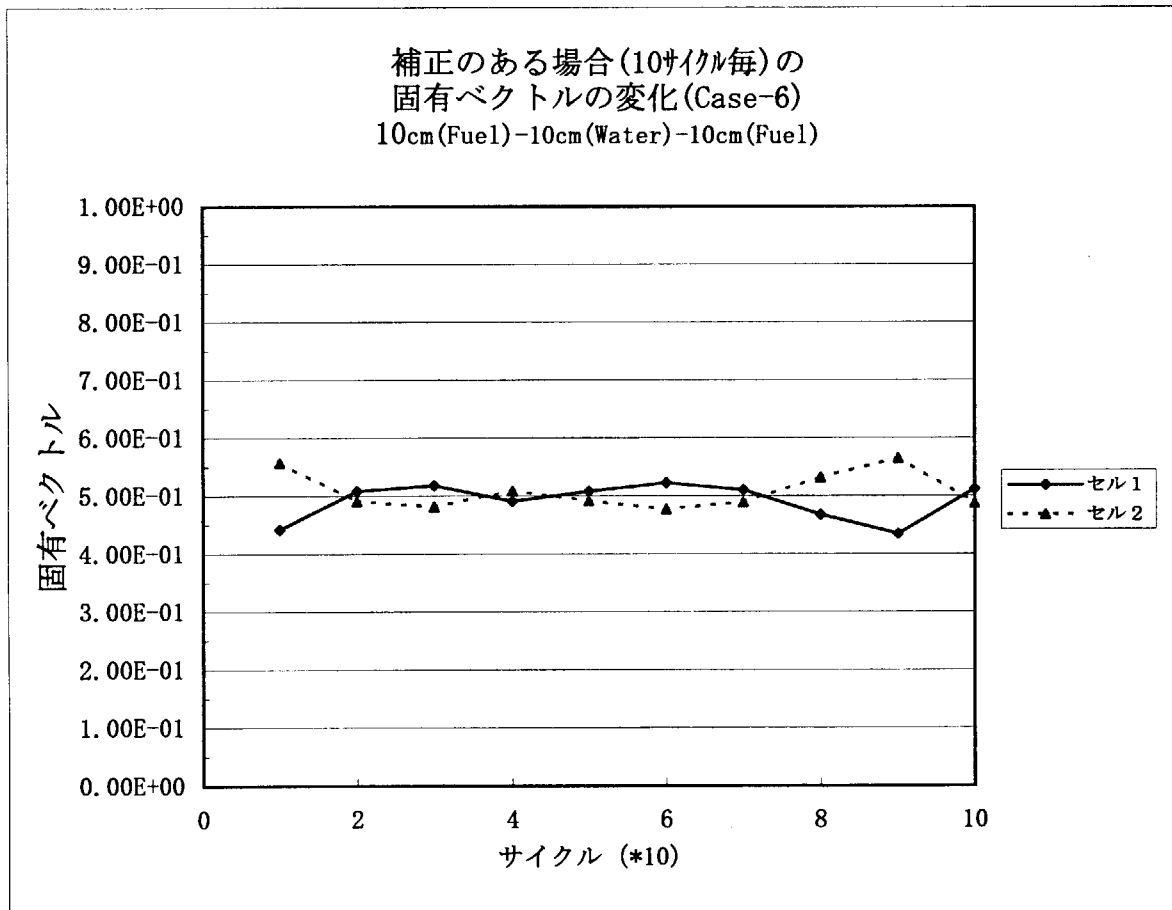
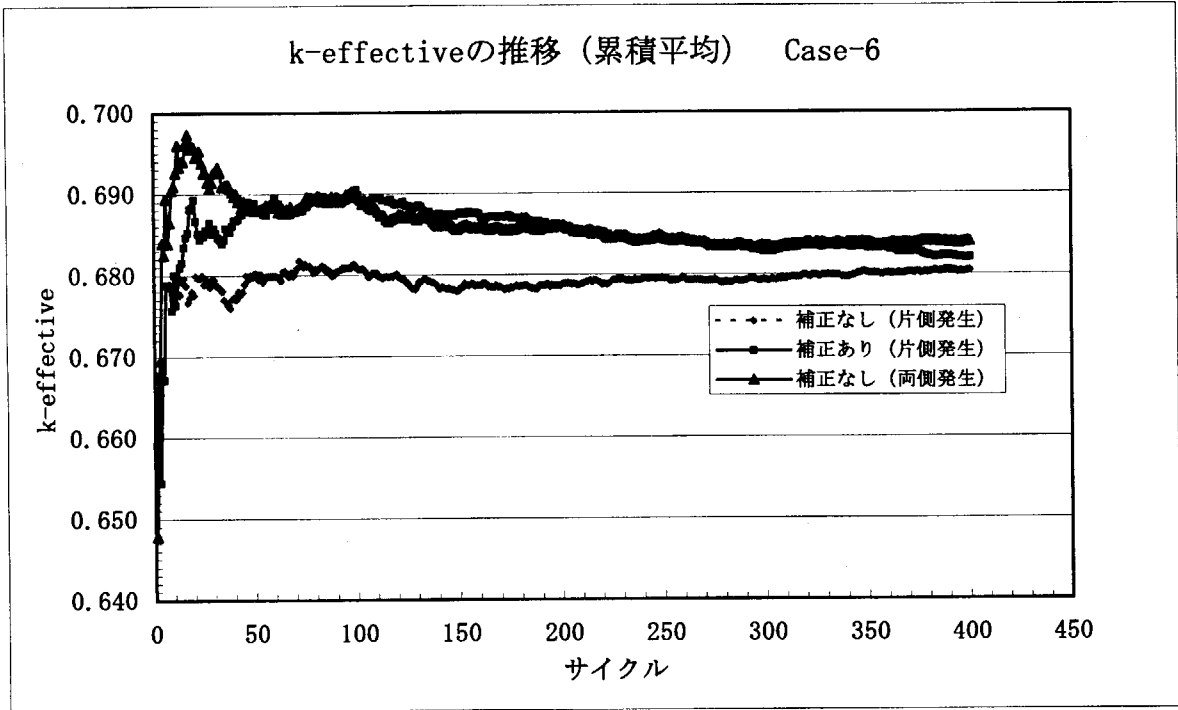


図5-2-6(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-6の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース:セル2[右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)

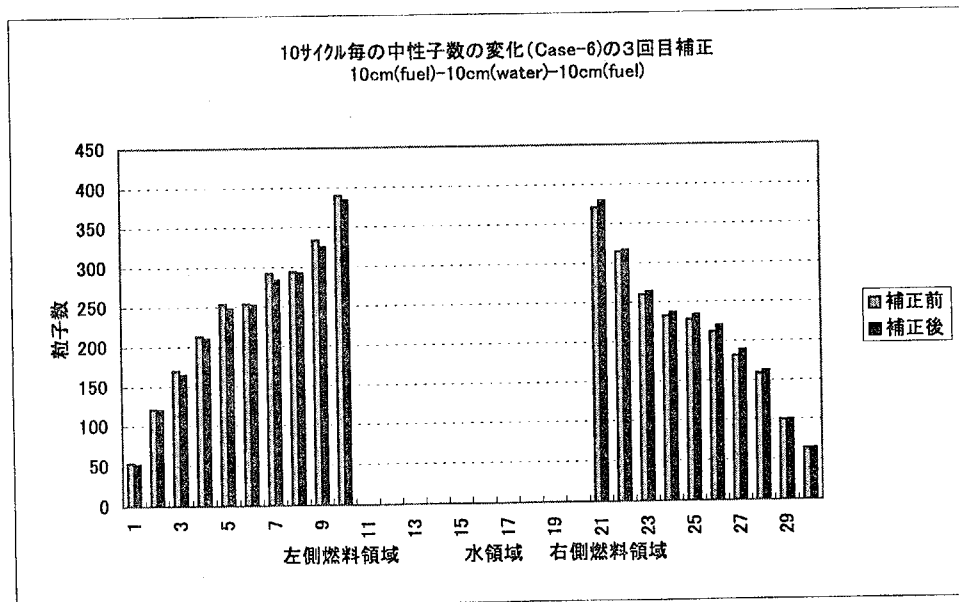
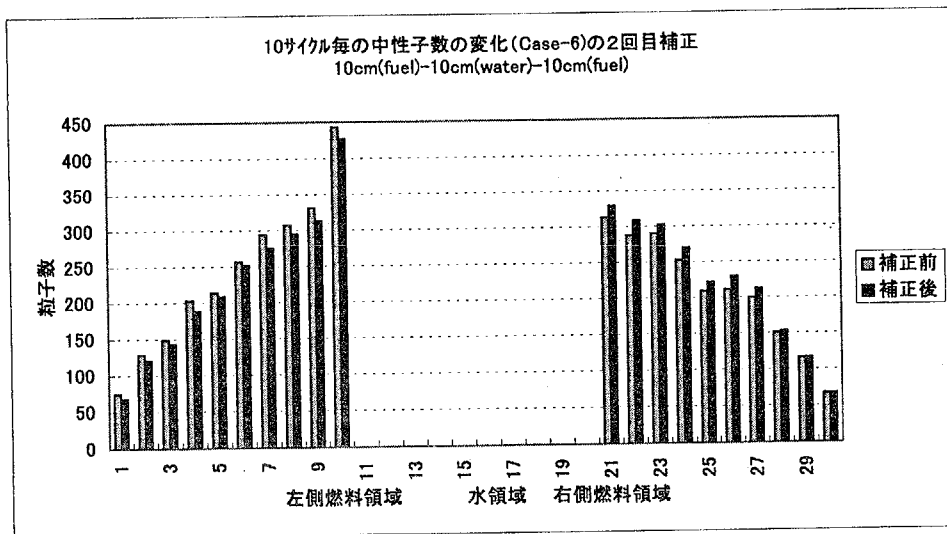
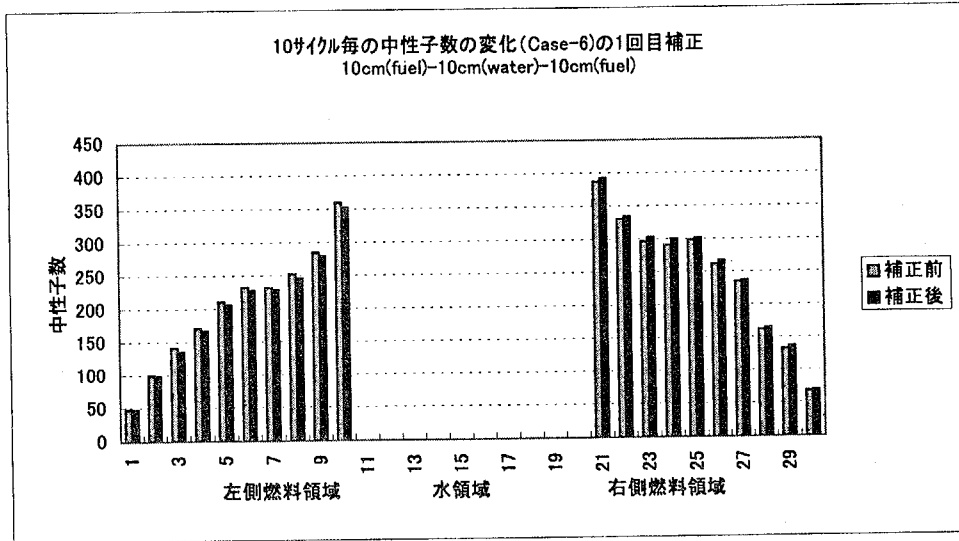


図5-2-6(2) 補正による中性子数の変化(Case6:初期ソース右側燃料)

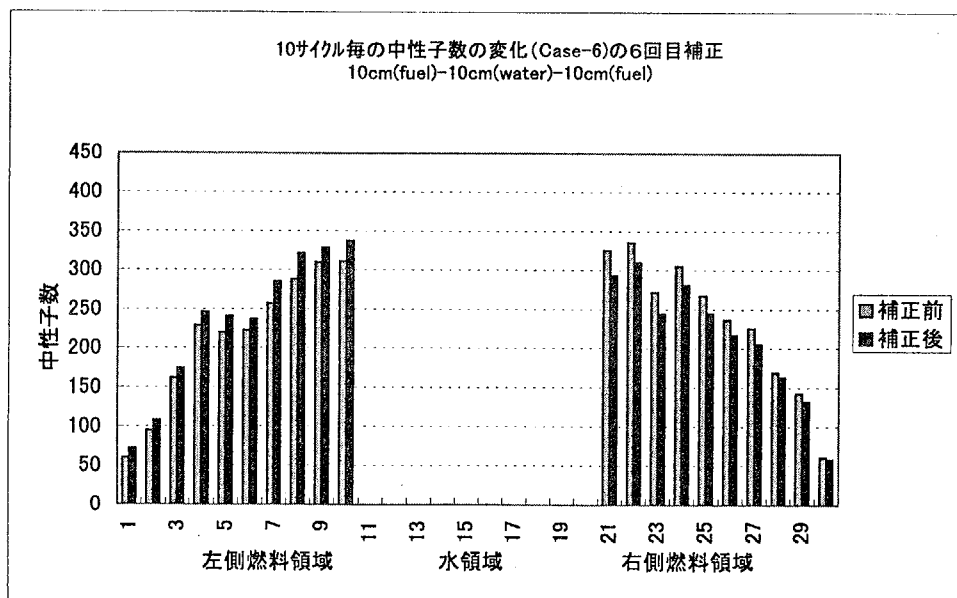
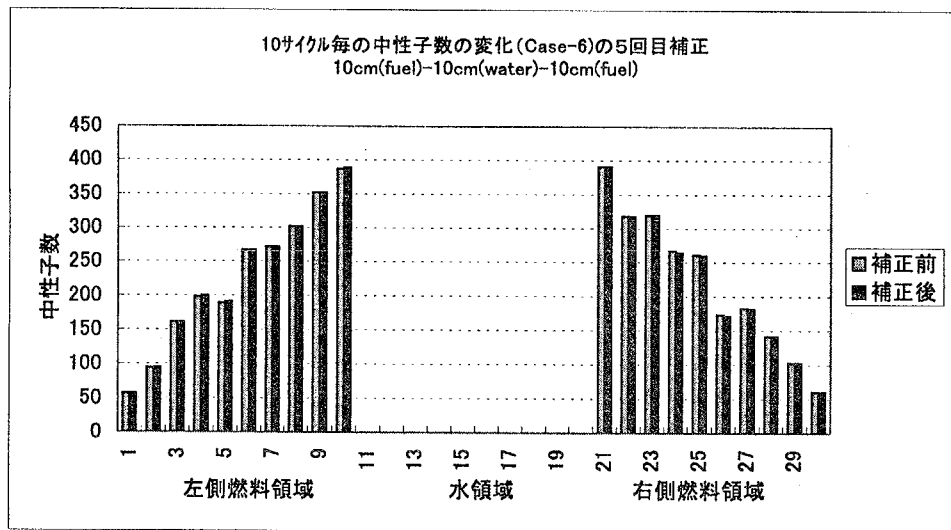
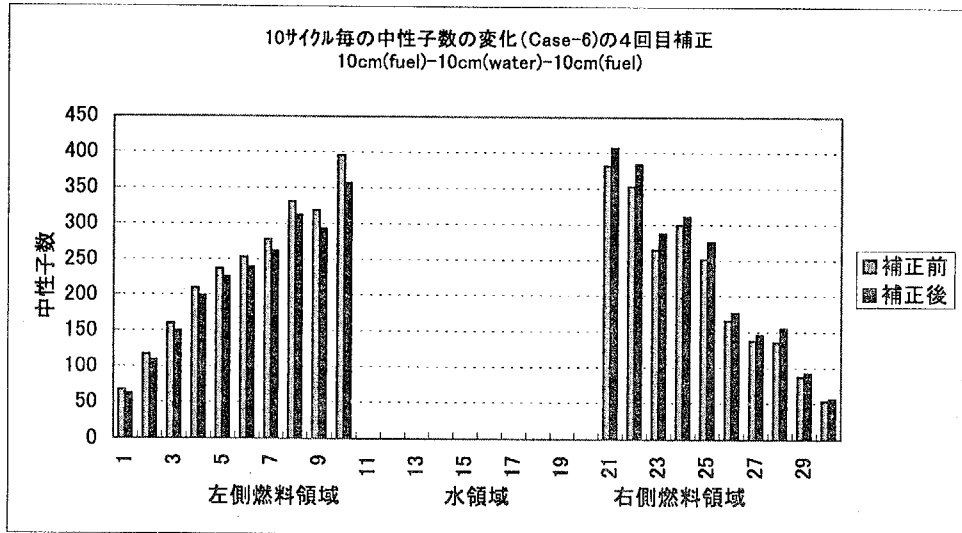


図5-2-6(2) 補正による中性子数の変化 (Case6 : 初期ソース右側燃料) (続)

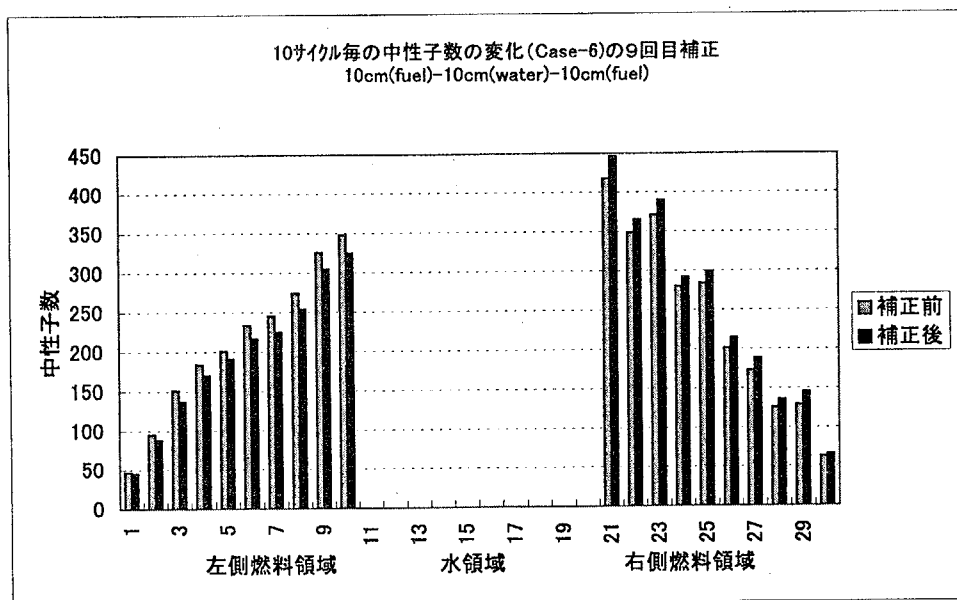
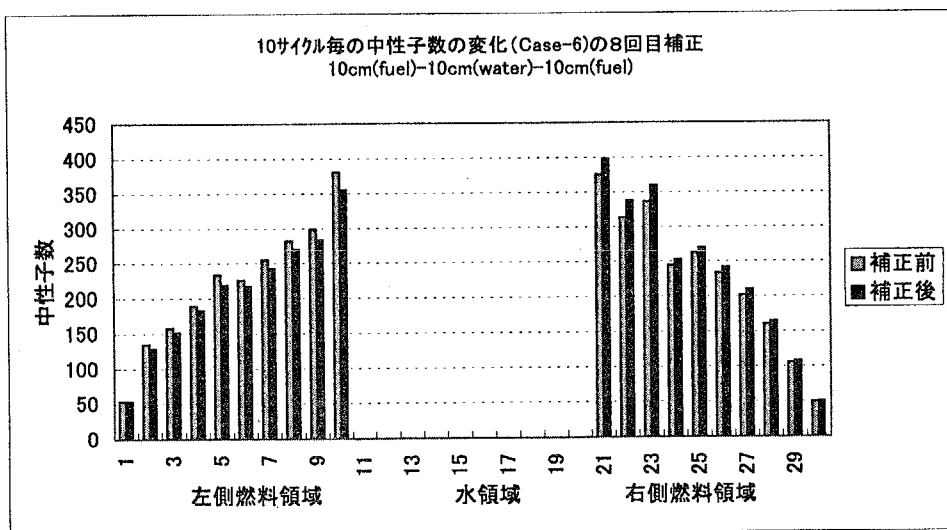
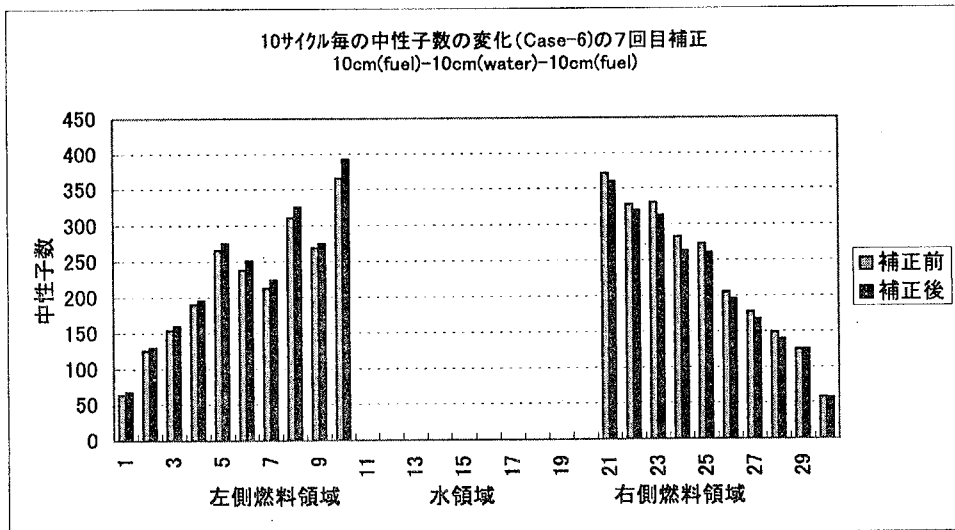


図5-2-6(2) 補正による中性子数の変化 (Case6: 初期ソース右側燃料) (続)

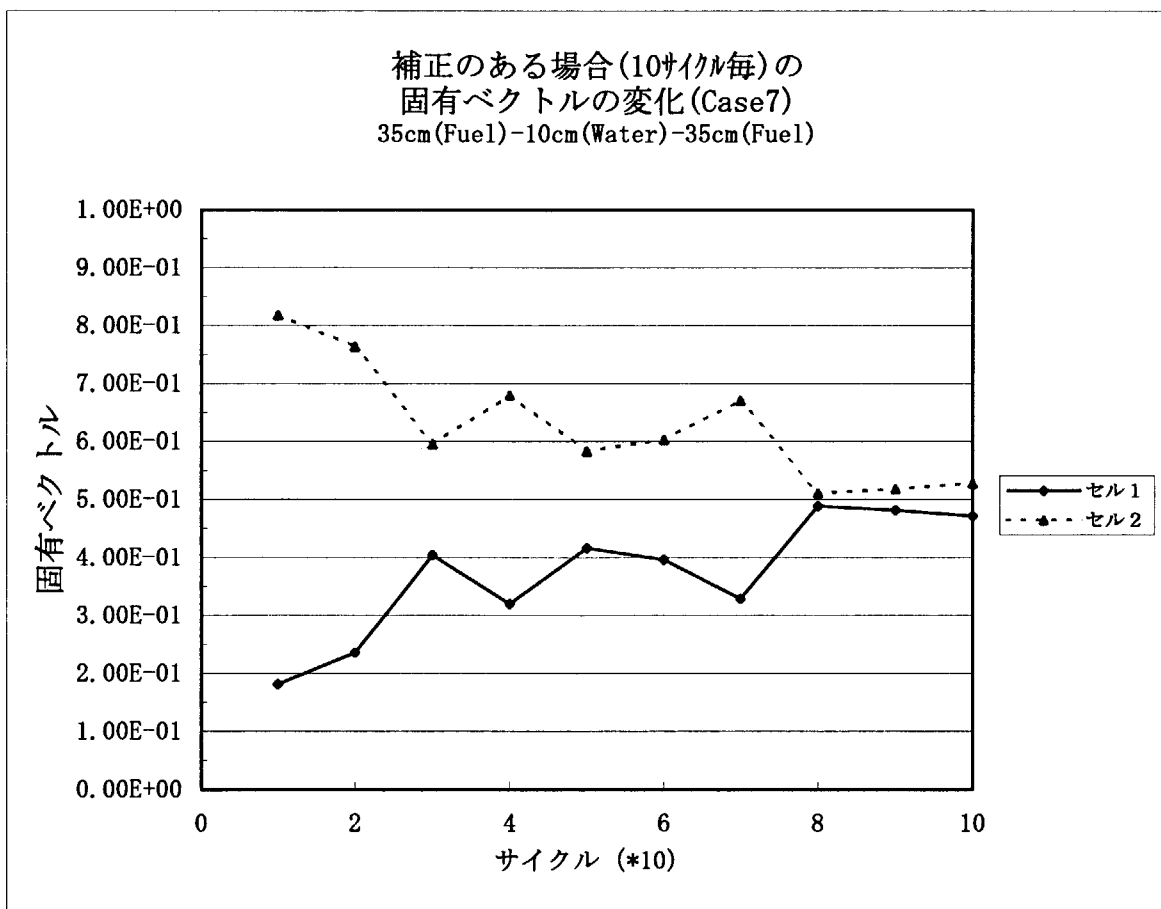
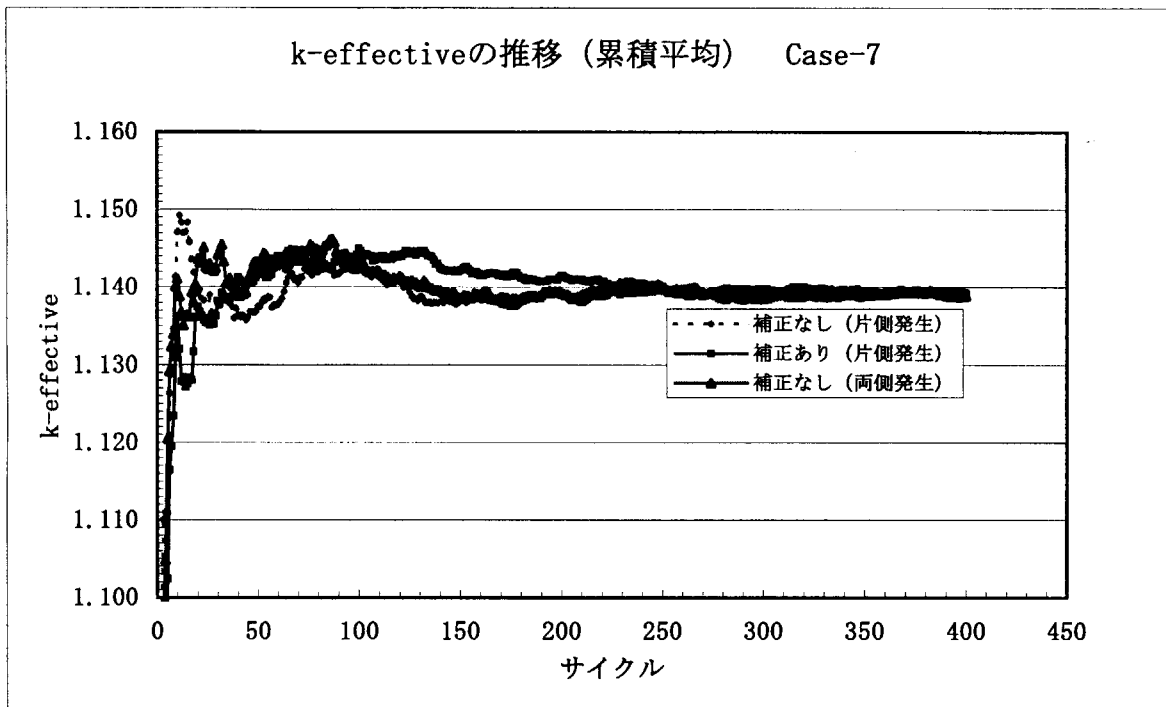


図5-2-7(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-7の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース線源:セル1[右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)



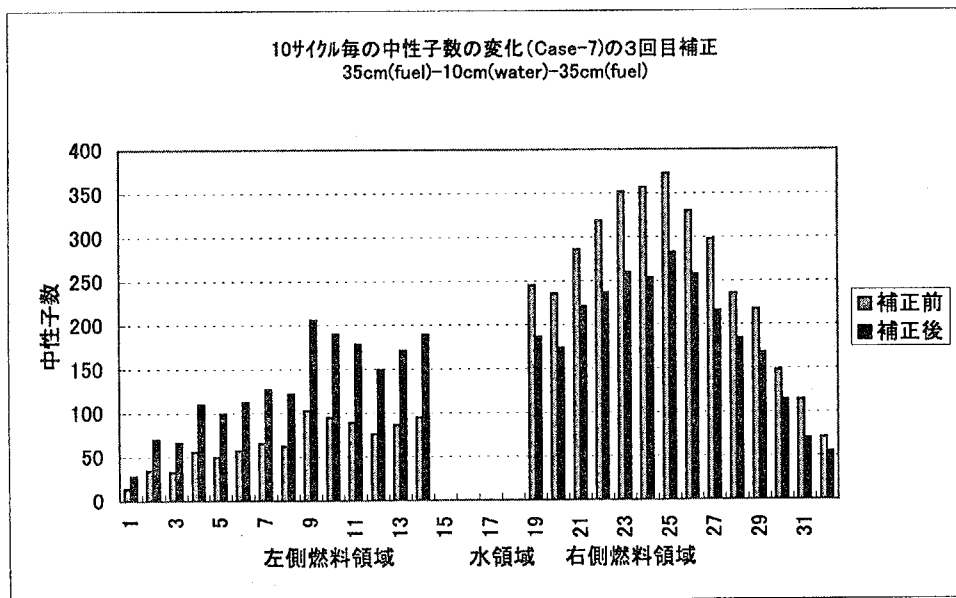
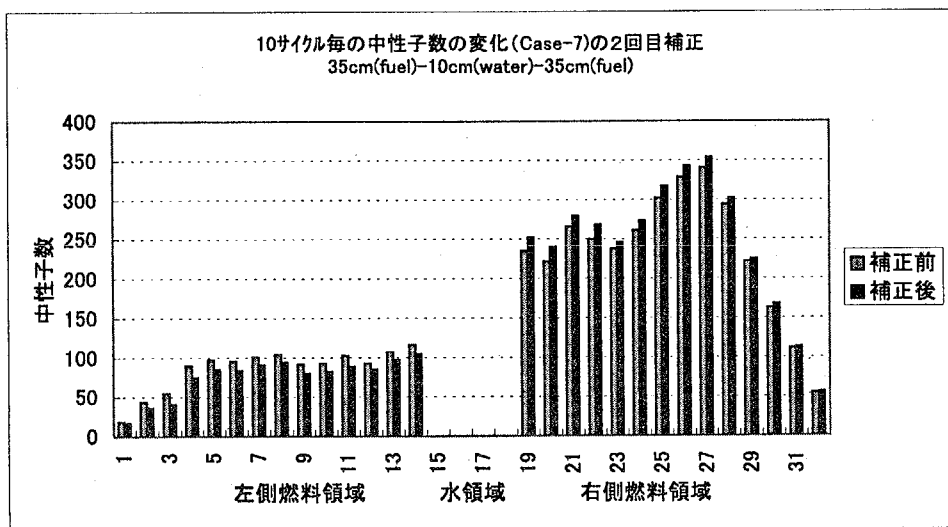
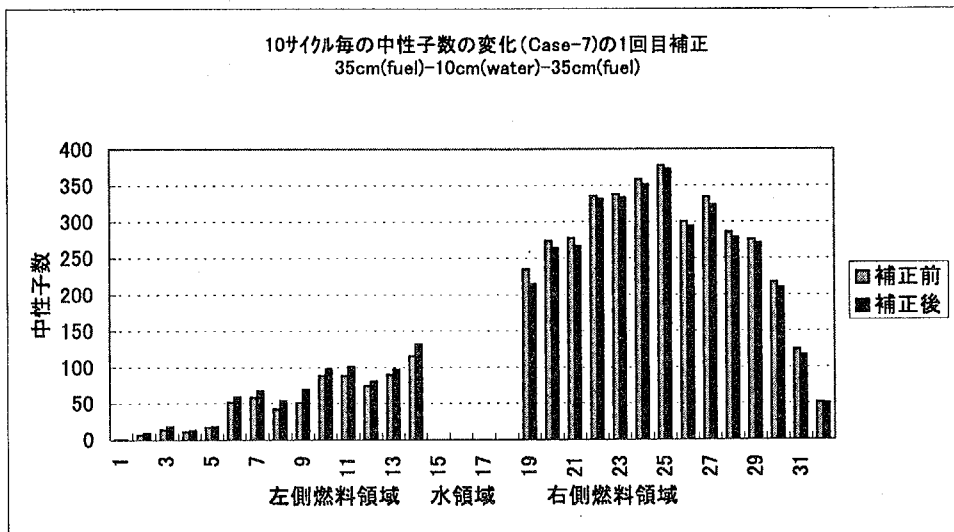


図5-2-7(2) 補正による中性子数の変化 (Case 7 : 初期ソース右側燃料)

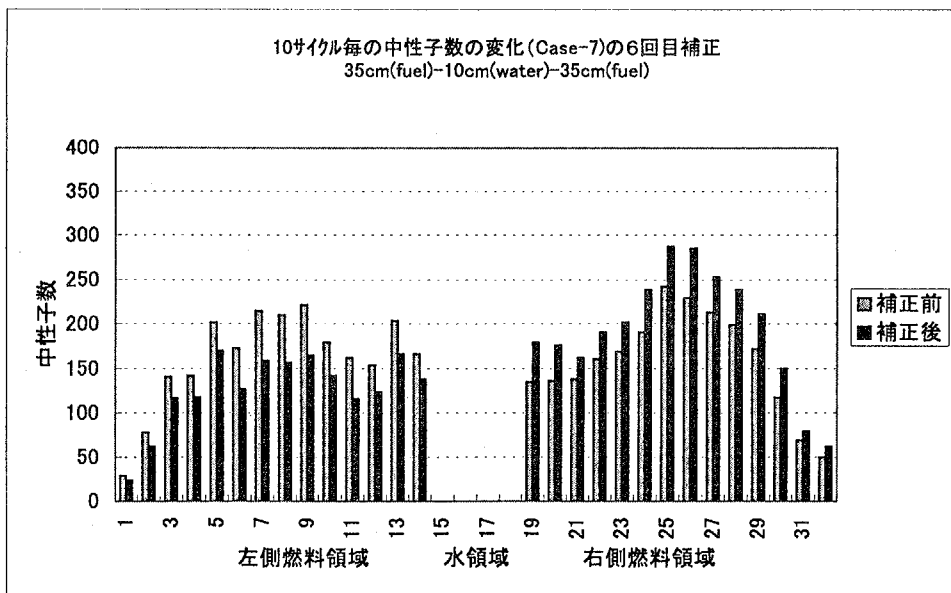
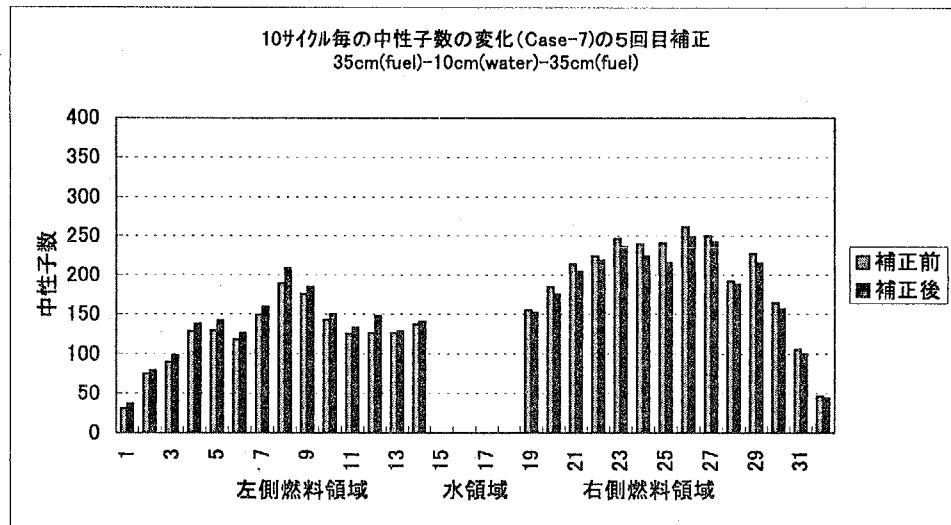
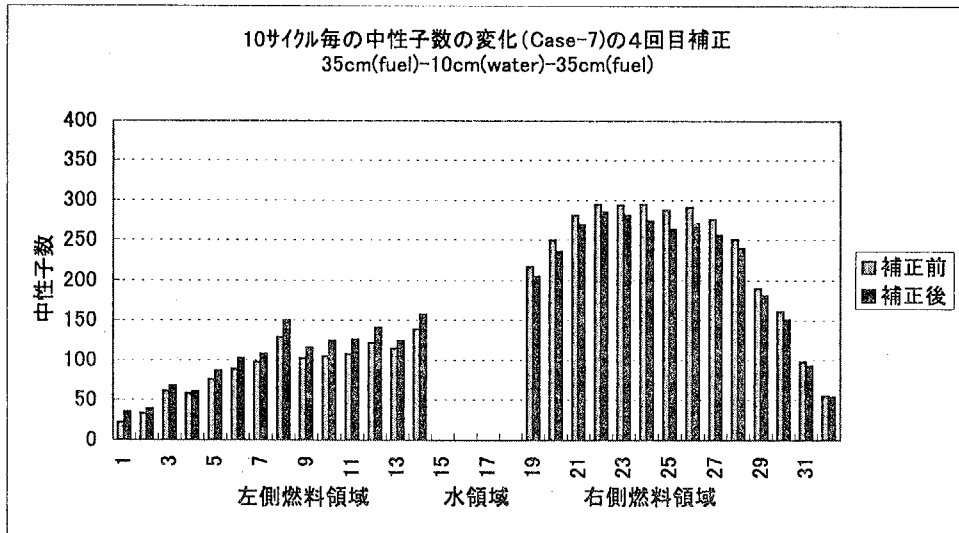


図5-2-7(2) 補正による中性子数の変化 (Case 7: 初期ソース右側燃料) (続)

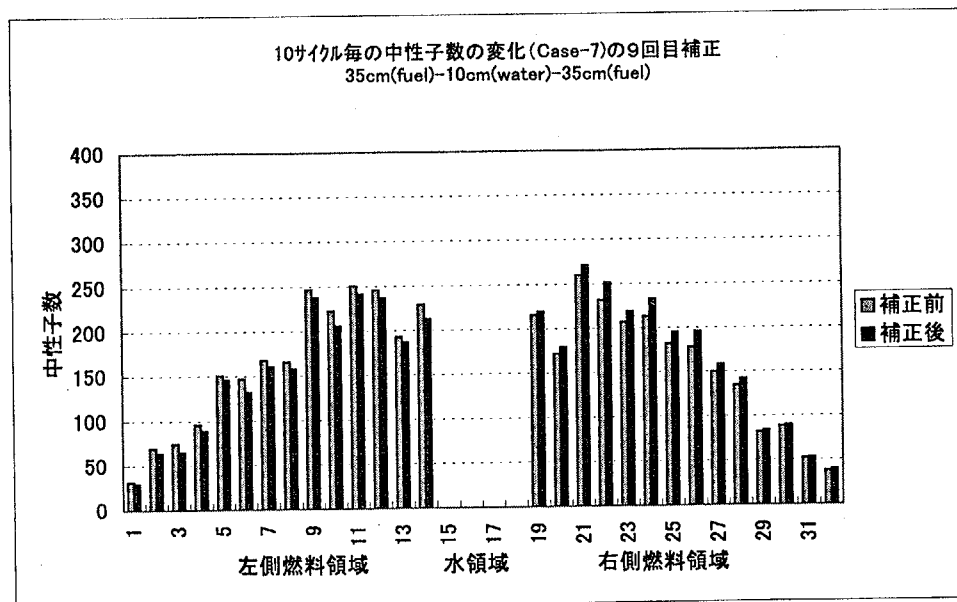
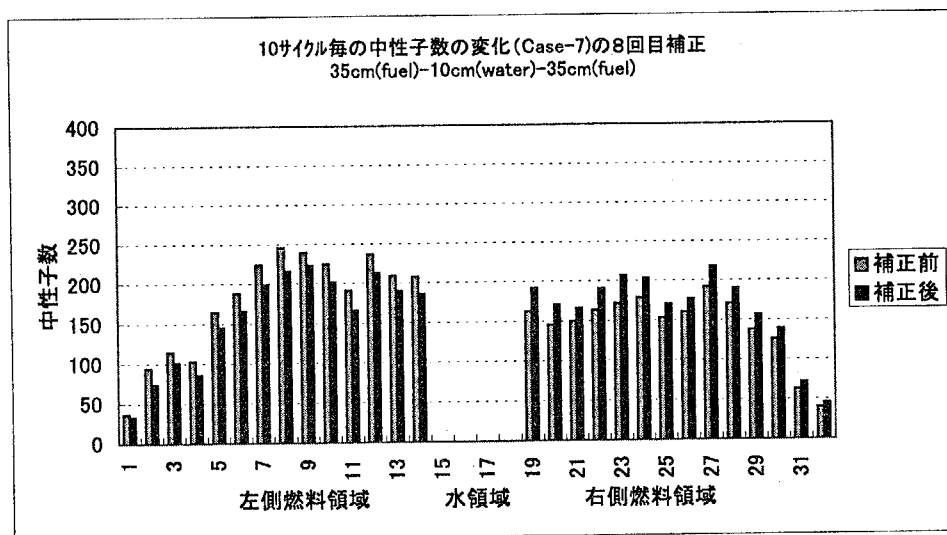
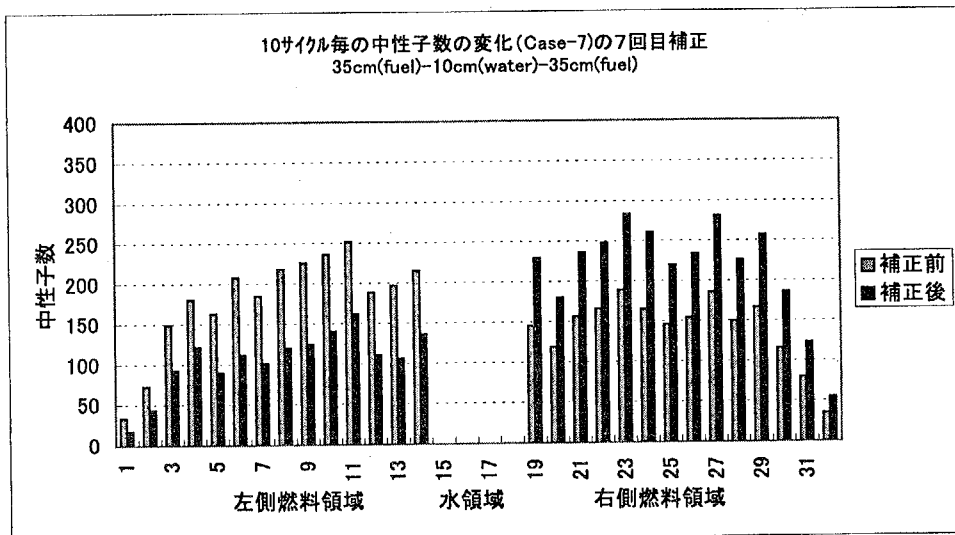


図5-2-7(2) 補正による中性子数の変化 (Case 7: 初期ソース右側燃料) (続)

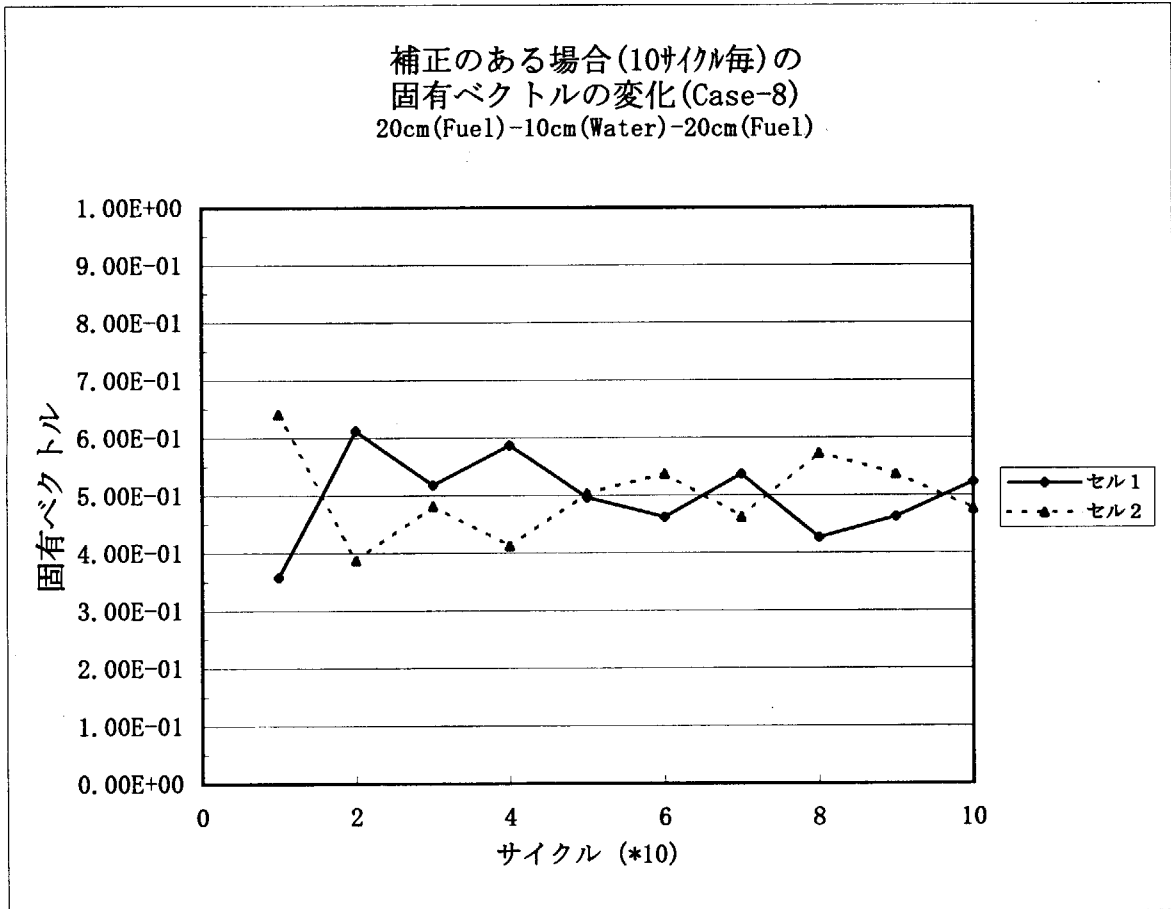
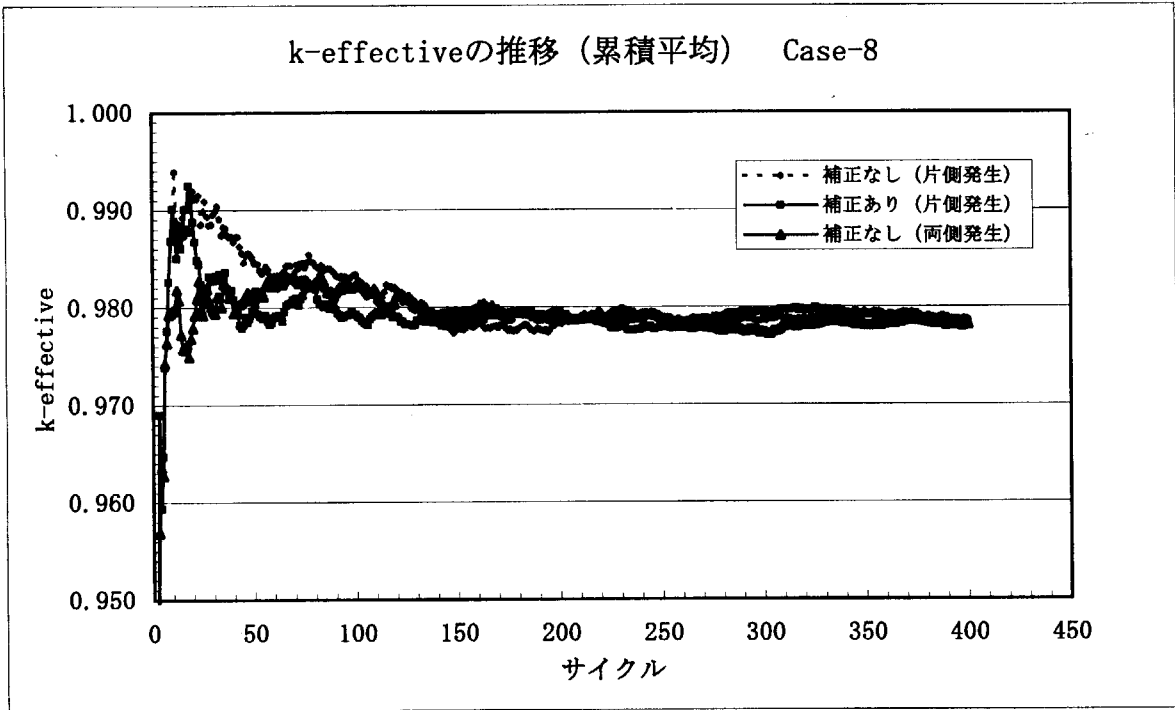


図5-2-8(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case-8の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース：セル2[右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)

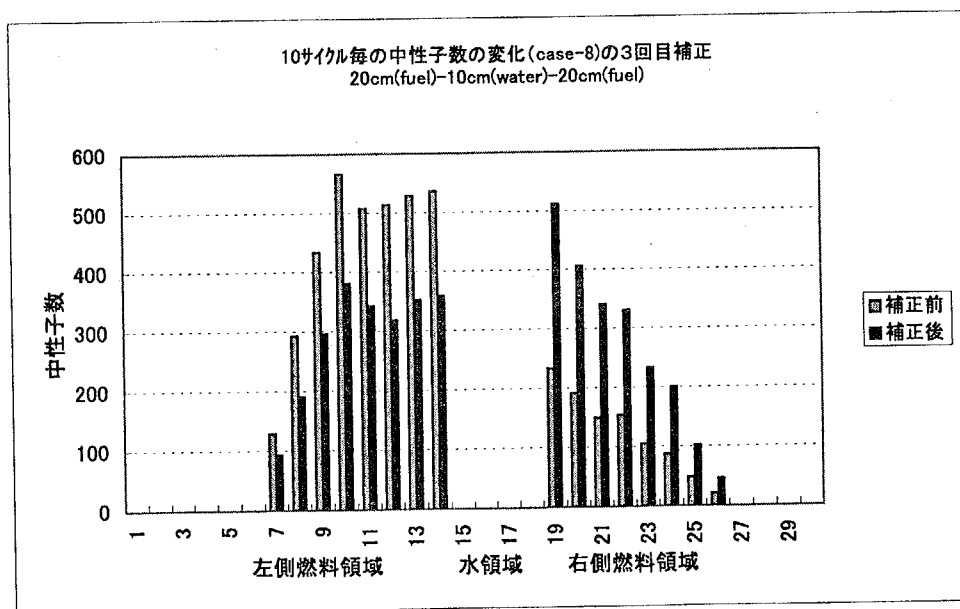
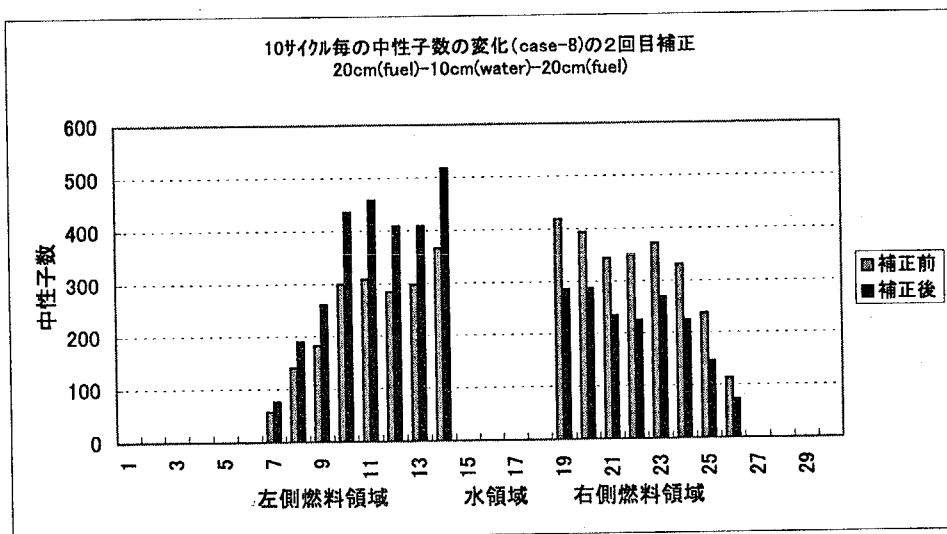
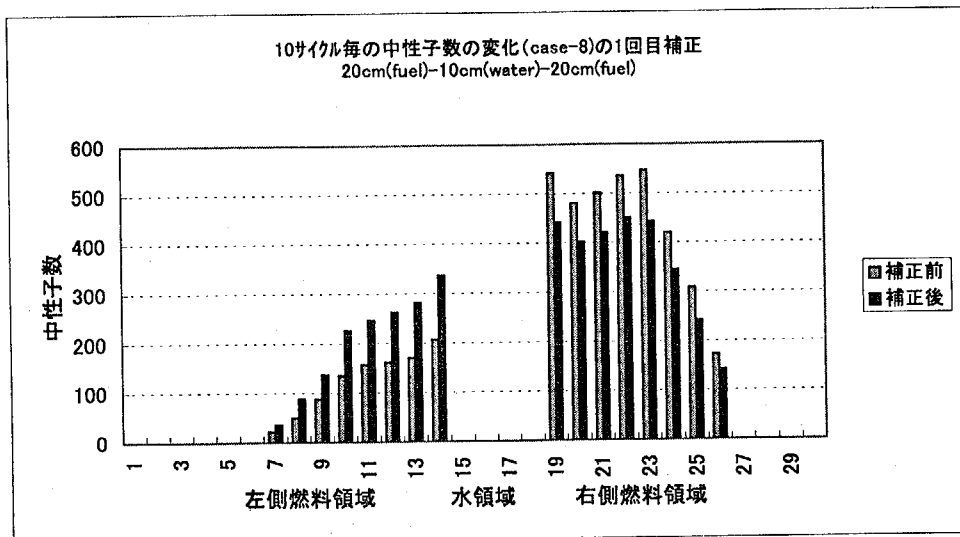


図5-2-8(2) 補正による中性子数の変化(Case 8: 初期ソース右側燃料)

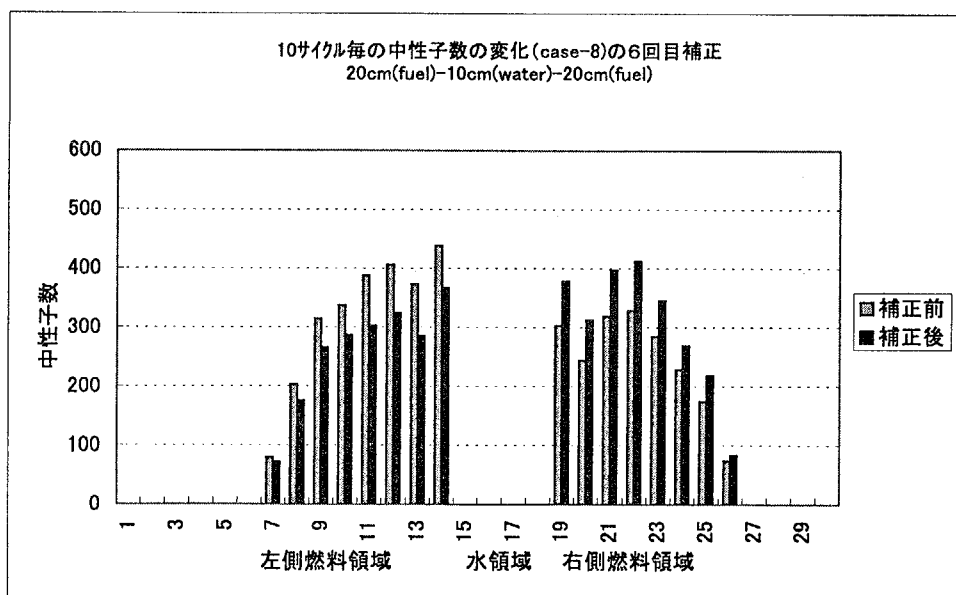
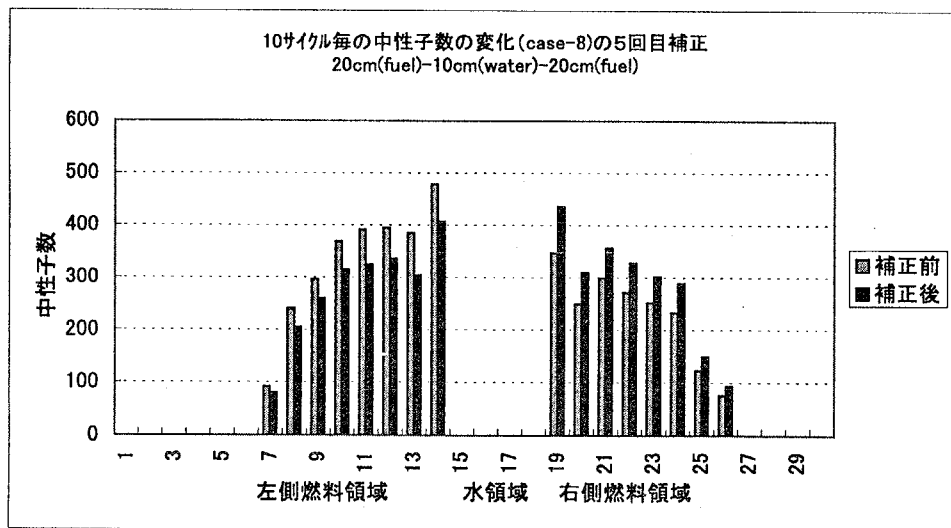
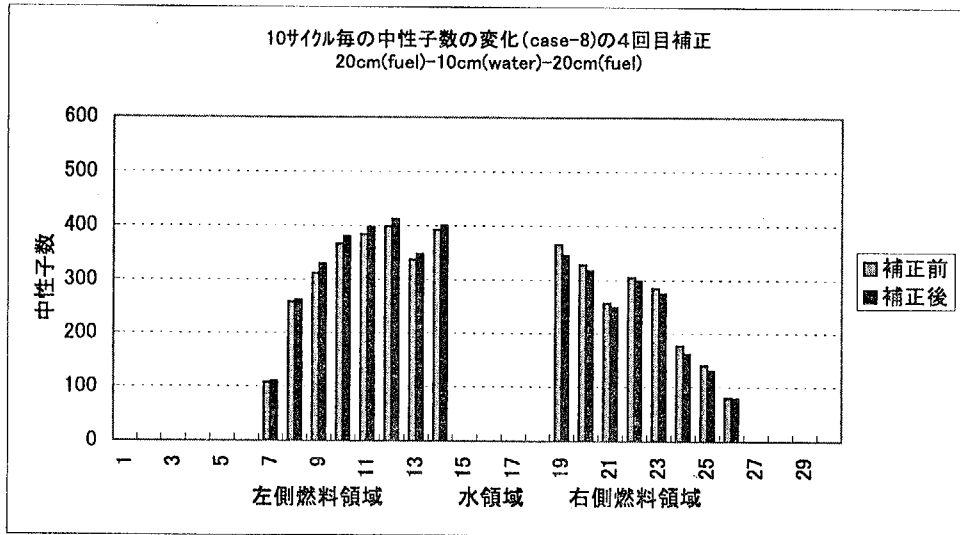


図5-2-8(2) 補正による中性子数の変化(Case 8: 初期ソース右側燃料)(続)

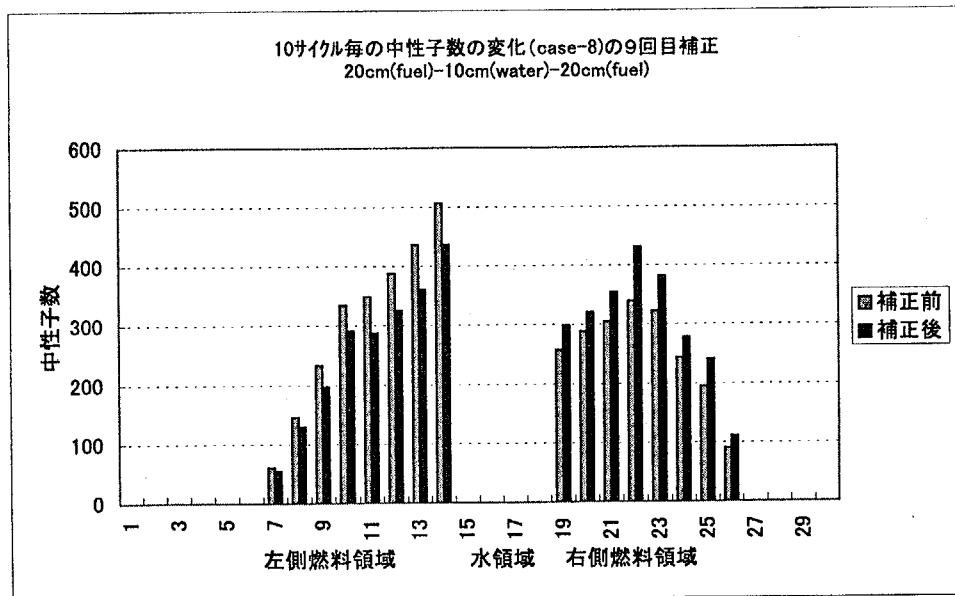
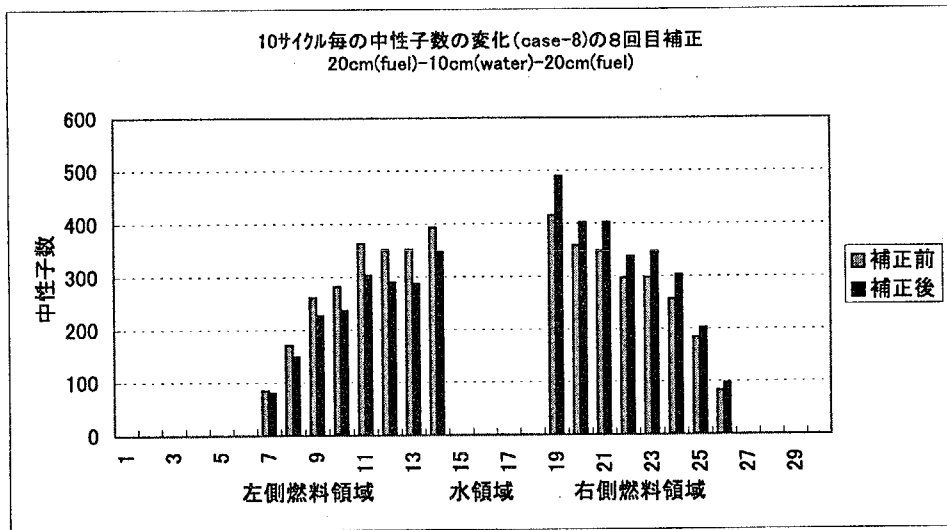
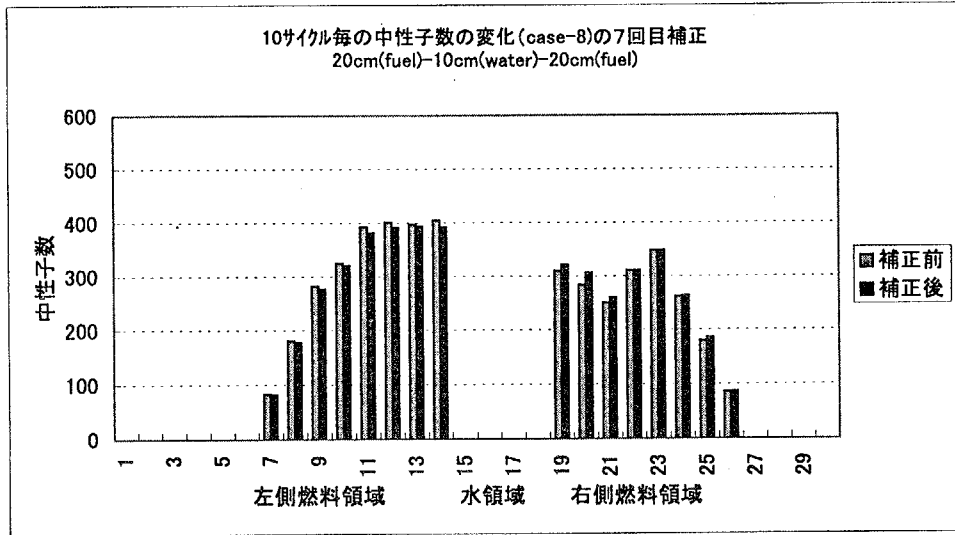


図5-2-8(2) 補正による中性子数の変化(Case 8:初期ソース右側燃料)(続)

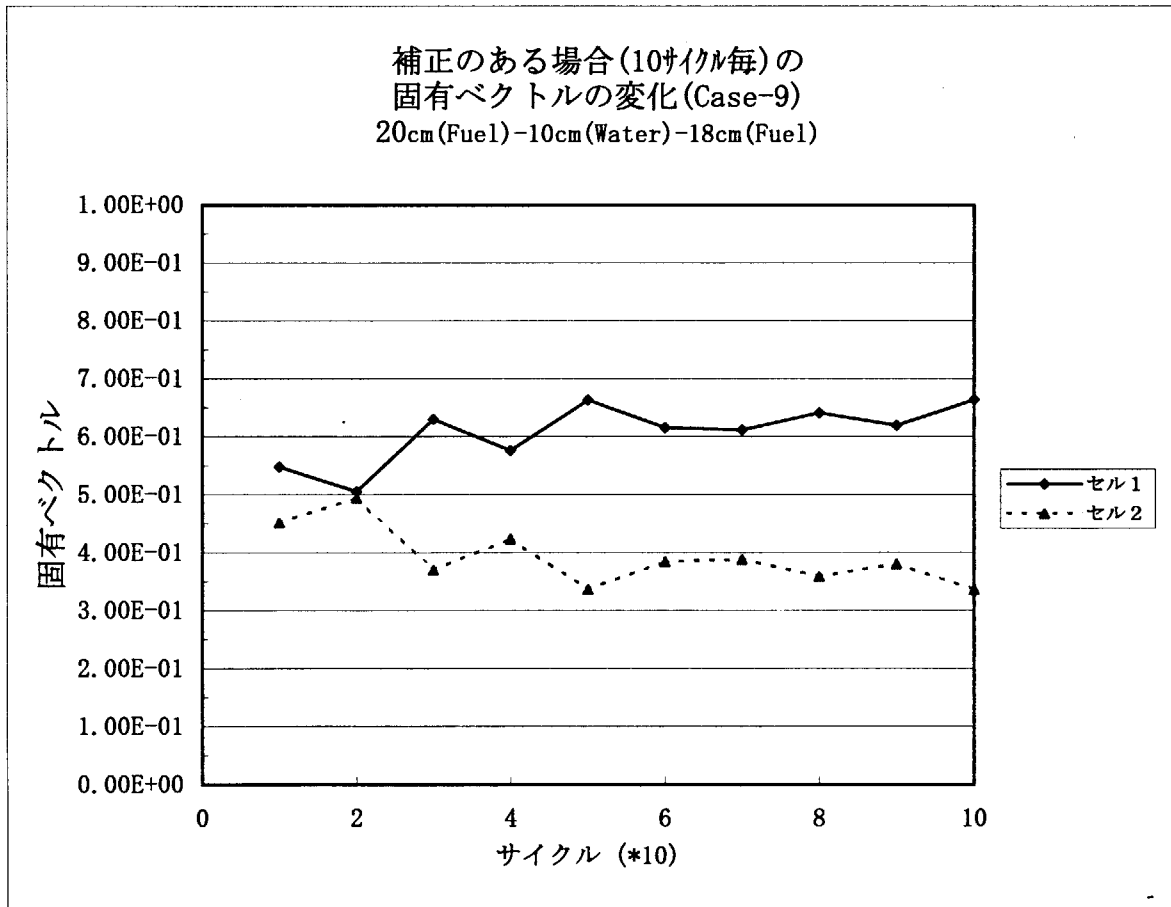
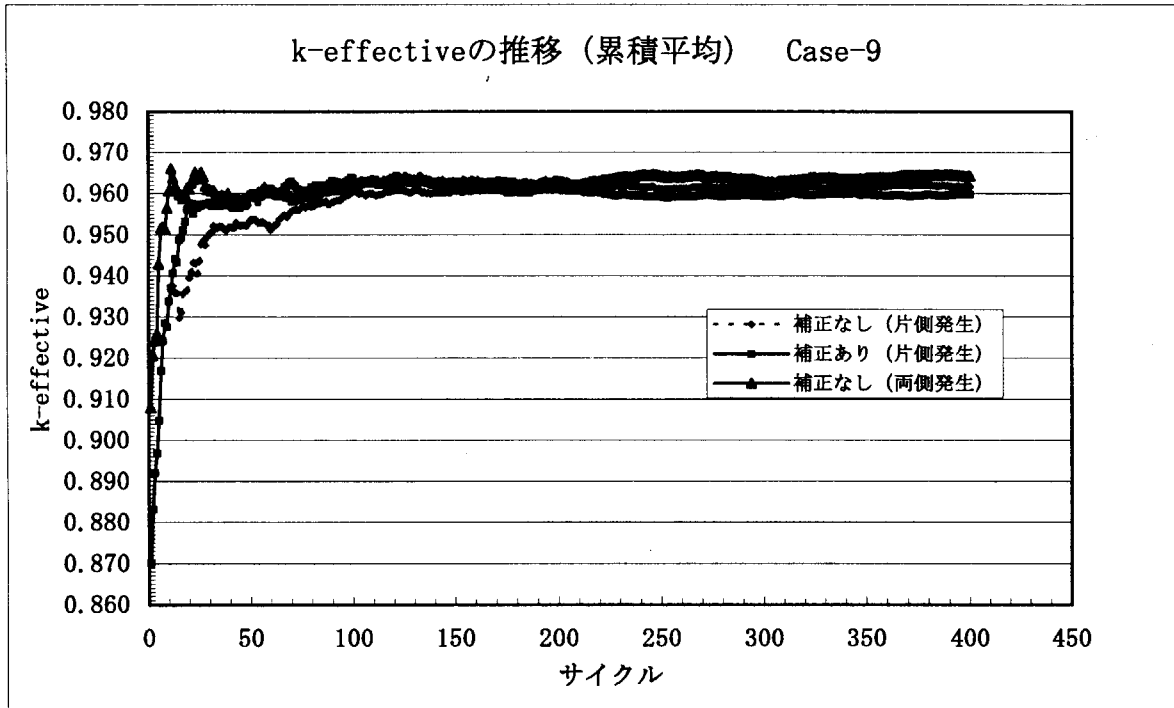


図5-2-9(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case 9の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース:セル2 [右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)



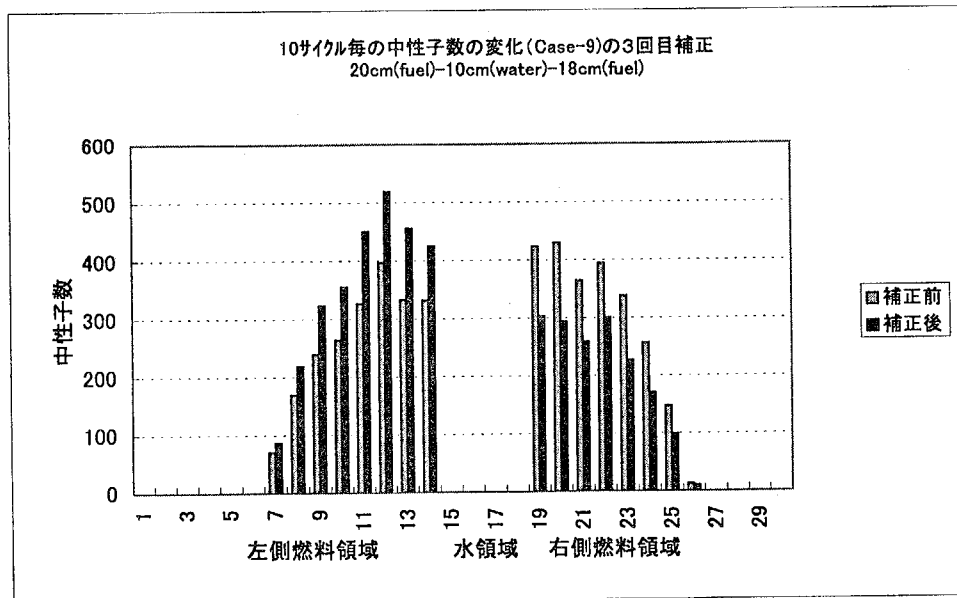
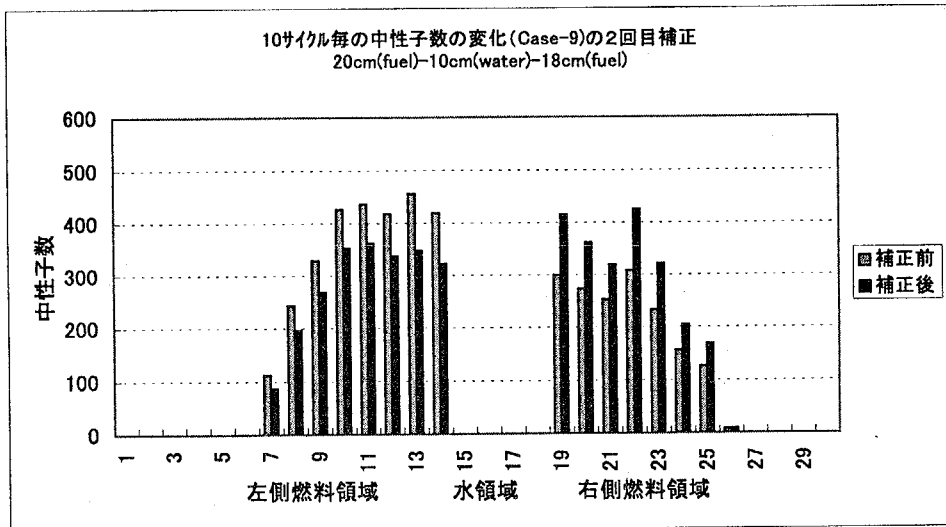
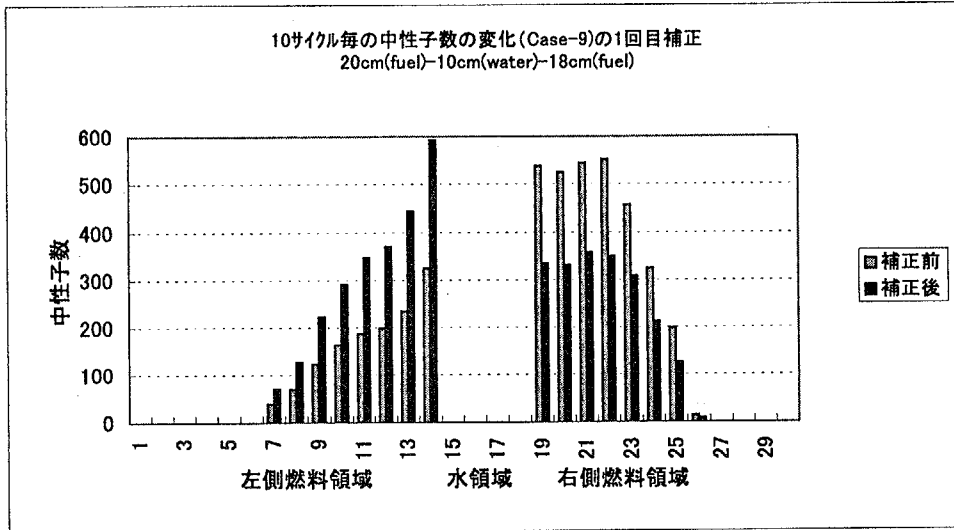


図5-2-9(2) 補正による中性子数の変化 (Case 9 : 初期ソース右側燃料)

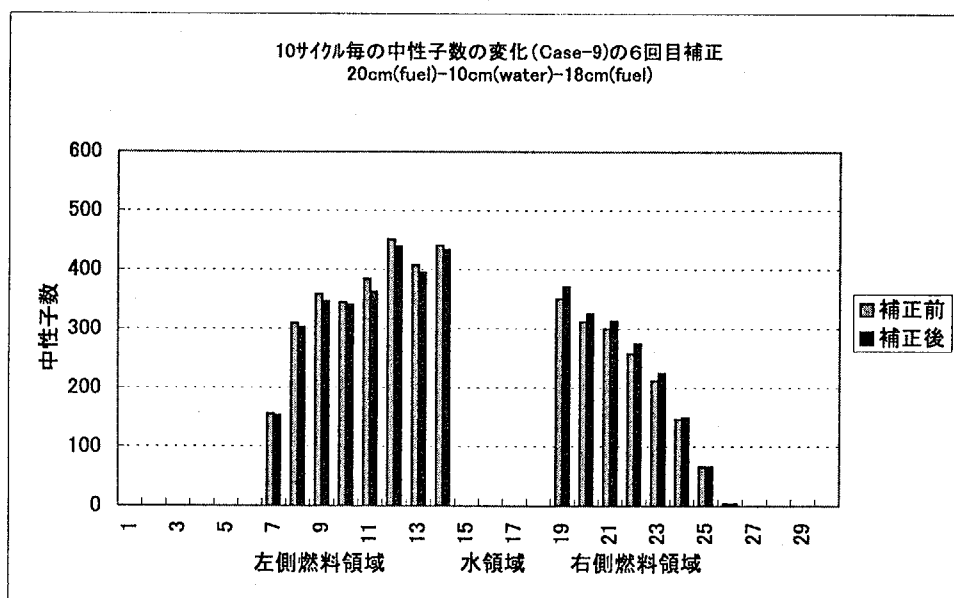
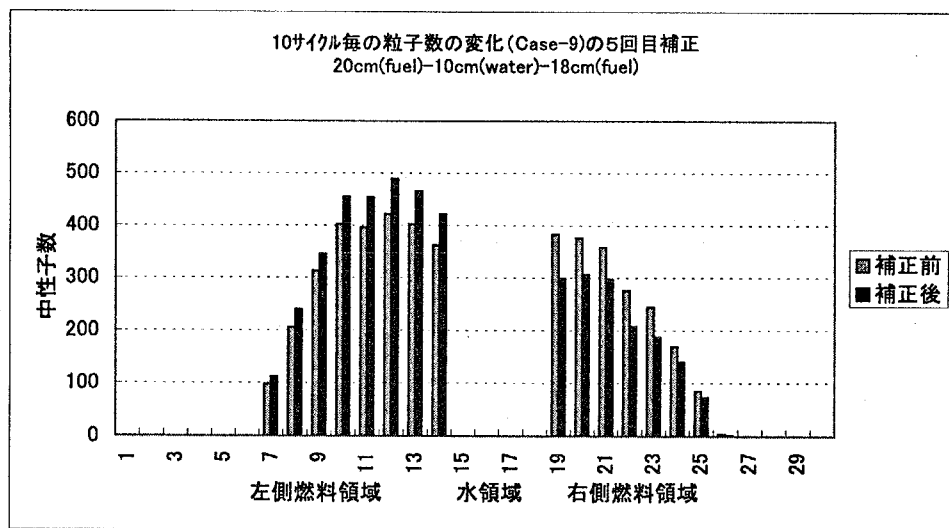
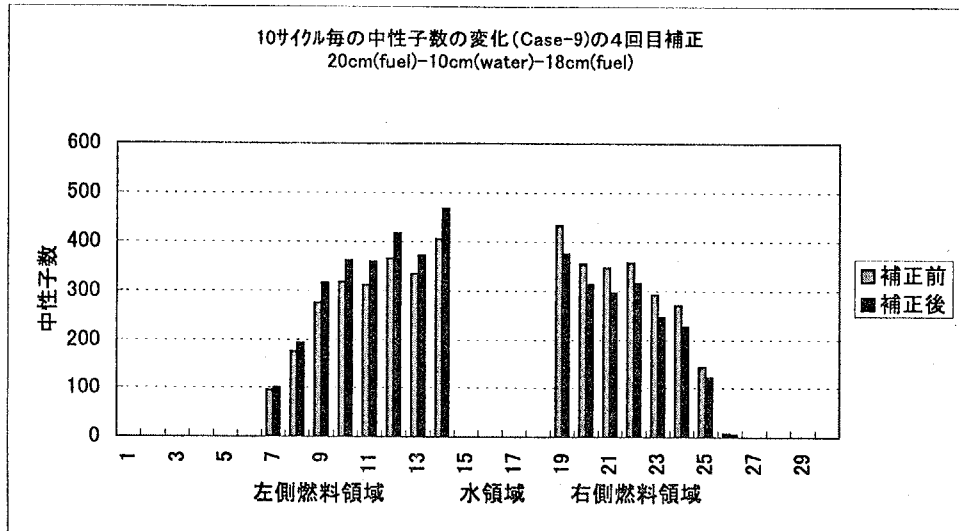


図5-2-9(2) 補正による中性子数の変化 (Case 9 : 初期ソース右側燃料) (続)

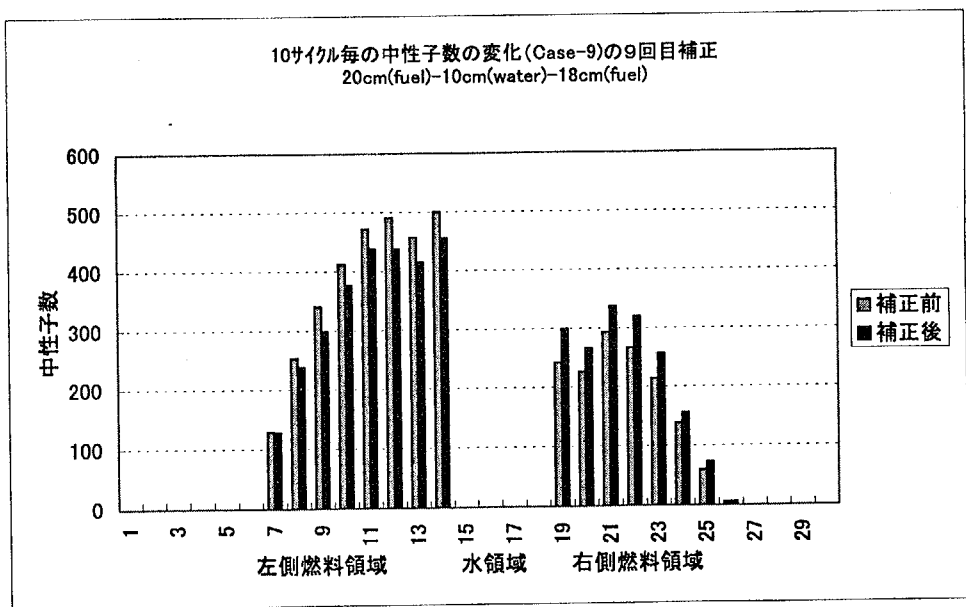
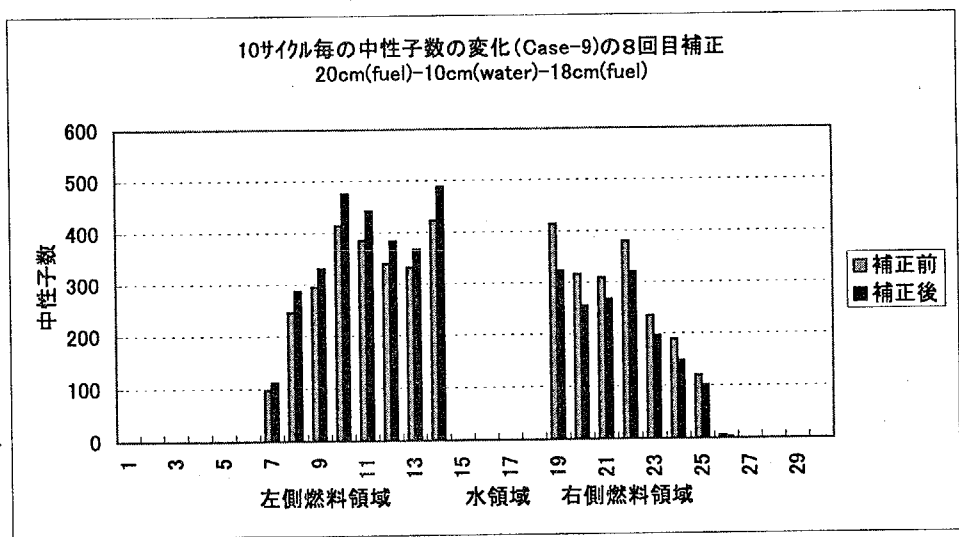
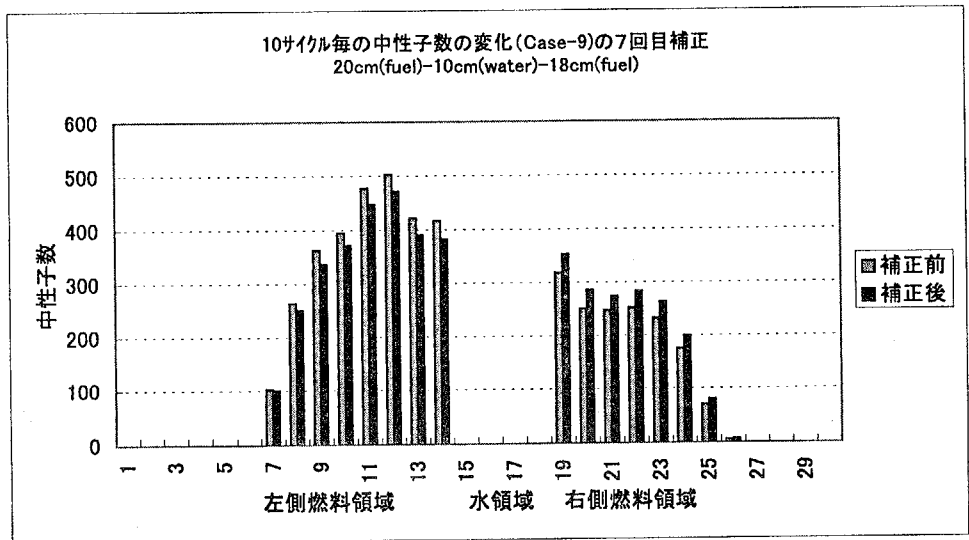


図5-2-9(2) 補正による中性子数の変化(Case 9:初期ソース右側燃料)(続)

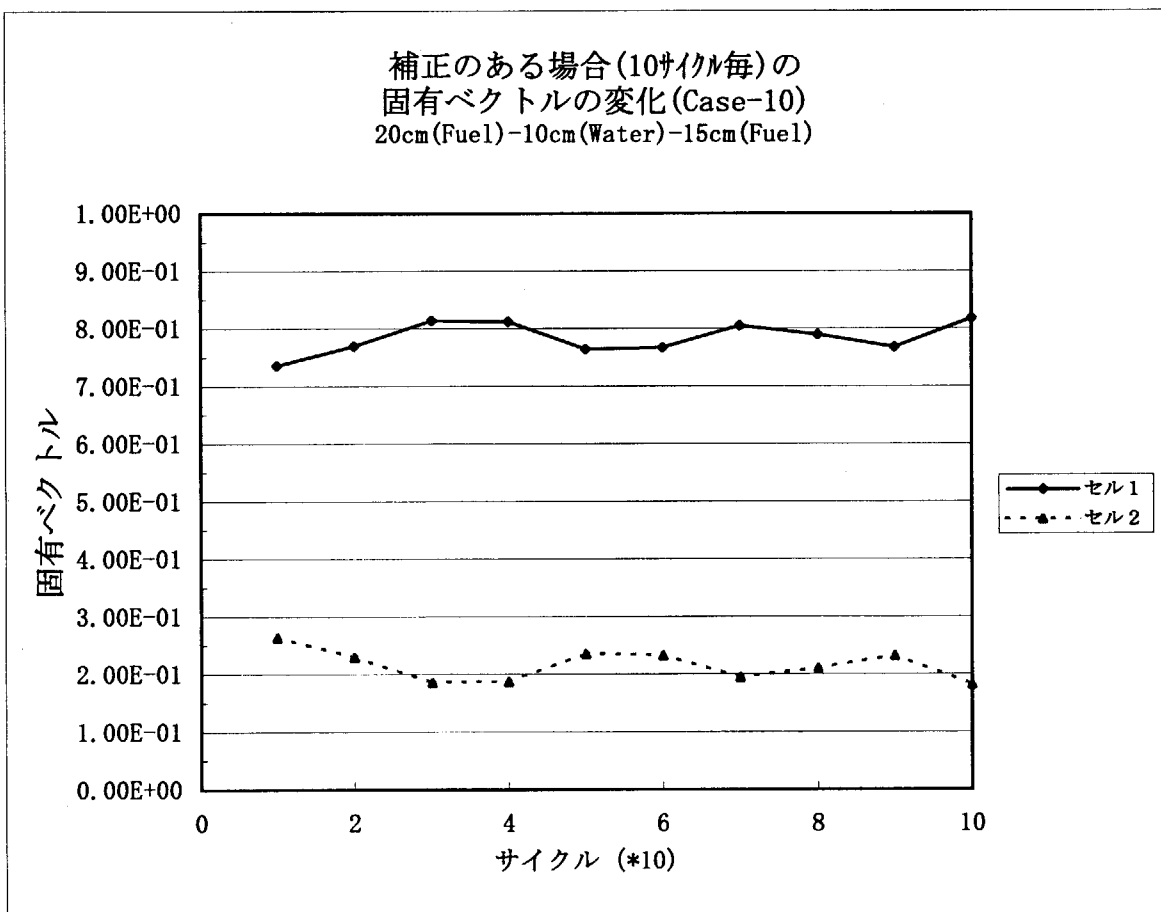
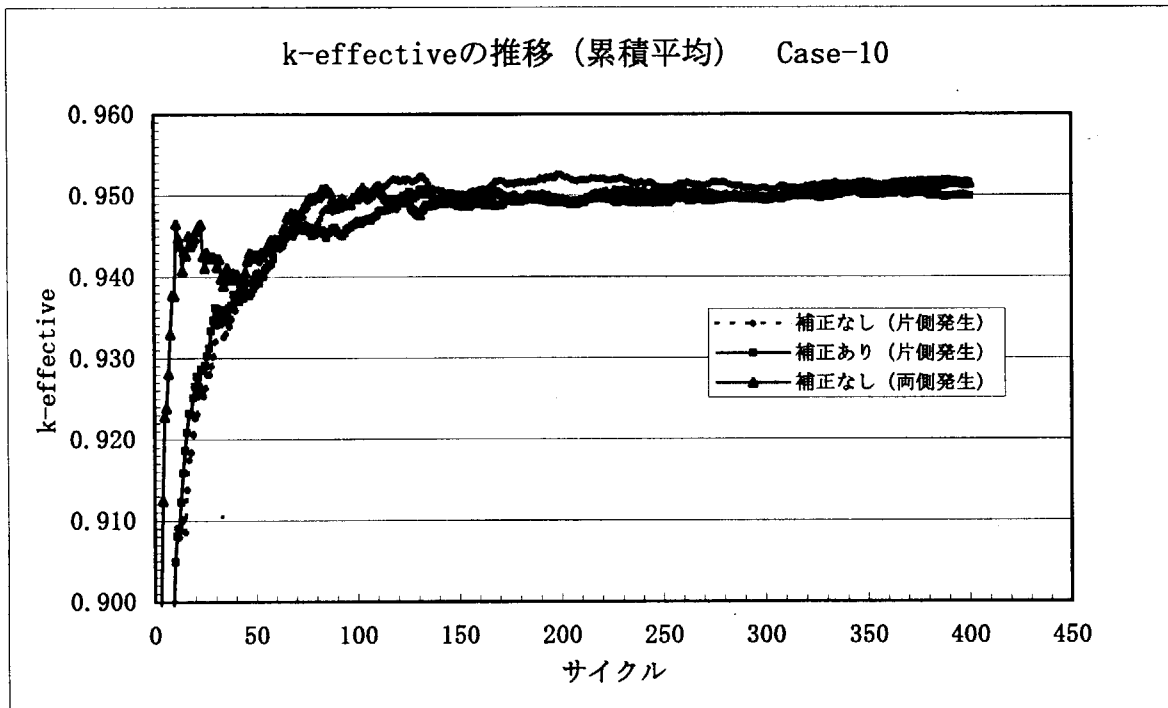


図5-2-10(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case 10の実効増倍率と固有ベクトルの変化 (初期ソース:セル2 [右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)

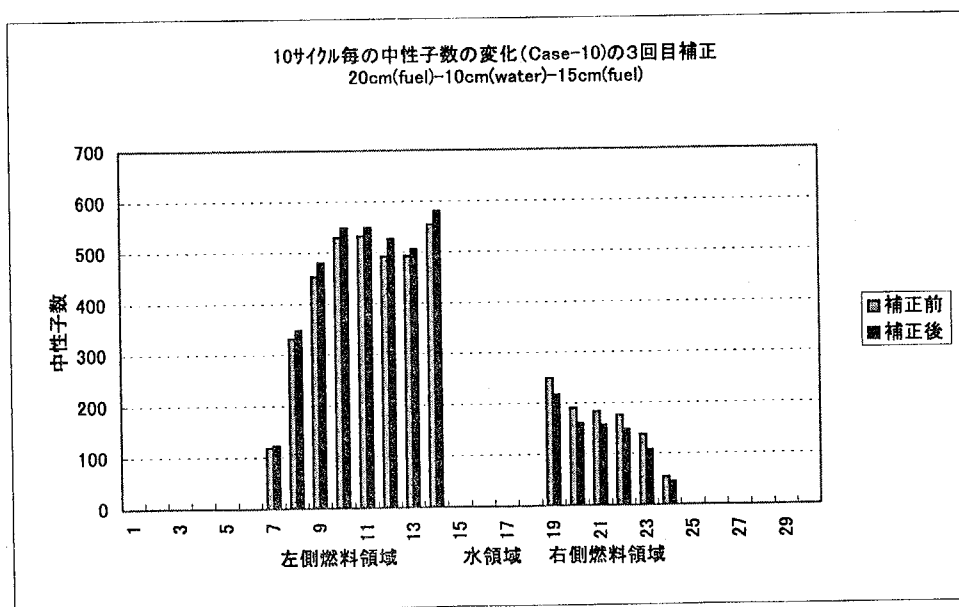
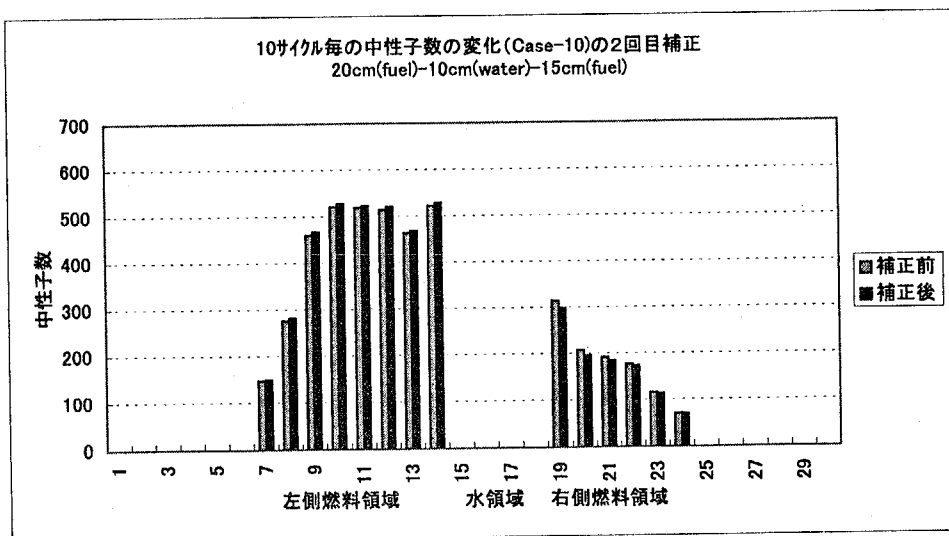
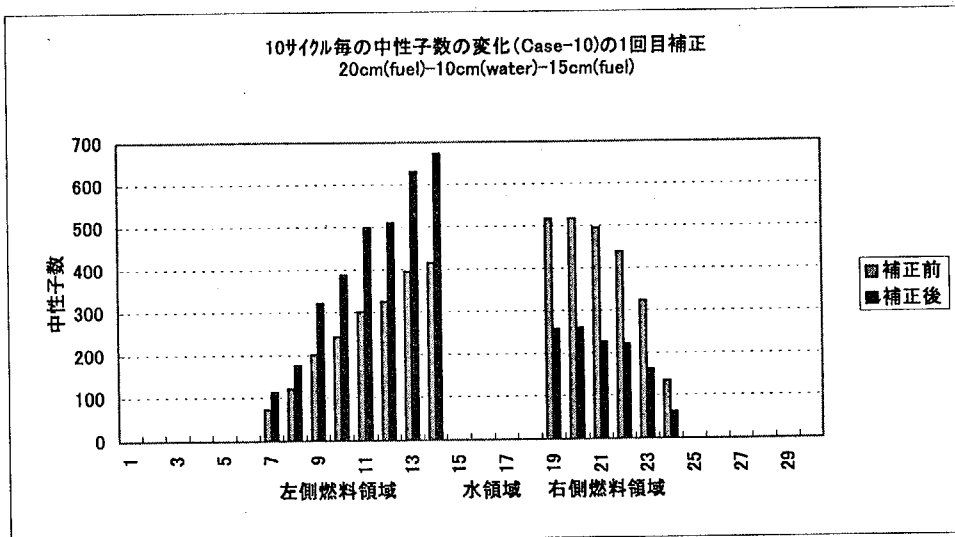


図5-2-10(2) 補正による粒子数の変化(Case 10: 初期ソース右側燃料)

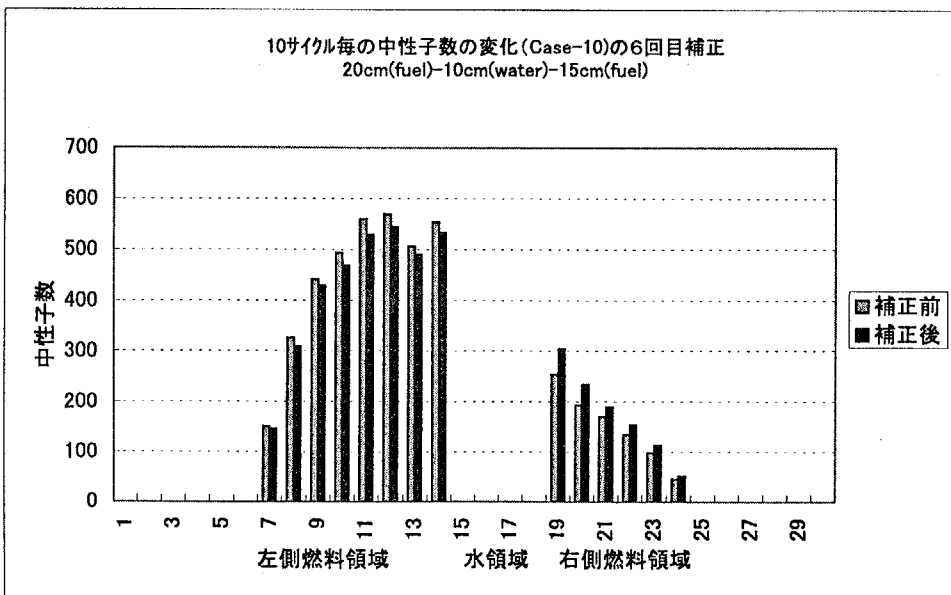
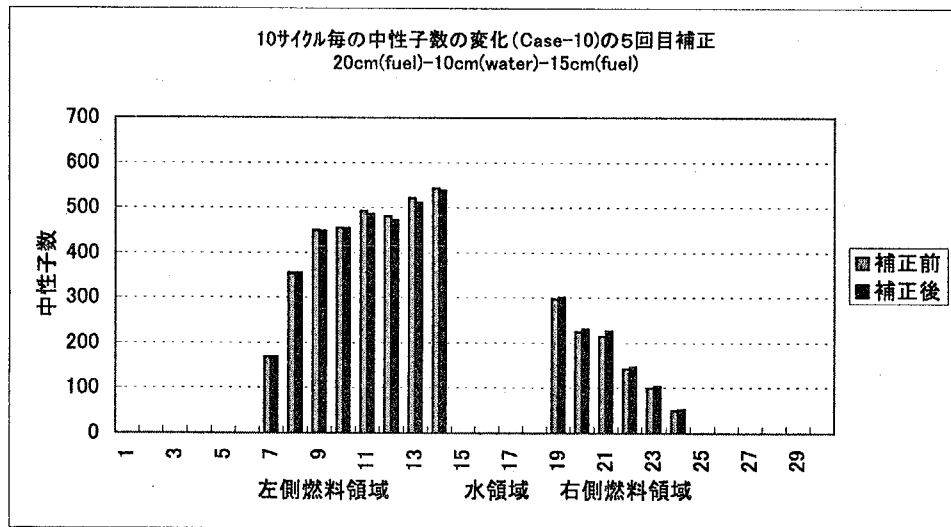
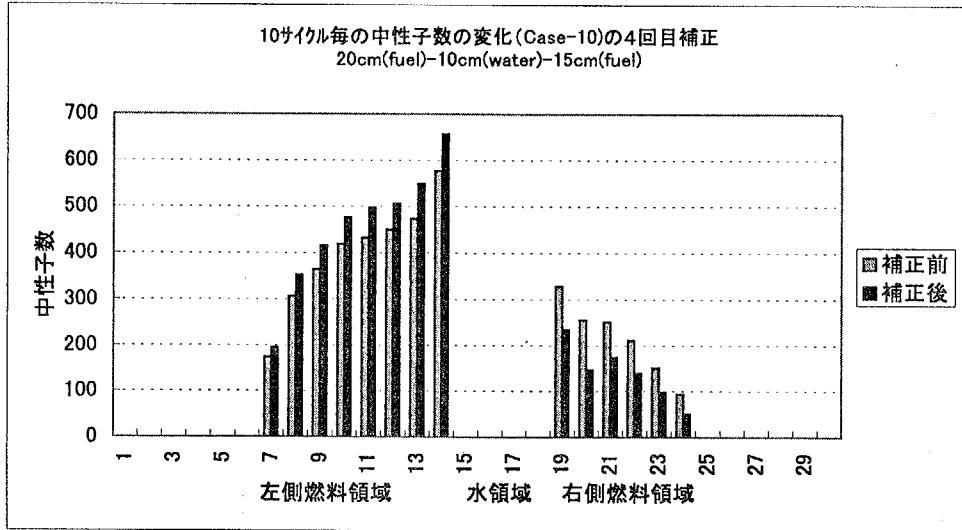


図5-2-10(2) 補正による粒子数の変化 (Case 10 : 初期ソース右側燃料) (続)

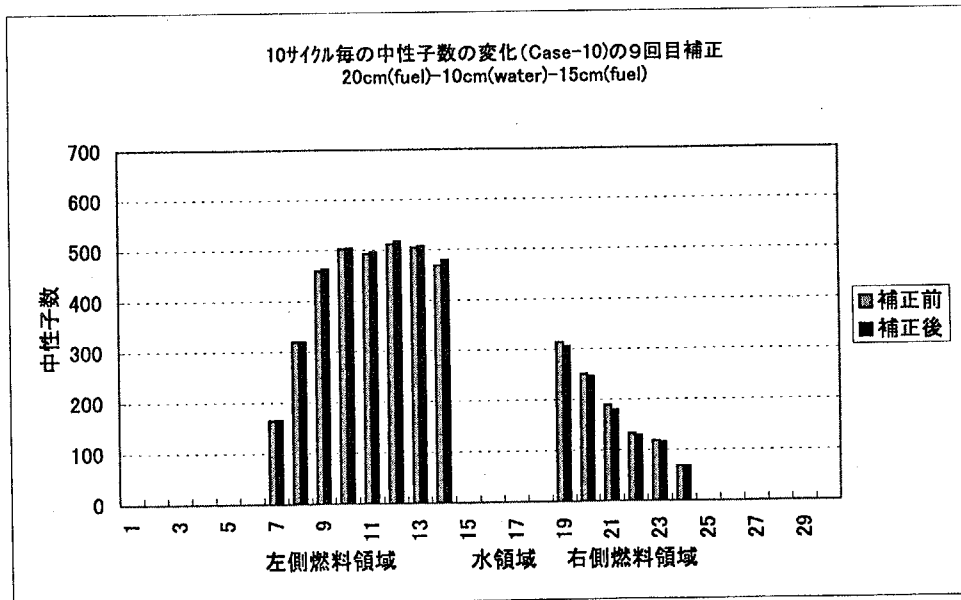
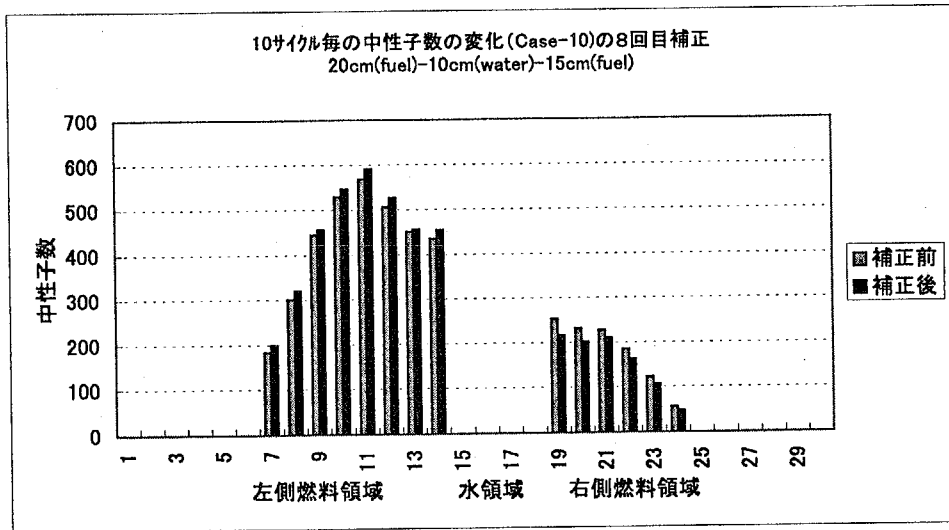
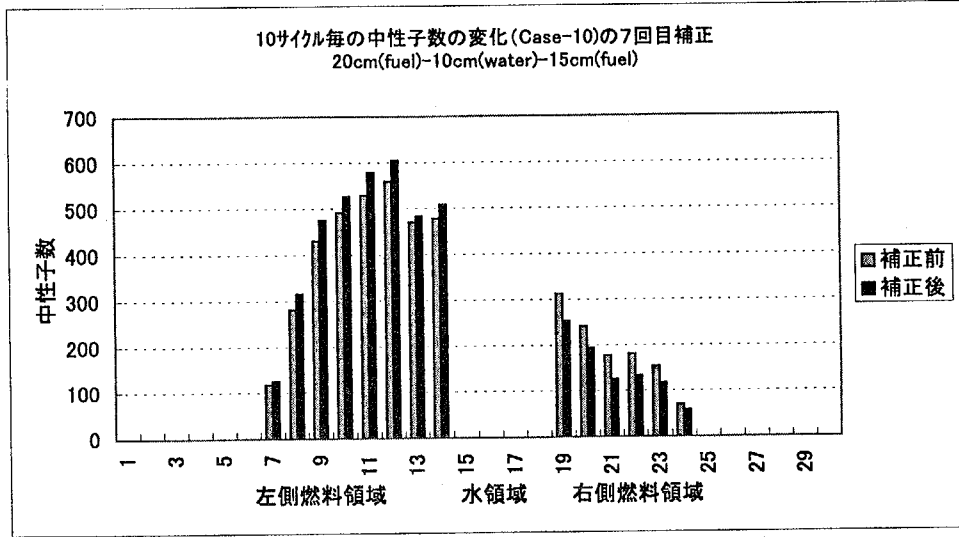


図5-2-10(2) 補正による粒子数の変化(Case 10 : 初期ソース右側燃料) (続)

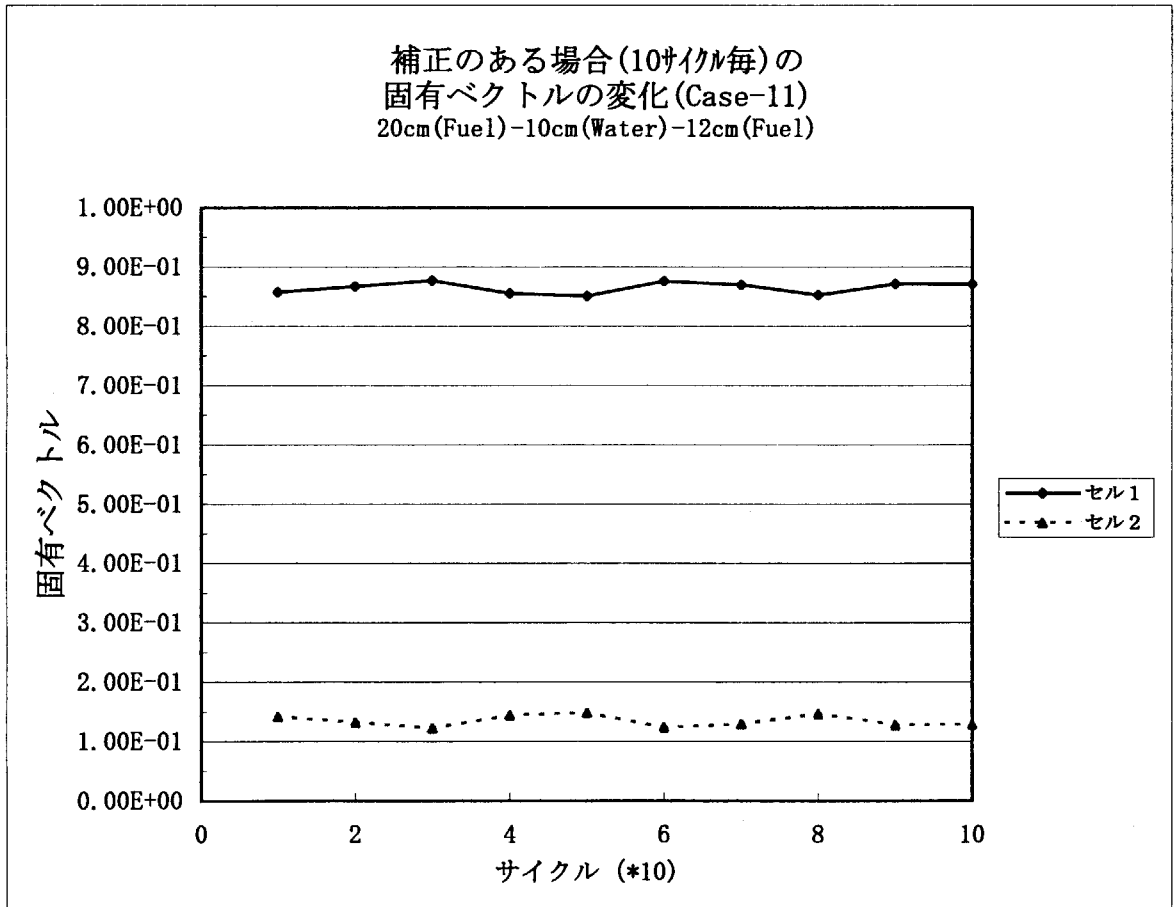
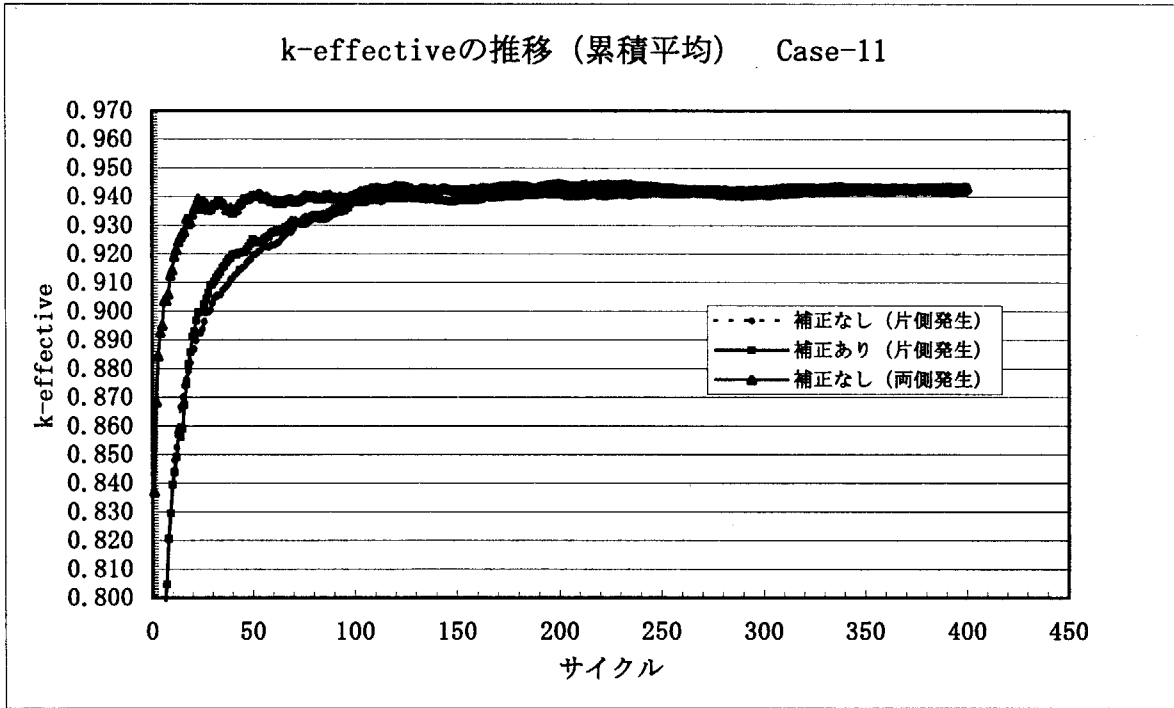


図5-2-11(1) 水隔離2燃料スラブ体系 Case 11の実効増倍率と固有ベクトルの変化  
(初期ソース：セル2 [右側燃料]、1000ヒストリ/サイクル)



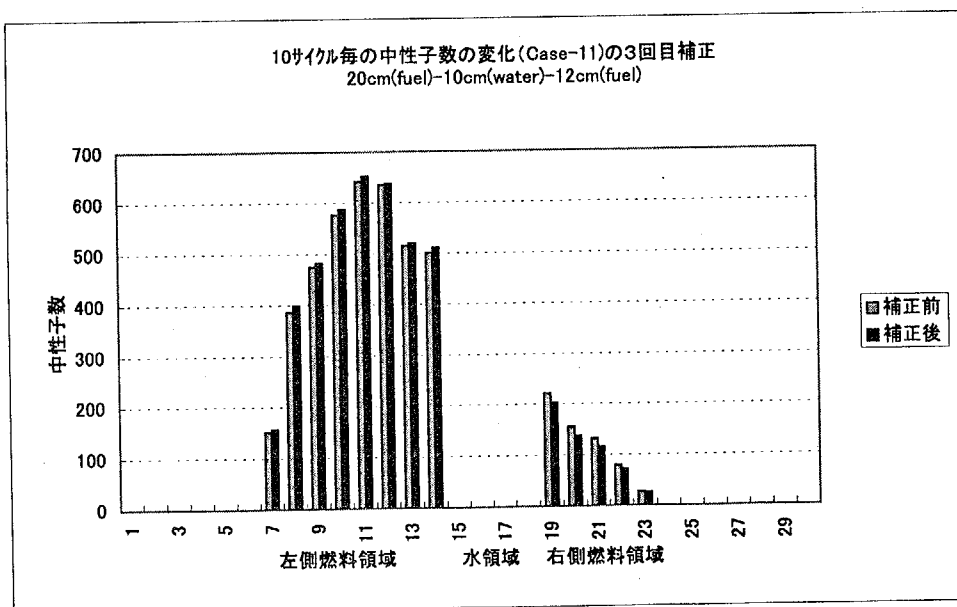
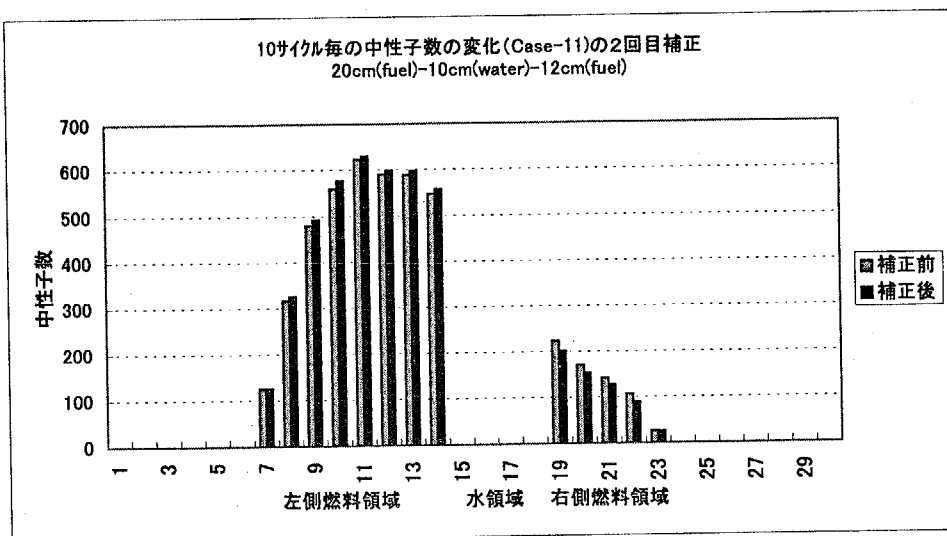
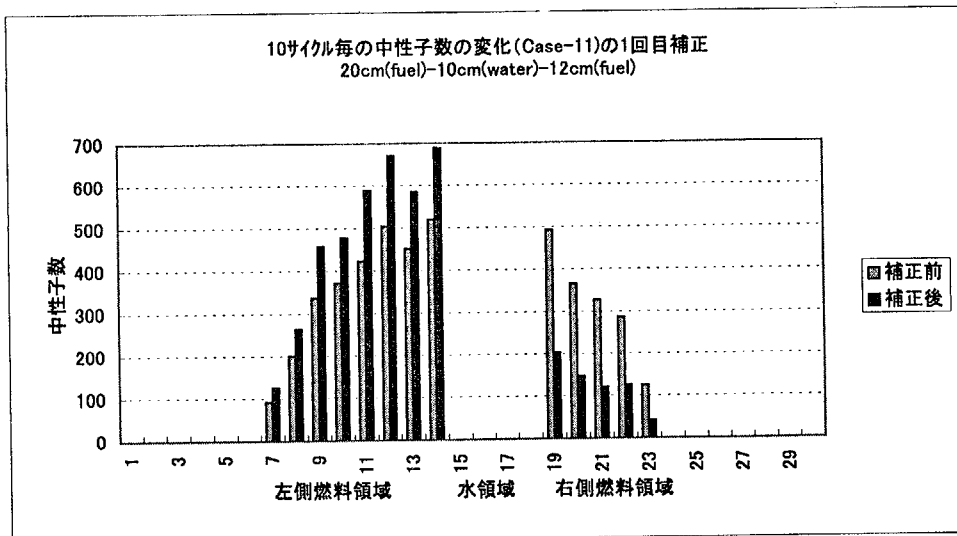


図5-2-11(2) 補正による中性子数の変化(Case 11: 初期ソース右側燃料)

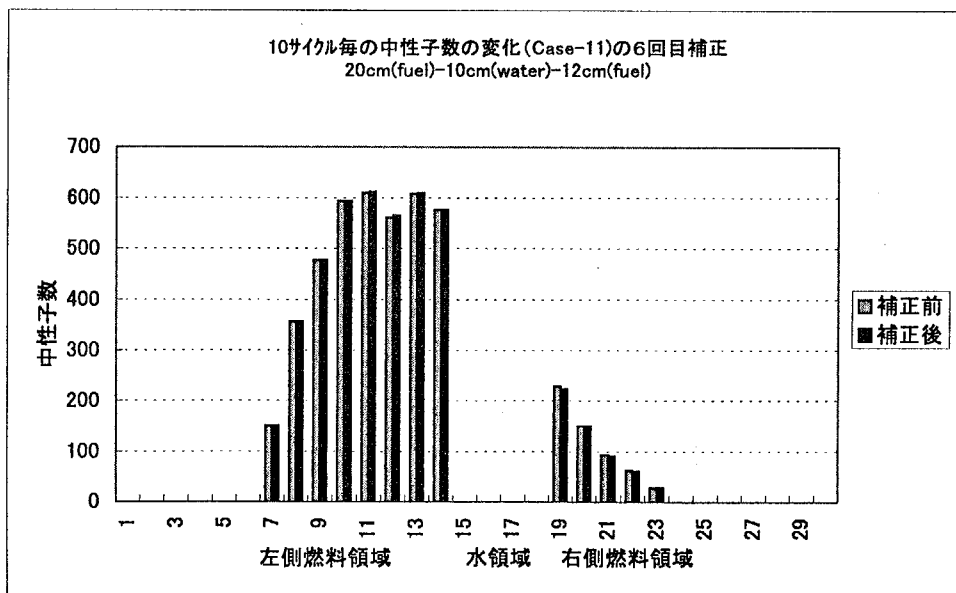
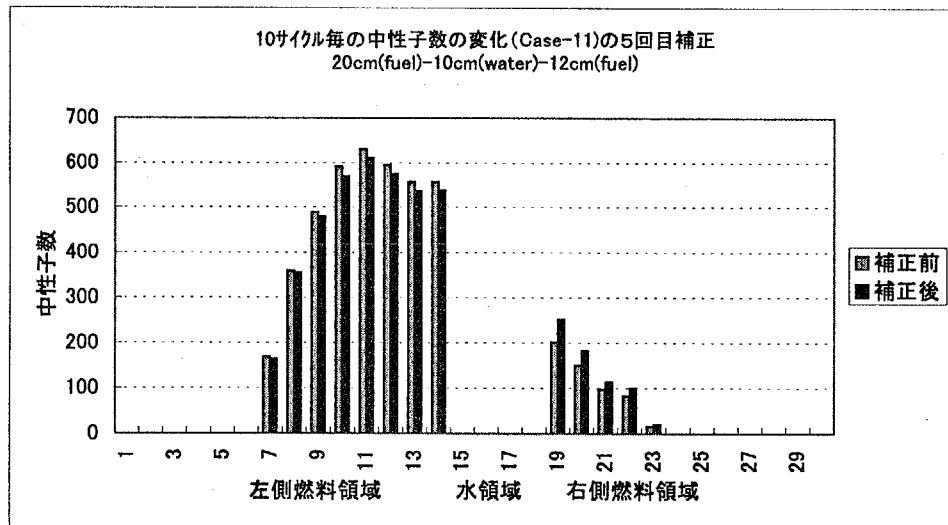
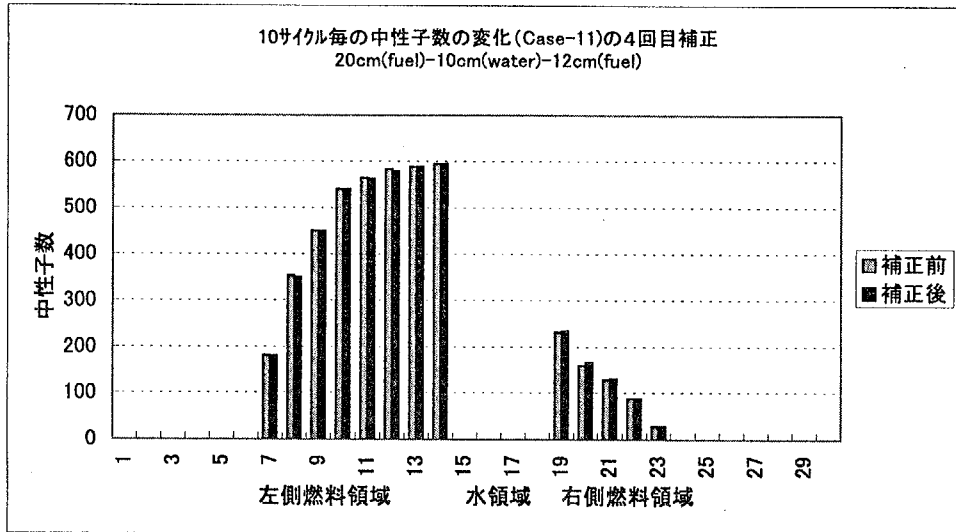


図5-2-11(2) 補正による中性子数の変化(Case 11: 初期ソース右側燃料)(続)

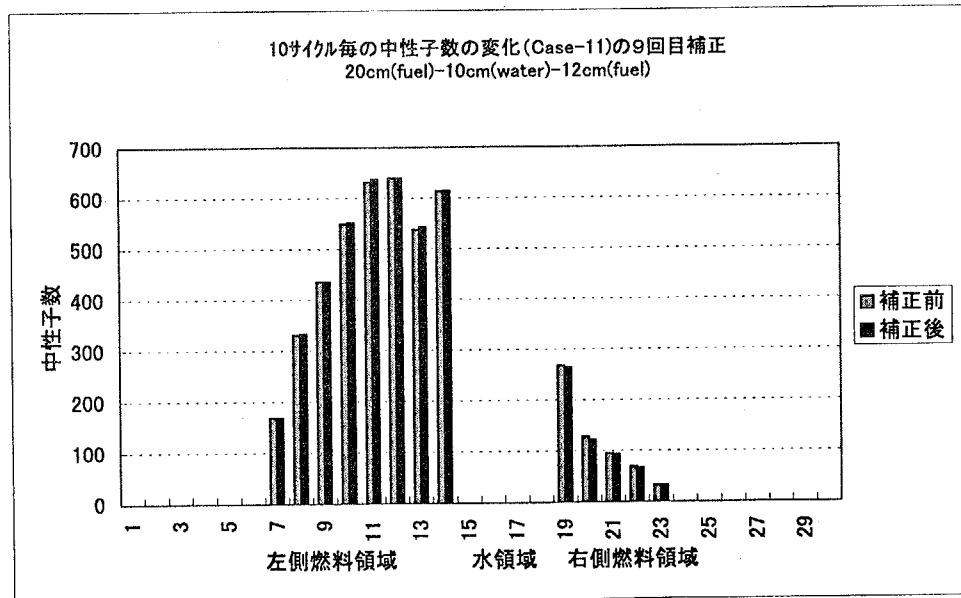
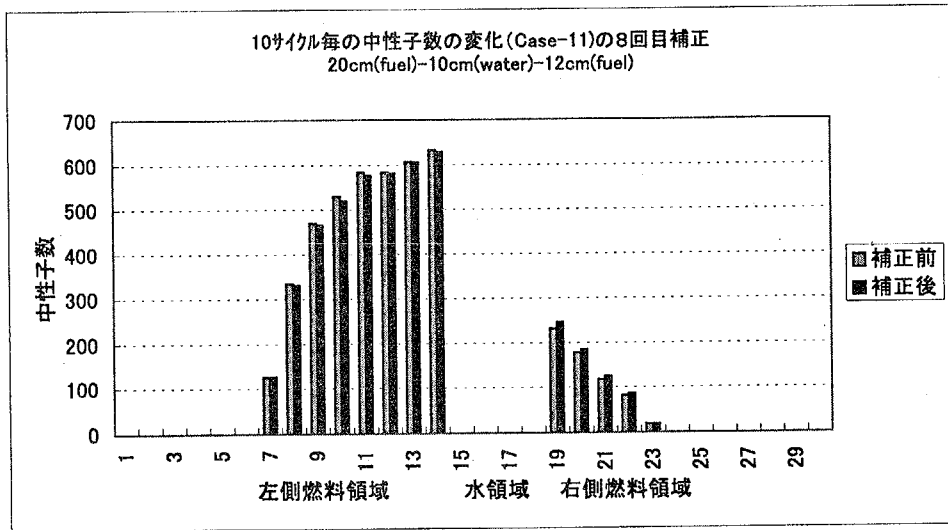
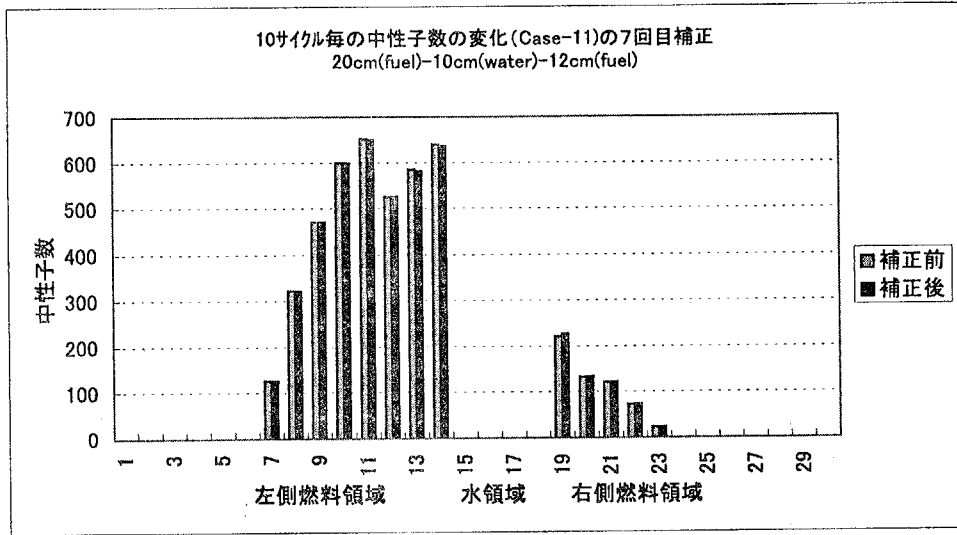


図5-2-11(2) 補正による中性子数の変化(Case 11: 初期ソース右側燃料)(続)

## 6. おわりに

マトリックス固有ベクトルによる補正計算では、領域  $i$  から生まれた 1 個の中性子が、その中生子が発生した領域を含めて領域  $j$  で起こった核分裂による発生中生子数  $P_{ij}$  を利用する。 $P_{ij}$  は、次式で定義される。

$$P_{i,j} = \frac{\text{セル}j\text{で発生した中生子によるセル}i\text{における核分裂発生中生子数}}{\text{セル}i\text{で発生した中生子の総数}} \quad (6.1)$$

解析対象をいくつかの領域に分けた上でモンテカルロコードにより臨界計算を行う場合に、初期値としての核分裂ソース分布を与えるときは、

- ・領域毎の核分裂発生全中生子数の比
- ・領域内の核分裂発生中生子数の分布

の 2 つの自由度を持っている。モンテカルロコードではサイクルを繰り返すことにより、この 2 つについて基本モードに収束した核分裂ソース分布を求めることになる。

さて、領域内の核分裂ソース分布の形が中生子発生確率  $P_{ij}$  に影響を与えることは、定義式から明らかである。しかし、領域毎の核分裂発生全中生子数の比が正しく与えられていなくとも、また、領域内の核分裂発生中生子数分布が近似的なものであっても、(6.1) 式で与えられる  $P_{ij}$  は比較的正しく求められると考えられる。このようにして求められた  $P_{ij}$  を用いてマトリックス固有値問題を解いて固有値と各領域に対する核分裂ソース分布、すなわち固有ベクトルを求めると、これは各領域で積分された核分裂ソース分布の領域間相互比を近似的に正しく与えるものと考えられる。

以上の考察から、マトリックス固有ベクトルで求められる領域相互の核分裂ソース分布による収束性の加速は、領域内の核分裂ソース分布が基本モードに収束していない段階で、領域間の核分裂発生中生子数相互比を改良することによって得られる。すなわち、初期分布として与えられる核分裂ソース分布の領域間の核分裂発生中生子数比が、基本モードの核分裂ソース分布と大きく異なっている場合、サイクル計算初期の領域内の分布が正しくない段階で、基本モードの核分裂ソース分布における領域間の中生子数相互比に近づけることが可能となる。従って、モンテカルロ計算での核分裂ソース分布の計算がかなり収束した段階では、当然ながら、マトリックス固有ベクトルによる加速の有効性は少ないと考えられる。

しかし、ある程度収束が進まないと  $P_{ij}$  で使用した領域内核分裂ソース分布が収束分布と異なり、マトリックス固有ベクトルで得られる固有ベクトルの値が基本モードの値とかけ離れたものになる。従って、モンテカルロコードによる核分裂ソース分布をマトリックス固有ベクトルで補正する場合には、ある程度収束が進んでいるほうが望ましい。

本報告では、以上述べた考察に基づき、連続エネルギーモンテカルロコード MCNP 4 B にマトリックス固有ベクトルによる核分裂ソース分布加速の手順を附加したコードシス

テムを開発し、OECD/NEA 国際ベンチマークで提案された問題の中から燃焼の進んだ燃料ピンモデル体系とスラブ形状体系の問題に対して適用した結果について述べる。

スラブ形状体系の問題では、初期核分裂ソース分布の与え方を、次の3ケースに分けて計算した。

- ① 2領域ある燃料領域の薄い方に与え、厚い領域には与えない。モンテカルロ計算は加速をしないで通常のMCNPの計算を行う。
- ② ①と同一計算で、マトリックス固有ベクトルを使って加速する。
- ③ 従来の方法と同様に、2領域の二つの燃料領域に初期核分裂ソース分布を一様にあてる。

直感的に③が収束した核分裂ソース分布に近く、固有値の収束は最も早いと考えられる。これに対して、①は収束した核分裂ソース分布に初期核分裂ソース分布はもっとも異なっており、固有値の収束はもっとも遅いと考えられる。②は①に対して固有ベクトルによる加速があり、①の収束計算が改良されると考えられる。すなわち、②では、厚い側の燃料領域で核分裂が起これば、マトリックス固有ベクトルによる固有ベクトルは、収束した核分裂ソース分布の燃料板間の比率を与えることになる。ただし、燃料板内での核分裂ソース分布は収束しているとは限らないため、この比率は完全に収束した核分裂ソース分布を与えてはいない。このことは、計算結果からも検証され、最も収束値から遠い薄い燃料板に初期中性子を仮定しても、マトリックス固有ベクトルにより固有値の収束が加速されていることが分かった。

ピンモデル体系の問題では、第5章5.1節の解析結果に述べたように、初期中性子ソース分布としては、元々、使用済燃料棒モデルでの臨界計算における収束解に近い分布を与えたため、マトリックス固有ベクトルによる加速を試みた段階では、その効果が顕著には顕れなかった。

以上、マトリックス固有ベクトル法による加速についてまとめると次のようになる。

- ① 少ないサイクル数でマトリックスの要素  $P_{ij}$  が比較的精度良く計算できること。
- ② 初期値として与える核分裂ソース分布が、収束した分布と大きく異なっているとき、領域間の中性子発生数の比を求めるのに有効である。
- ③ サイクルが進み核分裂ソース分布が収束に近づくと、後は、通常のモンテカルロ法により中性子のヒストリーを追跡することで充分である。

最後に、本報告書をまとめるにあたり、多くの方々のご助言を戴いた。特に、日本原子力研究所東海研究所安全性試験研究センター燃料サイクル安全工学部臨界安全研究室副主任研究員山本俊弘氏には丁寧な査読をしていただき、有益なコメントを戴いたことに対して感謝致します。

参考文献

- 1) G.E.Whitesides, "A Difficulty in Computing the k-effective of the World," Trans.Am. Nucl. Soc., 14, 680 (1971).
- 2) T.J.Urbatsch, "Iterative Acceleration Methods for Monte Carlo and Deterministic Criticality Calculations," LA-13052-T, Los Alamos National Laboratory (1995).
- 3) T.Yamamoto, et al., "Fission Source Convergence of Monte Carlo Criticality Calculations in Weakly Coupled Fissile Arrays," J.Nucl.Sci.Technol., Vol.37, No.1, 41 (2000).
- 4) LM.Petrie and N.F.Cross, "KENO-IV An Improved Monte Carlo Criticality Program," ORNL-4938, Oak Ridge National Laboratory (1975).
- 5) H.Kadotani, Y.Hariyama, M.Shiota and T.Takada, "Acceleration of Fission Distribution Convergence Using Eigen-vectors from Matrix K Calculations in the KENO Code," Proceedings of the International Conference on Nuclear Criticality Safety, September 9-13, 1991, Oxford, UK(1991).
- 6) J.F.Breiesmeister, Editor; "MCNP<sup>TM</sup> - A General Monte Carlo N - Particle Transport Code, Version 4A," LA - 12625 - M, Los Alamos National Laboratory (1993).

# 国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N	m·kg/s <sup>2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光度	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m <sup>2</sup>
放射能	ベクレル	Bq	s <sup>-1</sup>
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10<sup>-19</sup> J

1 u = 1.66054 × 10<sup>-27</sup> kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バール	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10<sup>-10</sup> m

1 b = 100 fm<sup>2</sup> = 10<sup>-28</sup> m<sup>2</sup>

1 bar = 0.1 MPa = 10<sup>5</sup> Pa

1 Gal = 1 cm/s<sup>2</sup> = 10<sup>-2</sup> m/s<sup>2</sup>

1 Ci = 3.7 × 10<sup>10</sup> Bq

1 R = 2.58 × 10<sup>-4</sup> C/kg

1 rad = 1 cGy = 10<sup>-2</sup> Gy

1 rem = 1 cSv = 10<sup>-2</sup> Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 <sup>18</sup>	エクサ	E
10 <sup>15</sup>	ペタ	P
10 <sup>12</sup>	テラ	T
10 <sup>9</sup>	ギガ	G
10 <sup>6</sup>	メガ	M
10 <sup>3</sup>	キロ	k
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h
10 <sup>1</sup>	デカ	da
10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>-18</sup>	アト	a

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値は CODATA の1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクトールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- bar は, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令では bar, barn および「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

## 換算表

力	N (=10 <sup>5</sup> dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m<sup>2</sup>) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m<sup>2</sup>/s = 10<sup>4</sup> St (ストークス) (cm<sup>2</sup>/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm <sup>2</sup>	atm	mmHg (Torr)	lbf/in <sup>2</sup> (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 <sup>3</sup>	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 <sup>-4</sup>	1.35951 × 10 <sup>-3</sup>	1.31579 × 10 <sup>-3</sup>	1	1.93368 × 10 <sup>-2</sup>
	6.89476 × 10 <sup>-4</sup>	7.03070 × 10 <sup>-2</sup>	6.80460 × 10 <sup>-2</sup>	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 <sup>7</sup> erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 <sup>-7</sup>	0.238889	9.47813 × 10 <sup>-4</sup>	0.737562	6.24150 × 10 <sup>18</sup>
	9.80665	1	2.72407 × 10 <sup>-6</sup>	2.34270	9.29487 × 10 <sup>-3</sup>	7.23301	6.12082 × 10 <sup>19</sup>
	3.6 × 10 <sup>6</sup>	3.67098 × 10 <sup>5</sup>	1	8.59999 × 10 <sup>5</sup>	3412.13	2.65522 × 10 <sup>6</sup>	2.24694 × 10 <sup>25</sup>
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 <sup>-6</sup>	1	3.96759 × 10 <sup>-3</sup>	3.08747	2.61272 × 10 <sup>19</sup>
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 <sup>-4</sup>	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 <sup>21</sup>
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 <sup>-7</sup>	0.323890	1.28506 × 10 <sup>-3</sup>	1	8.46233 × 10 <sup>18</sup>
	1.60218 × 10 <sup>-19</sup>	1.63377 × 10 <sup>-20</sup>	4.45050 × 10 <sup>-26</sup>	3.82743 × 10 <sup>-20</sup>	1.51857 × 10 <sup>-22</sup>	1.18171 × 10 <sup>-19</sup>	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)  
 = 4.184 J (熱化学)  
 = 4.1855 J (15 °C)  
 = 4.1868 J (国際蒸気表)  
 仕事率 1 PS (仏馬力)  
 = 75 kgf·m/s  
 = 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 <sup>-11</sup>
	3.7 × 10 <sup>10</sup>	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 <sup>-4</sup>	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

弱結合相互干渉系臨界解析のマトリックス固有ベクトルを用いた収束性加速

**R100**

古紙配合率100%  
白紙度70%再生紙を使用しています。