

PNC TJ9605 96-001

高速炉核特性の数値解析手法の改良

(動力炉・核燃料開発事業団)

1996年3月

大阪大学工学部

この資料は、動燃事業団の開発業務を進めるため、特に限られた関係者だけに開示するものです。 ついては、複製、転載、引用等を行わないよう、また第三者への開示又は内容漏洩がないように管理して下さい。また今回の開示目的以外のことには使用しないよう特に注意して下さい。

本資料についての問い合わせは下記に願います。

〒311-13
茨城県東茨城郡大洗町成田町4002
動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター

1995年3月

高速炉核特性の数値解析手法の改良

竹田 敏一*

北田 孝典*

木本 達也*

片木 洋介*

要旨

本報告書は次の3部から構成されている。

第1部 モンテカルロ法による反応率分布算出法の改良

第2部 ドップラー反応度の超微細群計算手法の整備

第3部 3次元六角体系用輸送ノード法コードの横方向漏洩量計算手法の改良

第1部 モンテカルロ法による反応率分布算出法の改良

モンテカルロ法による反応率分布算出法の改良を行なう前の段階として、モンテカルロ法による反応度を正確に評価する手法に関して検討を行なった。モンテカルロ法を用いた反応度計算手法としては、摂動前と摂動後の各々について2回の独立なモンテカルロ計算を行ない、各々の結果の差から反応度を求める方法と、摂動モンテカルロ法を用いて1回のモンテカルロ計算により得る方法がある。しかしながら第1の手法では、各々のモンテカルロ計算結果にともなう偏差の為、小さな反応度変化では正確な解が得られない。また、第2の手法である摂動モンテカルロ法では、従来手法のままでは中性子源分布が大きく歪むような摂動の場合に正確な解が得られなくなる。

そこで従来の摂動モンテカルロ法を改良し、中性子源分布が大きく歪むような摂動の場合でも有効となる方法を開発した。これにより、摂動モンテカルロ法を用いて反応度を正確に評価することが可能になると考えられる。

第2部 ドップラー反応度の超微細群計算手法の整備

高速臨界集合体ZPPR-9におけるドップラー反応度の実験が、米国のアルゴンヌ国立研究所にて行なわれた。その実験値をもとに、ドップラー反応度を精度よく評価するため、ドップラーサンプル領域における格子計算手法の比較検討を行なった。

自己遮蔽因子を用いた解析手法では、ドップラー反応度のC/E値がおよそ0.83前後とあまりよい精度評価を得ることができなかった。そこで超微細群セル計算を行なうPEACOLRを用いると、C/E値が0.863となり、サンプルと炉心燃料領域中のU-238による共鳴干渉効果を考慮することができることが分かった。しかしPEACOLRが作動するエネルギー範囲が961eVまでであり、また高速炉において961eV以上の中性子スペクトルによるドップラー反応度への寄与を軽視することはできない。そこで961eV以上のエネルギー範囲において、Dancoff係数を1.0とし、ドップラーサンプル領域において非常に強い干渉を想定することによって、C/E値が0.930と大きな増加を示した。

ZPPR-9の内側炉心のセルは、U-238を中心とした組成とFeを中心とした組成の左右非対称なセルが用いられている。そのため炉心中央部にU側の組成が連続した部分が存在し、中

中性子束に歪みが生じる。この非対称セル効果を考慮すると、考慮しないときに比べ、炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度とした場合、ドップラー反応度が約5.5%、また炉心中央部1セルをサンプル領域と構造材領域の原子数密度で均質化した場合、約7%減少する結果となった。

また非対称セル効果による補正解析のほかに、輸送効果による補正解析も行なった。2次元RZ体系の場合、輸送効果によりドップラー反応度が約4%減少し、メッシュ幅を径方向、軸方向に1/2にすると、さらに約1%減少した。しかし3次元XYZ体系の場合、輸送効果によりドップラー反応度が約3.5%増加した。RZ体系同様、メッシュ幅をX方向、Y方向、Z方向に1/2にすると、そこから約3%減少し、メッシュ効果によって、3次元体系における輸送補正係数が、2次元RZ体系における輸送補正係数に近づくという結果となった。

第3部 3次元六角体系用輸送ノード法コードの横方向漏洩量計算手法の改良

大阪大学で開発された六角体系用輸送ノード法をもちいた計算コード「NSHEX」では、計算過程においてノード内からの3種類の横方向もれを取り扱う必要がある。その一つである径方向分布計算時における径方向もれの評価手法において、従来法と比べより中性子の飛行方向を考慮した新しい手法を考えた。従来法では、頂点中性子束をその周囲の3つのノード境界平均中性子束で近似していたが、新手法では中性子束の飛行方向により重点をおき、その3つのノード境界のうち頂点中性子束に最も寄与の大きい一つのノード境界中性子束で近似した。

以上の2つの手法を用いて、高速増殖炉「もんじゅ」において炉心計算を行った。その結果、実効増倍率においては新手法を導入した効果は、 $0.056[\%] \Delta k/k$ とあまり見られなかった。しかし、中性子束分布においては、制御棒領域において手法間の差があらわれていた。そこである一つのノードに注目し、横方向もれの手法間における差を比較した。

その結果、周囲のノードが燃料であるのに対してその注目する中心のノードが吸収体である時の方が、周囲のノードと等しく燃料である時より手法間の差は全体として大きくなっていることが分かった。

本報告書は、大阪大学が動力炉・核燃料開発事業団の委託により実施した研究成果である。

*：大阪大学工学部原子力工学科

Improvement of Numerical Analysis Method for FBR Core Characteristics

Toshikazu Takeda*

Takanori Kitada*

Tatsuya Kimoto*

Yousuke Katagi*

Abstract

This report is composed of the following three parts.

- (I) Improvement of Calculational Scheme of Reaction Rate Distribution by Monte Carlo Method
- (II) Calculational Method for Doppler Reactivity Worth by Using Ultra-Fine Energy Group
- (III) Improvement of Calculational Method of Transverse Leakage on Three Dimensional Nodal Transport Code for Hexagonal-Z Geometry

Part I Improvement of Calculational Scheme of Reaction Rate Distribution by Monte Carlo Method

We have investigated Monte Carlo method to precisely estimate the reactivity, as the

preliminary step to improve the calculational scheme of reaction rate distribution by Monte Carlo method. There are two methods to estimate the reactivity by Monte Carlo calculations, one is the method which calculates the reactivity from the difference of two independent Monte Carlo calculations, which represent for perturbed and unperturbed states, respectively. The other is the method which calculates the reactivity from one Monte Carlo calculation by using Monte Carlo perturbation theory. The first method can't give us precise results when the reactivity change is small because the results of each Monte Carlo calculations have the deviation. The second method (conventional Monte Carlo perturbation theory) can't give us precise results in the cases of the perturbation which causes the large distortion of the neutron source distribution.

We have developed a new method which is effective even in the cases of the perturbation which causes the large distortion of the neutron source distribution by improving conventional Monte Carlo perturbation theory. Therefore we think that it will be possible to precisely evaluate the reactivity by using Monte Carlo perturbation theory.

Part II Calculational Method for Doppler Reactivity Worth by Using Ultra-Fine Energy Group

The experiments about the doppler reactivity worth were performed by using the critical assembly, ZPPR-9, at the Argonne National Laboratory. By using the experimental results, we have investigated the cell calculation methods of the Doppler sample region to obtain the precise Doppler reactivity worth.

Doppler reactivity worths are not accurately estimated by the self-shielding factor method; C/E values of doppler reactivity worths are about 0.83. By using PEACO routine which performs the cell calculation in ultra fine energy group, C/E value increases to 0.863, because the resonance interaction between UO₂ sample region and surrounding fuel region is taken into account. However PEACO routine is available only for the energy

range between 0.683eV and 961eV. In the fast reactor, the neutron spectrum above the energy of 961eV has large contribution to doppler reactivity worth. At the energy range above 961eV, by setting Dancoff factor equal to 1.0 which is same to assume the strong interaction in the Doppler sample region, C/E value increases to 0.930.

The cell of inner core at ZPPR-9 is asymmetric cell, one side is mainly composed of U-238 and the other side is composed of Fe. Therefore at the core center, there is the concentrated area of Uranium, and neutron flux is distorted at such area. By considering the effect of this asymmetric cell, Doppler reactivity worth decreases by about 5.5% in the imaginary case where the atomic density of the central fuel cell is replaced by that of the Doppler sample region, and also decreases by about 7% in the imaginary case where atomic density of the central fuel cell is replaced by the smeared atomic densities of Doppler sample and structural regions.

In addition to the analysis of the effect of the asymmetric cell, the analysis of the transport effect was performed. In the cases of two dimensional RZ geometry, Doppler reactivity worth decreases by about 4% by the transport effect, and decreases more about 1% by adopting the half mesh width for the radial and axial direction. However, in the cases of three dimensional XYZ geometry, Doppler reactivity worth increases by about 3.5% through the transport effect, and decreases by about 3% by adopting the half mesh width for X,Y and Z direction. This shows that the correction factor of the transport effect in three dimensional geometry is similar to that in two dimensional RZ geometry.

Part III Improvement of Calculational Method of Transverse Leakage on Three Dimensional Nodal Transport Code for Hexagonal-Z Geometry

In the nodal transport calculation code for hexagonal-z geometry named 'NSHEX', which has been developed at Osaka University, it is necessary to calculate the three kind of transverse leakages. We have developed a new treatment of the one transverse leakage,

that represents the radial transverse leakage by considering the neutron flight direction. In the conventional method, the nodal vertex flux was estimated by the average of the nearest three nodal surface fluxes. While in the new method, the nodal vertex flux is estimated by the one nodal surface flux which is expected to be the most effective flux for the relevant nodal vertex flux by considering the neutron flight direction.

Fast Breeder Reactor 'MONJU' was analysed by using the two methods. According to the results, there are small differences between multiplication factors of the two methods, and the difference is about 0.056% $\Delta k/k$. However, it is found that the flux distribution have relatively large difference, especially in the control rod regions.

We have compared the radial transverse leakages calculated by the conventional and new methods. It is found that the difference of the transverse leakage between the two methods is remarkable, when the central node is the control rod node, compared to the case that the central node is the fuel node.

This work performed by Department of Nuclear Engineering, Osaka University under construct with Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation.

* : Faculty of Engineering, Department of Nuclear Engineering, Osaka University.

目次

第1章	序論
第2章	モンテカルロ法による反応度評価法の検討
2. 1	従来 of 摂動モンテカルロ法の検討
2. 2	摂動モンテカルロ法の改良
2. 3	摂動モンテカルロ法による反応度評価 に関する考察
第3章	まとめ
	参考文献

第1部

モンテカルロ法による反応率分布算出法の改良

第1章 序論

原子炉においてなんらかの摂動が起こった場合に添加される反応度については、これまで主として一次摂動あるいは厳密摂動理論に基づき、エネルギーを多群とした拡散および輸送理論での決定論的手法により評価されてきている。そして一方、近年の計算機のめざましい進歩に伴い、これまで特に計算時間の観点から使用されることが少なかったモンテカルロ法がルーチンワークでの計算手法としても注目されるようになってきている。

モンテカルロ法を用いて、摂動による反応度を評価するには、

- 1、摂動前後で2回のモンテカルロ計算をおこない、反応度を求める。
- 2、摂動モンテカルロ法^(1,2)を用いて、1回のモンテカルロ計算で反応度を求める。

の2通りの方法が考えられる。当然ながら、モンテカルロ法での計算結果には偏差がともなっているために1の方法を適用するには、求める反応度変化量よりも十分小さい偏差となるように、2回のモンテカルロ計算を行なう必要がある。これにより、小さい反応度変化の場合には、2回のモンテカルロ計算で有為な解を得ることは事実上不可能という事になる。そこで、2の摂動モンテカルロ法が、H. Riefらにより考案、開発されてきた。摂動モンテカルロ法では反応度変化が小さい、言い換えれば摂動が小さい場合にモンテカルロ法で有為な解を得ることができるようになっている。

ここでは、摂動モンテカルロ法に着目し、それによる反応度評価法について検討した。

第2章 モンテカルロ法による反応度評価法の検討

2. 1 従来の摂動モンテカルロ法の検討

従来の摂動モンテカルロ法^(1,2)により、摂動による添加反応度を評価することを考える。まず、ある位相空間 u での中性子衝突率 $\psi(u)$ を考える。 $\psi(u)$ は次の式(2-1)で与えられる。

$$\psi(u) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n K_i du_i du' \quad (2-1)$$

ここで、 $S(u')$: 位相空間 u' での中性子源
 K_i : 中性子飛行カーネル T_i と中性子衝突カーネル C_i の積
 T_i : i 回目の衝突に至るまでの中性子飛行距離を与えるカーネル
(中性子の存在場所を移動させる)
 C_i : i 回目の衝突で、中性子のエネルギー、飛行方向を変化させるカーネルである。つまり、式(2-1)の被積分項は「ある位相空間 u' で発生した中性子が、 n 回の飛行・衝突により位相空間 u に至り、 u で衝突する過程」を表現している。それを、中性子発生点 u' 、衝突ポイント u_i の位相空間積分、および衝突回数 n についての総和をとることにより位相空間 u で衝突する全ての過程を考慮している。

ここで体系に摂動が加わったときについて考える。式(2-1)より、摂動後での衝突率 $\psi^*(u)$ に対する式は次の式(2-2)のようになる。

$$\psi^*(u) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n K_i^* du_i du' \quad (2-2)$$

ここで、*は摂動後を示す。式(2-2)では、摂動により中性子の飛行カーネル、中性子の衝突カーネルが変化する事を考慮しているが、中性子源分布については摂動による変化を無視している。

摂動前後の変化量のみをモンテカルロ法でサンプリングする式は、式(2-1)と式(2-

2)より、以下のように導出することができる。

$$\begin{aligned}
 \psi^*(u) - \psi(u) &= \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n K_i^* du_i du' \\
 &\quad - \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n K_i du_i du' \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \left\{ \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} - 1 \right\} \prod_{i=0}^n K_i du_i du' \\
 &= \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \left\{ \prod_{i=0}^n \omega_i - 1 \right\} \prod_{i=0}^n K_i du_i du'
 \end{aligned} \tag{2-3}$$

式(2-3)の導出に際して、摂動後の衝突率 $\psi^*(u)$ は

$$\psi^*(u) = \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} \prod_{i=0}^n K_i du_i du'$$

と表現されており、この変形（計算に対するバイアス）により、中性子の位相空間 u から u までの軌跡は摂動前後で同じとなる。つまり、式(2-3)では、

- 1、中性子源は摂動前の分布（ $S(u')$ ）で発生
- 2、中性子の輸送・衝突は摂動前のカーネル（ K_i ）で行なう
- 3、中括弧（ $\{ \}$ ）内をサンプリングすることにより、衝突率の変化分のみを評価

という事になる。

さらに、実効増倍率の摂動にともなう変化分を考える前に、式(2-1)を基に実効増倍率の表式について考える。式(2-1)は、ある位相空間 u での衝突率であるので、その位相空間 u での中性子生成割合（ $\nu \Sigma_f(u) / \Sigma_a(u) = P_f(u)$ ）を乗じ、 u について積分すれば、 $S(u')$ により発生した中性子が、次の世代で幾つの中性子になったかを表現できる。よって、実効増倍率 k_{eff} は次の式(2-4)で与えられる。

$$\begin{aligned}
 k_{\text{eff}} &= \frac{\int P_f(u) \psi(u) du}{\int S(u') du'} \\
 &= \frac{1}{\int S(u') du'} \int dr P_f(u) \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n K_i du_i du'
 \end{aligned} \tag{2-4}$$

ここで、式(2-3)と同様に、摂動前後での実効増倍率の変化量のみをサンプリングする表式に

することを考える。式(2-3)の場合と同様に、中性子源分布の摂動による変化を考慮せず、中性子の軌跡は摂動前のカーネル (K_i) で表現する事にすると、摂動後の実効増倍率 k_{eff}^* は次の式(2-5)のように表される。

$$\begin{aligned}
 k_{\text{eff}}^* &= \frac{\int P_f^*(u) \psi^*(u) du}{\int S(u') du'} \\
 &= \frac{1}{\int S(u') du'} \int du P_f^*(u) \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \prod_{i=0}^n K_i^* du_i du'
 \end{aligned} \tag{2-5}$$

よって、摂動前後での実効増倍率の変化量のみをサンプリングするには次の式(2-6)を用いればよいことになる。

$$\begin{aligned}
 k_{\text{eff}}^* - k_{\text{eff}} &= \frac{1}{\int S(u') du'} \left\{ \int P_f^*(u) \psi^*(u) du - \int P_f(u) \psi(u) du \right\} \\
 &= \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \left\{ P_f^*(u) \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} - P_f(u) \right\} \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du \\
 &= \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') \left\{ P_f^*(u) \prod_{i=0}^n \omega_i - P_f(u) \right\} \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du
 \end{aligned} \tag{2-6}$$

つまり実効増倍率の変化は、式(2-3)と比較すると、中性子が吸収され中性子の追跡が終了することになる最後の衝突ポイント u において、中性子生成割合を乗じているだけの違いである。

以上の方法は摂動前後での中性子の飛行および衝突の過程を同じとし、摂動後は摂動前の中性子の飛行および衝突毎にカーネルの比となる重み (ω_i) を乗じる事により表現している。このことは、摂動前と摂動後の中性子の飛行および衝突に関する相関を強くすることにつながり、2回の独立なモンテカルロ計算を行なう場合に比べて、評価される変化量には小さな偏差しかともなわなくなると期待される。

以上の方法は Correlated Sampling^(1,2,3,4) と呼ばれる、摂動モンテカルロ法の中の1つの手法であるが、その他にも Derivative Operator Sampling^(1,4) と呼ばれる、中性子の飛行カーネル、衝突カーネルを Taylor 展開する事により、各カーネルの微分によって変化量に対するサンプリング項を表す方法などがある。ここでは、これ以後に示す式の導出への適用性から Correlated Sampling 法にのみ着目している。

2. 2 摂動モンテカルロ法の改良

前節で示した、H. Riefらにより開発されてきた摂動モンテカルロ法では、摂動による中性子源分布の変化が小さく、摂動後での中性子源分布を摂動前の中性子源分布と同じとしている。この結果、中性子源分布が大きく歪むような摂動に対しては、そのままでは有意な解を得ることができないと考えられる。例えば、ナトリウムボイド反応度については、ナトリウムがボイドとなることにより、中性子源分布も大きく変化すると考えられるため、摂動モンテカルロ法を適用するためには従来の理論を拡張する必要がある。

一方、中性子源分布が大きく歪むような反応度が添加された場合、摂動前後を独立な2回のモンテカルロ計算を行なうことにより、添加反応度を得ることもできるが、ここでは従来の摂動モンテカルロ法を拡張することにより、1回のモンテカルロ計算で中性子源分布が大きく歪むような場合の添加反応度を計算できるようにすることを考えた。

まず従来の摂動モンテカルロ法において、実効増倍率の変化量に対する式(2-6)を導出するにあたり仮定されていることは「中性子源分布が摂動前後で変化しない」という事であり、この仮定により摂動モンテカルロ計算の適用範囲が限定されている。そこで、「中性子源分布は摂動前後で変化する」とし、式(2-6)に対応する式の導出を試みた。

前節の内容および上記の内容を踏まえて、摂動前と摂動後の実効増倍率を表現すると、摂動前では

$$k_{eff} = \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f^n(u) S(u) \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du \quad (2-7-1)$$

摂動後では

$$k_{eff}^* = \frac{1}{\int S^*(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f^{*n}(u) S^*(u) \prod_{i=0}^n K_i^* du_i du' du \quad (2-7-2)$$

となる。摂動前の実効増倍率に対する式(2-7-1)は、従来の式(式(2-4))と同じであるが、摂動後の実効増倍率に対する式(2-7-2)においては、その式中の中性子源分布が摂動後のものとなっていることが従来の式と異なる。

式(2-7-1)、(2-7-2)より実効増倍率の変化分は

$$\begin{aligned}
k_{eff}^* - k_{eff} &= \frac{1}{\int S^*(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f^*(u) S^*(u') \prod_{i=0}^n K_i^* du_i du' du \\
&- \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f(u) S(u') \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du
\end{aligned} \tag{2-8}$$

ここで右辺については、前節の最後で述べたように、摂動前後での相関を強めるために摂動後での中性子の軌跡（中性子の飛行と衝突過程）が摂動前の中性子の軌跡と同じとなるように変形する。つまり、式(2-7-2)を用いて、摂動後の実効増倍率を求める際に、中性子の発生位相空間、中性子の飛行および衝突過程を摂動前の中性子源分布やカーネル（ K_i ）を用いて表現する。その結果、式(2-7-2)は式(2-9)のように変形できる。

$$\begin{aligned}
k_{eff}^* &= \frac{1}{\int S^*(u') du'} \frac{\int S(u') du'}{\int S(u') du'} \times \\
&\sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f^*(u) \frac{S^*(u')}{S(u')} S(u') \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du
\end{aligned} \tag{2-9}$$

式(2-8)、(2-9)より実効増倍率の変化分は式(2-10)と表される。

$$\begin{aligned}
k_{eff}^* - k_{eff} &= \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f^*(u) \frac{\int S(u'') du''}{\int S^*(u'') du''} \frac{S^*(u')}{S(u')} S(u') \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} \prod_{i=0}^n K_i \times \\
&du_i du' du - \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int P_f(u) S(u') \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du \\
&= \frac{1}{\int S(u') du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S(u') [P_f^*(u) \frac{\int S(u'') du''}{\int S^*(u'') du''} \frac{S^*(u')}{S(u')} \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} \\
&- P_f(u)] \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du
\end{aligned} \tag{2-10}$$

従来の摂動モンテカルロ法の式（式(2-6)）とこの式（式(2-10)）を比較すると、従来の式では摂動後のサンプリングにおいて ω_i を中性子の飛行や衝突の際に重みとして乗じているが、式(2-10)ではさらに、

$$\frac{\int S(u'') du''}{\int S^*(u'') du''} \frac{S^*(u')}{S(u')}$$

を乗じている。この項の中で、摂動前後の中性子源分布が体系全体で同じ値に規格化されているのであれば、積分項はなくなるが、2つめの中性子源の比の項は残る。この項は、同じ

位相空間 u で中性子を発生させる場合に、摂動前後で中性子源分布が異なることによる発生中性子数の違いを表現している。つまり、摂動前と摂動後での中性子源分布の違いは、発生させる中性子に与える重みを変化させることにより表現している。

また、式(2-10)により、実効増倍率の変化分を求めることができるが、それと同時に摂動前後の各々の実効増倍率についても式(2-7-1)、式(2-9)に相当する量をサンプリングする事により求めることができる。

この節のはじめでも述べたように、式(2-10)においては、摂動による中性子源分布の変化が考慮されており、従来の摂動モンテカルロ法(式(2-6))に比較して、中性子源分布が摂動により大きく変化するような場合でも、添加反応度を正確に評価することができると考えられる。

2. 3 摂動モンテカルロ法による反応度評価に関する考察

ここでは、前節までに示した式に基づいて得られる「実効増倍率の変化分に対する期待値」について、1、無限均質体系での媒質密度一様変化にともなう実効増倍率変化、2、無限均質体系での断面積一様変化にともなう実効増倍率変化、3、有限均質体系での断面積一様変化にともなう実効増倍率変化の3つの場合について考察する。

2. 3-1、無限均質体系での媒質密度一様変化にともなう実効増倍率変化

ここではエネルギーは1群、散乱は等方であるとして考える。また、媒質密度は $\Delta\rho$ だけ変化したとする。つまり、各断面積は

$$\Sigma_i^* = \Sigma_i (1 + \Delta\rho) \quad (2-11)$$

Σ_i^* : 摂動後の全断面積

Σ_i : 摂動前の全断面積

のように、変化したとする。このとき、摂動による実効増倍率の変化量は解析的にも得ることができ、

$$\begin{aligned}
\delta k_{\text{eff}} &= k_{\text{eff}}^* - k_{\text{eff}} \\
&= \frac{v \Sigma_f^*}{\Sigma_a^*} - \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_a} \\
&= \frac{v \Sigma_f (1 + \Delta \rho)}{\Sigma_a (1 + \Delta \rho)} - \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_a} \\
&= 0
\end{aligned} \tag{2-12}$$

となる。

一方、摂動モンテカルロ法では、式(2-10)において無限均質体系での媒質密度一様変化であることから、以下のことが成り立つ。

$$\begin{aligned}
S(u') &= S, \quad S^*(u') = S^* \\
P_f^*(u) &= P_f^* = \frac{v \Sigma_f^*}{\Sigma_t^*} = \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} = P_f = P_f(u)
\end{aligned} \tag{2-13}$$

式(2-13)を式(2-10)に当てはめることにより、次の式(2-14)を得る。

$$\begin{aligned}
\delta k_{\text{eff}} &= \frac{1}{\int S du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S P_f \left[\prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} - 1 \right] \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du \\
&= \frac{1}{\int S du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S P_f \left[\prod_{i=0}^n \omega_i - 1 \right] \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du
\end{aligned} \tag{2-14}$$

ここで、

$$K_i = C_i \times T_i$$

C_i : 中性子衝突カーネル

T_i : 中性子飛行カーネル

とおく。中性子衝突カーネルは

$$C_i = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} = \frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*} = C_i^*$$

また、中性子飛行カーネルは

$$T_i = \Sigma_i \exp(-\Sigma_i s)$$

$$T_i^* = \Sigma_i^* \exp(-\Sigma_i^* s)$$

s : 中性子飛行距離

と表現できるので

$$\begin{aligned} \omega_i &= \frac{K_i^*}{K_i} = \frac{C_i^* T_i^*}{C_i T_i} \\ &= \frac{\Sigma_i^*}{\Sigma_i} \exp[-(\Sigma_i^* - \Sigma_i) s] \\ &= (1 + \Delta \rho) \exp[-\Sigma_i \Delta \rho s] \end{aligned} \quad (2-15)$$

となる。式(2-15)は中性子がsだけの距離を飛行した場合であるので、 ω_i の期待値は式(2-15)に「sだけ中性子が飛行する確率」を乗じ、sについて0～ ∞ で積分することにより得られる。「sだけ中性子が飛行する確率」を表す関数については、中性子の飛行を摂動前の中性子飛行カーネル T_i で決定しているので、

$$\Sigma_i \exp[-\Sigma_i s]$$

となる。よって ω_i の期待値は

$$\begin{aligned} \langle \omega_i \rangle &= \int_0^{\infty} ds (1 + \Delta \rho) \exp[-\Sigma_i \Delta \rho s] \Sigma_i \exp[-\Sigma_i s] \\ &= 1 \end{aligned}$$

となる。つまり、式(2-14)中の

$$\left[\prod_{i=0}^n \omega_i - 1 \right]$$

について、その期待値はゼロとなるので、式(2-14)により得られる実効増倍率の変化量の期待値もゼロとなる。つまり摂動モンテカルロ法を用いても、解析的に得られる解と同じ結果を得ることができる。但し、上記の摂動については、従来の摂動モンテカルロ法でも同じ結果を得ることができる。

2. 3-2、無限均質体系での断面積変化にともなう実効増倍率変化

ここでも、エネルギーは1群、散乱は等方であるとする。断面積変化は摂動後を*を付けて表現する。このとき、この摂動による実効増倍率の変化量を解析的に求めると、

$$\begin{aligned}\delta k_{\text{eff}} &= k_{\text{eff}}^* - k_{\text{eff}} \\ &= \frac{v\Sigma_f^*}{\Sigma_a^*} - \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_a}\end{aligned}$$

となる。

次に摂動モンテカルロ法により得られる実効増倍率の変化量の期待値を考える。まず、無限均質での断面積変化ということより以下の式(2-16)が成り立つ。

$$\begin{aligned}S^*(u') &= S^* \quad , \quad S(u) = S \\ P_f^*(u') &= P_f^* = \frac{v\Sigma_f^*}{\Sigma_t^*} \\ P_f(u') &= P_f = \frac{v\Sigma_f}{\Sigma_t}\end{aligned}\tag{2-16}$$

式(2-16)を用いて、式(2-10)を変形すると

$$\delta k_{\text{eff}} = \frac{1}{\int S du'} \sum_{n=0}^{\infty} \int \dots \int S \left[P_f^* \prod_{i=0}^n \frac{K_i^*}{K_i} - P_f \right] \prod_{i=0}^n K_i du_i du' du \tag{2-17}$$

さらに

$$\begin{aligned}K_i &= C_i \times T_i \\ K_i^* &= C_i^* \times T_i^* \\ C_i &= \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \quad , \quad C_i^* = \frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*} \\ T_i &= \Sigma_t \exp[-\Sigma_t s] \quad , \quad T_i^* = \Sigma_t^* \exp[-\Sigma_t^* s]\end{aligned}$$

より、

$$\begin{aligned}\omega_i &= \frac{K_i^*}{K_i} = \frac{C_i^* T_i^*}{C_i T_i} \\ &= \left(\frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*} \right) \left(\frac{\Sigma_t}{\Sigma_s} \right) \times \frac{\Sigma_t^* \exp[-\Sigma_t^* s]}{\Sigma_t \exp[-\Sigma_t s]}\end{aligned}\tag{2-18}$$

ここで、式(2-17)においてサンプリングの対象となっている項である

$$P_f^* \prod_{i=0}^n \omega_i - P_f$$

の期待値を考える。まず、 ω_i の期待値は

$$\begin{aligned}\langle \omega_i \rangle &= \left(\frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*} \right) \left(\frac{\Sigma_t}{\Sigma_s} \right) \int_0^\infty ds \frac{\Sigma_t^*}{\Sigma_t} \frac{\exp[-\Sigma_t^* s]}{\exp[-\Sigma_t s]} \exp[-\Sigma_t s] \\ &= \left(\frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*} \right) \left(\frac{\Sigma_t}{\Sigma_s} \right)\end{aligned}$$

よって

$$\begin{aligned}\langle P_f^* \prod_{i=0}^n \omega_i - P_f \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{v \Sigma_f^*}{\Sigma_t^*} \left(\frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*} \right)^n \left(\frac{\Sigma_t}{\Sigma_s} \right)^n - \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right] \times \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \right)^n \\ &= \frac{v \Sigma_f^*}{\Sigma_t^*} \frac{1}{1 - \frac{\Sigma_s^*}{\Sigma_t^*}} - \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \frac{1}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}} \\ &= \frac{v \Sigma_f^*}{\Sigma_a^*} - \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_a}\end{aligned}\tag{2-19}$$

となり、解析的に求められた結果と一致する。つまり、

$$P_f^* \prod_{i=0}^n \omega_i - P_f$$

を、式(2-17)に基づいてサンプリングする事により、解析解と一致した実効増倍率の変化量が得られる。

また、この場合についても、式(2-6)で示した従来の摂動モンテカルロ法でも同じ結果が得られる。

2. 3-3、有限均質体系での断面積一様変化にともなう実効増倍率変化

ここでは有限体系を取り扱うため、無限体系とは異なり体系からの漏れが存在する。そこでまず「散乱後、媒質と衝突せずに漏れる確率」について考える。この確率は「ある位相空間 u から中性子が媒質と衝突せずに漏れる確率」と「中性子がある位相空間 u で散乱する確率」の積を体系内の全位相空間で積分したもので表される。ここで、

$$\text{「ある位相空間}u\text{から中性子が媒質と衝突せずに漏れる確率」} = L(u)$$

とおく。また、

$$\text{「中性子がある位相空間}u\text{で散乱する確率」} \sim \Sigma_1 \phi(u) \sim S(u)$$

と「中性子がある位相空間 u で散乱する確率」は中性子源分布に比例するので、「散乱後、媒質と衝突せずに漏れる確率」の期待値は

$$\frac{\int dr L(r) S(r)}{\int dr S(r)} \quad (2-21)$$

と表現できる。つまり、中性子が漏れる確率は、中性子源分布に依存する。

従来の摂動モンテカルロ法では、摂動による中性子源分布の変化を考慮していないため、中性子の漏洩量の評価が正確でないと考えられる。それに対して、今回導出した式(2-10)では摂動による中性子源分布の変化を考慮しているため、中性子の漏洩量も正確に評価でき、その結果中性子源分布が歪むような摂動に対しても、添加反応度を正確に評価することができると考えられる。

つまり、摂動前後で中性子源分布が歪む場合には、式(2-6)による従来の摂動モンテカルロ法による結果と、摂動による中性子源分布の変化を考慮した摂動モンテカルロ法（式(2-10)）の結果の違いが見られるはずである。

今後、この効果について確認するために、連続エネルギーモンテカルロコードMVP⁽⁵⁾に摂動モンテカルロ計算ルーチンを組み込み、検証していく予定である。

第3章 まとめ

モンテカルロ法による反応度評価法の検討を行ない、参考文献にあげた文献^(1,2,3,4)等の検討により、モンテカルロ法による反応度評価法としては、主として計算時間の観点から摂動モンテカルロ法が適していると考えた。しかしながら、これまでの摂動モンテカルロ法では、中性子飛行や衝突の際に摂動前後での変化を表す重みを乗じることにより、摂動による中性子束の変化は考慮しているが、中性子源分布については摂動前後での変化が無視されている。そのため、摂動が大きく中性子源分布が大きく歪むような場合には正確な解が得られなくなるであろうことがわかった。

そこで、上記のような弱点をもつ従来の摂動モンテカルロ法に対し、摂動にともなう中性子源分布の歪みを考慮に入れることにより、弱点の克服を図った。今回新たに開発した方法では摂動による中性子源分布の歪みを考慮にいれていることから、従来の摂動モンテカルロ法では正確な評価のできない中性子源分布が歪むような摂動に対しても、正確な評価ができると考えられる。これは、体系から漏れる中性子数を評価する際に中性子源分布が関係するため、特に体系からの漏洩量、また体系内の各領域間の中性子流の正確な評価により添加反応度の正確な評価がもたらされる為と考えられる。

中性子源分布の影響等の評価、検討を行なうために、添加反応度を摂動モンテカルロ法で評価できるよう、連続エネルギーモンテカルロコードMVP[®]に修正を加えていく予定としている。

参考文献

- (1) H. Rief, "GENERALIZED MONTE CARLO PERTURBATION ALGORITHMS FOR CORRELATED SAMPLING AND A SECOND-ORDER TAYLOR SERIES APPROACH", Ann. Nucl. Energy, Vol.11, No.9, pp.455-476, 1984.
- (2) H. Rief, E. M. Gelbard, R. W. Schaefer, AND K. S. Smith, "Review of Monte Carlo Techniques for Analyzing Reactor Perturbations", Nucl. Sci. Eng., 92, 289-297, 1986.
- (3) Franz X. Gallmeier, "A New MCNP Option: KCORR - The Use of Correlated Sampling Method to Study Reactivity Effects Due to Changes of a Reactor Arrangement", Nucl. Sci. Eng., 120, 102-109, 1995.
- (4) Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculations, CRC Press
- (5) 森 貴正、中川 正幸, "MVP/GMVP 連続エネルギー法及び多群法に基づく汎用中性子・光子輸送計算モンテカルロコード", JAERI-Data/Code 94-007

目次

第1章 序論

第2章 超微細群セル計算によるドップラー反応度解析

2.1 格子計算手法

2.2 体系計算

2.3 計算結果

2.3.1 PEACORルーチンを用いた2つのセルモデルによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積比較

2.3.2 PEACORルーチンを用いたドップラー反応度解析結果

2.3.3 Dancoff係数によるドップラー反応度への影響

2.3.4 Dancoff係数の違いによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積比較

2.3.5 Dancoff係数を用いたドップラー反応度解析結果

第3章 非対称セル効果及び輸送効果による補正解析

3.1 非対称セル補正計算手法

3.2 輸送効果補正計算手法

3.3 計算結果

3.3.1 非対称セル効果によるドップラー反応度補正解析結果

3.3.2 輸送効果によるドップラー反応度補正解析結果

第4章 結論

List of Tables

- 表2.3-1 PEACORルーチンを入れたSRACコードによる円柱スーパーセルモデル(による解析結果)
- 表2.3-2 PEACORルーチンを入れたSRACコードによる円柱配列モデル(による解析結果)
- 表2.3-3 Dancoff係数法による円柱配列モデル(による解析結果)
- 表2.3-4 Dancoff係数 $C=1.0$ としたときの円柱配列モデル(による解析結果)
- 表2.3-5 Dancoff係数 $C=0.0$ としたときの円柱配列モデル(による解析結果)
- 表2.3-6 PEACORルーチンを入れたSRACコードによる円柱スーパーセルモデル($<1\text{keV}$)+ $C=1.0$ としたときのDancoff係数法($>1\text{keV}$)(による解析結果)
- 表3.3-1 炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度とした場合(による非対称セル補正解析結果：拡散計算)
- 表3.3-2 炉心中央部1セルをサンプル領域と構造材領域の原子数密度で均質化した場合(による非対称セル補正解析結果：拡散計算)
- 表3.3-3 炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度とした場合(による非対称セル補正解析結果：輸送計算)
- 表3.3-4 炉心中央部1セルをサンプル領域と構造材領域の原子数密度で均質化した場合(による非対称セル補正解析結果：輸送計算)
- 表3.3-5 2次元RZ体系、基準メッシュとした場合(による輸送補正解析)
- 表3.3-6 2次元RZ体系、メッシュ幅 $1/2$ とした場合(による輸送補正解析)
- 表3.3-7 3次元XYZ体系、 5.52cm メッシュとした場合(による輸送補正解析)
- 表3.3-8 3次元XYZ体系、 2.76cm メッシュとした場合(による輸送補正解析)

List of Figures

- 図2.1-1 ドップラーサンプルの概略構成図
- 図2.1-2 円柱配列モデル
- 図2.1-3 円柱スーパーセルモデル
- 図2.2-1 ZPPR-9 2次元RZ体系図
- 図2.3-1 PEACORルーチンを入れたSRACコードによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積(298K)
- 図2.3-2 PEACORルーチンを入れたSRACコードによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積差(298K→1087K)
- 図2.3-3 PEACORルーチンを入れたSRACコードによるドップラー反応度エネルギー依存性
- 図2.3-4 U-238(n, γ)実効マイクロ断面積(298K)
- 図2.3-5 U-238(n, γ)実効マイクロ断面積差(298K→1087K)
- 図2.3-6 ドップラー反応度エネルギー依存性
- 図2.3-7 U-238(n, γ)実効マイクロ断面積(298K)
- 図2.3-8 U-238(n, γ)実効マイクロ断面積差(298K→1087K)
- 図3.1-1 ZPPR-9 内側炉心セル
- 図3.1-2 ZPPR-9 ハーフドロワモデル(XY断面)

第2部

ドップラー反応度の超微細群計算手法の整備

第1章 序論

本研究では、高速炉における温度核特性把握のため、高速臨界集合体ZPPR-9を用いたドップラー反応度実験解析を行なった。

測定では、炉心中心ドロウを引き抜き、ドップラー反応度測定用ドロウが装荷された。炉外に設置されたサンプル駆動装置を用いて、加熱された天然 UO_2 のサンプルを炉心内外に出し入れすることにより、ドップラー反応度が測定された。

ドップラーサンプル領域における格子計算において、従来の自己遮蔽因子を用いた解析手法ではドップラー反応度のC/E値がおよそ0.83前後と十分な精度評価を得ることができなかった。そこで0.683eVから961eVのエネルギー範囲を1850のエネルギー群数に分割した超微細群セル計算コードPEACOLRを用いて、格子計算を行なった。しかし961eV以上のエネルギー範囲では、今までの自己遮蔽因子法に頼らざるを得ない。そこで傾向を見るためにDancoff係数を1.0、つまりU-238による共鳴干渉が非常に強い場合と、逆にDancoff係数を0.0とした両極端のケースを想定し、ドップラー反応度を算出した。この経過は第2章に示す。

またドップラー反応度に対する補正解析も行なった。1つは非対称セルを考慮したときの補正解析。もう1つは輸送効果による補正解析である。これらの計算手法、及び経過は、第3章に示す。結論は第4章で述べる。

第2章 超微細群セル計算によるドップラー反応度解析

2.1 格子計算手法

実効マイクロ断面積は、通常f-tableと呼ばれる自己遮蔽因子をtableから読み取る方式、もしくは自己遮蔽因子のかわりに共鳴積分が与えられている方式が用いられている。自己遮蔽因子は、パラメーターとして体系の温度並びにバックグラウンド断面積が用いられ、この2種のパラメーターの関数として核種、反応ごとに与えられており、実効マイクロ断面積はこの自己遮蔽因子を無限希釈断面積に乗じて計算される。ドップラーサンプル領域の実効断面積を求めるために、今まではバックグラウンド断面積の計算法として、Toneにより提案された方法(以降Tone法)及びDancoff係数法の2つの自己遮蔽因子法を用いてきた。

図2.1-1はドップラーサンプル領域の概略構成図である。このサンプルを2つのピンセルにモデル化した。図2.1-2はサンプルをインコネル等の構造材で巻いた円柱配列モデルである。図2.1-3はサンプル容器に30cmの炉心燃料を取り巻くことで、燃料領域中のU-238による共鳴干渉効果を考慮した円柱スーパーセルモデルである。但しDancoff係数法は円柱スーパーセルモデルを取り扱うことはできない。というのは、Dancoff係数法とは燃料ピンと燃料ピンとの共鳴干渉効果をDancoff係数Cを通じて考慮する方法であるため、炉心燃料との共鳴干渉効果は考慮できず、炉心燃料領域は単なる散乱体となるためである。そのため1.Dancoff係数法;円柱配列モデル。2.Tone法;円柱配列モデル。3.Tone法;円柱スーパーセルモデル。という3つの格子計算手法を用いた。しかし3つともドップラー反応度のC/E値がおよそ0.83前後と十分な精度評価を得ることができず、Tone法による円柱スーパーセルモデルでは、サンプルと炉心燃料中のU-238による共鳴干渉効果を考慮することができなかった。

そこで本研究では超詳細群セル計算コードPEACORルーチンを用いて、円柱配列モデルと円柱スーパーセルモデルの2つのドップラーサンプル領域のセルモデルによる格子計算を行った。

70群断面積ライブラリーとしては、JFS-3-J3.1を用いた。またサンプル領域においてはJENDL-3.1のPEACORルーチン用の超詳細群断面積ライブラリーを用いた。

2.2 体系計算

まず70群の実効断面積を用いて、70群2次元RZ体系拡散計算を行ない、得られた各領域の中性子スペクトルを用いて70群から16群に断面積の縮約を行なった。次に16群の断面積を用いて、16群2次元RZ体系拡散計算を行ない、常温における中性子束及び随伴中性子束を算出した。図2.2-1にZPPR-9の2次元RZ体系図を示した。この中性子束、随伴中性子束を用いて摂動計算には、一般化摂動論に基づく感度解析コードSAGEPを使用した。このとき温度核特性量は実効増倍率とし、得られた感度係数 $(\delta k/k)/(\delta \sigma/\sigma)$ に、温度変化による断面積変化を乗じて、サンプル領域核種(U-235,U-238,O-16)の捕獲、核分裂、散乱、輸送断面積及び ρ 値のそれぞれの変化による実効増倍率の変化を算出した。こうして得られた各核種、反応ごとの寄与による実効増倍率の変化を総和することによって、ドップラー反応度を算出した。このようにしてサンプル領域の実効断面積が298Kから各温度に変化したときの反応度を求めた。

2.3 計算結果

2.3.1 PEACOLルーチンを用いた2つのセルモデルによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積比較

ここでは、PEACOLルーチンより計算された常温(298K)における円柱配列モデル及び円柱スーパーセルモデルによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積の比較を行なった。PEACOLルーチンでは、0.683eVから961eVのエネルギー範囲を1850のエネルギー群数に分割して、超詳細の減速方程式を衝突確率を用いて解き、中性子スペクトルを計算している。

図2.3-1は、PEACOLルーチンを用いて2つのセルモデルにより計算されたU-238(n, γ)実効マイクロ断面積である。PEACOLルーチンの作動する1keVまでのエネルギー範囲において、円柱スーパーセルモデルの方が、円柱配列モデルに比べ断面積を小さく評価していることが分かる。このことからPEACOLルーチンでは、炉心燃料中のU-238による共鳴干渉効果を考慮することができ、断面積を小さく評価させていることが分かる。

図2.3-2は、常温から1087Kに温度変化したときのU-238(n, γ)実効マイクロ断面積差である。1keVまでのエネルギー範囲において概ね円柱スーパーセルモデルの方が断面積差が大きいことが分かる。つまり負のドップラー反応度を増加させる傾向にある。

2.3.2 PEACORルーチンを用いたドップラー反応度解析結果

表2.3-1は、PEACORルーチンを用いたときの円柱スーパーセルモデルによるドップラー反応度解析結果である。また表2.3-2は、円柱配列モデルによるドップラー反応度解析結果である。円柱スーパーセルモデルの場合、C/E平均値が0.863、円柱配列モデルの場合、0.825とおよそ4%ほどC/E値が増加した。しかし図2.3-3を見てみると、PEACORルーチンの作動する1keVまでのエネルギー範囲よりもむしろ、それ以上のエネルギー範囲において、負のドップラー反応度への寄与が大きいことが分かる。

以上のことから、PEACORルーチンを用いることによって、サンプルと炉心燃料中のU-238による共鳴干渉効果が、若干ではあるが考慮することができることが分かった。しかし高速炉において、1keV以上におけるドップラー反応度の寄与を無視することはできない。PEACORルーチンが作動するエネルギー範囲は1keVまでであり、現状では自己遮蔽因子を用いた方法に頼らざるを得ない。そこで実験的ではあるが傾向をみるために、Dancoff係数Cを1.0とした場合と、C=0.0とした場合を想定し、ドップラー反応度への影響を調べた。

2.3.3 Dancoff係数によるドップラー反応度への影響

Dancoff係数法によるU-238のバックグラウンド断面積の作成法は、円柱非均質セルの場合、次式で表される。

$$\sigma_0 = \sigma_0^* + \frac{1}{2N^{238}R} \cdot \frac{a(1-C)}{1+(a-1)C}$$

$$\sigma_0^* = \sum_{k \neq 238} \frac{N^k \sigma_t^k}{N^{238}}$$

$$C=1-\gamma-\gamma^4(1-\gamma)$$

$$\gamma=\frac{1}{1+\Sigma_{ef}/\Sigma_l}$$

$$\Sigma_{ef}=\frac{R}{2R_0^2}$$

N^k : 核種kの中心領域(燃料領域)における原子数密度

σ_t^k : 核種kの全断面積

Σ_l : 外側領域(希釈領域)の巨視的平均全断面積

R : 中心領域の半径

R_0 : 外側境界の半径

a : ペル因子

このDancoff係数法を用いて、次の3つのケースを想定し、ドップラー反応度の傾向を調べた。

- ・ケース1 : 通常のドップラーサンプルの体系から得られたDancoff係数Cを用いたDancoff係数法。
- ・ケース2 : Dancoff係数を1.0とした場合。上式よりバックグラウンド断面積は、 $\sigma_0 = \sigma_0^*$ と3ケースの中で最も小さくなり、干渉効果の影響を最も大きく受ける。
- ・ケース3 : Dancoff係数を0.0とした場合。上式よりバックグラウンド断面積は、 $\sigma_0 = \sigma_0^* + a/2N^{238}R$ と3ケースの中で最も大きくなり、共鳴干渉効果の影響を受けない。

2.3.4 Dancoff係数の違いによるU-238(n, γ)実効マイクロ断面積比較

図2.3-4は、2.3.3で提示した3つのケースにおける常温でのU-238(n, γ)実効マイクロ断面積である。全エネルギー範囲においてC=1.0とした場合、他の2ケースに比べてかなり断面積

が小さく評価されていることが分かる。逆に $C=0.0$ とした場合と通常のサンプルの形状から求めたDancoff係数法とでは、あまり断面積評価に対して違いが見られない。このことから通常のDancoff係数法では、ほとんどU-238による共鳴干渉効果が考慮されていないことが分かる。この原因として高速炉における燃料ピンの半径に比べ、サンプル容器を含めたドップラーサンプルの半径が非常に大きく、上式より $\gamma \sim 1$, $C \sim 0$ となるためである。

図2.3-5は、3つのケースにおける常温から1087Kに温度変化したときのU-238(n, γ)実効マイクロ断面積差である。この図から2~3keVを境にして、明らかに傾向が変わっていることが分かる。2~3keV以上のエネルギー範囲では、Dancoff係数 C を1.0とした場合、つまり干渉効果の影響を最も強く受ける場合、温度変化による断面積差が最も大きくなり、負のドップラー反応度を増加させる傾向となった。

2.3.5 Dancoff係数を用いたドップラー反応度解析結果

表2.3-3は、Dancoff係数法による円柱配列モデルによるドップラー反応度解析結果である。表2.3-4は、Dancoff係数 C を1.0としたときの、表2.3-5は、Dancoff係数 C を0.0としたときのドップラー反応度解析結果である。それぞれ C/E 平均値は、0.833, 0.823, 0.828となった。

図2.3-6は、Dancoff係数を用いたドップラー反応度のエネルギー依存性を示す。これは図2.3-5の3つのケースの温度変化による断面積差のグラフに対応しており、2~3keV以上のエネルギー範囲では、Dancoff係数 C を1.0としたときが、最も負のドップラー反応度が大きい。しかし2~3keV以下の低いエネルギー範囲では、高速群のエネルギー範囲におけるドップラー反応度の大小関係が逆転しており、Dancoff係数 C を0.0としたときが、最も負のドップラー反応度が大きくなり、逆にDancoff係数 C を1.0とすると、負のドップラー反応度がかなり小さくなる。そのため2~3keVの中性子エネルギーを境にして、ドップラー反応度への寄与が打ち消し合うため、結果として3つのケースとも C/E 値が、およそ0.83前後となったものと考えられる。2.3.4でも述べたが、通常のDancoff係数法ではDancoff係数が $C \sim 0$ となり、U-238による共鳴干渉効果を考慮することはできない。そこで1keV以下のエネルギー範囲では、共鳴干渉効果を考慮できる超詳細群セル計算コードPEACOLルーチンが最も精度を有するものと考え、1keV以下のエネルギー範囲では円柱スーパーセルモデルによるPEACOLルーチンを使用し、1keV以上のエネルギー範囲ではDancoff係数を1.0とした非常に強い干渉を想定した

ものを使用した。

表2.3-6がその解析結果である。C/E平均値が0.930となり、大きな増加を示した。図2.3-3は、エネルギー群16群ごとのドップラー反応度への寄与を表したものである。14群を除いた全てのエネルギー群で、負のドップラー反応度が最も大きくなり、C/E値を0.930まで増加させる結果となった。

表2.3-1 PEACORルーチンを入れたSRACコードによる円柱スーパーセルモデル

温度 (K)	実験値 (ϕ /kg)	計算値 ($\Delta k/k$)	計算値 (ϕ /kg)	C/E
298.0→487.5	-0.0277	-9.23967×10^{-7}	-0.0236	0.852
298.0→644.4	-0.0440	-1.49238×10^{-6}	-0.0380	0.864
298.0→794.0	-0.0586	-1.93385×10^{-6}	-0.0493	0.841
298.0→935.4	-0.0662	-2.28935×10^{-6}	-0.0584	0.882
298.0→1087.0	-0.0763	-2.62147×10^{-6}	-0.0668	0.875
C/E 平均値				0.863

表2.3-2 PEACORルーチンを入れたSRACコードによる円柱配列モデル

温度 (K)	実験値 (ϕ /kg)	計算値 ($\Delta k/k$)	計算値 (ϕ /kg)	C/E
298.0→487.5	-0.0277	-8.88090×10^{-7}	-0.0226	0.816
298.0→644.4	-0.0440	-1.43035×10^{-6}	-0.0365	0.830
298.0→794.0	-0.0586	-1.84968×10^{-6}	-0.0471	0.804
298.0→935.4	-0.0662	-2.18639×10^{-6}	-0.0557	0.841
298.0→1087.0	-0.0763	-2.50024×10^{-6}	-0.0637	0.835
C/E 平均値				0.825

表2.3-3 Dancoff係数法による円柱配列モデル

温度 (K)	実験値 (ϕ /kg)	計算値 ($\Delta k/k$)	計算値 (ϕ /kg)	C/E
298.0→487.5	-0.0277	-8.88377×10^{-7}	-0.0226	0.816
298.0→644.4	-0.0440	-1.44405×10^{-6}	-0.0368	0.836
298.0→794.0	-0.0586	-1.87600×10^{-6}	-0.0478	0.816
298.0→935.4	-0.0662	-2.21568×10^{-6}	-0.0565	0.853
298.0→1087.0	-0.0763	-2.53169×10^{-6}	-0.0645	0.845
C/E平均値				0.833

表2.3-4 Dancoff係数C=1.0としたときの円柱配列モデル

温度 (K)	実験値 (ϕ /kg)	計算値 ($\Delta k/k$)	計算値 (ϕ /kg)	C/E
298.0→487.5	-0.0277	-8.77266×10^{-7}	-0.0224	0.808
298.0→644.4	-0.0440	-1.42440×10^{-6}	-0.0363	0.825
298.0→794.0	-0.0586	-1.85063×10^{-6}	-0.0472	0.805
298.0→935.4	-0.0662	-2.18616×10^{-6}	-0.0557	0.841
298.0→1087.0	-0.0763	-2.49964×10^{-6}	-0.0637	0.835
C/E平均値				0.823

表2.3-5 Dancoff係数C=0.0としたときの円柱配列モデル

温度 (K)	実験値 (ϕ /kg)	計算値 ($\Delta k/k$)	計算値 (ϕ /kg)	C/E
298.0→487.5	-0.0277	-8.82395×10^{-7}	-0.0225	0.812
298.0→644.4	-0.0440	-1.43484×10^{-6}	-0.0366	0.832
298.0→794.0	-0.0586	-1.86507×10^{-6}	-0.0475	0.811
298.0→935.4	-0.0662	-2.20212×10^{-6}	-0.0561	0.847
298.0→1087.0	-0.0763	-2.51609×10^{-6}	-0.0641	0.840
C/E平均値				0.828

表2.3-6 PEACOLルーチンを入れたSRACコードによる円柱スーパーセルモデル(<1keV)+
C=1.0としたときのDancoff係数法(>1keV)

温度 (K)	実験値 (ϕ /kg)	計算値 ($\Delta k/k$)	計算値 (ϕ /kg)	C/E
298.0→487.5	-0.0277	-9.80335×10^{-7}	-0.0250	0.903
298.0→644.4	-0.0440	-1.60613×10^{-6}	-0.0409	0.930
298.0→794.0	-0.0586	-2.09670×10^{-6}	-0.0534	0.911
298.0→935.4	-0.0662	-2.48230×10^{-6}	-0.0633	0.956
298.0→1087.0	-0.0763	-2.84223×10^{-6}	-0.0724	0.949
C/E平均値				0.930

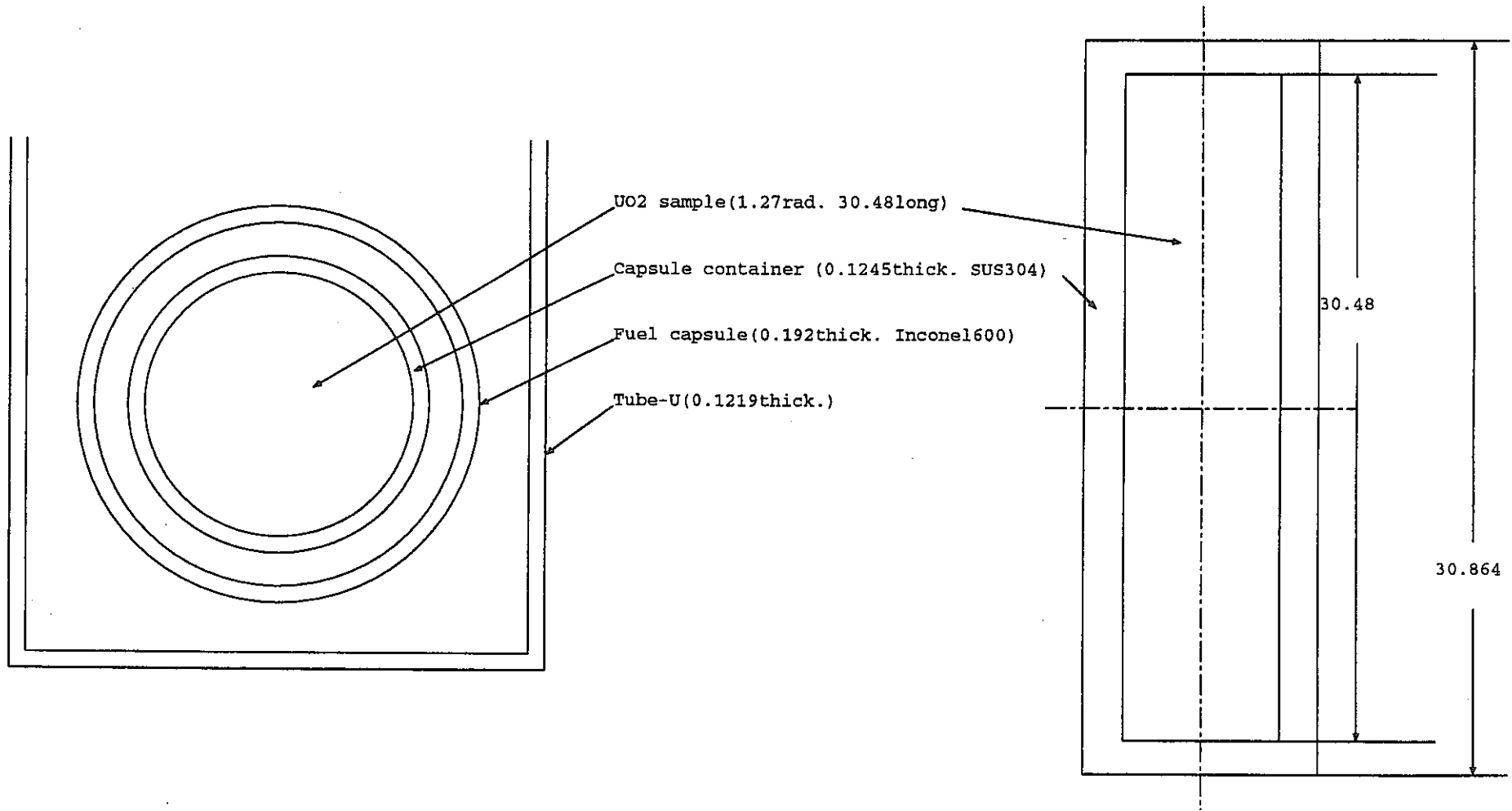


図2.1-1 ドップラーサンプルの概略構成図

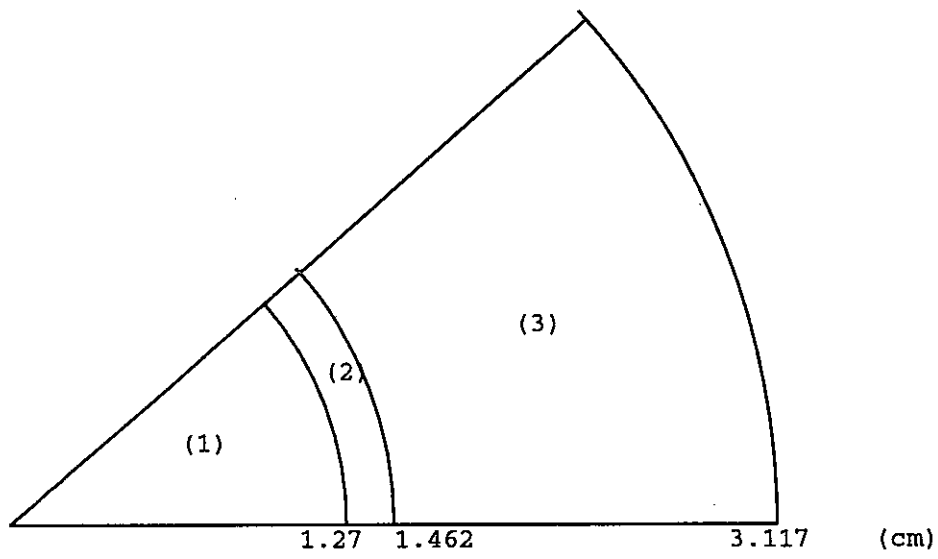


図2.1-2 円柱配列モデル

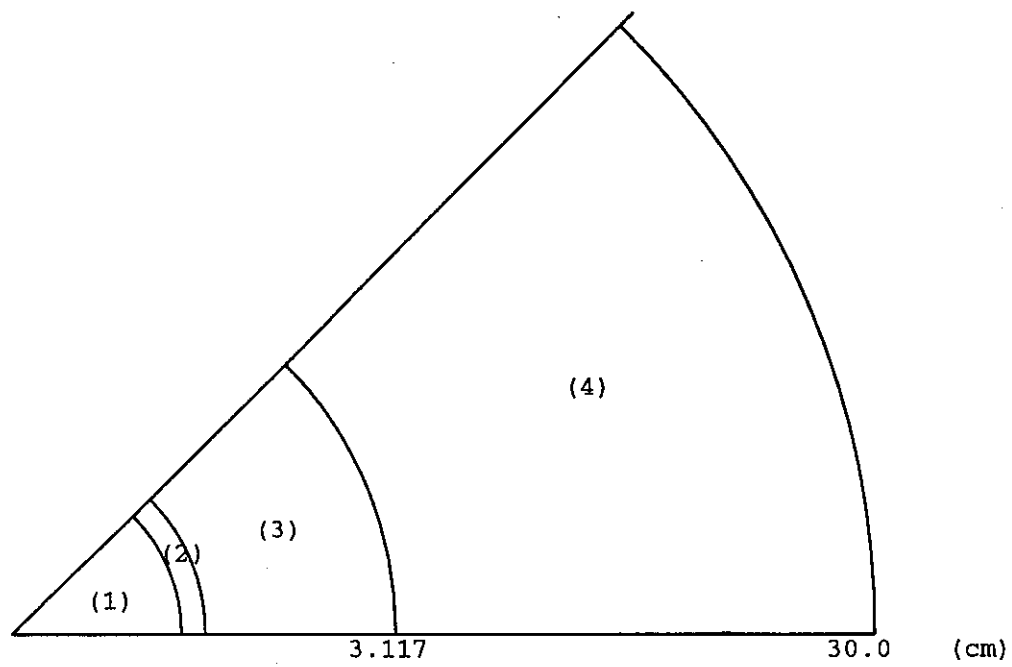


図2.1-3 円柱スーパーセルモデル

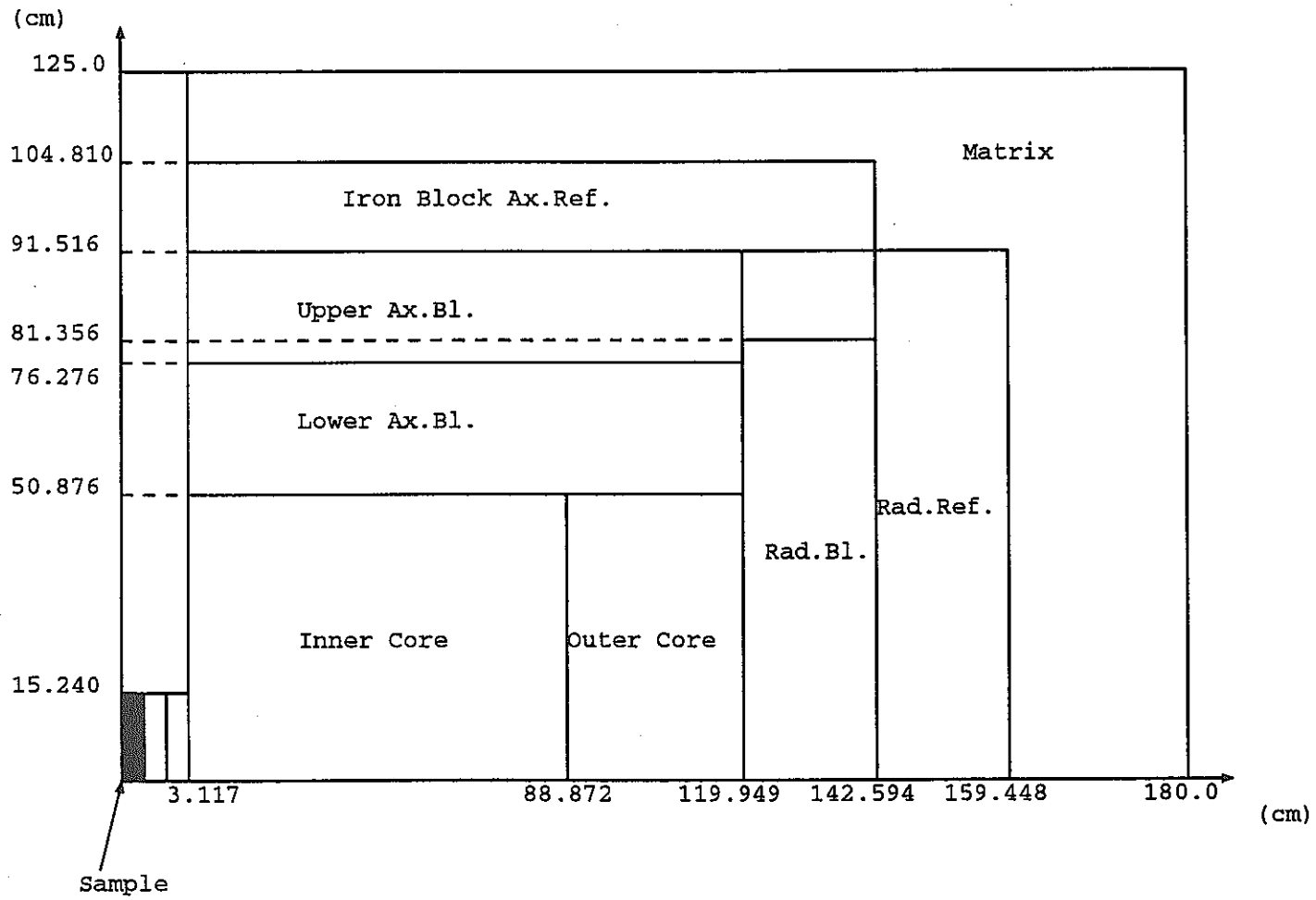


图2.2-1 ZPPR-9 2次元RZ体系图

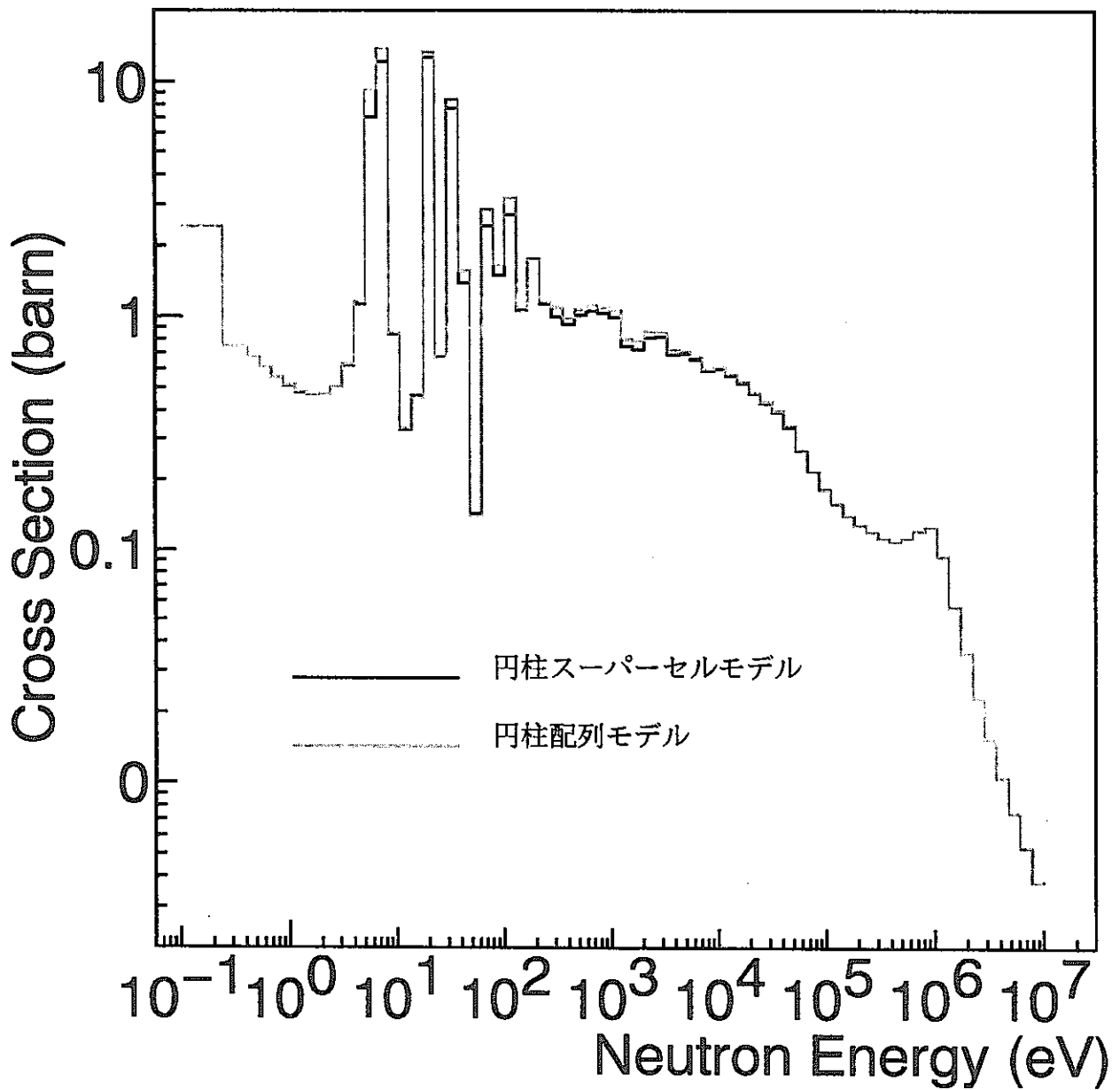


図2.3-1 .PEACOルーチンを入れたSRACコードによる
 U-238(n, γ)実効ミクロ断面積(298K)

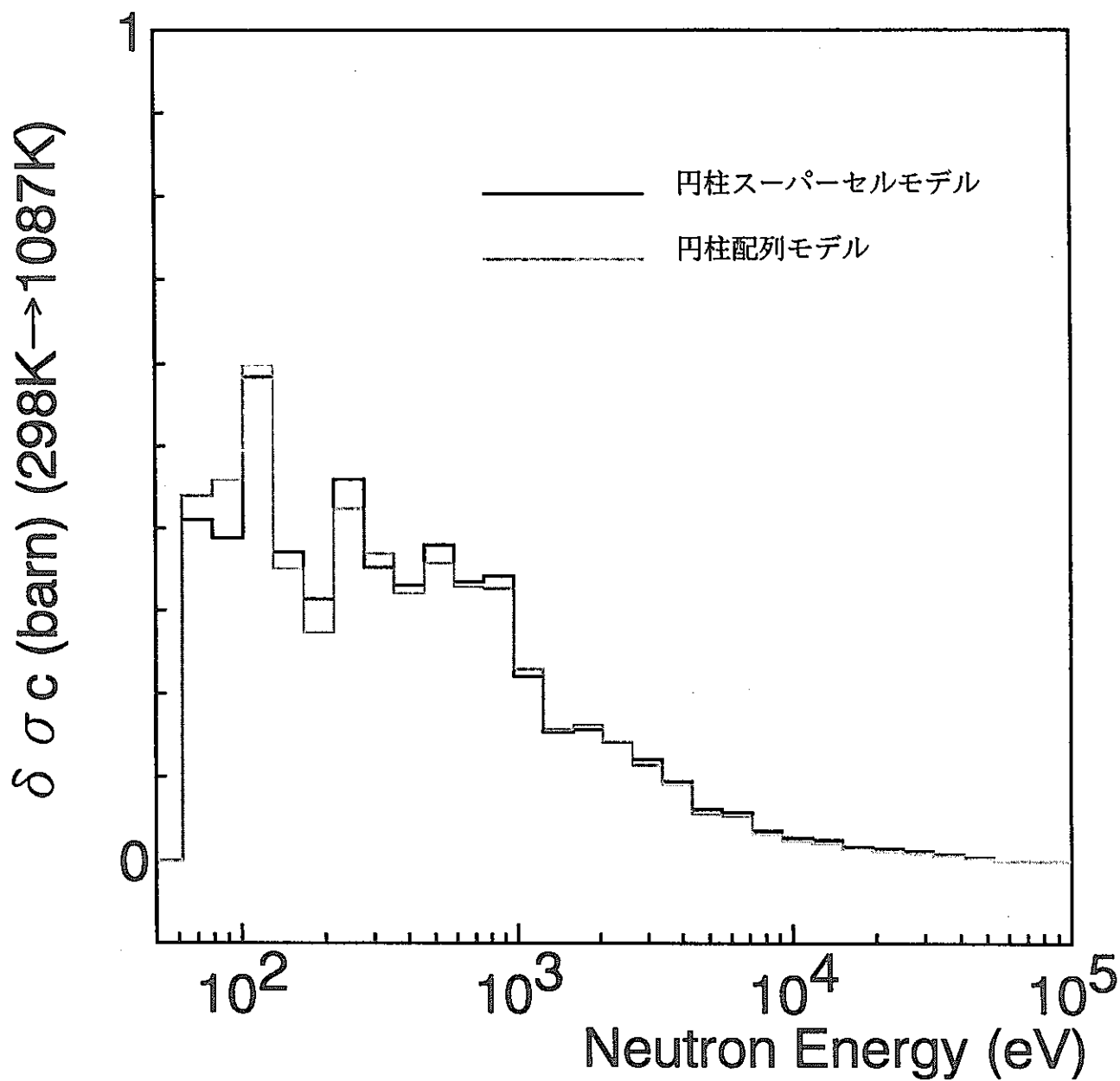


図2.3-2 .PEACOルーチンを入れたSRACコードによる
 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 実効ミクロ断面積差(298K→1087K)

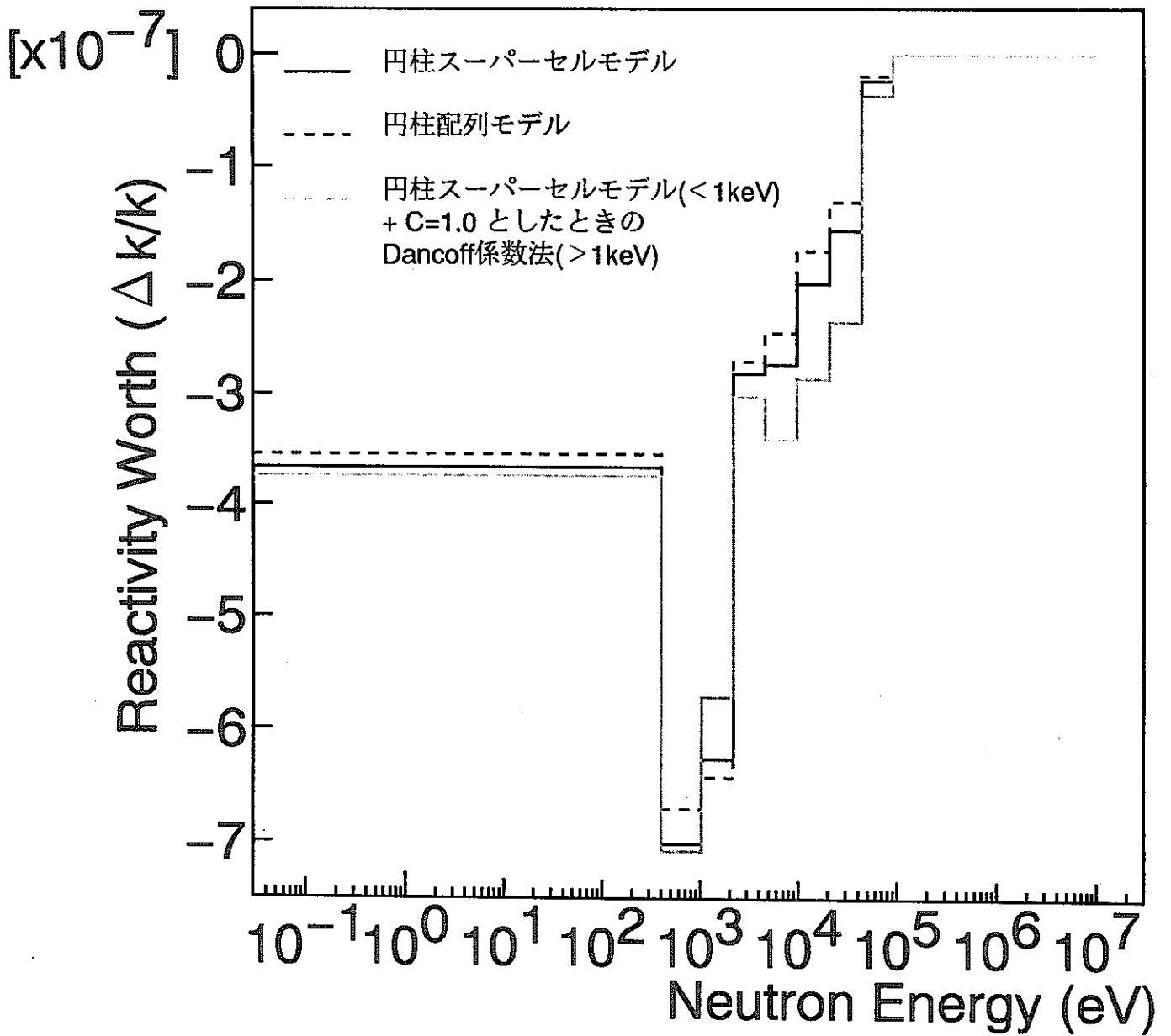


図2.3-3 .PEACOルーチンを入れたSRACコードによる
ドップラー反応度エネルギー依存性

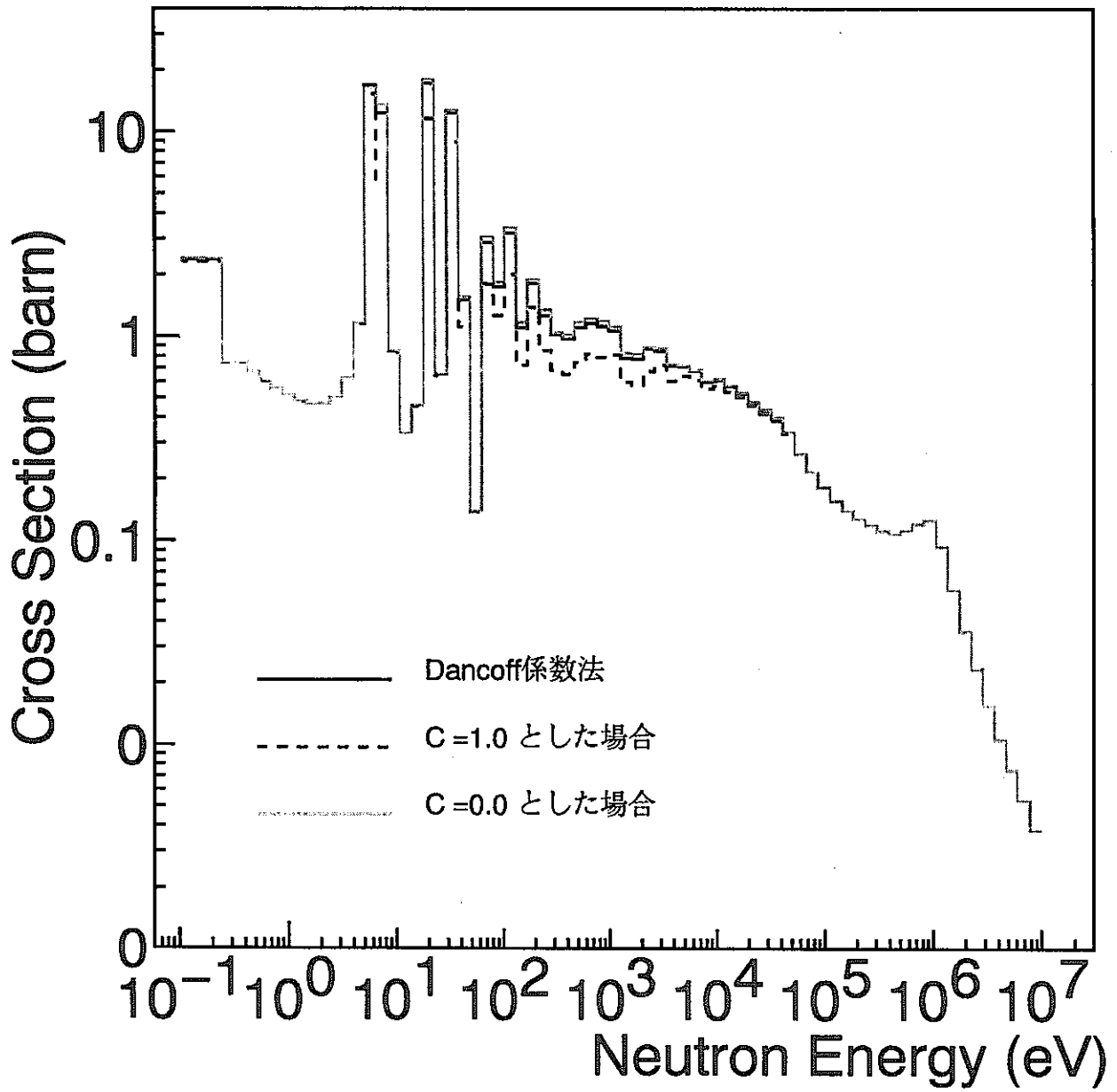


図2.3-4 $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ 実効ミクロ断面積(298K)

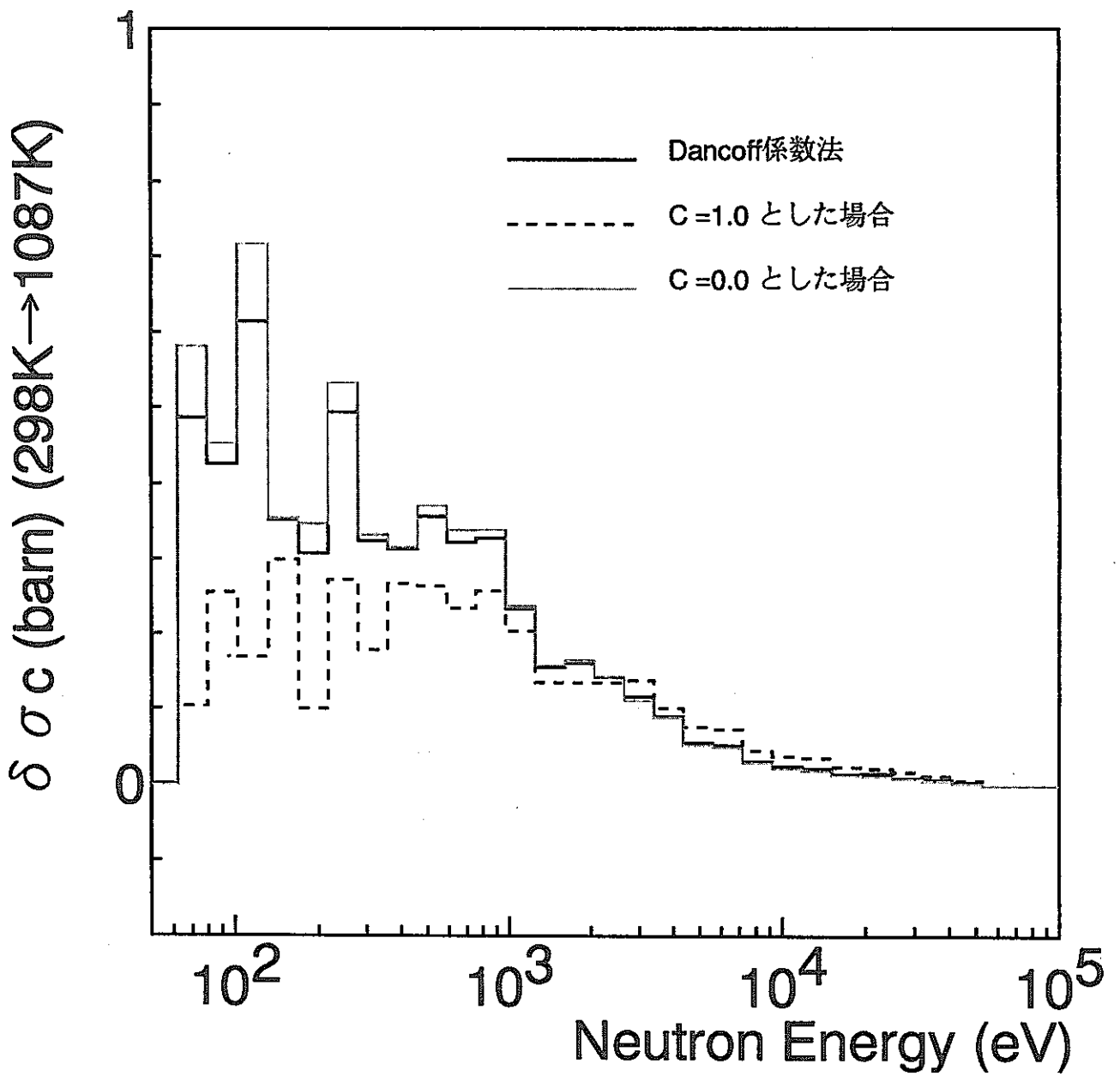


図2.3-5 .U-238(n, γ)実効ミクロ断面積差(298K \rightarrow 1087K)

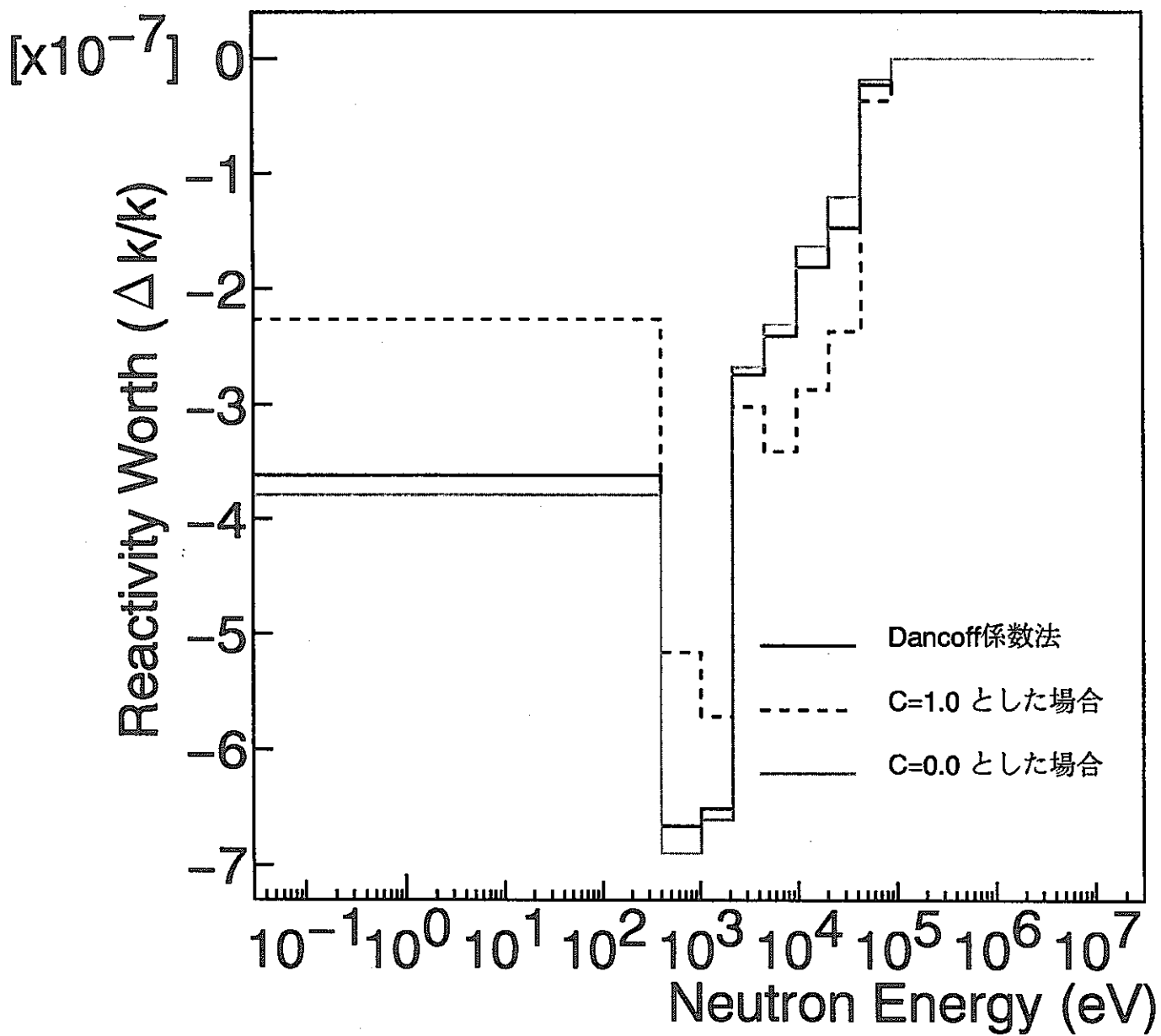


図2.3-6 . ドップラー反応度エネルギー依存性

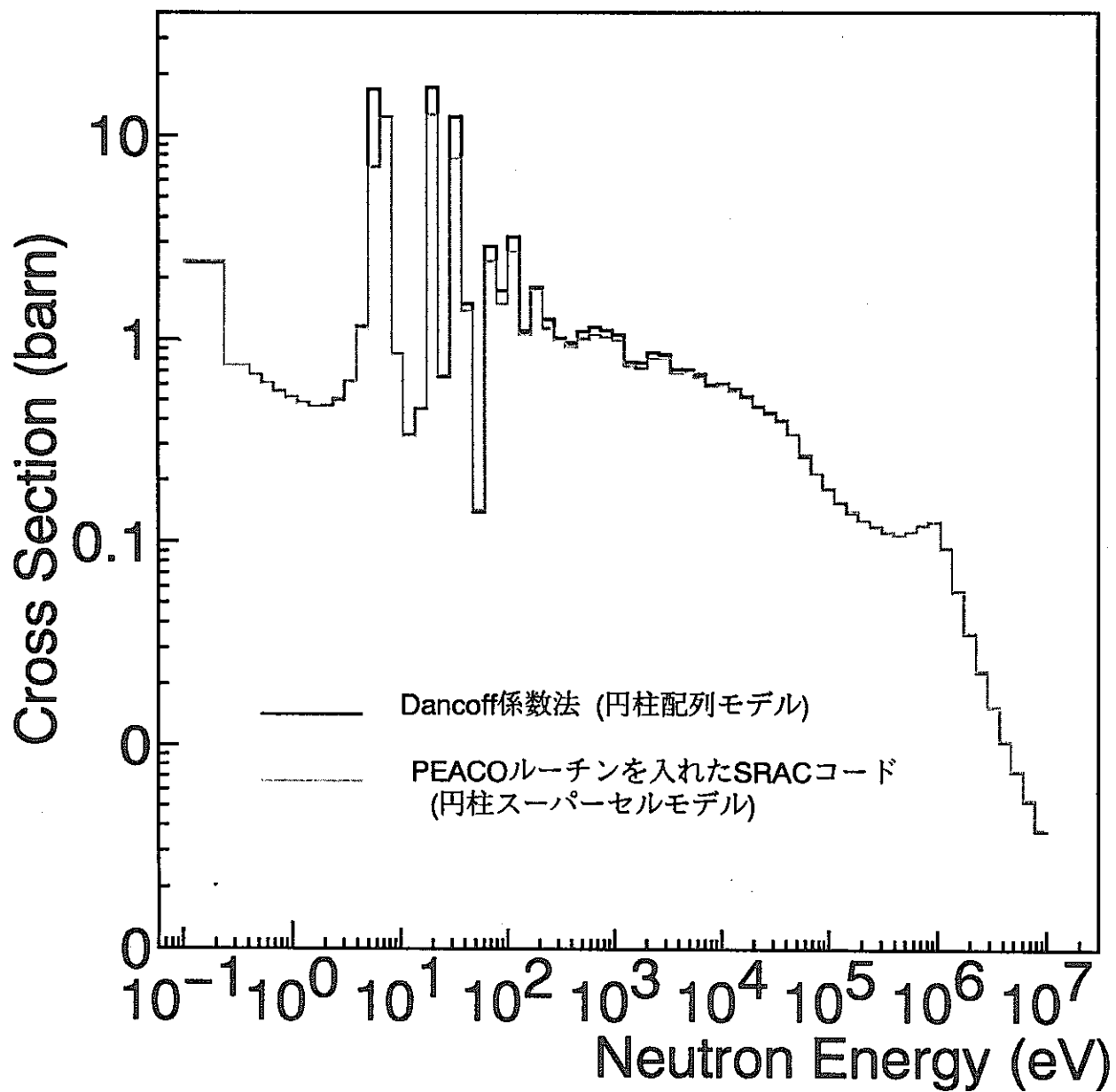


図2.3-7 .U-238(n, γ)実効ミクロ断面積(298K)

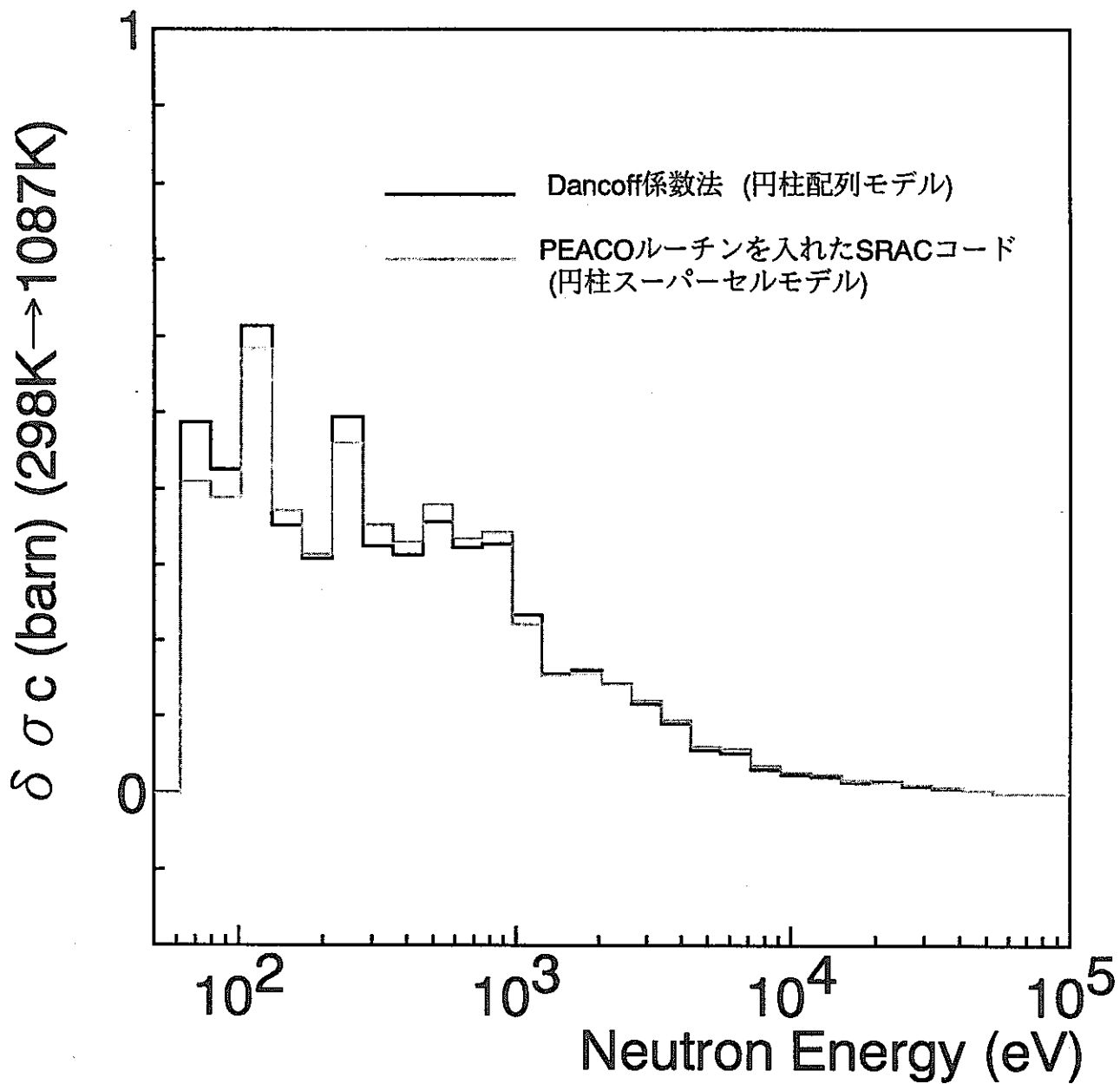


図2.3-8 .U-238(n, γ)実効ミクロ断面積差(298K \rightarrow 1087K)

第3章 非対称セル効果及び輸送効果による補正解析

3.1 非対称セル補正計算手法

ZPPR-9の内側炉心のセルは、セル非均質性の大きなSCFドロワからなり、左右非対称なセルが用いられている。図3.1-1にZPPR-9における内側炉心のセルを示した。この図に示されているように、U-238を中心とした領域と、Feを中心とした領域に分かれる。そのため図3.1-2に示されるように、炉の中央部でU側の組成が連続して配列される部分が生じて、U-238の共鳴吸収による中性子束の歪みが生じる。この非対称セル効果によるドップラー反応度への影響を拡散計算及び輸送計算によって比較検討を行なった。

まず図3.1-1に示した内側炉心のセルの左右の1/2セルごとに作成された16群実効マクロ断面積を用いて、拡散計算の場合、16群3次元XYZ体系拡散計算コードCITATIONを、輸送計算の場合は、16群3次元XYZ体系輸送計算コードTRITAC(P_0, S_4)を用いて常温(298K)での中性子束、随伴中性子束を算出した。尚、70群から16群に縮約するとき用いた縮約スペクトルは70群2次元RZ体系拡散計算コードCITATIONから得られた各領域の中性子スペクトルを用いた。摂動計算には、一般化摂動論による感度解析コードSAGEPを用いた。積分核特性量を実効増倍率 k_{eff} とし、得られた感度係数に温度変化による断面積変化を乗じて、各核種、反応ごとのドップラー反応度への寄与を求め、それらを総和することでドップラー反応度を求めた。

こうして得られたドップラー反応度($\Delta k/k$)は、次式で表される。

$$\frac{\Delta k_{eff}}{k_{eff}} = \frac{\langle \phi^*, -\Delta B \phi \rangle}{\langle \phi^*, \lambda F \phi \rangle}$$

$$(A - \lambda F) \phi = B \phi = 0$$

$$\lambda = \frac{1}{k_{eff}}$$

ここで演算子Aは漏洩・吸収・散乱成分を、Fは核分裂成分を表す。ドップラー反応度においては、吸収成分が大部分の寄与を示す。また拡散理論と輸送理論との違いは漏洩成分であることから、拡散理論に基づく摂動計算を行なうSAGEPコードを両計算に用いても、大きな影響は及ぼさないものと考えた。

メッシュは5.52cmx2.76cmメッシュを使用した。非対称セル補正係数Cは次式で算出した。

$$C = \frac{[XYZ, Half, 16G]}{[XYZ, Smear, 16G]}$$

3.2 輸送効果補正計算手法

ZPPR-9各領域ごとに作成された16群実効マクロ断面積を用いて、16群2次元RZ体系拡散計算コードCITATION及び16群2次元RZ体系輸送計算コードTWOTRAN(P_0, S_4)によって、ドップラー反応度を算出した。メッシュ数は1/8体系において径方向に34、軸方向に20の基準メッシュとした。またメッシュ数をさらに倍にして、径方向に68、軸方向に40とした計算も行なった。

同様の計算を3次元XYZ体系においても行なった。拡散理論計算では、16群3次元XYZ体系拡散計算コードCITATIONを、輸送理論計算では、16群3次元TRITAC(P_0, S_4)を用いてドップラー反応度を算出した。メッシュ幅は5.52cmx5.52cmとし、軸方向のメッシュ数を20とした。またさらにメッシュを細かく分割し、メッシュ幅を2.76cmx2.76cmとし、軸方向のメッシュ数を40とした計算も行なった。輸送補正係数Cは次式で算出した。

$$C = \frac{[Trans, 16G]}{[Dif, 16G]}$$

これらの計算は、全て等方拡散係数を用いて行なった。

3.3 計算結果

3.3.1 非対称セル効果によるドップラー反応度補正解析結果

表3.3-1は、炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度とした場合の補正解析結果である。常温(298K)から各温度変化に対して、非対称セル補正係数がおよそ0.945~0.946となった。次に表3.3-2は、炉心中央部1セルをサンプル領域とインコネル等による構造材領域の原子数密度で均質化した場合の補正解析結果である。サンプル領域のU-238を薄めることによって、非対称セル補正係数が各温度変化に対して、およそ0.930~0.931となり、約1.5%減少する結果となった。この原因としては、炉心中央部1セルをサンプル領域のU-238の原子数密度とすることによって、サンプル領域での中性子束の歪みが非常に大きくなるため、炉心中央部の中性子束の歪みの影響が軽減されるためと思われる。

表3.3-3,3.3-4は、輸送計算によってドップラー反応度を算出したときの非対称セル補正係数である。拡散計算に比べ、炉心中央部1セルをサンプル領域のU-238の原子数密度とした場合、およそ0.7%の減少。またU-238を均質化することで薄めた場合、およそ0.6%の減少が見られた。

3.3.2 輸送効果によるドップラー反応度補正解析結果

表3.3-5は、2次元RZ体系による輸送補正解析結果である。常温(298K)における実効増倍率が拡散計算の場合、1.00693。輸送計算の場合、1.00857となり、炉心からの中性子のもれを拡散計算の場合、輸送に比べて大きく評価していることが分かる。各温度変化による輸送補正係数は、約0.960となった。

表3.3-6は、さらにメッシュ数を径方向及び軸方向に2倍したときの輸送補正解析結果である。実効増倍率が、拡散計算では1.00626。輸送計算では1.00885となり、メッシュを細かく分割することで、さらに実効増倍率の値が開いた。輸送補正係数は、およそ0.948となり、メッシュ効果によって、さらに1.2%減少した。

次に、3次元XYZ体系においても、RZ体系同様の計算を行なった。表3.3-7は、1ドロワ1メッシュ、軸方向にメッシュ数を20に切ったときの輸送補正解析結果である。常温での実効増倍率が、拡散計算では1.00512。輸送計算では1.00510となり、RZ体系での傾向と逆になっていることが分かる。輸送補正係数もおよそ1.035となり、輸送計算の方が負のドップラー反応度が大きいという結果となった。

表3.3-8は、1ドロワ4メッシュ、軸方向にメッシュ数を40に切ったときの輸送補正結果である。実効増倍率が、拡散計算では1.00425。輸送計算では1.00549となり、RZ体系での傾向と同じになった。また輸送補正係数もメッシュ効果によって、1.035から1.007と減少し、この傾向から、さらにメッシュを細分割もしくは S_4 近似から S_8 近似に次数を上げることによって、輸送補正係数が1より小さくなるものと考えられる。

表3.3-1 炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度とした場合

温度(K)	非対称を無考慮	非対称を考慮	非対称セル補正係数
298.0→487.5	-3.51680×10^{-6}	-3.32745×10^{-6}	0.946
298.0→644.4	-5.71930×10^{-6}	-5.41058×10^{-6}	0.946
298.0→794.0	-7.42123×10^{-6}	-7.01915×10^{-6}	0.946
298.0→935.4	-8.73085×10^{-6}	-8.25555×10^{-6}	0.946
298.0→1087.0	-9.93815×10^{-6}	-9.39455×10^{-6}	0.945

(unit; $\Delta k/k$)

表3.3-2 炉心中央部1セルをサンプル領域と構造材領域の原子数密度で均質化した場合

温度(K)	非対称を無考慮	非対称を考慮	非対称セル補正係数
298.0→487.5	-9.37635×10^{-7}	-8.73285×10^{-7}	0.931
298.0→644.4	-1.52613×10^{-6}	-1.42126×10^{-6}	0.931
298.0→794.0	-1.98415×10^{-6}	-1.84735×10^{-6}	0.931
298.0→935.4	-2.34107×10^{-6}	-2.17901×10^{-6}	0.931
298.0→1087.0	-2.67250×10^{-6}	-2.48675×10^{-6}	0.930

(unit; $\Delta k/k$)

表3.3-3 炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度とした場合

温度(K)	非対称を無考慮	非対称を考慮	非対称セル補正係数
298.0→487.5	-3.76325×10^{-7}	-3.53250×10^{-7}	0.939
298.0→644.4	-6.12040×10^{-6}	-5.74435×10^{-6}	0.939
298.0→794.0	-7.94358×10^{-6}	-7.45378×10^{-6}	0.938
298.0→935.4	-9.34915×10^{-6}	-8.76990×10^{-6}	0.938
298.0→1087.0	-1.06464×10^{-6}	-9.98350×10^{-6}	0.938

(unit; $\Delta k/k$)

表3.3-4 炉心中央部1セルをサンプル領域と構造材領域の原子数密度で均質化した場合

温度(K)	非対称を無考慮	非対称を考慮	非対称セル補正係数
298.0→487.5	-9.56213×10^{-7}	-8.84850×10^{-7}	0.925
298.0→644.4	-1.55645×10^{-6}	-1.44010×10^{-6}	0.925
298.0→794.0	-2.02357×10^{-6}	-1.87185×10^{-6}	0.925
298.0→935.4	-2.38767×10^{-6}	-2.20790×10^{-6}	0.925
298.0→1087.0	-2.72583×10^{-6}	-2.51973×10^{-6}	0.924

(unit; $\Delta k/k$)

表3.3-5 2次元RZ体系、基準メッシュとした場合

温度(K)	拡散計算	輸送計算	輸送補正係数
298.0→487.5	-8.85851×10^{-7}	-8.50164×10^{-7}	0.960
298.0→644.4	-1.44181×10^{-6}	-1.38373×10^{-6}	0.960
298.0→794.0	-1.87405×10^{-6}	-1.79851×10^{-6}	0.960
298.0→935.4	-2.21032×10^{-6}	-2.12113×10^{-6}	0.960
298.0→1087.0	-2.52226×10^{-6}	-2.42039×10^{-6}	0.960

表3.3-6 2次元RZ体系、メッシュ幅1/2とした場合

温度(K)	拡散計算	輸送計算	輸送補正係数
298.0→487.5	-8.96167×10^{-7}	-8.49599×10^{-7}	0.948
298.0→644.4	-1.45862×10^{-6}	-1.38283×10^{-6}	0.948
298.0→794.0	-1.89598×10^{-6}	-1.79736×10^{-6}	0.948
298.0→935.4	-2.23634×10^{-6}	-2.11979×10^{-6}	0.948
298.0→1087.0	-2.55214×10^{-6}	-2.41886×10^{-6}	0.948

表3.3-7 3次元XYZ体系、5.52cmメッシュとした場合

温度(K)	拡散計算	輸送計算	輸送補正係数
298.0→487.5	-9.31825×10^{-7}	-9.64245×10^{-7}	1.035
298.0→644.4	-1.51671×10^{-6}	-1.56953×10^{-6}	1.035
298.0→794.0	-1.97179×10^{-6}	-2.04058×10^{-6}	1.035
298.0→935.4	-2.32641×10^{-6}	-2.40775×10^{-6}	1.035
298.0→1087.0	-2.65570×10^{-6}	-2.74875×10^{-6}	1.035

表3.3-8 3次元XYZ体系、2.76cmメッシュとした場合

温度(K)	拡散計算	輸送計算	輸送補正係数
298.0→487.5	-9.48460×10^{-7}	-9.55225×10^{-7}	1.007
298.0→644.4	-1.54382×10^{-6}	-1.55484×10^{-6}	1.007
298.0→794.0	-2.00712×10^{-6}	-2.02146×10^{-6}	1.007
298.0→935.4	-2.36824×10^{-6}	-2.38512×10^{-6}	1.007
298.0→1087.0	-2.70360×10^{-6}	-2.72298×10^{-6}	1.007

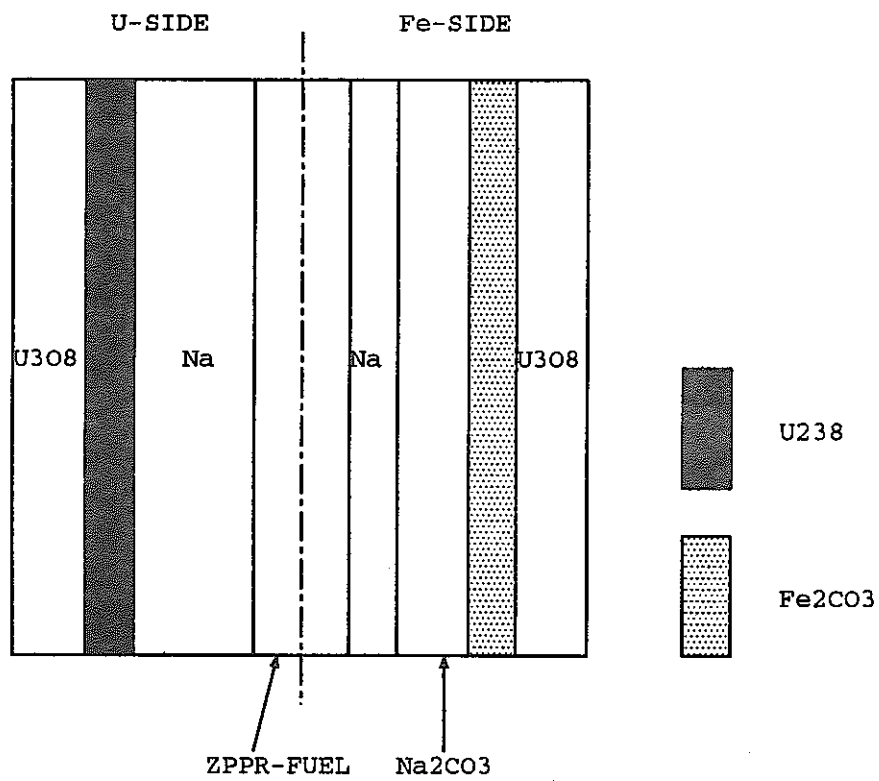


図3.1-1 ZPPR-9 内側炉心セル

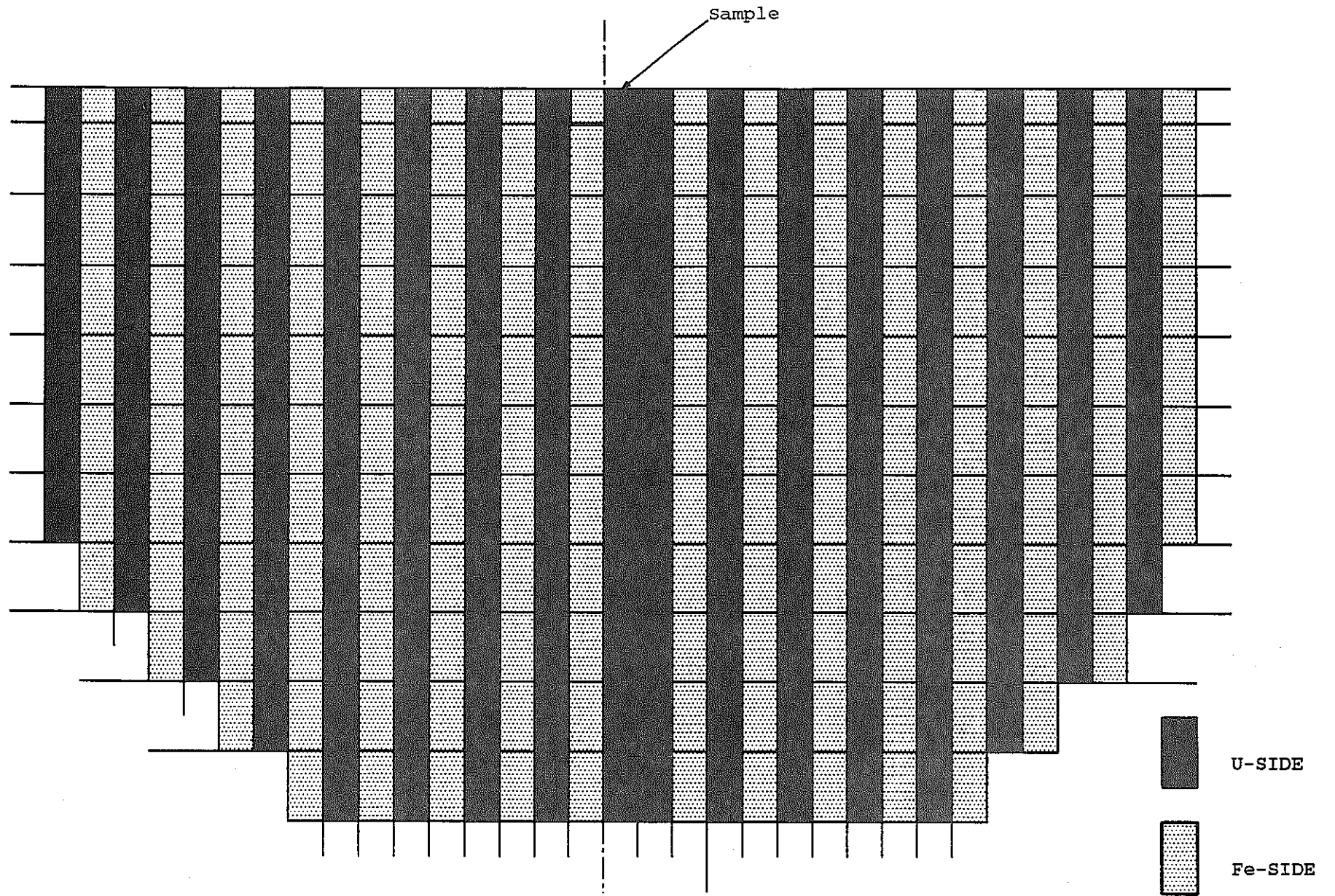


図3.1-2 ZPPR-9 ハーフドロウモデル(XY断面)

第4章 結論

本研究では、高速臨界集合体ZPPR-9を用いたドップラー反応度実験解析を、サンプル領域における格子計算に重点をおいて行なった。

今までの自己遮蔽因子を用いたTone法及びDancoff係数法では、ドップラー反応度のC/E値がおよそ0.83前後と十分な精度評価を得ることができなかった。そこで0.683eVから961eVのエネルギー範囲を1850のエネルギー群数に分割した超微細群セル計算コードPEACORルーチンを用いて、格子計算を行なった。格子モデルとして、サンプル容器に30cmの炉心燃料を取り巻いた円柱スーパーセルモデルを用いると、C/E値が0.863となり、サンプルと炉心燃料中のU-238による共鳴干渉効果を考慮することができることが分かった。しかしPEACORルーチンが作動するエネルギー範囲は961eVまでであるため、それ以上のエネルギー範囲においては、自己遮蔽因子法を用いなければならない。そこで傾向を見るために、仮想的にDancoff係数を1.0とした場合と0.0とした場合を想定した。Dancoff係数を1.0とすると、サンプルが密接したモデルを想定したこととなるため、サンプル領域において非常に強い干渉を受けるモデルとなる。逆にDancoff係数を0.0とすると、サンプルが孤立したモデルとなるため、干渉の影響を受けない。このサンプルモデルから算出されたDancoff係数では ~ 0.0 となり、共鳴干渉効果が考慮できないために、よい精度評価を得ることができなかったものと考え、961eV以上のエネルギー範囲においてDancoff係数を1.0とすると、C/E値が0.930と大きく増加した。

また非対称セル効果及び輸送効果による補正解析も行なった。非対称セル効果による補正解析では、(1)炉心中央部1セルをサンプル領域の原子数密度としたとき。(2)炉心中央部1セルをサンプル領域と構造材領域の原子数密度で均質化したとき。の2つのケースにおいて行なった。(1)の場合、非対称セル補正係数が ~ 0.946 。(2)の場合、 ~ 0.931 となった。この原因は、(1)の場合では炉心中央部1セルにおけるU-238の原子数密度がかなり大きくなるため、中性子束が大きく歪み、内側炉心の非対称セルによる中性子束の歪みの影響が小さくなるためと思われる。輸送効果による補正解析では、2次元RZ体系及び3次元XYZ体系によって行なわれた。2次元RZ体系の場合、輸送補正係数は ~ 0.960 。さらにメッシュ幅を径方向、軸方向に1/2にすると、 ~ 0.948 となった。しかし3次元XYZ体系の場合では、輸送補正係数は ~ 1.035 となり、RZ体系とは異なる傾向となった。そこでXYZ体系の場合も、メッシュ幅をX,Y,Zの

3方向に1/2にすると、輸送補正係数は～1.007となり、メッシュ効果によって2次元RZ体系の傾向に近づくという結果が得られた。

目次

第1章	序論
第2章	理論
2-1	ノード結合式の導出
2-2	径方向分布計算時における径方向もれの評価方法について
2-3	
第3章	計算手法
3-1	6群実効断面積の作成
3-2	計算体系
3-3	中性子束の角度依存性と角度中性子の評価手法
第4章	計算結果
4-1	実効増倍率
4-2	径方向中性子束分布
4-3	径方向中性子分布での手法間の差
4-4	非均質性の強いノードにおける横方向もれの評価
第5章	まとめ

List of Table

表 3 - 1	7 0 群及び 6 群の群構造
表 4 - 1	計算条件及び実効増倍率の計算結果
表 4 - 2	径方向の中性子束分布評価の相対値
表 4 - 3	ノード内での中性子の入射および放出の手法間の差
表 4 - 4	ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

List of Figure

- 図 2 - 1 六角-Z体系の座標系

- 図 3 - 1 もんじゅ炉心領域図（軸方向、簡略化）
- 図 3 - 2 もんじゅ炉心領域図（軸方向）
- 図 3 - 3 もんじゅ炉心における径方向断面図
- 図 3 - 4 ノード境界面の平均角度中性子束の概念図

- 図 4 - 1 手法 2 における中性子束分布
- 図 4 - 2 中性子束評価の差
- 図 4 - 3 制御棒領域における中性子束スペクトル
- 図 4 - 4 制御棒とその周りのノードの概略図

第3部

3次元六角体系用輸送ノード法コードの 横方向漏洩量計算手法の改良

第1章 序論：

高速炉は、軽水炉と比べ中性子スペクトルが硬く、拡散計算と輸送計算での違い、すなわち輸送効果が大きくなっている。又、集合体間のスペクトル干渉効果が大きく、実機体系の炉心では、ブランケット、制御棒などが装荷され、非均質性が高く中性子の非等方性が大きくなる。その結果、中性子の角度依存性を P_N 近似で表した拡散計算では正確に評価することが難しく、 S_N 法をもちいた輸送計算による詳細な炉心計算が必要となってくる。そこで、本研究室で開発された六角-Z体系用輸送ノード法を用いた計算コード「NSHEX」を使い、高速炉の炉心計算を行った。計算体系として「もんじゅ」炉心を用い、非均質性の高い体系での正確な中性子束分布を得ることを目的とした。

このコードでは高速炉の集合体が六角形であるのに対応させて、中性子流の成分を六角-Z座標で、取り扱っている。この多次元の空間依存性を、ある注目する成分以外を横方向積分を行うことで1次元の空間依存の問題と見なし、ノード間の結合式を導いている。その際、注目する方向以外の中性子流成分を横方向もれと定義している。

六角-Z体系では、径方向分布計算時における径方向もれと軸方向もれ、及び軸方向計算時における径方向もれ、の3種類が取り扱われており、この横方向もれを正確に近似する必要がある。この計算コードでは、注目するノードとそれと隣り合う2つのノードを用いて2次の多項式で展開し、空間依存性を評価している。しかし、均質性の高い領域では正確に近似されるが、非均質性の高い領域においては、隣り合うノード間の中性子束分布が大きく変化し、正確な評価が難しいと考えられている。高速炉では、径方向に制御棒、ブランケットが存在するため非均質性が高く径方向もれの取り扱いがとくに炉心計算において、重要になると考えられる。

ここでは、径方向分布計算時における径方向もれの取り扱い手法を取り上げ、手法間における違いを比較した。又、様々な体系において炉心計算を行い、手法間の違いが実効増倍率、炉心全体の中性子束分布にどれほど影響を及ぼすかを考えた。

第2章：理論

2-1：ノード結合式の導出

この章では、本研究室で開発された6角-Z体系用 S_N 輸送ノード法のノード結合式及び、横方向もれの分布を解析的に導出する。

この計算コード「NSHEX」では、ノード内中性子束、横方向もれの角度分布を S_N 法で表し、ノード内中性子束、中性子束ソース、横方向もれの空間分布を2次の多項式で表している。

ただし、散乱および核分裂反応の角度分布は、等方と見なしている。

S_N 法を用いた3次元輸送方程式より

$$\begin{aligned}\vec{\Omega}^m \cdot \nabla \Psi^{m,g}(x,y,z) + \Sigma_t^g \Psi^{m,g}(x,y,z) &= \Sigma_s^g \phi^{g,m}(x,y,z) + Q^g(x,y,z) \\ Q^g(x,y,z) &= \sum [\Sigma_s^{g \rightarrow g} - \delta_{g,g} \Sigma_s^g + \frac{\chi^g}{k_{eff}} \nu \Sigma_f^g] \phi^g\end{aligned}\quad (2,1)$$

ここで

- $\vec{\Omega}^m$: 角度中性子束の方向ベクトル
- $\phi^{m,g}$: g群の角度中性子束
- Σ_t^g : g群の全断面積
- $\Sigma_s^{g' \rightarrow g}$: 散乱断面積(g'→g群)
- ϕ^g : g群の中性子束
- Q^g : 外部中性子源
- k_{eff} : 実効増倍率
- χ^g : 核分裂スペクトル $\nu \Sigma_f^g$: 生成断面積)

今、ある六角柱ノード（対辺距離 h_r 、高さ h_z ）を考え、次に示すように x, y, z 各方向の変数の規格化を行う。

$$x \rightarrow h_r x \quad y \rightarrow h_r y \quad z \rightarrow h_z z$$

すると3次元輸送方程式は次式によって表される。

$$\begin{aligned} & \frac{\mu^m}{h_r} \frac{\partial}{\partial x} \psi^{m,g}(x,y,z) + \frac{\eta^m}{h_r} \frac{\partial}{\partial y} \psi^{m,g}(x,y,z) \\ & + \frac{\xi^m}{h_z} \frac{\partial}{\partial z} \psi^{m,g}(x,y,z) + \Sigma_t^g \psi^{m,g} \\ & = \Sigma_s^g \phi^g(x,y,z) + Q^g(x,y,z) \end{aligned} \quad (2,2)$$

ただし、

μ, η, ξ はそれぞれ x, y, z 軸に対する方向余弦である。

序論で述べたように、輸送ノード方を用いた「NSHEX」では中性子束の三次元空間依存性を、注目する方向以外の成分を横方向積分を行うことで、1次元の問題と考え、Z軸を炉心に垂直な方向にとっている。中性子束の注目する成分は、径方向と軸方向に2つに大きく分けられる。ここでは、それぞれの方向に注目したときのノード結合式、及び横方向もれの解析解を求める。

○径方向分布計算時

図2-1において $y_s(x)$ を定義する。

今、(1)式を $-y_s(x) < x < y_s(x), -1/2 < z < 1/2$ の範囲で、横方向積分を行い、 x 方向の1次元中性子束分布の輸送方程式に、書き換える。

$$\begin{aligned} & \frac{\mu^m}{h_r} \frac{d}{dx} \{y_s(x) \psi^{m,g}(x)\} + \Sigma_t y_s(x) \psi^{m,g}(x) = \\ & y_s(x) \{ \Sigma_s^g \phi^g(x) + Q^g(x) \} - [L_r^{r,m,g}(x) + y_s(x) L_r^{z,m,g}] \end{aligned} \quad (2,3)$$

ここで、中性子束 $\psi^{m,g}(x)$ は横方向（ y 及び z 方向）に対する平均量であり、次式により定義

される。

$$\psi^{m,g}(x) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy \psi^{m,g}(x,y,z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy} \quad (2,4)$$

「NSHEX」では座標系を六角-Z体系で取り扱っており図2-1に示すように、径方向の座標系としてx、u、v軸を用いている。今、x方向に注目しているので残りのu、v成分における境界面の中性子束は径方向もれとして、z成分の境界面の中性子束は軸方向もれとして取り扱う。

式において、 $L_r^{g,m}(x)$ は横方向もれであり、径方向もれと軸方向もれを表している。ただし、エネルギー群gは省略した。

径方向もれにおいて、幾何学的な性質上、 $x=0$ の点で不連続になるので場合分けが必要となる。

$L_r^{g,m}(x)$: 径方向への横方向もれ

$$L_r^{g,m}(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{3}h_r} [\mu_v^m \psi_{v+}^m(x) - \mu_u^m \psi_{u-}^m(x)] & (-\frac{1}{2} \leq x \leq 0) \\ \frac{1}{\sqrt{3}h_r} [\mu_u^m \psi_{u+}^m(x) - \mu_v^m \psi_{v-}^m(x)] & (0 \leq x \leq \frac{1}{2}) \end{cases} \quad (2,5)$$

ただし、 μ_u, μ_v はそれぞれu,v軸への方向余弦とする。

また、 $\phi_s(x)$ ($s | \pm u, \pm v$) は各方向成分のノード境界面において横方向に積分された1次元の中性子束分布を表し各面において次式で定義される。

$$\psi_{u+}^m(x) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (0 \leq x \leq \frac{1}{2}) \quad (2,6,1)$$

$$\psi_{u-}^m(x) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (-\frac{1}{2} \leq x \leq 0) \quad (2,6,2)$$

$$\psi_{v+}^m(x) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (-\frac{1}{2} \leq x \leq 0) \quad (2,6,3)$$

$$\psi_{v-}^m(x) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (0 \leq x \leq \frac{1}{2}) \quad (2,6,4)$$

$L_r^{z,m}(x)$: 軸方向への横方向もれ

$$L_r^{z,m}(x) = \frac{\xi^m}{h_z} [\psi_{+z}^m(x) - \psi_{-z}^m(x)] \quad (2,7)$$

ここで $\phi_{+z}(x)$ 、 $\phi_{-z}(x)$ は z 方向成分のノード境界面において横方向積分された 1 次元の中性子束分布を表し各面において次式で定義される。

$$\Psi_{z^+}^m(x) = \frac{\int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy \Psi^m(x, y, \frac{1}{2})}{\int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy} \quad (-\frac{1}{2} \leq x \leq \frac{1}{2}) \quad (2,8,1)$$

$$\Psi_{z^-}^m(x) = \frac{\int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy \Psi^m(x, y, -\frac{1}{2})}{\int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy} \quad (-\frac{1}{2} \leq x \leq \frac{1}{2}) \quad (2,8,2)$$

また各ノード境界面における平均中性子束は、次式より定義される。

$$\Psi_{u^+}^m = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(s, y_s(x), z)}{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,9,1)$$

$$\Psi_{u^-}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,9,2)$$

$$\Psi_{v^+}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,9,3)$$

$$\Psi_{v^-}^m = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,9,4)$$

$$\Psi_{z^+}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy \psi^m(x, y, \frac{1}{2})}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy} \quad (2,9,5)$$

$$\Psi_{z^-}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy \psi^m(x, y, -\frac{1}{2})}{\int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dx \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy} \quad (2,9,6)$$

以上の定義を用いて(2,10)式の微分方程式を解き、ノード内中性子束の1次元分布を求める。

ただし、 μ の正負、すなわち中性子の飛行方向により場合わけされる。

ここで $\Sigma = \Sigma_t \cdot h_t$ とする。

($\mu > 0$ の場合)

$$\begin{aligned} y_s(x) \psi^m(x) = & \frac{h_r}{\mu^m} \int_{-\frac{1}{2}}^x dx' \exp\left(-\frac{\Sigma}{\mu^m}(x-x')\right) \{y_s(x') S(x') - L_r^m(x')\} \\ & + \frac{1}{2\sqrt{3}} \exp\left(-\frac{\Sigma}{\mu^m}\left(\frac{1}{2}+x\right)\right) \Psi_{x^-,in}^m \end{aligned} \quad (2,10,1)$$

($\mu < 0$ の場合) (式中の μ は絶対値とする)

$$y_s(x)\psi^m(x) = \frac{h_r}{\mu^m} \int_x^{\frac{1}{2}} dx' \exp\left(-\frac{\Sigma}{\mu^m}(x'-x)\right) \{y_s(x')S(x') - L_r^m(x')\} \\ + \frac{1}{2\sqrt{3}} \exp\left(-\frac{\Sigma}{\mu^m}\left(\frac{1}{2}-x\right)\right) \psi_{x+,in}^m$$

ここで、 $\phi_{+x,in}$, $\phi_{-x,in}$ は、注目ノードに入射する中性子束のノード境界平均中性子束である。

上式の、実効中性子源を次式で表す。

$$S^m(x) = \Sigma_s \phi(x) + Q(x) - L_r^m(x) \quad (2,11)$$

実効中性子源の空間依存性は、2次の多項式で近似される。また、軸方向もれも同様の式で展開されるので、1つの式で表す。

$$S^m(x) = \sum_{i=0}^2 S_i^m h_i(x) \quad (2,12)$$

ここで、展開関数系 $h_i(x)$ は、次式で表される。

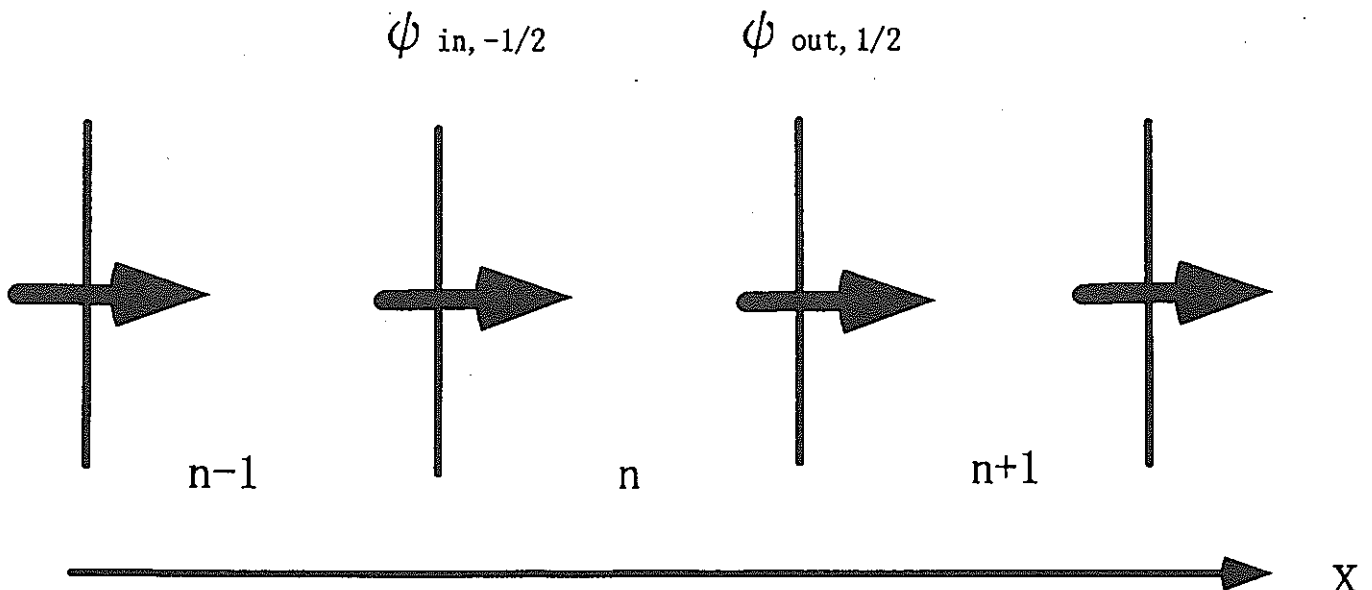
$$h_i(x) = \left\{ 1, x, x^2 - \frac{5}{72} \right\} \quad \left(-\frac{1}{2} \leq x \leq \frac{1}{2}\right) \quad (2,13)$$

径方向もれは、 x が正の時、負の時で展開関数系 f_i が異なる

$$L_r^{r,m}(x) = \begin{cases} \sum_{i=0}^2 L_{r,i}^{m,m} f_i^n(x) & (-\frac{1}{2} \leq x \leq 0) \\ \sum_{i=0}^2 L_{r,i}^{r,m} f_i^p(x) & (0 \leq x \leq \frac{1}{2}) \end{cases} \quad (2,14)$$

以上のような近似を行い、実効中性子源、横方向もれを評価しこの式を式(2.14)に代入し、それぞれの場合によるノード内の1次元中性子束分布を求めることができる。この式に $\mu > 0$ の時 $x = -1/2$ を代入し、 $\mu < 0$ の時 $x = 1/2$ を代入することで、隣接するノードの結合式を得ることができる。今下図のように隣接するノードにおいて、中性子の飛行方向が $+x$ 、すなわち $\phi > 0$ の時を考える。ノード $n-1$ に関して、 $x = -1/2$ における $+x$ 面のノード境界平均中性子束を求めることができたとする。これは、ノード n にとって $n-1$ から入ってくる中性子束を表す。ノード n において式(2.14)の $\phi_{x,-in}$ が与えられたことになる。ここでノード n における実効中性子源、横方向もれを求めれば式(2.14)よりノード n から出ていく中性子束、ここでは $x = 1/2$ におけるノード境界平均中性子束 $\phi_{x+,out}$ を求めることができる。これは先程と同様にノード $n+1$ にとっては、ノードに入ってくる中性子量であり、以下同様にしてノード間の結合式が得られる。

なお、径方向の横方向もれの評価方法は、後で詳しく考える。



○軸方向分布計算時

(2,2)式を、径方向の時と同様に、 $-y_s(x) < y < y_s(x), -1/2 < x < 1/2$ の範囲で横方向積分を行い、 z 方向の1次元中性子分布の輸送方程式を導に書き換える。

$$\frac{\xi^m}{h_z} \frac{d\psi^{m,g}(z)}{dz} + \Sigma_t^g \psi^{m,g}(z) = \Sigma_s^g \phi^g(z) + Q^g(z) - L_{z,r}^{m,g}(z) \quad (2,15)$$

ここで中性子束 $\phi^{m,g}(z)$ は横方向 (x, y 方向) に平均された軸方向の中性子束分布であり次式で定義される。

$$\psi^{m,g}(z) = \frac{\int_{-1/2}^{1/2} dx \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy \psi^{m,g}(x, y, z)}{\int_{-1/2}^{1/2} dx \int_{-y_s(x)}^{y_s(x)} dy} \quad (2,16)$$

ここでは、 z 方向の分布に注目しているので、残りの x, u, v 成分の境界面における中性子束は径方向もれとして取り扱う。

$L_{z,r}^{m,g}(z)$: 径方向への横方向もれ

$$L_{z,r}^{m,g}(z) = \frac{2}{3h_{z,s \in (x,u,v)}} \sum \mu_s^m \{ \psi_{s+}^m(z) - \psi_{s-}^m(z) \} \quad (2,17)$$

$\psi_s(z)$ ($s | x, u, v$) は、各方向のノード境界面において横方向、すなわちここでは径方向に横方向積分された1次元の中性子束分布であり、次式で表されている。

$$\psi_{x+}^m(z) = \frac{\int_{-1/2}^{1/2} dy \psi^m(\frac{1}{2}, y, z)}{2\sqrt{3}} \quad (2,18,1)$$

$$\int_{-1/2}^{1/2} dy$$

$$\Psi_{x^-}^m(z) = \frac{\int_{-\frac{1}{2\sqrt{3}}}^{\frac{1}{2\sqrt{3}}} dy \Psi^m(-\frac{1}{2}, y, z)}{\int_{-\frac{1}{2\sqrt{3}}}^{\frac{1}{2\sqrt{3}}} dy} \quad (2,18,2)$$

$$\Psi_{u^+}^m(z) = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \Psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_0^{\frac{1}{2}} dx} \quad (2,18,3)$$

$$\Psi_{u^-}^m(z) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \Psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx} \quad (2,18,4)$$

$$\Psi_{v^+}^m(z) = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \Psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx} \quad (2,18,5)$$

$$\Psi_{v^-}^m(z) = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \Psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_0^{\frac{1}{2}} dx} \quad (2,18,6)$$

また、各ノード境界面における平均中性子束は、次式より表される。

$$\Psi_{x^+}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2\sqrt{3}}}^{\frac{1}{2\sqrt{3}}} dy \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(\frac{1}{2}, y, z)}{\int_{-\frac{1}{2\sqrt{3}}}^{\frac{1}{2\sqrt{3}}} dy \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,19,1)$$

$$\Psi_{x^-}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2\sqrt{3}}}^{\frac{1}{2\sqrt{3}}} dy \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(-\frac{1}{2}, y, z)}{\int_{-\frac{1}{2\sqrt{3}}}^{\frac{1}{2\sqrt{3}}} dy \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,19,2)$$

$$\Psi_{u^+}^m = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,19,3)$$

$$\Psi_{u^-}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,19,4)$$

$$\Psi_{v^+}^m = \frac{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \Psi^m(x, y_s(x), z)}{\int_{-\frac{1}{2}}^0 dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,19,5)$$

$$\psi_{v-}^m = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz \psi^m(x, -y_s(x), z)}{\int_0^{\frac{1}{2}} dx \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} dz} \quad (2,19,6)$$

径方向の時と同様に、(2,20)式微分方程式を解き z 方向のノード内中性子束分布を求める。

ただし、 ζ の正負、すなわち中性子の飛行方向によって場合わけする。

ここで、 $\Sigma = \Sigma_1 h_z$ とする。

($\xi > 0$ の場合)

$$\psi^m(z) \frac{h_z}{\xi^m} \int_{-\frac{1}{2}}^z dz' \exp\left(-\frac{\Sigma}{\xi^m}(z-z')\right) S(z') + \exp\left(-\frac{\Sigma}{\xi^m}\left(\frac{1}{2}+z\right)\right) \psi_{z-,in}^m \quad (2,20,1)$$

($\xi < 0$ の場合) (式中の ξ は絶対値を取ったもの)

$$\psi^m(z) \frac{h_z}{\xi^m} \int_z^{\frac{1}{2}} dz' \exp\left(-\frac{\Sigma}{\xi^m}(z'-z)\right) S(z') + \exp\left(-\frac{\Sigma}{\xi^m}\left(\frac{1}{2}-z\right)\right) \psi_{z+,in}^m \quad (2,20,2)$$

径方向の時と同様に、 $\psi_{+,in}$ $\psi_{-,in}$ は、注目ノードに入射する中性子束のノード境界平均中性子束である。

上式の実効中性子源：S (z) は次式のように表される。

$$S^m(z) = \Sigma_t \phi(z) + Q(z) - L_z^{r,m}(z) \quad (2,21)$$

実効中性子源の空間依存性は 2 次の多項式で近似され、次式のように表される。

$$S^m(z) = \sum_{i=0}^2 S_i^m f_i(z) \quad (2,22)$$

展開関数系: $h_i(x)$ は、次式で表される。

$$f_i(z) = \left\{ 1, z, z^2 - \frac{1}{12} \right\} \quad (2,23)$$

以上のような近似を行い、中性子源、横方向もれを評価しこの式を①式に代入して、それぞれ中性子の飛行方向におけるノード内中性子束分布を求めることができる。また、この式に、 $\xi > 0$ の時 $z = -1$ を、 $\xi < 0$ の時 $z = 1$ を代入することで径方向分布計算時と同様に隣接ノード間の結合式を得ることができる。

2-2 径方向分布計算時における径方向もれの評価方法について

(2.5)式より径方向分布計算時における径方向もれは、次式のようにになる。

$$L_r^m(x) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{3}h_r} [\mu_v^m \psi_{v+}^m(x) - \mu_u^m \psi_{u-}^m(x)] & (-\frac{1}{2} \leq x \leq 0) \\ \frac{1}{\sqrt{3}h_r} [\mu_u^m \psi_{u+}^m(x) - \mu_v^m \psi_{v-}^m(x)] & (0 \leq x \leq \frac{1}{2}) \end{cases}$$

径方向分布計算時における径方向もれ（以下、径径もれ）は、ほかの中性子源と同様にその空間依存性を2次の多項式で近似されるが、ノードが六角形という幾何学的な性質上、径径もれは隣り合うノードで連続にもれの分布を表すことができず、またノード内でも $x = 0$ で不連続なため次式上式のように x が正の時と負の時で展開関数系が異なり、場合分けをして近似をする必要がある。しかしいずれにしても、それぞれのノード境界面の中性子束分布を求めることができると、もれの空間依存性を知ることができる。境界中性子束分布を求める為には、展開関数系の中性子モーメント ϕ_i を求める必要がある。

例として、 $u+$ 面の境界中性子束分布を求めることを考える。

$u+$ 面は $x > 0$ であるので、境界面での中性子束分布は、次式のように展開される。

$$f_i^p(x) = \psi_{u+,0}^m + \psi_{u+,1}^m(x - \frac{1}{4}) + \psi_{u+,2}^m(x^2 - \frac{1}{2}x + \frac{1}{24}) \quad (2.24)$$

ここで、0次モーメント $\phi_{u+,0}^m$ は、ノード境界面の平均中性子束 ϕ_{u+} と等しい。この平均中性子束は、(2.9)式において定義されているので、解析的に得ることができる。残りの2つの定数をその面をはさむ2つの頂点中性子束を用いて求める。 $x = 0$ の時、中性子束分布は頂点Aの中性子束: ϕ_A^m と等しく、 $x = 1/2$ の時、頂点Bの中性子束: ϕ_B^m と等しい。よって次式のような方程式ができる。

$$\begin{aligned}
\bar{\Psi}_{u+}^m &= \Psi_{u+,0} \\
\Psi_A^m &= \Psi_{u+,0} - \frac{1}{4}\Psi_{u+,1}^m + \frac{1}{24}\Psi_{u+,2}^m \\
\Psi_B^m &= \Psi_{u+,0} + \frac{1}{4}\Psi_{u+,2}^m + \frac{1}{24}\Psi_{u+,2}^m
\end{aligned}
\tag{2,25}$$

ここで、3つの方程式を解くことで、中性子モーメント $\psi_i(i=0,1,2)$ を求めることができる。

$$\begin{aligned}
\Psi_{u+,0} &= \bar{\Psi}_{u+}^m \\
\Psi_{u+,1} &= 2(\Psi_B - \Psi_A) \\
\Psi_{u+,2} &= 12(\Psi_A + \Psi_B - 2\bar{\Psi}_{u+})
\end{aligned}
\tag{2,26}$$

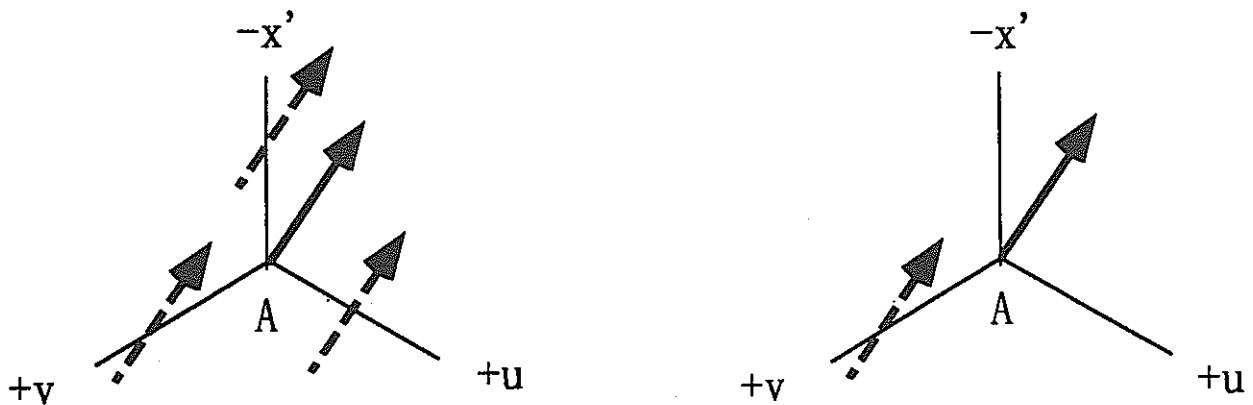
頂点中性子束はノード結合式において直接求めることができず、近似する必要がある。その評価方法として2つの手法を取り上げた。

手法1：ある頂点の中性子束を求める時、その頂点を囲む3つのノード境界平均中性子束を用いて、その平均が頂点中性子束と等しいと近似する方法。図において、どのような方向に中性子が飛行していても、次式のような評価をする手法。3つの境界平均中性子束を考えているので、スカラー的には良い近似といえるが、異方性の強い領域では、誤差がおおきいと考えられる。

$$\Psi_A^m = \frac{\bar{\Psi}_{u+} + \bar{\Psi}_{v+} + \bar{\Psi}_{x-}}{3}
\tag{2,27}$$

手法2：ある頂点に対して、中性子の飛行方向を考慮して、周囲の3つのノード境界中性子束のうち、もっとも寄与のおおきいと考えられる面の中性子束をその頂点中性子束と等しいとして、近似する方法。下図の様な方向に中性子が飛行しているとき次式のようなになる。中性子の飛行方向を考慮しているので、異方性の強い領域においてもより真値に近い近似法と言える。

$$\psi_A^m = \bar{\psi}_{v+}^m \quad (2,28)$$



ノード境界面の平均角度中性子束



ノード頂点の角度中性子束

六角-Z体系の座標系

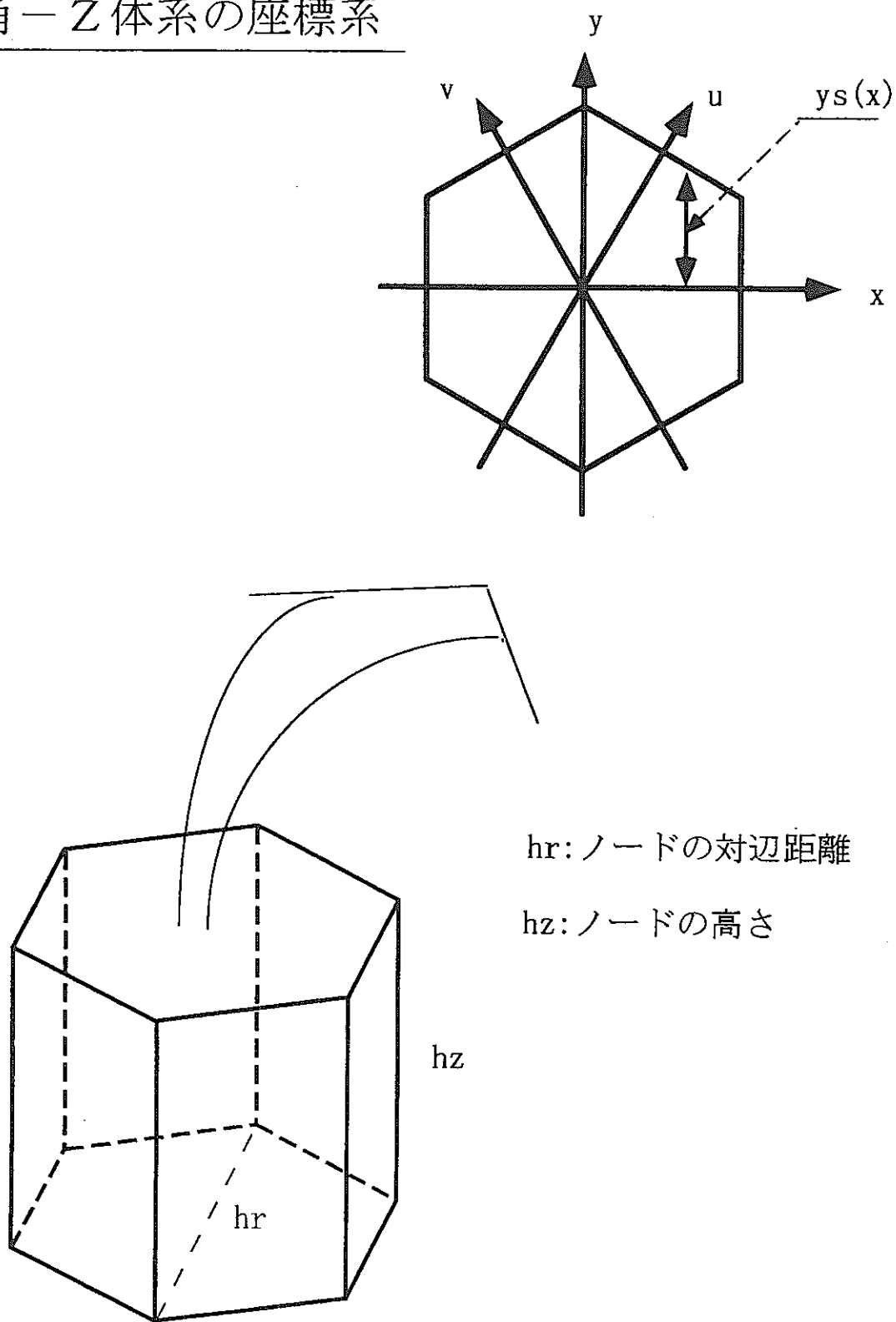


図 2 - 1

六角-Z体系の座標系

第3章：計算手法

3-1 6群実効断面積の作成

高速炉の炉心計算を行うまでに、先ず各領域の実効断面積を作る必要があるはじめに「JENDL-3.2」をもとに作成された「JFS3J32-R」の70群実効断面積のライブラリーから、本研究室で開発された格子計算コード「CASUP」により集合体ごとの70群実効断面積を作成する。この実効断面積を用いて、図3-1に示す簡略化されたR-Z体系のもんじゅ炉心において拡散計算を行い70群の中性子スペクトルを得る。この70群スペクトルを重みとして先程、格子計算によって得られた70群実効断面積を6群に縮約する。この縮約された6群の実効断面積を用いて、炉心計算を行う。また、70群及び6群の群構造を表3-1に示す。

3-2 計算体系

今回炉心計算の対象として、実機体系のもんじゅ炉心を使った。炉心構造を図3-2に示す。計算体系は、以下のようにする。

- ・制御棒全引き抜き体系
- ・制御棒半挿入体系
- ・全制御棒全挿入体系
- ・制御棒領域を燃料で置換した体系
- ・上記の体系において中心の制御棒（粗調整棒）を全挿入した体系

序論でも述べたように、炉心内は径方向に非均質性が高く、今回とくに径方向の中性子束分布に注目した。もんじゅ炉心における径方向断面図を図3-3に示す。ここでは、図中の直線上のノード間の中性子分布をそれぞれの手法において、計算した。

3-3 : 中性子束の角度依存性と角度中性子の評価手法

本計算コードでは、高速炉の集合体が六角形であるのに対応させ、角度についても六角-Z体系用として取り扱っている。その角度成分として「オクタント」呼ばれる12の方向を考えている。オクタントは、六角柱の中心に中性子があるとした時、 $Z > 0$ の方向に対し、 $\pm x$ 、 $\pm u$ 、 $\pm v$ 、の6つの方向を考え、 $z < 0$ のときも対称に、同様の6方向を考えている。またさらに、オクタントを S_N 法に基づきさらに細かく、角度メッシュに分けている。今回は、角度依存性を S_4 として計算した。

ここで各手法での、中性子束の角度と頂点中性子束の評価法の関係について考える。先ほど述べたように、手法1では、中性子束がどのような方向に飛行していてもその頂点を囲む3つのノード境界平均中性子束で平均して近似している。ただし、ここで言うノード境界の平均中性子束は角度中性子束で、ある角度に飛行する中性子束の頂点中性子束を求めるときは、同じ方向に飛行する3つのノード境界の角度中性子束を平均して求めている。よって1つの頂点中性子束は、 S_4 計算においては、オクタントが12方向なので、計36方向に飛行する中性子束を評価していることになる。手法2では、中性子束の飛行する方向を考慮し3つのノード境界面のうち、最もその頂点に寄与が大きいと考えられる1つのノード境界平均の角度中性子束で近似している。具体的に説明すると図3-4において6つの頂点の頂点中性子束を求めることを考える。今、中性子束の飛行方向が図中の→の方向(+u方向)である時、この方向に飛行する頂点中性子束は、これと同じ方向に飛行するノード境界平均中性子束で近似される。その組み合わせを下の表に示す。頂点を囲む3つの境界中性子束のうち、どの境界面の角度中性子束で近似されるかについての選択では、方向を考慮する際 $\pm x$ 、 $\pm u$ 、 $\pm v$ の計6方向で区別しz方向の成分についてはその正負を区別しない。以上のような方法で頂点の角度中性子束を近似する時に用いる境界面の組み合わせを、各飛行方向について図3-1ともに示した。

頂点A	頂点B	頂点C	頂点D	頂点E	頂点F
+x	-v	-x	r4	r5	-v

表 3 - 1

70群及び6群の群構造

70群及び6群の群構造

ENERGY GROUP		Upper energy	Lower energy	ENERGY GROUP		Upper energy	Lower energy
6G	70G			6G	70G		
	1	10.0 (MeV)	7.7880 (MeV)		38	961.12 (eV)	748.52 (eV)
	2	7.7880	6.0653		39	748.52	582.95
	3	6.0653	4.7237		40	582.95	454.00
1	4	4.7237	3.6788		41	454.00	353.58
	5	3.6788	2.8650	5	42	353.58	275.36
	6	2.8650	2.2313		43	275.36	214.45
	7	2.2313	1.7377		44	214.45	167.02
	8	1.7377	1.3534		45	167.02	130.07
-----					46	130.07	101.30
	9	1.3534	1.0540	-----			
	10	1.0540	0.82085		47	101.30	78.893
	11	0.82085	0.63928		48	78.893	61.442
	12	0.63928	0.49787		49	61.442	47.851
	13	0.49787	0.38774		50	47.851	37.267
2	14	0.38774	0.30197		51	37.267	29.023
	15	0.30197	0.23518		52	29.023	22.603
	16	0.23518	0.18316		53	22.603	17.603
	17	0.18316	0.14264		54	17.603	13.710
	18	0.14264	0.11109 (MeV)		55	13.710	10.677
	19	0.11109 (MeV)	86.517 (keV)		56	10.677	8.3153
-----					57	8.3153	6.4760
	20	86.517 (keV)	67.379	6	58	6.4760	5.0435
	21	67.379	52.475		59	5.0435	3.9279
	22	52.475	40.868		60	3.9279	3.0590
	23	40.868	31.828		61	3.0590	2.3824
3	24	31.828	24.788		62	2.3824	1.8554
	25	24.788	19.305		63	1.8554	1.4450
	26	19.305	15.034		64	1.4450	1.1254
	27	15.034	11.709		65	1.1254	0.87642
	28	11.709	9.1188		66	0.87642	0.68256
-----					67	0.68256	0.53158
	29	9.1188	7.1017		68	0.53158	0.41399
	30	7.1017	5.5308		69	0.41399	0.32242
	31	5.5308	4.3074		70	0.32242	0.00001
	32	4.3074	3.3546	-----			
4	33	3.3546	2.6126				
	34	2.6126	2.0347				
	35	2.0347	1.5846				
	36	1.5846	1.2341 (keV)				
	37	1.2341 (keV)	961.12 (eV)				

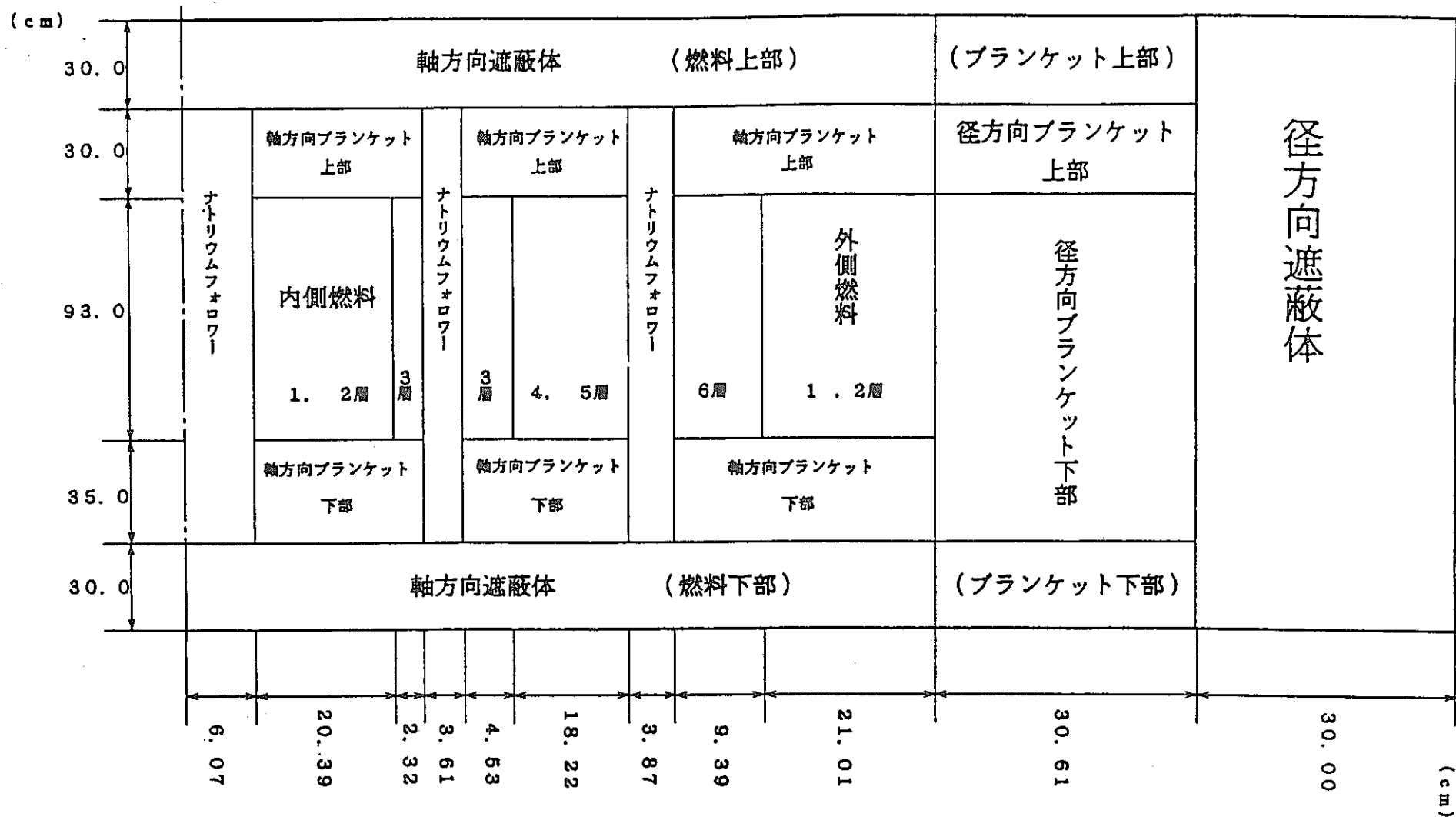


図3-1 もんじゅ炉心領域図(軸方向、簡略化)

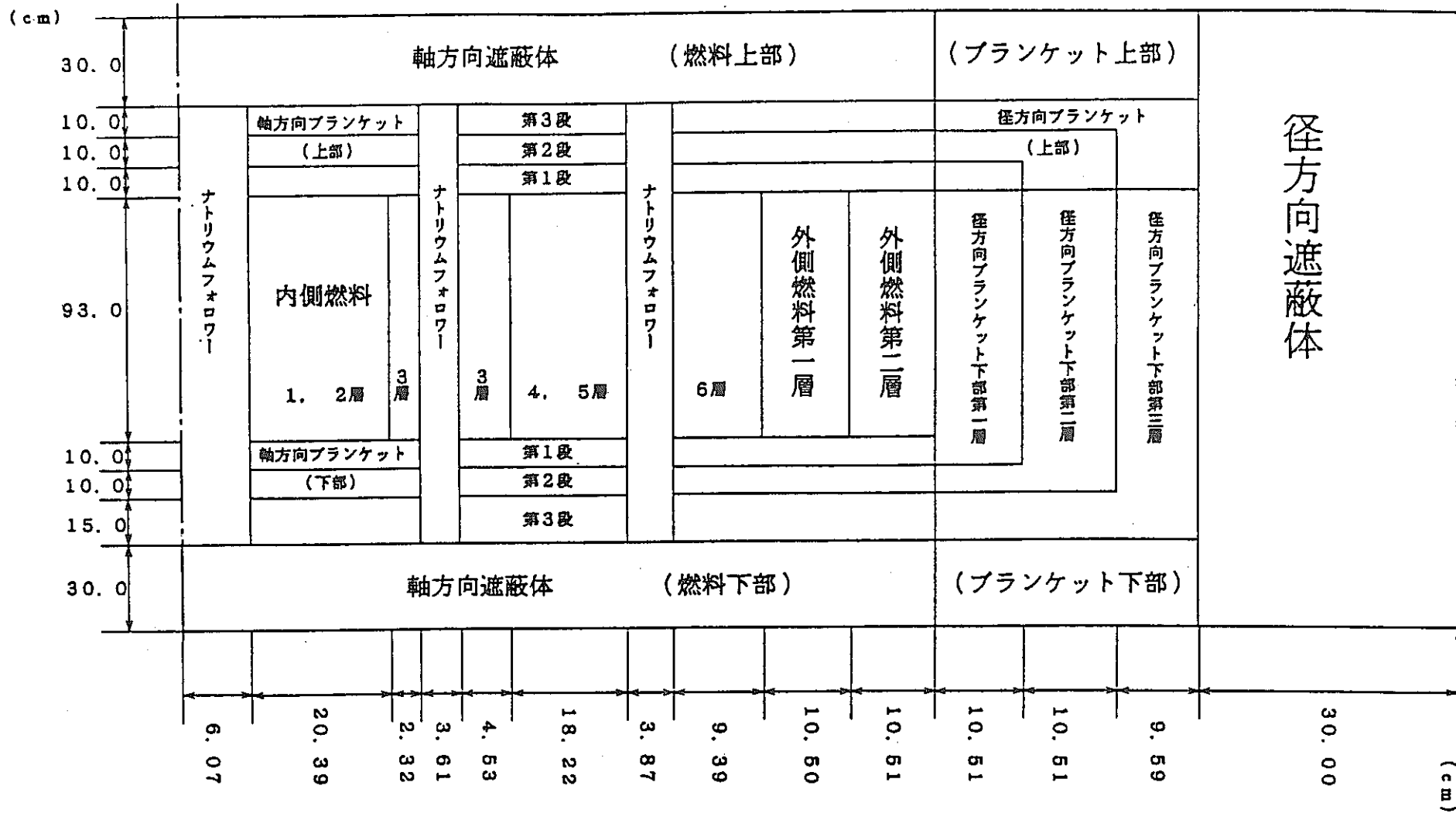
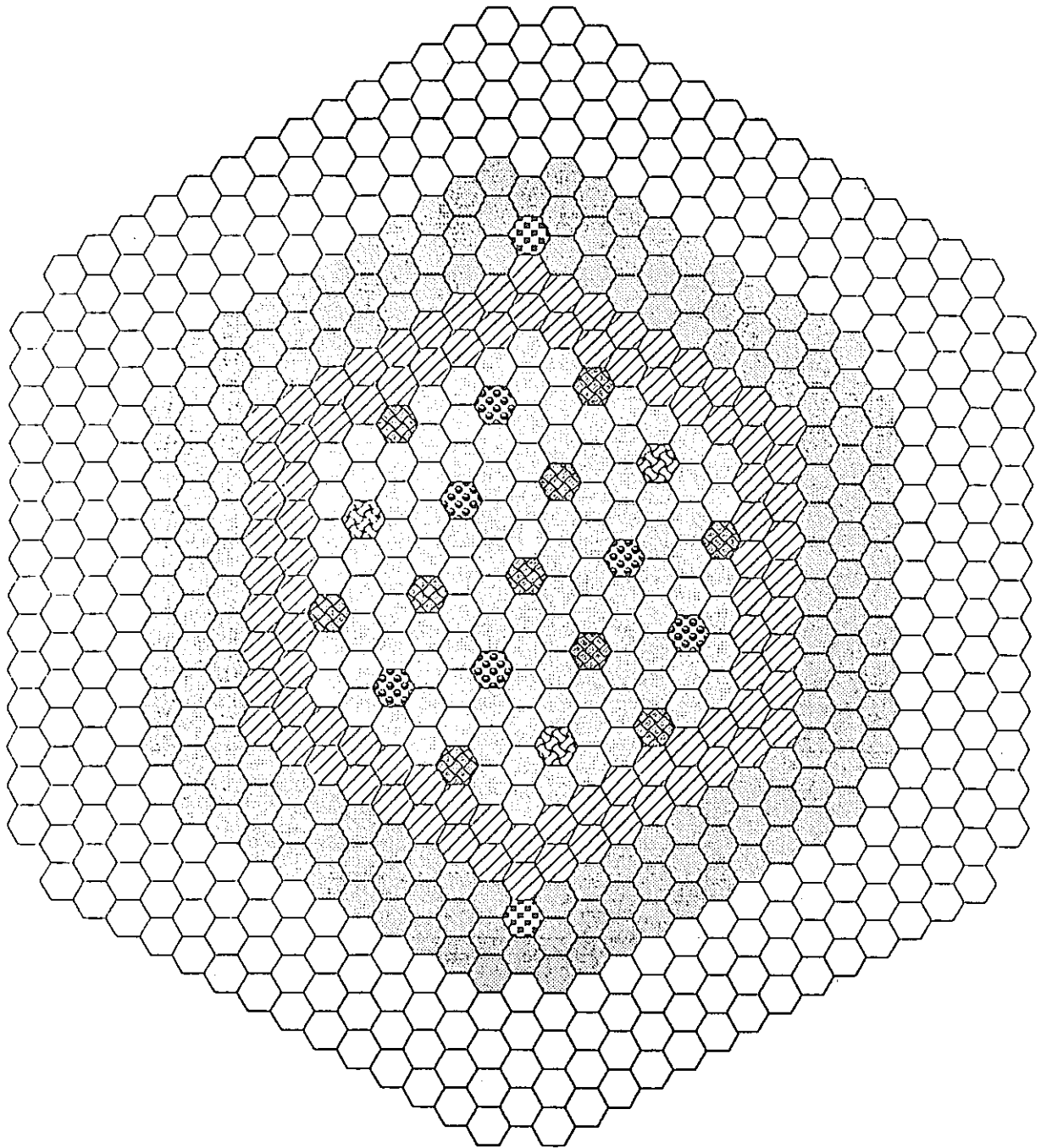











図3-2 もんじゅ炉心領域図 (軸方向)



炉心構成要素		記号	本数
炉心燃料集合体	内側炉心		108
	外側炉心		90
ブランケット燃料集合体			172
制御棒集合体	微調整棒		3
	粗調整棒		10
	後備炉停止棒		6

炉心構成要素		記号	本数
中性子源集合体			2
中性子しゃへい体			316
サーベイランス集合体			8

注. 集合体サイズ
対面寸法11.56cmの正六角形

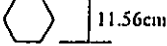
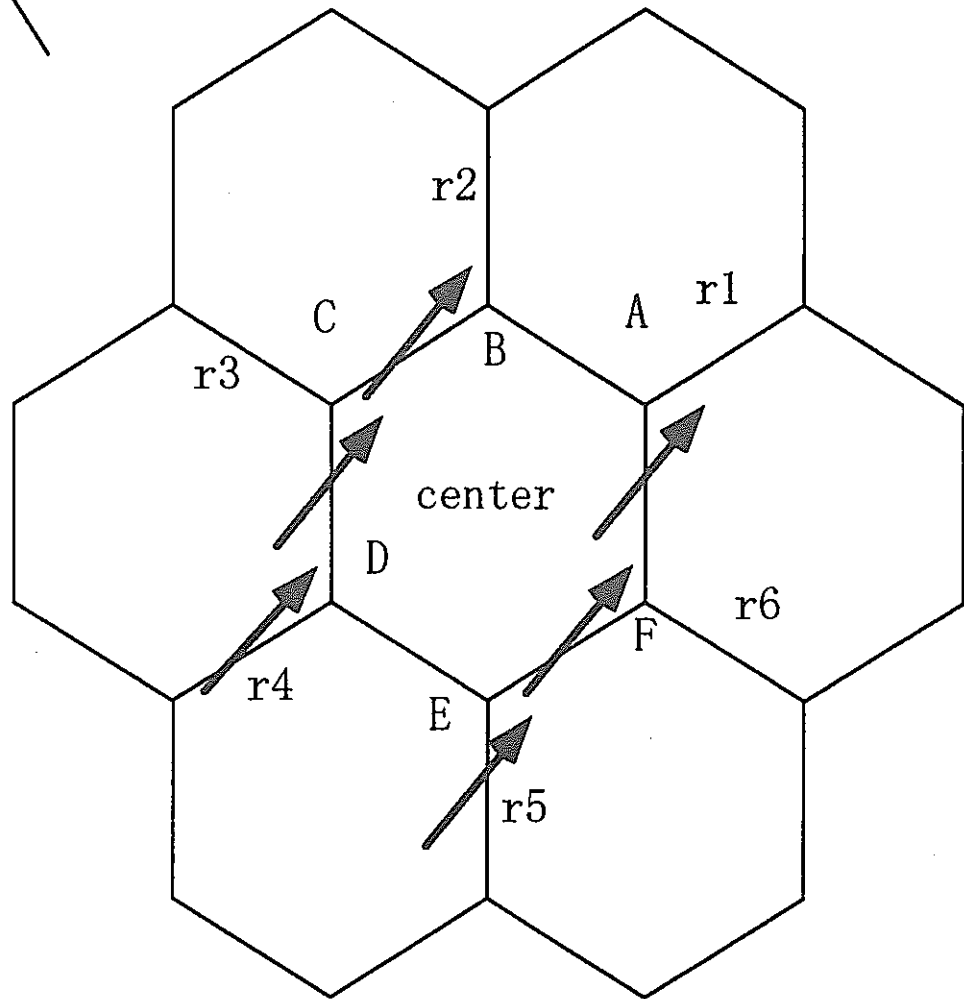
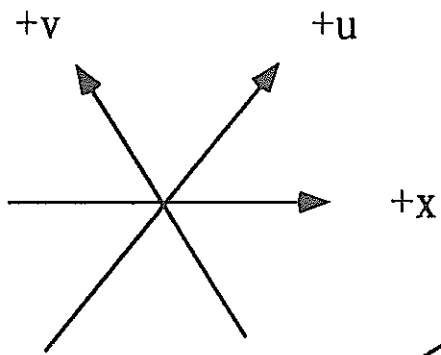


図3-3

もんじゅ炉心における径方向断面図



: ノード境界面の平均角度中性子束

図 3 - 4

ノード境界面の平均角度中性子束の概念図

第4章：計算結果

4-1：実効増倍率

計算条件及び、実効増倍率の計算結果を表4-1に示す。結果より、どの体系においても、それほど大きな差はなく相対値は、 $-0.005 \sim -0.056\%$ で値としては小さいが、すべて手法1の方が、手法2より小さい値を持つことが分かる。とくに、制御棒領域を燃料で置き換えた体系においては均質性が高いため、最も相対値は小さかった。逆に、非均質性が高い全制御棒を全挿入した体系では、相対値は -0.056% と今回計算した中では、もっとも手法間の差が大きかったが、値自体はあまり大きいとも言えなかった。

4-2：径方向中性子束分布

図4-1に手法2による炉心径方向の中性子束分布を示した。なお体系は、実効増倍率に於て、もっとも差が大きかった全制御棒全挿入体系（以後 case1）、及びその比較対象として制御棒領域を燃料で置き換えた体系（以後 case2）、その置き換えた体系において炉心中央にだけ制御棒を全挿入した体系（以後 case3）の計3つの体系について詳しく、見ていく。

case1では全群をとおして、制御棒の挿入されている領域では、吸収体の効果により周囲のノードよりそのノード内平均の中性子量が小さく、その周辺で中性子束は歪んでいる。また、case2と比べると制御棒領域とその周囲の内側燃料の中性子束は小さくなっているが、逆に外側燃料、ブランケット領域においては、内側燃料よりも中性子量が多くなっている。

case3では炉心の中心にだけ制御棒が挿入されているので、その周囲の内側燃料はcase1のときと同様に小さくなっているが、case1の時より炉心全体の中性子束分布に与える影響は小さい。

ブランケット内においては、6群以外においてどの炉心体系においても炉心外側にいくほど小さくなっている。体系ごと比べると、全制御棒を全挿入したcase1の中性子束分布がブランケット内でやや大きく変化する。ブランケットでは炉心中央から流れ込んでくる中性子量が多く、逆に外側の遮蔽体からは中性子は流れ込まないので、角度分布も偏りが大きいと考えられる。

4-3 : 径方向中性子分布での手法間の差

前項目で注目した炉心径方向中性子束分布についてその評価手法の比較を行う。ここで手法間の差を次式で定義する相対値を用いて考える。

$$\text{相対値 [\%]} = (\text{手法1によるノード内平均中性子束} - \text{手法2によるノード内平均中性子束}) \times 100 / \text{手法2によるノード内中性子束}$$

体系は前項目で比較したものをを用いた。図4-2に径方向の中性子評価の相対値を示した。燃料領域、制御棒領域における相対値は全群をとおしてcase2において求められたものより、その絶対値が小さくより非均質性の高いcase1, case3のほうが手法間の差が大きいことが分かる。

今非均質性の高い制御棒領域に注目する。case1, case3において炉中心の制御棒領域には制御棒が全挿入されており、そのノード内の中性子束は、周囲のノード内中性子束より少なく分布は歪んでいる。図4-2より手法間の差を見ると、case2の相対値よりcase1, case3の相対値の方が大きな値をとっている。case1とcase2について、ほかの制御棒領域についても比べてみると同様に制御棒領域を燃料で置き換えたcase2より制御棒の挿入されたcase1のほうが相対値は大きい。すなわち、制御棒領域における吸収体では、手法1が手法2よりノード内の中性子束を大きく評価している。またcase1において、1、2群の中性子束は、外側の制御棒ほど相対値は大きくなっている。相対値は1群で0.2~0.4%、2群では-0.07~0.28%、3、4群では-0.06~0.5%、5、6群では0.46~0.76%ほどで低群の方が、やや相対値は大きくなっている。いずれにしても炉中心の制御棒領域と同様に、どの制御棒領域においても、その領域を燃料で置換したcase2の相対値より大きな値をとっており、4~6群ではその差は大きいといえる。case3は、炉中心の制御棒領域においては、case1と同様に相対値は正となりcase2よりも大きな値をとるが、外側にいくにつれcase2と同じ様な傾向に近づいているのが分かる。

一方、制御棒領域の周囲のノードにおいては逆にcase2よりもcase1のほうが相対値が小さい。case3も炉中心周囲のノードでは、case1と同様の傾向を示す。case1とcase2を比べると、1~4群では0.2~0.4%程、5、6群では0.4~1.8%程case1のほうがcase2より相対値が小さい、すなわち手法1のほうがノード内の中性子束を少なく評価していることになる。

以上の結果より、制御棒領域では、手法1はノード内からのもれを小さく評価したため、ノード内中性子束を大きく評価したと考えることができる。その結果、吸収される中性子量が多くなりよって、 k_{eff} は手法1のほうが小さくなったと原因のひとつと考えられる。

しかし、吸収体において比較的手法間の差が大きかった5、6群は絶対量が1、2群に比べて小さくその手法間の差は炉心全体に影響を及ぼす程大きくなかったため k_{eff} に大きな差が表

れなかったと考えられる。制御棒領域における中性子スペクトルを図4-3に載せる。

ブランケットに注目してみる。相対値は、どの体系においても $-0.7 \sim -1.8\%$ 程でその傾向も似ているが、各エネルギー群ごとではその傾向は異なったものとなっている。

case1を見ると1、2群では、 $-0.63\% \sim -0.82\%$ の範囲で相対値が変わる。一番内側の外側燃料に接しているノードにおいては、どの体系も相対値は正であり、手法1がノード内の中性子束を大きく評価している。又、接している外側燃料より $0.15 \sim 0.8\%$ 程相対値は大きい。逆にそれより外側のブランケットでは相対値は $-0.7 \sim -0.007\%$ ほど負になっていると言える。この傾向はどの体系も共通しているが、相対値自体は常にcase1がcase2,case3より大きな値をとっている。制御棒周囲のノードでも相対値は負となっていたが、その場合case2が最も大きな値をとっていた、すなわち絶対値が最も小さく手法間の差が少ないという傾向であったが、ブランケットでは、相対値が負の値をとってもcase1が大きいままであり、相対値が負になった要因は別々であると推定される。

残りの3、4、5、6群では、相対値は外側にいくほどその値は大きくなっている。3、4群では $0.015 \sim 0.26\%$ ほどで余り大きくない。5、6群では $-0.18 \sim -1.83\%$ の範囲で変化している。1、2群と違うのは、外側燃料に接したノードにおける相対値であり、1、2群では接している外側燃料のノードより相対値は大きかったが、3、4、5、6群ではどの体系においても外側燃料のノードより相対値は、小さい。また体系間における相対値の差を群ごとにみると、3群ではcase1がcase2より大きい、4群ではその差はほとんどなく5、6群とエネルギーが小さくなるにつれて逆にcase1がcase2より小さい値をとる。case3は、1～3群ではcase1同様の傾向でcase2と違った値をとっているが、4～6群ではcase2と大体同じ値をとり中心に制御棒を挿入した効果は見られなかった。

以上よりブランケットにおいて、1、2群では外側燃料と接しているノード内で手法1が中性子束を大きく評価しその外側では逆に小さく評価している。3～6群では外側燃料と接しているノード内で手法1がやや中性子束を小さく評価しているが、その外側では逆に大きく評価している。また、case1はcase2より相対値が大きかったが、低エネルギーになるにつれてcase1,case2の相対値の差は小さくなり、また逆にcase1の方が相対値が小さくなる傾向が見られた。

4-4 : 非均質性の強いノードにおける横方向もれの評価

前項目までで、炉心内において非均質性の高い制御棒領域、ブランケットにおいて手法間の差が大きかった。

これまでは、体系ごとに非均質性の強さの違いで炉心全体として中性子束分布がどのように変化するか、手法間の差が炉心全体でどのようにあらわれるかを調べてきた。その結果、炉心内において非均質性の高い制御棒領域、ブランケットにおいて手法間の差が大きかった。特に制御棒領域において手法間の差を比較すると、体系ごとの違い即ち、その領域が吸収体であるか、周囲のノードと同様な燃料によって置換されているか、の違いは大きかった。また制御棒領域が吸収体であるときには、その周囲のノードにおいてもノード内中性子束の評価に影響を及ぼしていると考えられた。そこでここでは、あるひとつの制御棒領域のノードに注目し、そのノードにおける横方向もれが各手法によってどのように評価され、また手法間における評価の差が実際どの程度なのか比較した。

図4-4において中心のノードが燃料である時、及び制御棒（吸収体）である時の、x、u、v面における境界平均の角度中性子束すなわち、各面での横方向もれの0次モーメントを比較した。またノード頂点における角度中性子束も同様に調べ、手法間、及び体系ごとの違いを比べた。対象として、注目している径方向において一番外側の制御棒領域のノードをとりあげ、case1とcase2の体系を用いた。

その結果を表4-2に示す。表4-2では、中性子の飛行方向ごとに各ノード境界における角度中性子束を2つの手法でそれぞれ求めた。図4-4において今、+x方向に飛行する中性子束に注目したとすると、+x、+u、-v面における角度中性子束はそのノードから外にもれていく中性子量を表し、-x、-u、+v面における角度中性子束はノード内に入ってくる中性子量を表す。ここでは比較対象を簡略化するため、中性子の飛行方向において+z、-zの成分を考慮せず、±x、±u、±vの計6方向に区別したので、その6つの飛行方向ごとに各ノード境界面における角度中性子束を求め、手法1と手法2の評価の差を相対値として比較した。

また頂点中性子束は図において点A～Fにおける角度中性子束を各手法で評価し、その差を同様に相対値として求めた。なお、ここでも角度成分を同様に6方向とした。

$$\text{相対値} [\%] = \frac{\text{手法1による角度中性子束の評価} - \text{手法2による角度中性子束の評価}}{\text{手法2による角度中性子束の評価}} \times 100$$

○結果

i) 各面での横方向もれについて

各方向、各群の中性子束では、case1とcase2において手法間の差は同じかあるいはcase2の方がかえって差が大きくなる場合もあるがその差は小さく、非均質性の強いcase1の方がcase2より手法間の差が大きいと言える。特に4-3で述べたノード内中性子束の手法間の相対値において、case1とcase2でやや大きな違いの認められた4~6群では、その傾向が強くなりcase1の方がノードからの横方向もれの評価において、手法間の差が大きかった。同じ体系において中性子の飛行方向ごとと比較すると、横方向もれの評価差に大きな差は認められず、どの方向に中性子束が飛行していても同程度の評価差が現われていることが分かる。

そこでノード内に入ってくる中性子の総量とノードから出ていく中性子束の総量を求め、ノードからの横方向もれの手法間における差を同じく相対値として、各エネルギー群ごとに比較した。その結果を表4-3に示す。結果より1、2群ではcase1とcase2の相対値はあまり変わらないが、低エネルギー群になるにつれcase1のほうが相対値が大きくなる傾向にある。またcase1では3~6群ではノード内にはいってくる中性子束もノードからでていく中性子束もともに相対値は負であり、手法1が手法2よりどちらの場合に関しても横方向もれを小さく評価する傾向にあることが分かる。1、2群では逆に手法1の方がどちらの場合も横方向もれを大きく評価する傾向にある。

ii) 頂点中性子束について

各頂点における角度中性子束の手法間の差を表4-4に示す。1~3群において、各方向ともcase間でどちらのcaseの方が手法間の差が大きかったとは一概には言えなかった。また手法1と手法2でどちらが大きくなり頂点中性子束を評価しているかについても、特徴は見当たらなかった。しかし、4~6群ではcase1の方がcase2よりも手法間の差が大きかった。両caseとも、手法1と手法2の評価差は横方向もれにおける手法間の差より大きく、頂点中性子束の方が評価による差が大きかった。

今回注目した径径もれ（径方向分布計算時における径方向もれ）は(2,5)式により表せたが、3-2で述べたようにその空間依存性はノード境界の中性子束分布をもとめることで得られる。このノード境界における中性子束分布の空間依存性は2次の多項式で展開されその係数となる中性子束モーメント ϕ_i ($i=0,1,2$)はそのノード境界面における平均中性子束とそれをはさむ2つの頂点中性子束を用いて近似することができた。(2.26)式より中性子束モーメント ϕ_i は次式のように表された。

$$\begin{aligned}\psi_{u+,0}^m &= \bar{\psi}_{u+}^m \\ \psi_{u+,1}^m &= 2(\psi_A^m - \psi_B^m) \\ \psi_{u+,2}^m &= 12(\psi_A^m + \psi_B^m - \bar{\psi}_{u+}^m)\end{aligned}$$

上式より中性子束0次モーメント ϕ_0 はそのノード境界面における平均中性子束と等しく手法間の差は直接、ノード境界面の中性子束分布に影響を及ぼす。しかし、頂点中性子束は ϕ_1, ϕ_2 の評価に用いられるが、上式より1、2次の中性子束モーメントに対して複数の中性子束評価を用いるため、0次のように直接手法間の差が表れず、お互いの差が作用しあってモーメントに対する手法間の差による影響が複雑なものになる。また、頂点中性子束自体、手法間で差がみられた3つ、あるいは1つのノード境界面の平均中性子束を用いているためなお一層複雑になる。よって手法間の差はノード境界の平均中性子束より頂点中性子束の方が大きくなるが、横方向もれの評価に対してはそれが直接あらわれにくいと考えられる。しかし、4～6群のように大きな手法間の差があらわれるとその大小関係はお互いに打ち消し合ったり、あるいはたしあわさったりすることで複雑であるが横方向もれの評価が不安定になることは確かであるといえる。

表4-1

計算条件及び実効増倍率の計算結果

計算条件

- ・収束条件 中性子束 -5.0×10^{-4}
実効増倍率 -5.0×10^{-4}
- ・角度依存性 S_4
- ・エネルギー群 6群

実効増倍率

頂点中性子束の 評価方法	手法1	手法2	相対値 [%]
制御棒全引き抜き 体系	1.0338	1.0390	-0.021
制御棒半挿入 体系	1.0035	1.0037	-0.021
全制御棒全挿入 体系	0.8651	0.8656	-0.056
燃料により置換 された体系	1.0793	1.0794	-0.005
上記の置換体系で 中心の制御棒 全挿入体系	1.0642	1.0643	-0.012

相対値は次式で定義する。

$$\text{相対値}[\%] = (\text{手法1の実効増倍率} - \text{手法2の実効増倍率}) \times 100 / \text{手法2の実効増倍率}$$

表4-2

径方向の中性子束分布評価の相対値

		energy= 1					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		1.620E+13	1.627E+13	-4.480E-01	2.114E+13	2.115E+13	-6.149E-03
+u		2.132E+13	2.113E+13	9.125E-01	2.065E+13	2.076E+13	-5.381E-01
+v		2.944E+13	2.917E+13	9.025E-01	2.119E+13	2.102E+13	7.843E-01
-x		2.612E+13	2.613E+13	-8.797E-03	2.018E+13	2.019E+13	-5.151E-02
-u		2.412E+13	2.374E+13	1.588E+00	2.143E+13	2.153E+13	-4.608E-01
-v		1.787E+13	1.790E+13	-1.843E-01	2.194E+13	2.180E+13	6.427E-01

the flight direction of neutron: +u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		1.779E+13	1.782E+13	-1.538E-01	2.239E+13	2.224E+13	6.668E-01
+u		1.581E+13	1.585E+13	-2.416E-01	2.125E+13	2.122E+13	1.140E-01
+v		1.867E+13	1.865E+13	8.096E-02	2.080E+13	2.092E+13	-5.503E-01
-x		2.372E+13	2.363E+13	3.948E-01	2.159E+13	2.143E+13	7.485E-01
-u		1.820E+13	1.820E+13	9.898E-03	2.230E+13	2.215E+13	6.723E-01
-v		2.282E+13	2.269E+13	6.043E-01	2.322E+13	2.329E+13	-2.812E-01

the flight direction of neutron: +v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		2.480E+13	2.472E+13	3.297E-01	2.256E+13	2.243E+13	5.795E-01
+u		1.916E+13	1.916E+13	7.827E-03	2.146E+13	2.152E+13	-2.732E-01
+v		1.586E+13	1.589E+13	-1.781E-01	2.127E+13	2.124E+13	1.257E-01
-x		1.766E+13	1.767E+13	-4.698E-02	2.210E+13	2.199E+13	4.970E-01
-u		2.275E+13	2.249E+13	1.195E+00	2.326E+13	2.326E+13	-1.504E-02
-v		2.329E+13	2.328E+13	2.318E-02	2.348E+13	2.348E+13	3.831E-03

the flight direction of neutron: -x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		2.693E+13	2.692E+13	4.309E-02	2.150E+13	2.150E+13	1.256E-02
+u		3.053E+13	3.038E+13	4.809E-01	2.226E+13	2.209E+13	7.669E-01
+v		2.173E+13	2.151E+13	1.042E+00	2.105E+13	2.114E+13	-4.224E-01
-x		1.626E+13	1.633E+13	-4.184E-01	2.121E+13	2.120E+13	2.453E-02
-u		2.254E+13	2.254E+13	0.000E+00	2.283E+13	2.283E+13	1.008E-02
-v		2.478E+13	2.440E+13	1.554E+00	2.239E+13	2.248E+13	-3.994E-01

the flight direction of neutron: -u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		2.886E+13	2.867E+13	6.564E-01	2.100E+13	2.106E+13	-3.038E-01
+u		3.095E+13	3.079E+13	5.347E-01	2.088E+13	2.085E+13	1.521E-01
+v		3.006E+13	2.968E+13	1.303E+00	2.067E+13	2.049E+13	8.873E-01
-x		2.097E+13	2.088E+13	4.479E-01	2.051E+13	2.060E+13	-4.214E-01
-u		1.632E+13	1.636E+13	-2.542E-01	2.119E+13	2.120E+13	-4.292E-02
-v		1.997E+13	1.988E+13	4.376E-01	2.148E+13	2.144E+13	1.562E-01

the flight direction of neutron: -v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		2.115E+13	2.104E+13	5.490E-01	2.082E+13	2.086E+13	-2.013E-01
+u		3.002E+13	2.975E+13	9.043E-01	2.069E+13	2.056E+13	6.255E-01
+v		2.996E+13	2.979E+13	5.939E-01	2.019E+13	2.016E+13	1.284E-01
-x		2.759E+13	2.743E+13	6.162E-01	1.998E+13	2.000E+13	-1.195E-01
-u		1.931E+13	1.930E+13	7.669E-02	2.080E+13	2.083E+13	-1.460E-01
-v		1.621E+13	1.624E+13	-2.087E-01	2.116E+13	2.117E+13	-4.488E-02

intra-nodal scalar flux							
		1.211E+14	1.204E+14	6.380E-01	1.281E+14	1.279E+14	1.001E-01
=====							

表4-2

径方向の中性子束分布評価の相対値

		energy= 2				
case1				case2		
the flight direction of neutron: +x						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.084E+14	1.086E+14	-2.237E-01	1.213E+14	1.213E+14	-1.730E-02
+u	1.178E+14	1.173E+14	4.723E-01	1.131E+14	1.137E+14	-5.058E-01
+v	1.328E+14	1.322E+14	4.758E-01	1.111E+14	1.103E+14	7.689E-01
-x	1.295E+14	1.296E+14	-7.019E-02	1.165E+14	1.166E+14	-5.145E-02
-u	1.224E+14	1.218E+14	4.573E-01	1.250E+14	1.256E+14	-4.666E-01
-v	1.093E+14	1.095E+14	-2.092E-01	1.274E+14	1.268E+14	4.463E-01

the flight direction of neutron: +u						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.121E+14	1.127E+14	-4.536E-01	1.263E+14	1.257E+14	4.304E-01
+u	1.092E+14	1.091E+14	1.017E-01	1.185E+14	1.182E+14	1.920E-01
+v	1.146E+14	1.142E+14	2.942E-01	1.164E+14	1.165E+14	-1.304E-01
-x	1.239E+14	1.247E+14	-6.624E-01	1.220E+14	1.214E+14	5.098E-01
-u	1.098E+14	1.099E+14	-1.219E-01	1.279E+14	1.272E+14	5.195E-01
-v	1.202E+14	1.203E+14	-1.089E-01	1.321E+14	1.323E+14	-1.519E-01

the flight direction of neutron: +v						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.282E+14	1.290E+14	-6.225E-01	1.268E+14	1.264E+14	3.616E-01
+u	1.170E+14	1.165E+14	4.274E-01	1.194E+14	1.192E+14	1.099E-01
+v	1.087E+14	1.085E+14	1.603E-01	1.178E+14	1.175E+14	2.170E-01
-x	1.102E+14	1.107E+14	-5.147E-01	1.238E+14	1.234E+14	3.031E-01
-u	1.196E+14	1.193E+14	2.633E-01	1.315E+14	1.314E+14	7.536E-02
-v	1.228E+14	1.228E+14	1.304E-02	1.330E+14	1.329E+14	8.504E-02

the flight direction of neutron: -x						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.343E+14	1.343E+14	2.458E-02	1.225E+14	1.225E+14	9.794E-03
+u	1.369E+14	1.363E+14	3.711E-01	1.153E+14	1.143E+14	8.512E-01
+v	1.184E+14	1.177E+14	5.801E-01	1.136E+14	1.141E+14	-4.146E-01
-x	1.073E+14	1.075E+14	-1.674E-01	1.200E+14	1.199E+14	3.918E-02
-u	1.198E+14	1.197E+14	2.338E-02	1.300E+14	1.299E+14	7.620E-02
-v	1.258E+14	1.253E+14	4.173E-01	1.291E+14	1.296E+14	-3.951E-01

the flight direction of neutron: -u						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.347E+14	1.347E+14	-3.563E-02	1.175E+14	1.181E+14	-4.615E-01
+u	1.370E+14	1.364E+14	3.863E-01	1.090E+14	1.090E+14	-4.954E-02
+v	1.329E+14	1.324E+14	3.959E-01	1.074E+14	1.070E+14	4.019E-01
-x	1.153E+14	1.152E+14	8.419E-02	1.145E+14	1.151E+14	-5.499E-01
-u	1.056E+14	1.054E+14	1.375E-01	1.229E+14	1.230E+14	-6.993E-02
-v	1.141E+14	1.138E+14	2.285E-01	1.245E+14	1.243E+14	1.610E-01

the flight direction of neutron: -v						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.174E+14	1.172E+14	1.835E-01	1.170E+14	1.174E+14	-3.875E-01
+u	1.335E+14	1.334E+14	6.297E-02	1.081E+14	1.079E+14	1.723E-01
+v	1.336E+14	1.330E+14	4.307E-01	1.061E+14	1.062E+14	-9.420E-02
-x	1.300E+14	1.301E+14	-1.276E-01	1.127E+14	1.131E+14	-3.377E-01
-u	1.115E+14	1.116E+14	-3.048E-02	1.215E+14	1.216E+14	-6.581E-02
-v	1.061E+14	1.059E+14	1.378E-01	1.236E+14	1.237E+14	-9.460E-02

intra-nodal scalar flux						
	6.825E+14	6.806E+14	2.758E-01	7.220E+14	7.218E+14	3.463E-02
=====						

表4-2

径方向の中性子束分布評価の相対値

		energy= 3					
case1					case2		
the flight direction of neutron: +x							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
+x	5.396E+13	5.415E+13	-3.474E-01	6.974E+13	6.976E+13	-2.193E-02	
+u	5.634E+13	5.628E+13	1.176E-01	6.341E+13	6.381E+13	-6.281E-01	
+v	6.205E+13	6.198E+13	1.218E-01	6.190E+13	6.149E+13	6.728E-01	
-x	6.245E+13	6.259E+13	-2.106E-01	6.712E+13	6.716E+13	-5.717E-02	
-u	6.003E+13	5.995E+13	1.483E-01	7.322E+13	7.356E+13	-4.589E-01	
-v	5.448E+13	5.462E+13	-2.598E-01	7.451E+13	7.414E+13	4.999E-01	

the flight direction of neutron: +u							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
+x	5.615E+13	5.640E+13	-4.330E-01	7.215E+13	7.174E+13	5.588E-01	
+u	5.395E+13	5.391E+13	7.272E-02	6.616E+13	6.601E+13	2.286E-01	
+v	5.567E+13	5.567E+13	1.132E-02	6.498E+13	6.507E+13	-1.426E-01	
-x	6.081E+13	6.134E+13	-8.687E-01	6.972E+13	6.928E+13	6.387E-01	
-u	5.438E+13	5.443E+13	-9.865E-02	7.433E+13	7.389E+13	5.996E-01	
-v	6.044E+13	6.065E+13	-3.523E-01	7.675E+13	7.680E+13	-6.966E-02	

the flight direction of neutron: +v							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
+x	6.341E+13	6.384E+13	-6.758E-01	7.238E+13	7.202E+13	4.972E-01	
+u	5.698E+13	5.681E+13	2.961E-01	6.649E+13	6.643E+13	9.589E-02	
+v	5.343E+13	5.339E+13	7.774E-02	6.554E+13	6.538E+13	2.530E-01	
-x	5.462E+13	5.492E+13	-5.477E-01	7.043E+13	7.012E+13	4.470E-01	
-u	5.975E+13	5.965E+13	1.588E-01	7.612E+13	7.601E+13	1.437E-01	
-v	6.182E+13	6.177E+13	6.686E-02	7.709E+13	7.696E+13	1.720E-01	

the flight direction of neutron: -x							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
+x	6.525E+13	6.523E+13	3.879E-02	7.019E+13	7.019E+13	1.382E-02	
+u	6.390E+13	6.384E+13	9.210E-02	6.381E+13	6.331E+13	7.824E-01	
+v	5.624E+13	5.614E+13	1.721E-01	6.323E+13	6.358E+13	-5.517E-01	
-x	5.287E+13	5.302E+13	-2.771E-01	6.849E+13	6.845E+13	5.478E-02	
-u	5.996E+13	5.987E+13	1.466E-01	7.553E+13	7.541E+13	1.524E-01	
-v	6.217E+13	6.214E+13	3.798E-02	7.523E+13	7.552E+13	-3.791E-01	

the flight direction of neutron: -u							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
+x	6.433E+13	6.454E+13	-3.336E-01	6.767E+13	6.802E+13	-5.204E-01	
+u	6.405E+13	6.384E+13	3.297E-01	6.106E+13	6.117E+13	-1.860E-01	
+v	6.201E+13	6.196E+13	7.488E-02	6.015E+13	5.999E+13	2.567E-01	
-x	5.541E+13	5.552E+13	-1.839E-01	6.576E+13	6.615E+13	-5.951E-01	
-u	5.226E+13	5.219E+13	1.475E-01	7.195E+13	7.204E+13	-1.127E-01	
-v	5.585E+13	5.579E+13	1.199E-01	7.292E+13	7.279E+13	1.866E-01	

the flight direction of neutron: -v							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
+x	5.688E+13	5.693E+13	-8.203E-02	6.745E+13	6.776E+13	-4.568E-01	
+u	6.259E+13	6.273E+13	-2.366E-01	6.075E+13	6.072E+13	5.698E-02	
+v	6.256E+13	6.234E+13	3.616E-01	5.962E+13	5.977E+13	-2.536E-01	
-x	6.193E+13	6.222E+13	-4.621E-01	6.509E+13	6.535E+13	-3.980E-01	
-u	5.447E+13	5.455E+13	-1.351E-01	7.138E+13	7.138E+13	-1.963E-03	
-v	5.284E+13	5.280E+13	6.591E-02	7.259E+13	7.271E+13	-1.609E-01	

intra-nodal scalar flux							
	3.286E+14	3.279E+14	2.318E-01	4.138E+14	4.137E+14	1.740E-02	
=====							

表4-2

径方向の中性子束分布評価の相対値

		energy= 4				
case1				case2		
the flight direction of neutron: +x						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	7.485E+12	7.579E+12	-1.252E+00	1.602E+13	1.602E+13	-8.740E-03
+u	7.933E+12	8.012E+12	-9.926E-01	1.429E+13	1.439E+13	-6.597E-01
+v	1.019E+13	1.030E+13	-1.057E+00	1.392E+13	1.384E+13	5.808E-01
-x	1.057E+13	1.062E+13	-4.415E-01	1.545E+13	1.545E+13	-3.042E-02
-u	1.001E+13	1.010E+13	-8.142E-01	1.703E+13	1.710E+13	-3.982E-01
-v	7.804E+12	7.893E+12	-1.136E+00	1.732E+13	1.723E+13	5.049E-01

the flight direction of neutron: +u						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	8.079E+12	8.191E+12	-1.368E+00	1.640E+13	1.630E+13	6.326E-01
+u	7.384E+12	7.432E+12	-6.475E-01	1.474E+13	1.470E+13	2.714E-01
+v	7.843E+12	7.933E+12	-1.128E+00	1.448E+13	1.450E+13	-1.703E-01
-x	1.018E+13	1.040E+13	-2.171E+00	1.586E+13	1.574E+13	7.209E-01
-u	7.712E+12	7.785E+12	-9.303E-01	1.719E+13	1.708E+13	6.141E-01
-v	1.021E+13	1.035E+13	-1.397E+00	1.766E+13	1.767E+13	-1.812E-02

the flight direction of neutron: +v						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.065E+13	1.082E+13	-1.561E+00	1.643E+13	1.634E+13	5.784E-01
+u	8.031E+12	8.087E+12	-6.915E-01	1.478E+13	1.477E+13	4.806E-02
+v	7.269E+12	7.324E+12	-7.552E-01	1.456E+13	1.452E+13	2.886E-01
-x	7.774E+12	7.896E+12	-1.553E+00	1.596E+13	1.587E+13	5.431E-01
-u	1.001E+13	1.008E+13	-7.259E-01	1.747E+13	1.744E+13	1.714E-01
-v	1.062E+13	1.060E+13	1.765E-01	1.771E+13	1.767E+13	2.309E-01

the flight direction of neutron: -x						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.109E+13	1.107E+13	2.404E-01	1.608E+13	1.607E+13	2.987E-02
+u	1.049E+13	1.061E+13	-1.132E+00	1.428E+13	1.418E+13	6.918E-01
+v	7.860E+12	7.943E+12	-1.036E+00	1.417E+13	1.426E+13	-6.075E-01
-x	7.230E+12	7.321E+12	-1.242E+00	1.564E+13	1.563E+13	8.512E-02
-u	1.026E+13	1.022E+13	4.336E-01	1.739E+13	1.735E+13	2.087E-01
-v	1.040E+13	1.052E+13	-1.122E+00	1.742E+13	1.748E+13	-3.290E-01

the flight direction of neutron: -u						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	1.071E+13	1.085E+13	-1.301E+00	1.566E+13	1.574E+13	-4.797E-01
+u	1.075E+13	1.070E+13	4.356E-01	1.384E+13	1.388E+13	-2.738E-01
+v	1.019E+13	1.030E+13	-1.073E+00	1.363E+13	1.361E+13	1.764E-01
-x	7.824E+12	7.924E+12	-1.256E+00	1.520E+13	1.528E+13	-5.321E-01
-u	7.145E+12	7.178E+12	-4.556E-01	1.682E+13	1.684E+13	-1.282E-01
-v	7.934E+12	7.993E+12	-7.400E-01	1.706E+13	1.703E+13	2.032E-01

the flight direction of neutron: -v						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x	8.111E+12	8.203E+12	-1.122E+00	1.563E+13	1.570E+13	-4.248E-01
+u	1.034E+13	1.048E+13	-1.424E+00	1.381E+13	1.381E+13	1.376E-02
+v	1.049E+13	1.043E+13	5.147E-01	1.355E+13	1.360E+13	-3.573E-01
-x	1.028E+13	1.047E+13	-1.784E+00	1.510E+13	1.516E+13	-3.550E-01
-u	7.708E+12	7.789E+12	-1.037E+00	1.674E+13	1.673E+13	6.098E-02
-v	7.286E+12	7.333E+12	-6.351E-01	1.701E+13	1.705E+13	-1.983E-01

intra-nodal scalar flux						
	4.254E+13	4.234E+13	4.889E-01	9.483E+13	9.482E+13	8.962E-03
=====						

表4-2

径方向の中性子束分布評価の相対値

		energy= 5					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		5.044E+11	5.261E+11	-4.129E+00	2.420E+12	2.420E+12	-8.231E-04
+u		5.614E+11	5.854E+11	-4.086E+00	2.075E+12	2.097E+12	-1.033E+00
+v		1.135E+12	1.158E+12	-2.003E+00	1.986E+12	1.975E+12	5.666E-01
-x		1.342E+12	1.353E+12	-8.445E-01	2.329E+12	2.329E+12	-8.159E-03
-u		1.269E+12	1.291E+12	-1.692E+00	2.628E+12	2.641E+12	-4.980E-01
-v		6.106E+11	6.385E+11	-4.374E+00	2.671E+12	2.653E+12	6.678E-01

the flight direction of neutron: +u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		6.254E+11	6.536E+11	-4.318E+00	2.512E+12	2.491E+12	8.652E-01
+u		4.694E+11	4.841E+11	-3.039E+00	2.189E+12	2.184E+12	2.253E-01
+v		5.742E+11	5.977E+11	-3.927E+00	2.147E+12	2.154E+12	-3.366E-01
-x		1.261E+12	1.304E+12	-3.356E+00	2.426E+12	2.402E+12	9.754E-01
-u		6.067E+11	6.319E+11	-3.985E+00	2.656E+12	2.635E+12	7.989E-01
-v		1.301E+12	1.333E+12	-2.362E+00	2.752E+12	2.752E+12	-3.629E-03

the flight direction of neutron: +v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		1.332E+12	1.366E+12	-2.466E+00	2.519E+12	2.499E+12	8.032E-01
+u		5.920E+11	6.123E+11	-3.302E+00	2.196E+12	2.197E+12	-8.191E-02
+v		4.608E+11	4.764E+11	-3.275E+00	2.164E+12	2.159E+12	2.242E-01
-x		5.980E+11	6.264E+11	-4.541E+00	2.446E+12	2.427E+12	7.634E-01
-u		1.273E+12	1.293E+12	-1.540E+00	2.724E+12	2.719E+12	2.052E-01
-v		1.400E+12	1.400E+12	2.214E-02	2.762E+12	2.754E+12	2.658E-01

the flight direction of neutron: -x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		1.418E+12	1.418E+12	8.466E-03	2.432E+12	2.432E+12	3.454E-02
+u		1.178E+12	1.204E+12	-2.216E+00	2.043E+12	2.029E+12	6.866E-01
+v		5.583E+11	5.828E+11	-4.204E+00	2.061E+12	2.082E+12	-9.976E-01
-x		4.841E+11	5.053E+11	-4.198E+00	2.367E+12	2.365E+12	9.218E-02
-u		1.340E+12	1.336E+12	3.144E-01	2.707E+12	2.700E+12	2.451E-01
-v		1.333E+12	1.361E+12	-2.119E+00	2.694E+12	2.706E+12	-4.184E-01

the flight direction of neutron: -u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		1.294E+12	1.327E+12	-2.441E+00	2.326E+12	2.342E+12	-6.845E-01
+u		1.209E+12	1.207E+12	1.052E-01	1.941E+12	1.949E+12	-4.417E-01
+v		1.106E+12	1.128E+12	-1.932E+00	1.911E+12	1.910E+12	5.130E-02
-x		5.795E+11	6.077E+11	-4.637E+00	2.256E+12	2.273E+12	-7.378E-01
-u		4.909E+11	5.057E+11	-2.926E+00	2.571E+12	2.574E+12	-1.274E-01
-v		6.239E+11	6.460E+11	-3.416E+00	2.607E+12	2.599E+12	2.940E-01

the flight direction of neutron: -v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		6.030E+11	6.319E+11	-4.581E+00	2.320E+12	2.335E+12	-6.232E-01
+u		1.124E+12	1.152E+12	-2.445E+00	1.935E+12	1.938E+12	-1.342E-01
+v		1.174E+12	1.170E+12	2.846E-01	1.897E+12	1.907E+12	-5.248E-01
-x		1.234E+12	1.276E+12	-3.230E+00	2.238E+12	2.250E+12	-5.262E-01
-u		6.011E+11	6.254E+11	-3.889E+00	2.554E+12	2.550E+12	1.494E-01
-v		5.028E+11	5.195E+11	-3.212E+00	2.599E+12	2.604E+12	-2.116E-01

intra-nodal scalar flux							
		3.147E+12	3.124E+12	7.603E-01	1.429E+13	1.430E+13	-1.889E-02
=====							

表4-2

径方向の中性子束分布評価の相対値

		energy= 6					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		7.123E+08	7.926E+08	-1.014E+01	6.494E+09	6.488E+09	9.294E-02
+u		7.010E+08	7.787E+08	-9.980E+00	5.129E+09	5.225E+09	-1.845E-00
+v		2.448E+09	2.617E+09	-6.471E+00	4.493E+09	4.552E+09	-1.302E+00
-x		3.819E+09	3.875E+09	-1.447E+00	6.252E+09	6.246E+09	9.525E-02
-u		3.787E+09	3.891E+09	-2.675E+00	7.384E+09	7.420E+09	-4.874E-01
-v		9.159E+08	1.038E+09	-1.178E+01	7.417E+09	7.362E+09	7.484E-01

the flight direction of neutron: +u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		9.259E+08	1.029E+09	-9.986E+00	6.793E+09	6.708E+09	1.257E+00
+u		5.889E+08	6.478E+08	-9.094E+00	5.541E+09	5.553E+09	-2.123E-01
+v		7.705E+08	8.485E+08	-9.185E+00	5.423E+09	5.472E+09	-8.931E-01
-x		3.585E+09	3.760E+09	-4.663E+00	6.557E+09	6.468E+09	1.374E+00
-u		9.113E+08	1.026E+09	-1.121E+01	7.365E+09	7.299E+09	9.060E-01
-v		3.936E+09	4.071E+09	-3.311E+00	7.758E+09	7.749E+09	1.114E-01

the flight direction of neutron: +v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		3.808E+09	3.944E+09	-3.445E+00	6.807E+09	6.727E+09	1.201E+00
+u		7.953E+08	8.692E+08	-8.498E+00	5.549E+09	5.583E+09	-6.144E-01
+v		5.776E+08	6.372E+08	-9.365E+00	5.470E+09	5.482E+09	-2.293E-01
-x		8.822E+08	9.829E+08	-1.024E+01	6.605E+09	6.529E+09	1.169E+00
-u		3.833E+09	3.932E+09	-2.512E+00	7.674E+09	7.650E+09	3.200E-01
-v		4.324E+09	4.323E+09	3.862E-02	7.779E+09	7.750E+09	3.764E-01

the flight direction of neutron: -x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		4.056E+09	4.068E+09	-3.041E-01	6.522E+09	6.513E+09	1.320E-01
+u		2.570E+09	2.771E+09	-7.223E+00	4.631E+09	4.695E+09	-1.366E+00
+v		6.946E+08	7.761E+08	-1.050E+01	5.081E+09	5.179E+09	-1.898E+00
-x		6.813E+08	7.590E+08	-1.024E+01	6.340E+09	6.327E+09	1.995E-01
-u		4.114E+09	4.100E+09	3.500E-01	7.629E+09	7.602E+09	3.587E-01
-v		3.996E+09	4.126E+09	-3.144E+00	7.562E+09	7.593E+09	-4.125E-01

the flight direction of neutron: -u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		3.434E+09	3.562E+09	-3.596E+00	6.113E+09	6.158E+09	-7.383E-01
+u		2.452E+09	2.552E+09	-3.912E+00	4.268E+09	4.371E+09	-2.360E+00
+v		2.212E+09	2.244E+09	-1.457E+00	4.198E+09	4.221E+09	-5.437E-01
-x		7.744E+08	8.766E+08	-1.166E+01	5.925E+09	5.971E+09	-7.572E-01
-u		7.149E+08	7.871E+08	-9.167E+00	7.110E+09	7.119E+09	-1.184E-01
-v		9.313E+08	1.029E+09	-9.504E+00	7.202E+09	7.174E+09	3.943E-01

the flight direction of neutron: -v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
+x		8.068E+08	9.173E+08	-1.205E+01	6.101E+09	6.145E+09	-7.061E-01
+u		2.280E+09	2.351E+09	-2.998E+00	4.273E+09	4.317E+09	-1.028E+00
+v		2.361E+09	2.439E+09	-3.198E+00	4.166E+09	4.263E+09	-2.277E+00
-x		3.266E+09	3.431E+09	-4.828E+00	5.887E+09	5.924E+09	-6.217E-01
-u		8.959E+08	9.964E+08	-1.009E+01	7.060E+09	7.041E+09	2.795E-01
-v		7.344E+08	8.124E+08	-9.602E+00	7.193E+09	7.210E+09	-2.345E-01

intra-nodal scalar flux							
		4.296E+09	4.275E+09	4.992E-01	3.808E+10	3.815E+10	-1.880E-01
=====							

表4-3

ノード内での中性子の入射および放出の
手法間の差

ノード内に入射する中性子束

	case1			case2		
NG	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
1	4.750E+14	4.718E+14	6.607E-01	3.888E+14	3.880E+14	2.033E-01
2	2.308E+15	2.306E+15	9.050E-02	2.154E+15	2.152E+15	9.099E-02
3	1.114E+15	1.115E+15	-1.008E-01	1.232E+15	1.231E+15	8.102E-02
4	1.849E+14	1.865E+14	-8.595E-01	2.821E+14	2.819E+14	8.634E-02
5	2.199E+13	2.237E+13	-1.719E+00	4.220E+13	4.217E+13	7.242E-02
6	5.708E+10	5.898E+10	-3.230E+00	1.097E+11	1.099E+11	-2.076E-01

ノード内から出る中性子束

	case1			case2		
NG	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
1	3.348E+14	3.344E+14	1.173E-01	3.840E+14	3.841E+14	-1.677E-02
2	2.023E+15	2.021E+15	7.323E-02	2.171E+15	2.171E+15	-7.001E-03
3	9.924E+14	9.929E+14	-5.639E-02	1.243E+15	1.243E+15	-7.558E-04
4	1.410E+14	1.422E+14	-9.051E-01	2.842E+14	2.841E+14	1.707E-02
5	1.078E+13	1.116E+13	-3.411E+00	4.286E+13	4.287E+13	-8.887E-03
6	1.722E+10	1.868E+10	-7.816E+00	1.141E+11	1.142E+11	-9.326E-02

表4-4

ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

		energy= 1				
		case1			case2	
the flight direction of neutron: +x						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A	2.142E+13	2.113E+13	1.393E+00	2.129E+13	2.076E+13	2.542E+00
B	2.760E+13	2.917E+13	-5.389E+00	2.082E+13	2.102E+13	-9.936E-01
C	2.846E+13	2.963E+13	-3.932E+00	2.028E+13	1.960E+13	3.468E+00
D	2.530E+13	2.572E+13	-1.643E+00	2.084E+13	2.077E+13	3.336E-01
E	2.180E+13	2.374E+13	-8.163E+00	2.203E+13	2.153E+13	2.314E+00
F	1.848E+13	1.790E+13	3.213E+00	2.176E+13	2.180E+13	-1.592E-01

the flight direction of neutron: +u						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A	1.881E+13	1.782E+13	5.548E+00	2.169E+13	2.224E+13	-2.459E+00
B	2.001E+13	1.865E+13	7.265E+00	2.117E+13	2.092E+13	1.196E+00
C	2.295E+13	2.363E+13	-2.871E+00	2.090E+13	2.143E+13	-2.484E+00
D	2.307E+13	2.315E+13	-3.132E-01	2.223E+13	2.237E+13	-6.067E-01
E	2.273E+13	2.287E+13	-6.400E-01	2.338E+13	2.397E+13	-2.483E+00
F	2.154E+13	2.269E+13	-5.053E+00	2.303E+13	2.329E+13	-1.127E+00

the flight direction of neutron: +v						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A	2.377E+13	2.472E+13	-3.835E+00	2.187E+13	2.243E+13	-2.523E+00
B	2.027E+13	1.916E+13	5.812E+00	2.151E+13	2.152E+13	-3.067E-02
C	1.860E+13	1.767E+13	5.279E+00	2.140E+13	2.199E+13	-2.669E+00
D	2.132E+13	2.249E+13	-5.185E+00	2.274E+13	2.326E+13	-2.228E+00
E	2.288E+13	2.288E+13	2.097E-02	2.372E+13	2.436E+13	-2.607E+00
F	2.433E+13	2.483E+13	-2.032E+00	2.320E+13	2.359E+13	-1.654E+00

the flight direction of neutron: -x						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A	2.969E+13	3.134E+13	-5.258E+00	2.165E+13	2.128E+13	1.706E+00
B	2.843E+13	3.038E+13	-6.417E+00	2.155E+13	2.209E+13	-2.428E+00
C	2.144E+13	2.151E+13	-3.217E-01	2.134E+13	2.114E+13	9.205E-01
D	1.852E+13	1.820E+13	1.785E+00	2.182E+13	2.215E+13	-1.493E+00
E	2.243E+13	2.440E+13	-8.084E+00	2.269E+13	2.248E+13	9.092E-01
F	2.592E+13	2.636E+13	-1.686E+00	2.211E+13	2.229E+13	-8.041E-01

the flight direction of neutron: -u						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A	3.107E+13	3.319E+13	-6.376E+00	2.097E+13	2.087E+13	4.614E-01
B	3.034E+13	3.059E+13	-8.133E-01	1.991E+13	1.851E+13	7.533E+00
C	2.732E+13	2.968E+13	-7.945E+00	2.045E+13	2.049E+13	-1.772E-01
D	1.993E+13	2.088E+13	-4.516E+00	2.085E+13	2.060E+13	1.240E+00
E	1.928E+13	1.988E+13	-3.020E+00	2.165E+13	2.144E+13	9.896E-01
F	2.562E+13	2.867E+13	-1.065E+01	2.132E+13	2.106E+13	1.242E+00

the flight direction of neutron: -v						
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A	2.767E+13	2.975E+13	-6.997E+00	2.080E+13	2.056E+13	1.160E+00
B	2.984E+13	3.004E+13	-6.631E-01	1.959E+13	1.817E+13	7.788E+00
C	2.966E+13	3.132E+13	-5.304E+00	1.993E+13	1.954E+13	2.012E+00
D	2.452E+13	2.743E+13	-1.060E+01	2.032E+13	2.000E+13	1.593E+00
E	1.891E+13	1.930E+13	-1.998E+00	2.130E+13	2.083E+13	2.266E+00
F	2.013E+13	2.104E+13	-4.294E+00	2.115E+13	2.086E+13	1.358E+00

intra-nodal scalar flux						
	1.211E+14	1.204E+14	6.380E-01	1.281E+14	1.279E+14	1.001E-01
=====						

表4-4

ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

		energy= 2					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.197E+14	1.173E+14	2.073E+00	1.165E+14	1.137E+14	2.469E+00
B		1.296E+14	1.322E+14	-1.946E+00	1.091E+14	1.103E+14	-1.078E+00
C		1.341E+14	1.391E+14	-3.613E+00	1.117E+14	1.080E+14	3.391E+00
D		1.269E+14	1.290E+14	-1.649E+00	1.211E+14	1.213E+14	-1.541E-01
E		1.177E+14	1.218E+14	-3.321E+00	1.284E+14	1.256E+14	2.234E+00
F		1.133E+14	1.095E+14	3.448E+00	1.258E+14	1.268E+14	-7.750E-01

the flight direction of neutron: +u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.173E+14	1.127E+14	4.085E+00	1.215E+14	1.257E+14	-3.375E+00
B		1.178E+14	1.142E+14	3.116E+00	1.149E+14	1.165E+14	-1.448E+00
C		1.244E+14	1.247E+14	-2.117E-01	1.173E+14	1.214E+14	-3.421E+00
D		1.223E+14	1.237E+14	-1.127E+00	1.264E+14	1.274E+14	-7.828E-01
E		1.200E+14	1.205E+14	-3.975E-01	1.332E+14	1.369E+14	-2.692E+00
F		1.199E+14	1.203E+14	-3.789E-01	1.306E+14	1.323E+14	-1.328E+00

the flight direction of neutron: +v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.286E+14	1.290E+14	-3.132E-01	1.220E+14	1.264E+14	-3.425E+00
B		1.188E+14	1.165E+14	1.938E+00	1.160E+14	1.192E+14	-2.705E+00
C		1.150E+14	1.107E+14	3.891E+00	1.190E+14	1.234E+14	-3.569E+00
D		1.177E+14	1.193E+14	-1.306E+00	1.281E+14	1.314E+14	-2.497E+00
E		1.211E+14	1.216E+14	-4.760E-01	1.343E+14	1.382E+14	-2.786E+00
F		1.270E+14	1.298E+14	-2.162E+00	1.311E+14	1.337E+14	-1.888E+00

the flight direction of neutron: -x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.395E+14	1.465E+14	-4.751E+00	1.176E+14	1.157E+14	1.682E+00
B		1.321E+14	1.363E+14	-3.146E+00	1.114E+14	1.143E+14	-2.542E+00
C		1.185E+14	1.177E+14	6.310E-01	1.152E+14	1.141E+14	9.503E-01
D		1.121E+14	1.099E+14	2.015E+00	1.245E+14	1.272E+14	-2.124E+00
E		1.199E+14	1.253E+14	-4.320E+00	1.307E+14	1.296E+14	8.388E-01
F		1.315E+14	1.350E+14	-2.634E+00	1.270E+14	1.289E+14	-1.433E+00

the flight direction of neutron: -u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.395E+14	1.461E+14	-4.568E+00	1.120E+14	1.092E+14	2.537E+00
B		1.354E+14	1.378E+14	-1.691E+00	1.044E+14	9.789E+13	6.676E+00
C		1.286E+14	1.324E+14	-2.836E+00	1.090E+14	1.070E+14	1.858E+00
D		1.143E+14	1.152E+14	-7.603E-01	1.193E+14	1.151E+14	3.641E+00
E		1.128E+14	1.138E+14	-9.112E-01	1.260E+14	1.243E+14	1.383E+00
F		1.284E+14	1.347E+14	-4.698E+00	1.223E+14	1.181E+14	3.614E+00

the flight direction of neutron: -v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.311E+14	1.334E+14	-1.741E+00	1.115E+14	1.079E+14	3.275E+00
B		1.341E+14	1.361E+14	-1.523E+00	1.034E+14	9.668E+13	6.899E+00
C		1.343E+14	1.390E+14	-3.404E+00	1.073E+14	1.030E+14	4.166E+00
D		1.241E+14	1.301E+14	-4.637E+00	1.176E+14	1.131E+14	3.932E+00
E		1.118E+14	1.116E+14	1.604E-01	1.248E+14	1.216E+14	2.676E+00
F		1.164E+14	1.172E+14	-6.477E-01	1.218E+14	1.174E+14	3.706E+00

intra-nodal scalar flux							
		6.825E+14	6.806E+14	2.758E-01	7.220E+14	7.218E+14	3.463E-02
=====							

表4-4

ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

		energy= 3					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	5.828E+13	5.628E+13	3.566E+00	6.568E+13	6.381E+13	2.931E+00	
B	6.110E+13	6.198E+13	-1.411E+00	6.055E+13	6.149E+13	-1.518E+00	
C	6.379E+13	6.652E+13	-4.118E+00	6.313E+13	6.078E+13	3.861E+00	
D	6.194E+13	6.337E+13	-2.258E+00	7.055E+13	7.097E+13	-5.983E-01	
E	5.869E+13	5.995E+13	-2.087E+00	7.542E+13	7.356E+13	2.532E+00	
F	5.703E+13	5.462E+13	4.416E+00	7.319E+13	7.414E+13	-1.275E+00	

the flight direction of neutron: +u							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	5.838E+13	5.640E+13	3.518E+00	6.836E+13	7.174E+13	-4.711E+00	
B	5.728E+13	5.567E+13	2.889E+00	6.347E+13	6.507E+13	-2.468E+00	
C	6.071E+13	6.134E+13	-1.026E+00	6.600E+13	6.928E+13	-4.742E+00	
D	6.092E+13	6.231E+13	-2.231E+00	7.299E+13	7.385E+13	-1.161E+00	
E	6.066E+13	6.167E+13	-1.648E+00	7.762E+13	8.025E+13	-3.280E+00	
F	6.063E+13	6.065E+13	-4.352E-02	7.544E+13	7.680E+13	-1.778E+00	

the flight direction of neutron: +v							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	6.315E+13	6.384E+13	-1.077E+00	6.859E+13	7.202E+13	-4.758E+00	
B	5.767E+13	5.681E+13	1.524E+00	6.391E+13	6.643E+13	-3.792E+00	
C	5.681E+13	5.492E+13	3.443E+00	6.669E+13	7.012E+13	-4.891E+00	
D	5.879E+13	5.965E+13	-1.454E+00	7.370E+13	7.601E+13	-3.040E+00	
E	6.124E+13	6.253E+13	-2.059E+00	7.809E+13	8.081E+13	-3.371E+00	
F	6.394E+13	6.638E+13	-3.682E+00	7.567E+13	7.751E+13	-2.375E+00	

the flight direction of neutron: -x							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	6.662E+13	7.038E+13	-5.344E+00	6.612E+13	6.474E+13	2.137E+00	
B	6.199E+13	6.384E+13	-2.905E+00	6.141E+13	6.331E+13	-3.014E+00	
C	5.715E+13	5.614E+13	1.796E+00	6.446E+13	6.358E+13	1.379E+00	
D	5.577E+13	5.443E+13	2.462E+00	7.192E+13	7.389E+13	-2.664E+00	
E	5.978E+13	6.214E+13	-3.808E+00	7.635E+13	7.552E+13	1.097E+00	
F	6.503E+13	6.790E+13	-4.215E+00	7.365E+13	7.511E+13	-1.945E+00	

the flight direction of neutron: -u							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	6.604E+13	6.944E+13	-4.893E+00	6.339E+13	6.137E+13	3.305E+00	
B	6.391E+13	6.599E+13	-3.153E+00	5.855E+13	5.481E+13	6.807E+00	
C	6.087E+13	6.196E+13	-1.760E+00	6.155E+13	6.000E+13	2.586E+00	
D	5.611E+13	5.552E+13	1.067E+00	6.938E+13	6.615E+13	4.879E+00	
E	5.609E+13	5.579E+13	5.478E-01	7.409E+13	7.279E+13	1.788E+00	
F	6.256E+13	6.454E+13	-3.068E+00	7.132E+13	6.802E+13	4.846E+00	

the flight direction of neutron: -v							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	6.246E+13	6.273E+13	-4.428E-01	6.318E+13	6.072E+13	4.062E+00	
B	6.345E+13	6.543E+13	-3.033E+00	5.814E+13	5.434E+13	6.989E+00	
C	6.354E+13	6.599E+13	-3.704E+00	6.090E+13	5.802E+13	4.963E+00	
D	6.008E+13	6.222E+13	-3.444E+00	6.870E+13	6.535E+13	5.130E+00	
E	5.566E+13	5.455E+13	2.046E+00	7.363E+13	7.138E+13	3.149E+00	
F	5.775E+13	5.693E+13	1.440E+00	7.109E+13	6.776E+13	4.923E+00	

intra-nodal scalar flux							
	3.286E+14	3.279E+14	2.318E-01	4.138E+14	4.137E+14	1.740E-02	
=====							

表4-4

ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

		energy= 4					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	9.062E+12	8.012E+12	1.310E+01	1.488E+13	1.439E+13	3.439E+00	
B	1.007E+13	1.030E+13	-2.221E+00	1.357E+13	1.384E+13	-1.971E+00	
C	1.112E+13	1.251E+13	-1.110E+01	1.434E+13	1.373E+13	4.380E+00	
D	1.084E+13	1.193E+13	-9.153E+00	1.636E+13	1.652E+13	-9.872E-01	
E	9.808E+12	1.010E+13	-2.853E+00	1.757E+13	1.710E+13	2.766E+00	
F	8.941E+12	7.893E+12	1.328E+01	1.694E+13	1.723E+13	-1.687E+00	

the flight direction of neutron: +u							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	9.116E+12	8.191E+12	1.130E+01	1.534E+13	1.630E+13	-5.902E+00	
B	8.812E+12	7.933E+12	1.108E+01	1.404E+13	1.450E+13	-3.157E+00	
C	1.009E+13	1.040E+13	-3.002E+00	1.481E+13	1.574E+13	-5.910E+00	
D	1.075E+13	1.192E+13	-9.776E+00	1.674E+13	1.698E+13	-1.457E+00	
E	1.077E+13	1.181E+13	-8.848E+00	1.791E+13	1.862E+13	-3.802E+00	
F	1.023E+13	1.035E+13	-1.162E+00	1.729E+13	1.767E+13	-2.124E+00	

the flight direction of neutron: +v							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	1.054E+13	1.082E+13	-2.550E+00	1.537E+13	1.634E+13	-5.947E+00	
B	8.851E+12	8.087E+12	9.449E+00	1.410E+13	1.477E+13	-4.543E+00	
C	8.776E+12	7.896E+12	1.114E+01	1.491E+13	1.587E+13	-6.063E+00	
D	9.798E+12	1.008E+13	-2.842E+00	1.684E+13	1.744E+13	-3.457E+00	
E	1.085E+13	1.202E+13	-9.706E+00	1.798E+13	1.871E+13	-3.895E+00	
F	1.135E+13	1.271E+13	-1.071E+01	1.732E+13	1.781E+13	-2.752E+00	

the flight direction of neutron: -x							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	1.164E+13	1.327E+13	-1.226E+01	1.494E+13	1.456E+13	2.634E+00	
B	1.018E+13	1.061E+13	-4.050E+00	1.368E+13	1.418E+13	-3.496E+00	
C	8.774E+12	7.943E+12	1.047E+01	1.452E+13	1.426E+13	1.851E+00	
D	8.595E+12	7.785E+12	1.041E+01	1.655E+13	1.708E+13	-3.100E+00	
E	9.967E+12	1.052E+13	-5.279E+00	1.770E+13	1.748E+13	1.299E+00	
F	1.147E+13	1.299E+13	-1.169E+01	1.700E+13	1.741E+13	-2.363E+00	

the flight direction of neutron: -u							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	1.155E+13	1.312E+13	-1.198E+01	1.449E+13	1.394E+13	3.939E+00	
B	1.114E+13	1.251E+13	-1.095E+01	1.324E+13	1.230E+13	7.661E+00	
C	1.004E+13	1.030E+13	-2.460E+00	1.404E+13	1.361E+13	3.192E+00	
D	8.628E+12	7.924E+12	8.889E+00	1.616E+13	1.528E+13	5.730E+00	
E	8.662E+12	7.993E+12	8.368E+00	1.736E+13	1.703E+13	1.952E+00	
F	1.044E+13	1.085E+13	-3.842E+00	1.663E+13	1.574E+13	5.677E+00	

the flight direction of neutron: -v							
	case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]	
A	1.039E+13	1.048E+13	-9.070E-01	1.446E+13	1.381E+13	4.709E+00	
B	1.109E+13	1.244E+13	-1.091E+01	1.319E+13	1.223E+13	7.795E+00	
C	1.108E+13	1.244E+13	-1.093E+01	1.395E+13	1.321E+13	5.623E+00	
D	9.936E+12	1.047E+13	-5.071E+00	1.606E+13	1.516E+13	5.948E+00	
E	8.612E+12	7.789E+12	1.057E+01	1.729E+13	1.673E+13	3.373E+00	
F	9.012E+12	8.203E+12	9.856E+00	1.660E+13	1.570E+13	5.743E+00	

intra-nodal scalar flux							
	4.254E+13	4.234E+13	4.889E-01	9.483E+13	9.482E+13	8.962E-03	
=====							

表4-4

ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

		energy= 5					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		8.003E+11	5.854E+11	3.673E+01	2.181E+12	2.097E+12	4.026E+00
B		1.047E+12	1.158E+12	-9.547E+00	1.930E+12	1.975E+12	-2.270E+00
C		1.385E+12	1.671E+12	-1.715E+01	2.097E+12	1.998E+12	4.995E+00
D		1.442E+12	1.711E+12	-1.570E+01	2.503E+12	2.538E+12	-1.360E+00
E		1.174E+12	1.291E+12	-9.003E+00	2.722E+12	2.641E+12	3.080E+00
F		8.704E+11	6.385E+11	3.632E+01	2.598E+12	2.653E+12	-2.094E+00

the flight direction of neutron: +u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		8.410E+11	6.536E+11	2.866E+01	2.303E+12	2.491E+12	-7.547E+00
B		7.536E+11	5.977E+11	2.609E+01	2.052E+12	2.154E+12	-4.744E+00
C		1.153E+12	1.304E+12	-1.157E+01	2.221E+12	2.402E+12	-7.528E+00
D		1.433E+12	1.712E+12	-1.629E+01	2.590E+12	2.641E+12	-1.915E+00
E		1.446E+12	1.695E+12	-1.470E+01	2.798E+12	2.924E+12	-4.298E+00
F		1.231E+12	1.333E+12	-7.607E+00	2.680E+12	2.752E+12	-2.622E+00

the flight direction of neutron: +v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.216E+12	1.366E+12	-1.098E+01	2.309E+12	2.499E+12	-7.596E+00
B		7.586E+11	6.123E+11	2.391E+01	2.063E+12	2.197E+12	-6.116E+00
C		8.026E+11	6.264E+11	2.813E+01	2.240E+12	2.427E+12	-7.701E+00
D		1.171E+12	1.293E+12	-9.484E+00	2.611E+12	2.719E+12	-3.972E+00
E		1.464E+12	1.738E+12	-1.578E+01	2.811E+12	2.941E+12	-4.404E+00
F		1.529E+12	1.838E+12	-1.681E+01	2.687E+12	2.777E+12	-3.252E+00

the flight direction of neutron: -x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.459E+12	1.778E+12	-1.793E+01	2.193E+12	2.124E+12	3.213E+00
B		1.067E+12	1.204E+12	-1.143E+01	1.951E+12	2.029E+12	-3.853E+00
C		7.706E+11	5.828E+11	3.223E+01	2.132E+12	2.082E+12	2.414E+00
D		8.281E+11	6.319E+11	3.105E+01	2.542E+12	2.635E+12	-3.524E+00
E		1.207E+12	1.361E+12	-1.137E+01	2.748E+12	2.706E+12	1.575E+00
F		1.539E+12	1.876E+12	-1.798E+01	2.610E+12	2.685E+12	-2.775E+00

the flight direction of neutron: -u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.392E+12	1.665E+12	-1.638E+01	2.074E+12	1.957E+12	5.998E+00
B		1.288E+12	1.544E+12	-1.657E+01	1.848E+12	1.693E+12	9.133E+00
C		1.059E+12	1.128E+12	-6.177E+00	2.010E+12	1.910E+12	5.236E+00
D		8.212E+11	6.077E+11	3.513E+01	2.446E+12	2.273E+12	7.614E+00
E		8.426E+11	6.460E+11	3.043E+01	2.667E+12	2.599E+12	2.613E+00
F		1.235E+12	1.327E+12	-6.897E+00	2.519E+12	2.342E+12	7.575E+00

the flight direction of neutron: -v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.098E+12	1.152E+12	-4.683E+00	2.069E+12	1.938E+12	6.770E+00
B		1.279E+12	1.535E+12	-1.662E+01	1.839E+12	1.683E+12	9.234E+00
C		1.329E+12	1.575E+12	-1.561E+01	1.994E+12	1.852E+12	7.694E+00
D		1.166E+12	1.276E+12	-8.623E+00	2.427E+12	2.250E+12	7.867E+00
E		8.354E+11	6.254E+11	3.357E+01	2.654E+12	2.550E+12	4.089E+00
F		8.674E+11	6.319E+11	3.726E+01	2.513E+12	2.335E+12	7.646E+00

intra-nodal scalar flux							
		3.147E+12	3.124E+12	7.603E-01	1.429E+13	1.430E+13	-1.889E-02
=====							

表4-4

ノード内での中性子飛行方向毎の手法間の差

		energy= 6					
		case1			case2		
the flight direction of neutron: +x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.488E+09	7.787E+08	9.103E+01	5.421E+09	5.225E+09	3.744E+00
B		2.132E+09	2.617E+09	-1.855E+01	4.463E+09	4.552E+09	-1.969E+00
C		3.629E+09	4.680E+09	-2.246E+01	5.212E+09	4.980E+09	4.644E+00
D		4.426E+09	5.620E+09	-2.125E+01	6.908E+09	7.044E+09	-1.933E+00
E		3.394E+09	3.891E+09	-1.276E+01	7.667E+09	7.420E+09	3.328E+00
F		2.149E+09	1.038E+09	1.070E+02	7.167E+09	7.362E+09	-2.650E+00

the flight direction of neutron: +u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		1.804E+09	1.029E+09	7.542E+01	5.970E+09	6.708E+09	-1.100E+01
B		1.298E+09	8.485E+08	5.303E+01	4.966E+09	5.472E+09	-9.251E+00
C		3.000E+09	3.760E+09	-2.020E+01	5.759E+09	6.468E+09	-1.097E+01
D		4.478E+09	5.773E+09	-2.243E+01	7.206E+09	7.431E+09	-3.030E+00
E		4.574E+09	5.675E+09	-1.940E+01	7.926E+09	8.362E+09	-5.216E+00
F		3.588E+09	4.071E+09	-1.186E+01	7.458E+09	7.749E+09	-3.765E+00

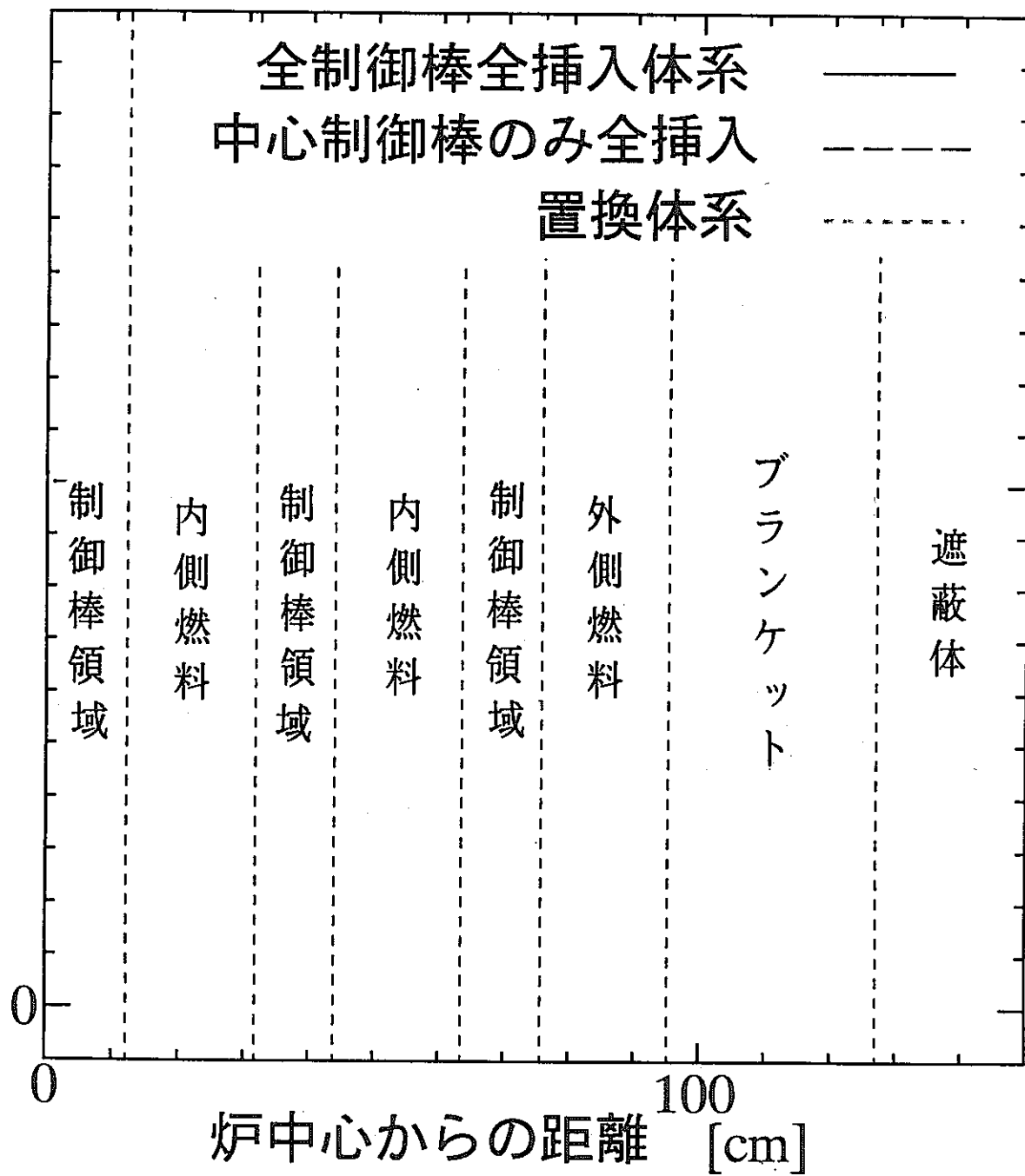
the flight direction of neutron: +v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		3.183E+09	3.944E+09	-1.928E+01	5.984E+09	6.727E+09	-1.103E+01
B		1.301E+09	8.692E+08	4.971E+01	4.987E+09	5.583E+09	-1.067E+01
C		1.708E+09	9.829E+08	7.377E+01	5.803E+09	6.529E+09	-1.112E+01
D		3.393E+09	3.932E+09	-1.372E+01	7.257E+09	7.650E+09	-5.136E+00
E		4.636E+09	5.839E+09	-2.062E+01	7.960E+09	8.408E+09	-5.328E+00
F		4.783E+09	6.143E+09	-2.214E+01	7.473E+09	7.817E+09	-4.399E+00

the flight direction of neutron: -x							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		3.848E+09	4.992E+09	-2.291E+01	5.448E+09	5.290E+09	2.986E+00
B		2.178E+09	2.771E+09	-2.139E+01	4.501E+09	4.695E+09	-4.125E+00
C		1.425E+09	7.761E+08	8.360E+01	5.295E+09	5.179E+09	2.242E+00
D		2.015E+09	1.026E+09	9.634E+01	7.000E+09	7.299E+09	-4.092E+00
E		3.507E+09	4.126E+09	-1.499E+01	7.732E+09	7.593E+09	1.827E+00
F		4.728E+09	6.144E+09	-2.305E+01	7.196E+09	7.444E+09	-3.331E+00

the flight direction of neutron: -u							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		3.257E+09	3.860E+09	-1.563E+01	4.896E+09	4.342E+09	1.277E+01
B		2.905E+09	3.649E+09	-2.040E+01	4.195E+09	3.863E+09	8.595E+00
C		2.128E+09	2.244E+09	-5.170E+00	4.741E+09	4.221E+09	1.232E+01
D		1.950E+09	8.766E+08	1.224E+02	6.656E+09	5.971E+09	1.148E+01
E		2.068E+09	1.029E+09	1.010E+02	7.455E+09	7.174E+09	3.912E+00
F		3.384E+09	3.562E+09	-5.001E+00	6.859E+09	6.158E+09	1.138E+01

the flight direction of neutron: -v							
		case1-1	case1-2	case1[%]	case2-1	case2-2	case2[%]
A		2.222E+09	2.351E+09	-5.482E+00	4.888E+09	4.317E+09	1.322E+01
B		2.899E+09	3.716E+09	-2.197E+01	4.185E+09	3.895E+09	7.426E+00
C		3.102E+09	3.690E+09	-1.593E+01	4.714E+09	4.142E+09	1.381E+01
D		3.176E+09	3.431E+09	-7.439E+00	6.612E+09	5.924E+09	1.161E+01
E		2.050E+09	9.964E+08	1.058E+02	7.423E+09	7.041E+09	5.437E+00
F		2.084E+09	9.173E+08	1.272E+02	6.846E+09	6.145E+09	1.141E+01

intra-nodal scalar flux							
		4.296E+09	4.275E+09	4.992E-01	3.808E+10	3.815E+10	-1.880E-01
=====							



[x10¹⁴]

中性子束

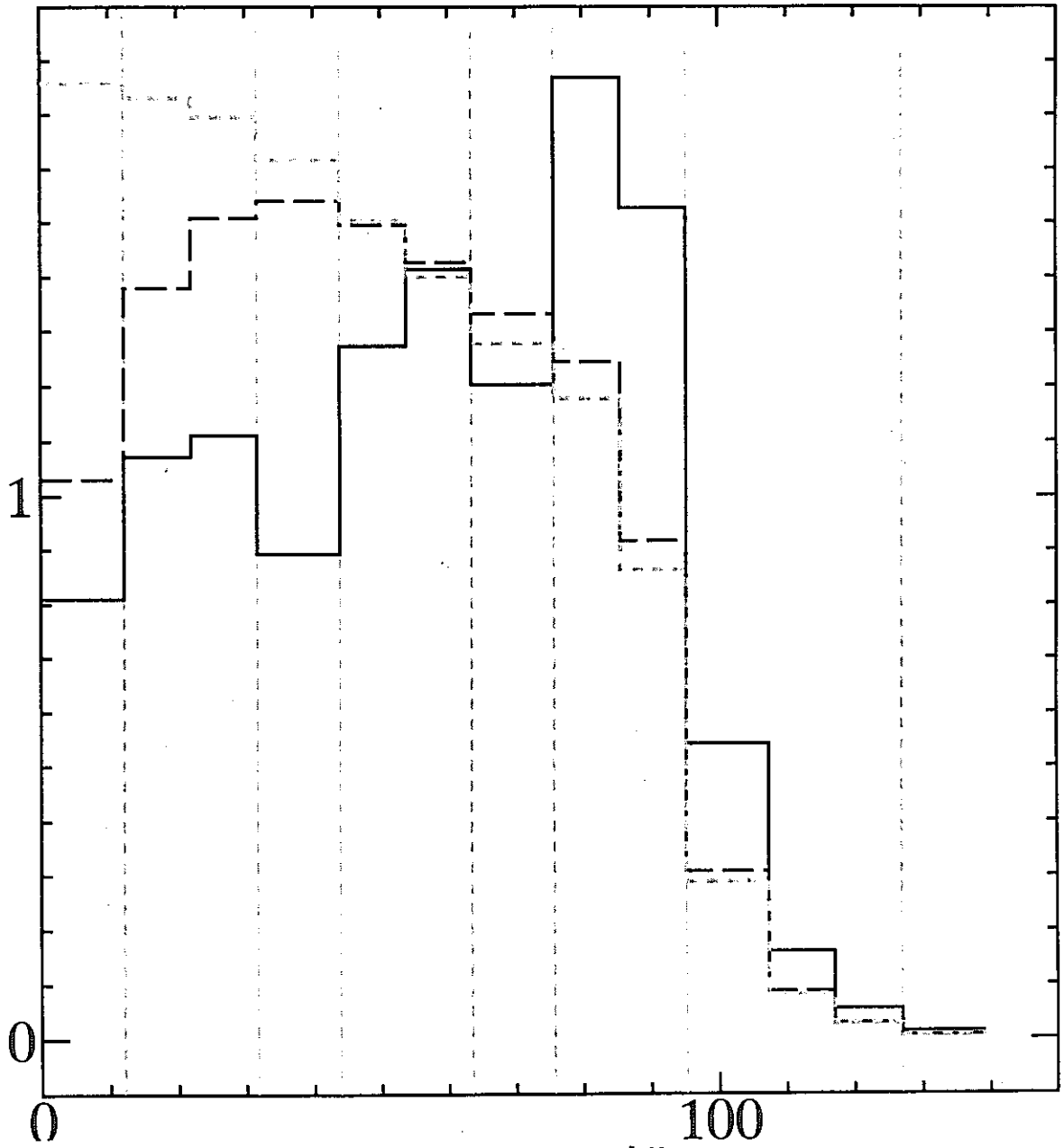


図4-1 炉中心からの距離 [cm]
中性子束分布 [軸方向 第1群] 手法2

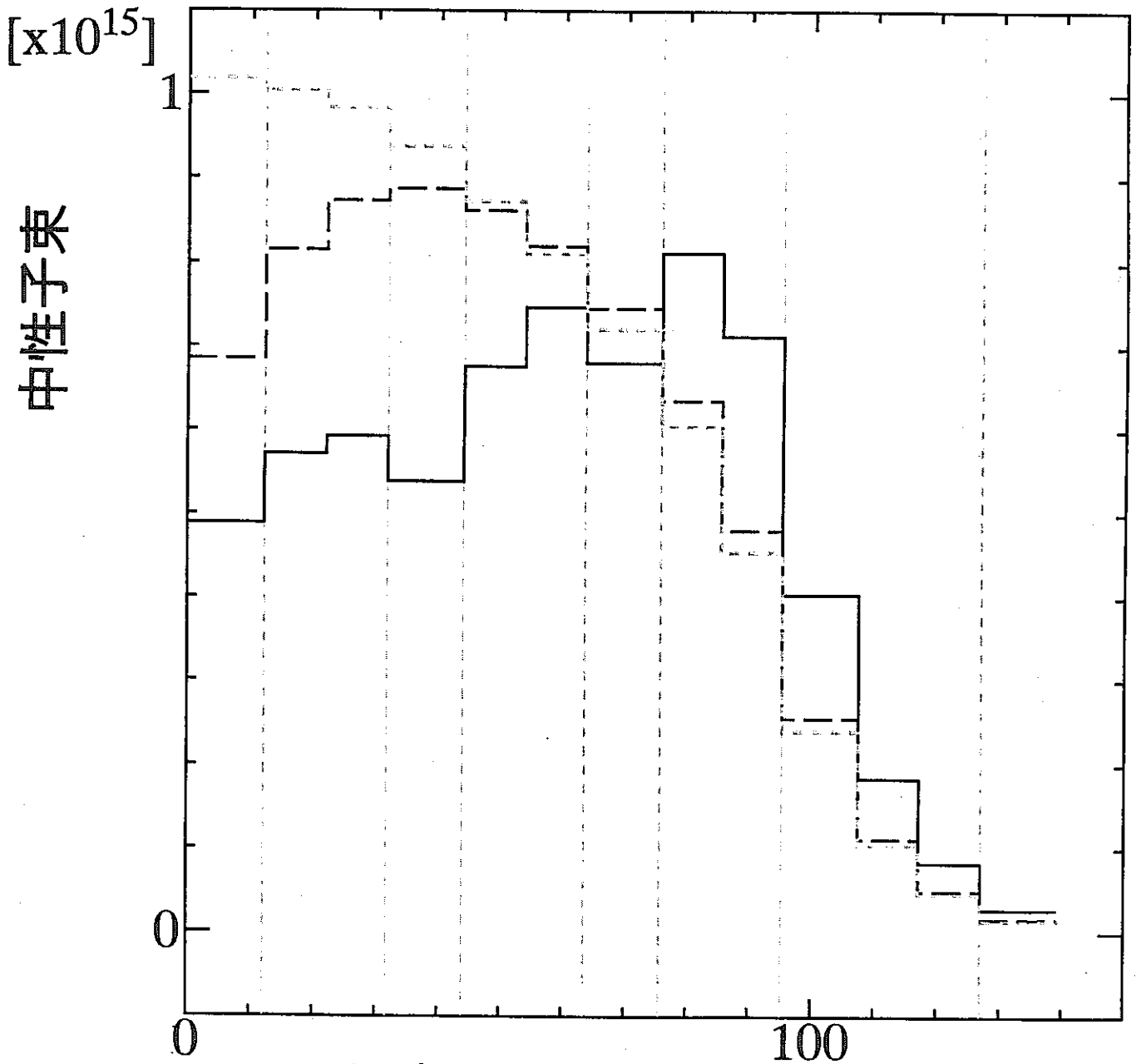


図4-1 炉中心からの距離 [cm]
 中性子束分布 [軸方向 第2群] 手法2

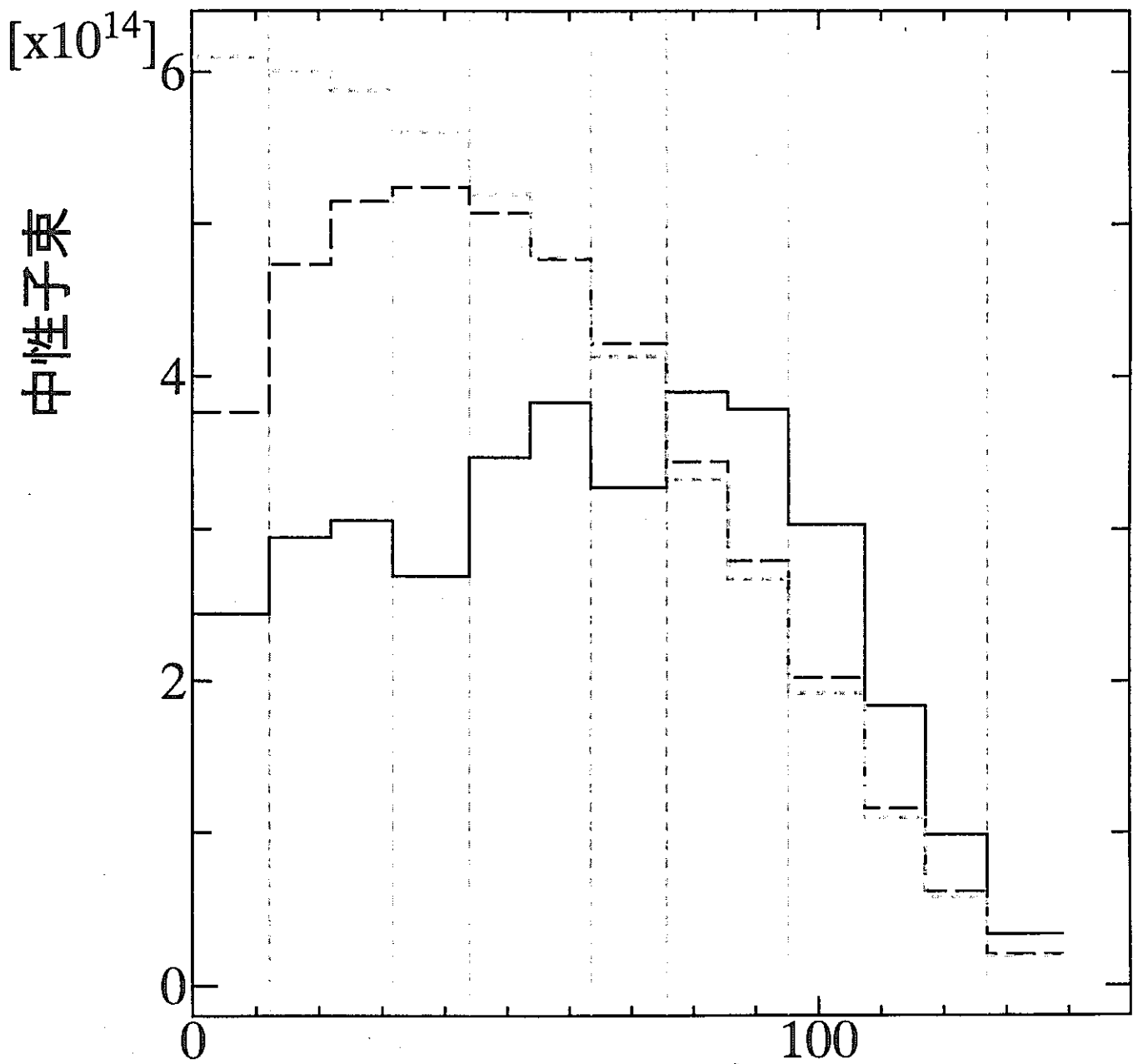


図4-1 炉中心からの距離 [cm]
 中性子束分布 [軸方向 第3群] 手法2

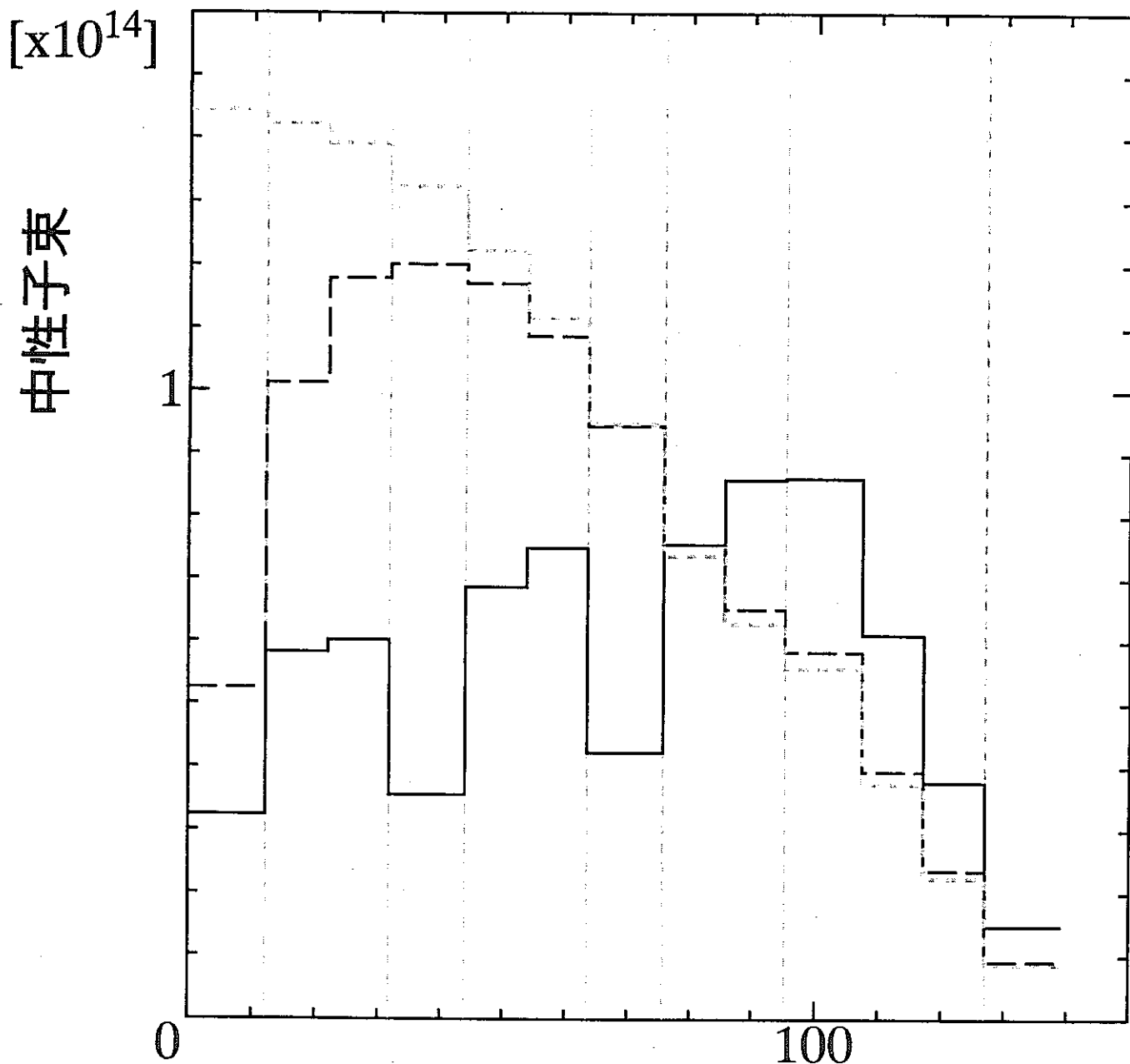


図4-1 炉中心からの距離 [cm]
 中性子束分布 [軸方向 第4群] 手法2

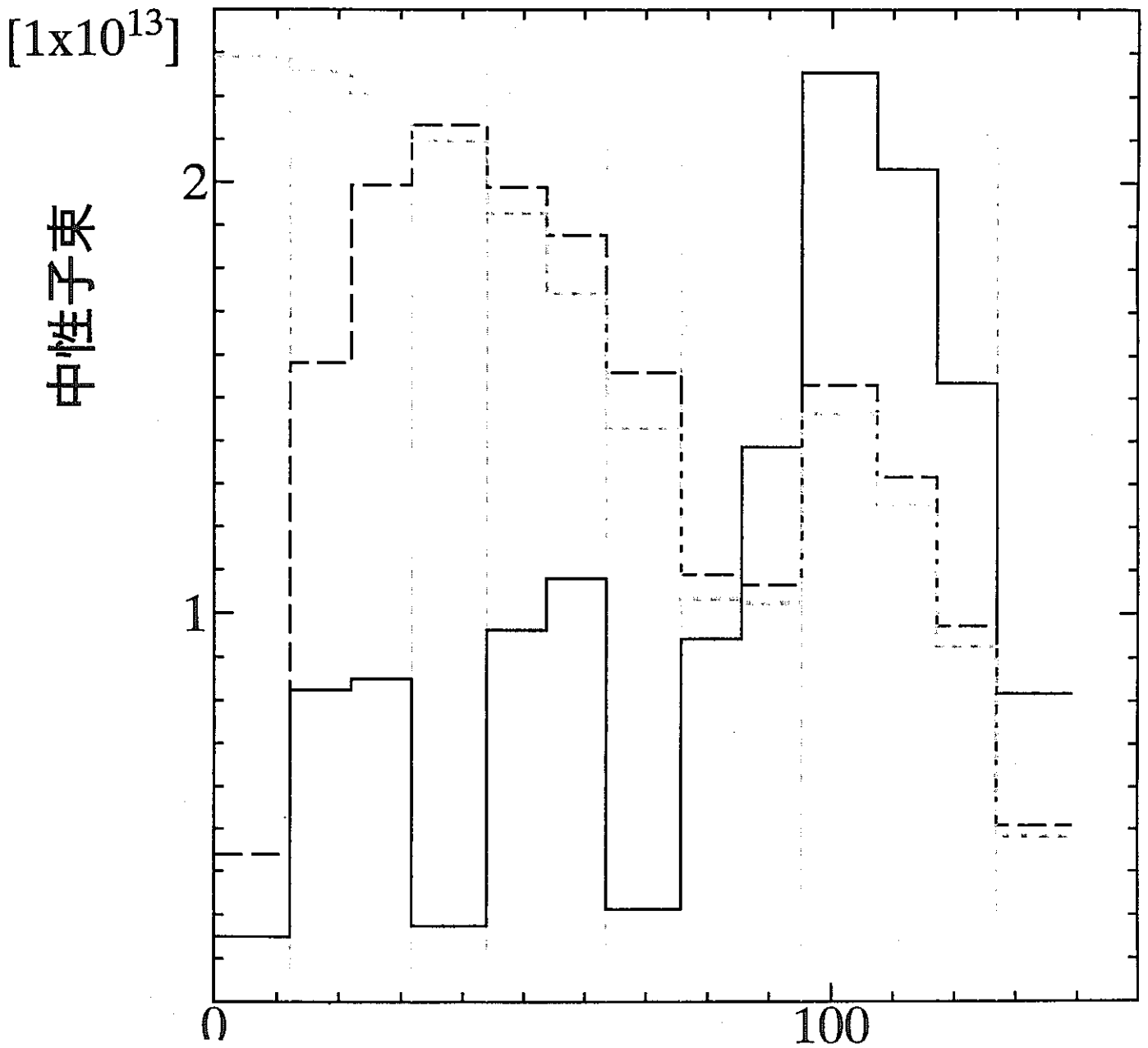


図4-1 炉中心からの距離 [cm]
 中性子束分布 [軸方向 第5群] 手法2

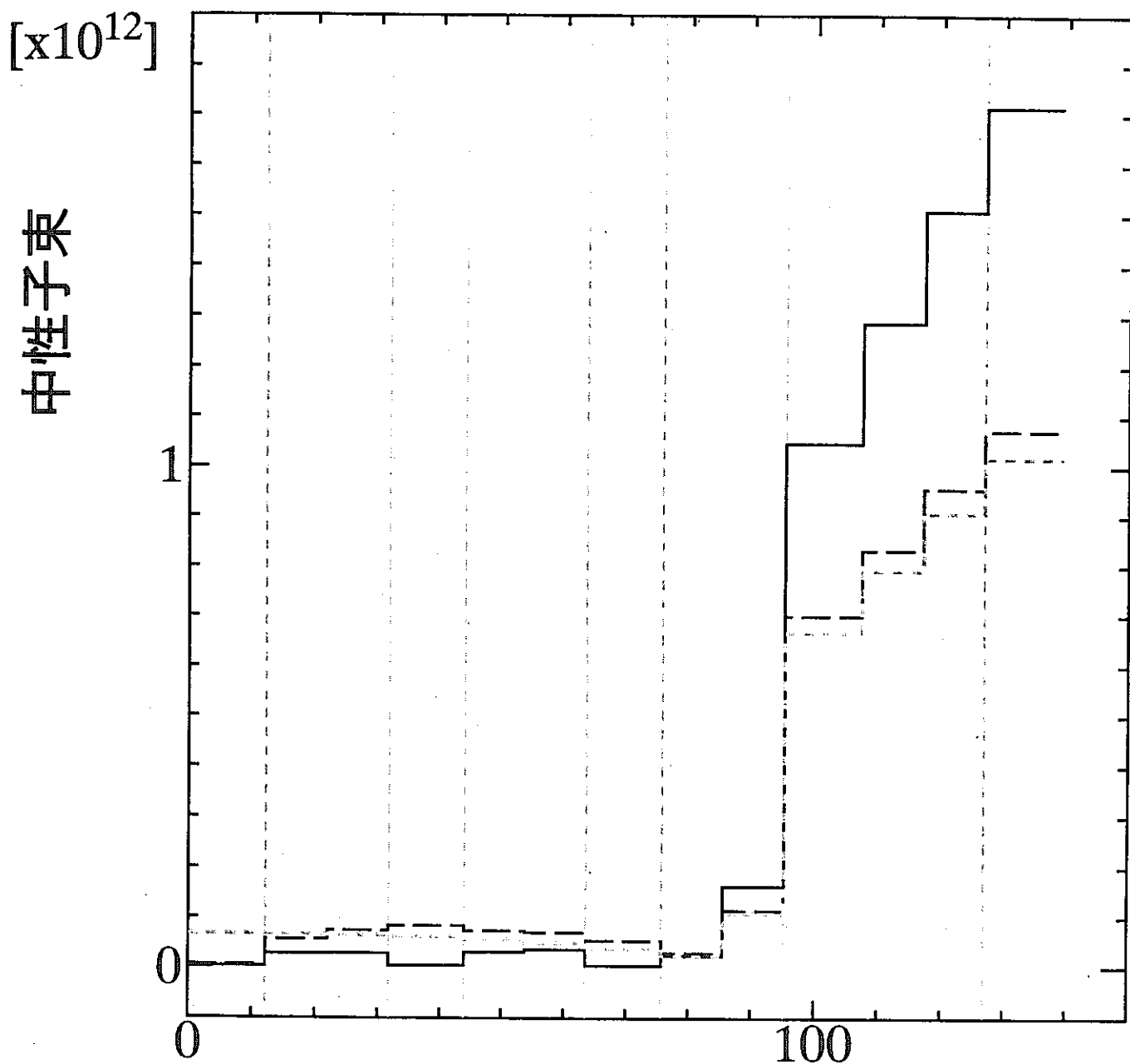


図4-1 炉中心からの距離 [cm]
 中性子束分布 [軸方向 第6群] 手法2

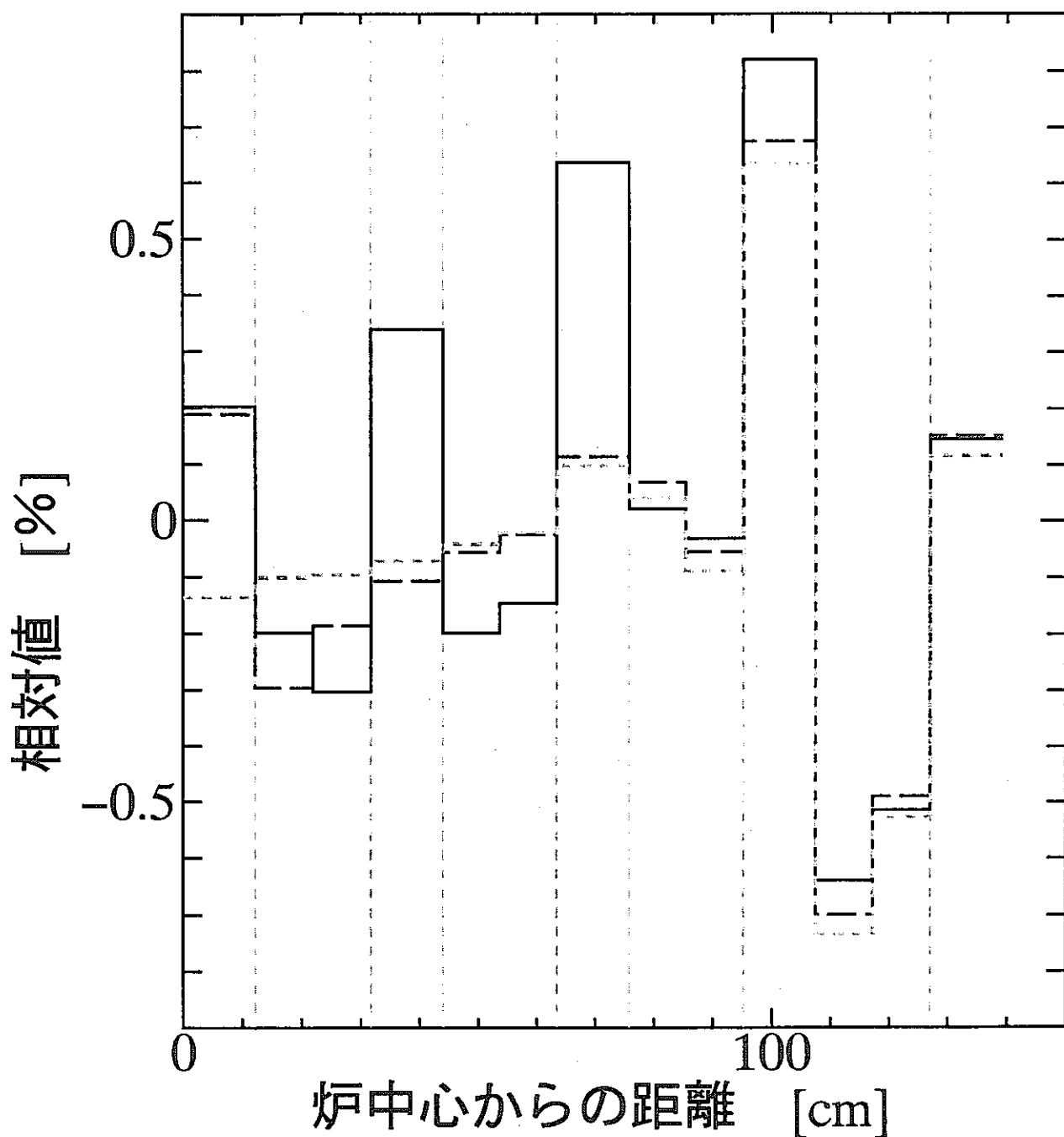


図4-2 中性子束評価の差
 ({手法1 - 手法2} / 手法2, 第1群)

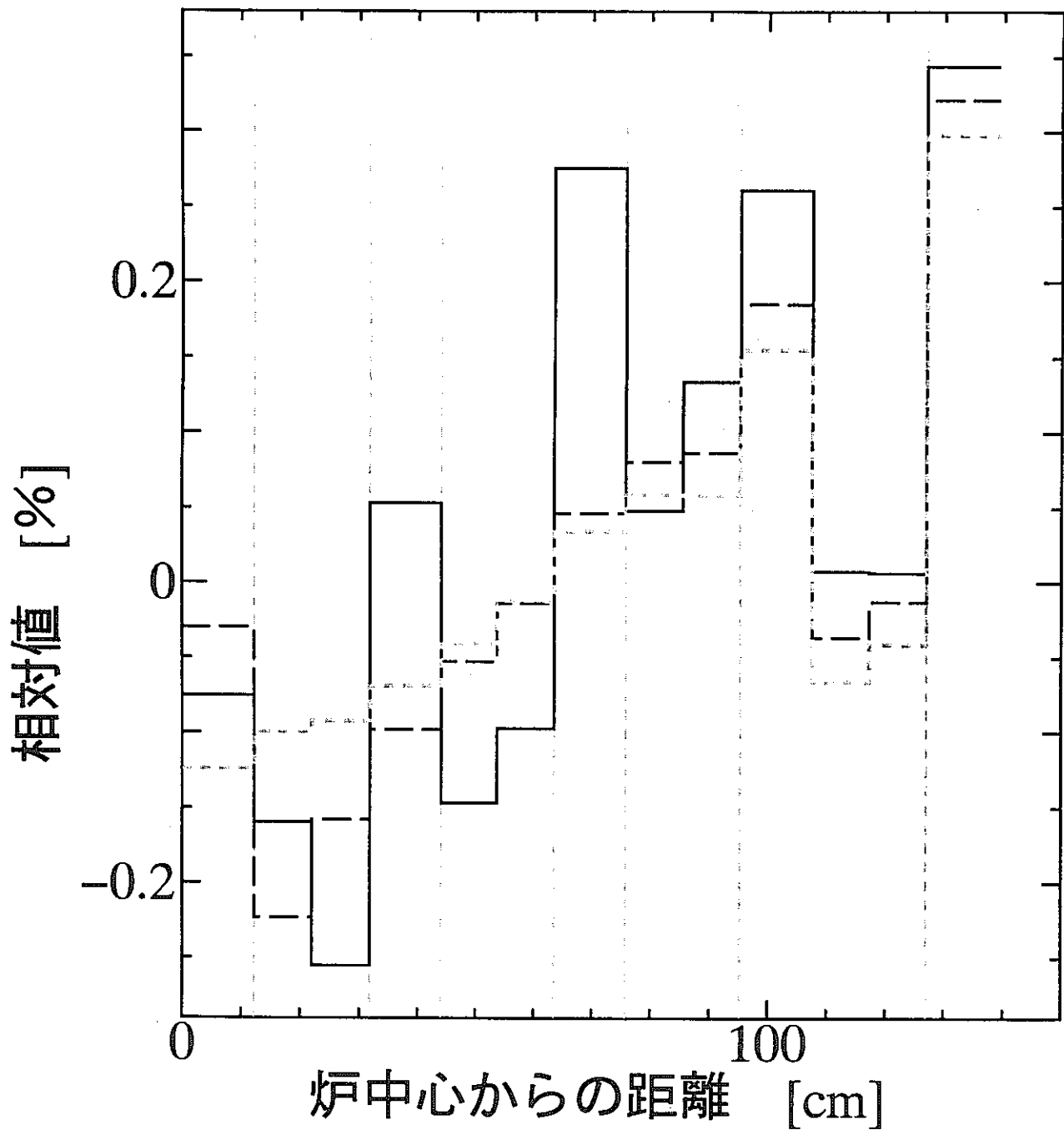


図4 - 2 中性子束評価の差
 ({手法1 - 手法2} / 手法2, 第2群)

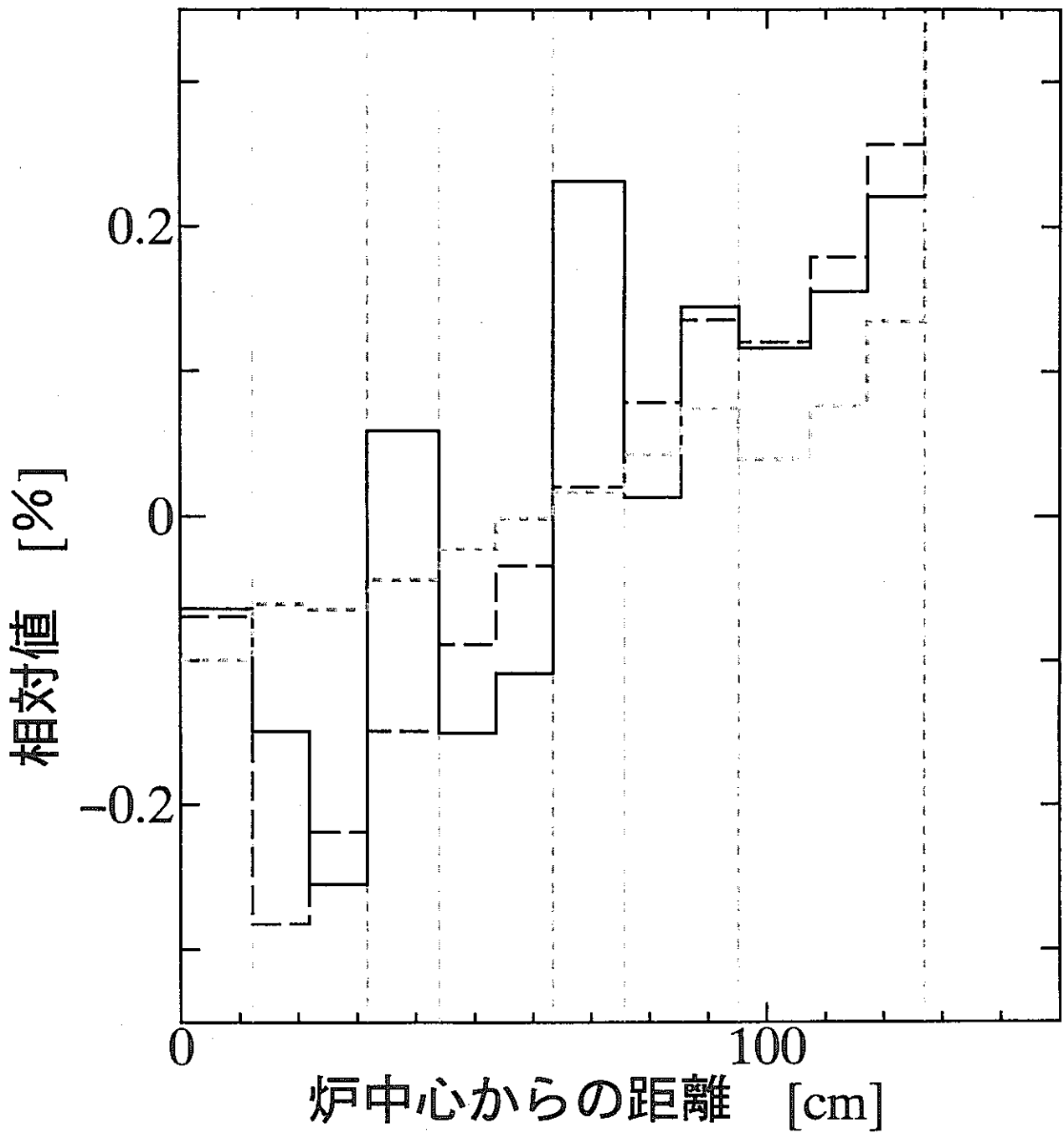


図4-2 中性子束評価の差
 (手法1 - 手法2) / 手法2, 第3群)

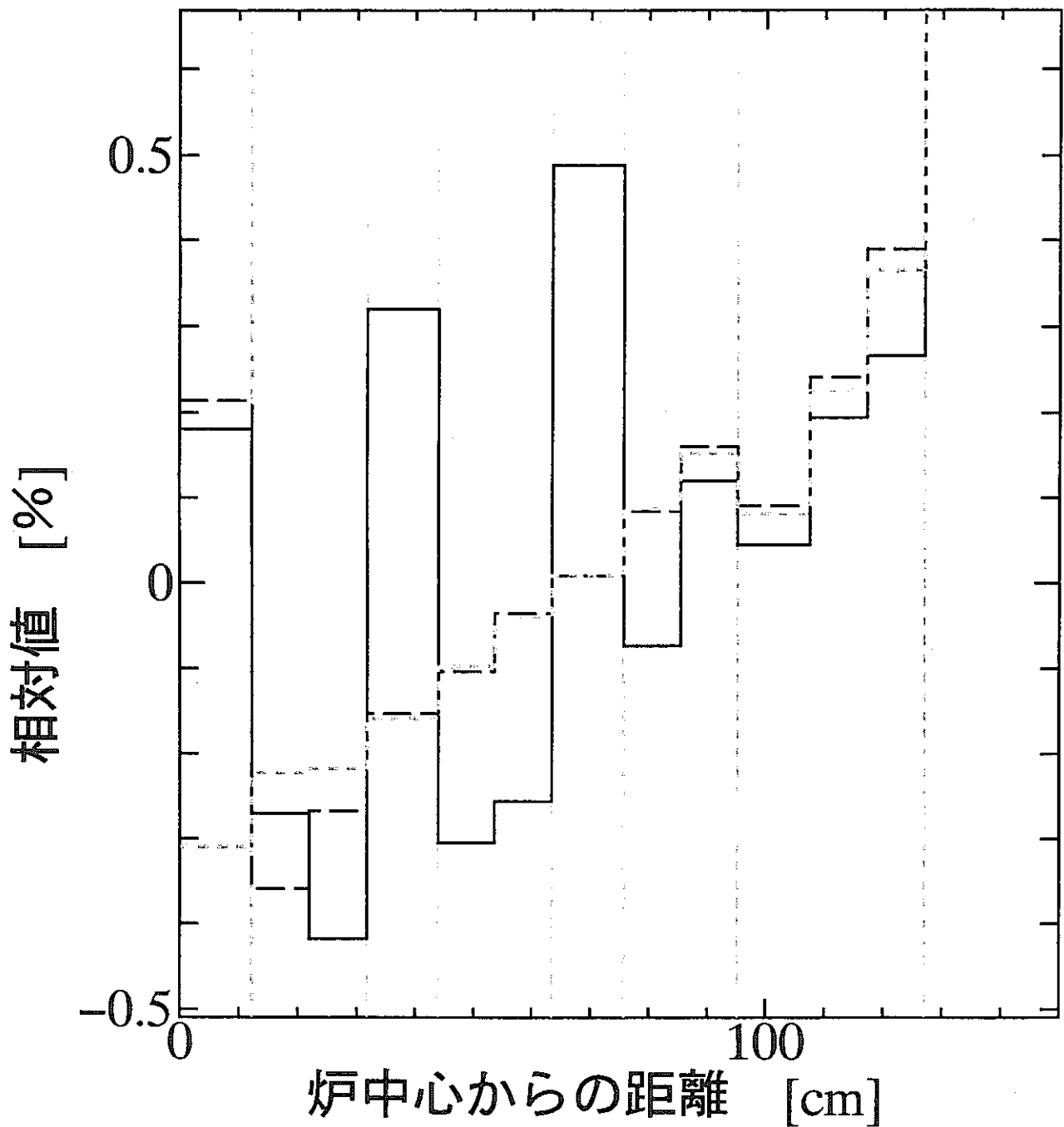


図4-2 中性子束評価の差
 ($\{\text{手法1} - \text{手法2}\} / \text{手法2}$, 第4群)

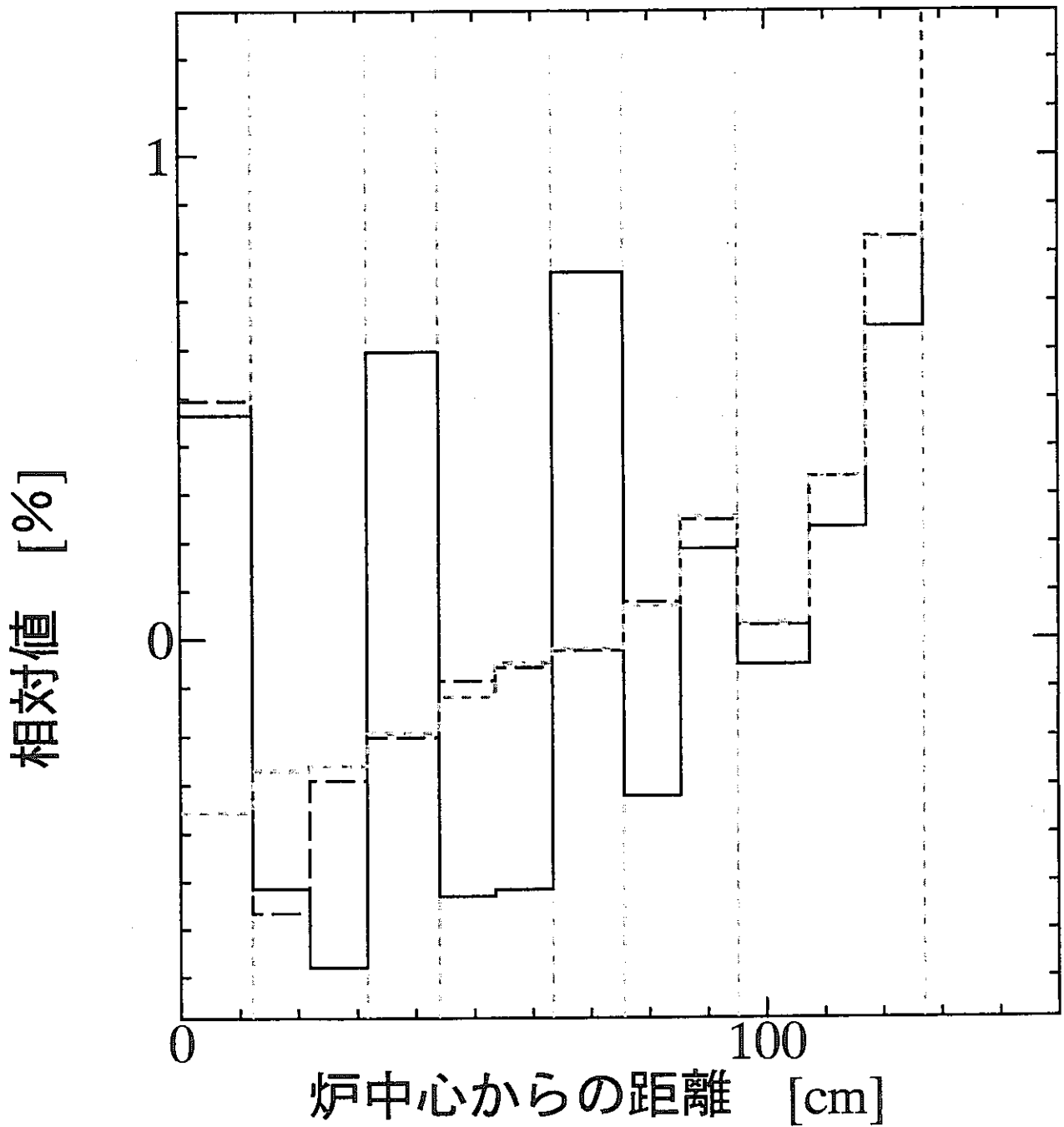
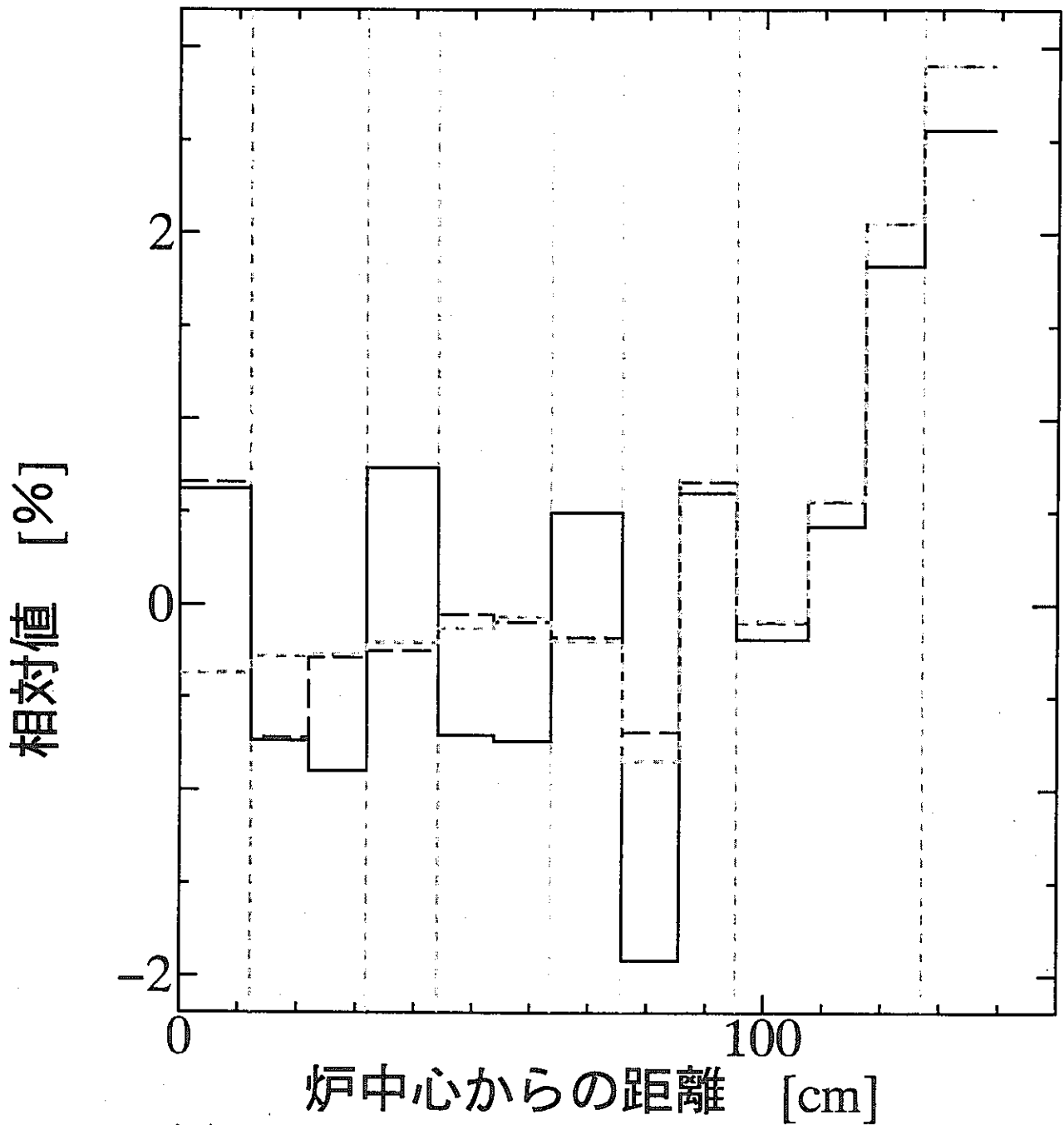


図4-2 中性子束評価の差
 (手法1 - 手法2) / 手法2, 第5群)



炉中心からの距離 [cm]
 図 4 - 2 中性子束評価の差
 ({手法 1 - 手法 2} / 手法 2, 第 6 群)

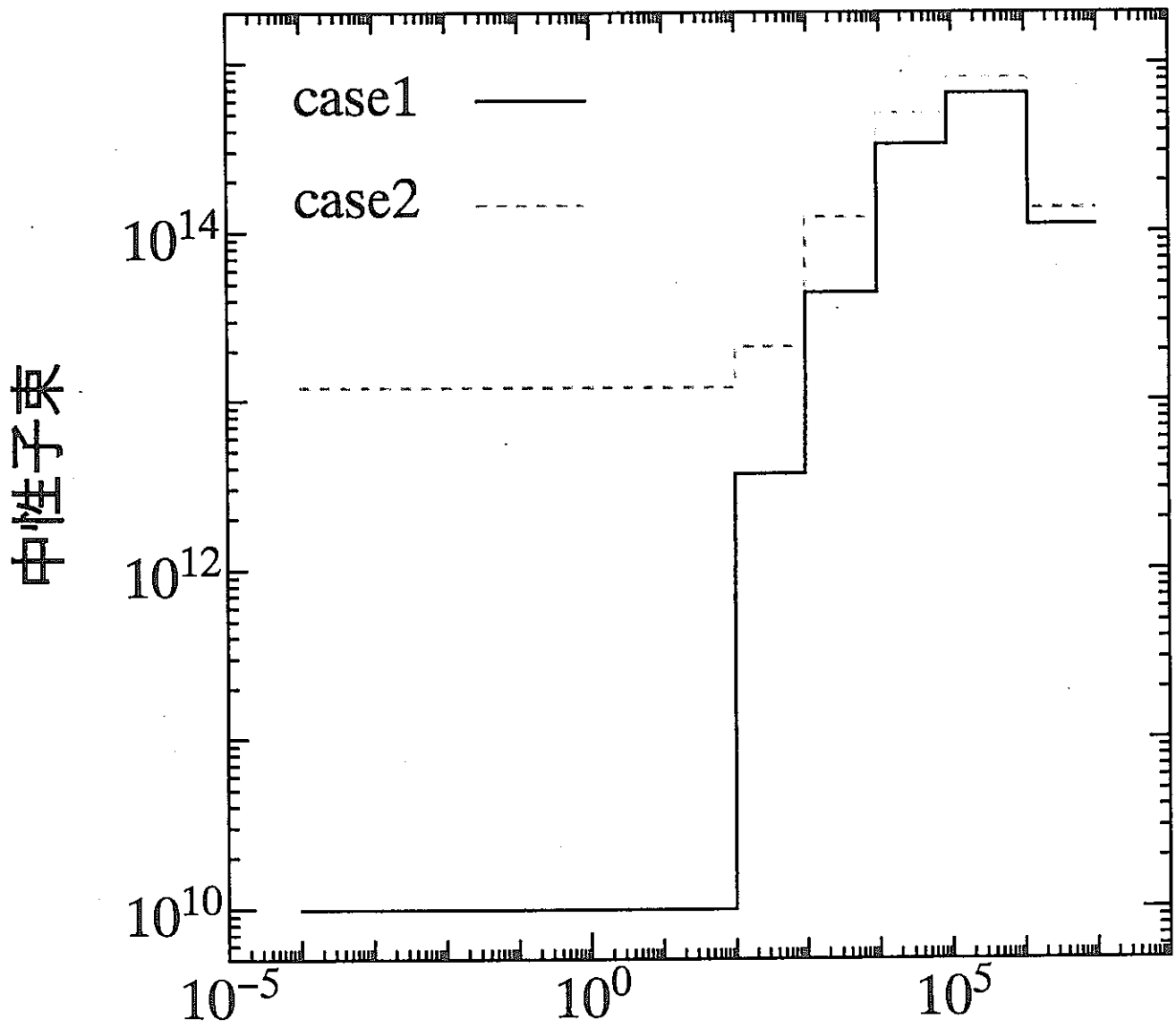
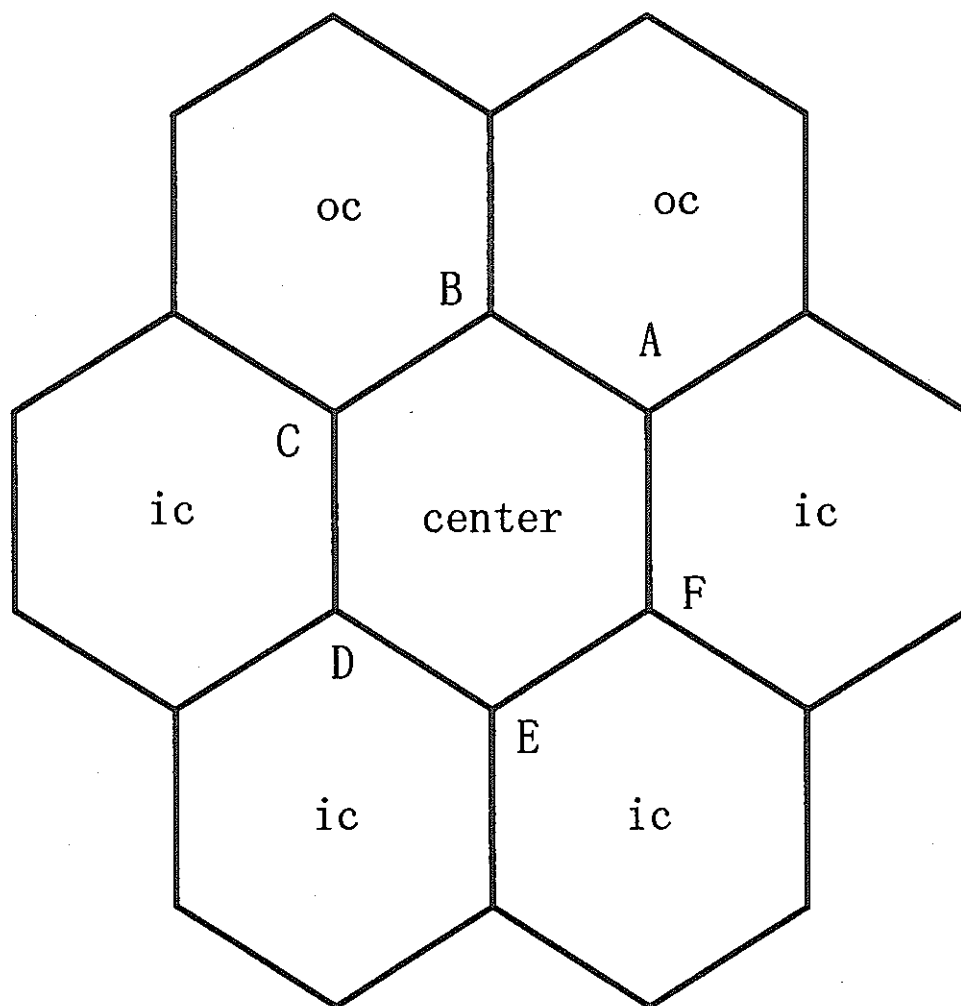
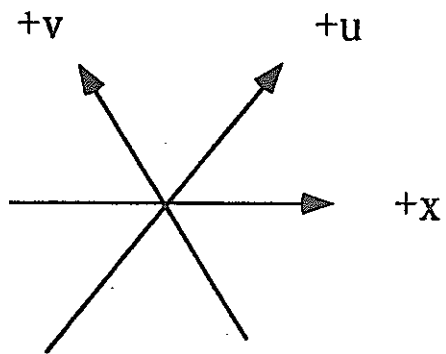


図 4 - 3 エネルギー [ev]
制御棒領域における中性子スペクトル



case1: center=吸収体
 case2: center=内側燃料

図4-4

制御棒とその周りのノードの概略図

第5章 まとめ

本研究では、実機体系炉心「もんじゅ」において、「NSHEX」コードによる高速炉の炉心計算を行い、非均質性の強い領域における中性子束分布を正確に求めることを目的としてきた。「NSHEX」における横方向もれの評価方法を2つとりあげ、各領域における中性子束分布をそれぞれもとめ、手法間の違いを比較してきた。

実効増倍率においては手法間に大きな差は認められず、制御棒領域を燃料で置き換えた体系よりも、全制御棒全挿入した体系の方が差は大きくなる傾向があったが、その差も小さく今回取り上げた横方向もれの2つの手法の違いは炉心全体に大きな影響を与えるものではなかった。

中性子束分布をみると、制御棒領域を燃料で置換した体系は炉中心で最大値をとり、1～4群では炉心の外側に行くほどなめらかに中性子束が減少している。それに対して制御棒の挿入された体系では、吸収体のあるノードに於て中性子束が急激に小さくなり、中性子束分布が大きく歪んでいることが分かった。又、ブランケットにおいても置換された体系と違って制御棒の挿入された体系では、各群において中性子量が炉中心側の燃料領域よりも大きくなっている。ブランケット内での中性子束分布は、炉心外側になるにつれどの体系も減少するが、置換体系と比べて制御棒の挿入された体系の方がその割合が大きかった。

中性子束分布における手法間の差は、全群通じて制御棒領域で制御棒の挿入された体系の方が置換体系の手法間の差より大きく、非均質性の強い領域で大きくなることが分かった。又いずれの場合においても制御棒の挿入された体系では手法1の方が、手法2よりノード内の中性子束を大きく評価する傾向にあり、ノード内からのもれを小さく評価していることが推定できる。ブランケットにおいて、第1、2群では外側燃料と接しているノードで手法1が手法2よりノード内の中性子束を大きく評価し、それより外側では逆に小さく評価している。第3～6群ではいずれも手法1が手法2よりノード内の中性子束を大きく評価している傾向であった。制御棒領域の時とは異なり、どのエネルギー群においても置換された体系より制御棒の挿入された体系の方が手法間の差が大きいとは言えず、4～6群では置換された体系の方が、手法間の差が大きいという傾向を示した。しかし2、3群といった中性子束の絶対量が大きい中性子束に対する手法間の差より4、5、6群の方が手法間の差は大きく、絶対量が小さい為に手法間の差が炉心全体に大きな影響を及ぼさなかったと考えられる。

制御棒領域における或るひとつのノードに注目した時の横方向もれ（0次モーメント）の手法間の差は、そのノードが周囲のノードと均質性が高いときより、吸収体のように周囲のノードとの非均質性が強い時の方が手法間の差は大きかった。また頂点中性子束の評価における手法間の差は0次モーメントの横方向もれより大きかったが、2、3群では手法間の差に一定の特徴が見られず、比較的低エネルギーの5、6群では非均質性の強いノードの方が手法間の差が大きかった。どちらも2、3群といった高速炉において中性子量の大きいエネルギー群よりも5、6群といった余り量的に大きくないエネルギー群において手法間の差が

比較的大きかったので炉心全体に大きな影響をあたえることはなかったと言える。

今回の研究では、ベンチマーク体系において手法2の方がモンテカルロ計算の結果により一致しているという報告から手法2をより正確な手法と考えてきたが、もんじゅ体系においてモンテカルロ計算による炉心計算は行われておらず、課題としてモンテカルロ計算による検証計算をおこなう必要がある。