

PNCT J2605 88-001

# 大型炉特性解析法の研究(IV)

(受託研究)

1988年3月



大阪大学工学部

P N C T J 2 6 0 5 8 8 - 0 0 1

1 9 8 8 年 3 月

大型炉特性解析法の研究 (IV) +

竹田 敏一\*

宇根崎 博信\*

栗坂 健一\*

佐久間 啓臣\*

下田 雅之\*

伊藤 登\*

久語 輝彦\*

青木 繁明\*

宇都 成昭\*

田中 元成\*

要旨

本報告書は次の7部から構成されている。

第一部： 臨界集合体および実機炉心の格子均質化

第二部： 多次元ノード拡散計算法

第三部： ディカップリング計算法

第四部： 過渡特性評価法の研究

第五部： 2領域炉心の結合度評価

第六部： 中速スペクトル炉の計算法の研究

第七部： 金属燃料炉心の核特性研究

## 第一部

輸送摂動論による格子均質化法を基本として様々な格子均質化法を比較検討した。中性子ストリーミングの異方性を取り扱えるように、異方性拡散係数の決定方法も導出した。単一無限格子系においては、吸収、生成断面積及び自群を除く散乱遷移行列は中性子束重みによる均質断面積となり、異方性拡散係数はBenoistの拡散係数に一致した。スーパー格子系に対しては、群断面積は中性子束重みによるものと異なり、一次元平板体系において異方性拡散係数は統一拡散係数と異なることが示された。数値解析の結果、ナトリウムフォロワー、制御棒格子と燃料格子間の干渉効果大きいことがわかった。また、ブランケットと燃料格子の干渉効果は中性子束の干渉効果を考慮するだけで十分であることがわかった。さらに、ZPPR-10A, 10D, 13A炉心について本方法の炉心核特性量に対する影響を調べ、中性子束重みの断面積を用いた場合に比べ実効増倍率がそれぞれ+0.04, +0.05, -0.03%dk/kk'変化することがわかった。

## 第二部

解析的ノード法、解析的多項式ノード法は、考えている1方向以外を積分し1次元の拡散方程式に直し、ノード内の中性子束の分布を考慮して、解析的に解いている。そのため有限差分法と比べて少ない分割数で高精度の解が得られる。また、固有值移動という加速法を用いた。この加速法で、計算を行うと加速なしの場合に比べて1/3の計算時間になった。2次元2群の数値計算を行い有限差分法比較すると同精度の解が得られるときの計算時間は、解析的ノード法で有限差分法の約1/60、解析的多項式ノード法で約1/10になった。また、中性子束の記憶容量は前の方法で約1/225、後の方法で1/14になった。この結果より、2群においては解析的ノード法は非常に優れた方法であることがわかる。しかし多群化は困難である。解析的多項式ノード法は、解析的ノード法と比べると見劣りするが、それでも約1/10の計算時間と有限差分法に比べてかなり速く、そのうえ多群化も容易である。

### 第三部

摂動によるフラックス・ティルトを摂動前の中性子束の空間高調波の寄与の大きさで解析する。このためまず、空間高調波および固有値を、固有値の原点移動によって求める方式を開発した。次に、この方式を用い1次元平板体系エネルギー1群で空間高調波および固有値間隔を求め、制御棒挿入によるフラックス・ティルトを計算した。この結果、炉心が大きくなると固有値間隔が小さくなるためにフラックス・ティルトが大きくなることがわかった。また、プランケットを入れる位置によって固有値間隔の変化の仕方が異なることがわかった。すなわち、プランケットを空間高調波のピークに入れるとその空間高調波の固有値間隔が大きくなり、空間高調波が0付近に入れると、その空間高調波の固有値間隔が小さくなることがわかった。

### 第四部

高速炉過渡特性に対する粗メッシュ誤差について評価する。米国A N Lで開発された二次元動特性コードF X 2 - T Hを用い、500 M W e級のLMFBRモデルにおいて中心制御棒引き抜き・挿入による反応度付加時の反応度及び出力密度分布に対する粗メッシュ誤差について検討した。その結果、反応度に対する粗メッシュ誤差は約10%、出力密度分布に対する誤差は炉心部で-2%、軸プランケット部で-6%程度であることがわかった。また粗メッシュ誤差の時間依存性は小さいが、付加反応度を約0.8\$とした場合には粗メッシュ計算で得られた反応度時間変化が詳細メッシュ計算でのものと異なったため、最大反応度到達時に約11%あった粗メッシュによる反応度誤差が0.5秒後に約13%に増加することがわかった。

### 第五部

2領域炉心の中性子相互干渉効果を考えたモデルとしてR. Averyの結合係数があるが、①多群での取り扱いをしていない②領域での中性子束分布を詳細に取り扱っていない等の問題があり、これらの点を検討した。まず、拡散理論を

用いて中性子束分布を考慮した臨界条件を導出したが、これには結合係数の概念が入っていない。そこで、衝突確率法を用いた。1群の衝突確率法を用いた場合、Averyと同様の中性子相互干渉効果を示す因子を含む臨界条件式が得られた。また、2群の衝突確率法を用いた場合、スペクトル効果を含む相互干渉効果の式を導出する事ができた。これらの臨界条件を用いて数値実験を行ない、2領域炉心を構成する各単一炉心の実効増倍率と炉心間の結合係数について調べた。その結果、1群の衝突確率法を用いた場合、炉の特性を示す結合係数とこの臨界条件より予測された実効増倍率は各単一炉心で計算された実効増倍率に近い値が得られた。また、2群の衝突確率法に対しては結合係数のスペクトル効果の検討が今後さらに必要である。

## 第六部

稠密度の高い中速スペクトルを持つ炉心において、拡散係数の計算手法の違いが、核特性計算値に与える影響を評価した。まず、一次の非等方性散乱の取扱方法の違い（Consistent P1 近似とInconsistent P1 近似）による拡散係数への影響および核特性計算値に与える影響を評価し、その結果、実効増倍率に対し 0.7%  $dk/kk'$  程度の差を生じさせることができた。つぎに、拡散係数の縮約について検討した。縮約法として中性子流重みで縮約した輸送断面積の逆数を用いるべきであることを示し、その他の縮約法と比較検討した。その結果、中性子流重みで縮約した輸送断面積の逆数を用いる方法と中性子束重みで拡散係数を縮約する方法は Inconsistent P1 近似で 10 群程度、 Consistent P1 近似で 25 群程度のエネルギー群数をとると十分であり、中性子束重みで縮約した輸送断面積を用いる方法は適当でないことが確かめられた。

## 第七部

最近注目を集めている金属燃料を酸化物燃料用の電気出力 1000 MW 級の大型炉心及び電気出力 280 MW 級の小型炉心に用いた場合の核特性を求め、酸化物燃料炉心の核特性と比較し、金属燃料炉心の特徴を調べた。金属燃料炉心は、

酸化物燃料炉心に比べ燃焼反応度損失や増殖比などでは優れた特性を示した。特に金属燃料大型炉心では燃焼期間1年の場合燃焼反応度損失は $0.8\% \delta k/kk'$ となり酸化物燃料炉心の $3.5\% \delta k/kk'$ より小さくなり、燃焼期間を2年とした場合でも $2.9\% \delta k/kk'$ となりまだ小さくなつた。また、スミア密度の変化は核特性に大きな変化を与えるが、今後更にスミア密度が60%程度に小さくなつても酸化物燃料と同程度の増殖性能が得られることがわかつた。逆に、スミア密度が十分に高くとれば、制御棒の負担をかなり減らせるであろう。金属燃料大型炉心では、高速中性子照射量は30%、ナトリウムボイド反応度約2.5倍それぞれ大きくなり、ドップラー係数は30%小さくなつたが、小型炉心を用いることにより、酸化物燃料炉心との差は高速中性子照射量では10%、ナトリウムボイド反応度は33%とかなり軽減できることもわかつた。また、大型炉心ではピン径を6.5mmにした場合は酸化物燃料炉心と同程度の燃焼特性を保ちながら、プルトニウムインペントリーを20%減らせることがわかつた。

\* 本報告書は、大阪大学工学部が動力炉・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

PNCT J2605 88-001

March 1988

Study on Analysis Method for FBR Cores (IV)<sup>\*</sup>

Toshikazu Takeda \*\*  
Hironobu Unesaki \*\*  
Ken-ichi Kurisaka \*\*  
Hiroomi Sakuma \*\*  
Masayuki Simoda \*\*  
Noboru Ito \*\*  
Teruhiko Kugo \*\*  
Shigeaki Aoki \*\*  
Nariaki Uto \*\*  
Motonari Tanaka \*\*

Abstract

This report is composed of the following seven parts.

- (I) Cell homogenization method for critical assemblies and power reactors
- (II) Study on multi-dimensional nodal diffusion method
- (III) Study on neutronic decoupling calculational method
- (IV) Study on transient analysis method
- (V) Evaluation of coupling in two-region core
- (VI) Study on analysis methods of intermediate spectrum core
- (VII) Study on nuclear characteristics of metal-fueled fast reactors

## Part I

Cell homogenization method based on transport perturbation theory has been compared with various methods, and an explicit formula has been confirmed for the determination of anisotropic coefficient which is used for evaluating the anisotropy of neutron streaming. For infinite uniform lattices, the cell-averaged absorption, production cross sections and scattering matrix without self-scattering are reduced to the flux-weighted ones, and the anisotropic diffusion coefficient correspond to that derived by Benoist. For a super-cell, the cross sections differed from the flux-weighted ones, and the anisotropic diffusion coefficient did not correspond to the unified one for 1-D slab lattices. Computational analysis showed that the interference effect between CRP or CR and fuel cells were both remarkable, while the interference effect between blanket and fuel cells could be estimated by considering only the flux interference effect. Furthermore, present method has been applied to the analysis of ZPPR-10A, 10D and 13A in order to investigate the effect on core parameters. The difference between  $k_{eff}$  obtained from present and flux-weighted method was found to be +0.04, +0.05 and -0.03%dk/kk', respectively.

## Part II

Diffusion calculation codes using analytic and analytic polynomial nodal methods have been developed. These methods are based on the 1-dimensional (1-D) equations obtained by the transverse integration procedure. And the 1-D equations are solved analytically. Results obtained in 2-group 2-D calculations on the

simple light water reactor indicates that, since  $k_{\text{eff}}$  and flux distribution are estimated as accurate as those from the finite difference calculation with 10~20 times mesh points in each direction, the computing time is reduced by a factor of  $\sim 60$  and the memories are reduced by a factor of  $\sim 200$ .

### Part III

Flux tilt caused by perturbation is analysed by using the contribution of harmonic mode before perturbation to the perturbed flux. A new method based on eigenvalue shifting is developed for eigenvalue and harmonic mode calculation. Eigenvalue separations and harmonic modes are calculated in a one-dimensional model in one-group in order to obtain then flux tilt due to control rod insertion. It was found that an increase in core geometry decreases the eigenvalue separation, which increases the flux tilt. Furthermore, it was found that the degree of eigenvalue separation depends on the blanket location; blanket located at the peak of harmonic mode increases the eigenvalue separation of the mode, while blanket located at the zero-node of harmonic mode decreases the eigenvalue separation of the mode.

### Part IV

A study on kinetics analysis method of LMFBR core has been carried out using the 2-D kinetics code FX2-TH. Coarse mesh errors on reactivity and power density distribution of a 500MWe class core under transient due to control rod withdrawal and insertion has been evaluated. Coarse mesh error on reactivity was found to be about -12 %, while coarse mesh error on power density

distribution was found to be about -2 % and -6 % for core and axial blanket regions adjacent to the control rod, respectively. Time dependence of the coarse mesh errors was found to be small. However, for a reactivity insertion of 0.8\$, coarse and fine mesh calculation gave different reactivity time response which increased the coarse mesh reactivity error from 11% to 13% within 0.5sec. after the maximum reactivity was obtained.

## Part V

Coupling coefficient proposed by R. Avery has been introduced to take the neutron interaction effect into account in evaluating the critical condition of a two-region core. Avery's formula, however, has two problems: no multi-group and no treatment detailed treatment of region-wise flux distribution. Taking these problems into account, a new theory for determining the critical condition and coupling coefficient has been derived.

Critical condition taking the detailed flux distribution into account has been derived based on diffusion theory. Since no concept of coupling coefficient has been included in this formula, collision probability theory has been utilized to derive the formula of critical condition.

Based on one-group collision probability method, a critical condition similar to that of Avery incorporating the neutron interference has been derived. Two-group collision probability method was utilized to treat interference involving the spectrum effect.

Computational analyses was carried out in a two-region core using the critical conditions to evaluate the  $k_{eff}$  for each core

region and coupling coefficient. It was found that one-group collision probability gives similar  $k_{eff}$  and coupling factors to those obtained from each single core. Further investigation is required for the evaluation of spectrum effect on coupling coefficient obtained from two-group collision probability theory.

## Part VI

Effects of calculational methods of diffusion coefficients upon core parameters have been evaluated in the tight-pitch core with intermediate spectrum. First, we have evaluated the effect of difference between treatments of P1 component of scattering matrix (i.e. Inconsistent and Consistent P1 approximation) upon diffusion coefficients and core parameters, which appeared to be about  $0.7\%dk/kk'$  on  $k_{eff}$ . Next, we have investigated collapsing methods of diffusion coefficient. We have showed that the current-weighted transport cross section should be used, and compared it with the other methods. It has been found that the current-weighted transport cross section and the flux-weighted diffusion coefficient reproduced reference (i.e. 107 groups calculational values) when energy groups were more than 10 groups for Inconsistent P1 approximation or more than 25 groups for Consistent P1 approximation, and the flux-weighted transport cross section didn't reproduced reference.

## Part VII

Neutronic performances between metal- and oxide-fueled core have been compared in 1000MWe and 280MWe fast reactor. It was

found that both the large and the small metal core have smaller burnup reactivity swing and larger breeding ratio than the oxide cores. It was also found that the large metal core with two-year fuel cycle has a smaller burnup reactivity swing of  $2.9\%dk/kk'$  than the large oxide core. The effect of smear density change on neutronic performances was found to be large.

It was found that fast neutron fluence of metal cores was larger than that of oxide cores by 30 and 10% for large and small cores, respectively. Sodium void reactivity of metal core was found to be larger than that of oxide cores by 150 and 33% for large and small cores, respectively.

The metal core with fuel pin of 6.5mm diameter has breeding performances comparable with those of oxide core with fuel pin of 7.4mm diameter. Furthermore, compared with the oxide core with 7.4mm diameter, 20% smaller Pu fissile inventory could be achieved by the metal core with fuel pin of 6.5mm.

\* This work was carried out under construction between the Power Reactor and Nuclear Development Corporation and Osaka University

\*\* Faculty of Engineering, Department of Nuclear Engineering, Osaka University

## 第 I 部

臨界集合体および実機炉心の格子均質化

## 目次

### 第1章 序論

### 第2章 輸送摂動論に基づく格子均質化法

- 2. 1 輸送摂動論、及びそれに基づく格子均質化法
- 2. 2 異方性拡散係数の決定及びその理論的応用

### 第3章 数値解析による格子均質化手法の比較

- 3. 1 計算方法及び格子モデル
- 3. 2 数値解析結果
  - 3. 2. 1 燃料格子と制御棒フォロワー格子との干渉効果
  - 3. 2. 2 燃料格子と制御棒格子との干渉効果
  - 3. 2. 3 燃料格子とブランケット格子との干渉効果
  - 3. 2. 4 異方拡散係数

### 第4章 炉心核特性量に対する格子系の反応度保存効果

- 4. 1 JUPITER実験の概要
- 4. 2 計算体系及び計算方法
  - 4. 2. 1 計算方法
  - 4. 2. 2 基準計算及び格子系の反応度保存効果補正
  - 4. 3 実効増倍率に対する格子系の反応度保存効果

### 第5章 結論

## List of Tables

- Table 3. 1 Energy Group Structure of 7 Groups
- Table 3. 2 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CRP Model
- Table 3. 3 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CRP Model
- Table 3. 4 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CRP Model
- Table 3. 5 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CRP Model
- Table 3. 6 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CR Model
- Table 3. 7 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CR Model
- Table 3. 8 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CR Model
- Table 3. 9 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CR Model
- Table 3.10 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + CRP Model
- Table 3.11 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + CRP Model
- Table 3.12 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model
- Table 3.13 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model

- Table 3.14 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + SCF + IB + Half IB Model
- Table 3.15 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + SCF + IB + Half IB Model
- Table 3.16 Reaction Rate Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in Zppr-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model
- Table 3.17  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + CRP Model
- Table 3.18  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + SCF + CRP Model
- Table 3.19  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + CR Model
- Table 3.20  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + SCF + CR Model
- Table 3.21  $K_{inf}$  in ZPPR-10 DCF + DCF + CRP Model
- Table 3.22  $K_{inf}$  in ZPPR-10 DCF + DCF + IB + Half IB Model
- Table 3.23  $K_{inf}$  in ZPPR-10 DCF + SCF + IB + Half IB Model
- Table 3.24 Components of Reactivity Change Caused by Homogenization in ZPPR-10 SCF + CRP Model
- Table 3.25 Components of Reactivity Change Caused by Homogenization in ZPPR-10 SCF + CR Model
- Table 3.26 Components of Reactivity Change Caused by Homogenization in ZPPR-13 DCF + DCF + Half IB Model
- Table 3.27 Difference Between Benoist's D and  $D=1/3\Sigma_{tr}$  in SCF drawer Obtained from Single Cell Model
- Table 3.28 Difference Between Unified D and  $D=1/3\Sigma_{tr}$  in SCF drawer Obtained from SCF + CRP Model
- Table 3.29 Difference Between D Based on Transport Perturbation Method and  $D=1/3\Sigma_{tr}$  in SCF drawer Obtained from SCF + CRP Model

Table 3.30 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in Prototype FBR Fuel Subassembly + CRP Model

Table 3.31  $K_{inf}$  in Prototype FBR Subassembly + CRP Model

Table 4. 1 C/E Values of  $K_{eff}$  Before and after The Corrections

#### List of Figures

Fig. 3.1 Various Drawer Models of Critical Subassembly

Fig. 3.2 Calculational Super-Cell Models of Fast Critical Subassembly

Fig. 3.3 Structures of Fuel Subassembly and CRP in Prototype FBR and Cell Calculational Model

Fig. 4.1 Cross Sectional Views of ZPPR Cores

Fig. 4.2 RZ Calculational Model for ZPPR-10A

Fig. 4.3 RZ Calculational Model for ZPPR-10D

Fig. 4.4 RZ Calculational Model for ZPPR-13A

## 第1章 序論

炉心計算に用いられる格子定数はその性質上、群断面積と拡散係数とに区別して取り扱われる。従って、格子あるいは燃料集合体の均質化法を確立するためには、群断面積と拡散係数の両者の決定方式を確立しなければならない。また、格子内非均質構造の異方性に起因する中性子ストリーミングの異方性を考慮するためには、異方性拡散係数を用いた中性子拡散計算で中性子ストリーミング効果を評価する必要がある。

まず群断面積に対する最も一般的なものとしては、单一格子が無限に周期的に配列されているモデルで輸送計算により中性子束を求め格子内の反応率を保存するように中性子束と体積の重みにより均質化を行なう方法が挙げられる。そして、このときの異方性拡散係数には Benoist の拡散係数が広く用いられている。<sup>(1)</sup>

一方、制御棒や内部ブランケット等の中性子吸収体が炉心内に存在する場合には中性子束分布はその周辺で局所的に歪み格子内中性子束分布も单一格子モデルのものからずれてくる。この様な領域内の格子の均質化モデルとして異種格子から構成されるスーパー格子モデルが提案された。<sup>(2)</sup> スーパー格子モデルで求めた中性子束を重みとして格子の均質化を行なうと異種格子間の格子内中性子束に対する干渉効果をある程度考慮することができ、その結果内部ブランケットを持つ径方向非均質炉心の核特性や制御棒反応度価値の評価には有効であることがわかった。しかし、制御棒と燃料とから成るスーパー格子では均質化後のスーパー格子内の各格子の反応率は均質化前のものと異なることが明らかとなつたため、制御棒格子の均質化に当たっては均質化後のスーパー格子内の中性子束も使用した反応率保存均質化法を適用する方式が提案された。<sup>(3)</sup> これにより制御棒の挿入された炉心の反応率分布の予測精度は向上し、それに伴い制御棒反応度価値に対する精度もより良くなつた。また、拡散係数については、Benoist の異方性拡散係数は大局的中性子束分布が比較的平坦な原子炉の中心における格子に適用するには問題ないが、異種格子が隣接し、格子内中性子束分布あるいは中性子流に対して相互に強い干渉作用を及ぼし合う領域の中性子ストリーミングを評価する

には適していない。このため Benoist の拡散係数をスーパー格子モデルに拡張した統一拡散係数が導出された。<sup>(4)</sup> 但し、この方法では中性子ストリーミング効果が統一的に扱われておらず、以下に述べる問題点を含んでいる。

また一方では格子系の反応度に着目し、輸送摂動論に基づく格子均質化法が Rowlands-Eaton により提案された。<sup>(5)</sup> Salvatores はこの手法を用いることによって高速炉の制御棒反応度価値に対する精度向上が図れることを報告している。しかしこれも中性子ストリーミングの取り扱い方については示されていない。

以上の均質化法は炉心計算を輸送理論に基づいて行なうこと前提としている。即ち、これらの群断面積を用いて拡散計算により炉心核特性量を評価した場合には必ず輸送補正を施さねばならない。そこで、この輸送補正を加えなくても良いように、格子平均群断面積を作成する段階で輸送効果を取り入れた方法として輸送拡散摂動論に基づく格子均質化法が提案された。<sup>(6)</sup> この方法によれば、均質化を断面積の摂動とみなし摂動前を輸送理論で、摂動後を拡散理論で考え、均質化に伴う反応度の各成分の変化が零になるように群断面積が決定される。そして、この理論により決定される群断面積は無限格子モデルにおいては中性子束重みの方法と一致し、スーパー格子モデルにおいては Rowlands-Eaton の式と同じ形になることが示された。さらに、中性子ストリーミングを表わす異方性拡散係数については無限格子モデルでは Benoist のそれに一致し、スーパー格子モデルでは統一拡散係数に一致することが理論上で確かめられた。それ故に統一拡散係数は格子内の中性子輸送理論補正を既に含んだ量と解釈でき炉心計算への適用方法には充分な検討が必要とされる。

以上に述べたように格子均質化手法には多数の方法が提案されているにも関わらず、輸送拡散摂動論に基づく格子均質化法を除いてはこれら一連の手法が物理的にどのような意味を持ち、さらには炉心解析に対してどの様に適用すれば良いかを示した全体を包括する理論が打ち立てられていない。また格子計算と炉心計算との関係、さらには炉心計算によって得られた計算値に各種補正を施す全過程をみると、現在採られている核特性計算方式では中性子輸送理論効果が拡散計算に対する補正として別に考慮されていることがわかる。このために輸送拡散摂動

論に基づいて決定された格子定数を単純に炉心計算に用いることはできない。そこで本研究では輸送摂動論に基づく格子均質化法を理論上で無限格子及びスーパー格子に適用し、今までに導出された群断面積作成法との関連を明らかにし、さらには炉心の大局的輸送効果を含まない中性子ストリーミング効果を正確に取り扱える拡散係数の決定法について示す。第2章においてこの理論式の物理的解釈を行ない、第3章では格子系における数値的応用例を示し、第4章に米国A N Lの高速臨界集合体 Z P P R 炉心の炉心解析への適用結果を示す。

## 第2章 輸送摂動論に基づく格子均質化法

本章では Rowlands-Eaton の提案した輸送摂動論に基づく均質化理論の理論的応用を試み、各格子モデルに対して提案された既存の均質化手法との比較を行なう。まず、2. 1 節では基本となる均質化理論の一般式を厳密輸送摂動論に基づいて導出し、均質化の式中の群断面積の重み関数が輸送、吸収、生成、散乱遷移断面積の4種類について全て異なることを示す。2. 2 節では物理的解釈の得難い輸送断面積の均質化の式を発展させて異方性拡散係数決定の式を導出する。そして、単一格子モデルでは群断面積と異方性拡散係数がそれぞれ中性子束重みの均質化断面積、Benoist の拡散係数に帰着することを示し、スーパー格子モデルでは群断面積は通常用いられている中性子束重みの式にはならず、異方性拡散係数も統一拡散係数とは異なることを示す。

### 2. 1 輸送摂動論、及びそれに基づく格子均質化法

ある体系において、摂動前の輸送、吸収、散乱、生成断面積を各々  $\Sigma_{tr}^g(\vec{r})$ 、 $\Sigma_a^g(\vec{r})$ 、 $\Sigma_s^{g-g'}(\vec{r})$ 、 $\nu \Sigma_f^g(\vec{r})$ 、と表記し、式(1)のように各断面積が変化したとする。

$$\Sigma_x^g(\vec{r}) \rightarrow \Sigma_x^{*g}(\vec{r}) + \Delta \Sigma_x^g(\vec{r}) \quad (x=tr, a, s, f) \quad (1)$$

このとき摂動前の輸送方程式は

$$\vec{\Omega} \cdot g \text{rad} \Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) \Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{g'} \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}) \int d\vec{\Omega}' \Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}') + \frac{\chi^g}{4\pi k_{eff}} \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(\vec{r}) \int d\vec{\Omega}' \Phi^{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \quad (2)$$

となり、摂動後の随伴輸送方程式は

$$-\vec{\Omega} \cdot g \text{rad} \Psi^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{tr}^{*g}(\vec{r}) \Psi^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

$$= \frac{1}{4\pi} \sum_{g'} \Sigma_s^{*g \rightarrow g'}(\vec{r}) \int d\vec{\Omega}' \Psi^{*g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') + \frac{\nu \Sigma_f^{g'}(\vec{r})}{4\pi k_{eff}} \sum_{g'} \chi^{g'} \int d\vec{\Omega}' \Psi^{*g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \quad (3)$$

となる。但し、散乱は等方的であるとし、断面積に対して次のバランス式が成立するものとする。

$$\begin{aligned}\Sigma_{tr}^g(\vec{r}) &= \Sigma_a^g(\vec{r}) + \sum_{g'} \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(\vec{r}) \\ \Sigma_{tr}^{*g}(\vec{r}) &= \Sigma_a^{*g}(\vec{r}) + \sum_{g'} \Sigma_s^{*g \rightarrow g'}(\vec{r})\end{aligned}\quad (4)$$

式(2)に $\Psi^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$ 、式(3)に $\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ を乗じて得られた式を差し引きし、方向 $\vec{\Omega}$ 、空間 $\vec{r}$ について積分しエネルギー群について加えると

$$\begin{aligned}\frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff} - K_{eff}^*} &= \frac{1}{N_g} \left[ \right. \\ &\quad - \int d\vec{r} \int d\vec{\Omega} \Delta \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) \{ 4\pi \Phi_0^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \Phi_0^g(\vec{r}) \} \Psi_0^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \\ &\quad - \int d\vec{r} \Delta \Sigma_a^g(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \Psi_0^{*g}(\vec{r}) \\ &\quad + \sum_{g'} \int d\vec{r} \Delta \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \{ \Psi_0^{*g'}(\vec{r}) - \Psi_0^{*g}(\vec{r}) \} \\ &\quad \left. + \frac{1}{K_{eff}^*} d\vec{r} \Delta \nu \Sigma_f^g(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \sum_{g'} z^{g'} \Psi_0^{*g'}(\vec{r}) \right] \quad (5)\end{aligned}$$

但し、

$$\Phi_0^g(\vec{r}) = \int d\vec{\Omega} \Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (6)$$

$$\Psi_0^{*g}(\vec{r}) = \int d\vec{\Omega} \Psi^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (7)$$

$$N = \int d\vec{r} \sum_g \nu \Sigma_f^g(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \sum_{g'} z^{g'} \Psi_0^{*g'}(\vec{r}) \quad (8)$$

である。式(5)において右辺の各項は順に中性子漏洩、吸収、散乱減速、核分裂の変化を表わしている。次に輸送摂動論を用いて格子均質化を考える。まず、扱う体系を格子系とし、非均質構造を有する格子の均質化を断面積の摂動とみなし、均質化前を摂動前、均質化後を摂動後としてその前後で反応度の各成分を各

格子内でエネルギー群毎に保存するように均質化断面積を決定する。このとき、式(5)より次式を得る。

$$\int_{\text{cell}} d\vec{r} \int_{\text{cell}} d\vec{\Omega} \Delta \Sigma_{\text{tr}}^g(\vec{r}) \{ 4\pi \Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \Phi_0^g(\vec{r}) \} \Psi_0^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = 0 \quad (9)$$

$$\int_{\text{cell}} d\vec{r} \Delta \Sigma_a(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \Psi_0^{*g}(\vec{r}) = 0 \quad (10)$$

$$\int_{\text{cell}} d\vec{r} \Delta \Sigma_s^{g \rightarrow g'}(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \{ \Psi_0^{*g'}(\vec{r}) - \Psi_0^{*g}(\vec{r}) \} = 0 \quad (11)$$

$$\int_{\text{cell}} d\vec{r} \Delta \nu \Sigma_f^g(\vec{r}) \Phi_0^g(\vec{r}) \sum_{g'} z^{g'} \Psi_0^{*g'}(\vec{r}) = 0 \quad (12)$$

均質化後の群断面積は各格子内で一定となるので、式(9)～(12)より均質化断面積は以下のようにして与えられる。

$$\Sigma_x^{*g} = \frac{\int_{\text{cell}} d\vec{r} \Sigma_x^g(\vec{r}) \times W_x^g(\vec{r})}{\int_{\text{cell}} d\vec{r} W_x^g(\vec{r})} \quad (x=\text{tr, a, s, f}) \quad (13)$$

$$W_{\text{tr}}^g(\vec{r}) \equiv \int d\vec{\Omega} [\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) - \frac{1}{4\pi} \Phi_0^g(\vec{r})] \Psi_0^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (14)$$

$$W_a^g(\vec{r}) \equiv \Phi_0^g(\vec{r}) \Psi_0^{*g}(\vec{r}) \quad (15)$$

$$W_s^{g \rightarrow g'}(\vec{r}) \equiv \Phi_0^g(\vec{r}) [\Psi_0^{*g'}(\vec{r}) - \Psi_0^{*g}(\vec{r})] \quad (16)$$

$$W_f^g(\vec{r}) \equiv \Phi_0^g(\vec{r}) \sum_{g'} z^{g'} \Psi_0^{*g'}(\vec{r}) \quad (17)$$

尚、自群散乱断面積は式(4)より次のようにして与えられる。

$$\sum_s^{*g \rightarrow g} = \sum_{tr}^{*g} - \left[ \sum_a^{*g} + \sum_{\substack{s \\ g' \neq g}} \sum_s^{*g \rightarrow g'} \right] \quad (18)$$

ところで、均質化の際の重みを与える式(14)～(17)の中には、均質化後の体系の随伴中性子束が含まれている。従ってこれらの式を用いて得られた均質化断面積を用いて随伴中性子束を計算し再度これらの式を用いた均質化を行なう計算を均質化断面積が収束するまで行なうことが必要である。

## 2. 2 異方性拡散係数の決定及びその理論的応用

式(15)～(17)は類似した形をしているが式(14)は他と異なつており物理的意味を理解しがたい。そこで本節では式(14)を変形し、Benoistの拡散係数や統一拡散係数との比較を試みる。

最初に均質化後の随伴中性子束を  $P_1$  近似する。

$$\Psi_0^{*g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} [\Psi_0^{*g}(\vec{r}) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{\Psi}_1^{*g}(\vec{r})] \quad (19)$$

均質化後の格子系では角度中性子束の非等方性は均質化前に比べて極めて小さいのでこの近似は妥当であるといえる。その結果式(14)は次のようなになる。

$$W_{tr}^g(\vec{r}) = 3\vec{\Phi}_1^g(\vec{r}) \cdot \vec{\Psi}_1^{*g}(\vec{r}) \quad (20)$$

但し、 $\vec{\Phi}_1^g(\vec{r})$  は  $\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  の  $P_1$  成分である。式(13)と式(20)は全中性子漏洩が保存されるように輸送断面積が決定されることを示している。次に式(19)を式(16)に代入すると

$$\int_{cell} d\vec{r} \Delta \sum_{tr}^g(\vec{r}) \vec{\Phi}_1^g(\vec{r}) \cdot \vec{\Psi}_1^{*g}(\vec{r}) = 0 \quad (21)$$

を得る。さらに式(21)を直交座標系の各成分で表現すると、

$$\sum_{k=x, y, z} \int_{cell} d\vec{r} \Delta \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) \vec{\Phi}_{1k}^g(\vec{r}) \cdot \vec{\Psi}_{1k}^{*g}(\vec{r}) = 0 \quad (22)$$

となる。ここで、式(22)と形式上類似した次式を考えることができる。

$$\int_{cell} d\vec{r} \Delta \Sigma_{tr, k}^g(\vec{r}) \vec{\Phi}_{1k}^g(\vec{r}) \cdot \vec{\Psi}_{1k}^{*g}(\vec{r}) = 0 \quad (k=x, y, z) \quad (23)$$

式(23)を満たすような  $\Delta \Sigma_{tr, k}^g(\vec{r})$  を用いて

$$\Sigma_{tr, k}^{*g} \equiv \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) + \Delta \Sigma_{tr, k}^g(\vec{r}) \quad (k=x, y, z) \quad (24)$$

を定義しこれを方向依存の輸送断面積と呼ぶことにする。この方向依存の輸送断面積は式(23)及び式(24)より

$$\Sigma_{tr, k}^{*g} = \frac{\int_{cell} d\vec{r} \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) \phi_{1k}^g(\vec{r}) \psi_{1k}^{*g}(\vec{r})}{\int_{cell} d\vec{r} \phi_{1k}^g(\vec{r}) \psi_{1k}^{*g}(\vec{r})} \quad (k=x, y, z) \quad (25)$$

と表わされる。さて、通常輸送補正を行なう場合に用いる拡散係数と輸送断面積との関係

$$\text{輸送断面積} = \frac{1}{3 \times \text{拡散係数}}$$

を使って異方性拡散係数  $D_k^{*g}$  を定義する。即ち、

$$D_k^{*g} = \frac{\int_{cell} d\vec{r} \phi_{1k}^g(\vec{r}) \psi_{1k}^{*g}(\vec{r})}{3 \int_{cell} d\vec{r} \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) \phi_{1k}^g(\vec{r}) \psi_{1k}^{*g}(\vec{r})} \quad (k=x, y, z) \quad (26)$$

である。この  $D_k^{*g}$  の具体的な式を導出し单一無限格子系においては Benoist の拡散係数と、スーパー格子系では統一拡散係数との比較を行なう。

まず、单一無限格子系を考える。均質化後の隨伴中性子束の微視的分布は定数となる。但し巨視的分布が存在するために隨伴中性子束の  $P_1$  成分は零以外の定数と近似してもよい。以上より、

$$D_k^{*g} = \frac{\int_{\text{cell}} d\vec{r} \phi_{1k}^g(\vec{r})}{3 \int_{\text{cell}} d\vec{r} \Sigma_{\text{tr}}^g(\vec{r}) \phi_{1k}^g(\vec{r})} \quad (k=x, y, z) \quad (27)$$

が得られる。均質化前の角度中性子束  $\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  は巨視的分布  $\exp(i\vec{B} \cdot \vec{r})$  と微視的分布  $\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  の積で与えられるとし、 $\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  は実部と虚部に分けられるものと仮定する。

$$\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \exp(i\vec{B} \cdot \vec{r}) \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (28)$$

$$\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \phi^{r,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + i\vec{B} \cdot \vec{\phi}^{l,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (29)$$

ここで、 $\vec{\phi}^{l,g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  は  $k$  方向成分として  $\vec{\phi}^{lk,g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  を持つベクトルであることを付しておく。式(28)及び(29)で表わされる複素数表示の角度中性子束を式(2)の輸送方程式に代入し、実部に対する方程式と虚部に対する方程式を次のように得た。

$$\begin{aligned} & \vec{\Omega} \cdot g \text{ grad } \phi^{R,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{\text{tr}}^g(\vec{r}) \phi^{R,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) - (\vec{B} \cdot \vec{\Omega}) (\vec{B} \cdot \vec{\phi}^{l,g}(\vec{r}, \vec{\Omega})) \\ &= -\frac{1}{4\pi} \sum_{g'} d\vec{\Omega}' \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}) \phi^{l,g}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \\ &+ \frac{\chi^g}{4\pi k_{\text{eff}}} \sum_{g'} v \Sigma_f^{g' \rightarrow g}(\vec{r}) \int d\vec{\Omega}' \phi^{R,g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \end{aligned} \quad (30)$$

及び

$$\begin{aligned}
& \vec{\Omega} \cdot g \text{ grad } \phi^{Ik, g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \sum_{tr}^g(\vec{r}) \phi^{Ik, g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Omega_k (\vec{B} \cdot \phi^{R, g}(\vec{r}, \vec{\Omega})) \\
&= -\frac{1}{4\pi} \sum_{g'}^s \sum_{g''}^s \int d\vec{\Omega}' \phi^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \\
&+ \frac{x}{4\pi k_{eff}} \sum_{g'}^s \nu \sum_f^g(\vec{r}) \int d\vec{\Omega}' \phi^{R, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') \quad (k=x, y, z) \quad (31)
\end{aligned}$$

角度中性子束  $\Phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$  の  $P_1$  成分  $\Phi_{1k}^{g, R}(\vec{r})$  は式 (28) 及び (29) から

$$\Phi_{Ik}^{g, R}(\vec{r}) = \exp(i \vec{B} \cdot \vec{r}) [\phi_{Ik}^{R, g}(\vec{r}) + i \sum_{k'} B_{k'} \phi_{1k}^{Ik', g}(\vec{r})] \quad (32)$$

となる。いま考えている格子が、中心に関して対称な構造を有するならば、実部の  $P_1$  成分は非対称となり

$$\int_{cell} d\vec{r} \phi_{1k}^{R, g}(\vec{r}) = 0 \quad (k=x, y, z) \quad (33)$$

となる。また虚部については式 (31) の外部ソースとして  $\Omega_k \phi^{R, g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  が存在し、これは  $k$  方向のみ非対称つまり中心を挟んで符号が反対になる性質を持ち、これに対する  $\phi^{Ik, g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  の  $P_0$  成分はやはり  $k$  方向について非対称となり、 $P_1$  成分も  $k$  方向以外のものはソースと同じく非対称となる。従って、

$$\int_{cell} d\vec{r} \phi_{1k'}^{Ik, g}(\vec{r}) = 0 \quad (k \neq k') \quad (34)$$

が成立する。一方、ソースが  $k$  方向について非対称な場合、 $k$  方向に対する  $P_1$  成分は対称になる。以上の条件より格子内の巨視的分布  $\exp(i \vec{B} \cdot \vec{r})$  を無視すれば  $\Phi_{1k}^{g, R}(\vec{r})$  の格子に渡る積分を行なったときに残る成分は唯一  $\phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{r})$  なることがわかる。故に式 (27) は式 (35) のように書き直せる。

$$D_k^{*g} = \frac{\int_{\text{cell}} d\vec{r} \phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{r})}{3 \int_{\text{cell}} d\vec{r} \Sigma_{tr}^g(\vec{r}) \phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{r})} \quad (k=x, y, z) \quad (35)$$

$\phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{r})$  を求めるために式 (31) を積分型輸送方程式に直す。

$$\begin{aligned} \phi^{Ik, g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) &= \int_0^\infty dR \exp(-\Sigma_{tr}^g(R) \cdot R) \times [-\Omega_k \phi_0^{R, g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \\ &+ \frac{1}{4\pi} \sum_{g'} \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \phi_0^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \frac{x}{4\pi k_{eff}} \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \phi_0^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega})] \end{aligned} \quad (36)$$

$$\text{但し, } \vec{r}' = \vec{r} - R \vec{\Omega}$$

また、 $\phi_0^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  は  $\phi^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  の  $P_1$  成分である。式 (36) に  $\Omega_k$  を乗じて全立体角に関して積分を施せば  $\phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{r})$  が得られる。

$$\begin{aligned} \phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{\Omega}) &= \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \int_0^\infty dR \exp(-\Sigma_{tr}^g(R) \cdot R) \times \frac{k}{4\pi} \times [-\Omega_k \phi_0^{R, g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \\ &+ \sum_{g'} \Sigma_s^{g' \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \phi_0^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \frac{x}{k_{eff}} \sum_{g'} \nu \Sigma_f^{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \phi_0^{Ik, g'}(\vec{r}, \vec{\Omega})] \end{aligned} \quad (37)$$

ここで  $\phi_0^{R, g}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  の  $P_2$  成分以上は無視した。次に式 (37) に  $\Sigma_{tr}^g(\vec{r})$  を乗じて体積  $V_j$  をもつ空間  $j$  に渡って積分し空間的に離散化する。

$$\begin{aligned} \Sigma_{tr, j}^g V_j \phi_{1k, j}^{Ik, g} &= \sum_i \{-P_{ij, k}^{g, R, g} \phi_{0i}^{R, g} V_i / 3 + P_{ij, k}^{01, g} \sum_{g'} \phi_{0i}^{Ik, g'} \Sigma_{s, i}^{g' \rightarrow g} V_i / 3 \\ &+ P_{1k, j}^{01, g} \frac{x}{k_{eff}} \sum_{g'} \phi_{0i}^{Ik, g'} \nu \Sigma_{f, i}^{g'} V_i / 3\} \end{aligned} \quad (38)$$

$$\text{但し, } \phi_{ij, k}^{Ik, g} \equiv \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d\vec{r} \phi_{1k}^{Ik, g}(\vec{r}) \quad (39)$$

$$P_{ij, k}^{g, R, g} \equiv \frac{\Sigma_{tr, j}^g}{V_j} \int_{V_i} d\vec{r} \int_{V_j} d\vec{r}' \frac{\exp(-\Sigma_{tr}^g(R) \cdot R)}{4\pi R^2} \cdot 3 \Omega_k^2 \quad (40)$$

$$P_{ij, k}^{01, g} \equiv \frac{\Sigma_{tr, j}^g}{V_j} \int_{V_i} d\vec{r} \int_{V_j} d\vec{r}' \frac{\exp(-\Sigma_{tr}^g(R) \cdot R)}{4\pi R^2} \cdot \Omega_k \quad (41)$$

また衝突確率  $P_{ij,k}^g$  及び  $P_{ij,k}^{01,g}$  は次の性質をもつていてある。

$$\sum_j P_{ij,k}^g = 1 \quad (42)$$

$$\sum_j P_{ij,k}^{01,g} = 0 \quad (43)$$

式 (42) と (43) より

$$\begin{aligned} \sum_j \Sigma_{tr,j}^g V_j \phi_{1k,j}^{lk,g} &= - \sum_j \sum_i P_{ij,k}^g \phi_{0i}^{R,g} V_i / 3 \\ &= - \sum_i \phi_{0i}^{R,g} V_i / 3 \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \sum_j \phi_{1k,j}^{lk,g} V_j &= \\ \sum_i \left\{ -\frac{1}{3} \phi_{0i}^{R,g} V_i \sum_j P_{ij,k}^g / \Sigma_{tr,j}^g + \frac{1}{3} \sum_{g'} \phi_{0i}^{lk,g'} \Sigma_{s,i}^{g \rightarrow g'} V_i \sum_j P_{ij,k}^{01,g} / \Sigma_{tr,j}^g \right. \\ &\quad \left. + \frac{z}{k_{eff}} \times \frac{1}{3} \sum_{g'} \phi_{0i}^{lk,g'} \Sigma_{f,i}^{g'} V_i \sum_j P_{ij,k}^{01,g} / \Sigma_{tr,j}^g \right\} \\ &\approx -\frac{1}{3} \sum_i \phi_{0i}^{R,g} V_i \sum_j P_{ij,k}^g / \Sigma_{tr,j}^g \end{aligned} \quad (45)$$

以上より、

$$\begin{aligned} D_k^{*g} &= \frac{\sum_{j \in cell} \phi_{1k,j}^{lk,g} V_j}{3 \sum_{j \in cell} \Sigma_{tr,j}^g \phi_{1k,j}^{lk,g} V_j} \\ &= \frac{\sum_{j \in cell} \sum_{i \in cell} \phi_{0i}^{R,g} V_i P_{ij,k}^g / \Sigma_{tr,j}^g}{\sum_{i \in cell} \phi_{0i}^{R,g} V_i} \end{aligned} \quad (46)$$

これは、Benoistの異方性拡散係数と呼ばれるものである。さらに、式(15)～式(17)についても単一無限格子系に適用してみる。均質化後の隨伴中性子束の巨視的分布を無視することにより、重みの式中に残る項は均質化前の中性子束のみとなることがわかる。

$$W_a^g(\vec{r}) = W_s^{g \rightarrow g'}(\vec{r}) = W_p^g(\vec{r}) \approx \Phi_0^g(\vec{r}) \quad (47)$$

故に単一格子モデルの格子定数は、輸送断面積を除く群断面積に対しては中性子束と体積を重みとして均質化したものを、そして異方性拡散係数としてはBenoistの拡散係数を用いるのがよいことが輸送摂動論に基づく格子均質化理論により裏付けられた。

一次元平板体系におけるスーパー格子に本方法を適用する。座標系としては平板と垂直な方向を  $x$  軸にとり、平板と平行な方向を  $z$  軸とする。これまで単一格子であったので非均質格子内の中性子束分布を漸近的表現である巨視的分布と、それ以外の微視的分布とに分けて取り扱っていた。ところが、スーパー格子はその構造も複雑であるので、ここでは  $x$  方向のバックリング  $B_x$  を零とすることにより巨視的分布の  $x$  成分をなくし、微視的分布のみで表現することにする。これより均質化前の中性子束及び均質化後の隨伴中性子束は、

$$\Phi^g(x, z, \vec{\Omega}) = \exp(i B_z \cdot z) [\phi^{R,g}(x, \vec{\Omega}) + i B_z \phi^{Iz,g}(x, \vec{\Omega})] \quad (48)$$

$$\Psi^{*g}(x, z, \vec{\Omega}) = \exp(-i B_z \cdot z) [\psi^{*R,g}(x, \vec{\Omega}) + i B_z \psi^{*Iz,g}(x, \vec{\Omega})] \quad (49)$$

ここで、 $\phi^{R,g}(x, \vec{\Omega})$  及び  $\psi^{*R,g}(x, \vec{\Omega})$  の角度分布は  $x$  軸に関して対称なので各々の  $z$  軸方向の  $P_1$  成分は零となる。それ故、 $\Phi^g(x, z, \vec{\Omega})$  及び  $\Psi^{*g}(x, z, \vec{\Omega})$  の  $P_1$  成分の積は次のようになる。

$$\Phi_{1z}^g(x, z) \Psi_{1z}^{*g}(x, z) = -B_z^2 \phi_{1z}^{Iz,g}(x) \psi_{1z}^{*Iz,g}(x) \quad (50)$$

式(50)を式(26)に代入することにより平行方向の拡散係数

$$D_{\parallel\parallel}^{*g} = \frac{\int_{cell} dx \phi_{1z}^{1z,g}(x) \psi_{1z}^{*1z,g}(x)}{3 \int_{cell} dx \Sigma_{tr}^g(x) \phi_{1z}^{1z,g}(x) \psi_{1z}^{*1z,g}(x)} \quad (51)$$

を得る。

式(51)中の $\phi_{1z}^{1z,g}(x)$ は式(31)の解である。従って式(38)に

$$\psi_{1z,j}^{*1z,g} \equiv \frac{1}{V_j} \int_{V_j} dx \psi_{1z}^{*1z,g}(x) \quad (52)$$

を乗じて注目している格子についての総和をとると、

$$\begin{aligned} \sum_{j \in cell} \Sigma_{tr,j}^g V_j \phi_{1z,j}^{1z,g} \psi_{1z,j}^{*1z,g} \\ = -\frac{1}{3} \sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i \psi_{1z,j}^{*1z,g} \\ + \frac{1}{3} \sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^{1,g} \psi_{1z,j}^{*1z,g} \sum_{g'} \phi_{0,i}^{1z,g'} \Sigma_{s,i}^{g' \rightarrow g} V_i \quad (53) \\ + \frac{1}{3} \frac{z}{k_{eff}} \sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^{1,g} \psi_{1z,j}^{*1z,g} \sum_{g'} \phi_{0,i}^{1z,g'} \Sigma_{s,i}^{g' \rightarrow g} V_i \end{aligned}$$

式(52)の右辺の中で第2項と第3項は第1項に比べて小さいと考えられる。

$$\sum_{j \in cell} \Sigma_{tr,j}^g V_j \phi_{1z,j}^{1z,g} \psi_{1z,j}^{*1z,g} \approx -\frac{1}{3} \sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i \psi_{1z,j}^{*1z,g} \quad (54)$$

同様に式(38)に式(51)を乗じて、さらに $\Sigma_{tr,j}^g$ で割った上で注目している格子についての総和をとる。そして、その右辺の散乱及び核分裂ソースの寄与を無視すると次式を得る。

$$\sum_{j \in cell} V_j \phi_{1z,j}^{1z,g} \psi_{1z,j}^{*1z,g} \approx -\frac{1}{3} \sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i \psi_{1z,j}^{*1z,g} / \Sigma_{tr,j}^g \quad (55)$$

式(53)と式(54)を式(50)に代入することにより次式を得る。

$$D_{//}^{*g} \approx \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i \psi_{1z,j}^{*iz,g} / 3 \sum_{tr,j}^g}{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i \psi_{1z,j}} \quad (56)$$

この上に随伴中性子束の  $P_1$  成分の格子内の変化を緩やかであると近似すると、最終的に次式を得る。

$$D_{//}^{*g} \approx \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i / 3 \sum_{tr,j}^g}{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i} \quad (57)$$

一方、統一拡散係数のプレート平行方向成分は、

$$D_{//unif}^{*g} = \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i / 3 \sum_{tr,j}^g}{\sum_{j \in cell} \phi_{0,j}^{R,g} V_j} \quad (58)$$

で表わされる。式(57)と式(58)とでは分母の形が異なる。今、スーパー格子の中で均質化しようとする格子内の輸送断面積がもとから均質で  $\sum_{tr}^g$  という値をとるとする。式(57)によれば、

$$D_{//}^{*g} \approx \frac{1}{3 \sum_{tr}^g} \quad (59)$$

となるが、統一拡散係数の方は、

$$D_{//unif}^{*g} = \frac{1}{3 \sum_{tr}^g} \cdot \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} P_{ij,z}^g \phi_{0,i}^{R,g} V_i}{\sum_{j \in cell} \phi_{0,j}^{R,g} V_j} \quad (60)$$

となり、必ずしも、 $1 / 3 \sum_{tr}^g$  に一致しない。

統一拡散係数は次のような場合にも問題を生じる。スーパー格子内の各格子間で

中性子束レベルに大きな開きが存在する場合、式(57)より分母は注目格子の中性子束の寄与のみであるのに対し分母はスーパー格子内の全格子の中性子束の寄与を受けるので、相対的に低い中性子束レベルの格子の統一拡散係数は大きくなる傾向がある。逆に中性子束が最大になるような格子の統一拡散係数は小さくなる傾向がある。実際には、炉心燃料と内部ブランケットとのスーパー格子に統一拡散係数を均質化後の拡散係数として適用したときにこの傾向が表れて不合理な結果をもたらすことが知られている。

一方、垂直方向の拡散係数は、

$$D_{\perp}^{*g} = \frac{\int_{cell} dx \Phi_{1x}^g(x) \Psi_{1x}^{*g}(x)}{3 \int_{cell} dx \Sigma_{tr}^g(x) \Phi_{1x}^g(x) \Psi_{1x}^{*g}(x)}$$

$$= \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} Q_i^g V_i P_{ij,x}^{01,g} \Psi_{1x,j}^{*g} / 3 \Sigma_{tr,j}^g}{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} Q_i^g V_i P_{ij,x}^{01,g} \Psi_{1x,j}^{*g}} \quad (61)$$

尚、 $Q_i^g$  は領域  $i$  の散乱ソースと核分裂ソースである。今、均質化後のスーパー格子系を考えると、中性子束が最大あるいは最小になる格子を除けば、 $\Psi_{1x,j}^{*g}$  は注目格子内では一定と近似できる。すると式(60)は次のように書き直せる。

$$D_{\perp}^{*g} \approx \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} Q_i^g V_i P_{ij,x}^{01,g} / 3 \Sigma_{tr,j}^g}{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} Q_i^g V_i P_{ij,x}^{01,g}} \quad (62)$$

また、統一拡散係数は、式(62)のようく表わされる。

$$D_{\perp,unif}^{*g} = \frac{\sum_{i \in supercell} \sum_{j \in cell} \phi_i^g V_i P_{ij,x}^{01,g} / 3 \Sigma_{tr,j}^g}{\sum_{j \in cell} \phi_j^g V_j} \quad (63)$$

### 第3章 数値解析による格子均質化手法の比較

第2章では理論式を無限格子及びスーパー格子へ応用し、群断面積に対しては中性子束重みによる均質化断面積と比較した。また、異方性拡散係数を導出し、これを Benoist の拡散係数や竹田の統一拡散係数と比較して、その関連性を明かにした。そこで本章では、具体的に高速臨界集合体の数種類の格子モデルにおいて、各種均質化計算を実行することによって数値的に比較検討し、群断面積に関しては中性子束重みによるものとの関連性を、異方性拡散係数については Benoist のそれや統一拡散係数と比較しさらには格子モデルのとり方との関連性についても調べる。また、実機炉心では、燃料集合体とナトリウムフォロワーによるスーパー格子モデルに本方法を応用し、中性子束重みによる均質化との比較を行なった。

#### 3. 1 計算方法及び格子モデル

格子計算では、高速臨界集合体、実機炉心とも、70群定数セット JFS-3R-J2より、衝突確率法に基づく輸送計算を CASUP コードで行い、これとともに各領域内の 7 群マクロ断面積を作成した。7 群のエネルギー構造を Table 3.1 に示す。

次に、取り扱った格子モデルについて説明する。高速臨界集合体の解析には 1 次元平板格子を用いた。特に、次章で日米共同の JUPITER 実験解析に適用するために、米国 ANL の高速臨界集合体 ZPPR (Zero Power Physics Reactor) 炉心を構成する代表的なドロワを選び対象とした。これらのモデルを Fig. 3.1 に示す。

まず、単一格子モデルを用いて、燃料及びブランケットドロワに関しては  $S_N$  法によって中性子束計算を行ない、それを重みとして格子を均質化した。但し、格子系外への中性子漏洩は考慮せず、ゼロバックリングとした。また、CR ドロ

ワと C R P ドロワは領域体積を重みとして均質化した。

次に、中性子束に対する異種格子間干渉効果を考慮するために、Fig. 3.2 に示す7種類の1次元スーパー格子モデルを考えた。これらは、燃料と制御棒フォロワー、燃料と制御棒、燃料とブランケットとの干渉効果を調べるモデルであるといえる。これらのモデルを用いて、 $S_N$  法によって中性子束計算を行ない、それを重みとして格子平均群断面積を求めた。この結果を単一格子モデルの格子平均群断面積と比較し、そのパーセント差をマルチドロワ効果と呼び、Table 3.2、3.4、3.6、3.8、3.10、3.12、3.14に示す。

燃料とブランケットのスーパー格子モデルについては反応率保存の格子均質断面積も求めた。この結果を中性子束重みのものと比較し、そのパーセント差を反応率保存効果と呼びTable 3.16に示す。反応率保存法で得られた均質化断面積と中性子束重みのそれとの比は、理論上断面積の反応の種類によらず一定となる。

次に全スーパー格子モデルに対して輸送摂動論に基づく均質化計算を実行した。無限増倍率に対する計算結果をTable 3.17、3.23に示す。また、本方法による均質化断面積と、中性子束重みによるそれとのパーセント差を格子平均群断面積に対する反応度保存効果と呼び、Table 3.3、3.5、3.7、3.9、3.11、3.13、3.15に示す。

一方、中性子束重みの方法で格子均質化をした場合に生じる均質化前後の格子系の反応度変化を成分毎に調べ、Table 3.24～3.26に示す。また異方性拡散係数についてTable 3.27～3.29に示す。

実機炉心の解析には、燃料集合体及びC R P によるスーパー格子モデルを用いた。これらはともに、Fig. 3.3に示すように六角格子であるが、同図(c)のようにこれら各格子の体積を保存した1次元円柱モデルで近似した。燃料集合体側は、燃料領域を均質、ラッパー管とNaを非均質にし、隣接するC R P は、その外側に同心円状に配置した。なお、本研究ではC R P 側のラッパー管の存在は考えないことにした。このモデルを用いて本研究による均質化と中性子重みによる均質化との比較を行い、群断面積に対する反応度保存効果及び無限増倍率に対する計算結果をそれぞれTable 3.30、3.31に示す。

### 3. 2 数値解析結果

本節では各格子モデルにおける数値解析結果をもとに、臨界集合体における吸収断面積、生成断面積、輸送断面積、に対するマルチドロワ効果と反応度保存効果を比較し、スーパー格子モデルにおける中性子束重み均質化法と輸送摂動論に基づく均質化法との関係及び物理的意味を解明する。実機炉心での結果についても簡単に考察する。

#### 3. 2. 1 燃料格子と制御棒フォロワー格子との干渉効果

まず、S C F + C R P モデルにおける干渉効果について述べる。S C F ドロワとC R P ドロワとの干渉効果を調べたものがTable 3. 2 ~ 3. 5に示してある。このうちTable 3. 2 と3. 3 をみると、吸収断面積や生成断面積に対しては反応度保存効果よりもマルチドロワ効果の方が効いていることがわかる。例えば、マルチドロワ効果により100 K e V以上のエネルギー領域で吸収断面積が1%前後、生成断面積が1~2%増加しているのに対し反応度保存効果は最大でも0. 5%弱しかない。

そこでまず、マルチドロワ効果についての議論をする。S C F ドロワにおけるマルチドロワ効果は吸収及び生成断面積に対しては100 K e V以上で正の寄与即ち増加傾向を、それ以下では負の寄与即ち減少傾向を示していることがわかる。これは制御棒フォロワーが存在することによってS C F ドロワ内の中性子スペクトル及び中性子束分布が変化し、それによって中性子インポータンスがより高エネルギー側へ移動したためである。ここでTable 3. 24の説明をする。単一格子モデルで均質化したS C F ドロワ及びC R P ドロワの群断面積を均質化後のスーパー格子モデルに適用した場合、スーパー格子系の反応度は均質化前のスーパー格子系からどれだけ変化するかを調べ、それを成分別に(a)にまとめた。また、非均質スーパー格子系で得た中性子束を重みとして均質化した群断面積をそのまま用いた場合について同様のことを調べ(b)にまとめた。この(a)と(b)とを比較することにより、(a)では吸収項に対して正に過大評価、生成項に対

して負に過大評価していたものが、(b)では改善されて反応度変化の各成分は小さくなることがわかる。スペクトル成分に対しても同様のことがいえる。

これらをまとめると、CRPを取り囲む燃料領域の均質化に当たっては、CRPドロワの干渉効果を考慮した中性子束を用いて均質化を行なうことにより反応度の各成分もある程度保存されることがわかった。

次に中性子束重みで考慮し得なかった残りの反応度に対するCRPの干渉効果、即ちここで言う反応度保存効果について述べる。Table 3.3には低エネルギー領域における生成及び吸収断面積の増加傾向が示されている。均質化前の中性子スペクトル及び中性子束分布だけでは均質化後の中性子インポータンスの寄与を正確に取り扱えずTable 3.2に示されるように負の過大評価をしたと解釈できる。ところが輸送摂動論に基づく均質化では、特に100KeV以下の低エネルギー領域における中性子インポータンスを直接的に考慮できるため、反応度成分中の吸収及び生成項への干渉効果を正確に評価でき上記のような結果が得られたと言える。

一方、漏洩項の輸送断面積については、マルチドロワ効果は小さく100KeV以上で-0.4%以下であるのに対し、反応度保存効果は大きく同エネルギー領域で+3%前後となっている。これによりSCFドロワからCRPドロワへの中性子漏洩の過大評価が改善されて格子系の反応度は保存されるようになる。以上が中性子束重み均質化法で考慮できなかった各ドロワの反応度成分に対する干渉効果に相当するといえる。

さらに、CRPドロワに隣接しないSCFドロワへの干渉効果を調べるために $SCF + SCF + CRP$ モデルを考え、このモデルにおいて同様の計算をした。その結果、吸収、生成及び減速断面積に関してはCRPドロワと接しないSCFドロワの干渉効果が弱くなることがマルチドロワ効果及び反応度保存効果の両者に対して示された。しかし、輸送断面積に対する反応度保存効果はCRPドロワと接しないSCFドロワの方が大きくなつた。これは以下の理由による。中性子束重みの方法では重みである中性子束は正の値しかとらないが、輸送摂動論に基づく方法ではこの重みは負の値をとり得る。しかも反応度の中性子漏洩成分が零

になるようなモデル（単一格子モデル）ではこの重みは完全に零となり輸送断面積は不定となる。従って輸送摂動論に基づく方法によると反応度の中性子漏洩成分の大きな所では安定に輸送断面積の均質化が行なわれるが、逆に小さな所ではそれは不安定になるといえ、このために C R P ドロワから離れた単一格子モデルに近い格子の輸送断面積の変化が大きくなつたと考えられる。しかし Table 3.18 にみられるように、格子系の反応度は均質化前後において保存されている事実を認めると、Table 3.5 に示された輸送断面積に対する効果はこのスーパー格子モデルにおいては正しいといえる。このように中性子束分布のわずかな変化に敏感に変化する輸送断面積を格子計算とは異なる炉心体系にそのまま適用するには問題があると思われる。以上の点からスーパー格子モデルを用いて輸送断面積に対する反応度保存効果を調べる場合にはモデルの選択に十分な検討を要するといえる。

また、D C F + D C F + C R P モデルを用いて非均質炉心における燃料格子と制御棒フォロワー格子との干渉効果を調べた。その結果、中性子束重みの方法によって均質化を行なつても格子系の反応度は十分に保存されることがわかつた（Table 3.21）。これは D C F ドロワ内プレート配置が S C F のそれに比べてより均質であることに起因する

一方、実機炉心における燃料集合体と C R P との干渉効果を Fig. 3.3(c)により調べた。その結果、Table 3.30 に示すように反応度保存効果は吸収、生成断面積ではほとんど見られず、臨界集合体での結果と同様の傾向を示した。輸送断面積については、高速群で正の、中及び低速群で負の効果を示したもの、著しい効果は見られなかつた。また、Table 3.31 に示すように、中性子束重みによる均質化は、均質前後で反応度を十分に保存することがわかつた。

### 3. 2. 2 燃料格子と制御棒格子との干渉効果

S C F ドロワと C R ドロワとの干渉効果について検討する。中性子束分布に対する格子間干渉効果を表わしたマルチドロワ効果は Table 3.6 に示すように S C F ドロワの生成断面積に対して + 0. 9 ~ 3. 7 %、吸収断面積に対しては ~ +

2 %となり、輸送断面積に対しては $\sim -0.6\%$ 認められた。また、CRドロワの吸収断面積に対して100 eV以下では $-26.5\%$ 、それ以上では $\sim 7.7\%$ となり、これに伴って輸送断面積も100 eV以下では $-17.8\%$ の効果が認められた。これらは、Table 3.25に示されるように、単一格子モデルによる均質化断面積では負に過大評価した格子系の反応度を改善する方向に働いている。しかし、中性子束分布に対する格子間干渉効果を取り扱っただけでは均質化に伴う反応度変化はまだ $-2.2\% \Delta K / K K'$ 存在し、ドロワ毎の各反応度成分に対する格子間干渉効果は十分に考慮されていないことがわかる。輸送摂動論に基づく均質化法によりこれを評価すると、Table 3.7に示されるような群断面積に対する反応度保存効果が得られる。このうちマルチドロワ効果と大きく傾向を異にするものはSCFドロワの輸送断面積であり、これはSCFドロワから、CRドロワへの中性子漏洩を小さく評価する方向へ変化した。次にSCF+CRモデルによる反応度保存効果を示すとSCFドロワにおいては吸収断面積が $\sim 2.0\%$ 、生成断面積が $\sim 1.2\%$ 、輸送断面積が1 KeV以下で $10 \sim 20\%$ 、それ以上で $4 \sim 5\%$ となり、CRドロワにおいては吸収断面積が1 KeV以下で $-14 \sim -36\%$ 、それ以上で $\sim -6\%$ 、輸送断面積が $-10 \sim -35\%$ となった。

さらに、SCF+SCF+CRモデルにおける干渉効果を調べたところ、マルチドロワ効果即ち中性子束分布に対する干渉効果はSCF+CRモデルと比べてCRドロワに接するSCFドロワでは小さくなり、その代わりにCRドロワから離れたSCFドロワにもわずかに及ぶことがわかった。ところが反応度保存効果はCRドロワの群断面積に関してはSCF+CRモデルのものとほぼ一致しているがSCFドロワについてはCRドロワに隣接しないSCFドロワの輸送断面積を除いてはその効果は小さくなっている。また、両モデルの間でマルチドロワ効果を比較すると、SCFドロワに関するマルチドロワ効果はSCF+SCF+CRモデルの方が小さくなっている。しかも炉心体系中の制御棒周辺領域との比較を行なうと、SCF+CRモデルよりはSCF+SCF+CRモデルの方がより実際の格子配置に近いといえる。これらの結果よりCRドロワが周囲のドロワに及ぼす干渉効果は非常に強いと言える。従って、CRドロワに直接隣接するドロ

ワのみを考えたのでは格子干渉効果はうまく取り扱えず、燃料ドロワへの干渉効果を過大評価してしまう。反対に CR ドロワに接しない燃料ドロワをスーパー格子モデル中に含めて中性子束重みの均質化を行なえば、燃料ドロワにおける CR ドロワの干渉効果はある程度考慮できると言える。しかし CR ドロワにおける SCF ドロワからの各反応度成分に対する干渉効果及び CR ドロワに接する SCF ドロワの中性子漏洩成分については十分に考慮できず、輸送摂動論に基づく方法を用いなければならない。

### 3. 2. 3 燃料格子とブランケット格子との干渉効果

燃料とブランケットとの干渉効果を調べるために  $D_{CF} + D_{CF} + IB + \frac{1}{2} IB$  モデル、  $D_{CF} + SCF + IB + \frac{1}{2} IB$  モデルにおいて中性子束計算をし、格子均質化を行なったところ、Table 3.22、3.23、3.26に示すように中性子束に対する干渉効果を考慮するだけで反応度も保存されることがわかった。従って輸送摂動論を用いた格子間干渉効果の評価と併せて考えることにより次のことが言える。ブランケットは制御棒やナトリウムフォロワーと異なり、微量なりとも核分裂を起こすので燃料とブランケットとにより構成されるスーパー格子における均質化後の中性子インポータンスのエネルギースペクトルあるいは空間分布は各々の単一格子モデルのものとあまり変わらないと考えられる。その結果この体系では輸送摂動論に基づく均質化の式も中性子束重みの式に帰着し、中性子束分布に対する格子間干渉効果のみを考慮して均質化を行えばよいことになる。

### 3. 2. 4 異方拡散係数

CRP ドロワに隣接する SCF ドロワを例にとって異方性拡散係数の比較を行なう。Table 3.27 に単一格子モデルより得られる Benoist の拡散係数と、 $1 / 3 \Sigma_{tr}$  で定義される拡散係数（以後これを  $D_{tr}$  と記す）とを示す。尚、Benoist の拡散係数は  $D_{tr}$  からのパーセント差で示しており、これは通常拡散係数に対する中性子ストリーミング効果と呼ばれている。また、Table 3.28にはスーパー格子における  $D_{tr}$  と統一拡散係数とを示した。尚、これについても統一拡散係数は  $D$

$D_{tr}$ からのパーセント差で示してある。Table 3.29には2. 2節で導出した異方性拡散係数を  $D_{tr}$ からのパーセント差で記した。以上の表より、Benoistの拡散係数を用いて拡散係数に対する中性子ストリーミング効果を評価するとプレートと平行方向は +1 ~ 3 % となり、プレート垂直方向は 0. 2 % 程度となった。これに対し、統一拡散係数によって中性子ストリーミング効果を評価すると、両方向ともに 5 ~ 40 % と大きな効果になることがわかる。また、2. 2節で導出した異方性拡散係数はプレート平行方向が ~ 2 % 垂直方向が ~ -2 % となつた。ここでプレート垂直方向の拡散係数のみを取り上げてみると、これは一次元平板スーパー格子モデルを用いることにより輸送摂動論に基づいて厳密に計算できる。そしてこの計算結果は Table 3.3 に示してある。但しこれは輸送断面積に対するものなので拡散係数に対するものは符号が逆になる。即ち、プレート垂直方向のストリーミング効果はこれによると -3. 8 ~ +1. 3 % となる。

故にプレート垂直方向の異方性拡散係数に限れば、今までに導出した異方性拡散係数決定方式では反応度に対するストリーミング成分の干渉効果を十分に評価できず、輸送摂動論に基づいて厳密に格子均質化を行なつて評価する必要があると結論づけられる。

## 第4章 炉心核特性量に対する格子系の反応度保存効果

第3章では数種類のスーパー格子系で輸送摂動論に基づく格子均質化を行なうことにより、中性子束重み均質化法では取り扱えない中性子インポータンスに対する格子間干渉効果を評価でき、その結果格子系の反応度の各成分をよく保存することが数値的に確かめられた。本章では米国ANLのZPPR（Zero Power Physics Reactor）装置に対する炉心計算を行なうことにより、この効果が炉心核特性量に対してどのような影響を及ぼすかを調べた。

### 4. 1 JUPITER実験の概要

JUPITER実験（Japan-United States Program of Integral Tests and Experimental Researches）は日米協力の下で、米国ANLのZPPR装置を用いて行なわれた高速炉のモックアップ実験である。JUPITER実験計画は、大型均質炉心を模擬したPhase I、及び径方向非均質炉心を模擬したPhase IIが完了しており、現在は軸方向非均質炉心及び実証炉級大型均質炉心を模擬したPhase IIIが進行中である。このような実機をモックアップした臨界実験は高速炉炉心設計に使用されるバイアスファクターの評価に重要な役割を果たす。バイアスファクターはC/E値（計算値対実験値比）を用いて求められるため、信頼性の高いバイアスファクターを得るために実験解析により得られたC/E値が体系等に依存しない一定のものである必要がある。

今までに行なわれたJUPITER実験解析の結果は参考文献(7),(8)にまとめられているがC/E値の体系依存空間依存性の存在が判明しており、設計計算にとって重要な課題として残されている。

これらのC/E値のばらつきは以下の原因により生じていると考えられる。

- (1) 断面積データの不確かさ
- (2) 計算手法の不確かさ

このうち(1)については感度解析や断面積アジャストメントの面から研究が進

められている。本研究では(2)の計算手法の不確かさを改善する目的で、格子均質化法に対する研究を行なつた。

#### 4. 2 計算体系及び計算方法

##### 4. 2. 1 計算体系

解析の対象としたZPPR炉心のXY断面図をFig. 4.1に示す。炉心としてはJUPITER実験で扱われたもののうちの代表的な3炉心、ZPPR-10A、10D、及び13Aを選んだ。各炉心の寸法はFig. 4.2～4.4のRZモデル図に示した。

ZPPR-10Aは臨界基準炉心に19本のナトリウム充填CRPチャンネルが挿入された炉心容量約4600ℓの炉心、ZPPR-10Dは臨界基準炉心に31本のナトリウム充填CRPチャンネルが挿入された炉心容量約6100ℓの大型均質炉心であり、これらはZPPR-9と共にPhase Iで扱われた。

ZPPR-13Aは径方向非均質炉心でPhase IIの中核をなす物理的ベンチマーク炉心である。炉心容量は約4025ℓで炉心内にリング状の内部ブランケットを持つ。

##### 4. 2. 2 基準計算及び格子系の反応度保存効果補正

基準計算は臨界バックリングを用いた、70群1次元格子計算及び7群2次元拡散計算に基づいて行なわれた。拡散計算におけるメッシュ分割は1ドロワ当たり1メッシュ（メッシュ幅は約5cm）とした。基準計算に対する補正としては、メッシュ補正、群縮約補正、3次元輸送理論補正、共鳴自己遮蔽因子計算手法に対する補正、2次元格子効果補正、マルチドロワモデルを用いた格子均質化効果補正を考えた。

格子系における反応度保存効果補正是7群XY拡散計算により求め、基準計算に対する補正として与えられた。

#### 4. 3 実効増倍率に対する格子系の反応度保存効果

それぞれの炉心における実効増倍率に対するスーパー格子系の反応度保存効果を求めた。その結果 C R P の挿入された大型均質炉心 Z P P R - 1 0 A、及び 1 0 D に対しては、+ 0. 0 4、+ 0. 0 5 %  $\Delta K / K K'$  となり、リング状の内部ブランケットを持つ径方向非均質炉心 Z P P R - 1 3 A に対しては - 0. 0 3 %  $\Delta K / K K'$  の効果を持つことがわかった。これらの補正を実効増倍率に対する C / E 値に施すと Table 4.1 のような結果が得られる。なお、比較のために C R P を持たない均質炉心 Z P P R - 9 の C / E 値も載せておいた。この表をみると均質炉心の C / E 値は - 0. 41 ~ - 0. 24% の過小評価をしていたものが本補正を施すことにより - 0. 36 ~ - 0. 24% と、そのばらつきはわずかに小さくなることがわかった。しかし、均質炉心と非均質炉心との間のばらつきを改善するには至らなかつた。

## 第5章 結論

格子均質化を断面積の摂動とみなして厳密輸送摂動論に基づき均質化前後における格子系の反応度の各成分、即ち吸収、減速、生成、漏洩成分をエネルギー群ごとに保存するように断面積の均質化を行なう手法を導出した。さらに中性子ストリーミングの異方性を取り扱えるように、この均質化法をもとに異方性拡散係数の決定方法も導出した。本方法による群断面積及び異方性拡散係数決定の式を单一無限格子系に適用したところ、吸収、生成断面積及び自群を除く散乱遷移行列は中性子束重みの決定式に一致し、異方性拡散係数を与える式は Benoist のそれに一致した。これにより、今まで無限格子モデルの格子均質化計算に取り入れられてきた二つの独立した手法即ち群断面積に対する中性子束重みの方法と異方性拡散係数に対する Benoist の方法が格子系の反応度の各成分を均質化前後で保存するという点で手法の妥当性が理論的に確かめられ、これらは一つの理論のもとに関連付けられた。

また スーパー格子系に本理論式を適用したところ、群断面積を決定する式は中性子束重みの式とは異なることが示され、一次元平板体系で異方性拡散係数は統一拡散係数と異なることが示された。異方性拡散係数に対する物理的意味をプレート平行方向を例にとって述べると、統一拡散係数は輸送拡散摂動論より導出されたプレート平行方向の異方性拡散拡散係数に等しい。従って、中性子ストリーミング効果に加えて、局所輸送理論補正を含んでしまうことになり、この定数を用いる場合には通常拡散計算値に施されるグローバルな輸送理論補正の取り扱い方が複雑となり注意を要する。これに対し本方法で決定される異方性拡散係数は純粹に中性子ストリーミングの異方性を考慮した格子定数であるといえる。

異種格子から構成されるスーパー格子において本方法並びに中性子束重みによる均質化法を用いて数値解析を行なった。その結果次のことがわかった。

1. 輸送摂動論に基づく本方法を用いて格子の均質化を行なうと、均質なナトリウムフォロワーが非均質性の強い燃料格子 (SCF ドロワ) に及ぼす格子間干渉効果は大きく、燃料ドロワの輸送断面積は同モデルにおける中性子束重みのもの

と比べて高速群で+4%弱の差が生じることがわかつた。

2. 制御棒格子と燃料格子との干渉効果も中性子束重みの均質化法では充分に取り扱えず、均質化前後の反応度成分は保存されず、吸収項で-1% $\Delta K/KK'$ 、生成項で-2% $\Delta K/KK'$ の変化が認められた。ところが、本方法を用いると0.04%以内で一致した。

3. ブランケットと燃料格子との干渉効果は中性子束に対する干渉効果を考慮するだけで反応度成分に対してもよく考慮されることがわかつた。これはブランケットや燃料格子(DCFドロワ)が比較的均質に近い格子構造を有することと、燃料とブランケットは両者とも核分裂性物質を含んでいる点で中性子インポータンスが類似しておりこのため中性子インポータンスに対する干渉効果が弱いためと考えられる。

4. 実機炉心における燃料集合体とCRPによるスーパー格子系では、一次元円柱モデルによる近似のもとで、中性子束重みによる均質化でも、均質前後の反応度をよく保存することがわかつた。

均質化断面積に対して得られた反応度保存効果が炉心核特性量に対してどの程度の影響を及ぼすかを調べるためにZPPR-10A、10D、13A炉心においてXY拡散計算を行なった。その結果実効増倍率についてみると同スーパー格子モデルにおいて中性子束重みで均質化した格子定数を用いた場合に対して、CRPを含む炉心10A、10Dについては+0.04、及び+0.05% $\Delta K/KK'$ の寄与を内部ブランケットを含む13Aについては-0.03% $\Delta K/KK'$ の寄与を与えることがわかつた。

## 参考文献

- (1) P. Benoist : CEA-R-2278 (1964)
- (2) T. Takeda and H. Umezaki : "Analysis of Large LMFBR Critical Experiments by Improved Methods", International Topical Meeting on Advances in Reactor Physics, Mathematics and Computation, Paris, April 27-30 (1987)
- (3) T. Takeda, H. Sato and S. Ono : Ann. Nucl. Energy, 9, 509 (1982)
- (4) T. Takeda, K. Arai and M. Yamaoka : J. Nucl. Sci. Technol., 18[2], 93 (1981)
- (5) J. L. Rowlands and C. R. Eaton : The Spacial averaging of cross Sections for use in transport theory reactor calculations, with an application to control rod fine structure homogenization, Proc. Specialist Mtg. on Homogenization Methods in Reactor Physics, Lugano, Switzerland, Nov. 13-15 (1978)
- (6) T. Takeda and T. Ooe : J. Nucl. Sci. Technol., 24[12], 999 (1987)
- (7) M. Yamamoto et al. : "Analysis of Large Conventional LMFBR Core Critical Experiments and Their Implication to Design Methods", Proceedings of Top. Mtg. of Reactor Physics and Shielding, Chicago, Illinois, Sep. 17-19 (1984)
- (8) K. Shirakata et al : "Studies of Large Radially Heterogeneous

LMFBR Critical Experiments Analysis", Proceedings of Top. Mtg. of  
Reactor Physics and Shielding, Chicago, Illinois, Sep. 17-19 (1984)

Table 3.1 Energy Group Structure of 7 Groups

Group	Upper Energy	Lower Energy
1	10.0 MeV	3.6788 MeV
2	3.6788	1.3534
3	1.3534	0.086517
4	86.517 KeV	9.1188 KeV
5	9.1188	0.96112
6	961.12 eV	101.30 eV
7	101.30	0.00001

Table 3.2 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CRP Model  
Change from infinite Cell Calculation

SCF Drawer				CRP Drawer				
	Group	Absorption	Production		Group	Absorption	Production	Transport
	1	0.985 %	1.902	-0.383	1	0.0 %	0.0	0.0
	2	1.255	1.535	-0.200	2	0.0	0.0	0.0
	3	0.462	0.807	-0.044	3	0.0	0.0	0.0
	4	-0.006	-0.037	0.010	4	0.0	0.0	0.0
	5	-0.113	-0.427	0.046	5	0.0	0.0	0.0
	6	-0.350	-0.890	0.313	6	0.0	0.0	0.0
	7	-1.583	-2.966	0.929	7	0.0	0.0	0.0

Table 3.3 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CRP Model Change from Super-cell Calculation

SCF Drawer				CRP Drawer				
	Group	Absorption	Production		Group	Absorption	Production	Transport
	1	0.037 %	0.052	2.696	1	0.001 %	0.0	0.015
	2	0.068	0.075	2.702	2	0.0	0.0	0.040
	3	0.053	0.253	3.765	3	0.0	0.0	0.011
	4	0.017	0.266	-1.283	4	0.0	0.0	0.003
	5	0.009	0.278	-0.196	5	0.0	0.0	0.175
	6	0.071	0.313	1.400	6	0.0	0.0	-0.009
	7	0.280	0.455	-0.320	7	0.0	0.0	-0.002

Table 3.4 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CRP Model Change from Infinite Cell Calculation

SCF Drawer not adjacent to CRP Drawer

SCF Drawer adjacent to CRP Drawer

Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.293 %	0.538	-0.081	1	0.674 %	1.323	-0.287
2	0.399	0.485	-0.053	2	0.828	1.015	-0.139
3	0.189	0.329	-0.017	3	0.266	0.465	-0.026
4	0.0	-0.007	0.003	4	-0.008	-0.038	0.008
5	-0.046	-0.179	0.019	5	-0.088	-0.330	0.036
6	-0.144	-0.404	0.160	6	-0.319	-0.789	0.267
7	-0.609	-1.287	0.520	7	-1.644	-3.031	0.906

Table 3.5 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CRP Model Change from Super-cell Calculation

SCF Drawer not adjacent to CRP Drawer

SCF Drawer adjacent to CRP Drawer

Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.008 %	0.014	17.066	1	0.026 %	0.032	0.676
2	0.016	0.019	12.570	2	0.046	0.051	0.434
3	0.020	0.062	6.477	3	0.033	0.183	0.547
4	0.008	0.064	-5.127	4	0.010	0.198	-0.002
5	0.008	0.066	-0.938	5	0.002	0.224	0.178
6	0.030	0.072	-0.772	6	0.059	0.290	0.970
7	0.088	0.098	-3.645	7	0.331	0.518	2.006

Table 3.6 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CR Model  
 SCF Drawer Change from Infinite Cell Calculation      CR Drawer

Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.885 %	1.687	-0.329	1	-0.576 %	0.0	-0.167
2	1.374	1.667	-0.211	2	-0.859	0.0	-0.256
3	2.093	3.655	-0.213	3	-1.364	0.0	-0.594
4	0.267	0.875	-0.092	4	-1.066	0.0	-0.381
5	0.340	1.197	-0.113	5	-3.740	0.0	-0.607
6	0.478	1.237	-0.429	6	-7.676	0.0	-3.558
7	1.173	2.260	-0.621	7	-26.534	0.0	-17.811

Table 3.7 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + CR Model Change from Super-cell Calculation

SCF Drawer				CR Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.096 %	0.244	3.947	1	-0.348 %	0.0	-9.306
2	0.269	0.355	4.466	2	-0.632	0.0	-10.289
3	0.615	1.128	4.830	3	-0.750	0.0	-11.505
4	0.630	1.210	5.269	4	-1.680	0.0	-9.521
5	1.056	1.080	3.903	5	-6.380	0.0	-4.272
6	1.764	0.948	11.489	6	-13.860	0.0	-18.297
7	1.957	0.678	22.002	7	-36.045	0.0	-35.031

Table 3.8 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF + SCF + CR  
Model Change from Infinite Cell Calculation

SCF Drawer not adjacent to CR Drawer			SCF Drawer adjacent to CR Drawer				
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.355 %	0.643	-0.095	1	0.447 %	0.867	-0.183
2	0.607	0.731	-0.077	2	0.622	0.755	-0.099
3	0.946	1.648	-0.091	3	1.011	1.773	-0.108
4	0.126	0.427	-0.048	4	0.146	0.490	-0.057
5	0.134	0.484	-0.046	5	0.212	0.761	-0.075
6	0.149	0.412	-0.156	6	0.306	0.773	-0.260
7	0.272	0.553	-0.167	7	0.712	1.345	-0.356

5

CR Drawer

Group	Absorption	Production	Transport
1	-0.482 %	0.0	-0.134
2	-0.754	0.0	-0.224
3	-1.354	0.0	-0.589
4	-1.269	0.0	-0.447
5	-4.254	0.0	-0.663
6	-8.925	0.0	-4.059
7	-28.935	0.0	-19.329

Table 3.9 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-10 SCF  
+ SCF + CR Model Change from Super-cell Calculation

SCF Drawer not adjacent to CR Drawer

Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.029 %	0.089	20.983	1	0.029 %	0.064	0.765
2	0.087	0.123	13.023	2	0.092	0.114	0.666
3	0.243	0.392	5.974	3	0.173	0.347	0.863
4	0.226	0.403	6.094	4	0.179	0.389	1.259
5	0.328	0.387	4.999	5	0.136	0.163	1.424
6	0.536	0.378	20.271	6	0.023	-0.080	3.789
7	0.192	0.379	-85.265	7	-0.697	-0.468	10.473

CR Drawer

Group	Absorption	Production	Transport
1	-0.289 %	0.0	-16.105
2	-0.467	0.0	-16.530
3	-0.698	0.0	-11.747
4	-1.712	0.0	-9.125
5	-6.782	0.0	-3.831
6	-14.849	0.0	-16.813
7	-36.814	0.0	-32.737

Table 3.10 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + CRP Model  
Change from Infinite Cell Calculation

DCF Drawer not adjacent to CRP Drawer				DCF Drawer adjacent to CRP Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	1.252 %	1.737	0.176	1	2.100 %	2.952	0.244
2	0.890	0.927	0.097	2	1.419	1.481	0.131
3	0.130	0.137	0.017	3	0.161	0.171	0.020
4	-0.224	-0.242	-0.030	4	-0.254	-0.275	-0.030
5	-0.636	-0.727	0.008	5	-0.711	-0.818	0.034
6	-1.501	-1.576	-0.035	6	-1.625	-1.715	0.019
7	-4.006	-4.126	-0.324	7	-4.145	-4.283	-0.053

Table 3.11 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF  
+ DCF + CRP Model Change from Super-cell Calculation

DCF Drawer not adjacent to CRP Drawer				DCF Drawer adjacent to CRP Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.012 %	0.014	0.003	1	0.034 %	0.024	0.005
2	0.014	0.014	0.001	2	0.037	0.035	0.002
3	0.011	0.015	0.001	3	0.023	0.046	0.002
4	0.014	0.015	0.0	4	0.025	0.051	0.0
5	0.020	0.016	-0.004	5	0.040	0.066	-0.007
6	0.024	0.019	-0.001	6	0.074	0.086	-0.004
7	0.033	0.022	0.001	7	0.198	0.130	0.011

Table 3.12 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model Change from Infinite Cell Calculation

DCF Drawer not adjacent to IB Drawer				DCF Drawer adjacent to IB Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.516 %	0.725	0.065	1	1.178 %	1.677	0.113
2	0.716	0.748	0.066	2	1.437	1.505	0.107
3	0.232	0.246	0.024	3	0.266	0.282	0.027
4	0.003	0.002	0.004	4	-0.034	-0.038	0.004
5	-0.041	-0.052	0.018	5	-0.080	-0.098	0.031
6	-0.005	-0.015	0.085	6	-0.077	-0.098	0.143
7	0.206	0.203	0.222	7	0.139	0.118	0.537

IB Drawer adjacent to DCF Drawer				IB Drawer not adjacent to DCF Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	-0.195 %	-0.567	0.213	1	-0.159 %	-0.378	0.097
2	-0.486	-0.521	0.150	2	-0.339	-0.360	0.074
3	-0.076	-0.094	0.017	3	-0.072	-0.088	0.017
4	0.017	0.022	-0.008	4	0.004	0.005	-0.003
5	0.006	0.018	-0.021	5	0.005	0.013	-0.016
6	0.046	0.079	-0.129	6	0.033	0.058	-0.097
7	0.124	0.163	-0.228	7	0.096	0.126	-0.173

Table 3.13 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF  
+ DCF + IB + Half IB Model Change from Super-cell Calculation

DCF Drawer not adjacent to IB Drawer				DCF Drawer adjacent to IB Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.021 %	0.050	0.003	1	-0.009 %	0.008	-1.132
2	0.043	0.051	0.003	2	0.011	0.011	-0.865
3	0.065	0.055	0.004	3	0.081	0.061	-0.435
4	0.124	0.057	0.001	4	0.204	0.089	-1.599
5	0.182	0.061	-0.031	5	0.454	0.108	-0.153
6	0.210	0.068	-0.012	6	0.898	0.171	-0.905
7	0.256	0.082	0.005	7	2.471	0.305	-1.924

IB Drawer adjacent to DCF Drawer				IB Drawer not adjacent to DCF Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.0 %	-0.022	0.006	1	-0.001 %	-0.057	0.518
2	-0.017	-0.022	0.009	2	-0.042	-0.055	0.778
3	-0.022	-0.022	0.017	3	-0.041	-0.035	0.201
4	-0.045	-0.022	0.032	4	-0.059	-0.028	0.722
5	-0.066	-0.022	0.047	5	-0.078	-0.026	1.275
6	-0.078	-0.022	0.186	6	-0.078	-0.017	1.798
7	-0.165	-0.022	0.392	7	-0.151	-0.010	2.411

Table 3.14 Multidrawer Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + SCF + IB + Half IB Model Change from Infinite Cell Calculation

DCF Drawer				SCF Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	1.167 %	1.653	0.124	1	-0.132 %	-0.204	-0.008
2	1.468	1.536	0.119	2	0.161	0.183	0.014
3	0.409	0.434	0.042	3	0.098	0.141	-0.001
4	-0.018	-0.021	0.006	4	0.055	0.119	-0.002
5	-0.102	-0.125	0.040	5	0.129	0.244	-0.009
6	-0.067	-0.088	0.154	6	0.198	0.260	-0.012
7	0.186	0.168	0.490	7	0.371	0.411	0.016

IB Drawer adjacent to SCF Drawer				IB Drawer not adjacent to SCF Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	-0.168 %	-0.454	0.151	1	-0.148 %	-0.348	0.087
2	-0.401	-0.428	0.111	2	-0.318	-0.338	0.067
3	-0.068	-0.083	0.015	3	-0.070	-0.086	0.016
4	0.004	0.005	-0.002	4	-0.002	-0.003	0.001
5	0.0	0.004	-0.007	5	0.0	0.003	-0.006
6	0.025	0.042	-0.072	6	0.020	0.034	-0.057
7	0.070	0.092	-0.130	7	0.058	0.076	-0.107

Table 3.15 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF  
 + SCF + IB + Half IB Model Change from Super-cell Calculation

DCF Drawer				SCF Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.038 %	0.084	0.007	1	-0.031 %	-0.072	-0.049
2	0.076	0.088	0.006	2	-0.063	-0.087	-0.288
3	0.122	0.105	0.009	3	-0.023	-0.065	-0.097
4	0.219	0.115	0.003	4	0.073	0.015	-0.353
5	0.346	0.125	-0.060	5	0.283	0.060	-0.214
6	0.489	0.149	-0.024	6	0.816	0.182	-0.127
7	0.890	0.212	0.040	7	2.468	0.391	0.696

IB Drawer adjacent to SCF Drawer				IB Drawer not adjacent to SCF Drawer			
Group	Absorption	Production	Transport	Group	Absorption	Production	Transport
1	0.001 %	-0.042	0.262	1	0.0 %	-0.021	0.005
2	-0.030	-0.041	0.698	2	-0.016	-0.021	0.009
3	-0.035	-0.028	0.195	3	-0.021	-0.020	0.017
4	-0.056	-0.024	1.703	4	-0.045	-0.022	0.031
5	-0.079	-0.022	2.499	5	-0.064	-0.022	0.046
6	-0.090	-0.017	1.805	6	-0.078	-0.021	0.181
7	-0.196	-0.014	2.352	7	-0.164	-0.021	0.378

Table 3.16 Reaction Rate Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in ZPPR-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model

Absorption, Production, Transport, and Scattering				
Energy Group Number	DCF Drawer not adjacent to IB Drawer	DCF Drawer adjacent to IB Drawer	IB Drawer adjacent to DCF Drawer	IB Drawer not adjacent to DCF Drawer
1	0.033 %	1.013	-1.587	-1.100
2	0.113	0.613	-0.856	-0.648
3	-0.110	-0.104	-0.070	-0.012
4	0.172	0.161	0.167	0.158
5	0.071	0.094	0.748	0.694
6	-0.752	-0.080	1.235	0.933
7	-10.212	2.204	3.277	1.990

Table 3.17  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + CRP Model

Heterogeneous Cell	0.98945	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	0.98724	-0.23 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	0.98943	-0.00

Table 3.18  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + SCF + CRP Model

Heterogeneous Cell	1.04563	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	1.04452	-0.10 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	1.04563	0.00

Table 3.19  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + CR Model

Heterogeneous Cell	0.40715	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	0.40341	-2.28 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	0.40709	-0.04

Table 3.20  $K_{inf}$  in ZPPR-10 SCF + SCF + CR Model

Heterogeneous Cell	0.59597	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	0.59377	-0.62 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	0.59594	-0.01

Table 3.21  $K_{inf}$  in ZPPR-13 DCF + DCF + CRP Model

Heterogeneous Cell	1.59227	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	1.59207	-0.01 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	1.59228	0.00

Table 3.22  $K_{inf}$  in ZPPR-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model

Heterogeneous Cell	1.20837	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	1.20863	0.02 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	1.20837	0.00

Table 3.23  $K_{inf}$  in ZPPR-13 DCF + SCF + IB + Half IB Model

Heterogeneous Cell	1.04455	—
Homogeneous Cell		
Flux-volume Weight Method	1.04483	0.03 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	1.04461	0.01

Table 3.24 Components of Reactivity Change Caused by Homogenization in ZPPR-10 SCF + CRP Model

(a) Using Two Single Cell Models

Drawer Name	Reactivity Component (%dK/KK')				
	Absorption	Production	Transport	Moderation	Total
SCF	0.114	-0.551	-0.008	-0.036	-0.481
CRP	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Total	0.114	-0.551	-0.008	-0.036	-0.481

(b) Using Super Cell Model with Flux-volume Weight Method

Drawer Name	Reactivity Component (%dK/KK')				
	Absorption	Production	Transport	Moderation	Total
SCF	0.032	-0.235	-0.009	-0.012	-0.224
CRP	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
Total	0.032	-0.235	-0.009	-0.012	-0.224

Table 3.25 Components of Reactivity Change Caused by Homogenization in ZPPR-10 SCF + CR Model

(a) Using Two Single Cell Models

Drawer Name	Reactivity Component (%dK/KK')				
	Absorption	Production	Transport	Moderation	Total
SCF	0.877	-7.277	-0.482	-0.116	-6.998
CR	-2.269	0.0	1.046	0.030	-1.193
Total	-1.392	-7.277	0.564	-0.086	-8.191

(b) Using Super Cell Model with Flux-volume Weight Method

Drawer Name	Reactivity Component (%dK/KK')				
	Absorption	Production	Transport	Moderation	Total
SCF	0.271	-1.906	-0.499	0.005	-2.129
CR	-1.281	0.0	0.980	0.227	-0.074
Total	-1.010	-1.906	0.481	0.232	-2.203

Table 3.26 Components of Reactivity Change Caused by Homogenization in ZPPR-13 DCF + DCF + IB + Half IB Model

(a) Using Two Single Cell Models

Drawer Name	Reactivity Component (%dK/KK')				
	Absorption	Production	Transport	Moderation	Total
DCF	0.075	-0.122	0.002	0.005	-0.040
DCF	0.114	-0.202	0.001	0.010	-0.077
IB	-0.016	0.019	0.001	-0.004	0.000
IB	-0.005	0.005	-0.001	-0.001	-0.002
Total	0.168	-0.300	0.003	0.010	-0.119

(b) Using Super Cell Model with Flux-volume Weight Method

Drawer Name	Reactivity Component (%dK/KK')				
	Absorption	Production	Transport	Moderation	Total
DCF	0.027	-0.025	0.002	0.000	0.004
DCF	0.052	-0.074	0.002	0.002	-0.018
IB	-0.007	0.003	0.001	-0.003	-0.006
IB	-0.002	0.000	-0.001	-0.001	-0.004
Total	0.070	-0.096	0.004	-0.002	-0.024

Table 3.27 Difference between Benoist's D and  $D=1/3 \Sigma_{tr}$   
in SCF Drawer Obtained from Single Cell Model

Group	$D=1/3 \Sigma_{tr}$	Difference		
		Perpendic	Parallel	Isotropic
1	3.36904 cm	0.102 %	0.729 %	0.520 %
2	2.77570	-0.049	0.610	0.391
3	1.55769	0.149	1.220	0.863
4	1.06625	0.236	1.610	1.153
5	0.69073	0.119	1.077	0.758
6	0.86039	0.209	2.686	1.860
7	0.79598	-1.641	2.907	1.391

Table 3.28 Difference between Unified D and  $D=1/3 \Sigma_{tr}$   
in SCF Drawer Obtained from SCF + CRP Model

Group	$D=1/3 \Sigma_{tr}$	Difference		
		Perpendic	Parallel	Isotropic
1	3.37500 cm	4.570 %	4.529 %	4.542 %
2	2.77843	12.436	9.311	10.353
3	1.55822	20.219	12.934	15.362
4	1.06613	15.886	9.967	11.940
5	0.69040	5.813	3.961	4.578
6	0.85761	20.616	12.808	15.410
7	0.78840	40.183	23.123	28.810

Table 3.29 Difference between D Based on Transport Perturbation  
Method and  $D=1/3 \Sigma_{tr}$  in SCF Drawer Obtained from  
SCF + CRP Model

Group	$D=1/3 \Sigma_{tr}$	Difference		
		Perpendic	Parallel	Isotropic
1	3.37500 cm	-0.445 %	0.503 %	0.187 %
2	2.77843	-0.404	0.337	0.090
3	1.55822	0.069	0.744	0.519
4	1.06613	-0.559	1.080	0.534
5	0.69040	-0.330	0.870	0.470
6	0.85761	-0.415	1.775	1.045
7	0.78840	-1.875	1.994	0.704

Table 3.30 Reactivity Preservation Effect on Cell Averaged Macro Cross Sections in Prototype FBR Fuel Subassembly + CRP Model

Fuel Subassembly

Group	Absorption	Production	Transport
1	0.067%	0.058	0.682
2	0.066	0.062	0.303
3	0.036	0.066	-1.283
4	0.024	0.067	-1.050
5	0.016	0.070	-1.776
6	0.021	0.072	-0.746
7	0.048	0.082	-0.180

Table 3.31  $K_{inf}$  in Prototype FBR Subassembly + CRP Model

Heterogeneous Cell	1.24105	—
Homogeneous Cell Flux-volume Weight Method	1.24012	-0.06 %dK/KK'
Transport Perturbation Method	1.24052	-0.03

Table 4.1 C/E Values of  $K_{eff}$  before and after The Corrections

Method	ZPPR-9	10A	10D	13A
<hr/>				
Base Calculation				
with Corrections				
for Mesh, Energy				
Collapsing, 3-D	0.9976	0.9962	0.9959	1.0013
Transport Effect,				
2-D Cell Effect,				
Multidrawer Effect				
<hr/>				
Reactivity				
Preservation	—	+0.04	+0.05	-0.03
Effect (%dK/KK')				
<hr/>				
Corrected C/E	0.9976	0.9966	0.9964	1.0010

Fig. 3.1 Various Drawer Models of Critical Subassembly

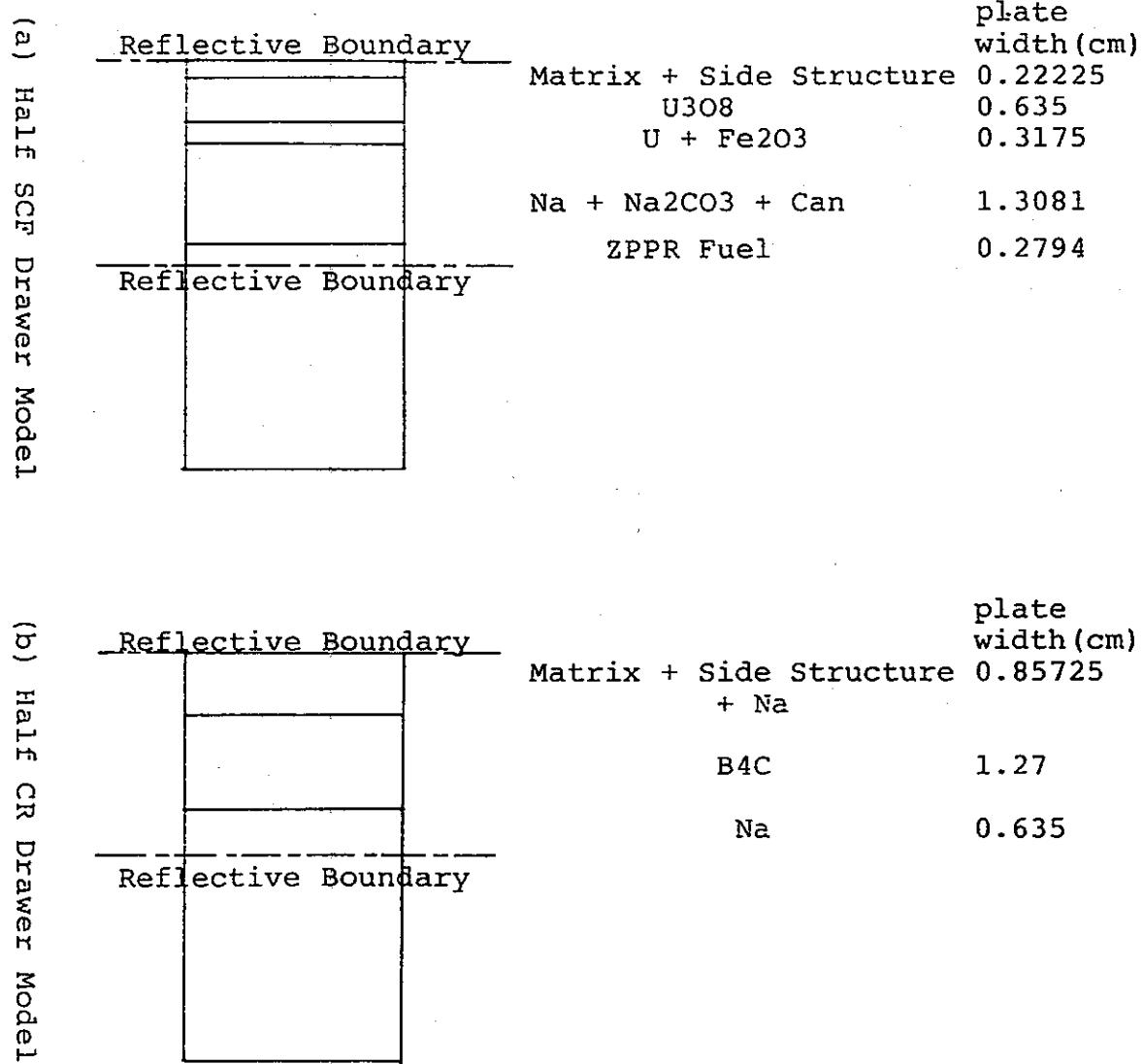


Fig. 3.1 Continued

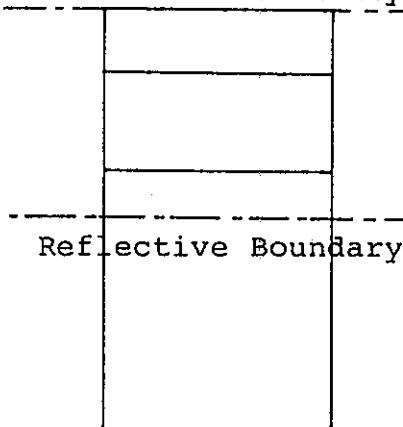
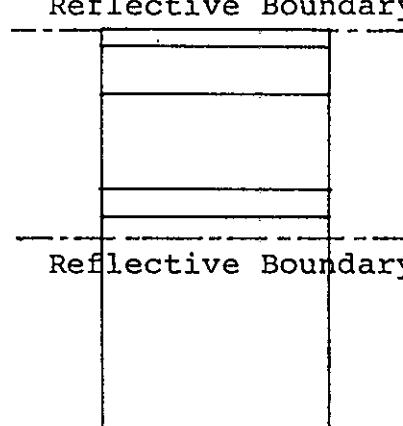
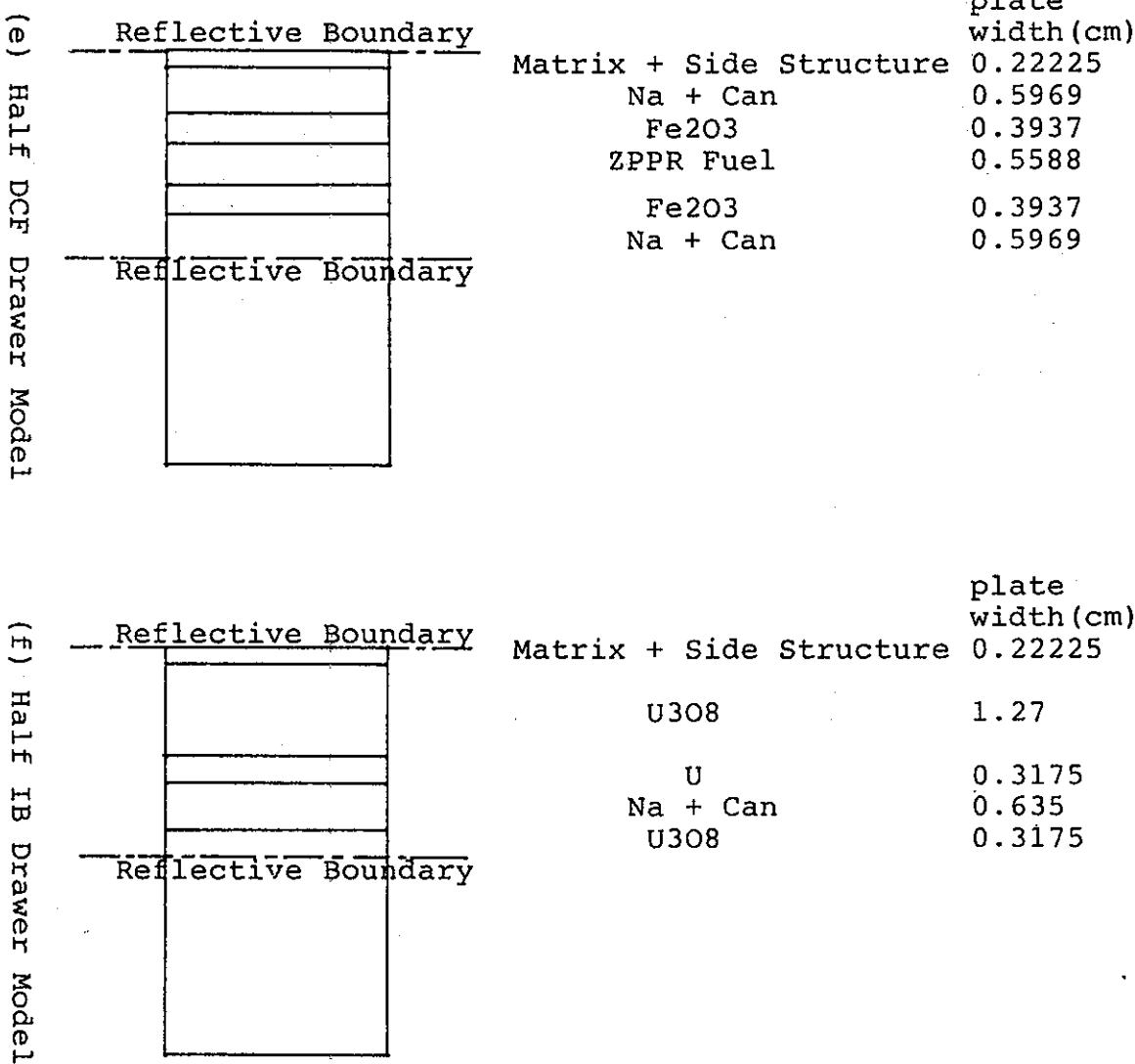
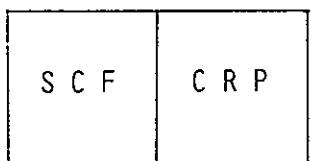
(c) Half CRP Drawer Model	Reflective Boundary	Matrix + Side Structure + Na	plate width(cm)
		Matrix + Side Structure + Na	0.85725
		Na	1.27
		Na	0.635
(d) Half SCF Drawer Model	Reflective Boundary	Matrix + Side Structure U3O8	plate width(cm)
		Matrix + Side Structure U3O8	0.22225
		Na + Can	0.635
		Fe2O3	1.27
		ZPPR Fuel	0.3556
			0.2794

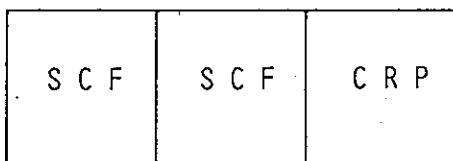
Fig. 3.1 Continued

- 58 -

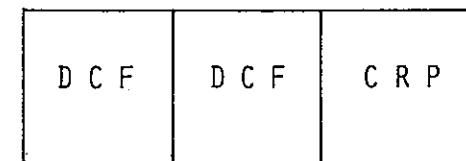




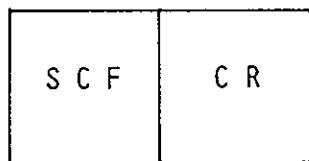
(a) SCF + CRP



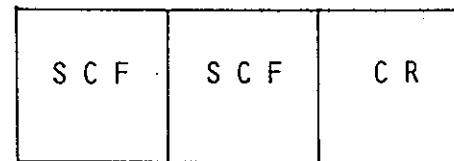
(b) SCF + SCF + CRP



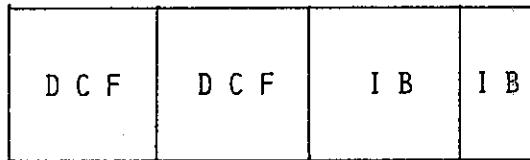
(c) DCF + DCF + CRP



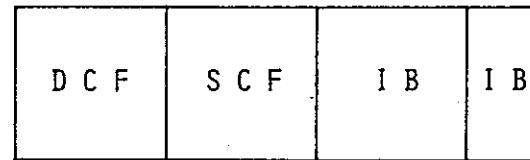
(d) SCF + CR



(e) SCF + SCF + CR



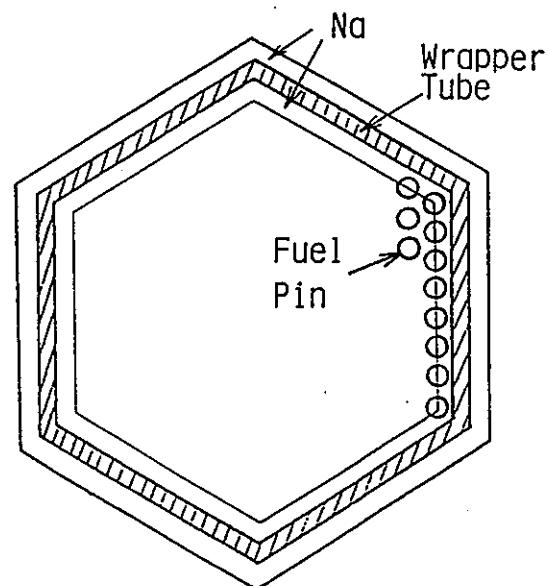
(f) DCF + DCF + IB + 1/2IB



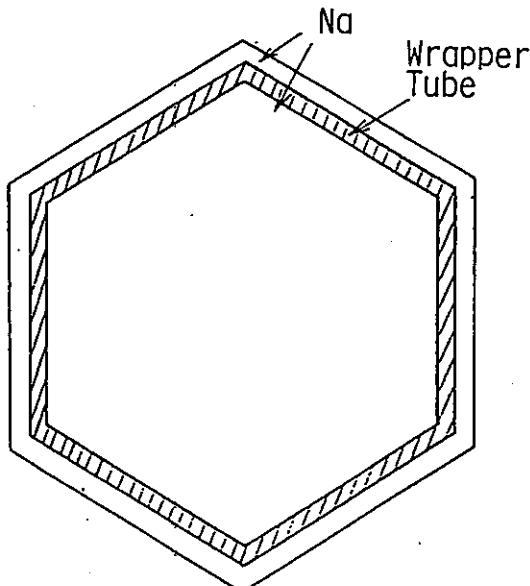
(g) DCF + SCF + IB + 1/2IB

SCF : Single Column Fuel  
DCF : Double Column Fuel  
CR : Control Rod  
CRP : Control Rod Position  
IB : Internal Blanket

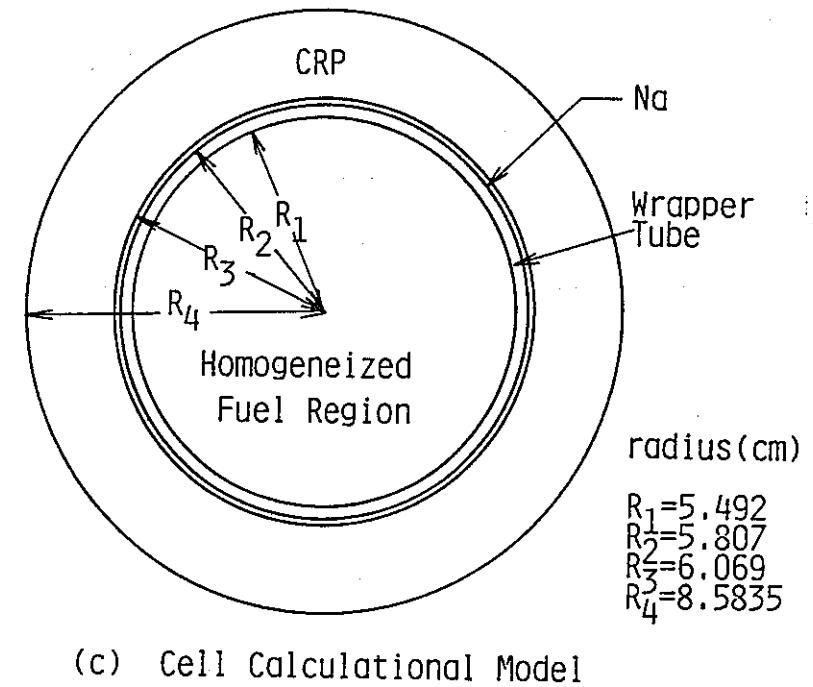
Fig. 3.2 Calculational Super-Cell Models of Fast Critical Subassembly



(a) Fuel Subassembly

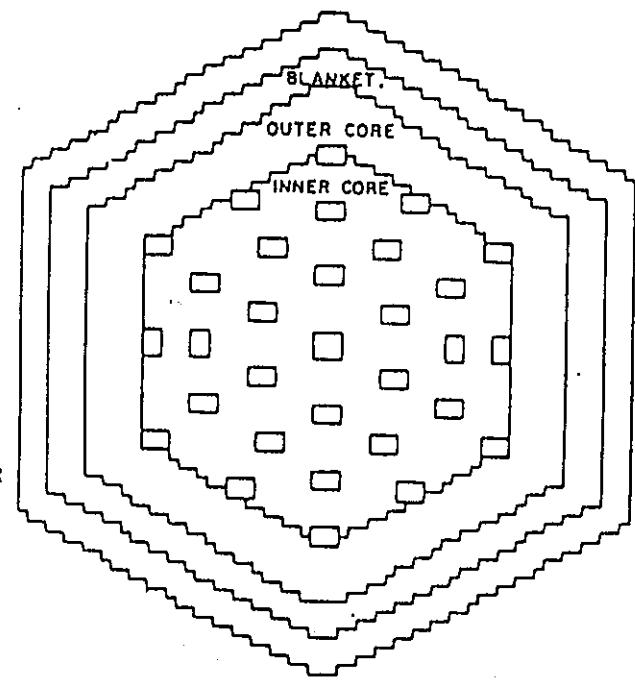


(b) CRP

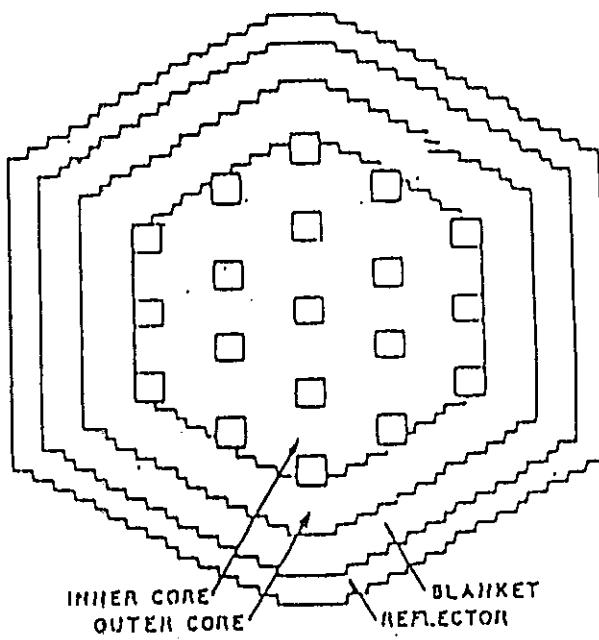


(c) Cell Calculational Model

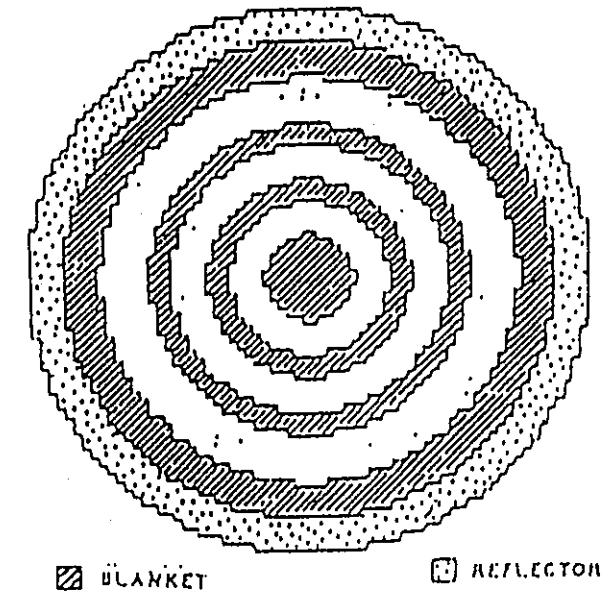
Fig. 3.3 Structures of Fuel Subassembly and CRP in Prototype FBR and Cell Calculational Model



ZPPR-10D



ZPPR-10A



ZPPR-13A

Fig. 4.1 Cross Sectional Views of ZPPR Cores

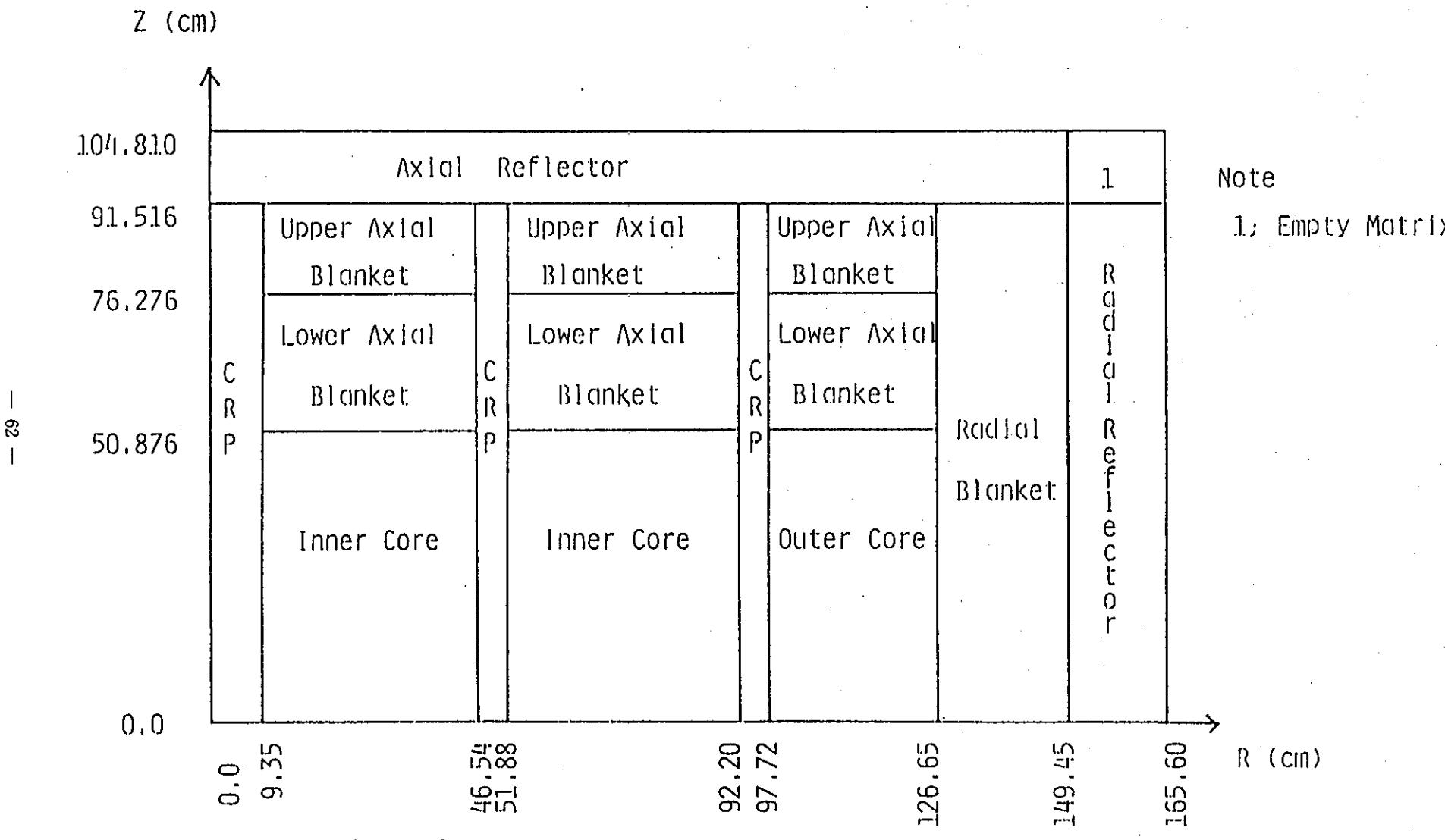


Fig. 4.2 RZ Calculational Model for ZPPR-10A

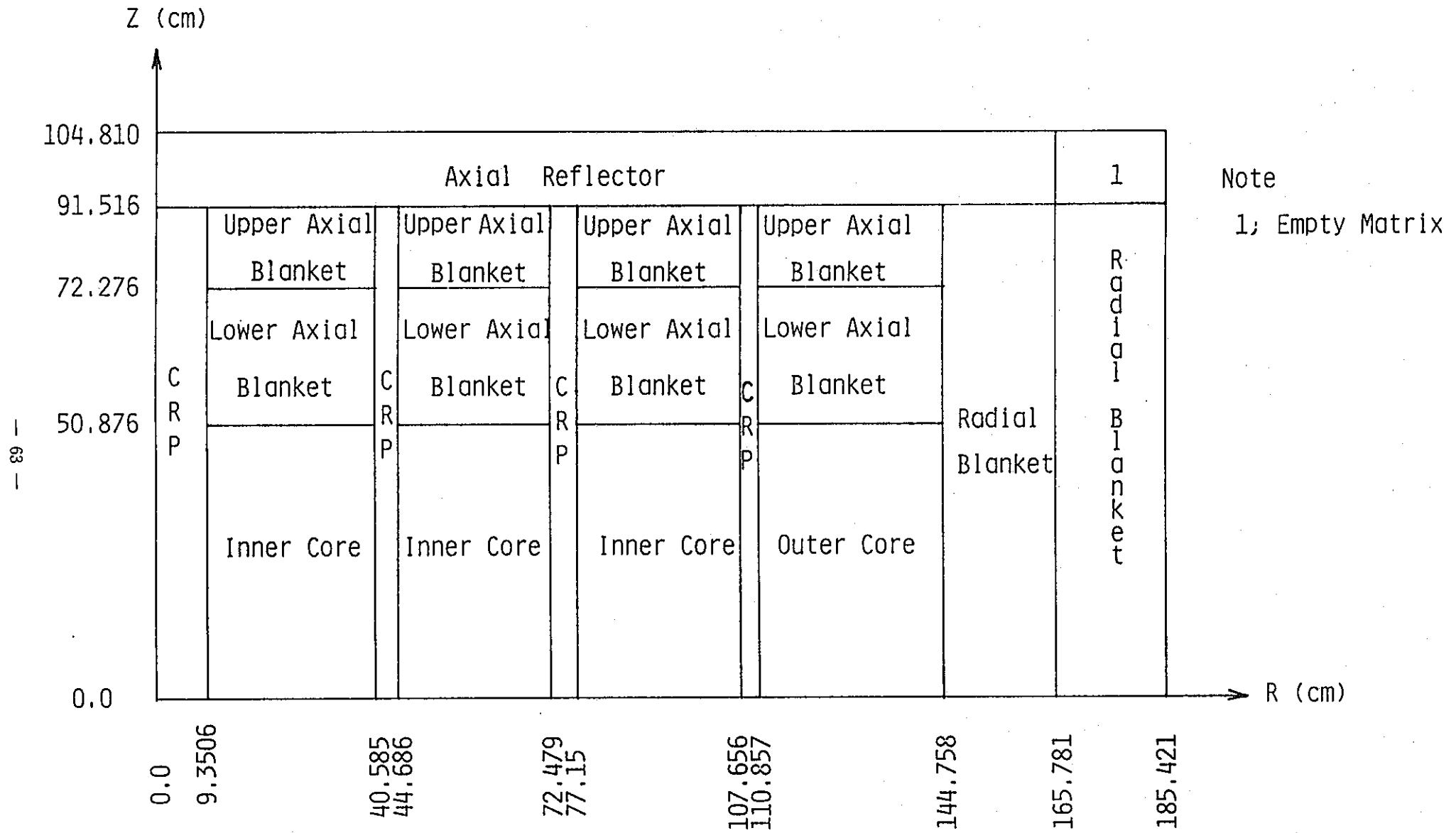


Fig. 4.3 RZ Calculational Model for ZPPR-10D

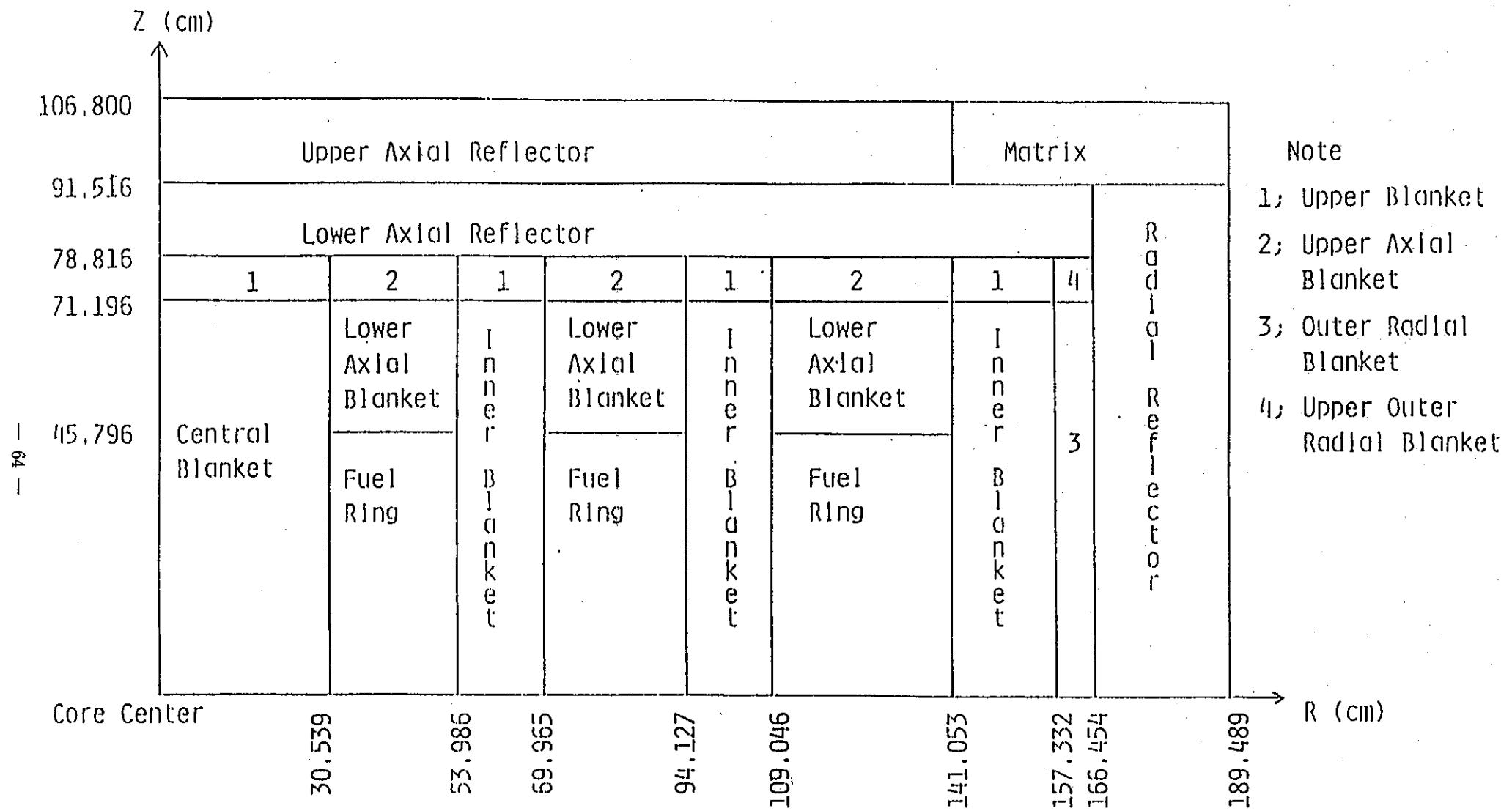


Fig. 4.4 RZ Calculational Model for ZPPR-13A

## 第Ⅱ部

### 多次元ノード拡散計算法

## 目次

### 第 1 章 序論

### 第 2 章 解析的ノード法

- 2. 1 ノード基本式の導出
- 2. 2 ノード基本式の一般解の導出
- 2. 3 ノードの結合

### 第 3 章 解析的多項式ノード法

### 第 4 章 計算方法と計算結果

- 4. 1 計算方法
- 4. 2 計算結果

### 第 5 章 結論

### 参考文献

### 付録 A 他方向への漏れの 2 次多項式近似 (Q. L. A.)

List of tables

Table 4.1 2-group cross sections used in calculations

Table 4.2 Comparison of acceleration effects in analytic  
nodal method

Table 4.3 Comparison of analytic nodal, analytic polynomial  
nodal and finite difference diffusion calculations

## List of figures

- Fig. 4.1 Adjacent nodes
- Fig. 4.2 Flow chart
- Fig. 4.3 Eigenvalue
- Fig. 4.4 Model used for calculations
- Fig. 4.5a Comparison of power distribution between  
CITATION coarse mesh calculation and CITATION  
fine mesh calculation
- Fig. 4.5b Comparison of power distribution between Nodal  
method and CITATION fine mesh calculation

## 第1章 序論

熱中性子炉及び高速増殖炉の炉心設計・解析計算並びに運転中の炉心性能計算のためには精度良く、しかも短時間で炉心核特性を評価予測する必要がある。精度上は、複雑な炉心形状を十分に取り扱うことができる多次元モデルに基づく計算コードの開発が望まれるが、メッシュ誤差を無視できる程度の詳細メッシュで計算を行うと粗メッシュ計算に比べて計算機容量、計算時間とも大幅に増加し、その結果、計算コストが高くなる。この様に計算機容量、計算時間などの制約から通常は詳細メッシュ計算の実行は難しく、粗メッシュ計算を使用することになる。したがって、粗メッシュ計算でも、詳細メッシュ計算と同程度の精度が得られるより進んだ多次元計算法の開発が必要である。

ノード法<sup>(1)-(5)</sup>では、計算する体系をノードと呼ばれる領域に分割し、有限差分法とは違いノード内の中性子束分布を考慮して解いている。ノード法を用いた代表的なコードとしては、FLARE<sup>(1)</sup>コードがある。これは、ノード内の特性を結合係数により結び付けて炉心特性を計算するが、この結合係数は、理論に基づいたものではなく実験的に決める係数であるため炉心が変わると決め直す必要が生じた。最近注目されているノード拡散計算法はこれとは違い、ノード内で多次元のある方向にのみ注目し、残り方向については積分することにより、多次元拡散方程式を1次元拡散方程式に変換する。この1次元拡散方程式をノード内の中性子束分布を考慮して解くので、メッシュ幅を大きくしても計算精度はあまり変わらず、しかも係数も理論上より計算される。

このノード拡散計算法の基本式である1次元拡散方程式を解く方法としては、現在(1)多項式ノード法<sup>(2)</sup>、(2)解析的ノード法<sup>(3)</sup>、(3)解析的多項式ノード法<sup>(4)</sup>、の3種類の方法が提案されている。(1)の方法は、中性子束をすべて多項式展開し重み付き残差法によって係数を決定する。そのため展開した次数の精度までしか正確でなく、展開次数が増えるにつれて展開係数を記憶しなければならないので記憶容量が増えてしまう。(2)の方法は、拡散方程式を2階の微分方程式として解析的に解く。そのため、メッシュ誤差は殆どないが、解析

解が複雑になるため多群化は難しい。また（3）の方法は、一部の中性子束は多项式に展開するが、その後は2階の微分方程式として解析的に取り扱う。そのため精度は、（1）よりも良いことが期待できそのうえ多群化も容易である。この論文では、ノード拡散計算法の中でも特に有望な（2）と（3）の方法、つまり解析的ノード法と解析的多项式ノード法について有限差分法との比較を行ない有効性を検討した。また、数値計算するにあつたては固有値移動<sup>(3)</sup>（eigenvalue shifting）という加速法を用いその効果も検討する。

第2章では、解析的ノード法について説明する。第3章では解析的多项式ノード法について説明する。第4章ではこれらのことの計算方法と計算結果を示し、第5章で結論を述べた。

## 第2章 解析的ノード法

この章では、ノード法の一つである解析的ノード法について説明する。ここで取り扱うモデルは3次元X-Y-Z体系で2群とする。

### 2. 1 ノード基本式の導出

ここで考える2群拡散方程式は、

$$-\operatorname{div} D_1 \operatorname{grad} \phi_1 + \sum_1 \phi_1 = \frac{1}{k_{\text{eff}}} (\nu \sum_{1f} \phi_1 + \nu \sum_{2f} \phi_2) \quad (2-1)$$

$$-\operatorname{div} D_2 \operatorname{grad} \phi_2 + \sum_2 \phi_2 = \sum^{1 \rightarrow 2} \phi_1 \quad (2-2)$$

とする。これらを一つのノード ( $0 < X < \Delta X$ ,  $0 < Y < \Delta Y$ ,  $0 < Z < \Delta Z$ ) についてY, Z方向について積分すると、

$$-D_1 \frac{d^2 \phi_{1x}}{dx^2} + \sum_1 \phi_{1x} - \frac{1}{k_{\text{eff}}} (\nu \sum_{1f} \phi_{1x} + \nu \sum_{2f} \phi_{2x}) = -L_{1x} \quad (2-3)$$

$$-D_2 \frac{d^2 \phi_{2x}}{dx^2} + \sum_2 \phi_{2x} - \sum^{1 \rightarrow 2} \phi_{1x} = -L_{2x} \quad (2-4)$$

を得る。

ただし、

$$\phi_{gx} = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{\Delta y} dy \int_0^{\Delta z} dz \phi_g \quad (g=1, 2) \quad (2-5)$$

$$\begin{aligned} L_{gx} &= \frac{-D_g}{\Delta y \Delta z} \int_0^{\Delta y} dy \int_0^{\Delta z} dz \left( \frac{d^2 \phi_g}{dy^2} + \frac{d^2 \phi_g}{dz^2} \right) \\ &= \frac{1}{\Delta y \Delta z} \left[ \int_0^{\Delta z} dz \left( -D_g \frac{d\phi_g}{dy} \Big|_{y=\Delta y} - D_g \frac{d\phi_g}{dy} \Big|_{y=0} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \int_0^{\Delta y} dy \left( -D_g \frac{d\phi_g}{dz} \Big|_{z=\Delta z} - D_g \frac{d\phi_g}{dz} \Big|_{z=0} \right) \\
& = \frac{J_{g,y}(\Delta y) - J_{g,y}(0)}{\Delta y} + \frac{J_{g,z}(\Delta z) - J_{g,z}(0)}{\Delta z} \quad (g = 1, 2) \quad (2-6)
\end{aligned}$$

とする。

## 2. 2 ノード基本式の一般解の導出

解析的ノード法においては、(2-3), (2-4)式を右辺の洩れの項  $L_{1x}$ ,  $L_{2x}$ について近似する以外すべて解析的に解く。右辺の  $L_{1x}$ ,  $L_{2x}$ については、Q.L.A.（付録A参照）を用いることにする。この時(2-3), (2-4)式の一般解は、それらの式の右辺を零とした時に得られる補助方程式の解と、右辺の  $L_{1x}$ ,  $L_{2x}$ を考慮にいれた方程式の特殊解との和で表現される。

まず、特殊解について考える。

右辺の  $L_{gx}$  ( $g = 1, 2$ )については、Q.L.Aを用いるので、

$$L_{gx} = \bar{L}_g + L_{1,g} \left( 2X \frac{x}{h} - 1 \right) + L_{2,g} \left( 6X \frac{x}{h} \times \left( 1 - \frac{x}{h} \right) - 1 \right) \quad (g = 1, 2) \quad (2-7)$$

で展開する。ただし、 $| \Delta X | = h$ とする。そこで、特殊解についても、

$$\tilde{\phi}_{gx} = F_{g,g} + F_{1,g} \left( 2X \frac{x}{h} - 1 \right) + F_{2,g} \left( 6X \frac{x}{h} \times \left( 1 - \frac{x}{h} \right) - 1 \right) \quad (g = 1, 2) \quad (2-8)$$

とする。これら二つの式を(2-3), (2-4)式に代入して係数比較を行い、 $F_{g,g}$ ,  $F_{1,g}$ ,  $F_{2,g}$ を決定する。

$$\begin{aligned}
P &= \frac{1}{\sum_1^2 \sum_2^{k_{eff}} (k_\infty - k_{eff})} \begin{pmatrix} k_{eff} \Sigma_2 & \nu \Sigma_{2f} \\ \sum_1^{k_{eff}} \Sigma_1^{1 \rightarrow 2} & k_{eff} \Sigma_1 - \nu \Sigma_{1f} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{pmatrix} \quad (2-9)
\end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} F_{g,1} \\ F_{g,2} \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} \bar{L}_1 \\ \bar{L}_2 \end{pmatrix} + \frac{12}{h^2} P \begin{pmatrix} D_1 P_{11} & D_1 P_{12} \\ D_2 P_{21} & D_2 P_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_{2,1} \\ L_{2,2} \end{pmatrix} \quad (2-10)$$

$$\begin{pmatrix} F_{1,1} \\ F_{1,2} \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} L_{1,1} \\ L_{1,2} \end{pmatrix} \quad (2-11)$$

$$\begin{pmatrix} F_{2,1} \\ F_{2,2} \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} L_{2,1} \\ L_{2,2} \end{pmatrix} \quad (2-12)$$

次に、補助方程式の解について考える。

$$\frac{d^2 \phi_{1x}}{dx^2} + B^2 \phi_{1x} = 0 \quad (2-13)$$

$$\frac{d^2 \phi_{2x}}{dx^2} + B^2 \phi_{2x} = 0 \quad (2-14)$$

として、(2-3), (2-4)式に代入すると、

$$B^2 = -\frac{1}{2} \chi \left( \frac{\Sigma_1}{D_1} - \frac{\Sigma_2}{D_2} - \frac{\nu \Sigma_{1f}}{k_{eff} D_1} \right) \pm \sqrt{\left( \frac{\Sigma_1}{D_1} - \frac{\Sigma_2}{D_2} - \frac{\nu \Sigma_{1f}}{k_{eff} D_1} \right)^2 - 4 \chi \frac{\Sigma_1 \Sigma_2}{D_1 D_2} \left( 1 - \frac{k_\infty}{k_{eff}} \right)} \quad (2-15)$$

ただし、

$$k_\infty = \frac{\nu \Sigma_{1f}}{\Sigma_1} + \frac{\Sigma^{1 \rightarrow 2} \nu \Sigma_{2f}}{\Sigma_1 \Sigma_2} \quad (2-16)$$

を得る。B<sup>2</sup>は、k<sub>eff</sub>とk<sub>∞</sub>の大小関係により正負を異にする。そして、一般解の分布関数の形を変えることになる。

これらのことまとめると、一般解は、

(1) k<sub>eff</sub> > k<sub>∞</sub> の時

$$B^2 = -\nu_1^2, -\nu_2^2 \quad (2-17)$$

とすると、

$$\begin{aligned} \phi_{1x} &= A \cosh \nu_1 x + B \sinh \nu_1 x \\ &\quad + G \cosh \nu_2 x + H \sinh \nu_2 x + \tilde{\phi}_{1x} \end{aligned} \quad (2-18)$$

$$\begin{aligned} \phi_{2x} &= C_1 (A \cosh \nu_1 x + B \sinh \nu_1 x) \\ &\quad + C_2 (G \cosh \nu_2 x + H \sinh \nu_2 x) + \tilde{\phi}_{2x} \end{aligned} \quad (2-19)$$

$$C_1 = \frac{\Sigma^{1 \rightarrow 2}}{-D_2 \nu_1^2 + \Sigma_2} \quad (2-20) \qquad C_2 = \frac{\Sigma^{1 \rightarrow 2}}{-D_2 \nu_2^2 + \Sigma_2} \quad (2-21)$$

(2)  $k_{eff} < k_\infty$  の時

$$B^2 = \mu^2, -\nu_3^2 \quad (2-22)$$

とすると、

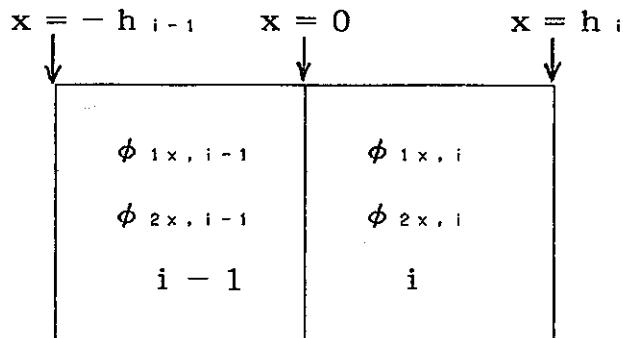
$$\begin{aligned} \phi_{1x} &= A' \cos \mu x + B' \sin \mu x \\ &\quad + G' \cosh \nu_3 x + H' \sinh \nu_3 x + \phi_{1x} \end{aligned} \quad (2-23)$$

$$\begin{aligned} \phi_{2x} &= C_1' (A' \cos \mu x + B' \sin \mu x) \\ &\quad + C_2' (G' \cosh \nu_3 x + H' \sinh \nu_3 x) + \phi_{2x} \end{aligned} \quad (2-24)$$

$$C_1' = \frac{\Sigma_1^{1 \rightarrow 2}}{D_2 \mu^2 + \Sigma_2} \quad (2-25) \quad C_2' = \frac{\Sigma_1^{1 \rightarrow 2}}{-D_2 \nu_3^2 + \Sigma_2} \quad (2-26)$$

## 2. 3 ノードの結合

次に二つの隣合うノード同士の一般解をつなげるという操作を施す。この操作は、まず一般解の中にでてくる任意定数をノード同士の接合面における表面中性子束及び表面中性子流で表わすことから始める。



すなわち、

$$\phi_{gx,i-1}(x=0) = \phi_{gx,i}(x=0) = \phi_{gx,i}^s \quad (2-27)$$

$$-D_{g,i-1} \left. \frac{d\phi_{gx,i-1}}{dx} \right|_{x=0} = -D_{g,i} \left. \frac{d\phi_{gx,i}}{dx} \right|_{x=0} = J_{gx,i}^s \quad (g=1,2) \quad (2-28)$$

として、任意定数を決定するのである。

その後、各ノードのX方向にわたり  $\phi_{1x}$ ,  $\phi_{2x}$  を積分し、

$$\int_{-h_{i-1}}^0 \phi_{gx,i-1} dx = h_{i-1} \bar{\phi}_{g,i-1} \quad (2-29)$$

$$\int_0^{h_i} \phi_{gx,i} dx = h_i \bar{\phi}_{g,i} \quad (g=1,2) \quad (2-30)$$

とした時の体積平均中性子束  $\bar{\phi}_g$  を求める。

その結果をまとめると、次のようになる

$k_{eff} > k_\infty$  のノードでは、

$$m_1 = \frac{\sinh \nu_1 h}{\nu_1 h (C_1 - C_2)} \quad (2-31) \quad m_2 = \frac{\sinh \nu_2 h}{\nu_2 h (C_1 - C_2)} \quad (2-32)$$

$$m_3 = \frac{1 - \cosh \nu_1 h}{D_1 D_2 \nu_1^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-33) \quad m_4 = \frac{1 - \cosh \nu_2 h}{D_1 D_2 \nu_2^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-34)$$

$$m_5 = \frac{1 - \cosh \nu_1 h}{\nu_1^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-35) \quad m_6 = \frac{1 - \cosh \nu_2 h}{\nu_2^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-36)$$

$$C_1 = \frac{\sum_{1 \rightarrow 2}}{-D_2 \nu_1^2 + \sum_2} \quad (2-37) \quad C_2 = \frac{\sum_{1 \rightarrow 2}}{-D_2 \nu_2^2 + \sum_2} \quad (2-38)$$

という値を与える。

$k_{eff} < k_\infty$  のノードでは、

$$m_1 = \frac{\sinh \mu h}{\mu h (C_1 - C_2)} \quad (2-39) \quad m_2 = \frac{\sinh \nu_3 h}{\nu_3 h (C_1 - C_2)} \quad (2-40)$$

$$m_3 = \frac{-(1 - \cos \mu h)}{D_1 D_2 \mu^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-41) \quad m_4 = \frac{1 - \cosh \nu_3 h}{D_1 D_2 \nu_3^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-42)$$

$$m_5 = \frac{-(1 - \cos \mu h)}{\mu^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-43) \quad m_6 = \frac{1 - \cosh \nu_3 h}{\nu_3^2 h^2 (C_1 - C_2)} \quad (2-44)$$

$$C_1 = \frac{\sum_{1 \rightarrow 2}}{D_2 \mu^2 + \sum_2} \quad (2-45) \quad C_2 = \frac{\sum_{1 \rightarrow 2}}{-D_2 \nu_3^2 + \sum_2} \quad (2-46)$$

という値を与える。

この値を用いると、ノード  $i-1$  とノード  $i$  との関係式は以下のように整理される。

$$W_i \bar{\phi}_{i-1} = h_{i-1} U_i \bar{J}_{x,i}^s + V_i \bar{\phi}_{x,i}^s + T_i \bar{L}_{i-1} - T_{1,i} \bar{L}_{1,i-1} + T_{2,i} \bar{L}_{2,i-1} \quad (2-47)$$

$$W_{i+1} \bar{\phi}_i = -h_i U_{i+1} \bar{J}_{x,i}^s + V_{i+1} \bar{\phi}_{x,i}^s + T_{i+1} \bar{L}_i + T_{1,i+1} \bar{L}_{1,i} + T_{2,i+1} \bar{L}_{2,i} \quad (2-48)$$

$$W_{i+1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2-49)$$

$$U_{i+1} = \begin{pmatrix} D_2 (C_2 m_3 - C_1 m_4) & -D_1 (m_3 - m_4) \\ D_2 C_1 C_2 (m_3 - m_4) & -D_1 (C_1 m_3 - C_2 m_4) \end{pmatrix} \quad (2-50)$$

$$V_{i+1} = \begin{pmatrix} -C_2 m_1 + C_1 m_2 & m_1 - m_2 \\ -C_1 C_2 (m_1 - m_2) & C_1 m_1 - C_2 m_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{pmatrix} \quad (2-51)$$

$$T_{i+1} = \begin{pmatrix} 1 - V_{11} & -V_{12} \\ -V_{21} & 1 - V_{22} \end{pmatrix} P$$

$$T_{1,i+1} = \begin{pmatrix} V_{11} + 2Z_{11} & V_{12} - 2Z_{12} \\ V_{21} + 2Z_{21} & V_{22} - 2Z_{22} \end{pmatrix} P \quad (2-52)$$

$$T_{2,i+1} = \begin{pmatrix} V_{11} + 6Z_{11} & V_{12} - 6Z_{12} \\ V_{21} + 6Z_{21} & V_{22} - 6Z_{22} \end{pmatrix} P$$

$$+ \frac{12}{h^2} \begin{pmatrix} D_1 (1 - V_{11}) & -D_2 V_{12} \\ -D_1 V_{21} & D_2 (1 - V_{22}) \end{pmatrix} P \quad (2-53)$$

$$Z = \begin{pmatrix} C_2 m_5 - C_1 m_6 & m_5 - m_6 \\ C_1 C_2 (m_5 - m_6) & C_1 m_5 - C_2 m_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \quad (2-54)$$

ただし、 $U$ ,  $V$ ,  $W$ ,  $T$ ,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $P$ ,  $Z$ は $2 \times 2$ の行列を表わし、「-」は2行のベクトルを表わすものとする。

この後、(2-38)式、(2-39)式及び一つのノードにおける中性子保存式とから、表面中性子束及び表面中性子流を消去する。そして、隣接する三つのノードの体積平均中性子束の間の関係式を得る。

### 第3章 解析的多項式ノード法

この章では、ノード法の一つである解析的多項式ノード法について説明する。ここで取り扱うモデルは3次元X-Y-Z体系で2群とする。

2章に於て導いたノード基本式(2-3), (2-4)式で、他群からの散乱の項、及び核分裂による発生項についてはソース項としてSで書き直すと(3-1), (3-2)式となる。

$$-D_1 \frac{d^2 \phi_{1x}}{dx^2} + \Sigma_1 \phi_{1x} = S_{1x} - L_{1x} \quad (3-1)$$

$$-D_2 \frac{d^2 \phi_{2x}}{dx^2} + \Sigma_2 \phi_{2x} = S_{2x} - L_{2x} \quad (3-2)$$

解析的多項式ノード法では、(3-1), (3-2)式の右辺にある項を多項式に展開する。つまり、中性子源 $S_{gx}$ と洩れの項 $L_{gx}$ ( $g=1, 2$ )について近似する以外は、解析的に解く。右辺の $L_{gx}$ についてQ.L.A.(付録A参照)を用い、図3.1に示すように $S_{gx}$ は、ノード内の平均中性子束、2つのノードの間の左側表面中性子束、表面中性子流を使って3次まで展開する。そうすると $i$ ノードに対しては、(3-3), (3-4)式が得られる。

$$L_{gx}(x) = L_{gx} + L_{1x,g} \left( 2 \frac{x}{h_i} - 1 \right) + L_{2x,g} \left( 6 \frac{x}{h_i} \left( 1 - \frac{x}{h_i} \right) - 1 \right) \quad (3-3)$$

$(g = 1, 2)$

$$S_{gx}(x) = S_{0,g} + S_{1,g} \left( 3 \left( \frac{x}{h_i} \right)^2 - 1 \right) + S_{2,g} \left( \frac{3}{2} \left( \frac{x}{h_i} \right)^2 - \frac{x}{h_i} \right) \quad (3-4)$$

ただし、 $|\Delta X| = h$

$$S_{0,1} = \frac{\nu \Sigma_{f1}}{k_{eff}} \phi_1 + \frac{\nu \Sigma_{f2}}{k_{eff}} \phi_2, \quad S_{1,1} = \frac{\nu \Sigma_{f1}}{k_{eff}} (\phi_1 - \phi_{s1}) + \frac{\nu \Sigma_{f2}}{k_{eff}} (\phi_2 - \phi_{s2})$$

$$S_{2,1} = \frac{\nu \Sigma_{f1}}{k_{eff}} \frac{h_i}{D_1} J_{s1} + \frac{\nu \Sigma_{f2}}{k_{eff}} \frac{h_i}{D_1} J_{s2},$$

$$S_{0,2} = \sum^{1 \rightarrow 2} \phi_1, \quad S_{1,2} = \sum^{1 \rightarrow 2} (\phi_1 - \phi_{s1}), \quad S_{2,2} = \sum^{1 \rightarrow 2} \frac{h_i}{D_1} J_{s1}$$

次に  $i$  ノードに対して (3-3), (3-4) 式を解析的に解き、境界条件として左側表面中性子束、表面中性子流を使う。同様の操作を  $i-1$  ノードに対しても行う。ただし境界条件並びにソースを展開するときには、右側表面中性子束、表面中性子流を使う。

次に二つの隣合うノード同士の解をつなげるという操作を施す。この操作は、まず解の中にでてくるノード同士の接合面における表面中性子束及び表面中性子流を消去することである。

まず、各ノードの  $x$  方向にわたり積分し、

$$\int_{-h_{i-1}}^0 \phi_{gx,i-1} dx = h_{i-1} \phi_{g,i-1} \quad (3-5a)$$

$$\int_0^{h_{i-1}} \phi_{gx,i} dx = h_i \phi_{g,i} \quad (3-5b)$$

とした時の体積平均中性子束  $\phi_g$  を使用するとノード  $i-1$  とノード  $i$  との関係式は (3-6), (3-7) 式になる。

$$W_i \phi_{i-1} = h_i U_i J_{x,i}^s + V_i \phi_{x,i}^s + T_1 L_{i-1} - T_{1,i} L_{1,i-1} + T_{2,i} L_{2,i-1} \quad (3-6)$$

$$W_{i+1} \phi_i = h_i U_{i+1} J_{x,i}^s + V_{i+1} \phi_{x,i}^s + T_{i+1} L_i - T_{1,i+1} L_{1,i} + T_{2,i+1} L_{2,i} \quad (3-7)$$

ただし、 $U, V, W, T_1, T_2$ は、 $2 \times 2$ の行列を表わし、「-」は2行の縦ベクトルを表わすものとする。 $(3-6), (3-7)$ 式及び1つのノードにおける中性子保存式とから、表面中性子束及び表面中性子流を消去する。この式が解析的多項式ノード法の基本式となる。

## 第4章 計算方法と計算結果

### 4. 1 計算方法

解析的ノード法、解析的多項式ノード法による反復計算は、中性子流の計算を差分ではなく解析的に解いている以外は通常の有限差分法と良く似ている。中性子流の計算は、第2章の(2-47), (2-48)式、第3章の(3-6), (3-7)式で導出した式から表面中性子束 $\phi_s$ を消去すると、図4. 1で示した記号を使って(4-1)式で書ける。

$$J_{x,i} = F_i(\phi_{i+1}, \phi_i, L_{x,i+1}, L_{x,i}, L1_{x,i+1}, \\ L1_{x,i}, L2_{x,i+1} - L2_{x,i}) \quad (4-1a)$$

$$J_{x,i-1} = F_i(\phi_i, \phi_{i-1}, L_{x,i}, L_{x,i-1}, L1_{x,i}, \\ L1_{x,i-1}, L2_{x,i} - L2_{x,i-1}) \quad (4-1b)$$

ただし、 $J_x, \phi, Lx, L1x, L2x$ は、 $2 \times 1$ の縦ベクトルであり、 $F$ は、ベクトルを成分とする関数である。ベクトルの各々成分が各々の群の値を示している。 $i$ ノードに対する中性子の保存式は(4-2)式になる。

$$J_{x,i} - J_{x,i-1} + \Sigma_i \phi_i = S_i \quad (4-2)$$

ただし、

$$\Sigma_i = \begin{pmatrix} \sum_{r1} h_i & 0 \\ \sum_{1 \rightarrow 2} h_i & \sum_{a2} h_i \end{pmatrix}$$

$x$ 方向については、(4-2), (4-1a), (4-1b)式を使用し、 $L_y$ ,

$L_{1y}$ ,  $L_{2y}$ は前の値を使うことに依って、 $\phi$ ,  $J_x$ をすべて解くことが出来る。そうすると  $J_x$ を使って  $L_x$ ,  $L_{1x}$ ,  $L_{2x}$ を計算できるので、今度は  $y$  方向についても同様な式を導くことが出来るのでその式を使って、 $\phi$ ,  $J_y$ を解くことが出来る。 $z$  方向も同様にして、 $\phi$ ,  $J_z$ を求める。これを繰り返すのがノード法における内側反復である。外側反復は、実効増倍率  $k_{eff}$ ,  $S_i$ を再計算する。これらの手順を図 4. 2 に示した。

数値計算するにあたって固有値移動<sup>(3)</sup> (eigenvalue shifting) という加速法を用いた。これは、解くべき方程式をベクトルと行列で(4.3)式のように表わす。

$$A \phi = \frac{1}{k_{eff}} M \phi \quad (4-3)$$

ここで  $A$  の行列は、吸収、拡散を表わし、 $M$  は、核分裂による発生を表わす。この中で、図 4. 3 に示すようにいちばん大きな固有値  $\tau_1$  を実効増倍率  $k_{eff}$  としている。しかし、反復計算するにあたっての収束の速さ  $\tau_2/\tau_1$  が 1 からどれぐらい離れているかによる。1 に近い値だと高周波の成分が効いてきて収束が遅くなる。そこで固有値を仮想的に移動させる。そうすると (4-4) 式となる。

$$(A - \frac{1}{k_s} M) \phi = (\frac{1}{k_{eff}} - \frac{1}{k_s}) M \phi \quad (4-4)$$

しかし、一般に移動する最適値はわからないので反復計算中の  $k_{eff}$  にある値を足したものにした。この加速法の利点は、チェビシェフ加速など他の加速法と違って 2 回前の反復した中性子束や固有値が要らないので記憶容量が増えず、またプログラムへの組み込みも容易である。

#### 4. 2 計算結果

ノード拡散計算法の有効性を確かめるためにテスト計算を行った。テスト体系として図4. 4に示したPWRを模擬した2次元体系を考えた。計算は2群定数を用いて行い、収束条件は実効増倍率に対して $1 \times 10^{-5}$ 、中性子束に対して $1 \times 10^{-4}$ とした。用いた2群定数を表4. 1に示した。

まず、加速法（固有値移動）の効果を確かめるため、 $18 \times 18$ の分割数で解析的ノード法で他方向への漏れの近似を2次（Q, L, A）について移動させる幅を変えて加速無しの結果と比較したのが表4. 2である。表4. 2より移動の幅が0.3の時、加速無しと比べて外側反復の回数と計算時間ともに $1/3$ になった。これよりノード法にとって非常に強力な加速法であることがわかる。以下の比較計算に於て解析的ノード法、解析的多項式ノード法とともに0.3の固有値移動の加速を行った。

次に有限差分法とノード法のその計算精度並びに計算時間を比較するため、解析的ノード法、解析的多項式ノード法については、それぞれ $9 \times 9$ （1ノード $20\text{cm} \times 20\text{cm}$ ）、 $18 \times 18$ （1ノード $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ ）、 $27 \times 27$ （1ノード $20/3\text{cm} \times 20/3\text{cm}$ ）、 $36 \times 36$ （1ノード $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ ）、 $45 \times 45$ （1ノード $4\text{cm} \times 4\text{cm}$ ）の5種類の分割数で計算を行った。比較のため有限差分法による拡散計算コードCITATION<sup>(6)</sup>を用いて計算を行った。表4. 3にこれらの手法で得られた実効増倍率、計算時間及び基準解からのパーセント誤差を示した。基準解は、有限差分法による解から無限メッシュに外挿して得た。表4. 2よりノード法は非常に少ないメッシュで有限差分法の外挿値に一致しているのがわかる。特に解析的ノード法で、他方向への漏れを2次に近似したQ, L, Aでは $9 \times 9$ の分割数で有限差分の時の $135 \times 135$ の分割数の誤差とほとんど等しい。これは計算時間で約 $1/60$ また、中性子束の容量だけを考えると分割数の比に等しいので約 $1/225$ になっている。また、解析的多項式展開法のQ, L, Aの場合も $36 \times 36$ の分割数で有限差分の $135 \times 135$ と誤差がほとんど等しいので、計算時間で約 $1/10$ また中性子束の容量で約 $1/14$ になっている。出力分布については、有限差分法の $198 \times 198$ の分割数の時の値を基準値とした。その結

果を図4. 5に示した。出力分布においても図4. 5より解析的ノード法でQ.  
L. A. の時は $9 \times 9$ の分割ではほぼ有限差分の $135 \times 135$ と誤差がほとんど  
等しい。解析的多項式ノード法の $36 \times 36$ の分割数で有限差分法の $135 \times 1$   
 $35$ の分割数とほとんど等しい。これより、2群において解析的ノード法は非常  
に優れた方法と言えが、多群化は困難である。一方、解析的多項式ノード法は、  
解析的ノード法と比べると見劣りするが、それでも約 $1/10$ の計算時間とかな  
り短いうえに多群化も容易である。

## 第5章 結論

ノード拡散計算法の次の2種類の方法、解析的ノード法と解析的多項式展開法に基づき2次元2群拡散計算コードを開発した。ノード拡散計算法は、考へている方向以外を積分し1次元の拡散方程式に直し、ノード内の中性子束の分布を考慮して、解析的に解いている。そのため有限差分法と比べて少ない分割数で高精度の解が得られる。

数値計算を行い有限差分法と同精度の解が得られるときの計算時間を比べると解析的ノード法で有限差分法の約1／60、解析的多項式ノード法で約1／10になった。また、中性子束の記憶容量は前の方法で約1／225、後の方法で1／14になった。この結果より、2群においては解析的ノード法は非常に優れた方法であることがわかる。しかし多群化は困難である。解析的多項式ノード法は、解析的ノード法と比べると見劣りするが、それでも約1／10の計算時間と有限差分法に比べてかなり速く、そのうえ多群化も容易である。

## 参考文献

- 1) Delp et al. : FLARE, A Three-Dimensional Boiling Water Reactor Simulator, GEAP-4598 (1964), General Electric Company.
- 2) M. R. Wagner and K. Koebke, "Progress in Nodal Reactor Analysis," Proc. Topl. Mtg. Advances in Reactor Computations, Salt Lake City, Vol. II (1983), pp. 941-962.
- 3) MIT 1986 Summer Session "MODERN NODAL METHODS FOR ANALYZING LIGHT WATER REACTORS".
- 4) Verplank : SIMULATE-3, A Nodal Core Analysis Program for Light Water Reactor, Computer Code User's Manual, YAEC, March (1983).
- 5) 竹田敏一 : "軽水炉における新しい出力分布計算法" 日刊工業新聞社発行「原子力工業」第33巻第6号(1987年)。
- 6) T. B. Fowler, D. R. Vondy and G. W. Cunningham, ORNL-TM-2496 Rev. 2 (1971).

## 付録A 他方向への漏れの2次多項式近似 (Quadratic Leakage Approximation)

ノード法では、他方向への漏れは積分しているので定数になってしまふ。そこで、 $i$ ,  $i-1$ ,  $i+1$ のノードでの漏れ  $L_i$ ,  $L_{i-1}$ ,  $L_{i+1}$ を使って  $i$  ノードでの漏れを2次の多項式に展開する。



$L_{i-1}$	$L_i$	$L_{i+1}$
-----------	-------	-----------

$\leftarrow h_{i-1} \rightarrow h_i \leftarrow h_{i+1} \rightarrow$

$$L_i(x) = L_0 + L_1 \left( 2 \frac{x}{h_i} - 1 \right) + L_2 \left( 6 \frac{x}{h_i} \left( 1 - \frac{x}{h_i} \right) - 1 \right)$$

つまり上式のように展開し、 $L_0$ ,  $L_1$ ,  $L_2$  の値は、次式のような関係で求める。

$$\int_{i \text{ node}} L_i(x) dx = L_i h_i$$

$$\int_{i-1 \text{ node}} L_i(x) dx = L_{i-1} h_{i-1}$$

$$\int_{i+1 \text{ node}} L_i(x) dx = L_{i+1} h_{i+1}$$

これが、Q.L.A.と呼ばれている方法である。

Table 4.1 2-group cross sections used in calculations

Material number	D1 (cm)	$\Sigma a1$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu \Sigma f1$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	D2 (cm)	$\Sigma a2$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\nu \Sigma f2$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\Sigma 1 \rightarrow 2$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
1	1.5003	8.4598E-3	5.2032E-3	0.39224	6.5182E-2	9.6498E-2	1.6957E-2
2	1.5429	8.8303E-3	6.0485E-3	0.41578	7.7139E-2	1.2195E-1	1.5787E-2
3	1.5408	9.2250E-3	6.8635E-3	0.41538	8.8332E-2	1.4533E-1	1.5317E-2
4	1.4907	9.6323E-3	6.0495E-3	0.40188	9.3194E-2	1.2425E-1	1.5200E-2
5	1.4887	1.0013E-2	6.8646E-3	0.40131	1.0475E-1	1.4812E-1	1.4713E-2
6	1.4713	9.9007E-3	6.0511E-3	0.39695	9.8763E-2	1.2525E-1	1.5004E-2
7	1.4712	1.0277E-2	6.8663E-3	0.39630	1.0988E-1	1.4922E-1	1.4510E-2
8	1.4100	0.00	0.000	0.117	0.0191	0.00	0.04760

Fission spectrum (1g:1.000 2g:0.000)

Table 4.2 Comparison of acceleration effects  
in analytic nodal method

eigenvalue shift	$k_{eff}$	number of outer iterations	CPU time* (sec.)
no acceleration	1.19440	80	11
$k_{eff} + 1.0$	1.19441	42	5.9
$k_{eff} + 0.5$	1.19441	30	4.3
$k_{eff} + 0.4$	1.19441	27	3.8
$k_{eff} + 0.3$	1.19441	24	3.4

\* ACOS-S2000

Table 4.3 Comparison of analytic nodal , analytic polynomial  
nodal and finite difference diffusion calculations

Method	No. of meshes	Eigenvalue	% error*	CPU time <sup>+</sup> (sec)
AL ** FLAT	9 x 9	1.19480	3.60E-02	1.3
Q.L.A.	9 x 9	1.19441	3.35E-03	1.3
AP *** FLAT	9 x 9	1.19700	2.20E-01	1.3
Q.L.A.	9 x 9	1.19657	1.84E-01	1.7
AL FLAT	18 x 18	1.19448	9.21E-03	3.4
Q.L.A.	18 x 18	1.19441	3.35E-03	3.5
AP FLAT	18 x 18	1.19469	2.68E-02	3.5
Q.L.A.	18 x 18	1.19463	2.18E-02	3.4
AL FLAT	27 x 27	1.19440	2.51E-03	6.3
Q.L.A.	27 x 27	1.19439	1.67E-03	6.3
AP FLAT	27 x 27	1.19447	8.37E-03	6.3
Q.L.A.	27 x 27	1.19447	8.37E-03	6.3
AL FLAT	36 x 36	1.19438	8.37E-04	11
Q.L.A.	36 x 36	1.19439	1.67E-03	11
AP FLAT	36 x 36	1.19442	4.19E-03	11
Q.L.A.	36 x 36	1.19442	4.19E-03	11
AL FLAT	45 x 45	1.19438	8.37E-04	16
Q.L.A.	45 x 45	1.19438	8.37E-04	16
AP FLAT	45 x 45	1.19440	2.51E-03	16
Q.L.A.	45 x 45	1.19441	3.35E-03	16
Finite difference diffusion	18 x 18	1.19469	2.68E-02	0.63
	27 x 27	1.19416	-1.76E-02	1.4
	54 x 54	1.19413	-1.09E-02	10
	72 x 72	1.19421	-1.34E-02	13
	135 x 135	1.19431	-5.02E-03	84
	198 x 198	1.19434	-2.51E-03	270
	$\infty^{***}$	1.19437		

<sup>+</sup>ACOS-S2000

- \* Percent difference from  $\infty$  value
- \*\* Analytic Nodal Method
- \*\*\* Analytic Polynomial Method
- \*\*\*\* Extrapolated value from finite difference solution

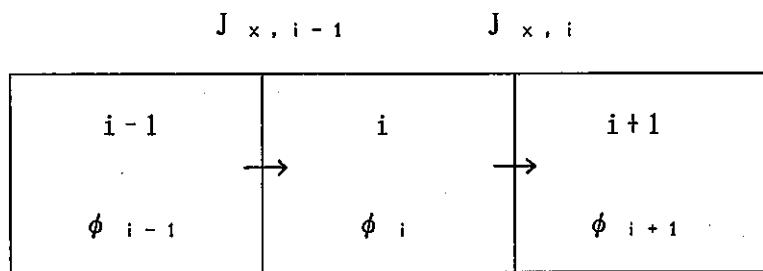


Fig. 4.1 Adjacent nodes

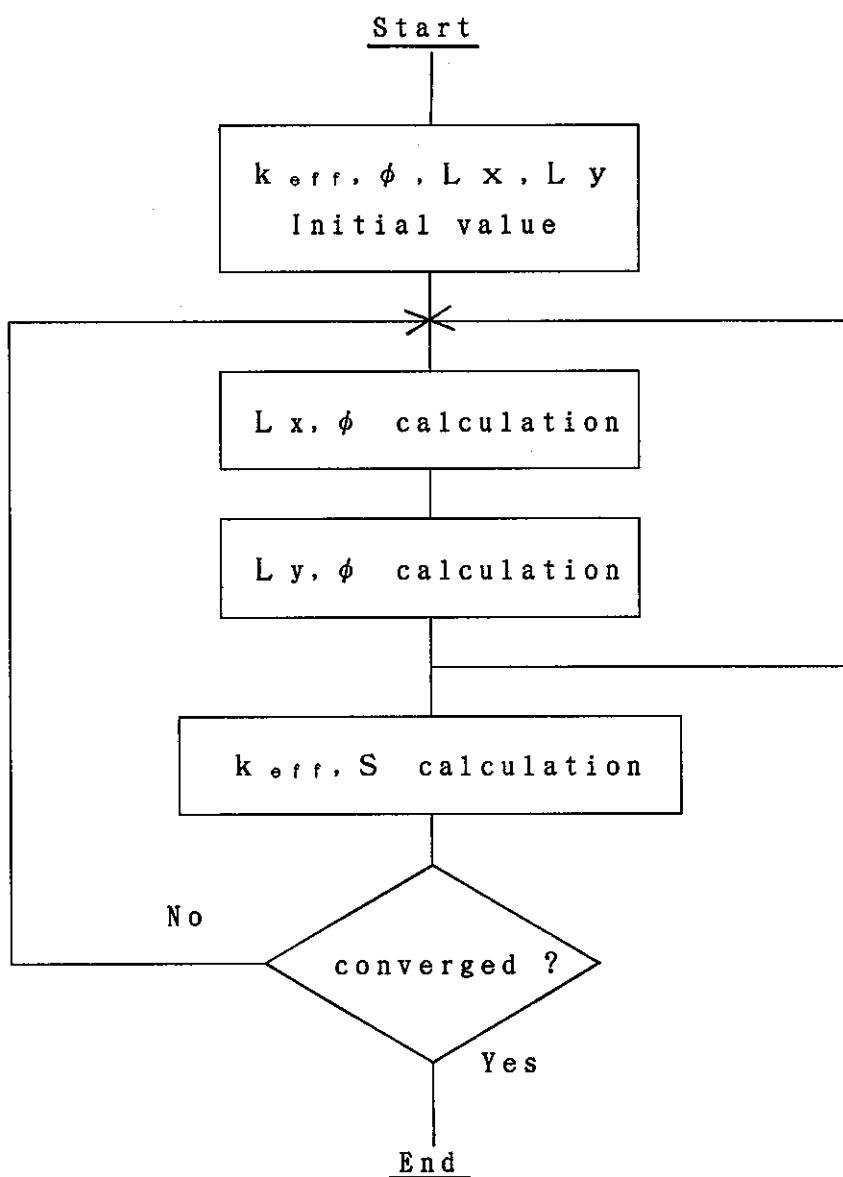


Fig. 4.2 Flow chart

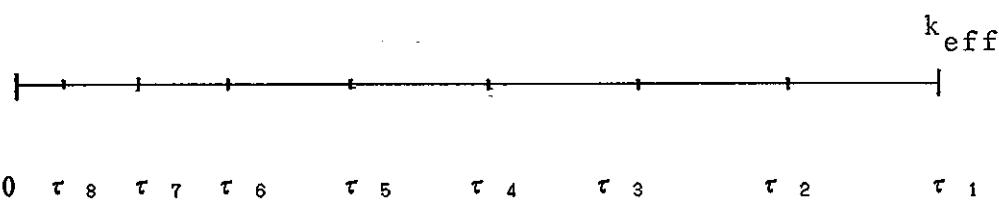


Fig. 4.3 Eigenvalue

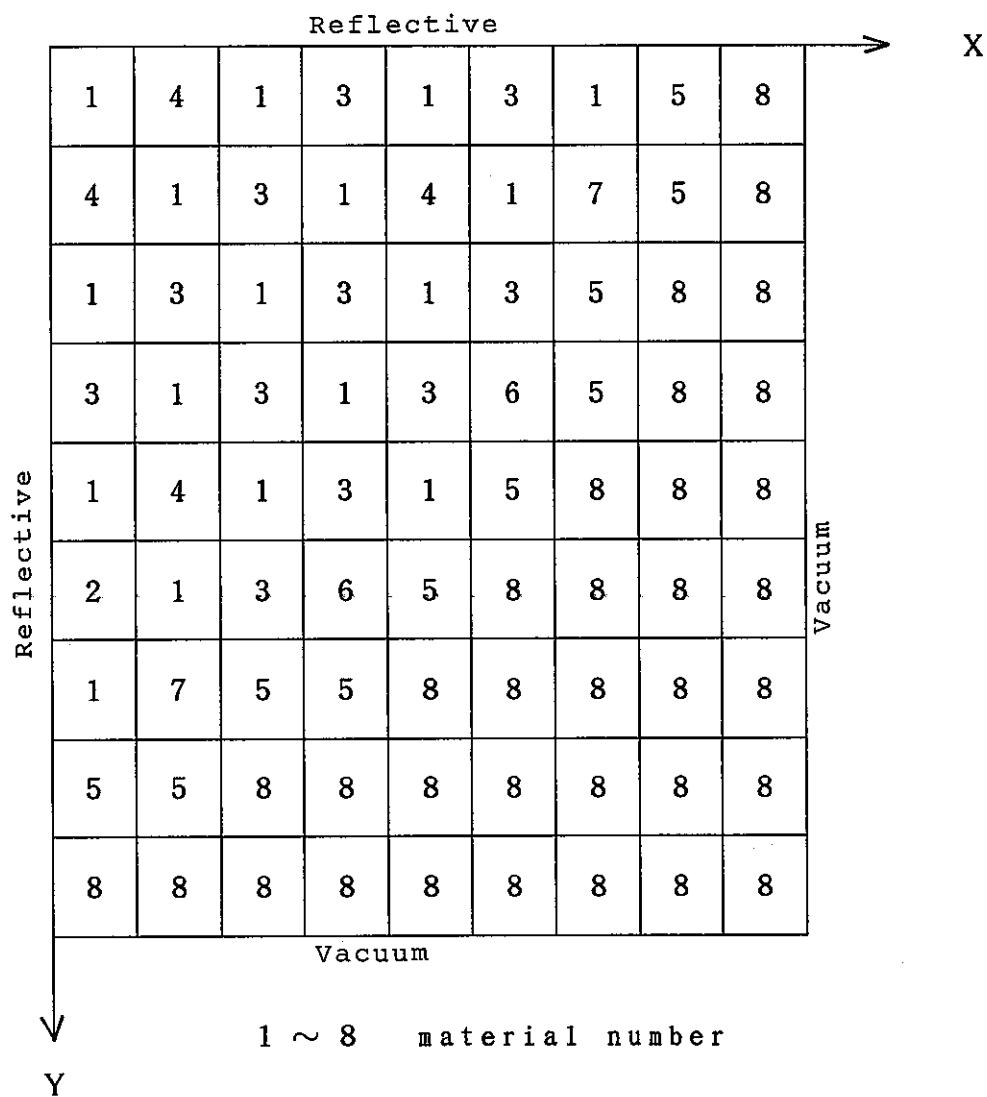


Fig. 4.4 Model used for calculations

core center

2. 446E-02 (15. 09)	2. 557E-02 (-5. 45)	3. 391E-02 (11. 28)	4. 160E-02 (-4. 79)	2. 657E-02 (7. 21)	2. 026E-02 (-3. 97)	1. 008E-02 (5. 62)	4. 050E-03 (-35. 58)
2. 418E-02 (3. 34)	2. 570E-02 (-0. 45)	3. 354E-02 (0. 15)	4. 168E-02 (-2. 84)	2. 632E-02 (-2. 23)	2. 024E-02 (-4. 70)	9. 980E-03 (-4. 38)	4. 156E-03 (-10. 32)
2. 410E-02	2. 571E-02	3. 353E-02	4. 180E-02	2. 638E-02	2. 034E-02	1. 002E-02	4. 199E-03
2. 581E-02 (-4. 21)	3. 223E-02 (15. 56)	4. 481E-02 (-5. 82)	3. 333E-02 (11. 12)	2. 279E-02 (-13. 85)	1. 574E-02 (9. 57)	8. 063E-03 (-20. 96)	3. 028E-03 (-56. 13)
2. 594E-02 (1. 01)	3. 181E-02 (2. 36)	4. 500E-02 (-1. 48)	3. 295E-02 (-0. 26)	2. 302E-02 (-4. 26)	1. 555E-02 (-2. 52)	8. 177E-03 (-7. 20)	3. 167E-03 (-12. 75)
2. 592E-02	3. 174E-02	4. 507E-02	3. 296E-02	2. 311E-02	1. 559E-02	8. 236E-03	3. 208E-03
3. 474E-02 (14. 34)	4. 542E-02 (-4. 13)	3. 784E-02 (11. 45)	3. 998E-02 (-7. 75)	2. 329E-02 (9. 61)	1. 679E-02 (-4. 63)	6. 472E-03 (-29. 78)	
3. 437E-02 (3. 48)	4. 562E-02 (0. 37)	3. 747E-02 (1. 40)	4. 021E-02 (-1. 95)	2. 306E-02 (-0. 68)	1. 681E-02 (-3. 58)	6. 619E-03 (-7. 70)	
3. 425E-02	4. 561E-02	3. 741E-02	4. 029E-02	2. 307E-02	1. 687E-02	6. 670E-03	
4. 351E-02 (-0. 30)	3. 438E-02 (14. 42)	4. 057E-02 (-6. 14)	2. 878E-02 (9. 29)	2. 415E-02 (-7. 90)	9. 077E-03 (-12. 32)	4. 037E-03 (-54. 35)	
4. 361E-02 (2. 07)	3. 400E-02 (3. 32)	4. 081E-02 (-0. 17)	2. 854E-02 (0. 90)	2. 429E-02 (-2. 19)	9. 158E-03 (-3. 56)	4. 226E-03 (-10. 22)	
4. 352E-02	3. 389E-02	4. 082E-02	2. 851E-02	2. 434E-02	9. 191E-03	4. 269E-03	
2. 900E-02 (14. 06)	2. 427E-02 (-9. 00)	2. 409E-02 (12. 86)	2. 450E-02 (-6. 34)	1. 317E-02 (6. 53)	6. 245E-03 (-55. 03)		
2. 873E-02 (4. 62)	2. 452E-02 (1. 23)	2. 385E-02 (2. 94)	2. 465E-02 (-0. 43)	1. 309E-02 (0. 31)	6. 551E-03 (-8. 59)		
2. 860E-02	2. 449E-02	2. 378E-02	2. 466E-02	1. 308E-02	6. 608E-03		
2. 546E-02 (0. 78)	1. 748E-02 (17. 28)	1. 783E-02 (0. 32)	9. 372E-03 (-9. 14)	6. 327E-03 (-53. 64)			
2. 553E-02 (3. 76)	1. 728E-02 (5. 30)	1. 786E-02 (2. 13)	9. 459E-03 (0. 08)	6. 639E-03 (-6. 96)			
2. 544E-02	1. 719E-02	1. 782E-02	9. 459E-03	6. 686E-03			
1. 198E-02 (15. 87)	9. 213E-03 (-13. 11)	7. 027E-03 (-23. 77)	4. 246E-03 (-49. 78)				
1. 187E-02 (6. 45)	9. 356E-03 (2. 26)	7. 196E-03 (-0. 23)	4. 448E-03 (-4. 75)				
1. 179E-02	9. 335E-03	7. 198E-03	4. 469E-03				
4. 800E-03 (-25. 96)	3. 497E-03 (-47. 12)						CITATION 54×54 meshes calculation (%error*)
4. 937E-03 (1. 73)	3. 663E-03 (-1. 68)						CITATION 135×135 meshes calculation (%error*)
4. 928E-03	3. 670E-03						CITATION 198×198 meshes calculation**

\* percent difference from reference

\*\* reference

Fig. 4.5a Comparison of power distribution

between CITATION coarse mesh calculation

and CITATION fine mesh calculation

core center

2.412E-02 (1.11)	2.571E-02 (-0.16)	3.343E-02 (-3.20)	4.178E-02 (-0.54)	2.628E-02 (-3.71)	2.023E-02 (-5.16)	9.965E-03 (-5.94)	4.188E-03 (-2.76)
2.404E-02 (-2.54)	2.572E-02 (0.37)	3.340E-02 (-4.15)	4.176E-02 (-1.05)	2.622E-02 (-6.31)	2.022E-03 (-5.69)	9.933E-03 (-9.09)	4.196E-03 (-0.72)
2.410E-02	2.571E-02	3.353E-02	4.180E-02	2.638E-02	2.034E-02	1.002E-02	4.199E-03
2.595E-02 (1.33)	3.174E-02 (0.19)	4.514E-02 (1.82)	3.283E-02 (-3.89)	2.305E-02 (-2.94)	1.553E-02 (-4.17)	8.192E-03 (-5.30)	3.225E-03 (5.24)
2.597E-02 (1.86)	3.166E-02 (-2.66)	4.511E-02 (0.93)	3.281E-02 (-4.64)	2.307E-02 (-1.99)	1.547E-02 (-7.78)	8.219E-03 (-2.09)	3.220E-03 (3.69)
2.592E-02	3.174E-02	4.507E-02	3.296E-02	2.311E-02	1.559E-02	8.236E-03	3.208E-03
3.426E-02 (0.32)	4.578E-02 (3.79)	3.736E-02 (-1.33)	4.027E-02 (-0.68)	2.299E-02 (-3.43)	1.679E-02 (-4.98)	6.655E-03 (-2.25)	
3.423E-02 (-0.58)	4.574E-02 (2.93)	3.732E-02 (-2.56)	4.032E-02 (-0.69)	2.295E-02 (-5.07)	1.683E-02 (-2.42)	6.680E-03 (1.39)	
3.425E-02	4.561E-02	3.741E-02	4.029E-02	2.307E-02	1.687E-02	6.670E-03	
4.372E-02 (4.64)	3.389E-02 (-0.01)	4.087E-02 (1.18)	2.846E-02 (-1.85)	2.4309E-02 (-1.52)	9.143E-03 (-5.13)	4.266E-03 (-0.88)	
4.371E-02 (4.34)	3.386E-02 (-0.80)	4.092E-02 (2.58)	2.843E-02 (-2.85)	2.435E-02 (0.35)	9.189E-03 (-0.20)	4.301E-03 (7.30)	
4.352E-02	3.389E-02	4.082E-02	2.851E-02	2.434E-02	9.191E-03	4.269E-03	
2.869E-02 (3.41)	2.456E-02 (2.87)	2.379E-02 (0.23)	2.466E-02 (0.20)	1.301E-02 (-5.93)	6.595E-03 (-2.00)		
2.862E-02 (0.92)	2.458E-02 (3.91)	2.375E-02 (-1.30)	2.471E-02 (2.14)	1.305E-02 (-2.33)	6.664E-03 (8.40)		
2.860E-02	2.449E-02	2.378E-02	2.466E-02	1.308E-02	6.608E-03		
2.557E-02 (5.13)	1.724E-02 (3.07)	1.783E-02 (0.39)	9.444E-03 (-1.56)	6.684E-03 (-0.30)			
2.558E-02 (5.55)	1.719E-02 (0.24)	1.786E-02 (3.46)	9.492E-03 (3.49)	6.753E-03 (10.05)			
2.544E-02	1.719E-02	1.782E-02	9.459E-03	6.686E-03			
1.184E-02 (4.40)	9.376E-03 (4.35)	7.234E-03 (5.02)	4.488E-03 (4.32)				
1.182E-02 (2.11)	9.408E-03 (7.84)	7.263E-03 (9.13)	4.527E-03 (12.89)				
1.179E-02	9.335E-03	7.198E-03	4.469E-03				
4.970E-03 (8.42)	3.728E-03 (15.97)						
4.986E-03 (11.63)	3.725E-03 (15.02)						
4.928E-03	3.670E-03						

ANALYTIC NODAL METHOD with Q. L. A. (%error*) 9X9 meshes
ANALYTIC POLYNOMIAL METHOD with Q. L. A. (%error*) 36X36 meshes
CITATION 198×198 meshes calculation**

\* percent difference from reference  
\*\* reference

Fig. 4.5b Comparison of power distribution

between Nodal method

and CITATION fine mesh calculation

### 第三部

## ディカップリング計算法

## 目次

1. 序論
2. 固有値間隔、反応度変化とフラックス・ティルトの定義と関係式
  2. 1 固有値間隔の定義
  2. 2 フラックス・ティルトの定義
  2. 3 反応度変化の定義
  2. 4 固有値間隔、反応度変化とフラックス・ティルトの関係式
3. 固有値計算の手法
4. 計算モデルと結果
  4. 1 計算モデル
  4. 2 結果
    4. 2. 1 空間高調波
    4. 2. 2 炉心寸法と固有値間隔の関係
    4. 2. 3 ブランケット挿入による固有値間隔の変化
    4. 2. 4 制御棒挿入位置によるフラックス・ティルトの変化
    4. 2. 5 炉心寸法によるフラックス・ティルトの大きさ
5. 結論

## List of Tables

Table 1.1	Eigenvalue Separation of Model C
Table 1.2	Eigenvalue Separation of Model D
Table 2.1	Reactivity Change due to Off-Center CR Insertion in Model A
Table 2.2	Reactivity Change due to Off-Center CR Insertion in Model B
Table 2.3	Reactivity Change due to Center CR Insertion in Model A
Table 2.4	Reactivity Change due to Center CR Insertion in Model A

## List of Figures

Fig.1	Calcutational Model
Fig.2.1	Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves Model A
Fig.2.2	Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves Model B
Fig.2.3	Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves Model C
Fig.2.4	Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves Model D
Fig.3.1	Eigenvalue Separation of Model A
Fig.3.2	Eigenvalue Separation of Model B
Fig.4.1	Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model A (Off-Center CR inserted)
Fig.4.2	Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model B (Off-Center CR inserted)
Fig.4.3	Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model A (Center CR inserted)
Fig.4.4	Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model B (Center CR inserted)

## 1. 序論

大型高速炉や非均質高速炉は中性子の空間的な結合（ディカップリング）が弱いことが知られている<sup>(1)</sup>。つまり、制御棒誤引き抜きなどによる局所的な反応度が炉心に加わると、これが炉心全体に一様に伝搬されずフラックス・ティルトすなわちフラックス分布の歪みが生じる。この炉心の結合度を表わすパラメータの一つとして固有値間隔すなわち0次と1次の空間高調波の固有値の逆数の差を用いる考え方がある<sup>(2)</sup>。この考えによると、固有値間隔が小さい炉心は結合度が弱く”Loosely”な炉心であり、固有値間隔が大きい炉心は結合度が強く”Tightly”な炉心である。摂動前のフラックスの空間高調波が摂動後のフラックスに与える影響をフラックス・ティルトを表わす量として用いる。この様にフラックス・ティルトを考えると、フラックス・ティルトには、2次以上の空間高調波の影響も含まれるので、2次以上の空間高調波の固有値間隔も考慮する必要がある。

この固有値および空間高調波を求める方法として、行列演算法等が用いられているが、本研究では、固有値の原点移動を行なうことにより中性子束（0次の空間高調波）および実効増倍率（0次の固有値）を求めるときと同様の逐次計算を用いる方法を開発した。

この方法を用いて、1次元平板、エネルギー1群で多領域の炉心の固有値および空間高調波を求め、炉心寸法による固有値間隔の変化、炉心にブランケットを加えたときの固有値間隔の変化や制御棒挿入位置によるフラックス・ティルトの大きさを計算した。

## 2. 空間高調波の固有値間隔、反応度とフラックス・ティルトの定義と関係式

ここでは、空間高調波の固有値間隔、反応度とフラックス・ティルトの定義と M. V. Davis と J. A. Mahaffy によって示されている関係式<sup>(2)</sup>について述べる。

### 2. 1 フラックス・ティルトの定義

中性子束  $\phi(\vec{r})$  を固有値展開し (2. 1) 式のように空間高調波の 1 次結合で表わす。

$$\phi(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cdot \psi_n(\vec{r}) \quad (2. 1)$$

$a_n$  : 第  $n$  次空間高調波の係数

$\psi_n$  : 第  $n$  次空間高調波

摂動前の定常状態のフラックス  $\phi(\vec{r})$  は、0 次の空間高調波の係数  $a_0$  以外の係数がすべて 0 で 0 次の空間高調波のみで表わされる。摂動後の中性子束  $\phi'(\vec{r})$  を摂動前の空間高調波の 1 次結合で (2. 2) 式のように表わす。

$$\phi'(\vec{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \cdot \psi_n(\vec{r}) \quad (2. 2)$$

$b_n$  : 摂動前の第  $n$  次空間高調波の摂動後の係数

ここで、第  $j$  次空間高調波のフラックス・ティルト  $\tau_j$  を (2. 3) 式のように第 0 次と第  $j$  次の空間高調波の係数の比で定義する。

$$\tau_j = \frac{b_j}{b_0} \quad (2. 3)$$

## 2. 2 固有値間隔の定義

固有値間隔  $\epsilon_j$  は第  $j$  次空間高調波の固有値  $\lambda_j$  の逆数と第 0 次空間高調波の固有値  $\lambda_0$  の逆数の差で定義され (2. 4) 式のように表わされる。

$$\epsilon_j = \frac{1}{\lambda_j} - \frac{1}{\lambda_0} \quad (2. 4)$$

## 2. 3 第 $j$ 次空間高調波に加わる反応度

制御棒の誤動作などによる反応度変化が摂動計算によって表わされるとすると、摂動による反応度変化  $\delta\rho$  は (2. 5) 式で表わされる。

$$\delta\rho = \frac{\langle \phi^+ \delta L \phi' \rangle}{\langle \phi^+ M_0 \phi' \rangle} \quad (2. 5)$$

$\phi^+$  : 摂動前の隨伴中性子束

$\phi'$  : 摂動後の中性子束

$\delta L$  : 拡散パラメータの変化

$M_0$  : 摂動前の生成オペレータ

いま、第  $j$  次の空間高調波に対する反応度  $\delta\rho_j$  を  $\phi^+$  の代わりに  $\psi_j^\dagger$  を用いて (2. 6) 式のように表わす。

$$\delta\rho_j = \frac{\langle \psi_j^\dagger \delta L \phi' \rangle}{\langle \psi_j^\dagger M_0 \phi' \rangle} \quad (2. 6)$$

## 2. 4 $\delta \rho_j$ 、 $\tau_j$ と $\varepsilon_j$ の関係式

第  $j$  次空間高調波の固有値間隔  $\varepsilon_j$ 、加わる反応度  $\delta \rho_j$  とそのときの第  $j$  次空間高調波のフラックス・ティルト  $\tau_j$  の関係として (2. 7) 式が示されている。

$$\tau_j = \delta \rho_j / \varepsilon_j \quad (2. 7)$$

この式から、反応度  $\delta \rho_j$  が同じでも固有値間隔  $\varepsilon_j$  が小さい炉心は、フラックス・ティルト  $\tau_j$  が大きくなることがわかる。また、この式を使ってフラックス・ティルトを計算するには、1次だけでなく2次以上の固有値間隔  $\varepsilon_j$  と空間高調波  $\psi_j$  を求める必要がある。これらを求める1つの方法を次の章で述べる。

## 3. 固有値計算の方法

炉心の固有値を求める方としては、拡散方程式を行列式に直し、この行列式の固有値を QR 法やべき乗法などの行列演算法を用いる方法がある。しかし、行列の繰り返し計算を収束するまで行なうには、多くの計算時間が必要となる。ここでは、拡散方程式の中性子束および実効増倍率計算の外側反復の加速法として用いられている固有値の原点移動を利用し、0次以降の固有値を求める方法を開発した。

1次元エネルギー1群の拡散方程式の固有値を固有値の原点移動によって求め る方法を以下に示す。

この拡散方程式は、(3. 1) 式のように表わされる。

$$-d_i v D(x) \text{ grad } \phi(x) + \sum_a (x) \phi(x) = \frac{1}{\lambda} \nu \sum_f (x) \phi(x) \quad (3. 1)$$

(3. 1) 式をメッシュ中心の差分によって表わすと

$$A_i \phi_i = B_{i-1} \phi_{i-1} + B_i \phi_{i+1} + \frac{1}{\lambda} C_i \phi_i \quad (3.2)$$

$$A_i = \frac{2}{\frac{\Delta x_{i-1}}{D_{i-1}} + \frac{\Delta x_i}{D_i}} + \frac{2}{\frac{\Delta x_i}{D_i} + \frac{\Delta x_{i+1}}{D_{i+1}}} + \Sigma_{a_i}$$

$$B_i = \frac{2}{\frac{\Delta x_{i-1}}{D_{i-1}} + \frac{\Delta x_i}{D_i}}$$

$$C_i = \nu \Sigma_{f_i}$$

となる。これを行列式に直すと

$$X \phi = \frac{1}{\lambda} Y \phi \quad (3.3)$$

$$X = \begin{vmatrix} A_1 & -B_1 & 0 & 0 & \cdots \\ -B_1 & A_2 & -B_2 & 0 & \cdots \\ 0 & -B_2 & A_3 & -B_3 & \cdots \\ 0 & 0 & -B_3 & A_4 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \\ & & & & A_n \end{vmatrix} \quad Y = \begin{vmatrix} C_1 & 0 & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & C_2 & 0 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & C_3 & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & 0 & C_4 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \\ & & & & C_n \end{vmatrix} \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \\ \vdots \\ \phi_n \end{pmatrix}$$

となる。この行列式は、固有値として

$$\frac{1}{\lambda_0} < \frac{1}{\lambda_1} < \frac{1}{\lambda_2} < \frac{1}{\lambda_3} < \cdots$$

を持つ。ここで、固有値  $\lambda_0$  が実効増倍率  $k_{eff}$  にあたる。  
(3.3) 式を内側  
反復および外側反復によって 0 次の空間高調波と固有ベクトルつまり実効増倍率  
と中性子束を求めることができる。次に

$$X' = X - \frac{1}{\lambda} Y$$

$$\lambda_0 > \lambda^*$$

$$X' = \begin{pmatrix} A_1 - C_1 / \lambda^* & -B_1 & 0 & 0 & \cdots \\ -B_1 & A_2 - C_2 / \lambda^* & -B_2 & 0 & \cdots \\ 0 & -B_2 & A_3 - C_3 / \lambda^* & -B_3 & \cdots \\ 0 & 0 & -B_3 & A_4 - C_4 / \lambda^* & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ & & & & A_N - C_N / \lambda^* \end{pmatrix}$$

という行列  $X'$  を考え、第  $j$  次空間高調波を  $\psi_j$  とすると (3. 3) 式の行列式は

$$\begin{aligned} X' \psi_j &= (X - \frac{1}{\lambda^*} Y) \psi_j \\ &= X \psi_j - \frac{1}{\lambda^*} Y \psi_j \\ &= (\frac{1}{\lambda_j} - \frac{1}{\lambda^*}) Y \psi_j \\ &= \frac{1}{\lambda_j} Y \psi_j \end{aligned} \quad (3. 4)$$

$$\frac{1}{\lambda_j} = \frac{1}{\lambda_j} - \frac{1}{\lambda^*}$$

となる。この様に変換した行列式は、固有ベクトルは変化せずその固有値が次のようにシフトされる。

$$\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda^*} < \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda^*} < \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda^*} < \cdots$$

行列  $X'$  は行列  $X$  の対角成分だけが変化するだけなので、(3. 4) 式を (3. 2) 式と同様なような釣り合い式 (3. 5) 式に戻すことができる。

$$A'_i \psi_{j,i} = B_{i-1} \psi_{j,i-1} + B_i \psi_{j,i+1} + \frac{1}{\lambda^*} C_i \psi_{j,i} \quad (3. 5)$$

このとき、 $A'_i$ 、 $1/\lambda'$  は

$$A'_i = A_i - \frac{1}{\lambda^*} C_i$$

$$\frac{1}{\lambda}, = \frac{1}{\lambda_j} - \frac{1}{\lambda^*}$$

である。(3. 5)式のように固有値を移動させた式を実効増倍率、中性子束を計算したときと同様に、内側反復および外側反復によって求める。通常、中性子束を求めるとき、実効増倍率すなわち第0次の固有値は、

$$k_{eff} = \frac{\int \nu \sum_f \phi dx}{\int \Sigma_a \phi dx + \int J \cdot n dS}$$

で計算されるが、1次以上の空間高調波の固有値に対してはこの式を用いることはできない。1次以上の空間高調波の固有値は(3. 6)式を用いる<sup>(2)</sup>。

$$\lambda_j = \frac{\int \nu \sum_f (\psi_j(x))^2 dx}{D (\nabla \psi_j(x))^2 dx + \int \Sigma_a (\psi_j(x))^2 dx} \quad (3. 6)$$

この値を用いて、 $1/\lambda^*$ を求め、中性子束計算のときと同様の内側反復および外側反復を固有値 $\lambda_j$ が収束するまで繰り返す。この計算で、この行列式の最も安定な固有ベクトルと固有値に収束する。このとき、0次の空間高調波に収束すれば、更に小さい $\lambda^*$ で計算する。また、2次以上の空間高調波に収束した場合は、 $\lambda_0$ と $\lambda^*$ の間に $\lambda^*$ を設定し直して計算する。第1次空間高調波に収束するまで $\lambda^*$ を変換して第1次空間高調波を求める。1次元体系の場合、求まった空間高調波の次数は、0点の数と等しい。今回は、 $\lambda^* = (0.9)^n \cdot \lambda_0$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) とし空間高調波が6つ求まるまで $n$ を大きくしていった。抜けているところは、固有値が抜けたところの前後に用いた $\lambda^*$ の間に $\lambda^*$ を設定し直して求めた。

## 4. 計算モデルおよび計算結果

### 4. 1 モデル

固有値間隔の変化、フラックス・ティルト計算の体系として、次の4つの1次元平板モデル（Fig. 1）を考えた。

モデルA 均質炉心

モデルB ブランケット、外側炉心と内側炉心からなる3領域の炉心

モデルC モデルBの中心にブランケットが入っている炉心

モデルD モデルBの第1次空間高調波のピークの位置にブランケットが入っている炉心

各炉心の実効増倍率は1.02になるように燃料の濃縮度を調整した。

### 4. 2 計算結果

以下に、モデルA～Dで空間高調波、固有値間隔、フラックス・ティルトを計算した結果を示す。

#### 4. 2. 1 空間高調波

モデルA～Dの全幅は150cm、モデルCとDのブランケットの幅は10cmのときの0次～5次までの空間高調波をFig. 2. 1～2. 4に示す。モデルAの空間高調波は、炉心端で空間高調波が0の境界条件で解析的に解いたときの解であるcosine分布とほぼ等しい。モデルBでは、1次以上の空間高調波もフラックスである0次の空間高調波と同様に、ブランケット領域でcosine分布からずれる。モデルCでは、偶数次の空間高調波がフラックス分布と同様に、ブランケットが入っている中心でくぼむが、奇数次の空間高調波は、モデルBのときの空間高調波とあまり異なっていない。モデルDでは、第1次空間高調波の

ピークにブランケットを入れてあるからフラックス分布は両端で抑えられる。第1次空間高調波は、ブランケットがある領域でくぼんでいる。第2次空間高調波は、両端で大きくなり中心で小さくなっている。以上より、ブランケットがあることによる空間高調波の変化の仕方は、フラックスの変化と同様であり、ブランケットがピークの位置に入るとくぼみ、0付近の小さな所にはいつてもあまり変化しないことがわかった。

#### 4. 2. 2 炉心寸法と固有値間隔の関係

モデルAとモデルBで炉心寸法を75cm、100cm、150cmにしたときの固有値間隔の変化をFig. 3に示す。これより、炉心寸法が大きくなると0~5次の全ての固有値間隔が小さくなっている。すなわち、モデルA、モデルBとも炉心寸法が大きくなるほど1~5次の全ての空間高調波の結合度が弱くなることがわかった。

#### 4. 2. 3 炉心にブランケットを入れた場合の固有値間隔の変化

モデルC、モデルDの均質度をブランケットの幅で変えたときの固有値間隔の変化をTable 1. 1, 1. 2に示す。モデルCは、中心のブランケットで炉心が分割されるので結合度が弱くなると考えられる。また、モデルDの結合度は、内側炉心の端に入れたブランケットにより炉心が分割されるため結合度が弱くなる効果と内側炉心の濃縮度が上がるために結合度が強くなる効果の兼ね合いで決まると考えられる。ブランケットの幅を大きくしていったときのモデルCの固有値間隔の変化をみると、奇数次（炉心中心で高調波の値が0）の固有値間隔は小さくなっていくが、偶数次（炉心中心で高調波の値がピーク）の固有値間隔は逆に大きくなっていく。また、モデルDの場合、第1次と第5次（高調波の値がピーク）の固有値間隔は大きくなっている、第2次と第4次の空間高調波の固有値間隔はあまり変化せず、第3次（高調波の値が0）の固有値間隔は小さくな

っていく。このことから、空間高調波のピークにブランケットを入れるとその高調波の固有値間隔が大きくなり、空間高調波が0の付近にブランケットを入れるとその高調波の固有値間隔が小さくなると思われる。つまり、ブランケットがない場合と比べて、空間高調波のピークにブランケットがはいった場合は、その次数の空間高調波の結合度が強くなり、空間高調波が0の所にブランケットがはいった場合は、その次数の空間高調波の結合度が弱くなると思われる。

#### 4. 2. 4 制御棒挿入位置による空間高調波のフラックス・ティルトの変化

(2. 7) 式よりフラックス・ティルトは固有値間隔が一定ならば、加わる反応度の大きさに比例することがわかる。制御棒挿入等による空間高調波に加わる反応度  $\delta \rho_j$  は、(2. 6) 式によって定義されている。この式より、 $\delta \rho_j$  は制御棒挿入位置の随伴中性子束の高調波の大きさに依存することがわかる。つまり、随伴中性子束の高調波が0のところにいくら制御棒を入れてもその高調波の反応度は0でフラックス・ティルトは生じない。モデルAとモデルBに制御棒を炉心中心と Off Center (炉心端から約1/5) に挿入したときの反応度を1次摂動で計算し、このときの第1次～第5次空間高調波のフラックス・ティルトを計算した。この結果を Fig. 4. 1～4. 4 に示す。また、このとき、空間高調波に加わる反応度を Table 2. 1～2. 4 に示す。

#### 4. 2. 5 炉心寸法によるフラックス・ティルトの大きさ

同じ反応度が加えられた場合でも Fig. 4. 1～4. 4 からわかるように、炉心寸法が大きくなるほどフラックス・ティルトが大きくなる。これは 4. 2. 2 に示したように、炉心寸法が大きくなるほど固有値間隔が小さくなるためである。

## 5. 結論

空間高調波を計算する方式を開発した。この方法は、固有値の原点をずらすことにより中性子束計算と同様の方法で高次空間高調波に収束させるものである。

次に、この方法を1次元平板体系エネルギー1群問題に適用し固有値間隔およびフラックス・ティルトを計算した。この結果、次の事がわかった。

炉心寸法が大きくなるほど、固有値間隔が小さくなるために、寸法の違う炉心に同じ反応度を加えても炉心寸法が大きい炉心ほどフラックス・ティルトが大きく生じる。

プランケットによって炉心を非均質にする場合、プランケットを入れる所によって空間高調波の固有値の変化の仕方が異なる。空間高調波のピークの位置にプランケットを入れるとその高調波の固有値間隔は大きくなり、空間高調波が0の所にプランケットを入れるとその高調波の固有値間隔は小さくなることがわかった。

今後の課題は、2次元多群での固有値および空間高調波を計算する手法の確立し、2次元多群で解析を行なうことである。

## REFERENCES

- (1) S. F. SU et al., Nucl. Technol., 52, 370(1981)
- (2) J. A. MAHAFFEY and M. V. DAVIS, Ann. Nucl. Energy, 7, 489(1980)

Table 1.1

Eigenvalue Separation of Model C

Mode Number	Blanket Width (cm)						
	0	1	2	4	6	8	10
1	0.26	0.25	0.25	0.22	0.20	0.19	0.17
2	0.75	0.75	0.77	0.77	0.79	0.81	0.82
3	1.53	1.50	1.49	1.42	1.39	1.35	1.32
4	2.65	2.70	2.70	2.69	2.74	2.77	2.80
5	4.14	4.04	4.03	3.85	3.77	3.67	3.60

Table 1.2

Eigenvalue Separation of Model D

Mode Number	Blanket Width (cm)						
	0	1	2	4	6	8	10
1	0.26	0.28	0.29	0.32	0.35	0.38	0.42
2	0.75	0.75	0.77	0.77	0.77	0.76	0.75
3	1.53	1.50	1.46	1.42	1.36	1.33	1.31
4	2.66	2.60	2.56	2.55	2.53	2.61	2.75
5	4.14	4.12	4.13	4.27	4.40	4.68	5.04

Table 2.1 Reactivity Change due to Off-Center CR Insertion  
in Model A

Mode Number	Core Width		
	75cm	100cm	150cm
0	-8.52 E-2	-8.46 E-2	-8.04 E-2
1	-1.30 E-1	-1.30 E-1	-1.25 E-1
2	-1.14 E-1	-1.14 E-1	-1.15 E-1
3	-4.55 E-2	-4.71 E-2	-5.35 E-2
4	-4.39 E-2	-4.21 E-2	-3.11 E-2
5	-1.13 E-1	-1.12 E-1	-1.02 E-1

Table 2.2 Reactivity Change due to Off-Center CR Insertion  
in Model B

Mode Number	Core Width		
	75cm	100cm	150cm
0	-8.24 E-2	-8.37 E-2	-8.16 E-2
1	-1.26 E-1	-1.28 E-1	-1.26 E-1
2	-1.21 E-1	-1.21 E-1	-1.20 E-1
3	-8.82 E-2	-8.31 E-2	-8.30 E-2
4	-4.48 E-2	-3.60 E-2	-3.69 E-2
5	-7.38 E-5	-1.11 E-2	-9.26 E-3

Table 2.3 Reactivity Change due to Center CR Insertion  
in Model A

Mode Number	Core Width		
	75cm	100cm	150cm
0	-2.02 E-1	-2.03 E-1	-2.03 E-1
1	-1.04 E-6	-1.07 E-20	-4.97 E-4
2	2.02 E-1	2.02 E-1	2.03 E-1
3	1.73 E-6	7.56 E-6	-6.36 E-5
4	-2.02 E-1	-2.02 E-1	2.03 E-1
5	3.55 E-7	3.53 E-7	4.77 E-8

Table 2.4 Reactivity Change due to Center CR Insertion  
in Model B

Mode Number	Core Width		
	75cm	100cm	150cm
0	-1.99 E-1	-2.00 E-1	-2.02 E-1
1	-5.59 E-7	-1.09 E-20	-8.26 E-7
2	1.99 E-1	2.00 E-1	2.02 E-1
3	2.34 E-6	4.71 E-7	1.61 E-6
4	-1.99 E-1	-1.99 E-1	-2.02 E-1
5	5.98 E-8	1.31 E-7	3.51 E-6

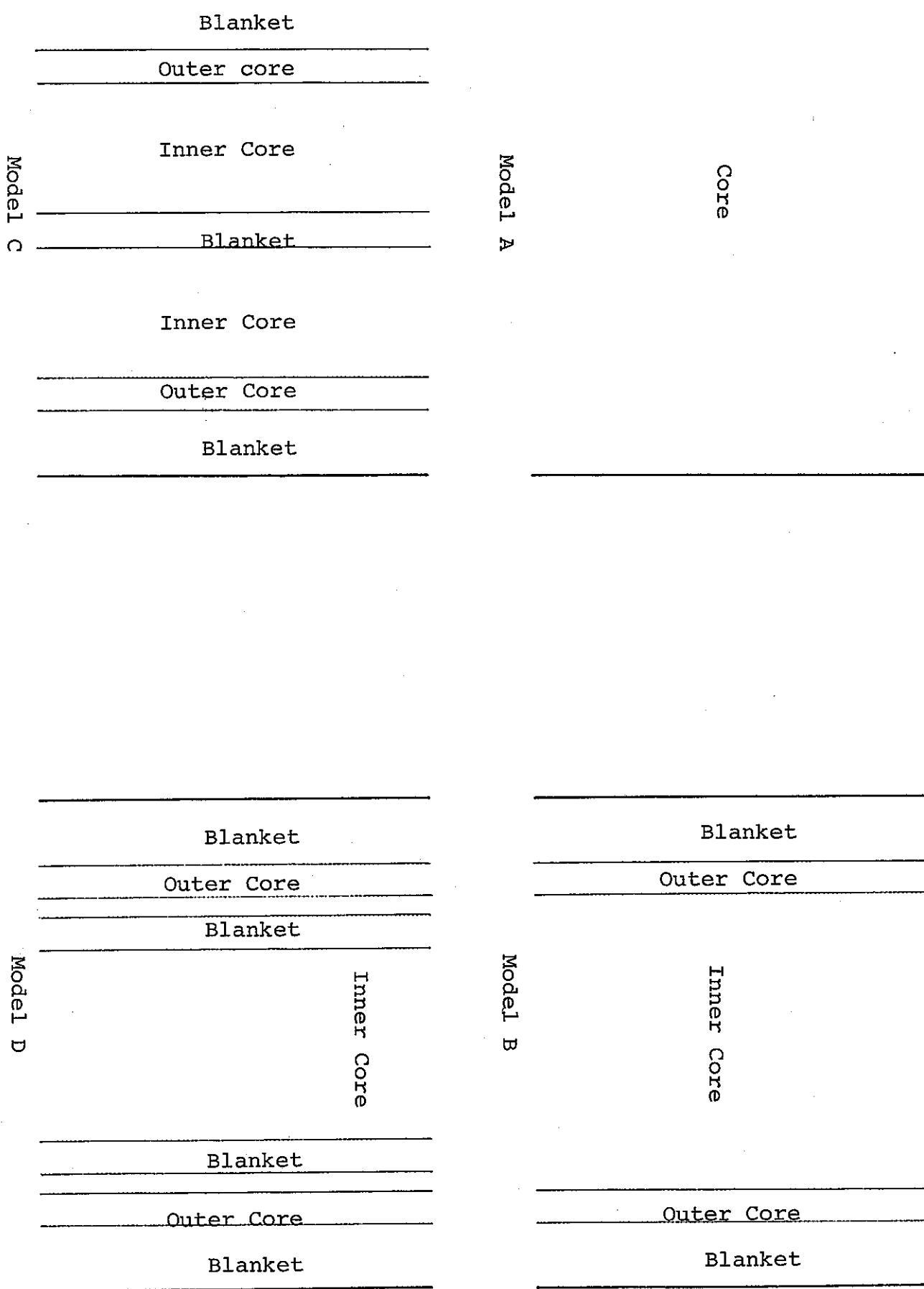


Fig. 1

Calculational Model

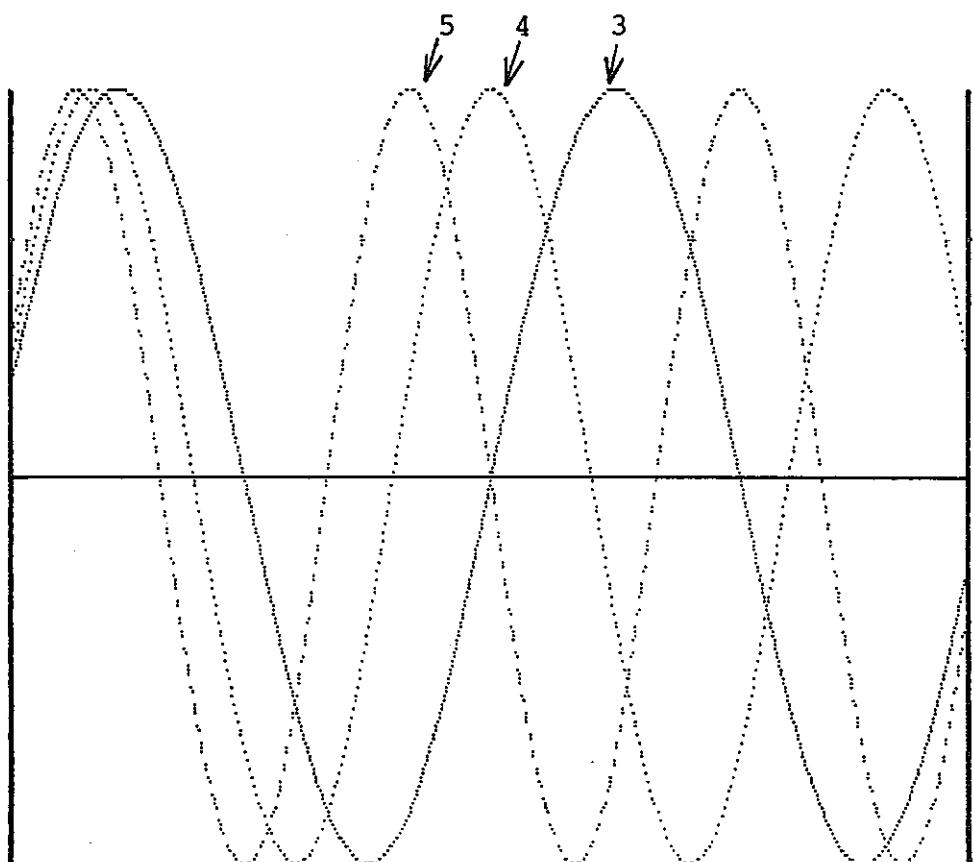
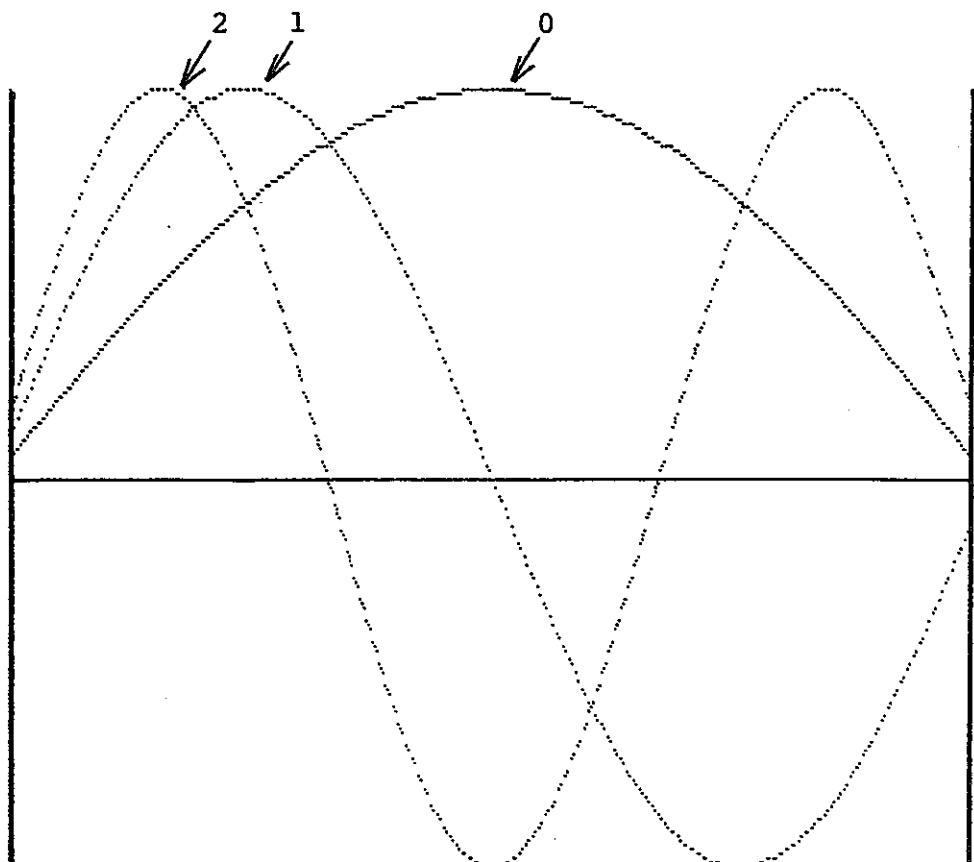


Fig. 2.1 Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves of Model A

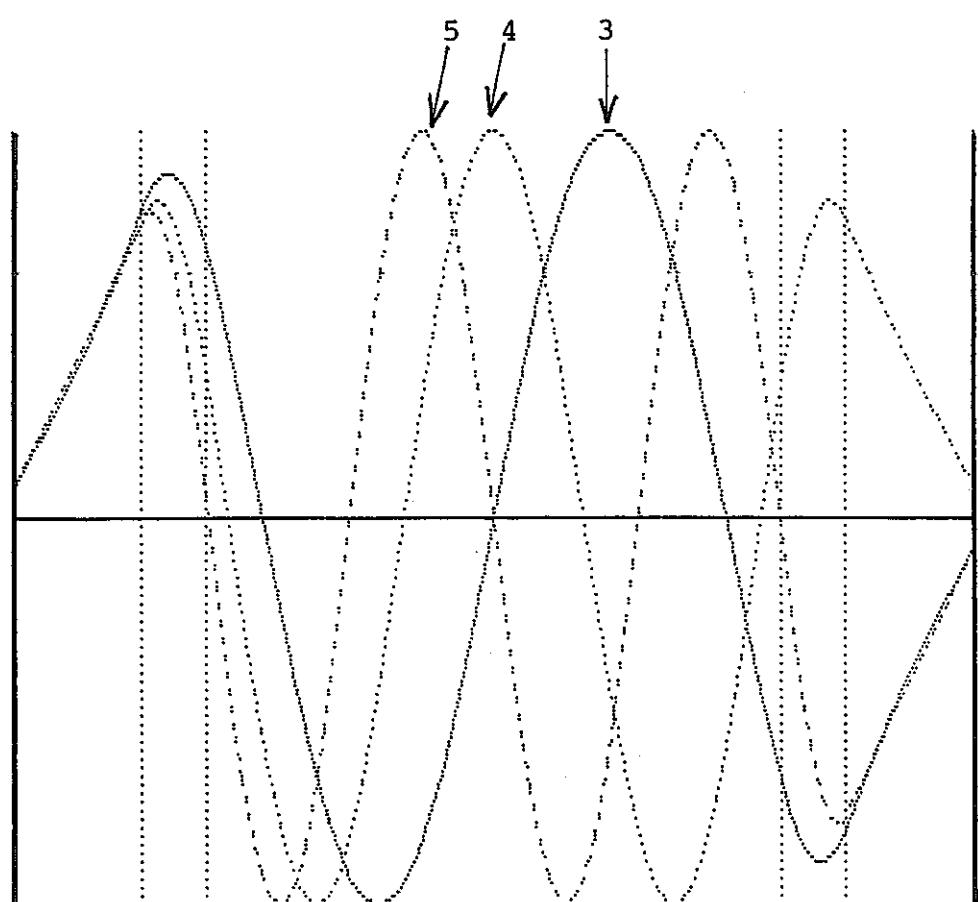
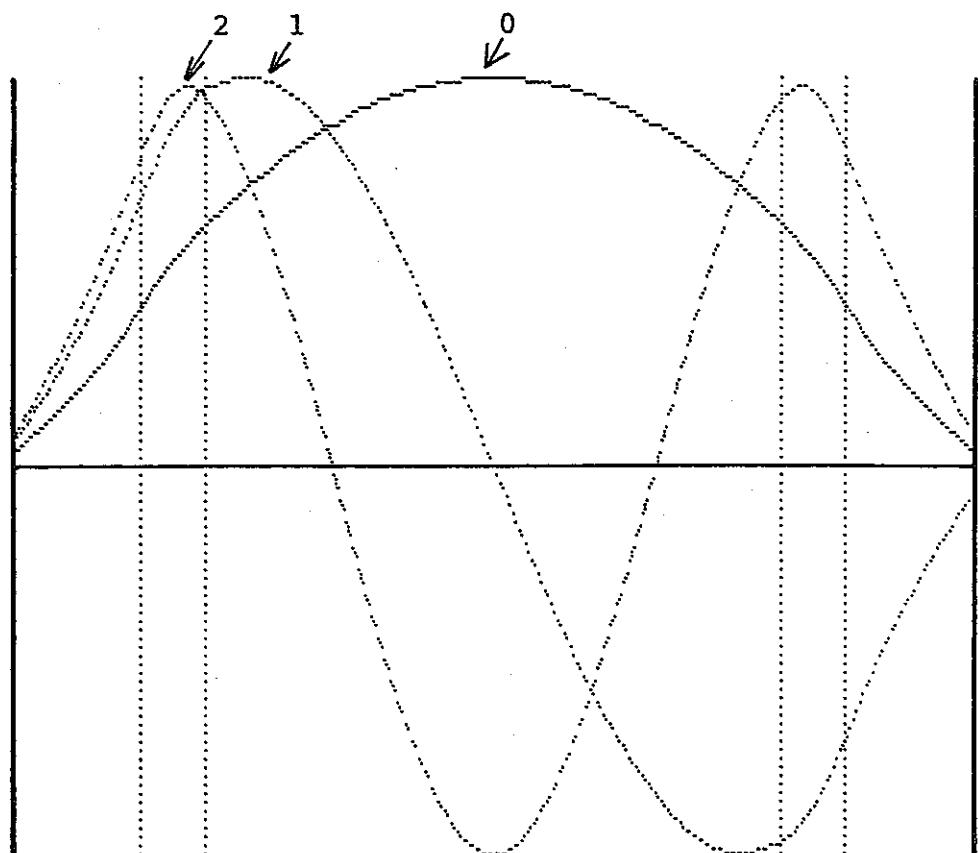


Fig. 2.2 Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode curves of Model B

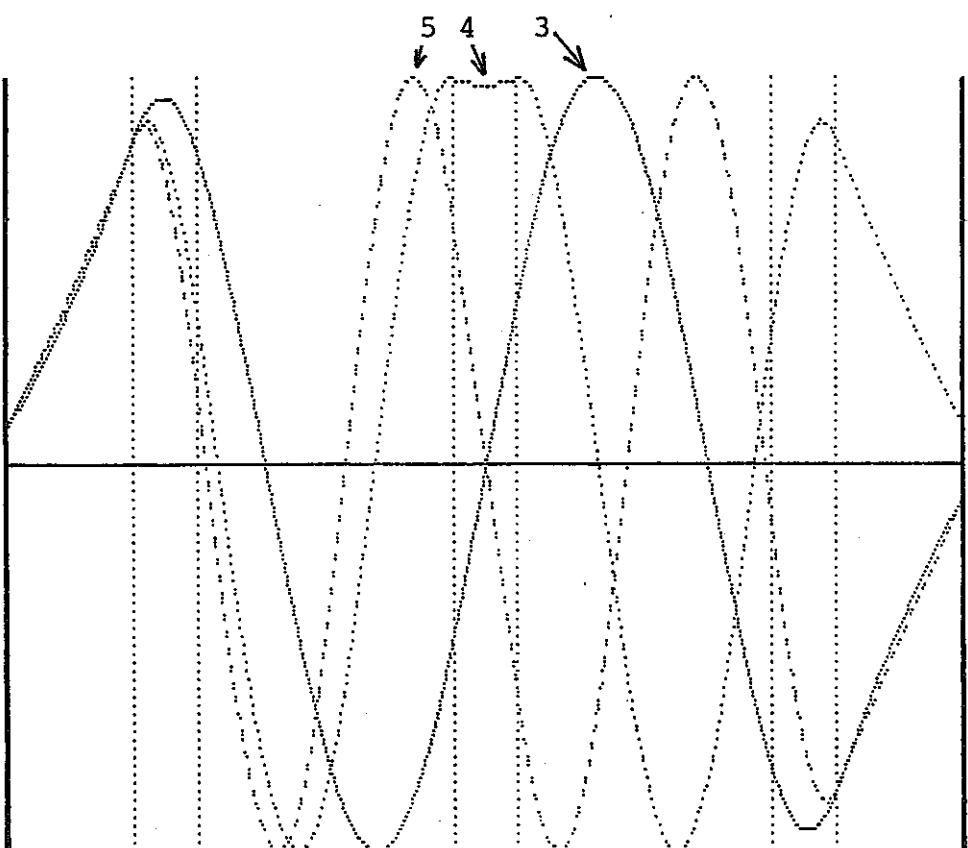
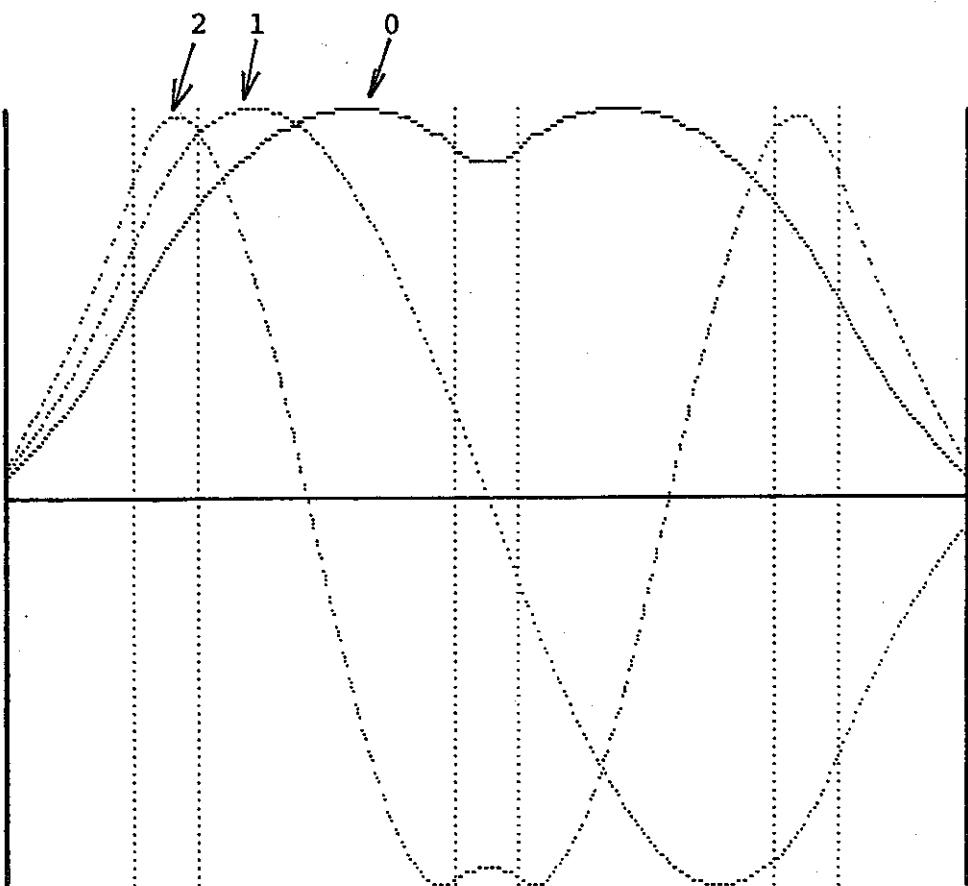


Fig. 2.3 Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves  
of Model C

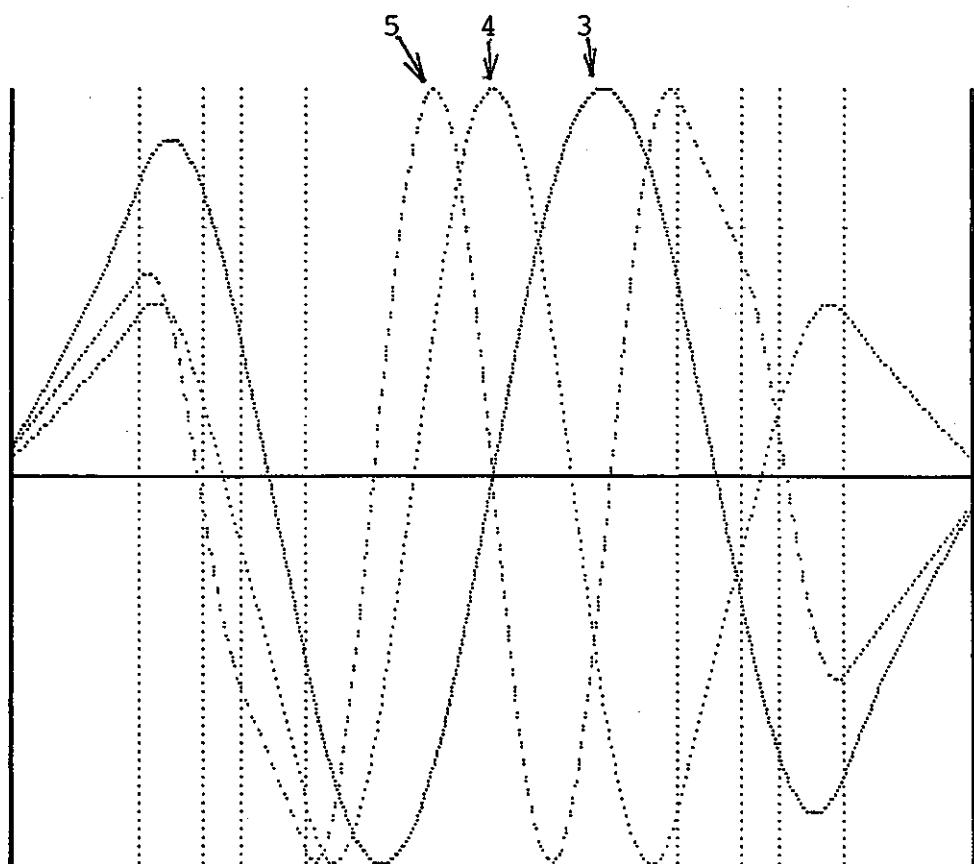
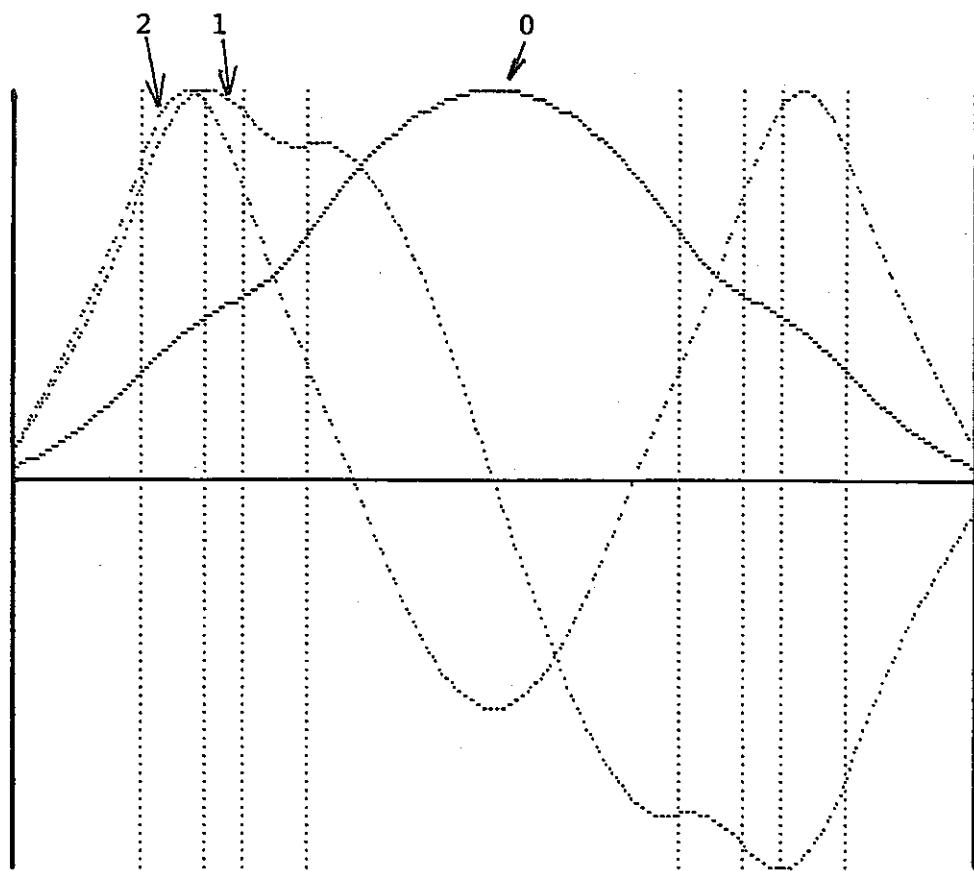


Fig. 2.4 Fundamental and 1st-5th Harmonic Mode Curves of Model D

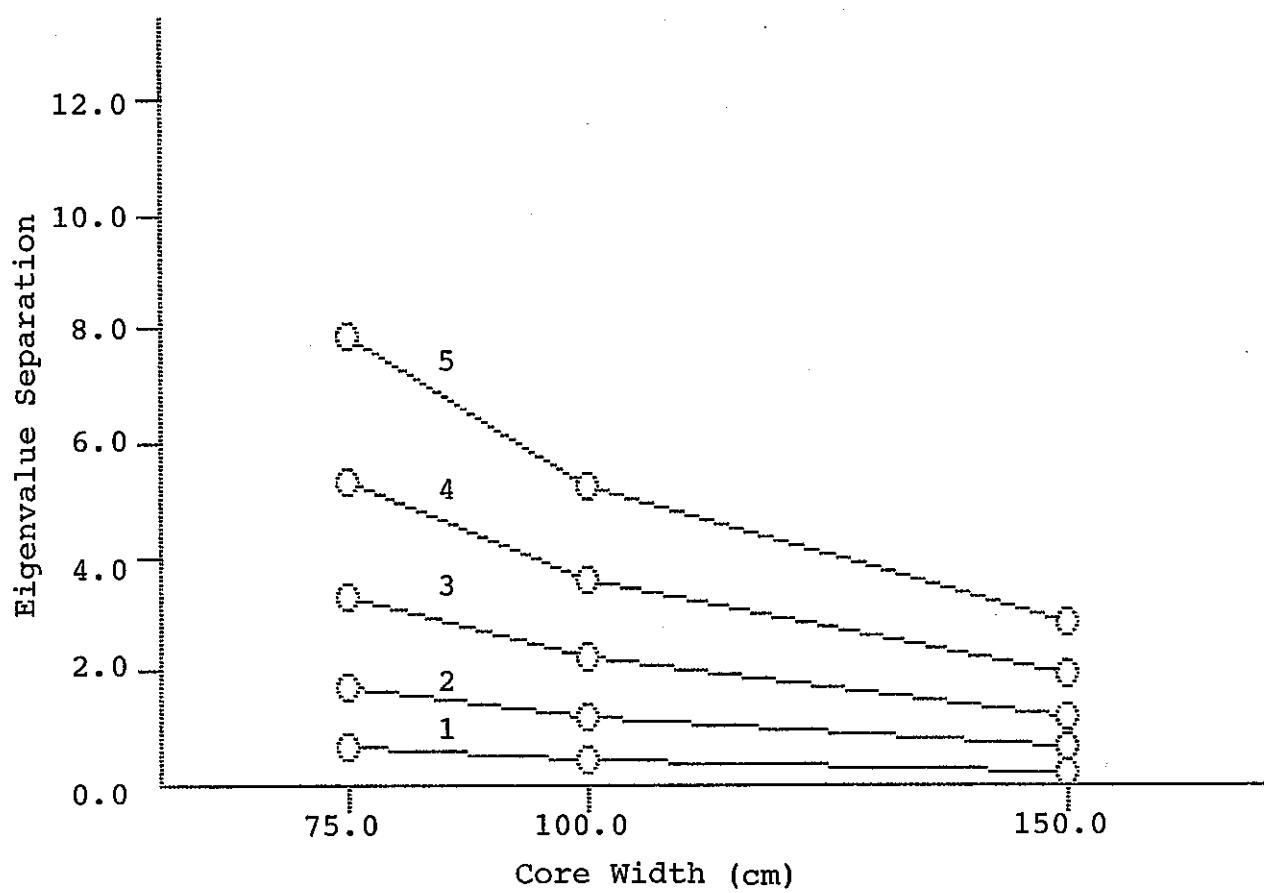


Fig. 3.1 Eigenvalue Separation of Model A

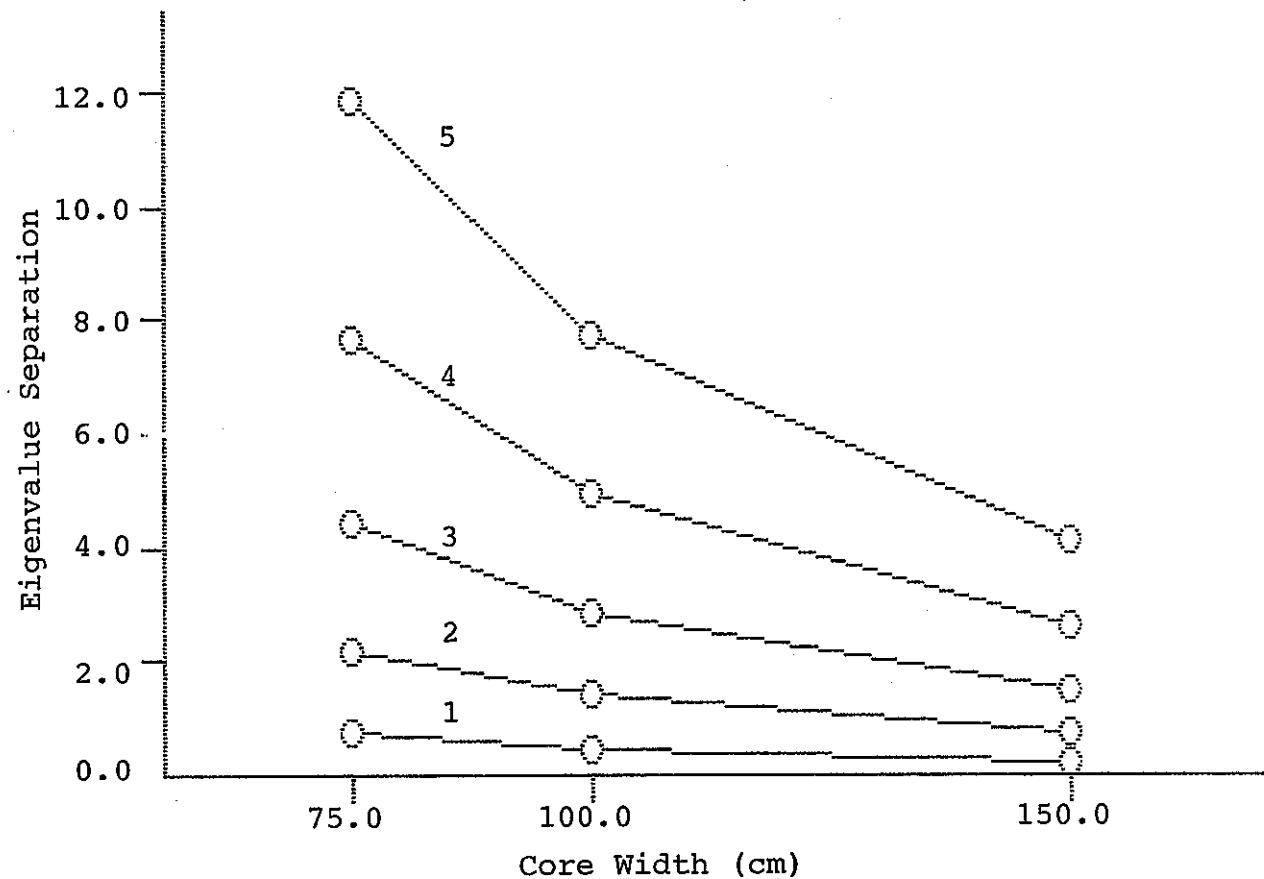


Fig. 3.2 Eigenvalue Separation of Model B

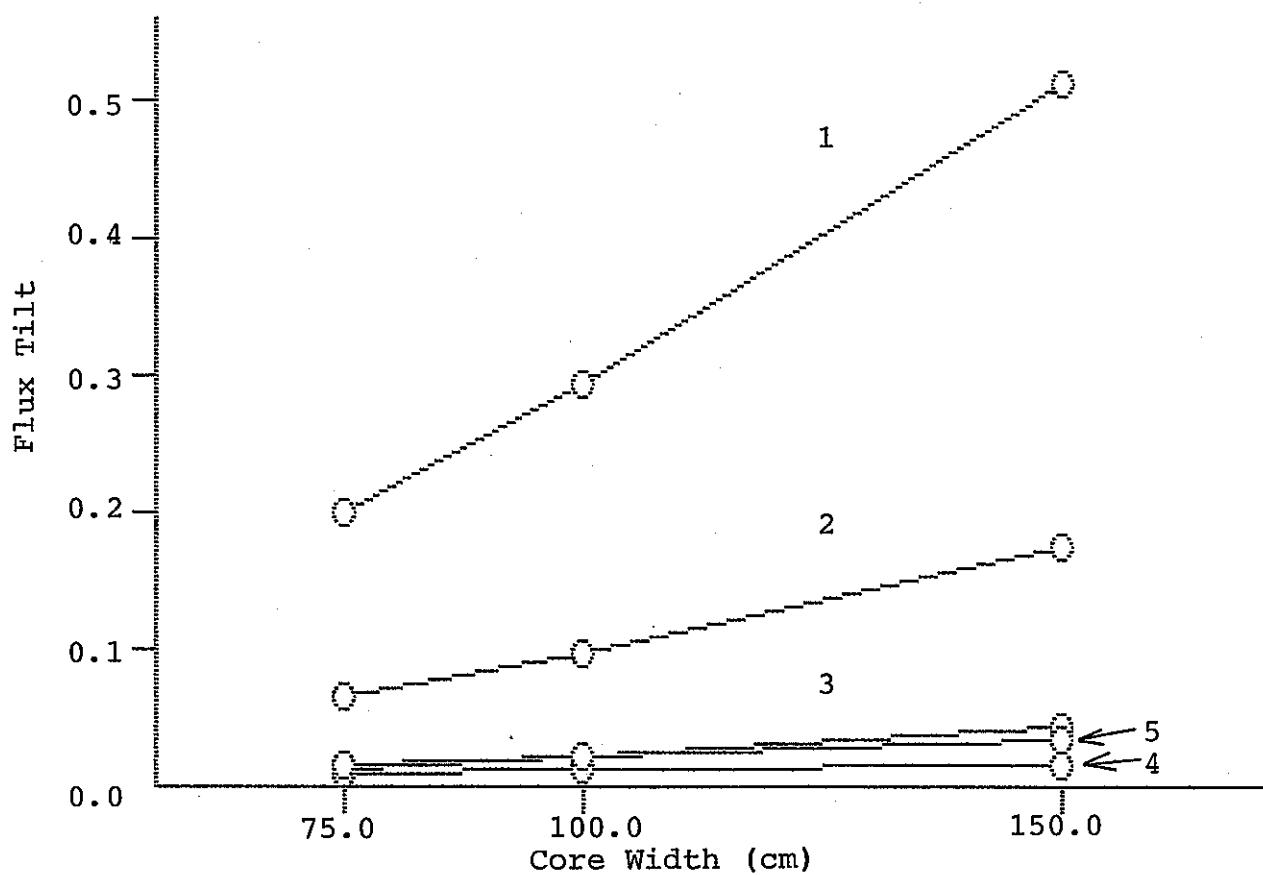


Fig. 4.1 Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model A  
(Off-Center CR inserted)

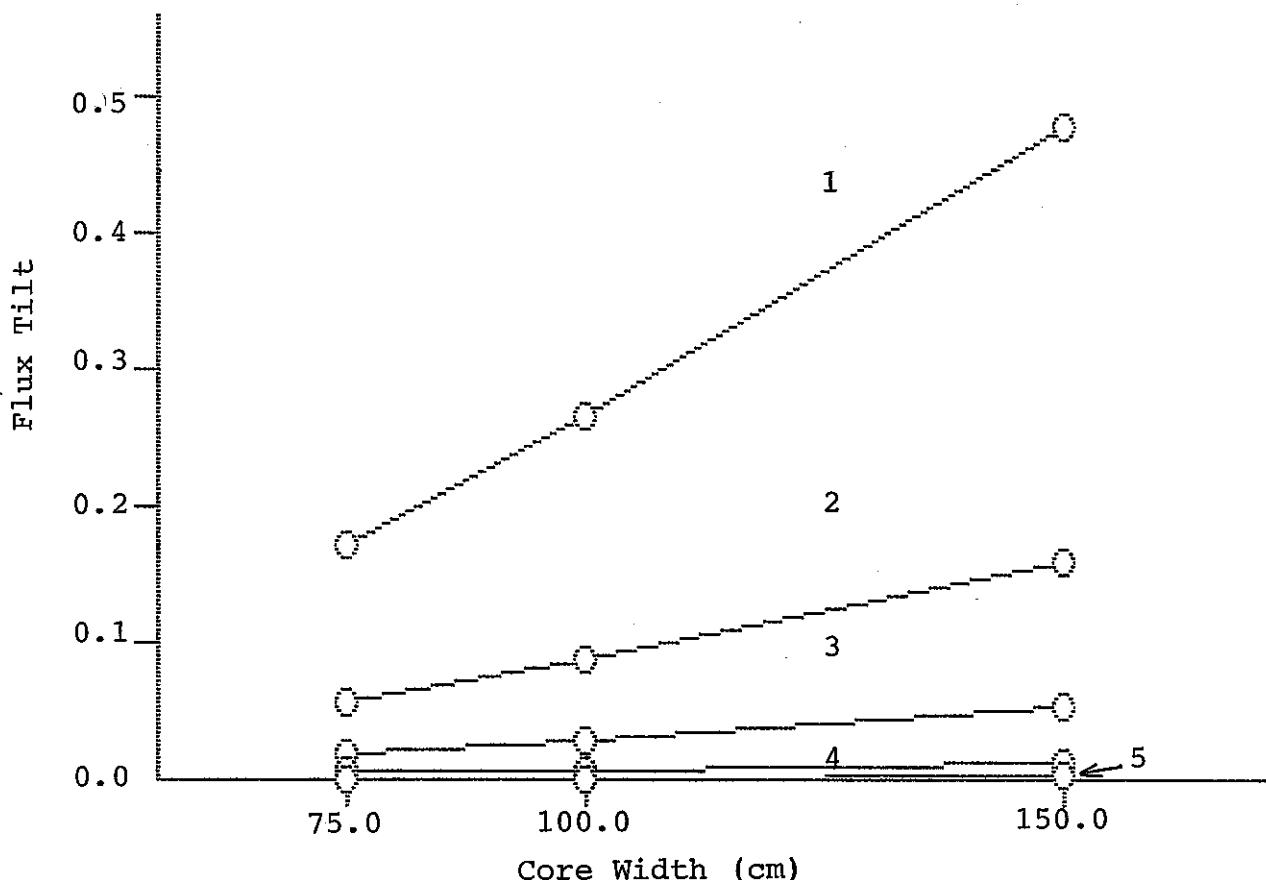


Fig. 4.2 Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model B  
(Off-Center CR inserted)

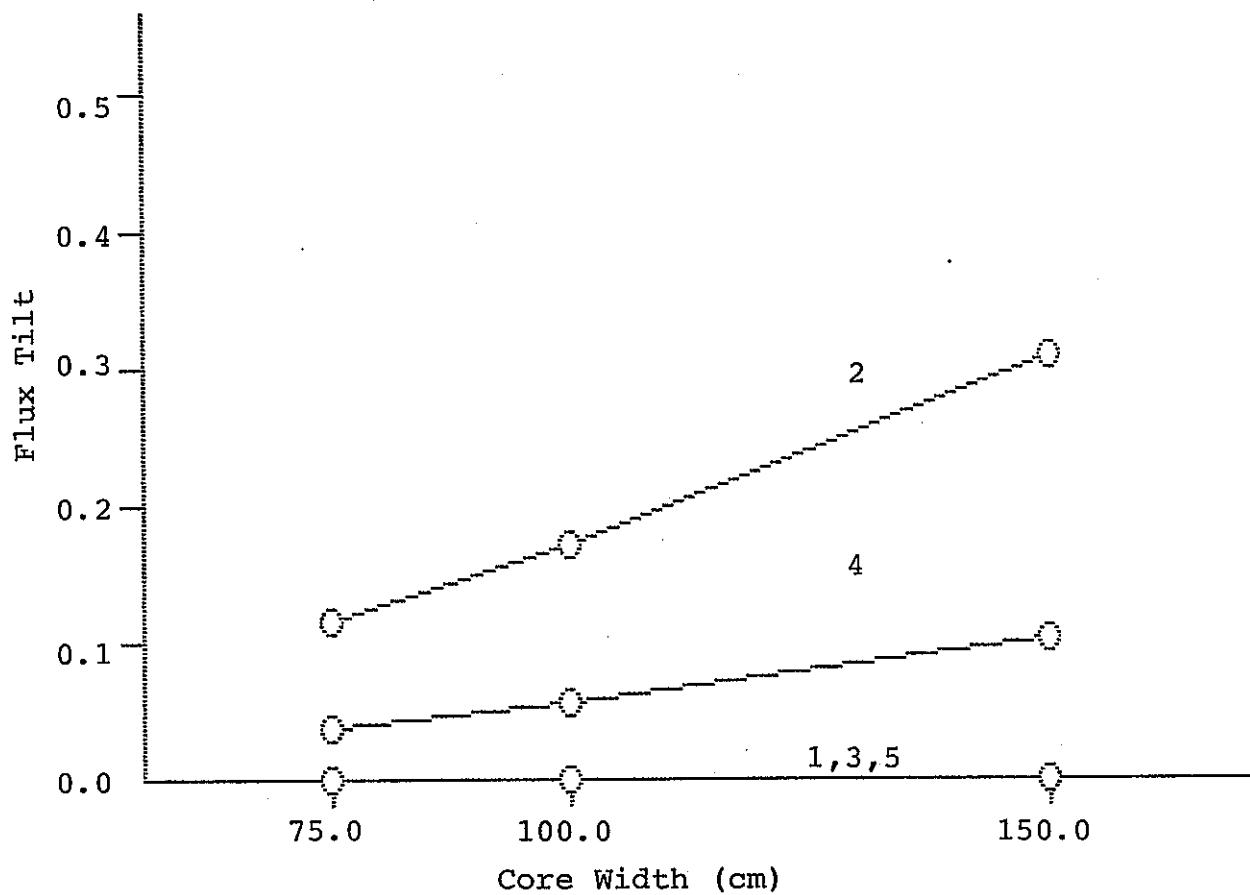


Fig. 4.3 Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model A  
(Center CR inserted)

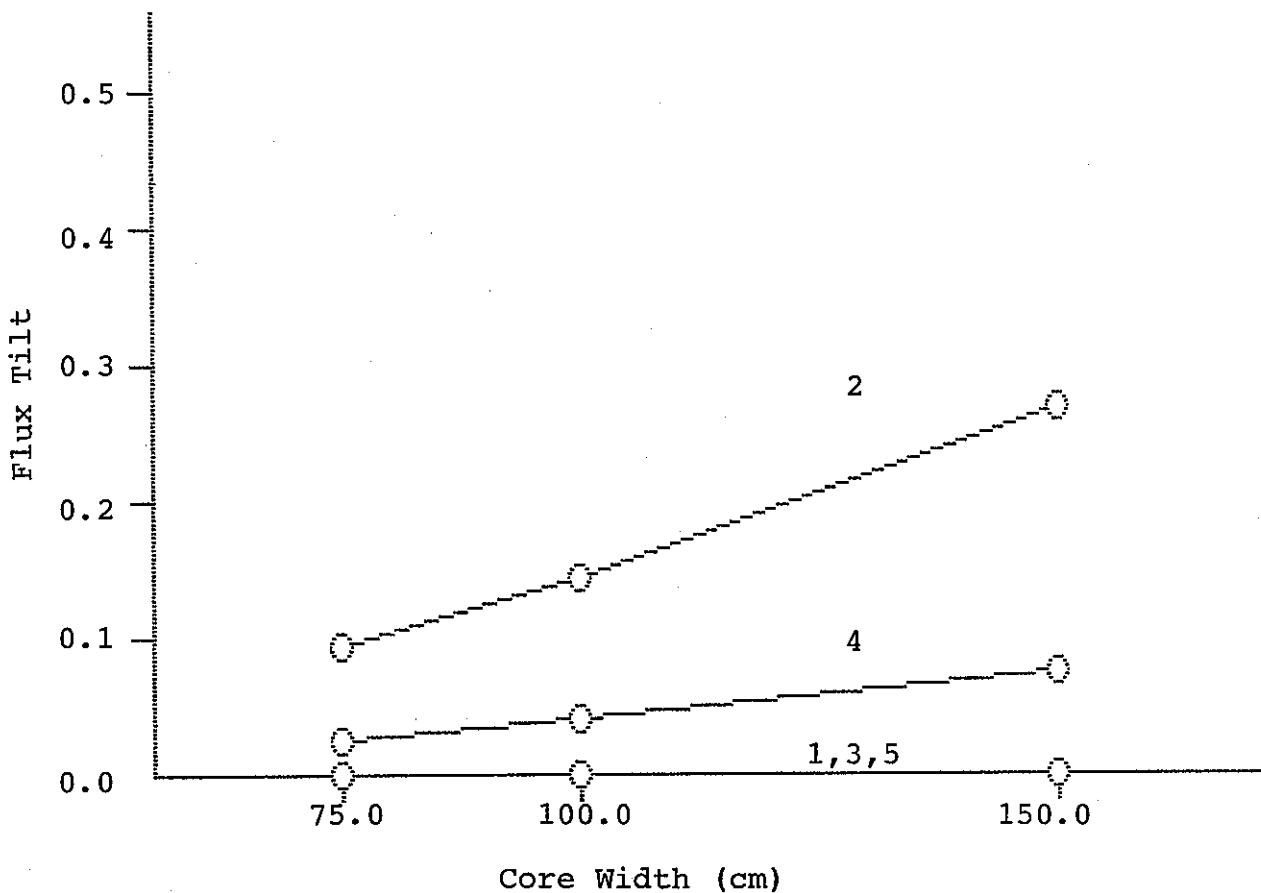


Fig. 4.4 Flux Tilt of 1st-5th Harmonic Mode for Model B  
(Center CR Inserted)

## 第 IV 部

### 過渡特性評価法の研究

## 目次

4. 1 序

4. 2 計算手法

4. 3 計算結果

4. 4 結論

List of tables

Table 4.1 Energy group structure of 4 groups.

Table 4.2 Maximum reactivity and coarse mesh errors for  
transient case I - IV.

List of figures

Fig. 4.1 RZ calculational model.

Fig. 4.2 Time responce of reactivity for transient case  
I - IV.

Fig. 4.3 Coarse mesh error on power density distribution  
at various time for transient case I - IV.

#### 4. 1 序

高速炉の過渡特性を正確に評価することは、制御棒誤動作やボイド発生等の反応度挿入事故時の炉心特性を予測するために重要である。特に中性子結合度が低い大型均質炉や非均質炉では多次元動特性方程式に基づく詳細な過渡特性評価が必要となることが予想される。一般に動特性計算では多数の振幅関数及び形状関数計算ステップが必要であり、このため正確な過渡特性の評価にはかなりの計算時間が必要であるのが現状である。本研究では過渡特性計算法の改良を行なう前段階として米国ANLで開発された二次元動特性コードFX2-TH<sup>(1)</sup>を用いてLMFBRの過渡特性に対する粗メッシュ誤差について検討する。対象とする核特性としては反応度及び出力密度分布を選び、種々の反応度挿入時における粗メッシュ誤差を比較する。

#### 4. 2 計算手法

本研究では過渡特性計算に米国ANLで開発された二次元動特性コードFX2-THを用いた。FX2-THは多群拡散方程式に基づくコードで、準静近似を用いて形状関数に対して二次元計算を行い、また熱水力計算を行なうことにより、燃料温度によるフィードバック効果（ドップラー効果）および冷却材温度変化によるフィードバック効果を加えることができる。

図4. 1に計算の対象とした炉心のRZモデルを示す。この炉心は500MW<sub>e</sub>級のLMFBRを基本として想定したもので、炉心高さは90cmで炉中心並びに周辺部に2層の制御棒位置を持つ。制御棒は炉心高さの吸収材領域を持ち、周辺2層の制御棒は挿入状態であるとした。外乱としては炉中心制御棒の引き抜き・挿入を考え、次に示す4ケースについて粗メッシュ（メッシュ幅約10cm）及び詳細メッシュ（メッシュ幅約5cm）計算を行ない、粗メッシュ誤差を求めた。

ケースI：炉心高さ1/3引き抜き、引き抜き速度=100cm/sec

ケースII：炉心高さ1/3引き抜き、ステップ状引き抜き

ケースIII：炉心高さ引き抜き状態より炉心高さ1/3挿入、

挿入速度=100cm/sec

ケースIV：炉心高さ2/3引き抜き、引き抜き速度=100cm/sec

CITATION<sup>(2)</sup>による予備計算の結果では炉中心制御棒価値は全引き抜きで約1.2\$であった。計算に用いた中性子エネルギー群数は4群、遅発中性子群数は6群である。中性子エネルギー群構造を表4. 1に示す。

#### 4. 3 計算結果

表4. 2に各ケースの最大反応度及び最大反応度に対する粗メッシュ誤差を示す。最大反応度に対する粗メッシュ誤差は各ケースでほぼ一定で -10%ないし -12%であり、無視できないことがわかった。また、図4. 2に示したように、反応度は最大に達した後、ドップラー効果等のフィードバックにより時間と共に徐々に小さくなっていくが、粗メッシュ効果は最大反応度到達時の値のまま時間に亘してほぼ一定であり、ケースI～IIIではその時間変化は -0.5%程度であった。但しケースIVにおいては  $t=0.6\text{ s}$  (引き抜き終了時) で -10.99% であった粗メッシュ誤差が  $0.5\text{ s}$  後の  $t=1.1\text{ s}$  では -13.24% に増加している。これは粗メッシュ計算では最大反応度到達以降は時間と共に反応度が減少するのに対し、詳細メッシュ計算では  $t=1.0\text{ s}$  付近より再び反応度が上昇するという傾向がみられるためである。このように付加した反応度の大きさにより粗メッシュ計算では反応度の時間変化を正確に扱えない場合が存在することがわかった。

次に出力密度分布に対する粗メッシュ誤差について検討する。最も出力密度分布の時間変化の大きい領域として、炉中心制御棒に隣接する炉心領域を選び、図4. 3に軸方向出力密度に対する粗メッシュ誤差を各ケースについて示す。粗メッシュ誤差は炉心領域で -2%程度、また軸ブランケット領域で -6%程度の値である。制御棒が引き抜かれた炉心領域では出力上昇に伴い粗メッシュ誤差も増加し、また制御棒が移動してきた軸ブランケット領域では逆に粗メッシュ誤差が減少する。この粗メッシュ誤差もケースI～IIIでは最大反応度到達時以降は時間に亘してほぼ一定であった。なお、これらの粗メッシュ誤差はCITATIONによる定常計算結果とほぼ一致した。ケースIVでは  $t=0.6\text{ s}$  以降にも粗メッシュ誤差が全領域で増加するが、これは反応度に対する粗メッシュ効果の場合と同じ理由によるものである。

#### 4. 4 結論

二次元動特性コード FX2-TH を用いて 500 MW<sub>e</sub> 級 LMFBR モデルの過渡特性に対する粗メッシュ誤差を評価した。外乱としては炉中心制御棒の引き抜き・挿入を考え、反応度及び出力密度分布に対する粗メッシュ誤差の時間変化について検討した。反応度に対する粗メッシュ誤差は -10 % 程度であり、また軸方向出力密度分布に対する粗メッシュ誤差は炉心領域及び軸ブランケット領域でそれぞれ最大 -2% 及び -6% であった。粗メッシュ誤差の時間依存性は反応度・出力密度分布とともにほとんど無視できる程度であったが、付加反応度を約 0. 8 % とした場合には粗メッシュ計算で得られた反応度時間変化が詳細メッシュ計算でのものと異なったため、最大反応度到達時に約 11 % あった粗メッシュによる反応度誤差が 0. 5 秒後に約 13 % に増加することがわかった。

このように粗メッシュ計算による過渡特性評価には限界があり、特に中性子結合度の低い大型炉や非均質炉では粗メッシュ誤差はさらに大きくなるものと予想される。また、一般に過渡特性計算では多くの時間ステップ毎に振幅関数及び形状関数を計算する必要があるので、ボイド反応度の時間変化等の多群・詳細計算を必要とするケースでは計算時間が問題となってくると予想される。このため、今後の課題として形状関数計算に対して修正粗メッシュ法・ノード法の応用を行い、その成果をふまえて三次元過渡特性評価コードの開発を行なう予定である。

#### 参考文献

- (1) SHOBER, R. A. et al., FX2-TH : A two-dimensional nuclear reactor kinetics code with thermal-hydraulic feedback, ANL-78-97, (1978).
- (2) FOWLER, T. B. et al., Nuclear reactor core analysis code : CITATION, ORNL-TM-2496, (1969).

Table 4.1 Energy group structure of 4 groups.

Group	in 70 groups of JFS-3-J2	Corresponding group		Energy range, eV
		Upper	Lower	
1	1 - 6	1.00000E+7*	2.23130E+6	
2	7 - 22	2.23130E+6	4.08678E+4	
3	23 - 34	4.08678E+4	2.03469E+3	
4	35 - 70	2.03469E+3	1.00000E-5	

\*Read as  $1.00000 \times 10^7$

Table 4.2 Maximum reactivity and coarse mesh error for transient case I - IV.

Case No.	Reactivity, \$		Coarse mesh Error, %
	Coarse	Fine	
I	2.42839E-1*	2.75264E-1	-11.78
II	2.46205E-1	2.82311E-1	-11.73
III	-3.14998E-1	-3.60309E-1	-12.57
IV	7.27091E-1	8.16330E-1	-10.93

\*Read as  $2.42839 \times 10^{-1}$

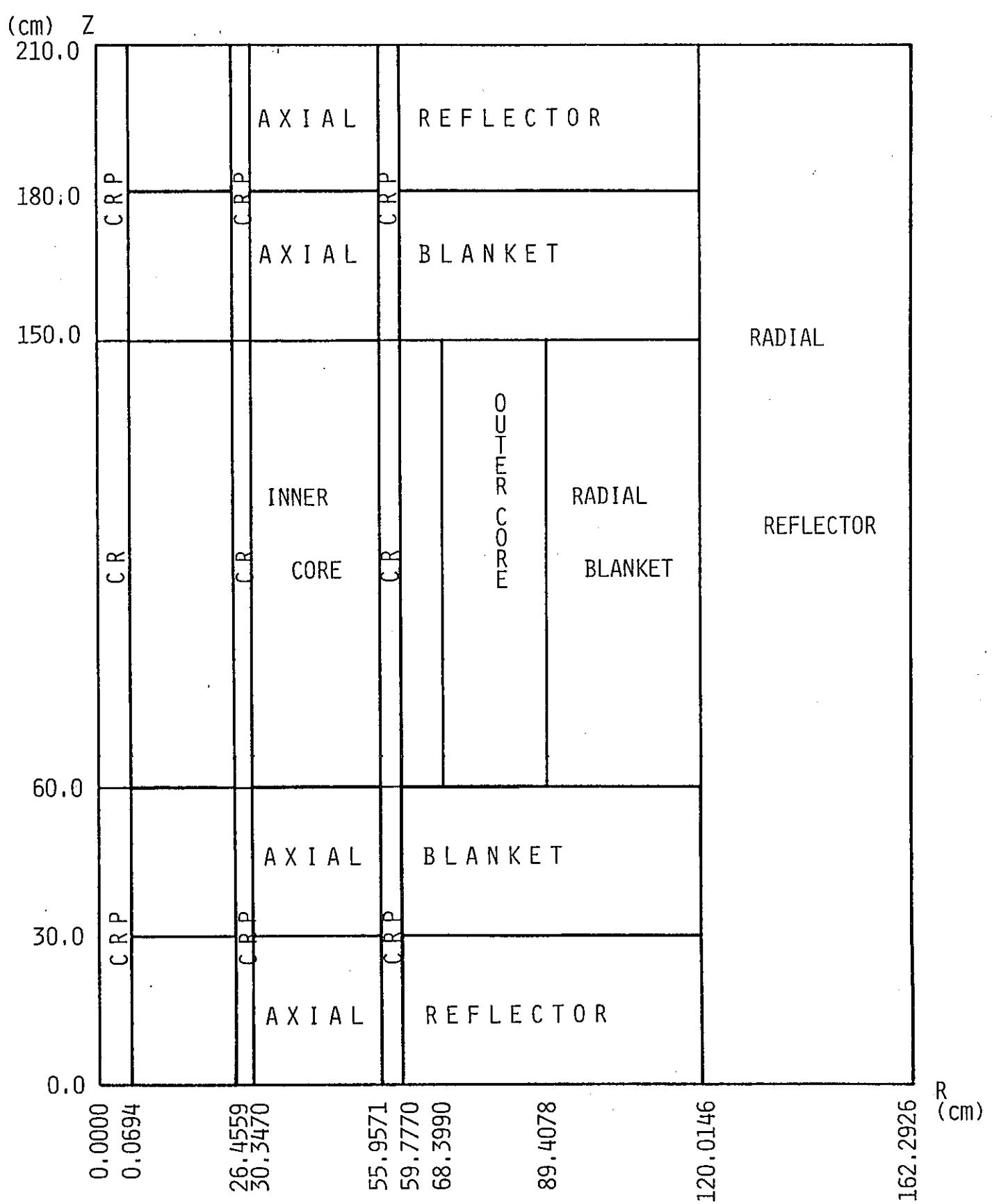


Fig. 4.1 RZ calculational model.

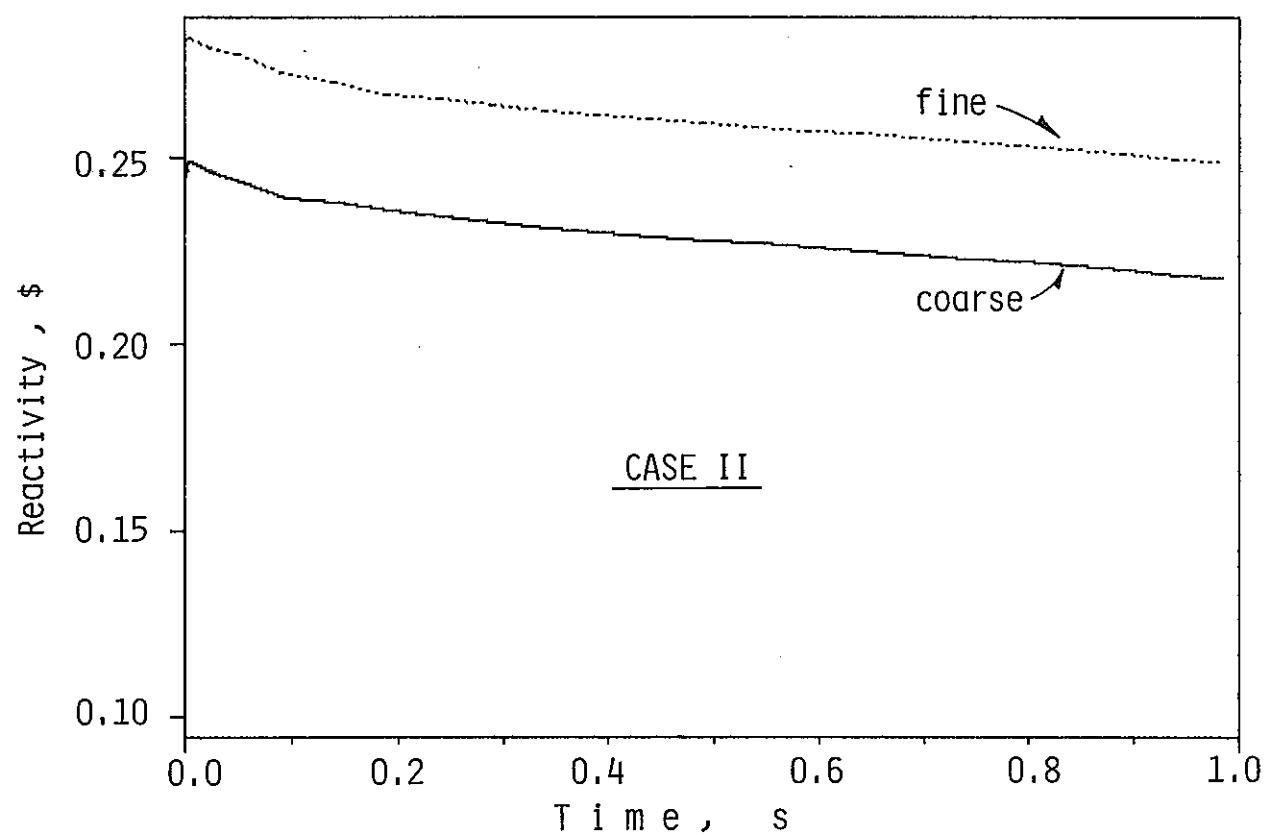
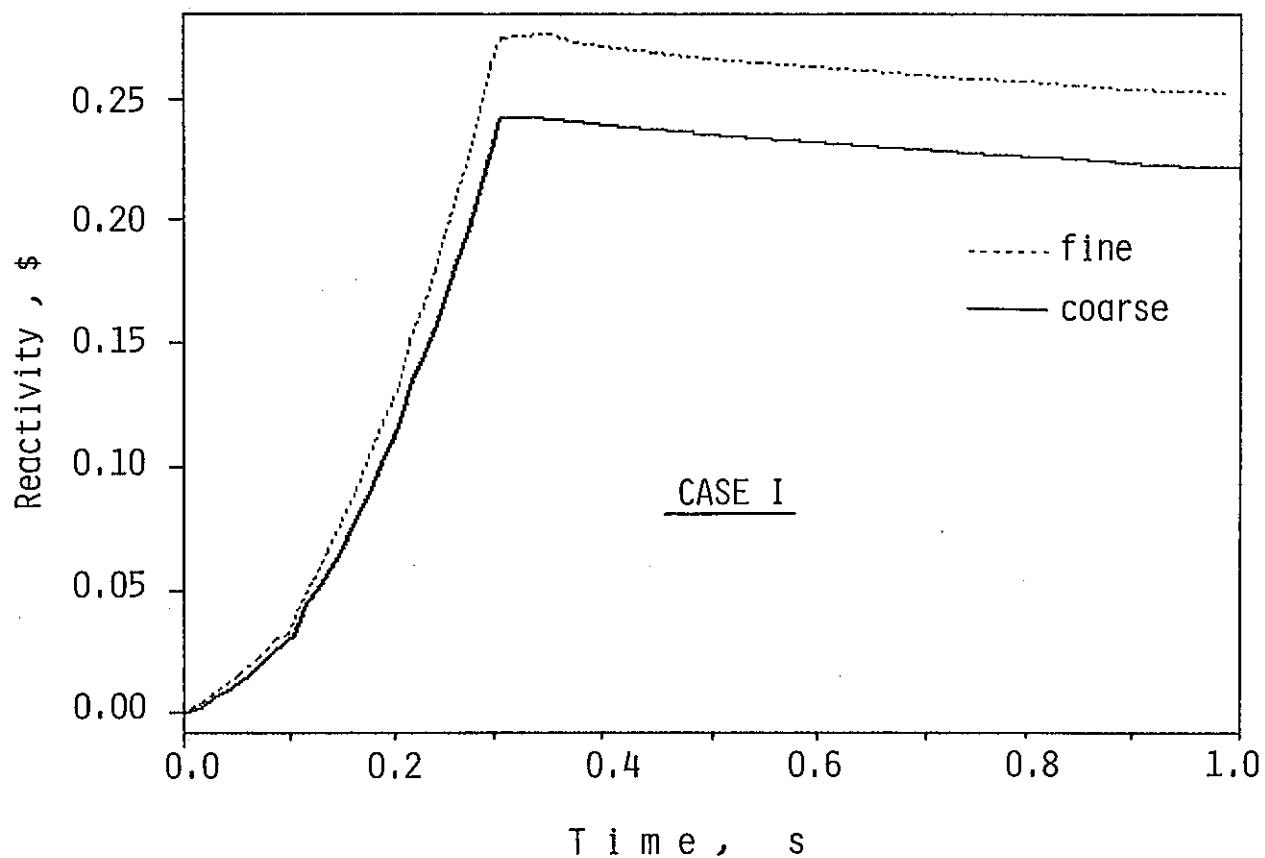


Fig. 4.2 Time response of reactivity for transient case I - IV.

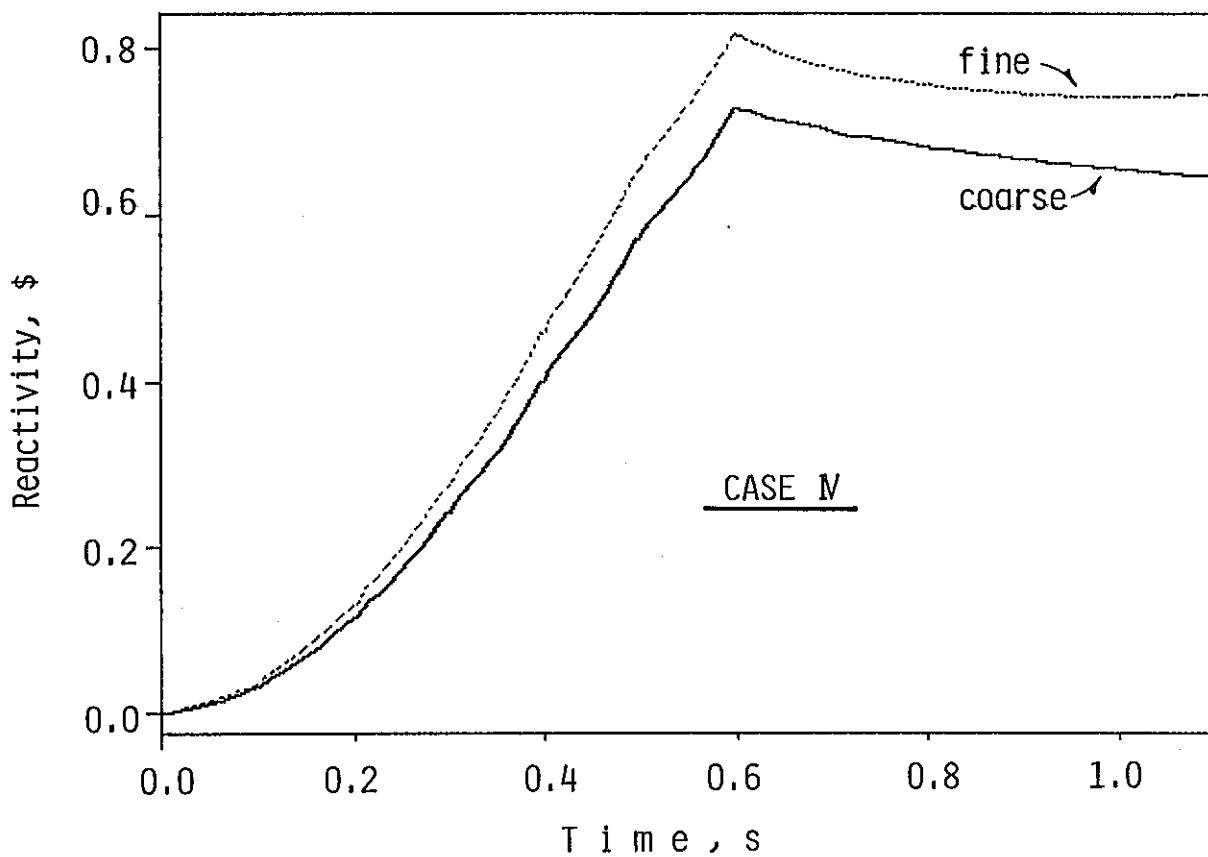
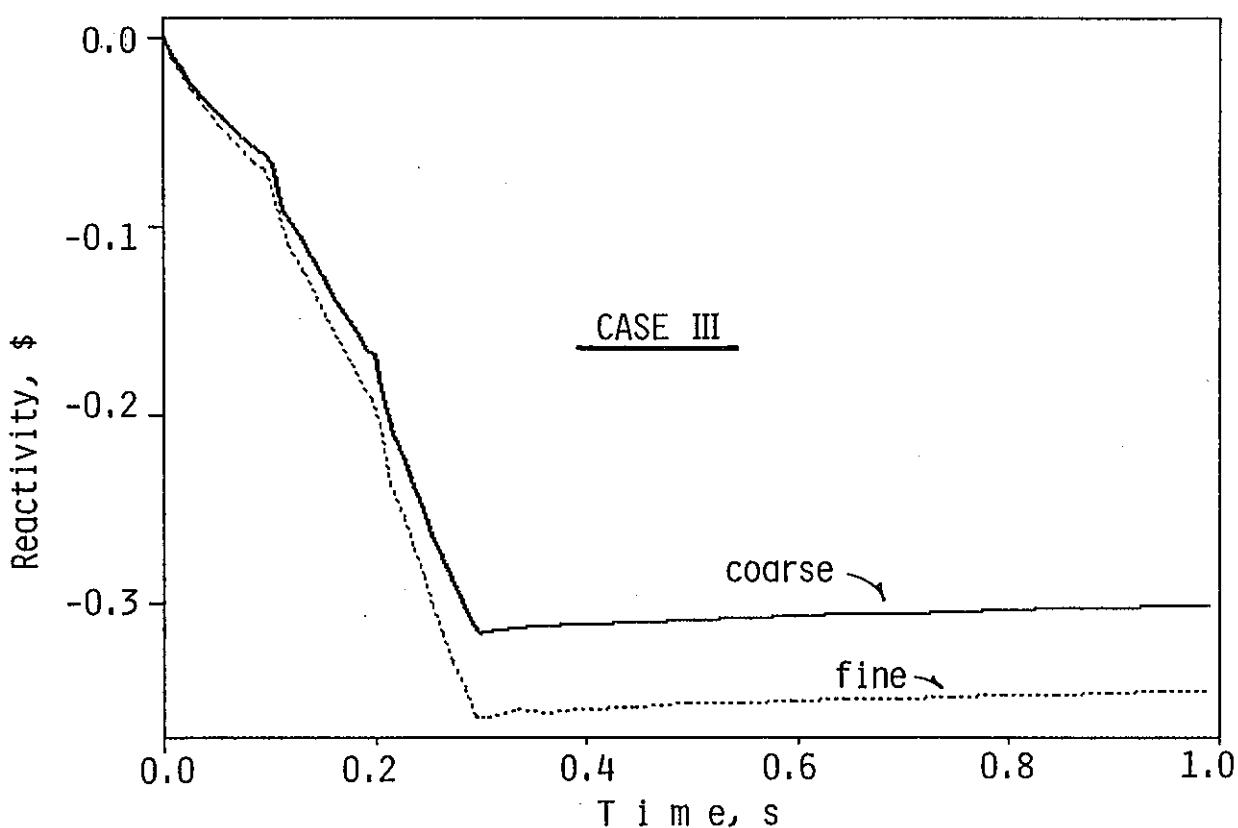


Fig. 4.2 contd.

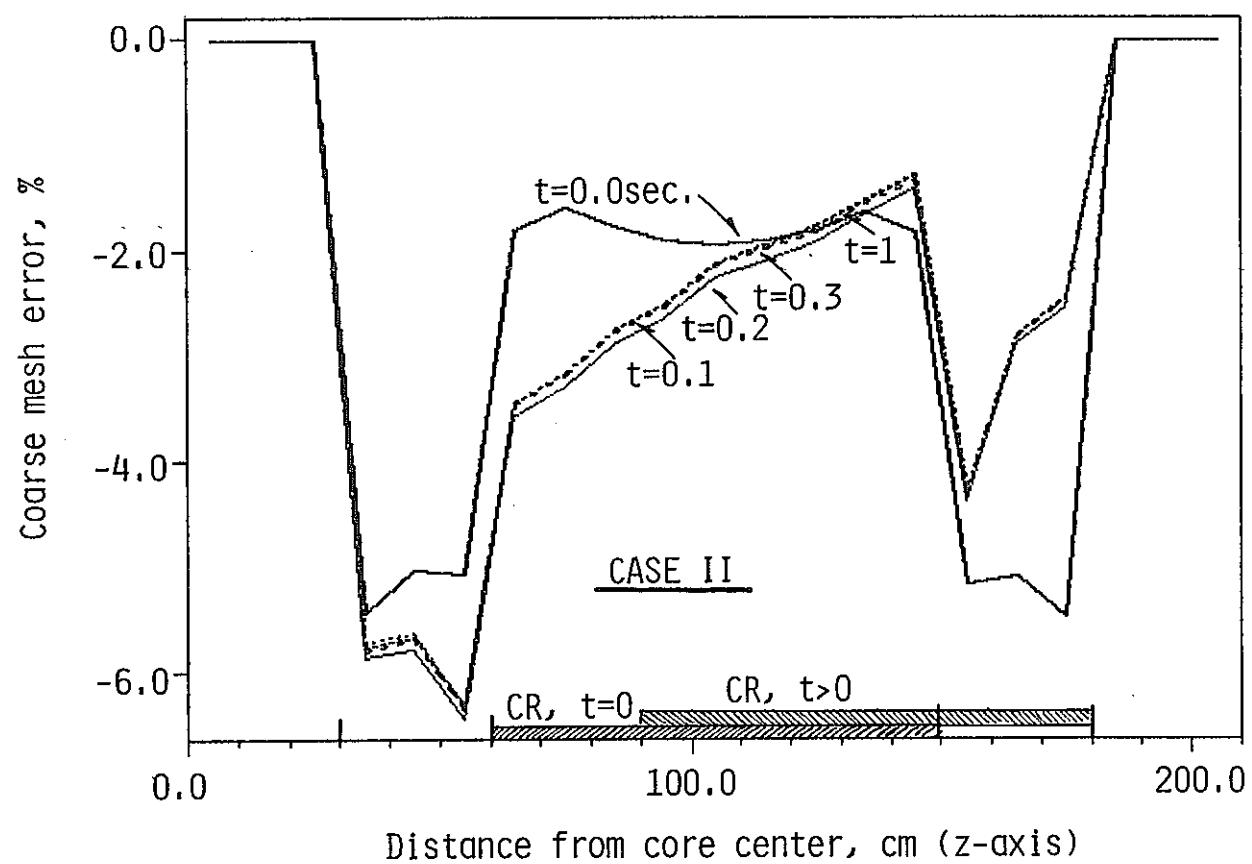
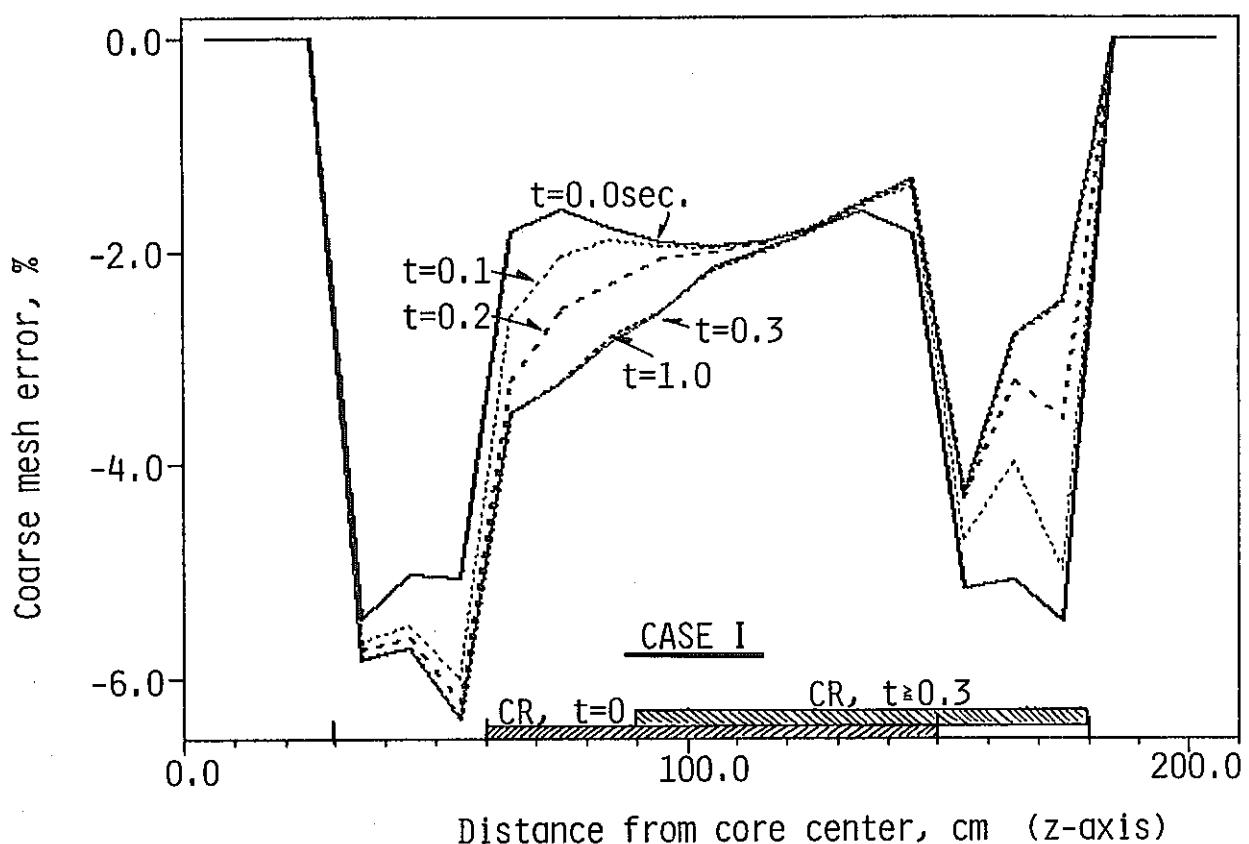


Fig. 4.3 Coarse mesh error on power density distribution at various time for transient case I - IV.

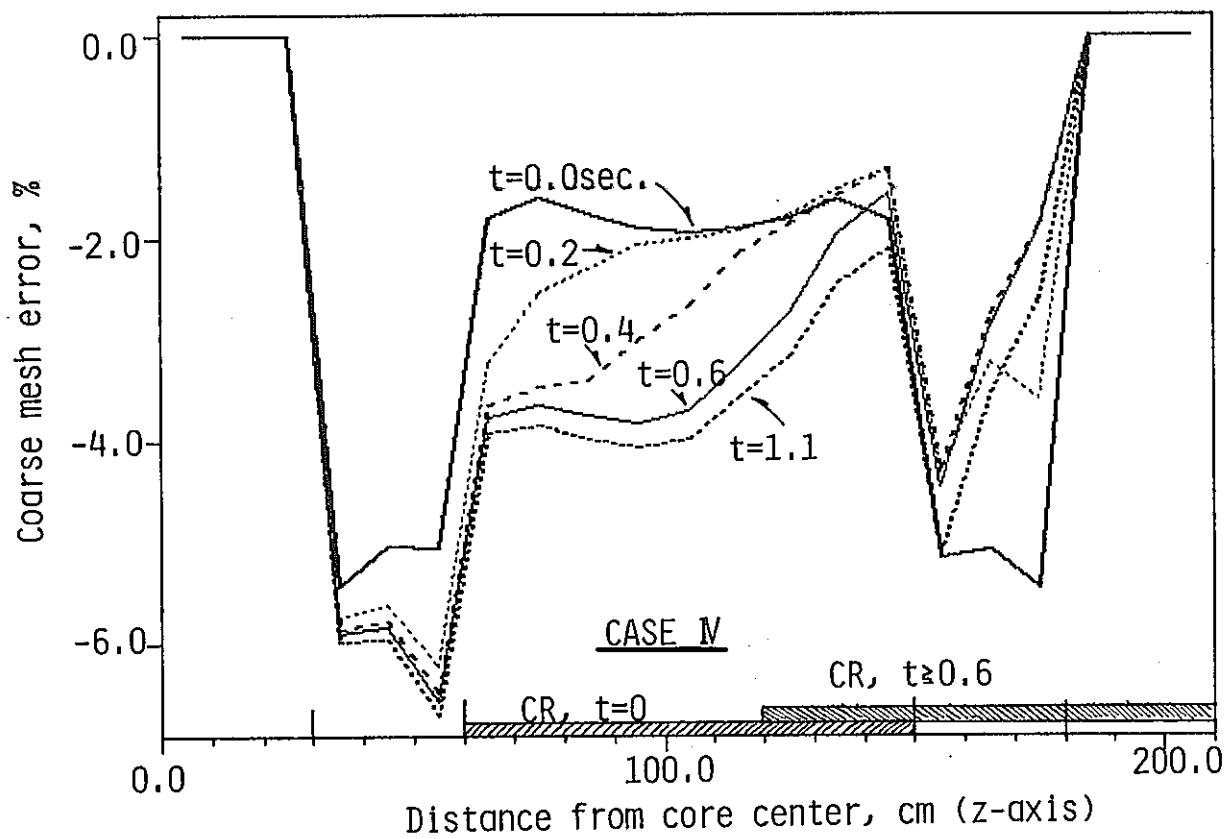
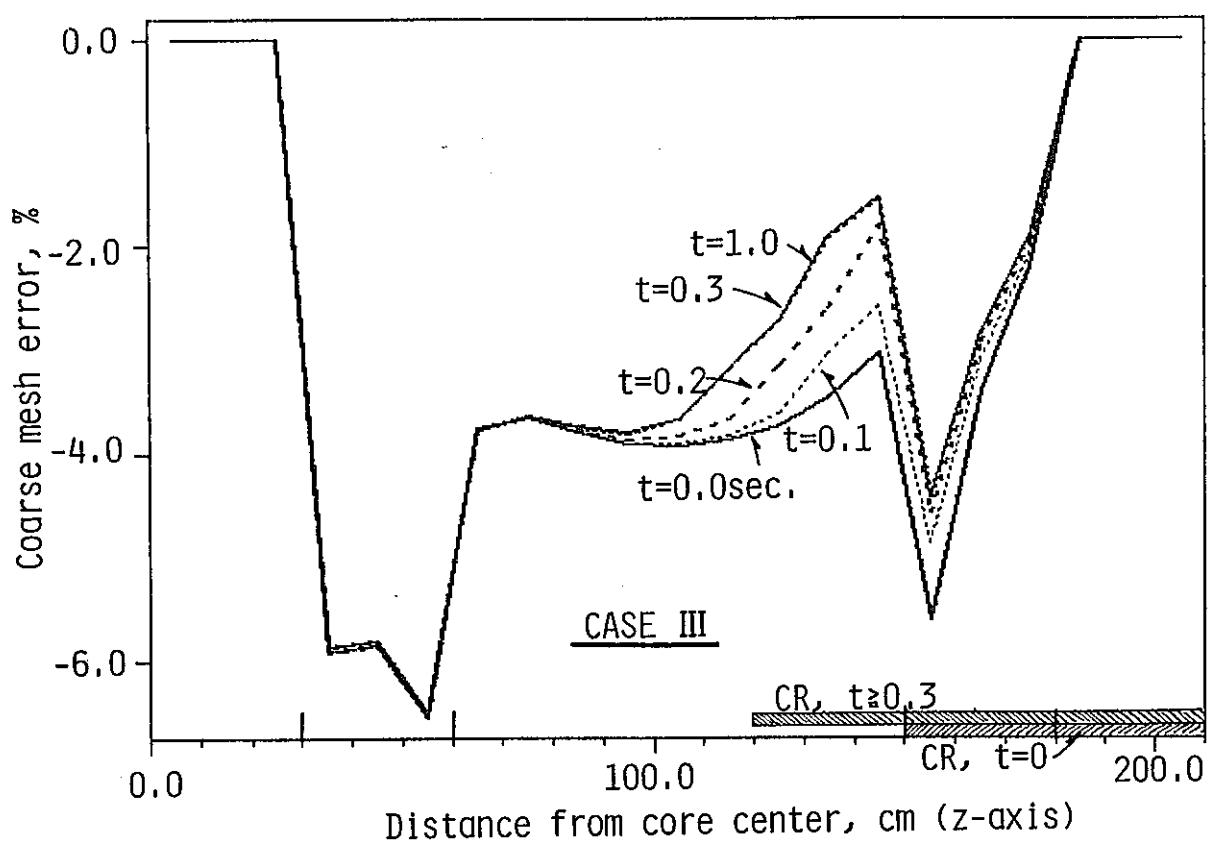


Fig. 4.3 contd.

## 第 V 部

### 2 領域炉心の結合度評価

## 目次

第 1 章 序論

第 2 章 R. Avery による多体原子炉間での結合定数

第 3 章 1 群理論による臨界条件

第 3 章 - 1 拡散理論を用いた臨界条件の導出

第 3 章 - 2 衝突確率  $P_{ij}$  を用いた臨界条件の導出

第 4 章 2 群による臨界条件

第 5 章 臨界条件を用いた数値実験

第 6 章 結論

## List of tables

Table1-1	keff in single system
Table1-2	1-group macro cross section data
Table1-3	keff in test zone and coupling factor obtained from diffusion theory
Table1-4	collision probability
Table1-5	keff in test zone and coupling factor obtained from collision probability method
Table2-1	keff in single system
Table2-2	2-group macro cross section data
Table2-3	keff in test zone and coupling factor obtained from diffusion theory
Table2-4	collision probability
Table2-5	keff in test zone and coupling factor obtained from collision probability method
Table2-6	each term's value of eq. (50)

## List of figures

Fig.1-1	Keff in test zone in one-group, 1-D slab geometry
Fig.1-2	coupling factor in one-group, 1-D slab geometry
Fig.2-1	Keff in test zone in two-group, 1-D slab geometry
Fig.2-2	coupling factor in two-group, 1-D slab geometry

## 第1章 序論

臨界安全に於て、複数ユニットの実効増倍率が單一ユニットに比べどの様に変化するかを把握することは重要である。即ち、單一ユニット間の間隔の変化によりユニット間の中性子相互効果による反応度増加の評価が体系を未臨界に抑制するためには要求される。この中性子相互干渉効果は最も簡単な2領域炉心により、その基礎となる物理的意味を理解できるので本研究は2領域炉心を取り扱う。

多領域炉心の中性子相互干渉効果を考慮するモデルとしてR. Averyの結合係数有名である。

このモデルは1群の理論に基づき領域間の干渉を考えるものであり、簡易で応用性のある公式であるが、

- I. 多群での取り扱いをしていない。
- II. 領域が中性子束分布を詳細に取り扱っていない。

以上の2点の問題がある。

そこで、本報告書ではこれらの問題について検討していく。

ここで、2領域炉心の解析は

- A. 拡散理論より導出した臨界条件により結合定数を計算する。
- B. 衝突確率により結合定数を計算する。

の2つの方法により行なった。この検証として拡散コードであるCITATIONを用いた。ただし、衝突確率法では領域内の中性子束分布は一様であるとした。

各々の領域をDRIVER領域とTEST領域またはREACTOR1とREACTOR2とするが、臨界条件を用いてDRIVER領域からTEST領域の実効増倍率を予測する。また、結合定数を用いて2領域炉心における特性を数値実験によって調べた。

結合型原子炉の理論はR. Avery<sup>(1)</sup>により提案されているがその結合係数についても再考する。

## 第2章. R. Averyによる多体原子炉間での結合定数

多体原子炉の場合、R. Averyにより各々の炉心を相関づけるものとして導入されている数値は、

$$k_{ij}$$

である。これは、炉心  $i$  について炉心  $j$  により発生する中性子数の期待値、即ち、相互干渉を示している。

また、炉心  $j$  により引き起こされた炉心  $i$  の中性子源を

$$S_{ij}$$

とすれば全炉心からの寄与分は、

$$S_i = \sum_{j=1}^n S_{ij} \quad \cdots (1)$$

とされる。ここで、問題を2領域とした場合、

$$k_{11} = \frac{S_{11}}{S_1} \quad , \quad k_{12} = \frac{S_{12}}{S_1} \quad \cdots (2) (3)$$

$$k_{21} = \frac{S_{21}}{S_2} \quad , \quad k_{22} = \frac{S_{22}}{S_2} \quad \cdots (4) (5)$$

で  $k_{ij}$  が与えられ、この領域での臨界条件を考えると、

$$S_{11} + S_{12} = S_1 \quad \cdots (6)$$

$$S_{21} + S_{22} = S_2 \quad \cdots (7)$$

である。即ち、

$$k_{11} S_1 + k_{12} S_2 = S_1 \quad \cdots (8)$$

$$k_{21} S_1 + k_{22} S_2 = S_2 \quad \cdots (9)$$

である。故に、

$$\begin{vmatrix} (k_{11} - 1) & k_{12} \\ k_{21} & (k_{22} - 1) \end{vmatrix} = 0 \quad \cdots (10)$$

を満足すれば、2領域での臨界条件が得られる。ここで、 $k_{12}$ 、 $k_{21}$ は炉心1及び炉心2での相互の中性子の寄与分を示しており、領域間の干渉効果の強さを与えていた。ここで、臨界状態からの振動を考える。臨界での1 fissionあたりに生成する数を $\nu c$ とする。

この時の、(8)式は臨界状態での中性子バランスを示しているが固有値問題を考え実効増倍率を $k$ とすると、(8)式は次式の様になる。

$$k_{11}S_1 + k_{12}S_2 = kS_1 \quad \cdots (11)$$

$$k_{21}S_1 + k_{22}S_2 = kS_2$$

また、余剰反応度を

$$k_{ex} = k - 1 \quad \cdots (12)$$

で定義すると、2領域炉心での臨界条件は、

$$\frac{k_{11}}{k_{21}} \frac{k_{12}}{k_{22}} \frac{S_1}{S_2} = (1 + k_{ex}) \frac{S_1}{S_2} \quad \cdots (14)$$

で記述される。

以上のAveryの理論では以下の近似が用いられている。

### 1. 1群理論

各領域間の中性子スペクトル干渉効果が無視されている

### 2. 中性子束分布が一様

各領域内での中性子束分布の効果が無視されている。

以下の章でこれらの近似について検討する。3章では1群理論、4章では2群理論を用い2領域炉心の結合係数について検討する。

### 第3章 1群理論による臨界条件

2領域炉心での臨界条件を以下の2方法より導出した。

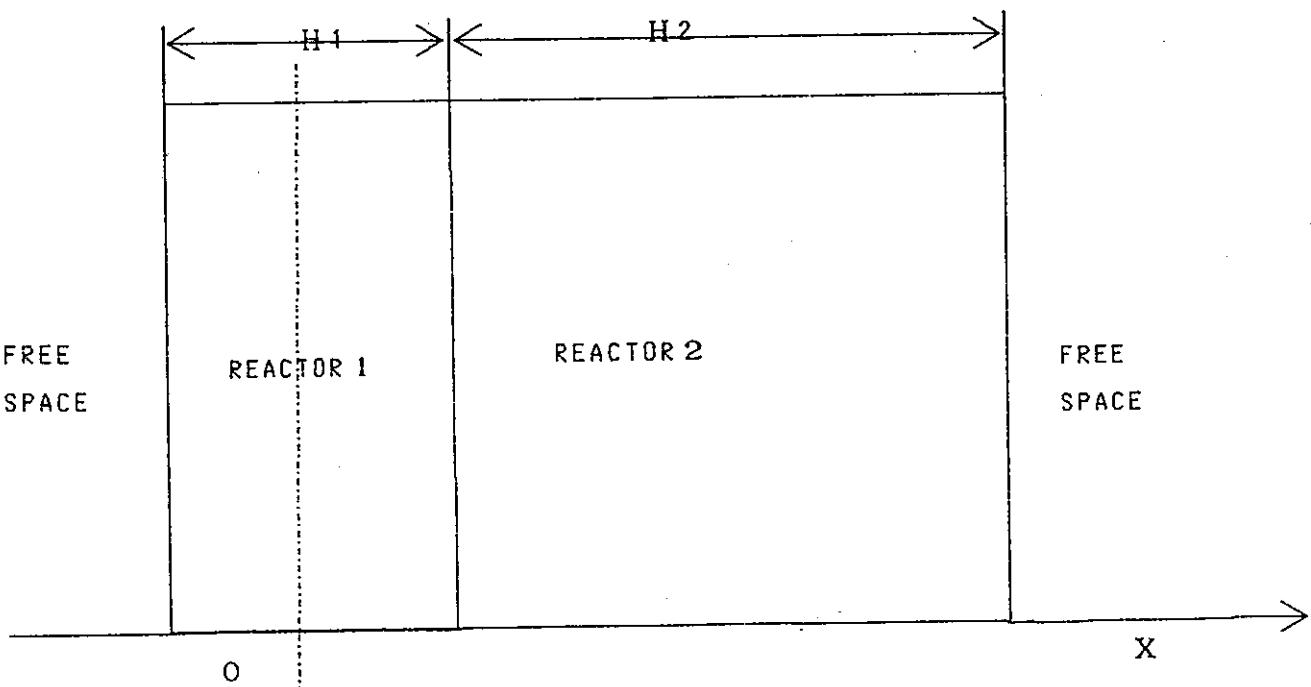
① 拡散理論を用いて、境界条件及び中性子束の連続性により導出する。

② 衝突確率  $P_{ij}$ により臨界条件を導出する。

①及び、②により臨界条件の導出を述べる。

#### 3-1 拡散理論を用いた臨界条件の導出

臨界条件導出にあたり境界条件及び変数は下図の様に1群スラブ体系にて行った。



但し、用いる変数は、

$\phi_1(x)$ : TEST領域での中性子束

$\phi_2(x)$ : DRIVER領域での中性子束

$H_i$  :  $i$  領域の長さ

$B_i$  :  $i$  領域のバックリング

$\lambda$  : 外挿距離

である。

各領域での中性子束は、

$$\phi_1(x) = A_1 \cos B_1 x + C_1 \sin B_1 x \quad \cdots (15)$$

$$\phi_2(x) = A_2 \cos B_2 x + C_2 \sin B_2 x \quad \cdots (16)$$

境界条件として、

$$\phi_1(-H_1/2 + \lambda) = 0 \quad \cdots (17)$$

$$\phi_2(H_1/2 + H_2 + \lambda) = 0 \quad \cdots (18)$$

$$\phi_1(H_1/2) = \phi_2(H_1/2) \quad \cdots (19)$$

$$-D_1 \frac{d}{dx} \phi_1\left(\frac{H_1}{2}\right) = -D_2 \frac{d}{dx} \phi_2\left(\frac{H_1}{2}\right) \quad \cdots (20)$$

(17)～(20)までの境界条件を(15)(16)に代入して

$$\begin{vmatrix} \cos \frac{B_1 H_1}{2} & \sin \frac{B_1 H_1}{2} & -\cos \frac{B_2 H_1}{2} & -\sin \frac{B_2 H_1}{2} \\ D_1 B_1 \sin \frac{B_1 H_1}{2} & -D_1 B_1 \cos \frac{B_1 H_1}{2} & -D_2 B_2 \sin \frac{B_2 H_1}{2} & D_2 B_2 \cos \frac{B_2 H_1}{2} \\ \cos B_1\left(\frac{H_1}{2} + \lambda_1\right) & -\sin B_1\left(\frac{H_1}{2} + \lambda_1\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos B_2\left(\frac{H_1}{2} + \frac{H_2}{2} + \lambda_2\right) & -\sin B_2\left(\frac{H_1}{2} + \frac{H_2}{2} + \lambda_2\right) \end{vmatrix} = 0$$

この行列はLaplaceの展開を行うと結果は、

$$\begin{aligned} D_1 B_1 \tan B_2 (H_2 + \lambda) \\ = D_2 B_2 \tan B_1 (H_1 + \lambda) \quad \cdots (21) \end{aligned}$$

が導出される。これが、1群拡散理論における臨界方程式であるが、結合係数の概念で全く入ってこない。

そこで、以下では衝突確率を用いて臨界条件を考える。

### 3 - 2. 衝突確率 $P_{ij}$ を用いた臨界条件の導出

一般的な  $G$  群での  $P_{ij}$  は、

$$P_{ij}^g = \frac{\Sigma_{i,j}}{V_i} \int_{V_j} d\vec{r} \int_{V_i} d\vec{r} \frac{1}{4\pi l^2} \exp(-\int_0^l d\vec{r} \sum_g (\vec{r} - \vec{l} \cdot \vec{\Omega})) \dots (22)$$

となる。但し、

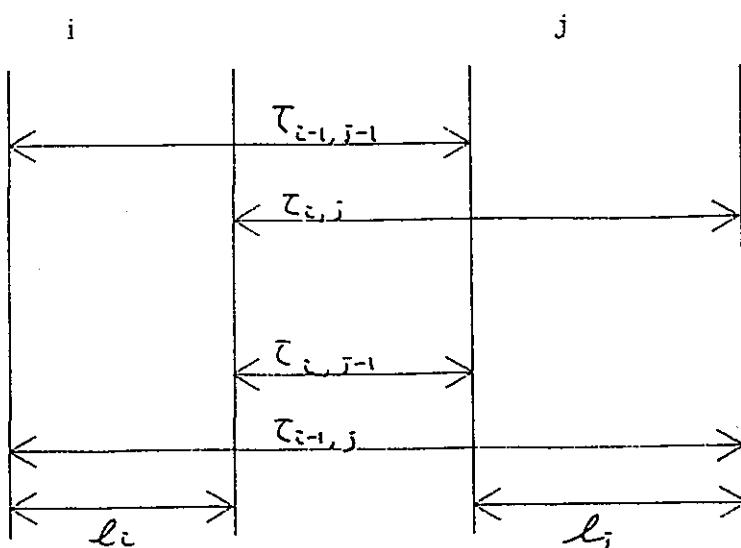
$\sum_t^g$  :  $g$  群  $i$  領域での total 断面積

$V_i$  :  $i$  領域での体積

$l$  :  $i$  領域から  $j$  領域までの距離

$\vec{\Omega}$  :  $i$  領域から  $j$  領域への方向ベクトル

である。ここで、1群スラブ体系での衝突確率  $P_{ij}$  を求める。



スラブ体系での衝突確率

(22)式に距離と角度を用いて変形するとスラブ体系では、

$$P_{ij} = \frac{1}{2 \sum_i \ell_i} [ E_3(\tau_{i,j-1}) - E_3(\tau_{i,j}) + E_3(\tau_{i-1,j}) \\ + E_3(\tau_{i-1,j-1}) ] \quad \cdots (23)$$

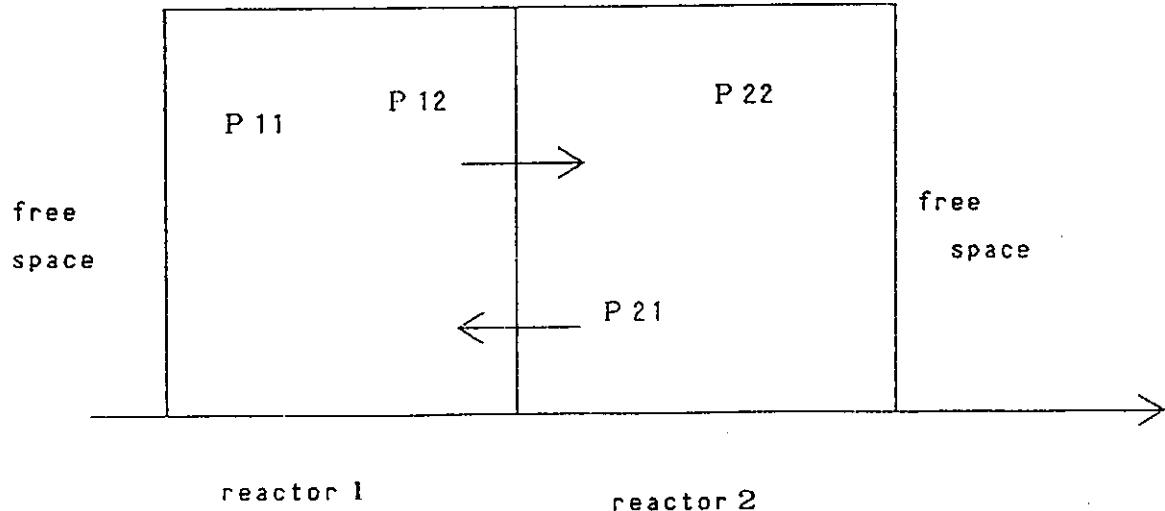
$$P_{ii} = 1 - \frac{1}{2 \sum_i \ell_i} + \frac{1}{\sum_i \ell_i} E_3(\tau_{i-1,i}) \quad \cdots (24)$$

但し、 $\tau_{i,j}$ は*i*領域右端より*j*領域右端までの光学距離を示す。

また、 $E_3(x)$ は指數関数であり、

$$E_3(x) = \int_0^1 dt t^{n-2} e^{-x/t} \quad \cdots (25)$$

これを、2領域炉心にあてはめてみる。



### 2領域炉心での衝突確率

2領域での $P_{ij}$ は図のように $P_{11}$ 、 $P_{12}$ 、 $P_{21}$ 、 $P_{22}$ よりなる。

中性子のバランスを考えることにより

$$\left( \sum_f \frac{1}{f} - \sum_s \frac{1}{s} \right) P_{11} - \left( \nu \sum_f \frac{1}{f} / k \right) P_{11} \phi_1 V_1 \\ = \left( \sum_s \frac{1}{s} + \nu \sum_f \frac{1}{f} / k \right) \phi_2 V_2 P_{21} \quad \cdots (26)$$

$$\begin{aligned}
 & (\Sigma_{2t} - \Sigma_{2s} P_{22} - (\nu \Sigma_{2f} / k) P_{22}) \phi_1 V_1 \\
 & = (\Sigma_{1s} + \nu \Sigma_{1f} / k) \phi_2 V_2 P_{12} \quad \cdots (27)
 \end{aligned}$$

が成立する。また孤立形での固有値は各々、

$$k_1 = \frac{\nu \Sigma_{1f} P_{11}}{\Sigma_{1t} - \Sigma_{1s} P_{11}} \quad \cdots (28)$$

$$k_2 = \frac{\nu \Sigma_{2f} P_{22}}{\Sigma_{2t} - \Sigma_{2s} P_{22}} \quad \cdots (29)$$

で記述できる。これらの関係式(26)～(29)を用いると、

$$(\frac{\nu \Sigma_{1f}}{k_1} - \frac{\nu \Sigma_{1f}}{k}) P_{11} \phi_1 V_1 = (\Sigma_{2s} + \frac{\nu \Sigma_{2f}}{k}) \phi_2 V_2 P_{21} \quad \cdots (30)$$

$$(\frac{\nu \Sigma_{2f}}{k_2} - \frac{\nu \Sigma_{2f}}{k}) P_{22} \phi_2 V_2 = (\Sigma_{1s} + \frac{\nu \Sigma_{1f}}{k}) \phi_1 V_1 P_{12} \quad \cdots (31)$$

(30)(31)式より

$$\begin{aligned}
 & (\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k}) (\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k}) \nu \Sigma_{1f} P_{11} \nu \Sigma_{2f} P_{22} \\
 & = (\Sigma_{1s} + \frac{\nu \Sigma_{1f}}{k}) P_{12} (\Sigma_{2s} + \frac{\nu \Sigma_{2f}}{k}) P_{21} \quad \cdots (32)
 \end{aligned}$$

これから、

$$\begin{aligned}
 (k - k_1)(k - k_2) &= \frac{k_1 k_2 k^2 (\Sigma_{1s} + \frac{\nu \Sigma_{1f}}{k}) P_{12} (\Sigma_{2s} + \frac{\nu \Sigma_{2f}}{k}) P_{21}}{\nu \Sigma_{1f} P_{11} \nu \Sigma_{2f} P_{22}} \\
 &= k_1 k_2 (k \frac{\Sigma_{1s}}{\nu \Sigma_{1f}} + 1) (k \frac{\Sigma_{2s}}{\nu \Sigma_{2f}} + 1) \frac{P_{12} P_{21}}{P_{11} P_{22}} \quad \cdots (33)
 \end{aligned}$$

となり、衝突確率を用いた臨界条件を得ることができる、

但し、

$k$ : 全体での実効増倍率

$k_1$ : reactor 1 での実効増倍率

$k_2$ : reactor 2 での実効増倍率

である。

#### 第4章. 2群による臨界条件

第3章にて、1群での臨界条件を出したが第4章では群を2群にし同様に臨界条件を導出する。

##### 単独体系での各群における衝突確率

###### 1群での衝突確率

$$\Sigma_{\phi}^{(1)} V = P_{11}^{(1)} \left( \Sigma_{f}^{1 \rightarrow 1} \phi^{(1)} + \frac{1}{k_{eff}} \nu \Sigma_{f}^{(2)} \phi^{(2)} \right) V \quad \dots (34)$$

###### 2群での衝突確率

$$\Sigma_{\phi}^{(2)} V = P_{11}^{(2)} \left( \Sigma_{f}^{2 \rightarrow 2} \phi^{(2)} + \nu \Sigma_{f}^{1 \rightarrow 2} \phi^{(2)} \right) V \quad \dots (35)$$

これから、

$$k_{eff} = \frac{\nu \Sigma_f^{(2)}}{\Sigma_1^1 - P_{11}^{(1)} \Sigma_1^{1 \rightarrow 1}} + \frac{\phi^2}{\phi^1} \quad \dots (36)$$

$$k_1 = \frac{\Sigma_1^{1 \rightarrow 2} \nu \Sigma_{f1}^2 P_{11}^{(2)}}{\left( \Sigma_1^1 - P_{11}^{(1)} \Sigma_1^{1 \rightarrow 1} \right) \left( \Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{(2)} \right)} \quad \dots (37)$$

同じく

$$k_2 = \frac{\sum_2^{1 \rightarrow 2} \nu \sum_{f2}^2 P_{22}^{(2)}}{(\sum_2^1 - P_{22}^{(1)} \sum_2^{1 \rightarrow 1}) (\sum_2^2 - \sum_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{(2)})} \quad \cdots (38)$$

ここで領域 1 での中性子バランスを考える。

1 群

$$\begin{aligned} \sum_1^1 \phi_1^1 v_1 &= (\sum_1^{1 \rightarrow 1} \phi_1^1 + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \nu \sum_{1f}^2 \phi_1^2) P_{11}^1 v_1 \\ &+ (\sum_2^{1 \rightarrow 1} \phi_2^1 + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \nu \sum_{2f}^2 \phi_2^2) P_{21}^1 v_2 \quad \cdots (39) \end{aligned}$$

2 群

$$\begin{aligned} \sum_1^2 \phi_1^2 v_1 &= (\sum_1^{2 \rightarrow 2} \phi_1^2 + \sum_1^{1 \rightarrow 2} \phi_1^1) P_{11}^2 v_1 \\ &+ (\sum_2^{2 \rightarrow 2} \phi_2^2 + \sum_2^{1 \rightarrow 2} \phi_2^1) P_{21}^2 v_2 \quad \cdots (40) \end{aligned}$$

領域 2 での中性子バランス

1 群

$$\begin{aligned} \sum_2^1 \phi_2^2 v_2 &= (\sum_2^{1 \rightarrow 1} \phi_2^1 + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \nu \sum_{2f}^2 \phi_2^2) P_{22}^1 v_2 \\ &+ (\sum_1^{1 \rightarrow 1} \phi_1^1 + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \nu \sum_{1f}^2 \phi_1^2) P_{21}^1 v_1 \quad \cdots (41) \end{aligned}$$

2 群

$$\begin{aligned} \sum_2^2 \phi_2^2 v_2 &= (\sum_2^{2 \rightarrow 2} \phi_2^2 + \sum_2^{1 \rightarrow 2} \phi_2^1) P_{22}^2 v_2 \\ &+ (\sum_1^{2 \rightarrow 2} \phi_1^2 + \sum_1^{1 \rightarrow 2} \phi_1^1) P_{12}^2 v_1 \quad \cdots (42) \end{aligned}$$

領域 1, 2 の中性子での中性子バランス式 (40) (42) より次式を得る。

$$\phi_k^2 V_k (\sum_k^2 - \sum_k^{2 \rightarrow 2} P_{kk}^{*2}) = \sum_{i=1}^2 \phi_i^1 V_i \sum_i^{1 \rightarrow 2} P_{ik}^{*2} \quad \dots (43)$$

ここで、

$$P_{ik}^{*2} = P_{ik}^2 + \frac{P_{im}^2 \sum_m^{2 \rightarrow 2} P_{mk}^2}{\sum_m^2 - \sum_m^{2 \rightarrow 2} P_{mm}^2} \quad m \neq k \quad \dots (44)$$

(但し、 $i = 1, 2$      $k = 1, 2$ )

(39)、(41)式は一般に、

1群

$$\begin{aligned} \sum_m^1 \phi_m^1 V_m &= (\sum_m^{1 \rightarrow 1} \phi_m^1 + \frac{1}{k_{eff}} \nu \sum_{mf}^2 \phi_m^2) P_{mm}^1 V_m \\ &+ (\sum_n^{1 \rightarrow 1} \phi_n^1 + \frac{1}{k_{eff}} \nu \sum_{nf}^2 \phi_n^2) P_{nm}^1 V_n \quad \dots (45) \end{aligned}$$

(  $n \neq m$  )

2群

$$\begin{aligned} \sum_m^2 \phi_m^2 V_m &= (\sum_m^{2 \rightarrow 2} \phi_m^2 + \sum_m^{1 \rightarrow 2} \phi_m^1) P_{mm}^2 V_m \\ &+ (\sum_n^{2 \rightarrow 2} \phi_n^2 + \sum_n^{1 \rightarrow 2} \phi_n^1) P_{nn}^2 V_n \quad \dots (46) \end{aligned}$$

(  $n \neq m$  )

と書ける。(43)を(45)へ代入する

$$\begin{aligned} \sum_m^1 \phi_m^1 V_m &= (\sum_m^{1 \rightarrow 1} \phi_m^1 V_m + \frac{\nu \sum_{mf}^2}{k_{eff} \sum_m^2 - \sum_m^{2 \rightarrow 2} P_{mm}^{*2}} \\ &\times \sum_i^1 \phi_i^1 V_i \sum_i^{1 \rightarrow 2} P_{im}^{*2}) P_{mm}^1 \\ &+ (\sum_n^{1 \rightarrow 1} \phi_n^1 V_n + \frac{\nu \sum_{nf}^2}{k_{eff} \sum_n^2 - \sum_n^{2 \rightarrow 2} P_{nn}^{*2}} \end{aligned}$$

$$\times \sum_i \phi_i^1 V_i \sum_i^{1 \rightarrow 2} P_{in}^{*2} ) P_{nm}^1 \quad \dots (47)$$

$$\begin{aligned}
& \phi_m^1 V_m \left\{ \sum_m^1 - \sum_m^{1 \rightarrow 1} P_{mm}^1 - \frac{1}{k_{eff}} \sum_m^{1 \rightarrow 2} P_{mm}^{*2} \frac{\nu \sum_{mf}^{2f}}{\sum_m^2 - \sum_m^{1 \rightarrow 2} P_{mm}^{*2}} P_{mm}^1 \right. \\
& \quad \left. - \frac{1}{k_{eff}} \sum_n^{1 \rightarrow 2} P_{mn}^{*2} \frac{\nu \sum_{nf}^2}{\sum_n^2 - \sum_n^{2 \rightarrow 2} P_{nn}^{*2}} P_{nn}^1 \right\} \\
= & \phi_n^1 V_n \left\{ \sum_n^{1 \rightarrow 1} - \frac{1}{k_{eff}} \sum_n^{1 \rightarrow 2} P_{nn}^{*2} \frac{\nu \sum_{mf}^{2f}}{\sum_m^2 - \sum_m^{1 \rightarrow 2} P_{mm}^{*2}} P_{mm}^1 \right. \\
& \quad \left. - \frac{1}{k_{eff}} \sum_n^{1 \rightarrow 2} P_{nn}^{*2} \frac{\nu \sum_{nf}^2}{\sum_n^2 - \sum_n^{2 \rightarrow 2} P_{nn}^{*2}} P_{nn}^1 \right\} \dots (48)
\end{aligned}$$

( n ≠ m )

$$[\sum_{11}^{1\rightarrow 1} P_1 - \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{11}^{1\rightarrow 2} P_1^{*2} \frac{\nu \Sigma_{1f}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2\rightarrow 2} P_{11}^{*2}} P_{11}^{1\rightarrow 1} - \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{12}^{1\rightarrow 2} P_1^{*2} \frac{\nu \Sigma_{2f}^2}{\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2\rightarrow 2} P_{22}^{*2}} P_{21}^{1\rightarrow 1}]$$

$$\times [\sum_{22}^{2\rightarrow 1} P_2 - \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{22}^{1\rightarrow 2} P_2^{*2} \frac{\nu \Sigma_{2f}^2}{\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2\rightarrow 2} P_{22}^{*2}} P_{22}^{2\rightarrow 1} - \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{12}^{1\rightarrow 2} P_2^{*2} \frac{\nu \Sigma_{1f}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2\rightarrow 2} P_{11}^{*2}} P_{12}^{1\rightarrow 1}]$$

$$= [\sum_{21}^{1\rightarrow 1} P_2 + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{21}^{1\rightarrow 2} P_2^{*2} \frac{\nu \Sigma_{1f}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2\rightarrow 2} P_{11}^{*2}} P_{11}^{1\rightarrow 1} + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{22}^{1\rightarrow 2} P_2^{*2} \frac{\nu \Sigma_{2f}^2}{\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2\rightarrow 2} P_{22}^{*2}} P_{21}^{1\rightarrow 1}]$$

$$\times [\sum_{12}^{1\rightarrow 1} P_1 + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{12}^{1\rightarrow 2} P_1^{*2} \frac{\nu \Sigma_{2f}^2}{\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2\rightarrow 2} P_{22}^{*2}} P_{22}^{1\rightarrow 1} + \frac{1}{k_{\text{eff}}} \sum_{11}^{1\rightarrow 2} P_1^{*2} \frac{\nu \Sigma_{1f}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2\rightarrow 2} P_{11}^{*2}} P_{12}^{1\rightarrow 1}] \dots (49)$$

(49)式に(37)(38)を用いると、(49)は以下の様に変形される。

$$\begin{aligned}
 & \frac{P_{11}^1 \Sigma_1^{1 \rightarrow 2} \nu \Sigma_{1f}^2 P_{11}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2} \left\{ \frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_{eff} (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2) P_{11}^2} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{P_{21}^1 \nu \Sigma_{2f}^2 P_{12}^{*2} (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2)}{k_{eff} P_{11}^1 \nu \Sigma_{2f}^2 P_{11}^2 (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2)} \right\} \\
 \\ 
 & \times \frac{P_{22}^1 \Sigma_2^{1 \rightarrow 2} \nu \Sigma_{2f}^2 P_{22}^2}{\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2} \left\{ \frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_{eff} (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2) P_{22}^2} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{P_{12}^1 \nu \Sigma_{1f}^2 P_{21}^{*2} (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2)}{k_{eff} P_{22}^1 \nu \Sigma_{1f}^2 P_{22}^2 (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2)} \right\} \\
 \\ 
 & = \left[ \sum_{21}^{1 \rightarrow 1} + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{21}^{1 \rightarrow 2} P_{21}^{*2} \frac{\nu \Sigma_{1f}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{*2}} P_{11}^1 + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{22}^{1 \rightarrow 2} P_{22}^{*2} \frac{\nu \Sigma_{2f}^2}{(\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{*2})} P_{21}^1 \right] \\
 \\ 
 & \times \left[ \sum_{12}^{1 \rightarrow 1} + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{12}^{1 \rightarrow 2} P_{12}^{*2} \frac{\nu \Sigma_{2f}^2}{\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{*2}} P_{22}^1 + \frac{1}{k_{eff}} \sum_{11}^{1 \rightarrow 2} P_{11}^{*2} \frac{\nu \Sigma_{1f}^2}{\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{*2}} P_{12}^1 \right] \dots (50)
 \end{aligned}$$

## 第5章. 臨界条件を用いた数値実験

R. Averyによる2領域炉心での臨界を示す式(14)及び各々の孤立系での実効増倍率、そして全体での実効増倍率を用いることにより、次式の様な式が得られる。

$$(k - k_t) (k - k_d) = C_i$$

この式は、結合の度合を示し、炉の特性及び結合の度合を示している。この、結合定数を用い、炉を変化させることにより結合係数の変化の度合を見てみた。

ここで、変化の挙動を把握しやすいように最も単純なスラブ体系にて数値実験を行なった。まず、第3章-1、第3章-2にて導出した臨界条件がどの程度まで有効であるかをおもに見てみた。

また、第4章にて求めた2群での $P_{ij}$ による臨界条件も今後における参考として同様に計算を行なってみた。

ここで、結合係数 $C_i$ に於て $k$ 、 $k_d$ 、 $k_t$ は全体の領域、driver領域、test領域での実効増倍率を示している。

また、以下に用いられている断面積については、昭和61年度KUCAにて行なわれたphase-1実験での断面積であり、2群及び1群に縮約したものを使っている。ただし、この断面積は3次元にて用いられていたので疑似吸収を吸収断面積に含ませた。

## 第6章 結論

今回の数値実験は、拡散及び衝突確率  $P_{ij}$  により導出した臨界条件をどの程度まで有効であるかを試してみた。拡散における臨界条件は、test領域が薄いか、またはその実効増倍率  $k_t$  が小さい場合近似できる。但し、拡散理論の場合中性子相互作用を考慮していないため、領域が厚くなればその結合係数はかなり離れていくことがわかる。一方、孤立系から得られた結合係数に対して、拡散理論より導出した臨界条件で得られた値より一群での衝突確率法により得られた値のほうがより近い値を得られた。2群の衝突確率法を用いた臨界条件で得られた値は1群での計算値より離れる。この原因としては、真空に逃げ込む中性子量の変化及び領域内の中性子束分布を無視したことが原因と考えられる。

## 参考文献

- (1) : R. Avery Theory of Coupled Reactors  
Proc. of the Second U.N. Inter Conf. on Peaceful  
Uses of Atomic Energy

Table 1-1 Keff in single system

	DRIVER zone cm	k-eff in driver zone kd	TEST zone cm	k-eff in driver zone kt	coupling factor $\times 10^{-2}$
	22.0	1.0038			
case1	21.0	0.9846	1.0	0.0591	1.809
case2	20.0	0.9638	2.0	0.1213	3.531
case3	19.0	0.9410	3.0	0.1865	5.130
case4	18.0	0.9162	4.0	0.2551	6.557
case5	17.0	0.8891	5.0	0.3213	7.827
case6	16.0	0.8596	6.0	0.3861	8.909
case7	15.0	0.8273	7.0	0.4488	9.797
case8	14.0	0.7921	8.0	0.5085	10.487
case9	13.0	0.7537	9.0	0.5648	11.057
case10	12.0	0.7119	10.0	0.6175	11.274
case11	11.0	0.6666	11.0	0.6666	11.417

Table 1-2 1-GROUP MACRO CROSS SECTION DATA

diffusion $D(cm^{-1})$	absorption $\Sigma a(cm^{-1})$	production $\nu \Sigma f(cm^{-1})$	scattering $\Sigma s$	quasi-absorption $B^2$
1.245 $\times 10^8$	3.148 $\times 10^{-2}$	5.193 $\times 10^{-2}$	4.777 $\times 10^{-1}$	8.504 $\times 10^{-3}$

Table 1-3  $k_{eff}$  in test zone and Coupling factor obtained from diffusion theory

	$k_{eff}$	Coupling factor
	$K_t$	$C_i$
case 1	$3.514 \times 10^{-2}$	$1.855 \times 10^{-2}$
case 2	$9.428 \times 10^{-2}$	$3.637 \times 10^{-2}$
case 3	$1.752 \times 10^{-1}$	$5.202 \times 10^{-2}$
case 4	$2.672 \times 10^{-1}$	$6.452 \times 10^{-2}$
case 5	$3.631 \times 10^{-1}$	$7.347 \times 10^{-2}$
case 6	$4.572 \times 10^{-1}$	$7.884 \times 10^{-2}$
case 7	$5.456 \times 10^{-1}$	$8.088 \times 10^{-2}$
case 8	$6.264 \times 10^{-1}$	$7.992 \times 10^{-2}$
case 9	$6.988 \times 10^{-1}$	$7.629 \times 10^{-2}$
case 10	$7.629 \times 10^{-1}$	$7.029 \times 10^{-2}$
case 11	$8.194 \times 10^{-1}$	$6.219 \times 10^{-2}$

Table 1-4 Collision probability

	P11	P12	P21	P22
case 1	9.1111E-01	1.6384E-02	3.4408E-01	3.1141E-01
case 2	9.0669E-01	2.7025E-02	2.7025E-01	4.5899E-01
case 3	9.0182E-01	3.4985E-02	2.2157E-01	5.5627E-01
case 4	8.9643E-01	4.1465E-02	1.8659E-01	6.2609E-01
case 5	8.9042E-01	4.7133E-02	1.6025E-01	6.7864E-01
case 6	8.8369E-01	5.2405E-02	1.3975E-01	7.1946E-01
case 7	8.7611E-01	5.7583E-02	1.2339E-01	7.5193E-01
case 8	8.6753E-01	6.2899E-02	1.1007E-01	7.7827E-01
case 9	8.5774E-01	6.8559E-02	9.9031E-02	7.9996E-01
case 10	8.4647E-01	7.4766E-02	8.9719E-02	8.1808E-01
case 11	8.3339E-01	8.1735E-02	8.1735E-02	8.3339E-01

Table 1-5  $k_{eff}$  in test zone and Coupling factor obtained from collision probability method

	$k_{eff}$	coupling factor
	$K_t$	$C_i$
case 1	$3.260 \times 10^{-2}$	$1.860 \times 10^{-2}$
case 2	$7.533 \times 10^{-2}$	$3.716 \times 10^{-2}$
case 3	$1.294 \times 10^{-1}$	$5.488 \times 10^{-2}$
case 4	$1.928 \times 10^{-1}$	$7.103 \times 10^{-2}$
case 5	$2.623 \times 10^{-1}$	$8.503 \times 10^{-2}$
case 6	$3.342 \times 10^{-1}$	$9.656 \times 10^{-2}$
case 7	$4.058 \times 10^{-1}$	$1.055 \times 10^{-1}$
case 8	$4.738 \times 10^{-1}$	$1.122 \times 10^{-1}$
case 9	$5.369 \times 10^{-1}$	$1.167 \times 10^{-1}$
case 10	$5.943 \times 10^{-1}$	$1.195 \times 10^{-1}$
case 11	$6.457 \times 10^{-1}$	$1.207 \times 10^{-1}$

Table 2-1  $K_{eff}$  in single system

	DRIVER zone cm	$k_{eff}$ in DRIVER zone $k_d$	TEST zone cm	$k_{eff}$ in TEST zone $k_t$	coupling factor $\times 10^{-2}$
case 1	26.0	0.9913			
case 2	25.0	0.9766	1.0	0.0173	1.427
case 3	24.0	0.9608	2.0	0.0534	2.861
case 4	23.0	0.9436	3.0	0.1044	4.227
case 5	22.0	0.9251	4.0	0.1666	5.465
case 6	21.0	0.9049	5.0	0.2296	6.585
case 7	20.0	0.8829	6.0	0.2933	7.564
case 8	19.0	0.8591	7.0	0.3557	8.402
case 9	18.0	0.8332	8.0	0.4157	9.099
case 10	17.0	0.8054	9.0	0.4727	9.625
case 11	16.0	0.7743	10.0	0.5262	10.094
case 12	15.0	0.7409	11.0	0.5760	10.398
case 13	14.0	0.7046	12.0	0.6223	10.579
	13.0	0.6651	13.0	0.6651	10.639

Table 2-2 2-GROUP MACRO CROSS SECTION DATA

	diffusion $D(cm^{-1})$	absorption $\Sigma a(cm^{-1})$	production $\nu \Sigma f(cm^{-1})$	quasi-absorption $B^2$
1群	1.490 $\times 10^0$	6.741 $\times 10^{-3}$	7.093 $\times 10^{-2}$	8.504 $\times 10^{-3}$
	2.825 $\times 10^{-1}$	1.288 $\times 10^{-1}$	2.283 $\times 10^{-2}$	8.504 $\times 10^{-3}$
	scattering matrix			
	1g→1g $\times 10^{-1}$	1g→2g $\times 10^{-2}$	2g→1g $\times 10^{-4}$	2g→2g $\times 10^{-8}$
	1.408	2.429	3.485	1.149

Table 2-3  $k_{eff}$  in test zone and Coupling factor obtained from diffusion theory

	$k_{eff}$ $K_t$	Coupling factor $C_i$
case 1	$3.513 \times 10^{-2}$	$1.401 \times 10^{-2}$
case 2	$9.493 \times 10^{-2}$	$2.735 \times 10^{-2}$
case 3	$1.752 \times 10^{-1}$	$3.890 \times 10^{-2}$
case 4	$2.672 \times 10^{-1}$	$4.798 \times 10^{-2}$
case 5	$3.631 \times 10^{-1}$	$5.430 \times 10^{-2}$
case 6	$4.572 \times 10^{-1}$	$5.788 \times 10^{-2}$
case 7	$5.456 \times 10^{-1}$	$5.892 \times 10^{-2}$
case 8	$6.264 \times 10^{-1}$	$5.770 \times 10^{-2}$
case 9	$6.988 \times 10^{-1}$	$5.449 \times 10^{-2}$

Table 2-4 collision probability

1G	P11	P12	P21	P22
case 1	9.1065E-01	1.4415E-02	3.6038E-01	2.7878E-01
case 2	9.0695E-01	2.4233E-02	2.9079E-01	4.1790E-01
case 3	9.0294E-01	3.1741E-02	2.4335E-01	5.1271E-01
case 4	8.9857E-01	3.7873E-02	2.0833E-01	5.8265E-01
case 5	8.9380E-01	4.3172E-02	1.8132E-01	6.3655E-01
case 6	8.8857E-01	4.7964E-02	1.5988E-01	6.7930E-01
case 7	8.8282E-01	5.2492E-02	1.4247E-01	7.1394E-01
case 8	8.7646E-01	5.6935E-02	1.2811E-01	7.4248E-01
case 9	8.6941E-01	6.1442E-02	1.1606E-02	7.6633E-01
case 10	8.6153E-01	6.6138E-02	1.0582E-02	7.8649E-01
case 11	8.5271E-01	7.1147E-02	9.7019E-02	8.0371E-01
case 12	8.42756E-01	7.6594E-02	8.9360E-02	8.1856E-01
case 13	8.3146E-01	8.2614E-02	8.2614E-02	8.3146E-01

2G	P11	P12	P21	P22
case 1	9.8304E-01	7.0145E-03	1.7536E-02	6.4927E-01
case 2	9.8234E-01	8.4877E-03	1.0185E-02	7.9629E-01
case 3	9.8157E-01	9.1261E-03	6.9966E-02	8.6006E-01
case 4	9.8073E-01	9.6085E-03	5.2847E-02	8.9431E-01
case 5	9.7982E-01	1.0084E-02	4.2353E-02	9.1529E-01
case 6	9.7880E-01	1.0593E-02	3.5311E-02	9.2938E-01
case 7	9.7769E-01	1.1152E-02	3.0270E-02	9.3945E-01
case 8	9.7645E-01	1.1772E-02	2.6487E-02	9.4703E-01
case 9	9.7507E-01	1.2465E-02	2.3544E-02	9.5291E-01
case 10	9.7351E-01	1.3243E-02	2.1190E-02	9.5762E-01
case 11	9.7175E-01	1.4127E-02	1.9264E-02	9.6147E-01
case 12	9.6972E-01	1.5135E-02	1.7658E-02	9.6468E-01
case 13	9.6739E-01	1.6300E-02	1.6300E-02	9.6739E-01

Table 2-5  $k_{eff}$  in test zone and Coupling factor obtained from collision probability method

	TEST zone	coupling factor
	$K_t$	$C_i$
case 1	$-3.541 \times 10^{-3}$	$1.458 \times 10^{-2}$
case 2	$9.525 \times 10^{-4}$	$3.021 \times 10^{-2}$
case 3	$1.591 \times 10^{-2}$	$4.649 \times 10^{-2}$
case 4	$4.053 \times 10^{-2}$	$6.299 \times 10^{-2}$
case 5	$7.365 \times 10^{-2}$	$7.932 \times 10^{-2}$
case 6	$1.139 \times 10^{-1}$	$9.508 \times 10^{-2}$
case 7	$1.598 \times 10^{-1}$	$1.099 \times 10^{-1}$
case 8	$2.095 \times 10^{-1}$	$1.236 \times 10^{-1}$
case 9	$2.612 \times 10^{-1}$	$1.361 \times 10^{-1}$
case 10	$3.145 \times 10^{-1}$	$1.468 \times 10^{-1}$
case 11	$3.670 \times 10^{-1}$	$1.563 \times 10^{-1}$
case 12	$4.172 \times 10^{-1}$	$1.646 \times 10^{-1}$
case 13	$4.668 \times 10^{-1}$	$1.711 \times 10^{-1}$

Table 2-6 EACH TERM'S VALUE OF EQ. (50)

	$P_{11}^1 \Sigma_1^{1 \rightarrow 2} \nu \Sigma_{1f}^2 P_{11}^2$	$(\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2) P_{11}^{*2}$	$P_{21}^1 \nu \Sigma_{2f}^2 P_{12}^{*2} (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2)$
	$\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^2$	$k_{eff} (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{*2}) P_{11}^2$	$k_{eff} P_{11}^1 \nu \Sigma_{2f}^2 P_{11}^2 (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{*2})$
case3	3.587E-02	1.027E-00	1.073E-00
case6	3.455E-02	1.023E-00	1.117E-02
case9	3.287E-02	1.021E-00	1.102E-02
case12	3.076E-02	1.021E-00	1.339E-02
	$P_{22}^1 \Sigma_2^{1 \rightarrow 2} \nu \Sigma_{2f}^2 P_{22}^2$	$(\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2) P_{22}^{*2}$	$P_{12}^1 \nu \Sigma_{1f}^2 P_{21}^{*2} (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2)$
	$\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^2$	$k_{eff} (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{*2}) P_{22}^2$	$k_{eff} P_{22}^1 \nu \Sigma_{1f}^2 P_{22}^2 (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{*2})$
case3	9.831E-03	1.030E-00	3.916E-02
case6	1.892E-02	1.023E-00	2.040E-02
case9	2.465E-02	1.022E-00	1.469E-02
case12	3.400E-02	1.021E-00	9.509E-03
	$\Sigma_2^{1 \rightarrow 2} P_{21}^{*2} \nu \Sigma_{1f}^2 P_{11}^1$	$\Sigma_2^{1 \rightarrow 2} P_{22}^{*2} \nu \Sigma_{2f}^2 P_{21}^1$	
	$k_{eff} (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{*2})$	$k_{eff} (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{*2})$	
case3	1.095E-02	4.806E-03	
case6	7.153E-03	4.560E-03	
case9	5.126E-03	3.814E-03	
case12	3.334E-03	3.207E-03	
	$\Sigma_1^{1 \rightarrow 2} P_{12}^{*2} \nu \Sigma_{2f}^2 P_{22}^1$	$\Sigma_1^{1 \rightarrow 2} P_{11}^{*2} \nu \Sigma_{1f}^2 P_{12}^1$	
	$k_{eff} (\Sigma_2^2 - \Sigma_2^{2 \rightarrow 2} P_{22}^{*2})$	$k_{eff} (\Sigma_1^2 - \Sigma_1^{2 \rightarrow 2} P_{11}^{*2})$	
case3	8.111E-04	1.295E-03	
case6	1.641E-03	1.909E-03	
case9	2.392E-03	2.373E-03	
case12	4.457E-03	3.045E-03	

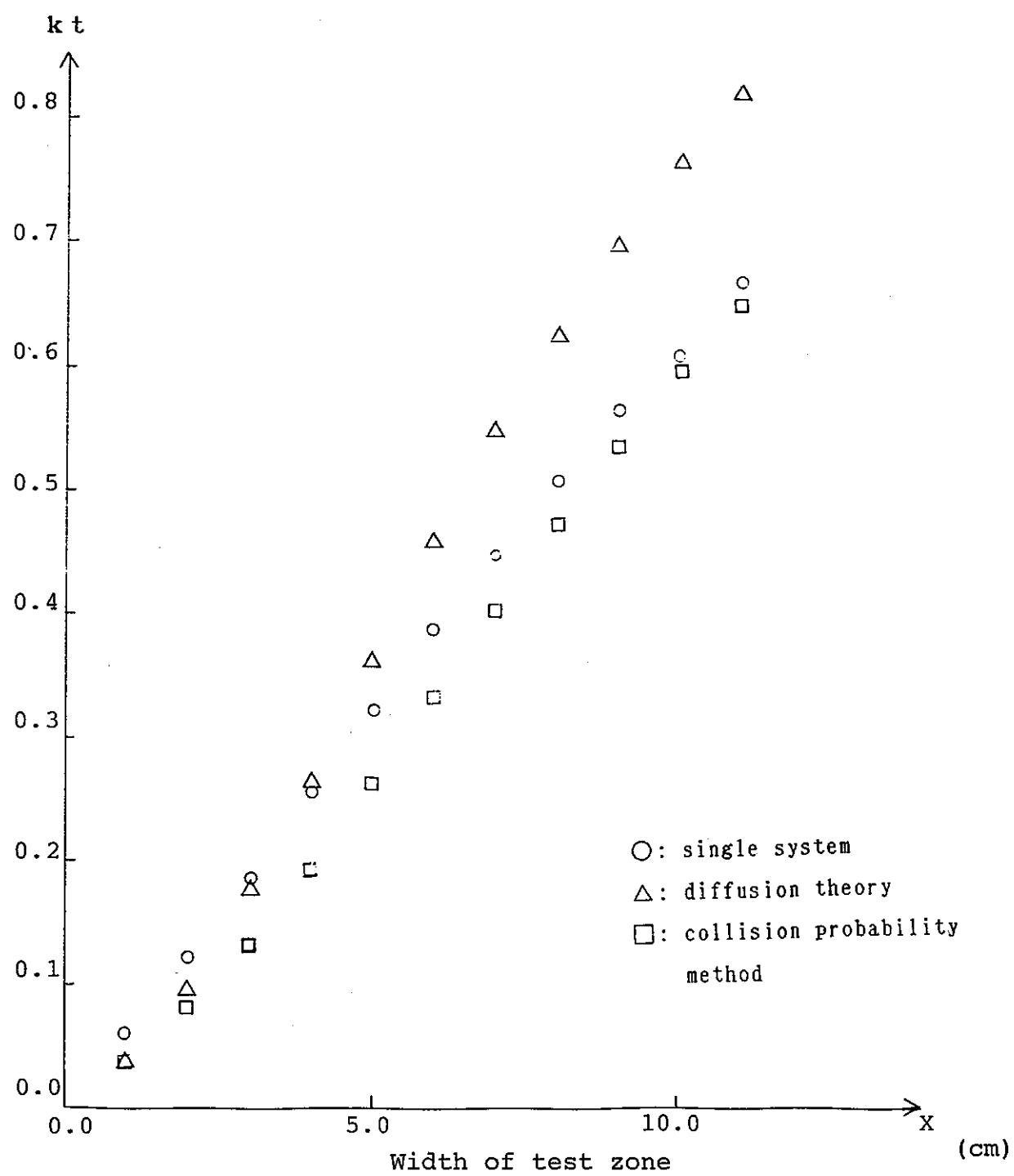


Fig. 1-1 Keff in test zone in one-group,  
1-D slab geometry

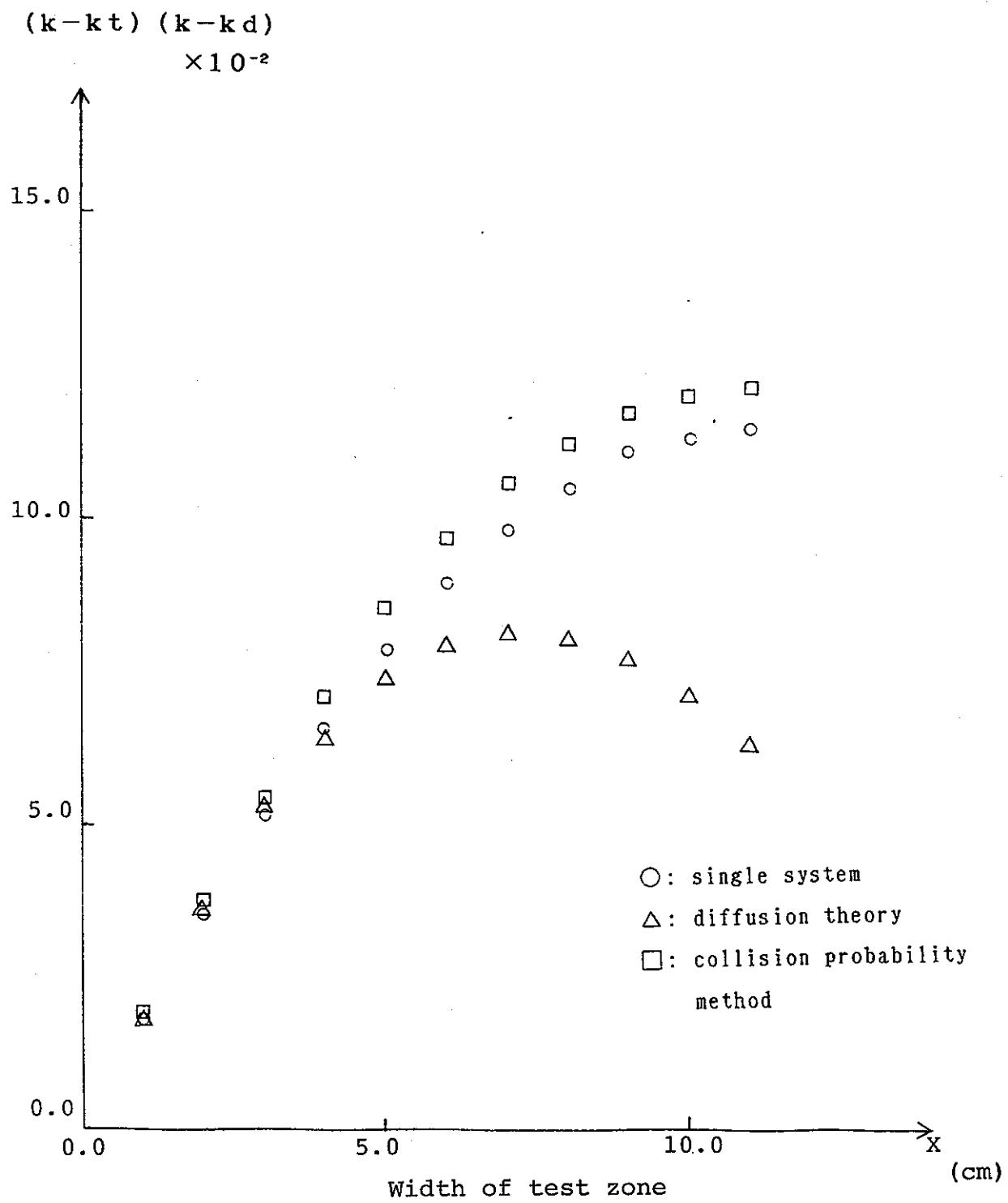


Fig. 1-2 Coupling factor in one-group, 1-D slab geometry

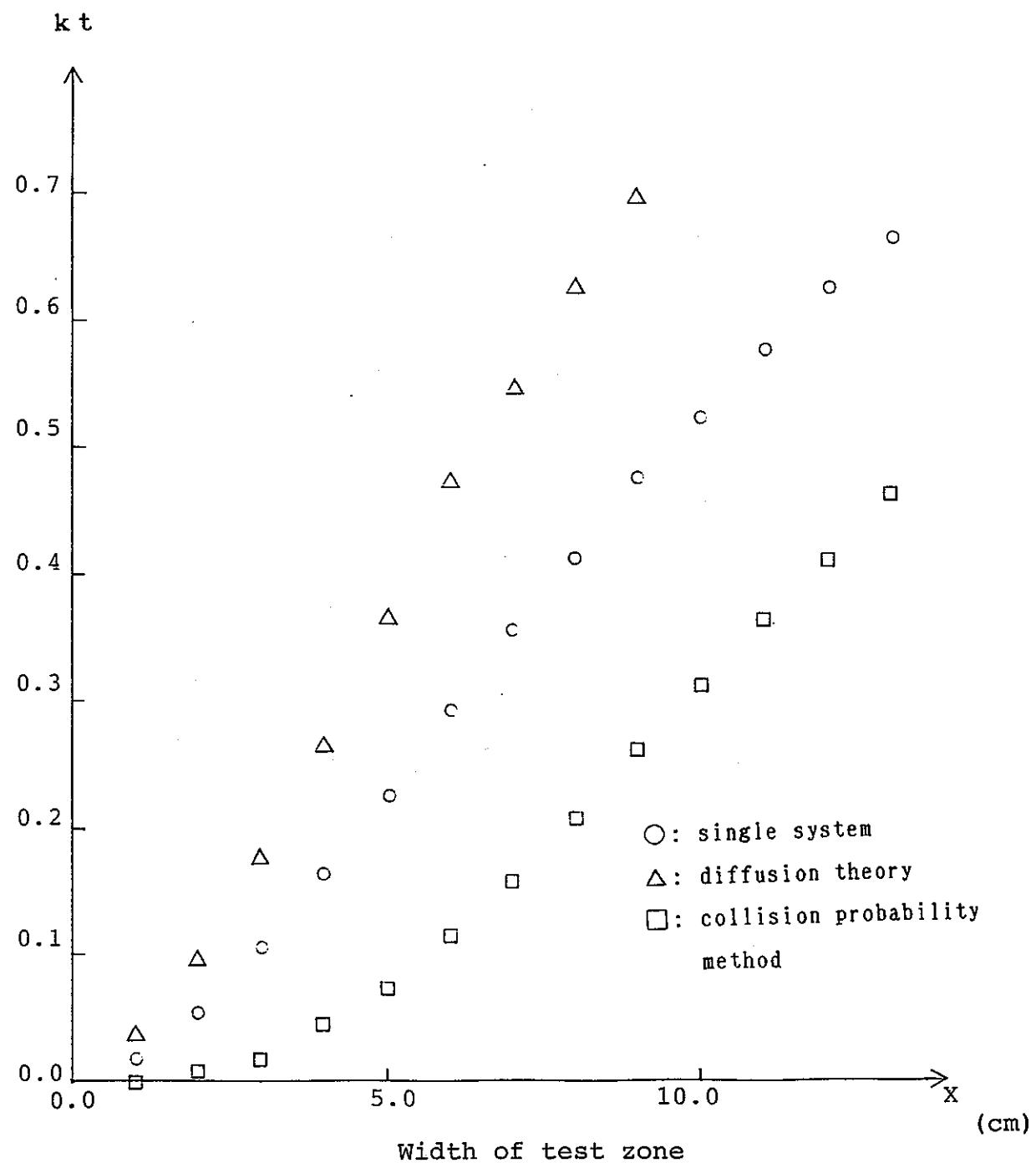


Fig. 2-1 Keff in test zone in two-group,  
1-D slab geometry

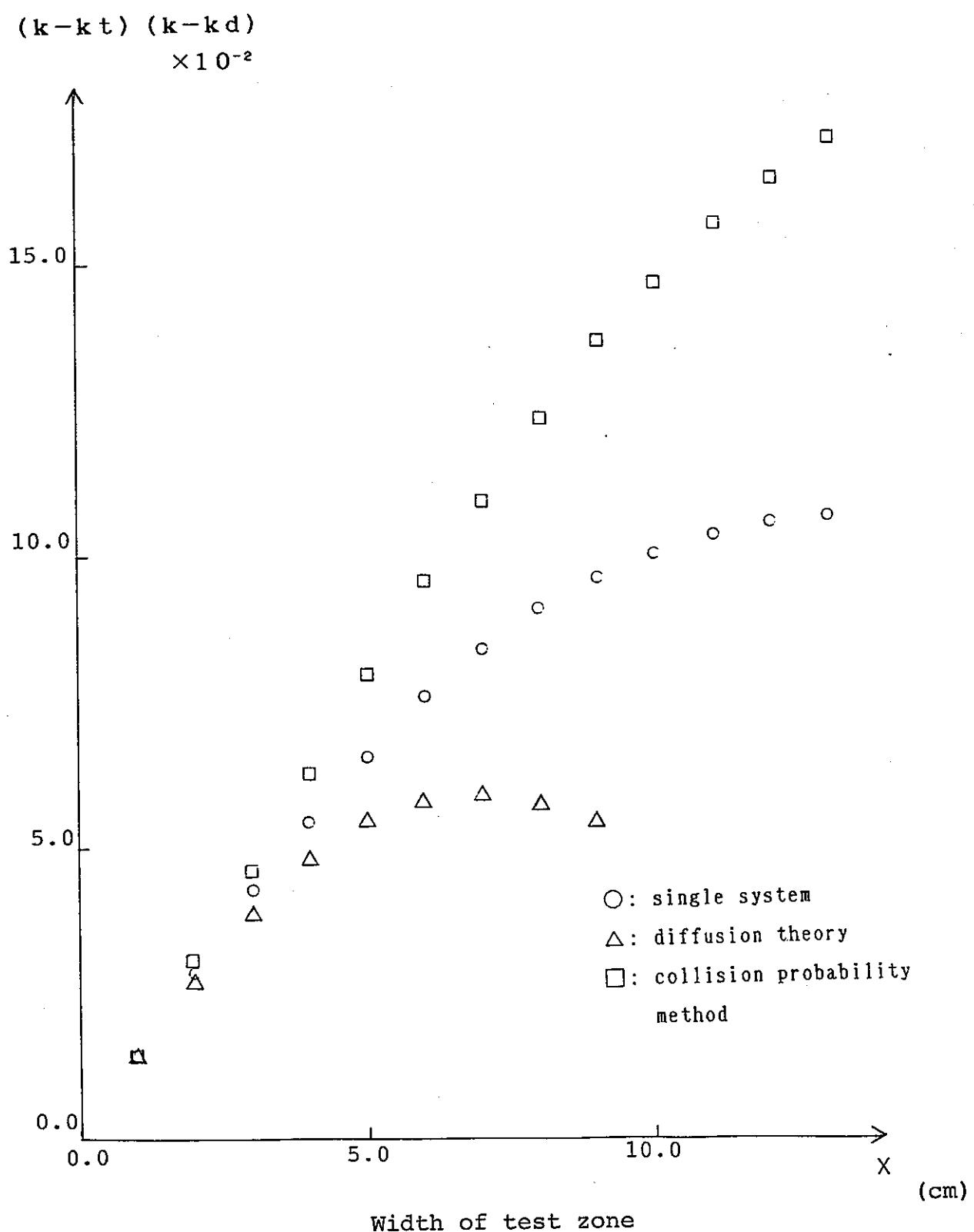


Fig. 2-2 Coupling factor in two-group, 1-D slab geometry

## 第 VI 部

中速スペクトル炉の計算法の研究

## 目次

1 章 序論

2 章 拡散係数の定義の仕方による影響

2. 1 拡散係数の定義

2. 2 計算体系及び計算手法

2. 3 計算結果及び検討

3 章 拡散係数の縮約法

3. 1 拡散係数の縮約法

3. 2 縮約法の比較及び評価

4 章 結論

参考文献

付録 高速炉における拡散係数の定義の違いによる影響

## List of Tables

- Table 1 energy group structure of 107-group
- Table 2 Summation of scattering matrix of P1 component in each energy  
- Fuel region in  $V_m/V_f=1.5$  Core -
- Table 3 Summation of scattering matrix of P1 component in each energy  
- Fuel region in  $V_m/V_f=2.2$  Core -
- Table 4 Comparison of Keff obtained from Consistent and Inconsistent  
P1 approximation
- Table 5 Energy Group Structure of 4, 10 and 24 Groups based on 107-group  
Energy Structure
- Table 6 Comparison of Keff and Difference from 107-group cal. obtained  
from various collapsing methods  
-  $V_m/V_f=1.5$  Core , Inconsistent P1 approximation -
- Table 7 Comparison of Keff and Difference from 107-group cal. obtained  
from various collapsing methods  
-  $V_m/V_f=1.5$  Core , Consistent P1 approximation -
- Table 8 Comparison of Keff and Difference from 107-group cal. obtained  
from various collapsing methods  
-  $V_m/V_f=2.2$  Core , Inconsistent P1 approximation -
- Table 9 Comparison of Keff and Difference from 107-group cal. obtained  
from various collapsing methods  
-  $V_m/V_f=2.2$  Core , Consistent P1 approximation -

## List of Figures

- Fig. 1 RZ-MODEL of  $V_m/V_f=1.5$  Core
- Fig. 2 RZ-MODEL of  $V_m/V_f=2.2$  Core
- Fig. 3 Comparison of Z-direction diffusion coefficients of Mat. F1  
in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent  
P1 approximation
- Fig. 4 Comparison of Z-direction diffusion coefficients of Mat. F1  
in  $V_m/V_f=2.2$  core obtained from Consistent and Inconsistent  
P1 approximation
- Fig. 5 Z-direction neutron current of Mat. F1 in  $V_m/V_f=1.5$  core
- Fig. 6 Z-direction neutron current of Mat. F1 in  $V_m/V_f=2.2$  core
- Fig. 7 Comparison of axial fast neutron flux distribution of Mat. F1  
in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent  
P1 approximation
- Fig. 8 Comparison of axial thermal neutron flux distribution of Mat. F1  
in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent P1  
approximation
- Fig. 9 Comparison of axial Au reaction rate distribution of Mat. F1  
in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent  
P1 approximation

## 1章 序論

最近ウラン資源の有効利用を目的とした稠密度の高い中速スペクトルをもつ軽水炉の開発が進められている。しかしこの炉心は幅広いスペクトルを持つため、従来型軽水炉や高速炉に用いられてきた解析手法をそのまま用いたのでは、その特性を精度良く評価できないという問題がある。そこで中速スペクトル炉心を模擬した減速材・反射体が含水素物質で構成された炉心において、特に基準計算値となる拡散計算による核特性計算値が拡散係数の計算手法の違いによって受ける影響を評価する。

まず、拡散係数の定義の違いが計算値に与える影響を評価する。次に、拡散係数の縮約法の比較検討を行う。

## 2章 拡散係数の定義の違いによる影響

### 2. 1 拡散係数の定義

P1近似により得られる輸送断面積は、(1)式のように中性子スペクトルに依存しており、各方向の中性子流に対応するテンソルとなるが、一次の非等方性散乱に対して(2)式の詳細バランスが成立すると仮定すると、(3)式のように輸送断面積の中性子スペクトル依存性はなくなる。(1)式のようなP1近似をConsistent P1近似、(2)式のようなP1近似をInconsistent P1近似と呼ぶ。拡散係数は輸送断面積の逆数の1/3倍とした。この章では以上の両P1近似により得られる拡散係数が炉心核特性計算値に与える影響を比較した。なお、高速炉では減速材がないため、(1)式及び(3)式の右辺第2項が小さくなり、両P1近似による差はほとんどないことが確かめられている(付録参照)。

$$\sum_{tr,k}^g = \sum_1^g - \sum_{g'} \sum_{s1}^{g' \rightarrow g} J_k^{g'} / J_k^g \quad (1)$$

$$\sum_{g'} \sum_{s1}^{g' \rightarrow g} J_k^{g'} = \sum_g \sum_{s1}^{g \rightarrow g'} J_k^g \quad (2)$$

$$\sum_{tr}^g = \sum_1^g - \sum_g \sum_{s1}^{g \rightarrow g'} \quad (3)$$

ここで

$$\sum_1^g = \int_{E \in g} dE \sum_t (E) \vec{J}(E) / \int_{E \in g} \vec{J}(E) \quad (4)$$

$$\sum_{s1}^g = \int_{E \in g} dE \int_{E' \in g} dE' \sum_{s1} (E' \rightarrow E) \vec{J}(E') / \int_{E' \in g} \vec{J}(E') dE' \quad (5)$$

$$D^g = 1/3 \sum_{tr}^g \quad (6)$$

## 2. 2 計算体系及び計算手法

反射体・減速材にポリエチレンが用いられ、 $^{235}\text{U}$ の平均濃縮度9. 64%の減速材対燃料体積比 ( $V_m/V_f$ ) が2. 2と1. 5の燃料部をもつ二つの炉心を扱った。

断面積は、拡散係数をInconsistent P1近似により定義し、S R A Cコード<sup>(1)</sup>によりENDF/B-IVライブラリから作成した107群群定数を用いた。107群構造をTable 1に示す。Consistent P1近似に基づく拡散係数は、上述の107群群定数を用いたCITATION<sup>(2)</sup>-RZ計算により得られた中性子束から計算した中性子流を(1)式に用いることにより領域別に求めた。扱った二つの炉心のRZモデル及び各領域をFig. 1, 2に示す。

両P1近似の比較を拡散係数以外の断面積を一定にした群定数を用いた107群CITATION-RZ計算により行なった。求めた炉心核特性量は、実効増倍率、中性子束分布及び金放射化分布である。

## 2. 3 計算結果及び検討

まず、拡散係数の比較を行なう。各炉心の炉中心における両P1近似のエネルギー依存の拡散係数をFig. 3, 4に示す。これらの図より、0.68eVで拡散係数の不連続性がみられるが、これは0.68eVをthermal cutoff energy（このエネルギーを越えて上方散乱はないというエネルギー）と選んだために起こっている。また、両P1近似の拡散係数は、減速領域ではほぼ一致しているが、核分裂ソース領域で互いに異なっている。これは(2)式の一次の非等方散乱に対する詳細バランスが、減速領域では成立し、核分裂ソース領域では成立しないことを意味している。核分裂ソース領域での拡散係数の不一致は、ポリエチレン中の水素により散乱断面積が大きいために起こる $\sum_{g'} \Sigma_{S1}^{g-g'}$ と $\sum_{g'} \Sigma_{S1}^{g'-g}$ の大きさの違い(Table 2, 3参照)及び核分裂ソース領域での中性子スペクトルの形(Fig. 5, 6参照)に影響される。核分裂ソース領域では(2)式において $\sum_{g'} \Sigma_{S1}^{g'-g} < \sum_{g'} \Sigma_{S1}^{g-g'}$ となり、 $D_{con}$  (Consistent P1近似に基づく拡散係数)  $< D_{incon}$  (Inconsistent P1近似に基づく拡散係数)になるように影響を及ぼす。また、中性子流の核分裂ソ

ース領域でのピークより高いエネルギーでは、(2)式において  $J^{g'} < J^g$  、  
ピークより低いエネルギー領域では  $J^{g'} > J^g$  となり、これはそれぞれ  $D_{con} < D_{incon}$  、  $D_{con} > D_{incon}$  となるように影響を及ぼす。これらの影響により、Fig. 3, 4に示したように 50keV~1MeV で  $D_{con} > D_{incon}$  、 1MeV 以上では  $D_{con} < D_{incon}$  となる。

次に 107 群 CITATION-RZ 計算により得られた炉心核特性量について述べる。各炉心に対する実効増倍率及び両 P1 近似による実効増倍率の差を Table 4 に示す。実効増倍率は、 $V_m/V_f = 1.5$  の炉心に対しては 0.62%dk/kk'、 $V_m/V_f = 2.2$  の炉心に対しては 0.75%dk/kk'、Consistent P1 近似の方が大きくなっているが、稠密度の変化による両 P1 近似の差はあまりない。 $V_m/V_f = 1.5$  の炉心に対して得られた中性子束分布及び金放射化分布を Fig. 7~9 に示す。中性子束分布は全核分裂を  $10^6$  、金放射化分布は炉中心の値を 1 に規格化した。Fig. 7 より高速中性子束分布は、燃料部において Consistent P1 近似の方が盛り上がる。これは、拡散係数が 1MeV 以上で  $D_{con} < D_{incon}$  となり、高速中性子が Consistent P1 近似の方がもれにくくなるためである。しかし、Fig. 8 より熱中性子束分布は、反射体領域で Consistent P1 近似の方が少し盛り上がっているが、両 P1 近似による差はほとんどない。また、Fig. 9 より金放射化分布も、熱中性子束分布と同様に両 P1 近似による差はほとんどない。また、 $V_m/V_f = 2.2$  の炉心に対しても同様の傾向がみられた。

### 3 章 拡散係数の縮約法

#### 3. 1 拡散係数の縮約法

P1 近似から拡散係数の縮約を考えると、Consistent P1 近似に基づく輸送断面積は、前章（1）、（4）、（5）式より次式のように変形される。

$$\begin{aligned}
 \Sigma_{\text{tr}}^G &= \int_{g \in G} \Sigma_1^g \vec{J}^g / \int_{g \in G} \vec{J}^g \\
 &= (\sum_{g' \in G} \int_{g \in G} \int_{g' \in G} \Sigma_{s1}^{g' \rightarrow g} \vec{J}^{g'} / \int_{g \in G} \vec{J}^{g'}) / \int_{g \in G} \vec{J}^g \\
 &= \int_{g \in G} \vec{J}^g (\Sigma_1^g - \sum_{g' \in G} \Sigma_{s1}^{g' \rightarrow g} \vec{J}^{g'} / \vec{J}^{g'}) / \int_{g \in G} \vec{J}^g \\
 &= \int_{g \in G} \vec{J}^g (\Sigma_1^g - \sum_{g' \in G} \Sigma_{s1}^{g \rightarrow g'} \vec{J}^{g'} / \vec{J}^{g'}) / \int_{g \in G} \vec{J}^g \\
 &= \int_{g \in G} \vec{J}^g \Sigma_{\text{tr}}^g / \int_{g \in G} \vec{J}^g \quad (7)
 \end{aligned}$$

また、Inconsistent P1 近似に基づく輸送断面積も同様に中性子流重みにより縮約される。以上より拡散係数の縮約は、（8）式のように中性子流重みで縮約した輸送断面積の逆数を用いるべきである。

$$D^G = \int_{g \in G} \vec{J}^g / 3 \int_{g \in G} \Sigma_{\text{tr}}^g \vec{J}^g \quad (8)$$

それでは、今回比較した拡散係数の縮約法について述べる。上述の縮約法では燃料部・反射体付近で反射体からの熱中性子の反射があり、中性子流は負の値を持つため、中性子流の絶対値を（8）式に用いる方法と負の値を持つ中性子流を（

8) 式に用いる方法をとった。 それぞれの縮約法を method 1, method 1-1とした。 また従来の縮約法である (9) 式のような中性子束重みで縮約する方法、 (10) 式のような中性子束重みで縮約した輸送断面積の逆数をとる方法を行なった。 それぞれの縮約法を method 2, method 3とした。

$$D^G = \sum_{g \in G} D^g \phi^g / \sum_{g \in G} \phi^g \quad (9)$$

$$D^G = \sum_{g \in G} \phi^g / 3 \sum_{g \in G} \Sigma_{\text{tr}}^g \phi^g \quad (10)$$

### 3. 2 縮約法の比較及び評価

前章で述べた 2 つの炉心について、 縮約法の比較を行なった。 群定数は、 107 群 CITATION-RZ 計算により得られた領域別の中性子束及び中性子流を用いて、 4 群、 10 群、 24 群に縮約した。 4 群、 10 群、 24 群の群構造を Table 5 に示す。 縮約効果の比較は CITATION-RZ 計算により行なった。 各炉心、 両 P1 近似に対する実効増倍率及び実効増倍率に対する縮約効果を Table 6~9 に示し、 以下にまとめる。

各縮約法の縮約効果は、 濃密度の変化によってほとんど変化しない。 method 3 は 24 群計算においても 0.25~0.28%dk/kk' の縮約効果が残り、 縮約法として適当でないと言える。 method 1-1 は燃料・反射体境界付近での中性子流が熱領域で向きが変わるために、 拡散係数が負になることがあり、 この場合計算ができない、 また熱領域を 1 群に縮約するような場合も適当な方法ではない。 10 群以上のエネルギー群数では、 method 1-1 と method 1 の縮約効果に差はほとんど見られないことから、 (8) 式には、 中性子流の絶対値を用いるのがよいと言える。 また、 10 群以上のエネルギー群数で method 1, 1-1, 2 は縮約効果にほとんど差はなく、 Inconsistent P1 近似で 10 群以上、 Consistent P1 近似で 24 群のエネルギー群数で 107 群計算値と一致するが、 縮約効果には 0.03%dk/kk' 程度の誤差が現れると考える必要がある。

## 4 章 結論

減速材・反射体が含水素物質で構成された中速スペクトル場をもつ炉心解析において、拡散係数の計算法の違いが核特性計算値に与える影響を評価した。

まず、Consistent P1近似及びInconsistent P1近似により得られる拡散係数を比較し、これらの拡散係数が計算値に与える影響を評価した。この結果、両P1近似により高速中性子束分布および実効増倍率は影響を受け、実効増倍率は  $V_m / V_f = 1.5$  の炉心で  $0.75\%dk/KK'$ 、 $V_m / V_f = 2.2$  の炉心で  $0.62\%dk/KK'$ 、Consistent P1近似の方が大きくなつた。しかし、熱中性子束分布および金放射化分布には影響しないことがわかつた。

次に、拡散係数の縮約は中性子流重みで縮約した輸送断面積の逆数を用いるべきであることを示し、その他の縮約法と比較検討を行なつた。この結果、中性子流重みで縮約した輸送断面積の逆数を用いる方法と拡散係数を中性子束重みで縮約する方法は、Inconsistent P1近似で10群程度、Consistent P1近似で25群程度のエネルギー群数をとると十分であるが、今回扱つたような小型炉心では縮約効果に  $0.03\%dk/kk'$  程度の誤差が現れると言える。また、中性子束重みで縮約した輸送断面積の逆数を用いる方法は適当でないと言える。

## 参考文献

- (1) TUCHIHASHI, K. et al. :"SRAC : JEARI Thermal Reactor Standard Code for Reactor Design and Analysis", JEARI-1285(1983)
- (2) T. B. FOWLER, D. R. Vondy, G. W. Cunningham : "Nuclear Reactor Core Analysis Code : CITATION", ORNL-TM-2496, Rev. 2, Oak Ridge National Laboratory(1971)

Table 1 Energy group structure of 107-group

Group	Upper energy	Lower energy	Lethargy width				
1	10.0000(MeV)	7.7880(MeV)	0.25	53	22.603	17.604	0.25
2	7.7880	6.0653	0.25	54	17.604	13.710	0.25
3	6.0653	4.7237	0.25	55	13.710	10.677	0.25
4	4.7237	3.6788	0.25	56	10.677	8.3153	0.25
5	3.6788	2.8651	0.25	57	8.3153	6.4760	0.25
6	2.8651	2.2313	0.25	58	6.4760	5.0435	0.25
7	2.2313	1.7377	0.25	59	5.0435	3.9279	0.25
8	1.7377	1.3534	0.25	60	3.9279	3.0590	0.25
9	1.3534	1.0540	0.25	61	3.0590	2.3824	0.25
10	1.0540(MeV)	0.82085(MeV)	0.25	62	2.3824	1.8554	0.25
11	820.85(keV)	639.28(keV)	0.25	63	1.8554	1.6374	0.125
12	639.28	497.87	0.25	64	1.6374	1.4450	0.125
13	497.87	387.74	0.25	65	1.4450	1.2752	0.125
14	387.74	301.97	0.25	66	1.2752	1.1253	0.125
15	301.97	235.18	0.25	67	1.1253(eV)	0.99312(10 <sup>-3</sup> eV)	0.125
16	235.18	183.16	0.25	68	993.12(10 <sup>-3</sup> eV)	876.43(10 <sup>-3</sup> eV)	0.125
17	183.16	142.64	0.25	69	876.43	773.44	0.125
18	142.64	111.09	0.25	70	773.44	682.56	0.125
19	111.09	86.517	0.25	71	682.56	602.36	0.125
20	86.517	67.380	0.25	72	602.36	531.58	0.125
21	67.380	52.475	0.25	73	531.58	469.12	0.125
22	52.475	40.868	0.25	74	469.12	413.99	0.125
23	40.868	31.828	0.25	75	413.99	389.26	0.0616
24	31.828	24.788	0.25	76	389.26	365.28	0.0636
25	24.788	19.305	0.25	77	365.28	342.06	0.0657
26	19.305	15.034	0.25	78	342.06	319.61	0.0678
27	15.034	11.709	0.25	79	319.61	297.92	0.0703
28	11.709	9.1188	0.25	80	297.92	276.99	0.0729
29	9.1188	7.1017	0.25	81	276.99	256.83	0.0755
30	7.1017	5.5308	0.25	82	256.83	237.42	0.0786
31	5.5308	4.3074	0.25	83	237.42	218.78	0.0818
32	4.3074	3.3546	0.25	84	218.78	200.90	0.0852
33	3.3546	2.6126	0.25	85	200.90	183.78	0.0891
34	2.6126	2.0347	0.25	86	183.78	167.43	0.0932
35	2.0347	1.5846	0.25	87	167.43	151.83	0.0987
36	1.5846	1.2341	0.25	88	151.83	137.00	0.1028
37	1.2341(keV)	0.96112(keV)	0.25	89	137.00	122.93	0.1083
38	961.12(eV)	748.52(eV)	0.25	90	122.93	109.63	0.1145
39	748.52	582.95	0.25	91	109.63	97.080	0.1216
40	582.95	454.00	0.25	92	97.080	85.397	0.1286
41	454.00	353.57	0.25	93	85.397	74.276	0.1396
42	353.57	275.36	0.25	94	74.276	64.017	0.1486
43	275.36	214.45	0.25	95	64.017	54.520	0.1606
44	214.45	167.02	0.25	96	54.520	45.785	0.1746
45	167.02	130.07	0.25	97	45.785	37.813	0.1913
46	130.07	101.30	0.25	98	37.813	30.602	0.2116
47	101.30	78.893	0.25	99	30.602	24.154	0.2366
48	78.89	61.442	0.25	100	24.154	18.467	0.2685
49	61.442	47.851	0.25	101	18.467	13.543	0.3101
50	47.851	37.266	0.25	102	13.543	9.3805	0.3672
51	37.266	29.023	0.25	103	9.3805	5.9804	0.4502
52	29.023	22.603	0.25	104	5.9804	3.3423	0.5818

0.35238(10<sup>-3</sup>eV) 0.01(10<sup>-3</sup>eV) 3.5621

Table 2 Summation of scattering matrix of P1 component  
in each energy  
- Fuel region in  $V_m/V_f=1.5$  Core -

energy	scatter out	scatter in
1	5.80320E-02	3.44567E-02
2	6.54376E-02	4.69110E-02
3	7.78753E-02	5.58637E-02
4	9.04080E-02	7.44880E-02
5	9.17220E-02	7.90285E-02
6	1.05447E-01	7.86223E-02
7	1.11415E-01	8.45422E-02
8	1.23297E-01	9.67049E-02
9	1.38480E-01	1.10952E-01
10	1.53306E-01	1.21940E-01
11	1.70536E-01	1.36360E-01
12	1.84030E-01	1.47371E-01
13	2.01503E-01	1.58952E-01
14	2.20139E-01	1.69610E-01
15	2.42456E-01	1.85715E-01
16	2.69152E-01	2.11863E-01
17	2.99988E-01	2.42677E-01
18	3.20655E-01	2.43000E-01
19	3.55566E-01	2.93506E-01
20	3.74282E-01	2.88176E-01
21	4.01023E-01	3.28105E-01
22	4.25553E-01	3.58902E-01
23	4.56962E-01	4.26129E-01
24	4.55693E-01	3.57811E-01
25	4.76538E-01	4.22201E-01
26	4.89399E-01	4.41506E-01
27	4.99973E-01	4.58485E-01
28	5.08919E-01	4.72731E-01
29	5.16186E-01	4.85572E-01
30	5.23411E-01	5.02570E-01
31	5.25548E-01	4.99009E-01
32	5.30002E-01	5.12153E-01
33	5.32821E-01	5.18407E-01
34	5.35062E-01	5.23252E-01
35	5.36837E-01	5.28451E-01
36	5.38005E-01	5.31013E-01
37	5.39290E-01	5.31466E-01
38	5.39916E-01	5.35131E-01
39	5.40276E-01	5.36652E-01
40	5.40569E-01	5.38003E-01
41	5.40889E-01	5.38980E-01
42	5.41314E-01	5.39561E-01
43	5.41646E-01	5.40293E-01
44	5.42759E-01	5.41083E-01
45	5.42238E-01	5.41372E-01

Table 3 Summation of scattering matrix of P1 component  
in each energy  
- Fuel region in  $V_m/V_f=2.2$  Core -

energy-group	scatter out	scatter in
1	6.01061E-2	3.24623E-2
2	6.71584E-2	4.54180E-2
3	7.98110E-2	5.42873E-2
4	9.33639E-2	7.47717E-2
5	9.50710E-2	7.99231E-2
6	1.09670E-1	7.85475E-2
7	1.18951E-1	8.73582E-2
8	1.33396E-1	1.02208E-1
9	1.50670E-1	1.18300E-1
10	1.68155E-1	1.31559E-1
11	1.88120E-1	1.48064E-1
12	2.05633E-1	1.62039E-1
13	2.27246E-1	1.77022E-1
14	2.50725E-1	1.91895E-1
15	2.77777E-1	2.11973E-1
16	3.09426E-1	2.41149E-1
17	3.45416E-1	2.74998E-1
18	3.71143E-1	2.83752E-1
19	4.11858E-1	3.34946E-1
20	4.34245E-1	3.39508E-1
21	4.66899E-1	3.81818E-1
22	4.95664E-1	4.16533E-1
23	5.30184E-1	4.81272E-1
24	5.31051E-1	4.31921E-1
25	5.56092E-1	4.92472E-1
26	5.71216E-1	5.15065E-1
27	5.83619E-1	5.34899E-1
28	5.94055E-1	5.51745E-1
29	6.02533E-1	5.66659E-1
30	6.10766E-1	5.84473E-1
31	6.13456E-1	5.84438E-1
32	6.18663E-1	5.97838E-1
33	6.21959E-1	6.05060E-1
34	6.24551E-1	6.10774E-1
35	6.26614E-1	6.16385E-1
36	6.28006E-1	6.19613E-1
37	6.29492E-1	6.21019E-1
38	6.30237E-1	6.24657E-1
39	6.30649E-1	6.26459E-1
40	6.31017E-1	6.27972E-1
41	6.31398E-1	6.29099E-1
42	6.31862E-1	6.29821E-1
43	6.32261E-1	6.30637E-1
44	6.33244E-1	6.31421E-1
45	6.32986E-1	6.31898E-1

Table 4 Comparison of Keff obtained from Consistent and Inconsistent P1 approximation

Vm/Vf	Consistent P1	Inconsistent P1	difference(%dk/kk')
2.2	1.0047	0.9985	0.62
1.5	1.0173	1.0096	0.75

Table 5 Energy Group Structure of 4,10 and 24 Groups base on 107-group Energy Structure

4 groups	10 groups	24 groups
1 - 20	1 - 4 5 - 12 13 - 20	1 - 4 5 - 8 9 - 12 13 - 16 17 - 20
21 - 45	21 - 33 34 - 45	21 - 27 28 - 33 34 - 39 40 - 45
46 - 70	46 - 60 61 - 70	46 - 53 54 - 60 61 - 65 66 - 70
71 - 107	71 - 90 90 - 98 99 - 107	71 - 74 75 - 79 80 - 84 85 - 87 88 - 90 91 - 92 93 - 95 96 - 98 99 - 101 102 - 104 105 - 107

Table 6 Comparison of Keff and Difference from  
107-group cal. obtained from various  
collapsing methods  
-  $V_m/V_f=1.5$  Core, Inconsistent P1 approximation -

	energy-group	4-group	10-group	24-group
Keff	method 1	1.0146	1.0096	1.0094
	method 1-1	—	1.0098	1.0094
	method 2	1.0108	1.0095	1.0092
	method 3	1.0589	1.0198	1.0125
107-group cal.		1.0096		
Difference (%dk/kk')	method 1	0.49	0.00	-0.02
	method 1-1	—	0.02	-0.02
	method 2	0.12	-0.01	-0.04
	method 3	4.61	0.99	0.28

Table 7 Comparison of Keff and Difference from  
107-group cal. obtained from various  
collapsing methods  
-  $V_m/V_f=1.5$  Core, Consistent P1 approximation -

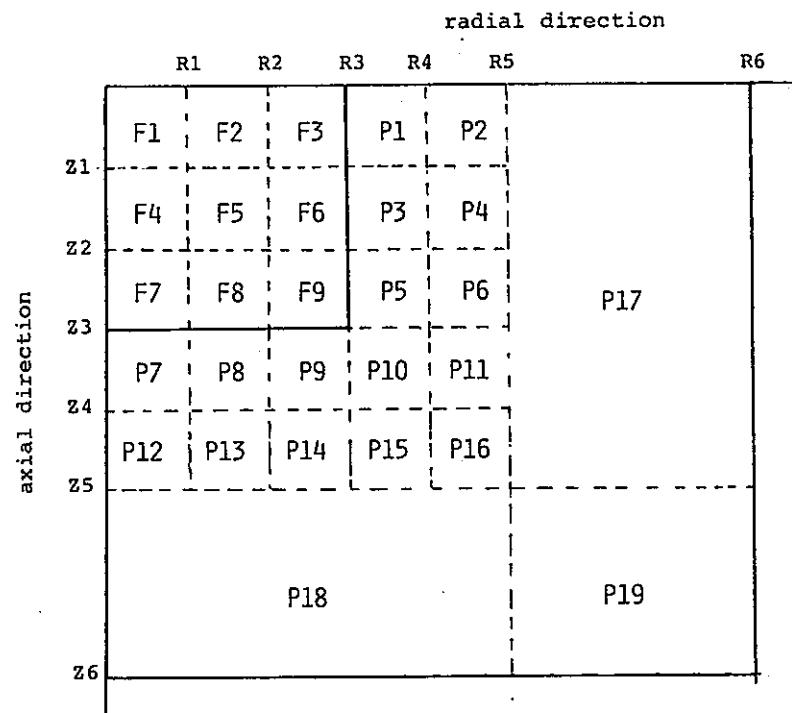
	energy-group	4-group	10-group	24-group
Keff	method 1	1.0354	1.0205	1.0170
	method 1-1	—	1.0213	1.0169
	method 2	1.0396	1.0218	1.0169
	method 3	1.0428	1.0265	1.0199
107-group cal.		1.0173		
Difference (%dk/kk')	method 1	1.72	0.31	-0.03
	method 1-1	—	0.38	-0.04
	method 2	2.11	0.43	-0.04
	method 3	2.40	0.88	0.25

Table 8 Comparison of Keff and Difference from  
 107-group cal. obtained from various  
 collapsing methods  
 -  $V_m/V_f=2.2$  Core, Inconsistent P1 approximation -

	energy-group	4-group	10-group	24-group
Keff	method 1	1.0027	0.9987	0.9985
	method 1-1	0.9911	0.9986	0.9986
	method 2	0.9989	0.9985	0.9981
	method 3	1.0487	1.0089	1.0013
107-group cal.		0.9985		
Difference (%dk/kk')	method 1	0.42	0.02	0.00
	method 1-1	-0.74	0.01	0.01
	method 2	0.04	0.00	-0.04
	method 3	4.79	1.03	0.28

Table 9 Comparison of Keff and Difference from  
 107-group cal. obtained from various  
 collapsing methods  
 -  $V_m/V_f=2.2$  Core, Consistent P1 approximation -

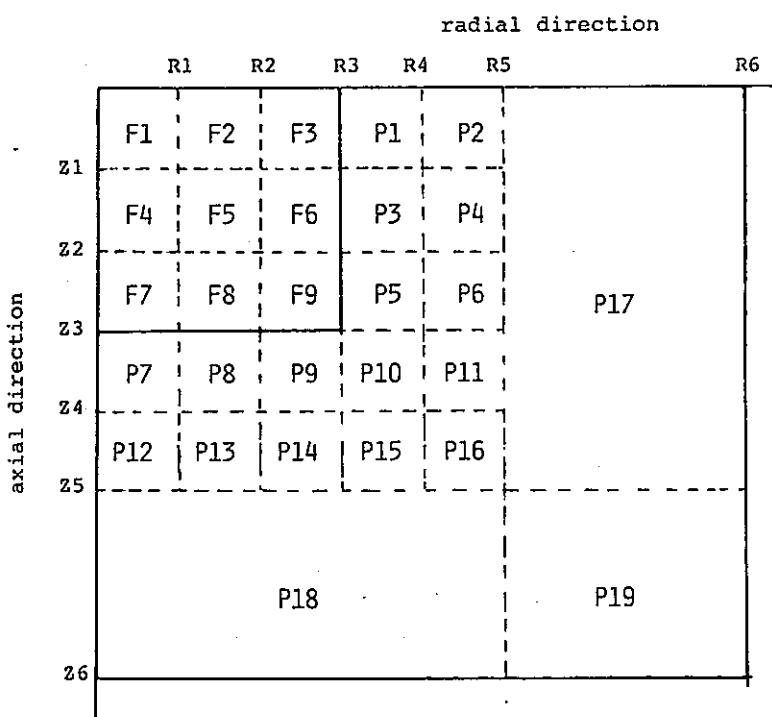
	energy-group	4-group	10-group	24-group
Keff	method 1	1.0204	1.0075	1.0047
	method 1-1	0.9869	1.0069	1.0040
	method 2	1.0226	1.0085	1.0044
	method 3	1.0291	1.0136	1.0073
107-group cal.		1.0047		
Difference (%dk/kk')	method 1	1.53	0.28	0.00
	method 1-1	-1.80	0.22	-0.07
	method 2	1.74	0.38	-0.03
	method 3	2.36	0.88	0.26



R1: 4.4123cm    Z1: 6.2382cm  
 R2: 10.8974cm    Z2: 12.4764cm  
 R3: 17.2637cm    Z3: 18.7146cm  
 R4: 23.5210cm    Z4: 23.7146cm  
 R5: 29.7710cm    Z5: 28.7146cm  
 R6: 54.7480cm    Z6: 72.8646cm

F:Fuel  
 P:Polyethylene  
 Reflector

Fig. 1 RZ-MODEL of  $V_m/V_f=1.5$  Core



R1: 3.1200cm    Z1: 8.1666cm  
 R2: 9.4444cm    Z2: 16.3332cm  
 R3: 14.4450cm    Z3: 24.4998cm  
 R4: 19.1448cm    Z4: 29.4998cm  
 R5: 23.7345cm    Z5: 34.4998cm  
 R6: 53.2087cm    Z6: 72.9498cm

F:Fuel  
 P:Polyethylene  
 Reflector

Fig. 2 Rz-model of  $V_m/V_f=2.2$  Core

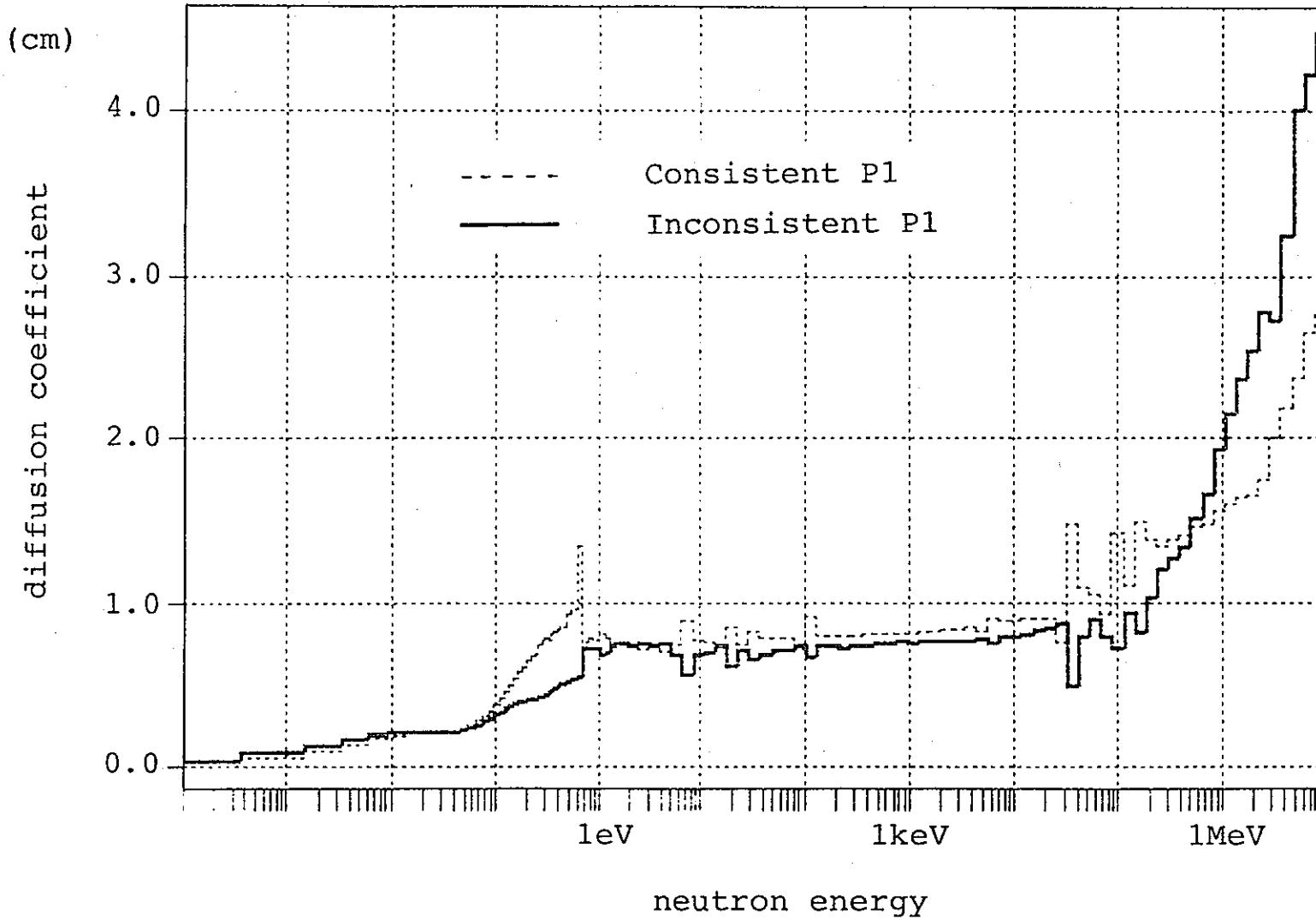


Fig. 3 Comparison of Z-direction diffusion coefficients of  
Mat.F1 in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent  
and Inconsistent P1 approximation

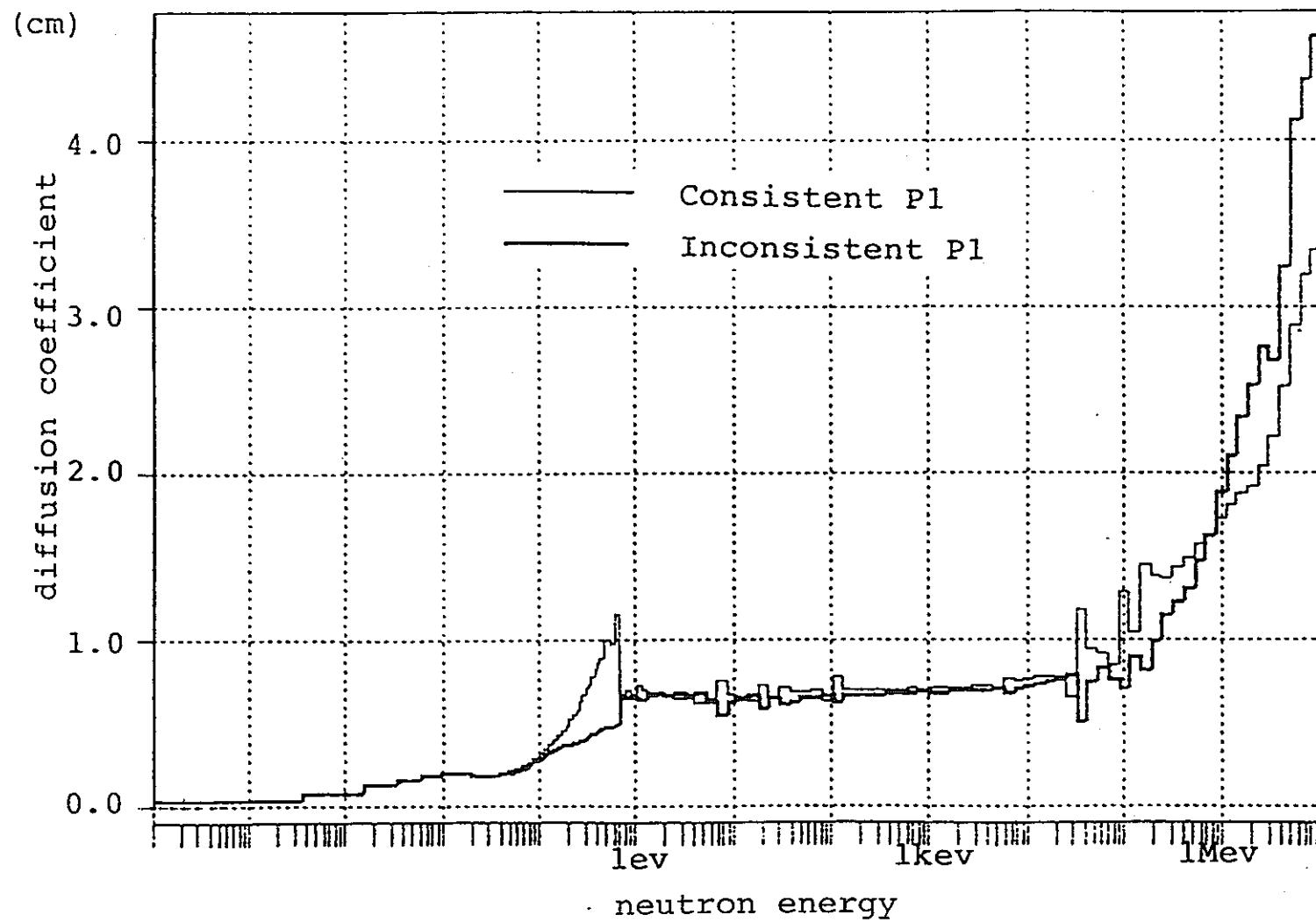


Fig. 4 Comparison of z-direction diffusion coefficients of Mat.F1 in  $V_m/V_f=2.2$  core obtained from Consistent and Inconsistent P1 approximation

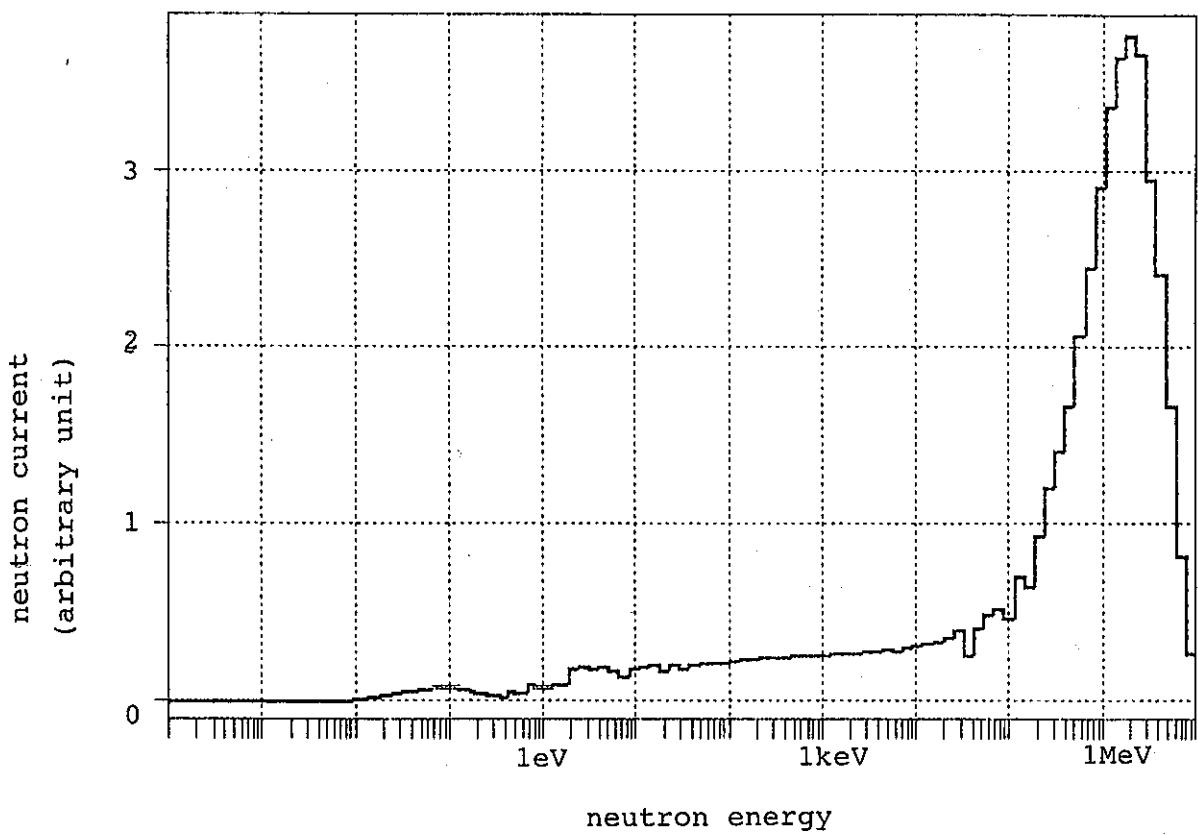


Fig. 5 Z-direction neutron current of Mat.F1  
in  $V_m/V_f = 1.5$  core

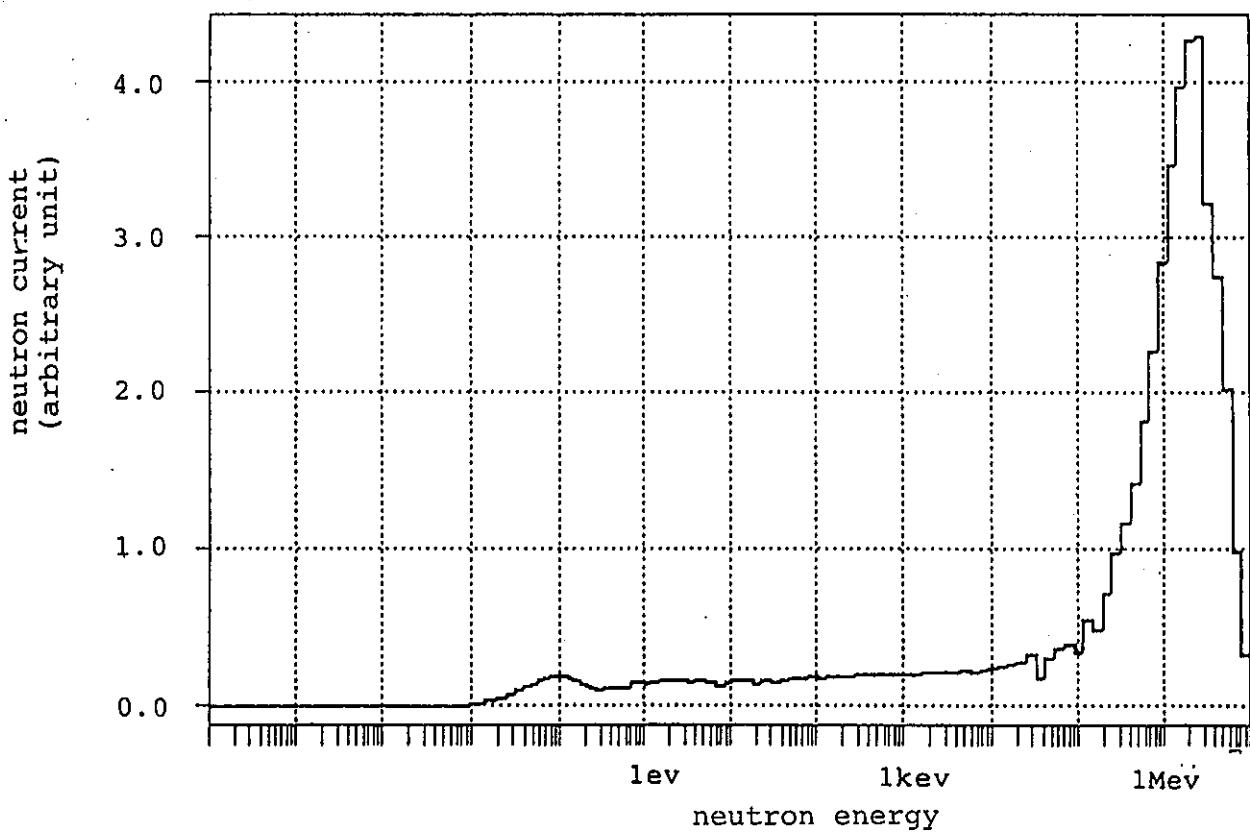


Fig. 6 Z-direction neutron current of Mat.F1  
in  $V_m/V_f = 2.2$  core

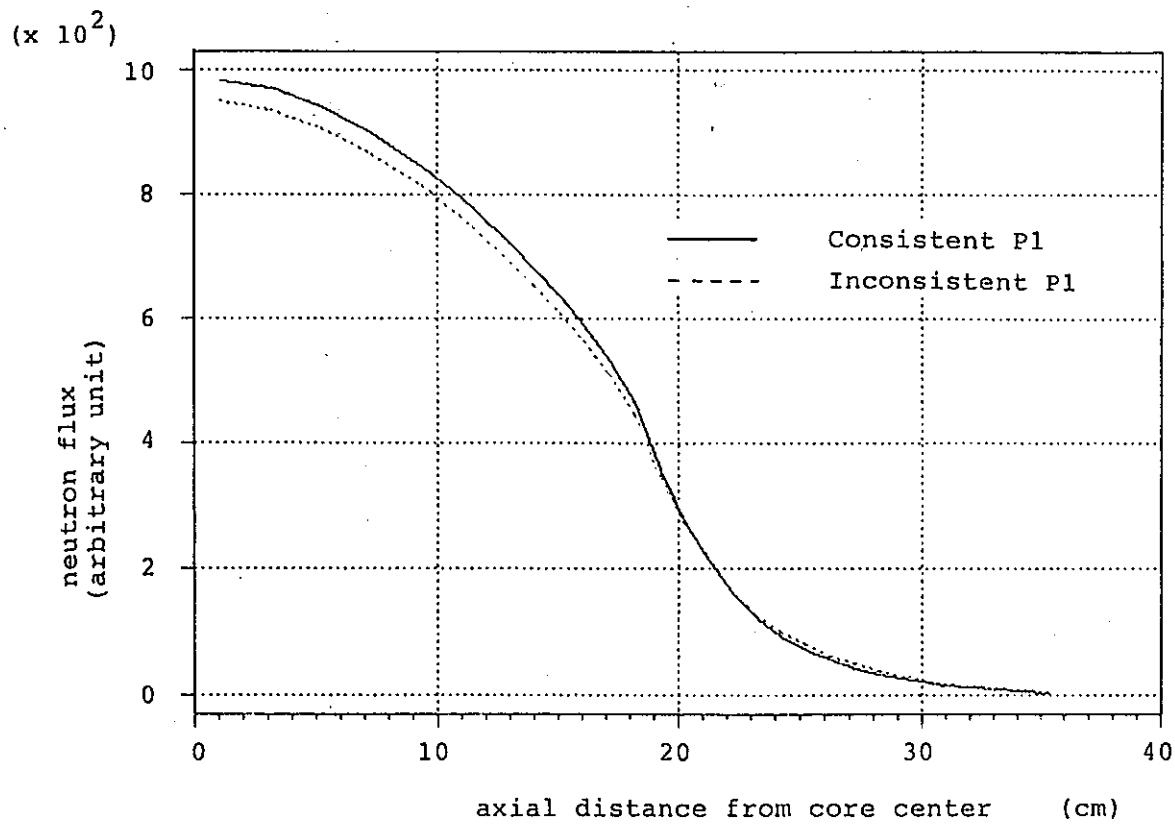


Fig. 7 Comparison of axial fast neutron flux distribution in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent P1 approximation

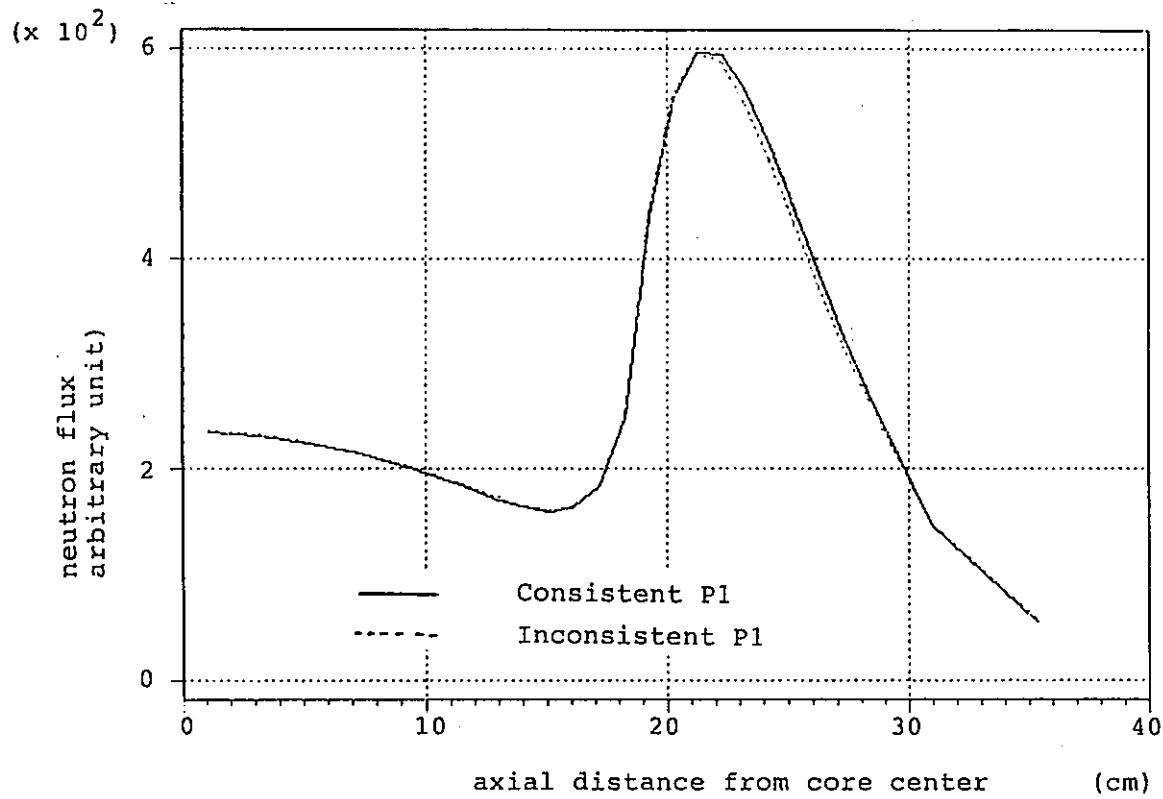


Fig. 8 Comparison of axial thermal neutron flux distribution in  $V_m/V_f=1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent P1 approximation

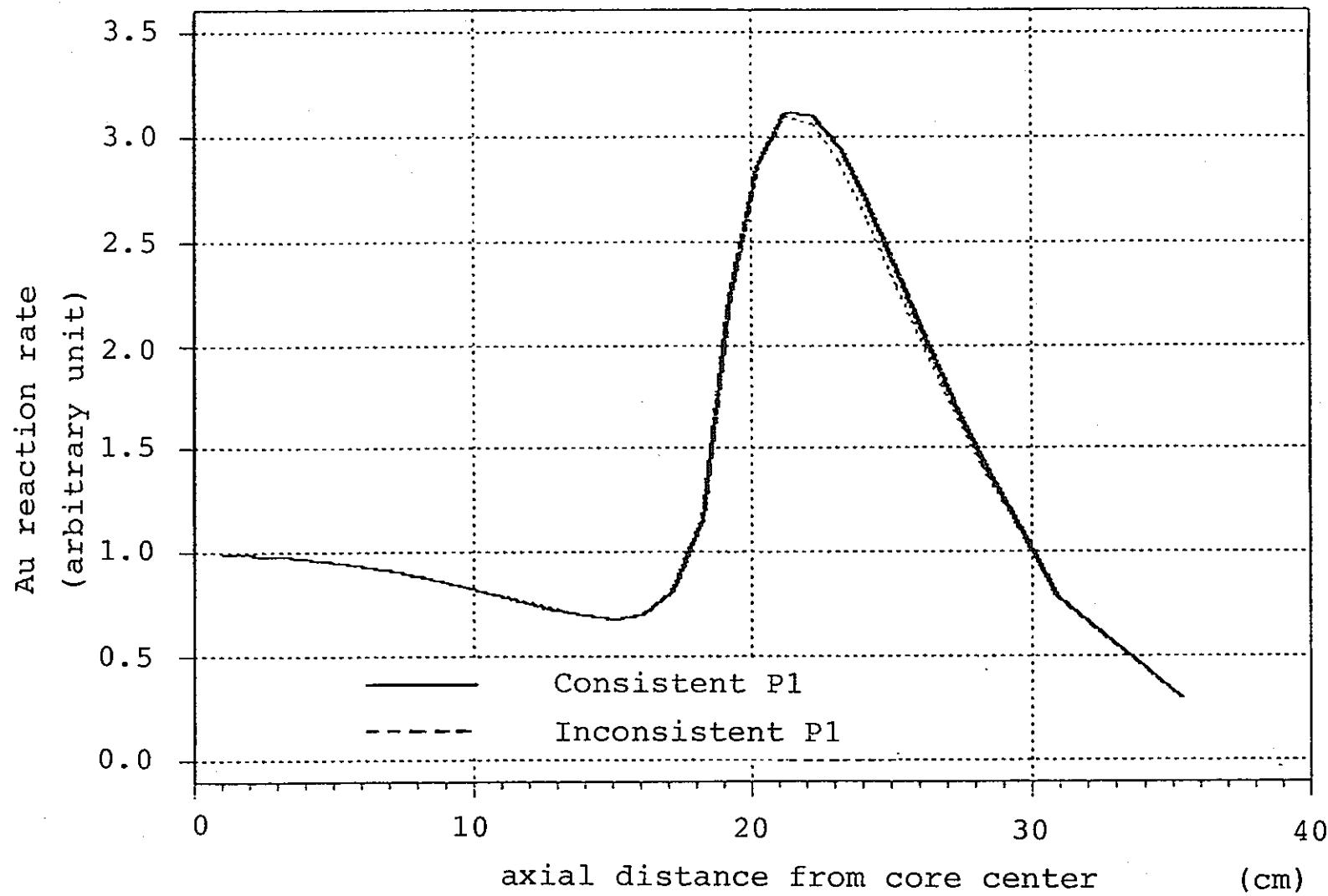


Fig. 9 Comparison of axial Au reaction rate distribution in  $V_m/V_f = 1.5$  core obtained from Consistent and Inconsistent P1 approximation

## 付録 高速炉における拡散係数の定義の違いによる影響

ZPPR-10D炉心(Fig. 1)を対象に、ConsistentP1近似及びInconsistentP1近似に基づく拡散係数の違いが、炉心核特性計算値に与える影響を評価した。求めた炉心核特性量は、実効増倍率及び制御棒反応度値である。

### 1. 計算手法及び計算体系

断面積は、JENDL-2に基づく高速炉用群定数セットJFS-3R-J2から作成した70群群定数を用いた。ConsistentP1近似に基づく拡散係数の作成に必要な中性子流は、2次元RZモデルを用いて、炉心全体の70群拡散計算により求められた。また、CR及びCRPの中性子流は、炉心中央にCR及びCRPが挿入されているモデルを用いて求められた。

実効増倍率および制御棒反応度値は、2次元XYモデルを用い、7群拡散計算により求められた。両P1近似の拡散係数は、同一の中性子束により縮約された。扱った制御棒挿入モデルは、以下の4つである。

(1) 制御棒全引き抜きの臨界基準炉心

(2) 炉中心の制御棒のみ全挿入

(3) 制御棒リング1のみ全挿入

(4) 制御棒リング2のみ全挿入

また、拡散係数の適用を以下の4通り行なった。

(I) 全ての領域にInconsistentP1近似を適用

(II) 全ての領域にConsistentP1近似を適用

(III) CR及びCRPのみにConsistentP1近似、他領域にはInconsistentP1近似を適用

(IV) CR及びCRPのみにInconsistentP1近似、他領域にはConsistentP1近似を適用

## 2. 計算結果

両 P 1 近似により得られた領域毎の 70 群ベースの輸送断面積を Table1~4 に示す。燃料領域の輸送断面積は、40 群より上のエネルギー領域で、Na 吸収ピークのある 33 群を除いて、数 % の違いしかない。一方、制御棒については 5 群付近で 10 % 程度の差がみられた。各領域の 7 群ベースの拡散係数を Fig. 2 に示す。制御棒の拡散係数だけが約 1 MeV 以上で大きく異なっていることがわかる。

前節で述べた 4 モデル及び 4 通りの拡散係数の適用により得られた実効増倍率を Table5 に示す。(I)、(II) の比較により、拡散係数の定義の違いが実効増倍率に与える影響は 0.06~0.07%dk/kk' であることがわかる。また (III)、(IV) の結果より、CR 及び CRP の拡散係数が実効増倍率に与える影響はほとんどないことがわかる。

(2)、(3)、(4) の制御棒反応度価値を直接計算により求め、Table6 に示す。この表より、拡散係数の定義の違いが制御棒反応度価値に与える影響はほとんどないことがわかる。

## 3. 結論

ZPPR-10D 廉心において、拡散係数の定義の違い (ConsistentP1 近似及び InconsistentP1 近似) が、廉心核特性量に与える影響を評価した。その結果、実効増倍率が受ける影響は 0.06~0.07%dk/kk' であり、小さいことがわかった。また、制御棒反応度価値が受ける影響はほとんどないことがわかった。

Table 1 Summary of Transport Macroscopic Cross Section  
(Inner Core)

Energy Group Number	Inconsistent P1		Consistent P1		% Error
		Radial	% Error	Axial	
1	8.24723E-02	8.16871E-02	-0.95	8.16871E-02	-0.95
2	8.45451E-02	8.35326E-02	-1.20	8.35329E-02	-1.20
3	8.86459E-02	8.76083E-02	-1.17	8.76084E-02	-1.17
4	9.94873E-02	9.85265E-02	-0.97	9.85231E-02	-0.97
5	1.06862E-01	1.02995E-01	-3.62	1.02989E-01	-3.62
6	9.91105E-02	9.96149E-02	0.51	9.96229E-02	0.52
7	1.13890E-01	1.11246E-01	-2.32	1.11243E-01	-2.32
8	1.22590E-01	1.21196E-01	-1.14	1.21193E-01	-1.14
9	1.45435E-01	1.38576E-01	-4.72	1.38593E-01	-4.70
10	1.61489E-01	1.60025E-01	-0.91	1.60136E-01	-0.84
11	1.63744E-01	1.62509E-01	-0.75	1.62532E-01	-0.74
12	1.47817E-01	1.50714E-01	1.96	1.50952E-01	2.12
13	2.29256E-01	2.16111E-01	-5.73	2.16489E-01	-5.57
14	1.93336E-01	1.87866E-01	-2.83	1.87969E-01	-2.78
15	1.88210E-01	1.89522E-01	0.70	1.89566E-01	0.72
16	2.26382E-01	2.27727E-01	0.59	2.28068E-01	0.74
17	2.19388E-01	2.21298E-01	0.87	2.21695E-01	1.05
18	2.17484E-01	2.17289E-01	-0.09	2.18089E-01	0.28
19	2.40021E-01	2.42622E-01	1.08	2.43105E-01	1.28
20	2.36294E-01	2.36834E-01	0.23	2.37517E-01	0.52
21	2.61785E-01	2.65904E-01	1.57	2.66336E-01	1.74
22	2.67731E-01	2.66944E-01	-0.29	2.67839E-01	0.04
23	2.88520E-01	2.91043E-01	0.87	2.91571E-01	1.06
24	4.28974E-01	4.40238E-01	2.63	4.41307E-01	2.87
25	2.28669E-01	2.21229E-01	-3.25	2.21689E-01	-3.05
26	3.01736E-01	3.09352E-01	2.52	3.08990E-01	2.40
27	3.17065E-01	3.19279E-01	0.70	3.20469E-01	1.07
28	3.19092E-01	3.20738E-01	0.52	3.21680E-01	0.81
29	4.95954E-01	5.15862E-01	4.01	5.15131E-01	3.87
30	4.40782E-01	4.39542E-01	-0.28	4.40312E-01	-0.11
31	4.28869E-01	4.30740E-01	0.44	4.31724E-01	0.67
32	6.24199E-01	6.47712E-01	3.77	6.48871E-01	3.95
33	1.62735E+00	1.85100E+00	13.74	1.84796E+00	13.56
34	7.58062E-01	7.46663E-01	-1.50	7.47681E-01	-1.37
35	3.88716E-01	3.77404E-01	-2.91	3.78439E-01	-2.64

Table 1 Continued

Energy Group Number	Inconsistent P1		Consistent P1		
	Radial	% Error	Axial	% Error	
36	3.29166E-01	3.28861E-01	-0.09	3.30728E-01	0.47
37	3.57657E-01	3.67279E-01	2.69	3.69548E-01	3.32
38	3.27633E-01	3.30524E-01	0.88	3.32852E-01	1.59
39	3.40193E-01	3.46108E-01	1.74	3.49066E-01	2.61
40	3.52929E-01	3.61092E-01	2.31	3.70096E-01	4.86
41	3.84635E-01	3.94606E-01	2.59	3.95215E-01	2.75
42	5.71274E-01	5.91699E-01	3.58	6.21035E-01	8.71
43	3.85669E-01	3.86610E-01	0.24	4.56428E-01	18.35
44	3.98743E-01	4.07519E-01	2.20	3.65881E-01	-8.24
45	3.67884E-01	3.74237E-01	1.73	3.55785E-01	-3.29
46	4.25219E-01	4.33918E-01	2.05	4.30004E-01	1.13
47	3.63632E-01	3.83948E-01	5.59	3.65851E-01	0.61
48	4.01284E-01	4.16507E-01	3.79	4.09496E-01	2.05
49	3.82934E-01	3.95960E-01	3.40	3.82598E-01	-0.09
50	4.55734E-01	4.80938E-01	5.53	4.70314E-01	3.20
51	4.30194E-01	4.47764E-01	4.08	4.58009E-01	6.47
52	3.62244E-01	3.62600E-01	0.10	3.60330E-01	-0.53
53	4.55334E-01	4.97646E-01	9.29	5.11644E-01	12.37
54	3.75714E-01	3.87990E-01	3.27	3.77784E-01	0.55
55	3.80111E-01	3.92177E-01	3.17	3.83579E-01	0.91
56	3.59289E-01	3.63566E-01	1.19	3.67049E-01	2.16
57	4.69669E-01	5.14084E-01	9.46	5.13290E-01	9.29
58	4.00337E-01	4.13529E-01	3.30	4.34275E-01	8.48
59	3.50388E-01	3.47452E-01	-0.84	3.49283E-01	-0.32
60	3.49543E-01	3.49638E-01	0.03	3.50719E-01	0.34
61	3.59917E-01	3.64178E-01	1.18	3.61509E-01	0.44
62	3.59982E-01	3.63605E-01	1.01	3.61700E-01	0.48
63	3.70989E-01	3.77970E-01	1.88	3.73657E-01	0.72
64	4.15843E-01	4.36479E-01	4.96	4.20966E-01	1.23
65	4.55845E-01	4.82266E-01	5.80	4.62159E-01	1.39
66	4.16925E-01	4.24004E-01	1.70	4.21478E-01	1.09
67	4.18893E-01	4.28178E-01	2.22	4.25278E-01	1.52
68	4.37990E-01	4.51835E-01	3.16	4.46303E-01	1.90
69	4.48212E-01	4.61818E-01	3.04	4.57662E-01	2.11
70	4.50835E-01	4.60169E-01	2.07	4.61578E-01	2.38

Table 2 Summary of Transport Macroscopic Cross Section  
(Outer Core)

Energy Group Number	Inconsistent P1	Consistent P1			
		Radial	% Error	Axial	% Error
1	8.37746E-02	8.31502E-02	-0.75	8.31501E-02	-0.75
2	8.65529E-02	8.56519E-02	-1.04	8.56908E-02	-1.00
3	9.08835E-02	8.99306E-02	-1.05	8.99545E-02	-1.02
4	1.01255E-01	1.00580E-01	-0.67	1.00306E-01	-0.94
5	1.08609E-01	1.04939E-01	-3.38	1.05015E-01	-3.31
6	1.02996E-01	1.02245E-01	-0.73	1.03318E-01	0.31
7	1.16471E-01	1.15162E-01	-1.12	1.14048E-01	-2.08
8	1.24534E-01	1.22676E-01	-1.49	1.23215E-01	-1.06
9	1.45005E-01	1.39419E-01	-3.85	1.38914E-01	-4.20
10	1.59419E-01	1.56794E-01	-1.65	1.58071E-01	-0.85
11	1.64758E-01	1.59740E-01	-3.05	1.63302E-01	-0.88
12	1.49186E-01	1.49649E-01	0.31	1.52002E-01	1.89
13	2.27026E-01	2.17724E-01	-4.10	2.16248E-01	-4.75
14	1.91135E-01	1.84910E-01	-3.26	1.86439E-01	-2.46
15	1.87685E-01	1.85121E-01	-1.37	1.89020E-01	0.71
16	2.30478E-01	2.28827E-01	-0.72	2.31588E-01	0.48
17	2.22974E-01	2.23707E-01	0.33	2.25615E-01	1.18
18	2.19417E-01	2.19754E-01	0.15	2.20415E-01	0.45
19	2.45123E-01	2.45558E-01	0.18	2.47839E-01	1.11
20	2.39503E-01	2.40477E-01	0.41	2.41144E-01	0.69
21	2.65680E-01	2.67922E-01	0.84	2.69901E-01	1.59
22	2.75956E-01	2.74985E-01	-0.35	2.76217E-01	0.09
23	3.01697E-01	3.02379E-01	0.23	3.04477E-01	0.92
24	4.53091E-01	4.66319E-01	2.92	4.66182E-01	2.89
25	2.30271E-01	2.23193E-01	-3.07	2.23610E-01	-2.89
26	3.12139E-01	3.17003E-01	1.56	3.18860E-01	2.15
27	3.29417E-01	3.32562E-01	0.95	3.33248E-01	1.16
28	3.33901E-01	3.35143E-01	0.37	3.36593E-01	0.81
29	5.35408E-01	5.50817E-01	2.88	5.54208E-01	3.51
30	4.64758E-01	4.65649E-01	0.19	4.65041E-01	0.06
31	4.45421E-01	4.47490E-01	0.46	4.48556E-01	0.70
32	6.45424E-01	6.64514E-01	2.96	6.69927E-01	3.80
33	1.88837E+00	1.98745E+00	5.25	2.09803E+00	11.10
34	7.76727E-01	7.84799E-01	1.04	7.70994E-01	-0.74
35	4.15242E-01	4.02763E-01	-3.01	4.05393E-01	-2.37

Table 2 Continued

Energy Group Number	Inconsistent P1		Consistent P1			
			Radial	% Error	Axial	% Error
36	3.53494E-01	3.52603E-01	-0.25	3.55685E-01	0.62	
37	3.87022E-01	3.95252E-01	2.13	3.99891E-01	3.33	
38	3.56641E-01	3.59173E-01	0.71	3.62749E-01	1.71	
39	3.70149E-01	3.75520E-01	1.45	3.80236E-01	2.73	
40	3.93593E-01	3.99751E-01	1.56	4.15462E-01	5.56	
41	4.19387E-01	4.28481E-01	2.17	4.31012E-01	2.77	
42	6.33652E-01	6.51604E-01	2.83	7.24177E-01	14.29	
43	4.33459E-01	4.34158E-01	0.16	3.92675E-01	-9.41	
44	4.46416E-01	4.55405E-01	2.01	4.39433E-01	-1.56	
45	4.18297E-01	4.24342E-01	1.45	4.11593E-01	-1.60	
46	4.74738E-01	4.84197E-01	1.99	4.80906E-01	1.30	
47	4.27472E-01	4.47816E-01	4.76	4.33442E-01	1.40	
48	4.57623E-01	4.73280E-01	3.42	4.66824E-01	2.01	
49	4.69026E-01	4.81634E-01	2.69	4.70272E-01	0.27	
50	5.58420E-01	5.82905E-01	4.38	5.73558E-01	2.71	
51	4.61120E-01	4.81527E-01	4.43	4.86891E-01	5.59	
52	4.03091E-01	4.06514E-01	0.85	4.01747E-01	-0.33	
53	5.46413E-01	5.88315E-01	7.67	6.03825E-01	10.51	
54	4.81763E-01	4.94284E-01	2.60	4.84516E-01	0.57	
55	4.89581E-01	5.02413E-01	2.62	4.93208E-01	0.74	
56	3.99252E-01	4.22908E-01	5.93	4.06198E-01	1.74	
57	5.67101E-01	6.20046E-01	9.34	6.11659E-01	7.86	
58	4.20128E-01	3.82708E-01	-8.91	4.57576E-01	8.91	
59	3.87131E-01	3.79233E-01	-2.04	3.86908E-01	-0.06	
60	3.83761E-01	3.82415E-01	-0.35	3.85390E-01	0.42	
61	4.05458E-01	4.17868E-01	3.06	4.06180E-01	0.18	
62	4.01989E-01	4.09861E-01	1.96	4.03149E-01	0.29	
63	4.25783E-01	4.53004E-01	6.39	4.27623E-01	0.43	
64	6.11146E-01	5.69826E-01	-6.76	6.15063E-01	0.64	
65	5.31851E+00	5.34918E+00	0.58	5.32829E+00	0.18	
66	6.24337E-01	6.18563E-01	-0.92	6.25295E-01	0.15	
67	6.36908E-01	6.49603E-01	1.99	6.43386E-01	1.02	
68	8.97254E-01	9.07404E-01	1.13	9.06329E-01	1.01	
69	2.23555E+00	2.25482E+00	0.86	2.24664E+00	0.50	
70	3.15257E+00	3.16278E+00	0.32	3.16288E+00	0.33	

Table 3 Summary of Transport Macroscopic Cross Section  
(Control Rod)

Energy Group Number	Inconsistent P1	Consistent P1			
		Radial	% Error	Axial	% Error
1	1.12686E-01	1.12729E-01	0.04	1.12729E-01	0.04
2	1.24469E-01	1.15862E-01	-6.91	1.15893E-01	-6.89
3	1.38985E-01	1.28795E-01	-7.33	1.28756E-01	-7.36
4	1.54019E-01	1.38994E-01	-9.76	1.38897E-01	-9.82
5	1.76974E-01	1.57563E-01	-10.97	1.57403E-01	-11.06
6	1.86945E-01	1.70677E-01	-8.60	1.70631E-01	-8.73
7	1.98919E-01	2.04825E-01	2.97	2.04365E-01	2.74
8	2.23148E-01	2.20003E-01	-1.41	2.19902E-01	-1.45
9	2.63625E-01	2.51485E-01	-4.61	2.51280E-01	-4.68
10	2.44652E-01	2.58527E-01	5.67	2.59496E-01	6.07
11	2.76639E-01	2.63987E-01	-4.57	2.64913E-01	-4.24
12	3.14712E-01	3.03011E-01	-3.72	3.03412E-01	-3.59
13	4.28041E-01	4.25834E-01	-0.52	4.26373E-01	-0.39
14	3.64081E-01	3.59685E-01	-1.21	3.60929E-01	-0.87
15	3.90679E-01	3.74871E-01	-4.05	3.74885E-01	-4.04
16	4.32303E-01	4.34334E-01	0.47	4.35838E-01	0.82
17	4.46257E-01	4.42494E-01	-0.84	4.43052E-01	-0.72
18	4.57828E-01	4.44758E-01	-2.85	4.46332E-01	-2.51
19	4.81607E-01	5.00454E-01	3.91	5.01581E-01	4.15
20	4.87730E-01	4.84075E-01	-0.75	4.85055E-01	-0.55
21	4.95113E-01	5.24701E-01	5.98	5.24634E-01	5.96
22	5.17826E-01	5.21416E-01	0.69	5.23855E-01	1.16
23	5.44838E-01	5.63503E-01	3.43	5.63728E-01	3.47
24	6.93254E-01	7.29379E-01	5.21	7.36520E-01	6.24
25	5.42891E-01	5.17124E-01	-4.75	5.16075E-01	-4.94
26	5.95441E-01	6.30840E-01	5.95	6.28802E-01	5.60
27	6.06273E-01	6.26881E-01	3.40	6.31113E-01	4.10
28	6.08025E-01	6.21572E-01	2.23	6.23418E-01	2.53
29	7.43540E-01	8.57614E-01	15.34	8.62527E-01	16.00
30	7.09184E-01	7.18553E-01	1.32	7.22242E-01	1.84
31	6.91883E-01	7.07346E-01	2.23	7.10903E-01	2.75
32	7.21577E-01	8.27392E-01	14.66	8.42447E-01	16.75
33	7.13891E-01	1.37470E+00	92.56	1.62193E+00	127.20
34	7.99336E-01	7.59609E-01	-4.97	7.58394E-01	-5.12
35	7.53490E-01	6.94685E-01	-7.80	6.93597E-01	-7.95

Table 3 Continued  
(Control Rod)

Energy Group Number	Inconsistent P1	Consistent P1			
		Radial	% Error	Axial	% Error
36	7.73663E-01	7.53001E-01	-2.67	7.53181E-01	-2.65
37	8.35554E-01	8.61948E-01	3.16	8.66073E-01	3.65
38	8.55827E-01	8.82719E-01	3.14	8.85549E-01	3.47
39	9.03989E-01	9.38719E-01	3.84	9.44462E-01	4.48
40	9.60457E-01	1.00499E+00	4.64	1.02099E+00	6.30
41	1.05081E+00	1.13503E+00	8.01	1.14241E+00	8.72
42	1.29797E+00	1.38002E+00	6.32	1.43146E+00	10.28
43	1.16501E+00	1.17577E+00	0.92	1.19855E+00	2.88
44	1.24224E+00	1.28104E+00	3.12	1.31467E+00	5.83
45	1.33531E+00	1.37184E+00	2.74	1.46348E+00	9.60
46	1.43900E+00	1.52258E+00	5.81	1.75858E+00	22.21
47	1.55672E+00	1.60128E+00	2.86	1.32949E+00	-14.60
48	1.69160E+00	1.77120E+00	4.71	1.63960E+00	-3.07
49	1.84182E+00	1.88208E+00	2.19	1.80802E+00	-1.84
50	2.01565E+00	2.12647E+00	5.50	2.04192E+00	1.30
51	2.21782E+00	2.43375E+00	9.74	2.33324E+00	5.20
52	2.43857E+00	2.44667E+00	0.33	2.42722E+00	-0.47
53	2.67053E+00	2.91053E+00	8.99	2.70100E+00	1.14
54	2.95857E+00	3.00719E+00	1.64	2.97108E+00	0.42
55	3.28029E+00	3.28628E+00	0.18	3.28788E+00	0.23
56	3.66616E+00	3.74236E+00	2.08	3.74577E+00	2.17
57	4.08517E+00	4.28208E+00	4.82	4.17152E+00	2.11
58	4.55539E+00	4.81109E+00	5.61	4.61811E+00	1.38
59	5.08821E+00	5.07617E+00	-0.24	5.08978E+00	0.03
60	5.69196E+00	5.67988E+00	-0.21	5.70124E+00	0.16
61	6.37607E+00	6.37971E+00	0.06	6.39419E+00	0.28
62	7.15122E+00	7.16358E+00	0.17	7.17483E+00	0.33
63	8.02956E+00	8.05007E+00	0.26	8.05786E+00	0.35
64	9.02481E+00	9.05693E+00	0.36	9.05863E+00	0.37
65	1.01527E+01	1.01921E+01	0.39	1.01923E+01	0.39
66	1.14305E+01	1.14714E+01	0.36	1.14744E+01	0.38
67	1.26783E+01	1.29249E+01	0.36	1.29286E+01	0.39
68	1.45190E+01	1.45737E+01	0.38	1.45770E+01	0.40
69	1.63781E+01	1.64432E+01	0.40	1.64457E+01	0.41
70	2.06179E+01	2.06940E+01	0.37	2.07050E+01	0.42

Table 4 Summary of Transport Macroscopic Cross Section  
(Control Rod Position)

Energy Group Number	Inconsistent P1		Consistent P1		% Error
		Radial	% Error	Axial	
1	4.93811E-02	4.96212E-02	0.49	4.96212E-02	0.49
2	5.28477E-02	5.29779E-02	0.25	5.29778E-02	0.25
3	5.58356E-02	5.57281E-02	-0.19	5.57285E-02	-0.19
4	5.93717E-02	5.91839E-02	-0.32	5.91838E-02	-0.32
5	6.09146E-02	6.07468E-02	-0.28	6.07435E-02	-0.28
6	6.74322E-02	6.65264E-02	-1.34	6.65140E-02	-1.36
7	7.06773E-02	7.01040E-02	-0.81	6.99834E-02	-0.98
8	7.20450E-02	7.09134E-02	-1.57	7.07844E-02	-1.75
9	8.42932E-02	8.33384E-02	-1.13	8.33203E-02	-1.15
10	8.65778E-02	8.67416E-02	0.19	8.67984E-02	0.25
11	1.29124E-01	1.18824E-01	-7.98	1.19203E-01	-7.68
12	9.81368E-02	9.92551E-02	1.14	9.79471E-02	-0.19
13	1.05394E-01	1.22151E-01	15.90	1.12258E-01	6.51
14	9.77962E-02	9.44689E-02	-3.40	9.52215E-02	-2.63
15	9.65828E-02	9.56896E-02	-0.92	9.59030E-02	-0.70
16	1.38574E-01	1.35869E-01	-1.95	1.36887E-01	-1.22
17	1.23192E-01	1.26370E-01	2.58	1.24548E-01	1.10
18	1.18406E-01	1.20303E-01	1.60	1.18515E-01	0.09
19	1.37813E-01	1.38639E-01	0.60	1.38368E-01	0.40
20	1.26908E-01	1.28827E-01	1.51	1.27332E-01	0.33
21	1.58076E-01	1.59655E-01	1.00	1.60599E-01	1.60
22	1.59223E-01	1.61117E-01	1.19	1.59093E-01	-0.08
23	1.71294E-01	1.75037E-01	2.21	1.72026E-01	0.43
24	2.65784E-01	2.75153E-01	3.53	2.73888E-01	3.05
25	1.28270E-01	1.25144E-01	-2.44	1.22923E-01	-4.17
26	1.98976E-01	2.04291E-01	2.67	2.03856E-01	2.45
27	2.13404E-01	2.28691E-01	7.16	2.16042E-01	1.24
28	2.11069E-01	2.64848E-01	25.48	2.11680E-01	0.29
29	3.72834E-01	3.68706E-01	-1.11	3.88400E-01	4.18
30	3.47616E-01	3.43093E-01	-1.30	3.45273E-01	-0.67
31	3.84293E-01	3.66830E-01	-4.54	3.84470E-01	0.05
32	6.86103E-01	6.62559E-01	-3.43	7.06502E-01	2.97
33	3.14673E+00	3.06347E+00	-2.65	3.61100E+00	14.75
34	8.59180E-01	9.08775E-01	5.77	8.52970E-01	-0.72
35	3.00482E-01	2.72107E-01	-9.44	2.90596E-01	-3.29

Table 4 Continued  
(Control Rod Position)

Energy Group Number	Inconsistent P1	Consistent P1			
		Radial	% Error	Axial	% Error
36	2.09615E-01	2.01172E-01	-4.03	2.09299E-01	-0.15
37	2.10950E-01	2.10551E-01	-0.19	2.15192E-01	2.01
38	1.89789E-01	1.88181E-01	-0.85	1.90645E-01	0.45
39	1.92209E-01	1.92459E-01	0.13	1.94617E-01	1.25
40	2.00118E-01	2.00654E-01	0.27	2.03275E-01	1.58
41	2.36008E-01	2.40369E-01	1.85	2.41729E-01	2.42
42	3.91501E-01	3.99047E-01	1.93	4.03104E-01	2.96
43	2.16689E-01	2.12671E-01	-1.85	2.13523E-01	-1.46
44	2.11342E-01	2.12220E-01	0.42	2.13264E-01	0.91
45	2.12569E-01	2.13231E-01	0.31	2.14979E-01	1.13
46	2.13644E-01	2.15133E-01	0.70	2.15834E-01	1.03
47	2.14998E-01	2.15502E-01	0.23	2.17398E-01	1.12
48	2.16196E-01	2.17926E-01	0.80	2.18532E-01	1.08
49	2.17160E-01	2.18344E-01	0.55	2.20026E-01	1.32
50	2.20335E-01	2.22747E-01	1.09	2.23210E-01	1.30
51	2.18769E-01	2.21184E-01	1.10	2.21313E-01	1.16
52	2.19427E-01	2.20092E-01	0.30	2.21487E-01	0.94
53	2.19981E-01	2.21752E-01	0.81	2.22134E-01	0.98
54	2.20549E-01	2.22244E-01	0.77	2.24168E-01	1.64
55	2.21092E-01	2.23233E-01	0.97	2.24664E-01	1.62
56	2.21608E-01	2.24652E-01	1.37	2.24457E-01	1.29
57	2.22089E-01	2.25162E-01	1.38	2.24686E-01	1.17
58	2.22586E-01	2.24487E-01	0.85	2.25253E-01	1.20
59	2.23133E-01	2.25147E-01	0.90	2.26082E-01	1.32
60	2.23726E-01	2.26459E-01	1.22	2.26654E-01	1.31
61	2.24378E-01	2.27370E-01	1.33	2.27880E-01	1.56
62	2.25107E-01	2.28250E-01	1.40	2.28725E-01	1.61
63	2.25986E-01	2.29472E-01	1.54	2.30307E-01	1.91
64	2.26994E-01	2.31006E-01	1.77	2.33060E-01	2.67
65	2.26135E-01	2.32406E-01	1.87	2.34774E-01	2.91
66	2.29489E-01	2.33745E-01	1.85	2.35955E-01	2.82
67	2.31013E-01	2.35964E-01	2.14	2.37423E-01	2.77
68	2.32718E-01	2.38271E-01	2.39	2.39381E-01	2.86
69	2.34588E-01	2.40653E-01	2.59	2.41343E-01	2.88
70	2.39391E-01	2.46884E-01	3.13	2.46602E-01	3.01

Table 5  $k_{\text{eff}}$  values of various cases in ZPPR-10D core

	(I)	(II)	(III)	(IV)
(1)	0.9857	0.9851	0.9858	0.9850
(2)	0.9797	0.9791	0.9798	0.9790
(3)	0.9632	0.9625	0.9632	0.9624
(4)	0.9388	0.9381	0.9388	0.9380

Table 6 Control rod worth of various cases in ZPPR-10D core  
 $(\% \Delta k / k k')$

	(I)	(II)	(III)	(IV)
(2)	0.62	0.63	0.62	0.63
(3)	2.37	2.39	2.38	2.39
(4)	5.07	5.09	5.08	5.09

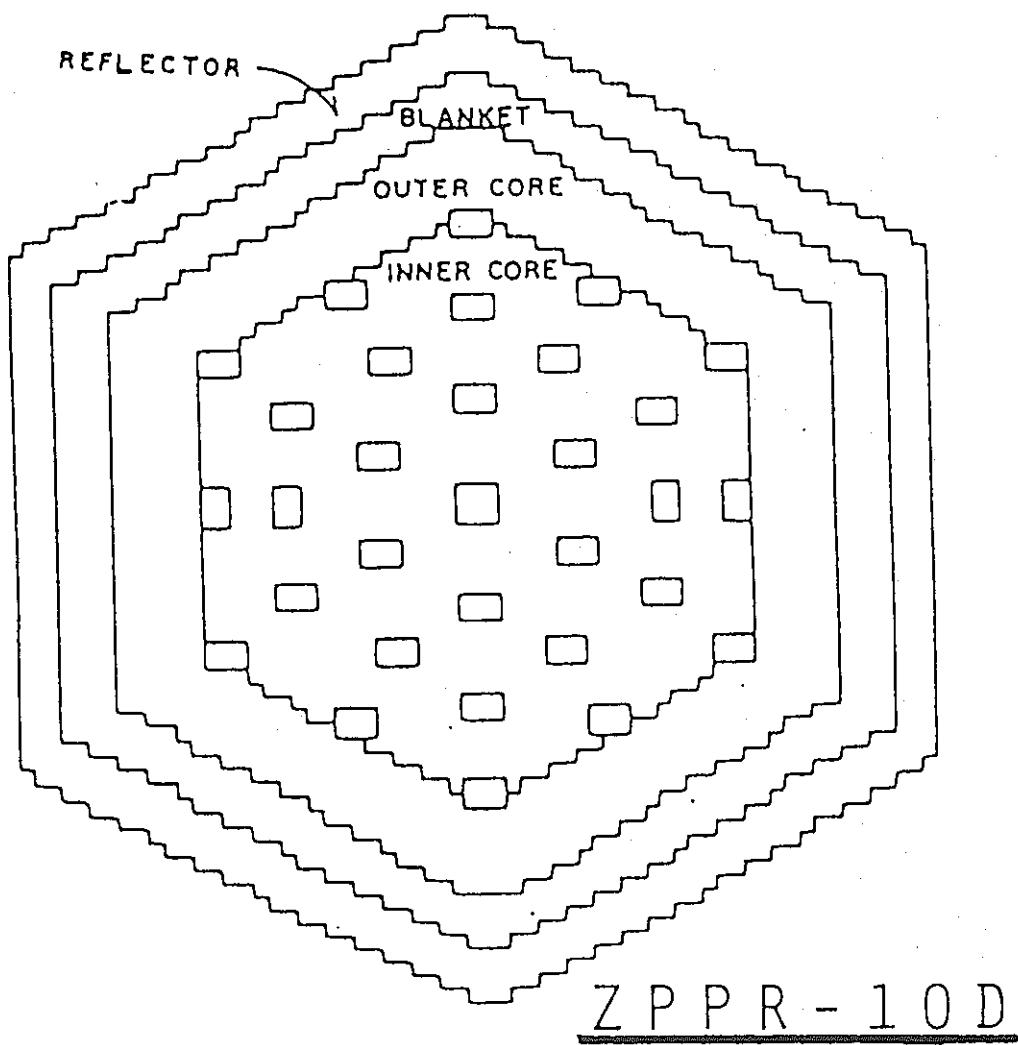


Fig. 1 Cross Sectional View of ZPPR-10D

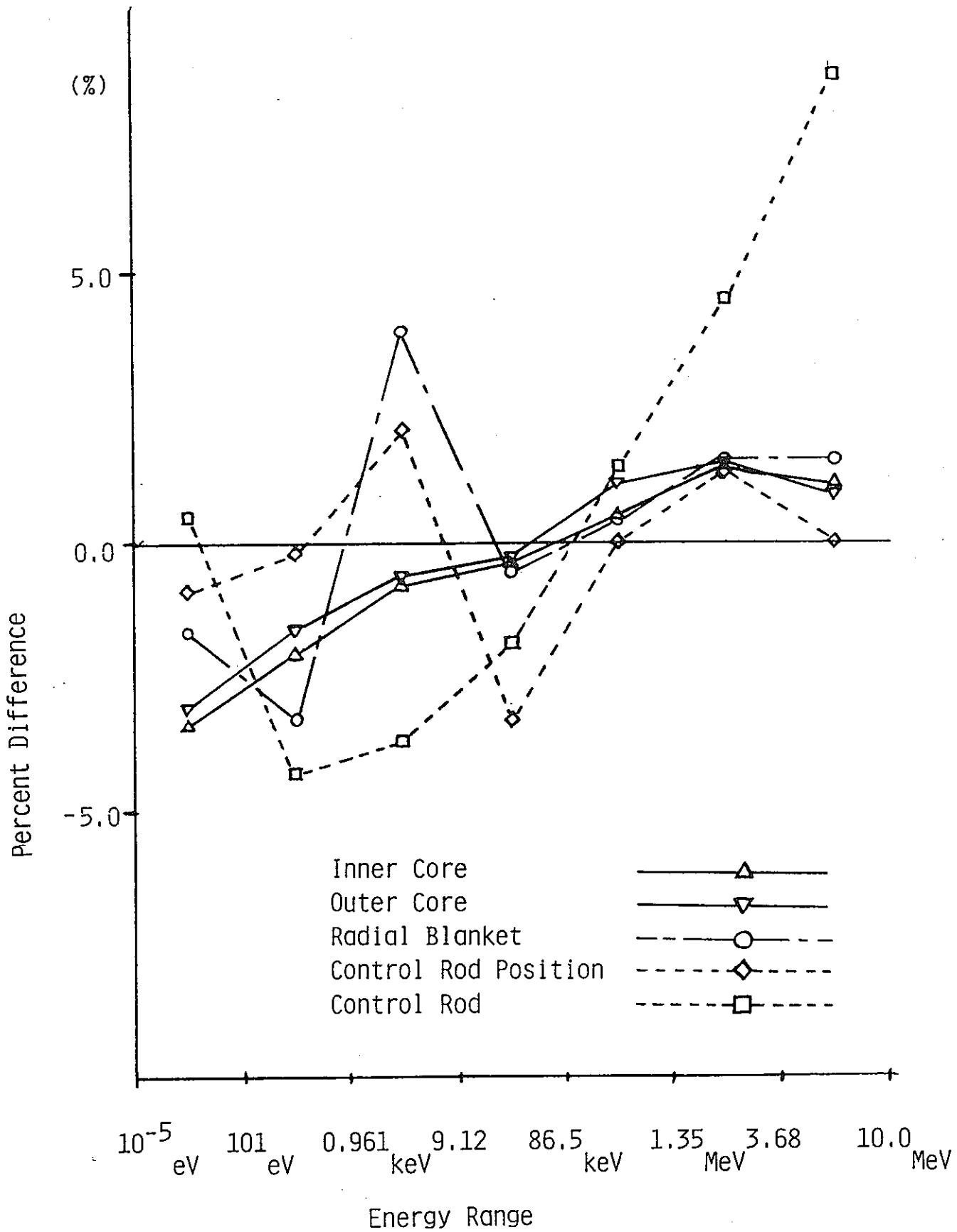


Fig. 2 Percent difference of 7 groups diffusion coefficients between Consistent and Inconsistent P1 approximation

## 第VII部

# 金属燃料炉心の核特性研究

## 目次

7. 1 はじめに

7. 2 対象炉心の設定及び計算方法

7. 3 大型炉心の核特性

7. 4 小型炉心の核特性

7. 5 まとめ

## List of Tables

Table 7.2.1	Reactor design parameters for large core
Table 7.2.2	Assembly design parameters for large core
Table 7.2.3	Control assembly design parameter for large core
Table 7.2.4	Reactor design parameters for small core
Table 7.2.5	Assembly design parameters for small core
Table 7.2.6	Control assembly design parameter for small core
Table 7.2.7	Assembly design parameters for large core using small size pin
Table 7.2.8	Energy group structure of 7 and 16 groups
Table 7.3.1	Reactor performance parameters for large metal core
Table 7.3.2	Breeding ratio for large metal core at MOEC
Table 7.3.3	Reactor performance parameters for large oxide core
Table 7.3.4	Breeding ratio for large oxide core at MOEC
Table 7.3.5	Microscopic absorption cross section of F.P.
Table 7.3.6	Loading mass and discharge mass of Pu fissile per cycle for large metal core
Table 7.3.7	Reactor performance parameters for large core using small size pin
Table 7.3.8	Breeding ratio for large core using small size pin at MOEC
Table 7.3.9	Reactor performance parameters for large metal core with various smear densities
Table 7.3.10	Breeding ratio for large metal core with various smear densities at MOEC
Table 7.3.11	Reactivity worths of large core
Table 7.4.1	Reactor performance parameters for small metal core
Table 7.4.2	Breeding ratio for small metal core at MOEC
Table 7.4.3	Reactor performance parameters for small oxide core
Table 7.4.4	Breeding ratio for small oxide core at MOEC
Table 7.4.5	Loading mass and discharge mass of Pu fissile per cycle for small core
Table 7.4.6	Reactor performance parameters for small metal core with various smear densities
Table 7.4.7	Breeding ratio for small metal core with various smear densities at MOEC
Table 7.4.8	Loading mass and discharge mass of Pu fissile per cycle for small metal core with various smear densities at MOEC
Table 7.4.9	Reactivity worths of small core
Table 7.4.10	Sodium void worth of small core

## List of figures

Fig. 7.2.1	R-Z model of large core
Fig. 7.2.2	Cross sectional view of large core
Fig. 7.2.3	R-Z model of small core
Fig. 7.2.4	Cross sectional view of small core
Fig. 7.3.1	Neutron spectrum of large core
Fig. 7.4.1	Neutron spectrum of small core

## 7. 1 はじめに

現在、注目されている金属燃料<sup>(1)</sup>は最大燃焼度を酸化物燃料並に延ばすため、ジルコニウムを10wt%程度加えた三元合金を用いるとともに、燃料ピンの設計に関してもスミア密度を75%程度に減らすなどの工夫がなされている。また、ナトリウムボンドを使用したことにより、線出力密度も酸化物燃料より10%程度高く取れるなどの特徴を持っている。しかし、金属燃料はまだ照射実験が行われている段階であり、燃料設計の変更も考えられる。そこで、金属燃料炉心の特性を一般的に把握するために、酸化物燃料用の1000MWe級大型炉心及び280MWe級小型炉心に金属燃料を用いた炉心を設定し、増殖比、燃焼反応度損失、Pu-fissile インベントリー、高速中性子照射量等の基本核特性、及びドップラー係数、ナトリウムボイド反応度等の安全性に係わる基本炉物理特性について、酸化物燃料炉心と比較検討する。

7. 2章では計算に使用した炉心の設定と計算方法を示す。7. 3章では大型炉心についての計算結果を示し、酸化物燃料炉心との比較検討を行う。特に、金属燃料炉心については、増殖比が大きく、燃焼反応度損失は小さくなつたので、燃焼期間を通常の1年から2年及び3年に延ばした炉心についても検討を行う。また、炉心核特性に影響が大きいと考えられるスミア密度については、今後変更される可能性があるので、中性子スペクトル、出力分布、及び基本核特性への影響を検討する。7. 4章では、小型炉に金属燃料を使用した炉心についての結果を示し、大型炉心と同様の比較検討を行う。

## 7. 2 対象炉心の設定及び計算方法

今回の研究の目的は、金属燃料炉心を新たに設計することではなく、これまでに研究されてきた高速炉心へ金属燃料を応用した場合の核特性の変化を調べることである。そこで、酸化物燃料の基本炉心としては、典型的な実証炉炉心と原型炉を採用し、金属燃料の基本炉心は主要炉心パラメーターを変えず燃料のみを変更した炉心とした。大型炉心は電気出力1000MW、小型炉心は電気出力280MWであり、各々2領域均質平衡炉心である。大型炉心の主な炉心パラメータ

一、集合体のパラメーター、制御棒仕様をTable 7.2.1からTable 7.2.3に示し、R-Z断面図およびX-Y断面図をFig. 7.2.1およびFig. 7.2.2に示す。小型炉心についても同様に、Table 7.2.4からTable 7.2.6に炉心等の仕様を、Fig. 7.2.3とFig. 7.2.4に炉心の断面図を示す。但し、最近は経済的に有利である長期燃焼型の炉心が注目されているので、大型炉心では燃焼期間を1年及び2年にのばした。金属燃料炉心については、さらに3年に延ばした場合についても計算を行った。小型炉心については、計算を容易にするため本来の燃焼期間6ヶ月・5バッチを燃焼期間0.8年(292日)・3バッチとした。各炉心のプルトニウム富化度分布は、燃焼末期の径方向出力分布が平坦になるように定めた。また、全ての炉心で制御棒は全引き抜きの状態として燃焼計算を行った。なお、本研究では金属燃料大型炉と金属燃料小型炉及び酸化物燃料小型炉について計算を行い、酸化物燃料大型炉については先に報告されている値をそのまま使用した。

また、大型炉心では炉心を小型化するため、より細い燃料ピン径を持つ金属燃料炉心についても同様の核特性を求め比較した。この場合の集合体パラメーターをTable 7.2.7に示した。

金属燃料の場合は、スエリングを抑え燃料の寿命を延ばすため、スミア密度を理論密度の75%にまで下げているが、今後の研究開発等により変動することも考えられる。そこで、この変動が核特性にどの程度の影響があるかをみるため、スミア密度に対する核特性の感度を計算し、それらの結果を比較した。

なお、計算にはJENDL-2に基づく70群断面積セットJFS-3R-J2を使用し、当研究室で開発されたCASUPにより燃料集合体を均質化した70群群定数を求めた。炉心計算には拡散計算コードCITATION<sup>(2)</sup>を用いた。燃焼核特性は7群に、ドップラー反応度及びナトリウムボイド反応度は16群に縮約した断面積をR-Z体系計算に用いることにより計算した。制御棒価値は、R-Z体系計算によりもとめたZ方向のバッククリングを用いた7群X-Y体系計算により計算した。反応度計算には7.4mm径ピンを用いた燃焼期間1年の金属燃料炉心及び燃焼期間0.8年の小型炉心を使用し、何れの場合も平衡初期とした。ドップラー反応度は温度点を900°Kとし、全炉心を200度だけ高くしたときの実効増倍率を求めてドップラー係数を算出した。ナトリウムボイド反応度は、内側炉心及び外側炉心を全てナトリウムボイド状態とし直接計算により求めた。ま

た、小型炉心のナトリウムボイド反応度については1次摂動に基づく摂動計算も行った。制御棒価値は、大型炉心ではFig. 7.2.2に示される主炉停止系と後備炉停止系の全ての制御要素を挿入したときの反応度を直接計算し、酸化物燃料炉心の値と比較した。小型炉心では主系統と後備系の区別をせずFig. 7.2.4に示される全ての制御棒を同じ濃縮度の制御棒として取り扱い、大型炉心と同様に全制御棒を挿入した時の反応度を計算し比較した。なお、使用した7群及び16群の群構造はTable 7.2.8に示した。

### 7. 3 大型炉心の核特性

Table 7.3.1、Table 7.3.2に金属燃料の基本炉心の核特性<sup>(3)</sup>を示し、Table 7.3.3、Table 7.3.4に酸化物燃料の基本炉心の核特性を示した。

金属燃料炉心では運転期間を1年、2年、3年の3通りを考えたが、酸化物燃料炉心では、1年と2年の2通りとした。これは、燃焼反応度損失が、金属燃料では、かなり小さくなつたためである。燃焼反応度損失を比較すると、金属燃料で2年燃焼させたときは $2.9\% \delta k/kk'$ となり、酸化物燃料炉心を1年燃焼させた時の $3.5\% \delta k/kk'$ よりもまだ小さくなつた。これは増殖比が燃焼期間2年の金属燃料炉心の場合1.29となり、この値は燃焼期間1年の酸化物燃料炉心の1.22よりも大きいためである。同様に金属燃料で3年燃焼させたときの燃焼反応度損失は $6.3\% \delta k/kk'$ となり、酸化物燃料炉心を2年燃焼させた時の $8.2\% \delta k/kk'$ よりも小さくなつた。これらの原因としては金属燃料炉心の高増殖性と核分裂生成物等の吸収断面積が小さいことが挙げられる。金属燃料炉心の高増殖性は、金属燃料の重核種の実効密度が大きいことと、Fig. 7.3.1に見られるように、中性子スペクトルが金属燃料炉心の方がかなり硬くなっていることによる。例えば、0.1 MeV以上のエネルギーを持つ中性子の割合は、金属燃料炉心の方が内側炉心で10%、外側炉心で7%大きくなっている。より硬い中性子スペクトルとなるのは、金属燃料炉心にはジルコニウムが10wt%含まれているが、酸化物燃料炉心中に存在する酸素に比べればその数密度は1/5程度であり、しかもジルコニウムは酸素に比べれば減速効果は小さいと考えられる。また、この硬い中性子スペクトルにより、Table 7.3.

5に見られるように核分裂生成物の吸収断面積はウランの場合0.29バーンであり、酸化物燃料での0.41バーンより30%小さく、プルトニウムでも金属燃料では0.4バーンであり酸化物燃料炉心の0.54バーンより26%小さい。さらにこれらの効果により、プルトニウム富化度が小さくなるため増殖性がいつそう良くなっている。燃焼中期の増殖比を比べると、同じ燃焼期間では金属燃料炉心が酸化物燃料炉心よりも10%以上も高くなつた。特に、炉心領域の増殖比を比べると金属燃料炉心では0.903、酸化物燃料炉心では0.797であり、炉心部での増殖比がかなりよいことが分かる。

次にプルトニウムインベントリーについて検討する。1年燃焼型のとき、金属燃料炉心ではプルトニウム-239及びプルトニウム-241のインベントリーは酸化物燃料炉心と比べ平衡初期で0.17ton少なくなつた。燃焼末期ではこの差が0.04tonでありインベントリーが少なく燃焼によりPu-fissileが増殖していることがわかる。領域毎の増殖性を示すためTable 7.3.6に燃焼期間1年の金属燃料炉心について燃料装荷時および取り出し時のPu-fissileインベントリーを示す。内側炉心では、プルトニウム-239は装荷時に392kg、取り出し時に471kgとなり、3年間の燃焼期間中に79kg増加し、プルトニウム-241は装荷時に95kg、取り出し時に44kgとなり、51kg減少した。外側炉心では、プルトニウム-239は装荷時に430kg、取り出し時に415kgとなり、3年間の燃焼期間中に15kg減少し、プルトニウム-241は装荷時に104kg、取り出し時に55kgとなり、49kg減少した。これにより、内側炉心でのプルトニウム-239の増殖率が外側炉心に比べよいことが分かる。また、軸方向ブランケットでは、3年間でプルトニウム-239は213kg増加した。それに対し、径方向ブランケット第一層では4年間でプルトニウム-239は103kg増加し、径方向ブランケット第二層では5年間でプルトニウム-239は64kg増加した。従つて、軸方向ブランケットの方が径方向ブランケットに比べプルトニウム-239の増殖のよいことが分かる。2年燃焼の炉心について比較すると、平衡初期のインベントリーは金属燃料炉心の方が約0.3tonもなく、平衡末期ではこの差が1年燃焼の場合とほぼおなじ0.05tonとなる。

取り出し燃焼度は、酸化物燃料炉心に比べ、金属燃料炉心の方がやや小さくなつた。これは、出力が同じであるのに対し、金属燃料の方が重金属の量が多いいためである。高速中性子照射量は、3年滞在で炉心最大の場合は金属燃料炉心のは

うが  $1.0 \times 10^{23}$  nvt 程度大きくなつた。

次に細径ピン ( $6.5\text{ mm}\phi$ ) を用いた炉心についての結果を Table 7.3.7 及び Table 7.3.8 に示す。この炉心は、燃料ピン数を変えずに、燃料ピン径を小型炉と同じにすることで集合体ピッチを  $160.8\text{ mm}$  から  $146.0\text{ mm}$  へと小さくして、炉心を小型化したものである。また、ブランケット集合体でも小型炉心と同じピン径を採用したため、集合体ピッチを炉心燃料と同じにする必要から、1集合体当たりの燃料ピン数を 91 本に減らした。

燃焼反応度損失は金属燃料炉心で  $3.6\% \delta k/kk'$ 、酸化物燃料炉心で  $6.4\% \delta k/kk'$  となり、 $7.4\text{ mm}$  のピン直径を持つ炉心に比べ非常に大きくなつた。これはピン本数を保存したままピン直径を  $7.4\text{ mm}$  から  $6.5\text{ mm}$  にしたことにより、同じ運転期間のピン直径  $7.4\text{ mm}$  の炉心に比べピン直径  $6.5\text{ mm}$  の炉心では炉心平均出力密度が約 20% も大きくなつたことと燃料体積比が小さくなつた事による。このためプルトニウム富化度もかなり高くなり、増殖比は金属燃料炉心で、1.225、酸化物燃料炉心で 1.070 となり、ピン直径  $7.4\text{ mm}$  の炉心より 10% ほど小さくなつた。また、細径ピンを用いた金属燃料炉心と酸化物燃料炉心を比較すると、Pu-fissile インベントリーは平衡初期で  $0.11\text{ ton}$  金属燃料炉心の方が小さく、この差は  $7.4\text{ mm}$  径のピンの炉心での差より小さくなっている。高速中性子照射量についても金属燃料炉心は酸化物燃料炉心より  $1.0 \times 10^{23}$  nvt だけ大きくなつた。また、領域毎の増殖比を基本炉心と細径ピン炉心で比較すると、金属燃料炉心では炉心部で 0.16 減少したが、軸方向ブランケット及び径方向ブランケットではほぼ同じであった。これは、燃料体積比の減少と、炉心の小型化による効果が打ち消しあつたためである。このことは、酸化物燃料炉心にもみられる。

通常細径ピン ( $6.5\text{ mm}\phi$ ) を使用した場合、炉心がコンパクト化できるという利点を有するが、燃焼反応度損失が大きくなるという欠点も生じる。しかし、上述のように金属燃料炉心の燃焼反応度損失は小さいので、金属燃料炉心を使用すると、酸化物燃料なみの増殖特性を保ちながら炉心をコンパクト化出来る事になる。この場合は、Pu-fissile インベントリーがピン直径  $6.5\text{ mm}$  の金属燃料炉心の方が約 20% 小さくできるが、高速中性子照射量では 50% 以上も増加した。

次に、スミア密度の効果を調べるために、スミア密度を 60% と 90% に変えた金属燃料炉心についての主要核特性を Table 7.3.9 及び Table 7.3.10 に示す。スミ

ア密度が60%の炉心では、同じ運転期間の酸化物燃料の基本炉心と増殖比及び燃焼反応度損失は同程度の値となつた。また、Pu-fissileインベントリーは、金属燃料の方が10%以上小さくなり、高速中性子照射量については、スミア密度75%の金属燃料の基本炉心より更に10%大きくなつた。次にスミア密度比が90%の炉心では反対に、実効増倍率が平衡初期で1.0005、平衡末期で1.0083と平衡末期の方が方がやや大きくなつた。これは、炉心での増殖比が燃焼中期で1.026と非常に大きくなつたためである。このスミア密度90%の炉心と75%の金属燃料炉心とを比べると、Pu-fissileインベントリーは、平衡初期では0.16ton大きくなつたが平衡末期ではこの差は0.26tonと大きくなり燃焼により更に多くのfissileを生産できることが分かる。高速中性子照射量は10%程改善される事もわかる。

反応度計算の結果をTable 7.3.11に示す。但し、酸化物燃料炉心については、文献(1)の値をそのまま用いた。ドップラー係数を見ると金属燃料炉心で $-6.03 \times 10^{-3} \text{ TdT/dk}$ 、酸化物燃料炉心では $-8.90 \times 10^{-3} \text{ TdT/dk}$ となり、絶対値で比較すると金属燃料炉心が酸化物燃料炉心より30%程度小さい値となつた。これは、先に述べたように金属燃料炉心では中性子スペクトルが酸化物燃料に比べ硬いためと考えられる。ナトリウムボイド反応度は、内側炉心及び外側炉心を全てナトリウムボイド状態とし直接計算により求めた。Table 7.3.11に示したように金属燃料炉心では、 $3.31\% \delta k/kk'$ となり、酸化物燃料炉心の $1.43\% \delta k/kk'$ の約2.5倍とかなり大きくなつた。この原因は金属燃料炉心では減速成分が酸化物燃料に比べ大きいためと考えられる。

制御棒価値は、Fig. 4.1.2に示される主炉停止系と後備炉停止系の全ての制御要素を挿入したときの反応度を直接計算し、酸化物燃料炉心の値と比較した。金属燃料炉心で $11.3\% \delta k/kk'$ となり酸化物燃料炉心の $11.7\% \delta k/kk'$ と同程度の値となつた。しかも、金属燃料炉心では燃焼反応度損失が1年燃焼で $0.84\% \delta k/kk'$ 、2年燃焼で $2.90\% \delta k/kk'$ となっており、酸化物燃料炉心の1年燃焼の場合の $3.5\% \delta k/kk'$ よりも小さいので、2年燃焼の金属燃料炉心でも従来の制御棒挿入方式で制御棒要求を十分満たせると考えられる。

## 7. 4 小型炉心の核特性

Table 7.4.1、Table 7.4.2に金属燃料炉心の核特性を、Table 7.4.3、Table 7.4.4に酸化物燃料炉心の計算結果を示した。また、中性子スペクトルをFig. 7.4.1に示した。金属燃料炉心では燃焼反応度損失が小さかったので、燃焼期間を2年に延ばした場合についても計算した。

燃焼反応度を比較すると燃焼期間0.8年の場合、金属燃料炉心では $2.7\% \delta k/kk'$ となり、酸化物燃料炉心の $4.2\% \delta k/kk'$ より $1.5\% \delta k/kk'$ 小さくなつた。また、燃焼期間1年の場合には、金属燃料炉心では $3.5\% \delta k/kk'$ であり、酸化物燃料炉心の $5.3\% \delta k/kk'$ よりも $1.8\% \delta k/kk'$ 小さくなつた。増殖比は燃焼期間0.8年の時は、金属燃料炉心が13%大きく、燃焼期間1年の時は金属燃料が12%大きくなつた。

燃焼期間の延長により増殖比の差は低下するが、逆に燃焼反応度損失が増加している。これは、増殖比の差が、内側炉心領域での増殖比の差が10%から12%へ、外側炉心での増殖比の差が13%から16%へと増加しているのに対し、軸方向ブランケットでは16%から11%、径方向ブランケットでは16%から9%へと小さくなつたためと考えられる。また、燃焼反応度損失の差は小型炉心では大型炉心の場合の $2.7\% \delta k/kk'$ よりも小さくなつてゐる。また、小型炉心では燃焼期間2年の金属燃料炉心の燃焼反応度損失は燃焼期間1年の酸化物燃料炉心より $2.29\% \delta k/kk'$ 大きくなつた。これは、炉心領域での増殖比が酸化物燃料に比べて下がつてゐるためと考えられる。各領域の増殖比を大型炉心と小型炉心で比較すると、軸方向ブランケットと径方向ブランケットの増殖比の大きさが逆転していることが分かる。これは、炉心の小型化により炉心から径方向ブランケットへの中性子の洩れの増加が軸方向への中性子の洩れの増加を上回つたためと考えられる。

次にプルトニウムインベントリーについて検討する。燃焼期間0.8年のときは金属燃料炉心では燃焼前後で0.06ton増加しているのに対し、酸化物燃料炉心では0.03tonそれぞれ増加した。また、燃焼期間1年の場合はそれぞれ0.09ton、0.04tonの増加を示した。このことから、小型炉心でも同じ燃焼期間では金属燃料炉心の方が高増殖性を持つことが分かる。また、Table 7.4.5に示したように、1サイクル当りの核分裂性プルトニウム装荷量と取り出し量の差は、同じ燃焼期間では金属燃料では酸化物燃料炉心の約2倍となっており、燃焼期間が2年になるとブ

ランケット部分でのプルトニウムの生成量が大きくなるため燃焼期間1年の金属燃料炉心よりも更に6.4kg大きくなっている。

金属燃料炉心の取り出し燃焼度は、大型炉心と同様に、金属燃料炉心の方が高密度であるため、小さくなつた。高速中性子照射量は燃焼期間が0.8年の場合1%、燃焼期間が1年の場合は15%それぞれ金属燃料炉心の方が大きくなつた。この差は、大型炉心での結果に比べるとかなり小さくなつてゐる。

次に、金属燃料炉心に於てスミア密度を60%と90%に変えた炉心の核特性について述べる。計算結果はTable 7.4.6及びTable 7.4.7に示した。スミア密度を60%にした炉心では燃焼反応度損失は $1.54\% \delta k/kk'$ 増加し、増殖比は0.09減少した。これに対し、大型炉心では燃焼反応度損失が $2.46\% \delta k/kk'$ 増加し、増殖比が0.17減少した。スミア密度を90%にした炉心の場合は、小型炉心の場合燃焼反応度損失は $1.27\% \delta k/kk'$ 減少し、増殖比は0.08増加したのに対し、大型炉心では燃焼反応度損失は $1.61\% \delta k/kk'$ 減少し、増殖比は0.11増加した。増殖比の差が小さいのは、小型炉心ではランケット部分のスミア密度を75%のままとしたためである。これらの結果から、スミア密度に対する燃焼核特性への効果は大型炉心の方が大きいと考えられる。また、スミア密度が小さくなるときの方がその効果は大きくなつてゐる。

また、スミア密度60%の金属燃料炉心と燃焼期間0.8年の酸化物燃料炉心を比較すると燃焼反応度損失及び増殖比はほぼ同程度となつた。これは、金属燃料よりも酸化物燃料の方が高密度になつたため、中性子スペクトルが硬いことによる効果を相殺したためと考えられる。また、Table 7.4.8に示されているように、1サイクル当りのプルトニウム装荷量もほぼ同程度になつた。高速中性子照射量はスミア密度75%の金属燃料炉心よりも更に $0.3 \times 10^{23} nvt$ 大きくなつた。これは、炉心内の燃料核種の数密度の減少とともに中性子束が増加するためと考えられる。

大型炉心ではスミア密度を90%にすると高速中性子照射量は10%改善されたが、小型炉心では殆ど改善されなかつた。

反応度計算の結果についてはTable 7.4.9に示した。ドップラー係数を比較すると、金属燃料炉心では $-3.47 \times 10^{-3} TdT/dk$ 、酸化物燃料炉心では $-5.93 \times 10^{-3} TdT/dk$ となり、絶対値で比較すると金属燃料炉心の方が41%小さくなつた。大型炉心と

比べると、金属燃料炉心で $2.56 \times 10^{-3} \text{ TdT/dk}$ 、酸化物燃料炉心で $2.97 \times 10^{-3} \text{ TdT/dk}$ 增加した。

ナトリウムボイド反応度については、摂動計算の結果をTable 7.4.10に示した。ナトリウムボイド反応度は金属燃料炉心で $1.66\% \delta k/kk'$ 、酸化物燃料炉心で $1.25\% \delta k/kk'$ となり、金属燃料炉心は酸化物燃料炉心より33%大きくなつた。この差は、大型炉心でのナトリウムボイド反応度の差よりかなり小さくなつた。成分別にみると、もっとも影響のある成分は減速成分であり、金属燃料炉心の方が36%大きくなつているのに對し、負の反応度となる中性子の炉心からの洩れの成分は絶対値で比較すると金属燃料炉心の方が21%大きくなつた。

制御棒価値は $0.6\% \delta k/kk'$  金属燃料が小さくなつたが、燃焼反応度損失の差が $1.53\% \delta k/kk'$  であるので、小型炉心の場合も酸化物燃料炉心と同じ制御棒挿入方式で制御棒要求を十分満たせると考えられる。

## 7. 5 まとめ

小型炉心と大型炉心で金属燃料を用いる場合の特色の差異及び同一点について以下にまとめる。

- ・燃焼反応度損失及び増殖比は大型炉心、小型炉心とも酸化物燃料炉心に比べて優れており、特に大型炉心では燃焼期間を酸化物燃料より1年延ばしても同程度の燃焼特性が得られた。
- ・高速中性子照射量は大型炉心では30%程度増加するが小型炉心では10%程度の増加ですんだ。
- ・ナトリウムボイド反応度損失は金属燃料炉心が大きくなるが、小型炉心では30%程度の増加であるのに對し、大型炉心では約2.5倍にもなつた。
- ・ドップラー係数を絶対値で比較すると、大型炉心では30%小さくなつたのに對し、小型炉心では40%小さくなつた。
- ・制御棒価値は大型炉心、小型炉心とも酸化物燃料炉心との差は殆どなかつた。金属燃料炉心は燃焼反応度損失が小さいので従来の制御棒挿入方式で制御棒要求を十分満たせると考えられる。

- ・スミア密度の変化に対する燃焼反応度損失及び増殖比の感度は大型炉心の方が大きかった。また、大型炉心ではスミア密度が十分高くとれれば燃焼反応度損失のない炉心も可能になろう。

### 参考文献

- (1) L. C. Walter et. al., Nucl. Technol. 65, 179(1984).
- (2) T. B. Fowler, D. R. Vondy, and G. W. Cunningham, ORNL-TM-2496, Rev. 2(1971).
- (3) M. Shimoda, T. Takeda, and T. Sekiya, Tech. Rep. Osaka Univ., 37, 231(1987).

Table 7.2.1 Reactor design parameters  
for large core

---

Reactor power, MWe	1000
Core concept	Homogeneous
Core height, cm	100
Core diameter, cm	320
Axial blanket height, cm	35
Number of assemblies	
Inner core	186
Outer core	150
Radial blanket	150
Control	25
Radial reflector	348
Fuel cycle length, year	1
Fuel residence time, cycle	
Driver	3
Radial blanket	4/5

---

Table 7.2.2 Assembly design parameters  
for large core

---

<b>Driver</b>		
Number of pins per assemblies	271	
Assembly pitch, mm	160.9	
Fuel pin diameter, mm	7.4	
Cladding thickness ,mm	0.4	
Pellet diameter, mm	6.44	
Volume fraction, %		
Fuel	41.4	
Structure	21.4	
Sodium	37.2	
 <b>Radial blanket</b>		
Number of pins per assemblies	127	
Fuel pin diameter, mm	11.8	
Cladding thickness ,mm	0.37	
Pellet diameter, mm	10.90	
Volume fraction, %		
Fuel	54.5	
Structure	17.1	
Sodium	28.4	
 Pu isotope fraction*, wt%	54/24/14/4	
 <hr/>		
<b>Fuel type</b>	<b>Metal</b>	<b>Oxide</b>
Fuel composition	U-Pu-10wt%Zr	(U,Pu)O <sub>2</sub>
Smear density, %	75	92
 <hr/>		

\*  $^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}/^{241}\text{Pu}/^{242}\text{Pu}$

Table 7.2.3 Control assembly design parameter for large core

	Primary	Secondary
$^{10}\text{B}$ enrichment, wt%	45	87.5
$^{10}\text{B}$ inventory per assembly, kg	5.5	12.5
Volume fraction*, %		
$\text{B}_4\text{C}$	30( 0)	35( 0)
Structure	24(10)	20(10)
Sodium	46(90)	45(90)

\* (C.R.P.)

Table 7.2.4 Reactor design parameters  
for small core

Recator power, MWe	280
Core concept	Homogeneous
Core height, cm	93
Core diameter, cm	180
Axial blanket height, cm	30
Number of assemblies	
Inner core	108
Outer core	90
Radial blanket	174
Control	19
Radial reflector	324
Fuel cycle length, year	0.8
Fuel Residence time, cycle	
Driver	3
Radial blanket	3

Table 7.2.5 Assembly design parameters  
for small core

**Driver**

Number of pins per assemblies	169
Assembly pitch, mm	115.6
Fuel pin diameter, mm	6.5
Cladding thickness ,mm	0.47
Volume fraction, %	
Fuel	35.5
Structure	24.4
Sodium	40.1

**Radial blanket**

Number of pins per assemblies	61
Fuel pin diameter, mm	12.0
Cladding thickness ,mm	0.50
Volume fraction, %	
Fuel	46.5
Structure	19.1
Sodium	34.2

Pu isotope fraction\*, wt%                         54/24/14/4

Fuel type	Metal	Oxide
Fuel composition	U-Pu-10wt%Zr	(U,Pu)O <sub>2</sub>
Smear density, %	75	92

\* <sup>239</sup>Pu/<sup>240</sup>Pu/<sup>241</sup>Pu/<sup>242</sup>Pu

Table 7.2.6 Control assembly design parameter for small core

$^{10}\text{B}$ enrichment, wt%	19.8
$^{10}\text{B}$ inventory per assembly, kg	0.8
Volume fraction*, %	
$\text{B}_4\text{C}$	19.2( 0.0)
Structure	29.3(24.4)
Sodium	49.2(75.6)

\* (C.R.P.)

Table 7.2.7 Assembly design parameters for  
large core using small size pin

---

**Driver**

Number of pins per assemblies	271
Assembly pitch, mm	146.0
Fuel pin diameter, mm	6.5
Cladding thickness ,mm	0.7
Pellet diameter, mm	5.40
Volume fraction, %	
Fuel	33.6
Structure	24.8
Sodium	39.6

**Radial blanket**

Number of pins per assemblies	91
Fuel pin diameter, mm	12.1
Cladding thickness ,mm	0.5
Pellet diameter, mm	10.90
Volume fraction, %	
Fuel	46.0
Structure	19.4
Sodium	33.0

---

Fuel type	Metal	Oxide
-----------	-------	-------

Fuel composition	U-Pu-10wt%Zr	(U,Pu)O <sub>2</sub>
Smear density, %	75	92

Table 7.2.8 Energy group structure of 7 and 16 groups

7 groups						
Group	Corresponding group in 70 groups of JENDL-2			Energy range		
1	1	-	4	10.0	-	3.68 MeV
2	5	-	8	3.68	-	1.35
3	9	-	19	1.35	-	0.09
4	20	-	28	86.5	-	9.12 keV
5	29	-	37	9.12	-	0.961
6	38	-	46	961	-	101 eV
7	47	-	70	101	-	thermal

16 groups						
Group	Corresponding group in 70 groups of JENDL-2			Energy range		
1	1	-	2	10.0	-	6.07 MeV
2	3	-	4	6.07	-	3.68
3	5	-	6	3.68	-	2.23
4	7	-	8	2.23	-	1.35
5	9	-	10	1.35	-	0.82
6	11	-	13	0.82	-	0.39
7	14	-	16	0.39	-	0.18
8	17	-	19	0.18	-	0.09
9	20	-	22	86.5	-	40.9 keV
10	23	-	25	40.9	-	19.3
11	26	-	28	19.3	-	9.12
12	29	-	31	9.12	-	4.31
13	32	-	34	4.31	-	2.03
14	35	-	37	2.03	-	0.961
15	38	-	40	961	-	454 eV
16	41	-	70	454	-	thermal

Table 7.3.1 Reactor performance parameters for large metal core

	Fuel cycle length, y		
	1	2	3
Pu enrichment, wt.%			
Inner core	11.62	11.90	12.40
Outer core	15.80	17.90	22.30
Burnup reactivity swing, %dk/kk'	0.84	2.90	6.30
Breeding ratio (MOEC)	1.397	1.291	1.192
Pu fissile inventory, t			
BOEC			
$^{239}\text{Pu}$	3.07	3.67	4.25
$^{241}\text{Pu}$	0.48	0.45	0.47
Total	3.55	4.12	4.72
EOEC			
$^{239}\text{Pu}$	3.50	4.29	4.88
$^{241}\text{Pu}$	0.38	0.31	0.29
Total	3.88	4.60	5.17
Discharge burnup, Mwd/t			
Max. in pelett	114000	209000	308000
Max. in Assembly	92000	161000	250000
Average	79000	150000	213000
Peak fast fluence, $10^{23}\text{nvt}$	3.82	6.52	9.05
Ave. power density, W/cc			
BOEC	304	293	282
EOEC	294	274	256

Table 7.3.2 Breeding ratio for large metal core at MOEC

	Fuel cycle length, y		
	1	2	3
Core	0.903	0.798	0.700
Axial blanket	0.274	0.260	0.242
Radial blanket	0.219	0.232	0.250
Total	1.397	1.291	1.192

Table 7.3.3 Reactor performance parameters for large oxide core

	Fuel cycle length, y	
	1	2
Pu enrichment, wt.%		
Inner core	15.68	18.96
Outer core	20.49	24.46
Burnup reactivity swing, %dk/kk'	3.5	8.2
Breeding ratio (MOEC)	1.216	1.088
Pu fissile inventory, t		
BOEC		
$^{239}\text{Pu}$	3.19	3.85
$^{241}\text{Pu}$	0.53	0.56
Total	3.72	4.41
EOEC		
$^{239}\text{Pu}$	3.49	4.15
$^{241}\text{Pu}$	0.43	0.40
Total	3.92	4.55
Discharge burnup, MWd/t		
Max. in pellet	139000	238000
Max. in Assembly	108000	198000
Average	97000	180000
Peak fast fluence, $10^{23}\text{nvt}$	2.85	5.22
Ave. power density, W/cc		
BOEC	308	302
EOEC	298	282

Table 7.3.4 Breeding ratio for large oxide core at MOEC

	Fuel cycle length, y	
	1	2
Core	0.797	0.682
Axial blanket	0.237	0.244
Radial blanket	0.185	0.224
Total	1.220	1.088

Table 7.3.5 Microscopic absorption cross section of F.P.

	Fuel type	
	Metal	Oxide
F.P. of U	0.29	0.41
F.P. of Pu	0.40	0.54

unit : barn

Table 7.3.6 Loading mass and discharge mass of Pu fissile per cycle for large metal core

	$^{239}\text{Pu}$		$^{241}\text{Pu}$	
	Loading	Discharge	loading	Discharge
Inner core	392.13	470.70	94.65	43.58
Outer core	429.99	415.19	103.79	54.68
Axial blanket	0.00	213.15	0.00	0.21
Radial blanket				
Inner	0.00	103.48	0.00	0.07
Outer	0.00	64.15	0.00	0.05
Total	822.12	1266.67	198.44	98.59

unit : kg

Table 7.3.7 Reactor performance parameters for large core using small size pin

	Fuel type	
	Metal	Oxide
Pu enrichment, wt.%		
Inner core	14.53	19.60
Outer core	20.50	26.60
Burnup reactivity swing, %dk/kk'	3.6	6.4
Breeding ratio (MOEC)	1.225	1.070
Pu fissile inventory, t		
BOEC		
$^{239}\text{Pu}$	2.68	2.76
$^{241}\text{Pu}$	0.42	0.47
Total	3.10	3.22
EOEC		
$^{239}\text{Pu}$	2.96	2.92
$^{241}\text{Pu}$	0.32	0.36
Total	3.29	3.28
Discharge burnup, MWd/t		
Max. in pelett	148000	184000
Max. in Assembly	122000	141000
Average	109000	130000
Peak fast fluence, $10^{23}\text{nvt}$	4.40	3.44
Ave. power density, W/cc		
BOEC	366	371
EOEC	349	354

Table 7.3.8 Breeding ratio for large core using small size pin at MOEC

	Fuel type	
	Metal	Oxide
Core	0.748	0.654
Axial blanket	0.247	0.218
Radial blanket	0.229	0.198
Total	1.225	1.070

Table 7.3.9 Reactor performance parameters for large metal core with various smear densities

	Smear density, %		
	60	75	90
Pu enrichment, wt.%			
Inner core	14.80	11.62	10.20
Outer core	20.20	15.80	13.80
Burnup reactivity swing, %dk/kk'	3.30	0.84	-0.77*
Breeding ratio (MOEC)	1.225	1.397	1.512
Pu fissile inventory, t			
BOEC			
$^{239}\text{Pu}$	2.96	3.07	3.22
$^{241}\text{Pu}$	0.48	0.48	0.49
Total	3.45	4.55	4.71
EOEC			
$^{239}\text{Pu}$	3.26	3.50	3.74
$^{241}\text{Pu}$	0.38	0.38	0.39
Total	3.64	3.88	4.14
Discharge burnup, MWd/t			
Max. in pelett	135000	114000	97000
Max. in Assembly	112000	92000	77000
Average	97000	79000	67000
Peak fast fluence, $10^{23} \text{nvt}$	4.00	3.82	3.58
Ave. power density, w/cc			
BOEC	303	304	307
EOEC	290	294	299

\* :keff=1.001 , EOEC:keff=1.008

Table 7.3.10 Breeding ratio for large metal core with various smear densities at MOEC

	Smear density, %		
	60	75	90
Core	0.746	0.903	1.026
Axial blanket	0.220	0.219	0.211
Radial blanket	0.259	0.274	0.274
Total	1.225	1.397	1.512

Table 7.3.11 Reactivity worths of large core

	Fuel type	
	Metal	Oxide
Sodium void worth, %dk/kk'	3.31	1.43
Fuel Doppler coefficient, $-10^{-3} T dk/dT$	5.45	8.90
Control rod worth, %dk.kk'	11.3	11.7

Table 7.4.1 Reactor performance parameters for small metal core

	Fuel cycle length, y		
	0.8	1.0	2.0
Pu enrichment, wt.%			
Inner core	15.5	16.2	19.0
Outer core	22.6	23.2	26.5
Burnup reactivity swing, %dk/kk'	2.71	3.51	7.60
Breeding ratio (MOEC)	1.318	1.289	1.174
Pu fissile inventory, t			
BOEC			
$^{239}\text{Pu}$	1.02	1.06	1.24
$^{241}\text{Pu}$	0.19	0.17	0.19
Total	1.21	1.23	1.43
EOEC			
$^{239}\text{Pu}$	1.11	1.17	1.38
$^{241}\text{Pu}$	0.16	0.15	0.13
Total	1.27	1.32	1.51
Ave. discharge burnup, Mwd/t	67700	84100	161500
Power fraction of core, %	91.9	91.3	87.7
Peak fast fluence, $10^{23} \text{nvt}$	2.75	3.45	6.57
Ave. power density, W/cc			
BOEC	312	311	305
EOEC	304	301	283

Table 7.4.2 Breeding ratio for small metal core at MOEC

	Fuel cycle length, y		
	0.8	1.0	2.0
Inner core	0.470	0.459	0.395
Outer core	0.239	0.231	0.204
Axial blanket	0.230	0.228	0.215
Radial blanket	0.379	0.371	0.360
Total	1.318	1.289	1.174

Table 7.4.3 Reactor performance parameters for small oxide core

	Fuel cycle length, y	
	0.8	1.0
Pu enrichment, wt.%		
Inner core	20.0	20.7
Outer core	27.0	29.3
Burnup reactivity swing, %dk/kk'	4.24	5.31
Breeding ratio (MOEC)	1.163	1.156
Pu fissile inventory, t		
BOEC		
$^{239}\text{Pu}$	1.00	1.04
$^{241}\text{Pu}$	0.19	0.19
Total	1.19	1.23
EOEC		
$^{239}\text{Pu}$	1.06	1.11
$^{241}\text{Pu}$	0.16	0.15
Total	1.22	1.27
Ave. discharge burnup, MWd/t	84000	104200
Power fraction of core, %	92.8	92.1
Peak fast fluence, $10^{23} \text{nvt}$	2.48	2.99
Ave. power density, W/cc		
BOEC	315	314
EOEC	307	303

Table 7.4.4 Breeding ratio for small oxide core at MOEC

	Fuel cycle length, y	
	0.8	1.0
Inner core	0.427	0.412
Outer core	0.212	0.207
Axial blanket	0.198	0.196
Radial blanket	0.326	0.326
Total	1.163	1.141

Table 7.4.5 Loading mass and discharge mass of Pu fissile per cycle for small core

	Metal			Oxide	
	0.8y	1.0y	2.0y	0.8y	1.0y
<b>Loading mass, kg</b>					
<sup>239</sup> Pu	308.2	317.5	368.8	310.6	323.6
<sup>241</sup> Pu	74.4	76.6	89.0	75.0	78.1
Total	382.6	394.1	457.8	385.6	401.7
<b>Discharge mass, kg</b>					
<sup>239</sup> Pu	399.7	421.8	500.2	373.0	392.7
<sup>241</sup> Pu	44.3	41.2	32.1	44.5	42.2
Total	444.0	463.0	532.3	417.5	434.9

Table 7.4.6 Reactor performance parameters for small metal core with various smear densities

	Smear density, %		
	60	75	90
<b>Pu enrichment, wt.%</b>			
Inner core	19.6	15.5	12.7
Outer core	26.6	22.6	18.7
<b>Burnup reactivity swing, %dk/kk'</b>			
	4.25	2.71	1.44
Breeding ratio (MOEC)	1.225	1.318	1.401
<b>Pu fissile inventory, t</b>			
BOEC			
<sup>239</sup> Pu	0.97	1.02	1.24
<sup>241</sup> Pu	0.18	0.19	0.19
Total	1.15	1.21	1.43
EOEC			
<sup>239</sup> Pu	1.05	1.11	1.38
<sup>241</sup> Pu	0.15	0.16	0.13
Total	1.20	1.27	1.51
Ave. discharge burnup, MWd/t	83300	67700	56800
Power fraction of core, %	90.5	91.9	92.5
Peak fast fluence, $10^{23}$ nvt	3.04	2.75	2.70
<b>Ave. power density, W/cc</b>			
BOEC	309	312	314
EOEC	298	304	306

Table 7.4.7 Breeding ratio for small metal core  
with various smear densities at MOEC

	Smear density, %		
	60	75	90
Inner core	0.383	0.470	0.544
Outer core	0.192	0.239	0.281
Axial blanket	0.249	0.230	0.215
Radial blanket	0.401	0.379	0.365
Total	1.225	1.318	1.401

Table 7.4.8 Loading mass and discharge mass of Pu fissile  
per cycle for small metal core with various  
smear densities at MOEC

	Smear density		
	60%	75%	90%
Loding mass, kg			
$^{239}\text{Pu}$	299.9	308.2	304.7
$^{241}\text{Pu}$	72.4	74.4	73.5
Total	372.3	382.6	378.3
Discharge mass, kg			
$^{239}\text{Pu}$	373.0	399.7	410.8
$^{241}\text{Pu}$	41.9	44.3	44.3
Total	414.9	444.0	455.1

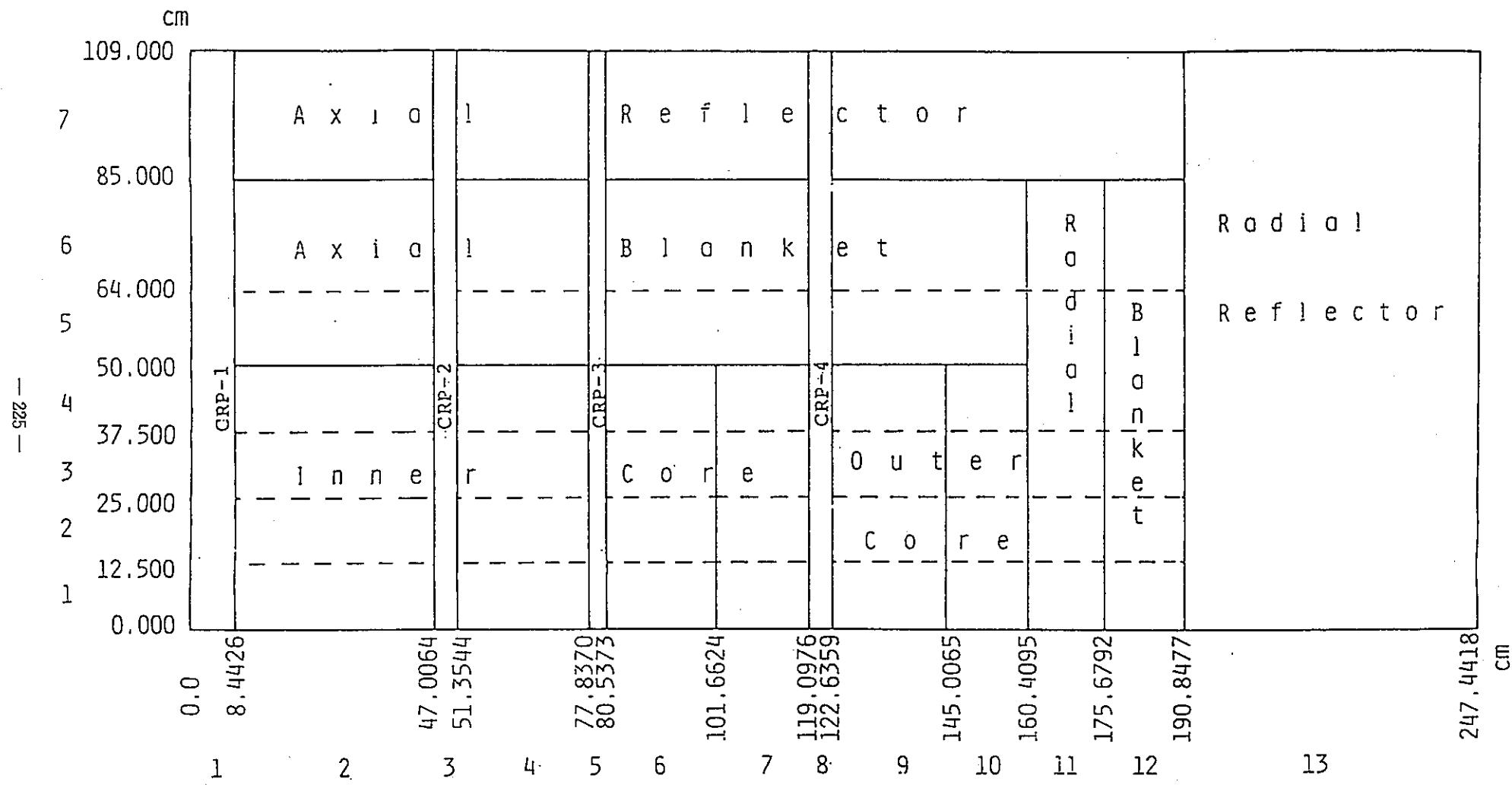
Table 7.4.9 Reactivity worths of small core

	Fuel type	
	Metal	Oxide
Sodium void worth, %dk/kk'	1.66	1.25
Fuel Doppler coefficient, $-10^{-3} T dk/dT$	3.47	5.93
Control rod worth, %dk/kk'		
Total	9.38	10.00
Stuck	0.65	0.68

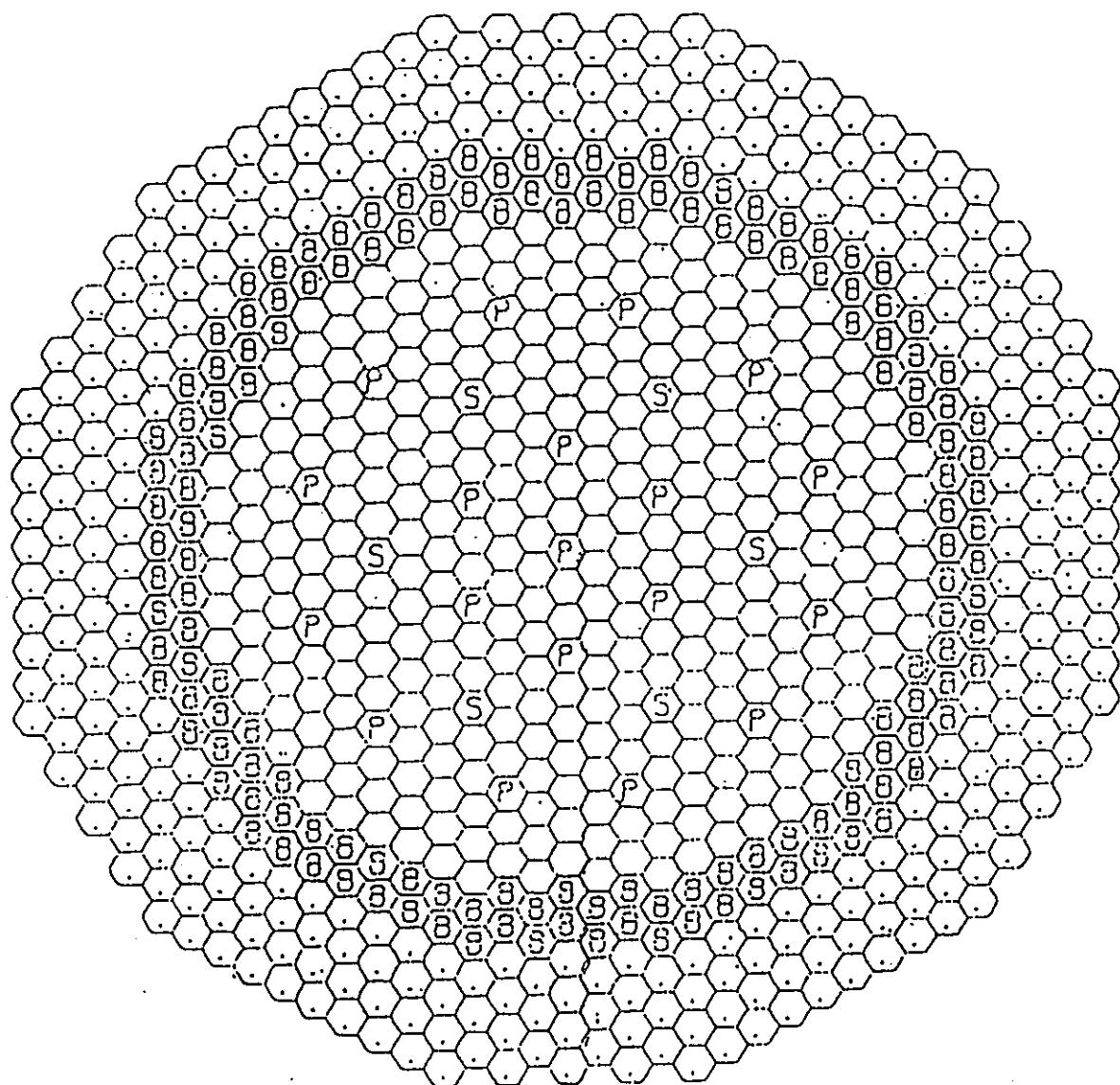
Table 7.4.10 Sodium void worth of small core

	Fuel type	
	Metal	Oxide
Leakage	-1.65	-1.36
Absorption	0.27	0.38
Spectrum	2.97	2.19
Fission	0.06	0.04
Total	1.65	1.25

unit : %dk/kk'

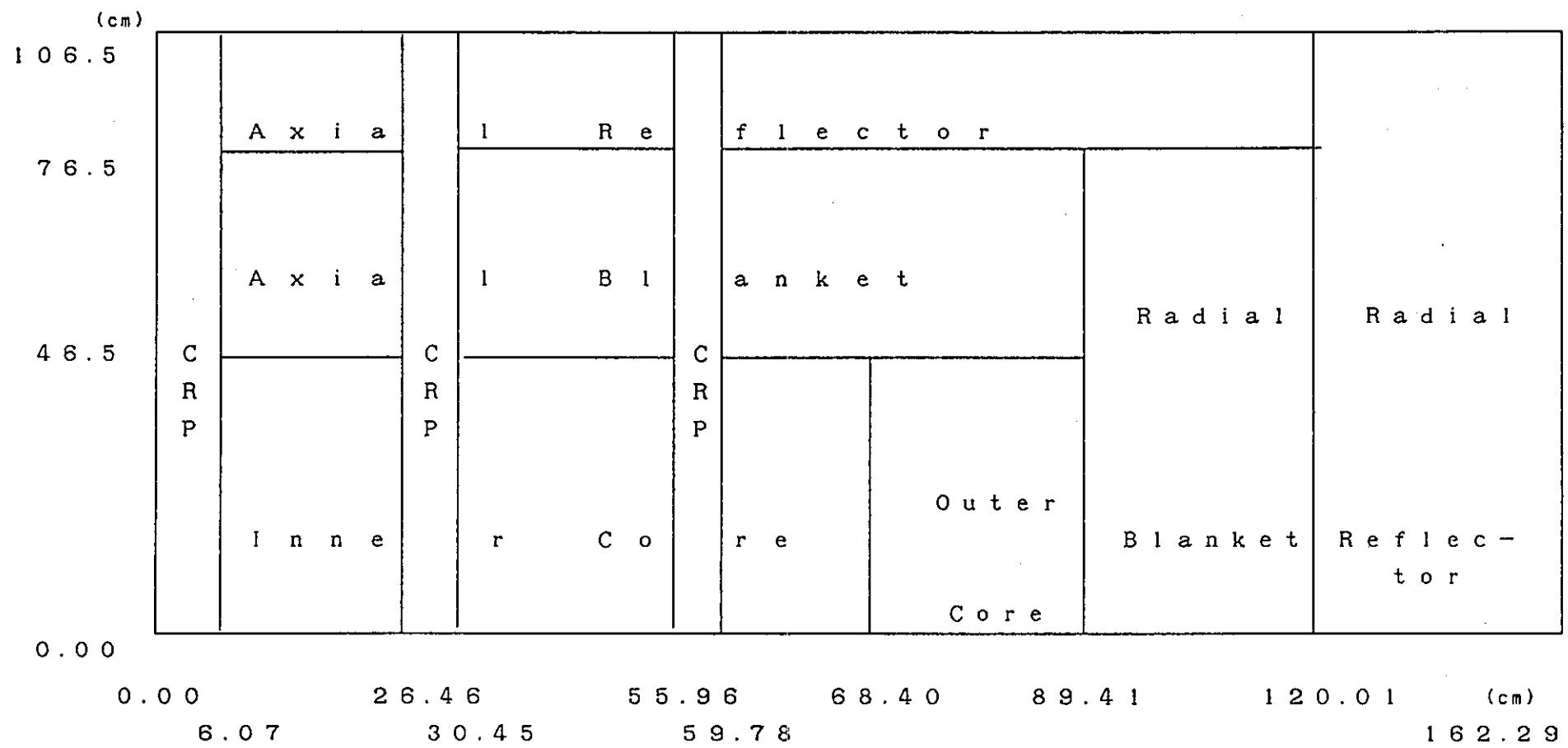


F i g . 7 . 2 . 1 R - Z model of large core

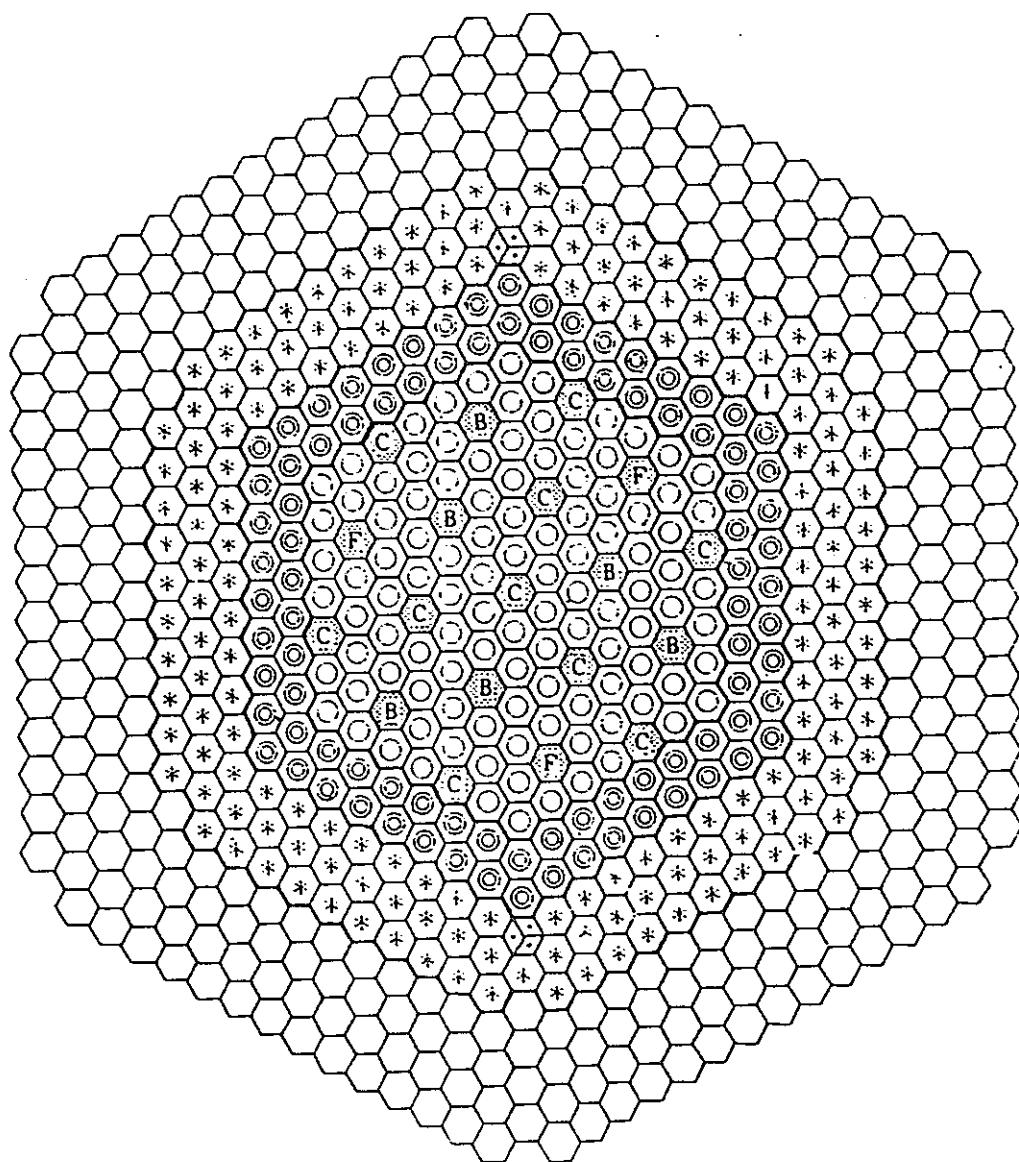


- Core assembly
- ◎ Radial blanket assembly
- Primary rod
- Secondary rod
- ◆ Reflector

Fig. 7.2.2 Cross section view of large core



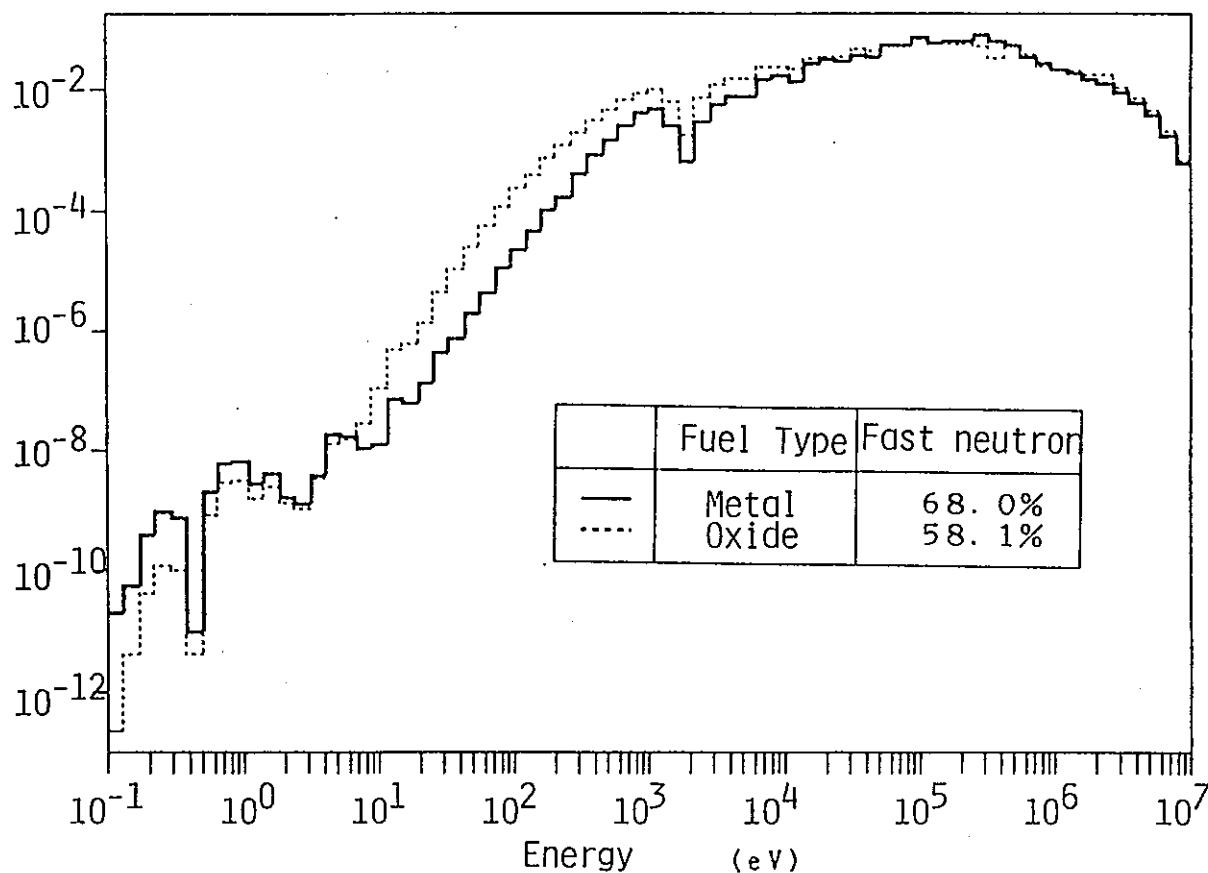
F i g . 7 . 2 . 3      R-Z model of small core



- Inner core assembly
- Outer core assembly
- \* Radial blanket assembly
- C F B Control assembly
- + Neutron source
- Hexagon Reflector

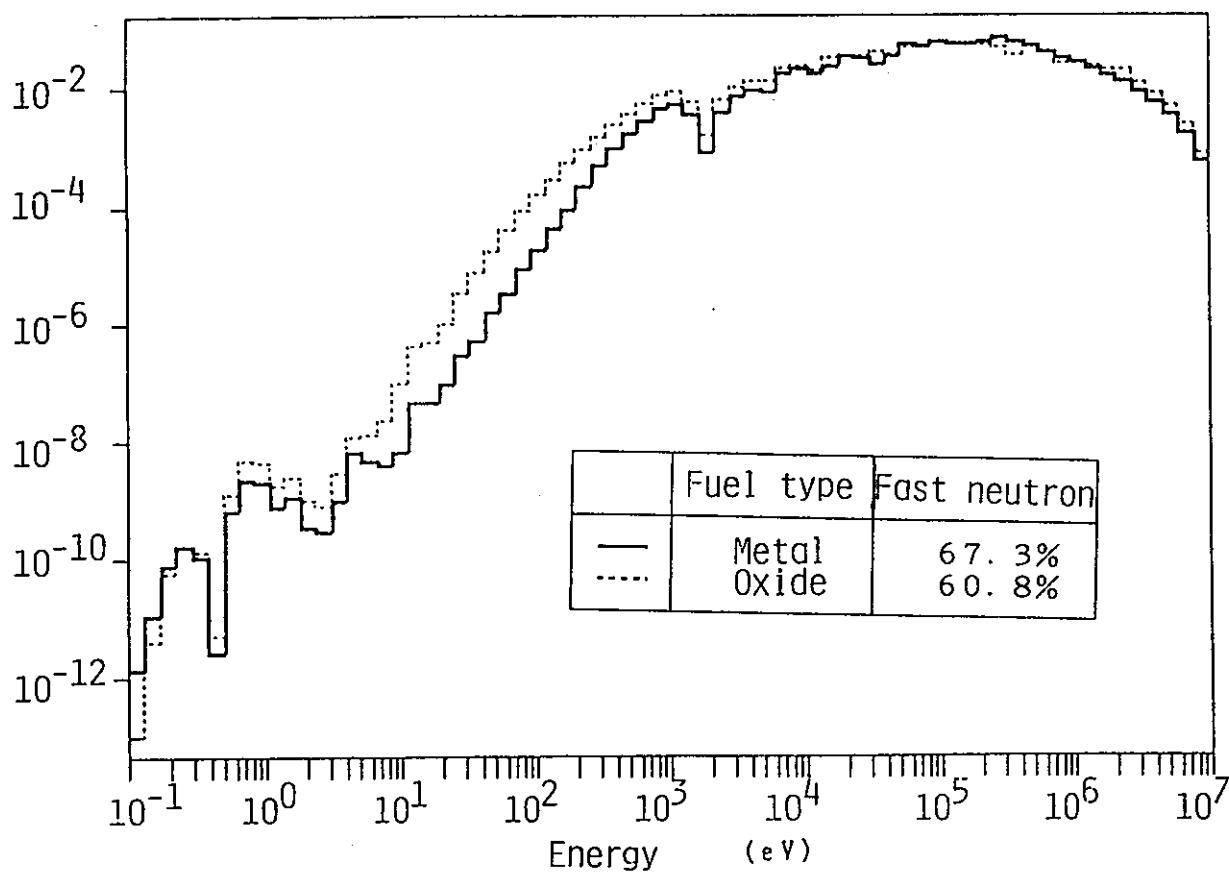
Fig. 7.2.4 Cross sectional view of small core

Neutron flux (arbitrary unit)



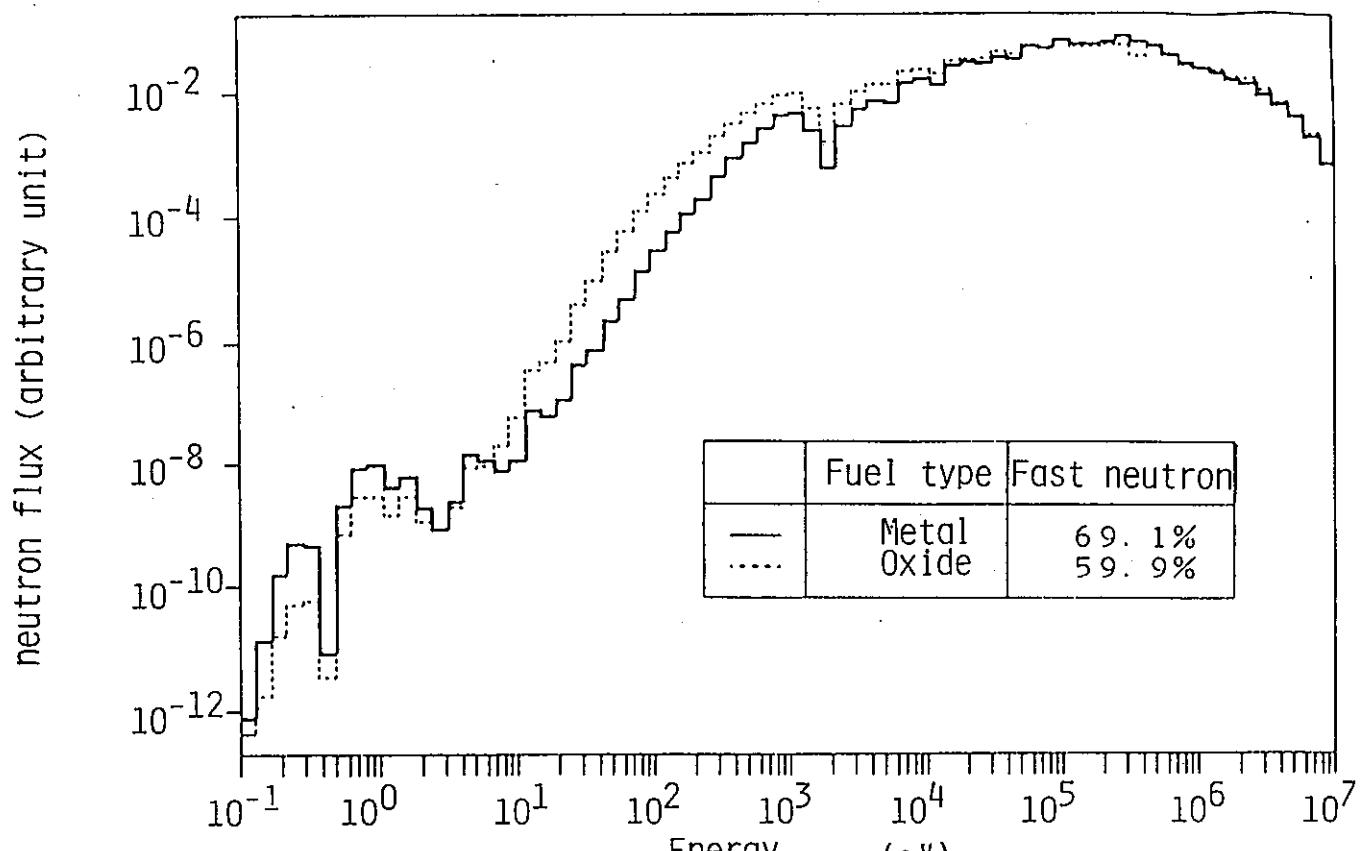
(a) Inner core

Neutron flux (arbitrary unit)



(b) Outer core

Fig. 7.3.1 Neutron spectrum of large core



(a) Inner core

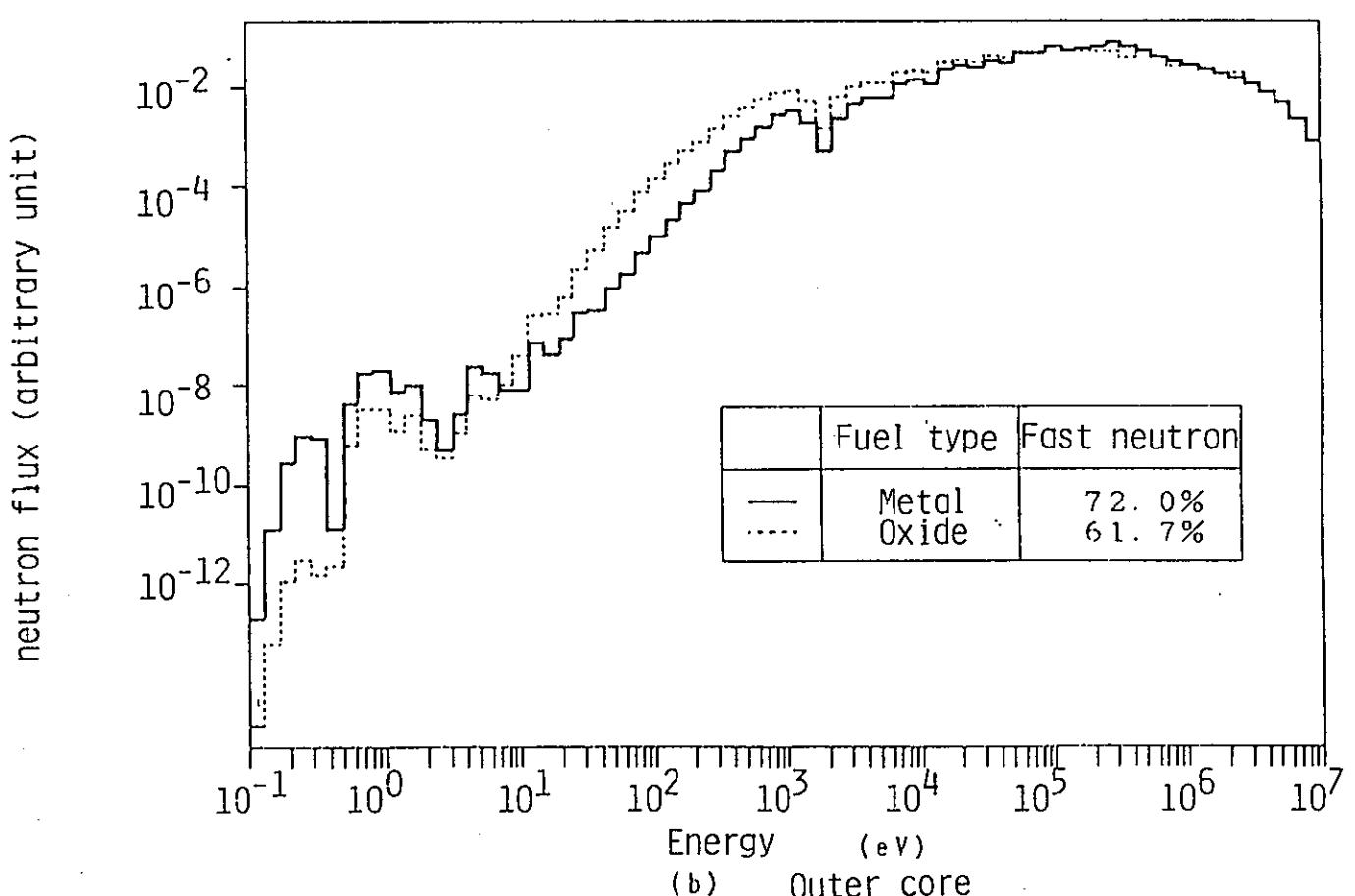


Fig. 7.4.1 Neutron spectrum of small core

謝

幸

本研究を進めるに当たり、有益な情報を提供され、ご助言を頂いた動力炉・核燃料開発事業団高速増殖炉開発本部の白方敬章・大谷暢夫・山本敏久の各氏に深く感謝の意を表する次第である。

## 正誤表

ii L9 干渉効果大きい → 干渉効果が大きい

vii L5 coefficient → diffusion coefficient

P. 4 L5 Before → before

P. 8 L14  $\sum_s g \rightarrow g' (r) \rightarrow \sum_s g \rightarrow g' (\vec{r})$

P. 9 L7  $\frac{1}{N_g} [ \rightarrow \frac{1}{N_g} \sum [$

P. 14 L1  $(\vec{B} \cdot \phi^R, g (\vec{r}, \vec{\Omega}) \rightarrow \phi^R, g (\vec{r}, \vec{\Omega})$

P. 15 L13  $P_{1k, j}^{01, g} \rightarrow P_{ij, k}^{01, g}$

L16  $P_{ij, k}^g \rightarrow P_{ij, k}^{01, g}$

P. 75 (2-38) 式、(2-39) 式及び

→ (2-47) 式、(2-48) 式及び

P. 91 図中の % error は、実際の値の 10 倍の値となっているので、正確な値は図  
92 中の % error を  $1/10$  にしたものとなる。