

板状燃料高速臨界集合体における
非等方拡散効果の研究

1981年3月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI レポート

この報告書は、日本原子力研究所で行われた研究および技術の成果を研究成果編集委員会の審査を経て、不定期に刊行しているものです。

研究成果編集委員会

委員長 森 茂 (理事)

委 員

朝岡 卓見 (原子炉工学部)	田中 茂也 (物理部)
安達 公道 (安全工学部)	田中 正俊 (核融合研究部)
伊藤 彰彦 (環境安全部)	田村 早苗 (大型トカマク開発部)
土野 馨 (原子炉化学部)	仲本秀四郎 (技術情報部)
岡本 次郎 (高崎研究所)	長崎 隆吉 (燃料工学部)
神原 忠則 (材料試験炉部)	沼宮内弼雄 (保健物理部)
栗山 将 (高崎研究所)	橋谷 博 (原子炉化学部)
小林 岩夫 (動力試験炉部)	浜口 由和 (物理部)
接井 裕 (研究炉管理部)	原 昌雄 (動力炉開発・安全性研究管理部)
佐藤 一男 (安全解析部)	更田豊治郎 (企画室)
佐野川好母 (高温工学部)	三井 光 (高崎研究所)
四方 英治 (製造部)	

入手 (資料交換による)、複製などの問合せは、日本原子力研究所技術情報部 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村) あて、お申しつきください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター (茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内) で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI Report

Published by the Japan Atomic Energy Research Institute

Board of Editors

Shigeru Mori (Chief Editor)

Hiromichi Adachi	Akihiko Ito	Hideshiro Nakamoto	Eiji Shikata
Takumi Asaoka	Masanori Kanbara	Takao Numakunai	Sanae Tamura
Toyojiro Fuketa	Iwao Kobayashi	Jiro Okamoto	Masatoshi Tanaka
Yoshikazu Hamaguchi	Isamu Kuriyama	Hiroshi Sakurai	Shigeya Tanaka
Masao Hara	Hiroshi Mitsui	Konomo Sanokawa	Kaoru Ueno
Hiroshi Hashitani	Ryukich Nagasaki	Kazuo Sato	

Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to the Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun Ibaraki-ken, Japan.

板状燃料高速臨界集合体における非等方拡散効果の研究

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

白 方 敬 章

1980年9月30日受理

板状セル高速臨界集合体における中性子拡散の異方性ならびにそれが臨界性に与える効果について調べた。板状セルの拡散係数異方性は従来セル計算によってしか求められなかつたが、それを臨界実験の手法により測定する方法を新たに提案した。それは集合体内の板状セルの方向変換に伴なう反応度変化の測定値から摂動論に基づいて異方性を導くという方法である。この測定法を FCA VII-1 集合体に適用した結果 Benoist 理論による異方性の計算値とほぼ一致した測定値が得られ、この測定法の妥当性が確認された。

一方、拡散係数の異方性が集合体の臨界性に与える効果を輸送理論補正の場合と同様に等方拡散計算の k_{eff} 値に対する補正項として取扱う方法を新たに提案した。この補正法で必要なものは通常の等方拡散計算と Benoist 理論による異方性の計算だけであり、2次元あるいは3次元の非等方拡散方程式を解くには及ばない。摂動論に基づくこの補正法は板状セル体系の臨界性補正法として現実的かつ有用な方法であることが分った。

この補正法を現実の板状セル高速臨界集合体に適用した結果、非等方拡散効果は k_{eff} の予測精度に匹敵、あるいはそれを超えるほどの大きさであることが分った。炉心およびプランケット共に板状セル系の場合、この非均質効果は $-0.4 \sim -0.8\% \Delta k/k$ 程度の値に達する。Na ボイド系の集合体ではさらにこの2倍以上の値になる。したがって、非等方拡散効果は板状セル体系の臨界性評価にとって極めて重要な補正であり、従来の非均質効果補正や輸送理論補正と同様に常に考慮されなければならないことが明らかになった。

A Study of Anisotropic Diffusion Effect on Plate Lattice Fast Critical Assembly

Keisho Shirakata

Division of Reactor Engineering, Tokai Research Establishment,
Japan Atomic Energy Research Institute,
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

Received September 30, 1980

The anisotropy of neutron diffusion in a plate lattice fast critical assembly and its effect on the criticality have been investigated. A new method is proposed here for the determination of the diffusion coefficient anisotropy of plate cell by means of integral measurements on a critical assembly, while the anisotropy has hitherto been determined only by the cell calculation. In the present method, the anisotropy is derived from the measurement of reactivity change due to turning the plate direction in the assembly, based on the perturbation theory. The method of measurement was applied to plate cells of FCA Assembly VII-1. The measured results of anisotropies agree on the whole with the calculated results by Benoist's formula, which confirms the appropriateness of the method.

In addition, a new method for the treatment of anisotropic diffusion effect on the criticality is proposed, in which like the transport correction, the anisotropic effect is treated as a correction term to be applied to the k_{eff} value obtained by the conventional isotropic diffusion calculation. The method requires just the conventional isotropic diffusion calculation and the anisotropic cell calculation, instead of solving the 2- or 3-dimensional anisotropic diffusion equation. The method of correction, based on the perturbation theory, has been shown to be practical and useful for the calculation of the criticality of a plate lattice assembly.

As a result of application of the correction method to actual plate lattice fast critical assemblies, the anisotropic diffusion effect was found to be comparable with, or more than the current prediction accuracy of k_{eff} value. The effect amounts to $-0.4 \sim -0.8\% \Delta k/k$ in case of an assembly composed of plate lattice core and blanket. For the sodium-voided assembly, the effect is enhanced up to more than 2 times of it. It has been made clear that the anisotropic diffusion effect gives a highly important correction for the prediction of the criticality of a plate lattice assembly, which should always be considered as the usual heterogeneity and transport corrections.

Keywords: Neutron Diffusion, Anisotropy, Directional Diffusion Coefficient, Plate Lattice Assembly, Fast Critical Assembly, Perturbation Theory, Criticality, Corrections, Cell Calculation, Diffusion Calculation

目 次

1. 序 論	1
1.1 炉物理における臨界実験の重要性	1
1.1.1 高速臨界実験装置の現状	1
1.1.2 臨界実験の目的	1
1.1.3 臨界実験の内容および特徴	2
1.1.4 臨界実験の重要性	2
1.2 板状セル臨界実験とその解析法の問題点	3
1.2.1 板状セル構造	3
1.2.2 非均質効果	3
1.2.3 非等方輸送効果	4
1.2.4 セル計算	4
1.2.5 バンチング実験	5
1.3 臨界実験における本研究の位置付け	5
1.3.1 炉物理における本研究の背景	5
1.3.2 セル計算と Benoist 理論の拡散係数の違い	6
1.3.3 本研究の内容と位置付け	7
2. 拡散係数異方性の測定法	9
2.1 測定法の原理	9
2.2 FCA VII-1 炉心セルへの適用例	11
2.2.1 FCA VII-1 集合体	11
2.2.2 拡散係数異方性の測定	12
2.2.3 測定値と計算値の比較および検討	13
2.3 考 察	14
3. 臨界性に対する非等方拡散効果補正法	16
3.1 補正法の原理	16
3.2 FCA VII-1 炉心への適用	18
3.3 考 察	20
4. 非等方拡散効果補正法の適用例	22
4.1 10個の臨界集合体の記述	22
4.2 感度係数の計算	23
4.3 拡散係数の計算	25
4.4 非等方拡散効果	27
4.5 考 察	28
5. 結 論	31
謝 辞	32
参考文献	33
付録 中心 Na ボイド効果に対する非等方拡散効果	35
A.1 序 論	35
A.2 中心 Na ボイド効果実験	35
A.3 計 算 法	37
A.4 計 算 結 果	39
A.5 結 論	42

Contents

1.	Introduction	1
1.1	Importance of Critical Experiments in Reactor Physics.....	1
1.1.1	Status of Fast Critical Facilities	1
1.1.2	Purpose of Critical Experiments.....	1
1.1.3	Items and Properties of Critical Experiments	2
1.1.4	Importance of Critical Experiments	2
1.2	Problems of Experiments and Analyses of Critical Experiments with Plate Cell	3
1.2.1	Plate Cell Configuration	3
1.2.2	Heterogeneity Effect	3
1.2.3	Anisotropic Diffusion Effect.....	4
1.2.4	Cell Calculation	4
1.2.5	Bunching Experiment	5
1.3	Significance of Present Work in Critical Experiments	5
1.3.1	Background of Present Work in Reactor Physics	5
1.3.2	Difference between Diffusion Coefficients Based on Cell Calculation and Benoist's Theory.....	6
1.3.3	Contents and Significance of Present Work	7
2.	Method of Measurement of Diffusion Coefficient Anisotropy	9
2.1	Principle of Method of Measurement	9
2.2	Application to FCA VII-1 Core Cell	11
2.2.1	FCA Assembly VII-1	11
2.2.2	Measurement of Diffusion Coefficient Anisotropy.....	12
2.2.3	Comparison between Measurement and Calculation.....	13
2.3	Discussions	14
3.	Method of Criticality Correction for Anisotropic Diffusion Effect	16
3.1	Principle of Correction Method	16
3.2	Application to FCA VII-1 Core	18
3.3	Discussions	20
4.	Applications of Correction Method of Anisotropic Diffusion Effect	22
4.1	Description of Ten Critical Assemblies	22
4.2	Calculation of Sensitivity Factor	23
4.3	Calculation of Diffusion Coefficient	25
4.4	Anisotropic Diffusion Effect.....	27
4.5	Discussions	28
5.	Conclusions	31
	Acknowledgments	32
	References	33
	Appendix: Anisotropic Diffusion Effect on Central Sodium Void Reactivity Worth	35
A.1	Introduction.....	35
A.2	Central Sodium Void Experiment	35
A.3	Calculational Method	37
A.4	Calculational Results	39
A.5	Conclusions	42

1. 序 論

1.1 炉物理における臨界実験の重要性

1.1.1 高速臨界実験装置の現状

高速炉の核特性に関する研究開発の手段として、臨界実験による方法がある。それは、高速臨界実験装置を用いて任意の組成および形状を有する臨界集合体を組み、その体系の各種の炉物理量を直接測定する方法である。実際の動力炉の核特性研究が零出力の臨界実験という手法で可能であるのは、原子炉の核特性が出力に対して基本的には線型であることに基いている。高速炉の臨界実験は、核特性予測のための核データおよび計算手法がまだ不備な状態にあった高速炉開発の初期の段階からすでに始められている。最初の本格的な高速臨界実験装置である ZPR-3¹⁾ が運転を開始したのは 1955 年である。その後 1960 年代に入ると世界各国で装置が建設され、高速炉のための臨界実験が盛んになった。高速臨界実験装置の主なものとしては、米国の ZPR-3 (1971 年に閉鎖), PZR-6²⁾, ZPR-9⁴⁾, ZPPR⁵⁾, ソ連の BFS⁷⁾, 英国の VERA⁸⁾, ZEBRA⁹⁾, フランスの MASURCA¹⁰⁾¹¹⁾, 西ドイツの SNEAK¹²⁾, スウェーデンの FRO¹³⁾, 日本の

FCA¹⁴⁾ などがある。Photo. 1 は FCA の最近の写真である。これらの臨界実験装置は初期の段階においては主に U 燃料小型炉心の集合体が組まれ、現在から見れば基礎的な分野に属する種類の臨界実験が行なわれた。その後 LMFBR, すなわち液体金属冷却高速増殖炉の開発が進むに連れて、現在これらの高速臨界実験装置では主として Pu 燃料による原型炉級あるいは実証炉級の LMFBR のモックアップ炉心が組まれ、各種の模擬実験が行なわれる段階に到っている。そしてこれまで高速炉の炉型としていわゆる均質炉心が採用されて来たため、臨界実験装置においても均質系集合体が主に組まれて来た。しかしここ数年高速炉が大型化するに連れて炉心設計研究としていわゆる非均質炉心の概念¹⁵⁾ が盛んになり、臨界実験の分野でも非均質系集合体が組まれることが多くなった。今や非均質炉心の核特性の研究が高速臨界実験の最大のテーマである、と言っても過言ではない状況である。

1.1.2 臨界実験の目的

臨界実験の目的は、一言で言えば高速炉の核特性および安全性に関するデータを取ることである。そのデータ

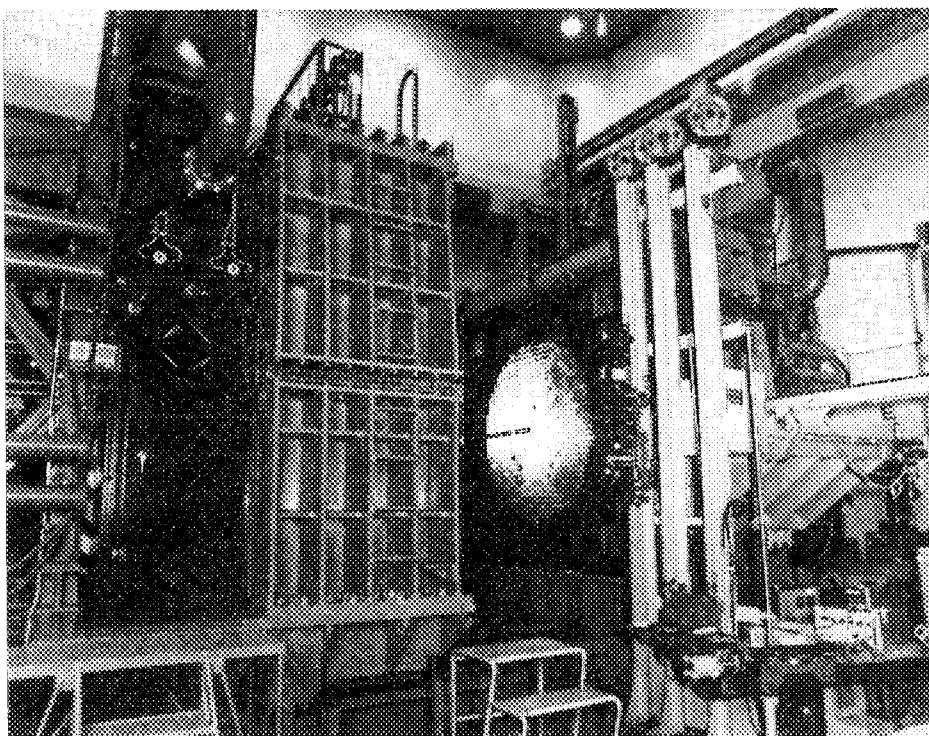


Photo. 1 The fast critical facility FCA

は高速炉の核設計法の検証と安全性の確認のために使われる。臨界実験の目的あるいは意義をもう少し具体的に書き表わすと、次の4項目に分類することができる。

(1) 炉定数セットの妥当性の確認および修正

各種の炉物理量に関する実験値と計算値を比較して炉定数の妥当性を検討する一方、逆に多数の積分実験値を用いて炉定数の方を修正することも行なわれている。

(2) 高速炉の計算手法あるいは核設計法の検証

(1) と(2) は核特性の解析あるいは予測のためのデータ・アンド・メソードとそれぞれ言われているものである。(1) および(2) の目的のためには、実験値と計算値の直接的な比較ができるいわゆるクリーン・コアの体系、すなわち炉心が1領域で単純な形状の集合体であることが望ましい。

(3) 臨界実験のための測定手法の開発および測定精度の向上

炉定数の妥当性の確認および計算手法の検証が臨界実験値に照し合わせて行われる関係から、炉定数および計算手法の精度は臨界実験における測定手法およびその精度に依存している。

(4) 工学的モックアップ

計算のためのモデル化が難しい複雑な体系の炉物理量、あるいは不確定要素が多くて計算による予測が難しい炉物理量に関する情報を得たい場合、そのための工学的モックアップ体系を組んで臨界実験を行なうことにより目的の炉物理量を実験的に求めることができる。また不測の問題点を摘出したい場合あるいは核的安全性を前以て確認したい場合、臨界集合体による模擬実験を行なうことにより問題点の有無あるいは安全性を事前に確認することができる。

臨界集合体の炉心はその目的と体系に応じて、裸の炉心、クリーン・コア、 $k_{\infty}=1$ 炉心、ベンチマーク炉心、模擬炉心、非均質炉心などの呼び方をされることがある。模擬炉心は更に細かく物理的模擬炉心と工学的模擬炉心、あるいはフルモックアップ炉心と部分モックアップ炉心に分類することができる。物理的模擬炉心とは、模擬しようとする炉心組成のいわゆる組成依存特性の測定を目的としたクリーン・コア体系のことである。一方工学的模擬炉心とは、種々の炉物理量の空間依存特性の測定を目的とした、クリーン・コアでない体系のことであり、一般には制御棒・安全棒等が挿入されしかも多領域の体系である場合が多い。

1.1.3 臨界実験の内容および特徴

臨界実験で具体的に測定される炉物理量の種類は集合体の目的に応じて少しずつ異なるが、一般的な実験項目を列挙すると次のようなになる。すなわち、臨界量、質量係数、密度係数、物質反応度価値、中性子束空間分布、ガンマ線空間分布、核分裂反応率分布、中性子エネルギー

・スペクトル、Na ボイド効果、ドップラー効果、制御棒反応度価値、非均質効果、等である。臨界集合体の目的に応じて、これらの項目以外の特徴的な種類の実験が行なわれることも少くない。例えば、原子炉雜音、動特性パラメタ、物質移動反応度価値、増殖比、中心単位セル反応度効果、インポータンス分布、高次 Pu 蕪積の効果、核分裂生成物の効果、などである。これらの実験項目は、炉心組成のみに強く依存する炉物理量である場合は組成依存特性と呼ばれ、一方炉心組成よりもむしろ集合体の形状や内部の組成の空間的配置に強く依存する炉物理量である場合は空間依存特性と呼ばれることがある。なお臨界実験の測定法については、文献¹⁶⁾¹⁷⁾に述べられている。

次に、臨界実験という手法の特徴は、集合体の組成と形状をある範囲内で任意に選択できるという融通性である。このことは、実際の原子炉の性能試験と比較すれば明らかである。また指數実験や遮蔽実験、あるいは加速器による中性子を利用した断面積測定実験や減速実験などと比較した場合、集合体自体を臨界という特殊な状態に保ってその特性を測定するところに臨界実験の最も本質的な特徴がある。これは、臨界実験というものは本来臨界という特別の状態における核特性を求めるための方法であるから、当然のことである。したがって臨界実験で測定される種々の炉物理量を他の方法で実験的に求めようとしても本質的に不可能であり、臨界実験の実験手法としての独自性がここにある。

1.1.4 臨界実験の重要性

現状のレベルの炉定数セットおよび核設計法は、これまでの臨界実験によるデータを比較の対象に用いて検証され、整備されて来たものである。また、今日までに設計あるいは建設された高速炉は、高速臨界実験装置による直接・間接の模擬実験によってその核設計が決定され、核的安全性が確認されたものである。

今後は大型高速増殖炉の開発が課題であるが、それに対するまずは炉型として、先に述べたように従来の均質炉型に加えて非均質炉型が一つの可能性として浮かび上がっている。非均質炉型は均質炉型に比べて増殖比を上げられること、Na ボイド効果を下げられることが有利な点である。非均質炉型の開発のためには炉心設計上の問題が大きいが、その原因となる炉物理上の問題も少くない。非均質炉型では、出力分布の敏感性、内部ブランケット内 U-238 反応率分布、燃焼特性の複雑化などが均質炉型にはなかった新たな核特性上の問題点となろう。これまでの高速臨界実験は均質炉型の核特性研究が主であったが、今後は非均質炉型の核特性データの蓄積が主要テーマになると予想される。非均質炉型の臨界実験は、非均質炉の開発の可能性を探るために必要であるだけでなく、核特性を均質炉と比較することにより両炉

型の利害得失を明らかにするためにも必要である。

次に、大型高速炉の核特性を従来の小型・中型炉の場合と比べると、現在のデータ・アンド・メソードでは均質炉型・非均質炉型の別を問わず次のような炉物理量が課題となる。すなわち、制御棒挿入時の出力分布、ブランケット内の反応率分布、制御棒干渉効果、Na ボイド効果、増殖比、高次 Pu 蓄積の効果、核分裂生成物の効果、ガンマ線発熱分布などである。今後これらの炉物理量の予測精度を上げるために、大型炉を模擬した集合体による臨界実験が必要である。

臨界実験技術の面からは、従来の測定法の精度向上が望まれる一方、TLD によるガンマ線発熱の測定、U-238 捕獲反応率の測定、炉外検出器による反応度監視手法などの測定法の開発・精度向上が特に求められている。

高速臨界実験装置自体も大型高速炉の模擬実験という時代の要求に応えるため、既設装置を拡大するという改造がここ数年行なわれて來た。FCA では大容量の集合体を組めるようにするために、1975 年に格子管集合体が従来の 35 行 35 列から 51 行 51 列に拡大された¹⁸⁾。先に掲げた Photo. 1 は改造後の FCA 装置である。英国の ZEBRA は 1976 年に改造され、その結果直径 3.5 m の集合体が組めるまでに拡大された。米国の ZPPR は 1977 年に改造され、格子管集合体が従来の 10×10×8 フィートから 14×14×10 フィートに拡大された¹⁹⁾。また ZPR-6 も 1979 年に改造され、格子管集合体が従来の 8×8×8 フィートから 12×12×8 フィートに拡大された。これまでの高速炉開発は臨界実験に負うところが大きかったが、このように高速臨界実験装置の改造工事が実施されたということは、大型炉開発のために今後とも臨界実験が必要かつ重要であることを物語っている。

またここ数年、国際協力による臨界実験計画が盛んに行なわれている。ZEBRA を用いた日英の MOZART (MONJU ZEBRA Assembly Reactor Test) 計画²⁰⁾、英・DeBeNe の BIZET (Big ZEBRA Experiment) 計画²¹⁾、MAZURCA を用いた仏伊・DeBeNe の RACINE 計画²²⁾、ZPPR を用いた日米の JUPITER (Japanese-United States Program of Integral Tests and Experimental Researches) 計画²³⁾²⁴⁾ などである。臨界実験の分野で国際協力が盛んになった主な理由は、大型炉を模擬するために規模の大きい臨界実験装置および多量の燃料を必要とするようになったことである。そのほか、装置や燃料の有効利用、実験・解析手法の交流、人材の交流などのメリットもある。国際協力の隆盛という現象は、設備の大型化、経費の増大にも拘らず、大型炉開発のためには臨界実験が有用かつ必要であることを示している。

1.2 板状セル臨界実験とその解析法の問題点

1.2.1 板状セル構造

高速臨界集合体の炉心は一般にプレート・タイプの燃料および模擬物質で構成されている。集合体の構成要素の形としてプレートが選ばれた理由は、できるだけ広範囲の任意のセル平均組成を模擬できるようにするためである。プレートの厚さは、広範囲の組成を模擬する、およびプレート・セルの組成をできるだけ均質に近づけるという実験上の要請からは、薄いことが望まれる。そして結果的にプレート・セルの幅が中性子の平均自由行路に比べて十分短くなることが理想的である。一方、プレートの製作コストの低減、装填脱作業の繁雑さの軽減、および装填脱作業時の人体被曝の低減を図るという観点からは、プレートの厚さを必要以上に薄くすることは得策でない。その結果高速臨界実験装置で実際に使用されているプレートの厚さは、1/16 インチから 1/2 インチの範囲のものが最も一般的である。但し Pu プレートや Na プレートの場合はステンレス鋼の被覆を含んだ厚さであるため、ミート部分の実際の厚さは、さらに薄いものになる。ステンレス鋼の薄板で被覆されているといふこれらのプレートの構造は、板状セル構造の取扱い上考慮されなければならないが、これについては 4.3 で述べる。

板状セル高速臨界集合体の単位セルの幅は、FCA, ZPR, ZPPR 集合体の場合、プレートを装填する引出しの幅が 2 インチであることから、一般に 1 インチあるいは 2 インチである。ZEBRA 型の臨界実験装置の場合は単位セルの幅を任意に選ぶことができる。一方中性子の平均自由行路は一般に高エネルギー側で長く低エネルギー側で短いが、LMFBR を模擬した炉心組成の場合 MeV 領域で約 10 cm, 1 KeV 以下の領域では約 2.5 cm である。そしてこれは Na が含まれた組成の場合の特徴であるが、2.85 KeV の巨大共鳴付近で平均自由行路が著しく短くなり、5 mm 程度になる。

1.2.2 非均質効果

板状セル臨界集合体は組成的に非均質の体系であり、同じ原子数密度の均質組成の体系とはその核特性がいくらか異なる。両体系の核特性の差を広い意味で一般に非均質効果と呼んでいる。非均質効果はあらゆる種類の炉物理量に対して存在するが、組成の非均質性が炉物理量に影響する感度は一様ではない。非均質効果の大きさはそのセル・パターン固有であるため、板状セル臨界実験で得られたデータはそのままの形では、均質系での計算値やセル・パターンの異なる体系の実験値と直接比較することはできない。互に比較するためには、非均質効果

を考慮に入れなければならない。核特性の種類によっては非均質効果が相対的に小さくて結果的には考慮しなくてよい場合もある。しかしクリーン・コアの臨界性、中心小領域 Na ボイド効果など組成依存性の強い炉物理量は一般に非均質効果の占める割合が相対的に大きいので、得られた実験値を解析する場合非均質効果を如何に取扱うかが重要になる。そういう訳で非均質効果の存在こそが板状セル臨界実験の最も大きい問題点の1つであり、それを解決することは板状セル臨界実験を進める上で避けることのできない課題である。

次に、板状セル体系において非均質効果が生じる原因とその解析方法について述べる。セル内における物質の非均質的存在により、各エネルギーについて中性子束がセル内で空間分布を持つことになる。特に、核分裂中性子の発生が燃料プレートに限定されること、および共鳴吸収が各プレートの組成に依存していることより、核分裂中性子のエネルギー領域と共鳴エネルギー領域でセル内中性子束の空間分布が著しいと考えられる。その結果、セル全体としての核特性は平均の均質組成のものとは違ってくる。非均質効果の大きさは大雑把には、セル内各物質の偏在性の程度とプレートの配列順序で決まると言える。さて板状セル体系の特性解析は、一般にセル平均の実効断面積を用いて行われる。そのための均質化は、セル計算による中性子束空間分布を重みとして各プレートの実効断面積を平均するという方法で行なわれる。

1.2.3 非等方輸送効果

板状セル体系の特性解析は上記の方法で行なわれ、その結果、セル内中性子束分布に基づく非均質効果は一応考慮されたことになる。しかし板状セル体系には非均質効果を生じるもう1つ別の原因が考えられる。それは板状セル構造に基づく中性子輸送の等方からのずれ、すなわち輸送の異方性である。中性子の平均自由行路は、一般にプレートの厚さよりも遙かに長く、中性子の飛行は多数のプレートを横切る。その場合、中性子の輸送核は、単に飛行距離のみの関数にはならない。また中性子に対する全断面積はプレートにより当然異なる。したがって、板状セル体系における中性子の衝突確率は、出発点と到達点の関数であり、言い換えれば、中性子の出発点から見て飛行距離と飛行方向の関数である。これは中性子の平均自由行路が一定ではなく、飛行方向に依存していることを意味する。すなわち、中性子の散乱自体は等方的であるとした場合でも、中性子の輸送の仕方は板状セル体系の場合方向依存性を有する。そして中性子束の角度分布はプレートの平行方向に対しては等方的、すなわち図式的には真円であるが、プレートの直角方向に対しては真円が歪んで橢円のような形になっていることが想像される。セル内の中性子輸送の異方性は、等方分布の場合と比較して核特性に変化をもたらすことが十分考

えられる。輸送の異方性が原因で生じるこの効果は、体系が非均質であるがために生じたものであるという意味で非均質効果の1種と言うことができる。そして、先に述べた解析の際のセル内中性子束分布に基づく非均質効果と区別するため、以後これを非等方輸送効果、あるいは略して単に非等方効果と呼ぶことにする。特にこの論文では、拡散近似に基づく手法を用いているので、この場合非等方拡散効果と呼ぶことにする。板状セル高速臨界集合体における非等方拡散効果が本論文のテーマである。

1.2.4 セル計算

次に現行の板状セル臨界実験の解析、特に非均質組成の取扱い方の問題点について述べる。体系の中性子バランスはボルツマン輸送方程式で記述される。しかし中性子束空間分布と中性子流の間に拡散法則が成り立つ場合は、拡散理論の導入により式が大幅に単純化されて拡散方程式になる。臨界集合体の核特性の解析あるいは予測は、拡散方程式を解く方法で行なわれるのが最も一般的である。拡散計算は輸送計算に比べて必要な計算機の容量および計算時間を大幅に減らすことができ、しかもなお必要な精度の解が得られる場合が多い。拡散計算は方向別の拡散係数を用いることもできるが、一般にはすべての方向に対して同じ拡散係数を用いるいわゆる等方拡散計算が最も広く行なわれている。

拡散計算の手法を板状セル臨界実験の解析に適用するためには、非均質組成の核データを何らかの方法で均質化する必要がある。その手段としてセル計算の手法が従来からあり、そのための計算コード^{25)~29)}が開発されてきた。それは、 S_N 法あるいは衝突確率法などによって非均質セル内の中性子束空間分布を計算し、それでセル内各領域の実効断面積を加重平均してセル平均の実効断面積を求める方法である。このようなセル計算法の妥当性は、Monte Carlo 法との比較³⁰⁾により一応検証されている。

セル計算による非均質体系の核特性の解析はしかしながら、セル計算自体の計算誤差とは別に以下に述べるような本質的な問題を含んでいる。その1つは、セル計算で求められた実効断面積の適用の問題である。セル計算ではバックリング・サーチが行なわれ、そのセル固有の基本モード・エネルギー・スペクトルが計算され、それが詳細群の縮約の際に重み関数として用いられる。したがって、中性子エネルギー・スペクトルがその物質の基本モードとなるような体系、例えば裸の体系とかクリーン・コアの炉心中心部のような場所の実効断面積を求めるのにセル計算の手法を適用するのは適切である。しかし多領域炉心の体系では中性子エネルギー・スペクトルが空間依存になり、その物質の基本モード・スペクトルから多少ともずれているので、そのような場所の実効断

面積を求めるのにセル計算の手法を適用するのは、縮約スペクトルに近似を用いることになり、新たな誤差が導入される。

通常のセル計算のもう1つの問題点は、中性子拡散の異方性がある場合それが考慮されないことである。セル計算では、輸送断面積あるいは拡散係数が領域的に中性子束を重み関数に用いてセル平均の拡散係数が導出される。このやり方はすでに、非均質セル内における中性子の拡散を等方的と仮定している。先に触れたように、非均質系の中性子拡散は一般的には等方的でないが、その場合拡散係数のセル内均質化は中性子束だけでなくセル内各点を起点とする衝突確率の角度分布でも加重平均されなければならない。すなわち非均質系の拡散係数の均質化は、Benoist の理論³¹⁾³²⁾に基づいた取扱いをされるべきである。ところがセル内中性子分布しか取扱わない上記のセル計算では、中性子の平均自由行路の方向依存性、すなわち衝突確率の角度分布は一切考慮されず、中性子拡散の異方性は取入れられていない。このことは本論文のテーマである非等方拡散効果と深く係っているが、次節で詳しく触れることにする。

セル計算はすでに述べたようにセル内全領域および全エネルギー群に対して一定のパックリングを仮定している。これはセル計算という手法においては止むを得ないことであるが、セルの多領域の物質に対して、また全エネルギー範囲に対して統一的なパックリングを定義すること自体が1種の近似である。このことも非均質体系の解析を通常のセル計算の手法で行なう場合の問題点の1つである。

1.2.5 バンチング実験

最後に、従来行なわれて来た非均質効果に関する実験について述べ、その問題点を考えてみる。板状セル高速臨界集合体における非均質効果を実験的に調べる手段としてはバンチング実験³³⁾という方法が従来からあり、多数の臨界集合体で実施され、その解析³⁴⁾³⁵⁾が行なわれて来た。一般に臨界集合体を構成する板状セルは、非均質効果を小さく抑えるためセル全体としてできるだけ均質に近くなるようなプレート配列になっている。バンチング実験ではそのようなプレート配列を同種のプレートが逆にバンチ（束ねる）されるような配列に変化させ、それに伴なう反応度変化を測定する。バンチングの程度と反応度変化との関係をゼロ外挿して仮想の均質組成の場合を推定し、非均質効果が求められる。しかしこの方法ではセルを構成する何種類かのプレートについて、各種類単独のバンチング効果というものを求めることはできない。そこで通常は、最も効果が大きい燃料プレートのバンチング効果だけを考慮するという近似を用いて非均質効果を求めることになる。

さてここでバンチング実験で求められた反応度効果の

論

原因を考えてみると、主にこれは先に述べたセル内中性子束分布による非均質効果であり、非等方拡散効果は直接的にはこの効果の中に含まれていない。というのは、バンチング実験ではプレート配列が変化しただけであって、プレートの方向は変化していないからである。非等方効果は臨界集合体を構成する板状セルの方向性に起因する効果である。プレート配列の違いによる非等方効果の差は、非等方効果自体の大きさに比べれば小さく、2次的な値でしかない。したがって、セル内中性子束分布による非均質効果はバンチング実験の手法で一応測定できるが、非等方効果は板状セルの方向自体を変化させないと測定できない。

1.3 臨界実験における本研究の位置付け

1.3.1 炉物理における本研究の背景

実験炉、原型炉あるいは実証炉など炉心容積の大きさに拘らず世界各国でこれまでに建設あるいは設計されたLMFBR の実機は、炉心構造がすべてピン・アセンブリー系である。また、そのための炉物理実験を行なう高速臨界集合体の炉心構造は、前節で述べたように一般に板状セル系である。したがって、これら非均質組成の体系の核特性を精度よく解析あるいは予測できるデータ・アンド・メソードを開発する必要がある。板状セル臨界実験で得られる実験データは、板状セル構造に基づく非均質効果が精度よく評価されて始めて有用な情報となる。一方、核特性の解析あるいは予測のための計算は等方拡散計算が基本になっている。そのため非均質体系の核特性の解析あるいは予測に等方拡散計算の手法が適用できることが一番望ましい。その場合の非均質体系解析のメソードというものは非均質組成の均質的取扱い方であり、具体的には前節で述べたように多領域セルの核データを均質化することである。

高速臨界実験で現われる典型的な非均質体系としては、板状セル、ピン・セル、制御棒、Na チャネル、ボイド・チャネルなどがある。このような非均質体系での中性子輸送は非等方であり、いわゆる中性子ストリーミング効果を生じる。非均質体系の中性子ストリーミングを解析するため、これまでに種々の方向依存拡散係数^{31)36)~44)}が提案されて来た。また一方、これらの異方性拡散係数の相互の比較^{45)~47)}、実際のセルへの適用^{48)~52)}が試みられて来た。従来の拡散係数が一様な物質に対してのみ定義されているのに対し、Benoist は輸送確率を取り入れることにより非均質系に対しても方向別の拡散係数を定義した。これは新しい概念を導入したという上で画期的な提案である。板状セル体系の中性子ストリーミングの実験解析において、Benoist の方向別拡散係数の適用は、従来の等方拡散係数の場合に比べて優れていることが明らかにされた。

しかし Benoist の拡散係数は、格子の選び方によりその値が変化する、燃料のない体系に適用できない、という欠点がある。Gelbard⁴⁰⁾ は前者の欠点を指摘し、それを改良した拡散係数を提案した。

一方、Laletin³⁶⁾、Carter and Jarvis³⁷⁾、Seki and Sasaki⁴²⁾、Yoshida⁴³⁾ らは無限媒質中に希釈な物質の円柱がある場合の拡散係数を導出した。これらの拡散係数を適用することにより、制御棒の引抜かれた Na チャネルの反応度価値の解析が改善された。

さらに Takeda ら⁴⁴⁾は、制御棒あるいは Na チャネル領域などの周辺の燃料領域の干渉効果を取り入れた新しい拡散係数を提案している。

1.3.2 セル計算と Benoist 理論の拡散係数の違い

ここで従来のセル計算および Benoist 理論に基づくそれぞれの拡散係数の定義を振り返り、それぞれの定義を導出する際に行なわれる仮定や近似あるいは実際に拡散係数の値を数値計算する際に導入される近似を再確認し、両者の違いを考えてみる。板状セルという非均質体系の等方拡散係数の求め方について述べるわけであるが、議論を単純にするためここでは単一エネルギーの中性子の場合について述べる。

まず初めに通常のセル計算の場合について述べる。セル計算による板状セルの等方拡散係数を D_h で表示すると、

$$\Sigma_{tr,h} = \frac{\sum_i \Sigma_{tr,i} V_i \phi_i}{\sum_i V_i \phi_i}, \quad D_h = \frac{1}{3 \Sigma_{tr,h}} \quad \dots \quad (1)$$

で表わされる²⁷⁾。但し $\Sigma_{tr,i}$ 、 V_i 、 ϕ_i はそれぞれ板状セル内における領域 i の輸送断面積、体積および平均中性子束である。 D_h は、吸収断面積や核分裂断面積などの場合と全く同様にセル計算による中性子束を重み関数として平均された輸送断面積 $\Sigma_{tr,h}$ から導かれる値である。

次に、Benoist 理論に基づく板状セルの平行方向および直角方向の拡散係数をそれぞれ D_{\parallel} および D_{\perp} で表示することにする。Benoist 理論によると一般に k 方向の拡散係数 D_k は次のように表わされる。

$$D_k = \frac{1}{3} \cdot \frac{\sum_i \sum_j V_i \phi_i \lambda_{tr,j} P_{ij,k}^*}{\sum_i V_i \phi_i} \quad \dots \quad (2)$$

但し $\lambda_{tr,j}$ は領域 j の輸送の平均自由行路であり、 $1/\Sigma_{tr,j}$ である。 $P_{ij,k}^*$ は Benoist により初めて導入された量で、輸送確率と呼ばれている。これは領域 i を出発した中性子が領域 j で衝突し、衝突後の飛行方向も考慮に入れて結果的に k 方向へ輸送される割合を表わす量であり、衝突の角度分布が正確に取入れられている。(1) 式と比較した場合、(2) 式は中性子束空間分布と角度依存の衝突確率の両方を重み関数に用いており、中性子拡散

の方向依存性が取入れられている。中性子散乱の角度分布が等方的でない場合、それを級数展開して単純な形の角度分布の和として取扱う手法が一般に用いられる。輸送確率 $P_{ij,k}^*$ の場合も同様の手法により次のように級数展開することができる。

$$P_{ij,k}^* = \frac{\lambda_j}{\lambda_{tr,j}} \sum_{l=0}^{\infty} P_{ij,k}^{(l)} \quad \dots \quad (3)$$

但し、 λ_j は領域 j の全断面積 Σ_j の逆数、すなわち平均自由行路である。ここで $l=0$ に対応する第 1 項 $P_{ij,k}^{(0)}$ (あるいは単に $P_{ij,k}$) はいわゆる first collision probability のことであり、等方散乱の成分である。これは(3)式の展開式において main term と言われているもので、一般には多項式全体の値の主要な部分を占める場合が多い。これに対して第 2 項以下、すなわち $l \geq 1$ に対応する $P_{ij,k}^{(l)}$ は一括して角度相関項と呼ばれ、角度分布の非等方成分にそれぞれ対応する。そこで中性子の散乱が実験室系で等方的である場合には、(3)式において第 2 項以下の角度相関項はすべて消滅して第 1 項の $P_{ij,k}^{(0)}$ のみになる。この $P_{ij,k}^{(0)}$ は次式で与えられる。

$$P_{ij,k}^{(0)} = \frac{1}{V_i \lambda_j} \cdot \int_{V_i} dr \int_{V_j} dr' \frac{\exp\left\{-\int_0^R \Sigma(s) ds\right\}}{4\pi R^2} \cdot 3\omega_k^2 \quad \dots \quad (4)$$

但し、ベクトル r および r' は中性子の出発地点と衝突地点の位置を表わし、 $R = |r' - r|$ はその間の距離、すなわち飛跡の長さを表わす。また $\Sigma(s)$ はその飛跡において出発地点から距離 s の地点における全断面積であり、 $\int_0^R \Sigma(s) ds$ は出発地点から衝突地点までの光学距離を表わしている。そして ω_k は飛跡の方向を表わす単位ベクトル

$$\Omega = \frac{r' - r}{|r' - r|} \quad \dots \quad (5)$$

の k 方向成分である。また(4)式は $dr' = R^2 d\Omega dR$ の関係を利用して、位置ベクトル r' の代りに方向ベクトル Ω と距離 R とを変数にとって次のように表わすこともできる。

$$P_{ij,k}^{(0)} = \frac{1}{V_i \lambda_j} \cdot \int_{V_i} dr \int_{4\pi} d\Omega \frac{3\omega_k^2}{4\pi} \int_{R_{j-}}^{R_{j+}} dR \exp\left\{-\int_0^R \Sigma(s) ds\right\} \quad \dots \quad (6)$$

但し R_{j-} 、 R_{j+} は位置 r から方向 Ω へ向う直線が領域 j を通過する際の入口および出口までの飛跡の長さである。板状セル体系の場合、プレートの平行方向および直角方向の ω_k をそれぞれ ω_{\parallel} および ω_{\perp} で表わすと、これらはプレートの直角方向に対して中性子の飛跡がなす角度 θ を用いて次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\parallel}^2 &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta, \\ \omega_{\perp}^2 &= \cos^2 \theta. \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (7)$$

(4) 式あるいは (6) 式を全方向、すなわち k の 3 方向について加え合わせると、(7) 式により ω_k^2 の項が消滅して

$$\frac{1}{3} \sum_k P_{ij,k}^{(0)} = \frac{1}{V_i \lambda_j} \int_{V_i} dr \int_{V_j} dr' \frac{\exp\left\{-\int_0^R \Sigma(s) ds\right\}}{4\pi R^2} \\ = P_{ij} \quad \dots \dots \dots \quad (8)$$

となる。但し P_{ij} は領域 i から領域 j に到る衝突確率である。

さて、Benoist 理論に基づく方向別拡散係数あるいはそれを全方向について積分した角度平均の拡散係数を求めるためには、(2) 式から明らかのように輸送確率 $P_{ij,k}^*$ を求めなければならない。ところが $P_{ij,k}^*$ を級数展開した (3) 式において、第 2 項以下の角度相関項は、非均質体系の場合、正確に求めることは困難である。そこで止むを得ず非均質体系の場合は次のような近似法が一般に用いられている。それは、(3) 式において第 2 項以下の角度相関項がないものと近似し、その代り第 1 項の $P_{ij,k}^{(0)}$ の計算に際して各領域の平均自由行路の代りに輸送の平均自由行路を用いて光学距離を求めるという方法である。これは全断面積の代りに輸送断面積を用いるということで非等方散乱を考慮に入れ、結果的に等方散乱の式が使えるようにしたものである。式で示すと (3) 式および (4) 式の代りに

$$P_{ij,k}^* = \frac{\lambda_j}{\lambda_{tr,j}} \cdot P_{ij,k}^{(0)} \quad \dots \dots \dots \quad (9)$$

$$P_{ij,k}^{(0)} = \frac{1}{V_i \lambda_j} \cdot \int_{V_i} dr \int_{V_j} dr' \frac{\exp\left\{-\int_0^R \Sigma_{tr}(s) ds\right\}}{4\pi R^2} \cdot 3Q_k^2 \quad \dots \dots \dots \quad (10)$$

をそれぞれ用いることになる。この方法は近似ではあるが簡便で現実的なやり方であり、従来一般に用いられている。この論文において Benoist の理論による板状セルの拡散係数の計算値と称しているものは、この近似法により求められたものである。先に述べたセル計算の場合の等方拡散係数 D_h がセル平均の輸送断面積 $\Sigma_{tr,h}$ から導かれるものであるのに対して、この近似法による Benoist 理論の拡散係数は各領域の輸送断面積 Σ_{tr} を用いてそこを通過する中性子の光学距離を計算することにより求められるものである。そういうわけで、(1) 式で定義されるセル計算の拡散係数と Benoist 理論の拡散係数は、輸送断面積というものから導かれるという点では同じであり、その輸送断面積としてセル全体の平均値を用いるかあるいは各領域ごとの値を個別に用いるかという点で違っている。

さて次に、LMFBR の炉心組成を模擬した板状セルの場合、通常のセル計算による等方拡散係数と Benoist 理論による方向別拡散係数の値がどの程度異なるかを調べてみることにする。先に定義した D_h , D_{\parallel} , D_{\perp} は単一エネルギーに対するセル平均の値であった。したがつ

てその値はそれぞれエネルギーの関数であり、あるエネルギーにおける値を相互に比較しても必ずしも全体としての比較にはならない。そこでセル平均中性子束を重み関数としてこれらの拡散係数を 1 群に縮約した値を用いて相互の大小関係を比較することにする。各群の D_h , D_{\parallel} , D_{\perp} をそれぞれ 1 群に縮約したものを \bar{D}_h , \bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp} で表示する。板状セルのプレート配列、計算モデル、計算コード、炉定数セットなど拡散係数の計算に関する詳しいことは 4.3 で触れることにし、ここでは計算結果の概要のみを述べる。

全エネルギー範囲を 1 群に縮約した場合、LMFBR の炉心組成を模擬した数種の板状セルに対する計算結果の傾向は、 \bar{D}_{\parallel} は \bar{D}_h に比較して 2~4% 程度大きく、また \bar{D}_{\perp} は \bar{D}_h に比較して 0.0~0.4% 程度大きい。式で示すと

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{D}_{\parallel} - \bar{D}_h}{\bar{D}_h} &= 0.02 \sim 0.04, \\ \frac{\bar{D}_{\perp} - \bar{D}_h}{\bar{D}_h} &= 0.000 \sim 0.004. \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (11)$$

同様に Na 壓失時の組成を模擬した板状セルの場合 \bar{D}_{\parallel} は \bar{D}_h より 6~12% 程度大きく、また \bar{D}_{\perp} は \bar{D}_h より 0.6~1.3% 程度大きいという結果が得られた。式で示すと

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{D}_{\parallel} - \bar{D}_h}{\bar{D}_h} &= 0.06 \sim 0.12, \\ \frac{\bar{D}_{\perp} - \bar{D}_h}{\bar{D}_h} &= 0.006 \sim 0.013. \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (12)$$

これらの計算結果は次の 2 つの点で注目に値する。その 1 つは \bar{D}_{\parallel} が \bar{D}_{\perp} より数 % 大きいこと、すなわち有意の差があり、板状セル系の中性子拡散は異方性があることである。拡散の異方性がこの程度あれば、等方拡散の場合と比較して臨界性を始め種々の炉物理量に影響を及ぼすことが十分考えられる。もう 1 つの注目すべき点は、Benoist 理論による \bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp} と通常のセル計算による \bar{D}_h との大小関係であるが、 \bar{D}_{\parallel} は \bar{D}_h より数 % 大きいこと、並びに \bar{D}_{\perp} は \bar{D}_h とほぼ等しいが詳しくは \bar{D}_h より僅かながら大きいことである。Benoist 理論に基づいた D_{\parallel} , D_{\perp} の方がセル計算による D_h よりも厳密な取扱いで求められたものであることを考えると、従来一般に用いられて来た D_h の値は実は過小評価されたものであることになる。このことは、板状セル高速臨界集合体の核特性を解析する場合に従来広く用いられて来た D_h による等方拡散計算が D_{\parallel} , D_{\perp} による非等方拡散計算に比べると漏洩量を全体として過小評価していたことを示している。

1.3.3 本研究の内容と位置付け

本研究は内容的に 3 つの項目で構成されている。第 1 の項目は、集合体の 1 部の板状セルの方向を 90 度変化

させることに伴なう反応度変化を測定し、その値から摂動論に基づいて板状セル拡散係数の異方性を導く、という方法を提案することである。この方法は反応度変化の測定という積分実験の手法により板状セルの異方性を求めるものであり、臨界実験の新たな利用法であると言える。異方性の測定結果は、方向依存拡散係数の計算法の検証に用いることができる。

第2の項目は、拡散係数の異方性が集合体の臨界性に与える効果を、等方拡散計算の k_{eff} 値に対する補正項として取扱う、という現実的で簡便な方法を提案することである。摂動論に基づくこの補正法で必要なものは、通常の等方拡散計算と Benoist 理論による異方性の計算だけであり、2次元あるいは3次元の非等方拡散方程式を解くには及ばない。

第3の項目は、上記の非等方効果補正法を10個の集合体に適用し、非等方効果の大きさ、炉心の容積や形状との関係、装荷方式との関係、プランケットの非等方効果などを調べることである。

次に、拡散係数の異方性に関する従来の研究に照し合わせて、本研究の位置付けを考察してみる。従来の研究は 1.3.1 で述べたように、非均質体系の方向依存拡散係数をより精度よく定義し、種々の非均質セルの方向依存拡散係数を数値計算し、またそれを臨界実験の解析に適用して解析精度を向上させたことである。

これに対して本研究は、板状セル臨界集合体の板状セ

ルの方向変換による反応度変化という量に着目する。これは、従来の臨界実験手法にはなかった新しい実験項目である。次に、この反応度変化が板状セルの異方性に直接関係付けられることを、摂動論に基づいて導く。この2点が本研究の基本である。そして本研究の具体的な内容としては、先に述べたように、反応度変化と異方性の単純な関係を利用して、板状セルの異方性を実験的に求める方法を提案する(第1の項目)。次に、上記の関係を集合体全体に適用して異方性が臨界性に及ぼす効果を求め、それを等方拡散計算の k_{eff} 値に対する補正項として取扱う方法を提案する(第2の項目)。そしてこの補正法を実際の多数の集合体に適用して非等方効果を求め、その性質を調べる(第3の項目)。

本報告書の構成は 1. 序論の後、上記の第1, 2, 3 項目をそれぞれ 2., 3., 4. で述べる。そして 5. で全体としての結論を述べる。なお本研究の主要テーマは板状セル臨界集合体の臨界性に対する非等方効果であるが、その関連のテーマとして、著者らが FCA 集合体を用いて行なった中心 Na ボイド効果に対する非等方効果の研究を付録で述べる。

最後に本研究は、高速炉系だけでなく熱炉系あるいは中速炉系も含めてあらゆる板状燃料臨界集合体に適用できる性質のものである。しかし著者が本法を適用しかつ考察を加えたのは高速炉系のみであり、本報告書の内容は高速炉系に限られている。

2. 拡散係数異方性の測定法⁵³⁾⁵⁴⁾

2.1 測定法の原理

板状セル系の場合拡散係数の異方性の程度は、プレートの方向に対する平行方向の拡散係数 D_{\parallel} と直角方向の拡散係数 D_{\perp} の比 D_{\parallel}/D_{\perp} で以て定量的に表わすことができる。著者らが板状セル高速臨界集合体を用いて行なった拡散係数異方性の測定法は、拡散係数の変化と反応度変化との関係に基づいている。まず、集合体の一部の領域における板状セルの方向を 90° 回転して平行方向と直角方向を反転し、それに伴なう反応度変化を測定する。その際拡散係数以外の断面積は変化していないので、反応度変化はいつに各方向の拡散係数の変化、すなわち D_{\parallel} と D_{\perp} の差に対応しているはずである。そこで両者の関係を利用して、測定された反応度変化から異方性を導出する、という方法である。

Fig. 1 は測定の原理を説明するための概念図であり、円筒形をした板状セル高速臨界集合体の半径方向断面を表わしている。この集合体において、中心を見込む角度が Ω 、半径が R_1 から R_2 、軸方向は炉心高さと同じというセクター領域 V を測定の対象とする。FCA は水平 2 分割型の格子管集合体であり、そこに組まれる円筒形集合体は中心軸の方向が格子管と同じく水平であり、半径方向断面が垂直である。**Fig. 1** はそのような円筒形集合体の炉心中心を座標の原点とし、中心軸を z 軸、半径方向断面の横方向を x 軸、縦方向を y 軸として表わしたものである。FCA の場合格子管集合体へ装荷する板状セルの向きは、 y, z 軸に対して平行で x 軸に対して直角である。**Fig. 1** に示された基準系 (reference system)において、測定領域に施された縦線は装荷された板状セルのプレートの向きを表わしている。すなわち、基準系の板状セル臨界集合体の方向別拡散係数は xyz 座標で

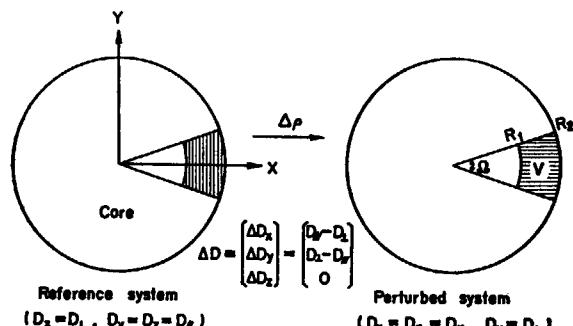


Fig. 1 Measurement of diffusion coefficient anisotropy.

表示すると、板状セルの平行方向および直角方向の拡散係数 D_{\parallel}, D_{\perp} を用いて、

$$\left. \begin{aligned} D_x &= D_{\perp}, \\ D_y &= D_z = D_{\parallel} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

と表わされる。測定は領域 V の板状セルの向きを半径方向に 90° 回転させ、その際の集合体の臨界点のずれ、すなわち反応度変化 $\Delta\rho$ を求めるという方法で行なわれる。板状セルの向きを半径方向に 90° 回転させた状態は、元の基準系に対して擾動系 (perturbed system) と言つることができる。**Fig. 1** に示されているように擾動系における領域 V の方向別拡散係数は

$$\left. \begin{aligned} D_x &= D_z = D_{\parallel}, \\ D_y &= D_{\perp} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

である。したがって擾動系と基準系の方向別拡散係数の差を ΔD で表示すると、

$$\Delta D = \begin{pmatrix} \Delta D_x \\ \Delta D_y \\ \Delta D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{\parallel} - D_{\perp} \\ D_{\perp} - D_{\parallel} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

となる。

一方、上記の擾動 ΔD に対する反応度変化 $\Delta\rho$ は、擾動論によると次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= -\frac{\langle \text{grad } \phi^+ \cdot \Delta D \text{ grad } \phi \rangle_V}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \\ &= -\frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \iiint_V \int_0^\infty \left(\Delta D_x \frac{\partial \phi^+}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. + \Delta D_y \frac{\partial \phi^+}{\partial y} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) dE dx dy dz \quad (16) \end{aligned}$$

但し、 ϕ, ϕ^+ は中性子束およびインポータンスであり、 F は核分裂中性子源の強さ $\chi \cdot \nu \Sigma_f$ である。そして $\langle \rangle$ はエネルギーと空間に関する積分を意味するものとする。(16) 式は擾動論の一般式における漏洩項であり、他の項は省略されている。これは、先に述べたように板状セルの方向変換といふ擾動によって変化を受けるのは方向別の拡散係数だけであり、核分裂、吸収、散乱など他の種類の断面積は変化しないからである。(16) 式は漏洩項の中でさらに z 方向成分が省略されているが、これは $\Delta D_z = 0$ のためである。

次に、集合体は円筒形であり測定領域 V はそのセクター部分であることを考慮して、(16) 式を $r\theta z$ 座標に変換してみる。さて、変数 x, y と r, θ との間には次の恒等的な関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \cos \theta \frac{\partial}{\partial r} - \frac{\sin \theta}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta}, \\ \frac{\partial}{\partial y} &= \sin \theta \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\cos \theta}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta}. \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (17)$$

ここで Fig. 1 に示された円筒形集合体の半径方向断面における ϕ および ϕ^+ の空間分布を考える。 ϕ および ϕ^+ が半径 r の関数であることは勿論であるが、板状セル系の方向別拡散係数 D_{\parallel} , D_{\perp} の違いにより厳密な意味では θ の関数でもあるはずである。しかし \bar{D}_{\parallel} と \bar{D}_{\perp} の違いは数 % に過ぎないことおよび他の断面積は θ に関して一定であることを考慮すると、その違いが ϕ および ϕ^+ の θ 方向分布に与える影響は僅かであり、 θ 方向分布は r 方向分布に比べて極めて緩やかであると想像される。すなわち、一般に

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} &\ll \frac{\partial \phi}{\partial r}, \\ \frac{\partial \phi^+}{\partial \theta} &\ll \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (18)$$

の関係が十分よい精度で成立し、半径方向分布の勾配が急である集合体の周辺部分ではこの関係はさらによい精度で成立する傾向にある。そこで(15)式および(17)式の関係を利用し、さらに(18)式の近似を用いると、(16)式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \Delta \rho &= - \frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \int_0^H \int_{R_1}^{R_2} \int_{-\frac{\Omega}{2}}^{\frac{\Omega}{2}} \int_0^\infty \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} (\Delta D_x \cos^2 \theta + \Delta D_y \sin^2 \theta) \right\} dE d\theta r dr dz \\ &= - \frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \frac{\sin \Omega}{\Omega} \int_0^H \int_{R_1}^{R_2} \int_0^\infty \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{\partial \phi^+}{\partial r} (D_{\parallel} - D_{\perp}) \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\} dE \Omega r dr dz \\ &= - \frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \frac{\sin \Omega}{\Omega} \\ &\quad \cdot \left\{ \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v - \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v \right\} \\ &= - \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \frac{\sin \Omega}{\Omega} \cdot \frac{\bar{D}_{\parallel} - \bar{D}_{\perp}}{\bar{D}_{\perp}} \\ &\equiv f \cdot \left(\frac{\bar{D}_{\parallel}}{\bar{D}_{\perp}} - 1 \right) \quad \dots \dots \dots (19) \end{aligned}$$

但しここで

$$\left. \begin{aligned} \bar{D}_{\parallel} &= \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}, \\ \bar{D}_{\perp} &= \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (20)$$

および

$$f = - \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \frac{\sin \Omega}{\Omega} \quad \dots \dots \dots (21)$$

である。すなわち \bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp} は $\partial \phi^+ / \partial r$, $\partial \phi / \partial r$ の双方を重み関数としてエネルギーおよび領域 V で平均(bilinear current weighting)された 1 群縮約の方向別拡散係数である。そして $\bar{D}_{\parallel}/\bar{D}_{\perp}$ は全エネルギーに関する領域 V の実効的な拡散係数の異方性を表わしている。

一方(21)式で定義された f は感度係数(sensitivity factor)と呼ぶことにすると、測定領域 V の板状セルの方向を Fig. 1 に示したように 90° 変化させた場合の反応度変化に対する感度を表わす量である。言い換えれば、 f は領域 V の拡散係数異方性の反応度変化に対する係数である。板状セルの直角方向の拡散係数 D_{\perp} の値は、通常の(1)式のセル計算による等方拡散係数 D_h の値にはほぼ等しいことが知られている。中性子束のエネルギー分布を重み関数として 1 群に縮約した \bar{D}_{\perp} , \bar{D}_h の値で比較すると、LMFBR の炉心組成を模擬した板状セルの場合、先に(11)式で示されたように \bar{D}_{\perp} は \bar{D}_h に比べて $0.0 \sim 0.4\%$ 程度大きいに過ぎず、実質的には殆ど等しいということが言える。また(12)式で示されたように、Na 墓失時の場合でも \bar{D}_{\perp} は \bar{D}_h に比べて $0.6 \sim 1.3\%$ 程度大きいに過ぎない。そこで(21)式で定義された感度係数 f の値は、(21)式における D_{\perp} を D_h で置き換えた次式の値で精度よく近似できることが分る。すなわち、

$$f = - \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_h \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \frac{\sin \Omega}{\Omega} \quad \dots \dots \dots (22)$$

(21)式の f を求めるためには Benoist 理論による板状セルの直角方向拡散係数 D_{\perp} をまず求める必要があるが、(22)式の f は通常のセル計算による等方拡散係数 D_h から求められる。(22)式の f の値は、 D_h を用いて通常の等方拡散計算で体系の中性子束およびインポーテンスを計算することにより求められる。 f の値が求まると、反応度変化 $\Delta \rho$ の測定値は(19)式により直接異方性 $\bar{D}_{\parallel}/\bar{D}_{\perp}$ に関係付けられる。すなわち高速臨界集合体における板状セルの拡散係数異方性は、プレートの方向変換に伴なう反応度変化の測定という積分実験の手法により求められることになる。

この節の終りに、この測定法の適用性、並びに導入された近似を整理しておく。測定領域 V の取り方は円筒形集合体である限り任意のセクター領域が可能である。すなわち(19)式は任意の半径 R_1 , R_2 および角度 Ω に対して同様に成立する。しかし測定精度を上げるために反応度変化 $\Delta \rho$ の値を大きくするという観点からは、 R_1 , R_2 に関しては漏洩量の割合が大きい炉心周辺部分であることが望ましく、また Ω に関しては(19)式において

$$\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v \propto \Omega \quad \dots \dots \dots (23)$$

したがって

$$\Delta \rho \propto \sin \Omega \quad \dots \dots \dots (24)$$

であることを考慮して、 $\sin \Omega$ の値が大きくなる $\Omega = \frac{\pi}{2}$

であることが望ましいことになる。実際の測定に際しては、領域 V の増大に伴なう炉心引出しの位置の再現性や炉心温度変化による測定誤差の増大、および測定に伴なう労力、時間、放射線被曝など測定精度以外の事情も勿論考慮されなければならない。

この測定法で導入された近似は 2 つある。1 つは、 ϕ および ϕ^+ の分布に関しては等方拡散近似が成立すること、したがって ϕ および ϕ^+ の径方向分布は円対称、すなわち θ 依存性がないとしたことである。もう 1 つは、感度係数 f を計算する際に $D_{\perp} = D_h$ であると近似したことである。

これまで述べて来た測定法は測定領域の取り方が Fig. 1 に示されたように円筒形集合体のセクター部分であり、プレートの方向を半径方向に 90° 変化させてそれに伴なう反応度変化を測定するというものであった。これに対して円筒形集合体と中心軸を同じくする一部の円筒領域を測定領域とし、プレートの方向を軸方向から半径方向へ 90° 変化させるやり方も考えられ、原理的には可能である。この方法については 2.3 で述べることにする。

2.2 FCA VII-1 炉心セルへの適用例

拡散係数異方性の測定法の妥当性を調べることを目的

として、FCA VII-1 集合体の炉心セルにこの方法を適用して異方性を測定し、その結果を Benoist 理論による計算結果と比較してみることにする。

2.2.1 FCA VII-1 集合体⁵⁵⁾

FCA ではここ数年、高速原型炉「もんじゅ」の核設計法の検証と安全性の確認に資するための一連の模擬実験が行なわれている。模擬炉心として最初に組まれた FCA VI-1 集合体、およびそれに続く VI-2 集合体は、それぞれ「もんじゅ」の外側炉心および内側炉心の組成を模擬した試験領域を有し、それを U-235 燃料によるドライバーで囲んだゾーン型集合体であった。これらの集合体は物理的な模擬実験を目的としたもので、臨界性、反応率、物質反応度値、中性子スペクトル、密度係数、Na ポイド効果、ドップラー効果、非均質効果等の主として組成依存特性に関する実験が行なわれた。

これに対して FCA VII-1 集合体は、VI-1 および VI-2 集合体の後を受けて組まれた「もんじゅ」の模擬炉心であるが、B₄C 制御棒効果や出力分布などの空間依存特性に関する模擬実験を目的とした工学的モックアップ炉心である。Fig. 2 は VII-1 集合体の径方向断面であり、内側炉心、外側炉心およびブランケットの 3 領域で構成された円筒形集合体である。但し Pu 燃料手持量の制約から、VI-1 および VI-2 集合体の試験領域をそれぞれ外側

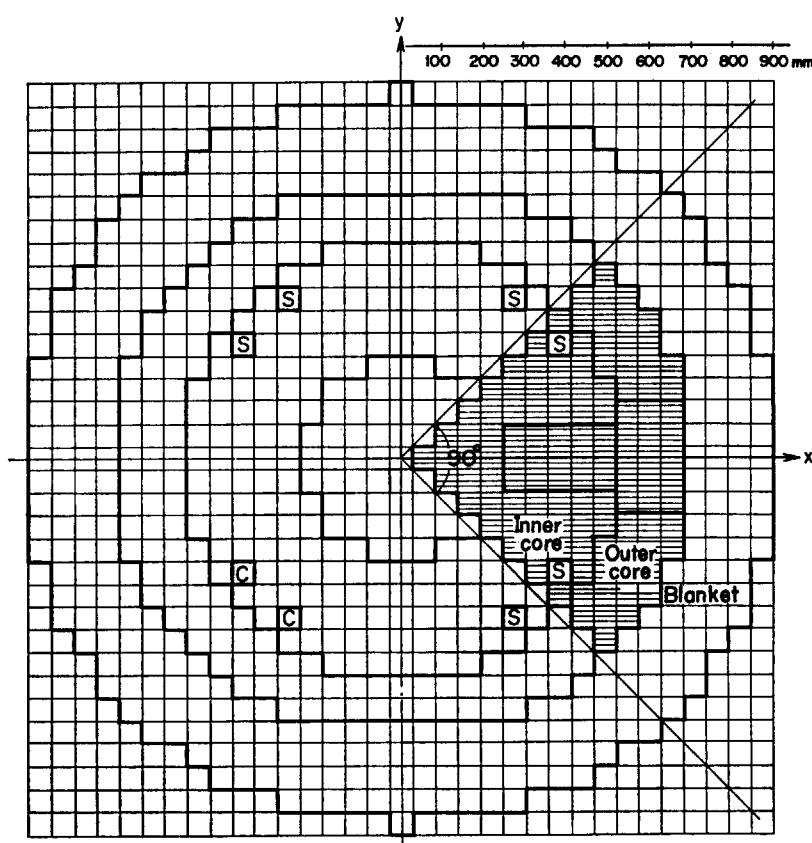


Fig. 2 One-fourth sector region of FCA VII-1, used for measurement of diffusion coefficient anisotropy.

炉心および内側炉心の組成とするセクター状の試験領域を U-235 燃料による外側および内側ドライバーで囲んだセクター方式により炉心を構成している。Fig. 2において、炉心中心部分および x 軸方向の 90° セクター内の内側炉心および外側炉心が Pu 燃料の装荷された試験領域である。内側および外側ドライバーの組成はその特性が試験領域のそれとほぼ同じになるように選ばれており、セクター炉心ではあるが試験領域のみから成るフルモックアップ系の炉物理量が精度よく求められるようになっている。現実のセクター系に対して仮想上のフルモックアップ系を VII-1 集合体の理想系と呼んでいる。そしてセクター系で求められた実験値は、必要な場合理想系の値に変換されて利用されることになる。理想系の寸法は、内側および外側炉心の直径がそれぞれ 106.62 および 140.32 cm であり、炉心高さは内側および外側炉心共にセクター系の場合と同様 91.44 cm である。したがって理想系の体積は内側炉心 816 l, 外側炉心 598 l, 合計 1414 l である。理想系の Pu-fissile 装荷量は内側炉心 341 kg, 外側炉心 375 kg, 合計 716 kg である。径方向および軸方向ブランケットは平均の厚さがそれぞれ 21.60 および 20.30 cm であり、劣化ウラン・ブロック或は一部天然ウラン・ブロックで構成されている。

Fig. 3 は VII-1 集合体の内側炉心および外側炉心を構成する格子管の断面であり、集合体の径方向断面はこのような単位セルの集合で形成されている。すなわち FCA 集合体の単位セルは、ステンレス鋼製の 1 mm 厚および 0.8 mm 厚の格子管および引出しの中に縦、奥行き各 2 インチ、厚さ 1/16~1/4 インチのプレートが幅 2 インチに渡って装填された構造になっている。Fig. 3 のセル・パターンは、まずセル平均の原子数密度が「もんじゅ」の内側および外側炉心の組成に出来るだけ近くなるように燃料および模擬物質の種類と枚数が決定され、しかる後セル内における各物質の存在が出来るだけ均質に近くなるように、また出来れば左右対称になるようにプレートの配列が決められたものである。これらのセル・パターンにおいては Na, DUO₂, Pu の 3 種類のプレートが主な構成要素であるが、内側および外側炉心共に単位セ

ル内に 1/4 インチ厚の Na プレートが 4 枚、DUO₂ プレートが 3 枚含まれており、セル内の体積比率にしてそれぞれ 4/8 および 3/8 を占めている。単位セルに含まれる Pu プレートは内側炉心セルが 2 枚であるのに対し外側炉心セルは 3 枚であり、Pu-fissile 量が 2 対 3 の割合である。この点がこれら 2 つの炉心セルの最も違うところである。しかし板状セルの構造としては両セル・パターンは全体的に似通っており、異方性の程度もあまり違わないことが予想される。内側炉心のセル・パターンは左右対称であるが、外側炉心のセル・パターンは左右非対称である。板状セルの構造が左右非対称であることは、異方性の測定上は別に支障にならないが、計算上少し複雑になる。

異方性の測定はこれら 2 つの炉心セルに対して行なわれただけでなく、Na 壓失時の炉心組成を模擬した板状セルに対しても行なわれた。すなわち、Fig. 3 のセル・パターンにおいて Na プレートをその被覆に相当するボイドかんで置換したものに対しても同様に行なわれた。そのようなセルを元のセルに対する Na ボイド・セルと呼ぶことにする。前章の(11)式と(12)式の比較から明らかなように、ボイド・セルの異方性は元のセルに比べて大きいことが予想される。

2.2.2 拡散係数異方性の測定

FCA VII-1 集合体の内側および外側炉心セル並びにそれらの Na ボイド・セルの異方性の測定は、Fig. 2 に示された x 方向の 90° セクター内の適当な測定領域を用いて行なわれた。前節で述べたように反応度変化 $\Delta\rho$ の絶対値を大きくして測定精度を上げるという観点からは $\Omega = \frac{\pi}{2}$ 、すなわち 90° セクター内の内側炉心或は外側炉心の全領域を測定領域とすることが望ましい。しかし Na ボイド・セルの場合のように領域当たりの反応度変化が大きい場合は、 90° セクター内の全領域を測定領域とする必要はない。そこで実際の測定では Fig. 2 に示されたように、通常セルの場合は 90° セクター内の全領域、Na ボイド・セルの場合は内側炉心内の 3 行 5 列、外側炉心内の 5 行 3 列をそれぞれ測定領域とした。

実験のやり方は前節で述べた通り測定領域のプレートの方向を半径方向に 90° 回転させ、すなわち Fig. 4 に示したように板状セルの方向を縦方向から横方向に転換し、その際の反応度変化を測定すればよい。実際には板状セルを装填した引出しの格子管集合体への装荷の方向を通常の縦方向から横方向に変化させた。その際問題となることは、Fig. 3 の単位セル断面図に見られるように引出しは上蓋がなくコの字型であるため、引出しを横転させると底辺の SUS 板の炉心中心軸に対する位置が変化してしまうことである。また外側炉心セルはセル構造が左右非対称であるため、横転することによって一部の炉心物質の炉心中心軸に対する平均の位置が変化する

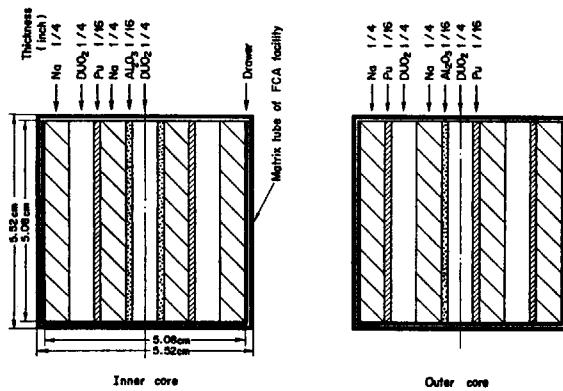


Fig. 3 Plate arrangements of FCA VII-1 cells.

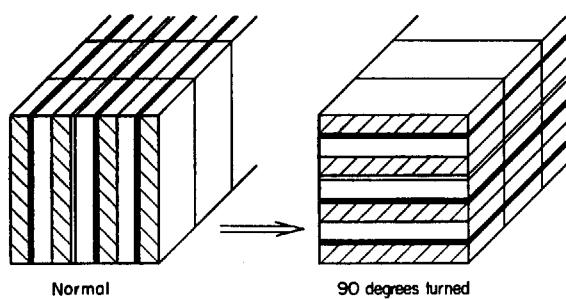


Fig. 4 Turning the plate direction from vertical to horizontal.

ことである。すなわち単位セルの構造が上下非対称あるいは左右非対称である場合、そのセルの方向変換は集合体内における物質の平均位置の移動を伴なう。特に Pu の移動は臨界性に敏感に影響することが予想される。この測定法は拡散係数の変化だけに帰因する反応度変化を検出することが必要であり、板状セルの方向変換の際に炉心物質の移動による反応度変化があつてはならない。この問題に対処するため、実験は次のような方法で行なわれた。FCA は水平 2 分割型の臨界実験装置であり、集合体は固定側と移動側の 2 つの 1/2 集合体が密着して形成される仕組みになっている。そして引出しの装填パターンは固定側と移動側で左右が逆転している。このことを利用して、引出しを横転させる際にその向きを固定側と移動側で逆にする、というやり方である。そうすれば単位セルの構造が上下あるいは左右非対称であるために起る物質の平均位置の移動は、固定側と移動側で方向が逆であるため互に相殺することになる。そして固定側と移動側の両方を合わせた測定領域全体としては板状セルの方向変換による物質の移動がないことになり、拡散係数のみが変化したという状況を作り出すことができる。

反応度変化の大きさは板状セルの方向変換の前と後ににおける集合体の臨界点の移動として観測され、制御棒の臨界点指示値の変動から読み取られる。反応度変化 $\Delta\rho$ の測定結果は、計算結果と共に 2.2.3 で掲げる Table 1 に示す。その値は臨界点測定時の炉心温度並びに密着面間隙の違いを補正した結果である。測定誤差の大きさは再現性のチェックから実験的に求められた値であるが、主に引出しの装脱荷作業に伴なう炉心物質の移動に由

来するものと考えられる。反応度変化の測定値の符号がマイナスになっているのは、基準系に比べてプレートの方向を横転させた擾動系は漏洩量が増して less reactive になったことを示している。なお、実験は現実のセクター系集合体で行なわれたが、Table 1 に反応度変化の測定値として記載されている値は VII-1 集合体の理想系の値に換算されたものである。

測定領域の感度係数 f が計算で求められれば、(19)式により反応度変化 $\Delta\rho$ の測定側から拡散係数異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ が直ちに求められる。感度係数の計算の仕方については 4.2 で述べる。

2.2.3 測定値と計算値の比較および検討

FCA VII-1 集合体の内側および外側炉心セル並びにそれらの Na ボイド・セルに関する異方性の測定結果と計算結果を Table 1 に示す。Table 1 には反応度変化 $\Delta\rho$ の測定側と測定領域の感度係数 f の値も同時に記載されている。異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値はこれらの値から(19)式により導かれたものである。なお、内側炉心の 3 行 5 列および外側炉心の 5 行 3 列という矩形の測定領域は、適当にセクター状に近似して感度係数を求めた。一方、異方性の計算値は Benoist 理論による板状セルの方向別拡散係数の計算結果から導かれたものである。その具体的な方法については 4.3 で述べる。

Table 1 に示された異方性の測定値と計算値を比較すると、全体としてほぼ一致していると言える。外側炉心の通常セルに対しては 5 行 3 列を測定領域とした場合と 90° セクター内の外側炉心全体を測定領域とした場合の 2 通りの測定が行なわれたが、それらの測定結果は互によく一致している。これは、反応度変化の測定および感度係数の計算の双方を含めて、この測定法の信頼性を示すものである。内側炉心ボイド・セルの場合異方性の測定値が計算値に比べていくらか小さいという結果になっており、一致の程度は全ケースの中の比較では一番悪い。この原因としては次の 2 つのが考えられる。その 1 つは、実験は 3 行 5 列の測定領域のみをボイド系とし、集合体の他の部分は通常セルのままという状態で行なわれた。一方感度係数の計算は、格子管 5 列の長さを幅とする円環状の領域がボイド系であるとした計算モデ

Table 1 Anisotropy $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ of FCA VII-1 cells

Cell	Test region	Measured reactivity change $\Delta\rho$	Sensitivity factor f	Experimental	Calculated
		(% $\Delta k/k$)	(% $\frac{\Delta k}{k} / \frac{\Delta \tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\parallel}}$)	$\frac{\tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\perp}}$	$\frac{\tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\perp}}$
Inner core	Normal cell	whole sector region	-0.0059 ± 0.0010	-0.2196	1.027 ± 0.005
	Na-voided cell	(3×5) matrix region	-0.0035 ± 0.0004	-0.06998	1.050 ± 0.006
Outer core	Normal cell	(5×3) matrix region	-0.0104 ± 0.0003	-0.3288	1.032 ± 0.001
	Normal cell	whole sector region	-0.0239 ± 0.0010	-0.7730	1.031 ± 0.001
	Na-voided cell	(5×3) matrix region	-0.0172 ± 0.0003	-0.3087	1.056 ± 0.001

ルで行なわれた。そのため3行5列の測定領域からの漏洩量は計算体系よりも実験体系の方が少ない可能性があり、感度係数の値に比べて反応度変化の測定値が小さくなる方向にずれることが考えられる。もう1つは、感度係数を求めるために矩形をセクターで近似するが、その際見積られたセクターの角度 Ω が結果的にはいくらか大き過ぎて、感度係数の絶対値がいくらか大き目に評価されたのではないかということである。

この節の結論として、数種類の板状セルの異方性に関する測定結果が Benoit 理論による計算結果とほぼ一致したということは、この測定法が一応妥当なものであることを証明している。測定精度および計算値の側の問題などさらに検討すべき事項はあるが、Table 1 の結果はこの測定法が大筋において間違いないこと、および異方性の測定ひいては異方性の計算法のチェックなどに十分有用であることを示している。また、これは予想されたことであるが、漏洩の割合が大きい外側炉心の場合は反応度変化、感度係数共に絶対値が大きく、その結果測定精度も優れている。一方漏洩の割合が小さい内側炉心の場合は反応度変化、感度係数共に絶対値が小さく、その結果測定精度も劣っていることが Tabel 1 より明らかである。このことは板状セル臨界集合体にこの測定法を適用する場合、測定領域の選び方が重要であり、測定領域の位置、大きさおよび形状が測定精度に大きく影響することを物語っている。

2.3 考察

2.1 で提起した問題についてここで考察してみる。これまで述べて来た拡散係数異方性の測定法は、板状セルの装荷方式が FCA 型である円筒形集合体においてその一部のセクター領域を測定領域とし、そのプレートの向きを半径方向に 90° 回転させた場合の反応度変化から異方性を導くというものであった。これに対して同じ装荷方式の円筒形集合体において中心軸と同じくする一部の円筒領域を測定領域 V とし、プレートの向きを軸方向から半径方向へ変換させた場合の反応度変化 $\Delta\rho$ から異方性を導く、という方法の可能性を検討してみる。この方法と先述の方法を比較してその優劣を検討することは、先述の方法の特徴を理解する上で参考になる。

この場合、摂動系と基準系の方向別拡散係数の差 ΔD は、

$$\Delta D = \begin{pmatrix} \Delta D_x \\ \Delta D_y \\ \Delta D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{\parallel} - D_{\perp} \\ 0 \\ D_{\perp} - D_{\parallel} \end{pmatrix} \dots \quad (25)$$

となる。摂動 ΔD に対する反応度変化 $\Delta\rho$ は摂動論により

$$\Delta\rho = -\frac{\langle \text{grad } \phi^+ \cdot \Delta D \text{ grad } \phi \rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}}$$

$$= - \frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \int_V \int_0^\infty \left\{ (D_{\parallel} - D_{\perp}) \frac{\partial \phi^+}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} + (D_{\perp} - D_{\parallel}) \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\} dE dx dy dz. \quad \dots \dots \quad (26)$$

先述の方法の場合と同様にこの(26)式に(17), (18)式を適用すると,

$$\begin{aligned}
\Delta \rho = & -\frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \left[\int_0^H \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \right. \\
& \cdot \left\{ (D_{\parallel} - D_{\perp}) \cos^2 \theta \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\} dErd\theta dr dz \\
& + \int_v^H \int_v^R \int_v^{2\pi} \left\{ (D_{\perp} - D_{\parallel}) \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\} dEdx dy dz \Big] \\
= & -\frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \left[\frac{1}{2} \left\{ \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v \right. \right. \\
& - \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v \Big\} + \left\{ \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v \right. \\
& \left. \left. - \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v \right\} \right] \\
= & -\frac{1}{2} \cdot \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \left\{ \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v} - 1 \right\} \\
& + \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_{\perp} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \left\{ \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v} - 1 \right\}.
\end{aligned}$$

但し H , R は測定領域 V とした小円筒の高さおよび半径である。すなわち反応度変化 $\Delta\rho$ は半径方向成分と軸方向成分の和で表わされ、組成の異なる多領域から成る集合体の場合両成分を 1 つの項にまとめることはできない。

ϕ^+ および ϕ はエネルギーと空間の関数であるが、裸の炉心の場合はこれら 2 つの変数が分離できる。今ここで、異方性を測定しようとする集合体の ϕ^+ と ϕ は、変数のエネルギーと空間が分離できると仮定する。 D_{\parallel} および D_{\perp} は、集合体の 1 つの領域内では、常にエネルギーのみの関数であるので、 \tilde{D}_{\parallel} および \tilde{D}_{\perp} は次のように表わせる。

$$\tilde{D}_{\parallel} = \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v} = \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_{\parallel} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v},$$

$$= \frac{\langle \phi^+(E) D_{\parallel}(E) \phi(E) \rangle_{\text{Energy}}}{\langle \phi^+(E) \phi(E) \rangle_{\text{Energy}}},$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{D}_\perp &= \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v} = \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v} \\ &= \frac{\langle \phi^+(E) D_\perp(E) \phi(E) \rangle_{\text{Energy}}}{\langle \phi^+(E) \phi(E) \rangle_{\text{Energy}}} \end{aligned} \right| \quad (28)$$

但しここで $\phi^+(E)$, $\phi(E)$ は中性子束およびインポータンスの基本モード・エネルギー・スペクトル, すなわち変数分離された場合のエネルギーの関数という意味で用いている。そして (28) 式の最後の項は、積分範囲がエネルギーだけであることを示している。(28)式は、 $\partial \phi^+ / \partial r$, $\partial \phi / \partial r$ および $\partial \phi^+ / \partial z$, $\partial \phi / \partial z$ をそれぞれ重み関数とするエネルギーおよび領域 V に関する D_\parallel あるいは D_\perp の平均は互に等しく、またこれらが中性子束およびインポータンスのエネルギー分布のみを重み関数とする 1 群縮約の値に等しくなることを表わしている。(27)式に(28)式を代入すると、

$$\begin{aligned} \Delta \rho &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \left(\frac{\tilde{D}_\parallel}{\tilde{D}_\perp} - 1 \right) \\ &\quad + \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \left(\frac{\tilde{D}_\parallel}{\tilde{D}_\perp} - 1 \right) \\ &= \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v - \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \left(\frac{\tilde{D}_\parallel}{\tilde{D}_\perp} - 1 \right) \\ &\equiv f \left(\frac{\tilde{D}_\parallel}{\tilde{D}_\perp} - 1 \right) \end{aligned} \quad (29)$$

となる。但し

$$f = \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v - \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_\perp \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \quad (30)$$

は測定領域 V の感度係数である。以前の場合と同様にこの感度係数 f の値は、直角方向拡散係数 D_\perp を等方拡散係数 D_h で置き換えた次式で精度よく近似できる。

$$f = \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_h \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\rangle_v - \frac{1}{2} \left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_h \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \quad (31)$$

(31) 式の f の値は、通常の等方拡散計算で体系の中性子束およびインポータンスを計算することにより求められる。 f の値が求まれば(29)式により反応度変化 $\Delta \rho$ の測定値から直ちに異方性 $\tilde{D}_\parallel / \tilde{D}_\perp$ が求められる。すなわち、このような測定領域の取り方およびプレートの方向変換のやり方によっても一応異方性の測定が可能であることが明らかになった。

次に、2.1 で述べた方法と今述べた方法とを比較してみる。前者の方法では、既に述べたように中性子束およびインポータンスの分布に関する等方拡散近似および $D_\perp = D_h$ の近似だけで十分であり、中性子束およびインポータンスがエネルギーと空間に関して変数分離可能である必要はない。集合体が組成の異なる複数の領域で構成され、そのため中性子束およびインポータンスのエネルギー分布が空間依存である場合でも、別に支障はなく、それらが精度よく取入れられる。ところが後者の方法では、エネルギーと空間の変数分離、すなわち中性子束とインポータンスのエネルギー分布が集合体内で一定である、という仮定を新たに必要とする。これは前者の方法は摂動が径方向の拡散係数に限られているのに対して、後者の方法は摂動が径方向、軸方向双方の拡散係数に及んでいるためである。

前者の方法に比べて後者の方法はもう一つ重大な欠陥がある。Fig. 3 に見られるように FCA 集合体の単位セルは、格子管および引出しのステンレス板がプレートの上下左右を囲んだ構造になっている。そのため、単位セルの寸法は縦および横が 5.52 cm であるのに対して奥行は 5.08 cm である。このような構造の単位セルにおいて中身のプレートの向きを軸方向から径方向へ変換させた場合、格子管および引出しのステンレス板は依然として元のままの状態に保たれているため、単位セルの構造が異なることになる。すなわち後者の方法では単位セルの構造が基準系と摂動系で一部異なるという重大な支障が生じる。

この節の結論として、後者の方法は異方性の測定法として原理的には一応可能であるが、前者の方法と比較した場合エネルギー分布の空間依存性がないという仮定が必要であること、および基準系と摂動系のセル構造の不一致、という 2 つの重大な欠陥のあることが分った。逆の見方をすれば、前者の方法はこれらの欠陥を原理的に回避したやり方であるということになる。すなわち前者の方法では、板状セルの方向変換が半径方向であるため摂動が径方向の拡散係数に限られ、軸方向は全く不变である。また軸方向の格子管の中で引出しもプレートと共に方向変換されるためセル構造が基準系と摂動系で全く同じである。この 2 つがこの測定法にとって本質的に重要な点であることが分る。板状セルの装荷方式が ZEBRA 型である集合体の場合は後者の方法しかとれないでの、拡散係数異方性の測定に関しては ZEBRA 型装荷の集合体は不向きであると言える。

3. 臨界性に対する非等方拡散効果補正法⁵⁶⁾

板状セル臨界実験の解析を行なう際に中性子拡散の異方性を取り入れるためには、どのような問題があり、本来どのような取扱いをしなければならないのであろうか。実際の板状セル高速臨界集合体の体系は、板状セルの装荷方式により ZEBRA 型と FCA 型の 2 種類がある。ZEBRA, BFS, MASURCA, SNEAK, FRO 等は前者に属し、FCA, ZPR-3, ZPR-6, ZPR-9, ZPPR 等は後者に属する。集合体の形状が円筒の場合、ZEBRA 型装荷の集合体は 2 次元 rz モデルで板状セルの方向性を正確に取入れることができるが、FCA 型装荷の集合体はクリーン・コアの場合でも板状セルの方向性を考慮すると 3 次元の体系であり、3 次元 xyz モデルでなければ板状セルの方向性を正確に取入れることはできない。すなわち板状セル臨界実験を正確に解析するためには、本来 2 次元あるいは 3 次元の非等方拡散方程式を解かなければならぬ。

核特性の解析は、既に述べたように等方拡散計算の手法が基本になっており、1次元或は2次元の等方拡散計算が最も広く行なわれている。2次元非等方拡散計算は計算コード上もまた計算精度的にも別に問題ではなく、現在ではある程度用いられている。ところが3次元非等方拡散計算は、2次元計算の場合と比較してエネルギー群数および空間メッシュ数が著しく制限される結果になる。そのため、計算精度が却って悪くなる可能性があり、2次元モデルでは近似し難い程の複雑な体系の空間依存量を対象とする場合のような特殊なケースに限られている。

3.1 補正法の原理

板状セル体系の特性解析は、セル内中性子束分布による非均質効果を取り入れようとする場合、一般に通常のセル計算による実効断面積を用いた等方拡散計算の手法で行なわれる。著者らが提案した臨界性に対する非等方効果補正法は、その効果を輸送理論補正の場合と同様に等方拡散計算に対する補正項として取扱い、その効果の大きさは体系の等方拡散計算と Benoit 理論による板状セルの異方性の計算から求める、という方法である。すなわちここで言う非等方拡散効果とは、通常のセル計算による等方拡散係数 D_h を用いた等方拡散計算による実効増倍係数 k_{eff} を基準にして、その値に対して板状セル体系の拡散係数異方性を取入れるために補正されるべ

き値という意味である。

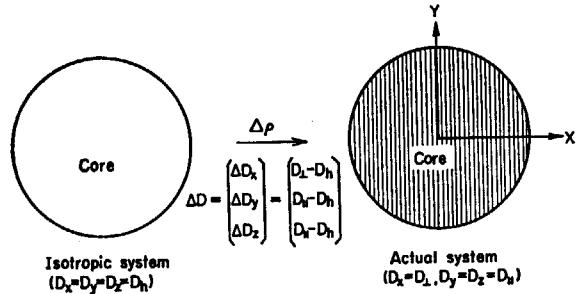


Fig. 5 Criticality correction for anisotropy.

Fig. 5 は補正法の原理を説明するための概念図であり、円筒形炉心の径方向断面を表わしている。非等方効果の求め方は摂動論に基づいている。すなわち、等方拡散計算のモデルである等方系を基準系とし、非等方系である現実の板状セル体系を摂動系とすると、両方の系の拡散係数の差 ΔD がこの場合の摂動である。そして非等方効果は 2 つの系の臨界性の差、すなわち実効増倍係数 k_{eff} の差であるが、摂動 ΔD に対する反応度変化として摂動論により導かれる。 xyz 座標を用いて方向別拡散係数をベクトル表示すると、等方拡散の基準系は (D_h, D_h, D_h) である。これに対して非等方拡散の摂動系の方向別拡散係数を (D_x, D_y, D_z) で表示すると、2 つの系の拡散係数の差 ΔD は

$$\Delta D = \begin{pmatrix} \Delta D_x \\ \Delta D_y \\ \Delta D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_x - D_h \\ D_y - D_h \\ D_z - D_h \end{pmatrix} \dots \dots \dots \quad (32)$$

で表わされる。摂動 ΔD に対する反応度変化 $\Delta\rho$ は摂動論により次のように表わされる。

$$\begin{aligned}\Delta\rho &= -\frac{\langle \text{grad } \phi^+ \cdot \Delta D \text{ grad } \phi \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \\ &= -\frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \int_V \int_0^\infty \left(\Delta D_x \frac{\partial \phi^+}{\partial x} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. + \Delta D_y \frac{\partial \phi^+}{\partial y} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} + \Delta D_z \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) dEdxdydz \\ &= -\frac{1}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \int_0^H \int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^\infty \\ &\quad \cdot \left\{ \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} (\Delta D_x \cos^2\theta + \Delta D_y \sin^2\theta) \right. \\ &\quad \left. + \Delta D_z \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right\} dEd\theta r dr dz \\ &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{\left\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \Delta D_x \frac{\partial \phi}{\partial r} \right\rangle_{\text{ore}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \cdot \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_v \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \\ & - \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_z \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}}. \quad \dots \dots \dots (33) \end{aligned}$$

但し前章における(19), (27)式の場合と同様に、式の展開の途中で(17), (18)式を適用している。

さて(33)式は、 r, z 両方向の bilinear current weight の一次結合である。この式を単純化するためここで次のような仮定を設ける。すなわち、炉心の ϕ^+ と ϕ は、裸の炉心の場合にそうであるように変数のエネルギーと空間が分離できる、すなわち炉心内でエネルギー分布が一定である、とする。その場合方向別拡散係数 D_i ($i=x, y, z$) および等方拡散係数 D_h は炉心内ではエネルギーのみの関数であることを利用して、2.3で与えられた(28)式と同様の次の関係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_i \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}}{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}} = \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_i \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}}{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}} \\ & = \frac{\langle \phi^+ D_i \phi \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ \phi \rangle_{\text{core}}} (= \tilde{D}_i) \quad (i=x, y, z), \\ & \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_h \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}}{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}} = \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_h \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}}{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}} \\ & = \frac{\langle \phi^+ D_h \phi \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ \phi \rangle_{\text{core}}} (= \tilde{D}_h). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (34)$$

すなわち、この仮定のもとでは、 $\partial \phi^+ / \partial r, \partial \phi / \partial r$ の双方を重み関数として D_i ($i=x, y, z$), D_h を全エネルギーおよび炉心内で平均 (bilinear current weighting) した値は、 $\partial \phi^+ / \partial z, \partial \phi / \partial z$ あるいは単に ϕ^+, ϕ を重み関数として平均 (bilinear flux weighting) した値に等しくなる。そしてこれは炉心の 1 群縮約の i 方向拡散係数 \tilde{D}_i および等方拡散係数 \tilde{D}_h の定義そのものである。(28)式で言及したように、(34)式において ϕ^+, ϕ を重み関数とするエネルギーおよび空間の平均は、上記の仮定のもとでは実はエネルギー分布のみの平均になる。

(20)式の関係を利用すると、(33)式は

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_h \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \left(\frac{\Delta\tilde{D}_x}{\tilde{D}_h} + \frac{\Delta\tilde{D}_y}{\tilde{D}_h} \right) \\ & - \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_h \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \cdot \frac{\Delta\tilde{D}_z}{\tilde{D}_h} \quad \dots \dots \dots (35) \end{aligned}$$

となる。但しここで、(32)式に示したように

$$\Delta\tilde{D}_i = \tilde{D}_i - \tilde{D}_h \quad (i=x, y, z) \quad \dots \dots \dots (36)$$

である。(35)式は円筒炉心の非等方拡散効果を求める一般式であり、この補正法の基本となるものである。(35)式は

$$\Delta\rho = f_x \cdot \frac{\Delta\tilde{D}_x}{\tilde{D}_h} + f_y \cdot \frac{\Delta\tilde{D}_y}{\tilde{D}_h} + f_z \cdot \frac{\Delta\tilde{D}_z}{\tilde{D}_h} \quad \dots \dots \dots (37)$$

の形をしていることが分る。但し

$$\left. \begin{aligned} f_x = f_y &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial r} D_h \frac{\partial \phi}{\partial r} \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} = \frac{1}{2} f_r, \\ f_z &= -\frac{\langle \frac{\partial \phi^+}{\partial z} D_h \frac{\partial \phi}{\partial z} \rangle_{\text{core}}}{\langle \phi^+ F \phi \rangle_{\text{reactor}}} \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

である。 ϕ, ϕ^+ が変数分離可能と仮定したことにより、このように式が単純化され、数式の物理的意味も明確になった。この仮定は、実は非等方効果補正法の成立のために必要な条件であるが、それについては 3.3 で議論する。

(38)式は f_i ($i=x, y, z$) が $\Delta D = D_h$ という摂動に対する反応度変化の漏洩項の i 方向成分であることを示している。そして f_i は、等方拡散計算の ϕ^+, ϕ を用いて計算される。(37)式の形から f_i は $\Delta\tilde{D}_i / \tilde{D}_h$ の反応度変化 $\Delta\rho$ に対する感度である、と解釈することができる。そこで f_i は、今後 i 方向の感度係数と呼ぶことにする。前章で述べた異方性の測定法の場合にも(21)式で定義された感度係数 f があった。(21)式の f は角度 Ω のセクター領域のプレートの向きを半径方向に 90° 変化させた場合の反応度変化に対応するものであったが、今回(38)式で定義される f_i は、炉心全体に渡って i 方向の拡散係数を D_h から D_i に変化させた場合の反応度変化に対応するものである。感度係数の計算については 4.2 で述べる。

(37)式は摂動の一般式から(34)式の仮定のもとに導かれた結果である。しかしながら、 $\Delta\tilde{D}_i / \tilde{D}_h$ は等方系から非等方系への i 方向拡散係数の平均の摂動 $\Delta\tilde{D}_i$ を \tilde{D}_h 単位で表わしたものであり、一方 f_i は $\Delta\tilde{D} = \tilde{D}_h$ という摂動に対する反応度変化の漏洩項の i 方向成分であることを考慮すると、(37)式は自明の関係であるとも言える。(37)式は、反応度変化 $\Delta\rho$ が方向別の成分に分けられ、その値はそれぞれの方向の f_i と $\Delta\tilde{D}_i / \tilde{D}_h$ の積で与えられることを示している。 \tilde{D}_i ($i=x, y, z$) は、板状セル臨界集合体の場合板状セル自体の \tilde{D}_{\parallel} あるいは \tilde{D}_{\perp} であるが、 \tilde{D}_{\parallel} および \tilde{D}_{\perp} は(34)式の仮定に基づいて Benoist 理論によるセル計算により求められる。板状セルの異方性の計算については 4.3 で述べることにする。 \tilde{D}_i が求められると(36)式により $\Delta\tilde{D}_i$ が求められる。このようにして f_i および $\Delta\tilde{D}_i / \tilde{D}_h$ が求められると、(37)式により非等方効果が求められる。その際必要なものは、通常の等方拡散計算と Benoist 理論による異方性の計算だけである。すなわち、板状セル高速臨界集合体の臨界性を評価する際に、この補正法を用いることにより 2 次元または 3 次元非等方拡散方程式を解くことなく等方拡散計算の手法で、それでかつ中性子拡散の異方性を取り入れた結果を得ることができる。これまで 1 領域炉心の場合を対象として式を表わして来たが、多領域の板状セル集合体の場合全体としての非等方効果は、(37)式

による各領域の補正項の和で与えられる。

次に、上記の補正法の式を現実の板状セル臨界集合体の体系へ適用してみる。既に述べたように、円筒形集合体は、板状セルの装荷方式により ZEBRA 型と FCA 型の 2 種類の構造が考えられるが、非等方効果を計算する(37)式がそれぞれの場合具体的にどのような形になるかを導いてみる。

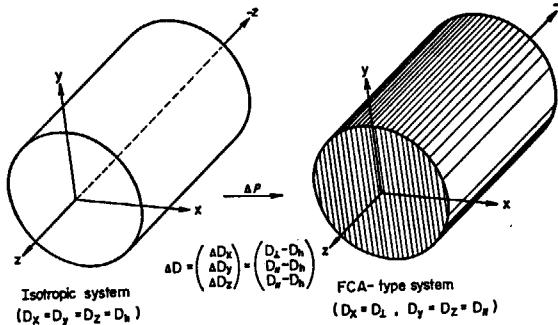


Fig. 6 Criticality correction for anisotropy of plate lattice assembly of FCA-type loading.

Fig. 6 は FCA 型装荷方式の板状セル体系を描いたものである。FCA 型板状セル体系の方向別拡散係数は xyz 座標で表示すると、板状セルの平行および直角方向拡散係数 D_{\parallel} , D_{\perp} を用いて

$$\left. \begin{aligned} D_x &= D_{\perp} \\ D_y &= D_z = D_{\parallel} \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

と表わされる。したがって等方系との拡散係数の差 ΔD は

$$\Delta D = \left(\frac{\Delta D_x}{\Delta D_y} \right) = \left(\frac{D_{\perp} - D_h}{D_{\parallel} - D_h} \right) \quad (40)$$

となる。(40) 式を用いると(37) 式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= f_x \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\perp} - \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right) + f_y \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel} - \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right) \\ &\quad + f_z \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel} - \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right). \quad (41) \end{aligned}$$

これが FCA 型板状セル体系の非等方効果の計算式である。

Fig. 7 は ZEBRA 型装荷方式の板状セル体系を描い

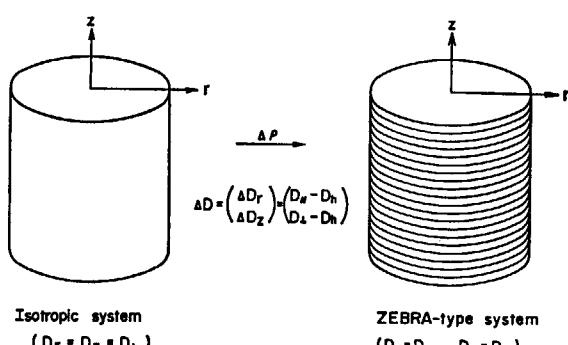


Fig. 7 Criticality correction for anisotropy of plate lattice assembly of ZEBRA-type loading.

たものである。この体系は rz 座標で取扱うことができる。(37) 式は rz 座標では次のように表わされる。

$$\Delta\rho = f_r \cdot \frac{\Delta\tilde{D}_r}{\tilde{D}_h} + f_z \cdot \frac{\Delta\tilde{D}_z}{\tilde{D}_h}. \quad (42)$$

というのは、 xyz 座標と rz 座標との関係から

$$\frac{\Delta\tilde{D}_x}{\tilde{D}_h} = \frac{\Delta\tilde{D}_y}{\tilde{D}_h} = \frac{\Delta\tilde{D}_z}{\tilde{D}_h} \quad (43)$$

であるからである。Fig. 7 に示された ZEBRA 型板状セル体系の方向別拡散係数は

$$\left. \begin{aligned} D_r &= D_{\parallel} \\ D_z &= D_{\perp} \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

であるから、等方系との拡散係数の差 ΔD は

$$\Delta D = \left(\frac{\Delta D_r}{\Delta D_z} \right) = \left(\frac{D_{\parallel} - D_h}{D_{\perp} - D_h} \right) \quad (45)$$

となる。(45) 式を用いると(42) 式は次のようになる。

$$\Delta\rho = f_r \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel} - \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right) + f_z \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\perp} - \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right) \quad (46)$$

これが ZEBRA 型板状セル体系の非等方効果の計算式である。

この節の最後に、この補正法で導入された仮定あるいは近似を整理しておく。その 1 つは、体系の ϕ^+ , ϕ の空間分布として等方拡散計算で求められたものを用いたことである。具体的には擾動論による漏洩項を展開した(33)式において ϕ^+ , ϕ の空間分布は θ 依存性がないとして(18)式を適用したこと、および(38)式の感度係数を求める際に等方拡散計算による ϕ^+ , ϕ を用いたことである。もう 1 つは、 \tilde{D}_i ($i = x, y, z$) および \tilde{D}_h を数値計算する際に(34)式を用いたこと、すなわち炉心内で ϕ^+ , ϕ のエネルギー分布が一定であると仮定したことである。この仮定がもし成立しないとすると、Benoist 理論に基づく板状セルの \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} および通常のセル計算による \tilde{D}_h は共に板状セルの基本モード・エネルギー・スペクトルを重み関数に用いて求められたものであるため、(35)あるいは(37)式に適用できないことになる。

3.2 FCA VII-1 炉心への適用

非等方拡散効果補正法を FCA VII-1 炉心へ適用し、臨界性に対する非等方効果がどの程度の大きさになるかを調べてみる。また炉心セルの異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定結果から非等方効果を求める方法を考えてみる。

FCA VII-1 集合体は先に Fig. 2 に示されたように円筒形の 2 領域炉心で構成され、内側および外側炉心のセル・パターンは Fig. 3 に示されている。現実にはこれらの炉心セルで構成されていたのは 90° セクター部分だけで、残りは U-235 による内側および外側ドライバーであったが、2. の異方性測定の場合と同様に、ここでは VII-1 集合体のいわゆる理想系に対する非等方効果を求ることにする。また Na ボイド系の VII-1 炉心の非

Table 2 Calculated results of anisotropy correction on FCA VII-1 criticality

Core	Sensitivity factor		Cell anisotropy			Correction term $\Delta\rho (\% \Delta k/k)$
	$\left(\% \frac{\Delta k}{k} / \% \frac{\Delta \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right)$	f_r	f_z	$\frac{\Delta \tilde{D}_{ }}{\tilde{D}_h} (\%)$	$\frac{\Delta \tilde{D}_{\perp}}{\tilde{D}_h} (\%)$	
Normal	Inner core	-0.0138	-0.0496	3.10	0.26	(1.547) -0.18
	Outer core	-0.0487	-0.0142	2.92	0.22	(1.641) -0.12 } -0.30
Na-voided	Inner core	-0.0140	-0.0573	6.93	0.86	(1.777) -0.45 } -0.75
	Outer core	-0.0492	-0.0177	6.64	0.81	(1.873) -0.30 }

等方効果を求めることがある。VII-1 炉心の基準系および Na ボイド系のそれぞれの場合について、内側および外側炉心の感度係数 f_r, f_z を等方拡散計算で求めた。感度係数の求め方については 4.2 で述べる。また基準系、Na ボイド系双方の内側および外側炉心セルについて、Benoist 理論による方向別拡散係数 $\tilde{D}_{\parallel}, \tilde{D}_{\perp}$ 並びに等方拡散係数 \tilde{D}_h を計算により求めた。これらの計算の仕方については 4.3 で述べる。非等方効果はこれらの値を用いて、(41) 式により求められる。

このようにして求めた VII-1 炉心の非等方拡散効果の結果を Table 2 に示す。同 Table には用いられた各炉心の感度係数 f_r , f_z 並びに各炉心セルの $\Delta\tilde{D}_{||}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の計算値も同時に載っている。 f_r と f_z の絶対値を比較すると、内側炉心では $|f_r| < |f_z|$ であり、一方外側炉心では $|f_r| > |f_z|$ である。また f_r の値は基準系とボイド系でほぼ同じであるのに対し、 f_z の値は基準系に比べてボイド系の方が絶対値が 10 数 % 大きい。これは、 r 方向は 2 領域炉心であり中性子束空間分布が比較的平坦化されているので基準系とボイド系の f_r の差が小さいのに対し、 z 方向は 1 領域炉心であり中性子束空間分布が基準系の場合に比べてボイド系は、勾配が急になるため両者の f_z の差が大きくなったものと考えられる。一方、炉心セルの異方性に関しては、 $\Delta\tilde{D}_{||}/\tilde{D}_h$ の値が基準系は約 3% であるのに対し、Na ボイド系は約 7% と 2 倍以上になっている。 $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の値は $\Delta\tilde{D}_{||}/\tilde{D}_h$ に比べて桁違いに小さく、Na ボイド系の場合でも 1% 以下である。内側炉心セルと外側炉心セルの異方性を比較すると基準系の場合もボイド系の場合もあまり違わないが、これは Fig. 3 に示された両炉心セルの構造が似通っているからである。Table 2 によると非等方効果の値は、内側および外側炉心合わせて基準系では $-0.30\% \Delta k/k$, Na ボイド系では $-0.75\% \Delta k/k$ である。現在のデータ・アンド・メソードによるクリーン・コアの臨界性の予測精度は $0.5\% \Delta k/k$ 程度であるが、Table 2 は非等方効果がこの予測精度に匹敵するほどの大きさであることを示している。したがって、非等方効果は板状セル高速臨界集合体の臨界性評価にとって極めて重要であり、従来行なわれて来た非均質効果補正や輸送理論補正と同様に常に考慮されなければならないこと

が明らかになった。

Table 2 の非等方効果は、異方性の値として Benoit 理論に基づく計算値を用いて求められたものであった。次に、**Table 1** で与えられた VII-1 炉心セルの異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値を用いて非等方効果を求める方法を考えてみる。2. で述べたように測定されるのは $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の値だけであり、一方 3.1 で述べたように非等方効果を求めるためには $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\parallel}$ および $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_{\perp}$ の値が必要である。これは、3.1 で定義した非等方効果が単に \tilde{D}_{\parallel} と \tilde{D}_{\perp} の違いに基づく効果という意味ではなく、 \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} を用いた場合と \tilde{D}_{\parallel} を用いた場合との差という意味であることから当然である。したがって $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値から非等方効果を求めるためには、何らかの近似が必要である。

そこでまず1つの方法として

$$\tilde{D}_\perp = \tilde{D}_h \dots \quad (47)$$

と近似した場合の非等方効果を求めてみる。これは 1.3.3 の (11), (12) 式に見られたように、板状セルの D_{\perp} は D_h に非常に近いという多数の計算例から得られた結論に基づいている。 (47) 式を仮定した場合、(41) 式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \Delta\rho &= f_{\nu} \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel} - \tilde{D}_{\perp}}{\tilde{D}_{\perp}} \right) + f_{\pi} \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel} - \tilde{D}_{\perp}}{\tilde{D}_{\perp}} \right) \\ &= \left(\frac{1}{2} f_{\nu} + f_{\pi} \right) \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\perp}} - 1 \right) \\ &\equiv f \cdot \left(\frac{\tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\perp}} - 1 \right). \quad \dots \dots \dots (48) \end{aligned}$$

但しここで

である。すなわち (47) 式を仮定した場合、非等方効果は (48) 式により異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ から直接求められる。その際の感度係数 f は (49) 式で与えられ、これは拡散係数 (D_x , D_y , D_z) を (D_{\perp} , D_{\perp} , D_{\perp}) から FCA 型板状セル体系の (D_{\perp} , D_{\parallel} , D_{\parallel}) へ変化させた場合の反応度変化に対応するものである。そこで (49) 式の f を FCA 型板状セル体系の全感度係数 (total sensitivity factor) と呼ぶことにする。ついでに ZEBRA 型板状セル体系の場合についても調べてみる。その場合の非等方効果を計算する (46) 式は、(47) 式の仮定を用いると次のよう

に書き替えられる。

$$\Delta\rho = f_r \cdot \left(\frac{\tilde{D}_\parallel}{\tilde{D}_\perp} - 1 \right). \quad \dots \dots \dots \quad (50)$$

であり、これは拡散係数 (D_r, D_z) を (D_{\perp}, D_{\perp}) から $(D_{\parallel}, D_{\perp})$ へ変化させた場合の反応度変化に対応する。全感度係数 f については 4.2 でも触れる。

異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値から非等方効果を求めるもう
 1つの近似方法として、次のような方法が考えられる。
 板状セルの場合一般に $\tilde{D}_{\perp} \neq \tilde{D}_h$ であり $\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の計算値
 はセル・モデルなど計算方法にあまり依存しない安定し
 た値であるのに対して、 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$ の値はセル・モデルの
 取り方など計算方法に比較的敏感である。この傾向を利
 用して $\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ は精度のよい計算値を用い、 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$ は
 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値から導かれた値を用いる、という近似
 方法である。こうして求められた $\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ および $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$
 から、(41)式により非等方効果が導かれる。この近似方
 法は $\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の計算値を用いることにより (47) 式の近
 似を避け、また $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値の情報を $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$ に取
 入れたもので、根拠のある現実的な方法であると言え
 る。

Table 3 は $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値から上記の 2 種類の近似方法で求められた VII-1 炉心の非等方効果をまとめたものである。同 **Table** にはその際用いられた全感度係数 f および $(\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp} - 1)$ の測定値も同時に掲げられている。第 2 の近似方法による非等方効果の絶対値は第 1 の近似方法の結果に比べて基準系では約 1 割、Na ボイド系では約 2 割大きくなっている。第 1 および第 2 の近似方法による非等方効果の差 $\Delta \rho$ は、 $\Delta \tilde{D}_{\perp} = \tilde{D}_{\perp} - \tilde{D}_{\parallel}$ の大きさの振動が炉心全体および全方向にわたって生じた場合の反応度変化に対応しているはずである。式で表わすと

$$\Delta\rho \doteq (f_r + f_s) \left(\frac{\tilde{D}_\perp}{\tilde{D}_h} - 1 \right) \quad \dots \dots \dots \quad (52)$$

となる。Table 2 の f_r , f_z および $\tilde{D}_\perp/\tilde{D}_h$ の値を用い

Table 3 Experimental results of anisotropy correction on FCA VII-1 criticality

Core	Total sensitivity factor	Experimental cell anisotropy	Correction term	
	$f = \frac{1}{2} f_r + f_z$	$\left(\frac{\Delta k}{k} / \frac{\Delta \tilde{D}_h}{\tilde{D}_h} \right)$	$\Delta \rho (\% \Delta k/k)$	
Normal {	Inner core	-0.0565	2.7 ± 0.5	-0.152 ± 0.028
	Outer core	-0.0386	3.1 ± 0.1	-0.120 ± 0.004
Na-voided {	Inner core	-0.0643	5.0 ± 0.6	-0.322 ± 0.039
	Outer core	-0.0423	5.6 ± 0.1	-0.237 ± 0.004
			Approximation No. 1*	Approximation No. 2**
			-0.27 ± 0.03	-0.170 ± 0.028
			-0.56 ± 0.04	-0.386 ± 0.039
			-0.293 ± 0.004	-0.293 ± 0.004
				-0.134 ± 0.004
				-0.68 ± 0.04
				-0.30 ± 0.03

* Based on the assumption $\tilde{D}_{\perp} = \tilde{D}_h$, $4\rho = \left(\frac{1}{2}f_r + f_s\right)\left(\frac{\tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\perp}} - 1\right)$ using experimental $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$.

** $4\rho = \frac{1}{2}f_r\left(\frac{\tilde{D}_\perp}{\tilde{D}_h}-1\right) + \frac{1}{2}f_r\left(\frac{\tilde{D}_h}{\tilde{D}_h}-1\right) + f_z\left(\frac{\tilde{D}_h}{\tilde{D}_h}-1\right)$ using calculated $\tilde{D}_\perp/\tilde{D}_h$ and experimental $\tilde{D}_h/\tilde{D}_\perp$.

て(52)式の $\Delta\rho$ を求めると、その値は全非等方効果の約1~2割に相当することが分る。したがって全非等方効果の残りの8~9割は、FCA型板状セル体系のy, z方向の \tilde{D}_{\parallel} を \tilde{D}_{\perp} へ変化させるという擾動によるものである。Table 3とTable 2の非等方効果の値を比較すると、第2の近似方法による測定値は基準系では計算値とよく一致し、Naボイド系では計算値に比べて絶対値が約1割小さくなっている。これは、Table 1において基準系炉心セルおよびNaボイド系外側炉心セルの $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ は測定値と計算値が比較的一致しているが、Naボイド系内側炉心セルの $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ は測定値が計算値に比べて約2割小さい、という結果から導かれたものである。 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の測定値から非等方効果を求める2つの近似方法に関する結論としては、第1の方法は全体の1~2割に及ぶ $\Delta\tilde{D}_{\perp}$ の寄与分だけ非等方効果を系統的に過小評価するものであり、第2の方法は第1の方法の欠点が補なわれており、現実的で妥当な方法であると言える。なお留意すべきことは、これらの方法は上記の近似以外に、 ϕ^+ , ϕ^- のエネルギー分布が炉心内で一定という仮定を用いていることである。

3.3 考察

ここではこの章に関連した2つの事柄について考察を加えておく。その1つは2.で述べた拡散係数異方性の測定法と3.で述べた非等方拡散効果の補正法との関係である。この測定法と補正法を相互に比較して類似点および相違点を確認しておくことは、それぞれの方法の意味を理解するのに役立つ。

測定法および補正法は、方向別拡散係数の変化 ΔD と臨界集合体の反応度変化 $\Delta\rho$ との関係に基づいている点で、共通している。測定法は $\Delta\rho$ から $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ を導き、一方補正法は $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ から $\Delta\rho$ を導く方法である。そしてどちらの場合も $\Delta\rho$ と ΔD が感度係数と称するものを媒介として関係付けられている点でも共通している。したがって両方法は同じような関係式を互

に逆方向に適用している、という関係にある。

しかしながら測定法を説明した Fig.1 と補正法を説明した Fig.5 を比較してみると、両方法における基準系および摂動系は互に違っていることが分る。測定法の基準系および摂動系は共に現実の板状セル体系、すなわち非等方系であり、その間の摂動は現実の板状セルの D_{\parallel} と D_{\perp} の差で表わされ、両方の系の臨界性の違いは反応度変化として実際に測定される量である。測定法は反応度変化の測定という積分実験を行ない、その値から $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ を導くという実験方法である。一方、補正法の摂動系は現実の板状セル体系であるが、基準系は等方系という計算モデルである。等方系というのは板状セル高速臨界集合体では実現することのできない概念上の存在であり、計算で評価する以外に方法はない。この場合の摂動は現実の板状セルの D_{\parallel} , D_{\perp} とセル計算による D_h との差で表わされ、したがって導かれる反応度変化は実験とは直接結び付かない計算上の、あるいは概念上の値である。この補正法は、実験で求められる現実の量と直接的には無関係であることが上記の測定法と最も異なるところである。この補正法は D_{\parallel} , D_{\perp} と D_h の差による漏洩量の違いを評価し、等方拡散計算を補完するという計算上の取扱い方法である。補正法の場合摂動の範囲は当然のことながら炉心あるいは集合体の全領域および全方向である。そして (38) 式の感度係数は集合体の体系により一意的に決まる。一方測定法の場合、測定領域およびプレートの方向変換の向きは原理的には任意に選ぶことができ、それに応じて感度係数の式および積分範囲が変る。測定法の感度係数 (21) 式あるいは (30) 式と補正法の感度係数 (38) 式を比較すると、積分範囲が異なるのは当然であるが、(21) 式と (38) 式は式自体が違っており、(30) 式と (38) 式は、式の形としては同じであることが分る。

次に、測定法と補正法の両方に関連したもう 1 つ別の事柄について考察する。(28) 式および (34) 式を導く際に、 ϕ , ϕ^+ は変数のエネルギーと空間が分離できる、すなわち炉心内でのエネルギー分布が一定であると仮定した。ここで、測定法および補正法とこの仮定との関係について考察してみる。既に述べたように D_i ($i=x, y, z$), D_h は 1 つの領域内ではエネルギーのみの関数であるため、この仮定のもとでは \tilde{D}_i , \tilde{D}_h の定義は (28) 式あるいは (34) 式のように書替えられ、結果として ϕ , ϕ^+ のエネルギー分布のみの平均に等しくなり、そのエネルギー分布が一定であるため \tilde{D}_i , \tilde{D}_h は炉心内で一定の値になる。すなわちこの仮定が成立するということは、 \tilde{D}_i , \tilde{D}_h の値が炉心内のあらゆる場所で一定であることを意味している。これは、 ϕ , ϕ^+ のエネルギー分布が炉心組成に固有の基本モード・スペクトルであれば \tilde{D}_i , \tilde{D}_h も炉心組成に固有の値になるということである。この仮定が成立すれば、プレートの向きを軸方向から半径方向に

変換する測定法も原理的に可能になり、また補正法が成立するための条件が満たされたことになる。というものは、この仮定により Benoit 理論による板状セルの \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} および通常のセル計算による \tilde{D}_h の計算値が炉心全体に適用できることになるからである。この仮定が成立しない場合は、 \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} , \tilde{D}_h が場所依存および方向依存となり、炉心あるいはある領域に共通の $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ というものが存在しなくなるため、補正法のような取扱いは不可能になる。したがって補正法はこの仮定に基づいており、この仮定は補正法の必要条件の 1 つである。

一方この仮定と 2.1 で述べた測定法の関係は、補正法の場合とは少し異なる。この測定法で導入された仮定あるいは近似は、 ϕ , ϕ^+ の空間分布に関しては等方拡散近似が成立するとしたこと、および $D_{\perp}=D_h$ としたことだけである。これらの仮定に基づいて (19) 式により $\Delta\phi$ の測定値から $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ が求められる。 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ は (20) 式から

$$\frac{\tilde{D}_{\parallel}}{\tilde{D}_{\perp}} = \frac{\left\langle \frac{\partial\phi^+}{\partial r} D_{\parallel} \frac{\partial\phi}{\partial r} \right\rangle_v}{\left\langle \frac{\partial\phi^+}{\partial r} D_{\perp} \frac{\partial\phi}{\partial r} \right\rangle_v} \quad \dots \dots \dots \quad (53)$$

と表わされるが、この関係は ϕ , ϕ^+ の変数分離の仮定の成否に関係なく常に成立し、 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の定義であると言ってもよい。(53) 式は実験的に求められた $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ が $\partial\phi^+/\partial r$, $\partial\phi/\partial r$ を重み関数として測定領域 V で平均された値であり、本来方向および領域に依存した値であることを示している。そして (53) 式の $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ は、 ϕ , ϕ^+ が変数分離できる場合に限り炉心のあらゆる場所および方向に対して共通の値となる。その場合に初めて $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の実験値は Benoit 理論による板状セルの $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の計算値と比較すべきものになる。先に Table 1 において $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の実験値と計算値を比較したが、実験値は本来測定領域およびプレートの方向変換の向きに依存した値であるので、実験値と計算値の違いは単に実験誤差や計算値の誤差に基づくものだけでなく、測定領域 V の ϕ , ϕ^+ のエネルギー分布の基本モードからのずれに基づくものも含まれている。したがって $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の実験値と計算値の一一致の度合は、測定領域 V における ϕ , ϕ^+ の基本モード・エネルギー・スペクトルからのずれを表わしていると解釈することもできる。しかし板状セルの D_{\parallel} と D_{\perp} のエネルギー分布は似通っているので、縮約に用いるエネルギー分布の違いが $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の計算値に及ぼす影響は敏感ではないと考えられる。補正法は多領域炉心の場合にも同様に適用できるとしたのは、板状セルの D_{\parallel} , D_{\perp} , D_h のエネルギー分布が殆ど同じ傾向であるため、各領域のエネルギー分布が基本モードから少々ずれていてもその違いが $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の計算値に結果的に及ぼす影響は非常に僅かであるからである。

4. 非等方拡散効果補正法の適用例⁵⁷⁾

この章では現実の板状セル高速臨界集合体に対する非等方拡散効果補正法の適用例について述べる。FCA VII-1 集合体への補正法の適用については 2.3 で述べたが、この章ではそれも含めて FCA, ZPR および ZEBRA で組まれた 10 個の臨界集合体を補正法適用の対象とした。多数の異なった板状セル体系に補正法を適用してみると、臨界性に対する非等方効果が一般にどの程度の大きさになるかを調べ、またその値が炉心の形状、体積、板状セルの装荷方式などにどのように関係するかを調べるのがこの章の目的である。なお測定法適用の過程で行なわれる感度係数の計算および拡散係数異方性の計算についても述べる。

4.1 10 個の臨界集合体の記述

Table 4 は補正法適用の対象とした 10 個の臨界集合体を列記し、その特徴を記述したものである。これらの集合体はいずれもその詳細がよく知られ、かつ関心の高いものである。またこのような組合せは、炉心体積が広範囲に分布すること、板状セルの装荷方法として FCA 型と ZEBRA 型の双方の集合体を含むこと、Na ボイド・セルや板状セル系ブランケットの集合体を含むことなど、全体としてできるだけバラエティーに富むことを

考慮して選んだ結果である。これらの集合体は炉心が円筒形の板状セル体系であり、いわゆるクリーン・コアである点において共通である。現実の FCA および ZPR 集合体の炉心は勿論 FCA 型板状セル構造をしており、一方 ZEBRA 集合体は ZEBRA 型板状セル構造をしている。しかし補正法の適用は板状セル構造による非等方効果の違いを調べるために、どの集合体の場合も FCA 型と ZEBRA 型の両方に対して行なわれた。FCA および ZPR 集合体の場合ブランケットは天然ウランあるいは劣化ウランの金属ブロックで構成されており、非等方効果は一応考えなくてもよい。ところが ZEBRA MZ-A, MZ-B 集合体⁵⁸⁾のブランケットは板状セルで構成されているため異方性、したがって非等方効果が予想される。そのためこれらの集合体の場合は、炉心だけでなくブランケットに対しても補正法が適用された。Table 4 に FCA VII-1-NaV とあるのは、FCA VII-1 集合体に対応する Na ボイド系集合体という意味である。すなわち、VII-1 炉心セルに対応する Na ボイド・セルで構成された同じ形状・寸法の集合体という意味である。したがってこれは VII-1 炉心の 1 つの変形炉心とも言うべき性質のものであり、他の集合体の場合のように独自の目的で新たに組まれたものではない。Table 4 には各集合体の炉心の体積、直径、高さ、直径と高さの比および

Table 4 Description of assemblies

Assembly	Core volume (<i>l</i>)	Diameter <i>D</i> (cm)	Height <i>H</i> (cm)	Ratio <i>D/H</i>	$k_{\infty}-1$	Brief description of assembly
FCA V-1	154	56.71	60.96	0.930	0.688	JOYO physics mockup
V-2	218	67.48	60.96	1.107	0.716	JOYO physics mockup
VI-1	481	81.84	91.44	0.895	0.555	MONJU outer core physics mockup
VI-2	627	{ I.C 58.76 O.C 93.40	91.44	{ 0.643 1.021	{ 0.292 0.582	MONJU inner core physics mockup
VII-1	1414	{ I.C 106.62 O.C 140.32	91.44	{ 1.166 1.535	{ 0.292 0.555	MONJU sector-type mockup
VII-1-NaV	1414	{ I.C 106.62 O.C 140.32	91.44	{ 1.166 1.535	{ 0.324 0.601	FCA VII-1 sodium voided core
ZPR-3 #48	415	83.18	76.35	1.089	0.522	Basic plutonium physics core
ZPR-6 #7	2920	156.10	152.56	1.023	0.266	Single zone demo-plant benchmark
ZEBRA MZ-A	565	{ Core 89.35 B1. 152.56	90.13 160.20	{ 0.991 0.952	{ 0.593 -0.666	MONJU outer core physics mockup
MZ-B	1777	{ I.C 124.44 O.C 159.28 B1. 221.03	89.20 89.20 159.10	{ 1.395 1.786 1.389	{ 0.316 0.593 -0.666	MONJU physics mockup

I.C, O.C and B1. mean inner core, outer core and blanket respectively.

($k_{\infty}-1$) の値が掲げられている。板状セル系プランケットに対しても同様である。これらは非等方効果の大きさに関すると思われる集合体の形状のあるいは組成的バラメタである。炉心体積は FCA V-1 の 154 l から ZPR-6 #7⁵⁹⁾ の 2920 l に及んでいる。炉心の直径 D と高さ H の比 D/H は円筒炉心の扁平さを表わす尺度であるが、1.0 の直円筒に近いものから 1.8 のパン・ケーキ型まで分布している。 $(k_{\infty}-1)$ は各セルの吸収に対する漏洩の割合を表わす値である。Table 4 の最後の列は各集合体の簡単な説明である。

Fig. 8 (a), (b), (c), (d), (e) はこれらの集合体の炉心あるいはプランケットを構成する板状セルの構造を描いたものであり、集合体に装荷された状態における単位セルの垂直断面が示されている。すなわち FCA, ZPR 集合体の場合プレートの方向は垂直であり、一方 ZEBRA 集合体の場合プレートの方向は水平である。Fig. 8 の各セル・パターンを見ると、板状セルの構造は全体としてできるだけ組成が均質に近くなるように、また可能な場合はセル・パターンが左右あるいは上下対称になるようにプレートが配列されているのが分る。炉心セルは Fig. 8 (b) の FCA VI-2⁶⁰⁾⁶¹⁾ 外側炉心セル以外はすべてに Pu が含まれている。これらの集合体は組成的に LMFBR のモックアップあるいはベンチマークであるため、これらすべてのセルに Na プレートが含まれており、その量は全プレートに対する体積比にして 1/3 から 1/2 を占めている。単位セルの幅は FCA, ZPR 合集合の場合 5.52 cm (2.17 インチ) であり、ZEBRA 集合体の場合特に限定されないことが分る。セルを構成している個々のプレートは厚さ 1/4, 1/8 あるいは 1/16 インチのものがほとんどである。その中で ZPR-6 #7 の炉心セルと ZEBRA MZ-A, MZ-B のプランケット・セルは 1/2 インチ厚のプレートを含んでいる。したがってこれらのセルの異方性は他のセルに比べて大きいことが予想される。

4.2 感度係数の計算

円筒形集合体の非等方効果は 3.1 で述べたように FCA 型板状セル体系の場合 (41) 式で、また ZEBRA 型板状セル体系の場合 (46) 式でそれぞれ与えられる。これらの式において感度係数 f_x, f_y と f_r の間には $f_x = f_y = (1/2)f_r$ の関係があるため、感度係数の計算としては結局各領域の f_r, f_z を求めればよい。 f_r, f_z はその定義が (38) 式に与えられているが、 $\Delta D = D_h$ の摂動に対する反応度変化の漏洩項の r および z 方向成分である。したがってこれらの値は等方拡散計算でまず体系の ϕ, ϕ^+ を求め、次にそれを用いて 1 次の摂動計算を行なうことにより求められる。計算は拡散および摂動計算コード SIMPLE-D⁶²⁾ と 25 群の JAERI-Fast セット⁶³⁾を用い

て均質モデルで行なわれた。計算は Table 4 の 10 個の集合体についてそれぞれ行なわれ、各炉心およびプランケットの f_r, f_z が求められた。 f_r, f_z の計算結果は、異方性の計算結果および最終結果である非等方効果と共に 4.4 で示す Table 7 に掲げることにする。

Table 7 には非等方効果の計算に用いる板状セル領域の f_r, f_z だけしか載せていないが、10 個の集合体の炉心およびプランケットの f_r, f_z の値から次のような一般的傾向を指摘することができる。まず f_r, f_z の値の範囲は、

$$\left. \begin{array}{l} f_r (\text{core}) = -0.06 \sim -0.12 \\ f_z (\text{core}) = -0.04 \sim -0.08 \\ f_r (\text{blanket}) = -0.03 \sim -0.10 \\ f_z (\text{blanket}) = -0.01 \sim -0.05 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (54)$$

である。但し単位は Table 7 と同じく $(\% \Delta k/k)/(\% \Delta \tilde{D}_h/\tilde{D}_h)$ であり、またこれは各集合体の全炉心あるいは全プランケットの値である。すなわち炉心が 2 領域の場合は両者の和であり、またプランケットについては径方向および軸方向プランケットの値の和である。 $f_r (\text{core})$ に関して特徴的なことは、2 領域炉心は 1 領域炉心に比べて絶対値が小さいことである。これは 2 領域炉心の場合中性子束が径方向的には平坦化されるため、炉心の径方向の漏洩が 1 領域炉心の場合に比べて減少するためである。Table 7 に掲げられた 2 領域炉心の f_r, f_z の絶対値を比較すると、内側炉心では $f_r < f_z$ 、一方外側炉心では $f_r > f_z$ であり、中性子漏洩の方向を如実に示している。そして両炉心の f_z の和は 1 領域炉心の f_z の値にほぼ等しいが、両炉心の f_r の和は 1 領域炉心の f_r の値に比べて有意に小さいことが分る。直円筒に近い 1 領域炉心の場合 f_r の値は f_z の値の約 2 倍になっている。またその場合プランケットの f_r も f_z の約 2 倍になっている。直円筒の場合径方向表面積は軸方向表面積の 2 倍であることを考え合わせると、これは炉心表面およびプランケット表面の単位面積当たり平均の f_r と f_z は互に等しいことを意味している。プランケットの f_r, f_z は炉心の f_r, f_z に比べて絶対値は全般的に少し小さ目であるが、炉心体積の小さい集合体ではほぼ匹敵する大きさになっている。これはプランケットが板状セル系の場合、その非等方効果が炉心の値に匹敵するほどの大きさであることを示唆している。Table 7 において FCA VI-2 集合体内側炉心の f_r は、ごく小さい値ではあるが符号が正になっている。これは試験領域である内側炉心に比べてドライバーである外側炉心は燃料濃度が高く、したがって中性子束分布が持上げられ、半径方向にはわずかながら外側炉心から内側炉心へ中性子が流れ込んでいることを示している。

次に、3.2 で導入した全感度係数 f の値を求める。 f は FCA 型および ZEBRA 型板状セル体系に対してそれぞれ (49) 式および (51) 式で表わされる。 f は集合体

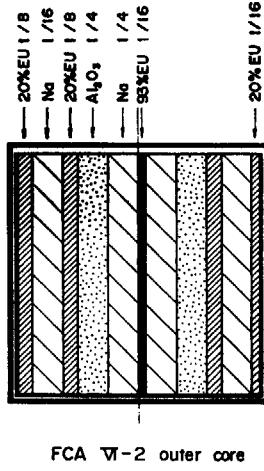
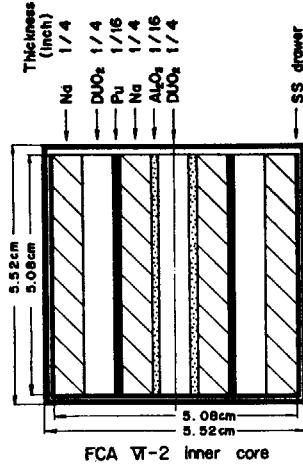
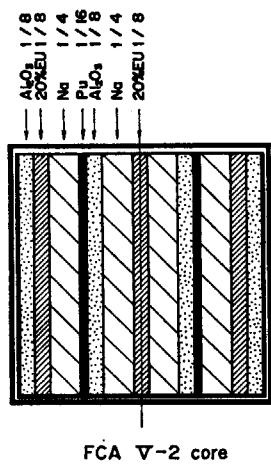
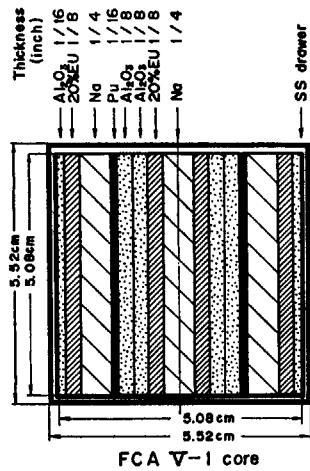


Fig. 8-a

Fig. 8-b

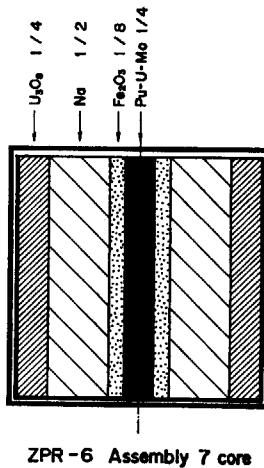
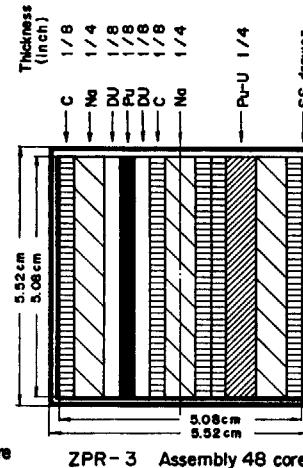
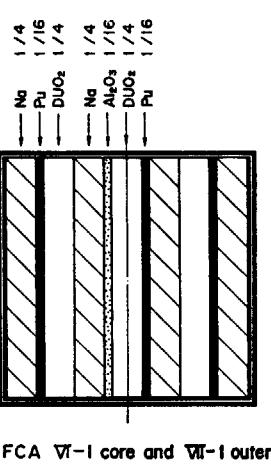
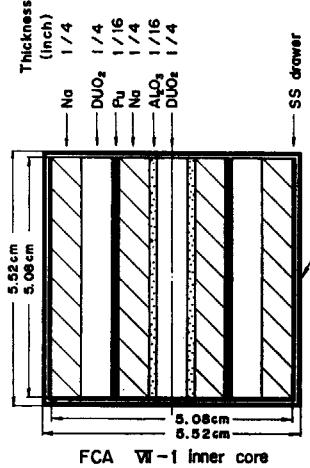


Fig. 8-c

Fig. 8-d

Thickness (mm)	
Na	6.198
UO ₂	6.313
Na	6.198
PuO ₂ /UO ₂	6.278
Na	6.198
UO ₂	6.313
SS	3.172
Na	6.198
UO ₂	6.313
Na	6.198
Pu	3.261
Na	6.198
UO ₂	6.313
Na	6.198
Cell length 81.349	

ZEBRA MZ-B inner core

ZEBRA MZ-A core

and

MZ-B outer core

Thickness (mm)	
Na	6.198
UO ₂	6.279
Na	6.198
Pu	3.274
C	3.180
UO ₂	6.279
Na	6.198
UO ₂	6.279
SS	3.172
Pu	3.274
Na	6.198
UO ₂	6.279
Na	6.198
UO ₂	6.279
Na	6.198
Cell length 75.204	

ZEBRA MZ-A core

and

MZ-B blanket

MZ-B blanket

Fig. 8-e

Fig. 8 Plate arrangements of cells of ten assemblies.

の任意の領域に対して定義することができ、その値はその領域の f_r, f_s から求められる。非等方効果の大きさは板状セルの拡散係数の差 $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h, \Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ と体系の感度係数 f_r, f_s で決定されるが、拡散係数の差がセル構造から決定される組成的要因であるのに対して、感度係数は体系の形状、大きさ、板状セルの装荷方式などから決定される形状的要因であると言える。そして全感度係数 f は、 $\tilde{D}_{\perp}=\tilde{D}_h$ の近似の導入によりその形状的要因を 1 つの量で表わしたものである。したがって f という量は、体系の形状に対する非等方効果の依存性を調べるために用いると便利である。

Table 5 は 10 個の集合体の炉心およびプランケットの全感度係数 f の値をまとめたものであり、FCA 型および ZEBRA 型板状セル体系の双方について求めている。**Table 5** の結果から f に関する次のような傾向が指摘される。まず求められた f の値の範囲は、

$$\left. \begin{aligned} f(\text{core, FCA-type}) &= -0.09 \sim -0.12 \\ f(\text{core, ZEBRA-type}) &= -0.06 \sim -0.12 \\ &\quad (=f_r(\text{core})) \\ f(\text{blanket, FCA-type}) &= -0.025 \sim -0.09 \\ f(\text{blanket, ZEBRA-type}) &= -0.03 \sim -0.10 \\ &\quad (=f_r(\text{blanket})) \end{aligned} \right\} \dots(55)$$

である。但し単位は **Table 5** と同じく $(\% \Delta k/k)/(\% \Delta \tilde{D}_h/\tilde{D}_h)$ であり、またこれらは各集合体の全炉心あるいは全プランケットの値である。 $f(\text{core, FCA-type})$ の値は炉心体積の違いおよび 1 領域炉心か 2 領域炉心かということにあまり依存せず、ほぼ一定値であることが分る。一方 $f(\text{core, ZEBRA-type})$ は $f_r(\text{core})$ のことであり、その値は 1 領域炉心の場合炉心体積にあまり依存しないが、2 領域炉心になると 1 領域炉心に比べて絶対値がかなり小さくなっている。次に **Table 5** において FCA 型と ZEBRA 型の値を比較してみると、直円筒に近い 1 領域炉心の集合体の場合炉心およびプランケ

ットの f の値はそれぞれ互にほぼ等しいことが分る。一方ある程度パンケーキ型で 2 領域炉心の集合体の場合、 f の絶対値は FCA 型の方が ZEBRA 型よりもかなり大きくなっている。プランケットの f は炉心体積に依存し、炉心が小さくなるほど絶対値は大きくなる。炉心体積の小さい FCA V-1, V-2 集合体の場合、プランケットの f の値は炉心の値にほぼ匹敵するほどの大きさになっている。逆に炉心体積の最も大きい ZPR-6 #7 の場合、プランケットの f の値は炉心の値の約 3 割になっている。これは先に述べたようにプランケットが板状セル系の場合その非等方効果は十分大きく、集合体全体の非等方効果は大幅に増大することを示唆している。次に、**Table 5** において FCA VII-1 炉心と FCA VII-1-NaV 炉心の f の絶対値を比較すると、FCA 型装荷では前者に対して後者が約 1 割大きく、ZEBRA 型装荷ではほとんど同じである。これは **Table 7** において f_r の値は Na 充填系と Na ボイド系でほとんど変らず、 f_s の値は Na ボイド系が約 2 割大きいという結果から導かれたものである。 f の値に関する限り Na 充填系と Na ボイド系はそれほど大きい差のないことが明らかである。最後に、炉心とプランケットを合わせた集合体全体の f の値は約 $-0.1 \sim -0.2 (\% \Delta k/k)/(\% \Delta \tilde{D}_h/\tilde{D}_h)$ である。これは 1% の拡散係数の差 $\Delta\tilde{D}_h/\tilde{D}_h$ が約 $-0.1 \sim -0.2 \% \Delta k/k$ の非等方効果に相当するという関係を示している。そしてまた 100% の $\Delta\tilde{D}_h/\tilde{D}_h$ すなわち $\Delta\tilde{D}_h=\tilde{D}_h$ に相当する反応度変化が、これは漏洩項に外ならないが、約 $-10 \sim -20 \% \Delta k/k$ であることを表わしている。 f に関するこれらの特性は 4.4 で述べる非等方効果の大きさおよび傾向を示唆している。

4.3 拡散係数の計算

板状セルの等方拡散係数 \tilde{D}_h および方向別拡散係数 $\tilde{D}_{\parallel}, \tilde{D}_{\perp}$ の計算は、衝突確率法に基づくセル計算コード LAMP-B⁶⁴⁾ を用いて行なわれた。断面積セットとしては 70 群構造の AGLI-70 セット²⁷⁾が用いられた。現実の FCA および ZPR 炉心セルは Fig. 8 に示されたようにプレートがステンレス鋼製の引出しおよび格子管に囲まれた構造になっている。ZEBRA 集合体の場合もステンレス鋼製の縦型の燃料チューブ内にプレートが水平に積み重ねられた構造になっている。これらのセル構造は格子管等のステンレス鋼を考慮すると厳密には 2 次元あるいは 3 次元の体系である。しかしへセル計算では 1 次元の衝突確率法が適用できるようにするために、単純な無限平板モデルが用いられた。Fig. 9 はその 1 例として FCA VI-2 集合体内側炉心のセル構造とそれに対応するセル計算用の無限平板モデルを示したものである。すなわち計算モデルでは、単位セルの上端および下端の引出しおよび格子管のステンレス鋼を各プレート内に埋め込むと

Table 5 Total sensitivity factor $f\left(\frac{\% \Delta k/k}{\% \Delta \tilde{D}_h/\tilde{D}_h}\right)$

Assembly	FCA-type system		ZEBRA-type system	
	Core	Blanket	Core	Blanket
FCA V-1	-0.1053	-0.0859	-0.1099	-0.0976
V-2	-0.1093	-0.0920	-0.1081	-0.0908
VI-1	-0.1097	-0.0638	-0.1184	-0.0742
VI-2	-0.0893*	-0.0674	-0.0703*	-0.0705
VII-1	-0.0951*	-0.0522	-0.0625*	-0.0431
VII-1-NaV	-0.1066*	-0.0567	-0.0632*	-0.0513
ZPR-3 #48	-0.1122	-0.0667	-0.1124	-0.0669
ZPR-6 #7	-0.0894	-0.0250	-0.0933	-0.0272
ZEBRA MZ-A	-0.1201	-0.0687	-0.1146	-0.0779
ZEBRA MZ-B	-0.1063*	-0.0540	-0.0537*	-0.0433

* Sum of total sensitivity factors of inner and outer cores.

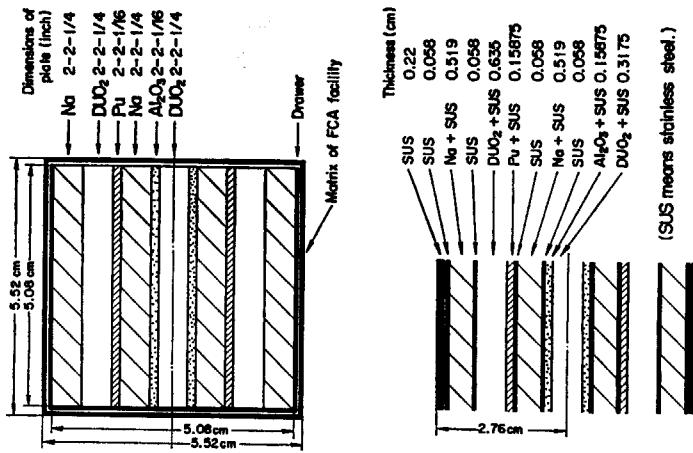


Fig. 9 Vertical cross section of the unit cell of FCA VI-2 inner core, and the corresponding calculational cell model of infinite slab geometry.

いう方法で無限平板に近似している。単位セルの左右両側の引出しおよび格子管はそのままの状態で1つの領域として扱われる。ZEBRA集合体の単位セルの場合は燃料チューブのステンレス鋼全部を各プレート内に埋め込むという方法で無限平板に近似した。Naプレートはステンレス鋼製の被覆かんの中にNaが封入された構造になっており、厚さ1/4インチ程度の薄いプレートの場合Naプレートという名称にも拘らず実際にはステンレス鋼の質量がNa自体の質量を上回っている。Na中の中性子の平均自由行路はステンレスに比べて一般に数倍長く、板状セルの中性子拡散の異方性はNa領域を通して行なわれる中性子のストリーミングに負うところが大きいと考えられる。特にNaボイド・セルの場合被覆かん

のボイド領域を通して行なわれるストリーミングは激しく、異方性に対するその寄与は大きいはずである。そこで計算モデルをできるだけ現実のセル構造に近づけてストリーミング効果を精度よく取入れるため、Fig. 9に示されたようにNaプレートは被覆かんと中味のNaあるいはボイドとをそれぞれ別個の領域として扱っている。板状セルの拡散係数の計算を種々のセル・モデルで行なった結果、 D_h 、 D_\perp の値はセル・モデルにそれほど敏感ではないが、 D_\parallel の値は敏感であることが確かめられた。

LAMP-Bによるセル計算ではまずセル内中性子束空間分布 ϕ_i (i は領域)が計算され、また各領域間の衝突確率 P_{ij} および k 方向の輸送確率 $P_{ij,k}$ が計算される。次にこれらを用いて1.3.3で述べた(1)式および(2)式により各エネルギー群のセル平均の D_h および D_\parallel 、 D_\perp が計算される。そして更にこれら70群の値を3.1で示した(34)式にしたがって1群に縮約することにより最終結果としての \tilde{D}_h 、 \tilde{D}_\parallel 、 \tilde{D}_\perp が得られる。その縮約は板状セルの ϕ 、 ϕ^+ の基本モード・エネルギー・スペクトルを重み関数として行なわれる。すなわちセル計算で求められる \tilde{D}_h 、 \tilde{D}_\parallel 、 \tilde{D}_\perp は、3.の考察で述べたように体系の ϕ 、 ϕ^+ がエネルギーと空間に変数分離できる場合に適用すべきものであることがわかる。もし体系の ϕ 、 ϕ^+ がそうでない場合に非等方拡散効果の算出に上記の \tilde{D}_h 、 \tilde{D}_\parallel 、 \tilde{D}_\perp を用いることは一種の近似ということになる。

Fig. 10およびFig. 11は板状セルの D_h 、 D_\perp 並びに

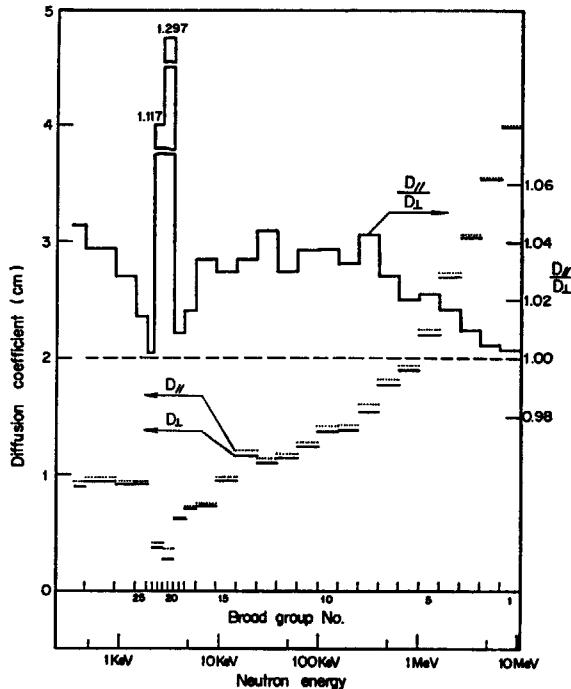


Fig. 10 Diffusion coefficients for parallel and perpendicular directions of normal cell of VI-2 core, calculated by LAMP-B.

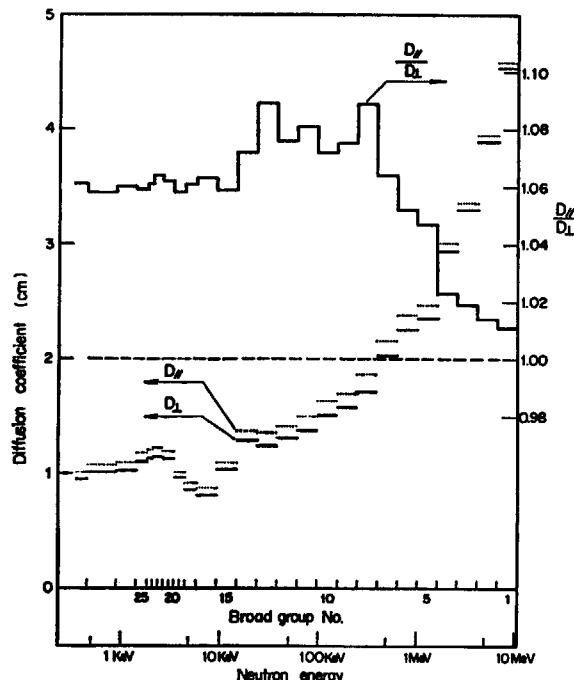


Fig. 11 Diffusion coefficients for parallel and perpendicular directions of sodium voided cell of VI-2 core, calculated by LAMP-B.

その比 D_{\parallel}/D_{\perp} のエネルギー分布を描いたものであり、Fig. 9 の FCA VI-2 内側炉心セルおよびその Na ボイド・セルに対する計算結果である。これは LAMP-B による 70 群の計算結果を 26 群に縮約したものである。これらの図に D_h が描かれていないのは、各群の D_h の値が D_{\perp} にほとんど等しくて互に分離してプロットすることができないからである。Fig. 10, 11 によると D_{\parallel} , D_{\perp} は 10 MeV 付近で約 4 cm であり、全体としてエネルギーの低下と共に小さくなっている。1 KeV 付近で約 1 cm になっている。平均自由行路は拡散係数の 3 倍であるため、これらの図から各エネルギーにおいてどの程度の長さであるかが分る。Fig. 10 の Na 充填系の場合 D_{\parallel} , D_{\perp} のエネルギー分布が低エネルギー領域で著しく落ち込み、また D_{\parallel}/D_{\perp} のエネルギー分布が大きく波打っているのは、Na の巨大共鳴のある 2.85 KeV 付近で中性子の平均自由行路が激減するためである。したがって Fig. 11 の Na ボイド系の場合はこの現象はない。Fig. 10 と Fig. 11 の値を相互に比較してみると、 D_{\parallel} , D_{\perp} の値は共に Na ボイド系の方が少し大きく、また D_{\parallel}/D_{\perp} の値も 2.85 KeV の共鳴付近を除いて常に Na ボイド系の方が大きい。そして $(D_{\parallel}/D_{\perp}) - 1$ の値は Na ボイド系が Na 充填系の 2 倍以上の大さくなっている。 D_{\parallel}/D_{\perp} の値は常に 1.0 以上、すなわち $D_{\parallel} > D_{\perp}$ であるが、そのエネルギー分布は Na 充填系も Na ボイド系も共に高エネルギー側で 1.0 に近づく、すなわち $D_{\parallel} \approx D_{\perp}$ になることが分る。これは板状セルの Na あるいはボイド領域を始め各プレートの幅に対して平均自由行路が十分長くなると中性子拡散は等方に近づくことを意味している。

拡散係数 \tilde{D}_h , \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} の計算は 10 個の集合体のすべての板状セルに対して行なわれた。計算結果は 4.4 で示す Table 7 に $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の形で掲げている。その値は Na 充填系の炉心セルの場合 $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$ は約 2~4%, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ は約 -0.1~0.4% である。これは 1.3.3 の (11) 式で示した $\Delta\bar{D}_{\parallel}/\bar{D}_h$, $\Delta\bar{D}_{\perp}/\bar{D}_h$ の計算結果とほとんど同じである。ここで \bar{D}_h , \bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp} と \tilde{D}_h , \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} の定義の違いを確認しておくと、両者とも各群の D_h , D_{\parallel} , D_{\perp} を 1 群に縮約したものであるが、前者は ϕ を重み関数とした反応率保存の値であるのに対して後者は ϕ , ϕ^+ の双方を重み関数とした反応度保存の値である。高速臨界集合体の ϕ^+ のエネルギー分布は一般に、数十 KeV で値が最も低く、それを挟んで低エネルギー側および高エネルギー側の両方で値が緩やかに増加するという、いわゆる鍋底型の分布である。しかもその分布は値の変化がそれほど大きくなく、10 MeV 付近で数十 KeV の値の約 1.5 倍になる程度である。一方 D_h , D_{\parallel} , D_{\perp} のエネルギー分布は Fig. 10, 11 に見られるように全体として高エネルギー側で値が大きくなっている。したがって \tilde{D}_h , \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} は \bar{D}_h , \bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp} に比べてそれぞ

れ値が大きくなることが予想される。実際に計算してみたところ、予想通りほぼ一様に 1 割程度大きくなるという結果が得られた。しかしながら Fig. 10, 11 に見られるように D_{\parallel} , D_{\perp} 並びに D_h のエネルギー分布は形が互に似通っているため、 $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ のように比の形にするとそれぞれ $\Delta\bar{D}_{\parallel}/\bar{D}_h$, $\Delta\bar{D}_{\perp}/\bar{D}_h$ と値がほとんど変わらないことが判明した。したがって Table 7 の $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の結果に関しては、(11), (12) 式で示した $\Delta\bar{D}_{\parallel}/\bar{D}_h$, $\Delta\bar{D}_{\perp}/\bar{D}_h$ の結果の場合とほぼ同様の傾向を指摘することができる。すなわち、炉心セルの \tilde{D}_{\parallel} は \tilde{D}_{\perp} に比べて約 2~4% 大きく、また \tilde{D}_{\perp} は \tilde{D}_h とほとんど等しいが厳密には一般に \tilde{D}_{\perp} の方が僅かながら大きい、ということである。このほか Table 7 に掲げられた $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の結果に関して次のような点が指摘される。炉心セルの $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ としては ZPR-6 #7 の値が一番大きいが、これは Fig. 8(d) に見られるように 1/2 インチ厚の Na プレートが含まれているためであると考えられる。同様に ZEBRA MZ-A, MZ-B のプランケット・セルの $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の値が異常に大きいのは、Fig. 8(e) に見られるように 1/2 インチ厚の天然ウラン・プレートが含まれているためであると考えられる。FCA VII-1 集合体の場合、Na ボイド・セルの $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$ の値は Na 充填セルに比べて 2 倍以上に増え、また $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の値は 3 倍以上に増えている。

4.4 非等方拡散効果

板状セル高速臨界集合体の臨界性に対する非等方拡散効果は、集合体の感度係数 f_r , f_z と板状セルの拡散係数の差 $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ を用いて FCA 型および ZEBRA 型装荷の体系に対して (41) 式および (46) 式でそれぞれ求められる。非等方効果の計算は 10 個の集合体のすべての板状セル領域に対して行なわれ、また FCA 型および ZEBRA 型装荷体系の双方に対して行なわれた。これは非等方効果の装荷方式による違いを調べるためにある。

10 個の集合体の中で ZEBRA MZ-A は直円筒に近い 1 領域炉心であり、しかもプランケットも板状セル系であるという点において一つの典型的な板状セル臨界集合体であると言える。そこで ZEBRA MZ-A を例にとって FCA 型および ZEBRA 型装荷体系のそれぞれの場合について非等方拡散効果の各領域・各方向の内訳を調べてみることにする。Table 6 はその結果であり、 $\Delta\rho_i$ ($i = x, y, z, r, z$) は i 方向の非等方効果を表わしている。Table 6 の $\Delta\rho_i$ の絶対値を相互に比較するとプレートの平行方向の値は直角方向の値に比べて桁違いに大きく、非等方効果のほとんどはプレートの平行方向に対する補正であることが分る。これは $\Delta\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_h$ の値が $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ に比べて桁違いに大きいことに基づいている。炉心

Table 6 Anisotropy correction on ZEBRA MZ-A criticality (% $\Delta k/k$)

	Core	Blanket	Core + blanket
FCA-type	$\Delta\rho_x$	-0.015	-0.049
	$\Delta\rho_y$	-0.195	-0.199
	$\Delta\rho_z$	-0.213	-0.151
ZEBRA-type	$\Delta\rho_{total}$	-0.423	-0.399
	$\Delta\rho_r$	-0.390	-0.397
	$\Delta\rho_z$	-0.016	-0.037
	$\Delta\rho_{total}$	-0.406	-0.434
			-0.840

およびブランケットの非等方効果は FCA 型と ZEBRA 型の装荷体系でほぼ等しいという結果になっている。これは先に Table 5 で示した全感度係数 f の値が両体系でほぼ等しいことから予想されていたことである。また FCA 型、ZEBRA 型双方の体系において炉心とブランケットの非等方効果は同程度の大きさであるという結果になっている。これは、ブランケットの f_r , f_z したがって f の値は炉心の値に比べて小さいが、ブランケット・セルの $\Delta\tilde{D}_{||}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ が炉心の値に比べて大幅に大きいという関係から導かれたものである。

10 個の集合体の FCA 型および ZEBRA 型装荷体系に対して求められた非等方効果の結果を Table 7 に示す。同 Table には非等方効果を導出する際に用いた集合体の f_r , f_z および板状セルの $\Delta\tilde{D}_{||}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の値も同時に載せている。Table 7 の結果から炉心の非等方効果の大きさは $-0.2 \sim -0.4\% \Delta k/k$ 程度であり、炉心体積にあまり依存しないことが分る。これは Table 5 において全感度係数 f の値が炉心体積にあまり依存しなかったことに対応している。10 個の集合体の中で FCA

V-1, V-2, VI-1, ZPR-3 #48⁶⁵⁾, ZPR-6 #7 および ZEBRA MZ-A は直円筒に近い 1 領域炉心であるが、これらの炉心の非等方効果は FCA 型と ZEBRA 型の装荷体系でそれぞれ同程度の値になっている。一方 FCA VII-1, VII-1-NaV, ZEBRA MZ-B は 2 領域炉心であり、炉心全体としていくらかパンケーキ型であるが、これらの炉心の非等方効果は FCA 型装荷体系の方が ZEBRA 型装荷体系よりも明らかに大きくなっている。このような炉心の非等方効果の傾向は、Table 5 の f の傾向から示唆されていたところである。ZEBRA MZ-A, MZ-B におけるブランケットの非等方効果は、FCA 型および ZEBRA 型装荷体系のどちらにおいても炉心の値にほぼ匹敵している。したがって集合体全体としての非等方効果は炉心の値に比べて倍増することになり、MZ-A の場合には約 $-0.8\% \Delta k/k$ という絶対値の大きい値になっている。FCA VII-1-NaV の非等方効果は VII-1 の値に比べて約 2.5 倍の大きさになっている。4.2 で述べたように f の値は Na 充填系と Na ボイド系の間でそれほど大きい差ではなく、非等方効果の大幅な違いは Na 充填セルと Na ボイド・セルの $\Delta\tilde{D}_{||}/\tilde{D}_h$, $\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$ の違いによるものである。

4.5 考 察

ここではこの章に関連して 3 つの事柄について考察を加える。考察の第 1 点は、板状セル体系の臨界性の解析を等方拡散計算の手法で行なう場合に必要な補正についてである。高速臨界集合体の解析は板状セル体系であるにも拘らず、均質モデルによる等方拡散計算で行なわれるものが最も一般的である。その場合得られた k_{eff} 値は、

Table 7 Anisotropy correction on criticality

Assembly	Sensitivity factor*		Cell anisotropy (%)**		Correction term (% $\Delta k/k$)	
	f_r	f_z	$\Delta\tilde{D}_{ }/\tilde{D}_h$	$\Delta\tilde{D}_{\perp}/\tilde{D}_h$	FCA-type	ZEBRA-type
FCA V-1	-0.1099	-0.0503	2.60	-0.09	-0.27	(-0.28)
V-2	-0.1081	-0.0552	2.64	-0.07	-0.29	(-0.28)
VI-1	-0.1184	-0.0505	2.92	0.22	-0.33	(-0.36)
VI-2	{ +0.0005 -0.0708	{ -0.0282 (I.C.) -0.0259 (O.C.)	{ 3.10 3.32	{ 0.26 (I.C.) 0.17 (O.C.)	-0.30	(-0.25)
VII-1	{ -0.0138 -0.0487	{ -0.0496 (I.C.) -0.0142 (O.C.)	{ 3.10 2.92	{ 0.26 (I.C.) 0.22 (O.C.)	-0.30	(-0.20)
VII-1-NaV	{ -0.0140 -0.0492	{ -0.0573 (I.C.) -0.0177 (O.C.)	{ 6.93 6.64	{ 0.86 (I.C.) 0.81 (O.C.)	-0.75	(-0.49)
ZPR-3 #48	-0.1124	-0.0560	1.94	0.14	-0.23	(-0.23)
ZPR-6 #7	-0.0933	-0.0427	4.10	0.41	-0.39	(-0.40)
ZEBRA MZ-A	{ -0.1146 -0.0779	{ -0.0628 (Core) -0.0297 (B1.)	{ 3.40 5.10	{ 0.26 (Core) 1.25 (B1.)	{ (-0.42 (Core)) (-0.40 (B1.))	{ -0.41 (Core) -0.43 (B1.)
MZ-B	{ -0.0126 -0.0411 -0.0433	{ -0.0630 (I.C.) -0.0164 (O.C.) -0.0323 (B1.)	{ 2.80 3.40 5.10	{ 0.07 (I.C.) 0.26 (O.C.) 1.25 (B1.)	{ (-0.33 (Core)) (-0.30 (B1.))	{ -0.18 (Core) -0.26 (B1.)

* By SIMPLE-D (1D-cylinder, % $\Delta k/k$ / $\% \Delta D_h/D_h$),

** By LAMP-B code (Benoist's method)

均質モデル近似、等方拡散近似並びにメッシュ数やグループ数など数値計算上の制限に対する補正がそれぞれ必要である。均質モデル近似に対する補正是セル内中性子束分布による非均質効果であり、その大きさは約 0.5~1.5% $\Delta k/k$ 程度であることが知られている。この効果は臨界性に対する補正の中で値の最も大きいものの 1 つであり、通常のセル計算によるセル平均断面積を用いることにより計算に直接取入れることができる。またこの効果は 1.2.5 で述べたように、バンチング実験の手法により実験的に求めることもできる。次に、拡散近似に対する補正として輸送理論補正がある。この効果は炉心体積に依存する割合が大きいが、一般に約 0.3~1.5% $\Delta k/k$ 程度であることが知られている。その外に体系の計算におけるメッシュ効果、グループ縮約の効果など数値計算上の制限に対する補正があるが、現在の計算機の容量では概してこれらの効果は相対的に小さく、絶対値にしてそれぞれ 0.1% $\Delta k/k$ 以下である。これらの補正をすべて施すことにより現在のデータ・アンド・メソードによる板状セル高速臨界集合体の臨界性の予測精度は、核データ自体の誤差も含めて全体として約 0.5% $\Delta k/k$ 程度であると言われている。

以上が等方拡散計算の k_{eff} 値に対して従来施されてきた補正の種類とその大きさの状況である。したがって著者らが本報告書で定義した非等方効果は、等方拡散計算に対する新たな種類の補正である。そしてその大きさは前節で述べたように、通常の板状セル系炉心に対して -0.2~-0.4% $\Delta k/k$ 程度、板状セル系ブランケットに対してほぼ同程度、Na ボイド系の炉心やブランケットに対しては Na 充填系の 2 倍以上である、という結果であった。これは、従来の補正の大きさと比較しても非等方効果が十分大きい値であることを示している。炉心のみが板状セル系である最も普通の集合体の場合、非等方効果はセル内中性子束分布による非均質効果、輸送理論補正に次ぐ 3 番目の大きさの補正ということになる。しかし板状セル系ブランケットや Na ボイド系の集合体の場合は、非等方効果は最も大きい 3 つの補正の 1 つということになる。

考察の第 2 点は非等方効果補正法の信頼性についてである。補正法は 3.1 で述べたように 2 つの仮定あるいは近似に基づいている。すなわち、円筒体系の ϕ , ϕ^+ の空間分布として等方拡散計算による結果を用いていること、および拡散係数の 1 群縮約に際してその物質の基本モード・エネルギー・スペクトルを重み関数として用いていることである。そこで、ZEBRA 型板状セル体系の非等方効果を 2 次元非等方拡散計算で実際に求め、補正法による結果と比較するという方法で補正法の信頼性を調べてみる。これは ZEBRA 型板状セル体系が 2 次元であり、2 次元非等方拡散計算で解析することができるからである。実際の計算は、等方拡散計算コード CIT-

ACTION⁶⁶⁾ を非等方拡散計算ができるように修正したもの用いて行なった。断面積セットとしては 1950 群の AGLI ライブラリー⁶⁷⁾を使用し、セル計算コード SP-2000²⁷⁾ により 32 群に縮約したもので体系の計算を行なった。補正法では 4.2 で述べたように感度係数の計算に JAERI-Fast セットが用いられたが、この 2 次元非等方拡散計算では計算コードに対する適合性から AGLI ライブラリーが使用された。しかし拡散係数については断面積セット AGLI-70 を用いた LAMP-B による計算結果が双方で共通に用いられている。 rz モデルの 2 次元計算による非等方効果は、径方向、軸方向の拡散係数として D_{\parallel} , D_{\perp} をそれぞれ用いた場合と両方向に対して D_h を用いた場合の k_{eff} 値の差として直接計算により求められた。この方法による非等方効果の結果を Table 7 に掲げられた補正法による結果と比較してみると、両者の値はほぼ一致した。しかし詳しくは、前者の方が後者に比べて絶対値で数% から 10% 程度小さいという結果であった。非等方効果の求め方として 2 次元非等方拡散計算による方法は補正法に比べて厳密な取扱い方であるので、これを基準にすると、補正法は非等方効果を絶対値にして数% から 10% 程度大きく評価することが明らかになった。この原因として考えられることの 1 つは、体系の ϕ , ϕ^+ の計算に用いられた断面積セットの違いである。考えられるもう 1 つ別の原因是、現実の体系のスペクトルがその物質の基本モード・エネルギー・スペクトルからずれていることである。すなわち実際の体系では、特に多領域で構成された集合体の場合 ϕ , ϕ^+ のエネルギー・スペクトルは場所依存であり、2 つの領域の境界付近や周辺部の領域では特にスペクトルが基本モードからずれている。2 次元計算では漏洩量の算出に現実の体系の ϕ , ϕ^+ の勾配がそのまま取入れられるが、補正法では集合体の各領域でその物質の基本モード・エネルギー・スペクトルが実現されていると仮定してそれを重み関数として \tilde{D}_{\parallel} , \tilde{D}_{\perp} , \tilde{D}_h を計算している。したがってスペクトルのずれが両方法による非等方効果の結果の違いとして表われることになる。この問題に関する考察の結論として、非等方拡散効果補正法がともかく 2 次元非等方拡散計算とほぼ一致した結果を与えるということは、補正法が一応妥当な方法であり、信頼性があることを示している。したがって、3 次元体系である FCA 型板状セル体系の非等方効果もこの補正法により同様に求めることができる。

考察の第 3 点は、板状セル体系の異方性を取り入れるためのもう 1 つ別の方法についてである。板状セルの平行および直角方向の拡散係数 D_{\parallel} , D_{\perp} を用いて

$$D_I = \frac{2D_{\parallel} + D_{\perp}}{3} \quad \dots \dots \dots \quad (56)$$

で定義される新たな拡散係数 D_I を導入する。この論文ではこの D_I を便宜的に平均拡散係数と呼ぶことにす

る。ここで考察の対象として取り上げる拡散係数異方性の取扱い方法とは、板状セル体系の解析に際してこの平均拡散係数 D_I を全方向に対する拡散係数として一様に用いるやり方である。すなわち D_I を等方拡散係数として用いて拡散計算を行なう方法である。これは板状セル体系の解析に従来ある程度用いられて来た方法である。ここではこの方法の意味を考察し、著者らが提案した補正法との違いを検討してみる。

議論を単純にするためここでは単一エネルギーの中性子の場合について述べる。単位体積当たりの中性子の漏洩量 L は xyz 座標では $\mathbf{D}=(D_x, D_y, D_z)$ を用いて

$$L = - \left(D_x \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) \quad \dots \dots \dots (57)$$

と表わされる。一方上記の方法は D_I を用いてこの L を

$$L = -D_I \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) \quad \dots \dots \dots (58)$$

で表わそうとするものである。したがって (57), (58) 式より

$$D_I = \frac{D_x \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}}{\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}} \quad \dots \dots \dots (59)$$

となる。ここで xyz 軸を板状セル体系のプレートの平行および直角方向に合わせて取るものとすると、それぞれの領域において常に D_x, D_y, D_z の内の 2 つは D_{\parallel} であり、残りの 1 つが D_{\perp} ということになる。今仮に x, y 軸がプレートの平行方向、 z 軸が直角方向であるとすると、(56), (59) 式から

$$D_I = \frac{2D_{\parallel} + D_{\perp}}{3}$$

$$= \frac{D_{\parallel} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + D_{\parallel} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + D_{\perp} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}}{\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}} \quad \dots \dots \dots (60)$$

である。(60) 式を整理すると、 $D_{\parallel} \neq D_{\perp}$ である場合

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad \dots \dots \dots (61)$$

が得られる。すなわちこの方法が厳密に成立するためには、プレートの平行方向である 2 方向のバックリングの和が直角方向のバックリングの 2 倍に等しいことが必要

である。例えば球形の 1 領域炉心の場合、これはいわゆる裸の体系であるが、炉心中心付近では

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \div \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \div \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad \dots \dots \dots (62)$$

となり、したがって近似的に (61) 式が満たされたため、このような拡散係数異方性の取扱い方法が近似的に成立することになる。あらゆる方向に対するバックリングが等しい場合方向依存の拡散係数を全方向について平均すると、(56) 式の D_I が得られる。しかし特殊な集合体の特殊な場所を除いて、(61) 式は一般に成立しない。円筒炉心の場合中心においても (61) 式は一般に成立せず、中心以外でも特殊な一部の領域を除いて成立しない。さらに円筒形の 2 領域炉心では通常径方向の中性子束分布が平坦化されているため、中心軸付近では $(\partial^2 \phi / \partial r^2) \ll (\partial^2 \phi / \partial z^2)$ であり、(61) 式は全然成立しないことになる。(61) 式が成立しない場合 (56) 式の D_I は全方向に対する平均の拡散係数としては近似に過ぎなくなり、その場合 D_I を等方拡散係数として用いるこの方法は近似法ということになる。多領域炉心では各方向のバックリングは場所によってそれぞれの値が大幅に変動し、2 方向のバックリングの和と残りの 1 方向のバックリングの 2 倍がほぼ等しくなるという傾向はない。そのような集合体では (61) 式は近似的にさえ成立せず、そのような体系へのこの方法の適用は拡散係数異方性の取扱いという点では大きな誤差を伴なうことが予想される。すなわちこの取扱い方法は、(61) 式が近似的に成立する場合に限って近似法としての意味があるに過ぎず、あまり妥当な方法とは言えない。但し一般に $D_{\parallel} > D_{\perp} \neq D_h$ であり、したがって (56) 式から

$$D_{\parallel} > D_I > D_{\perp} \neq D_h \quad \dots \dots \dots (63)$$

である。そのため D_I を用いるこの方法は、 D_h を用いる従来の方法に比べて k_{eff} 値が改善される方向はある。しかし異方性の取扱いという観点からは、妥当な方法でないことに変りはない。これに対して補正法は拡散係数を方向別に取扱うとともにバックリングも各方向の感度係数という形で方向別に取り入れられており、(61) 式の成否に拘らず成立する方法である。

5. 結 論

これまで3つの項目、すなわち拡散係数異方性の測定法、非等方拡散効果補正法およびその適用例についてそれぞれの章で述べて来た。それらの結果から次のような結論を導くことができる。箇条書きに整理すると以下のようになる。

(1) 板状セルの拡散係数異方性 $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ を測定する方法が新たに提案された。それは臨界実験の手法によるもので、摂動論から導かれた拡散係数の変化と反応度変化との関係に基づいている。具体的には、板状セルで構成された高速臨界集合体の一部の領域における板状セルの方向を 90° 変化させてそれに伴なう反応度変化を測定し、その値から $\tilde{D}_{\parallel}/\tilde{D}_{\perp}$ の値を導出するという方法である。この測定法を FCA VII-1 集合体の板状セルに適用したところ、異方性の測定結果は Benoist 理論による計算結果とほぼ一致し、この測定法の妥当性が確認された。板状セルの異方性は、この測定法により新たに実験的に求められることになり、実験値を用いて逆に異方性の計算法をチェックすることができるようになった。

(2) Benoist 理論による板状セルの平行方向拡散係数 \tilde{D}_{\parallel} は通常の(1)式のセル計算による等方拡散係数 \tilde{D}_h と比較すると、通常の炉心セルの場合 $2\sim4\%$ 程度大きいという結果が得られた。一方、直角方向拡散係数 \tilde{D}_{\perp} は \tilde{D}_h に非常に近いが、どちらかと言えば僅かながら \tilde{D}_h よりも大きいという結果が得られた。これは板状セル系の中性子拡散はいくらか異方性があること、および従来行なわれて来た D_h による等方拡散計算は $D_{\parallel h}$, $D_{\perp h}$ を用いる非等方拡散計算に比べて漏洩量を過小評価していることを示している。Na ボイド・セルの場合 \tilde{D}_{\parallel} は \tilde{D}_h より $6\sim20\%$ 程度も大きいので、漏洩量を過小評価しているという傾向は一層顕著になる。したがって、板状セル高速臨界集合体の臨界性に関して従来行なわれて来た D_h による等方拡散計算の k_{eff} 値は、 D_{\parallel} , D_{\perp} と D_h の違いに基づく非等方拡散効果というものを補正する必要がある。

(3) 板状セル集合体の臨界性評価に中性子拡散の異方性を取り入れるための非等方拡散効果補正法が新たに提案された。これは、非等方効果を輸送理論補正の場合と同様に等方拡散計算の k_{eff} 値に対する補正項として取扱うという方法である。その際必要なものは、通常の等方拡散計算と Benoist 理論による異方性の計算だけである。この補正法を用いることにより 2 次元あるいは 3 次元の非等方拡散方程式を解く代りに従来の等方拡散計算の手

法で、しかも中性子拡散の異方性を取り入れた臨界性を求めることができる。この補正法は摂動論に基づいており、中性子束およびインポータンスのエネルギー分布が集合体の各領域内で一定であるという仮定を用いている。この補正法を非等方拡散計算による厳密な取扱いと比較するため数値計算を行なったところ、ほぼ一致した結果を与えることが分り、この補正法の妥当性が確認された。この補正法は、中性子拡散の異方性がある体系の臨界性評価法として、現実的かつ有用な方法である。

(4) 高速臨界集合体における拡散係数の変化と反応度変化との関係は、感度係数というものを媒介として表わされ、その値は通常の等方拡散計算で精度よく求められる。異方性の測定法および非等方効果補正法では、それぞれに応じた感度係数が用いられている。感度係数は、拡散係数の単位変化分当たりの反応度変化であり、体系全体あるいは一部の領域の非等方効果の形状的要因を表わす量である。したがってその値は体系の形状に対する非等方効果の依存性を調べる場合に大変有用である。直円筒に近い 1 領域炉心の場合径方向の感度係数の値は軸方向の値のほぼ 2 倍になり、いわゆる全感度係数は、FCA 型と ZEBRA 型の装荷方式で互にほぼ等しくなる。一般に集合体全体としての全感度係数の値は約 $-0.1\sim-0.2(\% \Delta k/k)/(\% \Delta \tilde{D}_h/\tilde{D}_h)$ 程度である。

(5) 補正法で求められた臨界性に対する非等方効果の大きさは通常の板状セル炉心に対して $-0.2\sim-0.4\% \Delta k/k$ 程度であり、炉心体積にあまり依存しない値であることが分った。一方板状セル系のプランケットに対する非等方効果は一般に板状セル炉心の値にほぼ匹敵するほどの大きさであることが分った。したがって、すべての領域が板状セル系である集合体の場合非等方効果は $-0.4\sim-0.8\% \Delta k/k$ 程度という絶対値の大きい値に達する。さらに Na ボイド系の場合の非等方効果は、一般に Na 充填系の場合の 2 倍以上の大きさになるという結果が得られた。

(6) 非等方効果の値は、板状セル高速臨界集合体の臨界性を等方拡散計算の手法で解析する場合の補正項目として、一般にセル内中性子束分布による非均質効果、輸送理論補正に次ぐ大きさである。そしてその値は現在のデータ・アンド・メソードによる臨界性の予測精度にほぼ匹敵する大きさである。プランケットも板状セル系の集合体、あるいは Na ボイド系の集合体の場合非等方効果は非均質効果や輸送理論補正の値に匹敵、あるいはそ

れらを超す大きさになる。したがって非等方効果は板状セル高速臨界集合体の臨界性評価にとって極めて重要な要素であり、従来行なわれて来た非均質効果補正や輸送理論補正と同様に補正されなければならないことが明らかになった。

(7) 直円筒に近い1領域炉心の場合非等方効果はFCA

型とZEBRA型の装荷体系で互に同程度の値になる。パンケーキ型の2領域炉心の場合非等方効果はFCA型装荷体系の方がZEBRA型装荷体系よりも絶対値が大きくなる。これは2領域炉心の場合中性子束空間分布が径方向的には平坦化されているため、径方向の漏洩が軸方向の漏洩に対して比較的少ないからである。

謝

本論文は本来、日本原子力研究所原子炉工学部主任研究員飯島勉氏（現在、大型トカマク開発部 JT-60 第1開発室長）と共同で行なった研究をこのようない形でまとめさせて戴いたものである。本研究をまとめるにあたり同氏に全面的御協力ならびに御援助を戴いたことに対し、心から感謝する。

本研究を遂行するにあたり種々の便宜と援助を与えて下さった原子炉工学部高速炉物理研究室長黒井英雄氏に深く感謝する。また同氏には、AGLIライブラリー、計算コード SP-2000 等を使用させて戴いたことに対し、改めて御礼申し上げる。本論文の付録の部分は、同氏ならびに外来研究員三田敏男氏（現在、日立製作所エネルギー研究所）、学生実習生後藤義則氏（現在、三菱原子力

辞

工業株式会社）と共同で行なった研究の一部を利用させて戴いたもので、これらの各氏に深く感謝する。

計算コードの修正で御協力戴いた高速炉物理研究室山岸耕二郎氏（現在、炉物理実験技術開発室）に感謝する。また、実験を行なう際に高速臨界実験装置 FCA を運転して下さった管理機関の方々に感謝する。本研究に関して適切な助言を戴き、また有益な議論をして下さった高速炉物理研究室員の方々に感謝する。特に FCA VII-1 集合体の臨界実験を共同で行なった実験者の方々に深く感謝する。

本研究をまとめるにあたり貴重な助言を賜った東京大学安成弘教授に厚く感謝する。

参考文献

- 1) Cerutti B.C., Lichtenberger H.V., Okrent D., et al. : "ZPR-III, Argonne's Fast Critical Facility", Nucl. Sci. Eng., 1, 126 (1956)
- 2) Dates L.R. : "Design, Construction Details and Pre-operational Testing of an Argonne Fast Critical Facility", ANL-7195 (1966)
- 3) Kato W.Y., Fischer G.J. and Dates L.R. : "Safety Analysis Report, Argonne National Fast Critical Facility (ZPR-6)", ANL-6271 (1963)
- 4) Cohn C.E., Rosenberg G.S., Dates L.R., et al. : "Safety Analysis for ZPR-9 Facility", ANL-7166 (1966)
- 5) Lawroski H., Palmer R.G., Thalgott F.W., et al. : "Final Safety Analysis Report-ZPPR Facility", ANL-7471 (1967)
- 6) Lawroski H. : "Zero Power Plutonium Reactor Facility", Nuclear News, 11, 47 (1968)
- 7) Leipunsky A.I., Bondarenko I.I., Kazachkovsky O.D., et al. : "Experimental Studies on Fast-Neutron Reactor Physics", 3rd U.N. Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, United Nations, Geneva, Vol. 6, 152 (1965)
- 8) Weale J.W., McTaggart M.H., Goodfellow H., et al. : "Operating Experience with the Zero-Energy Fast Reactor VERA", Exponential and Critical Experiments, IAEA, Vienna, Vol. 1, 159 (1964)
- 9) Smith R.D. : "ZEBRA-A Zero Power Fast Reactor", Nucl. Eng., 7, 364 (1962)
- 10) Schmitt A.P., Storrer F. and Vendryes G. : "MASURCA, A Fast-Neutron Critical Mock-up: Operation and Uses", Exponential and Critical Experiments, IAEA, Vienna, Vol. 1, 135 (1964)
- 11) 野本昭二: "高速臨界実験装置 MASURCA", 原子力工業 12, 33 (1965)
- 12) Engelmann P., Bickel W., Däunert U., et al. : "Construction and Experimental Equipment of the Karlsruhe Fast Critical Facility, SNEAK", ANL-7320, 725 (1966)
- 13) Andersson T.L., Biöréus L., Hellstrand E., et al. : "Experimental and Theoretical Work at the Zero-Energy Fast Reactor FRO", ANL-7320, 159 (1966)
- 14) Hirota J., Nomoto S., Nakamura T., et al. : "The JAERI Fast Critical Facility", ANL-7320, 776 (1966)
- 15) Till C.E., et al. : "Nonconventional Core Designs of Liquid-Metal Fast Breeder Reactors", Nucl. Technol., 44, 9 (1979)
- 16) Davey W.G. and Redman W.C. : "Techniques in Fast Critical Experiments", Gordon and Breach, New York (1970)
- 17) Profio A.E. : "Experimental Reactor Physics", Wiley-Interscience, New York, 665 (1976)
- 18) 渡辺秀明, 藤崎伸吾, 小川弘伸, 他: "高速臨界実験装置 FCA の改造・I", JAERI-M 8756 (1980)
- 19) McCarthy P.B. : "ZPPR 14 ft by 14 ft Expansion Project", Argonne National Laboratory, Private Communication (1979)
- 20) Campbell C.G., Sanders J.E., Rowlands J.L., et al. : "The Scope of the MOZART Programme and the General Conclusions Drawn From it", Proc. Int. Symp. Phys. Fast Reactors, Tokyo, A14, 259 (1973)
- 21) Helm F. and Sanders J.E. : "An Outline of the BIZET Experiments and Their Interpretation", Proc. IAEA Symp. on Fast Reactor Physics, Aix-en-Provence, France, Vol. 1, 67 (1979)
- 22) Bouget Y.H. et al. : "Main Characteristics of the Racine Programme Developed by DEBENE, CNEN and CEA on MASURCA for the Heterogeneous Core Concept Studies", ibid. Vol. 2 (1979)
- 23) Lineberry M.J., Carpenter S.G., Beck C.L., et al. : "Experimental Studies of Large Conventional LMFBR Cores at ZPPR", ibid. Vol. 1, 187 (1979)
- 24) Carpenter S.G., Collins P.J., Beck C.L., et al. : "Experimental Studies of 6000-Litre LMFBR Cores at ZPPR", Proc. ANS Topical Meeting, Sun Valley, 521 (1980)
- 25) 鈴木友雄, 石黒幸雄: "積分型輸送方程式による平板系中性子束の計算 (FASTOS コード)", JAERI-Memo(公開) 1914 (1965)
- 26) 中川正幸, 土橋敬一郎: "SLAROM 高速炉の非均質系炉心解析コード", JAERI-M 5916 (1974)
- 27) Kuroi H. and Tone T. : "SP-2000: Program for Calculating Fine Group Neutron Spectrum in Multi-Region Cell and Effective Broad Group Constants", JAERI-1240 (1976)
- 28) Henryson H.II., Toppel B.J. and Stenberg C.G. : "MC²-2: A Code to Calculate Fast Neutron Spectra and Multigroup Cross Sections", ANL-8144 (1976)
- 29) Nakagawa L., Katsuragi S. and Narita H., "ESELEM 4: A Code for Calculating Fine Neutron Spectrum and Multi-Group Cross Sections in Plate Lattice", JAERI-1245 (1976)
- 30) Wade D.C. : "Monte Carlo-Based Validation of the ENDF/MC²-II/SDX Cell Homogenization Path", IAEA-TECDOC-231, "Homogenization Methods in Reactor Physics", IAEA, Vienna, 137 (1980)
- 31) Benoist P. : "Théorie du Coefficient de Diffusion dans un Réseau Comportant des Cavités", CEA R-2278 (1964)
- 32) Benoist P. : "Streaming Effects and Collision Probabilities in Lattices", Nucl. Sci. Eng. 34, 285 (1968)
- 33) 溝尾宜辰, 白方敬章, 小西俊雄, 他: "FCAによる高速実験炉模擬実験(III), V-1 集合体の非均質効果", JAERI-M 7886 (1978)
- 34) Takeda T., Kurihara K. and Yamamoto M. : "Estimation of Anisotropic Effect of Diffusion Coefficient in a Fast Critical Assembly", J. Nucl. Sci. Technol., 11, 422 (1974)
- 35) Tone T. : "A Numerical Study of Heterogeneity Effects in Fast Reactor Critical Assemblies", J. Nucl. Sci. Technol., 12, 467 (1975)
- 36) Laletin N.I. : "The Effect of a Cylindrical Channel of Neutron Diffusion", J. Nucl. Energy, Part A, 13, 57 (1960)
- 37) Carter C. and Jarvis R.J. : "Influence of a Cylindrical Channel on a Neutron Flux Which Varies Linearly in a Direction Perpendicular to the Axis of the Channel", J. Nucl. Energy, 15, 113 (1961)
- 38) Deniz V., et al. : "Study of Lattices of Graphite with Empty Channels by Means of the Pulsed Source Technique", Nucl. Sci. Eng., 32, 201 (1968)

- 39) Bonalumi R. A. : "A Unified Theory of Cell Diffusion Coefficients", *Energia Nucleare* (Milan), **18**, 395 (1971)
- 40) Gelbard E. M. : "Anisotropic Neutron Diffusion in Lattices of the Zero-Power Plutonium Reactor Experiments" *Nucl. Sci. Eng.*, **54**, 327 (1974)
- 41) Larsen E. W. : "Neutron Transport and Diffusion in Inhomogeneous Media. II", *Nucl. Sci. Eng.*, **60**, 357 (1976)
- 42) Seki Y. and Sasaki M. : "Modified Diffusion Theory Analysis of Simulated Meltdown Experiments", *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **26**, 535 (1977)
- 43) Yoshida T. : "Improved Treatment of the Neutron Streaming Through Control Rod Followers in a Sodium-Cooled Fast Reactor", *Nucl. Sci. Eng.*, **72**, 361 (1979)
- 44) Takeda T., et al., to be published in *J. Nucl. Sci. Technol.*
- 45) Hughes R. P. : "A Unified Derivation of the Various Definitions of Lattice Cell Diffusion Coefficients", *Nucl. Sci. Eng.*, **67**, 85 (1978)
- 46) Larsen E. W. and Hughes R. P. : "Homogenized Diffusion Approximations to the Neutron Transport Equation", *Nucl. Sci. Eng.*, **73**, 274 (1980)
- 47) Takeda T. and Sekiya T. : "Comparison of the Anisotropic Diffusion Coefficients Based on the Benoist and Deniz Formulas", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **9**, 682 (1972)
- 48) Nakagawa M., Takano H. and Katsuragi S. : "Analysis of Sodium Void Reactivity Measured in FCA V-1 Assembly", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **10**, 419 (1973)
- 49) Fisher E. A., et al. : "An Investigation of the Heterogeneity Effect in Sodium Void Reactivity Measurements", *Proc. Int. Symp. Phys. Fast Reactors*, Tokyo, B20, 945 (1973)
- 50) Takeda T. and Sekiya T. : "Anisotropic Diffusion Coefficient in a Cylindrical Cell by Integral Transport Theory", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **10**, 651 (1973)
- 51) Kobayashi T., Sugawara A., Seki Y., et al. : "A Numerical Study on Application of Benoist's Anisotropic Diffusion Coefficients", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **12**, 456 (1975)
- 52) Yoshida T. and Iijima S. : "Numerical Study on Applicability of Benoist's Diffusion Coefficient to Sodium Void Reactivity Analysis", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **13**, 464 (1976)
- 53) Shirakata K., Iijima T. and Yamagishi K. : "Measurement of the Anisotropy of Diffusion Coefficient in Plate Cell", *Reactor Engineering Division Annual Report* (April 1975—March 1976), JAERI-M 6710, 47 (1976)
- 54) Shirakata K. and Iijima T. : "Measurement of Anisotropy of Diffusion Coefficient in Plate Cell", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **14**, 462 (1977)
- 55) Iijima T., et al. : "Critical Experiment on the Sector Mockup System for Prototype Fast Breeder MONJU (FCA Assembly VII-1)" *Reactor Engineering Division Annual Report* (April 1975—March 1976), JAERI-M 6710, 41 (1976)
- 56) Iijima T. and Shirakata K. : "Proposal of Method to Estimate Criticality Correction for Anisotropic diffusion in Plate Lattice Fast Assembly", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **14**, 682 (1977)
- 57) Shirakata K. and Iijima T. : "Anisotropic Diffusion Effect on Criticality of Plate Lattice Fast Assembly", *J. Nucl. Sci. Technol.*, **15**, 553 (1978)
- 58) Ingram G., et al. : "Critical Size and Central Reaction Rate Results from the MOZART Programme and Their Predictions", *Proc. Int. Symp. Phys. Fast Reactors*, Tokyo, A15, 269 (1973)
- 59) Bohn E. M., Marshall J. E. and Meyer J. F. : "Small Sample Reactivity Worths and ^{238}U Doppler Effect Measurements at the Center of the Voided High-240 Plutonium Core", ANL-7845, 7.1-7.3 (1971)
- 60) Hirota J., Kuroi H., Iijima T., et al. : "Recent Progress in Fast Integral Experiment and Analysis at FCA", *Proc. Int. Symp. Phys. Fast Reactors*, Tokyo, A23, 506 (1973)
- 61) 飯島 勉, 弘田実弥, 溝尾宣辰, 他: "FCA VI-2 集合体の臨界実験", JAERI-M 7888 (1978)
- 62) 西村秀夫: "一次元拡散・擾動計算コード SIMPLE-D", JAERI-M 4381 (1971)
- 63) Katsuragi S., et al. : "JAERI Fast Reactor Group Constants Systems Part I and Part II-1", JAERI-1195 and -1199 (1970)
- 64) Tsuchihashi K. : LAMP-B: A Fortran Program Set for the Lattice Cell Analysis by Collision Probability Method", JAERI-1259 (1979)
- 65) Broomfield A. M., et al. : "ZPR-3 Assemblies 48, 48A and 48B: The study of a Dilute Plutonium-Fueled Assembly and its Variants", ANL-7759 (1970)
- 66) Fowler T. B. and Vondy D. R. : "Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION", ORNL-TM-2496, Rev. 1 (1970)
- 67) Kuroi H. and Tone T. : "Cross Section Data and Specifications of AGLI/0 for Fast Reactor Analysis (Adjusted Group Library by Integral Data)", JAERI-1230 (1973)

付録 中心 Na ボイド効果に対する非等方拡散効果¹⁾²⁾

A. 1 序論

本文では板状セル高速臨界集合体の臨界性に対する非等方拡散効果について述べた。それに関連してここでは、板状セル集合体の中心 Na ボイド効果に対する非等方拡散効果について述べる。Na ボイド効果は高速炉の核特性の 1 つであるが、最近特に安全性の観点からその性質の解明が要請されている重要な炉物理量であり、臨界集合体による実験項目の中で主要なもの 1 つである。ここで言う非等方拡散効果とは、臨界性の場合と同様に Benoist 理論による板状セルの方向別拡散係数 D_{\parallel} , D_{\perp} を用いた場合と通常のセル計算による等方拡散係数 D_h を用いた場合の Na ボイド効果の計算値の差という意味である。板状セル集合体の中心 Na ボイド効果実験の解析において、板状セルの拡散係数の異方性がボイド効果の計算結果に与える効果を調べるのがこの付録の目的である。

板状セルという非均質体系における Na ボイド効果は均質体系の場合に比べて非均質効果のあることが考えられ、実験値の解析ではその効果を考慮する必要がある。摂動論によると反応度価値は拡散方程式の 4 項、すなわち吸収、核分裂、散乱および漏洩のそれぞれに対応する成分の和として表わされる。この内で吸収、核分裂、散乱の 3 成分は中性子束とインポータンスの積に比例するため、一般に炉心中心で絶対値が最大となる。一方漏洩成分は中性子束およびインポータンスの勾配の積に比例するため、一般に勾配が最大となる炉心とブランケットの境界付近で絶対値が最大となる。そこで炉心中心付近では漏洩成分の絶対値が相対的に小さいため、Na ボイド効果は吸収、核分裂、散乱の 3 成分の和ではなく表わされることになり、この 3 成分は 3 つ合わせて中心成分と呼ばれることがある。この 3 成分に関してはセル内中性子束分布による非均質効果が考えられるが、その効果は通常のセル計算によるセル平均の実効断面積を用いることにより一応取り入れられる。ところが漏洩成分に関しては本文で述べたように、通常のセル計算による等方拡散係数 D_h を用いても中性子拡散の異方性は取り入れられない。中心 Na ボイド効果の場合、セル内中性子束分布による非均質効果は大きいが、それに比べて非等方効果はそれほど大きくないと予想される。しかしボイド領域が大きくなると漏洩成分の絶対値が大きくなり、ボイド効

果全体に対する割合も増え、非等方効果を考慮することが必要になる。

そこで中心ボイド効果実験の解析において D_{\parallel} , D_{\perp} を用いた場合と D_h を用いた場合の計算値を比較し、非等方拡散効果の大きさを調べることにする。そしてまた D_h 以外に考えられる 2 種類の等方拡散係数についても実際に適用してボイド効果を計算してみるとおり、それらの適用性を調べることにする。その 1 つは板状セルの平均組成に対応する均質拡散係数であり、ここでは D_H で表示することにする。もう 1 つは本文の(56)式で定義された平均拡散係数 D_I である。すなわちバックリングの等方性を仮定した場合の板状セルの角度平均の拡散係数であり、結果的には Benoist 理論による方向別拡散係数 D_{\parallel} , D_{\perp} を 2 対 1 の割合で加重平均したものである。これら 2 種類の拡散係数を等方拡散係数として用いることは 1 種の近似であるが、 D_h を用いる場合あるいは D_{\parallel} , D_{\perp} を用いる場合に比べてボイド効果の計算値にどの程度の違いを生じるかを調べてみることにする。

A. 2 中心 Na ボイド効果実験

中心 Na ボイド効果に対する非等方拡散効果の検討は、FCA VI-2 集合体を用いて行なわれた Na ボイド効果実験を例にとって行なうこととする。そこでこの章では中心 Na ボイド効果実験について述べる。

FCA VI-2 集合体は高速原型炉「もんじゅ」の内側炉心の組成を模擬した試験領域を有し、「もんじゅ」内側炉心の組成に依存した炉物理量の測定を主な目的として組まれたものである。Fig. A-1 は VI-2 集合体の装荷図であるが、Pu 系の試験領域の半径方向を U-235 によるドライバー領域で取り巻いたゾーン型の炉心を持ち、その外側をさらに天然ウランによるブランケットで巻いた構造になっている。円筒形の集合体の軸方向側にはドライバーではなく、劣化ウランによるブランケットだけである。試験領域の体積は 247.97 l. Pu-fissile の装荷量は 103.98 kg である。Fig. A-2 は試験領域の引出しの装填図を示したものであるが、これは本文の 2.2.1 で述べたように FCA VII-1 集合体の内側炉心として用いられたものと同じである。試験領域のセル構造は組成を「もんじゅ」内側炉心のそれに近づけること、およびセル内中性子束分布による非均質効果をできるだけ小

さくすることを目的として決定されたものである。VI-2 集合体を体積保存の円筒形に近似した場合の寸法を Fig. A-3 に示し、VI-2 集合体各領域のセル平均組成を Table A-1 に示す。

この実験は実験値の信頼性を確かめる意味で互に異なる 2 種類の Na 試料を用いて行なわれた。それらは Na 試料 No. 1 および No. 2 と呼んで区別することにする。Table A-2 は 2 種類の Na 試料およびそれぞれに対応するボイドかんの寸法と組成を示したものである。これらの試料の Na と被覆かんのステンレスの質量を対比してみると、試料 No. 2 の方が優れた試料であると言える。Na 試料 No. 1 は FCA における標準の Na プレートとして用いられているもので、VI-2 集合体の試験領域にもともと装填されているものである。Na 試料 No. 2 は厚さが約 1/7 インチであるため、この試料を用いる場合セル・パターンが少し異なって来る。Fig. A-4 は Na 試料 No. 1 および No. 2 をそれぞれ用いた場合のセル・パターンであり、図に示されたように今後セル・パターン A および A' と呼んで区別することにする。

中心 Na ボイド効果実験は炉心中心を中心とした何種類かの大きさの直方体の領域で行なわれた。セル・パターン A に対しては $3 \times 3 \times 4$, $5 \times 5 \times 4$, $5 \times 5 \times 6$, $7 \times 7 \times 6$,

Table A-1 Cell-averaged atom densities of zones in FCA VI-2 ($10^{22}/\text{cm}^3$)

	Test region	Driver	Radial blanket	Axial blanket
Pu-239	0.104491			
Pu-240	0.009213			
Pu-241	0.000872			
U-235	0.001424	0.284529	0.028912	0.008402
U-238	0.691329	0.689229	3.988873	4.017460
O	1.723031	1.318957		
Na	0.765637	0.765637		
Al	0.240014	0.879305		
Cr	0.343254	0.315328	0.184613	0.184613
Fe	1.260911	1.157269	0.672131	0.672131
Ni	0.156165	0.142841	0.080476	0.080476

Table A-2 Specifications of sodium samples and corresponding void cans

	Sample No. 1		Sample No. 2	
	Sodium sample	Void can	Sodium sample	Void can
Dimensions (inch)	$2 \times 2 \times \frac{1}{4}$	$2 \times 2 \times \frac{1}{4}$	$2 \times 2 \times \frac{1}{7}$	$2 \times 2 \times \frac{1}{7}$
Weight of sodium (g)	11.310	0	7.110	0
Weight of SUS (g)	24.13	24.05	10.039	10.039
Items of SUS (g)				
Cr	4.3675	4.1606	1.7794	1.7794
Fe	17.4098	16.6835	6.8941	6.8941
Ni	2.3527	3.2059	1.3655	1.3655

Footnote: SUS means stainless steel.

$7 \times 7 \times 8$ パックの各領域、またセル・パターン A' に対しては Na 試料 No. 2 の枚数の制限から $3 \times 3 \times 4$, $5 \times 5 \times 4$, $5 \times 5 \times 6$ パックの各領域に対して行なわれた。ここで 1 パックというのは FCA 格子管集合体の単位体積であり、 $5.52 \times 5.52 \times 5.08 \text{ cm}^3$ のことである。したがって $3 \times 3 \times 4$ パックは $5.57 l$ に相当し、 $7 \times 7 \times 8$ パックは $60.68 l$ に相当する。FCA は水平 2 分割型の臨界実験装置であるが、Fig. A-5 の斜線部分はその 1/2 集合体における中心軸の回りの引出し 9 本の中心面寄りの 2 パックを表わしており、両 1/2 集合体が密着して $3 \times 3 \times 4$ パックを構成することになる。

Na ボイド効果は Na 試料をボイドかんで置換した場合の反応度変化であり、その値は基準系とボイド系の臨界点のずれ、すなわち臨界時の制御棒位置の変化として検出される。つまりボイド効果の測定は臨界法で行なわれた。制御棒の位置の変化は較正曲線により反応度変化に換算される。中心 Na ボイド効果の実験値は後に掲げる Table A-6, A-7 で計算値と共に示すこととする。

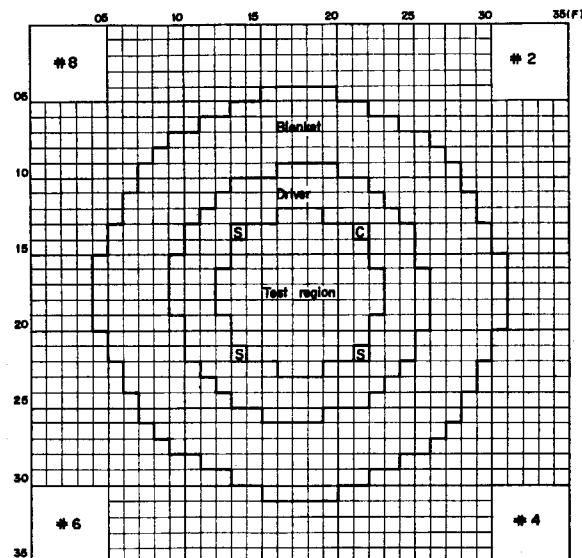


Fig. A-1 Vertical cross section of FCA VI-2.

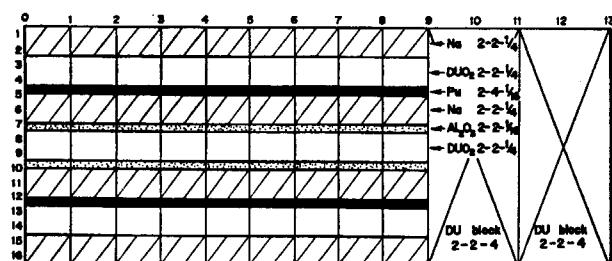


Fig. A-2 Test region drawer pattern of FCA VI-2.

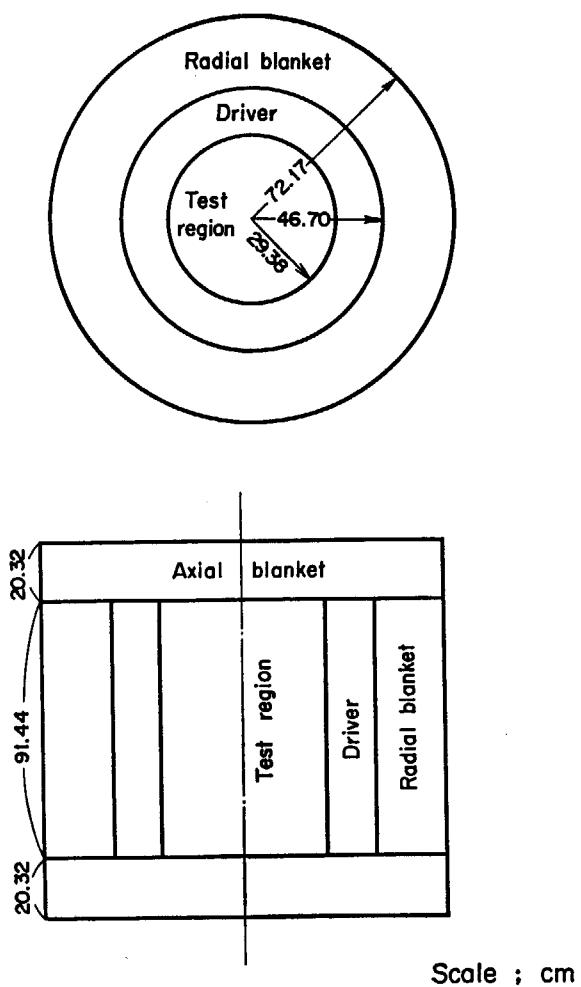


Fig. A-3 Geometry for FCA VI-2.

A.3 計 算 法

中心 Na ボイド効果実験の計算法はこの場合拡散係数の違いによる計算値の違いが調べられるようになっていなければならない。Fig. A-6 はこの計算法の全体の流れを示したものである。すなわち、セル計算で求められた実効断面積を用いて 2 次元拡散計算によりボイド効果を直接計算で求めるという方法であるが、その際セル計算による等方拡散係数 D_h を任意の拡散係数に置き換えて用いることができるようになっているのが特徴である。

Fig. A-6 の各部分を簡単に説明すると、積分実験値

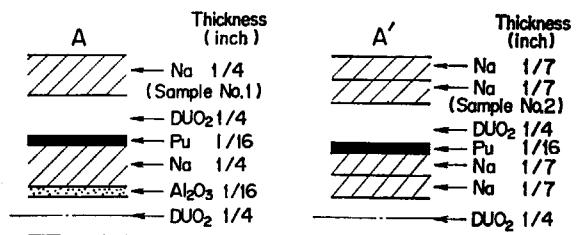


Fig. A-4 Cell patterns.

による修正済断面積セトトである 1950 群の AGLI ライブライアリを基本の断面積セットとして用いた。これは Na ボイド効果を解析する場合エネルギー・グループが詳細群であることが取扱い上本質的に重要だからである。というのは、ボイド効果の散乱成分はインポータンスのエネルギー分布の勾配に比例し、グループによってその値が正負にまたがり、しかもその値の絶対値が他の成分に比べて一般に大きいため、ボイド効果の計算で最も誤差を生じ易いものである。その散乱断面積の実効値を精度よく求めるためには群構造の細かいことが要求されるからである。AGLI ライブライアリの 1950 群という群構造は Na の散乱による減速の平均レザージー幅が 22.9 グループ幅に相当し、実効散乱断面積を求める観点からも十分細かい。

次に、板状セルの実効断面積はセル計算コード SP-2000 を用いて、本文 4.3 の Fig. 9 に示された無限平板モデルでセル計算することにより求めた。Fig. A-7 は FCA VI-2 集合体炉心セルおよびその Na ボイド・セルのセル平均の 1950 群基本モード・エネルギー・スペクトルである。通常セルでは 2.85 KeV において Na の巨大共鳴により中性子束が 1 衍程度落込んでいるが、Na ボイド・セルではその現象が一切ない。すなわち通常セルと Na ボイド・セルの基本モード・スペクトルはこの共鳴付近で甚しい隔たりのあることが分る。セル計算による基本モード・スペクトルを重み関数に用いて同じく SP-2000 により 1950 群断面積を縮約し、32 群の実効断面積を求める。Table A-3 は 32 群構造であり、縮約の際の 1950 群との関係が示されている。この Table に見られるように、Na の巨大共鳴のある 2.85 KeV 附近はコース・グループ幅が細かく取られている。中心 Na ボイド効果実験において Na ボイド領域はその周囲の通常セル領域と境を接している。双方の基本モード・

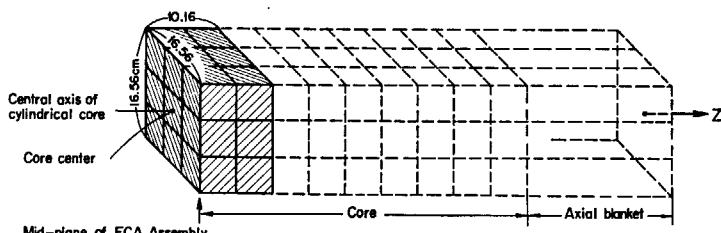


Fig. A-5 Central region of FCA VI-2, used for measurement of heterogeneity effect on the central void coefficient.

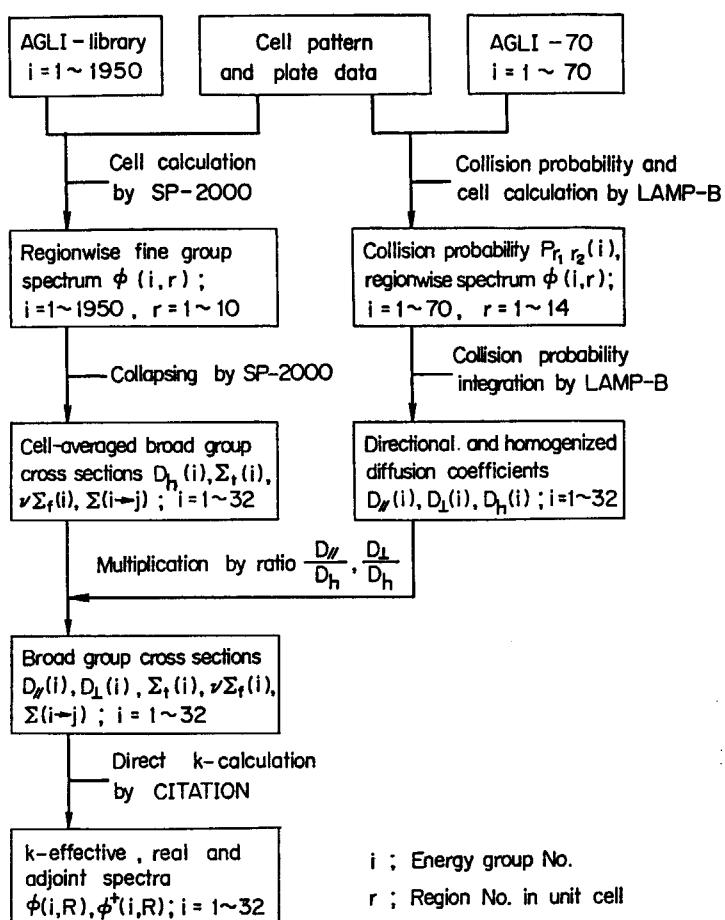
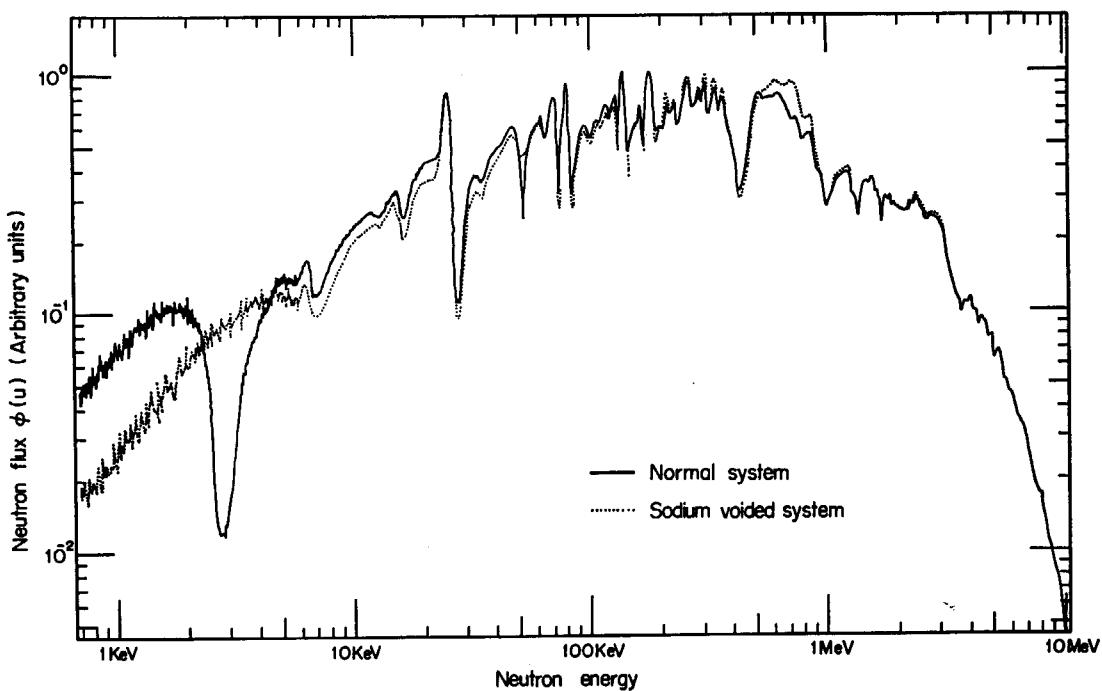
Fig. A-6 Flow of direct k -calculation.

Fig. A-7 Fundamental mode spectrum of test region of FCA VI-2, calculated by SP-2000 with AGLI-library.

Table A-3 Thirty-two group structure

Group No.	Group width (0.0085 lethargy unit)	Lower boundary fine group No.	Lower boundary (eV)	Group No.	Group width (0.0085 lethargy unit)	Lower boundary fine group No.	Lower boundary (eV)
1	55	55	6.579×10^6	17	30	910	4.591×10^8
2	55	110	4.122×10^6	18	15	925	4.042×10^8
3	55	165	2.583×10^6	19	15	940	3.558×10^8
4	55	220	1.618×10^6	20	15	955	3.132×10^8
5	55	275	1.014×10^6	21	15	970	2.757×10^8
6	55	330	6.353×10^5	22	15	985	2.427×10^8
7	55	385	3.981×10^5	23	15	1000	2.136×10^8
8	55	440	2.494×10^5	24	15	1015	1.881×10^8
9	55	495	1.563×10^5	25	30	1045	1.457×10^8
10	55	550	9.792×10^4	26	55	1100	9.131×10^2
11	55	605	6.135×10^4	27	80	1180	4.626×10^2
12	55	660	3.844×10^4	28	90	1270	2.153×10^2
13	55	715	2.409×10^4	29	90	1360	1.002×10^2
14	55	770	1.509×10^4	30	120	1480	3.612×10^1
15	55	825	9.456×10^3	31	120	1600	1.303×10^1
16	55	880	5.925×10^3	32	350	1950	6.649×10^{-1}

スペクトルは 2.85 KeV 付近で 1 衍程度違うため、境界付近ではスペクトルが互に影響し合って双方ともそれぞれの基本モード・スペクトルからずれていることが考えられる。縮約の際にスペクトルが基本モードからずれていることによる誤差を小さく抑えるため、2.85 KeV 付近はコース・グループ幅が狭く取られている。

このようにして求めた実効断面積を用いて拡散計算コード CITATION により 2 次元拡散計算で k_{eff} を計算し、ボイド系と基準系の k_{eff} の差として Na ボイド効果が求められる。FCA VI-2 集合体は円筒形であるが、Fig. A-8 はその 2 次元 rz の計算モデルである。炉心中心の斜線部分は $3 \times 3 \times 4$ パックに相当している。

Benoist 理論による板状セルの方向別拡散係数 D_{\parallel} , D_{\perp} は 70 群断面積セット AGLI-70 を用いて衝突確率法によるセル計算コード LAMP-B により計算した。Table A-4 は FCA VI-2 集合体炉心セルおよびボイド・セルの 1 群縮約の拡散係数 \bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp} , \bar{D}_h の値を比較したものである。これらの大小関係はすでに本文で言及した通りである。平均拡散係数 D_I は D_{\parallel} , D_{\perp} より導かれ、一方均質拡散係数 D_H は均質組成から直接求められる。これらの拡散係数を D_h と置き換えて CITATION により k_{eff} を計算することにより、それぞれの拡散係数に対するボイド効果が計算される。その際ボイド領域とその

Table A-4 Effective (one group) directional and homogenized diffusion coefficients of plate cells of FCA VI-2 core, calculated by LAMP-B

	\bar{D}_{\parallel} (cm)	\bar{D}_{\perp} (cm)	\bar{D}_h (cm)	$\frac{\bar{D}_{\parallel}}{\bar{D}_h}$	$\frac{\bar{D}_{\perp}}{\bar{D}_h}$	$\frac{\bar{D}_{\parallel}}{\bar{D}_{\perp}}$
Normal case	1.4783	1.4356	1.4318	1.0325	1.0027	1.0297
Na-voided case	1.7480	1.6428	1.6279	1.0738	1.0092	1.0640

他の通常セル領域に対する拡散係数をそれぞれ独立に変化させて計算することにより、ボイド領域およびその他の通常セル領域の拡散係数のボイド効果に対する寄与を調べた。というのは中心ボイド効果の計算値はボイド領域を取り巻く周囲の領域の拡散係数にも依存しているからである。なお CITATION は方向別拡散係数を取り入れて漏洩項を方向別に計算できるように、すなわち非等方拡散計算ができるよう修正したものを用いている。FCA 型板状セル体系は板状セルの方向性を考慮すると 3 次元の体系であるが、次のような近似を用いて 2 次元 rz モデルで計算した。

$$\left. \begin{aligned} D_r &= \frac{D_{\parallel} + D_{\perp}}{2} \\ D_z &= D_{\parallel} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (\text{A-1})$$

これは、半径方向拡散係数 D_r に関しては、 x 方向と y 方向の中性子束分布が等しい、したがってバックリングが等しい、という仮定をしたことになる。

A.4 計 算 結 果

Fig. A-9, A-10 は CITATION による臨界計算の結果得られた VI-2 集合体炉心中心における中性子束およびインポータンスのエネルギー分布であり、基準系の場合と $3 \times 3 \times 4$ パック・ボイドの場合が比較されている。Fig. A-9 の基準系の中性子束スペクトルは Fig. A-7 の基準系の基本モード・スペクトルとほぼ一致しているが、 $3 \times 3 \times 4$ パック・ボイドの炉心中心スペクトルは 2.85 KeV のところに谷が現われており、Fig. A-7 のボイド系の基本モード・スペクトルとはこの点で少し違っている。これはボイド領域が小さいためボイド領域の中心においても周囲の通常セルのスペクトルの影響を受

け、ボイド系の基本モード・スペクトルが少しづれたものである。Fig. A-10 のインポータンス・スペクトルはいわゆる鍋底型をしているが、中性子束スペクトルの場合と同様に基準系に比べてボイド系は少し硬化している。ボイド効果の散乱成分はインポータンスのエネルギー分布の勾配に比例する量であるため、一般に高エネルギー側で正、低エネルギー側では負となる。その影響を受けてボイド系のインポータンス・スペクトルは基準系の場合に比べて高エネルギー側で高くなり、低エネルギー側で低くなっている。

Table A-5 は中心ボイド効果実験の内で領域の最も小さい $3 \times 3 \times 4$ パック・ボイドと領域の最も大きい $7 \times 7 \times 8$ パック・ボイドの場合について、それぞれの拡散係数によるボイド効果の計算値を相互に比較したものである。またこれらの計算値と比較するため実験値も載せてある。同 Table においてボイド効果の計算値は、ボイド領域に用いられた拡散係数とそれに隣接する周囲の領域に用いられた拡散係数の双方の関数として与えられている。これは双方の領域の拡散係数のボイド効果に対する効き方を個別に調べるためにある。そこでこのようなボイド効果の計算値を簡単には表示するため、ボイド領域と周囲の領域の拡散係数の関数として例えば Table A-5 の最上段のケースの場合ボイド効果を $\Delta\rho(D_H, D_h)$ と表わすこととする。Table A-5 には $\Delta\rho(D_h, D_h)$ 、すなわちボイド領域および周囲の領域の双方にセル計算による等方拡散係数 D_h を用いた場合のボイド効果を基準にして、各ケースのボイド効果の比が示されている。

Table A-5 において最上段の $\Delta\rho(D_H, D_h)$ の場合のみ、拡散係数 D_H だけでなく他の断面積も板状セルの均質組成の値がボイド領域に対して用いられている。これは組成的に均質と仮定した場合と通常のセル計算で非均質効果を取り入れた場合のボイド効果の差を調べるためにある。したがって

$$\frac{\Delta\rho(D_H, D_h)}{\Delta\rho(D_h, D_h)} = \begin{cases} 1.14 & (3 \times 3 \times 4 \text{ パック・ボイド}) \\ 1.22 & (7 \times 7 \times 8 \text{ パック・ボイド}) \end{cases} \dots (A-2)$$

という結果は、この板状セル集合体における中心ボイド効果はセル内中性子束分布による非均質効果が 14% あるいは 22% あるということを示している。均質拡散係数 D_H は通常のセル計算による等方拡散係数 D_h に非常に近い値であり、この非均質効果のほとんどは D_H と D_h の差によるものではなく、それ以外の断面積、特に核分裂断面積の差によるものであると考えられる。

Table A-5 に示された各種の拡散係数によるボイド効果の計算値を比較すると、 $3 \times 3 \times 4$ および $7 \times 7 \times 8$ パック・ボイドの双方の場合について

$$\Delta\rho(D_h, D_h) > \Delta\rho(D_I, D_h) \geq \Delta\rho(D_r, D_z, D_h) > \Delta\rho(D_I, D_I) > \Delta\rho(D_r, D_z, D_r, D_z) \dots (A-3)$$

である。これらのケースはすべてボイド領域並びにその他の領域、すなわち集合体のすべての領域に対して拡散係数以外の断面積は通常のセル計算による値を常に用いている。したがってこれらの計算値の差違はいつに拡散係数の違いによるものである。(A-3) 式に示されたボイド効果の計算値の大小関係は、拡散係数 D_h, D_I, D_r, D_z の相互の大小関数からほぼ予想されていた通りの結果である。Table A-5 の $\Delta\rho(D_I, D_h), \Delta\rho(D_I, D_I)$ と $\Delta\rho(D_r, D_z, D_h), \Delta\rho(D_r, D_z, D_r, D_z)$ の値を比較すると、平均拡散係数 D_I の使用は $3 \times 3 \times 4$ パック・ボイドの場合 D_r, D_z を用いた場合とほぼ同じ結果を与えるが、 $7 \times 7 \times 8$ パック・ボイドの場合は両者の間で差が生じることが分る。また D_h を用いた場合と D_r, D_z を用いた場合の差、すなわち中心ボイド効果に対する非等方拡散効果に関しては、Table A-5 によると

$$\frac{\Delta\rho(D_r, D_z, D_h)}{\Delta\rho(D_h, D_h)} = \begin{cases} 0.99 & (3 \times 3 \times 4 \text{ パック・ボイド}) \\ 0.95 & (7 \times 7 \times 8 \text{ パック・ボイド}) \end{cases} \dots (A-4)$$

Table A-5 Calculations of effects of various kinds of diffusion coefficients on central sodium void worths in FCA VI-2

Diffusion coefficient used		Central $3 \times 3 \times 4$ packs voiding		Central $7 \times 7 \times 8$ packs voiding	
For the voided region	For the other regions in FCA VI-2	Calculated void worth ($10^{-6} \Delta k/k$)	Ratio to the case (D_h, D_h)	Calculated void worth ($10^{-6} \Delta k/k$)	Ratio to the case (D_h, D_h)
D_H	D_h	222	1.14	1767	1.22
D_h	D_h	195	1.00	1443	1.00
D_I	D_h	194	0.99	1384	0.96
D_I	D_I	190	0.97	1350	0.94
D_r, D_z	D_h	194	0.99	1370	0.95
D_r, D_z	D_r, D_z	189	0.97	1334	0.92
Measured void worth ($10^{-6} \Delta k/k$)		213±5	1.09±0.03	1465±11	1.02±0.01

D_H and D_h denote the homogeneous diffusion coefficient corresponding to the cell-averaged atom densities and the cell-averaged homogenized diffusion coefficient obtained by cell calculation respectively. $D_I = (D_{\parallel} + D_{\perp})/3$, $D_r = (D_{\parallel} + D_{\perp})/2$ and $D_z = D_{\perp}$ denote respectively, the average diffusion coefficient, the radial and axial diffusion coefficients in rz geometry.

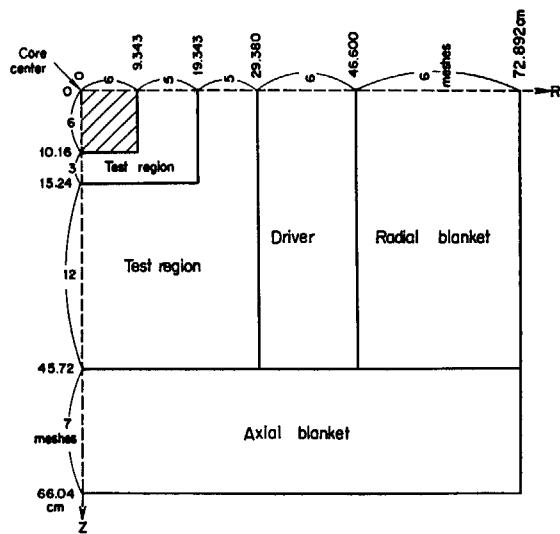
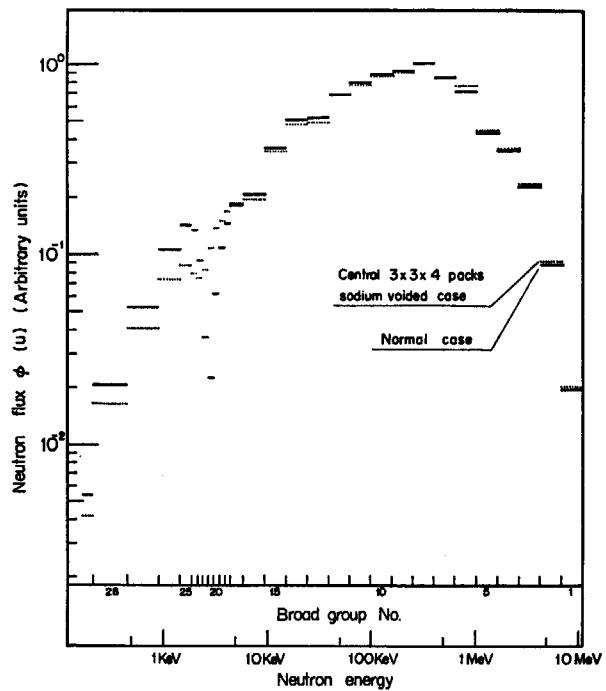


Fig. A-8 Calculational reactor model in rz geometry for analysis of central $3 \times 3 \times 4$ packs void in FCA VI-2.



VI-2 Fig. A-9 Central neutron spectra for normal and central $3 \times 3 \times 4$ packs sodium voided cases of FCA VI-2, calculated by CITATION with AGLI/2N set.

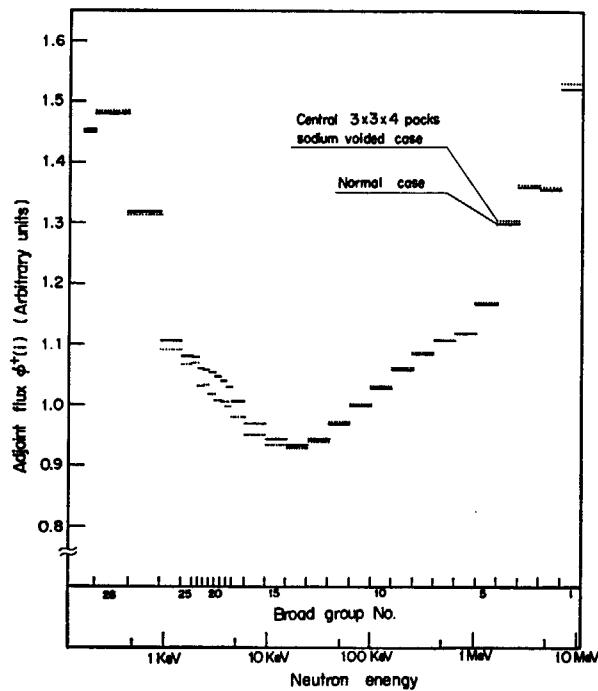


Fig. A-10 Central adjoint spectra for normal and central $3 \times 3 \times 4$ packs sodium voided cases of FCA VI-2, calculated by CITATION with AGLI/2N set.

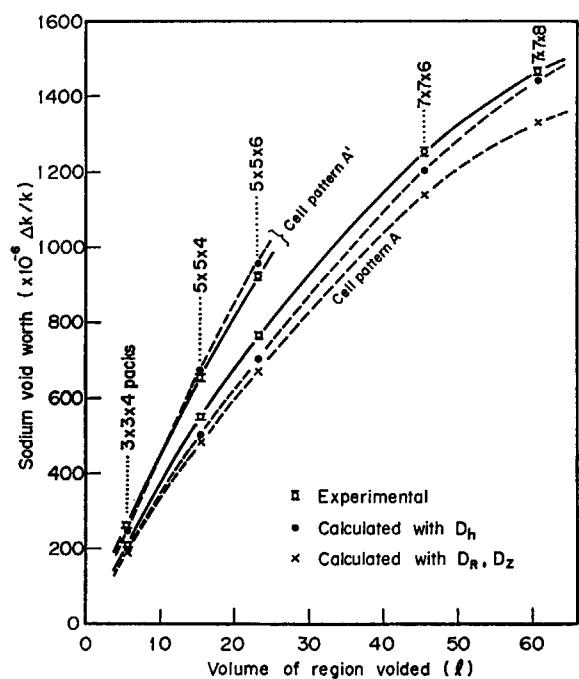


Fig. A-11 Measured and calculated reactivity worths of sodium removal at the center of FCA VI-2, as a function of volume of voided region.

Table A-6 Comparison between measured and calculated reactivity worths of sodium removal at the center of FCA VI-2

Region voided (packs)	Volume of region (<i>V</i>)	Mass of sodium removed (kg)	Cell pattern	Measured worth ($10^{-6} \Delta k/k$)	Calculated with D_h		Calculated with D_r, D_z	
					Worth ($10^{-6} \Delta k/k$)	C/E	Worth ($10^{-6} \Delta k/k$)	C/E
3×3×4	5.57	1.629	A	213±5	195	0.92±0.02	189	0.89±0.02
5×5×4	15.48	4.524	A	551±8	502	0.91±0.01	484	0.88±0.01
5×5×6	23.22	6.786	A	765±8	702	0.92±0.01	669	0.87±0.01
7×7×6	45.51	13.301	A	1253±11	1204	0.96±0.01	1140	0.91±0.01
7×7×8	60.68	17.734	A	1465±11	1443	0.98±0.01	1334	0.91±0.01
3×3×4	5.57	2.048	A'	262±5	256	0.98±0.02	249	0.95±0.02
5×5×4	15.48	5.688	A'	653±8	676	1.04±0.01	656	1.00±0.01
5×5×6	23.22	8.532	A'	921±8	957	1.04±0.01	922	1.00±0.01

Footnotes:

1 The experimental errors do not include the systematic error from the reactivity scale (2%).

2 Calculated results were obtained from direct difference in k -value, calculated in rz geometry using respective diffusion coefficients D_h or D_r, D_z not only for the sodium voided region but also for all the other regions in FCA VI-2.

$$\frac{\Delta p(D_r, D_z, D_r D_z)}{\Delta p(D_h, D_h)} = \begin{cases} 0.97(3 \times 3 \times 4 \text{ パック} \cdot \text{ボイド}) \\ 0.92(7 \times 7 \times 8 \text{ パック} \cdot \text{ボイド}) \end{cases} \quad \dots \quad (\text{A-5})$$

である。これは $3 \times 3 \times 4$ あるいは $7 \times 7 \times 8$ パック・ボイドの場合ボイド領域のみに基づく非等方効果が 1% あるいは 5% あり、集合体全体に基づく非等方効果が 3% あるいは 8% あるということである。このことはボイド領域がもっと大きくなれば非等方効果はさらに増大すること、並びにボイド領域の位置が炉心中心以外であったりあるいはボイド領域が集合体の表面に通じている場合非等方効果は一層甚しくなることを示唆している。また (A-2) 式と (A-4), (A-5) 式の比較から、中心ボイド効果の場合セル内中性子束分布による非均質効果と非等方効果とは方向が反対であり、互に相殺する関係にあることが分る。

Table A-6 は中心ボイド効果実験のすべてのケースに対して D_h および D_r, D_z でそれぞれ計算して非等方効果を調べたものであり、またそれぞれの計算値を実験値と比較したものである。Fig. A-11 はこれらの結果を図示したものである。Table A-6 によると非等方効果は $3 \times 3 \times 4$ パック・ボイドの 3% から $7 \times 7 \times 8$ パック・ボイドの 8% まで、ボイド領域の増大に伴なって次第に大きくなる様子が分る。セル・パターン A と A' の場合を比較すると、同じ大きさのボイド領域に対して A' の方が非等方効果が少し小さいが、ほぼ同程度の値であることが分る。セル・パターン A の場合中心ボイド効果

の計算値は実験値よりも少し小さ目であり、 D_h の代りに D_r, D_z を用いることによって計算値は実験値からむしろ遠ざかる傾向にある。 D_r, D_z を用いた場合セル・パターン A の C/E 値、すなわち計算値と実験値の比は約 0.9 である。計算値と実験値の違いの原因としては炉定数セット、特に Na の断面積の誤差、計算の取扱い上の誤差、測定誤差、反応度スケールの誤差など種々のものが考えられるので、ボイド効果の解析は実験値との一致・不一致に拘らず非等方効果を考慮すべきである。セル・パターン A' の場合は A の場合とは逆に D_r, D_z を用いることによって C/E 値は 1.0 に近づいている、Na 試料が異なるセル・パターン A と A' で C/E 値が約 1 割違うということは、大雑把に言って板状セル体系の中心ボイド効果の計算誤差が炉定数以外にこの程度あることを示している。その原因としてはセル・モデルの取り方、方向別拡散係数の各領域への適用、(A-1) 式の近似などが考えられる。

A.5 結論

板状セル高速臨界集合体の中心 Na ボイド効果に対する非等方拡散効果はボイド領域の大きさに依存するが、ボイド効果に対する割合は小さくなく、解析の際に考慮されなければならないことが明らかになった。また、中心ボイド効果の解析に Benoist 理論による方向別拡散係数を適用する場合、ボイド領域だけでなく集合体全体に対して行なう必要のあることが明らかになった。

参考文献

- 1) Shirakata K., Kuroi H. and Hirota J.: "Analysis of Na Void experiment on FCA Assembly VI-2". Reactor Engineering Division Annual Report (April 1973–March 1974), JAERI-M 5955, 77 (1975)
- 2) Shirakata K., Sanda T., Gotoh Y., et al.: "Effect of Approximation for Diffusion Constant of Plate Cell on Calculated Sodium Void Worth", Reactor Engineering Division Annual Report (April 1976–March 1977), JAERI-M 7291, 62 (1977)