

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	PWRにおける反射体領域の核計算法に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	田原義壽
Author(English)	Yoshihisa Tahara
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第5239号, 授与年月日:2002年9月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第5239号, Conferred date:2002/9/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

**PWR における
反射体領域の核計算法に関する研究**

2002 年 9 月

東京工業大学 理工学研究科
原子核工学専攻

田原義壽

Study of A Netronics Calculation Method for Reflector Region of PWRs

September 2002

Yoshihisa Tahara

Department of Nuclear Engineering
Graduate School of Science and Engineering
Tokyo Institute of Technology

目 次

第 1 章 序論

1.1 本研究の背景と目的	1
1.2 本論文の構成	12
参考文献	13

第 2 章 軽水減速炉心における鉄反射体の実験

2.1 はじめに	17
2.2 実験の概要	19
2.3 測定結果	20
2.3.1 鉄反射体反応度効果	24
2.3.2 反応率とスペクトル・インデックス	25
2.4 実験解析	26
2.4.1 解析手法	26
2.4.2 鉄反射体反応度効果の解析	29
2.4.3 反応率とスペクトル・インデックスの解析	34
2.5 断面積評価	37
2.5.1 鉄の断面積評価	37
2.5.2 臨界性評価	43
2.6 アルベドと鉄反射体反応度効果	44
2.7 改良型軽水炉（APWR）への適用	47
2.8 第 2 章の結論	48
参考文献	50

第3章 反射体領域の2次元均質拡散定数の計算法

3.1	はじめに	52
3.2	均質化法	54
3.3	反射体領域の2次元均質化法	57
3.3.1	ノード内中性子束分布	58
3.3.2	ノード境界中性子流	62
3.3.3	中性子束不連続因子	65
3.4	ウラン炉心での検証	67
3.5	MOX 炉心への適用	75
3.6	反射体定数に対するほう素濃度フィードバック機能	79
3.7	第3章の結論	80
	参考文献	82

第4章 輸送等価拡散定数の計算法

4.1	はじめに	84
4.2	輸送等価2群拡散定数	86
4.2.1	輸送等価拡散定数の導出	86
4.2.2	境界条件	95
4.2.3	均質化	97
4.2.4	反射体定数計算モデル	100
4.2.5	検証計算	102
4.3	臨界実験解析への適用	107
4.3.1	TCA 鉄反射体反応度効果	107
4.3.2	TCA 水反射体付き正方格子炉心	114

4.3.3 DIMPLE 炉心	120
4.4 ウラン炉心と MOX 炉心の反射体定数	125
4.5 第 4 章の結論	128
参考文献	130

第 5 章 輸送等価拡散定数を用いた 2 次元均質定数の計算法

5.1 はじめに	132
5.2 炉心の核計算法	132
5.3 炉心の概要	135
5.4 測定値との比較	141
5.4.1 炉内出力分布	141
5.4.2 臨界ほう素濃度	149
5.5 拡散定数の検討	151
5.6 第 5 章の結論	156
参考文献	157

第 6 章 結 論	159
-----------	-----

付 録

付録 1 1 次元反射体境界での中性子流と中性子束の関係	163
付録 2 水位法による反応度測定誤差	165
付録 3 軽水と鉄の断面積の比較	167
付録 4 2 次元輸送計算コード PHOENIX-P	171
付録 5 3 次元拡散計算コード ANC	174

付録 6	2 次元拡散計算コード HIDRA	178
付録 7	原子炉容器照射量の評価	181
付録 8	K=1 の場合のノード内中性子束	183
付録 9	TRX 炉心の解析	185
付録 10	INFANT コードの出力分布計算法	188
付録 11	CBCF コードの臨界ほう素濃度の計算法	189
謝 辞		190

第 1 章 序 論

1.1 本研究の背景と目的

初めての加圧水型軽水炉（PWR）である Shippingport 原子力発電所^[1,2]が 1957 年 12 月に初発電を開始して以来建設され、2001 年末現在、世界で運転中の原子力発電社は 432 基、合計出力は 3 億 6628 万 6000KW、建設中は 43 基、4127 万 1000KW、計画中は 35 基 2660 万 4000KW となった。運転中の合計出力は、1996 年の 3 億 6569 万 4000KW を上回り、過去最高となった。なお、運転中の合計基数は、過去最高である 1996 年の 434 基を下回ったものの、1995 年と並ぶ過去第 2 番目の基数である。2001 年末現在運転中の原子力発電設備は加圧水型軽水炉（PWR）256 基、沸騰水型軽水炉（BWR）91 基、重水炉 35 基、黒鉛減速炉 16 基、ガス炉 32 基、高速炉 2 基の合計 432 基であり、PWR が全体の 60%を占めている^[3]。日本においても 1970 年に美浜 1 号機が営業運転に入ってから既に 23 基の PWR が建設・稼動しており、さらに今後 3 基の建設が予定されている。この間、PWR 燃料の高燃焼度化、MOX 燃料の導入、改良型 PWR（APWR）の開発など多くの改良・開発が行われてきた^[4,5]。

燃料の高燃焼度化では、1990 年には従来の燃料集合体最高燃焼度 39GWd/t に替えて 48GWd/t、初期ウラン濃縮度 4.1wt%の燃料が高浜 3 号機に装荷された。また、廃棄物を減らすために開発されたガドリニア入り燃料（ガドリニア濃度 6wt%）も 1988 年より本格利用された。現在は、高燃焼度化第 2 段階として、運転期間の長期化を目指した燃料集合体最高燃焼度 55GWd/t と高濃度ガドリニア入り燃料（ガドリニア濃度約 10wt%）を用いた炉心の安全審査に入った段階であり、この燃料の実機装荷も間近い。

MOX 燃料導入については、1988 年から 91 年にかけて美浜 1 号機で 4 体の MOX 燃料が照射され健全性が確認された。余剰プルトニウムを持たないとの原則の下、ウラ

ン資源の有効利用となり現時点で最も確実なプルトニウム利用方法との位置づけから、高浜 3、4 号機に燃料集合体最高燃焼度 45GWd/t の MOX 燃料を導入する計画が進められ安全審査が 1998 年末に完了した^[6]。現在 MOX 燃料製造上のトラブルからプルサーマルは一時中断されているが、今後プルトニウムの蓄積を避けるために再開されることが考えられる。

APWR^[7]の開発では、炉心径方向周辺部にステンレススチール製中性子反射体を設置し、炉心からの中性子漏れを減少させることにより濃縮度を低下させ、ウラン資源の節約を図る設計がなされた。

以上述べた様に日本では美浜 1 号機以来、PWR の炉心・燃料において数々の改良・開発が行われてきた。高速増殖炉の開発においてもわが国における自主開発の基本方針に基づいて国家的計画として推進されてきたが、「もんじゅ」が 1995 年 12 月に Na 漏洩事故を起こしたことにより、高速炉の研究はスローダウンすることとなった。核燃料サイクル機構を中心とした高速炉実用化研究も行われたが、今後の成り行きは不透明で研究は低迷すると言って良いであろう。このような状況の中、PWR は高速炉または他の炉型が実用化されるまで日本の電力供給の一翼を担わなければならない。従って今後は、安全性・信頼性を高めつつ更なる高燃焼度化、定格出力の上昇などの高度化を図っていく必要がある。

このためには、DNB 発生による燃料棒の破損、ホットスポットにおける燃料溶融など、安全性に関わる炉心の核設計の精度、特に炉内出力分布の計算精度を高める必要がある。集合体の軸方向燃焼度分布の効果や集合体間スペクトル干渉効果を直接取扱い、炉心の核特性をより現実的に評価するために、現在では一般的に炉心解析は 3 次元ノーダルコードを用いて行なわれている。このため、出力分布の精度向上はノード法による出力分布計算精度の向上を意味する。

出力分布に影響を与える核的因子には、キセノン分布、制御棒、燃焼度分

布、可燃性毒物濃度分布、中性子漏れなどがあるが、キセノン分布、燃焼度分布および可燃性毒物分布などは出力分布(中性子束分布)と相互に作用する性質のものであり、一方的に他方の原因になるというものではない。これに反し、制御棒の操作は出力分布を歪ませるが、定格定常運転では通常全制御棒抜き状態にあり、出力分布誤差の直接的な原因とはならない。燃焼度分布の誤差は高々500～600MWd/tであり、反応度にして0.2～0.3%Δρである。約1%Δρの反応度変化は約2%の燃料集合体出力変化に相当する事から、燃料集合体1体の燃焼度誤差に伴う出力分布の計算誤差は約0.5%程度と見積もられ影響は小さい。

中性子漏れには軸方向と径方向の漏れがある。この漏れの比を幾何学的バックリングを用いて評価する。軸方向、径方向のバックリングは炉心の実効長H、実効半径R、および外挿距離をλとすると下式で与えられる。

$$B_Z^2 = \left(\frac{\pi}{H + 2\lambda_Z} \right)^2, \quad B_R^2 = \left(\frac{2.405}{R + \lambda_R} \right)^2 \quad (1-1)$$

全中性子漏れは $L = L_Z + L_R = D \cdot (B_Z^2 + B_R^2)$ であるので、全中性子漏れに対する径方向漏れの割合は、

$$\frac{L_R}{L} = \frac{\left(\frac{2.405}{R + \lambda_R} \right)^2}{\left(\frac{\pi}{H + 2\lambda_Z} \right)^2 + \left(\frac{2.405}{R + \lambda_R} \right)^2} \quad (1-2)$$

外挿距離λを6cmとし、標準である実機3ループプラントに対する実効半径R=1.50m、H=3.66mを用いると、0.77となる。すなわち、径方向の漏れが約8割を占めている。軸方向中性子漏れの反応度効果は約0.3%Δρ程度である。式(1-2)から、径方向は約1.1%Δρとなり、炉心からの中性子漏れによる全反応度効果は約1.4%Δρである。この反応度は燃焼反応度の約10%内外であり大きな反応度と言える。径方向の中性子漏れに計算誤差を伴うと炉心周辺の集合体に出力誤差を生み、これが出力分布にin-out

チルトを発生させ炉心内部での燃料集合体出力を大きく変化させるため、出力ピーキングを大きく悪化させる。軸方向出力分布の調整は制御棒の挿入により容易に行うことができるが、径方向出力分布は出力分布の悪化を抑制する手段がないため、径方向の中性子漏れの正確な評価が不可欠である。従って、出力分布の計算精度向上のためには反射体領域を核的に厳密に取扱える手法が必要となる。

このためには、反射体の反応度効果の実験的確認、ノードルコードによる実機炉心計算のための反射体領域の均質定数計算法の改良および輸送効果の取込みが必要である。また、それらの手法を統合して実機へ適用できる手法を確立することと、検証を実施する事によりその妥当性を確認しておく必要がある。以下では各々の項目について、従来の研究と本研究の関連を述べ、本研究の位置付けを述べる。

【１】反射体の反応度効果

PWR ではステンレススチール製バッフル板が用いられており、APWR では同じ材質の径方向反射体が設計に取込まれている。従って、これらの反応度効果を実験的に明らかにすると共に、実験解析を通して反射体の主要成分である鉄の核データの妥当性を確認しておく必要がある。村上らは^[8]日本原子力研究所の軽水臨界実験装置（TCA）を用いて 15×15 格子炉心の両側に鉄反射体を装荷し、その厚さを 0～6cm の間で変化させる臨界実験を行った。その結果、厚さを 0cm から約 1.5cm まで増加させると臨界水位は増大するが、1.5cm 以上では単調に減少することが分かった。すなわち、厚さ約 1.5cm の鉄板は炉心の反応度を最も低下させる。この実験で変化させた厚さの範囲は PWR のバッフル板が炉心の反応度に与える効果を調べる上では十分である。しかしながら、鉄反射体の反射能力を確認するためには、少なくともアルベドが飽和し始める 15cm まで測定範囲を広げる必要がある。このため、本研究では TCA を用いて 15×15 格子炉心の両側の鉄反射体の厚さを 15cm まで拡大する実験を行ない鉄

反射体が炉心へ与える反応度効果を測定した。さらに、ステンレススチールなど鉄を含む物質を反射体として用いる場合、ガンマ線による発熱を除去するために反射体を水で冷却する必要がある。このため、この水が反射体の反応度効果に及ぼす影響を確認するため鉄板間に体積比で約 10%の水を含む実験も実施した。

【2】反射体の均質定数計算法

ノーダル法を用いた実機の炉心計算では反射体領域の均質定数が必要である。この均質定数は通常、多群輸送計算コードによる 1 次元スペクトル計算から得られる中性子流および断面積を基に中性子束不連続因子^[9,10]を用いて作成される^[11,12,13]。例えば、バッフル板と水反射体からなる長さ ℓ の反射体領域を均質化する場合について述べる。非均質体系のスペクトル計算で得られた境界での中性子流を J_1^{het} , J_2^{het} 、得られた中性子スペクトルを用いて平均化された拡散係数および断面積を D, Σ とする。炉心/反射体領域境界を基点として反射体領域を x 軸の正方向とすると、左境界で非均質中性子流、右境界で中性子束零の境界条件の下での均質中性子束は下式で表される。

$$\begin{aligned}\varphi_1^{homo}(x) &= \frac{J_1^{het} \sinh \kappa_1(\ell - x)}{D_1 \kappa_1 \cosh \kappa_1 \ell} \\ \varphi_2^{homo}(x) &= \left(\frac{J_2^{het}}{D_2} - Y \frac{J_1^{het}}{D_1} \right) \frac{\sinh \kappa_2(\ell - x)}{\kappa_2 \cosh \kappa_2 \ell} + Y \varphi_1^{homo}\end{aligned}\quad (1-3)$$

ここで、断面積は通常の記法に従っており、 $\kappa_1^2, \kappa_2^2, Y^2$ は下式により定義されている。

$$\kappa_1^2 = \frac{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}{D_1}, \quad \kappa_2^2 = \frac{\Sigma_{a2}}{D_2}, \quad Y^2 = \frac{\Sigma_r}{D_2(\kappa_2^2 - \kappa_1^2)} \quad (1-4)$$

式 (1-3) より炉心/反射体境界での均質中性子束が得られる。この値は非均質での境界中性子束と異なっており、その比を表す中性子束不連続因子は下式で定義される。

$$f_g = \frac{\varphi_g^{het}(x=0)}{\varphi_g^{homo}(x=0)} \quad (1-5)$$

この不連続因子を用いて、体積-中性子束平均された断面積を除することにより実効断

面積が求められる。

$$\tilde{D}_g = \frac{D_g}{f_g}, \quad \tilde{\Sigma}_g = \frac{\Sigma_g}{f_g} \quad (1-6)$$

この実効断面積をノーダル計算で反射体領域に用いることにより炉心/反射体境界での非均質中性子流が均質計算で保存される。

上記実効断面積はコーナー、フラット部それぞれに対して求められ、炉心計算ではそれぞれの領域平均的な定数として用いられる。しかしながら、反射体領域はバッフル板、水反射体、炉心槽、中性子遮蔽体、原子炉容器などの炉内構造物があり、出力分布の計算精度を向上させるためには、反射体定数にこれらの幾何学的形状を取込む事が必須である。このため、反射体領域の構造を反映させた 2 次元均質化法を開発する必要がある。

Pogosbekyan^[14]は、2 次元形状を持つバッフル板の中性子吸収効果による中性子束および中性子流の変化を Interface Matrix で表現することによりノード計算の中で直接的にバッフル板の応答を取込める均質化法を開発した。また、炉心周辺で出力分布またはスペクトルが大きく異なる条件下においてもその均質化手法が有効であることを示したが、その導入には部分中性子流と縦方向中性子漏れの連続性を表す式の修正などノード展開法の大幅な修正が必要であった。Hetzelt^[15]は、解析方向に垂直な方向の中性子漏れを考慮した 1 次元 2 群の非同次拡散方程式を解析的に解くことにより、ノード計算と一貫性のある反射体均質定数を得る手法を開発した。また、U、Gd および MOX 燃料が装荷された小型炉心に対して得られた反射体定数の妥当性が示された。

本研究では、ノード展開法の修正を必要とせず容易にノーダルコードを用いた計算の流れの中に取込めるものとして、実機 PWR の炉内構造物の幾何形状を反映した 2 次元計算による反射体均質定数の計算法を開発した。

【3】反射体の輸送等価拡散定数計算法

2次元反射体定数計算には輸送計算コードの代わりに、実機炉心の核設計で良く用いられる拡散計算コードを用いた。逆に、反射体領域の物質に対し中性子輸送効果を取込めるような拡散定数が求められれば、拡散計算で輸送計算と同等な精度を得る事ができるはずである。このような考え方から、輸送等価拡散定数計算法の開発を目指した。

拡散方程式は輸送方程式に近似を導入することにより求めることができる^[16]。定常状態の輸送方程式は

$$\Omega \cdot \nabla \Psi + \Sigma_t \Psi(\mathbf{r}, E, \Omega) = \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \Psi(\mathbf{r}, E, \Omega') dE' d\Omega' + S(\mathbf{r}, E, \Omega) \quad (1-7)$$

と書けるので、両辺を $d\Omega$ で積分することにより中性子数の保存式を得る。

$$\nabla \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) = \int \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(\mathbf{r}, E') dE' + S(\mathbf{r}, E) \quad (1-8)$$

また、両辺に Ω をかけて $d\Omega$ で積分することにより、中性子流の式を得る。

$$\int \Omega \cdot (\Omega \nabla \Psi) d\Omega + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = \int \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E') dE' + S_1(\mathbf{r}, E) \quad (1-9)$$

ただし、

$$\phi(\mathbf{r}, E) = \int \Psi(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega \quad (1-10)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = \int \Omega \cdot \Psi(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega \quad (1-11)$$

$$S_1(\mathbf{r}, E) = \int \Omega \cdot S(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega \quad (1-12)$$

ここで、中性子束を球面調和関数で展開する。

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}, E, \Omega) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \Psi_{\ell,m}(\mathbf{r}, E) P_{\ell,m}(\Omega) \\ &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{2\ell+1}{4\pi} \phi_{\ell,m}(\mathbf{r}, E) P_{\ell,m}(\Omega) \end{aligned} \quad (1-13)$$

更に、角度の $l=1$ まで取る (P_1 近似) とすると、

$$\Psi(\mathbf{r}, E, \Omega) \approx \frac{1}{4\pi} \varphi_{0,0}(\mathbf{r}, E) + \frac{3}{4\pi} \mathbf{J} \cdot \Omega \quad (1-14)$$

であり、式 (1-14) を式 (1-9) に代入し、線源が等方であるとする、

$$\frac{1}{3} \nabla \varphi(\mathbf{r}, E) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) = \int \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E') dE' \quad (1-15)$$

が得られる。これから、Fick の法則

$$\mathbf{J} = -D(\mathbf{r}, E) \nabla \varphi(\mathbf{r}, E) \quad (1-16)$$

を仮定すると形式的に、

$$D(\mathbf{r}, E) = \frac{1}{3 \left(\Sigma_t(\mathbf{r}, E) - \frac{\int \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E') dE'}{\mathbf{J}(\mathbf{r}, E)} \right)} \quad (1-17)$$

となる。上式はベクトルをベクトルで割っているのが形式的操作であり、且つ実際に求めるべき中性子流が含まれているので解いたことにはならない。そこで、式 (1-9) の右辺で以下の式を仮定する。

$$\int \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E') dE' = \int \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E \rightarrow E') \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) dE' \quad (1-18)$$

これは、 $\Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E' \rightarrow E) = \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E) \delta(E' - E)$ として、1 次の非等方散乱によるエネルギー輸送を無視したことに等しい。式 (1-18) を式 (1-9) に代入すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{3} \nabla \varphi(\mathbf{r}, E) + \Sigma_t(\mathbf{r}, E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) &= \int \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E \rightarrow E') \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) dE' \\ &= \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E) \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) \\ \mathbf{J}(\mathbf{r}, E) &= -\frac{1}{3(\Sigma_t(\mathbf{r}, E) - \Sigma_{s1}(\mathbf{r}, E))} \nabla \varphi(\mathbf{r}, E) \end{aligned} \quad (1-19)$$

となり、良く用いられる中性子束と中性子流の関係が得られる。これは先に求めた式 (1-17) とは分母に当たる輸送断面積に相当する部分のみが異なる。

式 (1-19) は式 (1-14) を仮定しているため、中性子束が角度に弱くしか依存して

いない、すなわち角度依存性が 1 次の非等方性のみで表される時に正しい。しかし、境界近傍や、中性子源、強吸収体の近傍ではこれが成り立たない。このことが拡散理論で輸送を完全に再現できない理由である。

Breen^[17]は、SOFOCATE スペクトルで平均化された拡散定数を用いると燃料の反応率が 20 % ほど過小評価されることから、熱群に対する多群非均質 P_L コード (SLOP-1) を用いて、下式で求められる拡散係数と、SOFOCATE および MAXWELL のスペクトルから求められる拡散係数を比較した。

$$D(x) = \frac{\int J(E, x) dE}{\int \nabla \phi(E, x) dE} \quad (1-20)$$

この拡散係数は、境界表面における中性子流を保存するが位置依存となり、中性子流と中性子束の勾配の両方が零になる場合は不定となる。例えば、水反射体内の熱群の中性子束の様に反射体内部で極大値を持つ場合は拡散係数を求めることができないという難点がある。SLOP-1 の平均的拡散係数が MAXWELL のスペクトルによる値に近いことから、漸近中性子束は SOFOCATE のスペクトルを持つが、勾配のスペクトルは MAXWELL により近いことが示された。このことから、拡散方程式

$$-\frac{D_{SOF}}{(1/v)_{SOF}} \nabla^2 n + \frac{\Sigma_{SOF}}{(1/v)_{SOF}} n = S$$

の代わりに下式が提案された。

$$-\frac{D_{MAX}}{(1/v)_{MAX}} \nabla^2 n + \frac{\Sigma_{SOF}}{(1/v)_{SOF}} n = S$$

この MND (Mixed Number Density) システムと中性子数密度と中性子流の連続性を用いた計算手法により、反射体に接する燃料領域近傍の核分裂反応率分布の誤差が大幅に改善されることが示された。これらの定数は MND 定数と呼ばれ、通常の拡散方程式に直接適用できることに利点がある。

Eich^[18,19]らは、PWR で用いられているバッフル板および水反射体に対して物質内

で様な輸送等価断面積を求める手法を 1 次元モデルを用いて検討した。バッフル板の多群拡散係数は、バッフル板内の中性子束を 2 次式で表し境界両端での中性子流が輸送計算と一致する様に繰返し計算を行なうことにより求められた。また、水反射体に対しては、多群拡散計算の解析解に基づく中性子流が輸送計算で得られた境界での中性子流を再現する様に高速群の拡散係数、減速断面積が繰返し計算により求められた。バッフル板の熱群定数には MND 定数が推奨値として記載されているが、水反射体の熱群定数は条件に応じて求めることとされている。2 群の場合は、下式により境界での輸送中性子流を再現する高速群の拡散係数 D_1 および減速断面積 Σ_r が求められた（付録 1 参照）。

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{D_1(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)}, & 0 \\ -\frac{\Sigma_r}{\sqrt{(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)/D_1} + \sqrt{\Sigma_{a2}/D_2}}, & \sqrt{D_2 \Sigma_{a2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (1-21)$$

輸送等価な拡散定数を求める手法は Blackness 理論として板状制御棒の拡散定数を求めるために開発された。Bretscher^[20]は、板状物体内の中性子束を

$$\Psi(x, \mu) \approx \sum_{n=0}^L \frac{2n+1}{2} \Psi_n(x) P_n(\mu) \quad (1-22)$$

の様に P_L 近似した時、Blackness のパラメーター α 、 β

$$\alpha = \frac{J^r + J^\ell}{\phi^r + \phi^\ell}, \quad \beta = \frac{J^r - J^\ell}{\phi^r - \phi^\ell} \quad (1-23)$$

を透過係数 $T_{m,n}$ と反射係数 $R_{m,n}$ を用いて表した。

$$T_{m,n} = \int_0^1 \mu^m \Psi_n(\tau, \mu) d\mu, \quad R_{m,n} = (-1)^m \int_{-1}^0 \mu^m \Psi_n(0, \mu) d\mu \quad (1-24)$$

ここで、 τ は平板の厚さである。これらの係数は境界条件として

$$\begin{aligned} \Psi_n(0, \mu) &= \mu^n & \mu > 0 \\ \Psi_n(\tau, \mu) &= 0 & \mu < 0 \end{aligned} \quad (1-25)$$

を与えた輸送計算（ S_N 計算）を板状で行い、得られた境界中性子束 $\Psi_n(x, \mu)$ を用いて式（1-24）により求める。 α 、 β のエネルギー縮約は、輸送計算（ S_N 計算）を板状で行い、得られた境界中性子束を用いて下式により行う。

$$\begin{aligned}\langle \alpha \rangle &= \frac{\langle J^\ell + J^r \rangle}{\langle \varphi^\ell + \varphi^r \rangle} = \frac{\int_{\Delta u} \alpha(u) \cdot [\varphi^\ell(u) + \varphi^r(u)] du}{\int_{\Delta u} [\varphi^\ell(u) + \varphi^r(u)] du} \\ \langle \beta \rangle &= \frac{\langle J^\ell - J^r \rangle}{\langle \varphi^\ell - \varphi^r \rangle} = \frac{\int_{\Delta u} \beta(u) \cdot [\varphi^\ell(u) - \varphi^r(u)] du}{\int_{\Delta u} [\varphi^\ell(u) - \varphi^r(u)] du}\end{aligned}\quad (1-26)$$

更に、有限差分拡散計算に用いる実効拡散パラメータを導出するため、差分形式の拡散方程式からメッシュ幅と中性子束および中性子流の関係を求め、 α 、 β を拡散定数と物体の厚さ τ およびメッシュ幅 h の関数として表した式が導出された。この場合、中性子束の計算点がメッシュ中央にある場合と、メッシュ両端にある両方の場合について定式化が行われた。たとえばメッシュ中央が中性子束計算点であるとする、下式が成り立つ。

$$\begin{aligned}D &= \frac{h}{2} (\alpha + \beta) \cdot \frac{\tanh(\kappa \tau)}{\sinh(\kappa \tau)} \cdot \frac{1 + \cosh(\kappa \tau)}{2} \\ \Sigma_a &= \frac{2D}{h^2} [\cosh(\kappa h) - 1]\end{aligned}\quad (1-27)$$

ここで、先に輸送計算で求めた α 、 β を用いることにより輸送等価な拡散定数が得られる。

最近では、Yamamoto^[21]により、物体内部の中性子源および四角格子を取扱えるように Blackness 理論が拡張された。これによりセルに対する実効拡散定数が与えられた。板状の場合、 h をセル幅としてパラメータ α 、 β と拡散定数の関係は以下の関係にある。

$$\begin{aligned}D &= \frac{\beta h}{2} \\ \Sigma_a + \Sigma_r &= \frac{2\alpha}{h} \frac{\alpha \beta}{\beta - \alpha}\end{aligned}\quad (1-28)$$

Blackness 理論を用いたこれらの手法では透過係数、反射係数および表面中性子束をエネルギー群毎に求めておく必要がある。これに対し、本研究では反射体境界での中性子流を直接用いて Blackness のパラメータ α 、 β を算し、少数群の輸送等価拡散定数を求める手法を開発した。

【4】実機適用手法と検証

最後に、この輸送等価拡散定数を 2 次元反射体領域均質化法に適用することにより実機 PWR の炉心解析を行い、出力分布、臨界ほう素濃度などの炉心の重要なパラメータを測定値と比較しその妥当性を確認しておく事が本手法を実機設計に適用するに当たり必要な事である。通常検証計算は計算コード間ベンチマークによるものが多く見られるが、ここでは実機 3 ループ炉心の初期炉心から取替炉心に到る解析を行い実測と比較することによりその妥当性を検証した。

以上述べた様に、現行の PWR の設計計算のスキームの中で、ノード法を変更することなく容易に取込める実用的な計算手法の高度化を図ることにより出力分布の計算精度を改善することが本研究の目的である。

1.3 本論文の構成

本論文は、六つの章から構成されている。本章では、本研究の背景と目的および研究の要旨を述べた。次章以降では、次の研究成果を示す。

第 2 章では、PWR で用いられているバッフル板、APWR のステンレススチール製反射体の反応度効果を確認するために行った鉄の反応度効果測定実験およびその解析結果について述べる^[2,23,24]。さらに、実験解析を通して鉄の評価済み核データの妥当性を検討した。

第 3 章では、炉心計算に用いられるノーダルコード用の 2 次元均質定数計算手法に

について述べる^[25]。また、求めた均質定数のノーダルコードへの取込み手法について述べる。

第 4 章では、反射体領域に含まれるバッフル板および水反射体などの物質の輸送等価拡散定数の計算法について述べる^[26,27,28]。また、その手法の妥当性を確認するために行った臨界実験解析について述べる。

第 5 章では、輸送等価拡散定数を実機 3 ループ PWR の反射体領域の均質定数作成に適用し、運転データを解析することによりその妥当性を確認した^[27,28]。この解析結果を述べると共に拡散係数の計算法の違いによる炉心特性への影響について述べる。

第 6 章では、本研究で得られた主な成果を総括する。

参考文献

- [1] American Nuclear Society, “Controlled nuclear chain reaction: the first 50 years,” La Grang Park, Illinois USA (1992).
- [2] 原子炉安全工学、日刊工業新聞社、村主 進 編、昭和 50 年 10 月。
- [3] 世界の原子力発電開発の動向 2001 年次報告、日本原子力産業会議 平成 14 年 5 月。
- [4] 日本原子力学会誌、創立 30 周年記念特集号、Vol. 31, No.1 (1989).
- [5] 日本原子力学会誌、創立 40 周年記念特集号、Vol. 41, No. 4 (1999).
- [6] 第 30 回炉物理夏季セミナーテキスト、日本原子力学会、ウィリング横浜、1998 年 7 月から 31 日、p.209 (1998)。
- [7] H. Suzuki, “Design Features of TSURUGA 3 and 4—The First APWR Plant in Japan—,” 11th Pacific Basin Nucl. Conf. Banff, Canada, PBNC98, Vol.1, p.711 (1998).

- [8] 村上清信、他、“軽水減速低濃縮ウラン格子中における鉄反射体の反応度効果の測定”、JAERI-M 83-100 (1983).
- [9] K. Koebke, “A New Approach to Homogenization and Group Condensation,” Proc. IAEA Technical Committee Mtg. on Homogenization Methods in Reactor Physics, Lugano, 13-15, p.303 (1978).
- [10] K. Koebke, “Advances in Homogenization and Dehomogenization,” Proc. Int. Topl. Mtg., Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engineering Problems, Munich, Vol. 2, p.59 (1981).
- [11] J. A. Rathkopf, Y. S. Liu, “A Method of Baffle/Reflector Region Homogenization,” Trans. Am. Nucl. Soc., 53, 247 (1986).
- [12] K. Koebke, et.al., “Application and Verification of the Simplified Equivalence Theory for Burnup States,” Proc. ANS/ENS Intl. Topl. Mtg. Knoxville, Vol. 2, p.607 (1985).
- [13] K. S. Smith, “Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis,” Prog. Nucl. Energy, 17, 303 (1986).
- [14] L. Pogosbekyan, et al., “A New Model for Homogenized Reflectors Based on Interface Matrix Technique,” Proc. Joint International Conf. on Mathematical Methods and Supercomputing for Nuclear Applications, Saratoga, New York, Vol.1, p.153 (1997).
- [15] L. Hetzelt, et al., “Generalization of the Equivalent Reflector Model for the Siemens Standard Core Design Procedure,” Proc. Mathematics and Computation, Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications, Madrid, Spain, Vol.1, p.139 (1999).

- [16] J. J. Duderstadt, L. J. Hamilton, “Nuclear Reactor Physics,” 成田正邦、藤田文行
訳、現代工学社、1980 年.
- [17] R. J. Breen, “One-Group Model for Thermal Activation Calculations,” Nucl. Sci.
Eng., 9 (1961).
- [18] W. J. Eich, et al., “Few-Group Baffle and/or Reflector Constants for Diffusion
Calculation Application,” EPRI NP-3642-SR Special Report (1984).
- [19] W. J. Eich, et al., “Determination of Effective Reflector and Baffle/ Reflector
Constants for Few-Group Diffusion Calculations,” Nucl. Sci. Eng., 90,127
(1985).
- [20] M.M.Bretscher, “Blackness Coefficients, Effective Diffusion Parameters, and
Control Rod Worth for Thermal Reactors,” ANL/RERTR/TM-5, Sep., 1984.
- [21] M. Yamamoto, Y. Ando, T. Umano, H. Mizuta and T. Seino, “Recent
Developments in TGBLA Lattice Physics Code,” Proc. International Topical
Meeting on Advances in Reactor Physics, Mathematics and Computation, 27-30
April 1987, Paris, France.
- [22] 田原義壽、他、 “ 軽水炉心における鉄反射体の反応度効果 ” 日本原子力学会 1987
年春の年会 E27.
- [23] Y. Tahara, H. Sekimoto, Y. Miyoshi, “Reactivity Effect of Iron Reflector in LWR
Cores,” J.Nucl.Sci.Tecnol.,Vol.38, No.2, pp.102-111 (2001).
- [24] Y. Tahara, H. Sekimoto, “Verification of Iron Cross-sections based on Reactivity
Effect of Iron Reflector in a LWR Core,” Int. Conf. on Nuclear Data for Science
and Technology, October, 7-12, 2001, Tsukuba International Congress Center
(EPOCHAL Tsukuba), Tsukuba, Japan.

- [25] Y. Tahara, T. Kanagawa, H. Sekimoto, “Two-Dimensional Baffle/Reflector Constants for Nodal Code in PWR Core Design,” J. Nucl. Sci. Technol., 37, 986 (2000).
- [26] 田原義壽、関本博、 “ 中性子反射体用輸送等価拡散定数の検討 ”、日本原子力学会 2001 年秋の大会 I66.
- [27] Y. Tahara, H. Sekimoto, “Transport Equivalent Diffusion Constants for Reflector Region in PWRs,” J. Nucl. Sci. Technol., 39, 716 (2002).
- [28] Y. Tahara, H. Sekimoto, “Two-dimensional Baffle/Reflector Constants Based on Transport Equivalent Diffusion Parameters,” to be presented in PHYSOR2002 in Korea.

第2章 軽水減速炉心における鉄反射体の実験

2.1 はじめに

発電コスト^(注1)を低下させる一要素は燃料費の低減である。燃料費^(注2)すなわち燃料サイクルコストの低減のための最も直接的方法は燃料の濃縮度を低下させて濃縮費を減らすことである。このためのひとつの方法は、炉内から漏れ出る中性子を反射させて炉内の中性子経済を向上させることである。

このため既設炉心では、現在の炉心構造を変更せずに中性子漏れを減少させる中性子低漏洩型燃料装荷パターン (Low Leakage Loading Pattern: L³P) が採用されており^[1]、改良型軽水炉 (Advanced Pressurized Water Reactor: APWR) ではより効果的に中性子を反射させて中性子漏洩を減少させるために横方向のステンレススチール製中性子反射体の採用が計画されている^[2]。中性子低漏洩型燃料装荷パターンや、中性子反射体は燃料サイクルコストの低減ばかりでなく中性子フルエンスの減少により原子炉容器や炉内構造物の信頼性向上に寄与している。

ステンレススチールの中性子反射体効果については多くの研究がなされてきた。Callihan^[3]らは、水で囲まれた UO_2F_2 溶液が入ったステンレススチール製シリンダの厚さを 0 近傍から約 9cm まで変化させて臨界質量を測定し、ステンレススチールが水より効果的な反射体であることを明らかにしたが、燃料はウラン溶液で、幾何形状も円筒に限定されたものであった。大塚^[4]は、種々の物質からなる単層反射体または多層反射体の反射率(アルベド)の解析から、水が熱中性子を良く反射するのに対し、鉄は高速中性子を良く反射体することを示した。Eich^{[5][6][7]}らは、炉心設計に用いるためのバッフル板および水反射体定数の少数群拡散定数計算法に関する研究において、

(注1) 資本費、燃料費、運転費からなる。

(注2) 燃料インベントリ費、成形加工費、再処理費、燃料の消耗費、残存ウラン転換費、プルコウムクレジット、輸送、保険料、金利からなる。

PWR のステンレススチール製バッフル板を厚くすることにより炉心の反応度が増加することを示し、軽水炉の反射体として有効であること示唆した。Bierman^[8]らは、水中で各々が未臨界である 3 つの燃料集合体を組み合わせた体系に向けて厚さ 17.85cm のステンレススチール壁を移動した時、臨界に必要な燃料集合体間の距離が増大することから、この厚さのステンレススチール壁は、水より良い中性子反射体であるということを示した。しかしながらこの実験では、反射壁の厚さが固定されており、反応度効果の反射体厚さの依存性は測定されなかった。村上^[9]らは、日本原子力研究所の軽水臨界実験装置 (TCA) を用いて 15 × 15 格子炉心の両側に鉄反射体を装荷し、その厚さを 0 ~ 6cm の間で変化させることにより鉄反射体が炉心の反応度へ与える効果を測定した。その結果、厚さを 0cm から約 1.5cm まで増加させると臨界水位は増大するが、1.5cm 以上では単調に減少することが分かった。すなわち、厚さ約 1.5cm の鉄板は炉心の反応度を最も低下させることが分かった。この実験で変化させた厚さの範囲は PWR のバッフル板 (2 ~ 3cm 厚) が炉心の反応度に与える効果を調べる上では十分である。しかしながら、APWR としてステンレススチール製反射体の性能を十分に生かした設計を行うためには、少なくともアルベドが飽和し始める 15cm まで測定範囲を広げ、鉄の反射特性を確認する必要がある。このため、本研究では TCA を用いて 15 × 15 格子炉心の両側の鉄反射体の厚さを 0 ~ 15cm の範囲で変化させ、鉄反射体が炉心へ与える反応度効果を測定した^[10]。また、ステンレススチールなど鉄を含む物質を反射体として用いる場合、ガンマ線による発熱を除去するために反射体を水で冷却する必要がある。このため、反射体として用いた鋼板間に体積比で約 10% の水を含む実験を行い、この水が反射体の反応度効果に及ぼす影響も確認した。さらに、計算手法の妥当性を検討するためのデータとして、鉄反射体 15cm 装荷時に、熱外および熱中性子束による金の捕獲反応率の空間分布を測定し、それらの比であるスペクトル・インデックスの分布を求めた。

測定された鉄反射体の反応度効果を解析することにより、反射体に対する計算精度を確認すると共に、基本となる鉄の核データの評価を行うこと、さらに、この実験と解析により APWR としての反射体の厚さを決定することが本研究の目的である。

2.2 では、実施された鉄反射体実験の概要、2.3 で測定結果（反応度効果、中性子束分布、スペクトル・インデックス）について述べる。2.4 では、PWR の核設計に用いられている PHOENIX-P コード^[11]（付録 4 参照）および連続エネルギーモンテカルロコード MVP^[12]を用いてこれらの測定項目を解析した結果を述べる。2.5 では、ENDF/B-VI、JENDL-3.2、および JENDL-3.3 の鉄の断面積を用いて求めた反応度効果を測定値と比較することにより鉄の断面積を評価した。2.6 では、拡散計算に基づいて 1 次元 2 層反射体のアルベドを解析し、測定結果の定性的解釈を行った。2.7 ではこの実験で得られた知見を反映して設計した APWR のステンレススチール製横方向中性子反射体とその性能について述べる。2.8 では本章で行った研究を纏める。

2.2 実験の概要

TCA は軽水減速低濃縮 UO_2 および $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ 燃料格子の炉物理特性を測定するための臨界実験装置である。炉心は上部開放型の直径 1.8m、高さ 2.1m の円筒状ステンレススチール製タンクの中央部に、2.6w/o 濃縮 UO_2 燃料棒からなる燃料格子間隔 22.93 mm (水対燃料体積比:3.0) の 15×15 の炉心を構成した。燃料棒の仕様を表 2-1 に示し、図 2-1 に燃料棒の構造および寸法を示す。鉄反射体としては、厚さ 5.6mm の鋼板 54 枚を使用した。鋼板の大きさは幅 375mm、長さ 1600mm で一般構造材用鋼材である。鉄反射体を TCA タンク内に装荷した概観を図 2-2 に示す。鉄反射体は図 2-3 および図 2-4 に示す様に炉心の相対する 2 側面に配置した。使用した鋼板の不純物組成を表 2-2 に示す。

本実験を行った炉心の臨界水位は燃料有効部上部よりも低い範囲であり、従って、

炉心の上部は水の無いドライ格子である。また、炉心の下部には約 17cm、水平方向には 60 cm 以上の水反射体がある。なお、この実験中における炉心温度の変化は、18.6 から 20.4 の範囲であった。

表 2-1 燃料棒仕様

項目	寸法/材質
²³⁵ U 濃縮度 (w/o)	2.6
ペレット密度 (g/cm ³)	10.4
ペレット外径 (mm)	12.5
被覆管外径 (mm)	14.17
被覆管厚さ (mm)	0.76
被覆管材質	アルミニウム
燃料実効長 (mm)	1441.5

表 2-2 鉄反射体不純物組成

元素	濃度 (w/o)
C	0.055
Si	0.009
Mn	0.270
P	0.014
S	0.012
Ni	0.015
Cr	0.013

2.3 測定結果

図 2-3 に示す様に、鋼板のみからなる鉄反射体の厚さを変えた場合および、図 2-4 に示す様に、鋼板の間に 1.0mm のアルミのスペーサーを挿入して鉄反射体内の水の含有率を約 10%に保ちながらその厚さを変えた場合の臨界水位の変化を測定した。臨界水位の変化は以下に示す水位反応度値を用いて反応度に換算した。

$$\Delta\rho = -K\pi^2 \cdot \left\{ \left(\frac{1}{H_0 + \lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{H_1 + \lambda} \right)^2 \right\} \quad (2-1)$$

ここで $\Delta\rho$: 反応度 (\$)

H_0 : 基準炉心の臨界水位 (cm)

H_1 : 鉄反射体の厚さを変えた場合の臨界水位 (cm)

λ : 垂直方向の反射体節約 (cm)

K : 比例定数 (\$ \cdot \text{cm}^2)

である。

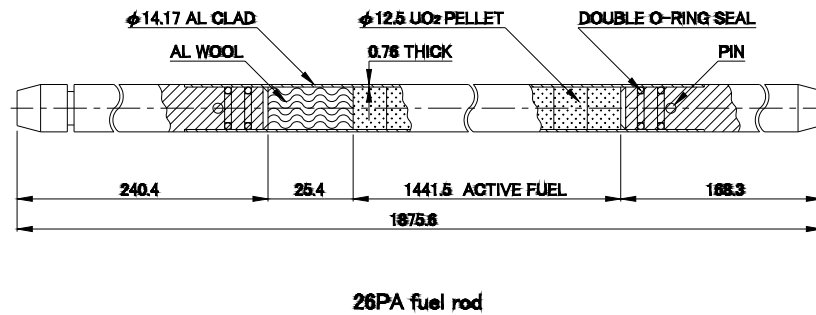


図 2-1 燃料棒 (26PA)

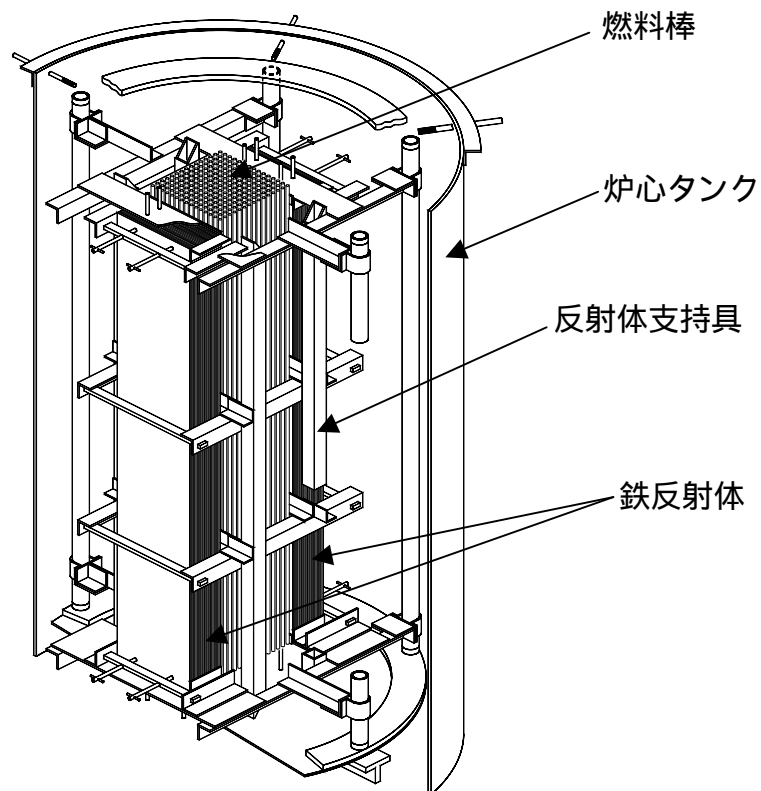


図 2-2 鉄反射体装荷時の臨界集合体

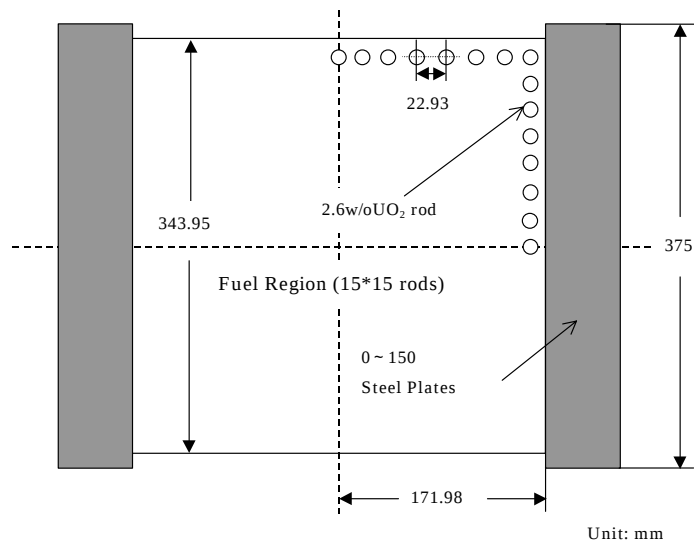


図 2-3 鉄反射体装荷炉心

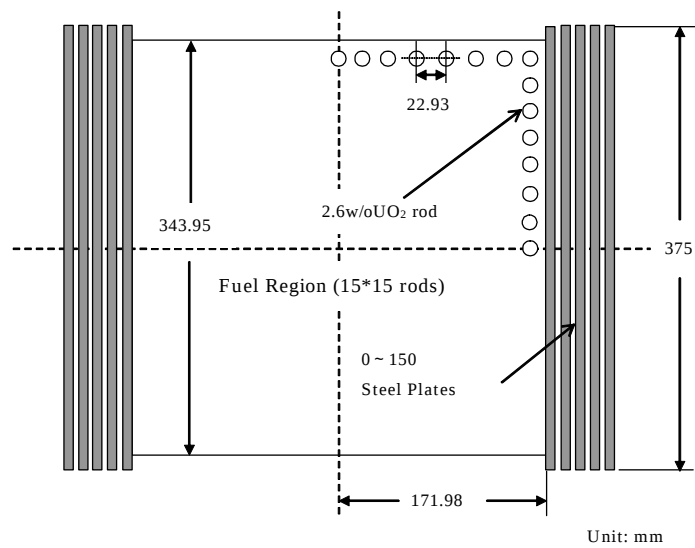


図 2-4 10%の水を含む鉄反射体装荷炉心

比例定数および垂直方向反射体節約は、水位と炉周期および出力分布の測定結果から、燃料格子間隔 22.93mm について $(3.967 \pm 0.040) \times 10^3 (\$ \cdot \text{cm}^2)$ および $11.1 \pm 0.5 \text{ cm}$ と得られている^[13]。また、\$ 単位の反応度から $\% \Delta \rho$ への変換は、実効遅発中性子割合 $\beta_{\text{eff}} = 0.00763$ を用いて行った。この実効遅発中性子割合 (β_{eff})、更に中性子生成時間 (ℓ^*) は PHOENIX-P からの断面積を用いた 3 次元拡散計算コード CITATION により下式で求めた。

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{\sum_g \int \phi^{+g} \chi_d^g \sum_i \sum_{g'} \beta_i v_i \Sigma_{if}^{g'} \phi^{g'} dr}{\sum_g \int \phi^{+g} \chi^g \sum_{g'} v \Sigma_f^{g'} \phi^{g'} dr} \quad (2-2)$$

$$\ell^* = \frac{\sum_g \int \phi^{+g} \frac{1}{v} \phi^{g'} dr}{\sum_g \int \phi^{+g} \chi^g \sum_{g'} v \Sigma_f^{g'} \phi^{g'} dr} \quad (2-3)$$

ここで、 i は核種、 ϕ は中性子束、 ϕ^+ は共役中性子束、 χ は核分裂スペクトルを表す。遅発中性子スペクトルには Saphier のデータ^[14]を用い 25 群に縮約された。遅発中性子定数には、Keepin のデータが実験と良く一致するとの報告^[15]があり、本研究でも Keepin のデータ^[16]を採用した。計算結果を表 2-3 に示す。

表 2-3 実効遅発中性子定数と $\beta_{\text{eff}} / \ell^*$

反射体	β_{eff}	$\beta_{\text{eff}} / \ell^*$
水反射体	0.00763	152.1
鉄反射体 (150mm)	0.00756	157.8

注； 軽水反射体付き炉心の $\beta_{\text{eff}} / \ell^*$ の測定値は $161 \pm 5 \text{ (s}^{-1}\text{)}$ ^[19]

反応度の測定誤差は、水位の測定誤差 (H_0, H_1)、水位価値の比例係数 K の測定誤差および外挿距離 λ の測定誤差から生じるとすると、 $\sigma = 0.022\% \Delta \rho$ となる(付録2 参照)。

2.3.1 鉄反射体反応度効果

鉄反射体の厚さを 0 から 150mm まで変化させた場合の反応度効果の測定結果を表 2-4 に示す。鉄反射体は鋼板を重ねて構築したため鋼板間に薄い水の層ができた。この水の層は体積比で、平均で 1.2%であった。水 10%を含む鉄反射体による反応度効果を表 2-5 に示す。10%の水を含む反射体は、含まないものに比べ反応度効果が減少している。これは水を含む鉄反射体の場合は、同じ厚さであっても水を含まないものに比べ鉄の総量が少ないことと、水により減速された中性子が鉄により吸収されて炉心に反射されて戻る中性子の数が減るためである。

表 2-4 鉄反射体反応度効果測定値

反射体厚さ (mm)	臨界水位 (mm)	反応度効果 (% $\Delta \rho$)
0.0	914.5	0.000
5.6	1286.3	-1.310
28.0	1300.6	-1.341
33.6	1234.0	-1.189
61.6	1024.1	-0.522
89.6	925.6	-0.061
117.6	878.7	0.209
151.2	851.7	0.383

表 2-5 10%の水を含む鉄反射体反応度効果測定値

反射体厚さ* (mm)	水ギャップ (mm)	鋼板対水の体積比 (%)	臨界水位 (mm)	反応度効果 (% Δ)
0.0	0.0	0.0	914.5	0.000
37.3	3.7	9.8	1205.8	-1.118
67.9	6.3	9.3	1029.0	-0.542
99.6	10.0	10.1	947.9	-0.176
130.7	13.1	10.0	916.8	-0.013
156.6	16.5	10.5	894.3	0.115

* 水ギャップを含む

2.3.2 反応率とスペクトル・インデックス

水を含まない鉄反射体の厚さが 15 cm の場合に、裸の金線およびカドミウム・パイプを通した金線を用いて、炉心、鉄反射体および水反射体内の中性子捕獲反応率分布を測定すると共に、これによりスペクトル・インデックスの分布を求めた。反応率分布は、炉心と鉄反射体を横切る方向に、直径 0.5mm の金線を 2 本はり（1 本は裸、他の 1 本は、内径 1.27mm、外径 2.29mm のカドミウムパイプの中を通してある）、一定の炉出力で照射した後、金線を炉心から取り出し、その放射化分布を測定することにより求めた。

裸の金線による計数率を C_{bare} 、カドミウム・パイプを通した金線の計数率を C_{cd} とすると、熱外中性子束による計数率は C_{cd} そのもの、熱中性子束による計数率は $C_{bare} - C_{cd}$ となる。炉心中心での値を 1.0 に規格化した熱外中性子捕獲反応率、熱中性子捕獲反応率、スペクトル・インデックス (S.I.) を計算値と比較して図 2-9 および図 2-10 に丸印で示す。このスペクトル・インデックスは、熱外中性子束による反応率に対する熱中性子束による反応率の比であり、中性子スペクトルの柔らかさを表す指標である。これはまた、 $R_{cd} = C_{bare} / C_{cd}$ で定義される Cd 比を用いれば、 $(R_{cd} - 1)$ で与えられる。

図 2-9 (a) の熱外中性子捕獲反応率分布を見ると、炉心の中央から水反射体まで滑らかに減少している。水反射体に接する鉄反射体内の反応率は炉心中心に対して約 0.1 程度であり零でない。このことは、鉄反射体の反応度効果は鉄反射体の厚さを増せばまだ増加傾向にある事を示している。

一方、図 2-9 (b) の熱中性子捕獲反応率分布を見ると、炉心境界から鉄反射体内約 4 ~ 5cm 程度でほぼ零となり、水反射体に接する約 3 ~ 4cm 手前から上昇し、鉄反射体境界から約 2cm で炉心中心に対して約 20% 程度である。このことは、鉄反射体による熱中性子の反射は炉心に接する鉄反射体厚さ約 4 ~ 5 cm の範囲で起こり、それ以降の鉄反射体は熱中性子反射に対して何ら作用をしないことを示している。同様に、水反

射体内で減速され、鉄反射体内に反射された熱中性子束も反射体内部での反応率がほぼ零であるため、炉心反応度の上昇に寄与していないことが分かる。

図 2-10 に示すスペクトル・インデックスの分布から炉心の燃料領域内のスペクトル・インデックスは約 3.7 で一定であるのに対し、鉄反射体内では約 6.0 ~ 0.1 の範囲で急激に変化している。従って、鉄反射体を持つ炉心の解析ではこのスペクトル変化を正確に取り扱う必要があり多群計算が必要であることが分かる。

2.4 実験解析

2.4.1 解析手法

解析には、2次元多群輸送計算コード PHOENIX-P^[11]および連続エネルギーモンテカルロ計算コード MVP^[12]を用いた。PHOENIX-P は、ノード結合法計算による多群中性子スペクトル計算と、 S_4 計算による中性子束分布計算からなる輸送計算コードであり、空間依存の詳細なエネルギー依存中性子束分布を求めることができる。

PHOENIX-P では 25×25 格子の大きさで図 2-5 に示す水平方向 1/4 炉心体系を用いて計算し、炉心の外側の反射体領域は、炉心の両端に鉄反射体が装荷された場合は、その残りの領域に水反射体があるものとした。燃料および被覆管をそれぞれ一領域としたが、減速材体燃料比が 3.0 と減速材領域が大きいいため、中性子束の変化を適切に評価するために減速材領域は 7 分割した。

PHOENIX-P 計算では、ENDF/B-VI に基づく断面積を使用した。ENDF/B-VI には“天然”の鉄の断面積が格納されていないため、鉄の同位元素 $^{54}\text{Fe}(5.82\text{a/o})$, $^{56}\text{Fe}(91.66\text{a/o})$, $^{57}\text{Fe}(2.19\text{a/o})$, $^{58}\text{Fe}(0.33\text{a/o})$ の各データを NJOY コード^[17]により 20 の条件で個別に処理し、70 群の断面積を作成して使用した^[18]。鉄のエネルギー自己遮蔽は厚さ $t = 150\text{mm}$ の鉄板が孤立しているとして、バックグランド断面積 $\sigma_b = 1/(N \cdot \bar{\ell})$ に対し断面積を処理することで考慮した。N は鉄の同位元素の原子数密度、

$\bar{\ell}$ は平均弦長であり、 $\bar{\ell} = 2t$ である。これらにより鉄の主要成分である ^{56}Fe に対しては σ_b は 0.43 b となった。

MVP では、図 2-6 (a) (b) に示す 3 次元体系を用い、燃料セルについてはその非均性を直接取り扱った。使用する断面積の統一を図るため ENDF/B-VI に基づく核データライブラリを新たに作成して使用した。追跡する中性子ヒストリーは、1 バッチあたりの中性子数を 5000 とし 2000 バッチの合計 1000 万ヒストリーとした。ただし最初の 10 バッチをスキップした。

これらの計算において使用した原子数密度を表 2-6 に示す^[19]。

表 2-6 原子数密度

領域	材質	原子数密度 (20 °C) ($\times 10^{24}\text{atoms/cm}^3$)
ペレット	^{235}U	6.086×10^{-4}
	^{238}U	2.255×10^{-2}
被覆管 (空気を含む)	アルミニウム	5.587×10^{-2}
減速材	H_2O	3.338×10^{-2}

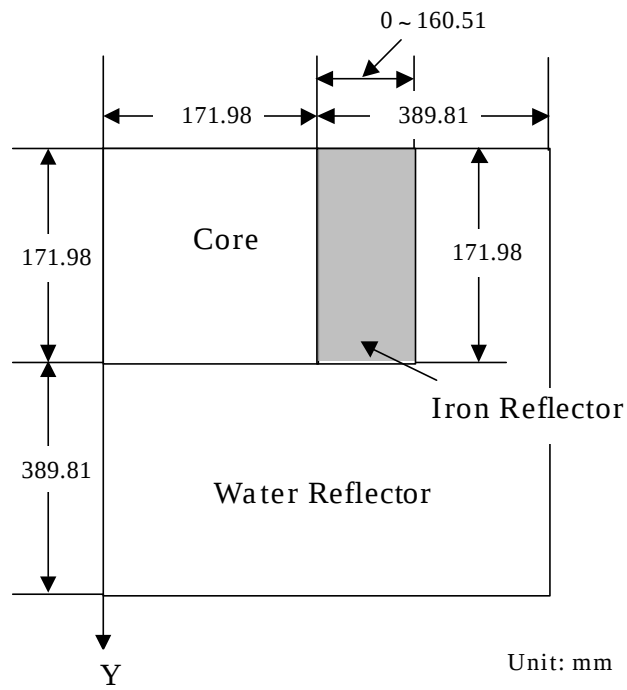


図 2-5 PHOENIX-P 用計算モデル

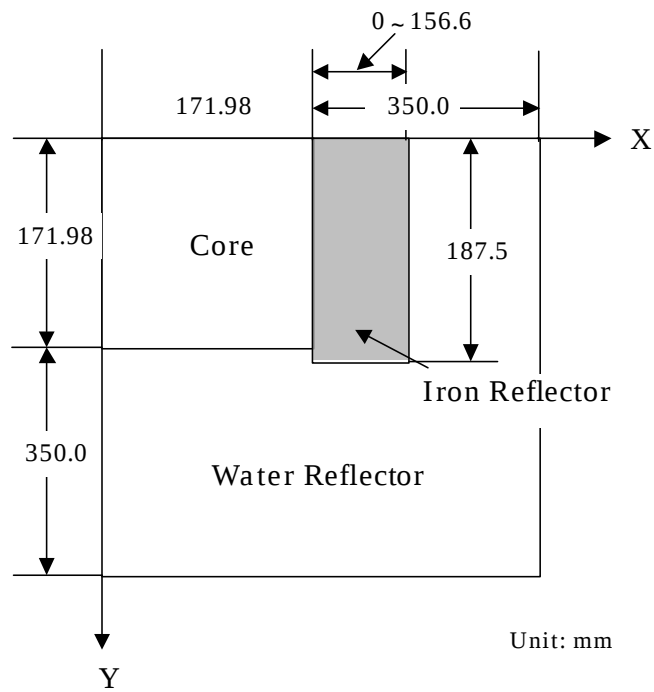


図 2-6 (a) MVP 用横方向計算モデル

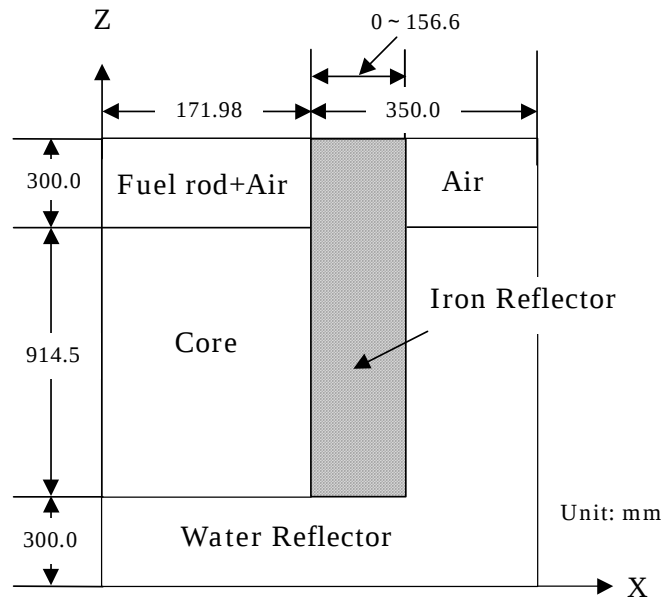


図 2-6 (b) MVP 用縦方向計算モデル

2.4.2 鉄反射体反応度効果の解析

(1) 鉄反射体による反応度効果

図 2-5 に示す 1/4 炉心体系を用いて、PHOENIX-P により水を含まない鉄反射体の反応度効果の解析を行った。体系の大きさは、 25×25 セルに固定し、 8×8 セルを燃料領域、残りの領域を反射体領域としその外側で反射境界条件を用いた。PHOENIX-P では格子単位でのみしかメッシュ分割ができないため、鉄反射体の反応度効果は鉄反射体の厚さを格子単位で変化させることにより計算した。反応度効果は、軸方向バックリングを水反射体付炉心の臨界水位に対応する値に固定し、鉄反射体の厚さを増したときに得られる実効増倍率の変化として算出した。

PHOENIX-P のノード結合計算ではエネルギー群としてライブラリの群構造そのものである 70 群を用いて各セル内の詳細なスペクトル計算を行う。このスペクトルを用いて少数群に縮約された均質断面積を用いて S_4 計算で体系内の中性子束分布を求める。中性子束分布の計算精度は体系の実効増倍率に影響を与えるため、実効増倍率の S_4 計

算のエネルギー群数依存性を水反射体付炉心について調べた。この結果を図 2-7 に示す。この結果から解析には 16 群以上のエネルギー群数が必要である事が分かる。このため本研究では、 S_4 計算のエネルギー群数として充分と考えられる 30 群を用いた。また、 S_4 計算ではセル当たり 2×2 のメッシュ分割を用いた。水反射体付炉心の臨界水位に固定した実効増倍率を表 2-7 に、鉄反射体の反応度効果の計算結果を表 2-7 および図 2-8 に示す。鉄反射体の反応度効果は、中性子漏れを考慮する軸方向バックリングを鉄反射体厚さ零に対応する値に固定し、鉄反射体厚さ増加に伴う実効増倍率の変化として下式により求めた。

$$\Delta \rho(\%) = \frac{k_{eff}(T) - k_{eff}(T=0)}{k_{eff}(T)k_{eff}(T=0)} \cdot 100 \quad (2-4)$$

ここで、 T は鉄反射体の厚さである。図 2-8 より PHOENIX-P により求められる反応度効果は測定値と良く一致している事が分かる。

MVP では図 2-6 に示す体系で 3 次元計算を行った。MVP による計算では鉄反射体厚さを任意に設定して計算できるため、測定された鉄反射体の各々の厚さに対して反応度効果を求めた。得られた鉄反射体の反応度効果を表 2-8 および図 2-8 に示す。MVP の計算値は鉄反射体の反応度効果の挙動を良く再現するが、測定値との差は統計誤差 $3\sigma (\approx 0.1\% \Delta \rho)$ を僅かに越える範囲で過大評価の傾向にある。また、表 2-8、表 2-9 の鉄反射体の厚さ零の場合は水反射体の体系であり、この表から、ENDF/B-VI を用いた MVP は水反射体付き炉心の実効増倍率を、約 $0.5\% \Delta \rho$ 過小評価している事が分かる。

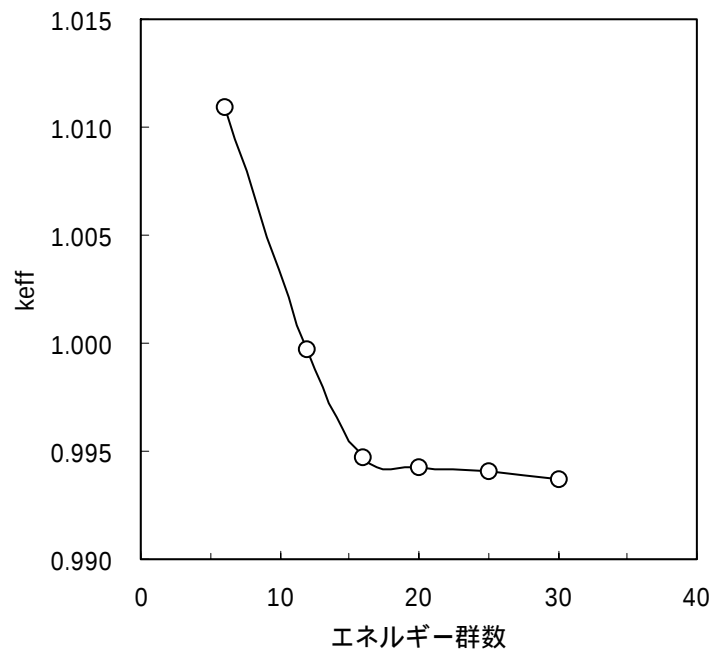


図 2-7 実効増倍率 (k_{eff}) のエネルギー群数依存性

表 2-7 鉄反射体反応度効果 PHOENIX-P (ENDF/B-VI)

鉄反射体厚さ (mm)	PHOENIX-P	
	k_{eff}^*	反応度効果 ($\% \Delta \rho$)
0.0	0.99373	0.000
22.93	0.98066	- 1.341
45.86	0.98623	- 0.765
68.79	0.99075	- 0.303
91.72	0.99381	0.008
114.65	0.99578	0.207
137.58	0.99702	0.332
160.51	0.99778	0.408

* 鉄反射体厚さ零の場合の臨界水位に対応した
軸方向バックリングを使用

表 2-8 鉄反射体反応度効果 MVP (ENDF/B-VI)

反射体厚さ (mm)	測定値 (% $\Delta \rho$)	k_{eff}^*	反応度効果 (% $\Delta \rho$)
0.0	0.000	0.99487 $\pm$ 0.023%	0.000 $\pm$ 0.034
5.6	-1.310	0.98358 $\pm$ 0.023%	-1.154 $\pm$ 0.034
28.0	-1.341	0.98327 $\pm$ 0.024%	-1.186 $\pm$ 0.034
33.6	-1.189	0.98444 $\pm$ 0.024%	-1.065 $\pm$ 0.034
61.6	-0.522	0.99102 $\pm$ 0.024%	-0.390 $\pm$ 0.034
89.6	-0.061	0.99511 $\pm$ 0.024%	0.024 $\pm$ 0.034
117.6	0.209	0.99800 $\pm$ 0.024%	0.315 $\pm$ 0.034
151.2	0.383	0.99984 $\pm$ 0.024%	0.500 $\pm$ 0.034

* 鉄反射体が無い場合の臨界水位に固定した場合の実効増倍率、 k_{eff} の統計誤差は 1σ

(2) 水が 10%含まれている鉄反射体の反応度効果

本体系では、図 2-4 に示す様に反射体領域は、鋼板と水が交互に配列されている。PHOENIX-P では体系が格子単位でしか分割できないためこのような体系をそのまま取り扱うことはできない。このため、この体系は MVP により取扱った。 MVP では図 2-6 に示す体系で 3 次元計算を行い、鋼板と水の状態をそのまま模擬した計算を行った。各反射体厚さにおいて水位を水反射体付炉心の臨界水位に固定した場合の実効増倍率とそれに基づく鉄反射体の反応度効果を式 (2-4) を用いて計算し表 2-9 および図 2-8 に示す。表 2-9 から、ENDF/B-VI を用いた MVP による 10%の水を含む鉄反射体の反応度効果は、反射体厚さ 6.79cm の場合統計誤差 $3\sigma \approx (0.1\% \Delta \rho)$ を僅かに越える誤差を持つが、その他の厚さでは 3σ の範囲で測定値と良く一致している。

表 2-9 水 10%を含む鉄反射体反応度効果 MVP (ENDF/B-VI)

反射体厚さ (mm)	測定値 (% $\Delta \rho$)	k_{eff}^*	計算値 (% $\Delta \rho$)
0.0	0.000	0.99487 $\pm$ 0.023%	0.000
37.3	-1.118	0.98455 $\pm$ 0.024%	-1.054 $\pm$ 0.035
67.9	-0.542	0.99066 $\pm$ 0.024%	-0.427 $\pm$ 0.034
99.6	-0.176	0.99375 $\pm$ 0.024%	-0.113 $\pm$ 0.034
130.7	-0.013	0.99482 $\pm$ 0.024%	-0.005 $\pm$ 0.034
156.6	0.115	0.99562 $\pm$ 0.024%	0.076 $\pm$ 0.034

* 鉄反射体が無い場合の臨界水位に固定した場合の実効増倍率、 k_{eff} の統計誤差は 1σ

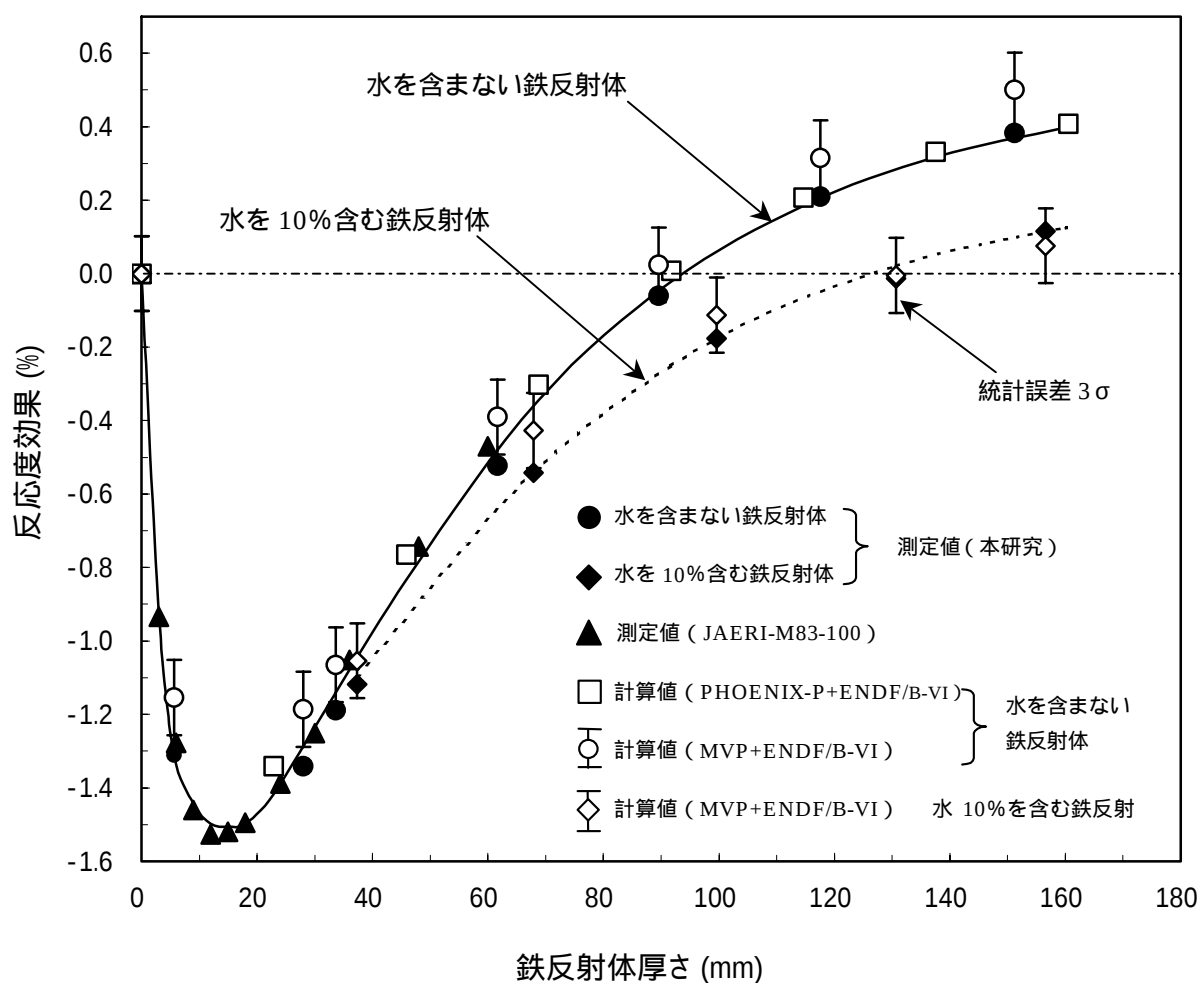


図 2-8 鉄反射体反応度効果

2.4.3 反応率とスペクトル・インデックスの解析

鉄反射体を約 15cm 装荷した炉心において、金の放射化法による熱外中性子捕獲反応率分布、熱中性子捕獲反応率分布およびスペクトル・インデックスの解析を行った。

金の反応率の評価は、

NJOY による金の断面積の算出

Cd の切断エネルギーの決定

摂動量の補正

の手順で行った。

まず、金の断面積は、ENDF/B-VI の核データを NJOY コードにより処理し 70 群の断面積を求めた。この時、ドップラー効果は多群断面積作成の際の温度を 20 とすることにより考慮した。また、エネルギー自己遮蔽は半径 $r = 0.25\text{mm}$ の金線が孤立しているとして、バックグランド断面積 $\sigma_b = 1/(N \cdot \bar{\ell})$ に対し断面積を処理した。 $\bar{\ell}$ は平均弦長であり、 $\bar{\ell} = 2r$ である。これらにより σ_b は 339 b となった。

Cd の切断エネルギー E_{cd} は、 E_{cd} より上のエネルギーの中性子束による裸の金線の反応率が、カドミウム・カバーをつけた金線による反応率に等しいエネルギーとして下式により求めた。すなわち、

$$\int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E) \varphi_{bare}(E) dE = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi_{cd}(E) dE$$

である。ここで、 φ_{bare} は金線のみを置いた場合の金線内の中性子束を、 φ_{cd} はカドミウム・カバーをつけた金線内の中性子束を表す。図 2-3 に示す実験体系の中心のセルの燃料領域に金線又は内径 1.0mm、肉厚 0.5mm(約 20mil) の無限円筒カドミウム・カバーをつけた金線を置き、隣接格子の減速材からの中性子スペクトルが得られる様に、減速材領域は空気としてこれらの中性子束を計算した。この様にして求められた無限円筒形に対するカドミウム切断エネルギーは 0.5eV であった。

また、摂動としては金線の径が小さいため金線を置くことによる中性子束の歪は無視し、金線内の自己遮蔽のみを考慮した。金線内部の平均中性子束と空気中の平均中性子束の比を自己遮蔽因子 f とし、減速材、鉄反射体中および水反射体中の全ての領域に適用した。これらにより反応率は以下の様に計算される。

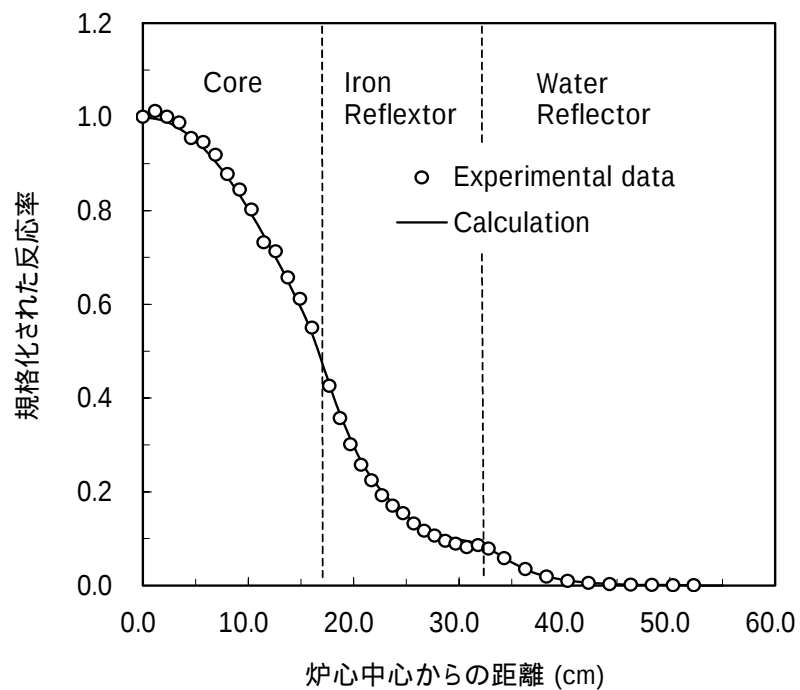
$$R_f = \int_{E_{cd}}^{\infty} \sigma(E)f(E)\varphi(E)dE \quad R_t = \int_0^{E_{cd}} \sigma(E)f(E)\varphi(E)dE$$

$$S.I. = \frac{R_t}{R_f}$$

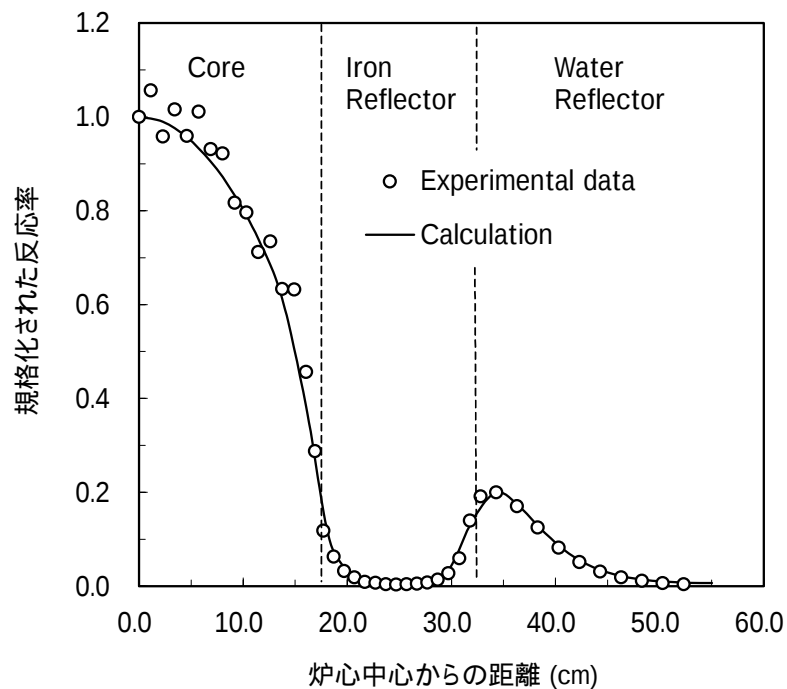
ここで、反応率計算のための中性子束は、金線が燃料格子の間に張られているため、減速材領域を 7 分割し、一番外側の領域の中性子束を燃料格子境界の平均中性子束として使用した。また、カドミウム・カバーの厚さは 0.5mm と十分厚いため、カドミウム・カバーを通しての熱中性子透過率は無視し得るものとして考慮していない。

炉心および反射体内の熱外および熱群の反応率分布を計算値と比較して図 2-9 (a), (b) に示す。また、スペクトル・インデックスの計算値と測定値の比較を図 2-10 に示す。これらの図より反応率の計算値は、炉内、鉄反射体および水反射体内で測定値と良く一致しており、PHOENIX-P が中性子スペクトルを適切に評価していることが分かる。

本節で示したように反射体内の中性子スペクトル変化を考慮するためには多群輸送計算が必要である。このため少数群、例えば PWR で用いられている 2 群拡散計算を行う場合は、1 次元多群輸送計算により 2 群に縮約された断面積を用いた非均質計算を行うか、第 3 章で述べる均質断面積と中性子束不連続因子を用いた均質計算を行う必要がある。より正確には第 4 章で導かれる 2 群輸送等価拡散定数を用いた非均質拡散計算が必要となる。



(a) 熱外中性子捕獲反応率



(b) 熱中性子捕獲反応率

図 2-9 厚さ 15cm の鉄反射体付き炉心における金の捕獲反応率分布

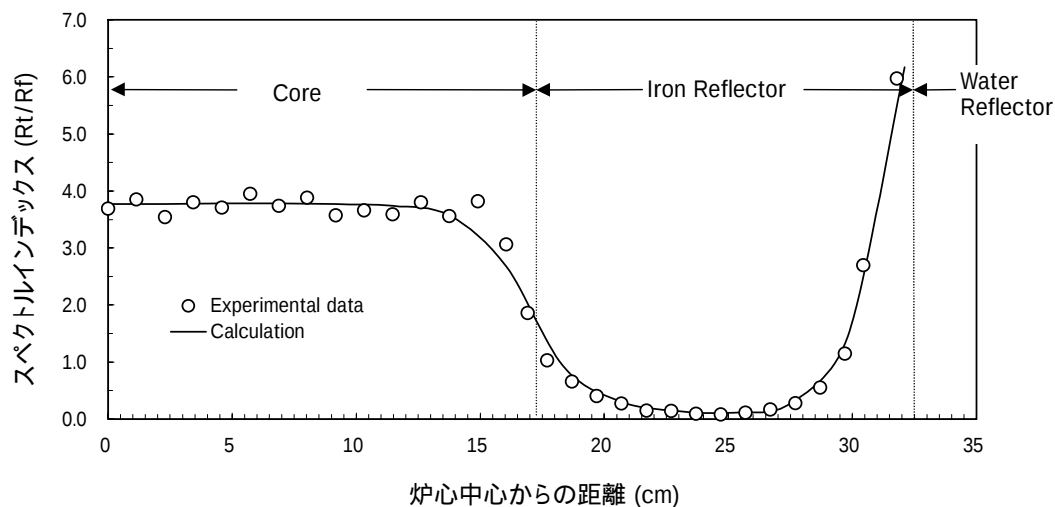


図 2-10 厚さ 15cm の鉄反射体付き炉心におけるスペクトル・インデックスの分布

2.5 断面積評価

2.5.1 鉄の断面積評価

使用する鉄の断面積の妥当性を検討するために、ENDF/B-VI、JENDL-3.2 および JENDL-3.3 の鉄の断面積を用いた場合の反射体反応度効果および断面積を比較した。収納されている鉄の断面積は ENDF/B-VI は各同位体の断面積、JENDL-3.2 は天然と各同位体の断面積、JENDL-3.3 では各同位体の断面積である。

(1) ENDF/B-VI と JENDL-3.2 の比較

JENDL-3.2 の天然および同位体の鉄の核データを用いて厚さ 15.12cm の鉄反射体を持つ炉心の解析を行った。計算結果を ENDF/B-VI の結果と合わせて表 2-10 に示す。ENDF/B-VI の各同位体の核データを用いた結果は、 $0.435\% \Delta \rho$ であり、最も測定値に近い値を与えている。JENDL-3.2 の天然の鉄の断面積を用いた場合、反応度利得は $0.457\% \Delta \rho$ と測定値に近い値を得たが、鉄の各同位体の核データを用いた場合は $1.084\% \Delta \rho$ と大きな過大評価となった。

反応度効果の過大評価の原因を調べるため鉄の主成分である ^{56}Fe を JENDL-3.2 の核データから ENDF/B-VI のそれと入れ替えたところ、鉄反射体の反応度効果として測定値に近い $0.410\% \Delta \rho$ を得た。従って反応度効果の過大評価は、 ^{56}Fe の断面積に原因があると言える。

JENDL-3.2 と ENDF/B - VI の ^{56}Fe の吸収断面積および散乱断面積の差を図 2-11 に示す。差は ENDF/B-VI に対する JENDL-3.2 の断面積の%相対差である。両者の差は散乱断面積で 122%、吸収断面積で 105%にも達している。また、反射体の能力は減速比($\xi \sigma_s / \sigma_a$)が指標となる。このため、両核データによる σ_s / σ_a の比と鉄反射体に接する燃料セルの減速材領域に於ける中性子スペクトルを比較した。これを図 2-12 に示す。この図から分かるように、JENDL-3.2 による σ_s / σ_a は ENDF/B - VI によるそれよりも最大で 61%も大きい。詳細は感度解析による検討が必要であるが、 σ_s / σ_a の比を過大評価するエネルギー範囲が核分裂スペクトルのエネルギー範囲と重なっていることからこのエネルギー範囲の断面積の差が反射体反応度効果の過大評価の原因と推測される。このため、JENDL-3.2 の鉄 ^{56}Fe の断面積は再評価が必要と考えられた。

表 2-10 鉄反射体反応度効果 (MCNP)

測定値	ENDF/B-VI	JENDL-3.2	
	同位体	天然	同位体
0.383	0.435 ± 0.031	0.457 ± 0.031	1.084 ± 0.031

(注) 単位は $\% \Delta \rho$

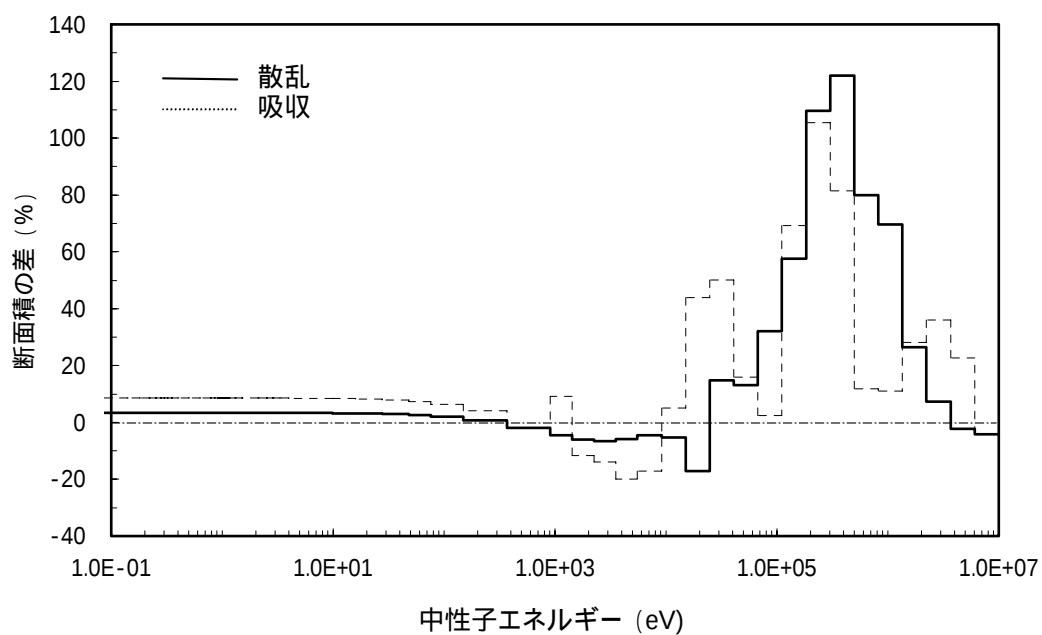


図 2-11 ^{56}Fe の散乱・吸収断面積の ENDF/B-VI に対する JENDL-3.2 の差

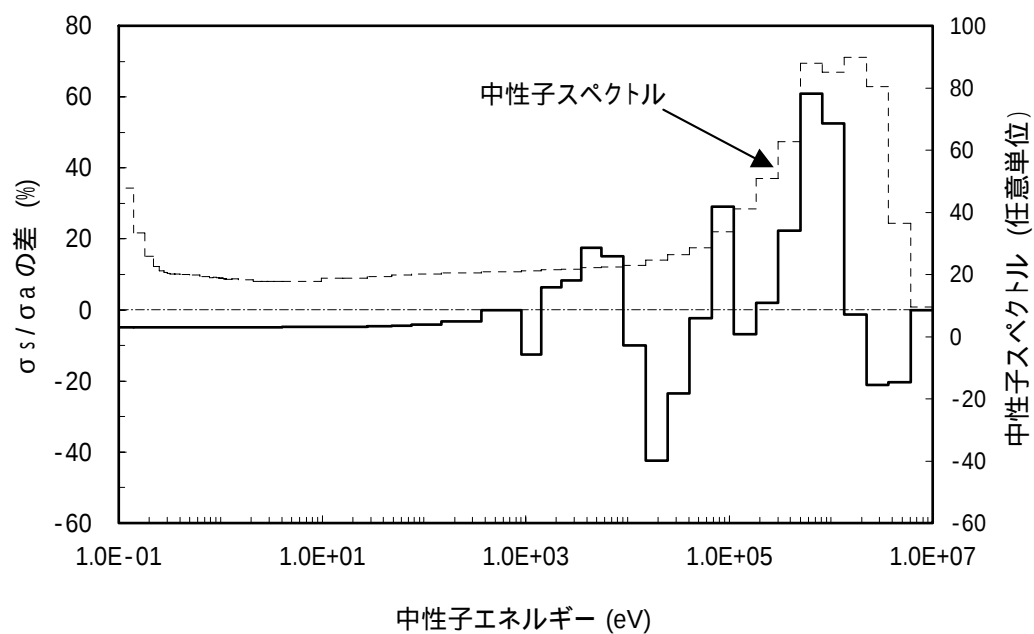


図 2-12 ^{56}Fe の散乱対吸収断面積比の ENDF/B-VI に対する JENDL-3.2 の差と中性子スペクトル

(2) ENDF/B-VI と JENDL-3.3 の比較

本研究実施中折しも JENDL-3.2 の再評価が行われ、JENDL-3.3 を公開すべく各種ベンチマーク計算が実施された。このため本研究においても、この核データファイルに格納された鉄の断面積を用いて鉄反射体反応度効果の実験解析を行うことにより鉄の断面積の妥当性を検討した^[20]。計算には連続エネルギーモンテカルロコード MCNP を用い、ENDF/B-VI と JENDL-3.3 の核データ^[21]を用いて結果を比較した。ENDF/B-VI を基本として用い、JENDL-3.3 を用いる場合は鉄の断面積のみ JENDL-3.3 の同位体のデータと入れ替えることにより反応度効果を計算した（JENDL-3.3 では各元素の各同位体の核データが評価・整備され“天然”に対する核データは格納しない方針で作成されている）。結果を表 2-11、図 2-13 に示す。表 2-4 と表 2-11 から、MCNP による解析では、ENDF/B-VI は統計誤差 $3\sigma \approx 0.1\% \Delta \rho$ を僅かに超える誤差を生じるが、JENDL-3.3 より測定値に近い結果を与えた。JENDL-3.3 は JENDL-3.2 での

表 2-11 鉄反射体反応度効果

反射体厚さ (mm)	ENDF/B-VI		JENDL-3.3	
	k_{eff}^*	反応度効果 ($\% \Delta \rho$)	k_{eff}^*	反応度効果 ($\% \Delta \rho$)
0.0	0.99449±0.022%	0.000	0.99449±0.022%	0.000
5.6	0.98229±0.022%	-1.249±0.032	0.98212±0.022%	-1.266±0.032
28.0	0.98241±0.022%	-1.236±0.032	0.98228±0.023%	-1.250±0.033
33.6	0.98360±0.022%	-1.113±0.032	0.98413±0.021%	-1.059±0.031
61.6	0.99004±0.022%	-0.452±0.032	0.99015±0.022%	-0.441±0.032
89.6	0.99417±0.022%	-0.032±0.031	0.99471±0.022%	0.022±0.031
117.6	0.99720±0.022%	0.273±0.031	0.99783±0.022%	0.337±0.031
151.2	0.99881±0.022%	0.435±0.031	0.99943±0.021%	0.497±0.031

* 鉄反射体が無い場合の臨界水位に固定した実効増倍率、統計誤差は 1σ

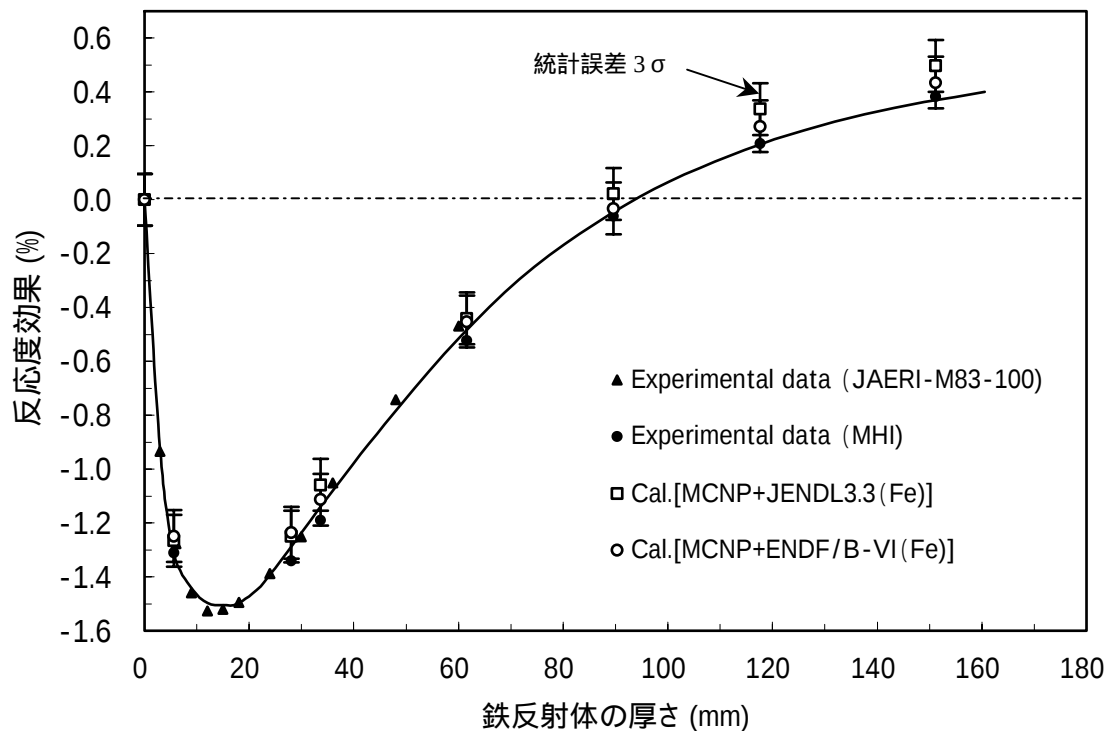


図 2-13 鉄反射体反応度効果

過大評価を大幅に改善したが、いまだ僅かながら反応度効果を過大評価している。

この原因を探るため、再度 JENDL-3.3 と ENDF/B-VI の散乱断面積、吸収断面積、更に散乱対吸収断面積の比を調べた。図 2-14 に散乱断面積および吸収断面積の差を、図 2-15 に散乱対吸収断面積比の差を示す。図 2-14 によると、散乱断面積および吸収断面積に対して JENDL-3.2 に見られた大幅な不一致は改善されている。特に散乱断面積は最大でも 4 % の差であり、断面積間の差はなくなっていると言える。しかしながら、エネルギーの高い領域ではまだ吸収断面積に差が残っており、1.5 - 2.5keV および 67.4 - 500keV では JENDL-3.3 の方が吸収断面積が小さく、821keV - 6.065MeV では逆に JENDL-3.3 の方が吸収断面積が大きくなっている。散乱断面積に大きな差がなくなっているため、吸収断面積の差がそのまま図 2-15 に示す σ_s/σ_a の比に反映されている。この吸収断面積の差が反応度効果の差の一つの原因と推察される。

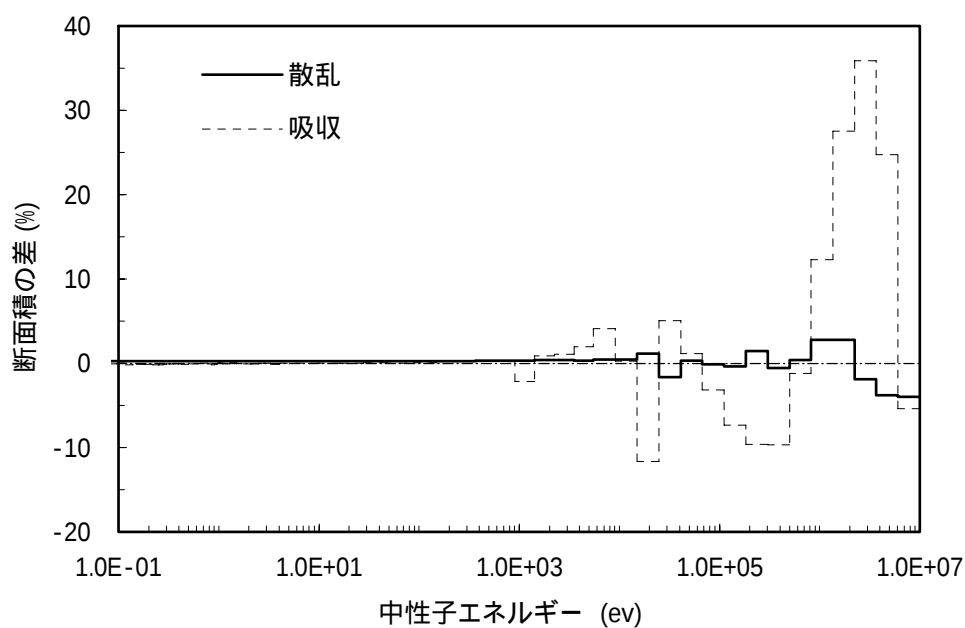


図 2-14 ^{56}Fe の散乱 / 吸収断面積の ENDF/B-VI に対する JENDL-3.3 の差

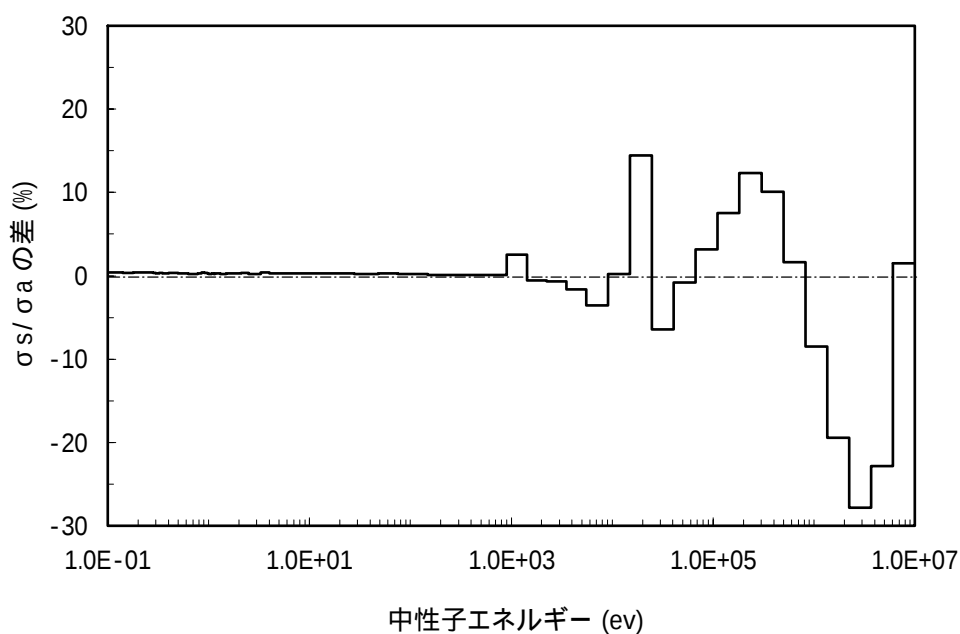


図 2-15 ^{56}Fe の散乱対吸収断面積比の ENDF/B-VI に対する JENDL-3.3 の差

2.5.2 臨界性評価

鉄反射体の実験解析で、ENDF/B-VI は水反射体付き炉心に対し臨界状態で約 0.5% $\Delta \rho$ 低い実効増倍率を与えることが明らかとなった。このため MCNP を用いて、断面積ライブラリの差による臨界性への感度評価を行った。解析に用いた体系は、水反射体を持つ 2.6w/o からなる $V_m/V_p = 3.0$ の 15×15 格子炉心である。炉心の下部は軽水の反射体であるが、上部は燃料棒と空気からなる。実効増倍率はこの体系を直接モデル化した 3 次元計算で求めた。一方、無限増倍率は反射境界条件を用いてピンセル計算で求めた。結果を表 2-12 に示す。中性子漏れは無限増倍率と実効増倍率の反応度差である。

表 2-12 増倍率および中性子漏れの比較

増倍率/中性子漏れ	ENDF/B-VI	JENDL-3.2	JENDL-3.3
k_{inf}^*	1.35128 $\pm$ 0.019%	1.35889 $\pm$ 0.019%	1.35306 $\pm$ 0.019%
k_{eff}^*	0.99449 $\pm$ 0.022%	1.00321 $\pm$ 0.022%	0.99735 $\pm$ 0.023%
中性子漏れ (% $\Delta \rho$) *	26.550 $\pm$ 0.025	26.090 $\pm$ 0.024	26.359 $\pm$ 0.025

* 統計誤差は 1 σ

これらから以下のことが分かる。

ENDF/B-VI は実効増倍率を 0.5% $\Delta \rho$ 以上過小評価する。

JENDL-3.2 は実効増倍率を 0.3% $\Delta \rho$ 以上過大評価する。

JENDL-3.3 は上記を改善しているが実効増倍率を約 0.2% $\Delta \rho$ 過小評価する。

ENDF/B-VI の中性子漏れは JENDL-3.2 または JENDL-3.3 より大きい。

^{238}U の非弾性散乱断面積を比較すると ENDF/B-VI の散乱行列は、JENDL-3.2 のそれより高速側に散乱することが分かった。このため ENDF/B-VI は低速中性子の減少により無限増倍率を減少させると共に、大きな高速中性子漏れにより実効増倍率を低下させると考えられる^[22,23]。

2.6 アルベドと鉄反射体反応度効果

実験により、鉄反射体の反応度効果は鉄の厚さを増すと最初は負の方向に増加し、さらに厚さを増すと逆に正の方向に単調に増加し、約 15cm で飽和し始めることが分かった。反応度効果は鉄反射体の厚さ 1～2cm の間で最小値を持つ。

この鉄反射体の反応度効果の厚さに伴う変化は、一層目が鉄、2 層目が水から成る 2 層板状反射体のアルベドから理解することができる。球殻状多層反射体のアルベドは大塚により拡散理論に基づいて定式化されている^[4]。同様の手法を板状 2 層反射体に適用すると下式が得られる。

$$\beta = \left\{ \mathbf{M}_- \left(\frac{a}{2} \right) - \mathbf{N}_- \left(\frac{a}{2} \right) \mathbf{Q}(\ell_1) \right\} \cdot \left\{ \mathbf{M}_+ \left(\frac{a}{2} \right) - \mathbf{N}_+ \left(\frac{a}{2} \right) \mathbf{Q} \left(\frac{a}{2} + \ell_1 \right) \right\}^{-1} \quad (2-5)$$

$$\mathbf{Q}(\ell_1) = \left\{ \mathbf{N}_- \left(\frac{a}{2} + \ell_1 \right) - \beta' \mathbf{N}_+ \left(\frac{a}{2} + \ell_1 \right) \right\}^{-1} \cdot \left\{ \mathbf{M}_- \left(\frac{a}{2} + \ell_1 \right) - \beta' \mathbf{M}_+ \left(\frac{a}{2} + \ell_1 \right) \right\} \quad (2-6)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{M}_\pm(x) &= e^{\kappa_1 x} (\mathbf{I} \mp 2\kappa_1 \mathbf{D}) \mathbf{S} + e^{\kappa_2 x} (1 \mp 2\kappa_2 D_2) \mathbf{E} \\ \mathbf{N}_\pm(x) &= e^{-\kappa_1 x} (\mathbf{I} \pm \kappa_1 \mathbf{D}) \mathbf{S} + e^{-\kappa_2 x} (1 \pm 2\kappa_2 D_2) \mathbf{E} \end{aligned} \right\} \quad (2-7)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{S} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ S & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} D_1 & 0 \\ 0 & D_2 \end{pmatrix} \\ \mathbf{I} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} \beta_1 & 0 \\ \beta_{21} & \beta_2 \end{pmatrix}, \quad \beta' = \begin{pmatrix} \beta_1' & 0 \\ \beta_{21}' & \beta_2' \end{pmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (2-8)$$

$$S = \frac{\Sigma_r}{D_2} \cdot \frac{1}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2}, \quad \kappa_1^2 = \frac{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}{D_1}, \quad \kappa_2^2 = \frac{\Sigma_{a2}}{D_1} \quad (2-9)$$

$$\left. \begin{aligned} \beta_1' &= \frac{1 - 2D_1' \kappa_1' \coth(\kappa_1' \ell_2)}{1 + 2D_1' \kappa_1' \coth(\kappa_1' \ell_2)}, \quad \beta_2' = \frac{1 - 2D_2' \kappa_2' \coth(\kappa_2' \ell_2)}{1 + 2D_2' \kappa_2' \coth(\kappa_2' \ell_2)} \\ \beta_{21}' &= S \left\{ \beta_1' \cdot \frac{1 - 2D_2' \kappa_1' \coth(\kappa_1' \ell_2)}{1 - 2D_1' \kappa_1' \coth(\kappa_1' \ell_2)} - \beta_2' \cdot \frac{1 + 2D_2' \kappa_1' \coth(\kappa_1' \ell_2)}{1 + 2D_1' \kappa_1' \coth(\kappa_1' \ell_2)} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2-10)$$

ここで、 a は原子炉の厚さ、 ℓ_1 は第一層目の反射体の厚さ、 β' は厚さ ℓ_2 を持つ二層目の反射体のアルベドである。 β_1, β_2 は高速群および熱群のアルベドであり、 β_{21} は反射

体内で熱化されて炉心に反射される高速中性子に対するアルベドである。板状原子炉の中心を原点にとってあり、拡散定数は一般的記法に従っている。

鉄と水からなる 2 層板状反射体のアルベドを、PHOENIX-P から得られた 2 群拡散定数を用いて式 (2-5) ~ (2-10) により計算し、図 2-16 に示す。板状原子炉の場合は原子炉の厚さが変化しても反射体の特性に変化はないはずであるので原子炉の厚さ a は任意の値でよい。使用した拡散定数を表 2-13 に示す。

この図から、鉄の厚さを増すと、鉄の大きな散乱断面積のため β_1 は増大するが、質量が大きいことによる小さな減速断面積のため β_{21} は減少すること、および鉄は水より大きな吸収断面積を持つため β_2 も同様に減少することが分かる (付録 3 参照)。

鉄と水からなる 2 層反射体のアルベドの鉄の厚さに対する変化から、鉄の厚さを増せば最初は炉心の反応度は減少するが、 β_1 の増加に伴いある厚さで増加に転じて飽和に至ることが分かる。

板状反射体に対しては、 β_1 は減速距離 S 近傍で飽和し、 β_{21} , β_2 も熱群の拡散距離 L の概略 2 倍で飽和する。ここで、減速距離、拡散距離は、

$$S = \sqrt{\frac{D_1}{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}}, \quad L = \sqrt{\frac{D_2}{\Sigma_{a2}}}$$

で表される。表 2-13 の拡散定数を用いれば、鉄に対しては $S \approx 17\text{cm}$ 、 $L \approx 2\text{cm}$ である。従って、反応度効果は約 17cm で飽和し、熱中性子の反射は鉄反射体内約 4cm の範囲で起こることが予想される。これらを考慮すると、鉄反射体反応度効果は約 15cm で飽和し始めること (図 2-8 参照) 熱外中性子束は鉄反射体内で減少しているがまだ零にはなっていないこと (図 2-9 (a) 参照) 更には、熱中性子束は鉄反射体内 4 ~ 5cm でほとんど零になってしまう (図 2-9 (b) 参照) という実験事実を理解することができる。

表 2-13 水と鉄反射体の拡散定数

反射体	D_1 (cm)	Σ_{a1} (cm ⁻¹)	Σ_r (cm ⁻¹)	D_2 (cm)	Σ_{a2} (cm ⁻¹)
水	1.209	0.0005736	0.005526	0.1561	0.01913
鉄*	1.144	0.002597	0.001231	0.3862	0.12720

* 鉄反射体は厚さ 160.51 mm の時の定数

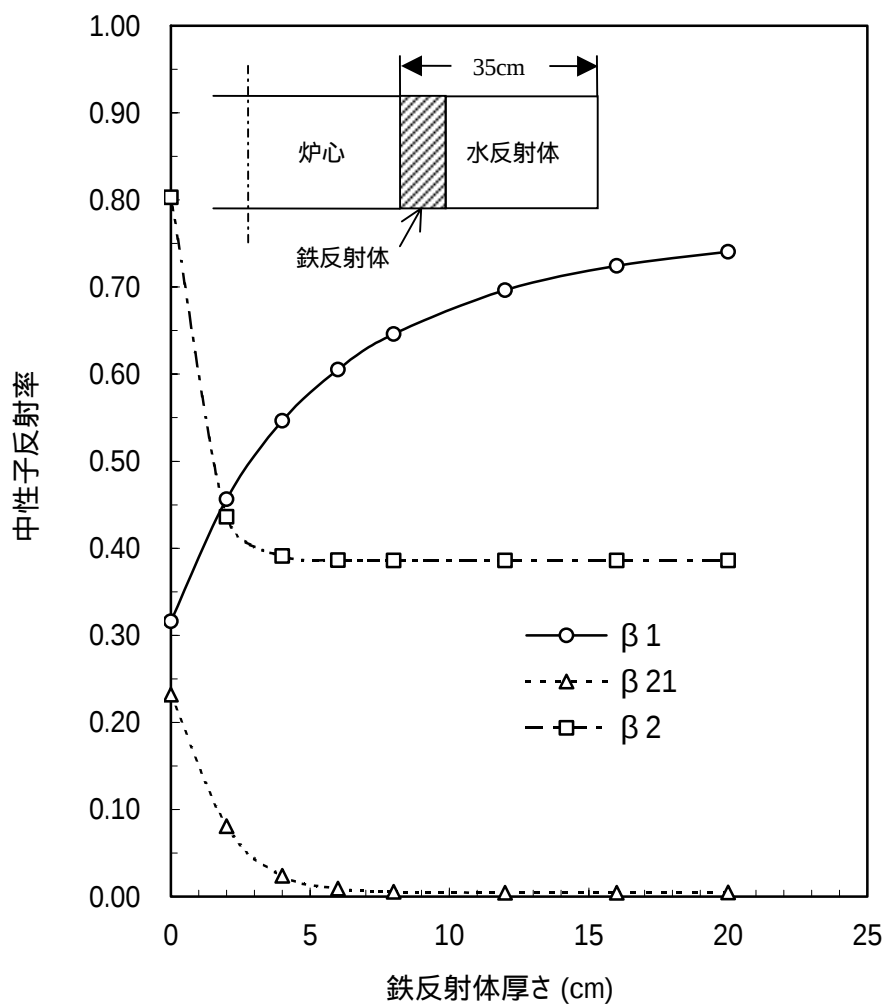


図 2-16 鉄と水からなる二層板状反射体のアルベド

2.7 改良型軽水炉（APWR）への適用

APWR においては、機械設計および腐食の観点から反射材としてステンレススチールを採用した。ステンレススチールの主成分は鉄であるため、今まで行ってきた検討で得られた結果はそのままこの反射体にもあてはまる。APWR のステンレス反射体を含む炉心の径方向断面を図 2-17 に示す。反射体は相対的に大きな割合を占める平板部とコーナー部から成っている。鉄反射体の実験から、平板部の厚さは反応度効果が飽和し始める厚さ 15cm と決定した。また、コーナー部では最外周燃料集合体コーナーと炉心槽外側までの距離を含めて 15cm 以上確保した。

ステンレススチール製反射体は高速中性子を良く反射することから、原子炉容器の照射量を低減する（付録 7 参照）と同時に炉心の反応度を増加させる。APWR 炉心は 257 体の 17×17 燃料集合体から構成され、熱出力 4451MW_t である。サイクル燃焼度 15000MWd/t、3 バッチ取替方式の平衡サイクルに於けるバッフル/反射体とステンレススチール製反射体による臨界ほう素濃度の差は約 50ppm

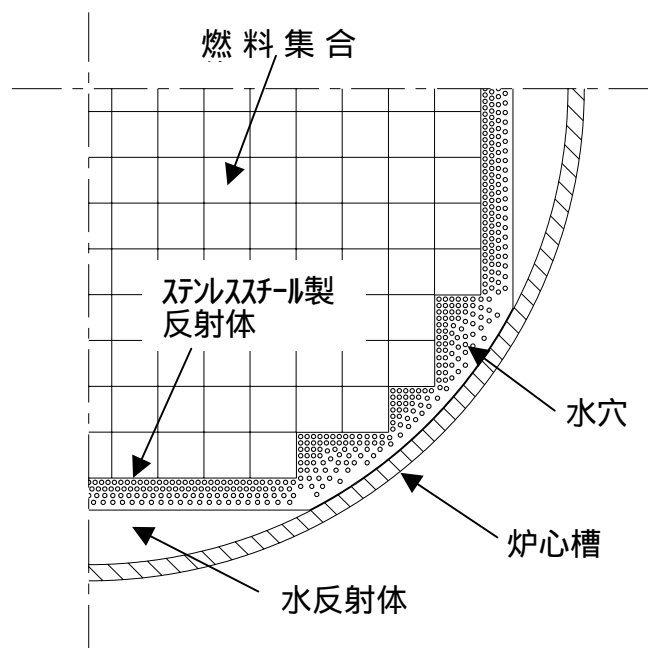


図 2-17 APWR のステンレススチール製横方向反射体

であった。この臨界ほう素濃度の上昇は濃縮度で約 $0.07\text{wt}\%^{235}\text{U}$ に相当する。従って、サイクル燃焼度を固定すれば約 $0.07\text{wt}\%$ の濃縮度の低下が可能となり、これに伴う U_3O_8 の節約量は約 1% となる。

2.8 第 2 章の結論

燃料サイクルコストを低減させるためのひとつの手段として、反射体を用いて炉心からの中性子漏れを低減させる方法がある。この反射体の効果を確認するため、TCA を用いて鉄反射体の反応度効果を測定した。また、金の捕獲反応率分布を測定することによりスペクトル・インデックスの分布を求めた。

以下に測定およびその解析から得られた成果をまとめる。

(1) 鉄反射体の反応度効果

鉄反射体に水を含まない場合、鉄板の厚さをバッフル板厚約 2cm から 15cm へ増加すると約 $1.8\%\Delta\rho$ の反応度利得が得られ、水を約 10% 含む場合でも約 $1.5\%\Delta\rho$ の反応度利得が得られた。これらは、水反射体を基準とすると、それぞれ $0.38\%\Delta\rho$ 、 $0.11\%\Delta\rho$ の反応度利得に相当し、鉄反射体は軽水減速炉心において水反射体より有効である事が明らかとなった。反応度効果は鉄反射体厚さ 15cm 程度で飽和し始めたことから、APWR の反射体厚さは 15cm とした。

ENDF/B-VI の鉄の断面積を用いた場合、PHOENIX-P による水を含まない鉄反射体の解析では誤差 $0.1\%\Delta\rho$ 以内で測定値と一致したが、MVP による解析では、水を含まない鉄反射体と 10% の水を含む鉄反射体の両方に対し反応度効果は過大評価となり統計誤差 $3\sigma\approx 0.1\%\Delta\rho$ を超える差が見られた。

(2) 反応率の空間分布およびスペクトル・インデックス

鉄反射体内のスペクトル・インデックスは $6.0\sim 0.1$ の範囲で急激に変化し鉄反射体を持つ炉心の解析では、このようなスペクトル変化を正確に取扱える多群輸送計算が

必要である。このため少数群、例えば PWR で用いられている 2 群拡散計算を行う場合は、1 次元多群輸送計算により 2 群に縮約された断面積を用いた非均質計算を行うか、第 3 章で述べる均質断面積と中性子束不連続因子を用いた均質計算を行う必要がある。より正確には第 4 章で導かれる 2 群輸送等価拡散定数を用いた非均質拡散計算が必要となる。

PHOENIX-P による解析では熱外および熱群の金の捕獲反応率分布およびスペクトル・インデックスの分布が測定値と非常に良い一致を示し、燃料棒、鉄反射体および水反射体からなる非均質炉心の計算が正確に行われていることが明らかとなった。

(3) 鉄の断面積評価

PHOENIX-P による鉄反射体反応度効果の解析から、JENDL-3.2 の“天然”の Fe の断面積を用いた場合反応度効果は $0.472\% \Delta \rho$ (鉄反射体厚さ約 16cm) と測定値に近い反応度効果を与えるが、“同位体”の断面積は $1.114\% \Delta \rho$ と大きく過大評価した。この原因は⁵⁶Fe の核データにあり、再評価が必要である事が分かった。MCNP による解析では、ENDF/B-VI は統計誤差 $3\sigma \approx 0.1\% \Delta \rho$ を僅かに超える誤差を生じるが、JENDL-3.3 より測定値に近い結果を与えた。これらの比較・検討により、ENDF/B-VI の同位体の核データが測定値を最も良く再現することが分かった。

以上をまとめると、鉄反射体の反応度効果の測定と解析から APWR の横方向反射体の厚さは 15cm が設計上最も適当であること、および鉄の断面積は ENDF/B-VI が最も良く測定値を再現することが分かった。

参考文献

- [1] V. O. Uotinen, “Experience with Low-Leakage Fuel Management in LWRs,” Trans. Am. Nucl. Soc., 46, p.92 (1984).
- [2] H. Suzuki, “Design Features of TSURUGA 3 and 4 —The First APWR Plant in Japan—,” 11th Pacific Basin Nucl. Conf. Banff, Canada, PBNC98, Vol.1, p.711 (1998).
- [3] A. D. Callihan, et al., “Small Thermal Homogeneous Critical Assemblies,” Geneva Conf. 5, 145, P/834 (1955).
- [4] 大塚益比古、 “ 反射体の反射特性 ”、日本原子力学会誌、 2, 276 (1960).
- [5] W. J. Eich, “A Method for Developing Reflector Representation,” Trans. Am. Nucl. Soc. 9,138 (1966).
- [6] W. J. Eich, et al., “Few-Group Baffle and/or Reflector Constants for Diffusion Calculation Application,” EPRI NP-3642-SR Special Report (1984).
- [7] W. J. Eich, et al., “Determination of Effective Reflector and Baffle/ Reflector Constants for Few -Group Diffusion Calculations,” Nucl. Sci. Eng., 90, 127 (1985).
- [8] S. R. Bierman, E. D. Clayton, “Criticality Experiments with Subcritical Clusters of 2.35 and 4.31 wt%²³⁵U-enriched UO₂ Rods in Water with Steel Reflecting Walls,” Nucl. Technol., 54, p.131 (1981).
- [9] 村上清信、他、 “ 軽水減速低濃縮ウラン格子中における鉄反射体の反応度効果の測定 ”、JAERI-M 83-100 (1983).
- [10] 田原義壽、他、 “ 軽水炉心における鉄反射体の反応度効果 ” 日本原子力学会 1987 年春の年会 E27.
- [11] R. J. J. Stammler, M. J. Abbate, “Method of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design,” Academic Press, London (1983).
- [12] 森貴正,中川正幸、 “ MVP/GMVP 連続1群法^{*} -法および多群法に基づく汎用中性子、光子モンテカルロ^{*} ” JAERI-Data/Code 94-007 (1994).

- [13] T. Suzaki, et al., “Precise Determination of β_{eff} for water-moderated U and U-Pu cores by a Method using Buckling Coefficient of reactivity,” Proc. 6th Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety, ICNC’99, Vol. I, p.386 (1999).
- [14] D. Saphier, et al., “Evaluated Delayed Neutron Spectra and their Importance in Reactor Calculations,” Nucl. Sci. Eng., 62, 660 (1977).
- [15] 須崎武則、 “ 反応度バックリング係数法による β_{eff} 評価 ” 日本原子力学会 1996 年秋の大会 A30, A31.
- [16] G. R. Keepin, “Delayed neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium,” Phys. Rev, 107, 1044 (1957).
- [17] NJOY91.118-A Code System for Producing Pointwise and Multigroup Neutron and Photon Cross-sections from ENDF/B Evaluated Nuclear Data, PSR-171; RSIC Computer Code Collection (1994).
- [18] H. C. Huria, Y. Tahara, “New Multigroup Library for PHOENIX-P,” Int. Conf. Physics of Reactors, Mito, Japan (1996).
- [19] H. Tsuruta, et al., “Critical Sizes of Light-Water Moderated UO_2 and $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ Lattices,” JAERI 1254 (1978).
- [20] Y. Tahara, H. Sekimoto, “Verification of Iron Cross-sections based on Reactivity Effect of Iron Reflector in a LWR Core,” Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, October, 7-12, 2001, Tsukuba International Congress Center (EPOCHAL Tsukuba), Tsukuba, Japan.
- [21] JAERI Nuclear Data Center, private communication (Aug. 2001).
- [22] H. Takano, et al., “Reactor Benchmark Testing for JENDL-3.2, JEF-2.2 and ENDF/B-VI.2,” Proc. Int. Conf. on the Phys. of Nucl. Sci. and Technol., Vol. 1, p.58 (1998).
- [23] Y. Tahara, H. Noda, “TCA $\text{UO}_2\text{/MOX}$ Core Analyses,” JAERI-Conf 2000-005, p.382 (2000).

第3章 反射体領域の2次元均質拡散定数の計算法

3.1 はじめに

近年、計算機の長足な進歩による計算速度の向上ならびに炉心の高度化に伴う計算精度向上の要求からノード法に基づく3次元炉心計算コードが広く用いられるようになった。PWRの炉心設計においてノードルコードを用いるためには、集合体の均質定数だけでなくバッフル/反射体の均質定数（以後B/R定数と呼ぶ）を別途作成する必要がある。しかしながら、バッフルはその幾何学的な形状の複雑さのために炉心解析、特に炉心周辺の集合体出力の予測に困難をもたらす。さらに、ステンレススチール製バッフル板は熱中性子に対し強吸収体として働くため炉心/バッフル境界で大きな中性子流が生じ、この取扱いの良し悪しが径方向炉内出力分布の予測精度に影響を与える。

歴史的には、ノードルコードではバッフルと反射体に替えて経験的アルベドが使用されてきたが、中性子束不連続因子の採用による均質化法^[1,2]が開発されて以来、バッフル/反射体領域均質化のための適切なパラメータを見つけることに注意が払われるようになった^[3]。炉心/バッフル境界のうちコーナー部での中性子束不連続因子は平坦部の値と大きく異なることが知られている^[4]。従って、良く知られた炉心設計コードANC^[5,6,7]（付録5参照）およびSIMULATE^[8]などでは、平坦部とコーナー部を表す二組のB/R定数が用いられている。通常、これらのB/R定数は、PHOENIX-P^[9]（付録4参照）やCASMO^[10]などの多群輸送計算コードによる1次元スペクトル計算から求められる。

しかしながら、たとえ二組のB/R定数を用いても、コーナー部に沿った集合体出力にはかなりの誤差が見られる。このため以下に示す様に、バッフル/反射体領域を表すモデルについて多くの研究がなされてきた。

Müller^[11]はPWR半径方向反射体領域のノード等価拡散定数を作成するために、

“ Normalized generalized equivalence theory response matrix model ” (NGET-RM)モデルと呼ばれる環境に依存しない1次元の反射体モデルを開発した。炉心に対し内側に凹んだコーナーを持つノード(内向きコーナー)に対して NGET-RM 定数を適用する際に生じる二次元効果を減らすために、経験的調整法^[1 2]も提案した。Pogosebkyan^[1 3]は、2 次元形状を持つバッフル板の中性子吸収効果による中性子束および中性子流の変化を Interface Matrix で表現することによりノード計算の中で直接的にバッフル板の応答を取込める均質化法を開発するとともに、炉心周辺で出力分布またはスペクトルが大きく異なる条件下でもその手法が有効であることを示した。しかしながら、その均質化手法の導入には部分中性子流と縦方向中性子漏れの連続性を表す式の修正などノード展開法 (Nodal Expansion Method: NEM) の大幅な修正が必要であった。Hetzelt^[1 4]は、解析方向に垂直な方向の中性子漏れを考慮した 1 次元 2 群の非同次拡散方程式を解くことにより、内向きコーナーノードに対する等価反射体定数を得た。U、Gd、および MOX 燃料が装荷された小型炉心に対して、得られた断面積の妥当性が示された。

これらに対し本研究では、実際の寸法を用いた 2 次元幾何形状で、NEM の修正や、調整因子を必要とせず、ノード計算に容易に適用できる B/R 定数を計算できる手法を開発した^[1 5]。この手法では、2 次元有限差分拡散コードにより炉心およびバッフル板、水反射体等反射体領域を詳細にモデル化し、各メッシュ点での中性子束、中性子流を求める。これらの中性子束を用いて反射体領域のノード内を均質化する。本手法は 2 次元であるため、ノードの各表面からの中性子流を考慮してノード内の 2 次元均質中性子束分布を得る事ができるのが特徴であり、これにより 1 次元モデルよりも更に現実的な中性子束不連続因子を求める事ができる。これら 2 次元 B/R 定数は、位置依存性を持ち、1 次元 B/R 定数に比べ炉心出力分布の計算精度をより向上させることができる。

3.2 均質化法

均質化法とは、炉心を非均質体系で計算し、ある領域を平均化する場合その領域の反応率、領域表面の中性子流、および炉心の実効増倍率を保存しつつその領域を代表する、領域内で定数であるパラメータを与える方法である。種々の均質化法の中で実用化されたものの一つに中性子束不連続因子を用いる方法がある。この方法は、均質化された領域境界での中性子束の不連続性を許容することにより、その領域表面での中性子流を保存するものである^[1]。

ここでは、PWR のバッフル/反射体領域に対し 1 次元モデルを用いてその適用例を示す^[6]。従来、ノードルコードに適用されている B/R 定数はこのモデルにより作成されているものが多い。

まず、反射体の均質な核定数が与えられた場合、反射体内の中性子束はエネルギー 2 群では以下の拡散方程式で表される。

$$\begin{aligned} -D_1 \nabla^2 \varphi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_s^{1 \rightarrow 2}) \varphi_1 &= \Sigma_s^{2 \rightarrow 1} \varphi_2 \\ -D_2 \nabla^2 \varphi_2 + (\Sigma_{a2} + \Sigma_s^{2 \rightarrow 1}) \varphi_2 &= \Sigma_s^{1 \rightarrow 2} \varphi_1 \end{aligned}$$

ここで、中性子漏れが無い漸近スペクトルを考えると、上記第二式から高速中性子束と熱中性子束の間には、

$$\varphi_2 = \frac{\Sigma_s^{1 \rightarrow 2}}{\Sigma_{a2} + \Sigma_s^{2 \rightarrow 1}} \varphi_1$$

の関係がある事が分かる。ここで実効減速断面積を

$$\Sigma_r \varphi_1 \equiv \Sigma_s^{1 \rightarrow 2} \varphi_1 - \Sigma_s^{2 \rightarrow 1} \varphi_2$$

と定義すると、

$$\Sigma_r = \Sigma_s^{1 \rightarrow 2} \cdot \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_{a2} + \Sigma_s^{2 \rightarrow 1}}$$

となる。多群輸送計算にて定数を作成し 2 群に縮約したときに上方散乱を考慮した実効的な減速断面積を上のように定義しておくことにより計算精度を損なわず、以後の

拡散方程式の取扱いを容易にすることができる。この減速断面積を導入すると 2 群拡散方程式は、

$$\begin{aligned} -D_1 \nabla^2 \varphi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \varphi_1 &= 0 \\ -D_2 \nabla^2 \varphi_2 + \Sigma_{a2} \varphi_2 &= \Sigma_r \varphi_1 \end{aligned}$$

となる。ここで、

$$\kappa_1^2 = \frac{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}{D_1}, \quad \kappa_2^2 = \frac{\Sigma_{a2}}{D_2}, \quad S = \frac{\Sigma_r}{D_2(\kappa_2^2 - \kappa_1^2)}$$

と置く。1 次元の場合、炉心と反射体境界での中性子流を非均質計算で求めた J_1^{het} 、 J_2^{het} 、反射体の他の境界では中性子束を零とする境界条件を課すと求める均質体系での解 φ^{homo} は以下ようになる。ただし、 ℓ は反射体の厚さである。

$$\begin{aligned} \varphi_1^{homo}(x) &= \frac{J_1^{het} \sinh \kappa_1(\ell - x)}{D_1 \kappa_1 \cosh \kappa_1 \ell} \\ \varphi_2^{homo}(x) &= \left(\frac{J_2^{het}}{D_2} - S \frac{J_1^{het}}{D_1} \right) \frac{\sinh \kappa_2(\ell - x)}{\kappa_2 \cosh \kappa_2 \ell} + S \varphi_1^{homo} \end{aligned}$$

ここで、中性子束不連続因子を以下のように定義する。

$$f_g = \frac{\varphi_g^{het}(x=0)}{\varphi_g^{homo}(x=0)}$$

この中性子束不連続因子を用いて実効拡散定数を下式で定義する。

$$\tilde{D}_g = \frac{D_g}{f_g} \quad (= D_{g,eff}), \quad \tilde{\Sigma}_g = \frac{\Sigma_g}{f_g} \quad (= \Sigma_{g,eff})$$

これらの定数を拡散方程式に用い、 $\psi_g = f_g \varphi_g$ とすると拡散方程式は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} -\tilde{D}_1 \nabla^2 \psi_1 + (\tilde{\Sigma}_{a1} + \tilde{\Sigma}_r) \psi_1 &= 0 \\ -\tilde{D}_2 \nabla^2 \psi_1 + \tilde{\Sigma}_{a2} \psi_1 &= \tilde{\Sigma}_r \psi_2 \end{aligned}$$

この方程式を、中性子流($\tilde{j}_g$)連続、中性子束(ψ_g)連続の条件を用いて解く。

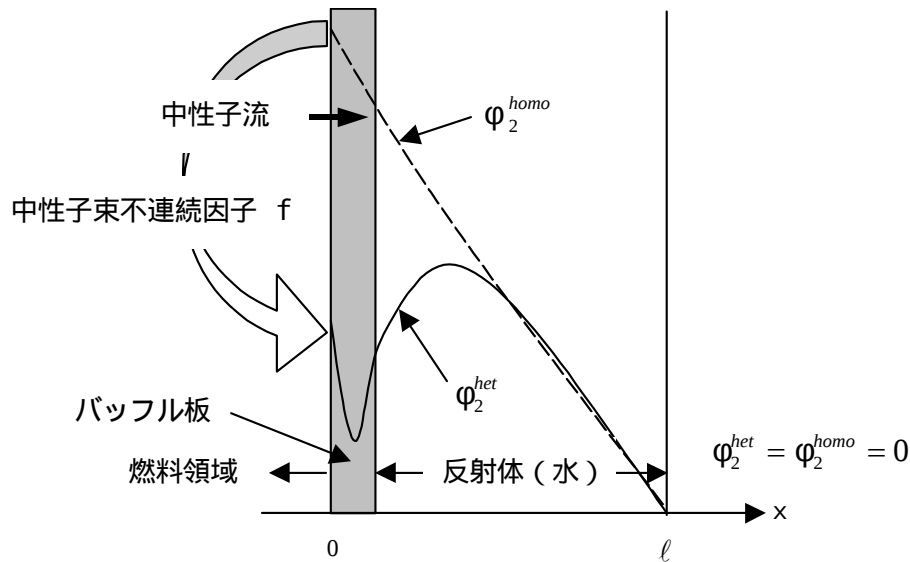


図 3-1 1次元バッフル/反射体領域の中性子束変化

すなわち、領域境界で下式が成り立つことを要求する。

$$\psi_g = f_g \phi_g^{homo} = \phi_g^{het}$$

従って、境界では中性子束 ψ_g は非均質の中性子束 ϕ_g^{het} と一致し、均質体系での中性子束 ϕ_g^{homo} は図 3-1 に示すように、中性子束不連続因子に相当する不連続性を有している。

このように中性子束の不連続性を許すという自由度を与えることにより、非均質で得られた中性子流を均質体系で保存することができる。また、先に述べた実効断面積を用いれば、拡散方程式を変えることなく非均質領域を均質領域として取扱うことができる利点がある。

3.3 反射体領域の 2 次元均質化法

本章では 2 次元体系での均質化法について述べる。この方法は、X-Y 体系での 2 次元 2 群の非均質計算による中性子束が利用可能であるという前提であるが、それは HIDRA コード^[16](付録 6 参照)などにより容易に得ることができる。HIDRA は PWR の実機炉心設計に使用されている有限差分法に基づく 2 次元 2 群拡散コードであり、炉心、バッフル/反射体、炉心槽および中性子遮蔽体などを容易にモデル化することができる。その中性子束および中性子流分布に基づいて各ノードの中性子束不連続因子を求める方法を以下に述べる。図 3-2 には PWR 炉心の図式的な断面および以後使用する燃料ノード、B/R ノードを示す。

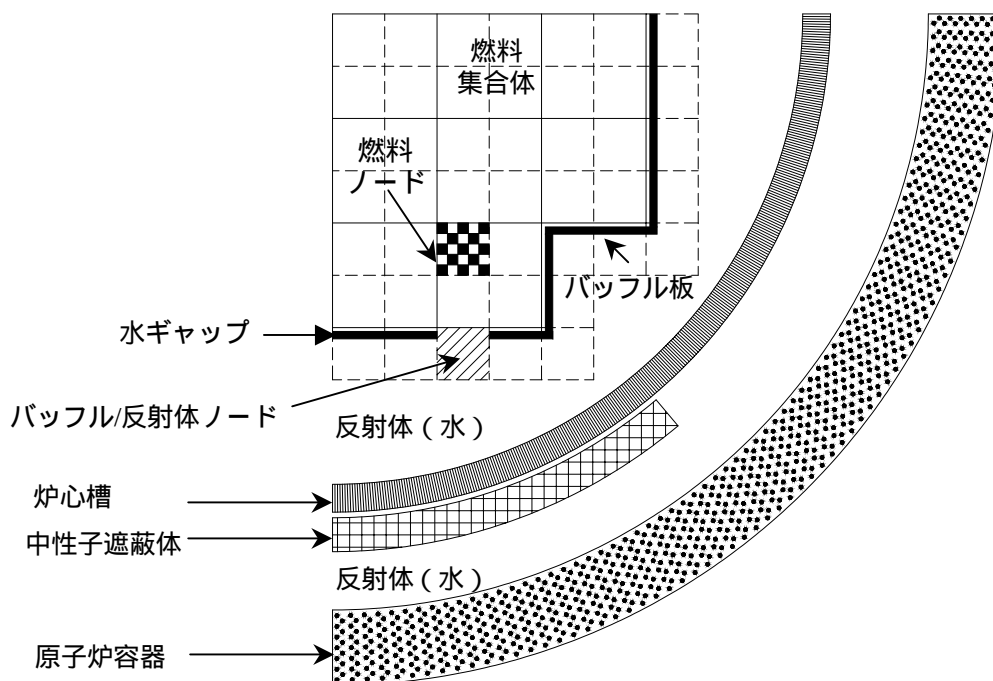


図 3-2 PWR の反射体断面図

3.3.1 ノード内中性子束分布

(1) 燃料ノード ($v\Sigma_f \neq 0$)

均質化された燃料ノードでは、2 群拡散方程式は下式で表される。

$$-D_1 \nabla^2 \phi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \phi_1 = \frac{1}{K_{eff}} (v \Sigma_{f1} \phi_1 + v \Sigma_{f2} \phi_2) \quad (3-1a)$$

$$-D_2 \nabla^2 \phi_2 + \Sigma_{a2} \phi_2 = \Sigma_r \phi_1 \quad (3-1b)$$

式 (3-1a) と (3-1b)を用いると ϕ_1 について次の式が得られる。

$$\nabla^2 (\nabla^2 \phi_1) - \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right) \nabla^2 \phi_1 + \left(\frac{1-K}{L_1^2 \cdot L_2^2} \right) \phi_1 = 0, \quad (3-2)$$

ここで、

$$\Sigma_{t1} \equiv \Sigma_{a1} + \Sigma_r - \frac{1}{K_{eff}} v \Sigma_{f1},$$

$$K \equiv \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{t1}} \cdot \frac{v \Sigma_{f2}}{\Sigma_{a2}} \frac{1}{K_{eff}},$$

$$L_1^2 \equiv \frac{D_1}{\Sigma_{t1}} \quad \text{and} \quad L_2^2 \equiv \frac{D_2}{\Sigma_{a2}}$$

である。式 (3-2) の一般解は

$$\phi = \int_0^{2\pi} K(\theta) e^{i\omega \mathbf{k}(\theta) \cdot \mathbf{r}} d\theta$$

のように書ける^[17]。ここで、 $\mathbf{k}$ は x 軸に対する角度により一義的に決まる単位ベクトルである。通常、この方向を表すベクトル $\mathbf{k}$ は使用できる境界条件の数に応じて離散化して取扱われる。

ノーダルコードで燃料棒出力分布を計算するためのピンパワリカバリ法では、正確なノード内中性子束分布を得るために 8 項による展開式が用いられる^[18]。しかしながら、B/R 定数の計算にはノード表面平均中性子束を使用するのみで十分である。従っ

て、本研究では図 3-3 に示されるように、4 項による展開表現を用いた。それゆえ、以下のようになる。

$$\varphi_1 = \sum_{n=1}^4 C_n e^{i\omega \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}} = \sum_{n=1}^4 C_n e^{i\omega(k_{n,x}x + k_{n,y}y)},$$

ここで、 $k_{n,x} = \cos \theta_n$, $k_{n,y} = \sin \theta_n$, そして $\theta_n = \frac{2\pi(n-1)}{4}$ である。 C_n は決定されるべき定数である。

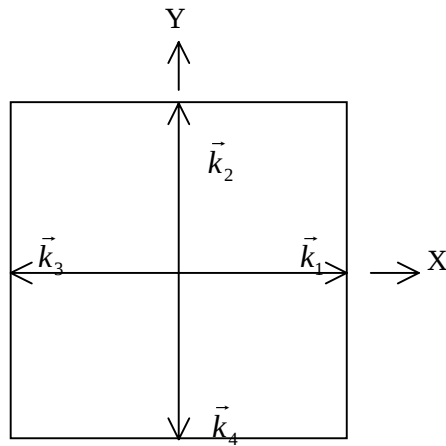


図 3-3 4 項表現での $\vec{k}$

一般解を式 (3-2) へ代入すると下式を得る。

$$\omega^4 + \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right) \omega^2 + \left(\frac{1-K}{L_1^2 \cdot L_2^2} \right) = 0.$$

従って ω^2 は、

$$\omega^2 = \mu^2 = \frac{1}{2} \left\{ - \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right)^2 - 4 \frac{1-K}{L_1^2 \cdot L_2^2}} \right\},$$

および、

$$\omega^2 = -\nu^2 = -\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right)^2 - 4 \frac{1-K}{L_1^2 \cdot L_2^2}} \right\}$$

である。ところで、式(3-2)は以下のように書き直される。

$$(\nabla^2 + \mu^2)(\nabla^2 - \nu^2)\varphi_1 = 0, \text{ または } (\nabla^2 - \nu^2)(\nabla^2 + \mu^2)\varphi_1 = 0$$

従って、解 φ_1 は、

$$(\nabla^2 + \mu^2)\varphi_\mu = 0, \quad (3-3a)$$

および

$$(\nabla^2 - \nu^2)\varphi_\nu = 0. \quad (3-3b)$$

の解の線形結合、

$$\varphi_1(x, y) = \varphi_\mu + \varphi_\nu, \quad (3-4)$$

で表わされる。ここで、 φ_μ および φ_ν は各々式(3-3a)、(3-3b)の解である。

$K > 1$ の場合は、 $\mu^2 > 0$ であるので、4項展開を用いれば、 φ_μ 、 φ_ν は

$$\begin{aligned} \varphi_\mu &= C_1 e^{i\mu x} + C_2 e^{i\mu y} + C_3 e^{-i\mu x} + C_4 e^{-i\mu y} \\ &= a_1 \cos(\mu x) + b_1 \sin(\mu x) + a_2 \cos(\mu y) + b_2 \sin(\mu y), \end{aligned} \quad (3-5a)$$

$$\varphi_\nu = a'_1 \cosh(\nu x) + b'_1 \sinh(\nu x) + a'_2 \cosh(\nu y) + b'_2 \sinh(\nu y) \quad (3-5b)$$

と書ける。 φ_2 を下式と仮定して、

$$\varphi_2(x, y) = \alpha \cdot \varphi_\mu + \beta \cdot \varphi_\nu, \quad (3-6)$$

式(3-4)、(3-6)を式(3-1b)に代入すれば結合係数、

$$\alpha = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} + D_2 \cdot \mu^2}, \quad \beta = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} - D_2 \cdot \nu^2}$$

を得る。

同様に、 $K < 1$ の場合は、 $\mu^2 < 0$ であるので、 μ^2 を $-\mu^2$ で置きなおすと、 ϕ_μ と φ_ν に関する同様な表現

$$\varphi_\mu = a_1 \cosh(\mu x) + b_1 \sinh(\mu x) + a_2 \cosh(\mu y) + b_2 \sinh(\mu y), \quad (3-7a)$$

$$\varphi_\nu = a'_1 \cosh(\nu x) + b'_1 \sinh(\nu x) + a'_2 \cosh(\nu y) + b'_2 \sinh(\nu y), \quad (3-7b)$$

$$\alpha = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} - D_2 \cdot \mu^2}, \quad \beta = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} - D_2 \cdot \nu^2}.$$

を得る。

$K=1$ の場合は $\mu=0$ となる。このため、式(3-3a)は Laplace の方程式となる。この解の中で、境界条件の数から使用可能なものは、

$$\varphi_{\mu} = ax + bxy + cy + d$$

であり、式(3-3b)の解は変わらないため、

$$\varphi_{\nu} = a' \cosh(\nu x) + b' \sinh(\nu x) + c' \cosh(\nu y) + d' \sinh(\nu y)$$

となる。 φ_1 はこの φ_{μ} 、 φ_{ν} の線形結合を用いれば良い(付録8参照)。

(2) バッフル/反射体ノード ($\nu \Sigma_f = 0$)

均質化されたバッフル/反射体ノードには、中性子ソースが無いいため、2群拡散方程式は下記のようになる。

$$\begin{cases} -D_1 \nabla^2 \varphi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \varphi_1 = 0 \\ -D_2 \nabla^2 \varphi_2 + \Sigma_{a2} \varphi_2 = \Sigma_r \varphi_1, \end{cases} \quad (3-8)$$

ここで、 $\mu^2 = \frac{1}{L_1^2} = \frac{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}{D_1}$ 、 $\nu^2 = \frac{1}{L_2^2} = \frac{\Sigma_{a2}}{D_2}$ と置くと、式(3-8)の解は以下のように表される。

$$\begin{cases} \varphi_1(x, y) = \varphi_{\mu} \\ \varphi_2(x, y) = \alpha \cdot \varphi_{\mu} + \varphi_{\nu}, \end{cases} \quad (3-9)$$

ここで、 $\alpha = \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} - D_2 \cdot \mu^2}$ であり、

$$\begin{cases} \varphi_{\mu} = a_1 \cosh(\mu x) + b_1 \sinh(\mu x) + a_2 \cosh(\mu y) + b_2 \sinh(\mu y) \\ \varphi_{\nu} = a'_1 \cosh(\nu x) + b'_1 \sinh(\nu x) + a'_2 \cosh(\nu y) + b'_2 \sinh(\nu y). \end{cases} \quad (3-10)$$

である。

燃料およびバッフル/反射体ノードの解は、次の様に統一的に記述できる：

$$\begin{cases} \varphi_1(x, y) = \varphi_\mu + \delta \cdot \varphi_\nu \\ \varphi_2(x, y) = \alpha \cdot \varphi_\mu + \beta \cdot \varphi_\nu, \end{cases} \quad (3-11)$$

ここで、燃料に対しては $\delta=1$ であり、バッフル/反射体に対しては $\delta=0$ である。また、結合係数は下式となる。

$$\alpha = \begin{cases} \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} + D_2 \cdot \mu^2} & K > 1 \text{ の燃料ノード} \\ \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2}} & K = 1 \text{ の燃料ノード} \\ \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} - D_2 \cdot \mu^2} & K < 1 \text{ の燃料ノードまたは } B/R \text{ ノード} \end{cases}$$

$$\beta = \begin{cases} \frac{\Sigma_r}{\Sigma_{a2} - D_2 \cdot \nu^2} & \text{燃料ノード} \\ 1 & B/R \text{ ノード} \end{cases}$$

$K > 1$ なる燃料ノードに対しては、

$$\begin{cases} \varphi_\mu = a_1 \cos(\mu x) + b_1 \sin(\mu x) + a_2 \cos(\mu y) + b_2 \sin(\mu y) \\ \varphi_\nu = a'_1 \cosh(\nu x) + b'_1 \sinh(\nu x) + a'_2 \cosh(\nu y) + b'_2 \sinh(\nu y), \end{cases} \quad (3-12a)$$

であり、 $K=1$ の燃料ノードに対しては付録 8 参照。その他のノードに対しては、

$$\begin{cases} \varphi_\mu = a_1 \cosh(\mu x) + b_1 \sinh(\mu x) + a_2 \cosh(\mu y) + b_2 \sinh(\mu y) \\ \varphi_\nu = a'_1 \cosh(\nu x) + b'_1 \sinh(\nu x) + a'_2 \cosh(\nu y) + b'_2 \sinh(\nu y). \end{cases} \quad (3-12b)$$

である。式 (3-12a) (3-12b) で、 a 、 a' 、 b と b' がノード境界の条件を用いて決定される。

3.3.2 ノード境界中性子流

Fick の法則によると、中性子流は下式で表される：

$$J = -D \nabla \varphi.$$

式 (3-11) から、2 群の中性子流は

$$\begin{cases} J_1 = -D_1(\nabla \phi_\mu + \delta \cdot \nabla \phi_v) = J_\mu + \delta \cdot J_v \\ J_2 = -D_2(\alpha \nabla \phi_\mu + \beta \nabla \phi_v) = \alpha \left(\frac{D_2}{D_1} \right) \cdot J_\mu + \beta \left(\frac{D_2}{D_1} \right) \cdot J_v, \end{cases} \quad (3-13)$$

と書かれる。ここで、 $J_\mu = -D_1 \nabla \phi_\mu$ であり、 $J_v = -D_1 \nabla \phi_v$ である。

2次元 X-Y モデルで図 3-4 に示すような均質ノードを考える。

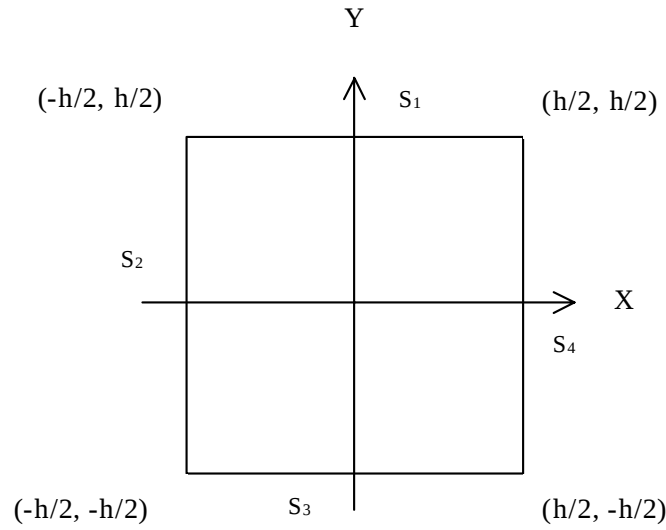


図 3-4 ノードの座標

4つのノード表面を S_1 、 S_2 、 S_3 および S_4 とする。式 (3-13) により、各表面に沿って積分して得られた中性子流を J_μ 、 J_v とする。

$K > 1$ のノードの表面 s_1 で式 (3-12a) から、表面平均中性子流 J_μ は

$$J_\mu^{s_1} = -\frac{D_1}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{d}{dy} [a_1 \cos(\mu x) + b_1 \sin(\mu x) + a_2 \cos(\mu y) + b_2 \sin(\mu y)] \Big|_{y=\frac{h}{2}} dx,$$

であり、

$$J_\mu^{s_1} = D_1 \mu \sin\left(\frac{\mu h}{2}\right) \cdot a_2 - D_1 \mu \cos\left(\frac{\mu h}{2}\right) \cdot b_2$$

となる。他の表面についての積分により下記に示す同様な結果が得られる。

$$J_\mu^{s_2} = D_1 \mu \sin\left(-\frac{\mu h}{2}\right) \cdot a_1 - D_1 \mu \cos\left(-\frac{\mu h}{2}\right) \cdot b_1,$$

$$J_{\mu}^{s_3} = D_1 \mu \sin\left(-\frac{\mu h}{2}\right) \cdot a_2 - D_1 \mu \cos\left(-\frac{\mu h}{2}\right) \cdot b_2,$$

$$J_{\mu}^{s_4} = D_1 \mu \sin\left(\frac{\mu h}{2}\right) \cdot a_1 - D_1 \mu \cos\left(\frac{\mu h}{2}\right) \cdot b_1.$$

上記の方程式は行列形式により纏めて書き直される。

$$\mathbf{J}_{\mu} = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{B}_1, \quad (3-14)$$

ここで、 $\mathbf{J}_{\mu} = (J_{\mu}^{s_1} \ J_{\mu}^{s_2} \ J_{\mu}^{s_3} \ J_{\mu}^{s_4})^T$ 、 $\mathbf{B}_1 = (a_1 \ a_2 \ b_1 \ b_2)^T$ であり、

$$\mathbf{M}_1 = D_1 \mu \cdot \begin{pmatrix} 0 & \sin(\frac{\mu h}{2}) & 0 & -\cos(\frac{\mu h}{2}) \\ \sin(-\frac{\mu h}{2}) & 0 & -\cos(-\frac{\mu h}{2}) & 0 \\ 0 & \sin(-\frac{\mu h}{2}) & 0 & -\cos(-\frac{\mu h}{2}) \\ \sin(\frac{\mu h}{2}) & 0 & -\cos(\frac{\mu h}{2}) & 0 \end{pmatrix}$$

$K < 1$ の燃料またはバッフル/反射体ノードの $\mathbf{M}_1$ の同様な表現は、

$$\mathbf{M}_1 = -D_1 \mu \cdot \begin{pmatrix} 0 & \sinh(\frac{\mu h}{2}) & 0 & \cosh(\frac{\mu h}{2}) \\ \sinh(-\frac{\mu h}{2}) & 0 & \cosh(-\frac{\mu h}{2}) & 0 \\ 0 & \sinh(-\frac{\mu h}{2}) & 0 & \cosh(-\frac{\mu h}{2}) \\ \sinh(\frac{\mu h}{2}) & 0 & \cosh(\frac{\mu h}{2}) & 0 \end{pmatrix}$$

となる。同様に、 J_v は

$$\mathbf{J}_v = \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{B}_2, \quad (3-15)$$

と書ける。ここで、 $\mathbf{J}_v = (J_v^{s_1} \ J_v^{s_2} \ J_v^{s_3} \ J_v^{s_4})^T$ 、 $\mathbf{B}_2 = (a'_1 \ a'_2 \ b'_1 \ b'_2)^T$ 、そして

$$\mathbf{M}_2 = -D_1 v \cdot \begin{pmatrix} 0 & \sinh(\frac{v h}{2}) & 0 & \cosh(\frac{v h}{2}) \\ \sinh(-\frac{v h}{2}) & 0 & \cosh(-\frac{v h}{2}) & 0 \\ 0 & \sinh(-\frac{v h}{2}) & 0 & \cosh(-\frac{v h}{2}) \\ \sinh(\frac{v h}{2}) & 0 & \cosh(\frac{v h}{2}) & 0 \end{pmatrix}$$

式 (3-14) と (3-15) を式(3-13)へ代用することにより 2 群の中性子流 J_1 と J_2 についての行列方程式を得る。

$$\mathbf{J}^{homo} = \mathbf{P} \cdot \mathbf{B} \quad (3-16)$$

ここで、*homo* は 均質 を意味する。また、

$$\mathbf{J}^{homo} = \left(J_1^{s_1} \quad J_1^{s_2} \quad J_1^{s_3} \quad J_1^{s_4} \quad J_2^{s_1} \quad J_2^{s_2} \quad J_2^{s_3} \quad J_2^{s_4} \right)^T,$$

$$\mathbf{B} = \left(a_1 \quad a_2 \quad b_1 \quad b_2 \quad a'_1 \quad a'_2 \quad b'_1 \quad b'_2 \right)^T.$$

$\mathbf{P}$ は係数行列であり、式 (3-13)、(3-14) および (3-15) から以下のように与えられる。

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_1 & \delta \cdot \mathbf{M}_2 \\ \alpha \left(\frac{D_2}{D_1} \right) \cdot \mathbf{M}_1 & \beta \left(\frac{D_2}{D_1} \right) \cdot \mathbf{M}_2 \end{pmatrix}$$

さて、非均質ノードに対する表面平均中性子流 $\mathbf{J}^{het}$ は既に求められているとしているので、8 個の未知数 a_1 、 a_2 、 a'_1 、 a'_2 、 b_1 、 b_2 、 b'_1 、 b'_2 は、各ノード境界で、式 (3-16) に、下式に示す表面平均中性子流の連続性を課すことにより決定することができる。

$$\mathbf{J}^{homo} = \mathbf{J}^{het} \quad (3-17)$$

ここで、*het* は 非均質 を意味する。均質ノード内での中性子束分布は、式 (3-11) および (3-12a) または (3-12b) にこれらの定数を用いることにより求めることができる。

3.3.3 中性子束不連続因子

各ノード表面に対する中性子束不連続因子を求めるためには、ノード表面平均中性子束が必要となるがこれは下式により計算する：

$$\begin{cases} \varphi_g^{s_1} = \frac{1}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \varphi_g \left(x, \frac{h}{2} \right) dx, & \varphi_g^{s_2} = \frac{1}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \varphi_g \left(-\frac{h}{2}, y \right) dy \\ \varphi_g^{s_3} = \frac{1}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \varphi_g \left(x, -\frac{h}{2} \right) dx, & \varphi_g^{s_4} = \frac{1}{h} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \varphi_g \left(\frac{h}{2}, y \right) dy \end{cases}, \quad g = 1, 2. \quad (3-18)$$

これらにより、3.2 示した 1 次元の場合と同様に、各ノード表面の中性子束不連続因

子を得ることができる。

$$f_g^{s_i} \equiv \frac{\varphi_g^{s_i,het}}{\varphi_g^{s_i,homo}}, \quad g=1,2 \quad i=1,2,3,4, \quad (3-19)$$

ここで、*het* と *homo* は各々、非均質 および 均質 の解を表す。上記の議論は燃料およびバッフル/反射体ノードの両方で成り立つ。

ノード表面依存の中性子束不連続因子を取扱えるノードルコードでは、式 (3-19) により求められる値を直接用いることができるが、コードによっては、Koebke の Simplified Equivalence Theory^[19]に対応するノードにひとつ割り当てられる実効的な拡散係数および断面積を用いるものもある。この場合、各々のバッフル/反射体ノードの中性子束不連続因子は、その相対的な位置を考慮して定義される。炉心に一面で接しているノードの不連続因子は、その面の不連続因子を採用した。二面で炉心に接しているノードはそれら二面の不連続因子の平均を採用した。コーナーで炉心に接しているノードに対しては、隣接ノードの平均の不連続因子を割り当てた。このように定義された中性子束不連続因子およびノードの均質拡散定数を用いて、各バッフル/反射体ノードの実効拡散定数は

$$\Sigma_{g,eff} = \frac{\Sigma_g}{f_g}$$

$$D_{g,eff} = \frac{D_g}{f_g}$$

と定義される。これらの実効断面積は、バッフル/反射体領域を表すための B/R 定数としてノード計算に使用される。

上記の手法に基づき、中性子束不連続因子および実効断面積を計算するコード CUDISCON^[15]を開発した。CUDISCON はまず、HIDRA による非均質計算結果であるメッシュ点毎の中性子束、幾何形状などの情報を含むデータ・ファイルを読み込み、非均質で計算されたデータに基づいてノードの表面での平均中性子束と平均中性子流、更には中性子束と体積を重みにしたノードの平均断面積を計算する。

CUDISCON は次に、これらの情報を基にノード内の中性子束分布、中性子束不連続因子を計算し、最終的にバッフル/反射体ノードの実効断面積である B/R 定数を求める。CUDISCON コード内には、2 ループ、3 ループ、4 ループ PWR 炉心および APWR 炉心の炉心形状およびバッフル/反射体のノードの位置が格納されており、これらにより炉心のタイプを指定するだけで容易に各バッフル/反射体ノードの実効断面積を計算する事ができる。

3.4 ウラン炉心での検証

図 3-5 に示す代表的な 3 ループ PWR 炉心を用いて 2 次元 B/R 定数のテストを行った。炉心には、0、15 および 30GWd/t の燃焼度を持つ 3 種類の 17×17 UO_2 燃料集合体（図 3-6 参照）が装荷されている。燃料装荷パターンは新燃料集合体を全てバッフル/反射体に隣接して装荷する out-in 方式である。

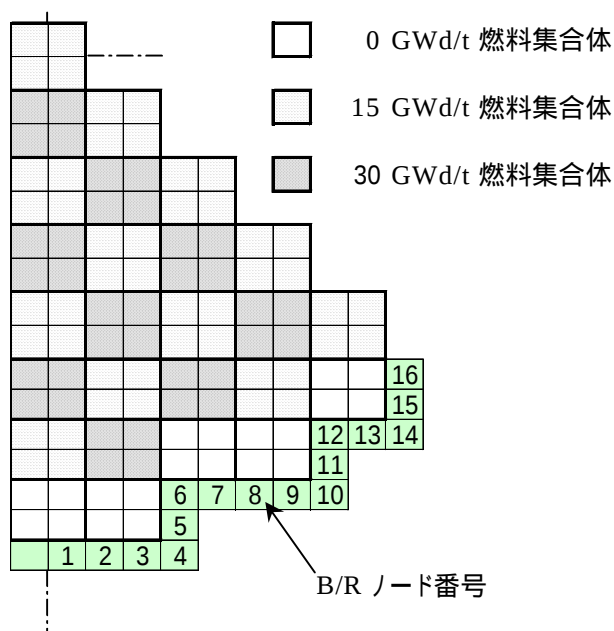


図 3-5 3 ループ炉心のバッフル/反射体ノード (1/8 炉心)

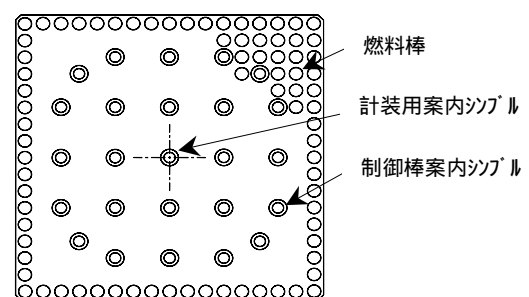


図 3-6 PWR の 17×17 燃料集合体

HIDRA の非均質計算に必要な燃料、水ギャップ、バッフル、反射体などの拡散定数は、2次元の輸送計算コード PHOENIX-P により求めた。まず始めに、HIDRA により、炉心およびバッフル/反射体領域を詳細メッシュにより直接モデル化して計算し、以後この計算結果を参照解とした。CUDISCON コードでは、均質化において一集合体当たり四つのノードを使用しているので、3 ループ炉心では図 3-5 に示すように合計 16 セットの B/R 定数が得られる。

従来の手法と比較するために、2次元モデルで使用したと同じ燃料、水ギャップ、バッフル、反射体などの核定数を用いて図 3-7 に示す 1次元炉心モデルで、フラット部とコーナー部の B/R 定数を作成した。バッフル板と炉心槽の間の厚さは、それらの間の水の量が保存されるように決定した。均質化されたノードに対する拡散係数と断面積は中性子束と体積の重みを用いてバッフル/反射体の全領域に渡って平均することにより求めた。中性子束不連続因子は一様な定数を持つ均質な媒質に対して、炉心とバッフルの境界では非均質計算で得られた中性子流、無限遠では中性子束が零という境界条件を課すことにより求めた。

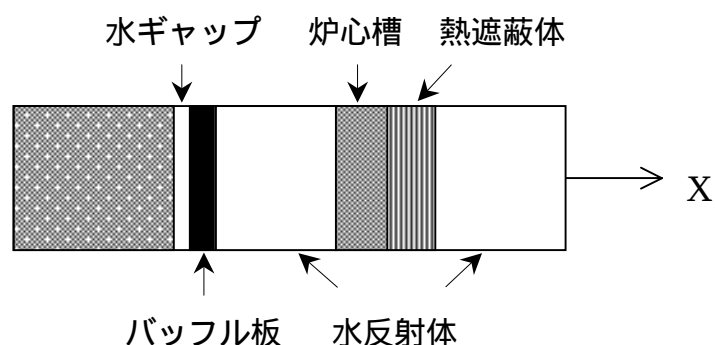


図 3-7 1次元 B/R 定数計算モデル

中性子束不連続因子は 0、1000 および 2000ppm のほう素濃度に対して計算した。バッフル/反射体ノードおよびいくつかの燃料集合体の中性子束不連続因子を 0ppm の場合について図 3-8 に示す。比較のため 1次元モデルによるバッフル/反射体定数を

用いた場合の中性子束不連続因子を表 3-1 に示す。求められた 1 次元および 2 次元の B/R 定数を用いて、3 種類のほう素濃度で再び HIDRA コードを用いて炉心計算を行った。1 次元の B/R 定数を用いる場合は、ノード 1 から 4 (図 3-5 参照) まではフラット部の定数を、ノード 5 から 16 まではコーナー部の定数を用いた。得られた k_{eff} およびピーク出力の比較を表 3-2 に示す。表 3-2 から、ほう素濃度 0ppm の場合、2 次元の B/R 定数が 1 次元定数よりも良い結果を与えていると言える。より高いほう素濃度に対しては 1 次元 B/R 定数、2 次元 B/R 定数とも参照解と良く一致している。

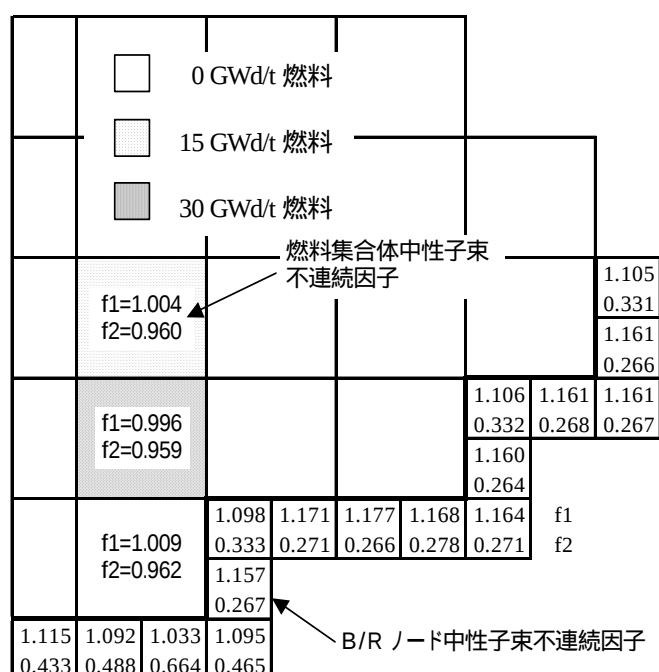


図 3-8 2 次元モデルによる中性子束不連続因子 (ほう素濃度 0ppm)

[f1 および f2 は高速および熱群に対する中性子束不連続因子を表す]

表 3-1 1 次元モデルによる中性子束不連続因子

炉心周辺部	中性子束不連続因子					
	0ppm		1000ppm		2000ppm	
	1 群	2 群	1 群	2 群	1 群	2 群
フラット部	1.031	0.469	1.035	0.573	1.036	0.611
コーナー部	1.203	0.278	1.211	0.339	1.214	0.386

表 3-2 k_{eff} とピーク出力の比較

ほう素濃度	参照解		2D B/R 定数		1D B/R 定数	
	k_{eff}	ピーク出力	k_{eff}	ピーク出力	k_{eff}	ピーク出力
0ppm	1.1389	1.298	1.1389	1.299	1.1394	1.309
1000ppm	1.0477	1.380	1.0476	1.387	1.0478	1.376
2000ppm	0.9713	1.418	0.9712	1.426	0.9712	1.422

k_{eff} は炉心全体の量であり、ピーク出力は炉心内部に生じているので B/R 定数の効果は小さいように見受けられるが、B/R に接する集合体出力が問題となる。次に、二つのほう素濃度に対する燃料集合体出力分布を図 3-9 と図 3-10 に示す。

1.232 -2.19 0.31				
1.045 -2.12 0.30	1.220 -2.05 0.29	Heterogeneous B/R (ref.) ($P_{1D\ B/R} - P_{ref.}$)*100/ $P_{ref.}$ ($P_{2D\ B/R} - P_{ref.}$)*100/ $P_{ref.}$		
1.208 -1.90 0.27	1.024 -1.76 0.25	1.182 -1.52 0.22	Maximum error: 1D B/R: 3.81% 2D B/R: -0.50%	
1.005 -1.49 0.20	1.172 -1.37 0.19	0.981 -1.02 0.15	1.115 -0.45 0.09	
1.141 -1.00 0.12	0.967 -0.83 0.10	1.111 -0.36 0.06	0.911 0.38 0.00	0.998 1.50 -0.05
0.932 -0.43 -0.01	1.088 -0.18 -0.01	0.922 0.33 -0.06	0.997 1.40 -0.08	0.852 3.81 -0.29
1.058 0.13 -0.18	0.844 0.66 -0.09	1.062 1.88 -0.22	0.806 2.85 -0.33	
0.995 0.25 -0.50	0.783 1.28 -0.46			

図 3-9 出力分布の比較 (0ppm)

1.311 -0.31 0.53				
1.105 -0.24 0.51	1.292 -0.23 0.49	Heterogeneous B/R (ref.) ($P_{1D\ B/R} - P_{ref.}$)*100/ $P_{ref.}$ ($P_{2D\ B/R} - P_{ref.}$)*100/ $P_{ref.}$		
1.273 -0.24 0.45	1.073 -0.19 0.42	1.235 -0.24 0.35	Maximum error: 1D B/R: 0.99% 2D B/R: -0.64%	
1.044 -0.29 0.34	1.219 -0.25 0.32	1.009 -0.20 0.24	1.138 -0.18 0.12	
1.168 -0.17 0.20	0.984 -0.10 0.17	1.127 -0.09 0.09	0.910 0.00 -0.07	0.983 0.10 -0.26
0.929 -0.11 0.02	1.085 -0.09 -0.02	0.907 0.00 -0.13	0.974 0.10 -0.28	0.807 0.99 -0.63
1.030 -0.10 -0.21	0.814 0.00 -0.22	1.006 0.40 -0.41	0.751 0.67 -0.64	
0.936 0.21 -0.52	0.727 0.14 -0.58			

図 3-10 出力分布の比較 (1000ppm)

図から、2次元 B/R 定数は集合体出力を 1次元 B/R 定数より正確に予測できる事が分かる。ほう素濃度 0ppm の場合、1次元 B/R 定数を用いた場合最大 3.81%の誤差が生じるが、2次元 B/R 定数を用いた場合には最大誤差は 0.50%である。

異なる燃料装荷パターンに対して、B/R 定数の出力分布への影響を確認するために、15GWd/t の燃焼度を持つ 1 回照射燃料をコーナーに沿ったバッフル板に隣接して配置した。炉内の燃料集合体を燃料棒出力が炉心設計上許容できる範囲に収まるように交換して図 3-11 に示す中性子低漏洩型燃料装荷パターンを作成した。ほう素濃度 0ppm での集合体出力分布の比較を図 3-12 に示す。1 次元 B/R 定数を使用した場合最大誤差は 2.68%であるのに対し、2 次元 B/R 定数を用いた場合誤差は 0.48%に収まる事が分かった。

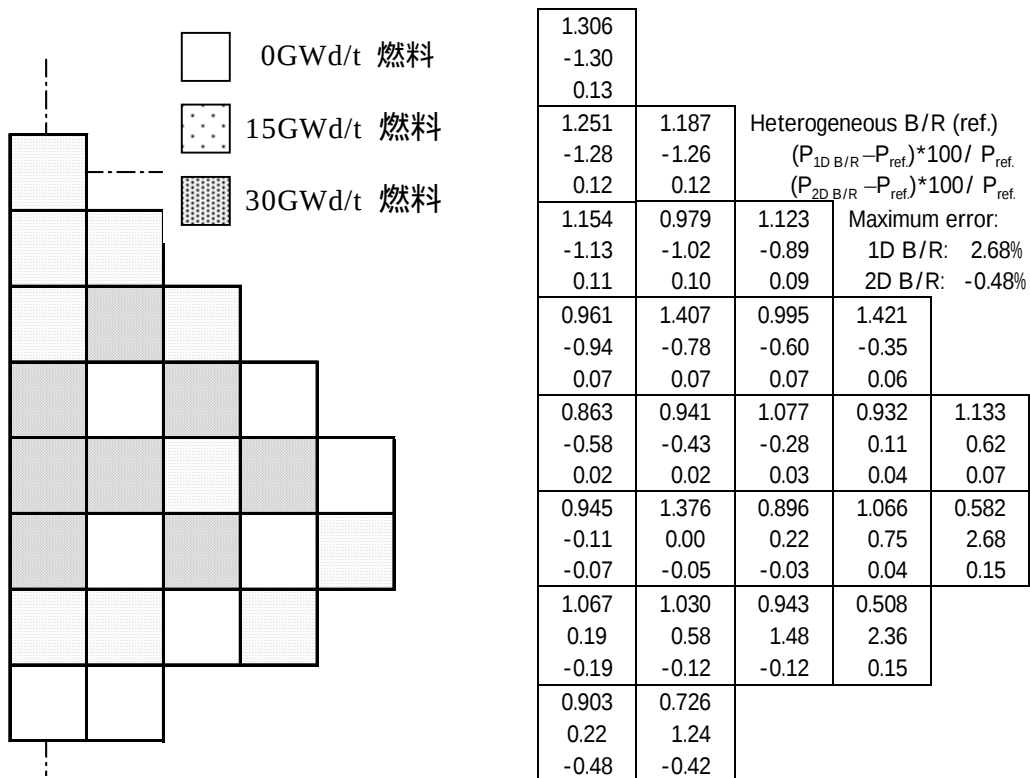


図 3-11 中性子低漏洩型燃料装荷パターン 図 3-12 集合体出力の比較

[中性子低漏洩型燃料装荷パターン (0 ppm)]

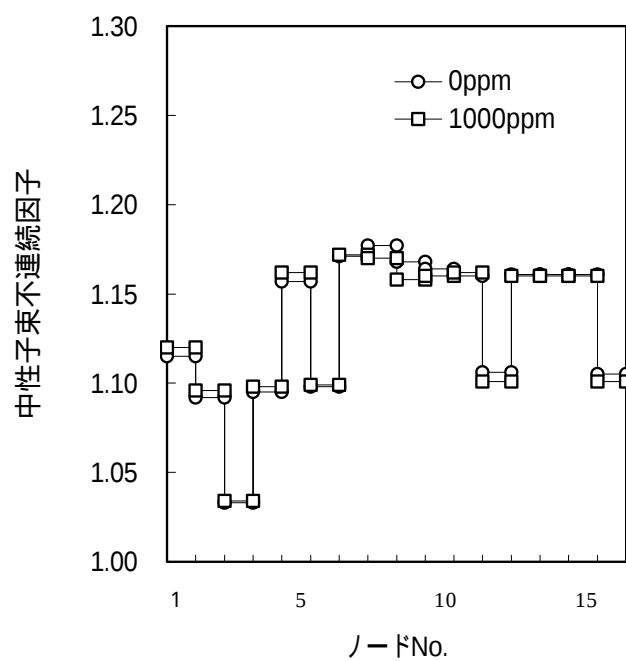
これらの出力分布の比較は、バッフル/反射体領域をモデル化するために 1 次元 B/R 定数に換えて 2 次元 B/R 定数を使用することにより出力分布の計算精度が飛躍的に改善されることを示している。

ほう素濃度 0 および 1000ppm に対する B/R ノード毎の中性子束不連続因子の変化を図 3-13 に示す。ほう素濃度が増加すると、高速群の中性子束不連続因子は変わらないが熱群の中性子束不連続因子は大きくなる。これは、炉心/バッフル境界、すなわち水ギャップにおける非均質計算での熱中性子束がほう素による熱中性子の吸収により大きく低下するからである。コーナー部にあるノード 6、12 と 16 は高速群では小さな中性子束不連続因子、熱群では大きな中性子束不連続因子を持つ。これらの三つのノードは、2 面で炉心に接している内向きコーナーであり、そこでは他のノードに比べてバッフル板は約 2 倍含まれている。バッフル板の体積の増加は、高速群での中性子の減速を減少させると同時に、より大きな熱中性子吸収を生じさせる。低減した減速は高速群での小さな中性子束不連続因子を与えるし、高速群からの中性子減速の減少に加えて、増大した熱中性子吸収は熱群での大きな中性子束不連続因子を引き起こす。ノード 3 はフラット部の他のノードに比べて小さな高速群中性子束不連続因子と熱群での大きな中性子束不連続因子を持つ。これは、このノードはバッフル板に加え炉心槽を含み大きな中性子減速の減少と共に大きな熱中性子吸収を引き起こすためである。

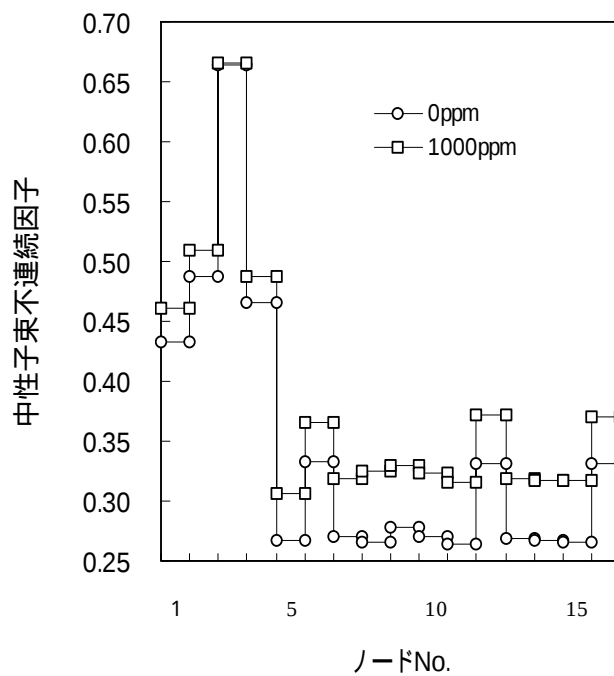
バッフル板の吸収は水反射体のそれより大きい。それ故、表 3-3 に示す様に、例えば内向きノード 12 などの吸収断面積は他のノード例えばノード 11 などとは大きく異なる。この差は 1 元モデルではコーナ部に属する全てのノードに同一の定数が使用されるため無視される。

その上、コーナーでは図 3-14 に示すように、1 次元モデルでは炉心から漏れ出た中性子が再び炉心に入射する効果を取り込むことができないが、2 次元モデルでは計算全体の中でこの効果を捕らえることができる。

ほう素濃度が増加すると、ほう素が反射体の水に溶けているためバッフル板のステンレススチールと反射体の吸収断面積の差が小さくなる。従って、吸収の増加により、炉心から漏れ出た中性子がバッフル/反射体領域を横切り再び炉心に



(a) 高速群



(b) 熱 群

図 3-13 2次元モデルによる B/R ノードの中性子束不連続因子

表 3-3 ノード 11 と 12 の吸収断面積の比較

ほう素濃度	平均吸収断面積			
	ノード 11		ノード 12	
	1 群	2 群	1 群	2 群
0ppm	1.783×10^{-3}	1.921×10^{-2}	2.350×10^{-3}	2.842×10^{-2}
1000ppm	2.168×10^{-3}	3.857×10^{-2}	2.660×10^{-3}	4.695×10^{-2}

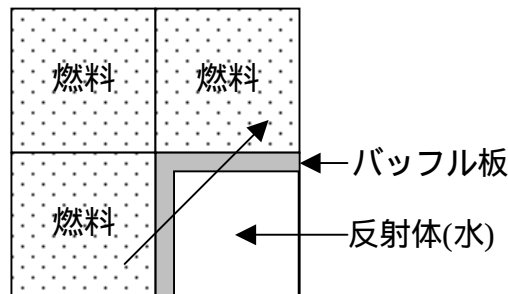


図 3-14 B/R ノードを横切り再び燃料に入射する中性子

入射する確率は小さくなる。このような状況下では、バッフル/反射体領域は 1 次元計算から得られる一組の定数を用いて表すことができる。これが、ほう素濃度 1000ppm の時に 1 次元 B/R 定数を用いても 2 次元 B/R 定数を用いてもコーナー周りの出力分布の結果が同じような精度を持つ理由である。

全ての結果は、2 次元 B/R 定数は、非均質計算で得られた k_{eff} 、ピーク出力、特に出力分布を良く再現することができることを示している。従来の 1 次元 B/R 定数と比較すると明らかに 2 次元 B/R 定数は計算精度を向上しており、その結果はほう素濃度の変化に対しても安定している。

図 3-12 は、典型的な炉心を基に計算された 2 次元 B/R 定数は炉心周辺の燃料集合体に変化しても非均質計算の結果を十分に再現することを示している。すなわち、2 次元 B/R 定数は燃料装荷パターンにほとんど依存しないと言える。中性子低漏洩型燃料装

荷パターンでほう素濃度 0ppm の条件で求めた 2 次元中性子束不連続因子は図 3-8 に示したものと一致することは別途確認されている。従って、同種の燃料集合体を用いている同型の炉心の核設計に対しては、ほう素濃度に加えて必要な場合は水反射体の温度変化を考慮するための減速材密度をパラメータとした B/R 定数セットを用意しておけば良いと言うことができる。それは、その場合バッフルに接する燃料集合体の中性子束およびスペクトルは大きく変化せず、バッフル/反射体ノードの中性子束不連続因子はわずかしかなら変化しないからである。MOX 燃料の場合その核的性質は UO_2 燃料と大きく異なっている。たとえば、MOX の熱吸収断面積は UO_2 のそれより約 5 倍大きい。炉心周辺の UO_2 燃料が MOX 燃料に置き換えられた場合、バッフル/反射体の境界での熱中性子束は大きく変化し、その結果として中性子束不連続因子も大きく変化する。従って、MOX 燃料を使用する場合は別途 MOX 燃料用の B/R 定数を準備する必要がある。このことは次節で検討する。

最後に、バッフル/反射体領域を非均質で取扱う参照解を得る計算においてバッフル板、水反射体に中性子の輸送効果を取込める輸送等価拡散定数が使用できれば、本手法を用いることによりノーダルコードによる炉心解析に容易に輸送効果取込むことができ、炉心出力分布の計算精度は格段に向上するものと期待される。

3.5 MOX 炉心への適用

バッフル板に接して炉心周辺に MOX 燃料が装荷された場合、B/R 定数に与える影響を評価するため、図 3-15 に示す 3 ループ炉心の対角軸の両側に MOX 燃料を装荷した燃料装荷パターンで中性子束不連続因子を計算した。

高速群の中性子束不連続因子を図 3-16 に、熱群の中性子束不連続因子を図 3-17 に示す。図 3-16 より、高速群の中性子束不連続因子は MOX 燃料の有る無しに影響されないが、図 3-17 および表 3-4 から熱群の中性子束不連続因子はウラン燃料と MOX 燃

料の両方に接しているノード番号 12 のノードでは約 15%の減少幅であるが、MOX 燃料に接するその他のノードでは約 30%減少していることが分かる。これは、MOX 燃料の熱群の吸収断面積がウラン燃料より大きいため、MOX 燃料とバッフル板の境界で非均質体系での熱中性子束がウラン燃料の場合より大きく低下するためである。従って、MOX 燃料に面で接する B/R ノードの中性子束不連続因子は 30%低減すると言える。

MOX 燃料がバッフル板に隣接して装荷されると周辺の中性子束、特に熱中性子束が変化し中性子束を重みにして求められる B/R ノードの平均核定数が変化する。高速群の拡散定数および断面積の変化は 1 %以内と僅かな変化であった。しかしながら、熱群の吸収断面積は表 3-4 に示すように、MOX 燃料と角で接しているノード番号 14 のノードでは 1.5%と変化は少ないが、これを除く MOX 燃料に面で接する B/R ノードでは約 5 ~ 12%と大きい。5%の変化はウラン燃料と MOX 燃料に接する B/R ノードに対する変化であり、その他の MOX 燃料に面で接する B/R ノードでは約 10%程度減少している。

従って、MOX 燃料がバッフル板に隣接して装荷された時の影響は、熱群での中性子束不連続因子が約 30%ウラン燃料の場合に比べて低下することおよび熱群の吸収断面積が約 10%減少することに集約される。

B/R 定数が MOX 炉心の出力分布に与える影響を図 3-15 に示す MOX 装荷炉心を用いて検討した。基準となる B/R 定数は、図 3-15 の装荷パターンを用いて作成した MOX 燃料の影響を取り入れた B/R 定数である。これを用いてノードルコード ANC により求められた出力分布を図 3-18 に B/R(MOX)として示す。他の B/R 定数は、図 3-15 示す MOX 炉心において MOX 燃料をウラン燃料に置き換えたウラン炉心で作成された MOX 燃料の影響のない B/R 定数である。これを用いて求められた MOX 炉心の出力分布を図 3-18 に B/R(UO₂)として示す。これらの出力分布の比較から、B/R 定数の影響

は MOX 燃料の集合体出力のみに現われ、ウラン炉心で作成された B/R 定数を用いた場合、集合体出力を約 3% 過大評価する。これは、ウラン炉心で作成された MOX 燃料に接する B/R ノードの中性子束不連続因子が MOX 炉心で作成されたそれよりも大きく、実効的拡散係数が小さくなるためである。これら B/R 定数の臨界ほう素濃度に与える影響は、MOX 炉心で作成された B/R 定数を用いた場合は 1446ppm であり、ウラン炉心で作成された B/R 定数を用いた場合は 1448ppm となり差は 2ppm である。これは後者の場合、実効的拡散係数が小さくなり中性子漏れが少なくなるためである。

以上の検討により、MOX 燃料集合体出力に対する B/R ノード定数の影響は大きく MOX 燃料集合体が多数装荷された場合、in-out 出力チルトの原因となる。また、燃料シャッフリングによる燃料装荷パターン決定のための出力分布評価に誤差を生じ、適切な装荷パターンの決定が難しくなる。このため、適切な B/R 定数を用いる必要があるが、ウラン炉心で作成した B/R ノード定数および中性子束不連続因子に対し MOX 燃料の装荷位置により補正を施すのが現実的である。MOX 燃料の位置の特定のためには、燃料ノードの中性子束のスペクトルが利用できる。例えば、中性子スペクトルの硬さを表す指標として高速中性子束対熱中性子束の比を用いると、熱中性子の漏れを無視した粗い近似では、

$$\frac{\phi_1}{\phi_2} \approx \frac{\Sigma_{a2}}{\Sigma_r}$$

であり、この値はウランノードで 6.6、MOX ノードでは 26.8 となり 4 倍も異なる。この定数の差は主に熱群の吸収断面積の差から生じているものであり、従って、燃料定数を読み込み各ノードに割り当てた段階で、B/R ノードに接する燃料ノードの上記比を計算して MOX 燃料の位置を特定し、MOX ノードに接する B/R ノード定数に上述した補正を加えることにより B/R 定数を適切に取扱う事が可能となる。

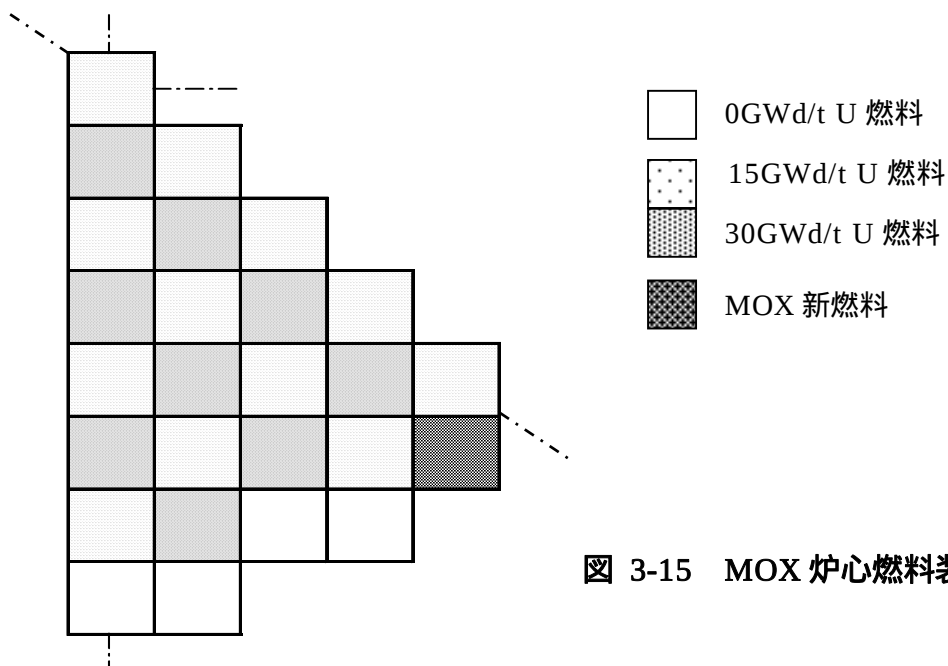


図 3-15 MOX 炉心燃料装荷パターン

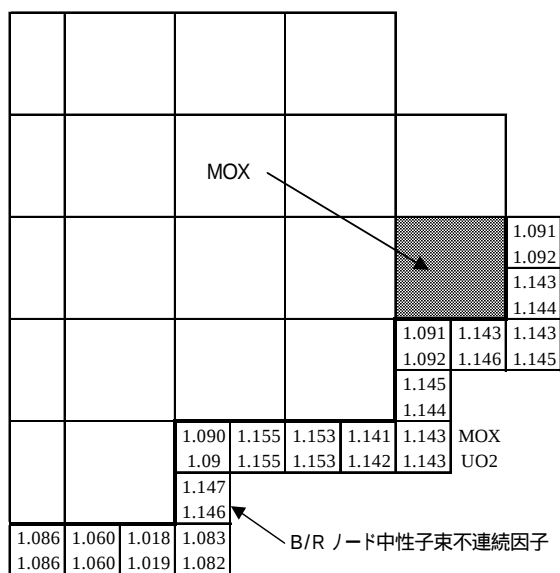


図 3-16 高速群中性子束不連続因子
(ほう素濃度 0ppm)

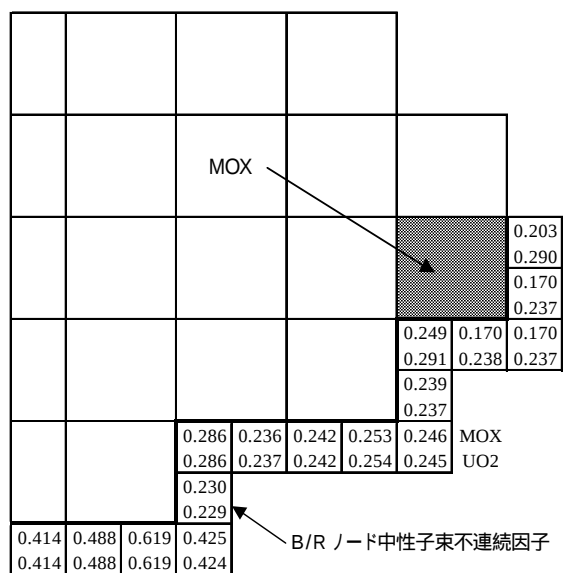


図 3-17 熱群中性子束不連続因子
(ほう素濃度 0ppm)

B/R ノード 番号	熱群 中性子束 不連続因子 $\Delta f_2(\%)$	$\Delta \Sigma_{a2}$ (%)
12	- 14.6	- 5.4
13	- 28.7	- 8.7
14	- 28.4	- 1.5
15	- 28.1	- 7.9
16	- 30.0	- 11.7

0.918 0.911 -0.8				
1.092 1.085 -0.6	0.957 0.950 -0.7	B/R (MOX) B/R (UO ₂) ($P_{B/R(U)} - P_{B/R(M)} \cdot 100 / P_{B/R(M)}$)		
1.019 1.012 -0.7	1.192 1.185 -0.6	0.995 0.991 -0.4		
1.195 1.188 -0.6	0.982 0.977 -0.5	1.180 1.177 -0.3	1.148 1.149 0.1	
1.029 1.024 -0.5	1.118 1.114 -0.4	1.015 1.014 -0.1	1.183 1.188 0.4	0.955 0.966 1.2
1.292 1.288 -0.3	1.183 1.180 -0.3	1.249 1.250 0.1	1.060 1.068 0.8	0.760 0.784 3.2
1.031 1.028 -0.3	1.022 1.019 -0.3	0.981 0.981 0.0	0.558 0.563 0.9	
0.658 0.656 -0.3	0.373 0.372 -0.3			

表 4-4 熱群パラメータの変化

$$\Delta X = (X^{MOX} - X^{UO_2}) \cdot 100 / X^{UO_2}$$

図 3-18 燃料集合体出力

(ほう素濃度 1000ppm)

3.6 反射体定数に対するほう素濃度フィードバック機能

炉内のほう素濃度は運転状態に応じて変化する。これに伴いバッフル/反射体領域の反射体内のほう素濃度が変化するため B/R 定数も変化する。しかしながら、従来は適当な B/R 定数を必要がある都度入力して使用するのみであった。このため、ほう素濃度が変化する燃焼計算や臨界ほう素濃度サーチ計算では炉心と B/R 定数間でほう素濃度に不一致が生じる。これに対し、燃料定数は、ほう素濃度、燃料温度、減速材密度の基準状態からのずれを自動的に補正して炉内各位置での炉心条件の違いが核計算へ直接反映される。このような断面積の補正は通常フィードバックと呼ばれる。このため、B/R の断面積に対してもほう素濃度に対するフィードバック機能を導入し、炉心のほう素濃度と一致するほう素濃度に対応する B/R 定数を使用できるようにした。

B/R ノードの断面積および拡散係数はほう素濃度に対する 1 次式を用いて以下のよう
に求めた。

$$\Sigma = \Sigma^{i-1} + \frac{C_B - C_B^{i-1}}{C_B^i - C_B^{i-1}} \cdot (\Sigma^i - \Sigma^{i-1})$$

ここで、 C_B は炉心のほう素濃度であり、 C_B^i や Σ^i は基準となるほう素濃度とそのほう素濃度に対応する核定数である。基準のほう素濃度は運転状態をカバーする 3 点とした。この核定数の変更は収束性や計算の速さの観点から外部反復 3 回に対して 1 回行うことにした（入力により変更可能）。

3.7 第 3 章の結論

ノーダルコードによる PWR 炉心計算の計算精度向上のため、バッフル/反射体領域を表すノード定数（B/R 定数）を 2 次元的に計算する手法を開発した。また、従来の 1 次元モデルによる B/R 定数を使用した場合と比較し、その有効性を確認した。

本手法は、炉心およびバッフル/反射体領域にある炉内構造物を 2 次元有限差分法コードで正確にモデル化し、バッフル/反射体ノードの均質化定数を位置依存で求めるものである。このようにして得られた 2 次元 B/R 定数は NEM の変更を要求せず、容易にノーダルコードを用いた炉心計算に取込むことができる。

検証計算により 2 次元 B/R 定数は非均質計算の k_{eff} 、ピーク出力を良く再現しその計算精度は安定していることが示された。特に出力分布については、1 次元 B/R 定数を用いた場合に炉心コーナー部に接する燃料集合体に現れる最大 3.8% の出力誤差を、2 次元 B/R 定数を用いることにより最大 0.5% に改善ができた。

ウラン炉心で作成された 2 次元 B/R 定数を MOX 炉心に適用すると、B/R ノードに接する MOX 燃料集合体出力に約 3% の誤差を生じる。この誤差を避けるためには、MOX 燃料に面で接する B/R 定数の中性子束不連続因子を 30%、熱群吸収断面積を

10%減少させれば良い事が分かった。

2次元 B/R 定数は第一に炉心および反射体領域の幾何形状に依存するが、反射体である冷却材には毒物であるほう酸が溶解しているため、ほう素濃度にも依存する。このため、ほう素濃度をパラメータとした 2次元 B/R 定数をテーブル化し、炉心のほう素濃度に対応する B/R 定数を使用できるように B/R 定数のほう素濃度フィードバック機能を追加した。これにより炉内ほう素濃度と B/R 定数作成時のほう素濃度の不一致を解消でき、出力分布および臨界ほう素濃度の計算精度を向上させることができる。

本手法に加えて、輸送計算による反射体境界での中性子流の応答を拡散計算で再現できるような輸送等拡散定数が使用できれば輸送効果を容易にこのモデルに取り込むことができ、出力分布の計算精度は格段に向上する。このための輸送等価拡散定数の計算手法については次章で述べる。

参考文献

- [1] K. Koebke, “ A New Approach to Homogenization and Group Condensation,” Proc. IAEA Technical Committee Mtg. on Homogenization Methods in Reactor Physics, Lugano, 13-15, p.303 (1978).
- [2] K. Koebke, “Advances in Homogenization and Dehomogenization,” Proc. Int. Topl. Mtg., Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engineering Problems, Munich, Vol. 2, p.59 (1981).
- [3] K. Koebke, et.al., “Application and Verification of the Simplified Equivalence Theory for Burnup States,” Proc. ANS/ENS Intl. Topl. Mtg. Knoxville, Vol. 2, p.607 (1985).
- [4] K. S. Smith, “Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis,” Prog. Nucl. Energy, 17, 303 (1986).
- [5] H. Finnemann, F. Bennewitz and M. R. Wagner, “Interface Current Techniques for Multidimensional Reactor Calculations,” Atomkernenergie 30, 123 (1977).
- [6] J. A. Rathkopf, Y. S. Liu, “A Method of Baffle/Reflector Region Homogenization,” Trans. Am. Nucl. Soc., 53, 247 (1986).
- [7] Y. A. Chao, Y. A. Shattilla, T. Ida and Y. Tahara, “Challenges to Nodal Diffusion Methods for Cores with Mixed Oxide Fuel,” Int. Conf. Phys. Nucl. Sci. Technol., Long Island, New York, Vol. 1, p.9 (1998).
- [8] K. S. Smith, K. Rempe, “Testing and Applications of the QPANDA Nodal Model,” Nucl. Sci. Eng., 100, 324 (1988).
- [9] R. J. J. Stammler, M. J. Abbate, “Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design,” Academic Press (1983).
- [10] M. Edenius, K. S. Smith, “New Data and Methods for CASMO and SIMULATE,” D. M. VerPlanck, Proc. of Topical Meeting on Reactor Physics and Safety, Saratoga, Vol.2, p.1115 (1986).

- [11] E. Z. Müller, "Environment-Insensitive Equivalent Diffusion Theory Group Constants for Pressurized Water Reactor Radial Reflector Regions," Nucl. Sci. Eng., 103, 359 (1989).
- [12] E. Z. Müller, "Improved Pressurized Water Reactor Radial Reflector Modeling in Nodal Analysis," Nucl. Sci. Eng., 109, 200 (1991).
- [13] L. Pogosbekyan, et al., "A New Model for Homogenized Reflectors Based on Interface Matrix Technique," Proc. Joint International Conf. on Mathematical Methods and Supercomputing for Nuclear Applications, Saratoga, New York, Vol.1, p.153 (1997).
- [14] L. Hetzelt, et al., "Generalization of the Equivalent Reflector Model for the Siemens Standard Core Design Procedure," Proc. Mathematics and Computation, Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications, Madrid, Spain, Vol.1, p.139 (1999).
- [15] Y. Tahara, T. Kanagawa, H. Sekimoto, "Two-Dimensional Baffle/Reflector Constants for Nodal Code in PWR Core Design," J. Nucl. Sci Technol., 37, 986 (2000).
- [16] 三菱 PWR の核設計コード、MAPI-1005 改 4、(平成元年 10 月)。
- [17] Y. S. Liu, A. Meliksetian and A. L. Casadei, "A Method of Baffle/Reflector Region Homogenization," Trans. Am. Nucl. Soc., 53, 246 (1986).
- [18] Y. A. Shatilla, Y. A. Chao, Y. Tahara, "Theory of Westinghouse Advanced Nodal Code for MOX Applications," Trans. Am. Nucl. Soc., 75, 168 (1996).
- [19] K. Koebke, "Advances in Homogenization and Dehomogenization," Proc. Int. Topl. Mtg., Advances in Mathematical Methods for the Solution of Nuclear Engineering Problems, Munich, Vol. 2, p.59 (1981).

第 4 章 輸送等価拡散定数の計算法

4.1 はじめに

拡散計算法は、中性子挙動を計算する近似手法として各種の炉心設計、燃料取扱い施設および臨界実験解析などに幅広く使用されている。特に PWR の場合、核分裂の約 75% が熱中性子領域で起こるため、古くから 2 群拡散計算法が使用され且つ実用化されてきた。

現在では、炉心の高度化に対応して計算精度向上の観点から 2 群ノード法に基づく 3 次元拡散計算法が一般的に用いられている。

近年、計算機の性能向上に伴い大容量計算と称して Characteristics 法などを用いた炉心の 2 次元輸送計算が試みられているが、炉心設計には燃焼特性やそれに伴う各種核パラメータなどの大量な計算が必要なため輸送計算による炉心設計が定着するのはまだまだ先のことであり、いましばらくは拡散計算による炉心設計が主流と考えられる。

炉心の拡散計算においては、燃料セルまたは集合体および反射体の拡散定数が必要である。燃料に対しては単ピンセルモデルまたは燃料集合体モデルによる輸送計算を行った後 B_1 計算による臨界スペクトル補正により縮約・均質化を行って燃料セルの拡散定数を求めるのが一般的である^[1]。しかしながら、反射体領域の拡散定数に対しては今だ十分な研究がなされておらず、確定した実用的な計算手法がない。

従来、反射体の 2 群拡散定数は、1 次元モデルにより燃料を含む反射体領域の計算を行い、得られた中性子束スペクトルにより各領域の拡散係数および断面積を縮約して求める手法が取られている。この際良く用いられるのは、輸送断面積 Σ_{tr} を用いて拡散係数を、

$$D_G = \frac{1}{3\Sigma_{tr,G}}$$

として求められる手法である（第 1 の方法）^[2]。または、1 次元輸送計算から得られる各面での中性子流を保存する様に拡散係数を、

$$D_{G,i} = - \frac{\iint_{S_i,E} \mathbf{J}_g^{tr}(\mathbf{r}, E) dE dS}{\iint_{S_i,E} \nabla \phi_g^{diff}(\mathbf{r}, E) dE dS}$$

のような方法で求める手法である（第 2 の方法）^[3,4]。ここで、“tr”は輸送を、“diff”は拡散を意味する。

しかしながら、第 1 の方法ではどのように輸送断面積を作成するかの問題が残る。また、反射体境界で中性子束および中性子流の連続性を課した場合、輸送計算による中性子流の応答性が保存されるかは保障されていない。第 2 の方法では、輸送計算により得られる中性子流を用いれば、各表面で輸送計算による中性子流は保存される。しかしながら、拡散係数が面で異なると共に物質内で変化する上、中性子流と中性子束の勾配の両方が零になる場合は拡散係数が不定となるという欠点がある。

Eich^[5,6]らは PWR で用いられているバッフル板および水反射体の拡散定数の計算法を示した。バッフル板の高速群の拡散定数は、バッフル板内の中性子束を 2 次式で表し境界両端での中性子流が輸送計算と一致する様に繰返し計算により求められた。水反射体に対しては、拡散計算の解析解に基づく中性子流が輸送計算で得られた境界での中性子流を再現する様に高速群の拡散係数、減速断面積が繰返し計算により求められた。バッフル板の熱群定数には MND 定数^[7]が推奨されているが、水反射体の熱群定数は条件に応じて求めるとしている。

そこで本研究では、拡散計算で使用し易いような物質内で一定、且つ輸送計算により得られる境界での中性子流の応答を再現する輸送等価 2 群拡散定数を求める方法を開発した。ここでは、blackness の手法^[8]を 2 群に拡張し、拡散方程式から得られる反射体境界での中性子流が、輸送計算による中性子流と等しくなるような反射体の

輸送等価拡散定数（拡散係数、吸収断面積、減速断面積）を求めた。このために必要な情報は 1 次元輸送計算から求められる。本研究では連続エネルギーモンテカルロ法による輸送計算コード MCNP^[9]を用いた。

この様にして求めた輸送等価 2 群拡散定数を炉心の拡散計算に用いることにより、反射体境界での輸送計算による中性子流の応答すなわちアルベドを保存する事が可能となり、炉心の反応度および燃料集合体出力を正確に計算できるようになる。

4.2 輸送等価 2 群拡散定数

4.2.1 輸送等価拡散定数の導出

輸送計算の中性子束および中性子流を用いて輸送等価な拡散定数の組を求める。体系は水反射体または鉄反射体付き 1 次元板状炉心を用いた。反射体内の中性子束分布は以下の方程式により記述される。

$$-D_1 \nabla^2 \varphi_1 + (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \varphi_1 = 0 \quad (4-1)$$

$$-D_2 \nabla^2 \varphi_2 + \Sigma_{a2} \varphi_2 = \Sigma_r \varphi_1 \quad (4-2)$$

添え字 1,2 はエネルギー群を意味する。ここで、

$$\kappa_1^2 = \frac{\Sigma_{a1} + \Sigma_r}{D_1} \quad (4-3)$$

と置くと高速群の方程式は、

$$\nabla^2 \varphi_1 - \kappa_1^2 \varphi_1 = 0 \quad (4-4)$$

となる。この一般解は、

$$\varphi_1(x) = Ae^{\kappa_1 x} + Be^{-\kappa_1 x} \quad (4-5)$$

である。図 4-1 に示す境界での中性子束 $\varphi_1^r, \varphi_1^\ell$ を用いれば定数 A, B は、

$$A = \frac{\varphi_1^r - \varphi_1^\ell e^{-\kappa_1 T}}{e^{\kappa_1 T} - e^{-\kappa_1 T}}, \quad B = \frac{\varphi_1^\ell e^{-\kappa_1 T} - \varphi_1^r}{e^{\kappa_1 T} - e^{-\kappa_1 T}}$$

となる。ここで、添え字 r, ℓ はそれぞれ反射体の左または右境界を表す。また、 T は反射体厚さである。これらを式 (4-5) に代入すれば下式が得られる。

$$\varphi_1(x) = \frac{1}{e^{\kappa_1 T} - e^{-\kappa_1 T}} \left\{ \varphi_1^r (e^{\kappa_1 x} - e^{-\kappa_1 x}) + \varphi_1^\ell (e^{\kappa_1 (T-x)} - e^{-\kappa_1 (T-x)}) \right\}$$

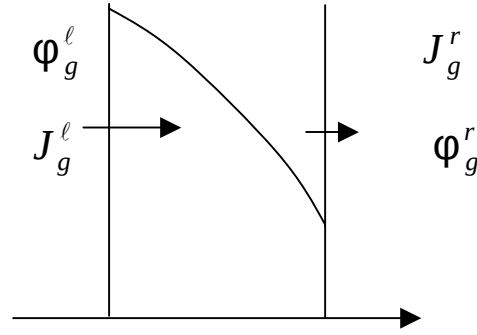


図 4-1 反射体境界の中性子流と中性子束

[φ と J は反射体境界での中性子束および全中性子流。

g はI組 β^{-} 群、 ℓ, r は反射体の左または右境界を表す]

厚さ T の反射体に対し反射体の中央を原点とし、厚さ $T/2$ で割ることにより距離を無次元化して新しい変数

$$p = \frac{x - T/2}{T/2}$$

を導入すると、物質境界での中性子束を境界条件に用いて中性子束は、

$$\varphi_1(p) = \frac{\sinh[(\kappa_1 T/2)(1-p)]}{\sinh(\kappa_1 T)} \varphi_1^\ell + \frac{\sinh[(\kappa_1 T/2)(1+p)]}{\sinh(\kappa_1 T)} \varphi_1^r \quad (4-6)$$

と書ける。これを基に物質境界での中性子流を求めると、

$$\begin{aligned} J_1^\ell &= -D_1 \left. \frac{d\varphi_1}{dx} \right|_{x=0} \\ &= -D_1 \left. \frac{d\varphi_1}{dp} \frac{dp}{dx} \right|_{p=-1} \\ &= -D_1 \kappa_1 \left\{ -\varphi_1^\ell \coth(\kappa_1 T) + \varphi_1^r \frac{1}{\sinh(\kappa_1 T)} \right\} \end{aligned} \quad (4-7)$$

となる。同様にして、

$$J_1^r = -D_1 \frac{d\varphi_1}{dx} \Big|_{x=T}$$

$$= -D_1 \kappa_1 \left\{ \varphi_1^r \coth(\kappa_1 T) - \varphi_1^\ell \frac{1}{\sinh(\kappa_1 T)} \right\} \quad (4-8)$$

が得られる。これらにより、

$$\alpha = \frac{J_1^\ell - J_1^r}{\varphi_1^\ell + \varphi_1^r}, \quad \beta = \frac{J_1^\ell + J_1^r}{\varphi_1^\ell - \varphi_1^r} \quad (4-9)$$

なるパラメータを導入すると、

$$\alpha = D_1 \kappa_1 \left(\coth(\kappa_1 T) - \frac{1}{\sinh(\kappa_1 T)} \right)$$

$$\beta = D_1 \kappa_1 \left(\coth(\kappa_1 T) + \frac{1}{\sinh(\kappa_1 T)} \right)$$

となり、

$$\cosh(\kappa_1 T) = \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} \quad (4-10)$$

および、

$$D_1^2 \kappa_1^2 = \alpha \beta \quad (4-11)$$

が得られる。 κ_1 は先の式から

$$\kappa_1 = \frac{1}{T} \cosh^{-1} \left(\frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} \right) \quad (4-12)$$

と求められ、この κ_1 を用いて拡散係数は

$$D_1 = \frac{1}{\kappa_1} \sqrt{\alpha \beta} \quad (4-13)$$

と求められる。従って、輸送計算から得られた中性子束および中性子流から α 、 β を求めて式(4-12)を用いれば κ が得られ、式(4-13)より高速群の拡散係数が得られることになる^[8,10,11]。散乱により中性子のエネルギーが減少せず、低エネルギー群への遷移がない場合は上に述べた手法により拡散計数が求められる。しかしながら中性

子は散乱によってエネルギーを失い低エネルギー群に移行する。このため PWR 炉心では高速群と熱群の二つのエネルギー群を用いて計算を行うのが一般的である。したがって、ここでは上記手法を熱群へ拡張して輸送等価拡散定数を求めることにする。

熱中性子束については、

$$\kappa_2^2 = \frac{\Sigma_{a2}}{D_2}, \quad Y^2 = \frac{\Sigma_r}{D_2} \quad (4-14)$$

と置くと方程式は、

$$\nabla^2 \varphi_2 - \kappa_2^2 \varphi_2 = -Y^2 \varphi_1 \quad (4-15)$$

となりこの一般解は S を

$$S = \frac{Y^2}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \quad (4-16)$$

と置くと、

$$\varphi_2 = \tilde{\varphi}_2 + S \varphi_1 \quad (4-17)$$

となる。ここで、 $\tilde{\varphi}_2$ は、

$$\nabla^2 \tilde{\varphi}_2 - \kappa_2^2 \tilde{\varphi}_2 = 0 \quad (4-18)$$

の解であり下式で表される。

$$\tilde{\varphi}_2(p) = \frac{\sinh(\kappa_2 T / 2)(1-p)}{\sinh(\kappa_2 T)} \tilde{\varphi}_2^\ell + \frac{\sinh(\kappa_2 T / 2)(1+p)}{\sinh(\kappa_2 T)} \tilde{\varphi}_2^r \quad (4-19)$$

$\tilde{\varphi}_2^\ell, \tilde{\varphi}_2^r$ は境界での高速群, 熱群の中性子束を用いて以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \tilde{\varphi}_2^\ell &= \varphi_2^\ell - S \varphi_1^\ell \\ \tilde{\varphi}_2^r &= \varphi_2^r - S \varphi_1^r \end{aligned} \quad (4-20)$$

ここで S には除去断面積が含まれるがこれは以下のように求める。まず熱群の拡散方程式を積分することにより以下の中性子バランス式を得る。

$$(J_2^r - J_2^\ell)A + \Sigma_{a2} \overline{\varphi}_2 V = \Sigma_r \overline{\varphi}_1 V$$

ここで A、V は各々領域の表面積および体積である。これから熱群断面積、平均中性子束を既知として、除去断面積を

$$\Sigma_r^N = \frac{(J_2^r - J_2^\ell) A}{\overline{\phi_1} V} + \Sigma_{a2} \frac{\overline{\phi_2}}{\overline{\phi_1}} \quad (4-21)$$

の様に求める。添え字 N は中性子バランスを意味する。

高速群では式 (4-12) (4-13) により D_1 、 κ_1 が求まるため、吸収断面積と除去断面積の和 $(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^B$ は式 (4-3) より、

$$(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^B = \kappa_1^2 \cdot D_1 \quad (4-22)$$

と求められる。添え字 B はこの量が Blackness の理論を基に算出されたことを表す。

この値は高速群の中性子バランス

$$(J_1^r - J_1^\ell) A + (\Sigma_{a1} + \Sigma_r) \overline{\phi_1} V = 0$$

より求まる

$$(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^N = -\frac{(J_1^r - J_1^\ell) A}{\overline{\phi_1} V} \quad (4-23)$$

と一般的には異なる。このため、

$$f = \frac{(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^B}{(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^N} \quad (4-24)$$

を用いて減速断面積を

$$\Sigma_r^B = f \cdot \Sigma_r^N \quad (4-25)$$

と求め、これを熱群の定数を求める際に使用する。このようにする事により、共鳴を逃れる確立 P が、

$$P = \frac{\Sigma_r^B}{(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^B} = \frac{\Sigma_r^N}{(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^N} \quad (4-26)$$

のように保存される。高速群の吸収断面積は、

$$\Sigma_{a1}^B = (\Sigma_{a1} + \Sigma_r)^B - \Sigma_r^B \quad (4-27)$$

と求められる。

式 (4-17) (4-19) から熱群の中性子束は、

$$\varphi_2(p) = \frac{1}{\sinh(\kappa_2 T)} \left\{ \tilde{\varphi}_2^\ell \sinh \frac{\kappa_2 T}{2} (1-p) + \tilde{\varphi}_2^r \sinh \frac{\kappa_2 T}{2} (1+p) \right\} + S \varphi_1(p) \quad (4-28)$$

で与えられる。これを微分する事により左端・右端の中性子流は、

$$J_2^\ell = \frac{D_2 \kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \tilde{\varphi}_2^\ell \cosh(\kappa_2 T) - \tilde{\varphi}_2^r \} + \frac{\frac{\Sigma_r}{D_1}}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} J_1^\ell \quad (4-29)$$

$$J_2^r = -\frac{D_2 \kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \tilde{\varphi}_2^r \cosh(\kappa_2 T) - \tilde{\varphi}_2^\ell \} + \frac{\frac{\Sigma_r}{D_1}}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} J_1^r \quad (4-30)$$

で与えられる。式 (4-14) (4-16) (4-20) を用いると、上記中性子流は以下の様に書ける。

$$J_2^\ell = \frac{D_2 \kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_2^\ell \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_2^r \} + \frac{\Sigma_r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \left[\frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r - \varphi_1^\ell \cosh(\kappa_2 T) \} + \frac{J_1^\ell}{D_1} \right] \quad (4-31)$$

$$J_2^r = \frac{D_2 \kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_2^\ell - \varphi_2^r \cosh(\kappa_2 T) \} + \frac{\Sigma_r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \left[\frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_1^\ell \} + \frac{J_1^r}{D_1} \right] \quad (4-32)$$

となる。ここで、

$$A(\kappa_2) = \frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_2^\ell \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_2^r \} \quad (4-33a)$$

$$B(\kappa_2) = \frac{\Sigma_r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \left[\frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r - \varphi_1^\ell \cosh(\kappa_2 T) \} + \frac{J_1^\ell}{D_1} \right] \quad (4-33b)$$

$$C(\kappa_2) = \frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_2^\ell - \varphi_2^r \cosh(\kappa_2 T) \} \quad (4-33c)$$

$$D(\kappa_2) = \frac{\Sigma_r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \left[\frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_1^\ell \} + \frac{J_1^r}{D_1} \right] \quad (4-33d)$$

と置くと、

$$J_2^\ell = D_2 A(\kappa_2) + B(\kappa_2) \quad (4-34)$$

$$J_2^r = D_2 C(\kappa_2) + D(\kappa_2) \quad (4-35)$$

と書ける。ここでこれらの方程式を拡散係数 D_2 と κ_2 を未知数にして解く。式(4-34)と

(4-35) を連立させることにより、

$$J_2^\ell C - J_2^r A + AD - BC = 0 \quad (4-36)$$

となる。この方程式を κ_2 について解くために、

$$F(\kappa_2) = J_2^\ell C - J_2^r A + AD - BC \quad (4-37)$$

と置く。 κ_2 は

$$F(\kappa_2) = 0$$

を二分法^[12]などの手法を用いることにより上式の根として求めることができる。拡散係数は κ_2 を式(4-34)へ代入して、

$$D_2 = \frac{J_2^\ell - B}{A} \quad (4-38)$$

のように求める事ができる。この D_2 を用いて熱群の吸収断面積は

$$\Sigma_{a2} = D_2 \kappa_2^2 \quad (4-39)$$

と求められる。

しかしながら鉄反射体の厚さが約 3cm 以上（すなわち熱中性子の拡散距離の 2 倍程度以上）になると、 $F(\kappa_2) = 0$ の根が求まらない。これは鉄がその両面で異なる物質に接することにより各々の境界近傍での中性子のスペクトルが異なり、その厚さが熱中性子の拡散距離の 2 倍程度以上に厚くなると鉄内部の熱中性子が燃料に接する側と水に接する側で分離されてくることによると考えられる^[13]。このような場合を含めて左右の境界における輸送と拡散の中性子流の誤差を最少にする解を求めることにする。このため、以下の評価関数 W を考え、これを最少にする D_2 および κ_2 を求める。

$$W = \left(\frac{J_2^\ell - D_2 A - B}{J_2^\ell} \right)^2 + \left(\frac{J_2^r - D_2 C - D}{J_2^r} \right)^2 \quad (4-40)$$

まず、 W が D_2 に対して停留値を取る条件から

$$\frac{\partial W}{\partial D_2} = 0 \quad (4-41)$$

であり、これから拡散係数は以下のように表される。

$$D_2 = \frac{(J_2^r)^2 (J_2^\ell - B)A + (J_2^\ell)^2 (J_2^r - D)C}{(J_2^r)^2 A^2 + (J_2^\ell)^2 C^2} \quad (4-42)$$

W にこの D_2 を代入することにより、

$$W = \frac{1}{(J_2^r)^2 A^2 + (J_2^\ell)^2 C^2} (J_2^\ell C - J_2^r A + AD - BC)^2 \quad (4-43)$$

が得られる。この値を最少にする κ_2 が求める解であり、熱群の拡散係数はこの κ_2 を用いて式 (4-42) で与えられる。

W が極値を取るための条件は

$$\frac{\partial W}{\partial \kappa_2} = 0 \quad (4-44)$$

である。この条件から

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \kappa_2} = & \frac{2(J_2^\ell C - J_2^r A + DA - BC)}{[(J_2^r)^2 A^2 + (J_2^\ell)^2 C^2]^2} \left\{ [(J_2^r)^2 A^2 + (J_2^\ell)^2 C^2] \cdot \frac{d}{d\kappa_2} (J_2^\ell C - J_2^r A + DA - BC) - \right. \\ & \left. (J_2^\ell C - J_2^r A + DA - BC) \cdot \left[(J_2^r)^2 A \frac{dA}{d\kappa_2} + (J_2^\ell)^2 C \frac{dC}{d\kappa_2} \right] \right\} \end{aligned}$$

である。このためには、

$$J_2^\ell C - J_2^r A + AD - BC = 0$$

が成立する（厳密解を与える式(4-36)に対応）か、もしくは次式が成立しなければならない。

$$\begin{aligned} & [(J_2^r)^2 A^2 + (J_2^\ell)^2 C^2] \cdot \frac{d}{d\kappa_2} (J_2^\ell C - J_2^r A + DA - BC) - \\ & (J_2^\ell C - J_2^r A + DA - BC) \cdot \left[(J_2^r)^2 A \frac{dA}{d\kappa_2} + (J_2^\ell)^2 C \frac{dC}{d\kappa_2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (4-45)$$

すなわち、

$$\left[(J_2^r)^2 A^2 + (J_2^\ell)^2 C^2 \right] \cdot \left(J_2^\ell \frac{dC}{d\kappa_2} - J_2^r \frac{dA}{d\kappa_2} + D \frac{dA}{d\kappa_2} + A \frac{dD}{d\kappa_2} - B \frac{dC}{d\kappa_2} - C \frac{dB}{d\kappa_2} \right) -$$

$$(J_2^\ell C - J_2^r A + DA - BC) \cdot \left[(J_2^r)^2 A \frac{dA}{d\kappa_2} + (J_2^\ell)^2 C \frac{dC}{d\kappa_2} \right] = 0 \quad (4-46)$$

ここで、

$$\frac{dA}{d\kappa_2} = \frac{1}{\sinh(\kappa_2 T)} \{1 - \kappa_2 T \coth(\kappa_2 T)\} \{ \varphi_2^\ell \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_2^r \} + \kappa_2 T \varphi_2^\ell \quad (4-47a)$$

$$\frac{dB}{d\kappa_2} = -\frac{2\Sigma_r \kappa_2}{(\kappa_2^2 - \kappa_1^2)^2} \left[\frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r - \varphi_1^\ell \cosh(\kappa_2 T) \} + \frac{J_1^\ell}{D_1} \right]$$

$$+ \frac{\Sigma_r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \left[\frac{1}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r - \varphi_1^\ell \cosh(\kappa_2 T) \} \{1 - \kappa_2 T \coth(\kappa_2 T)\} - \kappa_2 T \varphi_1^\ell \right] \quad (4-47b)$$

$$\frac{dC}{d\kappa_2} = \frac{1}{\sinh(\kappa_2 T)} \{1 - \kappa_2 T \coth(\kappa_2 T)\} \{ \varphi_2^\ell - \varphi_2^r \cosh(\kappa_2 T) \} - \kappa_2 T \varphi_2^r \quad (4-47c)$$

$$\frac{dD}{d\kappa_2} = -\frac{2\Sigma_r \kappa_2}{(\kappa_2^2 - \kappa_1^2)^2} \left[\frac{\kappa_2}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_1^\ell \} + \frac{J_1^r}{D_1} \right]$$

$$+ \frac{\Sigma_r}{\kappa_2^2 - \kappa_1^2} \left[\frac{1}{\sinh(\kappa_2 T)} \{ \varphi_1^r \cosh(\kappa_2 T) - \varphi_1^\ell \} \{1 - \kappa_2 T \coth(\kappa_2 T)\} + \kappa_2 T \varphi_1^r \right] \quad (4-47d)$$

である。これらの式で求められる κ_2 は W の極小値を与えることになる。上記の手法により鉄反射体が薄い場合 ($T < 3\text{cm}$) は厳密解、鉄反射体の厚さが厚い場合 ($T \geq 3\text{cm}$) においても最適な解を求めることができる。この最適解は鉄反射体境界の中性子流に誤差を生じるが、後述する様に熱中性子流の誤差は高々4%程度であり、高速中性子流を含めた全中性子流に対しては誤差は更に小さく実用的には問題無いと言える。図 4-1 の反射体が 15cm など十分厚い鉄反射体の場合は、内部での熱中性子束は零近傍となり水反射体に接する側の熱中性子束は燃料に接する側の熱中性子束の反射効果に影響を与えない。このため燃料に接する側の拡散計数を式 (4-38) から求めることにより燃料側の中性子流を正確に取り扱うことができる。このことは式 (4-40) の右辺において水反射体との境界である右端に関する項を無視することに相当する。この場合水反

射体に接する鉄反射体側の熱群拡散係数の誤差は大きくなるが、それに伴って生じる中性子束の誤差は、上記の理由により炉心の反応度に影響を与えない。

4.2.2 境界条件

角度中性子束を球面調和関数で展開すると、

$$\begin{aligned}\Psi(\mathbf{r}, E, \Omega) &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \Psi_{\ell m}(r, E) P_{\ell m}(\Omega) \\ &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{2\ell+1}{4\pi} \varphi_{\ell m}(r, E) P_{\ell m}(\Omega)\end{aligned}\quad (4-48)$$

である。ここで P_1 近似として $\ell=1$ まで取ると角度中性子束は、

$$\Psi = \frac{1}{4\pi} \varphi_+ + \frac{3}{4\pi} \mathbf{J} \cdot \Omega \quad (4-49)$$

と書ける。 $\mathbf{J}$ は $\ell=1$ まで考慮された中性子流である。X-Y 平面におかれた単位面を z 軸の正方向（負方向）に通過する中性子の数を表す部分中性子流 j_z^+ (j_z^-) は、以下の様に表せる。

$$j_z^+ = \int_+ \Omega \Psi d\Omega \quad j_z^- = \int_- \Omega \Psi d\Omega \quad (4-50)$$

ここで、積分の $+$ 、 $-$ は z 成分が正（負）である全ての Ω についての積分でありその大きさを表すものとする。上式に角度中性子束を代入すると、

$$\begin{aligned}j_z^+ &= \int_+ \Omega \left(\frac{1}{4\pi} \varphi_+ + \frac{3}{4\pi} \mathbf{J} \cdot \Omega \right) d\Omega \\ &= \frac{\varphi}{4} + \frac{1}{2} J_z\end{aligned}\quad (4-51)$$

および、

$$j_z^- = \frac{\varphi}{4} - \frac{1}{2} J_z \quad (4-52)$$

が得られる。式 (4-51) から (4-52) を引くことにより全中性子流は、

$$J_z = j_z^+ - j_z^- \quad (4-53)$$

と書ける。一方、輸送方程式において、角度中性子束、散乱断面積を P_1 近似で取扱い、1 次の非等方散乱に対するエネルギー輸送を無視すると、この全中性子流は以下の様に書ける^[14]。

$$\mathbf{J} = -D\nabla\phi \quad (4-54)$$

ここで、 D は拡散係数であり輸送断面積を用いて $D=1/3\Sigma_{tr}$ と書ける。これがいわゆる拡散近似であって、 z 軸方向の中性子流、拡散係数は以下の関係にある。

$$J_z = j_z^+ - j_z^- = -D \frac{d\phi}{dz} \quad (4-55)$$

また、式 (4-51) と (4-52) を加えることにより、

$$\phi = 2(j^+ + j^-) \quad (4-56)$$

が得られる。

これらの関係から、拡散方程式の解が、輸送計算より得られる部分中性子流を用いて

$$J_g = j_g^{tr+} - j_g^{tr-}, \quad \phi_g = 2(j_g^{tr+} + j_g^{tr-}) \quad (4-57)$$

のように作られる正味の中性子流 $\mathbf{J}$ および境界中性子束 ϕ を再現する様に求められれば、拡散方程式により輸送計算による部分中性子流 j_g^{tr+}, j_g^{tr-} が再現されることになる。すなわち輸送計算による物質境界でのアルベドが再現されることになる。以上により輸送等価な拡散定数を求めるために物質境界に課す境界条件は、

(1) 輸送計算から求められた全中性子流

$$J_g^r = (j_g^{tr,r+} - j_g^{tr,r-}), \quad J_g^\ell = (j_g^{tr,\ell+} - j_g^{tr,\ell-}) \quad (4-58)$$

(2) 輸送計算からの部分中性子流に基づく拡散近似による中性子束

$$\phi_g^r = 2(j_g^{tr,r+} + j_g^{tr,r-}), \quad \phi_g^\ell = 2(j_g^{tr,\ell+} + j_g^{tr,\ell-}) \quad (4-59)$$

となる。

輸送計算による境界中性子束と上記拡散近似による中性子束の違いは輸送効果によるものであり、この比は下式にて表される。

$$f_g^k = \frac{\varphi_g^{tr,k}}{\varphi_g^k} = \frac{\varphi_g^{tr,k}}{2(j_g^{tr,k+} + j_g^{tr,k-})} \quad (4-60)$$

ここで、 k は反射体の左端 ℓ 、右端 r を表す。この係数は拡散計算により得られる反射体境界近傍の燃料棒出力を補正し、輸送計算から得られる正確な燃料棒出力へ補正するための因子として利用することができる。

4.2.3 均質化

ある領域が幾つかの領域から構成される場合(非均質体系)、計算体系のモデル化または計算時間節約のためにそれらの領域を一つの均質領域として取り扱う場合がある。この様な場合、最も粗い近似として拡散係数を

$$D = \frac{\sum_i D_i \varphi_i V_i}{\sum_i \varphi_i V_i} \quad (4-61)$$

で求めることがよく行われるが、この均質化法は簡便であるが領域境界での中性子流を保存しないという意味で正確なものではない^[4]。同様に中性子スペクトルを用いてエネルギー縮約された拡散係数は多群拡散計算で求められた出力分布に対し誤差を生じることが指摘されている^[15]。この原因も縮約された拡散係数が中性子流を保存しないためである。

反射体領域が図 4-2 に示すようにいくつかの領域から構成されるときは、それらを含む領域を一つの領域と見なし、4.2.1 で開発された手法を均質化定数の作成へ応用することが可能である。すなわち図 4-3 に示すように、輸送計算における両端の中性子流および領域平均した中性子束と平均吸収断面積

$$\bar{\Sigma}_{a,g} = \frac{\sum_i \Sigma_{a,g}^i \varphi_i V_i}{\sum_i \varphi_i V_i}, \quad \bar{\varphi}_i = \frac{\sum_i \varphi_i V_i}{\sum_i V_i} \quad (4-62)$$

を用いて 4.2.1 と同様の手法を用いて輸送等価拡散定数を求めることができる。ただし

両端での中性子束は 4.2.2 で述べた様に、輸送計算から得られた部分中性子流を用いて計算された中性子束である。

この均質化法では、境界でエネルギー積分された部分中性子流に基づく境界条件を用いているため、境界での中性子流を保存すると同時にアルベドも保存するため上述した各手法の欠点を根本的に改善することができ、拡散計算により輸送計算で得られた炉心の実効増倍率および出力分布を正確に再現することができる。

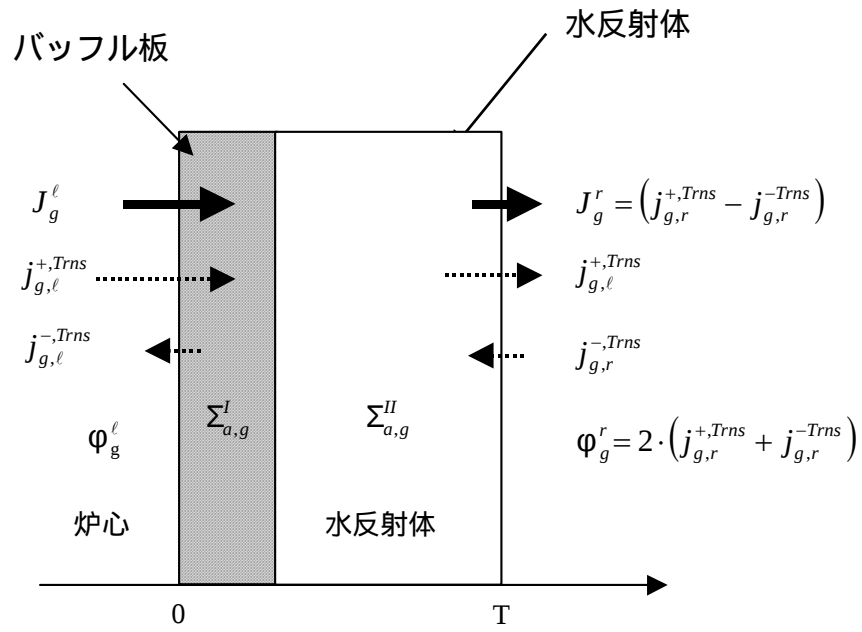


図 4-2 非均質体系での反射体領域

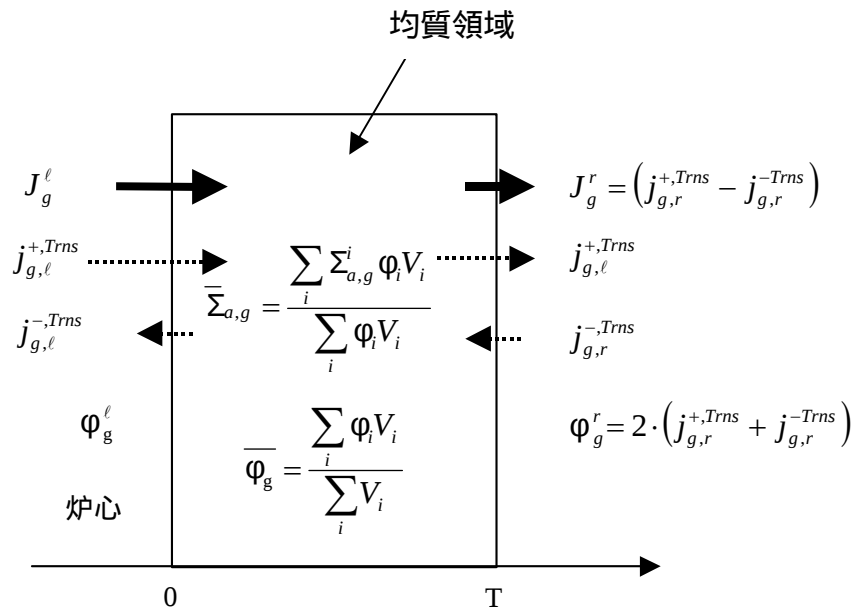


図 4-3 均質化された反射体領域

4.2.4 反射体定数計算モデル

軽水炉体系では、燃料セルおよび燃料を取り囲む反射体が水を含むため、輸送方程式による解は少なくとも散乱の P_1 成分が考慮された体系計算に基づく計算結果を用いることが必要である。このため、SRAC コード^[2]では、均質化された体系の B_1 計算から求められる中性子流と散乱の P_1 成分を用いて輸送断面積の補正を行える機能が備わっている。しかしながら領域毎のスペクトルを直接反映した、より正確な拡散定数を求めるために、本研究では高次の散乱効果を直接取込め、エネルギー縮約に起因する誤差が排除できる連続エネルギーモンテカルロ計算コードを用いた。反射体の輸送等価な拡散定数を求めるために必要な情報は、図 4-4 に示す 1 次元炉心を MCNP^[16]により解析することにより求めた。使用した核データライブラリは ENDF/B-VI に基づく DLC-189^[17]である。

炉心部分には解析対象となる炉心を模擬する適当な数の燃料棒を配列し、反射体全長は固定し、鉄反射体の厚さが変化してもその全長は変わらないものとした。水反射体の外側境界は真空とした。

MCNP からの情報と拡散定数計算式の関係および計算の流れを図 4-5 に示す。

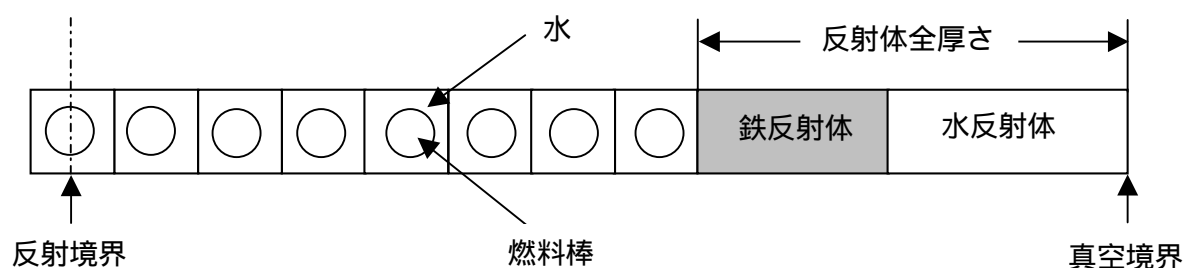


図 4-4 反射体定数計算用 1 次元炉心モデル

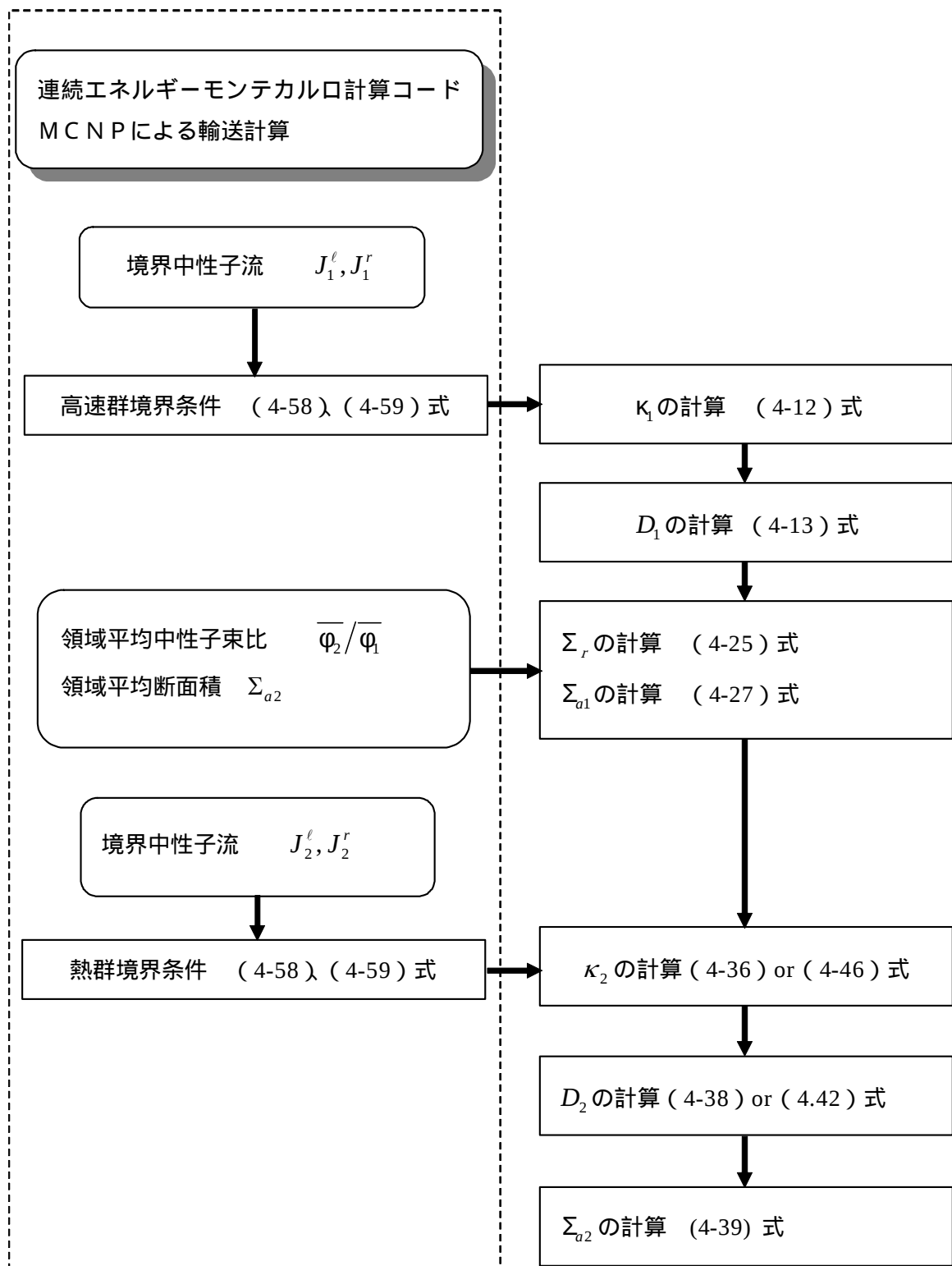


図 4-5 拡散定数計算フロー

4.2.5 検証計算

反射体に輸送等価拡散定数を用いた有限差分拡散コード HIDRA^[18] (付録 6 参照) の計算結果を 2 次元輸送計算コード PHOENIX-P^[9] (付録 4 参照) の結果と比較することにより、反射体定数作成手法の妥当性を検証した。

HIDRA 計算に使用する燃料定数は、反射体によるスペクトルの軟化を考慮するために、反射体付き 1 次元または 2 次元炉心を PHOENIX-P で計算し燃料領域を均質・縮約することにより求めた。拡散係数は、均質化された全体系に対する臨界状態での B_1 方程式から求まる少数群の拡散係数 $D_G(B_1)$ を、各領域の輸送断面積を用いて式 (4-63) により配分することにより算出されている。

$$D'_{G,i} = D_G(B_1) \cdot \frac{\frac{1}{3\Sigma_{tr,G,i}}}{\frac{1}{3\Sigma_{tr,i}(\text{whole core})}} \quad (4-63)$$

ここで i は各領域を表す。この手法により得られた拡散係数は良い近似になってはいるが、体系計算で各領域間の中性子流を必ずしも保存するものではない。

反射体定数については図 4-4 に示す 1 次元体系を MCNP で計算し 4.2.1 および 4.2.2 の手法により輸送等価拡散定数を求めた。

HIDRA による拡散計算では、軸方向の漏れを零とすることにより無限増倍率を求めた。

(1) 1 次元体系増倍率

図 4-4 に示す体系において、濃縮度 2.6wt%²³⁵U のウラン燃料棒をセルピッチ 2.293cm で配列した 1 次元炉心を解析した。PHOENIX-P はメッシュ分割が燃料棒セルピッチのみ許容されるため、反射体の全厚さは 17 セル分の 38.981cm 固定とし、鉄反射体がある場合は 7 セル分の 16.051cm を鉄反射体、残りの 10 セルを水反射体とした。計算結果は表 4-1 に示すように、十分な精度で輸送計算の無限増倍率を再現して

おり、輸送等価な反射体定数の計算手法は妥当であると言える。

表 4-1 1次元板状炉心計算結果

反射体	HIDRA(拡散)*	PHOENIX-P(輸送)	誤差 (% $\Delta \rho$)
水反射体	1.17309	1.17307	0.001
鉄反射体	1.20054	1.20120	- 0.045

* 輸送等価拡散定数使用

(2) 2次元体系増倍率

図 4-6 に示す水反射体付き 15 × 15 燃料格子炉心を HIDRA と PHOENIX-P を用いて解析した。HIDRA では水反射体に輸送等価拡散定数を使用した。計算結果を表 4-2 に示す。HIDRA と PHOENIX-P の無限増倍率は 0.022 % $\Delta \rho$ で一致しており、輸送等価な水反射体定数の計算手法が妥当であることが分かる。

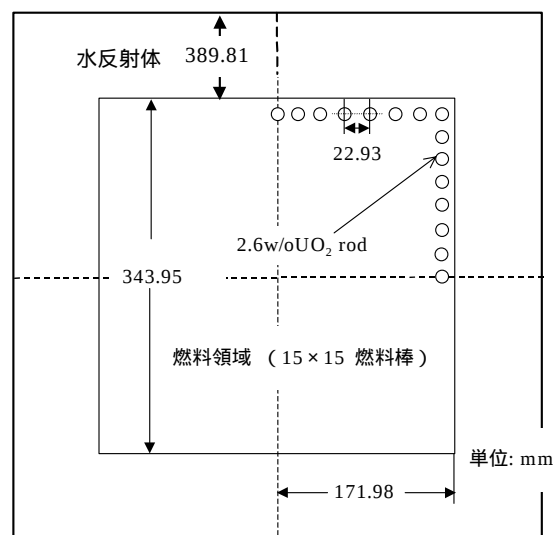


図 4-6 水反射体付 15 × 15 燃料格子炉心

表 4-2 2次元炉心計算結果

	HIDRA(拡散)	PHOENIX-P(輸送)	誤差 (% $\Delta \rho$)
水反射体	1.02543	1.02520	0.022

(3) アルベド

水反射体の輸送等価拡散定数の輸送計算によるアルベドの再現性を検証するために図 4-4 に示す 1 次元板状炉心を解析した。燃料領域は 2.6wt%²³⁵U のウラン燃料棒をセルピッチ 2.293cm で 15 列配列し、その両外側に 30cm の水反射体を置いた。求められた水反射体の輸送等価拡散定数を表 4-3 に、MCNP によるモンテカルロ計算から得られた部分中性子流を図 4-7 に示す。

表 4-3 水反射体定数

鉄反射体厚さ (cm)	I 群	D	Σ_a	Σ_r
0.0	1	1.3900	4.3689×10^{-4}	4.6016×10^{-2}
	2	9.7808×10^{-2}	1.6902×10^{-2}	

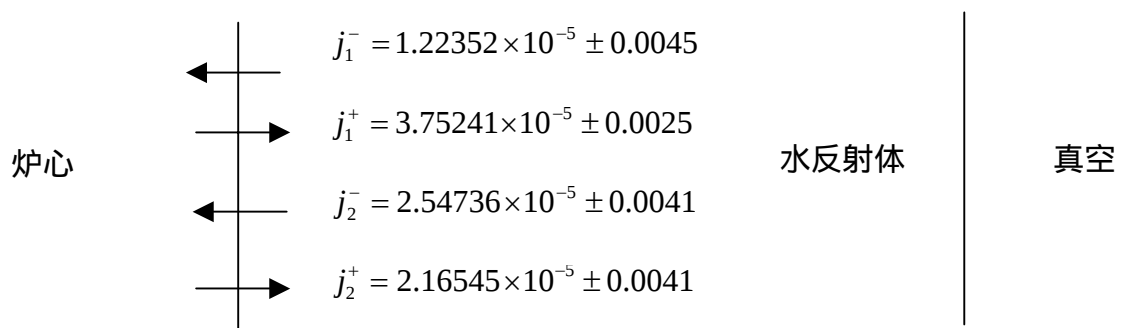


図 4-7 1次元モンテカルロ計算による境界中性子流

表 4-3 の 2 群定数から高速群のアルベドを計算すると、

$$\begin{aligned}\beta_1 &= \frac{1 - 2D_1 \kappa_1}{1 + 2D_1 \kappa_1} \\ &= 0.3261\end{aligned}$$

となる。図 4-7 に示すモンテカルロ計算による部分中性子流からアルベドを求めると

$$\beta_1 = \frac{j_1^-}{j_1^+} = 0.3261$$

であり、求めた拡散定数は高速群のアルベドを完全に再現している事が分かる。

また、熱群と高速群から熱群に減速されて反射される中性子のアルベドは、

$$\begin{aligned}\beta_2 &= \frac{1 - 2D_2 \kappa_2}{1 + 2D_2 \kappa_2} \\ &= 0.8496\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta_{21} &= \frac{4\Sigma_r}{(\kappa_1 + \kappa_2)(1 + 2D_1 \kappa_1)(1 + 2D_2 \kappa_2)} \\ &= 0.1886\end{aligned}$$

熱群の部分中性子流は上記アルベドを用いると以下の様に求められる。

$$\begin{aligned}j_2^- &= \beta_2 j_2^+ + \beta_{21} j_1^+ \\ &= 0.8496 * 2.1655 \times 10^{-5} + 0.1886 * 3.7524 \times 10^{-5} = 2.5475 \times 10^{-5}\end{aligned}$$

これに対し、モンテカルロ計算の結果は図 4-4 から、

$$j_2^- = 2.5474 \times 10^{-5}$$

であるので求めた定数はモンテカルロの計算結果を完全に再現している事が分かる。

また図 4-8 に示すように燃料と水反射体の境界では、拡散近似の高速中性子束は輸送計算による中性子束より約 3% 高い中性子束を与えるが、熱群では誤差 0.2% と両者はほぼ等しい中性子束を与えている。

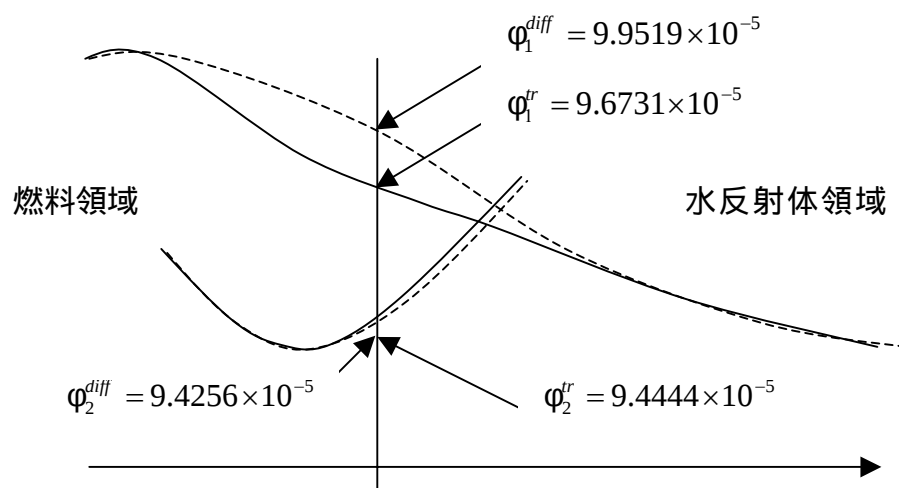


図 4-8 輸送計算および拡散近似に基づく境界中性子束

4.3 臨界実験解析への適用

4.3.1 TCA 鉄反射体反応度効果

鉄および水反射体の輸送等価拡散定数の妥当性を検証するために、HIDRA コード^[17]（付録 6 参照）により鉄反射体の反応度効果を解析した。実験体系は第 2 章の図 2-3、図 2-4 に示されている 2 体系であり、使用された燃料の仕様および鉄反射体不純物の組成は表 2-1 および表 2-2 に記載されている。

燃料定数は、水反射体による中性子スペクトルの影響を考慮するため、水反射体付き 15 × 15 燃料格子炉心を PHOENIX-PI¹⁸（付録 4 参照）により 2 次元体系で計算し、燃料領域を均質・縮約することにより求めた。この定数を表 4-4 に示す。

反射体の輸送等価拡散定数は、図 4-4 に示す 1 次元炉心モデルで MCNP 計算を行い、4.2.1 および 4.2.2 に述べられた手法を用いて求めた。計算では水反射体、または鉄反射体と水反射体からなる反射体全厚さを 30cm とした。図 2-3 に示す体系に対応した鉄反射体とその後方にある水反射体の定数を表 4-5、表 4-6 に示す。また、図 2-4 に示す体系に対応する 10%の水を含む鉄反射体およびその後方にある水反射体の定数を表 4-7、表 4-8 に示す。この場合の鉄反射体の定数は 4.2.3 に述べた手法により鋼板と鋼板間の水を均質化した定数である。

得られた拡散定数を用いて図 2-6 (a) の体系で HIDRA コードにより 2 次元拡散計算を行った。燃料格子ピッチが 2.293cm と大きいため、HIDRA 計算においてはメッシュ幅を 1/8 セルピッチとした。軸方向の中性子漏れは、測定された臨界水位を用いて下式により算出される軸方向バックリングを用いて考慮した。H=91.45cm、λ=11.1cm である。

$$B_z^2 = \left(\frac{\pi}{H + \lambda} \right)^2 \quad (4-64)$$

ここで λ は軸方向の全外挿距離である。計算された実効増倍率を表 4-9、表 4-10 に示す。反応度効果は水反射体と鉄反射体の置換反応度として下式により求めた。

$$\Delta\rho = \frac{k_{eff}(T) - k_{eff}(T=0)}{k_{eff}(T)k_{eff}(T=0)} \times 100 \quad (4-65)$$

ここで T は鉄反射体厚さ、 $T=0$ は鉄反射体の厚さ零、すなわち水反射体の場合を表す。求められた反応度効果を測定値（表 2-4, 2-5 参照）および連続エネルギーモンテカルロコード MVP による 3 次元計算結果（表 2-8, 2-9 参照）と比較して表 4-9 および表 4-10 に示す。また、それらを図 4-9 に図示する。

水を含まない鉄反射体の場合、HIDRA と MVP の計算値の差は、反射体の厚さが 15.12cm で 0.11% $\Delta\rho$ と統計誤差 $3\sigma \approx 0.10\% \Delta\rho$ より僅かに大きい、それ以外の厚さでは、十分 3σ 以内に収まり良く一致した。

水 10%を含む鉄反射体の場合は、反射体の厚さが 9.96cm と 15.66cm において 0.12% $\Delta\rho$ の差を生じ、統計誤差 $3\sigma \approx 0.10\% \Delta\rho$ より僅かに大きな誤差であったが、それ以外の厚さでは、十分 3σ 以内に収まり良く一致した。

輸送等価拡散定数を用いた HIDRA 計算と連続エネルギーモンテカルロ計算コード MVP との比較においては上述した様にほぼ妥当な結果が得られ、輸送等価拡散定数の妥当性が確認された。しかしながら、鋼板の厚さが 0.56cm から 2.80cm の範囲で測定値と MVP の計算値との間には 0.16% $\Delta\rho$ という若干大きな差が見られた。

鉄反射体の輸送等価拡散定数を求めた時の右端・左端の境界での中性子流の計算誤差を図 4-10 に示す。この図より厚さ 2.8cm までは厳密解が求まり誤差は零であるが、3.36cm で 2% 程度の誤差が現れ、鉄反射体の厚さが増大するほど大きくなり、15.12cm で 4% 程度となる事が分かる。これは図 4-11 に示すように鉄反射体の厚さが増すにしたがって境界での中性子スペクトルの差が大きくなり、反射体内での熱群

の断面積の変化が大きくなるため平均的な拡散係数や断面積を用いて境界の中性子流を表現する事が困難になることを示している。この影響を、水を含まない厚さ 15cm の鉄反射体の反応度効果について評価する。炉心と鉄反射体の境界で中性子流の誤差が零となるように定数を求めた場合（この場合、鉄反射体と水反射体境界面でのみ誤差が生じる）の反応度効果は $0.418\% \Delta \rho$ となり、両境界で中性子流の誤差を最小にした時の $0.388\% \Delta \rho$ （表 4-9 参照）との差は $0.030\% \Delta \rho$ である。この差は反応度の測定誤差 $0.044\% \Delta \rho$ よりも小さく、実用上の問題は無いと言える。

なお、この燃料格子に対して測定された材料バックリングは $(9.68 \pm 0.09) \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ であり^[20,21]、このバックリングを用いて下式により実効増倍率を求めると $k_{\text{eff}} = 1.00087 \pm 0.00250$ が得られた。この値は臨界に極めて近く、2次元計算から得られた燃料定数が妥当であることを示している。

$$k_{\text{eff}} = \frac{1}{\Sigma_{a1} + \Sigma_r + D_1 B_m^2} \left(\nu \Sigma_{f1} + \frac{\Sigma_r \cdot \nu \Sigma_{f2}}{\Sigma_{a2} + D_2 B_m^2} \right) \quad (4-66)$$

表 4-4 燃料定数

Group	D	Σ_a	$\nu \Sigma_f$	Σ_r	k_{inf}
1	1.2067	6.7009×10^{-3}	5.1690×10^{-3}	2.9525×10^{-2}	1.35499
2	2.1170×10^{-1}	7.7072×10^{-2}	1.1464×10^{-1}	0.0	

表 4-5 鉄反射体定数

鉄反射体 厚さ (cm)	エネルギー群	D	Σ_a	Σ_r
0.56	1	1.0460	3.4770×10^{-3}	2.1153×10^{-3}
	2	2.8067×10^{-1}	1.5687×10^{-1}	
2.80	1	1.1384	3.3569×10^{-3}	1.7551×10^{-3}
	2	4.3764×10^{-1}	1.2446×10^{-1}	
3.36	1	1.1548	3.4520×10^{-3}	1.5804×10^{-3}
	2	2.9977×10^{-1}	1.3196×10^{-1}	
6.16	1	1.2092	3.1149×10^{-3}	1.2845×10^{-3}
	2	1.4294×10^{-1}	2.4237×10^{-1}	
8.96	1	1.2682	2.8493×10^{-3}	1.1407×10^{-3}
	2	1.8961×10^{-1}	1.9733×10^{-1}	
11.76	1	1.3006	2.6643×10^{-3}	1.0161×10^{-3}
	2	2.2908×10^{-1}	1.6630×10^{-1}	
15.12	1	1.3470	2.5368×10^{-3}	8.7950×10^{-4}
	2	2.6827×10^{-1}	1.4389×10^{-1}	

表 4-6 水反射体定数

鉄反射体 厚さ (cm)	エネルギー群	D	Σ_a	Σ_r
0.00	1	1.3900	4.3689×10^{-4}	4.6016×10^{-2}
	2	9.7808×10^{-2}	1.6902×10^{-2}	
0.56	1	1.3849	4.7071×10^{-4}	4.6190×10^{-2}
	2	8.6533×10^{-2}	1.5142×10^{-2}	
2.80	1	1.3175	3.8046×10^{-4}	4.7387×10^{-2}
	2	4.6543×10^{-2}	9.4198×10^{-3}	
3.36	1	1.2984	3.7942×10^{-4}	4.7503×10^{-2}
	2	5.1743×10^{-2}	9.9598×10^{-3}	
6.16	1	1.1518	4.9773×10^{-4}	5.0754×10^{-2}
	2	6.3942×10^{-2}	1.2058×10^{-2}	
8.96	1	1.0407	4.8718×10^{-4}	5.4743×10^{-2}
	2	1.1383×10^{-1}	1.8674×10^{-2}	
11.76	1	0.93425	3.9318×10^{-4}	5.9755×10^{-2}
	2	1.8293×10^{-1}	2.5950×10^{-2}	
15.12	1	0.82942	5.9531×10^{-4}	6.6023×10^{-2}
	2	2.7939×10^{-1}	3.3142×10^{-2}	

表 4-7 水 10%を含む鉄反射体定数

鉄反射体厚さ (cm)	エネルギー群	D	Σ_a	Σ_r
3.73	1	1.1616	3.1207×10^{-3}	5.7045×10^{-3}
	2	6.2559×10^{-1}	1.0645×10^{-1}	
6.79	1	1.2191	3.0597×10^{-3}	5.1912×10^{-3}
	2	1.8352×10^{-1}	1.6811×10^{-1}	
9.96	1	1.2479	3.1075×10^{-3}	5.4406×10^{-3}
	2	2.2458×10^{-1}	1.4658×10^{-1}	
130.07	1	1.2436	3.1128×10^{-3}	5.5342×10^{-3}
	2	2.5451×10^{-1}	1.3427×10^{-1}	
15.66	1	1.2453	3.1787×10^{-3}	5.9055×10^{-3}
	2	2.6862×10^{-1}	1.2751×10^{-1}	

表 4-8 水 10%を含む鉄反射体後方の水反射体定数

鉄反射体厚さ (cm)	エネルギー群	D	Σ_a	Σ_r
0.00	1	1.3900	4.3689×10^{-4}	4.6016×10^{-2}
	2	9.7808×10^{-2}	1.6902×10^{-2}	
3.73	1	1.3020	3.9702×10^{-4}	4.8354×10^{-2}
	2	6.6405×10^{-2}	1.2023×10^{-2}	
6.79	1	1.1919	3.9027×10^{-4}	5.1204×10^{-2}
	2	4.4739×10^{-2}	9.3626×10^{-3}	
9.96	1	1.0737	1.8903×10^{-3}	5.4730×10^{-2}
	2	7.5445×10^{-2}	1.3384×10^{-2}	
13.07	1	0.96826	4.8185×10^{-4}	6.1622×10^{-2}
	2	1.6722×10^{-1}	2.3212×10^{-2}	
15.66	1	0.90256	6.5043×10^{-4}	6.5181×10^{-2}
	2	1.7120×10^{-1}	2.3824×10^{-2}	

表 4-9 鉄反射体反応度効果

鉄反射体厚さ (cm)	測定値	計算値		
	反応度効果 (% $\Delta \rho$)	MVP	HIDRA (輸送等価拡散定数)	
		反応度効果 (% $\Delta \rho$)	実効増倍率*	反応度効果 (% $\Delta \rho$)
0.00	0.000	0.000	0.99779	0.000
0.56	-1.310	-1.154 $\pm$ 0.034	0.98619	-1.179
2.80	-1.341	-1.186 $\pm$ 0.034	0.98626	-1.172
3.36	-1.189	-1.065 $\pm$ 0.034	0.98831	-1.027
6.16	-0.522	-0.390 $\pm$ 0.034	0.99455	-0.326
8.96	-0.061	0.024 $\pm$ 0.034	0.99811	0.032
11.76	0.209	0.315 $\pm$ 0.034	1.00050	0.271
15.12	0.383	0.500 $\pm$ 0.034	1.00167	0.388

* 軸方向中性子漏れはバックリングで考慮 (鉄反射体厚さ 0.0mm での臨界水位に固定)

表 4-10 水 10%を含む鉄反射体反応度効果

鉄反射体厚さ (cm)	測定値	計算値		
	反応度効果 (% $\Delta \rho$)	MVP	HIDRA (輸送等価拡散定数)	
		反応度効果 (% $\Delta \rho$)	実効増倍率*	反応度効果 (% $\Delta \rho$)
0.00	0.000	0.000	0.99779	0.000
3.73	-1.118	-1.054 $\pm$ 0.035	0.98729	-1.066
6.79	-0.542	-0.427 $\pm$ 0.034	0.99295	-0.489
9.96	-0.176	-0.113 $\pm$ 0.034	0.99546	-0.235
13.07	-0.013	-0.005 $\pm$ 0.034	0.99711	-0.068
15.66	0.115	0.076 $\pm$ 0.034	0.99736	-0.043

* 軸方向中性子漏れはバックリングで考慮 (鉄反射体厚さ 0.0mm での臨界水位に固定)

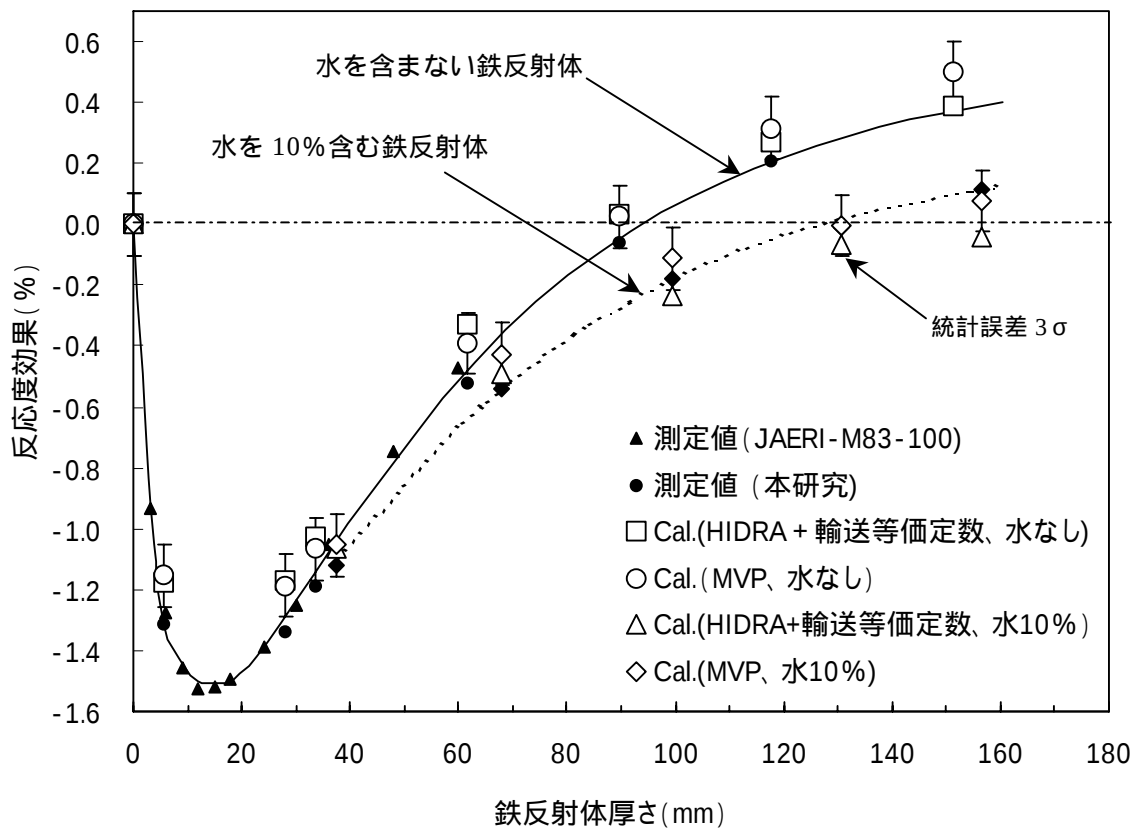


図 4-9 鉄反射体反応度効果

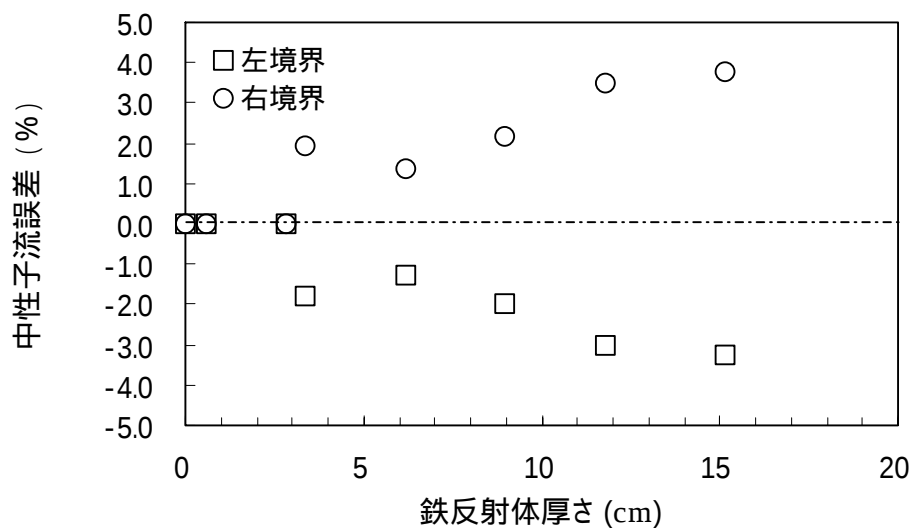


図 4-10 中性子流計算誤差 (鉄反射体)

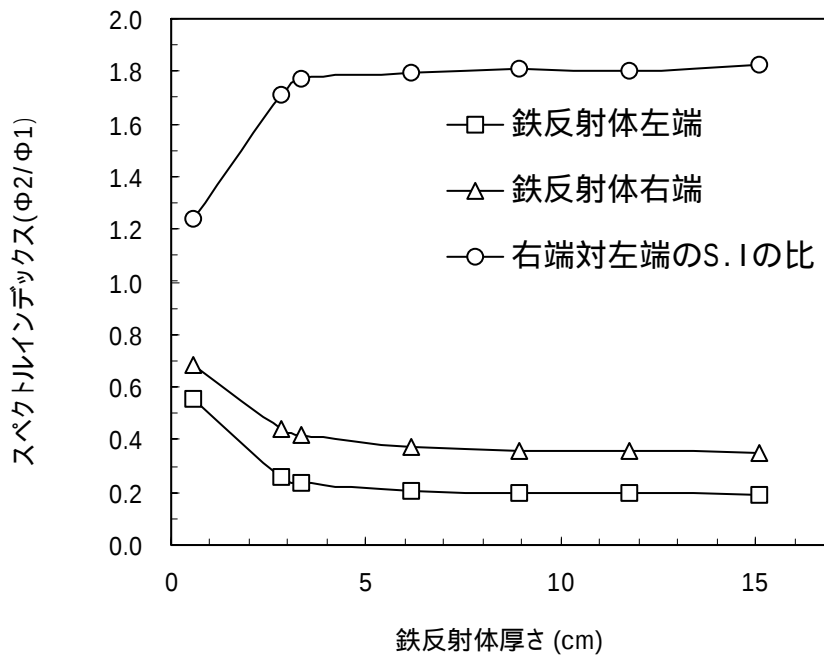


図 4-11 鉄反射体境界におけるスペクトル・インデックスの反射体厚さによる変化

[スペクトル・インデックス (S.I.) は高速中性子束に対する熱中性子束の比として定義されている]

4.3.2 TCA 水反射体付き正方格子炉心

水反射体の輸送等価拡散定数の妥当性を検証するために、HIDRA コードにより TCA の 21×21 格子炉心の増倍率および出力分布を解析した。この炉心は燃料棒ピッチ 1.956cm で配列された 2.6w/o の燃料棒からなり、臨界水位は 20 で 46.01cm、軸方向の外挿距離は 12.2cm である^[22,23]。

まず、この炉心を PHOENIX-P による 2 次元体系で解析し、燃料領域を均質化し、2 群へ縮約することにより燃料定数を求めた。この燃料定数を表 4-11 に示す。次に、得られた燃料定数および 4.3.1 で求めた水反射体の輸送等価拡散定数を用いて HIDRA により無限増倍率、実効増倍率および出力分布を計算した。この際、メッシュ幅を 1/4 セルピッチとし、水反射体厚さを 30cm とした。無限増倍率の計算では軸方向の中性子漏れを表す軸方向バックリングを零とすることにより求めた。

表 4-11 燃料定数

物質	I 群	D	Σ_a	$\nu \Sigma_f$	Σ_r
燃料	1	1.1728	8.6659×10^{-3}	6.6455×10^{-3}	2.3716×10^{-2}
	2	0.25749	9.8181×10^{-2}	1.5668×10^{-3}	

(1) 増倍率の比較

PHOENIX-P、HIDRA により得られた無限増倍率の計算結果を表 4-12 に示す。この結果から輸送等価拡散定数を用いた HIDRA 計算は、誤差 0.031% $\Delta \rho$ で輸送計算の無限増倍率を良く再現していることが分かる。このことは、使用した輸送等価な水反射体の拡散定数の作成手法が妥当である事を示している。

表 4-12 拡散定数の違いによる無限増倍率の比較

	PHOENIX - P	HIDRA (輸送等価拡散定数使用)
k_{inf}	1.09391	1.09354

(2) 出力分布の比較

PHOENIX-P と HIDRA の燃料棒出力の計算値と測定値の比較を図 4-12、図 4-13 に示す。これらによると、両コードとも最大誤差は 4.15% である。燃料棒全体の誤差を表す平均二乗誤差も表 4-13 に示す様に、HIDRA による誤差が PHOENIX-P よりも小さいが輸送計算と同程度の誤差であり、輸送等価拡散定数が燃料棒出力計算の観点からも妥当であると言える。

図 4-12 によると軸上にある燃料棒の 4.12% および対角軸上の 4.15% が他と比べて特に大きな誤差を示している。軸上および対角軸上の誤差の大きな燃料棒は炉心外側

から 2 列目である。PHOENIX-P では燃料の実効共鳴断面積は、水に一面で接するもの、水に二面で接するもの、全く水に接しないものの区別により燃料ピン毎に作成される。これは燃料ピンからの脱出確率が異なることを近似的に取り入れたものである。従って、PHOENIX-P では炉心外側から 1 列目の燃料ピンと 2 列目以内の燃料ピンでは異なる実効共鳴断面積が使用される。このため、この境界の燃料ピンである 2 列目の燃料棒の出力に若干大きな誤差が出たものと考えられる。HIDRA で使用した燃料定数は PHOENIX-P の燃料セルを炉心全体で均質化しているため、平均的な燃料定数となっている。このため、各燃料棒の出力誤差も平均的なものとなり PHOENIX-P より小さな平均二乗誤差を与えたものと考えられる。

逆に輸送等価では軸上で水に接する燃料棒の誤差が 4.15%と大きい、この燃料棒に対しては図 4-14 に示す 3 次元 MCNP 計算による誤差も 2.05%と他の燃料棒と比べて比較的大きい。従って、実験誤差(水または燃料に接する側から発生する γ 線の強度の変化、格子板と燃料棒間の隙間による燃料棒の偏り、燃料棒のたわみなどによる誤差)を考えればこの誤差はやむを得ないものと考えられる。

表 4-13 燃料棒出力の計算誤差

	PHOENIX-P	HIDRA (輸送等価拡散定数使用)	MCNP
平均二乗誤差	1.80%	1.63%	1.53%

1.317 1.292 -1.90										
1.309 1.315 0.42	1.300 1.298 -0.16	計算値 (PHOENIX-P) 測定値 誤差 %、標準偏差 1.80%								
1.285 1.304 1.55	1.277 1.261 -1.21	1.253 1.226 -2.14								
1.244 1.244 -0.04			1.175 1.154 -1.76							
1.188 1.191 0.27				1.071 1.078 0.64						
1.117 1.108 -0.80					0.947 0.926 -2.28					
1.031 1.038 0.61						0.807 0.796 -1.44				
0.935 0.942 0.76							0.663 0.677 2.12			
0.836 0.859 2.76								0.530 0.530 0.07		
0.773 0.805 4.12									0.451 0.469 4.15	
0.927 0.929 0.18										0.565 0.559 -1.05

図 4-12 燃料棒出力の比較

[PHOENIX-P による燃料棒出力の計算誤差、誤差は (測定値 - 計算値) / 計算値 × 100]

1.315 1.292 -1.75										
1.307 1.315 0.60	1.299 1.298 -0.03	計算値（輸送等価拡散定数使用） 測定値 誤差%、標準偏差 1.63%								
1.282 1.304 1.74	1.274 1.261 -1.02	1.250 1.226 -1.91								
1.241 1.244 0.19			1.172 1.154 -1.51							
1.185 1.191 0.52				1.068 1.078 0.93						
1.114 1.108 -0.57					0.944 0.926 -1.98					
1.030 1.038 0.73						0.808 0.796 -1.48				
0.937 0.942 0.51							0.669 0.677 1.22			
0.846 0.859 1.51								0.546 0.530 -2.97		
0.791 0.805 1.77									0.477 0.469 -1.56	
0.892 0.929 4.15										0.553 0.559 1.03

図 4-13 燃料棒出力の比較

[水反射体に輸送等価拡散定数を使用した HIDRA による燃料棒出力計算誤差、誤差は(測定値
- 計算値) / 計算値 × 100]

1.311 1.292 -1.45										
1.319 1.315 -0.33	1.303 1.298 -0.37	計算値 (MCNP) 測定値 誤差%、標準偏差 1.53%								
1.277 1.304 2.15	1.270 1.261 -0.70	1.249 1.226 -1.83								
1.241 1.244 0.21			1.167 1.154 -1.11							
1.199 1.191 -0.65				1.074 1.078 0.36						
1.118 1.108 -0.91					0.941 0.926 -1.64					
1.029 1.038 0.85						0.810 0.796 -1.75				
0.943 0.942 -0.10							0.666 0.677 1.72			
0.834 0.859 2.95								0.537 0.530 -1.27		
0.777 0.805 3.62									0.465 0.469 0.96	
0.910 0.929 2.05										0.561 0.559 -0.35

図 4-14 燃料棒出力の比較

[MCNP による燃料棒出力計算誤差、誤差は (測定値 - 計算値) / 計算値 × 100]

4.3.3 DIMPLE 炉心

英国 AEA Winfrith Technology Center の臨界実験装置 DIMPLE 炉で行われた 2 つの臨界実験^[24]を解析した。実験体系は、12 個の 16×16 配列からなる燃料棒 3072 本から構成されておりセルピッチは 1.251cm である。

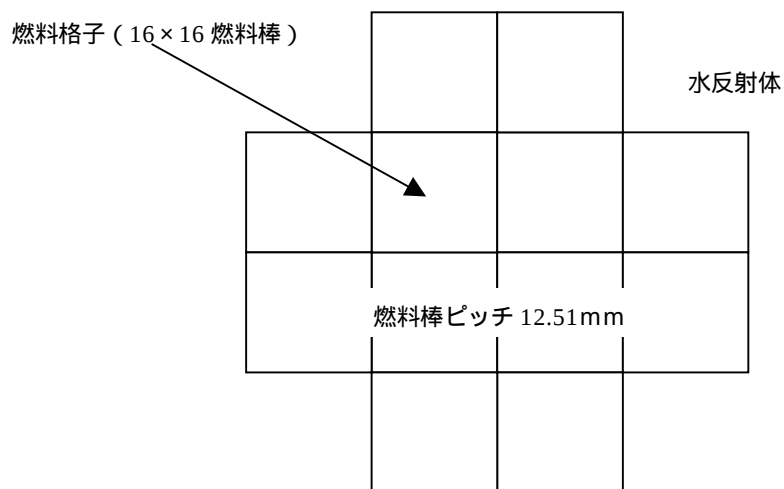


図 4-15 DIMPLE - S06A 炉心 (水反射体付き炉心)

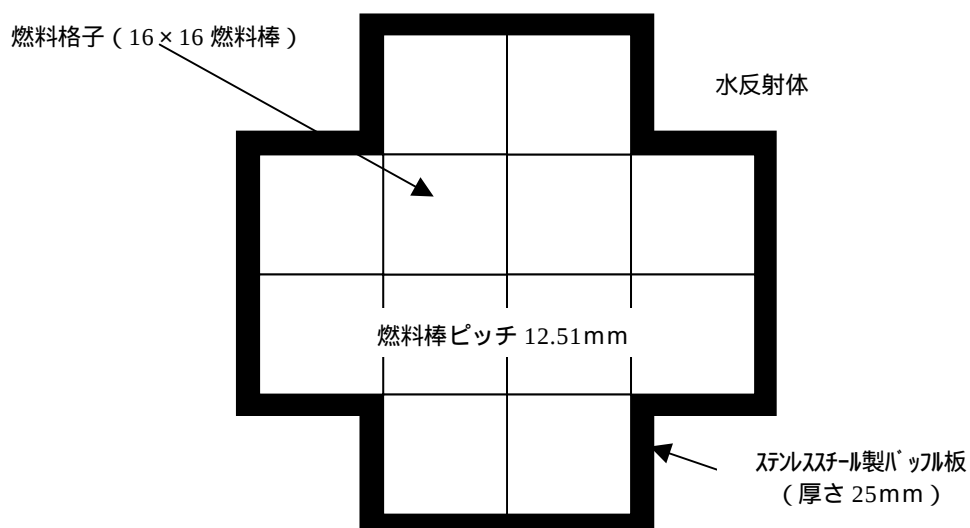


図 4-16 DIMPLE - S06B 炉心 (ステンレス鋼製バッフル板付き炉心)

水反射体を持つ S06A 炉心 (図 4-15) と厚さ 25mm のステンレススチール製バッフル板を持つ S06B 炉心 (図 4-16) が直径 2.6m、高さ 4m のアルミニウムタンク内に構築された。燃料棒仕様を表 4-14 に示す。燃料使用の内、密度は理論密度の 93%、被覆管厚さ(t) と被覆管外径(D)の比 (t/D) は 0.03 と仮定し、デッシュ割合は零とした。また、ステンレススチールの組成は重量比 (wt%) で Fe:Cr:Ni:Mn=72.0:18.0:8.0:2.0 と仮定した。測定された臨界水位および軸方向バックリングを表 4-15 に示す。体系寸法、物質の組成、軸方向バックリングの測定誤差による実効増倍率の測定誤差は ± 0.0012 である。

表 4-14 燃料棒仕様

燃料棒材質	UO ₂
濃縮度	3w/o ²³⁵ U
ペレット直径	10.13 mm
被覆管外径	10.94 mm
被覆管材質	Stainless steel

表 4-15 実験結果

	体系 1 (S06A)	体系 2 (S06B)
臨界水位	476 mm	525 mm
軸方向バックリング	24.7 m ⁻²	21.3 m ⁻²

燃料定数は図 4-15、図 4-16 に示す体系で PHOENIX-P により 2 次元計算を行い、水反射体またはバッフル板に接する外側燃料セル一列とそれ以外の内部の燃料セルからなる 2 領域に分けて均質化、2 群への縮約を行うことにより求めた。得られた燃料定数を表 4-16 および表 4-17 に示す。

バッフル板および水の輸送等価拡散定数は1次元体系でMCNPによるモンテカルロ計算を基に4.2.1および4.2.2の手法で求めた。バッフル板および水からなる領域を均質化した定数についても4.2.3に述べた手法を用いて求めた。この結果を表4-18に示す。これらの燃料定数と輸送等価拡散定数を用いてS06A, S06Bの二つの体系について2次元拡散計算を行った。拡散計算にはHIDRAコードを用い、メッシュ幅は1/4セルピッチとし、反射体全厚さ（バッフル板がある場合はそれを含んで）を30cmとした。この結果を表4-19に示す。PHOENIX-PとHIDRAの無限増倍率の差は水反射体付炉心で0.268% $\Delta \rho$ 、バッフル/水反射体付炉心で0.262% $\Delta \rho$ となりバイアスとして一定値であり、輸送等価拡散定数は異なる性質を持つ反射体付き炉心の実効増倍率を同程度の精度で計算できることが分かった。また、バッフル/水反射体領域を均質化した拡散定数を用いて得られた実効増倍率とバッフル反射体を非均質に扱った場合との実効増倍率の差は0.065% $\Delta \rho$ と小さく、均質化断面積の作成手法も妥当であることが分かる。

先に述べたPHOENIX-PとHIDRAの無限増倍率の差約0.26% $\Delta \rho$ は、水反射体、バッフル板およびその後方にある水反射体輸送等価拡散定数が厳密解として求められていることから燃料領域の拡散定数の作成に起因すると考えられる。拡散定数には、断面積と拡散係数がある。反応Xの断面積は式(4-67)の様に体積・中性子束重みで平均化されて求められる。

$$\Sigma_{X,g} = \frac{\iint \Sigma_{X,g}(\mathbf{r}, E) \phi(\mathbf{r}, E) dE dV}{\iint \phi(\mathbf{r}, E) dE dV} \quad (4-67)$$

これについては問題があるとは考えられない。一方、拡散係数については式(4-63)に示すような B_1 計算から得られた均質系に対する拡散係数を輸送断面積の逆比で分配するという手法を用いている。この手法は簡便であるが、輸送計算における各領域境界での中性子流を保存するという保証はない。そこで、水反射体付炉心について

HIDRA と PHOENIX-P の増倍率が等しくなる様に燃料の拡散係数 D_1 , D_2 を調整した。4%調整の結果、PHOENIX-P の増倍率と、0.041% $\Delta \rho$ の差しかない増倍率 1.08559 を得た。従って、燃料定数の拡散係数に対し 4%の補正を採用し、バッフル板付き炉心の燃料の拡散係数にもこの補正を適用して HIDRA で増倍率を求めると 1.07296 を得た。これは、PHOENIX-P の計算値と 0.017% $\Delta \rho$ の違いでしかなく HIDRA は輸送計算結果を再現できたとして良い。従って、0.268% Δk の誤差は本研究で開発した、輸送等価拡散定数によるものではなく、燃料定数の均質化に伴う拡散係数の不確定性に起因するものである。

表 4-16 燃料 2 群拡散定数（水反射体炉心）

物質	燃料群	D	Σ_a	$\nu \Sigma_f$	Σ_r
内側燃料	1	1.0647	1.3184×10^{-2}	1.0218×10^{-2}	1.3739×10^{-2}
	2	0.36886	1.5022×10^{-1}	2.4499×10^{-1}	
外側燃料	1	1.0867	1.3618×10^{-2}	1.0795×10^{-2}	1.5073×10^{-2}
	2	0.31495	1.8704×10^{-1}	3.0664×10^{-1}	

表 4-17 燃料 2 群核定数 (バッフル板付炉心)

物質	I 群	D	Σ_a	$\nu \Sigma_f$	Σ_r
内側燃料	1	1.0630	1.3245×10^{-2}	1.0219×10^{-2}	1.3815×10^{-2}
	2	0.37898	1.4904×10^{-1}	2.4300×10^{-1}	
外側燃料	1	1.0553	1.3651×10^{-2}	1.0251×10^{-2}	1.4301×10^{-2}
	2	0.37103	1.5358×10^{-1}	2.5063×10^{-1}	

表 4-18 輸送等価 2 群拡散定数

炉心	領域	I 群	D	Σ_a	Σ_r
S06A	水反射体	1	1.2962	3.2691×10^{-4}	4.6268×10^{-2}
		2	0.071730	1.2860×10^{-2}	
S06B	バッフル板	1	1.0010	4.0251×10^{-3}	1.1257×10^{-3}
		2	0.32192	1.5102×10^{-1}	
	水反射体	1	1.2563	4.0254×10^{-4}	4.8613×10^{-2}
		2	0.048089	9.1514×10^{-3}	
	バッフル板/水 反射体均質	1	0.86317	1.7548×10^{-3}	2.8545×10^{-2}
		2	2.3827	1.7504×10^{-1}	

表 4-19 輸送等価拡散定数を用いた 2 次元拡散計算結果

増倍率	水反射体 (S06A 炉心)	バッフル板/水反射体 (S06B 炉心)	
		非均質	均質
k_{inf} (PHOENIX-P)	1.08511	1.07316	
k_{inf} (HIDRA)	1.08828	1.07619	1.07543
$\Delta \rho$ (%)	0.268	0.262	0.197

4.4 ウラン炉心と MOX 炉心の反射体定数

ウラン炉心で作成された反射体を構成する物質（バッフル板、水反射体）の核定数が MOX 炉心への適用性された場合、MOX 炉心の核特性に与える影響を調べるため、図 4-4 に示す 1 次元炉心の実効増倍率を検討した。1 次元炉心は、DIMPLE 炉心で用いられた燃料セルを 16 セル、その外側のバッフル板 2 セル、さらにその外側の水反射体 24 セルから構成されている。燃料および水反射体の両端の境界は反射境界である。計算はバッフル板および水反射体からなる領域を非均質として取扱った場合と 4.2.3 の手法に基づいて均質化した場合の両方について行った。バッフル板、水反射体およびその均質媒質には DIMPLE 炉心 S06B(ウラン炉心)解析用に求めた定数を用いた。

(1) ウラン炉心

燃料定数は図 4-4 に示す体系で PHOENIX-P により 1 次元炉心計算を行い、バッフル板に接する外側燃料セル一列とそれ以外の内部の燃料セルからなる 2 領域に分けて均質化、2 群への縮約を行うことにより求めた。得られた燃料定数を表 4-20 に示す。この燃料定数および先のバッフル板、水反射体定数を用いて HIDRA によりこの 1 次元炉心の無限増倍率を求めた。結果を表 4-21 に示す。輸送等価拡散定数を用いた HIDRA と PHOENIX-P の無限増倍率の差は非均質計算で約 0.24% $\Delta \rho$ 、均質計算で約 0.29% $\Delta \rho$ である。このことから、

表 4-20 ウラン燃料定数

物質	エネルギー群	D	Σ_a	$\nu \Sigma_f$	Σ_r
内側燃料	1	1.0721	1.3225×10^{-2}	1.0225×10^{-2}	1.3739×10^{-2}
	2	0.37811	1.4904×10^{-1}	2.4312×10^{-1}	
外側燃料	1	1.0642	1.3748×10^{-2}	1.0368×10^{-2}	1.4448×10^{-2}
	2	0.36730	1.5524×10^{-1}	2.5354×10^{-1}	

輸送等価拡散定数を用いた HIDRA 計算は反射体領域の取扱いが均質、非均質によらず同程度の計算精度で輸送計算結果を再現している。この差は 4.3.3 に述べられたようにステンレススチール製被覆管を持つ燃料の拡散係数の縮約・均質化に伴う誤差と考えられ、ここでは増倍率のバイアスとして取扱う。

表 4-21 ウラン板状炉心無限増倍率の比較

計算手法	計算形状	増倍率	
		k_{inf}	誤差 ($\% \Delta \rho$)
PHOENIX-P (輸送計算)	非均質	1.05223	——
HIDRA (輸送等価拡散定数使用)	非均質	1.05492	0.242
	均質	1.05548	0.293

(2) MOX 燃料

MOX 炉心は、1 次元炉心モデルにおいて燃料を濃縮度 3.0wt%²³⁵U から 6.1wt%Pu²³⁹ の MOX 燃料に変更した炉心である。PHOENIX-P により求められた燃料定数を表 4-22 に示す。この燃料定数およびウラン炉心で作成した先のバップル板、水反射体定数を用いて、HIDRA により無限増倍率を求めた。結果を表 4-23 に示す。ウラン炉心で作成したステンレススチール製バップル定数

表 4-22 MOX 燃料定数

物質	I 群	D	Σ_a	$\nu \Sigma_f$	Σ_r
内側燃料	1	1.1150	2.0208×10^{-2}	1.8925×10^{-2}	8.5661×10^{-3}
	2	0.25569	5.3862×10^{-1}	8.8473×10^{-1}	
外側燃料	1	1.1106	2.1301×10^{-2}	1.9399×10^{-2}	9.2905×10^{-3}
	2	0.23071	5.5617×10^{-1}	9.3562×10^{-1}	

表 4-23 MOX 板状炉心無限増倍率の比較

計算手法	計算形状	増倍率	
		k_{inf}	誤差 (% $\Delta \rho$)
PHOENIX-P (輸送計算)	非均質	1.00910	——
HIDRA (輸送等価拡散定数使用)	非均質	1.01475	0.552
	均質	1.02186	1.237

および水反射体定数の輸送等価拡散定数を MOX 炉心に適用した場合、HIDRA と PHOENIX-P の無限増倍率の差は非均質計算で約 0.55 % $\Delta \rho$ 、均質計算では約 1.24 % $\Delta \rho$ と拡大する。すなわち、増倍率のバイアスを考慮すれば MOX 非均質炉心ではウラン非均質炉心に比べ 0.320 (=0.552-0.242) % $\Delta \rho$ 高めに反応度を評価する。また、ウラン炉心で求めた均質 B/R 定数を用いるとウラン炉心でのスペクトルの影響が残るため MOX 炉心ではウラン炉心に比べ 0.944 (=1.237-0.293) % $\Delta \rho$ 高めに反応度を評価する。

これから以下の事が結論される。

(1) バッフル板および水反射体を直接取扱う非均質計算でも、ウラン炉心で求めたステンレススチール製バッフル板、水反射体定数を MOX 炉心に適用するとウラン炉心に比べ反応度を約 0.3 % $\Delta \rho$ 高めに評価する。

(2) バッフル板および水反射体を均質化して取扱う均質計算の場合はウラン炉心で求めた均質 B/R 定数を MOX 炉心に適用すると反応度を約 0.9 % $\Delta \rho$ 高めに評価する。

従って、2 次元 B/R 定数作成に用いる反射体領域に含まれる物質の輸送等価拡散定数はウラン炉心、MOX 炉心に対応してそれぞれ別途作成するか、3.5 で述べた様に MOX 炉心に対してはウラン用 B/R 定数を補正する必要がある。

4.5 第4章の結論

PWR では核分裂が主に熱領域で起こり且つ炉心が大きいため、炉心計算には一般に 2 群拡散方程式が使用されている。このため、炉心計算には燃料定数および反射体領域の 2 群拡散定数を準備する必要がある。炉心の増倍率および出力分布を精度よく計算するためには、反射体境界で、より高次の計算法である輸送計算による中性子流の応答を保存するような 2 群拡散定数を使用することが望まれる。本章ではこの意味での輸送等価 2 群拡散定数の計算法を開発し、その妥当性の検証を行った。

輸送等価 2 群拡散定数は反射体境界での拡散計算と輸送計算による中性子流の計算誤差を零（厳密解）または最小にする拡散係数、吸収断面積、減速断面積として求める。境界条件は輸送計算による部分中性子流を用いた拡散近似に基づく中性子束と全中性子流である。このような境界条件を課すことにより求められる拡散定数は、輸送計算から求められた部分中性子流を再現することになる。すなわち、輸送計算によるアルベドが拡散計算で再現される。

求められた輸送等価 2 群拡散定数の妥当性を検証するために三つの臨界実験解析を行った。

（１）鉄反射体反応度効果の解析

TCA を用いて測定された鉄反射体の反応度効果の解析を行った。水を含まない鉄反射体および水 10% を含む鉄反射体の反応度効果を輸送計算コード MVP と比較した結果、一部で統計誤差 $3\sigma \approx 0.10\% \Delta \rho$ を僅かに越える差が見られたが輸送等価拡散定数を用いて求められた反応度効果は輸送計算による結果と良く一致した。

（２）TCA 水反射体付き正方格子炉心解析

TCA の 21×21 格子炉心に対し増倍率および出力分布の解析を行った。輸送等価拡散定数を用いた場合と輸送計算コード PHOENIX-P の無限増倍率との差は $0.03\% \Delta \rho$ で極めて良く一致した。また、燃料棒出力も誤差 1.63% で求めることができ、輸送等

価拡散定数が燃料棒出力計算の観点からも妥当であることが結論された。

(2) DIMPLE 炉心解析

DIMPLE 炉心で行われた水反射体付き炉心およびステンレススチール製バッフル板付き炉心の臨界実験解析を行った。燃料の拡散係数の不確定性を考慮すると、輸送計算と輸送等価拡散定数を用いた拡散計算の無限増倍率の差は水反射体付き炉心で $0.041\% \Delta \rho$ 、ステンレススチール製バッフル板付き炉心で $0.017\% \Delta \rho$ であった。これにより輸送等価拡散定数は水反射体についてもバッフル板に対しても高精度で輸送効果を取込めることが明らかとなった。

以上の実験解析により、反射体およびバッフル板の輸送等価 2 群拡散定数は測定値または輸送計算により得られる結果を精度良く再現しており、輸送等価 2 群拡散定数計算法の妥当性が確認された。

最後に、ウラン炉心で求められた反射体の輸送等価拡散定数の MOX 炉心への適用性について検討したところ、ウラン炉心で作成したバッフル板とその外側の水反射体を MOX 炉心へそのまま適用するとウラン炉心の場合に比べて炉心反応度を $0.3\% \Delta \rho$ 過大評価する事が分かった。このことから、反射体領域を非均質に扱う場合においても、ウラン炉心および MOX 炉心それぞれに対して輸送等価拡散定数を作成する必要があることが分かった。これは、中性子スペクトルが大きく異なるために生じた誤差であり多群計算を行うか、拡散定数に対しスペクトル補正が必要である。

参考文献

- [1] R. J. J. Stamm'ler, M. J. Abbate, "Method of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design," Academic Press (1983).
- [2] K. Tsuchihashi, et al., "Revised SRAC code system," JAERI-1302 (1986).
- [3] R.J.Green, " One-Group Model for thermal Activation Calculations," Nucl. Sci. Eng., 9, 91-93 (1961).
- [4] K. S. Smith, "Assembly Homogenization Techniques for Light Water Reactor Analysis," Prog. Nucl. Energy, 17, 303 (1986).
- [5] W. J. Eich, et al., "Few-Group Baffle and/or Reflector Constants for Diffusion Calculation Application," EPRI NP-3642-SR Special Report (1984).
- [6] W. J. Eich, et al., "Determination of Effective Reflector and Baffle/ Reflector Constants for Few-Group Diffusion Calculations," Nucl. Sci. Eng., 90,127 (1985).
- [7] R. J. Breen, "One-Group Model for Thermal Activation Calculation," Nucl. Sci. Eng., 9. 91 (1961).
- [8] A.F.Henry, "Nuclear Reactor Analysis," The MIT Press (1975).
- [9] J. F. Briesmeister, Ed., "MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B," LA-12625-M (1997).
- [10] R. T. Primm, III, "Calculation of critical experiment parameters for the high flux isotope reactor," Topl. Mtg. on Advances in Reactor Physics, Charleston, S.C., March 8-11, 1992, Vol.2, p.203 (1992).
- [11] M. Goldsmith, R. T. Jones, T. M. Ryan, S. Kaplan and A. D. Voorhis, "Theoretical Analysis of Highly Enriched Light Water Moderated Critical assemblies," Proc. the second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol.12, p.435 (1958).
- [12] 数値計算法とプログラミング、小郷寛、角田幸紀、共立出版社 昭和 54 年
- [13] Y. Tahara, H. Sekimoto, Y. Miyoshi, "Reactivity Effect of Iron Reflector in LWR

- Cores,” J. Nucl. Sci. Technol., Vol.38, No.2, p.102 (2001).
- [14] 原子炉の理論と解析、J.J.Duderstadt, L.J.Hamilton 著、成田正邦、藤田文行 訳、現代工学社、1981 年初版
- [15] T. Takeda, et al., “Effective One-Group Coarse-Mesh Method for Calculating Three-Dimensional Power Distribution in Fast Reactors,” Annals of Nuclear Energy, 6, 65 (1979).
- [16] J. F. Briesmeister, Ed., “MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B,” LA-12625-M (1997).
- [17] DLC-189, “MCNPXS,” LosAlamos National Laboratory (1997).
- [18] 三菱 PWR の核設計コード、MAPI-1005 改 4、(平成元年 10 月)。
- [19] R. J. J. Stamm’ler, M. J. Abbate, “Method of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design,” Academic Press, London (1983).
- [20] K. Nakajima, A. Hiroshi, “Evaluation of Critical Buckling of Light-Water Moderated Low Enriched UO_2 Cores by the Variable Loading Method,” J. Nucl. Sci Technol., Vol. 30, No. 11, p.1175 (1993).
- [21] 臨界実験装置による軽水減速燃料格子の核特性研究、中島健、博士論文、1997 年 12 月。
- [22] 松浦洋次郎他、 “ ガドリニア燃料の炉物理特性に関する実験的研究 ”、JAERI-M 9844, 1981 年 12 月
- [23] H. Tsuruta, et al., “Critical Sizes of Light-Water Moderated UO_2 and $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ Lattices,” JAERI 1254 (1978).
- [24] A. D.Knipe, et al., “Core/Reflector Boundary Studies in DIMPLE”, Proc. Int. Conf. of Reactor Physics, Jackson Hole, 18 - 22, Sep. 1988, III-465 (1988).

第 5 章 輸送等価拡散定数を用いた 2 次元均質定数の計算法

5.1 はじめに

第 2 章では鉄反射体の反応度効果からバッフル板やステンレススチール製反射体を計算する際の断面積データの妥当性を検証した。第 3 章では 2 次元バッフル/反射体 (Baffle/Reflector ; B/R) 領域の計算法を開発し、第 4 章ではバッフル板、水反射体等の輸送等価拡散定数計算法を開発した。ここではこれらを統合して PWR 炉心を拡散理論に基づく 3 次元ノードルコードで解析する場合に必要となる B/R ノード定数の計算法を示すと共に、実機プラントデータを用いた検証計算によりその妥当性を示す。実機データとしては熱出力 2652MW_t の 3 ループプラントのデータを用いた。この炉心は B/R 領域のコーナー部が大きく、本研究で開発した 2 次元 B/R 定数計算手法の検証に適した炉心である。

PWR では制御棒と共に、冷却材中の可溶性毒物であるほう素の濃度を調整することにより臨界を維持する。このほう素濃度の予測精度は主に核データに依存するが径方向出力分布にも依存する。このため炉内出力分布と共に臨界ほう素濃度を評価することにより炉心の核設計計算法の妥当性を検討した。

5.2 炉心の核計算法

近年、MOX 燃料、ガドリニア入り燃料を用いた高燃焼度燃料の導入など、軽水炉の炉心の高度化に対応して、集合体内および炉心内の非均質性が増加してきた。このため、定数計算については従来のピンセル計算に替わり、輸送理論に基づく 2 次元集合体格子計算コードが使われるようになった。ここでも、燃料集合体については、PHOENIX-PI¹⁾ (付録 4 参照) を用いて単一集合体の 2 次元輸送計算を行うことにより均質定数および中性子不連続因子を求めることとした。

炉心計算については、精度向上の観点から燃料集合体ごとの軸方向燃焼度分布を直接取扱うこと、燃料集合体間の中性子スペクトル干渉を炉心計算の中で現実的に取扱うことが必要となり、3次元での計算が必要となった。これは、部分長ガドリニア入り燃料や軸方向ブランケット燃料など将来の高度化にも対応するものである。PWR の設計として従来の差分法で燃料棒出力まで算出する 3 次元計算は計算機能力から今なお困難であり、このため、今では近代ノード法に基づく 3 次元計算が広く使われている。

ここでも、ノード法を採用した炉心計算コード、いわゆるノードルコードとして 3 次元拡散計算コード ANCI^[2,3,4] (付録 5 参照) を用いた。ANC では燃料集合体を 4 ノードに分割し、炉心は同じ大きさの B/R ノード一層で取囲むモデルが採用されている。このため、燃料の均質定数およびその周りの反射体領域の均質定数、すなわちバッフル/反射体領域 (B/R) 定数が必要である。

B/R 定数は 2 次元モデルを用いて求める。まず、燃料、バッフル板、水反射体、炉心槽、熱遮蔽体からなる図 5-1 に示す 1 次元炉心を MCNP^[5]を用いて解くことによりそれらの輸送等価拡散定数を求める。B/R 定数の算出のための MCNP による計算には、第 2 章の結果に基づいて ENDF/B-VI^[6]の核データを用いる。MCNP の連続エネルギー断面積ライブラリはこの核データを基に AUTONJ^[7]を用いて作成した。

次に、炉心断面を 2 次的にモデル化した図 5-2 に示す 2 次元幾何形状にこれらの定数を適用し HIDRA コード^[8] (付録 6 参照) を用いて拡散計算を行うことにより、各メッシュ点での中性子束を求める。2 次元幾何形状および各点での中性子束を CUDISCON コード^[9]に供給することにより、B/R ノードの均質定数を求める。これら燃料および B/R ノードの均質定数を用いて ANC で 3 次元炉心計算を行い、出力分布および臨界ほう素濃度を算出する。

以上述べた燃料定数計算、B/R 定数計算および炉心計算からなる炉心解析の流れを図 5-3 に示す。

ここで、本章で述べる実機プラントの解析には、炉心反応度の最も確かな評価を得るため燃料定数に、現在入手できる最新の核データである JENDL-3.3 のプレリミナリ - バージョン^[10]を使用した。使用した核データは反応度評価に重要である U, Pu, Am, Cm のアクチノイド核種であり、その他の構造材および核分裂生成物等の核種については従来用いていた ENDF/B-VI をそのまま使用した。PHOENIX-P の多群断面積ライブラリは、NJOY コード^[11]を用いて JENDL-3.3 の核データを処理し、70 群に縮約することにより作成した。この時 ^{238}U の捕獲反応の共鳴積分は ENDF/B-VI を用いて PHOENIX-P 用断面積ライブラリを作成した時と同じように 3.4% 減少させた^[12,13,14,15] (付録 9 参照)。この補正に関しては、断面積自身の誤差に伴う補正であるのか、共鳴断面積計算法に伴う誤差であるのか未だ議論のあるところであるが、付録 9 に述べた MCNP と PHOENIX-P を用いた TRX 炉心の解析結果によれば、 ^{238}U の捕獲反応率比の測定値を再現するための断面積自体への補正であると解釈される。

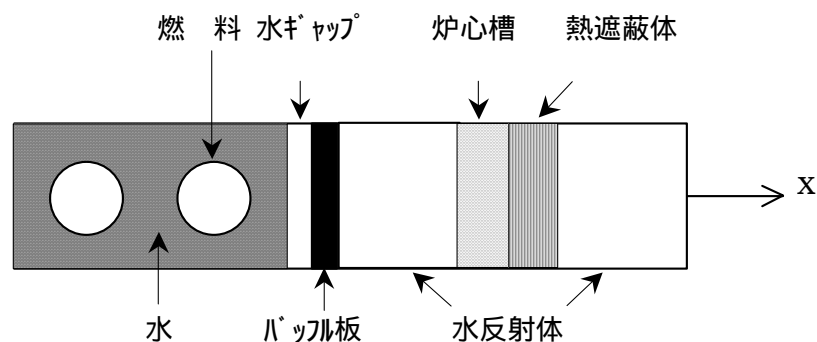


図 5-1 反射体内物質の拡散定数算出のための 1 次元炉心モデル

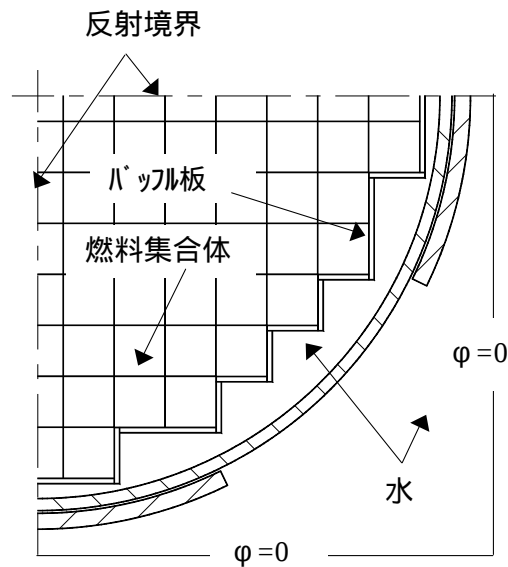


図 5-2 HIDRA 計算用 2 次元炉心モデル

5.3 炉心の概要

B/R 定数の検証に用いた 3 ループプラントの炉心およびその周りのバッフル板、バレル(炉心槽)などの炉心の断面を図 5-4 に示す。燃料は図 5-5 に示す標準的な 17×17 配列の燃料集合体であり、燃料有効長は 3.66m である。

検証は第 1 サイクル (CY1) および第 3 サイクル (CY3) の高温零出力 (HZP) 時および全出力運転 (HFP) 時の出力分布および臨界ほう素濃度の計算値と測定値を比較する事により行った。第 1 サイクルである初装荷炉心の初回起動時は燃料が燃焼していないため、炉物理の観点から計算法および核データの妥当性を検討する上で最も適した状態である。特に、零出力臨界状態は燃料の発熱がないため炉内は高温均一に保たれており、炉心の核的特性を直接把握することができる。第 3 サイクルは同一濃縮度の燃料を毎回装荷する取替炉心の代表として捉えることができ、これを解析する事により取替炉心における計算精度を把握することができる。

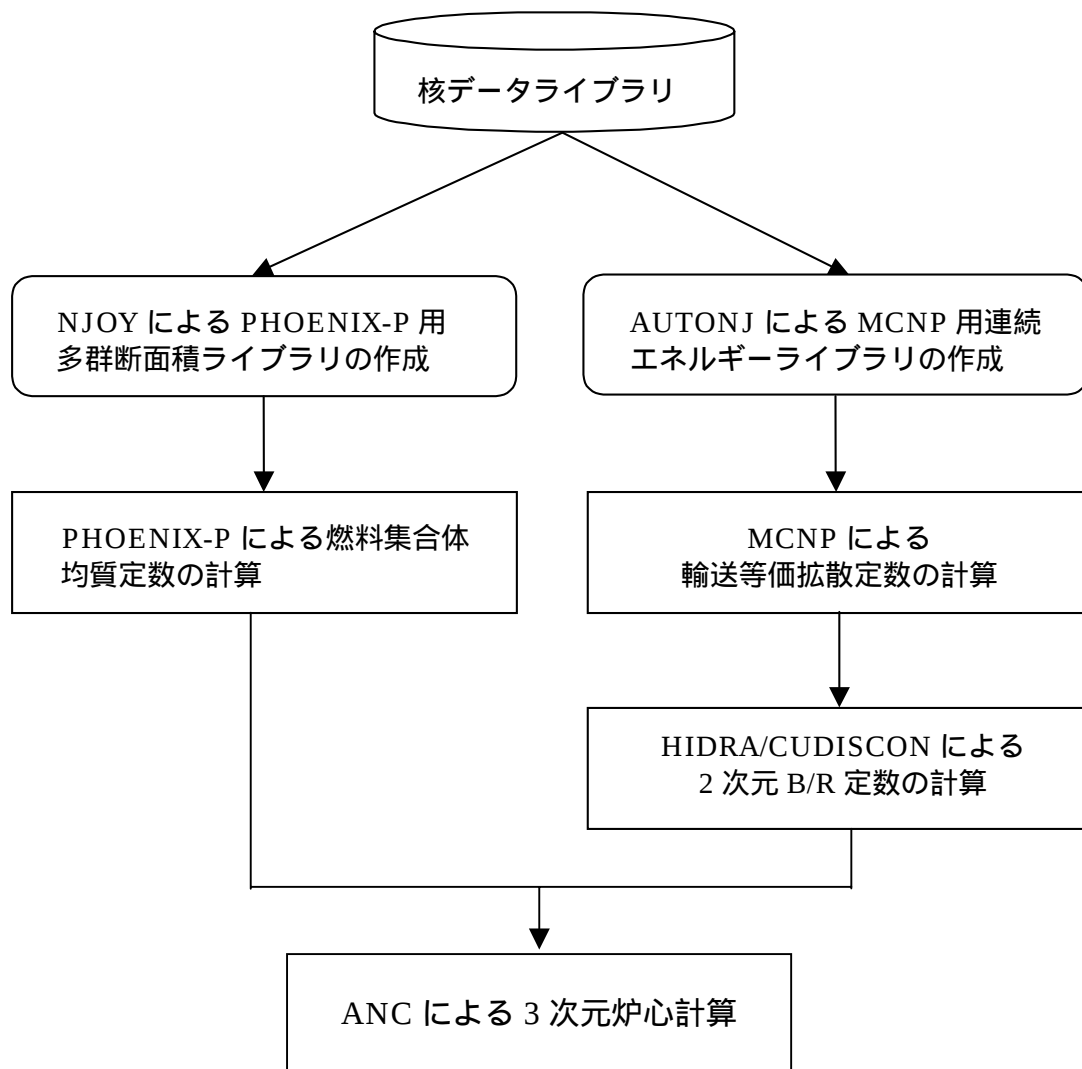
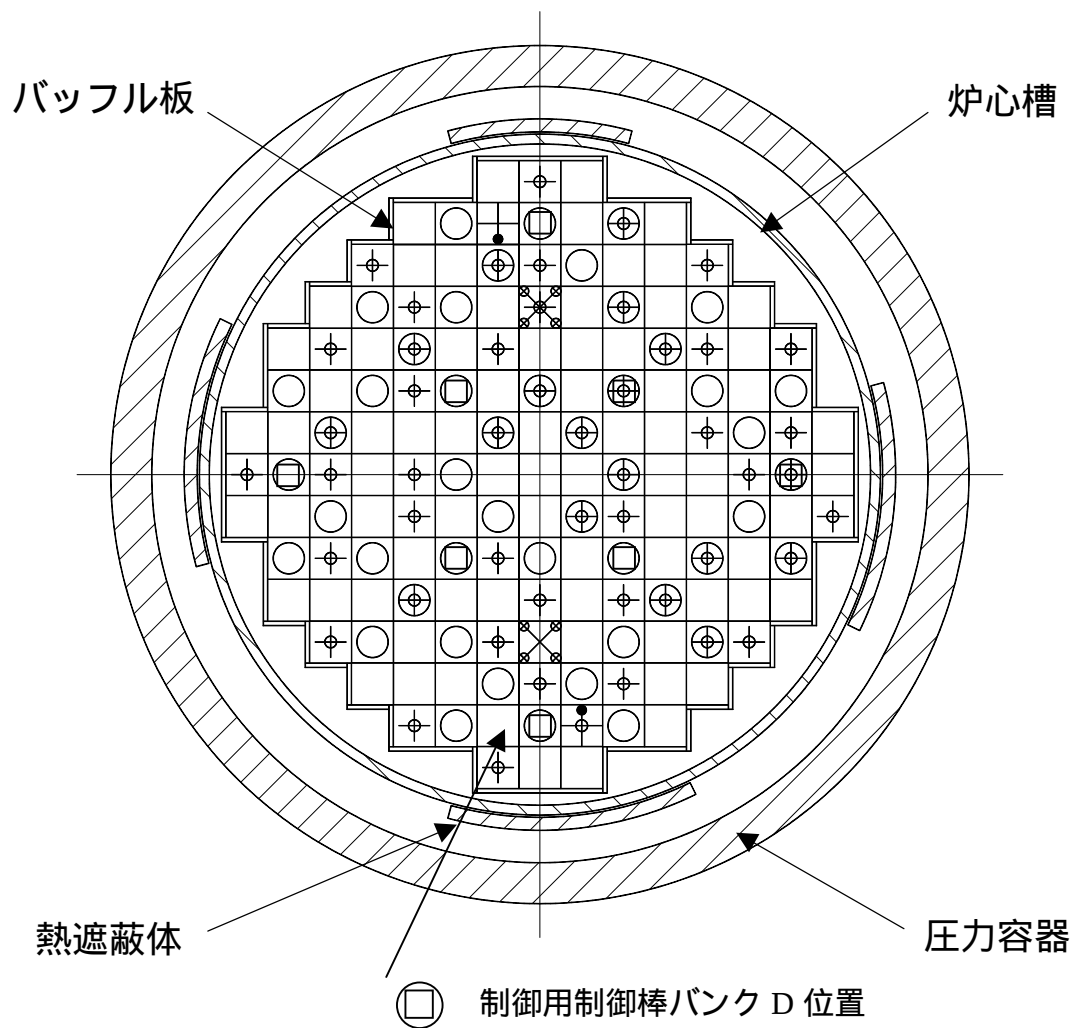


図 5-3 解析の流れ図



○	: 制御棒位置	48
●	: 1次中性子源棒	2
⊗	: 2次中性子源棒	8
⊙	: 1次中性子源集合体位置	2
⊗	: 2次中性子源集合体位置	2
⊕	: 炉内核計装(M/D)を有する燃料集合体	50

図 5-4 3 ループ炉心断面図

初期炉心である第 1 サイクルの炉心は濃縮度 2.0wt%の集合体 53 体、3.5wt%および 4.1wt%の集合体各 52 体から構成されている。初期炉心では余剰反応度の抑制、出力分布の平坦化および減速材温度係数を負に保つためにバーナブルポイズン(BP)と呼ばれるパイレックスガラスからなる棒状の可燃性毒物が燃料集合体と共に炉心に装荷される。この BP 棒の集合体内配置を図 5-6 に示す。また、炉内燃料集合体および BP 棒の装荷パターンを図 5-7 に示す。

第 3 サイクルでは濃縮度 3.5wt%²³⁵U の燃料集合体 2 体、4.1wt%²³⁵U の燃料集合体 56 体の合計 58 体の新燃料が装荷された。BP 棒は 16 本組みが 2 体使用された。また、BP 棒の代替毒物であるガドリニウムを含むガトリニア入り燃料棒 ($Gd_2O_3-UO_2$) 16 本が装荷されたガトリニア入り燃料集合体が用いられた。ガトリニア入り燃料棒の濃縮度は 2.6w/o²³⁵U、ガドリニア (Gd_2O_3) の濃度は 6.0wt%である。第 3 サイクルの燃料装荷パターンを図 5-8 に、燃料集合体内ガトリニア入り燃料棒配置を図 5-9 に示す。

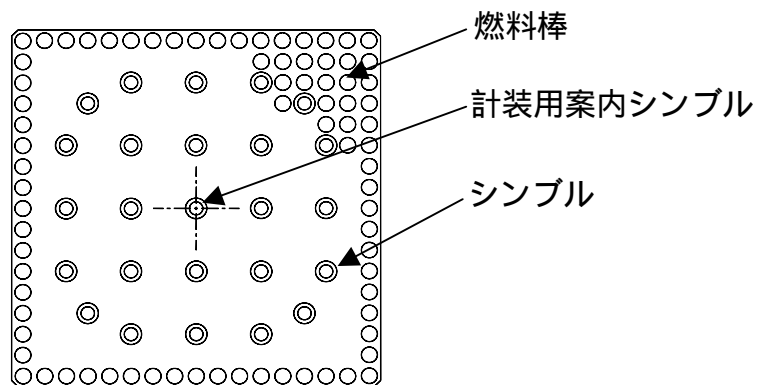
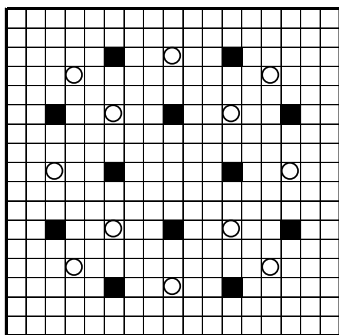
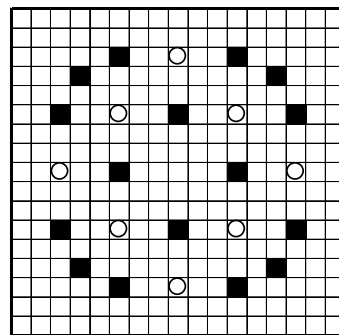


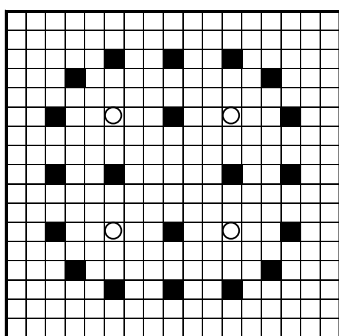
図 5-5 17×17 燃料集合体



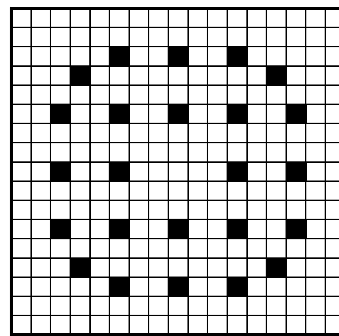
(a) 12BP 配置



(b) 16BP 配置



(c) 20BP 配置



(d) 24BP 配置図

図 5-6 燃料集合体内バーナブルポイズン (BP) 棒配置

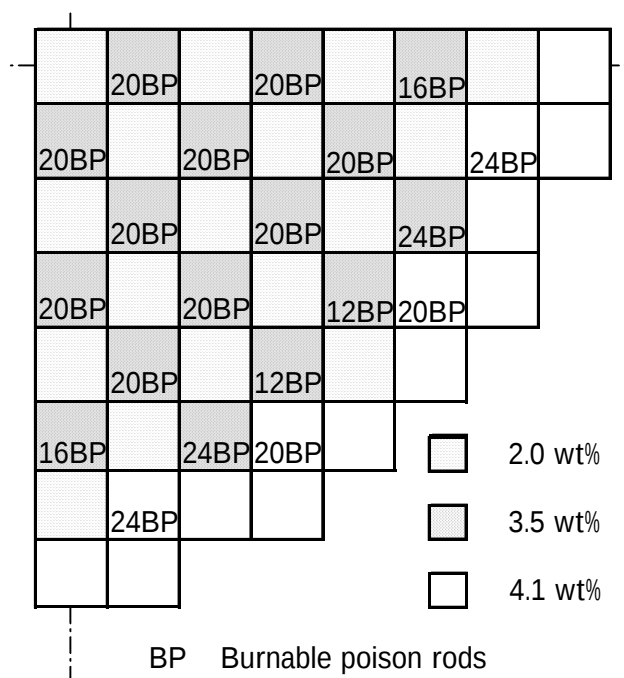


図 5-7 第1サイクル炉心装荷パターン

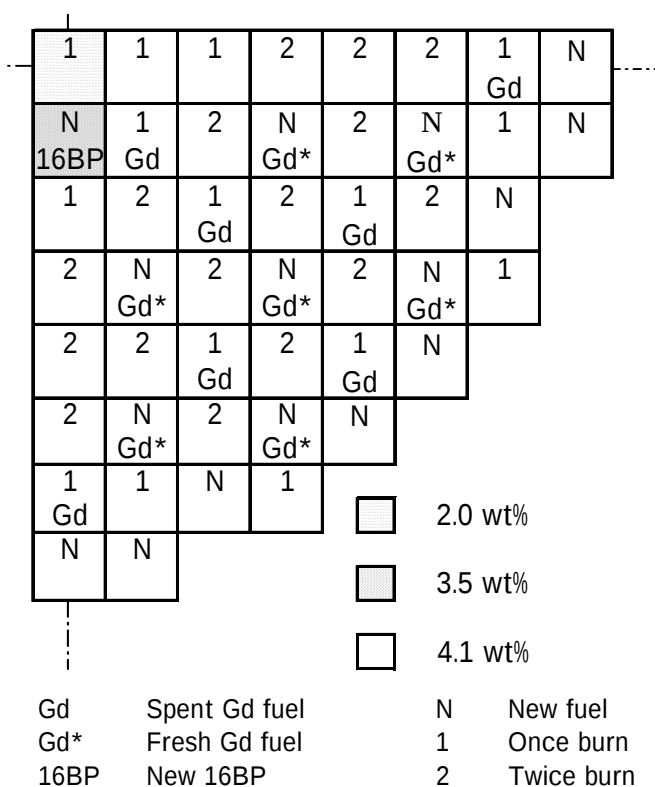


図 5-8 第3サイクル炉心装荷パターン

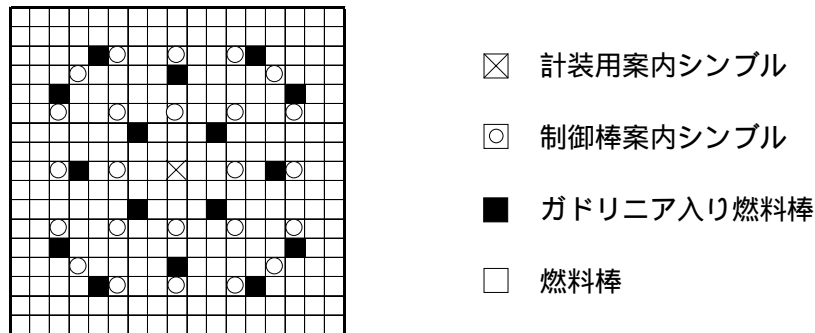


図 5-9 燃料集合体内ガドリニア入り燃料棒配置図

5.4 測定値との比較

PWR では運転中に小型核分裂計数管 (Movable Detector: M/D) を用いて ^{235}U の反応率の炉内 3 次元分布を測定する。INFANT コード^[16](付録 10 参照)はこの得られたデータを補間することにより全炉心 3 次元出力分布を計算する。また、運転中には炉心を含む 1 次系のほう素濃度が測定される。CBCF コード^[16] (付録 11 参照)はこのほう素濃度を基に全出力・全制御棒引抜定常運転状態に補正した臨界ほう素濃度を求める。これら出力分布および臨界ほう素濃度の測定値と計算値を比較することにより、輸送等価拡散定数を用いた 2 次元 B/R 定数計算手法の妥当性を確認した。

5.4.1 炉内出力分布

(1) M/D の核分裂断面積

INFANT コードで使用する M/D の核分裂断面積は、最新の JENDL-3.3 に基づく断面積ライブラリを用いて PHOENIX-P の集合体計算を行い、計装用案内シンプル位置でのスペクトルにより無限希釈断面積を 2 群に縮約することにより求めた。ENDF/B-VI は高速群で 0.8%、熱群で 0.4% だけ JENDL-3.3 より高い核分裂断面積を与えたが、熱群の差が僅かであり出力分布の結果には大きな影響を与えないため JENDL-3.3 の結果を採用した。また、正確な測定出力分布を得るために、M/D の核分

裂断面積は燃料の濃縮度と集合体に装荷された BP 本数の全ての組み合わせについて求めた。第 1 サイクル高温零出力時の M/D の核分裂断面積の濃縮度依存性及び BP 挿入による効果（水の排除および吸収棒によるスペクトル変化に伴う影響）を、高速群について図 5-10 に、熱群について図 5-11 に示す。

高温全出力時についても同様に燃料の燃焼および BP または Gd の燃焼に伴うスペクトルの変化を考慮し、燃焼度依存の M/D 核分裂断面積を用いた。BP なしの場合について、高速群の断面積を図 5-12 に、熱群の断面積を図 5-13 に示す。ガドリニア燃料棒の燃焼初期には、Gd の奇数核が急激に中性子を捕獲吸収し高次の核へ移行するため燃焼間隔を細かく取って燃焼する必要がある。このため、燃焼計算で得た断面積の変化を燃焼度に対し 5 次の多項式でフィティングした結果を高速群について図 5-14 に、熱群について図 5-15 に示す。図 5-12 から図 5-15 に示される 4.1w/o の燃料集合体と比較すると、Gd 集合体では Gd の吸収効果により寿命初期ではスペクトルが高速側に移行するため高速群の断面積が大きく、熱群の断面積が小さくなるが、燃焼とともに BP が装荷されていない集合体に対する断面積の特性に近づいてくるのが分かる。

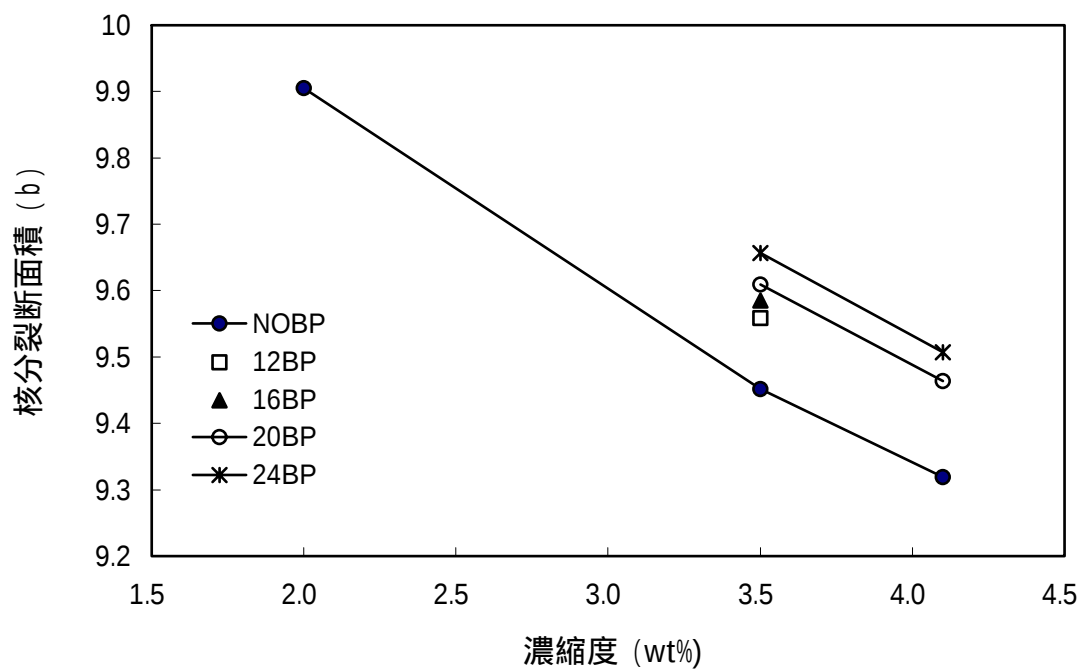


図 5-10 M/D の高速群核分裂断面積の濃縮度・BP 本数依存性

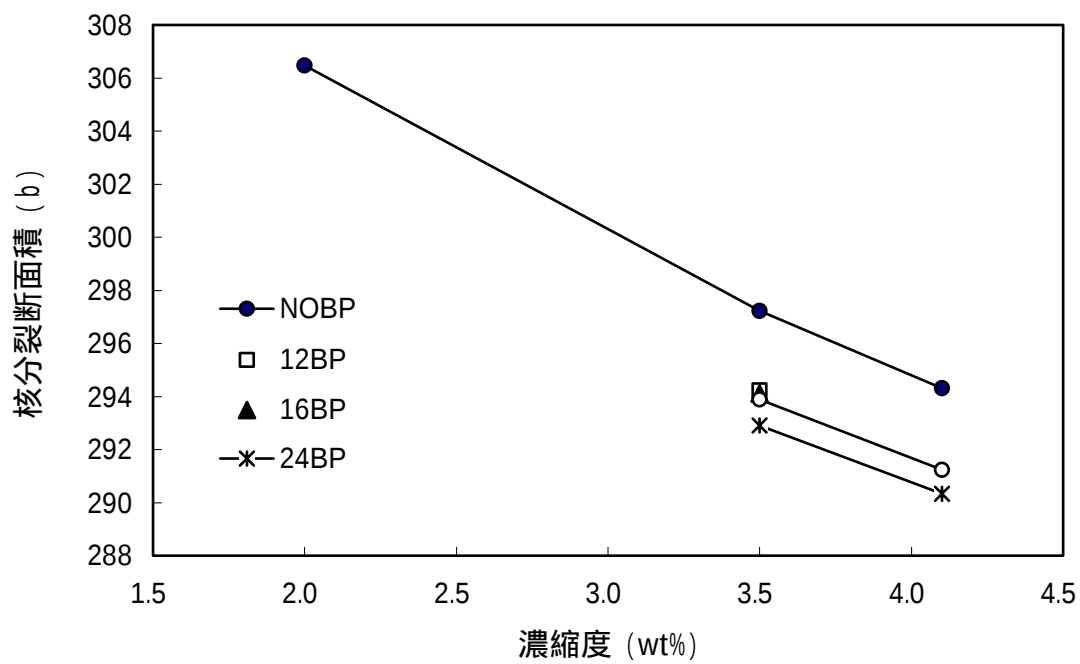


図 5-11 M/D の熱群核分裂断面積の濃縮度・BP 本数依存性

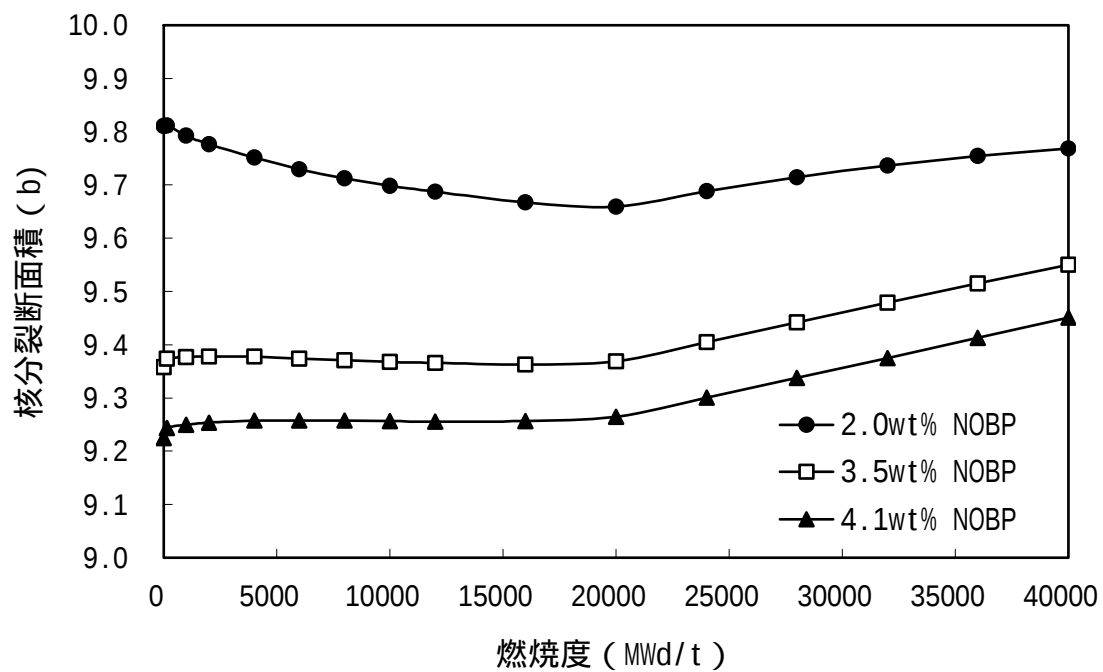


図 5-12 M/D の高速群核分裂断面積の燃焼度依存性 (BP なしの場合)

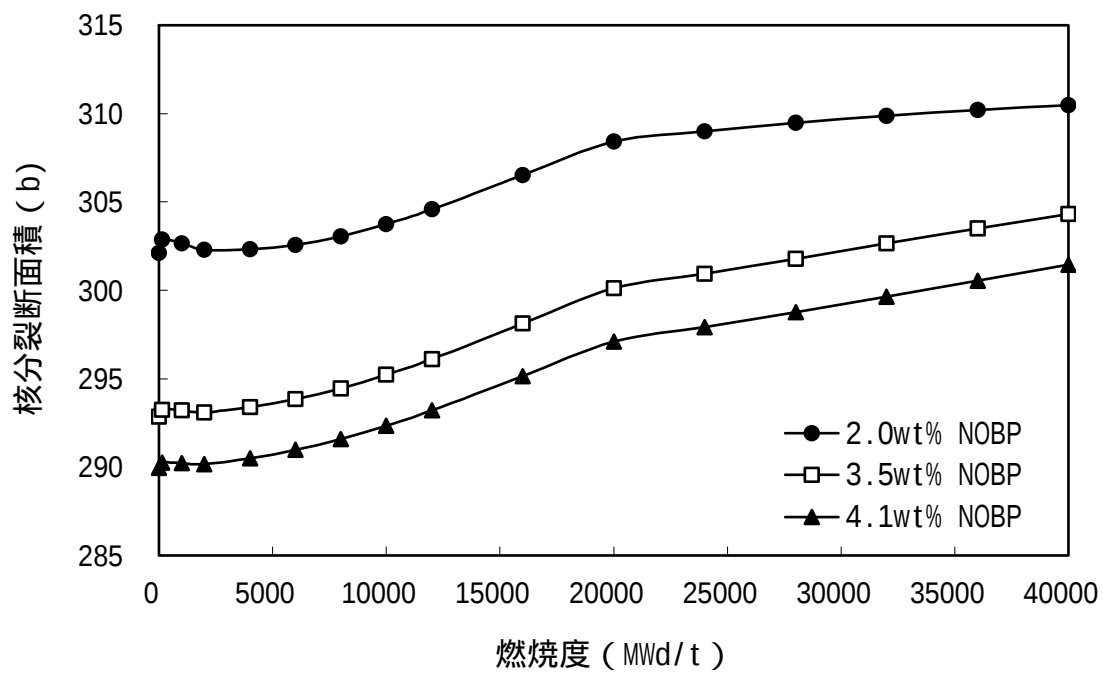


図 5-13 M/D の熱群核分裂断面積の燃焼度依存性 (BP なしの場合)

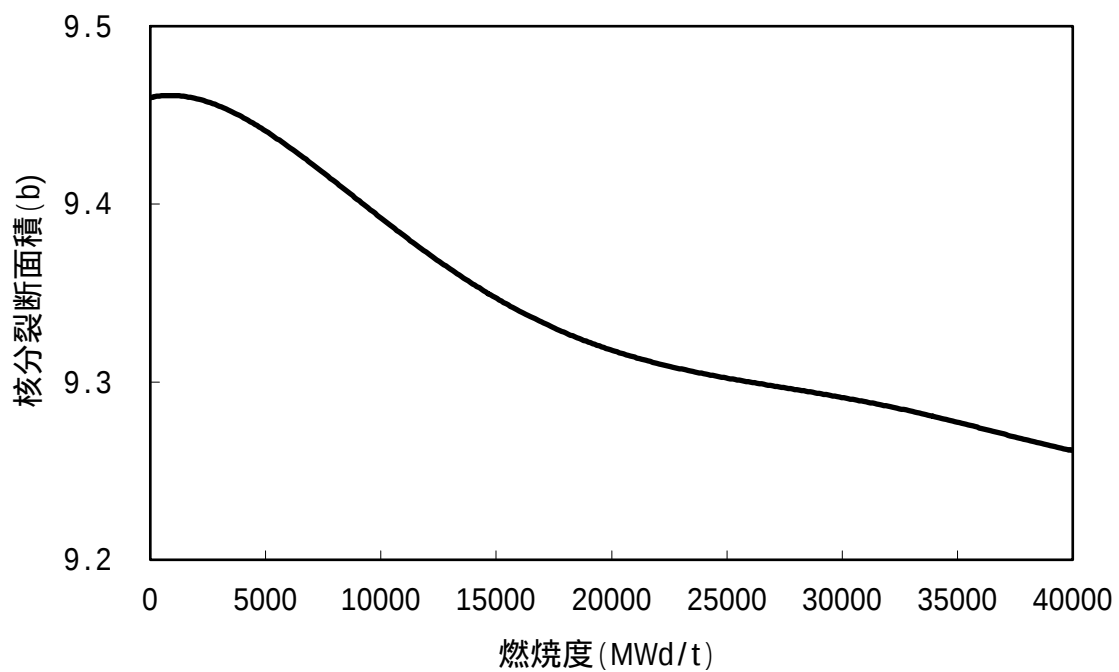


図 5-14 M/D の高速群核分裂断面積の燃焼度依存性 (Gd 集合体、BP なし)

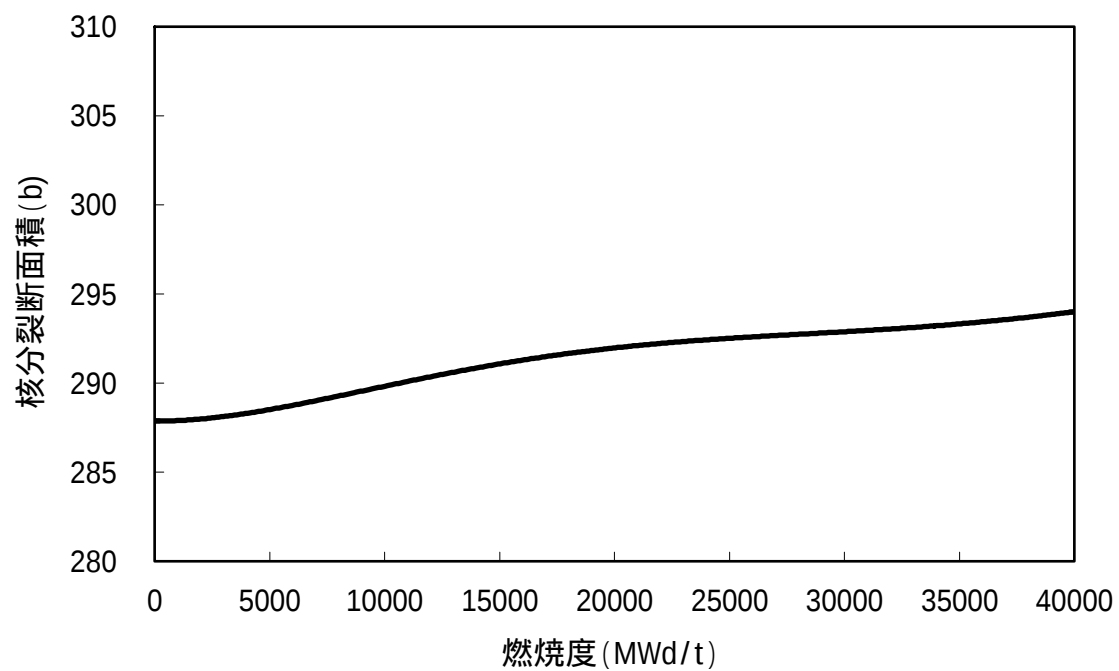


図 5-15 M/D の熱群核分裂断面積の燃焼度依存性 (Gd 集合体、BP なし)

(2) 燃料集合体出力

プラントの初回起動時の零出力炉物理試験で得られた全制御棒引き抜き時の M/D データを NFANT コードで処理し計算値と比較した。燃料集合体出力の比較を図 5-16 に示す。炉心周辺の燃料集合体の出力は測定値と良く一致している。炉心中央に 2.6% の誤差を持つ集合体があるが、M/D で測定された燃料集合体全体での誤差は 1.3% と小さく測定値との一致は極めて良好である。また、ANC で高温全出力運転状態での燃焼計算を行い、寿命中期の燃焼度 8900MWd/t の時点で測定された出力分布との比較を行った。測定値の処理に当たっては、燃焼度依存で作成された M/D の ^{235}U の核分裂断面積を集合体の平均燃焼度に対して内挿して用いた。出力分布の計算値と測定値の比較を図 5-17 に示す。測定値と計算値は良く一致し、2 次元 B/R 定数の妥当性が確認された。

第 3 サイクルの零出力炉物理試験で得られた全制御棒引き抜き時の燃料集合体出力の比較を図 5-18 に示す。取替炉心では、燃料集合体平均燃焼度および軸方向燃焼度分布、Gd の残存率およびその軸方向分布、BP 棒の ^{10}B の残存率およびその軸方向分布などの誤差により出力分布の誤差は一般的に大きくなる傾向にある。このため、第 3 サイクルでは測定された燃料集合体全体で 2.4% と第 1 サイクルより若干大きな誤差が得られた。

しかしながら、高温全出力寿命中期の燃焼度 7550MWd/t の時点では測定された燃料集合体全体の誤差は 1.0% であり、図 5-19 に示すように出力分布の計算値は測定値と炉心全体にわたり良く一致している。このことにより、2 次元 B/R 定数は取替炉心における出力分布の予測においても妥当であることが確認された。

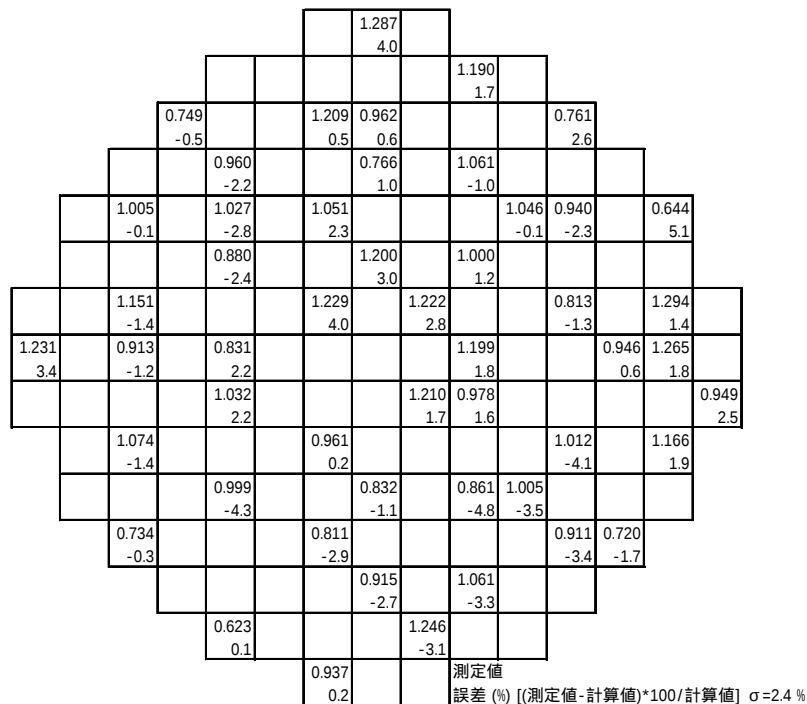


図 5-18 燃料集合体出力の比較 (CY3, 0MWd/t, HZP, ARO)

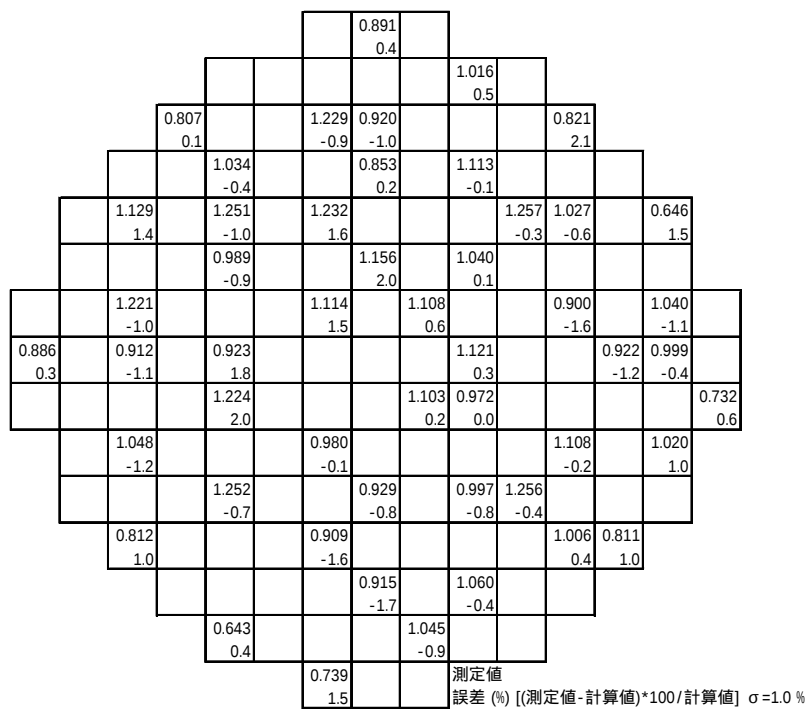


図 5-19 燃料集合体出力の比較 (CY3, 7550MWd/t, HFP, ARO)

5.4.2 臨界ほう素濃度

第 1 サイクルおよび第 3 サイクルの高温零出力時および全出力運転時の臨界ほう素濃度の測定値を計算値と比較する事により計算法の妥当性を検討した。高温零出力、全制御棒引き抜きおよび制御バンク D 全挿入状態での臨界ほう素濃度の測定値と計算値の比較を表 5-21 に示す。測定値と計算値の差は 30ppm 以内である。

第 1 サイクルおよび第 3 サイクルの高温全出力運転時の臨界ほう素濃度の測定値と計算値の比較を図 5-20 および図 5-21 に示す。誤差は燃焼度と共に若干変化しているが寿命を通じて 30ppm 以内に収まっている。

高温零出力および高温全出力においても臨界ほう素濃度の予測誤差は 30ppm 以内に収まっており、輸送等価拡散定数を用いた 2 次元 B/R 定数が炉心からの中性子漏れを正しく評価し臨界ほう素濃度を高精度で予測できることを示している。

表 5-1 臨界ほう素濃度の比較（高温零出力状態）

制御棒状態	第 1 サイクル		第 3 サイクル	
	測定値 (ppm)	計算値 (ppm)	測定値 (ppm)	計算値 (ppm)
ARO [*]	1729	1714(15) ^{***}	1726	1728(-2)
D ^{**}	1604	1591(13)	1564	1567(-3)

* 全制御棒引き抜き状態、** 制御棒バンク D 全挿入状態

*** 括弧内は計算誤差であり [測定値-計算値] (ppm) を表す。

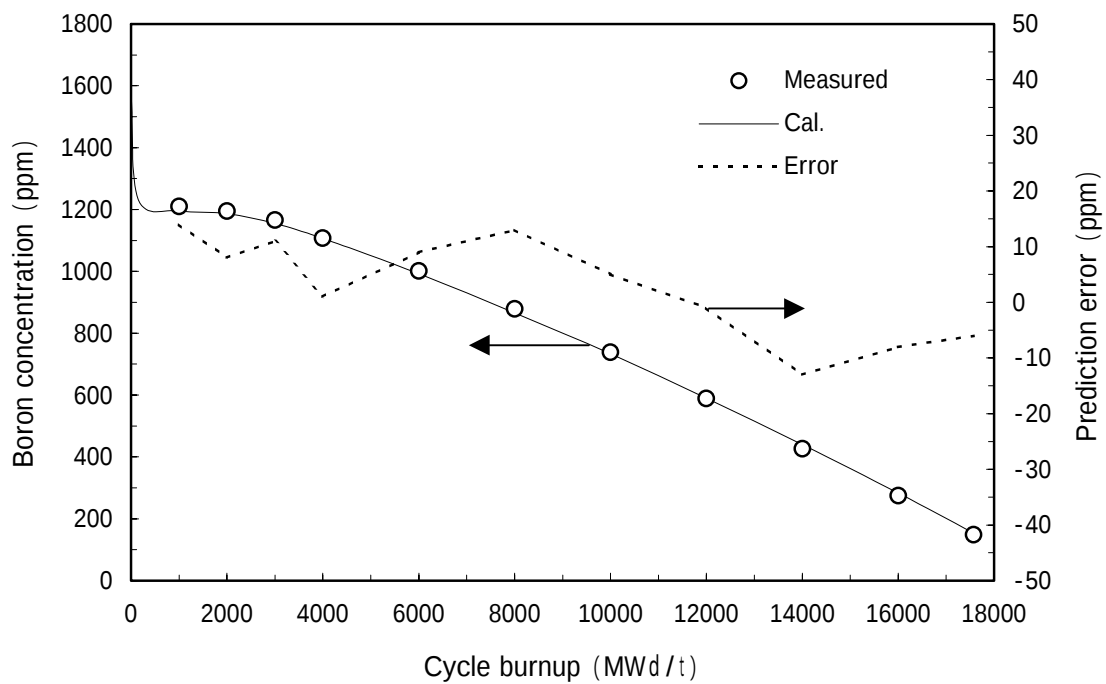


図 5-20 臨界ほう素濃度の比較 (CY1,HFP,ARO)

予測誤差は [測定値-計算値] (ppm)

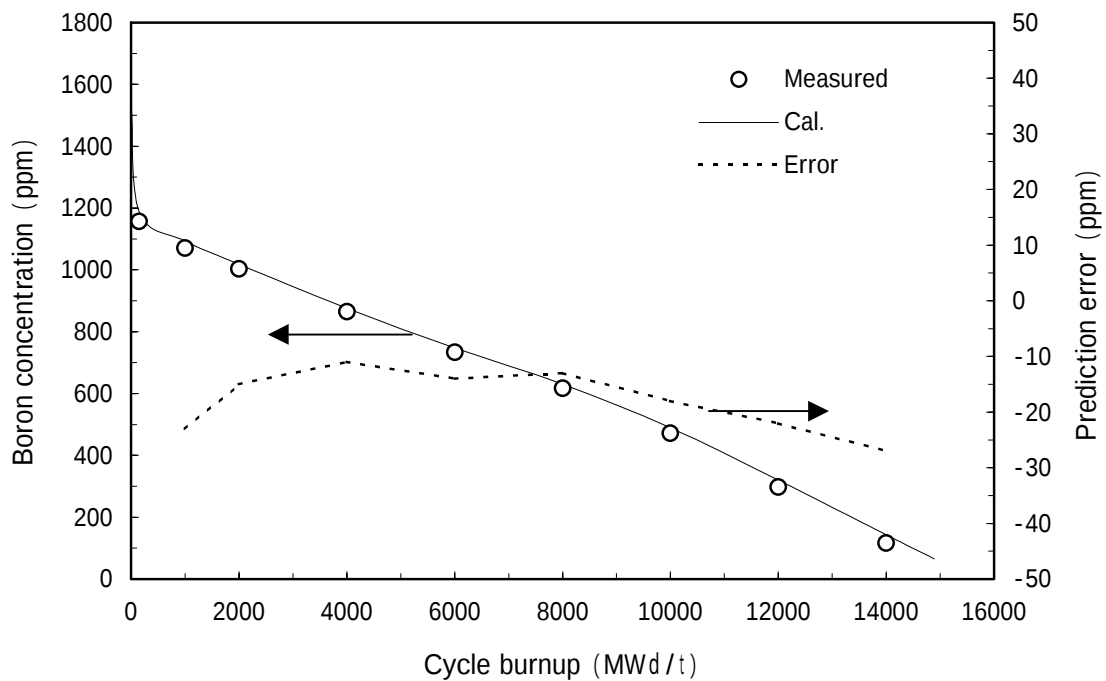


図 5-21 臨界ほう素濃度の比較 (CY3,HFP,ARO)

予測誤差は [測定値-計算値] (ppm)

5.5 拡散定数の検討

従来、拡散定数としては、2次元多群計算で得られた中性子スペクトルを用いて均質縮約された断面積と、輸送断面積から種々の方法で求められた拡散係数の組が使用される。この場合、拡散係数を近似的に求めるために用いられている一つの簡便な方法は、全体系を均質化した均質媒体に対する臨界状態における中性子漏れを保存するやり方である。これは、 B_1 方程式から求まる G 群の拡散係数を $D_G(B_1)$ とし、輸送断面積から求まる各領域の拡散係数を用いて規格化するものである。従って、各領域の拡散係数は、

$$D'_{G,i} = D_G(B_1) \cdot \frac{\frac{1}{3\Sigma_{tr,G,i}}}{\frac{1}{3\Sigma_{tr,i}(\text{whole core})}}, \quad (5-1)$$

ここで i は各領域を表す。そこで、この手法による反射体の拡散係数を用いた場合に対し輸送等価拡散定数を用いた場合の核特性の計算精度を評価した。

まず始めに、式 (5-1) による拡散定数を用いて 21×21 格子炉心 (4.3.2 参照) の無限増倍率および燃料棒出力を計算した。結果を表 5-2 および図 5-22 に示す。無限増倍率は PHOENIX-P の計算値と比べ $0.57\% \Delta \rho$ の過大評価となっているのに対し、輸送等価拡散定数を用いた場合は $0.03\% \Delta \rho$ と PHOENIX-P の計算値と良く一致している。また、燃料棒出力の測定値との比較を図 5-22 に示す。この図から、式 (5-1) による拡散係数は対角軸上の燃料棒に 5% を越える出力誤差を生じることが分かる。これに対し、輸送等価拡散定数を用いた場合には図 4-13 に見られるように対角線上の燃料棒に対する誤差は大きくても 3% 程度である。炉心対角線軸上で且つ炉心周辺は中性子束が炉心の両側面からの反射体による影響を最も直接的に受け易い場所である。この線上の燃料棒出力が正しく評価できているということは、炉心からの中性子漏れが正しく評価されていることを意味し、従って炉心の反応度も正確に評価できるということに

なる。

次に、実機炉心解析に対する影響を評価するために 3 ループプラント（5.3 節参照）の第 1 サイクル高温零出力時の炉心の実効増倍率および燃料集合体出力を計算した。炉心計算は、式（5-1）より算出される拡散係数を用いた HIDRA 計算を基に CUDISCON から得られた 2 次元 B/R 定数を用いて ANC により行った。臨界ほう素濃度と集合体出力誤差の結果を表 5-3 に示す。臨界ほう素濃度は 1725ppm と測定値 1729ppm に近い値を示しているが、燃料集合体の出力は、図 5-23 に示す様に、炉心周辺の出力を 2～3%程高く、炉心中央付近の集合体の出力を 6～7%と大きく過小評価している。この結果、炉心の平均二乗誤差は 2.9%と大きい。これに対し、輸送等価拡散定数を用いた場合は、臨界ほう素濃度 1714ppm と測定値より 15ppm 低いが、炉心出力分布は平均二乗誤差は 1.3%と炉心周辺内部ともに測定値と良く一致している。このことは、M/D により測定された反応率分布を比較することにより直接確かめることができる。図 5-24 には式（5-1）により算出された拡散係数を用いた解析により得られた反応率分布の予測誤差を、図 5-25 は輸送等価拡散定数を用いた場合の誤差を示す。図 5-24 から式（5-1）の拡散係数を用いた場合は炉心外周の反応率を高め、内部を約 7%と大幅に低めに評価しているのに対し、輸送等価拡散定数を用いた場合は図 5-25 から分かるように炉心中央で約 3%の誤差があるものの炉心周辺の反応率も一致しており測定値を良く再現していると言える。これらのことは輸送等価拡散定数を用いることにより炉心からの中性子漏れが正確に評価されていることを示しており、その有効性が確認できたと言える。式（5-1）による拡散係数を用いた場合は、濃縮度が高い炉心周辺の燃料集合体の出力を高め、輸送等価拡散定数を用いた場合に比べて高い臨界ほう素濃度を与える。炉心の実効増倍率は主に核データに依存するがこのように出力分布によっても左右される。このため、出力分布には高い計算精度が要求されるものであり、輸送等価拡散定数は中性子流を正確に評価することによ

りこれを達成するものである。

表 5-2 TCA の 21×21 格子炉心に対する計算結果の比較

	式 (5-1) による 拡散係数	輸送等価拡散定数	PHOENIX-P
k_{inf}	1.10077	1.09354	1.09391
燃料棒出力誤差 (%)	2.0	1.6	1.8

1.300 - 0.6										
1.292 1.8	1.284 1.1	計算値 [HIDRA 式(5-1)を使用] 誤差 (%), $\sigma=2.0$ %								
1.268 2.9	1.260 0.1	1.237 - 0.9								
1.229 1.2			1.162 - 0.7							
1.175 1.4				1.062 1.5						
1.107 0.1					0.942 - 1.8					
1.026 1.1						0.810 - 1.8				
0.938 0.5							0.676 0.2			
0.852 0.7								0.558 - 4.9		
0.809 - 0.5									0.495 - 5.1	
0.941 - 1.3										0.579 - 3.4

図 5-22 燃料棒出力の比較

[水反射体には式 (5-1) から求められた拡散定数を使用した。誤差は (測定値-計算値) / 計算値 × 100 である]

表 5-3 3 ループ炉心の高温零出力時の計算結果の比較

	式 (5-1) による拡散係数	輸送等価拡散定数
臨界ほう素濃度(ppm)	1725 (4) *	1714 (15)
集合体出力誤差 (%)	2.9	1.3

* 括弧内の数値は誤差（測定値-計算値）を表す。

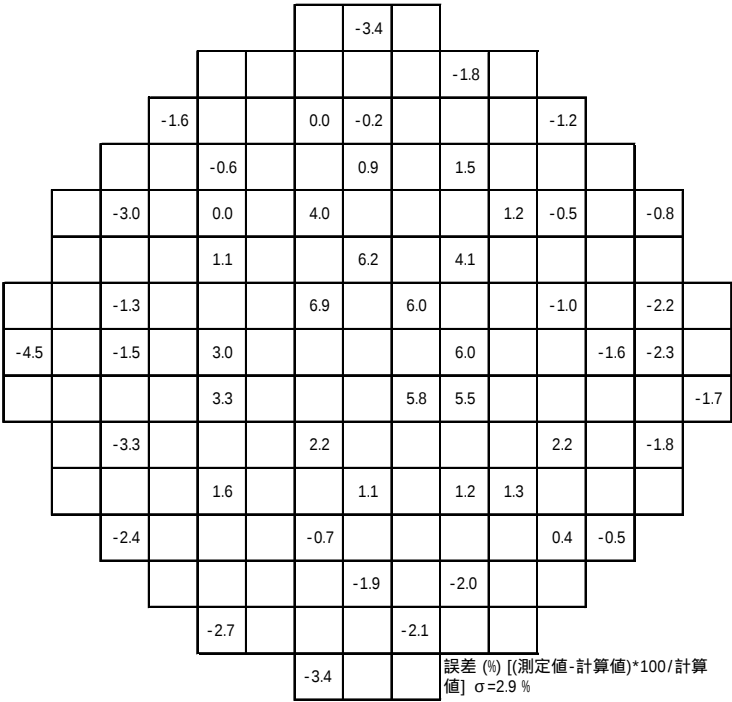


図 5-23 燃料集合体出力誤差 (CY1, 0MWd/t, HZP, ARO)

[式 (5-1) による拡散係数を用いて計算された B/R 定数を使用]

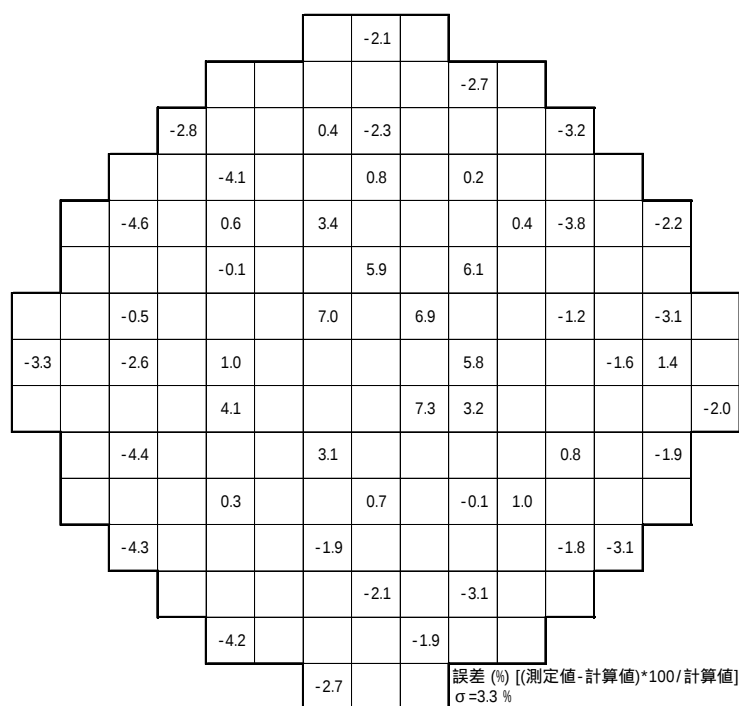


図 5-24 反応率分布の計算誤差 (CY1, 0MWd/t, HZP, ARO)

[式 (5-1) による拡散係数を用いて計算された B/R 定数を使用]

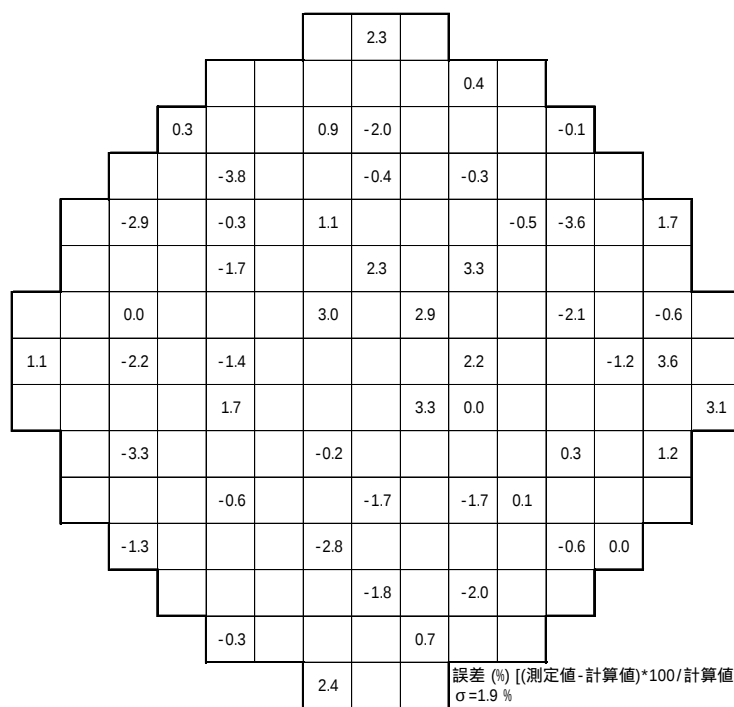


図 5-25 反応率分布の計算誤差 (CY1, 0MWd/t, HZP, ARO)

[輸送等価拡散定数を用いて計算された B/R 定数を使用]

5.6 第5章の結論

PWRの反射体領域のB/R定数計算法として、1次元輸送計算を基に反射体領域に含まれる水ギャップ、バッフル板、水反射体等の輸送等価拡散定数を求め、炉心を模擬した2次元拡散計算にそれらの定数を適用してノードルコード用2次元B/R定数を求めた。実機PWRの運転データをANCで解析することによりこの計算手法の妥当性を検証した。検証にはバッフルフラット部よりコーナー部の割合が大きい3ループプラントを選定し、初期炉心から第3サイクルまで運転データをフォローして得られた出力分布および臨界ほう素濃度を測定値と比較した結果、以下のことが分かった。

(1) 輸送等価2次元B/R定数を用いた場合、径方向出力分布の計算誤差は、第1サイクル高温零出力時で1.3%、寿命中期高温全出力時においても1.2%であり計算値は測定値と極めて良く一致した。

(2) 燃焼が進んだ第3サイクルの高温零出力では燃料集合体の燃焼度などの誤差のため2.4%と第1サイクルに比べれば誤差は若干大きくなった。出力時では核的フィードバックが掛かるため出力分布が均一化され、寿命中期高温全出力では1.0%と非常に良い一致が得られた。

(3) 核的フィードバックの無い高温零出力時の臨界ほう素濃度は第1サイクル15ppm、第3サイクルでは3ppm以内であり、極めて高い精度で評価できることが分かった。

(4) 高温全出力運転中の臨界ほう素濃度は第1サイクルで15ppm、燃料やGdの燃焼履歴を伴う第3サイクルでも30ppm以内で予測でき、炉心管理上十分な精度が確保された。

(5) B_1 計算を基に求められた拡散係数を用いて得られた2次元B/R定数を使用した場合、出力分布は炉心周辺を2-3%過大評価し炉心中央部を6-7%過少評価した。炉心全体の平均二乗誤差は2.9%と輸送等価拡散定数を用いた場合の1.3%に比べ大きく

悪化した。

以上のことから、輸送等価拡散定数を用いて求めた 2 次元 B/R 定数をノード計算に用いることにより、炉心の出力分布および臨界ほう素濃度を高精度で評価できることが明らかとなった。

参考文献

- [1] R. J. J. Stamm'ler, M.J. Abbate, "Method of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design," Academic Press, London (1983).
- [2] H. Finnemann, F. Bennewitz, "Interface current techniques for multidimensional reactor calculations," M. R. Wagner, Atomkernenergie 30, p.123 (1977).
- [3] J. A. Rathkopf, Y. S. Liu, "A Method of Baffle/Reflector Region Homogenization," Trans. Am. Nucl. Soc., 53, p.247 (1986).
- [4] Y. A. Chao, Y. A. Shattilla, T. Ida and Y. Tahara, "Challenges to Nodal Diffusion Methods for Cores with Mixed Oxide Fuel," Int. Conf. Phys. Nucl. Sci. Technol., Vol. 1, p.9 (1998).
- [5] CCC-660 (MCNP4B2), RSICC DATA LIBRARY COLLECTION MCNP4B2, Los Alamos National Laboratory (1998).
- [6] R. F. Rose (Ed.), "ENDF/B Summary Documentation," BNL-NSC-17541 (ENDF-201), (4th ed.) (1991).
- [7] F. Maekawa, et.al., "Development of Automatic Editing System for MCNP Library AUTONJ," JAERI-Data/Code 99-048 (1999).
- [8] 三菱 PWR の核設計コード、MAPI-1005 改 4、(平成元年 10 月)。
- [9] Y. Tahara, T. Kanagawa, H. Sekimoto, "Two-Dimensional Baffle/Reflector Constants for Nodal Code in PWR Core Design," J. Nucl. Sci Technol., 37, 986 (2000).
- [10] JAERI Nuclear Data Center, private communication (Aug. 2001).
- [11] NJOY91.118-A, PSR-171; RSIC Computer Code Collection (1994).
- [12] H. C. Huria, Y. Tahara, "New Multigroup Library for PHOENIX-P," Proc. Int. Conf. on Physics of reactors, PHYSOR96, Vol.3, F-49 (1996).
- [13] U. Decher, et al., "ENDF/B-VI Performance in PWR Applications," Trans. Am. Nucl. Soc., 73, p.417 (1995).
- [14] B. Fredin, et al., "Processing and Application of ENDF/B-VI in LWRs: Critical Experiments," Trans. Am. Nucl. Soc., 73, p.419 (1995).
- [15] M. L. Williams, et al., "ENDF/B-VI Performance for Thermal Reactor Analysis," Trans. Am. Nucl. Soc., 73, p.420 (1995).
- [¹⁶] 三菱 PWR の炉心管理コード、MAPI-1084 (1989).

第 6 章 結 論

FBR の導入の遅れから今後長期にわたり PWR が運転されと考えられ、このためには安全性・信頼性を高めつつ更なる高燃焼度化、定格出力の上昇などの高度化を図っていく必要がある。このためには、安全性に関わる炉心の核設計精度の向上、特に炉内出力分布の計算精度を高める必要があるが、出力分布の計算精度は反射体領域の取扱いに強く依存する。従って、ノード法を用いた炉心解析では、反射体領域の均質定数計算手法の改良・精緻化が不可欠となる。

このため、本研究では反射体の反応度効果を実験的に明らかにすると共に、PWR 炉心設計スキームの中に容易に取込める実地的な反射体領域均質定数の計算法を開発することを目的とした。以下に、各章でこれらの研究の概要と主な成果について述べる。

第 1 章では、これまで研究されてきた反射体領域の計算法を調査・検討することにより、その問題点を明らかにし、本論文で研究すべき手法と、その目標を明確にした。すなわち、

- (1) 反射体の反応度効果として、鉄反射体の反応度効果を実験的に明らかにすると共に鉄の核データの妥当性を確認すること
- (2) 反射体の均質定数計算法として、従来の 1 次元モデルに対し、反射体領域の幾何形状を直接取扱える 2 次元計算法を開発すること
- (3) 反射体の輸送等価拡散定数計算法として、拡散計算に中性子輸送効果を取込むための拡散定数計算法を開発すること
- (4) 実機適用手法と検証として、輸送等価拡散定数を 2 次元均質化法に適用し実機 PWR を用いた解析によりその妥当性を示すこと

の 4 項目の研究が必要であることを示した。

第 2 章では、軽水臨界集合体 TCA を用いて行った鉄反射体の反応度効果測定実験およびその解析結果について述べた。

反応度効果は、鉄に水を含まない場合と体積比で 10%の水を含む場合について測定した。鉄板の厚さを約 2cm (バッフル板の厚さ) から 15cm へ増加することにより、鉄に水を含まない場合は約 $1.8\% \Delta \rho$ 、水を約 10%含む場合でも約 $1.5\% \Delta \rho$ の反応度利得が得られ、且つ鉄反射体は水反射体よりも良い反射体であることが明らかとなった。また、反応度効果は厚さ約 15cm で飽和し始めることが実験的に示され、APWR のステンレススチール製反射体の厚さを 15cm と決定できた。

鉄の断面積評価では、ENDF/B-VI, JENDL-3.2, JENDL-3.3 の核データを用いて鉄反射体の反応度効果を解析することによりその妥当性を評価した。この結果 ENDF/B-VI の同位体毎の断面積は誤差 $0.1\% \Delta \rho$ で測定値と良く一致する結果を与え、測定値を最も良く再現することが分かった。

第 3 章では、ノードルコードによる PWR 炉心計算のために、拡散計算に基づいて反射体領域を表す均質定数を 2 次元的に求める手法を開発した。本手法では、炉心および反射体領域にある炉内構造物 (バッフル板、水反射体、熱遮蔽体、炉心槽、原子炉容器) を詳細メッシュで正確にモデル化することにより、従来の 1 次元モデルでは取扱う事ができないバッフル板が炉心側にへこんでいるノードや反射体領域の構造を直接取扱う事ができ、それらの効果を位置依存で反射体ノード定数に反映させることができる。実機 3 ループ炉心の反射体領域を非均質で取扱った場合とその領域を均質定数で置き換えた拡散計算との比較により、2 次元均質定数は非均質計算の k_{eff} 、燃料棒最大出力を良く再現することが示され、特に燃料集合体出力は、従来の 1 次元モデルによる 3.8%の誤差を 0.5%と大きく改善することができた。

第 4 章では、拡散計算で反射体領域内にある物質境界での中性子流を正確に取扱う

ため、物質境界で輸送計算による中性子流の応答を保存するような輸送等価 2 群拡散定数の計算法を開発した。また、三つの臨界実験を用いてこの拡散定数の妥当性を検証するための解析を行った。

鉄反射体反応度効果の解析では、鉄反射体および水反射体の輸送等価拡散定数を用いて拡散計算にて反応度効果を計算した。水を含まない鉄反射体および水 10%を含む鉄反射体の反応度効果を MVP による輸送計算と比較した結果、輸送等価拡散定数を用いて求められた反応度効果は一部で統計誤差 $3\sigma \approx 0.10\% \Delta \rho$ を僅かに越える差が見られたが MVP による結果と良く一致した。次に、TCA の 21×21 格子炉心(濃縮度 2.6w/o、燃料棒ピッチ 1.956cm) に対し、水反射体に輸送等価拡散定数を用いて増倍率および出力分布の解析を行った。この結果、増倍率は PHOENIX-P による輸送計算との差 $0.03\% \Delta \rho$ 、燃料棒出力は測定値との平均二乗誤差 1.63% で求めることができた。最後に、英国 AEA の臨界実験装置 DIMPLE で行われた 16×16 配列の燃料棒ブロック 12 個からなる水反射体付き炉心およびステンレススチール製バッフル板付き炉心に対し、水反射体およびバッフル板に輸送等価拡散定数を用いて増倍率の解析を行った。燃料の拡散係数の不確定性を考慮すると、PHOENIX-P による輸送計算との増倍率の差は水反射体付き炉心で $0.041\% \Delta \rho$ 、ステンレススチール製バッフル板付き炉心で $0.017\% \Delta \rho$ で求める事ができた。

これらの検証計算により、反射体領域に輸送等価拡散定数を用いた拡散計算は測定値または輸送計算結果を良く再現しており、輸送等価拡散定数の計算手法の妥当性が確認された。

第 5 章では、反射体領域の 2 次元均質定数計算法と、反射体領域を構成するバッフル板、水反射体などの輸送等価拡散定数計算法を統合して PWR 炉心を拡散ノード法により解析する場合に必要な反射体均質定数の計算法を示すと共に、実機プラント

データを用いて計算精度の確認を行った。実機としては炉心のコーナー部が大きい 3 ループプラントを採用し、初期炉心の第 1 サイクルと取替炉心の第 3 サイクルでの炉内出力分布を解析した。この結果、測定された燃料集合体に対する出力の平均二乗誤差は高温零出力時で 2.4%、高温全出力時で 1.2% であり、出力分布計算では十分な精度を達成できたことが確認された。

本研究により、軽水減速炉心に対する鉄反射体の反応度効果が実験的に明らかとなり、APWR のステンレススチール製横方向反射体の厚さを決定することができた。また、2 次元反射体領域均質定数の計算法および輸送等価拡散定数計算法を開発し、それらを統合することにより PWR の炉内出力分布の計算精度を向上させることができた。炉心の安全性に直接かわる出力分布の精度良い計算法は必須であり、本研究で開発したノード法に基づく炉心計算のための反射体領域均質定数計算法は PWR および APWR の炉心設計精度の向上ばかりでなく、将来炉の設計にも幅広く適用できるものである。

付録1 1次元反射体境界での中性子流と中性子束の関係

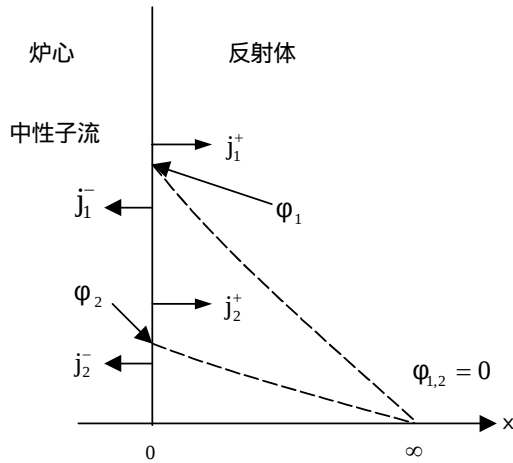


図 A1-1 境界における中性子流と中性子束の関係

高速群の中性子流と中性子束の関係は境界面で符号も含めて、

$$\begin{cases} 2(j_1^+ + j_1^-) = \varphi_1 \\ J_1 = j_1^+ - j_1^- \end{cases}$$

であるので、 $j_1^- = \beta_1 j_1^+$ を考慮すると、

$$J_1 = \frac{1(1 - \beta_1)}{2(1 + \beta_1)} \varphi_1$$

となる。同様に熱群については、

$$\begin{cases} 2(j_2^+ + j_2^-) = \varphi_2 \\ J_2 = j_2^+ - j_2^- \end{cases}$$

であるので、 $j_2^- = \beta_{12} j_1^+ + \beta_2 j_2^+$ を考慮すると熱群の全中性子流は、

$$J_2 = \frac{1(1 - \beta_2)}{2(1 + \beta_2)} \varphi_2 - \frac{\beta_{12}}{(1 + \beta_1)(1 + \beta_2)} \varphi_1$$

となる。ここで、

$$\alpha_1 = \frac{1(1 - \beta_1)}{2(1 + \beta_1)}, \quad \alpha_2 = \frac{1(1 - \beta_2)}{2(1 + \beta_2)}$$

$$\alpha_{21} = -\frac{\beta_{21}}{(1 + \beta_1)(1 + \beta_2)}$$

と置くと境界での中性子流と中性子束の関係は

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 \\ \alpha_{21} & \alpha_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

と書ける^(注1)。ところで、

(注1) Yung-An Chao and Chang-An Suo, "A Two-Dimensional Two-Group Albedo Model for Pressurized Water Reactor Reflector," Nucl. Sci. Eng., 88,103 (1984).

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{(\Sigma_{a1} + \Sigma_r)}{D_1}}, \quad \kappa_2 = \sqrt{\frac{\Sigma_{a2}}{D_2}}$$

と置くと無限に厚い反射体の 2 群アルベド^(注2)は、

$$\beta_1 = \frac{1 - 2D_1\kappa_1}{1 + 2D_1\kappa_1}, \quad \beta_2 = \frac{1 - 2D_2\kappa_2}{1 + 2D_2\kappa_2}$$

$$\beta_{21} = \frac{4\Sigma_r}{(\kappa_1 + \kappa_2)(1 + 2D_1\kappa_1)(1 + 2D_2\kappa_2)}$$

であるので、これらを先の中性子流と中性子束の関係式において、 α に代入すると、

$$\begin{pmatrix} J_1 \\ J_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_1\kappa_1 & 0 \\ -\frac{\Sigma_r}{(\kappa_1 + \kappa_2)} & D_2\kappa_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

を得る。

従って 1 次元で無限の厚さを持つ反射体の場合、上式により境界での輸送中性子流を再現する高速群の拡散係数 D_1 および減速断面積 Σ_r を求めることができる。

^(注2) 大塚益比古、“反射体の反射特性” 日本原子力学会誌、Vol.2, No.5 (1960)

付録2 水位法による反応度測定誤差

水位法では反応度は水位を用いて下式により求められる。

$$\rho = -K\pi^2 \left\{ \left(\frac{1}{H_0 + \lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{H_1 + \lambda} \right)^2 \right\}$$

従って測定誤差は、水位の測定誤差 (H_0, H_1)、水位値の比例係数 K の測定誤差および外挿距離の測定誤差から生じ、誤差の伝播法則から

$$(\delta \rho)^2 = 2 * \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)^2 (\delta H)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial K} \right)^2 (\delta K)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \lambda} \right)^2 (\delta \lambda)^2$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial H} = 2K\pi^2 \left(\frac{1}{H + \lambda} \right)^3$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial K} = -\pi^2 \left\{ \left(\frac{1}{H_0 + \lambda} \right)^2 - \left(\frac{1}{H_1 + \lambda} \right)^2 \right\}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \lambda} = 2K\pi^2 \left\{ \left(\frac{1}{H_0 + \lambda} \right)^3 - \left(\frac{1}{H_1 + \lambda} \right)^3 \right\}$$

となる。ところで、3.00U 格子では、

$$K: (3.967 \pm 0.04) \times 10^3 \text{ (\$} \cdot \text{cm}^2 \text{)}$$

$$\lambda : 11.1 \pm 0.5 \text{ cm}$$

である。水位測定誤差は“ 臨界実験装置による軽水減速燃料格子の核特性研究 ”、中島健氏の博士論文 (北海道大学 1997/12) より

$$\text{水位測定誤差} : \pm 0.25 \text{ mm} \quad (\text{サーボマノメータ式水位計})$$

を採用した。実験時の水位の範囲は 85.17 ~ 130.06cm であり、基準となる水反射体での臨界水位は 91.45cm である。これらの値を用いて測定水位の範囲で最大となる誤差を評価する。反応度の測定は 91.45cm を基準に行うため、 H_0 として 91.45cm とし、微分水位反応度に対しては最大となる $H=85.17\text{cm}$ とした。これにより、

$$\frac{\partial \rho}{\partial H} = 8.892 \times 10^{-3} \text{ (85.17cmに対応)}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial K} = -4.432 \times 10^{-4} \text{ (91.45cmと130.06cmに対応)}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \lambda} = 4.477 \times 10^{-2} \text{ (91.45cmと130.06cmに対応)}$$

となる。従って誤差は、誤差の伝播法則により

$$\begin{aligned} \delta \rho &= \sqrt{2 * (8.892 \times 10^{-3} \times 0.025)^2 + (4.432 \times 10^{-4} \times 0.04 \times 10^3)^2 + (4.477 \times 10^{-2} \times 0.5)^2} \\ &= \sqrt{8.154 \times 10^{-4}} \\ &= 2.856 \times 10^{-2} \text{ (cent)} \end{aligned}$$

となる。反応度の単位を\$から%に変更すると、 $\beta = 0.00763$ であるので、

$$\begin{aligned} \delta \rho &= 2.856 \times 10^{-2} * 0.00763 * 100 \\ &= 0.0218 \text{ (%}\Delta \rho\text{)} \end{aligned}$$

となる。2 σ としてこの2倍を取るとして最大でも測定誤差は0.044% $\Delta \rho$ 程度である。

付録3 軽水と鉄の断面積の比較

軽水と鉄の高速群と熱群の断面積と反射特性との関連を以下に述べる。

高速群

軽水は高速で約 44b と大きな散乱断面積を持つが、平均対数エネルギー損失 ξ が大きいこと中性子を熱化させる効果が大い。また、前方散乱であるため輸送散乱断面積は小さくなり高速中性子を物質の奥へ輸送する方向である。

鉄は軽水に比べれば小さな散乱断面積(約 10b)を持つが、質量が大いことにより ξ が極端に小さくほとんど中性子を熱化しない。また質量が大いこと等方散乱となり、中性子は散乱を繰返す内に炉内に高速群の中性子として反射される。

熱群

軽水は化学結合のため熱群で散乱断面積が鉄より極端に大きくなる(約 103 b) 一方吸収断面積は小さい(0.66 b) ため中性子を良く反射する。

鉄は熱群で軽水より散乱断面積が小さい(約 11 b) 上に吸収断面積が大い(2.53 b) ため、中性子は散乱途中で吸収されてしまい炉内への反射は軽水より少なくなる。

以下に、熱群での核断面積の比較を表 A3-1 に、A3-1 ~ A3-3 に JENDL-3.2 の水素、酸素および鉄の断面積を示す。

表 A 3-1 熱中性子 (E=0.0253eV, v=2200m/s) に対する軽水・鉄の核的性質^(注1,2)

	質量 A	物質密度 (g/cc)	原子数密度 (10 ⁻²⁴ 個/cc)	$1 - \overline{\mu_0}$ (注3)	ξ (注4)	σ_s	σ_a	λ_s	Σ_a	D (注5)
H ₂ O	18.016	1.0	0.0335	0.676	0.948	103	0.66	0.290	0.022	0.164
H	1.0080	0.000089	5.3×10^{-5}	0.3386	1.000	38	0.33	525	1.7×10^{-5}	518
O	16.000	0.0014	5.3×10^{-5}	0.9583	0.120	4.2	0.0002	4760	0.000	166
Fe	55.85	7.86	0.0848	0.9881	0.0353	11	2.53	1.07	0.215	0.345

(注1) H. R. Kroeger, NUCLEONICS 5, No.4, 51(1949).

(注2) ANL5800, p.523 .

(注3) 重心系で等方散乱の場合の実験室系での散乱角の余弦の平均： $\overline{\mu_0} = \overline{\cos \Psi} = \frac{2}{3A}$ 。

(注4) 平均対数エネルギー損失： $\xi = \ln \frac{E_n}{E} = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha$ 、ここで $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2$; A=1 の時は $\xi = 1.0$ 、A>10 の時は $\xi \approx \frac{2}{A+2/3}$ 。

(注5) 拡散係数は媒質が吸収の弱い物質であるとして、下式により求めた。

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1-\overline{\mu_0})} = \frac{\lambda_s}{3(1-\overline{\mu_0})}$$

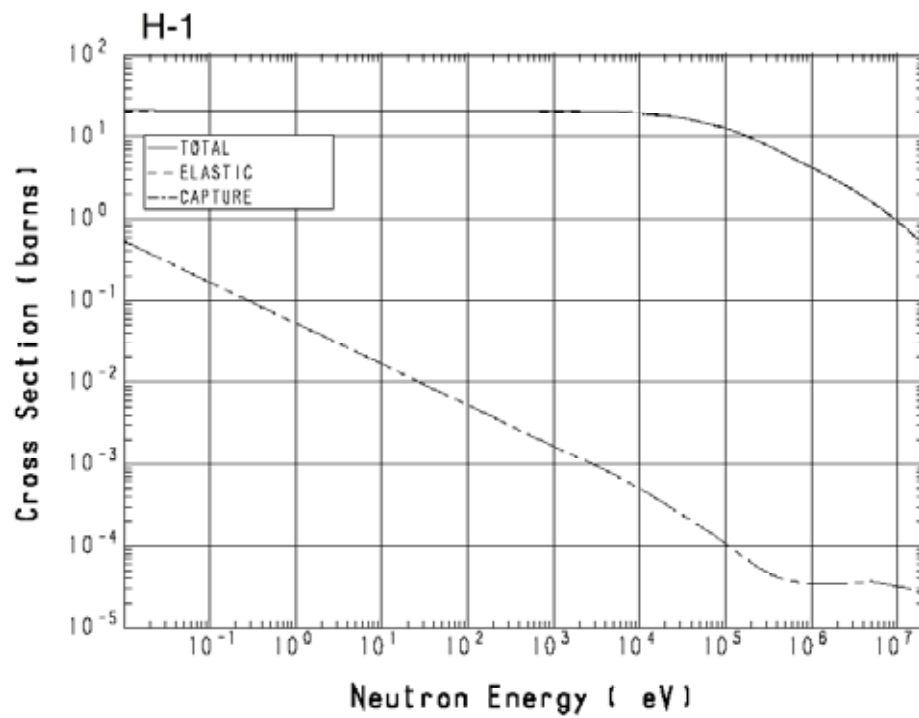


図 A 3-1 水素の断面積

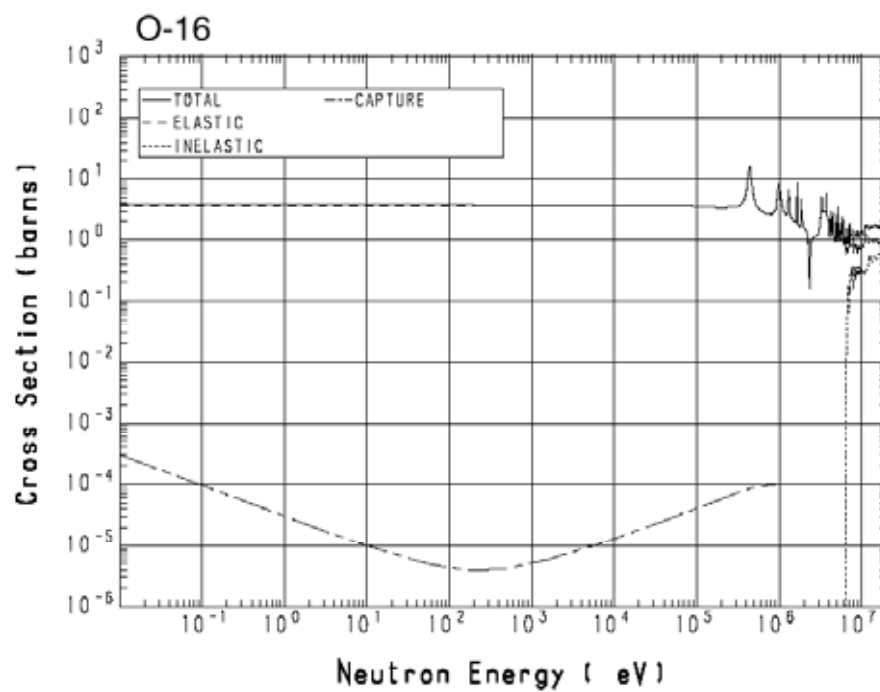


図 A 3-2 酸素の断面積

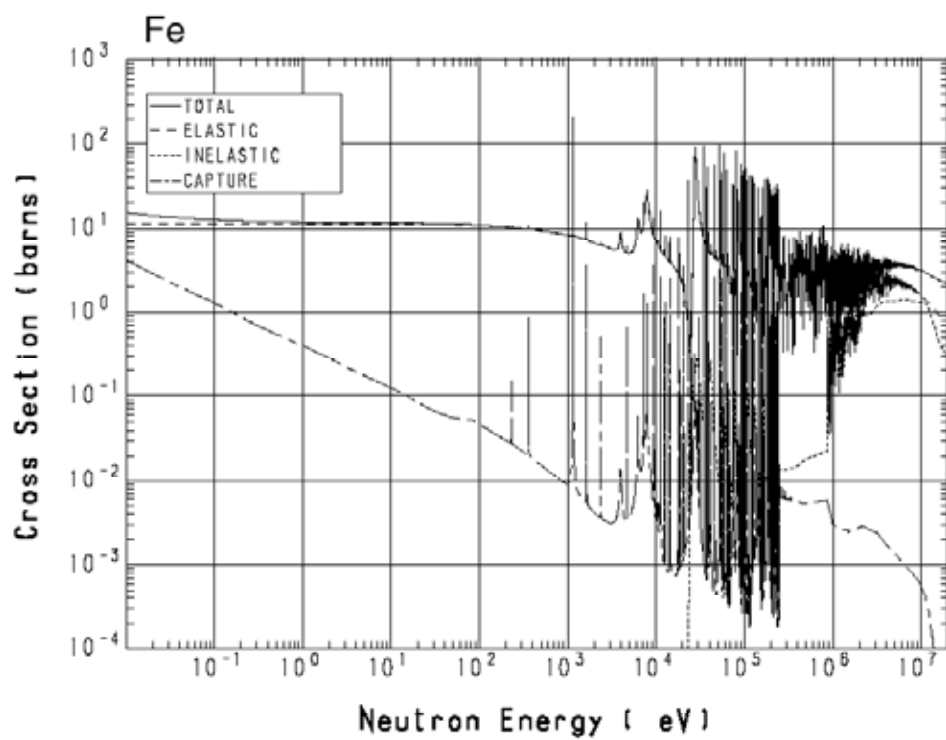


図 A 3-3 鉄の断面積

付録4 2次元輸送計算コード PHOENIX-P

PHOENIX-P はガドリニア入り燃料および MOX 燃料を使用した複雑な非均質性をもつ燃料集合体の計算を行うことが可能な 2 次元多群燃料集合体輸送計算コードであり、炉心計算に必要な核定数等を算出する。

集合体内の中性子の振舞は大別して中性子束スペクトルおよび中性子束分布に分けられるため、これらをノード結合法計算及び S_4 輸送計算により計算している。PWR 燃料集合体を構成する単位セルには、燃料棒、制御棒案内シンプル、計装シンプル、バーナブルポイズン棒、制御棒等がある。PHOENIX-P はこれらのセルを含む非均質な燃料集合体の計算を行う。図 A4-1 に PHOENIX-P コードの計算の流れを示す。また計算の詳細を以下に示す。

実効群定数作成では、計算体系に含まれる各物質の組成、形状、温度などの入力データに基づき、ライブラリの断面積データを基に IR 近似および等価原理に基づいて実効群定数を作成する。ライブラリには共鳴自己遮蔽を考慮した共鳴積分が、温度とバックグラウンド断面積をパラメータとして格納されている。

ノード結合法計算では、集合体内各セルの各領域における詳細な中性子束スペクトルを求める。ノード結合法計算では各セルを一つのノードと見なし各ノードに流入する中性子流を用いてノードを結合する。各セルは 3 領域（燃料セルではペレット、被覆管、減速材）に分割され、求められた中性子流及び衝突確率法により計算される各セルの応答中性子束を用いてセル内の各領域における詳細群中性子スペクトルが計算される。求められた中性子スペクトルにより各セルの少数群均質断面積を求め S_4 計算に受け渡す。

S_4 計算では、この均質断面積を用いて輸送計算を行い集合体内の厳密な中性子束空間分布を求める。ノード結合法計算により得られた各セル内各領域の詳細群中性子スペクトルおよびその中性子束レベルは S_4 計算で得られた各少数群中性子束と一致する

ように補正される。

B₁ 計算では、臨界スペクトルを計算する。2 次元輸送計算により求められた詳細群中性子スペクトルを B₁ 計算エネルギー群毎に臨界スペクトルで規格化することにより最終的な集合体内詳細群中性子束を求める。

ANC コード用データの作成では、集合体を縮約・均質化し、ANC コード用の 2 群集合体平均マクロ定数を求める。炉心計算でのフィードバック計算に用いられる水、キセノン、サマリウム及び減速材中の ¹⁰B のミクロ定数について、同様な手法で縮約・均質化を行い、2 群集合体平均ミクロ定数を作成する。同時に、集合体均質化に伴う誤差を除去するための中性子束不連続因子および、燃料棒出力を再現するためのピンファクタを以下の様に求める。

$$f = \bar{\Phi}_s^{het} / \bar{\Phi}_s^{homo}$$

燃料棒位置 (x,y) でのピンファクタ $PF_g(x,y)$ は、

$$PF_g(x,y) = P_g^{het}(x,y) / P_g^{homo}(x,y)$$

ただし、上式において $\bar{\Phi}$ は集合体境界面での平均中性子束、 $P_g(x,y)$ は位置 (x,y) での g 群の燃料棒出力である。また het は非均質体系、homo は均質体系を意味する。

燃焼計算では、燃焼による組成変化を計算する。燃焼計算では、集合体内の燃料毎に各種の生成・消滅による原子数密度変化に関する微分方程式をラプラス変換し、これを解くことにより行う。燃焼計算を行う場合、中性子束計算と燃焼計算を燃焼ステップ数だけ繰返して行うが、この際、燃焼に伴う組成変化を精度よく評価するために、Predictor-Corrector 法を用いている。

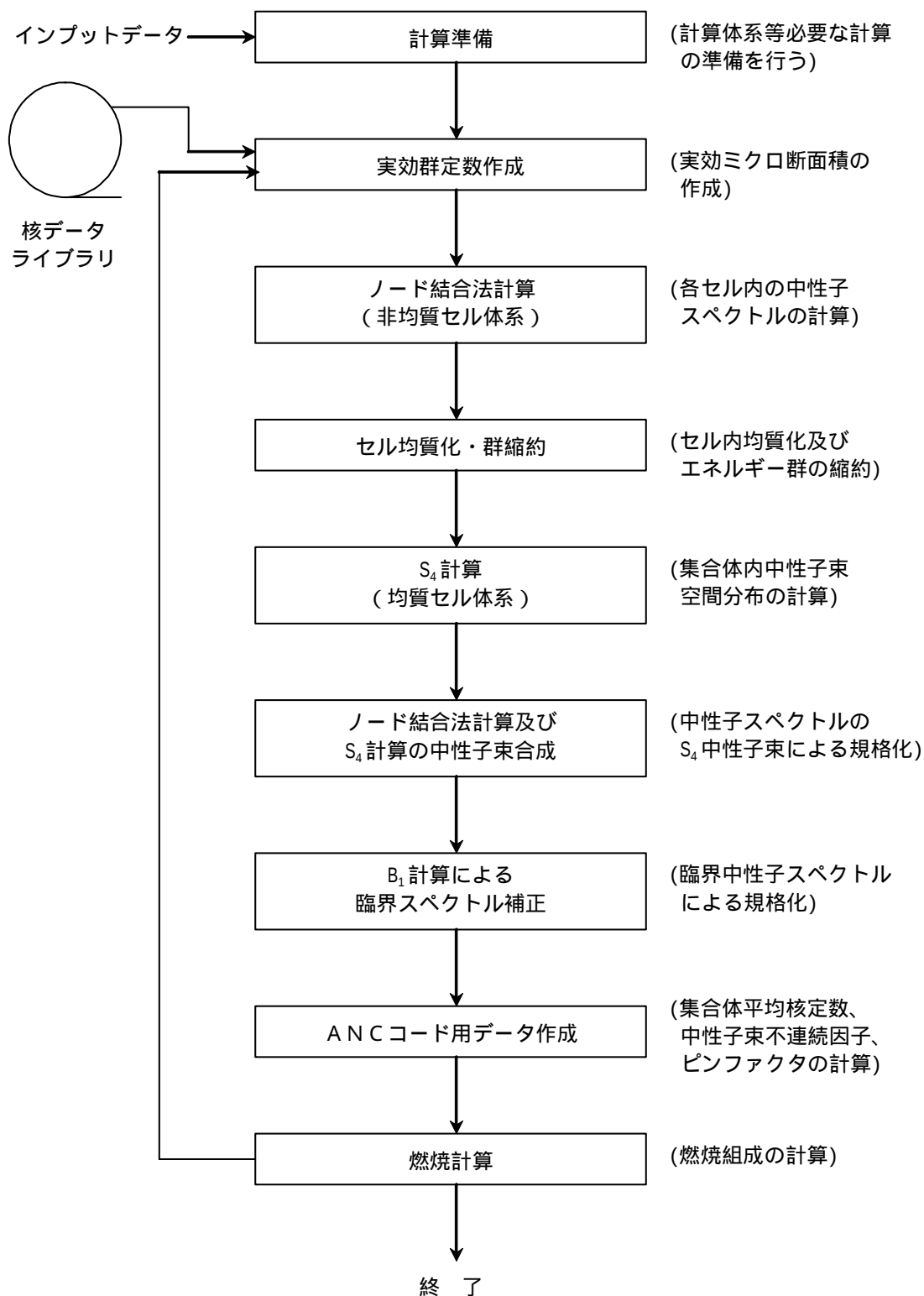


図 A 4-1 PHOENIX-P コードの計算の流れ

付録5 3次元拡散計算コード ANC

ANC は近代ノード法に基づく PWR 炉心核特性解析用 3 次元 2 群拡散計算コードであり、PHOENIX-P により算出された核定数を基に炉心計算を行う。

ANC では拡散計算に中性子束不連続因子を用いたノード法、燃料棒出力分布計算にピンパワリカバリ法を用い、短時間で従来の燃料セル単位の詳細メッシュ拡散計算コードと同等の精度を達成している。図 A5-1 に ANC コードの計算の流れを示す。また、計算の詳細を以下に示す。

ノード法では以下の 2 群の拡散方程式を解く。

$$-D_g \nabla^2 \Phi_g + \Sigma_{tg} \Phi_g = \sum_{g'} \left[\left(\Sigma_{gg'} + \frac{\chi_g}{\lambda} \nu \Sigma_{fg'} \right) \Phi_{fg'} \right], \quad g = 1, 2$$

ここで、 g はエネルギー群、 Φ_g は中性子束、 D_g は拡散係数、 Σ_{tg} は全吸収断面積、 $\Sigma_{gg'}$ は g' 群から g 群への減速断面積、 χ_g は核分裂収率、 λ は固有値 (= 実効増倍率 k_{eff})、 $\Sigma_{fg'}$ は核分裂断面積、 ν は核分裂当たりの中性子発生数を表す。上式をある 1 次元方向 u に着目し、残りの 2 次元方向 (v, w) につき積分すると以下の 1 次元拡散方程式が得られる。

$$-\bar{D}_g^m \frac{d^2 \Psi_{gu}^m(u)}{du^2} + \bar{\Sigma}_{tg}^m \Psi_{gu}^m(u) - Q_{gu}^m(u) + L_{gu}^m(u) = 0$$

ここで、

$$\Psi_{gu}^m(u) = \frac{1}{a_v^m a_w^m} \int_0^{a_v^m} \int_0^{a_w^m} \Phi_g(u, v, w) dv dw、$$

$$Q_{gu}^m(u) = \sum_{g'} \left(\bar{\Sigma}_{gg'} + \frac{\chi_g}{\lambda} \nu \bar{\Sigma}_{fg'} \right) \Psi_{g'u}^m(u)、$$

$L_{gu}^m(u)$: u の垂直方向の中性子の漏れ、

$\bar{D}_g^m, \bar{\Sigma}_{tg}^m$: ノード平均群定数、

a_u^m, a_v^m, a_w^m : ノード m の各方向に対するノード幅。

ANC コードにおいてはこの 1 次元拡散方程式を解く際にノード展開法を用いており、ノード m のノード内中性子束 $\Phi_{gu}^m(u)$ を 4 次の多項式で展開している。この展開係数は、0 次～2 次の係数については、ノード平均中性子束およびノード境界における部分中性子流を用いて求められ、3 次および 4 次の係数は、拡散方程式に対して重みつき残差法を適用することにより決定する。また、u に垂直方向の流れ $L_{gu}^m(u)$ についても 2 次の多項式を用いている。

ノード境界における部分中性子流とノード中性子束との関係は Fick の法則により以下のように求まる。

$$J_{gu\ell}^{in,m} - J_{gul}^{out,m} = -\bar{D}_g^m \frac{d\Phi_{gu}^m(u)}{du} \Big|_{u=0}$$

$$J_{gur}^{out,m} - J_{gur}^{in,m} = -\bar{D}_g^m \frac{d\Phi_{gu}^m(u)}{du} \Big|_{u=a_u^m}$$

上記よりノード境界上の流出中性子流は、そのノードへの入射中性子流およびノード内中性子束より求められる。一方、あるノードの流出中性子流は隣接ノードから見ると入射中性子流となるため、平均中性子束と共に、入射及び流出中性子流を次々と各ノードに対し求められる。なお、ノード内中性子束の各展開係数は、ノード平均中性子束、入射及び流出中性子流を含んだ式からなっているため、逐次求め直す必要がある。部分中性子流が求まると、各ノードの解析方向 u の中性子漏れはそのノードへの入射及び流出中性子流の差として求められる。この中性子漏れは他の 1 次元 v または w 方向を解く際にそれと直交する方向の中性子漏れとして考慮され、これを繰返すことにより 3 次元中性子束分布を求めることができる。これらの計算の流れを図 A5-1 に示す。

ノード計算ではノード内の核定数は一定であるとしてノード平均均質核定数 Σ_g, D_g を用いている。この均質核定数を用いて集合体平均の中性子束を正確に求めるためには、燃料集合体境界で中性子束の不連続性を許す中性子束不連続因子を導入する必要がある。ANC においてはこの中性子束の不連続性を拡散方程式に取り入れるために実効断面積として、

$$\Sigma_g^{eff} = \frac{\Sigma_g}{f_g}, \quad D_g^{eff} = \frac{D_g}{f_g}$$

を用いている。これら ANC のノード計算で用いられる均質核定数及び中性子束不連続因子は PHOENIX-P の単一集合体モデルまたは 4 集合体モデルにより求められる。

ANC コードでは炉心のノード毎の平均中性子束計算終了後、各ノード内の燃料セル単位の出力分布の計算を行っている。この燃料セル単位の出力分布は、以下に示す重ね合わせ法により求めている。

$$P_g(x, y) = \bar{P}_g \cdot P_{g,homo}^{ANC}(x, y) \cdot PF_g(x, y)$$

ここで、

$\bar{P}_g$: g 群のノード平均出力、

$P_{g,homo}^{ANC}$: ノード表面での平均中性子束を境界条件として求められる均質体系での g 群の出力分布。

$PF_g(x, y)$: PHOENIX-P により算出されるピンファクタ

ANC コードで使用されるノード平均 2 群核定数には、キセノン及び減速材中のほう素の寄与は含まれていない。これらの寄与及びドップラ効果、減速材密度、スペクトルの炉心平均状態からのずれに対する補正を、各ノード毎に実施し、これに基づき中性子束分布を求める。上記核定数の補正は、中性子束に依存するため収束するまで繰り返し計算を実施する。

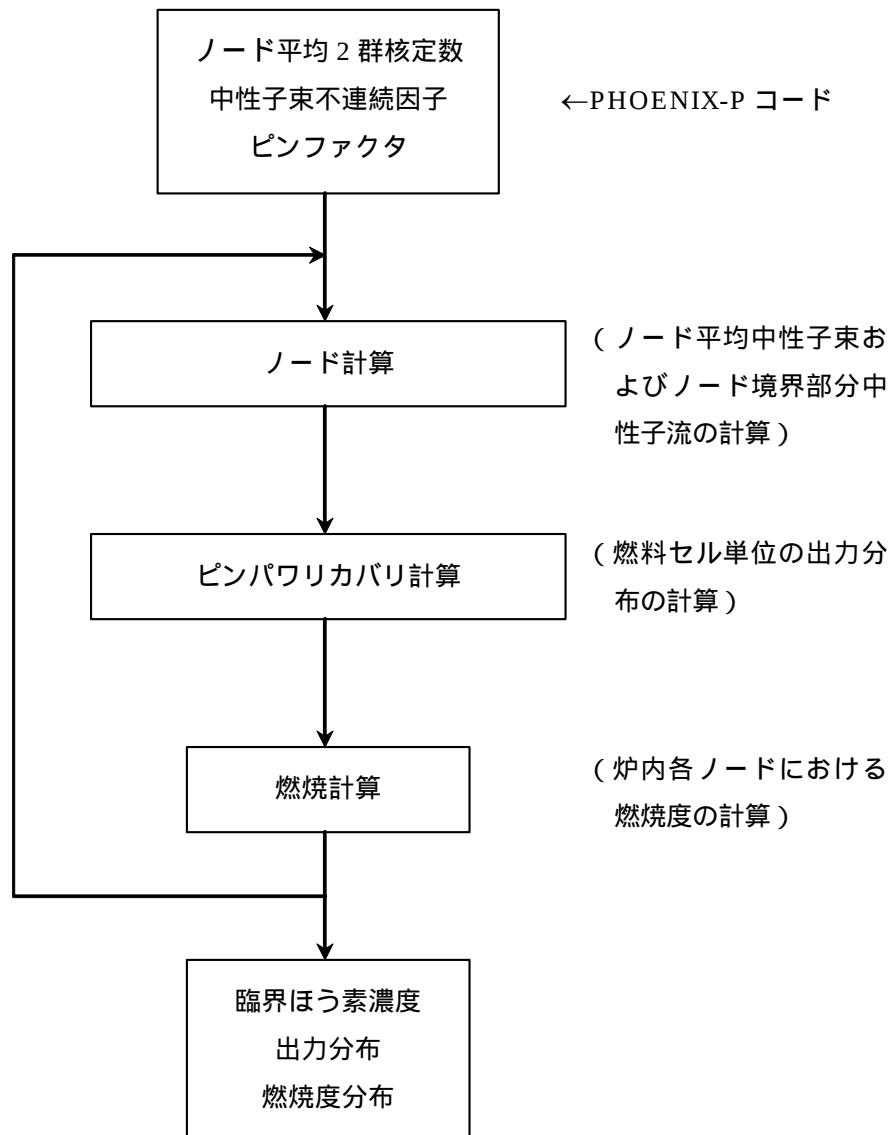


図 A 5-1 ANCコードの計算の流れ

付録6 2次元拡散計算コード HIDRA

HIDRAコードは、燃焼度の関数としての2群定数等を入力とする2群2次元拡散計算コードであり、減速材密度、キセノン濃度、及びドップラ効果の空間分布を考慮に入れた計算が可能である。燃料交換も容易に行うことができ、燃料交換を含む2次元出力分布の計算、および燃焼計算に用いるが、制御棒効果、減速材温度係数、ドップラ係数、ほう素価値等の炉心特性計算にも使用される。

2群の拡散方程式は、

$$\begin{aligned} -D_1 \nabla^2 \varphi_1 + \Sigma_{a1} \varphi_1 + \Sigma_r \varphi_1 &= (\nu \Sigma_{f1} \varphi_1 + \nu \Sigma_{f2} \varphi_2) / k_{eff} \\ -D_2 \nabla^2 \varphi_2 + \Sigma_{a2} \varphi_2 &= \Sigma_r \varphi_1 \end{aligned}$$

である。ここで、 φ_g は中性子束、 D_g 、 Σ_{ag} 、 $\nu \Sigma_{fg}$ 、 Σ_r はそれぞれ g 群の拡散係数、吸収断面積、(核分裂当たりの発生中性子数) $\times$ (g 群の核分裂断面積)、1群から2群への減速断面積を表す。また、 k_{eff} は固有値すなわち実効増倍率を表す。上式を、5点階差式で近似し階差方程式にしたものを数値的に解いて中性子束分布を求めている。HIDRAコードにおいては、群定数は燃焼度の関数として、表形式で入力される。各メッシュ点の燃焼度より、燃焼度の前後3点の燃焼度に対応する群定数を用いて、内挿によりメッシュ点ごとの群定数を求める。この群定数には、キセノン、及び減速材中のほう素の寄与は含まれていない。これらの寄与、及びドップラ効果、減速材密度の寄与は、空間依存を考慮して群定数を補正することで計算に含めている。新たに補正された群定数より求めた中性子束分布は、一般に前の中性子束分布と異なるので、再び、求まった中性子束分布により補正された群定数を用いて拡散計算を行う。このようにして、中性子束分布が矛盾なく収束するまで繰返し計算を行う。求まった中性子束分布を用いて、下式により、各メッシュ点ごとの出力分布を計算する。

$$P = \kappa \Sigma_{f1} \phi_1 + \kappa \Sigma_{f2} \phi_2$$

ここで、 Σ_{fg} は第 g 群の分裂断面積、 κ は核分裂あたり発生するエネルギー（MeV/分裂）を表す。この出力分布を使用して、次のステップの燃焼度分布を計算し、中性子束分布を求める。これを繰返して、燃焼計算を進めている。

核的フィードバックとしては以下の効果を補正している。

（１）キセノン効果の補正

キセノンの効果は、群定数中の吸収断面積に対し、メッシュ点ごとに計算されたキセノンの原子数密度をもとに、吸収断面積を補正をしている。特に、キセノン効果を群定数と別にして考慮するのは、キセノン濃度は出力分布に依存して変化し、その吸収断面積が 10^6 バーン程度と特に大きいので中性子束分布に与える影響が大きいためである。

（２）ドップラ効果の補正

ドップラ効果によって出力の大きい所では、1群の吸収断面積が増大する。出力は空間依存性を持つので、ドップラ効果も空間依存性を持つ。HIDRAコードでは、下式により、メッシュ点ごとにドップラ効果を考慮している。

$$\Sigma_{a1}(P) = \Sigma_{a1}(1.0) + \frac{a_1 P}{1 + a_2 P} - \frac{a_1}{1 + a_2}$$

ここで、Pは全出力時の平均出力を1.0に規格化した各メッシュ点での出力であり、 $\Sigma_{a1}(1.0)$ は、群定数表より内挿して求めたメッシュ点nでの1群の吸収断面積、 a_1 , a_2 は燃料の濃縮度や燃焼度に依存する定数である。

（３）減速材密度の変化による補正

減速材密度の変化による効果についても、空間依存を考慮し、下記項目について群定数への補正を行う。

水の分子数密度の変化による効果

各メッシュ点の出力に対応するエンタルピー上昇に伴う減速材の平均密度 ρ の変化を基に断面積の補正を行う。

減速材中のほう素の効果

減速材中のほう素の効果としては、 ^{10}B の中性子吸収を考慮し、メッシュ点ごとに吸収断面積を補正する。

スペクトルが変化する効果

減速材密度の変化によるスペクトル変化に伴う群定数への効果をメッシュ点ごとに補正する。

燃焼計算では、下式により各メッシュ点での燃焼度を求める。

$$BU(t_0 + \Delta T) = BU(t_0) + P \times \Delta BU, \quad \Delta T = \Delta BU \times \frac{W}{P_t} \times 24$$

ここで、 BU は各メッシュ点の燃焼度 (MWd/t)、 ΔBU は ΔT の間の炉心平均の燃焼度増分、 ΔT は燃焼時間幅 (h)、 P は平均出力を 1.0 に規格化した各メッシュ点での出力、 W は全燃料装荷量 (MTU)、 P_t は全出力 (MW_t) を表す。バーナブルポイズンの燃焼は別途下式で行う。

$$BU(t_0 + \Delta T) = BU(t_0) + e^{-(\sigma_{a1}\Phi_1 + \sigma_{a2}\Phi_2)\Delta T'}$$

ここで、 BU は各メッシュ点でのバーナブルポイズン棒中の B^{10} の残存率、 $\Delta T'$ は $\Delta T \times 3600$ (秒)、 σ_{ag} は B^{10} の g 群のミクロ吸収断面積を表す。

HIDRA では臨界ほう素濃度調整を行える機能があり、減速材中のほう素濃度を、入力として与えられた固有値 k_{eff}^0 (通常は臨界状態を考えた $k_{eff}^0 = 1.0$) になるようなほう素濃度を求める事ができる。臨界ほう素濃度調整は、ほう素濃度を繰返し変化させて、固有値 k_{eff} を k_{eff}^0 に収束させることにより計算している。

付録7 原子炉容器照射量の評価

図 A7-1、A7-2 に示す 1 次元モデルを用いてステンレススチール製反射体が原子炉容器の照射量に与える影響を概略評価した。発電用原子力設備に関する技術基準を定める省令第 12 条を参考に、本評価では 1MeV 以上の中性子束を評価対象とした。なお、容器の材質は低合金 (JIS G 3120、JIS G 3204 相当) であるがここではステンレススチールとした。幾何学的寸法は PWR の炉心コーナー部に相当するものを用い、水ギャップと炉心槽間のバッフル板と水反射体をステンレススチールに置き換えた。計算は連続エネルギーモンテカルロコード MCNP4B を用いた。エネルギー毎の中性子束の計算結果を表 A7-2 に示す。

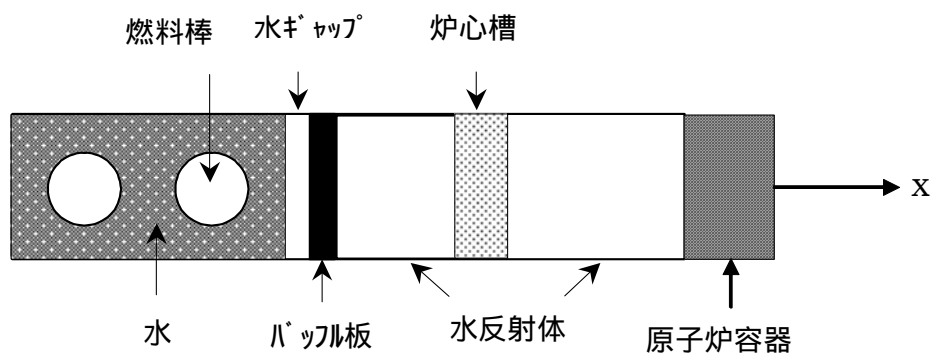


図 A 7-1 PWR 炉心用 1 次元モデル

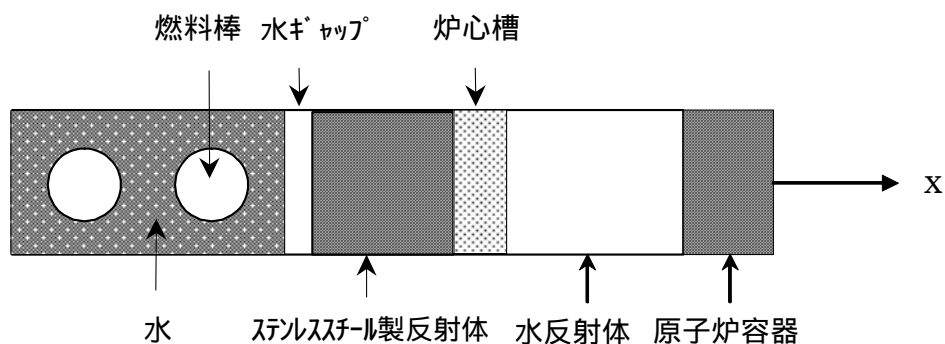


図 A 7-2 ステンレススチール製反射体付炉心用 1 次元モデル

表 A 7-1 原子炉容器での中性子束

		エネルギー領域	Baffle/Reflector*	Stainless steel Reflector
燃 料 部分	中性子束	10MeV ~ 1MeV	1.87390×10^{-4} (5.71700×10^{-4})	1.92160×10^{-4} (5.80412×10^{-4})
		1MeV ~ 0.625eV	4.94048×10^{-4} (1.36980×10^{-3})	5.78978×10^{-4} (1.65210×10^{-3})
		0.625eV ~ 0eV	8.67502×10^{-5} (5.62494×10^{-3})	1.00182×10^{-4} (6.45511×10^{-3})
	全核分裂率	10MeV ~ 0eV	7.56644×10^{-3}	8.68762×10^{-3}
原子炉容器部分		10MeV ~ 1MeV	3.82822×10^{-8}	9.59672×10^{-9}
		1MeV ~ 0.625eV	9.52725×10^{-7}	7.60350×10^{-8}
		0.625eV ~ 0eV	3.29195×10^{-8}	4.16055×10^{-8}
無限増倍率			0.89993 ± 0.00077	1.03062 ± 0.00074

* 括弧内の数値は各エネルギー範囲毎の核分裂率

反射体の材質を変えた場合、炉内に反射される中性子のエネルギー領域が異なるため、炉心部分の中性子スペクトルが変わり、核分裂割合が変動する。このため、炉内の出力密度を同一条件にして比較するため中性子束を核分裂率で補正した。この結果、1MeV 以上の中性子束は

PWR 炉心では $\phi = 3.828 \times 10^{-8}$

ステンレス製反射体付炉心では $\phi = 9.59672 \times 10^{-9} \times \frac{7.56644 \times 10^{-3}}{8.68762 \times 10^{-3}} = 8.358 \times 10^{-9}$

となり、ステンレススチール反射体を装荷することにより中性子束は 0.2 倍に減少する。すなわちこの場合は約 1/4 になる。A PWR 炉心では現行最大の 4 ループ炉心に対し約 1/3 になると評価されている。これに対し、L³P の場合、照射量の低減割合は装荷方式にもよるが約 20 ~ 40% である（注¹）。

（注¹） V. O. Uotinen, “Experience with Low-Leakage Fuel Management in LWRs,” Trans. Am. Nucl. Soc., 46, p.92 (1984).

付録8 K=1 の場合のノード内中性子束

本文 3.3.1 ノード内中性子束分布において、式 (3-2) で $K=1$ の場合の解を考える。
まず、 $K=1$ の場合は式 (3-2) が以下の様になる。

$$\nabla^2(\nabla^2 \phi_1) - \left(\frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2} \right) \nabla^2 \phi_1 = 0$$

ここで、 $v^2 = \frac{1}{L_1^2} + \frac{1}{L_2^2}$ と置くと、 $\nabla^2(\nabla^2 - v^2)\phi_1 = 0$ と書けるのでこの解は、

$$\nabla^2 \phi_1 - v^2 \phi_1 = 0, \quad \text{または} \quad \nabla^2 \phi_1 = 0$$

の解の線形結合で表される。上の第 1 式の解は式 (3-5b) または (3-7b) に与えられている通りであり、

$$\phi_v = a'_1 \cosh(vx) + b'_1 \sinh(vx) + a'_2 \cosh(vy) + b'_2 \sinh(vy)$$

である。第 2 式は Laplace の方程式であり、 $\Delta \phi = 0$ の解は X, Y 成分が分離できると仮定すると

$$\phi = \phi_x(x)\phi_y(y)$$

と書ける。これを Laplace の方程式に代入すると、

$$\frac{d^2 \phi_x(x)}{dx^2} = \alpha^2 \phi_x(x), \quad \frac{d^2 \phi_y(y)}{dy^2} = -\alpha^2 \phi_y(y)$$

ここで、

(1) $\alpha=0$ の場合

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \phi_x \phi_y = (ax+b)(cy+d) \\ &= Ax + Bxy + Cy + D \end{aligned}$$

が解となる。これは、式 (3-3a) で $\mu=0$ に対応する解である。

(2) $\alpha \neq 0$ の場合

$$\phi_\alpha = \sum_{\alpha \neq 0} \{A(\alpha)e^{\alpha x} + B(\alpha)e^{-\alpha x}\} \cdot \{C(\alpha)\cos \alpha y + D(\alpha)\sin \alpha y\}$$

が解となる。同様に、 β を零でない実数として、

$$\varphi_{\beta} = \sum_{\beta \neq 0} \{A(\beta)e^{\beta y} + B(\beta)e^{-\beta y}\} \cdot \{C(\beta)\cos \beta x + D(\beta)\sin \beta x\}$$

も解である。従って、一般解は下式で与えられる。

$$\varphi_{\alpha \beta} = \varphi_{\alpha} + \varphi_{\beta}$$

α または β を任意の実数とした、より一般的な解は、

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_{\alpha} + \varphi_{\beta}$$

となる。従って、ノード内中性子束は、この全ての解の和であり、

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_{\alpha} + \varphi_{\beta} + \varphi_{\nu}$$

となる。この解の係数が境界条件から決定されるべきものである。しかしながら、ノードの内の中性子束を決めるために用いる事ができるのはノード境界平均中性子流とノードコーナーの中性子流の 8 個の境界条件のみである。従って、 $\varphi_{\alpha}, \varphi_{\beta}$ は無視せざるを得ず、結局、

$$\varphi_1(x, y) = Ax + Bxy + Cy + D + a'_1 \cosh(\nu x) + b'_1 \sinh(\nu x) + a'_2 \cosh(\nu y) + b'_2 \sinh(\nu y)$$

となる。

付録9 TRX 炉心の解析

TRX1/2 炉心で測定された反応率比^(注1)の計算値と測定値を比較することにより²³⁸U の捕獲反応断面積の妥当性と調整量を検討した。

(1) 炉心の仕様と反応率の測定結果

燃料仕様および燃料格子の仕様を表 A9-1、表 A9-2 に示す。また、測定された反応率比を表 A9-3 に示す。

表 A 9-1 燃料仕様

領域	外径 (cm)	同位体	原子数密度 (10^{24}Atoms/cm^3)
燃料	0.4915	²³⁵ U	6.253×10^{-4}
		²³⁸ U	4.7205×10^{-2}
ボイド	0.5042	—	—
被覆管	0.5753	Al	6.025×10^{-2}
減速材		¹ H	6.676×10^{-2}
		¹⁶ O	3.338×10^{-2}

表 A 9-2 燃料格子仕様

	TRX-1	TRX-2	備考
燃料棒本数	764	578	
燃料棒ピッチ(cm)	1.8060 (1.6807)*	2.1740 (2.0231)	
水対燃料体積比	2.35	4.02	
バックリング (10^{-4}cm^{-2})	57±1	54.69±0.36	$B_g^2 = 0.000526$
格子配列	三角配列	三角配列	

* 減速材の体積を保存した正方格子のピッチ

表 A 9-3 反応率比測定値

測定パラメータ	TRX-1	TRX-2	備考*
ρ^{28}	1.320±0.021	0.837±0.016	²³⁸ U epithermal capture/ ²³⁸ U thermal capture
δ^{25}	0.0987±0.0010	0.0614±0.0008	²³⁵ U epithermal fission/ ²³⁵ U thermal fission
δ^{28}	0.0946±0.0041	0.0693±0.0035	²³⁸ U fission/ ²³⁵ U fission
C*	0.797±0.008	0.647±0.006	²³⁸ U capture/ ²³⁵ U fission

* Thermal cut-off は 0.625eV

(注1) BNL-19302 (ENDF-202), “Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specifications”, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Lab. (1974).

(2) TRX1 の解析

等価矩形セルで行った TRX1 炉心の解析結果を以下に示す。MCNP ではスペクトルの効果を考慮するために実効増倍率が 1.0 近傍になるよう軸方向長さを 38cm とし、径方向は反射境界を持つセルで行った。PHOENIX-P での計算値は ^{238}U の共鳴積分を 3.4%減じる補正が無い場合とある場合について結果を示す。

表 A 9-4 MCNP による解析

	ENDF/B-VI		JENDL3.3 *	
ρ^{28}	1.392	(1.055) **	1.348	(1.021)
δ^{25}	0.1006	(1.019)	0.0994	(1.007)
δ^{28}	0.1024	(1.082)	0.1000	(1.057)
C*	0.810	(1.016)	0.809	(1.015)

* ^{235}U , ^{238}U のみ JENDL3.3 Preliminary version, ** 括弧内は C/E

表 A 9-5 PHOENIX-P による解析

	ENDF/B-VI (Hot spectrum)			
	^{238}U の補正無し		^{238}U の補正有り	
keff	0.98872		0.99595	
ρ^{28}	1.386	(1.050) *	1.338	(1.014)
δ^{25}	0.0976	(0.989)	0.0976	(0.989)
δ^{28}	0.0974	(1.030)	0.0988	(1.044)
C*	0.810	(1.016)	0.795	(0.997)

* 括弧内は C/E

表 A 9-6 PHOENIX-P による解析

	JENDL3.3 (Hot spectrum) *			
	^{238}U の補正無し		^{238}U の補正有り	
keff	0.99384		0.99952	
ρ^{28}	1.354	(1.026) **	1.313	(0.995)
δ^{25}	0.0954	(0.967)	0.0954	(0.967)
δ^{28}	0.0953	(1.007)	0.0950	(1.004)
C*	0.804	(1.009)	0.790	(0.991)

* ^{235}U , ^{238}U のみ JENDL3.3 Preliminary version, ** 括弧内は C/E

(3) TRX2 による解析結果

等価矩形セルで行った TRX2 炉心の解析結果を以下に示す。MCNP ではスペクトルの効果を考慮するために実効増倍率が 1.0 近傍になるよう軸方向長さを 39cm とし、径

方向は反射境界を持つセルで行った。PHOENIX-P での計算値は ^{238}U の共鳴積分を 3.4%減じる補正が無い場合とある場合について結果を示す。

表 A 9-7 MCNP による解析

	ENDF/B-VI	JENDL3.3 *
ρ^{28}	0.868 (1.037) **	0.849 (1.014)
δ^{25}	0.0619 (1.008)	0.0611 (0.995)
δ^{28}	0.0732 (1.056)	0.0719 (1.038)
C*	0.651 (1.006)	0.654 (1.011)

* ^{235}U , ^{238}U のみ JENDL3.3 Preliminary version, ** 括弧内は C/E

表 A 9-8 PHOENIX-P による解析

	ENDF/B-VI (Hot spectrum)	
	^{238}U の補正無し	^{238}U の補正有り
keff	0.99369	0.99803
ρ^{28}	0.865 (1.033) *	0.840 (1.004)
δ^{25}	0.0599 (0.976)	0.0599 (0.976)
δ^{28}	0.0689 (0.994)	0.0697 (1.006)
C*	0.649 (1.003)	0.641 (0.991)

* 括弧内は C/E

表 A 9-9 PHOENIX-P による解析

	JENDL3.3 (Hot spectrum) *	
	^{238}U の補正無し	^{238}U の補正有り
keff	0.99622	0.99992
ρ^{28}	0.853 (1.019) **	0.828 (0.989)
δ^{25}	0.0591 (0.963)	0.0591 (0.963)
δ^{28}	0.0682 (0.984)	0.0680 (0.981)
C*	0.648 (1.002)	0.639 (0.988)

* ^{235}U , ^{238}U のみ JENDL3.3 Preliminary version ** 括弧内は C/E

以上の結果から ENDF/B-VI、JENDL-3.3 の両ライブラリとも ρ^{28} を過大評価しており ^{238}U の捕獲共鳴が測定値よりも大きいことが分かる。このため、実効断面積を作成する際に用いられる捕獲共鳴積分値を減じることは妥当である。ただし、軽水炉に近い減速材対燃料比を持つ TRX1 の解析結果である表 A9-4 および表 A9-6 からは JENDL-3.3 の場合補正量は 2%程度で良いと考えられる。

付録10 INFANT コードの出力分布計算法

INFANT コードでの 3 次元的出力分布計算手法を以下に示す。

$$P_{k,j}^{Mea.} = \sum_{i=1}^L \left\{ \omega_i \cdot \left(\frac{P_{k,j}^{Cal.}}{R_{i,j}^{Cal.}} \right) \cdot R_{i,j}^{Mea.} \right\}$$

$$R_{i,j}^{Cal.} = \sigma_{f,i}^{Fast} \phi_{i,j}^{Fast} + \sigma_{f,i}^{Thermal} \phi_{i,j}^{Thermal}$$

ここで、 $P_{k,j}^{Meas.}$: 集合体 k の軸方向位置 j での測定出力、

$P_{k,j}^{Cal.}$: 集合体 k の軸方向位置 j での出力の計算値、

$R_{i,j}^{Meas.}$: 計測用シンブル i、軸方向位置 j での M/D による反応率、

$R_{i,j}^{Cal.}$: 計測用シンブル i、軸方向位置 j での計算による反応率、

ω_i : 計測用シンブル i での M/D による反応率を集合体 k の出力の計算に反映させるための重み因子であり、計算に使用される L 個の計測用シンブルに対して $\sum_{i=1}^L \omega_i = 1.0$ と規格化されている、

$\phi_{i,j}^{Fast}, \phi_{i,j}^{Thermal}$: 計測用シンブル i、軸方向位置 j での計算による高速群および熱群の中性子束、

$\sigma_{f,i}^{Fast}, \sigma_{f,i}^{Thermal}$: 計測用シンブル i での M/D の高速群および熱群の核分裂断面積の計算値。

付録11 CBCF コードの臨界ほう素濃度の計算法

PWR 発電プラントで採取された 1 次系のほう素濃度は、CBCF コードによりほう素濃度測定時の運転条件が補正され、全出力全制御棒引抜き運転条件の臨界ほう素濃度が求められる。

$$B^{Correc.} = B^{Meas.} + \{(\Delta \rho)_D + (\Delta \rho)_C + (\Delta \rho)_{MT} + (\Delta \rho)_P + (\Delta \rho)_{Xe,Sm}\} \cdot \frac{1}{d\rho/dB}$$

ここで、 $B^{Correc.}$: 全制御棒引抜き全出力運転状態に補正されたほう素濃度

$B^{Meas.}$: 測定ほう素濃度、

$(\Delta \rho)_D$: 制御用制御バンク D 挿入に伴う反応度変化、

$(\Delta \rho)_C$: 制御用制御バンク C 挿入に伴う反応度変化、

$(\Delta \rho)_{MT}$: 1 次冷却材温度変化に伴う反応度変化

$$\left(= d\rho/dT_{Mod.} \cdot (T_{Mod.} - T_{Mod.}^{Ref.}) \right),$$

$(\Delta \rho)_P$: 原子炉出力変化に伴う反応度変化 $\left(= d\rho/dT_{Fuel} \cdot (T_{Fuel} - T_{Fuel}^{Ref.}) \right)$ 、

$(\Delta \rho)_{Xe,Sm}$: キセノン、サマリウムの状態変化に対応する反応度変化、

$$\left(= (\Delta \rho)_{Xe} - (\Delta \rho)_{Xe}^{Ref.} + (\Delta \rho)_{Sm} - (\Delta \rho)_{Sm}^{Ref.} \right)$$

$d\rho/dB$: ほう素価値。

謝 辞

本研究をまとめるにあたり、東京工業大学原子炉工学研究所の関本博教授に全般にわたりご指導頂きました。また、同研究所の二ノ方壽教授、加藤恭義教授、有富正憲教授、井頭政之助教授には本論文について貴重な御指摘と御助言を頂きました。ここに深く感謝いたします。

鉄反射体の反応度効果の測定は日本原子力研究所燃料サイクル安全工学部臨界安全研究室(当時)と三菱原子力工業株式会社(当時)の共同研究の成果に基づくものであります。この実験においては臨界安全研究室の皆様には多くの御指導、御協力を頂きました。当時の研究室長小林岩夫氏(現、原子力エンジニアリング(株))には準備段階から実験、更には学会での発表に到るまで全般にわたり御指導頂きました。また、当時研究室におられた三好慶典(現 NUCEF 研究室長)、須崎武則、村上清信、広瀬秀行、新田一雄の各氏には装置の製作・認可、実験および測定技術など全てに渡って御指導頂きました。なお、NUCEF 研究室の山本俊弘氏には実験結果をまとめるにあたり貴重な御指摘と御助言を頂きました。ここに感謝いたします。

PWR 炉心の反射体領域をノード法で取扱うための2次元反射体領域均質定数計算法の開発に当たっては、三菱重工業株式会社の金川孝氏の協力を得、米国 Westinghouse 社の Baocheng Zhang 氏からは討論を通して貴重な助言を頂きました。また、計算コードの作成・検証に当たっては、近藤順子、田村育子(当時コンピュータソフト開発(株))両氏の協力を得ました。ここに感謝いたします。

輸送等価拡散定数の計算手法の開発に当たっては、Westinghouse 社の Yung-An Chao 氏にレビューをして頂き、株式会社グローバル・ニュークリア・フュエル・ジャパンの山本宗也氏からは Blackness 理論と拡散定数について貴重なコメントを頂きました。臨界実験による検証および輸送等価拡散定数を基に作成された2次元反射体領域均質定数の実機による検証には、エンジニアリング開発(株)の一杉洋子、野田英行、谷

和洋の各氏の協力を得ました。また、連続エネルギーモンテカルロ計算コード MCNP 用高温ライブラリの作成には原研の前川藤夫氏の協力を得ました。ここに深く御礼申し上げます。

この他、三菱重工業株式会社の井田俊一、青木繁明、松本英樹、駒野康男の各氏ならびに炉心技術部の皆様には本研究につき御議論頂き貴重な御助言を頂きました。また、学会等の場におきまして多くの皆様に本研究に関する討論や貴重な御指摘、御助言を頂きました。ここに感謝いたします。

なお、最後に本研究を理解し、常に著者を支えて励ましてくれた母ちよをはじめ、妻年江、子供達玲奈と瑠衣に感謝します。

2002 年 9 月

田原義壽