

10^{-4} は、収束判定因子と同程度である。従って、判定因子により期待された計算精度が得られているものと考えられる。また、高次になるに従って計算精度が低下するのは、基本モードから高次側へ順に計算を進めていくべき乗法の算法に起因している。べき乗法では、低次側のモードの計算誤差が高次側に堆積する可能性がある。しかし、求めるべきモード次数は高々5次程度であるので、この誤差の堆積性は深刻な問題とならない。

表3.12 ZPPR-13Cの固有関数の直交性 (対角項=1に規格化)

m \ n	0	1	2	3	4	5
0	1.0	5.9E-6	1.7E-5	8.2E-8	1.4E-4	2.0E-4
1	1.4E-6	1.0	5.5E-7	1.5E-4	8.7E-6	1.6E-6
2	2.5E-5	6.3E-7	1.0	5.2E-6	1.9E-4	2.5E-4
3	1.0E-7	2.8E-5	8.9E-7	1.0	6.7E-5	1.2E-7
4	7.4E-4	4.4E-5	5.4E-5	4.8E-5	1.0	3.9E-4
5	1.7E-4	2.6E-7	7.0E-5	2.3E-7	3.8E-4	1.0

収束判定

$$\frac{|\phi^{(k)} - \phi^{(k-1)}|}{|\phi^{(k)}|} < 10^{-5} \quad \frac{|\lambda^{(k)} - \lambda^{(k-1)}|}{\lambda^{(k)}} < 10^{-5} \quad (3-41)$$

第4章 空間高次モード固有値間隔の測定

本章では、大型高速炉心の空間高次モード固有値間隔を実験的に決定する。測定法としては、動特性実験や原子炉異常診断において用いられて来た炉雑音法を採用する。まず、この目的に炉雑音法を用いる場合の問題点を述べ、それを克服するための測定法の工夫およびデータ解析法を提案する。次に、これら手法を適用して大型高速炉心の固有値間隔を求め、第3章の数値計算結果との比較を行う。さらに、従来の1点炉モデルに基づく解析によって動特性パラメータを決定する場合に結果が見掛け上検出器位置に依存する難点も、このデータ解析法の適用により除去しうることを示す。

4.1 炉雑音解析による固有値間隔決定法の開発

4.1.1 従来の測定手法の問題点

炉雑音法による固有値間隔の測定例としては、Rydinら⁽³⁹⁾、Ebertら⁽⁴⁰⁾の研究がある。ただし、測定体系は2分割型原子炉に限られている。彼らの測定手法を単一炉心である大型高速炉心に適用しようとする、種々の問題が発生する。第1の問題点としては、理論計算への依存度が強くなる点である。一例として、Ebertらの実験法について考えてみる。彼らは、2分割炉集合体SHA(Solid Homogeneous Assembly)の1次固有値間隔を、2検出器間コヒーレンス関数[(4-4)式参照]の測定により決定している。図4.1に示すように、分割炉心双方の対称な位置 x_A, x_B に配置された検出器A,B間のコヒーレンス関数が測定され、低周波数領域の平坦部の値が求められる。

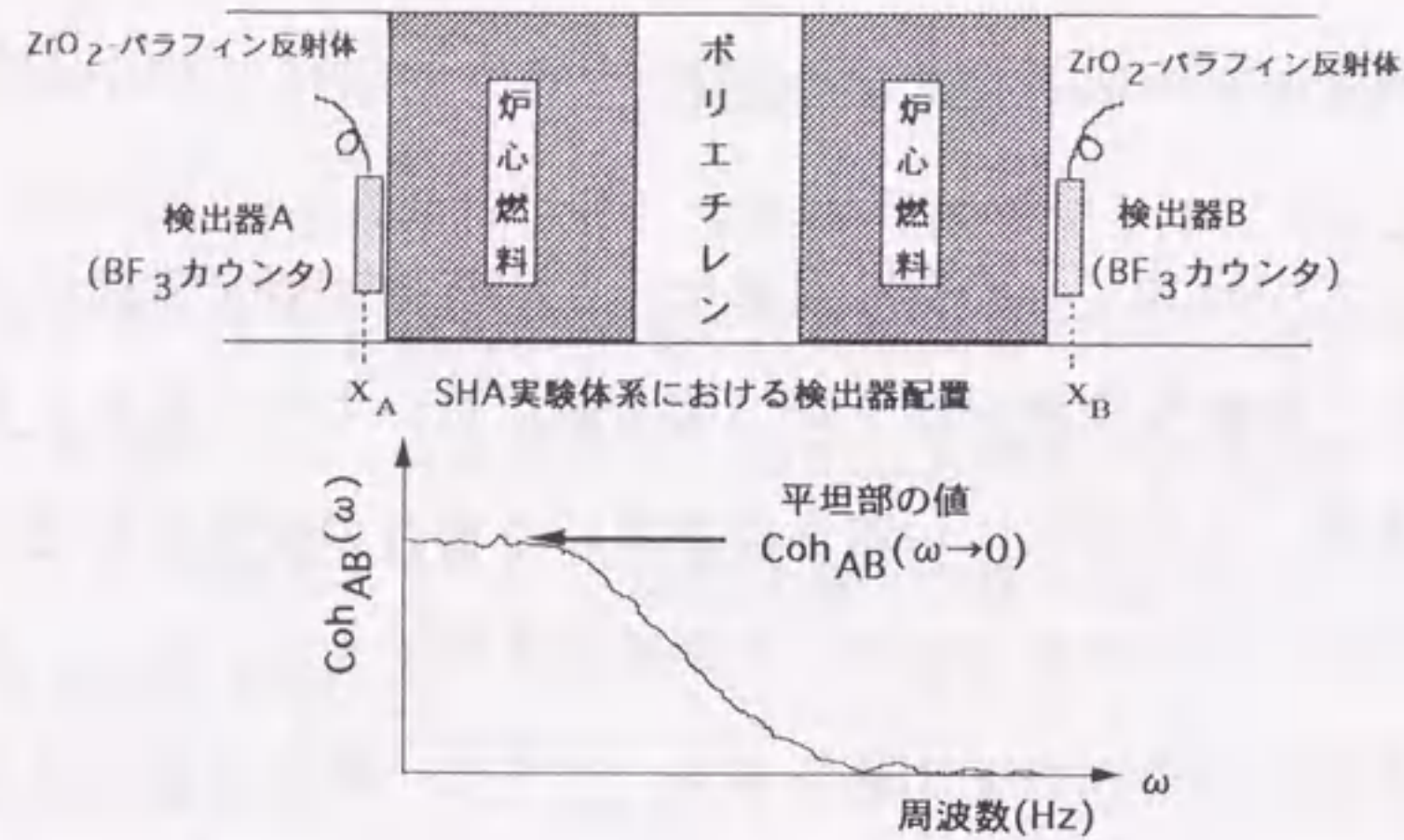


図 4.1 Ebertらの1次固有値間隔決定法

この平坦部のコヒーレンス関数値を(4-1)式に代入することにより、1次固有値間隔が決定される。

$$(\mathbf{E.S.})_1 = (\beta_{\text{eff}} - \rho) \left\{ a \sqrt{\frac{1 + \text{Coh}_{AB}(\omega \rightarrow 0)}{1 - \text{Coh}_{AB}(\omega \rightarrow 0)}} - 1 \right\} \quad (4-1)$$

a : 空間補正因子, β_{eff} : 実効遅発中性子割合, ρ : 体系反応度

このとき $(\mathbf{E.S.})_1$ は見掛け上検出器位置 x_A, x_B に依存し、それを補正するために(4-1)式中の空間補正因子 a を用いる。この因子は次式で定義され、理論計算により求められる。

$$a^2 \equiv \frac{\left(\int_{\text{検出器体積}} \Sigma_D \varphi_1 dv \right)^2 \int_{\text{炉心体積}} \Sigma_f \varphi_0 (\chi \varphi_1^+)^2 dv}{\left(\int_{\text{検出器体積}} \Sigma_D \varphi_0 dv \right)^2 \int_{\text{炉心体積}} \Sigma_f \varphi_0 (\chi \varphi_0^+)^2 dv} \quad (4-2)$$

φ_0, φ_1 : ω_p モード基本及び1次固有関数,
 φ_0^+, φ_1^+ : ω_p モード基本及び1次随伴固有関数,
 Σ_D, Σ_f : 検出及び核分裂断面積, χ : 核分裂スペクトル

2分割炉においてこの方法が有効なのは、基本モードと1次モード固有関数および基本モードと1次モード随伴固有関数の間に(4-3)式のような近似関係が成り立つためである。

$$\varphi_0 \sim |\varphi_1|, \varphi_0^+ \sim |\varphi_1^+| \quad (4-3)$$

この結果、(4-2)式により定義される補正因子は1.0に近い値となる^(脚注)。彼らは、SHA測定体系の補正因子 a を1群平板モデルで計算しているが、この値は0.96となり、計算誤差が最終的な実験値に及ぼす影響は小さい。これに対し、単一炉では(4-3)式は破綻し、補正因子は1.0からかけ離れた値をとることが予想される。実際、大型高速炉集合体ZPPR-9に対する空間補正因子は検出器配置により0~3の範囲の値をとる。このように補正因子 a が1.0からかけ離れた値をとる場合、(4-1)式から明らかなように1次固有値間隔は理論補正因子に強く依存するようになる。このような理論計算への過度な依存は、実験を独立な知見として尊重しようという目的に反し好ましくない。そこで、単一炉である大型高速炉心の固有値間隔を測定するには、理論補正因子を必要としないデータ解析法を考案しなければならない。

第2の問題点としては、データ解析において含めるべき空間モードの次数が、単一炉では明確でない点である。2分割炉では、考慮すべき高次モードとして、炉心間ギャップ中央に零点を有する1次モードのみが先験的に選択される。単一炉ではこのような先験的な決定は不可能であり、定量的な議論により打ち切

(脚注)つまり、2つの炉心が十分離れていれば1次モードと基本モードを比べた場合両炉心内の分布は類似し、符号だけが片側炉心で逆転するというのである。

り次数を決定する必要がある。

第3の問題点としては、検出器配置の問題である。2分割炉では、分割された炉心の双方に検出器が設置される。これに対して単一炉の場合、炉心内の燃料は空間的に連続して装荷されているので、検出器配置の方針が不明確になる。

以下の節ではまず最初に、空間高次モードの影響を考慮して、炉雑音実験における測定相関量(具体的には、コヒーレンス関数)に対する一般的な定式を導く。その後、この定式に基づいて、検出器配置やデータ解析について議論する。

4.1.2 検出器間コヒーレンス関数の定式化

原子炉雑音解析では、自己(オート)および相互(クロス)パワースペクトル密度が測定相関量として採用され^(脚注)、これら相関量から原子炉の動特性が抽出される。しかし、実際に測定されるパワースペクトルは増幅器等の測定機器の周波数特性の影響を受けるので、中性子束の変動の周波数スペクトルを得るためにはデータ解析においてこの影響を除去する必要がある。この測定機器の周波数特性の影響は、高速炉における測定においてより重要となる。これは、高速炉系における解析周波数領域は熱中性子炉系に比べて2~3桁高くなり、このような高い周波数領域では測定機器の伝達関数の利得は周波数に強く依存するようになるためである。炉雑音実験では、この測定系の周波数特性の影響を取り除くため、測定相関量として検出器間コヒーレンス関数が採用される⁽⁴⁵⁾。2本の検出器A、

(脚注) 炉雑音解析は、広義にはファイマン-a法, ロッシー-a法等の中性子相関実験⁽⁴⁶⁾も含むが、ここでは中性子束の変動を周波数上で解析する方法を指す。

B間のコヒーレンス関数は次式によって定義される。

$$\text{Coh}_{AB}(\omega) \equiv \frac{|\tilde{\Phi}_{AB}(\omega)|}{\sqrt{\tilde{\Phi}_{AA}(\omega) \tilde{\Phi}_{BB}(\omega)}} \quad (4-4)$$

ただし、 $\tilde{\Phi}_{AA}(\omega)$, $\tilde{\Phi}_{BB}(\omega)$ はそれぞれ検出器AおよびBの自己パワースペクトル密度であり、 $\tilde{\Phi}_{AB}(\omega)$ は検出器A, B間の相互パワースペクトル密度である。図4.2に示すように、検出器Aあるいは検出器Bの自己パワースペクトル密度はそれぞれの検出器信号出力の二乗をフーリエ変換することにより、検出器A, B間の相互パワースペクトル密度は互いの信号出力の積をフーリエ変換することにより与えられる。実際の測定では、このフーリエ変換は高速フーリエ変換装置(FFT)による離散フーリエ変換である。検出器間コヒーレンス関数(4-4)式は、測定系の周波数特性の影響を受けない。これは、分子・分母の相互および自己パワースペクトル密度に含まれる測定系の伝達関数が共通因子として打ち消されるためである。

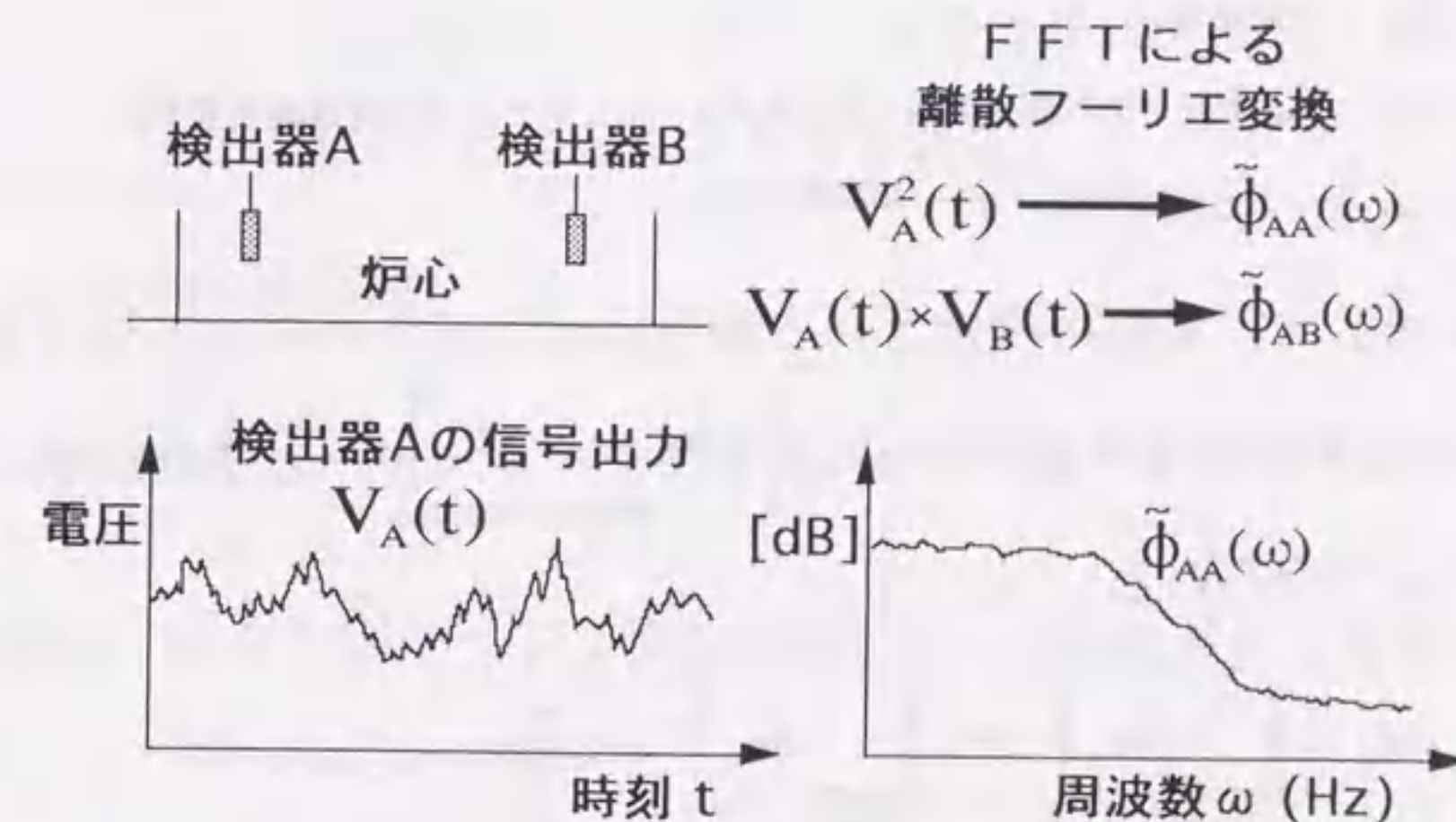


図4.2 検出器信号出力と周波数スペクトル密度との関係

Akcasuら⁽⁴⁷⁾は、ランジュバン法とモード展開法を用いて、中性子検出器

信号出力の時間的揺らぎに対するパワースペクトル密度を定式化している。展開関数としては、 ω_p (即発動的)モード固有関数[(3-2)式参照]を採用している。以下我々は、コヒーレンス関数の定式化において、彼らの理論表現から出発する。

Akcasuらの定式は(4-5)式に示すように、中性子エネルギーおよび空間座標に依存した表現となっている。

$$\begin{aligned} \tilde{\Phi}(\omega, \mathbf{r}_A, E_A, \mathbf{r}_B, E_B) &= \Sigma_D(\mathbf{r}_A, E_A) \Sigma_D(\mathbf{r}_B, E_B) \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{\text{炉心}} d\mathbf{r} \langle v(v-1) \rangle \int_0^{\infty} dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E) \\ &\times \int_0^{\infty} dE_1 \chi(E_1) \varphi_n^*(\mathbf{r}, E_1) \int_0^{\infty} dE_2 \chi(E_2) \varphi_n^*(\mathbf{r}, E_2) \frac{\varphi_n(\mathbf{r}_A, E_A) \varphi_m(\mathbf{r}_B, E_B)}{(\omega_m + i\omega)(\omega_n - i\omega)} \\ &+ \delta(\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B) \delta(E_A - E_B) \Sigma_D(\mathbf{r}_A, E_A) \Phi(\mathbf{r}_A, E_A) \end{aligned} \quad (4-5)$$

ただし、

$\Sigma_D(\mathbf{r}, E)$: 検出器内の位置 \mathbf{r} におけるエネルギー E の中性子に対する検出断面積、

$\langle v(v-1) \rangle$: $v(v-1)$ の期待値、 v : 核分裂により放出される即発中性子数、

$\chi(E)$: 核分裂スペクトル、 $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$: 巨視的核分裂断面積、

$\Phi(\mathbf{r}, E)$: 中性子束、

$\varphi_n(\mathbf{r}, E)$: ω_p モード n 次固有関数、 $\varphi_n^*(\mathbf{r}, E)$: ω_p モード n 次随伴固有関数、

ω_n : ω_p モード n 次固有値、 ω : 周波数 (Hz)、

である。これに対して、実際に測定される検出器信号出力のパワースペクトル密度 $\tilde{\Phi}_{AB}(\omega)$ は、次式(4-6)のように(4-5)式を中性子エネルギーと空間座標について積分することにより得られる。

$$\tilde{\Phi}_{AB}(\omega) = \int_{\text{検出器Aの体積}} d\mathbf{r}_A \int_0^{\infty} dE_A \int_{\text{検出器Bの体積}} d\mathbf{r}_B \int_0^{\infty} dE_B \tilde{\Phi}(\omega, \mathbf{r}_A, E_A, \mathbf{r}_B, E_B) \quad (4-6)$$

(4-5)式を(4-6)式に代入すると、検出器信号出力のオート及びクロスパワースペクトル密度 $\tilde{\Phi}_{AA}(\omega)$, $\tilde{\Phi}_{AB}(\omega)$ に対する表現(4-7-1), (4-7-2)式がそれぞれ得られる。

$$\tilde{\Phi}_{AA}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mn} \det_n^{(A)} \det_m^{(A)} G_{mn}(\omega) + D_A \quad (4-7-1)$$

$$\tilde{\Phi}_{AB}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mn} \det_n^{(A)} \det_m^{(B)} G_{mn}(\omega) \quad (4-7-2)$$

上式に含まれる各項は、それぞれ以下のように定義される。

Source term

$$\begin{aligned} C_{mn} &\equiv \int_{\text{炉心体積}} d\mathbf{r} \langle v(v-1) \rangle \int_0^{\infty} dE \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \Phi(\mathbf{r}, E) \\ &\times \int_0^{\infty} dE_1 \chi(E_1) \varphi_n^*(\mathbf{r}, E_1) \int_0^{\infty} dE_2 \chi(E_2) \varphi_m^*(\mathbf{r}, E_2) \end{aligned} \quad (4-8)$$

この C_{mn} は、核分裂中性子によって m 次と n 次の空間モードが同時に励起される度合いを表している。つまり、 v 個の核分裂中性子の内の1個(v 通りある)が m 次モードを励起し、残りの $(v-1)$ 個の内の1個($v-1$ 通り)が n 次モードを励起すると、炉心全体の核分裂により m 次と n 次モードが同時に励起される結合確率は $\langle v(v-1) \rangle \times$ (核分裂率)に重みとして m 次と n 次の随伴固有関数を乗じ空間座標とエネルギーについて積分することにより表される。

Detection term (検出項)

$$\det_n^{(A)} \equiv \int_{\text{検出器Aの体積}} d\mathbf{r}_A \int_0^{\infty} dE_A \Sigma_D(\mathbf{r}_A, E_A) \varphi_n(\mathbf{r}_A, E_A) \quad (4-9)$$

この検出項は、 n 次空間モードが検出器Aによって検出される効率を表している。

Frequency term (周波数項)

$$G_{mn}(\omega) \equiv 1 / \left\{ (\omega_m + i\omega)(\omega_n - i\omega) \right\} \quad (4-10)$$

m次とn次空間モードが励起された場合、この周波数項はこれらモードの寄与が周波数 ω 上に現れる割合を表す。

Uncorrelated term (非相関項)

$$D_A \equiv \int_{\text{検出器Aの体積}} \mathbf{dr}_A \int_0^\infty dE_A \Sigma_D(\mathbf{r}_A, E_A) \Phi(\mathbf{r}_A, E_A) \quad (4-11)$$

中性子検出過程に起因する揺らぎ成分は、ポアソン統計に従う。非相関項はこのポアソン揺らぎの寄与を表し、周波数スペクトルはホワイト(白色)となる。この非相関項はオートパワースペクトル密度(4-7-1)式においてのみ現れ、バックグラウンドノイズ、検出器ノイズ(Chamber noise)⁽⁴⁸⁾と呼ばれることもある。

(4-7-1)~(4-11)式を(4-4)式に代入すると、検出器A, B間コヒーレンス関数に対する一般的な表現が得られる。

$$\text{Coh}_{AB}(\omega) = \frac{\left| \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mn} \det_n^{(A)} \det_m^{(B)} G_{mn}(\omega) \right|}{\sqrt{\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mn} \det_n^{(A)} \det_m^{(A)} G_{mn}(\omega) + D_A} \sqrt{\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} C_{mn} \det_n^{(B)} \det_m^{(B)} G_{mn}(\omega) + D_B}} \quad (4-12)$$

4.1.3 大型高速炉心における検出器間コヒーレンス関数の理論解析

ω_p モード展開の打ち切り次数と検出器配置法を検討するために、大型高速炉における検出器間コヒーレンス関数を(4-12)式に基づいて算出する。計算体系としては、典型的な2領域炉心である大型均質炉集合体ZPPR-9を選んだ。加えて、特殊な燃料配置のため最もディカップリング特性が顕著であった非均質炉心集合体ZPPR-13Cの解析も行う。

コヒーレンス関数を求めるためには、まず ω_p モード固有値、同固有関数・随伴固有関数を計算しなければならない。この計算については、既に第3章3.3.7節で述べた。(4-8)式に含まれる核分裂断面積・核分裂スペクトルは、固有値計算で使用した値を用いる。また、 $\langle \nu(\nu-1) \rangle$ の値としては、7.64⁽⁴⁹⁾を用いた。ZPPRにおける炉雑音実験では中性子検出器としてリシウムガラス計数管が使用されている。このため、(4-9)式、(4-11)式に含まれる中性子検出断面積として ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{T}$ 反応断面積を採用した。この断面積は、BNL-325⁽⁵⁰⁾に基づいて作成した。(4-8)~(4-11)式中のエネルギー積分・空間積分は、矩形則(中点則)⁽⁵¹⁾に基づく求積法により実行した。これら数値積分のためのエネルギー群・空間メッシュは固有値計算の離散化法(エネルギー7群・燃料ドロワー当たり1メッシュ, 第3章3.3.2節参照)と一致させた。図4.3に検出器配置を示す。この検出器配置は、過去のZPPR炉雑音実験⁽³¹⁾で採用された配置である。ただし、ZPPRにおける過去の炉雑音実験は、固有値間隔の測定を目的としたものではなく、そのデータ解析も1点炉近似に基づいた従来の解析に止まっている。

まず、採用した理論と計算法の妥当性を検証するために、測定結果との比較を行う。図4.4には、検出器コヒーレンス関数の解析結果を測定値と比較して示す。解析における空間モード展開は、第5高次モードで打ち切られている。ただし、(4-12)式において非相関ノイズを考慮するためには、中性子束の絶対値を決定する必要がある。この絶対値の決定は不可能なので、理論解析においては非相関(バックグラウンド)ノイズは考慮されていない(零と置かれている)。一方、測定値と解析値との比較を可能とするため、図に示した測定値は非相関ノイ

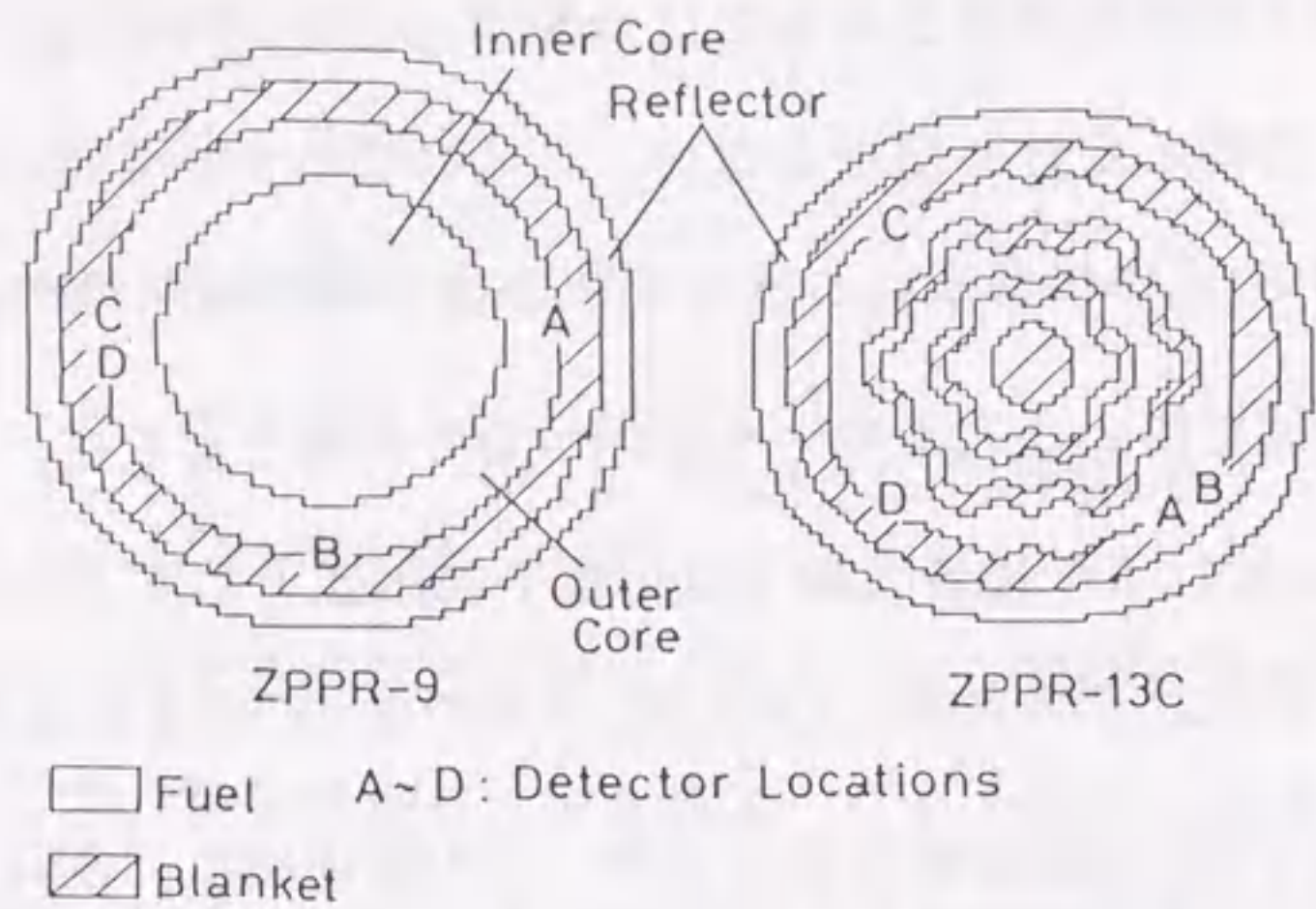


図 4.3 大型高速炉集合体ZPPR-9, -13Cにおける検出器配置

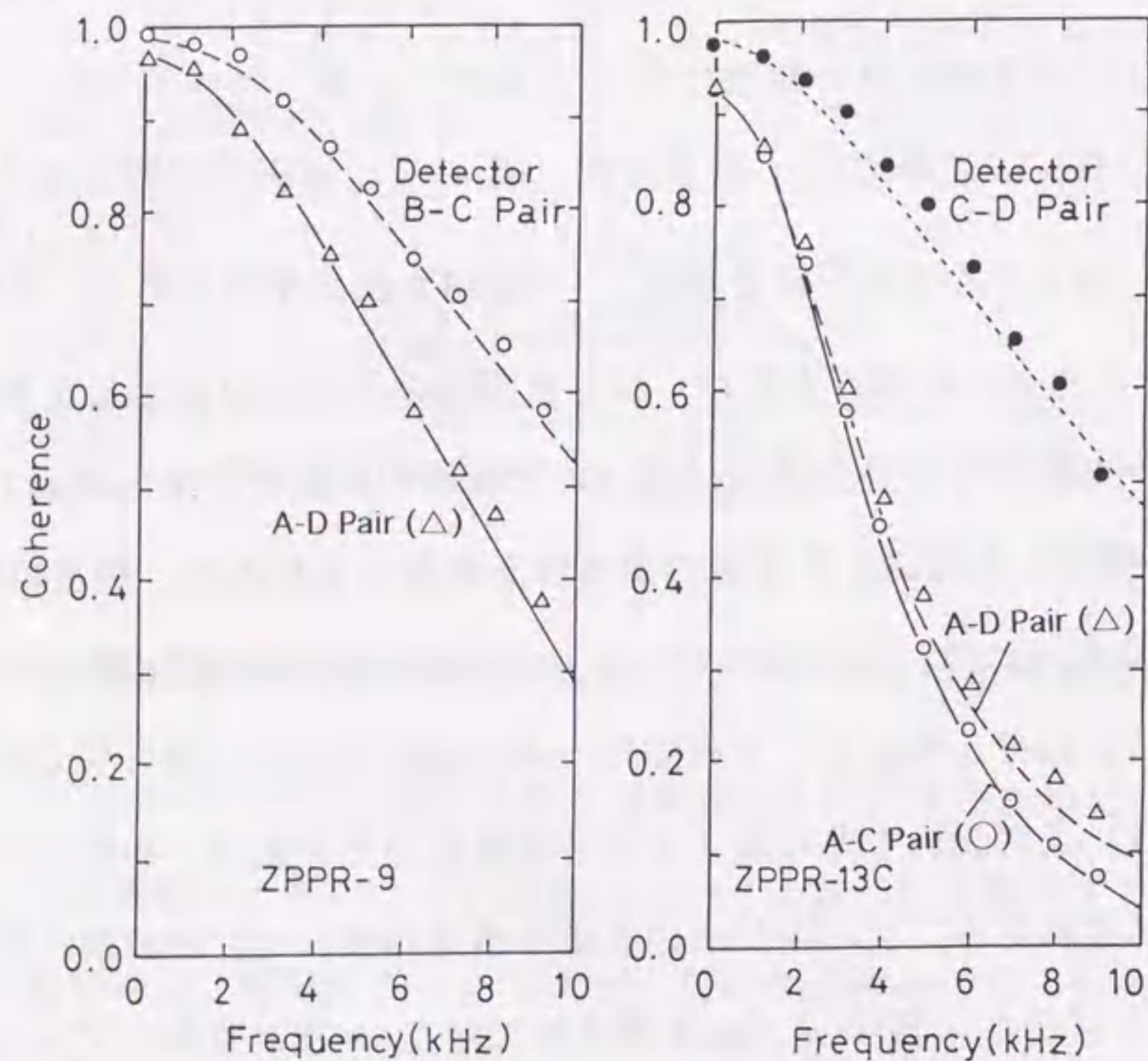


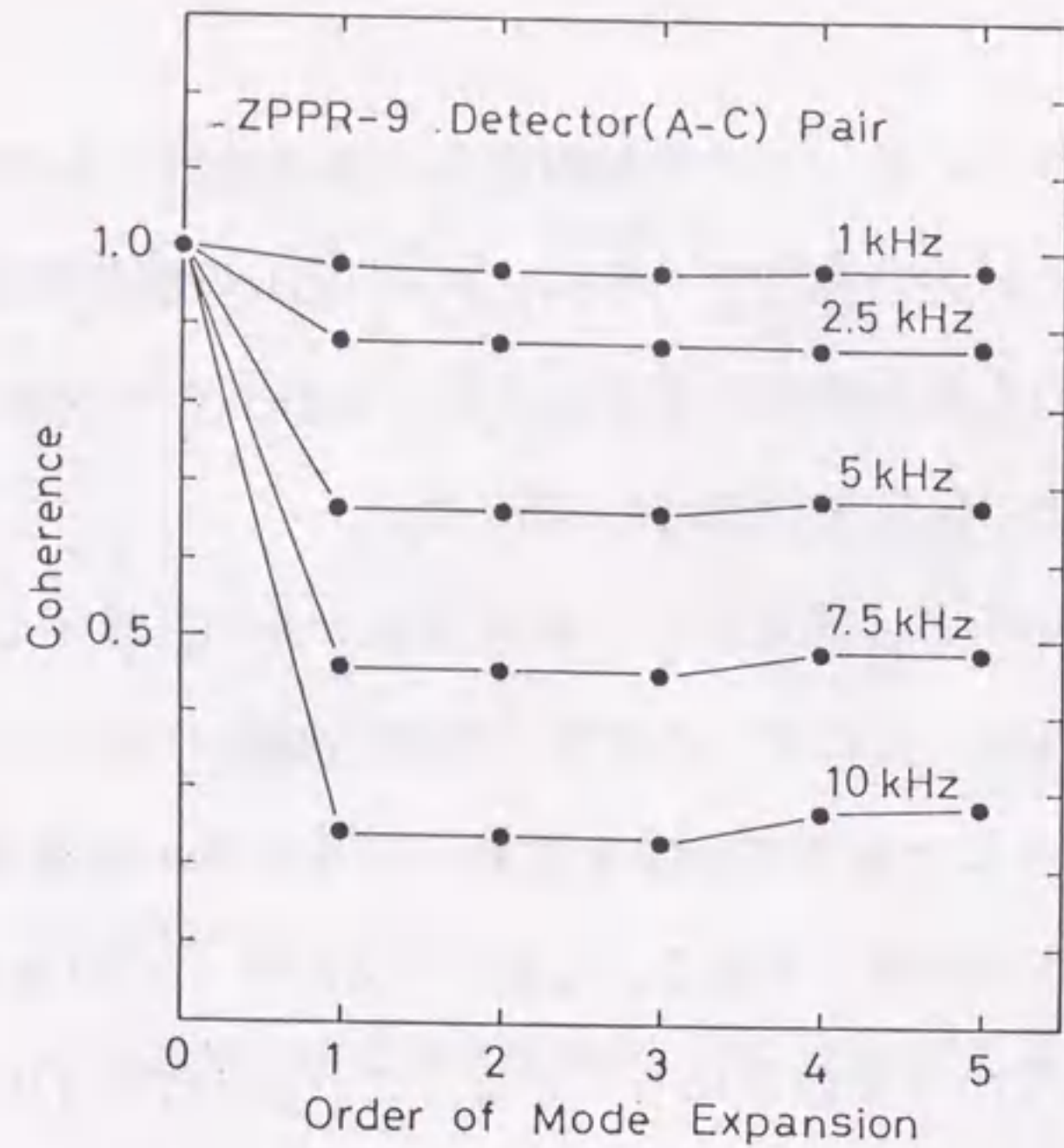
図 4.4 検出器間コヒーレンス関数の理論解析と測定結果の比較

ズの成分が取り除かれている。この非相関成分の除去法は、APPENDIX-Aに記した。実際のコヒーレンス測定データは、0~10kHzの解析周波数領域に800点存在する。解析値との比較を明瞭にするために、これらデータを最小二乗多項式フィッティングし、その結果を1kHz毎に描いた。

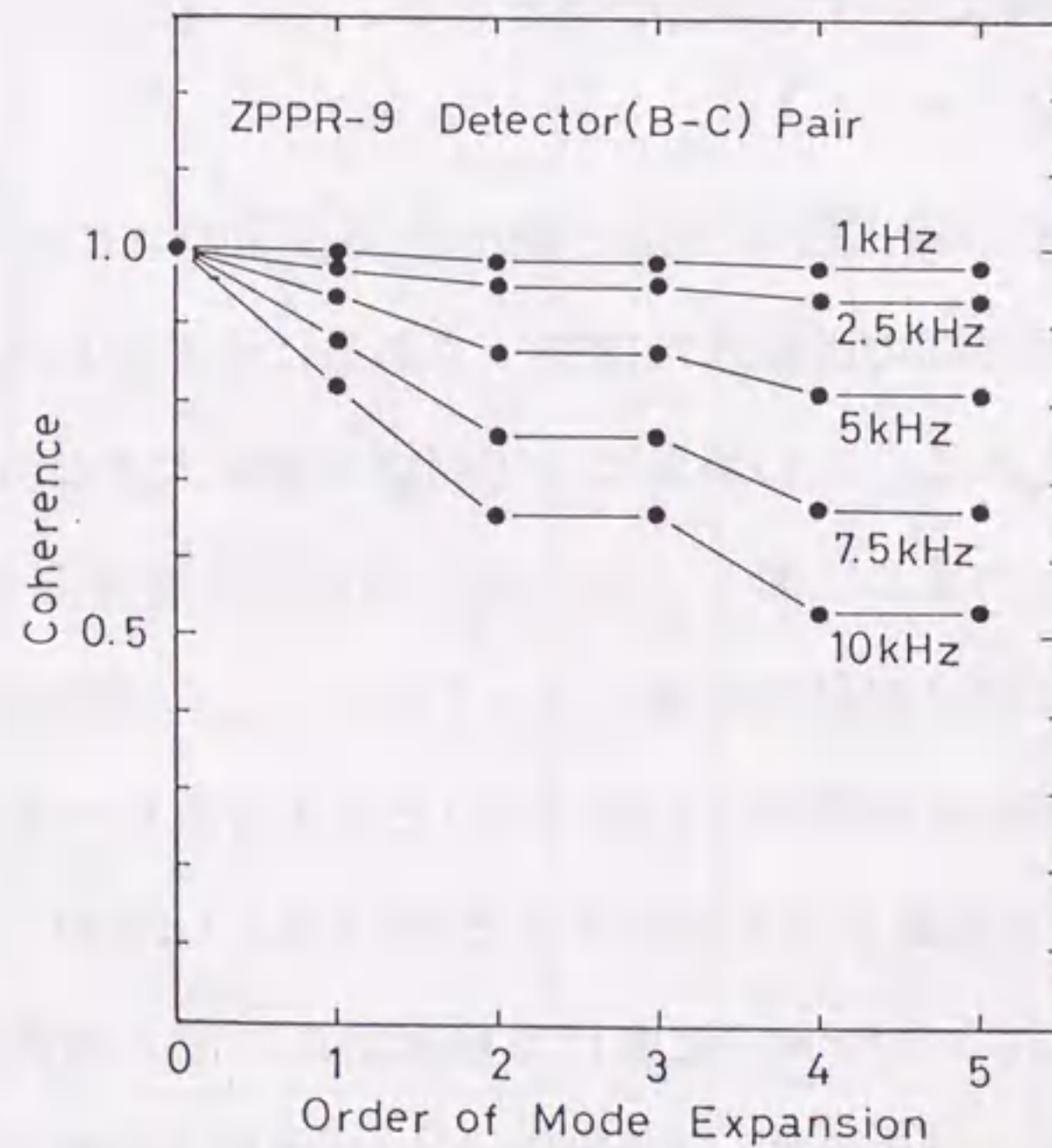
図 4.4 において解析値と測定値の一致は良好であり、採用した理論と計算法の妥当性が確認される。ここで、ZPPR-9の検出器B-C間コヒーレンス関数とZPPR-13CのA-D間コヒーレンス関数を比較してみよう。両体系におけるこれら検出器対間の距離はほぼ同一である。しかし、ZPPR-13Cのコヒーレンス関数はZPPR-9に比べ著しく小さな値となっている。これはZPPR-13Cの空間結合度がZPPR-9に比べ非常に弱いことを示している。この傾向は、ZPPR-13Cの固有値間隔がZPPR-9の間隔に比べて小さな値となることに対応している[第3章3.3.4参照]。

次に、ZPPR-13Cの検出器A-D間と検出器C-D間のコヒーレンス関数を比較する。これら検出器対間の距離はほぼ同一であるにもかかわらず、両者の間には著しい差異が観察される。この差異は、空間結合度に大きな方向依存性があることを意味している。つまり、図 4.3 中の横方向の結合度は非常に弱く、これに対して縦方向の結合度は相対的に強くなっている。この空間結合度の方向依存性は、第1高次モード固有値間隔(1.49% $\Delta k/k$)と第2高次モード固有値間隔(4.19% $\Delta k/k$)との間の大きな差異からも説明できる(第3章3.3.4参照)。

図 4.5 (a), (b)には、ZPPR-9における検出器A-C間と検出器B-C間のコヒーレンス関数解析値に対するモード展開打ち切り次数の影響を示す。これら図は、(4-12)式におけるモード展開の打ち切り次数(横軸)と、基本モードからその打ち切り次数の高次モードまでを考慮して求めたコヒーレンス関数(縦軸)の関係



(a) 検出器(A-C)間コヒーレンス関数



(b) 検出器(B-C)間コヒーレンス関数

図4.5 ZPPR-9検出器間コヒーレンス関数の展開打ち切り次数の効果

を表している。検出器A-C間コヒーレンス関数[図4.5-(a)]に対して第1高次モードの影響が非常に大きいことがわかる。検出器A, Cは第2および第3高次モード固有関数の零点上に配置されているので[図4.6参照]、これらモードの影響は全く受けない。さらに、第4・第5高次モードの影響もほとんど受けないことがわかる。つまり、検出器A-C間のコヒーレンス関数の解析において、モード展開を1次で打ち切って良いことを示している。また実験データ解析の観点からは、コヒーレンス関数測定実験において検出器がA, Cの位置に配置された場合、基本モードと第1高次モードの寄与のみを考慮してデータ解析を行い得ることを示している。

これに対して、検出器B-C間のコヒーレンス関数[図4.5-(b)]は、第1高次モードに加えて第2高次および第4高次モードの影響を受けることがわかる。検出器B, Cは第3高次モード固有関数の零点上に配置されているので[図4.6参照]、このモードの影響は全く受けない。実験においてこのような検出器配置が採用された場合、基本モードと3つの高次モード(1次+2次+4次モード)を考慮してデータ解析を行わなければならないことを示している。このような複雑なデータ解析から高次モードに関する情報を抽出することは事実上不可能であると考えられる。

図4.7には、ZPPR-13Cにおける検出器A-D間コヒーレンス関数に対するモード展開打ち切り次数の影響を示す。検出器A, Dは高次固有関数の零点上に配置されていないので、全ての空間モードの影響を受けることが予想される。しかしこの予想に反して、第1高次モードの影響が第2次以上のモードの影響に比べて卓越していることがわかる。ZPPR-13Cの他の検出器対についても、同様の結果が得られた。この1次モードの卓越した影響は、1次固有値間隔が2次以上の

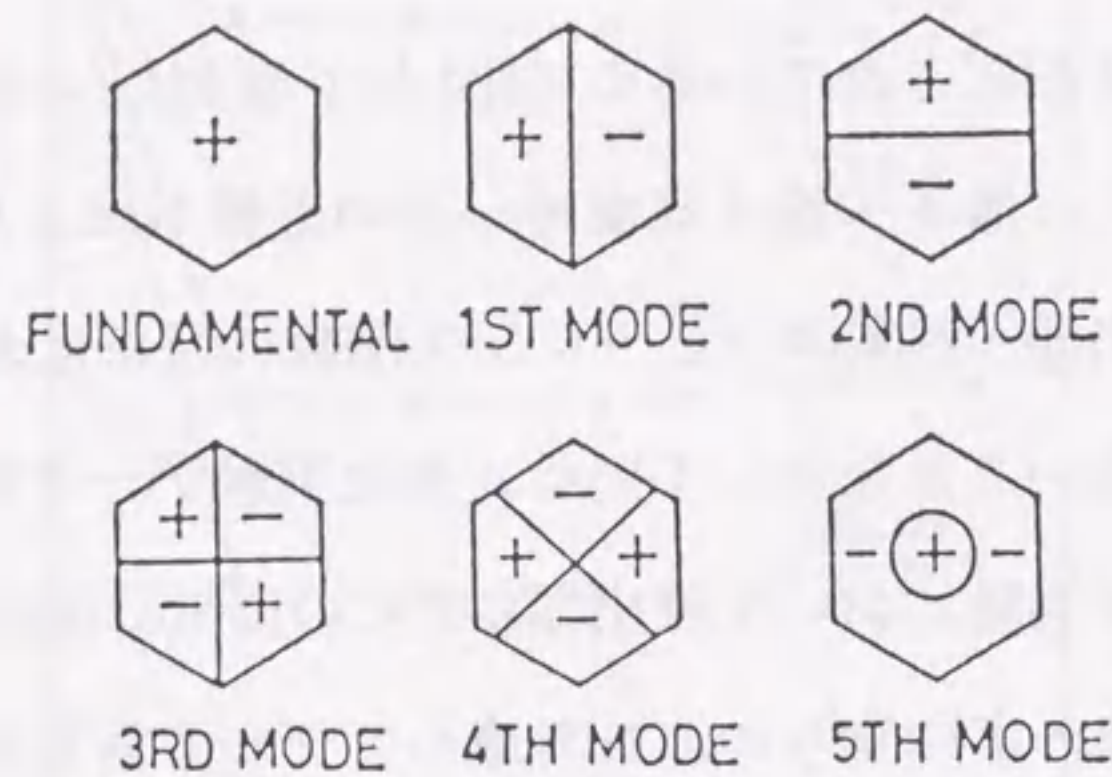
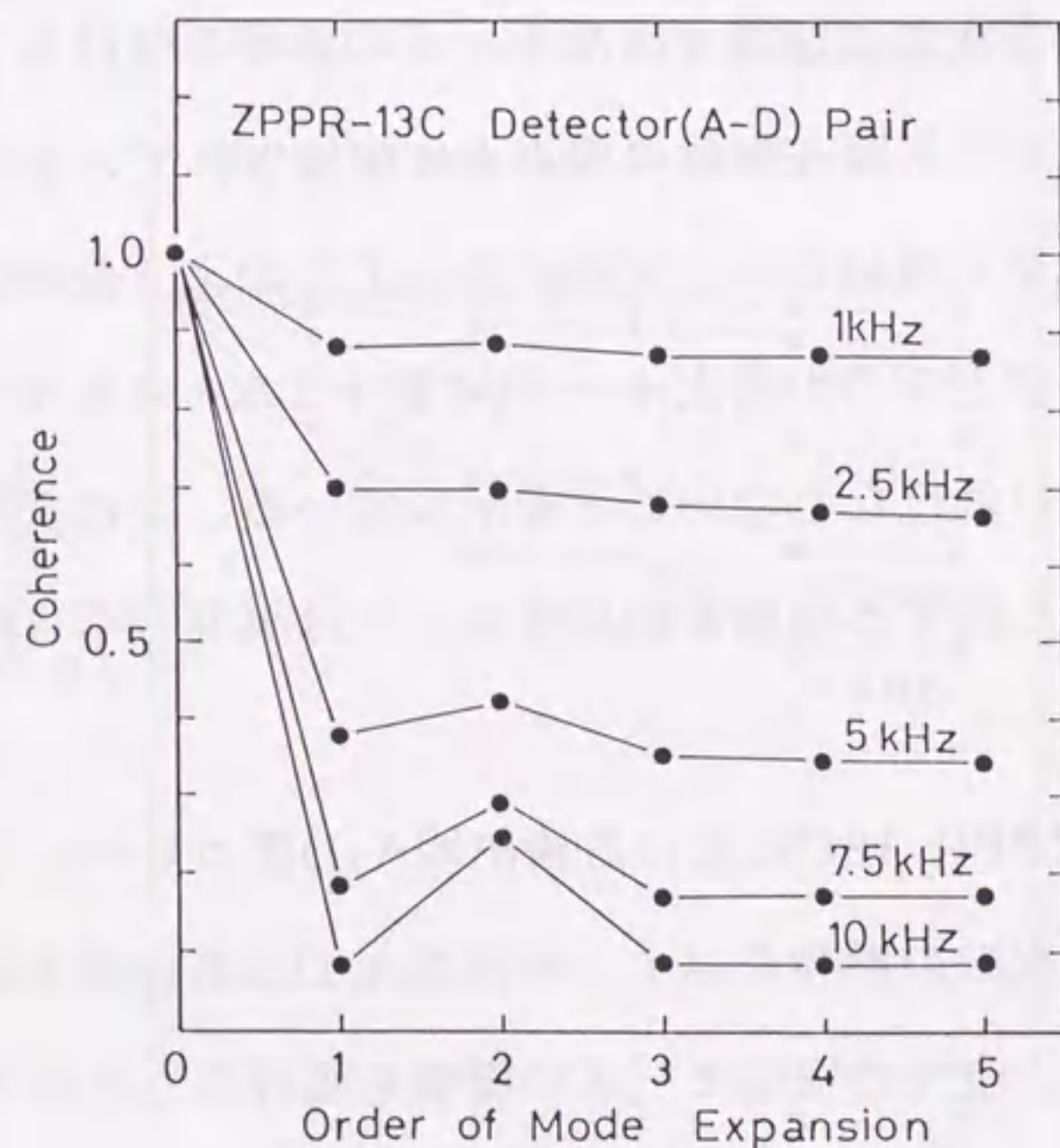


図4.6 大型均質高速炉心(ZPPR-9)の固有関数零点 [第3章,表3.3参照]



検出器(A-D)間コヒーレンス関数

図4.7 ZPPR-13C検出器間コヒーレンス関数の展開打ち切り次数の効果

高次固有値間隔にくらべ著しく小さいことに対応している[図3.8.1,表3.4参照]。実験データ解析の観点からは、ZPPR-13Cにおいて検出器対が1次モード零点から離されて配置された場合でも、基本モードと第1高次モードの寄与のみを考慮して解析を行えば良いことを解析結果は示している。

4.1.4 固有値間隔測定のための検出器配置法とデータ解析手法

前節(4.1.3)の理論解析の結果をまとめると、図4.8のようになる。つまり、2次モード固有関数零点上に検出器対を設置した場合、基本モードと1次モードの寄与のみを考慮してデータ解析を行えばよい。これに対して、1次モード固有関数零点上に検出器対が設置された場合には、基本モードと2次モードの寄与のみを考慮してデータ解析を行えばよい。

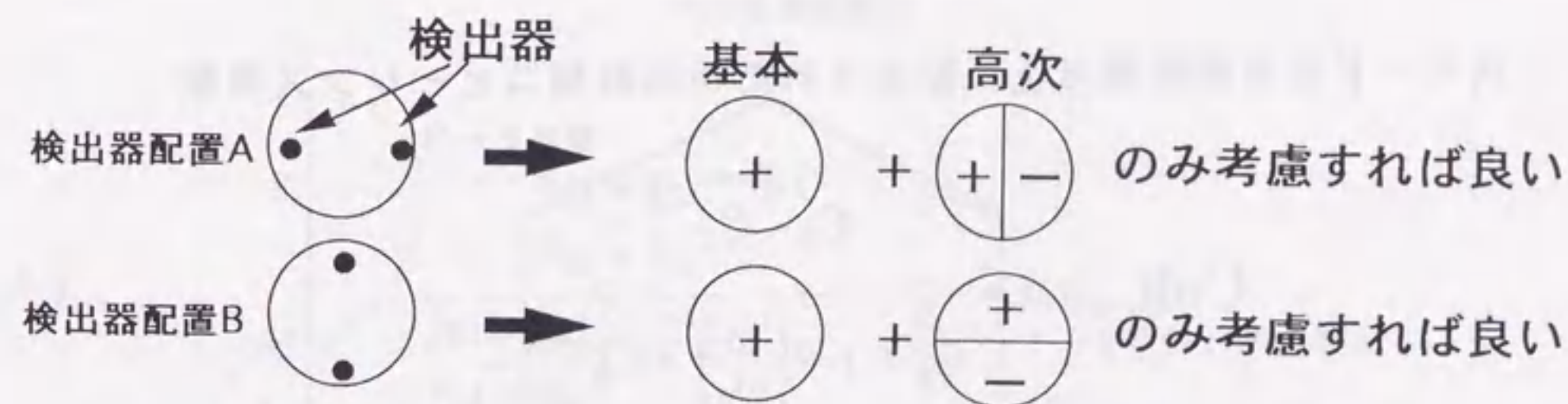


図4.8 検出器配置と考慮すべき空間モードとの関係

ここで、次のような3つの仮定を行う。

- (仮定1) 体系は、180度回転対称である。
- (仮定2) 対を成す2本の検出器の(検出効率等の)特性は同一である。
- (仮定3) 検出器対は、180度回転対称の位置に配置される。

上記(仮定1)を満たす体系に、(仮定2)を満たす検出器対を、図4.8および

(仮定3)に従って2対(計4本)配置したとすると、検出器間コヒーレンス関数(4-12)式は、次式のように簡単な表現に帰着される。

2次モード固有関数零点上に配置された検出器間コヒーレンス関数：

$$\begin{aligned} \text{Coh}_{AB}(\omega) &= \frac{\frac{C_{00}\text{det}_0^{(A)2}}{\omega_0^2 + \omega^2} - \frac{C_{11}\text{det}_1^{(A)2}}{\omega_1^2 + \omega^2}}{D_A + \frac{C_{00}\text{det}_0^{(A)2}}{\omega_0^2 + \omega^2} + \frac{C_{11}\text{det}_1^{(A)2}}{\omega_1^2 + \omega^2}} \\ &= \frac{A_0 - A_1 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}}{A_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + A_1 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}} \end{aligned} \quad (4-13)$$

ただし、

$$A_0 \equiv \frac{C_{00}\text{det}_0^{(A)2}}{D_A \omega_0^2}, \quad A_1 \equiv \frac{C_{11}\text{det}_1^{(A)2}}{D_A \omega_1^2} \quad (4-14)$$

1次モード固有関数零点上に配置された検出器間コヒーレンス関数：

$$\text{Coh}_{CD}(\omega) = \frac{C_0 - C_2 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_2^2 + \omega^2}}{C_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + C_2 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_2^2 + \omega^2}} \quad (4-15)$$

ただし、

$$C_0 \equiv \frac{C_{00}\text{det}_0^{(C)2}}{D_C \omega_0^2}, \quad C_2 \equiv \frac{C_{22}\text{det}_2^{(C)2}}{D_C \omega_2^2} \quad (4-16)$$

上式において1次・2次モードを無視($A_1=C_2=0$)すると、1点炉モデルに基づく従来のデータ解析式⁽⁴⁵⁾が得られることを指摘しておく。

$$\text{Coh}_{AB}(\omega) = \frac{A_0}{A_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad (4-17)$$

本研究では、(4-13)式、(4-15)式を用いて λ モード固有値間隔を決定する。このため、以下では以上の一般論に沿った具体的な検出器配置法とデータ解析法について述べる。

(1) 検出器配置法

図4.9に示すように、4本の中性子検出器を1次モード固有関数零点上と2次モード固有関数零点上にそれぞれ2本を対にして設置する。対を成す検出器AとB、CとDはそれぞれ180度回転対称の位置とする。これら4本の検出器は、計数効率がほぼ等しいと考えられる同一規格のものを使用する。いま、測定体系である大型高速炉集合体は、全て180度回転対称である。従って、このように配置された検出器A-B間、およびC-D間コヒーレンス関数測定データは、それぞれ(4-13)式、(4-15)式により解析することが可能となる。

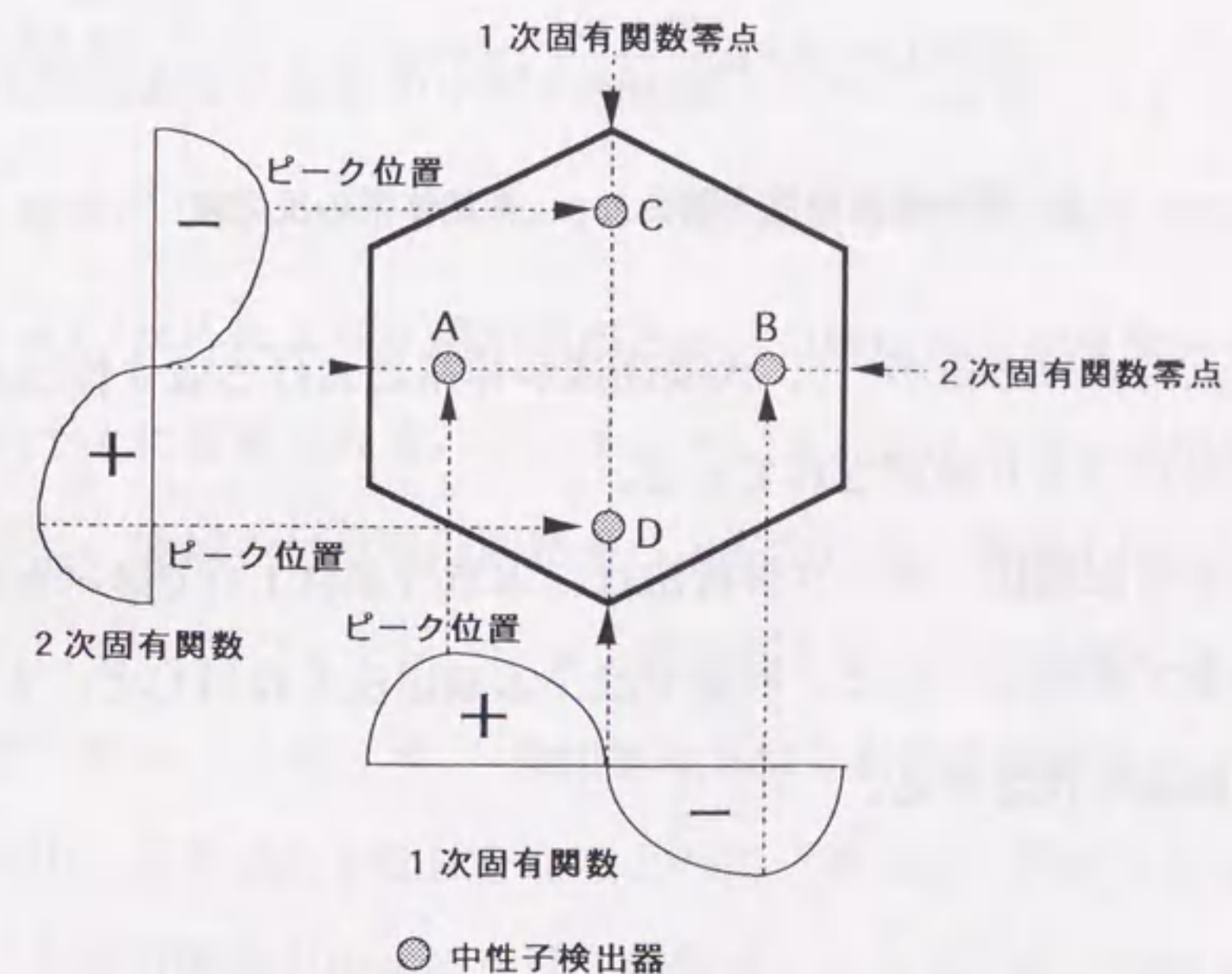


図4.9 固有値間隔測定のための検出器配置法

ただし、高次固有値間隔の測定精度の観点から、コヒーレンス関数測定値は高次モードの成分(この場合、1次または2次モード成分)をできるだけ多く含むことが望ましい。(4-13), (4-15)式中の高次モードに関する係数 A_1, C_2 ができるだけ大きな値となるように、検出器A, Bは1次モード固有関数ピーク近傍に、検出器C, Dは2次モード固有関数ピーク近傍に設置することとした(図4.9)。

(2) コヒーレンス測定データ解析法

(4-13)式および(4-15)式を、検出器A-B間および検出器C-D間コヒーレンス関数測定データに対してそれぞれフィッティングする。この結果、 ω_p モード固有値 ω_0, ω_1 ,あるいは ω_0, ω_2 が求まる。これら ω_p モード固有値を次式に代入することにより、 λ モード固有値間隔を算出する。

$$(E.S.)_n = (\beta - \rho) \frac{\omega_n - \omega_0}{\omega_0}, n=1,2 \quad (4-18)$$

ただし、

β : 実効遅発中性子割合, ρ : 測定体系の反応度

上式(4-18)は近似式であるが⁽³⁹⁾、大型高速炉体系における成立性は第3章の3.3.7節の数値計算により確認されている。

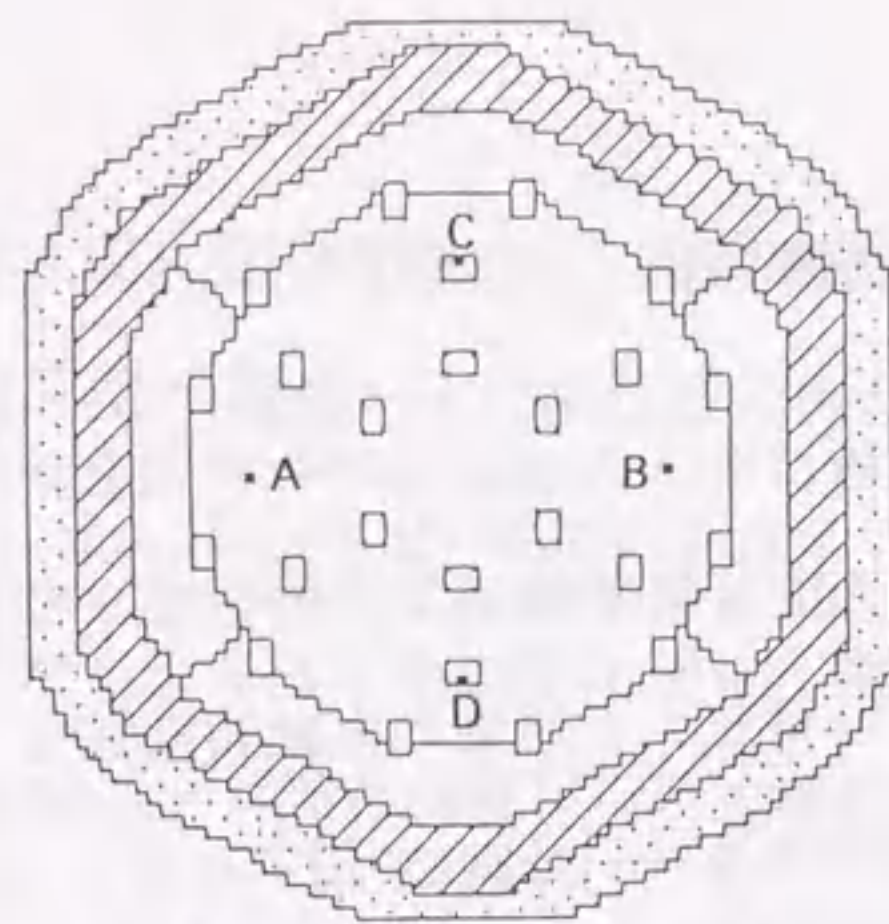
以上の検出器配置法・データ解析法は、本章冒頭(4.1.1)で述べた従来の測定法の問題点を全て克服している。次節では、本測定法を採用して、大型高速炉集合体の固有値間隔を決定する。

4.2 大型高速炉心における固有値間隔測定への適用

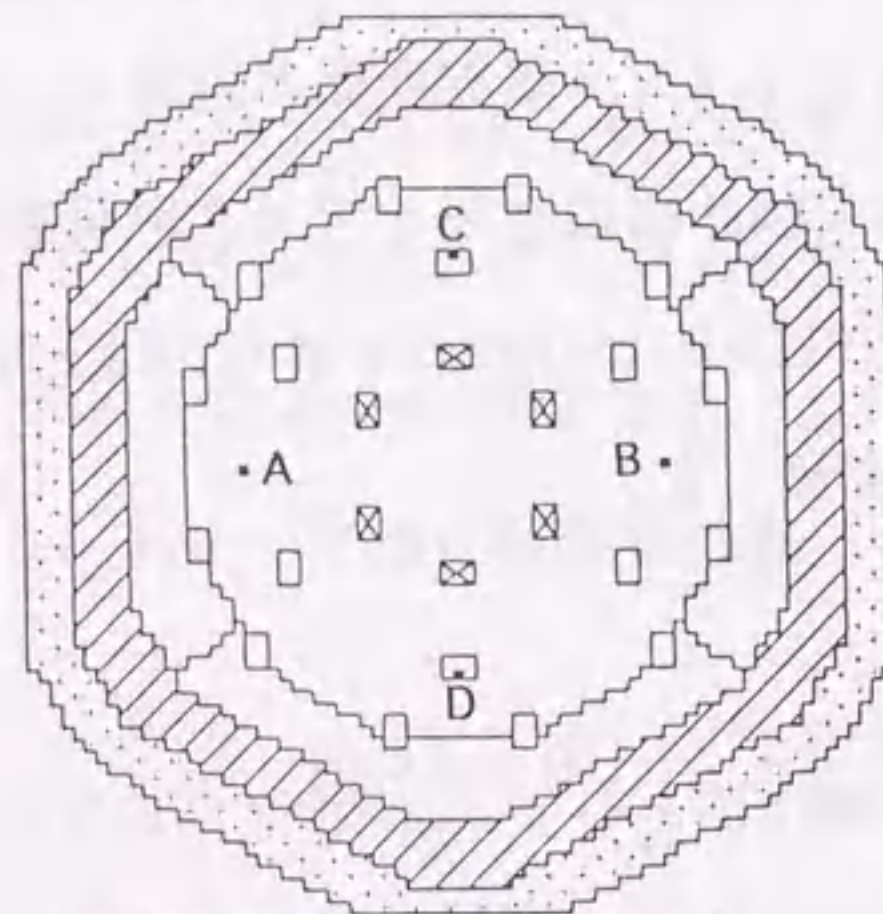
以上の検出器配置法・データ解析法を、大型高速炉心の固有値間隔測定データに適用してみよう。我々は、この固有値間隔測定実験を第2章の出力分布歪み実験とともに、大型炉心のディカップリング効果の実験的把握を目的とした日米共同核的空間結合度特性実験(JUPITER-Io)計画[米国アルゴンヌ研究所(ANL)の大型高速臨界実験装置ZPPR使用]で提案した。その結果、これら実験は1988年に実施された。測定の実施はアルゴンヌ研究所側に依頼し、筆者を研究実施者とする名古屋大学のグループは実験計画の立案とデータ解析を担当した。検出器間コヒーレンス関数測定は、JUPITER-Io計画の4体系(図2.5参照)の内のZPPR-18A, -19A, -19B炉心について実施した。

4.2.1 測定条件

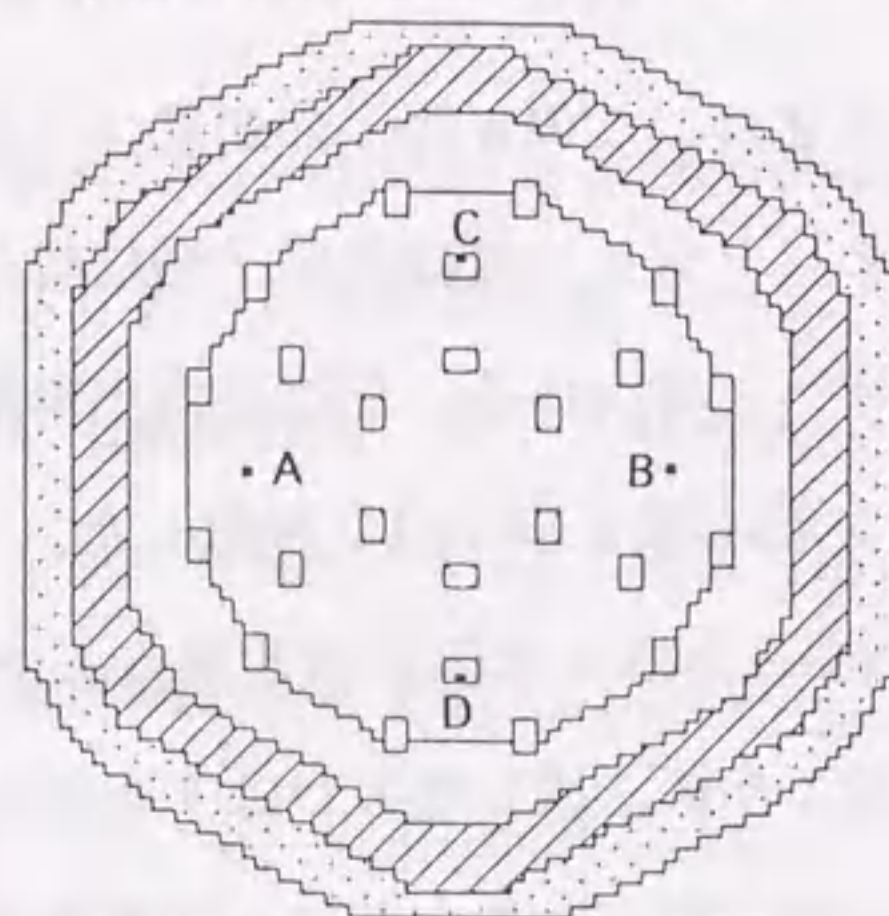
固有値間隔測定のための中性子検出器として、Li-ガラスシンチレーション検出器⁽⁵²⁾を使用した。ガラスシンチレータ媒質中に含まれる高濃縮⁶Liと中性子との⁶Li(n, α)³T反応により α 線が放出され、この α 粒子の運動エネルギーがシンチレータ内で光に変換される。シンチレーション光は光電子増倍管で光電子に変換・増幅され、後段の信号処理回路系へと導かれる。前節の検出器配置法に従って、4本のLi-ガラスシンチレーション検出器を炉心内に設置した。炉心内の検出器配置を、図4.10に示す。検出器A, Bは2次固有関数零点上でしかも1次固有関数が出来るだけ大きな値となるように、検出器C, Dは1次固有関数零点上でしかも2次固有関数が出来るだけ大きな値となるように、固有関数計算結果を考慮してそれぞれ設置位置を決定した。



大型均質高速炉心ZPPR-18A



大型均質高速炉心ZPPR-19A



大型均質高速炉心ZPPR-19B

■ リシウムガラス検出器
□ 制御棒引抜き後のNa領域 (C.R.P.)

▨ ブランケット
□ 炉心燃料
□ 反射体

▨ 制御棒(完全挿入状態)

■ リシウムガラス検出器

図4.10 固有値間隔測定実験における炉心配置と検出器配置

測定は浅い未臨界状態で実施された。ZPPR-18A,-19A,-19Bの未臨界度は、それぞれ3.1, 4.8, 3.1セントである。これら未臨界度は修正中性子源増倍法⁽⁵³⁾によって測定された値である。ZPPRにおける未臨界状態での運転では、²⁴⁰Puの自発核分裂が存在するため、外部中性子源の挿入の必要はない。この自発核分裂による中性子源強度分布は、ほぼ臨界時の中性子束分布(基本モード固有関数)に従っている。

図4.11に、検出器出力信号の処理回路系を示す。検出器からの信号は前置増幅器・比例増幅器・波高弁別器を経てロジックパルス^(脚注)となる。このパルス信号は積分回路を通して、その出力電圧値がパルスの到来率に比例するようなアナログ電圧信号に変換される。このアナログ信号はバンドパスフィルタにより直流成分が取り除かれた後、AD(Analog-to-Digital)変換器によりデジタル化される。これら4本の検出器系統の内、AとB系統、あるいはCとD系統のデジタルデータが高速フーリエ変換器(FFT analyzer)に導かれその積と二乗が離散フーリエ変換され、検出器A-B間あるいは検出器C-D間コヒーレンス関数がそれぞれ求められる。離散フーリエ変換の解析周波数は10KHz、離散点数は800点(1点/125Hz)である。従って、0~10KHzの周波数領域内に800点のコヒーレンス関数値が得られる。高速フーリエ変換器ではパワースペクトル密度や相関関数も求まるが、これらは回路系(特に、積分回路とバンドパスフィルタ)の周波数応答特性の影響を強く受けるのでデータ解析は行わなかった。これに対して、検出器間コヒ

(脚注) 標準ロジックパルスは極性が正で、NIM規格で定められた波高を持っている。その幅は規格化されていないが、通常1 μ s程度である。パルス波形はユニポーラの矩形状パルスであり、論理状態の切り換えに使用される。

ーレンス関数の形に処理すれば、4.1.2節で述べたように測定回路系の周波数特性の影響を受けない。

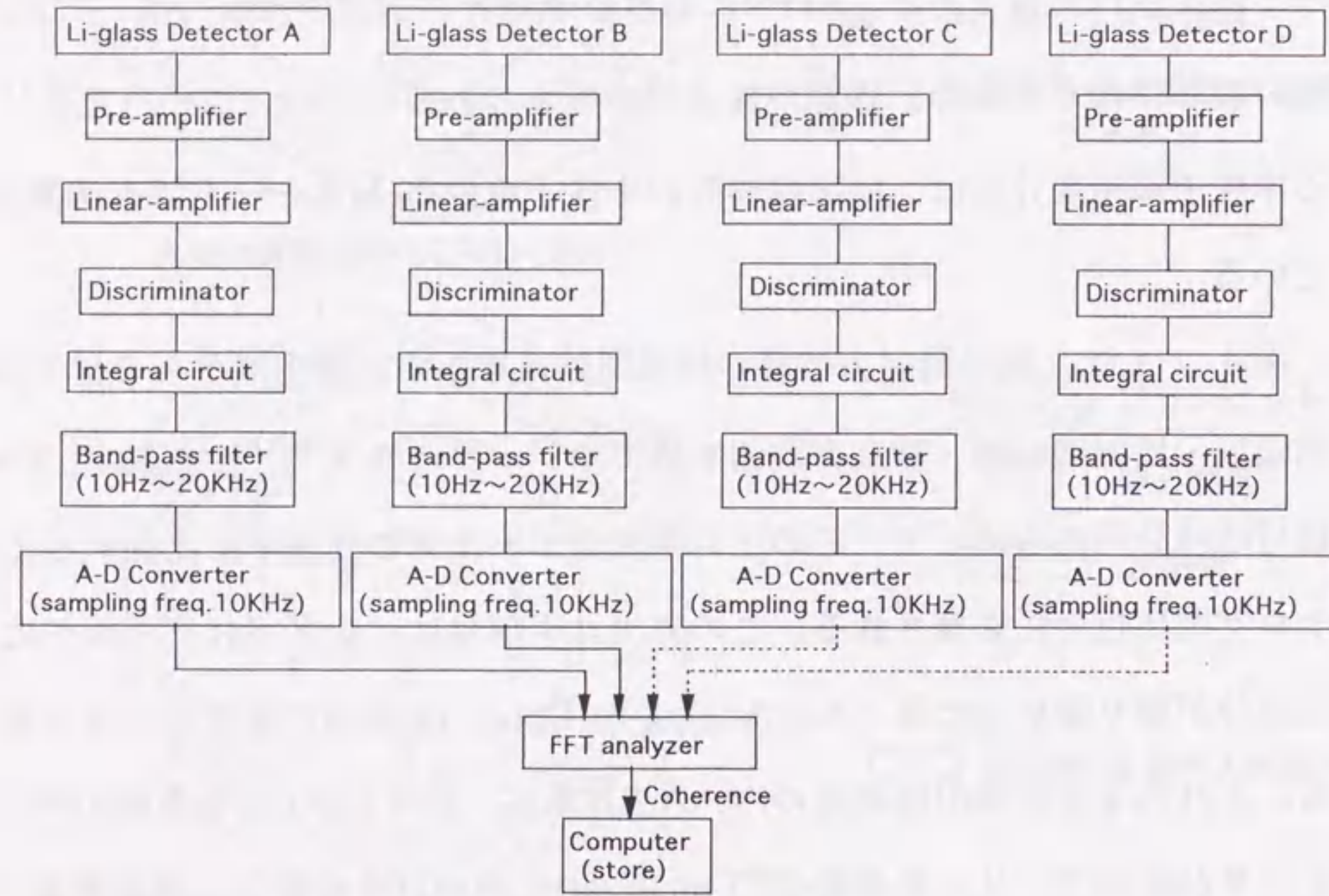


図 4.1 1 コヒーレンス関数の測定回路系

4.2.2 データ解析結果

図 4.1 2 に、ZPPR-19A 体系における検出器 A-B 間コヒーレンス関数の測定値と、従来の 1 点炉モデルに基づく (4-17) 式および第 1 高次モードを考慮した (4-13) 式をこの測定データに対してフィッティングした結果(曲線)を示す。フィッティングには、標準最小 2 乗コード SALS⁽⁵⁴⁾ を使用した。1 点炉モデルに基づくフィッティング曲線(点線)と測定データとの間には系統的なズレが見られ、高次モードの寄与を無視する 1 点炉モデルの限界が確認される。これに対し

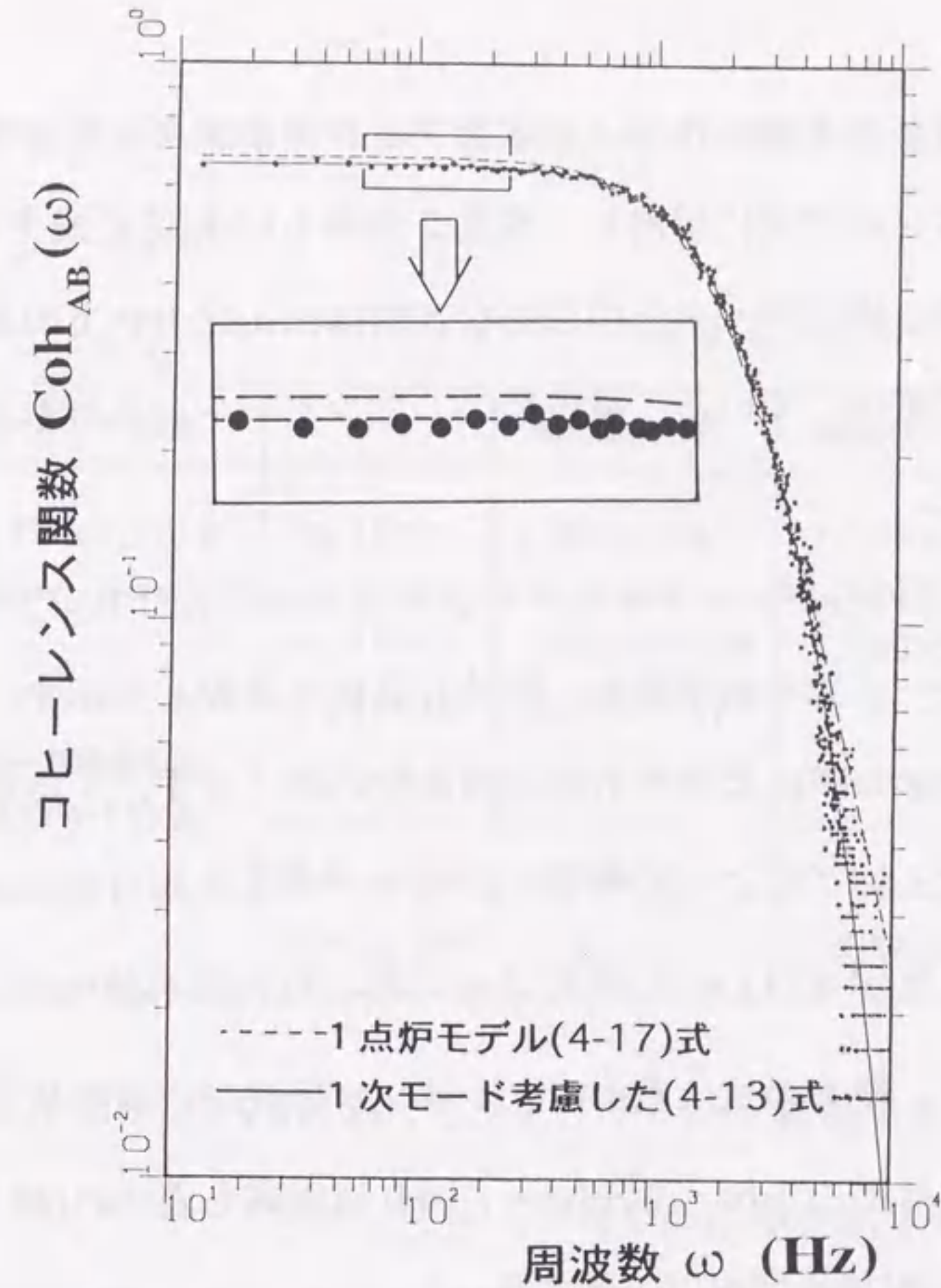


図 4.1 2 ZPPR-19A における検出器 A-B 間コヒーレンス関数

表 4.1 ZPPR-19A における ω_p モード固有値と λ モード固有値間隔

フィッティング関数		検出器 A-B 間	検出器 C-D 間	数値計算
1 点炉モデル (4-17) 式	ω_0 (KHz)	1.114 ± 0.024	1.169 ± 0.025	1.35 ⁽⁵⁵⁾
高次モード考慮した (4-13), (4-15) 式	ω_0 (KHz)	1.324 ± 0.030	1.325 ± 0.029	1.35 ⁽⁵⁵⁾
	ω_1 (KHz)	8.207 ± 0.933	—	—
	ω_2 (KHz)	—	10.91 ± 1.80	—
	(E.S.) ₁ (%)	2.21 ± 0.35	—	2.35
	(E.S.) ₂ (%)	—	3.08 ± 0.65	3.10

て、1次モードの寄与を考慮した(4-13)式をフィッティングした場合(実線)、このような系統的なズレは完全に解消し、残差2乗和も1/5程度に減少する。このフィッティング曲線と測定データとの良好な一致は、1次モードの寄与を考慮した(4-13)式の妥当性を示している。検出器C-D間コヒーレンス関数についても同様の結果が得られた。

表4.1には、これらフィッティングにより得られたZPPR-19A体系の ω_p モード固有値と λ モード固有値間隔を、数値計算値と比較して示す。表中の誤差は最小2乗フィッティングに起因する推定誤差である。まず、1点炉モデルの(4-17)式のフィッティングによって得られた ω_p モード基本固有値 ω_0 は、1次・2次モードを考慮した(4-13),(4-15)式によって得られた固有値 ω_0 に比べて20%程度過小評価となる。後者の値は表中のアルゴンヌ研究所の計算値⁽⁵⁵⁾と測定誤差内で一致する。さらに、1次・2次モード固有値間隔も表中の(第3章で算出された)数値計算値と誤差範囲内で一致する。

表4.2は、6本の制御棒を引き抜いた体系(ZPPR-18A)のフィッティング結果である。制御棒が挿入されたZPPR-19Aに比べて固有値間隔が増加していることから、固有値間隔が炉心サイズばかりでなく制御棒挿入パターンにも強く依存することが実験的にも確認できる。この制御棒挿入パターンに対する強い依存性は、第3章(3.2.6)の数値計算から得られた結果と一致する。このように固有値間隔が比較的大きい体系では、1点炉モデルに基づく(4-17)式のフィッティングによって得られる ω_p モード基本固有値 ω_0 と、1次・2次モードを考慮した(4-13),(4-15)式によって得られた基本固有値 ω_0 との間の差異は±2%程度と小さくなる。この傾向は、固有値間隔が大きくなるに従って高次モードの励起が抑

えられ、コヒーレンス関数に対して基本モードの寄与が卓越してくることを表している。

表4.2 ZPPR-18Aにおける ω_p モード固有値と λ モード固有値間隔

フィッティング関数		検出器A-B間	検出器C-D間	数値計算
1点炉モデル(4-17)式	ω_0 (KHz)	1.308±0.027	1.355±0.028	——
高次モード考慮した (4-13),(4-15)式	ω_0 (KHz)	1.322±0.028	1.335±0.028	——
	ω_1 (KHz)	15.91±1.47	——	——
	ω_2 (KHz)	——	20.45±1.49	——
	(E.S.) ₁ (%)	4.30±0.53	——	3.90
	(E.S.) ₂ (%)	——	5.58±0.56	5.12

表4.3は、ZPPR-19Bにおけるフィッティング結果である。1点炉モデルに基づく(4-17)式のフィッティングにより得られた基本固有値 ω_0 は、1次・2次モードを考慮した(4-13),(4-15)式によって得られた固有値に比べて約10%過小評価となる。ZPPR-19Aの場合と同様に、後者の値はアルゴンヌ研究所の計算値⁽⁵⁵⁾と測定誤差内で一致する。この基本固有値は、ZPPR-18A,-19Aの値に比べて15~18%程度小さな値となる。ZPPR-18A,-19A体系とZPPR-19B体系では、Puより遅発中性子割合が大きいU燃料の装荷法が異なる(図4.10参照)。ZPPR-18A,-19Aでは外側炉心部においてPu燃料とU燃料が分割(セクタ)装荷されているのに対して、ZPPR-19BではこれらPu燃料とU燃料が混合されて装荷されている。U燃料の混合装荷は分割装荷に比べて基本固有値 ω_0 を減少させることが本測定結果により確認できたが、この装荷法の差異による効果の原因について明確な結論は得られていない。

表4.3 ZPPR-19Bにおける ω_p モード固有値と λ モード固有値間隔

フィッティング関数		検出器A-B間	検出器C-D間	数値計算
1点炉モデル(4-17)式	ω_0 (KHz)	1.040±0.023	1.049±0.023	1.12 ⁽⁵⁵⁾
高次モード考慮した (4-13),(4-15)式	ω_0 (KHz)	1.129±0.026	1.126±0.026	1.12 ⁽⁵⁵⁾
	ω_1 (KHz)	—	13.49±1.94	—
	ω_2 (KHz)	13.40±1.92	—	—
	(E.S.) ₁ (%)	—	4.39±0.80	4.35
	(E.S.) ₂ (%)	4.34±0.78	—	4.65

表4.4には、固有値間隔の測定値を数値計算値と比較して示す。測定値と計算値との比較から、固有値間隔測定値は誤差内で計算値と一致することが全ての炉心において確認できる。ただし、表中には過去の実験において測定されたコヒーレンスデータの解析結果も含まれている。ZPPR-9,-13,-17炉心における炉雑音実験は、ZPPR-18,-19で行ったような固有値間隔測定を目的としたものではなく、そのデータ解析も1点炉近似に基づいた解析に止まっていた。今回、これら過去の測定データを高次モードを考慮して再解析した。このため、固有値間隔測定の観点からは最適な検出器配置とはなっておらず、1次モード固有値間隔しか抽出できなかった。過去のコヒーレンスデータの再解析については、次節で詳しく述べる。

表4.4 大型高速炉心の固有値間隔測定値と計算値との比較

固有値間隔の単位[% $\Delta k/k$]

集合体名	モード次数	測定データ 解析結果	計算値
ZPPR-13C	1次	1.28±0.65	1.49
ZPPR-13A	1次	2.55±0.40	2.75
ZPPR-17A	1次	4.19±0.50	3.90
ZPPR-18A	1次	4.30±0.53	3.90
	2次	5.58±0.56	5.12
ZPPR-19A	1次	2.21±0.35	2.35
	2次	3.08±0.65	3.10
ZPPR-19B	1次	4.39±0.80	4.35
	2次	4.34±0.78	4.65
ZPPR-9	1次	5.37±1.29	5.35

4.2.3 動特性パラメータの検出器位置依存性の除去

ZPPR-18,-19炉心では、固有値間隔の決定を目的とした検出器間コヒーレンス関数の測定を実施し、高次モードを考慮したデータ解析を行うことによりこの目的を達成した。この実験に先だて、ZPPRでは大型炉心の動特性パラメータ β/l (実効遅発中性子割合/中性子平均寿命比)の決定を目的とした検出器間コヒーレンス関数の測定が系統的に実施されてきた⁽³¹⁾。アルゴンヌ研究所では、これらコヒーレンス関数測定データに対して1点炉モデルに基づく(4-17)式をフィッティングすることにより基本固有値 ω_0 を求め、体系の未臨界度を補正することにより β/l を決定している。しかし、この結果得られた β/l は検出器対の組み合わせに強く依存し、1点炉モデルの限界が確認されている。動特性パラメータ β/l は体系固有の積分量であるので、この検出器対位置依存性は見掛け上の依存性である。

本節では、これらコヒーレンス関数データを高次モードを考慮して再解析し、体系固有の β/l を決定する。図4.13に、データ再解析を行った体系の炉心配置と検出器設置位置を示す。図中(d)のZPPR-17Aは、炉心中央部に円盤状の内部ブランケットを配した非均質炉心であり、JUPITER-Io(ZPPR-18,-19)の直前に実施されたJUPITER-III計画で採用された大型炉心である。この集合体は、出力分布の平坦化と正のボイド係数の抑制の観点から設計研究が進行していた軸方向非均質大型炉心⁽⁵⁶⁾⁽⁵⁷⁾を模擬している。他の3体系については、第3章で既に述べた。

これら炉心におけるコヒーレンス関数測定では、特徴的な検出器配置が採用

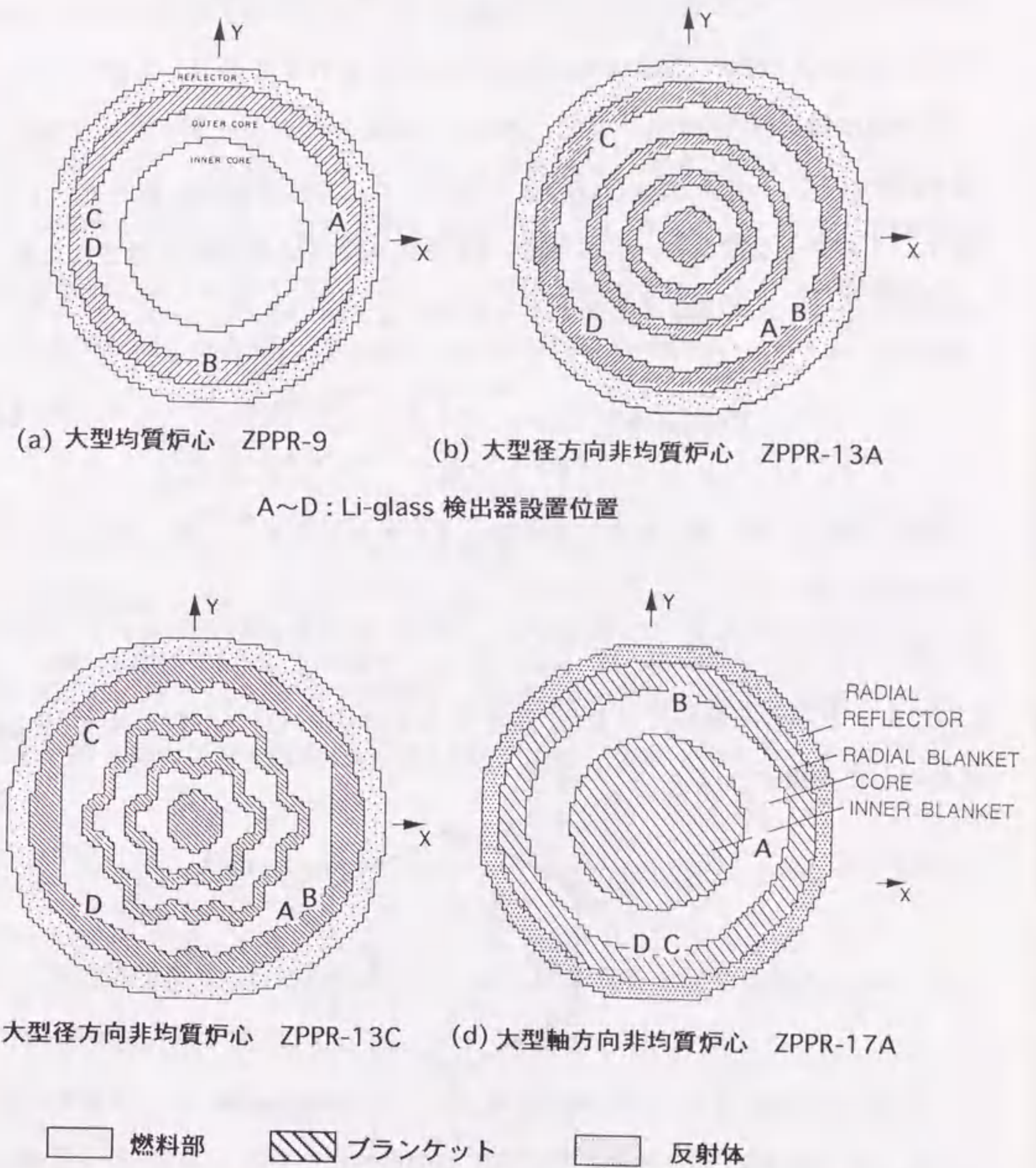


図4.13 コヒーレンス関数のデータ再解析を行った炉心の燃料・検出器配置

されている。4本の検出器の内2本が近接して設置され、この2本の近接検出器対に対して90度・180度回転対称の位置に1本ずつ検出器が設置されている。

ZPPR-9およびZPPR-17A炉心は90度回転対称性を有するので、1次と2次モード固有値は縮退(重複)する。また、ZPPR-13A炉心のλモード1次・2次固有値はそれぞれ2.75, 3.08% Δk/kと近接しており、ここでは近似的に縮退モードとして扱う。このような縮退モード系では、180度回転対称の位置に設置された検出器A-B間コヒーレンス関数は次式のように表すことができる。

$$\text{Coh}_{AB}(\omega) = \frac{\Lambda_0 - (\Lambda_1 + \Lambda_2) \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}}{\Lambda_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + (\Lambda_1 + \Lambda_2) \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}} \quad (4-19)$$

上式は、(4-12)式においてモード展開を2次で打ち切り、1次と2次のω_pモード固有値を等しい(ω₁ = ω₂)とすることにより得られる。また、近接配置検出器A-C間コヒーレンス関数については、図4.14に示すように検出器位置の1次(2次)モード固有関数の符号変化[異符号(A-B)から同符号(A-C)へ変化]を(4-19)式に対して考慮すればよい。つまり、

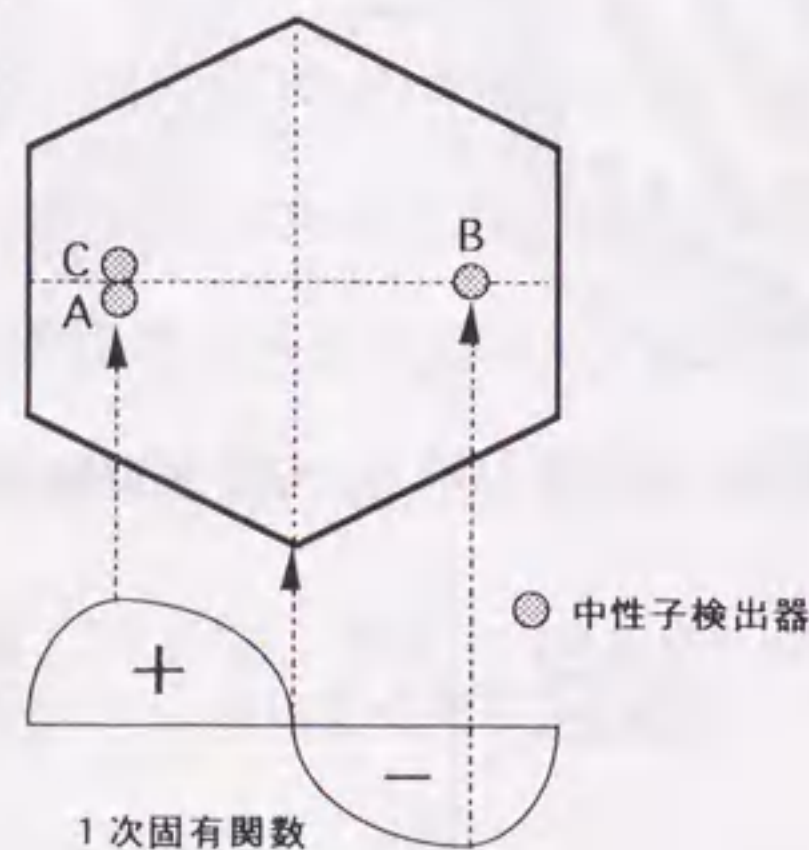


図4.14 近接配置された検出器への高次モードの影響

$$\text{Coh}_{AC}(\omega) = \frac{\Lambda_0 + (\Lambda_1 + \Lambda_2) \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}}{\Lambda_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + (\Lambda_1 + \Lambda_2) \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}} \quad (4-20)$$

となる。

ZPPR-13C炉心については、コヒーレンス関数に対する2次以上の高次モードの寄与を無視する。この近似の妥当性は、4.1.3節のコヒーレンス関数に対する理論解析により確認されている。この近似を用いると、1次固有関数零点(線)を挟んで配置された検出器間(図4.13(c)中のA-C, A-D間等)コヒーレンス関数は、(4-13)式によって表される。つまり、

$$\text{Coh}_{AC}(\omega) = \frac{\Lambda_0 - \Lambda_1 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}}{\Lambda_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + \Lambda_1 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}} \quad (4-21)$$

これに対して1次固有関数零点(線)を挟んで配置されていない検出器間(図4.13(c)中のA-B間, C-D間)コヒーレンス関数は、(4-20)式の場合と同様な理由から(4-21)式の分子第2項の符号を反転(負→正)させた表現となる。つまり、

$$\text{Coh}_{AB}(\omega) = \frac{\Lambda_0 + \Lambda_1 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}}{\Lambda_0 + 1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + \Lambda_1 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{\omega_1^2 + \omega^2}} \quad (4-22)$$

結局、これらZPPR-13Cの検出器間コヒーレンス関数を表現する式の(フィッティングの)関数型は、それぞれ(4-19), (4-20)式と同一となる。

データ解析では、検出器間コヒーレンス関数測定データに対して式(4-19), (4-20)あるいは式(4-21), (4-22)を適切に選んでフィッティングすることにより、ω₀, ω₁を求める。非常に浅い未臨界状態では近似的に中性子平均寿命は

中性子平均生成時間に等しいので、第3章の(3-33)式から、

$$\omega_0 = \frac{\beta - \rho}{\ell} \quad \text{あるいは、} \quad \frac{\beta}{\ell} = \frac{\omega_0}{1 - \rho/\beta} \quad (4-23)$$

の関係が得られる。フィッティングにより得られた ω_0 と測定時のドル単位の未臨界度を(4-23)式に代入すれば β/ℓ が求められる。ここで、ドル単位の体系未臨界度 $-\rho/\beta$ としては、アルゴンヌ研究所の修正中性子源増倍法⁽⁵³⁾による測定値を使用した。加えて、(4-18)式に ω_0, ω_1 を代入することにより、1次固有値間隔も算出した。

表4.5には、ZPPR-13C炉心におけるコヒーレンス関数測定データの再解析結果を示す。1点炉モデルに基づく β/ℓ の解析結果は検出器対の組み合わせに強く依存する。この検出器対依存性は1点炉モデルの破綻を表している。これに対して、1次モードを考慮して解析すると、この見掛け上の検出器対依存性は完全に消滅する。表中のアルゴンヌ研究所(ANL)による計算値⁽³¹⁾と、検出器対依存性が除去された β/ℓ 値の差異は比較的小さい。これに対して、動燃事業団(PNC)による計算値⁽⁵⁸⁾は、10%以上過大評価となっている。 β/ℓ 測定値に対する計算値の過大評価の傾向は熱中性子炉においても観測されており^{(59)~(61)}、高速炉系・熱中性子炉系を問わず共通の検討課題であると考えられる。今後、遅発中性子データおよび β/ℓ 計算法についての検討とともに、実効遅発中性子割合 β の絶対測定を系統的に進める必要がある。

表中下段に示した1次固有値間隔には検出器対依存性がまだ残っているが、これは2次モードの寄与の無視に起因している可能性がある。但し、これら値の平均値は $1.28 \pm 0.65\% \Delta k/k$ となり計算値 $1.49 \Delta k/k$ と誤差内で一致する。

表4.5 ZPPR-13Cにおける β/ℓ と1次固有値間隔

フィッティング関数	検出器対						
	A-B	A-C	A-D	B-C	B-D	C-D	
β/ℓ ($10^3 s^{-1}$)	1点炉モデル (4-17)式	11.92 ± 0.21	5.91 ± 0.14	6.31 ± 0.14	5.77 ± 0.14	6.21 ± 0.14	8.77 ± 0.18
	1次モード考慮 (4-21),(4-22)式	7.62 ± 0.23	7.67 ± 0.35	7.65 ± 0.34	7.62 ± 0.31	7.71 ± 0.35	7.68 ± 0.24
数値計算値		8.10(ANL) ⁽³¹⁾		8.73(PNC) ⁽⁵⁸⁾			
(E.S.) ₁ (% $\Delta k/k$)	1次モード考慮 (4-21),(4-22)式	1.81 ± 0.29	1.23 ± 0.75	1.28 ± 0.87	1.35 ± 0.72	1.14 ± 0.94	0.86 ± 0.35
	数値計算値	1.49					

図4.15-(a), (b)には、ZPPR-13C体系における検出器A-B間およびA-C間コヒーレンス関数の測定値と、1点炉モデルに基づく(4-17)式および1次モードを考慮した(4-21),(4-22)式をこれら測定データにフィッティングした結果(曲線)を示す。ZPPR-19Aにおける結果(図4.12)と同様、1点炉モデルに基づくフィッティング曲線(点線)と測定データ(点)の間には明らかなズレが見られる。これに対して、1次モードを考慮した式をフィッティングした場合(実線)、このズレは完全に解消する。

検出器A-B間コヒーレンス関数の測定データと1次モードを考慮したフィッティング曲線(実線)は、1 KHz以下の周波数領域において1点炉モデルに基づくフィッティング曲線(点線)より高くなる。これに対して、検出器A-C間コヒーレンス関数の場合には、この関係は逆転する。この傾向の差異は、(4-21),(4-22)式の分子第2項の符号の差異により解釈できる。つまり、検出器A-B間コヒーレンス関数の場合、(4-22)式の分子第2項は正となっているので1次モードの寄与

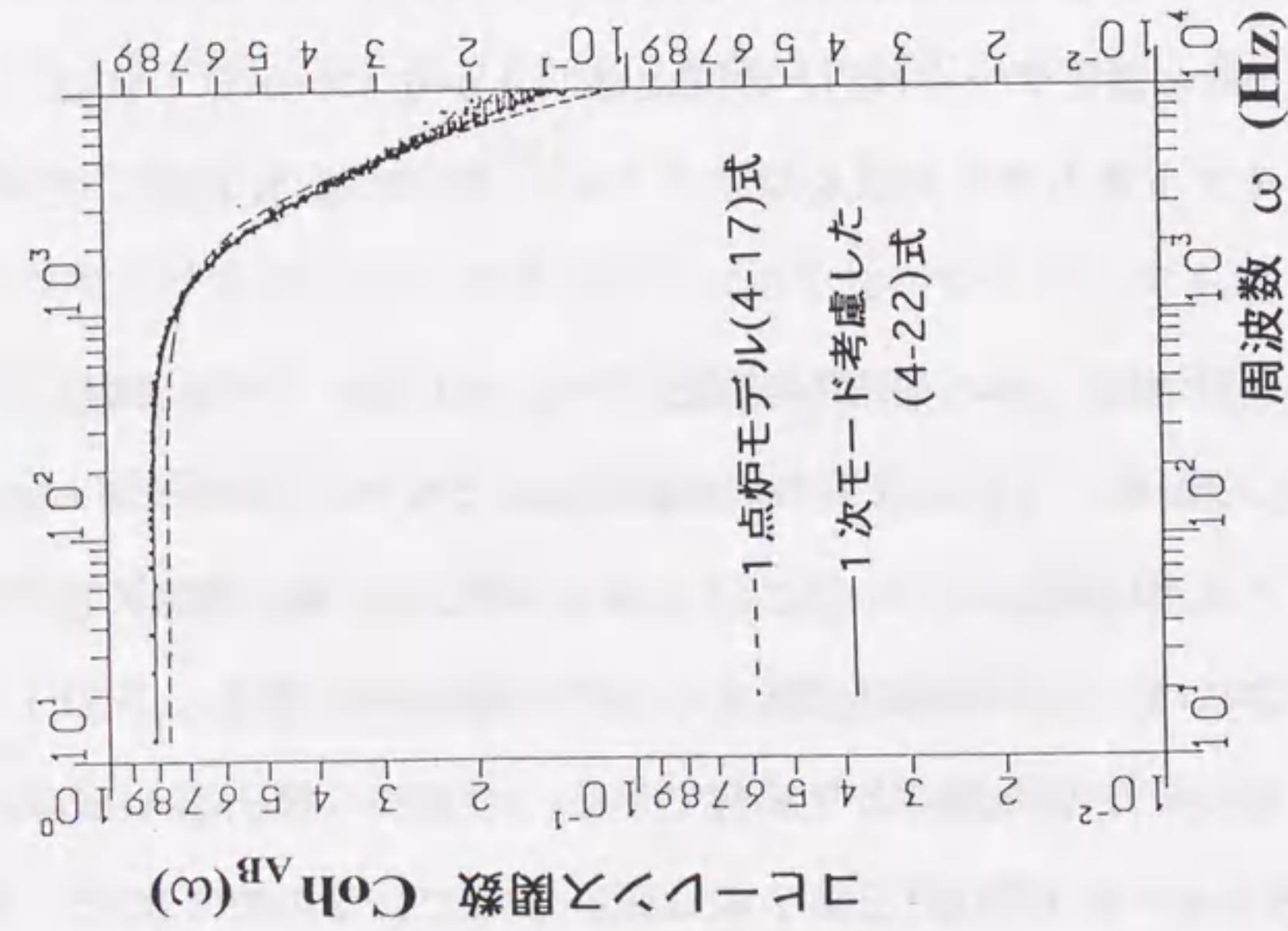


図4.1.5-(a) ZPPR-13Cにおける
検出器A-B間コヒーレンス関数

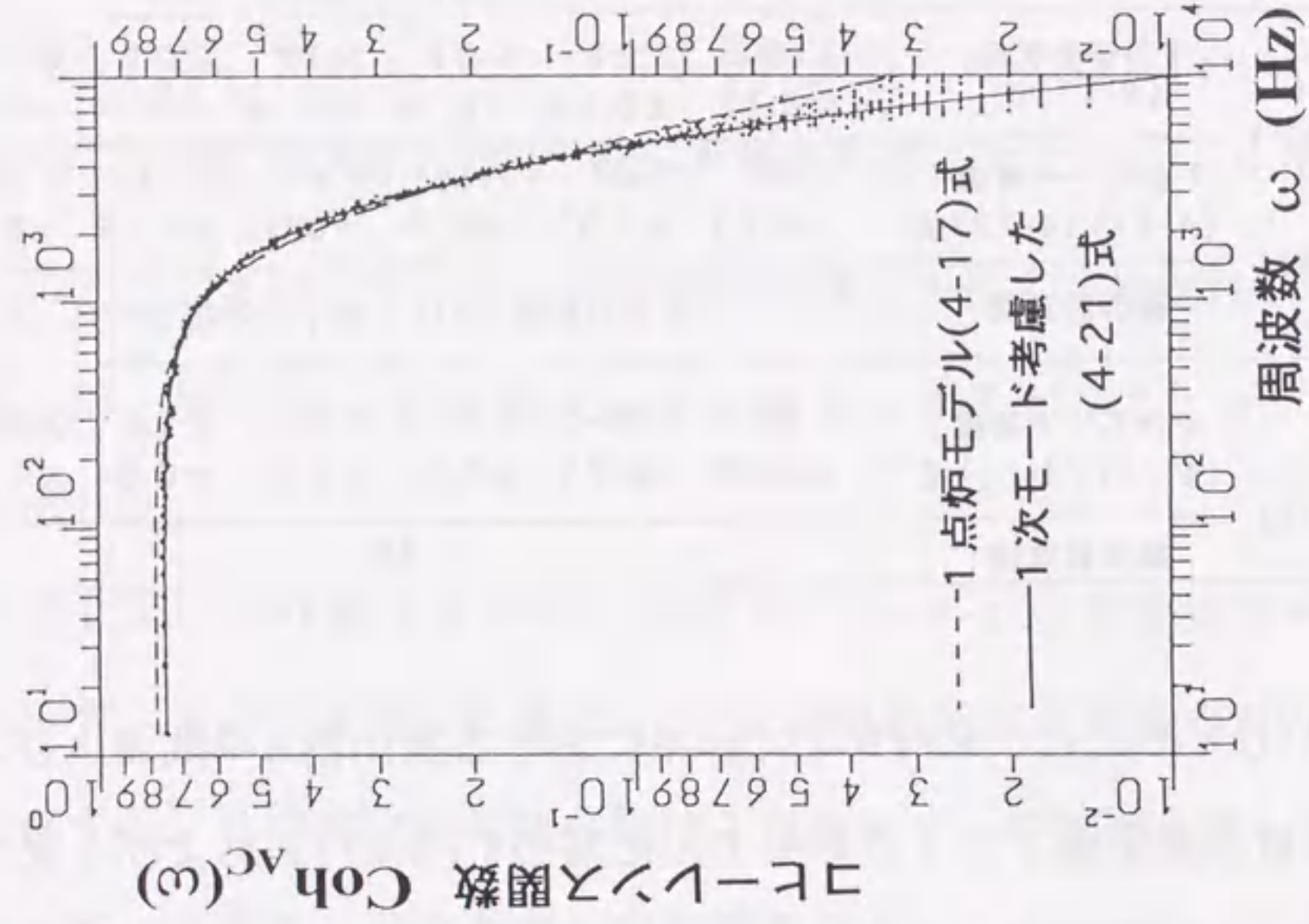


図4.1.5-(b) ZPPR-13Cにおける
検出器A-C間コヒーレンス関数

はコヒーレンス関数を増加させる方向に働く。検出器A-C間コヒーレンス関数の場合には、逆にこの分子の項は負なので1次モードの寄与はコヒーレンス関数を減少させる方向に働く。

表4.6, 表4.7, および表4.8には、ZPPR-9, -17A, -13A炉心におけるコヒーレンス関数データの再解析結果をそれぞれ示す。ZPPR-13Cの場合と同様、1次モードの寄与を考慮した解析により、 β/l の検出器対依存性は消滅する。しかし、この β/l 測定値に対する計算値の過大評価傾向は、ZPPR-13Cの場合より顕著になり、+16~19%にまで達する。1次固有値間隔については、計算値と誤差内で全て一致している。

以上のコヒーレンス関数データの再解析から得られた知見をまとめると、次のようになる。

- (1) 大型炉心におけるコヒーレンス関数データを1点炉モデルにより解析した場合、得られる β/l には強い見掛け上の検出器対依存性が現れる。
- (2) 高次モードの寄与を考慮して解析した場合、この見掛け上の検出器対依存性は完全に消滅する。
- (3) 検出器依存性を除去した β/l 測定値に比べ、計算は10%以上過大評価する。
- (4) 1次固有値間隔測定値は、計算値と誤差内で一致する。ただし、ZPPR-13Cについては固有値間隔に検出器対依存性が現れた。測定精度の高い固有値間隔測定を行うためには、前節で提案した検出器配置法を採用する必要がある。

表 4.6 ZPPR-9における β/ℓ と 1 次固有値間隔

フィッティング関数	検出器対			
	A-C	A-D	C-D	
1 点炉モデル (4-17) 式	6.68±0.15	6.62±0.14	8.12±0.16	
β/ℓ ($10^3 s^{-1}$)	1 次モード考慮 (4-19),(4-20) 式	7.14±0.19	7.06±0.19	7.00±0.25
	数値計算値	7.48(ANL) ⁽³¹⁾	8.50(PNC) ⁽⁶²⁾	
(E.S.) ₁	1 次モード考慮 (4-19),(4-20) 式	5.03±1.43	5.13±1.46	5.94±0.99
(%Δk/k)	数値計算値	5.35		

表 4.7 ZPPR-17Aにおける β/ℓ と 1 次固有値間隔

フィッティング関数	検出器対			
	C-D	B-D	B-C	
1 点炉モデル (4-17) 式	8.72±0.17	5.75±0.14	5.78±0.14	
β/ℓ ($10^3 s^{-1}$)	1 次モード考慮 (4-19),(4-20) 式	6.82±0.16	6.63±0.15	6.69±0.15
	数値計算値	7.26(ANL) ⁽³¹⁾		
(E.S.) ₁	1 次モード考慮 (4-19),(4-20) 式	3.73±0.46	4.45±0.53	4.39±0.42
(%Δk/k)	数値計算値	3.90		

表 4.8 ZPPR-13Aにおける β/ℓ と 1 次固有値間隔

フィッティング関数	検出器対			
	A-B	A-C	B-C	
1 点炉モデル (4-17) 式	10.67±0.19	6.34±0.14	6.34±0.14	
β/ℓ ($10^3 s^{-1}$)	1 次モード考慮 (4-19),(4-20) 式	7.53±0.20	7.56±0.17	7.59±0.17
	数値計算値	8.14(ANL) ⁽³¹⁾	8.78(PNC) ⁽⁵⁸⁾	
(E.S.) ₁	1 次モード考慮 (4-19),(4-20) 式	2.27±0.36	2.68±0.43	2.69±0.42
(%Δk/k)	数値計算値	2.75		

第 5 章 熱中性子動力炉に対する適用

本章では、大型高速炉心のディカップリング効果を定量化するために展開した解析理論が、熱中性子動力炉に対しても適用しうることを示す。適用例として、チェルノブイリ事故炉の緊急停止用制御棒の効果喪失、沸騰水型炉の出力分布振動、および原子力船むつ炉の制御棒干渉効果を取りあげ、空間高次モードの観点からこれら現象の機構を解明する。

5.1 チェルノブイリ炉緊急停止用制御棒の正の反応度効果への適用

1986年4月26日未明、原子力の歴史の中で最悪の事故が、ウクライナのキエフから約60マイル離れたチェルノブイリ原子力発電所の4号機で発生した。この事故炉はRBMK炉と呼ばれ、黒鉛減速型の沸騰圧力管直接サイクルを採用している。その設計概念は旧ソビエト連邦固有のものである。RBMK炉の構造と特性については多くの書物・報告書⁽⁶³⁾⁽⁶⁴⁾において解説されているので、詳細な説明はここでは繰り返さない。

まず最初に、事故の過程(シナリオ)の概略を述べる。この後、事故炉について緊急停止用制御棒挿入(スクラム) 反応度を臨界計算により求める。この結果、スクラムの正の反応度効果が事故発生の直接の原因であることが明らかとなる。更に、摂動理論によるスクラム反応度の寄与分析から、この正の反応度は制御棒挿入による軸方向中性子束分布の変動に起因していることが示される。この中性子束分布の変動がもたらす反応度効果は大型炉心特有のディカップリング効果に基づいており、この現象も λ モード固有値間隔により定量化されることを示す。

5.1.1 チェルノブイリ4号機の事故過程

事故はプラントの安全性を改善するために計画された実験中に起こった。この実験の目的は、蒸気供給系と高圧送電システムから分離されたタービン発電機の機械的な慣性により生じる電力を、ECCS等の負荷に供給できるかどうかを調べることであった。図5.1には、チェルノブイリ4号機が反応度事故に至る過程を示す。4月25日23時10分、運転員は実験条件700~1000MWt(定格出力の25%)を実現するために出力を低減し始めた。しかし、操作ミスから炉出力は30MWt以下に低下してしまった。急激なキセノン(^{135}Xe)の増加により炉出力を回復することは困難となり、最終的には予定されていた出力よりかなり低い200MWtの状態では実験が開始された。

この実験開始時点で既に、炉出力、冷却材流量はそれぞれは定格の7%、120%(低出力・高流量条件)となり、冷却材のボイド率は非常に低くなっていた。さらに、蒸気ドラムの水位を上昇させるため給水流量が3倍程度に増加させられ、その結果炉心内のボイド率は顕著に低下した。RBMK炉は低出力領域でボイド係数が正となるので、このボイド率低下による負の反応度効果を補償するため、大半の制御棒は引き抜かれてしまった。通常の運転中は、制御棒の調節により中性子束の軸方向分布はコサイン形状に保たれている。しかし、制御棒が引き抜かれてしまった状態では、炉心中央部の燃焼度が高いため(5.1.3節で示すように)中性子束の軸方向分布は双峰型となる。この中性子束分布の変化は、炉内中性子束モニターにより確認されている。本解析により明らかとなるが、この双峰型の中性子束分布の形成が反応度事故発生を避けられないものとした。

この状態で、実験遂行のため主循環・給水ポンプが減速させられ、炉心流量

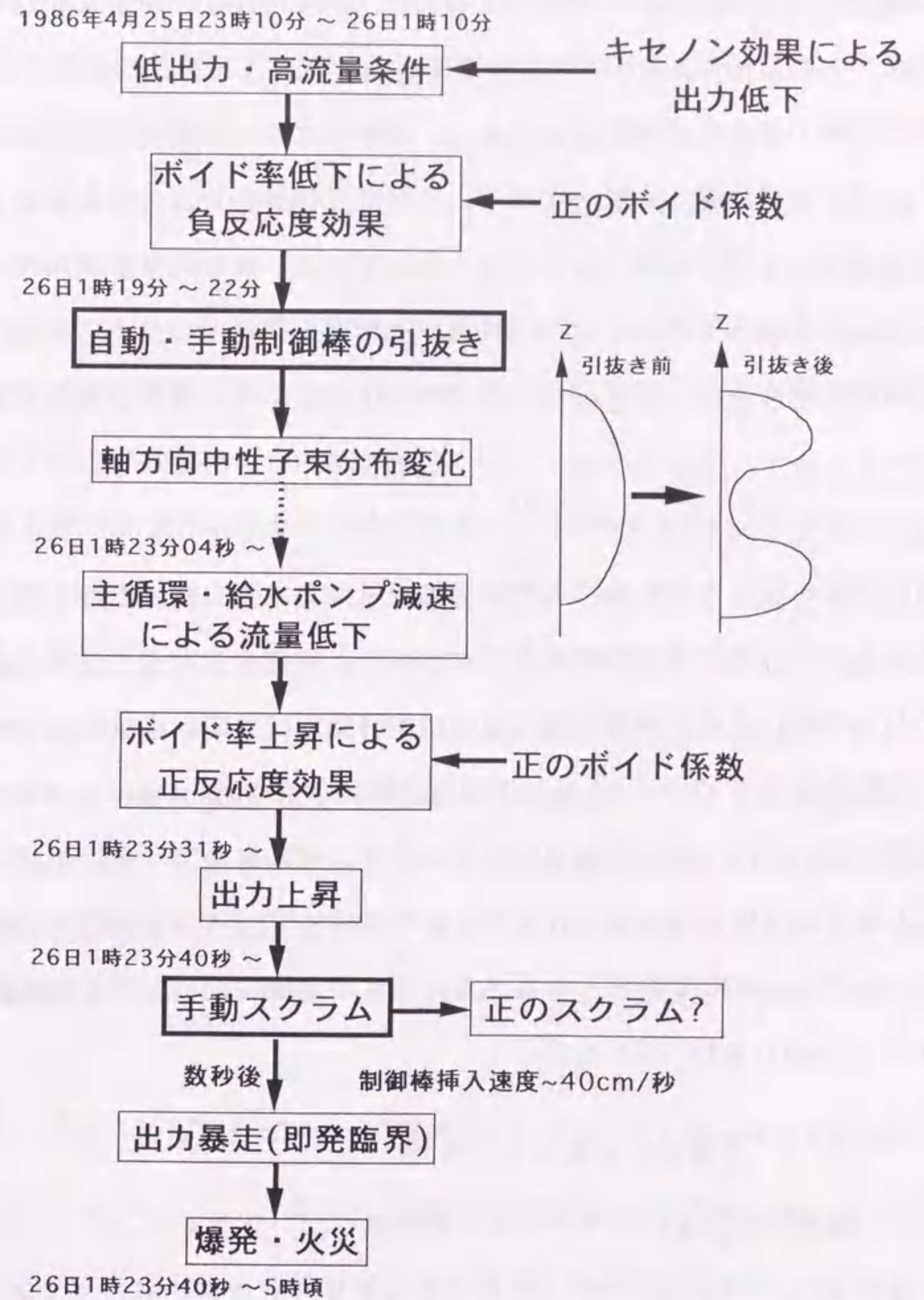


図5.1 チェルノブイリ4号機の反応度事故の過程

の減少により冷却材ボイド率は上昇した。ボイド反応度係数は正なので、炉出力が上昇しはじめた。26日1時23分40秒には、手動スクラムの操作がとられ、全ての制御棒が炉心内に駆動され始めた。数秒後には即発臨界による出力暴走が起こり、原子炉の爆発・火災へと至る。この即発臨界の達成は正のボイド係数による正の反応度印加が原因であると考えられていた。また、スクラムにより有効な負の反応度を投入できなかったのは遅い制御棒駆動速度のためであり、より速い駆動機構が設置されていたならば即発臨界は避けることができたと考えられて来た。

これに対して、Chanら⁽⁶⁵⁾はスクラムにより正の反応度が投入され、この正の印加反応度により炉心は即発臨界に至ったと主張した。この主張に従えば、大きな正の反応度を持つ制御棒をスクラムにより挿入した場合、その挿入速度にかかわらず炉心は必ず即発臨界になる。本研究ではまず、事故炉について緊急停止用制御棒挿入(スクラム)反応度を臨界計算により求め、Chanらの主張の正当性を確認する。次に、摂動理論を用いてスクラム反応度の寄与分析を行い、この値が正となるのは軸方向のディカップリング(空間結合度低下)が原因であることを示す。スクラム反応度が正となるメカニズムの定量的な検討は本研究独自のものあり、Chanらも行っていない。

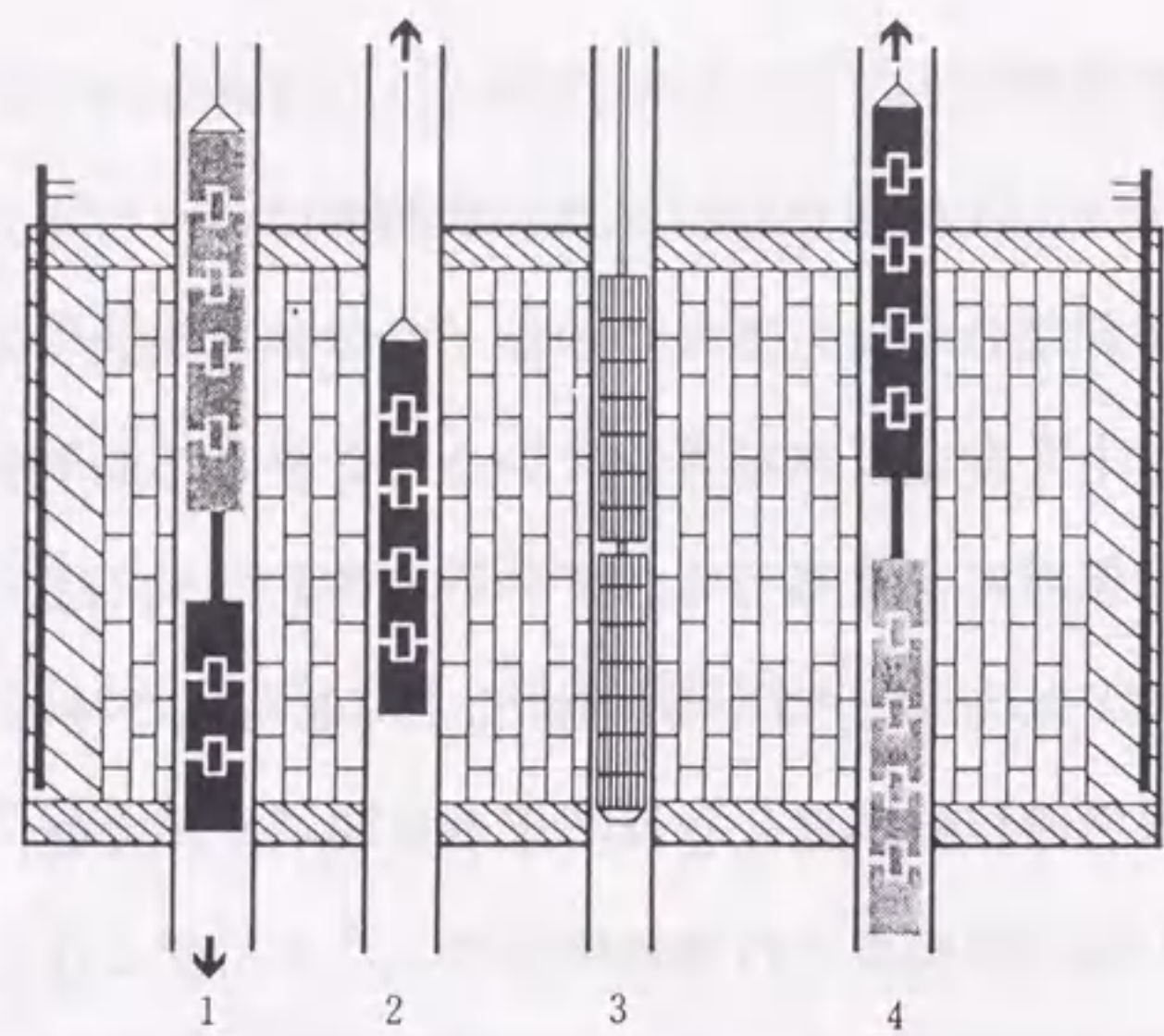
5.1.2 計算条件と炉心モデル

臨界計算および λ モード固有値計算では、2次元(R-Z)・2群拡散モデルを採用した。RBMK炉では、図5.2に示すように構造の異なる3種類の制御棒が設置されている。図中の短い制御棒と自動制御棒は、軸方向出力分布の調整と自動運転のためのもので、それぞれ24本配置されている。他の大多数の制御棒

は手動制御棒・緊急停止棒(合計163本)であり、それぞれ半径方向の出力分布の調整と緊急停止用として使用され、これら制御棒はスクラム操作により全て挿入される。この制御棒集合体は、5 mの中性子吸収体と黒鉛フォロワからなり、互いに1 mのシャフトを介して接続されている。これら手動制御棒・緊急停止棒は、リング状の6領域に割り当てられている。図5.3には、スクラム直前状態の炉心(2次元R-Z)モデルを示す。制御棒および燃料集合体の2次元モデル化は、各リング状領域の体積が保存されるように行った。また、スクラムにより起動されない24本の短い制御棒と自動制御棒は、このモデル化において無視した。

図5.3に示すように、163本の手動制御棒・緊急停止用制御棒はスクラム起動時には完全引き抜き状態になっていたものとする。手動スクラムによりこれら制御棒の挿入が開始され、その数秒(～3秒程度)後に即発臨界による出力暴走が記録されている。手動制御棒・緊急停止用制御棒の駆動速度は40cm/s程度なので、出力暴走時には制御棒吸収体は炉心上部にのみ挿入されていたと予想される。従って本解析では、完全引き抜きのこれら制御棒を100cm挿入した時の反応度値を検討する。図5.4に示すように、吸収体の100cm挿入にともなって、黒鉛フォロワ領域および吸収体・黒鉛フォロワ間軽水領域も100cm下方向へ移動する。

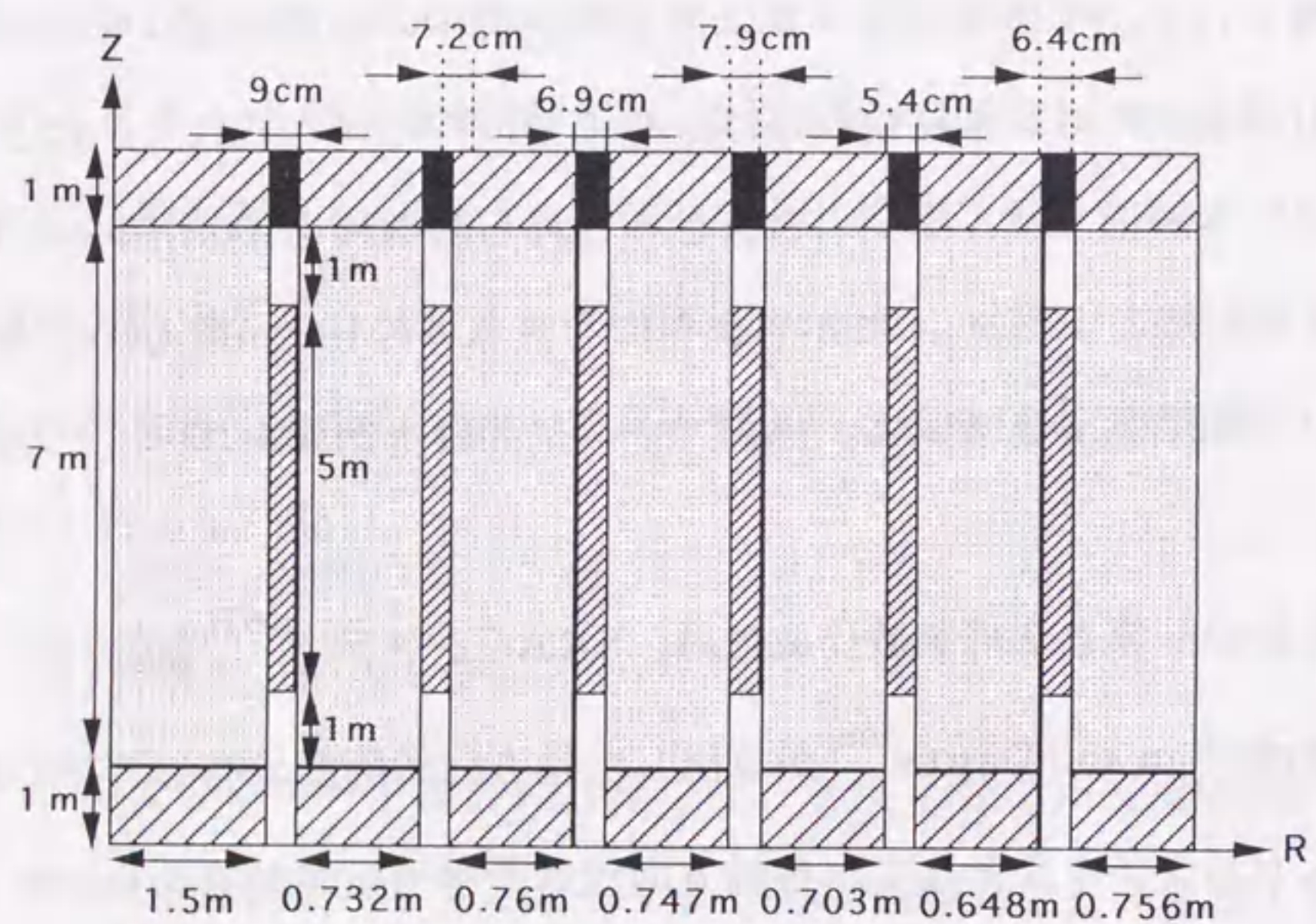
格子燃焼計算と2群定数作成には、SRACシステム⁽⁶⁷⁾を用いた。炉心燃料の燃焼度はChan and Dastur⁽⁶⁸⁾が算出した軸方向燃焼度分布を採用した。この燃焼度を入力パラメータとして、各軸方向領域の格子燃焼計算を行った。図5.5に示すようにこの燃焼度分布はコサイン形状となり、燃焼度の平坦化が全く計られていない。制御棒反応度値に対する燃焼度分布の効果を検討するため、この



■ : フォロワー, ■ : 吸収体

1 : 短い吸収棒, 2 : 自動制御棒, 3 : 燃料集合体, 4 : 手動制御棒と緊急停止棒

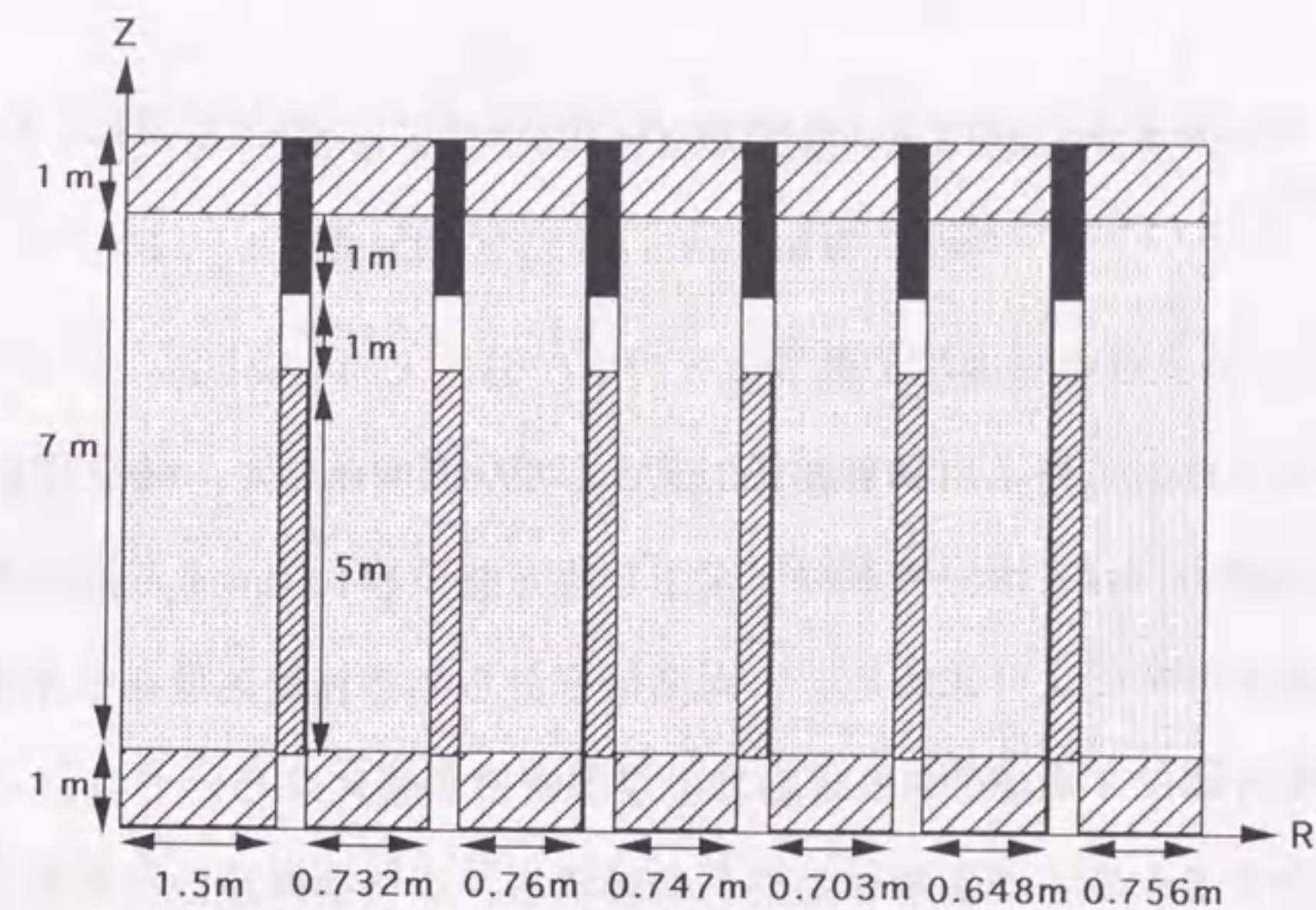
図 5.2 制御棒集合体と燃料集合体 [Collierら⁽⁶⁶⁾より引用]



■ 制御棒吸収体 ■ 黒鉛フォロワ □ 軽水

■ 燃料 ■ 黒鉛反射体

図 5.3 チェルノブイリ 4 号炉の炉心モデル(スクラム直前状態)



■ 制御棒吸収体 ■ 黒鉛フォロワ □ 軽水

■ 燃料 ■ 黒鉛反射体

図 5.4 チェルノブイリ 4 号炉の炉心モデル (手動・緊急制御棒100cm挿入状態)

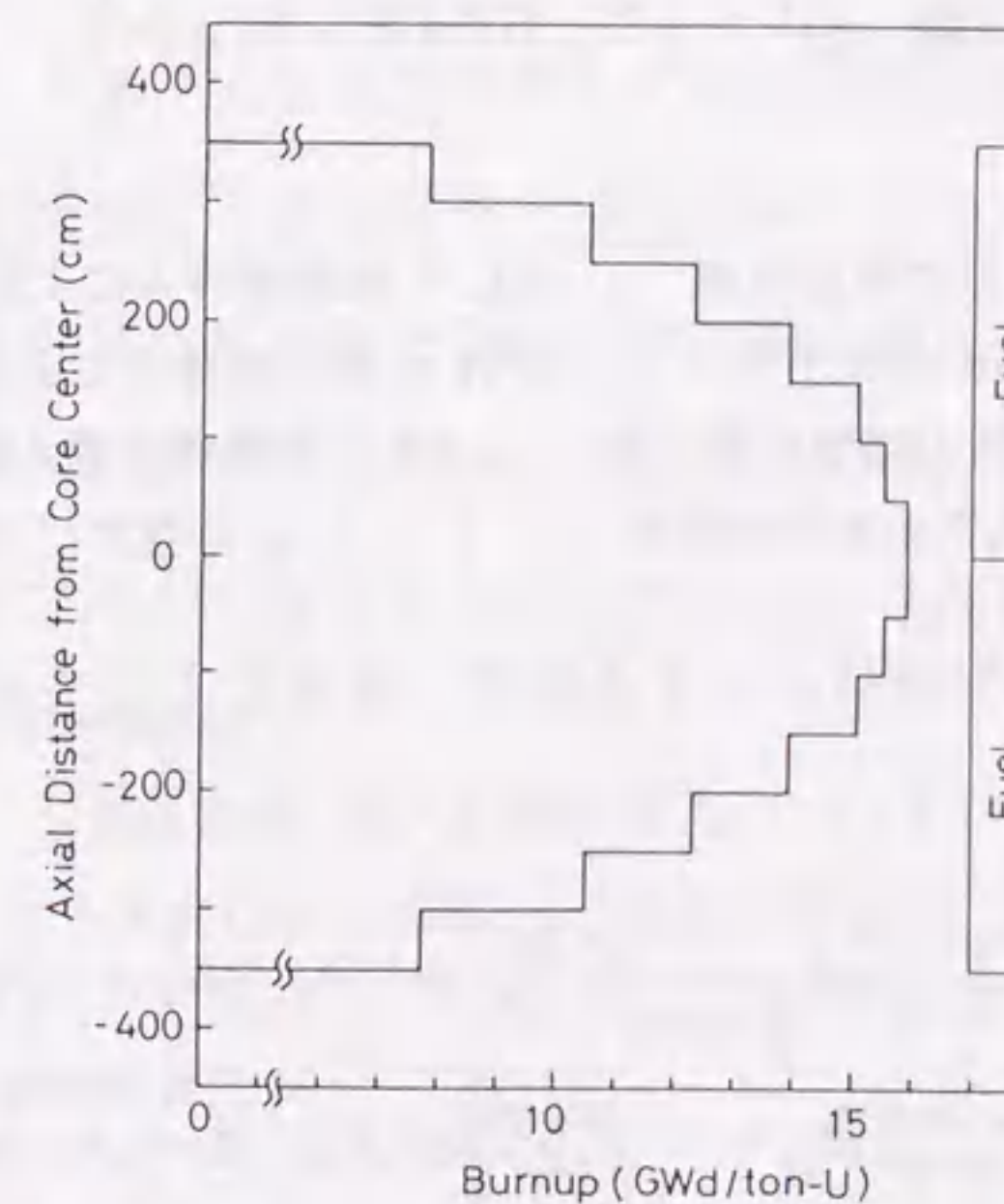


図 5.5 チェルノブイリ 4 号炉の軸方向燃焼度分布 (Chan and Dastur⁽⁶⁸⁾による解析結果)

燃焼度分布に加えて一様分布(14GWd/t)の計算も行う。臨界計算は、CITATIONコード⁽⁶⁹⁾を用いて行った。

5.1.3 スクラム反応度の計算

手動および緊急停止用制御棒100cm挿入の反応度値を、臨界計算と摂動計算により算出する。まず、制御棒完全引き抜きおよび100cm挿入の両体系の実効増倍率が臨界計算により求められ、両増倍率から制御棒反応度値が直接決定される。摂動計算は1次(線形)摂動論および厳密摂動論に基づいて行い、制御棒挿入による中性子束分布の変動の効果を検討する。両摂動理論による反応度値計算式はそれぞれ次のように表される。

$$\text{1次摂動論 } \rho^L = \frac{\langle \Phi^+, (\delta M/k - \delta L)\Phi \rangle}{\langle \Phi^+, M\Phi \rangle} \quad (5-1)$$

$$\text{厳密摂動論 } \rho^E = \frac{\langle \Phi^+, (\delta M/k - \delta L)\Phi^* \rangle}{\langle \Phi^+, M\Phi^* \rangle} \quad (5-2)$$

ただし、

- Φ = 制御棒非挿入系の中性子束 δL = 制御棒挿入による消滅演算子の摂動
- Φ^* = 制御棒挿入系の中性子束 δM = 制御棒挿入による生成演算子の摂動
- Φ^+ = 制御棒非挿入系の随伴中性子束 M = 制御棒非挿入系の生成演算子
- k = 制御棒非挿入系の実効増倍率 \langle , \rangle = 全空間についての積分を表す

さらに、制御棒反応度値に対する拡散・減速および吸収反応の領域毎の寄与分析を行うために、(5-1), (5-2)式を次のように書き直す。

$$\rho^L = \sum_i \sum_j \rho_{i,j}^L = - \sum_i \sum_j \frac{\langle \Phi^+, \delta L_{i,j}\Phi \rangle}{\langle \Phi^+, M\Phi \rangle} \quad (5-3)$$

$$\rho^E = \sum_i \sum_j \rho_{i,j}^E = - \sum_i \sum_j \frac{\langle \Phi^+, \delta L_{i,j}\Phi^* \rangle}{\langle \Phi^+, M\Phi^* \rangle} \quad (5-4)$$

ただし、

$$\delta L = \sum_i \sum_j \delta L_{i,j},$$

$\rho_{i,j}$ = 摂動領域jにおける反応iの摂動による反応度寄与

$\delta L_{i,j}$ = 摂動領域jにおける反応iの演算子摂動

(5-3), (5-4)式中の制御棒挿入前後の中性子束、および制御棒挿入前の随伴中性子束・実効増倍率は、臨界計算の結果を用いる。なお、本解析において制御棒挿入による生成演算子摂動は無視した。従って、(5-3), (5-4)式には消滅演算子摂動の寄与のみが現れる。

表5.1に、スクラム反応度の計算結果を示す。臨界計算から得られる実効増倍率から直接求めた反応度と厳密摂動計算による反応度とは一致し、事故炉の値は正となる。この正の反応度は非常に大きく、印加された場合炉心は即発臨界に達する。この結果は、Chan and Dastur⁽⁶⁸⁾の計算値(+5.7×10⁻³ Δk/k)と同程度の値となっている。これに対して、燃焼度分布が一様である仮想炉心のスクラム反応度は負の値となり、スクラム反応度に対して軸方向燃焼度分布の影響が強いことがわかる。これら直接計算・厳密摂動計算に比べて中性子束分布変動を無視する1次摂動論に基づく計算は反応度を負の方向に過大評価しており、スクラム反応度に対して制御棒挿入による中性子束分布変動の影響が強いことを示している。この差異は、燃焼度分布が一様である仮想炉心に比べ凸状の分布を有する事故炉において大きくなる(6倍程度)。

表5.1 スクラム(100cm挿入)反応度計算結果 (Δk/k)

軸方向燃焼度分布	直接(臨界)計算	摂動計算		
		厳密摂動	1次摂動	差
事故炉の分布 (Convex)	6.479×10 ⁻³	6.479×10 ⁻³	-6.055×10 ⁻¹	6.120×10 ⁻¹
一様分布	-1.329×10 ⁻³	-1.331×10 ⁻³	-1.148×10 ⁻¹	1.134×10 ⁻¹

上記摂動計算結果より、凸状の軸方向燃焼度分布を有する事故炉心では制御棒挿入による中性子束分布変動が大きく、この変動が正のスクラム反応度の原因であると考えられることができる。図5.6において、事故炉心における軸方向中性子束分布の劇的な変動が確認できる。手動・緊急停止用制御棒完全引き抜き状態では、事故時に炉内中性子モニターで観測されたような双峰型中性子束分布となる。しかし、制御棒の1m挿入により炉心上部で中性子束は減衰し、下部に大きなピークを有する単峰型中性子束分布に変化する。制御棒挿入により中性子束分布が敏感に変化するの、軸方向の空間結合度が非常に弱くなっているためである(次節参照)。これに対して、燃焼度が軸方向に一様である仮想炉心の場合(図5.7)、この制御棒挿入による中性子束分布の変動は小さい。

表5.2,表5.3には、それぞれ厳密摂動論および1次摂動論による事故炉心のスクラム反応度の寄与分析結果を示す。まず、吸収体挿入による中性子吸収量増加がもたらす負の反応度効果は、中性子束分布変動を考慮する厳密摂動論により求めた場合非常に小さな値となり、1次摂動論による値の約1/2600に減少する。つまり、制御棒挿入による中性子束分布の変動は、挿入制御棒自身の負の反応度値を喪失させてしまう。図5.6において、吸収体近傍での中性子束の減衰が観察され、負の反応度効果の喪失は一種の空間的な自己遮蔽効果によるものと考えられる。この中性子束分布変動による吸収体の負の反応度効果の喪失は、正のスクラム反応度発生第1の原因である。さらに、黒鉛フォロー挿入による炉心下部での軽水と黒鉛の置換は、比較的大きな正の反応度寄与をする。これは軽水に比べて黒鉛の吸収断面積が小さいためである。この黒鉛フォロー挿入による炉心からの軽水の排除が、正のスクラム反応度発生第2の原因である。厳密摂動論によるこの反応度寄与は1次摂動論による値に比べて大きくなり、制御棒挿

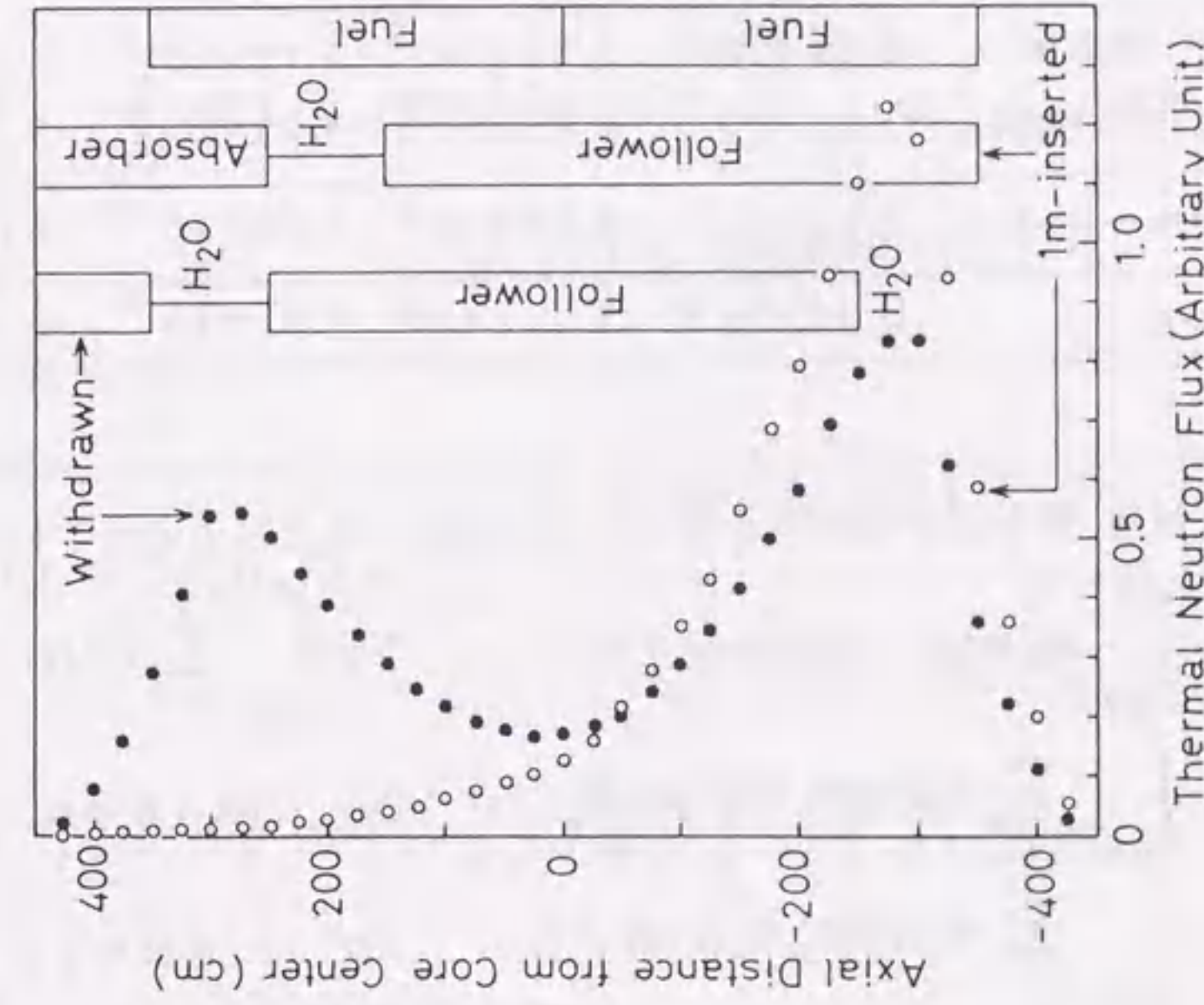


図5.6 手動・緊急停止用制御棒の1m挿入による軸方向中性子束分布の変動 (凸状の軸方向燃焼度分布を有する事故炉心の場合)

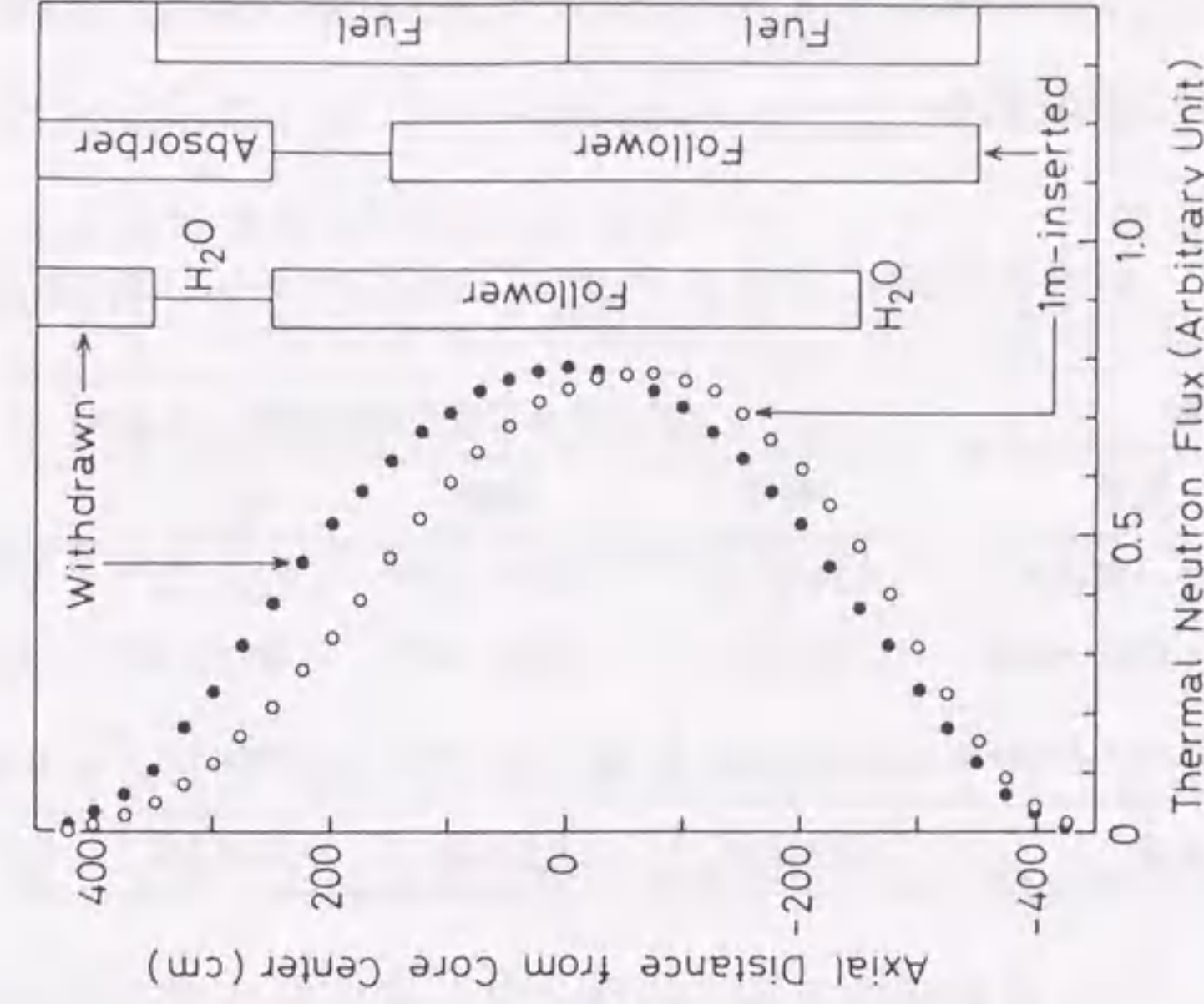


図5.7 手動・緊急停止用制御棒の1m挿入による軸方向中性子束分布の変動 (燃焼度が軸方向に一様である仮想炉心の場合)

入による中性子束分布の変動がこの正の反応度効果を助長している。減速および拡散の効果は大きな反応度寄与を示すが、その絶対値はほぼ等しくしかも符号が異なるので互いに相殺する。

表5.2 厳密摂動論によるスクラム反応度の寄与分析(事故炉心)^(脚注)

摂動		スクラム反応度の寄与成分 ($\Delta k/k$)			
位置	置換	吸収	減速	拡散	合計
上部	軽水→吸収体	-2.30×10^{-4}	-3.43×10^{-5}	3.10×10^{-5}	-2.34×10^{-4}
	フォロワ→軽水	-1.03×10^{-4}	2.10×10^{-4}	-1.88×10^{-4}	-8.07×10^{-5}
下部	軽水→フォロワ	7.80×10^{-3}	-2.10×10^{-2}	2.00×10^{-2}	6.79×10^{-3}
合計		7.47×10^{-3}	-2.08×10^{-2}	1.98×10^{-2}	6.48×10^{-3}

表5.3 1次摂動論によるスクラム反応度の寄与分析(事故炉心)

摂動		スクラム反応度の寄与成分 ($\Delta k/k$)			
位置	置換	吸収	減速	拡散	合計
上部	軽水→吸収体	-6.09×10^{-1}	-4.36×10^{-3}	4.12×10^{-3}	-6.09×10^{-1}
	フォロワ→軽水	-1.87×10^{-3}	4.95×10^{-3}	-4.45×10^{-3}	-1.38×10^{-3}
下部	軽水→フォロワ	5.26×10^{-3}	-1.09×10^{-2}	1.04×10^{-2}	4.76×10^{-3}
合計		-6.05×10^{-1}	-1.03×10^{-2}	1.01×10^{-2}	-6.06×10^{-1}

(脚注) 表中の吸収, 減速, 拡散成分をエネルギー2群で表現すると以下のようになる。

$$J \text{領域の減速成分} = \int_{\text{領域}J} \Phi_2^+(r) \delta \Sigma_{1 \rightarrow 2} \Phi_1^+(r) dr / F, \quad F = \int_{\text{炉心}} \sum_{n=1}^2 \Phi_n^+(r) v \Sigma_f \Phi_n^+(r) dr,$$

$$J \text{領域の拡散成分} = \int_{\text{領域}J} \sum_{n=1}^2 \Phi_n^+(r) \delta D_n \nabla^2 \Phi_n^+(r) dr / F, \quad \Phi_n^+ = n \text{群中性子束},$$

$$J \text{領域の吸収成分} = \int_{\text{領域}J} \sum_{n=1}^2 \Phi_n^+(r) \delta \Sigma_{a,n} \Phi_n^+(r) dr / F, \quad \Phi_n^+ = n \text{群随伴中性子束},$$

$\delta \Sigma_{1 \rightarrow 2}$ = 1群から2群への遷移断面積の摂動, δD_n = n群拡散係数の摂動, $\delta \Sigma_{a,n}$ = n群吸収断面積の摂動。

5.1.4 空間高次モードの観点からの解釈

摂動計算の結果から、正のスクラム反応度は制御棒挿入による軸方向中性子束分布の変動に起因していることが明らかになった。この中性子束空間分布の変動をもたらす反応度効果は大型炉心の特有ディカップリング効果に基づいている。本節では、まず、中性子束分布変動のみならずこの変動をもたらす反応度効果も同様に λ モード固有値間隔により定量化されることを示す。その後、事故炉心の固有値間隔を実際に算出し、この間隔が著しく小さな値になっていることを確認する。

まず、スクラム反応度を第2章で展開した手続きに従って空間モードの観点から定式化する。スクラム直前の中性子束を Φ 、手動・緊急停止用制御棒1m挿入による消滅演算子および中性子束の摂動をそれぞれ δL 、 $\delta \Phi$ とする。スクラム反応度 ρ は、2次摂動まで考慮すると次式のように表現される。これら式は第2章の(2-36-1)~(2-38-1)式に対応している。

$$\rho = \frac{-\int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ \delta L (\Phi + \delta \Phi) - \delta \lambda \int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ M \delta \Phi}{\int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ M \Phi} \quad (5-5)$$

ただし、

$$\delta \Phi(r, E) = C \psi_0(r, E) - \sum_{n=1}^\infty \frac{\int_0^\infty dE \int dr \psi_n^+ \delta L \Phi}{(E.S.)_n \int_0^\infty dE \int dr \psi_n^+ M \psi_n} \psi_n(r, E), \quad (5-6)$$

$$\delta \lambda = -\int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ \delta L \Phi / \int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ M \Phi \quad (5-7)$$

(5-6), (5-7)式を(5-5)式に代入すると、

$$\rho = -\frac{\int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ \delta L \Phi}{\int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ M \Phi} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\int_0^\infty dE \int dr \psi_n^+ \delta L \Phi \times \int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ \delta L \psi_n}{(E.S.)_n \int_0^\infty dE \int dr \psi_n^+ M \psi_n \times \int_0^\infty dE \int dr \psi_0^+ M \Phi} \quad (5-8)$$

上式の第1項は1次摂動項であり、第2項は中性子束分布変動に起因する高次摂動項である。この高次摂動項は、表5.1中の厳密摂動と1次摂動計算結果の差を表現しており、 λ モード固有値間隔に反比例することを(5-8)式は表している。事故炉において、制御棒挿入による中性子束分布の著しい変化のため、この高次項は大きな正の値をとる。この正の高次項が吸収体の負の反応度効果を喪失させるためには、固有値間隔が非常に小さくなっていたものと予想される。

この予想を検証するために、チェルノブイリ炉の固有値間隔を算出した。表5.4に、凸状の軸方向燃焼度分布を有する事故炉の固有値間隔を、燃焼度分布が軸方向に一様である仮想炉心の値と比較して示す。予想どおり、事故炉の1次固有値間隔は0.19% $\Delta k/k$ と2分割炉ですら見られないような非常に小さな値になっている。これに対して、燃焼度一様の仮想炉心の1次固有値間隔は10倍程度の値となる。しかも、2次以降の固有値間隔の燃焼度分布依存性は弱い。以上の議論から、事故炉心において1次モード($n=1$)が制御棒挿入により選択的に強く励起され、その結果として(5-8)式右辺第2項の高次摂動項が非常に大きな正の値となり、スクラム反応度が正に転じたものと解釈できる。負のスクラム反応度を確保するためには、軸方向燃焼度分布を平坦化する必要がある。この燃焼度分布の平坦化は1次固有値間隔を拡げ、1次モードの励起を抑える方向に働くことが期待される。

表5.4 チェルノブイリ炉の固有値間隔(% $\Delta k/k$)

モード次数	軸方向燃焼度分布	
	事故炉の分布	一様分布
1次	0.196	1.818
2次	1.768	1.970
3次	1.935	3.746
4次	4.290	4.687
5次	5.094	5.482
6次	5.227	6.568
7次	6.265	7.233

図5.8に、固有関数の零点を示す。1次と4次モードは軸方向の空間高調波であり、2次と5次モードは半径(動径)方向の空間高調波である。3次モードは、軸方向-半径方向複合モードである。基本モードと軸方向高調波の固有関数の軸方向分布を、図5.9に示す。この図より、制御棒挿入による1次モードの励起は、炉心上部では中性子束を減衰させ、逆に下部では増大させることが予想される。この中性子束分布変動の傾向は、図5.6において観察された変動と一致している。

以上の議論から、高速炉と同様に熱中性子炉においても、制御棒操作等の外乱の投入は中性子束分布を大局的に歪ませ、その歪みの度合いと空間形状は高次固有値間隔・固有関数により記述できることが確認される。

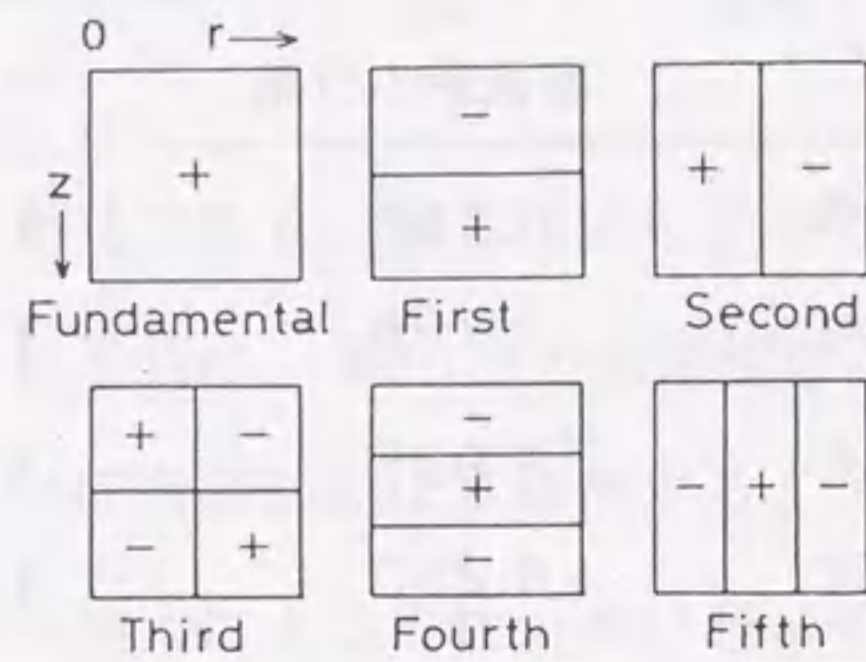


図 5.8 チェルノブイリ炉の固有関数零点分布(2次元R-Z体系)

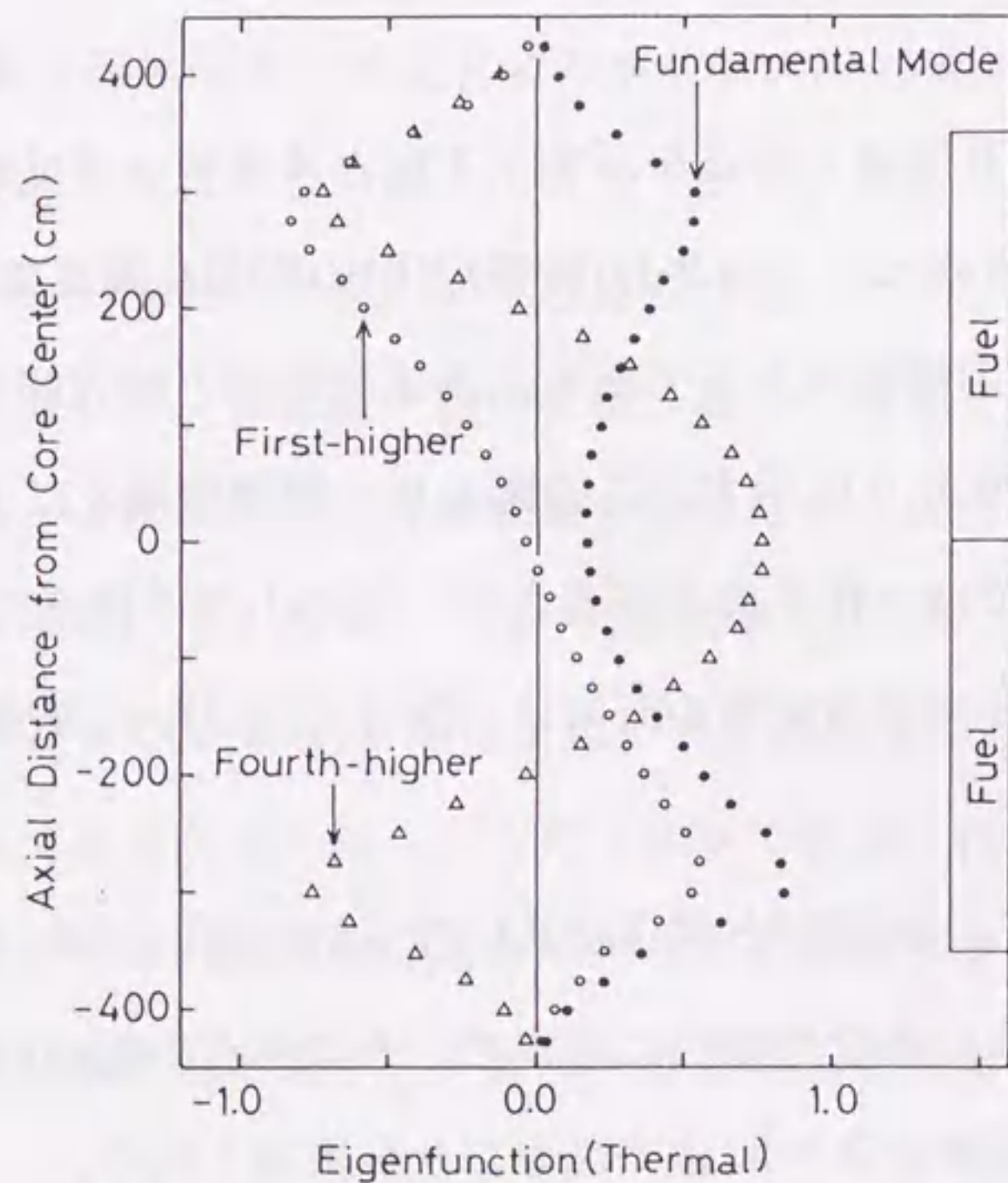


図 5.9 基本モードと軸方向高調波固有関数の軸方向分布

5.2 沸騰水型軽水炉の出力分布振動への適用

近年、沸騰水型軽水炉(BWR)における出力振動現象が数多く報告されている。これら振動現象は、全炉心振動(同位相振動)と領域振動(逆位相振動)と呼ばれる2つのタイプの振動現象に分類されている。前者の全炉心振動は、中性子束が炉心全体にわたって同位相で振動する現象で、米国LaSalle 2号炉⁽⁷⁰⁾等において観測されている。これに対して後者の領域振動は、半炉心領域の中性子束が互いに逆位相で振動する現象で、イタリアのCaorso炉⁽⁷¹⁾、スイスのLeibstadt炉⁽⁷²⁾等において観測されている。この領域振動時には、中性子束が局所的に非常に大きな振幅で振動する場合にも、全炉心出力は振動せず一定値を保つ。従って、炉心平均出力モニター系や炉心保護系がこのような大きな振幅の振動を検知できない可能性がある。この場合、領域振動は燃料の健全性上過酷な状況を生む。

本節では、BWR領域振動に対する安定性解析を空間高次モードの安定性の観点から実施し、この領域振動も λ モード固有値間隔により定量化できることを示す。まず最初に、空間高次モードに対する動特性方程式を導き、この核計算と後続の熱水力計算を結び付けるチャンネルモデルとフィードバックモデルを示す。これらの核・熱水力モデルを採用して空間1次モードの安定性解析を行うことにより、安定限界と固有値間隔の関係を明らかにする。次に、出力密度が他に比べて非常に高い燃料集合体が局所的に発生した場合の大型軽水炉の固有値間隔を計算し、これら炉心の領域振動に対する安定性を判定する。

5.2.1 空間高次モードに対する動特性方程式の導出

次のような空間依存動特性方程式から出発する。ただし、以下の議論を簡単にするため、エネルギー1群・遅発1群を仮定した。

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -L(\mathbf{r}, t)\Phi(\mathbf{r}, t) + (1-\beta)M(\mathbf{r}, t)\Phi(\mathbf{r}, t) + \lambda C(\mathbf{r}, t), \quad (5-9)$$

$$\frac{\partial C(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \beta M(\mathbf{r}, t)\Phi(\mathbf{r}, t) - \lambda C(\mathbf{r}, t) \quad (5-10)$$

ただし、

- $\Phi(\mathbf{r}, t)$ = 空間(r)-, 時間(t)- 依存中性子束
- $C(\mathbf{r}, t)$ = 空間(r)-, 時間(t)- 依存遅発中性子先行核密度
- $L(\mathbf{r}, t)$ = 空間(r)-, 時間(t)- 依存消滅演算子
- $M(\mathbf{r}, t)$ = 空間(r)-, 時間(t)- 依存生成演算子
- λ = 遅発先行核の崩壊定数
- β = 遅発中性子割合
- v = 中性子速度

消滅および生成演算子は、熱水力計算からのフィードバック効果のため時間依存となる。これら演算子を、次のように定常成分と非定常成分に分けて書く。

$$L(\mathbf{r}, t) = L_0(\mathbf{r}) + \delta L(\mathbf{r}, t) \quad (5-11)$$

$$M(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}) + \delta M(\mathbf{r}, t) \quad (5-12)$$

時間依存の中性子束と遅発中性子先行核密度を、次のようにモード展開する。

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = N_0 \psi_0(\mathbf{r}) + \sum_{k=1}^{\infty} n_k(t) \psi_k(\mathbf{r}) \quad (5-13)$$

$$C(\mathbf{r}, t) = C_0 \psi_0(\mathbf{r})/v + \sum_{k=1}^{\infty} c_k(t) \psi_k(\mathbf{r})/v \quad (5-14)$$

展開関数として、次式によって定義される λ モード固有関数を採用する。

$$L_0(\mathbf{r})\psi_k(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_k} M_0(\mathbf{r})\psi_k(\mathbf{r}) \quad (5-15)$$

ただし、固有関数は下記のように規格化しておく。

$$\int_{\text{炉心体積}} |\psi_k(\mathbf{r})| d\mathbf{r} = (\text{炉心体積}), \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (5-16)$$

(5-13), (5-14)式の第1項は定常成分を表し、上式のように固有関数を規格化しておく N_0 は中性子束の炉心平均を表す。(5-13), (5-14)式の第2項は非定常成分を表し、 $n_k(t)$, $c_k(t)$ は時間依存の k 次モード展開係数である。本来、時間依存の問題では遅発中性子を考慮した ω_d モード固有関数あるいはInhour modes⁽⁷³⁾を展開関数として採用すべきである。しかし、反射体領域が炉心に比べて非常に小さな大型BWR炉心の場合、これら動的モードの固有関数と λ モード固有関数との差異(つまり動的わい曲⁽⁷⁴⁾)は、次数の低いモードについては比較的小さいことが期待される(3章3.3.7節参照)。この動的わい曲を無視すると、(5-13), (5-14)式の展開関数は λ モード固有関数の直交条件と動的固有関数の直交条件を同時に満たす。つまり、

$$\int_{\text{炉心体積}} \psi_m^+(\mathbf{r}) M_0(\mathbf{r}) \psi_k(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 0, \quad m \neq k \quad (5-17)$$

$$\int_{\text{炉心体積}} \psi_m^+(\mathbf{r}) \frac{1}{v} \psi_k(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 0, \quad m \neq k \quad (5-18)$$

ψ_m^+ = m 次モード随伴固有関数

(5-11)~(5-14)式を代入した(5-9), (5-10)式の両辺に左から ψ_m^+ ($m \neq 0$)を掛け、炉心体積で積分し、(5-17), (5-18)式を用いて整理すると次式が得られる。

$$\frac{dn_m(t)}{dt} = - \frac{(E.S.)_m + \beta}{\Lambda_m} n_m(t) + \lambda c_m(t) + \frac{\rho_{m0}(t)}{\Lambda_m} N_0 + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\rho_{mn}(t)}{\Lambda_m} n_n(t) \quad (5-19)$$

$$\frac{dc_m(t)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda_m} n_m(t) - \lambda c_m(t) \quad (5-20)$$

ただし、

$$\rho_{mn}(t) = \int_{\text{炉心体積}} \psi_m^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_n(r) dr / \int_{\text{炉心体積}} \psi_m^+(r) M_0(r) \psi_m(r) dr \quad (5-21)$$

$$\Lambda_m = \int_{\text{炉心体積}} \psi_m^+(r) \frac{1}{V} \psi_m(r) dr / \int_{\text{炉心体積}} \psi_m^+(r) M_0(r) \psi_m(r) dr \quad (5-22)$$

(5-19)式の右辺第1項には λ モード固有値間隔が含まれる。右辺第3項、第4項はそれぞれフィードバック効果による線形項および非線形項である。本解析において、この第4項の非線形項を無視する。また、領域振動時には半炉心領域の中性子束が互いに逆位相で振動するので、安定性を検討する空間モードとして固有関数の符号が半炉心領域間で逆転する1次モード($m=1$)のみを考える。最終的に、線形化近似を行った1次モード動特性方程式は次のようになる。

$$\frac{d(n_1(t)/N_0)}{dt} = - \frac{(E.S.)_1 + \beta}{\Lambda_1} \left(\frac{n_1(t)}{N_0} \right) + \lambda \frac{C_0}{N_0} \left(\frac{c_1(t)}{C_0} \right) + \frac{\rho_{10}(t)}{\Lambda_1} \quad (5-23)$$

$$\frac{d(c_1(t)/C_0)}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda_1 C_0} \left(\frac{n_1(t)}{N_0} \right) - \lambda \left(\frac{c_1(t)}{C_0} \right) \quad (5-24)$$

ただし、上式のように変数 n_1, c_1 は定常成分の N_0, C_0 で割ることにより無次元化する。定常成分の中性子束と遅発先行核密度の比 N_0/C_0 は、(5-10)式において中性子束・先行核密度および演算子の非定常成分を零と置き、両辺に左から ψ_0^+ を掛け炉心体積で積分することにより得られる。つまり、

$$\frac{N_0}{C_0} = \frac{\lambda \Lambda_0}{\beta} \quad (5-25)$$

となる。

5.2.2 1次モード平均チャンネルモデル

熱水力計算のためのチャンネルモデルについて述べる。図5.10に示すような2本の平均チャンネル(A,B)を考える。これら平均チャンネルは、1次モード固有関数零点により分割される半炉心領域内の冷却材チャンネルをそれぞれ代表している。図5.11に示すように、このように定義した平均チャンネルA,Bの発熱率 $Q(t)$ は γN_0 の周りを互いに逆位相で変動する。1次固有関数が(5-16)式により規格化され、その符号が図5.10のように左半炉心で正、右半炉心で負とすると、平均チャンネルA,Bの発熱率変動成分はそれぞれ $\gamma n_1(t), -\gamma n_1(t)$ により表される。このようにチャンネルA,Bの発熱率変動成分は互いに逆位相となるので、チャンネル熱水力解析はどちらか一方のチャンネルについて行えばよい。本解析では、1次固有関数の符号が正となる半炉心領域を代表するチャンネルAを扱う。このチャンネルAの発熱率 $Q(t)$ は下式により表される。

$$Q(t) = \gamma (N_0 + n_1(t)) \quad (5-26)$$

γ = 中性子束・チャンネル発熱率換算係数

この平均チャンネルの燃料平均温度 $T_f(t)$ は、次式に従うものとする。

$$c_f m_f \frac{dT_f(t)}{dt} = Q(t) - h_f (T_f(t) - T_s) \quad (5-27)$$

ただし、

c_f = 燃料ロッドの熱容量

m_f = 燃料ロッドの質量

h_f = 燃料ロッド・冷却材間熱伝達係数

T_s = 冷却材飽和温度

平均チャンネルの燃料平均温度を、次のように定常成分と変動成分に分けて書く。

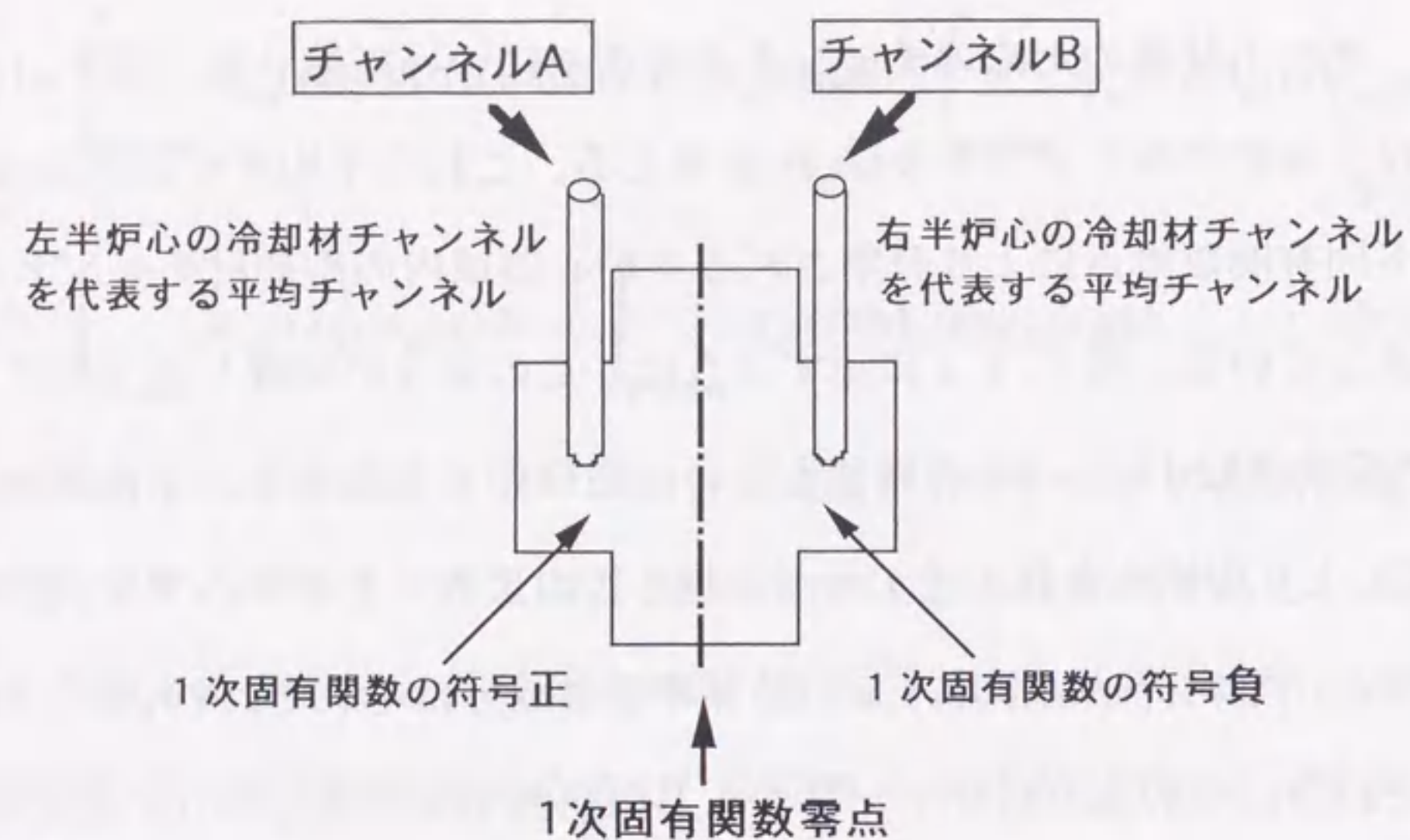


図 5.10 1次モード平均チャンネルモデル

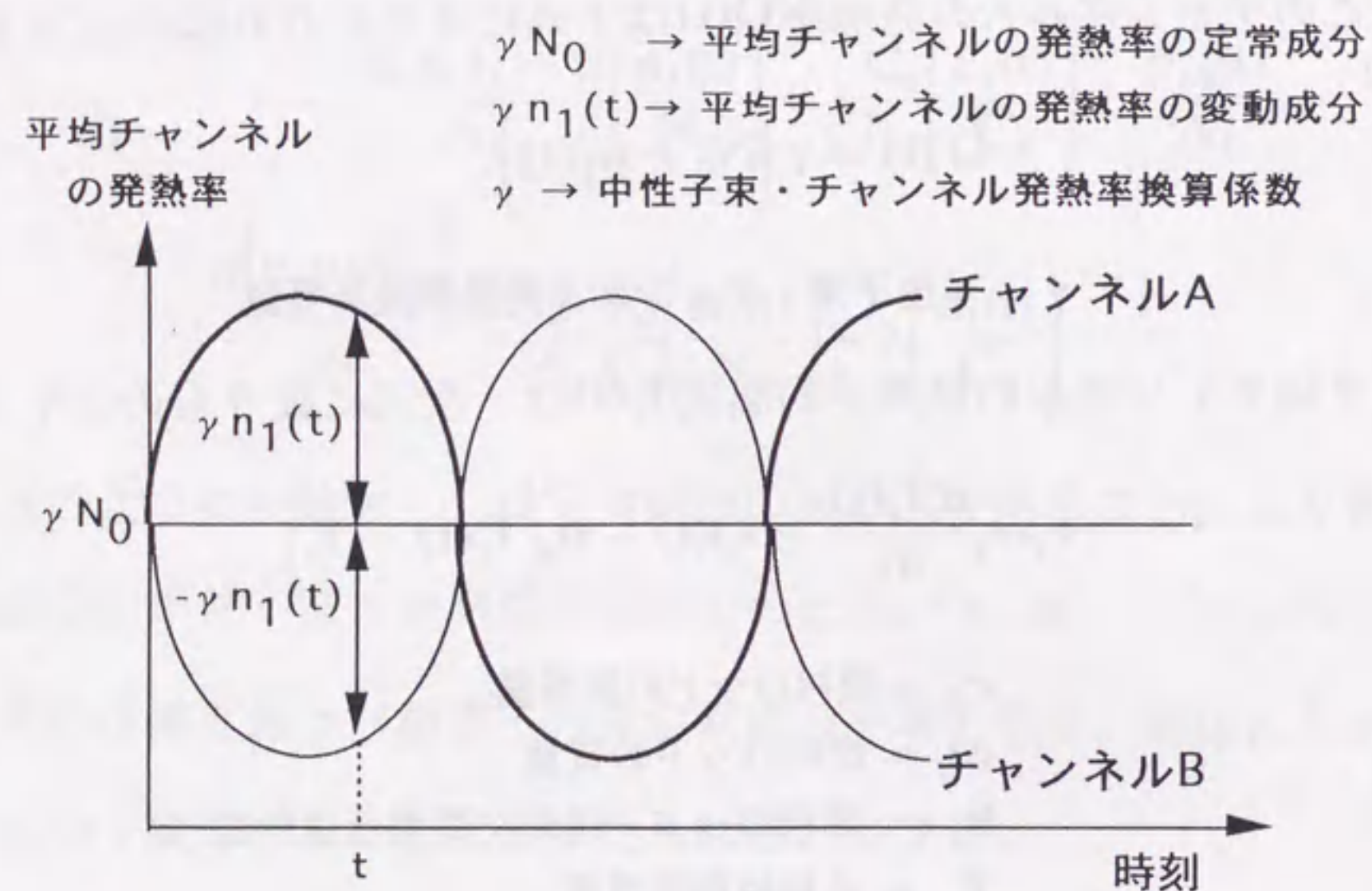


図 5.11 1次モード平均チャンネルの発熱率

$$T_f(t) = T_{f,0} + \delta T_f(t) \quad (5-28)$$

(5-27)式に、(5-26),(5-28)式を代入すると、

$$c_f m_f \frac{d\delta T_f(t)}{dt} = \gamma (N_0 + n_1(t)) - h_f (T_{f,0} + \delta T_f(t) - T_s) \quad (5-29)$$

が得られる。また、定常成分 $T_{f,0}$ については下式が成り立つ。

$$\gamma N_0 - h_f (T_{f,0} - T_s) = 0 \quad (5-30)$$

(5-30)式を用いて(5-29)式中の換算係数 γ を消去すると、平均チャンネルの燃料平均温度の変動成分に対する支配方程式が得られる。

$$c_f m_f \frac{d(\delta T_f(t)/(T_{f,0} - T_s))}{dt} = h_f \left(\frac{n_1(t)}{N_0} \right) - h_f \left(\frac{\delta T_f(t)}{T_{f,0} - T_s} \right) \quad (5-31)$$

チャンネル内の平均流量 $G(t)$ および平均ボイド率 $\alpha(t)$ も、次式のように定常成分と変動成分に分けて扱う。

$$G(t) = G_0 + \delta g(t) \quad (5-32-1)$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \delta \alpha(t) \quad (5-32-2)$$

チャンネル平均流量およびボイド率の変動成分は、次の2本の式に従う。これら式は、冷却材についての質量保存の式・運動量保存の式・エネルギー保存の式から導いた。この導出は、APPENDIX-Bに示す。

$$\frac{(m_g h_g - m_l h_l) - (m_g - m_l) \{ (h_g - h_l) \chi_0 + h_l \}}{2(h_g - h_l) \chi_0 G_0 / \alpha_0} \frac{d(\delta \alpha(t) / \alpha_0)}{dt} = - \left(\frac{\delta g(t)}{G_0} \right) + \left(\frac{\delta T_f(t)}{T_{f,0} - T_s} \right) - \frac{\rho_l \chi_0}{\rho_g \alpha_0 s} \left(\frac{\delta \alpha(t)}{\alpha_0} \right), \quad (5-33)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d(\delta g(t)/G_0)}{dt} - \frac{2(m_g - m_l)\alpha_0}{LA\rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \frac{d(\delta\alpha(t)/\alpha_0)}{dt} \\ &= -\frac{G_0}{LA} \left[\frac{4\chi_0}{\rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) + \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{fL}{D} + K \right) (1 + 30\chi_0) \right] \left(\frac{\delta g(t)}{G_0} \right) \\ & - \left[\frac{\rho_l \chi_0^2}{\rho_g \alpha_0 s} \left(\frac{2G_0}{LA\rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) + \frac{15G_0}{LA\rho_l} \left(\frac{fL}{D} + K \right) \right) + \frac{(m_g - m_l)g_c}{L} \right] \alpha_0 \left(\frac{\delta\alpha(t)}{\alpha_0} \right) \end{aligned} \quad (5-34)$$

ただし、

m_l = (飽和水密度) × (冷却材流路体積)
 m_g = (飽和蒸気密度) × (冷却材流路体積)
 h_l = 飽和水エンタルピー, h_g = 飽和蒸気エンタルピー
 ρ_l = 飽和水密度, ρ_g = 飽和蒸気密度, g_c = 重力加速度
 A = 冷却材流路断面積, L = 冷却材流路長, D = 冷却材流路等価直径
 f = 単相の摩擦係数, K = 形状損失係数, s = スリップ比

$$\chi_0 (\text{クオリティ}) = \left(1 + \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1 - \alpha_0}{\alpha_0} \frac{1}{s} \right)^{-1}$$

チャンネル平均流量・ボイド率の定常成分 G_0, α_0 は、次式より求める。

$$2\chi_0(h_g - h_l)G_0 = \gamma N_0 \quad (5-35)$$

$$\begin{aligned} & -A\Delta P - \frac{2G_0^2}{A\rho_l} \chi_0 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) - \frac{G_0^2}{2A\rho_l} (1 + 30\chi_0) \left(\frac{fL}{D} + K \right) \\ & - (m_l + (m_g - m_l)\alpha_0)g_c = 0 \end{aligned} \quad (5-36)$$

ΔP = 炉心圧力損失, γN_0 = チャンネル発熱率(定常成分)

5.2.3 フィードバックモデル

1次モード動特性方程式(5-23)式には、下式により定義されるフィードバック反応度 $\rho_{10}(t)$ が含まれる。

$$\rho_{10}(t) = \int_{\text{炉心体積}} \psi_1^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr / \int_{\text{炉心体積}} \psi_1^+(r) M_0(r) \psi_1(r) dr \quad (5-37)$$

これは基本モード $\psi_0(r)$ に作用する摂動 $\delta M, \delta L$ が $\psi_1(r)$ に及ぼす影響で、いわばモード間結合効果である。一般に摂動の典型である断面積の変化(温度変化, 制御棒挿入に起因)は場所に依存し、しかも固有関数列を最初に作った時用いた L, M と位置依存の仕方が異なるので、この結合項は零にならない。当然ながら、このフィードバック反応度を正確に計算するためには、 $\psi_0(r), \psi_1(r), \psi_1^+(r)$ と演算子の変動成分 $[\delta M(r,t) - \delta L(r,t)]$ の空間分布を求めなければならない。本論文では、このような厳密な取り扱いを行わない。 $\psi_0(r), \psi_1(r), \psi_1^+(r)$ の空間分布に対して近似を導入することにより、フィードバック反応度を平均チャンネルの状態量の変動成分 $\delta t_1(t), \delta\alpha(t)$ と結び付ける。

ここで扱う領域振動問題では、半炉心領域の冷却材ボイド率と燃料温度が互いに逆位相で振動するので、これら状態量の変動に起因する演算子摂動 $[\delta M(r,t) - \delta L(r,t)]$ の空間分布は図 5.12 に示すような反対称形状を有している。また $\psi_1^+(r)$ も半対称分布を有する。従って、次のような関係が成り立つ。

$$\int_{\text{炉心体積}} \psi_1^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr = 2 \int_{\text{半炉心}} \psi_1^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr \quad (5-38)$$

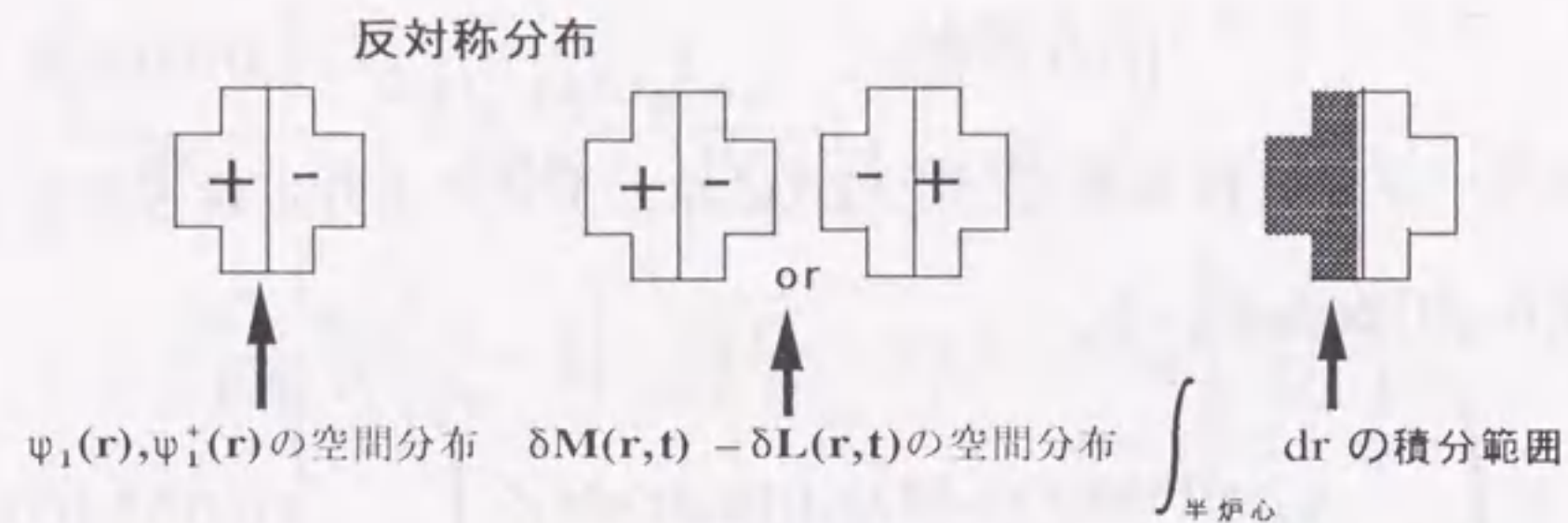


図 5.1 2 $\psi_1(r), \psi_1^+(r)$ と $[\delta M(r,t) - \delta L(r,t)]$ の空間分布

ただし、本論文では5.2.2節で定義した半炉心領域を記述する平均チャンネルモデルを採用するので、(5-38)式右辺の分子の積分範囲は(図5.12に示したような)1次固有関数 $\psi_1(r)$ の符号が正となる半炉心領域とする。(5-38)式を(5-37)式に代入すると下式が得られる。

$$\rho_{10}(t) = 2 \int_{\text{半炉心}} \psi_1^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr / \int_{\text{炉心体積}} \psi_1^+(r) M_0(r) \psi_1(r) dr \quad (5-39)$$

ここで、1次モード固有関数・随伴固有関数の空間分布に対して次のような近似を導入する。

$$|\psi_1(r)| \doteq \psi_0(r), \quad |\psi_1^+(r)| \doteq \psi_0^+(r) \quad (5-40)$$

この近似の妥当性の検討は、5.2.6節で行う。(5-39)式に対してこの近似式(5-40)を適用すると、下式が得られる。

$$\rho_{10}(t) \doteq 2 \int_{\text{半炉心}} \psi_0^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr / \int_{\text{炉心体積}} \psi_0^+(r) M_0(r) \psi_0(r) dr \quad (5-41)$$

上式の右辺をみると、炉心全体のフィードバック反応度 ρ_{10} が半炉心を記述する平均チャンネルのフィードバック反応度の2倍により表現されている。従って、

$\rho_{10}(t)$ を平均チャンネルの状態量の変動成分 $\delta t_f(t), \delta \alpha(t)$ と結び付けることができる。つまり、

$$\begin{aligned} \rho_{10}(t) &= 2 \times (\text{半炉心を記述する平均チャンネルのフィードバック反応度}) \\ &= 2 \times \left[\frac{(\text{ポイド係数})}{2} \times (\text{半炉心を記述する平均チャンネルのポイド率変動}) \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\text{ドブラー係数})}{2} \times (\text{半炉心を記述する平均チャンネルの燃料温度変動}) \right] \\ &= \alpha_V \times \delta \alpha(t) + \alpha_D \times \delta t_f(t) \end{aligned} \quad (5-42)$$

となる。ただし、

$$\alpha_V = (\text{ポイド係数}), \quad \alpha_D = (\text{ドブラー係数})$$

とする。これら反応度係数は炉心全体の状態量変化に対して定義され、この係数の1/2は(半炉心を記述する)平均チャンネルの状態量変化に対する反応度係数を表すものとした。(5-42)式を(5-23)式に代入すると、次のような1次モード動特性方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d(n_1(t)/N_0)}{dt} &= - \frac{(E.S.)_1 + \beta}{\Lambda_1} \left(\frac{n_1(t)}{N_0} \right) + \frac{\beta}{\Lambda_0} \left(\frac{c_1(t)}{C_0} \right) \\ &\quad + \frac{\alpha_V \alpha_0}{\Lambda_1} \left(\frac{\delta \alpha(t)}{\alpha_0} \right) + \frac{\alpha_D (T_{f,0} - T_s)}{\Lambda_1} \left(\frac{\delta T_f(t)}{T_{f,0} - T_s} \right) \end{aligned} \quad (5-43)$$

$$\frac{d(c_1(t)/C_0)}{dt} = \frac{\lambda \Lambda_0}{\Lambda_1} \left(\frac{n_1(t)}{N_0} \right) - \lambda \left(\frac{c_1(t)}{C_0} \right) \quad (5-44)$$

5.2.4 固有値問題化

(5-43),(5-44),(5-31),(5-33)および(5-34)式を次のように行列表現する。

$$[\mathbf{A}] \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \mathbf{n}_1(t)/\mathbf{N}_0 \\ \mathbf{c}_1(t)/\mathbf{C}_0 \\ \delta T_r(t)/(T_{r,0}-T_s) \\ \delta \alpha(t)/\alpha_0 \\ \delta \mathbf{g}(t)/\mathbf{G}_0 \end{pmatrix} = [\mathbf{B}] \begin{pmatrix} \mathbf{n}_1(t)/\mathbf{N}_0 \\ \mathbf{c}_1(t)/\mathbf{C}_0 \\ \delta T_r(t)/(T_{r,0}-T_s) \\ \delta \alpha(t)/\alpha_0 \\ \delta \mathbf{g}(t)/\mathbf{G}_0 \end{pmatrix} \quad (5-45)$$

ただし、 $[\mathbf{A}]$, $[\mathbf{B}]$ は係数行列である。通常安定性解析では、上式をラプラス変換することによりシステムの伝達関数が求められ、ボード線図が描かれる。このボード線図から、外乱とシステムの共振周波数(Resonance Frequency)が得られ、共振周波数における利得(Gain)により安定性が議論される。これに対して、本解析では共振周波数と同周波数における利得を直接算出する。

まず、微分方程式(5-45)式の解は次のような関数型を有するものとする。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{n}_1(t)/\mathbf{N}_0 \\ \mathbf{c}_1(t)/\mathbf{C}_0 \\ \delta T_r(t)/(T_{r,0}-T_s) \\ \delta \alpha(t)/\alpha_0 \\ \delta \mathbf{g}(t)/\mathbf{G}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{N}_1 \\ \mathbf{C}_1 \\ \delta T_r \\ \delta \alpha \\ \delta \mathbf{G} \end{pmatrix} e^{\omega t} \quad (5-46)$$

ただし、 $(\mathbf{N}_1, \mathbf{C}_1, \delta T_r, \delta \alpha, \delta \mathbf{G})$ は時刻 t に依存しない係数ベクトルである。

(5-46)式を(5-45)式に代入すると、次のような固有値問題が得られる。

$$\omega [\mathbf{A}] \begin{pmatrix} \mathbf{N}_1 \\ \mathbf{C}_1 \\ \delta T_r \\ \delta \alpha \\ \delta \mathbf{G} \end{pmatrix} = [\mathbf{B}] \begin{pmatrix} \mathbf{N}_1 \\ \mathbf{C}_1 \\ \delta T_r \\ \delta \alpha \\ \delta \mathbf{G} \end{pmatrix} \quad (5-47)$$

この固有値問題(5-47)式を解くことにより安定性を議論することができる。つまり、固有値 ω の実数部は振動の減衰(増幅)定数を表し、この実数部が負の場合にはシステムは安定、正の場合には不安定と判定できる。固有値の虚数部は共振周波数を表す。固有ベクトル $(\mathbf{N}_1, \mathbf{C}_1, \delta T_r, \delta \alpha, \delta \mathbf{G})$ の絶対値(magnitudes)は各状態量の相対的な振幅を、固有ベクトルの位相(phases)は各状態量間の位相差を表す。

(5-43),(5-44)式に含まれる核的定数 $\lambda, \beta, \Lambda_0$ 、および(5-31),(5-33)~(5-36)式に含まれる熱水力物性値・チャンネルデータは、March-Leubaらが全炉心振動の解析で用いたVermont Yankee炉のデータ⁽⁷⁵⁾を使用した。ただし、1次空間モードに対する生成時間 Λ_1 は、基本モードの生成時間 Λ_0 に等しいとした。冷却材チャンネルの発熱率と流量は、それぞれ定格の64%(53kW/ch), 32%(0.11kg/ch)とした。この出力/流量条件におけるボイド率 α_0 は0.67となる。(5-43)式に含まれる1次固有値間隔(E.S.)₁とボイド係数 α_v をパラメータにとって解析を行った。ただし、ドプラー係数 α_D は安定性にほとんど影響を与えないため、 $-3 \times 10^{-5} \Delta k/k/^\circ\text{C}$ に固定した。

5.2.5 解析結果

(5-47)式は1組の共役複素固有値と3つの実数固有値を持つ。3つの実固有値は、それぞれ中性子束の即発減衰定数、遅発中性子先行核崩壊定数、および燃料温度の時定数に対応しており、必ず負となる安定なモードである。これに対して振動モードを表す共役複素固有値は、実部の符号も1次固有値間隔・ボイド係

数に対して敏感に変化する。従って、本解析ではこの振動モードのみ議論する。

図5.13^(脚注)に、複素固有値 ω の実数部のボイド係数依存性を示す。この固有値実数部は振動の減衰(増幅)定数を表し、負値の場合は振動は減衰振動となりシステムは安定、正值の場合は増幅振動となりシステムは不安定と判定できる。固有値実数部が零の場合は安定-不安定の境界点となる。図5.13より、負のボイド係数の絶対値の増大にともなって、固有値実数部は増大しその符号も負から正へ転じ炉心状態量は不安定化する。一般的に、冷却材ボイド率の増大にともなって負のボイド係数の絶対値も増大する。従って、領域振動を回避するためには、高ボイド状態の運転は避けるべきである。

図5.14に、複素固有値 ω の実数部の λ モード1次固有値間隔依存性を示す。この図から、1次固有値間隔の増大にともなって、固有値実数部は減少し炉心状態量は安定化することが分かる。従って、領域振動を回避するためには、炉心管理や運転において固有値間隔を極力大きくすることが必要である。

図5.15の実線は、固有値実数部が零となるボイド係数と1次固有値間隔の組を結んだもので、領域振動に対する安定-不安定の境界を与える。つまり、この実線より上側のボイド係数/固有値間隔領域では領域振動が発生し、下側領域では発生しないことを示している。領域振動を回避する観点からは、1次固有値間隔を極力大きくとり、しかもボイド係数の絶対値をできるだけ削減する必要がある。

図5.16は、領域振動の周波数を与える固有値虚数部を示したものである。

(脚注) 本節では、反応度の単位としてpcmを用いる。この単位は下式により定義される。

$$1 \text{ pcm} = 1 \times 10^{-5} \Delta k/k$$

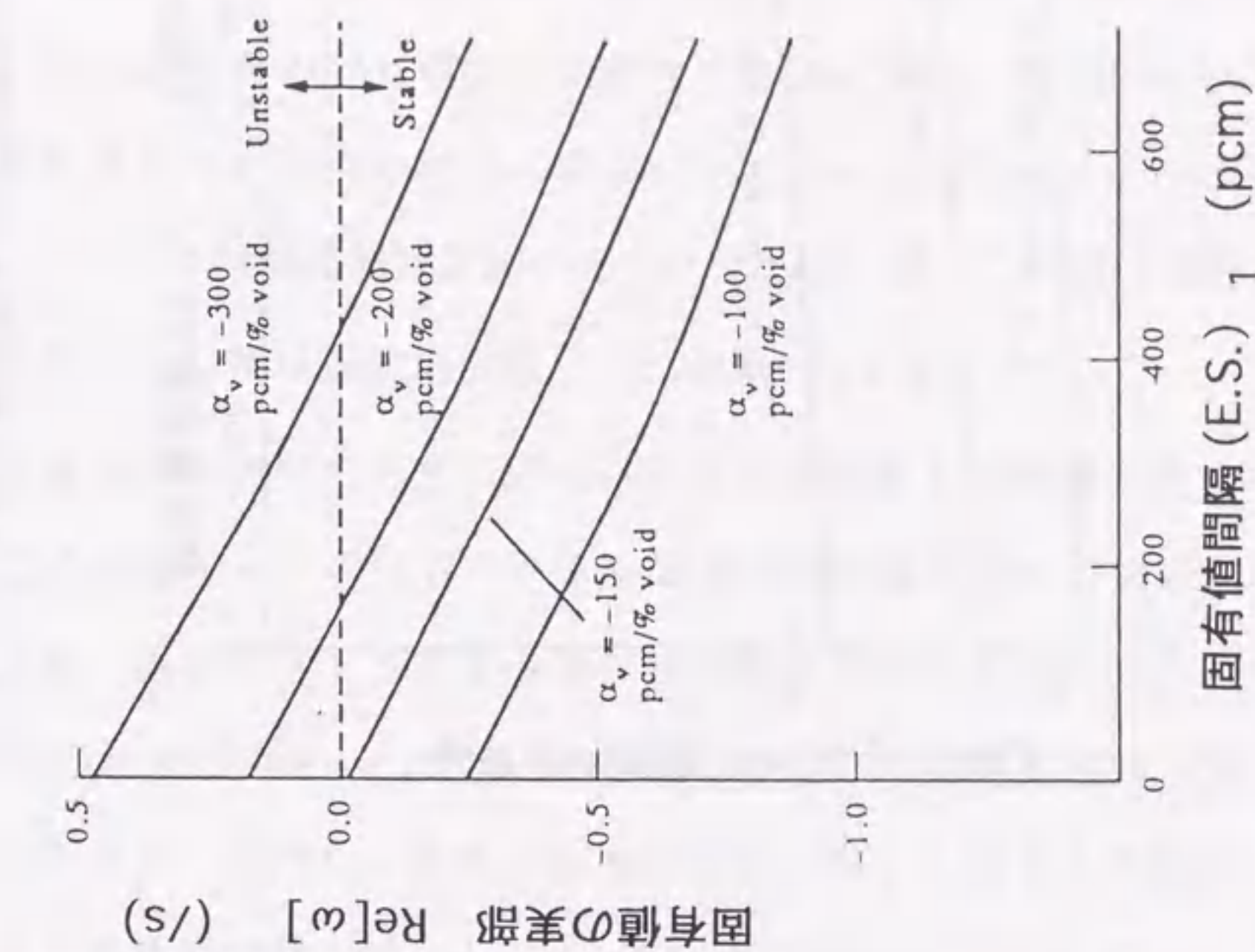


図5.14 固有値実数部の固有値間隔依存性
($1 \text{ pcm} = 1 \times 10^{-5} \Delta k/k$)

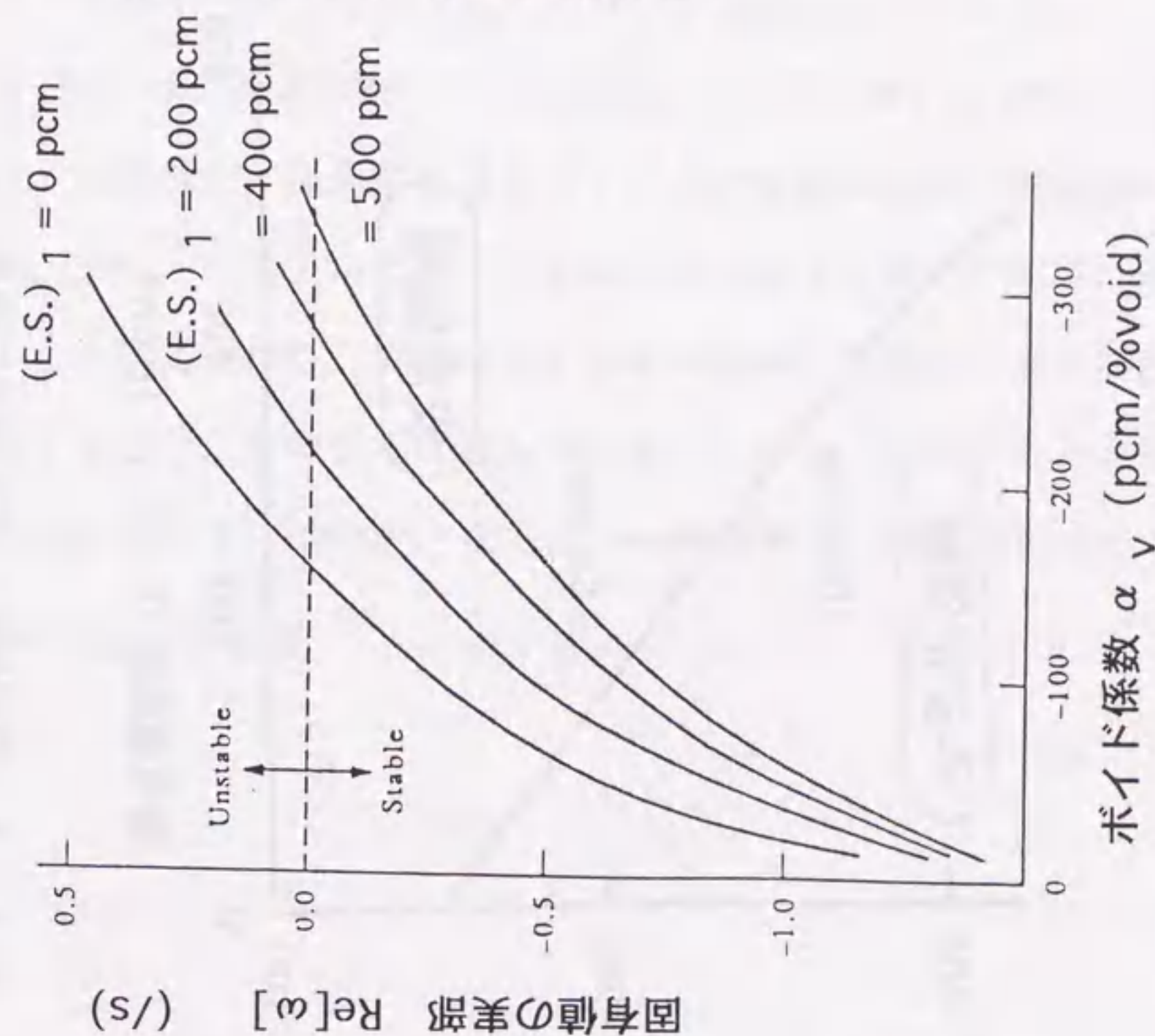


図5.13 固有値実数部のボイド係数依存性
($1 \text{ pcm} = 1 \times 10^{-5} \Delta k/k$)

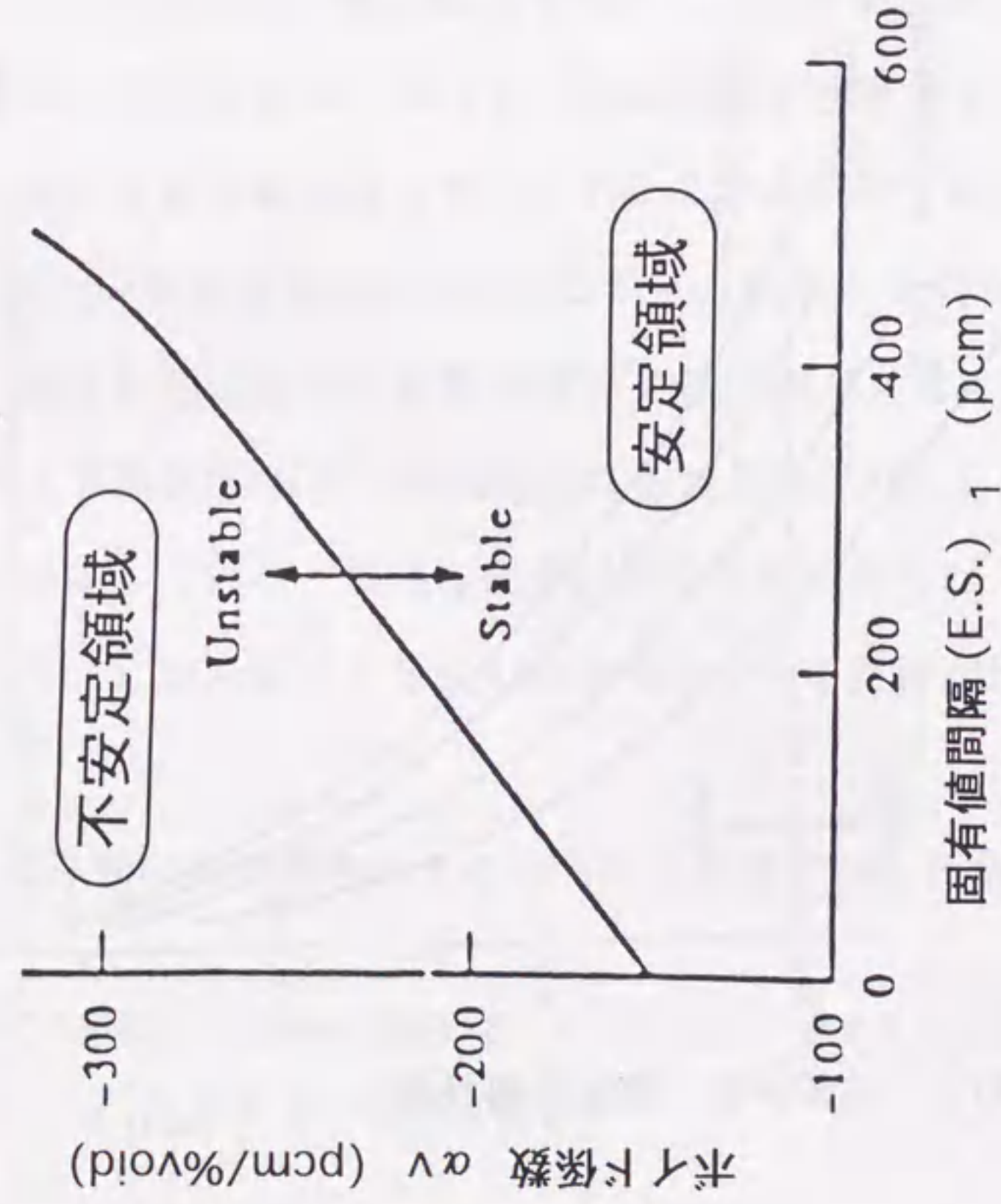


図 5.1.5 領域振動の安定-不安定境界
($1 \text{ pcm} = 1 \times 10^{-5} \Delta k/k$)

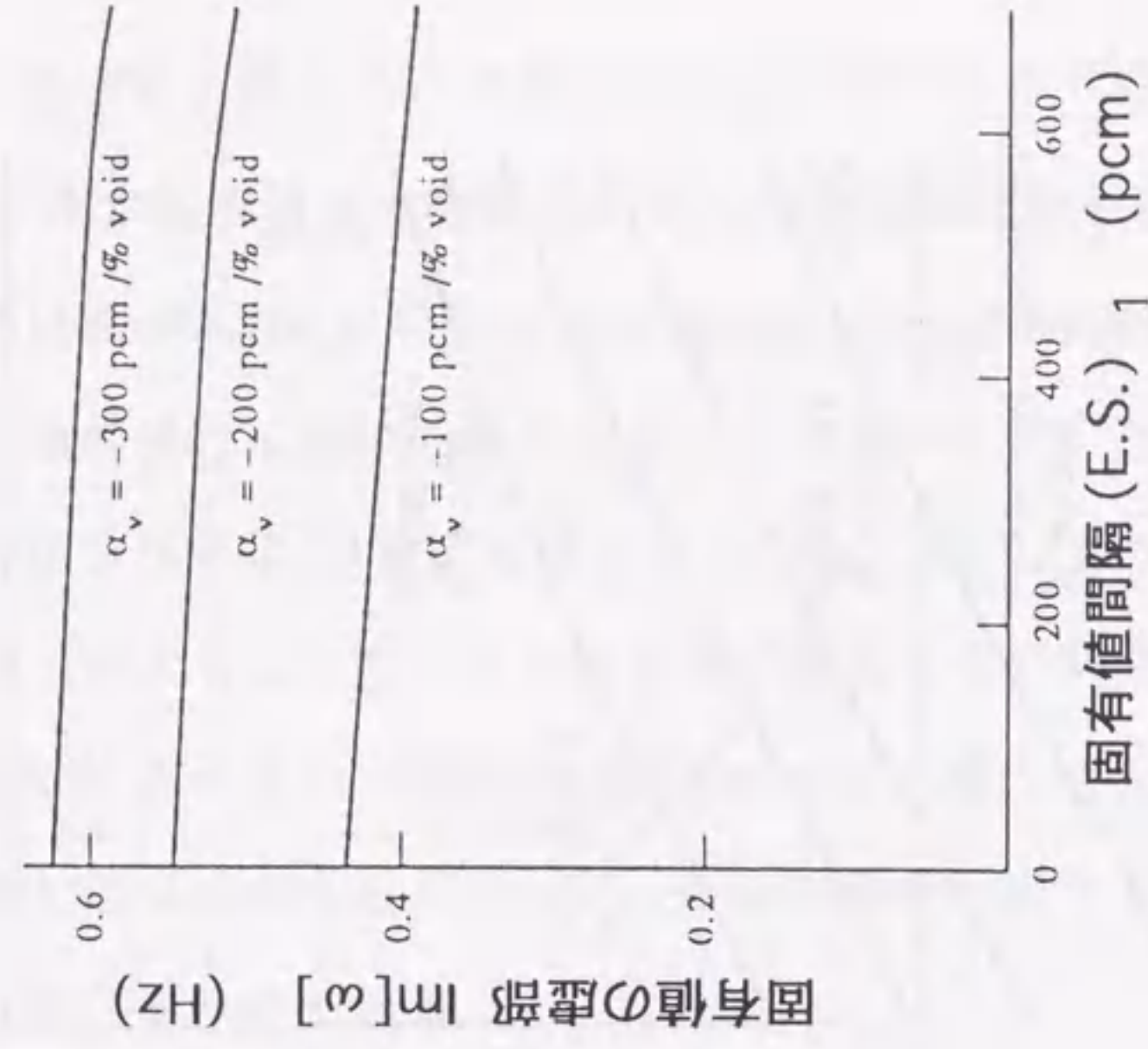


図 5.1.6 固有値虚部の固有値間隔依存性
($1 \text{ pcm} = 1 \times 10^{-5} \Delta k/k$)

ボイド係数絶対値の増大とともに振動周波数は高くなる傾向が見られる。これに対して、振動周波数の固有値間隔依存性は非常に弱い。大型BWRのボイド係数は、本解析条件である冷却材ボイド率67%において-220pcm/%void程度の値となる⁽⁷⁶⁾。この場合振動周波数は図から約0.5Hzとなる。この値は実際にBWRプラントで観測された領域振動周波数⁽⁷⁷⁾とほぼ一致する。

共役複素固有値に対応する固有ベクトルの要素も共役複素数となる。図 5.17に、この振動モードの固有ベクトル要素の絶対値とボイド係数との関係を示す。ただし、固有ベクトル要素の固有値間隔依存性は非常に弱いので、固有値間隔が0pcmの結果のみを示した。この固有ベクトル要素絶対値は状態量の相対的振動振幅を表す。図から、中性子束振動振幅に対する熱水力状態量の振幅比は、負のボイド係数絶対値の増加とともに減少する傾向が見られる。

図 5.18には、複素固有ベクトル要素の位相を示す。この固有ベクトル要素の位相は、状態量間の振動位相差を表す。この位相差はボイド係数にほとんど依存しない。また、中性子束に対する燃料温度、ボイド率の位相は、熱伝達過程に対応してこの順に遅れる。流量はボイド率の増減による圧力損失係数の増減を通じて変化するので、その位相は最も遅れる。しかも、ボイド率と流量の振動は互いにほぼ逆位相(位相差180度)となる。これら位相差に関する結果は、March-Leubaらの数値計算結果⁽⁷⁸⁾と一致する。

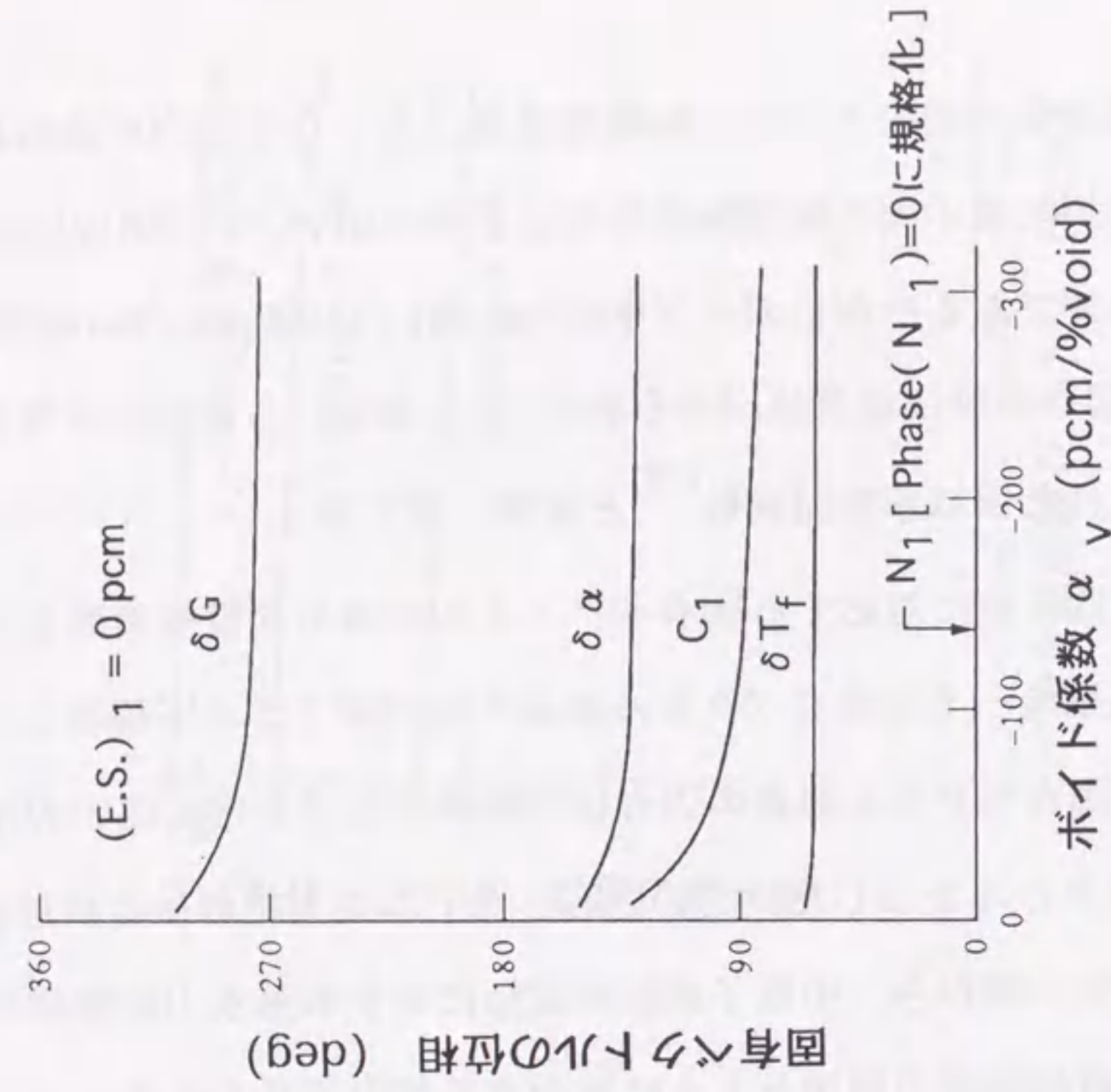


図 5.18 固有ベクトルの位相(状態量間の振動位相差)のボイド係数依存性

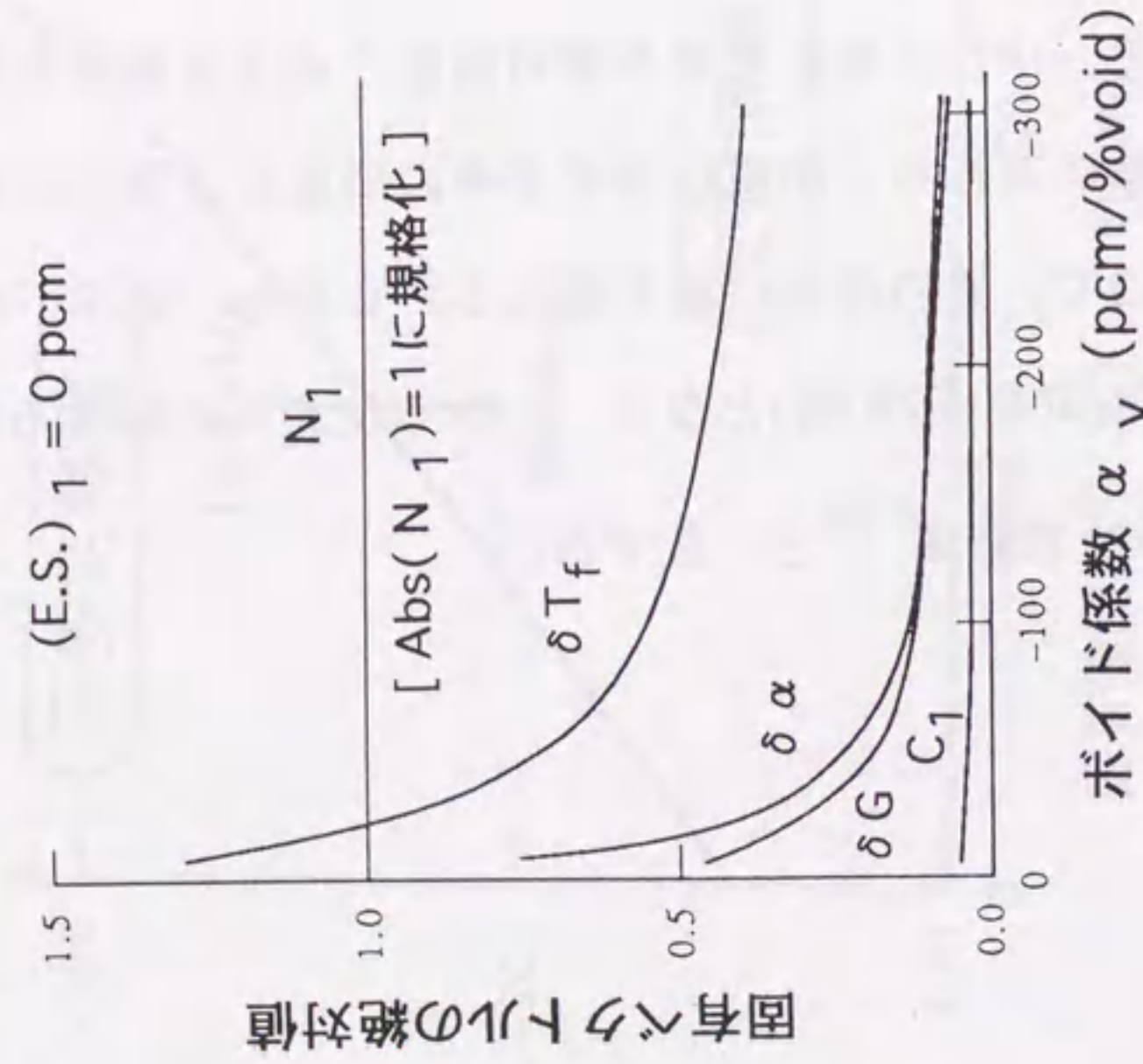


図 5.17 固有ベクトル絶対値(状態量の相対的振動振幅)のボイド係数依存性

5.2.6 大型沸騰水型軽水炉の固有値間隔計算例

炉心の1次固有値間隔とボイド係数が与えられると、領域振動発生の有無は図5.15から推定することができる。以下では、出力分布の異なる大型BWR炉心の固有値間隔を算出し、この結果を図5.15に適用することによりこれら炉心の領域安定性を議論する。計算体系として図5.19に示すような3炉心を考えた。これら炉心は出力1100MWeクラスの大型BWR炉心を模擬しており、燃料集合体数は764体、炉心等価直径は4.7mで、炉心燃料の外周は軽水反射体(図中では省略)に囲まれている。図中の基準体系は炉心全体で断面積が等しい均質炉心で、核的ピーキング係数は2.0となる。これに対して、局所ピーキング体系A, Bはそれぞれ高出力集合体(4体)が炉心周辺部(2カ所)あるいは炉心中央部に存在する体系である。高出力集合体は吸収断面積を調節することにより模擬した。局所ピーキ

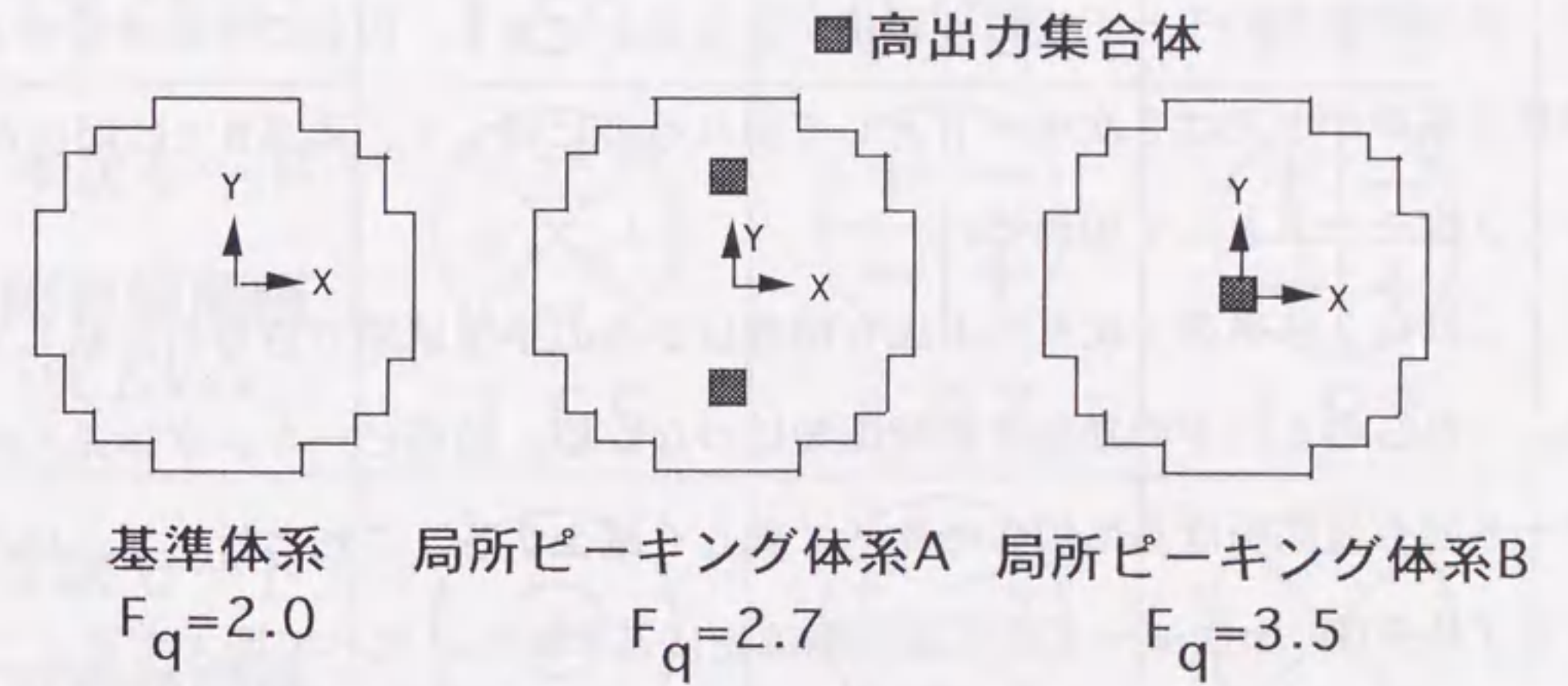


図 5.19 λ モード固有値間隔の計算体系
(出力1100MWe, 集合体数764体, 炉心等価直径4.7m)
 F_q : 核的ピーキング(ホットチャンネル)係数

ングは高出力集合体において現れ、体系A, Bの核的ピーキング係数はそれぞれ2.7, 3.5となる。また、図中に示したように便宜上体系図の横方向をX方向, 縦方向をY方向と呼び、それぞれの方向の中心軸をX軸, Y軸にとる。

これら3体系のλモード固有値問題を第3章でのべた方法により解いた。ただし、2次元(X-Y)2群モデルを採用し、空間メッシュは燃料集合体当たり1点を割り当てた。図5.20に、高次固有値間隔と固有関数零点の計算結果を示す。基準炉心の固有関数の空間分布は、均質円筒炉心(第3章表3.2参照)に共通した空間形状を持つ。しかも、これらモードの次数は、均質円筒炉心の固有関数をバックリングの小さい順に並べた時の順位と一致する。

これに対して、局所ピーキング体系Aの固有関数列は、2次および5次モードとして均質円筒炉心の関数列には見られない零点分布を有するモードが現れる。局所ピーキング体系Bの固有関数の空間分布は基準炉心のものと同一であるが、固有関数列のモード次数の順位が異なる。つまり、円状の零点を有する固有関数は基準炉心では5次モードとして現れるのに対して、体系Bでは順位が上がって3次モードとして現れる。

これら3体系の1次モード固有関数は炉心の半領域間で符号が逆転しており、これらのモードの励起は領域振動につながる。局所ピーキング体系Aの1次モード固有値間隔は基準炉心に比べて著しく減少する。これに対して、局所ピーキング体系Bの1次モード固有値間隔は逆に基準炉心に比べて増大する。このように、1次固有値間隔に対する高出力集合体の影響はその発生位置に強く依存することが分かる。図5.15から1次固有値間隔の減少に従って領域振動は不安定化する傾向があるので、高出力集合体が炉心周辺部に存在する体系Aは他の体系に

	基準体系	体系A	体系B
1次モード 固有値間隔 [%Δk/k]	 0.71	 0.22	 0.94
2次モード 固有値間隔 [%Δk/k]	 0.71	 0.93	 0.94
3次モード 固有値間隔 [%Δk/k]	 1.59	 0.99	 1.73
4次モード 固有値間隔 [%Δk/k]	 1.65	 1.87	 1.83
5次モード 固有値間隔 [%Δk/k]	 1.93	 2.06	 1.89

図5.20 高次固有値間隔および固有関数零点分布の計算結果

比べて領域振動が発生する可能性が高い。

計算例としてとりあげた3体系の安定性を、図5.15を用いて具体的に検討してみる。基準、局所ピーキング体系A、同体系Bの1次固有値間隔は、図5.20によるとそれぞれ710, 220, 940 pcmである。ボイド係数は、1次モードに対して220 pcm/%voidとする。このボイド係数は、本解析条件である冷却材ボイド率67%における典型的な大型BWR(燃焼度10000MWD/TU)の値である⁽⁷⁶⁾。図5.21は、領域振動に対する安定-不安定境界図5.15に局所ピーキング体系Aの(1次固有値間隔, ボイド係数)値をプロットしたものである。ボイド係数が-220pcm/%voidの場合、体系Aでは領域振動が発生することを示している。ボイド係数の絶対値が200pcm/%voidより小さい場合には、体系Aは安定領域に入る。大型BWRのボイド係数は冷却材ボイド率に強く依存し、-100(ボイド率45%)~-300pcm/%void(ボイド率80%)の範囲の値をとる。従って、領域振動を抑制するためには、運転管理において高ボイド状態を極力避ける必要がある。

これに対して、基準体系および局所ピーキング体系Bは、1次固有値間隔が非常に大きいので上記のボイド係数の範囲では領域振動は発生しない。このように固有値間隔が大きい場合にはボイド係数の値に依らず炉心は安定となるので、運転管理において固有値間隔が小さくなるような高出力集合体の発生を極力回避する必要がある。

図5.22に、局所ピーキング体系Aの基本および1次モード固有関数の計算結果を示す。本解析では1次モード固有関数および随伴固有関数の絶対値が基本モード固有関数および随伴固有関数にそれぞれ一致するという近似(5-40)を仮定した。図5.22を見ると、この近似は領域振動が問題となる体系Aについては妥当

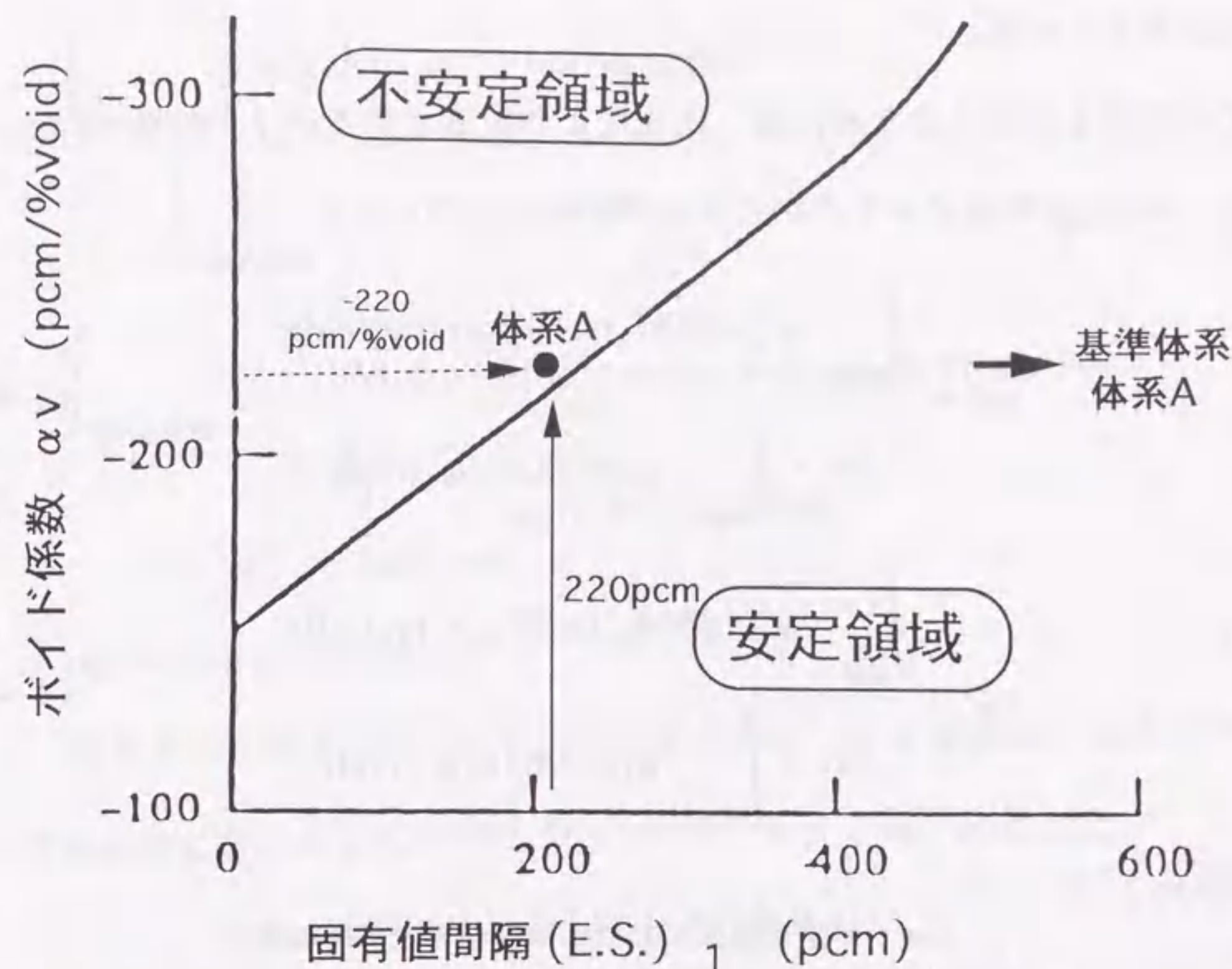


図5.21 局所ピーキング体系Aの領域振動に対する安定性判別

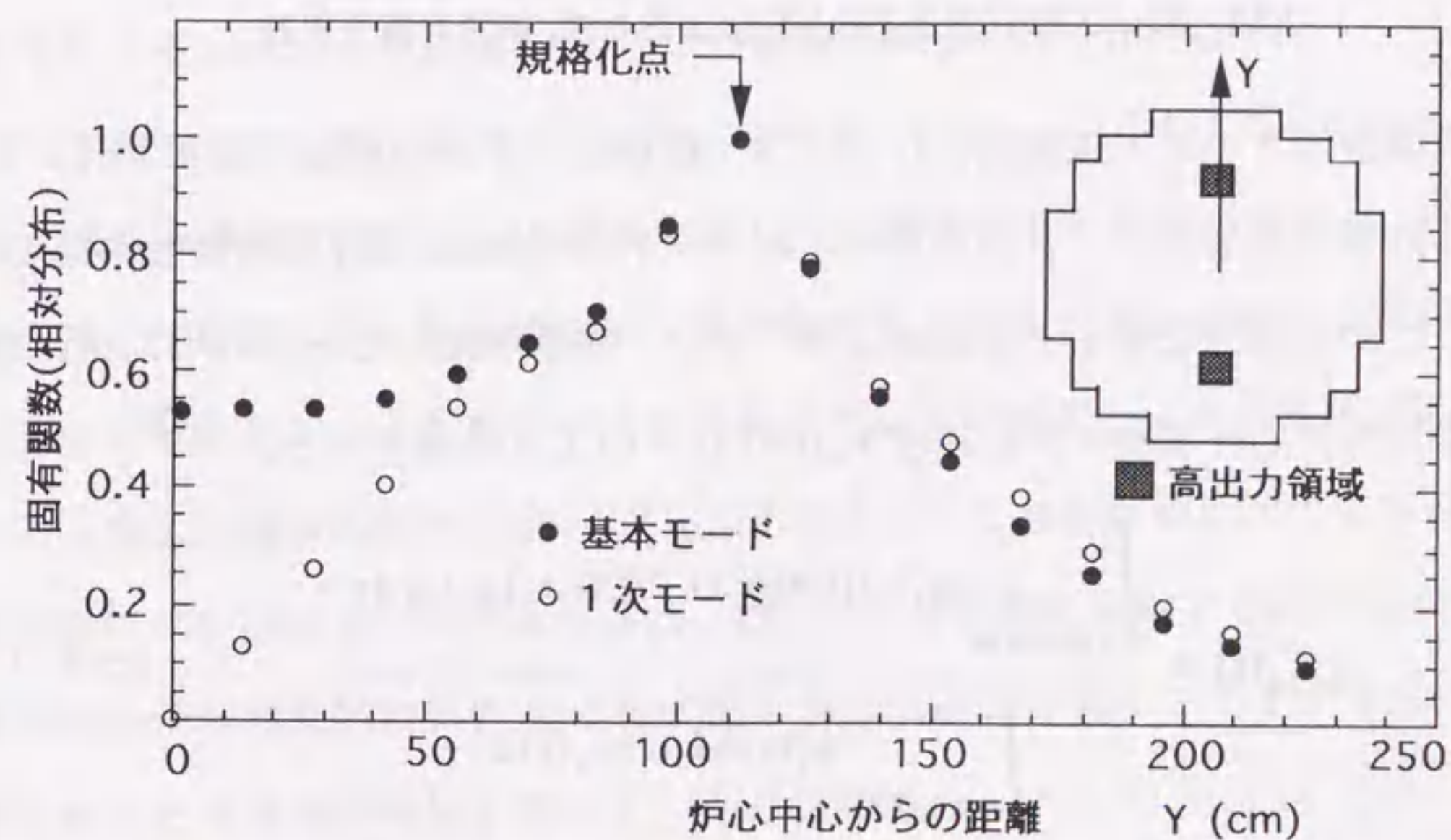


図5.22 局所ピーキング体系Aの基本および1次固有関数

であると考えられる。

この近似を排除するためには、次式により定義されるボイド係数 α_V^{10} およびドプラー係数 α_D^{10} を用いることが考えられる。

$$\alpha_V^{10} \equiv \frac{\int_{\text{半炉心}} \psi_1^+(r) [\delta M_V(r) - \delta L_V(r)] \psi_0(r) dr}{\delta \alpha \times \int_{\text{半炉心}} \psi_1^+(r) M_0(r) |\psi_1(r)| dr} \quad (5-48)$$

$$\alpha_D^{10} \equiv \frac{\int_{\text{半炉心}} \psi_1^+(r) [\delta M_D(r) - \delta L_D(r)] \psi_0(r) dr}{\delta T_f \times \int_{\text{半炉心}} \psi_1^+(r) M_0(r) |\psi_1(r)| dr} \quad (5-49)$$

ただし、

- $\delta \alpha$: 半炉心領域における冷却材ボイド率の変化
- $\delta M_V, \delta L_V$: ボイド率変化 $\delta \alpha$ による生成, 消滅演算子摂動
- δT_f : 半炉心領域における燃料温度の変化
- $\delta M_D, \delta L_D$: 燃料温度変化 δT_f による生成, 消滅演算子摂動

上式で定義されるボイド係数およびドプラー係数は、半炉心領域で定義され、しかもその計算には基本モードに加えて1次モード固有関数, 随伴固有関数が必要となる。この局所的なボイド係数およびドプラー係数を用いると、(5-37)式により定義されるフィードバック反応度 $\rho_{10}(t)$ は以下のように表される。

$$\rho_{10}(t) \equiv \frac{\int_{\text{全炉心体積}} \psi_1^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr}{\int_{\text{全炉心体積}} \psi_1^+(r) M_0(r) \psi_1(r) dr} \quad (5-37)$$

$$= \frac{\int_{\text{半炉心体積}} \psi_1^+(r) [\delta M(r,t) - \delta L(r,t)] \psi_0(r) dr}{\int_{\text{半炉心体積}} \psi_1^+(r) M_0(r) \psi_1(r) dr} \quad (5-50)$$

$$= \frac{\int_{\text{半炉心体積}} \psi_1^+(r) [\delta M_V(r,t) + \delta M_D(r,t) - \delta L_V(r,t) - \delta L_D(r,t)] \psi_0(r) dr}{\int_{\text{半炉心体積}} \psi_1^+(r) M_0(r) \psi_1(r) dr} \quad (5-51)$$

$$= \alpha_V^{10} \times \delta \alpha(t) + \alpha_D^{10} \times \delta T_f(t) \quad (5-52)$$

ただし、演算子の変動成分 $\delta M, \delta L$ を下式のようにボイド率変動による成分 $\delta M_V, \delta L_V$ と燃料温度変動による成分 $\delta M_D, \delta L_D$ との和としてそれぞれ表した。

$$\delta M(r,t) \equiv \delta M_V(r,t) + \delta M_D(r,t) \quad (5-53-1)$$

$$\delta L(r,t) \equiv \delta L_V(r,t) + \delta L_D(r,t) \quad (5-53-2)$$

また、(5-50), (5-51)式中の半炉心の積分領域は、1次固有関数の符号が正となる(平均チャンネルAが代表する)半炉心領域である。

(5-52)式は、形式上(5-42)式と一致する。しかし、(5-42)式中のボイド係数, ドプラー係数は基本モードのみ考慮して定義されているのに対して、(5-52)式中のこれら反応度係数は基本モードに加えて1次モードを考慮して定義されている点が異なる。この1次モードを考慮した反応度係数と1次固有値間隔を体系毎に計算し、領域振動の安定-不安定境界図5.15にこれら数値を適用すれば、領域振動に対する安定性が判定できる。図5.15は体系毎に作成する必要はなく、体系固有の情報(反応度係数, 固有値間隔)に含まれる。今後、この1次モードを考慮した反応度係数の解析を進めて行く必要がある。

5.3 原子力船むつ炉の制御棒干渉効果への適用

原子力船むつ炉の炉物理実験において、板垣ら⁽⁷⁹⁾は非常に強い制御棒間干渉効果を観測した。しかもこの干渉効果は、操作する制御棒の組み合わせに強く依存し、shadowing効果とantishadowing効果の双方が観測された。shadowing効果とは、2本の制御棒を同時に挿入・引き抜き操作した時の反応度値が単独で操作した時の値の和より小さくなる場合の干渉効果であり、逆に大きくなる場合をantishadowing(negative shadowing)効果と呼んでいる。本節では、このように複雑なむつ炉の制御棒干渉効果も、空間高次モードの観点から解釈できることを示す。2.3.1節で導いた定式によれば、制御棒間の干渉効果がshadowing効果となるかantishadowing効果となるかは高次固有関数の符号により判定できる。むつ炉においてこの判定を行い、観測結果と一致することを確認する。

図5.23に、むつ炉の炉心燃料と制御棒の配置を示す。反応度の制御は12本の十字型制御棒によって行われる。これらの制御棒は、制御単位毎に4つのグループに分けられている。G1とG2制御棒グループは炉心中央部に配置され、G3とG4制御棒グループは炉心周辺部に配置されている。実験で観測された制御棒グループ間の干渉効果のタイプ(shadowing or antishadowing)を、表5.5に示す。干渉効果のタイプは、制御棒グループの組み合わせに強く依存している。一般的に、制御棒干渉効果は、大型炉や二分割炉のような空間結合度が弱い(固有値間隔が小さい)炉心において観測され、むつ炉のような小型炉では非常に弱いと考えられる。しかし、むつ炉の場合、制御棒反応度値が非常に大きいため強い干渉効果が現れたものとする。例えば、G2グループの反応度値は6.8% $\Delta k/k$ であり、一般的な小型炉に比べ1桁大きい。

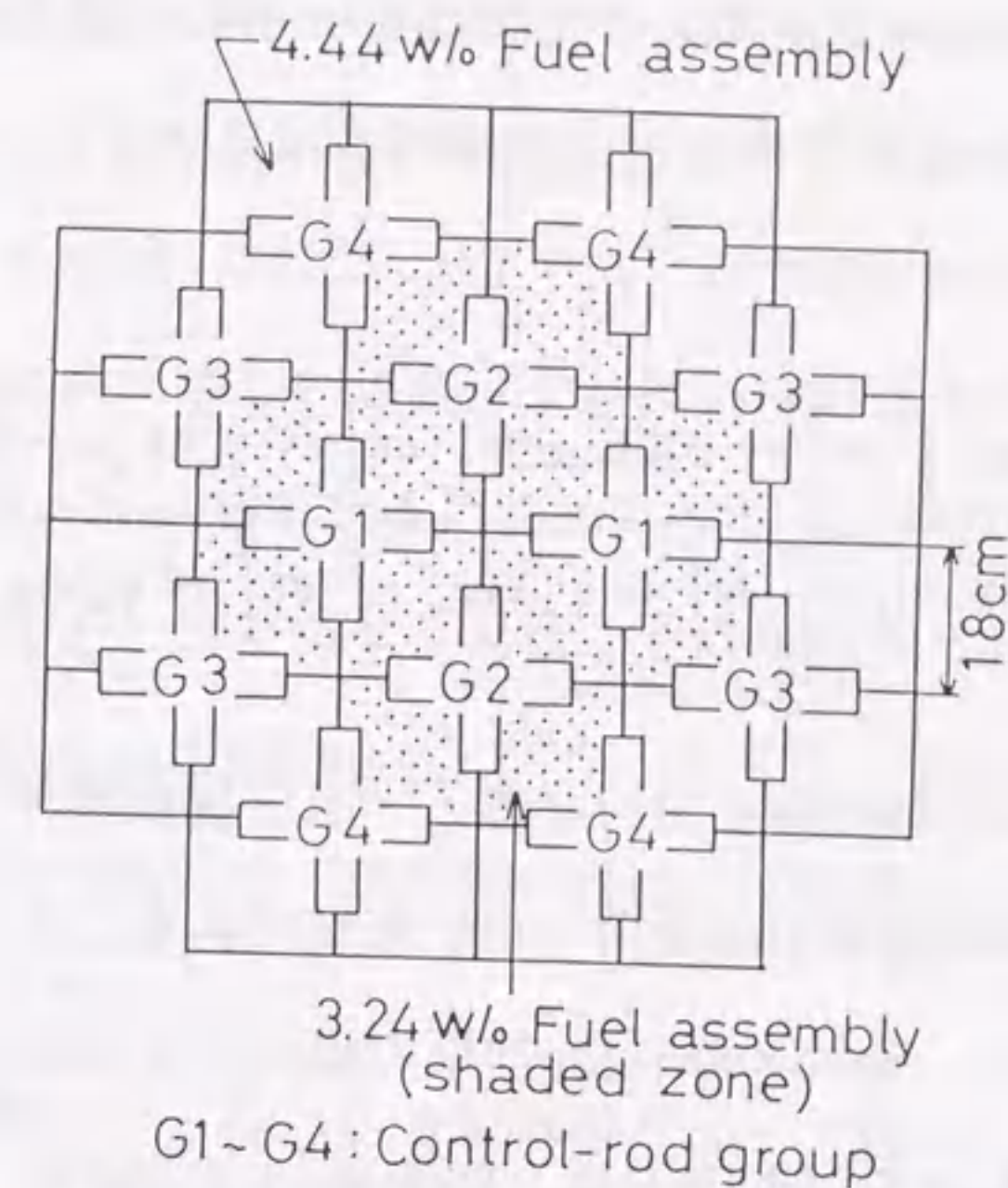


図5.23 むつ炉の炉心燃料と制御棒の配置⁽⁷⁹⁾

表5.5 むつ炉で観測された干渉効果のタイプ

Rod-group pair	Interference type
G1 ↔ G3	Shadowing
G1 ↔ G4	Antishadowing
G2 ↔ G3	Antishadowing
G2 ↔ G4	Shadowing
G1 ↔ G2	Shadowing

2.3.1節において、制御棒干渉効果を空間高次モードの観点から定式化した。

この制御棒間干渉反応度 ρ_{int} に対する定式(2-40)を再掲する。

$$\rho_{int} = \frac{-\sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_n^+ \delta L_b \psi_0 \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_0^+ \delta L_a \psi_n + \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_n^+ \delta L_a \psi_0 \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_0^+ \delta L_b \psi_n}{(E.S.)_n \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_n^+ M \psi_n \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_0^+ M \psi_0} \quad (2-40)$$

この干渉反応度は、2本の制御棒を同時に挿入・引き抜き操作した時の反応度値から単独で操作した時の値の和を差し引いた値である。この干渉反応度は、shadowing効果の場合負に、antishadowing効果の場合は正になり、干渉効果が無い場合には零となる。 $\delta L_a(r,E)$, $\delta L_b(r,E)$ は、制御棒a,bの操作による消滅演算子の摂動を表す。この定式は制御棒a,b間の干渉問題を表現しているが、制御単位である制御棒グループ(バンク)a,b間の干渉問題と考えてもよい。

(2-40)式では干渉反応度に対する全ての高次モードの影響が考慮されている。しかし、実際の干渉反応度の評価においては、ある特定のモードか、あるいはたかだか数個のモードを考慮すればよい場合が多い。これは、制御棒の操作パターンにより励起されるモードが限定され、しかも(2-40)式の分母に含まれる固有値間隔が大きな高次数のモードは非常に弱い励起しか受けなくなるためである。今、制御棒操作によってK-次モードが卓越して励起される場合を考える。すると他のモードの影響は無視でき(2-40)式は次式のように近似できる。

$$\rho_{int} \doteq - \frac{\int_0^{\infty} dE \int dV \psi_k^+ \delta L_b \psi_0 \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_0^+ \delta L_a \psi_k + \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_k^+ \delta L_a \psi_0 \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_0^+ \delta L_b \psi_k}{(E.S.)_k \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_k^+ M \psi_k \times \int_0^{\infty} dE \int dV \psi_0^+ M \psi_0} \quad (5-54)$$

λ モード固有関数と随伴固有関数の零点は一致するので(第3章参照)、(5-54)式の符号は操作対象の2本の制御棒位置の固有関数の符号が等しいか否かにより変化する。例えば図5.24に示すように、制御棒1および制御棒2の位置の固有関数の符号が共に正で等しい場合、干渉反応度は負となるので制御棒1と2の間の干渉タイプはshadowingとなる。これに対して、制御棒2と3の位置の固有関数の符号がそれぞれ正と負で異なる場合、干渉反応度は正となるのでこれら制御棒間の干渉タイプはAntishadowingとなる。つまり、2本の制御棒の位置における固有関数の符号の一致・不一致を調べれば、干渉効果のタイプが判定できることを(5-54)式は示している。

この判定法を用いて、むつ炉の制御棒グループ間の干渉効果タイプを決定する。この判定法を適用するためには、むつ炉の高次固有関数を求めなければならない。ここで、同炉心を裸の2次元均質矩形炉心(長さa×b)にモデル化する。この矩形炉心の固有関数は、次式によって与えられる。

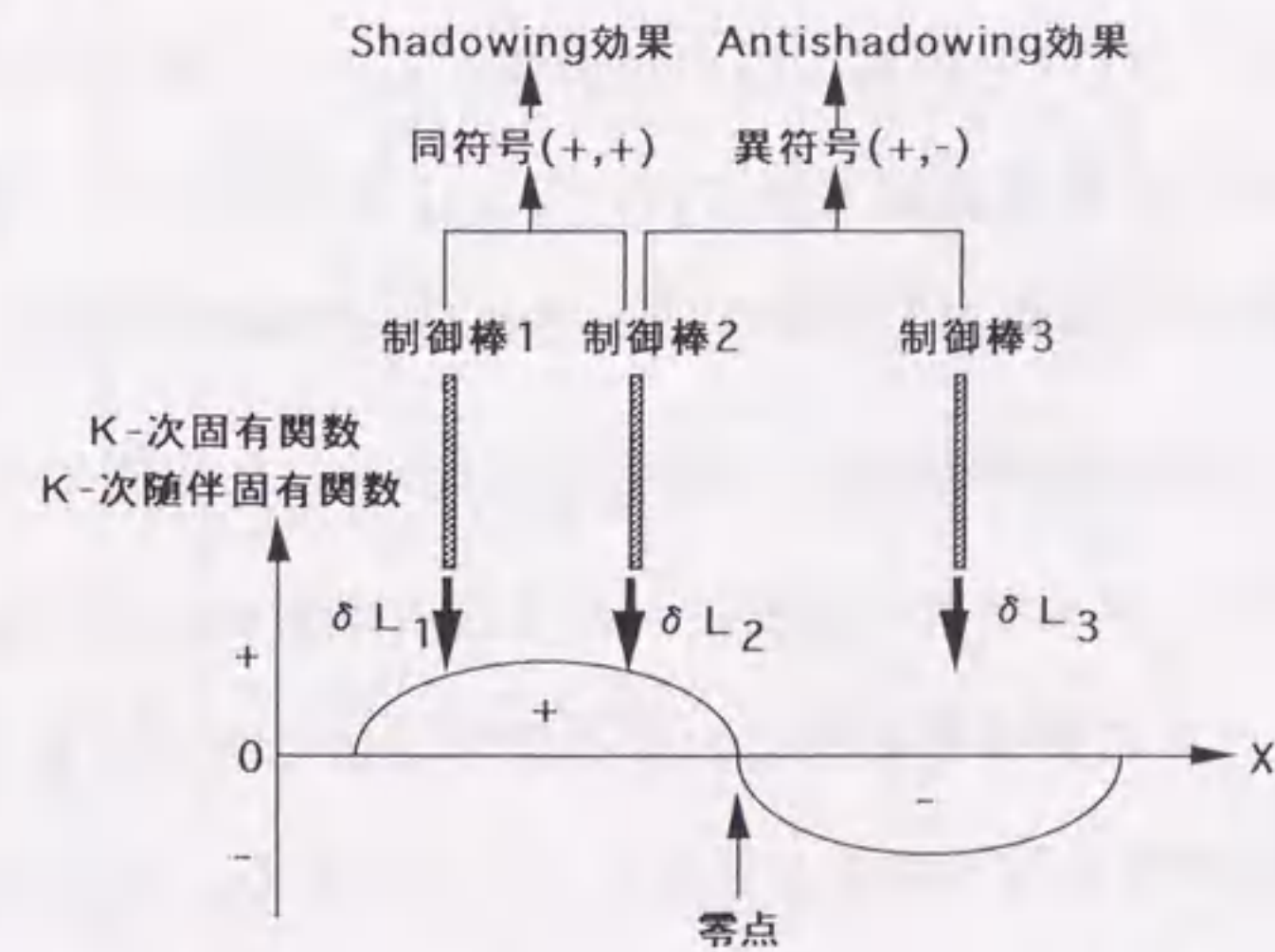


図5.24 固有関数・随伴固有関数の符号と制御棒干渉効果のタイプ

$$\Psi_{m,n}(x,y) = \left\{ A_m \cos \left(\frac{(2m+1)\pi x}{a} \right) + C_m \sin \left(\frac{2m\pi x}{a} \right) \right\} \times \left\{ A_n \cos \left(\frac{(2n+1)\pi y}{b} \right) + C_n \sin \left(\frac{2n\pi y}{b} \right) \right\}, \quad (5-55)$$

(m, n = 0, 1, 2, \dots)

ただし、 A_m, A_n, C_m, C_n は任意定数である。表5.6は、これら固有関数を図示したものである。既に述べたように、制御棒グループの挿入・引き抜き操作によりこれら固有関数が全て励起されるわけではない。むつ炉の各グループ内の制御棒は対称に配置されているので、どの制御棒グループを操作しても反対称(サイン形状)の固有関数を持つモードは励起されない。従って、制御棒グループ間の干渉効果タイプを決定するためには、固有関数 Ψ_{01}, Ψ_{10} の符号を検討すればよい。なお、(5-55)式中の炉心サイズ $a \times b$ の値としては、7cmの反射体節約を考慮して122cm \times 122cmとした。

まず、制御棒グループG1と炉周辺部の制御棒グループG3, G4の間の干渉効果を検討する。むつ炉の反応度測定実験において、G1制御棒グループが引き抜かれ、引き続いてこの正の反応度を補償するためにG3とG4制御棒グループが挿入された⁽⁷⁹⁾。この一連の制御棒操作は、図5.25(a)に示した空間モードを卓越して励起する。G1グループの制御棒位置における固有関数 Ψ_{01} の符号は正であるのに対して、G4グループの制御棒位置における符号は負である。また、G3グループの制御棒位置における符号は正と見なすことができる。上述した判定法に従えば、制御棒グループG1とG3との間の干渉効果タイプはshadowingである。これに対して、G1とG4との間の干渉タイプはantishadowingと判定される。

表5.6 2次元均質矩形炉心の固有関数

m	n	Eigenfunction	Buckling	Zero
0	0	$\cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$	$(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c } \hline + \\ \hline \end{array}$
1	0	$\sin \frac{2\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$	$(\frac{2\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c } \hline - & + \\ \hline \end{array}$
		$\cos \frac{3\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$	$(\frac{3\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c } \hline - & + \\ \hline \end{array}$
0	1	$\cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{2\pi y}{b}$	$(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{2\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c } \hline + \\ \hline - \\ \hline \end{array}$
		$\cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{3\pi y}{b}$	$(\frac{\pi}{a})^2 + (\frac{3\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c } \hline - \\ \hline + \\ \hline - \\ \hline \end{array}$
1	1	$\sin \frac{2\pi x}{a} \sin \frac{2\pi y}{b}$	$(\frac{2\pi}{a})^2 + (\frac{2\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c } \hline - & + \\ \hline + & - \\ \hline \end{array}$
		$\cos \frac{3\pi x}{a} \sin \frac{2\pi y}{b}$	$(\frac{3\pi}{a})^2 + (\frac{2\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c } \hline & \\ \hline & \\ \hline \end{array}$
		$\sin \frac{2\pi x}{a} \cos \frac{3\pi y}{b}$	$(\frac{2\pi}{a})^2 + (\frac{3\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c } \hline & \\ \hline & \\ \hline \end{array}$
		$\cos \frac{3\pi x}{a} \cos \frac{3\pi y}{b}$	$(\frac{3\pi}{a})^2 + (\frac{3\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c } \hline & \\ \hline & \\ \hline \end{array}$
2	0	$\sin \frac{4\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$	$(\frac{4\pi}{a})^2 + (\frac{\pi}{b})^2$	$\begin{array}{ c c c } \hline & & \\ \hline & & \\ \hline \end{array}$
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

図5.25(b)には、制御棒グループG2の引き抜きとG3, G4の挿入によって卓越して励起される空間モードを示す。これらグループの制御棒位置における固有関数 ψ_{10} の符号の一致・不一致から、G2とG3間の干渉タイプはantishadowing、G2とG4間の干渉タイプはshadowingであると判定される。干渉タイプの判定手続きとその結果を、表5.7にまとめた。制御棒グループG1とG2の操作は、同表に示した2つのモードをともに強く励起する。G1とG2の制御棒位置における固有関数 ψ_{01} 、 ψ_{10} の符号は同一となるので、干渉タイプはshadowingであると判定できる。以上の空間高次モードに基づく干渉タイプの判定結果(表5.7)は、板垣らが観測した結果(表5.5)と一致する。

熱中性子炉であるむつ炉において、制御棒干渉効果としてshadowingばかりでなくantishadowing効果が観測され、しかもこの干渉タイプが空間高次モードにより解釈できた。これらの結果から、高速炉と同様に熱中性子炉においても、制御棒の引き抜き・挿入操作は中性子束空間分布を大局的に歪ませ、その歪み形状は高次固有関数により記述できることが確認される。もし熱中性子炉において制御棒操作が制御棒周辺の中性子束を局所的に歪ませるとすれば、干渉効果は近接した制御棒間でのみ観測され、しかもその干渉タイプとしてはshadowingのみが現れるはずである。

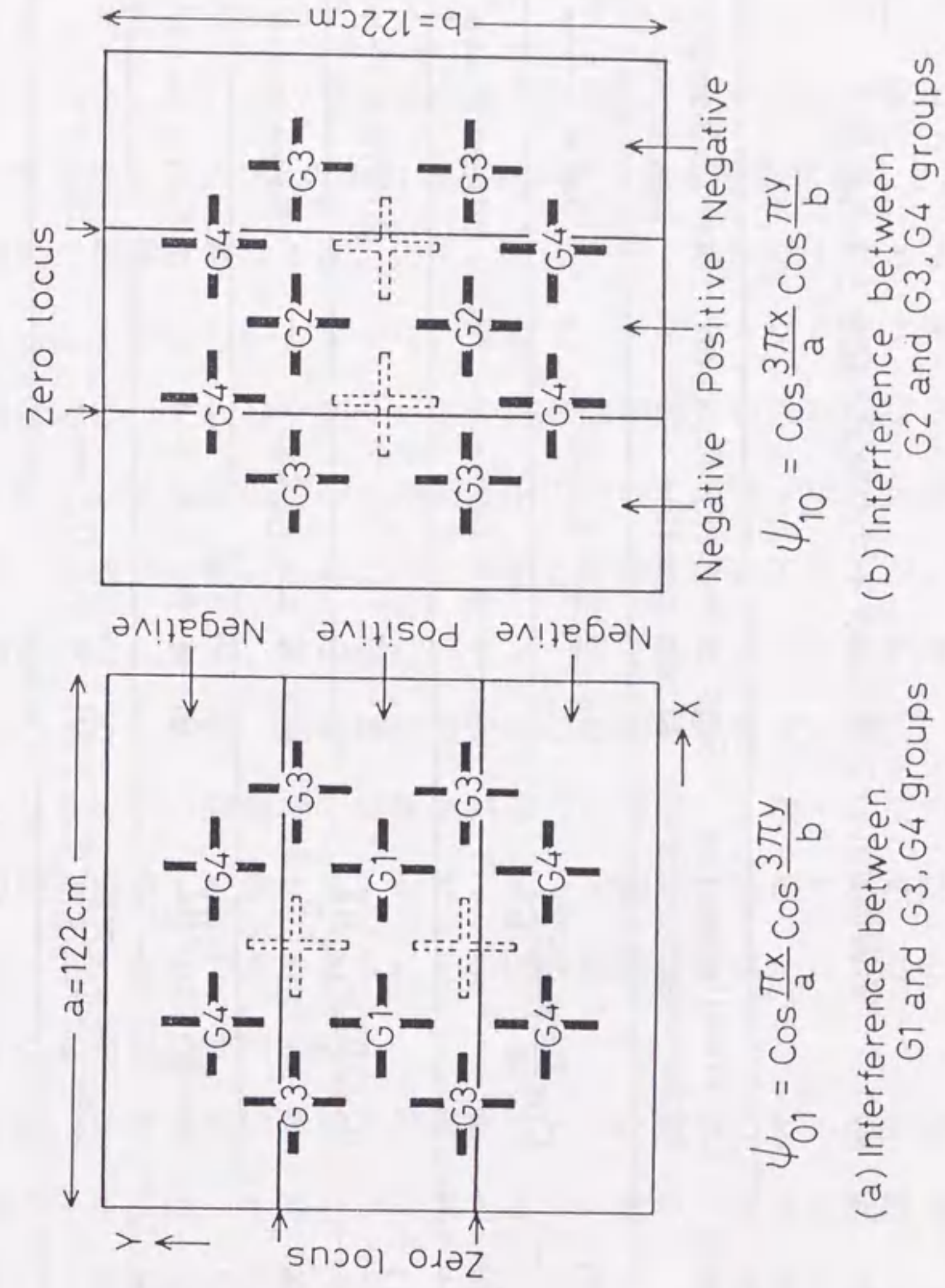


図 5.25 制御棒操作によって卓越して励起される空間高次モード

表 5.7 制御棒グループ間干渉タイプの判定手続きとその結果

Rod-group pair	Dominantly excited higher-harmonics	Sign of the eigenfunction at rod position	Comparison of the signs	Interference type
G1 ↔ G3	$\cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{3\pi y}{b}$	G1 → + G3 → +	Same	Shadowing
G1 ↔ G4		G1 → + G4 → -	Different	Antishadowing
G2 ↔ G3	$\cos \frac{3\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b}$	G2 → + G3 → -	Different	Antishadowing
G2 ↔ G4		G2 → + G4 → +	Same	Shadowing
G1 ↔ G2	$\cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{3\pi y}{b}$	G1 → + G2 → +	Same	Shadowing
		G1 → + G2 → +	Same	

第 6 章 結論

第 1 章序論につづく各章で述べた本研究の成果をまとめると、以下のようになる。

第 2 章では、大型高速炉のディカップリング効果の中性子増倍系の空間モードの観点から定式化した。その際摂動次数と空間モードの展開次数に対して課している近似の妥当性を、ZPPR の出力歪み実験データを解析することにより確認した。この結果、摂動次数は 1 次でよく、空間モード次数は 1 次と 2 次モードを考慮すればよいことが明らかとなった。従って、ディカップリング効果を定量的に評価する場合には、これら空間モードの固有値間隔が有効な指標となる。将来建設が予定されている実証炉等の大型高速炉において中性子束分布変動等を抑制するためには、本研究の観点からは設計や炉心管理において以下のような検討の必要性が指摘される。まず、他の設計パラメータを悪化させない範囲で固有値間隔が最大となるように燃料・制御棒配置と炉心幾何形状を設定する。次に、外乱投入の原因となりやすい制御棒や特殊燃料集合体等は、1 次・2 次の随伴固有関数のピーク近傍を避けて配置する。中性子束分布変動を監視する核計装は、予想される励起モードが測定できるようにその固有関数の零点からできるだけ離れた位置に配置することが必要である。

第 3 章では、多次元増倍系の空間高次モードを求めるための数値計算法を提案した。従来の計算法は、本来計算結果として求まるべき固有関数零点を先験的に境界条件として課すものであった。これに対して、本計算法は、このような境界条件を必要とせず、しかも収束の加速と初期値設定法の工夫により効率の良い計算を可能とした点が特長である。この計算法を適用して、ZPPR の大型高速炉

心の高次モードを求めた。この結果、固有値間隔は炉心の幾何学的な大きさばかりでなく、制御棒の挿入パターンや内部ブランケット配置にも強く影響を受けることが明らかとなった。従って、ディカップリング効果低減化の検討は、燃料配置を決める設計段階のみならず運転時の制御棒パターン決定の際も重要となる。本論文で提案した高次モード計算法は、既に高速実証炉の設計や軽水炉の安全性評価において使用されつつある。

第4章では、実験的に固有値間隔を決定するための炉雑音解析法を提案した。本解析法の特徴は、従来の2分割炉における方法を単一炉心系に拡張した点と、1次および2次モード固有値間隔を効率良く測定できる検出器配置法を見出した点にある。この解析法を適用して、ZPPRの大型高速炉心の固有値間隔を決定した。これらの値は測定誤差内で第3章の数値計算結果と一致した。更に、従来の炉雑音解析において現れた見かけ上の検出器位置依存性も、高次モードを考慮する本解析法によって消去できることを確認し、各炉心に固有の動特性パラメータを決定した。

第5章では、本論文で提案する理論が高速中性子炉だけでなく熱中性子炉に対しても適用可能であることを示した。適用例として、チェルノブイリ炉の緊急停止用制御棒の効果喪失、沸騰水型炉の出力分布振動、および原子力船むつ炉の制御棒干渉効果を扱った。熱中性子炉に対して局所的な外乱が加わった場合、中性子束分布は外乱近傍でのみ歪み大局的な分布は変動しないと考えられがちである。しかし、本章の結果から、高速炉の場合と同様に熱中性子炉においても、制御棒等の局所的摂動は中性子束空間分布を大局的に歪ませ、この歪みの程度は固有値間隔により評価でき歪み形状は高次固有関数により記述できることが確認できた。

本論文で提案した理論を実際の設計や炉心管理に適用する場合、次のような研究が必要であると考えられる。これらを、今後の研究課題として列記する。

(1) 原子炉計測に関する課題

現在の高速炉の核計装は、炉外計装が採用されている。これを有効に活用するには中性子束分布の歪みや局所的な異常状態を有効に監視するための炉外検出器配置法と信号データの解析理論を高次モードの観点から検討することが必要である。データ解析においては、上記のような局所的な情報と同時に炉出力等の積分量も抽出できるように工夫しなければならない。

(2) 炉心管理に関する課題

従来の燃焼度・出力分布平坦度に加えて、外乱による出力分布変動の抑制の観点から最適な燃料装荷法を系統的に検討する必要がある。

(3) 動特性・制御に関する課題

5章5.2節で導いた高次モード動特性方程式に基づき、大型高速炉や軽水炉の過渡解析を行い、モデルの適用性と限界を明らかにする必要がある。特に、熱水力計算において多チャンネルモデルが採用される場合、5.2.6節で示した高次モードに対する反応度係数の計算法の検討が重要である。

本論文では、炉心の大型化が生み出すディカップリング現象を監視し低減するための研究開発の方向を示し、同時に現在の大型化の趨勢に対する新たな問題提起を行った。現在、異なる炉心を統一して解析する立場から、空間高次モードによる解析が高速炉ばかりでなく沸騰水型炉、加圧水型炉等の軽水炉においても行われるようになってきている。従来、2分割炉のような特殊な炉から提起されて公式化・適用され、学術的色彩が強かったモード解析法が、このように実用性を見いだす上で著者らが貢献できたことに喜びを感じている。

謝 辞

本論文は、1985年から約10年間にわたっての研究成果をまとめたものである。この間、多くの方々の御指導と御支援をいただいた。ここに深く感謝いたします。

本研究を遂行するにあたっては、仁科浩二郎教授に御指導をいただいた。先生の指導の下で、理論の展開により物理現象をつきつめて理解する力を養うことができた。理論上曖昧な扱いをおこなったり、基本を見落としがちな著者に対して、適切な指摘を頻繁にいただいた。また、山根義宏助教授には、実験法やデータ解析についての御指導をいただいた。著者が実験的研究を行えるようになったのも山根助教授の指導に負うところが多い。理論、数値計算、実験のいずれにも偏らずバランスのとれた研究が行え、しかも臨界集合体、研究炉、動力炉と幅広い対象の原子炉を扱え基礎から応用までと幅の広い研究ができた著者は幸せであった。名古屋大学で学べ、炉物理の研究が続けられたことを心から喜んでいる。

動力炉核燃料開発事業団の白方敬章氏(現在、日本原子力発電(株))には、本研究を開始する動機となった大型高速炉のディカップリング現象についての研究をすすめていただいた。また、著者らのJUPITER計画参加に際して多くの配慮をしていただいた。同事業団の山本敏久・三田敏男・中島文明各氏には、アルゴンヌ研究所との情報交換に御尽力願うとともに、有益な議論をしていただいた。アルゴンヌ研究所のS.G.Carpenter氏には、実験手法に関する多くの資料を頂いた。

東芝(株)の川島正俊氏には、高次モードの計算と計算結果の設計への反映について貴重な助言をいただいた。川島氏との議論は著者の研究計画を設定する上で

大変参考になった。また、同社の武内豊氏、東電ソフト(株)の堀田亮年氏との議論は、沸騰水型炉の出力振動に対する研究を進める上で大変刺激になった。日本原子力研究所の土橋敬一郎氏には、本論文の理論を沸騰水型炉の出力振動とチェルノブイリ炉のスクラム反応度の解析に適用するよう勧めていただいた。また、同所の板垣正文氏には、むつ炉についての資料を頂いた。

本論文の理論を実験的に確認するための基礎実験を、京大臨界集合体と近畿大学原子炉で実施した。京都大学原子炉実験所の代谷誠治助教授と近畿大学の大澤孝明教授には、これら実験における援助とともに、公開論文作成にあたって多くの助言をいただいた。大阪大学の竹田敏一教授、高速炉エンジニアリング(株)の亀井孝信氏には、高速炉の群定数を頂くとともに、高次モード計算結果の設計への反映法について助言を頂いた。

また、著者の名古屋大学在学中、多くの学生・院生の協力を得た。特に、立松篤氏(現在、日本原子力発電(株))には、大型高速炉における中性子束分布の摂動感度と制御棒干渉効果の計算をしていただいた。奥村啓介氏(現 日本原子力研究所)には群定数作成について協力願った。牧隆(現 三菱マテリアル(株))、柳澤宏司(現 日本原子力研究所)各氏には、高次モード計算のためのプログラム作成について協力願った。この他の多くの人達にも様々な援助をいただいた。著者の論文は、このように仁科研究室の長年の蓄積の成果と言える。

最後に、わがままを通し続けた著者を長い目で見守ってくれた両親と家族そして多くの友人に感謝したい。

[APPENDIX-A]

検出器間コヒーレンス関数測定値からの非相関ノイズ成分の除去法

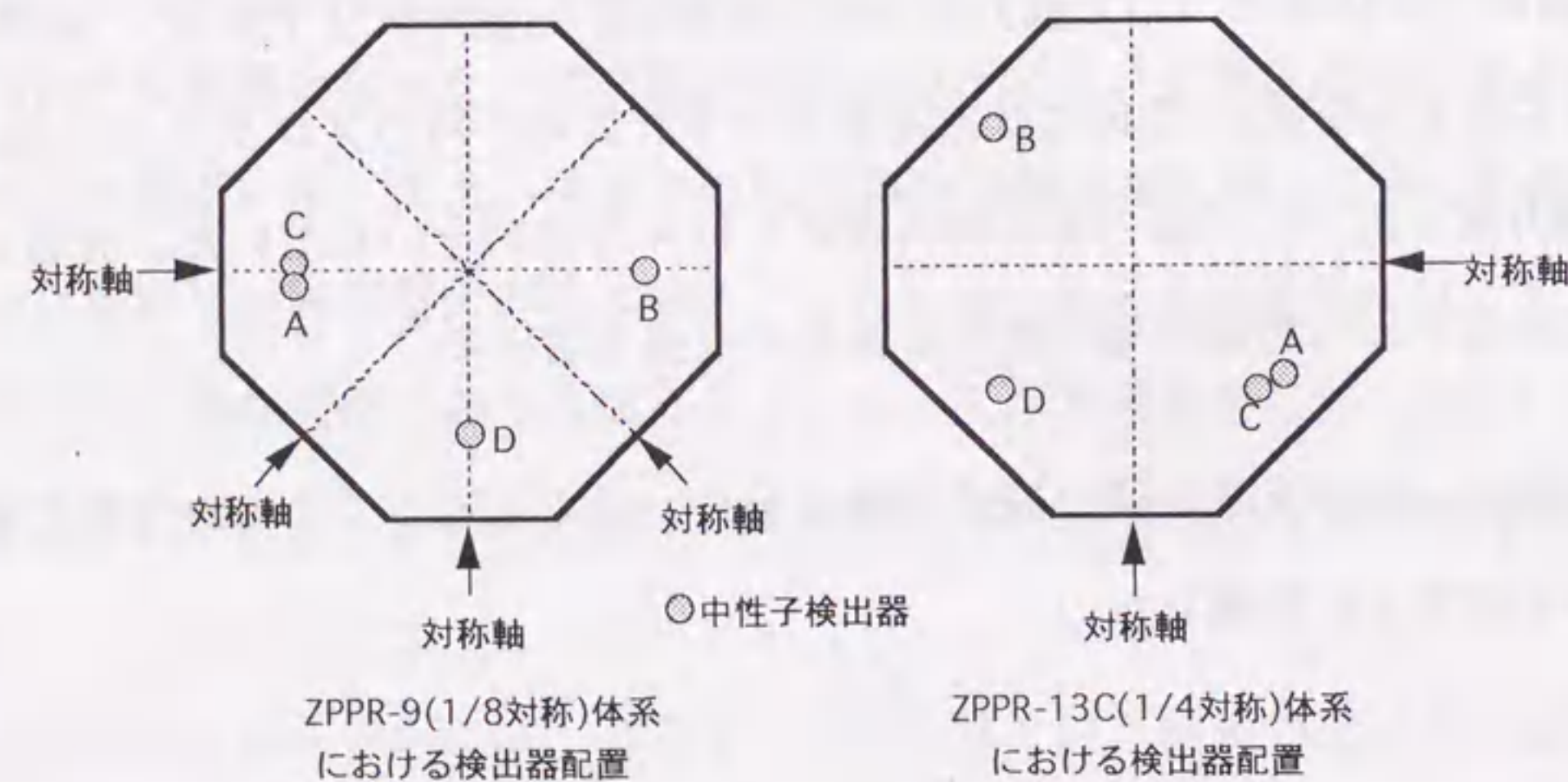
図A.1に示すように、ZPPR-9, -13C体系にはそれぞれ4本の中性子検出器が設置されている。この内、検出器AとCが近接して設置され、この近接検出器対に対して対称な位置に他の検出器BとDが設置されている。まず、検出器A-B間のコヒーレンス関数測定値から非相関成分を除去することを考えよう。

検出器A-C間およびA-B間のコヒーレンス関数は、下式により定義される。

$$\text{Coh}_{AC}(\omega) = \left| \tilde{\Phi}_{AC}(\omega) \right| / \sqrt{\tilde{\Phi}_{AA}(\omega)\tilde{\Phi}_{CC}(\omega)} \quad (\text{A-1})$$

$$\text{Coh}_{AB}(\omega) = \left| \tilde{\Phi}_{AB}(\omega) \right| / \sqrt{\tilde{\Phi}_{AA}(\omega)\tilde{\Phi}_{BB}(\omega)} \quad (\text{A-2})$$

ただし、 $\tilde{\Phi}_{AC}(\omega)$, $\tilde{\Phi}_{AB}(\omega)$ はそれぞれ検出器A-C間, A-B間の相互(クロス)パワースペクトル密度であり、 $\tilde{\Phi}_{AA}(\omega)$, $\tilde{\Phi}_{BB}(\omega)$, $\tilde{\Phi}_{CC}(\omega)$ はそれぞれ検出器A, B, Cの自己(オート)パワースペクトル密度である。後者の自己パワースペクトル密度は非相関成



図A.1 ZPPR-9, -13Cにおける検出器配置(概略図)

分であるバックグラウンドノイズを含んでいる。これら3本の検出器の効率が等しい場合、対称位置に設置した各検出器の自己パワースペクトル密度は次式のように等しくなる。

$$\tilde{\Phi}_{AA}(\omega) = \tilde{\Phi}_{BB}(\omega) = \tilde{\Phi}_{CC}(\omega) \quad (\text{A-3})$$

(A-1)式を(A-2)式で割り、(A-3)式を用いて整理すると、次式が得られる。

$$\text{Coh}_{AC}(\omega) / \text{Coh}_{AB}(\omega) = \left| \tilde{\Phi}_{AC}(\omega) \right| / \left| \tilde{\Phi}_{AB}(\omega) \right| \quad (\text{A-4})$$

近接配置の検出器A, B間の相互パワースペクトル密度 $\tilde{\Phi}_{AB}(\omega)$ は、検出器AあるいはBの自己パワースペクトル密度 $\tilde{\Phi}_{AA}(\omega)$, $\tilde{\Phi}_{BB}(\omega)$ からバックグラウンドノイズの成分を差し引いたものと一致する⁽⁸⁰⁾。つまり、

$$\tilde{\Phi}_{AB}(\omega) = \tilde{\Phi}_{AA}(\omega) - D, \quad (\text{A-5-1})$$

あるいは、

$$\tilde{\Phi}_{AB}(\omega) = \tilde{\Phi}_{BB}(\omega) - D, \quad (\text{A-5-2})$$

となる。ただし、Dはバックグラウンドノイズであり、各検出器において等しいと仮定する。(A-4)式に(A-5-1), (A-5-2)式を代入し、(A-3)式を用いて整理すると次式が得られる。

$$\text{Coh}_{AC}(\omega) / \text{Coh}_{AB}(\omega) = \frac{\left| \tilde{\Phi}_{AC}(\omega) \right|}{\sqrt{(\tilde{\Phi}_{AA}(\omega) - D)(\tilde{\Phi}_{CC}(\omega) - D)}} \quad (\text{A-6})$$

上式の右辺は、バックグラウンドノイズが除去された検出器A-C間のコヒーレンス関数となっている。よって、対称配置の検出器対(A-C)のコヒーレンス関数測定値は、この値を近接配置検出器対(A-B)の測定値で割ることにより、バック

クグラウンドノイズを除去することができる。

同様の議論から、検出器A-D間および検出器B-D間のコヒーレンス関数測定値も、これら値を近接配置検出器対(A-B)の測定値で割ることにより、バックグラウンドノイズを除去することができる。

[APPENDIX-B]

チャンネル流量とボイド率の変動成分を表現する式の導出

チャンネル内の冷却材の物性値は温度・圧力に依存せず一定で、冷却材クオリティはチャンネル入口で零であると仮定する。質量・エネルギー・運動量の保存式⁽⁸¹⁾をチャンネル流路内の領域で積分すると、次のような1ノード方程式が得られる。

$$\frac{d}{dt}[(1-\alpha)m_l + \alpha m_g] + G_{out} - G_{in} = 0 \quad (B-1)$$

$$\frac{d}{dt}[(1-\alpha)m_l h_l + \alpha m_g h_g] + \chi_{out}(h_g - h_l)G_{out} + h_l(G_{out} - G_{in}) = h_f(T_f - T_s) \quad (B-2)$$

$$L \frac{d}{dt} G_{av} = -A\Delta P - \frac{G_{out}^2}{A\rho_l} \chi_{out} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) - \frac{G_{av}^2}{2A\rho_l} R_{MN} \left(\frac{fL}{D} + K \right) - [(1-\alpha)m_l + \alpha m_g] g_c \quad (B-3)$$

ただし、

- χ_{out} = チャンネル出口蒸気クオリティ
- G_{av} = チャンネル平均冷却材質量流量
- G_{out} = チャンネル出口冷却材質量流量
- G_{in} = チャンネル入口冷却材質量流量
- R_{MN} = Martinelli-Nelsonの補正係数

であり、他は5.2.2節の表記法に従う。(A-3)式の導出において、加速による圧力損失項に対して均質流モデル⁽⁸²⁾を採用した。Martinelli-Nelsonの補正係数として、次式のような1次打ち切り形を用いる⁽⁷⁸⁾。

$$R_{MN} = 1 + 30\chi_{av} \quad (B-4)$$

ただし、 χ_{av} はチャンネル平均の蒸気クオリティである。ここで、状態量変数の数を減らすために、次のような関係式を仮定する。

$$\mathbf{G}_{av}(t) = [\mathbf{G}_{out}(t) + \mathbf{G}_{in}(t)] / 2 \quad (\text{B-5})$$

$$\chi_{av}(t) = \chi_{out}(t) / 2 \quad (\text{B-6})$$

$$\chi_{av}(t) = \mathbf{1} / \left\{ \mathbf{1} + \frac{\rho_l}{\rho_g} \left(\frac{\mathbf{1} - \alpha(t)}{\alpha(t)} \right) \frac{\mathbf{1}}{S} \right\} \quad (\text{B-7})$$

ただし、 S はスリップ率である。チャンネル内の質量流量と蒸気クオリティの流れ方向依存性を同方向座標の1次関数として近似し、(B-5)、(B-6)式は導出されている。

状態量変数を次のように定常成分と変動成分に分けて扱う。

$$\chi_{av}(t) = \chi_0 + \delta\chi_{av}(t) \quad (\text{B-8-1})$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \delta\alpha(t) \quad (\text{B-8-2})$$

$$\mathbf{G}_{av}(t) = \mathbf{G}_{av0} + \delta\mathbf{g}_{av}(t) \quad (\text{B-8-3})$$

$$\mathbf{G}_{out}(t) = \mathbf{G}_{out0} + \delta\mathbf{g}_{out}(t) \quad (\text{B-8-4})$$

上式中の定常成分は次式を満たす。

$$\mathbf{G}_{av0} - \mathbf{G}_{out0} = 0 \quad (\text{B-9-1})$$

$$2\chi_0(\mathbf{h}_g - \mathbf{h}_l)\mathbf{G}_{out0} = \mathbf{h}_f(\mathbf{T}_{f,0} - \mathbf{T}_s) \quad (\text{B-9-2})$$

$$\begin{aligned} -\Delta\Delta P - \frac{2\mathbf{G}_{out0}^2}{A\rho_l}\chi_0\left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1\right) - \frac{\mathbf{G}_{out0}^2}{2A\rho_l}(1+30\chi_0) \\ \times \left(\frac{fL}{D} + K\right) - [\mathbf{m}_l + (\mathbf{m}_g - \mathbf{m}_l)\alpha_0]g_c = 0 \end{aligned} \quad (\text{B-9-3})$$

(B-4)~(B-8-4)式を(B-1)~(B-3)式に代入し、(B-9-1)~(B-9-3)式を用いて整理し高次の微小項を無視すると、下式が得られる。

$$(\mathbf{m}_g - \mathbf{m}_l) \frac{d}{dt} \delta\alpha(t) = 2\delta\mathbf{g}_{av}(t) - 2\delta\mathbf{g}_{out}(t) \quad (\text{B-10-1})$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{m}_g \mathbf{h}_g - \mathbf{m}_l \mathbf{h}_l) \frac{d}{dt} \delta\alpha(t) = \mathbf{h}_f \delta\mathbf{T}_f(t) - 2(\mathbf{h}_g - \mathbf{h}_l) [\chi_0 \delta\mathbf{g}_{out}(t) \\ + \mathbf{G}_{out0} \delta\chi_{av}(t)] - 2\mathbf{h}_l [\delta\mathbf{g}_{out}(t) - \delta\mathbf{g}_{av}(t)] \end{aligned} \quad (\text{B-10-2})$$

$$\begin{aligned} L \frac{d}{dt} \delta\mathbf{g}_{av}(t) = - \frac{2}{A\rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) [\mathbf{G}_{out0}^2 \delta\chi_{av}(t) + 2\mathbf{G}_{out0}\chi_0 \delta\mathbf{g}_{out}(t)] \\ - \frac{1}{2A\rho_l} \left(\frac{fL}{D} + K \right) [2(1+30\chi_0)\mathbf{G}_{av0} \delta\mathbf{g}_{av}(t) + 30\mathbf{G}_{av0}^2 \delta\chi_{av}(t)] \\ - (\mathbf{m}_g - \mathbf{m}_l) g_c \delta\alpha(t) \end{aligned} \quad (\text{B-10-3})$$

ただし、

$$\delta\chi_{av}(t) = \frac{\rho_l \chi_0^2}{\rho_g \alpha_0^2} \delta\alpha(t) \quad (\text{B-11})$$

(B-10-3)式は炉心圧力損失一定を仮定して導かれている。この仮定は、領域振動の場合には妥当である⁽⁸³⁾。(B-10-1)式を(B-10-2)、(B-10-3)式に代入することにより $\delta\mathbf{g}_{out}(t)$ を消去すると、状態量 $\delta\alpha(t)$ および $\delta\mathbf{g}_{av}(t)$ に対する方程式がそれぞれ得られる。

$$\begin{aligned} \frac{(\mathbf{m}_g \mathbf{h}_g - \mathbf{m}_l \mathbf{h}_l) - (\mathbf{m}_g - \mathbf{m}_l) \{ (\mathbf{h}_g - \mathbf{h}_l) \chi_0 + \mathbf{h}_l \}}{2(\mathbf{h}_g - \mathbf{h}_l) \chi_0 \mathbf{G}_0 / \alpha_0} \frac{d(\delta\alpha(t) / \alpha_0)}{dt} \\ = - \left(\frac{\delta\mathbf{g}(t)}{\mathbf{G}_0} \right) + \left(\frac{\delta\mathbf{T}_f(t)}{\mathbf{T}_{f,0} - \mathbf{T}_s} \right) - \frac{\rho_l \chi_0}{\rho_g \alpha_0 S} \left(\frac{\delta\alpha(t)}{\alpha_0} \right), \end{aligned} \quad (\text{B-12-1})$$

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta\mathbf{g}(t) / \mathbf{G}_0)}{dt} - \frac{2(\mathbf{m}_g - \mathbf{m}_l) \alpha_0}{L A \rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \frac{d(\delta\alpha(t) / \alpha_0)}{dt} \\ = - \frac{\mathbf{G}_0}{L A} \left[\frac{4\chi_0}{\rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) + \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{fL}{D} + K \right) (1 + 30\chi_0) \right] \left(\frac{\delta\mathbf{g}(t)}{\mathbf{G}_0} \right) \\ - \left[\frac{\rho_l \chi_0^2}{\rho_g \alpha_0 S} \left(\frac{2\mathbf{G}_0}{L A \rho_l} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) + \frac{15\mathbf{G}_0}{L A \rho_l} \left(\frac{fL}{D} + K \right) \right) + \frac{(\mathbf{m}_g - \mathbf{m}_l) g_c}{L} \right] \alpha_0 \left(\frac{\delta\alpha(t)}{\alpha_0} \right) \end{aligned} \quad (\text{B-12-2})$$

ただし、状態量変数を次のように置き換えた。

$$\delta\mathbf{g}_{av}(t) \rightarrow \delta\mathbf{g}(t), \quad \mathbf{G}_{av0} = \mathbf{G}_{out0} \rightarrow \mathbf{G}_0$$

記号表

- $\mathbf{D}(\mathbf{r}, E)$: 位置 \mathbf{r} , エネルギー E の中性子に対する拡散係数
- $\Sigma_a(\mathbf{r}, E)$: 位置 \mathbf{r} , エネルギー E の中性子に対する巨視的吸収断面積
- $\Sigma_f(\mathbf{r}, E)$: 位置 \mathbf{r} , エネルギー E の中性子に対する巨視的核分裂断面積
- $\Sigma_s(\mathbf{r}, E \rightarrow E')$: 位置 \mathbf{r} , エネルギー E の中性子が散乱により E' に遷移する巨視的散乱断面積
- ν : 核分裂あたりに放出される中性子数
- $\chi(E)$: 核分裂スペクトル
- λ_k : 第 k 群遅発先行核の崩壊定数
- β_k : 第 k 群遅発中性子割合
- $\Phi(\mathbf{r}, E)$: 中性子束
- k_{eff} : 実効増倍率
- λ_n : λ モード n 次固有値
- $\psi_n(\mathbf{r}, E)$: λ モード n 次固有関数
- $\psi_n^+(\mathbf{r}, E)$: λ モード n 次随伴固有関数
- $(\mathbf{E.S.})_n \equiv \frac{1}{\lambda_n} - \frac{1}{\lambda_0}$: λ モード n 次固有値間隔(Eigenvalue Separation)

引用文献

第1章

- (1) H. Sztark, et al., "Le Coeur de la Centrale de Creys-Malville et son Evolution pour Super-phenix 2", IAEA-SM-284/20, (1985).
- (2) K. Wirtz, "Lectures on Fast Reactors", Amer. Nucl. Soc., (1978).
- (3) J.J. Duderstadt and L.J. Hamilton(成田正邦, 藤田文行訳), "原子炉の理論と解析(下)", 現代工学社, (1980).
- (4) 白方敬章, "JUPITER計画の概要", 日本原子力学会, 第13回「炉物理夏の学校」テキスト, pp.49~74, (1981). あるいは、白方敬章, 「高速増殖炉の炉心設計」, 原子力工業, 30, 63 (1984).
- (5) 白方敬章, 私信, (1986).
- (6) S. B. Brumbach, R. W. Goin and S. G. Carpenter, Nucl. Sci. Eng., 98, 103 (1988).
- (7) 白方敬章, 「高速増殖炉工学基礎講座 2. 炉物理」, 原子力工業, 35, 66 (1989).
- (8) 川島正俊, 山本正昭, 日本原子力学会「昭和59年分科会」, B68, (1984).
- (9) K. Mochizuki and A. Takeda, Nucl. Sci. Eng. 7, 336 (1960).
- (10) W. M. Stacey Jr., "Space-Time Nuclear Reactor Kinetics", Academic Press (1969).
- (11) T. Sanda, Nucl. Sci. Eng., 104, 135 (1990).

第2章

- (12) 例えば : H. Mitani, Nucl. Sci. Eng. 51, 180 (1973).
- (13) 例えば : L. I. Schiff, "Quantum Mechanics", 3rd-edition, McGraw-Hill (1970).
- (14) 例えば : J. R. Lamarsh (武田充司, 仁科浩二郎訳), "原子炉の初等理論(下)", 吉岡書店 (1976).

- (15) K. Mochizuki and A. Takeda, Nucl. Sci. Eng. 7, 336 (1960).
- (16) W. M. Stacey Jr., "Space-Time Nuclear Reactor Kinetics", Academic Press (1969).
- (17) W. S. Hogan, Nucl. Sci. Eng. 8, 518 (1960).
- (18) A. Z. Akcasu, G. S. Lellouche and L. M. Shotkin, "Mathematical Methods in Nuclear Reactor Dynamics", p.90, Academic Press (1971).
- (19) A. F. Henry, Nucl. Sci. Eng. 20, 338 (1964).
- (20) T. Gozani, Nukleonik 5, 55 (1963).
- (21) 例えば : G. Kosaly and A. Fischer, J. Nucl. Energy 26, 17 (1972).

第3章

- (22) 例えば : J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton (成田正邦, 藤田文行訳), "原子炉の理論と解析(上)", 現代工学社 (1982).
- (23) 例えば : 戸川隼人, "マトリクスの数値計算", オーム社 (1971).
- (24) E. L. Wachspress, "Iterative Solution of Elliptic Systems", Prentice-Hall (1966).
- (25) R. Saito and S. Katsuragi, J. Nucl. Sci. Technol., 6(6), 303 (1969).
- (26) G. Palmiotti, Nucl. Sci. Eng., 83, 281 (1983).
- (27) 戸川隼人, "詳細数値計算演習", 共立出版 (1980).
- (28) 島崎潤也, "プラント動特性・制御における固有値問題を解くための改良ベキ乗法", JAERI-M 82-083 (1982).
- (29) H. Wielandt, "Bestimmung hoheren Eigenwerte durch Gebrochene Iteration", Bericht der Aerodynamischen Versuchsanstalt Gottingen, Report 44/J/37, (1944), or Ref.(18).

- (30) H. F. McFarlane, S. G. Carpenter, P. J. Collins, D. N. Olsen and S. B. Brumbach, Nucl. Sci. Eng., 87, 204 (1984).
- (31) S. B. Brumbach, R. W. Goin and S. G. Carpenter, Nucl. Sci. Eng., 98, 103 (1988).
- (32) 神田啓治, 小林圭二, 林正俊, 柴田俊一, 日本原子力学会誌, 21(7), 566 (1979).
- (33) 若松進, 仁科浩二郎, 橋本憲吾, 日本原子力学会誌, 22(12), 860 (1980).
- (34) 中川正幸, 他, "高速炉の核特性解析コードシステム", JAERI-M 83-066 (1983).
- (35) 例えば : J. R. Lamarsh (武田充司, 仁科浩二郎訳), "原子炉の初等理論(上)", 吉岡書店 (1976).
- (36) 神田啓治編, "京都大学臨界集合体実験装置 大学院実験テキスト", 改訂第5版, 京都大学原子炉実験所, (1989).
- (37) A. F. Henry, Nucl. Sci. Eng., 20, 338 (1964).
- (38) T. Gozani, Nukleonik, 5, 55 (1963).
- (39) R. A. Rydin, J. A. Burke, W. E. Moore and K. W. Seemann, Nucl. Sci. Eng., 46, 179 (1971).
- (40) D. D. Eberrt, J. D. Clement and W. M. Stacey, Jr., Nucl. Sci. Eng., 55, 380 (1974).
- (41) T. Kawai, J. Nucl. Sci. Technol., 2(7), 245 (1965).
- (42) G. C. Baldwin, Nucl. Sci. Eng., 6, 320 (1959).
- (43) R. Avery, "Theory of Coupled Reactor", Proc. 2nd U.N.Int. Conf. Peaceful Use of Atomic Energy, Vol.12, p.186, United Nations (1958).
- (44) M. Shinkawa, Y. Yamane, K. Nishina and H. Tamagawa, Nucl. Sci. Eng., 67, 19 (1978).

第4章

- (31) S. B. Brumbach, R. W. Goin and S. G. Carpenter, Nucl. Sci. Eng., 98, 103 (1988).
- (39) R. A. Rydin, J. A. Burke, W. E. Moore and K. W. Seemann, Nucl. Sci. Eng., 46, 179 (1971).
- (40) D. D. Eberert, J. D. Clement and W. M. Stacey, Jr., Nucl. Sci. Eng., 55, 380 (1974).
- (45) W. Seifritz, Nucl. Appl. Technol., 7, 513 (1969).
- (46) 例えば: M. M. R. Williams(齊藤慶一他訳), "原子炉の確率過程", みすず書房 (1978).
- (47) A. Z. Akcasu and R. K. Osborn, Nucl. Sci. Eng., 26, 13 (1966).
- (48) T. Nomura, J. Nucl. Sci. Technol., 2(2), 76 (1965).
- (49) B. C. Diven, et al., Phy. Rev., 101, 1012 (1956).
- (50) D. J. Hughes, et al., "Neutron cross sections", BNL-325, (2nd Ed.), (1955).
- (51) 例えば: G. E. Forsythe, et al.(森正武訳), "計算機のための数値計算法", 日本コンピュータ協会, (1978).
- (52) 例えば: G. F. Knoll(木村委逸郎, 阪井英次訳), "放射線計測ハンドブック", 日刊工業, (1991).
- (53) S. G. Carpenter, et al., "Conclusions Drawn from Subcritical Multiplication Results in ZPPR", Proc. Int. Mtg. Advances in Reactor Physics, 10, Gatlinburg, Tennessee (1978).
- (54) 中川徹, 小柳義夫, "最小二乗法による実験データ解析プログラムSALS", 東大出版会, (1988).
- (55) 中島文明, 三田敏男, 私信, (1988).

- (56) K. Kawashima, K. Inoue, K. Kaneto and T. Inagaki, Nucl. Technol., 70, 180 (1985).
- (57) T. Kamei, M. Yamaoka, Y. Moriki, M. Suzuki and K. Arie, Nucl. Technol., 71, 548 (1985).
- (58) 山本敏久, 私信, (1986).
- (59) 秋濃藤義, 山根剛, 安田秀志, 吉原文夫, 金子義彦, 日本原子力学会誌, 31(6), 682 (1989).
- (60) 島川聡司, "JMTRCにおける炉物理研究", KURRI-TR-305, 36 (1987).
- (61) 増川文洋, 中野佳洋, 橋本憲吾, 仁科浩二郎, 小林圭二, 代谷誠治, 神田啓治, "KUCA高転換軽水炉模擬炉心における動特性パラメータ β/l の測定", 日本原子力学会 昭和63年年会 C13, 東工大 (1988).
- (62) M. Saito, 私信, (1990).

第5章

- (63) 書物としては、例えば:
下川純一, "ロシア型原子炉の特徴とその安全性", 原子力情報センター, (1986).
近藤駿介, "原子力の安全性", 同文書院, (1990).
- (64) 報告書としては、例えば:
原子力安全委員会, ソ連原子力発電所事故調査報告書, (1987).
USNRC, "Report on the Accident at the Chernobyl Nuclear Power Station", NUREG-1250 (1987).
- (65) P.S.W. Chan, et al., Proc. of Int. Conf. Probabilistic Safety Assessment and Risk Management, Zurich, (1987).
- (66) J.G. Collier and G.F. Hewitt(中西重康, 小澤守, 竹中信幸 訳), "原子力エネルギーの選択 ——その安全性と事故例——", コロナ社, (1992).

- (67) K. Tsuchihashi, et al., "Revised SRAC System", Report JAERI-1302, (1986).
- (68) P.S.W. Chan and A.R. Dastur, Nucl. Sci. Eng., 103, 289 (1989).
- (69) T.B. Fowler, et al., Report ORNL/TM-2496/R2, (1971).
- (70) G.A. Murphy, Nucl. Safety, 29(3), 356 (1988).
- (71) E. Gialdi, S. Grifoni, C. Parmeggiani and C. Tricoli, Prog. Nucl. Energy, 15, 447 (1985).
- (72) Y. Takeuchi, Y. Takigawa, H. Uematsu, S. Ebata, J.C. Shaug and B. Shiralkar, Nucl. Technol, 105, 162 (1994).
- (73) A.F. Henry, Nucl. Sci. Eng., 20, 338 (1964).
- (74) T. Gozani, Nukleonik, 5, 55 (1963).
- (75) J. March-Leuba, D.G. Cacuci and R.B. Perez, Nucl. Sci. Eng., 93, 111 (1986).
- (76) J.J. Duderstadt and L.J. Hamilton(成田正邦,藤田文行 訳), "原子炉の理論と解析(下)", 現代工学社, (1981).
- (77) Y. Takeuchi, Y. Takigawa, K. Chuman and S. Ebata, J. Nucl. Sci. Technol., 29(4), 337 (1992).
- (78) J. March-Leuba, D.G. Cacuci and R.B. Perez, Nucl. Sci. Eng., 93, 124 (1986).
- (79) M. Itagaki, Y. Miyoshi, K. Gakuhari, N. Okada and T. Sakai, J. Nucl. Sci. Technol., 30(5), 465 (1993).

APPENDIX

- (78) J. March-Leuba, D.G. Cacuci and R.B. Perez, Nucl. Sci. Eng., 93, 124 (1986).
- (80) T. Nomura, J. Nucl. Sci. Technol., 2 [2], 76 (1965).
- (81) 例えば：
甲藤好郎, "伝熱概論", 養賢堂, (1964).

- 生井武文, 井上雅弘, "粘性流体の力学", 理工学社, (1978).
- (82) 植田辰洋, "気液二相流 一流れと熱伝達一", 養賢堂, (1981).
- (83) J. March-Leuba and E.D. Blakeman Nucl. Sci. Eng., 107, 173 (1991).

発表論文リスト

本論文の基礎となった著者の公開論文は、次の通りである。

1. 橋本憲吾, 仁科浩二郎, “二検出器相関実験による大型高速炉体系の λ モード固有値間隔の決定”, 日本原子力学会誌, 31[9], pp.1050-1052 (1989).
第4章の炉雑音法による固有値間隔測定に関する項。
2. Kengo Hashimoto, Kojiro Nishina, Yoshihiro Yamane and Toshio Sanda, “Parameter β/ℓ for Decoupled Fast Critical Assemblies by Noise Coherence”, Trans. Am. Nucl. Soc., 60, pp.635-637 (1989).
第4章の炉雑音測定結果の検出器位置依存性除去に関する項。
3. Kengo Hashimoto, Ryota Miki, Tetsuo Itoh and Toshikazu Shibata, “Derivation of Coupling Coefficients in Two-Point Reactors”, Ann. Nucl. Energy, 17[12], pp.667-672 (1990).
第2章の反応度測定における検出器位置依存性の定式化に関する項。
4. Kengo Hashimoto, Takaaki Ohsawa, Ryota Miki and Toshikazu Shibata, “A Practical Formula for Inferring Eigenvalue Separation from Flux Tilt Measurements in Nuclear Reactors”, Ann. Nucl. Energy, 18[3], pp.131-140 (1991).
第2章の中性子束分布変動の定式化に関する項。
5. Kengo Hashimoto, Takaaki Ohsawa, Ryota Miki and Toshikazu Shibata, “Derivation of Consistent Reactivity Worth and Eigenvalue Separation from Space-Dependent Rod Worths on the Basis of Modal Approach”, Ann. Nucl. Energy, 18[6], pp.317-325 (1991).
第2章の反応度測定における検出器位置依存性の定式化に関する項。
6. 橋本憲吾, 仁科浩二郎, “2次元増倍系における空間高次モードの計算”, 日本原子力学会誌, 33[9], pp.882-889 (1991).
第3章の高次モードの数値計算に関する項。
7. Kengo Hashimoto, Kojiro Nishina, Atsushi Tatematsu, Toshio Sanda and Toshihisa Yamamoto, “Theoretical Analysis of Two-Detector Coherence Functions in Large Fast Reactor Assemblies”, J. Nucl. Sci. Technol., 28[11], pp.1019-1028 (1991).
第4章の炉雑音法による固有値間隔測定に関する項。

8. Kengo Hashimoto, Atsushi Tatematsu, Kojiro Nishina and Toshikazu Shibata, “Interpretation of Control Rod Interaction Effect on the Basis of Modal Approach”, Ann. Nucl. Energy, 19[4], pp.237-241 (1992).
第2章の制御棒干渉効果の定式化に関する項。
9. Kengo Hashimoto, “Formulation of Space-Dependent Ratios of Calculated to Experimental Values for Nuclear Characteristics in Spatially Decoupled Cores”, Ann. Nucl. Energy, 19[9], pp.483-493 (1992).
第2章の計算値対実験値比の半径方向依存性に関する項。
10. Kengo Hashimoto, “Comment on Geometric Core Models for Two-Dimensional Xenon Oscillation Analysis in Large Graphite-Moderated Reactors”, J. Nucl. Sci. Technol., 30[8], pp.834-836 (1993).
第3章の炉心サイズと固有値間隔との関係に関する項。
11. Kengo Hashimoto, Takaaki Ohsawa, Tsuyoshi Misawa, Yoshihiro Yamane, Kojiro Nishina and Seiji Shiroya, “Interpretation of Spatial Kinetics for Rod Drop Experiment in Loosely Coupled-Core Systems”, J. Nucl. Sci. Technol., 30[10], pp.981-990 (1993).
第2章の中性子束分布変動と固有値間隔との関係、制御棒干渉効果と固有値間隔との関係、および第3章の固有値間隔と結合係数との関係に関する項。
12. Kengo Hashimoto, “Comment on Control-Rod Interference Effects Observed During Reactor Physics Experiments with Nuclear Ship MUTSU”, J. Nucl. Sci. Technol., 30[11], pp.1201-1203 (1993).
第5章の原子力船むつ炉の制御棒干渉効果に関する項。
13. Kengo Hashimoto, “Linear Modal Analysis of Out-of-Phase Instability in Boiling Water Reactor Cores”, Ann. Nucl. Energy, 20[12], pp.789-797 (1993).
第5章の沸騰水型炉の出力分布振動に関する項。
14. Kengo Hashimoto, Masami Hirose and Toshikazu Shibata, “Interpretation of Positive Scram Reactivity in RBMK-1000 Reactor”, Ann. Nucl. Energy, 21[4], pp.211-217 (1994).
第5章のチェルノブイリ4号炉緊急停止用制御棒の正の反応度効果に関する項。

また本論文には直接関係しない、著者の公開論文を以下に記す。

15. 若松進, 仁科浩二郎, 橋本憲吾, “京都大学臨界集合体(KUCA)軽水減速軽水反射体付単一炉心の群定数”, 日本原子力学会誌, 22[12], pp.860-870 (1980).
16. 若松進, 橋本憲吾, 仁科浩二郎, “京都大学臨界集合体(KUCA)軽水減速軽水反射体付単一炉心の温度係数計算”, 日本原子力学会誌, 24[12], pp.963-972 (1992).
17. 蕪木英雄, 瀧塚貴和, 橋本憲吾, “多目的高温ガス実験炉炉心クロス流れ(II), 2ブロッククロス流れの解析”, 日本原子力学会誌, 27[5], pp.450-456 (1985).
18. Kengo Hashimoto, Norio Akino and Hiroshi Kawamura, “Combined Forced-Free Laminar Heat Transfer to a Highly Heated Gas in a Vertical Annulus”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29[1], pp.145-151 (1986).
19. 橋本憲吾, 大澤孝明, “原子炉出力変化法による中性子計数管不感時間の測定”, 日本原子力学会誌, 36[3], pp.227-231 (1994).

