

**JAERI-M**  
**4 5 8 7**

高速炉設計資料No.143

一般化摂動法計算コードGENPERの改良；

**G E N P E R - 2**

1971年9月

関 泰・吉田 弘幸・飯島 進

**日本原子力研究所**  
Japan Atomic Energy Research Institute

一般化摂動法計算コード G E N P E R の改良 :

G E N P E R - 2

日本原子力研究所動力炉開発管理室

閔 泰・吉田弘幸・飯島 進

( 1971 年 9 月受理 )

要旨 一般化摂動法は原子炉内の反応率の比、反応度および反応度の比などに関する摂動計算を行なうものである。従来の実効増倍率の変化(反応度)を求める摂動法と較べると一般化摂動法は、問題によつてはより良い精度が得られ、より広い適用範囲がある。

中性子束の 1 次汎函数の比に関する摂動計算を行なう G E N P E R <sup>(9)</sup> に対して G E N P E R - 2 は中性子束とその隨伴中性子束とに関する双 1 次汎函数の比に関する摂動計算を行なうものである。

G E N P E R の評価より明らかにされたいくつかの問題点に対処し、一定の精度を保ちつつ計算時間を短縮できるようにした。またコードを 3 つの部分に分け、補助記憶装置との効果的な結合により使い易い形にコードを整備した。

Generalized Perturbation Code GENPER-2 for Calculation  
of Reactivity and its Ratio

Yasushi Seki · Hiroyuki Yoshida · Susumu Iijima

Office of Power Reactor Projects, JAERI

( Received Sept. 1971 )

The generalized perturbation method is used for calculation of the reaction-rate ratio, reactivity and reactivity ratio in a nuclear reactor. Advantages of this method over the ordinary perturbation method used in reactor calculation of reactivities are a large scope of the applications, high accuracy with less computation time, and convenience in reactor-physics analyses.

Computation code GENPER-2 has been developed to calculate the ratio of bilinear functionals of neutron flux and its adjoint function. The accuracy of the generalized perturbation method is examined in comparison with the direct calculation and ordinary perturbation methods. Problems in formulation and application of the method are also solved.

## 目 次

1. 序 言	1
1.1 一般化摂動法の定式化	1
I. 反応率の比に関する摂動公式	2
II. 反応度に関する摂動公式	5
III. 1次元多群拡散計算への適用	7
1.2 一般化摂動法の問題点	8
I. 再臨界にする必要性の有無	9
II. インポータンスの収束性	12
III. 拡散項の取り扱い	14
2. GENPER-2	16
2.1 プログラムの構成	16
2.2 入力形式	18
2.3 出力形式	21
3. 計 算 例	22
3.1 計算体系	22
3.2 計算方法	22
3.3 結果と検討	26
4. 結 言	29
謝 辞	29
参考文献	29
APPENDIX-I 一般化摂動法公式導出補遺	30
APPENDIX-II Sample Problem INPUT DATA	32

## 1. 序 言

一般化摂動法とは原子炉の炉心パラメータの摂動に伴う反応率の比、反応度および反応度の比などの変化を摂動法によつて求める方法である。この方法は1962年にUSACHEV<sup>(1)</sup>が反応率の比に関する摂動計算を行なつたことにより初めて定式化され、GANDINI<sup>(2)</sup>が使いやすい形に変形し、反応度およびその比などの摂動計算ができるように適用範囲を拡げ一般化摂動法と呼ぶことにした。この方法の主要な利点は以下の点にある。

- (1) 従来の摂動法では求められなかつた反応率の比が、1次の精度で求まる。
- (2) 問題によつては従来の摂動法より良い精度で反応度およびその比を求めることができる。
- (3) 炉心パラメータの変化による反応度などの直接的変化量、中性子束および隨伴中性子束の変化による間接的変化量が成分毎に求められるので炉物理上の解析に便利である。

本稿において反応率の比に関する摂動計算を行なう GENPER<sup>(3)</sup> に引き続いて開発した反応度および反応度の比に関する摂動計算を行なう GENPER-2 を紹介する。計算の方法は GANDINI の方法<sup>(2)</sup>を用いたが、1次元多群拡散計算への適用に際して生じたいくつかの問題点に対処し、計算結果を直接計算と通常の1次摂動計算で行なつた結果と比較し一般化摂動法の精度を明確にした。

まず 1.1 節において一般化摂動法の定式化について述べる。この方法の基本的な考え方、反応率の比に関する摂動公式の導出、反応度に関する摂動公式および1次元多群拡散近似への適用について述べる。1.2 節において一般化摂動法の問題点とその処方に言及する。第2章では GENPER-2 のプログラムについて説明する。プログラムの構成、入力形式と使用法、そして出力形式を示す。第3章では計算例を通して直接計算と通常の摂動計算との比較による GENPER-2 の精度評価をすると同時に誤差の原因を検討した。第4章に結論を記した。なお付録として公式導出の補遺と計算例の入力を付け加えた。

## 1.1 一般化摂動法の定式化

一般化摂動法は従来の原子炉の出力に関する importance の代りに原子炉内の特定な物理現象（例えばある核種の吸収反応など）に関する importance という概念を用いて摂動計算を行なう。この importance は、原子炉内の中性子を世代に分けて考えたとき、「ある世代における物理現象に対するその世代の中性子の寄与とそれ以前の全ての世代に属する中性子の寄与の総和」がその物理現象に関する importance であるとして定義される。

まず一般化摂動法の公式を得るまでの数学的導出の過程を順を追つて記述する。簡単のため以下の I, II では輸送方程式を演算子表示で書き表わすが、多群近似の計算を行なうには通常のやり方で演算子を行列で、函数をベクトルで置き換えるなどすればよい。IIIには一般化摂動法公式を多群拡散近似計算へ適用した場合に用いた式を示す。また記述の簡略化のために原子炉体積にわたる体積積分、中性子の全エネルギーとその方向に関する積分を  $\langle \cdot \rangle$  で表わすことにする。例えば反応度は

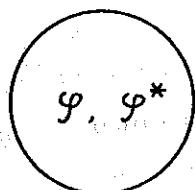
$$\rho = \frac{\int \int \int \varphi^* \cdot \Delta P \varphi \, d\Omega \, dV \, dE}{\int \int \int \varphi^* \cdot F \varphi \, d\Omega \, dV \, dE} = \frac{(\varphi^*, \Delta P \varphi)}{(\varphi^*, F \varphi)}$$

として表わすこととする。

### I 反応率の比に関する摂動公式

Unperturbed System

$$K_{\text{eff.}} = 1.0$$



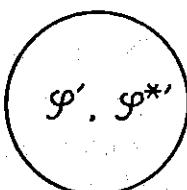
$$P\varphi = 0$$

$$P^*\varphi^* = 0$$

$$Q = \frac{(h_1 \varphi)}{(h_2 \varphi)}$$

Perturbed System

$$K_{\text{eff.}} = 1.0$$



$$P'\varphi' = (P + \delta P)\varphi' = 0$$

$$P^*\varphi'^* = 0$$

$$Q' = \frac{(h'_1 \varphi')}{(h'_2 \varphi')}$$

$$\frac{Q' - Q}{Q} = \left[ \left( \frac{h'_1 - h_1}{(h_1 \varphi)} - \frac{h'_2 - h_2}{(h_2 \varphi)} \right) \varphi \right] + [\varphi^*, \delta P \varphi] \quad (16)$$

Fig. 1 The Effect of Reactor Parameter Change ( $\delta P$ ) on Reaction Ratio (Q)

ある原子炉が臨界のときその体系の中性子束  $\varphi$  を

$$P\varphi = 0 \quad (1)$$

で表わす。ここで  $P$  は BOLTZMANN 演算子である。(1)式の随伴方程式を

$$P^*\varphi^* = 0 \quad (2)$$

と表わす。BOLTZMANN 演算子を核分裂による中性子に対応する部分  $F$  とその他の中性子の吸收、洩れ、減速散乱過程に対応する部分  $A$  とに分けると(1), (2)式はそれぞれ

$$-A\varphi = F\varphi \quad (1)$$

$$-A^*\varphi^* = F^*\varphi^* \quad (2)$$

$$P = A + F$$

と書き直される。

この臨界を原子炉系に BOLTZMANN 演算子を  $\delta h$  だけ変化させるような擾動が加わつたとき臨界からずれたとする。さらに擾動  $\delta P'$  を加えて系を再び臨界にする。すなわち系を再び臨界にするような擾動  $\delta P = \delta h + \delta P'$  を与えたので再臨界条件

$$(\varphi^*, \delta P \varphi') = 0 \quad (3)$$

が成り立つ。但し  $\varphi'$  は擾動  $\delta P$  を与えたときの系の中性子束で

$$P' \varphi' = (P + \delta P) \varphi' = 0, \quad (4)$$

$$-A' \varphi' = F' \varphi' \quad (4')$$

の解である。

まず中性子束の1次汎函数の比、例えは反応率の比に関する GANDINI の擾動公式(2)を導出する。反応率の比を

$$Q = \frac{[h_1 \varphi]}{[h_2 \varphi]}$$

とおく。ここで  $h_1, h_2$  は反応断面積である。擾動  $\delta P$  による  $Q$  の変化は2次以上の変化量を省略すると

$$\frac{\delta Q}{Q} = \frac{Q' - Q}{Q} = \frac{[\delta h_1 \varphi] + [h_1 \delta \varphi]}{[h_1 \varphi]} - \frac{[\delta h_2 \varphi] + [h_2 \delta \varphi]}{[h_2 \varphi]} \\ = (\delta g \varphi) + (g \delta \varphi) \quad (5)$$

となる。但し

$$g = \frac{h_1}{[h_1 \varphi]} - \frac{h_2}{[h_2 \varphi]} \quad (6)$$

$$\delta g = \frac{\delta h_1}{[h_1 \varphi]} - \frac{\delta h_2}{[h_2 \varphi]} \quad (7)$$

と定義する。

非擾動体系において(6)式で定義した量  $g$  に対する第  $j$  世代の importance を  $\phi_j^*$  とすると  $\phi_j^*$  は

$$\begin{cases} -A^* \phi_1^* = g \\ -A^* \phi_j^* = F^* \phi_{j-1}^* \end{cases} \quad (8)$$

$$-A^* \phi_j^* = F^* \phi_{j-1}^* \quad (j=2, 3, \dots) \quad (9)$$

と書き表わされる。(2)'式と(9)式とを較べると

$$\lim_{j \rightarrow \infty} \phi_j^* = C \phi_1^* \quad (C = \text{const}) \quad (10)$$

となることがわかる。(8)式の両辺に $\varphi$ をかけて原子炉全体にわたる体積積分と中性子の全エネルギーと方向に関する積分(以下同様の積分操作を単に「積分する」と略記する)を行なうと $g$ の定義式(6)により

$$-[\varphi, A^* \phi_1^*] = [g, \varphi] = 0$$

となり、 $A^*$ が $A$ の隨伴演算子であることと(1)'式より

$$[g \varphi] = -[\varphi, A^* \phi_1^*] = -[A \varphi, \phi_1^*] = [F \varphi, \phi_1^*] = 0 \quad (11)$$

となる。同様にして(9)式より

$$[g \varphi] = [F \varphi, \phi_j^*] = 0 \quad (j=2, 3, \dots) \quad (12)$$

が示される。(10)式と(12)式より

$$\lim_{j \rightarrow \infty} [F \varphi, \phi_j^*] = C [\varphi^*, F \varphi] = 0$$

一般に $[\varphi^*, F \varphi] \neq 0$ であるから $C = 0$ でなければならない。故に

$$\lim_{j \rightarrow \infty} \phi_j^* = 0 \quad (13)$$

が成立する。 $\phi_j^*$ の0への収束は十分速いので級数

$$\Psi^* = \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j^* \quad (14)$$

もまた収束することが知られている。<sup>(1)</sup>以上のように定義した $\Psi^*$ を用いて一般化擾動法では

$$\frac{\delta Q}{Q} = [\delta g, \varphi] + [\Psi^*, \delta P \varphi] \quad (15)$$

と表わされる。

(5)式と(15)式を較べると

$$[g \delta \varphi] = [\Psi^*, \delta P \varphi] \quad (16)$$

を導出すればよいことがわかる。以下で(16)式の導出を行なう。(4)'式を変形すると

$$-A' \varphi' + (F - F') \varphi' + F(\varphi - \varphi') = F \varphi \quad (4)''$$

(4)''式の両辺に $\phi_1^*$ をかけて積分すると

$$(17) \quad -[\phi_1^*, A' \varphi'] + [\phi_1^*, (F - F') \varphi'] + [\phi_1^*, F(\varphi - \varphi')] = [\phi_1^*, F\varphi] \quad (17)$$

(11)式と(17)式より

$$(g\varphi) = -[\phi_1^*, A' \varphi'] + [\phi_1^*, (F - F') \varphi'] + [\phi_1^*, F(\varphi - \varphi')] \quad (18)$$

(8)式に  $\varphi'$  をかけて積分すると

$$(g\varphi') = -[\varphi', A^* \phi_1^*] \quad (19)$$

(18), (19)式を(16)の左辺に代入すると

$$\begin{aligned} (g\delta\varphi) &= (g\varphi') - (g\varphi) \\ &= -[\varphi', A^* \phi_1^*] + [\phi_1^*, A' \varphi'] - [\phi_1^*, (F - F') \varphi'] - [\phi_1^*, F(\varphi - \varphi')] \\ &= [\phi_1^*, (A' - A) \varphi'] + [\phi_1^*, (F' - F) \varphi'] + [\phi_1^*, F(\varphi' - \varphi)] \\ &= [\phi_1^*, \delta P \varphi'] + [\phi_1^*, F \delta\varphi] \end{aligned} \quad (20)$$

同様にして(4)"式, (12)式と(9)式とを用いると

$$[\phi_{j-1}^*, F \delta\varphi] = [\phi_j^*, \delta P \varphi'] + [\phi_j^*, F \delta\varphi], \quad (j=2, 3, \dots) \quad (21)$$

なる  $j$  に関する漸化式を得る。(21)式を(20)に逐次代入していくと

$$(g\delta\varphi) = \left[ \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j^*, \delta P \varphi' \right]$$

となる。(14)式と二次の変化量の無視により(16)式を得る。

$$(g\delta\varphi) = [\Psi^*, \delta P \varphi] \quad (16)$$

## II 反応度に関する摂動公式

Iで  $\varphi$  の 1 次汎函数の比に関する摂動公式を導出したのでここでは  $\varphi$  と  $\varphi^*$  の双 1 次汎函数の比に関する摂動公式を導く。 $\varphi$  と  $\varphi^*$  の双 1 次汎函数としては反応度

$$\rho = \frac{[\varphi^*, \Delta P \varphi]}{[\varphi^*, F \varphi]}$$

の場合を導く。Fig. 2 に示した摂動  $\delta P$  による反応度  $\rho$  の変化は 2 次以上の変化量を省略すると

$$\begin{aligned} \frac{\delta \rho}{\rho} &= \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \\ &= \frac{[\delta \varphi^*, \Delta P \varphi] + [\varphi^*, \delta \Delta P \varphi] + [\varphi^*, \Delta P \delta \varphi]}{[\varphi^*, \Delta P \varphi]} \\ &= \frac{[\delta \varphi^*, F \varphi] + [\varphi^*, \delta F \varphi] + [\varphi^*, F \delta \varphi]}{[\varphi^*, F \varphi]} \end{aligned}$$

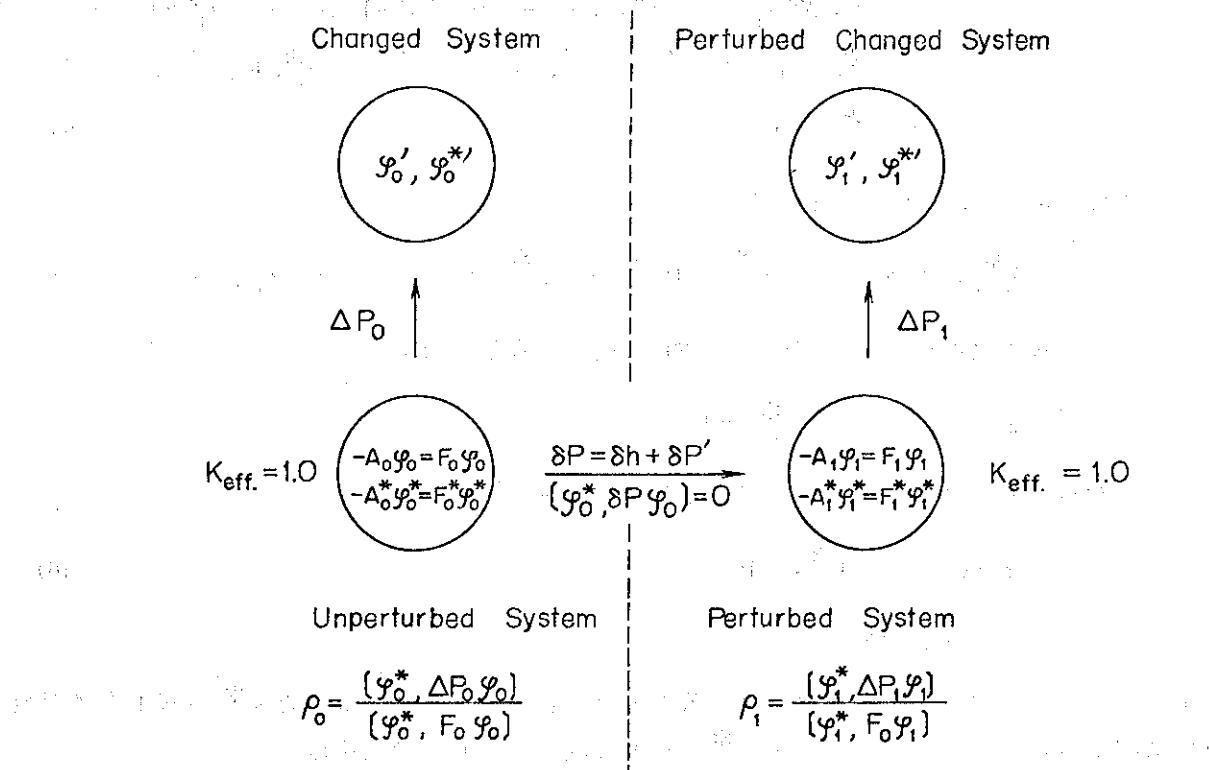
$$\delta G = [(\varphi^*, \delta G \varphi) + (\varphi^*, G \delta \varphi) + (\delta \varphi^*, G \varphi)] \quad (22)$$

と表わされる。但し

$$G = \frac{\Delta P}{[\varphi^*, \Delta P \varphi]} - \frac{F}{[\varphi^*, F \varphi]} \quad (23)$$

$$\delta G = \frac{\delta \Delta P}{[\varphi^*, \Delta P \varphi]} - \frac{\delta F}{[\varphi^*, F \varphi]} \quad (24)$$

と定義する。



$$\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \left[ \varphi_0^*, \left( \frac{(\Delta P_1 - \Delta P_0)}{[\varphi_0^*, \Delta P_0 \varphi_0]} - \frac{F_1 - F_0}{[\varphi_0^*, F_0 \varphi_0]} \right) \varphi_0 \right] + (\psi^*, \delta P \varphi_0) + (\varphi_0^*, \delta P \psi)$$

Fig. 2 The Effect of Reactor Parameter Change ( $\delta P$ ) on Reactivity ( $\rho$ )

一般化摂動法によると

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = [\varphi^*, \delta G \varphi] + [\Psi^*, \delta P \varphi] + [\varphi^*, \delta P \Psi] \quad (25)$$

と表わされる。但し  $\Psi$  と  $\Psi^*$  は以下の各式で定義される。I の(8)式から(14)式までと同様にし

て  $\Psi^*$  は

$$\left\{ \begin{array}{l} -A^* \phi_1^* = G^* \varphi^* \\ -A^* \phi_j^* = F^* \phi_{j-1}^* \end{array} \right. \quad (26)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -A^* \phi_j^* = F^* \phi_{j-1}^* \\ \quad (j=2, 3, \dots) \end{array} \right. \quad (27)$$

$$\Psi^* = \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j^* \quad (28)$$

で定義され、 $\Psi$  は

$$\left\{ \begin{array}{l} -A \phi_1 = G \varphi \\ -A \phi_j = F \phi_{j-1} \end{array} \right. \quad (29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -A \phi_j = F \phi_{j-1} \\ \quad (j=2, 3, \dots) \end{array} \right. \quad (30)$$

$$\Psi = \sum_{j=1}^{\infty} \phi_j \quad (31)$$

で定義される。

(22)式と(25)式を比較すると

$$[\varphi^*, G \delta \varphi] = [\Psi^*, \delta P \varphi] \quad (32)$$

$$[\delta \varphi^*, G \varphi] = [\varphi^*, \delta P \Psi] \quad (33)$$

が導出されればよいことがわかる。(31), (32)式の導出は(16)式の導出と同様にして行なわれる。  
(\*)

次に(25)式の各項の意味を吟味してみる。(25)式の第1項は摂動  $\delta P$  を加えたために  $G$  が  $\delta G$  だけ変化したために生じた  $\rho$  の変化の割合を示す。 $\delta G$  は(24)式で定義されるので、言い換えると(25)式の第1項は摂動  $\delta P$  により系の BOLTZMANN 演算子の反応変化分  $\Delta P$  と中性子源演算子  $F$  とが変化したために生ずる  $\rho$  の直接的変化分に相当する。

これに対し(25)式の第2項と第3項とは(32)式と(33)式よりそれぞれ  $\delta P$  により系の中性子束  $\varphi$  および隨伴中性子束  $\varphi^*$  が変化したために生ずる  $\rho$  の間接的変化分に相当する。

### III 1次元多群拡散近似計算への適用

ここでは反応度およびその比に関する一般化摂動法公式(25)式を多群拡散近似計算へ適用した場合にとる形について述べる。

一般化摂動法の公式(15)式と(25)式において、(15)式の第2項と(25)式の全ての項はいづれも従来の反応度に関する摂動公式の分子と同じ形をしているので  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  を求めれば、これらの項は従来の摂動計算コードを用いて計算される。残りの(15)式の第1項も容易に計算できる。そこで(26)～(31)式を用いて  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  を求めることが実際に一般化摂動法を用いるときに問題となる。

まず  $\Psi$  を求めることを考える( $\Psi^*$  も同様にして求められる)。 $\Psi$  は(31)式より  $\phi_j$  を  $j$  番目の項とする無限級数である。(  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束性については 1.2.II 参照)。 $\phi_j$  に関する

(\*)付録1参照

(29), (30)式は通常拡散方程式を解くために用いられる Source Iteration法の式に於いて、第1回目の Source の推定値として  $G\varphi$  を入れた形をしている。そこでこの節では  $G\varphi$  が多群拡散近似のもとにどのような形をとるかを示すことにする。 $G\varphi$  は(23)式より

$$G\varphi = \frac{\Delta P\varphi}{[\varphi^*, \Delta P\varphi]} - \frac{F\varphi}{[\varphi^*, F\varphi]} \quad (34)$$

なる形をしている。 $[\varphi^*, \Delta P\varphi]$  と  $[\varphi^*, F\varphi]$  はそれぞれ従来の反応度に関する摂動公式の分子と分母に等しいので容易に求められる。 $\Delta P\varphi$  と  $F\varphi$  の第 i エネルギー群の位置  $r$  における値は以下の各式によつて表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta P^i(r) \varphi^i(r) &= x^i \sum_j \delta (\nu \sum_f(r))^j \cdot \varphi^j(r) - \delta \sum_a^i(r) \cdot \varphi^i(r) \\ &\quad + \delta D^i(r) \left[ \frac{\nabla \varphi^i(r) \cdot \nabla \varphi^{i*}(r)}{\varphi^{i*}(r)} + B_\perp^2(r)^i \cdot \varphi^i(r) \right] \\ &\quad + \sum_{j=I_{\min}}^{i-1} \delta \sum_{inel}^{j \rightarrow i}(r) \cdot \varphi^j(r) - \sum_{j=i+1}^{I_{\max}} \delta \sum_{inel}^{i \rightarrow j}(r) \cdot \varphi^j(r) \\ &\quad + \delta \sum_{e \in r}^{i-1 \rightarrow i}(r) \cdot \varphi^{i-1}(r) - \delta \sum_{e \in r}^{i \rightarrow i+1}(r) \cdot \varphi^i(r) \end{aligned} \quad (35)$$

$$F^i(r) \cdot \varphi^i(r) = x^i \sum_j (\nu \sum_f(r))^j \cdot \varphi^j(r) \quad (36)$$

但し(35)式において  $\delta$  は  $\Delta P$  に対応する各炉定数の変化を表わす。各炉定数の値は領域内では一定とする。 $\nabla$  は gradient であり、 $B_\perp^2(r)^i$  は軸方向バックリングである。 $\delta D^i(r)$  としては  $-\delta \sum_{tr}^i(r) / 3 (\sum_{tr}^i(r))^2$  を用いた。

(35)式の右辺第3項の拡散項として  $\delta D^i(r) \frac{\nabla \varphi^i(r) \nabla \varphi^{i*}(r)}{\varphi^{i*}(r)}$  なる形を用いたのは  $[\varphi^*, G\varphi] = 0$

といふ(11)式に対応する条件を満たす必要からである。(34)式の第1項の分母の  $[\varphi^*, \Delta P\varphi]$  の拡散項に相当する部分に通常用いられる  $\delta D^i(r) \cdot \nabla \varphi^i(r) \cdot \nabla \varphi^{i*}(r)$  を用いているからである。(35)式の拡散項を  $\varphi^{i*}(r)$  を含まぬ形で表わす可能性については 1.2 の III で検討する。

## 1.2 一般化摂動法の問題点

1.1 で述べた一般化摂動法の定式化に際して次に述べる3点が問題となり、適用に際して一応の処方が考えられた。

- (i) 再臨界にする必要性の有無
- (ii) トータルインボータンス  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束性
- (iii) 拡散項の取り扱い

まず初めに(i)について述べる。

### I. 再臨界にする必要性の有無

1.1 の(3)式およびその前で述べたように炉心パラメータの変化  $\delta h$  による体系の臨界状態からのずれを補償して再び体系を臨界にするために  $\delta P'$  を加えた。このようにして擾動体系を再び臨界にするのは以下の理由によるものである。

1. 実際の臨界実験や原子炉の運転では臨界を保つような操作が行なわれている。
2. 臨界にしないと中性子束分布の定常状態が得られない。つまり(4)'式において  $\varphi$  が non-zero な解を持つための必要条件が(3)式の再臨界条件に相当している。

臨界を保つ方法としては臨界実験、原子炉運転などでは主に制御棒の移動によつている。また原子炉の設計段階では体系の大きさ或いは組成を変化させて臨界調整を行なうこともできる。いづれの場合でもそのときの状況を模擬する方法により再臨界にすると計算結果と実験の状態との対比が容易になる。

ある炉心パラメータの擾動が反応度などに及ぼす影響を調べたいときには再臨界にするために加える擾動が反応度などに及ぼす影響ができるだけ小さいことが望ましい。そのためには核分裂あたりに生ずる中性子数  $\nu$  を便宜的に変化させて再臨界にすれば良いと言われている。<sup>(8)</sup> このときには  $\varphi$ ,  $\varphi^*$  の絶対値および空間的分布はいくらか変わるが、エネルギー分布すなわちスペクトルは変化しないので  $\varphi$ ,  $\varphi^*$  の汎函数の比の形をしていて分子と分母とが同次であるような反応度などの値はほとんど変化しない。以下に  $\nu$  を変えて再臨界にする場合の一般化擾動法公式を導く。

#### $\nu$ を変えて再臨界にする方法の考察

Fig. 3 に示したような状況のもとで考える。ある臨界な非擾動体系 (Unperturbed System) に対してパラメータ擾動  $\delta \sigma_c$  を加えた体系を擾動体系 (Perturbed System) とする。この擾動体系において  $\nu$  を変化させて臨界にした体系を再臨界体系 (Perturbed Critical System) と呼ぶことにする。このときそれぞれの体系に  $\Delta P_i$  なる変動を与えたときの反応度をそれぞれ  $\rho_0, \rho_1, \rho_2$  とする。またこれらの反応度を 1 次擾動公式で表わしたもの  $\rho'_0, \rho'_1, \rho'_2$  で表わす。今  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $\rho'_1 = \rho'_2$  を証明する。

擾動体系において中性子束  $\varphi_1$  および隨伴中性子束  $\varphi_1^*$  は次の二式で表わされる。

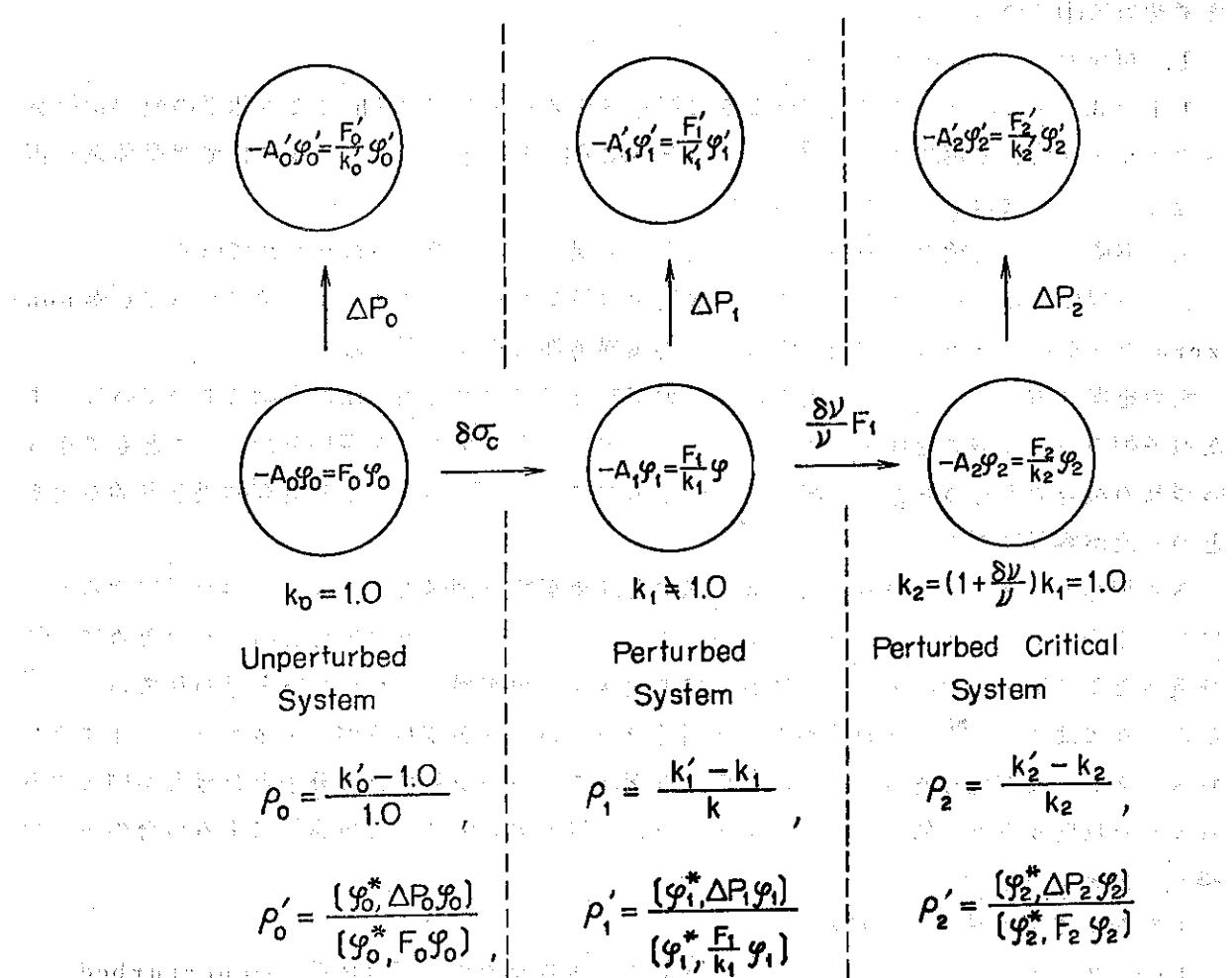
$$\left\{ \begin{array}{l} -A_1 \varphi_1 = \frac{F_1}{k_1} \varphi_1 \\ -A_1^* \varphi_1^* = \frac{F_1^*}{k_1^*} \varphi_1^* \end{array} \right. \quad (37)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -A_2 \varphi_2 = F_2 \varphi_2 \\ -A_2^* \varphi_2^* = F_2^* \varphi_2^* \end{array} \right. \quad (38)$$

再臨界体系において  $\varphi_2, \varphi_2^*$  は  $k_2 = 1.0$  なので

$$\left\{ \begin{array}{l} -A_2 \varphi_2 = F_2 \varphi_2 \\ -A_2^* \varphi_2^* = F_2^* \varphi_2^* \end{array} \right. \quad (39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -A_2 \varphi_2 = F_2 \varphi_2 \\ -A_2^* \varphi_2^* = F_2^* \varphi_2^* \end{array} \right. \quad (40)$$

Fig. 3. The Effect of Changing  $\nu$  on Reactivity

今  $A'_1 = A'_2$ ,  $F'_1 = F'_2 / (1 + \frac{\delta \nu}{\nu})$ ,  $k'_1 = 1 / (1 + \frac{\delta \nu}{\nu})$  であるので (37) 式と (39) 式とから

$$\varphi_1^* = \varphi_2^* \quad (41)$$

である。同様にして

$$\varphi_1^* = \varphi_2^* \quad (42)$$

も成り立つ。それぞれの体系に等しい変動  $\Delta P$  を加えたとき中性子束  $\varphi'_1$ ,  $\varphi'_2$  が

$$\begin{aligned} -A'_1 \varphi'_1 &= \frac{F'_1}{k'_1} \varphi'_1 \\ -A'_2 \varphi'_2 &= \frac{F'_2}{k'_2} \varphi'_2 \end{aligned}$$

を満たすとする。このとき (41) 式と  $A'_1 = A'_2$ ,  $F'_1 = F'_2 / (1 + \frac{\delta \nu}{\nu})$  なる関係とから

$$k'_1 = k'_2 / (1 + \frac{\delta \nu}{\nu})$$

が成り立つ

$$\therefore \rho_2' = \frac{k_2' - k_2}{k_2} = \frac{(1 + \frac{\delta\nu}{\nu})k_1' - (1 + \frac{\delta\nu}{\nu})k_1}{(1 + \frac{\delta\nu}{\nu})k_1}$$

$$= \rho_1'$$

1次摂動法では

$$\begin{aligned}\rho_2' &= \frac{[\varphi_2^*, \Delta P \varphi_2]}{[\varphi_2^*, F_2 \varphi_2]} \\ &= \frac{[\varphi_1^*, \Delta P \varphi_1]}{[\varphi_1^*, \frac{F_1}{k_1} \varphi_1]} \\ &= \rho_1'\end{aligned}$$

が成り立つ。以上により  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $\rho_1' = \rho_2'$ , つまり  $\nu$  を変えてても反応度の値は変化しないことが証明された。

次に一般化摂動法計算に際しても  $\nu$  を変化させて再臨界にした場合の公式を考えてみる。一般化摂動法の公式は非摂動体系の反応度  $\rho_0'$  と再臨界系の反応度  $\rho_2'$  との差を求めるものである。 $\Delta P$  が  $\delta P$  に依存しない場合には(25)式より

$$\begin{aligned}\delta\rho/\rho &= (\rho_2' - \rho_0')/\rho_0' \\ &= [\varphi^*, \delta G \varphi] + [\Psi^*, \delta P \varphi] + [\varphi^*, \delta P \Psi] \\ &= [\varphi^*, -\frac{F_2 - F_0}{[\varphi^*, F_0 \varphi]} \varphi] + [\Psi^*, (\delta\sigma_c + \frac{\delta\nu}{\nu} F_0) \varphi] \\ &\quad + [\varphi^*, (\delta\sigma_c + \frac{\delta\nu}{\nu} F_0) \Psi].\end{aligned}\tag{43}$$

$$\text{ここで } [\Psi^*, \frac{\delta\nu}{\nu} F_0 \varphi] = 0,$$

$$[\varphi^*, \frac{\delta\nu}{\nu} F_0 \Psi] = 0$$

である。これは  $\nu$  を変えてても  $\varphi$ ,  $\varphi^*$  のスペクトルが変化しないのでこのときの  $\delta\varphi$ ,  $\delta\varphi^*$  は  $\rho$  を変えないという物理的な意味からも明らかであるが、数式上も簡単に証明できる。ま

た  $F_2 = (1 + \frac{\delta\nu}{\nu}) F_0$  を代入すると

$$\delta\rho/\rho = -\delta\nu/\nu + [\Psi^*, \delta\sigma_c \varphi] + [\varphi^*, \delta\sigma_c \Psi].\tag{44}$$

となる。

別法によると

$$\begin{aligned}\delta \rho / \rho &= (\rho'_2 - \rho'_0) / \rho'_0 \\ &= (\rho'_2 - \rho'_1 + \rho'_1 - \rho'_0) / \rho'_0 \\ &= (\rho'_1 - \rho'_0) / \rho'_0 \\ &= [\varphi^*, \delta G \varphi] + [\Psi^*, \delta \sigma_c \varphi] + [\varphi^*, \delta \sigma_c \Psi]\end{aligned}$$

$$[\varphi^*, \delta G \varphi] = [\varphi^*, -\frac{\frac{F_1}{k_1} - F_0}{[\varphi^*, F_0 \varphi]} \varphi]$$

ここで  $F_1 = F_0$ ,  $k_1 = 1 / (1 + \frac{\delta \nu}{\nu})$  を用いると  $[\varphi^*, \delta G \varphi] = -\frac{\delta \nu}{\nu}$  となるのでやはり  $\delta \rho / \rho$  に対して (44) 式と等しい形が得られる。

## II. トータルインポータンス $\Psi$ , $\Psi^*$ の収束性

(14)式および(28)式, (31)式で与えられる無限級数が十分速く収束することは USACHEV<sup>(1)</sup> によって述べられているが, 一般化摂動法の適用に際して打切り項数と精度との関係を明らかにしなくてはならない。

GENPER-2においては項数打切りの条件として以下のものを用いた。 $\Psi$  の項数打切りの条件は第  $j$  番目の項  $\phi_j$  が

$$|(\nu \sum_i \phi_i)| \leq |C (\nu \sum_i \phi_i)| \quad (45)$$

を満たすこととした。ここで  $\phi_1$ ,  $\phi_j$  は (29) 式, (30) 式で定義される。C は convergence factor と呼ぶこととする定数である。 $\Psi^*$  の項数打切りの条件は同様にして第  $j$  番目の項  $\phi_j^*$  が

$$|(\chi \phi_j^*)| \leq |C (\chi \phi_1^*)| \quad (46)$$

を満たすこととした。3章で述べる計算例の C と打切り項数 J との関係およびそのときの  $\delta \rho$  の収束状況を TABLE I と Fig. 4 に示した。TABLE I より  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  は十分に収束しているとは言えず項数を増加させるにつれ徐々に  $\delta \rho_{Na-void}$  は減少する傾向にある。これは数値計算上の誤差が累積して  $\phi_j$  或いは  $\phi_j^*$  が必ずしも 0 に収束しないためである。その結果  $(\nu \sum_i \phi_i)$  も 0 に収束せずその収束の様子を Fig. 5 に示す。この図より  $\phi_j$  の大きさは初めの 8 回くらいの iteration では指数函数的に減少するのでこの項数で打切るよう C = 0.1 にとるのが適当と思われる。項数が多くなると数値計算上の誤差の累積を拾うことになり却つて精度は低下する。しかし TABLE I に見られるように C = 1.0 ~ 0.01 (J で 3 ~ 15) では  $\delta \rho$  が  $10^{-5}$  程度の大きさのときに C の選び方による  $\delta \rho$  の違いは 1 % 以下である。 $\delta \rho$  が小さいほど  $\delta \rho$  の C 依存性が大きいことは Fig. 4 より見てとれる。

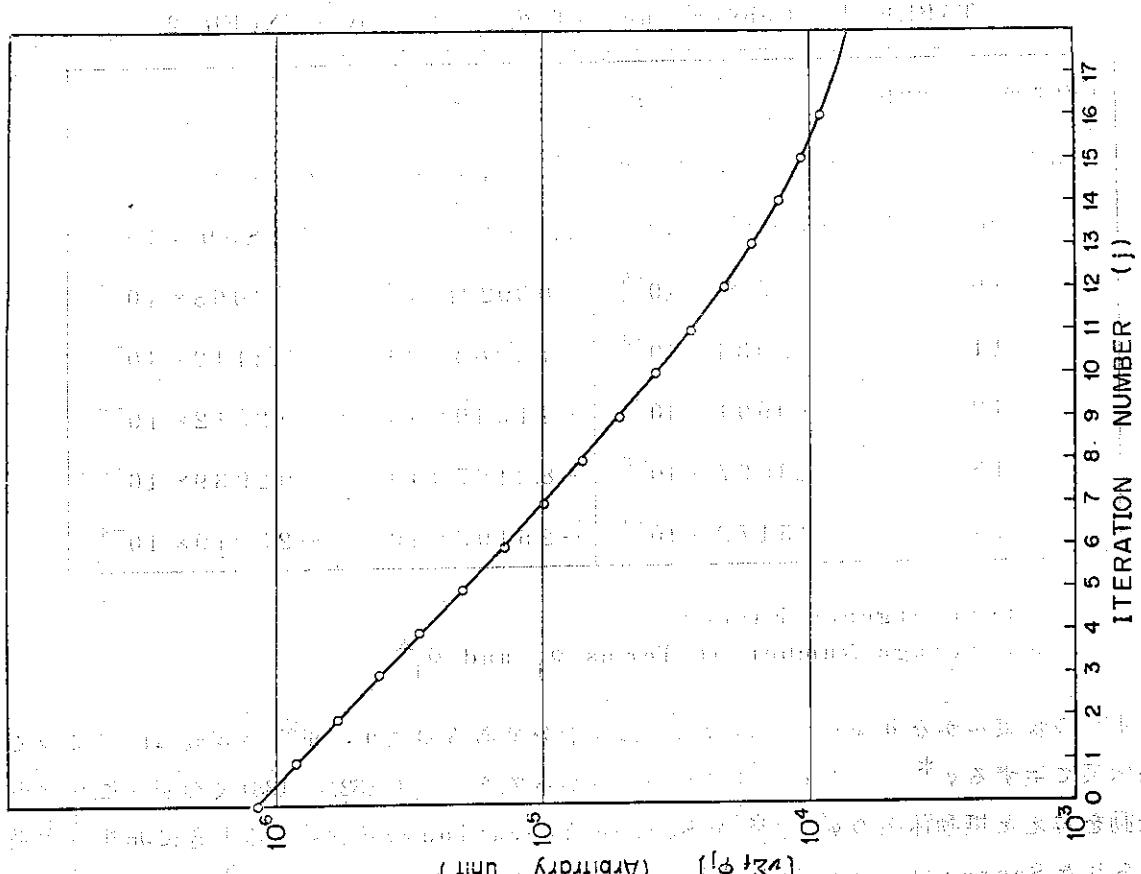
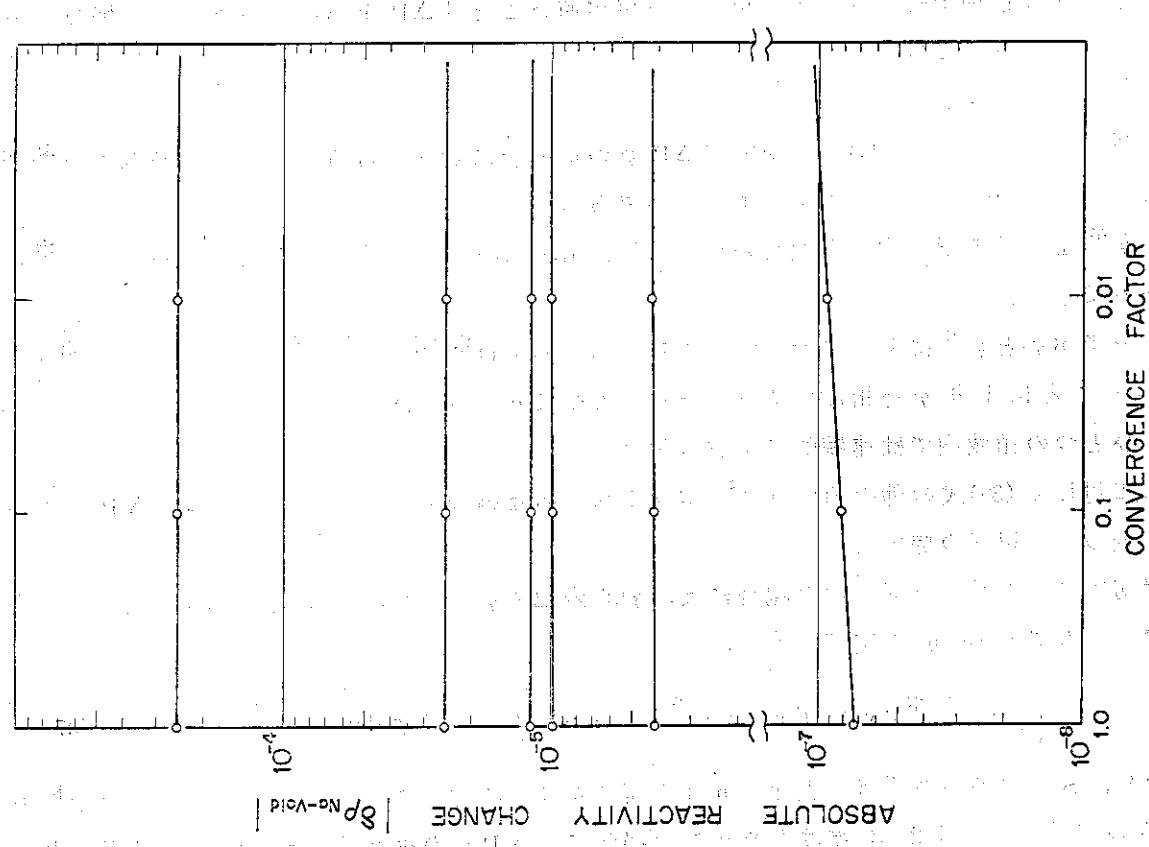
Fig. 5 Convergence of  $\sum \phi_i$ Fig. 4 Convergence of  $\delta\rho_{\text{Na-Void}}$  by GENPER-2

TABLE I Convergence of  $\delta \rho_{\text{Na-void}}$  by GENPER-2

Energy Group No. i of $\delta \sigma_c^i$ (Fe)	$\delta \rho_{\text{Na-void}} [ \delta \sigma_c^i (\text{Fe}) ]$		
	C = 1.0, J = 3	C = 0.1, J = 8	C = 0.01, J = 15
9	$2.5135 \times 10^{-5}$	$2.5007 \times 10^{-5}$	$2.4859 \times 10^{-5}$
10	$-0.97988 \times 10^{-5}$	$-0.99221 \times 10^{-5}$	$-1.0063 \times 10^{-5}$
11	$-1.2034 \times 10^{-5}$	$-1.2084 \times 10^{-5}$	$-1.2142 \times 10^{-5}$
12	$-4.0901 \times 10^{-6}$	$-4.1549 \times 10^{-6}$	$-4.2312 \times 10^{-6}$
13	$-7.3097 \times 10^{-8}$	$-8.2167 \times 10^{-8}$	$-9.2939 \times 10^{-8}$
14	$-2.5172 \times 10^{-4}$	$-2.5195 \times 10^{-4}$	$-2.5219 \times 10^{-4}$

C ; Convergence Factor

J ; Average Number of Terms  $\phi_j$  and  $\phi_j^*$ 

$\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束がかなり速くほんの数項とれば十分であるのは  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  が変動  $\Delta P$  によつて非摂動体系に生ずる  $\varphi^*$ ,  $\varphi$  の変化量に比例するからである。( (32), (33) 式参照 ) これは小さな摂動を与えた摂動体系の  $\varphi$ ,  $\varphi^*$  を Source Iteration 法で計算するときに非摂動体系で求められた Source 分布を Initial Guess として用いることにより計算時間がかなり短縮されることと同じ理由による。  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束が速いことは  $\Delta P$  をいろいろと変える場合に一般化摂動法のひとつの長所となる。

### III. 拡散項の取り扱い

1. 1. III で述べたように (35) 式において  $\Delta P \varphi$  の拡散項に対応する項として  $-\delta D \nabla \varphi \nabla \varphi^*/\varphi^*$  を用いた。これは以下の理由によるものである。

1.  $\varphi^*$  を掛けて積分すると通常の摂動計算に用いられる拡散項の分子と同じ  $(-\delta D \nabla \varphi \nabla \varphi^*)$  が得られる。

2. 分子が  $\varphi$  と  $\varphi^*$  に関して対称な形をしているので  $G^* \varphi^*$  に対しては  $-\delta D \nabla \varphi \nabla \varphi^*/\varphi$  を用いることにより  $\varphi$  を掛けて積分したものもやはり  $(-\delta D \nabla \varphi \nabla \varphi^*)$  となる。

3. ひとつの領域内では連続的に値が変化する。

これに対して (35) 式の他の項には  $\varphi^*$  が含まれていないので、  $\varphi^*$  を用いないで  $\Delta P \varphi$  の拡散項を表わすと以下の様になる。

まず初めに裸の均質な原子炉の場合には、炉心内部で  $\varphi$ ,  $\varphi^*$ ,  $\nabla \varphi$ ,  $\nabla \varphi^*$  がいづれも一価連続であるので Green の定理により、

$$\int_V \nabla \varphi \nabla \varphi^* dV = \int_S \vec{n} \cdot (\varphi^* \nabla \varphi) dS - \int_V \varphi^* \nabla^2 \varphi dV \quad (47)$$

ここで  $V$ ,  $S$  は原子炉の体積と表面、 $\vec{n}$  は表面における法線ベクトルである。  $S$  において  $\varphi^* = 0$  であるので右辺は第 2 項だけとなりこの場合には  $\Delta P \varphi$  の拡散項を  $+\delta D \nabla^2 \varphi$  で表わすことが可能になる。

多領域からなる原子炉では中性子流  $-D\nabla\varphi$ 、およびその随伴函数  $-D\nabla\varphi^*$  は連続であるが、 $D$  の異なる領域の境界面では  $\nabla\varphi$ 、 $\nabla\varphi^*$  は不連続になる。このときには Green の定理 (47) 式は各領域毎に成り立つ。この考え方を更に押し進めて各メッシュ点に対応してひとつの領域を考えてその領域内において Green の定理を適用すると球形原子炉における  $r_j$  メッシュ点における拡散項は次の様にして表わされる。

$$\begin{aligned} -\delta D_j \nabla\varphi_j \nabla\varphi_j^* \cdot 4\pi r_j^2 dr_j &= -\delta D_j (\varphi_{j+1}^* \nabla\varphi_{j+1} - \varphi_{j-1}^* \nabla\varphi_{j-1}) 8\pi r_{j+1}^2 dr_j \\ &\quad - \varphi_{j-1}^* (\nabla\varphi_{j-1} - 8\pi r_{j-1}^2 dr_{j-1}) + \delta D_j \varphi_j^* \nabla^2\varphi_j 4\pi r_j^2 dr_j \end{aligned} \quad (48)$$

この式を用いれば(35)式の拡散項として  $\varphi^*$  を含まぬ形が求められるが、それは全く  $-\delta D\nabla\varphi \nabla\varphi^*/\varphi^*$  と数学的に等価であるので特に置き換える必要はないと考えられる。

## 2. GENPER-2

この章では一般化摂動法計算コード GENPER-2 の概要、制限条件、構成について述べ、入力形式および出力形式について説明する。

GENPER-2 は JAERI-FAST Set<sup>(3)</sup> を用いて高速炉体系における反応度および反応度の比を (25) 式によつて多群 1 次元拡散計算に基づく摂動計算で求めるための計算プログラムである。本プログラムは実効断面積および拡散方程式を解く部分は 1 次元拡散コード EXPANDA-4<sup>(4)</sup>に基づいている。また摂動計算は 1 次元拡散、摂動計算コード SIMPLE-D<sup>(5)</sup> の方法を用いている。

GENPER-2 の制限条件は以下の通りである。

- ・計算体系；1次元球、円柱或いは平板
- ・最大空間メッシュ点：110
- ・最大領域数 ; 5
- ・最大エネルギー群数；30
- ・最大減速群数 ; 11
- ・ $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束条件としての Convergence Factor としては 1.2.II で適當と評価された 0.1 を用いている。

### 2.1 プログラムの構成

GENPER-2 は記憶容量 60K 以下に納めるために Fig. 6 に示すような OVERLAY 構造をとつている。プログラムの Flow-Chart を Fig. 7 に示す。プログラムの計算の流れを以下に述べる。

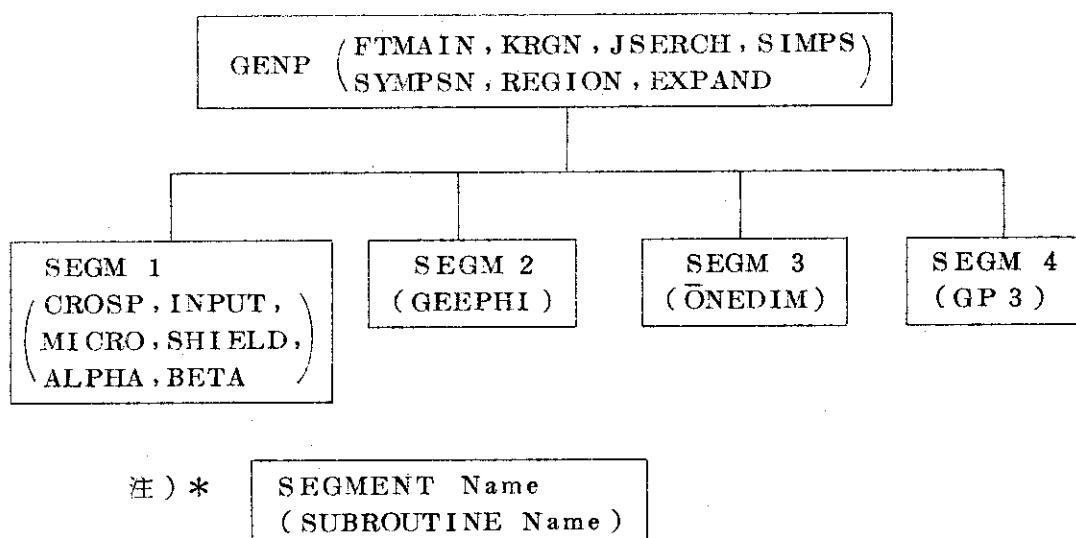


Fig. 6 GENPER Overlay Structure

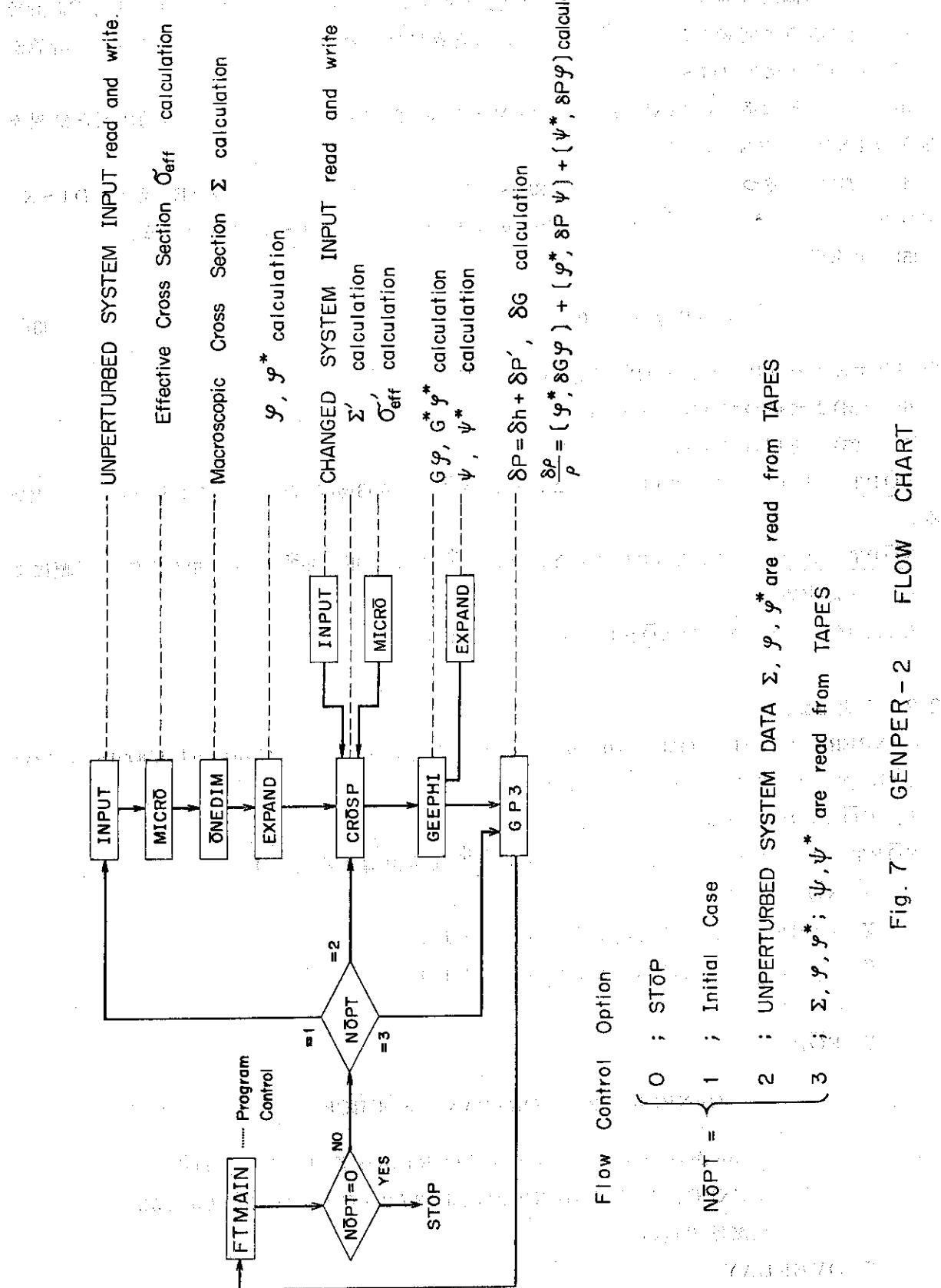


Fig. 7 GENPER-2 FLOW CHART

- (1) FTMAINにおいて $\bar{N}_{OPT}$ を読み、 $\bar{N}_{OPT}$ によつて計算の流れを調整する。
- (2)  $\bar{N}_{OPT} = 1$ のときは非擾動体系(UNPERTURBED SYSTEM)に関するINPUTを読み、非擾動体系の実効断面積 $\sigma_{eff}$ 、巨視的断面積 $\Sigma$ 、中性子束 $\varphi$ 、隨伴中性子束 $\varphi^*$ を計算する。後の計算に何度も $\Sigma$ 、 $\varphi$ 、 $\varphi^*$ を用いるときにはこれらをTAPEに書いておく。計算が1回限りのときにはDISKを用いる。
- (3) 次に変動体系(CHANGED SYSTEM; Fig. 2 参照のこと。これは擾動体系とは異なる)のINPUTを読み、変動体系の $\sigma'_{eff}$ と $\Sigma'$ を計算する。
- (4) (23)式に従つて $G\varphi$ を計算し、(29)~(31)式により $\Psi$ を計算しTAPE或いはDISKに保存する。同様にして $\Psi^*$ を計算しやはりTAPE或いはDISKに保存する。
- (5) 再臨界条件

$$(\varphi^*, \delta P \varphi) = 0 \quad (3)'$$

を満たすような $\delta P = \delta h + \delta P'$ を求める。

- (6) (24)式に従つて $\delta G$ を求める。
  - (7) (25)式を用いて $\delta \rho / \rho$ を求める。
- $\bar{N}_{OPT} = 2$ のときにはTAPEより $\Sigma$ 、 $\varphi$ 、 $\varphi^*$ を読み(3)から(7)の手順により $\delta \rho / \rho$ を求める。

$\bar{N}_{OPT} = 3$ のときにはTAPEより $\Sigma$ 、 $\varphi$ 、 $\varphi^*$ および $\Psi$ 、 $\Psi^*$ を読み(5)から(7)の手順により $\delta \rho / \rho$ を求める。

計算が終了したときには $\bar{N}_{OPT} = 0$ とすれば良い。

## 2.2 入力形式

GENPER-2はFACOM 230/60用に整備されている。まずControl Cardsについて述べ、次にINPUT Cardsを説明する。

### I. CONTROL Cards

$\bar{N}_{OPT} = 1$ の場合(非擾動体系の $\Sigma$ 、 $\varphi$ 、 $\varphi^*$ をも計算する場合)

- ¥ NO
- ¥ TIME 必要に応じて入れる。(注1)
- ¥ PAGE 必要に応じて入れる。(注1)
- ¥ GJOB
- ¥ FORT

### GENPER-2 FORTRAN SOURCE

(Tapeから読みとるときには¥FORTから¥RUN迄のCardsの代りに  
¥EXEC. T △△ GENPER, J2372 · GENPD 4, 001153 の1  
枚だけで良い)

¥ OVERLAY

SGMT GENP

```

SELECT (FTMAIN, KRGN, JSERCH, SIMPS, SYMPSN, REGION, EXPAND)
SGMT SEGMENT 1, CHN=GENP
SELECT (CROSP, INPUT, MICRO, SHIELD, ALPHA, BETA)
SGMT SEGMENT 2, CHN=GENP
SELECT (GEEPHI)
SGMT SEGMENT 3, CHN=GENP
SELECT (ONEDIM)
SGMT SEGMENT 4, CHN=GENP
SELECT (GP3)
FIN
$ RUN
$ TAPE F04, J1057.LTFR43, OLD, 000141
$ TAPE F03, J2372.GENPC1, NEW, 001110 } NOPT = 1 (*)
$ TAPE F14, J2372.GENPF1, NEW, 001111
$ TAPE F15, J2372.GENPF2, NEW, 001152
$ DISK F02
$ DISK F09
$ DATA

```

**INPUT Cards**

\$ JEND

NOPT = 2 の場合 (非摂動体系の  $\Sigma$ ,  $\varphi$ ,  $\varphi^*$  を TAPE から読む場合) には(\*)の 4 枚を次の様に入替える。

```

$ TAPE F04, J1057.LTFR43, OLD, 000141
$ TAPE F03, J2372.GENPC1, OLD, 001110
$ TAPE F14, J2372.GENPF1, OLD, 001111
$ TAPE F15, J2372.GENPF2, NEW, 001152

```

NOPT = 3 の場合 ( $\Sigma$ ,  $\varphi$ ,  $\varphi^*$ ,  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  を TAPE から読む場合) には(\*)の 4 枚を次の 3 枚と入替える。

```

$ TAPE F03, J2372.GENPC1, OLD, 001110
$ TAPE F14, J2372.GENPF1, OLD, 001111
$ TAPE F15, J2372.GENPF2, OLD, 001152

```

注 1 ) NOPT = 1 のとき 1 caseにつき

CPU Time = 290 Sec. CORE Time = 796 Sec.

OUTPUT Pages = 113 程度である。

NOPT = 2 のとき 1 caseにつき

CPU Time = 145 Sec. CORE Time = 491 Sec.

OUTPUT Pages = 89 程度である。

$\bar{N}OPT = 3$  のとき

CPU Time = 43 Sec. CORE Time = 248 Sec.

OUTPUT Pages = 64 程度である。

注 2) データを保存する必要のないときには適宜 TAPE を DISK で置き換えることにより時間短縮が可能である。上の計算はいづれも FORTRAN SOURCE を用いているので計算時間には compile 時間、 OUTPUT Pages には SOURCE LIST (45 Pages) が含まれている。

## II. INPUT Cards

# 101 ( I4, 19A4 )  $\bar{N}OPT$ , HEAD (19)

- $\bar{N}OPT \begin{cases} = 0 ; STOP \\ = 1 ; \text{非摂動体系の } \Sigma, \varphi, \varphi^* \text{ から計算する。} \\ = 2 ; \Sigma, \varphi, \varphi^* \text{ 是 TAPE から読む。} \\ = 3 ; \Sigma, \varphi, \varphi^*, \Psi, \Psi^* \text{ 是 TAPE から読む。} \end{cases}$

- HEAD このケースのタイトル

# 0 ~ # 9 Cards は EXPANDA<sup>(4)</sup> と同じであるが以下の点だけが異なる。 $\bar{N}OPT = 1$  のとき

- まず非摂動体系に関する INPUT Data として # 0 ~ # 9 を入れて次に変動体系に関する INPUT Data として # 0 ~ # 9までのカードを入力する。
- 非摂動体系では適当な領域の大きさを変化させ臨界調整を行なう。変動体系の大きさを臨界調整された体系と一致させる。
- 非摂動体系では NADJ = 1, 変動体系では NADJ = 2 とする。

 $\bar{N}OPT = 3$  のとき

- # 0 ~ # 9 Cards は不要である。

# 201 ( 3I3, 17A4 ) MAT, IHANA, IHANB, TIT (17)

- MAT ; パラメータ摂動を与える同位元素のコード番号 m
- IHANA  $\begin{cases} = 0 ; \text{パラメータ摂動として同位元素 } m \text{ の原子数密度変化 } \delta N^m \text{ を入れ} \\ > 0 ; \text{パラメータ摂動として同位元素 } m \text{ の微視的吸収断面積変化 } \delta \sigma_c^m \text{ を与える。} \end{cases}$
- IHANB  $\begin{cases} \leq 0 ; \nu \text{ を変えて再臨界にする。} \\ \geq 1 ; \text{制御領域 IHANB の } ^{10}\text{B} \text{ の原子数密度を変えて再臨界にする。} \end{cases}$
- TIT ; このパラメータ摂動ケースのタイトル

# 202 ( 2I2, E12.5 ) ITOP, ILAST, RATE

 $IHANA > 0$  の場合

- ITOP ;  $\delta \sigma_c^m$  を与える最も高いエネルギー一群の番号

\*変動体系 (CHANGED SYSTEM) とは Fig. 2 に示すように非摂動体系の BOLTZMANN 演算子 P を  $\Delta P$  だけ変えた体系のことである。

- I LAST ;  $\delta \sigma_c^m$  を与える最も低いエネルギー群の番号
- RATE ;  $\delta \sigma_c^{mI} = RATE * \sigma_c^{mI}$  とする。

以上より明らかのように微視的吸収断面積の変化のさせ方は  $\delta \sigma_c^{mI} = RATE * \sigma_c^{mI}$   
 $(ITOP \leq I \leq I LAST)$  となつてゐる。

#### I HANA = 0 の場合

- ITOP ;  $\delta N^m$  を与える領域番号
- I LAST ; Dummy
- RATE ;  $\delta N_{ITOP}^m$

#202 Card を計算したいパラメータの摂動の数だけ繰り返して入れる。パラメータ摂動ケースの終りに  $ITOP = 0$  (Column 2 に 0) を入れるとプログラムの初めに戻り #101 の NOPT を読む。NOPT = 0 となるまで何ケースでも連続計算できる。

### 2.3 出力形式

本プログラムの出力は  $NOPT = 1$  のときには 1 次元拡散コード EXPANDA-4<sup>(4)</sup> によつて出力されるのと同じ形式で非摂動系の巨視的断面積  $\Sigma$  と中性子束  $\phi$  やび随伴中性子束  $\phi^*$  を出力できる。更に摂動計算で出力されるのと同様な各種反応成分毎の反応度変化が出力される。次に一般化摂動法に用いられるトータルインボータンス  $\Psi$ ,  $\Psi^*$ , やびそれらの収束状況を示す  $(\nu \Sigma_f \phi^i)$  と  $(x \phi_j^*)$  が iteration 每に出力される。最後に再臨界とするのに変化させたパラメータ変化と最終的な計算結果として  $(\phi^*, \delta G \phi)$ ,  $(\phi^*, \delta P \Psi)$ ,  $(\Psi^*, \delta P \phi)$  やびその和として  $\delta \rho / \rho$ ,  $\delta \rho$  が output される。出力リストは以下の順序である。

#### NOPT = 1 の場合

- (1) 非摂動体系の INPUT List
- (2) 臨界調整半径
- (3) 非摂動体系の  $\Sigma$ ,  $\phi$ ,  $\phi^*$

#### NOPT = 1 或いは 2 の場合

- (4) 変動体系の INPUT List
- (5) 変動体系の非摂動体系からの反応度変化が各反応分毎に出力される。
- (6)  $(\phi^*, \Delta P \phi)$ ,  $(\phi^*, F \phi)$ ,  $\rho$ ,  $(\phi^*, G \phi)$
- (7)  $(\nu \Sigma_f \phi^i)$  を各 iteration 每に出力する。
- (8)  $\Psi$
- (9)  $(x \phi_j^*)$  を各 iteration 每に出力する。
- (10)  $\Psi^*$

#### NOPT = 1, 2, 3 の場合

- (11) IHANB  $\leq 0$  の場合

$\delta \nu / \nu$ , 再臨界調整パラメータ

#### IHANB > 0 の場合

$\delta N(^{10}B)_{ITOP}$ , 再臨界調整パラメータ

- (12)  $(\phi^*, \delta G \phi)$ ,  $(\phi^*, \delta P \Psi)$ ,  $(\Psi^*, \delta P \phi)$ ,  $\delta \rho / \rho$ ,  $\rho$

(11), (12) がパラメータ変化の数だけ繰り返し出力される。

### 3. 計算例

一般化摂動法計算コード GENPER-2 の適用性および精度を評価するために同じ計算例を「1次元拡散計算コード EXPANDA-4<sup>(4)</sup> を用いた直接計算」と「1次元拡散・摂動計算コード SIMPLE-D<sup>(5)</sup> を用いた通常の摂動計算」と「GENPER-2 を用いた一般化摂動法計算」の3通りの計算法で計算してその結果を比較検討した。断面積セットとしてはいづれも JAERI-FAST Set<sup>(3)</sup> を用いた。

計算例としては大型ナトリウム冷却高速炉において<sup>56</sup>Fe の吸収断面積の不確定性がナトリウムボイド効果に及ぼす影響を調べた。高速炉用断面積セットを比較した JAERI-memo No. 4224<sup>(6)</sup> によると<sup>56</sup>Fe の吸収断面積は 100 KeV ~ 1 KeV までにかなりの不確性が見られ、この不確定性が高速炉の核特性に与える影響はかなりのものであろうと言われている。ここでは 25 群 JAERI-FAST Set において<sup>56</sup>Fe の吸収断面積をエネルギー群 9 群から 14 群に渡つて群毎に 1/2 にしたときのナトリウムボイド係数の変化を求めた。

#### 3.1 計算体系

計算体系としてはナトリウムボイドが特に問題となる 1000 MWe 級の大型高速炉を採用した。日本原子力研究所で行なわれた Na 冷却 1000 MWe 高速増殖炉の第 1 次概念設計<sup>(7)</sup> の Na 冷却高速炉の組成に基づく仮想的な高速炉を球形にモデル化したものを計算体系とした。 TABLE II の組成を持つ原子炉を炉心半径で臨界調整した計算体系の寸法を Fig. 8 に示す。ナトリウムボイドは炉心半径 62.04 cm までの領域からナトリウムが 5.0 % 失われた場合の効果を調べた。

#### 3.2 計算方法

次に計算方法を Fig. 9 を用いて説明する。本計算の目的は Fig. 9 に示す状況のもとで  $\delta \sigma_e^i$  ( $Fe$ ) の  $i$  を 9 群から 14 群まで変えたときにナトリウムボイド反応度  $\rho$  (Na-Void) がどれだけ変化するか、即ち

$$\frac{\delta \rho_i}{\rho_0} = \frac{\rho_i (\text{Na-Void}) - \rho_0 (\text{Na-Void})}{\rho_0 (\text{Na-Void})} \quad (i = 9, 10, \dots, 14)$$

を求めることがある。この計算を直接計算法、通常の摂動計算法および一般化摂動法により行ない各方法の所要計算時間と精度とを比較した。

TABLE II Isotope Composition (Atom/cc  $\times 10^{-24}$ )

	Core I	Core II	Blanket
$^{239}\text{Pu}$	$8.861 \times 10^{-4}$	$1.1133 \times 10^{-3}$	0.0
$^{240}\text{Pu}$	$2.089 \times 10^{-4}$	$2.619 \times 10^{-4}$	0.0
$^{241}\text{Pu}$	$4.95 \times 10^{-5}$	$6.26 \times 10^{-5}$	0.0
$^{235}\text{U}$	0.0	0.0	$3.02 \times 10^{-5}$
$^{233}\text{U}$	$8.8592 \times 10^{-3}$	$8.5659 \times 10^{-3}$	$9.972 \times 10^{-3}$
O	$2.0007 \times 10^{-2}$	$2.0007 \times 10^{-2}$	$2.0007 \times 10^{-2}$
Na	$8.74 \times 10^{-3}$	$8.74 \times 10^{-3}$	$8.74 \times 10^{-3}$
Cr	$2.4855 \times 10^{-3}$	$2.4855 \times 10^{-3}$	$2.4855 \times 10^{-3}$
Fe	$9.003 \times 10^{-3}$	$9.003 \times 10^{-3}$	$9.003 \times 10^{-3}$
Ni	$1.346 \times 10^{-3}$	$1.346 \times 10^{-3}$	$1.346 \times 10^{-3}$
Mo	$7.5 \times 10^{-5}$	$7.5 \times 10^{-5}$	$7.5 \times 10^{-5}$

$$r_{\text{Na-Void}} = 62.04 \text{ cm}$$

$$r_I = 72.04 \text{ cm}$$

$$r_{\text{II}} = 92.04 \text{ cm}$$

$$r_B = 142.04 \text{ cm}$$

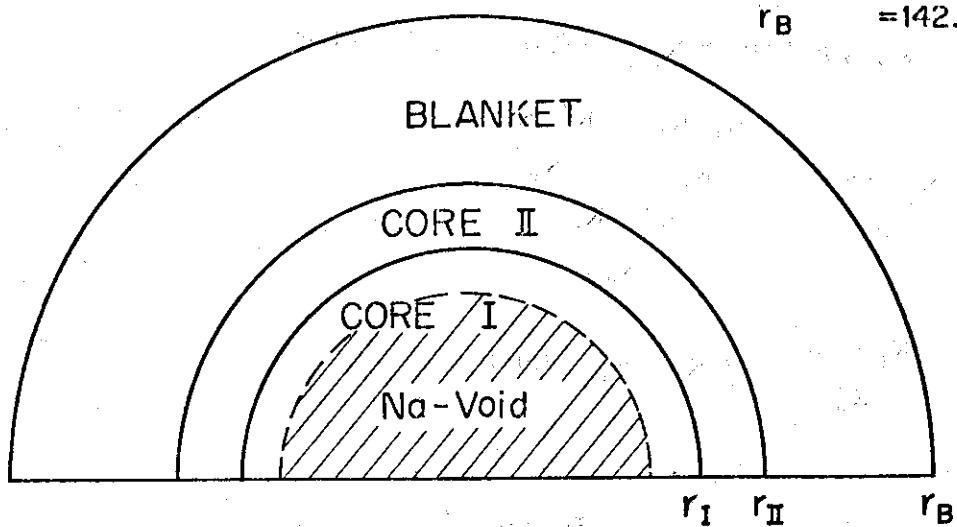
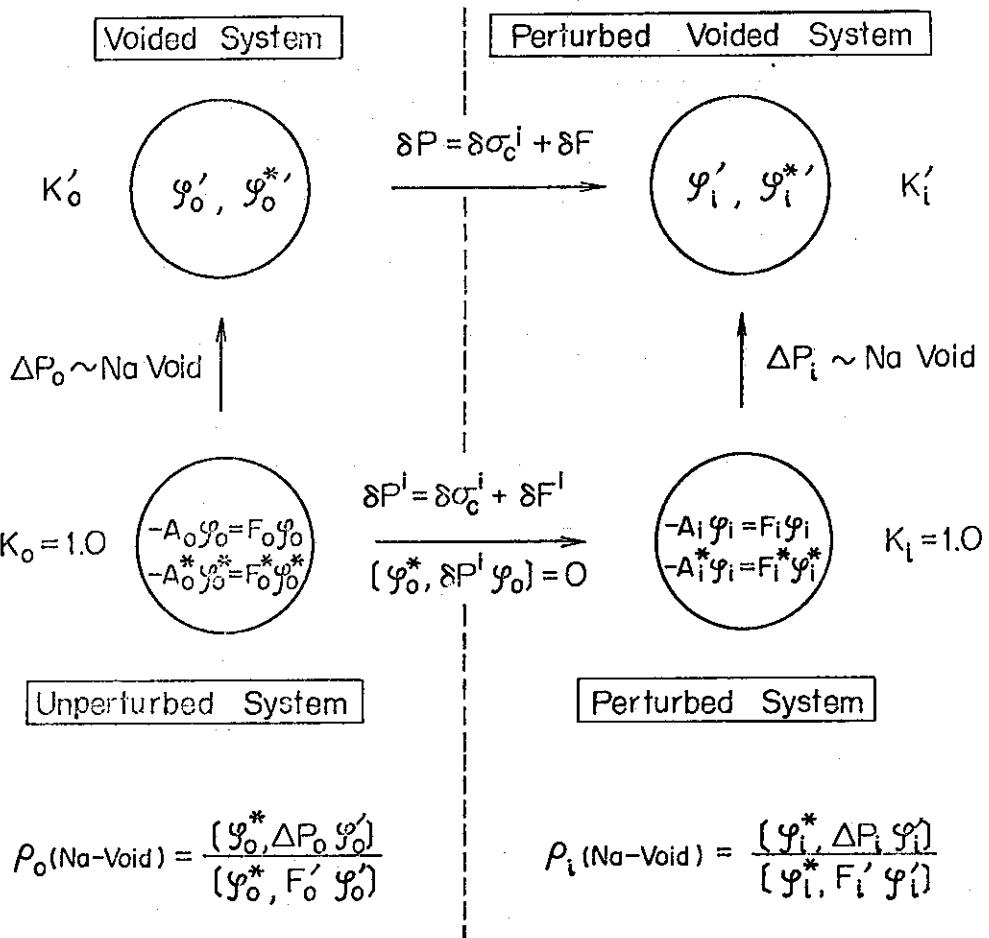


Fig. 8 Calculation Model

Fig. 9 The Effect of  $\delta \sigma_c^i$  ( $^{56}\text{Fe}$ ) on Sodium Void Reactivity

## (1) 直接計算法

Fig. 9 の各体系における実効増倍率  $K_{eff}$  を求めて次式で計算した。

$$\begin{aligned} \frac{\delta \rho_i}{\rho_0} &= \frac{\rho_i - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\frac{K'_i - K_i}{K_i} - \frac{K'_0 - K_0}{K_0}}{\frac{K'_0 - K_0}{K_0}} \\ &= \frac{K'_i - K'_0}{K'_0} \quad (K_0 = K_i = 1.0) \end{aligned} \quad (49)$$

この式を書き直すと

$$\frac{\delta \rho_i}{\rho_0} = \frac{\frac{(\varphi_i^*, \Delta P_i \varphi'_i)}{(\varphi_i^*, F_i' \varphi'_i)} - \frac{(\varphi_0^*, \Delta P_0 \varphi'_0)}{(\varphi_0^*, F_0' \varphi'_0)}}{\frac{(\varphi_0^*, \Delta P_0 \varphi'_0)}{(\varphi_0^*, F_0' \varphi'_0)}} \quad (50)$$

となりこの式は厳密で正しい式である。このときの計算量と精度を以下に示す。

計算量:  $\varphi_0, \varphi'_0, \varphi_i, \varphi'_i$  ( $i = 9 \sim 14$ )

精度:  $K_{\text{eff}}$  の収束精度の 3 倍

### (2) 通常の摂動法(その1)

非摂動体系の  $\varphi_0, \varphi_0^*$  および各  $\delta P_i$  每に  $\varphi_i, \varphi_i^*$  を直接計算して次式により解くものである。

$$\frac{\delta \rho_i}{\rho_0} = \frac{\frac{[\varphi_i^*, \Delta P_i \varphi_i]}{[\varphi_i^*, F_i \varphi_i]} - \frac{[\varphi_0^*, \Delta P_0 \varphi_0]}{[\varphi_0^*, F_0 \varphi_0]}}{\frac{[\varphi_0^*, \Delta P_0 \varphi_0]}{[\varphi_0^*, F_0 \varphi_0]}} \quad (51)$$

この方法では  $\varphi_i, \varphi_i^*$  を計算するので  $\Delta P_i$  をいろいろと計算する場合には有効だが、今の例題では計算量は直接計算法と変わらず、しかも  $\rho$  に関して 1 次の精度しか得られないで不適当である。

計算量:  $\varphi_0, \varphi_0^*, \varphi_i, \varphi_i^*$  ( $i = 9 \sim 14$ )

精度: 誤差は  $\Delta P$  に伴う 2 次の摂動誤差のオーダーである。

### (2) 通常の摂動法(その2)

非摂動体系の  $\varphi_0, \varphi_0^*$  および変動体系の  $\varphi'_0, \varphi'_0$  を直接計算しておいて次式により  $\delta \rho_i / \rho_0$  を求める。

$$\frac{\delta \rho_i}{\rho_0} = \frac{\frac{[\varphi_0^*, \delta P_i \varphi_0']}{[\varphi_0^*, F_0' \varphi_0']}}{\frac{K_0' - K_0}{K_0}} \quad (52)$$

(52)式の分子は変動体系に摂動  $\delta P_i$  を加えたときの実効増倍率の変化を 1 次摂動法で求めたものである。このとき変動体系は臨界でないのでこの分子には Fission Source Term を  $k_{\text{eff}}$  で割った摂動公式を用いる必要がある。(52)式を用いたときには、 $\delta P_i$  に伴う 2 次の摂動誤差が誤差となつてゐる。この方法は  $\delta \rho_i$  の大きさを求める目的には適しているが  $\delta P_i$  が  $\rho$  にどの様に影響するかを調べるために有効ではない。

計算量:  $\varphi_0, \varphi_0', \varphi_0^*$

精度: 誤差は  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差である。

### (3) 一般化摂動法

1. 1. II の (25)式は (32), (33) 式より

$$\frac{\delta \rho_i}{\rho_0} = [\varphi_0^*, \delta G_i \varphi_0] + [\Psi^*, \delta P_i \varphi_0] + [\varphi_0^*, \delta P_i \Psi] \quad (25)$$

$$= [\varphi_0^*, \delta G_i \varphi_0] + [\varphi_0^*, G \delta \varphi_i] + [\delta \varphi_i^*, G \varphi_0] \quad (22)$$

と表わされる。この場合には  $\Delta P$  が体系に及ぼす影響は  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の計算 ((26)~(31)式) を通して厳密に考慮されている。(25)式は付録 1 に示したように厳密な式と較べて、2 次以上の微小量を無視するとの立場から摂動体系の中性子束と随伴中性子束を一部非摂動体系の中性子束と随伴中性子束とで置き換えてるので  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差を含んでいる。(52)式と較べると (25)式では  $\delta P_i$  による  $\rho$  の変化が物理的に意味を持つ各成分毎に与えられている。

計算量;  $\varphi_0$ ,  $\varphi_0^*$ ,  $\Psi$ ,  $\Psi^*$

精度;  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差を含んでいる。

以上に述べた 4 通りの計算方法を比較する。(1)の直接計算法は式の上では厳密であるが、 $K_{eff}$  の収束条件で精度が限られるので炉心パラメータの微小な変化を取り扱えないことと計算時間が最もかかるのが難点である。小さな摂動を加えた摂動体系の実効増倍率の計算を Source Iteration 法で行なうときには Initial Source Guess として非摂動体系で求められたものを用いることにより計算時間はかなり短縮できる。通常の摂動法(2)は、 $\delta P_i$  に伴う 2 次の摂動誤差が大きくてしかも  $\Delta P$  をいろいろと変える場合には有効であるが、この計算例では不適当である。通常の摂動法(2)' と一般化摂動法(3)とは原理的にはほとんど等価である。変動  $\Delta P$  による非摂動体系の  $\varphi_0$ ,  $\varphi_0^*$  の変化を前者では (52) 式の  $\varphi_0'$ ,  $\varphi_0^{* \prime}$  に反映させているのに対し後者では  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  に反映させている。どちらも  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差を含んでいるという点では同じであり、 $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差が小さい場合には精度もほど等しい。このような場合で  $\delta \rho_i$  の大きさだけを求めたいときには手法が簡単でしかも  $\varphi_0^*$  の計算が不要な方法(2)' の方が便利である。 $\delta \rho_i$  の大きさだけでなく  $\delta P_i$  による  $\rho$  の直接的変化量、 $\delta P_i$  による  $\delta \varphi_0$ ,  $\delta \varphi_0^*$  を通じた  $\rho$  の間接的変化量を成分別に求める必要のあるときにのみ(3)を用いるべきである。

しかし  $\delta P_i$  の 2 次以上の摂動誤差が大きくなり、 $\delta P_i$  が  $\rho$  に及ぼす直接的影響、すなわち (25)式の第 1 項が  $\delta P_i$  に比例的でなくなる場合には、(3)の方が精度は良くなる。というのは(2)' では (52)式に見られるように  $\delta \rho_i$  は  $\delta P_i$  に比例するのに対し、(3)では第 1 項を通じて  $\delta P_i$  が  $\rho$  に及ぼす直接的影響の 2 次以上変化量を考慮できるからである。別の言い方をすると

$$\delta P_i \text{ と } \delta G_i = \frac{\delta \Delta P_i}{[\varphi^*, \Delta P \varphi]} - \frac{\delta F}{[\varphi^*, F \varphi]}$$

とが比例しないときには(3)の方が精度が良い。但し(3)においても (25)式の第 2 項と第 3 項は  $\delta P_i$  に比例するので  $\delta P_i$  による  $\rho$  の間接的影響は 1 次の変化量だけしか考慮されない。

### 3.3 結果と検討

3.2 で述べた 3 通りの計算法で求めた  $^{56}\text{Fe}$  の吸収断面積を  $1/2$  にしたときのナトリウムボイド係数の変化量  $\delta \rho_{\text{Na-Void}}$  ( $\delta \sigma_c^i(\text{Fe})$ ) を TABLE III に示す。

この TABLE III によると 3 通りの計算方法で得られた  $\delta \rho_{\text{Na-Void}}$  ( $\delta \sigma_c^i(\text{Fe})$ ) はいづれも絶対誤差  $3 \times 10^{-5}$  以内で一致している。これは直接計算において実効増倍率  $K_{eff}$  の精度が  $10^{-5}$  あることを考慮すると十分な一致であると言つてよい。

TABLE III Comparison of Direct Calculation, Ordinary and Generalized Perturbation Calculation

Energy Group # i of $\delta\sigma_c^i$ (Fe)	Calculational Method	$\delta\rho_{\text{Na-Void}} [\delta\sigma_c^i (\text{Fe})]$
9	direct	0.000037
	ordinary pert	0.0000344
	generalized pert	0.0000344
10	direct	-0.000003
	ordinary pert	-0.0000025
	generalized pert	-0.0000010
11	direct	-0.000009
	ordinary pert	-0.0000085
	generalized pert	-0.0000084
12	direct	-0.000001
	ordinary pert	+0.0000018
	generalized pert	+0.0000007
13	direct	-0.000001
	ordinary pert	-0.0000011
	generalized pert	+0.0000006
14	direct	-0.000269
	ordinary pert	-0.000250
	generalized pert	-0.000237

TABLE IV Components of Na-Void Reactivity Change on 50%  $\sigma_c^i$  (Fe) Decrease

Energy Group # i of $\delta\sigma_c^i$ (Fe)	$(\varphi^*, \delta G \varphi) = (\delta \varphi^*, G \varphi)$	$(\varphi^*, \delta P \Psi) = (\delta \varphi^*, G \delta \varphi)$	$\delta\rho_{\text{Na-Void}} / \rho_{\text{Na-Void}}$	$\delta\rho_{\text{Na-Void}}$	
9	$1.47 \times 10^{-3}$	$1.21 \times 10^{-2}$	$-3.22 \times 10^{-3}$	$1.04 \times 10^{-2}$	$3.44 \times 10^{-5}$
10	$1.41 \times 10^{-3}$	$2.99 \times 10^{-3}$	$-4.69 \times 10^{-3}$	$-2.92 \times 10^{-4}$	$-1.00 \times 10^{-6}$
11	$5.76 \times 10^{-4}$	$-6.78 \times 10^{-4}$	$-2.45 \times 10^{-3}$	$-2.54 \times 10^{-3}$	$-8.4 \times 10^{-6}$
12	$7.65 \times 10^{-4}$	$3.06 \times 10^{-3}$	$-3.61 \times 10^{-3}$	$+2.21 \times 10^{-4}$	$+7.0 \times 10^{-7}$
13	$1.08 \times 10^{-4}$	$4.45 \times 10^{-4}$	$-3.68 \times 10^{-4}$	$+1.86 \times 10^{-4}$	$+6.0 \times 10^{-7}$
14	$2.37 \times 10^{-3}$	$-6.99 \times 10^{-2}$	$-4.09 \times 10^{-2}$	$-7.16 \times 10^{-2}$	$-2.37 \times 10^{-4}$

$$G = \frac{\Delta P}{(\varphi^*, \Delta P \varphi)} - \frac{F}{(\varphi^*, F \varphi)}$$

$$\delta G = \frac{\delta \Delta P}{(\varphi^*, \Delta P \varphi)} - \frac{\delta F}{(\varphi^*, F \varphi)}$$

TABLE IV に GENPER-2 を用いて求められた  $\delta\rho_{\text{Na-Void}}$  を各成分毎に示す。これより  $\delta\sigma_c^{14}$  (Fe) が  $\rho_{\text{Na-Void}}$  に及ぼす影響の仕方はエネルギー群によりかなり異なることがわかる。一番影響の大きい 14 群の  $\sigma_c$  (Fe) を  $1/2$  にしたときの  $\delta\rho_{\text{Na-Void}}$  は主に随伴中性子束の変化によるものであることがわかる。

一般化摂動法では (25) 式に示されるように  $\delta\rho/\rho$  は加えるパラメータ摂動  $\delta P$  に比例する。しかし変動  $\Delta P$  に対しては  $\Delta P$  每に  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  を計算するので  $\delta\rho/\rho$  と  $\Delta P$  とは必ずしも比例しない。Fig. 10 に  $\Delta P$ , すなわちナトリウムボイド量をいろいろと変化させた場合の GENPER-2 の直接計算からのずれを示す。この場合には GENPER-2 で計算された  $\delta\rho$  は  $\Delta P$  にほとんど比例していて直接計算とのずれは  $\Delta P$  が大きくなるに従つて大きくなっている。この図より所要の精度を得ることのできる GENPER-2 の適用限界が求められる。

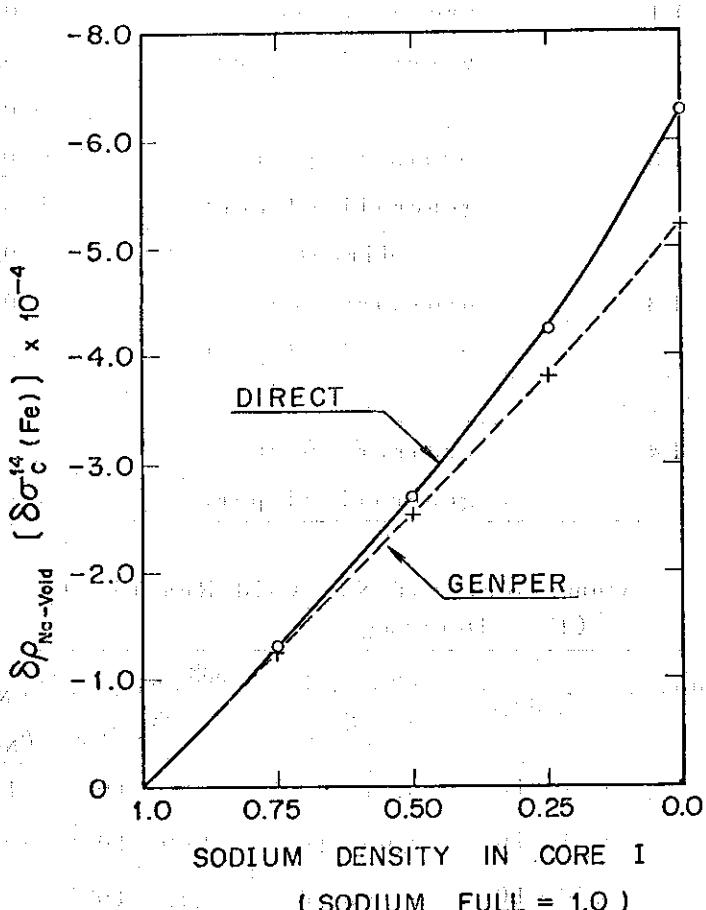


Fig. 10 Comparison of Direct Calculation and Generalized Perturbation Calculation

## 4. 結 言

一般化摂動法について以下のことことが明らかになつた。

- (1) 摂動体系を再臨界にする方法として核分裂あたりの放出中性子数  $\nu$  を変えた場合に一般化摂動法の公式が簡単になることが示された。(1.2.I)
- (2)  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束性が良いことが数値的にも理論的にも確かめられた。(1.2.II)
- (3)  $\Delta P_\varphi$  の拡散項に対応するものとして  $-\delta D \cdot \nabla \varphi \nabla \varphi^*/\varphi^*$  を用いれば良いと確認された。(1.2.III)
- (4) 一般化摂動法が有効なのは次のような場合である。
  - (i) 変動  $\Delta P$  が大きくパラメータ摂動  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差が小さい場合。(3.2.)
  - (ii)  $\delta P_i$  による  $\rho = [\varphi^*, \Delta P \varphi'] / [\varphi^*, F' \varphi']$  の直接的変化量,  $\delta P_i$  による  $\delta \varphi$ ,  $\delta \varphi^*$  を通した間接的変化量を成分別に求める必要のある場合。(3.2.)
  - (iii)  $\delta P_i$  が  $\delta \Delta P$ ,  $\delta F$  に比例しない場合。(3.2.)
- (5) 一般化摂動法コード GENPER-2 の計算例では  $10^{-5}$  程度の精度で  $\delta \rho$  が求められた。通常の原子炉における核計算の精度という観点から見ると十分な精度である。

## 謝 辞

EXPANDA-4 の手法を用いること許可して下さつた鈴木友雄氏, および SIMPLE-D のソーステックを御提供下さつた西村秀夫氏に深く感謝いたします。貴重な御討論をいただいた三谷 浩氏, 田坂完二氏および高速炉設計班の班員の皆様に感謝いたします。計算コード上の問題で御相談していただいた稻見泰生氏, 猪川浩次氏に感謝いたします。また各種の御援助をいただいた高速炉設計班長の平田実穂氏に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- (1) USACHEV L.N : J. Nuclear Energy , Pts A/B , 18 , 571 (1964)
- (2) GANDINI A.J : J. Nuclear Energy , 21 , 755 (1967)
- (3) KATSURAGI S. et al. : JAERI-1195 (1970), JAERI-1199 (1970)
- (4) 鈴木友雄 : JAERI-memo 3660 (1969)
- (5) 西村秀夫 : JAERI-memo 4381 (1971)
- (6) 吉田弘幸, 大杉俊隆 : JAERI-memo 4224 (1970)  
(Unpublished)
- (7) Na 冷却 1000 MWe 高速増殖炉設計(第 1 次)  
(付属資料) JAERI-memo 2244 (1966)
- (8) 三谷 浩 : 私 信
- (9) 関 泰, 飯島 進 : JAERI-memo 4289 (1971)  
(Unpublished)

## 4. 結 言

一般化振動法について以下のことことが明らかになつた。

- (1) 振動体系を再臨界にする方法として核分裂あたりの放出中性子数  $\nu$  を変えた場合に一般化振動法の公式が簡単になることが示された。(1.2.I)
- (2)  $\Psi^*$  の収束性が良いことが数値的にも理論的にも確かめられた。(1.2.II)
- (3)  $\Delta P \varphi$  の拡散項に対応するものとして  $-\delta D \cdot \nabla \varphi \nabla \varphi^*/\varphi^*$  を用いれば良いと確認された。(1.2.III)
- (4) 一般化振動法が有効なのは次のような場合である。
  - (i) 変動  $\Delta P$  が大きくパラメータ振動  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の振動誤差が小さい場合。(3.2.)
  - (ii)  $\delta P_i$  による  $\rho = [\varphi^*, \Delta P \varphi'] / [\varphi^*, F' \varphi']$  の直接的变化量,  $\delta P_i$  による  $\delta \varphi$ ,  $\delta \varphi^*$  を通した間接的变化量を成分別に求める必要のある場合。(3.2.)
  - (iii)  $\delta P_i$  が  $\delta \Delta P$ ,  $\delta F$  に比例しない場合。(3.2.)
- (5) 一般化振動法コード GENPER-2 の計算例では  $10^{-5}$  程度の精度で  $\delta \rho$  が求められた。通常の原子炉における核計算の精度という観点から見ると十分な精度である。

## 謝 辞

EXPANDA-4 の手法を用いること許可して下さつた鈴木友雄氏, もよび SIMPLE-D のソーステックを御提供下さつた西村秀夫氏に深く感謝いたします。貴重な御討論をいただいた三谷 浩氏, 田坂完二氏および高速炉設計班の班員の皆様に感謝いたします。計算コード上の問題で御相談していただいた稻見泰生氏, 猪川浩次氏に感謝いたします。また各種の御援助をいただいた高速炉設計班長の平田実穂氏に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- (1) USACHEV L.N : J.Nuclear Energy , Pts A/B , 18 , 571 (1964)
- (2) GANDINI A.J : J.Nuclear Energy , 21 , 755 (1967)
- (3) KATSURAGI S. et al. : JAERI-1195 (1970) , JAERI-1199 (1970)
- (4) 鈴木友雄 : JAERI-memo 3660 (1969)
- (5) 西村秀夫 : JAERI-memo 4381 (1971)
- (6) 吉田弘幸, 大杉俊隆 : JAERI-memo 4224 (1970)  
(Unpublished)
- (7) Na 冷却 1000 MWe 高速増殖炉設計(第 1 次)  
(付属資料) JAERI-memo 2244 (1966)
- (8) 三谷 浩 : 私 信
- (9) 関 泰, 飯島 進 : JAERI-memo 4289 (1971)  
(Unpublished)

## 4. 結 言

一般化摂動法について以下のことが明らかになつた。

- (1) 摂動体系を再臨界にする方法として核分裂あたりの放出中性子数  $\nu$  を変えた場合に一般化摂動法の公式が簡単になることが示された。(1.2.I)
- (2)  $\Psi$ ,  $\Psi^*$  の収束性が良いことが数値的にも理論的にも確かめられた。(1.2.II)
- (3)  $\Delta P \varphi$  の拡散項に対応するものとして  $-\delta D \cdot \nabla \varphi \nabla \varphi^*/\varphi^*$  を用いれば良いと確認された。(1.2.III)
- (4) 一般化摂動法が有効なのは次のような場合である。
  - (i) 変動  $\Delta P$  が大きくパラメータ摂動  $\delta P_i$  に伴う 2 次以上の摂動誤差が小さい場合。
  - (ii)  $\delta P_i$  による  $\rho = [\varphi^*, \Delta P \varphi'] / [\varphi^*, F' \varphi']$  の直接的变化量,  $\delta P_i$  による  $\delta \varphi$ ,  $\delta \varphi^*$  を通した間接的变化量を成分別に求める必要のある場合。(3.2)
  - (iii)  $\delta P_i$  が  $\delta \Delta P$ ,  $\delta F$  に比例しない場合。(3.2)
- (5) 一般化摂動法コード GENPER-2 の計算例では  $10^{-5}$  程度の精度で  $\delta \rho$  が求められた。通常の原子炉における核計算の精度という観点から見ると十分な精度である。

## 謝 辞

EXPANDA-4 の手法を用いること許可して下さつた鈴木友雄氏, および SIMPLE-D のソーステックを御提供下さつた西村秀夫氏に深く感謝いたします。貴重な御討論をいただいた三谷 浩氏, 田坂完二氏および高速炉設計班の班員の皆様に感謝いたします。計算コード上の問題で御相談していただいた稻見泰生氏, 猪川浩次氏に感謝いたします。また各種の御援助をいただいた高速炉設計班長の平田実穂氏に感謝いたします。

## 参 考 文 献

- (1) USACHEV L.N : J. Nuclear Energy , Pts A/B , 18 , 571 (1964)
- (2) GANDINI A.J : J. Nuclear Energy , 21 , 755 (1967)
- (3) KATSURAGI S. et al. : JAERI-1195 (1970), JAERI-1199 (1970)
- (4) 鈴木友雄 : JAERI-memo 3660 (1969)
- (5) 西村秀夫 : JAERI-memo 4381 (1971)
- (6) 吉田弘幸, 大杉俊隆 : JAERI-memo 4224 (1970)  
(Unpublished)
- (7) Na 冷却 1000 MWe 高速増殖炉設計(第 1 次)  
(付属資料) JAERI-memo 2244 (1966)
- (8) 三谷 浩 : 私 信
- (9) 関 泰, 飯島 進 : JAERI-memo 4289 (1971)  
(Unpublished)

## APPENDIX-I 一般化摂動法公式導出補遺

$$[\varphi^*, G\delta\varphi] = [\Psi^*, \delta P\varphi] \quad (32)$$

$$[\delta\varphi^*, G\varphi] = [\varphi^*, \delta P\Psi] \quad (33)$$

の2式を導く。まず(33)式を導く。

非摂動体系において $\varphi$ ,  $\varphi^*$ は

$$\begin{cases} -A\varphi = F\varphi \\ -A^*\varphi^* = F^*\varphi^* \end{cases} \quad (A1)$$

$$\begin{cases} -A'\varphi' = F'\varphi' \\ -A^{*\prime}\varphi^{*\prime} = F^{*\prime}\varphi^{*\prime} \end{cases} \quad (A2)$$

と表わされる。摂動体系において $\varphi$ ,  $\varphi^*$ は

$$\begin{cases} -A'\varphi' = F'\varphi' \\ -A^{*\prime}\varphi^{*\prime} = F^{*\prime}\varphi^{*\prime} \end{cases} \quad (A3)$$

$$\begin{cases} -A\phi_1 = G\varphi \\ -A\phi_j = F\phi_{j-1} \quad (j=2, 3, \dots, J) \end{cases} \quad (A4)$$

と表わされる。 $\Psi$ は

$$\Psi = \sum_j \phi_j \quad (A5)$$

$$\begin{cases} -A\phi_1 = G\varphi \\ -A\phi_j = F\phi_{j-1} \quad (j=2, 3, \dots, J) \end{cases} \quad (A6)$$

$$\begin{cases} -A\phi_1 = G\varphi \\ -A\phi_j = F\phi_{j-1} \quad (j=2, 3, \dots, J) \end{cases} \quad (A7)$$

で与えられる。まず(A4)を変形すると

$$-A^{*\prime}\varphi^{*\prime} + (F^*-F^{*\prime})\varphi^{*\prime} + F^*(\varphi^*-\varphi^{*\prime}) = F^*\varphi^* \quad (A8)$$

となる。(A8)の両辺に $\phi_1$ を掛けて積分すると

$$\begin{aligned} & -[\phi_1, A^{*\prime}\varphi^{*\prime}] + [\phi_1, (F^*-F^{*\prime})\varphi^{*\prime}] + [\phi_1, F^*(\varphi^*-\varphi^{*\prime})] \\ & = [\phi_1, F^*\varphi^*] \end{aligned} \quad (A9)$$

となる。

一方(A2)に $\phi_1$ をかけて積分すると

$$-[\phi_1, A^*\varphi^*] = [\phi_1, F^*\varphi^*] \quad (A10)$$

となり(A6)に $\varphi^*$ をかけて積分すると

$$-[\varphi^*, A\phi_1] = [\varphi^*, G\varphi] \quad (A11)$$

となる。Aは隨伴演算子なので(A10), (A11)の左辺は等しくなるので

$$[\phi_1, F^*\varphi^*] = [\varphi^*, G\varphi] \quad (A12)$$

となる。(A9)と(A12)とから

$$\begin{aligned} [\varphi^*, G\varphi] & = -[\phi_1, A^{*\prime}\varphi^{*\prime}] + [\phi_1, (F^*-F^{*\prime})\varphi^{*\prime}] \\ & \quad + [\phi_1, F^*(\varphi^*-\varphi^{*\prime})] \end{aligned} \quad (A13)$$

(A6)の両辺に $\varphi^{*\prime}$ をかけて積分すると

$$-[\varphi^{*\prime}, A\phi_1] = [\varphi^{*\prime}, G\varphi] \quad (A14)$$

となる。(33)式の左辺を書きなおすと

$$[\delta\varphi^*, G\varphi] = [\varphi^{*\prime}, G\varphi] - [\varphi^*, G\varphi] \quad (A15)$$

である。(A13)と(A14)を(A15)に代入すると、

$$\begin{aligned} [\delta\varphi^*, G\varphi] &= -[\varphi^{*'}, A\phi_1] + [\phi_1, A^{*'}\varphi^{*'}] - [\phi_1, (F^*-F^{*'})\varphi^{*'}] \\ &\quad - [\phi_1, F^*(\varphi^*-\varphi^{*'})] \end{aligned} \quad (A16)$$

$A, A', F, F'$ は隨伴演算子なので

$$\begin{aligned} [\delta\varphi^*, G\varphi] &= [\varphi^{*'}, (A'-A)\phi_1] + [\varphi^{*'}, (F'-F)\phi_1] \\ &\quad + [\phi_1, F^*(\varphi^*-\varphi^{*'})] \end{aligned} \quad (A17)$$

となる。 $\delta P = P' - P = (A' + F') - (A + F) = (A' - A) + (F' - F)$ であるので

$$[\delta\varphi^*, G\varphi] = [\varphi^{*'}, \delta P \phi_1] + [\phi_1, F^*(\varphi^*-\varphi^{*'})] \quad (A18)$$

となる。同様にして(A14)の代りに

$$-[\varphi^{*'}, A\phi_j] = [\varphi^{*'}, F\phi_{j-1}] \quad (j=2, 3, \dots, J) \quad (A19)$$

を用い(A17)の代りに

$$\begin{aligned} [\phi_{j-1}, F^*\varphi^*] &= -[\phi_{j-1}, A^{*'}\varphi^{*'}] + [\phi_j, (F^*-F^{*'})\varphi^{*'}] \\ &\quad + [\phi_j, F^*(\varphi^*-\varphi^{*'})] \end{aligned} \quad (A20)$$

を用いると

$$\begin{aligned} [\phi_{j-1}, F^*(\varphi^*-\varphi^{*'})] &= [\phi_{j-1}, F^*\varphi^*] - [\phi_{j-1}, F^*\varphi^{*'}] \\ &= [\varphi^{*'}, \delta P \phi_j] + [\phi_j, F^*(\varphi^*-\varphi^{*'})] \end{aligned} \quad (A21)$$

なる  $j$ についての漸化式を得る。(A21)を(A18)へ逐次代入して

$$\phi_j = 0, \quad (j = J+1, J+2, \dots) \quad (A22)$$

なる仮定を用いると

$$[\delta\varphi^*, G\varphi] = [\varphi^{*'}, \delta P (\sum_{j=1}^J \phi_j)] \quad (A23)$$

となる。(A5)および2次以上の微小量の無視により

$$[\delta\varphi^*, G\varphi] = [\varphi^*, \delta P \Psi]$$

となり(33)式が証明された。(32)式も同様にして証明される。

APPENDIX-II SAMPLE PROBLEM INPUT DATA

#101  
 # 0  
 # 1 12 1123568 CRITICAL SEARCH  
 # 1 4 1 25 1 0 11 1 2 1 1 0 0.00001.000010.1 10. 1.0  
 # 2 12 12 12 12 12  
 # 3 40 44 52 72  
 # 5 51.75 2.5 2.5 2.5  
 # 6 6300. 300. 300.  
 # 8 8949.0008861 940.0002089 941.0000495 925.0 928.0088592 11  
 # 8 8.0200070 11.0087400 24.0024855 26.0090030 28.0013460 12  
 # 8 8.42.0000750 105.0  
 # 8 8949.0008861 940.0002089 941.0000495 925.0 928.0088592 21  
 # 8 8.0200070 11.0087400 24.0024855 26.0090030 28.0013460 22  
 # 8 8.42.0000750 105.0  
 # 8 8949.0011133 940.0002619 941.0000626 925.0 928.0085659 31  
 # 8 8.0200070 11.0087400 24.0024855 26.0090030 28.0013460 32  
 # 8 8.42.0000750 105.0  
 # 8 8949.0 940.0 941.0 925.0000302 928.0099720 41  
 # 8 8.0200070 11.0087400 24.0024855 26.0090030 28.0013460 42  
 # 8 8.42.0000750 105.0  
 # 0 -118 1 1 50 PERCENT SODIUM VOID FROM CORE 1  
 # 1 4 1 25 1 0 11 1 2 2 1 0 0.00001.000010.1 10. 1.0  
 # 8 8.0200070 11.0043700 24.0024855 26.0090030 28.0013460 12  
 # 201 9 1 0 CFE CAPTURE CROSS SECTION)\*0.5 ENERGY GROUP 9-14  
 # 202 9 9 0.5  
 # 202 1010 0.5  
 # 202 1111 0.5  
 # 202 1212 0.5  
 # 202 1313 0.5  
 # 202 1414 0.5  
 # 202 -1 0 THE END