

高速炉用二次元燃焼コード
FURNACE

1968 年 9 月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

日本原子力研究所は、研究成果、調査結果の報告のため、つぎの3種の研究報告書を、それぞれの通しナンバーを付して、不定期に公刊しております。

- | | | |
|---------|----------------------------------|-----------------|
| 1. 研究報告 | まとまった研究の成果あるいはその一部における重要な結果の報告 | JAERI 1001-3999 |
| 2. 調査報告 | 総説、展望、紹介などを含め、研究の成果、調査の結果をまとめたもの | JAERI 4001-5999 |
| 3. 資料 | 研究成果の普及、開発状況の紹介、施設共同利用の手引など | JAERI 6001-6999 |

このうち既刊分については「JAERI レポート一覧」にタイトル・要旨をまとめて掲載し、また新刊レポートは「原研びふりお」でその都度紹介しています。これらの研究報告書に関する頒布、著作権、複写のお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あてお申し越しください。

Japan Atomic Energy Research Institute publishes the nonperiodical reports with the following classification numbers:

1. **JAERI 1001-3999** Research reports,
2. **JAERI 4001-5999** Survey reports and reviews,
3. **JAERI 6001-6999** Information and Guiding Booklets.

Any inquiries concerning distribution copyright and reprint of the above reports should be directed to the Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan

ページ	行 など	誤	正
3	上から 9	$\sigma_T^{mi} = \dots$	$\bar{\sigma}_T^{mi} = \dots$
6	上から 14 VS5 (I, J) の式	$\dots \cdot 2\pi \left(r - \frac{\Delta r_R}{4} \right)$	$\dots \cdot 2\pi \left(r + \frac{\Delta r_R}{4} \right)$
8	下から 9 $Z_{z,k}^m$ の式の分母	$\dots N^m \dots$	$\dots N_k^m \dots$
9	上から 1 上から 3	反応の種数 g. 3	反応の種類 5. 3
	下から 7	$c_2 = \frac{\dots}{\dots}$	$c_2 = - \frac{\dots}{\dots}$
	下から 6	$\dots = N^{240}(t) \dots$	$\dots = N^{241}(t) \dots$
16	上から 3	...1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9, 20の...	...1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 20の...

高速炉用二次元燃焼コード FURNACE

要 旨

高速炉の燃焼特性の詳細計算のため、二次元コード FURNACE を CDC-3600 用に作成した。

熱設計の面からタイム・ステップごとの詳細な出力分布も必要とされるので、中性子束分布の計算には、摂動法、合成法などの近似は用いず、拡散方程式が階差法で解かれている。反復は EQUIPOISE 法を用い、98K のメモリーを利用して、係数の無駄な再計算をほとんど省いて、スピード化をはかった。単に二次元臨界計算コードとして使用することもできる。

燃焼計算には TORCH (JAERI-memo 2312) の方法を用いた。燃焼や臨界調整により新しい密度が計算されるごとに、共鳴自己遮蔽因子の再計算、球形26群拡散計算が繰り返され、新しい少数群定数が求められる。臨界調整が必要な場合は元素の濃度を調整して行われる。その元素は燃料であっても、毒物であってもよく、二種類以上の元素であってもよい。

現在ソ連の ABN セットが用いられており、このセットの定数と、原子量などのライブラリー・テープ作成用コード LTFURN も用意されている。

1968 年 5 月

日本原子力研究所 東海研究所

原子炉工学部

鈴木 友 雄

FURNACE

The Two-Dimensional Burn-up Code for Fast Reactors

Summary

The code FURNACE has been developed for detailed study of burn up characteristics of fast reactors.

The code solves two-dimensional diffusion equations on the CDC-3600 computer. The equations are solved by difference method. In order to meet requirements from thermal hydraulic calculation, detailed power distribution at each time step are needed. So neutron fluxes are obtained by an iterative method. The EQUIPOISE method are used in the code and coefficients of each mesh point are stored in the core memory (98K) so that a duplicate recalculation for the coefficients is not needed.

The code can be used for criticality calculation without burn up. In burn up calculation, the treatments used in the code TORCH (JAERI-memo 2312) are engaged: the resonance self-shielding factors are recalculated whenever changes of atomic concentrations occur in due course of burn up or criticality adjustments. The one dimensional 26 group diffusion equations are solved for obtaining the neutron spectra to be used for deriving a few group constants in each region. At this stage criticality is maintained by adjustments of concentration of fuel, fertile or poison, if necessary.

At present the Russian set is used for calculations and the auxiliary code LTFURN has also been prepared for making library tape based on the Russian set.

May, 1968

Tomoo SUZUKI

Division of Reactor Engineering,

Tokai Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

目 次

1. コードの概要	1
2. 実効断面積の計算	3
3. 一次元26群計算と群定数の縮約	3
4. 二次元計算と臨界調整	4
5. 燃 焼 計 算	8
6. 出 力 デ ー タ	10
7. 入 力 デ ー タ	11
8. LTFURNの入力データ	16
文 献	17

Contents

1. Summary of the code	1
2. Calculation of effective cross sections	3
3. One Dimensional, 26-group calculation and collapsed group constants	3
4. Two dimensional calculation and criticality adjustment	4
5. Burn up calculation	8
6. Output data	10
7. Input data	11
8. Input data for LTFURN	16
References	17

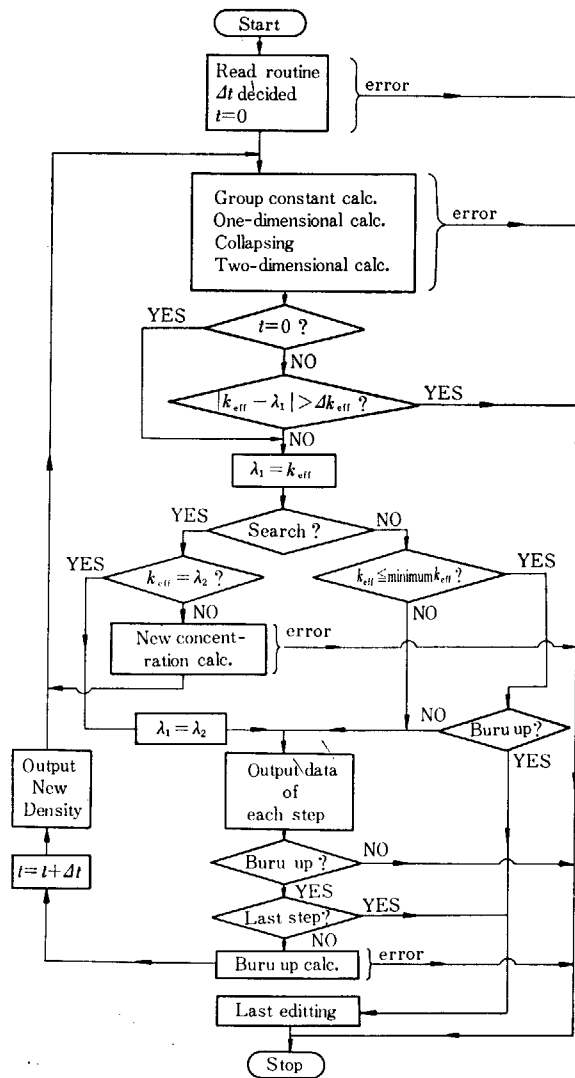
1. コードの概要

- (1) エネルギー群の数 (一次元) = 26
(二次元) \leq 6
- (2) 減速散乱の群の数 (一次元) \leq 10
(二次元) \leq 5
- (3) 領域の数 (一, 二次元とも) \leq 20
- (4) 格子点の数 (一次元) \leq 101
(二次元) \leq 2000
- (5) 核種の数 \leq 20
- (6) 体系 (一次元) : 球
(二次元) : 上下対称な円筒
- (7) 境界条件 (外挿境界) : $\phi = 0$
(中心点, 対称軸, 対称面) : $\phi' = 0$
- (8) 臨界調整 (一次元) : 球全体の半径
(二次元) : 元素の濃度
- (9) 群定数ライブラリー : アバギアン
- (10) 組成の種類の数 \leq 20
- (11) Burn up chain : $^{235}\text{U} \rightarrow ^{236}\text{U}$
 $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{241}\text{Pu} \rightarrow ^{242}\text{Pu}$
F. P.
- (12) タイム・ステップ (初期を除いて) \leq 25
- (13) 燃焼計算 : 領域ごとに解く
- (14) 所要時間 (臨界調整をしない場合) : $\frac{\text{群} \times \text{点} \times (\text{ステップ} + 1)}{10^3} \times 2 \text{分}$
臨界調整をすると, しない場合の2~4倍かかる.
- (15) 1回のプロダクションで1ケースしか計算しない.
- (16) ライブラリー・テープに含まれている元素

番号	元素	原子量
1	^{235}U	235.1175
2	^{239}Pu	239.127
3	^{240}Pu	240.12911
4	^{236}U	236.11959
5	^{238}U	238.12522
6	^{242}Pu	242.13445
7	Zr	91.22
8	Mo	95.95
9	F. P. (^{239}Pu)	230.

10	Na	22.997053
11	Cr	52.01
12	Fe	55.85
13	Ni	58.69
14	O	16.
15	Be	9.0150459
16	C	12.003803
17	¹⁰ B	10.01671
18	¹¹ B	11.01287
19	H	1.008128
20	²⁴¹ Pu	241.13215

(17) フローチャート



2. 実効断面積の計算

各領域において、元素の実効密度と温度が与えられると、ABN 群定数系¹⁾の共鳴自己遮蔽因子の表の内(外)挿が行われ²⁾、各元素 m に対して、

$$\bar{f}_r^{mi}, \bar{f}_c^{mi}, \bar{f}_t^{mi}, \bar{f}_e^{mi}$$

が決定されて、26群実効微視断面積が次のように定められる。(i は群番号)

$$\bar{\sigma}_r^{mi} = \bar{f}_r^{mi} \sigma_r^{mi}$$

$$\bar{\sigma}_a^{mi} = \bar{f}_c^{mi} \sigma_c^{mi} + \bar{\sigma}_r^{mi}$$

$$\bar{\sigma}_{tr}^{mi} = (\bar{f}_t^{mi} \sigma_t^{mi} - \bar{\sigma}_a^{mi} - \sigma_{in}^{mi}) \cdot (1 - \mu_0^{mi}) + \bar{\sigma}_a^{mi} + \sigma_{in}^{mi}$$

$$\bar{\sigma}_T^{mi} = \bar{\sigma}_a^{mi} + \bar{f}_e^{mi} \sigma_{b(e)}^{mi} + \sigma_{in}^{mi} - \sigma_{in}^{m, i-1}$$

$$\bar{\sigma}_S^{mi} = \bar{f}_e^{mi} \sigma_e^{mi} + \sigma_{in}^{mi} \quad \text{注)}$$

$$(\nu \bar{\sigma}_r)^{mi} = \nu^{mi} \bar{\sigma}_r^{mi}$$

$$\bar{\sigma}_S^{m, i-1+j} = \begin{cases} \sigma_e^{m, i-1+j} & \text{(H)} \\ \bar{f}_e^{mi} [\delta_{j0} \sigma_e^{mi} + (\delta_{j1} - \delta_{j0}) \sigma_{b(e)}^{mi}] + \sigma_{in}^{m, i-1+j} & \text{(H以外)} \end{cases}$$

$$j = 0, 1, \dots, 10$$

これらのうち、 $\bar{\sigma}_r^{mi}$ 、 $\bar{\sigma}_a^{mi}$ は微視断面積の形のままで、縮約されるまで、貯えられる。

26群巨視断面積は次のように計算される。

$$D^i = [3 \sum_m N^m \bar{\sigma}_{tr}^{mi}]^{-1}$$

$$\Sigma_T^i = \sum_m N^m \bar{\sigma}_T^{mi}$$

$$\Sigma_S^i = \sum_m N^m \bar{\sigma}_S^{mi}$$

$$(\nu \Sigma_T)^i = \sum_m N^m (\nu \bar{\sigma}_r)^{mi}$$

$$\Sigma_S^{i-1+j} = \sum_m N^m \bar{\sigma}_S^{m, i-1+j} \quad j = 0, 1, \dots, 10$$

以上の操作はすべての領域について行われる。

注) σ_{in}^i は (n, 2n) 反応の全断面積を含む。同じく、 σ_{in}^{i-1+j} , $j = 0, 1, \dots, 10$ も (n, 2n) 反応を含む。すなわち

$$\sigma_{in}^i \leq \sum_{j=0}^{10} \sigma_{in}^{i-j}$$

3. 一次元 26 群計算と群定数の縮約

3.1 一次元 26 群計算

次章で扱う上下対称な円筒の (r, z) 二次元空間を、長方形に区分けした各領域と 1 対 1 に対応する領域をもった球形の体系で、26群の拡散方程式

$$-D^i \left(\frac{d^2 \phi^i}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi^i}{dr} \right) + \Sigma_T^i \phi^i = \chi^i S + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_S^{j-1} \phi^j$$

を解く^{2), 3)}。

燃焼が進むと初めは同じ組成の領域でも異った組成をもつようになるので、このことをあらかじめ考慮して、領域を定めねばならない。かつ二次元計算で用いる領域数と一次元計算の領域数は等しくなければならない。

上式で χ^i は核分裂スペクトルで、ライブラリー・テーブルから与えられる。

二次元で臨界調整をするタイム・ステップでは一次元でも臨界調整をするが、二次元では元素の濃度で行うのに対して、一次元では球全体を相似的に膨張または縮小させて行う。

3.2 群定数の縮約

求められた ϕ^i を用いて、26群の定数は各領域 K において 6 群以内に縮約されて、二次元拡散方程式の係数が求められる。非弾性散乱断面積には (n, 2n) 反応が含まれていることも考慮して、少数群断面積は次のようにして求められている。n は少数群の群番号 ($n=1, 2, \dots, N \leq 6$)、 $dV=4\pi r^2 dr$ である。

$$\Phi_k^i = \int_{V_k} \phi^i(r) dV$$

$$\Phi_k^n = \sum_{i \in n} \Phi_k^i$$

とおいて、

$$\bar{\sigma}_{f,k}^{mn} = \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} \bar{\sigma}_{f,k}^{mi} \Phi_k^i$$

$$\bar{\sigma}_{a,k}^{mn} = \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} \bar{\sigma}_{a,k}^{mi} \Phi_k^i$$

$$D_k^n = \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} D_k^i \Phi_k^i$$

$$\Sigma_{T,k}^n = \sum_m N_k^m \bar{\sigma}_{a,k}^{mn} + \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} \Sigma_{S,k}^i \Phi_k^i - \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} \left(\sum_{j \in n} \Sigma_{S,k}^{i \rightarrow j} \right) \cdot \Phi_k^i$$

$$(\nu \Sigma_f)_k^n = \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} (\nu \Sigma_f)_k^i \Phi_k^i$$

$$\Sigma_{S,k}^{n \rightarrow l} = \frac{1}{\Phi_k^n} \sum_{i \in n} \left(\sum_{j \in l} \Sigma_{S,k}^{i \rightarrow j} \right) \cdot \Phi_k^i \quad l=n+1, n+2, \dots, N$$

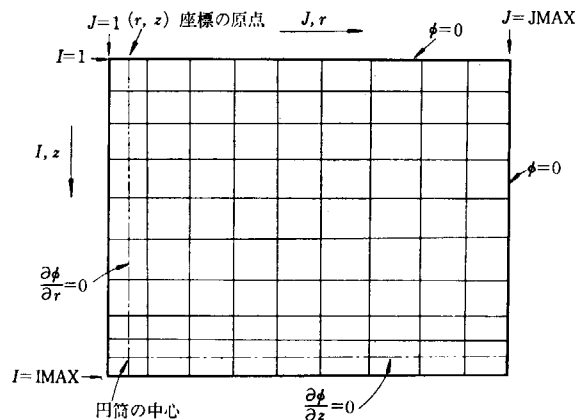
$\bar{\sigma}_{f,k}^{mn}$, $\bar{\sigma}_{a,k}^{mn}$ は燃焼計算や増殖比などの計算に用いられる。さらに、

$$\chi^n = \sum_{i \in n} \chi^i$$

4. 二次元計算と臨界調整

4.1 二次元計算

二次元計算は上下対称な円筒体系の上半分でおこなわれる。格子点や (r, z) 座標の定義、境界条件は次図のよう

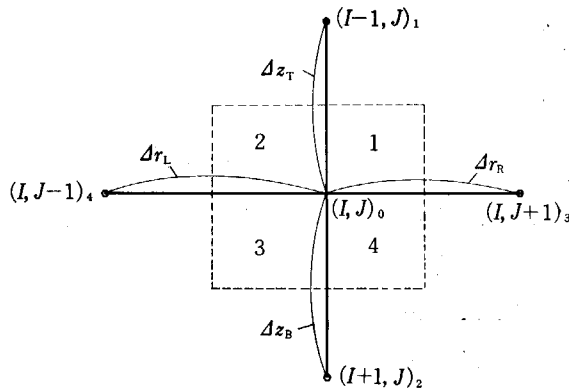


になっている。

$$\begin{aligned}
 I=1 & \iff z=0 & J=1 & \iff r=-\frac{\Delta r}{2} \\
 I=IMAX-1 & \iff z=\frac{H}{2}-\frac{\Delta z}{2} & J=2 & \iff r=\frac{\Delta r}{2} \\
 I=IMAX & \iff z=\frac{H}{2}+\frac{\Delta z}{2} & J=JMAX & \iff r=R
 \end{aligned}$$

$\Delta r, \Delta z$ は必ずしも原子炉全体を通じての定数でなくてよいようになっている。上図の横、縦の格子をいくつかの格子線で区分し、その各区分内では $\Delta r, \Delta z$ は一定ということにする。区分の中に 1 メッシュ・インタバルしかない場合もゆるされる。区分の数 NREGZ, NREGR はインプットで指定する。この区分は領域（上の図の中の長方形の部分で、周囲が格子線と一致し、中では組成一定）の境とは全く独立に決めてよい。対称軸、対称面（破線）の外側は体積積分の際は除外される。領域番号は球との対応を考えて、円筒の中心に近い方から付けるべきである。

二次元の階差式は一点を中に含む長方形部分（実際には切り口が長方形の環状部分）で体積積分して得られる。その長方形の各辺は、下図のように、その点と隣りの 4 コの点とを結ぶ 4 本の線分の、それぞれ二等分線になっている。



すなわち、

$$\int_{z-\frac{\Delta z_T}{2}}^{z+\frac{\Delta z_B}{2}} dz \int_{r-\frac{\Delta r_L}{2}}^{r+\frac{\Delta r_R}{2}} 2\pi r dr.$$

なる演算を拡散方程式

$$-D^n \left(\frac{\partial^2 \phi^n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi^n}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi^n}{\partial z^2} \right) + \sum^n \phi^n = \lambda \chi^n \sum_l (\nu \Sigma_f)^l \phi^l + \sum_{l=1}^{n-1} \sum_s^{l-n} \phi^l$$

に施す。

$$\begin{aligned}
 \phi_0 &= \phi(I, J) \\
 \phi_1 &= \phi(I-1, J) \\
 \phi_2 &= \phi(I+1, J) \\
 \phi_3 &= \phi(I, J+1) \\
 \phi_4 &= \phi(I, J-1)
 \end{aligned}$$

と略記し、群定数は右下に象限の番号を付して書くことにする。各象限の間に挟まれた境界上では、中性子流連続条件（たとえば、 $-D_2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{r=0} = -D_1 \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{r=0}$ ）を用いれば、結果として次の階差式を得る。

$$\phi_0^{n(t)} = \frac{a_1^n \phi_1^{n(t)} + a_2^n \phi_2^{n(t-1)} + a_3^n \phi_3^{n(t-1)} + a_4^n \phi_4^{n(t)} + \chi^n S + \sum_{l=1}^{n-1} a_l^{l-n} \phi_0^{l(t)}}{a_1^n + a_2^n + a_3^n + a_4^n + a_5^n} \dots \dots \dots (*)$$

ここで, (t) : iteration count

$$S = \lambda \sum_{i=1}^{n-1} a_i^t \phi_0^t(i) + \lambda \sum_{i=n}^N a_i^t \phi_0^t(i-1)$$

$$a_1^n = D_1^n \text{ VS } 1(I-1, J) + D_2^n \text{ VS } 2(I-1, J)$$

$$a_2^n = D_1^n \text{ VS } 1(I, J) + D_2^n \text{ VS } 2(I, J)$$

$$a_3^n = D_1^n \text{ VS } 3(I-1, J) + D_2^n \text{ VS } 3(I, J)$$

$$a_4^n = D_2^n \text{ VS } 3(I-1, J-1) + D_3^n \text{ VS } 3(I, J-1)$$

$$a_5^n = \sum_{s,1}^n \text{ VS } 5(I-1, J) + \sum_{s,2}^n \text{ VS } 4(I-1, J) + \sum_{s,3}^n \text{ VS } 4(I, J) + \sum_{s,4}^n \text{ VS } 5(I, J)$$

$$a_6^n = (\nu \sum r)^n \text{ VS } 5(I-1, J) + (\nu \sum d)^n \text{ VS } 4(I-1, J) + (\nu \sum d)^n \text{ VS } 4(I, J) + (\nu \sum d)^n \text{ VS } 5(I, J)$$

$$a_7^{l-n} = \sum_{s,1}^{l-n} \text{ VS } 5(I-1, J) + \sum_{s,2}^{l-n} \text{ VS } 4(I-1, J) + \sum_{s,3}^{l-n} \text{ VS } 4(I, J) + \sum_{s,4}^{l-n} \text{ VS } 5(I, J)$$

$$\text{VS } 1(I, J) = \frac{\Delta r_R}{2 \Delta z_B} \cdot 2\pi \left(r + \frac{\Delta r_R}{4} \right)$$

$$\text{VS } 2(I, J) = \frac{\Delta r_L}{2 \Delta z_B} \cdot 2\pi \left(r - \frac{\Delta r_L}{4} \right)$$

$$\text{VS } 3(I, J) = \frac{\Delta z_B}{2 \Delta r_R} \cdot 2\pi \left(r + \frac{\Delta r_R}{2} \right)$$

$$\text{VS } 4(I, J) = \frac{\Delta r_L \cdot \Delta z_B}{4} \cdot 2\pi \left(r - \frac{\Delta r_L}{4} \right)$$

$$\text{VS } 5(I, J) = \frac{\Delta r_R \cdot \Delta z_B}{4} \cdot 2\pi \left(r - \frac{\Delta r_R}{4} \right)$$

a_5^n, a_6^n および VS 1~VS 5 は二次元計算へはいるごとに、一度だけ計算して、記憶させておくことができるので、各点ごとに無駄な再計算をする度合が TWENTY GRAND⁴⁾ より非常に少なくてすんでいる。

(*) 式は最初平坦な ϕ の値 (100.) をすべての内点, すべての群に仮定しておく。すなわち, すべての群 n で

$$\phi_{(I,J)}^{n(0)} = 100. \quad \left(\begin{array}{l} 2 \leq I \leq I \text{ MAX} - 1 \\ 2 \leq J \leq J \text{ MAX} - 1 \end{array} \right)$$

$$\phi_{(I,J)}^{n(0)} = 0 \quad (I=1 \text{ or } I \text{ MAX}) \text{ or } (J=1 \text{ or } J \text{ MAX})$$

ただし, 臨界調整または燃焼計算で再度二次元計算をおこなうときには, 内点での $\phi_{(I,J)}^{n(0)}$ には保存されていた値を用いる。

反復は J ($2 \sim J \text{ MAX} - 1$), I ($2 \sim I \text{ MAX} - 1$), n ($1 \sim N$) の順に sweep しつつ, ϕ の古い値 $\phi_{(I,J)}^{n(t-1)}$ を新しい値 $\phi_{(I,J)}^{n(t)}$ に改めていく。この際, 境界条件により,

$$a_5^n(I \text{ MAX} - 1, J) = 0$$

$$a_6^n(I, 2) = 0$$

また, 加速法としては, (1)式の結果を直ちに $\phi^{(t)}$ とせず, $\hat{\phi}^{(t)}$ としておいて

$$\phi^{(t)} = \beta \hat{\phi}^{(t)} + (1 - \beta) \phi^{(t-1)}$$

$$\beta = 2 - \sqrt{2 \left[\left(\frac{\pi}{2(I \text{ MAX} - 1)} \right)^2 + \left(\frac{j_0}{J \text{ MAX} - 1} \right)^2 \right]}$$

と外挿する⁵⁾。

収束判定は次の三条件の全部または一部を満すか否かを10回ごとに調べて行う。

$$(1) \left| \frac{\lambda^{(t-10)}}{\lambda^{(t)}} - 1 \right| < \epsilon_1 \quad \text{ただし, } \lambda = \frac{\text{吸収+もれ} - (n, 2n) \text{ 反応による利得}}{\text{源}}$$

$$(2) \frac{\sqrt{\sum_{n,I,J,t':10} [R^{n(t')}(I, J)]^2}}{\lambda^{(t)} \sum_{n,I,J} [a_6^n(I, J) \phi^{n(t)}(I, J)]} < \epsilon_2$$

ただし, R は(*)式の分母を両辺に乗じた式の右辺と左辺の差の絶対値である。(Residue)

$$(3) \max_{n, I, J, t': 10 \text{回}} \left| \frac{\phi^{n(t'-1)}(I, J)}{\phi^{n(t)}(I, J)} - 1 \right| < \epsilon_3$$

収束したときの λ の逆数が k_{eff} である。また、このとき、

$$\frac{1}{\sum_{n, I, J} [a_n^n(I, J) \phi^n(I, J)]}$$

を ϕ に掛けて規格化する。

4.2 臨界調整

4.1 で求めた k_{eff} が、入力で指定した λ_2 なる値に等しくなるように、一種以上の元素の濃度を変えて、断面積、一次元、二次元の計算をやり直し、 $k_{\text{eff}} = \lambda_2$ とならしめる操作をおこなうこともできるようになっている。 $\lambda_2 = 1$ ならば、系は臨界になる。増倍係数にある程度の Excess を与えておいて燃焼させるような場合は、 $\lambda_2 = 1 + \text{Excess}$ として、初回のタイム・ステップのみ臨界調整をおこなうやり方をする。濃度を調整する元素は入力によって指定されるが、その元素の種類が二種類以上（例えば n 種）あるときは、初めの $(n-1)$ 種の元素の密度は、全調整領域を通じて比例的に変わり、 n 種の元素の密度の和は、各調整領域において、一定にたもたれる。

調整の判定は

$$|\lambda^l - \lambda_2| < 10^{-5}$$

をおこなう。 l は調整の試行回数である。次のように密度 N_l を決める。 N_1 は入力で与えられた密度であり、結果として λ^l を得たわけである。以後の試行での N_l の求め方は、

(1) 第2回目

$$V_2 = \begin{cases} 1 + 10(\lambda_2 - \lambda^1) / \lambda^1 & (\lambda^1 < \lambda_2) \\ 1 / (1 + 10w) & (\lambda_2 < \lambda^1 \leq 1.25\lambda_2) \\ 1 / (1 - 2.62w + 50w^2) & (\lambda^1 > 1.25\lambda_2) \end{cases}$$

$$\text{ただし、 } w = (\lambda^1 - \lambda_2) / \lambda_2$$

を求め、

$$N_2 = \begin{cases} V_2 N_1 & (\text{fuel のとき}) \\ N_1 / V_2 & (\text{poison のとき}) \end{cases}$$

(2) 第3回目

$$V_3 = V_2 \left(\frac{\lambda^1 - \lambda_2}{\lambda^1 - \lambda^2} \right)$$

を求め、

$$N_3 = V_3 N_1 \text{ or } N_1 / V_3$$

(3) 第4回目以後

(このように V_l を N_1 に乗じ (または除し) て N_l を作るのであるから $V_1 = 1$ としておく.)

直前3点を通る直角双曲線によって内 (外) 挿をする。すなわち、

$$(V_{l-3} - a)(\lambda^{l-3} - b) = c$$

$$(V_{l-2} - a)(\lambda^{l-2} - b) = c$$

$$(V_{l-1} - a)(\lambda^{l-1} - b) = c$$

によって a, b, c を決め、

$$(V_l - a)(\lambda_2 - b) = c$$

から V_l を決めて、

$$N_i = V_i N_1 \text{ or } N_1 / V_i$$

調整試行中の二次元計算においては、固有値のみで収束判定をおこない、

$$|1 - \lambda_i| < 10^{-4}$$

になると、入力で指定したすべての判定条件を課すようにし、しかる後に

$$|1 - \lambda_i| < 10^{-5}$$

になったときの N_i を解とする。これによって途中の二次元計算の反復回数を減らして、時間の節約をはかった。
 $V_i < 10^{-4}$ または $V_i > 10^4$ になった場合、および $I > 20$ になったときは計算は止まる。

5. 燃 焼 計 算⁶⁾

5.1 タイム・ステップ幅の決定

タイム・ステップの幅はすべて等間隔で、

$$\Delta t = \frac{X}{\text{全ステップ数}} + 1 \text{ day (小数以下切捨て)}$$

ただし

$$X = \frac{[\text{燃焼度の限界 (MW} \cdot \text{day/ton)}] \times [A_0 \text{ (ton)}]}{\text{出力 (MW)}}$$

A_0 = 炉心中の ^{235}U , ^{238}U , Pu (4種) の初期 (入力で与えられた密度から求めた) 質量

X は入力定数から直ちに決る量である。初回ステップで A_0 の6コの元素のうち少くとも一つの濃度が調整されて変わったときは、 A_0 の他に A_1 が求められて記憶され、以後燃焼計算が終るまで、燃焼度

$$\text{BP} = \frac{[\text{出力 (MW)}] \times [\text{燃焼時間 (day)}]}{A_1 \text{ (ton)}}$$

の計算に用いられる。

5.2 燃 焼 係 数

出力で規格化し、領域で平均した中性子束に、微視断面積 (cm^2 単位) を乗じて、群について和をとった数を燃焼方程式の係数として用いるために準備する。

$$\Sigma_{x,k}^m = \frac{c \cdot \text{Power}}{\sum_k \sum_n \left(\sum_m N^m \sigma_{i,k}^{m,n} \right) \int_{V_k} \phi^n dV} \times \frac{\sum_n \left(\bar{\sigma}_{x,k}^{m,n} \times 10^{-24} \int_{V_k} \phi^n dV \right)}{V_k}$$

ただし、 $c = 3.1 \times 10^{16}$ fission/MW·sec

Power: 原子炉の熱出力 (ただし、円筒上半分の出力である。5.1の出力や A_0 , A_1 も実際の原子炉での値の半分である。)

K: 領域

n : 群

m : 核種

V_k : 第 K 領域またはその体積

$$dV = 2\pi r dr \cdot dz$$

X : 反応の種数 (a, c, f)

$$(\bar{\sigma}_{c,K}^{m,n} = \bar{\sigma}_{a,K}^{m,n} - \bar{\sigma}_{f,K}^{m,n})$$

5.3 燃焼方程式 (領域番号 K は省略した)

$$(1) \frac{d}{dt} N^{235} + \lambda_a^{235} N^{235} = 0$$

$$(2) \frac{d}{dt} N^{236} + \lambda_a^{236} N^{236} = \lambda_c^{235} N^{235}$$

$$(3) \frac{d}{dt} N^{238} + \lambda_a^{238} N^{238} = 0$$

$$(4) \frac{d}{dt} N^{239} + \lambda_a^{239} N^{239} = \lambda_c^{238} N^{238}$$

$$(5) \frac{d}{dt} N^{240} + \lambda_a^{240} N^{240} = \lambda_c^{239} N^{239}$$

$$(6) \frac{d}{dt} N^{241} + \lambda_a^{241} N^{241} = \lambda_c^{240} N^{240}$$

$$(7) \frac{d}{dt} N^{242} + \lambda_a^{242} N^{242} = \lambda_c^{241} N^{241}$$

$$(8) \frac{d}{dt} N^{F.P.} = \gamma^{235} \lambda_i^{235} N^{235} + \gamma^{236} \lambda_i^{236} N^{236} + \gamma^{238} \lambda_i^{238} N^{238} + \gamma^{239} \lambda_i^{239} N^{239} + \gamma^{240} \lambda_i^{240} N^{240} + \gamma^{241} \lambda_i^{241} N^{241}$$

γ の値は現在すべて 1 を用いている。

5.4 燃焼方程式の解

$$h = 86400 \times \Delta t \text{ sec}$$

とし、タイム・ステップ中 λ が一定であると仮定して、燃焼方程式の解を求めると、次のようになる。

$$(1) N^{235}(t+h) = N^{235}(t) e^{-\lambda_a^{235} h}$$

$$(2) N^{236}(t+h) = N^{236}(t) e^{-\lambda_a^{236} h} + \frac{\lambda_c^{235} N^{235}(t)}{\lambda_a^{235} - \lambda_a^{236}} (e^{-\lambda_a^{236} h} - e^{-\lambda_a^{235} h})$$

$$(3) N^{238}(t+h) = N^{238}(t) e^{-\lambda_a^{238} h}$$

$$(4) N^{239}(t+h) = N^{239}(t) e^{-\lambda_a^{239} h} + c_1 \cdot (e^{-\lambda_a^{239} h} - e^{-\lambda_a^{238} h})$$

$$c_1 = \frac{\lambda_c^{238} N^{238}(t)}{\lambda_a^{238} - \lambda_a^{239}}$$

$$(5) N^{240}(t+h) = N^{240}(t) e^{-\lambda_a^{240} h} + c_3 \cdot (e^{-\lambda_a^{240} h} - e^{-\lambda_a^{239} h}) + c_2 \cdot (e^{-\lambda_a^{240} h} - e^{-\lambda_a^{238} h})$$

$$c_3 = \frac{\lambda_c^{239} [N^{239}(t) + c_1]}{\lambda_a^{239} - \lambda_a^{240}}$$

$$c_2 = \frac{\lambda_c^{239} c_1}{\lambda_a^{238} - \lambda_a^{240}}$$

$$(6) N^{241}(t+h) = N^{240}(t) e^{-\lambda_a^{241} h} + c_4 \cdot (e^{-\lambda_a^{241} h} - e^{-\lambda_a^{240} h}) - c_5 \cdot (e^{-\lambda_a^{241} h} - e^{-\lambda_a^{239} h}) - c_6 \cdot (e^{-\lambda_a^{241} h} - e^{-\lambda_a^{238} h})$$

$$c_4 = \frac{\lambda_c^{240} [N^{240}(t) + c_2 + c_3]}{\lambda_a^{240} - \lambda_a^{241}}$$

$$c_5 = \frac{\lambda_c^{240} c_2}{\lambda_a^{238} - \lambda_a^{241}}$$

$$c_6 = \frac{\lambda_c^{240} c_3}{\lambda_a^{239} - \lambda_a^{241}}$$

$$(7) N^{242}(t+h) = N^{242}(t) e^{-\lambda_a^{242} h} + c_7 \cdot (e^{-\lambda_a^{242} h} - e^{-\lambda_a^{241} h}) - c_8 \cdot (e^{-\lambda_a^{242} h} - e^{-\lambda_a^{240} h}) + c_9 \cdot (e^{-\lambda_a^{242} h} - e^{-\lambda_a^{239} h}) + c_{10} \cdot (e^{-\lambda_a^{242} h} - e^{-\lambda_a^{238} h})$$

$$c_7 = \frac{Z_c^{241} [N^{241}(t) + c_4 - c_5 - c_6]}{Z_a^{241} - Z_a^{242}}$$

$$c_8 = \frac{Z_c^{241} c_4}{Z_a^{240} - Z_a^{242}}$$

$$c_9 = \frac{Z_c^{241} c_5}{Z_a^{238} - Z_a^{242}}$$

$$c_{10} = \frac{Z_c^{241} c_6}{Z_a^{239} - Z_a^{242}}$$

$$(8) \quad N^{F.P.}(t+h) = N^{F.P.}(t) + h(\gamma^{235} Z_i^{235} \bar{N}^{235} + \gamma^{236} Z_i^{236} \bar{N}^{236} + \gamma^{238} Z_i^{238} \bar{N}^{238} + \gamma^{239} Z_i^{239} \bar{N}^{239} + \gamma^{240} Z_i^{240} \bar{N}^{240} + \gamma^{241} Z_i^{241} \bar{N}^{241})$$

$$\bar{N} = \frac{1}{2} [N(t+h) + N(t)]$$

以上の解の中で

$$e^{-a} - e^{-b} \quad (a, b > 0)$$

なる値を計算する際、 a, b ともに 0.1 より小さい場合は、テイラー展開で 4 乗の項までをとり、

$$e^{-a} - e^{-b} \doteq (b-a) \left\{ 1 - \frac{1}{2}(a+b) + \frac{1}{6}(a^2 + b^2 + ab) - \frac{1}{24}(a+b)(a^2 + b^2) \right\}$$

を計算している。 $e^{-a} \sim e^{-b} \sim 1$ のときは展開した方が誤差が少ないからである。

6. 出力データ

(1) 入力データのすべてと入力データから直ちに求められるパラメータがリストされる。このとき入力データのチェックをおこない、誤りが検出されるとページの上方にメッセージが書き加えられ、計算が打切られる。

(2) 入力した元素の密度から算出した 26 群定数

$$\chi^j, D_k^j, \Sigma_{r,k}^j, \Sigma_{s,k}^j, (\nu \Sigma_r)^k, \Sigma_{s,k}^{j-1+j} \quad (j=0, 1, \dots, 10)$$

がリストされる。 $N20$ (次章 L(4)) でコントロールされる。

(3) 一次元計算では k_{eff} と収束までの反復回数がリストされる。臨界調整をする際には、その時点の組成での半径調整開始時の球の半径を基準にした半径の伸縮度と試行ごとの k_{eff} および反復回数がリストされる。

(4) 二次元計算では、反復 10 回ごとに収束判定の式 (4.1 節) の左辺の値、 R (residue) の最大値 (群, 点, 10 回の反復に関しての) および固有値 (k_{eff}^{-1}) がリストされる。濃度調整があると $\lambda^1 - \lambda_2$ および調整された元素密度が付加えられ、(3)、(4) が試行ごとに繰返される。

(5) $N20$ (L(4)), および LMP1 (L(5)) の値によって、縮約された 6 群以内の定数 (臨界調整を行った場合は調整後の濃度による)

$$D_k^n, \Sigma_{r,k}^n, (\nu \Sigma_r)^n, \Sigma_{s,k}^{n-l} \quad (l=n+1, \dots, N)$$

がリストされる。

(6) k_{eff} および各群, 各点の中性子束がリストされる。後者は $N11$ (L(6)) でコントロールされる。

(7) 円筒の上半分積分すれば 1 になるように規格化された中性子源

$$\Sigma (\nu \Sigma_r)^n \phi^n$$

が各点のまわりの 4 象限についてリストされる。ただし体積要素は掛けてない。NSOUR (L(7)) によってスキップすることができる。

(8) 各領域での各元素の質量

$$M_K^m = \frac{V_K N_K^m AW^m}{602.5}$$

ただし, V_K : 各領域の体積

AW^m : 核種 m の原子量 (第1章参照)

と吸収および捕獲の Reaction Rate

$$N_K^m \sum_n \bar{\sigma}_{a,K}^{m,n} \int_{V_K} \phi^n dV, \quad N_K^m \sum_n (\bar{\sigma}_{a,K}^{m,n} - \bar{\sigma}_{t,K}^{m,n}) \int_{V_K} \phi^n dV$$

および, 増殖比を

$$BR_K = \frac{\sum_{m=238,240} N_K^m \sum_n (\bar{\sigma}_{a,K}^{m,n} - \bar{\sigma}_{t,K}^{m,n}) \int_{V_K} \phi^n dV}{\sum_K \sum_{m=235,239,241} N_K^m \sum_n \bar{\sigma}_{a,K}^{m,n} \int_{V_K} \phi^n dV}$$

と定義して,

$$BR_1, BR_2, \dots, BR_{NREG}, \quad \sum_{K=1}^{N_7} BR_K (IBR), \quad \sum_K BR_K (total)$$

ただし, N_7 (L(232)) は炉心を構成する領域の数

がリストされる. NREG (L(8))

(9) 円筒の上半分での積分値として, 中性子の吸収, 源および上方と半径方向へのもれが, 群全体の和と各群ごとの値でリストされる. このうち吸収の群全体の和は (n, 2n) 反応の利得点を差引いてある. (ϕ はすべて全生成 = 1 と規格化したものを用いている. 他の項目も同じである.)

(10) 領域ごとの値としての次のものが出る.

体積

中性子源の積分値

吸収

中性子束 } の積分値 (群についての和と群ごとの値)

もれ

もれは外端のメッシュと, 一つ内側のメッシュとの中点で定義される値を外端での値に代用している³⁾.

(11) 燃焼方程式を解いた結果としての新しい日数と各領域各元素の密度がリストされる.

(11)は新しいタイム・ステップの最初の項目である. (11)と(3)~(10)は各タイム・ステップで繰り返される. 調整がなく $k_{eff} \leq \text{minimum } k_{eff}$ になったステップでは, (5)~(10)はスキップされる.

(12) Final edit

最終ステップまで計算した場合, あるいは minimum k_{eff} のチェックによって燃焼を止めた場合には, タイム・ステップごとの日数, 燃焼度 (BP), k_{eff} , 炉心中の²³⁵U, ²³⁸U, Pu (4種) の質量 (kg).

さらに k_{eff} と質量は初期から終期までの変化量がリストされる.

7. 入力データ

λ , γ , AW , σ , f などはテーブル10に, Relocatable Binary Program はテーブル11から与えられるので, 計算する

ときは、下記のカードを入力すればよい。コントロール・カードと連絡票は 1 case ごとに必要である。

7.1 カード形式と順序

#0 コントロール・カード 8枚

いずれも column 1 からつめてパンチし、col. 80 に近い方には何も打たない。

⌘JOB, 5030△△, FURNAC, ×××

△△——Job. No. の末尾 2 ケタは計算機使用契約の際、決る。

×××——打切時間 (分)(やや大きめにしておく.)

⌘EQUIP, 5=60

⌘EQUIP, 6=61

⌘EQUIP, 10=(LTFURN), HY, R \bar{O}

⌘EQUIP, 11=(FURNAC), HY, R \bar{O}

⌘BANK, (0), BURNUP, SERIES, (1), /LBL 1/, \bar{O} NEDIM, REGI \bar{O} N, SIMPS, TW \bar{O} DIM,
C \bar{O} NS, K \bar{O} N 1, F \bar{O} URM

(BANK カードは必ずしも入れなくてよい.)

⌘LOAD, 11

⌘RUN, ×××, △△△△△

×××——JOB カードの打切時間と同じでよい。

△△△△△——プリント打切行数

#1 (16A5) タイトル・カード 1枚

80 col's 全部任意 (日付, 人名, Prob. No., Prob. Name 等)

これはプリント各頁の最上部に書かれる。

#2 (2 I 1, I 10, 5 I 12, 8 X).

固定小数点で与えるデータ L(I)

NN——このカードで読ませる address 連続のデータの数 (1ないし5)

LL——#2 のラスト・カードは 1, 他は 0

NA——NN コのデータの最初の address

L(NA), L(NA+1), ………, L(NA+NN-1)

#3 (2 I 1, I 10, 5 E 12.8, 8 X)

浮動小数点で与えるデータ A(I)

$$\left. \begin{array}{l} \text{NN} \\ \text{LL} \\ \text{NA} \end{array} \right\} \text{——\#2 と同様}$$

A(NA), A(NA+1), ………, A(NA+NN-1)

#4 (2 I 1, I 10, 5(I 2, E 10.9), 8 X)

元素の番号と実効密度 ID(I), ANN(I)

$$\left. \begin{array}{l} \text{NN} \\ \text{LL} \\ \text{NA} \end{array} \right\} \text{——\#2 と同様}$$

ID(NA), ANN(NA), ID(NA+1), ANN(NA+1), ………, ID(NA+NN-1), AN(NA+NN-1)
 #5 END FILE カード 1枚
 ; (Col. 1と2)

7.2 L(I) の説明

- L(1)=I \bar{O} PT $\begin{cases} 0 & \text{臨界計算 (第0ステップ) のみ} \\ 1 & \text{燃焼計算} \end{cases}$
- L(2)=NFLX $\begin{cases} 0 & \text{flux の initial guess として flat value を使う} \\ 1 & \text{未使用} \end{cases}$
- L(3)=NCNVR $\begin{cases} -1 & \text{収束判定は固有値のみでおこなう. (flux 分布を求めるには不適)} \\ 0 & \text{固有値と residue(R)} \\ 1 & \text{固有値と residue と flux} \end{cases}$
- L(4)=N20 $\begin{cases} 1 & \text{巨視断面積のプリントをしない} \\ 2 & \text{する. } \rightarrow \text{L(5)で更にコントロール} \end{cases}$
- L(5)=LMP 1 $\begin{cases} 0 & \text{初期ステップのみで } \Sigma \text{ を print} \\ 1 & \text{他のステップでも print (ただし, 26群の } \Sigma \text{ は LMP 1 の値の如何にかかわらず初期ステップの調整以前の値のみ.)} \end{cases}$
- L(6)=N11 $\begin{cases} 1 & \text{中性子束のプリントをしない} \\ 2 & \text{する} \end{cases}$
- L(7)=NS \bar{O} UR $\begin{cases} 0 & \text{中性子源のプリントをしない} \\ 1 & \text{する} \end{cases}$
- L(8)=NREG 領域数 (1, 2次元共通) ≤ 20
 (領域内の組成は空間的に一定でなければならない)
- L(9~)=INTER(K), K=1, NREG
 1次元各領域最外端メッシュ番号 (偶数, 累加的) ≤ 100
- L(29)=MA 組成の数 \leq NREG
 初期ステップで組成の共通な領域はまとめて1つに数えた場合の領域数
- L(30~)=MR(K), K=1, NREG
 各領域で用いる組成の番号
- L(50)=NGRP 2次元計算の群の数 ≤ 6
- L(51~)=IX(N), N=1, NGRP
 第N群に対応する多数群の最後の群番号。IX(NGRP)=26
- L(57)=ICHI χ のテーブルの選択¹⁾
- | | | |
|---|---|-----------|
| } | 1 | $\nu=2.4$ |
| | 2 | 2.6 |
| | 3 | 2.8 |
| | 4 | 3.0 |
| | 5 | 3.2 |
- L(58)=IMAX 2次元の縦の格子点の数 (IMAX \times JMAX ≤ 2000)
- L(59)=NREGZ 縦方向を NREGZ の Range に区分し, その中では 4Z 一定. NREGZ ≤ 20

分け方は領域の分け方とは独立

L(61~)=IR \bar{O} (K), K=1, NREGZ

各区分最下端の格子番号 IR \bar{O} (NREGZ)=IMAX

L(81)=JMAX 横の格子点の数

L(82)=NREGR $4r$ 一定の区分の数. NREGR \leq 20

分け方は領域とは無関係

L(84~)=JCL(K), K=1, NREGR

各区分右端の格子番号 JCL(NREGR)=JMAX

L(104~)=I1(K), K=1, NREG

各領域上端の格子番号

L(124~)=I2(K), K=1, NREG

各領域下端の格子番号

L(144~)=J1(K), K=1, NREG

各領域左端の格子番号

L(164~)=J2(K), K=1, NREG

各領域右端の格子番号

L(184)=N6 臨界調整の仕方

|N6| : 調整される元素の数

|N6| \geq 2のときは最初の(|N6|-1)種類の元素の密度が, 調整領域を通じて, 比例的に調整され, |N6|種類の元素の密度の和は各領域内で一定に保たれる.

$\left. \begin{array}{l} N6 < 0 \text{ Poison} \\ N6 > 0 \text{ Fuel} \end{array} \right\} |N6| \geq 2 \text{ のときは最初の } (|N6| - 1) \text{ 種類の性質による.}$

L(185)=N8 臨界調整する領域の総数 \leq NREG

L(186~)=LBS(K), K=1, N8

臨界調整する N8 コの領域の番号 (小さい方から)

これらの領域での最初の|N6|コの元素の番号は共通でなければならない. 密度は共通でなくてよい.

L(206)=LSTP タイム・ステップ数 (初期を第0ステップとする.)

$\left. \begin{array}{l} L(207)=LCRI(1) \text{ 第0ステップ} \\ L(208)=LCRI(2) \text{ 第1ステップ} \\ L(209)=LCRI(3) \text{ 第2ステップ} \\ L(210)=LCRI(4) \text{ 第3ステップ} \end{array} \right\} \text{で臨界調整を } \left\{ \begin{array}{ll} \text{しない} & 0 \\ \text{する} & 1 \end{array} \right.$

L(211)=NB8 燃焼計算をする領域の総数 \leq NREG

L(212~)=LBBS(K), K=1, NB8

燃焼計算をする NB8 コの領域番号 (小さい方から)

これらの領域では ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , F.P. は密度 0 でも input しなければならない.

L(232)=N7 炉心として指定する領域の総数 \leq NREG

炉心の指定は, A₀, A₁, IBR および最終 edit の質量に関係するだけであり, 設計上

の炉心とは無関係と考えてもよい。

L(233~)=LCCS(K), K=1, N7

炉心として指定した N7 コの領域の番号 (小さい方から)

LBS, LBBS, LCCS 等の領域の番号はいずれも小さい方から書くが, 連続した自然数でなくてもよい。例えば 1, 2, 4, 8 のようであってもよい。

7.3 A(I) の説明

A(1~)=T(K), K=1, NREG

各領域の絶対温度 (°K) ≥ 300

タイム・ステップによって変えられない。

A(21~)=DR(K), K=1, NREG

1次元各領域の格子幅 Δr (cm)

A(41~)=ELY(K), K=1, NREGZ

2次元縦方向の各区分での格子幅 Δz (cm)

(円筒の上下対称面の位置に注意)

A(61~)=ELX(K), K=1, NREGR

2次元横方向の各区分での格子幅 Δr (cm)

(円筒の軸の位置に注意)

A(81)= ϵ_1

固有値の収束判定条件

A(82)= ϵ_2

Residue の収束判定条件

A(83)= ϵ_3

中性子束の収束判定条件

中性子束の判定が一番厳しいので ϵ_3 は大きめにとった方が計算時間の節約になる。

$\left. \begin{array}{l} \epsilon_1 = \epsilon_2 = 10^{-5} \text{ or } 10^{-4} \\ \epsilon_3 = 10^{-4} \text{ or } 10^{-3} \end{array} \right\}$ が適当である。

A(84)= λ_2

臨界調整する際の k_{eff} の目的値

A(85)= Δk_{eff}

$|k_{\text{eff}} - \lambda_1| > \Delta k_{\text{eff}}$ になると計算をやめる。

ただし, λ_1 は直前ステップの k_{eff} であり, 初期ステップではこの判定をすることをスキップする。

A(86)= $\overline{\text{POW}}$

円筒上半分の熱出力 (MW)

タイム・ステップによって変らない。

A(87)=BPLIM

BP の限界 (MW·day/ton)

A(88) の判定で計算を打ち切らせたいときは BPLIM は大きめにとる。

A(88)=EFF

minimum k_{eff}

$k_{\text{eff}} \leq \text{EFF}$ になると燃焼計算をやめる。

7.4 ID(I), ANN(I) の説明

- (1) ID は元素の番号 (第1章), ANN は実効密度 (10^{24}cm^{-3} 単位) である。番号は小さい順に入れる必要はない。
- (2) I の決定は第 N 組成は $I=20(N-1)+1$ から数え始め, 第 N 組成に M コの元素を入力するときは $I=20(N-1)+M$ で終る。M は密度が 0 でも番号を入力した元素を含む。

- (3) 調整領域では最初の|N6|コが調整されるので、全調整領域を通じて、最初の|N6|コの番号は同一順序でなければならない。(密度は共通でなくてよい.)
- (4) 燃焼領域では1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9, 20の8元素は密度0であっても必ず入力する。

8. LTFURN の入力データ

χ (5種類), γ , AW等の1レコードと σ (barn), f の群ごとに分けた26レコードとからなるライブラリー・テープを作成し、同時にデータのリストを得るコードLTFURNの入力カードの説明をする。一般にこのライブラリー・テープはすでに準備してあるので、テープを作り直すときにのみ参照されたい。

8.1 カード形式と順序

#100 コントロール・カードとプログラム・デッキ

⌘JOB, 5030△△, LTFURN, 5

△△——第7章と同じ

⌘EQUIP, 5=60

⌘EQUIP, 6=61 (リストがいらぬときはこのカードを入れなければよい.)

⌘EQUIP, 10=(LTFURN,,,365), HY, RW

バイナリー・プログラム・デッキ (約150枚)

⌘RUN, 3, 4000

#101 (I6, 11A6) タイトル・カード 1枚

・テープ番号(任意)

・Title (Col.7~72)

#102 (5F 5.3) 核分裂スペクトル 11枚

χ^i ($\nu=2.4, 2.6, 2.8, 3.0, 3.2$ の5種類を1枚のカードにパンチする。)群について第1~11群まで入れる。

#103 (6E12.8) F.P. yields 1枚

$\gamma^{235}, \gamma^{236}, \gamma^{238}, \gamma^{239}, \gamma^{240}, \gamma^{241}$

#104 第1章に示した順に20元素を入力する。(8.2節で説明)

#105 END FILE カード 1枚

⌘ (col.1と2)

8.2 元素ごとのデータ

(1) (2A5, A3, 3X, 2I2, 6X, 2I2, 10X, E12.8) 1枚

・元素の名前 (Col.1~13)

・非弾性散乱の存在する一番下の群番号 INMAX

(ただし、水素は INMAX=26を入力)

・この元素の減速散乱の群の数 MDS \leq 10

- ・ f のテーブルの存在する最初の群番号 MSFMIN
- ・ f のテーブルの存在する最後の群番号 MSFMAX

$$1 \leq \text{MSFMIN} \leq \text{MSFMAX} \leq 26$$

17番以降の元素は MSFMIN, MSFMAX はブランクでよい.

- ・ AW Atomic Weight

- (2) (F8.0) Dummy カード 1枚
ブランクでよい.
- (3) (8 F8.0) (7~19番の元素では (6 F8.0)) 26枚
($\sigma_i^t, \sigma_i^c, \nu^t, \sigma_e^t, \sigma_{in}^t, \sigma_e^c, \mu_e^t, \sigma_b^t(e), i=1, 26$)
7~19番の元素は
($\sigma_i^t, \sigma_e^c, \sigma_{in}^t, \sigma_e^t, \mu_e^t, \sigma_b^t(e), i=1, 26$)
- (4) (10F5.0) (Hでは (11F6.0)) INMAX 枚
($\sigma_{in}^{t \rightarrow i+j}, j=0, \text{MDS}$)
H では
($\sigma_e^{t \rightarrow i+j}, j=0, \text{MDS}$)

以下(5), (6)は f_t, f_c, f_i, f_e の順に繰り返す. ただし, f_t は2番まで, f_c は14番まで, f_i と f_e は16番の元素までしか存在しない.

- (5) (F5.0) 1枚

f の表が与えられている σ_0 の最大のべき数 (∞ は除く, たとえば 10^5 なら 5.0 を入れる.)

- (6) (5X, 6F5.0) 3 (MSFMAX-MSFMIN+1) 枚

$f^i(\sigma_0, T)$ (5)の σ_0 のべきのところから, $\sigma_0=0$ のところまで, σ_0 の減る順に入れる. σ_0 は11番の元素までが一般に $10^5, 10^4, 10^3, 10^2, 10, 0$ の形式, 12~16番までが一般に $10^4, 10^3, 10^2, 10, 1, 0$ の形式である. ^{240}Pu の f_c だけが $10^6, 10^5, 10^4, 10^3, 10^2, 10$ の形式である.

各群について $T=300, 900, 2100^\circ\text{K}$ を繰り返し, これを $i=\text{MSFMIN}$ から $i=\text{MSFMAX}$ まで繰り返す.

10~16番の元素は温度依存がないから,

$$(6 \text{ F5.0}) \quad (\text{MSFMAX} - \text{MSFMIN} + 1) \text{ 枚}$$

として

$f^i(\sigma_0)$ を入力する. この場合各群について1枚になる.

謝 辞

本報告書の校閲をして下さった桂木学校設計研究室長に感謝いたします.

文 献

- 1) ABAGJAN *et al.*: Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen für die Berechnung von Kernreaktoren, KFK-tr-144.
- 2) 鈴木友雄, 桂木学: 高速炉用一次元拡散コード EXPANDA の改良 (EXPANDA-2 コード), JAERI 1118 (1966)
- 3) 根田美佐子, 鈴木友雄: 高速炉臨界計算のための TWENTY GRAND の改良 (TWENTY FAST コード),

JAERI-memo 1966 (1965)

- 4) TOBIAS M. L., FOWLER T. B.: The TWENTY GRAND Program for the Numerical Solution of Few-Group Neutron Diffusion Equations in Two Dimensions, ORNL-3200 (1962)
- 5) FOWLER T. B., TOBIAS M. L.: EQUIPOISE-3: A Two-Dimensional, Two-Group Neutron Diffusion Code for the IBM-7090 Computer, ORNL-3199 (1962)
- 6) 鈴木友雄: 高速炉用一次元多群燃焼コード TORCH, JAERI-memo 2312 (1966)