

沸騰水炉 1次元核熱水力計算コード
(KINAK)

1966年7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、版權、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.

沸騰水炉 1次元核熱水力計算コード (KINAK)

要 旨

KINAK コードは、沸騰水型動力炉の、1次元核熱水力計算のために作られ、IBM 7044, FORTRAN-IV 用に使われている。

このコードは、Z方向の中性子束分布、出力分布、熱流束分布、バーンアウト比、燃料棒内温度分布、炉心圧力降下、核常数ボイドフィット、Xe, Sm の効果、ドプラー補正などを計算する。

本文中に、各サブルーチンの説明、および計算例についても触れている。

1965年10月

日本原子力研究所 東海研究所
JPDR 管理部 望月 恵一, 伊藤 忠弘
動力炉開発計画部 久家 靖史, 石川 迪夫
内藤 倣孝
原子炉設計部 小堀 哲雄

KINAK : A Code — for One-Dimensional, Nuclear, Thermal and Hydraulic Calculation for Boiling Water Reactor

Summary

In the report is described the KINAK Code, a program for the IBM 7044, FORTRAN-IV for calculating the one-dimensional, nuclear, thermal and hydraulic performance of a boiling water reactor.

The outputs calculated by this code are the axial neutron flux distribution, power distribution, heat flux distribution, burn-out ratio, temperature profile of a fuel rod, pressure drop through the reactor core, fitting coefficients of the nuclear constant versus void, effects of xenon and samarium, and Doppler effect.

Each subroutine is explained in this report, and examples of the calculation are quoted.

Oct. 1965

K. MOCHIZUKI, T. ITO
Division of JADR
Y. KUGE, M. ISHIKAWA, Y. NAITO
JPDR-II Project
T. KOBORI
Reactor Design and Engineering Division
Japan Atomic Energy Research Institute

目 次

1. 序 文	1	6.3 ボイド分布の計算	13
2. KINAK コードの特徴	2	7. 冷却水循環量の計算	15
2.1 中性子束分布計算	2	7.1 概 要	15
2.2 核常数フィッティング計算	2	7.2 予備計算	15
2.3 ボイド分布計算	2	7.3 再循環流路の圧力損失計算	19
2.4 冷却材流量, 密度水頭圧, 圧力損失計算	2	7.4 燃料体内の圧力損失計算	19
2.5 パーンアウト熱流束計算	2	7.5 圧力損失計算の総括	20
2.6 燃料棒内温度計算	3	8. パーンアウトおよび燃料温度計算	22
3. 計算体系と計算手順	4	8.1 パーンアウト計算	22
3.1 計算体系	4	8.2 燃料温度	23
3.2 計算手順	7	9. インプットフォーマット	25
4. 中性子束分布計算	9	10. 計算例	29
5. 核定数ボイドフィッティング計算	11	11. 結 論	31
5.1 概 要	11	付録 1 ライザー上部汽水分離層における流れ の曲りに伴う損失についての計算	32
5.2 計算式	11	付録 2 キャリアンダー蒸気についての考察	33
6. ボイド分布計算	13		
6.1 概 要	13		
6.2 沸騰開始点の計算	13		

Contents

1. Introduction	1	7. Coolant recirculation	15
2. Description of computer code "KINAK"	2	7.1 General description	15
2.1 Neutron flux distribution	2	7.2 Preparatory calculations	15
2.2 Nuclear constant fitting	2	7.3 Pressure drop thru' the recirculation loop	19
2.3 Void distribution	2	7.4 Pressure drop thru' core	19
2.4 Coolant flow, pressure drop	2	7.5 Summarization of pressure drop calculation	20
2.5 Burn-out heat flux	2	8. Burn-out and fuel temperature	22
2.6 Temperature profile in a fuel rod	3	8.1 Burn-out	22
3. Calculation system and procedure	4	8.2 Fuel temperature	23
3.1 Calculation system	4	9. Input format	25
3.2 Calculation procedure	7	10. Examples of the calculation	29
4. Neutron flux distribution	9	11. Conclusion	31
5. Void-fitting of nuclear constants	11	Appendix 1 Pressure drop by bent path of the recirculating flow at upper plenum in the reactor	32
5.1 General description	11	Appendix 2 Carry-under steam	33
5.2 Computational formulae	11		
6. Void distribution	13		
6.1 General description	13		
6.2 Estimation of boiling boundary	13		
6.3 Computation formulae of void volume fraction	13		

1. 序 文

ここに報告するコードは、沸騰水型動力炉の1次元核熱水力計算のために作られた IBM 7044 用の計算コードである。

JPDR は、近い将来、現在の自然循環型から強制循環型に改造し、出力を増倍していく計画 (JPDR-II 計画) がある。この開発の第1歩として、炉心の核熱水力設計計算を確立する必要があり、そのため、まず、一次元強制循環 BWR 型計算コード KYNAC¹⁾ を作成し、現在の JPDR の出力を増倍した時の計算サーベールをおこなった。さらに自然循環型の現在の JPDR の特性を正確に解析できる 7044 用コード KINAK を開発した。なお KINAK は強制循環型のパラメーターサーベール計算もできるようになっている。KYNAC コードによる

計算結果は JAERI-1088²⁾ に発表された。

このコードは、Z方向の中性子束分布、出力分布、熱流束分布、バーンアウト比、燃料棒内温度分布、炉心圧力降下、核常数ボイドフィット、Xe, Sm 効果、ドブラー補正などを計算している。計算は出力分布、ボイド分布が収斂するまでおこなっている。

この計算により、最適な燃料要素、最適な入口流量などの大略を知ることができ、これを基として、次に2次元の核熱水力計算をおこなう。また、この計算で炉外諸施設的设计も開始できる。

このコードを使用して、計算をおこなった結果については、別の資料として発表する予定である。

2. KINAK コードの特徴

KINAK コードは沸騰水型原子炉の核熱水力特性を総合的に計算する軸方向1次元コードである。故に、この計算コードには核計算（出力分布計算）、ボイド分布計算、流動計算（圧力損失計算）、バーンアウト熱流束計算、燃料棒内温度分布計算の各部分が相互にリンクして含まれている。この計算コードの概要の把握を容易にするために、最初に各計算部分の基礎式、計算条件、コード使用上の制約などをリストしておく。

2.1 中性子束分布計算

基礎方程式：1次元拡散方程式

体系の形状：軸方向、板状

エネルギー群数： ≤ 3

物質領域数： ≤ 10

メッシュ点数： ≤ 100

境界条件：上端および下端にて $\phi_i=0$

収斂判定：メッシュ点ごとの中性子源の収斂

固有値計算：中性子源の梯形近似積分

2.2 核定数フィッティング計算

ボイド依存核定数計算：各物質領域ごとにボイドの2次式として計算、炉心内ではメッシュ点ごとに計算

核定数ボイド・フィット：最小自乗法によりボイドの2次式にフィット

Xe, Sm 濃度：平衡状態濃度、メッシュ点ごとに計算、吸収は熱群に加える。

ドブラー効果補正計算：燃料温度 (UO₂ 熱伝導率一定とした平均温度) の2次式にフィット、エピサーマル群の吸収に加える。メッシュ点ごと

2.3 ボイド分布計算

出力ボイド収斂判定：メッシュ点ごとの出力分布値の収斂

ボイド分布計算：未飽和表面沸騰を MAURER の式により計算、飽和沸騰を BANKOFF のスリップ比の式から計算

蒸気重量率 (クオリティ) 計算：梯形近似熱積分によ

る。飽和沸騰領域のみについて計算

コネクタ領域：炉心内に非発熱コネクタ部を1領域とれる。

熱流束分布計算：中性子源分布と同一形状の分布とする。半径方向ピーキング考慮

2.4 冷却材流量、密度水頭圧、圧力損失計算

自然循環状態：再循環流路の駆動水頭圧と全圧力損失の和をゼロとする冷却材流量を計算

強制循環状態：ポンプ駆動水頭圧を加えて上記圧力差をゼロとする冷却材流量を求める。または、冷却材流量を与えて所要ポンプ水頭圧を求める。

自然循環収斂判定：ダウンカマと炉心部の圧力差 $\leq 1.0\text{kg/m}^2$

ダウンカマ流路セクション： ≤ 10

炉心部 (ライザ) 流路セクション： ≤ 8 ただし、加熱領域は未飽和部分と飽和部分にわけ。

密度水頭圧：炉心内沸騰領域では2相流平均密度の梯形近似積分、ダウンカマ領域の水密度はエンタルピの2次式として計算

蒸気キャリアング：キャリアングの蒸気クオリティはパラメータ、スリップは浮力と摩擦力のバランスより求める (付録-2 参照)

沸騰摩擦損失：MARTINELLI-NELSON の2相流摩擦損失係数を蒸気クオリティの2次式にフィット、流量およびボイド体積率による補正 (ANL 方式) をおこなう。メッシュ点ごと

拡流縮流損失：2相流の場合 ROMIE の式による。

沸騰加速損失：MARTINELLI の2相流加速損失係数

スペーサ損失：燃料要素上下タイプレートおよびスペーサはオリフィスとする。2相流の場合均質流として補正

ライザ出口の損失：ライザよりダウンカマへの流れの彎曲による損失は平均流路断面積をもつベンダ管の圧力損失に2相流損失を掛けたものとする (付録-1 参照)。

2.5 バーンアウト熱流束計算

バーンアウト熱流束分布：GALSON の関係式および JANSSEN-LEVY の関係式による

最小バーンアウト比：バーンアウト比（メッシュ点ごと）の最小値，局部ピーキングおよび過出力ピーキングを考慮

2.6 燃料棒内温度計算

燃料温度計算用熱流束：軸方向ピーキング位置の熱流

束に局部ピーキングおよび過出力ピーキングを考慮

基礎方程式：熱伝導率の温度依存性を考慮した熱拡散方程式

燃料棒内熱源分布：ベッセル関数 I_0 分布

UO₂ 熱伝導率：BATES の関係式または LYONS の関係式

燃料内温度分布計算： $\int KdT$ の収斂計算

3. 計算体系と計算手順

3.1 計算体系

沸騰水型原子炉においては炉心内軸方向のボイド体積率の分布に対応して核定数の軸方向分布が定まり、その結果、中性子束分布は核定数がボイドを通じて座標の関数である拡散方程式の解として与えられる。逆に、ボイド分布は中性子束分布と炉の熱出力および炉心入口での冷却材流速およびエンタルピにより決定される。故に、炉心入口の冷却材の条件と熱出力が与えられると、炉心内のボイド分布と中性子束分布（ないしは出力分布）は、核定数がボイドに依存する中性子拡散方程式とボイド分布を与える諸関係式を同時に満足する解となる。

また、自然循環の場合には、熱出力と原子炉容器への給水条件（給水エンタルピおよび流量）を与えれば、ライザ（炉心部）とダウンカマの全圧力損失と駆動水頭圧（ライザとダウンカマの密度水頭圧の差）の和がゼロになるという条件により、炉心入口の冷却材の条件（流速およびエンタルピ）が決まる。しかしながら、圧力損失と密度水頭圧は炉心内ボイド分布と冷却材の炉心入口条件に依存する。故に、炉心の熱出力とその分布が与えられると、自然循環状態の炉心入口の冷却材条件、ボイド分布および圧力損失は、自然循環圧力バランスの条件と圧力損失およびボイド分布に関する諸関係式を同時に満足する解として与えられる。

沸騰水型原子炉においては、上述したように、出力分布、ボイド分布、各部圧力損失および炉心入口の冷却材条件が相互に強い結合をしているので、この型式の炉の核特性（中性子束分布、増倍率、出力分布など）、熱特性（ボイド分布、炉心出口クオリティ、バーンアウト、燃料温度など）または冷却材流動特性（流量、エンタルピ、圧力損失、密度水頭圧など）のいずれかを解析するためには、必然的に、これらの全特性を包括した解析をおこなわなければならない。

筆者らが開発した KINAK コードは上述した沸騰水型原子炉の核熱水力特性を包括的に解析する軸方向1次元の計算コードである。このコードは自然循環および強制循環のいずれの状態にも適用できる。

KINAK コードに使用した種々の計算式については以下の各章で解説しているので、この章では計算の対象とする体系と計算の主要な手順について述べる。

この計算コードは軸方向1次元のコードである。故に、計算の対象とする原子炉の炉心部は半径方向の出力、ボ

イドおよび冷却材流量の分布の平均値を実現するような燃料要素チャンネル1個で代表されると考える（ただし、半径方向の中性子漏洩は半径方向バックリングで表現される。また、半径方向の特定の炉心内位置にある燃料について解析する場合には、半径方向ピーキング・ファクタを与えてやることのできる）。

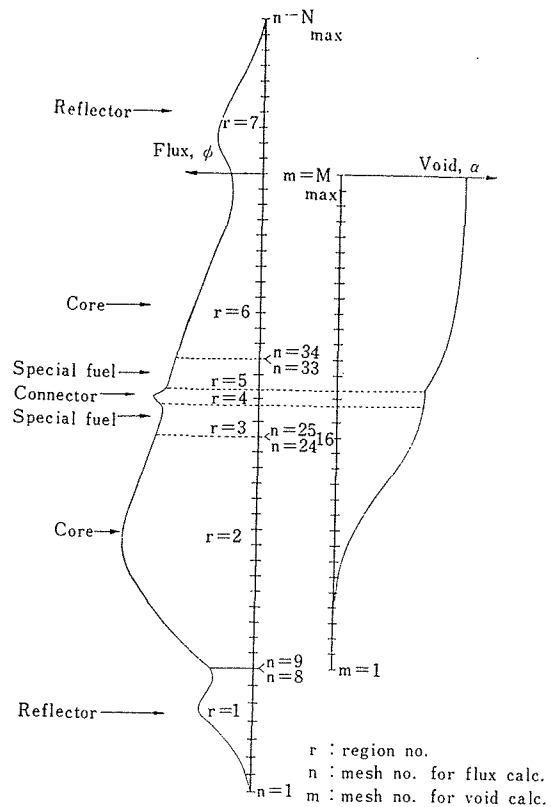


Fig. 1 Region and mesh no. specifications for flux and void distribution calc.

この代表的な燃料要素チャンネルについて、Fig. 1に示すような軸方向中性子束分布、ボイド分布などが計算される。核計算に含まれる核定数分布および中性子束分布の計算の際には、Fig. 1に示すように、炉心の上下に反射体があるような体系を計算の対象とする。軸方向の物質組成の異なる領域としては10領域まで指定することができる。各物質領域 r に対してはボイドの2次式にフィットした核定数が入力データとして与えられる。炉心部分 (Fig. 1の熱計算メッシュ点 m=1より m=M_max まで) の各メッシュ点の核定数は、その炉心高さにおけるボイド体積率の2次式として計算される。故に、物質領域の境界点においては同一のボイドの値に対して物質組成の異なる2組の核定数が与えられる。その

ため、Fig. 1において、核計算用メッシュ点 n は物質領域の境界で二重に番号付けされている。核計算用メッシュ点 n と熱計算用メッシュ点 m の換算は次式による。

$$\begin{aligned} m &= n - m_1 - r + 2 \\ m_1 &= 1 + n_l(r_1) - r_1 \\ m_u &= 1 + n_u(r_u) - r_u \\ n_u(r) &= \sum_{r'=1}^r m(r') + r \\ n_l(r) &= n_u(r) - m(r) \\ N_{\max} &= m_u(R_{\max}) \\ M_{\max} &= m_u - m_1 + 1 \end{aligned}$$

ただし、 r : 領域番号

$$\begin{aligned} m(r) &: \text{領域 } r \text{ におけるメッシュ間隔数} \\ n_u(r) &: \quad \quad \quad \text{上限の } n \text{ 番号} \\ n_l(r) &: \quad \quad \quad \text{下限の } \quad \quad \quad \\ R_{\max} &: \text{領域番号の上限値} \\ N_{\max} &: \text{核計算メッシュ番号の上限値} \\ M_{\max} &: \text{熱計算} \quad \quad \quad \\ r_u &: \text{炉心上端を含む領域の番号} \\ r_1 &: \text{炉心下端} \quad \quad \quad \end{aligned}$$

なお、核計算用および熱計算用のメッシュ点、 n および m 、は $m(r)$ 、 r_1 、 r_u 、 R_{\max} を与えれば上式に基いて計算される。

下部反射体にはボイド体積率をゼロとした反射体核定数が与えられるが、上部反射体には炉心出口、 $m = M_{\max}$ におけるボイド体積率の2次式として反射体核定数を与える。炉心部では核定数はメッシュ点ごとに与えられるが、反射体の核定数はその領域内で一様である。また、炉心部分に1領域だけ非発熱領域を指定することができる。この領域は上下の燃料棒セグメントを接合するコネクタの領域に対応する。

核定数の補正項として付加される Xe, Sm 効果およびDプラー効果は、炉心領域 ($\nu \Sigma_f \neq 0$ の領域) について、核計算のメッシュ点 n ごとに計算される。

熱計算に含まれる種々の軸方向分布 (ボイド体積率、蒸気クオリティ、熱流束、エンタルピ、平均水密度、2相流摩擦係数などの軸方向分布) はすべて、炉心部分のみについて、熱計算のメッシュ点 m の関数として計算する。熱計算の諸分布を計算するためには、各メッシュ点 m ごとの出力分布値 $\phi(m)$ および出力積分値 $P(m)$ が与えられねばならない。核計算においては2つの物質領域、 r および $r+1$ の境界点では出力分布値が二重に与えられている。そのため、領域 r および $r+1$ の境界点では、隣接した領域がいずれも発熱領域であるか、一方のみが発熱領域であるかに応じて、境界点 m の出力分布値を次のようにとる。

$$\nu \Sigma_f(n_1) \neq 0, \nu \Sigma_f(n_2) \neq 0 \text{ ならば,}$$

$$\phi(m) = \frac{1}{2} \{ \phi(n_1) + \phi(n_2) \}$$

$$\nu \Sigma_f(n_1) = 0, \nu \Sigma_f(n_2) \neq 0 \text{ ならば,}$$

$$\phi(m) = \phi(n_2)$$

ただし、 $n_1 = n_u(r)$

$$n_2 = n_1 + 1 = n_l(r+1)$$

$\phi(m)$: m 点における出力

この種の変換は、特に、炉心上下端および非発熱コネクタ領域との境界点の出力を指定する場合に必要である。

出力分布値、 $\phi(m)$ 、はその軸方向平均値が1.0になるように規格化されている。

$$\int_0^{l_{\text{eff}}} \phi(m) dz / l_{\text{eff}} = 1.0$$

また、出力積分値、 $P(m)$ は炉心の上端で1.0となるように規格化されている。

$$P(m) = \int_0^{Z(m)} \phi(m) dz / l_{\text{eff}}$$

$$P(M_{\max}) = 1.0; \quad Z(M_{\max}) = l_{\text{eff}}$$

核計算と熱計算の場合の軸方向領域およびメッシュ点の指定の相異と相互の変換法について述べたが、核計算と熱計算の場合で計算の対象となる体系の物理的意味付けにも多少の相異があることに注意されたい。核計算の場合には、炉心のある軸方向位置における核的な構成としては炉心の半径方向の核的構成の平均量を計算の対象として指定すべきである。故に、炉心が単位燃料要素セルの構造を有する場合には、単位燃料要素セル内で平均化した核定数を使用することになる。一方、熱水力計算の場合には炉心内の代表的な燃料要素内の構造を指定する必要がある。熱計算では燃料要素のチャンネル内の構造を計算の対象としているが、核計算では燃料要素の外周にある水ギャップやその他の構造も考慮して、燃料要素単位セルで平均した核的構成を計算の対象としていることが主要な相違点である。

流動計算において各部圧力損失、密度水頭、流量などを計算するためには、冷却材の再循環の流路の構造を指定する必要がある (強制循環の場合には炉心領域のみの圧力損失を計算する場合も考えられるが、自然循環の場合の熱水力特性を求めるためには再循環流路全体の構造を指定することがぜひ必要である)。

KINAK コードでは Fig. 2 に示す再循環流路を計算の対象としている。冷却材は原子炉容器の下部プレナムから炉心部へ入り、炉心部で加熱されて2相流となり、チムニを上昇して上部プレナムへ至る。上部プレナムで蒸気の大部分はタービンへ分流し、冷却材の水と一部キャリアンダされた蒸気はダウンカマを降下して下部プレナムへ至る。給水はダウンカマ上部で再循環水と混合して、それをサブクールする。また、下部プレナムから原子炉水を浄化する系統へ冷却材を一部分流させることも考慮している。

KINAK コードでは、炉心部分の圧力計算とそれ以外の再循環流路部分 (外側ループ) の圧力計算を分けて

いる。外側ループは炉心上部グリッドから流出する冷却材がチムニー、上部プレナム、ダウンカマ、下部プレナムを経て炉心下部グリッドへ戻るまでの再循環流路である。Fig. 2 に示すように、外側ループは冷却材の状態および流路定数の異なる10領域に区分されている。この内第1領域のチムニー、第2領域の上部プレナムにおける流路の彎曲部分および第3領域のキャリアンダ領域はいずれも2相流の領域であり、かつ、各領域ごとに圧力損失の計算式が異なるので、領域指定を任意に変更することはできない。第4領域から第10領域まではいずれもサブクール水の領域である。これらの領域区分は、流路定数が異なる流路部分には異なる領域番号が付番されるように指定すればよい（ただし、浄化系流量 W_A が全炉心流量 W_T に比べて無視できない場合には、第9および第10領域で流量が W_A だけ減少することに注意する必要がある）。

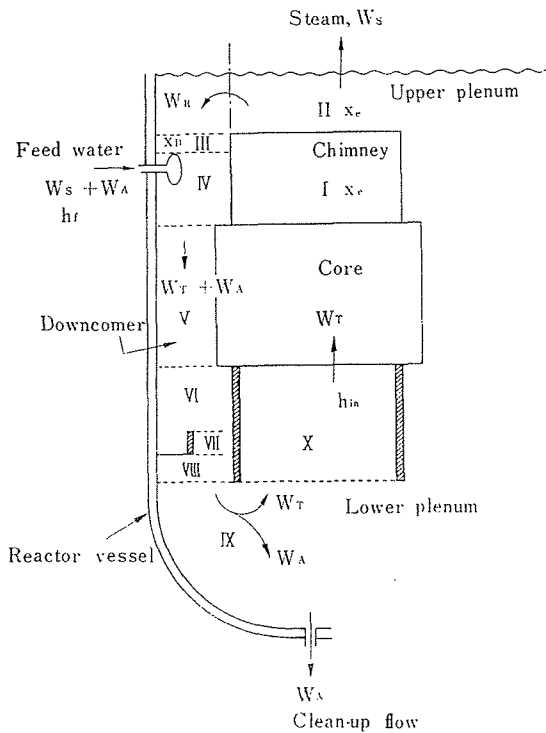


Fig. 2 Schematic recirculation flow path

この計算コードでは冷却材の流れ方向の圧力損失を正の値とする。また、密度水頭は流れの向きが上向きの場合に正の値に、下向きの場合に負の値にする。密度水頭計算のための高さの基準点は下部プレナムで流路が彎曲する位置とする。

流動計算における炉心部分は炉心下部グリッド（下部支持板）から燃料要素を通り、炉心上部グリッド（上部支持板）へ至る流路より構成される。故に、流動計算においては、炉心全体を代表する1個の燃料要素の下端から上端までを炉心部分の計算の対象とする。実際の計算においては、この炉心部分はFig. 3に示すようなモデル

化した構造を有すると考える。Fig. 3に示すように、炉心部分は8個の領域に分割されている。この内第5、第6領域は発熱領域であり、第5領域は非沸騰および局部沸騰の領域で、第6領域は体沸騰領域である。その他の各領域の物理的意味はFig. 3に示している。燃料棒の上端と下端の燃料要素支持板の部分では冷却材流路が縮小されているが、この部分の流路長さは短いので、1領域として取り扱わず、オリフィスとして取り扱う。燃料要素中間部には燃料棒スペーサを1個とることができる。これもオリフィスとして取り扱う。ある領域の拡流縮流

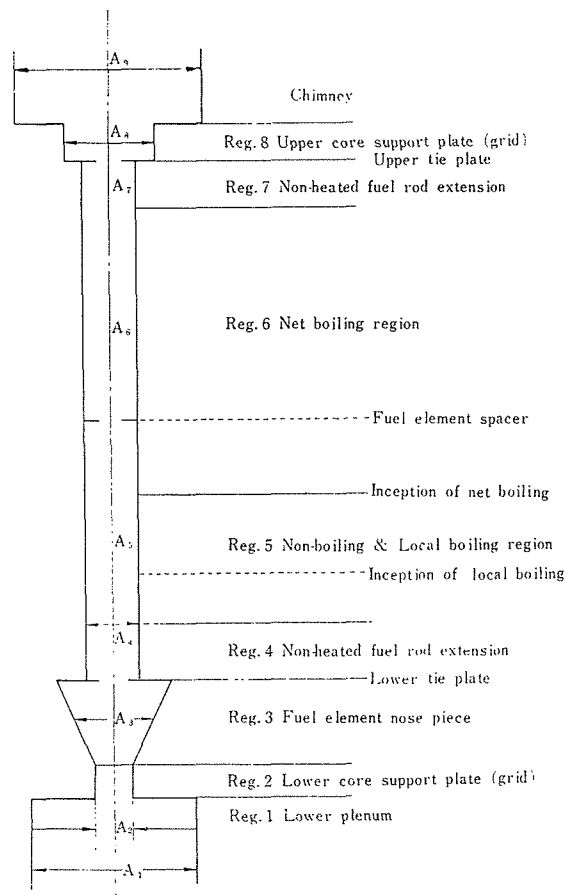


Fig. 3 Schematic flow path through the fuel assembly

圧力損失はその領域の出口側について計算する。故に、下部プレナムから炉心下部グリッドへ冷却材が流入する縮流部分の圧力損失を計算するために、流路長さゼロの第1領域を指定している。

炉心部分の流動計算は熱計算と密接な関連を有する。熱計算では炉心の発熱領域（水力計算の第5、第6領域）の軸方向ボイド分布、クオリティ分布などを各メッシュ点ごとに計算し、流動計算ではこれらの分布から2相流平均密度および2相流摩擦損失係数の分布を求める。そのため、熱計算と流動計算のメッシュ点のとり方は同一にしている。

3.2 計算手順

KINAK コードは沸騰水型原子炉の核熱水力特性を総括的に計算するコードであるので、各計算部分がリンクした繰返し計算のループがあり、それがプログラムの構成を複雑化する怖れがある。また、核熱水力の計算部分の一部を将来簡単に変更できる融通性をこのコードに持たせる必要もある。プログラムの理解を容易にし、その変更の際の融通性を持たせるために、このコードは、Fig. 4 に示すような、相互にリンクした下記のサブプログラムから構成されている。

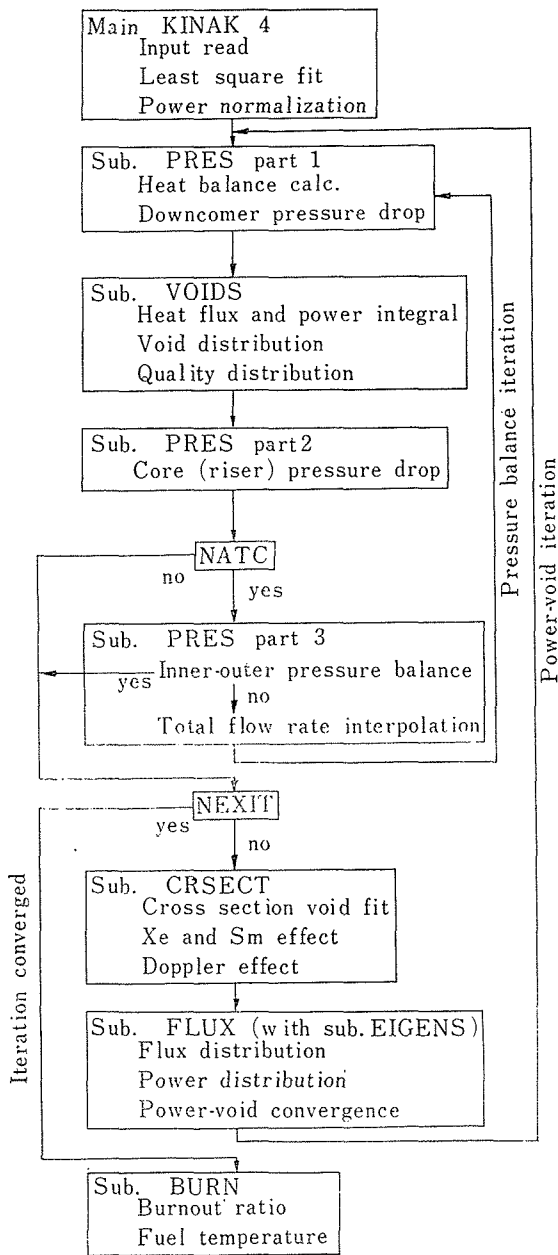


Fig. 4 Schematic flow diagram of KINAK code

- (1) 主プログラム：KYNAK 4
サブルーチン相互のリンクの指定，入出力，メッシュ点変換，核定数の最小自乗フィット，出力規格化をおこなう。
- (2) サブルーチン：FLUX
中性子束分布，中性子源分布の計算，出力分布の規格化とメッシュ点変換，出力ボイド繰返し計算の収斂判定をおこなう。固有値計算はサブルーチン EIGENS でおこなう。
- (3) サブルーチン：CRSECT
メッシュ点ごとのボイド依存核定数，Xe，Sm 効果の補正，ドプラー効果の補正の計算をおこなう。
- (4) サブルーチン：PRES
再循環ループ全体の圧力損失，流量などの流動計算および自然循環圧力バランスの計算をおこなう。
- (5) サブルーチン：VOIDS
ボイド体積率，クオリティ，熱流束，エンタルピなどの軸方向分布の計算をおこなう。
- (6) サブルーチン：BURN
バーンアウト熱流束および燃料棒内温度分布の計算をおこなう。

これらの各サブルーチンに含まれる計算式および計算方法については以下の各章に解説しているのので、この節では各サブルーチンをリンクした計算フローについて述べる。

KINAK コードには下記の繰返し計算ループが含まれている。

- (1) 出力分布とボイド分布の収斂計算
- (2) 自然循環圧力バランスの収斂計算 (PRES)
- (3) 中性子源分布の収斂計算 (FLUX)
- (4) 燃料棒内温度分布の収斂計算 (BURN)

これらの計算ループの内 (1) を除く各収斂計算は個々のサブルーチン内に含まれている。(1) の出力-ボイド収斂計算は全サブルーチンをリンクした計算であり、Fig. 4 に示すように、次のような計算ステップから構成されている。

- ステップ 1：出力分布を仮定する。
- ステップ 2：炉心出口クオリティを仮定する。
- ステップ 3：熱バランスより再循環流量を求める。
- ステップ 4：外側ループの圧力損失を計算する。
- ステップ 5：出力分布，炉心入口流量およびサブクーリングよりボイド分布を求める。
- ステップ 6：炉心流量とボイド分布より炉心部分の圧力損失を求める。
- ステップ 7：強制循環の場合にはステップ10へとぶ。自然循環の場合には次のステップへ移る。
- ステップ 8：自然循環圧力バランスの収斂判定をおこ

なう。収斂の場合にはステップ10へとぶ。

ステップ9：ステップ8で未収斂の場合には、新しい炉心出口クオリティの推定値（ステップごとの増加または内挿による）を設定し、ステップ3へ戻る。以下、ステップ3からステップ8までの計算が収斂するまで繰り返す。

ステップ10：出力ボイド収斂計算が収斂の場合にはステップ15へとぶ。未収斂の場合には次へ移る。

ステップ11：ボイド分布からボイド依存の核定数分布を計算する。Xe, Sm の効果およびドプラー効果を補正する。

ステップ12：核定数分布から中性子束分布、中性子源分布、固有値を求める（中性子源分布収斂計算を含む）。中性子源分布を新しい出力分布とする。

ステップ13：ステップ1で仮定した出力分布と新しい出力分布から出力ボイド繰り返し計算の収斂判定をおこなう。収斂の場合には NEXIT を 1 に、未収斂の場合には 0 にセットする。

ステップ14：新しい出力分布を次の出力-ボイド繰り返し計算のゲスとして、ステップ2へ戻る。故に、出力-ボイド繰り返し計算が未収斂の場合にはステップ2からステップ14までを繰り返す。収斂の場合にはステップ2からステップ10までを再計算する

ことになる。

ステップ15：定格出力の場合の最小バーンアウト比および燃料棒内温度分布（ UO_2 熱伝導率と燃料温度の間の収斂計算を含む）を計算する。

ステップ16：過出力の場合にステップ15と同じ計算をおこなう。これで全計算ステップは終了する。

上述した計算ステップからわかるように、自然循環圧力バランスの収斂計算ループは出力-ボイド収斂計算ループの内部に含まれる計算ループである。自然循環圧力バランスの収斂計算ループは、出力分布を仮定して、熱バランス、圧力バランスの関係式およびボイド分布計算式を同時に満足する再循環流量、炉心入口サブクーリングおよびボイド分布を求める計算ループである（通常のBWR 熱水力特性計算コードはこの部分のみから構成されている）。

出力-ボイド収斂計算ループは、ボイド分布計算のために仮定した出力分布とそのボイド分布に依存する核定数分布から新しく求めた出力分布とが一致するまで、換言すれば、自然循環圧力バランスの条件を含むボイド分布計算式と核定数がボイドに依存する中性子の拡散方程式を同時に満足するボイド分布と出力分布が求まるまで、計算を繰り返す計算ループである。

4. 中性子束分布計算

中性子束分布の計算はサブルーチン FLUX でおこなわれる。このサブルーチン FLUX は一次元 BWR 核熱水力計算コード KINAK の内で一次元拡散方程式の部分を受けもつものである。このサブルーチンは IBM 7090 用の一次元少数群拡散コード W2FC, WANDA-6 を基礎にして、さらに我々に必要な出力-ポイド分布の収束判定を追加して IBM 7044 用につくりかえたものである。

このサブルーチンの特徴を要約すると次の通りである。

(1) 一次元拡散方程式

$$-D^i(r) \frac{d^2\phi^i(r)}{dr^2} - \frac{dD^i(r)}{dr} \cdot \frac{d\phi^i(r)}{dr} + \Sigma_T^i(r)\phi^i(r) = x^i S(r) + \Sigma_{R,n}^{i-1} \phi^{i-1}(r)$$

を階差方程式にして、それを recurrence formula によって解く。

上式を階差方程式になおし

$$a_n^i = \frac{D_n^i}{(\Delta r)^2}, \quad b_n^i = \frac{D_{n+1}^i - D_{n-1}^i}{4(\Delta r)^2}, \quad c_n^i = a_n^i + b_n^i$$

$$d_n^i = x^i S_m + \Sigma_{R,n}^{i-1} \phi_n^{i-1} \quad \text{と置く}$$

$$\phi_{n+1}^i = \frac{2a_n^i + \Sigma_{T,n}^i \phi_n^i - \frac{a_n^i - b_n^i}{c_n^i} \phi_{n-1}^i - \frac{d_n^i}{c_n^i}}{c_n^i}$$

これをさらに簡単化して

$$\phi_{n+1}^i = k_n^i \phi_n^i - l_n^i \phi_{n-1}^i - m_n^i$$

ϕ_n を次のような backward recurrence formula によって解く。

$$\phi_n^i = \frac{\phi_{n+1}^i + \beta_n^i}{\alpha_n^i}$$

ここで α_n^i, β_n^i は

$$\alpha_n^i = k_n^i - \frac{l_n^i}{\alpha_{n-1}^i}, \quad \beta_n^i = \frac{l_n^i}{\alpha_{n-1}^i} \beta_{n-1}^i + m_n^i$$

領域と領域の境界では

$$\phi(r_{B-}) = \phi(r_{B+}), \quad \lim_{r \rightarrow r_{B-}} D \nabla \phi = \lim_{r \rightarrow r_{B+}} D \nabla \phi$$

$$\alpha_B^i = \frac{k_{B-}^i - (l_{B-}^i + 1)/\alpha_{B-1}^i + \gamma k_{B+}^i/l_{B+}^i}{\gamma(1 + l_{B+}^i)}$$

$$\beta_B^i = \frac{m_{B-}^i - (l_{B-}^i + 1) \cdot \beta_{B-1}^i/\alpha_{B-1}^i + \gamma m_{B+}^i/l_{B+}^i}{\gamma(1 + l_{B+}^i)}$$

$$\gamma = \frac{D_{B+}^i(\Delta r)_-}{D_{B-}^i(\Delta r)_+}$$

外側の境界では $\phi^i(0) = 0, \phi^i(R) = 0$ (for all i)

$$\phi^i(0) = 0 \quad \text{より} \quad \alpha_1^i = k_1^i; \beta_1^i = m_1^i$$

これより α と β の出発値が求まり、 α_n^i と β_n^i の全ての値が求まる。次に $\phi^i(R) = 0$ より $\phi^i(r_N) = 0$

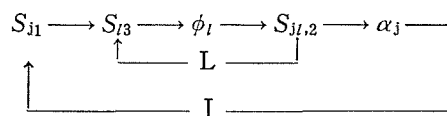
$$\phi^i(r_{N-1}) = \frac{\phi^i(r_N) + \beta^i(N-1)}{\alpha^i(N-1)} \quad \text{ただし} \quad N = n_{\max}$$

この式より $\phi^i(r_n)$ の出発値が求まり、前に求めた α_n^i, β_n^i を用いることにより全ての $\phi^i(r_n)$ が求まる。

(2) 核定数は各メッシュ点毎に与える。領域と領域との境界では同一点に2つのメッシュ点をあたえる。

(3) Source Iteration および Power-Void Iteration.

中性子束分布の計算は2つの部分に分れている。まず出力分布を仮定して中性子束分布および新しい中性子源分布を求め、この計算を中性子源分布が収束するまで繰返す。これを L-Iteration (Source Iteration) とする。次に中性子源分布が収束したら、その中性子源分布を使って出力分布を求め、その出力分布よりポイド体積率を出し核定数を訂正する。その核定数のもとで再び中性子源分布計算をおこない、新しく求まった出力分布を前回の出力分布と比較することにより、出力分布の収束を判定する。これを J-Iteration (Power-Void Iteration) とした。



S: 出力分布

ϕ : 中性子束分布

α : ポイド体積率

いづれの Iteration も収束の判定は pointwise におこなっている。すなわち、L-Iteration では S_{j3}^i と S_{j12}^i を各メッシュ点毎に比較し、また、J-Iteration では S_{j1}^i と S_{j12}^i とを各メッシュ点毎に比較して収束を判定する。

(4) Geometry として平板の場合だけにしか使えない。

(5) バックリングはエネルギー群ごとに入るようになっている。

(6) 収束判定および収束加速

まず出力分布 S_{j1} を仮定する。 S_{j1} を規格化して、 S_{j3} とする。

$$S_{j3} = S_{j1} / \int_0^R S_{j1} dr$$

S_{j3} を Source として中性子束分布 ϕ^i を求める。

次に ϕ^i を用いて、固有値 $\bar{\lambda}_i$ を以下のように求める。

$$G_I(r) = \sum_i [\nu \Sigma_f(r)]^i \phi^i(r) \quad \bar{\lambda}_I = \int_0^R G_I(r) dr$$

上で求めた固有値を用いて次のように収束判定をする。

$$S_{I,2}(r) = G_I(r) / \bar{\lambda}_I, \quad \lambda(r) = G_I(r) / S_{I,2}(r) \\ \lambda_{\max} = \text{MAX}(\lambda(r)), \quad \lambda_{\min} = \text{MIN}(\lambda(r))$$

$$\frac{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}{\lambda_{\max}} < \epsilon_f$$

もし収束していなかったら、

$$S_{I+1,2} = S_{I,2} + \theta(S_{I,2} - S_{I,3}) \quad \text{ただし } 0 \leq \theta < 1$$

として計算を繰り返す。 θ は加速因子。

もし収束していたら次に Power-Void Iteration の計算をおこなう。Power-Void Iteration の収束判定をおこなう。

$$\gamma_{\max} = \text{MAX} \left(\frac{S_{I,2}(r)}{S_{J,1}(r)} \right) \quad \gamma_{\min} = \text{MIN} \left(\frac{S_{I,2}(r)}{S_{J,1}(r)} \right)$$

$$\frac{\gamma_{\max} - \gamma_{\min}}{\gamma_{\max}} < \epsilon_v$$

もし収束していなかったら、 $S_{J+1,1}(r) = S_{I,2}(r)$ とする。収束していたらこの計算は終了。(内藤)

5. 核定数ポイド・フッティング計算

5.1 概要

核定数のポイド・フッティング計算はサブルーチン CRSECT でおこなわれる。このサブルーチンはポイド体積率の変化, Xe および Sm の毒作用, ドプラー効果による核定数の変化を計算するものである。

ポイド体積率による核定数の計算は, ポイド体積率に依存する核定数を, ポイド体積率の2次式で表現する。2次式の係数は, 5, 6点のポイド体積率に対する核定数の変化を計算しておいて, それを最小2乗法でフィットして求める。核定数の計算は, 下部反射体, 炉心, および上部反射体の3つの部分に分けておこなわれ, 下部反射体ではポイド体積率は零としてあり, 上部反射体ではポイド体積率は一定になっている。炉心部ではメッシュ点ごとのポイド体積率の変化に伴って, 核定数を計算する。Xe, Sm 毒物効果は, 平衡状態での Xe と Sm の濃縮度を炉心内の各メッシュ点ごとに出力分布から計算し, 熱群の吸収断面積に Xe および Sm の吸収を加えた。

ドプラー効果による補正は, 炉心内各メッシュ点における熱流束から, 冷却材温度と燃料内平均温度との差 ΔT を求め, ΔT とドプラー効果の関係からエプサーマル群の吸収断面積を補正する。なおドプラー効果の ΔT に対する関係は, KINAK コードとは独立に共鳴をのがれる確率を求めるコード PP を作り, 種々の燃料温度の下での共鳴をのがれる確率を求め, 最小自乗法で2次式にフィットした。

5.2 計算式

(1) ポイド体積率による核定数補正

$$Y_i = a_{0i} + a_{1i}\alpha + a_{2i}\alpha^2$$

ただし α : ポイド体積率

Y_i は各エネルギー群の核定数

a_{0i}, a_{1i}, a_{2i} は下記のように最小自乗法で求める。

カーブフィットするための n 番目のポイド体積率を X_n そのポイド体積率における核定数を W_{ni} とする。

ただし $n=1\sim N$

$i=1$, 拡散係数

$i=2$, 吸収断面積

$i=3$, 分裂断面積 \times 中性子放出数

$i=4$, 減速断面積

$$W_{ni} = a_{0i} + a_{1i}X_n + a_{2i}X_n^2$$

$$S = \sum_{n=1}^N (a_{0i} + a_{1i}X_n + a_{2i}X_n^2 - W_{ni})^2$$

S を最小にする係数 a_{0i}, a_{1i}, a_{2i} を求める。

$$\frac{\partial S}{\partial a_{0i}} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial a_{1i}} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial a_{2i}} = 0$$

$$S_1 = \sum_{n=1}^N X_n, \quad S_2 = \sum_{n=1}^N X_n^2, \quad S_3 = \sum_{n=1}^N X_n^3, \quad S_4 = \sum_{n=1}^N X_n^4$$

$$T_{1i} = \sum_{n=1}^N W_{ni}, \quad T_{2i} = \sum_{n=1}^N X_n W_{ni}, \quad T_{3i} = \sum_{n=1}^N W_{ni} X_n^2$$

$$\det|A| = \begin{vmatrix} N & S_1 & S_2 \\ S_1 & S_2 & S_3 \\ S_2 & S_3 & S_4 \end{vmatrix} \quad \det|B_{1i}| = \begin{vmatrix} T_{1i} & S_1 & S_2 \\ T_{2i} & S_2 & S_3 \\ T_{3i} & S_3 & S_4 \end{vmatrix}$$

$$\det|B_{2i}| = \begin{vmatrix} N & T_{1i} & S_2 \\ S_1 & T_{2i} & S_3 \\ S_2 & T_{3i} & S_4 \end{vmatrix} \quad \det|B_{3i}| = \begin{vmatrix} N & S_1 & T_{1i} \\ S_1 & S_2 & T_{2i} \\ S_2 & S_3 & T_{3i} \end{vmatrix}$$

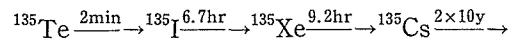
と置くと

$$a_{0i} = \frac{\det|B_{1i}|}{\det|A|} \quad a_{1i} = \frac{\det|B_{2i}|}{\det|A|} \quad a_{2i} = \frac{\det|B_{3i}|}{\det|A|}$$

(2) Xe と Sm の毒物効果

Xe 135 と Sm 149 は下記のような崩壊過程において生成される。

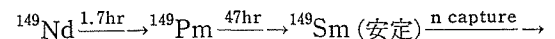
Xe 135



Ba ¹³⁵

(安定)

Sm 149



¹⁵⁰Sm

平衡状態で

$$\text{Sm} = \frac{\gamma_{\text{Sm}} \sum_i (\Sigma_{fi} \delta_i)}{\sum_i (\sigma_{\text{Sm}i} \delta_i)} \quad \delta_i = \frac{\phi_i}{\phi_0}$$

$$\text{Xe} = \frac{\gamma_{\text{Xe}} \phi_0 \sum_i (\Sigma_{fi} \delta_i)}{\lambda_{\text{Xe}} + (\sum_i \sigma_{\text{Xe}i} \delta_i) \phi_0}$$

ただし ϕ_0 は定常状態熱中性子束

$$\sigma_{\text{Sm}} = \sum_i \sigma_{\text{Sm}i} \delta_i \quad \sigma_{\text{Xe}} = \sum_i \sigma_{\text{Xe}i} \delta_i$$

$$\Sigma_{\text{poison}} = \text{Sm} \cdot \sigma_{\text{Sm}} + \text{Xe} \cdot \sigma_{\text{Xe}}$$

Σ_{poison} は熱中性子群吸収断面積として取扱われる。

(3) ドプラー効果

共鳴を逃れる確率 = P

ドプラー効果による共鳴を受ける確率の増加分

$$\Delta P = (1 - P) - (1 - P_0) = P_0 - P$$

$$P = \exp\left[-\frac{N^{28} V_{\text{fuel}} \bar{\phi}_{\text{fuel}} I_{\text{eff}}}{\xi_m \Sigma_{\text{sm}} V_m \bar{\phi}_m}\right] \approx 1 - \frac{N^{28} I_{\text{eff}}}{\xi_m \Sigma_{\text{sm}}} \cdot \frac{V_f \bar{\phi}_f}{V_m \bar{\phi}_m}$$

燃料棒セル内共鳴吸収断面積は

$$(\Delta \Sigma_a)_{\text{cell}} = N^{28} I_{\text{eff}} \cdot \frac{V_f \bar{\phi}_f}{V_m \bar{\phi}_m}$$

また $\Sigma_R = \xi_m \Sigma_{\text{sm}}$ と置けば $\Delta P = (\Delta \Sigma_a)_{\text{cell}} / \Sigma_R$

今必要なのは燃料要素内平均共鳴吸収断面積で、それを $(\Delta \Sigma_a)_c$ とする。

$$(\Delta \Sigma_a)_c = (\Delta \Sigma_a)_{\text{cell}} \cdot \frac{\int_c \phi_2 dv}{\int_{\text{cell}} \phi_2 dv} = \Delta P \cdot \Sigma_R \cdot \frac{\int_c \phi_2 dv}{\int_{\text{cell}} \phi_2 dv}$$

次に共鳴を逃れる確率 P の温度による補正は、共鳴吸収計算コード PP で求めた P を最小自乗法コード LEAST を用いて2次式にフィットした。

$$\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_2 \cdot (\Delta T) + \Delta P_3 \cdot (\Delta T)^2$$

記号表

$D^i(r)$: エネルギー i 群の拡散係数

$\phi^i(r)$: エネルギー i 群の中性子束
 $\Sigma_T^i(r)$: エネルギー i 群の全断面積
 X^i : エネルギー i 群の分裂中性子生成率
 Σ_R^{i-1} : エネルギー $i-1$ 群から i 群への減速断面積
 Σ_f : 中性子分裂断面積
 ϵ_f : 中性子束分布収束判定因子
 ϵ_v : Power-Void Iteration 収束判定因子
 γ_{Sm} : サマリウム生成率
 γ_{Xe} : キセノン生成率
 λ_{Xe} : キセノン崩壊定数
 N^{28} : U^{238} の単位体積中の箇数
 V_{fuel} : 燃料棒セル中の燃料棒体積率
 V_m : 燃料棒セル中の減速材体積率
 $\bar{\phi}_{\text{fuel}}$: 燃料棒セル中の燃料棒内平均中性子束
 $\bar{\phi}_m$: 燃料棒セル中の減速材内平均中性子束
 I_{eff} : 実効共鳴積分

(内藤)

6. ボイド分布計算

6.1 概要

ボイド分布の計算はサブルーチン VOIDS でおこなわれる。

このサブルーチンは炉心形状寸法、熱流束分布、水流量などの与えられた条件において、熱流束分布からボイド分布を計算するものである。

このサブルーチンでおこなわれる計算は次の通りである。

- (1) 熱流束の単位変換 (no unit→kcal/m²hr)
- (2) 熱出力積分
- (3) 表面沸騰および飽和沸騰開始点
- (4) エンタルピ分布
- (5) クオリティ分布
- (6) ボイド分布

なお計算は表面沸騰を考慮する場合と無視する場合とについてできるようになっている。

6.2 沸騰開始点の計算

ボイド分布を計算するに先立って沸騰域と非沸騰域の境界を明らかにする必要がある。飽和沸騰開始点は流体の混合が充分におこなわれるとすれば、流体のエンタルピが飽和水エンタルピと等しくなる点をもって簡単に算定することができる。計算は燃料チャンネルの軸方向に等分割したメッシュ点毎に、熱出力積分の結果を利用して流体のエンタルピと飽和水エンタルピとを比較すればよいのである。この飽和沸騰開始点を Z_3 とする。

一方、表面沸騰の開始点は单相流の熱伝達率を与える DITTUS-BOELTER 式と表面沸騰に関する JENS-LOTTE 式とから次のようにして求められる。

非沸騰域における壁温 t_w と平均流体温度 t_1 との差は

$$\Delta t_w = \frac{\phi(z)}{\alpha_1} \quad (1)$$

ただし

$$\alpha_1 = 0.023 \frac{\lambda}{d_e} \left(\frac{V_{in} d_e}{\nu_1} \right)^{0.8} P_r^{0.4} \quad (2)$$

表面沸騰域の壁面の過熱度すなわち壁温 t_w と流体飽和温度 t_s との差 Δt_{sat} は

$$\Delta t_{sat} = \beta \phi(z)^{1/4} \quad (3)$$

ただし $\beta = 0.819 \exp \left[-\frac{P}{63.3} \right] \quad (4)$

表面沸騰開始点においては(1)~(3)式がいずれも適用できるものとすれば、その点の流体のサブクーリングは次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta t_{sub} &= \Delta t_w - \Delta t_{sat} \\ &= \frac{\phi(z)}{\alpha_1} - \beta \phi(z)^{1/4} \end{aligned} \quad (5)$$

表面沸騰開始点 Z_1 までの炉心入口からの熱出力積分値は、流体の温度上昇との関係から(6)式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \int_0^{Z_1} \phi(z) dz &= \rho_f C_p A_c V_{in} (t_1 - t_{in}) \\ &= \rho_f C_p A_c V_{in} \left[\Delta t_{in} + \beta \phi(z)^{1/4} - \frac{\phi(z)}{\alpha_1} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

燃料の軸方向の熱流束分布が与えられれば、メッシュ点毎に熱出力積分値と熱流束の関数値となる(6)式の右辺とを比較して一致した点が表面沸騰開始点 Z_1 である。計算条件によっては入口サブクーリングが著しく大きいために、炉心出口でも飽和温度に達しない場合もあるが、BWR の概念から外れるのでその時には計算の対象から除外するようになっている。

6.3 ボイド分布の計算

表面沸騰を考慮しない場合には、飽和点以降のボイド体積率は、まず、熱出力積分値と流量から各メッシュ点におけるクオリティおよびスリップ比を求めれば計算できるが、表面沸騰を考慮する場合は、G. W. MAURER の方法¹¹⁾に従って、Fig. 5 に示すごとくチャンネル軸方向に3つの領域に分けて計算する。

(i) 第1領域 $Z_1 \leq Z \leq Z_2$

$$\alpha = \frac{[\phi(z) - \alpha'_1 (t_w - t_1)] P_r \lambda_1 \pi D_o N_{rod}}{1.07 \alpha_1'^2 (t_s - t_1) A_c} \quad (7)$$

ただし

$$\alpha'_1 = 0.030 \frac{\lambda_1}{d_e} R_e^{0.8} P_r^{0.4} \quad (8)$$

$$t_w = t_{sat} + \beta \phi(z)^{1/4} \quad (9)$$

$$t_1 = t_{in} + \frac{1}{\rho_{in} C_p A_c V_{in}} \int_0^z \phi(z) dz \quad (10)$$

境界条件

$$Z = Z_1 : \alpha_1 = 0 \quad (11)$$

$$Z = Z_2 : \alpha_2 = \frac{\pi t_b N_{rod} D_o}{A_c} \quad (12)$$

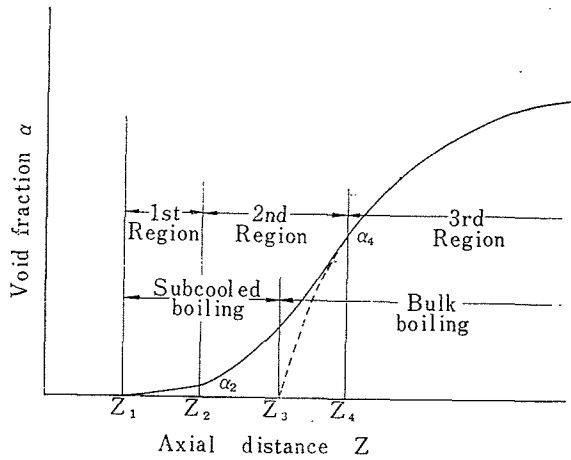


Fig. 5 Void distribution

ただし

t_b : 蒸気層の厚さ (気泡を平均膜厚さに換算)
計算では $t_b=0.1\text{mm}$ の値を採用した.

(ii) 第2領域 $Z_2 \leq Z \leq Z_4$

$$\alpha = \alpha_2 + (\alpha_4 - \alpha_2) \frac{h - h_1}{h_2 - h_1} \quad (13)$$

ただし

α_4 : 第2領域と第3領域の遷移点におけるボイド体積率. G.W. MAURER によれば $\alpha_4=0.40$

h_1 : Z_2 における流体のエンタルピ

$$h_1 = h_{in} + \frac{1}{\rho_{in} V_{in} A_c} \int_0^{z_2} \phi dz \quad (14)$$

h_2 : Z_4 における流体のエンタルピ

(iii) 第3領域 $Z \geq Z_4$

熱バランスから求めたクオリティを BANKOFF のスリップ式¹⁶⁾を用いてボイド体積率に換算する.

$$\alpha = \frac{\kappa}{1 + \frac{\rho_g}{\rho_c} \frac{1-x}{x}} \quad (15)$$

$$\kappa = 0.71 + P \times 10^{-4}$$

P : 圧力 (psia)

上記の各領域の境界値である α_2 , α_4 はそれぞれ任意に Input data として選べるようになっているが, 計算では G.W. MAURER¹¹⁾ に従って前述のごとき値を使用している. ボイド分布の計算は, まず第1領域の低ボイド表面沸騰部分のボイド体積率を計算し, 次に第3領域のクオリティ分布からボイド分布を求め, さらに α_4 に相当する Z_4 を求めた後, 第2領域のボイド体積率を α_4 と α_2 の間でエンタルピによって内挿するといった順序でおこなわれる.

以上のような手順でチャンネル流路方向に沿ったボイド分布が計算できるわけであるが, 特殊な場合たとえば, 熱出力が小さくて炉心入口サブクーリングも小さいような場合には第1領域の終端 Z_2 の位置が, 飽和沸騰開始点 Z_3 の位置よりも下流になり, 前述の第1領域と第3領域のボイド分布がオーバーラップし, 第2領域の内挿が不可能になって, ボイド分布に不連続点を生ずることになる. この場合には同じメッシュ点で二通りのボイド体積率が計算されるうちの大なる方をもって, その点のボイド体積率とするような計算手順を織り込んである.

この場合には $Z_2 > Z_3$ となるので, Z_3 から Z_4 までの間のボイド体積率分布を (15)式で求めたものと, Z_3 から Z_2 までのボイド体積率を (7)で求めたものとを比較して, 各メッシュ点でボイド体積率の大なる方を使用する. (小堀)

7. 冷却水循環量の計算

7.1 概要

原子炉における冷却水の循環量計算は、サブルーチン PRES で計算される。PRES は、与えられた出力分布を基にして、サブルーチン VOID により計算される炉心内ボイド分布から決まる炉心圧力損失と、ダウンカマによる駆動水頭の和が零になるような冷却水流量を勘定する計算コードである。

PRES の内容は、(1) 予備計算、(2) 再循環流路の圧力損失計算、(3) 炉内圧力損失計算、(4) 圧力損失計算の総括 (収斂計算) の4部分に分けられる。

圧力損失の計算は、すべての冷却材流路において、(1) 静水頭損失、(2) 摩擦損失、(3) 断面変化による損失、(4) スペースによる損失、(5) 加速損失に分けて計算をおこなっている。これらの圧力損失の計算に使用された式は一般的なものであるし、またその大要は 2. KINAK コードの特徴の項でふれられているので省略し、一般式だけを TABLE 1 に、冷却材流路各セクションにおけるすべての圧力損失の計算式 (または主要な抵抗係数を与える計算式) を TABLE 2 に示す。

また、Fig. 6, 7 は KINAK 圧力損失計算に使用した原子炉および燃料体のモデルで、いずれも JPDR の原子炉および燃料体である。図の中の数値は JPDR の値で、かつ後に述べるテストランに使用した数値である。

KINAK の計算においては、Fig. 6, 7 に示されるように、ライザーより始まる再循環流路を10コのセクションに、燃料本体を8コのセクションに分割して圧力損失計算をおこなわせている。注意すべきことは再循環流路の最終セクション (10) 炉心支持体流路と燃料体の開始点 (11) 炉心支持体流路から燃料に至る流路) とは同じセクションであることである。このような区分にしたのは、強制循環炉の計算をおこなう場合、燃料支持体に取り付けられるオリフィス抵抗と、それに対応する各燃料チャンネル毎の流量計算をおこなうのに、便利のためである。なお、このセクションにおいては、計算の便宜上、水頭損失、摩擦損失はセクション10に、流路の縮小損失はセクション11に含ませて計算させている。

7.2 予備計算

PRES における圧力損失計算に必要な因子を、あら

かじめ計算するのが予備計算部分である。これらの内には、

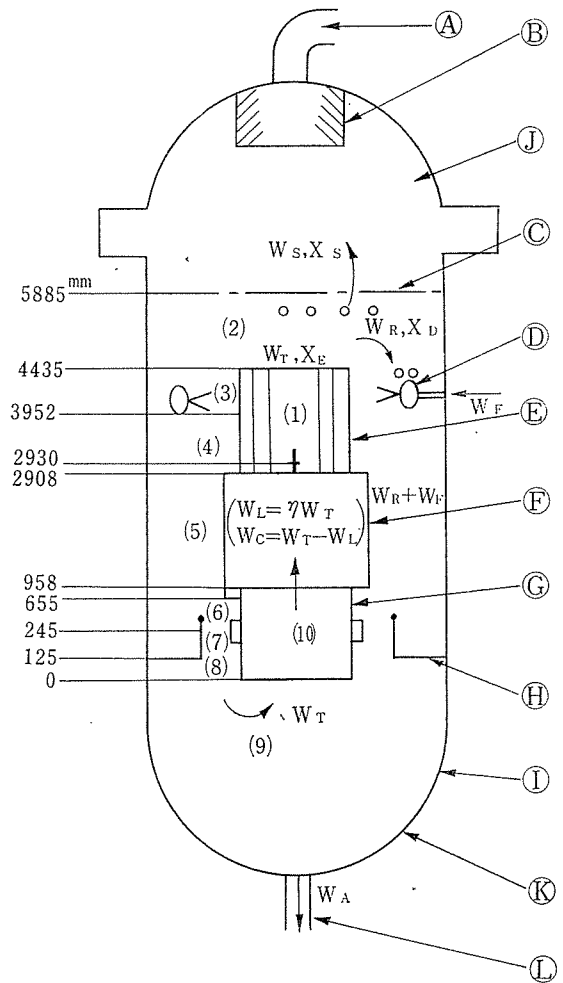
炉心冷却材流量 (W_T) の計算

再循環流量 (W_R) の計算

炉心入口エンタルピ (h_{in}) の計算

燃料棒入口流速 (V_{in}) の計算

炉内各部における冷却材流速 ($V(I)$) の計算



- Ⓐ Main steam piping
- Ⓑ Dryer
- Ⓒ Steam-water interlayer surface
- Ⓓ Feed water sparger
- Ⓔ Riser
- Ⓕ Core shroud
- Ⓖ Core support
- Ⓗ Baffle plate
- Ⓙ Pressure vessel
- ⓫ Upper plenum (steam dome)
- ⓬ Lower plenum
- ⓭ Clean up water nozzle

Fig. 6 Reactor model for KINAK code

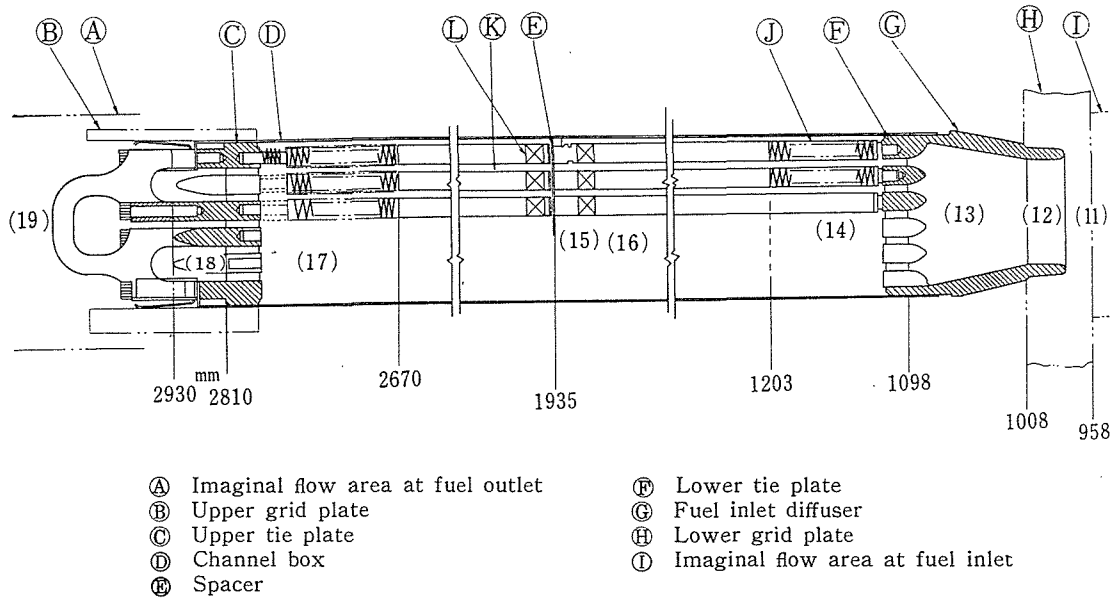


Fig. 7 Fuel model for KINAK code

TABLE I General equations of pressure drop used in KINAK CODE

(1) 静水頭損失

$$\Delta P_H = \rho \cdot L$$

(2) 摩擦損失

$$\Delta P_E = \rho \cdot F \cdot \frac{V^2 \cdot L}{2g \cdot D}$$

ただし 係数 F の計算は次の式でおこない、マルティネリの二相流係数 $\phi(P, x)$, 補正係数 $\phi(G, \alpha)$ は冷却材の相変化に応じ次のごとく変化する

$$F = 0.316 (Re)^{-1/4} \cdot \phi(P, x) \cdot \phi(G, \alpha)$$

一相流領域 $\phi(P, x) = 1$

$$\phi(G, \alpha) = 1$$

サブクール沸騰領域 $\phi(P, x) = 1$

$$\phi(G, \alpha) \geq 1 \text{ の時 } \phi(G, \alpha) = \phi(G, \alpha)$$

$$\phi(G, \alpha) < 1 \text{ の時 } \phi(G, \alpha) = 1$$

かつ $V = V_{sat}$

沸騰領域 $\phi(P, x) = \phi(P, x)$

$$\phi(G, \alpha) = \phi(G, \alpha)$$

かつ $V = V_{sat}$

(3) 断面変化による損失

$$\Delta P_{E/C} = \rho \cdot K \cdot \frac{V^2}{2g}$$

ただし 係数 K の計算は次の式でおこなう

一相流拡大管 $K = (E - 1.0 + \sigma^2)$

// 縮小管 $K = (C + 1.0 - \sigma^2)\sigma^2$

ここで E, C は断面積比 $\frac{A_i}{A_{i+1}} = \sigma$ により定まる定数*

二相流領域 (拡大・縮小共)

$$K = 2\sigma(\sigma - 1) \cdot \left[\frac{\rho_f}{\rho_g} \cdot \frac{x^2}{\alpha} + \frac{(1-x)^2}{1-\alpha} \right]$$

かつ $V = V_{sat}$ $\rho = \rho_{sat}$

(4) スペーサーによるオリフィス損失

$$\Delta P_{SP} = \rho \cdot K \cdot \frac{V^2}{2g}$$

ただし オリフィス係数の計算は次の式でおこなう

$$K = \left(1 + x \cdot \frac{v_{fg}}{v_f} \cdot \xi(x) \right) K_0$$

単相流領域 $\xi(x) = 0$

二相流領域 $\xi(x) = 1$

かつ $V = V_{sat}$ $\rho = \rho_{sat}$

ここで K_0 はオリフィス断面比 σ により定まる定数*

(5) 加速損失

$$\Delta P_{acc} = \frac{-V^2}{2g} \cdot \Delta \rho$$

(6) 流れの曲りに伴う損失

(REGION-2 WATER LAYER REGION のみ)

$$\Delta P_{(F)2} = \rho_s \frac{1}{2g} \cdot \left(\frac{W(2)}{A(2)} \cdot \frac{1}{\rho_f} \right)^2 \cdot F_2(x, \alpha, G) \varphi$$

ただし $\varphi = \{0.131 + 0.1632(D/r)^{3.5}\} \left(\frac{\theta}{90} \right)^{**}$

φ は流れが曲げられるための損失

REGION-2 においては***

$D = 2.6m$ $r = 0.61m$ $\theta = 180^\circ$ より $\varphi = 52.5$

$A(2) = 5.30m^2$

* ** 機械工学便覧参照

*** 付録 流れの曲りに伴う損失についてのモデルの項参照

TABLE 2 List of equations on factor of pressure drop at all sections in KINAK coolant loop model

REGION	HEAD LOSS	FRICTION LOSS	EXPANSION AND CONTRACTION LOSS	SPACER LOSS	ACCELERATION LOSS
1 RISER	$\rho_1(H_2 - H_1)$	$(F_1 = f_1 \cdot \phi(p, x_1) \cdot \phi(G_{11}, \alpha_{11}))$ $(V_1 = (W_1/A_1 \cdot \rho_1 \times 3600))$			
2 WATER LAYER		$(F_2 = \varphi \cdot (\frac{F_1}{2f_1} + \frac{F_3}{2f_3}))$ $(V_2 = (W_2/A_2 \cdot \rho_1 \times 3600))$			
3 DOWN COMER (CARRY UNDER)	$\rho_3(H_4 - H_3)$	$(F_3 = f_3 \cdot \phi(P, x_3) \cdot \phi(G_3, \alpha_3))$ $(V_3 = (W_3/A_3 \cdot \rho_1 \times 3600))$			
4 DOWN COMER (SPARGER)	$\rho_4(H_5 - H_4)$	$F_4 = f_4$	$K_4 = (C_4 + 1.0 - \sigma_4^2) \sigma_4^2$		
5 DOWN COMER (CORE SHROUD)	$\rho_5(H_6 - H_5)$	$F_5 = f_5$	$K_5 = (C_5 + 1.0 - \sigma_5^2) \sigma_5^2$		
6 DOWN COMER (CORE SUPPORT)	$\rho_6(H_7 - H_6)$	$F_6 = f_6$	$K_6 = (C_6 + 1.0 - \sigma_6^2) \sigma_6^2$		
7 DOWN COMER (BAFFLE PLATE)	$\rho_7(H_8 - H_7)$	$F_7 = f_7$	$K_7 = (E_7 - 1.0 + \sigma_7^2)$		
8 LOWER PLENUM INLET	$\rho_8(H_9 - H_8)$	$F_8 = f_8$	$K_8 = (E_8 - 1.0 + \sigma_8^2)$		
9 LOWER PLENUM			$C_9 = (C_9 + 1.0 - \sigma_9^2) \sigma_9^2$		
10 CORE SUPPORT	$\rho_{10}(H_{11} - H_{10})$	$F_{10} = f_{10}$			
ΔP_{out}					
11 CORE SUPPORT TO FUEL	ΔP_{11}	ΔP_F	$\Delta P_{E/C}$		
12 NOZZLE (INLET)	$\rho_{12}(H_{13} - H_{12})$	$F_{12} = f_{12}$	$K_{11} = (C_{11} + 1.0 + \sigma_{11}^2) \sigma_{11}^2$		
13 DIFFUSER	$\rho_{13}(H_{14} - H_{13})$	$F_{13} = f_{13}$	$K_{12} = (E_{12} - 1.0 + \sigma_{12}^2) \varphi$	$K_3 = K_0$	
14 FUEL (UNHEATED REGION)	$\rho_{14}(H_{15} - H_{14})$	$F_{14} = f_{14}$	$K_{13} = (C_{13} + 1.0 - \sigma_{13}^2) \sigma_{13}^2$	$K_5 = K_0 \left(1 + x \cdot \frac{v_{16}}{v_1} \right)$	$\frac{v^2}{2g} \rho_f \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_{11}} \right)$
15 FUEL (NONBOILING REGION)	$\rho_{15}(H_{16} - H_{15})$	$(F_{15} = f_{15} \cdot \phi(G_{15}, \alpha_{15}))$ $(V_{15} = V_{15}^{sat})$		$K_7 = K_0 \left(1 + x_{max} \cdot \frac{v_{16}}{v_1} \right)$	$\frac{v^2}{g} \rho_f \left(\frac{x_{max}^2 \cdot \rho_f}{\alpha_{max} \cdot \rho_g} + \frac{(1 - x_{max})^2}{1 - \alpha_{max}} - 1 \right)$
16 FUEL (BOILING REGION)	$\rho_{16}(H_{17} - H_{16})$	$(F_{16} = f_{16} \cdot \phi(P, x_{16}) \cdot \phi(G_{16}, \alpha_{16}))$ $(V_{16} = V_{16}^{sat})$	$(K_{17} = 2\sigma_{17}(\sigma_{17} - 1) \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \cdot \frac{x_{max}^2}{\alpha_{max}} + \frac{(1 - x_{max})^2}{1 - \alpha_{max}} \right))$ $(V_{17} = V_{17}^{sat})$		
17 FUEL (UNHEATED REGION)	$\rho_{17}(H_{18} - H_{17})$	$(F_{17} = f_{17} \cdot \phi(P, x_{17}) \cdot \phi(G_{17}, \alpha_{17}))$ $(V_{17} = V_{17}^{sat})$	$(K_{18} = 2\sigma_{18}(\sigma_{18} - 1) \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \cdot \frac{x_{max}^2}{\alpha_{max}} + \frac{(1 - x_{max})^2}{1 - \alpha_{max}} \right))$ $(V_{18} = V_{18}^{sat})$		
18 FUEL OUTLET	$\rho_{18}(H_{19} - H_{18})$	$(F_{18} = f_{18} \cdot \phi(P, x_{18}) \cdot \phi(G_{18}, \alpha_{18}))$ $(V_{18} = V_{18}^{sat})$			
ΔP_{in}					
	ΔP_H	ΔP_F	$\Delta P_{E/C}$	ΔP_{SP}	ΔP_{acc}
	ただし $(H_{11} = H_{12}$ $H_{19} = H_1$)	$f_i = 0.316(R_{ei})^{-1/4}$ $V_{sat} = W_{ASS}/A_{HS} \cdot \rho_f$	φ ; DIFFUSER FACTOR $\varphi = 0.5$ at $\theta = 23^\circ 30'$		
	また $(H_2 = H_5$ $H_9 = H_{10})$	φ ; FACTOR OF STREAM CONVERSION	$\sigma_1 = \frac{A_1}{A_{1+1}}$		
RECIRCULATION ROUTE					
FUEL ROUTE					
REFERENCE					

炉内各部におけるレイノルズ数 (Re(I)) の計算
 二相流係数 $[\phi(p, x), \phi(G, \alpha)]$ の計算
 二相流領域における冷却材平均密度 ($\bar{\rho}$) の計算
 がある。

(1) 炉心冷却材流量 W_T の計算

炉出力 Q が与えられているので、蒸気流量 W_S は、蒸気のエンタルピ h_g 、給水のエンタルピ h_f より

$$W_S = \{Q - W_A(h_f - h_F)\} / (h_g - h_f) \quad (16)$$

タービンへ流れる蒸気が炉心冷却材流量 W_T に対して占める重量比を x_S とすると、

$$x_S = (x_B - x_D) / (1 - x_D) \quad (17)$$

ただし、 x_B は炉心出口蒸気クオリティ、 x_D はキャリーアンダー蒸気クオリティで計算において仮定される値である。 x_S の仮定より

$$W_T = W_S / x_S \quad (18)$$

(2) 再循環流量 W_R の計算

(16), (17) より W_S, W_T が求まると

$$W_R = W_T - W_S \quad (19)$$

(3) 炉心入口エンタルピ h_{in} の計算

クランプアップ流量 W_A が炉心冷却材流量 W_T に占める比を δ とすると

$$h_{in} = \frac{(1 - x_S)(1 - x_D)h_f + (1 - x_S)x_D h_g + (x_S + \delta)h_F}{1 + \delta} \quad (20)$$

(4) 燃料棒入口流速 V_{in} の計算

リーケージフローが炉心冷却材流量に対して占める割合を η とすると

$$W_L = \eta \cdot W_T \quad (21)$$

従って、燃料棒部分を通る冷却材流量 W_C は

$$W_C = W_T - W_L \quad (22)$$

$$\therefore V_{in} = \frac{W_C}{3600 \times A_c \cdot \rho_{in} \cdot N_{ass}} \quad (23)$$

ここに ρ_{in} は冷却材入口密度で、(24) 式に示されるように、エンタルピーによる二次式フィットをおこなって計算される値である。

$$\rho(I) = \rho_A + \rho_B \cdot h_{in} - \rho_C \cdot h_{in}^2 \quad (24)$$

(5) 各部における冷却材流速 $V(I)$ の計算

冷却材流速は单相流領域と二相流領域に分けて計算する。单相流領域はその位置における冷却材流速そのものを与える値であるが、二相流領域は圧力損失計算に便利のために、その位置における冷却材全部が飽和液体であると仮定した時の流速で代表させている。

$$\text{单相流領域 } V(I) = W(I) / 3600 \times A(I) \cdot \rho(I) \quad (25)$$

$$\text{二相流領域 } V(I) = W(I) / 3600 \times A(I) \cdot \rho_f \quad (26)$$

(6) レイノルズ数 Re(I) の計算

$$Re(I) = \frac{D_e(I) \cdot V(I)}{\mu_{sat}} \quad (27)$$

動粘性係数 μ は飽和液体の値で代表させた。

(7) 二相流係数 $\phi(p, x), \phi(G, \alpha)$ の計算

二相流領域における摩擦損失の計算は MARTINELLI-NELSON の方式に従い、それに流量による補正をおこなった。補正係数の算出は、Fig. 8, 9 に示されるグラフから数点を選び出し、圧力、流量については内挿方法により、蒸気のクオリティ、体積率については二次式にフィットして計算した。

(8) 二相流領域における冷却材平均密度 $\bar{\rho}$ の計算

$$\bar{\rho} = (1 - \bar{\alpha})\rho_f + \bar{\alpha}\rho_g \quad (28)$$

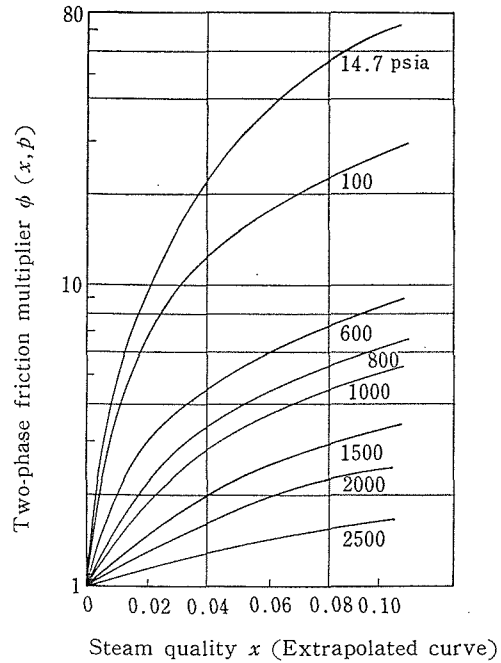


Fig. 8 Local two-phase friction multiplier vs quality (by MARTINELLI-NELSON)

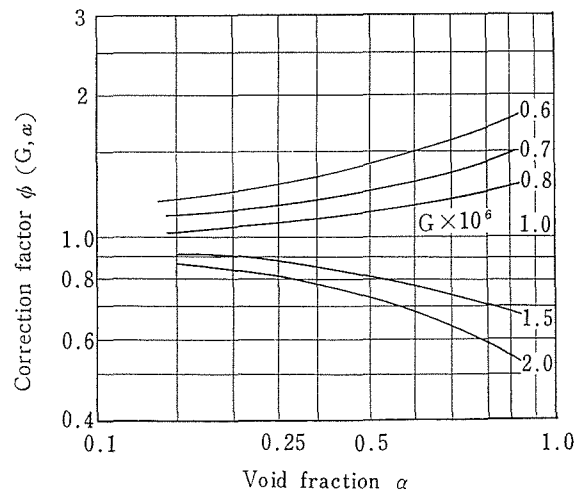


Fig. 9 Correction factors based on α from Westinghouse data based on slip=1.0

7.3 再循環流路の圧力損失計算

再循環流路において、二相流の流れるセクションは(1)・(2)・(3)の3コのセクションである。この内、(1)のライザー部分は二相流が上方に流れる部分であり、(2)の上部プレナム部分は蒸気分離層と冷却材の反転層を兼ねた部分である。(3)はダウンカマールの一部ではあるが、給水スパーージャより上部であるため気泡が存在し、しかも気泡の浮力方向と冷却材の流れ方向とが互に相反する方向(スリップ比が1以下)となる部分である。(4)~(10)までの各セクションは、給水により冷却材がサブクールされた単相流領域で取扱いは容易である。一般的な圧力損失の方程式についてはTABLE 1に、各セクションで使用された式についてはTABLE 2に記載されているので省略し、問題点についてのみ以下述べることとする。

(1) ライザー部分における圧力損失

ライザー部分を流れる冷却材はすべて二相流であるのでその取扱いを受ける。二相流領域における各種の取扱い上の説明は7.4炉内圧力損失計算の項を参照されたい。また、このセクションでは、リーケージフローが加わるため、燃料出口における二相流の値と多少異なっている点には注目されたい。

(2) 上部プレナムにおける問題

上部プレナムにおける圧力損失の計算は、付録-1に述べる方法によりモデル化し、水の反転に伴う圧力損失として計算した。かつ、この部分における二相流係数には、セクション(1)と(3)との平均値を使用した。水の反転を考える場合の水力学的直径、曲率半径を予め勘定するためには炉水のレベルを決めなければならないが、炉水レベルはJPDRで運転をおこない得る最高レベル(公称+30cmレベル)を取り、ボイドによる水位の上昇を約70cm考慮して計算した。この方法によりKINAKの計算値はJPDRにおける実験値と比較的よく合う計算結果を得ることができた。なお、水の反転に伴う圧力損失係数 ϕ はインプットになっているので、炉水位が変化した状態の場合には、付録-1より ϕ を計算し置き替えればよい。

(3) キャリーアング蒸気に伴う問題

KINAKにおいてキャリーアング蒸気量は、再循環流量についての百分比で与えるインプットになっていることは前にも述べた通りである。キャリーアング蒸気の占めるボイド体積比の計算方法はANL-6581等にも紹介されているし、その大要については付録-2に述べて置いたので省略する。

キャリーアング蒸気存在部分の摩擦損失の計算においても、MARTINELLI-NELSONの方法が適用できる

としてすべて取扱っている。水頭損失は、キャリーアング蒸気の気泡の直径が0.2"であると仮定し、付録-2で紹介される方法により求まる体積比を基に計算した。

7.4 燃料体内の圧力損失計算

燃料体内の圧力損失計算には、セクション(11)~(14)までの単相流部分、セクション(15)発熱部サブクール領域、セクション(16)沸騰領域、セクション(10)、(18)二相流領域である。各部の圧力損失についての一般式はTABLE 1に、使用した圧力損失の式はTABLE 2に示されているので重複を避け、以下問題点のみ記述する。

(1) 発熱部サブクール領域の計算

セクション(15)発熱部サブクール領域は、サブクール沸騰を考慮する場合と、サブクール沸騰を考慮しない場合の2つのケースに分けられる。計算においては、この2つのケースをオプションABCによって選択し得るようになっている。

サブクール沸騰を考慮しないケースでは、沸騰の開始点は燃料チャンネルを流れる冷却材エンタルピが飽和水のエンタルピになる点であり、ボイド分布はBANKOFFのスリップ比により決まる。サブクール沸騰を考慮した場合、沸騰の開始点はDITTUS-BOELTERとJENS & LOTTESの式の組合せから決められる点であり、サブクール沸騰の終点はネットボイリングの開始点である。

サブクール沸騰を考慮しないケースにおいては、セクション(15)発熱部サブクール領域は単相流領域である。従って、すべての圧力損失の式はセクション(14)燃料体非発熱部と同じになる。TABLE 2に示されるセクションに関する式で、単相流の式と異なる式の格好をしているものは、摩擦損失、スパーサ損失で、各々は次式で表わされる。

$$F_{15} = f_{15} \cdot \phi(G_{15}, \alpha_{15}) \quad (29)$$

$$K_5 = K_0 \cdot (1 + x \cdot V_{fg}/V_f) \quad (30)$$

しかし、ボイド量 $\alpha_{15}=0$ において $\phi(G_{15}, \alpha_{15})=1$ であるし、蒸気クオリティ $x=0$ から、上記の二式は

$$F_{15} = f_{15}, \quad K_5 = K_0$$

となり、単相流の式と同じになる。

サブクール沸騰を考慮した場合、サブクール沸騰により生じるボイドは、この体積(α)は考慮するが、その蒸気クオリティ(x)は零として取扱われる。したがって、圧力損失のうち水頭損失はボイド分布に伴う冷却材密度により変化する。スパーサ損失の(30)式は蒸気クオリティのみの関数であるので単相流と同じ値となる。また加速損失は計算の手間をはぶく上から、沸騰領域で一括して取り扱っているため零とした。

(2) 二相流領域の圧力損失

セクション(16)、(17)、(18)およびライザー部分で使

用される二相流領域の圧力損失は、単相流の圧力損失に較べて大きな値となる。以下 KINAK で取扱った二相流の圧力損失について簡単にふれてみる。

摩擦損失；二相流の摩擦損失は MARTINELLI-NELSON の方式に従って計算される。厳密に言えば、MARTINELLI-NELSON の二相流損失係数は圧力と蒸気クオリティの関数であるが (Fig. 8), Westinghouse のデータによって流量・ボイド体積率についても補償をおこない (Fig. 8) KINAK における二相流損失係数の計算式とした。

二相流摩擦損失の計算に上記の方式を使う限り問題となってくるのがボイド量の推定である。なぜならば、二相流損失の係数を支配する因子のうち、圧力、蒸気クオリティ、流量は比較的正確に計算されるのに較べて、ボイド量は蒸気のスリップ比の見積りに大きく影響されるからである。

7.4(1) においても議論した通り、KINAK においては、サブクール沸騰を考慮した場合、ボイド体積率が40%を越える部分では蒸気のスリップは BANKOFF に従い、それに至るまでの間は、ボイド量が冷却材のエンタルピに従うとする MAURER の方式によっている。またサブクール沸騰を考慮しない場合は、すべて BANKOFF の式としている。BANKOFF や MAURER の方法以上に、ボイドのスリップ比に関して権威のある方法は今のところ見当たらないが、しかしなおこれらの方法について各方面からの議論が寄せられている点に注意を払って置かねばならない。

水頭損失；自然循環における二相流部分の水頭損失は、ダウンカマーにおける単相流水頭損失 (実際上は利得) との差が自然循環の駆動力となることを考えると、非常に大切な因子である。二相流水頭損失自身は各メッシュにおける冷却材平均密度と高さの積で表わされるもので、特に取り上げる程のものではない。しかし、冷却材平均密度の計算に必要なボイド量の計算精度が問題である。特にライザー部分のそれは、この値が駆動力を特徴づけることから、計算精度の最大要因となる。ボイド量の計算精度は、先にも述べた通り、BANKOFF および MAURER の方法を採用する場合の精度によっている。

このようにボイド量の計算は二相流水頭損失、二相流圧力損失に大きく影響し計算コードの精度を左右するが、KINAK でおこなわれたテストランの結果からみると、スリップ比の計算に約5%の誤差があると (BANKOFF の定数 K を約0.02 変更), 再循環流量は約1%変化する。また、水頭損失の減少 (または増加) に対して摩擦損失はその50%程度の値で増加 (または減少) している。

流路断面積の変化に伴う圧力損失；二相流領域の流路断面の変化に伴う圧力損失の計算には、流路断面変化前後における冷却水の運動量は等しいとする ROMIE の方法によった。また、スパーサ、燃料タイプレートはオリフィスとして取扱った。

7.5 圧力損失計算の総括

サブルーチン PRES における最後の章は、圧力損失計算の整理と圧力損失のバランスから出口蒸気クオリティと再循環流量を求める計算である。

圧力損失の計算の整理は、再循環流路においても、燃料体内の計算においても、各種の圧力損失別、セクション別に整理計算される。そして計算された圧力損失は再循環流路内において

$$\int \Delta P_{\text{OUT}} = \int \Delta P_{\text{HEAD}} + \int \Delta P_{\text{FRIC}} + \int \Delta P_{\text{E/C}} \quad (31)$$

また、燃料体内において

$$\int \Delta P_{\text{IN}} = \int \Delta P_{\text{HEAD}} + \int \Delta P_{\text{FRIC}} + \int \Delta P_{\text{E/C}} + \int \Delta P_{\text{SP}} + \int \Delta P_{\text{ACC}} \quad (32)$$

と圧力損失の和の形で計算される。

自然循環の場合

$$\int \Delta P = \int \Delta P_{\text{IN}} + \int \Delta P_{\text{OUT}} = 0 \quad (33)$$

強制循環の場合

$$\int \Delta P = \int \Delta P_{\text{IN}} + \int \Delta P_{\text{OUT}} + \Delta P_{\text{PUMP}} = 0 \quad (34)$$

でなければならない。ここに ΔP_{PUMP} は強制循環をおこなうに必要なポンプ駆動力である。

サブルーチン PRES においては、計算を始める仮定として、まづ最初炉心出口蒸気クオリティ X_{E0} を仮定し、計算を始めるようになっている。この計算の流れについては、3.2 計算フロー、7.2 予備計算に述べられている。

最初の解として計算に与えた X_{E0} を最終的に圧力損失-ボイド分布のバランスの取れた最終解にまで到達させるために収斂計算が必要である。

今初期解 X_{E0} に対して計算される全圧力損失 $\int \Delta P$ がプラスであったとする。 $\int \Delta P > 0$ は駆動力よりも圧力損失が大であることを意味する。従って冷却材再循環流量は少なくなり、従って X_{E1} は増加されねばならない。PRES においては、初期解 X_{E1} に対し $\int \Delta P > 0$ の場合、次回の初期解 X_{E2} として0.5%の蒸気クオリティを加えて与えるようコードが組まれている ($\int \Delta P < 0$ の場合は逆)。 X_{E2} に対してさらに $\int \Delta P > 0$ の場合は、 X_{E3} としてさらに0.5%を加える。このようにして $\int \Delta P$ の符号がプラスからマイナスに変わるまで0.5%の蒸気クオリティの加算を続けていく。すなわち、初期解を与える一般式は

$$X_{EN} = X_{E(N-1)} + \Delta X_E \quad \Delta X_E = 0.5\%$$

今、 $(N+1)$ 回目の計算で $\int \Delta P$ の符号が変わったとする。これより与えられる初期解は内挿による計算結果となる。いまこの時の圧力損失の値を各々 P_N, P_{N+1} とする。

$$N \text{ 回目の仮定 } \quad X_{EN} \quad \int \Delta P = P_N > 0$$

$$N+1 \text{ 回目の仮定 } \quad X_{E(N+1)} \quad \int \Delta P = P_{(N+1)} < 0$$

この場合、 $N+2$ 回目以降の計算の初期解として与える

$X_{E(N+2)}$ の値は一般的に

$$X_{E(N+2)} = X_{E(N+1)} - \frac{|P_{(N+1)}|}{(P_N - P_{(N+1)})} \cdot |X_{E(N+1)} - X_{EN}| \quad (35)$$

で与えられ、 $\Delta P < 1 \text{ kg/m}^2$ (約 1mm の水柱相当) 以内に圧力バランスが収斂するまで計算をつづける。テストランの結果によると内挿計算の繰返しは高々 2 度であり、ほとんどが 1 回の計算で収斂している。

この収斂計算において注意せねばならぬことは、初期解としてあまりにも低すぎる出口蒸気クオリティを与えた場合である。この場合、キャリーアング蒸気の存在のために、給水だけでは再循環水は飽和温度以下にならない。PRES においてはこのようなケースを避けるため、炉心入口エンタルピの計算の部分で再循環冷却水のエンタルピを判定し、もし飽和エンタルピ以上ならば出口蒸気クオリティを修正し初期解を仮定し直すようコーディングしてある。現在のコードでは、修正値は 0.05% にしている。

さて、今まで PRES を説明するにあたって、主として自然循環 BWR を対象に説明をおこなってきたが、PRES は強制循環 BWR の計算をもおこなえるコードである。PRES を使用して強制循環の計算をおこなう場合、強制循環ポンプによって加えられる駆動水頭を再循環流路に加えて、流量・圧力損失繰返し計算をおこなわせるわけである。ただ、この場合注意せねばならないことは、加えられる駆動水頭はポンプ全水頭ではなく、ポンプの全水頭から強制循環用配管で消費される各種の圧力損失を差し引いて、再循環流路に加えられる駆動水頭のみを選んで、計算をおこなわなければならない。

また、オプション (記号 NATC) の選定により、出力と冷却水量 (炉心出口蒸気量) を与えると、必要なポンプ駆動力を計算するようになっている。

なお、この章で用いた符号を以下に示す。 (石川)

Notation of subroutine PRESS

A	; Cross section of coolant loop	m^2
C	; Contraction factor	
D	; Diameter	m
D_e	; Equivalent diameter	m
E	; Expansion factor	
F	; Friction factor	
f	; Fluid friction factor	
g	; Specific gravity	m/sec^2
G	; Mass flow rate per unit area	kg/hr-m^2
H	; Elevation	m
h	; Enthalpy	kcal/kg

K	; Expansion, Contraction and Orifice factor	
K_o	; Orifice factor	
L	; Length	m
N_{ass}	; Number of fuel assembly	
P	; Pressure	kg/cm^2
ΔP	; Pressure drop in fuel	kg/m^2
Q	; Reactor power	kcal/hr
Re	; Reynold's number	
V	; Coolant velocity	m/s
x	; Steam quantity	
α	; Void fraction	
η	; Leakage flow rate for total flow	
ζ	; Pressure drop factor of stream convection	
θ	; Degree	
μ	; Kinetic viscosity	
ρ	; Specific weight	kg/m^3
ρ_A, ρ_B, ρ_C	; Equation factor for specific weight calc'	
σ	; Ratio of flow area	
$\phi(p, x)$; MARTINELLI-NELSON two-phase friction multiplier	
$\phi(G, x)$; Correction factor	
w	; Mass flow rate	kg/hr

Subscript

A	; Clean up
Ass	; Assembly
Acc	; Acceleration
C	; Core
D	; Carry under
E	; Fuel exit
E/C	; Expansion and contraction
F	; Friction
f	; Liquid
fg	; Phase change from liquid to steam
g	; Steam
H	; Head loss
HS	; Heated section
in	; Fuel inlet
L	; Leakage flow
max	; Maximum
R	; Recirculation
S	; Steam
Sat	; Saturation
Sp	; Spacer
T	; Total coolant
$1 \sim 18$; No. of region in coolant loop

8. バーンアウトおよび燃料温度計算

8.1 バーンアウト

バーンアウトの計算はサブルーチン BURN でおこなわれる。

バーンアウト熱流束に関しては、従来多くの実験式や理論式が発表されているが、この計算コードでは GE 社で BWR の熱設計に盛んに用いている JANSSEN-LEVY の実験式¹²⁾を使用して最小バーンアウト比を求めた。

なお、BWR 設計の初期の段階に用いられた GALSON 式¹³⁾も使えるようになっている。

計算は、水流量・入口サブクーリングが与えられた場合の各メッシュ点におけるクオリティに対するバーンアウト熱流束およびバーンアウト比を求め、その中から最小値を決定するという順序でおこなわれる。

GALSON 式ではバーンアウト熱流束はクオリティのみの関数として表わされているが、LEVY 式では流量の効果も考慮してあって、しかも最初は流量をパラメータとした折線形で発表されたので、このコードではクオリティと流量の一次関数に置き換えてバーンアウト熱流束を計算することにした。後に LEVY によって式の形で与えられてはいるが、最初の方法をそのまま踏襲した。

(1) GALSON 式

$$\phi_{BO} = \frac{8.54 \times 10^6}{(100x)^{0.693}} \quad (\text{kcal/m}^2\text{h}) \quad (36)$$

(2) LEVY 式

$$\phi_{FO} = F(x, G_C)$$

$$G_C = \rho_{in} \cdot V_{in}$$

LEVY のグラフ¹²⁾ (Fig. 10) からの内挿方法

(a) 座標の置き換え (Fig. 11)

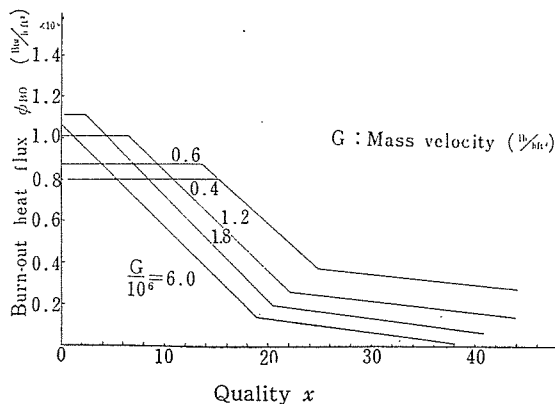


Fig. 10 GE recommended curves for burn-out limit

$$\left. \begin{aligned} x_1(J) &= Y(J.1) & \phi_{BO}(J) &= Y(J.2) \\ x_2(J) &= Y(J.3) & \phi_{BO}(J) &= Y(J.4) \\ x_3(J) &= Z_{given} & \phi_{BO}(J) &= Y(J.5) \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

上記の $Y(J.K)$, Z_{given} 値は $G(J)$ ($J=1, 2, \dots, 5$) の関数として Input で与えられる。

(b) 流量 G_C に応じた折点 $X(\kappa)$ の計算

$G_C \leq G(1)$ の時

$$X(\kappa) = Y(1, \kappa) \quad (38)$$

$G(J-1) \leq G_C \leq G(J)$ の時

$$X(\kappa) = \frac{Y(J, \kappa) - Y(J-1, \kappa)}{G(J) - G(J-1)} \{G - G(J-1)\} + Y(J-1, \kappa) \quad (39)$$

(c) $\phi_{BO}(z)$ の計算方法

$x(z) \leq X(1)$ の場合

$$\phi_{BO}(z) = X(2) \quad (40)$$

$X(1) \leq x(z) \leq X(3)$ の場合

$$\phi_{FO}(z) = \frac{X(4) - X(2)}{X(3) - X(1)} \{x(z) - X(1)\} + X(2) \quad (41)$$

$x(z) > X(3)$ の場合

$$\phi_{BO}(z) = \frac{X(5) - X(4)}{Z_{given} - X(3)} \{x(z) - X(3)\} + X(4) \quad (42)$$

$G_C \leq G(1)$ の場合

$$\phi_{FO}(z) = \phi_{BO}(z, G_C = G(1)) \left(\frac{G_C}{G(1)} \right)^{1/2} \quad (43)$$

(3) バーンアウト比

(40)~(43)式によってチャンネル軸方向の各メッシュ点毎に計算されたバーンアウト熱流束 ϕ_{BO} とその点の熱流束 $\phi(z)$ との比すなわちバーンアウト比を計算する。

$$B.O.R = \phi_{BO}(z) / \phi(z) \quad (44)$$

次にこれらのバーンアウト比のうちで最小のものを求

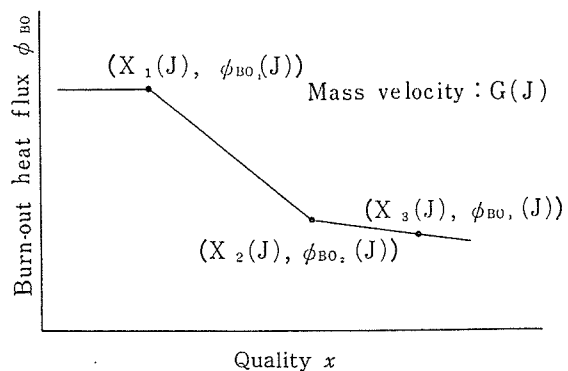


Fig. 11 Break points of the recommended burn-out heat flux curve

める。これが与えられた諸条件におけるそのチャンネルの最小バーンアウト比であって、設計基準値を越えていないかを確認するひとつの量となる。

8.2 燃料温度

チャンネル内の燃料中心温度は最大熱流束部 $\phi(z)_{\max}$ において最高となるので、その点の温度分布を半径方向に被覆材内外面も含めて9点について計算する。この場合燃料棒内の熱中性子束分布は I_0 分布であるとし、燃料の熱伝導率には温度の関数として与えられている BATES の式¹⁴⁾を使用した。UO₂ の熱伝導率については粒子間の輻射によって熱伝導率が上昇するという BATES の式、Westinghouse 社の推奨式、輻射の影響がそれほどないとする LYONS の式¹⁵⁾などがあるが、BATES の式と Lyons の式とは形が同じでただ定数が異なるのみであるから、Input でこれらの式の定数を変えてやればいずれの式を使うことも可能である。

(1) 燃料棒被覆材温度の計算

被覆材外面温度

$$T_{co} = T_w + \frac{\phi(z)_{\max}}{\alpha_f} \quad (45)$$

被覆材内面温度

$$T_{ci} = T_{co} + \phi(z)_{\max} \frac{D_0}{2\lambda_{cl}} \ln\left(\frac{D_0}{D_0 - 2t}\right) \quad (46)$$

燃料ペレット表面温度

$$T_{fs} = T_{ci} + \phi(z)_{\max} \left(\frac{D_0}{D_0 - 2t}\right) \frac{1}{\alpha_g} \quad (47)$$

ただし

T_w : 冷却材温度

α_f : 冷却材熱伝達率

α_g : 被覆材と燃料ペレット表面の間の接触熱抵抗 (ギャップ熱伝達率)

α_f, α_g は現象的にはそれぞれ冷却材の流動状態や熱流束、ギャップの諸条件によって左右される量であるが、この計算コードでは定数として取扱い、Input で適当な値を与えることができるようになっている。ここでは GE 社の例にならって、 α_f としては JENS-LOTTE 式から求まる沸騰熱伝達率よりもやや控え目な値 10,000 Btu/ft²h°F (48,820kcal/m²h°C)、 α_g としては BWR の設計によく用いられている値 1,000Btu/ft²h°F (4,882 kcal/m²h°C) を使用している。

(2) 燃料ペレット内の熱発生の計算

拡散方程式

$$r \frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{d\phi}{dr} = k^2\phi r \quad (48)$$

(28)式の一般解は

$$\phi = A_1 I_0(kr) + A_2 K_0(kr) \quad (49)$$

境界条件は

$$r=0 \text{ において, } \frac{d\phi}{dr} = 0 \quad (50)$$

$$r=R \text{ において } \phi = \phi(R) \quad (51)$$

(49)~(51)式より燃料ペレット中の熱中性子束の半径方向の分布は

$$\phi(r) = \frac{\phi(R)}{I_0(kR)} I_0(kr) \quad (52)$$

ただし I_0 は第1種変形の0次のベッセル関数である。燃料ペレット内の単位体積当りの発生熱量は

$$q(r) = \frac{\phi(z)_{\max} D_0 k I_0(kr)}{2RI_1(kR)} \quad (53)$$

(3) 燃料ペレット内の温度分布

内部発熱を伴う定常熱伝導の式から

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \lambda_f r \frac{\partial}{\partial r} T(r) + q(r) = 0 \quad (54)$$

(54)式を積分して整理すれば

$$\int_{T_{fs}}^{T(r)} \lambda_f(T) dT = \int_0^R \frac{dr'}{r'} \int_0^{r'} r'' q(r'') dr'' \quad (55)$$

(55)式左辺の UO₂ 熱伝導率 $\lambda_f(T)$ に BATES の式または LYONS の式を用いると

$$\lambda_f(T) = \frac{c_1}{c_2 + T} + c_3 T^3 \text{ (kcal/mh}^\circ\text{C)} \quad (56)$$

T : °K

BATES の式を用いた場合、(36)式中の定数は

$$c_1 = c_1' \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$$

$$c_1' = 2.58 \times 10^3$$

$\frac{\rho}{\rho_0}$: UO₂ の密度の理論密度に対する比

(JPDR の設計では $\rho/\rho_0 = 0.95$)

$$c_2 = 10$$

$$c_3 = 2.192 \times 10^{-10}$$

Lyons の式を用いた場合は

$$c_1 = 3.29 \times 10^3$$

$$c_2 = 129$$

$$c_3 = 4.12 \times 10^{-11}$$

(53), (56)式を(55)式に代入して整理すると

$$c_1 \ln\left(\frac{c_2 + T(r)}{c_2 + T_{fs}}\right) + \frac{c_3}{4} (T(r)^4 - T_{fs}^4) = \frac{\phi(z)_{\max} D_0}{2kRI_1(kR)} [I_0(kR) - I_0(kr)] \quad (57)$$

(57)式を繰返し算によって解くために次のように置換する。

$$d(T(r)) = \frac{\phi(z)_{\max} D_0}{2kRI_1(kR)} [I_0(kr) - I_0(kR)] + \frac{c_3}{4} (T(r)^4 - T_{fs}^4) \quad (58)$$

$$e(T(r)) = c_1 \ln\left(\frac{c_2 + T_{fs}}{c_2 + T(r)}\right) \quad (59)$$

任意の $T(r)$ について(58), (59)式を計算すると次の三

つの場合が生ずる。

(i) $d-e < 0$

この場合は収斂点よりも温度が低いから、 $T(r)$ に
 ΔT を加えて新たに

$$T(r) = T(r) + \Delta T \quad (60)$$

$T(r)$ について(58), (59)式を計算してふたたび
両者を比較する。

(ii) $d-e = 0$

この場合は(57)式の根が求まったことになる。計
算上は温度の増分 ΔT がある微小な正数 \mathcal{E}_T (計算
では $\mathcal{E}_T = 0.5^\circ\text{C}$ としたが、 \mathcal{E}_T は Inputとして任
意に与えることができる)より小さくなった場合を
収斂したと判定する。

(iii) $d-e > 0$

この場合は収斂点よりも温度が高くなり過ぎたの
であるから、次のような操作をおこなう。

$$T(r) = T(r) - \Delta T \quad (61)$$

$$\Delta T = \Delta T / 10 \quad (62)$$

こうして収斂するまで(58), (59)式の計算を繰返し
おこなう。

この章で用いた記号表を以下にのせる。(小堀)

記号表

A_c : チャンネル流路断面積

c : 定数 ((56)式)

C_p : 比熱

d_e : 相当直径

D_0 : 燃料棒直径

G : 質量速度

h : エンタルピ

K : Bankoff 係数

N_{rod} : 燃料棒数

P : 圧力

P_r : プラントル数

q : 単位体積内の発熱量

r : 半径

R : 燃料ペレットの半径

t, T : 温度

V_{in} : 入口水速度

x : クオリティ

z : チャンネル軸方向距離

α_1 : 単相流熱伝達率

α_f : 沸騰熱伝達率

α_g : ギャップ熱伝達率

α : ボイド体積率

$\phi(z)$: 熱流束

ϕ_{BO} : パーンアウト熱流束

ϕ : 熱中性子束

ρ : 密度

λ : 熱伝導率

9. インプット・フォーマット

このコードのインプットは FORTRAN-4 のインプット・フォーマットに従う。インプット・フォーマットおよびインプット記入上の注意については TABLE 3 INPUT

LIST および TABLE 4 KINAK INPUT FORMAT を参照されたい。

TABLE 3 INPUT LIST

記号		単位	数値例	意味
FORTRAN				
NPROB				問題番号
TITLE				計算タイトル, 日付等を英数字で記入
ANAME				計算者名を英数字で記入
IOP			-1, 0, +1	読み込みオプション IOP=-1: RODN 以下を読み込む, 入力カードは RODN 以下のものをつける IOP=+1: PW 以下を読み込む, 入力カードは PW 以下の3枚をつける IOP=0: 全入力データを読み込む (ただし, LEST および LHFLX に関するオプションは有効) TABLE 4, KINAK INPUT FORMAT 参照
LEST				核定数読み込みオプション LEST=-1: 最小二乗法でフィットした係数を直接読み込む LEST=0: NNMAX 以下のデータを用いて最小二乗法によるカーブフィットの計算をコード内でおこなう LEST=+1: 係数読み込みをスキップ前ケースの値を用いる TABLE 4 KINAK INPUT FORMAT 参照
IGMAX			≤ 3	エネルギー群数
KRMAX			≤ 10	領域数 Fig. 6 参照
KCORL				炉心部分の下端領域番号
KCORU				炉心部分の上端領域番号
KRNO				炉心内のコネクタ部分 (非発熱領域) の領域番号
LHFLX		0, ±1		HFLX (MM) のインシアルガス読み込みオプション LHFLX=0: 読み込みスキップ前ケースの値使用 LHFLX=±1: HFLX (MM) を読み込む
JJMAX				出力ボイド繰返し計算の最大回数 JJMAX 回繰返し計算すると計算が収斂しなくても打ち切り結果をアウトプットする
NATC				圧力バランス繰返し計算オプション NATC=0: 炉心, 炉外の圧力バランス繰返し計算をおこなう NATC=±1: 出力と冷却水量を与えて炉心の圧力損失を計算
XTR(IG)	X_g			I G群毎の分裂中性子スペクトル $\sum_{g=1}^G X_g = 1.0$
BSQ(IG)	B^2			I G群毎の炉心半径方向のバックリング
EPSF	ϵ_f			拡散方程式の Source 繰返し計算の収斂判定因子
EPSV	ϵ_v			出力ボイド繰返し計算の収斂判定因子
TETA1	θ			Source 繰返し計算の加速因子
MESH(KR)				領域KRのメッシュ間隔数
DELZ(KR)		cm		領域KRの1メッシュ巾
DIFS 0(KR,IG)	D_0	cm		領域 KR, エネルギー群 IG における D_{kg} を蒸気体積比の二次式にフィットした係数 $D_{kg} = D_0 + \alpha D_1 + \alpha^2 D_2, \alpha \text{ 蒸気体積比}$
DIFS 1(KR,IG)	D_1	//		
DIFS 2(KR,IG)	D_2	//		
SIGA 0(KR,IG)	Σ_{a0}	cm ⁻¹		領域 KR, エネルギー群 IG における Σ_{akg} を蒸気体積比の二次式にフィットした係数 $\Sigma_{akg} = \Sigma_{a0} + \alpha \Sigma_{a1} + \alpha^2 \Sigma_{a2}$
SIGA 1(KR,IG)	Σ_{a1}	//		
SIGA 2(KR,IG)	Σ_{a2}	//		
SIGM 0(KR,IG)	$\nu \Sigma_{f0}$	//		同上 $\nu \Sigma_{fkg}$ のフィット係数

記号		単位	数値例	意味
FORTRAN				
SIGM1(KR,IG)	$\nu\Sigma_{f1}$	cm ⁻¹		$\nu\Sigma_{fkg} = \nu\Sigma_{f0} + \alpha\nu\Sigma_{f1} + \alpha^2\nu\Sigma_{f2}$
SIGM2(KR,IG)	$\nu\Sigma_{f2}$	//		
SIGR0(KR,IG)	Σ_{R0}	//		同上 Σ_{Rkg} のフィット係数
SIGR1(KR,IG)	Σ_{R1}	//		$\Sigma_{Rkg} = \Sigma_{R0} + \alpha\Sigma_{R1} + \alpha^2\Sigma_{R2}$
SIGR2(KR,IG)	Σ_{R2}	γ		(ただし IG=IGMAX のときは不要)
NNMAX			$3 \leq N \leq 10$	最小二乗法計算をおこなうための変数ポイド点の数 N
X(NN)				最小二乗法計算をおこなうための変数ポイドの NN 番目の値
W(NN)				最小二乗法でポイドの二次式にフィットされるべき核定数のポイド(NN)における値
DELTA(IG)	δ			I G群中性子束の熱中性子束に対する比
VEU(IG)	ν	個/fission		1回の分裂でできる中性子の平均数
DESX	λ_{Xe}	sec ⁻¹	0.211×10^{-4}	Xeの崩壊定数
SIGX	σ_{Xe}	cm ²	0.202×10^{-17}	Xeのマイクロ断面積
BREX	γ_{Xe}	個/fission	0.059	Xeの生成率
BRES	γ_{Sm}	//	0.014	Smの生成率
AREA		cm ²	0.13436×10^5	炉心断面積
DPR(I)				ドプラー効果の温度による2次式近似の係数 $I=1\sim3$
SRRD	Σ_{Rrod}			燃料棒セル内のエピサーマル群減速断面積
FVR				エピサーマル群の $(\phi V)_{rodcell}/(\phi V)_{total}$
FUK	K_f	kcal/hrm°C		燃料の熱伝導率平均値
HFLX(MM)				熱流束のインシアルガス
ASN	N_{ass}			全アセンブリー数
AC	A_c	m ²		燃料アセンブリーの流路断面積
BET	β			チャンネル内の熱発生割合
THB	t_B	m	10^{-4}	気泡層の厚さ
ALF4			0.4	Z_4 における蒸気体積比
BKAP	κ	m ⁻¹		燃料内の拡散距離の逆数
S(I)	G_I	lb/ftt ² hr × 10 ⁶		Levyの実験式からバーンアウト熱流束を求める内挿計算のためのパラメーター $I=1\sim5$
ZGIV	Z_{given}			同上
Y(I, 1)	$X_1(I)$			同上 $I=1\sim5$
Y(I, 2)	$\phi_{B01}(I)$	Btu/hrft ² × 10 ⁻⁶		同上 $I=1\sim5$
Y(I, 3)	$X_2(I)$			同上 $I=1\sim5$
Y(I, 4)	$\phi_{B02}(I)$	Btu/hrft ² × 10 ⁻⁶		同上 $I=1\sim5$
Y(I, 5)	$\phi_{B03}(I)$	Btu/hrft ² × 10 ⁻⁶		同上 $I=1\sim5$
C1	C_1	kcal/mhr	3285.2	UO ₂ の熱伝導率のパラメーター
C2	C_2	°K	129	//
C3	C_3	kcal/mhr°K ⁴	4.119×10^{-11}	//
RROU	ρ/ρ_0			UO ₂ の密度比
BKC	K_{cl}	kcal/mhr°C	11.0	被覆材熱伝導率
EPT	ϵ_T	°C	0.5	燃料温度計算における収斂判定因子
WG(I)				マルチネリの二相流係数の蒸気体積比, 流量による補正係数計算のための流量 $I=1\sim6$
TO(I,J)				同上, 補正係数をポイド体積比の二次式でフィットした係数 $I=1\sim6, J=1\sim3$
AD(I)		m ²		再循環流路断面積 $I=1\sim10$ Fig. 6 参照
DED(I)		m		再循環流路の等価水力直径 $I=1\sim10$ Fig. 6 参照
HD(I)		m		再循環流路における各セクションの境界点の位置 $I=1\sim11$ Fig. 6 参照
ECKD(I)	K_i			TABLE 3の K_i の値 $I=1\sim10$
RO1D				水の密度をエンタルピーの二次式に
RO2D				フィットするための係数
RO3D				
DELXE				圧力バランス繰返し計算における蒸気クオリティの変化量
DBD		m		キャリーアンドされる蒸気泡の直径
DCD				キャリーアンドされる蒸気泡の抵抗係数

記号		単位	数値例	意味
FORTTRAN				
P	P	kg/cm ² a		原子炉圧力
AHF	h_f	kcal/kg	292.0	飽和水エンタルピー
AHG	h_g	kcal/kg	664.6	飽和蒸気エンタルピー
VISCL	ν_l	m ² /sec		水の動粘性係数
PRA	P_r		0.89	水のプラントル数
RAMDL	λ_l	kcal/mhr°C	0.493	水の熱伝導率
BANK				Bankoff の式の定数
TSAT	T_{sat}	°C	277.0	飽和温度
CP	C_p	kcal/kg°C		水の比熱
BHF	α_f	kcal/m ² hr°C	4.882×10 ⁴	沸騰熱伝達係数
BHG	α_g	kcal/m ² hr°C	4.882×10 ³	ギャップ熱伝達係数
ROG	ρ_g	kg/m ³		飽和蒸気の密度
ROF	ρ_f	"		飽和水の密度
FYTT				サブクーリング領域での摩擦係数
U				二相流圧力損失の係数
V				二相流圧力損失の係数
CU	ν_t	m ² /hr		水の動粘性係数
CONST				摩擦係数の式における係数
VFG		m ³ /kg		比体積の差
VF		"		水の比体積
RODN				1 アセンブリー内の燃料棒数
A(I)		m ²		炉心内流路断面積 $I=1\sim 9$, Fig.7 参照
D(I)		m		炉心内の等価水力直径 $I=1\sim 9$, Fig.7 参照
EL(I)		m		炉心内における各セクションの境界点の位置 $I=1\sim 9$, Fig.7 参照
CE(I)	K_i			TABLE 2 の K_i , $i=11\sim 18$
CS(1)	K_i			TABLE 2 の K_3 (サブクーリング)
CS(2)	K_i			" K_5
CS(3)	K_i			" K_7
PW	PW	MW		原子炉熱出力
FP	P_r			ラジアル・ピーキングファクター
PFL	P_l			ローカル・ピーキングファクター
PFO	P_o			オーバーパワー・ピーキングファクター
VIN	V_{in}	m/sec		炉心入口流速
TIN	T_{in}	°C		炉心入口温度
DTIN	ΔT_{in}	°C		炉心入口サブクーリング
ANIN	h_{in}	kcal/kg		炉心入口エンタルピー
ABC			0, 1.0	沸騰条件オプション ABC=0 サブクール沸騰を考慮 ABC=1.0 サブクール沸騰なし
ETA				リーケージフローの全流量に対する比
XDD				キャリーアング
AHFWD		kcal/kg		給水のエンタルピー
XEXO				炉心出口の蒸気クオリティのイニシアルゲス
WAD		kg/hr		クリーンアップ系流量
DDDP		kg/m ²		外部ループにおける圧力損失, あるいは圧力利得, 圧力損失を見込むときは正の数値を, 再循環ポンプによる圧力利得には, 負の数値を書き込む

TABLE 4 KINAK INPUT FORMAT

○ I 5 × I 2
 △ 10A5 ※ I 6
 □ 3A5 その他 E12.5

NPROB [○]	TITLE [△]							ANAME [□]	IOP [×]
LEST*	IGMAX*	KRMAX*	KCORL*	KCORU*	KRNO*	LHFLX*	JJMAX*	NATC*	
XTR(1)	XTR(2)			...		XTR(IGMAX)			IOP=0の ときはここから
BSQ(1)	BSQ(2)			...		BSQ(IGMAX)			
EPSF	EPSV		TETA1						
MESH(1)*	DERZ(1)		MESH(2)*	DERZ(2)		...	*	...	
DIFS0(1,1)	DIFS1(1,1)	DIFS2(1,1)	DIFS0(1,1)	SIGA0(1,1)	SIGA1(1,1)	SIGA2(1,1)	SIGA2(1,1)		LEST=-1
SIGM0(1,1)	SIGM1(1,1)	SIGM2(1,1)	SIGR0(1,1)	SIGR1(1,1)	SIGR2(1,1)				
DIFS0(1,2)	DIFS1(1,2)	DIFS2(1,2)	SIGA0(1,2)	...	SIGA2(1,2)				
SIGM0(1,2)	SIGR2(1,2)				
...				
DIFS0(1,IGMAX)	SIGA2(1,IGMAX)				
SIGM0(1,IGMAX)	SIGM1(1,IGMAX)	SIGM2(1,IGMAX)							
DIFS0(2,1)	SIGA2(2,1)				
SIGM0(2,1)	SIGR2(2,1)				
DIFS0(2,2)				
...				
DIFS0(KRMAX,1)	DIFS1(KRMAX,1)				
...				
SIGM0(KRMAX,IGMAX)	SIGM1(KRMAX,IGMAX)	SIGM2(KRMAX,IGMAX)							
NNMAX*									LEST=0
X(1)	X(2)	X(3)	X(NNMAX)				
W(1)	W(2)	W(3)	W(NNMAX)				LEST=H のときはここから
DELTA(1)	DELTA(2)	DELTA(IGMAX)					
VEU(1)	VEU(2)	VEU(IGMAX)					LHFL≠0 のとき
DESX	SIGX	BREX	BRES	AREA					
DPR(1)	DPR(2)	DPR(3)	SRRD	FVR	FUK				
HFLX(1)	HFLX(MMAX)				
ASN	AC	BET	THB	ALF4	BKAP				
S(1)	S(2)	S(3)	S(4)	S(5)	ZGIV				
Y(1,1)	Y(2,1)	Y(3,1)	Y(4,1)	Y(5,1)					
Y(1,2)	Y(2,2)	Y(5,2)					
...					
Y(1,5)	Y(2,5)	Y(5,5)					
C1	C2	C3	RROU	BKC	EPT				
WG(1)	WG(2)	WG(3)	WG(6)				
TO(1,1)	TO(1,2)	TO(1,3)	TO(2,1)	TO(2,2)	TO(2,3)				
TO(3,1)	TO(3,2)	TO(3,3)	TO(4,1)	TO(4,2)	TO(4,3)				
TO(5,1)	TO(5,2)	TO(5,3)	TO(6,1)	TO(6,2)	TO(6,3)				
AD(1)	AD(2)	AD(6)				
AD(7)	AD(10)						
DED(1)	DED(2)	DED(6)				
DED(7)	DED(10)						
HD(1)	HD(2)	HD(6)				
HD(7)	HD(10)	HD(11)					
ECKD(1)	ECKD(2)	ECKD(6)				
ECKD(7)	ECKD(10)						
ROID	RO2D	RO3D	DELXE	DBD	DCD				
P	AHF	AHG	VISCL	PRA	RAMDL				
BANK	TSAT	CP	BHF	BHG	ROG				
ROF	FYTT								
U	V	CU	CONST	VFG	VF				
RODN	DE	DO	RF	TK					
A(1)	A(2)	A(6)				
A(7)	A(8)	A(9)							
D(1)	D(2)	D(6)				
D(7)	D(8)	D(9)							
EL(1)	EL(2)	EL(6)				
EL(7)	EL(8)	EL(9)							
CE(1)	CE(2)	CE(6)				
CE(7)	CE(8)	CE(9)							
CS(1)	CS(2)	CS(3)							
PW	FP	PFL	PFO	VIN	ROIN				
TIN	DTIN	AHIN	ABC						
ETA	XDD	AHFW	XEXO	WAD	DDDP				

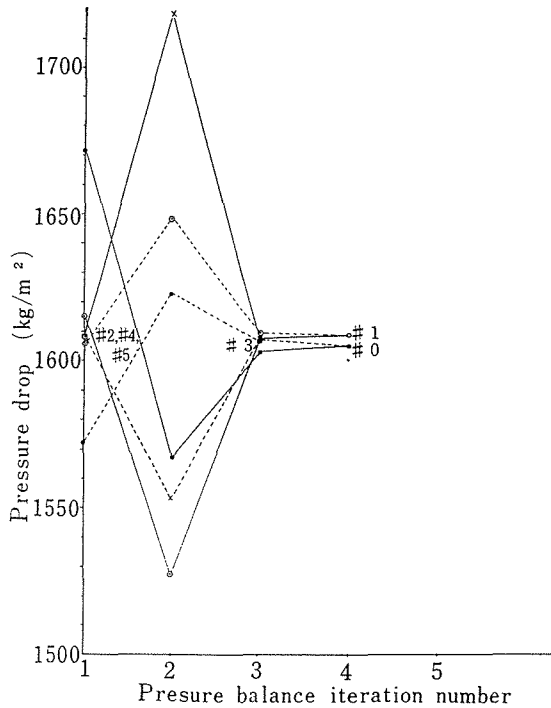
IOP=-1の
ときはここから

IOP=+1の
ときはここから

10. 計 算 例

KINAK による計算例として LEST=0, LHFLX=1, NATC=0, 熱出力 45MW の場合について述べる。

Fig. 12に示すように、圧力バランス繰返し計算は 4 回以内で収斂している (ただし、収斂判定は炉心および再循環流路一巡の圧力差を 1kg/m^2 にとっている)。なお Fig. 12 の Power Void Iteration #0 はインシアルゲ



LEST = 0, 45MW
 LHFLX = 1
 NATC = 0
 — Pressure drop in the core
 Pressure gain in the recirculation loop
 #1~#2 Power Void iteration number.

Fig. 12 Pressure drop versus pressure balance iteration number

スした出力分布による圧力バランス繰返し計算である。また出力ボイド繰返し計算は 5 回で収斂している。なお 1 ケースの計算時間は約 100 秒である。

次に JPDR における実験値と KINAK による計算との比較を Fig. 13 に示す。なお Fig. 13 の KINAK のグラフは、出力および入口サブクール温度が IFA (JPDR の計装燃料) による実験値と合う点をキャリアンダをパラメータとして KINAK により計算したものであり、再循環流量はこのキャリアンダの値を用いて求めたものである。また Fig. 13 の再循環流量およびキャリアンダ

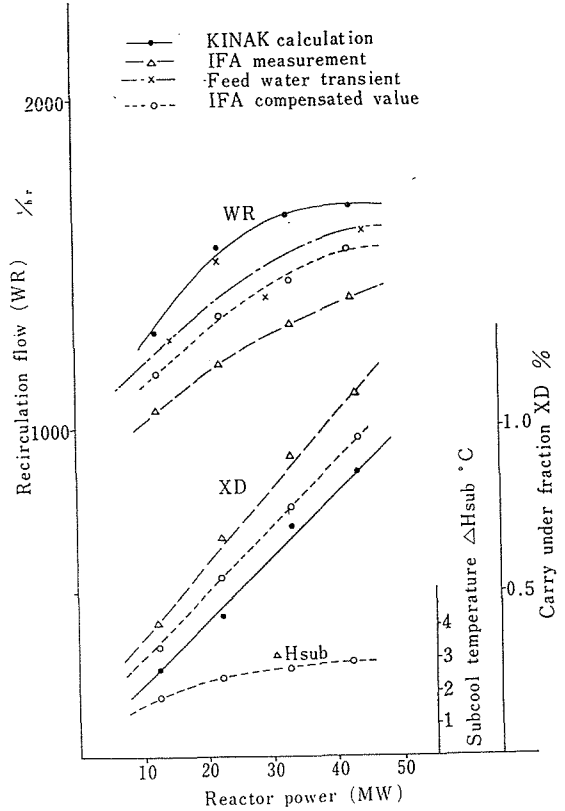


Fig. 13 Recirculation flow & carry under fraction versus reactor power

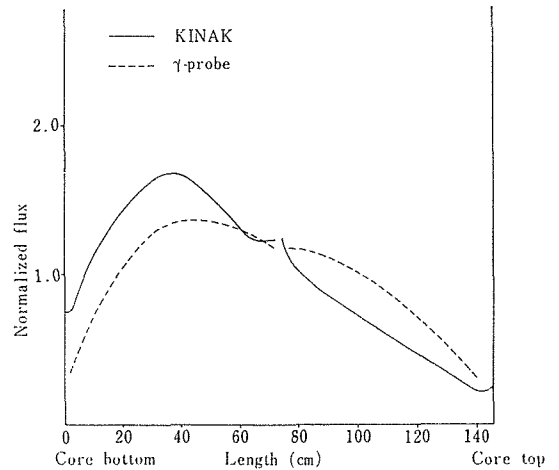


Fig. 14 Flux distribution of 45MWth

のうち IFA Measurement は、IFA による測定を炉心の平均値として炉心全体につき計算したものであり、IFA Compensated Value はこの値を IFA の位置および計装による圧力損失により補正をおこなったもの

である。

この図から計算結果は JPDR の実験結果と非常によく一致している。しかし問題点として、中性子束分布の歪が、 γ プローブによる実験値に比較してやや急な傾向を示していることがある (Fig. 14参照)。この理由としては、(1)コード自身が一次元であること、(2)半径方向バックリングとして炉心全体の平均値を使用していること、など一次元コードの性格にもよるが、(3)核定数の見積りと、(4)ボイド分布の見積りから来る理由もある。例えば、もしボイド分布が炉心上部で低く計算できればフラックス分布の歪は解決される。しかしこのことは燃料体内の圧力損失を少なく計算することになり、再循環流量が増加する (KINAK による JPDR の計算の場合、炉心内のボイドの減少による駆動水頭の減少は、平

均ボイドがあまり変化しないので二相流損失に較べて効果は少ないと考えられる)。ところが、再循環流量については KINAK による計算結果は実験値よりやや高めに出ており、もう少し二相流損失を多く見込みたい傾向にある。すなわち、フラックス分布と再循環流量の兼ね合いにおいて、現在のところ KINAK による実験値の解析は全く相反する傾向を示している。

後記；この稿を終えた頃 KINAK による各種パラメータ計算の結果が明らかとなった。この結果、核定数を多少是正することにより上述のフラックス分布のやや急激な歪を是正することができた。なお、パラメータ計算結果は後日報告される予定である。

11. 結 論

以上 KINAK コードの説明を述べた。プログラム作成にあたり、特に未飽和沸騰領域の気泡、2相流、彎曲流路、キャリアンダなど複雑な要素を含む熱水力特性の表現については、独自の考えを入れたが計算例が示すごとく、作製されたこのコードによる計算は実測値とよく一致してしかも良い収斂性ととも、その有用性が実証された。

このコードは、自然循環、強制循環両用で使用され得るので、簡便有用な計算コードとして利用され得るものと信じる。

謝 辞

この計算コードをまとめるにあたっては、元原研工学部長中尾常世氏、原研 JPDR 管理部第4課長 村主進氏に絶えざる激励を受けた。関西電力株式会社 山崎吉秀氏、計算センター 浅井清氏には、コード作成作業の一部を担ってもらった。JPDR の計装燃料を利用する再循環流量などの特性測定は JPDR 管理部の宇賀丈雄、星蔦雄両氏らに、またガンマプローブを利用しての出力分布測定は、同部の石塚信氏、下桶敬則氏らの研究に負うている。

以上の諸氏に対し、ここに深甚の謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 望月、久家、石川、小堀、内藤、山崎、浅井：JAERI-memo 1586, 1次元強制循環 BWR 核熱水力計算コード (1964).
- 2) 望月、久家、石川、小堀、内藤：JAER-1088 ; JPDR-II 第1次炉心設計計算, 1次元核熱水力計算 (1965).
- 3) 鈴木友雄：JAERI-memo 1177, IBM 7090 用の1次元少数群拡散コード W2FC, WANDA-6 (1963).
- 4) P. A. LOTTES : ANL-6469, Nuclear Reactor Heat Transfer (1961).
- 5) P. A. LOTTES, *et al.* : ANL-6063, Lecture Notes on Heat Extraction from Boiling Water Power Reactor (1959).
- 6) P. A. LOTTES, *et al.* : ANL-6561, Boiling Water Reactor Technology, Status of the Art Report Vol.1 (1962).
- 7) 機械工学便覧：§-8 水力学および流体力学 p-22.
- 8) D. R. NELSON : GEAP-3768, Design Report Core Thermal-Hydraulic Analysis for 12.5 MWe BWR, JPDR Plant (1962).
- 9) M. PETRICK : ANL-6581, A Study of Vapor Carry-under and Associated Problems (1962).
- 10) JPDR 建設部4課：JPDR 熱水力学的検討 (1962).
- 11) G. W. MAURER ; WAPD-BT-19 (1960).
- 12) E. JANSSEN, S. LEVY : APED-3892 (Apr. 1962).
- 13) A. E. GALSON *et al.* : GEAP-1076 (1957).
- 14) J. L. BATES : *Nucleonics*, **19** (No. 6), (1961).
- 15) M. F. LYONS : *Trans. ANS*, **17** (No. 1), 107 (1964).
- 16) S. G. BANKOFF : *Trans. ASME*, **82** (No. 4), 265 (1960).

Appendix 1 ライザー上部気水分離層における流れの曲りに伴う 損失についての計算

ライザー上部における気水分離層での圧力損失は、この層が蒸気が冷却材から分離する境界面であるばかりか、上方に向かって流れる二相流がダウンカマー入口に向かって下方に 180° 反転する層でもあるため、非常に大きい値であると考えられる。KINAK コードを作成する過程で採用した断面変化に伴う圧力損失の計算方法では、圧力回復を考慮するので、(圧力利得となるライザーより気水分離層に移る流路の拡大は考えず、圧力損失である気水分離層からダウンカマーへの縮流損失のみを考慮する方式で、ANL-6469⁴⁾⁵⁾⁶⁾等に記載されているものである)、流路全体における圧力損失が少なく見積られるため、再循環流量についての計算値と測定値との間に約 500 ton/hr (25%) の差を生じた。しかし、以下述べる様な反転に伴う圧力損失の方法で、WEISBACH⁷⁾の式に従って圧力損失を計算したところ、JPDR における計算値と実験値が Fig. 12 に示すごとく、各出力領域で比較的良好一致し、誤差も約 100 ton/hr (5%) に縮まった。

この反転に伴う圧力損失計算は、反転層をベンドに置きかえる過程での操作に理論的必然性がなく、また式の適用範囲から云って、WEISBACH の式の適用範囲から逸脱しているが、(i)気水の分離が狭い反転流路で起り、しかも、キャリアンダ蒸気を含む複雑な二相流における圧力損失を理論的に取扱った式が無いこと、(ii)他の方法においても、例えば断面変化に伴う損失として取扱っても断面拡大損失を計算に入れない点等、理論的に不十分な点が多いことから、実験値と比較的良好合う流れの反転に伴う圧力損失計算方式を採用した。

流れの反転に伴う圧力損失の計算に使用したモデルの取り方は、まづライザーからダウンカマーに至るきのこ状の流れを断面変化を持つベンドに置き換えたことである。Fig. App. 1-a, b, c に見られるように、このベンドの出発点 (0°) の断面積はライザーの断面積 A_1 であり、終曲点の断面積はダウンカマーの断面積 A_3 である。ベンドの中央部の最もふくらんだ部分の断面積 A_2 はライザー外周延長線が反転層を切る面積で現わされる。

いま、ライザー縁を中心にきのこ状の冷却材流路断面を考えてみると、 A_1 から A_2 に移る過程で A_1 に近い小さな断面の占める部分は A_2 に近い断面の占める部分に較べて比較的少ない。このことから我々は A_1 から A_2 に移る流路の平均の断面積は、 A_1 と A_2 との相加平均より、 A_1 と A_2 の面積荷重平均の方がより近い値であると考えた。Fig-App 1-b において、 A_1 から A_2 へ

の平均流路断面積 \bar{A}_{12} の値に面積荷重平均値を採用したのは以上の理由からである。同様に、 \bar{A}_{23} の算出にあたっては A_2 と A_3 の荷重平均値を採用した。さて全反転流路における平均流路断面積 \bar{A} は、このようにして求めた \bar{A}_{12} と \bar{A}_{23} との相加平均とした。

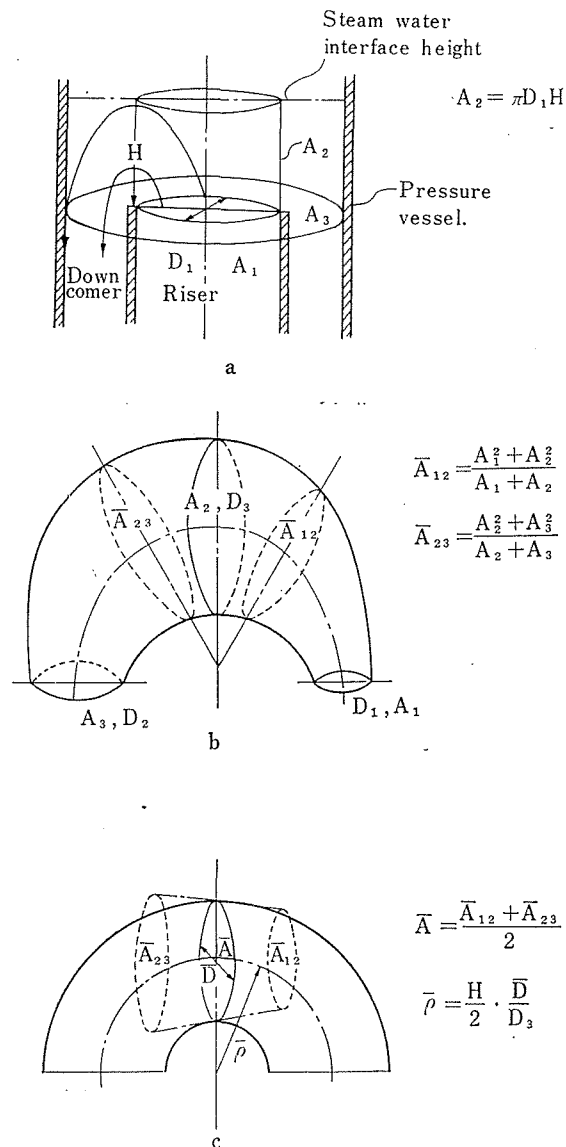


Fig App. 1 ライザー上部における冷却材反転層をベンドに置換える説明図

すなわち、

$$\bar{A}_{12} = \frac{A_1^2 + A_2^2}{A_1 + A_2}, \quad \bar{A}_{23} = \frac{A_2^2 + A_3^2}{A_2 + A_3}$$

$$\bar{A} = \frac{\bar{A}_{12} + \bar{A}_{23}}{2}$$

これより、全反転流路における平均流路等価直径 \bar{D} は

$$\bar{D} = \sqrt{\frac{4\bar{A}}{\pi}}, \quad \text{また} \quad D_3 = \sqrt{\frac{4A_3}{\pi}}$$

また、冷却材曲率半径 $\bar{\rho}$ は、反転層の高さ H の半分を、 \bar{D} および D_3 で比例配分した値を採用した。

$$\bar{\rho} = \frac{H}{2} \cdot \frac{\bar{D}}{D_3}$$

流れの反転に伴う圧力損失係数 φ は、WEISBACH の式より、

$$\varphi = \left\{ 0.131 + 0.1632 \left(\frac{\bar{D}}{\bar{\rho}} \right)^{3.5} \right\} \frac{\theta}{90^\circ}$$

圧力損失の値は

$$\Delta P = \frac{v^2}{2g} \cdot \varphi \cdot F (\text{Two phase flow})$$

なおテストランの結果について、流れの反転に伴う圧力損失の場合と流路の縮小に伴う圧力損失の場合を JPDR について比較すると、出力 45 MW、キャリアンダ蒸気 1% の場合において、前者の圧力損失水頭は 11.0cm であるが、後者の場合は約 2.3cm である。

Appendix 2 キャリアンダ蒸気についての考察

自然循環型の原子炉の設計計算において、キャリアンダ蒸気は、いろいろな角度から慎重に取扱わねばならない。これは、原子炉入口におけるサブクール温度に影響を与えるのみならず、流れと逆方向の浮力を持つボイドにより生じる二相流圧力損失と、駆動水頭の減少と、二重の意味で冷却材再循環流量を減少させる方向に働くからである。

KINAK におけるキャリアンダ蒸気の手扱いは、ANL-6581⁹⁾、GEAP-3768⁸⁾ に示されている取扱いに従った。この取扱いでは、溜り水の中で気泡が存在し得

るための条件 (TAYLOR の式) と、流れの中で存在し得る条件 (HOLMHOLZ の式) から、平均の気泡の大きさを仮定し、それが受ける浮力による気泡の上昇速度と、冷却材の速度から計算されるスリップ比を基に蒸気体積比を算出している。

さて、ここで問題となるのは気泡の平均の大きさであるが、KINAK においては、平均直径を $0.2_{in}^{10)}$ (約 5 mm) と見積って計算をおこなった。

また、キャリアンダ蒸気による二相流係数は、MARTINELLI-NELSON の係数を採用した。 (石川)