

JAERI-M
82-050

軽水動力炉の事故時燃料挙動解析コード

NSR-77

1982年6月

大西 信秋・石島 清見・斎藤 伸三

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

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村 日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, -Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1982

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 日立高速印刷株式会社

軽水動力炉の事故時燃料挙動解析コード

NSR-77

日本原子力研究所東海研究所安全工学部

大西 信秋・石島 清見・齋藤 伸三

(1982年5月4日受理)

本稿は、軽水動力炉の事故時の燃料挙動を解析するために開発したNSR-77について、コードの構成、使用方程式、数値解法および入出力データ等について説明したものである。本コードが対象とするのは、反応度事故、冷却材喪失事故および出力-冷却材不均衡事故時の燃料挙動である。

NSR-77は、燃料温度、ギャップ熱伝達係数、燃料棒の応力・変形、核分裂生成物ガス、被覆管表面熱伝達係数および冷却材の熱水力等の時間変化を計算するサブコード群から構成され、かつ、変更や拡張が容易に行えるようモジュール化されている。

NSR-77 : A Computer Code for Transient Analysis
of a Light Water Reactor Fuel Rod

Nobuaki OHNISHI, Kiyomi ISHIJIMA
and Shinzo SAITO

Division of Nuclear Safety Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received May 4, 1982)

This report describes computer code NSR-77 written in FORTRAN IV for FACOM-M 200 computer in detail. It has been developed for transient response analysis of a light water reactor fuel rod during an accident such as a reactivity initiated accident, a loss-of-coolant accident or a power-cooling-mismatch accident.

The code consists of subcodes which calculate heat conduction in a fuel rod, gas gap conductance between fuel and cladding, heat transfer from cladding to coolant, fluid hydrodynamics, elastic-plastic fuel and cladding deformation, and material properties, and so on.

Keywords : Computer Code, LOCA, Reactivity Initiated Accident, PCM,
Transient Fuel Analysis, Reactor Safety Analysis, Fuel Rod
Failure, Water Cooled Reactor

目 次

1. はじめに	1
2. NSR-77の概要	3
2.1 コードの構成	3
2.2 コードの機能と特徴	3
2.3 計算の流れ	6
3. 解析モデルと解析方法	8
3.1 燃料棒の非定常熱伝導(サブコードHEATR N)	8
3.1.1 基本方程式	8
3.1.2 数値解法	10
3.1.3 連立方程式の解法	15
3.1.4 燃料棒の溶融モデル	16
3.2 ギャップ熱伝達(サブコードGAPCON)	19
3.2.1 基本方程式	19
3.2.2 燃料ペレットの膨張モデル	20
3.2.3 燃料ペレットのリロケーションモデル	22
3.2.4 燃料ペレットのスウェリングモデル	22
3.3 被覆管表面熱伝達(サブコードTRACON)	24
3.3.1 伝熱様式	24
3.3.2 熱伝達式	26
3.3.3 極大熱流束の式	32
3.3.4 極小熱流束点温度	35
3.4 冷却材の熱水力(サブコードFLUDYN)	38
3.4.1 基本方程式	38
3.4.2 数値解法	39
3.4.3 境界条件	42
3.4.4 摩擦係数	42
3.5 燃料棒の変形(サブコードDEFORM)	43
3.5.1 応力-歪モデル	43
3.5.2 応力-変位モデル	51
3.6 核分裂生成物ガスの生成と放出(サブコードFISGAS)	62
3.6.1 定常状態	62
3.6.2 過渡状態	64
3.6.3 FPの存在量の計算法	65

3.7	被覆管の酸化量(サブコード OXIDE)	80
3.7.1	基本方程式	80
3.7.2	計算方法	81
4.	計算例	83
4.1	反応度事故時の燃料挙動解析例	83
5.	結 言	90
	謝 辞	90
	参考文献	91
	附録 1 入力データの説明	94

Contents

1. Introduction	1
2. General Code Description	3
2.1 Code Structure	3
2.2 Function and Capability	3
2.3 Calculation Procedure	6
3. Description of Models	8
3.1 Fuel and Cladding Temperature Subcode (HEATR _N)	8
3.1.1 Heat Conduction Equation	8
3.1.2 Numerical Solution	10
3.1.3 Solution by Gaussian Elimination	15
3.1.4 Fuel Rod Melting Model.....	16
3.2 Gap Conductance Subcode (GAPCON)	19
3.2.1 Basic Equation	19
3.2.2 Thermal Expansion of UO ₂	20
3.2.3 Restructuring Model	22
3.2.4 Swelling Model.....	22
3.3 Heat Transfer Subcode (TRACON)	24
3.3.1 Heat Transfer Modes	24
3.3.2 Heat Transfer Correlations	26
3.3.3 Critical Heat Flux	32
3.3.4 Minimum Heat Flux	35
3.4 Fluid Dynamics Subcode (FLUDYN)	38
3.4.1 Conservation Equations	38
3.4.2 Numerical Solutions	39
3.4.3 Boundary Conditions	42
3.4.4 Friction Factor	42
3.5 Fuel Rod Mechanical Response Model (DEFORM)	43
3.5.1 Stress-Strain Model	43
3.5.2 Stress-Displacement Model	51
3.6 Fission Gas Production and Release Model (FISGAS)	62
3.6.1 Steady-State Calculation Model	62
3.6.2 Transient Calculation Model	64
3.6.3 Numerical Solutions	65

3.7	Cladding Oxidation Subcode (OXIDE)	80
3.7.1	Basic Equation	80
3.7.2	Numerical Solutions	81
4.	Verification of NSR-77 Code	83
4.1	Sample Calculation for RIA	83
5.	Conclusion	90
	Acknowledgments	90
	References	91
	Appendix 1 Description of Input Data	94

1. はじめに

軽水動力炉の安全評価の対象となる冷却材喪失事故や反応度事故では、最終的には炉心燃料の健全性ならびに破損した燃料から放出される核分裂生成物の定量的な評価が行われる。したがって、これら事故時の燃料挙動を解析する計算コードの開発はきわめて重要な課題である。

上記想定事故では、いずれの場合も原子炉出力や冷却材の時間的变化に対応して燃料の熱的および機械的挙動を解析する。これらの熱的および機械的挙動を解析するためには以下に述べるいくつかの問題を考慮しておかねばならない。第1は、事故時の燃料挙動解析の出発点となる初期条件を正確に知っておく必要がある。例えば、燃焼による UO_2 ペレットの変形や核分裂生成物の生成量を正確に評価しておかないと、ギャップ熱伝達の相違となり、最終的に燃料温度が大きく異なることになる。この意味から、燃料の運転履歴を計算し、定常状態の燃料挙動を詳細に解析する計算コードが数種類⁽¹⁾⁽²⁾開発されており、ハルデンプロジェクト等による実測値と比較検討されている。

第2は、事故時の燃料挙動を解析する場合に必要な原子炉出力および冷却材の時間的变化を正確に知る必要がある。燃料挙動を解析する上で、原子炉出力は燃料の発熱量を決めることになり、また、冷却材の挙動は被覆管表面の熱伝達を決定する場合の重要な因子である。現在開発されている燃料挙動コードでは、これらの値は境界条件あるいは初期条件等として他のコードで計算した値を入力して用いている。例えば、冷却材喪失事故の場合は、ブローダウン解析コードRELAP-4で計算した炉心の出入口における流量、圧力およびエンタルピーを燃料挙動コードの入力データとして使用している。さらに、これら境界条件をもとに燃料周辺の冷却材の流動挙動を解析しなければならないが、非定常の相変化を伴う流動解析は必ずしも確立したものとは言えない。事故時の燃料挙動解析コードにとって、この問題は今後の重要な課題である。

第3は、現在開発が進められている燃料挙動コードは、ほとんどの場合が単一燃料棒とそれを取囲む冷却材のみを取扱っている。しかしながら、実炉においては燃料はバンドル体系になっており、最終的には熱的にも機械的にも3次元体系として取扱わなければならない。この3次元体系の意味は、燃料棒自体の熱的および機械的挙動の3次元的な取扱いという意味も含めて、燃料バンドルとそれらを取囲む冷却材の3次元体系を意味している。

第4は、燃料や被覆管の物性値ならびにギャップ熱伝達や被覆管表面熱伝達について正確なデータを得ることである。物性値については熔融温度以上のデータおよび照射効果を含んだデータ等も含めて巾広いデータの蓄積が必要である。また、ギャップ熱伝達や被覆表面熱伝達については、非定常性や圧力およびサブクールを加味した実験値の集積を必要とする。

NSR-77は、以上述べた初期条件を計算する定常時燃料挙動コードの出力や原子炉出力やチャンネル出入口の冷却材の状態量の時間変化を境界条件として、単一燃料棒と冷却材の熱的および機械的挙動の解析を目的として開発したものである。NSR-77はすでに報告したMCDRAN-Iコード⁽³⁾を原型版として、MCDRAN-Iで必ずしも充分でなかった燃料棒の応

力・変形計算モデルに改良を加え、これを契機にコード名を変更したものである。したがって、計算モデルやコードの構成等の大部分はMCDRAN-Iと同一である。

NSR-77と同種の計算コードとしては、米国NRCのFRAP-T⁽⁴⁾や西独PNSのSSYST⁽⁵⁾がある。我国でもNSR-77の他に特にLOCA時の被覆管のふくれを詳細に取扱ったFRETA⁽⁶⁾（旧名FREG-3T）が発表されている。これらの計算コードはいずれもNSR-77と基本的には同様なモデルおよび機能を有しているが、取扱う対象の違いによって少しずつ異った特徴をもっている。

NSR-77は、開発にあたって取扱う現象の複雑さからコードの規模が大きくなることが考えられたので、(1)各サブコードはそれ自体が完成したものとする、(2)各サブコードはそれぞれの独立した入出力サブルーチンをもつこと、(3)各サブコード間のデータの転送はパラメータにより行うものとする、といった独立性を設計の基本概念とした。

上記の基本設計方針にそってNSR-77を以下に示すサブコードに分割し、各サブコードごとに開発を進めてきた。

- (1) 燃料温度計算サブコード (HEATRN)
- (2) ギャップ熱伝達係数計算サブコード (GAPCON)
- (3) 被覆管表面熱伝達係数計算サブコード (TRACON)
- (4) 冷却材熱水力計算サブコード (FLUDYN)
- (5) 燃料棒の応力・変形計算サブコード (DEFORM)
- (6) 核分裂生成ガス計算サブコード (FISGAS)
- (7) 被覆管の酸化量計算サブコード (OXIDE)

以上の各サブコードはいずれも独立したサブコードとして作成されているので、コードの検証や改良・拡張が極めて容易にできる。

NSR-77の原型版であるMCDRAN-Iは、1974年に開発を開始し、1976年にほぼ完成した。引続き、燃料棒の応力・変形を詳細に取扱うためにサブコードDEFORMの開発を進めた。MCDRAN-IにDEFORMを組込み事故時燃料挙動計算コードとしての機能がほぼ完結したのを契機にコード名を新たにNSR-77と改名した。

本稿では、第2章においてNSR-77の概要について述べ、第3章において各サブコードの計算モデルおよび基本方程式について説明した。第4章では、コードの妥当性を検証するために行ったNSRR実験の解析例を示した。NSR-77の入力データについては附録で詳細に説明した。

2. NSR-77 の概要

2.1 コードの構成

NSR-77 コードは、反応度事故、冷却材喪失事故および出力-冷却材不均衡事故時の燃料挙動を解析の対象としている。すなわち、反応度事故では主として原子炉出力の時間変化、また、冷却材喪失事故では主として冷却材の温度、圧力、流量および原子炉出力の時間変化を与えることによって、現象過程における燃料の熱的、機械的挙動を計算する。NSR-77 もこれらの境界条件および初期値の時間変化を与えることによって上記事故条件の燃料挙動を計算する。

NSR-77 は以下のサブコードから構成されている。

- (1) 燃料温度計算サブコード (HEATR N)
- (2) ギャップ熱伝達係数計算サブコード (GAPCON)
- (3) 被覆管表面熱伝達係数計算サブコード (TRACON)
- (4) 冷却材流動計算サブコード (FLUDYN)
- (5) 燃料棒の変形計算サブコード (DEFORM)
- (6) 核分裂ガス生成・放出計算サブコード (FISGAS)
- (7) 被覆管の酸化量計算サブコード (OXIDE)

これらのサブコードは Fig. 2.1 に示すような流れに従って繰り返して計算に用いられる。すでに述べたように、取扱う現象の複雑さ、ならびに研究の進歩に伴ってコードの改良および拡張を続けていかねばならない。このため NSR-77 は、それぞれのサブコードが容易に入替ができ、また、単体で検証が可能ないように設計されている。すなわち、前者に関しては、メインプログラムにおいてパラメータのみで各サブコードが結ばれているために、他に何ら影響をおよぼすことなく入替することができる。また、後者に関しては、Fig. 2.1 に示すように、各演算サブコードがそれぞれの入出力サブルーチン（例えば、INHEAT-HEATR N-OUTHET）を有しているために、簡単なメインプログラムを附加することにより容易に単独の計算ができる。以上のような特徴をもたせるために、NSR-77 では、データの転送および置換に COMMON ARRAY を使用せずパラメータによる方法を採用した。

2.2 コードの機能と特徴

NSR-77 コードの主要な機能および特徴を要約して以下に記述する。

- (1) 燃料棒の熱伝導計算
 - 解析の対象は UO_2 ペレット、Zry-4 被覆軽水炉燃料棒とそれを取囲む冷却材である。
 - 熱伝導計算は半径方向一次元体系で行う。
 - 燃料の溶融による相変化を考慮する。
 - 物性値は温度依存とし、内蔵データおよび実験式を用いる。

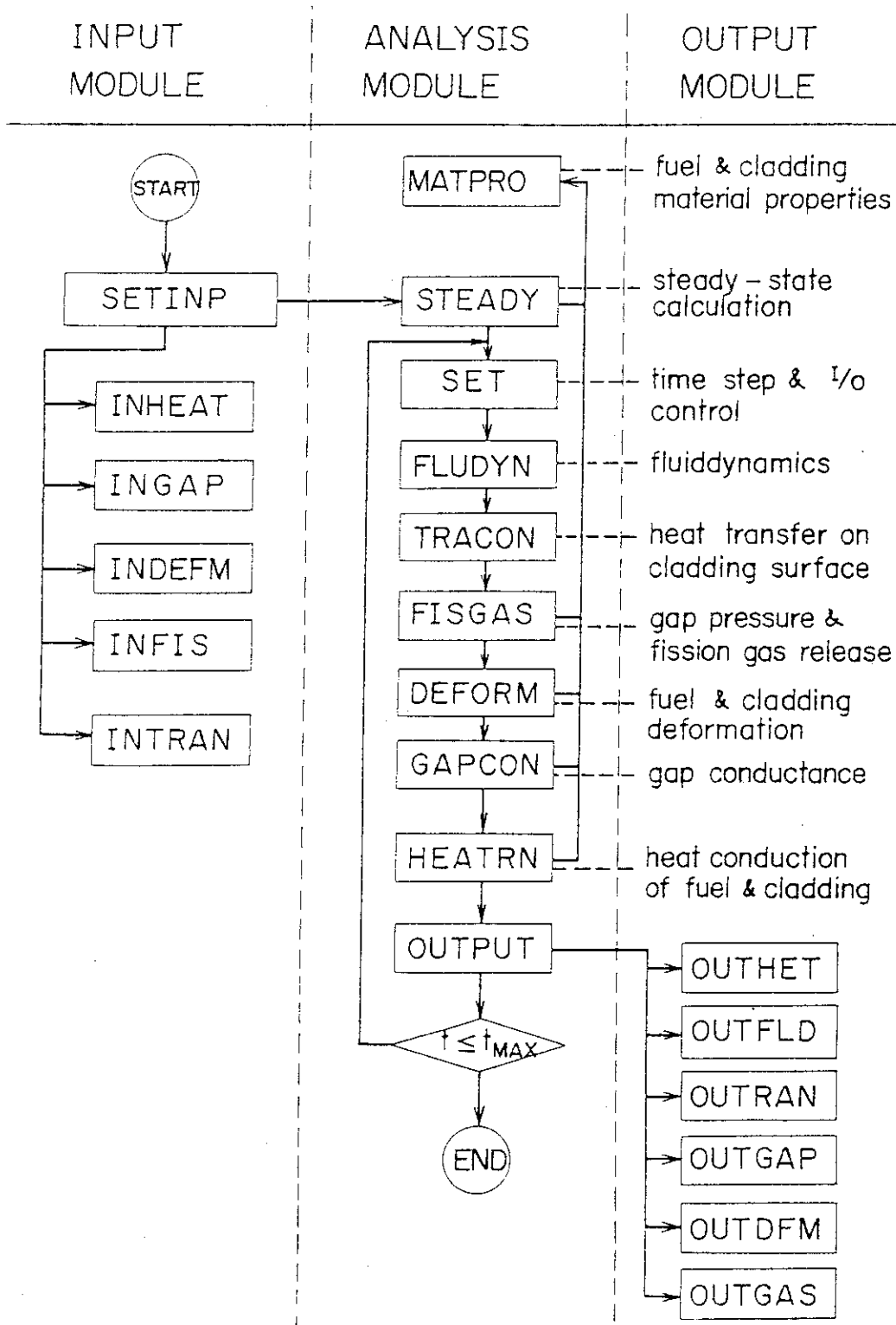


Fig. 2.1 Block Diagram of NSR-77

- 燃料棒内の発熱分布は入力データにより指定し、時間的に変化しないものとする。
- (2) ギャップ熱伝達係数の計算
- ギャップ熱伝達係数は Ross & Stoute モデルを用いて計算する。
 - 燃料棒内部のガス圧は一様とする。
 - プレナム部のガス温度は冷却材温度より 10°C 高いものと仮定する。
 - 燃焼による FP ガスの蓄積を考慮する。
 - 高速中性子照射による被覆管の照射成長は考慮しない。
 - UO_2 の変形については熱膨張およびクラックを考慮する。
 - UO_2 - 被覆管の接触圧力は応力-変形計算により求める。
- (3) 被覆管表面熱伝達係数の計算
- 熱伝達係数は内蔵されている定常熱伝達式を用いて計算する。
 - 伝熱様式は、強制対流および自然対流熱伝達、核沸騰熱伝達、遷移沸騰熱伝達、膜沸騰熱伝達の 4 種類を被覆管表面温度および熱流束の条件に応じて適用する。
 - 極大熱流束点、極小熱流束点およびプール膜沸騰熱伝達についてはサブクール度を考慮する。
 - 熱伝達式は各様式に関して数種類の式の中からインプットデータによって任意に選択できる。
- (4) 冷却材の熱水力計算
- 冷却材は均質、非圧縮性流体とし、軸方向一次元体系で取扱う。
 - 軸方向の分割は等間隔とし、かつ、流路面積は一様とする。
 - 冷却材の過渡変化は、冷却材チャンネル入口における圧力、流量および温度の時間変化を境界条件として計算する。
 - 冷却材の状態量は内蔵されている ASME 蒸気表を用いて計算する。
 - 2 相流に対する摩擦増倍係数は Martinelli-Nelson の関係式および摩擦係数は Karman-Nikuradse の式を使用して計算する。
- (5) 燃料棒の応力・変形の計算
- 被覆管は薄肉円筒形状とみなす。
 - 被覆管に作用する負荷とそれによって生じる変形は軸対称とする。
 - 接触時の燃料ペレット-被覆管境界面の摩擦は無視する。
 - 被覆管の加工硬化は等方的であるとして取扱う。
 - 塑性歪の計算は増分理論とプラントルーロイスの流れ則に基いて行う。
- (6) 核分裂生成ガスの生成と放出の計算
- 核分裂生成ガスは瞬時にギャップ部に放出され、均質に混合するものとする。
 - ギャップ部およびプレナム部でのガスは理想気体の法則に従うものとする。
 - ギャップ部のガスの温度は燃料ペレット表面温度と被覆管表面温度の平均とする。
 - ギャップ内部およびプレナム内部のガスの流動はないものとする。
- (7) 被覆管の酸化量の計算
- 酸化膜は放物線則に従って生成されるものとする。

- ・ 酸化膜の計算には被覆管の平均温度を用いる。
- ・ 反応定数はLOCA条件で得た実験値を用いる。

2.3 計算の流れ

ここでは、NSR-77の計算の流れを概略的に述べる。Fig. 2.1に示すように、まず計算に必要な入力データをサブコードSETINPで読み込む。サブコードSETINPには、各々のサブコードに附随した入力サブルーチンが含まれており、必要なデータを次々と読み込んだのち、整理して書き出す。入力データの重複を避けるために、各々のサブコードで必要な共通データはSETINPにおいて転送する。

入力データの設定が終了すると定常状態の計算をサブルーチンSTEADYにおいて行う。計算は、入力で与えられた冷却材の初期温度、圧力および流速を用いて熱伝達係数(サブコードTRACON)を計算することから始める。続いて、サブコードFISGASにより核分裂生成ガスの生成と放出に関する計算を行う。これにより計算されたギャップガスの組成とガス圧力およびサブコードDEFORMにおいて計算されたギャップ幅もしくは燃料ペレットと被覆管の接触圧を用いてギャップ熱伝達係数をサブコードGAPCONにおいて計算する。これらの計算結果と入力データで与えられた発熱密度、サブコードMATPROにより与えられる UO_2 ペレットおよびZryの物性値等を用いて燃料棒の熱計算をHEATRANで行う。計算は燃料棒の温度が一定の値に収束するまで繰り返しかえし行う。すなわち、前回の繰り返しかえし計算における燃料棒内の T_{ij} と今回の計算における T'_{ij} の関係が次の条件を満足するまで上述の繰り返しかえし計算を行う。

$$\epsilon = \frac{T_{ij} - T'_{ij}}{T'_{ij}} \leq 0.01$$

以上述べたように、定常状態の計算は非定常の計算と全く同一の手順で、かつ、同一の各サブコードを使用する。

定常計算が収束すると、計算は非定常計算に移る。非定常計算では、まず最初に時間ステップ Δt を入力データに基いてサブコードSETにおいて設定する。次に、サブコードFLUDYNにおいて冷却材の挙動を、質量、エネルギーおよび運動量の3保存則を用いて計算する。この場合、計算に必要な冷却材チャンネルの入口境界条件は、以下の2つの方法によって与えられる。

- (1) 時間-圧力、流量、温度の関係を入力カードで与える。
- (2) 時間-圧力、流量、温度の関係をディスクあるいはテープから与える。

これらの境界条件はRELAP-4等のブローダウン挙動解析コードの計算結果が用いられる。

冷却材の流動挙動の計算が終了したのち、得られた冷却材の温度、流速等のデータおよび燃料棒からの熱流束を用いて被覆管表面の熱伝達係数をTRACONにより計算する。ここで使用される燃料棒からの熱流束は前時刻($t - \Delta t$)における値を用いる。次に、核分裂生成ガスの計算をFISGASにより、また、燃料棒の応力・変形量をDEFORMにより計算する。サブコードDEFORM計算ではギャップが開いているかあるいは閉じているかを判定し、開いている場合には燃料ペレットと被覆管の変形量と応力を計算し、閉じている場合はさらに燃料ペレット

と被覆管の接触圧力を計算する。被覆管が塑性歪の領域に入った場合には応力-歪曲線に合致するようにニュートンの繰り返し法を用いて収束計算を行う。続いて、ギャップ熱伝達係数をサブコードGAPCONにより計算する。ギャップ熱伝達の計算に必要なギャップガスの組成比および体積はFISGASの計算結果を、ギャップ巾およびギャップの接触圧はDEFORMの結果を用いる。これらパラメータの計算は、前時刻($t-\Delta t$)において計算された燃料棒の温度分布を用いて行う。これら一連の計算が終了した段階で燃料棒内の新しい温度分布をサブコードHEATRTRNを用いて計算する。引続き、新しい時刻(t)において得られた結果をサブコードOUTPUTにより出力する。サブコードOUTPUTにはINPUTと同様に各演算のためのサブコードに附随した出力用のサブルーチンが含まれており、それぞれのサブコードで計算した結果を出力する。

以上の計算および出力が完了したのち、計算終了時間に達したか否かを判定し、達していない場合はサブコードSETに戻り次の時刻の計算を開始する。なお、NSR-77においては、各サブコード内での収束のための繰りかえし計算は行わない。その理由は、繰りかえしによる収束計算を行うことによる計算時間の増大を避けるためである。また、本バージョンでは、時間巾 Δt の自動調整は行わないが、将来燃料の大変形挙動を詳細に取扱う場合には考慮する必要がある。

3. 解析モデルと解析方法

本章では、NSR-77コードに用いられた解析モデルおよび解析方法について各サブコードごとに説明する。計算の対象は、Fig. 3.1に示すような軽水炉用 UO_2 ペレット-Zry被覆燃料である。取扱いの対象は単一燃料棒とそれを取囲む冷却材チャンネルである。燃料棒は、図に示すように、 UO_2 ペレット、ガスギャップおよびZryの被覆管から構成されているものとする。計算は、Fig. 3.1に示すメッシュ点について行われる。ギャップ領域は熱伝達領域として取扱うためにメッシュ点をとることは許されない。また、冷却材チャンネルについては、セル等価半径の位置に置かれるメッシュ点についてのみ計算される。燃料棒の分割は、軸方向には等間隔分割に最大20メッシュ、半径方向には等間隔、等面積および任意分割が許され最大50メッシュまでとることができる。なお、Fig. 3.1に示すように、燃料棒には上部プレナムおよび下部プレナム部が含まれているが、NSR-77コードではこれらプレナム部についてはギャップ熱伝達係数を計算する際に必要なプレナムのガス圧力のみを考慮し、温度計算は行わない。

3.1 燃料棒の非定常熱伝導(サブコードHEATR N)

3.1.1 基本方程式

本節では、サブコードHEATR Nで用いた燃料棒の非定常熱伝導方程式およびその数値解析について説明する。解析の対象である燃料棒を軸方向の熱伝導を無視して半径方向一次元熱伝導方程式で記述する。燃料内の各メッシュにおける物性値は温度依存とし、メッシュ内の平均温度で与えられるものとする。また、軸方向の各位置におけるギャップ熱伝達係数および被覆管表面温度は変化するものとする。これらの仮定に基づくと燃料棒内での熱伝導は次式によって記述できる。

$$\frac{\partial}{\partial t} [g(T, r)T(r, t)] = \nabla \cdot k(T, r)\nabla T(r, t) + S(r, t) \quad (1-1)$$

燃料棒内の過渡的温度分布は下記の初期条件および境界条件を用いて(1)式を解くことによって得られる。すなわち、初期条件は

$$t = 0 \text{ の時 } \quad T = T_0(r)$$

である。初期温度 $T_0(r)$ は、後で述べるように(1-1)式の左辺を零とおくことによって得られる定常熱伝導方程式を解くことによって求められる。また、境界条件は、ペレット中心、ギャップ領域および被覆管表面に対してそれぞれ以下のように与えられる。

$$k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (1-2)$$

$$k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{gap}} = -h_g (T_{po} - T_{ci}) \quad (1-3)$$

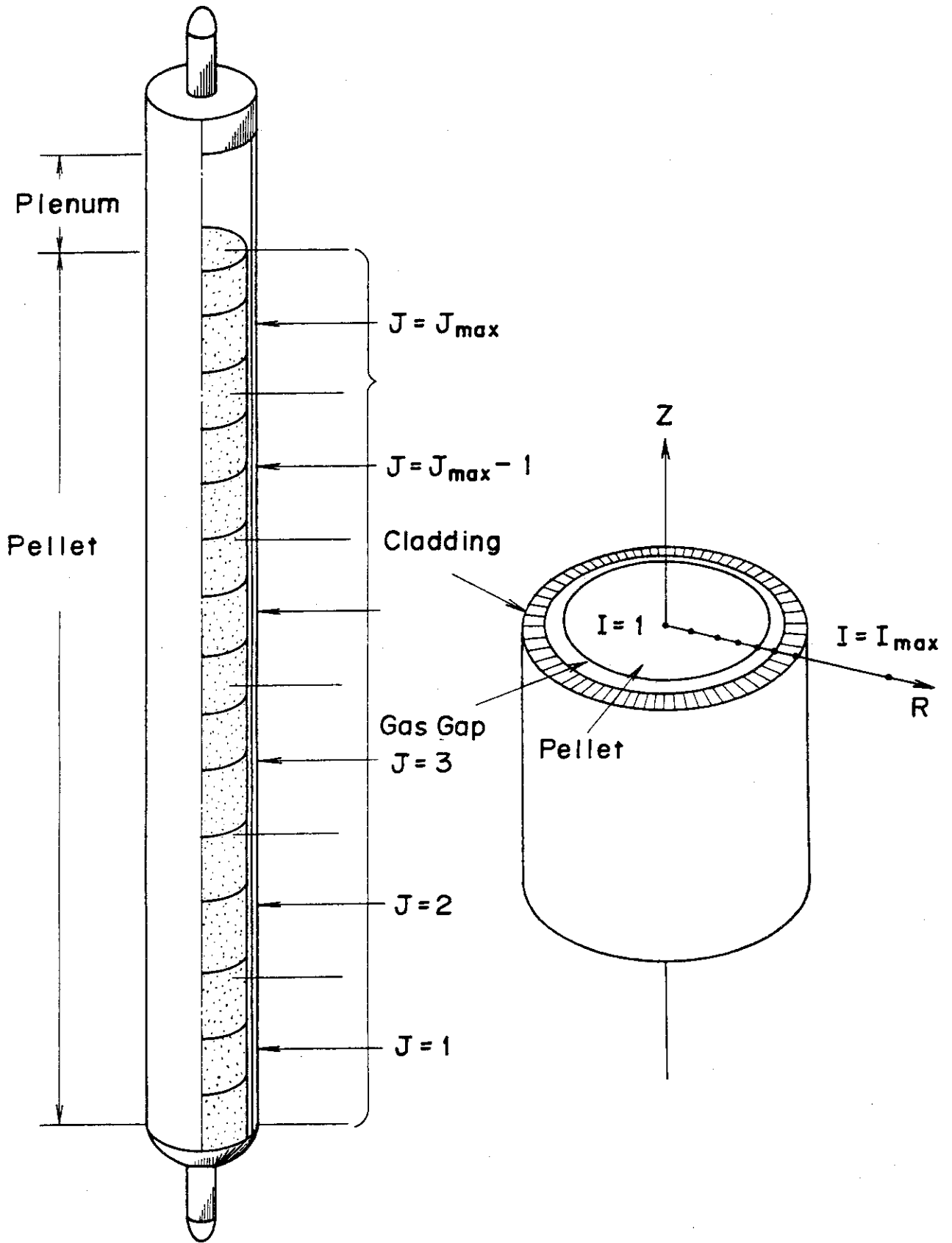


Fig. 3.1 Fuel Configuration

$$k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_{co}} = -h_c (T_{co} - T_{bulk}) \quad (1-4)$$

ここで

- k = 熱伝導率 (kcal/mhr℃)
- g = 体積比熱 (kcal/m³℃)
- S = 発熱量 (kcal/m³ hr)
- r = 半径方向の距離 (m)
- t = 時間 (hr)
- T = 燃料棒内温度 (℃)
- h_g = ギャップ熱伝達係数 (kcal/m² hr℃)
- h_c = 被覆管表面熱伝達係数 (kcal/m² hr℃)
- T_{po} = ペレット表面温度 (℃)
- T_{ci} = 被覆管内面温度 (℃)
- T_{co} = 被覆管外面温度 (℃)
- T_{bulk} = 冷却材温度 (℃)

熱伝導方程式 (1-1) の中で使用される UO_2 ペレットおよび $Zry-4$ 被覆管の物性値はサブコード MATPRO⁽⁷⁾ において温度の関数として計算する。また、ギャップ熱伝達係数および被覆管表面熱伝達係数は、各時間ステップにおいてそれぞれサブコード GAPCON および TRACON によって計算された値を用いる。

3.1.2 数値解法

熱伝導方程式 (1-1) の数値解法は、燃料の過渡的温度挙動の解析によく用いられる HEAT-1⁽⁶⁾ の方法を改良して用いた。熱伝導方程式の数値解法としては、Explicit 形、Pure Implicit 形および Crank-Nicolson 形の差分方程式による解法が一般によく用いられる。このうち、Explicit 法は解が収束するためには $\alpha(\Delta t)/(\Delta r)^2 \leq 1/2$ の条件を満たさなければならない。燃料棒を取扱う場合、被覆管の厚さが UO_2 ペレットの寸法に比べて薄いため、この条件を満たすためにはきわめて小さい時間巾をとらねばならず膨大な計算時間を要することになる。一方、Pure Implicit 法は、上記の収束条件はないが、 Δt のとり方が大きくなると誤差が大きくなる欠点がある。このため、NSR-77 では両者の欠点を補った形の Crank-Nicolson 法を用いた。

Fig. 3.2 に燃料棒内のメッシュ点および境界点を概略的に示す。また、任意のメッシュ点における各種物性値、発熱密度およびメッシュ巾等を Fig. 3.3 に示す。

(1) 中間領域のメッシュ点に対する差分方程式

$$\iiint_{V} \frac{\partial}{\partial t} g \cdot T dV = \iiint_{V} \nabla k \nabla T dV + \iiint_{V} S dV \quad (1-5)$$

左辺の項は以下のように書くことができる。

$$\iiint_{V} \frac{\partial}{\partial t} (g \cdot T) dV \approx \iiint_{V} g \frac{\partial T}{\partial t} dV$$

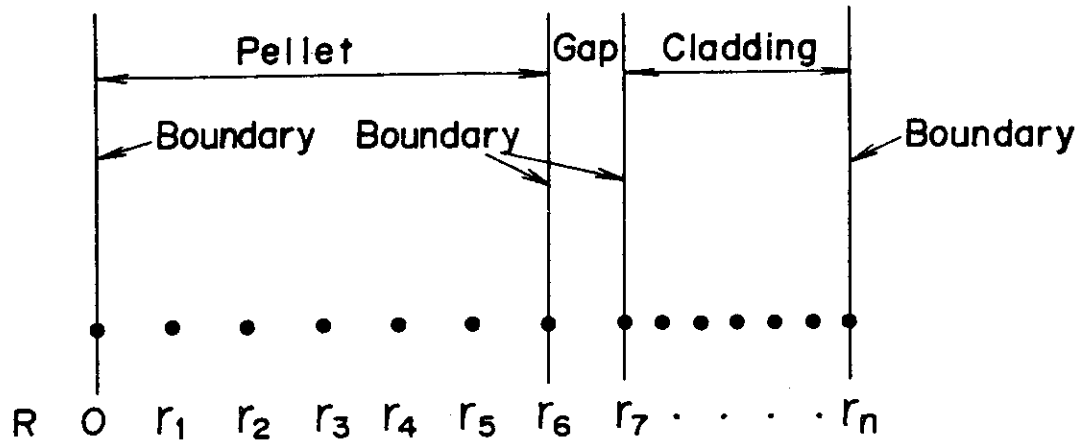


Fig. 3.2 Radial Mesh Point Pattern Thermal Model

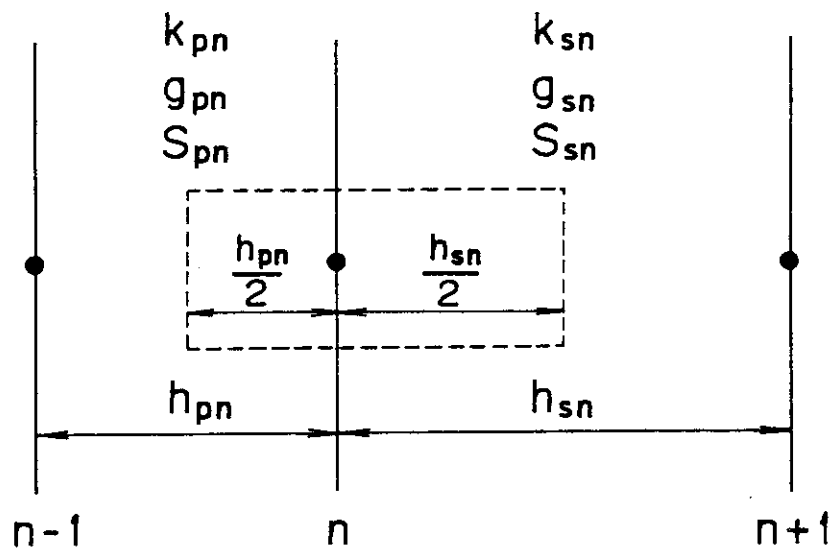


Fig. 3.3 Two Typical Radial Intervals

$$\approx \frac{(T_n^{m+1} - T_n^m)}{\Delta t} (g_{pn} h_{pn}^V + g_{sn} h_{sn}^V) \Delta Z \quad (1-6)$$

ここで

$$D_n = g_{pn} h_{pn}^V + g_{sn} h_{sn}^V$$

$$h_{pn}^V = 2\pi \frac{h_{pn}}{2} \left(r_n - \frac{h_{pn}}{4} \right)$$

$$h_{sn}^V = 2\pi \frac{h_{sn}}{2} \left(r_n + \frac{h_{sn}}{4} \right)$$

である。次に右辺第1項を書きかえると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \iiint_V \nabla k \nabla T dV &= \iint_S \cos(r, \nu) k \nabla T \bar{dS} \\ &\approx \{ (T_{n-1} - T_n) k_{pn} h_{pn}^S - (T_n - T_{n+1}) k_{sn} h_{sn}^S \} \Delta Z \end{aligned} \quad (1-7)$$

ここで、

$$h_{pn}^S = \frac{2\pi}{h_{pn}} \left(r_n - \frac{h_{pn}}{2} \right)$$

$$h_{sn}^S = \frac{2\pi}{h_{sn}} \left(r_n + \frac{h_{sn}}{2} \right)$$

である。最後に右辺の第2項を以下のように書きかえる。すなわち、発熱項 $S(r, t)$ を時間に関する変数と空間に関する変数に分離できるとして以下のように書きかえる。

$$S(r, t) = Q(r) P_f P(t)$$

ここで、 P_f は発熱密度の規格値である。したがって、右辺第2項は

$$\iiint_V S dV \approx \{ (Q_{pn} h_{pn}^V + Q_{sn} h_{sn}^V) P_f P(t) \} \Delta Z \quad (1-8)$$

となる。

以上の(1-6)式、(1-7)式および(1-8)式を(1-5)式に代入すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D_n}{\Delta t} &= (T_{n-1} - T_n) k_{pn} h_{pn}^S - (T_n - T_{n+1}) k_{sn} h_{sn}^S \\ &\quad + (Q_{pn} h_{pn}^V + Q_{sn} h_{sn}^V) P_f P(t) \end{aligned} \quad (1-9)$$

定常熱伝導計算に対する差分式は(1-9)式の左辺を零に置くことによって得られる。また、非定常熱伝導計算についてCrank-Nicolson法を適用すると(1-9)式は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D_n}{\Delta t} &= \left[\frac{T_n^{m+1} + T_{n-1}^m}{2} - \frac{T_n^{m+1} + T_n^m}{2} \right] k_{pn} h_{pn}^S \\ &\quad - \left[\frac{T_n^{m+1} + T_n^m}{2} - \frac{T_n^{m+1} + T_{n+1}^m}{2} \right] k_{sn} h_{sn}^S \\ &\quad + (Q_{pn} h_{pn}^V + Q_{sn} h_{sn}^V) P_f \frac{[P(t_{m+1}) + P(t_m)]}{2} \end{aligned} \quad (1-10)$$

ここで g_{pn} , k_{pn} および g_{sn} , k_{sn} はメッシュ点 $n-1$ と n の平均温度およびメッシュ点 n と $n+1$ の平均温度によってそれぞれ求める。

上式 (1-10) を書きかえて、中間領域の n メッシュ点の差分方程式を次のように与える。

$$a_n T_n^{m+1} + b_n T_n^{m+1} + c_n T_n^{m+1} = d_n \quad (1-11)$$

ここで、

$$a_n = -\frac{k_{pn} h_{pn}^s \Delta t}{2}$$

$$c_n = -\frac{k_{sn} h_{sn}^s \Delta t}{2}$$

$$b_n = \sigma D_n - a_n - c_n$$

$$d_n = -\sigma a_n T_{n-1}^m + \sigma (D_n + a_n + c_n) T_n^m - \sigma c_n T_{n+1}^m$$

$$+ \Delta t (Q_{pn} h_{pn}^v + Q_{sn} h_{sn}^v) \cdot P_f \cdot \left\{ \frac{P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m)}{2} \right\}$$

である。(1-11) 式中で $\sigma = 1.0$ は非定常熱伝導計算の場合であり、 $\sigma = 0.0$ ($\Delta t = 1.0$) は定常熱伝導計算の場合である。

(2) ギャップ領域のメッシュ点に対する差分方程式

Fig. 3.4 はギャップ領域をはさむペレット外周部および被覆管内面のメッシュ点を示した図である。これらのメッシュ点に対する差分方程式は (1-11) 式と同様に与えられ、以下のように表わすことができる。

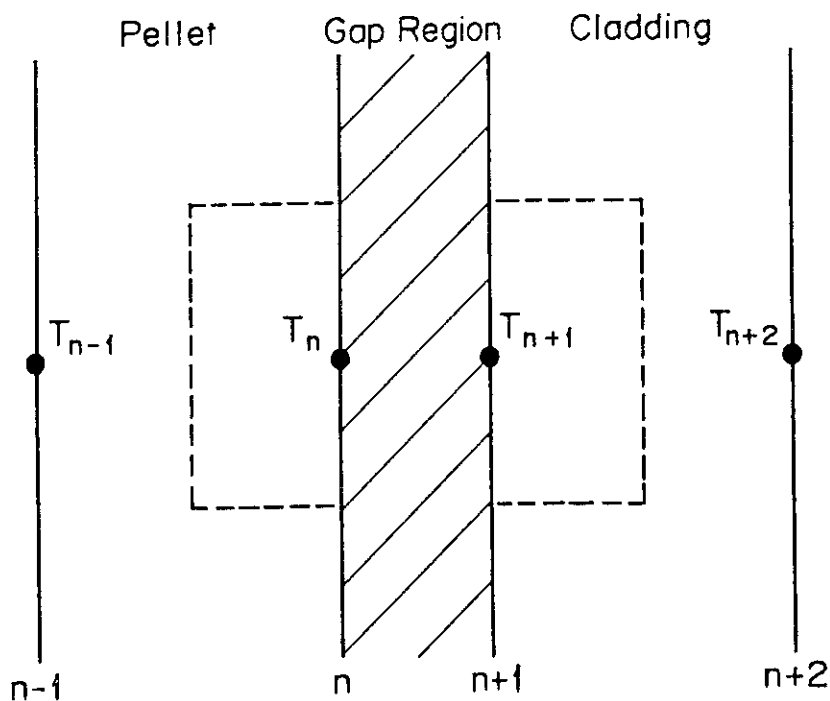


Fig. 3.4 Mesh Points Adjacent Gap Region

$$\frac{(T_n^{m+1} - T_n^m) D'_n}{\Delta t} = (T_{n-1} - T_n) k_{pn} h_{pn}^s - (T_n - T_{n+1}) h_g \cdot \partial \pi r_n + Q_{pn} h_{pn}^V \cdot P_f \cdot P(t) \quad (1-12)$$

$$\frac{(T_n^{m+1} - T_{n+1}^m) D''_n}{\Delta t} = (T_n - T_{n+1}) h_g \cdot \partial \pi r_{n+1} - (T_{n+1} - T_{n+2}) k_{sn} h_{sn}^s + Q_{sn+1} h_{sn+1}^V P_f P(t) \quad (1-13)$$

ここで、

$$D'_n = g_{pn} h_{pn}^V$$

$$D''_n = g_{sn+1} h_{sn+1}^V$$

である。両式は中間領域のメッシュ点に対する差分式と同様(1-11)式の形に書きかえることができる。

(3) 燃料棒中心のメッシュ点に対する差分方程式

燃料棒中心における境界条件は(1-2)式によって与えられる。この式を(1-9)式と同様の取扱いをすると以下のように表わすことができる。

$$\frac{(T_0^{m+1} - T_0^m)}{\Delta t} g_{s0} h_{s0}^V = - (T_0 - T_1) k_{s0} h_{s0}^s + Q_{s0} h_{s0}^V P_f P(t) \quad (1-14)$$

上式をCrank-Nicolson形に変形して書きかえると(1-11)式と同様の式が得られる。すなわち、

$$b_0 T_0^{m+1} + c_0 T_1^{m+1} = d_0 \quad (1-15)$$

である。ここで、

$$c_0 = - \frac{k_{s0} h_{s0}^s \Delta t}{2}$$

$$b_0 = \sigma g_{s0} h_{s0}^V - c_0$$

$$d_0 = - \sigma c_0 T_0^m + \sigma \{ g_{s0} h_{s0}^V + c_0 \} T_0^m + \Delta t Q_{s0} h_{s0}^V P_f \left\{ \frac{P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m)}{2} \right\}$$

である。

(4) 被覆管表面のメッシュ点に対する差分方程式

被覆管表面に対する境界条件は(1-4)式で表わすことができる。前述した方法と同様に(1-4)式を書きかえると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{(T_N^{m+1} - T_N^m)}{\Delta t} g_{pN} h_{pN}^V = & - h_C^{m+1} \left\{ \frac{T_N^{m+1} + T_N^m}{\partial} - \frac{T_{bulk}^{m+1} + T_{bulk}^m}{\partial} \right\} \cdot 2\pi r_N \\ & + k_{pN} h_{pN}^s \left\{ \frac{T_{N-1}^{m+1} + T_{N-1}^m}{2} - \frac{T_N^{m+1} + T_N^m}{2} \right\} \\ & + Q_{pN} h_{pN}^V P_f \left\{ \frac{P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m)}{2} \right\} \end{aligned}$$

上式を(1-11)式と同じ形に変形すると以下のようになる。

$$a_N T_{N-1}^{m+1} + b_N T_N^{m+1} = d_N \tag{1-16}$$

ここで、

$$a_N = -\frac{\Delta t k_{PN} h_{PN}^s}{2}$$

$$b_N = \sigma D'_N - a_N - c_N$$

$$c_N = -\frac{\Delta t 2\pi r_N h_C^{m+1}}{2}$$

$$d_N = \pi r_N h_C^{m+1} \Delta t (T_{bulk}^{m+1} + \sigma T_{bulk}^m) - \sigma a_N T_{N-1}^m + \sigma (D'_N + a_N + c_N) T_N^m \\ + \frac{Q_{PN} h_{PN}^V}{2} \cdot P_f \{ P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m) \}$$

$$D'_N = g_{PN} h_{PN}^V$$

である。

3.1.3 連立方程式の解法

これまで得られた各メッシュ点に対する差分方程式は N + 1 個の方程式群として以下のよう
に表わすことができる。

$$\begin{bmatrix} b_0 & c_0 & o & & & & & & & & \\ a_1 & b_1 & c_1 & & & & & & & & \\ & a_2 & b_2 & c_2 & & & & & & & \\ & & a_3 & b_3 & c_3 & & & & & & \\ & & & a_4 & b_4 & c_4 & & & & & \\ & & & & a_5 & b_5 & c_5 & & & & \\ & & & & & a_{N-1} & b_{N-1} & c_{N-1} & & & \\ & & & & & o & a_N & b_N & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_0^{m+1} \\ T_1^{m+1} \\ T_2^{m+1} \\ \vdots \\ T_{N-1}^{m+1} \\ T_N^{m+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_0 \\ d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ d_{N-1} \\ d_N \end{bmatrix}$$

(1-17)

方程式群(1-17)はガウス消去法によって以下のように解くことができる。

- 1) $E_0 = \frac{c_0}{b_0}$, $F_0 = \frac{d_0}{b_0}$
- 2) $E_j = \frac{c_j}{b_j - a_j E_{j-1}}$, $F_j = \frac{d_j - a_j F_{j-1}}{b_j - a_j E_{j-1}}$
 ($J = 1, 2, \dots, N-1$)
- 3) $T_N^{m+1} = \frac{d_N - a_N F_{N-1}}{b_N - a_N E_{N-1}}$
- 4) $T_j^{m+1} = E_j T_{j+1} + F_j$
 ($j = N-1, N-2, \dots, 2, 1, 0$)

3.1.4 燃料棒の溶融モデル

燃料棒の温度計算においては UO_2 ペレットや被覆管が融点を超えているか否かを判定し、超えている場合には溶融潜熱を考慮した計算を行う。

熱力学の公式より、定圧比熱 C_p ($J/kg \cdot ^\circ K$)とエンタルピー h (J/kg)の間には次のような関係式が成り立つ。

$$C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \quad (1-18)$$

ここで、 T は燃料棒の温度($^\circ K$)である。燃料棒内の圧力 P を一定とすれば近似式として

$$\Delta h = C_p \Delta T \quad (1-19)$$

を得る。ここで、 Δh は温度変化 ΔT に対応するエンタルピーの変化分である。

(1) 温度上昇過程

時間 $t = t_0$ での空間メッシュ点(i, j)の温度を T_{ij}^0 とする。 T_{ij}^0 を初期値として、 $t = t_0 + \Delta t$ で求めた(i, j)での温度を T_{ij} とする。ここで、

$$\Delta T_{ij} = T_{ij} - T_{melt}$$

を計算する。 T_{melt} は燃料材の融点であり、MATPROより

$$UO_2 \text{ペレットに対して,} \quad T_{melt} = 3113.15 \text{ } ^\circ K$$

$$\text{被覆管に対して,} \quad T_{melt} = 2098.15 \text{ } ^\circ K$$

と与えられる。

$\Delta T_{ij} < 0$ の時には燃料材が融点に達していないので、

$$\left. \begin{array}{l} T_{ij} = T_{ij} \\ T_{ij}^0 = T_{ij} \\ IDMELT = 1 \end{array} \right\}$$

として次の時間ステップに進む。ここでIDMELTは燃料材の溶融状態を示すフラッグである。

$\Delta T_{ij} \geq 0$ の時には燃料材は融点に達しており、

$$\Delta h_{ij} = C_p(T_{melt}) \Delta T_{ij} \quad (1-20)$$

よりエンタルピーの増分を計算する。このエンタルピーの増分は燃料材が完全に溶融するまで (i, j) に保存されるものと仮定して、

$$h_{ij} = h_{ij}^{\circ} + \Delta h_{ij} \quad (1-21)$$

を計算する。ここで、 h_{ij} は $t = t_0 + \Delta t$ までに (i, j) に蓄積されたエンタルピーであり、 h_{ij}° は $t = t_0$ までに蓄積されていたエンタルピーである。当然 h_{ij}° の初期値は 0 である。

次に h_{ij} と溶融潜熱 h_{fus} との比較を行う。ここで、 h_{fus} は MATPRO において、

$$\text{UO}_2 \text{ペレットに対して,} \quad h_{fus} = 2.74 \times 10^5 \text{ J/kg}$$

$$\text{被覆管に対して,} \quad h_{fus} = 2.25 \times 10^5 \text{ J/kg}$$

と与えられている。

$h_{ij} \leq h_{fus}$ の時燃料材は完全溶融に達していないとして、

$$\left. \begin{array}{l} T_{ij} = T_{melt} \\ T_{ij}^{\circ} = T_{melt} \\ \text{IDMELT} = 2 \end{array} \right\}$$

とし、次の時間ステップへ進む。

$h_{ij} > h_{fus}$ ならば燃料材は完全に溶融したと考えて

$$\left. \begin{array}{l} T_{ij} = T_{ij} \\ T_{ij}^{\circ} = T_{ij} \\ \text{IDMELT} = 3 \end{array} \right\}$$

として次の時間ステップに進む。

(2) 温度下降過程

$t = t_0$ で $\text{IDMELT} = 1$ であった場合、燃料材はすでに固体になっているから

$$\left. \begin{array}{l} T_{ij} = T_{ij} \\ T_{ij}^{\circ} = T_{ij} \\ \text{IDMELT} = 1 \end{array} \right\}$$

として次の時間ステップへ進む。

$t = t_0$ で $\text{IDMELT} = 2$ であった場合、燃料材は固体と液体の間にあると考え、

$$\Delta T_{ij} = T_{melt} - T_{ij} \quad (1-22)$$

を計算し、

$$\Delta h_{ij} = C_p(T_{melt}) \Delta T_{ij}$$

よりエンタルピーの減少分を求め、

$$h_{ij} = h_{ij}^{\circ} - \Delta h_{ij} \quad (1-23)$$

より (i, j) におけるエンタルピーの残量を求める。ここで、 h_{ij}° は $t = t_0$ までに (i, j) に残っているエンタルピーの量である。初期値は当然 h_{fus} である。

$h_{ij} > 0$ ならば燃料材はまだ中間領域にあり、

$$\left. \begin{aligned} T_{ij} &= T_{melt} \\ T_{ij}^{\circ} &= T_{melt} \\ IDMELT &= 2 \end{aligned} \right\}$$

として次の時間ステップへ進む。

$h_{ij} \leq 0$ の時には燃料材は固化したと考え、

$$\left. \begin{aligned} T_{ij} &= T_{ij} \\ T_{ij}^{\circ} &= T_{ij} \\ IDMELT &= 1 \end{aligned} \right\}$$

として次の時間ステップへ進む。

$t = t_0$ で $IDMELT = 3$ であった場合、まず

$$\Delta T_{ij} = T_{melt} - T_{ij}$$

を計算する。 $\Delta T_{ij} < 0$ ならば燃料材はまだ完全溶融状態にあると考え、

$$\left. \begin{aligned} T_{ij} &= T_{ij} \\ T_{ij}^{\circ} &= T_{ij} \\ IDMELT &= 3 \end{aligned} \right\}$$

として次の時間ステップへ進む。 $\Delta T_{ij} \geq 0$ の時には燃料材は中間領域に入ったと考え、 $IDMELT = 2$ として前述の手順に従って評価を行う。

次に $IDMELT$ の値が変化する時の取扱いについて少し詳しく述べる。まず、 $IDMELT$ の値が 1 から 2 へ変化する場合は今までに述べた取扱いでよい。 $IDMELT$ が 2 から 3 へと変化する時、前時間ステップで $h_{ij}^{\circ} \leq h_{fus}$ であり、次の時間ステップで $h_{ij} > h_{fus}$ となったとする。この時、 $h_{fus} - h_{ij}^{\circ}$ 分だけ溶融潜熱として Δh_{ij} より差し引く必要がある。従って (1-22) 式は次のように修正される。

$$\left. \begin{aligned} T_{ij} &= T_{melt} + \{ \Delta h_{ij} - (h_{fus} - h_{ij}^{\circ}) \} / C_p(T_{melt}) \\ T_{ij}^{\circ} &= T_{ij} \end{aligned} \right\} \quad (1-24)$$

$IDMELT$ の値が 3 から 2 へ変化する時は今までの取扱いでよい。 $IDMELT$ の値が 2 から 1 へ変化する時、前時間ステップで $h_{ij}^{\circ} > 0$ であり、次の時間ステップで $h_{ij} \leq 0$ となったとすれば、 h_{ij}° の分だけ温度の低下が押さえられるから

$$\left. \begin{aligned} T_{ij} &= T_{ij} + h_{ij}^{\circ} / C_p(T_{melt}) \\ T_{ij}^{\circ} &= T_{ij} \end{aligned} \right\} \quad (1-25)$$

のように (1-24) 式を修正する必要がある。

3.2 ギャップ熱伝達(サブコードGAPCON)

3.2.1 基本方程式

サブコードGAPCONは、Ross & Stouteのモデルを若干修正してコード化したGAPCON-THERMAL-1⁽⁸⁾を基本として開発したものである。原型GAPCON-THERMAL-1は、定常運転時のギャップ熱伝達率と燃料エネルギー蓄積量を評価するために開発されたもので、燃料設計計算というよりはむしろ安全評価計算を主眼としたコードである。

NSR-77コードの解析の対象が事故時、すなわち過渡時の燃料挙動であることから、GAPCON-THERMAL-1のモデルがどの程度適用性があるか明らかでない。しかしながら、非定常時のギャップ熱伝達の理論あるいは実験についての報告は今のところ極めて少ないので、定常状態におけるギャップ熱伝達係数を評価するためのモデルであるということを容認した上で修正Ross & Stouteモデルを使用した。修正Ross & Stouteのモデルによるギャップ熱伝達係数は以下の2つのモードについて記述できる。

(1) ペレットと被覆管が接触し、ギャップが閉じている場合

ペレットと被覆管が接触してギャップが閉じている場合のギャップ熱伝達係数は以下の式で与えられる。

$$h_g = \frac{k_m(P)}{a_o R^{0.5} H} + \frac{k_g}{C(R_1 + R_2) + (g_1 + g_2)} + h_r \quad (2-1)$$

ここで、

$$k_m = \frac{2k_1 k_2}{k_1 + k_2}$$

k_1 = 被覆管内面の熱伝導率 (W/cm°C)

k_2 = ペレット外周の熱伝導率 (W/cm°C)

k_g = ギャップに含まれる混合ガスの熱伝導率 (W/cm°C)

P = 接触圧力 (kg/cm²)

a_o = 定数 0.5 (cm^{1/2})

H = 被覆管のMeyer硬度 (W/cm²)

$$R = \left(\frac{R_1^2 + R_2^2}{2} \right)^{0.5}$$

R_1 = 被覆管内面の表面あらし、高さの算術平均値 (cm)

R_2 = 燃料ペレットの表面あらし、高さの算術平均値 (cm)

$C(R_1 + R_2)$ = 表面あらし内に含まれるガス層の厚さ (cm)

g_1 = 被覆管内面の "temperature jump distance" (cm)

g_2 = ペレット外周の "temperature jump distance" (cm)

h_r = 輻射熱伝達係数 (W/cm°C)

上式(2-1)は、第1項の接触熱伝達、第2項のガス熱伝達および輻射熱伝達の3項から構成されている。第2項に含まれる定数CはRoss & Stouteによって提示されたデータから経験

的に決定された次式を用いて計算する。

$$C = 1.98 e^{-0.00125p}$$

また、(2-1)式の第2項に含まれる“temperature jump distance”(g₁+g₂)は物体表面とガスとの不完全なエネルギー変換に起因するもので、被覆管と燃料表面に生じる温度の不連続性を表わすものである。理論解析によるgは表面に接するガスの分子の平均自由行程に比例し以下のように与えられる。

$$(g_1 + g_2) \propto L$$

$$L \propto \left[\frac{\mu}{P} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \right]$$

ここで、

$$L = \text{平均自由行程}$$

$$\mu = \text{ガスの粘性係数}$$

$$P = \text{ガスの圧力}$$

$$T = \text{ガスの温度}$$

$$M = \text{ガスの分子量}$$

UO₂ペレットとZry-2被覆管の接触面について、(g₁+g₂)は経験的に次の関係式が導かれる。

$$(g_1 + g_2) = 5.448 \left[\frac{\mu}{P} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \right]$$

第3項の放射熱伝達係数h_rは次式で与えられる。ここで、ε₁およびε₂はペレット表面と被覆管表面の放射率、A₁、A₂およびT₁、T₂はそれぞれペレットと被覆管の表面積および表面温度である。また、σはステファンボルツマン定数(0.56687 × 10¹¹ W/cm²°C)である。

$$h_r = \sigma \left[\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \right]^{-1} [T_1^2 + T_2^2] [T_1 + T_2] \quad (2-2)$$

なお、ギャップが閉じている場合の燃料ペレットと被覆管の間の接触圧力はサブコードDEFORMにおいて計算する。

(2) ペレットと被覆管の間にギャップがある場合

UO₂ペレットの熱膨張、割れあるいは被覆管のつぶれ等によりギャップが閉ざされないならば、すなわちt_H ≥ c(R₁+R₂)ならばh_gは次式で与えられる。

$$h_g = \frac{k_g}{t_H + (g_1 + g_2)} + h_r \quad (2-3)$$

ここで、t_Hはギャップ巾である。

3.2.2 燃料ペレットの膨張モデル

ギャップ熱伝達係数を計算する上で、ギャップ巾を正確に評価することが重要であることは言うまでもないが、ギャップ巾を厳密に評価することはきわめて難しい問題である。特に、燃焼が進んでペレットに割れが生じたような場合は、割れの程度やその方向性を考えるとそれは

ど単純な問題ではない。また、事故時の燃料挙動を扱う上では、事故の進行過程で新たな割れが生じる可能性もあり、局所的な取扱いは必ずしも適切ではないと考えられる。以上の点を考慮して、ここでは燃料ペレットの膨張を2つのモデルに分けて取扱う。その1は、温度上昇に伴う熱膨張であり、その2は熱応力に基づくクラックによる体積膨張である。

UO₂ペレットの熱膨張および割れによる体積膨張は厳密には応力と歪の解析を行って評価する必要があるが、ここでは応力-歪解析を行わず、単純に体積平均温度モデルおよびGAPCON-THERMAL-1モデルで取扱う。

体積平均温度モデルは、燃料ペレットの熱膨張を体積平均したもので次式で表わされる。

$$\Delta R = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^m \alpha (T - T_0) (r_i^2 - r_{i+1}^2) \quad (2-4)$$

ここで、

- ΔR = 熱膨張によるペレット外径の増加
- R = ペレット外径
- r_i = メッシュ点 i 番目までの距離
- r_{i+1} = メッシュ点 $i + 1$ 番目までの距離
- T_i = メッシュ点 i 番目と $i + 1$ 番目の平均
- T_0 = 初期温度
- α = 線膨張係数

である。

次にGAPCON-THERMAL-1モデルについて述べる。このモデルでは、ペレットを半径方向に分割して、分割した各リングがそれぞれ独立に膨張するものと仮定する。各リングの熱膨張は次式を用いて計算する。

$$\Delta R_c = \alpha R_a (T - T_0) \quad (2-5)$$

ここで、

- ΔR_c = 熱膨張による各リングの外径の増加
- R_a = 各リングの平均半径
- T = 各リングの平均温度

である。

このモデルでは、 ΔR_c が各リングについてすべて計算されたのち、最大の ΔR_c を見出し、そのリングの外側のリングについてのみ熱膨張による増加分を加えていく。最大値 ΔR_c のリングより外側のリングの熱膨張は、各リングの厚さの増加と考え以下のように計算する。

$$\Delta t_i = \alpha t (T - T_r)$$

ここで、

- Δt_i = リング i の厚さの増加
- t_i = リング i の厚さ

である。最終的に熱膨張による燃料ペレットの外径の増加は以下のようにして得る。

$$\Delta R = (\Delta R_c)_{\max} + \sum_{i=1}^m \Delta t_i \quad (2-6)$$

3.2.3 燃料ペレットのリロケーションモデル

熱応力によるペレットの割れと割れたペレットの再配置による体積膨張は、GAPCON-THERMAL-2に採用されているモデルを用いた。このモデルは、リロケーションによるペレット径の増加を燃焼度と線出力密度の関数で整理したもので、以下の式で与えられる。

$$\Delta R_L = \left[40 \left(\frac{B}{1+B} \right) + 0.8P + 1 \right] \frac{\Delta r}{100}$$

$$B = e^{(-4+BU^{0.25})} \quad (2-7)$$

ここで、

ΔR_L = ペレット直径の増加 (in)

BU = 燃焼度 (MWD/MTM)

P = 線出力密度 (kW/ft)

Δr = ギャップ巾 (in)

である。

リロケーションモデルは、(2-7)式に見られるように、主として燃焼度の関数であることから、短時間の現象を扱う事故時の燃料挙動コードの場合は必ずしも必要ではない。しかしながら、リロケーションによるギャップ巾の変化は、事故時の燃料挙動に大きな影響をおよぼすギャップ熱伝達係数の初期値に大きな変化をもたらすことになる。この意味から、ギャップ熱伝達係数の初期値を決める上ではリロケーションを詳細に考慮しておくことが必要である。サブコードGAPCONでは、このリロケーションモデルは、初期値設定の場合にのみ使用し、燃焼度と線出力密度の入力データに基づいてペレットの直径の増加分を計算する。

3.2.4 燃料ペレットのスウェリングモデル

ガス状や固体状の核分裂生成物がペレット内に蓄積することによりペレットが体積膨張する現象、すなわち、スウェリング現象は、リロケーションと同様に時間的には長時間のものである。したがって、事故時の燃料挙動解析には、主として初期条件を設定する上で考慮すべき現象である。ここでは、GAPCONコードに採用されているGeithoffモデルを用いた。Geithoffらによって整理されたスウェリングの関係式は以下の通りである。

$$\Delta V_B = \left[(h_f) \cdot (V_f)(f) + (h_c)(V_c) \right] \frac{BU}{10,000}$$

$$- (1-f)(0.8V_h + 0.5V_c + 0.3V_v) \quad (2-8)$$

ここで、

ΔV_B = スウェリングによる体積変化量

f = 理論密度に対する相対密度

h_f = スウェリング率

V_f = 単位長さ当りの体積

h_c = 燃料ペレット内の1300~1700°Cの温度範囲における付加的スウェリング率

BU = 燃焼度 (MWD/MTM)

V_h = 1700°C以上の温度にあるペレット体積

$V_c = 1300 \sim 1700^\circ\text{C}$ の温度範囲にあるペレットの体積

$V_v = 1300^\circ\text{C}$ 以下の温度にあるペレット体積

である。

Geithoff の関係式からペレット半径の変化を求めるために、(2-8) 式を以下のように近似する。

$$\frac{\Delta V_B}{V} = 2 \left(\frac{\Delta R}{R} \right) + \frac{\Delta L}{L}$$

ここでスウェリングによる体積膨張が等方的であると仮定すると上式は以下のようなになる。

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta V_B}{V} \right)$$

$$\Delta R = \frac{\left(\frac{2}{3} \right) (\Delta V_B)}{2 \pi R} \quad (2-9)$$

サブコード GAPCON では、スウェリングモデルについてもリロケーションモデルと同様の考えから、初期条件を設定する際にのみ使用する。

3.3 被覆管表面熱伝達（サブコード TRACON）

3.3.1 伝熱様式

被覆管表面の熱伝達式の適切な選択は、事故時の燃料温度挙動を解析する上で極めて重要な問題である。従来使用されてきた熱伝達式の大部分は、定常運転時の熱設計において用いられてきた強制対流条件下における非沸騰熱伝達および核沸騰熱伝達に関するものである。これに対して、事故時の燃料挙動を取扱う上では、(1)燃料の加熱条件および冷却条件が時間と共に急激に変化する、(2)燃料の温度が極めて高温に達して、場合によっては溶融点を越えるようなことがある、等の条件を満たす熱伝達式の使用が必要である。しかし、第一の非定常問題について言えば、自然対流条件下において、加熱速度、サブクール度、圧力等を変えて行った一連の研究⁽⁹⁾があるが、実験の範囲が非沸騰熱伝達と核沸騰熱伝達であり、遷移沸騰や膜沸騰の領域を網羅するまでには到っていない。また、強制対流条件下の非定常熱伝達については、極く最近実験⁽¹⁰⁾が行われるようになったばかりで、一般化された熱伝達式は極めて少い。第二の高温領域までの熱伝達について言えば、事故条件下においては、被覆管温度がLOCA時の場合は1200℃程度、RIA時の場合はZry-4の溶融温度1840℃以上に達し、大部分が膜沸騰熱伝達領域になるのに対して、これまでの実験範囲は大部分が高々1000℃までである。

以上の問題点を十分認識した上で、サブコードTRACONでは、現在LOCA解析等⁽³⁾⁽²⁵⁾に使用されている定常状態における熱伝達式を用いた。使用した伝熱様式は被覆管表面温度の上昇に従って以下のように分類できる。

- (1) 非沸騰域熱伝達
- (2) 核沸騰熱伝達
- (3) 強制対流蒸発熱伝達
- (4) 遷移沸騰熱伝達
- (5) 安定膜沸騰熱伝達
- (6) プール膜沸騰熱伝達

これら各伝熱様式に関する熱伝達式については後に詳細に述べるが、各々について使用できる熱伝達式はできる限り多く採用した。実際の使用に当っては、入力データにより任意に関係式を選択できるようにすると共に、熱伝達式の入替を容易にできるように工夫した。

上記の伝熱様式の経過について簡単に説明する。Fig. 3.5は沸騰曲線と各伝熱様式を示した図である。この図でA-B間は、冷却水が未飽和で、かつ、被覆管表面が飽和温度以下の領域（Mode 1）である。この領域では、強制対流における熱伝達式（Dittus & Boelterの式）と自然対流における式（Ostrachの式）を用いる。

被覆管表面温度がB点、すなわち、飽和温度に達すると核沸騰が開始する。この場合、冷却水が未飽和で、かつ、被覆管表面温度が飽和温度以上になると、非沸騰域の伝熱様式と核沸騰伝熱様式の両方が混在する。この領域では、両者の式により熱流束を計算し、被覆管表面温度を低く与える側の熱伝達式を選ぶ。次に領域B-Cは大きく核沸騰伝熱様式（Mode 2）と強制対流蒸発伝熱様式（Mode 3）に分類される。この領域はボイド率によって分類し、以下

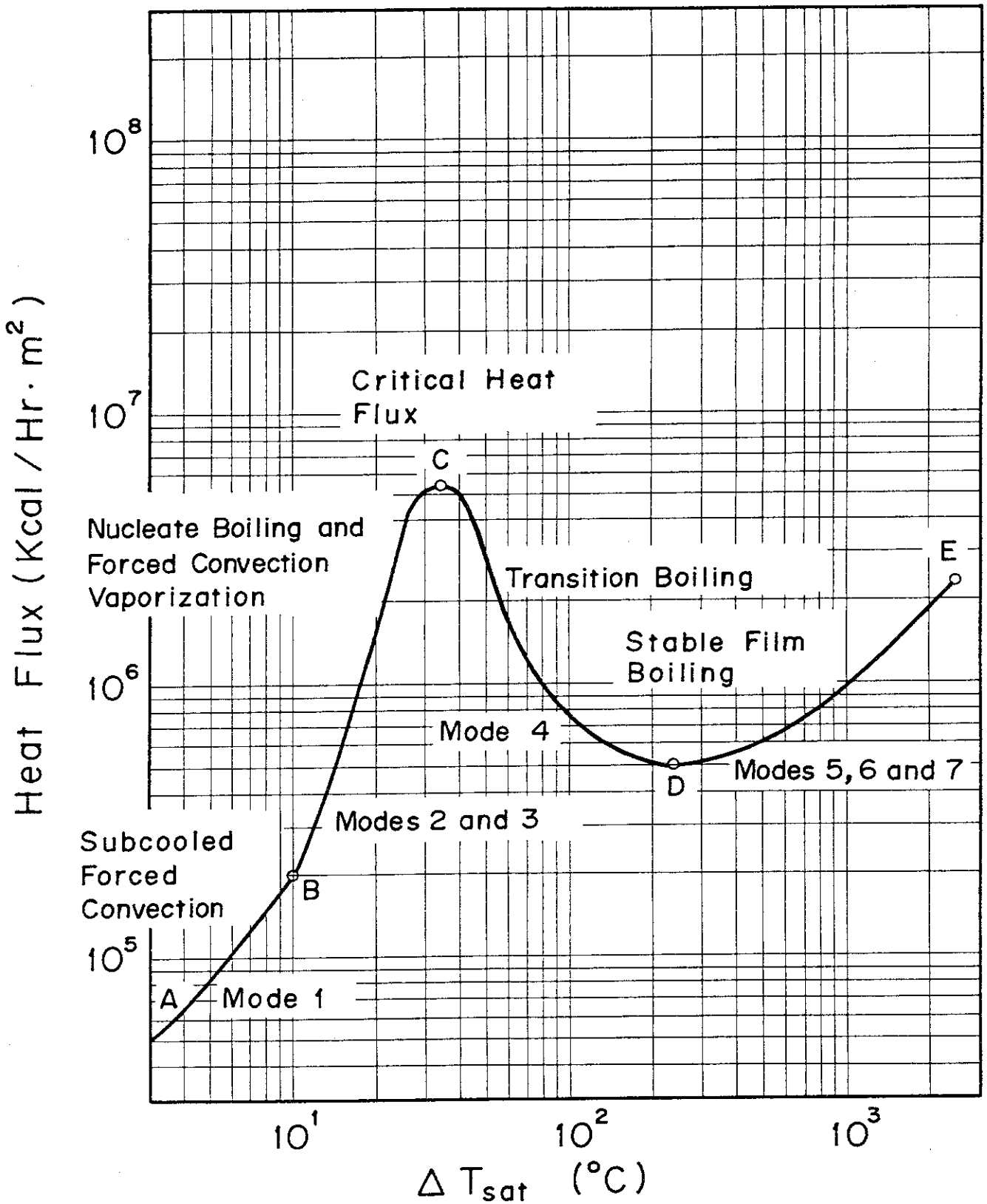


Fig. 3.5 Heat Transfer Modes Considered in NSR-77

のような熱伝達式を適用する。

- Jens and Lottes, Thomの式 ($\alpha < 0.8$)
- Schrock and Grossmanの式 ($\alpha > 0.9$)
- Jens and Lottes, ThomとSchrock and Grossmanの式の内挿値
($0.8 < \alpha < 0.9$)

領域B-C間で計算される被覆管表面の熱流束は、C点の極大熱流束と比較され、被覆管表面熱流束がこれを越えると領域C-Dの遷移沸騰伝熱様式 (Mode 4)に移る。この領域での計算は、遷移沸騰熱伝達式と膜沸騰熱伝達式 (Mode 5, 6, 7)の両方を用いて行う。このうち大きい熱流束を与える伝熱様式を選択する。ここで各々の熱伝達式は飽和水に対するものと、サブクール水に対するものに分け、次のような式を用いる。

- 飽和水に対する熱伝達式

遷移沸騰 McDonough, Milich, and Kingの式

安定膜沸騰 {
 Dougall and Rohsenowの式
 Miropol'skiyの式
 Groeneveldの式

プール膜沸騰 Bromleyの式 (質量流量 $200,000 \text{ lbm/ft}^2 \text{ hr}$ 以下)

- サブクール水に対する熱伝達式

遷移沸騰 実験式

サブクール膜沸騰 実験式

なお、Fig. 3.6にサブコードTRACONのフローチャートを示す。

3.3.2 熱伝達式

(1) 非沸騰域の対流熱伝達式

非沸騰域の対流熱伝達式については、自然対流条件下におけるものと強制対流条件下におけるものを使用した。すなわち、強制対流条件下における熱伝達式としては、完全に発達した管内乱流に対するDittus and Boelter⁽¹¹⁾の式を用いた。

Dittus and Boelter

$$h = 0.023 \left(\frac{12k_f}{D_e} \right) (\text{Pr})^{0.4} \left(\frac{GD_e}{12\mu_f} \right)^{0.8} \quad (3-1)$$

また、自然対流条件下における熱伝達式は、管径が極端に小さくない限り垂直平板の式を用いることができる。ここでは層流の場合に適用されるOstrachの式⁽¹²⁾を用いた。

Ostrach

$$h = \frac{4}{3} \left(\frac{k_f \text{Nu}}{\ell} \right) \quad (3-2)$$

$$\text{Nu} = 0.478 \text{Pr}^{0.25} \text{Gr}^{0.25} \left(\frac{\text{Pr}}{0.861 + \text{Pr}} \right)^{0.25}$$

ここで、

k_f : 流体の熱伝導率

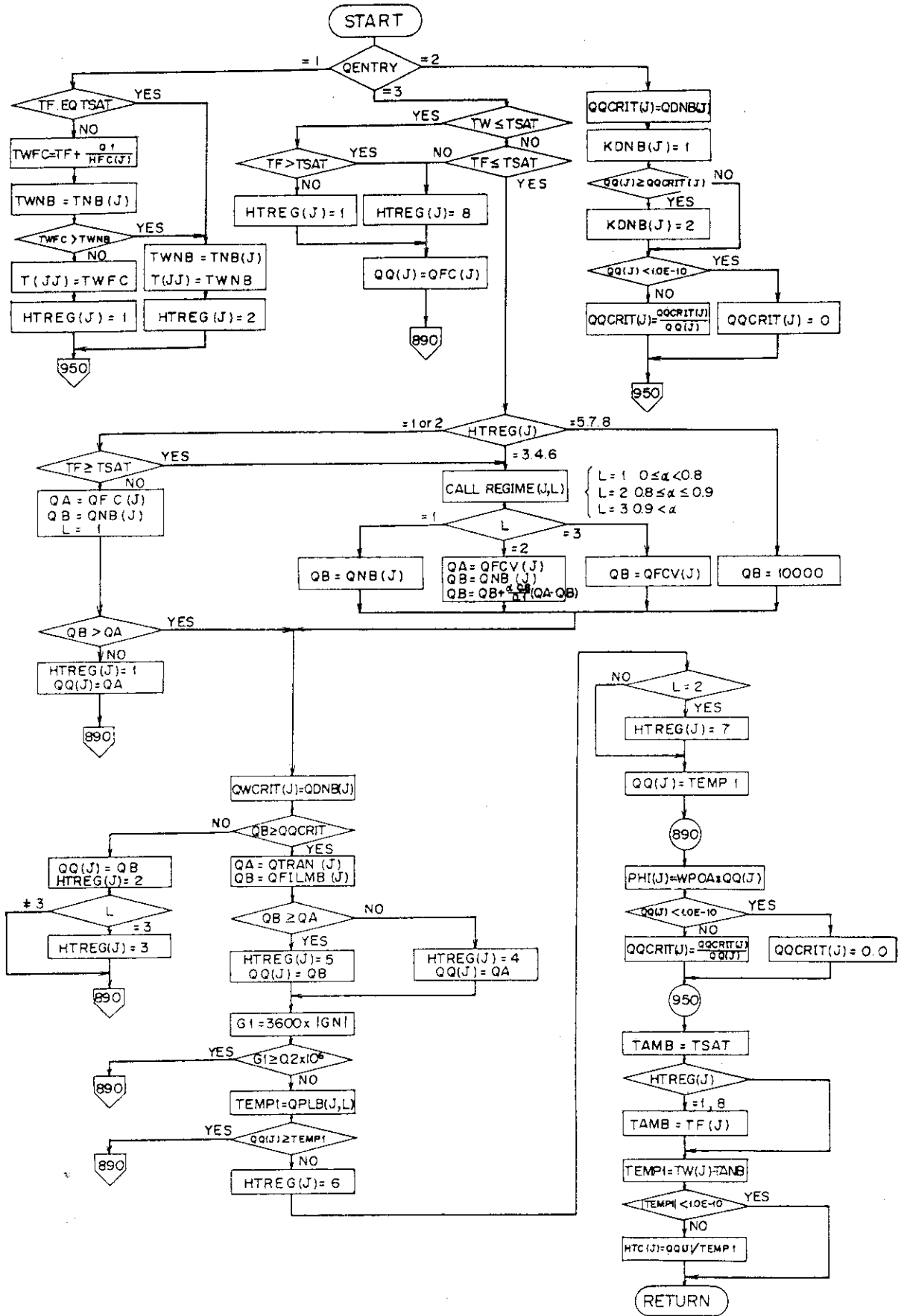


Fig. 3.6 Selection of Heat Transfer Correlation

である。なお、Ostrach の式 (3-2) による自然対流下の熱伝達係数は燃料棒全体の平均値が与えられるものとした。

(2) 核沸騰熱伝達式

核沸騰熱伝達式に関しては、強制対流条件下に対する式として Jens and Lottes⁽¹³⁾ と Thom⁽¹⁴⁾ の式を採用した。また、自然対流条件下に対する実験式としては、西川・山県⁽¹⁵⁾ の式を用いた。これらの熱伝達式を以下に示す。

Jens and Lottes

$$q = \left(\frac{\Delta T_{\text{sat}} e^{p/900}}{1.47} \right)^4 \quad (3-3)$$

Thom

$$q = \left(\frac{\Delta T_{\text{sat}} e^{p/1260}}{4.32} \right)^2 \quad (3-4)$$

Nishikawa and Yamagata

$$q = 3.16 P^{6/5} \Delta T_{\text{sat}}^3 \quad (3-5)$$

ここで、

ΔT_{sat} : 壁面過熱温度

p : 圧力

である。なお、上記の各熱伝達式はサブクール核沸騰領域に対しても適用する。

(3) 強制対流蒸発熱伝達式

蒸気含有率が大きい場合の核沸騰熱伝達式として、Schrock and Grossman⁽¹⁶⁾ の実験式を用いた。この式は、垂直管内の沸騰熱伝達の実験から導びかれた表示式で、流れの蒸気含有率が 8 ~ 57% の条件で導びかれた式である。

Schrock and Grossman

$$h = (2.50) (0.023) \left(\frac{1.2 k_f}{D_e} \right) (Pr_f)^{0.4} \left[\frac{GD_e (1-x')}{1.2 \mu_f} \right]^{0.8} \left(\frac{1}{x_{tt}} \right)^{0.75} \quad (3-6)$$

$$\frac{1}{x_{tt}} = \left(\frac{x'}{1-x'} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.1}$$

ここで、添字 f および g は飽和水および飽和蒸気を示す添字であり、

ρ_f : 飽和水の密度

ρ_g : 飽和蒸気の密度

x' : 蒸気含有率

である。

(4) 遷移沸騰熱伝達式

被覆管表面の熱流束が極大熱流束点を越えたのち、伝熱様式は核沸騰から遷移沸騰を経過し膜沸騰に到る。遷移沸騰領域における熱伝達式は極めて少なく、また、その機構も充分理解されているとは言えない。しかしながら、事故時の燃料挙動解析の面から言えば、核沸騰熱伝達機構から膜沸騰熱伝達機構に移る時間が極めて短いことから、遷移沸騰熱伝達による燃料温度

に与える影響は左程大きいものではないと考えられる。サブコードTRACONでは、以下に示すMcDonough, Milich and King⁽¹⁷⁾の式および極大熱流束点と極小熱流束点を直線で結ぶ方法⁽²⁴⁾を採用した。

McDonough, Milich, and King

$$q = q_{CHF} - C(T_w - T_{w, CHF}) \quad (3-7)$$

P	C
2000	0.306
1200	0.328
800	0.417

$$q = q_{min} + \frac{\Delta T_{sat} - \Delta T_{sat, min}}{\Delta T_{sat, CHF} - \Delta T_{sat, min}} (q_{CHF} - q_{min}) \quad (3-8)$$

ここで、

q_{CHF} : 極大熱流束

q_{min} : 極小熱流束

T_w : 被覆管表面温度

$T_{w, CHF}$: 極大熱流束点に対応する被覆管表面温度

$\Delta T_{sat, CHF}$: 極大熱流束点に対応する被覆管表面の過熱温度

$\Delta T_{sat, min}$: 極小熱流束点に対応する被覆管表面の過熱温度

である。なお、(3-7)式および(3-8)式の選択は入力データにより行い、(3-7)式は強制対流条件に対して、(3-8)式はプール沸騰に対して使用する。

(5) 安定膜沸騰熱伝達式

安定膜沸騰伝達の式としては、Dougall and Rohsenow⁽¹⁸⁾Miropol'skiy⁽¹⁹⁾およびGroenveld⁽²⁰⁾の実験式を採用した。これら実験式の導びかれた実験条件をTable 3.1に示す。強制対流条件下において用いられるこれらの実験式は、式の中に含まれている重量速度によってその適用が制約される。したがって、コードの中では重量速度が適用範囲以下になった場合は、後に述べるプール膜沸騰熱伝達式による熱流束との大小を比較して大きい方を用いるようにしている。以下に安定膜沸騰熱伝達の式を示す。

Dougall and Rohsenow

$$h = 0.023 \left(\frac{12 \text{ kg}}{D_e} \right) (Pr_g)^{0.4} \left[\left(\frac{\rho_g D_e}{12 \mu_g} \right) \left(\frac{Q_g + Q_f}{A_{flow}} \right) \right]^{0.8} \quad (3-9)$$

Miropol'skiy

$$h = 0.023 \left(\frac{12 \text{ kg}}{D_e} \right) (Pr_{v,w})^{0.8} \left[\left(\frac{G D_e}{12 \mu_g} \right) \left(x + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1-x) \right) \right]^{0.8} Y \quad (3-10)$$

$$Y = 1 - 0.1 (1-x)^{0.4} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right)^{0.4}$$

Table 3.1 Test Condition and Data Range for HTC

AUTHOR	TEST CONDITIONS AND DATA RANGES
Dittus and Boelter	Turbulent flow of water in circular tubes $L/D > 60$ $0.7 < Pr < 100$ $Re > 10^4$ Turbulent flow of steam in circular tubes ^[14] Length: 36 in. Diameter: 0.5 in. $L/D > 26$ Pressure: 25 to 75 psia Inlet temperature: 300 to 1100°F Wall temperature: to 1800°F Heat flux: 2400 to 31,000 Btu/ft ² -hr
Jens and Lottes	Vertical upflow of water in round and square tubes Length: 3 to 24.6 in. Diameter: 0.143, 0.183, and 0.226 in. Pressure: to 2000 psia Mass flux: to 7.65×10^6 lb _m /ft ² -hr Heat flux: to 3.5×10^6 Btu/hr-ft ²
Thom	Vertical upflow of water Round tube: 0.5-in. diameter, 60-in. length Annulus: 0.7-in. ID, 0.9-in. OD, 12-in. length Pressure: 750 to 2000 psia Mass flux: 0.77×10^6 to 2.80×10^6 lb _m /hr-ft ² Heat flux: to 0.5×10^6 Btu/ft ² -hr
Schrock and Grossman	Water in round tubes Diameter: 0.1162 to 0.4317 in. Length: 15 to 40 in. Pressure: 42 to 505 psia Mass fluxes: 0.175×10^6 to 3.28×10^6 lb _m /ft ² -hr Heat flux: 0.06×10^6 to 1.45×10^6 Btu/hr ² -hr Exit quality: 0.05 to 0.57

AUTHOR	TEST CONDITIONS AND DATA RANGES
McDonough, Milich, and King	Vertical upflow of water in round tubes Diameter: 0.152 in. Length: 12.5 in. Mass flux: 0.2×10^6 to 1.4×10^6 lb _m /ft ² -hr Wall temperature: $T_w < 1030^\circ\text{F}$ Pressure: 800, 1200, and 2000 psia
Dougall and Rohsenow	Vertical upflow of Freon-113 in round tubes Diameter: 0.408 and 0.108 in. Length: 15 in. Pressure: 2 to 9 psig Mass flux: 3.32×10^5 to 8.18×10^5 lb _m /ft ² -hr Heat flux: 14,400 to 41,800 Btu/ft ² -hr Quality: up to 50%
Miropol'skiy	Water flow in round tubes Mass flux: 0.3×10^6 to 1.5×10^6 lb _m /ft ² -hr Pressure: 580 to 3200 psia Quality: 6 to 100%
Groeneveld	Vertical and horizontal flow of water in round tubes and annuli Diameter: 0.06 to 1.00 in. Pressure: 500 to 3100 psia Mass flux: 0.2×10^6 to 3.0×10^6 lb _m /hr-ft ² Quality: 10 to 90% Heat flux: 35,000 to 700,000 Btu/ft ² -hr
Berenson	Carbon tetrachloride, n-pentane Horizontal flat plate facing upwards Pressure: atmospheric

Groeneveld

$$h = 3.27 \times 10^{-3} \left(\frac{1.2 k_g}{D_e} \right) (Pr_{v,w})^{1.32} \left[\left(\frac{G D_e}{1.2 \mu_g} \right) \left(x + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1-x) \right) \right]^{0.901} Y^{-1.50}$$

$$Y = 1 - 0.1 (1-x)^{0.4} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right)^{0.4} \quad (3-11)$$

ここで、

- A_{flow} : 流路断面積
 Q_g : 飽和蒸気の体積流量
 Q_f : 飽和水の体積流量

であり、添字 v, w は過熱蒸気の温度と壁面の温度との平均値を用いて各種物性値を決めることを示すものである。

(6) プール膜沸騰熱伝達式

プール膜沸騰熱伝達は、冷却水が飽和水の場合とサブクール水の場合とは大きく異なることが報告されている。飽和水に対するプール膜沸騰熱伝達の式としては、Bromley⁽²¹⁾ と Berenson⁽²²⁾ の式がよく知られているが、ここではBromleyの式を採用した。

Bromley

$$h = 0.714 \left[\frac{h_g^3 g_c \rho_f \rho_g h'_{fg}}{\mu_g L \Delta T_{sat}} \right]^{0.25} \quad (3-12)$$

ここで、

- h'_{fg} : 蒸発潜熱
 L : 蒸気膜の長さ
 g_c : 重力加速度

である。

事故時の燃料挙動を取扱う上では、サブクール水に対する熱伝達を十分考慮する必要があるが、サブクール遷移沸騰熱伝達と同様に、サブクール膜沸騰熱伝達に関する実験は少なく、したがって実験式も少ない。サブコードTRACONでは、強サブクール状態で行われたNSRR実験の被覆管表面温度挙動を整理して導いた実験式⁽²³⁾⁽²⁴⁾を用いた。

$$h = h_{Bromley} (1 + f(v) \Delta T_{sub}) \quad (3-13)$$

$f(v)$: 流速 v の関数

ここで ΔT_{sub} はサブクール度である。

3.3.3 極大熱流束の式

サブコードTRACONにおける極大熱流束(Critical Heat Flux: CHF)のモデルは、THETA1-Bコードに用いられているものを基本とし、自然対流条件およびサブクール条件を考慮できるものとした。このモデルには合計11の極大熱流束の式が組込まれており、解析条件に応じて任意に選択できるようになっている。以下、採用した極大熱流束の式を示す。

- (1) Westinghouse (W-3)⁽²⁶⁾ and general Electric⁽²⁷⁾ の式

$$\begin{aligned} x \leq 0.0 & \quad \text{W-3 の式} \\ 0.0 < x \leq 0.15 & \quad \text{W-3 式と GE 式の小さい方の極大熱流束} \\ x > 0.15 & \quad \text{GE の式} \end{aligned}$$

- (2) Westinghouse (W-3) and Barnett の式

$$\begin{aligned} P \geq 1500 \text{ psi} & \quad \text{W-3 の式} \\ P < 1500 \text{ psi} & \quad \text{Barnett の式} \end{aligned}$$

- (3) Balcock and Wilcox (B&W-2), Barnett and 修正 Barnett の式

$$\begin{aligned} P \geq 1500 \text{ psi} & \quad \text{B \& W-2 の式} \\ 1500 > P > 1300 \text{ psi} & \quad \text{B \& W-2 と Barnett の式の内挿値} \\ 1300 \geq P \geq 1000 \text{ psi} & \quad \text{Barnett の式} \\ 1000 > P > 725 \text{ psi} & \quad \text{Barnett と修正 Barnett の式の内挿値} \\ 725 \geq P & \quad \text{修正 Barnett の式} \end{aligned}$$

- (4) Westinghouse W-3 の式

$$\begin{aligned} \dot{q}_{\text{CHF},U} = & \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left\{ (2.022 - 0.0004302 p) + (0.1722 - 0.0000984 p) \cdot \right. \\ & \left. \exp[(18.177 - 0.004129p) x_{\text{CHF}}] \right\} \cdot (1.157 - 0.869 x_{\text{CHF}}) \cdot \\ & \left[(0.1484 - 1.596 x_{\text{CHF}} + 0.1729 x_{\text{CHF}} x_{\text{CHF}}) \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) + 1.037 \right] \cdot \\ & [0.2664 + 0.8357 \cdot \exp(-3.151 D_e)] \cdot \\ & [0.8258 + 0.000794(h_f - h_{in})] F_s \end{aligned}$$

(3-14)

$$F_s = 1.0 + 0.03 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) \left(\frac{\text{TDC}}{0.019} \right)^{0.35}$$

$$F = \frac{\dot{q}_{\text{CHF},U}}{\dot{q}_{\text{CHF},NU}}$$

$$F = \frac{e \int_{\text{incipient}}^{\ell_{\text{CHF}}} \dot{q}(z) \exp[-C(\ell_{\text{CHF}} - z)] dz}{\dot{q}_{\text{local}} [1 - \exp(-C \ell_{\text{CHF},U})]}$$

$$C = \frac{(12)(0.44)(1 - x_{\text{CHF}})^{7.9}}{\left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{1.72}}$$

- (5) General Electric の式

圧力が 1000 psia の場合

$$\begin{aligned} \dot{q}_{\text{CHF},U} = & \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left[0.705 + 0.237 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) \right] x_{\text{CHF}} < x_1 \\ = & \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left[1.634 - 0.270 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) - 4.71 x_{\text{CHF}} \right] x_1 < x_{\text{CHF}} < x_2 \\ = & \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left[0.605 - 0.164 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) - 0.653 x_{\text{CHF}} \right] x_2 < x_{\text{CHF}} \end{aligned}$$

(3-15)

$$x_1 = 0.197 - 0.108 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)$$

$$x_2 = 0.254 - 0.026 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)$$

圧力が 1000 psia 以外の場合

$$\dot{q}_{CHF, p} = \dot{q}_{CHF, p=1000} + \left(\frac{440}{3600} \right) (1000 - p) \quad (3-16)$$

(6) Macbeth⁽²⁸⁾ の式

$$\dot{q}_{CHF} = \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left[\frac{A + 0.25 D_e \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) (h_f - h_{in})}{B + L} \right] \quad (3-17)$$

$$A = 67.6 D_e^{0.83} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.57}$$

$$B = 47.3 D_e^{0.57} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.27}$$

(7) Barnett⁽²⁹⁾ の式

$$\dot{q}_{CHF} = \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left[\frac{A + B (h_f - h_{in})}{C + L} \right] \quad (3-18)$$

$$A = 67.45 D_{HE}^{0.68} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.192} \left[1 - 0.744 \exp(-6.512 D_{HY} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)) \right]$$

$$B = 0.2587 D_{HE}^{1.261} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.817}$$

$$C = 185.0 D_{HY}^{1.415} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.212}$$

$$D_{HY} = D_o - D_1$$

$$D_{HE} = \frac{D_o^2 - D_i^2}{D_1}$$

$$D_1 = D_{rod}$$

$$D_o = \left[D_{rod} (D_{rod} + D_{HE}^*) \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$D_{HE}^* = \frac{4 (\text{flow area})}{S D_{rod}}$$

$$s = \sum_{rods} \frac{\dot{q}_{rod}}{\dot{q}_{max}}$$

(8) Becker⁽³⁰⁾ の式

$$\dot{q}_{CHF} = \left(\frac{G}{4L/D_e} \right) \left[(h_f - h_{in}) + x_{CHF} h_{fg} \right] \quad (3-19)$$

$$x_{CHF} = 0.68 n n_1 x_{RD}$$

(9) Babcock and Wilcox B and W - 2⁽³¹⁾ の式

$$\dot{q}_{CHF} = \left\{ \frac{1.15509 - 0.40703 D_e}{\left(3600 (12.710) \left[3.0545 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) \right]^A \right)} \right\} \quad (3-20)$$

$$\left\{ \left(0.3702 \times 10^8 \right) \left[0.59137 \left(\frac{3600 G}{10^6} \right) \right]^B - 0.15208 x_{CHF} h_{fg} (3600 G) \right\}$$

$$A = 0.71186 + (0.20729 \times 10^{-3}) (p - 2000)$$

$$B = 0.8340 + (0.68479 \times 10^{-3}) (p - 2000)$$

$$F = \frac{\dot{q}_{CHF, U}}{\dot{q}_{CHF, NU}}$$

$$F = \frac{1.025 C_f \int_0^{\ell_{CHF}} \dot{q}(z) \exp[-C(\ell_{CHF} - z)] dz}{\dot{q}_{local} [1 - \exp(-C \ell_{CHF, U})]}$$

$$C = \frac{(12)(0.249)(1 - x_{CHF})^{7.82}}{\left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.457}}$$

(10) 修正 Bennett⁽³²⁾ の式

$$\dot{q} = \left(\frac{10^6}{3600} \right) \left[\frac{A + B(h_f - h_{in})}{C + L} \right] \quad (2-21)$$

$$A = 73.71 D_{HE}^{0.052} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.663} \left(\frac{888.6}{h_{fg}} \right) \left\{ 1 - 0.315 \exp\left[-11.34 D_{HY} \left(-\frac{3600 G}{10^6} \right) \right] \right\}$$

$$B = 0.104 D_{HE}^{1.445} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.691}$$

$$C = 45.55 D_{HY}^{0.0817} \left(\frac{3600 G}{10^6} \right)^{0.5866}$$

(11) Rohsenow-Griffith の式

$$\dot{q} = 43.6 \rho_g h'_{fg} \left[\frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_g} \right]^{0.6} \quad (3-22)$$

プール沸騰の極大熱流束は液体のサブクール温度差の増大とともに増大する。Kutateladze⁽³⁴⁾によると、サブクールのあるときの極大熱流束と飽和液に対する極大熱流束は以下のように関係づけられるとしている。サブコード TRACON では、飽和液に対する極大熱流束の式としてプール沸騰の Rohsenow-Griffith の式を用い、サブクールの影響を Kutateladze の式より加味する。

$$q_{sub} = q_{sat} \left[1 + 0.065 \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.8} \left(\frac{C_p f \Delta T_{sub}}{h'_{fg}} \right) \right] \quad (3-23)$$

なお、以上述べた極大熱流束の式に関する実験条件を Table 3.2 に示す。

3.3.4 極小熱流束点温度

サブクール遷移沸騰熱伝達式(3-8)およびサブクール膜沸騰熱伝達式(3-13)を使

Table 3.2 Test Conditions and Data Range for CHF

AUTHOR	TEST CONDITIONS AND DATA RANGES
Westinghouse W-3	Water flow in circular and rectangular tubes Equivalent diameter: 0.20 to 0.70 in. Length: 10 to 144 in. Pressure: 1000 to 2300 psia Mass flux: 1.0×10^6 to 5.0×10^6 $\text{lb}_m/\text{ft}^2\text{-hr}$ Inlet enthalpy: $>400 \text{ Btu}/\text{lb}_m$ Quality: -0.15 to +0.15
General Electric	Water flow in tubes Equivalent diameter: 0.245 to 1.25 in. Length: 29 to 108 in. Pressure: 600 to 1450 psia Mass flux: 0.4×10^6 to 6.0×10^6 $\text{lb}_m/\text{ft}^2\text{-hr}$ Quality: to 0.45
Macbeth	Water in rod bundles Rod diameter: 0.20 to 0.550 in. Length: 36 to 72 in. Pressure: 1000 psia Mass flux: 0.18×10^6 to 4.0×10^6 $\text{lb}_m/\text{ft}^2\text{-hr}$ Inlet subcooling: 0 to 283 Btu/lb_m
Barnett	Water in annulus: Applied to rod bundles using "equivalent" diameters. Equivalent diameters: $0.258 \text{ in.} < D_{HE} < 3.792 \text{ in.}$ $0.127 \text{ in.} < D_{HY} < 0.875 \text{ in.}$ Length: 24 to 108 in. Pressure: 1000 psia Mass flux: 0.14×10^6 to 6.20×10^6 $\text{lb}_m/\text{ft}^2\text{-hr}$ Inlet subcooling: 0 to 412 Btu/lb_m

AUTHOR	TEST CONDITIONS AND DATA RANGES
Becker	Water in rod bundles Rod diameter: 0.396 to 0.543 in. Length: 23.9 to 144 in. Pressure: 285 to 1000 psia Mass flux: 0.059×10^6 to 1.1×10^6 lb _m /ft ² -hr Heat flux: 0.235×10^6 to 1.0×10^6 Btu/ft ² -hr Inlet subcooling: 5 to 430°F
Babcock and Wilcox B&W-2	Water in rod bundles Equivalent diameter: 0.2 to 0.5 in. Length: 72 in. Pressure: 2000 to 2400 psia Mass flux: 0.75×10^6 to 4.0×10^6 lb _m /ft ² -hr Burnout quality: -0.03 to 0.20
Modified Barnett	Water in rod bundles Rod diameter: 0.395 to 0.543 in. Length: 32.9 to 174.8 in. Pressure: 150 to 725 psia Mass flux: 0.03×10^6 to 1.7×10^6 lb _m /ft ² -hr Inlet subcooling: 6 to 373 Btu/lb _m

用する際は、極小熱流束とその点の被覆管表面温度を与える必要がある。この場合、極小熱流束点の温度を与えれば、(3-13)式から極小熱流束を得ることができる。極小熱流束点温度に関する実験式としてはLauer⁽³⁵⁾やBradfield⁽³⁶⁾らによって整理されたものがある。しかし、これらの式は、いずれも試験体の初期温度が低かったり、試験体の材質が異ったりして必ずしも適当ではない。したがって、サブコードTRACONでは、NSRRにおけるサブクール温度パラメータ実験で得た実験式⁽²⁴⁾を採用した。この実験式は、 UO_2 ベレット-Zry-4被覆管の実炉燃料を用い、大気圧・常温のプール水中で行われた実験のデータを整理して得られたものである。

$$T_w - T_{sat} = 5.1 \Delta T_{sub} + 280 \text{ C} \quad (3-24)$$

3.4 冷却材の熱水力(サブコードFLUDYN)

3.4.1 基本方程式

燃料の過渡的温度挙動を解析する上で、被覆管表面の熱伝達係数を正確に評価することは極めて重要なことである。一方、被覆管表面の熱伝達係数を正確に評価するためには、冷却材の熱水力挙動を厳密に取扱う必要がある。しかしながら、事故時の冷却材挙動を取扱う上では、刻々と変化する流体の状態、すなわち、相変化や流れの方向の変化をモデル化する必要があり、極めて難しい問題を含んでいる。現象過程全般を通して数値解法としても安定に解け、かつ、現象を忠実に解析する手法は未だ確立されているとは言い難い。

サブコードFLUDYNでは、取扱いの複雑さを避けるために、(1)軸方向一次元流とする、(2)ノード内では均質流とする、(3)熱平衡にあるとする等の仮定のもとに以下の3保存式を用いる。

(1) 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial z} = \tau \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} \quad (4-1)$$

(2) 運動量の式

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u^2) = -\frac{\partial}{\partial z} (P+q) - \rho g - \frac{f}{2D_e} \rho u^2 \quad (4-2)$$

(3) エネルギーの式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u h) = Q \quad (4-3)$$

$$q = \lambda \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4-4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = c^2 \quad (4-5)$$

ここで、

ρ : 流体の密度

u : 流速

- D_e : 水力学的等価直径
- g : 重力加速度
- h : 流体のエンタルピー
- f : 摩擦係数
- P : 圧力
- J : 仕事当量
- Q : 熱流束
- λ : 粘性係数
- q : 擬似粘性項
- c : 音速
- p : 圧力

である。

3.4.2 数値解法

上記3保存式の数値解析は、AmsdenとHarlowによって提唱されたICE法⁽³⁷⁾(Implicit Continuous Fluid Eulerian Method)を用いた。この方法は、連続の式を陰に定式化することによって、方程式系を楕円型にして時間巾のとり方を音速に制限されないようにすると共に、音速が零から無限大まで精度よい解が得られるように工夫したものである。

Fig. 3.7に燃料棒の軸方向メッシュ点の位置を示す。図に示すように、冷却チャンネルの出入口に架想ノードをとり、境界条件を円滑に結びつけられるようにした。流体の密度、圧力およびエンタルピーは、それぞれの領域の中心に、また、流速は領域間の境界において与えられるものとする。

まず最初に、運動量の式(4-2)をZIP法による差分方程式に書きかえる。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u^2) = \frac{u_{i+\frac{1}{2}}(\rho_{i+1}u_{i+\frac{3}{2}} - \rho_i u_{i-\frac{1}{2}})}{\partial z}$$

また、時間に依存しない項をまとめて以下のように置く。

$$R_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\partial z} \left[u_{i+\frac{1}{2}}(\rho_i u_{i-\frac{1}{2}} - \rho_{i+1} u_{i+\frac{3}{2}}) + q_i - q_{i+1} \right] - \rho_i q - \frac{f}{2D_e} \rho_i u_{i+\frac{1}{2}} \left| U_{i+\frac{1}{2}} \right|$$

これらの式を(4-2)式に代入し、時間重み係数を ϕ とすると運動量の式は以下のように表わせる。

$$\frac{(\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n}{\partial t} = \frac{\phi}{\partial z} (P_i^{n+1} - P_{i+\frac{1}{2}}^{n+1}) + \frac{1-\phi}{\partial z} (P_i^n - P_{i+\frac{1}{2}}^n) + R_{i+\frac{1}{2}}^n \quad (4-6)$$

同様に $R_{i-\frac{1}{2}}$ についても以下のような関係式が得られる。

$$\frac{(\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} - (\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^n}{\partial t} = \frac{\phi}{\partial z} (P_{i-1}^{n+1} - P_i^{n+1}) + \frac{(1-\phi)}{\partial z} (P_{i-1}^n - P_i^n)$$

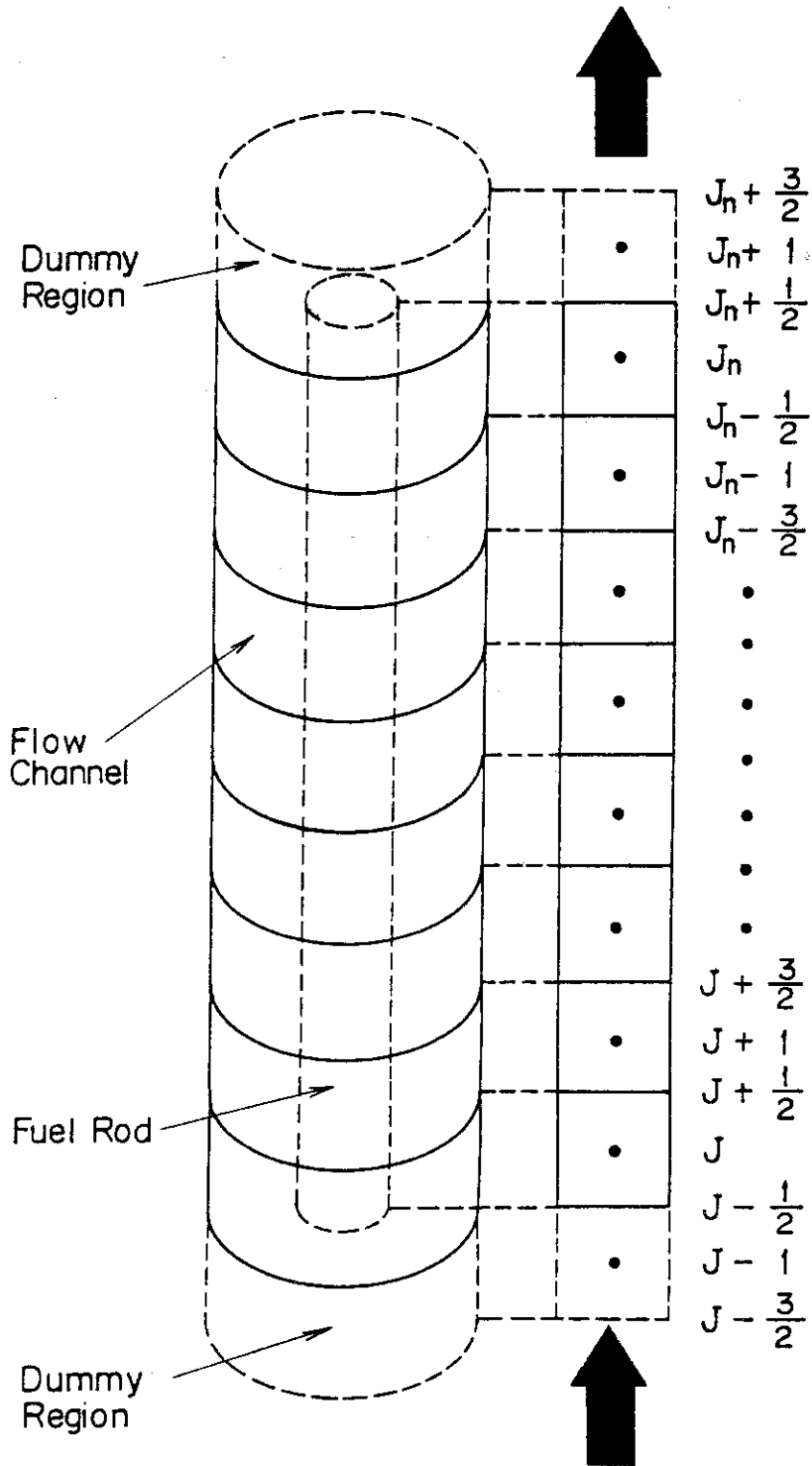


Fig.3.7 Axial Sectioning of Fuel Rod and Coolant Channel

$$+ R_{i-\frac{1}{2}}^n \quad (4-7)$$

次に、連続の式(4-1)を差分方程式に書きかえると下記のようになる。ここで θ は時間重み係数である。

$$\begin{aligned} \frac{\rho_i^{n+1} - \rho_i^n}{\partial t} = & \frac{\theta}{\partial z} \left[(\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - (\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right] + \frac{1-\theta}{\partial x} \left[(\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^n - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n \right] \\ & + \frac{\tau}{\partial z^2} (\rho_{i+1}^n + \rho_{i-1}^n - 2\rho_i^n) \end{aligned} \quad (4-8)$$

また、圧力Pについては(4-5)式を変換して次式を得る。

$$P_i^{n+1} = P_i^n + C_i^2 (\rho_i^{n+1} - \rho_i^n) \quad (4-9)$$

以上の(4-6)式、(4-7)式、(4-8)式を整理してまとめると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{P_i^{n+1}}{C_i^2} = & \frac{P_i^n}{C_i^2} + \frac{\theta \phi \partial t^2}{\partial z^2} (P_{i-1}^{n+1} + P_{i+1}^{n+1} - 2P_i^{n+1}) + \frac{\partial t}{\partial z} \left[(\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^n - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n \right] \\ & + \frac{\theta(1-\phi) \partial t^2}{\partial z^2} (P_{i-1}^n + P_{i+1}^n - 2P_i^n) + \frac{\theta \partial t^2}{\partial z} (R_{i-\frac{1}{2}}^n - R_{i+\frac{1}{2}}^n) \\ & + \frac{\tau \partial t}{\partial z^2} (\rho_{i+1}^n + \rho_{i-1}^n - 2\rho_i^n) \end{aligned} \quad (4-10)$$

ここで時間 $t - \Delta t$ の項をまとめて G_i とおくと次のような式を得る。

$$\begin{aligned} G_i = & \frac{P_i^n}{C_i^2} + \frac{\partial t}{\partial z} \left[(\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^n - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n \right] + \frac{\theta(1-\phi) \partial t^2}{\partial z^2} (P_{i+1}^n + P_{i-1}^n - 2P_i^n) \\ & + \frac{\theta \partial t^2}{\partial z} (R_{i-\frac{1}{2}}^n - R_{i+\frac{1}{2}}^n) + \frac{\tau \partial t}{\partial z^2} (\rho_{i+1}^n + \rho_{i-1}^n - 2\rho_i^n) \end{aligned}$$

この式を(4-10)式に代入して整理すると以下のようになる。

$$\frac{\theta \phi \partial t^2}{\partial z^2} P_{i-1}^{n+1} - \left(\frac{2\theta \partial t^2}{\partial z^2} + \frac{1}{C_i^2} \right) P_i^{n+1} + \frac{\theta \phi \partial t^2}{\partial z^2} P_{i+1}^{n+1} = -G_i \quad (4-11)$$

圧力に関する(4-11)式は P^{n+1} についての帯状行列となり一般的なマトリックス解法を用いて解くことができる。新しい時刻における圧力 P^{n+1} を求めたのち、これを(4-9)式に代入して新しい時刻における密度 ρ^{n+1} を求める。これら P^{n+1} および ρ^{n+1} を(4-6)式に代入して流速 u^{n+1} を各メッシュ点について求める。

最後に、新しい時刻における P^{n+1} 、 ρ^{n+1} および u^{n+1} をエネルギーの式(4-3)に代入してエンタルピ h^{n+1} を求めて一連の計算を終了する。なお、エネルギーの式(4-3)の差分方程式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\rho_i^{n+1} h_i^{n+1} - \rho_i^n h_i^n}{\partial t} = & -\frac{1}{\partial z} \left\{ \left(\frac{\rho_{i+1}^{n+1} + \rho_i^{n+1}}{2} u_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \frac{h_{i+1}^{n+1} + h_i^{n+1}}{2} \right) \right. \\ & \left. - \left(\frac{\rho_i^{n+1} + \rho_{i-1}^{n+1}}{2} u_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \frac{h_i^{n+1} + h_{i-1}^{n+1}}{2} \right) \right\} + Q_i^n \end{aligned}$$

上式を h^{n+1} について整理すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\rho_i^{n+1} + \rho_{i-1}^{n+1}}{4\partial z} u_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} h_{n-1}^{n+1} + \left(\frac{\rho_i^{n+1}}{\partial t} + \frac{\rho_{i+1}^{n+1} + \rho_i^{n+1}}{4\partial z} u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} \right. \\
 & \left. - \frac{\rho_i^{n+1} + \rho_{i-1}^{n+1}}{4\partial z} u_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} \right) h_i^{n+1} + \frac{\rho_{i+1}^{n+1} + \rho_i^{n+1}}{4\partial z} u_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} h_{i+1}^{n+1} = \frac{\rho_i^{n+1} h_i^n}{\partial t} + Q_i^n
 \end{aligned}$$

(4-12)

3.4.3 境界条件

前項で導びいた差分方程式を解く上で必要な境界条件は、チャンネル入口の流量、温度および圧力の時間変化である。NSR-77においては、これら境界条件を入力データとして与えるようになっている。入力データの与え方は、2.3で述べたように、時間-圧力、時間-流量、時間-温度の関係を入力カードで与える方法とテープまたはディスクで与える方法の2通りある。なお、境界条件は計算体系の上下端に仮想的な境界領域を設けることによって処理する。

入口側境界条件

$$\rho_1 = \rho_{in} = f(P_{in}, h_{in})$$

$$h_1 = h_{in}$$

$$P_1 = P_{in}$$

$$u_1 = G_{in} / \rho_{in}$$

出口側境界条件

$$\rho_{jmax+2} = \rho_{jmax+1}$$

$$h_{jmax+2} = h_{jmax+1}$$

$$P_{jmax+2} = P_{jmax+1}$$

$$u_{jmax+3} = u_{jmax+2}$$

3.4.4 摩擦係数

摩擦係数としては、Karman-Nikuradse^{(38),(39)}の式に基づく滑らかな管内乱流に対するFanningの摩擦係数を用いる。

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -0.4 + 4 \log_{10}(\text{Re} \sqrt{f}) \quad 0.002 \leq f \leq f_e$$

また、層流に対しては以下の式である。

$$f = \frac{16}{\text{Re}} \quad f > f_e$$

ここで、 f_e は乱流と層流の間のFanning値である。なお、2相流に対しては、上式にMartinelli-Nelsonの2相流増倍係数を乗じて用いる。

3.5 燃料棒の変形 (サブコード DEFORM)

3.5.1 応力-歪モデル

燃料棒の変形計算のサブコードには応力境界条件を採用したものと、歪境界条件を採用したものがあり、オプションによってどちらか一方を選択することができる。まず最初に応力-歪モデルについて説明を加える。

このモデルでは被覆管を薄肉円筒とみなし、被覆管に作用する負荷と発生する変形は軸対称であると仮定して応力を評価する基本方程式として次式を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= 0 \\ \sigma_\theta &= \frac{r_i P_i - r_o P_o}{r_o - r_i} \\ \sigma_z &= \frac{r_i^2 P_i - r_o^2 P_o}{r_o^2 - r_i^2} \end{aligned} \right\} \quad (5-1)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \text{半径方向応力 (kg/cm}^2\text{)} \\ \sigma_\theta &= \text{周方向応力 (kg/cm}^2\text{)} \\ \sigma_z &= \text{軸方向応力 (kg/cm}^2\text{)} \\ r_i &= \text{被覆管内面の半径 (cm)} \\ r_o &= \text{被覆管外面の半径 (cm)} \\ P_i &= \text{燃料棒内圧 (kg/cm}^2\text{)} \\ P_o &= \text{冷却材圧力 (kg/cm}^2\text{)} \end{aligned}$$

である。

各方向の歪量は一般化されたフックの法則、

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= -\frac{\nu}{E} (\sigma_\theta + \sigma_z) + \epsilon_r^P + \epsilon_r^T \\ \epsilon_\theta &= \frac{1}{E} (\sigma_\theta - \nu \sigma_z) + \epsilon_\theta^P + \epsilon_\theta^T \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E} (\sigma_z - \nu \sigma_\theta) + \epsilon_z^P + \epsilon_z^T \end{aligned} \right\} \quad (5-2)$$

を用いて評価する。ここで、

$$\begin{aligned} E &= \text{ヤング率 (kg/cm}^2\text{)} \\ \nu &= \text{ポアソン比 (-)} \\ \epsilon_r &= \text{半径方向歪 (-)} \\ \epsilon_\theta &= \text{周方向歪 (-)} \\ \epsilon_z &= \text{軸方向歪 (-)} \end{aligned}$$

であり、添字“P”と“T”はそれぞれ塑性歪および熱歪を示す。また、各方向の塑性歪増分

を求めるためにプラントル・ロイスの流れ則,

$$\left. \begin{aligned} d\varepsilon_{\theta}^P &= \frac{3}{2} \frac{S_{\theta}}{\sigma_e} d\varepsilon^P \\ d\varepsilon_z^P &= \frac{3}{2} \frac{S_z}{\sigma_e} d\varepsilon^P \\ d\varepsilon_r^P &= -d\varepsilon_{\theta}^P - d\varepsilon_z^P \end{aligned} \right\} \quad (5-3)$$

を用いる。ここで,

- $d\varepsilon_r^P$ = 半径方向塑性歪増分 (-)
- $d\varepsilon_{\theta}^P$ = 周方向塑性歪増分 (-)
- $d\varepsilon_z^P$ = 軸方向塑性歪増分 (-)
- σ_e = 相当応力 (kg/cm^2)
- $d\varepsilon^P$ = 相当塑性歪増分 (-)
- S_{θ} = 周方向偏差応力 (kg/cm^2)
- S_z = 軸方向偏差応力 (kg/cm^2)

である。

次に、燃料ペレット表面と被覆管内面の間にギャップが存在する場合と存在しない場合のそれぞれに対して基本的な解析方法を述べる。

まず、ギャップの状態の判定は以下のようにして行う。変形前後の被覆管の内径および燃料ペレットの外径をそれぞれ、 $r_{i0}^C, r_i^C, r_{o0}^F$, および r_o^F と表わすことにする。また、被覆管内面および燃料ペレット表面での半径方向変位をそれぞれ u_{ri}^C および u_r^F で表わすと、以下のような関係式を得る。

$$\left. \begin{aligned} r_i^C &= r_{i0}^C + u_{ri}^C \\ r_o^F &= r_{o0}^F + u_r^F \end{aligned} \right\} \quad (5-4)$$

従って、ギャップが開いているものと仮定して変形計算を行った結果,

$$r_o^F \geq r_i^C \quad (5-5)$$

となれば被覆管と燃料ペレットは接触していると判断する。(5-4)式を(5-5)式に代入して整理すると,

$$u_r^F \geq u_{ri}^C + \text{初期ギャップ幅} \quad (5-6)$$

を得る。コードでは上式をギャップの状態の判定基準に用いる。

燃料ペレットの表面の変位 u_r^F はペレットの熱膨張およびクラックを考慮して評価する。この際、接触することによって生じる応力の効果は無視する。被覆管の内外面の変位 u_{ri}^C および u_{ro}^C は以下のようにして評価する。周方向および半径方向の歪をそれぞれ次式で定義する。

$$\varepsilon_{\theta} = \ln \frac{\bar{r}}{\bar{r}_0}, \quad \varepsilon_r = \ln \frac{t}{t_0} \quad (5-7)$$

ここで、 \bar{r}_0 および \bar{r} は変形前後の被覆管の平均半径であり、 t_0 および t は変形前後の被覆管の肉厚である。上式を用いると、 $u_{r_i}^C$ および $u_{r_o}^C$ は

$$\left. \begin{aligned} u_{r_i}^C &= \bar{r}(1 - e^{-\epsilon_\theta}) - \frac{t}{2}(1 - e^{-\epsilon_r}) \\ u_{r_o}^C &= \bar{r}(1 - e^{-\epsilon_\theta}) + \frac{t}{2}(1 - e^{-\epsilon_r}) \end{aligned} \right\} \quad (5-8)$$

と書ける。 ϵ_θ および ϵ_r が十分小さい時には

$$1 - e^{-\epsilon_\theta} \sim \epsilon_\theta$$

$$1 - e^{-\epsilon_r} \sim \epsilon_r$$

と近似できるので、(5-8)式は次のように書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} u_{r_i}^C &\sim \bar{r}\epsilon_\theta - \frac{t}{2}\epsilon_r \\ u_{r_o}^C &\sim \bar{r}\epsilon_\theta + \frac{t}{2}\epsilon_r \end{aligned} \right\} \quad (5-9)$$

(1) ギャップが開いている場合

内圧 P_i および外圧 P_o が作用する薄肉円筒シェルを考える。内圧 P_i は燃料棒内の封入ガスが理想気体の法則に従うものとして評価する。この時、各方向の応力はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= 0 \\ \sigma_\theta &= \frac{r_i P_i - r_o P_o}{r_o - r_i} \\ \sigma_z &= \frac{r_i^2 P_i - r_o^2 P_o}{r_o^2 - r_i^2} \end{aligned} \right\} \quad (5-10)$$

これらの応力値から相当応力

$$\sigma_e = (\sigma_\theta^2 + \sigma_z^2 - \sigma_\theta \sigma_z)^{1/2} \quad (5-11)$$

を計算し、降伏応力 σ_y と比較して変形が弾性領域にある場合には一般化されたフックの法則

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= -\frac{\nu}{E}(\sigma_\theta + \sigma_z) + \int_{T_0}^T \alpha dT \\ \epsilon_\theta &= \frac{1}{E}(\sigma_\theta - \nu \sigma_z) + \int_{T_0}^T \alpha dT \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E}(\sigma_z - \nu \sigma_\theta) + \int_{T_0}^T \alpha dT \end{aligned} \right\} \quad (5-12)$$

から各方向の歪量を計算する。ここで α は被覆管の線膨張係数であり、 T_0 および T はそれぞれ室温および被覆管温度である。

σ_e が σ_y よりも大きくなると変形は塑性域に入り、塑性歪を計算する必要がでてくる。各方

向の偏差応力 S_r , S_θ , および S_z を

$$\left. \begin{aligned} S_r &= -\frac{1}{3}(\sigma_\theta + \sigma_z) \\ S_\theta &= \sigma_\theta - \frac{1}{3}(\sigma_\theta + \sigma_z) \\ S_z &= \sigma_z - \frac{1}{3}(\sigma_\theta + \sigma_z) \end{aligned} \right\} \quad (5-13)$$

より計算し、プラントル・ロイスの流れ則

$$\left. \begin{aligned} d\varepsilon_\theta^P &= \frac{3}{2} \frac{S_\theta}{\sigma_e} d\varepsilon^P \\ d\varepsilon_z^P &= \frac{3}{2} \frac{S_z}{\sigma_e} d\varepsilon^P \\ d\varepsilon_r^P &= -d\varepsilon_\theta^P - d\varepsilon_z^P \end{aligned} \right\} \quad (5-14)$$

を用いて各方向の塑性歪増分を評価する。最後の式は塑性変形により体積は変化しないという仮定に基づくものである。相当塑性歪増分 $d\varepsilon^P$ は以下のように求める。

応力-歪曲線 $\sigma = f(\varepsilon)$ と

$$\sigma = E(\varepsilon - \varepsilon^P)$$

を同時に満す σ を σ_y とする。ここで、 ε^P はすでに蓄積された塑性歪量である。上式を用いると、応力-歪曲線は

$$\sigma = f\left(\frac{\sigma}{E} + \varepsilon^P\right)$$

と書ける。この式はニュートンの繰返し法を用いて

$$\sigma^{m+1} = f\left(\sigma^m / E + \varepsilon^P\right) \quad (5-15)$$

と書くことにより計算できる。このようにして求めた σ_y が

$$\sigma_e \geq \sigma_y \quad (5-16)$$

の関係を満す時、

$$\left. \begin{aligned} (\varepsilon^P)_{\text{new}} &= \varepsilon - \sigma_e / E \\ d\varepsilon^P &= (\varepsilon^P)_{\text{new}} - \varepsilon^P \end{aligned} \right\} \quad (5-17)$$

より $d\varepsilon^P$ を評価する。各方向の最終的な歪量は塑性歪も含んだ形のフックの法則を用いて

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r &= -\frac{\nu}{E}(\sigma_\theta + \sigma_z) + (\varepsilon_r^P)_{\text{old}} + d\varepsilon_r^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \\ \varepsilon_\theta &= \frac{1}{E}(\sigma_\theta - \nu\sigma_z) + (\varepsilon_\theta^P)_{\text{old}} + d\varepsilon_\theta^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \\ \varepsilon_z &= \frac{1}{E}(\sigma_z - \nu\sigma_\theta) + (\varepsilon_z^P)_{\text{old}} + d\varepsilon_z^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \end{aligned} \right\} \quad (5-18)$$

と計算できる。ここで、添字“old”は前タイム・ステップでの値であることを示す。なお、被覆管内、外面における変位量は(5-9)式を用いて計算する。

(2) ギャップが閉じている場合

ギャップが閉じている場合には被覆管内面での変位が

$$u_{r_i}^C = u_r^F - \text{初期ギャップ幅} \quad (5-19)$$

という式で指定されるという条件の下での解析を行う。

被覆管内面と燃料ペレット表面の間ですべりは生じないと仮定すると、被覆管の軸方向の歪量は燃料ペレットの軸方向歪量から決定することができる。燃料ペレットの歪量は熱膨張のみによって定まるから、軸方向の歪も指定されることになる。従って、ここでは被覆管の内面の歪と軸方向歪が指定された円筒シェルの問題を考えることになる。この場合、境界面圧力(接触圧)も未知数となる。

(5-9)式では被覆管内面の歪は ϵ_θ と ϵ_r の関数として表わされている。従って $u_{r_i}^C$ を指定することは ϵ_r と ϵ_θ の関係を指定することと等価である。各方向の応力と歪の関係は(5-18)式と同様のフックの法則によって表わされる。(5-18)式の第1および第2式を(5-9)式の第1式に代入して整理すると

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{\nu t}{2r}\right) \sigma_\theta + \left(\frac{\nu t}{2r} - \nu\right) \sigma_z \\ &= E \frac{u_{r_i}}{r} + \frac{E}{2} \left(\frac{t}{r}\right) \left((\epsilon_r^P)_{old} + d \epsilon_r^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \right) \\ & \quad - E \left((\epsilon_\theta^P)_{old} + d \epsilon_\theta^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \right) \end{aligned} \quad (5-20)$$

を得る。また、(5-18)式の(3-3)式の左辺 ϵ_z は既知であり、 ϵ_z^C と書くと

$$-\nu \sigma_\theta + \sigma_z = E \epsilon_z^C - E \left((\epsilon_z^P)_{old} + d \epsilon_z^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \right) \quad (5-21)$$

を得る。(5-20)式および(5-21)式は σ_θ と σ_z に関する連立方程式となっており、容易に解くことができる。

変形が弾性域にある場合、

$$\left. \begin{aligned} (\epsilon_r^P)_{old} &= (\epsilon_\theta^P)_{old} = (\epsilon_z^P)_{old} = 0 \\ d \epsilon_r^P &= d \epsilon_\theta^P = d \epsilon_z^P = 0 \end{aligned} \right\}$$

として応力を評価する。各方向の歪は同様の条件を用いて(5-18)式より計算する。接触圧 P_c は(5-10)第2式を P_i について解くことにより、

$$P_c = \frac{t \sigma_\theta + r_o P_o}{r_i} \quad (5-22)$$

と求めることができる。計算した P_c が内圧より小さい場合には

$$P_c = P_i \quad (5-23)$$

とする。

変形状態の判断は相当塑性歪増分の符号によって行う。すなわち、 $d\varepsilon^P > 0$ ならば塑性、それ以外ならば状況に応じて弾性あるいは除荷と判断する。

次に $d\varepsilon^P$ の評価法について述べる。ギャップが開いている場合に示した取扱いは応力-歪曲線が被覆管の温度上昇によって勾配が少なくなると発散する可能性がある。これを避けるためにここでは異なった方法を用いる。

まず、プラントル・ロイスの関係式を

$$d\varepsilon_i^P = \frac{d\varepsilon^P}{\varepsilon_e} e_i \quad (5-24)$$

と書きかえる。ここで相当歪 ε_e および偏差歪 e_i はそれぞれ次のように定義される。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_e &= \frac{\sqrt{2}}{3} \{ (\varepsilon_r^e - \varepsilon_\theta^e)^2 + (\varepsilon_\theta^e - \varepsilon_z^e)^2 + (\varepsilon_z^e - \varepsilon_r^e)^2 \}^{1/2} \\ e_i &= \varepsilon_i^e - \frac{1}{3} (\varepsilon_r^e + \varepsilon_\theta^e + \varepsilon_z^e) \end{aligned} \right\} \quad (5-25)$$

添字“e”は弾性成分であることを示しており、 i は r, θ, z のいずれかである。次に ε_i^M を

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r^M &= \frac{1}{E} \{ \sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z) \} + d\varepsilon_r^P \\ \varepsilon_\theta^M &= \frac{1}{E} \{ \sigma_\theta - \nu(\sigma_z + \sigma_r) \} + d\varepsilon_\theta^P \\ \varepsilon_z^M &= \frac{1}{E} \{ \sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) \} + d\varepsilon_z^P \end{aligned} \right\} \quad (5-26)$$

と定義する。 $d\varepsilon_i^P$ が小さい時には ε_i^M は ε_i^e とほぼ等しいから ε_e は ε_i^M を用いて

$$\varepsilon_e \sim \frac{\sqrt{2}}{3} \{ (\varepsilon_r^M - \varepsilon_\theta^M)^2 + (\varepsilon_\theta^M - \varepsilon_z^M)^2 + (\varepsilon_z^M - \varepsilon_r^M)^2 \}^{1/2} \quad (5-27)$$

と書ける。(5-26)式を(5-27)式に代入して整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \varepsilon_e^2 &= \frac{2}{9} \left\{ \frac{(1+\nu)^2}{E^2} [(\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2] \right. \\ &\quad + \left[(d\varepsilon_r^P - d\varepsilon_\theta^P)^2 + (d\varepsilon_\theta^P - d\varepsilon_z^P)^2 + (d\varepsilon_z^P - d\varepsilon_r^P)^2 \right] \\ &\quad \left. + \frac{6(1+\nu)}{E} (\sigma_r d\varepsilon_r^P + \sigma_\theta d\varepsilon_\theta^P + \sigma_z d\varepsilon_z^P) \right\} \quad (5-28) \end{aligned}$$

ここで、 $d\varepsilon_r^P + d\varepsilon_\theta^P + d\varepsilon_z^P = 0$ という関係式を用いた。次に、

$$\begin{aligned} (\sigma_r - \sigma_\theta)^2 + (\sigma_\theta - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2 &= 2\sigma_e^2 \\ (d\varepsilon_r^P - d\varepsilon_\theta^P)^2 + (d\varepsilon_\theta^P - d\varepsilon_z^P)^2 + (d\varepsilon_z^P - d\varepsilon_r^P)^2 &= \frac{9}{2} d\varepsilon_P^2 \end{aligned}$$

という関係式、およびプラントル・ロイスの式

$$d\varepsilon_r^P = \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon^P}{\sigma_e} (2\sigma_r - \sigma_\theta - \sigma_z)$$

$$d\varepsilon_\theta^P = \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon^P}{\sigma_e} (2\sigma_\theta - \sigma_z - \sigma_r)$$

$$d\varepsilon_z^P = \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon^P}{\sigma_e} (2\sigma_z - \sigma_r - \sigma_\theta)$$

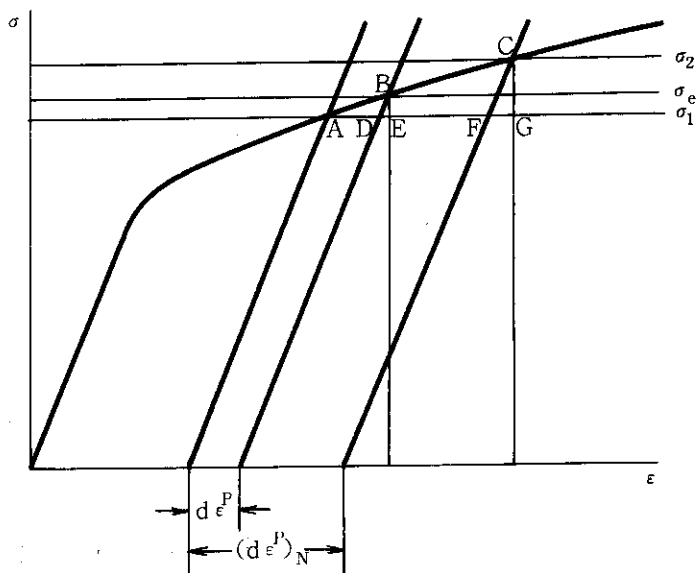
より得られる

$$\sigma_r d\varepsilon_r^P + \sigma_\theta d\varepsilon_\theta^P + \sigma_z d\varepsilon_z^P = \sigma_z d\varepsilon^P$$

を(5-28)式に用いると最終的に次式を得る。

$$\varepsilon_e = \frac{2(1+\nu)}{3E} \sigma_e + d\varepsilon^P \quad (5-29)$$

上式と応力-歪曲線の対応は以下のようにして行う。



任意の塑性歪増分, $(d\varepsilon^P)_N \ll 1$ を与えた時, すでに述べた(5-15)式を用いて $d\varepsilon^P = 0$ の時の σ を求め, σ_1 とする。また, $d\varepsilon^P = (d\varepsilon^P)_N$ の時の σ を σ_2 とする。左図より AC間を直線とみなすと,

$$AD : AF = BD : CF = BE : CG$$

より,

$$d\varepsilon^P : (d\varepsilon^P)_N = (\sigma_e - \sigma_1) : (\sigma_2 - \sigma_1)$$

を得る。上式を σ_e について解くと

$$\sigma_e = \sigma_1 + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{(d\varepsilon^P)_N} d\varepsilon^P \quad (5-30)$$

を得る。(5-30)式を(5-29)式に代入して $d\varepsilon^P$ について解けば,

$$d\varepsilon^P = \frac{\varepsilon_e - \frac{2(1+\nu)}{3E} \sigma_1}{1 + \frac{2(1+\nu)}{3E} \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{(d\varepsilon^P)_N}} \quad (5-31)$$

となる。この式は応力-歪曲線が平らかな場合には

$$(\sigma_2 - \sigma_1) / (d\varepsilon^P)_N \ll 1$$

となるので $d\varepsilon^P$ と ε_e の関係はほぼ線形となり, 計算は安定する。

次に、偏差歪を

$$\left. \begin{aligned} e_r &= \epsilon_r^M - \frac{1}{3} (\epsilon_r^M + \epsilon_\theta^M + \epsilon_z^M) \\ e_\theta &= \epsilon_\theta^M - \frac{1}{3} (\epsilon_r^M + \epsilon_\theta^M + \epsilon_z^M) \\ e_z &= \epsilon_z^M - \frac{1}{3} (\epsilon_r^M + \epsilon_\theta^M + \epsilon_z^M) \end{aligned} \right\} \quad (5-32)$$

で求めると(5-24)式より

$$\left. \begin{aligned} d\epsilon_r^P &= \frac{d\epsilon^P}{\epsilon_e} e_r \\ d\epsilon_\theta^P &= \frac{d\epsilon^P}{\epsilon_e} e_\theta \\ d\epsilon_z^P &= \frac{d\epsilon^P}{\epsilon_e} e_z \end{aligned} \right\} \quad (5-33)$$

のように各塑性歪増分が計算できる。

実際の計算ではまず $d\epsilon_r^P$, $d\epsilon_\theta^P$ および $d\epsilon_z^P$ を適当な小さい値に仮定し、(5-20)式および(5-21)式より応力を求める。次に(5-26)式から ϵ_i^M を計算し、(5-31)式を用いて $d\epsilon^P$ を求める。このようにして求めた $d\epsilon^P$ が正でなければ、 $d\epsilon_i^P$ の値を0.1倍して上記のプロセスを繰り返す。 $d\epsilon_i^P$ の初期推定値がある値を下回っても $d\epsilon^P$ が正とならない場合には塑性状態にはないと判断して弾性または除荷計算を行う。 $d\epsilon^P$ が正となった場合(5-33)式より新しい $d\epsilon_i^P$ を求める。このプロセスを $d\epsilon_i^P$ が収束するまで繰り返す。このようにして σ_θ , σ_z , および $d\epsilon_i^P$ が決定すると、(5-18)式を用いて ϵ_r と ϵ_θ が計算できる。接触圧は(5-22)式より求まる。

塑性状態で計算した接触圧が内圧よりも低くなった場合には

$$P_c = P_i \quad (5-34)$$

とし、除荷状態になったと判断して応力を評価する。まず、 σ_θ は

$$\sigma_\theta = \frac{r_i P_c - r_o P_o}{r_o - r_i} \quad (5-35)$$

で求まる。 σ_z の計算には接触状態にあることを考慮する必要がある。変位 $u_{r_i}^c$ が既知であることから、(5-9)式より

$$\epsilon_\theta = \frac{1}{r} \left(u_{r_i}^c + \frac{t}{2} \epsilon_r \right) \quad (5-36)$$

を得る。フックの法則より

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= -\frac{\nu}{E} (\sigma_\theta + \sigma_z) + \epsilon_r^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \\ \epsilon_\theta &= \frac{1}{E} (\sigma_\theta - \nu \sigma_z) + \epsilon_\theta^P + \int_{T_0}^T \alpha dT \end{aligned} \right\} \quad (5-37)$$

を(5-36)式に代入し、整理すると

$$\begin{aligned} \left(\bar{r}\nu - \frac{\nu t}{2}\right)\sigma_z = & -Eu_{r_i}^c + \bar{r}E\left(\varepsilon_\theta^P + \int_{T_0}^T \alpha dT\right) \\ & - \frac{Et}{2}\left(\varepsilon_r^P + \int_{T_0}^T \alpha dT\right) + \left(\bar{r} + \frac{\nu t}{2}\right)\sigma_\theta \end{aligned}$$

となる。この式に(5-35)式を用いると次のように σ_z が求まる。

$$\begin{aligned} \sigma_z = & \frac{1}{\nu r_i} \left(\bar{r} + \frac{\nu t}{2}\right) \frac{r_i P_i - r_o P_o}{t} + \frac{\bar{r}E}{\nu r_i} \left(\varepsilon_\theta^P + \int_{T_0}^T \alpha dT\right) \\ & - \frac{Et}{2\nu r_i} \left(\varepsilon_r^P + \int_{T_0}^T \alpha dT\right) - \frac{E}{\nu r_i} u_{r_i}^c \end{aligned} \quad (5-38)$$

3.5.2 応力-変位モデル

燃料、被覆管温度から燃料の熱弾性変形および被覆管の弾塑性変形を計算する。ここでは衝撃効果のようなものは考えず、準静的に変形量を求める。一方、照射成長やクリープのような長期間の効果は無視できるような短時間の現象を対象とする。また、燃料の破損現象を論ずる上では燃料が部分的に溶融した場合の温度分布のみならず応力-歪量が極めて重要となるため、Youngdohl⁽⁴⁴⁾の燃料中心溶融のモデルをさらに発展させ、燃料が種々の場所で部分的に溶融した場合について特に詳細にモデル化を進めた。計算モデルは燃料の溶融状態および被覆管の弾性、塑性変形状態により次の20通りのケースを考えた。

<u>燃 料 側</u>	<u>被 覆 管 側</u>
① 溶融なし、空孔なし	① 非接触・弾性変形
② 溶融なし、中央に空孔	② 非接触・塑性変形
③ 中心溶融	③ 接触・弾性変形
④ 内部溶融(中心と外周との間)	④ 接触・塑性変形
⑤ 外周溶融	

(i) 溶融のない燃料の弾性変形

円筒座標での軸対称の変形に対する熱弾性式は、

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r} = 0 \quad (5-39)$$

$$\frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rz}}{r} = 0 \quad (5-40)$$

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{1+\nu} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \phi \quad (5-41)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{1+\nu} \frac{u_r}{r} + \phi \quad (5-42)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{E}{1+\nu} \frac{\partial u_z}{\partial z} + \phi \quad (5-43)$$

$$\sigma_{rz} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (5-44)$$

ここで、

$$\phi \equiv \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) - \frac{E\alpha T}{1-2\nu}$$

σ_{rr} : 半径方向応力

$\sigma_{\theta\theta}$: 円周方向応力

σ_{zz} : 軸方向応力

σ_{rz} : z が一定な平面における剪断応力

u_r : 半径方向変位

u_z : 軸方向変位

E : 縦弾性係数

ν : ポアソン比

以上の式より、軸方向の各セグメントにおける T^j , σ_{rr}^j , $\sigma_{\theta\theta}^j$, σ_{zz}^j , σ_{rz}^j , u_r^j の各値が極端には変化しないものと仮定し、まず、各セグメントで剪断応力をゼロとして、応力、ひずみ量を求める。その後、燃料表面で除外した剪断応力を等価の仮想的な法線方向の力 S_s^j を考え、軸方向の力 F_{zf}^j と一致するまで iteration を繰返し、その値に対して最終的な応力とひずみ量を求める。⁸⁾

ここで、

$$S_s^j = \frac{F_{rs}^{j,j+1} - F_{rs}^{j-1,j}}{2\pi b h^j} \quad (5-45)$$

$F_{rs}^{j,j+1}$: セグメント j において $(j+1)$ による半径方向外向きの力

$$F_{rs}^{j,j+1} = 2\pi \int_a^b r \sigma_{rz}^{j,j+1}(r) dr$$

$$F_{zf}^j = 2\pi \int_a^b r \sigma_{zz}^j(r) dr$$

a : 燃料ペレット内半径

b : " 外半径

境界条件としては、燃料棒内圧 P_{in} を考慮に入れて、

$$\sigma_{rr}^j(b) = -P_{in} \quad (5-46)$$

とする。

(ii) 部分的に溶融した燃料の弾性変形

セル内で部分的に溶融が起った場合、密度、バルク率等は固体と液体との割合に比例した値を用い、セル内のすべての物質は機械的には液体として振舞うものとする。またセグメントにおいて溶融が起っているすべてのセルは同じ流体圧力として作用を受けるものとする。

平均密度は

$$\frac{1}{\bar{\rho}^{ij}} = \frac{f_L^{ij}}{\rho_L^{ij}} + \frac{(1-f_L^{ij})}{\rho_s^{ij}}$$

f_L^{ij} は溶融燃料の割合である。また、セルの重量は加熱前後において変わらないとして求める。

ここで溶融領域を中心、内部、外周に分けて考える。中心部溶融の場合については文献(8)で扱っているので、簡単に述べ、その他の場合について詳細に記す。

① 中心溶融

中心部溶融を考えた場合、中心に空孔が存在する限り、 $0 \leq r \leq a_f$ の範囲で中心へ自由に膨張出来るものと考えられる。 $(a_f$ は空孔の径)したがって、固体部の半径方向および軸方向の変位をその内表面における半径方向の応力をゼロとして求める。

空孔が存在しない場合あるいは存在しても溶融した燃料によって埋められた場合には固体部は液体部より応力を受ける。 P^j をこの圧力とし、 K_L 、 K_s を液体および固体燃料のバルク率とする。 P^j による体積 V^{ij} の変化量を ΔV^{ij} とすると、

$$P^j = -\bar{K}^{ij} \frac{\Delta V^{ij}}{V^{ij}}$$

$$\bar{K}^{ij} : \text{平均バルク率}, K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$$

これより、溶融部の外表面の変位と P^j との関係は、

$$u_r^j(b_L^j) = -\frac{b_L^j}{2} \left[\frac{P^j}{\bar{K}^j} + \frac{u_{zL}^j}{h^j} \right] \quad (5-47)$$

となる。ただし、 b_L^j は溶融部分の外径である。

軸方向の力 F_{zL}^j は

$$F_{zL}^j = -\pi (b_L^j)^2 P^j$$

また、溶融部と固体部の境界において

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}^j(a_s^j) &= -P^j \\ a_s^j + u_r^j(a_s^j) &= b_L^j + u_r^j(b_L^j) \end{aligned}$$

軸方向には

$$F_{zf} = F_{zs}^j + F_{zL}^j$$

これらの式より

$$\begin{aligned} P^j D_s^j &= b_L^j - a_s^j + \frac{F_{zf}(2\nu_s a_s^j - b_L^j)}{2E_s A_s^j} - \frac{2a_s^j + b_L^j}{2} \tau_s^j(b_s) \\ &\quad + \frac{\pi b_s^2(\nu_s b_L^j - 2a_s^j)}{E_s A_s^j} \sigma_{rr}^j(b_s) \end{aligned} \quad (5-48)$$

ここで、

$$A_s^j \equiv \pi [b_s^2 - (a_s^j)^2]$$

$$D_s^j \equiv \frac{b_L^j}{2\bar{K}^j} + \frac{\pi b_L^j [(b_L^j)^2 - 2\nu_s (a_s^j)^2]}{2E_s A_s^j}$$

$$+ \frac{\pi a_s^j}{E_s A_s^j} \left[b_s^2 (1 + \nu_s) + (a_s^j)^2 (1 - \nu_s) - \nu_s (b_L^j)^2 \right]$$

計算手順としては、溶融のない場合と同様に繰返し計算を行い、 F_{zf} 、 S_s^j について収束させる。

②内部溶融

燃料のあるセグメントの中間のいくつかのセルが溶融した場合に両側の固体部分から受ける圧力は各セルについて一定とし、またそのセグメントの軸方向の伸びは溶融部分も固体部分も同一と仮定する。

燃料のセグメント j のセル $\ell j \sim m j$ が部分的に溶融していると考え、その各セルが無応力状態で占める領域を

$$R^{ij} \leq r \leq R^{i+1,j}, \quad Z^j \leq z \leq Z^{j+1} \quad (\ell \leq i \leq m)$$

とすれば、 R^{ij} は

$$\left. \begin{aligned} R^{ij} &= r^i [1 + \alpha_s (T^{ij} - T_o^{ij})] && (T^{ij} < T_{melt}) \\ &= r^i [1 + \alpha_s (T_{melt} - T_o^{ij})] (1 + \chi_i \alpha_{melt}) && (T^{ij} = T_{melt}) \\ &= r^i [1 + \alpha_s (T_{melt} - T_o^{ij})] (1 + \alpha_{melt}) [1 + \alpha_\ell (T^{ij} - T_{melt})] && (T^{ij} > T_{melt}) \end{aligned} \right\} (5-49)$$

溶融部分が両側の固体部分から圧縮を受けたときの体積変化を ΔV^{ij} とすれば、

$$\begin{aligned} P^j &= -\bar{K}^{ij} \frac{\Delta V^{ij}}{V^{ij}} \\ &= -\bar{K}^{ij} \left[\frac{2[R^{i+1,j} u_r^i(R^{i+1,j}) - R^{ij} u_r^i(R^{ij})]}{(R^{i+1,j})^2 - (R^{ij})^2} + \frac{u_{zL}^j}{h^j} \right] \end{aligned}$$

溶融部分の内側と外側の境界をそれぞれ、 $a_L^j = R^{\ell j}$, $b_L^j = R^{m+1, j}$ とし、固体部分について

も $b_s^{1j} = r^{\ell}$, $a_s^{2j} = r^{m+1}$ とおくと、

$$\left. \begin{aligned} b_s^{1j} + u_r^j(b_s^{1j}) &= a_L^j + u_r^j(a_L^j) \\ a_s^{2j} + u_r^j(a_s^{2j}) &= b_L^j + u_r^j(b_L^j) \\ \sigma_{rr}^j(b_s^{1j}) &= -P^j \\ \sigma_{rr}^j(a_s^{2j}) &= -P^j \end{aligned} \right\} \quad (5-50)$$

となる。また、溶融部分に働く軸力は、

$$F_{ZL}^j = -\pi [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] P^j$$

内側の固体部分に働く軸力を F_{ZS}^{1j} , 外側のそれを F_{ZS}^{2j} とすると、

$$F_{Zf}^j = F_{ZS}^{1j} + F_{ZL}^j + F_{ZS}^{2j}$$

セグメント j の軸方向の伸びは、仮定により

$$u_{ZS}^{1j} = u_{ZL}^j = u_{ZS}^{2j}$$

となる。固体部分の軸力と変位については次式が成立する。

$$\begin{aligned} \frac{u_{ZS}^{1j}}{h^j} &= \frac{F_{ZS}^{1j}}{E_s A_s^{1j}} + \tau_s^{1j}(b_s^{1j}) + \frac{2\pi\nu_s}{A_s^{1j} E_s} [a_s^{2j} \sigma_{rr}^j(a_s) - (b_s^{1j})^2 \sigma_{rr}^j(b_s^{1j})] \\ \frac{u_{ZS}^{2j}}{h^j} &= \frac{F_{ZS}^{2j}}{E_s A_s^{2j}} + \tau_s^{2j}(b_s) + \frac{2\pi\nu_s}{A_s^{2j} E_s} [(a_s^{2j}) \sigma_{rr}^j(a_s^{2j}) - b_s^2 \sigma_{rr}^j(b_s)] \end{aligned} \quad (5-51)$$

ここで、

$$A_s^{1j} = \pi [(b_s^{1j})^2 - a_s^2], \quad A_s^{2j} = \pi [b_s^2 - (a_s^{2j})^2]$$

$$\tau_s^{1j}(b_s^{1j}) = \frac{2}{(b_s^{1j})^2 - a_s^2} \int_{a_s}^{b_s^{1j}} \alpha_s T^j(r) r dr$$

$$\tau_s^{2j}(b_s) = \frac{2}{b_s^2 - (a_s^{2j})^2} \int_{a_s^{2j}}^{b_s} \alpha_s T^j(r) r dr$$

以上の式より、 P^j と $\sigma_{rr}^j(a_s)$, $\sigma_{rr}^j(b_s)$ との関係は次式のようになる。

$$C_1^j P^j = C_2^j \sigma_{rr}^j(a_s) + C_3^j \sigma_{rr}^j(b_s) + C_4^j \tau_s^{1j}(b_s^{1j}) + C_5^j \tau_s^{2j}(b_s) + C_6^j \quad (5-52)$$

ただし

$$\begin{aligned} C_1^j &= b_L^j a_s^{2j} \left\{ -\frac{\pi\nu_s [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{2\pi\nu_s^2 (b_s^{1j})^2}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{2\pi\nu_s^2 (a_s^{2j})^2 A_s^{1j}}{E_s A_s^{2j} (A_s^{1j} + A_s^{2j})} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\pi [b_s^2(1+\nu_s) + (a_s^{2j})^2(1+\nu_s)]}{E_s A_s^{2j}} \right\} + a_L^j b_s^{1j} \left\{ \frac{\pi\nu_s [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{2\pi\nu_s^2 (a_s^{2j})^2}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{2\pi\nu_s^2 (b_s^{1j})^2 A_s^{2j}}{E_s A_s^{1j} (A_s^{1j} + A_s^{2j})} + \frac{\pi [(b_s^{1j})^2 (1-\nu_s) + a_s^2 (1+\nu_s)]}{E_s A_s^{1j}} \Big\} \\
 & + \left\{ \frac{1}{2\bar{K}^j} + \frac{\pi\nu_s (b_s^{1j})^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{A_s^{1j} E_s} - \frac{\pi\nu_s A_s^{2j}}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} \left[\frac{(a_s^{2j})^2}{A_s^{2j}} + \frac{(b_s^{1j})^2}{A_s^{1j}} \right] \right. \\
 & \left. + \frac{\pi [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]^2}{2 E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} \right\} \\
 C_2^j = & - \frac{\pi\nu_s a_s^2}{E_s A_s^{1j}} \left\{ [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] - \frac{A_s^{2j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} \right\} + \frac{2\pi\nu_s^2 a_s^2}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} b_L^j a_s^{2j} \\
 & + \frac{2\pi a_s^2}{E_s A_s^{1j}} \left(\frac{A_s^{2j} \nu_s^2}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} - 1 \right) a_L^j b_s^{1j} \\
 C_3^j = & \frac{\pi\nu_s b_s^2}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{2\pi b_s^2}{E_s A_s^{2j}} \left[1 - \frac{\nu_s A_s^{2j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} \right] b_L^j a_s^{2j} + \frac{2\pi\nu_s^2 b_s^2}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} a_L^j b_s^{1j} \\
 C_4^j = & - \frac{1}{2} \left\{ [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] - \frac{A_s^{2j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} \right\} + \frac{\nu_s A_s^{1j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} b_L^j a_s^{2j} + \left[1 + \frac{\nu_s A_s^{2j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} \right] a_L^j b_s^{1j} \\
 C_5^j = & - \frac{A_s^{2j}}{2(A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \left[1 + \frac{\nu_s A_s^{2j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} \right] b_L^j a_s^{2j} - \frac{\nu_s A_s^{2j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} a_L^j b_s^{1j} \\
 C_6^j = & \left[1 - \frac{\nu_s F_{Zf}}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} \right] (a_L^j b_s^{1j} - b_L^j a_s^{2j}) - [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] - \frac{F_{Zf} [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{2 E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})}
 \end{aligned}$$

燃料が被覆材と接触している場合は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma_{rr}^j (b_s) &= S_s^j + \sigma_{rr}^j (a_c) \\
 b_s + u_r^j (b_s) &= a_c + u_r^j (a_c)
 \end{aligned} \right\} \quad (5-53)$$

a_c は被覆材内径である。上の境界条件と前出の条件より、

$$B_1^j P^j = B_2^j \sigma_{rr}^j (a_s) + B_3^j \sigma_{rr}^j (b_s) + B_4^j \tau_s^{1j} (b_s^{1j}) + B_5^j \tau_s^{2j} (b_s) + B_6^j \quad (5-54)$$

となる。ただし

$$\begin{aligned}
 B_1^j = b_s \Big\{ & - \frac{\pi\nu_s [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{2\pi\nu_s^2 (a_s^{2j})^2 A_s^{1j}}{E_s A_s^{2j} (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{2\pi\nu_s^2 (b_s^{1j})^2}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} \\
 & + \frac{2\pi (a_s^{2j})^2}{E_s A_s^{2j}} \Big\}
 \end{aligned}$$

$$B_2^j = \frac{2\pi\nu_s^2 a_s^2 b_s}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})}$$

$$B_3^j = b_s \left\{ \frac{2\pi\nu_s^2 b_s^2 A_s^{1j}}{E_s A_s^{2j} (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - \frac{\pi}{E_s A_s^{2j}} [b_s^2 (1-\nu_s) + (a_s^{2j})^2 (1+\nu_s)] \right\} \\ - \frac{\pi a_c}{E_c A_c} [b_c^2 (1+\nu_c) + a_c^2 (1-\nu_c)]$$

$$B_4^j = \frac{\nu_s b_s A_s^{1j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}}$$

$$B_5^j = -b_s \left[1 + \frac{\nu_s A_s^{1j}}{A_s^{1j} + A_s^{2j}} \right]$$

$$B_6^j = a_c \left\{ 1 - \frac{\nu_c F_{zc}^j}{E_c A_c} + \tau_c (b_c) + \frac{\pi}{E_c A_c} [2b_c^2 \sigma_{rr}^j (b_c) + (b_c^2 (1+\nu_c) \right. \\ \left. + a_c^2 (1-\nu_c)) S_s^j] \right\} + b_s \left[\frac{\nu_s F_{zf}^j}{E_s (A_s^{1j} + A_s^{2j})} - 1 \right]$$

である。\$P^j\$, \$\sigma_{rr}^j (b_s)\$ は次式で求められる。

$$(B_1^j C_3^j - B_3^j C_1^j) P^j = (C_3^j B_2^j - B_2^j C_3^j) \sigma_{rr}^j (a_s) \\ + (C_3^j B_4^j - C_4^j B_3^j) \tau_s^{1j} (b_s^{1j}) + (C_3^j B_5^j - C_5^j B_3^j) \tau_s^{2j} (b_s) \\ + (C_3^j B_6^j - C_6^j B_3^j) \quad (5-55)$$

$$(B_1^j C_3^j - B_3^j C_1^j) \sigma_{rr}^j (b_s) = (C_1^j B_2^j - C_2^j B_1^j) \sigma_{rr}^j (a_s) + (C_1^j B_4^j - C_4^j B_1^j) \tau_s^{1j} (b_s^{1j}) \\ + (C_1^j B_5^j - C_5^j B_1^j) \tau_s^{2j} (b_s) + (C_1^j B_6^j - C_6^j B_1^j) \quad (5-56)$$

③外側溶融

外側の溶融した部分が被覆材と接触していない場合は、溶融部分は自由に膨張することが可能であり、被覆材から圧縮を受けることもない。したがって、非溶融部については溶融のない燃料の場合と同様に扱うことができる。

溶融した燃料が被覆材と接触して圧縮を受ける場合には、固体部分の外半径を \$b_s^j = r^L\$, そこにかかる軸力を \$F_{zs}^j\$ とすれば、次式が成立する。

$$b_L^j u_r^j (b_L^j) - a_L^j u_r^j (a_L^j) = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{P^j}{K^j} + \frac{u_{zL}^j}{h^j} [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 b_s^j + u_r^j(b_s^j) &= a_L^j + u_r^j(a_L^j) \\
 a_c + u_r^j(a_c) &= b_L^j + u_r^j(b_L^j) \\
 \sigma_{rr}^j(b_s^j) &= -P^j + S_s^j \\
 \sigma_{rr}^j(a_c^j) &= -P^j \\
 F_{ZL}^j &= -\pi [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] P^j \\
 F_{Zf} &= F_{Zs}^j + F_{ZL}^j \\
 u_{Zs}^j &= u_{ZL}^j
 \end{aligned} \right\} (5-57)$$

また、溶融部分の内径および外径の変位については、

$$a_L^j + u_r^j(a_L^j) = b_s^j \left\{ 1 - \frac{\nu_s F_{Zf}}{E_s A_s^j} + \tau_s^j(b_s^j) + \frac{\nu_s \pi}{E_s A_s^j} [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] P^j \right. \\
 \left. + \frac{\pi}{E_s A_s^j} [((b_s^j)^2 (1 - \nu_s) + a_s^2 (1 + \nu_s))] (-P^j + S_s^j) - 2a_s^2 \sigma_{rr}^j(a_s) \right\}$$

$$b_L^j + u_r^j(b_L^j) = a_c \left\{ 1 - \frac{\nu_c F_{Zc}}{E_c A_c} + \tau_c^j(b_c) + \frac{\pi}{E_c A_c} [2b_c^2 \sigma_{rr}(b_c) + \right. \\
 \left. [b_c^2 (1 + \nu_c) + a_c^2 (1 - \nu_c)] P^j \right\}$$

$u_{Zs}^j = u_{ZL}^j$ を用いると、

$$b_L^j u_r^j(b_L^j) - a_L^j u_r^j(a_L^j) = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{K^j} + \frac{\pi [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]^2}{E_s A_s^j} \right. \\
 \left. + \frac{2\pi \nu_s (b_s^j)^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{A_s^j E_s} \right\} P^j - \frac{\pi \nu_s a_s^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{A_s^j E_s} \sigma_{rr}^j(a_s) \\
 - \frac{1}{2} \tau_s^j(b_s^j) [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] - \frac{F_{Zf}}{2E_s A_s^j} [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] \\
 + \frac{\pi \nu_s (b_s^j)^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{A_s^j E_s} S_s^j$$

以上の式より P^j は

$$G_1^j P^j = G_2^j \sigma_{rr}^j(a_s) + G_3^j \sigma_{rr}^j(b_c) + G_4^j \tau_s^j(b_s^j) + G_5^j \quad (5-58)$$

ただし、

$$G_1^j = \left\{ \frac{1}{2 \bar{K}^j} + \frac{\pi [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]^2}{2 E_s A_s^j} + \frac{\pi \nu_s (b_s^j)^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{E_s A_s^j} \right\} \\ + \frac{\pi a_c b_L^j}{E_c A_c} \left\{ b_c^2 (1 + \nu_c) + a_c^2 (1 - \nu_c) \right\} + a_L^j b_s^j \left\{ -\frac{\nu_s \pi}{E_s A_s^j} [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2] \right. \\ \left. + \frac{\pi}{E_s A_s^j} [(b_s^j)^2 (1 - \nu_s) + a_s^2 (1 + \nu_s)] \right\}$$

$$G_2^j = -\frac{\pi \nu_s a_s^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{E_s A_s^j} - \frac{2 \pi a_s^2 b_s^j a_L^j}{E_s A_s^j}$$

$$G_3^j = -\frac{2 \pi b_c^2 a_c b_L^j}{E_c A_c}$$

$$G_4^j = b_s^j a_L^j - \frac{1}{2} [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]$$

$$G_5^j = \left\{ \frac{\pi \nu_s (b_s^j)^2 [(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2]}{E_s A_s^j} + \frac{\pi b_s^j a_L^j}{E_s A_s^j} [(b_s^j)^2 (1 - \nu_s) + a_s^2 (1 + \nu_s)] \right\} S_s^j \\ - \left\{ \frac{(b_L^j)^2 - (a_L^j)^2}{2 E_s A_s^j} + \frac{a_L^j b_s^j \nu_s}{E_s A_s^j} \right\} F_{zf} + \left\{ a_L^j b_s^j - b_L^j a_c - a_c b_L^j \left[-\frac{\nu_c F_{zc}}{E_c A_c} + \tau_c^j(b_c) \right] \right\}$$

(iii) 被覆材の弾性変形

燃料の場合と同様に考え、セグメント j の被覆材の内面および表面の半径方向変位および軸方向伸びは、

$$\frac{u_r^j(r)}{r} = -\frac{\nu_c F_{zc}}{E_c A_c} + \tau_c^j(b_c) - \frac{(1 + \nu_c)(r^2 - a_c^2)}{2(1 - \nu_c)r^2} [\tau_c^j(b_c) - \tau_c^j(r)] \\ + \frac{\pi}{E_c A_c} \left\{ (1 - \nu_c) [b_c^2 \sigma_{rr}^j(b_c) - a_c^2 \sigma_{rr}^j(a_c)] \right. \\ \left. + (1 + \nu_c) \frac{b_c^2 a_c^2}{r^2} [\sigma_{rr}^j(b_c) - \sigma_{rr}^j(a_c)] \right\} \quad (5-59)$$

$$a_c \leq r \leq b_c$$

$$\frac{u_{zc}^j}{h^j} = \frac{F_{zc}}{E_c A_c} + \tau_c^j(b_c) + \frac{2\pi\nu_c}{E_c A_c} [a_c^2 \sigma_{rr}^j(a_c) - b_c^2 \sigma_{rr}(b_c)] \quad (5-60)$$

ここで,

$$A_c \equiv \pi (b_c^2 - a_c^2)$$

$$\tau_c^j(r) \equiv \frac{2}{r^2 - a_c^2} \int_{a_c}^r \alpha_c T^j(r) dr \quad a_c < r \leq b_c$$

$$\equiv \alpha_c T^j(a_c) \quad r = a_c$$

円周方向の応力は,

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}^j(a_c) &= \frac{E_c}{1-\nu_c} [-a_c T^j(a_c) + \tau_c^j(b_c)] \\ &\quad + \frac{\pi}{A_c} [2b_c^2 \sigma_{rr}^j(b_c) - (b_c^2 + a_c^2) \sigma_{rr}^j(a_c)] \end{aligned} \quad (5-61)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}^j(b_c) &= \frac{E_c}{1-\nu_c} [-a_c T^j(b_c) + \tau_c^j(b_c)] \\ &\quad + \frac{\pi}{A_c} [(b_c^2 + a_c^2) \sigma_{rr}^j(b_c) - 2a_c^2 \sigma_{rr}^j(a_c)] \end{aligned} \quad (5-62)$$

燃料の場合と同様に, 剪断力を考慮に入れた仮想的な境界負荷は,

$$\begin{aligned} S_c^j &= \frac{E_c}{(1+\nu_c)b_c h^j} \left\{ \frac{1}{h^j + h^{j+1}} \int_{a_c}^{b_c} [u_r^{j+1}(r) - u_r^j(r)] r dr \right\} \\ &\quad - \frac{1}{h^j + h^{j-1}} \int_{a_c}^{b_c} [u_r^j(r) - u_r^{j-1}(r)] r dr \end{aligned} \quad (5-63)$$

その他, 境界条件として, 燃料棒の内, 外圧を考える。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}^j(a_c) &= -P_{in} \quad (\text{ギャップが存在する場合}) \\ \sigma_{rr}^j(b_c) &= S_c^j - P_{out} \end{aligned} \right\} \quad (5-64)$$

(iv) 被覆材の弾塑性変形

被覆材の肉厚をその直径に比して十分薄いと仮定しモデルを簡単化する。また, 被覆材は弾性および完全塑性から成る弾性-塑性膜として扱う。円周方向の応力 $\sigma_{\theta\theta}$ は管壁厚全体にわたって一定であると, また, $\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{co}$ ならば塑性変形が起るとする。

変形した被覆材セグメントの平衡関係から

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}(\delta_c + u_{\delta}^j) &= \sigma_{rr}^j(b_c) [b_c + u_r^j(b_c)] - \sigma_{rr}^j(a_c) [a_c + u_r^j(a_c)] \\ &\approx [\sigma_{rr}^j(b_c) - \sigma_{rr}^j(a_c)] [a_c + u_r^j(a_c)] \end{aligned} \quad (5-65)$$

ここで、 δ_c は被覆材厚さ、 u_{δ}^j は壁厚の変化量である。弾性領域においては、変形量は初期の管の寸法に比して十分小さいので、

$$(\sigma_{\theta\theta}^j)^e \delta_c = [\sigma_{rr}^j(b_c) - (\sigma_{rr}^j(a_c))^e] a_c \quad (5-66)$$

被覆材の変形が弾性から塑性領域に変る時間ステップにおいて、この点を v で表わすと、

$$(\sigma_{\theta\theta}^j)^{ev} = \sigma_{co}$$

したがって、

$$(\sigma_{rr}^j(a_c))^{ev} = -\frac{\delta_c \sigma_{co}}{a_c} + \sigma_{rr}^j(b_c) \quad (5-67)$$

u_{zc}^j は塑性の間は変化しないものとする、

$$u_{zc}^j = (u_{zc}^j)^{ev} \quad (5-68)$$

また、塑性変形の間体積は一定であるとする、

$$\begin{aligned} 2\pi [a_c + u_r^j] [\delta_c + u_{\delta}^j] [h^j + u_{zc}^j] \\ = 2\pi [a_c + (u_r^j)^{ev}] [\delta_c + (u_{\delta}^j)^{ev}] [h^j + (u_{zc}^j)^{ev}] \end{aligned}$$

これらの式より、被覆材にかかる応力と変位との関係は

$$\begin{aligned} \sigma_{co} [a_c + (u_r^j)^{ev}] [\delta_c + (u_{\delta}^j)^{ev}] \\ = [\sigma_{rr}^j(b_c) - \sigma_{rr}^j(a_c)] [a_c + u_r^j(a_c)]^2 \end{aligned} \quad (5-69)$$

となる。管セグメントの塑性変形量を求めるために、最終弾性変位を最終の $\sigma_{rr}^j(a_c)$ を用いて求めると、

$$\left. \begin{aligned} u_r^j(a_c) &= (u_r^j(a_c))^{ef} + (u_r^j(a_c))^p \\ u_{\delta}^j &= (u_{\delta}^j)^{ef} + (u_{\delta}^j)^p \\ u_{zc}^j &= (u_{zc}^j)^{ef} + (u_{zc}^j)^p \end{aligned} \right\} (5-70)$$

ここで、添字 ef は最終弾性変形、p は塑性変形（永久変形）を示す。

なお、半径方向のメッシュ幅はひずみ量の計算結果に基づいて各時間ステップ毎に変える。

3.6 核分裂生成物ガスの生成と放出(サブコードFISGAS)

3.6.1 定常状態

本サブコードは定常時および過渡時における核分裂生成物ガス(F・P)の生成とペレット外への放出量の評価を目的としたものである。定常時には燃料の成分変化の計算もあわせて行う。

定常状態に関する計算は引き続いて行われる過渡状態に関する計算のための初期値を得ることを目的として行うものである。

(1) 燃料の成分変化

燃料を構成する原子として、 U^{238} 、 Np^{239} 、 U^{235} 、 Pu^{239} 、 Pu^{240} 、および Pu^{241} の6核種を考え、それぞれの重量比を入力し、次式でペレットの1ノード中の各成分の重量を求める。

$$W_i = V \rho_{fm} W_{P_i} \quad (6-1)$$

ここで、

W_i = 核種 i の重量 (g)

V = ペレットの1ノードの体積 (cm^3)

ρ_{fm} = 燃料の密度 (g/cm^3)

W_{P_i} = 核種 i の重量比

次に、燃料の燃焼度 Bu (MWd/T) を入力する。これは照射期間中の積分値である。ある軸方ノード j での燃焼度 $Bu(j)$ は

$$Bu(j) = P_f(j) Bu / J_{max} \quad (6-2)$$

で計算される。ここで、

$P_f(j)$ = ノード j での出力比

J_{max} = 軸方向ノード数

ノード j における核分裂数 $F(j)$ は

$$F(j) = 2.7 \times 10^5 \rho_{fm} Bu(j) \quad (6-3)$$

となり、照射期間中の平均中性子束 $\phi(j)$ は

$$\phi(j) = (F(j) / \Sigma_f) / D \quad (6-4)$$

より求まる。ここで、

Σ_f = U^{235} の巨視的核分裂断面積 (cm^{-1})

D = 照射期間 (sec)

燃料の成分変化は次のような微分方程式によって表わされる。

$$(i) \quad U^{238} ; \frac{dN_1}{dt} = -X_1 N_1 \quad (6-5)$$

ここで、 $X_1 = \sigma_1 \phi$ であり、 σ_1 は U^{238} の核分裂断面積である。これを解くと次式を得る。

$$N_1 = N_1(0) e^{-X_1 t} \quad (6-6)$$

ここで、 $N_1(0)$ は初期値である。

$$(ii) \quad N_P^{239} ; \frac{dN_2}{dt} = A_2 X_1 N_1 - X_2 N_2 \quad (6-7)$$

ここで、 $X_2 = \lambda_2 + \sigma_2 \phi$ 、 $A_2 = \lambda_2 \sigma_{c1} / (\lambda_2 + \sigma_2 \phi) \sigma_2$ である。 λ は崩壊定数を表わし、 σ_c は吸収断面積を表わす。(6-7)式を解くと次式を得る。

$$N_2 = N_2(0) e^{-X_2 t} + \phi A_2 N_1 (1 - e^{-X_1 t}) / X_2 \quad (6-8)$$

$$(iii) \quad U^{235} ; \frac{dN_3}{dt} = -X_3 N_3 \quad (6-9)$$

ここで、 $X_3 = \sigma_3 \phi$ である。上式より、

$$N_3 = N_3(0) e^{-X_3 t} \quad (6-10)$$

を得る。

$$(iv) \quad Pu^{239} ; \frac{dN_4}{dt} = A_4 X_2 N_2 - X_4 N_4 \quad (6-11)$$

ここで、 $A_4 = \lambda_2 / X_2$ 、 $X_4 = \sigma_4 \phi$ である。上式より、

$$N_4 = N_4(0) e^{-X_4 t} + \phi A_4 N_2 (1 - e^{-X_2 t}) / X_2 \quad (6-12)$$

を得る。

$$(v) \quad Pu^{240} ; \frac{dN_5}{dt} = A_5 X_4 N_4 - X_5 N_5 \quad (6-13)$$

ここで、 $A_5 = \sigma_{c4} / \sigma_4$ 、 $X_5 = \sigma_5 \phi$ である。上式より、

$$N_5 = N_5(0) e^{-X_5 t} + \phi A_5 N_4 (1 - e^{-X_4 t}) / X_4 \quad (6-14)$$

を得る。

$$(V) \quad \text{Pu}^{241} ; \frac{dN_b}{dt} = A_6 X_5 N_5 - X_6 N_6 \quad (6-15)$$

ここで、 $A_6 = \sigma_{c5} / \sigma_5$ 、 $X_6 = \sigma_6 \phi$ である。上式を解くと次式を得る。

$$N_6 = N_6(0) e^{-X_6 t} + \phi A_6 N_5 (1 - e^{-X_5 t}) / X_5 \quad (6-16)$$

F P の存在量の計算については後述するが、取り扱う核種としては 2 3 種類のことを考えている。ここでは、ある時刻 t で核分裂の結果として発生する核種の個数を計算する式を示す。

$$H_i = (\sigma_3 N_3 Y_i^3 + \sigma_4 N_4 Y_i^4 + \sigma_6 N_6 Y_i^6) \phi \quad (6-17)$$

ここで Y_i^3 、 Y_i^4 、および Y_i^6 はそれぞれ核種 i に対する U^{235} 、 Pu^{239} および Pu^{241} の核分裂収率である。

ギャップ中の F P 量の計算は現状では放出率が 1 であると仮定して行う。また、冷却期間中の F P 量の計算は $\phi = 0$ として行う。

3.6.2 過渡状態

過渡状態としては出力暴走事故時を想定し、その過程をごく短時間の出力暴走とそれにつづくランアウト出力に分離して計算を行う。

出力暴走時に対しては燃料棒の発熱量を入力し、それに基づいて次式より中性子束 ϕ を求める。

$$\phi = C_1 Q_j / (C_2 \rho_{fm} \Sigma_f) \quad (6-18)$$

ここで、

C_1 = cal / g · UO₂ から MeV への単位変換係数

Q_j = 軸方向出力分布を考慮したトード j での発熱量 (cal / g · UO₂)

C_2 = 核分裂当りのエネルギー (MeV)

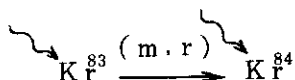
ランアウト出力時に対する中性子束は入力する。

これらの中性子束の値に基づき核分裂によって発生する F P 量を評価し、次節で述べる方法を用いて各時間における F P の存在量を計算する。また、燃料からギャップへの F P の放出率は定常状態と同様現状では 1 としている。

3.6.3 FPの存在量の計算法

ここでは6種類の崩壊形式と23種の核種を考える。計算の各時間ステップで吸収断面積、中性子束等を一定とみなすことにより微分方式を解析的に解く方法を用いる。

(1) 崩壊形式1



この形式の微分方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA(\text{Kr}^{83})}{dA} &= \Sigma_f \phi Y(\text{Kr}^{83}) - \sigma_a(\text{Kr}^{83}) \phi A(\text{Kr}^{83}) \\ \frac{dA(\text{Kr}^{84})}{dA} &= \Sigma_f \phi Y(\text{Kr}^{84}) + \sigma_a(\text{Kr}^{83}) \phi A(\text{Kr}^{83}) \end{aligned} \right\} (6-19)$$

と書ける。ここで、

Σ_f = 巨視的核分裂断面積

ϕ = 中性子束

$A(\text{Kr}^{83})$ = Kr^{83} の単位体積当りの個数

$A(\text{Kr}^{84})$ = Kr^{84} の単位体積当りの個数

$Y(\text{Kr}^{83})$ = Kr^{83} の収率

$Y(\text{Kr}^{84})$ = Kr^{84} の収率

$\sigma_a(\text{Kr}^{83})$ = Kr^{83} の吸収断面積

である。次に、

$$A_1 = A(\text{Kr}^{83}), \quad Y_1 = Y(\text{Kr}^{83}), \quad \sigma_1 = \sigma_a(\text{Kr}^{83}),$$

$$A_2 = A(\text{Kr}^{84}), \quad Y_2 = Y(\text{Kr}^{84})$$

と書きかえ、 A_1 と A_2 の初期値をそれぞれ A_{10} および A_{20} とする。この時、(6-19)式は次のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_1}{dt} &= \Sigma_f \phi Y_1 - \sigma_1 \phi A_1, & A_1(0) &= A_{10} \\ \frac{dA_2}{dt} &= \Sigma_f \phi Y_2 + \sigma_1 \phi A_1, & A_2(0) &= A_{20} \end{aligned} \right\} (6-20)$$

ここで次のような微分方程式を考える。

$$\frac{dn(t)}{dt} + p(t)n(t) + q(t) = 0 \quad (6-21)$$

この方程式の一般解は、

$$\left. \begin{aligned} m(t) &= \frac{C - \int q(t)P(t) dt}{P(t)} \\ P(t) &= \exp \left(\int p(t) dt \right) \end{aligned} \right\} \quad (6-22)$$

で与えられる。

(6-20)式の第1式は、

$$p(t) = \sigma_1 \phi$$

$$q(t) = -\sum_f \phi Y_1$$

と置くことにより(6-21)式に一致する。この時、

$$P(t) = \exp(\sigma_1 \phi t)$$

$$\int q(t)P(t) dt = -\frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \exp(\sigma_1 \phi t)$$

となることより、(6-1)式の一般解は

$$A_1 = C \exp(-\sigma_1 \phi t) + \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1}$$

と書ける。未定定数Cは初期条件より

$$C = A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1}$$

を求まるので、第1式の解は

$$A_1 = \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} + \left(A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \right) \exp(-\sigma_1 \phi t) \quad (6-23)$$

となる。同様にして

$$p(t) = 0$$

$$q(t) = -(\sum_f \phi Y_2 + \sigma_1 \phi A_1)$$

とおくことにより、第2式は(6-21)式に一致する。この時、

$$P(t) = 1$$

$$\int q(t)P(t) dt = -\sum_f \phi (Y_1 + Y_2) t + \left(A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \right) \exp(-\sigma_1 \phi t)$$

となることより、第2式の一般解は

$$A_2 = C + \sum_f \phi (Y_1 + Y_2) t - \left(A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \right) \exp(-\sigma_1 \phi t)$$

と書ける。定数Cは初期条件より

$$C = A_{20} + \left(A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \right)$$

となるので第2式の解は次のように与えられる。

$$A_2 = A_{20} + \left(A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \right) + \sum_f \phi (Y_1 + Y_2) t - \left(A_{10} - \frac{\sum_f Y_1}{\sigma_1} \right) \exp(-\sigma_1 \phi t) \quad (6-24)$$

(6-23)および(6-24)式は元の変数表示を用いて

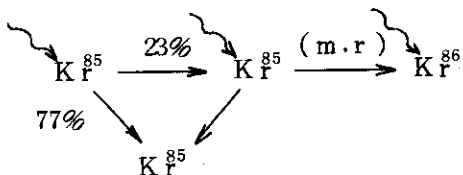
$$\left. \begin{aligned} A(K_F^{83}) &= \frac{\sum_f Y(K_F^{83})}{\sigma_a(K_F^{83})} + X_1 \exp(-\sigma_a(K_F^{83})\phi t) \\ A(K_F^{84}) &= A(K_F^{84})_0 + X_1 + \sum_f \phi (Y(K_F^{83}) + Y(K_F^{84})) t \\ &\quad - X_1 \exp(-\sigma_a(K_F^{83})\phi t) \end{aligned} \right\} (6-25)$$

と書ける。ここで、

$$X_1 = A(K_F^{83})_0 - \frac{\sum_f Y(K_F^{83})}{\sigma_a(K_F^{83})}$$

であり、添字“0”は初期値を表わす。

(2) 崩壊形式2



この形式2の微分方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{dB(K_f^{85m})}{dt} &= \sum_f \phi Y(K_f^{85m}) - \lambda(K_f^{85m}) B(K_f^{85m}) \\ \frac{dB(K_f^{85})}{dt} &= \sum_f \phi Y(K_f^{85}) + 0.23 \lambda(K_f^{85m}) B(K_f^{85m}) \\ &\quad - \lambda(K_f^{85}) B(K_f^{85}) - \sigma_a(K_f^{85}) \phi B(K_f^{85}) \\ \frac{dB(K_f^{86})}{dt} &= \sum_f \phi Y(K_f^{86}) + \sigma_a(K_f^{85}) \phi B(K_f^{85}) \end{aligned} \right\} (6-26)$$

と書ける。ここで、

$B(K_f^{85m}) = K_f^{85m}$ の単位体積当りの個数

$B(K_f^{85}) = K_f^{85}$ の単位体積当りの個数

$B(K_f^{86}) = K_f^{86}$ の単位体積当りの個数

$Y(K_f^{85m}) = K_f^{85m}$ の収率

$Y(K_f^{85}) = K_f^{85}$ の収率

$Y(K_f^{86}) = K_f^{86}$ の収率

$\lambda(K_f^{85m}) = K_f^{85m}$ の崩壊定数

$\lambda(K_f^{85}) = K_f^{85}$ の崩壊定数

$\sigma_a(K_f^{85}) = K_f^{85}$ の吸収断面積

である。(6-26)式の解は次のように与えられる。

$$B(K_f^{85m}) = \frac{\sum_f \phi Y(K_f^{85m})}{\lambda(K_f^{85m})} + X_2 \exp(-\lambda(K_f^{85m})t)$$

$$X_2 = B(K_f^{85m})_0 - \frac{\sum_f \phi Y(K_f^{85m})}{\lambda(K_f^{85m})}$$

$$\begin{aligned} B(K_f^{85}) &= \frac{\sum_f \phi}{\lambda(K_f^{85}) + \sigma_a(K_f^{85}) \phi} (0.23 Y(K_f^{85m}) + Y(K_f^{85})) \\ &\quad - \frac{0.23 \lambda(K_f^{85m}) X_2}{\lambda(K_f^{85}) - \lambda(K_f^{85m}) + \sigma_a(K_f^{85}) \phi} \exp(-\lambda(K_f^{85m})t) \\ &\quad + X_3 \exp\{- (\lambda(K_f^{85}) + \sigma_a(K_f^{85}) \phi) t \} \end{aligned}$$

$$X_3 = B (K_f^{85})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda (K_f^{85}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi} (0.23 Y (K_f^{85m}) + Y (K_f^{85}))$$

$$+ \frac{0.23 \lambda (K_f^{85m})}{\lambda (K_f^{85}) - \lambda (K_f^{85m}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi} X_2$$

$$B (K_f^{86}) = X_4 + \frac{\sum_f \sigma_a (K_f^{85}) \phi^2}{\lambda (K_f^{85}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi} (0.23 Y (K_f^{85m}) + Y (K_f^{85})) t$$

$$+ \sum_f \phi Y (K_f^{86}) t + \frac{0.23 X_2}{\lambda (K_f^{85}) - \lambda (K_f^{85m}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi}$$

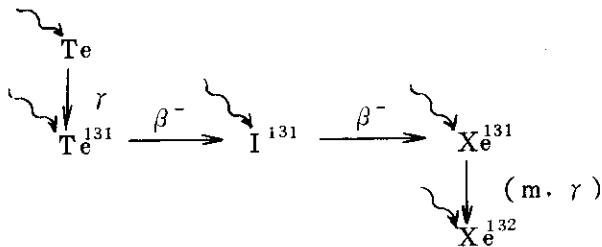
$$\exp(-\lambda (K_f^{85m}) t) - \frac{X_3}{\lambda (K_f^{85}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi}$$

$$\exp\{-(\lambda (K_f^{85}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi) t\}$$

$$X_4 = B (K_f^{86})_0 - \frac{0.23 X_2}{\lambda (K_f^{85}) - \lambda (K_f^{85m}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi} + \frac{X_3}{\lambda (K_f^{85}) + \sigma_a (K_f^{85}) \phi}$$

(6-27)

(3) 形式 3



この形式 3 の微分方程式は次のように書ける。

$$\frac{dC(\text{Te}^{131m})}{dt} = \sum_f \phi Y(\text{Te}^{131m}) - \lambda (\text{Te}^{131m}) C(\text{Te}^{131m})$$

$$\frac{dC(\text{Te}^{131})}{dt} = \sum_f \phi Y(\text{Te}^{131}) + \lambda (\text{Te}^{131m}) C(\text{Te}^{131m}) - \lambda (\text{Te}^{131}) C(\text{Te}^{131})$$

$$\frac{dC(\text{I}^{131})}{dt} = \sum_f \phi Y(\text{I}^{131}) + \lambda (\text{Te}^{131}) C(\text{Te}^{131}) - \lambda (\text{I}^{131}) C(\text{I}^{131})$$

$$\frac{dC(\text{Xe}^{131})}{dt} = \sum_f \phi Y(\text{Xe}^{131}) + \lambda (\text{I}^{131}) C(\text{I}^{131}) - \sigma_a (\text{Xe}^{131}) \phi C(\text{Xe}^{131})$$

$$\frac{dC(\text{Xe}^{132})}{dt} = \sum_f \phi Y(\text{Xe}^{132}) + \sigma_a (\text{Xe}^{131}) \phi C(\text{Xe}^{131}) \quad (6-28)$$

ここで、

$$C(Te^{131m}) = Te^{131} \text{ の単位体積当りの個数}$$

$$C(Te^{131}) = Te^{131} \text{ の単位体積当りの個数}$$

$$C(I^{131}) = I^{131} \text{ の単位体積当りの個数}$$

$$C(Xe^{131}) = Xe^{131} \text{ の単位体積当りの個数}$$

$$C(Xe^{132}) = Xe^{132} \text{ の単位体積当りの個数}$$

$$Y(Te^{131m}) = Te^{131} \text{ の収率}$$

$$Y(Te^{131}) = Te^{131} \text{ の収率}$$

$$Y(I^{131}) = I^{131} \text{ の収率}$$

$$Y(Xe^{131}) = Xe^{131} \text{ の収率}$$

$$Y(Xe^{132}) = Xe^{132} \text{ の収率}$$

$$\lambda(Te^{131m}) = Te^{131} \text{ の崩壊定数}$$

$$\lambda(Te^{131}) = Te^{131} \text{ の崩壊定数}$$

$$\lambda(I^{131}) = I^{131} \text{ の崩壊定数}$$

$$\sigma(Xe^{131}) = Xe^{131} \text{ の吸収断面積}$$

である。(6-28)式の解は次のように与えられる。

$$C(Te^{131m}) = \frac{\sum_f \phi Y(Te^{131m})}{\lambda(Te^{131m})} + X_5 \exp(-\lambda(Te^{131m})t)$$

$$X_5 = C(Te^{131m})_0 - \frac{\sum_f \phi Y(Te^{131m})}{\lambda(Te^{131m})}$$

$$\begin{aligned} C(Te^{131}) &= \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Te^{131})} (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131})) \\ &\quad + \frac{\lambda(Te^{131m})}{\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m})} X_5 \exp(-\lambda(Te^{131m})t) \\ &\quad + X_6 \exp(-\lambda(Te^{131})t) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} X_6 &= C(Te^{131})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Te^{131})} (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131})) \\ &\quad - \frac{\lambda(Te^{131m})}{\lambda(Te^{131m}) - \lambda(Te^{131})} X_5 \end{aligned}$$

$$C(I^{131}) = \frac{\sum_f \phi}{\lambda(I^{131})} (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131}) + Y(I^{131}))$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\lambda(Te^{131m}) \lambda(Te^{131}) X_5}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m}))} \exp(-\lambda(Te^{131m})t) \\
 & + \frac{\lambda(Te^{131})}{\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131})} X_6 \exp(-\lambda(Te^{131})t) \\
 & + X_7 \exp(-\lambda(I^{131})t)
 \end{aligned}$$

$$X_7 = C(I^{131})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda(I^{131})} (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131}) + Y(I^{131}))$$

$$- \frac{\lambda(Te^{131m}) \lambda(Te^{131}) X_5}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m}))}$$

$$- \frac{\lambda(Te^{131})}{\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131})} X_6$$

$$C(Xe^{131}) = \frac{\sum_f}{\sigma_a(Xe^{131})} (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131}) + Y(I^{131}) + Y(Xe^{131}))$$

$$+ \frac{\lambda(Te^{131m}) \lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) X_5}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131m}))}$$

$$\exp(-\lambda(Te^{131m})t)$$

$$+ \frac{\lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) X_6}{(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131}))} \exp(-\lambda(Te^{131})t)$$

$$+ \frac{\lambda(I^{131}) X_7}{\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(I^{131})} \exp(-\lambda(I^{131})t) + X_8 \exp(-\sigma_a(Xe^{131}) \phi t)$$

$$X_8 = C(Xe^{131})_0 - \frac{\sum_f}{\sigma_a(Xe^{131})} (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131}) + Y(I^{131}) + Y(Xe^{131}))$$

$$- \frac{\lambda(Te^{131m}) \lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) X_5}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131m}))}$$

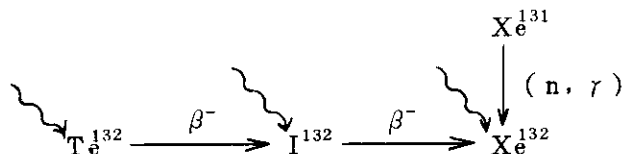
$$- \frac{\lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) X_6}{(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131}))}$$

$$- \frac{\lambda(I^{131})}{\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(I^{131})} X_7$$

$$C(Xe^{132}) = X_9 + \sum_f \phi (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131}) + Y(I^{131}) + Y(Xe^{131}) + Y(Xe^{132})) t$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{\lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) \sigma_a(Xe^{131}) \phi X_5}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131m}))} \\
 & \exp(-\lambda(Te^{131m}) t) \\
 & - \frac{\lambda(I^{131}) \sigma_a(Xe^{131}) \phi X_6}{(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131}))} \exp(-\lambda(Te^{131}) t) \\
 & - \frac{\sigma_a(Xe^{131}) \phi}{\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(I^{131})} X_7 \exp(-\lambda(I^{131}) t) \\
 & - X_8 \exp(-\sigma_a(Xe^{131}) \phi t) \\
 X_9 = & C(Xe^{132})_0 + \frac{\lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) \sigma_a(Xe^{131}) \phi X_2}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131m}))} \\
 & + \frac{\lambda(I^{131}) \sigma_a(Xe^{131}) \phi X_6}{(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131}))(\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131}))} \\
 & + \frac{\sigma_a(Xe^{131}) \phi X_7}{\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(I^{131})} + X_8 \quad (6-29)
 \end{aligned}$$

(4) 形式 4



この形式 4 の微分方程式は

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{dD(Te^{132})}{dt} &= \sum_r \phi Y(Te^{132}) - \lambda(Te^{132}) D(Te^{132}) \\
 \frac{dD(I^{132})}{dt} &= \sum_r \phi Y(I^{132}) + \lambda(Te^{132}) D(Te^{132}) - \lambda(I^{132}) D(I^{132}) \\
 \frac{dD(Xe^{132})}{dt} &= \sum_r \phi Y(Xe^{132}) + \lambda(I^{132}) D(I^{132}) + \sigma_a(Xe^{131}) \phi C(Xe^{131})
 \end{aligned} \right\} (6-30)$$

と書ける。ここで、

$D(Te^{132}) = Te^{132}$ の単位体積当りの個数

$D(I^{132}) = I^{132}$ の単位体積当りの個数

- $D(Xe^{132}) = Xe^{132}$ の単位体積当りの個数
 $Y(Te^{132}) = Te^{132}$ の収率
 $Y(I^{132}) = I^{132}$ の収率
 $Y(Xe^{132}) = Xe^{132}$ の収率
 $\lambda(Te^{132}) = Te^{132}$ の崩壊定数
 $\lambda(I^{132}) = I^{132}$ の崩壊定数

である。(6-30)式の解は次のようになる。

$$D(Te^{132}) = \frac{\sum_f \phi Y(Te^{132})}{\lambda(Te^{132})} + X_{10} \exp(-\lambda(Te^{132})t)$$

$$X_{10} = D(Te^{132})_0 - \frac{\sum_f \phi Y(Te^{132})}{\lambda(Te^{132})}$$

$$\begin{aligned}
 D(I^{132}) &= \frac{\sum_f \phi}{\lambda(I^{132})} (Y(Te^{132}) + Y(I^{132})) \\
 &+ \frac{\lambda(Te^{132})}{\lambda(I^{132}) - \lambda(Te^{132})} X_{10} \exp(-\lambda(Te^{132})t) \\
 &+ X_{11} \exp(-\lambda(I^{132})t)
 \end{aligned}$$

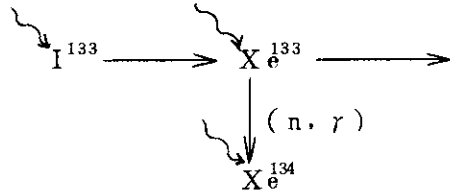
$$X_{11} = D(I^{132})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda(I^{132})} (Y(Te^{132}) + Y(I^{132})) - \frac{\lambda(Te^{132})X_{10}}{\lambda(I^{132}) - \lambda(Te^{132})}$$

$$\begin{aligned}
 D(Xe^{132}) &= X_{12} + \sum_f \phi (Y(Te^{132}) + Y(I^{132}) + Y(Xe^{132})) t \\
 &- \frac{\lambda(Te^{132})}{\lambda(I^{132}) - \lambda(Te^{132})} X_{10} \exp(-\lambda(Te^{132})t) \\
 &- X_{11} \exp(-\lambda(I^{132})t) \\
 &+ \sum_f \phi (Y(Te^{131m}) + Y(Te^{131}) + Y(I^{131}) + Y(Xe^{131})) t \\
 &- \frac{\sigma_a(Xe^{131}) \phi \lambda(Te^{131}) \lambda(I^{131}) X_5}{(\lambda(Te^{131}) - \lambda(Te^{131m})) (\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131m})) (\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131m}))} \\
 &\exp(-\lambda(Te^{131m})t) \\
 &- \frac{\sigma_a(Xe^{131}) \phi \lambda(I^{131}) \times 6}{(\lambda(I^{131}) - \lambda(Te^{131})) (\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(Te^{131}))} \exp(-\lambda(Te^{131})t) \\
 &- \frac{\sigma_a(Xe^{131}) \phi X_7}{\sigma_a(Xe^{131}) \phi - \lambda(I^{131})} \exp(-\lambda(I^{131})t) - X_8 \exp(-\sigma_a(Xe^{131}) \phi t)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 X_{12} = & D (Xe^{132})_0 + \frac{\lambda T_e^{132}}{\lambda(I^{132}) - \lambda(T_e^{132})} X_{10} + X_{11} + X_8 \\
 & + \frac{\sigma_a(Xe^{131})\phi X_7}{\sigma_a(Xe^{131})\phi - \lambda(I^{131})} + \frac{\sigma_a(Xe^{131})\phi \lambda(I^{131}) X_6}{(\lambda(I^{131}) - \lambda(T_e^{131}))(\sigma_a(Xe^{131})\phi - \lambda(T_e^{131}))} \\
 & + \frac{\sigma_a(Xe^{131})\phi \lambda(T_e^{131}) \lambda(I^{131}) X_5}{(\lambda(T_e^{131}) - \lambda(T_e^{131m}))(\lambda(I^{131}) - \lambda(T_e^{131m}))(\sigma_a(Xe^{131})\phi - \lambda(T_e^{131m}))}
 \end{aligned}$$

(6-31)

(5) 形式 5



この形式 5 の微分方程式は次のように書ける。

$$\begin{aligned}
 \frac{dE(I^{133})}{dt} &= \sum_f \phi Y(I^{133}) - \lambda(I^{133}) E(I^{133}) \\
 \frac{dE(Xe^{133})}{dt} &= \sum_f \phi Y(Xe^{133}) + \lambda(I^{133}) E(I^{133}) - (\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133})\phi) E(Xe^{133}) \\
 \frac{dE(Xe^{134})}{dt} &= \sum_f \phi Y(Xe^{134}) + \sigma_a(Xe^{133})\phi E(Xe^{133})
 \end{aligned}$$

(6-32)

ここで、

- $E(I^{133}) = I^{133}$ の単位体積当りの個数
- $E(Xe^{133}) = Xe^{133}$ の単位体積当りの個数
- $E(Xe^{134}) = Xe^{134}$ の単位体積当りの個数
- $Y(I^{133}) = I^{133}$ の収率
- $Y(Xe^{133}) = Xe^{133}$ の収率
- $Y(Xe^{134}) = Xe^{134}$ の収率
- $\lambda(I^{133}) = I^{133}$ の崩壊定数
- $\lambda(Xe^{133}) = Xe^{133}$ の崩壊定数
- $\sigma_a(Xe^{133}) = Xe^{133}$ の吸収断面積

である。(6-32) 式の解は次のように与えられる。

$$E(I^{133}) = \frac{\sum_f \phi Y(I^{133})}{\lambda(I^{133})} + X_{13} \exp(-\lambda(I^{133})t)$$

$$X_{13} = E(I^{133})_0 \frac{\sum_f \phi Y(I^{133})}{\lambda(I^{133})}$$

$$E(Xe^{133}) = \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi} (Y(I^{133}) + Y(Xe^{133}))$$

$$+ \frac{\lambda(I^{133}) X_{13}}{\lambda(Xe^{133}) - \lambda(I^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi} \exp(-\lambda(I^{133})t)$$

$$+ X_{14} \exp\{-(\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi)t\}$$

$$X_{14} = E(Xe^{133})_0 \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi} (Y(I^{133}) + Y(Xe^{133}))$$

$$- \frac{\lambda(I^{133}) X_{13}}{\lambda(Xe^{133}) - \lambda(I^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi}$$

$$E(Xe^{134}) = X_{15} + \sum_f \phi \left(\frac{\sigma_a(Xe^{133}) \phi}{\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi} (Y(I^{133}) + Y(Xe^{133})) + Y(Xe^{134}) \right) t$$

$$- \frac{\sigma_a(Xe^{133}) \phi X_{13}}{\lambda(Xe^{133}) - \lambda(I^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi} \exp(-\lambda(I^{133})t)$$

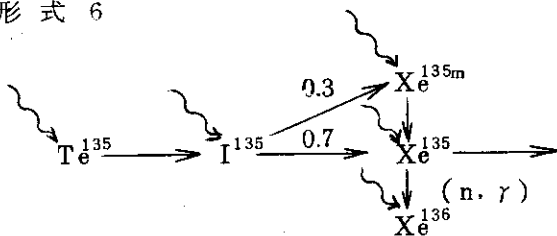
$$- \frac{\sigma_a(Xe^{133}) \phi}{\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi} X_{14} \exp\{-(\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi)t\}$$

$$X_{15} = E(Xe^{134})_0 + \frac{\sigma_a(Xe^{133}) \phi X_{13}}{\lambda(Xe^{133}) - \lambda(I^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi}$$

$$+ \frac{\sigma_a(Xe^{133}) \phi X_{14}}{\lambda(Xe^{133}) + \sigma_a(Xe^{133}) \phi}$$

(6-33)

(6) 形式 6



この形式6の微分方程式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{dF(\text{Te}^{135})}{dt} &= \sum_f \phi Y(\text{Te}^{135}) - \lambda(\text{Te}^{135}) F(\text{Te}^{135}) \\ \frac{dF(\text{I}^{135})}{dt} &= \sum_f \phi Y(\text{I}^{135}) + \lambda(\text{Te}^{135}) F(\text{Te}^{135}) - \lambda(\text{I}^{135}) F(\text{I}^{135}) \\ \frac{dF(\text{Xe}^{135})}{dt} &= \sum_f \phi Y(\text{Xe}^{135m}) + 0.3 \lambda(\text{I}^{135}) - \lambda(\text{Xe}^{135m}) F(\text{Xe}^{135m}) \\ \frac{dF(\text{Xe}^{135})}{dt} &= \sum_f \phi Y(\text{Xe}^{135}) + 0.7 \lambda(\text{I}^{135}) F(\text{I}^{135}) - \lambda(\text{Xe}^{135}) F(\text{Xe}^{135}) \\ &\quad - \sigma_a(\text{Xe}^{135}) \phi F(\text{Xe}^{135}) + \lambda(\text{Xe}^{135m}) F(\text{Xe}^{135m}) \\ \frac{dF(\text{Xe}^{136})}{dt} &= \sum_f \phi Y(\text{Xe}^{136}) + \sigma_a(\text{Xe}^{135}) \phi F(\text{Xe}^{135}) \end{aligned}$$

(6-34)

ここで、

- $F(\text{Te}^{135}) = \text{Te}^{135}$ の単位体積当りの個数
- $F(\text{I}^{135}) = \text{I}^{135}$ の単位体積当りの個数
- $F(\text{Xe}^{135m}) = \text{Xe}^{135m}$ の単位体積当りの個数
- $F(\text{Xe}^{135}) = \text{Xe}^{135}$ の単位体積当りの個数
- $F(\text{Xe}^{136}) = \text{Xe}^{136}$ の単位体積当りの個数
- $Y(\text{Te}^{135}) = \text{Te}^{135}$ の収率
- $Y(\text{I}^{135}) = \text{I}^{135}$ の収率
- $Y(\text{Xe}^{135m}) = \text{Xe}^{135m}$ の収率
- $Y(\text{Xe}^{135}) = \text{Xe}^{135}$ の収率
- $Y(\text{Xe}^{136}) = \text{Xe}^{136}$ の収率
- $\lambda(\text{Te}^{135}) = \text{Te}^{135}$ の崩壊定数
- $\lambda(\text{I}^{135}) = \text{I}^{135}$ の崩壊定数
- $\lambda(\text{Xe}^{135m}) = \text{Xe}^{135m}$ の崩壊定数
- $\lambda(\text{Xe}^{135}) = \text{Xe}^{135}$ の崩壊定数
- $\sigma(\text{Xe}^{135}) = \text{Xe}^{135}$ の吸収断面積

である。(6-34)式の解は次のように与えられる。

$$F(\text{Te}^{135}) = \frac{\sum_f \phi Y(\text{Te}^{135})}{\lambda(\text{Te}^{135})} + X_{16} \exp(-\lambda(\text{Te}^{135})t)$$

$$X_{16} = F(\text{Te}^{135})_0 - \frac{\sum_f \phi Y(\text{Te}^{135})}{\lambda(\text{Te}^{135})}$$

$$F(I^{135}) = \frac{\sum_f \phi}{\lambda(I^{135})} (Y(Te^{135}) + Y(I^{135}))$$

$$+ \frac{\lambda(Te^{135})}{\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135})} X_{16} \exp(-\lambda(Te^{135})t)$$

$$+ X_{17} \exp(-\lambda(I^{135})t)$$

$$X_{17} = F(I^{135})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda(I^{135})} (Y(Te^{135}) + Y(I^{135})) - \frac{\lambda(Te^{135}) X_{16}}{\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135})}$$

$$F(Xe^{135m}) = \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Xe^{135m})} (0.3Y(Te^{135}) + Y(I^{135}) + Y(Xe^{135m}))$$

$$+ \frac{0.3 \lambda(Te^{135}) \lambda(I^{135}) X_{16}}{(\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135}))(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(Te^{135}))} \exp(-\lambda(Te^{135})t)$$

$$+ \frac{0.3 \lambda(I^{135})}{(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(I^{135}))} X_{17} \exp(-\lambda(I^{135})t)$$

$$+ X_{18} \exp(-\lambda(Xe^{135m})t)$$

$$X_{18} = F(Xe^{135m})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Xe^{135m})} (0.3Y(Te^{135}) + Y(I^{135}) + Y(Xe^{135m}))$$

$$- \frac{0.3 \lambda(Te^{135}) \lambda(I^{135}) X_{16}}{\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135}))(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(Te^{135}))}$$

$$- \frac{0.3 \lambda(I^{135})}{\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(I^{135})} X_{17}$$

$$F(Xe^{135}) = \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} (Y(Te^{135}) + Y(I^{135}) + Y(Xe^{135m}) + Y(Xe^{135}))$$

$$+ \frac{\lambda(Te^{135}) \lambda(I^{135}) \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(Te^{135}) \} X_{16}}{(\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135}))(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(Te^{135}))(\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Te^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)}$$

$$+ \exp \{ -\lambda(Te^{135})t \}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\lambda(I^{135}) \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(I^{135}) \} X_{17}}{(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(I^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(I^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)} \exp(-\lambda(I^{135})t) \\
 & + \frac{\lambda(Xe^{135m}) X_{18}}{\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Xe^{135m}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} \exp(-\lambda(Xe^{135m})t) \\
 & + X_{19} \exp \{ -(\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi) t \} \\
 X_{19} = & F(Xe^{135})_0 - \frac{\sum_f \phi}{\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} (Y(Te^{135}) + Y(I^{135}) + Y(Xe^{135m}) + Y(Xe^{135})) \\
 & - \frac{\lambda(Te^{135}) \lambda(I^{135}) \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(Te^{135}) \} X_6}{(\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135})) (\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(Te^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Te^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)} \\
 & - \frac{\lambda(I^{135}) \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(I^{135}) \} X_{17}}{(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(I^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(I^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)} \\
 & - \frac{\lambda(Xe^{135m}) X_{18}}{\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Xe^{135m}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} \\
 F(Xe^{136}) = & X_{20} + \frac{\sum_f \phi^2 \sigma_a(Xe^{135})}{\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} (Y(Te^{135}) + Y(I^{135}) + Y(Xe^{135m}) + Y(Xe^{135})) t \\
 & + \sum_f \phi Y(Xe^{136}) t \\
 & - \frac{\sigma_a(Xe^{135}) \phi \lambda(I^{135}) \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(Te^{135}) \} X_{16}}{(\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135})) (\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(Te^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Te^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)} \\
 & \times \exp \{ -\lambda(Te^{135}) t \} \\
 & - \frac{\sigma_a(Xe^{135}) \phi \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(I^{135}) \} X_{17}}{(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(I^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(I^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)} \exp(-\lambda(I^{135})t) \\
 & - \frac{X_{18}}{\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Xe^{135m}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} \exp(-\lambda(Xe^{135m})t) \\
 & - \frac{\sigma_a(Xe^{135}) \phi X_{19}}{\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} \exp \{ -(\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi) t \} \\
 X_{20} = & F(Xe^{136})_0 + \frac{\sigma_a(Xe^{135}) \phi \lambda(I^{135}) \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(Te^{135}) \} X_{16}}{(\lambda(I^{135}) - \lambda(Te^{135})) (\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(Te^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Te^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)} \\
 & + \frac{\sigma_a(Xe^{135}) \phi \{ \lambda(Xe^{135m}) - 0.7 \lambda(I^{135}) \} X_{17}}{(\lambda(Xe^{135m}) - \lambda(I^{135})) (\lambda(Xe^{135}) - \lambda(I^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{X_{18}}{\lambda(Xe^{135}) - \lambda(Xe^{135m}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi} \\
 & + \frac{\sigma_a(Xe^{135}) \phi X_{19}}{\lambda(Xe^{135}) + \sigma_a(Xe^{135}) \phi}
 \end{aligned}$$

(6 - 3 5)

3.7 被覆管の酸化量 (サブコード OXIDE)

3.7.1 基本方程式

過渡時の燃料挙動の中でも被覆管の酸化状態を評価することは被覆管の強度との関係上重要な項目の一つである。本サブコードでは被覆管の酸化による重量増加，酸化膜厚，および酸化膜+安定化 α 相の厚さを被覆管の過渡温度履歴に応じて計算する。

通常，ジルカロイ-水蒸気反応はLOCA条件下で等温酸化試験を行うことにより研究されている。本コードでは上記試験の結果が過渡状態に対しても適用できると仮定して下記の式，すなわち放物線則を用いる。

$$W^2 = k_w t \quad (7-1)$$

$$\delta^2 = k_\delta t \quad (7-2)$$

$$\xi^2 = k_\xi t \quad (7-3)$$

ここで，

W = 重量増加

δ = 酸化膜厚

ξ = 酸化膜+安定化 α 相の厚さ (μm)

t = 温度 T に保持されている時間 (sec)

であり，重量増加，酸化膜厚，および酸化膜+安定化 α 相の厚さのそれぞれに対する反応速度定数 k_w ， k_δ ，および k_ξ は次式で与えられる。

$$k_w = k_{w_0} \exp(-Q_w / RT) \quad (7-4)$$

$$k_\delta = k_{\delta_0} \exp(-Q_\delta / RT) \quad (7-5)$$

$$k_\xi = k_{\xi_0} \exp(-Q_\xi / RT) \quad (7-6)$$

ここで，

R = ガス定数 ($= 1.9863 \times 10^{-3} \text{ kcal/mol}^\circ\text{K}$)

T = 被覆管温度 ($^\circ\text{K}$)

であり，各定数 k_{w_0} ， k_{δ_0} ， k_{ξ_0} ，および活性化エネルギー Q_w ， Q_δ ， Q_ξ は実験により決定されるものである。本コードは Table 3.3 に示されているデータを内蔵しており，必要に応じてデータ・セットを選択することができる。

Table 3.3 反応速度定数と活性化エネルギー

データ・セット名	Q_w	k_{w_0}	Q_δ	k_{δ_0}	Q_ξ	k_{ξ_0}	オプション番号
J A E R I	40.7	0.468	35.9	2.15×10^6	39.0	3.06×10^7	1
O R N L	39.9	0.181	35.9	1.13×10^6	41.7	3.41×10^7	2
K F K	41.7	0.262	40.2	3.91×10^6	43.9	8.30×10^7	3
M A P I	38.0	0.208	39.7	9.60×10^6	48.4	9.10×10^7	4
N R I M	37.1	0.141	37.3	4.61×10^6	37.6	2.65×10^7	5

3.7.2 計算方法

NSR-77のサブルーチンHEATR Nで計算した温度分布 T_{ij} (i = 半径方向ノード番号, j = 軸方向ノード番号)を用いて軸方向ノード j での被覆管の平均温度 T_j を計算し,これを(7-4)~(7-6)式における T として用いる。この T_j がある定められた温度 T_{ref} よりも大きい時,以下の手順に従って計算を行う。

$t - \Delta t \sim t$ までの Δt 間は T_j が一定であると仮定して,次式によりこの時間ステップにおける反応速度定数を計算する。

$$k_{w_j} = k_{w_0} \left(-Q_w / R \bar{T}_j \right) \quad (7-7)$$

$$k_{\delta_j} = k_{\delta_0} \left(-Q_\delta / R \bar{T}_j \right) \quad (7-8)$$

$$k_{\xi_j} = k_{\xi_0} \left(-Q_\xi / R \bar{T}_j \right) \quad (7-9)$$

次に上式で計算された反応速度上数を用いて Δt 間の増分

$$W_{\Delta t_j}^2 = k_{w_j} \Delta t \quad (7-10)$$

$$\delta_{\Delta t_j}^2 = k_{\delta_j} \Delta t \quad (7-11)$$

$$\xi_{\Delta t_j}^2 = k_{\xi_j} \Delta t \quad (7-12)$$

を計算する。最後に,上式で計算された値に,前時間ステップまでの積算値, W_{o_j} , δ_{o_j} , および ξ_{o_j} を加え,次式によりこの時間ステップでの値を計算する。

$$W_j = \sqrt{W_{o_j}^2 + W_{\Delta t_j}^2} \quad (7-13)$$

$$\delta_j = \sqrt{\delta_{o_j}^2 + \delta_{\Delta t_j}^2} \quad (7-14)$$

$$\xi_j = \sqrt{\xi_{o_j}^2 + \xi_{\Delta t_j}^2} \quad (7-15)$$

以上の計算を各ノード($j = 1 \sim j_{max}$)に対して行う。(7-13)式の重量増加の値は単位面積当りで計算されているので各軸方向ノードにおける全重量増加を次式で求める。

$$W_{totj} = 2 \pi r_j \Delta Z_j W_j \quad (7-16)$$

ここで、

r_j = ノード j における被覆管の半径 (cm)

ΔZ_j = ノード j の長さ (cm)

4. 計 算 例

4.1 反応度事故時の燃料挙動解析例

NSR-77の計算例として、反応度事故時の燃料挙動の解析例を示す。ここに示した解析例は、NSRRにおける標準試験燃料⁽⁴⁰⁾の実験に関するものである。

NSRR実験は、試験燃料にパルス状の高い中性子束を与えることによって、反応度事故時の過渡的発熱状態を模擬し、試験燃料を破損に到らしめることにより、燃料破損現象を究明しようというものである。NSRR炉心の概略図をFig. 4.1に主要諸元⁽⁴¹⁾をTable 4.1に示す。

NSRRのパルス出力は、3本のトランジェント棒を急速に引抜くことによって発生させる。3本のトランジェント棒によって最高約4.7\$の反応度を印加することができる。パルス出力の発生に伴って炉心のU-Zr_H燃料の温度が上昇し、それによって減速能力が低下するために大きな自己抑制効果が誘起され、炉出力は急速に低下する(Fig. 4.2)。

このようなパルス出力を用いて試験燃料を照射する実験孔は、フラックス・トラップになっており、この中に挿入される試験燃料は、炉心燃料に比べて数倍高い中性子束が与えられる。したがって、炉心燃料を破損させることなく試験燃料を破損させることができる。実験の具体的な目的は、反応度事故時の燃料の破損しきい値、破損機構、破損の伝播および破壊力の発生・伝播を解明することにある。

NSRR実験では、軽水動力炉一般に対する普遍性のある現象を把握するために、標準的な試験燃料(PWRと同径寸法、Zry-4被覆管、10%濃縮、大気圧ヘリウム封入)を製作し実験に用いている。実験条件を模擬するために、この標準試験燃料を若干変更し、濃縮度、燃料内圧、ギャップ巾等燃料設計パラメータの相違による破損しきい値に及ぼす影響等が調べられている。また、冷却水のサブクーリング、冷却水流速等冷却条件をパラメータとした実験も巾広く実施されている。なお、標準試験燃料の概略をFig. 4.3およびTable 4.2に示す。

これらの実験から標準試験燃料の実験解析を行い、実験結果との照合により、NSR-77コードのモデルの妥当性を検討する。

Fig. 4.4は標準試験燃料実験における被覆管表面の最高温度の測定値と計算値を比較して示した図である。この図に見られるように、発熱量が140 cal/g・UO₂近傍から、被覆管表面最高温度は急激に高くなっていき、260 cal/g・UO₂近傍においてZry-4の熔融点にほぼ達する。発熱量が140 cal/g・UO₂近傍になって被覆管表面温度が急激に上昇する理由は、それまでは被覆管表面が核沸騰熱伝達により冷却されるのに対して、発熱量がそれ以上になると被覆管表面の熱流束が極大熱流束点を超えて膜沸騰熱伝達に移行するためである。図に示した被覆管表面温度は熱電対(Pt-Pt 13% Rh 0.2 mm または0.3 mm 直径)によって測定されたものであるが、NSR-77の計算値は測定値と発熱量の全域にわたってよく一致している。

Fig. 4.5は標準試験燃料実験において得た被覆管表面温度の測定値と計算値を比較して示した図である。測定値は熱電対のフィン冷却による温度降下分を補正して図示した。NSR-77

の計算値と測定値は最高温度および時間変化ともに良く一致している。

Fig. 4.6 は照射後試験において得られた被覆管の永久変形量の測定値とNSR-77の計算値を比較した図である。被覆管の変形量は場所によって変化し、測定値にかなりバラツキが見られる。これは UO_2 ペレットのクラックによる局所的な接触に深く関連しているものと考えられる。NSR-77のモデルではクラックによる局所的な偏心を取扱えないので厳密にはいえないが、平均的にはNSR-77の計算値は測定値と良く一致している。

NSR-77の計算値と測定値の比較は、ここに示した以外にも UO_2 ペレットの中心温度および酸化膜厚さ等についても行ったが、両者は測定精度の範囲内において良く一致した。これらの照合によりNSR-77の計算モデルの妥当性は十分確認できたものと考えられる。

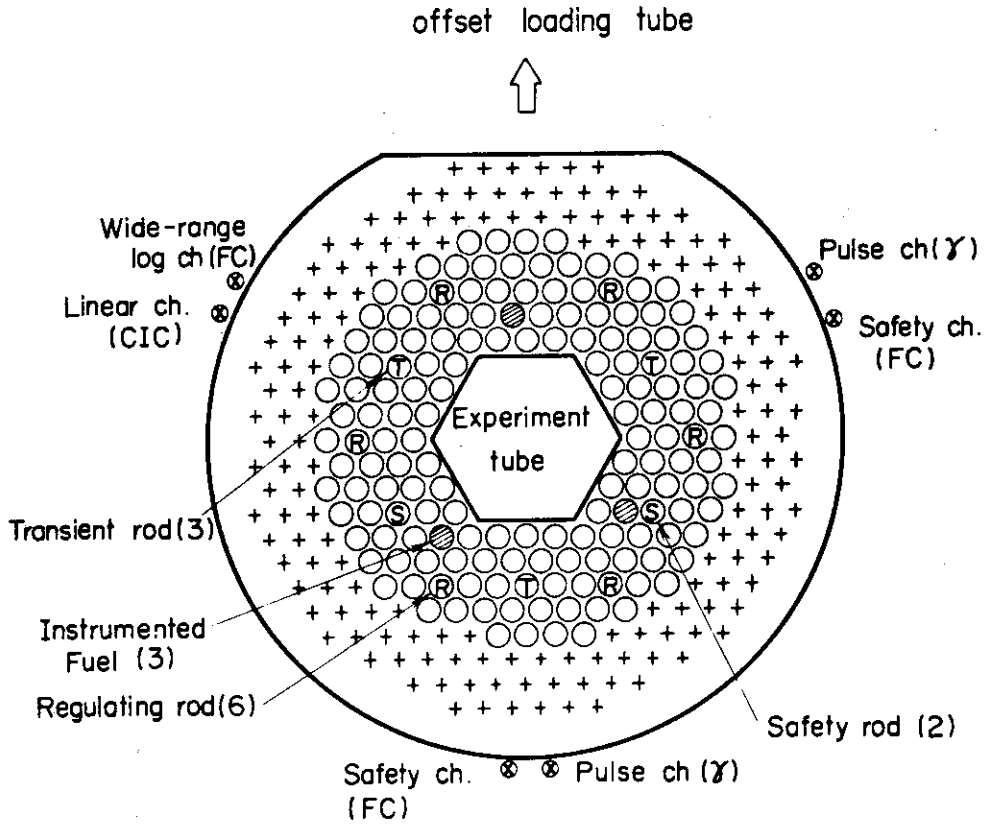


Fig. 4.1 NSRR Core Configuration

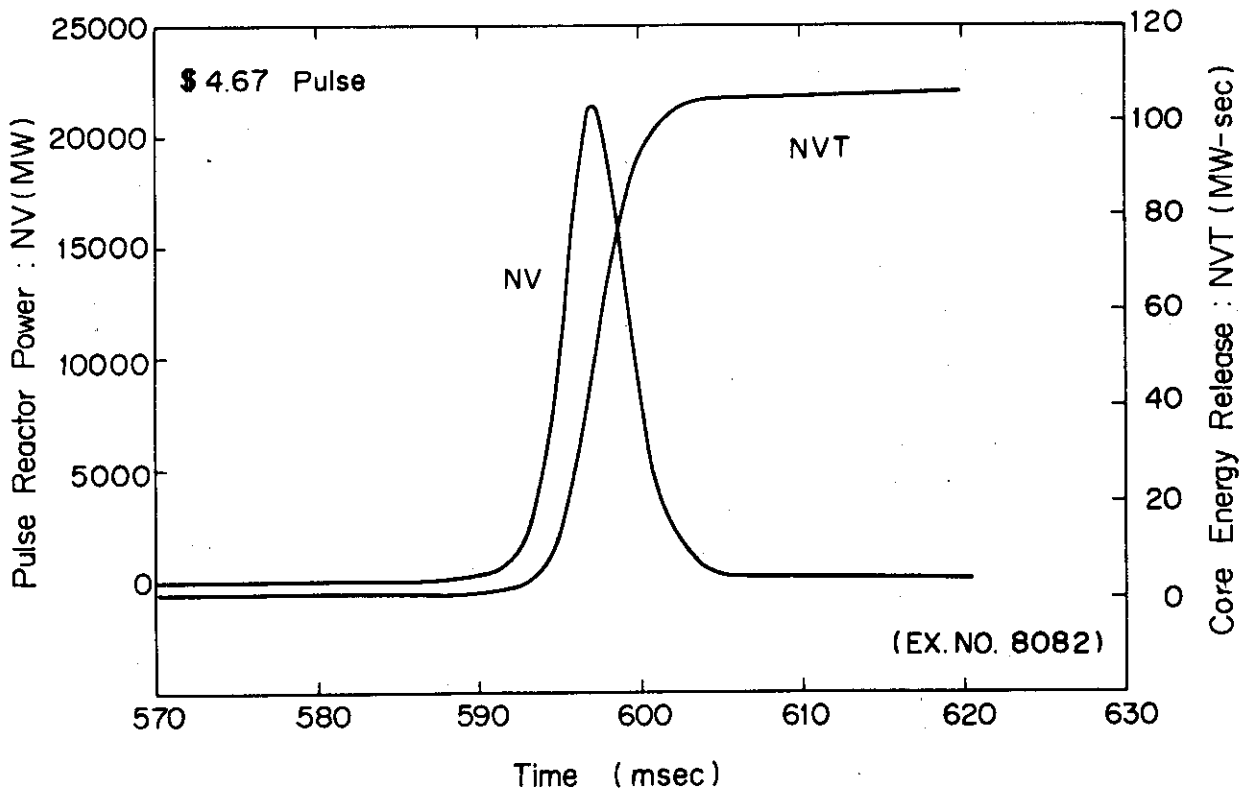


Fig. 4.2 Reactor Power Behavior of NSRR

Table 4.1 Characteristics of NSRR

(1) <u>Reactor Type;</u>	Modified TRIGA-ACPR (Annular Core Pulse Reactor)
(2) <u>Reactor Vessel;</u>	3.6 ^m (wide) × 4.5 ^m (long) × 9 ^m (deep) open pool
(3) <u>Fuel;</u>	
	Fuel type 12 wt% U-ZrH fuel
	Fuel enrichment 20 wt% U-235
	Clad material Stainless steel
	Fuel diameter 3.56 cm
	Clad diameter 3.76 cm O.D.
	Length of fuel section 38 cm
	Number of fuel rods 157 (including 8 fuel-followered control rods)
	Equivalent core diameter 62 cm
(4) <u>Control Rods;</u>	
	Number 8 (including 2 safety rods)
	Type Fuel followed type
	Poison material Natural B ₄ C
	Rod drive Rack and pinion drive
(5) <u>Transient Rods;</u>	
	Number 2 fast transient rods and 1 adjustable transient rod
	Type Air followed type
	Poison material 92% enriched B ₄ C
	Rod drive Fast : Pneumatic
	Adjustable: Rack and pinion & pneumatic
(6) <u>Core Performance;</u>	
a) Steady state operation	
	Steady state power 300 kW
b) Pulse operation	
	Max. peak power 21,100 MW
	Max. burst energy 117 MW-sec
	Max. reactivity insertion 3.4% Δk (\$4.67)
	Min. period 1.13 msec
	Pulse width 4.4 msec (1/2 peak power)
	Neutron life time 30 μsec
(7) <u>Experiment Tube;</u>	
	Inside diameter 22 cm

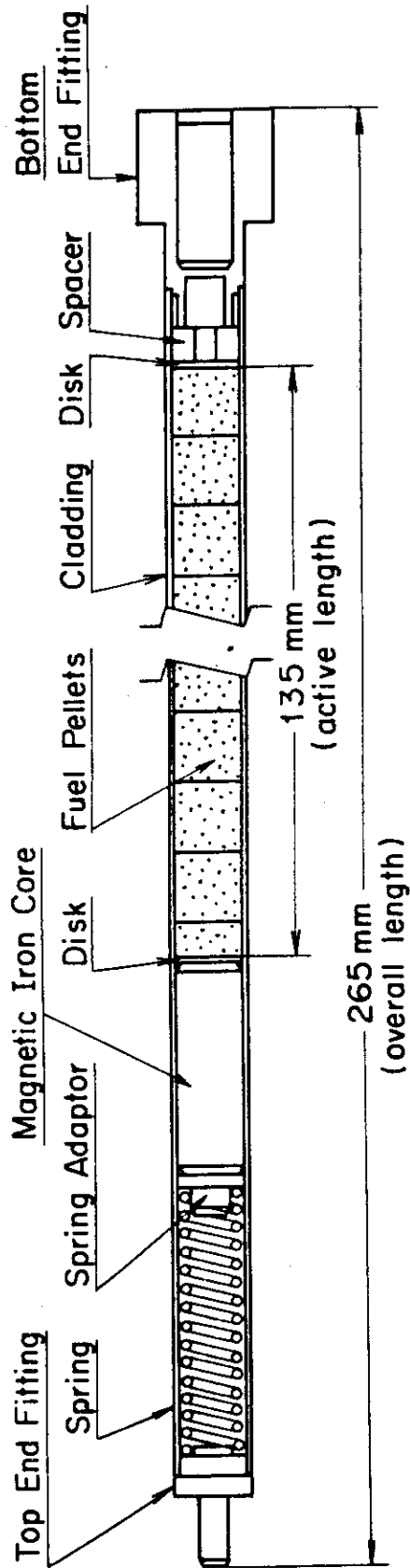


Fig. 4.3 Layout of Standard Test Rod in NSRR Experiment

Table 4.2 Test Fuel Design Summary

UO ₂ Pellet diameter length density enrichment shape	9.29 mm 10 mm 95 % T.D. 5%, 10%, 20% Chamfered
Cladding material thickness	Zircaloy-4 0.62 mm
Fuel Pin diameter gap width	10.72 mm 0.095 mm
Fuel Element total length active length weight of pellets number of pellets plenum gas	265 mm 135 mm 96 g 14 He 1 atm

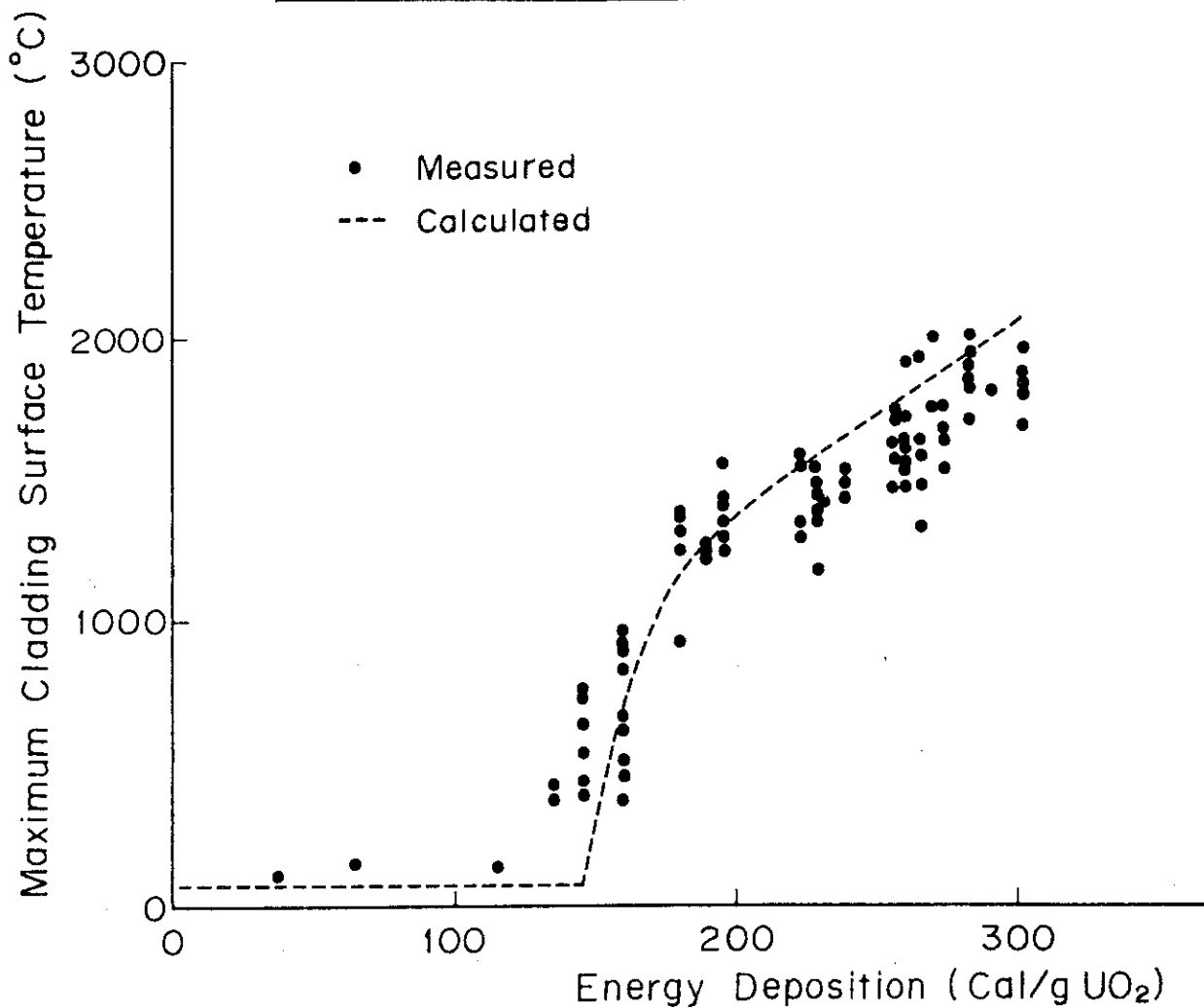


Fig. 4.4 Comparison of Maximum Cladding Temperatures between Calculations and Test Data

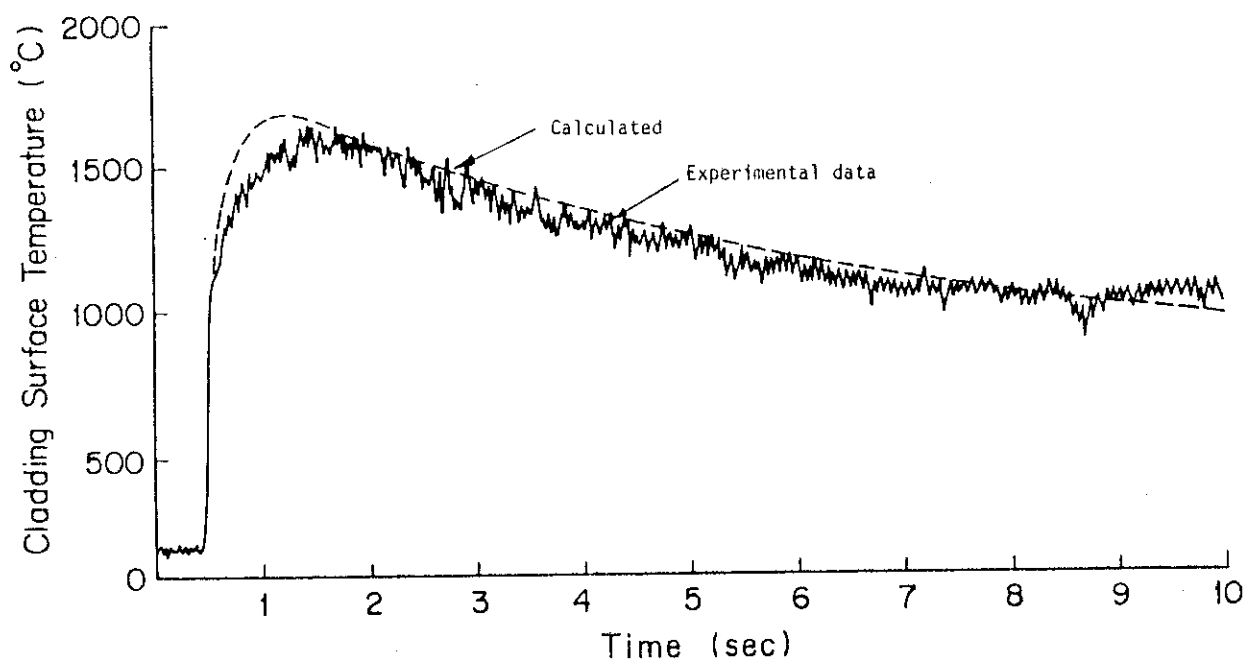


Fig. 4.5 Comparison of the cladding surface temperature rises in energy deposition of about 240 cal/gUO₂

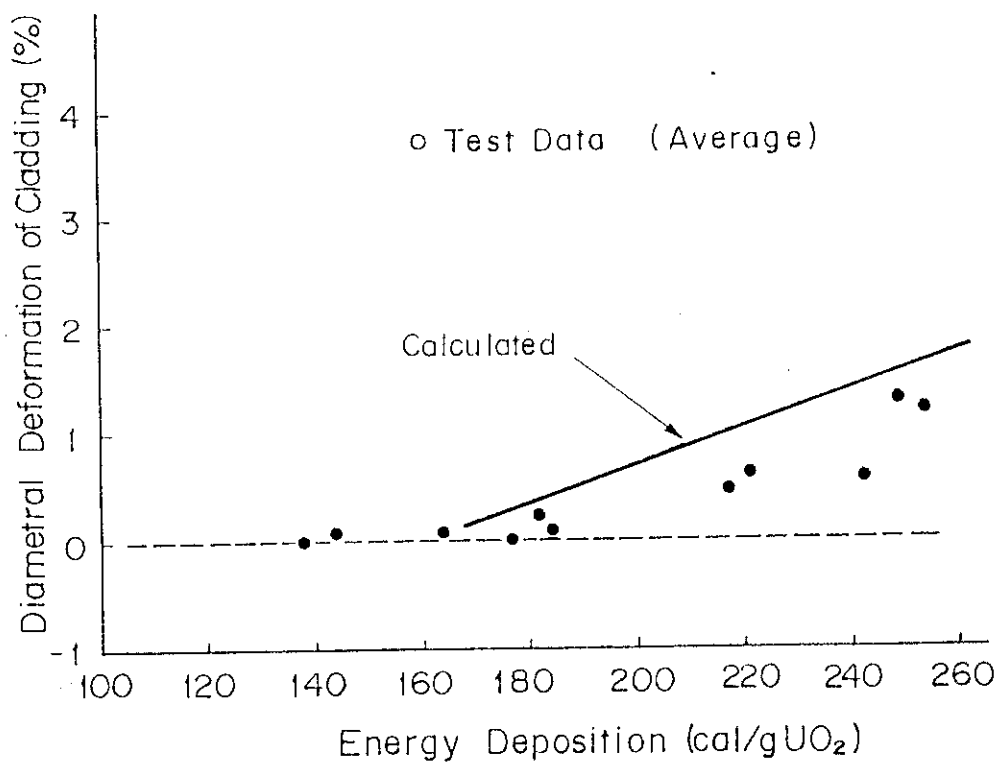


Fig. 4.6 Comparison between calculated cladding diametral strain and test data

5. 結 言

本稿では、主としてNSR-77コードの解析モデルおよび使用方程式等について詳細に述べた。また、解析モデル等コードの妥当性を検証するために行ったRIA時の燃料挙動解析の結果を併せて報告した。反応度事故時の燃料挙動の解析結果から判断して、NSR-77の計算結果はほぼ満足すべきものであると考えられる。しかしながら、本コードの適用範囲は、冷却材の過渡的流動挙動、被覆管の変形等事故時の燃料挙動の複雑さを考えると、必ずしも十分とは言えない。事故時の燃料挙動解析コードとしての機能は一応網羅されているものの、個々のモデルについてのより厳密な検討は今後の課題であると考えられる。

NSR-77の今後の課題としては、まず第一に現象過程において燃料挙動に最も大きな影響を及ぼすと考えられる冷却材の熱流動モデルの開発に力をそそがねばならない。すなわち、燃料挙動解析において最も重要な問題である燃料温度挙動は、被覆管表面からの熱除去の大小によって決められ、熱除去は、また冷却材の流動条件によって決められる熱伝達率に支配されるためである。したがって、熱伝達率を厳密に与えるためには、燃料棒を取巻く冷却材の挙動を正確に評価しなければならない。第二に前述の燃料温度挙動と共に、燃料の破損挙動を把握するために、燃料棒の変形挙動（バルーニング、コラップス、バックリング等）を実際的に解析するための計算モデルを開発する必要がある。特にバルーニングによる被覆管の大変形は、冷却材の流動解析とも関連することから重要な課題であると考えられる。これらの問題以外にも、過渡時のFPガスの挙動や、ペレットのクラック等重要な問題が残されているが、いずれも短期的に解決できるものではなく、今後、実験を進めると共により実際的な解析モデルの開発を進め、段階的に改善していく必要がある。

謝 辞

本コードの開発に当っては、安全工学部次長 石川迪夫氏に種々の面にわたって御支援を賜わった。また、コードの作成に当っては藪下幸久氏（日本エナジー株式会社）、広瀬大久氏（CRC株式会社）、高倉賢一氏（東京芝浦電気株式会社）の各氏に御甚力を賜わった。本コードのモデルの検討や実験解析については、反応度安全研究室の丹沢貞光氏、植村睦氏（外来研究員 コンピュータサービス株式会社）の御協力によるところが大である。以上の方々に対して深く感謝の意を表わします。

5. 結 言

本稿では、主としてNSR-77コードの解析モデルおよび使用方程式等について詳細に述べた。また、解析モデル等コードの妥当性を検証するために行ったRIA時の燃料挙動解析の結果を併せて報告した。反応度事故時の燃料挙動の解析結果から判断して、NSR-77の計算結果はほぼ満足すべきものであると考えられる。しかしながら、本コードの適用範囲は、冷却材の過渡的流動挙動、被覆管の変形等事故時の燃料挙動の複雑さを考えると、必ずしも十分とは言えない。事故時の燃料挙動解析コードとしての機能は一応網羅されているものの、個々のモデルについてのより厳密な検討は今後の課題であると考えられる。

NSR-77の今後の課題としては、まず第一に現象過程において燃料挙動に最も大きな影響を及ぼすと考えられる冷却材の熱流動モデルの開発に力をそそがねばならない。すなわち、燃料挙動解析において最も重要な問題である燃料温度挙動は、被覆管表面からの熱除去の大小によって決められ、熱除去は、また冷却材の流動条件によって決められる熱伝達率に支配されるためである。したがって、熱伝達率を厳密に与えるためには、燃料棒を取巻く冷却材の挙動を正確に評価しなければならない。第二に前述の燃料温度挙動と共に、燃料の破損挙動を把握するために、燃料棒の変形挙動（バルーニング、コラップス、バックリング等）を実際的に解析するための計算モデルを開発する必要がある。特にバルーニングによる被覆管の大変形は、冷却材の流動解析とも関連することから重要な課題であると考えられる。これらの問題以外にも、過渡時のFPガスの挙動や、ペレットのクラック等重要な問題が残されているが、いずれも短期的に解決できるものではなく、今後、実験を進めると共により実際的な解析モデルの開発を進め、段階的に改善していく必要がある。

謝 辞

本コードの開発に当っては、安全工学部次長 石川迪夫氏に種々の面にわたって御支援を賜わった。また、コードの作成に当っては藪下幸久氏（日本エナジー株式会社）、広瀬大久氏（CRC株式会社）、高倉賢一氏（東京芝浦電気株式会社）の各氏に御甚力を賜わった。本コードのモデルの検討や実験解析については、反応度安全研究室の丹沢貞光氏、植村睦氏（外来研究員 コンピュータサービス株式会社）の御協力によるところが大である。以上の方々に對して深く感謝の意を表わします。

参 考 文 献

- (1) G.A. Berna et al, FRAPCON-1: A Computer Code for the Steady-State Analysis of Oxide Fuel Rods, CDAP-TR-78-032 (August 1978).
- (2) 原山泰雄, 泉 文男, F R E G - 3 : 照射履歴に従った燃料ペレット-被覆管ギャップ熱伝達率評価プログラム — 計算方法と計算モデルについて —
J A E R I - M 7 2 7 8 (1977)。
- (3) 大西信秋, 軽水動力炉の事故時の燃料挙動解析コード MCDRAN - I ,
J A E R I - M 8 6 3 4 (1980)。
- (4) L.J. Siefken, FRAP-T5 - - - A Computer Code for the Transient Analysis of Oxide Fuel Rods, CDAP-TR-79-043, (March 1979).
- (5) W. Gulden, Dokumentation SSYST-1 Ein Programmsystem zur Beschreibung des LWR-Brennstabverhaltens bei Kühlmittelverluststörfällen, KFK2496, IKE-Ber.2-32, (August 1977).
- (6) 内田正明, 他, F R E G - 3 T : 事故時軽水炉燃料挙動解析プログラム,
J A E R I - M 8 4 8 2 (1979)。
- (7) G.A. Reymann and D.L. Hagrman, MATPRO-Version 10, A Handbook of Materials Properties For Use in the Analysis of Light Water Reactor Fuel Rod Behavior, TREE-NUREG-1180 (February 1978).
- (8) C.R. Hann, C.E. Beyer and L.J. Parchen, GAPCON-THERMAL-1: A Computer Program for Calculating the Gap Conductance in Oxide Fuel Pins, BNWL-1778 (September 1973).
- (9) A. Sakurai and M. Shioteu, Transient Pool-Boiling Heat Transfer, ASME Paper 74-WA/HT-41, ASME Winter Annual Meeting, New York, N.Y., November (1974).
- (10) 桜井 彰, 他, 強制対流下の過渡沸騰熱伝達(I), 第14回 日本伝熱シンポジウム講演論文集, C 2 1 1, (1977)。
- (11) F.W. Dittus and L.M.K. Boelter, University California Publs. Eng., Vol. 2 (1947).
- (12) S. Ostrach, NACA Report, 1111 (1953).
- (13) W.H. Jens and P.A. Lottes, Analysis of Heat Transfer, Burnout, Pressure Drop, and Density Data for High-Pressure Water, ANL-4627 (1951)
- (14) J.R.S. Thom et al., Boiling in Subcooled Water During Flow Up Heated Tubes or Annuli, Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol 180, Part 3C (1966).

- (15) 日本機械学会編, 伝熱工学資料(改訂第2版) (1966)。
- (16) V.E. Schrock and L.M. Grossman, Forced Convection Boiling Studies, Final Report on Forced Convection Vaporization Project, TID-14632 (1959).
- (17) J.B. McDonough, W. Milich, E.C. King, Partial Film Boiling with Water at 2000 Psig in a Round Vertical Tube, MSA Research Corp, Technical Report 62 (1958).
- (18) R.S. Dougall, W.M. Rohsenow, Film Boiling on the Inside of Vertical Tubes with Upward Flow of the Fluid at Low Qualities, MIT-TR-9079-26 (1963).
- (19) Z.L. Miropol'skiy, Heat Transfer in Film Boiling of a Steam-Water Mixture in Steam Generating Tubes, Teploenergetika, Vol. 10, No.5 (1963).
- (20) D.C. Groeneveld, A Investigation of Heat Transfer in the Liquid Deficient Regime, AECL-3281 (Rev.) (August 1969).
- (21) L.A. Bromley et al., Heat Transfer in Forced Convection Film Boiling, Ind. Eng. Chem. 45, 2619 (1953).
- (22) P.J. Berenson, Film Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface, J. of Heat Transfer, Vo. 83 (August 1961).
- (23) 大西信秋, 丹沢貞光, NSRR実験の解析による過渡的熱伝達に関する考察, 昭和51年秋の分科会 予稿集, D47 (1976)。
- (24) 大西信秋, 丹沢貞光, サブクールプール膜沸騰熱伝達, 昭和53年秋の分科会 予稿集, A33 (1978)。
- (25) C.J. Hocesvar and T.W. Wineinger, THETA-B, A Computer Code for Nuclear Reactor Core Thermal Analysis, IN-1445 (1971).
- (26) L.S. Tong, Critical Heat Fluxes in Rod Bundles, pp31 ~46 of Two Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles, Symposium Presented at the Winter Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers, Los Angeles, California (November 1969).
- (27) E. Janssen and S. Levy, Burnout Limit Curves for Boiling Water Reactors, APED-3892 (1962).
- (28) R.V. MacBeth, Burn-Out Analysis: Part 5 -- Examination of Published World Data for Rod Bundles, AEEW-R358 (1964).
- (29) P.G. Barnett, A Correlation of Burnout Data for Uniformly Heated Annuli and Its Use for Predicting Burnout in Uniformly Heated Rod Bundles, aew-R463 (1966).
- (30) K.M. Becker, A Burnout Correlation for Flow of Boiling Water in Vertical Rod Bundles, AE-276 (1967).

- (31) J.S. Gellerstedt et al., Correlation of Critical Heat Flux in a Bundle Cooled by Pressurized Water, pp 63-71 of Two-Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles Symposium, Symposium Presented at the Winter Annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers, Los Angeles, California (November 1969).
- (32) E.D. Hughes, A Correlation of Rod Bundle Critical Heat Flux for Water in the Pressure Range 150 to 725 psia, IN-1412. (July 1970).
- (33) W.M. Rohsenow and P. Griffith, CEP. Symp. Seri., 52-18 (1956).
- (34) S.S. Kutateladze, AEC-tr-3770 (1952)
- (35) H. Laver and W. Hufschmidt, Heat Transfer and Surface Rewet During Quenching, Proceedings of NATO Advanced Safety Institute, Aug. 16-27, 1976, Istanbul, Turkey, V. III, 1309 ~ 1326.
- (36) W.S. Bradfield, On the Effect of Subcooling on Wall Superheat in Pool Boiling, Trans. ASME, Series C, J. Heat Transfer, 89 (1967).
- (37) F.H. Harlow and A.A. Amsden, Numerical Calculation of Almost Incompressible Flow, J. of Computational Physics, Vol.3, pp.80-93 (1968).
- (38) R.B. Bird, W.E. Stewart, and E.N. Lightfoot, Transport Phenomena, New York: John Wiley and Sons, Inc., 1960.
- (39) W.M. Kays, Convective Heat and Mass Transfer, New York: McGraw-Hill Book Company, 1966.
- (40) 星 薦雄, 他, 反応度事故条件下における未照射燃料の破損挙動, 日本原子力学会誌, Vol. 20, No. 9 (1978).
- (41) NSRR管理室, 反応度安全研究室, NSRR臨界および特性試験報告, JAERI-M 6791 (1976).
- (42) J.A. Dearien, et al., FRAP-T3: A Computer Code for the Transient Analysis of Oxide Fuel Rods, TFBP-TR-194 (1977).
- (43) D.A. Niebruegge, E.L. Tolman, and C.W. Solbrig, Best-Estimate Fuel Rod Modeling Techniques, N.S.E. Vol. 68 No. 3 (1978)
- (44) C.K. Youngdall, Fuel Element Deformation Model for Fast Reactor Accident Study Code, Nuc. Eng. & Des., Vol. 15 (1971).

附録 1 入力データの説明

NSR-77 INPUT DEFINITIONS

[1] INCON routine

(1) Title (one card)

FORMAT : 20A4

(2) Problem Dimensions (one card)

FORMAT : 14I5

IRST : Restart option data
 (-2 = dump for restart and plot is requested.)
 (-1 = dump only for plot is requested.)
 (0 = standard run.)
 (N = restart run.)

IMIN : Number of minor edit

IFLD : Hydraulic calculation option data
 (1 = forced convection calculation.)
 (2 = natural convection calculation.)

IGAP : GAPCON model option data
 (1 = GAPCON-THERMAL2 model is used.)
 (2 = CRACK model is used.)

IDFM : DEFORMATION model option data
 (1 = FRAP-T3 model is used.)
 (2 = ANL model is used.)

IFIS : Fission gas model option data
 (1 = NSR77 model is used.)
 (2 = Load-Go function)

(3) Minor edit identification data

FORMAT : 9 (1X, A2, I3)

W1 = Minor edit variable symbol

W2 = Volume or Junction number of variable
desired

KFLT : Number of minor edit variables desired.

Symbol

PW normalized power (-)

PT plenum temperature (°C)

GP gap pressure (Kg/cm²)

FT	fuel center temperature (°C)
FS	fuel surface temperature (°C)
IT	clad inner surface temperature (°C)
OT	clad outer surface temperature (°C)
SQ	surface heat flux (Kcal/m ² ·h)
CQ	CHF ratio (-)
HC	heat transfer coefficient (Kcal/m ² ·°C·h)
GW	gap width (mm)
DF	fuel displacement (mm)
DC	cladding displacement (mm)
HN	cladding hoop strain (-)
PH	cladding permanent hoop strain (-)
PA	cladding permanent axial strain (-)
HS	cladding hoop stress (Kg/cm ²)
AS	cladding axial stress (Kg/cm ²)
ES	effective cladding stress (Kg/cm ²)
US	ultimated cladding stress (Kg/cm ²)
IP	contact pressure (Kg/cm ²)
CV	coolant velocity (m/sec)
CT	coolant temperature (°C)
AX	coolant average quality (-)
CP	coolant pressure (Kg/cm ²)
AE	average fuel enthalpy (Kcal/Kg)
HM	heat transfer mode (-)
GM	F.P. gas mole (mole)
	1 Helium
	2 Argon
	3 Krypton
	4 Xenon
	5 Hydrogen
	6 Air
	7 Steam

[2] HEATRNR routine

(1)

FORMAT:6I3

JMAX : Number of axial level
 NI(1) : Number of radial fuel nodes.

NI(3) : Number of radial clad nodes.
 IPW : Number of power history data points.
 IT : Number of time step data points.
 MESH : Radial mesh input indicator.
 (1 = number of IMAX inputs mesh
 radiation points.)
 (0 = computed by code.)

(2) Volume

FORMAT:6E12.5

R(1) : Fuel pellet radius[m]
 R(2) : Clad inner radius[m]
 R(3) : Clad outer radius[m]
 R[4] : Coolant equivalent radius[m]
 RCELL : Cell equivalent radius[m]*
 DE : Hydraulic diameter[m]

$$*R_{CELL} = \sqrt{\frac{S + \pi(R(3))^2}{\pi}}$$

(3) Fuel data

FORMAT:6E12.5

TOTPW : Initial total power of one rod[MW]
 PINTH : Fuel pin length[m]
 RHOF : Fuel pellet density[Kg/m³]
 RHOC : Clad density[Kg/m³]
 ETHPMH : Prompt moderator heating factor[-]

(4) Radial mesh data (This data must be omitted if MESH = 1)

FORMAT:6E12.5

SR(I) : Fuel radial mesh data [m]
 (I=1, IMAX)

(5) Power history data

FORMAT:6E12.5

QT(I) : Time[sec]
 QQ(I) : Normalized power[-]
 (I=1, IPW)
 (QT(1), QQ(1), ---, QT(IPW), QQ(IPW))

(6) Time step data

FORMAT:4I5, 3E12.5

MINOR(I) : Number of time steps per minor edit
 MAJOR(I) : Number of time steps per major edit
 IDUMP(I) : Number of major edits per restart tape edit
 IPLOT(I) : Number of time steps per plot tape edit
 STEP(I) : Time step size [sec]
 TLAST(I) : End of current time step data [sec]
 TERM(I) : End of culculation time [sec]
 (I=1, IT)

This data may be omitted.

(7) Axial power distribution data

FORMAT:6E12.5

FRPW(I) : Axial power distribution [-]
 (I=1, JMAX+1)

(8) Radial power distribution data

FORMAT:6E12.5

AMU(I) : Radial power distribution[-]
 (I=1, IMAX)

[3] GAPCON routine

(1) GAPCON routine input data

FORMAT:6E12.5

ROUF : Pellet surface roughness [mm]
 ROUC : Cladding inner surface roughness [mm]
 COLDW : Cold work data [m^2/m^2]
 FRADEN : Theoretical fuel density [-]
 FLUX : Fast neutron flux [$neutron/m^2\text{-sec}$]

[4] FLUDYN routine

(1) Numerical controlling factor data

FORMAT:3I5, 3E12.5

IP : Number of data (time .VS. pressure)
 IG : Number of data (time .VS. mass flux)
 IH : Number of data (time .VS. enthalpy)
 OMEGAL : Weighting factor for mass equation
 (0.0 = Explicit)

(0.5 = Crank-Nicolson)
 (1.0 = Implicit)
 OMEGA2 : Weighting factor for momentam equation
 (0.0 = Explicit)
 (0.5 = Crank-Nicolson)
 (1.0 = Implicit)
 TAU : Artifical viscosity factor

(2) Power history data

FORMAT:6E12.5

PT(I) : Time[sec]
 PP(I) : Pressure[ata]
 (I=1, IP)
 (PT(1),PP(1), ---,PT(IP),PP(IP))

(3) Mass flux history data

FORMAT:6E12.5

GT(I) : Time[sec]
 GG(I) : Mass flux[Kg/m²-sec]
 (I=1, IG)
 (GT(1),GG(1), ---, GT(IG),GG(IG))

(4) Enthalpy history data

FORMAT:6E12.5

HT(I) : Time[sec]
 HH(I) : Enthalpy[Kcal/Kg]
 (I=1, IH) (I=1, IH)
 (HT(1),HH(1),---,HT(IH),HH(IH))

[5] DEFORM routine

(1) DEFORM routine input data (if IDFM=1.)

FORMAT:6E12.5

VPLEN : Plenum volume[cm]²
 GUESS : Delta T for plenum temperature[°C]

(2) DEFORM routine input data (if IDFM=2.)

FORMAT:6E12.5

NCOUNT : Maximum iteration numbers for shear force
 in the axial direction

EPSF : Convergence criteria for calculation of axial force in fuel pellet
 EPSC : Convergence criteria for calculation of axial force in cladding
 D515 : Spring constant of fuel pellet stack (kg/m^2)
 D516 : Spring constant of cladding in the axial direction (kg/m)
 PHP(1) : Bulk modulus of fuel solid (kg/m^2)
 PHP(2) : Bulk modulus of fuel liquid (kg/m^2)
 PHP(3) : Specific weight of fuel solid (kg/m^3)
 PHP(4) : Specific weight of fuel liquid (kg/m^3)
 EPCR : Displacement limit for failure (%)

[6] FISGAS routine (This data must be omitted if IFIS = 1.)

(1) Burn up data

FORMAT:6E12.5

B : Burn up [MW-sec/Kg]

(2) Initial gap gas structure

FORMAT:6E12.5

NRFI(I) : Initial gap gas
 (1) = Helium[ata]
 (2) = Argon[ata]
 (3) = Krypton[ata]
 (4) = Xenon[ata]
 (5) = Hydrogen[ata]
 (6) = Air[ata]
 (7) = Steam[g]

[7] NEWFG routine (This data must be omitted if IFIS = 2.)

(1) Initial gap gas structure

FORMAT:6E12.5

NRFI(I) : Initial gap gas
 (1) = Helium[ata]
 (2) = Argon[ata]
 (3) = Krypton[ata]
 (4) = Xenon[ata]
 (5) = Hydrogen [ata]
 (6) = Air[ata]
 (7) = Steam[g]

(2)

FORMAT:6E12.5

AMDT : Burn up [MWD/TUO2]
 DI : Irradiation term [days]
 DC : Cooling term [days]
 PHINP : Neutron flux for transient state
 calculation[neutron/cm²-sec]
 QINP : Stored energy by reactivity insertion
 [cal/gUO2]
 TEND : Time size of pulse [sec]
 SIGUO2 : Density of UO2 [g/cm³]

(3) Initial fuel composition data

FORMAT:6E12.5

WPCENT(I) : Weight ratio[-]
 (1) = U-238
 (2) = Np-239
 (3) = U-235
 (4) = Pu-239
 (5) = Pu-240
 (6) = Pu-241

[8] TRACON routine

(1) Option index for heat transfer coefficient calculation

FORMAT:7I5,E12.5

FCONV : Natural or forced convection
 (1 = Dittus and Boelter)
 (2 = Ostrach)
 TNUCBL : Nucleate boiling
 (1 = Jens and Lottes)
 (2 = Thom)
 (3 = Nishikawa and Yamagata)
 NFCV : Forced convection vaporization
 (1 = Schrock and Grossman)
 (2 = Load-Go function)
 TRBOIL : Transient boiling
 (1 = McDonough, Milich and King)
 (2 = Load-Go function)

FMBOIL : Stable film boiling
 (1 = Dougall and Rohsenow)
 (2 = Miropoli, Skiy)
 (3 = Groeneveld)
 NPOOL : Pool film boiling (below $271.22[\text{Kg/m}^2\text{-sec}]$)
 (1 = Berenson correlation)
 (2 = Bromly's correlation)
 CRFLUX : CHF heat transfer coefficient
 (1 = Westinghouse W-3)
 (2 = G.E. design)
 (3 = Combination of W-3 and G.E.)
 (4 = Macbeth)
 (5 = Barnett)
 (6 = Becker)
 (7 = W-3 and Barnett)
 (8 = B + W-2)
 (9 = Modified Barnett)
 (10 = B + W-2 and Barnett)
 (11 = Rohsenow-Griffith)
 TDC : W-3 mixing factor
 EATAR : Bromley's fitting factor

[9] OXIDE routine

(1) Option data

FORMAT:I5,E12.5

IDOXID : Option data
 (1 = JAERI data)
 (2 = ORNI data)
 (3 = KFK data)
 (4 = MAPI data)
 (5 = NRIM data)
 TREF : Under limit temperature[°C]

(2) Initial data

FORMAT:6E12.5

WO(I) : Initial weight[g/cm^2]
 SIGO(I) : Initial thickness of oxidate film[micro-m]

GSIO(I) : Initial thickness (oxidate film + steady
alpha phase) [micro-m]
(I=1,JMAX)
(WO(1),SIGO(1),GSIO(1),---,WO(JMAX),
SIGO(JMAX),GSIO(JMAX))

[10] MELT routine

(1) Option data

FORMAT:2I10

IDMLTF : Option data for melting calculation of pellet
(0 = calculate)
(0 = don't calculate)
IDMLTC : Option data for melting calculation of clad
(0 = calculate)
(0 = don't calculate)