

JAERI-M  
8634

軽水動力炉の事故時の燃料挙動解析コード：  
MCDRAN-I

1980年1月

大西 信秋

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

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

軽水動力炉の事故時の燃料挙動解析コード：

MCDRAN - I

日本原子力研究所東海研究所安全工学部

大西 信秋

(1979年12月5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MCDRAN - Iについて、コードの内容、使用方程式および入力データ等を説明したものである。本コードは、反応度事故、冷却材喪失事故および出力-冷却材不均衡事故における燃料挙動を解析することを目的として開発したものである。

MCDRAN - Iは、燃料温度、ギャップ熱伝達係数、被覆管表面熱伝達係数、冷却材の熱水力および各種物性値等を計算する6つのサブコードから構成されており、コードの変更、拡張が容易に行なえるように作成されている。本コードは、FACOM-230/75電子計算機においてFORTRAN-IV言語を用いてプログラムされている。

JAERI-M 8634

MCDRAN-I : A Computer Code for the Transient Analysis  
of Light Water Reactor Fuel Rods

Nobuaki OHNISHI

Division of Reactor Safety  
Tokai Research Establishment, JAERI  
(Received December 5, 1979)

The report describes computer code MCDRAN-I in detail, which has been developed for transient response analysis of light water reactor fuel rods during accidents such as a reactivity initiated accident, a loss-of-coolant accident and a power-cooling-mismatch accident.

The code consists of subcodes which calculate respectively heat conduction of fuel rods, gas gap conductance between fuel and cladding, heat transfer from cladding to coolant, fluid hydrodynamics and material properties.

MCDRAN-I a modular code written in FORTRAN-IV language on the FACOM-230/75 computer

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. MCDRAN-I 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
3.2 ギャップ熱伝達 (サブコード GAPCON) .....	16
3.2.1 基本方程式 .....	16
3.2.2 燃料ペレットの膨張モデル .....	19
3.2.3 燃料ペレットのリロケーションモデル .....	20
3.2.4 燃料ペレットのスウェリングモデル .....	21
3.2.5 核分裂生成ガスの生成と放出モデル .....	22
3.3 被覆管表面熱伝達 (サブコード TRACON) .....	25
3.3.1 伝熱様式 .....	25
3.3.2 熱伝達式 .....	27
3.3.3 極大熱流束の式 .....	33
3.3.4 極小熱流束点温度 .....	36
3.4 冷却材の熱水力 (サブコード FLUDYN) .....	39
3.4.1 基本方程式 .....	39
3.4.2 数値解法 .....	40
3.4.3 境界条件 .....	43
3.4.4 摩擦係数 .....	43
4. 計算例 .....	44
4.1 反応度事故時の燃料挙動解析例 .....	44
4.2 冷却材喪失事故時の燃料挙動解析例 .....	49
5. 結 言 .....	53
謝 辞 .....	53
参考文献 .....	54
付録 1 入力データの説明 .....	57

## 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 .....	8
3.1.1	Heat Conduction Equation .....	8
3.1.2	Numerical Solution .....	10
3.1.3	Solution by Gaussian Elimination .....	15
3.2	Gap Conductance Subcode .....	16
3.2.1	Basic Equation .....	16
3.2.2	Thermal Expansion of $UO_2$ .....	19
3.2.3	Restructuring .....	20
3.2.4	Swelling .....	21
3.2.5	Fission Gas Production and Release .....	22
3.3	Heat Transfer Subcode .....	25
3.3.1	Heat Transfer Modes .....	25
3.3.2	Heat Transfer Correlations .....	27
3.3.3	Critical Heat Flux .....	33
3.3.4	Minimum Heat Flux .....	36
3.4	Fluid Dynamics Subcode .....	39
3.4.1	Conservation Equations .....	39
3.4.2	Numerical Solutions .....	40
3.4.3	Boundary Conditions .....	43
3.5.4	Friction Factor .....	43
4.	Verification of MCDRAN-I Code .....	44
4.1	Sample Calculation for RIA .....	44
4.2	Sample Calculation for LOCA .....	49
5.	Conclusion .....	53
	Acknowledgments .....	53
	References .....	54
	Appendix 1 Description of Input Data .....	57

## 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なわれる。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きかないと、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<sup>(1)(2)</sup>が数種類開発されており、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<sup>(3)</sup>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。物性値については溶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幅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管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。

本計算コードMCDRAN-1は、第3に述べた原子炉出力の変化や冷却材のチャンネル入口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。この種の解析コードとして代表的なものは、米国のFRAP-T5<sup>(4)</sup>と西独のSSYST<sup>(5)</sup>がある。いずれもMCDRAN-1と基本的には同様なモデルおよび取扱いを

行っているが、いずれもコードの検証が十分ではなく、いまだ開発途上にある。MCDRAN-Iの開発に当っては、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有すること(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なうものとする、といった基本設計に基づいて構成した。

上記の基本設計方針にそってMCDRAN-Iを以下に示す6つのサブコードに分割し、各サブコード毎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) 冷却材流動計算サブコード(FLUDYN)
- (5) 燃料体の各種物性値サブコード(MATPRO)
- (6) 時間巾および出力データコントロールサブコード(SET)

これらのサブコードは相互に独立したサブコードとして作成されているので、コードの検証がきわめて容易にでき、かつ、コードの改良あるいは拡張が他のサブコードに関係なくできる。本コードは1974年に開発を開始し、1976年に原型版の作成を終了した。その後、ギャップ熱伝達係数や被覆管表面熱伝達係数のサブコードの改良を行ない、反応度事故時の燃料挙動に対する検証を行なうためにNSRRの実験解析を実施した。

本報告書では、第2章においてMCDRAN-I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なった計算例として、NSRRの実験解析および冷却材喪失事故時の燃料挙動の計算例を示した。MCDRAN-Iの入力については、附録において説明を加えた。



## 2. MCDRAN - I の概要

### 2.1 コードの構成

MCDRAN - I 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 MCDRAN - I 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。

MCDRAN - I は以下の6つ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 (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) 冷却材流動計算サブコード (FLUDYN)
- (5) 燃料体の各種物性値サブコード (MATPRO)
- (6) 時間巾および出力データコントロールサブコード (SET)

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 MCDRAN - I 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 Table 2.1 に示すパラメータのみで各サブコードが結がれているために、他に何ら影響を及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-HEATRN-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体の計算ができる。以上のような特徴をもたせるために、MCDRAN - I 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

MCDRAN - I 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  $\text{UO}_2$  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は考慮しない。
  - 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。

Table 2.1 Input and output parameters for each subcode

Subcode	Input Parameter	Output Parameter
SET (TIME, DT, MNR, MJR)	TIME, DT	MNR, MJR
FLUDYN (P,H,T, RHO, U)	U	P,H,T,RHO
TRACON (HTC, P,H,RHO,U)	P,H,RHO,U	HTC
GAPCON (PI,PO,HGAP)	PI,PO	HGAP
HEATRΝ (TT,HGAP,HTC)	HGAP,HTC	TT

TIME : Time  
 DT : Time step  
 U : Heat flux on cladding surface  
 P : System pressure  
 T : Coolant temperature  
 H : Coolant enthalpy  
 RHO : Coolant density  
 HTC : Heat transfer coefficient from cladding to coolant  
 HGAP : Gap heat transfer coefficient  
 TT : New temperature in fuel rod  
 MNR : Print number of minor edit  
 MJR : Print number of major edit

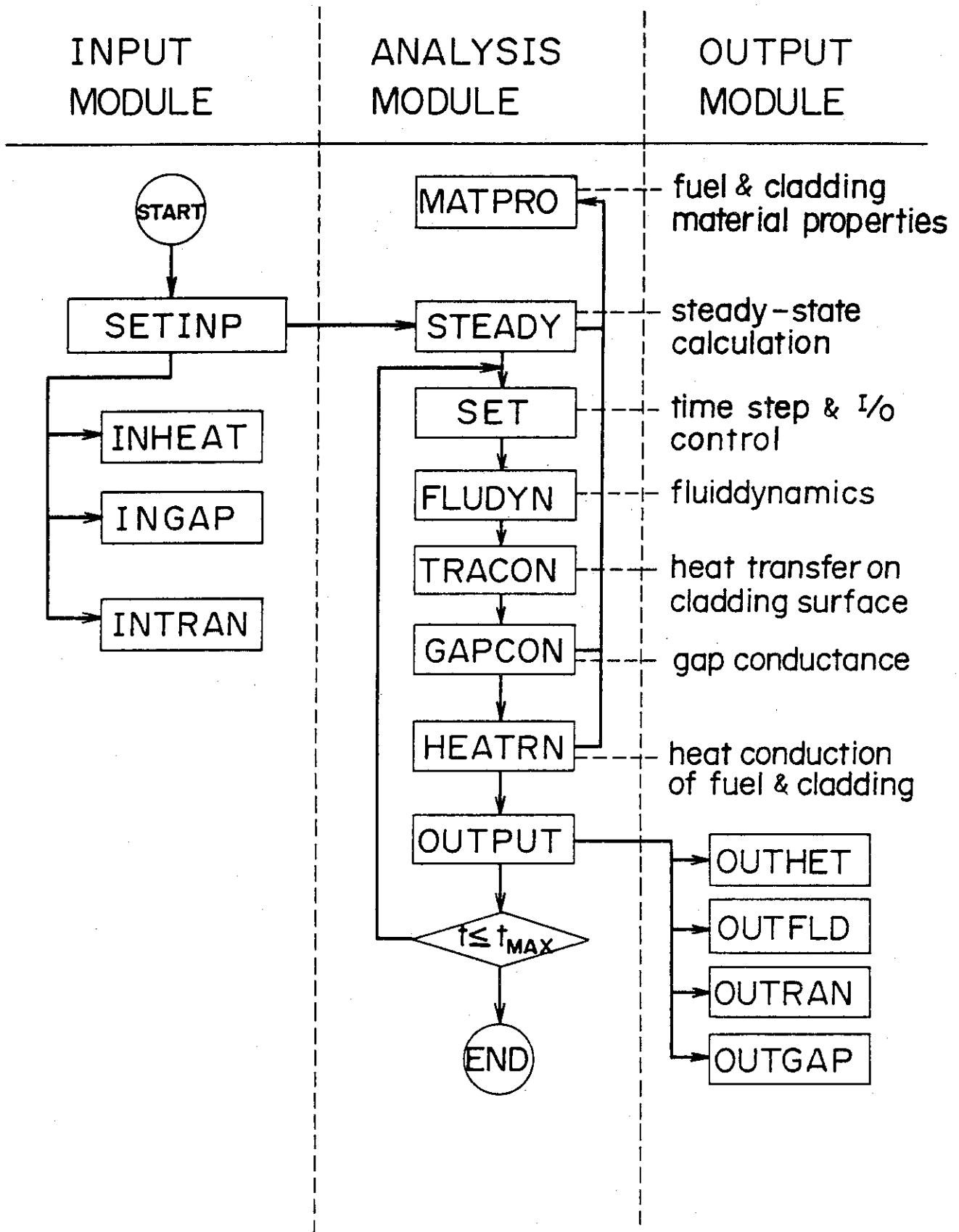


Fig. 2.1 Block Diagram of MCDRAN-I

- 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樣とする。
  - プレナム部のガス温度は冷却材温度より10℃高いものと仮定する。
  - 燃焼によるFPガスの蓄積とペレットの組織変化を考慮する。
  - 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厚肉円筒の弾性変形理論から導びかれた式を用いて計算する。
- (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、騰沸熱伝達の4種類が被覆管表面温度および熱流束の条件に応じて適用される。
  - 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、流路面積は一樣とする。
  - 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Maritinelli-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。

## 2.3 計算の流れ

ここでは、MCDRAN-1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において転送される。

入力データの設定が終了すると定常状態の計算がサブルーチンSTEADYにおいて行われる。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まる。続いて、ギャップ熱伝達率がサブコードFGAPCONにおいて計算される。サブコードGAPCONでは、ギャップ熱伝達率の計算に必要な核分裂生

成物ガスおよび被覆管の変形の計算が行われる。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がHEATRANで行われる。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われる。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温度 $T_{ij}$ 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が行われる。

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

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が使用される。

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 $\Delta t$ が入力データに基づいてサブコードSETにおいて設定される。次に、サブコードFLUDYNにおいて冷却材の挙動が質量、エネルギーおよび運動量の3保存則を用いて計算される。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RELAP4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がTRACONにより計算される。ここで使用される燃料棒からの熱流束は前時刻( $t - \Delta t$ )における値が用いられる。続いて、ギャップ熱伝達係数がサブコードGAPCONにより計算される。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、ギャップ巾およびギャップ内圧力等も併せて計算される。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われる。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がサブコードHEATRANを用いて計算される。引続き、新しい時刻( $t$ )において得られた結果がサブコードOUTPUTにより出力される。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された結果を出力する。

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が判定され、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が開始される。なお、MCDRAN-Iにおいては、各サブコード内での収束のための繰り返しかえし計算は行われぬ。その理由は、繰り返し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 $\Delta t$ の自動調整は行われぬが、将来燃料の変形挙動、流動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、MCDRAN - I 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、MCDRAN - I 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。

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

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

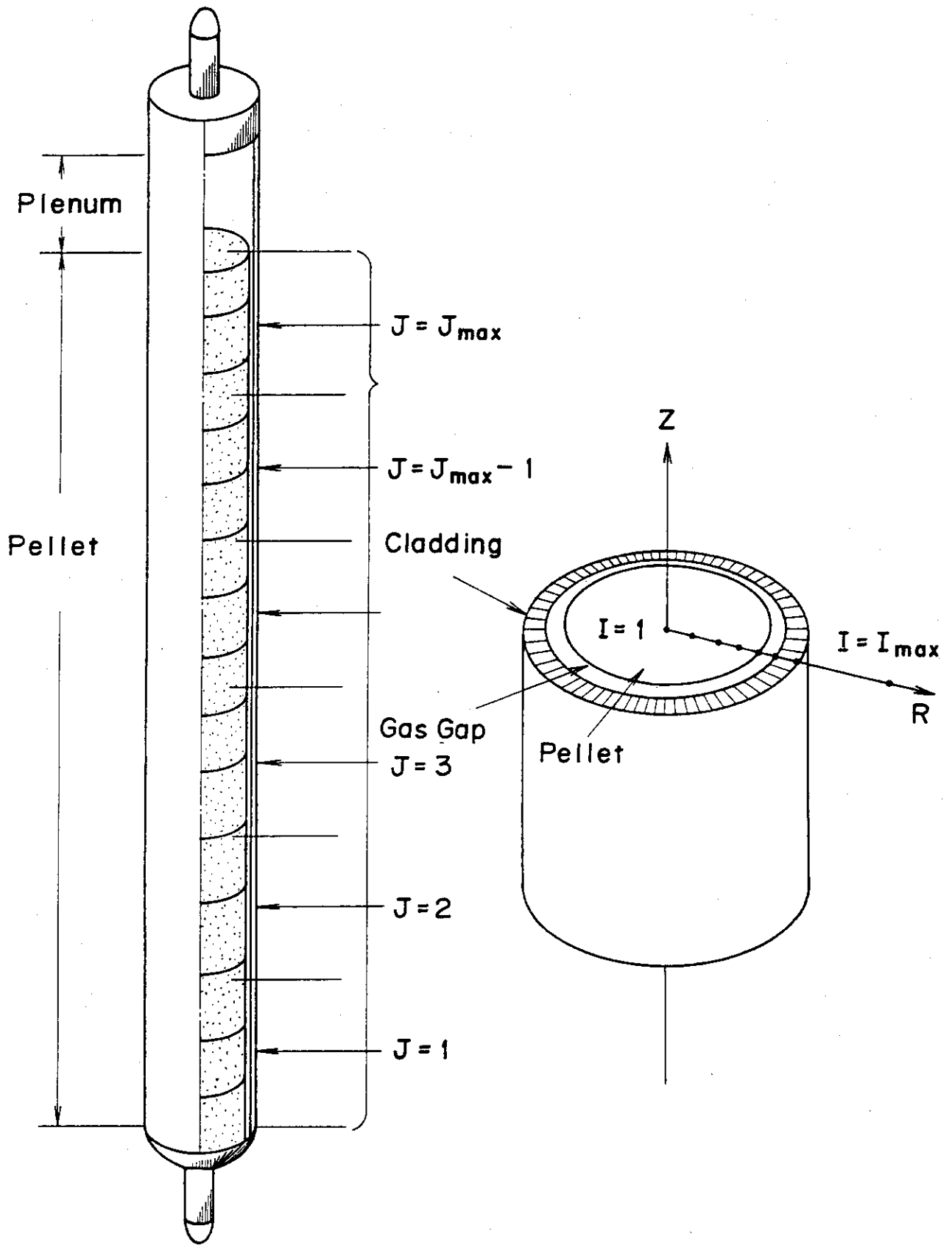


Fig. 3.1 Fuel Configuration

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

ここで

- $k$  = 熱伝導率 ( kcal/mhr °C )
- $g$  = 体積比熱 ( kcal/m<sup>3</sup> °C )
- $S$  = 発熱量 ( kcal/m<sup>3</sup> sec )
- $r$  = 半径方向の距離 ( m )
- $t$  = 時間 ( hr )
- $T$  = 燃料棒内温度 ( °C )
- $h_g$  = ギャップ熱伝達係数 ( kcal/m<sup>2</sup> hr °C )
- $h_c$  = 被覆管表面熱伝達係数 ( kcal/m<sup>2</sup> hr °C )
- $T_{po}$  = ペレット表面温度 ( °C )
- $T_{ci}$  = 被覆管内面温度 ( °C )
- $T_{co}$  = 被覆管外面温度 ( °C )
- $T_{bulk}$  = 冷却材温度 ( °C )

熱伝導方程式 ( 1-1 ) の中で使用される UO<sub>2</sub> ペレットおよび Zry-4 被覆管の物性値はサブコード MATPRO<sup>(7)</sup> において温度の関数として計算される。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が用いられる。

### 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<sup>(6)</sup> 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<sub>2</sub> ペレットの寸法に比べて薄いために、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、 $\Delta t$  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、MCDRAN-1 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

$$\iiint_{V_0} \frac{\partial}{\partial t} g \cdot T dV = \iiint_V \nabla k \nabla T dV + \iiint_V S dV \quad (1-5)$$

左辺の項は以下のように書くことができる。

$$\iiint_V \frac{\partial}{\partial t} [g \cdot T] dV \approx \iiint_V g \frac{\partial T}{\partial t} dV$$



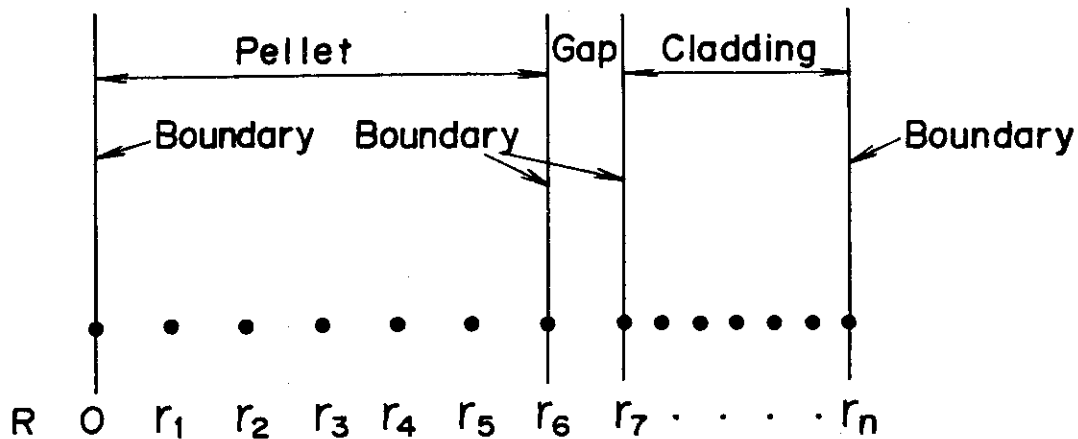


Fig. 3.2 Radial Mesh Point Pattern Thermal Model

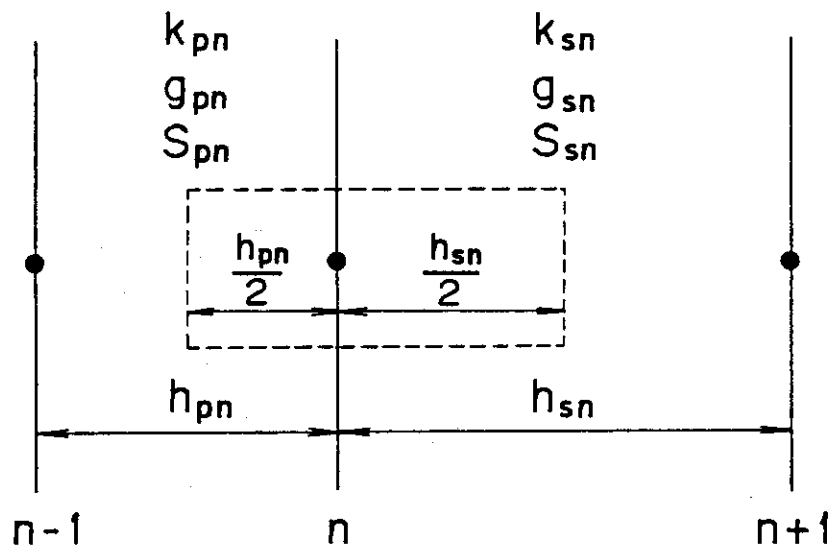


Fig. 3.3 Two Typical Radial Intervals

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

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。

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

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

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

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。

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

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

Fig. 3.4 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。

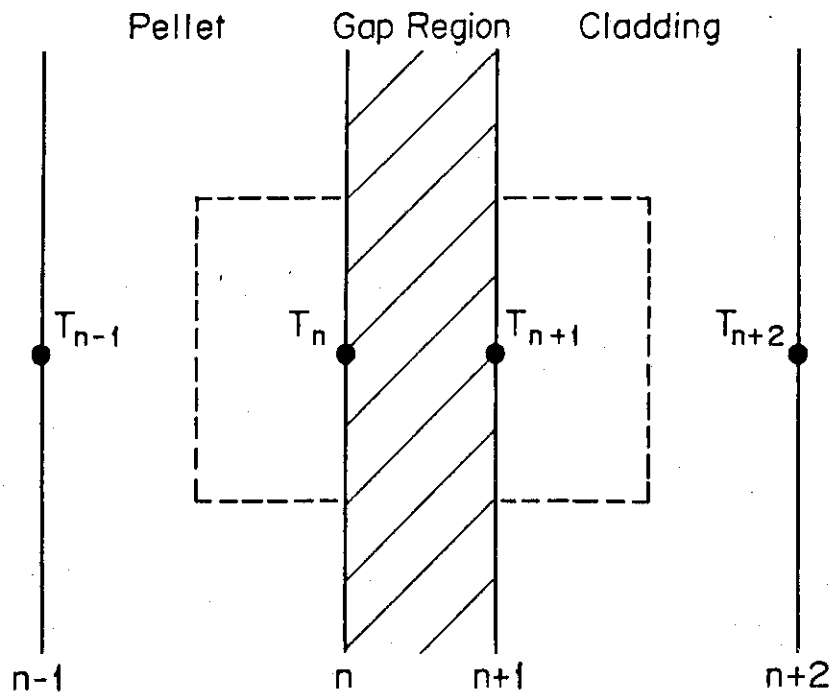


Fig. 3.4 Mesh Points Adjacent Gap Region

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

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

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、

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

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

$$d_0 = - \sigma c_0 T_1^m + \sigma \{ g_{s0} h_{s0}^v + c_0 \} T_0^m + \Delta t Q_{s0} h_{s0}^v P_f \left\{ \frac{P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m)}{2} \right\}$$

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。

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

ここで、

$$q_N^{m+1} = h_c^{m+1} h_N^b (T_N^{m+1} - T_{bul}^{m+1})$$

$$q_N^m = h_c^m h_N^b (T_N^{m+1} - T_{bulk}^m)$$

である。上式を(1-11)式と同じ形に変形すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{(T_N^{m+1} - T_N^m) D'_N}{\Delta t} &= \frac{1}{2} (q_N^{m+1} + q_N^m) + \frac{k_{PN} h_{PN}^s}{2} (T_{N-1}^{m+1} + T_{N-1}^m - T_N^{m+1} - T_N^m) \\ &\quad + \frac{Q_{PN} h_{PN}^v}{2} P_f \{ P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m) \} \\ - \frac{\Delta t k_{PN} h_{PN}^s}{2} T_{N-1}^{m+1} + (D'_N + \frac{\Delta t k_{PN} h_{PN}^s}{2}) T_N^{m+1} &= \frac{\Delta t}{2} (q_N^{m+1} + q_N^m) \\ &\quad + \frac{\Delta t k_{PN} h_{PN}^s}{2} T_{N-1}^m + (D'_N - \frac{\Delta t k_{PN} h_{PN}^s}{2}) T_N^m \\ &\quad + \frac{Q_{PN} h_{PN}^v}{2} P_f \{ P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m) \} \end{aligned} \quad (1-16)$$

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

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

$$\begin{aligned} d'_N &= \frac{\Delta t}{2} (q_N^{m+1} + q_N^m) + \sigma a_N T_{N-1}^m + \sigma (D'_N + a_N) T_N^m \\ &\quad + \frac{Q_{PN} h_{PN}^v}{2} \cdot P_f \{ P(t_{m+1}) + \sigma P(t_m) \} \end{aligned}$$

$$d'_N = \frac{\Delta t}{2} (q_N^{m+1} + q_N^m) + d_N$$

### 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。

$$\begin{bmatrix} b_0 & c_0 & 0 \\ a_1 & b_1 & c_1 \\ & a_2 & b_2 & c_2 \\ & & \ddots & \ddots & \ddots \\ & & & a_{N-1} & b_{N-1} & c_{N-1} \\ & & & & 0 & a_N & b_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_0^{m+1} \\ T_1^{m+1} \\ T_2^{m+1} \\ \vdots \\ T_{N-1}^{m+1} \\ T_N^{m+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d_0 \\ d_1 \\ d_2 \\ \vdots \\ d_{N-1} \\ d'_N \end{bmatrix}$$

$$(1-17)$$

$d'_N$  の中に未知数  $T_N^{m+1}$  を含んだ方程式群(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)  $T_j^{m+1} = E_j T_{j+1} + F_j$   
(  $j = N-1, N-2, \dots, 2, 1, 0$  )

### 3.2 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<sup>(8)</sup>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。

MCDRAN-1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はない。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。非定常性をもっと考えられる核分裂ガスの生成および放出、ギャップ内ガス圧、ペレットの割れ等については今後の課題とし考える。

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。

$$h_g = \frac{k_m(P)}{a_0 R^{0.5} H} + \frac{k_g}{C(R_1 + R_2) + (g_1 + g_2)} + h_r \quad (2-1)$$

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℃)

$k_2$  = ペレット外周の熱伝導率 (W/cm℃)

$k_g$  = ギャップに含まれる混合ガスの熱伝導率 (W/cm℃)

$P$  = 接触圧力 (kg/cm<sup>2</sup>)

$a_0$  = 定数 0.5 (cm<sup>1/2</sup>)

$H$  = 被覆管の Meyer 硬度 ( $\text{kg}/\text{cm}^2$ )

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

$R_1$  = 被覆管内面の表面あらさ, 高さの算術平均値 ( $\text{cm}$ )

$R_2$  = 燃料ペレットの表面あらさ, 高さの算術平均値 ( $\text{cm}$ )

$C(R_1+R_2)$  = 表面あらさ内に含まれるガス層の厚さ ( $\text{cm}$ )

$g_1$  = 被覆管内面の "temperature jump distance" ( $\text{cm}$ )

$g_2$  = ペレット外周の "temperature jump distance" ( $\text{cm}$ )

$h_r$  = 輻射熱伝達係数 ( $\text{W}/\text{cm}^2 \text{C}$ )

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。

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

また, (2-1)式の第2項に含まれる "temperature jump distance" ( $g_1+g_2$ )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。理論解析によると  $g$  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。

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

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

ここで,

$L$  = 平均自由行程

$\mu$  = ガスの粘性係数

$P$  = ガスの圧力

$T$  = ガスの温度

$M$  = ガスの分子量

$\text{UO}_2$  ペレットと Zry-2 被覆管の接触面について, ( $g_1+g_2$ ) は経験的に次の関係式が導かれる。

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

第3項の輻射熱伝達係数  $h_r$  は次式で与えられる。ここで,  $\epsilon_1$  および  $\epsilon_2$  はペレット表面と被覆管表面の輻射率,  $A_1, A_2$  および  $T_1, T_2$  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,  $\sigma$  はステファンボルツマン定数 ( $0.56687 \times 10^{11} \text{W}/\text{cm}^2 \text{C}$ ) である。

$$h_r = \sigma \left[ \frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left( \frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right) \right]^{-1} (T_1^2 + T_2^2) (T_1 + T_2) \quad (2-2)$$

なお, ギャップが閉じた場合の燃料と被覆管の接触圧力は, 温度勾配をもつ厚肉円筒の弾性変形理論から導出された次式によって計算する。

$$P = \left[ \frac{\Delta r}{r_1} E_c + \frac{2P' r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \right] \left[ \frac{r_2^2 + r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} + \mu_c + \frac{E_c}{E_f} (1 - \mu_f) \right]^{-1}$$

いま、Pが被覆管の降伏をおこすような圧力を越えないものと仮定すると次式の関係が成立つ。

$$P = \frac{[\sigma_y - (\sigma_t)_t] (r_2^2 - r_1^2) + 2P' r_2^2}{r_1^2 + r_2^2} \quad (2-3)$$

ここで、

P = 接触圧力 (kg/cm<sup>2</sup>)

P' = 被覆管外面に働く外圧 (kg/cm<sup>2</sup>)

$\Delta r$  = ギャップ巾 (cm)

$r_1$  = 被覆管の内径 (cm)

$r_2$  = 被覆管の外径 (cm)

$E_c$  = 被覆管のヤング率 (kg/cm<sup>2</sup>)

$E_f$  = UO<sub>2</sub>ペレットのヤング率 (kg/cm<sup>2</sup>)

$\mu_c$  = 被覆管のポアソン比

$\mu_f$  = UO<sub>2</sub>ペレットのポアソン比

$(\sigma_t)_t$  = 被覆管内面における円周方向熱応力 (kg/cm<sup>2</sup>)

$\sigma_y$  = 被覆管耐力 (kg/cm<sup>2</sup>)

である。

被覆管内面の円周方向熱応力  $(\sigma_t)_t$  は次式で計算する。

$$(\sigma_t)_t = \frac{E_c}{2(1-\mu_c)} \frac{\alpha_c (T_{ci} - T_{co})}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \left[ 1 - \frac{2r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \right]$$

ここで、

$T_{ci}$  = 被覆管内面温度 (°C)

$T_{co}$  = 被覆管外面温度 (°C)

$\alpha_c$  = 被覆管熱膨張係数 (1/°C)

である。また、被覆管の弾性変形については、厚肉容器の式を用いて計算する。厚肉容器の式において円周方向と半径方向の応力式 (Lameの式) はそれぞれ以下のように与えられる。

$$S_t = \frac{[(r_1^2 P_1 - r_2^2 P_2) + (P_1 - P_2) r_1^2 r_2^2 / r^2]}{(r_2^2 - r_1^2)}$$

$$S_r = \frac{[(r_1^2 P_1 - r_2^2 P_2) - (P_1 - P_2) r_1^2 r_2^2 / r^2]}{(r_2^2 - r_1^2)}$$

ここで、

$S_t$  : 被覆管の円周方向応力

$S_r$  : 被覆管の半径方向応力

$P_1$  : 燃料棒内圧

$P_2$  : 燃料棒にかかる外圧

である。被覆管内面の境界で  $r = r_1$  とすると、円周方向の伸びを求める式は以下のようにして



得られる。

$$\epsilon_t = \frac{(S_t - \mu_c S_r)}{E_c}$$

$$E \left( \frac{2\pi \Delta r_1}{2\pi \Delta r_1} \right) = S_t - \mu_c S_r$$

$$\Delta r_1 = \frac{r_1}{E(r_2^2 - r_1^2)} \left[ (r_1^2 P_1 - r_2^2 P_2)(1 - \mu_c) + (P_1 - P_2)(r_2^2)(1 + \mu_c) \right] \quad (2-4)$$

(2) ペレットと被覆管の間にギャップがある場合

UO<sub>2</sub>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、 $t_H \geq c(R_1 + R_2)$ ならば  $h_g$  は次式で与えられる。

$$h_g = \frac{k_g}{t_H + (g_1 + g_2)} + h_r \quad (2-5)$$

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ほ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、局所的な取扱いに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。

(1) UO<sub>2</sub>ペレットの熱膨張

UO<sub>2</sub>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な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GAP CON-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。

$$\Delta R = \frac{1}{R} \sum_{i=1}^m \alpha (T_i - T_0) (r_i^2 - r_{i+1}^2) \quad (2-6)$$

ここで、

$\Delta R$  = 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

$\alpha$  = 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。

$$\Delta R_c = \alpha R_a (T - T_0) \quad (2-7)$$

ここで、

$\Delta R_c$  = 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、 $\Delta R_c$  が各リングについてすべて計算されたのち、最大の  $\Delta R_c$  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  $\Delta R_c$  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、

$\Delta t_i$  = 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られる。

$$\Delta R = (\Delta R_c)_{\max} + \sum_{i=1}^m \Delta t_i \quad (2-8)$$

### 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。

$$\Delta R_L = \left[ 4.0 \left( \frac{B}{1+B} \right) + 0.8 P + 1 \right] \frac{\Delta r}{100} \quad (2-9)$$

$$B = e^{(-4 + BU^{0.25})}$$

ここで、

$\Delta R_L$  = ペレット直径の増加 (in)

$BU$  = 燃焼度 (MWD/MTM)

$P$  = 線出力密度 (kW/ft)

$\Delta r$  = ギャップ巾 (in)

である。

リロケーションモデルは、(2-9)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及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。

$$\Delta V_B = \left[ (h_f) \cdot (V_f)(f) + (h_c)(V_c) \right] \frac{BU}{10,000} - (1-f)(0.8V_h + 0.5V_c + 0.3V_v) \quad (2-10)$$

ここで、

$\Delta V_B$  : 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℃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℃以上の温度にあるペレット体積

$V_c$  : 1300~1700℃の温度範囲にあるペレットの体積

$V_v$  : 1300℃以下の温度にあるペレット体積

である。

Geithhoffの関係式からペレット半径の変化を求めるために、(2-10)式を以下のよう近似する。

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

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。

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

$$\Delta R = \frac{\left( \frac{2}{3} \right) (\Delta V_B)}{2\pi R} \quad (2-11)$$

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。

## 3.2.5 核分裂生成ガスの生成と放出モデル

燃焼度の進行に伴って、核分裂ガスが生成され、ギャップ内に放出される。核分裂ガスがギャップ内に放出される。核分裂ガスがギャップ内に蓄積されていくと、ギャップガスの熱伝導率が低下して熱伝達が悪くなる。したがって、ギャップ熱伝達係数を計算する上では、核分裂ガスの生成および放出を十分考慮しなければならない。

核分裂ガスの生成および放出に関するモデルは、いずれも GAPCON-THERMAL-1 に採用されているものを用いた。まず、核分裂ガスの生成は Meel と Rider による収率のデータを用いて計算する。これらのデータを高速中性子と熱中性子による収率に分けて Table 3.1 と Table 3.2 に示す。

一方、核分裂ガスの放出は、Hoffman-Coplin のモデルを用いて計算する。このモデルは、Table 3.3 に示すように、核分裂ガス放出率をペレットスタックの体積平均温度の関数として与えられている。

以上のモデルを用いて計算した核分裂ガス量から、ギャップ内の混合ガスの熱伝導率および圧力を以下の式を用いて計算する。

$$k_{mix} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i k_i}{\sum_{j=1}^n x_j \phi_{ij}} \quad (2-12)$$

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2$$

$$p = \frac{M^T}{\frac{V^p}{T^p} + \sum_{i=1}^n \left( \frac{V_i^g}{T_i^g} \right)} \quad (2-13)$$

ここで、

- $k_{mix}$  : 混合ガスの熱伝導率
- $k_i$  : 純粋ガスの熱伝導率
- $x_i, x_j$  : 純粋ガスのモル分率
- $\mu_i, \mu_j$  : 純粋ガスの粘性係数
- $M_i, M_j$  : 純粋ガスの分子量
- $p$  : 燃料棒内ガス圧
- $T^p$  : プレナムのガス温度
- $T_i^g$  : ギャップの  $i$  セグメントのガス温度
- $V^p$  : プレナム部の容積
- $V_i^g$  : ギャップの  $i$  セグメントの容積
- $M^T$  : 燃料棒内のガスの全モル数

である。

Table 3.1

FISSION YIELDS USED FOR FAST FLUX IRRADIATION

Isotope	Yields (%) From Fission of:		
	U <sup>235</sup>	U <sup>238</sup>	Pu <sup>239</sup> Pu <sup>241</sup>
Kr <sup>83</sup>	0.77	0.40	0.38
K <sup>84</sup>	0.92	0.85	0.52
Kr <sup>85I</sup>	1.22	0.73	0.69
Kr <sup>85</sup>	0.0	0.0	0.0
Kr <sup>86</sup>	1.70	1.38	0.90
Te <sup>131I</sup>	0.52	0.0	0.0
Te <sup>131</sup>	3.11	3.2	3.3
I <sup>131</sup>	0.0	0.0	0.10
Xe <sup>131</sup>	0.0	0.0	0.0
Te <sup>132</sup>	5.5	4.4	3.5
I <sup>132</sup>	0.2	0.3	0.26
Xe <sup>132</sup>	0.0	0.0	0.0
I <sup>133</sup>	5.50	5.5	5.7
Xe <sup>133</sup>	0.0	0.0	0.0
Xe <sup>134</sup>	5.9	6.6	6.4
I <sup>135</sup>	5.6	5.9	6.3
Xe <sup>135I</sup>	0.0	0.0	0.0
Xe <sup>135</sup>	0.5	0.1	0.5
Xe <sup>136</sup>	6.0	5.9	6.9

Table 3.2

FISSION YIELDS USED FOR THERMAL FLUX IRRADIATION

Isotope	Yields (%) From Fission of:		
	U <sup>235</sup>	U <sup>238</sup>	Pu <sup>239</sup> Pu <sup>241</sup>
Kr <sup>83</sup>	0.52	--	0.29 0.208
Kr <sup>84</sup>	0.97	--	0.47 0.341
Kr <sup>85I</sup>	1.30	--	0.535 0.30
Kr <sup>85</sup>	0.0	--	0.0 0.0
Kr <sup>86</sup>	1.93	--	0.75 0.40
Te <sup>131I</sup>	0.44	--	0.0 0.0
Te <sup>131</sup>	2.52	--	3.7 3.01
I <sup>131</sup>	0.0	--	0.09 0.0
Xe <sup>131</sup>	0.0	--	0.0 0.0
Te <sup>132</sup>	4.33	--	5.2 4.44
I <sup>132</sup>	0.0	--	0.15 0.03
Xe <sup>132</sup>	0.0	--	0.0 0.0
I <sup>133</sup>	6.69	--	5.3 6.54
Xe <sup>133</sup>	0.0	--	1.2 0.0
Xe <sup>134</sup>	7.92	--	7.47 7.81
I <sup>135</sup>	6.17	--	5.7 7.23
Xe <sup>135I</sup>	0.0	--	0.0 0.0
Xe <sup>135</sup>	0.13	--	1.51 0.07
Xe <sup>136</sup>	6.46	--	6.66 7.04

Table 3.3 Fission Product Gas Release Rate as a Function of Fuel Averaged Temperature

Temperature (°C)	Release Rate
0.0	0.0
745	0.0006
755	0.0008
760	0.001
785	0.002
800	0.003
810	0.004
820	0.005
825	0.006
830	0.007
840	0.008
850	0.009
855	0.01
890	0.02
920	0.03
940	0.04
955	0.05
975	0.06
985	0.07
1000	0.08
1015	0.09
1030	0.10
1100	0.16
1160	0.20
1300	0.30
1470	0.40
1690	0.50
2000	0.52

### 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<sup>(9)</sup>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<sup>(10)</sup>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<sup>(3)(25)</sup>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)が用いられる。

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され、以下

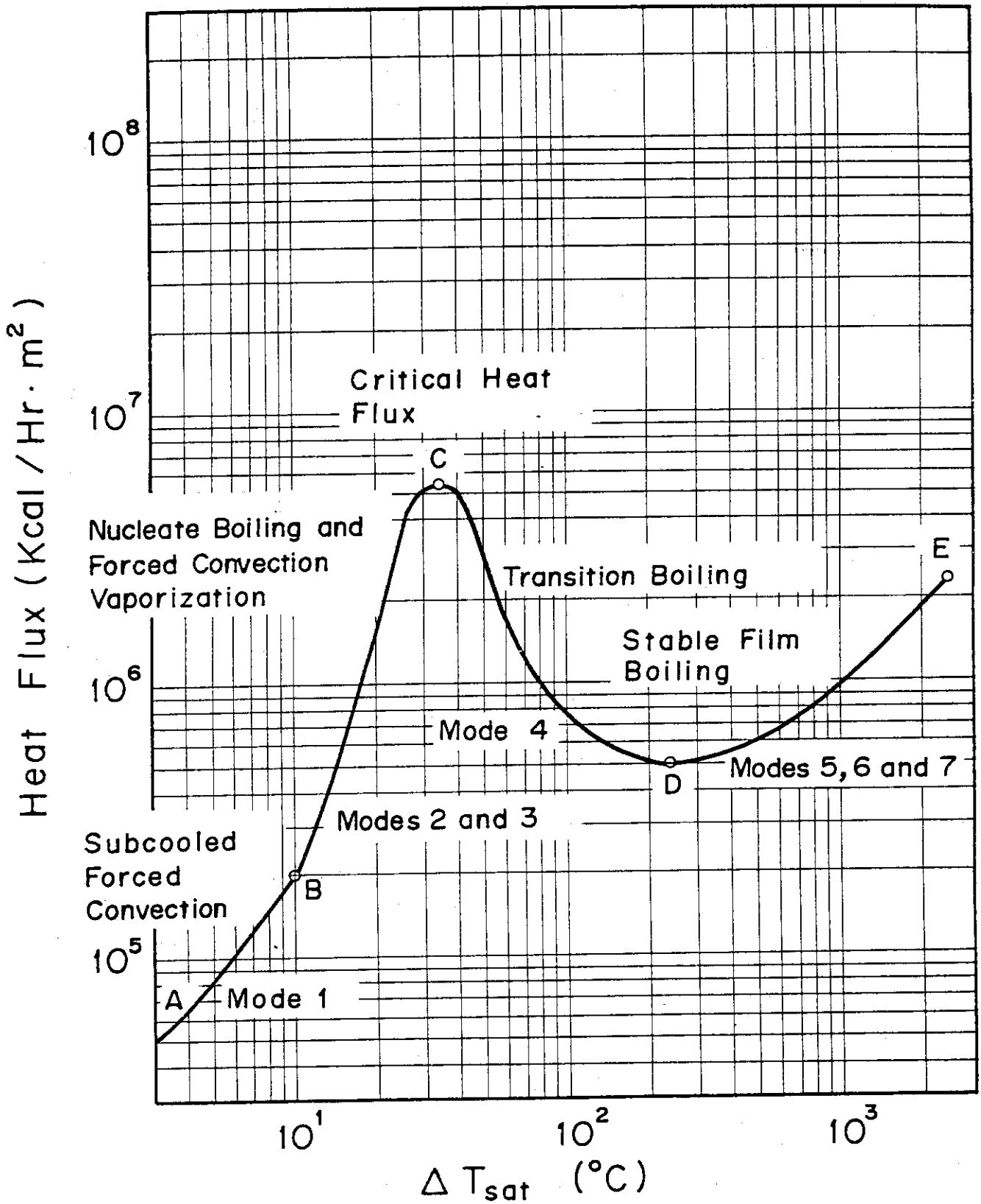


Fig. 3.5 Heat Transfer Modes Considered in MCDRAN-I



のような熱伝達式が適用される。

- 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)の両方を用いて行われ、このうち大きい熱流束を与える伝熱様式が選択される。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られ、次のような式が選択される。

- 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<sup>(11)</sup>の式を用いた。

Dittus and Boelter

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

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<sup>(12)</sup>を用いた。

Ostrach

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

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

ここで、

$k_f$  : 流体の熱伝導率

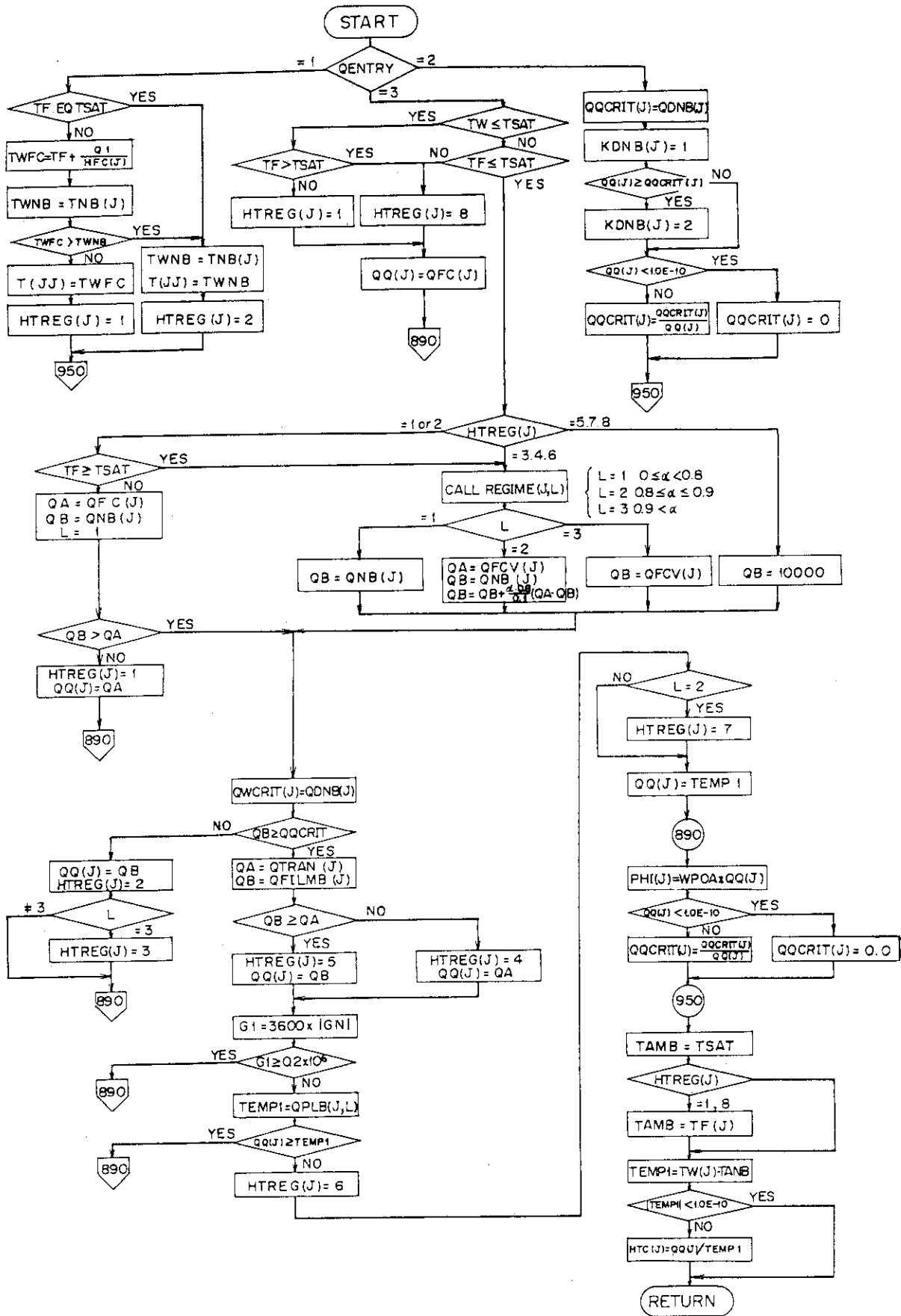


Fig. 3.6 Selection of Heat Transfer Correlation

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<sup>(13)</sup> と Thom<sup>(14)</sup> 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<sup>(15)</sup> の式を用いた。これらの熱伝達式を以下に示す。

Jens and Lottes

$$q = \left( \frac{\Delta T_{sat} e^{p/900}}{14.7} \right)^4 \quad (3-3)$$

Thom

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

Nishikawa and Yamagata

$$q = 31.6 P^{6/5} \Delta T_{sat}^3 \quad (3-5)$$

ここで、

$\Delta T_{sat}$  : 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できる。

#### (3) 強制対流蒸発熱伝達式

蒸気含有率が高い場合の核沸騰熱伝達式として、Schrock and Grossman<sup>(16)</sup> 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

$$h = (2.50)(0.023) \left( \frac{12k_f}{D_e} \right) (Pr_f)^{0.4} \left[ \frac{GD_e(1-x')}{12\mu_f} \right]^{0.8} \left( \frac{1}{x_{tt}} \right)^{0.75} \quad (3-6)$$

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

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、

$\rho_f$  : 飽和水の密度

$\rho_g$  : 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ないとは言えない。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<sup>(17)</sup>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<sup>(24)</sup>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<sup>(18)</sup> Miropol'skiy<sup>(19)</sup>およびGroenveld<sup>(20)</sup>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 3.4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 3.4 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 <sup>[14]</sup> 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 <sup>2</sup> -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 $7.65 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -hr Heat flux: to $3.5 \times 10^6$ Btu/hr-ft <sup>2</sup>
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: $0.77 \times 10^6$ to $2.80 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /hr-ft <sup>2</sup> Heat flux: to $0.5 \times 10^6$ Btu/ft <sup>2</sup> -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: $0.175 \times 10^6$ to $3.28 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -hr Heat flux: $0.06 \times 10^6$ to $1.45 \times 10^6$ Btu/hr <sup>2</sup> -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: $0.2 \times 10^6$ to $1.4 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -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: $3.32 \times 10^5$ to $8.18 \times 10^5$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -hr Heat flux: 14,400 to 41,800 Btu/ft <sup>2</sup> -hr Quality: up to 50%
Miropol'skiy	Water flow in round tubes Mass flux: $0.3 \times 10^6$ to $1.5 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -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: $0.2 \times 10^6$ to $3.0 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /hr-ft <sup>2</sup> Quality: 10 to 90% Heat flux: 35,000 to 700,000 Btu/ft <sup>2</sup> -hr
Berenson	Carbon tetrachloride, n-pentane Horizontal flat plate facing upwards Pressure: atmospheric

Groeneveld

$$h = 3.27 \times 10^{-3} \left( \frac{1.2 k_g}{D_e} \right) (\text{Pr}_{v,w})^{1.32} \left[ \left( \frac{G D_e}{1.2 \mu_g} \right) \left( x + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1-x) \right) \right]^{0.901} Y^{-1.50} \quad (3-11)$$

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

ここで、

- $A_{\text{flow}}$  : 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<sup>(21)</sup> と Berenson<sup>(22)</sup> 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

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

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<sup>(23)(24)</sup>を用いた。

Ohnishi and Tanzawa

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

$$f(T_{\text{sub}}) = 1.72 - 1.99 \times 10^{-2} \Delta T_{\text{sub}} + 8.51 \times 10^{-4} \Delta T_{\text{sub}}^2$$

ここで  $\Delta T_{\text{sub}}$  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)<sup>(26)</sup> and general Electric<sup>(27)</sup> の式

- $x \leq 0.0$  W-3 の式  
 $0.0 < x \leq 0.15$  W-3 式と GE 式の小さい方の極大熱流束  
 $x > 0.15$  GE の式

(2) Westinghouse (W-3) and Barnett の式

- $P \geq 1500$  psi W-3 の式  
 $P < 1500$  psi Barnett の式

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

- $P \geq 1500$  psi B & W-2 の式  
 $1500 > P > 1300$  psi B & W-2 と Barnett の式の内挿値  
 $1300 \geq P \geq 1000$  psi Barnett の式  
 $1000 > P > 725$  psi Barnett と修正 Barnett の式の内挿値  
 $725 \geq P$  修正 Barnett の式

(4) Westinghouse W-3 の式

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

(3-14)

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

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

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

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

(5) General Electric の式

圧力が 1000 psia の場合

$$\begin{aligned} \dot{q}_{CHF,p=1000} = & \left( \frac{10^6}{3600} \right) \left[ 0.705 + 0.237 \left( \frac{3600 G}{10^6} \right) \right] x_{CHF} < x_1 \\ = & \left( \frac{10^6}{3600} \right) \left[ 1.634 - 0.270 \left( \frac{3600 G}{10^6} \right) - 4.71 x_{CHF} \right] x_1 < x_{CHF} < x_2 \\ = & \left( \frac{10^6}{3600} \right) \left[ 0.605 - 0.164 \left( \frac{3600 G}{10^6} \right) - 0.653 x_{CHF} \right] x_2 < x_{CHF} \end{aligned}$$

(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<sup>(28)</sup> 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<sup>(29)</sup> の式

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

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

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

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

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

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

$$D_1 = D_{rod}$$

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

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

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

(8) Becker<sup>(30)</sup> 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<sup>(31)</sup> の式

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

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

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

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

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

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

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

(10) 修正 Bennett<sup>(32)</sup> の式

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

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

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

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

(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<sup>(34)</sup>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 3.5 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 3.5 Test Conditions and Data Range for CHF

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

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: $0.059 \times 10^6$ to $1.1 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -hr Heat flux: $0.235 \times 10^6$ to $1.0 \times 10^6$ Btu/ft <sup>2</sup> -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: $0.75 \times 10^6$ to $4.0 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -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: $0.03 \times 10^6$ to $1.7 \times 10^6$ lb <sub>m</sub> /ft <sup>2</sup> -hr Inlet subcooling: 6 to 373 Btu/lb <sub>m</sub>

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<sup>(35)</sup>やBradfield<sup>(36)</sup>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<sup>(24)</sup>を採用した。この実験式は、 $UO_2$ ペレット-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。

Ohnishi and Tarzawa

$$T_w - T_{sat} = 5.14 T_{sub} + 280 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3-24)$$

### 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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial z} = \tau \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \quad (3-25)$$

(2) 運動量の式

$$\frac{\partial (\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u^2) = -\frac{\partial}{\partial x} (P+q) - \rho g - \frac{f}{2D_e} \rho u^2 \quad (3-26)$$

(3) エネルギーの式

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u h) = Q \quad (3-27)$$

$$q = \lambda \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3-28)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \rho} = c^2 \quad (3-29)$$

ここで、

$\rho$  : 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
- $\lambda$  : 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<sup>(37)</sup>(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設ノードをとり、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(3-26)をZIP法による差分方程式に書きかえる。

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

また、時間に依存しない項をまとめて以下のように置く。

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

これらの式を(3-26)式に代入し、時間重み係数を $\phi$ とすると運動量の式は以下のように表わせる。

$$\frac{(\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n}{\delta t} = \frac{\phi}{\delta z} (P_i^{n+1} - P_{i+1}^{n+1}) + \frac{1-\phi}{\delta z} (P_i^n - P_{i+1}^n) + R_{i+\frac{1}{2}}^n \quad (3-30)$$

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。

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

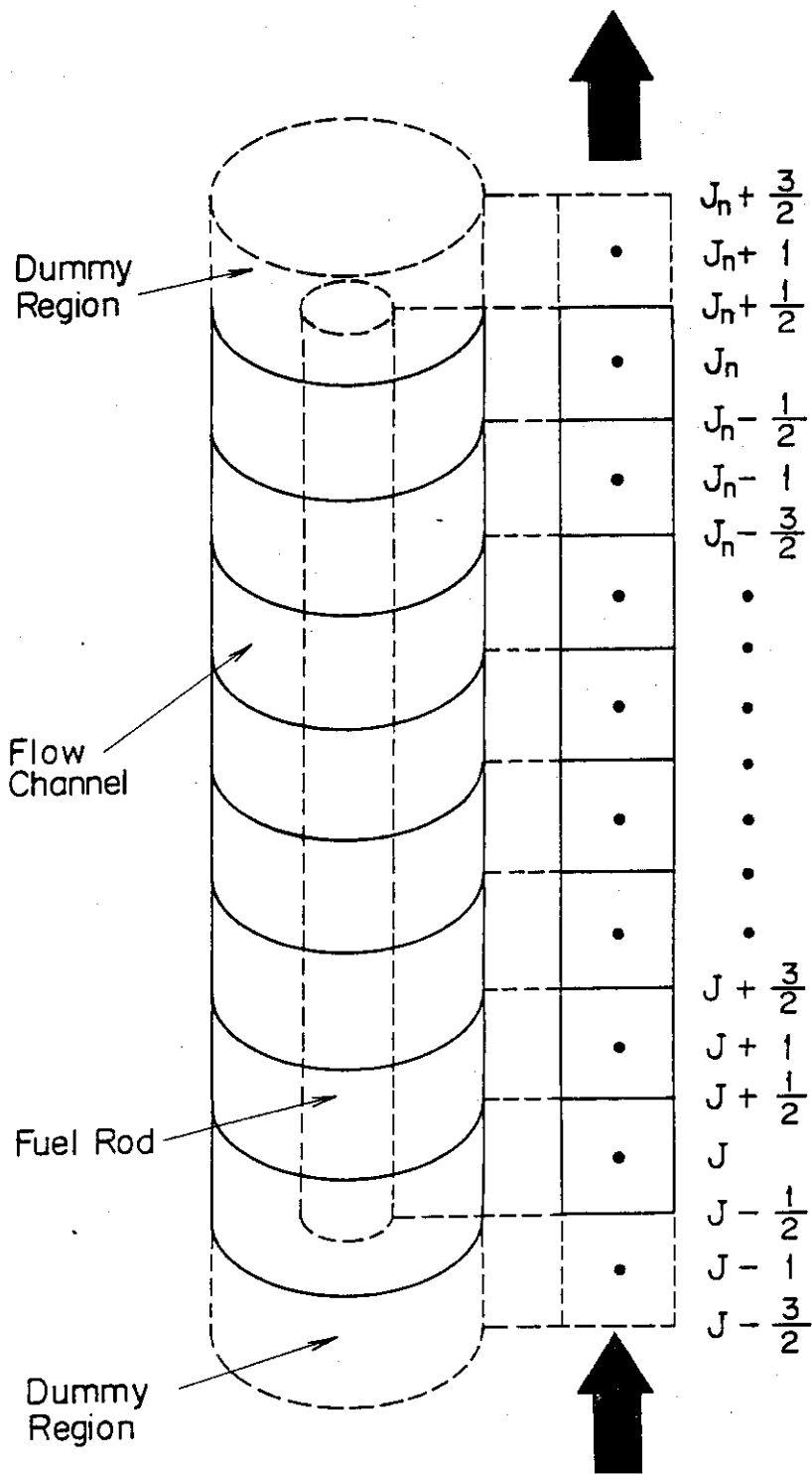


Fig. 3.7 Axial Sectioning of Fuel Rod and Coolant Channel

$$+ R_{i-\frac{1}{2}}^n \tag{3-31}$$

次に、連続の式(3-25)を差分方程式に書きかえると下記のようなになる。ここで $\theta$ は時間重み係数である。

$$\begin{aligned} \frac{\rho_i^{n+1} - \rho_i^n}{\delta t} &= \frac{\theta}{\delta z} \left[ (\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right] + \frac{1-\theta}{\delta x} \left[ (\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^n - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n \right] \\ &+ \frac{\tau}{\delta z^2} (\rho_{i+1}^n + \rho_{i-1}^n - 2\rho_i^n) \end{aligned} \tag{3-32}$$

また、圧力 $P$ については(3-29)式を変換して次式を得る。

$$P_i^{n+1} = P_i^n + C_i^2 (\rho_i^{n+1} - \rho_i^n) \tag{3-33}$$

以上の(3-30)式、(3-31)式、(3-32)式を整理してまとめると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{P_i^{n+1}}{C_i^2} &= \frac{P_i^n}{C_i^2} + \frac{\theta \phi \delta t^2}{\delta z^2} (P_{i-1}^{n+1} + P_{i+1}^{n+1} - 2P_i^{n+1}) + \frac{\delta t}{\delta z} \left[ (\rho u)_{i-\frac{1}{2}}^n - (\rho u)_{i+\frac{1}{2}}^n \right] \\ &+ \frac{\theta(1-\phi)\delta t^2}{\delta z^2} (P_{i-1}^n + P_{i+1}^n - 2P_i^n) + \frac{\theta \delta t^2}{\delta z} (R_{i-\frac{1}{2}}^n - R_{i+\frac{1}{2}}^n) \\ &+ \frac{\tau \delta t}{\delta z^2} (\rho_{i+1}^n + \rho_{i-1}^n - 2\rho_i^n) \end{aligned} \tag{3-34}$$

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。

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

この式を(3-34)式に代入して整理すると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{\theta \phi \delta t^2}{\delta z^2} P_{i-1}^{n+1} - \left( \frac{2\theta \delta t^2}{\delta z^2} + \frac{1}{C_i^2} \right) P_i^{n+1} + \frac{\theta \phi \delta t^2}{\delta z^2} P_{i+1}^{n+1} &= -G_i \end{aligned} \tag{3-35}$$

圧力に関する(3-35)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(3-33)式に代入して新しい時刻における密度 $\rho^{n+1}$ を求める。これら $P^{n+1}$ および $\rho^{n+1}$ を(3-30)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 $P^{n+1}$ 、 $\rho^{n+1}$ および $u^{n+1}$ をエネルギーの式(3-27)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(3-27)の差分方程式は以下のようなになる。

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



上式を  $h^{n+1}$  について整理すると以下のようなになる。

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

(3-36)

### 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。MCDRAN-I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

$$\begin{aligned}
 \rho_1 &= \rho_{in} = f(P_{in}, h_{in}) \\
 h_1 &= h_{in} \\
 P_1 &= P_{in} \\
 u_1 &= G_{in} / \rho_{in}
 \end{aligned}$$

出口側境界条件

$$\begin{aligned}
 \rho_{j_{max}+2} &= \rho_{j_{max}+1} \\
 h_{j_{max}+2} &= h_{j_{max}+1} \\
 P_{j_{max}+2} &= P_{j_{max}+1} \\
 u_{j_{max}+3} &= u_{j_{max}+2}
 \end{aligned}$$

### 3.4.4 摩擦係数

摩擦係数としては、Karman-Nikuradse<sup>(38),(39)</sup>の式に基づく滑らかな管内乱流に対するFanningの摩擦係数が用いられる。

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

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。

## 4. 計 算 例

### 4.1 反応度事故時の燃料挙動解析例

MCDRAN-I の計算例として、最初に、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<sup>(40)</sup>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<sup>(41)</sup>の概略図をFig. 4.1に主要諸元を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-ZrH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。実際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、MCDRAN-I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た図である。この図に示されているように、発熱量が140 cal/gUO<sub>2</sub>近傍から、被覆管表面最高温度は急激に高くなっていき、発熱量260 cal/gUO<sub>2</sub>近傍においてZryの溶融点に達する。発熱量140 cal/gUO<sub>2</sub>近傍から急激に被覆管表面最高温度が高くなるのは、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、それ以上の発熱量では、被覆管表面が極大熱流束点を越えて膜沸騰熱伝達により冷却されることとなるためである。MCDRAN-Iの計算結果は、図に示されているように、実験結果と被覆管表面の最高温度およびその傾向がともによく一致している。なお、MCDRAN-Iでは、まだ相変化による潜熱が考慮されていないので、Zryの溶融温度1840℃を越えても最高温度は上昇する結果となっている。

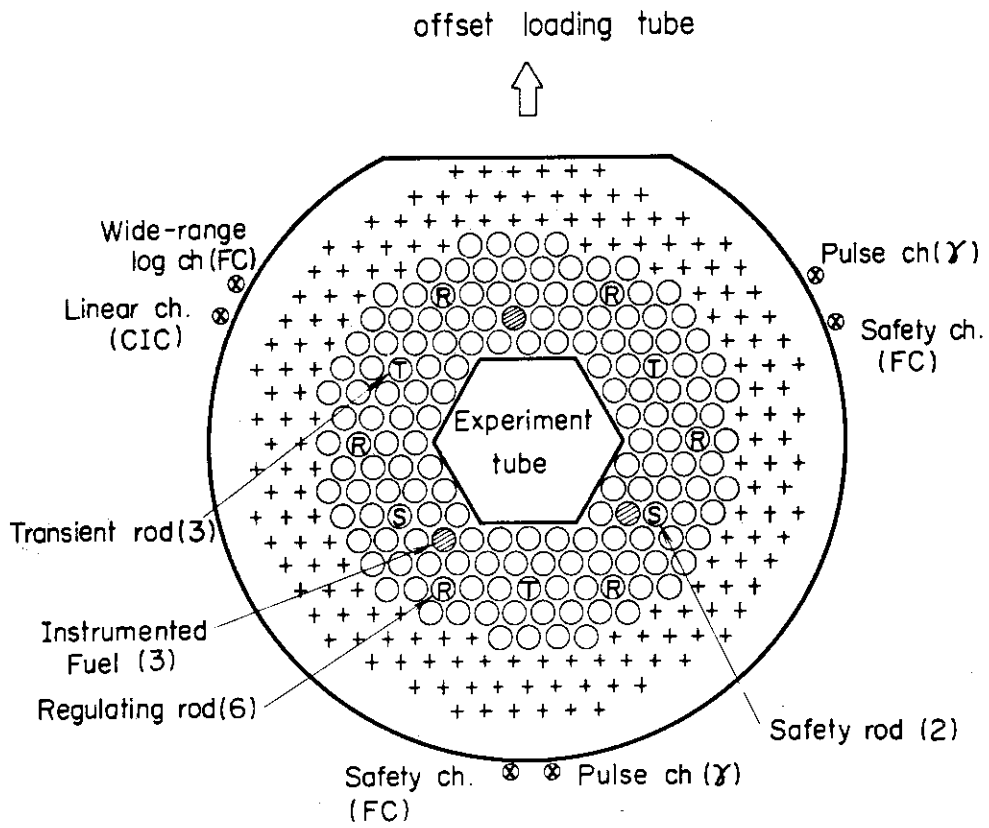


Fig. 4.1 NSRR Core Configuration

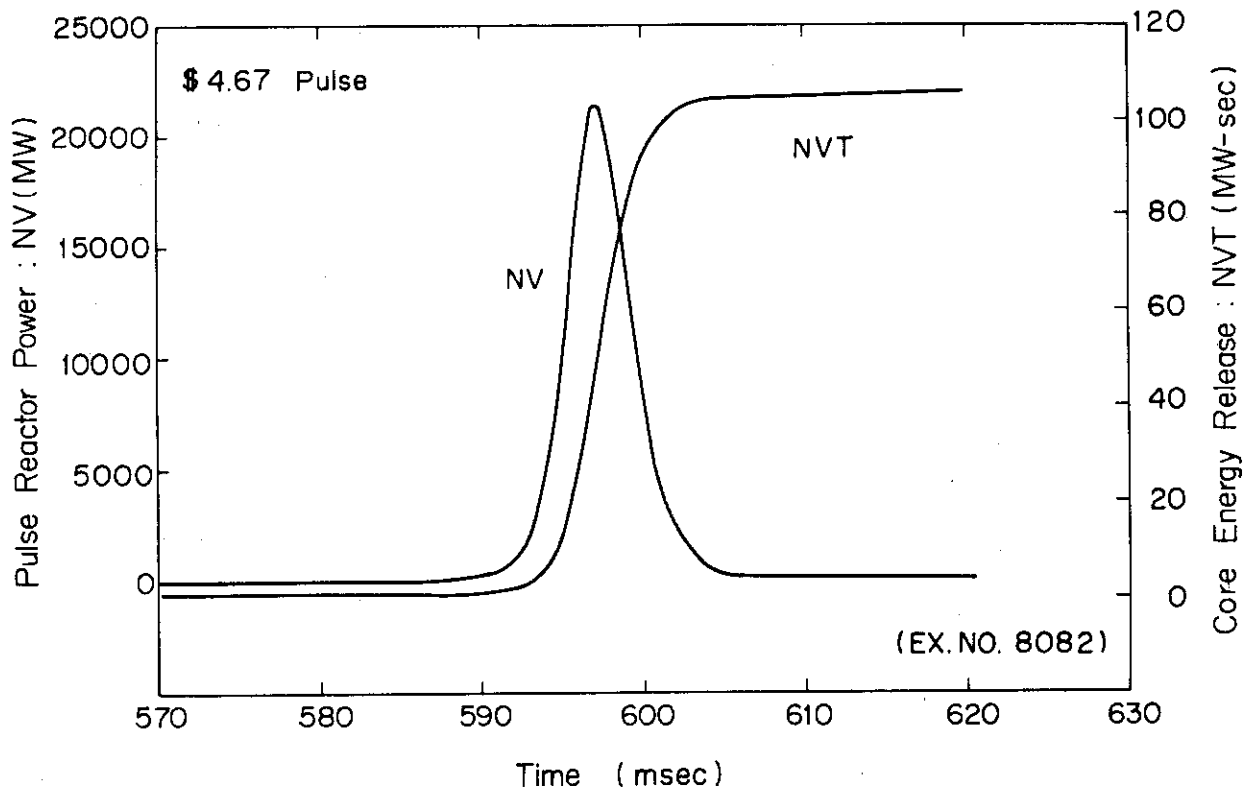


Fig. 4.2 Reactor Power Behavior of NSRR

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 <sup>m</sup> (wide) × 4.5 <sup>m</sup> (long) × 9 <sup>m</sup> (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-followed 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 <sub>4</sub> 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 <sub>4</sub> 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

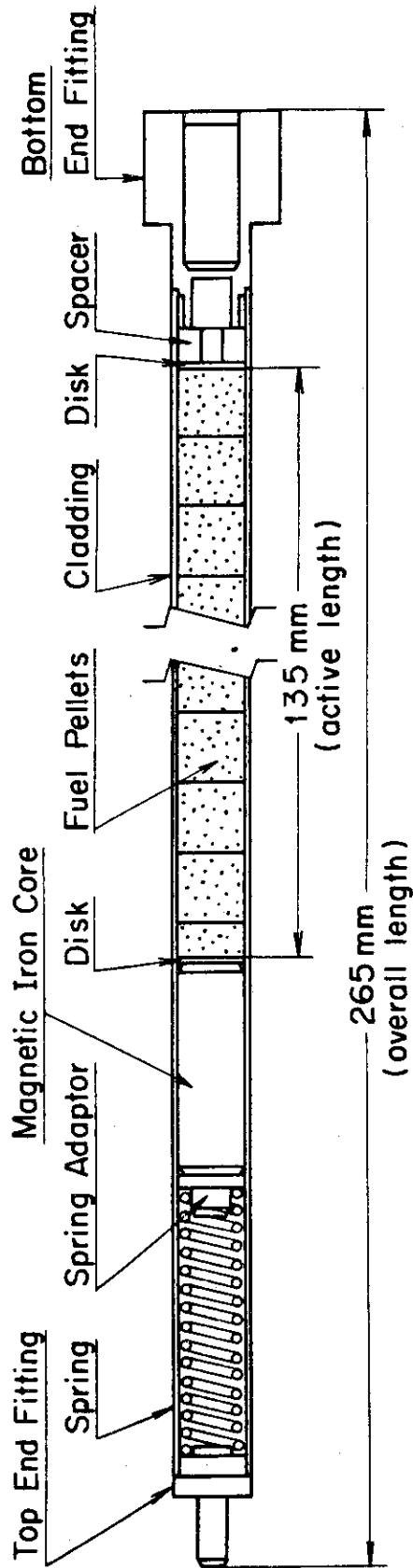


Fig. 4.3 Layout of Standard Test Rod in NSRR Experiment

Table 4.2 Test Fuel Design Summary

UO <sub>2</sub> 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

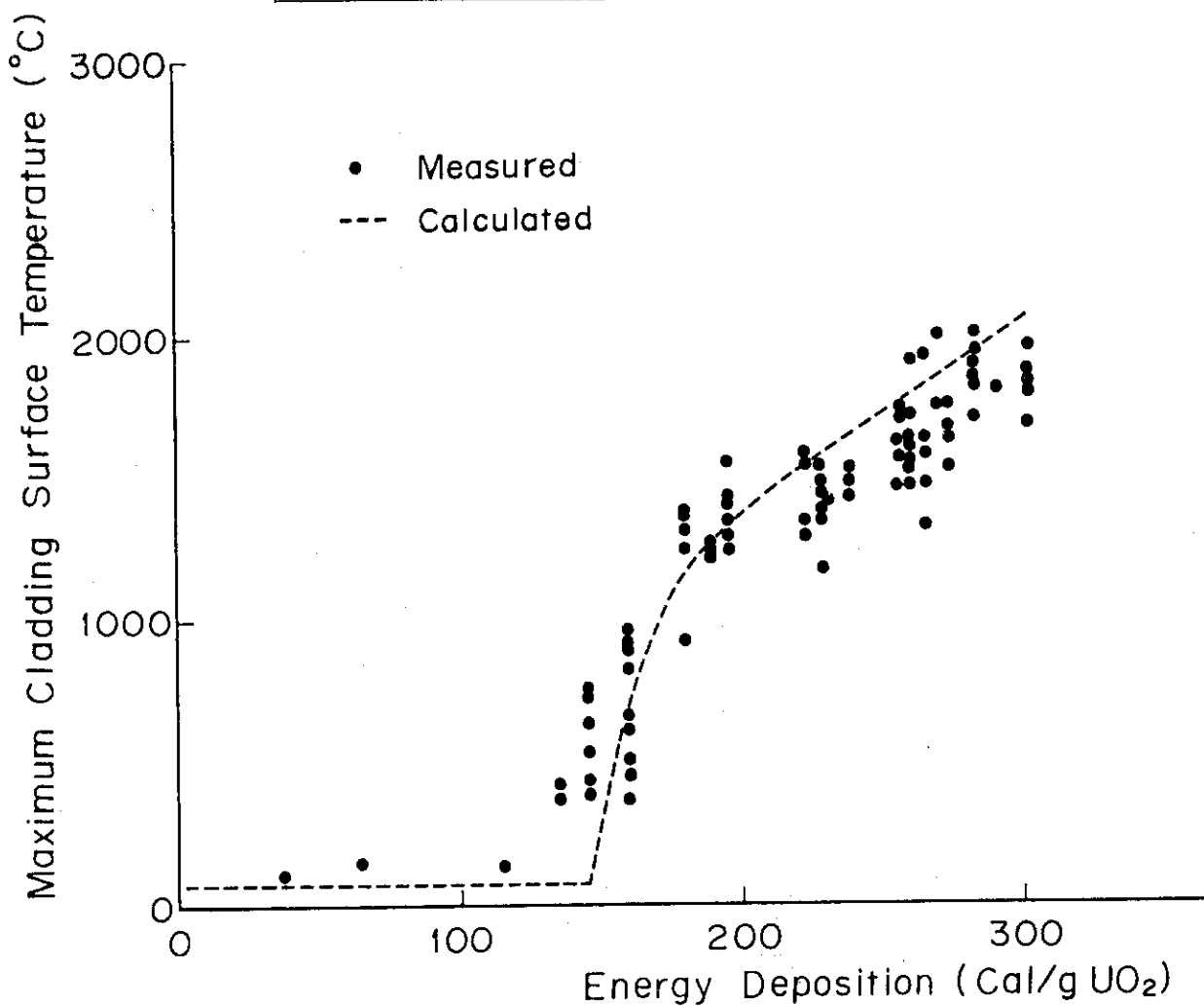


Fig. 4.4 Comparison of Maximum Cladding Temperatures between Calculations and Test Data

Fig. 4.5は、標準試験燃料を用いた実験で得られた被覆管表面温度の時間変化を示した図である。図に示した時間変化は、それぞれ発熱量が $176 \text{ cal/gUO}_2$ と $264 \text{ cal/gUO}_2$ に関するものである。被覆管表面温度は、パルス出力発生後約1秒で最高点に達したのち、冷却されて徐々に降下し約 $1000^\circ\text{C}$ でクエンチしている。MCDRAN-Iの計算値は、時間変化および最高温度について実験値に極めて良く一致していることがわかる。次に、燃料設計パラメータ実験の一環として行われたギャップ燃料実験の計算例を示す。ギャップ燃料実験は、標準試験燃料のギャップ巾( $0.095 \text{ mm}$ )を2倍( $0.190 \text{ mm}$ )にした試験燃料を用いて行ったものである。ギャップ巾の相違は、ギャップ熱伝達係数の違いとなり、結果的に被覆管表面温度の挙動に影響を及ぼすことが考えられる。Fig. 4.6に見られるように、この場合もMCDRAN-Iの計算結果は、実験値とよく一致している。

以上、主としてNSRR実験における被覆管表面温度挙動について、実験結果とMCDRAN-Iの計算結果を比較して示したが、両者はきわめて良い一致を示した。ここには示さなかったが、被覆管表面温度以外に、 $\text{UO}_2$ ペレットの中心温度に関しても計算結果と実験結果は比較的良く一致した。これらの照合によりMCDRAN-Iコードは、NSRR実験における燃料棒の過渡的温度挙動の解析に関してはほぼ妥当であることが確認できた。

#### 4.2 冷却材喪失事故時の燃料挙動解析例

冷却材喪失事故時の燃料挙動解析に対する適応性および妥当性を検討するために、LOFT実験における被覆管温度の予測計算を行い、U.S.NRCで開発が進められているブローダウン挙動解析コードRELAP4-BEおよび燃料挙動解析コードFRAP-T3による計算結果と比較した。解析モデルの妥当性を検証する上では、前述の反応度事故時の燃料挙動解析と同様に、実験値と計算値と比較することが最も望ましいが、比較検討をより実際的なものとするためには、LOFT実験による実験データ等の収集および評価を十分行なう必要があり、今後の課題とした。

ここでは、まず、LOFT<sup>(42)</sup>によるLOCE実験の定常状態における燃料棒の各種パラメータに関して比較した結果を示す。Table 4.3は熱出力 $538 \text{ W/cm}$ ( $16 \text{ kW/ft}$ )の燃料棒に関するRELAP4-BE、FRAP-T3およびMCDRAN-Iの計算結果を比較したものである。Table 4.3に示されているように、燃料内圧とギャップ巾はMCDRAN-Iと他コードとでは若干違っているものの、 $\text{UO}_2$ ペレット中心温度およびギャップガス温度等は3者ともよく一致していることがわかる。違いが生じたギャップ巾については、MCDRAN-Iのギャップ熱伝達モデルとRELAP4-BEおよびFRAP-T3のそれとの相違によるものと考えられる。すなわち、MCDRAN-Iでは、ペレットの体積膨張を“Annularモデル”で取扱っているのに対して、FRAP-T3等では“Cracked-pelletモデル”で扱い、ギャップ巾をより少なく評価したことによるものと考えられる。一方、燃料内圧については、MCDRAN-Iの計算結果が他の2者に比較してかなり高くなっている。この相違の詳細は明らかでないが、MCDRAN-Iの場合はギャップが開いている状態にあるのに対してFRAP-T3とRELAP4-BEの場合はギャップが閉じていて、プレナム部の圧力を示しているものと考えられる。

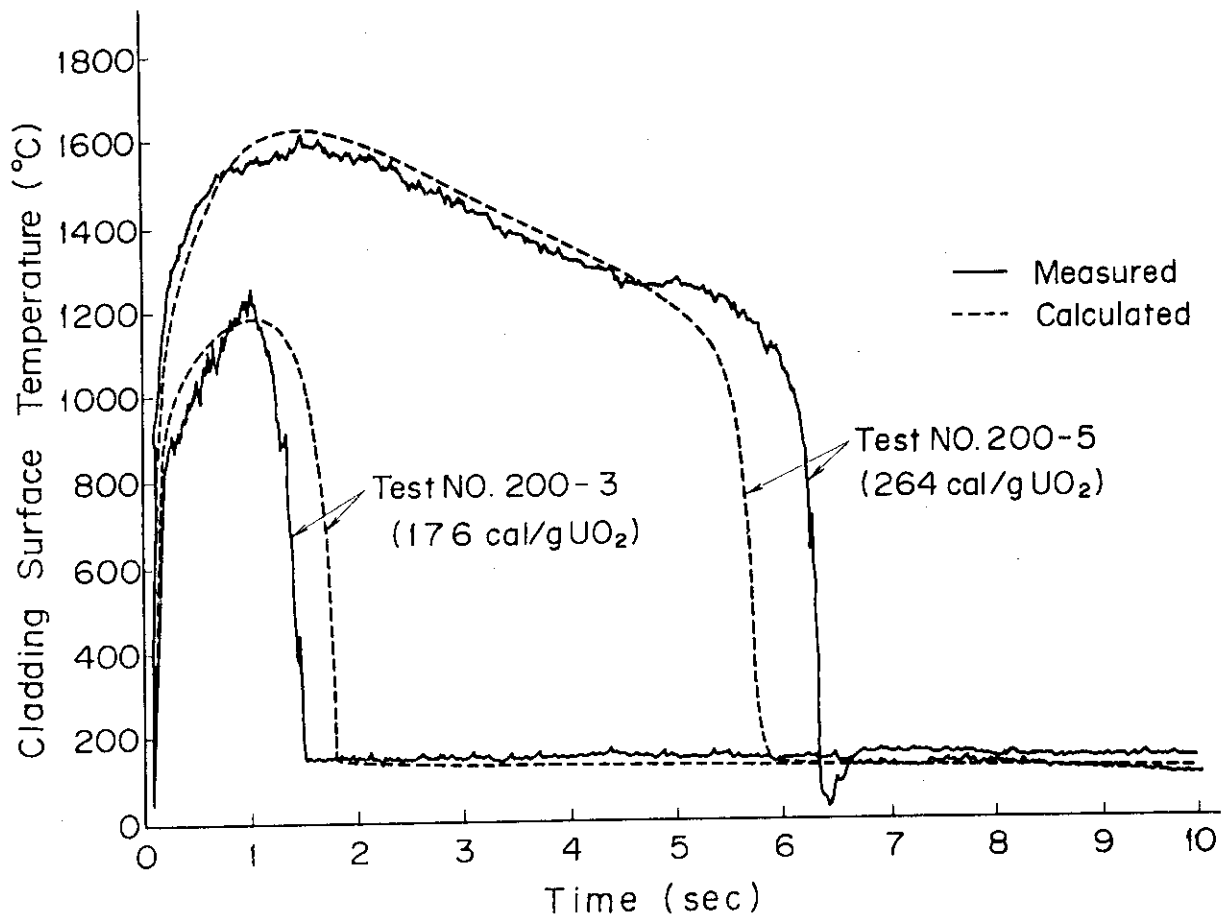


Fig. 4.5 Comparison of Cladding Surface Temperature between Calculation and Test Data

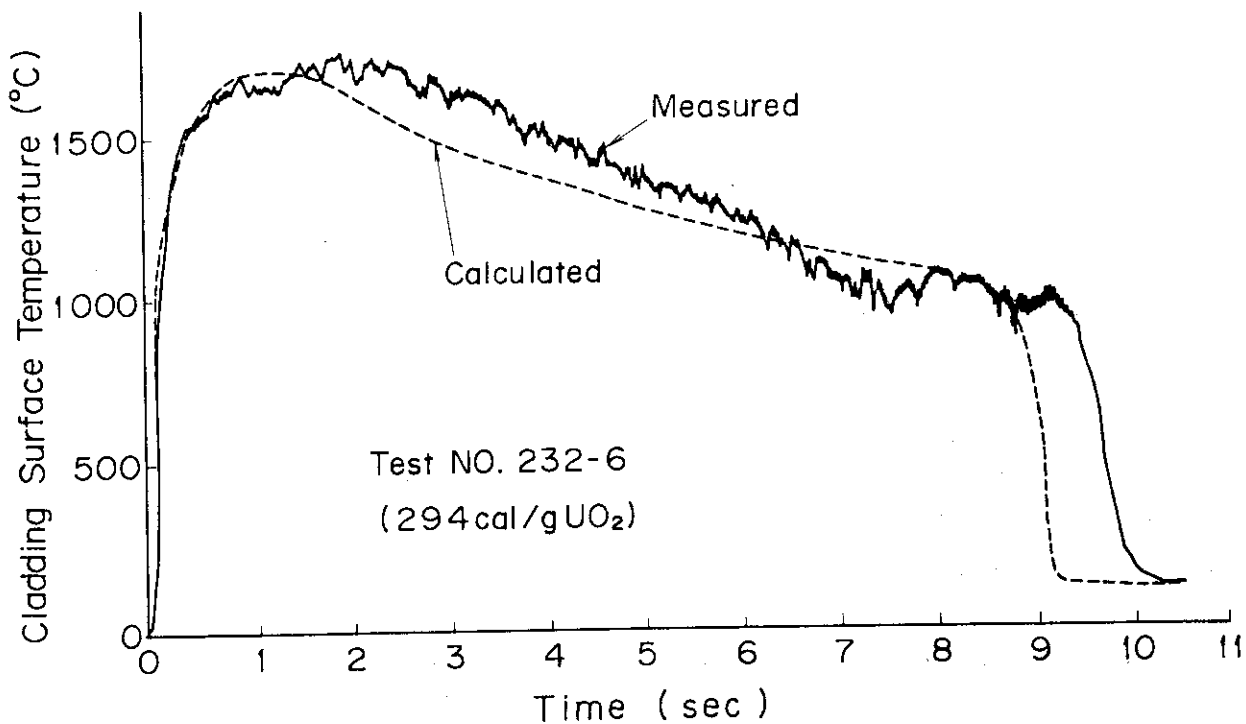


Fig. 4.6 Comparison of Cladding Surface Temperature between Calculation and Test Data



Table 4.3 Results of Steady-State Calculations Comparing MCDRAN-1, FRAP-T3 and RELAP4-BE

	Fuel Rod Power 538 w/cm		
	MCDRAN-1	FRAP-T3	RELAP4-BE
Fuel center temperature (°C)	2285	2294	2301
Gap gas temperature (°C)	507	518	502
Cladding outer surface temperature (°C)	314	350	350
Calculated gap width (mm)	0.04	0.00	0.00
Internal pressure (MPa)	6.0	0.32	0.28
ap conductance	0.81	0.85	1.01

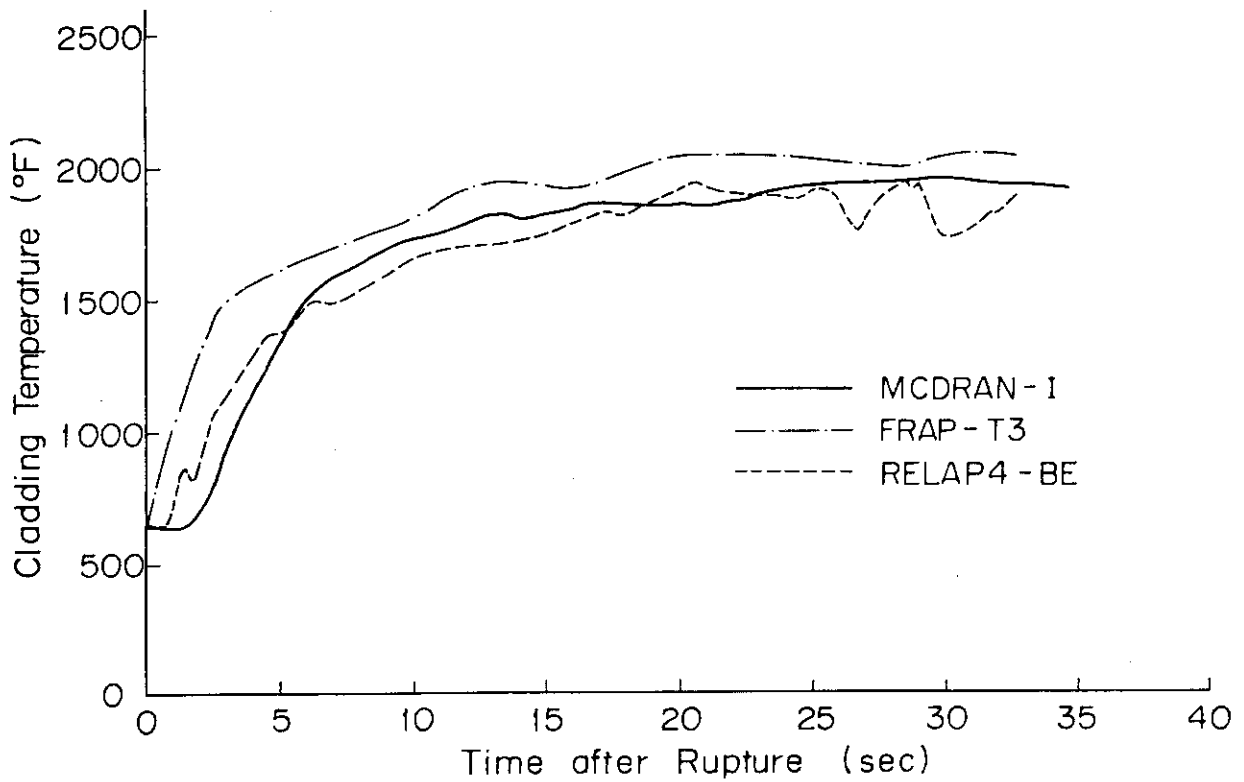


Fig.4.7 Comparison of Cladding Temperature History (MCDRAN-I, FRAP-T3, RELAP4-BE)

以上、個々の計算結果について若干の相違があるものの燃料温度自体は比較的良い一致を示していると言える。

次に、過渡時の被覆管温度について比較する。Fig. 4.7は、ブローダウン終了時刻までの被覆管温度の時間変化について、MCDRAN-Iの計算結果を他のコードの計算結果と比較した図である。図に見られるように、被覆管温度は、ブローダウン開始直後約0.5秒から急速に上昇を開始し、時刻約5秒において上昇率がやや鈍化しつつその後は徐々に上昇する。計算結果は、FRAP-T3の結果が他のコードに比べて早い時刻においてCHFに達したことを示しているほかは、比較的よく一致している。このように、CHF到達時刻の違いは、冷却材の流動挙動の取扱いの相違によるものと考えられる。また、被覆管温度はFRAP-T3が最も高く、MCDRAN-IおよびRELAP4-BEの結果がやや低いのは、CHFの発生時刻の違いによるものと考えられ、後者の場合が核沸騰熱伝達による冷却期間が長く除熱が多かったことによるものと考えられる。

以上、LOCA時の燃料挙動に関する解析例を示したがRELAP4-BEやFRAP-T3の結果と比較的よく一致した。MCDRAN-Iの妥当性を実際的に検証するためには、実験データとの照合が必要であるが、LOCA時の燃料挙動解析に対しても充分活用していくことができると考えられる。

## 5. 結 言

本稿では、主としてMCDRAN - I 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およびLOCA時の燃料挙動解析の結果を併せて報告した。これら代表的な事故時の燃料挙動の解析結果から判断して、MCDRAN - I の計算結果は一応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する。

MCDRAN - I 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の解析モデルの開発を進め、段階的に改善していく予定である。

## 謝 辞

本コードの開発に当っては、開発当初から御参加下さったCRC株式会社の藪下幸久氏と広瀬大久氏に負うところ大である。両氏には数値解法の検討やプログラム作成に関して御甚力を賜わった。コードの内容については、燃料安全第一研究室・原山泰雄副主任研究員および安全工学第一研究室・竹下功氏に詳細な御検討を願った。また、コードの変換作業やファイルの作成等については反応度安全研究室の丹沢貞光氏に御協力を願った。さらに、反応度安全研究室長石川迪夫氏には、本コードの開発に対して種々の面で御支援いただいた。以上の方々に対してここに謹んで感謝の意を表わします。

## 5. 結 言

本稿では、主としてMCDRAN - I 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およびLOCA時の燃料挙動解析の結果を併せて報告した。これら代表的な事故時の燃料挙動の解析結果から判断して、MCDRAN - I の計算結果は一応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する。

MCDRAN - I 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の解析モデルの開発を進め、段階的に改善していく予定である。

## 謝 辞

本コードの開発に当っては、開発当初から御参加下さったCRC株式会社の藪下幸久氏と広瀬大久氏に負うところ大である。両氏には数値解法の検討やプログラム作成に関して御甚力を賜わった。コードの内容については、燃料安全第一研究室・原山泰雄副主任研究員および安全工学第一研究室・竹下功氏に詳細な御検討を願った。また、コードの変換作業やファイルの作成等については反応度安全研究室の丹沢貞光氏に御協力を願った。さらに、反応度安全研究室長石川迪夫氏には、本コードの開発に対して種々の面で御支援いただいた。以上の方々に対してここに謹んで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) S.R. Fisher et al, RELAP4/MOD6 - - - A Computer Program for Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Nuclear Reactors and Related Systems, CDAP-TR-003 (January 1978).
- (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) R.J. Wagner, "HEAT-1 : A One Dimensional Time Dependent or Steady State Heat Conduction Code for the IBM-650", IDO-16867 (1963).
- (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. Hocevar 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, aeew-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 蔦雄, 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)

## 附録 1 入力データの説明

### カード1 タイトルカード (20A4)

TITLE : タイトル

### カード2 メッシュデータ (6I3)

- (1) JMAX : 軸方向メッシュ点数 ( $\leq 20$ )
- (2) NI(1) : ペレット内分割数
- (3) NI(3) : クラッド内分割数
- ◇注◇ NI(2) : ギャップ内分割数 = 1
- NI(4) : 冷却チャンネル内分割数 = 1
- NI(1) + NI(2) + NI(3) + NI(4) + 1  $\leq$  50
- (4) IT : 時間巾を変える範囲の数 ( $\leq 20$ )
- (5) IP : 発熱量の時間変化のデータ数 ( $\leq 50$ )

### カード3 形状寸法データ

- (1) R(1) : ペレット半径 (m)
- (2) R(2) : クラッド内径 (m)
- (3) R(3) : クラッド外径 (m)
- (4) R(4) : 流路等価半径 (m)
- (5) RCELL : セル等価半径 (m)
- (6) DE : 水力等価直径 (m)

### カード4 発熱量, 燃料関係データ (6E12.5)

- (1) TOTPW : 燃料全体の発熱量 (MW)
- (2) PINTH : 有効発熱部長さ (m)
- (3) ETHPMH : 即発減速材発熱割合
- (4) RHOF :  $UO_2$ ペレット密度 ( $kg/m^3$ )
- (5) RHOC : Zryクラッド密度 ( $kg/m^3$ )

### カード5 タイムメッシュカード (6E12.5)

- (1) DELT(I) : タイムメッシュ (sec)
- (2) PRINT(I) : プリント回数 DELT(I) \* PRINT(I)
- (3) TLAST(I) : タイムメッシュを切替える時刻 (sec)

◇注◇ カード2のIT個入力データを用意する。



カード6 発熱密度の時間変化 (6 E 1 2.5)

- (1) QT(I) : 時刻 (sec)  
 (2) QQ(I) : 発熱密度の時間変化

〈注〉 発熱密度の時間変化は初期値を1とした規格値を用いる。カード2のIP個人入力データを用意する。

カード7 軸方向発熱分布係数 (6 E 1 2.5)

- (1) FRPW(I) : 発熱分布係数 (規格値)

〈注〉 カード2で与えた軸方向メッシュ点の個数だけ与える。

カード8 半径方向発熱分布係数 (6 E 1 2.5)

- (1) AMU(I) : 発熱分布係数 (規格値)

〈注〉 カード2で与えた半径方向のメッシュ点の個数だけ与える。

カード9 ギャップ熱伝達係数に関するデータ (6 E 1 2.5)

- (1) ROUF : ペレットの表面あらし (mm)  
 (2) ROUC : クラッドの表面あらし (mm)  
 (3) COLDW : 冷間加工率 ( $m^2/m^2$ )  
 (4) FRADEN : ペレットの理論密度割合  
 (5) FLUX : 高速中性子束 ( $n/cm \cdot sec$ )

カード10 冷却材に関するデータ (3 I 5, 3 E 1 2.5)

- (1) IP : 圧力の時間変化データの個数  
 (2) IG : 流量の時間変化データの個数  
 (3) IH : エンタルピーの時間変化データの個数  
 (4) OMEGA 1 : 連続の式の時間コントロール  
 (5) OMEGA 2 : 運動量の式の時間コントロール  
 (6) TAU : 連続の式の消散項の係数

カード11 圧力の時間変化データ (6 E 1 2.5)

- PT(I) : 時刻 (sec)  
 PP(I) : 境界における圧力変化 ( $kg/cm^2$ )

〈注〉 カード10で与えたIPの個数だけ圧力データを用意する。

カード12 流量の時間変化データ (6 E 1 2.5)

- GT(I) : 時刻 (sec)  
 GG(I) : 境界における流量変化 ( $kg/m^2 \cdot sec$ )

〈注〉 カード10で与えたIGの個数だけ流量データを用意する。

カード13 エンタルピーの時間変化データ (6 E 1 2.5)

HT(I) : 時刻 (sec)

HH(I) : 境界における冷却水のエンタルピー変化 (kcal/kg)

<注> カード11で与えたIHの個数だけエンタルピーデータを用意する。

カード14 F.Pガスに関するデータ (6 E 1 2.5)

VPLEN : プレナム体積 (cm<sup>3</sup>)

GUESS : プレナムガスの温度増加分 (°C)

<注> TPLEN = TBULK + GUESS

カード15 F.Pガスの初期値 (6 E 1 2.5)

NRF I(1) : ヘリウム (ata)

NRF I(2) : アルゴン (ata)

NRF I(3) : クリプトン (ata)

NRF I(4) : ゼノン (ata)

NRF I(5) : 水素 (ata)

NRF I(6) : 空気 (ata)

NRF I(7) : 蒸気 (g)

カード16 被覆管表面熱伝達係数に関するデータ (6 E 1 2.5)

FCONV : 非沸騰熱伝達域の熱伝達式

= 1 Dittus & Boelterの式

= 2 Ostrachの式

TNUCBL : 核沸騰域の熱伝達式

= 1 Jens & Lottesの式

= 2 Thomの式

= 3 西川, 山本の式

NFCV : 強制対流蒸発域の熱伝達式

= 1 Schrock & Grossmanの式

= 2 外部附加式

TRBOIL : 遷移沸騰域の熱伝達式

= 1 McDonough, Milich and Kingの式

= 2 外部附加式

FMBOIL : 膜沸騰域の熱伝達式

= 1 Dougall and Rohsenowの式

= 2 Miropol'skiyの式

= 3 Groeneveldの式

- NPOOL : プール膜沸騰熱伝達式  
= 1 Berenson の式  
= 2 サブクール膜沸騰熱伝達式

カード 17 極大熱流束式に関するデータ ( 1 2 1 3 )

- CRFLUX : 極大熱流束の式  
= 1 Westinghouse W - 3 の式  
= 2 General Electric の式  
= 3 W - 3 & GE の組合せ式  
= 4 Machbeth の式  
= 5 Barnett の式  
= 6 Becker の式  
= 7 W - 3 & Barnett の式  
= 8 W - 2 & Barnett の式  
= 9 修正 Barnett の式  
= 10 Babcock & Wilcox & Barnett の式  
= 11 Rohsenow - Griffith の式