

# 浸水燃料内圧挙動計算コード「WTRLGD」

落合政昭\*

## WTRLGD: A Digital Program for the Behavior of the Internal Pressure of a Waterlogged Fuel Rod

By  
Masa-aki OCHIAI

### Abstract

WTRLGD has been developed to analyze the behavior of the internal pressure of a waterlogged fuel rod in an assumed RIA (Reactivity Initiated Accident) condition of a light water reactor or in the experiments simulating RIA (NSRR or SPERT-CDC programs), and any program for such a purpose has not been reported yet. It is also possible to estimate the failure threshold of a waterlogged fuel rod with the program as the failure behavior is directly connected with the rod pressure.

The program is mainly composed of three elements, calculation of the temperature distribution of a rod, determination of the axial motion of the fluid within a rod and the evaluation of the fluid state, pressure and specific volume etc, with the consideration of cladding deformation. The present report describes the mathematical models, the basic equations and the method of the numerical calculation for the each element of the program, and also the example of the analyses for the NSRR waterlogged fuel rod tests as the trial application. According to the trial analyses, the program can estimate the failure threshold of a waterlogged fuel rods within the  $\pm 5\%$  discrepancy from the NSRR test results, thus it is confirmed that the program could be reasonable, at least partially.

### 目次

1. 序文
  2. 計算コード WTRLGD の概要
  3. WTRLGD のプログラム構成
    - 3.1. メインプログラム WTRLGD
    - 3.2. 管外熱伝達(サブルーチン HEATC)
    - 3.3. 非定常熱伝導(サブルーチン FLTMP)
    - 3.4. 燃料内部の水の状態量(サブルーチン WTRSTT)
    - 3.5. 被覆管の変形量(サブルーチン DEFORM)
    - 3.6. 水の軸方向流れ(サブルーチン WTRFLW)
    - 3.7.  $UO_2$  ペレットの変形モデル
  4. WTRLGD の計算例
  5. 結語
  6. 謝辞
  7. 参考文献
- 附録
- A. 入力データの説明

\* 東海支所 原稿受付: 昭和54年3月6日

記号	
$A$ [m <sup>2</sup> ]	: 流路断面積
$a$ [m <sup>2</sup> /sec]	: 熱拡散率
$C_p$ [Kcal/kg·°C]	: 等圧比熱
$E$ [Pa]	: ヤング率
$e$ [-]	: 歪み
$f$ [-]	: 管摩擦係数
$G$ [kg/sec]	: 質量流量
$Gr$ [-]	: グラスホフ数
$g$ [m/sec <sup>2</sup> ]	: 重力加速度
$h$ [Kcal/m <sup>2</sup> ·sec·°C]	: 熱伝達率
$h_{fg}$ [Kcal/kg]	: 蒸発エンタルピ
$k$ [Kcal/m <sup>2</sup> ·sec·°C]	: 熱伝導率
$l$ [m]	: 要素の軸方向長さ
$Nu$ [-]	: ヌセルト数
$P$ [Pa]	: 流体の圧力
$Pr$ [-]	: プラントル数
$\Delta P_f$ [Pa]	: 摩擦損失
$\Delta P_{fo}$ [Pa]	: 2相流の流路を液体のみが 単独で流路を満たして流れた 場合の仮想的な摩擦損失
$q''$ [Kcal/m <sup>2</sup> ·sec]	: 熱流束
$q'''$ [Kcal/m <sup>3</sup> ·sec]	: 単位時間・体積当たりの発 熱量
$r$ [m]	: 半径方向の距離
$\Delta r$ [m]	: 半径方向の微小長さ
$Re$ [-]	: レイノルズ数
$S$ [Newton/m]	: 表面張力
$T$ [°C]	: 流体温度
$\Delta T_{sat}$ [°C]	: 過熱度
$\Delta T_{sub}$ [°C]	: 過冷却度
$t$ [sec]	: 時間
$\Delta t$ [sec]	: 時間間隔
$t_h$ [m]	: 被覆管の内厚
$U$ [m/sec]	: 流体の速度
$V$ [m <sup>3</sup> ]	: 容積
$v$ [m <sup>3</sup> /kg]	: 比容積
$W$ [kg]	: 質量
$x$ [-]	: クオオリティ
$Z$ [m]	: 軸方向距離
$\varepsilon$ [-]	: 対数歪 $\varepsilon \equiv l_n(1+e)$
$\bar{\varepsilon}$ [-]	: 相等歪
$\varepsilon_p$ [-]	: 塑性歪
$\varepsilon_r$ [-]	: 最大弾性歪

$\eta$ [-]	: 輻射率
$\Theta$ [Kcal/m·sec]	: 換算温度 $\Theta = \int k(T)dT$
$\mu$ [Pa·sec]	: 粘性係数
$\nu$ [-]	: ポアソン比
$\nu_c$ [-]	: 割れによるペレットのみか けの体積膨張率
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	: 密度
$\sigma$ [Pa]	: 応力
$\sigma_\theta$ [Pa]	: 周方向応力
$\sigma_z$ [Pa]	: 軸方向応力
$\bar{\sigma}$ [Pa]	: 相等応力
$\sigma_r$ [Pa]	: 降伏応力
$\sigma_B$ [Kcal/m <sup>2</sup> ·h°k <sup>4</sup> ]	: ステファーン・ボルツマン定 数 $\sigma_B = 4.88 \times 10^{-8} \text{Kcal/m}^2 \text{hr}^\circ \text{k}^4$
$\tau_w$ [Pa]	: 剪断応力
$\phi_l$ [-]	: マルティネリ係数 $\phi_l^2 \equiv \frac{\Delta P_f}{\Delta P_{fo}}$

## 添字

B $\bar{o}$	: 最大熱流束点
B $\bar{o}_0$	: 飽和条件下での最下熱流束点
min	: 最小熱流束点
l	: 液体
v	: 蒸気
a	: 気体
fb	: 膜沸騰
fb $_0$	: 飽和膜沸騰
TB	: 遷移沸騰
f	: 燃料
c	: 被覆管
gap	: ギャップ領域
0	: 初期状態
1	: 燃料外周部
2	: 被覆管内面
3	: 被覆管外面
i	: 半径方向の第 i 要素
j	: 軸方向の第 j 要素
k	: 時刻 $t_k$

## 1. 序 文

通常軽水炉は定められた数量以下の燃料要素に貫通欠陥が生じても運転の継続が許されており、炉を停止した時には貫通欠陥のある燃料要素中に冷却水が浸入する恐れがある。そのようにして燃料内部に水が入った燃料を浸水燃料 (a waterlogged fuel rod) と呼ぶ。反応度事故 (Reactivity Initiated Accident, RIA) 時のように、原子炉出力が急増すると、浸水燃料の内圧が急上昇して被覆管を破裂し、ついには燃料・冷却材相互作用<sup>(1)</sup> (Fuel Coolant Interaction, FCI) を誘発する恐れがある。このために、浸水燃料は軽水炉の RIA 時の安全性を評価するうえで重要な因子と考えられている。

軽水炉の RIA を模擬した実験として、米国における SPERT-CDC 実験<sup>(2), (3)</sup>、TREAT 実験<sup>(4)</sup> などが知られているが、浸水燃料破損挙動に関しては日本原子力研究所原子炉安全性研究炉<sup>(5)</sup> (Nuclear Safety Research Reactor, NSRR) における NSRR 実験でより広範囲な実験条件にわたって調べられている。NSRR 実験は炉の制御棒 (高速トランジェント棒) を圧縮空気によって急速に引き抜いて炉に大きな反応度 (最大 4.7%) を附加し、炉心中央の縦型実験孔内の試験燃料棒に大きな発熱量を生じさせて RIA 条件を模擬する実験である。

NSRR での浸水燃料実験の結果から、想定反応度事故時のその破損挙動に関して以下の事項が明らかにされた<sup>(6)</sup>。

- (1) 健全な燃料の破損形態は、被覆管や  $UO_2$  ペレットの溶融が支配的因子となる溶融破損であるのに対して、浸水燃料の破損形態は燃料内圧の急上昇に起因する内圧バーストである。
- (2) 浸水燃料は健全な燃料と比べてより小さな発熱量によって破損に到る。
- (3) 燃料破損に伴伴する圧力波は、浸水燃料の破損時において特に顕著である。

以上のように、浸水燃料は比較的容易に破損すること、および破損時に機械的エネルギーの発生を伴うことが特徴である。また、その破損は(1)で述べたように燃料内圧と密接に関連するので、浸水燃料の内圧挙動を解析し、その破損の有無、ひいては圧力波発生の有無を予測することは、軽水炉の反応度事故時の安全性を評価するうえで重要である。

そのために、著者は末貫通完全浸水燃料 (被覆管に

貫通欠陥がなく、かつ、燃料内の気体をほぼ完全に水と置換した浸水燃料) を対象とした内圧挙動解析用のサブコードを作成し、NSRR 実験解析コード MCD-RAN-1<sup>(7)</sup> と結合させてその内圧挙動を計算した。その結果、NSRR 実験で測定された燃料内圧挙動を良く模擬でき、燃料内圧計算モデルの妥当性を確認した<sup>(8)</sup>。

しかしながらそのモデルの適用範囲は上述のような非現実的な理想体系に限定されるため、実際に動力炉中に存在するような浸水燃料の破損挙動解析には不適當である。そのために、より一般的な浸水燃料の内圧挙動を解析対象として取り扱えるよう、あらたに燃料内圧挙動解析コード WTRLGD を作成した。このような内圧挙動解析コードはこれまでに報告されておらず、NSRR 実験や SPERT-CDC 実験の結果を普遍的に把握して動力炉燃料の安全性を検討するための解析的手法としては本コードが最初のものである。

なお、本コードは NSRR 実験や SPERT-CDC 実験を解析することによって、コードの妥当性を検証し、ひいては、動力炉燃料の反応度事故時の安全評価に適用することを最終的な目的とするが、現段階では特に NSRR 実験解析を主目的として作成されており、特に動力炉燃料に適用するためには若干の変更が必要であり、本コード開発の次のステップとしてその改変を行う予定である。

本文は、燃料内圧挙動解析コード WTRLGD の概要、計算モデル、試算等について報告するものである。なお、附録として、入力データの説明も附記されている。

## 2. 計算コード WTRLGD の概要

計算コード WTRLGD は NSRR 実験や軽水炉で想定される反応度事故時の様に、炉出力が急激に増加する際の浸水燃料の温度、圧力、被覆管の変形量等の過渡変化を模擬して燃料破損の有無を予測するために作成した解析コードである。

本コードは貫通孔の有無、浸水量の多少にかかわらずあらゆる場合の浸水燃料内圧挙動を計算対象とする点の特徴であるが、現段階では対象とする体系は NSRR 実験に限定されており、他の体系に適用するには若干の改変を要する。

NSRR の標準的な試験燃料棒は Fig. 1 に示すように濃縮度 10% の  $UO_2$  ペレットをジルカロイ-4 製の被覆管内に封入したものであり、燃料長さ以外の形状寸法は加圧型軽水炉燃料要素と同一である<sup>(9)</sup>。NSRR 実

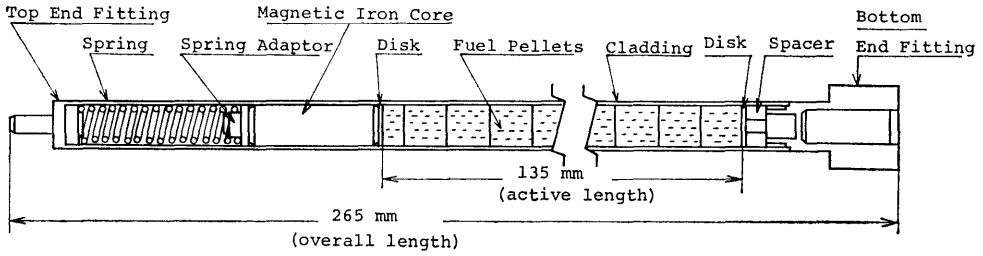


Fig. 1 Standard Test Fuel Rod at NSRR Experiment

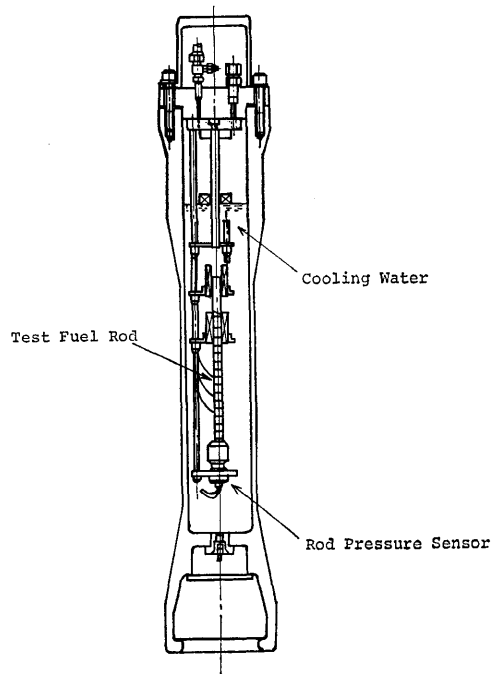


Fig. 2 Test Equipment at NSRR

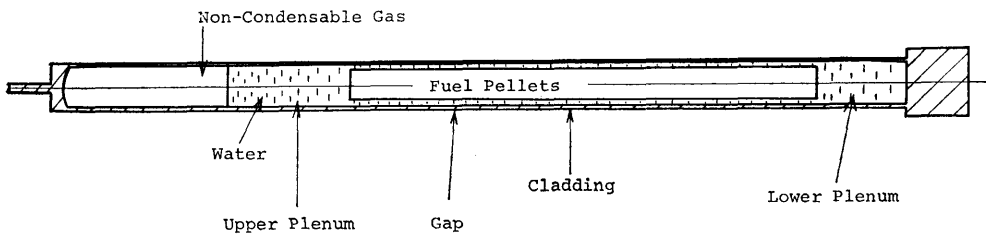


Fig. 3 Model of a Test Fuel Rod for WTRLGD Calculation

験は試験燃料棒を Fig. 2 に示す様に、ステンレス鋼製容器内の常温静止水中に固定して照射するものである<sup>(5)</sup>。

本コードではその燃料棒を Fig. 3 に示すように燃料ペレット、被覆管、ギャップ領域、上下のプレナム領域の5領域に分類し、ギャップ領域、および上下のプレナム領域にのみ水が入りうるものとして取り扱っている。計算は、まず、各時刻における燃料ペレットでの発熱量を入力として与える。次に、燃料ペレットおよび被覆管内の半径方向の非定常熱伝導計算によって、燃料内部の温度分布を定める。さらに、その温度分布によって、ギャップ領域の温度を決定し、被覆管の変形を考慮して、ギャップ領域および上下プレナム部の圧力を定める。最後に、その圧力分布に従って水の軸方向の流量分布を計算し、水の重量の再配分をして、次の時刻へと進み、このようにして燃料内圧過渡挙動の計算を実行する。以上の計算において、水の軸方向の流動、貫通孔からの漏洩、水の状態変化および被覆管の変形等の変化をすべて準定常的であるとして取り扱っている。

なお、本コードは日本原子力研究所の FACOM-230/75 を対象として FORTRAN-IV で書かれている。

### 3. WTRLGD のプログラムの構成

#### 3.1. メインプログラム WTRLGD

WTRLGD のフローチャートを Fig. 4 に示す。まずサブルーチン INPUT で、計算に必要な入力データを計算の名称、番号等と共に読み込み、それを見易い型に整理して印刷する。同時に温度・圧力等の初期状態の設定も行う。次にサブルーチン SET では温度、圧力等の状態量や燃料ペレットおよび被覆管の寸法に関する値等について、時刻  $t-\Delta t$  から開始した計算の結果を、時刻  $t$  での値として置き換え、次の時刻、すなわち  $t+\Delta t$  での状態を計算するための出発点とする。また、新たに定まった温度場に基づいて、被覆管や燃料ペレットの物性値を定める。次に、サブルーチン HEATC では被覆管外面での熱伝達率、ギャップ熱伝達率および各要素での発熱量を計算する。サブルーチン FLTMP では、燃料ペレットおよび被覆管の温度分布を計算する。その温度分布に基づいて燃料内の水の圧力、比容積等の状態や被覆管の変形量をサブルーチン WTRSTT で計算する。次に、サブルー

チン FLWHOL で貫通孔からの水の漏洩量を、サブルーチン WTRFLW で燃料内部での軸方向の水の流動を、それぞれ新しい圧力場に従って計算する。最後にその流動量によって水の量の再配分をメインプログラムで行う。次に再びサブルーチン SET に戻り次の時刻へとすすむ。計算は燃料破損、もしくは所定の計算完了時刻を以って終了する。

なお、本コードで用いられる酸化ウランやジルカロイの物性値はすべて MARTPRO-Version 09<sup>(6)</sup> に従った。MARTPRO は米国 Idaho National Engineering Laboratory が燃料挙動解析コードに必要な物性値を計算するために、その実測値を広く収集し最適近似を行ったサブコードである。

#### 3.2. 管外熱伝達 (サブルーチン HEATC)

NSRR の標準実験体系は前述した様にステンレス鋼製容器内の常温静止水中に固定した試験燃料棒を照射

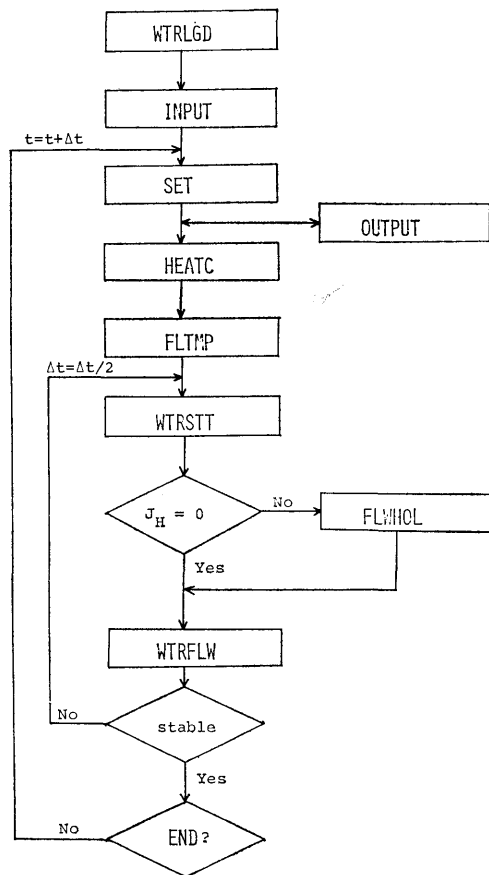


Fig. 4 Flow Chart of WTRLGD

するものである。したがって、燃料棒は被覆管の外表面から静水によって冷却される。その伝熱様式は管外面の温度が上昇するのに従って、

- (1) 自然対流伝達
- (2) プール核沸騰熱伝達
- (3) プール遷移沸騰熱伝達
- (4) プール膜沸騰熱伝達

の順に変化し、冷却過程では逆の順に変化する。また、NSRR実験では実験開始時の冷却水温は常温であり、かつ燃料棒の発熱による水温の上昇は高々5℃であるので前述の沸騰はすべて強いサブクール条件の下で行われる。

なお、一般軽水炉の反応度事故時の浸水燃料挙動を解析対象とする時には、強制対流下での沸騰熱伝達や飽和沸騰熱伝達等も考慮すべきであるが、現在のところ主として常温・常圧下でのNSRR実験を解析対象としているので、それ等の伝熱機構はHEATCでは考慮していない。今後NSRRでの高圧カプセル実験、ループ実験等への進展にともなって、上記の伝熱機構も考慮できるように改良し、最終的には、軽水炉の反応度事故時の浸水燃料挙動をも解析対象とする予定である。次に各伝熱様式について、本コードで採用した計算式を述べる。

#### (1) 自然対流熱伝達

垂直管外面での自然対流熱伝達に関しては、管径が極端に小さくない限り垂直平板の自然対流熱伝達と同様に、次式で評価できる<sup>(10)</sup>。

すなわち、乱流境界層 ( $Gr \times Pr \geq 10^9$ ) に対しては、Jacobの式  $Nu = 0.129(Gr \times Pr)^{1/3}$  (1)

であり、層流境界層 ( $Gr \times Pr < 10^9$ ) では、Ostrachの式  $Nu = f(Pr) \times Gr^{1/4}$  (2)

である。なお、(2)式中の  $f(Pr)$  は参考文献(7)に示される表に従って与えた。

#### (2) 核沸騰熱伝達

水の核沸騰に関する広範な実験に基づく、西川・山泉の式<sup>(10)</sup>、

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

を採用した。本式は、サブクール沸騰の領域でも成立することが知られている。

なお、(1)式もしくは(2)式と(3)式との交点を以って沸騰開始点とし、その点の温度以上に伝熱面温度が上昇した時には、自然対流から核沸騰へと伝熱様式が遷移するものとした。

(192)

#### (3) 極大熱流束点

プール沸騰の極大熱流束  $q''_{B.O}$  は液体のサブクール度  $\Delta T_{sub}$  の増大と共に増加する。Kutateladzeによれば、 $q''_{B.O}$  は飽和液の極大熱流束  $q''_{B.O_0}$  との間に次式の関係が成立する<sup>(10)</sup>。

$$q''_{BO} = q''_{B.O_0} \left\{ 1 + 0.065 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.8} \frac{C_{pl} \Delta T_{sub}}{h_{fg}} \right\} \quad (4)$$

また、 $q''_{B.C_0}$  に関しても Kutateladze は

$$q''_{B.O_0} = 0.14 h_{fg} \rho_v \left\{ sg^2 \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v^2} \right\}^{0.25} \quad (5)$$

なる実験式を得ており、本コードでは両式を採用した。

極大熱負荷時の管壁の過熱度  $\Delta T_{sat BO}$  は、(3)式において、 $q'' = q''_{BO}$  として得られる値を採用した。そのようにして得られる過熱度は実験値よりやや低いことが知られているが、その差はわずかであり、本コードの解析対象である燃料内圧に及ぼす影響は無視しうるものである。

#### (4) 極小熱流束点

NSRR実験の中で被覆管表面温度が1,000℃を越えたケースでは、その温度が最高値に過した後ゆるやかに低下するものの、表面温度がある値になると急激に低下し、いわゆるクエンチング現象がみられる。大西等は、NSRR実験でのその温度の実験値を整理して、次式を得た<sup>(11)</sup>。

$$\Delta T_{sat \min} = 280 + 5.1 \times \Delta T_{sub} \quad (6)$$

その時の熱流束  $q''_{\min}$  は、式に述べる膜沸騰熱伝達に関する(8)式に、上記の過熱度  $\Delta T_{sat \min}$  を代入することによって求める。

#### (5) 遷移沸騰熱伝達

サブクール水の遷移沸騰に関しては、膜沸騰と同様に、これまでにあまり研究されておらず、その熱伝達率を正確に評価することは困難である。そこで、従来燃料挙動解析コード<sup>(7),(13)</sup>で採用されている方法、すなわち、極大熱流束点と極小熱流束点とを結ぶ直線を以って遷移沸騰領域での沸騰曲線とする方法を採用した。したがって、遷移沸騰領域での熱流束  $q''_{TB}$  は

$$q''_{TB} = q''_{\min} + \frac{\Delta T_{sat} - \Delta T_{sat \min}}{\Delta T_{sat BO} - \Delta T_{sat \min}} (q''_{BO} - q''_{\min}) \quad (7)$$

として計算できる。

#### (6) 膜沸騰熱伝達

NSRR実験のような強サブクール状態での膜沸騰熱

伝達に関する実験値は少なく、かつ飽和膜沸騰とも大きく異なっているのでその予測は困難である。大西等は、NSRR実験での燃料温度挙動から次のような実験式を導いた<sup>(11)</sup>。

$$\left. \begin{aligned} h_{f,b} &= (1+0.1 \times \Delta T_{\text{sub}}) h_{f,b0} \\ h_{f,b0} &= 0.8 \left\{ \frac{k^3 \rho_0 \rho_l h_{fg}}{l \mu_0 \Delta T_{\text{sat}}} \right\}^{1/4} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

ここで、 $h_{f,b0}$  は飽和膜沸騰熱伝達率であって、上述のように Blomley の式<sup>(12)</sup>によって求める。

### 3.3. 非定常熱伝導 (サブルーチン FLTMP)

#### 3.3.1. 基礎式

燃料部、被覆管部とも軸方向の熱伝達を無視し、半径方向の一次元熱伝導方程式によって温度計算を行っている。軸方向には、発熱密度、ギャップ熱伝達率、管外熱伝達率等が変化するものとする。この仮定にもとづくと、燃料部や被覆管部での熱伝導は次式によって表わしうる。

$$(\rho C_p) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q''' \quad (9)$$

試験燃料棒の温度分布は (9) 式を、次に示す初期条件および境界条件の下で解くことによって求める。

$$t=0 \text{ の時 } T=T_0(r) \quad (10)$$

$$r=0 \text{ で } \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (11)$$

$$r=r_3 \text{ で } -k \frac{\partial T}{\partial r} = q''_3 \quad (12)$$

しかしながら、燃料ペレットと被覆管との間のギャップ部は、その幅が 0.1mm と非常に狭い。その様に狭い部分まで差分近似法によって数値解析するのは膨大な計算時間を要する。そこで、ギャップ部の半径方向の温度分布は直線状であると仮定し、さらにギャップ部の水のエンタルピ上昇に費やされる熱量を無視すれば境界条件は以下の様になる。

燃料ペレットについては、

$$r=0 \text{ で } \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (13)$$

$$r=r_1 \text{ で } -k \frac{\partial T}{\partial r} = \text{hgap}(T(r_1) - T(r_2)) \quad (14)$$

となり、被覆管については、

$$r=r_2 \text{ で } -k \frac{\partial T}{\partial r} = \text{hgap}(T(r_1) - T(r_2)) \quad (15)$$

$$r=r_3 \text{ で } -k \frac{\partial T}{\partial r} = q''_3 \quad (16)$$

となる。

ここで、hgap はギャップ部の熱伝達率であって、

$$\text{hgap} = \frac{\text{kgap}}{r_2 - r_1} + \sigma_B \frac{\eta_1 T^4(r_1) - \eta_2 T^4(r_2)}{T(r_1) - T(r_2)} \quad (17)$$

として与える。(13) 式右辺第 1 項は熱伝導を、第 2 項は輻射伝熱を意味する。燃料挙動解析に通常用いられているギャップ熱伝達率を評価する式には、上記 2 項に加えて燃料ペレットと被覆管とが接触する場合を想定して接触熱抵抗を示す項も含まれているが<sup>(13)</sup>、浸水燃料の場合はギャップ領域が高圧になって被覆管を押し上げてしまい、接触熱抵抗を考慮する必要はない。

さて、(9) 式に次式で定義される換算温度  $\mathbb{H}$  を代入すると、

$$\mathbb{H} \equiv \int_{T_0}^T k(T) dT \quad (18)$$

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \mathbb{H}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial \mathbb{H}}{\partial r} \right) + q''' \quad (19)$$

となる。ここで熱拡散率  $a$  は、

$$a \equiv k / \rho c_p \quad (20)$$

である。(19) 式を境界条件 (13)–(16) 式、初期条件 (10) 式の下で解くことによって、換算温度が定まり、

$$\frac{d\mathbb{H}}{dT} = k(T) \quad (21)$$

$$\text{at } T=T_0, \quad \mathbb{H}=0 \quad (22)$$

(21) 式を (22) 式の初期条件の下で解くことによって温度分布  $T(r,t)$  が求まる。

#### 3.3.2. 数値解法

(19) 式を前進差分法によって数値解析する。前進法は、その収束条件によって計算の時間間隔  $\Delta t$  の大きさに制限があるのが欠点であるが、本コードでは流動計算の収束条件によって  $\Delta t$  がより強く制限される。そのため本コードは Implicit 法等を採用しても利点が少ないので、時間間隔あたりの計算時間が短く、かつ取り扱いの容易な前進法を採用した。

試験燃料棒を Fig. 5 に示すように、燃料ペレットを  $(n_1-1)$  個の環に、被覆管を  $(n_2-1)$  個の環に、それぞれ、 $\Delta r_f$ ,  $\Delta r_c$  幅で等間隔に分割する。今中心点を添字  $i$  で、以下順に中心から  $(i-1)\Delta r_f$  の距離

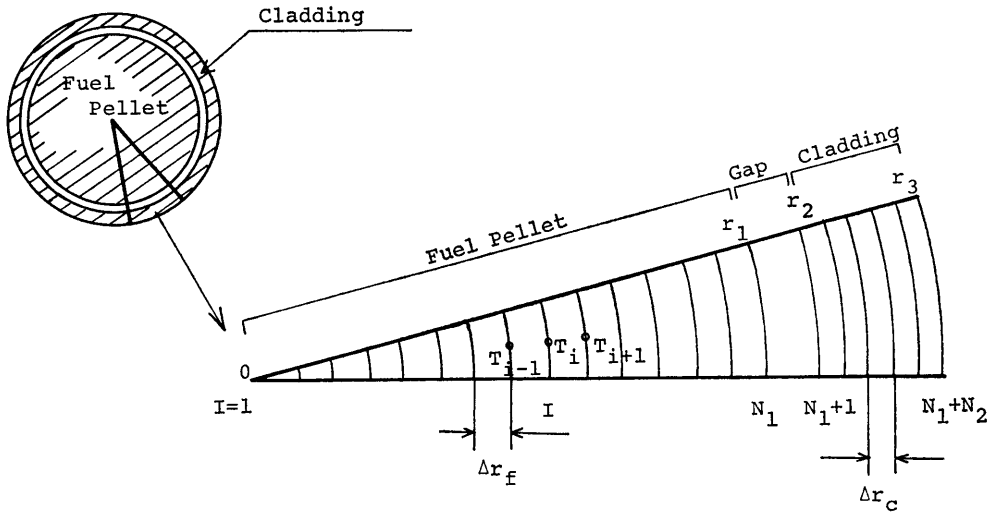


Fig. 5 Schematic Cross Section of a Test Fuel Rod

の点を添字  $i$  で表わす。したがって、ペレット外周は添字  $n_1$  で示す。被覆管部についても同様にして、その内面を添字  $n_{1+1}$  で外面を添字  $n_{1+n_2}$  で示す。

さて、(19) 式を  $\left[ r_i - \frac{\Delta r}{2}, r_i + \frac{\Delta r}{2} \right]$  の範囲で積分すると、

$$\int_{r_i - \frac{\Delta r}{2}}^{r_i + \frac{\Delta r}{2}} \frac{1}{a} \frac{\partial \Theta}{\partial t} r dr = \left[ r \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right]_{r_i - \frac{\Delta r}{2}}^{r_i + \frac{\Delta r}{2}} + \int_{r_i - \frac{\Delta r}{2}}^{r_i + \frac{\Delta r}{2}} q''' r dr \quad (23)$$

となる。(23) 式を  $\Delta r$  に関して3次以上の項を無視して展開すると、

$$\frac{1}{a_i} \left( \frac{\partial \Theta}{\partial t} \right)_i = \frac{\Theta_{i+1} + \Theta_{i-1} - 2\Theta_i}{(\Delta r)^2} + \frac{\Theta_{i+1} - \Theta_{i-1}}{2\Delta r} + q'''_i \quad (24)$$

となる。さらに、時間微分を前進差分によって近似すれば、

$$\Theta_i^{k+1} = \Theta_i^k + a_i^k \left[ \frac{\Theta_{i+1}^k + \Theta_{i-1}^k - 2\Theta_i^k}{(\Delta r)_2} + \frac{\Theta_{i+1}^k - \Theta_{i-1}^k}{2r_i \Delta r} + q'''^k \right] \Delta t \quad (25)$$

となる。ここで、添字  $k, k+1$  はそれぞれ時刻  $t_k$  および  $t_{k+1} \equiv t_k + \Delta t$  を意味する。したがって(25)式において右辺はすべて時刻  $t_k$  における値であって、既

知量であるから、境界点以外では(25)式によって換算温度  $\Theta_i^{k+1}$  を計算できる。さらに(21)式をルンゲクッタ法によって、 $\Theta = 0$  から  $\Theta = \Theta_i^{k+1}$  まで積分することによって、 $\Theta_i^{k+1}$  に対応する温度  $T_i^{k+1}$  が定まる。

燃料の中心点および境界点の温度については、境界条件(13)–(16)式を満足するように定める。すなわち、

- (1) 中心点

$$T_1^{k+1} = \frac{1}{3} (4T_2^{k+1} - T_3^{k+1}) \quad (26)$$

- (2) ペレット外面

$$T_{n_1}^{k+1} = (A1 \times a2 + A2) / (a1 \times a2 - 1) \quad (27)$$

- (3) 被覆管内面

$$T_{n_{1+1}}^{k+1} = (A1 + a1 \times A2) / (a1 \times a2 - 1) \quad (28)$$

- (4) 被覆管外面

$$T_{n_{1+n_2}}^{k+1} = \frac{1}{3} \left( 4T_{n_{1+n_2-1}}^{k+1} - T_{n_{1+n_2-2}}^{k+1} - \frac{2 \Delta r_c q''_{out}}{k_{n_{1+n_2}}} \right) \quad (29)$$

である。ここで、

$$a1 = 1 + \frac{3}{2} k_{n_1} / (\Delta r_f h_{gap}) \quad (30)$$

$$a2 = 1 + \frac{3}{2} k_{n_{1+1}} / (\Delta r_c h_{gap}) \quad (31)$$



$$A1 = (4T_{n1-1}^{k+1} - T_{n1-2}^{k+1})k_{n1}/(2 \text{ hgap } \Delta r_f) \quad (32)$$

$$A2 = (4T_{n1+2}^{k+1} - T_{n1+3}^{k+1})k_{n1+1}/(2 \text{ hgap } \Delta r_c) \quad (33)$$

である。

サブルーチン FLTMP では時刻  $t_k$  での温度  $T_i^k$ , 発熱密度  $q''_i^k$ , 表面熱流束  $q''_s$ , ギャップ熱伝達率  $h_{gap}^k$  および物性値等を主たる入力として, (18) 式によって, 換算温度  $\Theta_i^k$  を定め, 次に (25) 式によって, 時刻  $t_{k+1}$  における換算温度  $\Theta_i^{k+1}$  を計算し, それを (21) 式にしたがって温度  $T_i^{k+1}$  に変換する。最後に (26)~(29) 式の境界条件によって, 中心点および境界点での温度を計算して FLTMP での計算を終了する。

### 3.4. 燃料内部の水の状態量

(サブルーチン WTRSTT)

ここでは, サブルーチン FLTMP で定めた温度場を主たる入力として燃料内部の水の圧力, 比容積等の状態を計算する。燃料内部の空間を Fig. 6 に示すように模式化して, 上下のプレナム領域を各一要素とし, ギャップ領域を数個の要素に分割して取り扱う。各要素内で温度・圧力は一様であると仮定する。この仮定は RELAP コード<sup>(14)</sup>の均一モデルに相当し, 各要素の圧力挙動の大略を知るには十分有効なモデルである。ギャップ領域の温度  $T_{gap}$  は, ペレット外周面の温度  $T_{n1}$  と被覆管内面の温度  $T_{n1+1}$  の一次結合として,

$$T_{gap} = \alpha T_{n1} + (1-\alpha) T_{n1+1} \quad (34)$$

とする。ここで  $\alpha$  は任意定数であって,

$$0 \leq \alpha \leq 1$$

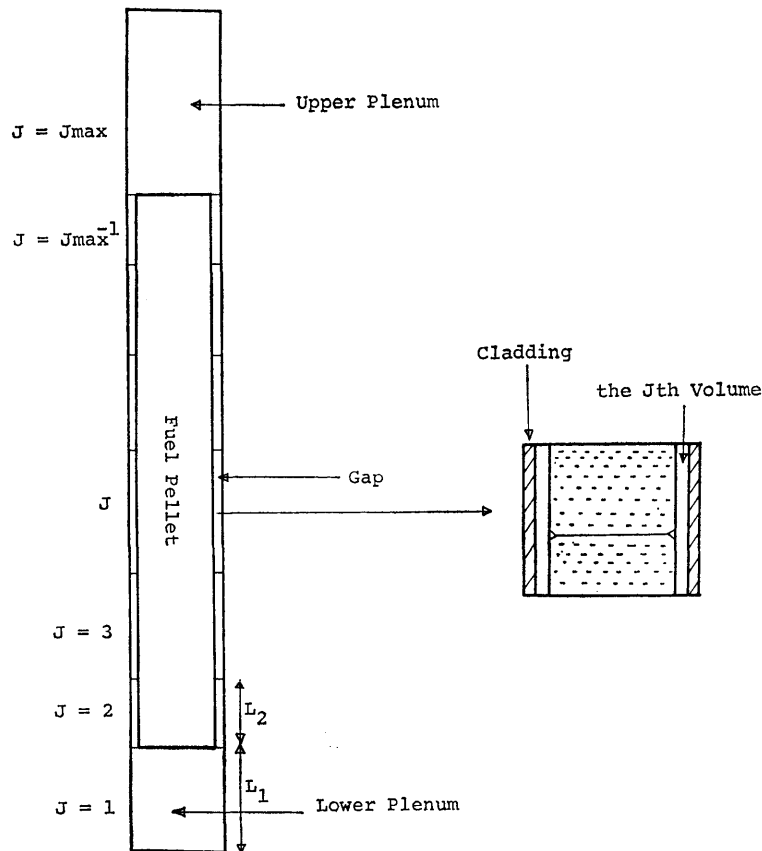


Fig. 6 Schematic Vertical Section of a Test Fuel Rod

なる条件で入力データとして与える。 $\alpha$ の値に関してはNSRR実験の結果に関してパラメータサーベイを行い最適な値を求める。プレナム領域の水温は初期の温度のまま一定であるとする。

各要素の圧力の計算は要素内に非凝縮性の気体が存在しているか否かによって異なる。以下にそれぞれの場合について圧力計算の方法について述べる。

#### (1) 要素が水で満たされた場合

この要素中の水の重量を $W$  [kg], その温度を $T$  [°C], 圧力を $P$  [ $p_a$ ] とする。ここで $W$ と $T$ は既知量である。まず圧力を適当に $P=P_0(p_a)$ と仮定すると, $P_0$ と $T$ との函数として比容積 $v$  [ $m^3/kg$ ] が定まる(サブルーチン STEAMA)。一方, $P_0$ の函数として被覆管の変形量が定まるから(サブルーチン DEFORM), その要素の体積 $V$  [ $m^3$ ] が定まる。したがって, 圧力を $P_0$ とした時の要素内の水の重量 $W_x$  [kg] は

$$W_x = V/v \quad (35)$$

として定まる。この $W_x$ と $W$ とを比較して,

$$\left| \frac{W - W_x}{W} \right| < \varepsilon \quad (36)$$

ならば, $P=P_0$ として計算は収束する。ここで, $\varepsilon$ は圧力計算の収束精度であって, $10^{-5}$ としている。

また,(36)式が満足されない場合は,もし,

$$W > W_x$$

ならば, 圧力 $P$ を $P_0$ より高い値に設定して上記の計算を繰り返す。すなわち, 圧力が高くなれば体積 $V$ は大きくなり, 比容積は小さくなるので, その時の要素内の水の重量 $W_x$ は大きくなる。逆に,

$$W < W_x$$

ならば, 圧力 $P$ を $P_0$ より低い値に設定して計算を行い,(36)式が満足されるまで繰り返し計算する。

ただし, 燃料の初期圧力と被覆管のバースト圧力とを, 燃料内圧の上下限とする。

#### (2) 要素内に非凝縮性の気体が存在する場合

要素中の水の重量 $W$  [kg], 気体の重量 $W_a$  [kg], その温度を $T$  [°C], 圧力を $P$  [ $p_a$ ] とする。ここで, $W, W_a, T$ が既知量である。圧力が変動した時の比容積の変化分 $\left(\frac{dv}{dP}\right)$ についてみると, 水と比べると気体の方が大きいので, まず, 水の比容積は時刻 $t_k$ の時の値 $v_k$ を保ち, 燃料内圧 $P$ も $t_k$ での値 $P_k$ を保つものと仮定する。したがって, 要素中で水の占める体積 $V_W$  [ $m^3$ ] を,

$$V_W = v_k \times W$$

としるので, 気体のしめる体積 $V_a$  [ $m^3$ ] は要素の全体積 $V$ と $V_W$ の差として定まる。 $V_a, W_a$ および $T$ から, 完全気体則によって空気の圧力 $P'$ が計算できる。次に $P'$ と $P$ とを比較して,

$$\left| \frac{P - P'}{P} \right| < \varepsilon \quad (37)$$

ならば, $P_{k+1}=P$ として計算は収束する。ここで $\varepsilon$ は予め与えた収束精度である。上式が満足されない時には, $P=P'$ として被覆管の変形量を考慮し新たに要素の全体積 $V$  [ $m^3$ ] を定め(サブルーチン DEFORM), 次いで水の比容積 $v$  [ $m^3/kg$ ] を $P$ と $T$ との函数として決定する(サブルーチン STEAMA)。以下上記の計算を繰り返し(37)式が満足されるまで逐次近似する。

以上の方法で各要素での温度圧力が定まればサブルーチン STEAMB によって, 各要素の熱伝導率, 粘性係数, エントロピ, エンタルピ等々の物性値, 状態値を定める。なお, サブルーチン STEAMA, STEAMB は, 水の熱力学的性質に関する1967年の実用国際式<sup>(15)</sup>に従って作成した。同式の適用範囲外の値に関しては単純外挿して計算した。

### 3.5. 被覆管の変形量の計算

#### (サブルーチン DEFORM)

本ルーチンの計算対象はFig. 6に示すような各要素の被覆管の変形量である。被覆管の熱膨張に関してはサブルーチン SET で取扱い, ここでは内圧による被覆管の変形のみを計算する。

被覆管はその半径と比べて肉厚が薄く(約1/10)薄肉円筒とみなすことができるので, 半径方向応力は周方向応力と比べて十分小さく無視できる。被覆管は全体としては両端が閉じた密閉型であり, その軸方向の変形は全く自由に許されているものの, 各要素に分割した場合はその端末条件が不明である。また, 要素を十分に細かく分割すれば差分法等によってその変形を正確に評価できるが, 内部の水の流動を計算する際には, あまり細分化すると計算に要する時間が膨大なものとなる。

そこで, 被覆管の各要素について独立の薄肉円筒とみなしてその変形を計算した。その際に端末条件は, (1)両端開放, (2)両端閉じ, と極端な2つのケースを選択できるようにした。

#### (1) 両端開放

この場合は, 軸方向応力が発生せず, 円周方向応力のみを検討すればよい。円周方向の真応力 $\sigma_\theta$ は,

$$\sigma_{\theta} = \frac{pr_2}{t_h} \quad (38)$$

である。応力—歪曲線は真応力 ( $\sigma$ ) と対数歪 ( $\varepsilon$ ) の関数として、

$$\sigma = Ee \quad (\sigma \leq \sigma_Y) \quad (39)$$

$$\sigma = k\varepsilon^n \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{10^{-3}} \right)^m \quad (\sigma > \sigma_Y) \quad (40)$$

$$\varepsilon = l_n(1+e) \quad (41)$$

と近似する。ここで、定数  $k$ ,  $n$ ,  $m$  およびヤング率  $E$  は、被覆管の温度と熱処理条件の函数として MARTPRO コード<sup>(9)</sup>によって計算する。また、弾性域 ( $\sigma \leq \sigma_Y$ ) では歪 ( $e$ ) は1と比べて十分に小さいから、 $\varepsilon \doteq e$

であるので (39) 式は、

$$\sigma = E\varepsilon \quad (\sigma \leq \sigma_Y) \quad (42)$$

としてよい。(40) 式および (42) 式の交点として、降伏応力  $\sigma_Y$  および最大弾性歪  $\varepsilon_Y$  が次式として与えられる。

$$\sigma_Y = \left[ \frac{k}{E^n} \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{10^{-3}} \right)^m \right]^{1/1-n} \quad (43)$$

$$\varepsilon_Y = \left[ \frac{k}{E} \left( \frac{\dot{\varepsilon}}{10^{-3}} \right)^m \right]^{1/1-n} \quad (44)$$

また被覆管は非圧縮性であるので、

$$r_3^2 - r_2^2 = \text{const} \quad (45)$$

である。

さて、被覆管の内外圧差  $p$  を入力として、(38) 式によって応力  $\sigma_{\theta}$  を求め (39)~(41) 式によって歪  $e$  を計算する。次に、

$$r_2 = r_{20}(1+e) = r_{20} \exp(\varepsilon) \quad (46)$$

として管の内半径  $r_2$  を定める。ここで  $r_{20}$  は無負荷状態の時の管の内半径である。次に (36) 式によって管の外半径  $r_3$  が定まり、従って管の肉厚  $t_h$  が計算できる。この  $t_h$  と (38) 式で用いた肉厚  $t_h$  とが一致するように繰り返し計算によって収束させる。収束した結果得られた対数歪を  $\varepsilon$  とする。全対数歪  $\varepsilon$  は塑性歪  $\varepsilon^p$  と弾性歪  $\varepsilon^e$  の和であり、弾性歪  $\varepsilon^e$  は、

$$\varepsilon^e = E/\sigma_{\theta} \quad (47)$$

であるから、塑性歪  $\varepsilon^p$  は、

$$\varepsilon^p = \varepsilon - E/\sigma_{\theta} \quad (48)$$

となる。

以上の方法で被覆管の変形量を定め、したがって要素の体積も定まる。

(2) 両端閉じ

この場合は、軸方向応力  $\sigma_Z$  をも併せ考える必要が

ある。円周方向応力  $\sigma_{\theta}$ 、および軸方向応力  $\sigma_Z$  は力のつりあいから、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\theta} &= \frac{pr_2}{t_h} \\ \sigma_Z &= \frac{pr_2}{2t_h} = \frac{\sigma_{\theta}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

となる。材料の降伏条件として Mises の降伏条件を採用すると、次式で定義される相当応力  $\bar{\sigma}$  と降伏応力  $\sigma_Y$  との比較によって弾性範囲内であるか否かが定まる。

$$\bar{\sigma} = (\sigma_{\theta}^2 - \sigma_{\theta} \sigma_Z + \sigma_Z^2)^{1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_{\theta} \quad (50)$$

もし、 $\bar{\sigma} \leq \sigma_Y$  ならば弾性範囲内であるので弾性歪は、

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{\theta} &= \frac{1}{E} (\sigma_{\theta} - \nu \sigma_Z) \\ \varepsilon_Z &= \frac{1}{E} (\sigma_Z - \nu \sigma_{\theta}) \\ \varepsilon_r &= -\frac{\nu}{E} (\sigma_{\theta} + \sigma_Z) \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

となり、以下両端開放の場合と同様な手順で変形量を計算できる。ここで  $\nu$  はポアソン比を示す。

次に、 $\bar{\sigma} \geq \sigma_Y$  ならば塑性変形が生じるので、相当塑性歪増分  $d\varepsilon^p$  を、

$$\overline{d\varepsilon^p} = \sqrt{\frac{2}{3}} \{ (d\varepsilon_{\theta}^p)^2 + (d\varepsilon_Z^p)^2 + (d\varepsilon_r^p)^2 \}^{1/2} \quad (52)$$

と定義する。(52) 式の積分  $\overline{\varepsilon^p} \equiv \int d\varepsilon^p$  と相等弾性歪  $\overline{\varepsilon^e} \equiv \sigma/E$  との和 (相当全歪  $\overline{\varepsilon}$ ) と (50) 式で定義された  $\bar{\sigma}$  とが、MARTPRO コードで与えられる歪硬化曲線にしたがうものとする。すなわち、(48)~(50) 式によって相当応力  $\bar{\sigma}$  を求め MARTPRO コードによって相当全歪  $\overline{\varepsilon}$  を計算する。相当塑性歪  $\overline{\varepsilon^p}$  は、

$$\overline{\varepsilon^p} = \overline{\varepsilon} - \bar{\sigma}/E \quad (53)$$

として得られるので、前の時刻での相当塑性歪との差から、相当塑性歪増分  $d\varepsilon^p$  が求められる。各方向の歪増分は Reuss の式<sup>(10)</sup>によって計算できる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} d\varepsilon_{\theta} &= \sigma'_{\theta} d\lambda + \frac{1}{E} \{ d\sigma_{\theta} - \nu \cdot d\sigma_Z \} \\ d\varepsilon_Z &= \sigma'_{Z} d\lambda + \frac{1}{E} \{ d\sigma_Z - \nu \cdot d\sigma_{\theta} \} \\ d\varepsilon_r &= \sigma'_{r} d\lambda + \frac{1}{E} \{ -\nu d\sigma_Z - \nu d\sigma_{\theta} \} \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

$$\text{ここで、} \quad d\lambda = \frac{3}{2} \frac{d\overline{\varepsilon^p}}{\bar{\sigma}} \quad (55)$$

であり, 偏差応力  $\sigma'_\theta, \sigma'_z, \sigma'_r$  は,

$$\left. \begin{aligned} \sigma'_\theta &= \sigma_\theta - \frac{1}{3}(\sigma_\theta + \sigma_z) = \frac{1}{2}\sigma_\theta \\ \sigma'_z &= \sigma_z - \frac{1}{3}(\sigma_\theta + \sigma_z) = 0 \\ \sigma'_r &= -\frac{1}{3}(\sigma_\theta + \sigma_z) = -\frac{1}{2}\sigma_\theta \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

である。

以下両端開放の場合と同様な手順に従って被覆管の変形量を計算し, したがって各要素の体積も定まる。

なお, 下部プレナム領域は肉厚の端栓が圧力バウンダリとなっているので全く変形しないものとみなす。

### 3.6. 燃料内部での軸方向流れの計算 (サブルーチン WTRFLW)

#### 3.6.1. 基礎式

サブルーチン WTRFLW では, サブルーチン WTRSTT で計算した圧力分布を主たる入力として燃料内部の水の軸方向流動を計算する。その計算方法は RELAP コード<sup>(11)</sup>等で用いられる volume-junction モデルであり, 主たる仮定は,

1. 各要素内で水の状態は均一である。
2. 各要素間の水の流動は軸方向一次元流である。
3. 重力加速度は無視する。

等である。

さて, 一次元流に対する保存則は,

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial z} \rho u = 0 \quad (57)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho u + \frac{\partial}{\partial z} p + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial z} \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) = 0 \end{aligned} \quad (58)$$

である。

境界条件および初期条件は,

$$\text{at } r=r_1, r_2 \quad \tau_{rz} = \tau_{w0} = f \frac{\rho u l}{8} \quad (59)$$

$$\text{at } z=0, l \quad u=0 \quad (60)$$

$$\text{at } t=0 \quad u=0 \quad (61)$$

である。

(57) 式を Fig. 7 に示すように第  $j$  要素内で積分する。ここで  $W_j$  は第  $j$  要素内の流体の質量とし,  $G_j$  および  $G_{j-1}$  は, それぞれ第  $j$  および第  $j-1$  要素からの流出流量とすると, (57) 式は,

$$(198)$$

$G[\text{Kg/sec}]$  : Mass Flow Rate  
 $M[\text{Kg}]$  : Mass of Water  
 $A[\text{m}^2]$  : Flow Area  
 $l[\text{m}]$  : Length of Flow Channel

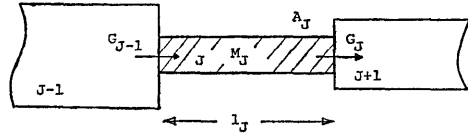


Fig. 7 Control Volume for Continuity Equation

$G[\text{Kg/sec}]$  : Mass Flow Rate  
 $P[\text{Pa}]$  : Pressure  
 $A[\text{m}^2]$  : Flow Area  
 $l[\text{m}]$  : Length of Flow Channel

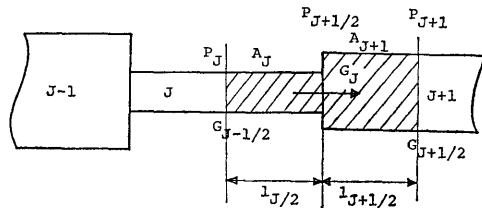


Fig. 8 Control Volume for Momentum Equation

$$\int_{V_j} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial z} \right) dV = \frac{dW_j}{dt} + G_j - G_{j-1} = 0 \quad (62)$$

となる。

次に, 積分範囲を第  $j$  要素と第  $(j+1)$  要素の  $1/2$  ずつを界面を含むように選び (Fig. 8 参照), この区間での平均流量は  $G_j$  であるとする, (58) 式は第  $j$  要素の上半分および第  $(j+1)$  要素の下半分に対してそれぞれ,

$$\begin{aligned} \int_{V_{j/2}} \left\{ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (p + \rho u^2)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rz}) \right\} dV \\ = -\frac{l_j}{2} \frac{d}{dt} G_j + A_j \left\{ (p_{(z_j)} - p_{(z_{j-1/2})}) \right. \\ \left. + \Delta \left( \frac{G^2}{\rho A^2} \right)_{j, j+1/2} \right\} + \frac{\xi_j A_j}{2} \cdot G_j / G_j = 0 \end{aligned} \quad (63)$$

$$\begin{aligned} \frac{l_{j+1}}{2} \frac{d}{dt} G_j + A_{j+1} \left\{ (p_{(z_{j+1/2})} - p_{(z_{j+1})}) \right. \\ \left. + \Delta \left( \frac{G^2}{\rho A^2} \right)_{j+1/2, j+1} \right\} + \frac{\xi_{j+1} A_{j+1}}{2} \\ G_j / G_j = 0 \end{aligned} \quad (64)$$

となるので、両式を加えると、

$$\frac{1}{2} \left( \frac{l}{A} \right) \frac{dG_j}{dt} = (p_j - p_{j+1}) + \Delta \left( \frac{G^2}{\rho A^2} \right)_{j, j+1} - \frac{\xi_j + \xi_{j+1}}{2} G_j / G_j \quad (65)$$

となる。

ここで、

$$\left. \begin{aligned} \frac{l}{A} &= \frac{l_j}{A_j} + \frac{l_{j+1}}{A_{j+1}} \\ \xi_j &= \frac{f_j}{2} \times \frac{l_j}{(r_2 + r_1)_j \rho_j A_j^2} \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

である。

(65) 式の右辺第 2 項は、対象としている積分範囲両端での運動量の流入出力の差であって、各要素内の軸方向の流量分布は直線的であると仮定の下に、

$$\Delta \left( \frac{G^2}{\rho A^2} \right)_{j, j+1} = \frac{G_{j-1/2} |G_{j-1/2}|}{\rho_j A_j^2} - \frac{G_{j+1/2} |G_{j+1/2}|}{\rho_{j+1} A_{j+1}^2} \quad (67)$$

$$G_{j-1/2} = \frac{1}{2} (G_j + G_{j+1}) \quad (68)$$

$$G_{j+1/2} = \frac{1}{2} (G_{j-1} + G_j) \quad (69)$$

となる。

また、管摩擦係数  $f_j$  は対象とする水の状態が単相の時は滑らかな管内流に対して良く用いられる次式によって計算する。

$$\left. \begin{aligned} \text{層流の時は, } f_j &= 64 / Re_j \\ \text{乱流の時は, } f_j &= 0.3164 / Re_j^{1/4} \\ \text{ただし, } Re_j &= \rho_j u_j (r_2 - r_1)_j / \mu_j \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

二相流に対しては、斯波・山崎<sup>(17)</sup>の Maltinelli-Nelson の二相流摩擦損失係数に対する近似式を用いて計算した。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \phi_i (1-a)^{-0.875} \\ a = \left( 2 + \frac{1}{\beta} - \sqrt{\left( 2 + \frac{1}{\beta} \right)^2 - 4} \right) / 2 \\ \beta = \rho_l x / \rho_v (1-x) \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

である。

ここで、 $\rho_l$ 、 $\rho_v$  はそれぞれ液相、気相の密度であり、 $x$  は乾き度である。また  $\phi_i$  は Maltinelli-Nelson の二相流摩擦損失係数であって、(65) 式右辺第 2 項を、

$$\Delta P_f \equiv \frac{\xi_j + \xi_{j+1}}{2} G_j / G_j \quad (72)$$

として書き直すと、 $\phi_i$  は、

$$\phi_i^2 = \frac{\Delta P_f}{\Delta P_{f0}} \quad (73)$$

であり、ここで  $\Delta P_{f0}$  は流路内にすべて液相が流れたとした時の圧力損失であって、

$$\Delta P_{f0} = (k'_j + k'_{j+1}) G_j / G_j (1-x)^2 \quad (74)$$

$$\left. \begin{aligned} k'_j &= \frac{f'_j}{4} \times \frac{l_j}{(r_2 + r_1)_j \rho_l A_j^2} \\ f'_j &= 64 / Re_j \quad (\text{層流}) \\ f'_j &= 0.3164 / Re_j^{1/4} \quad (\text{乱流}) \\ Re_j &= \rho_j u_{j0} (r_2 - r_1)_j / \mu_j \\ u_{j0} &= G_j (1-x) / (\rho_l A_j) \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

として計算できる。

なお (70 式) および (75) 式において管摩擦損失係数を算出するにあたっては、層流に対する式と乱流に対する式とを比較してより大きい管摩擦損失係数を与える式を採用した。

### 3.6.2. 数値解法

本サブルーチンでの計算手順は、 $j=1$  から順時上方の要素に向って進めるが、第  $j$  要素に関しては、まず、

(65) 式右辺第 2 項および第 3 項を、 $G_j^{k+1} = G_j^k$  と仮定して (67)~(75) 式から求めて、 $G_j^{k+1}$  の近似値  $G'_j{}^{k+1}$  を次式によって計算する。

$$\begin{aligned} G'_j{}^{k+1} &= G_j^k + \frac{dt}{2} \left( \frac{l}{A} \right) \left\{ p_j^{k+1} - p_{j+1}^{k+1} \right. \\ &\quad \left. + \Delta \left( \frac{G^2}{\rho A^2} \right)_{j, j+1} - \frac{\xi_j^k + \xi_{j+1}^k}{2} G_j^k / G_j^k \right\} \quad (76) \end{aligned}$$

次に、 $G_j^{k+1} = G'_j{}^{k+1}$  とし、(65) 式右辺第 2 項および第 3 項を求める。ただし、(68) 式右辺において  $G_{j+1}$  に関しては、 $G_{j+1}^{k+1} = G_{j+1}^k$  とする。(65) 式は、

$$\begin{aligned} G''_j{}^{k+1} &= G_j^k + \frac{dt}{2} \left( \frac{l}{A} \right) \left\{ p_j^{k+1} - p_{j+1}^{k+1} \right. \\ &\quad \left. + \Delta \left( \frac{G'^{k+1}}{\rho A^2} \right)_{j, j+1} - \frac{\xi_j^{k+1} + \xi_{j+1}^{k+1}}{2} G'_j{}^{k+1} / G'_j{}^{k+1} \right\} \quad (77) \end{aligned}$$

として、 $G_j^{k+1}$  の第 2 近似値  $G''_j{}^{k+1}$  が定まる。この時、 $G_j^{k+1} = G'_j{}^{k+1}$  とし、

$$\left| \frac{G''_j{}^{k+1} - G'_j{}^{k+1}}{G'_j{}^{k+1}} \right| < \varepsilon \quad (78)$$

ならば、計算は収束したものと判断し、 $G_j^{k+1}=G''_j^{k+1}$  とする。ここで、収束の精度  $\varepsilon$  は予め与えた値であって、 $10^{-1}$  程度としている。一方、(78) 式が満足されない場合は、

$$G_j^k \cong G_j^{k+1} \cong G'_j^{k+1} \quad (79)$$

であるので、

$$G_j^{k+1} = G_j^k + \Delta G \times n \quad n=1, 2, \dots, 9 \quad (80)$$

$$\Delta G = (G_j^k - G'_j^{k+1})/10 \quad (81)$$

として、(78) 式が満足されるまで、順次に  $\Delta G$  を小さくすることによって繰り返し計算を行う。

以上の方法で、時刻  $t_{k+1}$  での流量  $G_j^{k+1}$  を計算する一方、臨界流量を单相流の場合は臨界流速を音速とすることにより、二相流の場合は Moody のモデル<sup>(18)</sup> に従うことによって算出し、各要素間の流量の上限値とする。

このようにして、 $j=1$  から  $j=j \max - 1$  の範囲で、すべての流量  $G_j^{k+1}$  が定まる。また、境界条件<sup>(60)</sup> 式によって、

$$G_0 = G_j \max = 0 \quad (82)$$

であるから、(62) 式に従って、

$$W_j^{k+1} = W_j^k + \Delta t (G_{j-1}^{k+1} - G_j^{k+1}) \\ j=1, 2, \dots, j \max \quad (83)$$

式によって、各要素の水の質量の再配分を行う。なお、この計算はメインプログラムでなされる。同様に時間間隔が収束条件を満足しているかという検討もメインプログラムで行う、すなわち、時間間隔  $\Delta t$  が、

$$\Delta t \leq \frac{l_j/2}{U_j} = \frac{(\rho A l)_j}{2G_j} = \frac{W_j}{2G_j} \\ \text{and } \Delta t \leq \frac{W_{j+1}}{2G_j} \quad (84)$$

を満足していない時は、 $\Delta t$  を再分割して、サブルーチン WTRSTT および WTRFLW の計算を行い、上記条件を満足するようにする。

### 3.7. $\text{UO}_2$ ペレットの変形モデル

ギャップ幅は空間部の容積および空間部での水の流動性の二点において浸水燃料の内圧挙動に大きな影響を与える因子であり、ペレットの体積変化と被覆管の変形とによって定まる。両者の熱膨張はサブルーチン SET で MARTPRO コードに示される熱膨張係数に従って計算され、被覆管の機械的変形はサブルーチン DEFORM で考慮されている。しかしながら、 $\text{UO}_2$  ペレットは焼結セラミックスであって、熱伝導率や抗

張力が比較的小さいので、熱応力によって容易に割れたり、欠けたりする。そのためにペレットの体積はみかけ上膨張することになり、ギャップ幅を計算する上でこの効果は無視し難い因子である。

MacDonald 等<sup>(13)</sup> は燃料挙動解析コード FRAP-T コードにおいて、上記効果を次のようにして評価している。すなわち、同コードで cracked pellet model として提案されているモデルではペレットの半径  $r_f$  は、

$$r_f = r_{f0} \times \left[ 1 + \int_0^{r_f} \{ F_T(T(r)) - F_T(T_0) \} dr + \nu_c \right] \quad (85)$$

として計算されている。ここで、

- $r_{f0}$  (m) : 初期ペレット半径
- $F_T(T)$  (-) : ペレットの熱膨張
- $T(r)$  ( $^{\circ}\text{K}$ ) : ペレットの温度
- $T_0$  ( $^{\circ}\text{K}$ ) : ペレットの初期温度
- $\nu_c$  (-) : 割れによるペレットのみかけの体積膨張率

である。(85式)において、右辺 [ ] 内第 2 項はペレットの熱膨張を、第 3 項はペレットの割れ、欠けによるみかけの体積膨張を意味しており、同コードでは、 $\nu_c = 0.0025$  とされている。

本コードでも、上記モデルにならって、 $\nu_c$  を入力データとして与えられるようになっており、そのようなみかけの体積膨張もまた考慮できる。

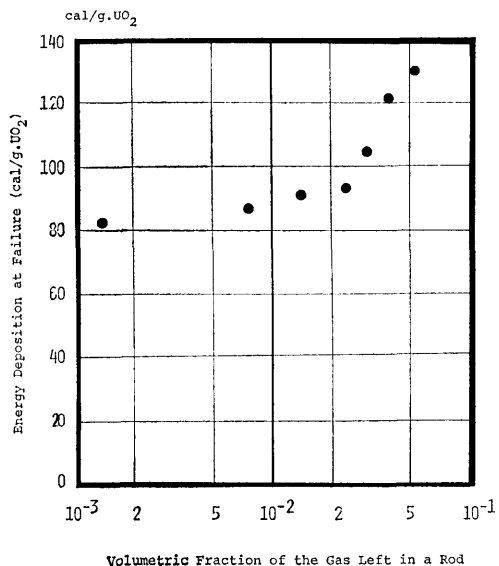
なお、 $\nu_c$  の適正值については、NSRR 実験解析を行うことによって決定する。

## 4. WTRLGD 計算例

本コードの計算例として、NSRR における浸水燃料実験の解析例を示す。この計算は、試験燃料棒を軸方向には上下プレナムを各 1 要素、ギャップ部を 5 要素に分割し、半径方向には 15 要素に分割して行ったものである。

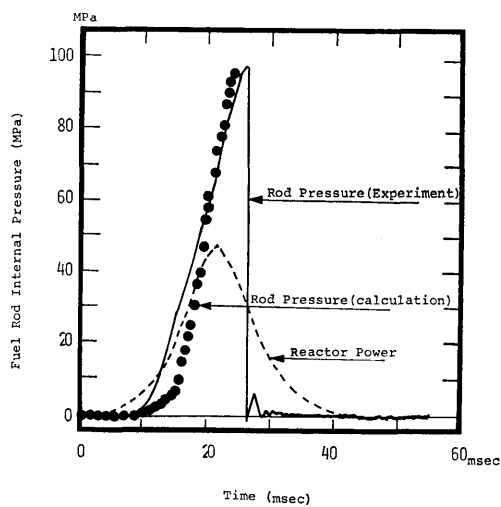
まず、総発熱量  $159 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2 (2.09 \$)$  の条件でなされた完全浸水燃料実験を、残存気体体積比をパラメータとして計算した。その結果、Fig. 9 に示すように残存気体体積比が 3% 以下ならば、 $85 \sim 105 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$  の熱量が投入された時点で燃料が破損し、3% 以上になると、 $120 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$  以上の熱量が投入されてから燃料が内圧破損が生じることがわかった。NSRR での完全浸水燃料実験では、大部分の場合に浸水量が 97% 以上であって残存気体体積比は高々 3% であることが

ら、実験では  $90 \sim 110 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$  の熱量が投入された時点で破損が生じていることと比べると、本コードに

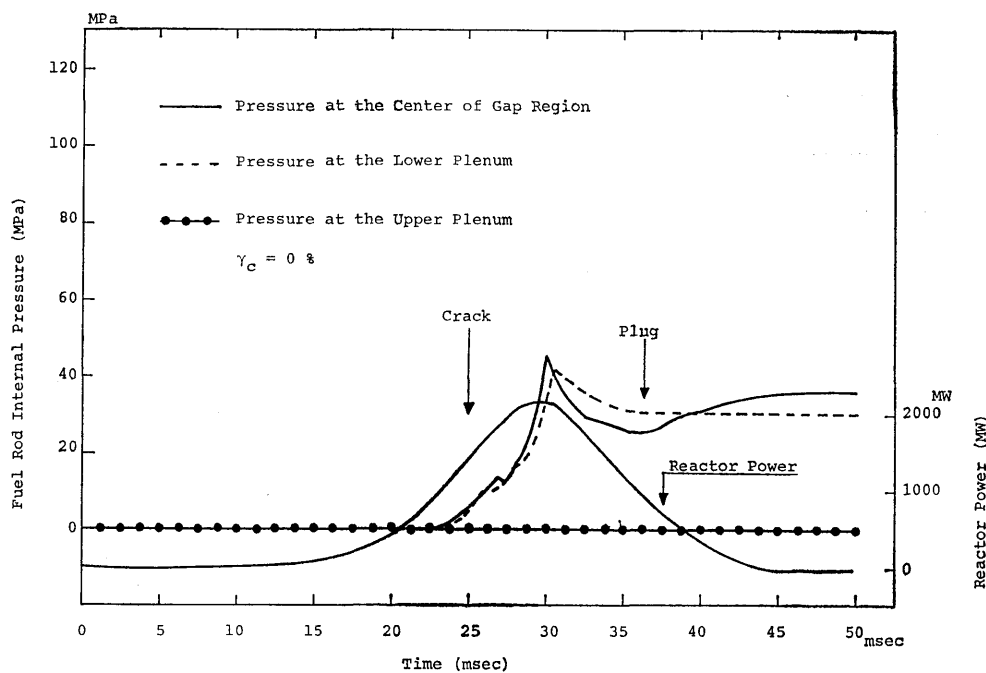


**Fig. 9** Relationship between Volumetric Fraction of the Gas Left in a Rod and the Energy Deposition at Failure

よる NSRR 実験に関する破損予測は  $\pm 5\%$  の精度で可能であるといえよう。また、燃料内圧挙動について、計算値と測定値とを比較して、Fig. 10 に示す。同図にみられるように、燃料内圧の計算値は実測値と



**Fig. 10** Comparison of Calculated Pressure of a Fully Waterlogged Rod with Measured Rod Pressure



**Fig. 11** Comparison of Calculated Pressure of a Partially Waterlogged Rod with Measured Rod Pressure ( $\gamma_c = 0\%$ )

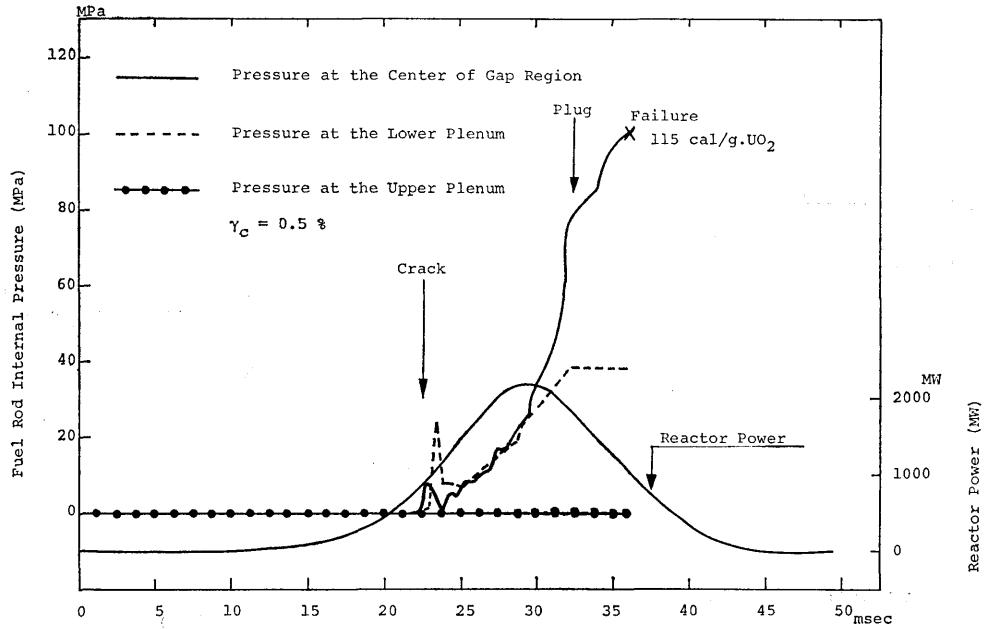


Fig. 12 Comparison of Calculated Pressure of a Partially Waterlogged Rod with Measured Rod Pressure (=0.5%)

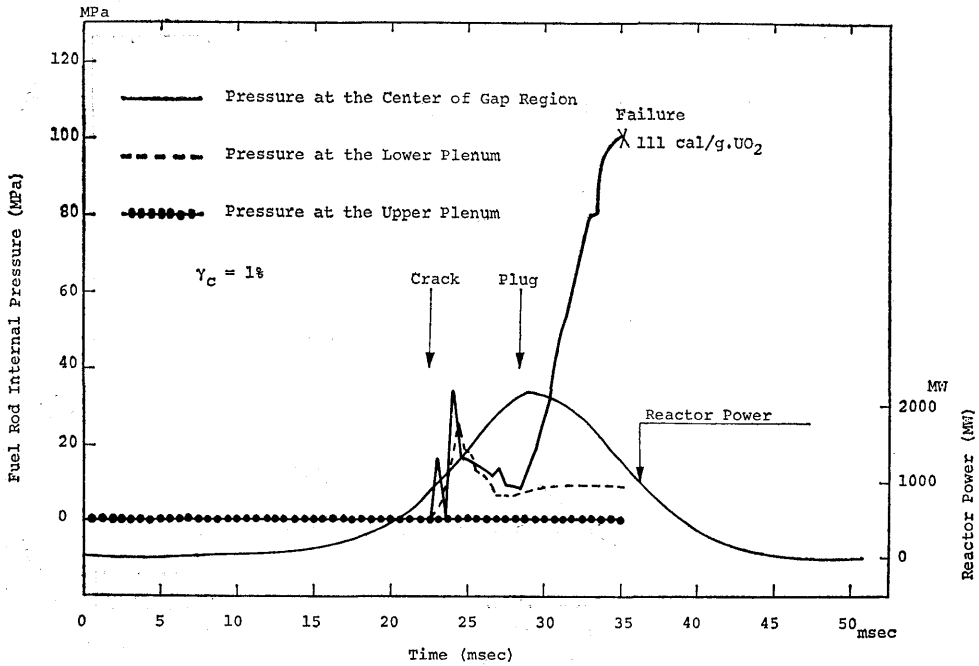


Fig. 13 Comparison of Calculated Pressure of a Partially Waterlogged Rod with Measured Rod Pressure (=1.0%)



比べてやや上昇開始時刻が遅れがみられるもののその概括的様相はほぼ模擬できたものといえる。

次に70%部分浸水燃料の場合について、同じく総発熱量  $159 \text{ cal/g}\cdot\text{UO}_2$  の条件で、割れによるペレットのみかけの体積膨張率  $v_c$  をパラメータとして計算した。 $v_c=0, 0.5, 1.0\%$  のそれぞれについて下部プレナム、上部プレナム、ギャップ部中央での圧力挙動を、炉の過渡出力とともに Fig. 11~13 に示す。それらの図から、いずれの場合にも上部プレナム部の圧力はほとんど上昇しないことが示されている。また、下部プレナム部の圧力は  $10\sim 38 \text{ MPa}$  程度には上昇しているものの、被覆管のバースト圧力約  $100 \text{ MPa}$  と比べてかなり低い値になっている。これらの計算結果は、NSRR 実験における燃料内圧の測定値(下部プレナムで測定)が、部分浸水燃料の場合には高々  $30 \text{ MPa}$  であること、および上部プレナムの内圧上昇はほとんどないと考えられること<sup>(19)</sup>などと良く一致した。また、ギャップ部の圧力は  $v_c=0\%$  とした場合 (Fig. 11) には、 $22.5 \text{ m sec}$  の時点から上昇を開始し、ほぼ炉出力がピークに達した時刻 ( $\sim 30 \text{ m sec}$ ) に最高圧力 ( $46 \text{ MPa}$ ) に達するものの、その後、高圧水が低圧に保たれている上部プレナム部に向かって流動するため、下部プレナム部よりやや低い圧力を示す。すなわち、ギャップ部がペレットによって閉塞されるまで ( $\sim 36 \text{ m sec}$ ) は、下高上低の圧力分布が燃料内で軸方向に形成されている。ギャップ部が閉塞されると、水の上部プレナムへの流出がなくなるので、ギャップ部の温度のゆるやかな上昇とともに再びギャップ部の圧力がゆっくりと上昇して、 $36 \text{ MPa}$  程度にまで達する。燃料破損は  $50 \text{ m sec}$  までの時点では生じなかった。一方、 $v_c=0.5\%$  および  $1.0\%$  の場合 (Fig. 12, 13) には、ペレットにクラックが入った時に ( $22.5 \text{ m sec}$ ) 計算では、急激にペレット体積が増加するものとしているので圧力スパイクが現われているが、このような圧力スパイクは仮想的なものであって実際には発生しないものと思われる。ギャップの閉塞は  $v_c=0.5\%$  の場合は  $32.5 \text{ m sec}$ 、 $v_c=1\%$  の場合は  $\sim 28 \text{ m sec}$  で発生することになり、ギャップ部の圧力は、閉塞後急上昇して、被覆管のバースト圧力 ( $100 \text{ MPa}$ ) にまで達する。燃料破損に要する発熱量は、 $v_c=0.5\%$  とすると  $115 \text{ cal/g}\cdot\text{UO}_2$ 、 $v_c=1\%$  とすると  $111 \text{ cal/g}\cdot\text{UO}_2$  であって、NSRR 実験での70%部分浸水燃料が  $100\sim 110 \text{ cal/g}\cdot\text{UO}_2$  で破損に到ることと比較して良い一致を示している。

以上のように、NSRRでの浸水燃料実験について本コードで解析した結果、本コードは燃料内圧挙動および破損挙動動に関して、実験結果と良く一致し、本コードの妥当性の一端を確認することができた。

## 5. 結 語

浸水燃料の燃料内内圧挙動解析コード「WTRLGD」を作成し、その概要を説明した。

試算として NSRR 実験を解析した結果、完全浸水燃料および部分浸水燃料の破損予測を $\pm 5\%$ 以内の精度で行えることが確認できた。

本コードは NSRR 実験や SPERT-CDC 実験の一環として実施された浸水燃料実験の結果をより一般的に把握し、軽水炉の安全性を検討するための解析の手法の一端を担うものである。またこの種のコードは他に報告されておらず、本コードは浸水燃料挙動解析には有用であろう。

計算時間は試算の場合、FACOM-230/75 を使用して1ケース約5分程度である。

## 6. 謝 辞

計算コード WTRLGD の作成にあたって、有益な助言を下された日本原子力研究所安全工学部大西信秋氏に深甚の謝意を表す。

本稿の作成にあたって東海支所吉村富雄室長の御助言を謝す。

## 参 考 文 献

- (1) S. J. Board and R. W. Hall' "Recent Advances in Understanding Large Scale Vapor Explosion", Proc. 3rd. Specialist Meeting on Sodium Fuel Interaction Tokyo, SNI 6/7, (March 1976)
- (2) L. A. Stephan, "The Effects of Cladding Material and Heat Treatment on the Response of Waterlogged  $\text{UO}_2$  Fuel Rods to Power Burst", IN-ITR-111, (January 1970)
- (3) J. E. Grund, et al., "Subassembly Test Program Outline for FY 1969 and FY 1970", IN-1313, (Aug. 1969)
- (4) H. P. Iskenderin, "Post Criticality Studies on the TREAT Reactor", ANL-6115, (1960)
- (5) 日本原子力研究所安全工学部 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年12月)
- (6) 日本原子力研究所安全工学部反応度安全研究室・NSRR 管理室「NSRR 実験」プログレスレポート・

- 5」JAERI-M 7554 (1978年3月)
- (7) 大西信秋「軽水動力炉の事故時の燃料挙動解析コードMCDRAN-1」JAERI-M (刊行予定)
- (8) 落合政昭, 大西信秋「NSRR実験(10) 浸水燃料の燃料内圧について」昭和51年日本原子力学会炉工学分科会予稿集D48 (1976年10月)
- (9) P. E. MacDonald and L. B. Thompson (editor) "MARTPRO-Version 09" TREE-NUREG-1005 (December 1976)
- (10) 日本機械学会編「伝熱工学資料・第2版」(1966)
- (11) 大西信秋・丹沢貞光「NSRR実験(27) サブクール膜沸騰熱伝達」昭和53年日本原子力学会炉工学分科会予稿集A33 (1978年10月)
- (12) L. A. Bromley "Heat Transfer in Stable Film Boiling" Chemical Engineering Progress vol 46. No. 5 (May, 1950)
- (13) L. J. Siefken, M. P. Bohn and J. A. Dearien "FRAP-T4<sub>2</sub>A Computer Code for the Transient Analysis of Oxide Fuel Rods", CDAP-TR-78-027 (July, 1978)
- (14) W. H. Retting, G. A. Jayne, et. al., "Relap 3-A Computer Program for Reactor Blowdown Analysis", IN-1321 (June, 1970)
- (15) 日本機械学会「蒸気表・第3版」(1968年9月)
- (16) R・ヒル著, 鷺津久一郎他訳「塑性学」培風館 (1975年9月)
- (17) 斯波正誼, 山崎弥三郎「垂直円管内の気液2相流の摩擦損失」機械学会論文集, vol. 32, No. 245 (1976年8月)
- (18) F. J. Moody "Maximum Two-Phase Vessel Blowdown from Pipes" Trans, ASME, ser. C, 87, (Aug. 1966)
- (19) 日本原子力研究所安全工学部反応度安全研究室, NSRR管理室「NSRR実験プログレスレポート・4」JAERI-M7304 (1977年10月)

附 録

の入力データは試験燃料棒、過渡炉出力および冷却条件に関する数値に大別される。その入力形式は容易であり、同表を参照すれば十分理解できるものと思われる。

1. 入力データの説明

表一附・1に入力データの一覧表を示す。本コード

1

18A4
------

1 TITLE : Title

2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4	I4

- 2 N1 : Number of radial nodes ( fuel pellet ) N1,N2 ≥ 3
- 3 N2 : Number of radial nodes ( cladding ) N1+N2 ≤ 50
- 4 J1 : Number of axial nodes ( gap ) + 1 19 ≥ J1 ≥ 2
- 5 K1 : Number of data on transient power 99 ≥ K1 ≥ 3
- 6 M1 : Number of data on time steps 20 ≥ M1 ≥ 1
- 7 JH : The JHth volume has a penetrating hole JH ≤ J1+1
- 8 IGP : Gap heat transfer ( 1;without 2;with radiation )
- 9 IFLT : Thermal conduction( Bphysical properties are 1;independent of r.)  
{ 2;dependent on }
- 10 MOMNTM: Hydro-dynamics ( Momentum fluxes are ≤0; neglected .)  
{ >0; considered }
- 11 IAX : Deformation of cladding 1; circumferential stress.  
( 2; circumferential and axial )
- 12 MRKG : If IFLT = 1, MRKG = 0 . If IFLT = 2 , MRKG is number of nodes for Runge-Kutta-Gill integral.
- 13 IKK : Print-out of thermal conductivity ( ≤ 3; No , >3; Yes )
- 14 ICP : specific heat ( ≤ 3; No , >3; Yes )
- 15 IRO : density ( ≤ 3; No , >3; Yes )
- 16 ICHECK: input data list ( ≤ 3; No , >3; Yes )
- 17 IRES : Restart ( 0; No Restart 1; Restart Write  
2; Restart Read 3; Restart Read and Write )

18	19	20	21	18	19	20	21
D14.0	D14.0	I4	I4	D14.0	D14.0	I4	I4

- 18 DLT(I): Time step [sec]
- 19 TT (I): DLT(I),N(I) and NNW(I) are valid till TT(I).[sec]
- 20 N (I): Frequency of printing.

21 NNW(I): Number of iteration of calculation on hydrodynamics during  
1 time step.

\* REMARK

M1 suits of 18 ~ 21 are required.

22	23	23	23	23	23
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

22 Q0 : Coefficient on heat generation density of a test rod. [Kcal/(m<sup>3</sup>.  
sec)/MW]

23 Z (I): Axial distribution of heat generation; average = 1.0

\* REMARK

(J1-1) data are required for Z(I).

24	24	24	24	24	24
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

24 PHI(I): Radial distribution of heat generation; average = 1.0

\* REMARK

(N1+N2) data are required for PHI(I).

25	26	25	26	25	26
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

25 TAU(I): TAU(I) [MW] is a reactor power at time THT(I) [sec].

26 THT(I): }

\* REMARK

K1 pairs of 25 and 26 are required.

27	28	29	30	30	30
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

27 R10 : Initial radius of pellets[M]

28 R20 : Initial inner radius of claddings[M]

29 R30 : Initial outer radius of claddings[M]

30 L (J): Initial length of the volume at gap region[M]

\* REMARK

( J1-1 ) data are required for L(J).

31	32	33	34	35	36
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

31 VTT : Initial void volume of a test rod [M<sup>3</sup>]  
 32 V (1): Volume of the lower plenum [M<sup>3</sup>]  
 33 WTT : Total mass of water within a rod [KG]  
 34 R : Fraction of the theoretical density of fuel pellet  
 35 DH : Diameter of a penetrating hole [M]  
 36 RGMIN : Surface roughness of cladding [M]

37	38	39	40	41	42
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

37 ROO : Initial density of fuel pellet [KG/M<sup>3</sup>]  
 38 ROI : Initial density of cladding [KG/M<sup>3</sup>]  
 39 EPS : Limit of convergence in Runge-Kutta-Gill  
 40 TGA :  $TGAP = TGA * TFUEL + (1 - TGA) * TCLAD$ .  $0 \leq TGA \leq 1$ .  
 41 CRCK : Superficial volume increase of a pellet by cracking  
 42 TFINAL: Final problem time [sec]

43	44	45	46
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

43 CDX : Orifice coefficient at the both ends of gap region  
 44 G : Gravitational acceleration [M/sec<sup>2</sup>]  
 45 CLDWRK: Cold work ( function of cross sectional area reduction )  
 46 PRUPT : Burst pressure of a coadding at room temperature [Kgf/cm<sup>2</sup>]

47	48	49	50	51	52
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

47 PO : Initial pressure of water inside a rod [Kgf/cm<sup>2</sup>]  
 48 TO : temperature [°C]  
 49 VO : specific volume [m<sup>3</sup>/Kg]  
 50 IO : specific enthalpy [Kcal/Kg]  
 51 KO : thermal conductivity [Kcal/m·sec·°C]  
 52 MO : viscosity [Kg·sec/m<sup>2</sup>]

53	54	55	56
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

53 SO : Initial entropy of water inside a rod [Kcal/Kg·°C]  
 54 TCR : Critical temperature of water [°C]  
 55 PCR : pressure [Kgf/cm<sup>2</sup>]  
 56 VCR : specific volume [m<sup>3</sup>/Kg]

57	58	59	60	61	62
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

57 ARK : Initial thermal conductivity of gas inside a rod [Kcal/m·sec·°C]  
 58 ARM : viscosity [Kg·sec/m<sup>2</sup>]  
 59 ARR : density [Kg/m<sup>3</sup>]  
 60 ARC : specific heat [Kcal/Kg·°C]  
 61 ARS : entropy [Kcal/Kg·°C]  
 62 ARI : enthalpy [Kcal/Kg]

63

D12.5
-------

63 NX : Isentropic change exponent of gas inside a rod

64	65	66	67	68	69
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

64 TMG : Temperature of cooling water [°C]  
 65 PMG : Pressure [Kgf/cm<sup>2</sup>]  
 66 PRMG : Prandtl number  
 67 GNMU : Kinetic viscosity [M<sup>2</sup>/sec]  
 68 BMG : Coefficient of thermal expansion [1/°C]  
 69 RMMG : Thermal conductivity [Kcal/m·sec·°C]

70	71	72	73	74	75
D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5	D12.5

70 CPMG : Specific heat of cooling water [Kcal/Kg·°C]  
 71 HFMG : Latent heat [Kcal/Kg]  
 72 DLSB : Sub-cooling temperature [°C]  
 73 TSMG : Saturation temperature [°C]  
 74 RLMG : Density of saturated water [Kg/m<sup>3</sup>]  
 75 RMG : Density of saturated steam [Kg/m<sup>3</sup>]