

一体型船用炉内装貫流型蒸気発生器の不安定流動に関する研究 (その3: 静特性の解析)

松岡 猛*・成合英樹**・小林道幸*

Study on the Flow Instability in a Once-Through Steam Generator for Integrated Type Marine Water Reactor (Part 3. Analysis of Steady State Performance)

By

Takeshi MATSUOKA, Hideki NARIAI and Michiyuki KOBAYASHI

Summary

An analysis was performed for the steady state performance in a once-through steam generator for Integrated Type Reactor.

One dimensional model was applied to the feed water flow of the steam generator. Thermodynamic equilibrium was assumed in the feed water flow. The separated flow model was applied to two-phase flow, in which the slip ratio is greater than 1. Flow patterns are automatically determined in the computer program. Five calculation methods, Martinelli-Nelson, Kozeki, Thom, Chisholm and Baroczy's methods, are available in this program for two-phase flow frictional pressure drop. Three correlations, Nishikawa, Thom, Jens-Lottes Cottés Correlatinos, are available for nucleate boiling.

From the results of the analyses, the followings were concluded. Kozeki and Martinelli-Nelson's methods well predicted the experimental results for two phase flow pressure drop. Three correlations for nucleate boiling brought almost same analytical results one another. The dry-out position was predicted to shift the lower quality position as the flow rete increased. This analysis method could accurately predict the experimental results.

目 次	頁
1. まえがき	15
2. 解析体系及び解析方法	16
2.1. 解析体系	16
2.2. 流動様式とその遷移位置の判定	16
2.3. 単相流摩擦圧力損失	17
2.4. 二相流摩擦圧力損失	18
2.4.1. Martinelli-Nelson, Thom 及び Baroczy の方法	18
2.4.2. Chisholm の方法	19
2.4.3. 小関の実験の拡張式	20
2.4.4. 二相流圧力損失を求める際の単 相流摩擦圧力損失の計算方法	21
2.5. 管の拡大縮小に伴う圧力変化	21
2.6. 管の曲りによる圧力損失	22
2.7. 加熱による圧力損失量への影響	22
2.8. 加速圧力損失及び水頭圧圧力損失	22
2.9. 熱伝達率	22
2.10. 乾き度及びボイド率	23
2.11. 流動時間	24
3. 解析結果と考察	24

* 原子力船舶

** 筑波大学構造工学系

原稿受付: 昭和59年8月30日

3.1. 核沸騰熱伝達式の比較	24
3.2. 二相流摩擦圧力損失計算方法の比較	27
3.3. 飽和沸騰開始位置	28
3.4. 沸騰部長さ	30
3.5. 管内流体温度分布	33
4. まとめ	34

Appendix 静特性コード ASCOTS

A.1. 解析コードの名称	34
A.2. 製作者	35
A.3. 製作年月日	35
A.4. 解析コードの概要	35
A.5. 入力データ	35
A.6. 一小区間における計算方法	37
A.7. 流動様式判定方法	37
A.8. 出力	38

記号

A : 伝熱管断面積	(m^2)
C_p : 定圧比熱	($kcal/kg \cdot ^\circ C$)
D : 伝熱管直径	(m)
g : 重力加速度	(m/h^2)
G : 重量流量	(kg/h)
h : エンタルピー	($kcal/kg$)
h_b : サブクール沸騰開始時の比エンタルピー	($kcal/kg$)
h_l : 飽和状態における液相の比エンタルピー	($kcal/kg$)
h_g : 飽和状態における蒸気の比エンタルピー	($kcal/kg$)
h_{fg} : 蒸発潜熱	($kcal/kg$)
k : 伝熱管壁の熱伝導率	($kcal/m \cdot h \cdot ^\circ C$)
k_l : 液体状態における流体の熱伝導率	($kcal/m \cdot h \cdot ^\circ C$)
k_g : 気体状態における流体の熱伝導率	($kcal/m \cdot h \cdot ^\circ C$)
L_e : 等価管長	(m)
N_u : ヌセルト数 ($=\alpha D/k$)	
Pr : プラントル数 ($=\nu \cdot C_p \gamma / k$)	
P : 圧力	(kgf/m^2)
ΔP_f : 摩擦圧力損失	(kgf/m^2)
ΔP_{l0} : 全流量液相と見なした時の摩擦圧力損失	(kgf/m^2)
ΔP_{g0} : 全流量気相と見なした時の摩擦圧力損失	(kgf/m^2)

ΔP_l : 液相部のみが流れた時の摩擦圧力損失	(kgf/m^2)
ΔP_g : 気相部のみが流れた時の摩擦圧力損失	(kgf/m^2)
ΔP_{TP} : 二相流摩擦圧力損失	(kgf/m^2)
ΔP_A : 加速圧力損失	(kgf/m^2)
ΔP_G : 水頭圧圧力損失	(kgf/m^2)
q : 熱流束	($kcal/m^2h$)
q_B : 核沸騰熱流束	($kcal/m^2h$)
q_m : 対流熱流束	($kcal/m^2h$)
q_f : Bergles & Rohsenow の方法により求まる熱流束	($kcal/m^2h$)
R : コイル管の曲率半径	(m)
Re : レイノルズ数 ($=VD/\nu$)	
T : 流体温度	($^\circ C$)
T_{wi} : 伝熱管内壁温度	($^\circ C$)
T_{wo} : 伝熱管外壁温度	($^\circ C$)
T_{sat} : 飽和温度	($^\circ C$)
TO1~TO2: 一次側流体温度	($^\circ C$)
V : 流速	(m/h)
V_{l0} : 全流量液相と見なした時の流速	(m/h)
v_l : 液体比容積	(m^3/kg)
v_g : 蒸気比容積	(m^3/kg)
X : Lockhart-Martinelli パラメーター	
X_{tt} : パラメーター, (12)式により定義。	
x : 乾き度	
x' : 見かけの乾き度	
x_B : 気泡離脱開始位置における乾き度	
x_{DO} : ドライアウト位置における乾き度	
x_D : Miropolskii の式による乾き度, (29)式	
ΔZ : 小区間長	(m)
α_B : 核沸騰熱伝達率	($kcal/m^2h^\circ C$)
α_m : 対流熱伝達率	($kcal/m^2h^\circ C$)
α_{TPH} : 環状噴霧流熱伝達率	($kcal/m^2h^\circ C$)
α_{TPF} : 噴霧流熱伝達率	($kcal/m^2h^\circ C$)
β : ボイド率	
γ_l : 液体の比重量	(kg/m^3)
γ_g : 蒸気の比重量	(kg/m^3)
ϵ : 表面粗さ	(m)
η : $\eta = X/(1+X)$, Chisholm の方法にあらわれるパラメーター	
θ : 伝熱管の傾斜角度	(ラジアン)
λ : 摩擦圧力損失係数	

μ ; 粘性係数	(μ -Poise)
γ ; 動粘性係数	(m^2/h)
a ; 表面張力	(kgf/m)
ϕ_{00}^2 ; 二相流摩擦圧力損失倍数	
ϕ_{gtt}^2 ; 圧力損失比 $\Delta P_{TP}/\Delta P_g$	
ϕ_{itt}^2 ; 圧力損失比 $\Delta P_{TP}/\Delta P_t$	

1. ま え が き

前報⁽¹⁾において、一体型船用炉模擬装置を用いて行った、貫流型蒸気発生器の不安定流動現象の実験結果と検討について報告した。すなわち同実験では、まず広いパラメータ範囲における、定常状態の熱流力的特性（静特性）に関するデータを得、さらに、不安定流動状態が始まる条件と、その熱流動状態（不安定流動特性）に関する実験データを得た。そして、両実験データを整理し、特に不安定流動現象に関する理論的検討を行った。また、全実験データはデータ集にまとめた⁽²⁾。さらに、本報では静特性をシミュレートする計算モデルを作成し、実験データとの比較検討により、それらの妥当性等を検討評価したので報告する。

この一体型船用炉模擬装置における貫流型蒸気発生器は、ヘリカルコイル式の伝熱管形状を有し、管長、管内径、外径、および流動条件等を、日本造船研究協会の概念設計炉⁽³⁾に合わせたもので、ほぼ実規模に近い実験データが得られた。この蒸気発生器は、(1)貫流型にしては運転圧力が $50kg/cm^2$ 内外と、中程度のものである。(2)ヘリカルコイル式伝熱管を用いている。(3)加圧高温水で加熱を行う。などの特徴を有しており、さらに、運転性を考慮し、(4)過熱部を長くとっている。

伝熱流動特性的にこれらの特徴をみでみると、次のようになる。(1)運転圧力が $50kg/cm^2$ と高圧でないため、沸騰部の摩擦圧力損失が高圧の場合にくらべ大きく、沸騰部の圧力分布を考慮する必要がある。(2)ヘリカルコイル式伝熱管では、管軸方向への流れと共に二次的な流れが生じ、これが熱伝達や摩擦圧力損失に影響する。特に、二相流の場合には摩擦圧損、熱伝達率と共に、ドライアウト特性にも不明な点が多い。(3)高温高圧水（一次水）で加熱する蒸気発生器であるため、特に二次流体の二相流領域で管内の熱伝達率が大きく、この型の蒸気発生器では熱伝達率の小さい管外側の伝熱特性が熱通過率の支配的因子となる。蒸気発生特性は、一次水と二次流体の温度差、およびこの管外熱伝達率に支配される。(4)過熱部の長い蒸気発生器であるため一次蒸気温度は、一次水の温度にほぼ近くなる

と共に、伝熱管全体の圧力損失のうち、この過熱部の摩擦圧力損失の占める割合が大きい。

コイル管内の熱流力的な静特性に関する問題点をあげると、

(i)単相流部の摩擦圧力損失と熱伝達率

(ii)二相流摩擦圧力損失

(iii)沸騰部の熱伝達率とドライアウト点

などであって、コイル管内の二次の流れ（慣性力と遠心力、および場合により重力の作用による）の効果がからみ合う複雑な流れとなる。

これまで、ヘリカルコイル式の貫流型蒸気発生器は、西独の原子力船オットハーン号に使用されており、そのほか、ガス冷却炉や最近ではNa冷却高速増殖炉にも使用されている。しかし、詳細な熱流力的研究はあまり公表されていない。

一方、日本造船研究協会NSR-4委員会では、高温水加熱によるヘリカルコイル蒸気発生器の伝熱および圧力損失特性の研究として、二次流体の圧力が $5\sim 21kg/cm^2g$ の範囲についての研究を行った⁽⁴⁾。これにより、摩擦圧力損失がMartinell-Nelson法により得られるものより大きく、特に圧力が低い程その差が大きくなること、沸騰部の局所熱伝達率は約 $20,000kcal/m^2h^{\circ}C$ で、いずれの乾き度でもほぼ一定なこと、ドライアウトは、管外回り側の方が内回り側より低い乾き度で生じ、流量が大きくなると、上下側でさらに低い乾き度でドライアウトすることを見出した。摩擦圧力損失とドライアウトに関しては二次流れにより説明できた。小関⁽⁵⁾は、さらに空気・水による大気圧実験、および電気加熱による曲管および直管の圧力 $10\sim 30kg/cm^2$ の実験を行い考察を行った。

そのほかコイル管に関する研究としては、単相流の摩擦圧力損失と熱伝達について多くの研究があり、摩擦圧力損失については伊藤の式⁽⁶⁾、熱伝達率に関しては森・中山の式⁽⁷⁾などがある。また、二相流に関しては、直接加熱により圧力 $180kg/cm^2$ で、管内でのDNB（バーンアウト点）を調べたCarverら⁽⁸⁾の研究、同じく直接加熱で大気圧下での熱伝達と摩擦圧力損失を調べたOwhadi-Bell⁽⁹⁾らの研究、広い圧力範囲について、熱伝達とバーンアウトについて調べたMiropol'skiiら⁽¹⁰⁾の研究、大気圧下での伝熱とバーンアウトについて調べた塚原ら⁽¹¹⁾の研究などがある。

しかし、二次流れの効果はコイル管の寸法形状や圧力および加熱条件などに依存し、統一のとれた実験式などは確立していない。

本報告では、管内流体の伝熱および流動について、流れの方向に一次元の解析モデルを作成し、広い範囲にわたっての実験データとの比較を行うことにより、解析モデルに使用した各実験式等の評価を行った。そして、二相流摩擦圧力損失、およびドライアウト位置などについて、実験データをうまく説明するモデルを得ることができた。

この解析の実施のために計算コード ASCOTS を作成した。本解析コードは、いろいろな実験式をオプションとして選択して計算できる汎用貫流型蒸気発生器静特性解析コードになっている。本報では、付録として、この解析コードの概要について記してある。この解析コードを用いることにより、本実験範囲に近い一般の貫流型蒸気発生器の特性を計算することができる。

2. 解析体系及び解析方法

2.1. 解析体系

本解析対象の蒸気発生器の構造は“その1. 一体型船用炉模擬装置による実験”において示した通りである。解析は一次元モデルで行なった。体系を図1に示す様

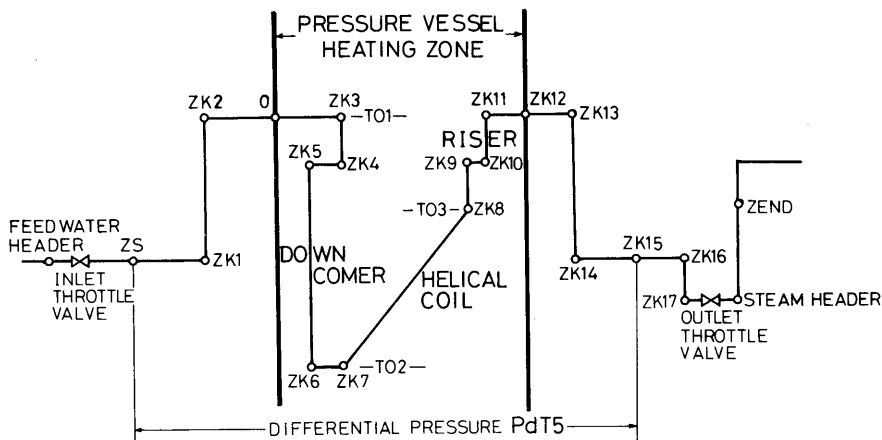


Fig. 1 Schematic Diagram of the Steam Generator

2.2. 流動様式とその遷移位置の判定

伝熱管内の流体は、サブクール水単相の状態で流入し、最後に過熱蒸気となり流出して行く。この間の流動様式の変化は、流量、熱流束等に依存し複雑な様相を示すが、本解析では、図2に示す様にモデル化して取り扱った。

液単相流の状態で流入した流体が加熱されサブクー

に模式図化して取り扱った。図1において、ZS, ZK1~ZK17, ZENDは蒸気発生器の伝熱管における位置を示す。伝熱管の水平部、垂直部、コイル管部に対応して図1では、水平線、垂直線、傾斜線でそれぞれを示してある。

加熱条件としては、加熱流体側一次系の温度分布が時間的に一定である温度支配型とした。一次系の空間的温度分布はTO1, TO2, TO3(図1参照)の位置における測定値を用い、それらの間は、直線的に変化する分布とした。

二次系伝熱管を多数の小区間に分割し、入口部より順次各小区間について定常状態の式で解いて、出口部に到る方法により解析を行った。

解析実施時の必要データは、伝熱管形状データ、一次側温度分布、二次側流量、入口温度、入口圧力、管外熱伝達率である。解析により得られる諸量は、圧力、管外壁温度、管内壁温度、二次側流体温度、熱流束、乾き度、ボイド率、体積中心流動時間、質量中心流動時間、である。これらの値は、入口部から出口部までの管長方向分布として得られる。

ル沸騰へと移って行くが、まず管壁に小さな気泡が発生しそれが付着した状態となる。それがサブクール沸騰気泡付着領域である。

次に管壁の気泡が発達し、管壁より離脱する様になるが、流体全体としては、依然としてサブクール状態にとどまっている、サブクール沸騰気泡離脱領域となる。

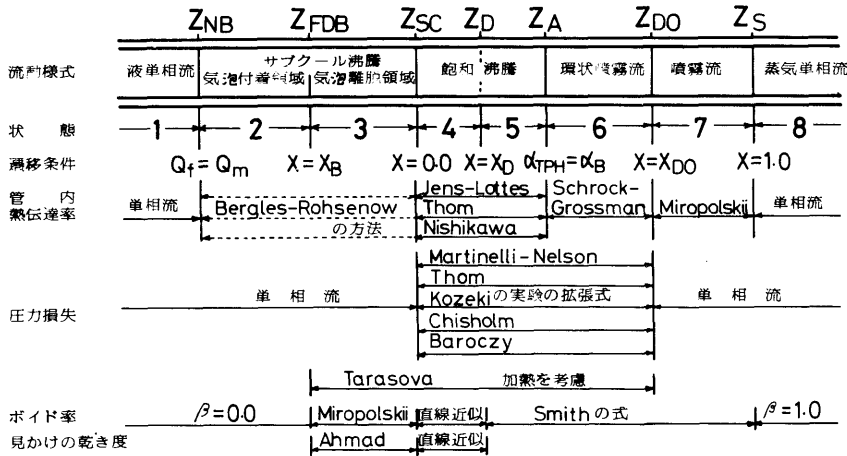


Fig. 2 Flow Patterns and Analysed Conditions

更に加熱が進むと、飽和状態の二相流へと変化し、気泡の発生が活発となる。蒸気割合が増加すると共に、気泡流、プラグ流、スラグ流と変化していくが、ここではまとめて、飽和核沸騰領域とした。これは、熱伝達率の計算に、上記三状態とも核沸騰熱伝達率の式を用いる事ができるためである。

更に蒸気割合が増加すると、管内流体は管周辺に付着した液膜部、その液膜にとり囲まれた蒸気及び小液滴とから成る中心部とに分離する環状噴霧流となる。

更に加熱が進むと管壁の液膜が消失し、蒸気及び小液滴のみの流れの噴霧流となる。噴霧流の開始位置をドライアウト開始位置と言う。ドライアウト開始位置においては、液膜の消失により管壁は乾き、熱伝達率は急激に下がる。そのため管壁の温度は急激に上昇する。

噴霧流が更に加熱されると最後に過熱蒸気となる。

各流動様式間の遷移の判定は、以下の方法により行なった。

サブクール沸騰気泡付着領域開始位置は、(1)式で示される Bergles & Rohsenow の理論式⁽¹²⁾ から得られる沸騰開始熱流束 q_f と、対流熱流束 q_m とが等しくなる位置とした。

$$q_f = 911 \times P^{1.156} \left[\frac{9}{5} (T_w - T_{sat}) \right]^{2.16/P^{0.0234}} \quad (1)$$

$$q_m = \alpha_m \times (T_w - T) \quad (2)$$

気泡離脱領域開始位置は、乾き度 x が、(3)式の

Ahmad の式⁽¹³⁾ により与えられる x_B に等しくなる位置とした。

$$x_B = -0.49 R_{eo}^{-0.3} R_{eq}^{0.7} (P/P_{cr})^{0.15} \quad (3)$$

$$R_{eo} = \frac{V_w \sqrt{\sigma / (\gamma_l - \gamma_g)}}{\nu_e}$$

$$R_{eq} = \left(\frac{q}{h_{fs} \gamma_l} \right) \sqrt{\sigma / (\gamma_l - \gamma_g)} / \nu_l$$

飽和沸騰開始位置は乾き度 x が 0 となる位置。

環状噴霧流開始位置は、環状噴霧流熱伝達率 α_{TPH} が、核沸騰熱伝達率 α_B と等しくなる位置。 (α_{TPH}, α_B) の相関式は表 7 及び表 8 に示す。

噴霧流開始位置は、 $x = x_{DO}$ となる位置。 x_{DO} はドライアウトが開始する乾き度で、本解析ではパラメーターとして扱い、 x_{DO} の数値を入力データーとして与える様になっている。

過熱蒸気流開始位置は乾き度 x が 1.0 となる位置である。

2.3. 単相流摩擦圧力損失

単相流摩擦圧力損失 ΔP_f は(4)式で与えられる。

$$\Delta P_f = \lambda \frac{\Delta Z \gamma V^2}{D 2g} \quad (4)$$

ここで、 γ は流体の比重量、 V は流体速度をあらわす。摩擦圧力損失係数 λ は、表 1 に示す様に与えた。

直管部乱流域では管内壁の表面粗さを考慮するため Colebrook の式⁽¹⁴⁾ を用いた。

Table 1. Friction factors.

直	$\lambda = \frac{64}{Re}$	層流	$Re \leq 2300$
管	$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log_{10} \left\{ \frac{\epsilon/D}{3.71} + \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda}} \right\}$	乱流	(Colebrookの式)
曲	$\lambda = \frac{64}{Re}$	層流	$Re \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}} < 13.5$
	$\lambda = \frac{1376 \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}}}{\left\{ 1.56 + \log_{10} \left\{ Re \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \right\}^{5.73}}$	層流	$13.5 < Re \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}} < 2000$
管	$\lambda = 0.1008 \times \frac{64}{Re} \times K_t^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 + 3.945 K_t^{-\frac{1}{2}} + 7.782 K_t^{-1} + 9.097 K_t^{-\frac{3}{2}} + \dots \right\}$	層流	$K_t = Re \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}} > 2000$
			(伊藤の式)
	$\lambda = \lambda_s \times \left\{ Re \left(\frac{D}{2R} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{4}}$	乱流	(伊藤の式)
	$\lambda_s =$ 直管の摩擦圧力損失係数		
	* 層流 \longrightarrow 乱流遷移レイノルズ数 : Rec (伊藤の式)		
	$Rec = 2 \left(\frac{D}{2R} \right)^{0.32} \times 10^4$		$15 < \frac{2R}{D} < 860$ の時

曲管部においては、層流域、乱流域の摩擦圧力損失係数及び層流乱流遷移レイノルズ数共に伊藤の式⁽⁶⁾を用い広いレイノルズ数の範囲に適用可能とした。

2.4. 二相流摩擦圧力損失

二相流摩擦圧力損失の計算方法としては、Martinelli-Nelsonの方法⁽¹⁵⁾、Thomの方法⁽¹⁶⁾、Chisholmの方法⁽¹⁷⁾、Baroczyの方法⁽¹⁸⁾、小関の実験値⁽⁵⁾からの相関式による方法をオプションとして選択できる。

以下各計算方法について述べる。

2.4.1. Martinelli-Nelson, Thom 及び Baroczy の方法

Martinelli-Nelson, Thom, 及び Baroczy の方法においてはまず、全流量を液体と仮定した場合の液単相流摩擦圧力損失 ΔP_{l0} を求める。次に ΔP_{l0} の値に、二相流圧力損失倍率 ϕ_{l0}^2 を乗じて、二相流摩擦圧力損失 ΔP_{TP} を求める。

$$\Delta P_{TP} = \phi_{l0}^2 \Delta P_{l0} \tag{5}$$

ϕ_{l0} は、乾き度 x , 圧力 P の関数で、それぞれ実験結果より求めた数値が表 2, 表 3 に示す様に、Martinelli-Nelson 及び Thom により与えられている。本解析ではこれらの数値を直線補間して、任意の乾き度、圧力における ϕ_{l0} の値を求めた。Baroczy の方法では ϕ_{l0}^2

Table 2. Values of two phase multiplier ϕ_{io}^2 . Martinelli-Nelson.

Quality (%) \ Pressure (psia)	14.7	100	500	1000	1500	2000	2500	3000	3206
1	5.6	3.5	1.8	1.6	1.35	1.2	1.1	1.05	1.0
5	30	15	5.3	3.6	2.4	1.75	1.43	1.17	1.0
10	69	28	8.9	5.4	3.4	2.45	1.75	1.30	1.0
20	150	56	16.2	8.6	5.1	3.25	2.19	1.51	1.0
30	245	83	23.0	11.6	6.8	4.04	2.62	1.68	1.0
40	350	115	29.2	14.4	8.4	4.82	3.02	1.83	1.0
50	450	145	34.9	17.0	9.9	5.59	3.38	1.97	1.0
60	545	174	40.0	19.4	11.1	6.34	3.70	2.10	1.0
70	625	199	44.6	21.4	12.1	7.05	3.96	2.23	1.0
80	685	216	48.6	22.9	12.8	7.70	4.15	2.35	1.0
90	720	210	48.0	22.3	13.0	7.95	4.20	2.38	1.0
100	525	130	30.0	15.0	8.6	5.90	3.70	2.15	1.0

Table 3. Values of two phase multiplier ϕ_{io}^2 . Thom.

Quality (%) \ Pressure (psia)	250	600	1250	2100	3000
1	2.12	1.46	1.10	1.0	1.0
5	6.29	2.86	1.62	1.21	1.02
10	11.1	4.78	2.39	1.48	1.08
20	20.6	8.42	3.77	2.02	1.24
30	30.2	12.1	5.17	2.57	1.40
40	39.8	15.8	6.59	3.12	1.57
50	49.4	19.5	8.03	3.69	1.73
60	59.1	23.2	9.49	4.27	1.88
70	68.8	26.9	10.19	4.86	2.03
80	78.7	30.7	12.4	5.45	2.18
90	88.6	34.5	13.8	6.05	2.33
100	98.86	38.30	15.33	6.664	2.480

は x, P, G の関数として図示されているため本実験範囲の部分について、その図より数値を読み取り、表4に示す値を得、解析に用いた。

2.4.2. Chisholm の方法

Chisholm の方法では、液相のみが管内を流れたと仮定した時の単相流摩擦圧力損失 ΔP_l あるいは、気相のみが流れたと仮定した時の ΔP_g を求め、次式により ΔP_{TP} を計算する。

$$\Delta P_{TP} = \phi_{li}^2 \Delta P_l, \quad 0 \leq \eta \leq 0.5 \quad (6)$$

$$\Delta P_{TP} = \phi_{gi}^2 \Delta P_g, \quad 0.5 \leq \eta \leq 1.0 \quad (7)$$

ただし、 $\eta = \frac{X}{X+1}$; $X = \frac{1-x}{x} \sqrt{\frac{\gamma_g}{\gamma_l}}$ であり、 ϕ_{gi} 、 ϕ_{li} は(8)式に示される様に X についての解析的な式であらわされている。

$$\phi_{li}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}; \quad \phi_{gi}^2 = 1 + CX + X^2 \quad (8)$$

$$C = \left\{ 1 + (C_2 - 1) \left(\frac{v_g - v_l}{v_g} \right)^{0.5} \right\},$$

$$\left\{ \left(\frac{v_g}{v_l} \right)^{0.5} + \left(\frac{v_l}{v_g} \right)^{0.5} \right\}$$

Table 4. Values of two phase multiplier ϕ_{to}^2 . Baroczy.

Mass Flow Rate kg/m ² s	0.339 × 10 ³				0.678 × 10 ³				1.356 × 10 ³			
	Pressure (psia)				Pressure (psia)				Pressure (psia)			
Quality (%)	20	30	50	60	20	30	50	60	20	30	50	60
100	64	42.8	26.5	21	64	42.8	26.5	21	64	42.8	26.5	21
80	60	41	25	20.6	59	41	25	20.5	55	38	23	19
60	53	38	23	19.7	51	37	22	19	46	33	20	17
40	48	35	22.5	18.6	44	32	21	17	37	27	17	14
30	40	29	19	15.7	36	26	17	14	30	21.6	14	11.5
20	33	24	14.3	11.8	29.6	21	13	10.4	24	17.3	10.3	8.4
15	27	20	11.6	9.7	24	18	10.3	8.5	19.5	14.5	8.4	6.9
10	21	13	8.3	6.8	18.5	12	7.3	5.9	15	9.7	6.0	4.9
7.5	15	9.4	6.5	5.4	13.6	9.1	5.8	4.8	11.3	7.5	4.8	4.0
5	10	6.6	4.9	4.2	9.8	6.8	4.4	3.7	8.4	5.7	3.7	3.1
3.5	7.7	5.0	3.7	3.3	7.6	5.1	3.4	3.0	6.4	4.3	2.85	2.5
2	5.7	3.7	2.8	2.5	5.6	3.8	2.6	2.3	4.7	3.2	2.2	1.95
1	3.9	2.5	2.2	2.0	3.8	2.6	1.98	1.78	3.2	2.2	1.7	1.55
0.5	3.0	2.1	1.81	1.74	2.9	2.1	1.64	1.56	2.5	1.8	1.45	1.39
0.1	1.63	1.5	1.39	1.39	1.51	1.39	1.27	1.25	1.37	1.25	1.15	1.14

C_2 は、実験条件により、実験的に与えられている定数で表5に示す様に与えられている。

2.4.3. 小関の実験の拡張式

小関のコイル管についての二相流摩擦圧力損失の実験結果⁽⁵⁾に適合する相関式を作り、本解析に適用した。この方法においては、コイル管の二相流摩擦圧力損失は次の式により求められる。

$$\Delta P_{TP} = (1-x)^{1.75} \phi_{tt}^2 \cdot \Delta P_w \quad (9)$$

任意の圧力 P における ϕ_{tt} の値は $\phi_{tt}(11 \text{ ata})$ と $\phi_{tt}(P_{cr} = \text{臨界圧})$ との間で常用対数の形として内挿法で求める。

$$\log_{10} \phi_{tt}(P) = \log_{10} \phi_{tt}(11) - \log_{10} (\phi_{tt}(11) /$$

$$\phi_{tt}(P_{cr})) \times (P-11) / (P_{cr}-11) \quad (10)$$

一方 $\phi_{tt}(11)$ については

$$\phi_{tt}(11) = \phi_{gt}(11) / X_{tt}^{0.875} \quad (11)$$

の関数が成立している。ただし

$$X_{tt} = (v_t/v_g)^{0.571} (\mu_t/\mu_g)^{0.143} (1/x-1) \quad (12)$$

(20)

Table 5. Recommended values of C_2 in equation (8).

条 件	C_2
90° ベンド	$1 + 35 \times D / L$
Tees	1.75
ゲート・バルブ	1.5
グローブ・バルブ	2.3
粗 面 管	
$G/A > 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ or $30 > (V_g/V_t)^{0.5} > 9$	1
$G/A < 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ for $9 > (V_g/V_t)^{0.5}$	$1500 \times A/G$
なめらかな管	
$G/A > 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ or $30 > (V_g/V_t)^{0.5} > 9$	1
$G/A < 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ for $9 > (V_g/V_t)^{0.5}$	$2000 \times A/G$

$$\Delta P_{TP} = \phi_{glt}^2 \cdot \Delta P_g \quad (13)$$

ϕ_{glt} (11) の値を与える実験式を、小関の実験結果より次の様に作成した。

$$\phi_{glt} (11) = 0.895 + (X_{lt} + 0.076)^{0.857} + 1.21 \times 10^{-1} (\log_{10} X_{lt} + 0.668)^2 \quad (14)$$

この式では、 $x=0$ で $(1-x)^{1.75} \phi_{lt}^2 = 1$, $x=1$ において、 $\phi_{glt} = 1$ となり、それぞれ ΔP_{TP} が単相流摩擦圧力損失に一致する様になっている。図3には小関の実験結果と(14)式による ϕ_{glt} の計算値を示す。図4には、本方法による二相流摩擦圧力損失の計算値と実測値⁽⁴⁾を示す。図より、比較的よい一致を示している事がわかる。

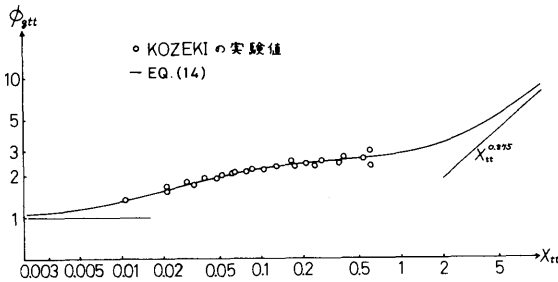


Fig. 3. ϕ_{glt} : Experimental Results and the Calculated Values by Eq. (14).

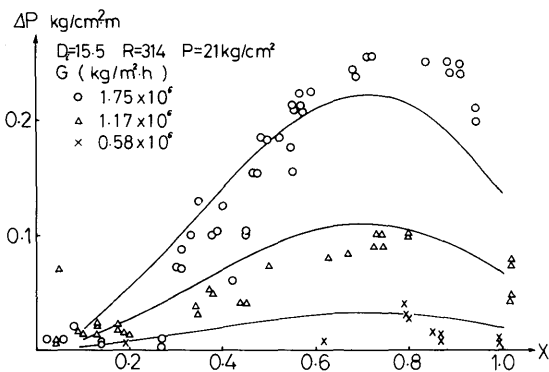


Fig. 4. Pressure Drop. Measured and Predicted Values (solid line). Prediction by Eq. (9).

2.4.4. 二相流圧力損失を求める際の 単相流摩擦圧力損失の計算方法

以上に示した様に、二相流摩擦圧力損失係数を求める場合、いずれの計算方法においてもまず、単相流摩擦圧力損失を求める必要がある。この単相流摩擦圧力損失の計算方法は、各二相流計算方法により多少異なっている。

すなわち、Martienli-Nelson, Thom 及び Baroczy の方法においては、摩擦圧力損失係数 λ を、コールブルックの式⁽¹⁴⁾により求めたが、Chisholm は管内の流れを完全に乱れた粗面管の流れとして取り扱っているため、Chisholm の方法を適用する際は λ はニクラウゼの式 $\left(\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1.74 + 2 \log \left(\frac{D}{2\epsilon} \right) \right)$ により求め、それぞれ単相流摩擦圧力損失を計算した。

以上は、直管に対する圧力損失の計算方法であるため、コイル管部における圧力損失を計算する場合は、更に伊藤の式(表1参照)により、コイル管に対する摩擦圧力損失係数 λ_c を求め、コイル管部の単相流摩擦圧力損失を計算し、それから二相流摩擦圧力損失を求めた。

小関の方法は、直管単相流の摩擦圧力損失を計算し、その値に二相流圧力損失倍率を乗じて、コイル管の二相流摩擦圧力損失を直接求める方法となっている。摩擦圧力損失係数としては、ブラジウスの式を用いる様になっている。 $(\lambda = 0.3164/R_e^{0.25})$

2.5. 管の拡大、縮小に伴う圧力変化

管路が拡大、縮小する時にも、圧力上昇及び降下が生じる。一般に、流路断面積が変化する場合には、流れの上流側(1)と下流側(2)との間に次の関係式が成立する⁽¹⁹⁾。

$$P_1 + \frac{\gamma V_1^2}{2g} = P_2 + \frac{\gamma V_2^2}{2g} + K_N \frac{\gamma V_N^2}{2g} \quad (15)$$

$$\begin{cases} N=1 & \text{拡大} \\ N=2 & \text{縮小} \end{cases}$$

K_N の値については、種々の測定値及び解析式が与えられているが、本解析では、流れが十分に乱れているとして、拡大の場合には(16)式を用いた。

$$P_2 - P_1 = \frac{\gamma}{2g} (V_1^2 - V_2^2) - \frac{\gamma}{2g} (V_1 - V_2)^2 \quad (16)$$

また、縮小の場合には、(17)式を用いた⁽²⁰⁾。

$$P_2 - P_1 = 1.4 \times \frac{\gamma (V_1^2 - V_2^2)}{2g} \quad (17)$$

ただし、これら二式はいずれも単相流に対する式である。

2.6. 管路の曲りによる圧力損失

管路に折れ曲りがある場合にも圧力損失が生じる。本解析では、この圧力損失を(18)式により求めた。

$$\Delta P = \lambda \frac{L_e}{D} \frac{\gamma V^2}{2g} \quad (18)$$

ここで、 L_e は折れ曲りのために生ずる圧力損失量と等しい圧力損失をもたらす管長（等価管長）である。中程度の太さの管で90°折れ曲りの場合には $L_e/D = 26$ と与えられているの⁽¹⁹⁾でそれを使用する。

2.7. 加熱による圧力損失量へ影響

流体が加熱されている場合の圧力損失の計算方法として Tarasova の方法⁽²¹⁾がある。本解析では、この方法を適用して、加熱の効果を考慮した。(19)式及び(20)式に Tarasova の実験式を示す。

サブクール沸騰部

$$\Delta P = \Delta P_w \left\{ 1 + \left(\frac{q}{h_{fg} \gamma_g v_l} \right)^{0.7} \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g} \right)^{0.08} \left[\frac{20Z}{1.315 - Z} \right] \right\} \quad (19)$$

$$Z = \frac{h - h_b}{h_l - h_b}$$

飽和沸騰部

$$\Delta P = \Delta P_{TP} \left\{ 1 + 4.4 \times 10^{-3} \left(\frac{qA}{G} \right)^{0.7} \right\} \quad (20)$$

2.8. 加速圧力損失及び水頭圧圧力損失

管路内を流れる流体が加熱されると、熱膨張、沸騰のため体積が増大し、流体は加速される。それ故、流体の運動量変化に等しい力が働く事となる。この力は、加速圧力損失に流路の断面積をかけたものに等しい。

ここで、微小長さ ΔZ を流れていく間の二相流加速圧力損失 ΔP_a を考えてみる。 $\Delta P_a \times A$ は ΔZ 間の運動量変化に等しい。従って、(21)式が得られる。

$$\Delta P_a = \frac{1}{gA} (m_l V_l + m_g V_g)^2 \frac{\Delta Z}{z} \quad (21)$$

ここで、重量流量 m (kg/h)、流速 V (m/h) に対する以下の関係式を(21)式に代入すると、(22)式が得られる。

$$\begin{aligned} m_l &= G(1-x) \\ m_g &= Gx \end{aligned}$$

$$V_l = \frac{m_l}{\gamma_l A (1-\beta)} = \frac{G(1-x)}{A \gamma_l (1-\beta)}$$

$$V_g = \frac{m_g}{\gamma_g A \beta} = \frac{Gx}{A \gamma_g \beta}$$

$$\Delta P_a = \frac{G^2}{gA^2} \left\{ \frac{(1-x)^2}{\gamma_l (1-\beta)} + \frac{x^2}{\gamma_g \beta} \right\} \frac{\Delta Z}{z} \quad (22)$$

二相流部加速圧力損失は(22)式により求められる。液単相流部の場合は(22)式において、 $x=0$ 、 $\beta=0$ 、 $x^2/\beta=0$ と置き、蒸気単相流部の場合は、 $x=1$ 、 $\beta=1$ 、 $(1-x)^2/(1-\beta)=0$ と置けば、それぞれの加速圧力損失が得られる。

水頭圧圧力損失 ΔP_c は(23)式により得られる。

$$\Delta P_c = -\Delta Z \{ \gamma_g \beta + \gamma_l (1-\beta) \} \sin \theta \quad (23)$$

ここで θ は、伝熱管の傾斜角度で、水平方向を0、上向き方向を正とした。

液単相流及び蒸気単相流の場合の水頭圧圧力損失は、それぞれ(23)式において、 $\beta=0$ 、 $\beta=1$ と置く事により求められる。

2.9. 熱伝達率

単相流における熱伝達率は表6に示す式を用いて計算した。表6において、 N_u はヌセルト数で、熱伝達率 α_m とは(24)式の関係がある。

$$N_u = \alpha_m \times \frac{D}{k_{lg}} \quad (24)$$

サブクール沸騰部及び飽和核沸騰部では、表7に示す、三通りの式⁽²²⁾⁽²³⁾⁽²⁴⁾がオプションとして与えられている。ただし、西川の式は本来、飽和沸騰の場合の式であり $q_B = (T_w - T_{sat})^5 \times \{0.65 P^{0.23} (1 + 7.9 \times 10^{-5} P^2)\}^5$ の関係が成立しているが、これをサブクール沸騰領域まで拡張して使用した。

サブクール沸騰領域及び飽和沸騰の初期の段階での熱流束 q を求める際に、Bergles-Rohsenow の方法⁽¹²⁾を用いた。この方法は、強制対流から十分に発達した沸騰領域へ遷移する間の伝熱量 q_f を、強制対流伝熱量と沸騰熱伝達伝熱量との和により近似する方法である。この近似式は、(25)式で与えられている。

$$q_f = \left[q_m^2 + \left\{ q_B \left[1 - \frac{q_{Bi}}{q_B} \right] \right\}^2 \right]^{1/2} \quad (25)$$

ここで q_m は単相流の強制対流の式より求めた伝熱量。 q_B は沸騰熱伝達式より求めた伝熱量。 q_{Bi} はサブクール沸騰開始位置 ((1)式の q_f と(2)式の q_m が等しくな

Table 6. Heat transfer coefficients at single phase flow.

直管	層流	$Nu = 4.36$	$Re < 2300$
	乱流	$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}$ (Dittus-Boelterの式),	$Re > 2300$
曲管	層流	$Nu = \frac{0.864}{\zeta} K^{\frac{1}{2}} (1 + 2.35 K^{-\frac{1}{2}}),$ $\zeta = \frac{2}{11} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{77}{4 Pr^2}} \right\},$	$Re < 2 \times 10^4 \left(\frac{D}{2R} \right)^{0.32}$ $K = Re \left(\frac{D}{2R} \right)^{0.5}$
	乱流 (液体)	$Nu = \frac{Pr^{0.4}}{41} Re^{\frac{1}{2}} \left(\frac{D}{2R} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{0.061}{\left\{ Re \left(\frac{D}{2R} \right)^{2.5} \right\}^{\frac{1}{4}}} \right],$ (森・中山の式)	$Re > 2 \times 10^4 \left(\frac{D}{2R} \right)^{0.32}$
管	乱流 (気体)	$Nu = \frac{Pr}{26.2(Pr^{\frac{1}{3}} - 0.074)} Re^{\frac{1}{2}} \left(\frac{D}{2D} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{0.098}{\left\{ Re \left(\frac{D}{2R} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{4}}} \right],$ (森・中山の式)	$Re > 2 \times 10^4 \left(\frac{D}{2R} \right)^{0.32}$

Table 7. Heat transfer coefficients at nucleate boiling.

$$\alpha_B = \frac{1}{T_{wi} - T} \left\{ \frac{T_{sat} - T}{0.82} e^{\frac{1}{4}} \right\}^4 \quad (\text{Jens-Lottes の式})$$

$$\alpha_B = \frac{1}{T_{wi} - T} \left\{ \frac{T_{sat} - T}{0.0243} e^{\frac{1}{4}} \right\}^2 \quad (\text{Thom の式})$$

$$\alpha_B = \frac{0.65}{T_{wi} - T} \times (T_{sat} - T) \times P^{0.23} \times (1 + 7.9 \times 10^{-5} P^2) q_B^{\frac{1}{4}} \quad (\text{西川の式})$$

る位置)における沸騰熱伝達伝熱量。

(25)式により, 強制対流から沸騰熱伝達へと移行する際の伝熱量 q_f を求めた。それ故, この領域での熱伝達率 α は $\alpha = q_f / (T_w - T)$ の関係により, 熱流束から計算した値となっている。

表8に環状噴霧流, 噴霧流における熱伝達率の式を示す。

2.10. 乾き度及びボイド率

乾き度 x は(26)式によって与えられる。

$$x = \frac{h - h_l}{h_g - h_l} \quad (26)$$

Table 8. Heat transfer coefficients at mist flow and annular-mist flow.

環状噴霧流 (Schrock-Grossman の式)

$$\alpha_{TPH} = 170 \frac{K_l}{D} Re_l^{0.8} Pr_l^{\frac{1}{3}} \left\{ Bo + 1.5 \times 10^{-4} \left(\frac{1}{X_{tt}} \right)^{0.67} \right\}$$

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0.1}$$

$$Re_l = \frac{DG}{g \mu_l A}, \quad Bo = \frac{gA}{G h_{fg}}$$

噴霧流 (Miropolskii の式)

$$\alpha_{TPF} = 0.023 \frac{k_g}{D} \left\{ \frac{DG}{g \mu_g A} (x + (1-x) \frac{\gamma_g}{\gamma_l}) \right\}^{0.8} Pr_g^{0.4} Y$$

$$V = 1 - 0.1 \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_g} - 1 \right)^{0.4} (1-x)^{0.4}$$

これは、熱力学的平衡状態における乾き度である。

サブクール沸騰においては、(26)式の定義では、乾き度 x は負となるが、実際には流入熱流束が正であるため気泡が存在している。そこで、この領域の見かけの乾き度 x' を、Ahmad の式⁽¹³⁾ により求めた。

$$x' = \frac{x - x_B e^{\left(\frac{x}{x_B} - 1\right)}}{1 - x_B e^{\left(\frac{x}{x_B} - 1\right)}} \quad (27)$$

ここで、 x_B は(3)式によって与えられる気泡離脱が開始する位置における乾き度である。(27)式は、 $x = x_B \sim 0.0$ の範囲の乾き度 x' を与える式である。見かけの乾き度 x' と、熱力学的平衡にあるとした時の乾き度 x をなめらかに接続させるため、 $x = 0.0 \sim x_D$ の範囲では、(28)式により、見かけの乾き度 x' を求めた。

$$x' = \frac{x}{x_D} (x_D - x_0') + x_0' \quad (28)$$

ここで、 x_0' は $x = 0.0$ における見かけの乾き度、 x_D は Miropolskii⁽²⁶⁾ らにより次式の様に与えられている値である。

$$x_D = \left[1 + \frac{\gamma_L}{\gamma_g} \left\{ 0.3 \left[\frac{q}{V_L \gamma_L h_{fg}} \right]^{-0.2} - 1 \right\} \right]^{-1} \quad (29)$$

ボイド率 β は Smith の式⁽²⁷⁾ ((30)式) を用いて計算した。

$$\beta = \left[1 + \frac{\gamma_g}{\gamma_L} \psi \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + \frac{\gamma_g}{\gamma_L} (1 - \psi) \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \left\{ \frac{\frac{\gamma_L}{\gamma_g} + \psi \left(\frac{1}{x} - 1 \right)}{1 + \psi \left(\frac{1}{x} - 1 \right)} \right\}^2 \right]^{-1} \quad (30)$$

ここで、 ψ の値は、円管内の流れの場合 Smith により 0.4 と与えられている。

サブクール沸騰部及び $x = 0.0 \sim x_D$ の範囲におけるボイド率は、見かけの乾き度 x' と同様に、以下の方法により求めた。

サブクール沸騰部、Miropolskii の方法⁽²⁶⁾

$$\beta = \beta_0 \left(1 - \frac{x}{x_B} \right)^{1.35} \quad (31)$$

$$\beta_0 = 0.43 R_{e\sigma}^{-0.15} R_{e\sigma}^{0.35} \left(\frac{P}{P_{cr}} \right)^{-0.225} \quad (32)$$

$x = 0.0 \sim x_D$ 範囲

(24)

$$\beta = \beta_0 + (\beta_D - \beta_0) \times \frac{x}{x_D} \quad (33)$$

ここで、 β_0 は乾き度 $x = x_D$ における、Smith の式を用いて求めたボイド率である。

ボイド率として、Smith の式及び上記の方法を用いて計算しているため、本解析では、気相、液相間のスリップを考慮した分離流の取り扱いとなっている。

スリップ比 S は(34)式で与えられる。

$$S = \frac{V_g}{V_l} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \times \frac{\gamma_L}{\gamma_g} \times \left(\frac{1-\beta}{\beta} \right) \quad (34)$$

2.11. 流動時間

流体の流動時間として、質量中心流動時間及び体積中心流動時間を計算した。それぞれの計算式を(35)、(36)式に示す。

質量中心流動時間

$$T_m = \int_Z^{Z+\Delta Z} \frac{1}{U_m} dz \quad (35)$$

$$U_m = \frac{G/A}{\gamma_g \beta + \gamma_l (1-\beta)}$$

体積中心流動時間

$$T_j = \int_Z^{Z+\Delta Z} \frac{1}{\langle j \rangle} dZ \quad (36)$$

$$\langle j \rangle = \frac{G}{A} \left(\frac{x}{\gamma_g} + \frac{(1-x)}{\gamma_l} \right)$$

これらの流動時間は、流体の加熱開始位置からの流動時間として求めた。

3. 解析結果と考察

以上の内容を持つ一体型船用炉蒸気発生器の静特性解析モデルを作成し、第一報で報告した実験結果と比較検討した。

表 9 に比較検討した実験番号及びその実験条件を示す。実験結果と解析結果の比較は圧力損失量、飽和沸騰開始位置、沸騰部長さ、伝熱管内温度分布の項目について行なった。

実験結果との比較により、核沸騰部管内熱伝達率、二相流部圧力損失の計算方法の評価、及び第二節に述べた解析モデル、解析条件の検討を行なった。

3.1. 核沸騰熱伝達式の比較

本解析モデルにおいては、管内核沸騰熱伝達率の計算式として、Jens-Lottes の式、西川の式、Thom の式、の三種類の式がオプションとして与えられている。そこでこのおのの式を用いた場合の解析結果を比較し、

Table 9. Experimental condition.

	実験番号	入口温度 ℃	流 量 kg/h	入口圧力 kg/cm ²	出口圧力 kg/cm ²	1 次 側 温 度			沸騰開始 位置 m	沸 騰 部 長さ m
						TO1	TO2	TO3		
1	I-5-31-20-07	70.71	193.58	52.83	50.38	308.37	306.64	308.32	4.8991	11.823
2	I-5-31-32-11	58.78	290.55	55.53	50.58	307.38	304.17	307.28	6.9366	20.216
3	I-5-31-38-37	151.0	359.52	58.07	50.49	307.38	302.93	307.24	6.7778	26.647
4	I-5-30-44-05	152.5	411.13	59.12	50.30	297.49	293.04	297.34	9.0676	45.938
5	I-5-31-60-38	221.26	538.86	64.65	50.47	307.14	301.70	306.96	7.7591	48.228
6	I-3-28-20-23	121.0	202.38	34.91	30.58	277.21	274.73	277.12	4.572	17.113
7	I-3-28-30-03	121.7	300.07	39.02	30.57	276.46	272.50	276.33	5.8619	30.712
8	I-3-29-36-06	121.21	350.33	41.77	30.51	287.10	282.4	286.95	7.0768	29.376
9	I-3-28-40-14	121.21	396.4	42.62	30.58	276.96	271.76	276.79	9.2078	46.429
10	I-2-27-23-03	104.38	225.93	28.54	20.91	272.01	269.29	271.92	4.7122	16.413
11	I-2-27-29-01	104.38	278.56	31.04	20.80	272.01	268.55	271.9	5.8524	22.329
12	I-2-28-32-05	104.1	314.52	33.60	20.919	282.15	278.19	282.02	5.9833	22.039
13	I-2-27-37-04	104.38	369.26	35.21	20.76	272.26	267.06	272.09	8.0489	35.937

それぞれの式の評価を行なった。

図5には、熱伝達率式の違いによる沸騰開始位置の解析結果への影響を示す。図から、核沸騰熱伝達率式の違いによる影響はほとんどない事がわかる。

核沸騰熱伝達率式の違いは、サブクール沸騰部の熱伝達率に影響してくるが、サブクール沸騰は極短い長さにおいて起るだけであり、そのために飽和沸騰開始位置への影響はほとんどあられない。

図6には、沸騰部長さへの影響を示す、沸騰部長さ

は Jens-Lotles の式、西川の式、Thom の式を用いた順に短かくなっている。それらの差は最大で 1.5m 程度であり、流量の増大に伴い、沸騰部長さは、実験値に比較し、短くなる傾向を示している。

沸騰部長さに主として影響を与えるのは、沸騰部における流入熱量である。熱流量は、(3)式に示す管内基準熱通過率 U_i と一次側及び二次側温度により支配されている。

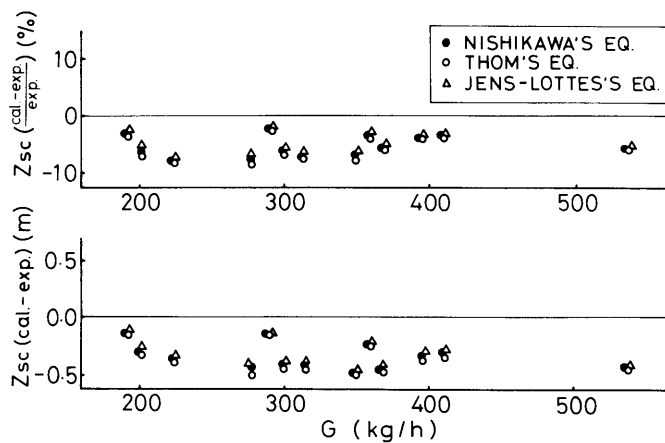


Fig 5. Commencement Position of Saturated Boiling.
Effect of the Nucleate Boiling Heat Transfer Coefficients (α_n).
Difference between Experimental Results and Calculations. ΔZ_{TP} : KOZEKI

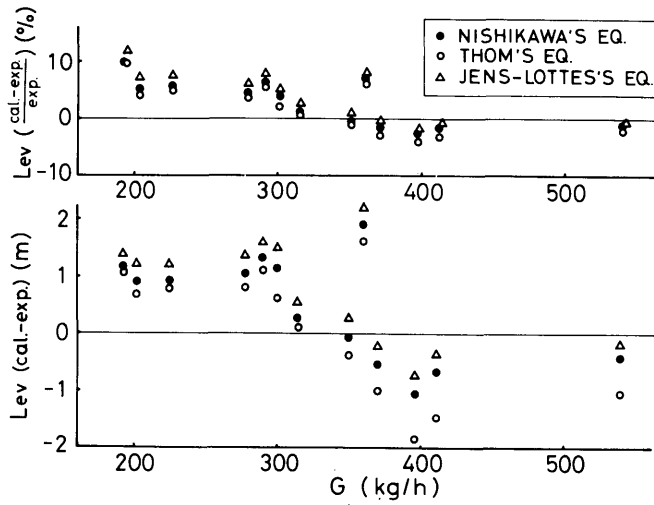


Fig 6. Boiling Length.
 Effect of the Nucleate Boiling Heat Transfer Coefficient (α_i)
 Difference BETWEEN Experimental Results and Calculations.
 ΔP_{TP} : KOZEKI

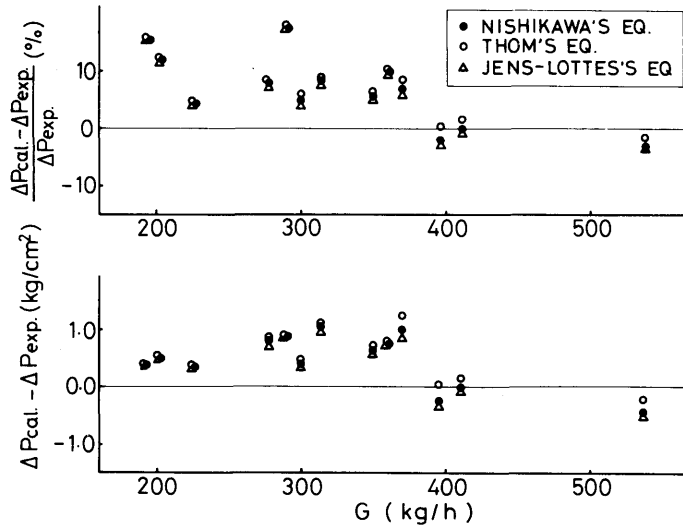


Fig 7. Pressure Drop.
 Effect of the Nucleate Boiling Heat Transfer Coefficient (α_i)
 Difference BETWEEN Experimental Results and Calculations.
 ΔP_{TP} : KOZEKI

$$\frac{1}{U_i} = \frac{1}{\alpha_i} + \frac{D_i}{2k} \ln \left(\frac{D_o}{D_i} \right) + \frac{D_i}{D_o \alpha_o} \quad (37)$$

一次側温度は、本解析では実験による測定値を用い外部境界条件として与えてある。二次側温度は、飽和沸騰部であるため飽和温度と一致している。飽和温度は管内圧力により決まる。それ故、沸騰部長さは、 U_i と管内の圧力損失量に支配されていると言える。

核沸騰部においては、核沸騰熱伝達率 α_i は本実験条件では、20000(kcal/m²·h·°C) 前後の値である。これに対し、コイル管部の管外熱伝達率 α_o は 5500(kcal/m²·h·°C) であるため、 α_i の U_i への寄与は小となる。そのために、核沸騰熱伝達率式の違いは、沸騰部長さへあまり影響を及ぼさない事となる。

図7に、核沸騰熱伝達率式の違いによる圧力損失量への影響を示す。この図においては二相流部圧力損失は、小関の実験にもとづく相関式(以下小関の方法と略す)、により計算した。図からわかる様に核沸騰熱伝達率式の違いは圧力損失量へはほとんど影響しない。沸騰部長さが多少異なるにもかかわらず、圧力損失量がほとんど変わらないのは、二相流部の高乾き度における圧力損失量と、蒸気単相流部における圧力損失量が

ほぼ等しいため全体としての圧力損失量は、沸騰部長さによらずほぼ同じとなるためである。

以上核沸騰熱伝達率式の違いによる解析結果への影響は、沸騰部長さに主としてあらわれ、圧力損失量、飽和沸騰開始位置へは、ほとんど影響しない事がわかった。しかし沸騰部長さへの影響も解析結果相互の差は3%以下と小である。これらの事から、本解析体系においては、Jens-Lottesの式、西川の式、Thomの式とも、ほぼ同様の結果を与え、三式のいずれを用いても大差ないと言える。以後の解析では、核沸騰熱伝達率式としては西川の式を用いた。

3.2. 二相流摩擦圧力損失計算方法の比較

二相流摩擦圧力損失の計算方法による解析結果への影響を調べ、各計算方法の評価を行なった。

管内及び管外熱伝達率の値により沸騰部長さは影響を受けるが、前節に述べた理由により、全体の圧力損失量にはほとんど影響を及ぼさない。この場合、直接圧力損失量に影響を及ぼす管内壁表面粗さの値は、第一報に述べた予備実験の結果より得られた値(0.015 mm)を使用している。それ故 ASCOTS による解析結果と実験結果とを比較することにより二相流摩擦圧力

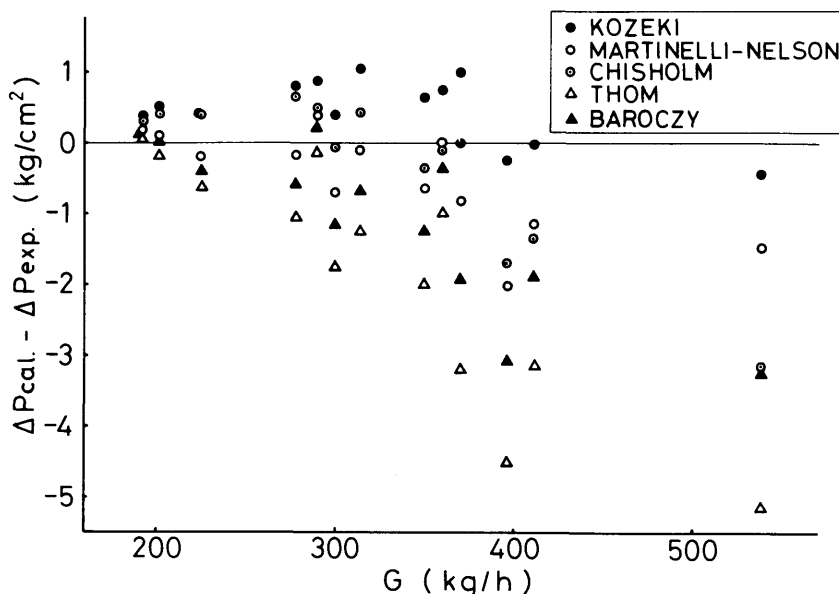


Fig 8. Pressure Drop.
Comparison of Various Calculation Methods.
Difference between Experimental Results and Calculations.
 α_i : Nishikawa's Eq.

損失量の計算方法の評価が可能となる。

各計算方法により二相流部圧力損失量の解析結果は異なる(図8参照)。圧力損失量の違いは、沸騰部長さに影響を及ぼす。つまり、圧力損失量が小であると、沸騰部における圧力レベルが高くなり、従って飽和温度が高くなる。それにより、一次側と二次側の温度差が小となるため、熱流束が小となり、乾き度1(沸騰終了位置)に到るまでにより長い加熱長を必要とし、その結果沸騰部長さは長くなる。このことから圧力損失量を小さく見積る計算方法ほど沸騰部長さは長くなると言える。

図8には、二相流摩擦圧力損失の五種類の計算方法に対する解析結果と実験結果との差を示す。図9には、それらの差を全圧力損失量に対する割合で示したものである。図から、小関、Martinelli-Nelsonの方法が良い結果を与える事がわかる。Thom及びBaroczyの方法では圧力損失量を過小に見積っており、特に流量が多くなると不一致が大きくなる。

これは、Thomの方法においては二相流摩擦圧力損失倍率を求める元となる実験が、主として乾き度0.05~0.5の範囲であり、高乾き度における値は不正確であるためと思われる。又、Baroczyの方法は、水、蒸気二相流に限らず、他の流体、実験条件にも適用可能な方法であるため、本実験条件においては、やや不一致が生じたものと思われる。Chisholmの方法は、比較的簡単な式を用いた解析方法であるが、本実験結果とは比較的良好一致を示している。ただし流量が多くなるに従い、圧力損失量の計算値は実測値に比較し小さくなっている。小関の方法は、本実験とほぼ同様な実験条件についてのデータを整理して求めた式を用いているため、良好一致を示していると思われる。

図10には、二相流部圧力損失計算方法による沸騰部長さへの影響を示す。圧力損失量を小さく見積っているThomの方法では、実験値より長い沸騰部長さとなっている。Chisholmの方法では、流量が多い領域で、やや長い沸騰部長さを与えているが、その点を除くと、Martinelli-Nelson、小関、Chisholm、Baroczyの四方法を用いた場合の解析結果は、互いに、最大3%以内の差で一致している。このことから、沸騰部長さは、これら四方法については、ほぼ同じ結果を与えると言える。

実験の全流量範囲について、圧力損失量、沸騰部長さ共実験値に近い値を与えるのは小関、及びMartinelli-Nelsonの方法であり、この二方法が、本実

験条件の二相流摩擦圧力損失を計算するのに適当な方法と言える。

3.3. 飽和沸騰開始位置

図5に示した様に、飽和沸騰開始位置は、核沸騰熱伝達式の種類によっては、ほとんど変らない事がわかった。しかし実験値との比較においては一様にやや早い位置において飽和沸騰が開始するという解析結果となっている。

飽和沸騰開始位置に影響を及ぼす主要素としては、一次側温度分布、ダウンカマ部管外熱伝達率、管壁熱伝達率、管内熱伝達率が考えられる。

一次側温度分布としては、測定により得られた三箇所(AO1~AO3)における値を結ぶ、直線的な温度分布を与えたが、実際には二次側への熱流束、一次側の熱容量により決まる非直線的な温度分布を持っている。この違いによる効果を調べるため、二次側への熱流束を一次側の温度分布決定へフード・バックさせて繰り返し計算を行い一次側温度分布を決める方法により解析を実施してみた。その結果は、直線的な一次側温度分布を用いた場合とほとんど差がなく、本解析条件ではこの効果は小である事がわかった。

他の要素では、直管部管外熱伝達率は予備実験⁽¹⁾より得られた $2800\text{kcal/m}^2\cdot\text{h}\cdot\text{C}$ を、管内熱伝達率は表3に示した計算式を用いている。また、伝熱管の管壁の材質はステンレスであるので、ステンレスの熱伝達率を与える (3) 式を用いて、伝熱管管壁熱伝達率を計算した。

$$k = 12.7 + 0.0118 \times t (\text{C}) \quad (3)$$

これらの熱伝達率、熱伝導率は、 (3) 式で与えられている熱貫流率 U_i を通じて二次側への熱流量の大きさを支配している。本実験条件では、 (3) 式の第一項、直管部管外熱伝達率の項は $2.55 \times 10^{-4} (\text{m}^2\text{h}^{\circ}\text{C}/\text{kcal})$ ($\alpha_0 = 2800\text{kcal/m}^2\text{h}^{\circ}\text{C}$)、第二項、管壁熱伝導の項は、 $1.34 \times 10^{-4} (\text{m}^2\text{h}^{\circ}\text{C}/\text{kcal})$ (300°C)、第三項、管内熱伝達率の項は、 $2 \sim 4 \times 10^{-4} (\text{m}^2\text{h}^{\circ}\text{C}/\text{kcal})$ 程度とそれぞれなる。それ故、飽和沸騰開始位置に影響を与えるのは、主として、管外熱伝達率と管内熱伝達率である事がわかる。

そこで、管外熱伝達率の値の変化がどの程度飽和沸騰開始位置に影響を与えるのかを調べたのが図11である。図では、直管部管外熱伝達率を2800、2400、2000、1800($\text{kcal/m}^2\text{h}^{\circ}\text{C}$)と変えた場合の、飽和沸騰開始位置を示す。熱伝達率の違いにより、飽和沸騰開始位置

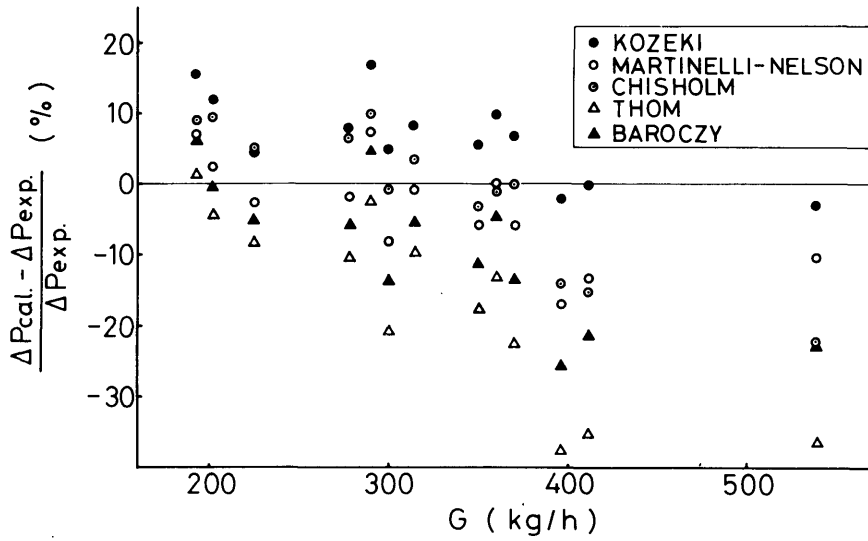


Fig 9. Pressure Drop.
 Comparison of Various Calculation Methods.
 Difference between Exprimtal Results and Calculation. (%)
 α_i : Nishikawa's Eq.

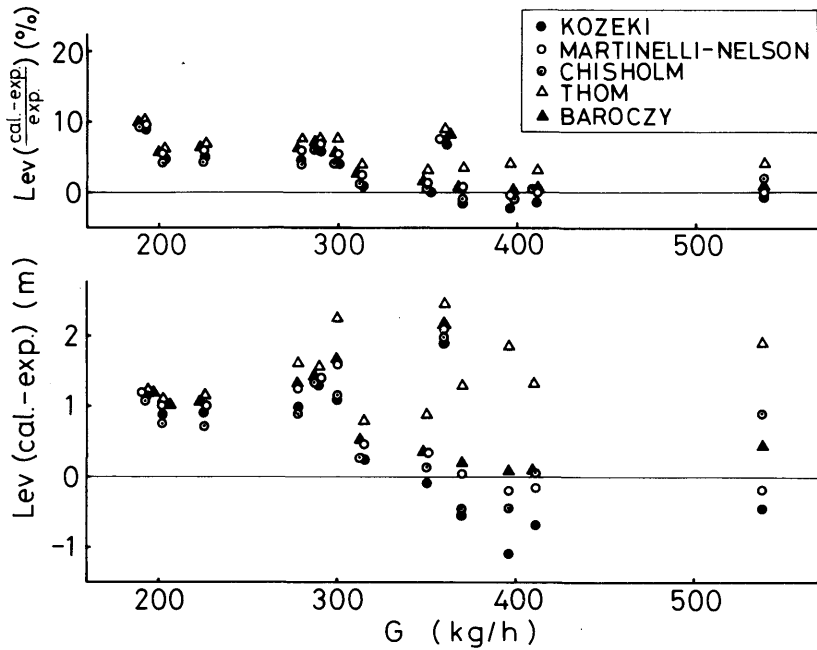


Fig 10. Boiling Length.
 Effect of Various Two-phase flow pressure Drop Calculation Methods.
 Difference between Experimental Results and Calculations.
 α_i : Nishikawa's Eq.

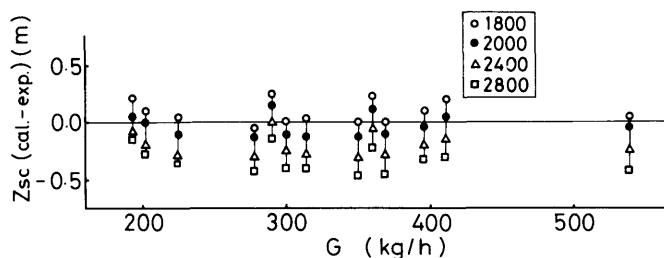


Fig 11. Commencement Position of Saturated Boiling.
Effect of the Outside Heat Transfer Coefficient Values.
Difference between Experimental Results and Calculations.
 ΔP_{TP} : Kozeki, α_i : Nishikawa's Eq.

は、かなり影響を受ける事がわかる。

それ故、実験結果と解析結果の図5に示された程度の違いは、解析において与えた、管外及び管内熱伝達率の値が、実際の値と多少異なっていた事が原因していると考えられる。しかし、この違いも、入口部より飽和沸騰開始位置までの距離に対する割合では、5%程度であり、本解析は、飽和沸騰開始位置を良好に予測していると言える。

3.4. 沸騰部長さ

図6、図8より、圧力損失量と沸騰部長さの関係を、二相流摩擦圧力損失を小関の方法を用いて計算した場合について検討してみると、流量が少ない領域で、圧力損失量を実験値より大きく見積っているが、流量が多くなるに従い、実験値より小さく見積る傾向がある。これに対し、沸騰部長さの解析値は実験値と比較して、

流量が少ない領域で長く、流量が多くなるに従い、実験値より短くなる傾向が見られる。Martinelli-Nelson, Chisholmの方法の場合も同様の傾向が見られる。これは前に述べた圧力レベルの沸騰部長さへの影響の効果とは逆の傾向である。この事は、沸騰部長さには、圧力損失量以外の他の要素が影響している事を示している。この傾向をより正確に調べる目的で、更に61例の静特性実験について、ASCOTSを用いて解析を実施した。図12は、沸騰部長さ、図13は圧力損失量についての解析結果と、実験結果との比較を示す。図12から、沸騰部長さは、流量の増大と共に実験値との差が減少する傾向が確認できる。流量が少ない領域では沸騰部長さを、実験値より長く見積っているが、流量が多い領域では実験値とほぼ一致した値が得られている。図に示した直線は、最小二乗法により求めた

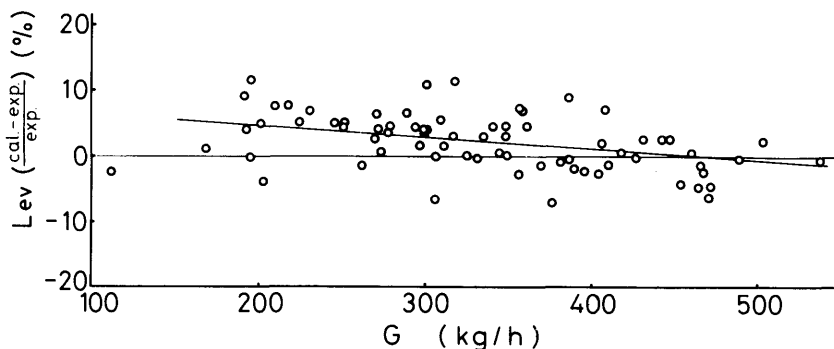


Fig 12. Boiling Length.
Difference Between Experimental Results and Calculations. (%)
 ΔP_{TP} : Kozeki, α_i : Nishikawa's Eq.

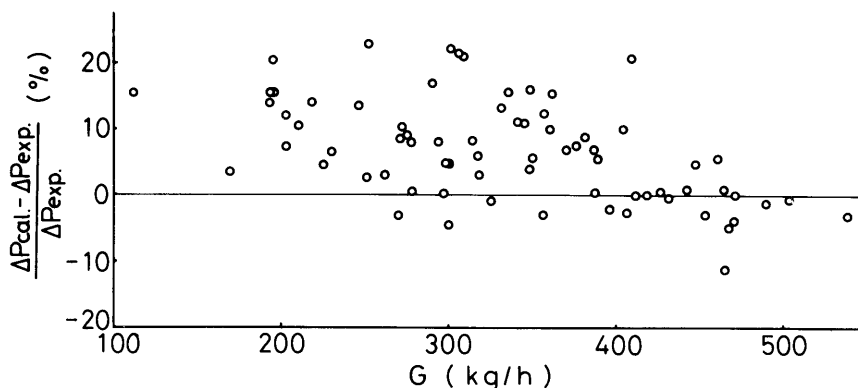


Fig 13. Pressure Drop.
Difference between Experimental and Calculations. (%)
 ΔP_{TP} : Kozeki, α_i : Nishikawa's Eq.

回帰直線で、この流量依存の傾向をあらわしている。

圧力損失量については、全体に、やや実験値より大きな値を予測しており、流量の増加と共に、実験値に近づく傾向が確認された。

圧力損失量以外で沸騰部長さに影響を及ぼす要素としては、一次側温度分布、管外熱伝達率、管内熱伝達率、管壁熱伝導率、ドライアウト開始位置が考えられる。

一次側温度分布は、非直線的な温度分布が実際の温度分布であるが、3.3. に述べた事と同様の検討の結果、沸騰部長さへのこの種の影響はほとんどない事がわかった。

熱貫流率 U_i に主として寄与するのは、沸騰部においては、管外熱伝達率と、管壁熱伝導率で、ほぼ同程度の寄与である。コイル管部管外熱伝達率は予備実験

より得られた 5500 (kcal/m²h°C)、管壁熱伝導率は⑧式より求めた値を用いている。それ故⑦式、 U_i の第一項は、 1.82×10^{-4} (m²h°C/kcal)、第二項は、 1.34×10^{-4} (m²h°C/kcal) となる。これに対して、管内熱伝達率は 20000 (kcal/m²h°C) 以上であり、 U_i の第三項は 5×10^{-5} (m²h°C/kcal) 以下となる。

管外熱伝達率、管壁熱伝導率の変化が沸騰部長さにどの程度影響するかを調べる目的で、管外熱伝達率を 6000 , 5500 , 5000 (kcal/m²h°C) の三通りに変えた場合について沸騰部長さを求めたのが、図14である。図より、管外熱伝達率の変化により沸騰部長さは、確かに、かなりの程度変化する事がわかる。しかし、管外熱伝達率、管内熱伝達率の値の変化により、沸騰部長さは、全流量範囲にわたり一様に増減するだけであり、図12に示した流量依存性はなくなる。

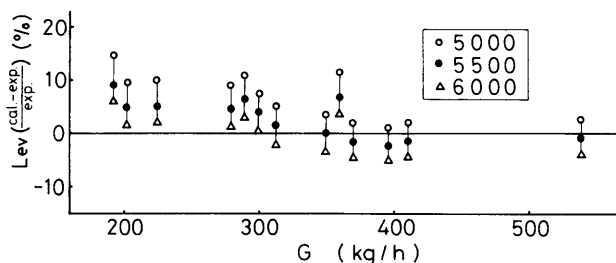


Fig 14. Boiling Length.
Effect of the Outside Heat Transfer Coefficient Values.
Difference between Experimental Results and Calculations. (%)
 ΔP_{TP} : Kozeki, α_i : Nishikawa's Eq.

それ故、沸騰部長さに影響を及ぼす要素の中で、流量依存性があると考えられるものについて、検討する必要がある。この様な要素としては、管内熱伝達率とドライアウト開始位置がある。

まず、管内熱伝達率について検討してみる。核沸騰熱伝達率は、(39)式に示す西川の式(表7)を用いて計算している。

$$\alpha_i = \frac{\Delta T_{\text{sat}}}{T_w - T} \times 0.65 P^{0.23} \{1 + 7.9 \times 10^{-5} \times P^2\} \times q_B^{4/5} \quad (39)$$

(39)式によると、熱伝達率 α_i は、圧力 P に依存している。本実験は出口圧力をほぼ同一にそろえた条件で行なっているため、流量が多くなる程入口圧力は高くなる。そのために、流量が多い程、核沸騰部における圧力が高くなり、熱伝達率が大きくなる。流量 500kg/h と 200kg/h とにおける値を比較すると、 $G=500\text{kg/h}$ における熱伝達率の値は、 $G=200\text{kg/h}$ における値に対し10%程度大きくなる。しかし、この10%の値の違いが、熱貫流率 U_i の値に、及ぼす影響は、1.3%程度にしかない。したがって、たとえ、(39)式で圧力の影響として考慮されている流量依存性を無視し、流量 200kg/h における熱伝達率の値を、流量 500kg/h における値と等しく取ったとしても、図12に示された、流量依存性を補正する事はできない。

一方、環状流熱伝達率は(40)式に示す、Schrock-Grossman の式(表8)を用いて計算している。

$$\alpha_{\text{TPH}} = 170 \times \frac{k_e}{D} R_{el}^{0.8} P_{rl}^{1/3} \left\{ B_0 + 1.5 \times 10^{-4} \left[\frac{1}{X_{tt}} \right]^{0.67} \right\} \quad (40)$$

$$B_0 = \frac{q}{G h_{fg}}, \quad R_{el} = \frac{DG}{\mu_l}$$

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left[\frac{x}{1-x} \right]^{1.9} \left[\frac{\gamma_l}{\gamma_g} \right]^{0.5} \left[\frac{\mu_g}{\mu_l} \right]^{0.1}$$

(40)式から、熱伝達率 α_i は流量 G の関数である事がわかるが、乾き度 x の値により、流量依存性の様子が異なっている。環状流の開始直後の低乾き度の場合は第1項が支配的となり $\alpha_{\text{TPH}} \propto G^{-0.2}$ となる。高乾き度の場合は、第2項が支配的となり $\alpha_{\text{TPH}} \propto G^{0.8}$ となる。これに対応して、本実験条件では、 α_{TPH} は 20000~400000 (kcal/m²h°C) と変化する。

高乾き度の領域では、 α_{TPH} の値は、管外熱伝達率、

管壁熱伝導率に比較し極端に大きい。そのため、流量が異なる事による、 α_{TPH} の値の違い ($\left[\frac{500}{200} \right]^{0.8} = 2.08$ 倍)も、熱貫流率 U_i では、0.7%程度の違いにしかない。また、低乾き度の領域では、流量依存性は、 $G^{-0.2}$ であり、流量の増加と共に熱伝達率がわずかながら減少する傾向を持っている。

図12に示された傾向を環状流熱伝達率の値により補正しようとする、低乾き度の領域において、Schrock-Grossman の式より更に、流量の増加と共に減少する熱伝達率を与えなくてはならない。これは、通常の熱伝達率の傾向とは逆の傾向であり、この様な熱伝達率の流量依存性を考える事は困難である。

以上の理由から管内熱伝達率によっては、図12に示された沸騰部長さの傾向を説明する事はできない。

最後にドライアウト開始位置について考察してみる。ドライアウト開始位置は、いままでの解析では、乾き度 0.995 の位置とし、流量によらず一定とした。しかし、ドライアウト開始位置が、伝熱管内部の流動状態に影響される事は十分考えられる。流量依存性については、これを示す実験結果⁽⁴⁾も報告されている。それ故、ドライアウト開始位置に流量依存性を持たせた解析モデルを考える事は妥当な事と言える。

流動様式は、ドライアウト開始と共に、環状流から噴霧流となり壁面の液膜は消失する。これと共に、熱伝達率は急激に減少し、熱流束は小となる。それ故、ドライアウト開始が早く起ると、沸騰部長さは長くなる。

図12に示した、流動依存性の傾向はドライアウト開始位置を一定とした解析モデルを用いたのが原因であると考え、流量増大と共にドライアウト開始位置が低乾き度側へ移動する解析モデルを用いれば、沸騰部長さの流量依存性がなくなる。

図12に示した流量依存性から逆にこれを補正する様にドライアウト開始位置を求めると、図15のようになる。図15によると、流量の増大と共にドライアウト開始位置は低乾き度の方へ移って行く。これは、流量が多くなると、伝熱管内の乱れの程度が大きくなり、蒸気の流れが、管壁の液膜から液滴をたたき出し、主流中の液滴量が増加し、液膜が相対的に薄くなるため、ドライアウトが早く起ると考えられる。

ドライアウト開始位置についての、図15に示したモデルを用いると、沸騰部長さの実験値と解析結果との差には、流量依存性はなくなる。ただし、実験値との

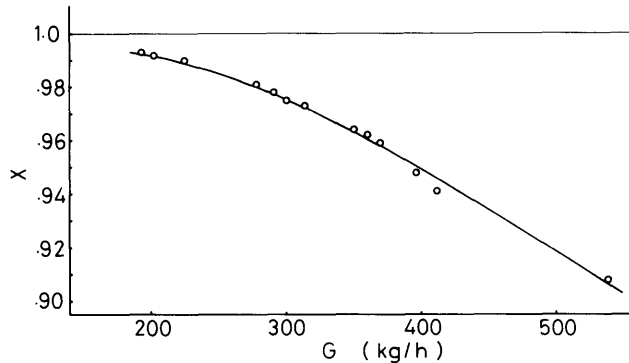


Fig 15. Dry Out Position.

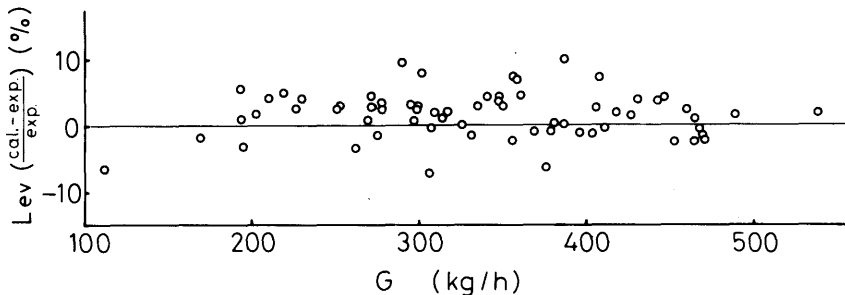


Fig 16. Boiling Length.

Difference between Experimental Results and Calculations. (%)

Dry out position is dependent on the mass flow rate.

ΔP_{TP} : Kozeki, α_i : Nishikawa's Eq.

比較では、沸騰部長さは、平均で5%程度長い値が解析結果として得られる。これは主に、管外熱伝達率、管壁熱伝導率の値に原因していると考えられる。

図16にドライアウト開始位置に図15に示された流量依存性を与えた場合の沸騰部長さについての解析結果を示す。この解析においては、直管部及びコイル管部の管外熱伝達率をそれぞれ2000, 6000 kcal/m²h°Cと与え、二相流圧力損失は、小関の方法によった。

なお、圧力損失量については、図13とほとんど変わらない結果が得られた。

以上の検討の結果、ドライアウト開始位置として、図15に示した流量依存性を与える事により、沸騰部長さの解析結果は、実験値と良好な一致を示す事がわか

った。

3.5. 管内流体温度分布

伝熱管内の流体温度分布は二相流部では、飽和温度に一致しているため、管内の圧力分布により決まる。液单相流部では、入口温度から飽和温度まで上昇する温度分布である。蒸気单相流部では、飽和温度から上昇し、一次側温度に漸近する温度分布である。それ故、圧力分布、沸騰開始位置、沸騰部長さとして、実験値に近い値が得られている場合は、温度分布も、ほぼ実験値と一致する値が得られる。

本解析では、流体の温度分布は、実験値と良好な一致を示した。図17に温度分布及び圧力分布についての解析結果と実験結果との比較の一例を示す。

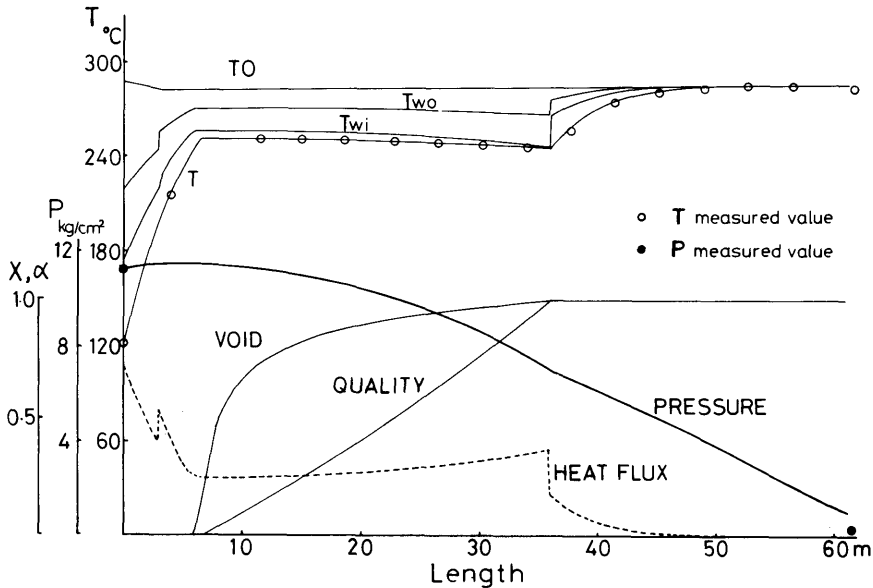


Fig 17. Temperature, Pressure, Quality, Void Fraction and Heat Flux Distributions along the Flow Tube. (Calculated)

4. まとめ

以上の静特性解析の実施により、適用実験式、解析方法について以下の結果が得られた。

(1) 核沸騰熱伝達率式として、西川の式、Thomの式、Jens-Lottesの式の三種類について比較したが、沸騰部長さに多少の影響が見られるだけであり、解析結果にはほとんど影響しない。

(2) 二相流摩擦圧力損失の計算方法としては、小関の実験にもとづく相関式による方法、及び、Martinelli-Nelsonの方法が良好な結果を与える。Chisholmの方法は簡単な計算方法である割合には、良い結果を与える。Thomの方法、Baroczyの方法では圧力損失の値が小さめに出てくる。特に流量が大になるに従いその傾向が大きくなる。

(3) 沸騰開始位置の解析結果は、一様に、実測値よりやや早い位置となったが、これは管外熱伝達率、管内熱伝達率の値が実際と多少異なっている事が原因していると考えられる。しかし、この位置の違いは小さくあり、解析結果は実験値と良い一致を示すと言える。

(4) 沸騰部長さは主にドライアウト開始位置の取り方に依存して変化するが、ドライアウト開始位置とし

て、流量の増大と共に低乾き度側へ移行するような流量依存性を持ったモデルを考慮すると本実験結果を良く説明できる。

(5) 伝熱管内流体の温度分布に対しては、本解析結果は、実験値と良い一致を示す。

また、その2.⁽¹⁾で示された様に不安定流動の発生限界は、沸騰二相部の長さ L_{ev} と入口絞り係数 k_i の関係として整理できる。それ故、本静特性解析により沸騰部長さ L_{ev} を得る事により、不安定流動の発生の有無が判定できる。

以上本報で示した静特性解析方法をコードASCOTSとしてまとめた。本解析コードは、他の一般的な船用炉の貫流型蒸気発生器の静特性解析にも適用可能であるので、今後、他の装置の実験結果についても解析を行い、本解析コードの適用範囲を広げていきたい。

APPENDIX 静特性解析コードASCOTS

A.1. 解析コードの名称

一体型炉蒸気発生器静特性解析プログラム

A Program for an Analysis of Static Characteristics of Once-Through type Stream Generator for

Integral Type Marine Water Reactor (ASCOTS)

A.2. 製作者

原子力船部 松岡 猛

A.3. 製作年月日

昭和53年3月

A.4. 解析コードの概要

この解析コードは船舶技術研究所にある一体型船用炉模擬実験装置の静特性実験の解析及び一般的な一体型炉蒸気発生器の静特性の解析を目的としている。

蒸気発生器伝熱管を多数の小区間に分割し、各小区間において定常状態の式を解き、その区間における諸量を決定する。隣接する小区間についての解析を入口部より始めて、順次進めて行き、出口部までのすべての位置における諸量を決定する。

図A 1に、解析コード全体の流れをあらわす、フローチャートを示す。

本解析コードは、主プログラム及び、サブルーチン副プログラム群、関数副プログラム群より構成されている。表A 1にこの副プログラム群を示す。解析の実行に当っては、船舶技術研究所で開発した蒸気表関数ライブラリー⁽²⁸⁾を使用する。

計算時間は1ケース約90秒 (FACOM180-II) で多ケースを連続処理する事ができる。使用記憶容量は34kWである。

A.5. 入力データ

必要入力データを読み込み、対応する変数に数値を割り当てる。以下、変数名：入力フォーマット：説明文、を一組として、各変数の説明を行なう。

A.5.1. 伝熱管分割方法指定データ

N : I3 : 伝熱管の分割個数。

ZDE(N) : 10F7.0 : 伝熱管を分割した各小区間の長さ ΔZ 。 ΔZ は各小区間の長さが同一でない場合の指定も可能である様に、入口部から順次小区間の長さを与えて行く。分割個数 N は、実際の ΔZ の個数より大であれば良く、必ずしも一致している必要はない。

A.5.2. 伝熱管形状データ

ZS, ZK (1)~ZK(19) : 10F7.0 : 加熱開始位置を基準とした、図1に示す ZS~ZEND の位置 (m 単位)。この位置と、小区間の分割方法とは無関係に指定できる。そのため伝熱管は、形状の各折れ曲り位置において更に計算実施時に自動的に再分割される。

R : F7.0 : コイル管の曲率半径 (m)

DI1 : F7.0 : 非加熱部伝熱管内径 (m)

DI2 : F7.0 : 加熱部伝熱管内径 (m)

Table A1. Subroutines and function subprogrammes of ASCOTS.

サブルーチン名	概要
BAROC	Baroczyの方法により二相流摩擦圧力損失係数を計算する。
CHISHO	Chisholmの方法により二相流摩擦圧力損失係数を計算する。
FLOWTI	流動時間を計算する。
FRICL	摩擦圧力損失係数を計算する。
HEATTC	熱伝達率を計算する。
HLXC	コイル管部液单相流熱伝達率の計算。
HLXS	直管部液单相流熱伝達率の計算。
HSXC	コイル管部蒸気单相流熱伝達率の計算。
HSXS	直管部蒸気单相流熱伝達率の計算。
KOZEKI	小関の実験の拡張式により二相流摩擦圧力損失係数を計算する。
MQVF	乾き度、ボイド率を計算する。
MN	Martinelli-Nelsonの方法による二相流摩擦圧力損失係数の計算。
NBPOSI	サブクール沸騰開始位置計算。
PDSPH	单相流圧損失の計算。
PDTPH	二相流圧力損失の計算。
PRL	液体状態におけるプラントル数を計算する。
PRS	気体状態におけるプラントル数を計算する。
REARRA	隣接した次の小区間へ諸計算結果を受け渡す。
REL	液体状態におけるレイノルズ数を計算する。
RES	気体状態におけるレイノルズ数を計算する。
SIGM	表面張力の計算。
SLIPRA	スリップ比、流体速度を計算する。

STPLOT	計算結果図化プログラム。
SUBCOB	サブクール沸騰領域における諸量を計算する。
TBUK	一小区間下流位置における流体温度を計算する。
TCAL	管壁温度・熱流束を計算する。
TCON	伝熱管の熱伝導率を計算する。
THOM	Thom の方法により二相流摩擦圧力損失倍数を計算する。
TRQ2T3	気泡離脱開始位置における諸量を計算する。
TRPOSQ	流動様式が変化する位置における諸量を計算する。
UKIN	熱通過率を計算する。

DO : F7.0 : 加熱部伝熱管外径 (m)
 THETA1~THETA4 : 4F7.0 : 伝熱管傾斜角度 (ラジアン)。水平を0とし上向きを正, 下向きを負とする。

A.5.3. 管外熱伝達率

AO1 : F7.0 : ダウンコマ部管外熱伝達率 (kcal/m²・h・°C)
 AO2 : F7.0 : コイル管部管外熱伝達率 (kcal/m²・h・°C)
 AO3 : F7.0 : ライザー部管外熱伝達率 (kcal/m²・h・°C)

A.5.4. 実験条件データ

CONST 1(1)~CONST 1(4) : 4A3 : 実験番号
 CONST 2~CONST 4 : 3A3 : 実験年月日
 T : F7.0 : 入口部温度 (°C)
 P : F7.0 : 入口部圧力(kg/cm²)。ZS の位置における圧力。
 W : F7.0 : 重量速度 (kg/h)
 P2OUT : F7.0 : 出口圧力(kg/cm²)。図1において ZK15 の位置における圧力。
 TO1~TO3 : 3F7.0 : 1次側温度(°C)。図1における TO1~TO3 位置における温度。

A.5.5. 解析条件

XDO : F7.0 : ドライアウト位置を指定する乾き度
 SEL1 : I2 : 核沸騰熱伝達率として使用する式の選

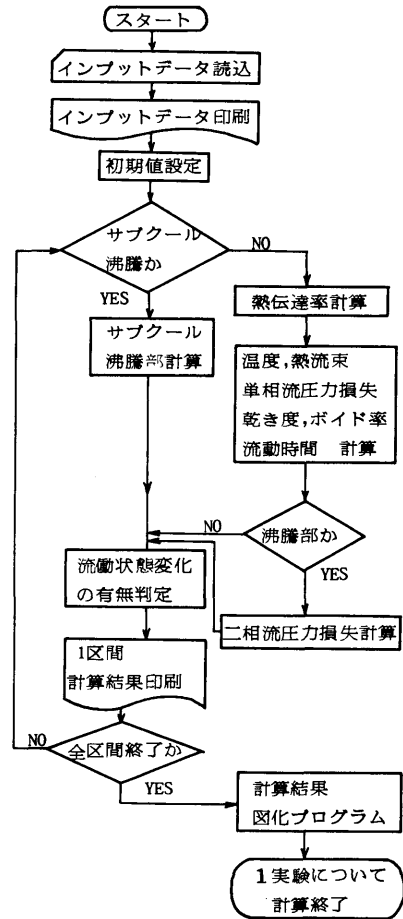


Fig. A1 Flow Diagram of ASCOTS Code.

択パラメータ。

- SEL1=1 : 西川の式
- SEL1=2 : Thom の式
- SEL1=3 : Jens-Lottes の式
- SEL2 : I2 : サブクール沸騰部圧力損失の計算で加熱の効果を考慮するかどうかの選択パラメータ。
 - SEL2=1 : 考慮せず。
 - SEL2=2 : 考慮。Tarasova の方法
- SEL3 : I2 : 二相流圧力損失計算方法の選択パラメータ。
 - SEL3=1 : Martinelli-Nelson の方法
 - SEL3=2 : Thom の方法
 - SEL3=3 : Kozeki の方法

SEL3=4 : Chisholm の方法

SEL3=5 : Baroczy の方法。

SEL4 : I2 : 沸騰部圧力損失の計算で加熱の効果を考慮するかどうかの選択パラメータ。

SEL4=1 : 考慮せず

SEL4=2 : 考慮。Tarasova の方法。

以上の入力データの一列を図 A 2 に示す。

A.6. 一小区間における計算方法

本プログラムでは、伝熱管を多数の小区間に分割し各区間で定常状態の式を解き、順次一区間ずつ計算を進めて行く。ここでは、一小区間内における計算方法を説明する。

小区間の入口部における諸量は前区間の出口部における諸量に等しいため、前区間の計算結果からただちに得られる。

まず最初に、小区間の出口部における諸量の値として入口部における値を仮に与える。

次に、小区間内での圧力損失、出口部における圧力、乾き度、ボイド率、流体温度を計算する。これらの量から出口部における熱伝達率 α' を計算し、始めに与えた熱伝達率 α との比較を行う。 α と α' の差があらかじめ与えられた設定量より大の場合は、出口部の熱伝達率 α として α' を与え(サブクール沸騰,核沸騰の

場合は $(3\alpha + \alpha')/4$), 再び出口部における諸量の計算を行う。それにより再び出口部における熱伝達率 α' の値が求まる。以下 α と α' の差が設定値より小さくなるまで繰り返す。この様にして出口部における一連の定常状態の式を満足する諸量の値が得られる。これにより、一小区間の計算が終了し、次の小区間の計算に進む。

この間の様子を図 A 3 に示す。図中サフィックス。は入口部における値を示す。サフィックスのついていない量は、計算の結果得られた出口部における値を示す。出口部における値は計算を繰り返す段階で順次変化して最終的な値に収束して行く。

管壁熱伝導率 k は、入口部における内壁と外壁の平均温度に対応する値と、出口部において同様に得られる値との平均値を用いる。圧力損失 ΔP の計算も、入口部と出口部の諸量の平均値を用いて行う。乾き度 x を求める際の流入熱流束も入口部と出口部の平均値を用いる。

A.7. 流動様式判定方法

液単相流の状態で流入した流体は、加熱が進むに従い流動様式が変化して行く。この流動状態の変化の判定はプログラム中で以下の様にして行なっている。

微小区間長 ΔZ だけ進んだ位置における諸量は流

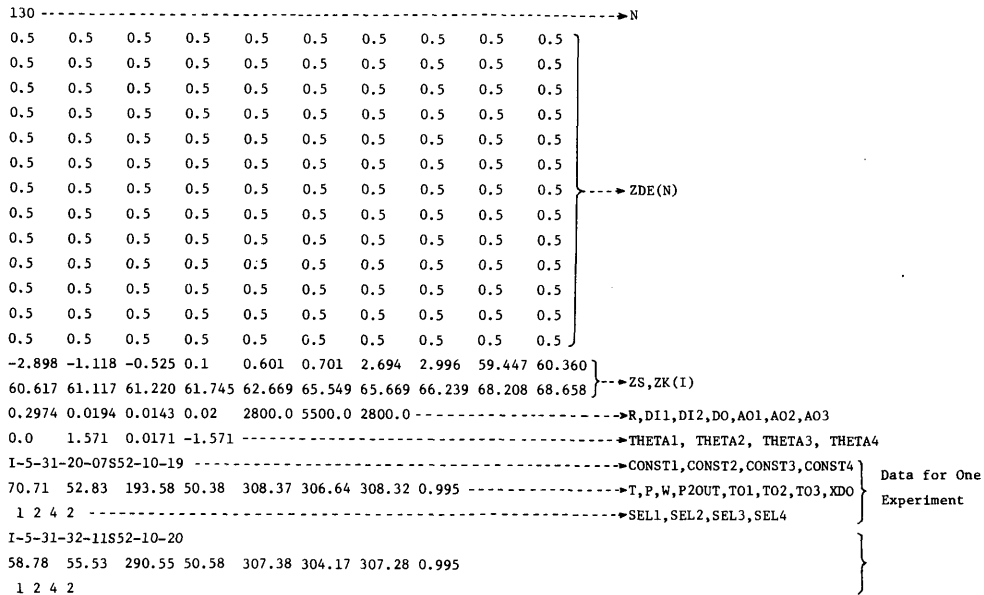


Fig. A2 Example of Input Data.

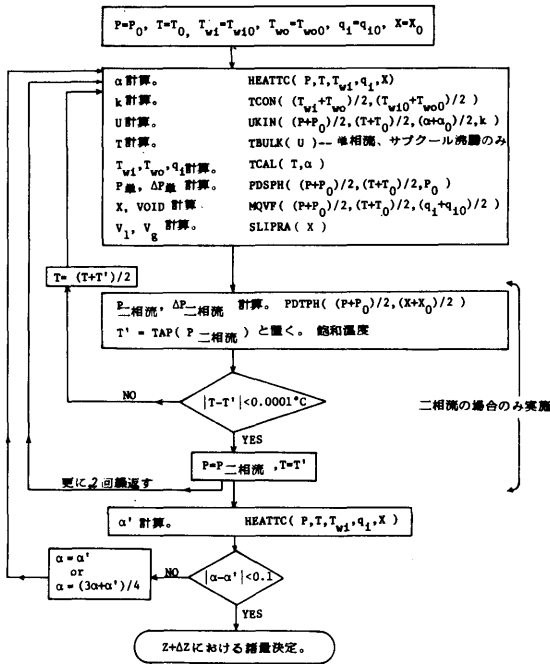


Fig. A3 Calculation Procedure at one Segment of the Secondary Flow Tube.

動様式に変化がないものとして計算して求める。この様にして求めた出口部の諸量を用いて、2.2. に示した、流動様式の遷移判定条件式を調べる。この判定条件を調べた結果、流動様式の変化が起っていると判定された場合は、この微小区間 ΔZ 内において流動様式の変化が起っていると考える。そこで、微小区間内における諸量の変化は直線的に変化していると仮定し、比例配分により、ちょうど遷移条件式を満足する位置を決定する。

ただし、サブクール沸騰開始位置の決定は以下の方法によった。すなわち、 q_m と q_f の大小関係が、微小区間の入口部と出口部で逆転している場合は、微小区間の長さを順次変化させて行き、 q_m と q_f が等しくなる位置を捜す。その位置が、サブクール沸騰開始位置となる。この計算は、サブルーチン副プログラム NBPOSI により行なわれる。

流動様式が変化した位置における熱伝達率は、変化後の熱伝達率を用いる。それ故、管壁温度、熱流束は再計算を行い、遷移後の流動様式の状態における値を求める。その場合、遷移位置において、これらの量が

不連続的に変化している場合もある。

流動条件によっては、流動様式の変化が、2.2. で示した順に起こらず、途中の状態を飛び越して変化する場合も考えられる。本プログラムは、その様な飛び越しの状態変化の判定も可能な様に作成されている。

A.8. 出力

計算結果の出力はラインプリンターによる方法と、図化機による方法の二通りが行なえる。

ラインプリンターによる出力例を図A4に、図化機による出力例を図A5に示す。

ラインプリンターによる出力では、まず入力データを記述し、次に、位置、圧力、流体温度、管内壁温度、管外壁温度、熱流束、乾き度、ボイド率、体積中心流動時間、質量中心流動時間、液相部流体速度、気相部流体速度を一行に書き出す。これを入口部から出口部まで続けていく。途中、流動様式の遷移位置において、コメントを記述し、遷移位置を明確に表示する。

図化機による出力では、横軸に伝熱管の位置をとり、諸量をグラフ化してあらわす。表題として実験番号を書き、他に実験年月日等主な入力データを図中に記入する。

STATIC CHARACTERISTICS OF STEAM GENERATOR

TEST NUMBER 1-5-31-20-07 TEST DATE S52-10-19

INLET TEMPERATURE	=	70.71	HEAT TRANSFER COEFFICIENT A01	=	2800.0000	ZC	=	2.996
INLET PRESSURE	=	52.83	A02	=	5500.0000	ZR	=	59.447
MASS RATIO OF FLOW	=	193.58	A03	=	2800.0000	ZEND	=	68.658
PRIMARY COOLANT TEMP.	=	308.37	XDO	=	0.99	R	=	0.2974
P2OUT	=	50.38				DI	=	0.0194, 0.0143
						DO	=	0.0200

HEAT TRANSFER COEFFICIENT NISHIKAWA'S EQ. THETA= 0.0 , 1.5710, 0.0171,-1.5710
 PRESSURE DROP STATE3 TARASOVA STATE4-6 BARCZY HEAT

Z	P	T	TW1	TWO	Q	QUALITY	VOID	VOL.F.T.	MASS F.T.	VEL.L.	VEL.G.
M	KG/CM**2	DEG	DEG	DEG	KCAL/M**2 H			SEC	SEC	M/H	M/H
-2.898	52.830	70.71									
-1.118	52.829	70.71									
-0.525	52.771	70.71									
0.0	52.770	70.71	188.95	234.56	0.2890D+06	-0.53	0.0	0.0	0.0	1230.5	0.0
0.100	52.770	77.40	189.97	235.15	0.2865D+06	-0.51	0.0	0.29	0.29	1235.5	0.0
0.500	52.808	103.26	196.43	238.96	0.2707D+06	-0.45	0.0	1.45	1.45	1257.9	0.0
0.601	52.817	109.51	198.49	240.18	0.2657D+06	-0.43	0.0	1.74	1.74	1264.0	0.0
0.701	52.816	115.57	200.65	241.46	0.2605D+06	-0.42	0.0	2.02	2.02	1270.2	0.0
1.000	52.844	132.84	207.53	245.96	0.2437D+06	-0.37	0.0	2.86	2.86	1289.4	0.0
1.500	52.890	158.81	219.53	252.74	0.2144D+06	-0.30	0.0	4.24	4.24	1322.8	0.0
2.000	52.934	181.13	231.05	259.68	0.1862D+06	-0.24	0.0	5.58	5.58	1356.5	0.0
2.500	52.977	200.10	241.47	265.97	0.1604D+06	-0.19	0.0	6.89	6.89	1389.6	0.0
2.694	52.993	206.63	245.17	268.21	0.1512D+06	-0.17	0.0	7.39	7.39	1402.1	0.0
2.996	52.993	215.97	255.40	282.94	0.1823D+06	-0.15	0.0	8.16	8.16	1421.2	0.0
3.000	52.993	216.12	255.48	282.98	0.1820D+06	-0.15	0.0	8.17	8.17	1421.5	0.0
3.500	52.992	233.47	264.83	287.26	0.1492D+06	-0.10	0.0	9.42	9.42	1461.2	0.0
STARTING POSITION OF NUCLEATE BOILING											
3.634	52.991	237.47	267.03	288.27	0.1415D+06	-0.09	0.0	9.75	9.75	1471.3	0.0
4.000	52.990	247.51	270.88	290.04	0.1279D+06	-0.06	0.0	10.64	10.64	1498.4	0.0
STARTING POSITION OF FULLY DEVELOPED BOILING											
4.219	52.990	253.23	271.28	290.23	0.1265D+06	-0.04	0.0	11.16	11.16	1515.0	0.0
4.500	52.989	260.32	271.51	290.34	0.1257D+06	-0.02	0.08	11.78	11.80	1665.0	2628.1
STARTING POSITION OF SATURATED BOILING											
4.747	52.988	266.33	271.59	290.38	0.1255D+06	0.0	0.19	12.24	12.30	1888.4	3433.7
5.000	52.986	266.33	271.59	290.39	0.1255D+06	0.02	0.30	12.60	12.74	2149.4	4267.4
5.500	52.981	266.32	271.58	290.39	0.1256D+06	0.06	0.51	13.13	13.43	2987.2	5073.7
6.000	52.973	266.31	271.58	290.39	0.1256D+06	0.09	0.61	13.50	13.96	3591.7	7069.1
6.500	52.964	266.30	271.57	290.40	0.1257D+06	0.13	0.67	13.78	14.40	4111.4	8953.7
7.000	52.952	266.28	271.55	290.40	0.1258D+06	0.17	0.72	14.00	14.78	4583.1	10766.9
7.500	52.938	266.27	271.54	290.40	0.1259D+06	0.21	0.75	14.18	15.11	5023.8	12529.4
8.000	52.922	266.25	271.52	290.40	0.1261D+06	0.24	0.78	14.34	15.41	5443.1	14254.0
8.500	52.905	266.23	271.50	290.40	0.1262D+06	0.28	0.81	14.47	15.67	5846.8	15949.6
9.000	52.886	266.21	271.48	290.40	0.1263D+06	0.32	0.83	14.59	15.91	6238.8	17622.3
9.500	52.865	266.18	271.46	290.40	0.1264D+06	0.36	0.85	14.70	16.13	6621.7	19276.6
10.000	52.844	266.16	271.44	290.39	0.1266D+06	0.40	0.87	14.80	16.33	6997.5	20916.0
10.500	52.821	266.13	271.41	290.39	0.1267D+06	0.43	0.88	14.89	16.51	7367.6	22543.4
11.000	52.798	266.10	271.39	290.39	0.1268D+06	0.47	0.89	14.98	16.67	7732.9	24160.4
11.500	52.775	266.07	271.36	290.38	0.1270D+06	0.51	0.91	15.05	16.83	8094.3	25768.9
12.000	52.752	266.05	271.34	290.38	0.1271D+06	0.55	0.92	15.13	16.96	8452.5	27370.3
STARTING POSITION OF ANNULAR FLOW											
12.193	52.743	266.04	271.33	290.38	0.1272D+06	0.56	0.92	15.15	17.01	8589.9	27986.3

Fig. A4 Line Printer Out Put.

TEST NUMBER I-3-29-36-06 TEST DATE S52-12-08
 TEST CONDITION ; PRIMARY TEMP. 287.090 STEAM PRESSURE 30.51
 SECONDARY WEIGHT FLOW 350.330

HEAT TRANSFER COEFFICIENT = THOM'S EQ.
 PRESSURE DROP -STATE3- TARASOVA - STATE4-7 - THOM HEAT

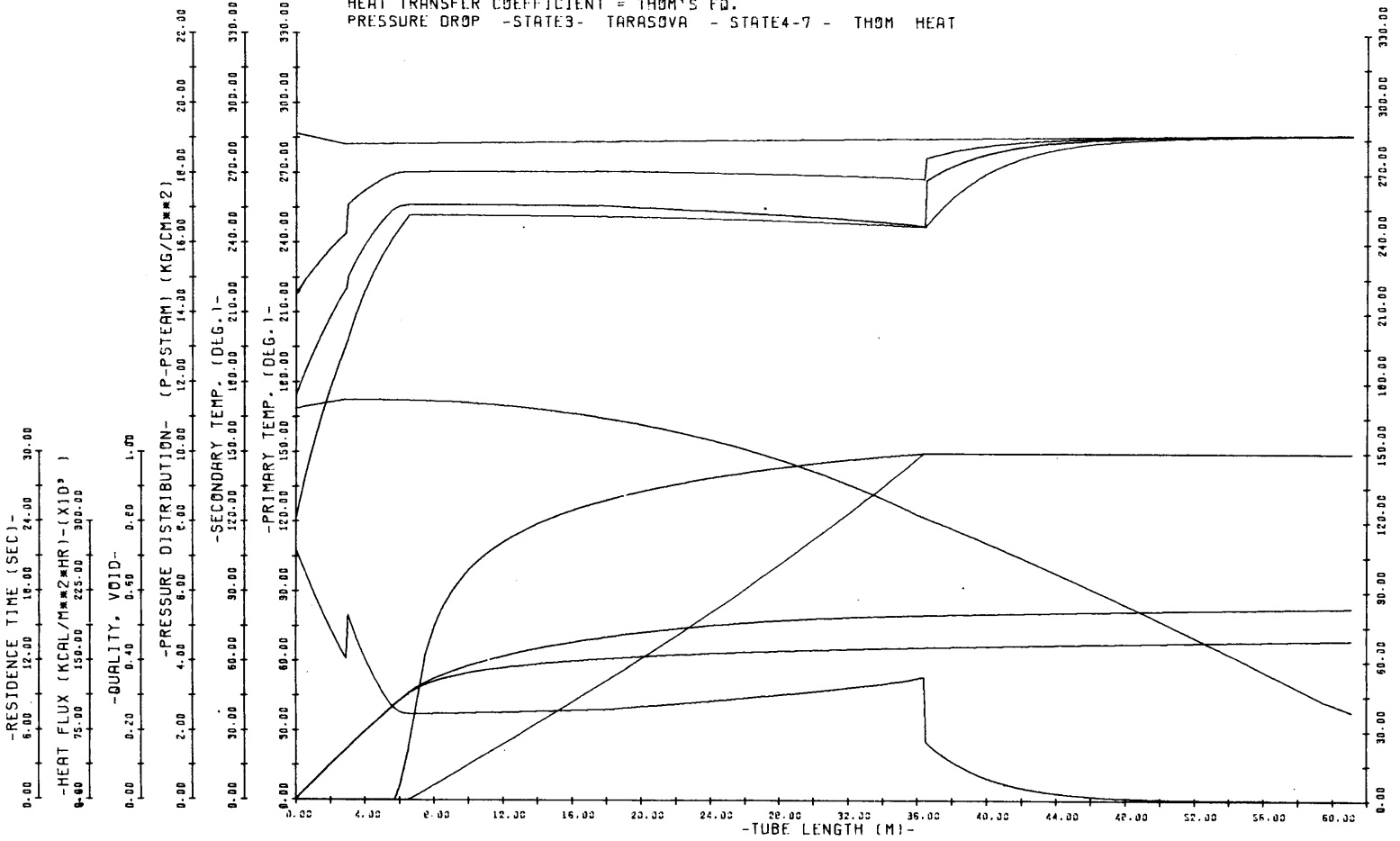


Fig. A5 Chart Drawn by Plotter.

参 考 文 献

- (1) 小林道幸, 松岡猛, 成合英樹, 伊藤泰義, 横村武宣, 「一体型船用炉内装貫流型蒸気発生器の不安定流動に関する研究」(その1: 一体型船用炉模擬装置による実験) 船舶技術研究所報告 第21巻2号 pp. 33-70 (1984), (その2: 不安定流動特性の解析) 船舶技術研究所報告 第21巻4号 pp. 129-143 (1984)
- (2) 「貫流型蒸気発生器の不安定流動特性実験記録」船舶技術研究所原子力船部 (昭和54年3月)
- (3) 入江正彦, 「船舶用一体型加圧水炉の概念設計」日本船用機関学会誌 第7巻12号 昭和47年12月 p. 877
- (4) 小関守史, 成合英樹, 古川哲郎, 黒須顕二, 「曲り管蒸気発生器に関する研究」日本機械学会誌 第73巻 p. 56 (1970)
- (5) 小関守史, 「曲管内の二相流動と熱伝達の研究」東京大学学位論文 (昭和48年)
- (6) H. Ito, "Frictional Factors for Turbulent Flow in Curved Pipes", *Journal of Basic Engineering*, June pp. 123-134 (1959)
伊藤英覚, 「曲管の流れに関する理論的並びに実験的研究, VII (乱れた曲り流れの管摩擦係数)」, 速研報告 第14巻 p. 137 (1959)
- (7) 森康夫, 中山恒, 「曲管内強制対流熱伝達に関する研究(第2報, 乱流域)」日本機械学会論文集 第31巻230号 pp. 1521-1532 (昭和40年10月)
- (8) J. R. Carver, et al. "Heat Transfer in Coiled Tubes with Two-Phase Flow", TID-20983 (July, 1964)
- (9) A. Owhadi et al., "Forced Convection Boiling Inside Helically-Coiled Tubes", *Inter. J. of Heat and Mass Transfer*, vol. 10 1779 (1968-12)
- (10) Z. L. Miropolskii, "Heat Transfer in Film Boiling of a Steam-Water Mixture in Steam Generating Tubes", *Teplotenergetika*, vol. 10 pp. 49-53 (1963)
- (11) 塚原茂司, 一色尚次, 「曲管内の沸騰熱伝達の実験研究 (サブクール沸騰熱伝達とバーンアウト熱流速)」船舶技術研究所報告 第7巻2号 p. 43 (1970)
- (12) A. E. Bergles and W. M. Rohsenow, "The Determination of Forced Convection Surface-Boiling Heat Transfer", *Trans. ASME, Ser. C. J. Heat Trans.*, vol. 86 pp. 365-372 (1964)
- (13) S. Y. Ahmad, "Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcooling", *Trans. ASME, Ser. C. J. Heat Trans.*, vol. 92 595 (1970-11)
- (14) C. F. Colebrook, "Turbulent Flow in Pipes, with Particular Reference to the Transition Region between Smooth and Rough Pipes Laws", *Journal of the Institution of Civil Engineers*, vol. 11 pp. 133-156 (1938-1939)
- (15) R. C. Martinelli and D. B. Nelson, "Prediction of Pressure Drop during Forced Circulation Boiling of Water", *Trans. ASME*, vol. 70 p. 695 (1948)
- (16) J. R. S. Thom, "Prediction of Pressure Drop during Forced Circulation Boiling of Water", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 7 pp. 709-724 (1964)
- (17) D. Chisholm and L. A. Sutherland, "Prediction of Pressure Gradients in Pipeline Systems during Two-Phase Flow", *Proc. Instn Mech. Engrs*, vol. 184 (Pt3C) pp. 24-32 (1969-70)
- (18) C. J. Baroczy, "A Systematic Correlation for Two-Phase Pressure Drop", *Chem. Eng. Prog. Ser.* vol. 62 pp. 232-246 (1966)
- (19) W. M. Rohsenow and H. Choi, "Heat, and Momentum Transfer". Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey (1961)
- (20) M. M. El-Wakil, "Nuclear Heat Transport", pp. 350-351, *International Text Book Company* (1971)
- (21) N. V. Tarasova, A. I. Leont'ev, V. I. Hlopuskin, and V. M. Orlov, "Pressure Drop of Boiling Subcooled Water and Steam-Water Mixture Flowing in Heated Channels", Paper presented at 3rd. Int. Heat Transfer Conf. held in Chicago, vol. 4 pp. 178-183, paper 133 (1966)
- (22) W. H. Jens and P. A. Lottes, "Analysis of Heat Transfer, Burnout, Pressure Drop, and Density Data for High Pressure Water", ANL-4627 (1951)
- (23) J. R. S. Thom et al., "Boiling in Sub-Cooled Water During Flow Up Heated Tubes or Annuli", *Proc. Instn Mech. Engrs*, vol. 180 (Pt3C)

- p. 226 (1965)
- (24) 西川兼康, 藤田恭伸, 縄田豊, 「飽和核沸騰に及ぼす圧力の影響に関する研究」日本機械学会論文集第42巻361号 p. 2879 (昭和51年9月)
 - (25) V. E. Schrok and L. M. Grossman, "Forced Convection Boiling in Tubes", Nucl. Sci. Eng. vol. 12 pp. 474-481 (1962)
 - (26) Z. L. Miropolskii, R. I. Shneyerova and A. I. Kavamyshem, "Vapor Void Fraction in Steam-Fluid Mixtures Flowing in Heated and Unheated Channels", Paper B4. 7, vol. 5, 4th Int. Heat Trans. Conf. ,Paris, 1970
 - (27) S. L. Smith, "Void Fractions in Two-Phase Flow: A Correlation Based upon an Equal Velocity Head Model", Proc. Instn Mech. Engrs, vol. 184 (Pt. 1. 36) pp. 647-664 (1969-70)
 - (28) 伊藤泰義, 小林道幸, 「蒸気表関数ライブラリー」船舶技術研究所報告 第15巻1号 pp. 45-49 (1978)