

# 蒸気発生器 2 次系における気液二相流の数値解析

## Numerical Analysis of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Secondary Side of Steam Generator

村瀬 道雄 (Michio Murase) \*

中村 晶 (Akira Nakamura) \* 八木 良憲 (Yoshinori Yagi) \*

**要約** 加圧水型原子炉 (PWR) の蒸気発生器 (SG) は 1 次系と 2 次系の境界を構成する重要な二相流機器である。本研究では、熱流動解析コード PHOENICS の二流体モデルを用いて (財) 原子力発電技術機構 (NUPEC) で実施された SG 信頼性実証試験の気液二相流解析を実施した。沸騰開始点を精度よく計算するには、流速分布に影響する流動抵抗と伝熱量分布を詳細に入力する必要がある。一方、流速分布や伝熱量分布は伝熱管群の上部におけるボイド率にはあまり影響しない。ボイド率の計算値は、沸騰開始点近傍の低ボイド率領域を除いて、局所平均で 4 %、断面平均で 2 % 以内で測定値と一致した。

**キーワード** 加圧水型原子炉, 蒸気発生器, 気液二相流, 数値解析, 二流体モデル, 伝熱管群

**Abstract** The steam generator (SG) in a pressurized water reactor (PWR) is an important two-phase flow component as the boundary between the primary loop and the secondary loop. In this study, we performed gas-liquid two-phase flow analyses for SG reliability tests conducted by Nuclear Power Engineering Corporation (NUPEC) using the two-fluid model of a thermal-hydraulic computer code PHOENICS. In order to calculate the location of the boiling initiation accurately, detailed inputs were required for the friction coefficients affecting the velocity distribution and the heat transfer distribution. However, the velocity and heat transfer distributions did not greatly affect the void fractions in the upper region of the heat transfer tubes. The calculated void fractions agreed with the measured values within 4% as the local average and within 2% as an average in a cross-section, except the region of low void fractions.

**Keywords** pressurized water reactor, steam generator, gas-liquid two-phase flow, numerical analysis, two-fluid model, heat transfer tubes

## 1. 緒言

加圧水型原子炉 (PWR) の蒸気発生器 (SG) は、1 次系と 2 次系の境界を形成する重要な二相流機器であり、事故時にも 1 次系の冷却器として使用される。伝熱管群外を流れる 2 次系流体は、伝熱管群の管内を流れる高温加圧水で加熱され、管外面で沸騰する。伝熱管群は管支持板や振れ止め金具で支持されており、2 次系では、これらの流動抵抗による流速分布や伝熱量分布が温度分布とボイド率分布に影響し、ボイド率分布が流動抵抗に影響する複雑な気液二相流になる。

通商産業省 (現 経済産業省) の委託を受けて (財) 原子力発電技術機構 (NUPEC) で SG 信頼性実証試験が実施され、実機相当の条件下で 2 次系二相流の測

定とスリップ式を用いた数値解析が行なわれた<sup>(1)(2)</sup>。

Kondo ら<sup>(3)</sup>は、SG 管群内の熱流動解析用に開発された計算コードを使用して NUPEC での SG 信頼性実証試験の数値解析を実施した。前者は大型プロジェクトとして実施され、後者では専用計算コードが使用されている。一方、SG の 2 次系での二相流データが極めて少なかったこと、および汎用熱流体解析コードでは二相流モデルが十分に整備されていないことから、汎用コードを用いた数値解析例は見あたらない。

そこで、本研究では、汎用コードを使用して、基礎研究に基づく各種相関式を適切に選択することにより、SG の 2 次系における気液二相流をどの程度の精度で計算できるかについて検討した。NUPEC で実施された SG 信頼性実証試験を計算対象とし、汎用コードとして英国 CHAM 社で開発された PHOENICS を

\* (株) 原子力安全システム研究所 技術システム研究所

使用した。まず、単相流の領域が広い低伝熱量の実験ケースで管群流動抵抗の影響と伝熱量分布の影響を評価した。この結果に基づいて100%出力相当の高伝熱量の実験ケースについて計算し、測定値と比較検討した。

### 主な記号

$A_i$ :	気液界面の面積濃度 [ $\text{m}^2/\text{m}^3$ ]
$C_D$ :	抵抗係数 [-]
$C_f$ :	摩擦係数 [-]
$C_p$ :	比熱 [ $\text{J}/\text{kgK}$ ]
$d_h$ :	水力等価直径 [m]
$d_t$ :	伝熱管の外径 [m]
$F_{kf}$ :	摩擦による体積力 [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]
$F_{km}$ :	界面抗力による体積力 [ $\text{N}/\text{m}^3$ ]
$G$ :	質量流量 [ $\text{kg}/\text{s}$ ]
$g$ :	重力加速度 [ $\text{m}/\text{s}^2$ ]
$j$ :	見かけ流速 [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$K$ :	熱通過率 [ $\text{W}/\text{mK}$ ]
$L$ :	長さ [m]
$N_t$ :	伝熱管数 [-]
$p$ :	圧力 [Pa]
$p_t$ :	伝熱管ピッチ [m]
$q$ :	熱流束 [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]
$Re$ :	レイノルズ数 [-]
$R_k$ :	k相の容積率 [-]
$r$ :	半径 [m]
$t$ :	時間 [s]
$u$ :	流速 [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$V_{gj}$ :	ドリフト速度 [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$x$ :	距離 [m]
$Y$ :	水平方向の座標 [m]
$Z$ :	垂直方向の座標 [m]
$\alpha$ :	ボイド率 [-]
$\beta$ :	式(16)で定義される気相の容積流速比 [-]
$\beta_{tsp}$ :	流路面積比 [-]
$\Gamma$ :	相変化量 [ $\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$ ]
$\varepsilon$ :	計算誤差 [-]
$\theta$ :	角度 [度]
$\rho$ :	密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]
$\sigma$ :	表面張力 [ $\text{N}/\text{m}$ ]
$\tau$ :	応力 [Pa]

### 添字

$c$ :	計算値
$f$ :	液相
$g$ :	気相
$i, j$ :	座標方向
$k$ :	相の番号
$m$ :	平均値または測定値
$r$ :	相対値

## 2. 計算方法

### 2.1 計算対象

計算対象の概要を図1に示す。実験装置<sup>(1)</sup>はSGの中央部5層の伝熱管群を実寸大で模擬しており、外径22.23mmの伝熱管46本がピッチ32.54mmの正方格子で配列されている。逆U字形の伝熱管の直管部長さは約9m、最大曲率半径は1.52mである。2次側の幅は約3.1m、高さは約11m、奥行きは伝熱管ピッチの5倍(約163mm)であり、壁面の影響を除いて2次元構造になっている。1次系流体には高温・高圧水、2次系流体にはR123が使用されている。2次系流体は、下端の両側から水平に流入し、管群を通過して気水分離器に流入するが、気水分離器より上方は模擬されていない。管群は、流量分配板、7カ所の管支持板、3カ所の振れ止め金具で支持されている。本計算では、2次系流体の下端水平流入部から気水分離器下方の流出部までを対象にした。

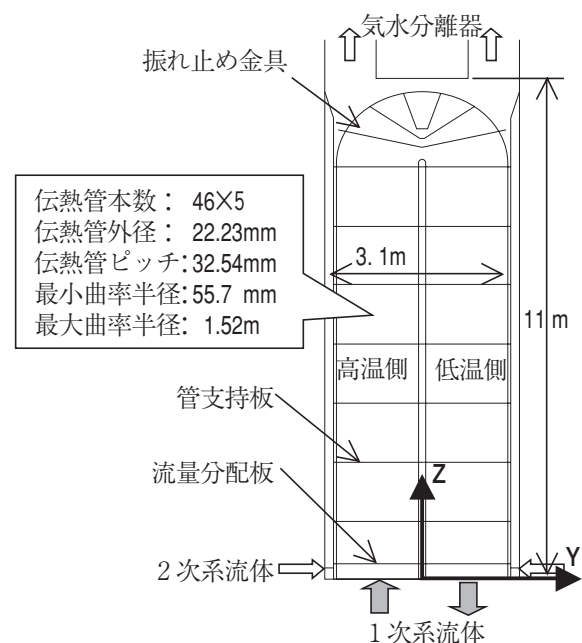


図1 計算対象の概要

## 2.2 基礎式

本計算では汎用熱流体解析コードPHOENICSを使用した。PHOENICSには曲線座標系，直交座標系，円筒座標系があり，3次元の二流体モデルが組み込まれているが，実験装置の構造から直交座標系2次元の二流体モデルを使用した。基礎式は一般に使用されている二流体モデルと同じであるため，運動量式のみ示す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_k R_k u_{ki}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_k R_k u_{ki} u_{kj}}{\partial x_j} = \\ -R_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial R_k \tau_k}{\partial x_i} + \rho_k R_k g \\ + F_{km} + F_{kf} + \Gamma_k u_{k,int} \end{aligned} \quad (1)$$

$R_k$  [-]は体積分率， $\tau_k$  [Pa]は相内部のせん断応力， $F_{km}$  [N/m<sup>3</sup>]は相間の界面抗力， $F_{kf}$  [N/m<sup>3</sup>]は管群などによる抵抗力， $\Gamma_k$  [kg/m<sup>3</sup>s]は相変化量である。第1相 ( $k=1$ )を液相，第2相 ( $k=2$ )を気相とし，液相には $k-\epsilon$ 乱流モデルを適用した。第2相の圧力は第1相に等しいとして1圧力で計算した。

## 2.3 相関式

相関式として，流動抵抗，伝熱量分布，気液界面抗力をユーザサブルーチンに組み込んだ。

### (1) 流動抵抗

運動量式(1)における抵抗力 $F_{kf}$ は次式で定義した。

$$F_{kf} = -0.5 C_{f,i} \rho_k |u_{ki}| u_{ki} / \Delta x_i \quad (2)$$

$\Delta x_i$ は流れ方向の長さである。管群に直交する流れの流動抵抗係数にはJakobの式<sup>(4)</sup>を使用した。

$$C_{f,i} = 4N_i \left[ 0.044 + \frac{0.08 (p_i/d_i)}{\{(p_i/d_i) - 1\}^{(0.43+1.13d_i/p_i)}} \right] Re^{-0.15} \quad (3)$$

式(2)と式(3)の流速に関して，機械工学便覧<sup>(5)</sup>では管群への近寄り流速（最小流速）で定義されているのに対し，伝熱工学資料<sup>(6)</sup>では管群間の最大流速で定義されているため，最小流速と最大流速を用いて計算し，圧力差を測定値と比較した。

管群に平行する流れの流動抵抗係数は，水力等価直径を用いて管内流に対するBlasiusの式<sup>(7)</sup>を使用した。

$$C_{f,p} = 0.361 Re^{-0.25} (Z/d_h) \quad (4)$$

水力等価直径 $d_h$ は管群内部，中心部，両端部で異なる。管群上端の半円部では，直交流に対する式(2)と式(3)，平行流に対する式(2)と式(4)を水平方向と鉛直方向に分解して加算した。

流量分配板，管支持板には多孔板の流動抵抗係数<sup>(5)</sup>を使用した。

$$C_{f,isp} = 1.4 (1 - \beta_{isp}) \beta_{isp}^{-2} \quad (5)$$

$\beta_{isp}$ は開口率である。振れ止め金具では管群との交差により多数の流路孔が形成されるため，多孔板で近似し，式(2)と式(5)を水平方向と鉛直方向に分解して流動抵抗係数を計算した。管群部には空間容積率を入力したが，流速はセル境界で定義されており，空間面積率により多孔板での実流速が計算される。管群上端の半円部ではセルの境界面が管群と直交せず，空間面積率を定義することが困難であるため，空間面積率を入力せず，抵抗係数に空間面積率を含めた。

### (2) 気液界面抗力

運動量式(1)における界面抗力 $F_{km}$ は次式で定義した。

$$F_{km} = -0.5 C_{D,i} \rho_c |u_r| u_r A_i \quad (6)$$

$\rho_c$  [kg/m<sup>3</sup>]は連続相の密度であり $\rho_c = \rho_f$ とした。 $u_r$  [m/s]は気液相対速度である。抗力係数 $C_{D,i}$  [-]は，気泡流，スラグ流，環状流に区分し，気液界面の面積濃度 $A_i$  [m<sup>2</sup>/m<sup>3</sup>]との積で与えた。

$$\begin{aligned} C_{D,i} A_i = \min \{ (C_{D,i})_b, (C_{D,i})_s \} \quad (\alpha < 0.8) \\ = (C_{D,i})_a \quad (\alpha > 0.8) \end{aligned} \quad (7)$$

気泡流にはMinatoらの式<sup>(8)</sup>を使用し，ドリフト速度 $V_{gj}$ にはIshiiの式<sup>(9)</sup>を使用した。

$$(C_{D,i})_b = 2 \alpha (1 - \alpha) g / V_{gj}^2 \quad (8)$$

$$V_{gj} = 1.41 [g \sigma (\rho_f - \rho_g) / \rho_f^2]^{1/4} \quad (9)$$

スラグ流にはIshii and Mishimaの式<sup>(10)</sup>を使用した。

$$(C_{D,i})_s = 9.8 (1 - \alpha)^3 \left\{ \frac{4.5 (\alpha - \alpha_{gs})}{d_h (1 - \alpha_{gs})} + \frac{6 \alpha_{gs} (1 - \alpha)}{d_{sm} (1 - \alpha_{gs})} \right\} \quad (10)$$

$d_h$  [m]は流路の水力等価直径， $\alpha_{gs}$  [-]はスラグ後流の小気泡のボイド率である。小気泡の平均直径 $d_{sm}$  [m]にはTaylor不安定で形成される気泡径を参照して次式を使用した。

$$d_{sm} = 2 [\sigma / g (\rho_f - \rho_g)]^{1/2} \quad (11)$$

環状流にはWallisの式<sup>(11)</sup>を使用した。

$$(C_{D,i})_a = 0.02 \{ 1 + 75 (1 - \alpha) \} \alpha^{0.5} / d_h \quad (12)$$

実験圧力0.73MPaでの飽和温度における流体R123の物性値を用いると式(11)は $d_{sm}=1.57$ mmになる。管群内での水力等価直径 $d_h=32.4$ mmで代表し，式(8)と式(10)が $\alpha$

=0.33近傍で繋がるように $\alpha_{gs}=0.02$ として、抗力係数を計算して使用した。

$$\begin{aligned} (C_D A_i) &= \min \{ 1257 \alpha (1 - \alpha), \\ &\quad 9.8 (1 - \alpha)^3 (64 \alpha + 75) \} \quad (\alpha < 0.8) \\ &= 0.617 \{ 1 + 75 (1 - \alpha) \} \alpha^{0.5} \quad (\alpha > 0.8) \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)による抗力係数を図2に示す。界面抗力の式(6)と抗力係数の相関式(13)は鉛直方向だけでなく水平方向にも適用した。

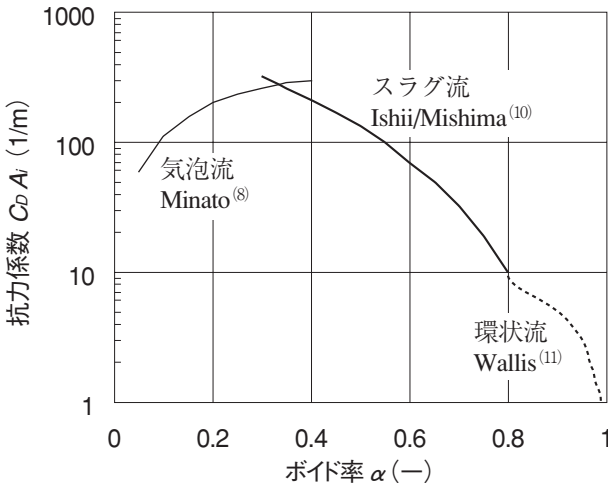


図2 気液界面抗力係数

### (3) 伝熱量分布

熱通過率と2次系流体温度を一定と近似すると伝熱量の2次元分布を解析的に解くことができる。

$$\frac{q}{q_m} = \frac{K_m L_m}{C_p G_m} \frac{\exp(-K_m x / C_p G)}{\{1 - \exp(-K_m L_m / C_p G_m)\}} \quad (14)$$

$$G/G_m = (L_m/L)^{0.5} \quad (15)$$

$q_m$  [W/m]は伝熱管単位長さ当たりの平均熱流束,  $K_m$  [W/mK]は平均熱通過率,  $L_m$  [m]は伝熱管の平均長さ,  $G_m$  [kg/s]は伝熱管1本当たりの1次系流体の平均流量,  $x$  [m]は伝熱管の中心軸に沿った入口からの長さである。

单相流領域と沸騰領域で2次側の熱伝達率が異なり位置により熱通過率が異なる。また、2次系流体の温度は单相流領域では伝熱により下流ほど高くなるが、沸騰領域では下流ほど圧力が低く飽和温度が低くなる。そこで、ボイド率の測定値から沸騰開始点を求め、单相流熱伝達率にDittus-Boelterの式<sup>(6)</sup>、プール核沸騰熱伝達率にKutateladzeの式<sup>(6)</sup>を使用し、2次系流体の温度を入口温度371K、沸騰開始点 ( $Z=5$

m)での飽和温度373K、出口温度370Kで直線近似して伝熱量分布を数値計算した(1次系流体の入口温度は376K)。この場合、総伝熱量の計算値は測定値と約3%で一致した。

式(14)による近似計算をCase-A、数値計算をCase-Bとして伝熱量分布を図3に示す。Case-A、Case-Bとも高温側と低温側でそれぞれ水平方向に平均した値を使用した。管群上端の半円部では高温側と低温側でそれぞれ平均値を使用した。Case-Aでは熱通過率と2次系流体温度を一定値で近似しているため、1次系流体温度の低下に伴って伝熱量が単調に減少している。Case-Bの沸騰領域(高さ約5m以上)では、上部ほど2次系流体温度が低くなるため、上部で伝熱量が高くなっている。

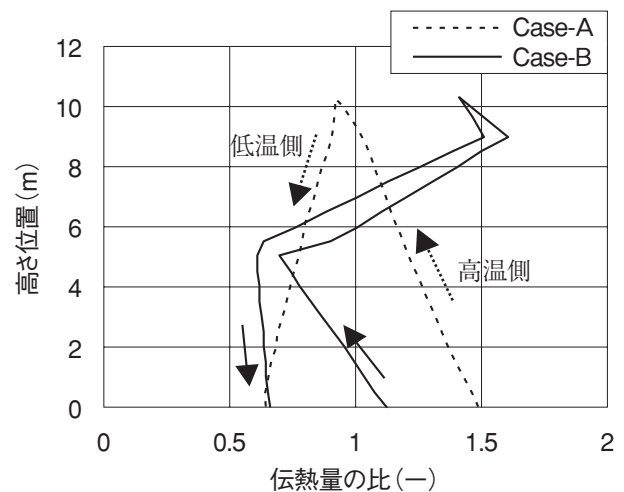


図3 伝熱量分布 (矢印: 1次系流体の流れ方向)

## 2.4 計算条件

計算対象とした2次系流体の条件を表1に示す。気相の見かけ流速比 $\beta$ は管群上端半円部の最外周伝熱管部分で定義されている<sup>(1)</sup>。

$$\beta = j_g / (j_f + j_g) \quad (16)$$

$\beta=0.7$ における総伝熱量は約2 MW,  $\beta=0.9$ における総伝熱量は約5 MWであり,  $\beta=0.9$ が100%出力運転相当の条件である。

水平方向には伝熱管中心をセル境界として100メッシュ、鉛直方向には105メッシュとし、流量分配板と管支持板の間を複数のセルに分割し、管群上端半円部では伝熱管3ピッチを1セルにした。したがって、 $\Delta Z/\Delta Y=3 \sim 4$ の縦長のセルになっている。時間幅0.05秒で2000ステップの過渡計算を行い、定常状態に達していることを確認して測定値と比較した。

計算パラメータと計算ケースを表2に示す。单相流領域での伝熱流動計算の妥当性と沸騰開始点の計算精度を検討するために、低伝熱量である $\beta=0.7$ について、管群に直交する流れの流動抵抗の影響(Case-1と2)と伝熱量分布の影響(Case-2と3)について検討した。これらの結果に基づいて100%出力相当である $\beta=0.9$ (Case-4)の計算を実施した。Case-3とCase-4で伝熱量分布の計算方法は同一であるが、Case-4では伝熱量が大きく沸騰開始点と伝熱量分布はCase-3と異なる。

表1 計算対象の2次系流体の条件<sup>(1)</sup>

2次系流体	R123	
気相の見かけ流速比 $\beta$ [-]	0.7	0.9
入口流量[kg/s]	240	174
入口温度[K]	371	371
出口圧力[MPa]	0.73	0.73
出口温度[K]	370	370

表2 計算条件

	表1の $\beta$	式(2)~(3)の流速	図3の伝熱量分布
Case-1	0.7	最小流速	Case-A
Case-2	0.7	最大流速	Case-A
Case-3	0.7	最大流速	Case-B
Case-4	0.9	最大流速	(Case-B)*

\*計算方法がCase-Bと同じで伝熱量分布は異なる。

### 3. 計算結果

#### 3.1 管群流動抵抗の影響

管群に直交する流れの流動抵抗の影響が大きい2次系流体入口近傍の圧力差を図4に示す。圧力測定点が $(Y,Z)=(-1.5m, 0.08m)$ と $(-0.79m, 0.81m)$ であるため、これらの測定点と中間点 $(-0.79m, 0.08m)$ を結ぶ直線上の計算値を示した。流動抵抗の計算に最小流速を用いたCase-1では水平方向の圧力差を1桁過小評価したが、最大流速を用いたCase-2とCase-3では圧力差の計算値が測定値とよく一致した。したがって、管群に直交する流れの流動抵抗の計算式(2)と式(3)では最大流速を用いるのが妥当である。

管群に直交する流れの流動抵抗は、図4に示したように管群下部の水平方向圧力分布に大きく影響するが、図5に示すように鉛直方向の圧力分布への影

響は小さい。各ケース間の圧力の相違は沸騰開始点とボイド率の相違により、沸騰開始点が下流になるほど静水頭が大きくなり、圧力の計算値が高くなっている。計算では沸騰領域の圧力勾配を約20%過小評価した。

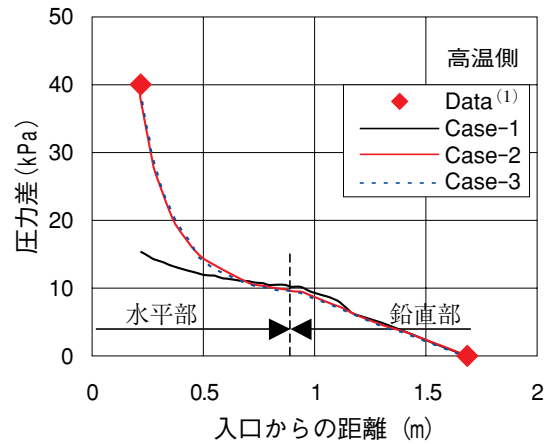


図4 2次系流体入口近傍での圧力差

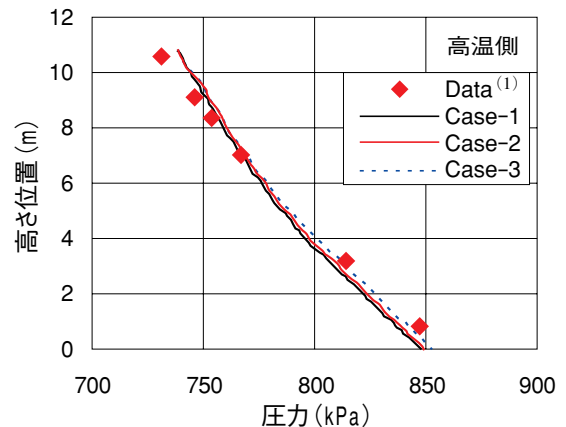


図5 圧力分布

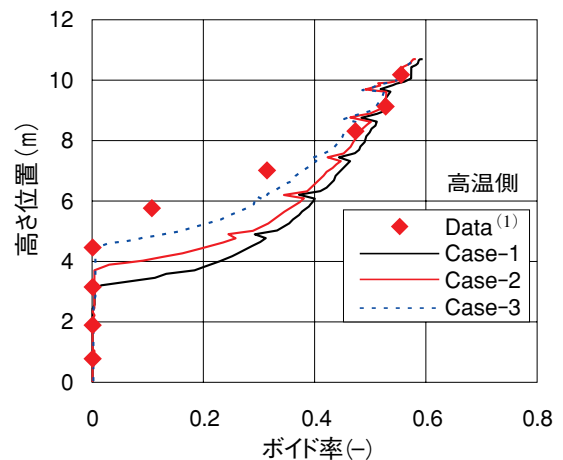
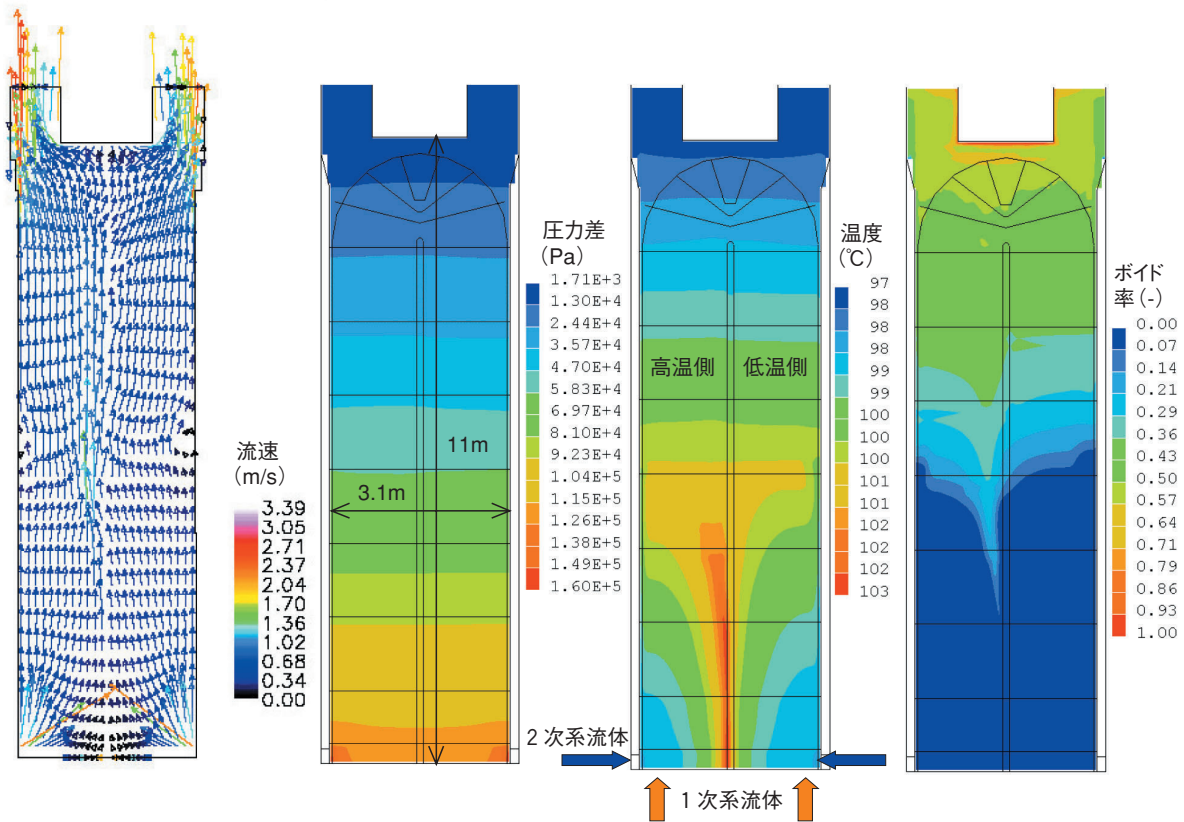


図6 鉛直方向ボイド率分布



(1)液相の流速分布 (2)液相の圧力分布 (3)液相の温度分布 (4)ボイド率分布

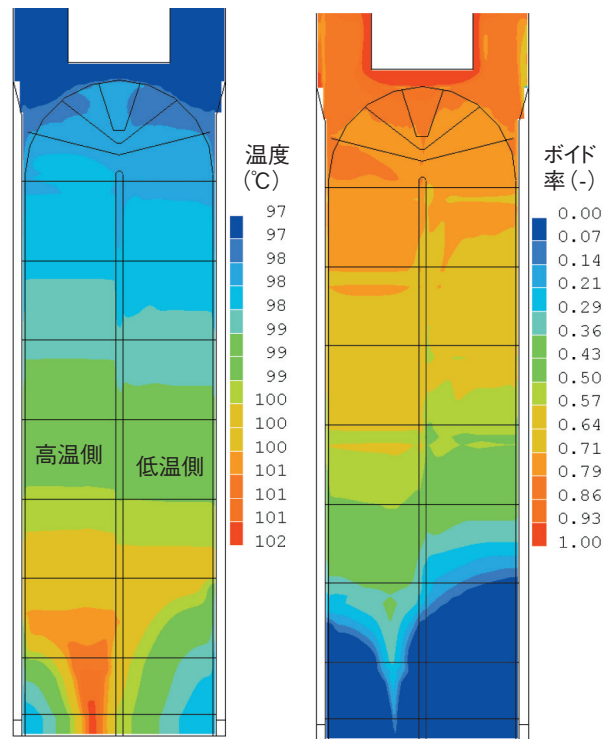
図7 Case-3における2次元分布

### 3.2 伝熱量分布の影響

伝熱量分布の影響が顕著である鉛直方向のボイド率分布を図6に示す。Case-1とCase-2で伝熱量分布は同一であるが、Case-2ではCase-1より水平方向の流動抵抗が大きく入口側の流速（流量）が大きくなるため同一伝熱量でも温度上昇率が小さくなり沸騰開始点が上方になる。Case-3では図3に示したように单相流領域で伝熱量が低下しているためCase-2より温度上昇率が小さくなり沸騰開始点が上方になる。この結果、Case-3ではボイド率分布が測定値と最もよく一致している。管群上部では、各ケースで圧力・温度・総伝熱量に顕著な相違がなくなることから、ボイド率がほぼ等しくなっている。

### 3.3 諸量の2次元分布

伝熱管群に直交する流れの流動抵抗を最大流速で定義し、伝熱量分布に詳細計算（図3のCase-B）を使用したCase-3の2次元分布として、液相の流速ベクトル、液相の圧力分布（出口圧力基準）、液相の温度分布およびボイド率分布を図7に示す。伝熱管群に直交する流れの抵抗が大きいため、2次系流体は



(1)液相の温度分布 (2)ボイド率分布

図8 Case-4における2次元分布

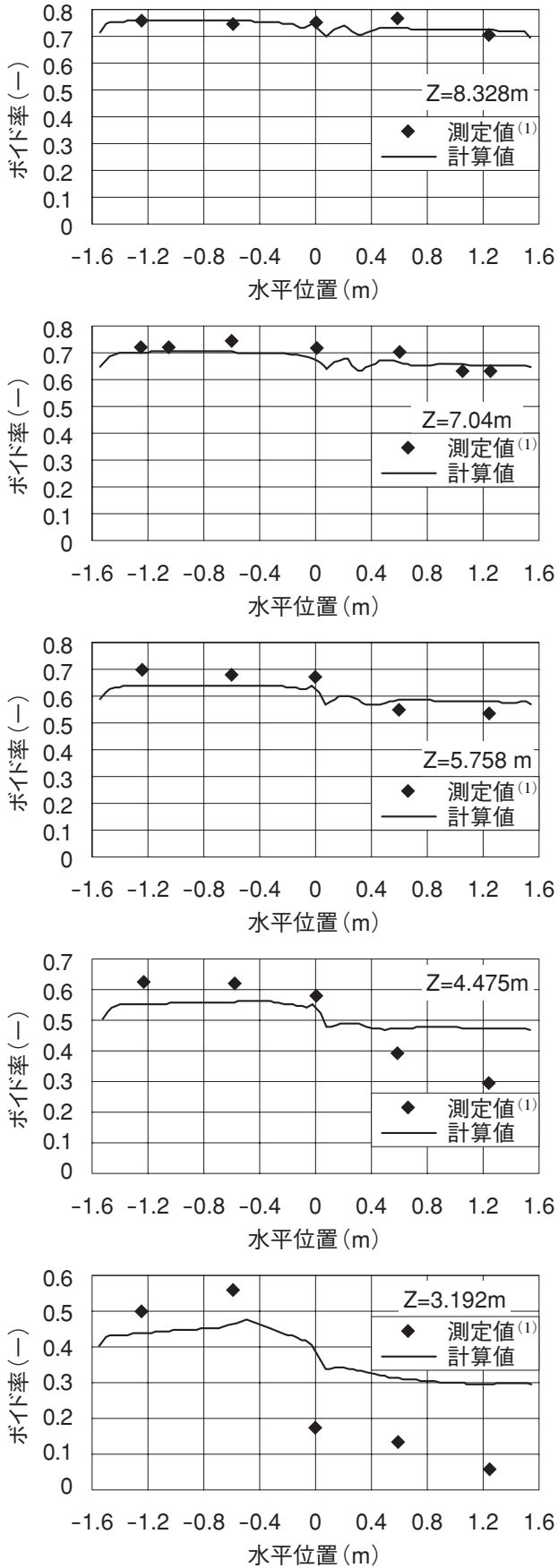


図9 Case-4 における水平方向のボイド率分布 (Z: 高さ位置)

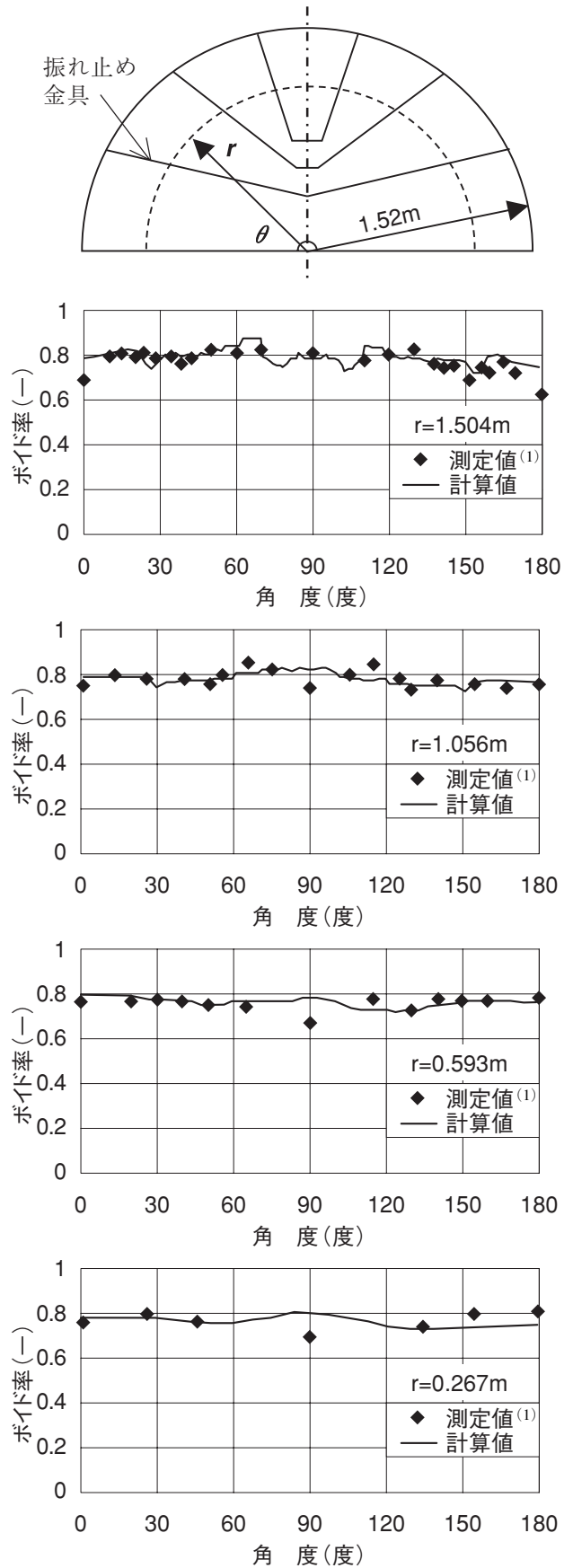


図10 Case-4 における上端の周方向ボイド率分布 (r: 曲率半径)

下端の両側から中心方向上向きに流入し、下端中央部では鉛直方向流速が低くなっているが、上部になるにつれて流速分布が均一化している。下端では伝熱管群に直交する流れにより水平方向に圧力勾配が生じているが、この部分を除いてほぼ1次元な圧力分布になっている。単相流領域では、液相の温度は伝熱により下流（上部）ほど高くなり、流速ベクトルにほぼ直交する等温線になっている。水平方向の流動抵抗が大きいため、鉛直方向より水平方向の温度勾配が大きくなっており、中心部に細長い高温領域が生じている。沸騰を開始すると飽和温度になるため、圧力分布と同様にほぼ1次元な温度分布になり、上部ほど温度が低下している。下部の中心部における細長い高温領域に対応して沸騰開始境界が形成されているが、ボイド率は上部ほど水平方向に均一化されている。中心部の高温領域と沸騰開始境界は中心線より高温側にずれている。これは、図5の圧力勾配から推定されるように、二相流による摩擦損失より静水頭の方が大きいため、静水頭が大きい低温側から高温側に向かう流れが生じることによる。

100%出力相当のCase-4における2次元分布として、液相の温度分布およびボイド率分布を図8に示す。計算条件は表2に示したように、伝熱管群に直交する流れの流動抵抗を最大流速で定義し、伝熱量分布には図3のCase-Bと同様の詳細計算を使用した。流速分布と圧力分布は図7に示したCase-3と顕著な相違はない。Case-4では伝熱量が大きいため、Case-3より下部から水平方向の温度が均一化し、下部で沸騰を開始しており、上部でのボイド率が高くなっている。

### 3.4 ボイド率分布

100%出力相当のCase-4でのボイド率分布を図9と図10に示す。図9は直管部での水平方向分布であり、図10は管群上部半円部での周方向分布である。

高さ位置 $Z=3.192\text{m}$ では高温側と低温側でボイド率に大きな相違があり、計算値はこの傾向を再現しているが相違を過小評価している。特に低温側で計算値と測定値の相違が大きい。この原因として、単相流領域では図8の(1)に示すように水平方向に大きな温度差があるが、計算では2次系流体の水平方向温度分布を伝熱量分布に反映していないことが考えられる。また、低温側では式(14)において伝熱管入口か

らの長さ $x$ が外側の伝熱管の下部ほど長くなり熱流束 $q$ が低下するが、計算ではこの影響を考慮していない。したがって、管群下部における伝熱量・温度・ボイド率を正確に計算するには、1次系流体と2次系流体の温度差を正確に計算して伝熱量分布を求める必要がある。 $Z=4.475\text{m}$ では、高温側のボイド率分布測定値がほぼ一様になっているが、低温側のボイド率測定値は外側で低くなっており、計算では再現できていない。しかし、 $Z=5.758\text{m}$ では高温側と低温側でボイド率が異なるものの、各々ほぼ一様なボイド率になっている。 $Z=7.04\text{m}$ と $Z=8.328\text{m}$ では高温側と低温側のボイド率の差は小さく、計算値は測定値とよく一致している。したがって、本計算のように伝熱量分布を高温側と低温側で1次元近似しても、管群下部での詳細な挙動を除いてSGの2次側における熱流動特性を評価できると考えられる。

図10の曲率半径 $r=0.267\text{m}$ と $r=0.593\text{m}$ では測定範囲が狭いこともあり、測定値、計算値ともに高温側と低温側のボイド率に有意な相違はない。 $r=1.056\text{m}$ と $r=1.504\text{m}$ では高温側のボイド率が低温側より若干高くなっており、流体が管群部を通過する距離が長くなる中央部のボイド率が高くなっている。一方、両端では管群部の通過長さが短いため、ボイド率の測定値は低くなっているが、計算ではボイド率を過大評価している。このように、ボイド率の計算値は局所的には測定値と異なるが、全体の傾向をよく再現している。なお、 $r=1.504\text{m}$ でのボイド率の計算値における局所的な低下は振れ止め金具の部分における変化である。管群上部半円部におけるボイド率測定値62点に対する計算値の平均誤差は約4%であった。

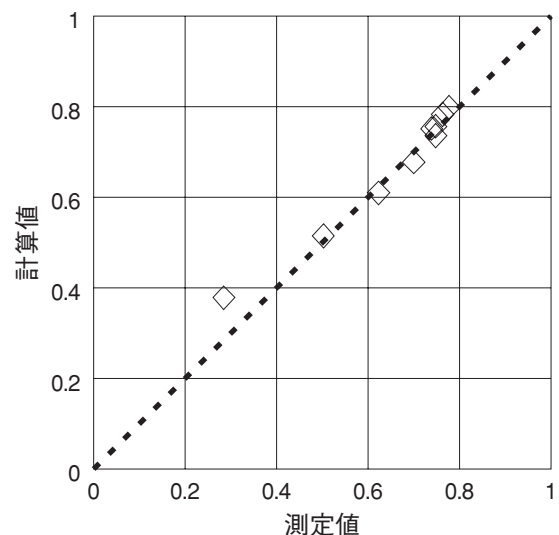


図11 Case-4での断面平均ボイド率



局所的なボイド率の計算値と測定値との差は気液界面抗力係数だけでなく、流速分布や伝熱量分布にも依存し、特に下部での差が大きい。一方、各測定断面での平均値は流速分布の影響と水平方向伝熱量分布の影響が緩和される。断面平均ボイド率の計算値と測定値の比較を図11に示す。測定断面は直管部5ヵ所（図9）、上部半円部4ヵ所（図10）である。計算値は、約9%過大評価したZ=3.192mを除いて、測定値と約2%以内で一致した。

### 3.5 考察

本計算ではSGに固有な相関式は使用せず管群や管内流に基づく相関式を使用し、管群の流動抵抗計算で使用する流速の定義と、伝熱量分布の近似の影響について検討した。この結果、管群に直交する流れによる流動抵抗の計算では最大流速を用いるのが妥当であることを示した（図4）。また、液単相流伝熱と沸騰伝熱の相違は伝熱量分布に大きく影響し、管群下部での温度分布、沸騰開始位置とボイド率分布に大きく影響するが、上部のボイド率にはほとんど影響しないことを明らかにした（図6）。物性値を除いて流体R123に固有な相関式は使用していないため、実流体である高温高压水にも適用できると考えられる。

気液界面抗力係数については、管内流に基づく相関式を使用した。管群外での流れで管内流に近似できること、液単相流領域でも平均流速が約0.6m/sであることから、伝熱量分布の影響が大きい下部を除いてボイド率の計算値は測定値とよく一致した（図9～図11）。式(10)におけるスラグ後流での小気泡のボイド率の値 $\alpha_{gs}=0.02$ には根拠がないが、式から明らかのように大幅に変更しない限り気液界面抗力係数とボイド率への影響は小さいと考えられる。

実験では管群上部での二相流挙動が多く測定されており、Takai<sup>(2)</sup>による数値解析、Kondo<sup>(3)</sup>による数値解析とも管群上部での測定値と比較評価されている。伝熱量分布、鉛直方向ボイド率分布、管群下部でのボイド率分布は記載されていないため、詳細な比較は困難であるが、図10に示した管群上部半円部でのボイド率の計算結果は相互に顕著な相違はない。

本計算で使用したPHOENICSコードでは連続相と分散相を区分していないが、1圧力で計算した。したがって、連続相と分散相を区分した汎用熱流体解析コードでも適切な気液界面抗力を使用すればSGの2次側の沸騰二相流を計算できると考えられる。

実験では気液界面速度が測定されているが、測定値と計算値の対応関係の検討が必要であることから比較評価していない。流速は伝熱管に及ぼす流体力の評価に重要であり、今後の課題である。

## 4. 結言

NUPECで実施されたSG信頼性実証試験を対象に、熱流体解析コードPHOENICSの二流体モデルを使用して2次側の沸騰二相流を計算し、以下の結果を得た。

- (1) 管群に直交する流れの流動抵抗に管群への近寄り速度である最小流速を用いると圧力差を1桁過小評価し、管群の隙間での最大流速を用いると圧力差の計算値が測定値と一致したことから、圧力損失を最大流速で定義するのが妥当である。
- (2) 熱通過率と2次系流体温度を一定と近似して求めた伝熱量分布を使用すると液単相流領域での伝熱量を過大評価し、測定値より上流で沸騰を開始した。単相流伝熱と沸騰伝熱を区分し2次系流体の鉛直方向温度分布を考慮した伝熱量分布を使用すると鉛直方向ボイド率分布の計算値が測定値と比較的よく一致した。伝熱量分布は管群下部での熱流動には大きく影響するが、上部でのボイド率への影響は小さく、上部での二相流評価には近似による伝熱量分布を使用できる。一方、下部での熱流動を精度よく評価するには水平方向の伝熱量分布も考慮する必要がある。
- (3) 気液界面抗力係数には管内流に基づくMinatoらの式（気泡流）、Ishii and Mishimaの式（スラグ流）、Wallisの式（環状流）を組合せて使用したが、伝熱量分布の影響が大きい下部を除き、測定断面での平均ボイド率の計算値は約2%以内で測定値と一致した。管群上部での局所ボイド率の測定値62点に対する平均計算誤差は約4%であった。したがって、SGに固有の相関式を使用しなくても2次系での気液二相流を適切に計算できると考えられる。

## 謝辞

（財）原子力発電技術機構の高井睦夫氏（現 関西電力(株)）、岩瀬敏彦氏、宇和川誠一氏（現 三菱重工業(株)）、名倉三郎氏、嶋村健吾氏、および関西電力(株)の高松洋氏には有益な討論と助言をいただいた。

(株)CRCソリューションズの松永史彦氏には計算入力の作成とコードの使用法について協力していただいた。また、大阪大学の片岡勲教授と大川富雄講師には、付録で述べるように気液界面抗力係数の相関式を提供していただいた。

## 文献

- (1) (財)原子力発電技術機構, 蒸気発生器信頼性実証試験に関する報告書 (平成12年3月)。
- (2) Takai, M., et al., Thermal Hydraulic Test and Verification of Thermal Hydraulic Computer Code for Two-Phase Flow in U-bent Tube, Proc. 8th Int. Conf. on Nucl. Eng. (ICONE-8), Baltimore, No.8653 (2000)。
- (3) Kondo, Y., et al., Development of Thermal-Hydraulic Computer Code (Two-Fluid Model) for Steam Generator, Proc. 4th JSME-KSME Thermal Eng. Conf., B212, Kobe (2000)。
- (4) Jakob, M., Trans. of ASME, Vol. 60, 384 (1938)。
- (5) 日本機械学会編, 機械工学便覧, 丸善 (1990)。
- (6) 日本機械学会, 伝熱工学資料, 改訂第4版 (1986)。
- (7) Blasius, H., Forschg. Arb. Ing.-Wes., No. 131, Berlin (1913)。
- (8) Minato, A., et al., An extended Two-fluid Model for Interface Behavior in Gas-liquid Two-phase Flow, 8th Int. Conf. on Nucl. Eng. (ICONE-8), Baltimore, No.8045 (2000)。
- (9) Ishii, M., One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes, ANL-77-47 (1977)。
- (10) Ishii, M. and Mishima, K., Two-Fluid Model and Hydrodynamic Constitutive Relations, Nucl. Eng. and Design, 82 (1984)。
- (11) Wallis, G. B., One-dimensional Two-phase Flow, McGraw Hill, New York (1969)。

## 付録

### 気液界面抗力係数

本計算では、気液界面抗力を式(6)で定義し、抗力係数に相関式(13)を使用した。ボイド率の計算値は測

定値とよく一致したが、式(13)では流動様式が変化する際に抗力係数が連続的に変化するように便宜的な数値を使用した。そこで、より物理現象に対応した抗力係数を導出することを目的として、大阪大学大学院工学研究科の片岡勲教授、大川富雄講師のグループと共同研究を実施した。抗力係数の導出過程は複雑であるため、ここでは概要について述べる。

#### (1) 気液界面抗力係数の相関式

伝熱管群の外側の2次系流体は複数の伝熱管に囲まれた流路を流動することから、管内流で近似することができる。そこで、片岡教授、大川講師のグループでは、管内流でのドリフトフラックスモデルに基づいて気液界面抗力の相関式を導出した。導出された相関式と計算コードPHOENICSで使用している気液界面抗力の定義式より、抗力係数は次式で表せる。

$$(C_D A_i) = \{ 2 \alpha (1 - \alpha)^3 (\rho_f - \rho_g) g / (\rho_f V_{gj}^2) \} \times |C_1 u_g - C_0 u_f| (C_1 u_g - C_0 u_f) / (|u_r| u_r) \quad (A1)$$

$$C_1 = (1 - \alpha C_0) / (1 - \alpha) \quad (A2)$$

$\alpha$ はボイド率、 $u_r$ は気液相対速度であり、 $V_{gj}$ と $C_0$ はドリフト速度と分布定数である。 $V_{gj}$ と $C_0$ は、流動様式に依存するが、気泡流(低ボイド率)からチャン流(中ボイド率)に対するIshiiの式<sup>(9)</sup>を使用すると、式(A1)と $C_0$ は次のようになる( $V_{gj}$ は式(9)を参照)。

$$(C_D A_i) = \{ \alpha (1 - \alpha)^3 / L_L \} |C_1 u_g - C_0 u_f| \times (C_1 u_g - C_0 u_f) / (|u_r| u_r) \quad (A3)$$

$$C_0 = \{ 1.2 - 0.2 (\rho_g / \rho_f) \} \{ 1 - \exp(-18 \alpha) \} \quad (A4)$$

$$L_L = [ \sigma / \{ (\rho_f - \rho_g) g \} ]^{0.5} \quad (A5)$$

$L_L$ はラプラス係数であり、物性値のみの関数である。式(A1)は高ボイド率の環状噴霧流にも適用できるが、環状噴霧流では液膜と液滴を区分して評価する必要があり、 $V_{gj}$ と $C_0$ は液滴流量比を含む複雑な式になる。また、環状流に対する $V_{gj}$ を使用すると気液界面抗力が小さくなり、数値計算が不安定化する。そこで、高ボイド率に対しては噴霧流に対する $V_{gj}$ を使用した。

$$(C_D A_i) = \{ \alpha (1 - \alpha) / L_L \} (\rho_g / \rho_f) |C_1 u_g - C_0 u_f| \times (C_1 u_g - C_0 u_f) / (|u_r| u_r) \quad (A3')$$

式(A3)と(A3')は流速を含み複雑であるが、流路内で様なボイド率を仮定すると分布定数は $C_0=1.0$ となり、次のように簡略化される。

$$(C_D A_i) = \alpha (1 - \alpha)^3 / L_L \quad (A6)$$

$$(C_D A_i) = \alpha (1 - \alpha) / L_L \{ (\rho_g / \rho_f) \} \quad (A6')$$

SG信頼性実証試験<sup>(1)</sup>での実験条件に対する2次系流

体R123の物性値を用いると，式(A6)と(A6')は次のようになる。

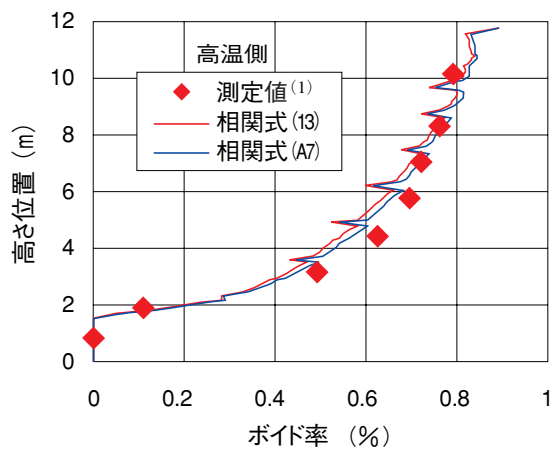
$$(C_D A_i) = \max [1277 \alpha (1 - \alpha)^3, 44.7 \alpha (1 - \alpha)] \quad (A7')$$

## (2) 計算結果

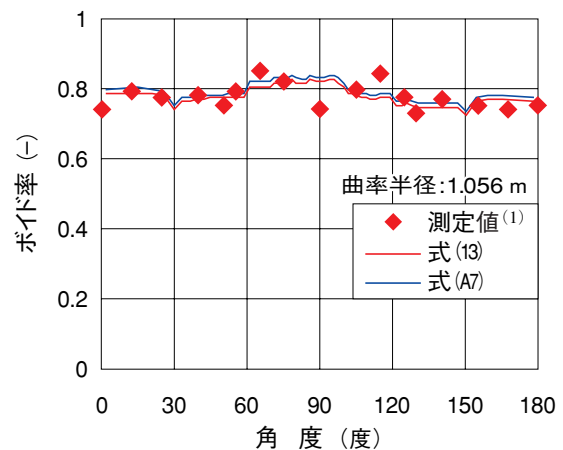
$\beta=0.9$  (100%出力)での高温側における鉛直方向ボイド率分布を図A 1に，上端での周方向ボイド率分布を図A 2に示す。気液界面抗力係数に流速を含む相関式(A3)と(A3')を使用すると計算が不安定化し，質量保存とエネルギー保存が維持されず，計算誤差が大き

くなったため，図示していない。流速を含まない相関式(13)と相関式(A7)では計算が安定であり，相関式(13)と相関式(A7)でボイド率の計算値は顕著な相違がなく，測定値とよく一致している。管支持板部でボイド率の計算値が急激に変化しているが，大きな圧力損失と圧力変動により計算が局部的に不安定化したことによると考えられる。

図A 1と図A 2に示したように計算結果には顕著な相違はないが，相関式(A7)では相関式(13)より物理モデルが明確であり，気泡流とスラグ流を区分せず広い流動様式に適用できる利点がある。



図A 1 鉛直方向ボイド率分布



図A 2 上端の周方向ボイド率分布