大口径管内気液二相流の界面抗力モデルと数値解析*

Interfacial Drag Model and Numerical Analysis for Gas-Liquid Two-Phase Flow in a Large Diameter Pipe

沈 秀 中**
SHEN Xiuzhong

三 島 嘉一郎***
MISHIMA Kaichiro

中 村 秀 夫†
NAKAMURA Hideo

Abstract As the two-phase flow regime evolves from bubbly to slug flows along the flow direction in a vertical large diameter pipe, the void fraction increases first in the bubbly flow region, then decreases in the transitional region, and finally increases again in the slug flow region. The *N*-shaped profile of void fraction was numerically analyzed by using the one-dimensional two-fluid model. Its interfacial drag model was modified by including constitutive equations of C_0 and V_{gl} developed by Shen et al. [2] for evolving two-phase flow from bubbly to slug flows in a large diameter pipe. The numerical calculation predicted well the *N*-shaped profile of the measured axial void fraction distribution from the present experiments. The predicted average gas and liquid velocities indicated that the average gas velocity increased significantly and the average liquid velocity decreased slightly when the void profile is *N*-shaped one. The phenomenon can be attributed to the formation and development of large bubbles of pipe size.

Keywords: Large diameter pipe, Flow regime transition from bubbly to slug flow, Interfacial drag model, Two-fluid model, Numerical calculation

1. 緒 言

大口径管内気液二相流は原子力プラントに数多く存在し、プラントの運転特性、効率、経済性及び安全性に深く関連している。例えば、軽水型動力炉においては、事故時の炉心出力変化と炉心冷却の支配的要因となり、沸騰水型軽水炉（BWR）においては事故時のみならず通常運転時においても BWR 不安定のように炉心特性に大きな影響を及ぼす原因となっている。

原子炉安全解析に不可欠な気液二相流研究では、実験の容易さから主に通常口径管が用いられてきた。近年、原子炉許認可用シミュレーション

コードに用いられている物理モデルのスケールビリティが問題となっており、管径が 10cm を超える大口径管の場合[1]には、流れの様相が一変し、多次元性や未発達性が顕著に現れ、従来の通常口径管の知見に基づく二相流構成方程式では、原子炉等大規模システムの熱水力現象を精度良く再現できないことも考えられる。従って、大口径管内の多次元気液二相流に対して、データベースの構築、構成方程式の整備及び二流体モデルの数値計算法の検証が、現在、原子炉熱水力分野において急務となっている。

本研究の大口径管内スラグ流は、テイラー気泡

* 2010.11.26 受付

** 京都大学原子炉実験所 〒590-0494 大阪府泉南郡熊取町 2-1010

TEL: (072)451-2456 FAX: (072)451-2620 E-mail: xzshen@rri.kyoto-u.ac.jp

*** ㈱原子力安全システム研究所

† 日本原子力研究開発機構

で代表される通常口径管のスラグ流と異なり、大小様々な形状の気泡が間欠的に密集して流れる流動状態として観察される。本研究では先ず、Shen らが提案した気泡流からスラグ流までの連続的な変化に対応するドリフトフラックスモデル関連式[2]に基づいた界面抗力モデルを構築した。さらに、定常一次元二流体モデルの数値解析を行って、大口径管内気液二相流の気泡流からスラグ流までの流動様式遷移現象を再現すると共に実験検証し、流動様式遷移により流れ方向ボイド率がN字型に変化することを確認して、その現象のメカニズムに関連して気泡の挙動を明らかにした。

2. 基礎方程式系と数値解析

本研究は垂直長尺大口径管内低流速気液二相流を対象としている。先ず、本研究で使用する定常一次元二流体モデルの基礎方程式、構成方程式、数値解析方法を整理しておく。

2.1 定常一次元二流体モデル

定常一次元二流体モデルの基礎方程式は以下のように表される[3-5]。

$$\alpha \rho_G U_G = G_G \quad (1)$$

$$(1-\alpha) \rho_L U_L = G_L \quad (2)$$

$$\alpha \rho_G U_G \frac{dU_G}{dz} = -\alpha \frac{dP}{dz} - \alpha \rho_G g + M_{iG} - M_{wG} \quad (3)$$

$$(1-\alpha) \rho_L U_L \frac{dU_L}{dz} = -(1-\alpha) \frac{dP}{dz} - (1-\alpha) \rho_L g + M_{iL} - M_{wL} \quad (4)$$

$$\rho_G = \rho_G(P) \quad (5)$$

$$\rho_L = \rho_L(P) \quad (6)$$

ここで各記号は、 α : ボイド率、 G : 質量流束、 ρ : 密度、 U : 相平均速度、 P : 圧力（ここでは相間圧力差が無視できるとしている）、 z : 流れ方向位置、 M_i : 相間運動量輸送量 ($M_{iG} + M_{iL} = 0$)、 M_w : 管壁と各相間の摩擦、 g : 重力加速度を表す。また、添字の G, L は各々気相、液相を表す。

気泡流からチェーン流の範囲では気相が壁と直接接触することはほとんどない。そこで、気相と壁間の摩擦がないと仮定し、気相の壁面摩擦 M_{wG} を以下の式で与える。

$$M_{wG} = 0 \quad (7)$$

液相の壁面摩擦 M_{wL} に対して、Tomiya ら[3]

は次式を推薦した。

$$M_{wL} = \frac{\lambda_L}{2D} \rho_L j_L^2 \Phi^2 \quad (8)$$

ここで $j_L (= (1-\alpha)U_L)$ は見掛けの流速である。 λ_L

と Φ^2 はそれぞれ摩擦係数と二相摩擦増倍係数であり、以下の式を採用する。

$$\lambda_L = 0.3164 \left(\frac{j_L D}{\nu_L} \right)^{-1/4} \quad (9)$$

$$\Phi^2 = (1-\alpha)^{-1.75} \quad (10)$$

ここで ν は動粘性係数である。なお低流速では、壁面摩擦の寄与は大きくないと考えられる。

2.2 界面抗力モデル

二流体モデル相間運動量輸送量 (M_{iG} と M_{iL}) は、定常成分である相間摩擦力（即ち界面抗力 M_D ）と非定常成分である Basset 力 (M_B) や仮想質量力 (M_{VM}) により表される。

$$M_{iL} = -M_{iG} = M_B + M_{VM} + M_D \quad (11)$$

Basset 力は粘性力に対する加速度の効果を表すが、通常無視している。仮想質量力についての評価は、臨界流などのような急激な過渡変化の解析において有効であるという報告[6]もあるが、現時点では確立しているとはいえない。従って、ここでは、仮想質量力も無視すれば、相間運動量輸送項は相間の相互作用を記述する界面抗力 M_D で構成する。

界面抗力の取り扱いの方法として、流れの幾何学的形態に基づき界面積濃度 a_i と抗力係数 C_D の構成式を組み合わせる表現する取り扱いとドリフト速度を利用して表現する取り扱いの2通りがある。前者では界面抗力 M_D が界面積濃度 a_i と抗力係数 C_D を用いて次式のように表される。

$$M_D = \frac{1}{8} a_i C_D \rho_L (U_G - U_L) |U_G - U_L| \quad (12)$$

界面積濃度 a_i と抗力係数 C_D の構成式は流動様式ごとに流れの形態を考慮して別々の取り扱いがなされている[6]。後者では先ず十分発達した定常1次元気液二相流の運動量保存式（式(3)と(4)）から次式のような界面抗力 M_D を得る。

$$M_D = \alpha(1-\alpha)(\rho_L - \rho_G)g - (1-\alpha)M_{wG} + \alpha M_{wF} \quad (13)$$

次に、上式を、導出された運動量保存式から独立

Andersen & Chu [7]とTomiyama ら[8]はドリフト速度 V_{GJ} の組み合わせ $(V_{GJ} |V_{GJ}|)/(V_{GJ} |V_{GJ}|)$ を式 (13) の右辺に掛け、分子の V_{GJ} を平均ドリフト速度 (Ψ) の相関式で表し、次式を得た。

$$M_D = \frac{\Psi|\Psi|\{\alpha(1-\alpha)(\rho_L - \rho_G)g - (1-\alpha)M_{wG} + \alpha M_{wF}\}}{V_{GJ}|V_{GJ}|} \quad (14)$$

$$\Psi = (1 - C_0 \alpha) U_G - C_0 (1 - \alpha) U_L \quad (15)$$

ここで C_0 は分布定数である。

Tomiyama ら[3]は相間相対速度 U_R の組み合わせ $(U_R | U_R)$ を式(13)の右辺に掛け、分子の U_R を定義式 $U_G - U_L$ で表し、次式を得る。

$$M_D = \left\{ \alpha(1-\alpha)(\rho_L - \rho_G)g - (1-\alpha)M_{wG} + \alpha M_{wF} \right\} \times \frac{(U_G - U_L)|U_G - U_L|}{U_R|U_R|} \quad (16)$$

$$U_R = \frac{V_{GJ} + (C_0 - 1)U_L}{1 - C_0\alpha} \quad (17)$$

得られた界面抗力の式(14)と(16)において、関数形が異なるが両者は同じ値を与える[3]。

式(15)と(17)にある分布定数 C_0 とドリフト速度 V_{GJ} は管内局所ボイド率分布と局所流速分布の影響及び相間相対速度の影響を考慮して取り扱う必要がある。通常、分布定数 C_0 とドリフト速度 V_{GJ} の構成式は流動様式に依存するとしているが、流動様式遷移過程が界面抗力、分布定数 C_0 及びドリフト速度 V_{GJ} に及ぼす影響は考慮していない。そのような取り扱いは流動様式遷移が短い流動距離で短時間で発生する比較的小口径の管内気液二相流に適用できる。しかし、第4章に示す実験結果の通り、大口径管内気液二相流においては、流動様式遷移が比較的に長い流動時間と流れ方向の広い流動範囲にわたって発生し、配管径サイズの大気泡の形成と発達も観察されるので、この遷移流動領域は大口径管内気液二相流においては重要かつ特徴的な流動領域であり、それらの流動遷移過程が界面抗力、分布定数 C_0 及びドリフト速度 V_{GJ} に及ぼす影響が無視できないと考えられる。

Fig. 1 Flow chart of numerical calculation.

大口径管内気液二相流の流れ方向に沿って気泡流からスラグ流までの流動様式遷移に伴い、半径方向のボイド率分布は平坦な壁ピークから平坦なコアピークの形に変化する[9, 10]。Shen ら[2]はShawkat らのダブルセンサープローブと熱線流速計の実験データ[11]と Shen らのフォーセンサープローブ、熱線流速計及び差圧計の実験データ[10, 12]に基づき、気泡流からスラグ流まで連続的に変化する大口径管内流動に対して、以下の分布定数 C_0 とドリフト速度 V_{Gl} の構成式を提案した。

$$C_{\theta=1} \quad (18)$$

$$V_{GJ} = \frac{1}{2}(V_{GJ-S} + V_{GJ-B}) + \frac{1}{\pi}(V_{GJ-S} - V_{GJ-B}) \times \arctg \left\{ A \times \left(\frac{j_G}{j_L + j_G} - B \right) \right\} \quad (19)$$

ここで

$$V_{GJ-B} = \sqrt{2} \left(\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4} \quad (20)$$

$$V_{GJ-S} = 0.52 \sqrt{\frac{Dg(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \quad (21)$$

$$A = 6.72(j_L^+)^2 - 34.00(j_L^+) + 69.94 \quad (22)$$

$$B = 0.0851(j_L^+)^2 - 0.414(j_L^+) + 0.955 \quad (23)$$

$$j_L^+ = \frac{j_L}{\left(\frac{\sigma g(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2}\right)^{1/4}} \quad (24)$$

大口径管内の気液二相流の多次元流動特性により、ボイド率と気液二相の流速の半径方向の分布が平坦となり、相分布パラメーター C_0 が約1となる(式(18))。 V_{GJ-B} と V_{GJ-S} はそれぞれ気泡流とスラグ流のドリフト速度である。Hirao らは大口径管内の気泡流に対して式(20)を推薦した[13]。Shen らが提案したスラグ流に対する式(21)はHirao らの大口径管用スラグ流相関式[13]と一致している。気泡流からスラグ流まで連続的に変化するドリフト速度 V_{GJ} の構成式(19)は気泡流の式(20)とスラグ流の式(21)の内挿式である。 A と B はそれぞれ内挿式の増倍率とゼロ点であり、無次元液相体積流束に関連する。分布定数 C_0 の構成式(18)及びドリフト速度 V_{GJ} の構成式(19)は高 z/D (≥ 25.8)と低液相体積流束の実験データに基づいており、この条件で流れはほぼ平衡に達しており、異なる気液の混合方法の影響は小さいと考えられる。本研究の数値解析では、分布定数 C_0 の構成式(18)及びドリフト速度 V_{GJ} の構成式(19)を用いる。

2.3 数値計算

定常一次元二流体モデル(式(1)-(4))は以下のように非線形連立常微分方程式の初期値問題として整理できる。

$$\frac{d\alpha}{dz} = \left\{ (1-\alpha)(M_D + \alpha\rho_G g) + \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) [M_D - M_{wL} - (1-\alpha)\rho_L g] \right\} \left/ \left[\frac{G_G U_G}{\alpha} (1-\alpha) + \frac{G_L U_L}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) \right] \right. \quad (25)$$

$$\frac{dP}{dz} = \left\{ \frac{G_G U_G}{\alpha} [M_D - M_{wL} - (1-\alpha)\rho_L g] - \frac{G_L U_L}{1-\alpha} (M_D + \alpha\rho_G g) \right\} \left/ \left[\frac{G_G U_G}{\alpha} (1-\alpha) + \frac{G_L U_L}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) \right] \right. \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU_G}{dz} = & -\frac{U_G}{P} \left\{ \frac{G_G U_G}{\alpha} [M_D - M_{wL} - (1-\alpha)\rho_L g] - \frac{G_L U_L}{1-\alpha} (M_D + \alpha\rho_G g) \right\} \\ & \left/ \left[\frac{G_G U_G}{\alpha} (1-\alpha) + \frac{G_L U_L}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) \right] \right. \\ & - \frac{U_G}{\alpha} \{ (1-\alpha)(M_D + \alpha\rho_G g) + \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) [M_D - M_{wL} - (1-\alpha)\rho_L g] \} \\ & \left/ \left[\frac{G_G U_G}{\alpha} (1-\alpha) + \frac{G_L U_L}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) \right] \right. \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU_L}{dz} = & \frac{U_L}{1-\alpha} \{ (1-\alpha)(M_D + \alpha\rho_G g) + \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) [M_D - M_{wL} - (1-\alpha)\rho_L g] \} \\ & \left/ \left[\frac{G_G U_G}{\alpha} (1-\alpha) + \frac{G_L U_L}{1-\alpha} \left(\alpha - \frac{G_G U_G}{P} \right) \right] \right. \end{aligned} \quad (28)$$

式(25)-(28)の解は、例えば、ルンゲクッタ数値積分法などにより求めることができる。Fig. 1は配管の寸法と二相流量が与えられた場合、流れ方向のボイド率、二相の流速及び圧力分布を計算する手順を示したものである。

3. 垂直長大口径管内気液二相流の実験

実験装置の概略をFig. 2に示す。実験装置は試験部、下部気水混合部、上部気水分離器、ポンプ、タンクなどからなる。水は循環ポンプにより上部リザーバーからベンチュリー流量計(2系統)を通過して気水混合部(1系統は気水混合器外部、他の1系統は気水混合器の狭い隙間部)に送られ、二相流となって試験部を上昇し、上部のリザーバーに戻る。空気は、空気圧縮機により一旦蓄圧タンクに貯められ、そこから流量計を通過して気水混合部に送られ、そこで水と混合される。気水混合部では、狭い隙間の水流中に細孔から空気を噴出させ、細かな気泡を発生させ水と混合する。大口径管試験部の内径は0.2mで、高さは26mである。本実験ではFig. 2に示しているように入口の圧力計と7台の差圧計により流れ方向の圧力分布を測定し、実験条件が低流速範囲で、摩擦圧力損

失が無視できることを考慮して差圧測定結果より断面平均ボイド率を次式のように得る。

$$\alpha = 1 - \frac{\Delta P_{DP}}{(\rho_L - \rho_G)g\Delta z} \quad (29)$$

ここで ΔP_{DP} は試験部区間 Δz の差圧測定値である。

本実験の液相と気相の流速範囲は $0.050 \text{ m/s} \leq j_L \leq 0.311 \text{ m/s}$, $0.052 \text{ Nm/s} \leq j_G \leq 0.510 \text{ Nm/s}$ で、平均ボイド率範囲は $0.011 \leq \alpha \leq 0.392$ である。

Fig. 2 Schematic of experimental apparatus.

(a) $j_G=0.093\text{Nm/s}$

(b) $j_G=0.193\text{Nm/s}$

(c) $j_G=0.483\text{Nm/s}$

(d) $j_G=0.510\text{Nm/s}$

Fig. 3 Axial development of void fraction from the measurement of differential pressure gauges and the numerical prediction.

4. 実験と計算の結果及び比較検討

4.1 実験結果

流路断面平均ボイド率の流れ方向分布の測定結果を Fig. 3 に示す。これらの測定結果と実験の流動観察から以下のようなことが分かる。(1)低

j_G の流動範囲内で、試験部上流の大部分の流動領域は気泡流となる。気泡流では流れ方向の圧力低下に伴い、下流に向かってボイド率が増えていく。 J_L が小さくなると、気泡の合体と分裂により大きいサイズの気泡が徐々に形成され、相間相対流速が速くなり、ボイド率が低下していく。(2) 高 j_G の流動条件では、試験部の入り口からすぐに大きいサイズの気泡ができ、流れ方向に沿ってそれらの気泡が更に配管径サイズに達するまで成長する。大気泡の成長に伴い、相間相対速度が速くなり、ボイド率が低下していく。しかし、配管径の制限により大気泡の先端部分の形状の変化は止まるため、相間相対速度の増加は止まり、ボイド率の低下もなくなる。その時点から、流れ方向の圧力低下により、ボイド率が再び増加傾向に変わる。(3) サイズが配管径程度で、その先端部分の形状が一定であるような大気泡を含む管内気液二相流をスラグ流と定義すれば、大口径管内気泡流からスラグ流への流動様式遷移が長い流動時間と広い流動範囲にわたって観察された。また、その流動様式遷移に伴い、流れに沿うボイド率の変化が、気泡流域で増加、遷移流域では減少、そしてスラグ流域で再び増加する N 字型の変化を示す。

Fig. 4 Predicted axial development of pressure.

4.2 計算結果及び考察

Fig. 3(a)、(b)、(c)及び(d)に断面平均ボイド率の軸方向分布の計算結果を示す。断面平均ボイド率の計算値は差圧法により測定した流れ方向のボイド率分布と比較した。両者の平均相対誤差は10.4%となる。Fig. 4、5及び6には、それぞれ、典型的な流動条件($j_G=0.510\text{Nm/s}$)に対する圧力、気相と液相平均流速の計算結果を示す。流れ方向

の圧力分布は差圧法により測定したデータの全てに対して平均相対誤差1.23%で予測できる。それらの計算結果より以下のことが分かった。

- (1) Shen ら[2]のドリフトフラックスモデル相関式に基づいた界面抗力モデルを用いる数値解析が大口径管内流れ方向の N 字型ボイド率変化を予測できる。低気相流速の領域で、ドリフト速度 V_{GJ} の内挿構成式(19)に基づくスラグ流がまだ形成しておらず、 N 字型ボイド率変化の予測精度が低下する。今後その現象の予測精度を向上するために、Shen ら[2]のドリフトフラックスモデル相関式に対して、低気相流速の領域の補正が必要かもしれない。
- (2) 実験結果の通りに、気泡流からスラグ流までの流動様式遷移が長い流動時間と広い流動範囲にわたって発生している。

Fig. 5 Predicted axial development of average gas velocity.

Fig. 6 Predicted axial development of average liquid velocity.

- (3) 大口径管内気泡流からスラグ流までの流動様式の遷移が発生する時は、流れ方向のボイド率が

急激に減少し、気相流速 (Fig. 5 の $z/D=30-60$) が急速に増大し、液相流速 (Fig. 6 の $z/D=30-60$) がわずかに減少する傾向になっている。気泡流からスラグ流まで流れ方向全体のボイド率が増加→減少→再増加の N 字型のように変化している。気泡流からスラグ流までの流動様式の遷移領域で大気泡の形成と発達がこれらの現象の原因と考えられる。

Fig. 7 Predicted axial development of interfacial drag term and pressure term.

Fig. 8 Predicted axial development of liquid phase inertia term and wall frictional term.

大口径管内において気泡流からスラグ流までの流動様式遷移が発生する時、液相の運動量保存式 (式(4)) にある界面抗力項、慣性力項、壁面摩擦力項、圧力項及び重力項の軸方向変化を調べるため、典型的な流動条件 ($j_L=0.192$ m/s, $j_G=0.510$ m/s) に対して数値計算を行い、界面抗力項、圧力項、慣性力項、壁面摩擦力項の結果を Fig. 7、8 のように示す。重力項の結果は Fig. 3(d) に示す断面平均ボイド率の変化から推知できる。その結果より以下のことが分かった。(1) 気泡流とスラ

グ流では、流れ方向に沿って界面抗力が次第に増加するが、流動様式の遷移領域では、断面平均ボイド率の大きな減少により界面抗力も流れ方向に沿って減少した。強制循環の気液二相流では、界面抗力は重力と駆動圧力に次ぐ重要なものである。(2) 流速変化に誘起される慣性力項は、流動様式の遷移に伴って一時、流れ方向に正になった。その原因は大気泡の形成と発達によって液相流速がわずかに減少したことによる。また、慣性力項は他の項より無視できるほど小さくなった。(3) 液相に対しては、圧力項と界面抗力項が駆動力となり、重力項と壁面摩擦項が抵抗となる。圧力項と重力項はボイド率に関連するため、流動様式の遷移領域で前者は増大し、後者は減少した。

5. 結 言

本研究では、垂直長尺大口径管内低流速気液二相流に対して実験研究と数値解析を行い、以下の結論を得た。

- (1) 気泡流からスラグ流までの流動様式遷移が大気泡の形成と発達により長い流動時間と流れ方向の広い流動範囲にわたって発生した。その遷移領域では相間相対流速の増大によって流路断面平均ボイド率が減少するため、流れ方向全体の流路断面平均ボイド率が「気泡流で増加→遷移領域で減少→スラグ流で再増加」の N 字型に変化することを確認した。
- (2) 大口径管内の流動様式遷移現象を予測するため、Shen ら[2]が提案した気泡流からスラグ流までの変化に対応するドリフトフラックスモデルに関連式に基づいて、界面抗力モデルを提案した。
- (3) 定常一次元二流体モデルにその界面抗力モデルを取り込んで実施した数値解析が、流動様式遷移に伴う流れ方向ボイド率の N 字型変化を予測できることを確認した。
- (4) 界面抗力は重力と駆動圧力に次ぐ重要なものである。気泡流からスラグ流までの流動様式に沿って、界面抗力は気泡流で次第に増大し、流動様式の遷移領域で減少し、スラグ流で再び増大した。

謝 辞

本研究は、平成 20~22 年度文部科学省 科学研究費補助金 (基盤研究 (C) 20560774) の助成を受けた。本実験の遂行にあたり、日本原子力研究開発機構の天津巖氏と錦沢友俊氏及び原子力エ

ンジニアリング株式会社の山田グループの協力を得た。ここに記して感謝の意を表する。

Nomenclature

a_i	: interfacial area concentration	[1/m]
C_D	: drag coefficient	[-]
C_0	: distribution parameter	[-]
D	: pipe diameter	[m]
G	: mass flux	[kg/(m ² s)]
g	: gravitational acceleration	[m/s ²]
j_G	: superficial velocity of gas phase	[m/s]
j_L	: superficial velocity of liquid phase	[m/s]
P	: pressure	[Pa]
M_B	: Basset force	[N/m ³]
M_D	: interfacial drag	[N/m ³]
M_i	: interfacial momentum	[N/m ³]
M_{VM}	: virtual mass force	[N/m ³]
M_w	: momentum loss at wall	[N/m ³]
U	: velocity	[m/s]
U_R	: relative velocity between phases	[m/s]
V_{Gf}	: drift velocity	[m/s]
V_{Gf-B}	: drift velocity for bubbly flow	[m/s]
V_{Gf-S}	: drift velocity for slug flow	[m/s]
z	: height	[m]

Greek letters

α	: void fraction	[-]
ΔP_{DP}	: differential pressure(DP) by DP meter	[Pa]
Φ	: two-phase frictional multiplier	[-]
λ	: frictional coefficient	[-]
ν_L	: kinematic viscosity of liquid phase	[m ² /s]
ρ	: density	[kg/m ³]
Ψ	: parameter using the average drift velocity correlation	[m/s]

Subscripts

G	: gas phase
L	: liquid phase

参考文献

- [1] Okawa, T., Yoneda, K. and Yoshioka, Y., New Interfacial Drag Force Model Including Effect of Bubble Wake, (I) - Model Development for Steam-Water Bubbly Flow in Large-Diameter Pipes, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 35(12), 895-904 (1998).
- [2] Shen, X., Mishima, K. and Nakamura, H., Flow-induced void fraction transition phenomenon in two-phase flow, Proc. 8th Int.

- Conf. on Nuclear Engineer (ICONE18), CD-ROM, Paper No. ICONE18-29630 (2010).
- [3] Tomiyama, A., Furutani, N. and Sakaguchi, T., Numerical Stability of the One-Dimensional One-Pressure Steady Two-Fluid Model, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 59(560), 1071-1078 (1993).
- [4] Lahey, Jr, R., Cheng, L., Drew, D. and Flatherty, J., The Effect of Virtual Mass on the Numerical Stability of Accelerating Two-Phase Flow, Int. J. Multiph. Flow, Vol. 6(4), 281-294 (1980).
- [5] Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, New York (1969).
- [6] Thermal Hydraulics Division, Atomic Energy Society of Japan ed., Numerical Analysis for Liquid-Gas Two-Phase Flow, 76-110, Asakura Publishing Co. Ltd., Tokyo (1993).
- [7] Andersen, J. G. M. and Chu, K. H., BWR Refill-Reflood program task 4.7-Constitutive relations for shear and heat transfer for the BWR version of TRAC, NUREG CR2134, EPRI NP-1582 (1981).
- [8] Tomiyama, A., Minagawa, H. and Sakaguchi, T., Derivation of Constitutive Equations for Interfacial Momentum Transfer Required for the Analyses of Gas-Liquid-Solid Three-Phase Flow with a One-Dimensional Three-Fluid Model, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 57(536), 1239-1245 (1991).
- [9] Shawkat, M., Ching, C. Y. and Shoukri, M., Bubble and Liquid Turbulence Characteristics of Bubbly Flow in a Large Diameter Vertical Pipe, Int. J. Multiph. Flow, Vol. 34(8), 767-785 (2008).
- [10] Shen, X., Mishima, K. and Nakamura, H., I Measurement of Two-Phase Flow in a Vertical Large Diameter Pipe Using Hot-Film Anemometer, Japanese Journal of Multiphase Flow, Vol. 23(5), 605-613 (2010).
- [11] Shawkat, M., Ching, C. Y., Shoukri, M., Bubble and liquid turbulence characteristics of bubbly flow in a large diameter vertical pipe. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 34(8), 767-785 (2008).
- [12] Shen, X., Matsui, R., Mishima, K., Nakamura, H., Distribution parameter and drift velocity for two-phase flow in a large diameter pipe. Nuclear Engineering and Design, Vol. 240(12), 3991-4000 (2010).
- [13] Hirao, Y., Kawanishi, K., Tsuge, A., Kohriyama, T., Experimental study on drift-flux correlation formulas for two-phase flow in large diameter tubes, Proc. 2nd International Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations, 1/88-1/94 (1986).