

気液二相流の流動様式の簡易遷移モデル*

伊藤 浩 二*¹, 井上 満*²
小澤 守*³, 庄司 正弘*²

A Simplified Model of Gas-Liquid Two-Phase Flow Pattern Transition

Koji ITO*⁴, Mitsuru INOUE,
Mamoru OZAWA and Masahiro SHOJI*⁴ Marine Engineering Division, Japan Coast Guard Academy,
5-1 Wakaba-cho, Kure-shi, Hiroshima, 737-8512 Japan

An experiment of upward gas-liquid two-phase flow was conducted in air-water iso-thermal system under atmospheric pressure. The differential pressure was measured at the fully-developed section by using a variable reluctance type transducer to classify the flow patterns and their transitions. The flow behavior was observed with a high-speed video camera. The probability density function (PDF) of the differential pressure signal was employed to identify the flow pattern. A simplified one-dimensional flow model was proposed to clarify dominant factors affecting the formation and transitions of flow patterns. The model dealt with the gas-component advection based on the spatio-temporal void fraction behaviors by considering the gas compressibility, the wake and the liquid phase redistribution mechanism. The simulation results of the model indicated four kinds of the void wave patterns (ripple-like, rectangular, distorted rectangular and uniform wave patterns) depending on gas and liquid volumetric fluxes. These void wave patterns well corresponded to the experimentally observed flow patterns. The transitions among void wave patterns agree well with Mishima-Ishii flow pattern map. The friction loss estimated by the present model coincides fairly well with Chisholm's empirical formula.

Key Words: Multi-phase Flow, Gas-liquid Two-Phase Flow, Flow Pattern and Transition, Modeling

1. はじめに

気液二相流の流動抵抗(圧力損失)や熱伝達の特性は流れの様相, すなわち流動様式によって大きく異なる。したがって, 流動様式に関する研究は気液二相流における基本的にして重要なものであって, 周知のように流動様式を予測・判定するための流動様式線図⁽¹⁾⁻⁽³⁾や流動様式の同定法⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾などがこれまでに多数報告されている。しかし, 流動様式には多くの因子が関係し, その判別には研究者の主観が介在しやすいため, 実際に同定する際は注意が必要と言われる。特に, 流動様式の遷移条件あるいは遷移のメカニズムについては, さまざまな見方, 捉え方があり^{(7),(8)}, 十分な理解に到っていない状況にある。

一方, 近年の計算機の飛躍的な発展に伴い, 気液二相流の界面構造を数値的に捉えようとする方法⁽⁹⁾⁻⁽¹²⁾, あるいは気泡流やスラグ流のような液相中に分散した気泡を粒子として捉え, 気泡の挙動を個別に計算する方法^{(13), (14)}が報告されており, これらの研究によって, 機構論的立場から流動様式の遷移機構に関し新たな知見が得られる可能性がある。

こうした従来の図式判別あるいは数値判別に対し, 本研究は, 垂直管内を流れる等温系気液二相流の気泡流から環状流までの流動様式およびその遷移が何故現れるかという基本的問題について, 簡易なモデルによって説明しようとするものである。すなわち, ランダムな気泡の挙動や局所空間内の気泡間相互干渉(集合化, 合体等)等の機構解明には立ち入らず, 流れの様相は流れ軸方向にできるボイド率の分布パターンであると捉え, 簡易なモデルにより, 流動様式に対応したそれらパターンの出現と遷移の要因を統一的な考え方に基づいて明らかにしている。

* 原稿受付 2003年3月18日。

¹ 正員, 海上保安大学校機関工学講座(☎737-8512 呉市若葉町5-1)。² 正員, 東京大学大学院工学系研究科(☎113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)。³ 正員, 関西大学工学部(☎564-8680 吹田市山手町3-3-35)。

E-mail: k-ito@jcga.ac.jp

記 号		
C_d	: 抗力係数	
D_b	: 気泡径	m
D_p	: 管内径	m
J_f	: 流れ場の平均速度	m/s
J_g	: 気相体積流束	m/s
J_l	: 液相体積流束	m/s
G_g	: 気相の質量流束	kg/m ² s
g	: 重力加速度	m/s ²
H	: 差圧測定部長さ	m
L	: 管長さ	m
L_m	: 気液混合部長さ	m
P	: 絶対圧力	Pa
P_0	: 大気圧	Pa
q	: 気液混合部単位体積当たり供給される 気相質量流量	kg/m ³ s
U	: 移流速度	m/s
u_g	: 流れ場に対する気泡上昇速度	m/s
u_l	: 流れ場に対する液相速度	m/s
u_r	: 気液の相対速度	m/s
u_w	: 引き込み速度	m/s
u_{wmax}	: 後流内の最大速度欠陥	m/s
V	: 気相の体積	m ³
v	: 気液混合部単位体積当たり供給される 気相体積流量	l/s
z	: 気泡からの距離	m
ΔP	: 測定差圧	Pa
ΔP_g	: 測定区間気相充滿の差圧	Pa
ΔP_l	: 測定区間液相充滿の差圧	Pa
ΔP^*	: 無次元差圧 = $(\Delta P - \Delta P_g) / (\Delta P_l - \Delta P_g)$	
ε	: 局所ボイド率	
β	: 気相の体積流束比	
κ	: 断熱指数	
ρ_g	: 気相密度	kg/m ³
ρ_l	: 液相密度	kg/m ³

2. 流 動 様 式

空気-水、垂直管（内径 14 mm）内気液二相上昇流の実験を行った。実験装置および方法は前報^{(15),(16)}と同じである。すなわち、気液の体積流量による流れの様相の変化を高速度ビデオカメラで観察するとともに、テスト管下流部で差圧変動を測定し、流れの特性を調べた。その結果、流動パターンに関し次のような結果を得た。

気泡流 低空気流量域において、小気泡が群れを

なして流れる様相が観察された。これら小気泡の運動は非常に不規則であった。

スラグ流 水流量が少なく、空気流量が多い条件では、小気泡の大きさが大きくなり、密集部には砲弾状の大気泡が現れる。そして、大気泡に後続の小気泡が引き込まれ、流れ方向に気相部（気体スラグ部）と液相部（液体スラグ部）が形成されることが明瞭に観察された。

チェーン流 スラグ流で空気流量を増加させていくと、気体スラグ部の長さが長くなり、液体スラグ部は短くなる。気体スラグ部では激しい液膜の流下が認められ、液体スラグ部には小気泡が含まれていた。

環状流 水流量を一定に保ち、さらに空気流量を増加させると液体スラグ部が確認できなくなり、管コア部を気相が、管壁部を液膜が上向きに流れるようになる。上記各流動様式の写真を図1に示す。各流動様式の差圧変動の確率密度関数の分布形状特性はこれまでの報告⁽⁷⁾と同様の結果を示した。この結果については、後記シミュレーションの項で本モデル結果と比較、検討している。

3. モ デ ル

3.1 対象とする系 垂直管内を上昇する等温系気液二相流の流動様式を考える。すなわち、管入口から液相が一定の流量で流入し、途中の気液混合部において一定の割合（流量）で気相が供給され、二相流となって下流部へ流れ、管の出口端から噴出する系をモデル化する。なお、簡単のため、気液混合部において気液は一様に混合されると考える。

3.2 基礎式 等温系気液二相流の場合、気相の質量は保存されるので、

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g \varepsilon U)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

ここで、 ε はボイド率、 ρ_g は気相の密度、 U は移流速度である。ただし、気液混合部では、気相の供給を湧き出

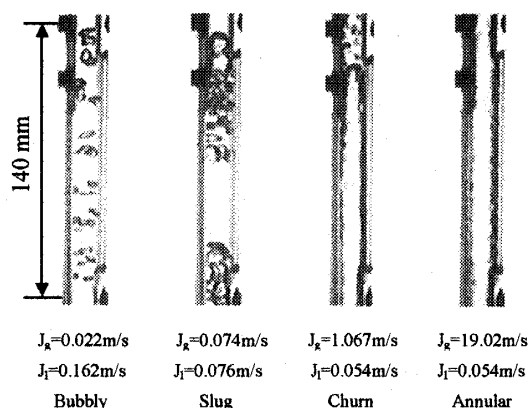


Fig.1 Snapshots of flow patterns

し項として扱い、次式で表す。

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g \varepsilon U)}{\partial y} = q \quad (2)$$

となる。ここで、 q は気液混合部単位体積当たり供給される気相質量流量であり、

$$q = \frac{G_g}{L_m} \quad (3)$$

3.3 モデル化

3.3.1 流動様式のモデル化 本モデルでは、流動様式を流れ軸方向にできるボイド率の分布パターンとして捉える。そして管内の局所的な気相の存在を、その位置における局所ボイド率に相当した体積をもつ1個の円筒型気泡で表し、この気泡の流れ軸方向の分布、つまり円筒型気泡の大きさと配列の仕方から流動様式を定めることとした。図2は実際の気泡流、スラグ流、環状流の流動様式とモデル化された流動様式の対応である。なお、仮定した円筒型気泡の大きさと局所ボイド率との関係式は次式で与えられる。

$$\varepsilon = \left(\frac{D_b}{D_p}\right)^3 \quad (4)$$

ここで、 D_b は気泡径、 D_p は管内径である。

3.3.2 移流速度 式(1)に含まれる移流速度 U として、流れ場の平均速度、同速度に相対的な気泡の上昇速度および先行気泡が後続気泡を引き込む速度の3つを考え、移流速度 U はこれら速度の総和として与えられるとした。

流れ場の平均速度 J_f 体積流量中心速度に対して定義される平均密度と気液の運動エネルギーの総和は保存されるとの仮定から、流れ場の平均速度は次式で与えた。

$$J_f = \sqrt{\frac{\rho_g J_g^2 + \rho_l J_l^2}{\rho_g \beta + \rho_l (1-\beta)}} \quad (5)$$

ここで、 β は気相の体積流束比であり、

$$\beta = \frac{J_g}{J_g + J_l} \quad (6)$$

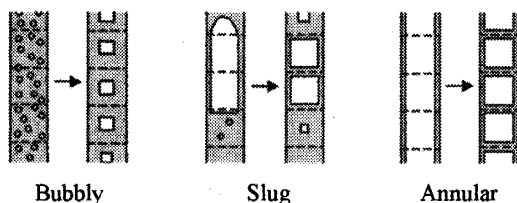


Fig.2 Modeling of flow patterns (Left: Phenomenon, Right: Model)

気泡の上昇速度 u_b 気泡は浮力と抗力が釣り合った形で上昇すると考える。すなわち、

$$\frac{\pi}{4} D_b^3 (\rho_l - \rho_g) g = \frac{\pi}{8} D_b^2 C_d \rho_l (u_b - u_l)^2 \quad (7)$$

一方、気液二相流の体積バランスから、

$$\varepsilon(u_g + J_f) + (1-\varepsilon)(u_l + J_f) = J_f \quad (8)$$

したがって、式(4)、(5)、(7)、(8)から気泡の上昇速度は次のように定まる。

$$u_b = \varepsilon^{1/6} (1-\varepsilon) \sqrt{\frac{2(\rho_l - \rho_g) g D_p}{C_d \rho_l}} \quad (9)$$

ここで、 C_d は抗力係数であるが、本計算では全ての抗力係数を0.44一定とした。

引き込み速度 u_w 気液二相流の流れを観察すると、先行する気泡が後続の気泡を引き込む現象が見られる。この実際の引き込み現象にはさまざまな力が複雑に作用していると思われるが、ここでは簡単のため、引き込みの主たる原因は先行気泡の後流の速度欠陥にあると考え、最大速度欠陥を基に、その効果の及ぶ割合と影響範囲を定め、引き込み速度を見積ることとした。すなわち、流れ場の中に円柱を置いたときの2次元流れの実験式⁽⁷⁾、および最大速度欠陥は3次元流れでは気泡からの距離の $-2/3$ 乗に比例することが理論的にわかっているため、最大速度欠陥は次式で与えられることになる。

$$u_{w \max}' = c_1 u_r \left(\frac{C_d D_p}{z}\right)^{2/3} \quad (10)$$

ここで、 u_r は気液の相対速度、 c_1 は定数で、本モデルでは $c_1 = 2.0$ とした。 c_1 の影響についてはシミュレーションの結果の項で改めて述べる。なお、式(10)の距離 z は気泡からの距離であるが、本モデルでは管径を基準に取った。式(10)に式(4)を代入すると、最大速度欠陥は次式で表現される。

$$u_{w \max}' = c_1 u_r \left(\frac{C_d D_p}{z}\right)^{2/3} \varepsilon^{2/9} \quad (11)$$

現象の観察結果によれば、先行気泡による後続気泡の引き込みは、先行気泡の大きさが後続気泡よりも大きいときのみ顕著であり、先行気泡が小さいとき引き込みはあまり見られない。したがって、本モデルでは、先行気泡の大きさが後続気泡以上のときのみ、上記の引き込み効果を考慮することとした。

次に、引き込み効果およびその影響範囲であるが、次式のとおり、その効果は距離と共に指数関数的に減少するとし、その影響範囲は管内径の20倍に相当する距離(最大影響範囲)とした。

$$u_{wmax} \exp^{-c_2 z} \quad (z \leq 20D_p) \quad (12)$$

ここで、 c_2 は定数であり、ここでは $c_2=0.28/D_p$ とおいた。このパラメタの影響についても、後のシミュレーションの項で改めて記述する。そして、最終的な引き込み速度は、ある最大影響範囲内に存在する全ての先行気泡の引き込み効果を後続気泡は受けるものと考え、式(12)で見積られたそれぞれの速度の総和として与えられることになる。なお、気液混合部では気液が一様に混合することから同部より上流側の引き込み速度は0 m/sとした。

3.3.3 気相の圧縮性効果 本モデルでは、気液混合部に供給される気相および管内に存在する気相は、圧力の違いによってその体積(比体積)が変化している。すなわち、等温膨張を仮定して、気液混合部および管内に存在する気相の圧縮性を以下のとおり考慮した。

気液混合部に供給される気相

$$v = \left(\frac{P_0}{P}\right)^{1/\kappa} v_0 \quad (13)$$

ここで、 P は気液混合部出口の絶対圧力であり、同部から管出口までの局所ボイド率から求めることができる。 v_0 は大気圧 P_0 状態における気液混合部単位体積当たり供給される気相体積流量である。

管内に存在する気相 図3に示すとおり、非圧縮性流体として気相が移流した後、直ちに等温変化が生じることとして扱った。最終的な気相の体積 V_{b3} は以下のように与えられる。

$$V_{b3} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{1/\kappa} V_{b2} \quad (14)$$

ここで、 P_1 、 P_2 は移流前後の絶対圧力であり、移流前後の局所ボイド率から求めることができる。 V_{b2} は移流後の気相の体積である。

3.3.4 液相再配分機構 ボイド率は物理的に1以下の正の値をとるものである。しかし本モデルは気泡流から環状流までの流動様式を研究対象としており、環状流では管壁に液膜が存在する。したがって、ボイド率は1となることはない。すなわち、

$$0 \leq \epsilon \leq c_3 \quad (15)$$

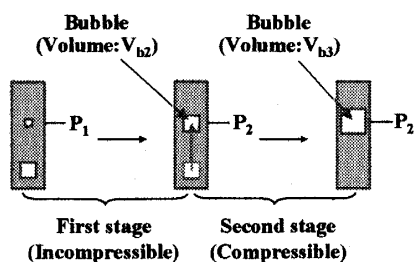


Fig.3 Computational procedure for gas compressibility

ここで、定数(パラメタ) c_3 は管径に対する液膜の相対的な厚さに関係する数値であり、液膜厚さは時々刻々変化するものであるが、本モデルでは液膜厚さを一定と仮定し、 $c_3 = 0.95$ とおいた。この値は、液膜の厚さが管径の0.85%程度と仮定したことに相当する。なお後述のように、 c_3 の違いはシミュレーション結果に大きな影響を与えない。

ボイド率が許容される最大のボイド率 c_3 を越えた場合は、下記のように下流側の局所ボイド率の値を調整することとした。これは実際の流れでは液相が大気泡周りを逆流し、大気泡は体積を保存しつつ流動方向に引き伸ばされることに対応する。図4、図5に、液相再配分機構の概念図とこれによる具体的な調整例をそれぞれ示す。図5中に示した各格子内の数字はそれぞれの局所におけるボイド率の値であり、図には下流側のボイド率の調整手続きを示している。なお、管出口端まで調整しても調整しきれない場合は、その状態で管外へ噴出されるとし、それ以上のボイド率の調整は行わないこととした。

4. シミュレーション

4.1 離散化および計算条件 式(1)、(2)の離散化にあたり、時間微分は前進差分で、対流項は後退差分で表わし、陽解法によってシミュレーションした。

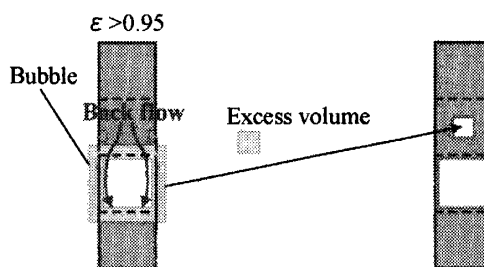


Fig.4 Liquid phase redistribution mechanism

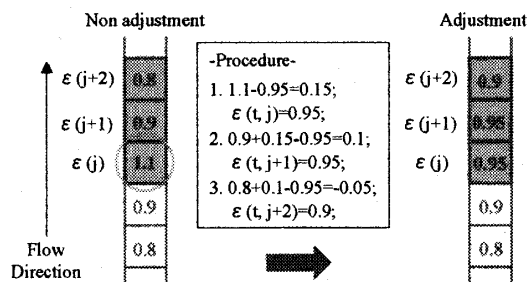


Fig.5 Computational procedure of liquid phase redistribution mechanism ($\epsilon > 0.95$)

なお、使用格子としてはスタガード格子を用い、ボイド率はセル中心で、速度は格子上で定義した。また対流項中の移流速度は上流側の格子上的速度を用いて近似し $U_{j+1/2}^k = U_j^k$ とした。すなわち、式 (1), (2) を次式で表現した。

$$\frac{(\rho_g \epsilon)_j^{k+1} - (\rho_g \epsilon)_j^k}{\Delta t} + \frac{(\rho_g \epsilon U)_j^k - (\rho_g \epsilon U)_{j-1}^k}{\Delta y} = 0 \quad (16)$$

$$\frac{(\rho_g \epsilon)_j^{k+1} - (\rho_g \epsilon)_j^k}{\Delta t} + \frac{(\rho_g \epsilon U)_j^k - (\rho_g \epsilon U)_{j-1}^k}{\Delta y} = q \quad (17)$$

ここで、 k は時間ステップ、 j は格子番号である。

なお、表1は本シミュレーションにおける種々の計算条件をまとめたものである。

4.2 計算過程 図6に計算の手順を示す。すなわち、先ず気液の体積流量から流れ場の平均速度を見積る。そして、管内全ての局所ボイド率が0となるように初期配置を行う。次に、管内の気相の圧縮性および液相再配分機構を考慮して局所ボイド率を定める。この局所ボイド率に基づいて移流速度を計算し、同時に、気液混合部に供給される気相の圧縮性を考慮して、そこでの気相の体積流量を見積る。ここで、時間を1ステップ進め、気相の質量保存式 (16), (17) を計算し、局所ボイド率を求める。そして、気相の圧縮性および液相再配分機構を考え、この時間における局所ボイド率を決定する。シミュレーションでは、この一連のプロセスを繰り返す。

4.3 流動パターンの計算点 気液の体積流束をパラメタとして全40点について計算した。表2にその全計算点を示した。

4.4 計算結果と考察

4.4.1 ボイド率の分布パターン 気液の体積流束によって流れ軸方向にさまざまなボイド率の分布パターンが現

れるが、おおよそ図7に示すような4つのパターン（鋸状波パターン、矩形波パターン、歪矩形波パターンおよび一様パターン）に分類することができる。図は、表2の計算点番号9, 12, 14, 16のものであり、初期条件の影響がなくなる計算開始後10秒後のものである。なお、同図は発生パターンを明瞭にするため実線で示しているが、局所ボイド率の値は管径の大きさを基準にとった離散値である。

4.4.2 パターン発生要因 本モデルでは、先行気泡による後続気泡の引き込み効果と気相の圧縮性効果、および液相再配分機構を考慮しているが、矩形波パターンは液相が気相周りを逆流する液相再配分機構により発生する

Table1 Simulation conditions

Number of all grids	GN = 200
Time step	$\Delta t = 0.001 \text{ s}$
Grid length	$\Delta y = 0.014 \text{ m}$
Initial Condition	$\epsilon(0, j) = 0$
Boundary Condition	$\epsilon(t, 0) = 0$ $\epsilon(t, \text{GN}-1) = \epsilon(t, \text{GN}-2)$
Gas phase	Air
Liquid phase	Water
Pipe I.D.	$D_p = 14 \text{ mm}$
Pipe length	$L = 2.8 \text{ m}$
Mixing chamber	0.14 - 0.28 m from pipe inlet
Measurement point	2.17 - 0.2198 m from pipe inlet
Adiabatic exponent	1

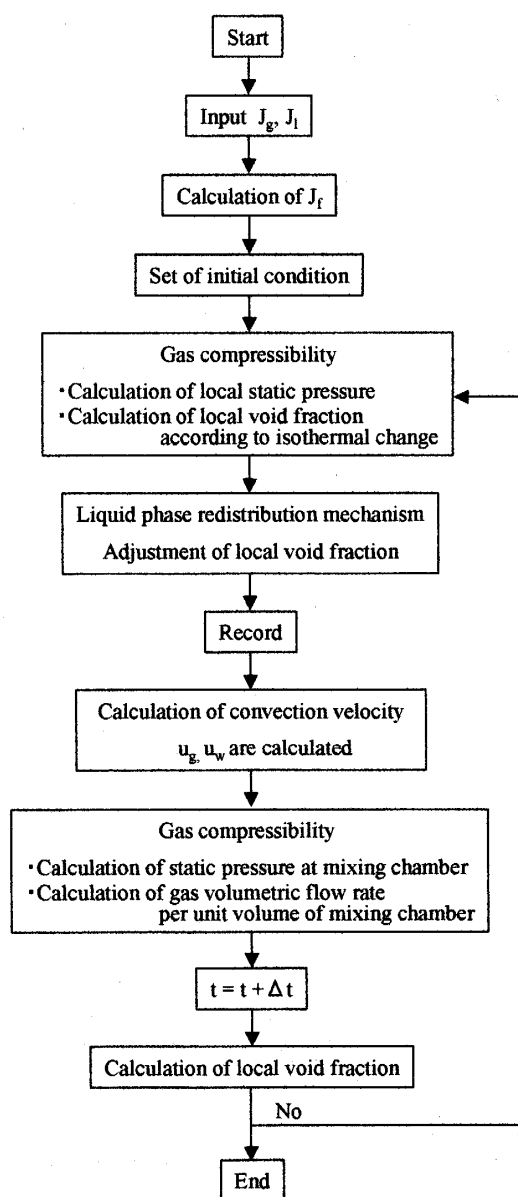


Fig.6 Flow chart of simulation

ものであり、この拡散効果によって流れ軸方向に気相分布密度の一様化が促進される。一方、先行気泡の引き込み効果および気相の圧縮性効果は流れ軸方向に気相分布密度の非一様化を促進するものである。そして、どのパターンが現れるかは、移流速度（気相の管内滞在時間）と気相の体積流量（供給気相体積流束）との関係から決まる。

4.4.3 モデルの検証

確率密度関数(PDF) ボイド率の分布パターンと流動様式とを対応させるため、気液混合部から 1.890m~1.918 m の測定区間で平均局所ボイド率を計算し、その PDF を求めた。ところで、従来の研究^{9)~11)}によれば、局所ボイド率変動および圧力変動の PDF 分布形状特性は類似しており、流動様式ごとに次のような特性のあることが知られている。

- 気泡流：低ボイド率領域に 1 つのピークをもつ分布特性。
- スラグ流：低ボイド率領域及び高ボイド率領域にそれぞれ 1 つのピークをもつ分布特性。
低ボイド率領域のピークの確率が高ボイド率領域のピークの確率より高い。
- チャン流：スラグ流と同じ分布特性。ただし、低ボイド率領域のピークの確率が高ボイド率領域のピークの確率より低い。
- 環状流：高ボイド率領域に 1 つのピークをもつ分布特性。

図 8 に本モデル結果と実験結果とを示すが、これによれば、鋸状波パターンは気泡流、矩形波パターンはスラグ流、歪矩形波パターンはチャン流、一様パターンは環状流に対応すると見なすことができ、本モデルが流動様式の基本的な特性を捉えていると言ってよいであろう。なお、モデル結果は圧力損失成分中、水頭損失成分のみを考慮したものである。

流動様式線図との比較 表 2 に示した全計算点について

Table2 Input data (Unit: m/s)

No.	J_g	J_l	No.	J_g	J_l	No.	J_g	J_l
1	0.02	0.03	15	5.0	0.08	29	0.8	0.8
2	0.05	0.03	16	10.0	0.08	30	2.0	0.8
3	0.1	0.03	17	0.02	0.3	31	5.0	0.8
4	0.3	0.03	18	0.05	0.3	32	10.0	0.8
5	0.8	0.03	19	0.1	0.3	33	0.02	3.0
6	2.0	0.03	20	0.3	0.3	34	0.05	3.0
7	5.0	0.03	21	0.8	0.3	35	0.1	3.0
8	10.0	0.03	22	2.0	0.3	36	0.3	3.0
9	0.02	0.08	23	5.0	0.3	37	0.8	3.0
10	0.05	0.08	24	10.0	0.3	38	2.0	3.0
11	0.1	0.08	25	0.02	0.8	39	5.0	3.0
12	0.3	0.08	26	0.05	0.8	40	10.0	3.0
13	0.8	0.08	27	0.1	0.8			
14	2.0	0.08	28	0.3	0.8			

て、そこで現れるパターンの局所ボイド率を計算し、その確率密度関数の分布形状特性から流れ軸方向のボイド率の分布パターンを判定してみた。図 9 はその判定結果であり、Mishima-Ishii の流動様式線図⁹⁾にプロットしたものである。この結果を見ると、ボイド率の分布パターンの遷移と流動様式線図の境界線とが比較的一致しており、簡易ながら本モデルは流動様式とその遷移をよく説明するものであることがわかる。

摩擦損失特性 本シミュレーション結果に、原子炉冷却システムの流動解析によく用いられる TRAC-PF1/MOD1 コード¹⁸⁾の液相による壁面摩擦損失の相関式

$$\left(\frac{dp}{dy}\right)_f = \frac{2f}{D_1}(1-\epsilon)\rho_l|U_l|U_l \quad (18)$$

ここで、 $\left(\frac{dp}{dy}\right)_f$ は二相流の壁面摩擦損失勾配（本モデルでは液相のみを考慮）、 D_1 は水力学的等価直径、 U_l は液相絶対速度、 f は摩擦係数であり、流れ場を乱流と仮定してレイノルズ数 Re の関数として以下のとおり与えられる。

$$f = 0.046Re^{-0.2} \quad (19)$$

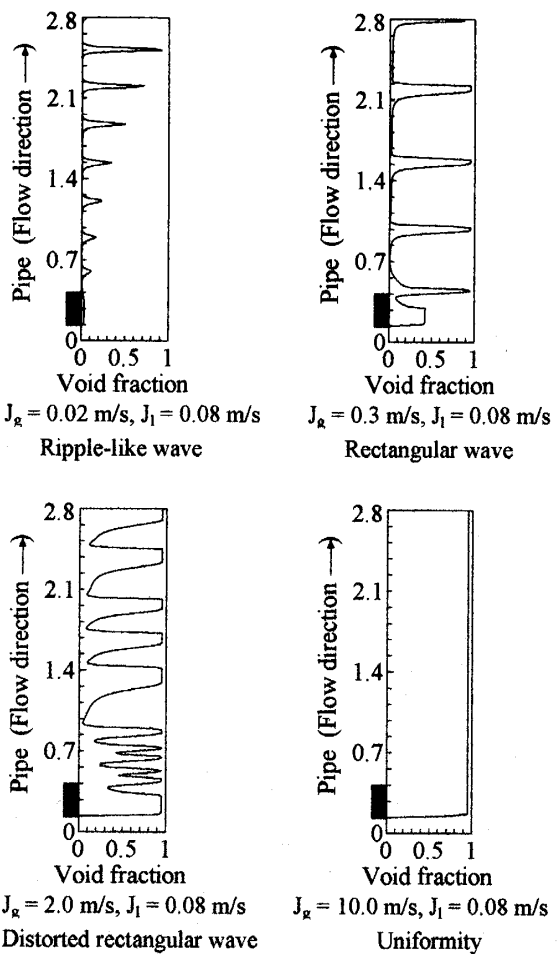


Fig.7 Void wave patterns

を導入することにより気液二相流の摩擦損失を推定し、Lockhart-Martinelli⁽¹⁹⁾の相関(L-M相関)と比較してみた。その結果が図10である。プロットしたデータは、液相の体積流速が0.3 m/s以上の場合のものであるが、L-M相関の近似表現であるChisholmの式⁽²⁰⁾の傾向をとらえており、これからも本モデルで用いた流れ場の平均速度及び液相絶対速度の値が物理的におかしなものではないことが見て取れる。

4.4.4 モデルの適用限界と拡張性

本モデルの適用限界として、先ず、管内径の問題がある。本モデルでは、気相の移流速度の見積りにおいて慣性力、壁面摩擦力、表面張力等を無視している。したがって、本モデルは基本的に重力が強く支配する系に対してのみ適用可能であり、適用可能な管径の下限值はフルード数(Fr)とウェーブ数(We)との関係から以下のとおり考えると、

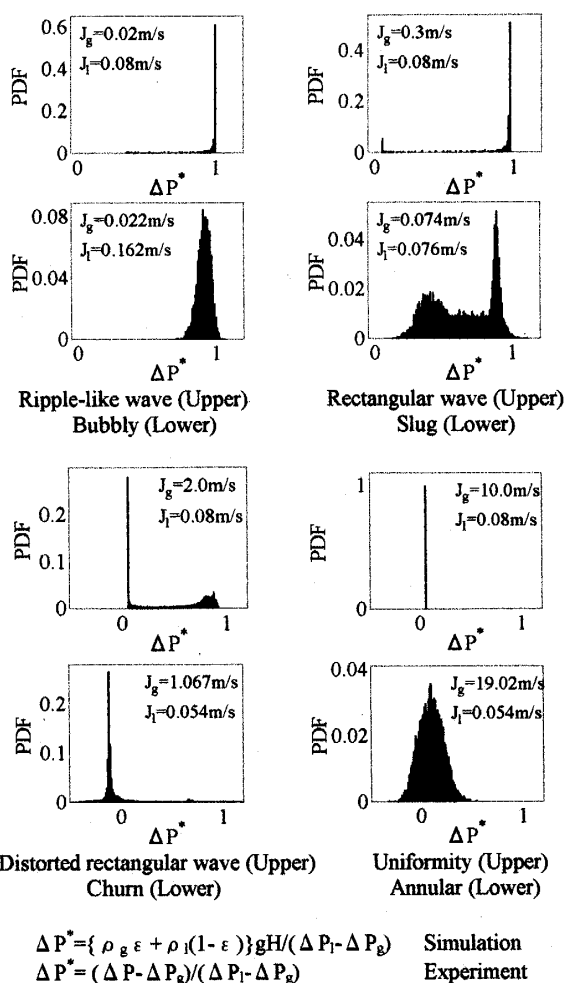


Fig.8 PDF characteristics of differential pressure fluctuation. (Upper: Simulation, Lower: Experiment)

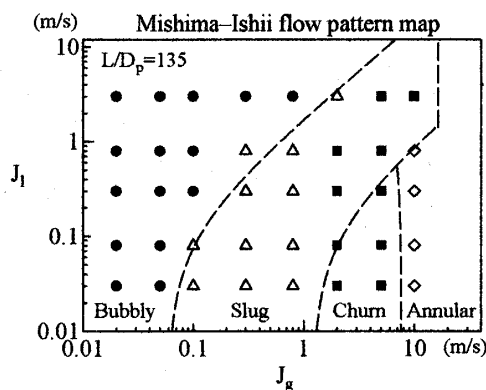


Fig.9 Comparison between void wave pattern map and Mishima-Ishii flow pattern map

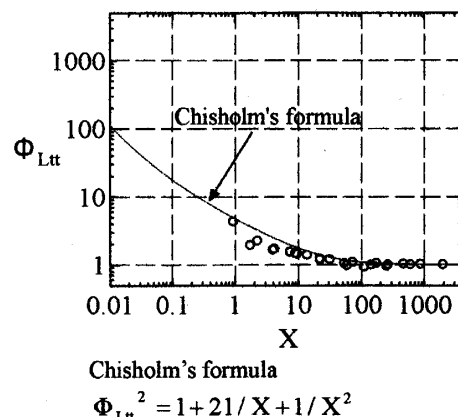


Fig.10 Estimated friction loss

$$\frac{We}{Fr} = \frac{\rho_l D_p^2 g}{\sigma} > 10 \tag{20}$$

$$D_p > \Phi 8.6 \text{ mm} \tag{21}$$

一方、上限値について明確な限界を定めることは難しく今後の研究課題であるが、本モデルは先行気泡が後続気泡を引き込む速度の見積りなどにおいて管内径の大きさを基準寸法としていることから、管内径が甚だしく大きい場合には適用できないと思われる。しかし、管内径の大きさが28 mmの場合についてシミュレーションを行い、Mishima-Ishii流動様式線図と比較したところ、よく一致することを確認しており、少なくとも管内径が約26 mm程度までは十分適用可能と思われる。なお本モデルには3つの定数c1, c2, c3が含まれているが、上記のDp=28mmの計算においても本報で用いたのと同じ値を用いた。こ

れら定数のうち c_1 , c_2 は引き込み速度 u_w に関するものである。 c_1 を大きく c_2 を小さくすれば先行気泡の引き込み効果が大きくなって気相分布密度の非一様化が促進されるが、それに伴い液相再配分機構による気相分布密度の部分的な一様化も促進される。また、引き込み速度の増加は気相の移流速度 U を大きくすることになるから気相の管内滞在時間が短くなる。したがって、たとえ先行気泡の引き込み効果が大きくなったとしても同先行気泡の管内滞在時間が短くなることから、結果的に十分に後続気泡の引き込みが行われず、シミュレーション結果に大きな影響は現れない。次に液相再配分機構の閾値を与える c_3 は気体スラグや環状流における液膜厚さに関係し、本モデルのように管径基準のセル中に単一の気泡を仮定した単純化モデルにおいても、甚だしく小さくすることはスラグ流や場合によっては気泡流においても不具合を生じる可能性があり、妥当ではない。一例として c_3 の値を 0.8 (液膜厚さが管径の 3.58% 程度) として計算したところ、矩形波パターンから歪矩形波パターンへの遷移及び歪矩形波パターンから一様パターンへの遷移が気相の体積流束が小さい方向へ若干移動するが、大きな差異は見られなかったことを確認している⁽¹⁶⁾。

一方、モデルの拡張性に関してであるが、本モデルで取り入れた管径基準による物理量の評価方法を改良することにより、大口径管の場合にも適用可能であると思われる。また、本モデルは気相流束が保存される気液等温系を対象に構築されてはいるが、若干の工夫を加えることにより、沸騰二相系にも拡張可能と考えられる。さらに、本モデルを拡張、適用して、流動様式と深い関連をもつ気液二相流の他の特性、例えば分岐管による相分離特性⁽²¹⁾⁽²²⁾などを説明できる可能性がある。

5. ま と め

等温系気液二相流の気泡流から環状流までの流動様式およびその遷移を、統一的な考え方に基づいてできる簡易なモデルを構築した。本モデルは、流動様式を流れ軸方向にできるボイド率の分布パターンとして捉え、異なった 4 つのパターンの出現と遷移が流動様式とその遷移に対応し、Mishima-Ishii 流動様式線図とよく一致した。また、本モデルによる PDF 分布形状特性は実験による特性とほぼ一致した。一方、本モデルを用いて求めた摩擦損失特性は Chisholm の式の傾向をよく表したことから、本モデルで用いた値が物理的に甚だしくおかしなものではないことを確認できた。これらの結果から、垂直管内二相流の流動様式を定めている要因は、気相の移流速度、

先行気泡による後続気泡の引き込み効果、気相の圧縮性および液相再配分機構であると考えられる。

文 献

- (1) Baker, O., Simultaneous Flow of Oil and Gas, *Oil Gas J.*, **53** (1954), 185-195.
- (2) Griffith, P. and Wallis, G. B., Two-Phase Slug Flow, *Trans. ASME Ser. C*, (1961), 307-320.
- (3) Mishima, K. and Ishii, M., Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-Phase Flow in Vertical Tubes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27-5** (1984), 723-737.
- (4) Jones, Jr., O. C. and Zuber, N., The Interrelation between Void Fraction Fluctuations and Flow Patterns in Two-Phase Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, **2** (1975), 273-306.
- (5) Vince, M. A. and Lahey, R. T., On the Development of an Objective Flow Regime Indicator, *Int. J. Multiphase Flow*, **8-2** (1982), 93-124.
- (6) Hubbard, M. G. and Dukler, A. E., The characterization of Flow Regimes for Horizontal Two-Phase Flow, *Proc. Heat Transf. Fluid Mech. Inst.*, (1966), 100-121.
- (7) Matsui, G., Automatic Identification of Flow Regimes in Vertical Two-Phase Flow Using Differential Pressure Fluctuations, *Nucl. Eng. Des.*, **95** (1986), 221-231.
- (8) Franca, F., Acikgoz, M., Lahey, R. T. and Clausse, A., The Use of Fractal Techniques for Flow Regime Identification, *Int. J. Multiphase Flow*, **17-4** (1991), 545-552.
- (9) Moissis, R., The Transition from Slug to Homogeneous Two-Phase Slug Flow, *Trans. ASME Ser. C*, (1963), 366-370.
- (10) Yabe, T. and Xiao, F., Simulation Technique for Dynamical Evaluation Processes, *Nucl. Eng. Des.*, **115** (1995), 45-53.
- (11) Osher, S. and Sethian, J. A., Fronts Propagating with Curvature-Dependent Speed : Algorithms Based on Hamilton-Jacobi Formulations, *J. Comput. Phys.*, **79** (1988), 12-49.
- (12) 功刀資彰, 機論, **63-609**, B (1997), 1576-1584.
- (13) Trapp, J. A. and Mortensen, G. A., A Discrete Particle Model for Bubble-Slug Two-Phase Flows, *J. Comp. Phys.*, **107** (1993), 367-377.
- (14) Tomiyama, A., Zun, I., Higaki, H. and Sakaguchi, T., A Three-Dimensional Particle Tracking Method for Bubbly Flow Simulation, *Nuclear Eng. Des.*, **175** (1997), 77-86.
- (15) 伊藤浩二, 宮崎大輔, 庄司正弘, 機論, **68-671**, B (2002), 2079-2085.
- (16) 伊藤浩二, 東京大学学位論文, (2002).
- (17) 日本機械学会編, 機械工学便覧 基礎編 A5 流体力学, (1986), 68-69.
- (18) Safety Code Development Group, TRAC-PF1/MOD1: An Advanced Best-Estimate Computer Program for Pressurized Water Reactor Thermal-Hydraulic Analysis, *Los Alamos National Laboratory Report*, NUREG/CR-3858, LA-10157-MS, (1986)
- (19) Lockhart, R. W. and Martinelli, R. C., Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes, *Chem. Eng. Prog.*, **45-1** (1949), 39-48.
- (20) Chisholm, D., A Theoretical Basis for The Lockhart-Martinelli Correlation for Two-Phase Flow, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **10** (1967), 1767-1778.
- (21) Wang, S.F. and Shoji, M., Nonlinear Analysis on Differential Pressure of Two-phase Flow Through a T-junction, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **46** (2003), 1519-1528.
- (22) Wang, S. F. and Shoji, M., Fluctuation Characteristics of Two-Phase Flow Splitting at a Vertical T-junction, *Int. J. Multiphase Flow*, **28-12**(2002), 2007-2016.