

科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 29 年 6 月 27 日現在

機関番号：12614

研究種目：基盤研究(B) (一般)

研究期間：2014～2016

課題番号：26289331

研究課題名(和文) 空気潤滑法による船体抵抗低減技術の高度化のための二相流界面積濃度輸送モデルの開発

研究課題名(英文) Development of interfacial area transport model of two-phase flow for improvement of ship drag reduction technology based on air lubrication method

研究代表者

波津久 達也 (HAZUKU, Tatsuya)

東京海洋大学・学術研究院・准教授

研究者番号：60334554

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 12,400,000円

研究成果の概要(和文)：空気潤滑法による船舶抵抗低減技術の高度化に資する二相流予測モデルの開発を最終目的とし、二相流界面構造に関する実験的、解析的研究を実施した。まず、外部流れの二相流を模擬した矩形流路内二相流実験装置を用いて、局所流動パラメータ(ボイド率、界面速度、界面積濃度、気泡径)および壁面摩擦抵抗に関する実験データベースを作成するとともに、二相流空間分布に及ぼす影響因子を評価した。次に、速度境界層内の二相流動構造(ボイド率、壁面摩擦抵抗、気泡流界面積濃度)を予測する手法を開発し、実験データとの比較からその適用性を評価した。

研究成果の概要(英文)：To develop the new two-phase flow prediction method which contributes improvement of a ship drag reduction technology based on air lubrication method, experimental and analytical studies on two-phase flow structure were performed. First, database on local two-phase flow parameters such as void fraction, interfacial velocity, interfacial area concentration and bubble diameter in a rectangular channel, which simulates the external two-phase flow, was constructed first, and influential factors characterizing the two-phase flow structure were evaluated based on the database. Prediction methods for two-phase flow structure in velocity boundary layer, which includes void fraction, interfacial area concentration and wall frictional drag were newly developed and the applicability of them were evaluated by comparing with the available experimental data.

研究分野：船舶海洋工学

キーワード：船舶海洋流体力学 船体抵抗低減 気液二相流

1. 研究開始当初の背景

船体抵抗のうち、摩擦抵抗は他の抵抗成分に比べて大きく、コンテナ船やタンカーなどの大型低速船では、摩擦抵抗が全抵抗の70~80%を占め、燃料消費率に大きく関わる。そのため摩擦抵抗の低減は船舶の省エネルギー化を図るための重要な課題となっており、これまでに様々な手法が考案されている[1]。その中でも、船底への気泡混入による空気潤滑法が有望視されており、一部の商船において実用化され始めている。空気潤滑法の技術課題としては、空気供給方法の最適化による抵抗低減効果の向上と空気供給動力の縮減、プロペラへの気泡の巻き込みの防止などがあり、これらの達成には船底に形成する二相流の流動構造を高精度に予測する必要がある。

船体のような比較的スケールの大きい構造体の周囲を流動する二相流の予測には、平均流モデルであるドリフトフラックスモデルや二流体モデル(二相それぞれに定式化された質量、運動量、エネルギー保存則の計6式からなる方程式系)が有用と考える。二流体モデルは各相間の相互作用を直接取り扱うことができることから、現在の二相流解析において最も実用的なモデルとされている。しかしながら、その真価を發揮するには、各相間の相互作用の強さを表す界面積濃度輸送項の適切なモデル化が必要となり[2]、また、そのモデル化と予測精度の検証には、対象となる流動体系を模擬した実験による局所流れ場のデータベースの構築が不可欠となる。

2. 研究の目的

本研究では、空気潤滑法による船体抵抗低減技術の高度化の観点から、船底部の二相流動を適切に再現できるドリフトフラックスモデルや界面積濃度輸送モデルの開発を最終目的とし、その第一段階として、船底の気液二相流動を極力模擬した矩形流路内二相流の局所流動構造データ(ボイド率分布、界面積濃度分布、気泡径分布、気泡速度分布)を取得した。そして、取得される実験データに基づき、矩形流路内二相流の空間発達特性を詳細に評価するとともに、速度境界層内のボイド率予測式および抵抗低減効果予測式を開発した。さらに、壁面近傍における気泡の合一効果を考慮に入れた新しい界面積濃度輸送方程式の開発[3]を試みた。

3. 研究の方法

本実験で使用する二相流動ループは、液相タンク、駆動ポンプ、矩形流動構造テスト部で構成される。テスト部は幅 $X = 200$ mm、高さ $Y = 50$ mm、全長 $Z = 3000$ mmの透明な塩化ビニル製である。テスト部における水力等価直径 D_H は80 mmとなる。気相はコンプレッサーで加圧後、流量計において流量が調整され、テスト入口から800 mmの流路中央部に設置された $\phi 40$ mmの焼結金属(ろ過度 $120 \mu\text{m}$)を通して供給される。二相流動パラメータ及びせん断力の計測部は、気相供給部からの距離 $z = 0.43 - 1.93$ mm ($z/D_H = 5.375 - 24.125$)の範囲で計測を行った。

実験は、液相見かけ速度 $\langle j_l \rangle = 1.99 - 3.72$ m/s、式(1)で求められる気相体積流量比 $\beta = 0.02, 0.08$ の範囲で実施された。

$$\beta = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle j_g \rangle + \langle j_l \rangle} = \frac{\langle j_g \rangle}{\langle j \rangle} \quad (1)$$

ここで、 $\langle j \rangle$ と $\langle j_g \rangle$ はそれぞれ気液混合体積流束($= \langle j_g \rangle + \langle j_l \rangle$)と気相見かけ速度である。

せん断力と二相流動パラメータ(局所ボイド率、界面速度、ザウター平均径)の計測には、それぞれ、半導体せん断力計とダブルセンサープローブが用いられた。

4. 研究成果

(1) 二相流動構造

Fig. 1にダブルセンサープローブにより測定された流路断面におけるボイド率分布を示す。上図および下図は、 z/D_H がそれぞれ5.375および17.875における結果であり、図a, cは $\langle j_l \rangle = 1.99$ m/sの結果を、図b, dは、 $\langle j_l \rangle = 3.71 - 3.72$ m/sの結果を示している。いずれも $\beta = 0.08$ において取得された結果である。また、図の横軸すなわち流路の幅方向と高さ方向の位置は、それぞれ、幅方向の中心位置からの距離 x を幅寸法 X で正規化した値($2x/X$)および上面からの距離 y を高さ寸法 Y で正規化した値(y/Y)で示されている。流れ方向の変化に着目すると、両液相流速条件とも上流側(a, b)では、幅方向中央と上面近傍に鋭いボイドピークを有する分布となっており、下流側(c, d)ではそのピークが鈍化して、幅方向に緩やかな勾配を有する分布となっている。これは、流れの発達に伴い、気泡が幅方向に拡散するためである。また、液相流速の低い条件における上流側(a)と下流側(c)の結果を比較すると、上流側の幅方向中央近傍では、壁面から比較的離れた位置まで(概ね $y/Y = 0 - 0.3$) $\alpha > 0.2$ となる高いボイド率の領域を有している。これは、気相の供給部における吹込みの影響によるものと推察される。それに対し、下流側では、高さ方向の気相の流動領域が減少し、かつ、高いボイド率の領域がより上部壁面側(概ね $y/Y = 0 - 0.15$)に形成している。これは、上流部において形成した気相の流動領域が、流れの発達に伴って浮力の作用により上部壁面側へと移行し、また、気相塊が分裂して小気泡が分散する流動へと移行するためと考えられる。液相流速の高い条件(b, d)においても同様の傾向が見られるが、流れの発達に伴う気相流動領域の上部壁面側への移行は低液流速条件と比較して抑制されているように見受けられる。これは、高液流速条件では滞留時間が短くなり、流れ方向の各測定位置間における上面方向への移動量が減少すること、また、上部壁面から y 方向に作用する乱流拡散力が増加することによる。ボイド率分布は液相流速の増加に伴って広がるが、ボイド層は流路の上半分($y/Y < 0.5$)の領域に存在している。

次に、ダブルセンサープローブによって測定された局所のボイド率および界面積濃度の測定結果に基づき、ザウター平均気泡径を求めた。Fig. 2に流路断面におけるザウター平均気泡径分布を示す。図a, b, c, dの各条件は、Fig. 1の

条件に対応している。低液流速条件において、上流側(a)では幅方向中央近傍に $D_{sm} = 60$ mm 前後となる鋭いピークと、そこから幅方向および高さ方向に急峻な勾配を有する分布となっており、下流側(c)ではそのピークが半分以下まで鈍化して、緩やかな勾配を有する分布となっている。この結果は、上流側に形成した大気泡もしくは気相塊が、流れの発達に伴い分裂して小気泡となり、幅方向に拡散していくことを示している。高液流速条件においても同様の傾向が示されているが、低液流速条件と比較してザウター平均気泡径は全体的に小さく、また、下流側では、流路断面のより広い範囲に様に分布している。これは、液相流速の増加に伴って壁面近傍におけるせん断力と液乱流渦による気相の分裂効果が促進されて小気泡が形成されやすくなり、また、乱流拡散力が増加することで気相が分散しやすくなるためと考えられる。

(2) 速度境界層内ポイド率予測式

気相の混入による壁面摩擦抵抗低減は速度境界層内の二相流動構造と密接に関連する。本研究では、速度境界層内のポイド率をドリフトフラックスモデル[2]により予測する手法を検討した。速度境界層内に形成する二相流の一次元ドリフトフラックスモデルを次式で与える。

$$\langle\langle v_g \rangle\rangle_\delta = \frac{\langle j_g \rangle_\delta}{\langle \alpha \rangle_\delta} = C_0 \langle j \rangle_\delta + \langle\langle v_{gj} \rangle\rangle_\delta \quad (2)$$

ここで、 $\langle\langle v_g \rangle\rangle_\delta$, $\langle j_g \rangle_\delta$, $\langle j \rangle_\delta$, $\langle \alpha \rangle_\delta$, $\langle v_{gj} \rangle_\delta$, C_0 は、いずれも液相速度境界層内におけるパラメータであり、それぞれ、ポイド率加重平均気相速度、気相見かけ速度、気液混合体積流束およびポイド率加重平均ドリフト速度である。速度境界層厚さ δ を、1/7 乗則より以下の式で与える。

$$\delta = 0.37L \left(\frac{v}{Uz} \right)^{1/5} = \frac{0.37L}{Re_L^{1/5}} \quad (3)$$

ここで、 v , U , L 及び Re_L は、それぞれ、液相の動粘性係数、主流速、流路壁面先端からの距離及び同距離を長さスケールとした液相レイノルズ数である。 δ を用いて速度境界層内ポイド率を以下の式で定義する。

$$\langle \alpha \rangle_\delta = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \alpha dy \quad (4)$$

ここで、 α と y は、それぞれ、局所ポイド率と壁面からの距離である。速度境界層内液相速度分布と速度境界層内の液相見かけ速度は、1/7 乗則よりそれぞれ以下の式で与えられる。

$$v_f = U \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7} \quad (5)$$

$$\langle j_f \rangle_\delta = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta v_f dy = \frac{7}{8} U \quad (6)$$

本実験の矩形流路では、流路中心の最大速度が外部流れの U と同等となるため、 $\langle j_f \rangle_\delta$ を $\langle j \rangle_\delta$ で近似する。一方、速度境界層内の気相見かけ速度を以下の式で定義する。

$$\langle j_g \rangle_\delta = \frac{Q_g}{\delta w} \quad (7)$$

ここで、 Q_g と w は、それぞれ、気相流量と流路代表幅である。矩形流路の場合、流路幅を w とする。速度境界層内の気液混合体積流束は、

$$\langle j \rangle_\delta = \langle j_f \rangle_\delta + \langle j_g \rangle_\delta \quad (8)$$

水平流動では、流れ方向の浮力が作用しないため、式(2)のドリフト速度 $\langle\langle v_{gj} \rangle\rangle$ は無視できる。したがって、速度境界層内平均ポイド率は式(2)より以下の式で近似できる。

$$\langle \alpha \rangle_\delta = \frac{\langle \alpha \rangle_\delta \langle j \rangle_\delta \langle j_g \rangle_\delta}{\langle \alpha j \rangle_\delta \langle j \rangle_\delta} = \frac{1}{C_0} \frac{\langle j_g \rangle_\delta}{\langle j \rangle_\delta} \quad (9)$$

式(9)に示されるように、分布パラメータ C_0 は、ポイド率分布によって変化するが、速度境界層内の平均ポイド率、気液の見かけ速度の各測定値を代入することにより実験的に決定できる。相分布形成に関連する因子としては、ポイド率、レイノルズ数、フルード数などが考えられる。次元解析の結果、速度境界層内平均ポイド率が分布パラメータと最も相関が強いことが確認された。そこで、分布パラメータはポイド率の低下に伴い減少して液単相流では 0 となり、また、ポイド率の増加に伴い $U/\langle j \rangle_\delta$ (外部流れでは 1.143) に漸近するという仮定のもと、実験データの回帰から分布パラメータに関する以下の式を得た。

$$C_0 = 1.143 \left\{ 1 - \exp \left(-3.72 \langle \alpha \rangle_\delta^{0.383} \right) \right\} \quad (10)$$

Fig.3a と Fig.3b に、 $z = 1.93$ m, 1.43 m の位置において測定された速度境界層内平均ポイド率を示す。図中の各線は、式(9), (10)による予測値である。ここで、本実験において式(3)による速度境界層厚さの予測値は、全ての条件において矩形流路ギャップの半分以上であり、また、形成するポイド層の厚さは流路ギャップの半分以下であったことから、本解析では速度境界層厚さを $0.5 y/Y (= 0.025$ m) とした。図に示されるように、予測式は気液の見かけ速度の増減に対するポイド率の変化傾向を高精度に再現できており、実験値との平均相対偏差は 12.4% であった。

(3) 摩擦抵抗低減効果予測式

気泡供給時と単相流時の摩擦抵抗係数比 C_f/C_{f0} を評価した。二相流の摩擦抵抗係数 C_f は次式で定義される。

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho_f \langle j \rangle_\delta^2} = \frac{2\tau_w}{\rho_f} \left(\frac{1-\beta}{\langle j_f \rangle_\delta} \right)^2 \quad (11)$$

ここで、 τ_w は局所せん断応力である。二相流においては、気泡の注入に伴ってバルク速度が変化するため、単相流時における摩擦抵抗係数 C_{f0} を以下の式から求めた[4, 5]。

$$C_{f0} = \frac{2\tau_{w0}}{\rho_f \langle j_f \rangle_\delta^2} \times \frac{\tau_{w,B}}{\tau_{w,B0}} \quad (12)$$

ここで、 $\tau_{w,B}$ は Blasius 式から求められる壁面せん断応力であり、下付記号 0 は単相流を表す。

本実験データおよび他者の実験データ[4, 5] を考慮し、摩擦低減効果を予測するための以下の式を得た。

$$\frac{C_f}{C_{f0}} = \left(1 - \langle \alpha \rangle_\delta\right)^{2.63} \quad (13)$$

Fig.4 に本実験で得られた摩擦抵抗比と式(13)との比較を示す. 式(13)は気液流量条件を問わず実験値を良く再現できている. 本実験および Kodamaら[4] と Muraiら[5]の実験によって取得された矩形流路内二相流の各実験値と予測値との比較結果を Fig.5 に示す. 全データの 98% 以上が $\pm 20\%$ 以内で一致し, 実験値と予測値の平均相対偏差は 8.8%であった.

次に, 外部流れの二相流に対する式(13)の適用性を評価した. Watanabe らは, 曳航水槽に設置された長さ 40 m, 幅 0.6 m の平板下に形成する外部流れの二相流を対象とし, 曳航速度 $U = 7$ m/s において平板下流動方向の複数位置の摩擦抵抗係数を取得している[6]. Fig. 6 において Watanabe らの実験データと式(13)による予測値を比較する. ここで, 式(13)の速度境界層内平均ボイド率 $\langle \alpha \rangle_\delta$ は, 式(9), (10)より与えた. 図から, 予測値と実験値は低・中気相流量において良い一致を示している. 一方, 高気相流量では, 短い助走区間において両者の差異が大きくなり, 予測式が実験値を過大評価する傾向にある. この結果は, 外部流れの二相流パラメータを定義する際に用いる空間スケールとして速度境界層厚さが不適切となる可能性があることを示唆しており, 今後, さらなる検討が必要である.

(4) 速度境界層内気泡流界面積濃度輸送

速度境界層内では液相の速度勾配により気泡の速度差が形成し, それによる気泡の衝突, 合一が生じると考えられる. 本研究では, この液相速度勾配に起因した気泡合一機構(シェア合一機構)に基づく界面積濃度消滅項のモデル化を試み, また, 速度勾配が急峻となる細管内気泡流の実験データと比較した[3]. 以下にその概要をまとめる. 尚, 式の導出や検証に関する詳細は文献[3]を参照されたい.

断熱系, 定常状態でかつ気泡の分裂が無視できる条件において粒子群系の一次元界面積濃度輸送方程式は下式で与えられる[2].

$$\frac{d}{dz} \left(\langle a_i \rangle \langle v_i \rangle_a \right) = \frac{2}{3} \left(\frac{\langle a_i \rangle}{\langle \alpha \rangle} \right) \frac{d}{dz} \left(\langle \alpha \rangle \langle v_g \rangle \right) - \langle \Phi_c \rangle \quad (14)$$

ここで a_i , v_i , α , v_g , z , Φ_c は, それぞれ, 界面積濃度, 界面速度, ボイド率, 気相の平均速度, 軸方向距離, 気泡の合体による界面積濃度の消滅率である. 数学記号の $\langle \rangle$, $\langle \rangle_a$, $\langle \rangle$ は, 流路断面平均, 界面積濃度荷重平均, ボイド率荷重平均をそれぞれ表している. 右辺第 1 項は, 流れ方向のボイド輸送による界面積濃度の変化を表す項であり, 圧力損失に起因した気泡の膨張, 相分布および気液間の局所スリップの変化, 気相の拡散等に伴うボイド率の増減に依存する. 本研究では, Fig.7 に示すように, 境界層内の速度勾配を仮定して気泡合一領域 δ_{sc} を定義し, シェア合一機構に基づく以下の界面積濃度消滅項を導出した.

$$\langle \Phi_c \rangle = \frac{\Gamma_{sc} \langle j_i \rangle \langle \alpha \rangle^2 r_{sc}^{*3}}{D^2 (1 - \langle \alpha \rangle) D_b^*} \lambda_c \quad (15)$$

ここで, Γ_{sc} , D は, それぞれ, 実験係数と流路代表長さである. λ_c は気泡の合一効率であり, 合一に要する時間 t_c と 2 つの気泡の接触時間 τ_c を考慮した以下の式で与えられる[2].

$$\lambda_c = \exp \left(-\frac{t_c}{\tau_c} \right) = \exp \left(-\frac{K_c \rho_l^{1/2} \langle D_b \rangle^{3/6} \langle \varepsilon \rangle^{1/3}}{\sigma^{1/2}} \right) \quad (16)$$

ここで, K_c , ρ_l , σ , ε , D_b は, それぞれ, 気液二相流系に対し 1.24 で与えられる定数, 液相密度, 表面張力, エネルギー消散率, 気泡径である. (15)式の D_b^* と r_{sc}^* は, チャネル流れの場合, それぞれ以下の式で定義される無次元パラメータである.

$$D_b^* \left(\equiv \langle D_b \rangle / D \right) \quad (17)$$

$$r_{sc}^* \equiv \frac{r_{sc}}{\langle D_b \rangle} = \begin{cases} 1 & \text{for } D_b^* \leq \frac{1}{3} \\ \frac{1 - D_b^*}{2D_b^*} & \text{for } \frac{1}{3} < D_b^* \leq 1 \\ 0 & \text{for } 1 < D_b^* \end{cases} \quad (18)$$

ここで r_{sc} は, シェア合一し得る気泡間距離である.

通常重力下及び微小重力下の内径 3~9 mm 管内に形成する気泡流を対象として得られた計 74 条件の実験データ [7, 8]を用いて式(15)の Γ_{sc} (=10.8)を決定し, (14), (15)式で構成される界面積濃度輸送方程式の予測値と実験値との比較を行った. Fig. 8 に微小重力下の内径 3 mm 管内気泡流における結果の代表例を示す. 本図は最上流計測位置からの界面積濃度の変化量を示している. 図中のプロットと実線は, それぞれ, 実験値と(14), (15)式による予測値であり, 一点鎖線と破線は, それぞれ, ボイド輸送とシェア合一による界面積濃度変化の寄与率を示している. 図からわかるように, 開発された界面積濃度消滅項は, 速度勾配が急峻となる細管内気泡流の界面積濃度の変化を高精度に再現できている. 内径 3~9mm 細管内に形成する垂直上昇気泡流および微小重力下気泡流の全 74 条件の実験データと予測値との平均相対偏差は 11.8%であった(Fig.9). 今後, シェア合一機構を考慮に入れた界面積濃度輸送モデルを外部流れの気泡流に拡張する予定である.

(5) まとめ

- ① 外部流れの二相流を模擬した矩形流路内二相流の局所流動パラメータ(ボイド率, 界面速度, 界面積濃度, 気泡径)および壁面摩擦抵抗に関する実験データベースを作成した. 取得された実験データに基づき, 二相流空間分布に及ぼす影響因子を評価した.
- ② 速度境界層厚さを長さスケールとして定義した平均ボイド率をドリフトフラックスモデルにより予測する手法を開発した. 本研究で取得さ

れた実験データとの比較から、同手法による速度境界層内平均ボイド率の予測精度を検証した。

- ③ 空気供給による壁面摩擦抵抗低減効果を速度境界層内ボイド率を用いて予測する手法を開発した。外部流れの二相流を含む広範な流動条件下で取得された実験データとの比較から、同手法による二相流摩擦抵抗低減比の予測精度を検証した。
- ④ 速度境界層内の気泡間相対速度差による気泡の合一機構(シェア合一機構)を考慮した気泡流界面積濃度輸送モデルを開発した。細管内の強せん断場に形成する気泡流の実験データとの比較から、同モデルによる気泡流界面積濃度の予測精度を検証した。

参考文献

[1] Murai, Y., *Exp. Fluids*, 55:1773, 1-28 (2014).
 [2] Ishii, M., Hibiki, T., *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*, 2nd edition, Springer (2010).
 [3] Hazuku, T., Hibiki, T., Takamasa, T., *Nuclear Engineering and Design*, 310, 592-603 (2016).
 [4] Murai, Y., Fukuda, H., Oishi, Y., Kodama, Y., Yamamoto, F., *Int. J. Multiphase Flow*, 33, 147-163 (2007).
 [5] Kodama, Y., Kakugawa, A., Takahashi, T., Kawashima, H., *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21, 582-588 (2000).
 [6] Watanabe, O., Masuko, A., Shirose, Y., *J. Soc. Naval Arch. Jpn.*, 183, 53-63(1998).
 [7] Hazuku, T., Takamasa, T., Hibiki, T., *Int. J. Multiphase Flow* 38(1), 53-66 (2012).
 [8] Hazuku, T., Takamasa, T., Hibiki, T., *Microgravity Science and Technology* 27(2), 75-96 (2015).

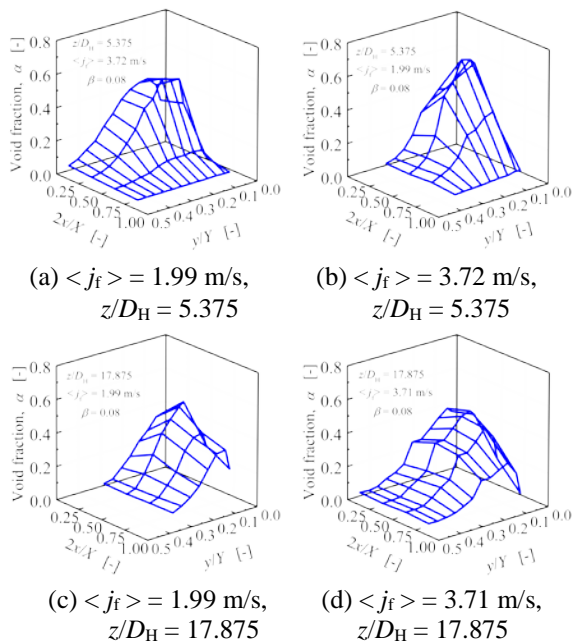


Fig.1 Void fraction profile $\beta = 0.08$

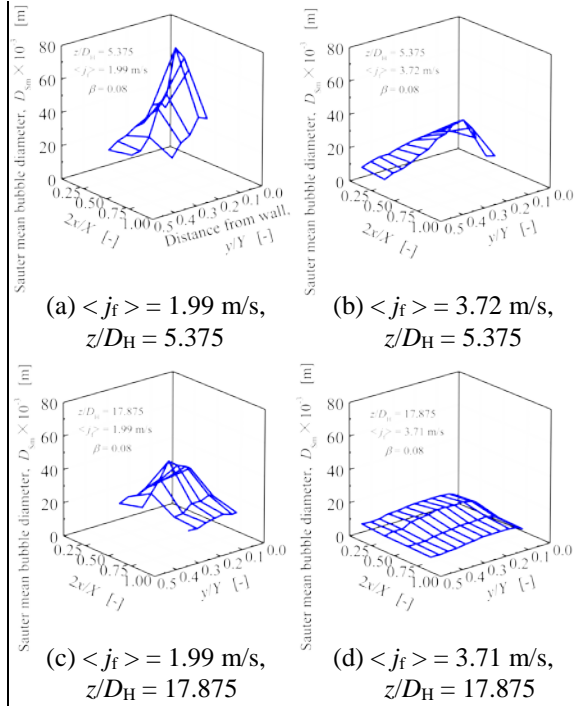


Fig.2 Sauter mean diameter profile $\beta = 0.08$

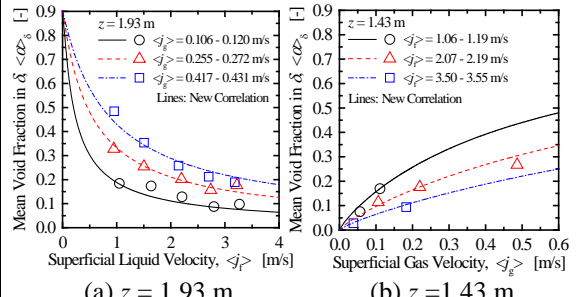


Fig.3 Measured and predicted void fraction

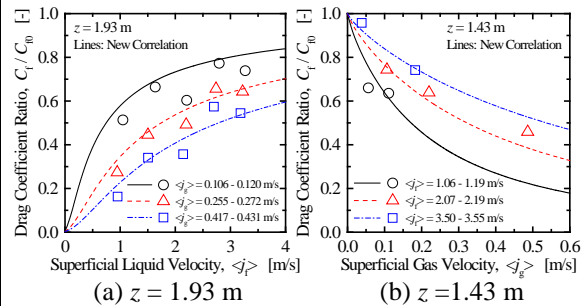


Fig.4 Measured and predicted drag coefficient ratio

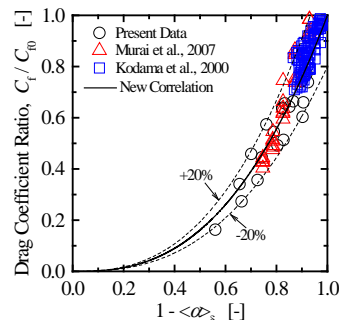


Fig.5 Drag coefficient ratio against $1 - \langle \alpha \rangle \delta$

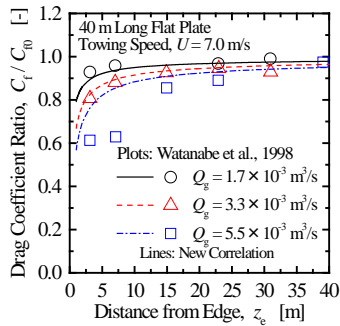


Fig.6 Drag coefficient ratio in external flow

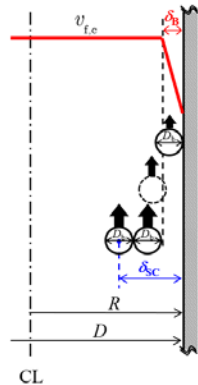


Fig.7 Concept of the shear collision model [3]

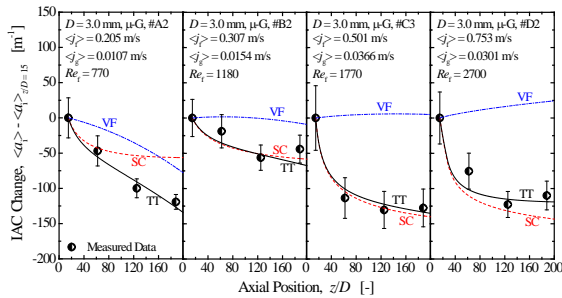


Fig.8 Interfacial area transport in 3.0 mm-diameter pipe under microgravity [3]

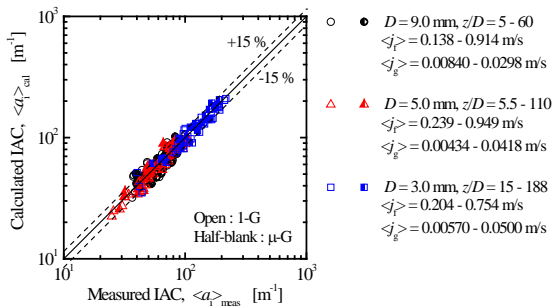


Fig.9 Comparison of predicted interfacial area concentration with data [3]

5. 主な発表論文等

(研究代表者, 研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計1件)

- ① Tatsuya Hazuku, Takashi Hibiki, Tomoji Takamasa, Interfacial Area Transport Due to

Shear Collision of Bubbly Flow in Small-diameter Pipes, Nuclear Engineering and Design, 査読有, Volume 310, 2016, pp. 592-603, DOI:10.1016/j.nucengdes.2016.10.041.

[学会発表] (計2件)

- ① 波津久達也, 大久保ユリ子, 福原豊, 賞雅寛而, 自由表面流中における撥水性平板の摩擦抵抗特性, 混相流シンポジウム2015, 平成27年8月4日, 高知工科大学(高知県香美市) .

- ② Tatsuya Hazuku, Takashi Hibiki, Tomoji Takamasa, Interfacial Area Transport Due to Shear Collision of Bubbly Flow in Small-Diameter Pipes, Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics 2015, 平成27年5月11日, West Lafayette, Indiana (USA).

6. 研究組織

(1) 研究代表者

波津久達也 (HAZUKU, Tatsuya)
東京海洋大学・学術研究院・准教授
研究者番号: 60334554

(2) 連携研究者

賞雅寛而 (TAKAMASA, Tomoji)
東京海洋大学・学術研究院・教授
研究者番号: 20134851

(3) 研究協力者

日引俊 (HIBIKI, Takashi)
Purdue University・教授