

画像データによる疑似二次元気液二相流の 液相の乱流拡散係数の測定*

川原 顕磨呂*¹, 松藤 能長*²
佐田 富道雄*¹, 佐藤 泰生*¹

Measurement of Turbulent Diffusivity of the Liquid Phase in Quasi 2-D Gas-Liquid Two-Phase Flow Using Image Processing

Akimaro KAWAHARA, Takanobu MATSUFUJI,
Michio SADATOMI and Yoshifusa SATO

An experimental study is reported on the turbulence structure of a two-dimensional (2-D) two-phase gas-liquid flow. A test channel, in which a nearly 2-D, uniform two-phase air-water flow occurs, was used. This channel was a vertical, narrow gap space made up of two large concentric pipes. Measurements of turbulent diffusivity of the liquid phase were made for bubbly flows and churn flows in this channel. Namely, a solution of dye stuff was introduced at a constant rate from a fixed line source into a fully developed uniform two-phase flow in the channel. Flow at the downstream locations was recorded by a video camera, and roughly one thousand pictures of the flow were analyzed to obtain the distribution of dye stuff concentration using image processing. From this distribution, the turbulent diffusivity was determined. As for bubbly flow, a model for the turbulent diffusivity is proposed and examined.

Key Words: Multiphase Flow, Turbulence, Diffusion, Air-Water Two-Phase Flow, Two-Dimensional Flow, Turbulent Diffusivity, Digital Image Processing, Dye Concentration Distribution

1. ま え が き

工業上で遭遇する気液二相流の多くは三次元の流れであり、加えて界面の幾何学的形状がアプリアリには決まらないという、理論的にも実験的にも取扱いの難しい流れである⁽¹⁾。この流れに対して、これまでは一次元のモデルによって多くの問題を処理してきた。しかしながら、近年、二相流の予測に関する高度化・高精度化の要望が強くなり、二相流の多次元的な取扱い方法の確立が重要な課題になってきている。

三次元の二相流を観測する実験技術が、近い将来、容易に我々の手に入るとは考え難いので、この流れの予測は計算シミュレーションが先行するものと予想される。しかるとき、その計算モデルは二次元モデルから拡張されることになろう。そうであれば、二次元モデルは実験的事実によって十分吟味しておく必要がある。このような脈絡の中で二次元二相流のモデル化と実験は重要な意味をもつものである。本研究は上述の観点から二次元二相流のモデル化に有用な情報を獲得することを目的としている。

既報⁽²⁾では、大きな径で狭いすきまをもつ垂直環状流路に気水混合物を流すことによって円周方向に一様で定常な近似的に二次元の二相流をつくり、この流れに置かれた物体の周りのボイド率分布を測定し、その結果を報告した。本報においては同じ流路内の円周方向に一様な二相流について、液相の乱流機構を乱流拡散係数によって記述し、報告する。すなわち、流れにゆう出した染料の濃度分布を、ビデオカメラによって平面的な二次元平行平板間の横方向の分布とみなしてとらえ、その分布から液相の乱流拡散係数を求めた結果を報告する。

気泡流における上記の乱流拡散係数については、内径60mmの円管内の乱流熱拡散係数に関するSerizawaら⁽³⁾のデータと比較するとともに、その物理モデルを検討する。

2. 拡散係数の推定法

2・1 近似的に二次元の流れの実現 実験においては、既報⁽²⁾で報告した方法により近似的に二次元の気液二相流をつくる。すなわち、図1に示すように十分大きな半径で、かつ比較的狭いすきまをもつ環状流路を鉛直に構成する。このような環状空間を流体が流れる場合、流れは内外の壁面に拘束されるため半径方

* 原稿受付 平成3年12月20日。

*¹ 正員, 熊本大学工学部 (☎860 熊本市黒髪2-39-1)。

*² 学生員, 熊本大学大学院。

向の速度成分は軸方向（鉛直方向）と円周方向（水平方向）のそれに比べて圧倒的に小さくなる。実際には流体の粘性により半径方向に速度分布が存在するが、本研究においてはこれを無視し、近似的に二次元の流れとみなす。実験では流れを流路外側から観測する。鉛直方向に y 軸、水平方向に x 軸をとり、それぞれの速度分布を v, u とする。

このような大きな半径の環状流路においては x と y のいずれの方向にも壁面が存在しない。したがって、いったん流路の円周方向に均一に流れを配分すれば、十分下流においては円周方向に一樣な流れが得られる⁽²⁾。

2.2 液相の乱流拡散係数および平均濃度の定義

二次元二相流における液相の乱流拡散係数を染料の拡散現象から測定する。以下に拡散係数の定義とその推定法を述べる。

等方性の二次元乱流場における物質の拡散は次式で書くことができる。

$$\frac{D\bar{C}}{Dt} = (D_m + \epsilon_D) \nabla^2 \bar{C} \dots\dots(1)$$

ここで、 D/Dt は実質微分、 ∇^2 はラプラシアン、 \bar{C} は時間平均的な局所の物質濃度である。 D_m は分子拡散係数、 ϵ_D は乱流拡散係数であり、乱流場では一般に $\epsilon_D \gg D_m$ である。

いま、 y 軸に沿う一樣な流れ ($\bar{u}=0, \bar{v}=V=一定$) に線源から定常的に物質がわき出す系を考えるとき、物質の濃度は図2のような分布を呈するであろう。図2中の記号 $C(x, y, t)$ は局所・瞬時の物質濃度であり、 $\bar{C}(x, y)$ はその時間平均値を表す。上述の流れに対し式(1)は次のようになる。

$$V \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \epsilon_D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right) + (\text{Source}) \dots\dots(2)$$

ここで、分子拡散係数 D_m は無視されている。式(2)の解は、

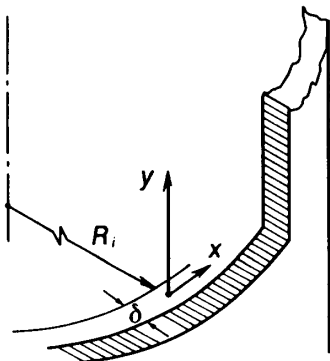


図1 近似的二次元流れ

$$\bar{C}(x, y) = \frac{S^*}{2\pi\epsilon_D} K_0\left(\frac{Vr}{2\epsilon_D}\right) \exp\left(\frac{Vy}{2\epsilon_D}\right) \dots\dots(3)$$

である⁽⁴⁾。ただし、 S^* は $x-y$ 面に垂直な方向の単位長さあたりの物質のわき出し量 ($\text{kg}/\text{m}\cdot\text{s}$)、 $K_0(\)$ は変形された第2種ベッセル関数、 $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ である。したがって、時間平均濃度分布 $\bar{C}(x, y)$ のデータが得られれば、それと式(3)を比較することにより二次元一樣流の乱流拡散係数 ϵ_D を推定することができる。

上述の ϵ_D の推定手法を気液二相流の液相に適用するには液相における物質濃度の時間平均値を定義しておく必要がある。二相流における局所・瞬時の液相中の物質濃度 $C_L(x, y, t)$ は図3のような時系列で表され、 $C_L(x, y, t)$ は点 (x, y) に液相が存在するときのみ値があり、気相が存在するときには値はない。したがって、液相中の物質濃度 C_L の時間平均には2とおりが考えられる⁽⁵⁾。一つは点 (x, y) が液相によって占められる時間 T_L に関する平均値 $\bar{C}_L(x, y)$ 、もう一つは全観測時間 T に関する平均値 $\bar{C}_L(x, y)$ 一見掛けの平均濃度である。

ここで、局所・瞬時の現象を記述するために0と1の二値変数 σ を考え、 σ を場所と時刻の関数とする。

$$\begin{aligned} \sigma(x, y, t) &= 0 : \text{液相} \\ &= 1 : \text{気相} \dots\dots(4) \end{aligned}$$

しかるとき、液相中の物質の平均濃度 \bar{C}_L は次式で定義される。

$$\begin{aligned} \bar{C}_L(x, y) &= \frac{1}{T_L} \int_{\tau} (1 - \sigma) C_L(x, y, t) dt \\ &= \frac{1}{T_L} \int_{\tau_L} C_L(x, y, t) dt \dots\dots(5) \end{aligned}$$

他方、見掛けの平均濃度は次のようになる。

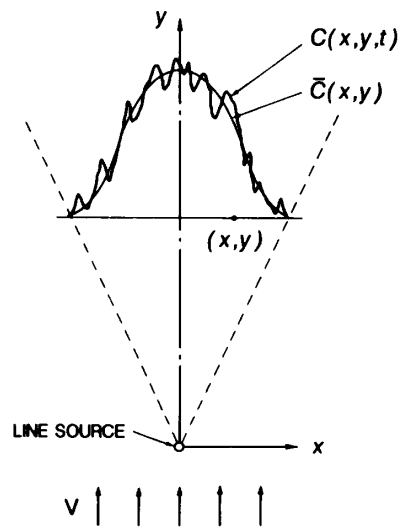


図2 一樣流における線源からの物質の拡散

$$\bar{C}_L(x, y) = \frac{1}{T_L} \int_{T_L} C_L(x, y, t) dt \dots\dots\dots(6)$$

点 (x, y) における気相の存在時間率 $\alpha(x, y)$ 一局所のポイド率を用いると、その点での液相の存在時間率は次式となる。

$$\frac{T_L}{T} = 1 - \alpha(x, y) \dots\dots\dots(7)$$

ただし、本実験では一様な二相流を対象としているので、 $\alpha(x, y)$ は平均ポイド率 α に等しい。そこで、式(5)~(7)から、 \bar{C}_L と \bar{C}_L の関係は次のようになる。

$$\bar{C}_L(x, y) = \frac{\bar{C}_L(x, y)}{1 - \alpha} \dots\dots\dots(8)$$

本実験においては、VTR 画像の明度階調のデータを利用して濃度を求める。この場合には $\bar{C}_L(x, y)$ の値を得ることは比較的やさしい。また、 α は既報⁽²⁾ で提示した画像データの二値化処理の方法より求めることができる。そこで、 α と $\bar{C}_L(x, y)$ から式(8)を用いて $\bar{C}_L(x, y)$ を決定し、これを式(3)の左辺とすれば、二相流における液相の乱流拡散係数が得られる。

3. 実 験

3.1 装置の概要

供試流路には既報⁽²⁾ と同一の透明なアクリル樹脂製の垂直環状流路を用いた。図4に供試流路の概略を示す。流路は直径 290.1 mm の内筒と内径 301.6 mm の外筒の間に形成されるすきま $\delta = 5.75 \pm 0.05$ mm の環状空間であった。この環状空間に流体を流し、これを外側正面から観測した。流路の全長は 2 m であった。

作業流体には常温の水と空気を用いた。環状流路の全周にわたって一様な流れをつくるために、気水は流路下部にあけた多数の小穴（空気：直径 0.5 mm × 周方向 80 個 × 4 列千鳥、水：直径 5 mm × 周方向 80 個 × 3 列千鳥）から導入した。導入する空気、水の流量は、それぞれ検定済みのロータメータ（精度 ±3%）およびオリフィス（精度 ±1%）で測定した。気水導入部から約 1.3 m 下流の発達した一様な流れの中に後述

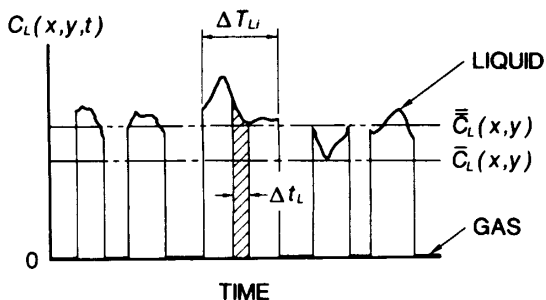


図 3 気液二相流の液相における局所・瞬時の物質の濃度

の染料注入ノズルを設置した。気水二相流体はこの地点を通過してさらに約 0.6 m 流れ、出口において全周から気水分離タンクへ流出した。

3.2 流れへの染料の導入

細いノズルを通して染料溶液を定期的に連続して流れに導入し、その拡散現象を調べた。図5にその染料導入部の概略を示す。染料には市販の黒インクの原液を 1/16 もしくは 1/32 の濃度に薄めた水溶液を用い、これを内容積 5 L の容器に封入し、一定の空気圧を作用させた。黒インク水溶液は、その流量変動を小さくすることを目的として挿入された内径 1 mm のキャピラリーチューブを通り、ノズルから定期的に主流に流出した。その流出速度を供試流路内の液相の平均速度 V_L に等しくした。流れに導入する染料の流量は染料容器を電子てんびんにのせ、所定時間における染料の重量の減少量を計ることにより求めた（精度は ±1% 以内であった）。ノズルの先端の開口部は図5の右端に示すように、長径 3 mm、短径 0.7 mm のだ円状であった（線源に近づけ

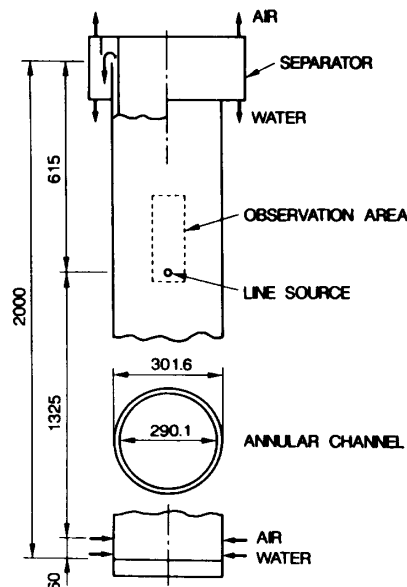


図 4 実験装置

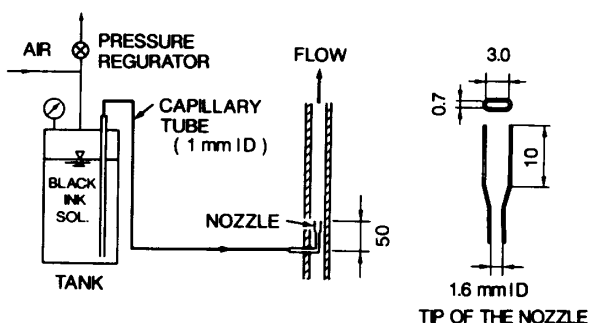


図 5 染料液の導入部

るために、開口部をだ円状とし、その長径を流路奥行き方向に置いた。

3・3 流れの撮影 一様な二次元流れに導入された染料の拡散の様子を、流路前方 1200 mm の位置に据え付けたビデオカメラ(シャッター速度 10^{-4} s)によって撮影し、VTR 画像として記録した。すなわち、図 4 の環状流路の内側空間に光源を設置し、透過光により流れを撮影した⁽²⁾。

撮影された画像の 1 画素あたりの実寸法は約 0.4 mm であった。したがって、図 1 の座標軸に関して $R, \theta - x \leq 0.4$ mm となるのは $|x| \leq 50$ mm の領域であった。そこで、観察区間をカメラの焦点を中心として x 方向に ± 50 mm, y 方向に 250 mm の長方形の領域(図 4 の破線)とした。なお、この領域の流れは周方向に一様で、発達している⁽²⁾。

3・4 染料濃度と画像明度との関係 記録された VTR 画像の明度階調を利用して液相の染料濃度を求めるので、液相の染料濃度と画素の明度階調との関係をあらかじめ調べておく必要があった。

光が濃度 C の液層(厚さ δ)を通過するときの強さ I の変化は、濃度が低ければ Lambert-Beer の法則⁽⁶⁾により次式で表される。

$$\log(I_t/I_0) = -KC_L\delta \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 K は溶液の吸光係数、 I_0 と I_t はそれぞれ液層への入射前と透過後の光の強さである。本実験系のような透明な二つの平板(平板の厚さ δ_1 と δ_2 , 平板の吸光係数 K')の間に挟まれた液層を光が通過する場合には、式(9)は次式となる。

$$\log(I_t/I_0) = -\{K'(\delta_1 + \delta_2) + KC_L\delta\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

同一の系において、液層中の濃度が零($C_L=0$)の場合の透過光の強さ I_{t0} は次式となる。

$$\log(I_{t0}/I_0) = -K'(\delta_1 + \delta_2) \quad \dots\dots\dots (11)$$

結局、 K と δ が一定であれば、式(10)と式(11)により溶液の濃度と透過光の強さの比の間には次の関係が得られる。

$$C_L \propto \log(I_t/I_0) \quad \dots\dots\dots (12)$$

次に、液層を透過した光が VTR 画像に記録されるから、透過光の強さ I_t と録画された画素の明度 B は比例し、式(12)と同様に、液相中の染料濃度 C_L と明度 B との間には次の関係が成り立つと考えられる。

$$C_L \propto \log(B_0/B) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 B_0 は注目している系において液相の濃度が零($C_L=0$)である場合の一つの画素の明度である。本実験に使用したシステムでは、 $0.1 < C_L < 3$ kg (インク)/m³(水)の濃度範囲において誤差 $\pm 10\%$ 以内で、この関係は次式と一致することを確かめた。

$$C_L = 5.17 \log(B_0/B) \quad \dots\dots\dots (14)$$

結局、式(14)に基づき、一様な流れの液相中の染料の時間平均濃度 $\bar{C}_L(x, y)$ を、画像上の対応する画素の刻々の明度変化データを用いて、次式で求めた。

$$\bar{C}_L(x, y) = \frac{5.17}{N} \sum_{i=1}^N \left[\log \left\{ \frac{\bar{B}_0(x, y)}{B_i(x, y)} \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $\bar{B}_0(x, y)$ は染料を含まない清水流動時の任意画素の時間平均明度、 $B_i(x, y)$ は染料をゆう出させた場合の当該画素の任意時刻(VTR 画像中の i 番めにサブリングされた画面)における明度である。 N はサブリングした画面の総数である。流れが二相流の場合、 N は約 1000 画面とした。

VTR 画像に記録される明度は液相中の染料濃度に応じて低下するが、加えて、次の二つの要因によっても明度が低下した。一つは、カメラレンズの曲率によるシェーディング現象である。もう一つは、後出の図 7 の二相流の写真にも見られるように、気液界面における明度の低下である。これは、気泡周辺部の曲率のために光が屈折と反射を起こすからである。染料による明度低下の情報のみを抽出するためには、上記の二つの影響を除去する必要がある。そこで、式(15)の $\bar{B}_0(x, y)$ と $B_i(x, y)$ には、シェーディングと気液界面の両者による明度低下の影響を補正した値を用いた。すなわち、シェーディングの補正は染料をゆう出させた場合の明度から染料を含まないときの二相流の時間平均明度を減算することにより行った。また、気液界面の補正は染料を含まない場合について、液单相流の時間平均明度と二相流のその値を比較して気液界面による明度低下分を算出し、それにより行った。

4. 結果および考察

4・1 液单相流の拡散係数 図 6 に一様な水单相流における染料濃度分布の測定結果の例を示す。水の容積流束が $j_L = Q_L/A = 0.6$ m/s の場合であり、図 6 中の実線は染料導入ノズルから距離 $y = 200$ mm において測定した x 方向の染料濃度分布である。破線は後述の式(17)による計算値である。

変形された第 2 種ベッセル関数を $K_0(\eta)$ とするとき、 η が 12 以上であれば、 $K_0(\eta)$ は次式によって誤差 1% 以内で近似できる。

$$K_0(\eta) \cong \sqrt{\frac{\pi}{2\eta}} e^{-\eta} \quad \dots\dots\dots (16)$$

本実験の系においては、 $\eta = Vr/2\epsilon_0 > 13$ であるから、式(16)を式(3)に適用すると、流束 j_L の液单相一様流の濃度分布は次式となる。

$$\bar{C}_L(x, y) = \frac{S^*}{2\sqrt{\pi\epsilon_{DLO}j_Lr}} \exp\left\{-\frac{j_L(r-y)}{2\epsilon_{DLO}}\right\} \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 ϵ_{DLO} は液单相流における乱流拡散係数である。実験的に求めた濃度分布と式(17)による計算値の偏差が最小となる ϵ_{DLO} を決定し、それを单相流の乱流拡散係数の実験データとした。

実験は、 $j_L=0.2\sim 1.4$ m/sの範囲で行い、それぞれの j_L に対応する乱流拡散係数を得た。その値は j_L の増大にしたがって大きくなり、 $\epsilon_{DLO}=(0.93\sim 2.91)\times 10^{-5}$ m²/sの範囲の値を示した。Nakamuraら⁽⁷⁾は幅250 mm、水深169 mm、長さ1.96 mの開水路を用いて、格子乱流場での染料(D. F. Orange)水溶液の拡散実験を行っている。乱流格子間隔を2とおり変えて開水路の中央部で染料水溶液の拡散を調べ、同一の水の

流速0.147 m/sにおいて、それぞれ $\epsilon_{DLO}=0.65\times 10^{-5}$ と 1.56×10^{-5} m²/sの異なる乱流拡散係数のデータを得ている。流動系が異なるため直接的な比較は避けなければならないが、本実験で得られた値は上記のNakamuraらの値に近い。

4・2 二相流における液相の乱流拡散係数 図7

(a)~(c)は、一様な気液二相流に導入した染料水溶液の拡散状態を示す写真3例である。水の容積流速を $j_L=0.6$ m/sの一定値に保ち、空気流速 j_C をそれぞれ0.1, 0.4 m/sおよび0.6 m/sに変えた流れである。図7(a)のように、 $j_C=0.1$ m/sでわずかな気泡群が混在するだけで、水单相流の場合より著しく拡散が増大する(乱流拡散係数では約4倍となる)ことが確認された。 j_C が高くなると気泡の寸法と数が増大する(図7(b))。さらに j_C が増すと、図7(c)に見られるように寸法が5 cmを超える巨大な気泡が現れ、流動様式はチャン流へと遷移する。このように j_C が高くなって巨大気泡群が現れるようになると、それらが液相の乱れを大きく支配する様子が観察される。すなわち、写真の染料の拡散状況から推察できるように、巨大気泡は発生頻度は低いが、液体塊を大きく揺らしている。

図8(a)~(c)は、画像データから求めた二相流の液相中の染料濃度分布である。それぞれ $y=100, 70$ mmおよび50 mmで測定したものであり、流れは、図7(a)~(c)の写真に対応している。実線が実験値、破線が次の式(18)による計算値である。空気流速 j_C の

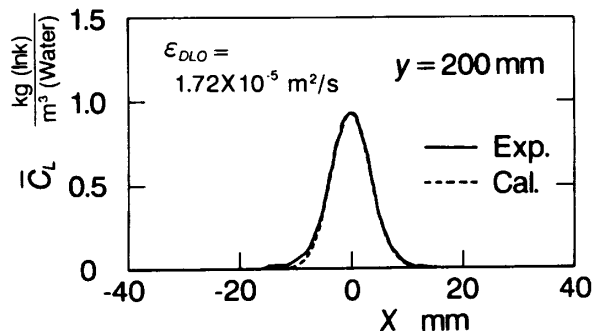
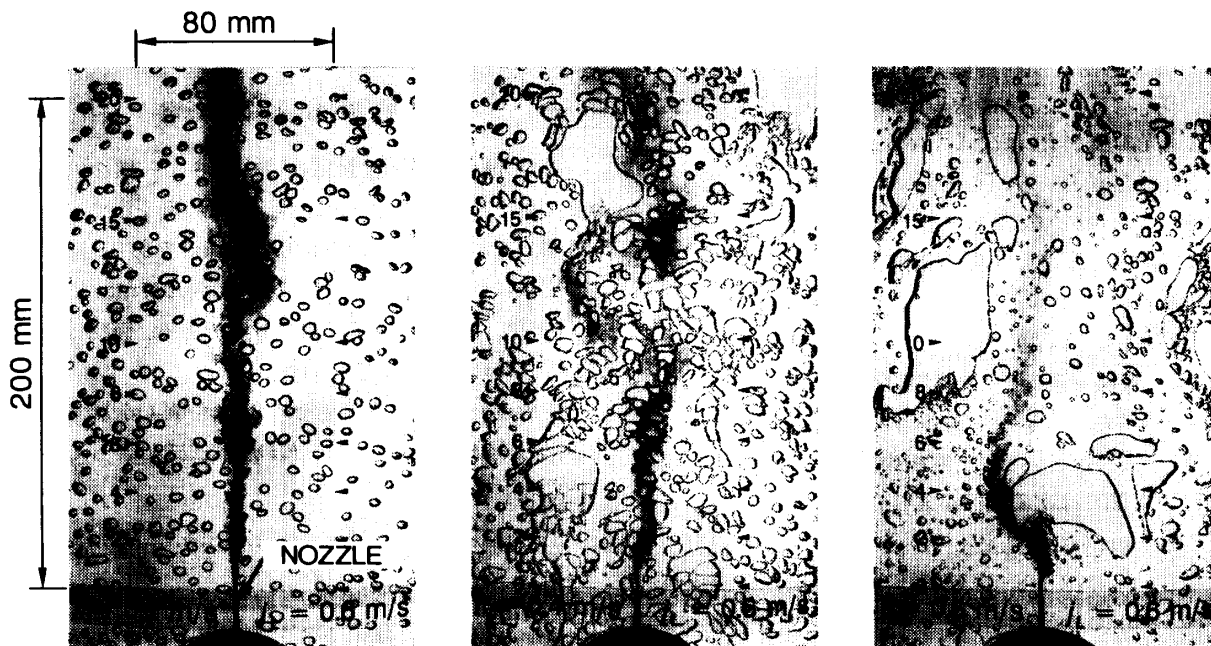


図6 单相流における染料の濃度分布 ($j_L=0.6$ m/s)



(a) $j_C=0.1$ m/s (b) $j_C=0.4$ m/s (c) $j_C=0.6$ m/s

図7 二相流における染料の拡散状況 ($j_L=0.6$ m/s)

増大とともに濃度分布が平坦になっており、気相のかく乱作用の増大によって染料の拡散が促進されていることが明らかである。

二相流の液相における染料の濃度分布 $\bar{C}_L(x, y)$ は、式(8), (17)により次式で表される。

$$\bar{C}_L(x, y) = \frac{S_L^*}{2\sqrt{\pi\epsilon_{DL}V_Lr}} \exp\left\{-\frac{V_L(r-y)}{2\epsilon_{DL}}\right\} \dots\dots\dots(18)$$

ここで、 ϵ_{DL} は液相の乱流拡散係数、 V_L は液相の平均速度すなわち $V_L = j_L/(1-\alpha)$ である。 S_L^* は線源からの染料のわき出し量で、

$$S_L^* = \frac{S}{1-\alpha} \dots\dots\dots(19)$$

である。実験においては、染料水溶液を定常的に流量

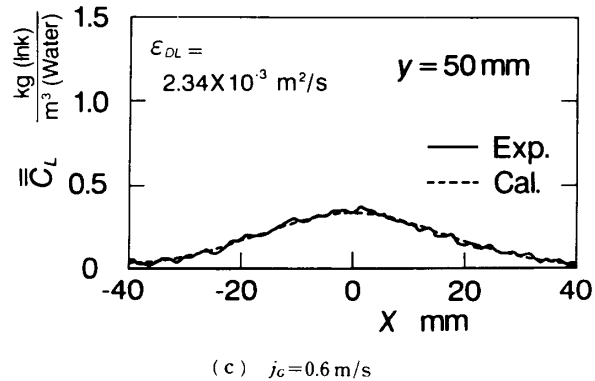
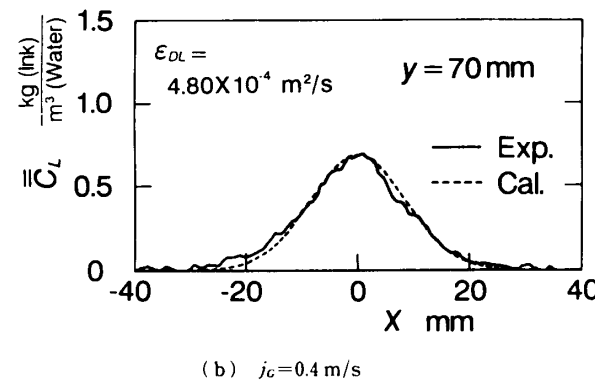
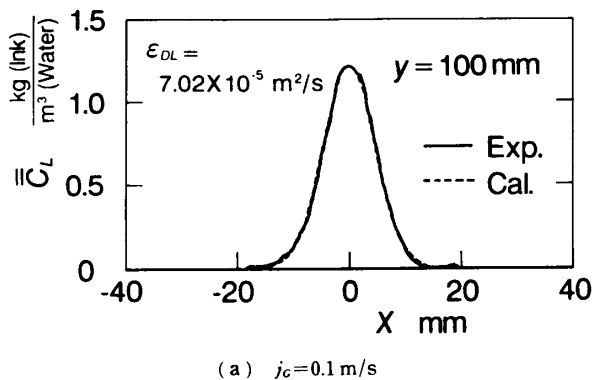


図 8 二相流における染料の濃度分布 ($j_L = 0.6$ m/s)

S^* で流れに導入したが、これはすべて液相に入った。式(19)はこれを考慮したものである。

4・1 節で述べた液单相流における乱流拡散係数の推定と同じ方法を用いて、二相流の液相の乱流拡散係数 ϵ_{DL} を求めた。すなわち、液相の染料濃度分布の実験値と式(18)によるその計算値とが一致するような ϵ_{DL} を求め、その値を ϵ_{DL} の実験データとした。

図 9 は、上記の方法で求めた液相の乱流拡散係数 ϵ_{DL} を平均流速 $V_L = j_L/(1-\alpha)$ の液单相流が呈する乱流拡散係数 ϵ'_{DL} で除した値を、気相の容積流束 j_G に関してプロットしたものである。 ϵ_{DL} のデータは水の容積流束を $j_L = 0.4, 0.6, 0.8$ m/s および 1.0 m/s の一定に保ち、空気流束を $j_G = 0.03 \sim 0.6$ m/s の範囲で変化させて採取した。そこで、実験点は水流束 j_L によって区別し、同一の j_L の値を実線で結んである。いくつかの代表的な実験点に付した最大誤差の範囲は、実験の再現性、画像明度から染料濃度への変換時の誤差および式(18)中の変数の誤差を考慮して求めたものである。この範囲は、気泡流域において最大 $\pm 20\%$ 、チャン流において最大 $\pm 30\%$ と見積もられた。

空気流束 j_G の増加とともに、液相の乱流拡散係数 ϵ_{DL} は増大する。さらに、その増え方はいずれの水流束 j_L についても流動様式に強く依存している。気泡流においては ϵ_{DL} は j_G の増加に対して比較的ゆるやかに増えているが、チャン流では増加が急である。たとえば、 $j_L = 0.6$ m/s について見ると、気泡流域において j_G が 0.03 から 0.2 m/s に約 7 倍変化すると、 $\epsilon_{DL}/\epsilon'_{DL}$ も約 7 倍程度の値となるが、 j_G が 0.3 m/s を超え、流動様式がチャン流に遷移すると、 $\epsilon_{DL}/\epsilon'_{DL}$ は j_G の増

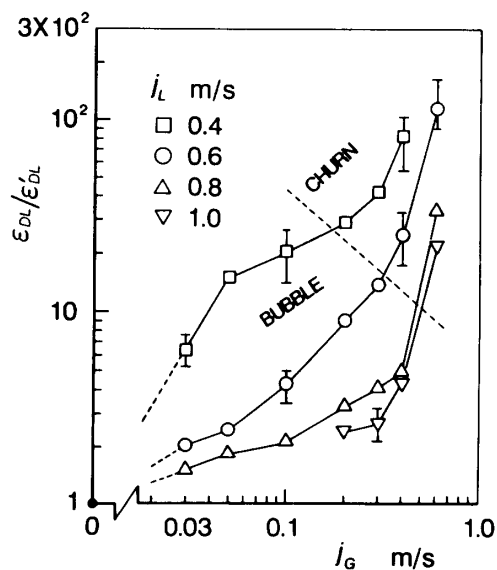


図 9 二相流における液相の乱流拡散係数比

加割合以上に急増し、その値は約 100 にも達する。この $\epsilon_{DL}/\epsilon'_{DL}$ の急増は、図 7 の写真の説明のごとく巨大気泡の出現によるものである。他方、空気流速 j_G が同じで水流束 j_L が変わる場合には、 j_L が大きいほど $\epsilon_{DL}/\epsilon'_{DL}$ は小さい値を示している。これは液相本来の乱れの効果に対し、気泡のかく乱によって付加される液相の乱れの効果が相対的に小さくなることを示している。また、気泡流において、 $j_L=0.4$ m/s の $\epsilon_{DL}/\epsilon'_{DL}$ が他の j_L のそれよりかなり高めの値を示している。この流れでは、液流速が非常に低いため気泡寸法が大きくなっただけでなく、気泡の蛇行運動が顕著であったことがこの原因と考えられる。

4.3 気泡流における液相の乱流拡散係数 本節では、流れを気泡流に限定し、液相の乱流拡散係数を考察する。

Serizawa ら⁽³⁾ は、内径 60 mm の垂直円管内の発達した気泡流において、液相の熱の乱流拡散係数、 ϵ_{HL} 、を線熱源によって加熱された液相の半径、軸方向の温度分布から求めている。図 10 は、この Serizawa らの実験結果と本実験結果を比較したものである。縦軸は、 $\epsilon_D^* (= \epsilon_{DL}/\epsilon'_{DL})$ と $\epsilon_H^* (= \epsilon_{HL}/\epsilon'_{HL})$ で、二相流における物質あるいは熱の乱流拡散係数を平均流速 $V_L = j_L/(1-\alpha)$ の液单相流が呈するそれ（気相が混入したことによる液相の増速を考慮している）で除した値である。横軸は気体の質量流量比 x である。記号は、白抜き印が ϵ_D^* 、黒塗り印が ϵ_H^* をそれぞれ表しており、さらに水の容積流速 j_L によっても区別されている。本実験の流れは周方向に一樣な環状流路内流れであるのに対して、Serizawa らの取扱った流れは円管内の軸対称の流れであるから、両者の直接的な比較は必ずしも妥当ではないが、() をつけたデータを除けば物質と熱の乱流拡散係数比 ϵ_D^* 、 ϵ_H^* は類似した値となっている。例外的な値を示して □印の 3 点のデータは $j_L=0.4$ m/s における物質拡散係数で、気泡の蛇行運動が他の j_L の場合よりも顕著な流れから得られたものである。

ここで、物質乱流拡散係数比 ϵ_D^* 、熱乱流拡散係数比 ϵ_H^* 、および運動量乱流拡散係数比 ϵ_M^* が相等しいと仮定する。すなわち、

$$\epsilon_D^* = \epsilon_H^* = \epsilon_M^* \quad \dots\dots\dots (20)$$

佐藤ら⁽⁸⁾ は、気泡流の液相の速度分布を予測するモデルの中で、気泡流の液相の運動量拡散係数 ϵ_{ML} を、気泡の存在に無関係な成分 ϵ'_{ML} と気泡のかく乱に依存する成分 ϵ''_{ML} との和として表すことを提案している。すなわち、

$$\epsilon_{ML} = \epsilon'_{ML} + \epsilon''_{ML} \quad \dots\dots\dots (21)$$

この考えを物質の乱流拡散係数にも適用すると、 ϵ_{DL}

は次式のように表せる。

$$\epsilon_{DL} = \epsilon'_{DL} + \epsilon''_{DL} \quad \dots\dots\dots (22)$$

式(20)～(22)により、 ϵ'_{DL} は次式となる。

$$\epsilon''_{DL} = \frac{\epsilon''_{ML}}{Sc_t} \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 Sc_t は乱流シュミット数 ($= \epsilon'_{ML}/\epsilon'_{DL}$) である。佐藤ら⁽⁸⁾ は ϵ''_{ML} の式として次式を提案している。

$$\epsilon''_{ML} = K_1 \alpha \left(\frac{d_B}{2} \right) U_B \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここで、 K_1 は定数 ($=1.2$)、 α はポイド率、 d_B は気泡群の代表寸法、 U_B は周囲の液体に対する気泡の相対速度（終端速度とする）である。式(24)を式(23)に代入し、係数を $K = K_1/Sc_t$ と改めておくと、 ϵ''_{DL} は次式となる。

$$\epsilon''_{DL} = K \alpha \left(\frac{d_B}{2} \right) U_B \quad \dots\dots\dots (25)$$

ϵ'_{DL} 値を気泡の混入による液の増速効果のみを考慮した平均速度 $V_L [= j_L/(1-\alpha)]$ の液单相流の乱流拡散係数として評価し、 ϵ_{DL} の測定値から差引けば、式(22)より気泡のかく乱効果を表す乱流拡散係数 ϵ''_{DL} を推定することができる。この推定値を用いて、係数 K の調査を試みた。その際、ポイド率 α 、気泡群の代表寸法 d_B および相対速度 U_B の値が必要であるから、これらを次のようにして求めた。

ポイド率 α は既報⁽²⁾ に述べた画像処理法で測定した。気泡群の代表寸法 d_B は画像データから統計的に決定した。まず、流れが二次元であるから、画像上の各気泡についてその面積に等しい円の直径を測定した。図 7 に示した写真からも明らかなように気泡寸法は分布しているため、測定した各気泡の直径に面積の重みをつけて平均し、その平均値を流れの代表径 d_B とした。次に、気泡の速度 U_B は上述の流れの代表径 d_B に

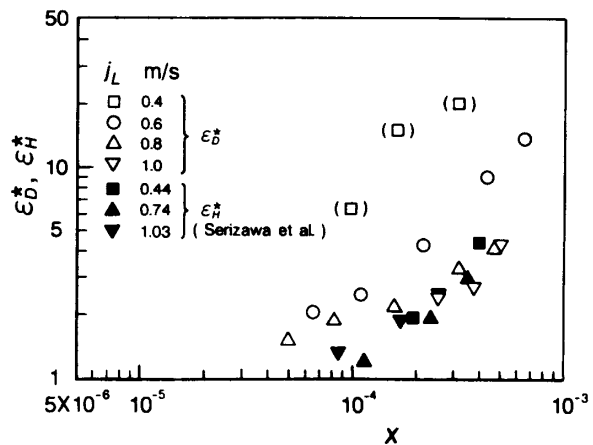
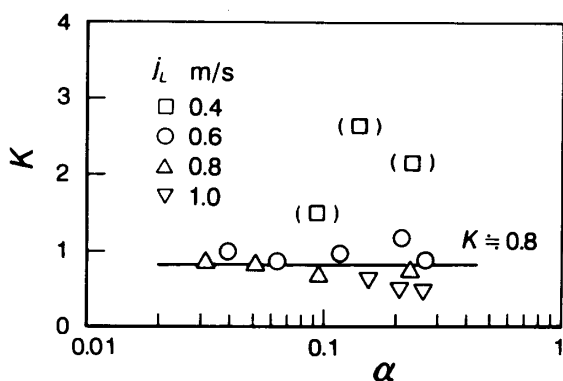


図 10 気泡流における物質、熱乱流拡散係数比の比較

図 11 係数 K の推定結果

対応する気泡の終端速度とし、佐藤ら⁽⁹⁾の実験式から求めた。

図 11 は、上記の方法で求めた式(25)の係数 K の値である。縦軸に係数 K 、横軸にボイド率 α をとり、水の容積流速 j_L でデータを区別している。□印のデータ ($j_L = 0.4$ m/s) を除けば、係数 K は多少のばらつきはあるがほぼ一定の値 ($K \approx 0.8$) となっている。このことは、式(22)の仮定および式(25)が気泡流における液相の物質の乱流拡散係数を評価するのに妥当であることを示しているとともに、式(24)と式(25)の比較から気泡流の液相の物質拡散と運動量拡散メカニズムが類似していることを示している。

5. む す び

二次元二相流の乱流構造の記述法を検討した。すなわち、比較的大きな直径のもとで狭い幅をもつ環状流路を製作し、これを用いて近似的に二次元の二相流を

つくり、「液相の乱流拡散」に関する実験を行い、解析した。本研究を要約すると次のとおりである。

(1) 一様な二次元二相流をつくり、そこに線源から染料をゆう出させて拡散過程を調べる実験方法を提案した。

(2) 染料の拡散状況を VTR に記録し、その画像データから液相の乱流拡散係数を推定した。画像処理法がこの実験に有効であることを示した。

(3) 気泡流における液相の乱流拡散係数について、気泡群のかく乱効果を乱流拡散係数によって評価し、その物理モデルを検討した。

最後に、本研究をご支援くださった日本原子力研究所伝熱流動研究室 村尾良夫室長に心からお礼申し上げる。また、本実験の遂行に協力いただいた篠原仁志、朝倉信次、小崎瑞生の三氏に謝意を表す。

文 献

- (1) Boufe, J. A. and Delhay, J. M., (Hetsroni, G., 編), *Handbook of Multiphase Systems*, (1982), 36, McGraw-Hill.
- (2) 佐藤・ほか 3 名, 機論, 57-538, B(1991), 1979.
- (3) Serizawa, A., ほか 2 名, *Int. J. Multiphase Flow*, 2-3 (1975), 247.
- (4) Hinze, J., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), 428, McGraw-Hill.
- (5) 片岡, 混相流, 5-1(1991), 3.
- (6) 武藤, 比色分析法, (共立全書 97), (1961), 203, 共立出版.
- (7) Nakamura, I., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 178(1987), 379.
- (8) 佐藤・世古口, 機論, 41-351(1975), 3215.
- (9) 佐藤・ほか 2 名, 熊本大学工学部研究報告, 23-3(1974), 43.