

単一ノズルにより形成された気泡噴流の ボイド分布と液流速分布*

飯屋崎 侃**
香川 昌 純**

Relationship Between Void Ratio Distribution and Liquid Velocity Distribution in a Bubble Plume

Akira KARIYASAKI and Masazumi KAGAWA

A model estimating liquid velocity distribution in a bubble plume based on a distribution of void fraction obtained by experiments was proposed and tested. It was made clear that liquid velocity distribution estimated by the model agreed with the experimental data in the central region of the plume, while in the outer region of the plume, deviation from the experimental data became large.

Key Words: Bubble Plume, Distribution, Void Ratio, Liquid Velocity

1. 緒言

静止した液中に単孔ノズルから連続的に形成された気泡噴流について考える。ノズルから連続的に放出された気泡群は液中を上昇し気液の相対運動により生じた乱れによってその広がり次第を増大させて行く。このとき周囲の液は気泡に随伴して流れを生じ大局的な循環流を形成する。これらの現象は気液接触装置、浮遊選鉱装置、曝気装置（水処理施設）、や空気防波堤などにおいて利用されている⁽¹⁻³⁾。また最近では数値解析により流れ場を求める試みが行われている⁽⁴⁾。現在のところ実際の気泡噴流に影響を及ぼす諸量について十分な情報が得られているとは言えない。また、均質流としての取り扱いには本質的に気液相対運動が基本となっている系に適用するには限界がある。たとえば、気泡の直径により気泡の横運動が異なるために気泡噴流の幅が気泡径によって異なってくる⁽⁵⁾。しかし、ラグランジュ的な取り扱いを実際の気泡噴流に適用する場合、実際の気泡噴流では気泡は単

分散ではなく気泡径に広い分布を持っているため気泡径分布に基づいた統計的処理が必然となり現象の記述が複雑化することになる。そこで、本論においては実験的に得たボイド率分布の整理式を使って気泡噴流の持つ性質のうちボイド率分布と液速度分布の関係を調べる。

気泡群の性質を考える場合、壁面の存在を無視することはできない。我々は壁面近傍の気泡群の挙動についても調べたが本論では壁面の影響を無視できるような広い静止水中における気泡群の性質について重点的に述べることにする。

2. 基礎式

気泡噴流は軸対称な流れであり、かつ円周方向には一様であるものとする。なお、流れは定常であると考える。

1) 気相に対する連続の式

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho_g \alpha U_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho_g \alpha V_g) = 0 \quad (1)$$

ここで、 ρ_g は気相の密度、 U_g, V_g は気相の z および r 方向の速度成分、 α はボイド率、 z, r はそれぞれ軸方向と半径方向の座標である。

* 平成18年5月31日受付

** 化学システム工学科

2) 液相に対する連続の式

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ \rho_l (1-\alpha) U_l \} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r \rho_l (1-\alpha) V_l \} = 0 \quad (2)$$

ここで、添字 l は液相を表す。

3) z 方向の運動量の式は

$$\begin{aligned} (\rho_l - \rho_g) \alpha g &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r \alpha \rho_g V_g U_g \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \alpha \rho_g U_g^2 \} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r \alpha \tau_{grz} \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ \alpha \tau_{gzz} \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ (1-\alpha) \tau_{lzz} \} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) \tau_{lrz} \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ r (1-\alpha) \rho_l U_l^2 \} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) V_l U_l \} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、は応力テンソルである。

気相のモーメント変化、応力項を無視すると(周囲流体が静止している場合は妥当であろう。)

$$\begin{aligned} (\rho_l - \rho_g) \alpha g &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) \tau_{lrz} \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ (1-\alpha) \rho_l U_l^2 \} \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) \rho_l V_l U_l \} \end{aligned} \quad (3')$$

(1), (2)(3') 式に 2π をかけて $r=0$ から $r \rightarrow \infty$ まで積分する。

(1) 式より

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty 2\pi r \alpha U_g dr + \int_0^\infty 2\pi \frac{\partial}{\partial r} \{ r \alpha V_g \} dr = 0$$

気泡噴流の場合、 $r \rightarrow \infty$ においては $r \alpha V_g \approx 0$ と考えてもよいであろう。

したがって

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty 2\pi r \alpha U_g dr = 0 \quad (1')$$

(2) 式より

$$2\pi \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty r (1-\alpha) U_l dr = -2\pi r (1-\alpha) V_l |_{r \rightarrow \infty} = E \quad (2')$$

ここで、 E は単位高さあたりのエントレメント量である。

(3') 式より

$$\begin{aligned} \int_0^\infty 2\pi (\rho_l - \rho_g) \alpha g dr &= \int_0^\infty 2\pi \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) \tau_{lrz} \} dr \\ &+ \int_0^\infty 2\pi r \frac{\partial}{\partial z} \{ (1-\alpha) \rho_l U_l^2 \} dr \\ &+ \int_0^\infty 2\pi \frac{\partial}{\partial r} \{ r (1-\alpha) \rho_l V_l U_l \} dr \end{aligned}$$

ρ_l は一定であり、かつ $r=0, \tau_{lrz} \approx 0, r \rightarrow \infty$ において $\tau_{lrz} \approx 0$ とすれば

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g \int_0^\infty r \alpha dr &= \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty r (1-\alpha) U_l^2 dr \\ &+ r (1-\alpha) V_l U_l |_{r \rightarrow \infty} \end{aligned}$$

(2') 式より

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g \int_0^\infty r \alpha dr &= \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty r (1-\alpha) U_l^2 dr \\ &- U_l |_{r \rightarrow \infty} \left(\frac{E}{2\pi}\right) \end{aligned} \quad (3'')$$

$U_l |_{r \rightarrow \infty} \approx 0$ ならば

$$\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right) g \int_0^\infty r \alpha dr = \frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty r (1-\alpha) U_l^2 dr \quad (3''')$$

3. ボイド率分布

気泡噴流におけるボイド率分布(気泡通過頻度分布)を求めるために、種々の z, r における局所的なボイド率 α (および気泡通過頻度 n) の測定を行い、整理した結果の一例を図1に示す。ノズルからの距離が異なる場合に得たデータの全てが同一の関係で整理できることが分かる。

$Q_g=0.48[\text{cm}^3/\text{s}]$, Nozzle dia=2.12[mm], Vessel=100X100X1000[mm³]

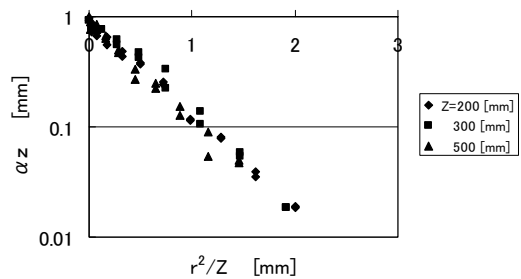


Fig.1 An example of the Distribution of Void ratio

ボイド率の測定方法には過去種々の方法が提案されているが、本研究室においては下記の2方法を使用した。すなわち、(1)気体と液体の電気伝導率の違いにより気液に対応する信号を得てそれによってボイド率の測定を行う方法としては、非常に細い(約50 μm)点電極を備えたプローブを流れに挿入して電極位置における気体存在時間率を測定する方法(コンダクタンスプローブ法と呼ぶ)(2)距離を置いて互いに直交する2光束の透過光強度の相互相関を利用して局所の気泡速度、気泡寸法、気泡通過頻度、ボイド率を測定する方法(SCB法と呼ぶ)⁽⁶⁾である。

コンダクタンスプローブ法は侵襲的な方法であり、気泡の変形、回避移動等を生じさせ、また表面張力が原因となってボイド率測定値の誤差が生ずることも考えられる。また電気抵抗が大きい流体には使用が困難である、一方直接局所ボイド率を測定するために、耐ノイズ性がある。

SCB法は本質的に非接触法であり計測が現象に直接影響を及ぼす心配がなくLDVとの組み合わせで同時測

定が可能である, 微小気泡の測定に向くなどの特徴があるが, 信号に含まれるノイズの影響を受けやすい.

両者はそれぞれ特徴があり, 本研究室では両方法で測定して比較を行ったが大きな差は見られなかった.

図より明らかなごとくポイド率分布は次式で近似できる.

$$\alpha = Az^{-1}e^{-B\frac{r^2}{z}} \quad (4)$$

ここで, A, B は定数である.

なお, 気泡通過頻度 n 分布も同様な式で表現できるが, A の値がポイド率 α 分布の場合と異なる.

さて, α が一様流中におかれた点源からの拡散を表す式で近似できるものと考えたと $z \gg r$ において⁽⁵⁾

$$\alpha = Az^{-1}e^{-\frac{U_g r^2}{4D_B z}} \quad (5)$$

と表現できる. (4), (5) 式を比較すると両者は全く同形であり拡散係数 D_B は

$$D_B = \frac{U_g}{4B} \quad (6)$$

となる. この場合気泡の拡散を引き起こす推進力は液の乱れによる渦拡散と考えられる. なお, D_B については詳しい検討を行っているが本論では取り上げない.

4. 液流速分布

液流速分布をポイド率分布と類似した次式で仮定する.

$$U_l = Cz^{-m}e^{-D\frac{r^2}{z}} \quad (7)$$

ここで, C, D は定数である.

(1') 式より

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ 2\pi \int_0^\infty r(U_l + U_s) Az^{-1}e^{-B\frac{r^2}{z}} dr \right\} = 0$$

ここで U_s は気液の相対速度であり静止水中の気泡上昇速度と等しいと考えても良いであろう.

$$\therefore \frac{\partial}{\partial z} \left[\int_0^\infty r \left\{ Cz^{-m}e^{-D\frac{r^2}{z}} + U_s \right\} Az^{-1}e^{-B\frac{r^2}{z}} dr \right] = 0$$

上式より次の関係が求められる.

$$\frac{ACmz^{-(m+1)}}{2(B+D)} = 0$$

ここで, A, B, C, D は 0 ではない. 従って z のいかにかわらず上式が成立するための合理的な m の値は 0 でなければならない. これより液流速分布は次式で近似できる.

$$U_l = Ce^{-D\frac{r^2}{z}} \quad (8)$$

この分布形は, $r = 0$ においてはノズルよりの高さ z により液流速が変化しない事を示しているが, 実験値も同様の傾向を示した. (図 2 参照)

また, A, B, C, D 間の相関関係については,

運動量の式(3''')に(4), (8)式を代入すれば次式が得られる.

$$\left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)g \frac{A}{B} = \frac{C^2}{2D} \quad (9)$$

図 2 に測定値 (データ点で示す) と上式による推定値 (線で示す) の比較を示す.

空気流量 Q_g が 0.96 [cm³/s] の場合は良い一致が見られたが, 1.2 [cm³/s] の場合は気泡噴流群の外縁において測定した液流速が大きく減少しており推定値と差が増大することがわかる.

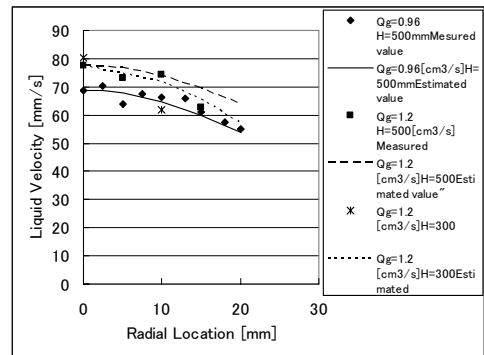


Fig.2 Examples of the Distribution of Liquid velocity in bubble plume

液速度の測定はレーザドップラー流速計 (LDV) を使用した. LDV 測定光学系には Reference mode と Differential mode の 2 つのモードがあるが本実験においては Differential mode を使用する. LDV は本来逆流の判別機能は持っていないが片方のレーザ光束の周波数を変えることにより逆流の測定も可能になる (周波数シフト). 気泡噴流内部においては激しい乱れが存在するため本実験においては周波数シフトを行っている. 信号処理は PLL 追跡発信法のトラッカーによる.

著者らは, 気泡流内の液側流動パラメータを測定する目的で, LDV のアナログ出力をスペクトル解析し, その結果から乱流強度, エネルギー消散, 微分特性距離などを求めることを試みている⁽⁷⁾. しかしながら, LDV による速度の測定においては, その原理から明らかなごとく光散乱粒子が測定体積中に存在しない場合, 測定は不可能であり LDV 出力信号に欠落が生じる (ドロップアウト). 気泡流においては気泡により光束が遮られ, ドロップアウトの頻度がさらに増大するため, スペクトル解析に先立ち, このドロップアウト時の信号処理を行う必要がある^{(8), (9)}. 本研究においてはドロップアウトの影響が重畳した LDV 出力信号 (測定信号) とドロップ

ブアウト時に0でその他の期間は0以外の一定値を示すドロップアウト信号との両者から得たパワースペクトルを利用して、ドロップアウトが生じない時に得られるはずの信号(原信号)から得たスペクトル(原スペクトル)を、測定した周波数の範囲内で非線形反復法による逆コンボリュ・ションンの手法⁽¹⁰⁾を使って近似することを試みた。なお計算にあたって、周波数とラッカーの出力はドロップアウト発生時において平均流速を示すものと考えている。

5. 気液の相対速度を考慮した液流速の近似的表現を利用した気泡の存在により生じる付加的な乱れ強さ

気泡噴流中における気泡は液に対して相対速度を有しており、かつ気泡後部にウエークを伴っている。今ウエークにより気泡が同伴する液量は気泡体積のK倍であり、かつウエークにおける液速度は気泡速度 U_g と等しいと仮定する。

気泡形状は2a,2bをそれぞれ長、短径とする回転楕円体であるものと考え、かつウエークは半径a長さlの円筒形をなすと考えられる。この場合lは次式で示される。

$$l = \frac{4}{3} \pi a^2 b k / (\pi a^2) = \frac{4bk}{3} \quad (10)$$

LDVによる U_i の測定値 \bar{U}_i は

$$\bar{U}_i(1-\alpha) = U_i \left\{ 1 - \left(\frac{8k}{3\pi} + 1 \right) \alpha \right\} + U_g \frac{8k}{3\pi} \frac{2bn}{U_g} \quad (11)$$

ここで $2\bar{b}$ はレーザービームによる気泡切断長さの平均値であり⁽¹¹⁾

$$2\bar{b} = \frac{\pi}{4} 2b \quad (12)$$

また

$$\alpha = \bar{T}n = \frac{2\bar{b}}{U_g} n \quad (13)$$

$$\therefore \bar{U}_i(1-\alpha) = U_i(1-\alpha) + U_g \frac{8k}{3\pi} \alpha \quad (11')$$

したがって、気泡の存在により生じる付加的な乱れ強さは

同様に考えて

$$\overline{U_i^2}(1-\alpha) = (\bar{U}_i - U_i)^2 \left\{ 1 - \left(\frac{8k}{3\pi} + 1 \right) \alpha \right\} + (\bar{U}_i - U_g)^2 \frac{8k}{3\pi} \alpha$$

(11)式を代入すると

$$\begin{aligned} \overline{U_i^2}(1-\alpha) &= \left[\frac{8k}{3\pi} \frac{\alpha}{1-\alpha} U_s \right]^2 \left\{ 1 - \left(\frac{8k}{3\pi} + 1 \right) \alpha \right\} \\ &+ \left[U_s \left(\frac{8k}{3\pi} \frac{\alpha}{1-\alpha} - 1 \right) \right]^2 \frac{8k}{3\pi} \alpha \end{aligned}$$

液単相の場合の乱れ強さを $\overline{U_0^2}$ とすれば全乱れ強さT.I.は

$$\begin{aligned} T.I. &= \overline{U_0^2}(1-\alpha) + \overline{U_i^2}(1-\alpha) \\ &= \overline{U_0^2}(1-\alpha) + \left[\frac{8k}{3\pi} \frac{\alpha}{1-\alpha} U_s \right]^2 \left\{ 1 - \left(\frac{8k}{3\pi} + 1 \right) \alpha \right\} \\ &+ \left[U_s \left\{ \frac{8k}{3\pi} \frac{\alpha}{1-\alpha} - 1 \right\} \right]^2 \frac{8k}{3\pi} \alpha \quad (14) \end{aligned}$$

図3に測定値に対して上式による推定値(ただしデータとの一致を良くするために $k=0.42$ を仮定した)を示す。両者は概略一致しているように見えるが(14)式による近似は誤差がかなり大きいことが伺える。なお図中には約300mm/sで流動している格子乱流中の気泡噴流における値を含んでいる。

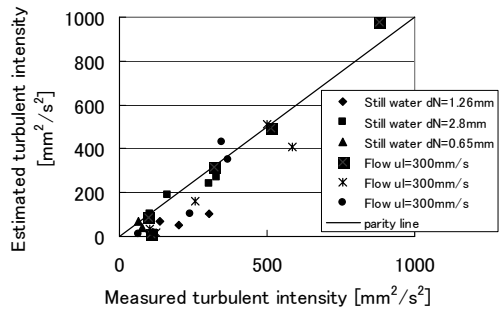


Fig.3 Comparison of estimated turbulent intensity (k=0.42) with measured value

上述のモデルからノズルより噴出する全空気流量 Q_g 、液流量 Q_l と単位高さあたりのエントレメント量Eを求めることも出来るので参考までに示す。

$$\begin{aligned} Q_g &= \int_0^\infty 2\pi r U_g \alpha dr = 2\pi \int_0^\infty r (U_s + C e^{-D \frac{r^2}{z}}) A z^{-1} e^{-B \frac{r^2}{z}} dr \\ &= \pi A \left[\frac{U_s}{B} + \frac{C}{B+D} \right] \quad (15) \end{aligned}$$

(2')式と(4),(8)式より

$$\begin{aligned} Q_l &= 2\pi \int_0^\infty r \left\{ (1-\alpha) U_i + \frac{8k}{3\pi} U_s \alpha \right\} dr \\ &= \pi \left\{ \frac{C}{D} z - \frac{AC}{B+D} + \frac{8k}{3\pi} U_s \frac{A}{B} \right\} \quad (16) \end{aligned}$$

$$E = \frac{dQ_l}{dz} = \pi \frac{C}{D} \quad (17)$$

6. 結論

気泡噴流における気液の連続の式、運動量式にポイド率分布の測定結果から得た整理式(点源からの連続拡散)を考慮することにより、平均液流速分布を推定する近似式を導くことが出来る。さらに本モデルによって気泡による付加的な乱れ強さの推定も可能である、実測値との比較では両者とも今後検討すべき問題点もあるが一応の

一致を見た。

謝辞

本研究の実施に当たり当時学生であった木下靖憲，滝本智可志，金子陽一，橋本泰司，清永哲弘，白川嘉一，真名子和之，重松広和，後藤広海，唐住康男，小柳利朗，寺田実，浜田茂，井原徹 諸氏のご協力を得ました，感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) H.E. Kobus, Proc. 11th Conf. Coastal Eng. (1968), 1016-1031
- (2) 北野，田中，粟谷，土木学会論文報告集(1976)，37-46
- (3) 波江，原，伊飼，機械学会関西支部第1回シンポジウム「気液二相流」前刷集(1980)，65-68
- (4) Y.Matsumoto, Y.Murai, Proc. Japan US Seminar on Two-Phase Flow Dynamics (1992), 105-115
- (5) 仮屋崎，深野，第6回混相流シンポジウム講演論文集(1988)，37-40
- (6) A. Kariyasaki, T. Fukano, Experimental Heat Transfer 2(1989)，71-88
- (7) 仮屋崎，機械学会九州支部第39期総会講演会講演論文集(1986)，49-51
- (8) 大場他，機械学会論文集42巻363号(1976)，3560
- (9) 辻 他，機械学会論文集47巻417号(1981)，801
- (10) S. Twomey, J. of Computational Physics 18 (1975)，188
- (11) 仮屋崎侃，福岡大学工学集報19号(1977)，39