

円筒容器において干渉する二つの水-空気系 垂直気泡噴流の気泡特性と液流動特性

佐々木 清人*・井口 学*²

Bubble and Liquid Flow Characteristics in Interacting Two Water-air Vertical
Bubbling Jets in a Cylindrical Vessel

Kiyoto SASAKI and Manabu IGUCHI

Synopsis : Two bubbling jets generated from two nozzles placed a short distance off on the same horizontal plane pulled each other and merged into a larger scale bubbling jet. This phenomenon is caused through the Coanda effect. The bubble and liquid flow characteristics above the merging position were measured with an electroresistivity probe and a laser Doppler velocimeter, respectively. The results were compared to those for a bubbling jet of the same total gas flow rate generated from a single nozzle. Gas holdup, mean bubble rising velocity, the axial mean velocity and the root-mean-square values of three turbulence components of water flow for the merged bubbling jet agreed with their respective values for the bubbling jet generated from the single nozzle. On the other hand, bubble frequency and mean bubble chord length for the two nozzle injection differed from those for the single nozzle injection. This fact means that when the distance from the nozzle tip to the bath surface is much larger than the distance from the nozzle tip to the merging position, mixing in the bath is not expected to be enhanced by the two nozzle injection, whereas metallurgical reactions between bubbles and liquid can be enhanced because the interfacial area increases.

Key words : steelmaking; refining; Coanda effect; bubbling jet; electroresistivity probe; laser Doppler velocimeter.

1. 緒言

鉄鋼精錬プロセスではアルゴンや酸素、窒素など各種ガス吹込み操作が行われているが、浴の攪拌や反応の促進、不純物の除去効率を上げることなどを目的として複数のノズルを用いる場合も多々みられる¹⁻³⁾。しかし、ガスを吹込むノズルの位置が近ければ、コアンダ効果によって気泡噴流が互いに干渉しあって合体してしまい⁴⁾、複数のノズルで吹く意味がなくなる可能性がある。このようなコアンダ効果は壁近傍にノズルがある場合にも現われ、気泡噴流は壁に吸寄せられて付着し、壁に沿って上昇していく^{5,6)}。

著者らは、コアンダ効果を受ける壁近傍の気泡噴流（気泡壁噴流と呼ぶ）の気泡特性や液流動特性については実験を開始し、その結果の一部は既に報告している^{5,6)}。しかしながら、二つの気泡噴流が合体する場合の両特性に関する研究は著者らの知る限り行われていないようである。

前報⁴⁾によれば、Fig. 1に示すように二本のランスノズル間の水平距離を L_H 、垂直距離を L_V 、ノズルの内径を d_{ni1} 、 d_{ni2} 、吹込む空気流量を Q_{g1} 、 Q_{g2} としたとき、二つの気泡噴流が合体するまでのノズルからの距離 H_c はノズル内径(d_{ni1} 、 d_{ni2})や空気流量(Q_{g1} 、 Q_{g2})にほとんど依存せず、ノズル間距離 L_H と L_V のみに依存する。本研究ではこれをふまえて、主に気泡噴流が合体した後の気泡特性と、気泡噴流に

よって誘起される水の流動特性に着目し、電気探針とレーザードップラー流速計を用いて測定した。また、比較の対象として、二本のランスノズルの場合と等しい流量のガスを一本のランスノズルから吹込んだときに生成する気泡噴流を選び、気泡特性と液流動特性に及ぼすコアンダ効果の影響を調べた。

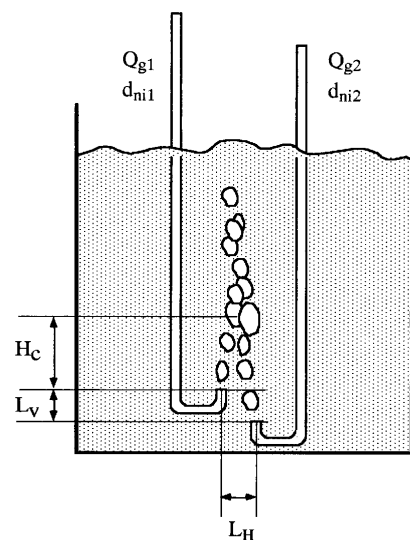


Fig. 1. Schematic of interacting two bubbling jets through Coanda effect.

平成10年11月24日受付 平成11年3月1日受理 (Received on Nov. 24, 1998; Accepted on Mar. 1, 1999)

* 北海道大学大学院生 (Graduate Student, Hokkaido University)

*² 北海道大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Hokkaido University, North 13 West 8 Kita-ku Sapporo 060-8628)

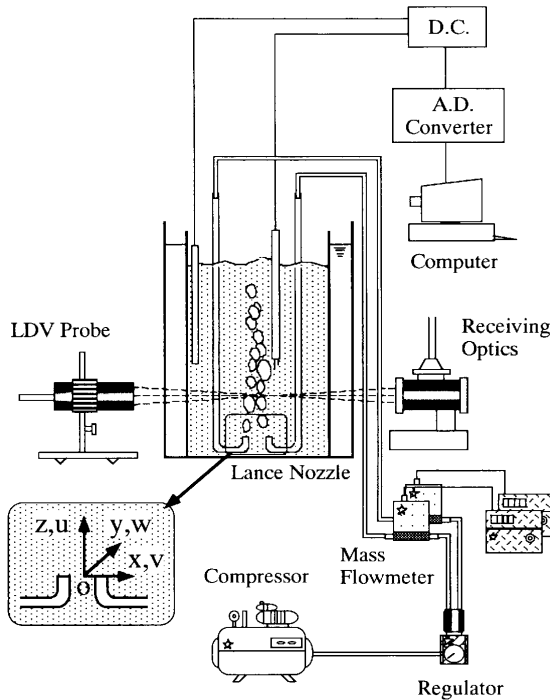


Fig. 2. Experimental apparatus.

2. 実験装置と方法

実験装置の概要を Fig. 2 に示す。本実験で用いた容器は透明アクリル製の円筒容器であり、内径 D は $300 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、高さ H は $400 \times 10^{-3} \text{ m}$ である。この円筒容器に図のように内径 d_{n1} 、 d_{n2} がともに $2.0 \times 10^{-3} \text{ m}$ の二本のガラス製ランスノズルを、ノズル先端の高さが等しくなるように取付け ($L_V=0$)、そこから水面までの距離 H_w を $300 \times 10^{-3} \text{ m}$ とした。浴底からランスノズル先端までの距離 H_n は $50 \times 10^{-3} \text{ m}$ である。また、前報⁴⁾で導いた H_c に対する実験式と本実験装置の大きさを考慮して、ノズル間距離 L_H を $20 \times 10^{-3} \text{ m}$ とした。この状態で、コンプレッサー、レギュレーターを介して、マスフローメーターにより流量を制御した空気を吹込んだ。各ノズルの空気流量 Q_{g1} 、 Q_{g2} はともに $40 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ である。

一本のランスノズルから空気を吹込む実験に際しては、二本のランスノズルを取りはずした後に、もとにあったノズルの先端を結ぶ線の中点の位置に内径 d_{ni} が $2.0 \times 10^{-3} \text{ m}$ のランスノズルを取付け、空気を $Q_g=80 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ の流量で吹込んだ。すなわち、浴中に吹込まれる総空気流量は一本と二本のランスノズルの場合で等しくしてある。なお、この中点の位置を図中に示すように直交座標系 (x, y, z) の原点とし、それぞれの方向の速度成分を (v, w, u) で表わしている。

各々の気泡噴流の気泡特性は2針電気探針(ERP)を用いて⁷⁾、また水の流動特性は2チャンネルのレーザードップラー流速計(LDV)を用いて測定した⁸⁾。

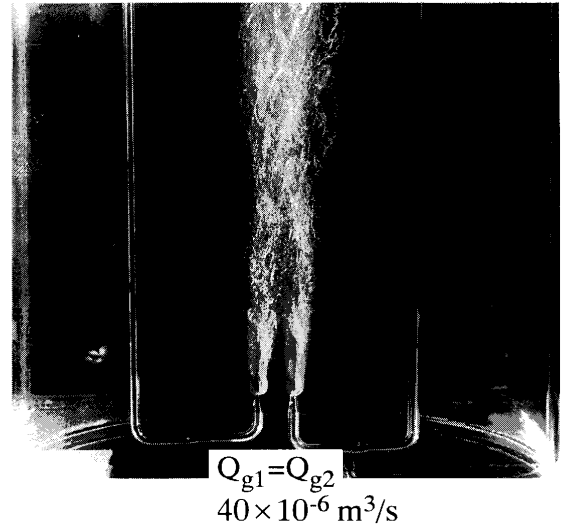


Fig. 3. Photograph of interacting two bubbling jets for $Q_{g1}=Q_{g2}=40 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$.

3. 実験結果と考察

3.1 気泡噴流の合体状況

気泡噴流が合体する様子を Fig. 3 に示す。ノズル先端で生成した二つの気泡噴流は水面に向かって上昇する間に互いに引合い、やがて合体する様子が見える。二つの気泡噴流は各々のノズル出口における修正フルード数 Fr_m が次の条件を満たすとき合体する⁴⁾。

$$Fr_{m1} > 1 \dots \dots \dots (1a)$$

$$Fr_{m2} > 1 \dots \dots \dots (1b)$$

$$Fr_{m1} = \rho_g Q_{g1}^2 / (\rho_L g d_{n1}^5) \dots \dots \dots (2a)$$

$$Fr_{m2} = \rho_g Q_{g2}^2 / (\rho_L g d_{n2}^5) \dots \dots \dots (2b)$$

ここで ρ_g 、 ρ_L はガスと液体の密度、 g は重力加速度である。ノズル出口から二つの気泡噴流が合体する位置までの距離 H_c は次式

$$H_c = 6.2 L_H \dots \dots \dots (3)$$

で近似できる⁴⁾。写真撮影の結果から判断して、合体後の気泡噴流は軸対象になっている。ただし、後で述べるように気泡間の合体はほとんどないことをあらかじめ強調しておきたい。

3.2 気泡特性

3.2.1 軸方向分布

(1) 気泡頻度 $f_{B,cl}$

Fig. 4 に気泡頻度 $f_{B,cl}$ をノズル出口からの距離 z に対して示す。ここで添字 cl は z 軸上の値を表わす。気泡頻度は単位時間あたりに測定点を通過する気泡の数として整理した。二本のランスノズルの f_B の値がノズル近傍で低いのは、上述のように座標系の原点が二本のランスノズル出口を結ぶ線上の中点に位置しているために、気泡がもともと少な

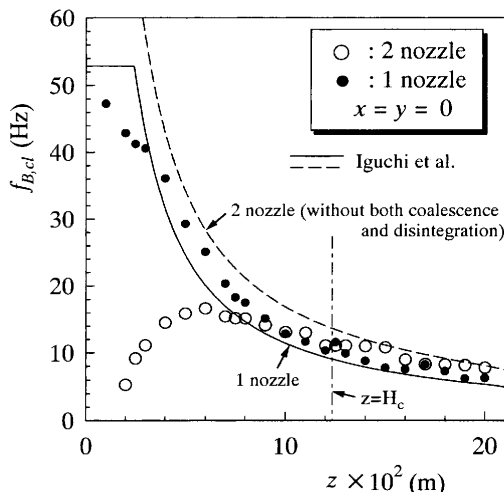


Fig. 4. Axial distributions of bubble frequency.

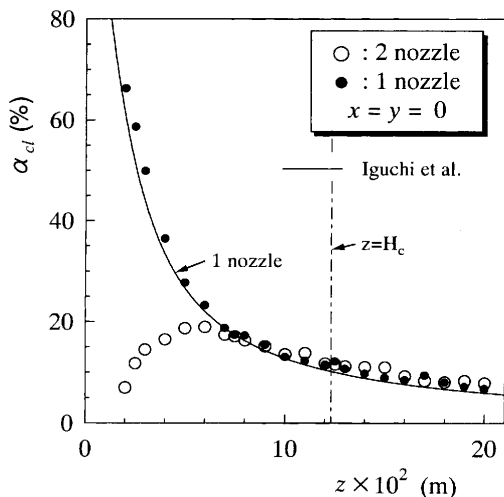


Fig. 5. Axial distributions of gas holdup.

いことによる。

実線は一本のランスノズルから $Q_g=80 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ の流量で空気を吹込んだときの $f_{B,cl}$ を、井口らの実験式⁷⁾に基づいて求めた値を表わす。破線は、 $Q_{g1}=Q_{g2}=40 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ のとき、二本のランスノズルで生成した気泡噴流は合体するが、気泡は合体、分裂することなく上昇すると仮定して、やはり井口らの実験式⁷⁾から計算した結果を表わす。具体的には、一本のランスノズルの $Q_g=40 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ に対する気泡頻度の値を二倍した。一本のランスノズルの測定値は実験式と比較的よく一致しており、本測定結果の妥当性が伺える。なお、前報⁴⁾で提案した実験式(3)を用いて気泡噴流が合体するまでの距離 H_c を求め、図中に一点鎖線で示した。 $z > H_c$ のとき、二本のランスノズルの測定値は破線と比較的よく一致しており、各ノズルで生成した気泡の上昇中における合体、分裂はほとんどないことが分かる。

(2) ガスホールドアップ α_{cl}

ガスホールドアップ α_{cl} と軸位置 z との関係を図 5 に示す。ガスホールドアップは気泡の体積割合を表わす。具体

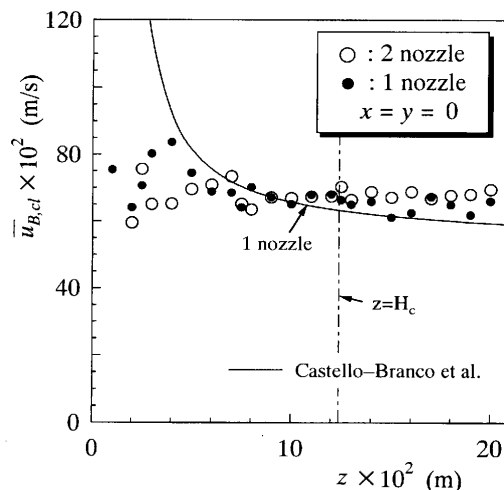


Fig. 6. Axial distributions of mean bubble rising velocity.

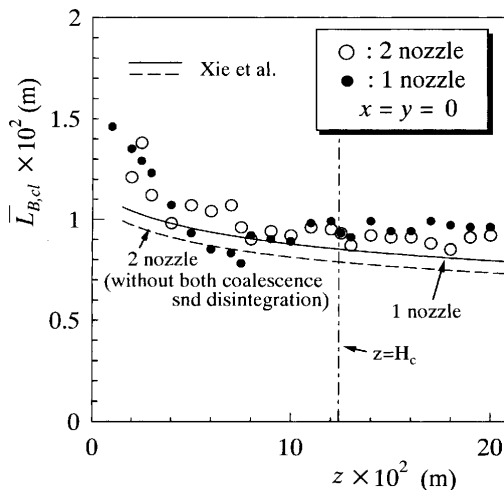


Fig. 7. Axial distributions of mean bubble chord length.

的には探針先端に気泡が接触していた時間を、一点あたりの測定時間で除した値として求めた。この場合にも、一本のランスノズルの測定値と実線で示した井口らの実験式との一致はよい。また二本と一本のランスノズルの測定値は $z \geq 7.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ の軸位置において合致している。

(3) 平均気泡上昇速度 $\bar{u}_{B,cl}$

Fig. 6 に平均気泡上昇速度 $\bar{u}_{B,cl}$ を軸方向座標 z に対して示す。ノズル出口近傍では測定値のばらつきがやや大きく、細かいことは言えないが、 $z \geq 5.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ の軸位置では、二本と一本のランスノズルの平均気泡上昇速度 $\bar{u}_{B,cl}$ は互いに等しく、しかも軸方向にほとんど変化しない。

実線は Castello-Branco らの実験式¹¹⁾ であるが、ノズル近傍を除けば本測定値と比較的よく一致している。ただし、 $z \geq 15 \times 10^{-2} \text{ m}$ では、Castello-Branco らの実験式との傾向とはやや異なるが、その偏差(約 +10%)は彼らの式の許容誤差範囲内(±30%)にある。

(4) 平均気泡弦長さ $\bar{L}_{B,cl}$

平均気泡弦長さ $\bar{L}_{B,cl}$ と z との関係を図 7 に示す。ここ

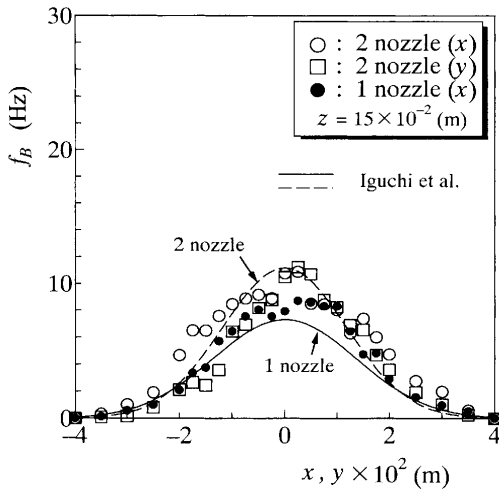


Fig. 8. Horizontal distributions of bubble frequency.

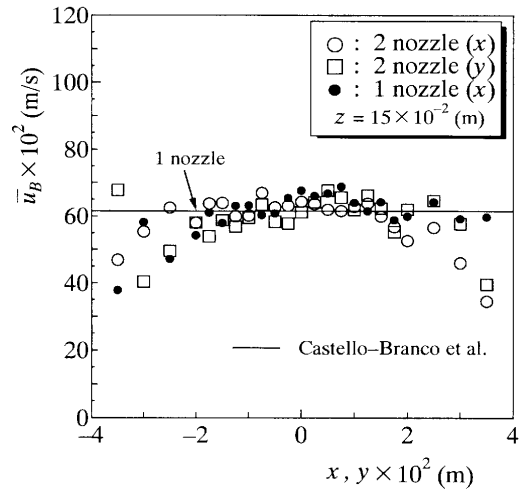


Fig. 10. Horizontal distributions of mean bubble rising velocity.

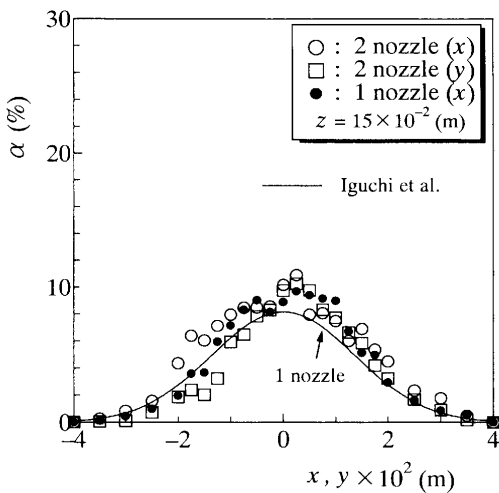


Fig. 9. Horizontal distributions of gas holdup.

で対象としている中間ガス領域^{9,10)}における単孔ノズルで生成する気泡の直径は、ガス流量が大きいほど大きくなる⁷⁾。なお、中間ガス領域とは、気泡頻度がノズルから吹出すガスの慣性力、生成中の気泡に働く流動抵抗、浮力ならびに表面張力に依存するガス流量域である。Fig. 4で明らかにしたように、二本のランスノズルで生成した気泡は合体することなく上昇する。したがって、気泡噴流が合体した後の軸位置($z > H_c$)では、二本のランスノズルのほうが一本のランスノズルよりも平均気泡弦長さは小さくならねばならないが、結果はこの予測の妥当性を物語っている。

なお、 $5.0 \times 10^{-2} \text{ m} \leq z \leq 10.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ において、二本のランスノズルの測定値の方が大きい。これは一本のランスノズルの気泡がこの区間で偏平になることに起因していると思われる。詳細に関しては今後の課題としたい。

実線および破線はXieら¹²⁾の提案した実験式である。彼らの実験式は $z > H_c$ での $\bar{L}_{B,cl}$ の大小関係をよく表わしている。

3.2.2 水平方向分布

(1) 気泡頻度 f_B

Fig. 8に $z = 15.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ ($> H_c$)における気泡頻度 f_B の x, y 方向分布を示す。実線と破線は正規分布を仮定した井口らの実験式⁷⁾である。本実験条件下では、 f_B の測定誤差は $\pm 10\%$ 程度であると考えられるが、この誤差範囲を考慮すると二本のランスノズルの測定値は、 x, y 方向にほぼ等しい分布をとり、合体した二つの気泡噴流が軸対象になっていることを示唆している。またこの場合の測定値は一本のランスノズルの測定値よりも中心近傍でやや大きい、外側ではほぼ一致している。実験式は各々の実験条件下の測定値を比較よく近似している。

(2) ガスホールドアップ α

$z = 15.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ におけるガスホールドアップ α の x, y 方向分布をFig. 9に示す。本実験条件下では、 α の測定誤差も $\pm 10\%$ 程度であると考えられるが、この誤差範囲を考慮すると二本と一本のランスノズルの値は互いにほぼ等しく、実線で示した井口らの式⁷⁾との一致もよい。すなわち、合体した二つの気泡噴流の水平方向への広がり、総ガス流量 Q_g が等しい一本ランスノズルで生成する気泡噴流の広がりと同じである。

(3) 平均気泡上昇速度 \bar{u}_B

Fig. 10に $z = 15.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ の軸位置における平均気泡上昇速度 \bar{u}_B の x, y 方向分布を示す。軸方向分布と同じように、半径方向分布に関しても一本のランスノズルと二本のランスノズルの測定値は互いによく一致しており、Fig. 10に実線で示した中心軸上の測定値を予測するCastello-Brancoらの式¹¹⁾は、中心軸付近において本測定値によく一致している。

二つの気泡噴流が合体した後の領域($z > H_c$)における総ガス流量は、浴が浅いために静水圧変化によるガスの膨張は非常に小さく、 $Q_g (= Q_{g1} + Q_{g2})$ で近似できる。したがって、

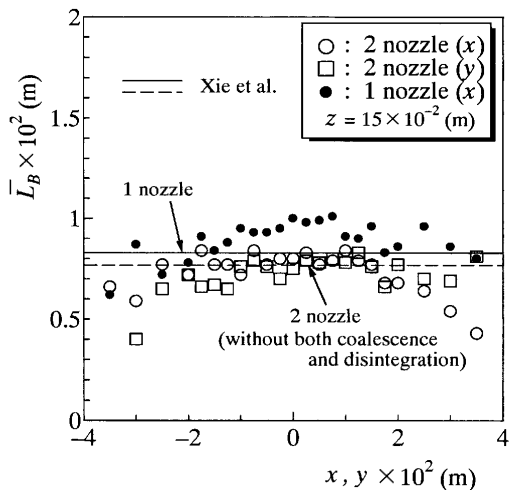


Fig. 11. Horizontal distributions of mean bubble chord length.

Q_g と α, \bar{u}_B の関係は次式で与えられる⁷⁾。

$$Q_g = \int_0^R 2\pi r \alpha \bar{u}_B dr / 100 \dots \dots \dots (4)$$

ここで R は浴の半径である。本実験では二本と一本のランスノズルの総ガス流量 Q_g を等しくしてあるので、上式よりガスホールドアップ α が両実験条件下で等しければ \bar{u}_B も等しくならなければならないが、Fig.10ではそのとおりの結果が得られている。

実際に総ガス流量 Q_g を式(4)に基づいて計算してみると、二本ランスノズルの場合、 x 方向分布からは $78 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$, y 方向分布からは $62 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ が得られた。一方、一本ランスノズルの場合は $73 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ となっており、ノズル出口での値 $Q_g = 80 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ に近く、この種の測定としては十分妥当な値であると言える。

(4) 平均気泡弦長さ \bar{L}_B

前述と同様に、 $z = 15.0 \times 10^{-2} \text{ m}$ の軸位置における平均気泡弦長さ \bar{L}_B の x, y 軸方向への変化を Fig.11 に示す。Fig. 7 の軸方向分布と同様に、一本のランスノズルの方が二本のランスノズルより高くなる傾向を示した。この事実は、前述のように、気泡噴流が合体しても気泡そのものは合体していないことを意味している。すなわち、気液界面積は二本のランスノズルの方が大きくなり、その結果として気液間反応は促進されると考えてよい。

3・3 水の流動速度

以前の報告¹³⁾によると、単孔ノズルで生成した気泡噴流に誘起される水の流動特性は、ガス流量 Q_g が等しければ、ノズル径すなわち気泡径にほとんど依存しない。以下に述べるように、二本のランスノズルで生成した気泡噴流に関しても、それらがコアンダ効果によって合体した後の水の流動特性は気泡径にほとんど依存しないことが分かった。したがって、二つの気泡噴流が合体した位置から浴表面ま

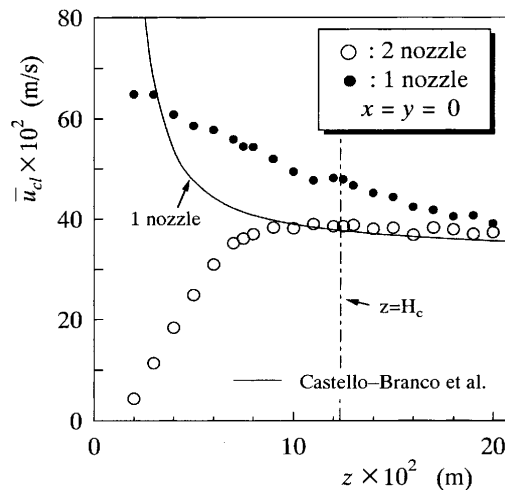


Fig. 12. Axial distributions of axial mean velocity.

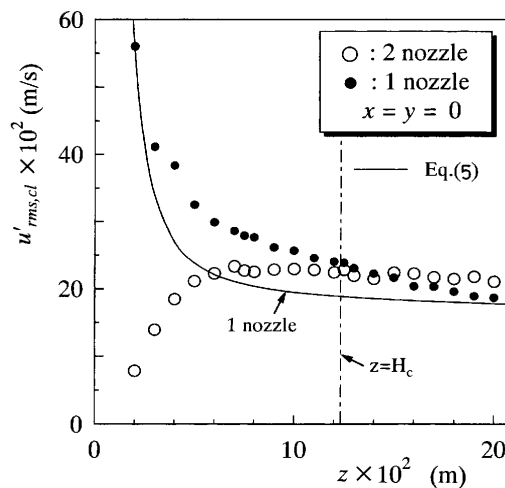


Fig. 13. Axial distributions of the root-mean-square value of turbulence component in the z direction.

での距離が浴深と同等であれば、混合に関しては、二本のランスノズルでガスを吹込む意味がなくなる。

3・3・1 軸方向分布

(1) 軸方向平均速度 \bar{u}_{cl}

Fig.12に z 軸上の水の軸方向平均速度 \bar{u}_{cl} と z との関係を示す。気泡特性と同様に、 $z = H_c$ の位置を一点鎖線で示している。二本のランスノズルと一本のランスノズルの値は $z = H_c$ より高い軸位置で互いに漸近し、実線で示した Castello-Branco らの式¹¹⁾とも一致するようになる。水の流動は主に気泡の浮力によって誘起されるから、二本と一本のランスノズルの気泡特性のうち α や \bar{u}_B が等しくなる軸位置よりも、さらに上方の位置で液流動特性が一致するようになるのは理にかなっている。

(2) 乱れの rms 値 ($u'_{rms,cl}, v'_{rms,cl}$)

Fig.13, 14 に z, x 軸方向乱れの rms 値 $u'_{rms,cl}, v'_{rms,cl}$ の測定値を軸座標 z に対して示す。二本のランスノズルの $u'_{rms,cl}$ は $z = H_c$ 付近から、一本のランスノズルの測定値にほぼ一致するようになる。なお、Fig.13の実線は以前の研究^{14,15)}に

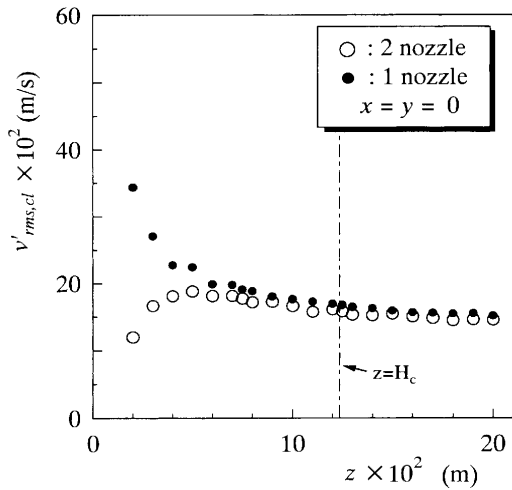


Fig. 14. Axial distributions of the root-mean-square value of turbulence component in the x direction.

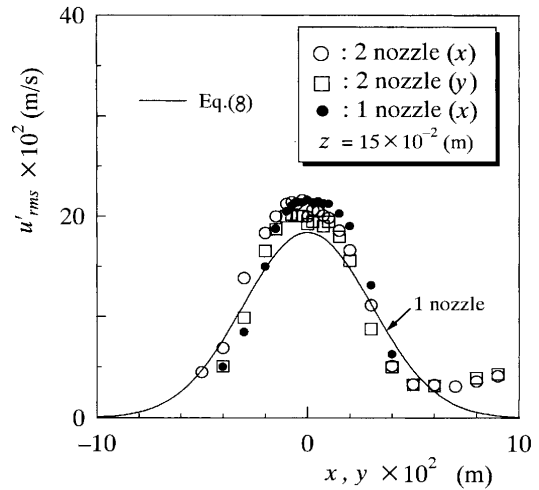


Fig. 16. Horizontal distributions of the root-mean-square value of turbulence component in the z direction.

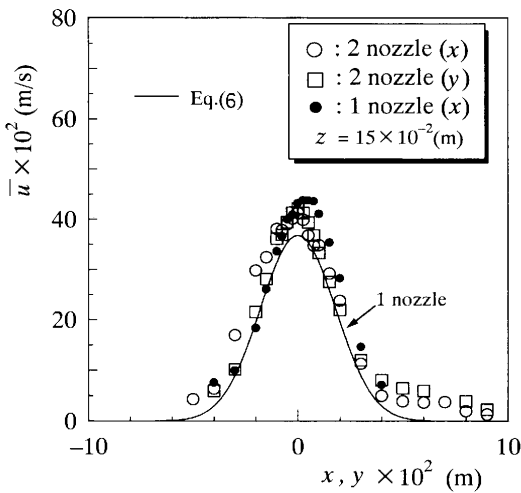


Fig. 15. Horizontal distributions of axial mean velocity.

基づき Fig.12 中の実線の値を 0.5 倍して求めている。

$$u'_{rms,cl} = 0.5\bar{u}_{cl} \dots\dots\dots (5)$$

一方、二本のランスノズルの $v'_{rms,cl}$ は H_c よりも極めてノズルに近い $z = 7.0 \times 10^{-2} \text{m}$ 近傍の軸位置から一本のランスノズルの測定値と非常によく一致する。このような乱れ成分の挙動は気泡径の相違に起因していると思われるが、現時点では、これらの現象に対して明確な説明を与えることはできない。

3.3.2 水平方向分布

(1) 軸方向平均速度 \bar{u}

Fig.15 に $z = 15.0 \times 10^{-2} \text{m}$ における軸方向平均速度 \bar{u} の x, y 方向分布を示す。実線は次の正規分布を表わす。

$$\bar{u} = \bar{u}_{cl} \exp(-\ln 2 \cdot x^2/b_u^2) \dots\dots\dots (6)$$

ここで \bar{u}_{cl} は Castello-Branco らの式¹¹⁾より求め、半値半幅 b_u は次式で計算した¹⁴⁾。

$$b_u = 0.14z \dots\dots\dots (7)$$

ただし y 方向分布は式(6)の x を y で置換える。一本のランスノズルの測定値は二本のランスノズルの測定値よりもやや大きい、この位置よりさらに上方の位置においては、ほぼ一致するものと思われる。なお、 z 軸から離れたところでは、正規分布からのずれがみられる。ここで示した正規分布は、無限に広い容器内の速度分布に対して近似的に適用されるものであり、本測定のように有限の容器の場合、気泡とともに上昇した液体は、下降しなくてはならないため、側壁近傍では負の値が出る。このような水の循環流の影響で正規分布からのずれが現われたのである。

(2) 乱れの rms 値 ($u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms}$)

軸方向乱れの rms 値 u'_{rms} を Fig.16 に示す。図中の実線は次式に基づいて計算した¹⁵⁾。

$$u'_{rms} = u'_{rms,cl} \exp[-\ln 2 \cdot x^2/b_l^2] \dots\dots\dots (8)$$

$$u'_{rms,cl} = 0.5\bar{u}_{cl} \dots\dots\dots (5)$$

$$b_l = 1.8b_u \dots\dots\dots (9)$$

ここで $u'_{rms,cl}$ は u'_{rms} の z 軸上の値、 b_l は u'_{rms} 分布の半値半幅、 b_u は前述のように \bar{u} 分布の半値半幅である。二本と一本のランスノズルの測定値はよく一致しており、 \bar{u} と同様に z 軸近傍では実験式とも比較的よく合っている。

Fig.17 に $z = 15.0 \times 10^{-2} \text{m}$ における乱れの rms 値 v'_{rms}, w'_{rms} の分布を示す。二本のランスノズルの v'_{rms}, w'_{rms} は互いに等しく、このことから気泡噴流が軸対象になっていることが分かる。また、二本のランスノズルと一本のランスノズルの乱れの rms 値は等しい。

4. 結言

同一水平面上に隣接して設置した二本のランスノズルから、同じ流量でガスを吹込んだときに生成する気泡噴流の

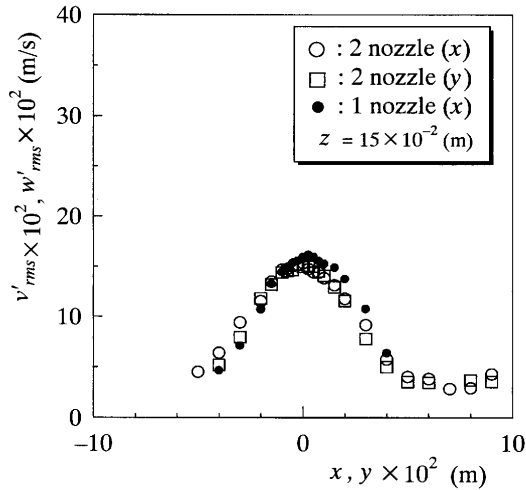


Fig. 17. Horizontal distributions of the root-mean-square value of turbulence components in the x and y direction.

合体後の気泡特性と液流動特性を実験的に求めた。この結果を、総体積流量が二本のランスノズルの場合と等しい空気を一本のランスノズルから吹込んだときに生成する気泡噴流の結果と比較した。得られた主な成果は以下のとおりである。

(1) 気泡噴流が合体した後($z > H_c$)では、二本のランスノズルと一本のランスノズルのガスホールドアップ α と気泡上昇速度 \bar{u}_B はほぼ等しくなるが、気泡頻度 f_B と平均気泡弦長さ \bar{L}_B については相違がみられた。すなわち合体した二つの気泡噴流は軸対象となっており、水平方向への広がりには二本と一本のランスノズルの場合で等しいが、噴流内の気泡径は二本のランスノズルの方が小さく、上昇する気泡の数は多い。

(2) 上記 $z > H_c$ の領域では、二本と一本のランスノズルの水の軸方向平均速度 \bar{u} と軸方向乱れのrms値 u'_{rms} は $z > H_c$ においてほぼ等しい値をとるが、 x 方向の乱れのrms値 v'_{rms} は $z = H_c$ よりも極めてノズルに近い位置から一致するようになる。このような相違は気泡の直径に依存しているように思われるが、その機構の詳細については明らかでない。

(3) 気泡噴流が干渉して合体すると、液流動特性はノズルの数にほとんど依存しなくなる。この事実は、浴深 H_w が気泡噴流の合体距離 H_c よりも非常に大きければ、浴の混合に関して複数のノズルでガスを吹込んで意味の無

いことを示唆している。しかし気液界面積は複数のランスノズルの方が大きいことから、気液間反応は促進されると考えてよい。

記号

D	: 円筒容器の直径 (m)
d_{ni}, d_{ni1}, d_{ni2}	: ノズルの内径 (m)
f_B	: 気泡頻度 (Hz)
Q_g	: 吹込みガス流量 (m^3/s)
H	: 容器の高さ (m)
H_c	: ノズル出口から気泡噴流が合体するまでの距離 (m)
H_n	: ノズル先端から浴底までの距離 (m)
H_w	: ノズル先端から水面までの距離 (m)
\bar{L}_B	: 平均気泡弦長さ (m)
L_H	: ノズル間の水平方向距離 (m)
L_V	: ノズル間の垂直方向距離 (m)
\bar{u}	: z 軸方向の水の時間平均速度 (m/s)
\bar{u}_B	: 平均気泡上昇速度 (m/s)
$u'_{rms}, v'_{rms}, w'_{rms}$: z, x, y 方向の乱れのrms値 (m/s)
x, y, z	: 座標軸 (m)
α	: ガスホールドアップ (%)

添字

cl : z 軸上の値

文献

- 1) 梅沢一誠: 第100・101回西山記念技術講座, 日本鉄鋼協会, 東京, (1984), 101.
- 2) Refining Limit for Impurities, ed. by Refining Forum of High-Temperature Process Division of ISIJ and Reaction Group of 19th Committee of JSPS, ISIJ, Tokyo, (1996), 151.
- 3) Y.Sahai and G.R.St.Pierre: Advances in Transport Processes in Metallurgical Systems, Elsevier, Amsterdam, (1992), 259.
- 4) K.Takahashi, M.Iguchi, H.Kiuchi and S.Yokoya: *CAMP-ISIJ*, **10** (1997), 914.
- 5) M.Iguchi, K.Sasaki, K.Nakajima and H.Kawabata: *ISIJ Int.*, **38** (1998), 1297.
- 6) K.Sasaki: *CAMP ISIJ*, **11** (1998), PS4; M.Iguchi and K.Sasaki: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 213.
- 7) M.Iguchi, K.Nozaawa, T.Tomida and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **77** (1991), 1426; *ISIJ Int.*, **32** (1992), 747.
- 8) M.Iguchi, T.Kondoh and T.Uemura: *Int. J. Multiphase Flow*, **20** (1993), 753.
- 9) L.Davidson and E.H.Amick: *AICHE J.*, **2** (1956), 337.
- 10) K.Mori and M.Sano: *Tetsu-to-Hagané*, **67** (1981), 672.
- 11) M.A.S.C.Castello-Branco and K.Schwerdtfeger: *Metall. Mater. Trans. B*, **25B** (1994), 359.
- 12) Y.Xie, S.Orsten and F.Oeters: *ISIJ Int.*, **32** (1992), 66.
- 13) M.Iguchi, T.Tomida, K.Nakajima and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **78** (1992), 1786; *ISIJ Int.*, **33** (1993), 728.
- 14) M.Iguchi, K.Okita, T.Nakatani and N.Kasai: *Int. J. Multiphase Flow*, **23** (1997), 249.
- 15) M.Iguchi, H.Takeuchi and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **76** (1990), 699; M.Iguchi, H.Takeuchi and Z.Morita: *ISIJ Int.*, **31** (1991), 246.