

水銀浴中に吹き込まれた気泡噴流のコアンダ効果

佐々木 清人*・井口 学*²

Coanda Effect on Bubbling Jet in a Mercury Bath

Kiyoto SASAKI and Manabu IGUCHI

Synopsis : Water model experiments have been carried out on the Coanda effect in air–water two-phase flows. It is however not clear whether the results are applicable to gas–molten metal two-phase flows. The objective of this study is to investigate the characteristics of bubbling jets subjected to the Coanda effect in a mercury bath. Two types of Coanda effects were treated. One is the attachment of a single bubbling jet to the side wall of a vessel. The other is the coalescence of two bubbling jets. Gas hold-up was measured with a two-needle electro-resistivity probe to determine the attachment length and the coalescence length measured from the nozzle exit. Empirical equations were proposed for the two lengths.

Key words: steelmaking; two phase flow; Coanda effect; mercury; bubbling jet; electro-resistivity probe.

1. 緒言

二次精錬プロセスのうち、DH (Dortmund Hörder) 法¹⁾やRH (Rheinstahl und Heracus) 法²⁾では、壁近傍からのガス吹込み、また転炉においては複数のノズルからのガス吹込みが行われている。しかし、壁のごく近傍を上昇する気泡噴流が壁に付着したり^{3,4)}、ノズル間の距離が近い位置でガスを吹き込むと気泡噴流同士が合体する可能性^{5,6)}があり、必ずしも予想通りに気泡は浴内に分散しない。また、気泡噴流が壁に付着すると浴内の流動特性が変わることが予想され、これまで考えられてきた最適条件が崩れたり、あるいは複数の気泡噴流が合体すると、複数のノズルから吹き込む効果が得られず、均一混合時間が予想よりも長くなるといった現象が起こりうる。したがって、気泡噴流の壁への付着や噴流同士が合体する現象、すなわちコアンダ効果を理解することは重要である。

複数のノズルによるガス吹込みに関するこれまでの研究には、気相中に気体を吹き込んだ研究は多数みられるが⁷⁻¹⁰⁾、気泡噴流のコアンダ効果に関する研究は非常に少ない。例えば、2つのノズルからガスを吹き込んだ Joo ら¹¹⁾による水モデル実験と数値計算、あるいは、水銀浴と水浴中に設置された2つのオリフィスからガスを吹込み、ノズル出口近傍での気泡の相互作用について言及した小沢ら¹²⁾の報告があるが、ノズルから離れた所における気泡噴流の相互作用については水モデルの場合に多少言及しているものの、詳しくは述べられていない。著者らは気泡噴流のコアンダ効果に関して、2つの気泡噴流の合体距

離や壁への付着距離についての知見を水モデル実験によって得ている^{13,14)}。しかし、これらの結果が溶融金属にそのまま適用できるか否かについては明らかになっていない。本研究では水銀を用い、この点について検討を加えた。

2. 実験装置と実験方法

2.1 壁に付着する気泡噴流

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。水銀を用いた実験では直径 0.155 m、高さ 0.300 m のステンレス鋼製の円筒容器、水を用いた実験では直径 0.200 m、高さ 0.400 m の透明アクリル製の円筒容器を用いた。水銀を用いる場合は、浴槽と水銀が反応しないように内壁にアクリル塗装を施し、浴深 H_L が 0.200 m となるように水銀を満たした。Fig. 2(a) に示すように、幅と高さが 0.040 m、長さが 0.100 m の角柱に取り付けた内径 d_{ni} が 0.0010 m、高さが 0.010 m のノズルを浴底に設置し、質量流量計によって調節された空気を吹き込んだ。ノズルも水銀と反応を起こさないようにアクリル製としている。以後、この形状のノズルをブロックノズルと称する。ノズル先端と壁との距離 η_n は 0.015 m, 0.020 m, 0.025 m の3種類とし、吹込みガス流量 Q_g は $91.7 \times 10^{-6} \sim 181 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ の間で変化させた。

一方、水を用いた実験では、浴深 H_L が 0.350 m となるように水を満たした容器に、Fig. 2(b) に示すようなノズルを設置した。以後、これをランスノズルと称する。ノズル内径 d_{ni} を 0.0013~0.0038 m、ノズル先端と壁との距離 η_n を 0.0175~0.0350 m、吹き込むガス流量 Q_g を $41.4 \times 10^{-6} \sim$

平成 13 年 12 月 6 日受付 平成 14 年 2 月 12 日受理 (Received on Dec. 6, 2001; Accepted on Feb. 12, 2002)

* 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)

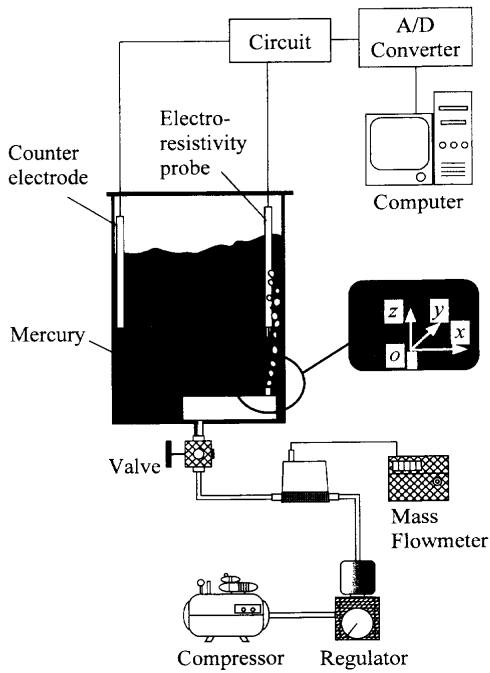


Fig. 1. Experimental apparatus.

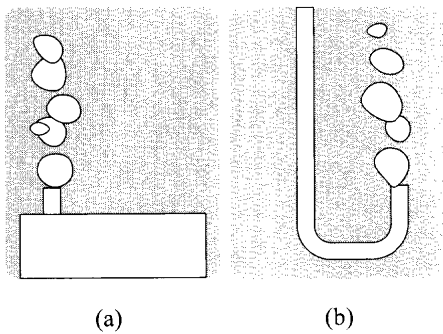


Fig. 2. Nozzle configuration. (a) block nozzle (b) lance nozzle.

293×10⁻⁶ m³/s の間で変化させた。

本来ならば、浴内での設置位置を自由に変えることができるランスノズルを用いて実験を行う方が便利であるが、水銀中では浴内のノズルを見ることができないことに加えて、気泡が生成されるときに大きな振動を伴うため、強く固定されたノズルを用いる必要がある。そこで、水銀を用いた場合はブロックノズルのみを用いている。水モデル実験ではランスノズルだけでなく、ブロックノズルも併用している。2種類のノズルとも座標系は Fig. 1 中に示してあるようにノズル先端を原点とし、半径方向に x 、同面内の垂直方向に y 、高さ方向に z とした。浴中に形成される気泡噴流の気泡特性を電気探針¹⁵⁾を用いて測定し、ガスホールドアップ α の結果に基づいて、ノズル先端から噴流が壁に付着するまでの距離を求めた。

2.2 2つの気泡噴流の合体

水銀浴の場合には、壁に付着する気泡噴流の実験で用いたものと同じ容器を用いた。アクリルブロックには2つの

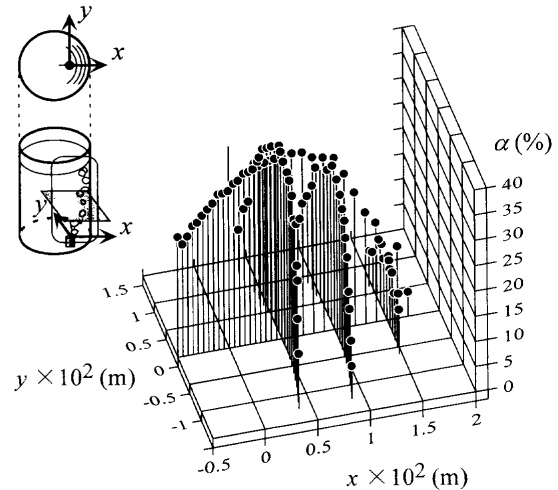


Fig. 3. Distributions of gas holdup α in mercury bath for $Q_g=91.7 \times 10^{-6}$ m³/s, $H_L=0.200$ m, $\eta_n=0.020$ m, $z=0.035$ m.

ノズルがついている。水浴の場合には、浴直径 D が 0.400 m、高さ H が 1.200 m の容器にランスノズルを用いてガスを吹き込んだ。ノズル間水平距離 L_H は水銀実験の場合は 0.020 m と 0.030 m、水の場合は 0.020~0.050 m とした。さらに水実験では、0.020 m と 0.040 m の2種類のノズル間垂直距離 L_V で測定を行った。なお、それぞれのノズル間距離において予備実験を行い、気泡噴流の付着、合体に対して容器側壁の影響は無視できることを確認している。吹込みガス流量 Q_g は、水銀の場合は前項と同様に $91.7 \times 10^{-6} \sim 181 \times 10^{-6}$ m³/s の間の3種類とし、水の場合は $41.4 \times 10^{-6} \sim 530 \times 10^{-6}$ m³/s の範囲で行った。さらに水の場合はノズル内径 d_{ni} を 0.0013~0.0038 m、浴深 H_L を 0.200~0.650 m と変化させた。両実験ともに座標系 (x, y, z) の原点は、2つのノズルの先端を結んだ線分の midpoint とした。また、ノズル間垂直距離を変えた実験の原点であるが、高い方のノズル先端高さを z 軸の原点とした。

3. 結果と考察

3.1 壁に付着する気泡噴流

3.1.1 壁近傍のガスホールドアップ α の分布

Fig. 3 に水銀浴中における $Q_g=91.7 \times 10^{-6}$ m³/s, $\eta_n=0.020$ m, $z=0.035$ m での壁近傍のガスホールドアップ α の三次元分布を示す。各々のプロットはそれぞれ壁から 0.015 m, 0.010 m, 0.005 m の距離にある分布を示している。容器の側壁は曲率をもつが、ここでは平面に展開して描いている。ノズルに近い位置ほど α の値が高く、壁に近づくほど α のピークは小さくなり、分布の広がりも小さくなっている。ここには示していないが、周方向 (ζ 方向) の α の分布は容器側壁の影響を受けない自由気泡噴流に対して成り立つ次の正規分布曲線で近似できた。

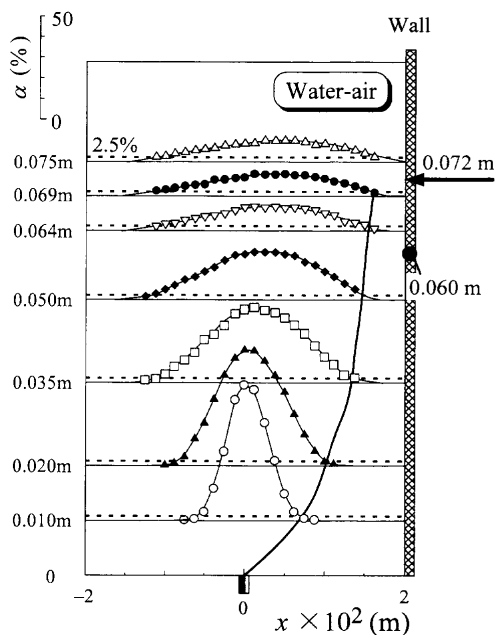


Fig. 4. Distributions of α in water-air bubbling jet for $Q_g=100 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$, $H_L=0.350 \text{ m}$, $\eta_n=0.020 \text{ m}$.

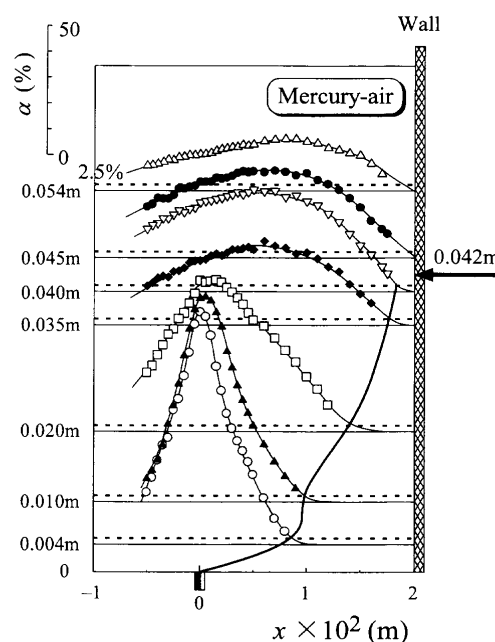


Fig. 5. Distributions of α in mercury-air bubbling jet for $Q_g=136 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$, $H_L=0.200 \text{ m}$, $\eta_n=0.020 \text{ m}$.

$$\alpha = \alpha_{\max, \zeta} \exp(-\ln 2 \cdot \zeta^2 / b_{\alpha, \zeta}^2) \dots \dots \dots (1)$$

ここで $\alpha_{\max, \zeta}$ は α の ζ 方向分布の最大値、 $b_{\alpha, \zeta}$ は半値幅を表す。

このような結果は、曲率をもたない垂直平板近傍における気泡噴流の気泡特性の結果¹⁶⁾とも半値幅も含めて一致する。すなわち、水銀浴の実験では $D=0.155 \text{ m}$ の浴槽を用いているが、水モデルの結果も含めて、曲率半径無限大の平板と曲率半径 0.0775 m の間の曲率をもつ壁近傍の α 分布は曲率の影響をほとんど受けず、正規分布に従う。

3.1.2 気泡噴流付着距離 L_a

(1) 水モデル実験の付着距離 L_a

水などの透明な液体を用いた実験では、浴の側面から気泡噴流の軌跡写真を撮り、その写真を画像解析することによって付着距離を求めることができるが、今回対象にしている水銀は不透明であるため、この方法では不可能である。そこで電気探針を用いてガスホールドアップ α を測定し、その分布形状から求めることにした。まず、水モデル実験によって妥当性を調べた。ランスノズルで水を用いた場合の、 $Q_g=100 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$, $H_L=0.350 \text{ m}$, $\eta_n=0.020 \text{ m}$ におけるガスホールドアップ α の x 方向分布を Fig. 4 に示す。縦軸に付した数字はノズルからの距離を示しており、図の右側の網目部は壁を表している。ノズルからの距離が大きくなるにつれて分布のピークが壁に寄っており、気泡噴流が壁に付着している様子がよくわかる。

ノズルからの距離の増加につれて気泡噴流中に存在する気泡は壁の方に近づいていき、やがて壁のごく近傍に到達する。このとき、ガスホールドアップの分布を滑らかに結んだ線は側壁と交わる。しかしながら、それよりもノズル

に近い位置では、 α を滑らかに結んだ線は側壁ではなく、 $\alpha=0$ の線と交わる。今回、噴流が付着する位置をこれらの分布を示す軸位置の中間点と定義した。図中の実線はノズル先端から付着点直前までの $\alpha=2.5\%$ となる位置を結んだ線である。この線は、ここには示していないが、付着点近傍を除けば、写真観察による気泡噴流の輪郭をよく表している。

側壁に示している黒丸は気泡噴流の軌跡写真から求めた付着距離を表している¹⁴⁾。 α の分布から求めた L_a の値 (矢印で示す) は黒丸からノズルまでの距離の $\pm 30\%$ の範囲内にあり、 α 分布に基づく L_a の決定法が妥当であることがわかる。

(2) 水銀モデル実験の付着距離 L_a

ブロックノズルを用い $Q_g=136 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$, $\eta_n=0.020 \text{ m}$ の条件下で得られた水銀浴におけるガスホールドアップ α の x 方向分布を Fig. 5 に示す。ノズルからの距離が大きくなるにつれて α のピーク値が壁に寄っていることから、水の場合と同様に水銀浴中でもコアンダ効果が起こっている。この場合の矢印で示した付着距離 L_a は 0.042 m となった。

(3) 付着距離 L_a の実験式の導出

付着距離 L_a を今回設定したすべての実験条件下で求め、その結果と Xie¹⁷⁾ のウッドメタル浴で行われた結果をまとめて Fig. 6 に示す。縦軸は L_a をノズルと壁との距離 η_n で除している。横軸には以下のようにして導いたレイノルズ数 Re を用いた。

代表速度 V として、気泡の平均上昇速度を表す目安の式¹⁸⁾

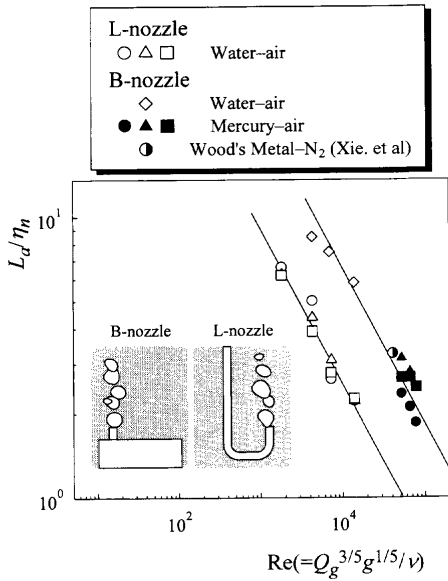


Fig. 6. Relation between dimensionless attachment length and Reynolds number.

$$V=(g^2 Q_g)^{1/5} \dots\dots\dots (2)$$

を用いる。ここで、 g は重力加速度を表す。さらに、代表長さ L として気泡噴流の気泡特性の一つであるガスホールドアップ α の広がりを表す目安の式¹⁸⁾

$$L=(Q_g^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (3)$$

を用いると、レイノルズ数 Re は

$$Re=\frac{VL}{\nu}=\frac{g^{1/5} Q_g^{3/5}}{\nu} \dots\dots\dots (4)$$

と表される。ここで、 ν は液体の動粘度である。

Fig. 6 に $\circ, \triangle, \square$ で示した測定値は水モデルでランスノズルを用いた結果、それ以外の記号はブロックノズルを用いた結果を示している。測定値は用いた液体に関係なく、ノズルごとにまとめられる。なお、Xieらは浴底に設置したノズルを用いているが、ブロックノズルの測定値と同じ傾向をもっている。コアンダ効果は気泡噴流から見て側壁側と外側の圧力差に起因して起こることが知られている¹⁹⁾。したがって、吹込みガス流量が増す、すなわちガスの慣性力が増すことにより水の速度が増加し、気泡噴流中への周囲流体の巻き込みが激しくなって圧力差が大きくなるとともに、気泡噴流域の広がりも大きくなり、付着距離が小さくなったと考えられる。本実験結果はそれを裏づける結果となっている。なお、ランスノズルの場合、ノズル下部から流体が入り込めるので、やはり気泡噴流中への周囲流体の巻き込みが激しくなってノズル下部から流体が入り込みにくいブロックノズルよりも付着距離が小さくなったと思われる。すなわちランスノズルの代わりにブロックノズルを用いると、見かけ上ガス流量が小さくなったかの

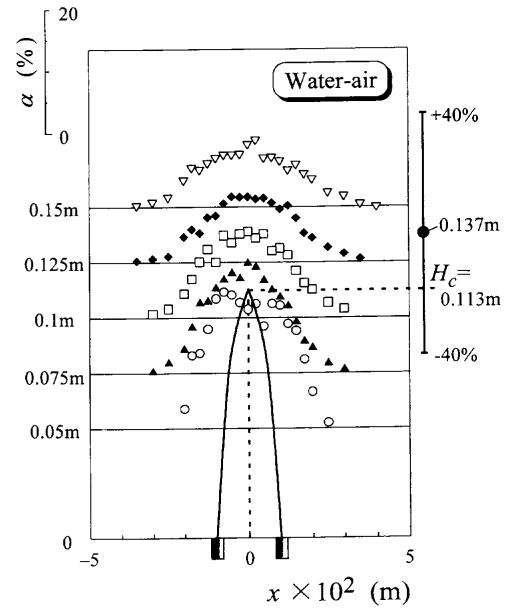


Fig. 7. Distributions of α in coalescing two water-air bubbling jets for $H_L=0.350\text{ m}$, $Q_{g1}=Q_{g2}=40 \times 10^{-6}\text{ m}^3/\text{s}$, $L_H=0.020\text{ m}$, $L_V=0\text{ m}$.

ような傾向が現れる。

今回、ランスノズル (L-nozzle と表示) を用いて溶融金属中での実験を行っていないが、ブロックノズル (B-nozzle) でこのような傾向を示したことから、ランスノズルでも同様であると思われる。なお、水と容器、水銀と容器との濡れ性は異なっているが、Fig. 6 のブロックノズルの結果が示すように、本実験条件下では付着距離に及ぼす濡れ性の影響は見られない。以下に付着距離を表す実験式を示す。

$$L_a/\eta_n=1100Re^{-5/9} \text{ (B-nozzle)} \dots\dots\dots (5)$$

$$L_a/\eta_n=425Re^{-5/9} \text{ (L-nozzle)} \dots\dots\dots (6)$$

3・2 2つの気泡噴流に働くコアンダ効果

3・2・1 2つの気泡噴流の合体距離 H_c

(1) 水モデル実験の合体距離 H_c

代表例として $H_L=0.350\text{ m}$, $Q_{g1}=Q_{g2}=40 \times 10^{-6}\text{ m}^3/\text{s}$, ノズル間水平距離 $L_H=0.020\text{ m}$, ノズル間垂直距離 $L_V=0\text{ m}$ の条件下におけるガスホールドアップ α の x 方向分布を Fig. 7 に示す。ここで添字 1 と 2 はそれぞれ左側と右側のノズルを表す。図の左側にはノズルからの距離を記述している。 $z=0.050\text{ m}$ において、 α の分布には 2 つのピークが観察されるが、ノズルからの距離が大きくなるにつれて 1 つのピークをもつ分布になっている。図中の実線は、 α の分布がピークを示す x の値をノズルから順に結んで得られた線であり、それぞれの気泡噴流の中心線を表わしている。

壁に付着する付着距離 L_a の場合と同様の理由で、ガスホールドアップ α の分布から気泡噴流の合体距離 H_c を求める。測定した α の分布を見ると、ノズル近傍ではピーク

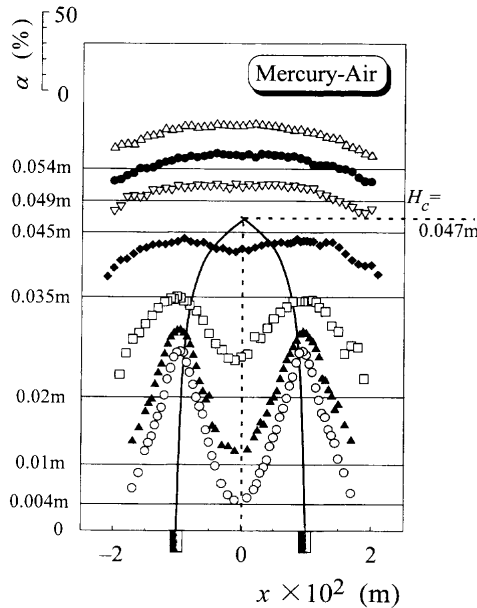


Fig. 8. Distributions of α in coalescing two mercury-air bubbling jets for $H_I=0.200$ m, $Q_{g1}=Q_{g2}=91.7 \times 10^{-6}$ m³/s, $L_H=0.020$ m, $L_v=0$ m.

が2つあり、ノズルからの距離が大きくなるにつれて徐々に1つになることから、2つのピークが見られるある軸高さ位置と、 α のピークが1つとなる軸位置の間で合体する考え、その中間点を合体距離 H_c と定義する。

図の右側に示した黒丸とエラーバー (I) は、合体する水-空気系気泡噴流の軌跡を写真に撮って求めた実験式¹⁴⁾に基づいて計算した値とその偏差を示している。今回 α の分布から求めた合体距離はこの範囲に含まれており、電気探針を用いて測定した α の分布から合体距離 H_c を求める方法が妥当であることがわかる。

(2) 水銀モデル実験における合体距離 H_c

代表例として $Q_{g1}=Q_{g2}=91.7 \times 10^{-6}$ m³/s, $L_H=0.020$ m, $L_v=0$ m の条件下における水銀浴中の α の x 方向分布を Fig. 8 に示す。分布のピークが2つから1つになっていることから、水銀浴中においてもコアンダ効果によって2つの気泡噴流が合体していることがわかる。図中に示した実線は、前項で述べた方法で求めた気泡噴流の中心を表す線である。本実験条件下では、合体距離 H_c は0.047mとなった。

3.2.2 合体距離 H_c に対する無次元式の導出

Fig. 9 はそれぞれのノズルで測定した合体距離 H_c をノズル水平間距離 L_H で除し、修正フルード数 Fr_m に対して示している。修正フルード数は次式で定義される無次元数である。

$$Fr_m = \frac{\rho_g Q_g^2}{\rho_L g d_{ni}^5} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 ρ_g と ρ_L は気体と液体の密度を表す。白抜きのプロットが水モデル実験の結果、黒塗りのプロットが水銀の結果である。また、“○”と“●”がブロックノズル、“□”

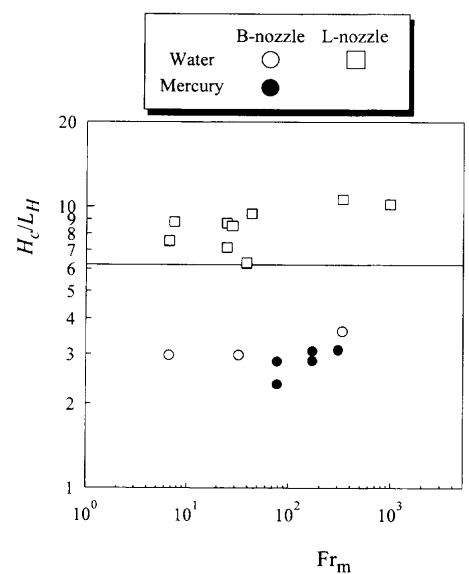


Fig. 9. Difference of coalescence lengths between block nozzle and lance nozzle.

がランスノズルを表す。図中の実線は、ランスノズルを用いて得られた2つの水-空気系気泡噴流の合体距離 H_c に関する実験式⁶⁾を示している。

$$H_c = 6.2 L_H \dots\dots\dots (8)$$

ランスノズルの結果は実験式 (8) よりもやや大きくなっているが、この偏差は式 (8) の許容誤差内にある。一方、ブロックノズルの値はランスノズルの値よりもかなり小さい。この傾向は気泡噴流の壁への付着距離 L_a の場合と逆であるが、 L_a と H_c の定義が異なっているので直接比較できない。すなわち、付着距離 L_a は気泡噴流の外縁近傍の気泡が壁に付着する現象に着目して定義している。一方、合体距離 H_c は気泡噴流の中心線の交差する位置に着目して定義している。また、ブロックノズルの場合で、水銀モデルと水モデルの結果にほとんど差は見られない。この傾向は、上述した壁に付着する気泡噴流と同じである。

水銀は実験に困難を伴うし、ブロックノズルではノズルの自由度が少なくなるために、ランスノズルを用いた水モデル実験で、合体距離 H_c に対する測定を行った。その結果を以下に示す。

気泡噴流の合体距離 H_c を、ノズル間水平距離 L_H と垂直間距離 L_v を用いて無次元化した値を Fr_m に対して Fig.10 に示す。この無次元化は、合体距離 H_c がそれぞれの気泡噴流の半幅 b_u が重なる高さに依存すると考え、

$$0.14(H_c + L_v) + 0.14 H_c = k L_H \dots\dots\dots (9)$$

と仮定して導出したものである⁶⁾。Fig.10 には、ガス吹込み流量 Q_g が $41.4 \times 10^{-6} \sim 530 \times 10^{-6}$ m³/s, ノズル水平間距離 L_H が $0.020 \sim 0.050$ m, 垂直間距離 L_v が $0 \sim 0.040$ m の範囲で変化させたすべてのデータを示しているが、図中に実線で

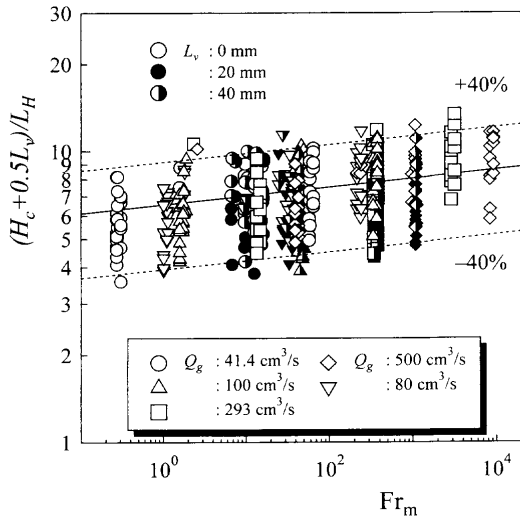


Fig. 10. Relation between dimensionless coalescence length and Froude number for water model.

示すように次式で近似できる。

$$\frac{H_c + 0.5L_v}{L_H} = 6.5Fr_m^{0.03} \quad (10)$$

なお、式 (10) の誤差範囲は ±40% であり、 Fr_m の適用範囲は $0.3 \leq Fr_m \leq 9500$ である。一見すると、ガス流量が増すにつれて気泡噴流近傍の水の速度が大きくなり、それによって気泡噴流の間の圧力が低下し、気泡噴流同士がよりノズルの近い位置で合体すると考えられるが、ここに示すように、そうはならず、 Fr_m に対してわずかに増加している。これは、速度が増して圧力が低下しても、それと同時にガスの慣性力が増すことによって合体しにくくなるためであると考えられる。Fig. 6 に関して述べたように、ブロックノズルはランスノズルに比べ見かけ上ガス流量が小さくなったかのような傾向が現れる。Fig. 9 において、壁への付着距離 L_a とは異なり、ブロックノズルの合体距離 H_c がランスノズルの値よりも短くなったのは、この理由による。

3.3 2つの気泡噴流の軌跡を表す式

3.3.1 軌跡を表す式の導出

横風を受ける単相噴流の解析法を参考にして、合体する2つの気泡噴流の軌跡を表す式を導出する。

Fig.11 に気泡噴流の模式図を示している。計算を簡単にするために、気泡噴流の形状、寸法ならびに噴流内部の特性は既存の実験式で求められているものとする。また、気泡噴流は図のように一様な速度 \bar{u}_c で水平に押されているものと仮定する。ハッチングを施した高さ h 、半値幅 b_u の気泡噴流の一部が受ける抗力 F は、

$$F = C_D(4b_u h) \frac{1}{2} \rho_L \bar{u}_c^2 \quad (11)$$

と表わされる。ここで C_D は抵抗係数である。一方、この

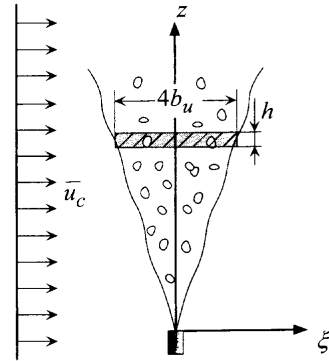


Fig. 11. Schematic of single bubbling jet subjected to Coanda effect.

部分における流体の質量 m は近似的に

$$m = \pi(2b_u)^2 h (1 - \alpha_m) \rho_L \quad (12)$$

となる。ここで α_m はガスホールドアップ α の平均値を表す。

上記の仮定に基づき、変位を ξ, z 、時間を t として運動方程式を立てると、

$$m \frac{d^2 \xi}{dt^2} = F \quad (13)$$

$$t = \frac{z}{\bar{u}_{cl}} \quad (14)$$

となる。ここで \bar{u}_{cl} は z 軸上における気泡噴流中の流体の平均上昇速度であり、よい精度で ξ, z に依存しないとおける。ただし、 \bar{u}_{cl} は Q_g には依存する。

つぎに ξ, z の無次元化を行う。 z_0 と式 (3) の L で無次元化された変位を ξ', z' とすると、

$$z' = \frac{z}{z_0} \quad (15)$$

$$\xi' = \frac{\xi}{L} \quad (16)$$

となる。なお、 z_0 は Tacke ら²⁰⁾ が実験的に求めた気泡噴流の慣性力が及ぶ距離であり

$$z_0 = 5.0d_n Fr_m^{0.3} \quad (17)$$

と表わされる。

気泡噴流が側方から力を受けて曲がる際、気泡噴流の内部では気泡噴流の上昇方向に垂直な面内のガスホールドアップ α の分布形状が、直上に上昇するときの分布と全く同じであると仮定する。そこで式 (11)~式 (17) を用いて整理すると、

$$\frac{d^2 \xi'}{dz'^2} = \frac{C_D z_0^2}{\pi L b_u (1 - \alpha_m)} \left(\frac{\bar{u}_c}{\bar{u}_{cl}} \right)^2 \quad (18)$$

となる。また、実験的に導出された b_u の式²¹⁾

$$b_u = 0.14z \dots\dots\dots (19)$$

を代入し整理すると、

$$\frac{d^2 \xi'}{dz'^2} = A \frac{1}{z'} \dots\dots\dots (20)$$

$$A = \frac{C_D z_0}{0.28\pi(1-\alpha_m)} \left(\frac{g}{Q_g^2} \right)^{1/5} \left(\frac{\bar{u}_c}{\bar{u}_{cl}} \right)^2 \dots\dots\dots (21)$$

が得られる。式 (20) の微分方程式を解くと、

$$\frac{d\xi'}{dz'} = A \ln z' + c_1 \dots\dots\dots (22)$$

$$\xi' = A(z' \ln z' - z') + c_1 z' + c_2 \dots\dots\dots (23)$$

となる。積分定数 c_1 と c_2 を定める条件として、 $z'=1$ まで気泡噴流は直線的に上昇し、それ以上の高さにおいて横からの力を受けて曲がると仮定すると、 $z'=1$ のとき $d\xi'/dz' = 0$ となり、

$$c_1 = 0 \dots\dots\dots (24)$$

また、 $z'=1$ のとき $\xi' = 0$ であるので、

$$c_2 = A \dots\dots\dots (25)$$

と求められる。式 (24)、(25) を式 (23) に代入すると、

$$\xi' = A(z' \ln z' - z' + 1) \dots\dots\dots (26)$$

が得られる。ただし、これは $z' \geq 1$ の範囲であり、 $0 \leq z' < 1$ の範囲では

$$\xi' = 0 \dots\dots\dots (27)$$

で記述される。

3.3.2 係数 A の評価

式 (26) 中の係数 A を実験的に求める。本研究で実験的に導出された気泡噴流の合体距離 H_c を表す式 (10) と、式 (26) を用いて計算される合体距離 H_c が一致するように A を求めた。

式 (21) 中の \bar{u}_c はノズル間水平距離 L_H に依存するので、係数 A と L_H/z_0 との関係を図 12 に示す。図中の線はそれぞれ、ブロックノズルの結果とランスノズルの結果を近似する直線を表わしており、各々

$$A = 0.6(L_H/z_0)^{-2} \quad (\text{B-nozzle}) \dots\dots\dots (28)$$

$$A = 0.08(L_H/z_0)^{-0.9} \quad (\text{L-nozzle}) \dots\dots\dots (29)$$

となる。

ランスノズルに対する測定値は、 L_H/z_0 の値が大きな位置と小さな位置、ブロックノズルでは L_H/z_0 の大きな位置

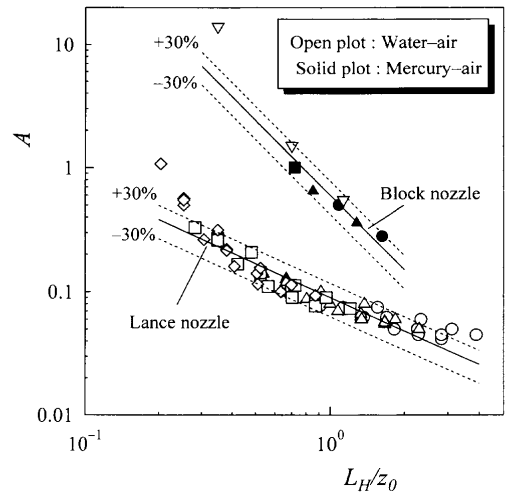


Fig. 12. Relation between A and L_H/z_0 .

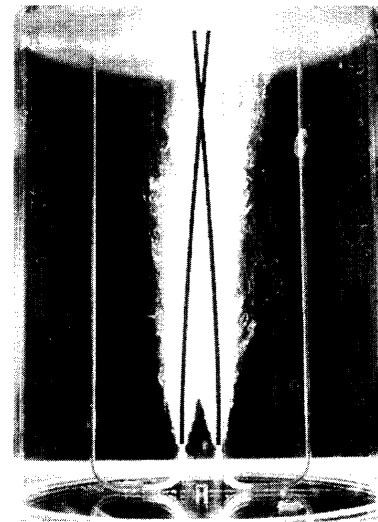


Fig. 13. Comparison of calculated locus with photograph of water-air bubbling jet for $H_L = 0.500$ m, $Q_{g1} = Q_{g2} = 100 \times 10^{-6}$ m³/s, $d_{ni} = 0.0020$ m, $L_H = 0.040$ m, $L_v = 0$ m.

で徐々に直線からずれてくる傾向が見られる。これは、本式を導出する途中で行った仮定が成り立たなくなってきたものと思われる。ガス吹込み流量 Q_g とノズル内径 d_{ni} が等しい条件下で比較すると、 L_H/z_0 が小さい部分、すなわちノズル間距離が小さい条件下では、式 (26) を導く上で $z'=1$ まで気泡噴流は直上に上昇すると仮定したが、ノズル間距離が近い場合はこれにあてはまらず、 $z' < 1$ すでに気泡噴流が互いの噴流の方向に寄っている現象が見られた。とくに z_0 が大きくなる条件下、すなわち Q_g が大きい条件下においてこの現象が顕著に見られ、その影響がここに現れているものと思われる。一方、 L_H/z_0 が大きい部分、すなわちノズル間距離が大きい条件下では、側方から受ける均一流が小さくなって、気泡噴流のゆらぎが大きくなり、ずれが大きくなったものと考えられる。式 (28)、(29) の誤差範囲は +30~−30% であり、 L_H/z_0 の適用範囲には留意されたい。

3.3.3 式(26)と測定結果との比較

式(26)の妥当性を確かめる一例として、 $H_L=0.500$ m, $Q_{g1}=Q_{g2}=100\times 10^{-6}$ m³/s, $d_{ni}=0.0020$ m, $L_H=0.040$ m, $L_v=0$ mの条件下における水モデルから得られた軌跡写真との比較をFig.13に示した。式(26)を用いて計算した気泡噴流の軌跡は、軌跡写真とよく合っている。

4. 結言

水と水銀浴を用いてコアンダ効果に関する実験を行い、浴壁に付着する気泡噴流の気泡特性と、気泡噴流同士が合体する気泡噴流の気泡特性を明らかにし、以下の知見を得た。

(1) 気泡噴流の壁への付着距離 L_a は液体の種類に依存せず、ノズルの種類ごとに異なることがわかった。そこで、ブロックノズルとランスノズルの付着距離 L_a に対して式(5)、式(6)を導いた。

(2) 2つの気泡噴流の合体距離 H_c も液体の種類によらず、ノズルの種類によって異なる。ランスノズルの場合における2つの気泡噴流の合体距離 H_c の実験式として式(10)を導いた。

(3) 横からの一様流を受けて曲がる単相流に対する解析法を参考にして、コアンダ効果によって合体に至る2つの気泡噴流の軌跡を表す式を導いた。詳細は式(26)~式(29)で与えられる。

文 献

- 1) M.Okimoto: *Tetsu-to-Hagané*, **79** (1993), 1.
- 2) T.Kuwabara: *Tetsu-to-Hagané*, **73** (1987), 2157.
- 3) M.Iguchi, K.Sasaki, K.Nakajima and H.Kawabata: *ISIJ Int.*, **38** (1998), 1297.
- 4) K.D.Wisecarver: *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **73** (1995), 676.
- 5) K.Sasaki and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **85** (1999), 432.
- 6) M.Iguchi, K.Takahashi and H.Kiuchi: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 1311.
- 7) E.Tanaka: *Bull. Jpn. Soc. Mech. Eng.*, **13** (1970), 272.
- 8) H.ElBanna and S.Gahin: *AIAA J.*, **21** (1983), 986.
- 9) Y.F.Lin and M.J.Sheu: *AIAA J.*, **29** (1991), 1372.
- 10) D.A.Budiarso and S.H.W.Shah: *Transport Phenomena in Thermal Engineering*, Vol. 2, ed by J.S.Lee *et al.*, Begell House Inc. Publishers, New York, (1993), 1380.
- 11) S.Joo and R.I.L.Guthrie: *Metall. Trans. B*, **23B** (1992), 765.
- 12) Y.Ozawa, Y.Matsui, K.Mori and M.Sano: *Tetsu-to-Hagané*, **73** (1987), 1543.
- 13) K.Sasaki, K.Takahashi and M.Iguchi: *CAMP-ISIJ*, **11** (1998), PS4.
- 14) K.Sasaki and M.Iguchi: *Proc. 4th JSME-KSME Thermal Engineering Conf.*, Vol. 2, Jpn. Soc. Mech. Eng., Tokyo, (2000), 583.
- 15) A.H.Castillejos and J.K.Brimacombe: *Metall. Trans. B*, **18B** (1987), 649.
- 16) M.Iguchi, N.Sonoyama, Y.Terauchi and Y.Mizuno: *Konsoryu*, **14** (2000), 176.
- 17) Y.Xie, S.Orsten and F.Oeters: *ISIJ Int.*, **32** (1992), 66.
- 18) M.Iguchi, H.Kawabata, T.Iwasaki, K.Nozaawa and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **76** (1990), 840.
- 19) A.Shimizu: *Yuatsu-to-Kukiatsu*, **7** (1983), 488.
- 20) K.-H.Tacke, H.-G.Schubert, D.-J.Weber and K.Schwerdtfeger: *Metall. Trans. B*, **16B** (1985), 263.
- 21) M.Iguchi, H.Ueda and T.Uemura: *Int. J. Multiphase Flow*, **21** (1995), 861.