

円筒容器内の水銀浴中へ吹込まれた水噴流の挙動

井口 学*・竹田 正朗*²・植村 知正*³・森田 善一郎*

Behavior of Vertical Water Jet in a Cylindrical Mercury Bath

Manabu IGUCHI, Masao TAKEDA, Tomomasa UEMURA and Zen-ichiro MORITA

Synopsis : Deionized water was injected through a single-hole nozzle at bottom center into a mercury bath in a cylindrical vessel. Water droplets were generated at the nozzle exit and they rose in the bath spreading in the radial direction. The holdup, frequency, mean rising velocity, and mean diameter of water droplets were measured with a two-contact electro-resistivity probe and a laser void meter. The laser void meter can detect the arrival of water droplets and the rising velocity of them by analyzing the reflection of a laser beam at the interface between the two liquids. Both measured values of the water holdup α and water droplet frequency f_w followed the Gaussian distribution. Consequently, empirical correlations for α and f_w were derived in the momentum region near the nozzle exit and in the buoyancy region far from the nozzle exit by referring to those derived for bubbling jets in a cylindrical vessel. The mean rising velocity of water droplets \bar{u}_w was calculated from the mass balance of rising water, and the mean diameter was calculated from the relation $\bar{d}_w = 1.5\alpha \bar{u}_w / f_w$. Empirical correlations for α , f_w , \bar{u}_w and \bar{d}_w were almost the same as their individual correlations for the bubble characteristics. Therefore there is no essential difference between a liquid-gas jet and a liquid-liquid jet.

Key words : injection ; mercury-water jet ; electro-resistivity probe ; water droplet ; water holdup ; water droplet frequency.

1. 緒言

近年、インジェクション冶金操業の普及に伴って基礎研究も活発に行われており、反応容器の浴内へのガス吹込み時にノズルで形成される気泡の大きさと浴内における上昇時の分散挙動に関しては多くの知見が得られている^{1)~9)}。

著者らも円筒容器内の水—空気系¹⁰⁾¹¹⁾、水銀—空気系¹²⁾、ウッドメタル—窒素系¹³⁾、溶銅—アルゴン系¹⁴⁾、溶鉄—アルゴン系^{14)~16)}などの気泡噴流を高速ビデオカメラ、電気探針、X線透視装置などを用いて測定し、ガスホールドアップ、気泡頻度、気泡上昇速度、気泡直径などの気泡特性の概略を明らかにし、実験式を導出した。

従来、ノズルから溶融金属中へガスを吹込んだときに形成される気泡の大きさは、ノズルの材質が溶融金属に濡れないとき、ガス流量とノズルの外径にのみ依存するといわれていたが⁷⁾¹⁴⁾、最近の研究により¹⁶⁾、ガス流量が小さいときの気泡径は確かにノズル外径に依存するものの、ガス流量が大きくなると、外径ではなく内径に依存すること、また液体の表面張力と密度だけでなく、気体の密度にも依存することなどが判明した。

このように、気泡特性に影響を及ぼす液体と気体の物性値のうち密度の重要性が明らかにされたが、対象とした気泡噴流の密度比の範囲はたかだか1000から10000のオーダー

であり、密度比がこれと大きく異なった場合に対する既存の実験式の適用性については定かではない。この点を確認したいと考えたのが本研究の動機の一つである。また現在、浴内へ粉体を吹込む製錬操作が活発に行われているが、粉体の代りに溶融状態で浴内に吹込んだとき液滴の分散状況がどうなるのかといった点に興味を抱いたのが第2の動機である。

本研究では、密度比が13.6の水銀—水系噴流を実験対象に選び、水銀浴中へ吹込まれた水滴のホールドアップ、頻度、上昇速度、直径等を電気探針法とレーザーボイド計を用いて測定し、以前に気泡噴流に対して提案した気泡特性の実験式を参考にして、実験式を導出した。

なお、液体中にノズルから異なる液体を吹込んだ場合の液滴の分散に関しては、フローパターン、液滴径などを対象にした研究が化学工学の一部にみられるのみであり¹⁷⁾、ホールドアップ、頻度、上昇速度などの分散状況の詳細は知られていない。

2. 実験

2.1 実験装置

実験装置の概要をFig. 1に示す。容器は内径125mm、高さ200mmの黄銅製円筒容器であり、表面をアクリル樹脂で

平成5年11月19日受付 平成6年5月13日受理 (Received on Nov. 19, 1993; Accepted on May 13, 1994)

* 大阪大学工学部 (Faculty of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamadaoka Suita 565)

* 2 大阪大学学生 (現:ダイハツ) (Student, Osaka University, now Daihatsu Kogyo Co., Ltd.)

* 3 関西大学工学部 (Faculty of Engineering, Kansai University)

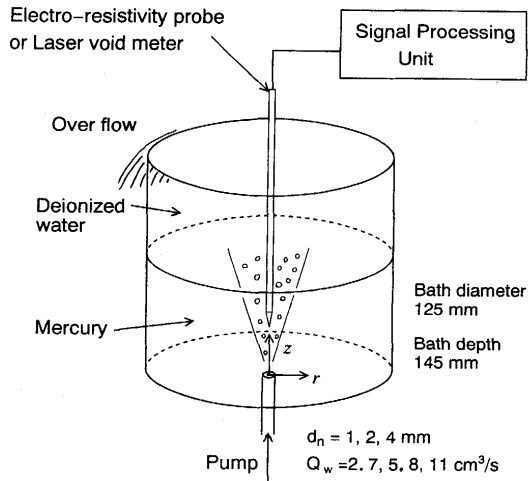


Fig. 1. Schematic of the experimental apparatus.

塗装し、水銀との反応を防止している。座標の原点をノズル出口の中心に置き、鉛直上向きに z 、半径方向に r 、周方向に θ をとっている。水銀浴の深さ H_L は、旋回現象が生じない範囲で145mmとした¹⁸⁾。したがって、水銀浴の上方には深さ55mmのイオン交換水の層がある。

イオン交換水を流量 Q_w が2.7, 5.8, 11cm³/sになるように制御弁で調整した後に、ポンプによって容器底中心のノズルより水銀浴内に吹込んだ。ノズルは内径 d_n が1.0, 2.0, 4.0mmの亚克力製単孔ノズルであり、水銀には濡れない。

容器からあふれた水は回収し、再び吹込みに用いた。吹込む水の温度は水銀の温度(20°C)に一致させた。測定は水銀と水の界面波の影響の及ばない $z \leq 110$ mmの領域に限定した。

2・2 測定方法

2・2・1 電気探針による測定

水滴のホールドアップ α 、頻度 f_w 、平均上昇速度 \bar{u}_w 、平均弦長さ \bar{L}_w の測定にはFig. 2に示す電気探針法を用いた。水銀に比べてイオン交換水の電気抵抗は非常に大きく、あたかも気泡を検知するかのように水滴を検知できる。なお α 、 f_w などの算出法は前報¹⁰⁾¹¹⁾と同じである。

予備実験で浴内の水滴が約1~4mmとかなり小さいことが判明したので、2本の探針の鉛直方向距離 L_p を0.80mmとできるだけ短くし、サンプリング周波数 f_s も時間分解能を上げるため10kHzに設定した。1回の測定でのサンプル数 N_s は10000個であり、40回の測定結果の平均値を、その位置での α 、 f_w 、 \bar{u}_w 、 \bar{L}_w とした。

測定点は、ノズル出口からの高さ z が10から110mmの範囲、半径位置 r が0から20mmの範囲に設定した。

2・2・2 レーザーボイド計による測定

電気探針法の短所を補うために、レーザーボイド計(LVM)による水滴特性の測定を行った。LVMはFig. 3に示すように、プローブ先端より発したレーザー光が異なる流体の界面で反射した光を検知して電圧の形で出力する装置であり、本実験の水銀—水系ではプローブ先端が水銀中にあるとき

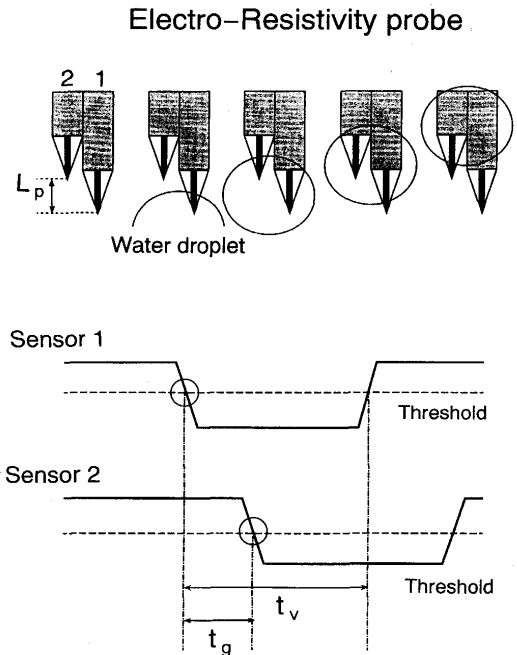


Fig. 2. Schematic diagram of a two-contact electro-resistivity probe and its output signals.

Laser Void Meter

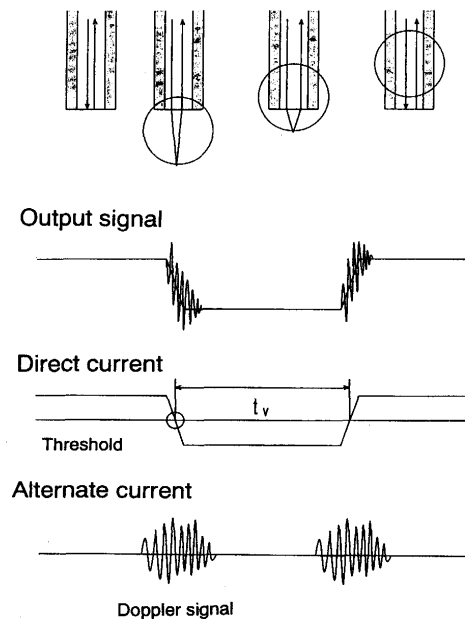


Fig. 3. Schematic diagram of a laser void meter and its output signals.

の出力信号を約10V、水中にあるときを約0Vになるように調整して用いた。

出力信号を直流成分と交流成分に分解し、直流成分が設定された閾値を下回るときをプローブ先端へ水滴が到達したと判断し、電気探針法と同様に、その回数から f_w を、またプローブ先端が水滴中にある時間の総和を全測定時間で除して α を求めた。また、交流成分中に含まれるドップラー信号を次式に基づき処理して上昇速度 \bar{u}_w を求めた。

$$\bar{u}_w = (\overline{\Delta f} \cdot \lambda) / (2 \cdot n_e) \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 λ は測定に用いたレーザー光の波長($\lambda = 0.6328 \times 10^{-6} \text{m}$)、 n_e は水の屈折率($n_e = 1.3$)であり、シフト周波数の平均値 $\overline{\Delta f}$ はレーザードップラー流速計のカウンターを用いて求めた。測定点は、 z が65から110mmの範囲で、電気探針の場合と同じ位置に設定した。

2.2.3 電気探針とLVMの特性の比較

ここで用いた電気探針の電極部の直径は0.2mmと細く、先端を鋭利に尖らせているので、直径が0.5mm程度以上の水滴の検知が可能である。したがって、1本の電極で求まるホールドアップ α と水滴頻度 f_w に関しては信頼性のある値が得られるが、2本の電極でなければ求められない上昇速度 \bar{u}_w と弦長さ \bar{L}_w の精度のよい測定は水滴の直径が鉛直方向探針間距離(0.80mm)よりも十分大きくなければ難しい。本実験条件下での水滴の直径は前述のように約1~4mmであり、上昇速度と弦長さの精度のよい測定は不可能であった。

一方、LVMはもともと水中を上昇する気泡の特性を求めするために開発されたプローブであって、これを水銀—水系噴流に適用したところ、直流成分のゆらぎがやや大きく、 α と f_w の測定には不適当なことがわかった。ただし、揺らぎの周波数はドップラー周波数に比べて非常に小さく、上昇速度についてはこの揺らぎの影響は無視でき、精度のよい測定結果が得られた。以下、 α と f_w については電気探針の、 \bar{u}_w についてはLVMの測定結果を採用して議論を進める。ただし \bar{L}_w は α 、 f_w 、 \bar{u}_w を用いて計算で求める。

3. 実験結果および考察

3.1 水滴ホールドアップ α と水滴頻度 f_w の半径方向分布

水滴のホールドアップ α と頻度 f_w の半径方向分布の1例をFig. 4, 5に示す。水—空気系¹¹⁾、水銀—空気系¹²⁾および溶鉄—Ar系¹⁴⁾¹⁵⁾などの気泡噴流においては、ガスホールドアップと気泡頻度は正規分布に従うことが知られているが、この場合の測定値も図中に実線で示したつぎの正規分布曲線で精度よく近似できる。

$$\alpha = \alpha_{CL} \cdot \exp(-\ln 2 \cdot r^2 / b_\alpha^2) \dots\dots\dots (2)$$

$$f_w = f_{w,CL} \cdot \exp(-\ln 2 \cdot r^2 / b_f^2) \dots\dots\dots (3)$$

ここでFig. 6に示すように、 α_{CL} と $f_{w,CL}$ は中心軸上値、 b_α と b_f は半値半幅である。正規分布曲線は中心軸上値と半値半幅の値が定まると記述できるので、以下これらに対する実験式を導く。

3.2 中心軸上値 α_{CL} 、 $f_{w,CL}$ と半値半幅 b_α 、 b_f に対する実験式

気泡噴流に対しては、Fig. 7に模式的に示したように $\alpha_{CL} = 0.1$ 付近で気泡の分散挙動が異なることが明らかにされて

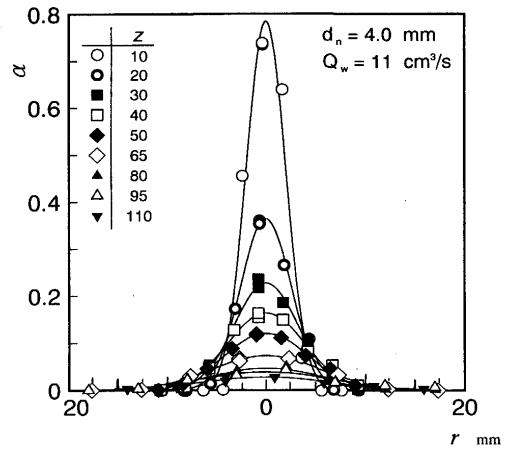


Fig. 4. Radial distributions of water holdup for $d_n = 4.0 \text{mm}$ and $Q_w = 11 \text{cm}^3/\text{s}$ (—: normal distribution drawn so as to best fit measured values).

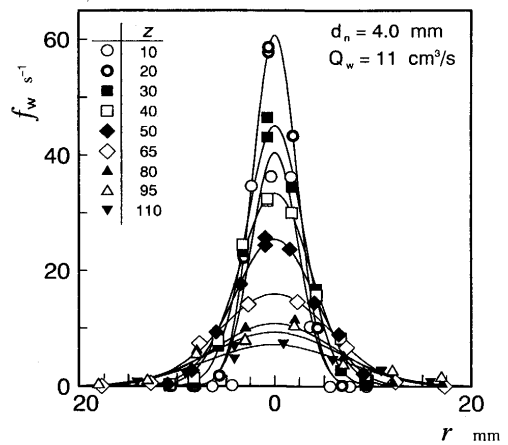


Fig. 5. Radial distributions of water droplet frequency for $d_n = 4.0 \text{mm}$ and $Q_w = 11 \text{cm}^3/\text{s}$ (—: normal distribution drawn so as to best fit measured values).

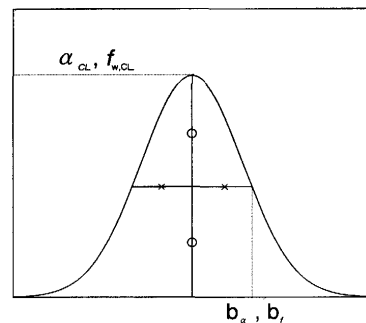


Fig. 6. Definition of centerline values, α_{CL} and $f_{w,CL}$, and half-value radii, b_α and b_f .

おり、 $0.1 \leq \alpha_{CL}$ の領域を運動量支配領域、 $\alpha_{CL} \leq 0.1$ の領域を浮力領域、その中間の $\alpha_{CL} \approx 0.1$ となる領域を遷移領域と呼び、区別して扱っている¹⁰⁾¹¹⁾。

水銀—水系噴流においても、 α_{CL} などの諸量の軸方向分布の様子³⁾が $\alpha_{CL} = 0.1$ 付近で変化することがわかった。そこで α と f_w の実験式を導くに際しては、まず運動量支配領域の場

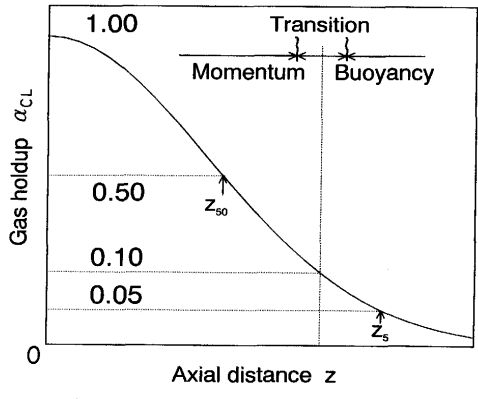


Fig. 7. Classification of the flow field in a bubbling jet.

合、 $\alpha_{CL}=0.5$ となる軸位置 $z=z_{50}$ に着目し、その位置における $f_{w,CL}$, b_a , b_f などの諸量[$f_{w,CL}(z_{50})$, $b_a(z_{50})$, $b_f(z_{50})$ と表す]を基にして実験式を作製した。また浮力領域については $\alpha_{CL}=0.05$ となる軸位置に着目して同様な操作を行った。なお、ノズルのごく近傍の $0.5 < \alpha_{CL}$ の領域については、今回は対象としない。

3・2・1 運動量支配領域における α と f_w の実験式

実験式の導出方法は前報^{10)~12)}と全く同じであり、詳細は省略する。 α_{CL} , $f_{w,CL}$, b_a , b_f に対する実験式は以下のようになる。

$$\alpha_{CL} = 0.5(z/z_{50})^{-2n} \dots\dots\dots (4)$$

$$b_a = b_a(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^{0.75} \dots\dots\dots (5)$$

$$f_{w,CL} = f_{w,CL}(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^{-2n} \dots\dots\dots (6)$$

$$b_f = b_f(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^{0.75} \dots\dots\dots (7)$$

上式中の z_{50} , $b_a(z_{50})$, $f_{w,CL}(z_{50})$, $b_f(z_{50})$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$z_{50} = 4.9d_n Fr_m^{0.20} \dots\dots\dots (8)$$

$$Fr_m = \rho_w Q_w^2 / [(\rho_{Hg} - \rho_w) g d_n^5] \dots\dots\dots (9)$$

$$b_a(z_{50}) = b_f(z_{50}) = 0.34(Q_w^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (10)$$

$$f_{w,CL}(z_{50}) = 3.9We^{1/3}(Q_w g^2)^{1/5}/z_{50} \dots\dots\dots (11)$$

$$We = \rho_w Q_w^2 / (\sigma_{Hg-w} d_n^3) \dots\dots\dots (12)$$

$$n = 0.027\{z_{50}/b_a(z_{50})\} + 0.38 \dots\dots\dots (13)$$

ここで Fr_m は修正フルード数、 We はウェーバー数、 σ_{Hg-w} は水銀と水の界面張力である。

水銀—水系噴流の z_{50} は、次式で表される水銀—空気系気泡噴流¹²⁾の値の約3倍である。

$$z_{50} = 1.6d_n Fr_m^{0.20} \dots\dots\dots (14)$$

ただし、 $b_a(z_{50})$, $b_f(z_{50})$, $f_{w,CL}(z_{50})$, 指数 n の値に関しては気泡噴流¹²⁾との間にほとんど相違はみられなかった。すなわち z_{50} となる軸位置は水銀—水系噴流のほうが水銀—空気系噴流よりも3倍ほど遠いが、その後の $z \geq z_{50}$ の領域における水滴の分散状態は気泡噴流と大差ない。

3・2・2 浮力領域における α と f_w に対する実験式

気泡噴流に対して提案されている実験式¹¹⁾と同様に、水銀—水系の浮力領域における α と f_w を、 $\alpha_{CL}=0.05$ となる軸位置 z_5 に着目して次式で近似した。

$$\alpha_{CL} = 0.55 \exp(-2.4z/z_5) \dots\dots\dots (15)$$

$$b_a = 0.22b_a(z_5) \exp(1.5z/z_5) \dots\dots\dots (16)$$

$$f_{w,CL} = 4.5f_{w,CL}(z_5) \exp(-1.5z/z_5) \dots\dots\dots (17)$$

$$b_f = 0.22b_f(z_5) \exp(1.5z/z_5) \dots\dots\dots (18)$$

ここで $b_a(z_5)$, $f_{w,CL}(z_5)$, $b_f(z_5)$ はそれぞれ $z=z_5$ における b_a , $f_{w,CL}$, b_f の値であり、次式で表される。

$$z_5 = 14(Q_w^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (19)$$

$$b_a(z_5) = b_f(z_5) = 1.4(Q_w^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (20)$$

$$f_{w,CL}(z_5) = [gL^3(\rho_{Hg} - \rho_w)/(\sigma_{Hg-w} d_n)]^{1/2} (Q_w g^2)^{1/5}/z_5 \dots\dots\dots (21)$$

$$L = (Q_w^2/g)^{1/5} \dots\dots\dots (22)$$

気泡噴流に対する実験¹²⁾と比べると、水銀—水系の浮力領域では、ノズルからの高さ z の変化による α_{CL} , b_a , b_f の

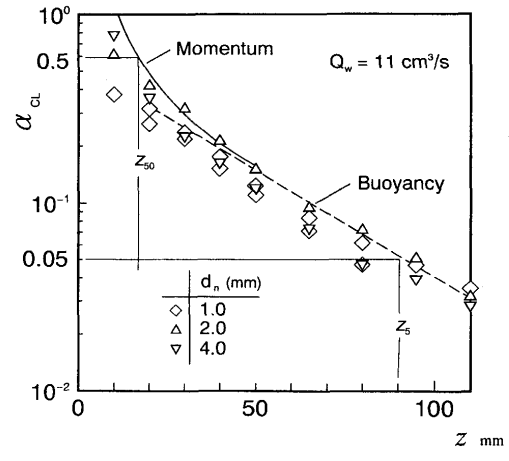


Fig. 8. Comparison of measured values of water holdup on the centerline α_{CL} with empirical correlations derived in this study.

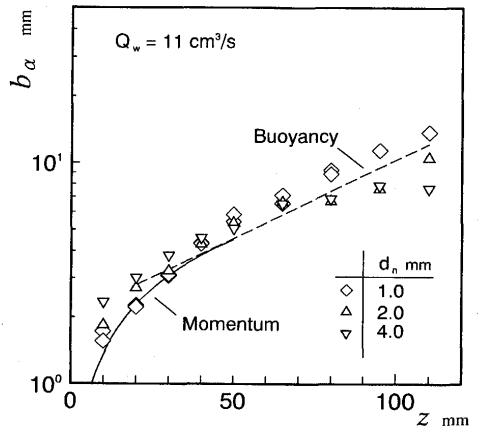


Fig. 9. Comparison of measured values of half-value radius b_a with empirical correlations derived in this study.

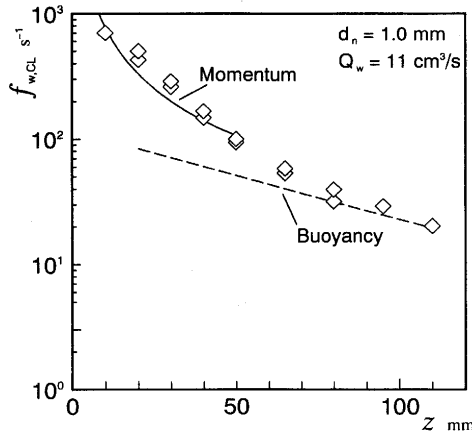


Fig. 10. Comparison of measured values of water droplet frequency on the centerline $f_{w,CL}$ with empirical correlations derived in this study.

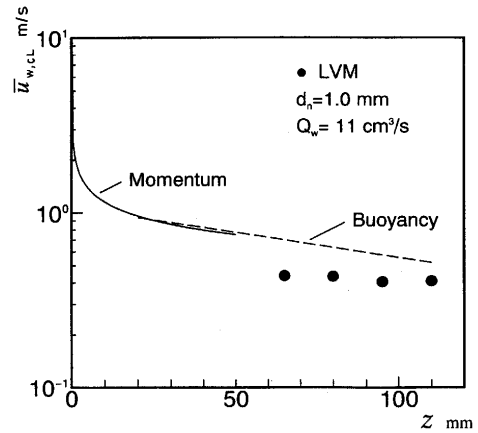


Fig. 12. Comparison of the measured values of mean rising velocity of water droplet with empirical correlations derived in this study.

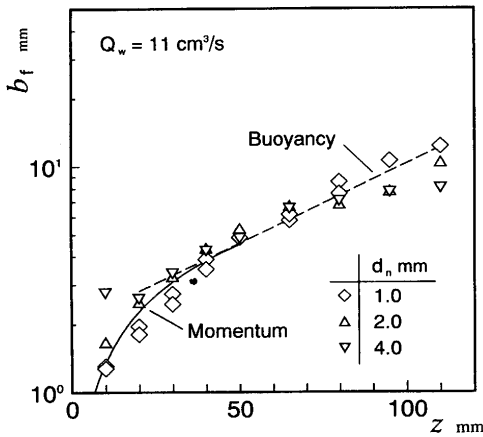


Fig. 11. Comparison of measured values of half-value radius b_f with empirical correlations derived in this study.

変化の割合がやや大きい。

α_{CL} , b_a , $f_{w,CL}$, b_f の測定値を実験式と比較して Fig. 8~11 に示す。 $f_{w,CL}$ を除く他の値はノズル内径の影響を受けないとみなして導いた実験式で精度よく近似できる。水—空気系気泡噴流の f_w は気泡が液体の強い乱流せん断応力によってちぎれやすいため、浮力領域ではノズル径 d_n 、ガス流量 Q_g に依存せず一定値をとったが¹¹⁾、水銀—水系噴流では水滴の直径が気泡よりも1桁小さく、分裂しにくいいためか、浮力領域においても d_n と Q_w の影響が残っている。ただし、 $f_{w,CL}$ に関しても、実験式と測定値との間には α_{CL} などと同程度の一致がみられた。

3・3 水滴の平均上昇速度 \bar{u}_w に対する実験式

水は非圧縮性流体とみなせるから、浴底に平行な任意の z 断面を通過する水の流量は吹込み流量 Q_w と一致しなければならない。これより次式が成立する。

$$Q_w = \int_0^R 2\pi r \alpha \bar{u}_w dr \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで R は円筒容器の半径である。式 (23) に式 (2) を代入し、

\bar{u}_w は半径方向に変化しないとして整理すれば次式が得られる。

$$\bar{u}_w = \ln 2 Q_w / (\pi \alpha_{CL} b_a^2) \quad \dots\dots\dots (24)$$

運動量支配領域においては式 (24) に式 (4)、(5) を代入することにより

$$\bar{u}_w = 3.8 (Q_w g^2)^{1/5} (z/z_{50})^{(2n-1.5)} \quad \dots\dots\dots (25)$$

が、浮力領域においては式 (15)、(16) を用いることにより次式が得られる。

$$\bar{u}_w = 4.2 (Q_w g^2)^{1/5} \exp(-0.6z/z_5) \quad \dots\dots\dots (26)$$

Fig. 12 に \bar{u}_w の中心軸上の測定値を実験式と比較して示した。なおここには示していないが、 \bar{u}_w の測定値は半径方向にほとんど変化しない。いま式 (24) に \bar{u}_w の測定値と Fig. 8, 9 から読みとった α_{CL} と b_a の測定値を代入すると $Q_w \approx 11 \text{ cm}^3/\text{s}$ となり、 Q_w はノズルから吹込んだ値にほぼ一致している。これより \bar{u}_w の測定法の妥当性が窺えるが、 \bar{u}_w の実験式の精度はやや劣っている。 \bar{u}_w のよりよい実験式の導出に際しては、当然のことながら \bar{u}_w の測定値を用いるべきであるが、この点に関してはもう少しデータを蓄積した上で検討したい。

参考までに述べると、電気探針によって得られた上昇速度の測定値は、ここには示していないが、約 0.1 m/s となり、かなり低い値をとった。

3・4 水滴の平均直径 \bar{d}_w に対する実験式

α , f_w , \bar{u}_w , および平均弦長さ \bar{L}_w の間には次式が成立する。

$$\bar{L}_w = \alpha \bar{u}_w / f_w \quad \dots\dots\dots (27)$$

平均弦長さ \bar{L}_w は水銀—水系噴流に対してここで提案した実験式を上式に代入して求めることができる。

中心軸上の結果の1例を Fig. 13 に示す。実線は運動量支配領域、破線は浮力領域の実験式を表す。前者の領域での LVM による測定は行っていないので比較できないが、浮力

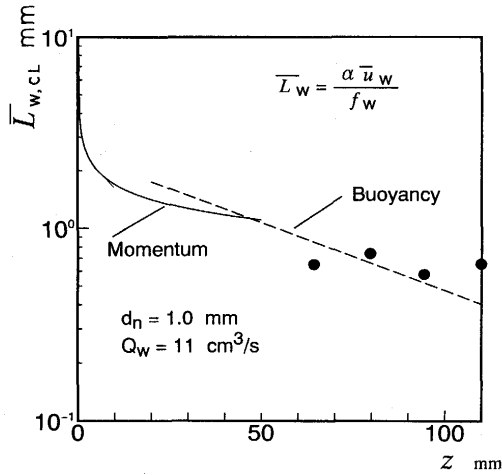


Fig. 13. Comparison of the measured values of mean chord length of water droplet with empirical correlations derived in this study.

領域における測定値と実験式との間には比較的良好一致がみられる。

水滴が球であると仮定するならば、 \bar{L}_w と水滴の直径 \bar{d}_w の間には、

$$\bar{d}_w = 1.5 \bar{L}_w \quad (28)$$

の関係がある。これより計算した水滴の直径は約1~4 mmとなり、ノズル内径とほぼ同程度の値である。

4. 結言

水銀浴中へ容器の底の単孔ノズルから水を吹込んだ時に形成される水噴流を、電気探針とレーザーボイド計を用いて測定し、水滴のホールドアップ α 、頻度 f_w 、平均上昇速度 \bar{u}_w 、平均弦長さ \bar{L}_w に対して以下の実験式を提案した。

(1) 運動量支配領域 ($0.1 \leq \alpha_{CL} \leq 0.5$)

$$\alpha = \alpha_{CL} \cdot \exp(-\ln 2 \cdot r^2/b_\alpha^2) \quad (2)$$

$$f_w = f_{w,CL} \cdot \exp(-\ln 2 \cdot r^2/b_f^2) \quad (3)$$

$$\alpha_{CL} = 0.5 (z/z_{50})^{-2n} \quad (4)$$

$$b_\alpha = b_\alpha(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^{0.75} \quad (5)$$

$$f_{w,CL} = f_{w,CL}(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^{-2n} \quad (6)$$

$$b_f = b_f(z_{50}) \cdot (z/z_{50})^{0.75} \quad (7)$$

$$z_{50} = 4.9 d_n Fr_m^{0.20} \quad (8)$$

$$Fr_m = \rho_w Q_w^2 / [(\rho_{Hg} - \rho_w) g d_n^5] \quad (9)$$

$$b_\alpha(z_{50}) = b_f(z_{50}) = 0.34 (Q_w^2/g)^{1/5} \quad (10)$$

$$f_{w,CL}(z_{50}) = 3.9 We^{1/3} (Q_w g^2)^{1/5} / z_{50} \quad (11)$$

$$We = \rho_w Q_w^2 / (\sigma_{Hg-w} d_n^3) \quad (12)$$

$$n = 0.027 \{z_{50}/b_\alpha(z_{50})\} + 0.38 \quad (13)$$

$$\bar{u}_w = 3.8 (Q_w g^2)^{1/5} (z/z_{50})^{(2n-1.5)} \quad (25)$$

$$\bar{L}_w = \alpha \bar{u}_w / f_w \quad (27)$$

(2) 浮力領域 ($\alpha_{CL} \leq 0.1$)

$$\alpha_{CL} = 0.55 \exp(-2.4z/z_5) \quad (15)$$

$$b_\alpha = 0.22 b_\alpha(z_5) \exp(1.5z/z_5) \quad (16)$$

$$f_{w,CL} = 4.5 f_{w,CL}(z_5) \exp(-1.5z/z_5) \quad (17)$$

$$b_f = 0.22 b_f(z_5) \exp(1.5z/z_5) \quad (18)$$

$$z_5 = 14 (Q_w^2/g)^{1/5} \quad (19)$$

$$b_\alpha(z_5) = b_f(z_5) = 1.4 (Q_w^2/g)^{1/5} \quad (20)$$

$$f_{w,CL}(z_5) = [gL^3(\rho_{Hg} - \rho_w) / (\sigma_{Hg-w} d_n)]^{1/2} (Q_w g^2)^{1/5} / z_5 \quad (21)$$

$$L = (Q_w^2/g)^{1/5} \quad (22)$$

$$\bar{u}_w = 4.2 (Q_w g^2)^{1/5} \exp(-0.6z/z_5) \quad (26)$$

$$\bar{L}_w = \alpha \bar{u}_w / f_w \quad (27)$$

両領域における水滴特性の実験式は従来の気泡噴流の実験式をほぼそのまま適用して求めた。したがって z_{50} が水銀—空気系噴流の値よりも約3倍大きいことと浮力領域の $f_{w,CL}(z_5)$ がノズル径と水流量に依存することを除けば、他の実験式は互によく一致している。

文 献

- 1) 佐野正道, 森 一美: 鉄と鋼, **67** (1981), p.672
- 2) 浅井滋生: 第100・101回西山記念講座, (1984), p.65
- 3) R. Clift, J.R. Grace and M.E. Weber: Bubbles, Drops and Particles, (1978), [Academic Press]
- 4) Y. Sahai and G. R. St. Pierre: Advances in Transport Processes in Metallurgical Systems, (1992), [Elsevier]
- 5) G. A. Irons and R. I. L. Guthrie: Metall. Trans. B, **9** (1978), p.101
- 6) M. Sano, Y. Fujita and K. Mori: Metall. Trans. B, **7** (1976), p.300
- 7) 川上正博, 細野 聡, 高橋一寿, 伊藤公允: 鉄と鋼, **78** (1992), p.267
- 8) A. H. Castillejos and J. K. Brimacombe: Metall. Trans. B, **18** (1987), p.659
- 9) Y. K. Xie, S. Orsten and F. Oeters: Proc. IISC, Vol.1 (1990), p.421
- 10) 井口 学, 川端弘俊, 岩崎敏勝, 野沢健太郎, 森田善一郎: 鉄と鋼, **76** (1990), p.840
- 11) 井口 学, 野沢健太郎, 富田祐志, 森田善一郎: 鉄と鋼, **77** (1991), p.1426
- 12) 井口 学, 出本庸司, 菅原直也, 森田善一郎: 鉄と鋼, **78** (1992), p.407
- 13) 近藤 洋: 大阪大学工学部学士論文, (1993)
- 14) 森田善一郎, 川端弘俊, 井口 学, 中島敬治: 学振製鋼第19委員会提出資料, 19委-11383, 反応-773, 3-1(平成4年10月)
- 15) 井口 学, 川端弘俊, 森田善一郎, 伊藤陽一, 中島敬治: 材料とプロセス, **6** (1993), p.1048
- 16) 井口 学, 高梨智裕, 森田善一郎, 小川雄二, 徳光直樹: 材料とプロセス, **6** (1993), p.1047
- 17) 化学工学便覧(化学工学会編), 改訂第5版(1988), [丸善]
- 18) 井口 学, 細原聖司, 古賀敏之, 山口竜介, 森田善一郎: 鉄と鋼, **78** (1992), p.1778