

ガス吹き込みによって攪拌されるテーパー形浴内旋回運動の基本特性

小坂 洋介*・植田 芳昭*²・井口 学*²

Basic Characteristic of Swirl Motion in Tapered Bath Agitated by Gas Injection

Yosuke KOSAKA, Yoshiaki UEDA and Manabu IGUCHI

Synopsis : A tapered bath agitated by bottom gas injection showed two types of swirl motions; shallow-water wave type and deep-water wave type. The occurrence conditions of the swirl motions were experimentally determined. Empirical equations were proposed for the period and amplitude of the swirl motions of the deep-water wave type. The numerical results for the period and amplitude were in good agreement with the values calculated from the empirical equations even for much larger scale vessels than that used for experiments. This fact suggests that the empirical equations are applicable to real scale baths.

Key words: steelmaking; gas injection; swirl motion; tapered vessel; VOF model; LES scheme.

1. 緒言

ガス吹き込み攪拌には、攪拌力が強い、低コスト、操作が容易、機械的駆動部を要しないなどのメリットがあり、鉄鋼精錬プロセスにおいて広く用いられている¹⁾。また、ガス吹き込み攪拌は様々な分野、例えば有機性廃液処理、融雪システム、水産加工残渣処理などの攪拌システムに活躍の場を広げている²⁾。著者らの研究グループでは従来の研究成果^{3,4)}を参考にしつつ円筒形容器、球形容器を対象として、底吹き、上吹き、J字型ランスを用いたガス吹き込み⁵⁻⁷⁾、濡れ性、偏心ガス吹き込み⁸⁾、旋回現象が攪拌特性^{9,10)}に及ぼす影響を調査してきた。ここで旋回現象とは、ある条件下で浴中にガスを吹き込むと、あたかも気泡群の棒が液体をかき混ぜるように浴の中心軸の周りに旋回することをさし、旋回現象が起こることにより攪拌効率は大幅に向上することがわかっている^{9,11)}。

攪拌効率は均一混合時間によって定量的に評価されるが、著者らは旋回現象が生じている場合に、容器形状が均一混合時間に大きな影響を与えることを明らかにしてきた¹¹⁾。円筒形容器では、底部コーナー近傍に気泡噴流の影響を強く受けにくい領域が存在し、液体の流動を妨げている。また、球形容器ではアスペクト比が0.5を超えると容器壁により液面の混合が抑制され、旋回現象が不安定になる。本研究では、容器の底部と側壁の形状が気泡噴流の旋回現象に与える影響を明らかにするためにテーパー形容器を用いて、まず旋回現象の基本特性を調査し、円筒形容器における旋回現象の挙動と比較、検討した。

なお、これまでに扱ってきた実験装置のスケールはその多くが直径にして60 cmよりも小さな実験室レベルのものであり、実際の転炉等で扱われているスケールでの検証は行っていない。そこでモデル実験の結果を実際の鉄鋼精錬プロセスに適用できるかどうかを確認するため、汎用ソフトを用いて数値シミュレーションを行い、容器内の旋回現象を再現する。これにより、液体の運動エネルギーや速度ベクトルなど実際に測定することが困難なパラメータを数値化でき、旋回現象をより詳細に解析できる。

数値シミュレーション結果の検証は実験結果と比較することにより行う。また、実機サイズの容器を用いた数値シミュレーションを行い、実験式と比較した。すなわち本稿では、これまでに確立されている小さなスケールにおける旋回噴流の諸特性に関する実験式が実機スケールに適用できるかどうかを明らかにすることを主な目的としている。

2. 実験装置と方法

実験装置の概要をFig. 1に示す。液体としてイオン交換水を用いた。容器には、底面直径0.100 m、最上部直径0.324 m、高さ0.400 mのものを用い、底面直径を D_b 、液面直径を D_s 、ノズルから液面までの高さを H_L とし、 H_L/D_s をアスペクト比と定義した。容器の底部の中心に上向きノズルを設置し、吹き込み気体の空気をコンプレッサーからマスフローコントローラーにより流量制御して吹き込んだ。ガス流量 Q_g は $(33.9\sim 607)\times 10^{-6}\text{ m}^3/\text{s}$ の範囲に設定した。振幅、周期については容器側面と上方からデジタルビデオカメラ

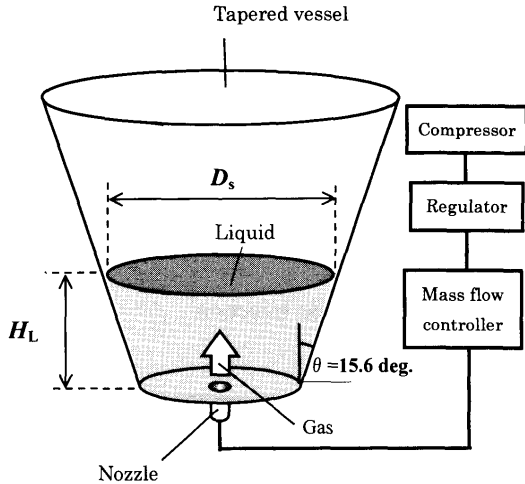


Fig. 1. Experimental apparatus.

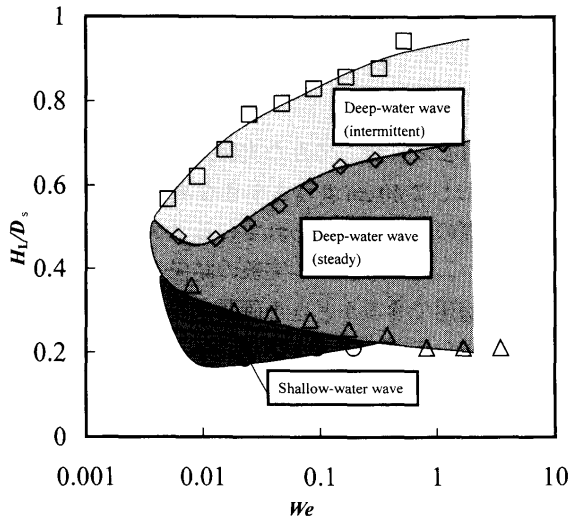


Fig. 2. Occurrence region of swirl motion.

で撮影し、測定した。過去の円筒形容器に関する研究より、このガス流量範囲では、ノズル内径は旋回現象に影響を与えないことがわかっているため、一種類のノズル内径 $d_{ni} = 2.00 \times 10^{-3} \text{ m}$ を用いた⁵⁾。また、Fig. 1に示したように、容器側壁の広がり角の半分を 15.6 deg. と設定したのは、この角度が気泡噴流の広がり角度の半分にほぼ等しく¹²⁾、気泡噴流によって連行された液体が表面に達した後、側壁に沿って再びノズル近傍へ帰ってくるまでの運動が最もスムーズになると考えたためである。

3. 結果と考察

3.1 旋回現象の分類

旋回現象は実験条件によって浅水波型旋回と深水波型旋回に分類されることがわかっている^{5,10)}。Fig. 2において、縦軸はアスペクト比 H_L/D_s 、横軸に用いているウェーバー数 We は慣性力と表面張力による力の比で表される無次元数である。



Fig. 3. Swirl motion of deep-water wave type.

$$We = \rho_L Q_g^2 \sigma_L^{-1} D_s^{-3} \dots \dots \dots (1)$$

ここで ρ_L は液体の密度、 σ_L は液体の表面張力である。

旋回発生領域はそれぞれ浅水波型、深水波型（定常的）、深水波型（断続的）の旋回が発生した部分に色分けしている。浅水波型旋回は、浴深が小さく、ガス流量が小さい範囲で起こり、気泡噴流の半径方向変位は小さく、気泡噴流はノズル出口近傍で旋回する。一方、Fig. 3に示す深水波型旋回は、浴深が大きく、ガス流量もある程度大きい範囲で起こり、気泡噴流の半径方向変位は大きくなって、気泡は容器側壁近くまで接近し、旋回周期は浅水波型旋回よりも2倍ほど長くなる。すなわち、浅水波型旋回は浴面の波動が容器底部の影響を強く受ける旋回、深水波型旋回は容器底部の影響をほとんど受けない旋回である。なお、深水波型旋回のうち定常的とあるのは、旋回が始まるとそのまま定常的に続く場合を、断続的とあるのは、ある時間帯では旋回が起こるが、やがて停止した後、再び始まるといったように、断続的に旋回が生じる場合を指している。円筒形容器や球形容器の研究から深水波型旋回の方が攪拌効率が良好で、広範囲の存在領域を示すので、本稿では深水波型旋回についてさらに詳しい調査を行うことにした。

3.2 旋回周期

3.2.1 旋回周期の定義

旋回現象の基本特性の代表的なものとして気泡噴流が1周するのに要する時間である旋回周期と、液面の上下移動距離である振幅の2つが挙げられる。Fig. 4に旋回1周期分

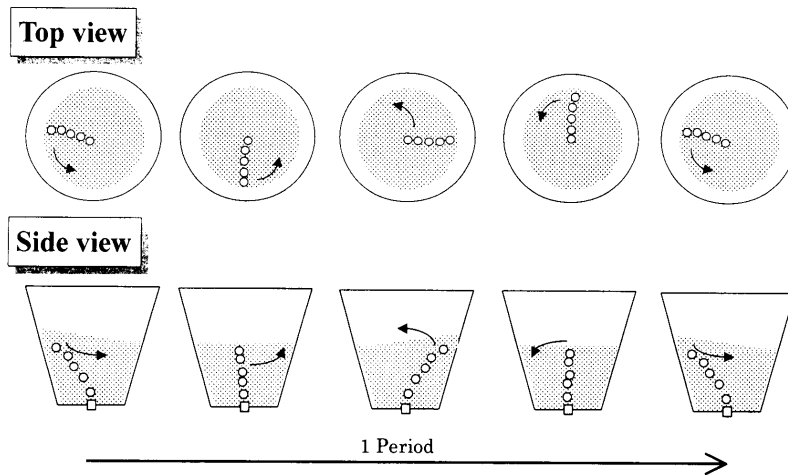


Fig. 4. Flow chart of swirl motion (1 period).

の模式的な経過を示す。ガスを吹き込み旋回現象が定常状態に達した後、100回転するまでの時間を5回計測して平均値をとり、1回転あたりの時間を求めたものを旋回周期 T_s とした。

3.2.2 円筒形容器内の回転スロッシングに対する理論式との比較

Fig. 5は横軸にアスペクト比 H_L/D 、縦軸に無次元周期 $(D/g)^{1/2}/T_s$ をとったもので、各プロットが測定値、実線は次式で表される円筒容器の回転スロッシング周期に対する理論式である^{5,13)}。

$$T_s = 2\pi \{ (2g\epsilon_1/D) \tanh(2\epsilon_1 H_L/D) \}^{-1/2} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 ϵ_1 は第一種 Bessel 関数 J_1 の $J_1'(\epsilon)=0$ の第1番目の零点 ($\epsilon_1=1.84$)、 g は重力加速度である。Fig. 5(a)は無次元周期の代表長さとして D に D_s を、Fig. 5(b)は D_b を用いたものである。テーパ形容器の底面直径と液面直径は常に異なる値をとるので無次元周期の代表長さとしてどちらを用いるかという問題があるが、気泡噴流は液面を最大径として旋回することから考えても、無次元周期の代表長さ D には円筒形容器の周期によく合う D_s を用いた方が妥当だといえる。よって以下、液面直径 D_s をテーパ形容器における旋回現象の無次元整理に用いる代表長さとして扱う。

3.3 振幅

3.3.1 振幅の定義

円筒形容器とテーパ形容器の液面の状態をそれぞれ Fig. 6(a)に示す。テーパ形容器においても、振幅 A は液面の垂直方向の最高到達点 (Highest level) と最低到達点 (Lowest level) の差の半分とした。振幅 A の測定に際しては、容器横方向からデジタルビデオカメラで旋回運動を撮影し、時間をおいて読みとって5周期分の振幅の平均値をとった。

3.3.2 円筒形容器の実験式との比較

Fig. 6(b)は横軸にガス流量 Q_g 、縦軸に振幅を2倍にした

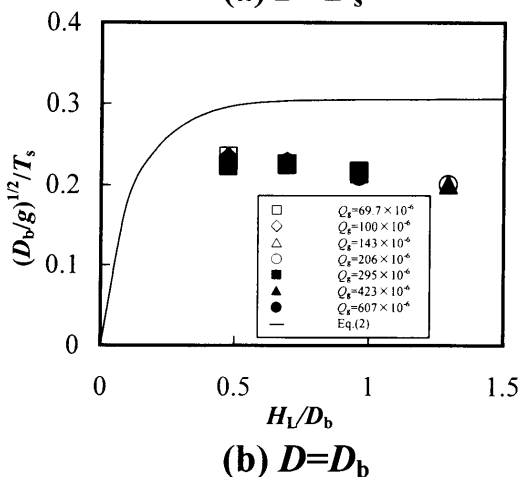
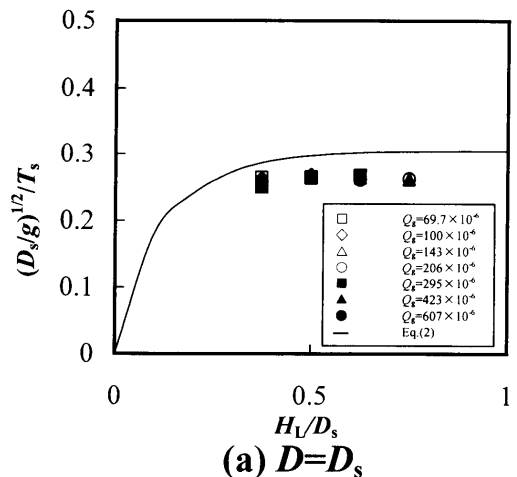
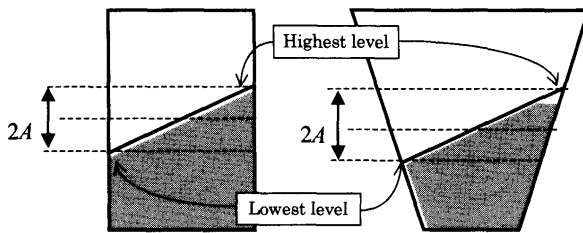


Fig. 5. Period of swirl motion.

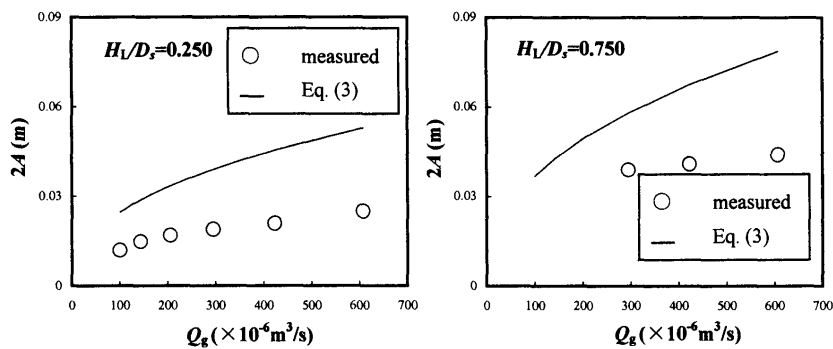
値 $2A$ をとったもので、各プロットが測定値、実線が次式で表される円筒形容器における振幅の実験式⁶⁾を用いて計算した値を示している。

$$A = 0.224 D_s \{ Re^{1/2} (H_L Q_g D_s^{-7/2} g^{-1/2}) \}^{0.300} \dots \dots \dots (3)$$

$$Re = (Q_g^2/g)^{2/5} (g/D_s)^{1/2} / \nu_L \dots \dots \dots (4)$$



(a) Definition of amplitude



(b) Comparison of amplitudes between measured value and Eq.(3)

Fig. 6. Amplitude of swirl motion.

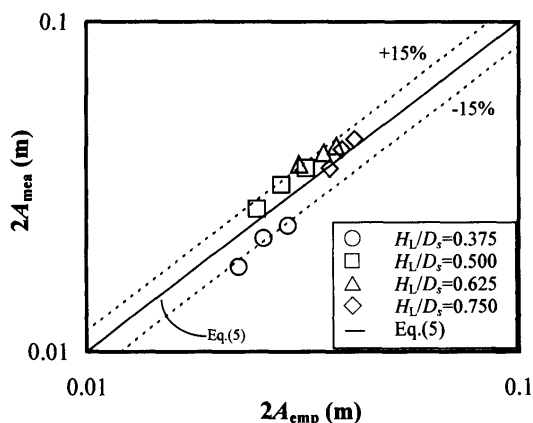


Fig. 7. Comparison of amplitudes between Eq. (5) and measured values.

ここでレイノルズ数 Re は慣性力と粘性力の比として定義される無次元数、 ν_L は液体の動粘度である。円筒形容器における実験式をかなり下回る結果が得られた。また、Fig. 7に示すように、振幅は式(3)を修正した以下の実験式により $\pm 15\%$ の偏差で近似できた。

$$A = 0.120 D_s \{ Re^{1/2} (H_L Q_g D_s^{-7/2} g^{-1/2}) \}^{0.130} \dots \dots \dots (5)$$

4. 数値シミュレーション

4.1 計算モデル

上述した旋回気泡噴流の発生は流体力学的な不安定性に

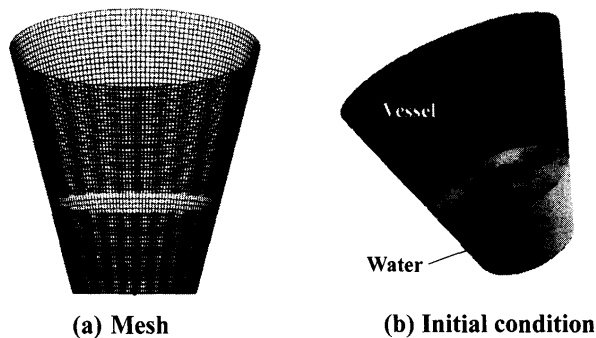


Fig. 8. Numerical model.

起因しており、それを数値的に再現するためには、比較的高精度なシミュレーションが要求される。本稿では、格子形成ソフト「GAMBIT」、数値計算ソフト「FLUENT」を用いて数値シミュレーションを行うが、旋回噴流現象に対する本数値計算手法の妥当性は植田らの論文で検証されている¹⁴⁾。

混相流モデルとしてVOF (Volume of Fluid)法を用い、乱流モデルとしてLES (Large Eddy Simulation)モデルを用いた。これらのモデルの詳細は文献を参照されたい^{15,16)}。Fig. 8(a)は計算に用いるテーパ形容器のモデル図であり、24901個の非構造格子を形成した。Fig. 8(b)は格子中の気体部分を透過し、液体部分のみを示したもので初期の液面状態を表している。容器径などの計算条件の詳細はTable 1に記載した。なお、容器の底部の直径が0.10mの容器を対象としたCase Aの計算条件は本実験条件に合わせた。

Table 1. Numerical condition.

Case	A	B	C
Numerical scheme	LES VOF		
Grid points	24901		
Time step (s)	1.00×10^{-4}	1.00×10^{-3}	1.00×10^{-3}
D_s (m)	0.14	1.4	5.6
D_b (m)	0.10	1.00	4.00
H_L (m)	0.07	0.70	2.80
d_{ni} (m)	2.00×10^{-3}	2.00×10^{-2}	8.00×10^{-2}
Liquid	water		
Gas	air		
Contact angle (deg.)	77		
Q_g (m ³ /s)	1.00×10^{-4}	2.83×10^{-2}	1.00
	1.43×10^{-4}	3.14×10^{-2}	1.26
H_L/D_s	0.5		
We (-)	0.05	4.00	78
	0.102	4.92	124
Re (-)	2.38×10^3	6.86×10^4	5.96×10^5
	5.92×10^3	7.48×10^4	7.17×10^5

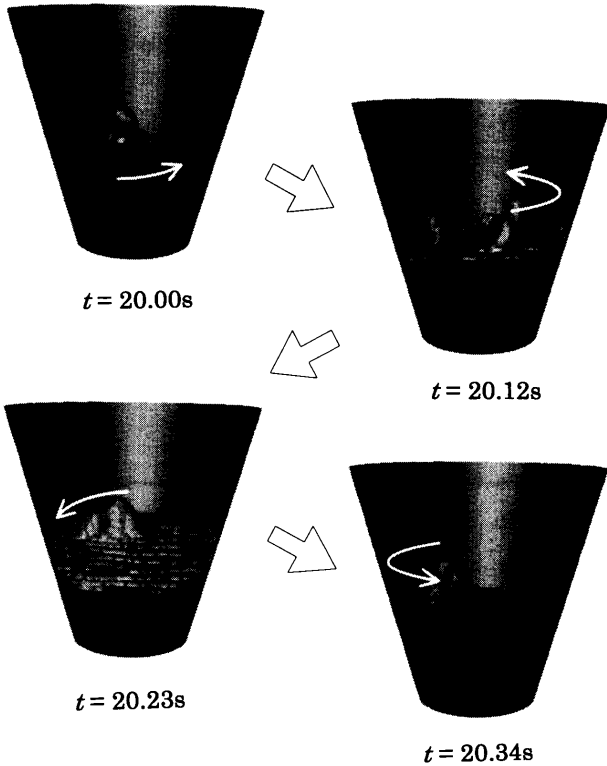


Fig. 9. Snapshots of swirl motion for case A with Q_g of $1.00 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ (3D view).

Case Bの条件は、以前に直径1.0mの円筒容器を用いて行った融雪実験の条件²⁾に近い条件に、Case Cの計算条件中で容器の大きさは、取鍋や転炉に近いものとした。ただし、この場合のガス流量は、 We の値がFig. 2に示した深水波型旋回発生領域に入るように選んだ。

4.2 基本特性の比較

Fig. 9は数値シミュレーションによって求めたCase Aにおける1周期分の旋回現象を表しており、実験とほぼ同じ旋回周期0.45sの旋回現象となっている。また、Fig.10に示すように他の容器径でも式(2)とほぼ同様の周期が計算

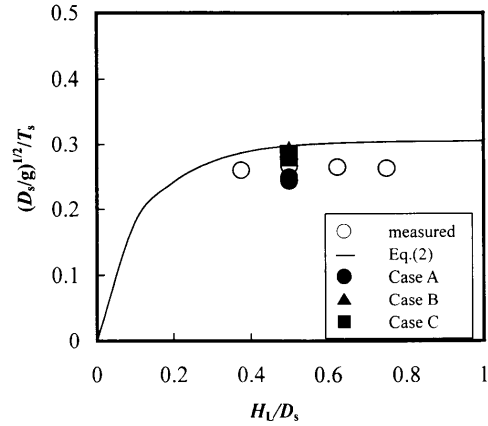
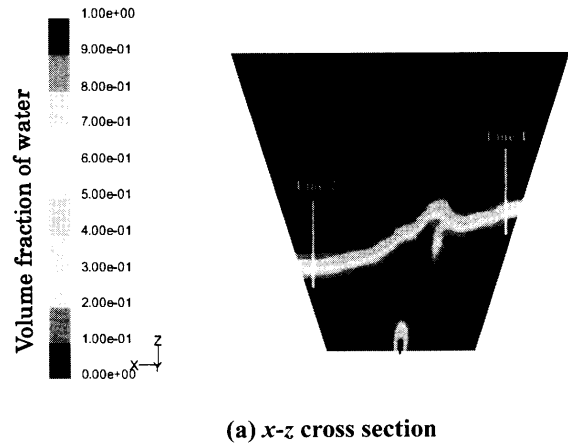
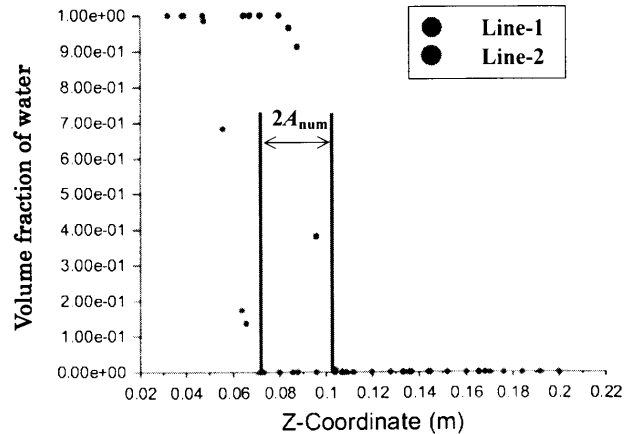


Fig. 10. Comparison of periods between measured and numerical results.



(a) x-z cross section



(b) Volume fraction of water near the gas-liquid interface

Fig. 11. Definition of amplitude in numerical simulation for case A with Q_g of $1.00 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.

された。

Fig.11(a)はCase Aにおいて旋回現象が定常状態に至った後の $y=0$ の $x-z$ 断面図であり、これよりシミュレーション結果の振幅を求めた。水が1、空気が0を示しており、振幅の最高到達点と最低到達点に壁面から $0.1D_b$ 離してLine

1, Line 2を引き, 1から0に変化する高さの差 $2A_{num}$ を Fig.11(b)のように決定したところ $Q_g=1.00 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ で $2A_{num}=0.028 \text{ m}$, $Q_g=1.43 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ で $2A_{num}=0.030 \text{ m}$ となった。Fig.12のように前述の測定値とほぼ同じ値をとった。また, Case B, Case Cのように実機に近い大きさの容器に対しても計算を行った。その計算結果から振幅を求め, 式(5)と比較したものを Fig.13に示す。式(5)は振幅の計算値を $\pm 10\%$ の偏差で近似できた。この結果から実験室レベ

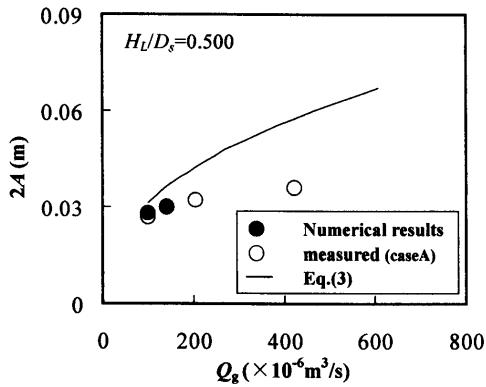


Fig. 12. Comparison of amplitudes between measured and numerical results.

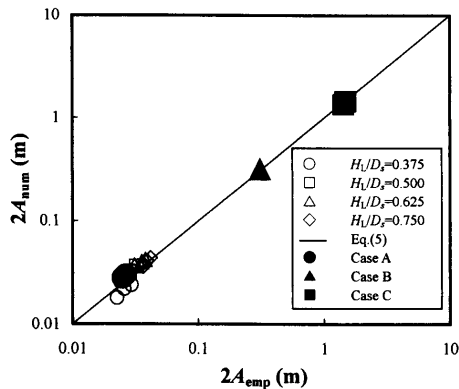


Fig. 13. Comparison of amplitudes between Eq. (5) and numerical results.

ルの容器を用いて求めた実験式を実機サイズのモデルに適用することが可能である。

Fig.14(a)は, Fig.14(b)に示す $x-z$ 断面の各格子点における速度ベクトルを表した図から, 黒枠で囲まれた領域を拡大したものである。図中に×印で示した $x-z$ 面内の循環流れの中心点は, 気液界面近傍に存在していることがわかる。これは容器壁面の勾配によって壁面からの垂直応力として z 方向の上向き成分が生じるためである。円筒容器の場合には側壁が鉛直になっているので, 気泡噴流に巻き込まれて上昇し, 浴表面近傍で半径方向へ向かい, やがて側壁に衝突した流れの主たる部分は水平面よりも下側へ向かうが, 本研究で扱っているテーパ形容器の場合は, 上側へ向かう部分も多く存在する。このことから, 円筒容器よりもテーパ形容器の方が循環流の中心点は上方に存在すると考えられるが, 定量的評価については今後の課題としたい。Fig.14(c)からわかるように, 気液界面近傍 ($z=0.070 \text{ m}$)の横断面では, 液体の反時計周りの運動が観察されたが, 容器底部近傍 ($z=0.001 \text{ m}$)の横断面では液体が小さな速度で時計周りに動いており実験³⁾と同様に角運動量保存則を満たしていることが推察される。

以上のように周期, 振幅, 液体の流動パターンが等しいことから, 数値シミュレーションは実験結果を正しく再現できたと考えられる。しかし, 目視観察から液面の乱れ具合が実験に比べ小さいことや, 個々の気泡の形状がはっきりしないなどの相違がみられた。これは計算の時間間隔, 格子数をより細かくすることによってより現実に近づけることは可能であろう。

5. 結言

(1) テーパー形容器の旋回周期 T_s は, 無次元周期の代表長さとして液面直径 D_s をとることにより, 円筒形容器の式(2)で近似できた。

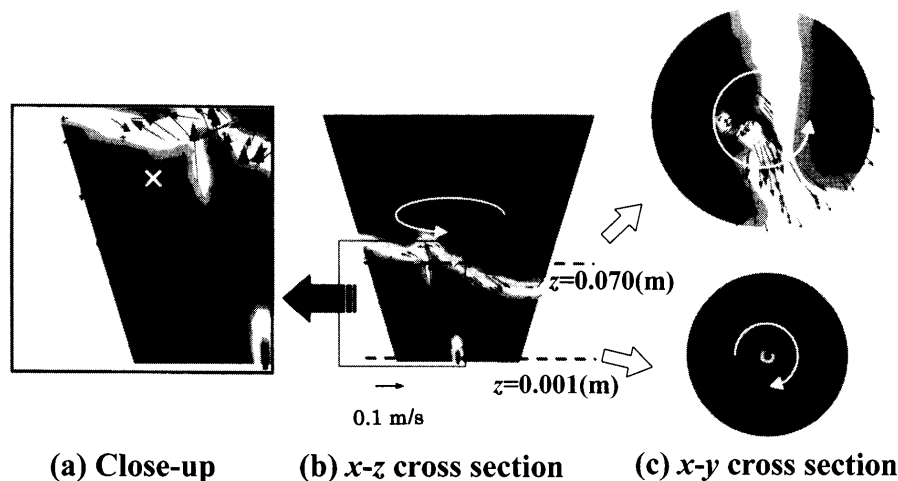


Fig. 14. Velocity vector for case A with Q_g of $1.00 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.

$$T_s = 2\pi \{ (2g\varepsilon_1/D_s) \tanh(2\varepsilon_1 H_L/D_s) \}^{-1/2} \dots\dots\dots (2)$$

(2) 振幅 A については、以下の式(5)により ±15% の偏差で近似できた。

$$A = 0.120 D_s \{ Re^{1/2} (H_L Q_g D_s^{-7/2} g^{-1/2}) \}^{0.130} \dots\dots\dots (5)$$

(3) 汎用ソフトを用いて水-空気系旋回噴流を再現可能であることがわかった。また、周期、振幅などの基本特性について、実験室レベルの容器径で導出した実験式を、Case C のような大型浴内の旋回現象の基本特性予測においても適用可能であることがわかった。

記 号

- A : 振幅 (m)
- A_{emp} : 振幅 (実験式に基づく値) (m)
- A_{num} : 振幅 (計算値) (m)
- D : 円筒形容器の容器内径 (m)
- D_b : テーバー形容器の容器底面内径 (m)
- d_n : ノズル内径 (m)
- D_s : テーバー形容器の液面直径 (m)
- ε₁ : 第一種 Bessel 関数 J₁(ε) の J₁'(ε)=0 の第 1 番目の零点
- g : 重力加速度 (m/s²)
- H_L : 浴深 (m)
- Q_g : ガス流量 (m³/s)
- Re : レイノルズ数 (-)

- T_s : 旋回周期 (s)
- We : 修正ウェーバー数 (-)

文 献

- 1) T.Nozaki: Sokobukitenrohou, ISIJ, Tokyo, (2000), 39.
- 2) M.Iguchi: *Bull. Iron Steel Inst. Jpn.*, **9** (2004), No. 12, 926.
- 3) S.Kojima, M.Yoshida, A.Iwatani and H.Take: *Kawasaki Steel Giho*, **19** (1987), 1.
- 4) Y.Kato, K.Nakanishi, T.Nozaki, K.Suzuki and T.Emi: *Tetsu-to-Hagané*, **68** (1982), 1604.
- 5) M.Iguchi, S.Hosohara, T.Koga, R.Yamaguchi and Z.Morita: *ISIJ Int.*, **33** (1993), No. 10, 1037.
- 6) M.Iguchi, Y.Itoh and Z.Morita: *Tetsu-to-Hagané*, **80** (1994), 189.
- 7) M.Iguchi, Y.Eguchi, A.Kawasaki, S.Kitamura and K.Naito: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 767.
- 8) M.Iguchi, H.Ihira, Y.Takatsuka and S.Hosohara: *ISIJ Int.*, **43** (2003), No. 7, 1115.
- 9) Y.Takatsuka and M.Iguchi: *ISIJ Int.*, **41** (2001), 124.
- 10) Y.Kosaka and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **90** (2004), 379.
- 11) Y.Kosaka and M.Iguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **90** (2004), 387.
- 12) M. Iguchi, H. Ueda and T. Uemura: *Int. J. Multiphase Flow*, **21** (1995), 861.
- 13) Handbook of Fluid Dynamics, ed. by Jpn. Soc. Fluid Dynamics, Maruzen, Tokyo, (1987), 720.
- 14) Y.Ueda, T.Ishii and M.Iguchi: Proc. Annual Meeting of Hokkaido Branch of ISIJ, Sapporo, (2004), 14.
- 15) C.W.Hirt and B.D.Nichols: *J. Comput. Phys.*, **39** (1981), 201.
- 16) Editorial Committee on Computational Fluid Dynamics Journal: Analysis of Turbulent Flows, University of Tokyo Press, Tokyo, (2004), 67.