非一様磁場下における磁性流体中の気泡の
挙動に関する数値解析*石 本 淳^{*1}, 神 山 新 一^{*1}Numerical Analysis of Bubble Behavior in Magnetic Fluid
under Nonuniform Magnetic Field

Jun ISHIMOTO and Shinichi KAMIYAMA

The effect of a nonuniform magnetic field on bubble behavior in a pipe flow of magnetic fluid is numerically analyzed in order to realize effective boiling and high performance in a new energy conversion system using boiling two-phase flow of magnetic fluid. The governing equations of a single bubble in Poiseuille flow of magnetic fluid are presented and the translational motion and growth process of bubble are numerically calculated considering the effect of various additional forces which act on the bubble. It is found that the bubble velocity in a flow of magnetic fluid is strongly influenced by the magnetic field strength due to the effect of magnetic body force. Also, the effect of various additional forces which influence bubble behavior is accurately estimated. These fundamental studies show that precise control of bubble behavior is possible by effective use of the magnetic force acting on the fluid.

Key Words: Magnetic Fluid, Bubble, Bubble Dynamics, Multiphase Flow, Numerical Analysis, Nonuniform Magnetic Field, Energy Conversion

1. 結 言

感温磁性流体沸騰気液二相流の活用により磁気駆動力を発生させ、熱エネルギーから流体の運動エネルギーへの直接エネルギー変換が可能な、新型のエネルギー変換システムが著者らにより提案され^{(1)~(5)}、その熱・流動特性、駆動力上昇効果および安定性等に及ぼす磁場の影響に関して、熱非平衡二流体モデルを用いた理論的検討ならびに超音波エコーを用いた可視化画像計測による実験的検討が行われている⁽²⁾⁽³⁾。その結果、磁性流体沸騰二相流における圧力、温度、流速、ボイド率等の分布あるいは流動安定性に及ぼす磁場の影響に関し、かなり詳細な解明が行われ、このエネルギー変換システムのマクロな二相流動特性に関する情報を得ることが可能となった。

これらの著者らが行った一連の研究により、本エネルギー変換システムの性能向上を図るうえで、効果的な沸騰二相流の実現法に関する究明を行うことは非常に重要であり、そのためには磁場中における気泡の挙動に関する詳細な解明が必要であることが明らかとな

った。すなわち、沸騰気液二相流において気相がマクロな二相流動特性に及ぼす影響について詳細な検討を加えるためには、気泡の詳細な挙動等の解明に重点を置いたミクロ的見地からの検討を行う必要がある。しかしながら、磁性流体が黒色不透明であるゆえ、流体中の気泡の挙動に関する検討を行うには実験的にも理論的にも非常に高度かつ特殊な手法を用いなければならない。これに対し、従来、著者らにより、近接透明平行平板(Hele-Shaw Cell)を用いた可視化画像計測による実験的検討⁽²⁾、あるいは一様磁場中における単一上昇気泡の微小変形に関する数値解析⁽⁶⁾が行われているが、いずれもきわめて限定された条件下での実験、あるいは理想的な場を仮定した解析であり、磁性流体流中の気泡の挙動に及ぼす非一様磁場の影響に関する定量的予測の可能性を実証するためには、不十分な点が多く残されている。つまり、気泡の挙動に関して、エネルギー変換システムの高効率化に直結するような成果は現在までのところ、理論的にも実験的にもきわめて限定された知見しか得られていないのが現状である。

そこで本研究では、磁性流体沸騰二相流エネルギー変換システムにおいて効果的な沸騰を可能にするための基礎研究として、磁性流体中の気泡の挙動に及ぼす

* 原稿受付 1996年4月16日。

^{*1} 正員、東北大学流体科学研究所(〒980-77 仙台市青葉区片平2-1-1)。

非一様磁場の影響を明らかにすることを目的とし、数値解析的検討を行った。具体的には、非一様磁場作用域下における磁性流体管内流中の気泡に作用する諸付加力の影響を考慮に入れた基礎方程式系を新たに構成し、さらに、気泡の並進運動をラグジュアンの追跡する手法により数値解析を行い、気泡の速度・膨張収縮等に及ぼす磁場の影響、ならびに気泡速度に及ぼす諸付加力の影響に関して詳細な究明を行った。

おもな記号

C : 熱伝導率 $W/(m \cdot K)$
C_D : 抗力係数
c_p : 定圧比熱 $J/(kg \cdot K)$
C_{pR} : 比熱比 $= c_{pR}/c_{pI}$
C_{VM} : 仮想質量係数
D : 流路管内径 m
Fr : フルード数 $= u_{i0}/\sqrt{gD}$
g : 重力の加速度 m/s^2
$\mathbf{g}$: 重力の加速度ベクトル m/s^2
H : 磁場の強さ A/m
$\mathbf{H}$: 磁場ベクトル A/m
M : 磁化の強さ A/m
$\mathbf{M}$: 磁化ベクトル A/m
P : 圧力 Pa
P_R : 圧力比 $= \rho_l u_{i0}^2 / P_{i0}$
Pr : プラントル数 $= c_{pI} \eta_{i0} / C_l$
R : 気泡半径 m
r : 半径方向座標 m
Re : レイノルズ数 $= \rho_l u_{i0} D / \eta_{i0}$
Re_r : 回転レイノルズ数 $= \kappa R^2 Re$
R_G : ガス定数 $J/(kg \cdot K)$
R_R : 半径比 $= R_0 / D$
T : 絶対温度 K
t : 時間 s
T_R : 温度比 $= \Delta T_{ret} / T_{i0}$
u : z 方向の速度成分 m/s
v : r 方向の速度成分 m/s
$\mathbf{v}$: 速度ベクトル m/s
We : ウェーバ数 $= \rho_l R_0 u_{i0} / \gamma_l$
z : 管軸方向座標 m
γ : 表面張力 N/m
ΔT_{ret} : 参照温度差 K
η : 粘度 $Pa \cdot s$
θ : 周方向座標 rad
κ : 密度比 $= \rho_{g0} / \rho_{i0}$

μ_0 : 真空の透磁率 H/m
Π : 磁気力数 $= \rho_l u_{i0}^2 / (\mu_0 M_{max} H_{max})$
π : 円周率
ρ : 密度 kg/m^3
τ : 履歴力項における時間 s
Ω : 回転角速度 rad/s
$\mathbf{\Omega}$: 回転角速度ベクトル rad/s

添字

g : 気相
l : 液相
max : 最大値
r : r 方向成分
T : 二相流
z : z 方向成分
θ : θ 方向成分
0 : 気泡発生位置 ($z=0$)

2. 気泡の挙動に関する数値解析

2.1 基礎方程式 解析モデルは、既報⁽³⁾の実験において用いた二相流エネルギー変換システムの小形試験ループ実験装置を参考としている。図1に示すように鉛直円管内の磁性流体に対し管軸方向に非一様磁場 $\mathbf{H}$ を作用させ、 H_z の z 方向こう配が負となる位置において管外壁から熱が加わることにより気泡が発生する系を仮定する。さらに気泡の並進運動に関しては軸対称の二次元モデルを想定し、気泡形状に関しては磁場による変形を無視し、球形を保つ理想気体であると仮定する。

流体中を運動する質量一定の球状気泡に関する運動方程式に関しては、気泡の膨張収縮、気泡に働くさまざまな付加力ならびに磁気力の影響を考慮に入れると

Fig.1 Model for numerical analysis

次式が導かれる⁽⁷⁾⁽⁸⁾。

$$\frac{4}{3}\pi\rho_g R^3 \frac{dv_g}{dt} = -F_P + F_g - F_D - F_{VM} - F_B + F_L \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$F_P = \frac{4}{3}\pi R^3 \nabla P_l \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$F_g = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho_g g \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$F_D = \frac{1}{2}\rho_l C_D |v_g - v_l| (v_g - v_l) \pi R^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$F_{VM} = C_{VM} \cdot \rho_l \frac{4}{3}\pi R^3 \left[\frac{d}{dt}(v_g - v_l) + \frac{3}{R}(v_g - v_l) \frac{dR}{dt} \right] \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$F_B = 6R^2 \sqrt{\pi\rho_l \eta_l} \int_0^t \frac{d}{dt}(v_g - v_l) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$F_L = \pi R^3 \rho_l (\Omega_g - \Omega_l) \times (v_g - v_l) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\Omega_l = \frac{1}{2} \nabla \times v_l \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 F_P は気泡に働く圧力こう配による力を表し、 ∇P_l の項には後述するように磁気体積力 $\mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H}$ の効果が含まれている。 F_g は重力による力、 F_D は粘性抵抗、 F_{VM} は付加質量に作用する慣性力、 F_B は気泡の定常運動からの逸脱効果により生じる履歴力(Basset力)、 F_L は気泡の回転により生じる揚力⁽⁸⁾を示す。

エネルギー方程式に関しては、質量一定の球状気泡において気液二相間の温度差によるエネルギーの移動のみを考えると次式により与えられる。

エネルギー方程式：

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{3C_l \cdot Nu}{2R^2 \cdot \rho_g \cdot c_{pg}} (T_l - T_g) \quad \dots\dots\dots (9)$$

気泡の角運動量の流体摩擦による変化に関する式⁽⁸⁾：

$$\frac{d\Omega_g}{dt} = \frac{15\eta_l}{R^2 \cdot \rho_g} (\Omega_l - \Omega_g) \quad \dots\dots\dots (10)$$

続いて、半径 R を有する気泡が気液二相間の圧力差によって膨張収縮を行うと仮定すると、球形気泡に関する Rayleigh-Plesset の式は次式のように表される。

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho_l} \left(P_g - P_l - \frac{2\gamma_l}{R} - \frac{4\eta_l}{R} \frac{dR}{dt} \right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

次に、気泡は理想気体であると仮定すると次式を得る。

気相の状態方程式：

$$P_g = \rho_g R_c T_g \quad \dots\dots\dots (12)$$

気泡の質量保存の式：

$$\frac{d}{dt}(\rho_g R^3) = 0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

以上の基礎方程式を、前述の記号表に示した無次元パラメータを用いて無次元化すると次式を得る。なお、以下の式においては無次元化量に関し、有次元量と同じ記号を用いることにする。

$$\frac{dz_g}{dt} = u_g \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{C_{VM}}{\kappa \rho_g}\right) \frac{du_g}{dt} = & -\frac{1}{\kappa \rho_g} \frac{\partial P_l}{\partial z} - \frac{1}{Fr^2} \\ & - \frac{3C_D}{8\kappa R_R \cdot \rho_g R} [(u_g - u_l)^2 + (v_g - v_l)^2]^{1/2} (u_g - u_l) \\ & - \frac{C_{VM}}{\kappa \cdot \rho_g} \left[-u_l \frac{\partial u_l}{\partial z} - v_l \frac{\partial u_l}{\partial r} + \frac{3}{R} (u_g - u_l) \dot{R} \right] \\ & - \frac{9}{2\kappa \cdot R_R \cdot \rho_g \cdot R} \sqrt{\frac{\eta_l}{\pi Re}} \int_0^t \frac{d}{dt} (u_g - u_l) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \\ & - \frac{3}{4\kappa \cdot \rho_g} (\Omega_{g\theta} - \Omega_{l\theta}) (v_g - v_l) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\frac{dv_g}{dt} = v_g \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{C_{VM}}{\kappa \rho_g}\right) \frac{dv_g}{dt} = & -\frac{1}{\kappa \rho_g} \frac{\partial P_l}{\partial r} \\ & - \frac{3C_D}{8\kappa R_R \cdot \rho_g R} [(u_g - u_l)^2 + (v_g - v_l)^2]^{1/2} (v_g - v_l) \\ & - \frac{C_{VM}}{\kappa \cdot \rho_g} \left[-u_l \frac{\partial v_l}{\partial z} - v_l \frac{\partial v_l}{\partial r} + \frac{3}{R} (v_g - v_l) \dot{R} \right] \\ & - \frac{9}{2\kappa \cdot R_R \cdot \rho_g \cdot R} \sqrt{\frac{\eta_l}{\pi Re}} \int_0^t \frac{d}{dt} (v_g - v_l) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \\ & + \frac{3}{4\kappa \cdot \rho_g} (\Omega_{g\theta} - \Omega_{l\theta}) (u_g - u_l) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\Omega_{l\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_l}{\partial z} - \frac{\partial u_l}{\partial r} \right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{3Nu}{2C_{pR} \cdot \kappa \cdot R_R^2 \cdot Pr \cdot Re \cdot R^2 \cdot \rho_g} (T_l - T_g) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{d\Omega_g}{dt} = \frac{15\eta_l}{Re_r \cdot \rho_g \cdot R^2} (\Omega_l - \Omega_g) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\frac{d\rho_g}{dt} = -3\rho_g \frac{\dot{R}}{R} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\frac{dR}{dt} = \dot{R} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{R}}{dt} = & -\frac{3}{2} \frac{\dot{R}^2}{R} \\ & + \frac{1}{R_R^2 \cdot R} \left(P_g - P_l - \frac{2}{We \cdot R} - \frac{4\eta_l}{Re} \frac{\dot{R}}{R} \right) \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

$$P_g = \rho_g \frac{(T_g T_R + 1) - 1}{P_R} \quad \dots\dots\dots (24)$$

基礎方程式(14)～(17)、(19)～(24)中に現れる未知

量は $z_0, u_0, r_0, v_0, T_0, \Omega_{\theta\theta}, \rho_0, R, \dot{R}, P_0$ の 10 個であり、基礎方程式系は完全に閉じることに一階の常微分方程式の初期値問題に帰着できる。さらに式の中に現れる無次元数ならびに係数に関しては次式を用いる⁽⁷⁾。

$$Nu = 2 + 0.6R_B^{0.5} \cdot P_B^{0.33} \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$P_B = Pr \cdot \eta_l \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$R_B = R_R \cdot Re \frac{2R[(u_0 - u_l)^2 + (v_0 - v_l)^2]^{1/2}}{\eta_l} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$C_D = \frac{24}{R_B} (1 + 0.197R_B^{0.63} + 2.6 \times 10^{-4} R_B^{1.38}) \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$C_{VM} = 0.5 \quad \dots\dots\dots (29)$$

2・2 計算条件 本数値計算は、既報⁽³⁾における実験を参考にしており、無次元数の値に関しては実測値に基づき以下のように与える。

$$c_{PR} = 0.435, Fr = 7.14 \times 10^{-3}, Pr = 62.5, \\ P_R = 5.02 \times 10^{-6}, Re = 67.8, T_R = 8.12 \times 10^{-2}, \\ \kappa = 2.68 \times 10^{-3}$$

また、液相温度 T_l は一定とし、液相の流れ場に関しては流速 u_l の最大値が 0.02 m/s の Poiseuille 流を仮定している。なお、本解析においては、液相流速がかなり小さい低レイノルズ数の流れを仮定し、さらに気泡径に関しては、代表値である流路管内径よりもかなり小さい場合を想定しているため、液相の流れ場が気泡の運動に及ぼす影響に関しては考慮に入れるが、気相の運動が液相の流れ場に及ぼす影響に関しては考慮していない。

ここで、 $M_r \ll M_z, M_\theta \ll M_z$ と仮定すると、液相の流動条件に関して次式が導出される。

$$u_l = 2[1 - (2r)^2] \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$v_l = 0 \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial z} = -\frac{32}{Re} + \frac{1}{\Pi} M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} - \frac{1}{Fr} \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial r} = \frac{1}{\Pi} M_z \frac{\partial H_r}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (33)$$

式(32)、(33)より、式(15)、(17)の圧力こう配の項に磁気体積力の影響が含まれることになる。磁性流体の物性値に関しては、実験⁽³⁾において用いたものと同様のヘキサンベース感温磁性流体の物性値⁽³⁾を与えている。また、この磁性流体の磁化の強さ M は強い温度依存性を示し、ランジュバン関数に従わない。したがって、本解析において M に関しては、測定結果を基に温度と磁場の関数として実験式⁽³⁾により与える。さらに、非一様磁場 H に関しては、Otis⁽⁹⁾ によるコイルの磁場分布に関する解析解ならびに実験⁽³⁾ におい

て用いた電磁石の磁場分布を参考に、 z および r の関数として次式により与える。

$$H_z = \exp\{-[a_{(H)}(z + b_{(H)})]^2\} \quad \dots\dots\dots (34)$$

$$H_r = r \cdot a_{(H)}(z + b_{(H)}) \exp\{-[a_{(H)}(z + b_{(H)})]^2\}$$

$$a_{(H)} = 0.1389, b_{(H)} = 2.625 \quad \dots\dots\dots (35)$$

ここで、式(34)、(35)における係数 $a_{(H)}, b_{(H)}$ は実験⁽³⁾において用いた電磁石の磁場分布形状、ならびに磁場分布と気泡発生位置の相対位置に関する係数であり、実測値を基に与えてある。

続いて、流路管内壁から離脱する気泡に関して、気泡に働く浮力、表面張力による力、磁気力の釣り合いを考慮に入れると、気相発生時における初期気泡半径 R_0 に関する次式が導出される⁽¹⁰⁾。

$$R_0 = \left(\frac{3\gamma_l}{\rho_l g + \mu_0 |\mathbf{M} \cdot \nabla H|_{z=0}} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (36)$$

基礎方程式(14)～(17)、(19)～(24)を上記の計算条件の下に、Runge-Kutta-Gill 法を用いて数値的に解くことにより、磁性流体中の気泡の挙動に関する詳細な解明が可能となる。

3. 数値計算結果および考察

図2は、磁場作用域下における気泡の z 方向速度成分 u_0 の時間的変化に及ぼす磁場の影響を示している。最大磁場強さ $H_{\max}$ が増大するに従い、磁場 H の管軸方向成分 H_z の負こう配に基づく磁気体積力による気泡押し出し効果が増大するため u_0 も急激に増大しており、この効果は気泡に働く浮力のみによる効果よりも支配的であることがわかる。また、気泡は膨張収縮しながら上昇運動を続けるため、 u_0 が変動していることがわかる。磁気力が増大し気泡に対する加速効果が大きくなると、気泡の慣性力が増大し u_0 に対す

Fig. 2 Axial component of bubble velocity as a function of time for various magnetic field strength under magnetic field region

Fig. 3 Radial component of bubble velocity as a function of time for various magnetic field strength under magnetic field region

Fig. 5 Effect of various additional drag forces on radial component of bubble velocity under strong magnetic field

Fig. 4 Effect of various additional drag forces on axial component of bubble velocity under strong magnetic field

Fig. 6 Trajectory and velocity field of bubble under strong magnetic field

る膨張収縮の影響も大きくなるため、 u_g の変動割合も増大していることがわかる。

図3は、磁場作用域下における気泡の r 方向速度成分 v_g の時間的变化に及ぼす磁場の影響を示している。式(33)に示す磁場 H の半径方向成分 H_r に基づく磁気体積力が気泡を管中心に移動させる向きに働くため v_g は負の値をとり、さらに、最大磁場強さ $H_{\max}$ が増大するに従い、管中心向き(r 軸の負方向)に v_g が増大していることがわかる。強磁場が作用した場合、磁気力により r 軸の負方向に v_g が急激に増大するが、それに伴い気泡に働く諸付加力も大きく働くため、時間 t の経過とともに v_g の値は零に近づいてゆくことがわかる。また、 u_g の場合と同様に、磁気力が増大すると v_g の変動割合も増大していることがわかる。図2, 3の結果から、磁気体積力の効果的活用により気泡速度の制御が可能であることがわかる。

図4は、強磁場作用域下における気泡の z 方向速度成分 u_g に及ぼす、式(2)~(7)に示した諸付加力の

影響を示している。気泡に対し働く液相圧力こう配に基づく力 F_p および重力 F_g のみを考慮した場合、 u_g は終端速度に漸近せず、実際の現象とは異なった結果が得られていることがわかる。続いて、気泡に働く粘性抵抗 F_D を考慮することにより、通常の流体中の気泡の上昇速度に関する計算結果⁽⁷⁾と同様の傾向を示すが、付加質量に作用する慣性力 F_{VM} を考慮に入れた場合、 F_{VM} に含まれる気泡の膨張収縮の効果により気泡が振動し、それに伴い u_g が変動していることがわかる。さらに、気泡に働く履歴力を考慮に入れることにより、変動する u_g の値を精度よく評価していることがわかる。また、気泡の回転により生じる揚力 F_L が u_g に対し及ぼす影響は小さいことがわかる。

図5は、強磁場作用域下における気泡の r 方向速度成分 v_g に及ぼす諸付加力の影響を示している。気泡に対し働く液相圧力こう配に基づく力 F_p のみを考慮した場合、 H の半径方向成分 H_r に基づく磁気体積力により、気泡は r 軸の負方向へ急激に加速された後、一定速度を保つ傾向を示し、実際の現象とはそぐわ

Fig. 7 Schematic of various forces which act on bubble's direction of motion

い結果となっている。続いて、気泡に働く諸付加力の効果を考慮することにより、 v_θ の r 軸負方向への加速効果が精度よく評価され、付加力の影響により v_θ は時間 t の経過とともに零に近づいてゆくことがわかる。また、気泡の回転による力は、気泡を管壁面方向へ移動させる向きに揚力となって働くが、 v_θ に及ぼす影響は小さいことがわかる。図 4, 5 より、気泡に働く諸付加力の影響を考慮に入れて解析を行うことにより、磁場作用下における気泡の上昇速度に関する、より精度の高い評価が可能であることがわかる。

図 6 は、強磁場作用域下において加速上昇運動する気泡の重心の軌跡ならびに速度場に関する計算結果である。強磁場が作用することにより、離脱した気泡に対して磁気体積力による押し出し効果に基づく加速効果が働き、気泡速度は u_θ , v_θ ともに増大していることがわかる。ここで、回転する気泡に対しては、図 7 に示すように、気泡の回転により生じる揚力の r 方向成分 F_{Lr} が気泡を管壁面に移動させる方向 (r 軸の正方向) に働くが、 H_r に基づく磁気体積力の r 方向成分 F_{Pr} が気泡を管中心方向に移動させる向きに作用し、 F_{Pr} が揚力 F_{Lr} よりも支配的であるため、気泡は管中心方向へ移動してゆくことがわかる。

図 8 は、磁場作用域下における気泡径 R の時間的な変化に及ぼす磁場の影響を示している。図 8 より、磁場強さが増大することにより気泡径は縮小し、気泡が膨張収縮する際の振動変位の絶対値も減少していることがわかる。これは、式 (36) より磁気力の増大に伴い気相発生時の初期気泡半径 R_0 が減少すること、液相から気泡に対し気泡を押しつぶす方向に磁気力が作用

Fig. 8 Bubble radius as a function of time for various magnetic field strength

Fig. 9 Angular velocity of bubble as a function of time for various magnetic field strength uneer magnetic field region

すること、ならびに磁気体積力による押し出し効果により気泡が加速され、気泡の膨張が抑制されるためであると考えられる。

図 9 は、磁場作用域下における気泡の回転角速度 $\Omega_{g\theta}$ の時間的な変化に及ぼす磁場の影響を示している。最大磁場強さ $H_{\max}$ の増大に伴い、気相発生時の初期気泡半径が減少するため $\Omega_{g\theta}$ は増大するが、流体粒子の回転角速度 $\Omega_{i\theta}$ と $\Omega_{g\theta}$ の差も増大し、それに伴い回転摩擦トルクが発生するため $\Omega_{g\theta}$ の絶対値は時間の経過とともに減少していることがわかる。 $\Omega_{i\theta}$ と $\Omega_{g\theta}$ の差が大きいほど回転摩擦トルクも増大するため、 $\Omega_{g\theta}$ の減少割合は $H_{\max}$ の増大にしたがい増大していることがわかる。

4. 結 論

本研究では、磁性流体沸騰二相流エネルギー変換システムにおいて効果的な沸騰を可能にするための基礎研究として、磁性流体中の気泡の挙動に及ぼす非一様磁場の影響を明らかにすることを目的とし、数値解析

的検討を行った。本研究により新たに解明された事実を挙げると以下になる。

(1) 磁性流体に働く磁気体積力を効果的に活用することにより、気泡速度の制御が可能であることを明らかにした。

(2) 気泡に作用する諸付加力の影響を考慮に入れて解析を行うことにより、磁場作用下における気泡の上昇速度に関する、より精度の高い評価が可能であることを明らかにした。

(3) 磁気体積力の増大により気泡径が減少することを確認し、磁気力の活用により気泡の膨張収縮の制御が可能であることを明らかにした。

なお、本研究に対して、東北大学流体科学研究所上野和之助手から有益な助言を受けている。さらに、本研究の遂行には、文部省科学研究費(一般研究 B および特別研究員奨励費)の補助を得ている。ここに付記し、それぞれ感謝の意を表する。

文 献

- (1) 石本淳・大久保雅章・神山新一, 機論, **62**-595, B (1996), 903-912.
- (2) Ishimoto, J., Okubo, M., Kamiyama, S. and Higashitani, M., *JSME Int. J.*, **38**-3, Ser. B (1995), 382-387.
- (3) 石本淳・大久保雅章・神山新一, 機論, **61**-581, B (1995), 157-165.
- (4) 石本淳・大久保雅章・神山新一, 機論, **60**-571, B (1994), 891-898.
- (5) 石本淳・大久保雅章・西山秀哉・神山新一, 機論, **59**-566, B (1993), 3071-3077.
- (6) Ueno, K., Higashitani, M. and Kamiyama, S., *J. Mag. Mag. Mat.*, **149** (1995), 104-107.
- (7) Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., *Bubbles, Drops, and Particles*, (1978), 244-320, Academic Press, Inc.
- (8) Rubinow, S. I. and Keller, J. B., *J. Fluid Mech.*, **22** (1965), 447-459.
- (9) Otis, D. R., *J. Fluid Mech.*, **24** (1966), 41-63.
- (10) 神山新一・Krakov, M. S.・石本淳, 混相流シンポジウム'95(第14回)講演論文集, (1995), 226-229.