マイクロバブルによるテイラー・クエット流れの遷移抑制*

渡村 友昭^{*1}, 田坂 裕司^{*2}
村井 祐一^{*2}, 武田 靖^{*2}Suppression of the Flow Transition by Microbubbles
in a Taylor-Couette FlowTomoaki WATAMURA^{*3}, Yuji TASAKA,
Yuichi MURAI and Yasushi TAKEDA^{*3} Division of Energy & Environmental Systems, Graduate School of Engineering, Hokkaido University,
N 13 W 8, Kita-ku, Sapporo-shi, Hokkaido, 060-8628 Japan

We investigated the interaction between microbubbles and Taylor-vortices, which are generated in a fluid layer between coaxial-rotating double cylinders. $O(10\ \mu\text{m})$ -diameter hydrogen bubbles were generated by water electrolysis and dispersed into the fluid layer. The maximum void fraction, which is estimated by the input power for the water electrolysis, was smaller than 0.02%. From the time averaged velocity distribution, which is observed by Ultrasonic Velocity Profiling (UVP), these values are changed with different tendency at $Re/Re_c=3.0$ or 4.0 , where Re_c is the critical Reynolds number for onset of the primary instability. As initially expected, the existence of the microbubbles does not modify the axial wavelength of the vortices and the frequency of the azimuthal waves either. However, the power of the modulation wave component, which comes from the flow instability, is lowered by the addition of microbubbles at $Re/Re_c=8.0$. This phenomenon is caused by the rising bubbles with the pattern, which makes inhomogeneous local void fraction.

Key Words: Microbubble, Flow Transition, Vortex, Ultrasonic Velocity Profiling (UVP)

1. 緒 言

直径が1 mm以下のマイクロバブルは、僅かな体積率(ボイド率)で流体物性ならびに流れ場に大きな影響を与えるとして幅広く研究されている。化学、生物学系の研究としては、魚介類の養殖、水の浄化、化学装置における反応促進など、省エネ技術の研究としては例えば船舶の抵抗低減などへの産業利用として注目されている⁽¹⁾。液体に一定体積の気泡を注入する場合、その直径が小さくなることにより単位体積あたりの表面積(界面積濃度)が増加する。気泡表面積の増加は、液相と気相の間における熱と物質の伝達に大きな影響を与えるため、気泡を用いた化学装置ではその性能を左右する。気泡は液相の中を浮上する際に周囲流体を駆動するが、直径の小さな気泡は気相が単位体積あたりに駆動する周囲流体の体積が大きくなるため、気泡の浮上によって対流がもたらされる。マイクロバブルの産業利用においてその効果をさらに引き出すためには、周囲流体との相互作用が如何なるときに顕在化し、

あるいはその効果が増幅するかを究明しなければならない。ただし、球形マイクロバブルの運動方程式自体は十分に確立されており、層流や孤立渦などの単純な流れ場に対する応答は解析的に予想できる。著者らが研究対象とするのは、乱流遷移に与える影響、すなわち流れ場が非線形領域で構造化するときのマイクロバブルと流れ場の干渉である。非線形領域における気液の双方向相互作用は理論的に記述、予想することが困難であり、実験による知見の獲得が必要である。

小さい気泡、 μm オーダの気泡など、マイクロバブルにはさまざまな捉え方があるが、本研究では直径 $O(10\ \mu\text{m})$ の気泡のことをマイクロバブルと呼び、それよりも大きな気泡と区別して取り扱う。チャネル乱流における過去の研究では、ボイド率0.02%の僅かなマイクロバブルの注入に対して、20%もの大きな抵抗低減効果が報告されている⁽²⁾。直径 $O(1\ \text{mm})$ の気泡を用いて20%の抵抗低減をもたすためには、10%以上のボイド率が必要であること⁽³⁾を考えると、マイクロバブルと乱流渦の干渉が流れの制御の観点でいかに重要であるかがわかる。ただしこの実験例を含め、マイクロバブルによる流れ制御についてはその再現性や信憑性の検証が十分とは言えず、さらにそのメカニズムについて複数の仮説や推論⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾が提唱されているが

* 原稿受付 2010年4月19日。

^{*1} 学生員, 北海道大学大学院工学院(〒060-8628 札幌市北区北13条西8)。^{*2} 正員, 北海道大学大学院工学研究院。

E-mail: twatamura@ring-me.eng.hokudai.ac.jp

包括的な理解には到達していない。

本研究ではマイクロバブルが流れ場に与える影響を調べるため、テイラー・クエット流れ(TCF)を対象として超音波流速分布計(UVP)を用いた速度場計測により定量的実験を行う。本報では、TCFが持つ複数の流動モードのうち、波動テイラー渦流れ領域と変調波動テイラー渦流れ領域について焦点を当て、一連の遷移シーケンスの初期段階におけるマイクロバブルの作用を明らかにする。

2. テイラー・クエット流れ

テイラー・クエット流れ(TCF)とは同軸回転二重円筒間に形成される流れの総称である。図1は外円筒を固定し内円筒を回転させた際のTCFを、板状の微粒子(Kalliroscope社製, Kalliroscope AQ-1000)を用いて円筒横から可視化した写真である。内円筒の回転速度増大に伴い、流動モードはクエット流れ(Couette flow, CF), (a) テイラー渦流れ(Taylor-vortex flow, TVF), (b) 波動テイラー渦流れ(Wavy vortex flow, WVF), (c) 変調波動テイラー渦流れ(Modulated wavy vortex flow, MWVF)と遷移する。

マイクロバブルが流れ場に与える影響を評価するためにTCFを用いる利点として、以下の点が挙げられる。(1) 閉じた系であり、十分に流れの渦構造が発達した状態に気泡を加えることができるため、その影響をとらえやすい。(2) 実験パラメータとして円筒の回転数のみで様々な流れの状態を実現でき、さらにその流動モードの遷移について詳細に観察することができる。(3) 単相では非常に多くの研究が行われており、乱流遷移に関する潤沢な知見から、気泡の影響を議論しやすい。また、(4) TCFは旋回流れ、単純せん断流れ(CF)、渦(Taylor-vortex)や流体中を伝播する波(周方向波動成分)など、多くの基礎的な流れの要

Fig. 1 Flow patterns in the Taylor-Couette system: (a) Taylor-vortex flow (TVF), (b) wavy vortex flow (WVF) and (c) modulated wavy vortex flow (MWVF)

素を含んでいる。そのため、マイクロバブルがTCFに与える影響を調べることににより、一般的な流れ場におけるその影響を包括的に示すことが可能である。

気泡を含むTCFにおける過去の研究では、直径 O ($100\ \mu\text{m}$)の気泡が浮力、揚力、圧力勾配などのバランスにより、テイラー渦の決まった位置に集積すること^{(8)~(10)}や、集積した気泡群の浮力により渦が伸長すること⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、その結果として流動モードがスパイラルモードへ遷移すること⁽¹⁰⁾が知られている。さらに、これらの研究では渦と気泡の相互作用の結果として流体の摩擦抵抗が低減されている^{(10)~(13)}。このように、TCFは気泡が流れ場に与える影響を評価するための系としてこれまでに多数用いられており、マイクロバブルと流れ場の相互作用を評価するために適した系と考えられる。さらに、これまでの研究結果との比較により、気泡サイズによる影響の違いについても言及できる。特に本報では、マイクロバブルがテイラー渦の時空間スケールに与える影響と、高次モードへの遷移に与える影響に分けて実験結果を整理する。

3. 実験装置および方法

実験装置の概略図と座標系を図2に示す。同軸回転二重円筒は、半径 $R_i=95\ \text{mm}$ のFRP製内円筒と半径 $R_o=105\ \text{mm}$ の亚克力製外円筒から構成され、流体層厚さ $d(=R_o-R_i)=10\ \text{mm}$ 、半径比 $\eta(=R_i/R_o)=0.905$ である。円筒高さは $h=200\ \text{mm}$ であり、アスペクト比 $\Gamma(=h/d)=20$ となる。作動流体には水(動粘性係数 $\nu=1.0\times 10^{-6}\ \text{m}^2/\text{s}$)を用いた。流体層底部に取り付けた直径 $100\ \mu\text{m}$ の白金ワイヤを陰極、ウォータージャケット内に設置した銅板を陽極として、水の電気分解により水素気泡マイクロバブルを発生させた。白金ワイヤは、流体層底部に設置した外半

Fig. 2 Schematic sketch of experimental setup

Fig. 3 Distribution of microbubbles' diameter

径 $R_i + d/2$ の環状の台に一周巻きつけることで流体層中央部に固定した。さらにこの環状台と同じ高さの外輪を設置することで、白金線の設置による流れ場の影響を抑えた。環状台と外輪との間隙は 2 mm である。バックライトを用いて気泡の影を撮影した画像から気泡径を求めた。気泡直径の確率密度分布を図 3 に示す。ここから得られた気泡の平均直径は約 60 μm であった。電気分解のための電源として直流電源装置(菊水電子工業社製, PAN600-2A)を用いた。電気分解の理論式から、発生した気泡の体積流量 Q は気体定数 R , 絶対温度 T , 絶対圧力 P , ファラデー定数 F , 電流 I から式(1)で見積もられる。

$$Q = \frac{1}{2} \frac{RT}{P} \frac{I}{F} \quad \dots\dots\dots (1)$$

本実験装置は電極間距離が大きくまた気泡発生から十分時間を置いて計測しているため、マイクロバブルは周方向に均一に発生しその体積流量は一定と考えられる⁽¹⁴⁾。式(1)とマイクロバブルの静止流体中における終端速度 u_T ⁽¹⁵⁾ から、気泡の自由浮上状態におけるボイド率 α は式(2)で表される。

$$\alpha = \frac{Q}{\pi(R_o^2 - R_i^2)u_T} \quad \dots\dots\dots (2)$$

本実験では最大の気泡発生条件において、それぞれ $Q = 2.5 \text{ mm}^3/\text{s}$, $\alpha = 0.012\%$ と見積もった。密度の異なる別の分散相を含んだ際の流体の実効動粘度は、Taylor による理論式⁽¹⁶⁾ と、作動流体の平均密度によって表すことができる。本研究ではボイド率が極めて小さく、気泡を含む条件における実効動粘度の変化は单相時の 1.000 24 倍となることからその影響は無視できると考えられる。速度場の取得には超音波流速分布計(UVP, MET-FLOW 社製, UVP-DUO)を用いた。基本周波数 4 MHz, 素子径 5 mm の超音波トランスデューサ(TDX, MET-FLOW 社製 TX-4-5-8-40)を流体層上部から z 軸と平行に設置し、超音波の伝播線(ξ 軸)上の各時刻 t における速度分布 $u_z(z, t)$ を計測

Fig. 4 Normalized experimental range

した。 u_z は z 軸正方向を正とし、計測条件は時間分解能 72 ms, 空間分解能 0.72 mm, 速度分解能 0.39 mm/s とした。UVP のトレーサとして樹脂製多孔質粒子(粒径 60~150 μm , 比重 1.02)を用いた。なお、マイクロバブルの直径は UVP の検査体積や超音波の基本波長と比較して十分小さい。また、マイクロバブルの音響固有振動数⁽¹⁷⁾ は超音波の基本周波数と大きく異なる。このことから、マイクロバブルの混入は UVP による流速データにランダム誤差を与えることはあっても、偏り誤差を与えることはないことを付記しておく。

本研究では外円筒を固定し、内円筒のみをモータにより回転周波数 Ω で駆動した。この場合レイノルズ数 Re は式(3)のように定義される。

$$Re = \frac{Ud}{\nu} = \frac{2\pi\Omega R_i(R_o - R_i)}{\nu} \quad \dots\dots\dots (3)$$

なお本研究では、CF から TVF へ遷移する際の臨界レイノルズ数 $Re_c = 134.5$ ⁽¹⁸⁾ により規格化したレイノルズ数 $Re^* = Re/Re_c$ を用いて実験結果を整理する。また、TVF から WVF へ、WVF から MWVF へと遷移する臨界レイノルズ数 Re_w , Re_m は、それぞれ $Re_w = 168.2$ ⁽¹⁹⁾, $Re_m = 747.5$ ⁽²⁰⁾ となっている。計測条件は、この半径比において WVF および MWVF の流れ場を形成する条件である $Re^* = 3.0, 4.0, 8.0$ とした。実験範囲の概略図を図 4 に示す。

4. 実験結果

図 5 に $Re^* = 3.0$ (波動テイラー渦流れ, WVF) の条件における時空間速度分布を示す。横軸の時間 t は内円筒回転周期 $1/\Omega$ で、縦軸の距離 z は流体層厚さ d で無次元化してあり、上下の固定壁となる端面の影響を無視しうる範囲として、端面から十分離れた $5 \leq z/d \leq 15$ の範囲を示している。色の濃淡は速度 u_z を表し、内円筒壁面速度 $2\pi\Omega R_i$ で無次元化してある。図 5(a) の单相時における結果から、空間方向に正負の値が繰り返されていること、また時間方向にみると正負の領域が空間方向に振動していることがわかる。このことから、一定の空間波長を持つテイラー渦の渦対が、一定周期で軸方向に振動していることがわか

る。また、図5(b)の二相条件(ボイド率 $\alpha=0.0024\%$)の結果においても同様のことがわかるが、流れ場全体において上昇流($u_z < 0$)が増加していることがわかる。さらに流れ場の中に黒い線(例を白矢印で示す)、すなわち局所的な上昇流を確認することができる。これは上昇するマイクロバブル、あるいはマイクロバブル群を示していると考えられる。本研究はこの時空間速度分布を解析し、マイクロバブルが流れ場に及ぼす影響を評価する。

4・1 渦の軸方向変化 図5(a)を時間平均した時間平均速度分布 $\bar{u}_z$ を図6に示す。縦軸は内円筒壁面速度 $2\pi\Omega R_i$ で無次元化した $\bar{u}_z$ 、横軸は流体層厚さ d で無次元化した距離 z である。これより、テイラー渦の渦対が作り出す流れ場は、内円筒近傍において軸方向に正負の速度分布を繰り返すことがわかる。ここで、極大と極小の値をとる距離をテイラー渦の軸方向波長 λ_z の半値とする。各ボイド率 α に対する λ_z をプロットしたものを図7に示す。図7において、丸が単相時、三角形が二相条件の値を、また菱形がその差

$\Delta\lambda_z (= \lambda_z - \lambda_{z\text{bubble}})$ を示している。図7から $\Delta\lambda_z$ は計測の空間分解能 Δz の範囲内であり、テイラー渦の軸方向波長はマイクロバブルによる影響を受けていないと言える。

直径 $O(100\ \mu\text{m})$ 以上の気泡を含む TCF の過去の研究では、気泡群が渦運動と干渉して特定の位置、例えば渦中心やテイラー渦による外向き流れの内円筒近傍に集積し、それによる浮力が渦を軸方向に伸長させることが報告されている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。これに対してマイクロバブルの場合では、渦の大きさに変化が表れない。これはマイクロバブル混入の体積率が小さいこと、ならびに本研究ではフルード数が0.1以下と小さいため、前述のような渦の特定の位置への集積を生じにくいことによる^{(8)~(10)}。このように流れの主要な構造(大きなエネルギーを保有するモード)の空間スケールに対してマイクロバブルは直接的な影響を与えることはなく、受動的な運動しか持たない。このことは従前からマイクロバブルが流れの可視化におけるトレーサとして利用できることを支持する結果と言えよう。

4・2 周方向波動の変化 図5(a)を時間方向にフーリエ変換し、空間平均したものを図8に示す。縦軸は速度変動のパワーを内円筒壁面速度 $2\pi\Omega R_i$ の二乗で、横軸は周波数 f を内円筒回転周波数 Ω で無次元化している。ここで、最大の速度変動パワーを示す周波数をテイラー渦の基本波動周波数 f_w とし、その高調波をそれぞれ $2f_w$, $3f_w$ とする。また $f/\Omega=1$ 付近にピークが確認できるが、これは円筒の回転周波数 Ω と考えられる。図9にボイド率 α に対する f_w の変化を示す。縦軸は Ω で無次元化した f_w を表し、横軸は α を表している。丸が単相時、三角形が二相条件の値で、その差 $\Delta f_w (= f_w - f_{w\text{bubble}})$ を菱形で示した。図9

Fig. 5 Spatio-temporal velocity distribution in the condition (a) without or (b) with bubbles ($\alpha=0.0024\%$) at $Re^*=3.0$ (WVF), where arrows show rising bubbles

Fig. 6 Time averaged velocity distribution of the axial velocity component in single-phase condition at $Re^*=3.0$ (WVF), where λ_z is the axial wavelength of the Taylor-vortex

Fig. 7 Axial wavelength of the Taylor-vortices in the condition with or without bubbles, and difference of the axial wavelength between the conditions at $Re^*=3.0$ (WVF), where Δz is the spatial resolution of the measurement

より、 Δf_w が計測の周波数分解能 Δf よりも十分小さく、テイラー渦の周方向波動周波数はマイクロバブルの存在による影響を受けていないことがわかる。

以上 4・1 節および 4・2 節の結果から、マイクロバブルの存在はテイラー渦の軸方向、周方向の構造に対して有意な変化を与えないという結果になった。これはテイラー渦が僅かな体積率のマイクロバブルの混入に対して十分に強靱で安定な構造を保ち、その基本構造それ自体は容易に崩壊しないことを示すものである。対比して、著者らによる大きな気泡の実験⁽¹⁰⁾ では、気泡群が波動テイラー渦流れをスパイラルモードに変態させるなど、単相流におけるその境界条件では観察されない新たな流動モードを作り出すことがわかってい。従ってマイクロバブルの場合では僅かな分散量に留める限り、そのような二相流特有のモードを作り出す機能はなく、単相流の流動モードを維持すると言える。

4・3 マイクロバブルの上昇パターン 一方で、

Fig. 8 Power spectrum of the axial velocity fluctuation at $Re^*=3.0$ (WVF), where f_w and Ω are basic wave frequency of the Taylor-vortices and rotation frequency of inner cylinder

Fig. 9 Frequency of the basic wave component in the condition with or without bubbles, and the difference of the frequency between the conditions at $Re^*=3.0$ (WVF), where Δf is the frequency resolution of the measurement

マイクロバブルは時間平均速度分布を上昇流方向に変化させる。図 10(a), (d) は流体層内における渦(白矢印)とマイクロバブルの挙動(黒矢印)の概念図、(b), (e) は時間平均速度分布 $\bar{u}_z$, (c), (f) は速度変動成分の RMS 値 $u_{z,RMS}$ を表している。それぞれの縦軸は流体層内における軸方向位置 z を示し、図 10(a), (d) の横軸は流体層半径方向位置 $r-R_i$ を d で無次元化したもの、(b), (e) および (c), (f) の横軸は $\bar{u}_z$, $u_{z,RMS}$ を内円筒壁面速度 $2\pi\Omega R_i$ で無次元化したものである。図 10 上段(a)~(c) は $Re^*=3.0$, 下段(d)~(f) は $Re^*=4.0$ (共に WVF, 図 1 および図 4 参照) の結果を示している。

図 10(b), (e) からいずれの Re^* においても、二相条件(ボイド率 $\alpha=0.0024\%$) では $\bar{u}_z$ が上昇流 ($u_z < 0$) 方向へ変化していることがわかる。しかし、図 10(b) の $Re^*=3.0$ における二相条件では単相条件からの $\bar{u}_z$ の変化量がほぼ一定であるが、(e) の

Fig. 10 (Left) schematics of the Taylor-vortices and the rising patterns of microbubbles at (a) $Re^*=3.0$ and (d) 4.0, (center) time averaged velocity distributions in the condition with or without bubbles at (b) $Re^*=3.0$ and (e) 4.0, (right) profiles of the standard deviation of the velocity fluctuation in the condition with or without bubbles at (c) $Re^*=3.0$ and (f) 4.0

$Re^*=4.0$ における二相条件では单相時に上昇流を形成した領域において、 $\bar{u}_z$ の上昇流方向への変化量が下降流領域における変化量より大きいことがわかる。これら $\bar{u}_z$ の変化量はいずれもマイクロバブルの上昇速度程度であり、この上昇運動が $\bar{u}_z$ を変化させていると考えられる。また図 10(c) から、 $Re^*=3.0$ では下降流領域における $u_{z,RMS}$ の変化が大きいことがわかる。しかし図 10(f) の $Re^*=4.0$ となる条件では、(c) ほど顕著な変化を確認できない。これは図 10(a), (d) で示した概念図のように、 $Re^*=3.0$ では流体層内に分散したマイクロバブル群のうち下降流領域を上昇するものが $u_{z,RMS}$ の増加をもたらし、 $Re^*=4.0$ ではマイクロバブル群が空間的な濃度パターンを形成し渦の上昇流領域を移動するため、その上昇挙動が $u_{z,RMS}$ に顕著な変化を与えないためと考えられる。なお WVF の変動時間スケールから算出した、単一気泡のストークス数は $O(10^{-4})$ 程度と極めて小さく、流れの変動に対してはほぼそれに追従すると考えられる。しかしながら、気泡に働く圧力勾配や抗力などにより流れと気泡の運動にはごく僅かなずれがあり、レイノルズ数の増加による流れ場の変化からそのずれが増幅され気泡の配置が高度に組織化されることで、ここに示したようなパターンが形成されるものと考えている。

4.4 変調波動パワーの低下 図 11 は、 $Re^*=8.0$ (変調波動テイラー渦流れ, MWVF, 図 1 および図 4 参照) における各ボイド率 α に対するテイラー渦の軸方向波長 λ_z を表している。また、図 12 は $Re^*=8.0$ におけるテイラー渦の周方向波動成分のスペクトルである。このスペクトルにおいて、最大の速度変動パワーを示す周波数をテイラー渦の基本周波数 f_w と

して、各 α に対する f_w の値をプロットしたものを図 13 に示す。4.1 節や 4.2 節の結果と同様に、ここでもマイクロバブルの有無による明瞭な変化は見られない。

図 12 のスペクトルにおいて、 f_w とその高調波以外のピークが見られる。これらは f_w と $f/\Omega=0.4$ 付近の低周波成分 f_m との干渉によって生じるものであり、全てが f_w と f_m の線形和で表すことができる。この f_m 成分が周方向波動に変調をもたらしている変調波動成分である。図 14 は f_w および f_m 成分のパワーとボイド率 α の関係を表している。また、 $f_m < f < f_w$ における最小パワーを流れの背景成分(background component)と定義した。

図 14 から、 α の増加に伴い f_w のパワー、Power(f_w) が単調増加し、その後ある値に漸近すること、 f_m のパワー、Power(f_m) が単調減少していることがわかる。TCF において、 f_m 成分は Re の増加によってもたらされる流れの複雑化の結果として発現し、 f_w 成

Fig. 12 Power spectrum of the axial velocity fluctuation at $Re^*=8.0$ (MWVF), where f_w and f_m are the basic wave frequency and the modulation wave frequency of the Taylor-vortices

Fig. 11 Axial wavelength of the Taylor-vortices in the condition with or without bubbles and difference of the axial wavelength between the conditions at $Re^*=8.0$ (MWVF), where Δz is the spatial-resolution of the measurement

Fig. 13 Frequency of the basic wave component in the condition with or without bubbles and the difference of the frequency between the conditions at $Re^*=8.0$ (MWVF), where Δf is the frequency resolution of the measurement

Fig. 14 Power of the basic and the modulation wave component versus void fraction at $Re^*=8.0$ (MWVF)

分が有するエネルギーを他の波動成分に分散させている。そして、さらなる Re の増加によって第三の波動成分が出現し、流れ場はカオス、乱流状態へと遷移していく。つまり、 f_m のパワーが減少し、 f_w 成分にエネルギーが集中するこの現象は、マイクロバブルによる流れの遷移の抑制と考えられる。また、今回得られたいくつかのパワースペクトルでは背景成分と f_m のパワーに明瞭な差がなくなり、 f_m のピークを判断できなくなることがあった。この場合は、単相時に f_m が現れた周波数の前後の値から機械的にパワーを抜き出している。そして、実験の条件として単相時における流れの状態は MWVF であるが、このときのスペクトル形状は WVF のものと区別できなくなる。つまり、マイクロバブルが流れの遷移を抑制し、流動モードを低次のモードに変化させることを意味している。また、これは図 4 に示す WVF へ遷移する臨界 Re 、 Re_m が 1.4 倍、高 Re 側に変化したと考えられる。すなわち、WVF から MWVF の領域がマイクロバブルの存在により $Re^*=8.0$ 付近まで拡大していると理解できる。TCF における波動は流体軸受において振動や騒音の原因となっている。 f_m 成分の減少は低周波数領域におけるこれらの問題を低減する効果があると期待できる。

本研究の系において流体層内でマイクロバブルが一樣に分布する場合では、実効動粘度の変化率は単相時の $O(10^{-4})$ 倍程度と見積もられる。さらに、マイクロバブルの直径が流体層厚さの $O(10^{-3})$ 倍と極めて小さいことから、その存在自体が渦や波動といった流れの構造に与える影響は無視できると考えられる。そのため、 f_m のパワーが減少するメカニズムは、図 10(a), (d) のように流体層内に存在するマイクロバブルが明瞭で規則的なパターンを形成して上昇することに起因

すると考えられる。すなわち気液相互作用に高度な規則性が形成され、無秩序に運動する場合に比べて渦運動に対して選択集約的な運動量交換をもたらす、という解釈ができる。図 10 に示した結果から、比較的高 Re においては流体層内でマイクロバブルは渦の上昇領域を移動すると考えられ、この際に流体層内の各所で局所ボイド率が変化する。流体層内でマイクロバブルが軸方向に一列となって上昇すると仮定すると、最大気泡発生時の局所ボイド率は約 2% と見積もられ、平均ボイド率の約 200 倍となる。このボイド率における実効動粘度の変化は 4% 程度と小さいが、しかし、そこには局所的に大きな浮力が作用し、渦運動に対して規則性のある浮力分布をもたらすこととなる。視点を変えれば、マイクロバブルは TCF 内において時空間的に組織化された濃度パターン(ボイド波)^{(21)~(24)}を形成しながら浮上すると考えられる。このパターンは気泡サイズよりも明らかに大きなスケールの波長をもった対流をもたらす^{(22)~(24)}。つまり、局所ボイド率の変化によって流体層内に気泡の浮力によってもたらされる対流運動が生じ、これと TCF における周方向波動の非線形な干渉により変調波動成分の出現と成長が抑制されていると考えられる。

5. 結 論

同軸回転二重円筒間に形成されるテイラー・クエット流れに直径 $O(10 \mu\text{m})$ のマイクロバブルを注入し、超音波流速分布計を用いて流れ場の速度分布を計測した。その結果として、以下のことが明らかとなった。

(1) マイクロバブルの体積率が僅か(0.01%程度)であれば、テイラー渦がもつ波長や波数などの基本的な空間構造を変化させることはない。このことはマイクロバブル混入による液体物性(平均密度や実効粘度)の変化率が十分に小さく、単相流の流動モードをそのまま維持するためである。また、個々のモードはマイクロバブルに対して安定で強靱な構造を持つためである。

(2) 変調波動テイラー渦流れの領域において、マイクロバブルは基本波動パワーを増加させ、変調波動パワーを減少させる。すなわち、高次モードである変調波動の発生を妨げることから、マイクロバブルは流れの非線形干渉に伴う高次モードへの遷移を抑制する作用がある。(1)と合わせて考えると、マイクロバブルの作用とは、流動の各モードにおける基本構造を変化させることはないが、モード遷移に対しては僅かなボイド率でも大きな影響となって表れる。

(3) (2)のように流れの遷移に対してマイクロバブルの影響が顕在化して観測される理由は、マイクロ

バブルが液体との間で僅かな相対速度しか許されず、それゆえ渦運動と連動した高度な規則性を伴って運動するためである。それにより、僅かなボイド率であっても空間的に構造化された浮力分布を形成し、遷移に対して明瞭な変化をもたらすものと考えられる。

なお、本報では TCF における複数の遷移点のうち、波動テイラー渦流れから変調波動テイラー渦流れへの遷移に焦点を当てた。これは、波動テイラー渦流れが単一の周方向波動成分しか持たないことに対して、変調波動テイラー渦流れが非線形干渉による複数の波動成分を持ち、その間の遷移を調べることで乱流遷移の初期段階に与える影響を議論することができるためである。今回の知見の位置付けをさらに明確にするために、今後、さらに幅広い範囲のレイノルズ数を扱い、他の遷移点に与える影響を調査する必要がある。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、Tom Mullin 教授(イギリス、マンチェスター大学)ならび、杉山和靖博士(東京大学)より貴重な助言を頂いた。また、本研究は科学研究費補助金(基盤 B 21280077)の支援によるものである。ここに感謝の意を表する。

文 献

- (1) Matsumoto, Y., Takagi, S., Yoshizawa, S., Kaneko, A., Takemura, F., Murai, Y., Kawamura, T., Kodama, Y., Kouda, K., Ida, H., Kawasaki, T. and Kaneko, Y., *Frontiers of Mechanical Engineering*, Vol. 3, Frontiers of Micro-bubbles, (2009), Kyoritsu Syuppan Co., Ltd.
- (2) Murai, Y., Ohishi, Y., Sasaki, T., Kodama, Y. and Yamamoto, F., Turbulent Shear Stress Profile in Horizontal Bubbly Channel Flow, *Proceedings of 6th International Symposium of Smart Control of Turbulence*, (2005), pp. 289-295.
- (3) Murai, Y., Fukuda, H., Oishi, Y., Kodama, Y. and Yamamoto, F., Skin Friction Drag Reduction by Large Air Bubbles in a Horizontal Channel Flow, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 33 (2007), pp. 147-163.
- (4) McCormick, M. E. and Bhattacharyya, R., Drag Reduction of a Submersible Hull by Electrolysis, *Navy Engineering Journal*, Vol. 85 (1973), pp. 11-16.
- (5) Xu, J., Maxet, M. and Karniadakis, G., Numerical Simulation of Turbulent Drag Reduction Using Micro-Bubbles, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 468 (2002), pp. 271-281.
- (6) Ferrante, A. and Elghobashi, S., On the Physical Mechanism of Drag Reduction in a Spatially Developing Turbulent Boundary Layer Laden with Microbubbles, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 503 (2004), pp. 345-355.
- (7) Serizawa, A., Inui, T. and Eguchi, T., Flow Characteristics and Pseudo-Laminarization of Vertically Upward Air-Water Milky Bubbly Flow with Micro Bubbles in a Pipe, *Konsoryu* (in Japanese), *Journal of Japan Society of Multiphase Flow*, Vol. 19, No. 4 (2006), pp. 335-343.
- (8) Climent, E., Simonnet, M. and Mangaudet, J., Preference Accumulation of Bubbles in Couette-Taylor Flow Patterns, *Physics of Fluids*, Vol. 19 (2007), pp. 083301-083312.
- (9) Djeridi, H., Gabillet, C. and Billard, Y., Two-Phase Couette-Taylor Flow: Arrangement of the Dispersed Phase and Effect on the Flow Structure, *Physics of Fluids*, Vol. 16 (2004), pp. 128-139.
- (10) Murai, Y., Oiwa, H. and Takeda, Y., Frictional Drag Reduction in Bubbly Taylor-Couette Flow, *Physics of Fluids*, Vol. 20 (2008), pp. 034101-034112.
- (11) Sugiyama, K., Calzavarini, E. and Lohse, D., Microbubbly Drag Reduction in Taylor-Couette Flow in Wavy Vortex Regime, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 608 (2008), pp. 21-41.
- (12) Van den Berg, T. H., Luther, S., Lathrop, D. P. and Lohse, D., Drag Reduction in Bubbly Taylor-Couette Turbulence, *Physical Review Letter*, Vol. 94 (2005), pp. 044501-044504.
- (13) Van den Berg, T. H., Luther, S., Lathrop, D. P. and Lohse, D., Bubbly Turbulent Drag Reduction is a Boundary Effect, *Physical Review Letter*, Vol. 98 (2007), pp. 084501-084504.
- (14) Nagai, N., Takeuchi, M., Kimura, T. and Oka, T., Existence of Optimum Space between Electrodes on Hydrogen Production by Water Electrolysis, *International Journal of Hydrogen Energy*, Vol. 28 (2003), pp. 35-41.
- (15) Hadamard, J. S., *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences*, Paris, Vol. 152 (1911), pp. 1735-1738.
- (16) Taylor, G. I., The Formation of Emulsions in Definable Field of Flow, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, Vol. 146 (1934), pp. 501-523.
- (17) Brennen, C. E., *Cavitation and Bubble Dynamics*, (1995), Oxford University, Oxford.
- (18) Di Prima, R. C. and Swiney, H. L., Instabilities and Transition in Flow Between Concentric Rotating Cylinders, *Topic in Applied Physics*, Vol. 45 (1979), pp. 139-180.
- (19) Andereck, C. D., Liu, S. S. and Swinney, H. L., Flow Regimes in a Circular Couette System with Independently Rotating Cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 164 (1986), pp. 155-183.
- (20) Morinaga, M., Takada, D., Tasaka, Y. and Takeda, Y., Oscillating Taylor-Couette Flow, Nagare (in Japanese), *Journal of Japan Society of Fluid Mechanics*, Vol. 24, No. 2 (2005), pp. 158-194.
- (21) Biesheuvel, A. and Gorissen, W. C. M., Void Fraction Disturbance in a Uniform Bubbly Fluid, *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 16, No. 2 (1990), pp. 211-231.
- (22) Alam, M. and Arakeri, V. H., Observations on Transition in Plane Bubble Plumes, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 354 (1993), pp. 363-374.
- (23) Murai, Y. and Matsumoto, Y., Numerical Study of the Three-Dimensional Structure of a Bubble Plume, *Transactions ASME, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 122 (2000), pp. 754-760.
- (24) Robinson, M., Fowler, A. C., Alexander, A. J. and O'Brien, S. G., Waves in Guinness, *Physics of Fluids*, Vol. 20 (2008), pp. 067101-067115.