キャビテーションと乱流要素渦の相互作用*

Interaction between Cavitation and Elementary Vortex in Turbulence

岡 林 希 依**
OKABAYASHI Kie

太 田 貴 士***
OHTA Takashi

梶 島 岳 夫***
KAJISHIMA Takeo

Abstract We focus our attention on the low pressure area in turbulent fine vortices, which is Burgers vortex type and closely related to cavitation inception, because it has been ignored in previous methods for cavitating flow simulation. As a basis of model construction, the interaction between a Burgers vortex and cavitation is investigated by the direct numerical simulation (DNS). The vortex is artificially reproduced to represent a fine-scale elementary motion in fully developed turbulence. The results show that both the circumferential velocity and the streamwise vorticity distributions shift due to the sudden expansion by cavitation inception. Assuming the circulation is kept constant, we derive a new model which represents velocity modulation of an elementary vortex for the case of cavitation. Our model successfully explains the DNS results. This simple model can become the basic concept of cavitating turbulence model.

Keywords: Cavitation, Elementary vortex, Burgers vortex, Turbulent flow, Direct numerical simulation

1. 緒 言

流体機械の作動によって発生するキャビテーションの多くは乱流を伴う。乱流中のキャビテーションについては、シート、クラウド、翼端渦のような大規模かつ組織的なキャビテーションだけではなく、乱流微細渦の中心の低圧部に発生するものも観察され、これらも機器の性能に大きな影響を及ぼしていると考えられる。

乱流中に発生するキャビテーションの直接数値シミュレーション (DNS) は、乱流の微細渦をとらえるために格子解像度を非常に大きくする必要があり、計算コストの面で実用的ではない。乱流を対象とした、工学上実用的な数値計算法として、Large Eddy Simulation (LES) や Detached Eddy Simulation (DES) にキャビテーションモデルを用いる方法が提案されている [1, 2]。LES や DES では大きなスケールの渦だけを直接計算し、格子解像度以下 (サブグリッド スケール、SGS) の渦の作用についてはモデル化を行う。よって、

これまでに提案されたキャビテーション乱流の数値計算法では、SGS の微細渦が起こすはずの圧力低下によるキャビテーションの発生、および微細渦とキャビテーションの相互作用が十分に考慮されていない。さらに近年では、乱流微細渦がキャビテーションの発生に影響するだけでなく、キャビテーションが乱流変調を引き起こすことがわかってきている [3]。したがって、これまでの数値計算法では、キャビテーションの発生に対してだけでなく、乱流の変調に対しても、不十分な SGS モデルが使用されている。このような現状から、乱流中の微細渦の影響を考慮したキャビテーションモデルの開発が求められている。

モデル開発の基礎研究として、渦とキャビテーションの相互作用およびキャビテーションによる流れ場の大局的な変化を調べるため、チャンネル内に置かれたフェンス後流の剥離せん断層に生じる渦キャビテーション [4] の DNS が実施されている [5]。DNS の結果、流れ方向に回転軸を持つ縦渦の

* 2007.11.20 受付

** 大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻 〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-1
TEL: (06)6877-5111 内 3315 FAX: (06)6879-7250 E-mail: oka-kie@fluid.mech.eng.osaka-u.ac.jp

*** 大阪大学大学院工学研究科機械工学専攻

中心部が低圧になることでキャビティが発生し、発生したキャビティは縦渦の旋回運動を弱める、という一連の相互作用現象が見い出された。さらに、この縦渦の周方向速度の分布は Burgers 渦と同型であった。近年、乱流微細渦は Burgers 渦の形態であることがわかっており [6]、剥離せん断層で観察された縦渦と乱流微細渦の本質的な性質は同じである。そこで、Burgers 渦とキャビテーションの関係さをさらに解析することが、モデル開発のための知見を得る上で重要であると考えられる。

本研究では、上記の研究を受け、乱流微細渦を想定した単独の Burgers 渦を高解像度で模擬し、乱流微細渦とキャビテーションの相互作用を DNS で再現する。DNS の結果から、乱流微細渦の核におけるキャビテーション発生条件を把握し、キャビテーションが渦に与える影響を解析することで、乱流を考慮したキャビテーションモデル開発のための知見を得ることを本研究の目的とする。

2. 基礎式および数値計算法

2.1 キャビテーションモデル

本計算では沖田らによるキャビテーションモデル [7, 8] を用いる。これは以下のように導出される。

単一気泡の膨張収縮の運動（気泡の半径 R の変化）を記述した Rayleigh-Plesset の式 [9]

$$R \frac{D^2 R}{Dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{DR}{Dt} \right)^2 = \frac{p_b - p}{\rho_L} - \frac{4\nu_L}{R} \frac{DR}{Dt} - \frac{2S}{\rho_L R} \quad (1)$$

（ ρ_L は液相の密度、 ν_L は液相の動粘度）において、粘性の影響、表面張力 S および高次の時間微分項を無視し、気泡内圧力 p_b が蒸気圧 p_v であると仮定すると、

$$\frac{DR}{Dt} = \sqrt{\frac{2(p_v - p)}{3\rho_L}} \quad (2)$$

を得る。上式は $p < p_v$ となるとときに気泡の半径 R が増加することを表す。式 (2) において、平方根を展開して主要項のみを採用し、液相体積率 f_L の変化率の式に改めると、

$$\frac{Df_L}{Dt} = \frac{1 - f_L}{\rho_L R} (p - p_v) \quad (3)$$

となる。

式 (3) は $p < p_v$ となるとときにはキャビティ領域は膨張し、逆に $p > p_v$ となるとときには収縮するということを示している。Chen らは気液二相流体

を密度 ρ の均質流体として、式 (3) に類似した

$$\frac{Dp}{Dt} = C(p - p_v) \quad (4)$$

なる式によってキャビテーションの生成・成長および縮小・崩壊を表現した [10]。式 (3) と式 (4) を比較すると、後者における定数 C は気泡半径 R に依存することがわかる。しかし、実際のキャビテーション流れにおける気泡のサイズやその分布は様々であるため、 C を決める物理的根拠がない。Chen らは試行錯誤的に C を決め、その影響が小さいことを確認している。また、実際の計算において、式 (3) の形式では、 $f_L = 1$ のとき $p < p_v$ となってもキャビテーションの発生を表すことができない。

これらの問題点を考慮して、沖田らは

$$\frac{Df_L}{Dt} = [C_g(1 - f_L) + C_l f_L](p - p_v) \quad (5)$$

と一般化したキャビテーションモデルを提案した。ここで、定数群 C_g , C_l は、実験および数値計算的な観点から定められる [7, 8]。本計算では $p < p_v$ となってキャビティが発生・成長する場合には $C_g = 1000$, $C_l = 1$ とし、 $p > p_v$ となって縮小・消滅する場合には $C_g = 100$, $C_l = 1$ とした。これらの定数の設定は沖田ら [7, 8] に従ったものであり、本計算のために最適化されたものではない。

また、蒸気圧力 p_v はキャビテーション数

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2}\rho_{L\infty}u_\infty^2} \quad (6)$$

により与えられる。式中の p_∞ は無限遠方での圧力、 $\rho_{L\infty}$ は無限遠方での液相密度、 u_∞ は代表速度である。

2.2 支配方程式

第 2.2, 2.3 節における変数は代表長さ L および u_∞ , $\rho_{L\infty}$ で無次元化されているものとする。

液相の質量保存式は次のように表される。

$$\frac{\partial(f_L \rho_L)}{\partial t} + \frac{\partial(f_L \rho_L u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

ここで、液相の弱い圧縮性を考慮するために、本計算では、低マッハ数近似解法 [11] を用いる。まず、液相密度を基準値と変動 ($\rho_L = 1 + \rho'_L$) に分離すると、

$$\frac{Df_L}{Dt} + f_L \left(\frac{1}{1 + \rho'_L} \frac{D\rho'_L}{Dt} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (8)$$

となる。液相の密度変動 ρ'_L は小さいものとし、等エントロピーを仮定する [11] と、 $D\rho'_L/Dt = M^2 Dp/Dt$ より、液相の質量保存式は次のように近似される。

$$\frac{Df_L}{Dt} + f_L \left(M^2 \frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (9)$$

上式は、低マッハ数近似を施した質量保存式により、液相の圧縮性を考慮している。マッハ数 $M (= u_\infty/c, c$ は液相の音速) は全域で一様に与えられる展開パラメータである。

また、運動方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{f_L} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (10)$$

ただし、 $Re = Lu_\infty/\nu_L$ はレイノルズ数である。

2.3 計算手法

本計算で使用した数値計算法は、コロケート格子を用いた非圧縮流れに対する部分段階法を基礎とする。運動方程式 (10) の空間差分には 4 次精度中心差分を、時間進行には 2 次精度 Adams-Bashforth 法を適用し、部分段階速度 $\tilde{u}_j$ を求める。式 (9) と式 (10) から導かれる圧力方程式

$$\begin{aligned} \frac{Df_L}{Dt} + f_L \left\{ M^2 \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} \right. \\ \left. - \Delta t \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{f_L} \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) \right\} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

は、時間微分を 3 ステップ法、空間微分を 4 次精度中心差分により離散化され、緩和法によって収束計算される。このようにして求められる圧力勾配を用いて、時間刻み Δt だけ進行したときの速度を求める。液相体積率 f_L に関する時間進行は 2 段階で半陰的に行われる。計算対象の流れ場を考慮して、 f_L には下限 $f_{L\min} = 0.1$ を設定する。以上より、 Δt だけ時間進行したときの圧力、速度、液相体積率が得られ、これを繰り返すことで非定常流れ場が計算される。詳細は文献 [7, 8] を参照されたい。

3. 計算結果および考察

3.1 計算条件

計算領域は Fig. 1 に示すような、幅および高さ D を代表長さ L とする主流方向長さ $L_x = 3.84D$ の流路を設定する。流入境界では、乱流微細渦を近似する Burgers 渦の周方向速度の解析解

$$v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} [1 - \exp(-\frac{\gamma}{4\nu} r^2)] \quad (12)$$

Fig. 1 Computational domain and boundary conditions.

Table 1 Parameters for simulation.

grid points	$N_x \times N_y \times N_z$	$64 \times 32 \times 32$
grid size	Δx	$0.06D$
grid size	$\Delta y (= \Delta z)$	$0.03125D$
Reynolds number	$Re (= DU/\nu_L)$	1×10^3
Mach number	M	0.1
time increment	Δt	$1 \times 10^{-3} D/U$
difference of flux	ΔQ	$0.05Q$
Burgers vortex's parameters	Γ	0.3
	γ/ν	300 ~ 900
cavitation number	σ	0.1, 0.2, 0.3, ∞

と、主流方向の一様流 U を定常的に与え、これを代表速度 u_∞ とする。Burgers 渦の各パラメータとして、 Γ は循環、 γ は伸長の効果、 $\nu (= \nu_L)$ は動粘度を表す。流出境界での速度には対流流出条件を適用する。側面での速度の境界条件は、 x 方向には一様流 U を与えた。 y, z 方向には流入面で与えた Burgers 渦の側面部分での速度分布を与え、それに加えて、流路断面に対し中心向きの速度を与えた。これにより、流入部での流量 Q に加えて流出境界との流量差 ΔQ を設定する。 ΔQ によって流れを加速させることで、伸長渦である実際の Burgers 渦に近づけることを目的としている。本計算では ΔQ を調節することによって、主流に直交する渦度成分の最大値を中心軸上の ω_x の 2% 以内としており、 ω_x の渦度成分のみをもつ Burgers 渦を良く近似している。

圧力に関しては、流入境界と側面境界ではノイマン条件とし、流出境界では沖田ら [7, 8] による境界圧力をディリクレ条件として与えた。その他のパラメータを Table 1 に示す。流入部において、Burgers 渦の旋回速度が最大となるような径に対して $\gamma/\nu = 300 \sim 900$ のとき 6 ~ 8 点の格子解像度が確保されている。

3.2 パラメータによるキャビティ発生形態の相違

キャビテーション数と Burgers 渦の強さが流れ場に及ぼす影響を観察する。 $\gamma/\nu = 300 \sim 900$, $\sigma = 0.1 \sim 0.3$ で変化させて数値解析を実施した結果、3つの特徴的なキャビティ発生形態があることがわかった。ここでは $\sigma = 0.1$ かつ $\gamma/\nu = 400, 600, 800$ の3つの場合について、3つのキャビティ発生形態を代表する結果として示す。Fig. 2は、断面 $x = 0.6D$ における気相の面積と、その断面での渦度の主流方向成分の最大値 $\omega_{x\max}$ の時間変化である。パラメータの大きさにより、キャビティの発生形態には、

- (1) キャビティが発生した後、消失して単相の渦に戻る場合
- (2) キャビティの生成と消失が繰り返される場合
- (3) キャビティが発生した後、定常となり、単相の渦より弱くなる場合

の3つのパターンがあることがわかる。Table 2は、詳細を割愛した他のパラメータを含めて、計算結果を各パターンに分けて表にまとめたものである。表より、(1)は渦が弱く (γ/ν が小さく)、 σ が大きいほど、(3)は渦が強く、 σ が小さいほど起こる傾向にあることがわかる。また、(2)は(1)と(3)の中間の領域であり、非定常に振動を続ける点が他の2つの場合とは異なる。

また、Fig. 2のいずれのパターンにおいても、非定常変化をしている間は、キャビティ領域の大きさと渦度 $\omega_{x\max}$ の増減は逆位相となる傾向が見られる。この現象について、 $\omega_{x\max}$ の増減が繰り返され、3つのパターンの中で最も特徴的に現象が現れているパターン(2)を例にとり、次節に述べる。

Table 2 Map of cavitation inception patterns.

γ/ν σ	300	400	500	600	700	800	900
0.3	(1)	(1)	(1)	(1)	(1)	(3)	(2)
0.2	(1)	(1)	(1)	(3)	(2)	(2)	(2)
0.1	(1)	(1)	(3)	(2)	(3)	(3)	(3)

Fig. 2 Time evolution of maximum vorticity (solid line : $\sigma = 0.1$, dotted line : single phase) and cavity area (dot-dashed line) at $x = 0.6D$.

Fig. 3 Contours of vortex and cavitation indicated by $\omega_x = 4.85U/D$ (dark gray) and $f_L = 0.9$ (light gray) isosurface.

3.3 旋回速度・渦度の変化

キャビテーション数 $\sigma = 0.1$ 、渦の強さのパラメータ $\gamma/\nu = 600$ とした場合のシミュレーション結果を例にとり、渦に対するキャビティの影響を観察する。

Fig. 3はキャビティ発生前の時刻 $T = 19D/U$ およびキャビティが膨張している時刻 $T = 23D/U$ における瞬時の流れ場の様子を示している。渦度の主流方向成分 ω_x と液相体積率 f_L の等値面によって、渦とキャビティを表現している。Fig. 3(a)より、キャビティの発生に伴って渦が弱まり、等値面が一部消失していることがわかる。

$x = 0.6D$ の $y-z$ 平面において、渦中心を通るスパン方向の軸上での旋回速度および渦度の主流方向成分のシミュレーション結果を Fig. 4に示す。Fig. 3と同じ、時刻 $T = 19D/U$ および $T = 23D/U$ における値を示している。なお、点線で示された分布については後ほどふれる。キャビティ膨張時に旋回速度および渦度の最大値が減少する傾向が見られ、Fig. 3で示された流れ場の様子と整合する。また、速度については、中心付近で速度勾配が小さくなっている。渦度については、半径方向に拡散して減少するのではなく、中心付近のみで渦度が減少する傾向が特徴的である。

Fig. 5(a), (b)は、それぞれ Fig. 4(a), (b)と同じ断

Fig. 4 Distribution shift by cavitation (dot-dashed line : DNS ($T = 19D/U$), solid line : DNS ($T = 23D/U$), dotted line : model).

Fig. 5 Velocity vector at $x = 0.6D$ and isoline of f_L (gray line).

Fig. 6 Model for circumferential velocity prediction.

面・瞬間における、渦中心付近 ($0.36 \leq y/D \leq 0.65$, $0.32 \leq z/D \leq 0.66$) の速度ベクトルを示している。Fig. 5(b) 中における 3 本の灰色の太線は、内側の線から $f_L = 0.55, 0.77, 0.99$ の等値線を示している。Fig. 5(a) と (b) とを比較すると、(a) では周方向成分が支配的であるのに対し、(b) では半径方向外向きの速度がある。よって、キャビティの膨張により、中心付近にあった液相が外向きに押し退けられることがわかる。

3.4 モデルを用いた考察

前節のシミュレーション結果に基づいて、以下のようにキャビティ発生時の旋回速度変化を表すモデルを考え、考察を行った。まず、Fig. 6(a) に示すように、キャビティ発生直前に、半径 r の円周上の流体粒子の旋回速度は $v_\theta(r)$ であるとする。キャビテーション発生時、Fig. 6(b) に示すように、渦心の近傍でキャビティが膨張し、半径 R_c の円内にあった液相は外向きに押し退けられる。ここで、半径 r の円周上の液相が半径 $r + \Delta r$ の円周上まで押し退けられ、速度が $v'_\theta(r + \Delta r)$ になったと考える。このとき、キャビティが膨張する短時間では、液相は半径方向のみに押し退けられると仮定する。

キャビティ発生前に半径 r の円周上にあった循環 $\Gamma(r)$ は、

$$\Gamma(r) = 2\pi r v_\theta(r) \quad (13)$$

であり、また、キャビティ発生後の半径 $r + \Delta r$ の円周上にある循環 $\Gamma'(r + \Delta r)$ は、

$$\Gamma'(r + \Delta r) = 2\pi(r + \Delta r)v'_\theta(r + \Delta r) \quad (14)$$

である。キャビティが膨張する短時間では、粘性の影響がなく、これらが等しいと仮定すれば、

$$v'_\theta(r + \Delta r) = \frac{r}{r + \Delta r} v_\theta(r) \quad (15)$$

となる。ここで、半径方向の移動距離 Δr は、

$$\pi(r + \Delta r)^2 - \pi r^2 = \pi R_c^2 \quad (16)$$

より、

$$\Delta r = \sqrt{r^2 + R_c^2} - r \quad (17)$$

と求められる。式 (15), (17) から、キャビテーションの成長や減衰に伴う旋回速度の変化を考える。

このモデルの妥当性を検証するために、キャビティによって押し退けられた面積に等価な円の半径 R_c およびキャビティ発生直前の旋回速度 v_θ をシミュレーション結果から読み取り、前述の議論に基づいて、キャビティ発生後の旋回速度を計算し、シミュレーション結果と比較する。半径 R_c については、渦中心から液相体積率の最大値 $f_{L\max} = 1$ と数値計算の都合上定めた最小値 $f_{L\min} = 0.1$ の算術平均である $f_L = 0.55$ の等値線 (Fig. 5(b) 参照) までの距離とした。また、キャビティ発生直前の旋回速度 v_θ は時刻 $T = 19$ での速度を採用した。

上記の値を用いて算出したキャビティ発生後の旋回速度を、Fig. 4(a) に点線で示す。シミュレーション結果と比較すると、渦心付近で速度勾配が小さくなる傾向や、速度の最大値がよく一致している。

また、モデルにより求めた旋回速度から算出されたキャビティ発生後の渦度を、Fig. 4(b) に点線で示す。半径方向に拡散して減少するのではなく、中心付近のみで渦度が減少する傾向が再現されており、ピークもシミュレーション結果とよく一致している。

3.5 旋回速度・渦度の予測

前節の検証のように、半径 R_c をシミュレーション結果の等値線から読み取るのではなく、発生したキャビティの面積 A_c がわかれば、 $A_c = \pi R_c^2$ から、半径 R_c を見積もり、キャビティ発生後の旋回速度 v'_θ を予測することができる。しかし、本計算ではキャビティは液相体積率 f_L で表され、気液界面を定義することができないため、 A_c の見積もり方は一意に定まらない。そこで、 P_1, P_2 の 2 通りの方法を検討する。

(P1) 半径 r の円周上にある流体粒子は、その円周の内側の領域全体 D_r に発生したキャビティのみに押し退けられると考えて、 A_c を円内 D_r における気相体積率 $1 - f_L$ の面積分

$$A_c = \int_{D_r} (1 - f_L) dS \quad (18)$$

と見積もる。したがって、 A_c の値は半径 r に依存する。

(P_2) $y-z$ 断面内の全領域 D のキャビティを中心付近の領域に集中させたと仮定して、 A_c を $y-z$ 断面内 D における気相体積率 $1 - f_L$ の面積分

$$A_c = \int_D (1 - f_L) dS \quad (19)$$

と見積もる。

予測に使用するデータは、渦とキャビテーションの相互作用が発生する前の既知のものとして、キャビティ発生前 ($T = 19D/U$) の速度 v_θ を用いる。一方、 A_c の見積もりには、時刻 $T = 23D/U$ での液相体積率 f_L を用いた。これらの各値を用いて、キャビティ発生前の時刻 $T = 19D/U$ の速度から、キャビティ膨張時の時刻 $T = 23D/U$ における速度を予測し、シミュレーション結果と比較する。

Fig. 7(a) は P_1 および P_2 の 2 つの方法で見積もった A_c からそれぞれ求めた速度の予測値を、シミュレーション結果とともに示したものである。 P_1 では、流体の外側への押し退けに寄与するキャビティ領域を正確に見積もることができ、予測値もシミュレーション結果に合っている。しかし、中心付近では速度の減少量が少なく、また、シミュレーション結果では見られた速度勾配が小さくなる現象も表現できていない。中心付近におけるこの不一致は、考察する半径内にキャビティが少ないために旋回速度の減少を過小評価するためである。

一方、 P_2 では、 $f_L < 1$ の領域内において、流体の外側への押し退けに寄与するキャビティ領域を正確に見積もっていない。しかし、キャビティを $y-z$ 断面の中心に集中させる仮定によって、速度勾配が小さくなる傾向が再現されている。中心付近での分布は P_1 より P_2 の方がシミュレーション結果によく一致している。

また、速度の各予測値を用いて計算した渦度を、シミュレーション結果とともに Fig. 7(b) に示す。半径方向に拡散して減少するのではなく、中心付近のみで渦度が減少する傾向が再現されている。中心付近での旋回速度分布がシミュレーション結果と完全には一致していないことから、渦度分布も中心付近の極小値を完全には表現できていない。しかしながら、渦度の極大値と極大値を取る半径位置については良好に一致している。

半径 R_c の導出方法には任意性があるものの、以上に示した旋回速度の簡便な予測モデルは、乱流

Fig. 7 Predicted circumferential velocity and streamwise vorticity (solid line : DNS, dotted line : P_1 , dashed line : P_2).

の乱れの強さや乱流散逸率の予測に重要な渦構造 (v_θ および ω_x の分布) をよく表しており、キャビティの相互作用のモデリング、さらにはキャビテーションをともなう乱流モデルの開発に発展させることが期待できる。

4. 結 言

乱流渦に対応するキャビテーションモデル開発のための基礎的研究として、乱流要素渦を高解像度で模擬し、渦の低圧部を発生源とするキャビテーションの数値解析を行った。その結果、キャビティ膨張の際、旋回速度および渦度は拡散するのではなく、コア部だけで減少することがわかった。これらは急激な膨張の間は、半径方向変化とともに移動する閉曲線に沿う循環が一定となることによると考えられる。また、この考察で得られ

た非常に単純なモデルから、旋回速度の予測値を計算し、定性的に相互作用現象をとらえることができた。

また、パラメータの違いにより、キャビティ発生の形態を次の3通りに分類することができた。

- (1) キャビティが発生した後、消失して単相の渦に戻る場合
- (2) キャビティの生成と消失が繰り返される場合
- (3) キャビティが発生した後、定常となり、単相の渦より弱くなる場合

このようにキャビティの発生に違いが出るのは、渦とキャビティの相互作用の現れ方が渦の強さやキャビテーション数によって異なるためである。

本研究で考察されたキャビティによる渦構造の変化は、キャビテーションが発生した際に起こる特徴的な現象として、乱流渦に対応するキャビテーションモデルの開発の指針となる。得られた旋回速度・渦度の予測モデルを用いて、キャビティの膨張・収縮に合わせて乱流中の微細渦の渦度を増減させる効果を持つキャビテーション乱流モデルを開発することを予定している。

Nomenclature (non-dimensional)

D	: computational domain in cross-section
f_L	: liquid volumetric fraction
M	: Mach number parameter
p_v	: vapor pressure
Re	: Reynolds number
r	: radius
T	: time
U	: velocity of uniform flow
v_θ	: circumferential velocity

GREEK letters (non-dimensional)

Γ	: circulation
γ	: stretching parameter
ν_L	: kinetic viscosity of liquid
ρ_L	: density of liquid
σ	: cavitation number
ω_x	: streamwise vorticity

参考文献

- [1] Yamade, Y., Kato, C., Tani, N. and Yamaniishi, N., Large Eddy Simulation of Cavitating Flows around Two-dimensional Body, Proc. of

18th Symposium on Computational Fluid Dynamics, CD-ROM, A7-2 (2004).

- [2] Ugajin, H., Kawai, M., Okita, K., Matsumoto, Y., Kajishima, T., Tomaru, H. and Kawasaki, S., Numerical Simulation of the Unsteady Cavitating Flow in an Inducer for Turbopump, Proc. of 84th Symposium of Jpn Society of Mechanical Engineers Fluid Engineering Division, CD-ROM, No.G704 (2006).
- [3] Arndt, R. E. A., Cavitation in Vortical Flows, Annu. Rev. Fluid Mech., Vol. 34, 143-175 (2002).
- [4] Iyer, C. O. and Ceccio, S. L., The Influence of Developed Cavitation on the Flow of a Turbulent Shear Layer, Phys. Fluids, Vol. 14(10), 3414-3431 (2002).
- [5] Sakai, H., Ohta, T. and Kajishima, T., Direct Numerical Simulation of Vortex Cavitation in Turbulent Shear Layer, Proc. of 6th Int. Symp. on Cavitation (CAV2006), electric media (2006).
- [6] Tanahashi, M., Miyauchi, J. and Ikeda, J., Scaling Law of Coherent Fine Scale Structure in Homogeneous Isotropic Turbulence, Proc. of 11th Symp. on Turbulence Shear Flows, Vol. 4, 17-22 (1997).
- [7] Okita, K. and Kajishima, T., Numerical Simulation of Unsteady Cavitating Flows around a Hydrofoil, Transactions of Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 68(667), 637-644 (2002).
- [8] Okita, K. and Kajishima, T., Three-dimensional Computation of Unsteady Cavitating Flow in a Cascade, Proc. of 9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamic of Rotating Machinery, CD-ROM, No.FD-ABS-076 (2002).
- [9] Brennen, C. E., Cavitation and Bubble Dynamics, 182-183, Oxford University Press (1995).
- [10] Chen, Y. and Heister, S., Two-phase Modeling of Cavitating Flows, Computer & Fluids, Vol.24(7), 799-809 (1995).
- [11] Inagaki, M., Murata, O., Abe, K. and Kondoh, T., Numerical Prediction of Fluid-Resonant Oscillations at Low Mach Number, Transactions of the Jpn Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 66(649), 2274-2281 (2000).