

# 翼周りのキャビテーション乱流の LES で生じる横渦の発生周期

## Generation cycle of the spanwise vortices in LES of the flow around a hydrofoil

- 羅文暘, 阪大院, 大阪府吹田市山田丘 2-1, E-mail: luo@mech.eng.osaka-u.ac.jp  
 岡林希依, 阪大工, 大阪府吹田市山田丘 2-1, E-mail: okabayashi@mech.eng.osaka-u.ac.jp  
 梶島岳夫, 阪大工, 大阪府吹田市山田丘 2-1, E-mail: kajishima@mech.eng.osaka-u.ac.jp  
 Wenyang Luo, Osaka University, 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, Japan  
 Kie Okabayashi, Osaka University, 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, Japan  
 Takeo Kajishima, Osaka University, 2-1 Yamadaoka, Suita, Osaka, Japan

In Large-eddy simulation (LES) of the cavitating flow around a Clark-Y11.7% hydrofoil, spanwise vortices are observed intermittently from the onset position of the sheet cavity. In this study, we focused on the generation cycle of the vortices. The angle of attack (AoA) is 8 degrees. Two different cavitation numbers  $\sigma$ , both of which are in the transitional cavity oscillation regime, are adopted for the frequency analysis. As a result, the Strouhal numbers of both  $\sigma$  are approximately 20, whereas that of the AoA=2deg case is approximately 10 regardless of cavitation number. Therefore, the generation cycle depends on the AoA, not on  $\sigma$ . As the spanwise vortices are simulated by our unsteady simulation, the streamline curvature around the sheet cavity, which is a key point of the accuracy of the lift coefficients, are well simulated despite using the homogeneous fluid model. However, the lift characteristics are not well reproduced.

### 1. 緒言

近年, キャビテーション乱流の数値計算が流体機械の設計に用いられることは一般的になっている。しかしながら, 最も基本的な二次元翼型周りの流れでも, 揚力特性などの定量的精度は未だ十分でない。キャビテーション流れにおける計算方法の改善を目的として, ベンチマークプロジェクトが 2009 年から 2011 年にかけて実施された<sup>(1,2)</sup>。NACA0012 翼型や ClarkY-11.7%翼型を採用し, 複数の研究機関により, 様々なキャビテーションモデルおよび乱流モデルを用いた計算が行われた。その結果, ほとんどの計算で用いられる均質流体モデルでは, シートキャビティを迂回する流れがシミュレートできず, 翼周りの圧力が実際の流れと異なることが, 揚力特性の精度が悪化する原因であることが示された。上記プロジェクトでも多用され, 産業界でも主に用いられている乱流モデルは Reynolds-averaged numerical simulation(RANS)である。しかし, RANS の解はキャビテーション流れの強い非定常性を考慮しにくい。一方, Large-eddy simulation (LES) は小さく普遍的な渦のみをモデル化し, 大きな乱流渦を直接計算するため, リエントラントジェット, シートキャビティ振動, クラウドキャビティの放出などの翼周りにおける非定常現象をよく再現すると期待される。著者らの研究グループは, 比較的低迎角の 2 度の Clark-Y11.7%翼型周りのキャビテーション流れについて LES を行い, 均質流体モデルを使っているにもかかわらず, 非定常渦運動を捕捉することで, 揚力特性などの定量的な再現精度が改善されることを示した<sup>(10)</sup>。非定常渦運動の中でもシートキャビティ外縁において密度変動に伴うバロクリニックトルクの作用で生じる間欠的な横渦(スパン方向に軸を持つ)がシートキャビティを迂回する流れ線の再現性を向上させたことがその原因であった。また, その横渦の発生周期はキャビテーション数によらなかつた<sup>(10)</sup>。そこで本研究では, 迎角 8 度で LES を用いた計算を行い, 揚力特性の再現精度が向上するかどうかを調査し, 横渦の発生周期の迎角による違いについて調べた。

### 2. 数値計算の概要

LES ではグリッドスケールのフィルターを施した流れ場  $(\bar{u}_i, \bar{p})$  の基礎方程式を用いる。本計算ではキャビテーション流れを液相と気相の均質流体の流れとして扱い, 気相密度は液相密度に比べて十分小さく無視できるとする。したがって, 均質流体の密度  $\rho$  は,

液相体積率  $f_L$  と液相密度  $\rho_L$  により  $\rho_L f_L$  と近似される。これ以降, すべての変数は翼弦長  $C$ , 主流流速  $U_\infty$  および十分遠方における液相密度  $\rho_{L\infty}$  で無次元化して表される。

#### 2.1 支配方程式

キャビテーションを伴う流れではキャビテーションの生成, 消滅に伴う強い圧力変動が生じるため, 液相の圧縮性を考慮するために低マッハ数近似解法<sup>(3)</sup>を用いる。液相質量保存式は次式で表される。

$$\frac{Df_L}{Dt} + f_L \left( M^2 \frac{D\bar{p}}{Dt} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (1)$$

式(1)中のマッハ数  $M = U_\infty/c$  ( $c$  は音速) は計算領域全体で一様に与えられる定数である。フィルターをかけた液相の Navier-Stokes の方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{f_L} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \bar{p} + \frac{2}{3} f_L k_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ 2 \left( \nu_{SGS} + \frac{1}{Re} \right) \bar{S}_{ij} \right] \quad (2)$$

ここで, 式(2)の  $\bar{S}_{ij}$  はひずみ速度テンソルである。SGS 運動エネルギー  $k_{SGS}$  および SGS 渦度粘度係数  $\nu_{SGS}$  は後述の SGS モデルによって与えられる。

本計算は液相に対する基礎方程式のみによって構成されているため, 計算セルが気泡で満たされる ( $f_L = 0$  となる) ことは想定されない。ポイト率が高くなることの不都合を防止するため, 液相体積率の下限値を 0.1 と設定している。

#### 2.2 キャビテーションモデル

キャビテーションによる液相体積率を表すため, 沖田・梶島による湧き出し型のモデル<sup>(4)</sup>

$$\frac{Df_L}{Dt} = [C_g(1 - f_L) + C_L f_L](p - p_v) \quad (3)$$

を使用する。ここで, 飽和蒸気圧  $p_v$  はキャビテーション数

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\frac{1}{2} \rho_{L\infty} U_\infty^2} \quad (4)$$

により与えられる。基準圧力  $p_\infty$  は十分遠方の圧力とする。モデル定数  $C_g, C_L$  は角柱周りのキャビテーション流れに対し最適化され

た値を用いて、本計算では $p < p_v$ のとき $C_g = 1000$ および $C_L = 1$ 、 $p > p_v$ のとき $C_g = 100$ および $C_L = 1$ とする。

### 2.3 SGS モデル

本研究では、SGS モデルとして 1 方程式型モデル<sup>(5)</sup>を使用する。式(2)中の SGS 渦動粘度係数 $\nu_{SGS}$ は次式で表される。

$$\nu_{SGS} = C_v \Delta_v \sqrt{k_{SGS}} \quad (5)$$

SGS 運動エネルギー $k_{SGS}$ は輸送方程式<sup>(5)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} = & \\ -\tau_{ij}^a \bar{S}_{ij} - C_\epsilon \frac{k_{SGS}^{3/2}}{\Delta} - \frac{2}{Re} \frac{\partial \sqrt{k_{SGS}}}{\partial x_j} \frac{\partial \sqrt{k_{SGS}}}{\partial x_j} & \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( C_d \Delta_v \sqrt{k_{SGS}} + \frac{1}{Re} \right) \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right] & \end{aligned} \quad (6)$$

に従って計算される。ここで、 $\tau_{ij}^a \bar{S}_{ij} = \tau_{ij} - 1/3 \delta_{ij} \tau_{kk}$ は SGS 応力の非等方部分、 $\Delta$ はグリッドフィルター幅を表す。

乱流拡散項の長さスケール $\Delta_v$ は

$$\Delta_v = \frac{\Delta}{1 + C_k \Delta^2 |\bar{S}|^2 / k_{SGS}} \quad (7)$$

と求める。式(6)の右辺第 1 項(生成項)については、式(5)による渦粘性モデルではなく、Nicoud らにより提案された、壁面漸近挙動を改善した Wall-adapting local eddy-viscosity モデル(WALE モデル)<sup>(6)</sup>を用いる。モデル定数は平行平板間乱流に対して最適化された数値をそのまま用いている。

### 2.4 計算条件

解析対象は、信頼できる実験データが得られている Clark-Y11.7%翼周りの流れ<sup>(12,8)</sup>である。実験条件<sup>(8)</sup>に合わせて、流体 13°C の水とし、各物性値もこれに従って設定する。翼弦長を 77.0mm、迎角を 8 度、主流速度を 11.0m/s とする。レイノルズ数は $Re = 6.41 \times 10^5$ 、マッハ数は $M = 7.60 \times 10^{-3}$ となる。

計算領域と境界条件を Fig. 1 に示す。翼型に沿って構成された C 型格子を用い、スパン方向に周期条件を適用する。Fig. 2 に翼面近傍の格子を示す。翼弦長  $C$  に対して、主流方向と垂直方向は  $5C$ 、スパン方向は  $0.4C$  とする。格子点数は  $x$  方向に 360 点、 $\eta$  方向に 100 点、 $\zeta$  方向に 100 点である。

流入境界は乱れのない一様流を与え、流出境界に対流流出条件を課す。また、翼の表面は Non-slip 条件を適用し、計算流域の上下遠方境界は勾配ゼロとする。圧力の境界条件は液相体積率変化に起因する圧力波を考慮し、沖田・梶島<sup>(9)</sup>の無反射境界条件を流入、流出および上下遠方境界に用いる。

キャビテーション数 $\sigma$ は 3.0, 2.0, 1.6, 1.4, 1.2, 0.8 と変化させて計算を行った。計算の手順として、まず $\sigma = 3.0$ として、流れ場が十分発達するまで計算を行い、キャビテーションの発生がない液単相の乱流であることを確認した。その流れ場の瞬時データを初期値として用い、 $\sigma$ を下げた状態での計算を行った。

### 2.5 数値計算法

非常常流れの数値計算法は、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。運動方程式の対流項に QUICK 法、 $k_{SGS}$  輸送方程式の対流項にドナーセル法、それ以外は全て二次精度中心差分を適用する。時間進行には二次精度 Adams-Bashforth 法を適用する。部分段階速度に次ステップの圧力および SGS 運動エネルギーの勾配を加えることで、更新された速度を求

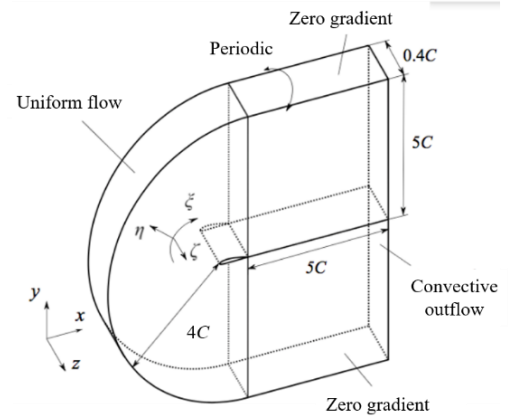


Fig. 1 Computational domain and boundary conditions.

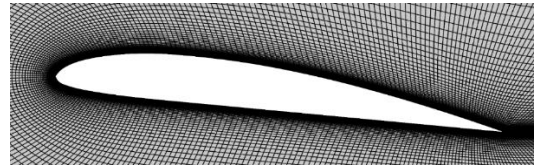


Fig. 2 Computational mesh around the hydrofoil.

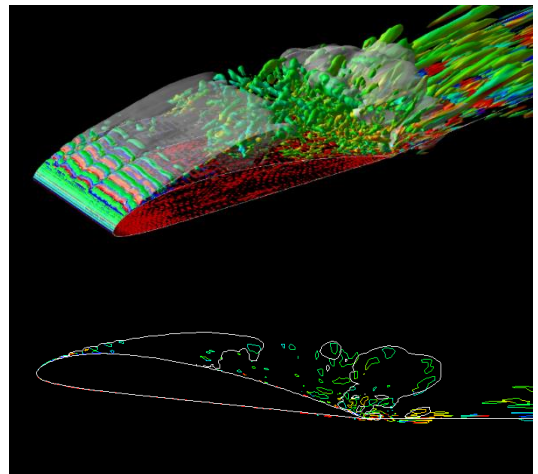


Fig. 3 Overview and sideviews ( $z = 0.2C$ ) of instantaneous cavity and vortical structure,  $\sigma = 0.8$ ,  $AoA = 2\text{deg}$  (color: isosurface of  $Q = 20$  colored by  $\omega_z$ , opaque white: isosurface of  $f_L = 0.9$ ).

める。次ステップの圧力は、部分段階速度を式(1)に代入して得られる圧力方程式をSOR法により反復計算して求め、SGS 運動エネルギーは輸送方程式(6)より求める。液相体積率 $f_L$ に関する時間進行は二段階で半陰的に行われる。以上の手続きにより、新たな時間ステップでの圧力、速度、液相体積率が得られる。

### 3. 横渦の観察

瞬時の流れ場の一例として、Fig. 3にキャビテーション数 $\sigma = 0.8$ のキャビティと渦を示す。渦の等値面は $\omega_z$ で色付けされている。前縁付近でから $0.25C$ 付近にかけて、スパン方向に軸を持つ横渦が間欠的に生じ、シートキャビティの外縁に沿って移流する。この横渦はキャビテーションの密度変動に伴うバロクリニクトルクの作用により生じることがわかっており、迎角2度の場合も生じる<sup>(10)</sup>。

また、これらの渦はシートキャビティが厚いと主流方向の比較的狭い範囲にしか可視化されないが、逆にシートキャビティが薄いと、同じ $Q$ 値でも比較的広い範囲に可視化された<sup>(11)</sup>。高迎角の場合、シートキャビティが厚い時間帯が長いので、低迎角の場合よりも横渦が可視化される範囲は概ね狭い。

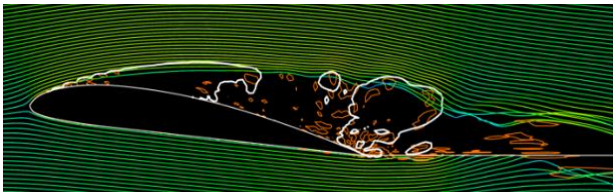


Fig. 4 Instantaneous streamlines and isolines of liquid volumetric fraction  $f_L = 0.9$  (white) and  $Q = 200$  (red) at  $z = 0.2C$  at  $\sigma = 0.8$ ,  $AoA=8deg$ . Streamlines are colored by the velocity magnitude.

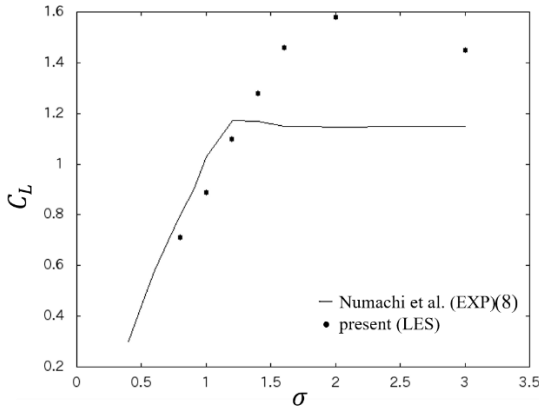


Fig. 5 Lift coefficient ( $AoA=8deg$ ).

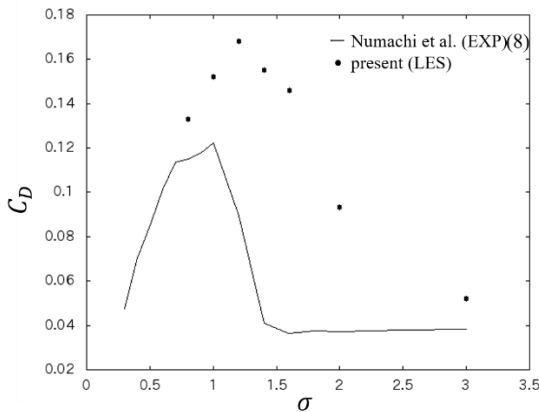


Fig. 6 Drag coefficient ( $AoA=8deg$ ).

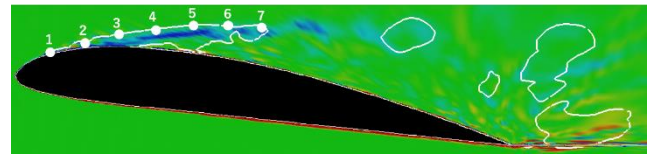
#### 4. 揚力と抗力

Fig. 4 は、翼周りの瞬間的な流線を表す。本研究では、 $AoA=2deg$  でも観測されているように、流線は壁から上向きに離れている。流れはシートキャビティを完全に迂回し、貫通しない。非定常のスパン方向の渦をシミュレートすることで、流線の曲率が再現された。

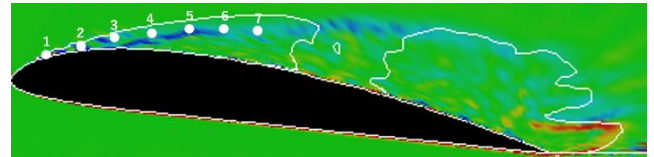
Fig. 5, 6 は、それぞれ時間平均の揚力または抗力係数とキャビテーション数各  $\sigma$  の関係を示す。

本研究で実施した LES では、揚力係数が各  $\sigma$  の増大に伴い突然低くなるブレイクダウンの傾向が再現したが、各  $\sigma = 1.4 \sim 3.0$  で得られた揚力係数は実験値よりも高い。また、得られたブレイクダウンキャビテーション数は 1.6 であり、実験値である 1.2 よりも高い。なお、Fig. 6 では、抗力係数は全体的に実験値よりも高い。

揚力が合わない原因として、側壁を考慮していないこと、計算領域の大きさが十分でなく、一様流が流れが加速してしまっていること、遠方で取った基準圧力が大きく変動してしまっていること、比較的大きな迎角の計算で C 型格子を採用したため、後流で粘性領域が正しく計算されていないことなどが可能性として考えられ、今後ドメインや格子について再検討する必要がある。

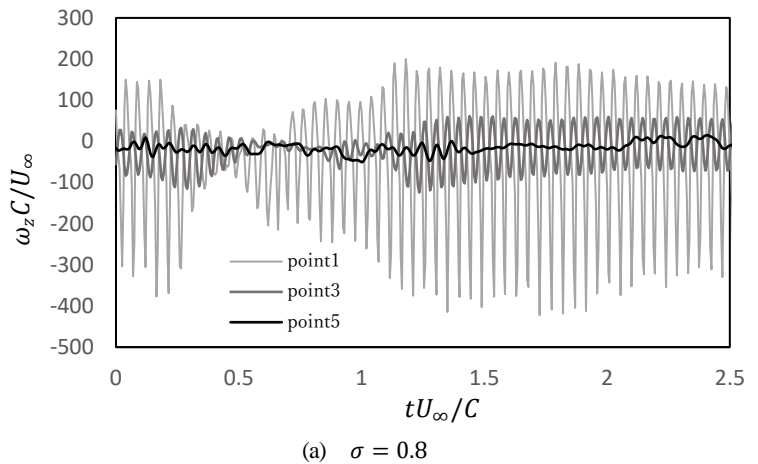


(a)  $\sigma = 0.8$

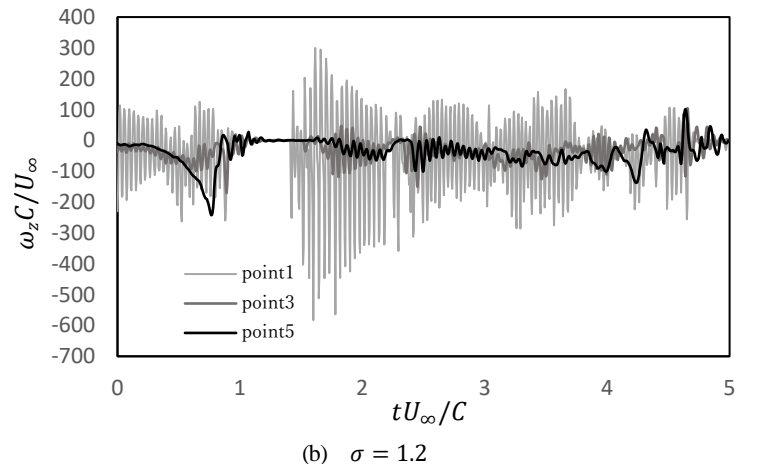


(b)  $\sigma = 1.2$

Fig. 7 Observation points (white). Contours represent the instantaneous  $\omega_z$ .



(a)  $\sigma = 0.8$

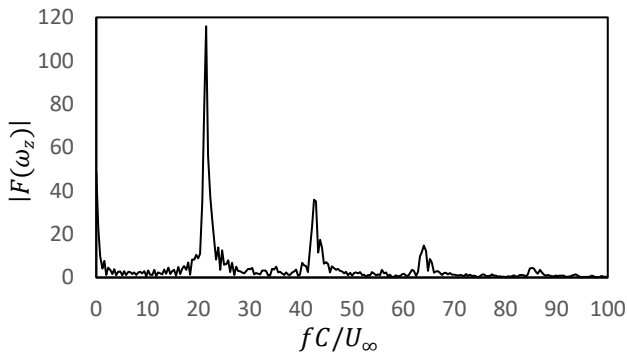


(b)  $\sigma = 1.2$

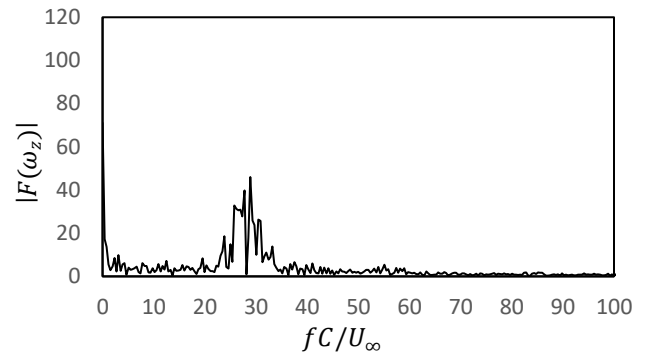
Fig. 8 Time evolution of  $\omega_z$ .

#### 5. 周波数解析

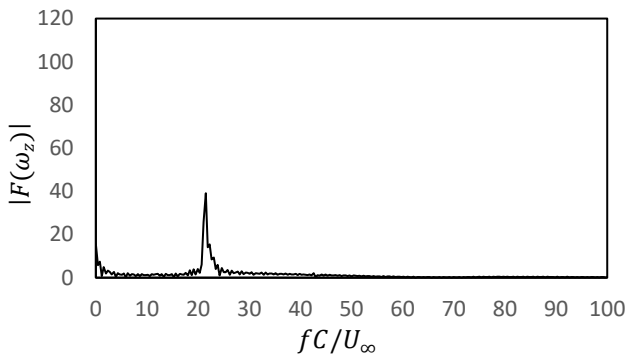
横渦の非定常的な運動を明らかにするために、時系列的な観察を行う。Fig. 7 に示す白い点は、概ね間欠的な横渦が通る経路上にある。これらの点を観察点とし、点上で  $\omega_z$  の時間変化と変動の周波数を調べる。なお、観察点 1~7 の  $x$  座標は各  $\sigma$  で統一しているが、キャビテーション数が低いほど横渦は壁面から離れるため、観察点の  $y$  座標は各  $\sigma$  で異なる。四つの  $z$  断面 ( $z/C=0.08, 0.16, 0.24, 0.32$ ) について同じように 7 観察点を取り、時間変化を調べた結果、傾向はほぼ同じになることがわかった。代表例として  $z/C=0.24$  における解析結果を示す。



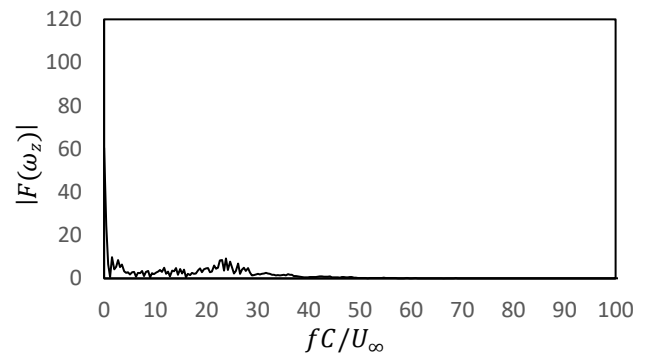
(a) point1



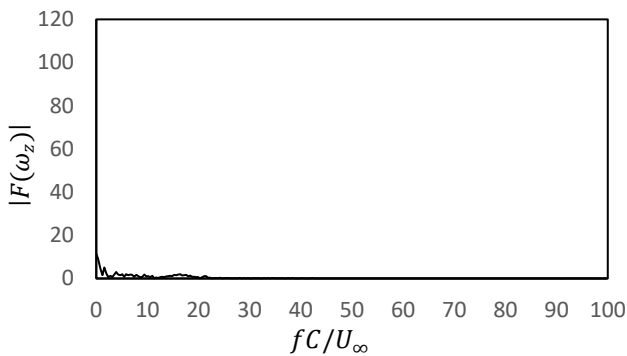
(d) point1



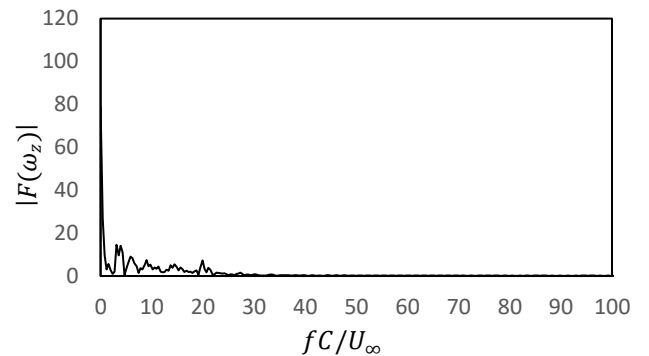
(b) point3



(e) point3



(c) point5



(f) point5

Fig. 9 Spectra of  $\omega_z$  ( $\sigma = 0.8$ ).

Fig. 10 Spectra of  $\omega_z$  ( $\sigma = 1.2$ ).

Fig. 7 に代表的な観察点 3 点における  $\omega_z$  の時間変化を示す。  $\sigma = 0.8$  および  $\sigma = 1.2$  はどちらも遷移キャビティ振動の範囲にあり、シートキャビティが縮小あるいは消滅する時間帯が存在する。時系列的な観察から、その時間帯には横渦も弱まるか消滅する<sup>(11)</sup>。 Fig. 8 において、  $\omega_z$  の振幅が小さくなっている時間帯は、それに対応する。 それ以外の時間帯は周期的に変動し、正と負の  $\omega_z$  が交互に現れる。本研究では横渦の発生周期に注目し、シートキャビティが存在する時間帯のみ ( $\sigma = 0.8$  では  $tU_\infty/C = 1.2 \sim 2.5$ ,  $\sigma = 1.2$  では周期性が明確ではないが  $tU_\infty/C = 1.2 \sim 2.5$ ) でサンプリングした  $\omega_z$  の振幅スペクトルを求める。

Fig. 9, 10 に各観察点での  $\omega_z$  の振幅スペクトルを示す。  $\sigma = 0.8$  では、観察点 1 と 3 において顕著なピークが周波数で約 20 に立ち、観察点 1 ではその高調波も検出されている。  $\sigma = 1.2$  においても、観察点 1 では 20 から 30 の間に顕著なピークがあり、観察点 3 においても約 20 にわずかにピークがある。したがって、調べた二つのキャビテーション数に関しては、横渦の発生周期のストローハル数は約 20 となる。迎角 2 度の場合、発生周期のストローハ

ル数は約 10 であり、これはキャビテーション数によらなかった<sup>(10)</sup>。これらのことから、横渦の発生周期はキャビテーション数ではなく迎角によって大きく変化すると推測される。

図示は省略するが、  $\sigma = 0.8$  では周波数約 20 のピークは観察点 1~3 で観察され、観察点 3 より下流では顕著なピークは見られない。一方、  $\sigma = 1.2$  では観察点 1, 2 で周波数約 20 の単一ピークが見られ、観察点 3 から下流ではピークがほとんど見られない。これは、キャビティが壁面と離れると横渦が弱くなるからである (Fig. 9, 10 の観察点 5 の結果参照)。

## 6. 結言

Clark-Y11.7%翼周りのキャビテーション乱流場の LES を迎角 8 度で実施した。迎角 2 度の LES で観測された間欠的な横渦は、迎角 8 度の場合もシミュレートされ、その結果、揚力係数の再現精度のポイントの一つであるシートキャビティを迂回する流線も再現された。しかし、計算条件に問題があるのか、揚力特性の再現性は向上しなかった。横渦の発生周期をフーリエ解析したところ、

$\sigma = 0.8, 1.2$ の二つのキャビテーション数では, 発生周期のストローハル数は約 20 となった. 迎角 2 度の結果と総合すると, 横渦の発生周期はキャビテーション数ではなく迎角に依存すると思われる.

#### 参考文献

- (1) 加藤, CFD によるターボ機械のキャビテーション予測手法の高度化プロジェクト 最終結果報告書 (2011).
- (2) Kato, C., Industry-university collaborative project on numerical predictions of cavitating flows in hydraulic machinery -Part. 1: Benchmark test on cavitating hydrofoils -, Proc. ASME-JSME-KSME Joint Fluids Eng. Conf. 2011, (2011).
- (3) 稲垣・村田・安倍・近藤, 低マッハ数流れにおける流体共鳴音の数値解析法, 日本機械学会論文集 B 編 66-649 (2000) pp. 2274-2281.
- (4) 沖田・梶島, 翼周りの非定常キャビテーション流れの数値シミュレーション, 日本機械学会論文集 B 編, 68-667 (2002) pp. 637-644.
- (5) Okamoto, M. and Shima, N., Investigation for the one-equation-type subgrid-model with eddy-viscosity expression including the sheardumping effect., JSME Int. J. Ser. B, 42 (1999) pp. 154-161.
- (6) Nicoud, F. and Ducros, F., Subgrid-scale stress modeling based on the square of the velocity gradient tensor, Flow, Turbulence and Combustion, 62 (1999) pp. 183-200.
- (7) 村井・平田・三ヶ島, 平行側壁間に置かれた後退翼に関する研究 (第 1 報) アスペクト比 2.0 の C.Y.11.7%翼型の実験, 東北大学高速力学研究所報告, 21-21043 (1965) pp. 183-228.
- (8) 沼地・角田・千田, 既存翼型 6 個のキャビテーション性能, 東北大学高速力学研究所報告, 1-1 (1949) pp. 1-16.
- (9) 渡邊・末藤・山岡・古川, キャビテーション発生下の Clark Y11.7%翼の揚抗力特性, ターボ機械, 41-7 (2013) pp. 440-446.
- (10) 岡林・稲岡・羅・梶島, 低迎角における翼周りのキャビテーション乱流の非定常解析, 日本機械学会論文集 85-876 (2019).
- (11) Okabayashi, K., Luo W. and Kajishima T., Large-eddy Simulation of Cavitating Turbulent Flow around a Clark-Y11.7% Hydrofoil, Proc. 15th Asian International Conference on Fluid Machinery, No. AICFM15-P00193(2019).