

クエット乱流における渦構造とキャビテーションの相互作用の観察

Investigation of the interaction between vortex structures and cavitation in turbulent Couette flow

- 大坂 文哉, 福井大院, 福井県福井市文京 3 丁目 9 番 1 号, E-mail : jm180145@u-fukui.ac.jp
太田 貴士, 福井大, 福井県福井市文京 3 丁目 9 番 1 号, E-mail : t-ohta@u-fukui.ac.jp

Fumiya OSAKA, University of Fukui, 3-9-1 Bunkyo, Fukui, 910-8507, Japan

Takashi OHTA, University of Fukui, 3-9-1 Bunkyo, Fukui, 910-8507, Japan

We performed a direct numerical simulation of turbulent Couette flow of water involving vortex cavitation in order to continuously observe the local interaction between vortical structures and cavitation and the global modulation of the turbulent flow. In the simulation, we solved the fundamental equation of compressible multi-phase flow with a cavitation model predicting phase change depending on the local pressure. The simulation results led to the following findings. Turbulence vortices could produce cavitation, and then, the growing cavitation weakened the vortices. As a result, the intensity of turbulence increased and decreased repeatedly. In addition, according to the investigation of the instantaneous flow field, it was found that the cavitation produced by a vortex affected the center of the vortex and, after that, the regrowing vortex looked different. This means that the unsteady phenomenon did not necessarily repeat itself in the same manner.

1. 緒言

乱流とキャビテーションの相互作用を伴う流れにおける乱流変調に注目する。このとき、乱流渦の中心の低圧領域でキャビテーションが発生することと、キャビテーションの成長が乱流渦を変化させることを考慮して、乱流場の大局的な変化傾向を予測することは容易ではない。

これまでに、乱流中の渦とキャビテーションの関係が調べられている。例えば、O'Hern⁽¹⁾の実験で、乱流せん断流れの主方向渦でキャビテーションの初生が観察されている。一方、Iyerら⁽²⁾は、剥離せん断層流れの実験において、キャビテーションによる乱流統計量の変化から、流れ場に与える影響を観察した。また、Huら⁽³⁾は、キャビテーショントンネルを用いた実験によって、キャビテーションが渦度分布を変化させることを示した。しかし、実験による観察では、個別の渦と気泡の相互作用を十分に調べられていない。これに対して、流れ場の情報を詳細に調べることができる直接数値シミュレーション(DNS)は有効な手段である。

本研究では、流れ場の圧力分布に応じて水が気液相変化する状況を想定したキャビテーションモデルを用いて、気相と液相における密度変化を考慮した圧縮性気液混相流を再現する。ここでは、平行平板間におけるクエット乱流を解析対象とする。そして、乱流渦と渦キャビテーションを継続的に観察し、その結果より、渦構造と渦キャビテーションの相互作用の特徴を明らかにする。

2. 計算概要

2.1 基礎方程式

本研究では、圧縮性気液混相流を再現するために、独自に開発した DNS 解析法で以下の基礎方程式を解く。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (1)$$

Navier-Stokes の運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

ニュートン流体に対する粘性応力の構成方程式

$$\sigma_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (3)$$

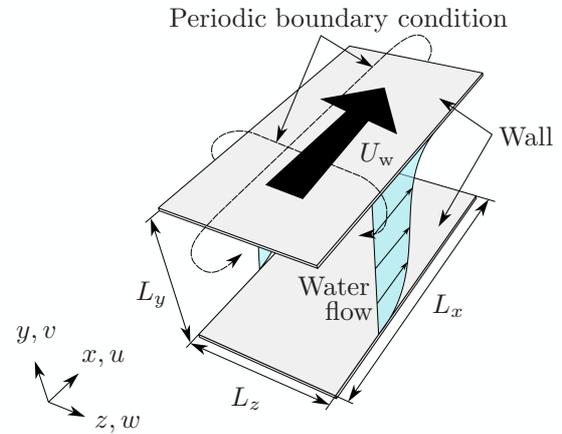


Fig. 1: Computational domain and boundary conditions.

蒸発潜熱を考慮したエネルギー式

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) + \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} - Q_v \left(\frac{\partial \rho Y}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho Y}{\partial x_j} \right) \quad (4)$$

気液二相媒体のための状態方程式⁽⁴⁾

$$\rho = \frac{p(p + P')}{K'(1 - Y)p(T + T') + R'Y(p + P')T} \quad (5)$$

熱流束に対する Fourier の関係式

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (6)$$

キャビテーションモデル⁽⁵⁾

$$\frac{Df_1}{Dt} = C(p - p_v) \quad (7)$$

ここで、 t は時間、 x_i は空間座標、 u_i は速度、 ρ は密度、 p は圧力、 T は温度、 σ_{ij} は粘性応力、 μ は粘性係数、 c_p

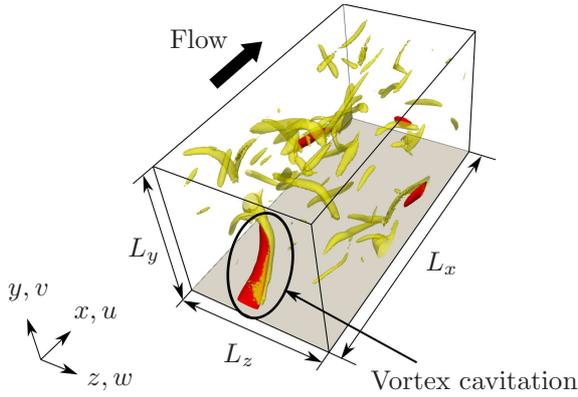


Fig. 2: Instantaneous contours of the gas volume fraction (red: $f_g = 0.0012$) and the second invariant of the velocity gradient tensor (yellow: $Q = 1.0 \times 10^8 \text{ s}^{-2}$) in the computational domain at $t = 19.25 \text{ ms}$.

は定圧比熱, Q_v は蒸発潜熱, Y は気体の質量分率, P' は圧力定数, K' は液体定数, T' は温度定数, R' は気体定数, q_j は熱流束, λ は熱伝導率, f_l は液相体積率, C はモデル定数, p_v は液体の飽和蒸気圧である. また, 構成方程式の δ_{ij} は Kronecker delta である. これらの式は, アインシュタインの総和規約に基づいている. 基礎方程式中の物理量には, 水と水蒸気の物性値を使用する. 本計算では, 適当なキャビテーションモデルを用いることにより, 飽和蒸気圧との関係に基づいた気液相変化を予測する. ここでは, 式 (7) で表される Chen らによるキャビテーションモデルを用いた.

2.2 計算方法

本解析法では, 速度の時間進行計算において, 圧力ベースの解法に基づく Fractional step 法を用いる. そして, Navier-Stokes の運動方程式の対流項と粘性項には 2 次精度 Adams-Bashforth 法を, 圧力項と連続の式には Backward Euler 法を, 圧力方程式の解法には SOR 法を用いる. また, 空間微分を 2 次精度中心差分法で近似する. 上記の通り, 本研究では, 圧縮性気液混相流における基礎方程式とキャビテーションモデルを組み合わせることで, 気液相変化を含む乱流を再現する.

2.3 計算条件

本研究で用いる計算領域の概要を図 1 に示す. 空間座標は, 主流方向を x , 壁垂直方向を y , スパン方向を z とし, 速度の主流方向成分を u , 壁垂直方向成分を v , スパン方向成分を w としている. 計算領域の大きさをそれぞれ, $L_x = 2.0 \text{ mm}$, $L_y = 1.0 \text{ mm}$, $L_z = 1.0 \text{ mm}$ としている. なお, 本計算において, 個々の渦の時間変化に注目するために, Jiménez ら⁽⁶⁾ を参考にして, 計算領域の主流方向とスパン方向をミニマル長程度に設定している. 計算格子には, x , y , z 方向で等間隔のスタガード格子を用い, 格子数は, x 方向に 256, y , z 方向に 128 である. 境界条件として, 壁面上にノンスリップ条件, 主流方向とスパン方向に周期条件を課している. 本計算は, 上側の壁を $U_w = 7.5 \text{ m/s}$ で移動させており, 壁面速度 U_w とチャネル半幅 $L_y/2$ に基づいて定義されるレイノルズ

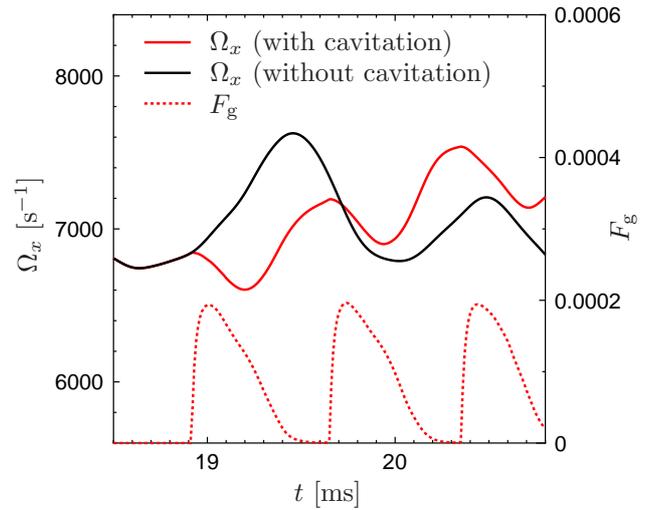


Fig. 3: Temporal variations of the spatially averaged streamwise vorticity intensity and the gas volume fraction.

数が, $Re_w (= U_w L_y / 2\nu) = 3731$ のクエット流れになっている. そして, 初期圧力は $p_0 = 0.0028 \text{ MPa}$, 初期温度は $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ である. その他のパラメータはすべて水を想定している.

3. 計算結果および考察

3.1 渦キャビテーションを含むクエット乱流の再現

本計算では, 乱流が十分に発達した時刻 $t = 18.50 \text{ ms}$ 以降に, キャビテーションモデルを有効化し, 気液相変化するクエット乱流を再現した. 図 2 に, 時刻 $t = 19.25 \text{ ms}$ の流れ場における速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q と気相体積率 $f_g (= 1 - f_l)$ の等値面の分布を示す. 一部の渦の中心付近で圧力が飽和蒸気圧以下になり, 気泡が発生している. そして, 気泡が渦内部で膨張, 収縮しながら移流している様子が観察された. したがって, 本計算によって, 発達したクエット乱流における渦キャビテーションが再現できたことが確かめられた.

3.2 キャビテーション発生と渦度の時間変化

渦キャビテーションによる大局的な渦の変化を調べる. なお, これ以降に示す乱流統計量は, 壁垂直方向が $0 < y \leq L_y/2$ の領域で平均されている. キャビテーションモデルを有効化した時刻 $t = 18.50 \text{ ms}$ 以降の流れ場に注目して, 図 3 に, 単位体積当たりの主流方向渦度の 2 乗平均による渦の強さ Ω_x と気相体積率 F_g の時間変化を示す. Ω_x と F_g は式 (8), 式 (9) のように定義されている.

$$\Omega_x = \sqrt{\frac{\int_V \omega_x^2 dV}{V}} \quad (8)$$

$$F_g = \frac{\int_V f_g dV}{V} \quad (9)$$

ここで, V は計算領域の半分の体積である. 図 3 より, 計算領域内で気泡が発生し膨張するときに, 縦渦が弱く

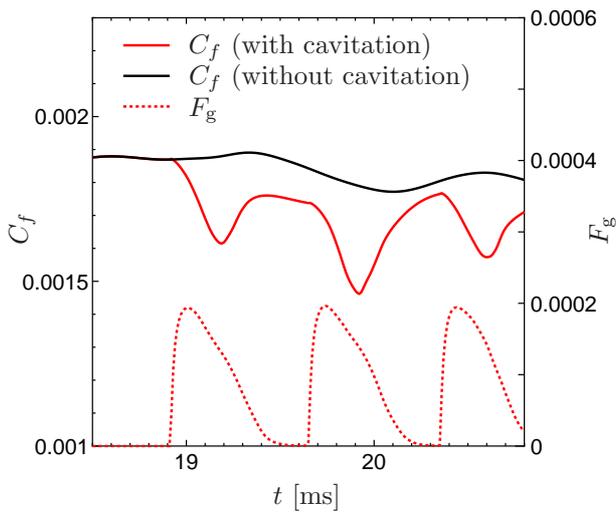


Fig. 4: Temporal variations of the friction coefficient and the spatially averaged gas volume fraction.

なっている。さらに、縦渦が弱くなると同時に、気泡が収縮している。その後、気泡がある程度収縮すると、縦渦が強くなる。そして、再び気泡が発生する。渦キャビテーションが連続的に発生する流れ場では、以上のようなサイクルを繰り返していた。

なお、計算領域には、壁垂直方向の上下に平行平板を配置し、主流方向とスパン方向に周期条件を課しているため、渦キャビテーションによる体積膨張がある値で抑制される可能性がある。そのため、計算領域内において $F_g = 0.0002$ 付近で気泡が成長しなくなっていると考えられる。

3.3 キャビテーション発生と壁面摩擦係数の変化

キャビテーションモデルを有効化した時刻 $t = 18.50$ ms 以降の流れ場における乱流変動の影響を観察する。図 4 に、壁面摩擦係数 C_f と単位体積当たりの気相体積率 F_g の時間変化を示す。 C_f は式 (10) のように定義されている。

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_w^2} \quad (10)$$

ここで、 τ_w は壁面せん断応力である。流れ場に気泡が発生すると、壁面摩擦係数が減少し、気泡の収縮から時間遅れを伴って増加した。この変化傾向は、単位面積当たりの主流方向渦度の時間変化と一致していた。したがって、気泡の発生に伴って縦渦が減衰すると同時に、壁面摩擦係数も減少する。そして、気泡が収縮し、縦渦が活発になったとき、壁面摩擦係数も増加する。その後、縦渦が活発になり、気泡が発生するため、壁面摩擦係数の増加が抑制され、再び減少する。

3.4 渦キャビテーションによる渦構造変動

気泡の発生と消滅による渦構造変動の様子を調べるために、渦キャビテーションが発生している場合と発生していない場合の渦度分布の変化を比較する。まず、図 2 で示した渦キャビテーションとその周りの縦渦に注目する。図 5 は、キャビテーションモデルの有無によって、渦キャビテーションが発生している場合と発生していない場合

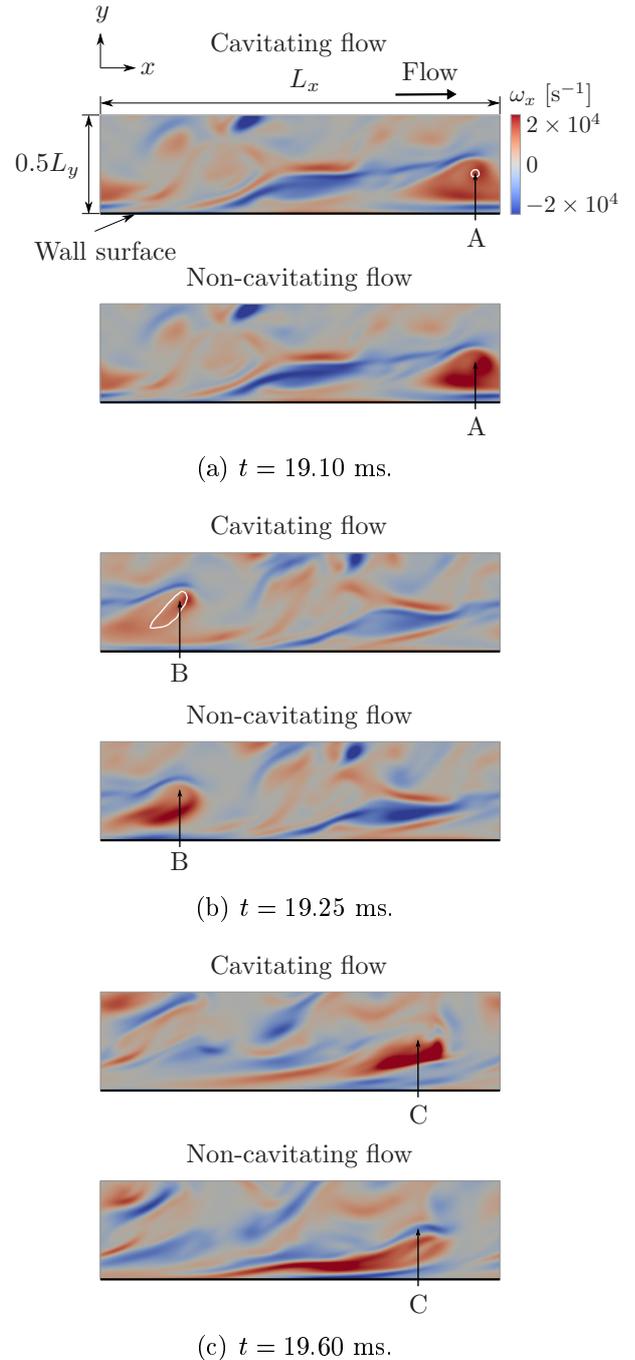


Fig. 5: Vorticity distribution and instantaneous contours of the gas volume fraction (white: $f_g = 0.001$) in a part of the computational domain.

の主流方向渦度 ω_x の分布と気相体積率 f_g の等値線を表している。図 5(a)~(c) はそれぞれ時刻 $t = 19.10, 19.25, 19.60$ ms の $z = 0.3L_z$ における流れ場の $x-y$ 断面図である。気泡が発生した位置の ω_x が減少し、その後、気泡の収縮に伴い、 ω_x が増加している。

次に、図 5 において、 f_g が最大となる位置 A~C の ω_x のスパン方向分布をそれぞれ図 6~8 に示す。図 6 より、渦の中心部で気泡が発生して、縦渦が弱くなっている。その後、図 7 では、 f_g が大きい位置で ω_x が減少し、M 字

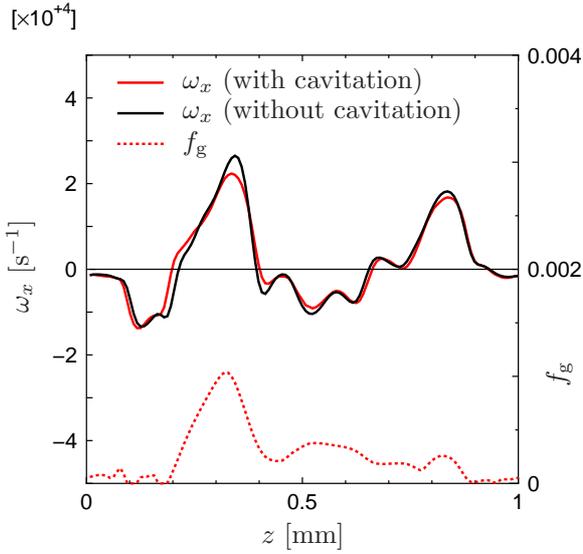


Fig. 6: Profiles of the streamwise vorticity and the gas volume fraction at $t = 19.10$ ms.

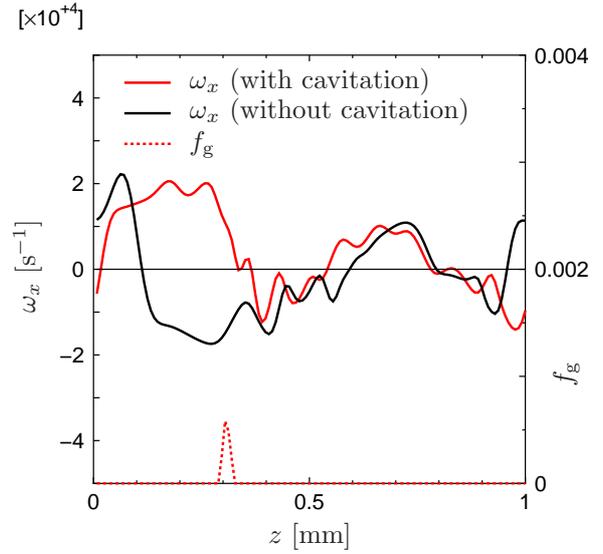


Fig. 8: Profiles of the streamwise vorticity and the gas volume fraction at $t = 19.60$ ms.

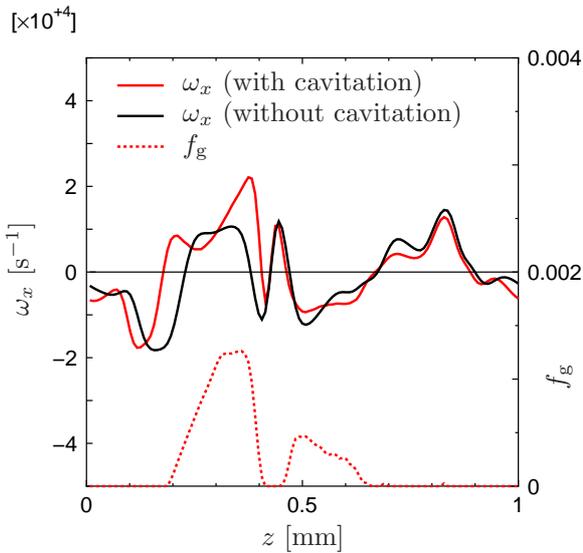


Fig. 7: Profiles of the streamwise vorticity and the gas volume fraction at $t = 19.25$ ms.

型に分布している。そして、気泡が収縮した図8では、 f_g が最大となる位置の周囲で再び ω_x が増加している。したがって、気泡が存在している位置では縦渦が弱くなり、それに伴って気泡も収縮する。しかし、この現象の観察結果によると、気泡が存在している間、その位置における縦渦は強くなり、その周囲で縦渦が再び活発になる可能性がある。

4. 結言

本研究では、流れ場の圧力分布に応じて水が気液相変化する状況を想定したキャビテーションモデルを用いて、キャビテーションを含むクエット乱流のDNSを実行した。その結果、主流方向渦度と壁面摩擦係数は、気泡が膨張すると、減少した。そして、渦が弱くなり、気泡が

収縮すると、時間遅れを伴って増加した。このように渦キャビテーションが発生する流れ場では、この現象が繰り返っていた。また、渦内部の気泡が収縮し、縦渦が成長するときには、気泡が存在している位置よりも、その周囲において、縦渦が活発になる様子が観察された。

参考文献

- (1) O'Hern, T. J., "An Experimental Investigation of Turbulent Shear Flow Cavitation Inception", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 215 (1990), pp. 365–391.
- (2) Iyer, C. O., and Ceccio, S. L., "The influence of developed cavitation on the flow of a turbulent shear layer", *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 10 (2002), pp. 3414–3431.
- (3) Hu, C., Wang, G., Wang, X., and Huang, B., "Experimental investigation of inception cavitating flows around axisymmetric bodies with different headforms", *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 30 (2016), pp. 3193–3201.
- (4) Ochiai, N., Iga, Y., Nohmi, M., and Ikhagi, T., "Study of Quantitative Numerical Prediction of Cavitation Erosion in Cavitating Flow", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 135 (2012), 011302.
- (5) Chen, Y., and Heister, S. D., "Two-phase modeling of cavitated flows", *Computers & Fluids*, Vol. 24, No. 7 (1995), pp. 799–809.
- (6) Jiménez, J., and Moin, P., "The minimal flow unit in near-wall turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 225 (1991), pp. 213–240.