振動流中の正方形柱周りの流れの三次元数値解析*

安田 孝宏^{*1}, 岡島 厚^{*2}Three-Dimensional Numerical Study on Flow Around
a Square Cylinder on Oscillatory FlowTakahiro YASUDA^{*3} and Atsushi OKAJIMA^{*3} Department of Mechanical Systems Engineering, The University of Shiga Prefecture,
2500 Hassaka-cho, Hikone-shi, Shiga, 522-8533 Japan

Flow around a square cylinder in oscillatory flow was studied by a numerical simulation using a finite-volume method. The computations were carried out by assuming 3-dimensional (3-d), unsteady, incompressible and viscous flow through Keulegan-Carpenter number (KC) in the range of $2.5 \leq KC \leq 25$ at Stokes number (β)=95. The region in $KC \leq 4$, "longitudinal vortex pairs" periodically arranged in span-direction were found out as well as in the case of circular cylinder. On the other hand, $KC \geq 5$, the flow patterns called "transverse-vortex street", "double-pair" which appeared in the case of the circular cylinder at $KC=12$ and $KC=16$, respectively, were not formed. The drag and inertia coefficients of the Morison equation C_D and C_M were estimated and it was found that decreasing of C_D as KC increases in the region $2.5 \leq KC \leq 12$ is caused by the change in the position of rolling up of the flow in the wake. By calculating spanwise correlation, the effect of 3-D flow structures on the transvers force were investigated. The effect remarkably appears in the range of $2.5 \leq KC \leq 8$ in which the "longitudinal vortex pairs" are formed.

Key Words: Oscillatory Flow, Three-Dimensional Flow, Fluid Force, Vortex, Numerical Analysis, Square Cylinder, Keulegan-Carpenter Number

1. 緒 論

振動流中に固定された物体周りの流れ場は海洋構造物周りや、流力振動を伴う構造物周りの流れ場と関連しており、構造物周りの流れパターンや構造物に働く流体力の挙動を解明する上で極めて重要である。

振動流中に固定された円柱周りの流れ場についての実験的研究は比較的多く、振動振幅に関するクーリガン・カーペンタ(KC)数及び振動周期と流体の動粘度に関するストークス(β)数をパラメータとして調べられてきた。その結果、Williamson⁽¹⁾、岡島ら⁽²⁾により、 KC 数に依存して生じるトランスバース・ストリートやダブルペア等の振動流中の物体周りに特有な流れパターンが見い出された。また、円柱に作用する流体力に関しても、Williamson⁽¹⁾、岡島ら⁽²⁾、Obasajyuら⁽³⁾によりモリソンの式による振動方向流体力や直角方向流体力の評価が行われ、特有な流れパターンとの対応が明らかにされている。また、数値計算を用いた研究も行われている^{(4)~(7)}。著者ら⁽⁶⁾は $3 < KC < 25$, $\beta=95$ において円柱周りの流れの三次元数値解析を行い、 $KC=3, 4$

の低 KC 数領域において形成されるスパン方向に周期性をもつ縦渦構造⁽⁸⁾や、トランスバース・ストリートやダブルペアの流れパターンを再現し、その形成過程や三次元渦構造の詳細を示した。また、円柱に作用する流体力に対して、流れの三次元性や非定常性が及ぼす影響について調べた⁽⁷⁾。

一方、振動流中に置かれた正方形柱や平板周りの流れ場に関する研究例も幾つか見られる^{(2), (9)~(11)}。岡島ら⁽²⁾は振動流中に置かれた正方形柱周りの流れ場に関する研究を実験的に行い、物体が正方形柱の場合は円柱の場合とは異なり、トランスバース・ストリートやダブルペアの流れパターンが形成されないことを明らかにした。Bearmanら⁽⁹⁾は $0.2 \leq KC \leq 10$, $196 \leq \beta \leq 1665$ の領域において振動流中に置かれた正方形柱、円柱、平板及びダイヤモンド柱に働く振動方向の流体力をモリソンの式による抗力係数と慣性力係数を用いて実験的に評価した。また、実験結果を2次元付着流れを仮定した解析や角部からの渦放出を考慮に入れたGrahamら⁽¹⁰⁾の解析結果と比較し、両者は定性的には一致するが、正方形柱およびダイヤモンド柱の抗力係数に関しては解析結果が定量的に過大な評価を与えることを示した。Smithら⁽¹¹⁾は振動流中の正方形柱、ダイヤモンド柱、角に丸みを持たせた正方形柱周りの流れ

* 原稿受付 2007年9月25日。

^{*1} 正員、滋賀県立大学工学部(☎522-8533 彦根市八坂町2500)。^{*2} 正員、フェロー、金沢学院短期大学(☎920-1392 金沢市末町10)。

E-mail: tkyasuda@mech.usp.ac.jp

場を $KC < 3$ の低 KC 数領域においてランダム渦法を用いて数値解析を行い、物体断面形状の変化や物体の角部が流れパターンや振動方向の流体力に及ぼす影響を明らかにした。しかし、現在まで、振動流中の正方形柱周りの流れについて、物体周りに形成される三次元渦構造を調べた研究例は無く、また、物体に作用する流体力についても研究例が少ないのが現状である。円柱の場合では $KC > 3$ で流れ場が三次元構造を持つことから、正方形柱においてもこれらの影響は無視できないものと考えられる。そこで本報では、正弦的に変化する振動流中に置かれた正方形柱周りの流れについて $2.5 \leq KC \leq 25$, $\beta = 95$, これに相当するレイノルズ数 $275 \leq Re \leq 2375$ の範囲で三次元数値計算を行い、 KC 数の変化による三次元渦構造の変化や正方形柱に作用する振動方向及び直角方向流体力について調べた。

2. 主な記号

A : 振動流の片振幅

C_D : 局所 x_1 - x_2 断面におけるモリソンの式による抗力係数のスパン方向平均値

C_{Lmean} : 局所 x_1 - x_2 断面における時間平均直角方向流体力のスパン方向平均値

C_{Lrms} : 局所 x_1 - x_2 断面における直角方向流体力のrms値のスパン方向平均値

C_M : 局所 x_1 - x_2 断面におけるモリソンの式による慣性力係数のスパン方向平均値

H : 正方形柱の辺長

F : 振動方向流体力

F_d : 抗力

F_i : 慣性力

KC : クーリガン・カーペンタ数 ($= U_m T / H = 2\pi A / H$)

L : 正方形柱のスパン長さ

p : 圧力

Re : レイノルズ数 ($= U_m H / \nu = KC \cdot \beta$)

T : 振動流の周期

t : 時刻

U : 瞬時強制振動流速

u_i : 物理空間での i 方向の速度成分 ($i=1, 2, 3$)

U_m : 最大振動流速 ($= 2\pi A / T$)

x_i : 物理空間での i 方向の座標成分 ($i=1, 2, 3$)

β : ストークス数 ($= H^2 / T\nu$)

λ : 隣接する縦渦ペアの間隔

ν : 流体の動粘性係数

ρ : 流体の密度

ω_i : 物理空間での渦度の i 方向成分 ($i=1, 2, 3$)

ω_θ : 物理空間での渦度の正方形柱辺周方向成分

3. 解析手法

本計算の数値解析手法は著者ら⁽⁶⁾による振動流中の円柱周りの流れ場の手法とほぼ同様であるため、その概略のみ説明する。詳細については文献⁽⁶⁾を参照されたい。

計算格子は一般座標系の0型格子を用い、図1に示すように、格子点は境界層が形成される物体近傍、特に境界層の剥離が生じる物体角部に集中させた。流れ場の支配方程式には非圧縮、粘性流れの三次元Navier-Stokes (N-S) 方程式及び連続の式を用いた。離散化手法は有限体積法に基づき、N-S方程式の時間項を2次精度のCrank-Nicolson法により積分し、空間微分項は対流項を2次精度QUICKスキームにより風上化した。また、計算アルゴリズムにはSIMPLE法を用いた。境界条件は円柱表面上において速度は粘着条件を、圧力は壁面に垂直方向の勾配が0の条件をそれぞれ与え、物体中心から20Hの距離にある遠方境界には振動流速で変動する非定常ポテンシャル流を仮定し、速度を振動流速、圧力を圧力方程式によりそれぞれ与えた。また、スパン方向にはスパン長さを5Hとして、境界面で周期境界条件を課した。これらの格子解像度、スパン長さ及び周期境界条件に関しては文献⁽⁶⁾で吟味を行った。

Fig. 1 Computational grid around the cylinder surface

4. 計算結果及び考察

本計算では $KC=2.5 \sim 25$ まで変化させ、得られた流れパターンや流体力係数を従来の実験結果⁽²⁾⁽⁹⁾及び著者らによる円柱の場合の計算結果⁽⁶⁾⁽⁷⁾と比較した。ここ

Fig. 2 Definition of coordinate system

で、図2には本計算で用いた座標軸及び座標平面の定義を示す。また、本計算で用いる時刻 t/T は計算開始時刻 $t/T=0.0$ を最高振動流速位相時として定義する。

4・1 流れパターンの KC 数による変化

4・1・1 $2.5 \leq KC \leq 4$ (双子渦、規則的縦渦形成領域) 図3に最大振動流速時における各 x_1-x_2 断面での正方形柱周りの速度 u , v をスパン方向に平均して得られた速度ベクトルを示す。この KC 数領域では、図3に示すように前縁から剥離した流れは正方形柱側面において再付着し、剥離泡を形成する。そして再付着した流れは正方形柱後縁において再び剥離する。 KC 数が増加するに従い、流れの再付着する位置は図3(a), 図3(b)及び図3(c)のように後縁の方向に移動し、後流領域も大きくなるが、スパン方向に平均した速度分布では x_1 軸に対する流れの非対称性はほとんど見られな

(a) $KC=2.5$ (b) $KC=3.0$ (c) $KC=4.0$ Fig. 3 Spanwise mean velocity vector (x_1-x_2 plane, $t/T=40.0$)

ω_2, x_1-x_3 plane ($x_2=0$) ω_1, x_2-x_3 plane ($x_1=0$)

Fig. 4 Vorticity contour ω_1, ω_2 ($KC=2.5$, $t/T=40.0$) (a) $\omega_\theta = \pm 0.05$ (b) $\omega_\theta = \pm 0.2$ Fig. 5 Iso-surface of vorticity ($KC=2.5$, $t/T=40.0$) (a) $\omega_\theta = \pm 0.05$ (b) $\omega_\theta = \pm 0.2$ Fig. 6 Iso-surface of vorticity ($KC=4.0$, $t/T=40.0$)

い。

この KC 数領域では、物体が円柱の場合ではTatsunoらの可視化実験⁽⁸⁾によりスパン方向に周期的に配列する縦渦が確認され、著者らの三次元計算⁽⁶⁾においても再現された。この縦渦構造が正方形柱の場合において形成されるかどうかに着目し、流れ場の三次元性について調べた。図4に $x_2=0$ の x_1-x_3 平面における左周りを正とする x_2 方向の渦度 ω_2 の等高線、及び $x_1=0$ の x_2-x_3 平面上における左周りを正とする x_1 方向の渦度 ω_1 の等高線を示す。ここで、図の赤い部分は正の渦度、青い部分は負の渦度を示している。また、図中の太い矢印は振動流の振動方向を示す。図4のように正方形柱の場合にも、スパン方向に周期性を有する縦渦が物体表面に形成される。その構造は、 $x_1=0$ の x_2-x_3 平面上で正方形柱表面にスパン方向に距離 λ で周期的に配列するマッシュルーム状の正負の縦渦のペアが形成され、この正負の縦渦のペアは $x_2=0$ の x_1-x_3 平面上で距離 $\lambda/2$ で周期的に配列する。さらに、この縦渦の全体の構造を把握するため、図5(a)に正方形柱辺周方向の渦度 (ω_θ) の等値面を示す。ここで、図の赤色部分は $\omega_\theta=0.05$ 、黄色部分は $\omega_\theta=-0.05$ の等値面をそれぞれ示している。図から主流に平行な正方形柱の片側の面上では縦渦のペアは正方形柱表面上で周方向に沿って連なり、隣接する縦渦のペアとはスパン方向に間隔 λ を有して配列する。もう片側の面上でも同様に縦渦のペアは正方形柱表面上で周方向に沿って連なり、隣接する縦渦のペア

Fig. 7 Relationship between separation distance between longitudinal vortex pairs and KC

とは間隔 λ を有して配列するが、縦渦ペアのスパン方向の位置は逆側の面上に形成される縦渦ペアの位置より距離 $\lambda/2$ だけずれて配列している。この両面上の縦渦ペアは主流に垂直な面上で距離 $\lambda/2$ の間隔で交差するため、図4に示す $x_z=0$ の x_l-x_s 平面上では距離 $\lambda/2$ で周

Square cylinder,

$\omega_s = \pm 0.4$, $t/T=14.7$

Circular cylinder,

$\omega_s = \pm 0.5$, $t/T=39.5$

(a) $KC=12.0$

Square cylinder,

$\omega_s = \pm 0.7$, $t/T=32.7$

Circular cylinder,

$\omega_s = \pm 0.9$, $t/T=22.1$

(b) $KC=16.0$

(c) $KC=20.0$, $\omega_s = \pm 0.5$, $t/T=32.7$

Fig. 8 Iso-surface of vorticity ω_s

期的に配列しているように見える。この縦渦構造は円柱の場合の Tatsuno らの可視化実験⁽⁸⁾及び著者らの三次元計算結果⁽⁶⁾と全く同じ構造であり、正方形柱の場合でも形成されることが明らかになった。

次に、縦渦構造が形成されている時の x_l-x_s 断面上の流れ場のスパン方向の変化について調べた。図5(b)に図5(a)と同時刻におけるスパン方向の渦度 ω_s の等値面を示す。図に示すように物体後流に形成された双子渦は縦渦ペア間の距離を周期としてスパン方向に変化していることが明らかである。 KC 数の増加に伴いこの縦渦及び双子渦のスパン方向への変化は大きくなり、図6(a)、図6(b)に示すように $KC=4.0$ 付近ではその渦構造が崩壊し始める。ここで、縦渦ペア間の距離 λ と正方形柱の辺長さ H の比 λ/H と KC 数の関係を図7に示す。図には参考のため、物体が円柱の場合の計算結果⁽⁶⁾及び Tatsuno らの可視化実験結果⁽⁸⁾の値を追加する。また、図の破線は Tatsuno らの可視化実験結果⁽⁸⁾の値を結ぶ近似線である。本研究では周期境界条件を用いているので、スパン長さあたり縦渦ペアの個数が正の整数個に限定されるため、図7のエラーバーに示すような範囲の定量的な誤差⁽⁶⁾は考えられるが、定性的には、縦渦ペア間の距離 λ は円柱の場合と同様に KC 数の増加に伴い増加することがわかる。また、図7は計算を行った全ての KC 数のうち縦渦が形成された KC 数の結果のみをプロットしたものであるが、円柱の計算結果と正方形柱の計算結果の縦渦が形成される領域を比較すると、縦渦が出現する KC 数は正方形柱の結果のほうが円柱の計算結果よりも小さい。縦渦の発生原因は曲面に沿う流れ場等で見られる遠心力に起因して生ずるテイラー・ゲルトラー型不安定によるものと推測され、このことから、流れの曲率や速度が縦渦の出現 KC 数の決定に影響するものと考えられる。本計算結果で示した物体が正方形柱の場合には角部が存在するため、物体、特に、角部を回り込む流れは、円柱に比べて曲率半径が小さく、速度も大きくなる。従って、正方形柱の場合には円柱の場合に比べて低 KC 数でテイラー・ゲルトラー型の不安定が生じ、縦渦が出現したのと考えら

(a) $t/T=25.0$

(b) $t/T=40.0$

Fig. 9 Instantaneous stream line contours at the phase that main flow reverses ($KC=25.0$)

れる。また、円柱の実験結果は円柱の計算結果よりもより小さい KC 数で縦渦が出現するが、この理由としては、実験結果で生ずる $KC=2.5$ 以下の低い KC 数領域での縦渦は渦流自体が非常に小さく、本計算で用いた格子では格子の粗さによる拡散効果が大きくなり、実際の現象が捉えられていないものと考えられる。

4・1・2 $KC \geq 5$ (非対称渦領域) 図8(a)～(c)に $KC=12, 16, 20$ の各 KC 数における瞬時のスパン方向の渦度 ω_s の等値面を示す。ここで、図中の矢印は主流の振動方向を示している。また、図8(a)、図8(b)には比較のために円柱の計算結果⁽⁶⁾も示す。この領域では図に示すように KC 数の増加と共に正方形柱後縁から剥離した領域は大きくなり、形成される後流渦もその非対称性が増す。しかし、正方形柱の場合は図8(a)の円柱の結果に見られるような、 $KC=12$ 付近の領域において物体から放出された渦が振動流の振動方向と直角方向に配列するトランスバース・ストリートの流れパターンや、図8(b)の円柱の計算結果に見られるような、 $KC=16$ 付近の領域で振動流の振動方向に対し45度の角度で半周期毎に渦ペアを放出するダブルペアの流れパターンは出現せず、振動の半周期毎に後流に形成された渦は振動方向に留まっている。この結果は、岡島らの可視化実験結果⁽²⁾とも一致する。この理由として、正方形柱の場合は、形成された渦が物体表面に沿って移動す

る円柱の場合とは異なり、物体角部の存在によりはく離点が固定されるため、渦の移動範囲が限られるためと考えられる。また、この KC 数領域の流れの三次元構造は図に示すように KC 数の増加に伴ってスパン方向の周期性が崩れて不規則で複雑な様相を呈する。

$KC \geq 20$ の領域になると前縁から剥離した流れは正方形柱側面で最付着せず、物体を取り巻いて大きな非対称渦を形成する。また、振動振幅の増加に伴い半周期毎に物体後流に放出される渦の数が増加する。そして、流れの反転時には、物体後流に放出された渦が慣性により物体を再通過し、流れの反転後、新たに物体後流に形成された渦と干渉し複雑な流れ場となる。そのため、特に、振動流の流れが反転する時刻では図9の $t/T=25.0$ 、 $t/T=40.0$ の瞬時流線図が示すように、同位相ではあるが、各周期毎で流れパターンの変化が顕著となる。

4・2 振動方向流体力 振動流中に置かれた正方形柱に働く流体力を評価する方法として、従来の研究で良く用いられている手法であるモリソンの式を用いた。モリソンの式では式(1)に示すように振動方向の流体力を瞬時速度に関係する抗力成分 F_d と加速度に関係する慣性力成分 F_i の線形和として表現する。

$$F = F_d + F_i = \frac{1}{2} C_D \rho H |U| U + C_M \rho \frac{\pi H^2}{4} \frac{dU}{dt} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 C_D は抗力係数、 C_M は慣性力係数である。 C_D 及び C_M はモリソンの式(1)をフーリエ平均することにより算出し、得られた C_D 及び C_M を実験結果⁽²⁾⁽³⁾や円柱の場合の計算結果⁽³⁾と比較した。

4・2・1 モリソンの式による抗力係数 C_D モリソンの式による抗力係数 C_D と KC 数の関係を図10に示す。ここで、計算結果の C_D は各スパン位置における x_1-x_2 断面で算出した抗力係数をスパン方向に平均した値を用

Fig. 10 Relationship between drag coefficient C_D and KC

Fig. 11 Pressure contour at maximum velocity phase

Fig. 12 Relationship between inertia coefficient C_M and KC

Fig. 13 Relationship between rms value of transverse force C_{Lrms} and KC

Fig. 14 Relationship between mean value of transverse force C_{Lmean} and KC

いた。図に示すように、 C_D は $KC=3$ の低 KC 数領域から KC 数の増加と共に $KC=12$ まで値が減少しており、Bearmanらの実験結果($\beta=231$)⁽⁶⁾と良く一致している。この特性について調べるために、 $KC=3$ および $KC=12$ での最高振動流速時における物体周りの圧力場を最高振動流速に基づく動圧で規格化し、等高線として図11(a)、図11(b)にそれぞれ示す。 $KC=3$ のような低 KC 数では図11(a)のように物体後流の双子渦が物体近傍で強く巻き込む流れを形成し、その領域が負圧となるが、 $KC=12$ では図11(b)のように渦は低 KC 数領域に比べて物体から下流側に離れた位置で形成される。そのため、 $KC=12$ では $KC=3$ に比べて物体後流近傍で圧力が回復し、その結果、 C_D 値が小さくなるものと考えられる。 $KC>12$ の KC 数領域では C_D 値の KC 数による変化が小さくなり、この結果は岡島ら⁽²⁾の実験結果とほぼ一致する。これは $KC>12$ では流れの反転から次に流れが反転するまでに一つ以上の渦が完全に発達する振動振幅領域であるため、振動の半周期の間に放出される渦の個数は増加するものの、正方形柱周りの流れパターンに大きな変化が生じないためと考えられる。

Fig. 15 Spanwise correlation coefficient of C_L

次に、図中に示す二本の破線は各 KC 数において1振動周期毎に C_D 値を算出し、そのうちの最大値と最小値をそれぞれ結んだ点であり、図の二本の破線に挟まれた領域が振動周期毎の C_D 値の変化の範囲を示している。図から明らかのように振動周期毎の C_D 値の変化は正方形柱から渦が放出される $KC>8$ 付近から大きくなり、その変化の大きさは0.2~0.5程度である。また、図には示していないが各 x_1-x_2 断面で算出したスパン方向の C_D 値のばらつきは最大で0.19程度であった。

4.2.2 モリソンの式による慣性力係数 C_M 図12にモリソンの式による慣性力係数 C_M と KC 数の関係を示す。 C_M の計算結果は KC 数の増加と共にBearmanら⁽⁶⁾の実験結果と同様に $KC=8$ 付近まで若干増加するが、 $KC>8$ では KC 数による変化が小さくなる。これは $KC<8$ では KC 数の増加とともに物体前縁あるいは後縁からの流れのはく離により形成される渦が大きくなり、それに伴い物体に付着して存在する領域も大きくなるため、結果として付加質量が大きくなるためと考えられる。また、 $KC\geq 10$ の領域に見られる岡島ら⁽²⁾の実験結果との定量的な相違はスパン方向の格子解像度や乱流の影響等が考えられる。

4.3 直角方向流体力 直角方向の流体力を評価するため、各スパン位置における x_1-x_2 断面で算出した直角方向流体力のrms値を全断面で空間平均した値 C_{Lrms} 及び各スパン位置における x_1-x_2 断面で算出した瞬時の直角方向流体力の時間平均値を全断面で空間平均した値 C_{Lmean} を算出した。なお、 C_{Lrms} 及び C_{Lmean} の規格化は振動流の最大流速時の速度に基づく動圧を用いた。

4.3.1 直角方向流体力のrms値 C_{Lrms} KC 数と C_{Lrms} の関係を図13に示す。図には比較のため円柱の場合における計算結果⁽⁷⁾の C_{Lrms} の値を追加した。 $KC\leq 4$ の領域では正方形柱の C_{Lrms} は円柱の場合と同様に振動

の半周期毎に物体後流に双子渦が形成され流れが上下対称となるため、ほぼ0に近い。 $KC > 4$ では KC 数の増加に従い、物体の上下で非対称な渦が次第に発達するため C_{Lrms} が増加する。また、円柱の場合には $8 \leq KC \leq 16$ の領域で、“トランスバース・ストリート”や“ダブルペア”等の上下非対称性が顕著な流れパターンが見られるため、 C_{Lrms} は急激に増加するが、正方形柱の場合には円柱の場合に比べて KC 数による流れパターンの変化が小さいため C_{Lrms} の急激な増加は見られない。さらに KC 数が増加し、 $KC \geq 20$ になると前縁からはく離れた流れは物体を巻き込み始め、物体下流でカルマン渦列のような流れパターンを形成するため、円柱の場合の流れパターンとほぼ同様になり、物体断面形状の相違による C_{Lrms} の相違が減少する。

4・3・2 直角方向流体力の時間平均値 C_{Lmean}

C_{Lmean} と KC 数との関係を図14に示す。 C_{Lmean} の計算結果は円柱の場合には $KC=12$ 付近でピークが現れるが、正方形柱の場合には KC 数に依らずほぼ0となる。円柱の場合には $KC=12$ の KC 数領域において、振動の全周期にわたって常に渦が上下のどちらか片側のみに放出される“トランスバース・ストリート”の流れパターンが生じることにより、揚力にオフセットが生じて、 C_{Lmean} の絶対値が大きくなり、物体断面形状の影響が顕著になるが、正方形柱の場合にはそのような物体の上下の片側に偏った流れが生じないため、 C_{Lmean} の値は小さい。

4・3・3 直角方向流体力のスパン方向の相関 流れの三次元構造が直角方向の流体力に及ぼす影響について調べるために、各 KC 数において、基準スパン断面 $x_1/H=0.0$ で算出した直角方向流体力とその他のスパン位置で算出した直角方向流体力の間の相関係数を調べた。図15に相関係数と KC 数の関係を示す。 $KC=3, 4$ の領域では、直角方向流体力の相関係数はスパン方向に空間的に周期性を持って変化する。そして、その周期の間隔は図4に示した隣接する縦渦ペア間の間隔に等しい。このことから、図5(b)に示したように、縦渦の形成が縦渦ペア間の距離で変化する x_1-x_2 平面の上下非対称な流れを生じ、それに伴い、直角方向の流体力も縦渦ペア間の距離で周期的に変化するものと考えられる。 $KC=5, 6$ の領域では縦渦構造は崩壊し始めるが、直角方向流体力の相関の周期性は残存している。 KC 数が増加し、スパン方向に周期的に変化する流れが完全に崩壊する $KC \geq 8$ になるとスパン方向への周期的な相関の変化は見られず、基準面からの距離が遠ざかるにつれて相関が減少していく。ただし、本計算ではスパン方向に周期境界条件を課していることから基準面から

の距離が本計算でのスパン長さである $x_2/H=5.0$ に近づくにつれ、再び相関係数は1に近づく。

5. 結論

振動流中の正方形周りの流れの三次元数値解析を行い、 KC 数の変化による流れパターンの変化や正方形柱に作用する流体力の変化について調べ、以下の結論を得た。

- (1) $2.5 \leq KC \leq 4$ の領域では円柱の場合と同様にスパン方向に周期性を持つ縦渦のペアが形成される。その縦渦のペア間の距離は KC 数の増加に伴い増加する。
- (2) $KC \geq 5$ の領域では KC 数の増加と共に x_1-x_2 平面の流れが上下非対称となる。また、流れの三次元構造もスパン方向に規則的に配列する縦渦構造が崩壊し、複雑となる。
- (3) モリソンの式による抗力係数 C_D は渦が正方形柱後流近傍で形成される $KC=3$ 付近の KC 数領域において大きくなり、 KC 数の増加と共に物体後流に形成された渦の位置が下流側に移動するため、 $KC \leq 12$ まで C_D は減少する。
- (4) 直角方向流体力のrms値 C_{Lrms} は $KC \leq 4$ の領域では流れが上下対称なためほぼ0となるが、 $KC > 4$ の領域では KC 数の増加と共に流れの上下非対称性が増加し、 C_{Lrms} は増加する。また、 $KC=12$ 付近の領域では C_{Lrms} 及び直角方向流体力の時間平均値 C_{Lmean} は円柱で見られたような上下の非対称性が顕著に発達する流れが生じないため、ピーク値が生じない。
- (5) $3 \leq KC \leq 6$ の領域ではスパン方向に周期性を持つ縦渦構造の変化に対応して直角方向流体力の相関係数がスパン方向に周期性をもって変化する。 $KC \geq 8$ では、縦渦の崩壊に伴い、相関係数の周期性が崩壊し、断面間の距離が増加するほど、相関が低下する。

文 献

- (1) Williamson, C. H. K., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 155 (1985), pp. 141-174.
- (2) Okajima, A., Matsumoto, T., and Kimura, S., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 63, No. 615 (1997), pp. 3548-3556.
- (3) Obasaju, E. D., Bearman, P. W., and Graham, J. M. R., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 196, (1988), pp. 467-404.
- (4) Justesen, P., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 222, (1991), pp. 157-196.
- (5) Lin, X. W., Bearman, P. W., and Graham, J. M. R.,

- Journal of Fluid and Structures*, Vol.10, (1991)
, pp.501-526.
- (6) Yasuda, T. and Okajima, A., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 68, No. 666 (2002), pp.293-299.
- (7) Yasuda, T. and Okajima, A., *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol. 68, No. 670 (2002), pp.1614-1620.
- (8) Tatsuno, M. and Bearman, P.W., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 211, (1990), pp.157-182.
- (9) Bearman, P.W., Downie, M.J., Graham, J.M.R. and Obasaju, E.D., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.154, (1985), pp.337-356.
- (10) Graham, J.M.R., *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.97, part 1 (1980), pp.331-346.
- (11) Smith, P.A. and Stansby, P.K., *J. Fluids and Structures*, Vol.5, (1991), pp.339-361.
-