

LES によるタンデム角柱の応答特性解析

Analysis of aerodynamic characteristics of tandem cylinders using LES

堀 高太郎*, 中山 昭彦**

Kotaro Hori, Akihiko Nakayama

*神戸大学大学院自然科学研究科建設学専攻 (〒657-8501 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1)

** Ph.D., 神戸大学大学院教授, 自然科学研究科地域空間創生科学専攻 (〒657-8501 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1)

The aerodynamic response characteristics of a pair of cylinders arranged in tandem are strongly affected by the aspect ratio and the spacing of the cylinders. The complicated flow field around tandem cylinders has been simulated using LES, in order to investigate the mechanism of vibration that originates from the flow field. Calculations have been conducted for two cases with different spacing ratios. The complex interactions between vortices shed from the upstream cylinder and the downstream one have been reproduced in detail.

Key Words: Aerodynamic vibration, Large Eddy Simulation, tandem cylinders, spacing ratio

キーワード: 空力振動, ラージエディシミュレーション, タンデム角柱, 角柱間隔比

1. はじめに

吊橋主塔に横風が当たる時に見られるタンデム角柱では, 上流柱から剥離した流れが下流柱と干渉するため, 角柱の辺長比や間隔比によってその応答特性が大きく変化することが知られている. 松本¹⁾, 武内²⁾は, 渦励振が自己励起型渦励振とカルマン渦型渦励振の2通りのメカニズムを持っていることを示した上で, 自己励起型渦励振の発現風速がロックイン現象の発現風速である Strouhal 数の逆数ではなく, タンデム角柱の角柱間隔比に比例することを示した. また, これらに対する耐風安定性の向上策として, 様々な隅切り効果が研究され, 実際に橋梁の主塔に適用されている.

しかし一方で, 最適設計にはこの複雑な流れ場を理解することが必要となるが, 実験的に可視化することは困難である. 従って数値的に再現することは, より効率の良い空力設計のためにも有効であると考えられる.

本報告では, タンデム角柱の渦励振の発振メカニズムをより詳細に検討するために, デカルト座標系振動座標を用いたタンデム角柱周りに流れの LES シミュレーションを行い, 主に流れ場の構造の理解に重点を置いて検討した結果を示す.

2. 流れの支配方程式

振動物体を過ぎる流れの LES 支配方程式は, フィルタ平均速度 $\bar{u}_i$ とフィルタ平均圧力 $\bar{p}$ についての非圧縮性ウ

運動方程式と連続式,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial^2 Y^*}{\partial t^2} \delta_{i2} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} k_s \right) + (v + v_s) \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial v_s}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

である. 上式では SGS 項に渦粘性モデルを用いられ, v_s は渦粘性係数, k_s はサブグリッド乱流エネルギー, v_s は標準 Smagorinsky

$$v_s = (C_s \cdot \Delta)^2 \left\{ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\}^{1/2} \quad (3)$$

で決定される.

ここに, Δ は, 格子スケールを表す. モデル定数に関しては既往の研究に従い, $C_s=0.13$, $C_k=0.094$ としている. 式(1)の左辺第3項の

$$\frac{\partial^2 Y^*}{\partial t^2} \delta_{i2} \quad (4)$$

は, 格子全体を x_2 方向のみに動かすことで生じる慣性力である.

なお, 標準 Smagorinsky モデルは高精度の SGS モデルであるとは必ずしも言えないが, 野田³⁾の LES による単一角柱の空力振動解析によれば, 限定振動が発現する無次元風速領域ではある程度の再現性が確認されており,

Dynamic Smagorinsky モデルなどの陽的フィルタリング手法は計算負荷が大きく増大する。以上の理由に加え、本研究では流れの可視化に重点を置いていることから、計算格子数を十分に確保した上で標準 Smagorinsky モデルを採用している。

3. 解析モデルと振動方程式

構造物の支持モデルを Fig.1 に示す。2つの角柱は、剛結されており、これらをひとつのばねとダンパーで支持する。こ

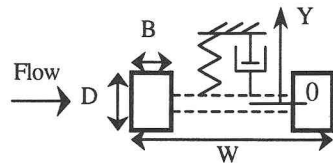


Fig.1 Model of tandem prisms

の支持系の振動方程式を、代表長さ D (角柱見付け幅)、代表速度 U_0 (流入風速)、固有振動数 f_0 で無次元化すると、振動方程式は以下のように表される。

$$\frac{d^2 Y^*}{dt^{*2}} + \frac{S_c}{\gamma_d V_R} \frac{dY^*}{dt^*} + \left(\frac{2\pi}{V_R} \right)^2 Y^* = \frac{2C_L}{\gamma_d} \quad (5)$$

$$Y^* = Y/D$$

$$t^* = tu_0 / D$$

$$S_c = m\delta / \rho BD \quad (6)$$

$$V_R = U_0 / f_0 D$$

$$\gamma_d = m / 2\rho BD$$

$$C_L = F / (1/2)\rho U_0^2 S$$

m : 物体の単位スパン質量, ρ : 空気密度, δ : 対数減衰率, F : 角柱に加わる Y 方向の風力, S : 角柱上下面の無次元面積, Y^* : 角柱無次元変位, t^* : 無次元時間, S_c : スクルートン数, γ_d : 質量比, C_L : 揚力係数を表す。なお, S_c 数は, 2 並列角柱であるため通常の定義とは異なる。方程式(5)は, Newmark's β 法 ($\beta=1/4$) によって解く。

4. 計算手法と計算条件

計算手法は, 有限差分法で離散化し, 移流項に UTOPIA スキーム, その他の空間差分項に 2 次中心差分を用いている。時間進行法は, 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用い, 圧力解法には HSMAC 法を用いる。

計算格子を Fig.2 に示す。境界条件は, x_1 方向に一樣流入, 放射流出とし, x_2, x_3 方向は周期境界としている。これに, 流入部において座標の移動速度に対応する風速の x_2 成分を差し引くことで, 角柱に固定された座標からみた境界条件を表している。また, 物体は計算セルに識別番号を与えることによって識別し, 物体と流体の境界部を non-slip 条件として角柱の変位速度を速度の x_2 成分に加えている。無次元時間間隔 $\Delta t=0.001$ とし, 角柱見付け幅 D と流入風速 U を基にした Re 数は全てのケースで $Re=10,000$ としている。なお, これらの手法は, 単一角

柱について野田ら³⁾によって精度が確認されている。

また, 本解析では, 岩本, 川谷らの実験⁴⁾と比較するために角柱間隔比(W/D)を, 3 および 5 とし, その他の計算諸元を Table 1 のように定めている。

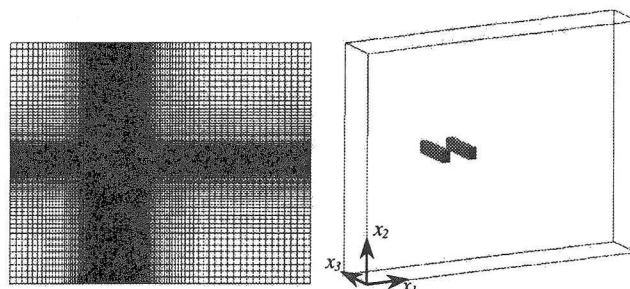


Fig.2 (a) Mesh for numerical analysis ($W/D=3$)

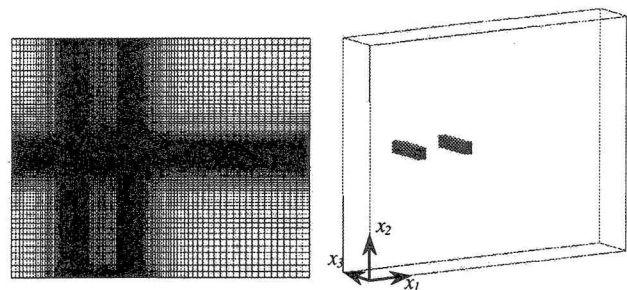


Fig.2 (b) Mesh for numerical analysis ($W/D=5$)

Table 1 Characteristics of calculations

W/D	Mesh	Domain	B/D	δ	Sc
3	186x111x41	23Dx19Dx4D	0.7	0.01	18.35
5	201x111x41	24Dx19Dx4D	0.7	0.01	18.35

5. 計算結果と考察

5.1 角柱間隔比 $W/D=3$ の計算結果

Fig.3 に, $W/D=3$ における解析によって得られた $V-A$ 図を岩本らの実験値⁴⁾とともに示す。無次元風速 $V_R=2-8$ の 5 つのケースに関してしか行われていないが, 概ね限定振動の傾向を捉えていると考えられる。また, 図示していないが渦度分布を見ると, 3 次元的な渦度が減衰していく x_3 方向の渦を x_1 方向の縦渦がつかないでいる様子が

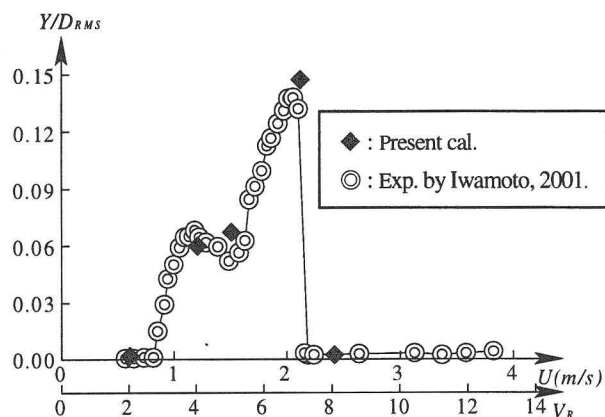


Fig.3 Compared with calculated reduced amplitude vs. reduced velocity with experimental data, (Iwamoto⁴⁾, 2001) ($W/D=3$)

見て取れる。本解析が実験の流れ場を3次元的に再現していることが判断される。

川谷ら⁵⁾によれば、この辺長比 $B/D=0.7$ 、 $W/D=3$ のタンデム角柱背後における Strouhal 数は、 $St=0.145$ であるので、Karman 渦型渦励振が発現する無次元風速はおよそ $V_R=6.9$ である。本解析では、 $V_R=7$ のケースがこれにあたると思われる。また松本ら¹⁾は、この Karman 渦型渦励振以外の限定振動として、自己励起型渦励振の発現無次元風速を角柱間隔比 W/D の 1.67 倍としている。これに従えば、 $1.67 \times (W/D)=5$ となり自己励起型渦励振の発現無次元風速は $V_R=5$ と考えられるが、岩本らは発現風速の大小から低風速側の限定振動を自己励起型であると判断している。また、本解析では高風速側の限定振動のピークは概ね実験と一致したが、 $V_R=4$ でははっきりしたピークをとっていない。

次に、各無次元風速における無次元変位と揚力係数 C_L の時系列波形を Fig.4 に、パワースペクトルを Fig.5 に示す。計算時間は、流入風速と角柱の見付け幅を基にした無次元時間で 150 まで計算し、図には無次元 100~150 の結果を示す。この無次元時間では、V-A 図を描くに当たって必ずしも十分な計算量であるとは言えない。しかし、本研究では限られた計算資源で格子を多くとることで精度を確保し、流れの可視化に重点を置いている。 $V_R=2$ においては、揚力係数の卓越振動数が角柱の固有振動数に比べて十分に小さいため、変位と同期することなく実験値と同様小さな振幅しか発現していない。 $V_R=4, 5, 7$ に関しては、いずれのケースにおいても揚力係数の卓越振動数が角柱の固有振動数に一致し、位相も一致している。 $V_R=8$ においては、変位と揚力係数の卓越振動数がわずかにずれ、位相が 180° 近くずれているため、変位が大きく減少している。揚力が角柱の固有振動数の同期現象から解除された様子が捉えられていると考えられる。このように、本解析における V-A 図および、変位と揚力係数の時系列波形およびパワースペクトルのみでは実際にどのような現象が生じているかは判断できない。よってこれらの各無次元風速でどのような現象が生じているかは、次節で流れの可視化により考察する。

5.2 角柱間隔比 $W/D=3$ の流れの可視化による考察

多くの無次元風速について計算してみなければはっきりしたことは言えないが、これらの V-A 図、時系列波形とパワースペクトルから、以下の可能性が考えられる。すなわち、この解析において得られた無次元風速 $V_R=4\sim7$ までの振動が、 $V_R=7$ あたりにピークを持つひとつの同期現象として計算されている可能性と、実験で示されている限定振動のピークを生ずる無次元風速が、何らかの理由によってずれている可能性がある。このことをスパン中央($x_3=2D$)における渦度分布と圧力分布の可視化によって流れ場の様子を考察する。なお、以下の図において、変動する変位の位相角 0° にあたる位相を **Phase A**, 90°

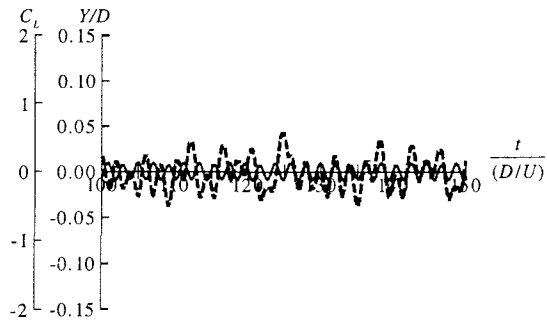
にあたる位相を **Phase B**, 180° にあたる位相を **Phase C**, 270° にあたる位相を **Phase D** と表す。

まず、Fig.6 に $V_R=4$ における圧力分布を、Fig.7 に渦度分布を示す。 p_∞ は流入位置での圧力であり、 ω_3 はスパン方向の渦度である。**Phase B** で、ちょうど上流柱から剥離した流れが下流柱の上流側の角に接近し、ここで下流柱の下面に正圧部が生じている。一方、下流柱上面で目立った渦による負圧部は見られず、上流柱の上下面でも目立った圧力差は見られないので、下流柱下面の正圧部が主な励振力となっていると考えられる。この後流のフローパターンは、通常の Karman 渦とは異なり、下流柱での生じた角柱上下面の各剪断層は角柱背面のほぼ中央で衝突して少し流下した後で2剪断層の不安定による渦が生じていることが確認できる。つまり、下流柱後流の最初の渦は角柱から少しはなれたところに形成されていることになる。従って、この限定振動は Karman 渦型渦励振の一部ではないと判断できる。また、上流柱から剥離した渦が流下して下流柱に衝突することがこの無次元風速での振動発現要因であると考えられるので、これは自己励起型渦励振の発現風速が角柱間隔比に比例することと整合性が取れている。よってこの解析によって得られた $V_R=4$ における限定振動が自己励起型渦励振の一部であると考えられる。

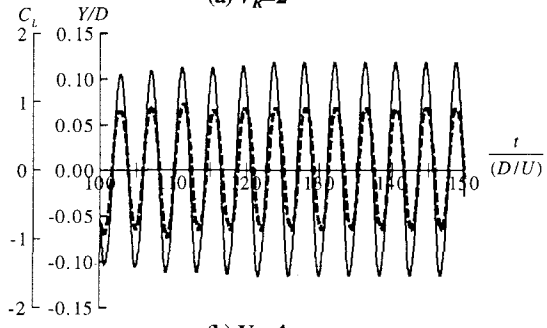
次に、Fig.8 に $V_R=5$ における圧力分布を、Fig.9 に渦度分布を示す。上流柱で剥離した渦は、下流柱上流端に衝突し、その一部が角柱間にもぐり込み、一部が下流柱前面で再び剥離している。一方、下流柱の後流を見れば、その構造は Karman 渦に近い構造をとっている。また、ここで卓越している渦は、上流柱から剥離した渦だけではなく、上流柱から剥離した流れの一部と下流柱の前面で再度剥離ものが一体となったものである。この流れの構造は、次に示す $V_R=7$ で見られる2角柱を一体と見なしたような Karman 渦とは明らかに異なるものである。また、圧力分布から実際に励振力が生じているであろう部分を見ても、最大揚力時にその発生源となっているのは、 $V_R=4$ と同様に下流柱下面に生じている正圧である。このように、このケースでは次に示す Karman 渦型渦励振のフローパターンとは明らかに異なるが、Karman 渦型渦励振と自己励起型渦励振の双方の性質を持っていると考えられる。

最後に、Fig.10 に $V_R=7$ における圧力分布を、Fig.11 に渦度分布を示す。上流柱から剥離した流れは下流柱を巻き込んで、2角柱が一体となったような Karman 渦を形成している。更に、揚力最大時にその発生源となっている部分は、下流柱上面の渦による負圧である。つまりこのフローパターンからもこの $V_R=7$ で解析された限定振動は Karman 渦型渦励振であると判断できる。

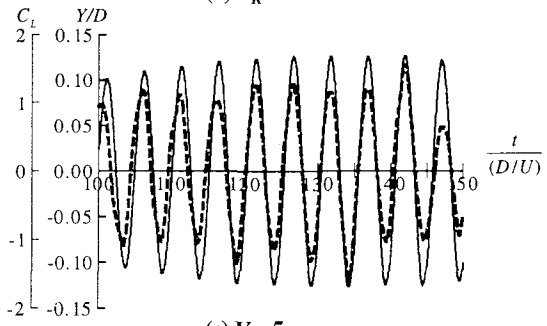
以上の様に、本解析では Karman 渦型渦励振と自己励起型渦励振、さらにこれら双方の性質を持った振動が再現されている。



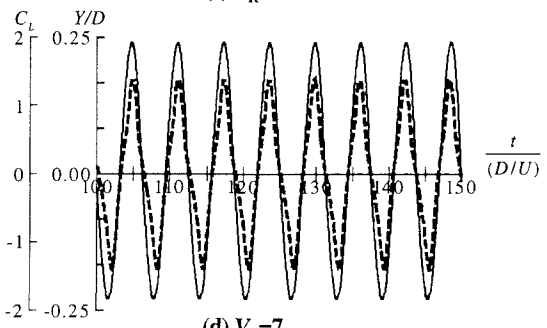
(a) $V_R=2$



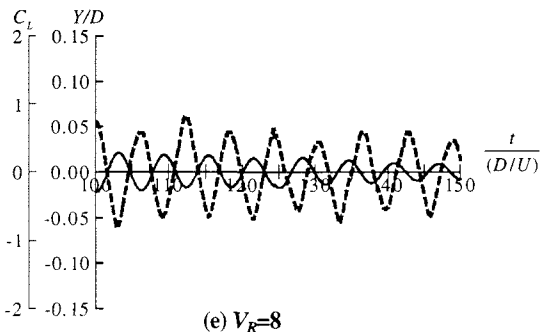
(b) $V_R=4$



(c) $V_R=5$



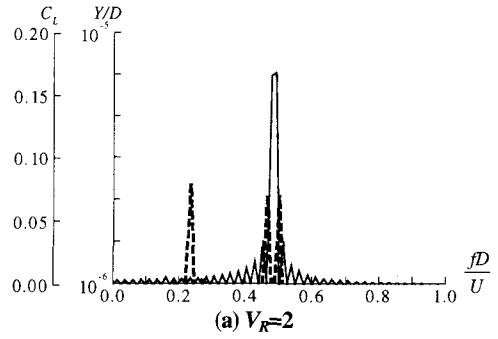
(d) $V_R=7$



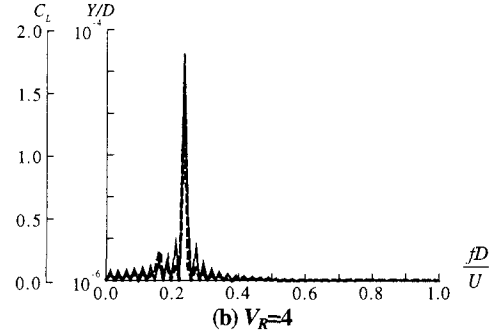
(e) $V_R=8$

— : Reduced displacement (Y/D)
 - - - : Lift force coefficient (C_L)

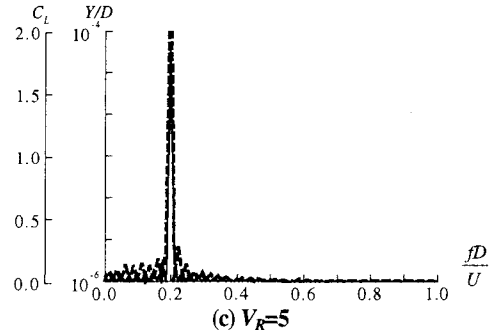
Fig.4 Time variations of reduced displacement (Y/D) and lift force coefficient (C_L)



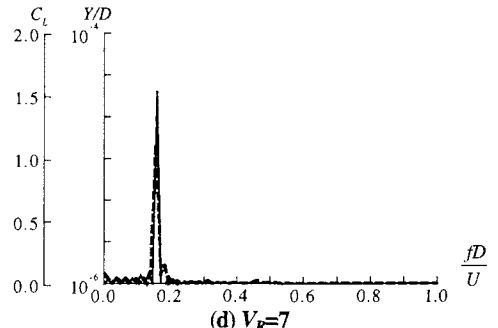
(a) $V_R=2$



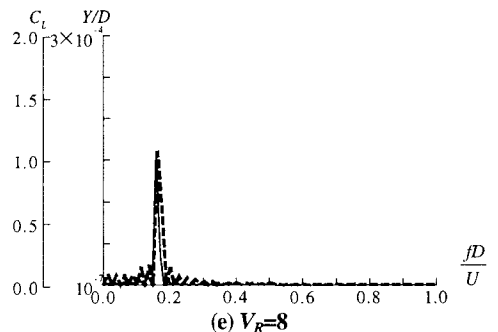
(b) $V_R=4$



(c) $V_R=5$



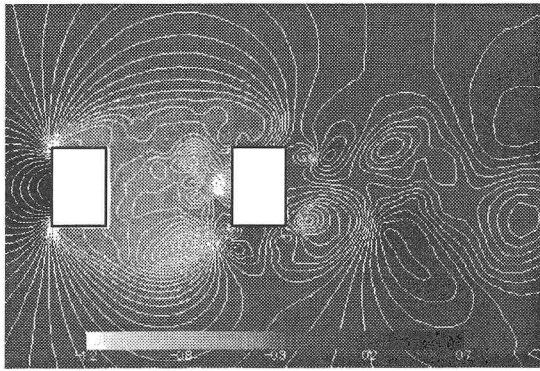
(d) $V_R=7$



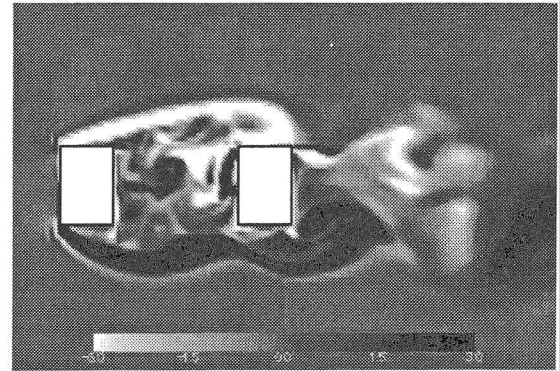
(e) $V_R=8$

— : Reduced displacement (Y/D)
 - - - : Lift force coefficient (C_L)

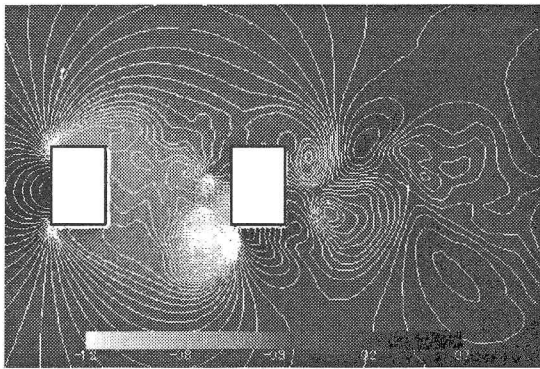
Fig.5 Power spectra of reduced displacement (Y/D) and lift force coefficient (C_L)



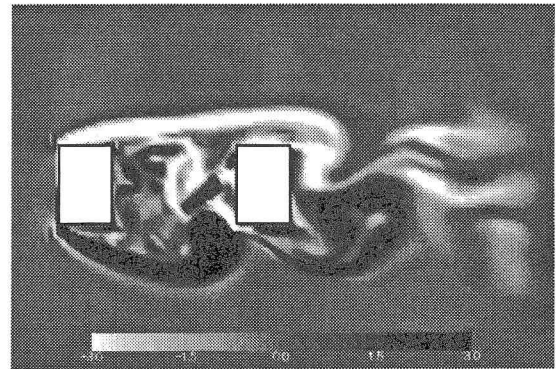
Phase A



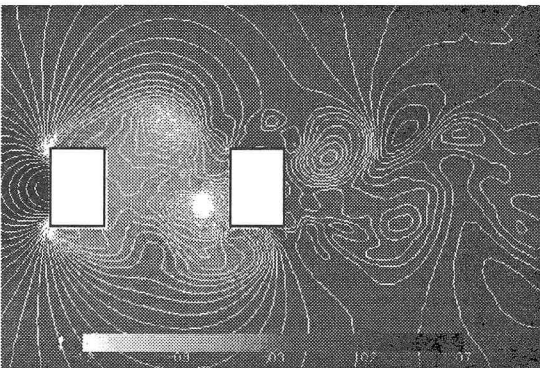
Phase A



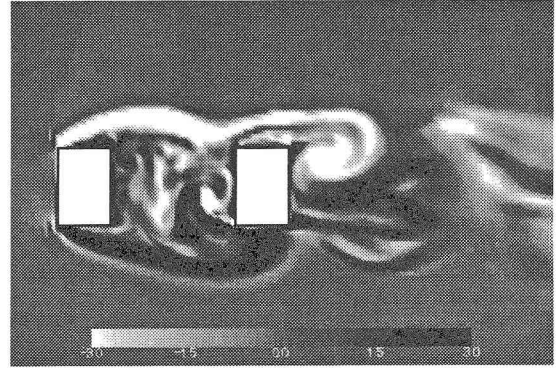
Phase B



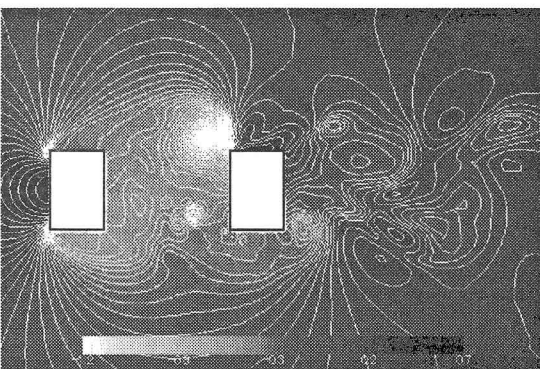
Phase B



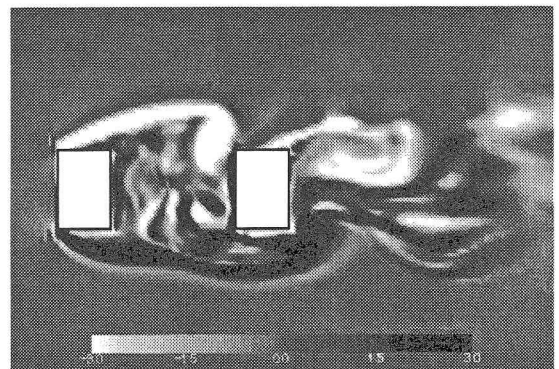
Phase C



Phase C



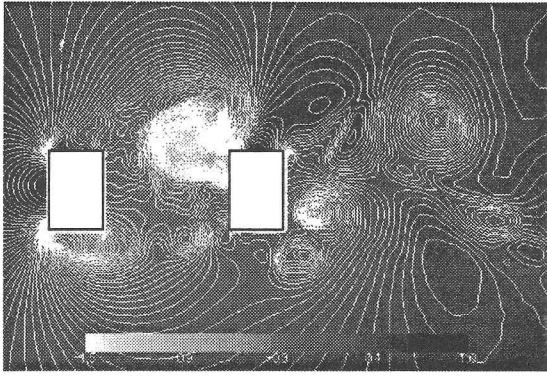
Phase D



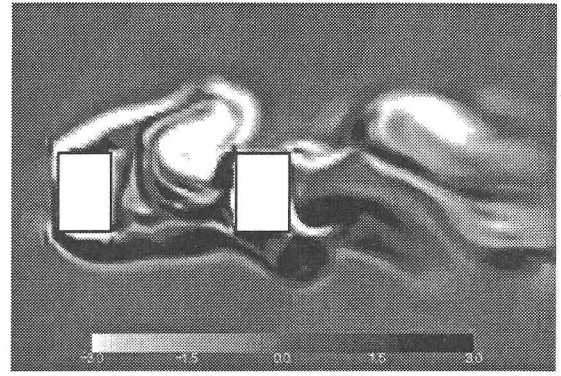
Phase D

Fig.6 Contours of pressure, $V_R=4$, $W/D=3$,
The scale for the gray scale indicate $(p-p_\infty) / (\rho U_{in}/2)$.

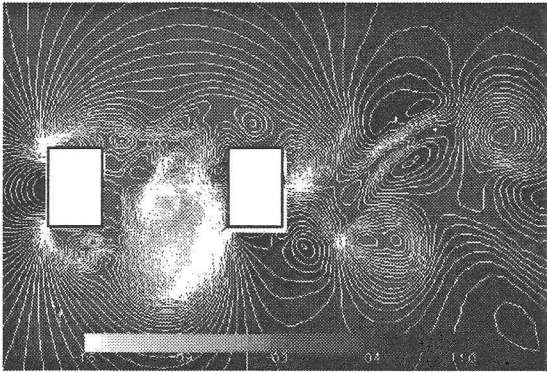
Fig.7 Contours of vorticity, $V_R=4$, $W/D=3$,
The scale for the gray scale indicate $\omega_y D/U_0$.



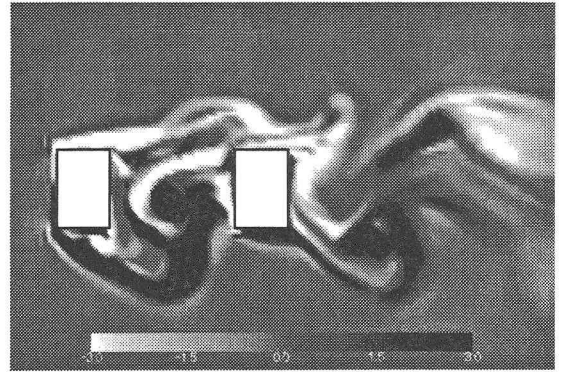
Phase A



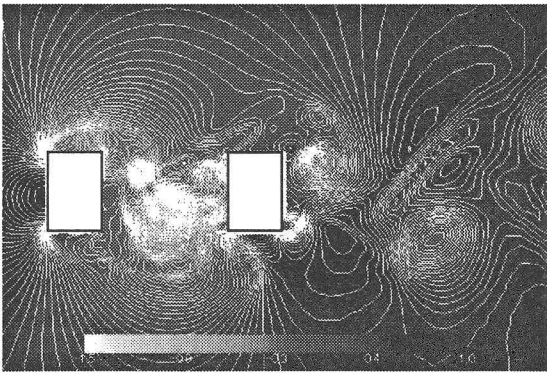
Phase A



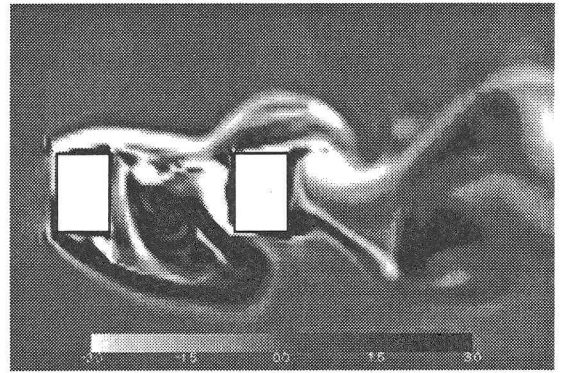
Phase B



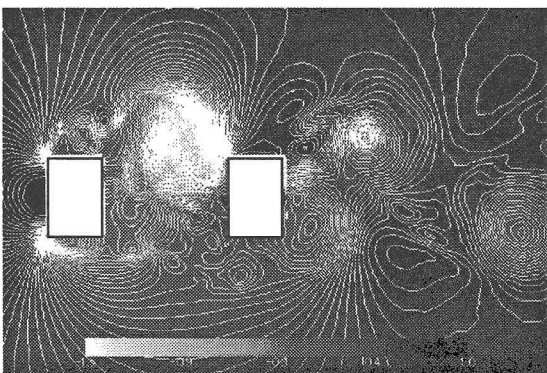
Phase B



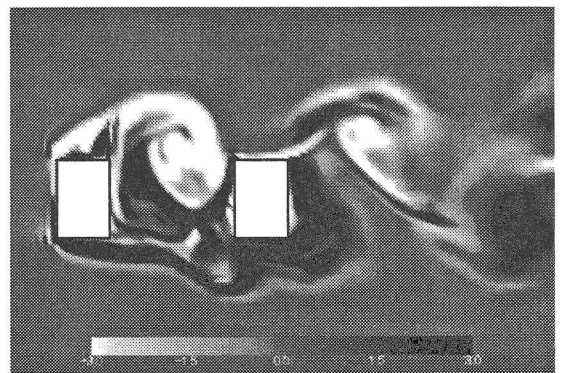
Phase C



Phase C



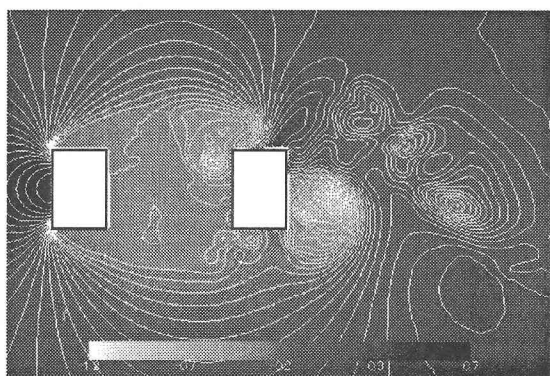
Phase D



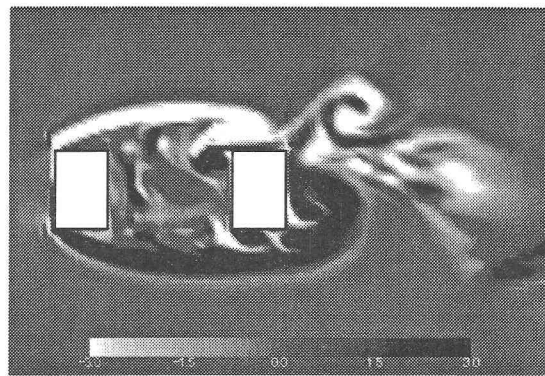
Phase D

Fig.8 Contours of pressure, $V_R=5$, $W/D=3$,
The scale for the gray scale indicate $(p-p_\infty) / (\rho U_\infty^2/2)$.

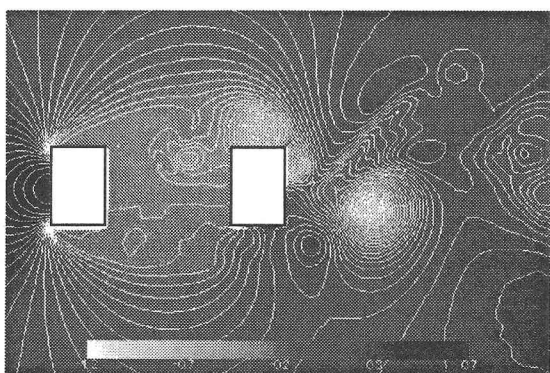
Fig.9 Contours of vorticity, $V_R=5$, $W/D=3$,
The scale for the gray scale indicate $\omega_3 D/U_0$.



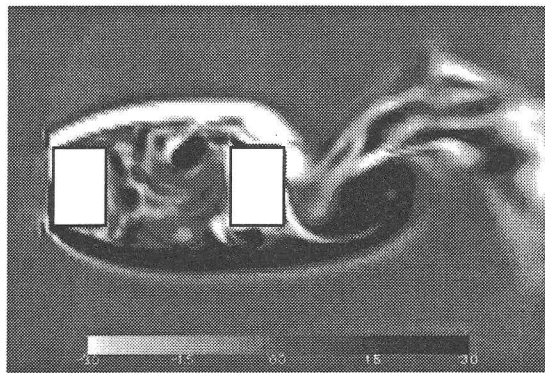
Phase A



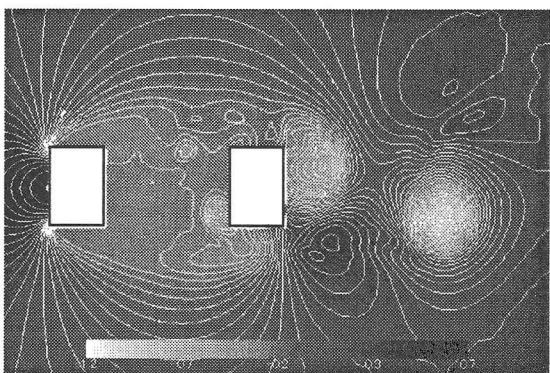
Phase A



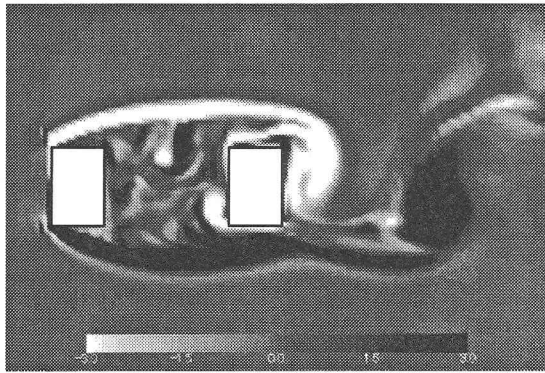
Phase B



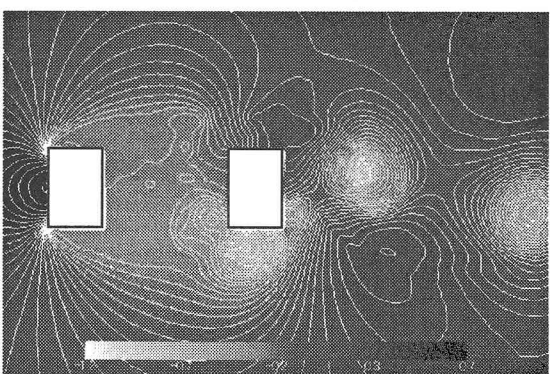
Phase B



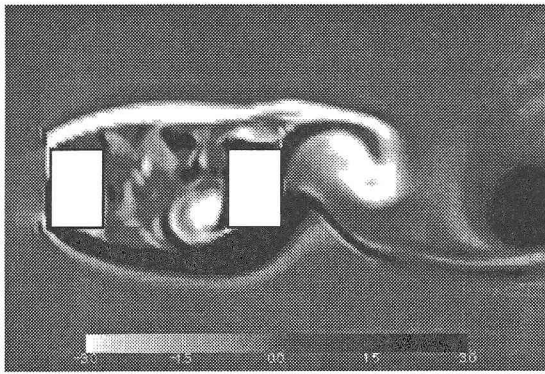
Phase C



Phase C



Phase D



Phase D

Fig.10 Contours of pressure, $V_R=7$, $W/D=3$,
The scale for the gray scale indicate $(p-p_\infty)/(\rho U_\infty^2/2)$.

Fig.11 Contours of vorticity, $V_R=7$, $W/D=3$,
The scale for the gray scale indicate $\omega_z D/U_0$.

5.3 角柱間隔比 $W/D=5$ の計算結果

Fig.12 に, $W/D=5$ の場合の解析によって得られた V-A 図を岩本らの実験値⁴⁾とともに示す. 無次元風速 $V_R=4\sim 10$ の3つのケースに関してしか行われていないが, 概ね限定振動の傾向を捉えていると考えられる. 各無次元風速における無次元変位と揚力係数 C_L の時系列波形を Fig.13 に, パワースペクトルを Fig.14 に示す. 無次元風速 $V_R=4$ では, 変位と揚力係数の卓越周波数がずれているため大きな変位は見られない. 無次元風速 $V_R=7$ に関しては, 変位と揚力係数の卓越振動数がほぼ一致しており, 大きな振幅をとっている. 無次元風速 $V_R=10$ では, 変位と揚力係数の卓越周波数は近いものの, 位相のわずかなずれから, 大きな変位は発現していない. 一方, 岩本らの実験によれば, このタンDEM角柱後流の Strouhal 数は $S_f=0.126$ 程度であり, Karman 渦型渦励振の発現無次元風速はおよそ $V_R=8$ であると考えられる. また, 角柱間隔比から計算される自己励起型渦励振の発現無次元風速は, およそ $V_R=8.3$ である. 岩本らは, これらの2つの渦励振

が同じ風速域で発現していると解釈しているが, 振幅のピークは, $V_R=8$ でなく $V_R=7$ 付近にある. よって, 次節ではこの $V_R=7$ での限定振動がどのような性質をもっているかは, 可視化によって考察する.

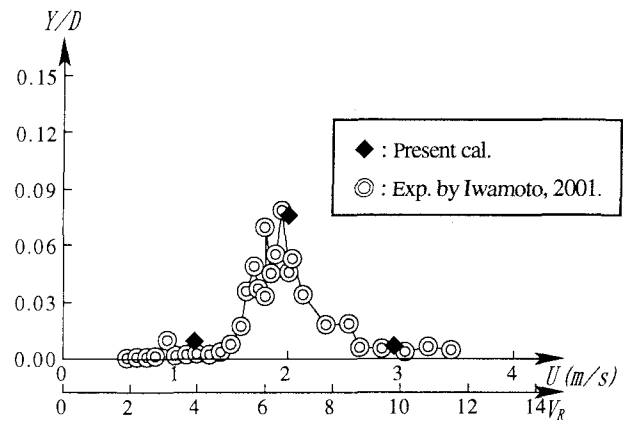
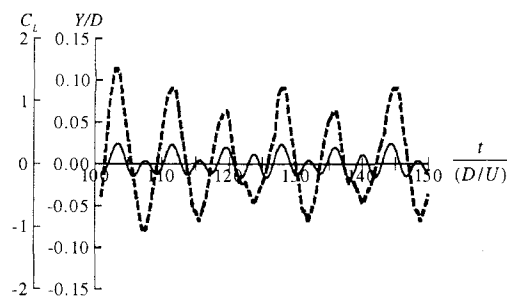
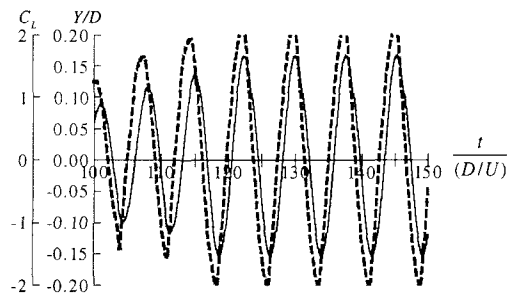


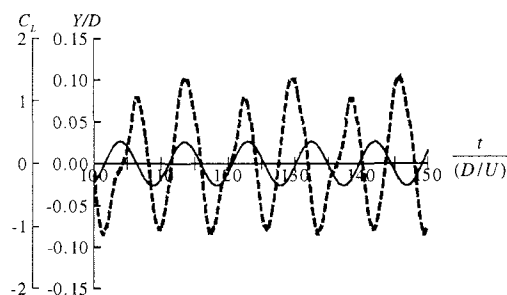
Fig.12 Compared with calculated reduced amplitude vs. reduced velocity with experimental data, (Iwamoto⁴⁾, 2001), ($W/D=5$)



(a) $V_R=4$



(b) $V_R=7$



(c) $V_R=10$

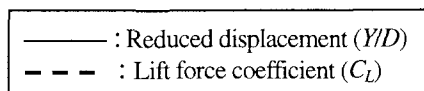
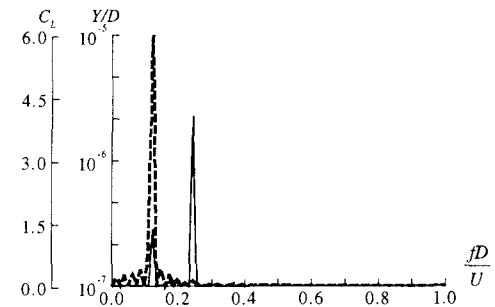
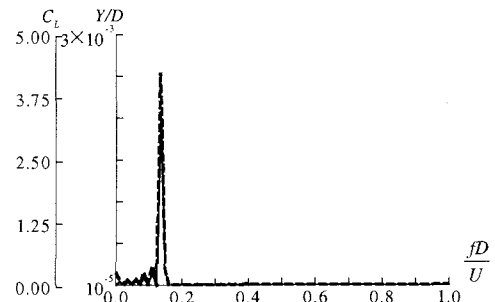


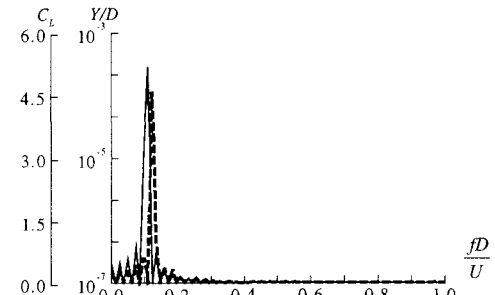
Fig.13 Time variations of reduced displacement (Y/D) and lift force coefficient (C_L)



(a) $V_R=4$



(b) $V_R=7$



(c) $V_R=10$

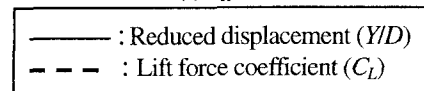
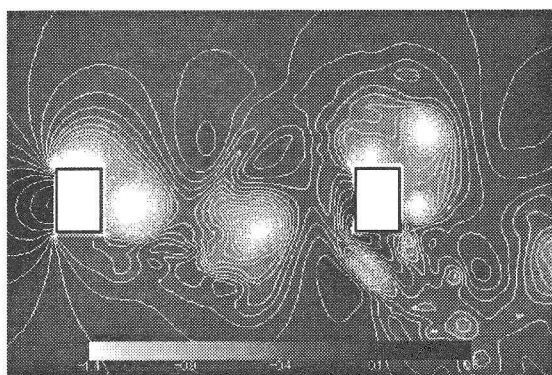


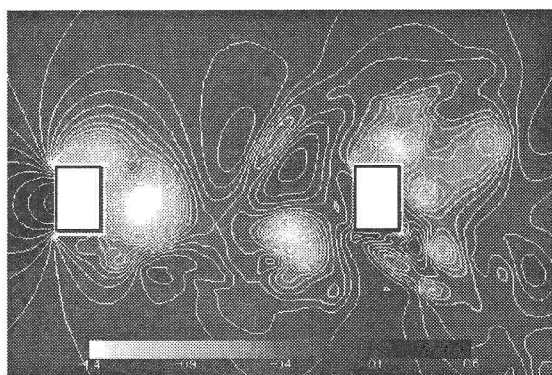
Fig.14 Power spectra of reduced displacement (Y/D) and lift force coefficient (C_L)



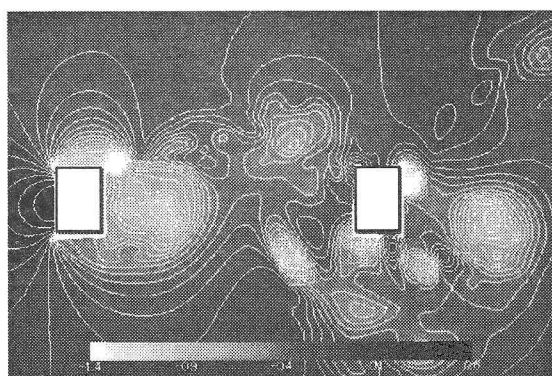
Phase A



Phase B

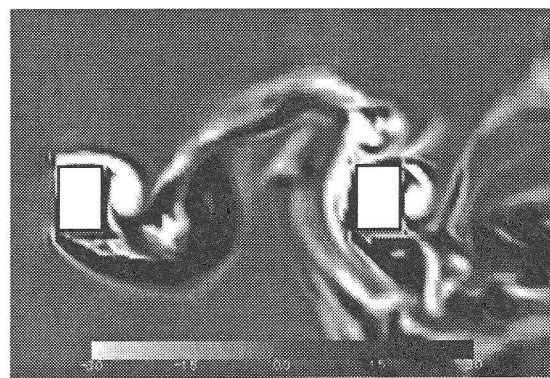


Phase C

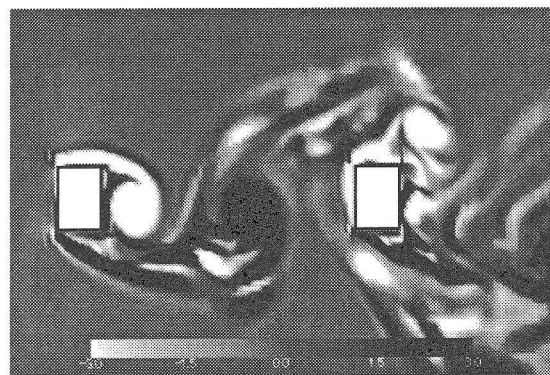


Phase D

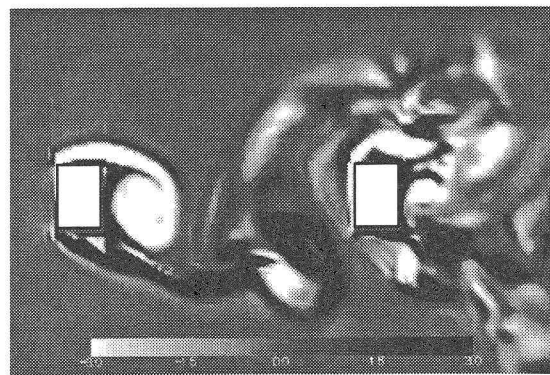
Fig.15 Contours of pressure, $V_R=7$, $W/D=5$,
The scale for the gray scale indicate $(p-p_\infty)/(\rho U_\infty^2/2)$.



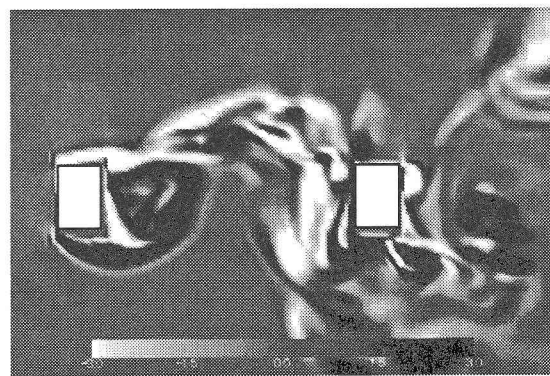
Phase A



Phase B



Phase C



Phase D

Fig.16 Contours of vorticity, $V_R=7$, $W/D=5$,
The scale for the gray scale indicate $\omega_3 D/U_0$.

また、本研究では、 $V_R=8$ に関する解析値を示すことが出来なかったが、これは解析を行わなかったのではなく、圧力を計算する際の収束が他のケースに比べ格段に遅かったために十分な時間の計算が出来なかったためであり、その理由については現在検討中である。

5.4 角柱間隔比 $W/D=5$ の流れの可視化による考察

Fig.15 に $V_R=7$ に関する圧力分布の位相変化を、Fig.16 に渦度分布の位相変化を示す。角柱間隔比 $W/D=3$ のケースと違い、上流柱の後流では単独柱としての渦放出が見られる。下流柱には、上流柱から剥離した流れが衝突するため、下流柱後流は乱れているが、最大揚力時の Phase B において上流柱と下流柱において 2 角柱の上面で同位相の渦が放出され、それによる負圧によって揚力が生じている様子が確認できる。また、Fig.17 に $V_R=7$, Phase B における渦度分布の全体図を示す。上流柱から放出する渦は Karman 渦であると考えられるが、下流柱から剥離する渦に関しては、上流柱から剥離した剪断層が下流柱に衝突することによって生ずる渦と、下流柱後流での Karman 渦双方の要因が混在していると考えられる。従って、この系全体としての振動現象は、Karman 渦型渦励振に性質が近いものであると考えられる。

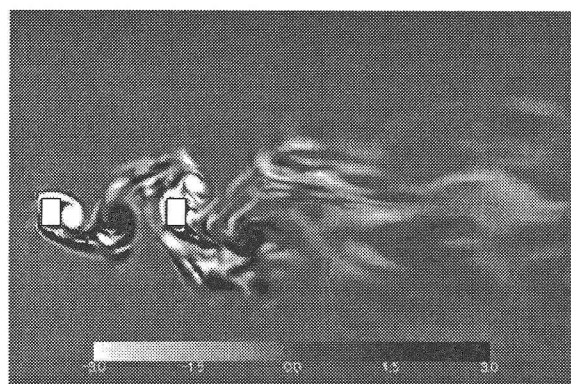


Fig.17 Contours of vorticity, $V_R=7$, $W/D=5$, Phase B,
The scale for the gray scale indicate $\omega_0 D/U_\infty$

6. まとめと今後の課題

6.1 まとめ

流れ場の構造が大きく異なる 2 つの角柱間隔比について、タンデム角柱に発現する限定振動を、標準 Smagorinsky モデルを基にした移動座標系 LES と 1 自由度振動方程式により解析し、可視化によってメカニズムを検討した。以下に本研究のまとめを記す。

- 1) 2 つの角柱間隔比 $W/D=3$ と 5 の解析において、実験値と概ね一致する V-A 図を得た。
- 2) 角柱間隔比 $W/D=3$ の $V_R=4$ においては、上流柱から剥離した渦が下流柱に接近することで角柱表面に正圧が生じるが、この周期と角柱の振動の周期が一致することで振動現象が生じている。また、この振動は自己励

起型渦励振であると考えられる。

- 3) 角柱間隔比 $W/D=3$ の $V_R=5$ においては、1 剪断層の不安定性に起因する渦と Karman 渦が後流で一体となった様のフローパターンを形成し、励振力となっている。また、ここで生じている限定振動は、自己励起型渦励振と Karman 渦型渦励振の双方の性質を持っていると考えられる。
- 4) 角柱間隔比 $W/D=3$ の $V_R=7$ においては、2 角柱を一体と見なしたような Karman 渦が形成されている。また、ここで生じている限定振動は Karman 渦型渦励振であると考えられる。
- 5) 角柱間隔比 $W/D=5$ の $V_R=7$ においては、1 剪断層の不安定性に起因する渦と Karman 渦が混在したようなフローパターンになっている。また、ここで生じている限定振動は、Karman 渦型渦励振に近いものであると考えられる。

6.2 今後の課題

$W/D=5$ の $V_R=8$ に関しては今回の解析で結果を得られなかったため、その原因を明らかにする。また、実現象においてはピッチングを含めた多自由度系での振動が起こっている⁹⁾ので、2 自由度系振動の解析を行う必要がある。

参考文献

- 1) 松本勝, 白石成人, 白土博道, 北川良一, 柴田豪之, 桂一詞, 西崎孝之, 辻本和弘: 吊橋の空力特性とその耐風安定化対策, 第 12 回風工学シンポジウム, pp.369-374, 1992.
- 2) 武内 隆文, 松本 勝, 白石 成人: タンデム配列ブラッフ角柱に発現する渦励振に関する研究, 第 12 回風工学シンポジウム, pp.375-380, 1992.
- 3) 野田博, 中山昭彦, 永井史保: LES による角柱の振動応答解析, 応用力学論文集 Vol.1, pp.633-640, 1998.8.
- 4) 岩本誠, 高橋知久, 下仲結城, 川谷充郎, 西村宣男: タンデム角柱の乱流中における渦励振応答特性, 第 56 回土木学会年次学術講演会概要集, 2001.9.
- 5) 川谷充郎, 高橋知久, 岩本誠, 堀高太郎, 西村宣男: 隅切りタンデム角柱の乱流中におけるねじれ渦励振応答特性, 第 17 回風工学シンポジウム論文集, 2002.12.

(2004 年 4 月 16 日受付)