

構造物の空力不安定振動に関する数値解析

小野 佳之

Numerical analysis of aerodynamic instability of a structure

Yoshiyuki Ono

Abstract

In estimating wind load, such as for aerodynamic instability of high-rise towers under strong wind, it is expected that computational Fluid dynamics (CFD) will become an effective tool together with the wind tunnel experimental approach. CFD can easily represent the shape and the dynamic properties of a structure and provide useful information through flow visualization. This report describes the construction of the CFD method, which can simulate the flow around a structure in turbulent flow. Next, it is shown that the present method can simulate the aerodynamic response of a structure through comparison of computational results and experiments. Finally, the method for controlling the aerodynamic response is discussed by the use of a flow visualization technique.

概 要

高層タワーの空力不安定振動などの風荷重の評価において、数値流体計算は構造物の形状やその動特性の再現が容易に行えるという利点があるため、今後有効な要素技術になるものと期待されている。また、数値計算結果はアニメーションで表示できるので、例えば風振動の対策を検討する際に風の流れ特性と応答の関係を把握し易いという利点がある。

本報では、構造物の空力不安定振動を評価するための流体計算手法を構築した。まず、この種の解析で課題とされていた自然風の乱れの影響を考慮した流体計算手法を構築した。次に、振動応答の計算結果を風洞実験結果と比較することで、本手法の予測精度を検証した。さらに、流体計算の利点である流れの可視化に基づき、振動応答を低減させる方法について考察した。

1. はじめに

通信用タワーなどの超高層構造物は上空の強い風の影響を受けると風による振動が発生する恐れがある。風振動の中でも空力不安定振動は、構造物自身の振動と周辺の風の流れとが相互に作用し、大振幅へと至る恐れがある振動であり、耐風安全性確保のための評価が必要となる。空力不安定振動問題に対しては、従来縮尺模型を製作し風洞実験により評価が行われてきた。しかし、縮尺模型の形状や動特性の再現が容易ではなく、また模型製作には手間と費用がかかっている。

一方、数値計算は構造物の形状やその動特性の再現が容易であるという利点があり、今後、風洞実験とともに構造物の風荷重を評価するための有効な要素技術になるものと期待されている。特に流体計算で空力振動を扱う場合、同時に構造物の振動と風の流れをアニメーションなどで表示することが可能である。この利点を生かし振動を招く風の流れ特性を把握できれば、風振動対策法の検討などに大いに役立つものと考えられる。

近年の計算機性能の向上は目覚しく、18ヶ月で約2倍程度になっているとも云われている。実際、10年程前のスーパーコンピュータを用いて行われていた大規模計算は、現在ではパーソナル・コンピュータ(PC)で実行可能となっている。しかしながら、構造物の空力不安定振動などの風荷重予測に関しては、流体計算の信頼性・有効性は必ずしも十分なものとはなっていない。その要因の1つとして、自然風の再現が挙げられる。一般に構造物に作用する自然風は乱流状態を呈しており、その特性により構造物まわりの風の流れ、さらには作用する風圧力および風外力が変化する。したがって、構造物の風荷重評価に際しては、接近する乱流の再現が極めて重要となる。しかし、これまで接近乱流を再現するシミュレーション技術が十分ではなかったため、この種の数値解析は一様な気流を想定し実施されてきた。

本研究では、構造物の耐風設計に適用可能な数値シミュレーション技術を開発し、合理的な風荷重評価の実現を目指している。本報では、その第一歩として、接近流に乱れを持たせた流体計算手法を構築し、二次元基本

断面構造物の空力不安定振動の評価に適用した結果について報告する。

2. 流れと構造物振動の連成解析手法

2.1 流体解析手法

支配方程式は以下に示す非圧縮性ナビエ・ストークス方程式と連続の式である。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (i = 1, 2, 3, \quad j = 1, 2, 3) \quad (2)$$

u_i は速度, p は圧力, $Re (=UD/\nu)$ はレイノルズ数 (U, D は代表速度および代表長さ, ν が動粘性係数) である。なお、繰り返し添え字 i, j は縮約規約に従う。

構造物の空力不安定振動を再現するためには、流体と構造物の振動を連成させて解析していく必要がある。そこで、(1) および (2) を時間項を含めて一般座標変換 ($(x_1, x_2, x_3, t) \rightarrow (\xi_1, \xi_2, \xi_3, \tau)$) し、格子の移動・変形による慣性効果を考慮する。座標変換後のナビエ・ストークス方程式を以下に示す。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial J u_i}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi^m} (J(U^m - U_g^m) u_i) \\ &= -\frac{\partial}{\partial \xi^m} \left(J \frac{\partial \xi^m}{\partial x_i} p \right) + \frac{\partial}{\partial \xi^m} \left(\frac{1}{Re} J \frac{\partial \xi^m}{\partial x_j} \frac{\partial \xi^n}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial \xi^n} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

$$\text{ここに, } U^m = \frac{\partial \xi^m}{\partial x_j} u_j,$$

$$\xi^m; \text{メトリック, } J (= \left| \frac{\partial x_i}{\partial \xi^m} \right|); \text{ヤコビアン,}$$

$$U_g^m = \frac{\partial \xi^m}{\partial x_j} (-x_j^m), \quad x_j^m; \text{格子点 } x^m \text{ の移動速度。}$$

計算アルゴリズムは、フラクショナル・ステップ法に基づく。時間積分は、対流項は三次精度のルンゲクッタ法、粘性項はクランク・ニコルソン法により行う。空間微分は二次精度の中心差分で近似し、対流項の離散化には高次精度の補間法を用いる。ただし、対流項には数値不安定性を回避するために数値粘性を付加する。すなわち、対流項は以下のように離散化される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi} (J U u)_i \equiv \delta_\xi (J U \bar{u}^\xi)_i \\ & + \alpha (J |U|)_i \frac{u_{i+2} - 4u_{i+1} + 6u_i - 4u_{i-1} + u_{i-2}}{12} \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \delta_\xi (J U \bar{u}^\xi)_i \\ &= \frac{-(J U \bar{u}^\xi)_{i+3/2} + 27(J U \bar{u}^\xi)_{i+1/2} - 27(J U \bar{u}^\xi)_{i-1/2} + (J U \bar{u}^\xi)_{i-3/2}}{24} \quad (5) \end{aligned}$$

$$\bar{u}^\xi_{i+1/2} = \frac{-u_{i+2} + 9u_{i+1} + 9u_i - u_{i-1}}{16} \quad (6)$$

は数値粘性の大きさを調整するパラメータである。また、乱流モデルはダイナミックSGSモデルを用いる。

2.2 振動解析手法

構造物振動の支配方程式は以下の1質点系の振動方程式とし、変位 y は線形加速法により算出する。

$$\frac{d^2 y}{d\tau^2} + \frac{Sc}{2\pi\gamma} \left(\frac{2\pi}{Vr} \right) \frac{dy}{d\tau} + \left(\frac{2\pi}{Vr} \right)^2 y = \frac{C_F}{2\gamma} \quad (7)$$

ここに、 $Sc (= 2\gamma 2\pi h)$ はスクレートン数, γ は質量比 (m は単位長さあたりの構造物の質量, ρ は空気密度, A はスパン方向単位長さあたりの代表面積), h は減衰定数である。

$Vr (= U/fD)$, U : 代表風速, D : 代表長さ, f : 固有振動数) は無次元風速であり, $C_F (= F/(\rho U^2 A/2))$, F : 空気力) は構造物の空気力係数である。

以上より、本計算における流れと構造物振動の連成解析手順は以下のようになる。

1. 流体計算を行い構造物に作用する風外力を求める。
2. 振動方程式に風外力を入力し振動変位を求める。
3. 構造物を移動させ、計算格子を再形成する。
4. 構造物表面の境界条件、格子の移動速度を設定する。
5. 1. に戻る。

3. 本計算で用いる流入変動風

3.1 作成方法およびターゲットの変動流入風

変動流入風（一様乱流）の作成は、確率統計論に基づく星谷の方法¹⁾により行う。計算手順を以下に示す。

まず、各々の風速のパワースペクトル密度および任意の2つの過程のクロススペクトル密度が周波数の既知関数であると仮定し、クロススペクトル密度マトリックスを以下のように与える。

$$S(\omega_n) = \begin{pmatrix} S_{11}(\omega_n) & \cdots & S_{1N}(\omega_n) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1}(\omega_n) & \cdots & S_{NN}(\omega_n) \end{pmatrix}, S_{ij}(\omega_n); \text{complex}(i \neq j), \text{real}(i = j) \quad (8)$$

$S(\omega_n)$ は上三角行列 $H(\omega_n)$ と下三角行列 $H^*(\omega_n)$

にコレスキー分解が可能である。

$$S(\omega_n) = H(\omega_n)H^{*T}(\omega_n) = \begin{bmatrix} H_{11}(\omega_n) & & 0 \\ \vdots & \ddots & \\ H_{M1}(\omega_n) & \cdots & H_{MM}(\omega_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_{11}^*(\omega_n) & \cdots & H_{1M}^*(\omega_n) \\ & \ddots & \vdots \\ 0 & & H_{MM}^*(\omega_n) \end{bmatrix} \quad (9)$$

このとき、 $i(1 \sim M)$ 点における変動風速の時刻歴波形は以下のように三角級数を用いて以下のように求めることができる。

$$u_i'(t) = \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^i [a_{ip}(\omega_n) \cos\{\omega_n t - \alpha_{ip}(\omega_n)\} + b_{ip}(\omega_n) \sin\{\omega_n t - \alpha_{ip}(\omega_n)\}] \quad (10)$$

$$a_{ip}(\omega_n) = \sqrt{2\Delta\omega_n} |H_{ip}(\omega_n)| \xi_{pn} \quad (11)$$

$$b_{ip}(\omega_n) = \sqrt{2\Delta\omega_n} |H_{ip}(\omega_n)| \eta_{pn} \quad (12)$$

$$\alpha_{ip}(\omega_n) = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im} H_{ip}(\omega_n)}{\text{Re} H_{ip}(\omega_n)} \right) \quad (13)$$

ここに、 M は周波数刻み数、 n は角振動数であり、 i_p は位相遅れ角、 ξ_{pn}, η_{pn} は互いに独立で平均0、標準偏差1の正規乱数である。

上記星谷の方法により生成された変動流入風は流れの支配方程式、特に連続の式を満足していない。そのため、流体計算の流入境界条件としてそのまま与えると流体計算が不安定になるという問題点があった。これに対し、最近、近藤ら²⁾は生成した風速の時系列をTaylorの凍結仮説に基づき流れ方向に置き換え連続の式を満たすように修正することで安定計算が可能となることを報告している。そこで、本計算においても近藤らの方法を採用する。

本計算で目標とする変動風のパワースペクトル密度は以下に示すカルマン型とする。

$$S_u(n) = \frac{4\sigma_u^2 (u L_x / U)}{\{1 + 70.8(n u L_x / U)^2\}^{5/6}} \quad (14)$$

$$S_v(n) = S_w(n) = \frac{4\sigma_v^2 (v L_x / U) \{1 + 755.2(n v L_x / U)^2\}}{\{1 + 283.2(n v L_x / U)^2\}^{11/6}} \quad (15)$$

ここに、 n は振動数、 $u L_x, v L_x (= w L_x)$ はそれぞれ u', v', w' の x 方向乱れスケール、 U は代表速度(=1)を表わす。また $\sigma_u = \sigma_v = \sigma_w$ とする。

また、流入面における風速間のルートコヒーレンスを指数関数型に設定した。

$$\sqrt{\text{coh}(n, i, j)} = \exp(-kn \Delta r_{i,j} / U) \quad (16)$$

$$\alpha_{i,j} = 0, \Delta r_{i,j} = \sqrt{(y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}$$

k は相関係数、 y_i, z_i は点 i の y 方向、 z 方向成分、

$\alpha_{i,j}$ は i, j 間の位相差を表わす。

3.2 本計算で用いる変動流入風の再現性

目的とする乱流場に対する本計算手法の再現性を検討する。Fig. 1に示すように計算領域を主流方向(x)に10、主流直角方向(y)およびスパン方向(z)に4とし、流入面($x=0$)に確率統計的方法により作成した変動流入風($u=U+u', v=v', w=w'$ 、 U は代表風速)を与え、流出面($x=10$)に移流型の境界条件を与える。また、側面($y=0, 4$)および上下面($z=0, 4$)は周期境界条件とする。格子分割は $50 \times 20 \times 20$ (x 方向 $\times y$ 方向 $\times z$ 方向)、時間刻みは0.01とする。なお、 x, y, z および乱れのスケールは、4.5で検討する構造物の代表長さ D により無次元化したものである。また、レイノルズ数($Re=UD/\nu$ 、 ν は動粘性係数)は22000と設定した。変動風の生成において、主流方向の乱れスケールは $uLx:vLx:wLx=2:1:1$ を満たすように与え、相関係数 k は速度変動成分 u', v', w' に対して、それぞれ8, 4, 4と設定している。

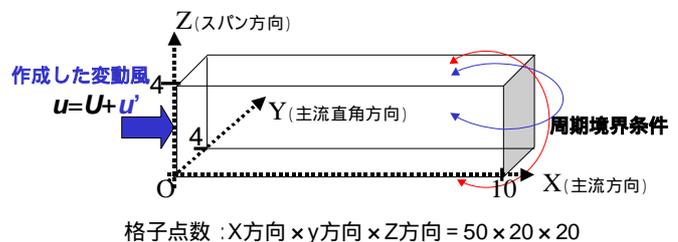


Fig. 1 解析モデル
Computational Model

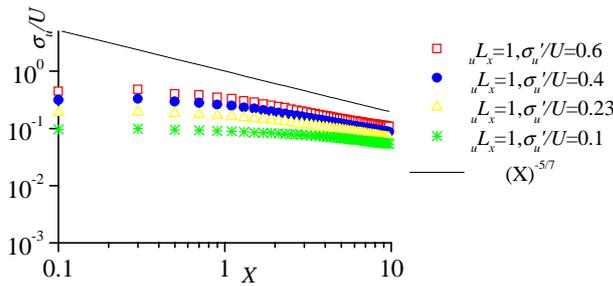


Fig. 2 乱れ強さの主流方向の変化
Decay of Streamwise Turbulence Intensity

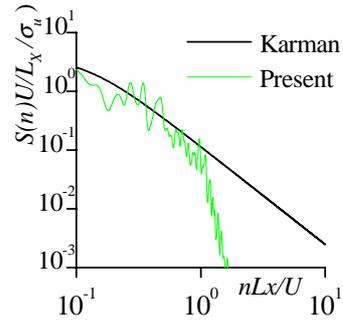


Fig. 3 パワースペクトル密度
Power Spectra of Oncoming Flow

Fig. 2に乱れ強さ (σ_u / U) が異なる4種類の流入風に対する本計算により得られた u の x 方向の乱れ強さの分布を示す。 $x=3$ より下流側では Frenkielの式 $\sigma_u / U = C(x)^{-5/7}$ (C は定数) と対応していることが確認される。 Fig. 3に、乱れ強さ約13%、乱れのスケール $uL_x = 1$, $vL_x = wL_x = 0.5$ の変動風を流入風として与えたときの本計算による $x = 10$ の位置におけるパワースペクトル密度の分布を示す。高周波領域を除けばターゲットとなるパワースペクトル密度の分布と良い対応をみせていることが確認される。

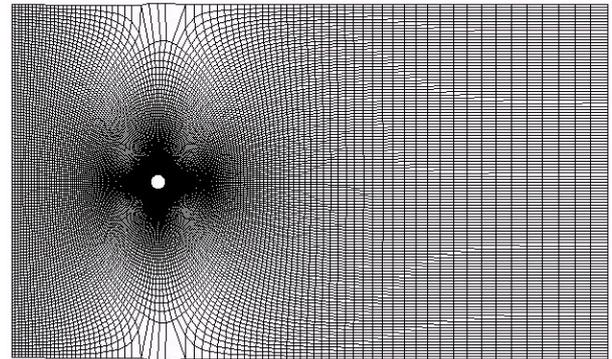


Fig. 4 計算格子 (円柱)
Computational Mesh
(In the Case of a Circular Cylinder)

4. 本計算手法の予測精度の検証

ここでは、一様流および乱流中の構造物の空力不安定振動解析を行い、既往の実験結果に対する本計算結果の再現性を検討する。

4.1 解析モデル

本報告では計算手法の精度検証を目的の1つとしている。そのため、対象とする構造物形状を既往の実験結果が多い二次元の角柱および円柱とした。 Fig. 4に円柱を対象とした解析に用いる計算格子を示す。また、Table 1に各ケースの計算格子数を示す。スパン方向の解析領域は代表長さの2倍と設定している (代表長さは円柱のケースは直径、角柱では見附幅)。 Fig.5に示す

Table 1 本計算における格子分割数
Grid Points in Present Computations

	周方向	半径方向	スパン方向
円柱	250	130	30
正方形角柱	200	130	30
長方形角柱	240	130	30

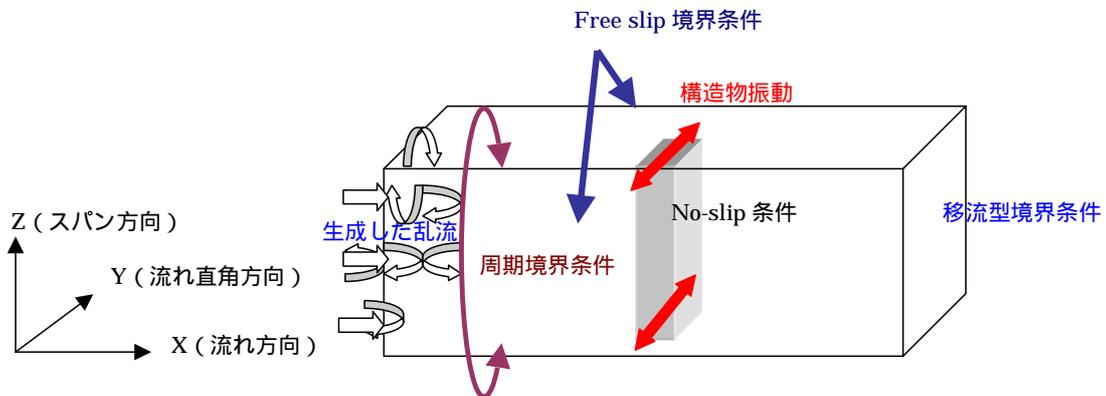


Fig. 5 境界条件
Boundary Condition in Present Computation

ように境界条件は物体表面上ではNo-slip条件，側面ではFree-slip条件(法線方向速度0，他の成分は勾配0)，スパン方向には周期境界条件を与える。流入条件は，一様流入の場合には u (主流方向) = U ， v (主流直角方向) = 0， w (スパン方向) = 0を与える。一方，乱流流入の場合は $u = U + u'$ ， $v = v'$ ， $w = w'$ (u' , v' , w' は3.で作成した変動風)を与える。流出境界条件は移流型の境界条件を用いる。

4.2 角柱の空力不安定振動

既往の風洞実験結果によれば，乱流中の角柱の空力不安定振動挙動は辺長比によって大きく異なることが知られている。特に，正方形角柱の応答は接近乱流の影響をほとんど受けないのに対し，辺長比2 ($B/D=2$, B :奥行き長さ, D :見附幅)の長方形角柱の応答は接近乱流の影響を受け易く，乱れ強さが大きいほど振動は抑制される傾向にある。そこで，本計算では正方形角柱および辺長比2の長方形角柱の不安定振動に関する数値解析を実施し，上記乱流効果の再現性を検証する。

Table 2に，本計算で用いる動力学特性値および接近乱

流の角柱位置における乱れ強さおよび乱れのスケールを示す。

Fig. 6に正方形角柱の応答変位の計算結果を実験結果³⁾とともに示す。図中，線で結ばれたものが計算結果であり，白抜きが一様流中，単色のものが乱流中における結果である。

一様流中におけるScruton⁴⁾の考察によれば，正方形角柱の応答性状はスクレートン数 Sc ($Sc = 2m/\rho BDH \times 2\pi h$; m : 模型質量, ρ : 空気密度, H : スパン方向の長さ)に依存して大きく2つのパターンに分類される。すなわち， Sc 数が約16以下においては共振風速 (V_{cr}) 近傍の渦励振が，そのままギャロッピング振動へ移行する混合型

Table 2 本計算における角柱の動力学特性値および接近流の乱れ強さおよび乱れスケール

The Dynamic Properties of Prisms and Turbulence Intensity and Scale of Oncoming Flow in the Computations

	Sc	$m/\rho BDH$	σ_u/U	uL_x/D
$B/D=1$	10, 20, 40	120	0.10	1.5
$B/D=2$	5	150	0.13	1.5

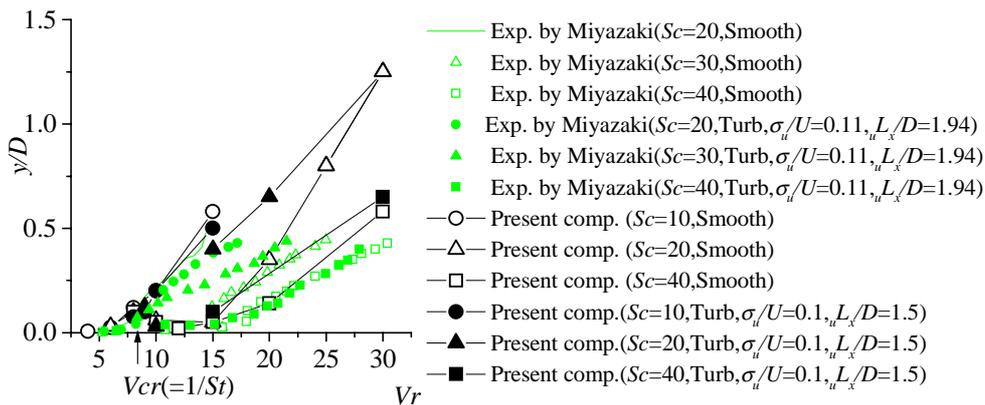


Fig. 6 応答変位の本計算結果(正方形角柱)
Computational Results for Response Amplitude of a Square Cylinder

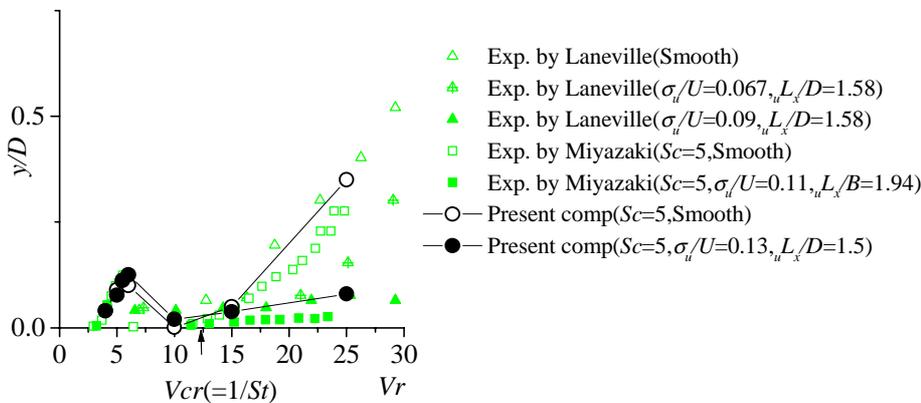


Fig. 7 応答変位の本計算結果(長方形角柱 ($B/D=2$))
Computational Results for Response Amplitude of a Rectangular Cylinder with $B/D=2$

を示し, Sc 数がおおよそ16以上では渦励振領域とギャロッピング領域が分かれる分離型になる。一様流中における本計算結果に注目すると, $Sc=10$ のケースでは共振風速 ($V_{cr}=8$) 近傍から生じた渦励振が, そのままギャロッピングに移行している。一方, $Sc=20, 40$ のケースは $V_r=8$ 近傍から発生した渦励振応答が $V_r=10\sim 15$ において一旦小さくなり, その後再び発振しており, 分離型となっていることが判る。

次に, 正方形角柱の応答振幅への乱流効果に関して見てみると, 本計算結果は既往の風洞実験結果³⁾と同様に乱流効果が全体として少ないことが確認できる。

Fig. 7に本計算による $B/D=2$ の長方形角柱の応答予測結果を実験結果^{3),5)}とともに示す。振動は無次元風速 $V_r=5$ 近傍で生じる低風速励振と共振風速近傍から生じているギャロッピング型の発散振動の領域に分かれている。まず, 低風速励振に注目すると, 計算結果, 実験結果ともに応答振幅への流入風の効果は, ほとんど確認されない。一方, ギャロッピング型の発散振動に関しては一様流と乱流中では大きく結果が異なっている。一様流中のケースでは $V_r=10\sim 15$ 付近で発振し, 無次元風速の増加に伴い応答は急増している。一方, 乱流中では $V_r=10$ においては一様流中と比べて僅かに応答が大きくなっているものの, 無次元風速が増加しても応答の急増は生じておらず, 結果として一様流中における応答と比べて非常に小さな値を示している。このように乱流中でギャロッピング振動が生じ難くなる現象が本計算により再現されていることが確認できる。

4.3 円柱の空力不安定振動

既往の実験結果⁶⁾によれば一様流中の円柱の渦励振の応答は共振風速近傍で急激に変化することが知られている。そこで, 本研究ではこの応答急変現象の再現性を検証する。

Fig. 8に一様流中の円柱の振動応答の本計算結果を実験結果⁶⁾とともに示す。ただし, 横軸は共振風速に対する風速比 (共振風速 $V_{cr}=4.7$), および縦軸は振動振幅と円柱の直径の比を表している。本計算結果および実験結果ともに共振風速近傍から発振し, その後急激に応答が増加している。 V_r/V_{cr} が $1.05\sim 1.4$ の範囲では風速の増加に伴い応答は緩やかに減少し, そして $V_r/V_{cr}=1.5$ 付近から急減している。この本計算結果で見られる風速が変化したときの応答性状は実験結果⁶⁾とほぼ対応している。Fig. 9に乱流中の円柱の渦励振応答の計算結果を示す。また, 比較のため一様流中の応答の計算結果も示している。なお, 横軸は共振風速に対する風速比 ($Re=2 \times 10^4$ では一様流中乱流中ともに共振風速 $V_{cr}=4.7$ ($St=0.21$)) を表わしている。一様流中のケースと同様に乱流中においても共振風速 ($V_r/V_{cr}=1$) 近傍から発振し, $V_r/V_{cr}=1.03$ 付近で応答の急増が見られる。ただし, 一様流中においては, $V_r/V_{cr}=1.05\sim 1.4$ の範囲でロックイン振動 (振動に同期して渦が放出される現象) が生じ, 応答は緩やかに変化していたが, 乱流中では応答が急増すると直ちにロックイン領域から外れ, 応答振幅は減少している。

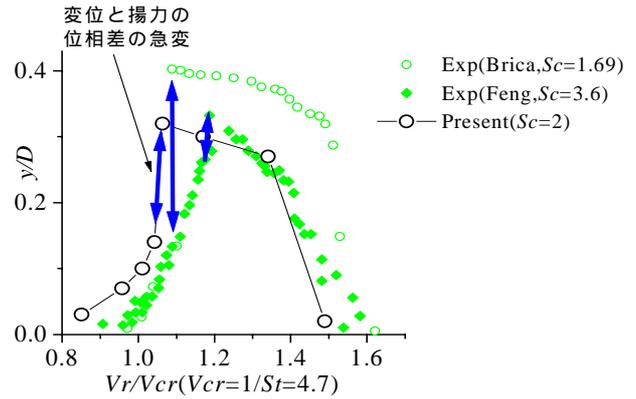


Fig. 8 円柱の応答変位の本計算結果 (一様流中)
Computational Results for Response Amplitude of a Circular Cylinder (Smooth Flow)

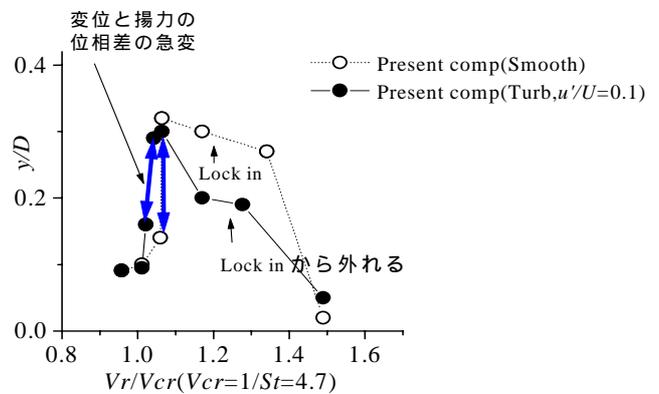


Fig. 9 円柱の応答変位の本計算結果 (乱流中)
Computational Results for Response Amplitude of a Circular Cylinder (Turbulence Flow)

以上, 一様流中の円柱の渦励振応答に関しては本計算手法により再現し得るものと判断される。一方, 乱流中の円柱の渦励振応答に関しては既往の風洞実験結果が少なく, 本計算結果の定量的な再現性に関しては検証することはできなかった。ただし, 上述した乱流中で円柱のロックイン振動が生じ難くなる現象は, 既往の強制振動実験結果でも確認されている。

5. 振動時の構造物まわりの風の流れ

4. において、正方形角柱の空力不安定振動応答が接近流の影響を受け難い現象、および長方形角柱の応答が乱流中で減少する現象が再現された。また、接近流によらず円柱の渦励振応答が共振風速近傍で急変する性状が確認された。

ここでは、このような応答性状を変化させる要因に関して流れの性状に基づき考察を行う。

5.1 不安定振動時の角柱まわりの流れ

Fig. 10に一樣流中および乱流中の振動時の正方形角柱および長方形角柱まわりの位相平均渦度分布の計算結果を示す。正方形角柱のケースでは接近流によらず、せん断層が角柱側面(上面)に近づき負減衰力が作用していることが判る。一方、長方形角柱の場合、一樣流中においては正方形角柱のケースと同様に、その位置が安定しているために位相平均場で見た場合、せん断層が角柱側面(上面)に近づいている現象が明瞭に現れている。それに対し、乱流中では剥離せん断層が接近流の効果を受けて、せん断層の位置が確定されず、時に再付着し、位相平均でみるとせん断層が厚くなっている。そのため、負減衰力が安定して生じず、ギャロッピング振動が抑制されている。このように、流体計算結果を可視化することにより、接近流に含まれる乱れが不安定振動を弱める現象を説明することができる

5.2 渦励振時の円柱まわりの流れ

Fig. 11に一樣流中のケースの応答が急変する前後の風速における振動円柱まわりの位相平均渦度分布のコンター図を示す(ただし、変位0, 上向き移動時)。円柱の応答が急変する風速以下の風速では円柱下側に渦が巻き込み、上方から渦が放出されている。一方、それ以上の風速では渦は上側で巻き込み、下側から渦放出が行われている。すなわち、同位相で見た場合に応答特性が急変する風速の前後で渦の位置が反転していることが判る。さらに円柱近傍に着目すると、応答が急変する風速以下の風速では振動に伴い円柱背面から二次渦⁷⁾⁸⁾が生じている。その作用の違いが渦の形成過程、さらに空気力特性の急変を招いているものと考えられる。

すなわち、円柱の渦励振は2つのタイプに分類されよう。一つは従来のカルマン渦励振、もう一つは自励渦の発生を伴う渦励振である。自励渦の発生が伴う渦励振は低風速で生じ、 Sc が小さい場合に応答が増大することが予想される。ただし、自励渦が構造物振動に伴い発生する渦であることを踏まえ、応答を低減する場合、通常のカルマン渦励振に比べて構造減衰の付加が有効に機能するものと考えられる。

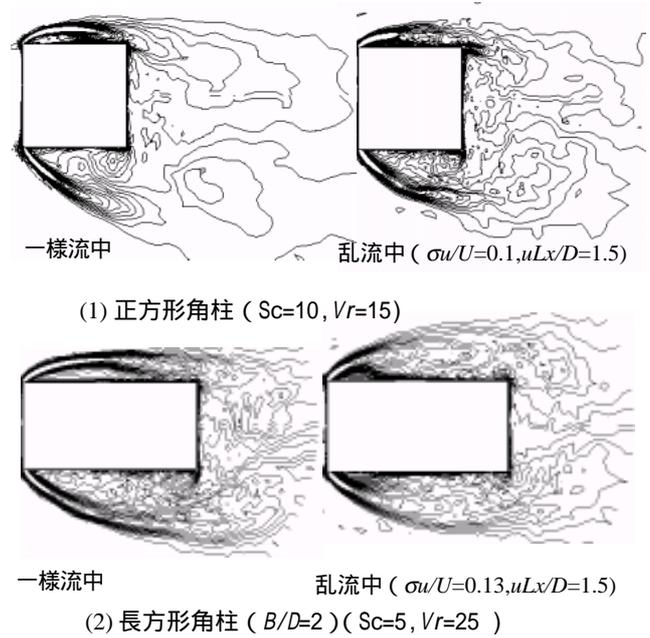


Fig. 10 振動角柱まわりの位相平均渦度分布図 (上向き移動, 変位0) Phase Averaged Vorticity Contours Around an Oscillating Prism

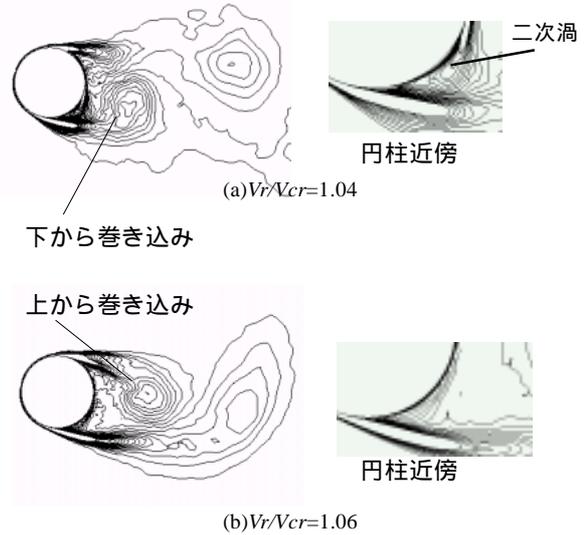


Fig. 11 Lock-in振動時の円柱まわりの位相平均渦度分布図 (一樣流中, 上向き移動, 変位0) Phase Averaged Vorticity Contours Around an Oscillating Circular Cylinder

6. まとめ

本報では、流体計算により、自然風中の構造物の空力不安定振動の評価を行うための計算手法を構築し、構造基本断面である二次元円柱および角柱を対象とした不安定振動解析を行った。要点を以下に示す。

- 1) 構造物の空力不安定振動解析を実施するために構造物振動と流れの連成解析手法を構築した。
- 2) さらに同手法に確率統計論に基づく接近乱流生成法を導入し、目的とする自然風を再現できることを確認した。
- 3) 本計算手法により円柱ならびに正方形角柱、辺長比2の長方形角柱を対象とした空力不安定振動解析を行った。計算結果と既往の実験結果との比較を行った結果、一様流中、乱流中ともに本計算手法により振動応答を精度良く予測できることを確認した。
- 4) これまで風洞実験による考察では困難であった振動時の構造物まわりの風の流れをアニメーションで表示し、接近流により長方形角柱の応答が低減する機構を把握した。特に円柱の不安定振動に関しては、従来知られているカルマン渦励振ばかりではなく二次渦の影響を受けるタイプの渦励振も生じることが本計算結果から判った。ただし、二次渦が構造物自身の振動により発生することを踏まえると、この渦励振の制止には付加的な減衰装置の設置が有効になるものと推測された。

以上、本計算手法の二次元基本断面構造物の空力不安定振動評価に対する適用性、有効性を示した。今後、さらに本手法の適用範囲を拡張し、耐風設計への応用を進めていく予定である。

謝辞

本報告は、東京工業大学・大学院総合理工学研究科田村哲郎教授のもとで行った研究の一部をまとめたものです。ご指導いただきました田村教授に、ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 星谷, : 確率論手法による振動解析, 鹿島出版会, (1979) .
- 2) 近藤, 他: LESのための流入変動風の生成に関する研究, 日本建築学会構造系論文集, 33, (1997) .
- 3) 宮崎, 他: 乱流中の角柱の空力応答特性と乱れのスケールの効果, 構造物の耐風性に関するシンポジウム, 191, (1978) .
- 4) C.Scruton, On the wind excited oscillations of stacks, towers and masts, *Proc.int.Conf.Wind Effects on Build. and Struct., Her Majesty's Stationary Office*, 298, (1963).
- 5) A., Laneville, et.al., An Explanation of Some Effects of Turbulence on Bluff Bodies, *4th International Conf. on Wind Effects on Building and Structures*, 333, (1975).
- 6) D., Brika, et.al., Vortex-induced vibrations of a long flexible, circular cylinder, *Journal of Fluid Mech.*, 25, 481-508, (1993).
- 7) 小野, 他: 粘性効果を考慮したVortex - in - Cell法による振動円柱まわりの渦挙動と非定常空力特性の考察, 日本建築学会構造系論文集, 510, 51 (1998)
- 8) 小野, 他: 振動円柱まわりの渦挙動と空力特性の関連性, 日本建築学会構造系論文集, 534, 17 (2000)