

数値流体解析による断面辺長比 4 の矩形断面の空力応答特性に関する検討

A Computational Fluid Study on Aerodynamic Response Characteristics of a Rectangular Cylinder with Side Ratio 4

田高 真人*・天間 祐輔**・丸岡 晃***

Masato TAKOU, Yusuke TENMA and Akira MARUOKA

*学生会員 八戸工業高等専門学校専攻科学生 建設環境工学専攻 (〒 039-1192 青森県八戸市田面木字上野平 16-1)

**東京工業大学学生 土木工学科 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

***正会員 工博 八戸工業高等専門学校講師 建設環境工学科 (〒 039-1192 青森県八戸市田面木字上野平 16-1)

This paper treats the analysis of aerodynamic response characteristics of a rectangular cross section (the proportion between the long side and the short side was 4:1) by computational fluid dynamics (CFD). The Improved Balancing Tensor Diffusivity / Fractional Step (IBTD/FS) finite element formulation was applied to a CFD method and two dimensional calculations were performed. The Spalart-Allmaras (SA) model was applied to a turbulent model, and the Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) method was applied to a dynamic analysis. Aerodynamic force and displacement were calculated by CFD. In addition, the range of wind velocity in which a characteristic aerodynamic phenomenon occurs was investigated. The animation of the flow area in the velocity was made to be observed on the causes for the occurrence of characteristic phenomena.

Key Words : Rectangular Cylinder, CFD, SA model, ALE, Aerodynamic Forces

1. はじめに

橋梁構造物の基本断面である矩形断面や箱桁断面は、風が作用するとその構造物まわりに渦が発生し、この渦を要因として渦励振やフラッターなどの構造物を破壊に至らしめる空力特性が発現することがある。そこで、これらを解明するために多くの風洞実験が行われている。しかし、これらの実験では渦励振などの空力特性発現風速の特定に主眼を置き、その発生メカニズムを可視化的に精度よく検討しているものは少ない^{1),2),3)}。これは実験的な可視化による流れの定量評価が困難であることによる。しかし、近年発達した数値流体力学 (CFD:Computational Fluid Dynamic) であれば、流れ場全域における情報を取得できることから、詳細な可視化が可能である⁴⁾。今後、風洞実験の基本物理量推定と CFD の可視化を相互に利用した検討がより発展すると考えられる。このような背景より本研究では風洞実験結果を基に、CFD を利用して、振動する橋梁断面まわりの流れを可視化し、渦励振などの空力特性の発現メカニズムを検討する。

具体的には CFD で振動状態にある断面辺長比 4 の矩形断面に作用する空気力を求め、渦や振動現象を再現する。CFD には乱流モデルを適用した非圧縮性 Navier-Stokes(NS) 方程式を採用し、解析手法に有限要素法を用いる。乱流モデルは Large-eddy simulation (LES) と Reynolds Avaraged Navier Stokes equation (RANS) の結

合モデルである Detached-Eddy Simulation (DES)⁵⁾への応用を念頭に置き、また計算量を抑えられる、RANS の Spalart-Allmaras (SA) モデル⁶⁾を採用している。なお、基本断面や橋梁断面の流体解析において RANS は、種々のモデル^{6),7),8),9)}によって検討されており、川本ら⁶⁾は SA モデルの検討も行っている。本研究では、解析結果を風洞実験結果^{1),2),3)}と比較し、CFD による空力特性の再現性を確認する。そして流れ場の解析結果より振動解析を行い、特徴的な空力現象が発現した風速域を特定する。最後に、特定された風速域の流れ場を可視化し、空力現象の発生メカニズムを検討する。

2. 対象断面と空気力

2.1 対象断面

本研究で対象とした断面辺長比 4 の矩形断面を図-1 に示す。ここで B は桁幅、 D は桁高を表す。この断面は幅広く風洞実験^{1),2),3)}が実施されており、渦励振、フラッターが発生しやすい断面である。

2.2 空気力の定義

図-1 より、 y は鉛直たわみ変位 (上向きを正)、 θ はねじれ変位 (頭上げを正)、 D は抗力、 L は揚力、 M は空力モーメントを表す。

空気力を無次元化した空気力係数は次式で表される。

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \quad C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 B} \quad C_M = \frac{M}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 B^2} \quad (1)$$

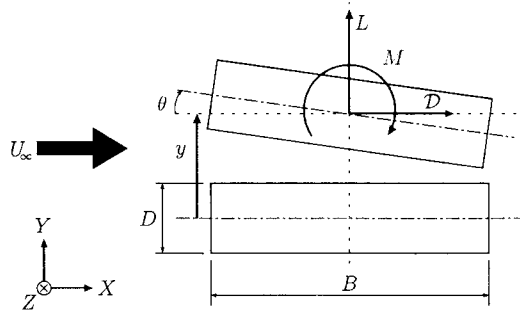


図-1 断面形状と空気力の定義

ここで、 C_D は抗力係数、 C_L は揚力係数、 C_M は空力モーメント係数である。また、 ρ は密度、 U_∞ は流入風速である。

2.3 非定常空気力

図-1 の断面で、鉛直たわみ変位とねじれ変位の 2 自由度連成調和振動するときの円振動数を ω とするとき、空気力は次式に示す成分ごとに分解される。

$$L = \bar{L} + \tilde{L} + L' \quad M = \bar{M} + \tilde{M} + M' \quad (2)$$

ここで、 $\bar{L}$ 、 $\bar{M}$ は時間平均成分、 $\tilde{L}$ 、 $\tilde{M}$ は円振動数 ω 成分、 L' 、 M' はその他の振動数成分であり、 $\bar{L}$ 、 $\bar{M}$ は定常空気力、 $\tilde{L}$ 、 $\tilde{M}$ は非定常空気力である。振動解析では、振動成分の非定常空気力の影響のみ考慮すればよく、非定常空気力は次式で表される。

$$\begin{aligned} \tilde{L} &= \pi \rho B^3 \omega^2 \left(L_{yR} \frac{y}{B} + L_{yI} \frac{\dot{y}}{B\omega} + L_{\theta R} \theta + L_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right) \\ \tilde{M} &= \pi \rho B^4 \omega^2 \left(M_{yR} \frac{y}{B} + M_{yI} \frac{\dot{y}}{B\omega} + M_{\theta R} \theta + M_{\theta I} \frac{\dot{\theta}}{\omega} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 L_{yR} 、 L_{yI} 、 $L_{\theta R}$ 、 $L_{\theta I}$ 、 M_{yR} 、 M_{yI} 、 $M_{\theta R}$ 、 $M_{\theta I}$ は非定常空気力係数である。非定常空気力係数は無次元振動数 $K(= B\omega/U)$ の関数であり、平板翼の場合は Theodorsen 関数により理論解が与えられる。

3. 支配方程式

3.1 流れ場の支配方程式

(1) 非圧縮性 Navier-Stokes 方程式

流れ場を非圧縮性粘性流れとして扱えば、支配方程式は非圧縮性 Navier-Stokes(NS) 方程式で表される。また、物体の振動に合わせたメッシュの変形に対処するために Arbitrary Lagrangian-Eulerian(ALE) 法^{10),11)}を用いてメッシュ速度を支配方程式に取り込む。この場合の NS 方程式は次式で表される。

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \cdot \nabla \mathbf{u} \right) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u}) = \mathbf{0} \quad \text{in } \Omega \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (5)$$

ここで、 ρ は密度、 $\mathbf{u}$ は流速、 $\mathbf{v}$ はメッシュ速度、 p は圧力である。また、 $\boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u})$ は応力テンソルであり、次式となる。

$$\boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u}) = -p\mathbf{I} + 2\mu\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}), \quad \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}) = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \quad (6)$$

ここで、 $\mu(= \rho\nu)$ は粘性係数、 ν は動粘性係数、また、 $\mathbf{I}$ は単位テンソルである。

境界条件は、境界 Γ_D において $\mathbf{u} = \hat{\mathbf{u}}$ となる Dirichlet 型条件、境界 Γ_N において $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \hat{\mathbf{i}}$ となる Neumann 型条件を規定する。ここで、 $\hat{\mathbf{u}}$ は規定流速、 $\hat{\mathbf{i}}$ は規定表面応力、 $\mathbf{n}$ は境界 Γ の外向き単位法線ベクトルである。

(2) 乱流モデル

乱流モデルを適用すると、非圧縮性 NS 方程式の各変数は、時間または空間フィルタ操作の施された変数として表され、応力テンソル $\boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u})$ は次式で表される。

$$\boldsymbol{\sigma}(p, \mathbf{u}) = -p'\mathbf{I} + 2(\mu + \rho\nu_t)\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}), \quad p' = p + \frac{2}{3}\rho k_t \quad (7)$$

ここで、 ν_t は渦動粘性係数であり、これは乱流モデルにより求まる。本研究では、この ν_t を RANS の SA モデルにより算出する。また、 k_t は乱流エネルギーであり、 k_t は圧力項に換算圧力 p' として k_t を含めて扱うことができるため陽には表れない。

(3) SA モデル

Spalart-Allmaras(SA) モデル⁵⁾は、渦粘性に関連した量である $\tilde{\nu}$ に対する次式で表される。

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1}\tilde{S}\tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma}[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})\nabla \tilde{\nu}) + c_{b2}(\nabla \tilde{\nu})^2] - c_{w1}f_w \left[\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2 \quad (8)$$

ここで、 $\tilde{\nu}$ は、粘性の次元をもつ変数であり、この $\tilde{\nu}$ にある減衰関数を乗じると渦動粘性係数 ν_t となる。従って、 ν_t は、 $\tilde{\nu}$ を用いて次式で表される。

$$\nu_t = \tilde{\nu}f_{v1}, \quad f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3}, \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (9)$$

また、 S は渦度の大きさ、 d は壁からの距離であり、 $\tilde{S}$ は次式で表される。

$$\tilde{S} = S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (10)$$

さらに、 f_w は次式となる。

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (11)$$

$$g = r + c_{w2}(r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2}$$

各モデル定数は、一般的な値⁵⁾である以下の値を使用する。

$$c_{b1} = 0.1355, \quad \sigma = 2/3, \quad c_{b2} = 0.622,$$

$$\kappa = 0.41, \quad c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma,$$

$$c_{w2} = 0.3, \quad c_{w3} = 2, \quad c_{v1} = 7.1$$

3.2 構造モデルの支配方程式

構造モデルの振動は、鉛直たわみ変位 y およびねじれ変位 θ についての次式の振動方程式で表される。

$$M\ddot{x} + C\dot{x} + Kx = p \quad (12)$$

$$\text{ここで, } M = \begin{bmatrix} mD & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix}, C = \begin{bmatrix} 2mD\delta_{Ny}f_{Ny} & 0 \\ 0 & 2I\delta_{N\theta}f_{N\theta} \end{bmatrix},$$

$$K = \begin{bmatrix} 4mD\pi^2 f_{Ny}^2 & 0 \\ 0 & 4I\pi^2 f_{N\theta}^2 \end{bmatrix}, x = \begin{bmatrix} y/D \\ \theta \end{bmatrix}, p = \begin{bmatrix} L \\ M \end{bmatrix}$$

であり、 $\delta_{Ny}, \delta_{N\theta}$ は構造減衰率、 $f_{Ny}, f_{N\theta}$ は固有振動数、 m, I は質量と慣性モーメントを表している。また、スクラートン数は無次元量として次式のように定義される。

$$Sc_y = \frac{2m\delta_{Ny}}{\rho D^2} \quad Sc_\theta = \frac{2I\delta_{N\theta}}{\rho D^4} \quad (13)$$

4. 解析手法

数値流体解析は有限要素法による IBTD/FS 法¹²⁾ を用いた 2 次元解析によって静的解析および動的解析を行う。本手法では、運動方程式 (4) は IBTD 法、連続式 (5) は FS 法により離散化される。流速と圧力は分離して求まり、それぞれ陰的に解くことになるが、代数方程式の行列が対称となるため、対称行列用の代数方程式で効率よく解析することができる。本研究では代数方程式の解法に Scaled Conjugate Gradient (SCG) 法を用いる。有限要素には流速・圧力に対して双 1 次四角形要素を用いる。

物体上に作用する空気力は、離散化された運動方程式の境界積分項から、物体表面上の各節点の表面力が算出され、これらを加算することによって算出される。この空気力算出方法は圧力だけでなくひずみ変形速度による流体応力の項も考慮される。

4.1 静的解析

静的解析は迎角 α を変化させた検討断面に数値流体解析を適用し、静的空気力 (抗力、揚力、空力モーメント) を求める。その結果から 1 自由度発散振動の発現性の確認、ストローハル数の算出、動的解析の適合性の確認をおこなう。

4.2 動的解析

動的解析は振動状態を再現した検討断面に数値流体解析を適用し、非定常空気力、振動応答を求める。その結果から空力減衰の算出、定常振幅の算出、流れ場の可視化をおこなう。断面の振動状態は、強制振動法と自由振動法にわけられる。

(1) 強制振動法

強制振動法は、断面を次式に示す鉛直たわみ変位 y およびねじれ変位 θ でそれぞれ、1 自由度強制振動さ

せたときの非定常空気力を求める。

$$y = y_0 \cos 2\pi f_y t \quad \theta = \theta_0 \cos 2\pi f_\theta t \quad (14)$$

ここで、 f_y, f_θ は断面の振動数を表す。

本研究では、得られた非定常空気力を外力として、2 自由度の複素固有値解析することで空力減衰率と固有振動数を求める。ただし、本研究では、たわみおよびねじれの 1 自由度振動を対象としているため、一方の剛性を極端に大きくとることによって 1 自由度とみなせるようにしている。

(2) 自由振動法

自由振動法は、ばねによって弾性支持された断面に初期条件を与え、その後の振動応答を求めるものであり、たわみおよびねじれの 1 自由度振動方程式に直接時間積分法の線形加速度法を適用して振動応答を求めている。得られた結果から個々の変位-時刻歴図を描き、減衰が変化する場所を特定し、初期から変化点までの振幅の極大値を求め対数表示する。その結果に最小二乗法を適用し、最小二乗法で求めた傾きから空力減衰率を決定する。また、時間が十分に経過したのちの振動応答から定常振幅を求める。

5. 解析条件

5.1 解析領域と境界条件

解析領域を図-2 に示す。また、境界条件は次のように設定する。

$$u_1 = U_\infty, \quad u_2 = 0 \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (15)$$

$$t = 0 \quad \text{on } \Gamma_2 \quad (16)$$

$$u_2 = 0, \quad t_1 = 0 \quad \text{on } \Gamma_3 \quad (17)$$

$$u = v \quad \text{on } \Gamma_4 \quad (18)$$

ここで、 $u = (u_1, u_2)$ 、 $t = (t_1, t_2)$ である。また、物体表面上で、物体の振動に合わせたメッシュ速度 v を規定する。

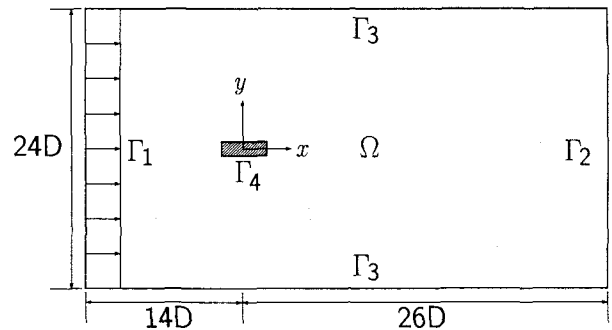


図-2 解析領域

表-1 解析条件

レイノルズ数 Re	50000
無次元風速 $U_{ry}, U_{r\theta}$	1.0~20.0
時間増分 Δt	$0.05D/U$
総節点数	14282
総要素数	14048
解析領域 X	$-14D \sim 26D$
Y	$-12D \sim 12D$
加振振幅 y_0, θ_0	$0.1D, 1.0^\circ$
構造減衰率 $\delta_{Ny}, \delta_{N\theta}$	1%
スクルートン数 Sc_y	5.0, 20.0
Sc_θ	5.0, 20.0
質量比 $m/\rho D^2$	250, 1000
$I/\rho D^4$	250, 1000

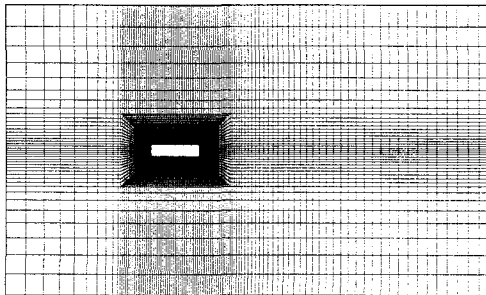


図-3 メッシュ分割

5.2 解析条件

表-1 に解析条件を示す。一様流入風速 U_∞ は、桁高 D を用いて次式で無次元化される。

$$U_{ry} = \frac{U_\infty}{f_y D} \quad U_{r\theta} = \frac{U_\infty}{f_\theta D} \quad (19)$$

メッシュ分割は、図-3 で示すように断面近傍で節点を集中的に配置しており総節点数 14282、総要素数 14048 である。

動的解析では、強制振動のたわみおよびねじれの加振振幅を、 $y_0 = 0.1D$ 、 $\theta_0 = 1.0^\circ$ とし、自由振動の初期条件は強制振動解析を十分に行った後の結果を用いている。

6. 解析結果と考察

6.1 静的解析

図-4 に静的三分力係数を示す。ここで、数値解析におけるレイノルズ数 Re は 50000 であるのに対し、参考とした実験値¹³⁾のレイノルズ数 Re は 85600 である。

迎角 $\alpha = 0^\circ \sim 4^\circ$ と 10° 以上は、実験値と解析値がほぼ同一となっている。しかし $\alpha = 4^\circ \sim 10^\circ$ の間は C_D 、 C_L において解析値が実験値を過大評価、 C_M において過小評価している。これは $\alpha = 4^\circ \sim 10^\circ$ において流れ

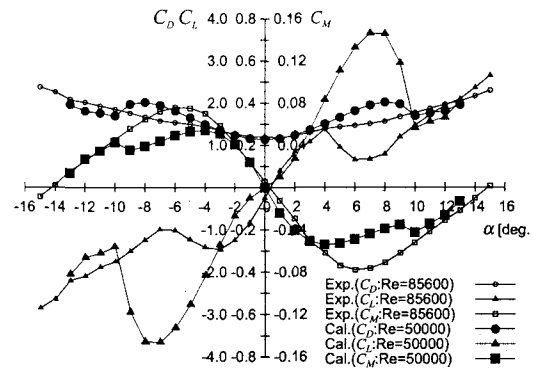


図-4 SA モデルによる静的三分力係数

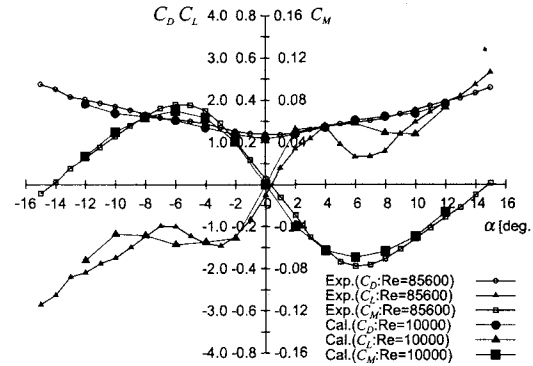
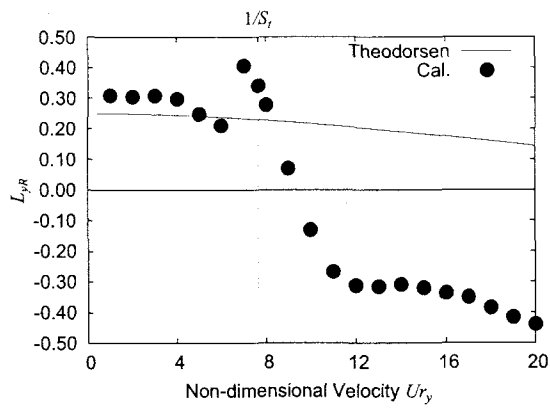


図-5 LES モデルによる静的三分力係数

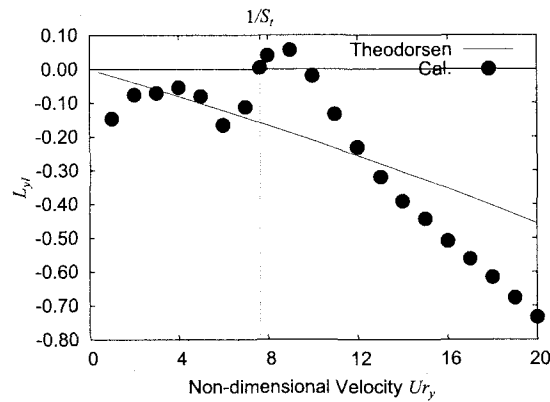
が再付着型から完全剥離型の流れへと変化する遷移状態であるが、この流れを精度よく再現できていないためであると考えられる。これを精度よく解析するためには 3 次元解析の LES¹³⁾ などが必要である。参考として図-5 に丸岡ら¹³⁾のレイノルズ数 Re が 10000 の LES の結果を示す。 $\alpha = 4^\circ \sim 10^\circ$ における解析値が実験値とほぼ同一となることが確認できる。 C_L は $\alpha = 0^\circ$ 近傍で正勾配を示しているのたわみ 1 自由度発散振動が発生しないことが示唆される。一方、 C_M は $\alpha = 0^\circ$ 近傍で負勾配を示している。これはねじれ 1 自由度発散振動が発現する可能性を示唆している。

ストローハル数 St は $\alpha = 0^\circ$ の揚力をスペクトル解析することにより求め、 St が 0.131 となった。風洞実験の St ¹⁴⁾ は約 0.13 であることから本手法ではカルマン渦放出振動数をよく再現している。

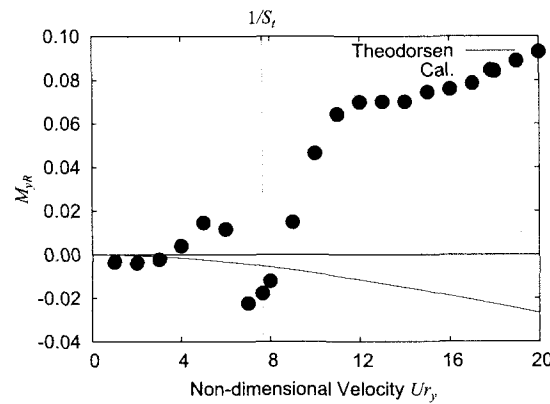
ところで、動的解析では相対迎角の変化による空気が作用するが、たわみの低無次元風速時以外の相対迎角は 0° 近傍の小さい範囲に収まる。また、たわみの低無次元風速時では、物体の相対迎角および速度が非常に大きくなることから、流れ場が物体の振動に大きく強制され、2 次的になることも考えられる。本研究で用いた SA モデルは、図-4 より α が $\pm 4^\circ$ 以内で実験値と解析値がよく一致し、ストローハル数もよく再現していることから、本研究で対象とする動的解析は、SA モデルの 2 次元解析で十分だと考えられる。



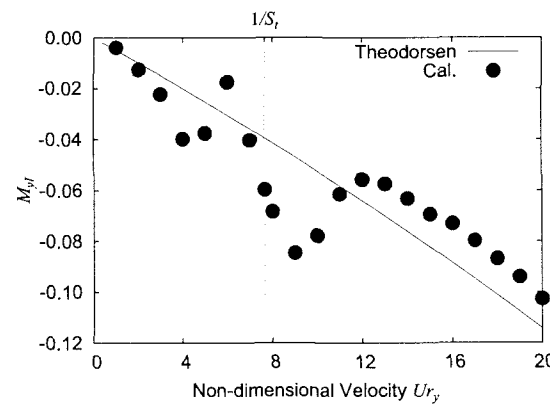
(a) L_{yR}



(b) L_{yI}

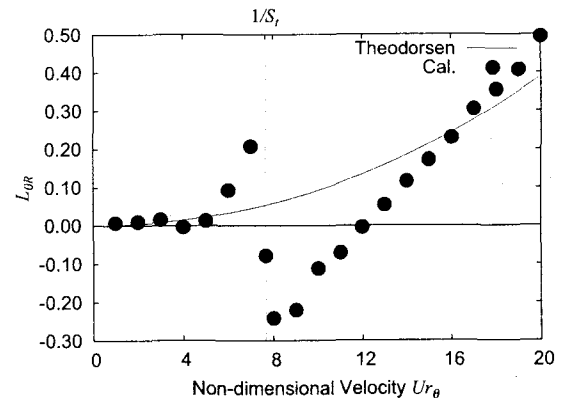


(c) M_{yR}

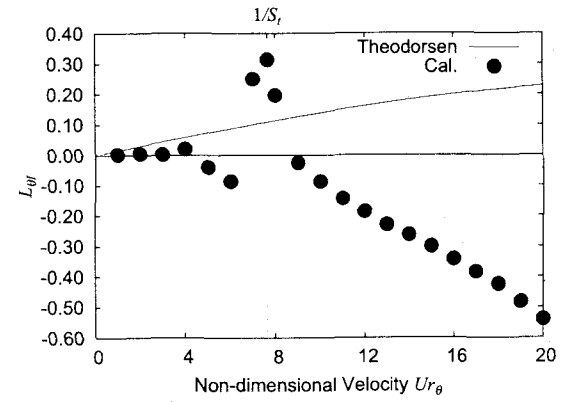


(d) M_{yI}

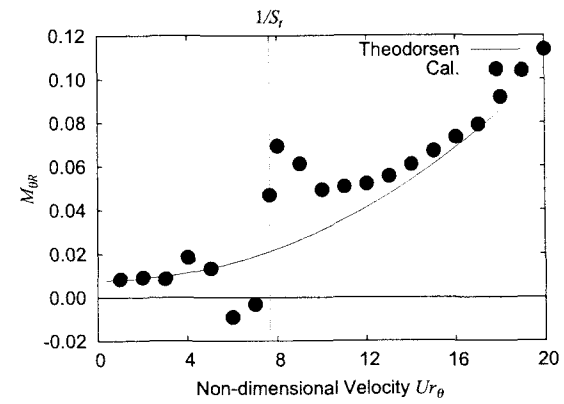
図-6 たわみの非定常空気力係数



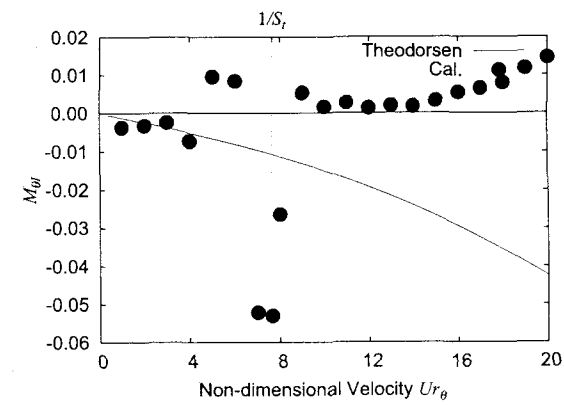
(a) $L_{\theta R}$



(b) $L_{\theta I}$



(c) $M_{\theta R}$



(d) $M_{\theta I}$

図-7 ねじれの非定常空気力係数

6.2 動的解析

(1) 強制振動における非定常空気力

図-6, 図-7 にたわみおよびねじれの強制振動における非定常空気力係数を示す。ここで、図中の実線は Theodorsen による平板翼の理論解である。

本研究では、たわみおよびねじれ 1 自由度の振動解析に着目しているため、非定常空気力係数の中で対角成分であるたわみの L_{yR} , L_{yI} およびねじれの $M_{\theta R}$, $M_{\theta I}$ が重要となり、 L_{yI} , $M_{\theta I}$ が正の場合、空力減衰率が負になることが考えられる。たわみの空力減衰率について、図-6(b) から、 $Ur_y = 7.65$ でほぼ 0, $Ur_y = 8.0, 9.0$ で正の値が確認でき、この風速域で、たわみの負減衰が発現すると予測される。また、ねじれの空力減衰率について、図-7(d) から、 $Ur_\theta = 5.0, 6.0$ および $Ur_\theta \geq 9.0$ で正の値が確認でき、この風速域で、ねじれの負減衰が発現すると予測される。

(2) 自由振動における振動応答

図-8 に $Ur_y = 6.0, 9.0, 12.0$ のたわみ変位 y/D と揚力係数 C_L , 図-9 に $Ur_y = 6.0, 12.0$ の揚力係数 C_L とたわみ変位 y/D の対応、図-10 に $Ur_\theta = 6.0, 7.0, 9.0, 20.0$ のねじれ変位 θ と空力モーメント係数 C_M の時刻歴を示す。

図-8(a) において、強制振動から自由振動へ移行して、はじめは揚力係数およびたわみ振動応答はともに減衰していく傾向にある。そして、揚力係数は時間 400 付近から増大し時間 500 以降から定常振幅となり、たわみ振動応答も非常に小さな振幅となる (図-9(a))。定常振動状態での周波数はストローハル数とほぼ一致しており、渦励振による空気力が作用しているものと考えられる。たわみ振動応答が小さいのは固有振動数と空気力の振動数の差が大きいからである。図-8(b) において、揚力係数、たわみ応答振動ともはじめてから減衰せず定常振動状態にある。よって、たわみは初期条件で与えた初期たわみ振幅 y_0 で振動している。図-8(c) において、揚力係数は初めは二つの周波数が重ね合わされたような波形で振動しているが、徐々に一つの周波数の定常振動状態へと変化する。また、たわみ振動応答は減衰していき、定常振動状態ではほぼ 0 となる (図-9(b))。この定常振動状態の場合も $Ur_y = 6.0$ と同様で周波数はストローハル数とほぼ一致しており、固有振動数と異なる渦励振による空気力が作用しているものと考えられる。図-10(a) において、空力モーメント係数は初め減少するが、いったん増大し、それからわずかに減少して、定常振動状態になる。また、ねじれ振動応答は増大する。図-10(b) において、空力モーメント係数、ねじれ振動応答ともに減少、増大をくり返して定常振動状態になる。定常振動状態においては、

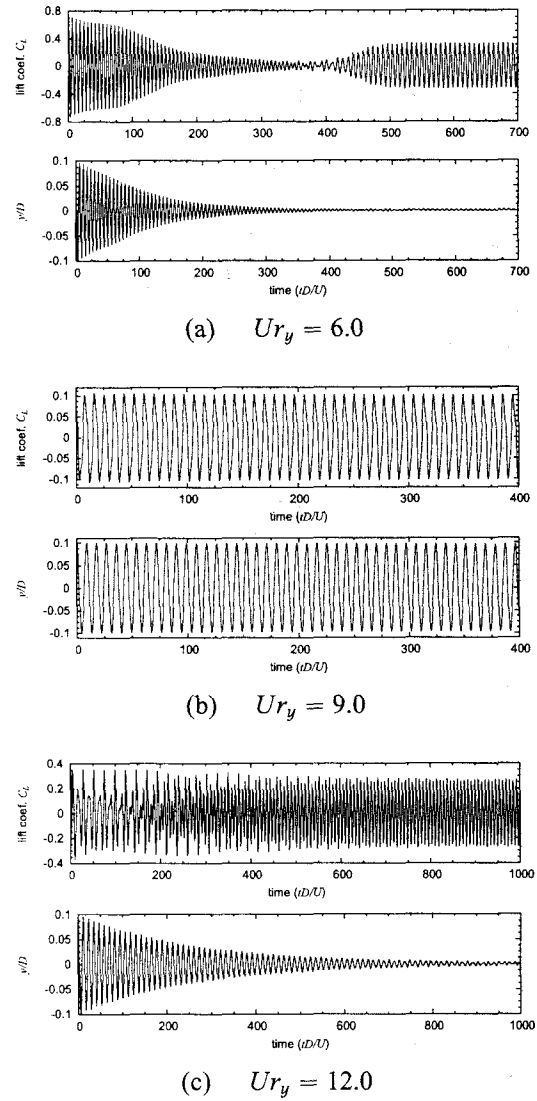


図-8 揚力係数 C_L とたわみ変位 y/D の時刻歴

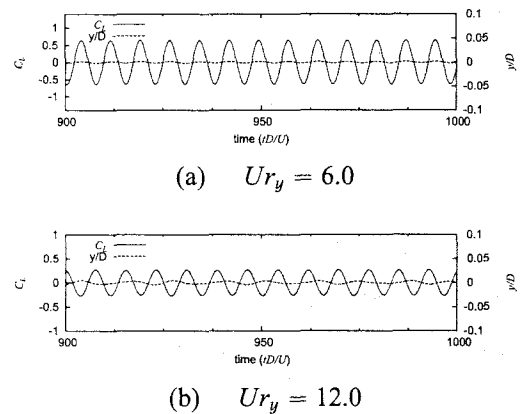


図-9 揚力係数 C_L とたわみ変位 y/D の対応

ねじれ振動応答は初期ねじれ振幅 θ_0 に比べ減少する。図-10(c) において、図-10(b) と同様に減少、増大を繰り返すが、ねじれ振動応答はそれほど変化がない。このケースにおいては、ステップ数を増やして計算を繰

り返しても、この状態で減少、増大を繰り返して振動する。図-10(c)において、空力モーメント係数、ねじれ振動応答ともに増大していく傾向にあり、時間 2350 付近から急激に増大して定常状態になる。また、ねじれ振動応答は $\theta = 10^\circ$ まで振幅は増大し、かなり大きな振幅で振動している。

(3) 空力減衰率

図-11, 図-12 に強制振動と自由振動によるたわみおよびねじれの 1 自由度振動解析による空力減衰率の解析結果を示す。ここで、空力減衰率は強制振動、自由振動とも構造減衰率を考慮して計算したものである。

図-11 より質量比 $m/\rho D^2 = 1000$ のとき、たわみの空力減衰率 δ_y は、解析範囲において常に 0 以上であり、断面の振動は減衰傾向にある。 $Ur_y = 9.0$ のとき δ_y がほぼ 0 であるので、加振振幅 y_0 の定常振動状態になると考えられる。このとき、カルマン渦放出振動数とたわみの固有振動数が一致する lock-in 状態となり、たわみの渦励振が発生すると考えられる。 $Ur_y > 9.0$ で δ_y が大きいのはストローハル数から離れているためと考えられる。図-4 よりたわみ 1 自由度発散振動が発現しないこと示唆されたが、振動解析によりたわみ 1 自由度発散振動が発生しないと確認できる。また、質量比 $m/\rho D^2 = 250$ とした場合は $Ur_y = 9.0$ で負減衰となることが確認できる。

図-12 より、質量比 $I/\rho D^4 = 1000$ のとき、ねじれの空力減衰率 δ_θ は、 $Ur_\theta < 4.0$ において δ_θ が正である。 $Ur_\theta = 5.0, 6.0$ に負の値がみられる。これは前縁からの剥離せん断層によってねじれの渦励振が発生すると考えられる。ストローハル数に近い値となる $Ur_\theta = 7.0 \sim 8.0$ において δ_θ が正の大きい値となる。これはカルマン渦放出振動数とねじれの固有振動数が lock-in 状態(図-13)にあり、ねじれ振動が渦の流下を促進し、励起しなくなると考えられる。 $Ur_\theta = 9.0$ の δ_θ は負、 $Ur_\theta = 10.0 \sim 15.0$ の δ_θ は正の小さい値となる。 $Ur_\theta > 16.0$ となると δ_θ が負となり、ねじれ 1 自由度発散振動になると考えられる。また質量比 $I/\rho D^4 = 250$ としたときは $Ur_\theta = 9.0$ より負減衰になることが確認できる。

強制振動と自由振動を比べると、ほぼ一致していることが確認できる。ただし、空力減衰率の絶対値が大きい場合(渦励振や発散振動, lock-in が発現している場合)において差異が生じている。これは非定常空気力の強い振幅依存性により生じたと考えられる。

(4) 定常振幅

図-14, 図-15 に松本らの風洞実験結果¹⁾も同時にプロットした自由振動の定常振幅の解析結果を示す。

たわみ自己励起型渦励振の発現風速 3.34, 6.68 に対して風洞実験ではそれに近い無次元風速 $Ur_y = 3.0, 6.5$

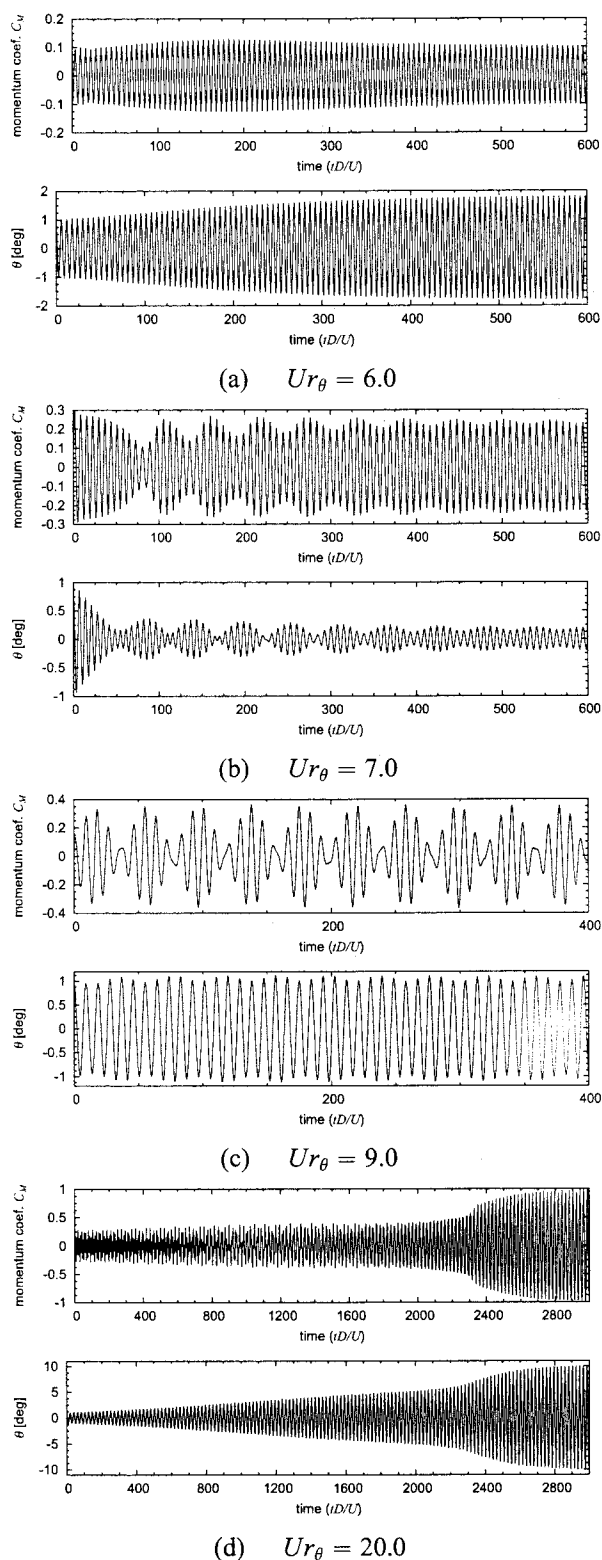


図-10 空力モーメント係数 C_M とねじれ変位 θ の時刻歴

付近から渦励振の発現が確認されている。本研究では $Sc_y = 5.0$ の場合、 $Ur_y = 3.0, 6.0$, また、 $Sc_y = 20.0$ の場合、 $Ur_y = 7.0$ から発現が確認された。 $Sc_y = 5.0$ の Ur_y が 3.0 から 4.0 の発振は実験ほど大きな値にはならなかった。この低無次元風速域では相対迎角が大きくなる

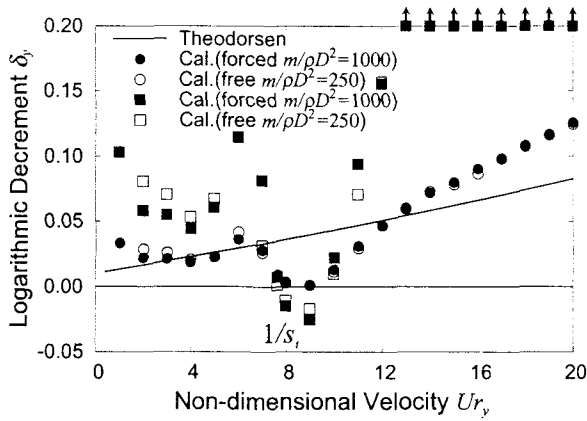


図-11 たわみの空力減衰率

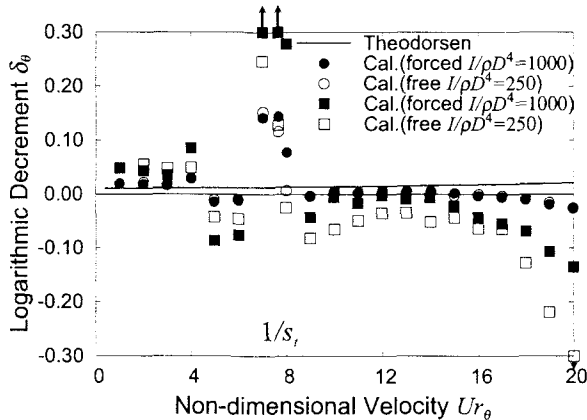


図-12 ねじれの空力減衰率

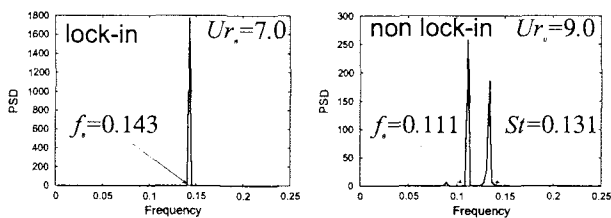


図-13 空力モーメント M のスペクトル解析 ($U_{r\theta} = 7.0, 9.0$)

が、静的解析において高迎角の再現性がよくなかったことが原因の一つであると考えられる。また、渦励振発現状態での定常振幅は $Sc_\gamma = 5.0$ の方が $Sc_\gamma = 20.0$ より大きく、風洞実験値に近い値となった。そして、 $U_{r\gamma} = 10.0$ から定常振幅は急激に低下し、 $U_{r\gamma} \geq 11.0$ で定常振幅はほぼ 0 となる。

ねじれ自己励起型渦励振発現風速 4.45 に対して風洞実験には $U_{r\theta} = 4.0, 7.0$ 付近より渦励振の発現が確認されている。本研究においては $Sc_\theta = 5.0, 20.0$ とも、 $U_{r\theta} = 5.0, 7.65$ 付近で渦励振の発現が確認でき、 $U_{r\theta} = 7.0$ で定常振幅はいったん急激に減少する(図-10(b))。 $Sc_\theta = 5.0$ の場合、 $U_{r\theta} = 7.0 \sim 11.0$ にかけて風洞実験と同様に定常振幅が増大する傾向が得ら

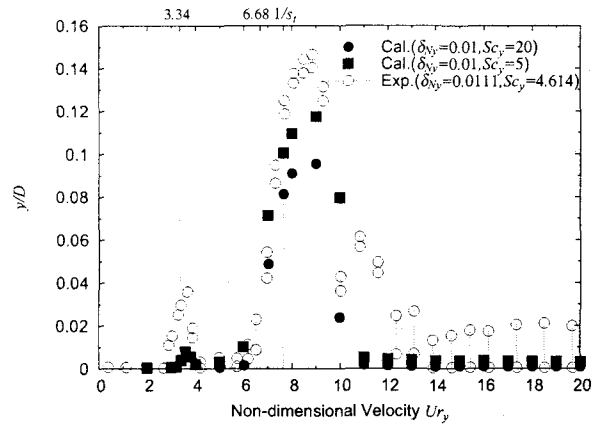


図-14 たわみの定常振幅

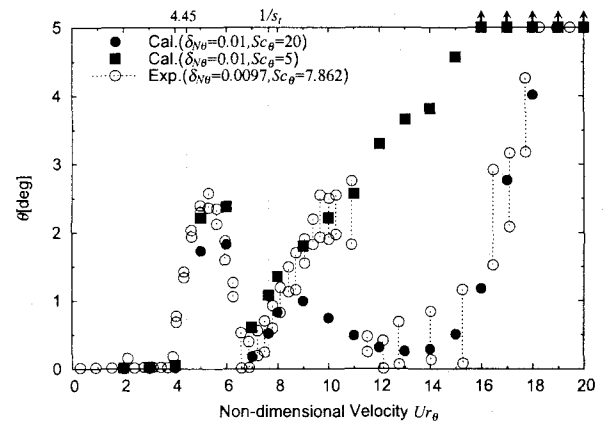


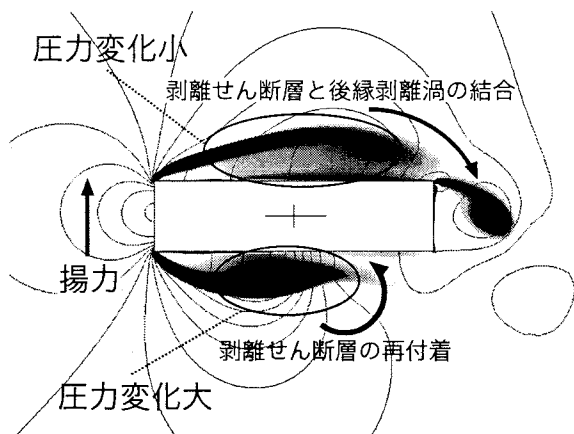
図-15 ねじれの定常振幅

れるが、 $U_{r\theta} = 12.0$ 付近で定常振幅が減少せず、増大したままねじれ 1 自由度発散振動へ変化している。一方、 $Sc_\theta = 20.0$ の場合、渦励振時の定常振幅は風洞実験ほど増大せず、早い段階の $U_{r\theta} = 9.0$ 以降から、定常振幅は減少する。 $U_{r\theta} = 12.0$ 以降で定常振幅が次第に増加して、ねじれ 1 自由度発散振動へ移行する。 $U_{r\theta} \geq 12.0$ の過程は風洞実験とほぼ同様の傾向を示している。スクルートン数こそ風洞実験値と異なるが、 $U_{r\theta} = 7.0 \sim 11.0$ および $U_{r\theta} \geq 12.0$ の定常振幅においてほぼ同様の傾向を得ることができた。

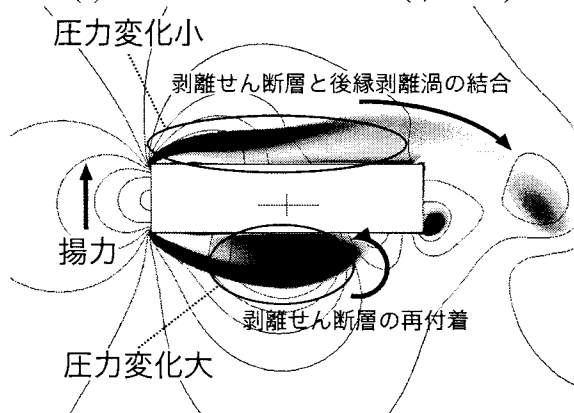
ところで図-4に示したように相対迎角 $\alpha = 5.0 \sim 9.0^\circ$ の間での静的空気力は実験値と一致しない。よって、SA モデルを用いた 2 次元解析では振幅 $\theta = 5.0 \sim 9.0^\circ$ の範囲では解析の精度は期待できない。また、ねじれ 1 自由度発散振動に関しては発現風速に着眼することが多く、本研究においては発現風速をよく再現できている。

6.3 流れ場と空気力の関係

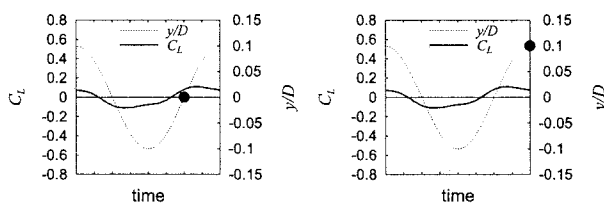
図-16、図-17に強制振動におけるたわみとねじれの渦励振が発生すると予測される流れの渦度の強度・圧力コンターと空気力・変位関係を示す。ここで、渦度



(a) 渦度強度・圧力の関係 (3/4 周期)



(b) 渦度強度・圧力の関係 (4/4 周期)

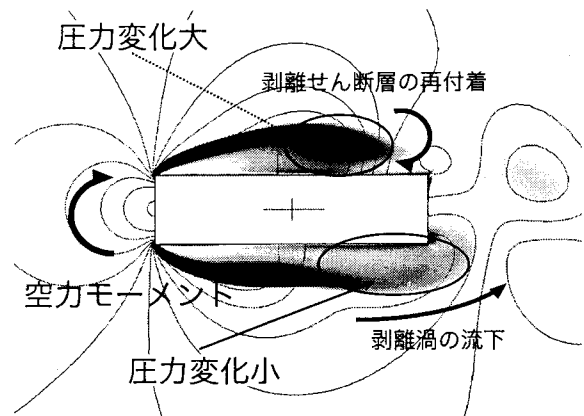


空気力・変位の関係 (左:3/4 周期, 右:4/4 周期)

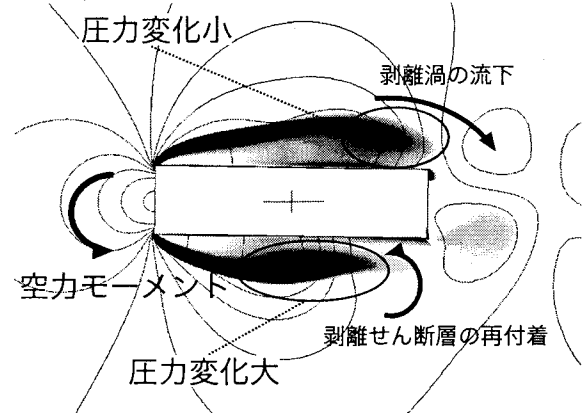
図-16 たわみ渦励振時の瞬間的な流れ場 ($U_{ry} = 9.0$)

の強度は色が濃いほど渦が発達しており、薄いほど渦は発生していない。また、圧力コンターは線が密集し、その中心になるほど圧力変化が顕著になり、密集せず、中心からずれるほど圧力変化は少ない。そして、空気力・変位関係図は変位の 1 周期における空気力と変位の変動を表したものである。

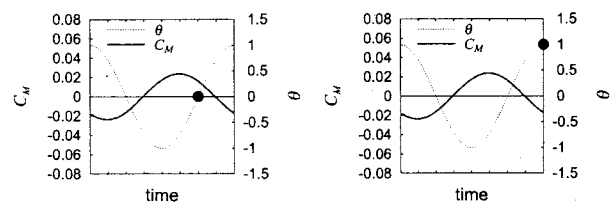
たわみの場合、図-16(a)において、前縁上部から剥離せん断層が発達し、後縁部から発生する渦と結合する。この結合した渦の影響によって上部全体の圧力が減少する。前縁下部では剥離せん断層が発達し、圧力は低くなるが後縁下部では再付着することから圧力上昇が確認できる。以上より上下部の圧力差が生じて正の揚力が発生したと考えられる。これは図-16(b)でも同一のことが見られ、後縁からの渦が空気力に大きく



(a) 渦度強度・圧力の関係 (3/4 周期)



(b) 渦度強度・圧力の関係 (4/4 周期)



空気力・変位の関係 (左:3/4 周期, 右:4/4 周期)

図-17 ねじれ渦励振時の瞬間的な流れ場 ($U_{r\theta} = 6.0$)

関係していることがわかる。また、揚力係数 C_L とたわみ変位 y/D の波形より、揚力 L に遅れて断面が振動している。

ねじれの場合、図-17(a)において、断面前縁部から剥離せん断層が発達している。その剥離せん断層が後縁上部で再付着、下部では渦を巻き込み、一部は剥離渦として流下している様子が確認できる。後縁上部では再付着による圧力上昇、下部では渦の流下による圧力低下の状態にある。以上の圧力差により正の空力モーメントが発生したと考えられる。ここで、たわみの渦励振時のように後縁からの渦が大きく発達しないことから、励振力は剥離せん断層からの渦に支配されると考えらる。図-17(b)では(a)の状態を上下部反転した状態となっており、時間ごとに剥離せん断層の再付着点

位置が交互に移動している．それによって圧力が交互に変化し励振力を得ると考えられる．また空力モーメント係数 C_M と変位 θ は対称的な波形になっている．

7. おわりに

本研究では断面辺長比4の矩形断面に対してSAモデルを用いた2次元数値流体解析による動的解析を行った．渦励振の発現を確認し，ねじれ1自由度発散振動の発現風速をとらえることができた．また，振動解析より， $Ur_y = 9.0$ に加振振幅 y_0 による定常振動の発現， $Ur_\theta = 6.0$ にねじれの空力減衰率 δ_θ が負になることを確認した．また流れ場と空気力の関係より， $Ur_y = 9.0$ で流れ場の前縁の剥離せん断層と後縁のカルマン渦の結合， $Ur_\theta = 6.0$ で剥離せん断層の再付着点位置が交互に移動することを確認した．

参考文献

- 1) 松本, 坪田, 白土, 八木, 玉置, 李, " 矩形断面の空力干渉に関する研究 ", 土木学会第 59 回年次学術講演会概要集, pp.1275-1276, 2004
- 2) 松本, 水野, 白土, 大窪, 疋田, " 構造基本断面の低風速域に着目した非定常空力特性 ", 土木学会第 59 回年次学術講演会概要集, pp.1301-1302, 2004
- 3) 松本, 八木, 玉置, 坪田, 李, 大窪, " 1:4 矩形断面の空力振動における渦に起因した干渉現象 ", 第 18 回風工学シンポジウム, 2004
- 4) 社団法人 土木学会, " 橋梁の耐風設計 ", 丸善 (株), 2003
- 5) P.R.Spalar, W.H.Jou, M.Strelets, and S.R.Allmaras, " Comments on the feasibility of LES for wings, and on a Hybrid RANS/LES approach ", Proc. First AFOSR International Conference on DNS/LES, 137-147, 1997
- 6) 川本, 吉田, 尾立, " 橋桁断面静的空気力の 2 次元定常乱流解析 ", 第 16 回風工学シンポジウム, pp.191-196, 2000
- 7) 白井, 植田, 与口, 山口, " 超長大吊橋断面の空力特性に関する数値流体解析 ", 第 16 回風工学シンポジウム, pp.197-202, 2000
- 8) 嶋田, 石原, " 2 次元矩形断面のねじれ空力弾性振動予測に関する $k-\epsilon$ モデルの適用性 ", 第 16 回風工学シンポジウム, pp.173-178, 2000
- 9) 黒田, " 2 方程式乱流モデルを用いた長大橋非定常空気力の数値計算 ", 土木学会論文集 I-52, pp.377-387, 2000.7
- 10) Hirt, C.W., Amsden, A.A. and Cook, J.L., " An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds ", Journal of Computational Physics, Vol.14, pp.227-253, 1974
- 11) 野村, " ALE 法に基づく粘性流体と構造との関連問題の有限要素解析手法 ", 土木学会論文集, Vol.416, pp.285-294, 1990
- 12) 丸岡, 太田, 平野, 川原, " 同次補間を用いた陰的有限要素法による非圧縮粘性流れの解析 ", 構造工学論文集, Vol.42A pp.383-394, 1997
- 13) 平野, 渡邊, 丸岡, " 矩形断面 (断面辺長比 1:4) の迎角変化にともなう空力特性に関する数値流体解析 ", 計算工学講演会論文集 (vol.6), 2001
- 14) 岡島, 杉谷, 溝田, " 長方形断面柱のストローハル数と背圧係数 (断面辺長比が 1~9 の場合) ", 日本機械学会論文集 B, 49, 447, pp.2551~2558, 1983.11

(2005 年 4 月 15 日 受付)