165

k - ε モデルによる空力不安定振動時の 構造物断面周りの流れ場の可視化

嶋田健司[○] (清水建設(株)), 石原 孟 (東京大学大学院), 日比一喜 (清水建設(株))

Visualization of Flow past Aerodynamically Vibrating Cross Sections by k - ε model

Kenji SHIMADA, Takeshi ISHIHARA and Kazuki HIBI

ABSTRACT

This paper introduces the numerically simulated flow patterns which are formed around bluff bodies with various cross sections. The numerical procedure consists of the modified k - ε model proposed by Kato & Launder and two-layer model. Computations were carried out for rectangular cylinders at rest, at vortex-induced vibration, at torsional vibration and at flutter. When the motion velocity is larger than wind speed, flow patterns are quite different from the one at rest. Aerodynamically, this case corresponds to the vortex induced vibration in which a very strong concentration of the vortices and its convection along the surface of the cross sections are observed. When the motion velocity is smaller than wind speed, Flow pattern is rather simple and similar to the one at rest. Although the numerical procedure is simple two-dimensional analysis, the results were compared with wind tunnel experiments and the satisfactory agreement were demonstrated.

Keywords : k - ε model, vortex induced vibration, torsional flutter, flutter

1. はじめに

建築や土木の構造物の断面は bluff body であり, 大規模な流れのはく離を伴う。これらのはく離, 再付着が伴う断面を数値解析で再現しようとする場合, 従来, LES や DNS 等のいわゆる三次元解析が必須であると考えられてきた。ところが, 二次元の RANS モデルによってでも, 適切な解像度と境界の取り扱いを施せば可能であることがわかってきた。本論文ではこれら建築や土木の構造物の基本断面である矩形断面の空力不安定振動時について k - ε モデルによる 2 次元解析した結果を, 特に流れ場の観点から述べるものである。空力不安定振動として渦励振, ねじれフラッター, 連成フラッターを取り上げ, それぞれの振動時に特徴的な性質について述べる。

2. 解析手法

アンサンブル平均された Navier-Stokes 方程式は以下のよう表される。

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(P + \frac{2}{3}k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_i) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1)$$

ここでスパン方向の変動が等方的であると仮定し, さらに $U_3=0$ とすると, 上式は 2 次元となる。渦粘性は乱流エネルギー k とその散逸率 ε の輸送方程式より定める k - ε モデルを用いる。このとき k の生産項に以下に示す Kato-

Launder(1993)によるモデルを用いる。

$$P_k = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (2)$$

本論文で示すような剥離, 再付着が伴う複雑な流れ場の解析では剥離せん断層の挙動をできるだけ忠実に再現する必要がある。乱流モデルを用いた解析の境界付近の取り扱いは, 一般化対数則のように壁近傍を解像しないものと, 逆に低 Reynolds 数モデルのように格子を集中して解像するものがある。ここでは再付着が生じた場合にも精度よく対応できるように, 格子を集中させるが境界条件の取り扱いを簡単にすることを目的として, two-layer モデルを用いた。移流項の差分化には Kawamura-Kuwahara の 3 次精度風上差分を用いた。また一般座標系により任意形状に適用できるようにした。なお解析方法の詳細は参考文献²⁾を参照されたい。

3. RANS モデルによる流れ場

RANS モデルによって表現される流れ場は「平均化された流速」である。したがって DNS によって再現される高 Reynolds 数の流れ場を比較してみると, 側面近傍や後流中で細かな渦は表現されない。しかし, RANS モデルではこれら小さな渦が見られないからといってそれらが評価されていないわけではなく, 乱流エネルギーとして得

られている。またその影響は解析上で「渦粘性」として運動量輸送に取り込まれている。空気力の変動においては、RANSモデルによって得られる変動はperiodic成分によるもので、DNS から得られる変動に比べて不規則な変動が小さい。

4. 結果

4. 1 各種辺長比の静止矩形断面まわりの流れ場

静止矩形断面の空力的特性はその断面辺長比によって、完全剥離型、周期的再付着型および定常的再付着型に大きく3つに分けることができる。これらの区分はいかなるタイプの振動現象が生じるかを大まかに予測する上においても目安となる。

Fig.1 には静止矩形断面の Strouhal 数の辺長比による変化を示す。横軸は辺長比 B/D (B : 流れ方向長さ, D : 見附幅) である。図中には既往の実験結果と本解析結果の比較を示す。図からわかるように $B/D=2.8$ および $B/D=6$ 付近でその値に飛びが生じる。これらを境に流れ場は上記の3つの領域に区分される。Fig.2 には上記3つの区分を代表する辺長比における流れ場を示す。すなわち、完全剥離型として $B/D=2$ 、周期的再付着型として $B/D=3$ 、定常的再付着型として $B/D=8$ を示す。 $B/D=2$ では Strouhal 数が小さいことから、渦放出間隔が長いことがわかる。Strouhal 数ジャンプの直後の $B/D=3$ では Strouhal 数が 0.17 と大きな値をとることに対応して、その他の断面にくらべて渦放出間隔が狭くなっていることがわかる。定常的再付着型である $B/D=8$ では解析によって側面上に定常的な剥離バブルが再現されていること、および新たに風下端部から渦放出がなされていること再現できていることがわかる。

4. 2 並進振動時の矩形断面まわりの流れ場

渦励振には1せん断層不安定型と2せん断層不安定型の2つのタイプがあることが知られている。2せん断層不安定型の渦励振は完全剥離型断面のような bluff な断面で、剥離せん断層が側面に再付着せず、物体後流側で、左右両側からの剥離せん断層が相互干渉することにより生じるもので、いわゆる Karman 渦型渦励振である。1せん断層不安定型の渦励振はs周期的再付着型断面以上の比較的辺長比が大きい断面に見られ、剥離せん断層の受容性によって不安定性が励起されることにより生じる。ここでは1せん断層不安定型の代表例として $B/D=2$ および $B/D=4$ の場合を示す。

4. 2. 1 $B/D=2$ の1せん断層不安定型の渦励振

$B/D=2$ 断面まわりの流れ場は時間平均的には完全剥離型であるが、時事刻々の流れ場を見ると風下端部に近いところで再付着を起こしていることから、周期的再付着型断面の性質も示す。Fig.3 には $B/D=2$ 断面の並進1自由度

Fig.1 Strouhal number of various rectangular cross sections.

Fig.2 Flow patterns at rest.

Fig.3 Heaving motion of the $B/D=2$ cross section.

Fig.4 Instantaneous vorticity of the heaving vibration of $B/D=2$.

振動の挙動を示す。無次元風速 $Ur=U/fB$ (U : 流速, f : 固有振動数) $=2.5$ 付近で周期的再付着型断面の特徴である1せん断層不安定型の渦励振を示し, $Ur>5$ でKarman渦励振に始まり, 質量や減衰が小さいとそのままギャロピングに移行する。k-εモデルを用いた数値解析はこの様相を非常によくとらえている。

Fig.4にはこのときの流れ場の様子を瞬間渦度で示す。振動時の流れ場の様子は静止時 (Fig2(a)) とは全く異なる。また無次元風速によって大きく変化している。 $Ur=2$ は渦励振への遷移過程で渦列が2列になっているのが観察される。 $Ur=2.75$ は1せん断層不安定型渦励振が生じている状態である。このときの流れ場は非常に興味深く, 風上端部付近で非常に強い前縁剥離渦の形成が見られ, これが側面を流下し, 風下端部に形成される後縁2次渦と融合して規則的な後流に放出される。 $Ur=10$ では後流の周期的な蛇行が見られる。これはStrouhal数の逆数によって定義されるKarman渦型渦励振の共振風速に近いことからKarman渦が関係しているものと思われる。また上述のような前縁はく離渦の移流は見られず, 代わりにく離せん断層の揺動が重要になっていることがわかる。

4. 2. 2 B/D=4の1せん断層不安定型の渦励振

1せん断層不安定型渦励振は振動数の整数倍で生じることが知られており, このことから1せん断層不安定型渦励振は本質的にはedge toneであるという解釈もなされている。このことを流れ場で見れば, 無次元風速が低くなるにつれて次第に側面上に多くの渦が存在することに対応する。Fig.5およびFig.6にはそのような例としてB/D=4の場合を示す。 $Ur=2$ でピークを示すがこのときの流れ場がFig.6(b)で, 側面上の渦は1つである。また $Ur=1$ でも小さなピークを示すがこのときは側面上の渦は2つである (Fig.6(a))。

4. 3 ねじれ振動時の矩形断面まわりの流れ場

ねじれ振動時には, ねじれの渦励振, ねじれフラッターが生じる。ねじれフラッターは周期的再付着型の断面辺長比で生じ, Tacoma Narrows橋の落橋の原因となったことで知られる。ギャロピングと同様に風速の増加とともに振動が増大する。ねじれの渦励振の分類はやや複雑であるが³⁴⁾, 基本的には前節の並進の渦励振で述べたように1せん断層不安定型と2せん断層不安定型である。

Fig.7にはB/D=2の場合について示す。 $Ur=3$ 付近に見られる渦励振は2せん断層不安定型の渦励振に起因する励振である。さらに無次元風速を上げると, 質量や減衰が小さい場合には, 同図に見られるように $Ur=5$ 付近から無次元風速の上昇とともに振幅が大きくなる発散型のねじれ振動, すなわちねじれフラッターが観察される。Fig.8にはこのときの流れ場 (振動0.5周期間の瞬間渦度場) を示す。

Fig.5 Heaving vortex-induced vibration of B/D=4 cross section

Fig.6 Instantaneous vorticity of the heaving vortex-induced vibrations of B/D=4 cross section. (a) $Ur=1$, (b) $Ur=1.75$

Fig.7 Torsional vibration of B/D=2 cross section

(a) Vortex-induced vibration ($Ur=3$) (b) Torsional flutter ($Ur=6.25$)

Fig.8 Flow patterns during a half cycle of torsional vibration

前節で示した1せん断層不安定型の渦励振では風上端部付近で強い前縁剥離渦の形成がみられたのに対し(Fig.4b), Fig.8(a)の2せん断層不安定に起因するねじれの渦励振ではそのような強い前縁剥離渦の形成は見られない。しかし風下側の物体直後で強い渦の巻き込みは見られる。同Fig.8(b)にはねじれフラッター時の流れ場を示す。ねじれフラッターでは剥離せん断層の揺動のみが見られる。このことは前節の並進の場合と同様に、渦励振では渦の形成がはっきりと見られるのに対し、それより高無次元風速で生じるフラッターでは剥離せん断層の揺動が空気力生成の決めてとなっている。

4. 4 連成フラッター時の矩形断面まわりの流れ場

断面がさらに扁平になると、並進とねじれの2自由度間の空気力の連成効果でフラッターが生じる。本節ではこのいわゆる連成フラッター時の流れ場について示す。平板については振動翼理論から導かれたTheodorsenの平板空気力があるが、一方、剥離を伴う一般の断面では風洞実験によりフラッター空気力を推定する手順がとられる。そこでは並進とねじれをそれぞれ独立に微小振幅で強制的に加振し(強制振動実験)、このとき作用する空気力を測定する。Fig.9にはそのような例として $B/D=5$ および20の場合の非定常風圧分布を示す⁹⁾。辺長比が異なると一見まったく別のもののように見える。Fig.10に $B/D=5, 10, 15, 20$ の瞬間流線を示す。側面風上には、はく離バブルが形成されているが、はく離バブルの大きさは辺長比が変化してもさほど変わらず、おおよそ $L_c/D=5$ である。またはく離バブルの中心は概ね $L_c/D=3.5$ にある。このようなことからFig.11に示すように、前縁からの距離 x/D で整理すると、辺長比にはほぼ関係なく表せることがわかる⁶⁾。

5. おわりに

構造物断面を過ぎる流れは剥離、再付着を伴う。振動速度が流速に対して相対的に速い振動中の断面の流れ場は静止状態とは極めて異なる様相を呈する。空力不安定振動ではこの状態は渦励振であり、強い渦の形成とその移流が空気力生成の原因となる。これに対し、流速が相対的に遅い場合には、静止状態と似た様相を示す。 $k-\epsilon$ モデルによる2次元解析は定量的にも精度よくこれらの特徴をとらえることができた。

参考文献

- 1) Shimada, K. and Ishihara, T.: Prediction of Aeroelastic Vibration of Rectangular Cylinders by $k-\epsilon$ Model, *J. of Aerospace Engineering*, vol12, No.4, 1999.10, 122-135
- 2) 嶋田・孟: 種々の断面辺長比を有する矩形断面柱の空力特性評価に関する修正型モデルの適用性の検討, 日本建築学会構造系論文集中, 第514号, 73-80, 1998.12
- 3) 嶋田・孟: $B/D=4$ 2次元矩形断面柱の渦励振の $k-\epsilon$ モデルによ

Fig.9 Unsteady pressure distribution during torsional motion. (a) $B/D=5$ and (b) $B/D=20$ cross section.

Fig.10 Instantaneous stream lines of the various cross sections.

Fig.11 Variation of unsteady pressure distribution with side ratios. (a) Present numerical results and (b) experiment by Matsumoto⁶⁾.

る数値解析, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1999.9

4) 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論文集, 2000.12, 173-178

5) 嶋田・石原: $k-\epsilon$ モデルによる扁平矩形断面の非定常空気力評価, 第50回理論応用力学講演会講演論文集NCTAM2001, 2001.1, 97-98

6) 松本, 橋梁の空力振動, ながれ, 14, 1995, 209-225