

LESによる二次元角柱に作用する変動風圧力の数値解析

——接近流の乱れの影響に関する検討を中心として——

Numerical Simulation of Fluctuating Surface Pressure on 2D Square Prism

村上 周三*・持田 灯*・坂本 成弘**
Shuzo MURAKAMI, Akashi MOCHIDA and Shigehiro SAKAMOTO

1. 序

近年、構造物の高層化・軽量化に伴い風による振動が問題となってきた。このような問題では接近流(風)の性状が重要な意味を持つ。本報では、LESによる角柱周りの二次元試計算において、すでに実験的に確認されている流入風の乱れが風圧力に与える影響¹⁾の再現を試みた。また、空力変動の再現に関して、二次元計算と三次元計算の結果を比較した。

2. 数値計算の概要

2.1 検討ケース 本研究では、正方形断面の二次元角柱を対象として、流入風を、①乱れない(空間・時間的に流速が一定)風とした計算(II)・(IV)、②乱れのある風とした計算(III)、の三ケースを行った。計算(II)・(III)はともに二次元計算であり、流入風の性状が異なる。計算(II)・(VI)はともに流入に乱れない場合で、計算(II)が二次元計算、計算(IV)が三次元計算である。また、計算(III)の乱れのある流入風を作成するために、(I-a)、(I-b)の準備計算を行った。表-1に各計算の条件を示す。

本来、LES等の非定常流解析は、三次元で用いられるべきであるが、ここでは、乱れの作成方法および乱れの影響を検討するための試計算として、計算(I)~(III)の二次元計算を行った。また、角柱に作用する流体力の変動性状に関して二次元計算と三次元計算を比較するために、流入に乱れない三次元計算(IV)を行った。

2.2 流入乱れの作成方法(計算(I-a)、(I-b))

計算(III)の流入風の作成方法を図-1に示す。準備計算として角柱周りの乱れのある流れ場を解き、ここで得られる流れ場の時刻歴をストックして、計算(III)の流入条件に与えた。計算(I-a)は、乱れを発生させる計算である。角柱が千鳥状に並んだ状態を想定して、その最小単位である角柱二個を含む計算領域を選び、 $x_1 \cdot x_2$ 方向ともに周期境界条件で計算を行った。計算(I-b)は、計算(I-a)で生じる角柱の直接的影響を小さくして後流の速度欠損を回復させ、乱れ分布を一様化させるための計算である。ここで得られる乱れ特性は、計算(I-a)の計算条件により異なる。すなわち、乱れの強さは計算領域と角柱の一辺の長さの比、乱れの長さスケールは角柱一辺の長さにより調節することができる。

2.3 計算方法 LES基礎式を表-2に示す²⁾³⁾。ここではレイノルズ数が充分大きい場合を想定しているため分子粘性は含めていない。また、二次元計算において、Smagorinsky定数 C_s は、計算(I-b)で0.345、他の計算で0.15とし⁴⁾⁵⁾、三次元計算(IV)では0.1とした。境界条件は、 $x_2(x_3)$ 方向が圧力差 $\Delta p = 0$ の周期境界、 x_1 方向の流出境界は \bar{u}_1, \bar{u}_2 に関してfree slip(すなわち、 $\partial/\partial x_1 = 0$)。ただし、計算(I-a)の場合のみ $x_1 \cdot x_2$ ともに周期境界。固体壁面境界には壁法則(指数1/2乗のpower lawによる)を用いた。圧力緩和はABMAC法⁶⁾、差分スキームは空間に二次精度中心差分、時間にAdams Bashforthを用いた。ただし、計算(I-b)では x_1 方向の流出境界近くで移流項の差分に一次風上スキームを使

表-1 計算条件(角柱辺長Dで無次元化した値)

ケース	計算 次元	計算 領域	メッシュ 数	流入 境界	流出 境界
流入乱れ の作成	計算(I-a) 2	乱れを作成 10.0×10.0	102×102	周期境界	周期境界
	計算(I-b) 2	乱れ分布を一様化 60.0×10.0	302×102	(I-a)で得た模擬風	$\bar{u}_1 \bar{u}_2$: free slip
角柱周辺 の計算	計算(II) 2	流入乱れなし 37.5×10.0	153×90	乱れのない風	$\bar{u}_1 \bar{u}_2$: free slip
	計算(III) 2	流入乱れあり 37.5×10.0	153×90	(I-b)で得た模擬風	$\bar{u}_1 \bar{u}_2$: free slip
	計算(IV) 3	流入乱れなし 32.9×11.0×2.0	101×65×12	乱れのない風	$\bar{u}_1 \bar{u}_2 \bar{u}_3$: free slip

*東京大学生産技術研究所 付属計測技術開発センター

**受託研究員(大成建設技術研究所)

研 究 速 報

用した。これは、流出境界付近の空間振動を抑えるためである。計算 (III) の流入境界に使用する流入風データの採取はこの部分を選けたかなり上流で行った (図-1 (2) 参照)。

2.4 メッシュ分割

(1) 二次元計算 (計算 (II), (III)) $153(x_1) \times 90(x_2)$ で約14,000, 最小メッシュ幅を0.05Dとし, 角柱一辺を16分割 (不等分割) した。 $\Delta t^* (= \Delta t U_0 / D)$ は 1×10^{-4} 。

(2) 三次元計算 (計算 (IV)) スパン (x_3) 方向長さを2.0Dとし10等分割した。角柱近傍のメッシュ分割は二次元計算と同程度, その周辺ではやや粗くした。メッシュ数は $101(x_1) \times 65(x_2) \times 12(x_3)$ で約79,000とした。 Δt^* は 2×10^{-4} 。

3. 計 算 結 果

3.1 流入乱れの作成 計算 (III) に用いる流入乱れの強さの目標値は, 自然風の乱れの強さ10%~20%であるが, 計算 (I-a)・(I-b) により得られた乱れの強さは, 主流 (x_1) 方向51%・主流直角 (x_2) 方向68%であった。乱れの強さを小さくするためには, 計算 (I-a) の角柱の一辺を短くして再計算すれば良い。ここでは, 便法として今後の工学的応用性も考慮して, 乱れ成分 u_1', u_2' に定数を乗じて乱れの強さを小さくする⁹⁾ という, より簡便な方法を用いた。本計算 (III) に用いた流入風の主流方向 (x_1) 流速のパワースペクトルの一例を図-2 に示す。乱れの強さが x_1 方向17%・ x_2 方向23%, 乱れの長さスケール

L_1 (integral scale (記号参照)) が約1.4Dである。乱れ成分に定数を乗じることにより生じる問題については今後検討する予定であるが, 今回の計算 (III) に関しては, 流入境界近くにおいて解の収束性が悪くなる等の影響はほとんど認められなかった。

3.2 二次元計算 計算 (II) (III) とともに, 無次元時間 $t^* = 50 \sim 214$ の間でデータを採取した。

3.2.1 風圧分布 計算 (II) (III) の風圧係数の時間平均値 $\langle \overline{C_p} \rangle$ を図-3 に示す。計算 (II) (乱れなし) は既往の流入乱れの非常に小さい実験⁹⁾ (乱れの強さ約0.2%) と良く対応する。また, 計算 (III) (乱れあり) よりも角柱側面の後方や背面で負圧がやや大きくなっている。乱れがある場合よりも側面・背面の剝離渦が強いことが示され, 既往の実験の傾向¹⁰⁾ と一致している。抗力係数 $\langle C_D \rangle$ は, 計算 (II) が2.12, 計算 (III) が1.97であった。

3.2.2 空力変動のパワースペクトル 角柱に作用する空力三分力, 抗力 F_D ・揚力 F_L ・モーメント M のパワースペクトルを図-4 に示す。図-4 (2) 中の○印は既往の実験値¹¹⁾ である。計算 (II) では, いずれもいくつかのピー

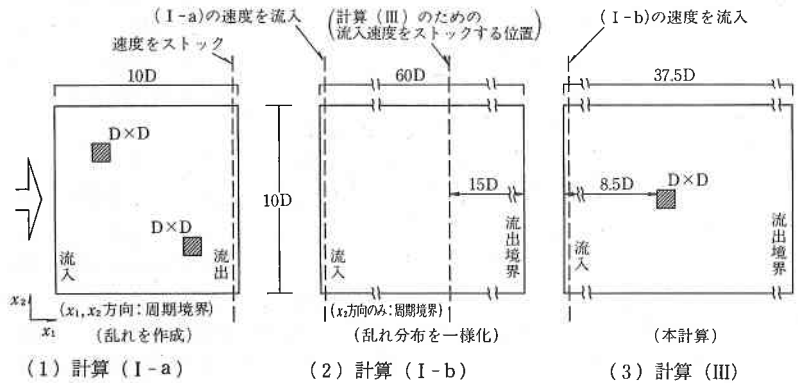


図-1 流入風の作成方法

表-2 基礎式

運動方程式	$-\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} k^* \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \nu_{SGS} \bar{e}_{ij}$
連続式	$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$
	$k^* = \frac{\nu_{SGS}^2}{(C_k \bar{h})^2}, C_k = 0.094$
	$\nu_{SGS} = (C_s \bar{h})^2 \left[\frac{(\bar{e}_{ij})^2}{2} \right]^{1/2}, \bar{e}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}$
二次元計算:	$C_s = 0.15, 0.345, h = (h_1 \cdot h_2)^{1/2}$
三次元計算:	$C_s = 0.10, h = (h_1 \cdot h_2 \cdot h_3)^{1/3}$

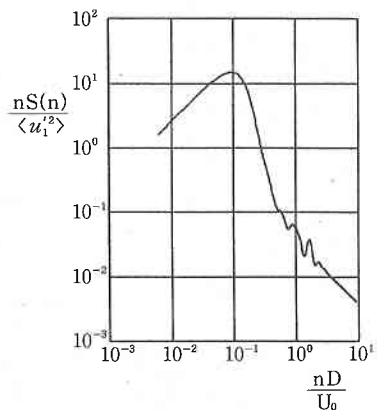


図-2 流入風のパワースペクトル

研 究 速 報

クが認められ、これらは角柱後流に生じるカルマン渦の放出周期に関連する値であると考えられる。計算 (II) に比べて計算 (III) では、これらのピークはやや小さくなめらかな形状となっている。これは、流入乱れの影響で計算 (II) ほど明確な後流渦の周期変動が形成されにくいためであり、定性的には、乱れの影響が現われていると言える。ただし、既往の実験にみられるような鋭いピークではなく、また、横軸ピーク位置も実験におけるカルマン渦発生周波数0.13から外れている。

本計算後、実験値との対応をより向上させるために、壁面や角柱隅の境界条件を変更した計算を行ったが、二次元計算においては大きな改善は得られなかった^[2]。

3.3 三次元計算 流入乱れのない計算 (IV) の結果を図-5・図-6に示す。無次元時間 $t^*=100\sim 264$ の間でデータを採取した。ともに揚力 F_L の計算結果で、図-5が二次元計算 (II) と比較した時刻歴、図-6が既往の実験値⁹⁾と比較したパワースペクトルである。三次元計算では、計算スパン方向が短く、スパン方向のメッシュ幅も0.2Dと大きいにもかかわらず、二次元計算に比べてスペクトルの実験値との対応が著しく改善される。これは、三次元計算では、角柱側面渦の変動が、角柱スパン方向に拡散するため、二次元計算に比べて、その変動量が小さく、後流渦の周期的放出に対する影響が小さいためと考えられる。三次元計算と二次元計算の構造的な差異に関する定量的な検討は今後の課題であり、別報で報告したいと考えている。

4. 結 論

- ①LESを用いた角柱周りの二次元解析において、乱れのある流入 (模擬) 風を数値計算により作成し、流入乱れの有無が風圧力に及ぼす影響を検討した。
- ②今回の試計算は二次元であるため、実験との厳密な比較は困難であるが、実験で報告されているのと同じ傾向の流入風の乱れの影響が確認された。すなわち、乱れない流入風では、角柱側面後方、背面の負圧が大きいことから、乱れのある場合より剥離が大きいことが確認され、既往の実験と対応した。
- ③角柱に作用する空力のスペクトルに関しては、二次元計算の場合、流入乱れの影響を定性的には確認できたが、既往の実験の揚力スペクトルに見られるような鋭いピーク

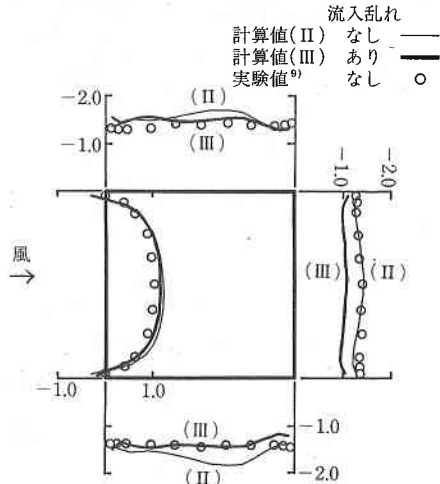


図-3 風圧係数 $\langle \bar{C}_p \rangle$ の比較 (二次元計算の時間平均値)

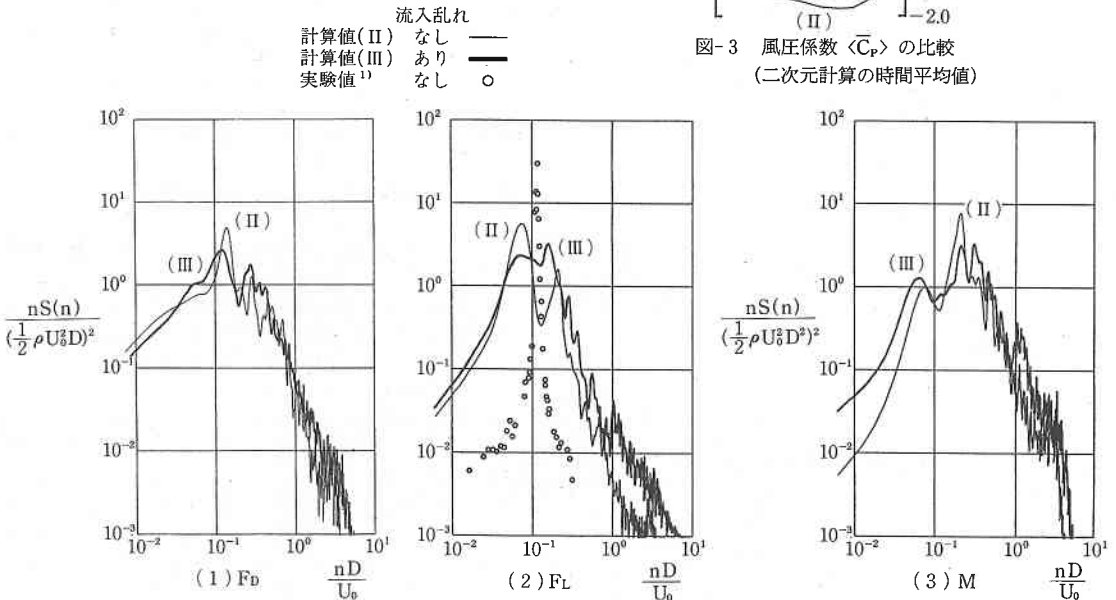


図-4 空力三分力のパワースペクトルの比較 (二次元計算)

研究 速 報

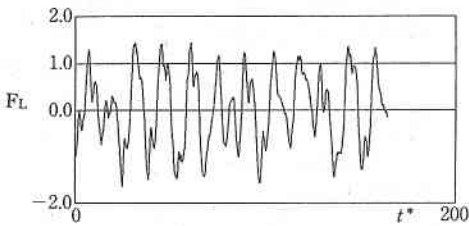
クは再現されなかった。

④これに対して、三次元計算の場合、揚力スペクトルの鋭いピークがかなり再現され、実験との良い対応が見られた。三次元計算の場合、角柱側面渦の変動がスパン方向に拡散するため、小さなスケールの渦が平滑化されて消えやすい傾向になり、スペクトルに明確なピークが発生するものと推定される。この点に関するより定量的な検討に関しては別報で報告する予定である。

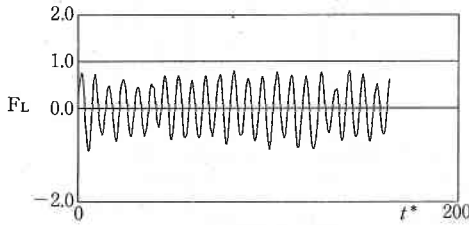
(1990年11月14日受理)

[注]

[注1] Smagorinsky定数Csは、チャンネル内乱流では0.10、格子背後の一樣乱流では0.23が推奨されているが^{(4),(5)}、これ



(1) 二次元計算 (II)



(2) 三次元計算 (IV)

図-5 FLの時刻歴 (流入乱れなし) の比較

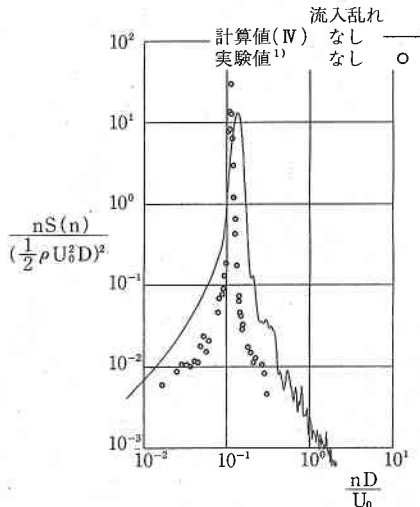


図-6 FLのパワースペクトル (三次元計算 (IV))

らの値は、三次元計算によるもので、二次元計算にそのまま適用すべきではない。二次元計算では、三次元 (三つの) 方向の渦粘性のうち二次元分が基礎式により表わされており、残りの一次元はfree slipとして扱われていると考えて、これを補償するため一次元分の粘性を付加するという考えの下に0.10, 0.23それぞれの値を1.5倍とした。

[注2] 具体的には、①壁面境界条件にpower lawの代りにgeneralized log lawを適用する、②周期境界を用いている計算領域側面の境界条件において圧力差 $\Delta p = 0$ の代りに計算境界側面における流量 (流速の積分値) を0とする、③角柱隅における移流flux $\bar{u}_i \bar{u}_0$ を0とする、等を検討したが、大きな改善は得られなかった。

ただし、これらの検討過程において、実験値と対応しない要因が多少明らかになった。計算値において実験値に見られるような鋭いピークが得られないのは、角柱後方に生じるカルマン渦が周期的に放出されないためであり、この周期性を乱す要因のひとつとして側面渦の時間的な変動の影響が挙げられる。二次元計算の場合、風上隅における剝離に伴って生じる顕著な側面渦の変動により、角柱後流渦 (カルマン渦) の放出周期が乱されている可能性が考えられる。

<記号>

u_i : 風速の3成分, i : 方向 (1: 主流方向, 2: 主流直角方向, 3: スパン方向) p : 流れ場の圧力 (瞬時値) p_w : 壁面圧力 (瞬時値, p_0 基準) p_0 : 基準圧力 (流れ場全体の平均圧力) ρ : 流体密度 $\langle f \rangle$: 変数 f の時間平均 \bar{f} : 格子平均 f' : 平均からのずれ ($=\bar{f} - \langle \bar{f} \rangle$) k^* : 格子スケール以下の乱れのエネルギー \bar{e}_{ij} : 格子スケールのせん断歪 h_i : x_i 方向のメッシュ幅 D : 角柱一辺の長さ U_0 : 流入平均風速 n : 周波数 t^* : 無次元化時間 ($=tU_0/D$) Δt^* : 無次元時間刻み L_1 : 乱れの長さスケール ($=tU_0 T_1$) T_1 : $\int R_1 d\tau$ R_1 : u_1 の自己相関係数, $S(n)$: パワースペクトル C_p : 風圧係数 ($=p_w/(1/2 \cdot \rho U_0^2)$) C_D : 抗力係数 ($=F_D/(1/2 \cdot \rho U_0^2)$) F_D : 抗力 F_L : 揚力 M : (空力) モーメント

参 考 文 献

- 1) B.J. Vickery: J. Fluid Mech. 25, 3, pp. 481-494, 1966, 等。
- 2) 藤本, 大熊, 赤木, 塚谷: 日本建築学会論文報告集, 第241号, pp. 141-151, 1976.
- 3) 村上, 持田, 日比: 日本建築学会計画系論文報告集, 第360号, pp. 1-11, 1986.
- 4) J.W. Deardorff: J. Fluid Mech. 41, pp. 453-480, 1970.
- 5) A. Domis: J. Fluid Mech. 104, pp. 55-79, 1981.
- 6) Yoshizawa, A.: Encyclopedia of Fluid Mechanics, VI, 5. 38. Houston; Gulf Publishing Company, 1984.
- 7) J.A. Viegelli: Journal of Computational Physics 8, pp. 119-143, 1971.
- 8) R. Friedrich: Computational Methods in Flow Analysis, Vol. 2, Okayama University of Science, pp. 833-843, 1988.
- 9) 大築, 藤井, 鷲津, 大屋: 構造物の耐風性に関するシンポジウム, pp. 169-175, 1978.
- 10) Alfredo R Barriga: Wind Effects on Buildings and Structures, Cambridge University Press, pp. 89-93, 1975.