

生成された変動風を流入境界条件とする 2 次元角柱周辺流れの LES

LES of flow past 2 D cylinder with imposed inflow turbulence

飯塚 悟*・村上 周三*・持田 灯**・土屋 直也***

Satoru IIZUKA, Shuzo MURAKAMI, Akashi MOCHIDA and Naoya TSUCHIYA

1. 序

LES (Large Eddy Simulation) の工学的応用において、流入境界での風速変動 (流入変動風) の生成手法の開発は最大の課題の 1 つであり、近年では流入変動風の生成に関する研究事例が多く報告されている^{1~8)}。

流入変動風を LES 計算で再現する方法としては大別して次の 2 つがある。①別途に流体計算を行う⁹⁾ 或いは本計算の流入境界前方にドライバ部を設け、これと本計算領域を同時に計算する^{7,8)} 方法と、②目標とする乱流統計量を満足するスペクトルを規定し、規定されたスペクトルのフーリエ逆変換により人工的に変動風を生成する方法^{1)~6)} である。②の方法は更に、(a) 波数空間の 3 次元エネルギースペクトルをターゲットとする方法^{1,4)} と、(b) 周波数空間のパワースペクトル、クロススペクトルをターゲットとする方法^{2,3,5,6)} の 2 つに分けられる。筆者らは既報⁴⁾ において、②の方法のうち波数空間の 3 次元エネルギースペクトルをターゲットとする Lee らの方法¹⁾ を用いて人工的に流入変動風を生成し、これを流入条件として等方性乱流場の LES 計算を行い、Lee らの方法の有効性を確認している。

本研究では乱れ強さが 2% と 6% の 2 種類の流入変動風

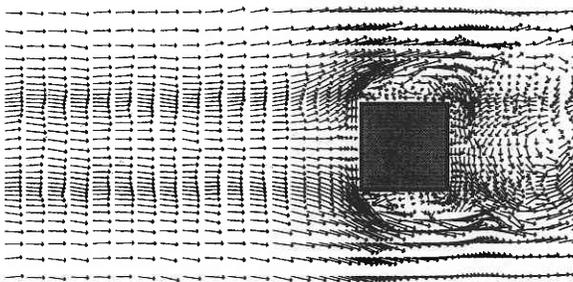


図1 瞬時風速ベクトル (case 3 (流入乱れ 6%))

*東京大学生産技術研究所 第5部

**東北大学大学院工学研究科

***竹中工務店 (東大生研受託研究員)

を既報⁴⁾ と同じ Lee らの方法を用いて生成し、これらを流入条件とする 2 次元角柱周辺流れの LES 計算 (図 1 参照) を行い、流入変動風が流れ場に及ぼす影響について、実験結果^{10~14)} との比較に基づき検討した。

2. 計算概要

2.1 計算対象

文 15, 16 と同じ正方形断面の 2 次元角柱周辺流れ (図 1, 2 参照)。Re 数 ($= U_0 D / \nu$) は Lyn らの実験^{10,11)} と同じ 2.2×10^4 。

2.2 計算ケース

表 1 に示す 3 ケース。case 1 は乱れなしの一樣流 $u_1 = U_0$, $u_2 = u_3 = 0$ (U_0 : 流入平均風速) の流入条件。case 2 は Lyn らの実験条件 (乱れ強さ 2%, 長さスケール 0.2 D (D : 角柱一辺の長さ) 注¹⁾) を流入条件とした。但し、Lyn らの実験条件は角柱中心から主流 (x_1) 方向に 3 D 上流に遡った位置 ($x_1 = -3 D$) で計測している (図 2 参照)。そのため、 $x_1 = -3 D$ で実験条件を満たすように LES 計算の流入境界 ($x_1 = -5 D$) 注²⁾ で変動風を調整して与えた。この調整方法については 2.4 節で後述する。case 3 は Durao ら¹²⁾ の実験条件に相当する乱れ強さ 6% を case 2 と同じ $x_1 = -3 D$ の位置で満たすように、LES 計算の流入条件を調整して与えた。この場合も、長さスケールは $x_1 = -3 D$

表1 計算ケース

	実験条件 ($x_1 = -3 D$)	LES 流入条件 ($x_1 = -5 D$)
case 1	—	乱れなし一樣流
case 2	$\langle u_1^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 2\%$	$\langle u_1^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 3.5\%$
	$\langle u_2^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 2\%$	$\langle u_2^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 3.5\%$
	$\langle u_3^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 2\%$	$\langle u_3^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 3.5\%$
	$\Lambda = 0.2 D$	$\Lambda = 0.19 D$
case 3	$\langle u_1^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 6\%$	$\langle u_1^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 11.3\%$
	$\langle u_2^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 6\%$	$\langle u_2^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 11.3\%$
	$\langle u_3^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 6\%$	$\langle u_3^2 \rangle^{1/2} / U_0 = 11.3\%$
	$\Lambda = 0.2 D$	$\Lambda = 0.18 D$

研究速報

で0.2Dとなるように与えた^{注3)}。

2.3 流入変動風の生成方法

Leeらの提案する波数空間の3次元エネルギースペクトルをターゲットとする方法¹⁾に基づく。ターゲットのエネルギースペクトルには文4と同様にKarman型3次元エネルギースペクトル²⁰⁾を用いた。変動風生成手順については文1,4参照。

2.4 生成される流入変動風の調整

2.2節で述べたように、本計算で比較対象とするLynらの実験^{10,11)}の流入条件は $x_1 = -3D$ で測定されたものである。一方、LES計算での流入条件は $x_1 = -5D$ の位置で与える(注2, 図2参照)。そのため、目標とする位置($x_1 = -3D$)で実験条件を満たすためにはLES計算の流入条件を調整して与える必要がある。この際、流入境界から目標とする位置までの間で生じる乱れの減衰としては以下の2つを考慮する。

- ①下流への物理的な乱れの減衰
- ②数値計算上の非物理的な乱れの減衰

①については、流入風が角柱に到達するまでの領域を等方性乱流場と仮定すれば、乱れの減衰度を理論的に求めることができる。等方性乱流場では乱流エネルギー k とその散逸率 ϵ の輸送方程式より、 k 及び ϵ の x_1 方向の減衰は次式で与えられる。

$$k(x_1) = \left\{ k_{in}^{1-C_2} - (1-C_2) \frac{\alpha}{U_0} x_1 \right\}^{\frac{1}{1-C_2}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\epsilon(x_1) = \alpha k^2(x_1) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 k_{in} は流入境界における k ($= 3/2 < u_i'^2 >$, suffixの i は縮約をとらない)の値、 C_2 は $1.92^{21)}$ である。

また長さスケール Λ の変化は

$$\Lambda(x_1) = Ck^{3/2}(x_1)/\epsilon(x_1) \dots\dots\dots (3)$$

から求められる。(3)式右辺の係数 C は文22を参考に $C = 0.3$ とする。従って(1)式~(3)式により $x_1 = -3D$ 位置で

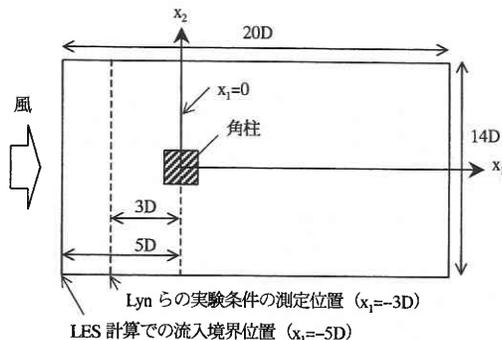


図2 計算領域

の実験条件を代入すれば、LES計算の流入条件としての $< u_i'^2 >^{1/2}$ 及び Λ が理論的に算出可能となる。

一方、②の非物理的な乱れの減衰は既報⁴⁾で指摘したように、(a)差分近似に伴う数値的なフィルター効果や、(b)生成される変動風が連続条件は満足している^{1,4)}が運動方程式の満足に対する考慮はなされていないことによる解の変化等から生じると考えられる流入直後の非物理的な乱れの減衰である。これに関しては、角柱計算を行う前に予め角柱前方領域($-5D < x_1 < 0$, 角柱は含めない)のみを対象とした予備計算^{注4)}を行い、理論値から求まる割り増し分に加えて必要な乱れ強さの増分量を見積もった^{注5)}。図3は予備計算における乱流エネルギー k の x_1 方向の減衰過程を示したものである。流入直後で急激なエネルギーの減衰が見られるが、それより下流域では理論値と極めて良く一致している。

以上のようにして見積もられた乱れ強さ、長さスケールをcase 2及びcase 3のLES計算における流入境界条件として与えた(表1)。

2.5 その他の計算条件

case 1~case 3で用いた計算条件は流入条件(表1参照)以外全て同じ条件である。表2にこれらの計算で用い

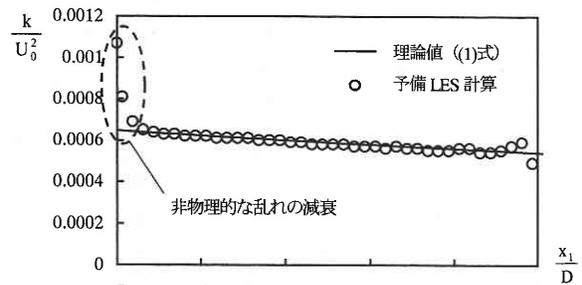


図3 乱流エネルギー k の減衰過程(case 2, 予備計算)

表2 計算条件

(1) grid system	staggered grid
(2) アルゴリズム	SMAC法 (Poisson方程式の解法にMICCG法)
(3) 空間スキーム	2次精度中心差分
(4) 時間スキーム	移流項: Adams-Bashforth法 拡散項: Crank-Nicolson法
(5) 計算領域	$20D(x_1) \times 14D(x_2) \times 2D(x_3)$
(6) grid数	$154(x_1) \times 103(x_2) \times 16(x_3)$
(7) SGSモデル	標準型Smagorinskyモデル (Smagorinsky定数, $C_s : 0.13$) +damping function f_μ ($f_\mu = 1 - \exp(-x_1^+/25)$)
(8) 流入境界条件	表1参照
(9) 流出境界条件	移流型境界条件: $\partial u_i / \partial x_i + U_0 \cdot \partial u_i / \partial x_1 = 0$
(10) 側面境界条件	周期境界条件
(11) 角柱に直交する境界面条件	周期境界条件
(12) 角柱壁面境界条件	linear-power型2層モデル ²³⁾

た計算条件を示す。尚、本研究では LES の sub-grid scale (SGS) モデルとしては標準型の Smagorinsky モデル (S モデル, Smagorinsky 定数 C_s は 0.13) を用いた。S モデルに比べ dynamic SGS モデルが予測精度の面で有効であることは概報^{15, 16)} で述べた通りである。但し、本研究では SGS モデルの予測精度よりも流入条件の違いにより生じる流れ場の変化を調べることを主目的としているので, dynamic SGS モデルよりも安定で計算時間が短縮できる S モデルを使用した^{注6)}。dynamic SGS モデルに基づく検討は今後行う予定である。

3. 計算結果と考察

以下では、流入風の乱れ性状の変化により生じる流れ場の変化の傾向の再現性を中心に検討する。

3.1 インテグラルパラメーター (表 3)

3.1.1 揚力係数の rms 値 C_L

case 3 (流入乱れ 6%) の結果は case 1 (流入乱れなし) に比べ C_L を小さく評価している。流入風の乱れが増すと C_L が減少するという傾向は Vickery の実験結果¹³⁾ と対応している。流入風の乱れが強い場合、角柱からの渦放出運動が抑制され、そのため C_L が小さくなったと考えられる。これにより、流入風の乱れが増すと渦放出に伴う主流直角 (x_2) 方向の運動量輸送が減少し、角柱背後の wake の回復が遅くなり、逆流域が広がる (図 4 参照)。一方、本計算の case 2 (流入乱れ 2%) の場合、case 1 に比べ C_L が僅かに大きい値を示している。このことは case 2 のように流入風の乱れのレベルが小さい場合 (2%), 今回の計算条件ではこの影響を十分に再現することは難しかったことを示している。従って、今後計算条件の再検討が必要であると考えられる。

3.1.2 平均抗力係数 $\langle C_D \rangle$

C_L の結果と同様に、case 3 は case 1 に比べ $\langle C_D \rangle$ を小さく評価し、流入風の乱れが強くなると $\langle C_D \rangle$ が減少す

る傾向を示す。この傾向は Lee の実験結果¹⁴⁾ の傾向と対応する。この流入風の乱れ性状の違いによる $\langle C_D \rangle$ の変化は C_L の変化に密接に関連している。前述したように、 C_L の減少に伴い角柱背後の逆流域は広がる。これにより角柱背面の負圧の絶対値が小さくなる。この結果、流入風の乱れが増すと $\langle C_D \rangle$ は小さくなるものと考えられる。

3.1.3 ストローハル数 St

St の計算結果は C_L , $\langle C_D \rangle$ の結果とは逆に、流入風の乱れが増すと値が大きくなる傾向を示す。これは Lyn らの実験^{10, 11)} と Durao らの実験¹²⁾ に見られる傾向と同様である。また Vickery の実験結果¹³⁾ でも同様の傾向が見られる。この流入風の乱れ性状の違いによる St の変化も前述した乱れの増加による渦放出の性状の変化に関連する。即ち、角柱からの渦放出の抑制により渦放出の周期が短くなり、その結果、流入風の乱れが増すと St は大きくなると考えられる。

3.2 平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ (図 4)

図 4 に角柱中心軸上の $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示す。near wake 領域 ($0.5D < x_1 < 2D$) では、流入風の乱れが強くなると逆流域を大きく評価する傾向にある (図 4 (2))。但し、その差は小さい。一方、far wake 領域 ($x_1 > 2D$) では、流入風の乱れ性状の違いにより分布に大きな差が見られる。流入風の乱れが強くなるにつれて、far wake での風速の回復は遅くなる。実験結果と比較すると、case 3 の結果は同じ乱れ強さをもつ Durao らの実験¹²⁾ と極めて良く一致している。しかし、いずれの計算結果も Lyn らの実験^{10, 11)} に比べ風速の回復が早い。但し、この領域では実験間の差も大

表 3 インテグラルパラメーター

	流入条件 乱れ強さ 長さスケール	Re 数	C_L	$\langle C_D \rangle$	St
LES					
case 1	smooth	2.2×10^4	0.86	1.99	0.135
case 2	2%, 0.2		0.89	2.01	0.140
case 3	6%, 0.2		0.79	1.93	0.140
実験					
Lyn ^{10, 11)}	2%, -	2.2×10^4	-	2.1	0.132
Durao ¹²⁾	6%, -	1.4×10^4	-	-	0.138
Vickery ¹³⁾	smooth	1.0×10^5	1.32	2.05	0.118
	10%, 1.33		0.68	-	0.120
Lee ¹⁴⁾	smooth	1.8×10^5	-	2.05	-
	6.5%, 1.14		-	1.93	-

C_L : 揚力係数 C_L の rms 値, C_D : 抗力係数, St: ストローハル数

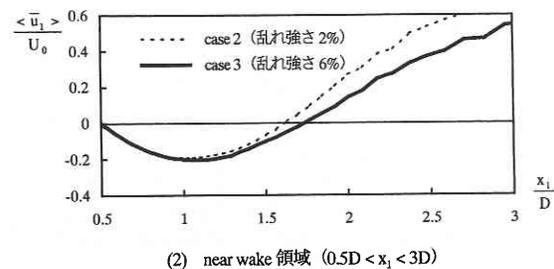
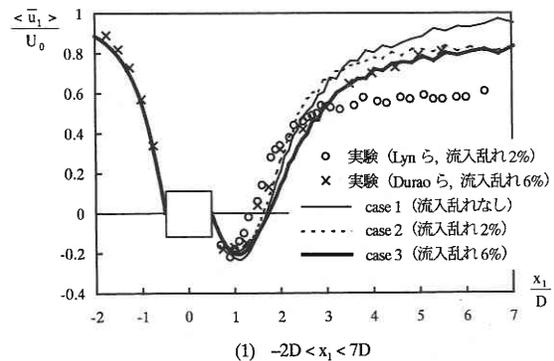


図 4 角柱中心軸上の時間平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$

研 究 速 報

きいので、今後、実験結果間の差の生じる原因も含め、充分に検討していきたい。

4. ま と め

- (1) Lee らの方法を用いて乱れ強さ 2% 及び 6% の流入変動風を生成し、これらを流入条件として 2 次元角柱周辺流れの LES 計算を行い、流入風の乱れなしの場合及び実験結果と比較した。
- (2) インテグラルパラメータについては流入風の乱れの増加に伴い C_L , $\langle C_D \rangle$ は減少し、St は逆に増加する傾向が見られた。これらの傾向は実験結果の傾向と良く対応した。
- (3) 平均風速に関しても流入風の乱れ性状の違いにより分布に変化が見られた。特に far wake 領域でその差は大きく、流入風の乱れが強くなるにつれて速度の回復が遅くなる傾向を示した。この領域において、case 3 (流入乱れ 6%) は同じ乱れ強さをもつ Durao らの実験と極めて良く一致した。

謝 辞

本研究の遂行にあたり、李相山博士 (韓国 KIST)、大岡龍三博士 (福井大学) より種々の貴重なご助言を頂いた。記して謝意を表する。
(1999 年 11 月 15 日受理)

注

- 1) Lyn らの実験では流入条件として長さスケール Λ は測定していない^{10, 11)}。そこで、本計算対象をテストケースの 1 つとした近年の LES workshop^{17, 18)} において $\Lambda = 0.2D$ という値が設定された。本計算でもこれに従い、 $\Lambda = 0.2D$ を実験条件とした。
- 2) 本計算の流入境界位置 ($x_1 = -5D$) は LES workshop^{17, 18)} で指定されたものと同じである。
- 3) Durao らの実験も長さスケール Λ は測定していない¹²⁾。しかし Nakamura らの実験によれば、流入風の乱れ強さが 6%, 10% において $\Lambda < 2D$ の場合、角柱後面に作用する背圧係数は殆ど変わらないとされている¹⁹⁾。これにより Λ が小さい場合、 Λ の変化による流れ場への影響は小さいと考え、本計算では Durao らの実験条件についても Lyn らの実験条件と同じ $\Lambda = 0.2D$ を用いることとした。
- 4) 計算領域は $5D(x_1) \times 14D(x_2) \times 2D(x_3)$ (x_2, x_3 方向の計算領域は角柱計算で用いるものと同じ)。grid 分割は $40(x_1) \times 112(x_2) \times 16(x_3)$ で、各方向とも $0.125D$ の等間隔 grid とした。その他の計算条件は角柱計算で用いるもの (表 2 参照) と同じとした。
- 5) 乱れ強さと同様に、長さスケール Λ に関しても流入直後において数値的なフィルター等により急激な変化が生じると考えられる。但し、今回の事例では Λ についてはこの影響を含めず、理論値から求められる変化量のみを考慮した。これに関しては今後の検討課題としたい。
- 6) 既報^{15, 16)} で述べたように dynamic SGS モデルは予測精度に

関しては S モデルに比べ大幅な改善が見られるものの、計算安定性・計算負荷の点で問題が残る。筆者らの経験では角柱周辺流れの LES 解析に対して Smagorinsky モデルに基づく dynamic SGS モデルを適用した場合、S モデルに比べ計算時間が 2~3 倍増加した。

記 号

- x_i : 空間座標の 3 成分 u_i : 風速の 3 成分
($i = 1$: 主流方向, $i = 2$: 主流直角 (横) 方向, $i = 3$: 鉛直方向)
 f : 変数 f の瞬時値 $\langle f \rangle$: 変数 f の時間平均値
 \bar{f} : 時間平均からのずれ ($= f - \langle f \rangle$)
 \bar{f} : 変数 f に grid filter を施した値
 U_0 : 流入平均風速 D : 角柱一辺長さ
 k : 乱流エネルギー ϵ : k の散逸率
無次元化は U_0, D を用いて行う。

参 考 文 献

- 1) Lee, S., Lele, S.K. and Moin, P., Phys. Fluids, A 4(7) (1992) pp.1521-1530.
- 2) 丸山, 盛川, 第 13 回風工学シンポジウム (1994) pp. 573-578.
- 3) 近藤, 村上, 持田, 土谷, 生産研究, 第 48 巻 2 号 (1996) pp. 53-56.
- 4) 飯塚, 村上, 持田, 李, 生産研究, 第 49 巻 1 号 (1997) pp. 27-30.
- 5) 近藤, 持田, 村上, 土谷, 生産研究, 第 51 巻 1 号 (1999) pp. 163-164.
- 6) 近藤, 村上, 持田, 土谷, 第 13 回数値流体シンポジウム (1999).
- 7) Lund, T.S., Wu, X. and Squires, K.D., J. Comput. Phys., 140 (1998) pp.233-258.
- 8) 片岡, 水野, 建築学会計画系論文集, 523 (1999) pp. 71-77.
- 9) 持田, 村上, 林, 建築学会計画系論文集, 423 (1991) pp. 23-31.
- 10) Lyn, D.A. and Rodi, W., J. Fluid Mech., 267 (1994) pp. 353-376.
- 11) Lyn, D.A., Einav, S., Rodi, W. and Park, J.H., J. Fluid Mech., 304 (1995) pp. 285-319.
- 12) Durao, D.F.G., Heitor, M.V. and Pereira, J.C.F., Exps. Fluids, 6 (1988) pp. 298-304.
- 13) Vickery, B.J., J. Fluid Mech., 25 (1966) pp. 481-494.
- 14) Lee, B.E., J. Fluid Mech., 69 (1975) pp. 263-282.
- 15) 持田, 村上, 富永, 小林, 生産研究, 第 46 巻 2 号 (1994) pp. 14-20.
- 16) 持田, 村上, 富永, 生産研究, 第 47 巻 2 号 (1995) pp. 1-6.
- 17) Rodi, W., Ferziger, J.H., Breuer, M. and Pourquie, M., J. Fluids Eng., 119 (1996) pp. 248-262.
- 18) Voke, P.R., ERCOFTAC SERIES, Direct and Large Eddy Simulation II (1997) pp. 355-373.
- 19) Nakamura, Y. and Ohya, Y., J. Fluid Mech., 149 (1984) pp. 255-273.
- 20) Hinze, J.O., "Turbulence" McGraw-Hill. (1975).
- 21) Launder, B.E. and Spalding, D.B., Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3 (1974) pp. 269-289.
- 22) Rotta, J.C., "乱流" 岩波書店 (1975).
- 23) Werner, H. and Wengle, H., Proc. 8 th Symposium on Turbulent Shear Flows (1991) pp. 155-168.