

ラフネス上を発達する高レイノルズ流れの乱流境界層シミュレーション

清水建設(株)和泉研究室 正会員 野澤剛二郎
東京工業大学 正会員 田村 哲郎

1. はじめに

市街地など比較的大きな粗度の乱流境界層を対象として LESなどの非定常計算の変動流入風の作成方法が筆者等によって提案されている¹⁾。この方法は床面にラフネスブロックを配置し、乱流境界層の鉛直分布の相似性を仮定した準周期境界条件を用いた流れ場を直接計算することで、空間的に発達する乱流境界層を生成している。ただし、この方法では床面近傍の乱れ構造を解像する必要があることから、高レイノルズ流れに適用することは計算機容量の観点から困難であった。そこで、本研究では高レイノルズ流れに適用できる様に上記手法を改良することを目的とする。さらに、高レイノルズ流れに適用し、レイノルズ数の変化が流れ場の乱れ性状に与える影響を調べる。

2. 乱流境界層の生成方法

粗面上を発達する乱流境界層を作成する方法は図1に示す通りである¹⁾。上空は一様流とし、外力としての圧力勾配をゼロとすることで、流入境界条件として与えた乱流境界層を下流方向に自由に発達させる。床面には簡易CIP法で表現されたラフネスブロックを設置することで強い剪断が床面近くで発生し、大きな粗度の効果が再現される。下流方向に発達していく乱流境界層の流速等の平均・変動量を下流境界で求めて、壁法則と速度欠損則に基づいてそれぞれリスケーリングを行い再度流入に与える²⁾。流出境界は下流境界よりもさらに下流に設置する。リスケーリング操作を加えていること、上流から下流へのデータ更新がないことなどから、ここでは準周期境界条件と呼んでいる。リスケーリングは内層と外層に分けて行うほか、平均(U)、変動(u)成分に分けて行う。

内層： $U_i(y^+) = \gamma U_r(y^+)$, $u_i(y^+) = \gamma u_r(y^+)$ 外層： $(U_\infty - U_i)(\eta) = \gamma(U_\infty - U_r)(\eta)$, $u_i(\eta) = \gamma u_r(\eta)$

ここに、 U :平均風速、 u :変動成分、 y^+ :壁距離(yu_τ/ν)、 η :高さのパラメータ(y/δ)、 γ :壁面摩擦速度比($u_{\tau,i}/u_{\tau,r}$)である。下付添え字 i と r はそれぞれ、上流境界と下流境界の物理量であることを示している。

リスケーリングには境界層厚(運動量厚)比 $\beta(=\theta_i/\theta_r)$ と摩擦速度比 $\gamma(=u_{\tau,i}/u_{\tau,r})$ の二つのパラメータが必要であり、粗面に対しては下記の式を用いて β から γ を算定している¹⁾。

$$\beta^{-1} - 1 = \frac{c_f(x_i)}{2\theta_i} \frac{x_i}{1-\alpha} (\gamma^\alpha - 1) \quad (1), \quad \text{ただし } \alpha = \frac{1.12 - 1.58 \log(x_i/k_s)}{3.95/2}, \quad k_s: \text{等価砂粒径}$$

平板前縁からの距離に相当する x_i (吹送距離)については、数値計算結果から求められる全抵抗係数と Prandtl *et al.* の全抵抗係数に関する実験公式⁴⁾を用いて同定する。

3. 高レイノルズ流れへの対応

本計算のようにラフネス間の空隙が比較的大きな場合には、空隙の床面に対する摩擦抵抗の全抵抗に占める割合が大きく、全抵抗係数を正しく算定するには床面近傍の乱流渦構造を正しく再現する必要がある。しかし、実大気のような高レイノルズ流れでは境界層厚と比べて非常に高い解像度が必要となる。そこで、吹送距離 x_i を運動量厚を用いて算定する手法を提案する。

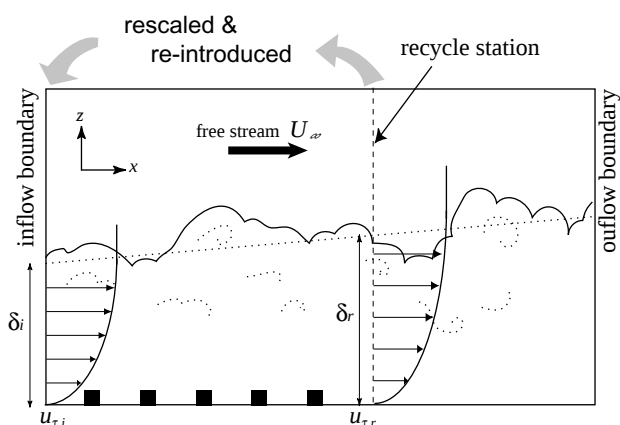


図1 粗面上を発達する乱流境界層の作成法

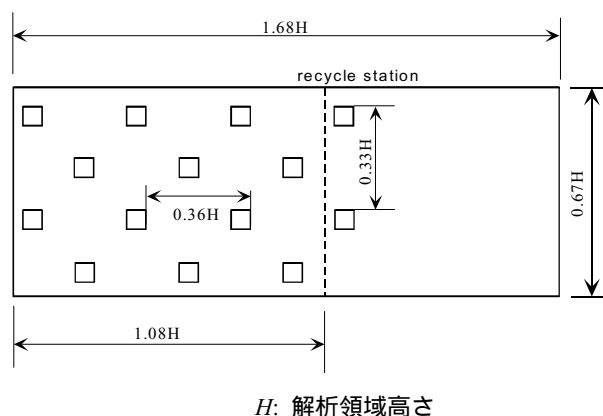


図2 計算領域とラフネスブロックの配置

keywords: 乱流、大気境界層、LES、高レイノルズ流れ、粗面

連絡先: 〒100-0011 東京都千代田区内幸町2-2-2フコク生命ビル27F, TEL03-3508-8101, FAX03-3508-2196

$$C_f(x) = \frac{D(x)}{(1/2)\rho U_\infty^2 b x} = \frac{2\theta(x)}{x} \quad (2), \quad C_f(x) = (1.89 + 1.62 \log \frac{x}{k_s})^{-2.5} \quad (3), \quad \theta^* = \frac{x^*}{2} (1.89 + 1.62 \log x^*)^{-2.5} \quad (4)$$

全抵抗はカルマンの運動方程式を用いて式(2)の様に運動量厚を用いて表すことができる。一方、全抵抗係数は吹送距離と等価砂粒径で表されることがPrandtl *et al.*の実験公式⁴⁾(式(3))から導かれている。両式より全抵抗係数を消去すると、式(4)のように等価砂粒径で無次元化した運動量厚 θ^* と吹送距離 x^* の関係式を導くことができる。運動量厚は解析により求まる値を使うことで、式(4)の反復計算により無次元吹送距離 x^* を算出できる。

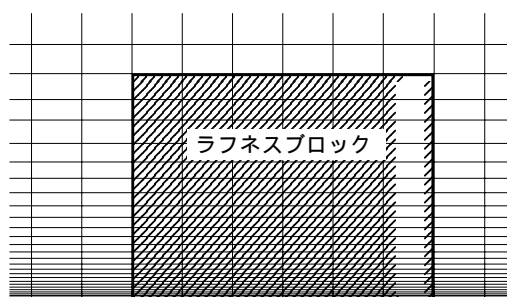
ここでは、修正後の手法を粗い格子に適用して修正前の手法と流れの性状を比較する。解析領域を図2、ラフネスブロックの諸元を表1に示す。修正前の細かい格子では床面に最も近い格子点が $z^+=0.6$ であるのに対し、粗い格子ではその8倍としている(図3)。解析領域高さ H と一様流の風速 U_∞ で決まるレイノルズ数は 1.2×10^5 となっている。SGSモデルはSmagorinskyモデルとし、壁面ではVan-Driest型の減衰関数を用いている。境界層厚 δ とゼロ面変位量 d で基準化した平均風速とレイノルズ応力分布には両者の差はほとんどなく、手法の違いによる影響はないものと考えられる(図4)。粗い格子に対して修正前の手法で求めた吹送距離は約 $2000H$ ~となっていたのに対して、修正後は約 $200H$ となっており、細かい格子の場合と同程度となっている。

つぎにレイノルズ数の違いが乱流性状に与える影響を調べる。レイノルズ数は 1.2×10^5 , 3.8×10^5 , 3.8×10^6 の三通りとする。解析領域、格子点数は前述のケースと同じである。レイノルズ数 3.8×10^6 のケースについて床面近傍の解像度を壁面距離で表すと $(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) = (1850, 1030, 290)$ となる。平均風速分布はべき指数は約0.2のべき乗則で表される。レイノルズ応力にはレイノルズ数による明確な違いは見られなかった(図5a)。主流方向変動風速の鉛直分布を見ると、三ケースはほぼ同じだが、ピーク値に若干差が見られる(図5b)。既往の実験結果⁵⁾に見られるように、レイノルズ数が大きいほどピーク値が大きくなる傾向にある。しかし、比較的高レイノルズ流れの比較であるためにその差は小さい。また、他の成分については差が見られなかった。

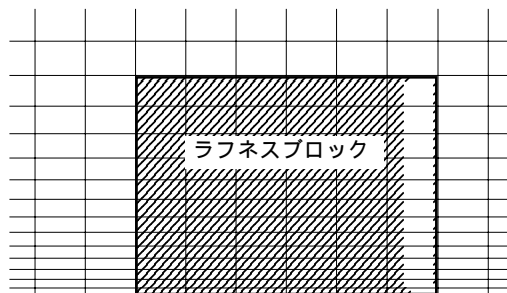
参考文献 1) 野澤剛二郎, 田村哲郎, 日本建築学会構造系論文集 第541号, pp.87-94, 2001. 2) 野澤剛二郎, 田村哲郎, 土木学会年次講演会概要集, I-B013, 2000. 3) T.S.Lund, X.Wu, K.D.Squires, J.of Comp. Phys. vol.140, pp.233-258, 1998. 4) H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, 7th Ed. 1979. 5) D.B.Degraaff, J.K.Eaton, J. Fluid Mech., vol.422, pp.319-346, 2000.

表1 ラフネスブロックの諸元

ラフネス要素の寸法	h_x/H	0.040
	h_y/H	0.030
	h_z/H	0.030
ラフネス要素距離	D/H	0.246
ラフネス密度	λ	0.015
ラフネスの格子点数	$n_x \times n_y$	6×8



(a) 密格子



(b) 粗格子

図3 ラフネスブロック近傍の格子配置

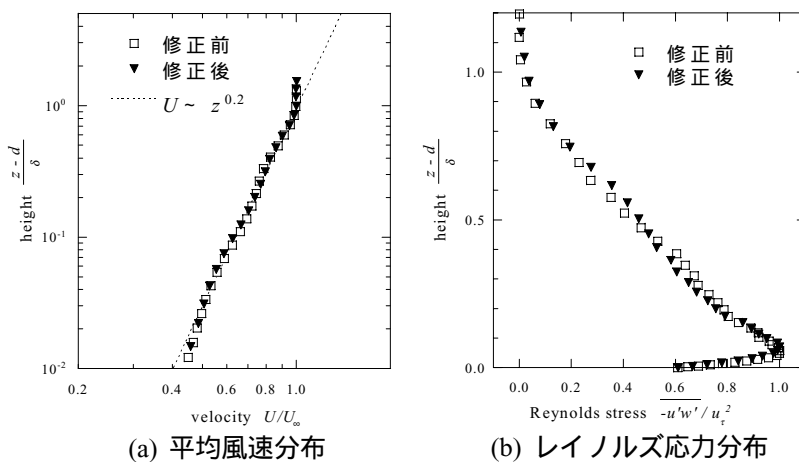


図4 手法の違いによる比較

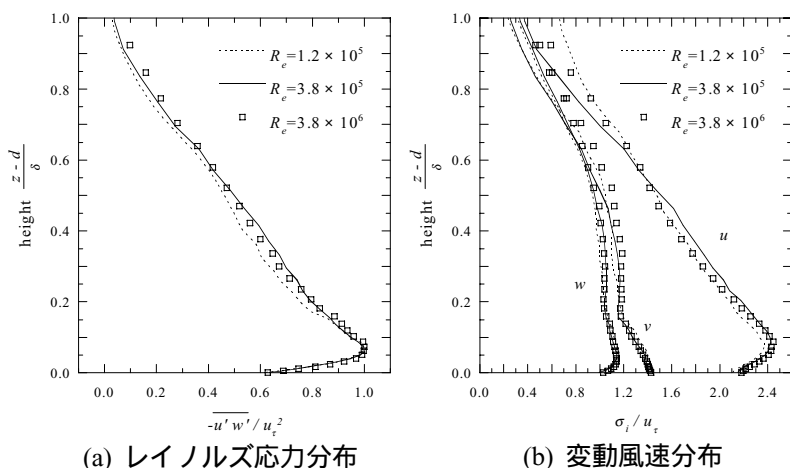


図5 レイノルズ数による比較