

エクマン乱流境界層の大規模 DNS

Direct numerical simulation of turbulent Ekman boundary layer

○ 宮下勝浩 (東理大), 新谷賢司* (東理大), 河村洋 (東理大)

Katsuhiro MIYASHITA*¹ and Kenji SHINGAI*² and Hiroshi KAWAMURA*¹¹Dept. of Mech. Eng., Tokyo University of Science, Noda-shi, Chiba 278-8510, Japan²Power & Industrial Systems R&D Lab, Hitachi, Ltd., Hitachi-shi, Ibaraki 319-1221, Japan

The direct numerical simulations (DNSs) of the turbulent Ekman boundary layer over a smooth surface are performed. The Reynolds number are set to be $Re_f = 400, 510, 600$ and 775 where Re_f based on the Geostrophic wind velocity G , kinematic viscosity ν and Ekman depth $D = \sqrt{2\nu/f}$. The large computational box and the long averaging time are employed in order to capture the turbulence structure. A unique turbulence structure is found in the region where the mean velocity reaches its maximum, while the well-known streak structures are discussed using the obtained instantaneous flow field and the two-point correlations.

1. 緒言

系の回転効果を考慮したエクマン乱流境界層を解析することは、環境問題と深い関わりを持つ大気の流動現象の解明に重要である。また、工学分野においてもタービン、ポンプなど、流体機械の流体現象の解明に有用なデータを提供する。

大気の流動現象は常に乱流状態であり、非常に小さいスケールの運動から地球規模の極めて大きい空間・時間スケールの大小広範囲に亘る運動を含んでいるという特徴がある。さらに、地球の回転によるコリオリ力の効果や密度成層など様々な影響が複雑に絡み合っている。そのため、これらの複雑な影響を考慮した数値解析は非常に困難であり、エクマン乱流境界層の直接数値シミュレーション (Direct Numerical Simulation, DNS) の研究は、Colman ら¹⁾と Shingai ら²⁾の解析以外は例が少ない。現在までのところ、Colman ら¹⁾が最大レイノルズ数 ($Re_f = 1000$) のエクマン乱流境界層の DNS を実施している。ここでレイノルズ数 Re_f は地衡風速度 G 、コリオリパラメータ f 及び、動粘度 ν を用いて以下のように定義している。

$$Re_f = G/\sqrt{\nu f/2} \quad (1)$$

本研究では $Re_f = 400, 510, 600, 775$ のレイノルズ数で数値解析を実施し、エクマン乱流境界層における各乱流統計量に対するレイノルズ数の影響や大規模構造の存在を確認した。

2. 計算条件

計算対象の概略図を図 1 に示す。本研究では無限に広い滑らかな平板上の直方体領域を計算対象とする。ここで、系の回転は平板に垂直な軸 (y 軸) 周りに角速度 $2\Omega = (0, f, 0)$ で回転しており、水平方向 (z 軸方向) に一様な圧力勾配を付加することによって流れが駆動されているものとする。水平方向 (x, z 軸方向) には周期境界条件を適用しており、地表においては滑り無し条件を付加している。計算領域上端においては速度と圧力の勾配が 0 ($\partial u_i/\partial y = 0, \partial p/\partial y = 0$) としている。

支配方程式は、非圧縮性流体の連続の式と回転系の Navier-Stokes 方程式であり以下の通りである。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + 2\Omega \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (3)$$

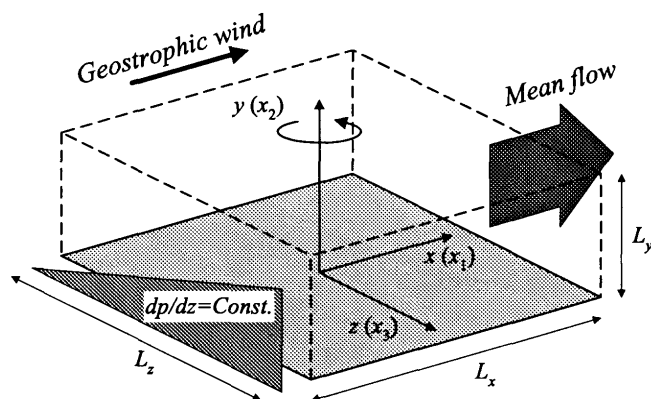


Fig.1 Configuration.

$\mathbf{u}$, t , ρ , p はそれぞれ、瞬時の速度ベクトル, 時間, 流体の密度, 圧力を表す。なお本研究では密度成層, 粗度の影響は無視している。

解析手法は連続の式と Navier-Stokes 方程式のカップリングに Fractional step 法を用い、時間積分には粘性項の y 軸方向に二次精度 Crank-Nicolson 法を、それ以外の項には二次精度 Adams-Bashforth 法を用いている。空間的離散化は x, z 軸方向に Morinishi³⁾ の提唱する四次精度中心差分を、 y 軸方向には二次精度の中心差分を適用した。なお、無次元数については Colman らの提唱する Re_f は用いず以下のように定義した Re 数と回転効果を表す Ro 数を用い、それぞれの値を設定して計算を実施した。

$$Re = \frac{Gh}{\nu}, \quad Ro = \frac{G}{fh}. \quad (4)$$

その他の計算条件は表 1 に示す。ここで $\delta_\tau = u_\tau/f$ は乱流深さ、添え字の $+$ は wall-unit で無次元化していることを表している。

3. 解析結果

3.1 平均速度分布

平均速度の絶対値 $Q^+ = \sqrt{U^+ + W^+}$ と高さ y^+ の関係を図 2 に示す。比較のため Caldwell ら⁴⁾ による回転ディスクを用いた実験の結果と Abe ら⁵⁾ によるポアズイコ乱流の解析結果も示してある。なお、 Re_L は回転ディスクの回転角速度 Ω_L を用いた定義されたレイノルズ数 ($Re_L = G/\sqrt{\nu\Omega_L}$) である。本

* 現 日立製作所 電力グループ 電力・電機開発研究所

Table1 Computational conditions.

Re_f	400	510	600	775
Re	8000	13000	18000	30000
Ro	10.0			
$L_x \times L_y \times L_z$	$9.23\delta_\tau \times 1.54\delta_\tau \times 9.23\delta_\tau$	$6.52\delta_\tau \times 1.63\delta_\tau \times 6.52\delta_\tau$	$5.08\delta_\tau \times 1.69\delta_\tau \times 5.08\delta_\tau$	$6.78\delta_\tau \times 1.78\delta_\tau \times 6.78\delta_\tau$
$L_x^+ \times L_y^+ \times L_z^+$	$3120 \times 520 \times 3120$	$3190 \times 798 \times 3190$	$3190 \times 1060 \times 3190$	$6390 \times 1680 \times 6390$
$N_x \times N_y \times N_z$	$512 \times 96 \times 512$	$512 \times 160 \times 512$	$512 \times 160 \times 512$	$1024 \times 256 \times 1024$
$\Delta x^+, \Delta z^+$	6.09	6.23	6.23	6.24
Δy^+	0.148 – 14.5	0.177 – 12.5	0.150 – 18.5	0.147 – 18.3

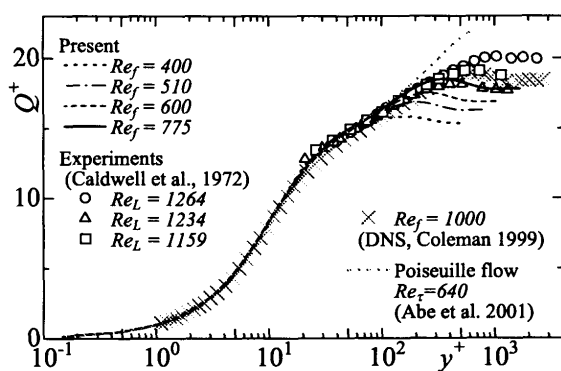
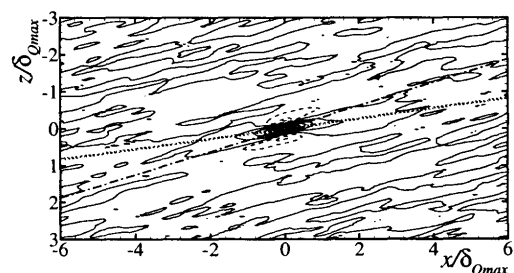
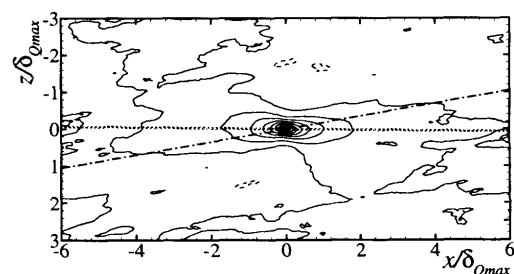
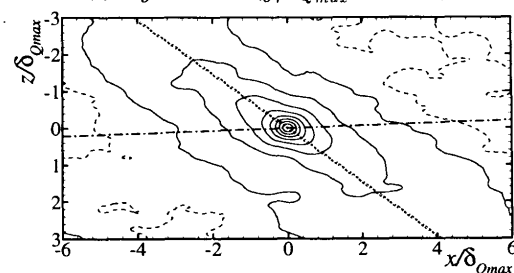


Fig.2 Mean velocity profile.

研究で行った一連の DNS のうち壁乱流の特徴である対数領域は $Re_f = 600$ および 775 において確認することができたが、一方 $Re_f = 400$ および 510 においては確認されなかった。これは低レイノルズ数のためだと考えられる。また $Re_f = 775$ は Caldwell ら⁴⁾の結果とほぼ一致していることが分かる。

3.2 乱流構造

個々の乱流構造は周囲よりも高速、もしくは低速の領域が集まって形成されている。よって二点相関係数を取ると同じ乱流構造内部では相関が高く、構造外部では相関が低くなる。この性質を利用し、乱流構造の三次元的特徴について検討した。 $Re_f = 600$ のケースにおいて、 $x-z$ 平面内における地衡風方向の速度変動から求めた二点相関係数 R_{uu} の等高線図を図3に示す。 $R_{uu} > 0$ は実線で、 $R_{uu} < 0$ を破線で示している。なお、基準点は等高線図中央に取っている。この図において、等高線の示す楕円形の長軸方向が乱流構造の伸びる方向に対応するものと解釈できる。点線は基準点から等しい距離にある点の中で相関係数が最大となる点を抽出し、これらの点をもとに最小二乗法によって近似的に求めたもので、これが乱流構造の伸びる方向と見なせる。同図中の一点鎖線は平均速度の方向を示している。この図を見ると、構造は壁近傍においては圧力傾度力方向、すなわち z 軸方向の負の方向に若干伸びているが、壁面から離れるにしたがって、徐々に地衡風方向に近づくことが分かる。さらに上空になると地衡風方向とは逆向き、すなわち z 軸方向の正の方向に大きく傾いている。この構造を瞬時場の可視化からも観察した。また、平均速度の方向と乱流構造の方向は必ずしも一致していないことも分かる。なお現在、地球シミュレータを用いてさらに高レイノルズ数で大規模な計算領域の計算を実施中である。

(a) at $y^+ = 15.0$ ($y/\delta_{Q_{max}} = 0.0579$)(b) at $y^+ = 82.2$ ($y/\delta_{Q_{max}} = 0.317$)(c) at $y^+ = 276$ ($y/\delta_{Q_{max}} = 1.06$)Fig.3 Contours of two-point correlation in $x-z$ plane for $Re_f = 600$.

引用文献

- 1) Colman, G. N.: Similarity Statistics from a Direct Numerical Simulation of the Neutrally Stratified, J. Atmos. Sci., 56(1999)467-471.
- 2) 新谷賢司, 河村洋: DNS によるエクマン境界層における乱流構造の研究, 日本機学会論文集 (B 編), 69 巻 (2003)2416-2423.
- 3) Morinishi, Y.: Conservative Properties of Finite Difference Scheme for Incompressible Flow, CTR Annual Research Briefs, (1995)121-132.
- 4) Caldwell, D. R., van Atta, C. W. and Helland, K. N.: A Laboratory Study of the Turbulent Ekman Layer, Geophys. Fluid Dyn., 3(1972)125-160
- 5) Abe, H., Kawamura, H., Matsuo Y.: Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow with respect to the Reynolds number dependence, Trans. ASME J. Fluids Eng., 123(2001)382-393.