

風工学における数値シミュレーションのための 流入変動風の生成法に関する研究

その1. 一定圧力勾配により駆動される十分に発達した境界層流の LES

内田 孝紀* 大屋 裕二*

(2000年6月30日受理)

Study on Generation Method of Inflow Turbulence for Numerical Simulation in Wind Engineering

Part1. Large-Eddy Simulation of a Fully-Developed Boundary Layer Flow Driven by a Constant Pressure Gradient

Takanori UCHIDA and Yuji OHYA

E-mail of corresponding author : takanori@riam.kyushu-u.ac.jp

Abstract

The primary objective of this numerical study is to establish a computational method for generating inflow turbulence concerned with the wind engineering. In order to generate instantaneous velocity fluctuations in the approaching flow, the unsteady flow field is directly calculated by using a large-eddy simulation (LES) technique with a finite-difference method. As the first report of the series of the work, we made a calculation of a fully-developed boundary layer flow driven by a constant pressure gradient in the streamwise direction. Turbulence structure near the ground is visualized, and turbulence statistics are compared with the DNS database evaluated by a spectral method. Agreements are quite reasonable.

Key words : *Inflow turbulence, Boundary layer flow, FDM, LES, Smagorinsky model, Cartesian staggered grid*

1. 緒言

風工学分野における数値流体力学は、コンピュータの演算性能などのハードウェアと、計算手法などのソフトウェアの急速な発達に伴い、野外観測や風洞シミュレーションに並ぶ有力な研究手法として注目されている。特に局部的強風発生メカニズム解明や、風力発電における適地選定問題などに関連して、地上構造物や小規模地形周りにおける風況場の高精度数値シミュレーション法の開発が強く望まれている。これらの数値シミュレーションにおいては、解析対象が数mから数km程度と比較的狭い空間スケールを有することから、解決すべき問題が多く残されている。その一つとして流入変動風の作成、すなわち、時々刻々変化する非定常な風速変動波形を流入境界条件として与える方法が挙げられる。

流入変動風の生成法に関する最近の研究によると、確率統計量に基づき流入境界面において風速変動波形を人工的に生成する方法¹⁻⁴⁾と、計算対象領域の上流側に設けたドライバ部において非定常流体計算を行

い、流入変動風そのものを直接生成する方法⁵⁻⁷⁾とに大別される。前者の方法では、目標となる統計量に応じた流入変動風が作成できるということに最大の利点がある。その反面、生成した変動風に流れの物理的構造を保持させるために、風洞内の測定結果から空間相関やクロススペクトルマトリクスなどの高次の統計量を与える必要がある。これに対して後者の方法では、格子解像度に応じた渦構造が再現される。したがって、前者の方法のような接近流に関する高次の統計量は必要としない。しかしながら、得られた変動風が目標となる風速の平均値、速度変動、速度勾配などの乱流特性を再現しているかどうか疑問が残る。しかしながら、これらの問題は数値計算がもつ任意の条件設定能力を活かし、パラメータや境界条件を適切に与えれば解決できるものと考えられる。

そこで本研究では、large-eddy simulation(LES)により非定常流体計算を行い、流入変動風そのものを直接生成する方法を試みる^{8, 9)}。本報ではその第一段階として、主流方向に一定の圧力勾配を課して十分に発達した境界層流を再現する。壁面近傍に出現するストリーク構造の可視化を行うとともに、各種乱流統計量の評価

* 九州大学応用力学研究所

を行う。

2. 一定圧力勾配により駆動される十分に発達した境界層流の LES

2.1 Large-eddy simulation(LES)の基礎式

非圧縮流れの連続の式とナビエ・ストークス方程式に基づき, Fig.1 に示す計算領域において十分に発達した 3 次元境界層流の LES を行う。チャンネル乱流の数値シミュレーションと同様, 主流方向($x_1=x$)とスパン方向($x_2=y$)には有限な計算領域を設け, x 方向の平均圧力勾配により流れが駆動される。この場合, 圧力は変動圧力となる。 x 方向と y 方向には周期境界条件を課し, 乱流渦が繰り返し現れるようにして流れ場を十分に発達させる。このためには壁面近傍に出現する重要な構造, すなわち, ストリーク構造を解析できる細かい計算格子と, 周期境界条件の影響を無視できる十分に広い計算領域が必要である。本研究で設定した格子解像度と計算領域は, 過去の数値シミュレーション(例えば文献¹⁰⁾)と比較して妥当なものである。これについては後述する。

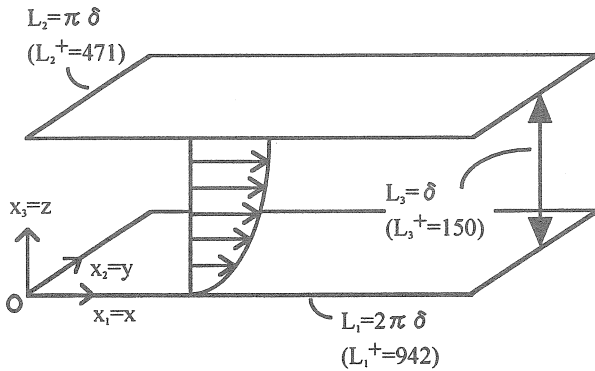


Fig.1 Computational domain and coordinate system.

LES では流れ場に空間フィルタ(空間平均)を施し, 大小様々なスケールの乱流渦を, 計算格子よりも大きな GS(grid scale)成分または解像可能なスケール(resolvable scale)の渦と, それよりも小さな SGS(sub-grid scale)成分の渦とに分離する。これに伴い, 計算格子で解像できる程度にまで滑らかにされた GS 成分の大規模渦については, 流れ場の影響を強く受けるためモデルに頼らず直接数値シミュレーションを行う。一方で, SGS 成分の小規模渦が担う, 主としてエネルギー消散作用については, フィルタリングにより生じた SGS 応力を物理的考察に基づいてモデル化して計算に取り入れる。差分法においては一般に空間フィルタと微分操作の互換性が成立するので, フィルタ関数を陽に与える必要はない。本研究では, SGS モデルとして局所平衡と渦粘性を

仮定したスマゴリンスキーモデル¹¹⁾を採用する。空間フィルタを施して粗視化(coarse graining)した連続の式とナビエ・ストークス方程式の無次元形を以下に示す。ここで, 主流方向, スパン方向, 鉛直方向を示す座標系は $x_i(x_1=x, x_2=y, x_3=z)$ とし, 各方向における速度の GS 成分は $\bar{u}_i(\bar{u}_1=\bar{u}, \bar{u}_2=\bar{v}, \bar{u}_3=\bar{w})$ とする。速度の代表値には壁面摩擦速度 $u_\tau=(\tau_w/\rho)^{1/2}$, τ_w は壁面摩擦応力を選び, 長さの代表値には流路深さ δ を選ぶ。流れ場を特徴づけるレイノルズ数は u_τ と δ を用いて $Re_\tau = u_\tau \delta / \nu$ と定義される。流れ場を駆動するための主流方向の一定圧力勾配は $\partial \bar{P} / \partial x = -\tau_w / \delta$ であり, 無次元化すると -1 となる。なお, 重複する添え字には総和規約が適用される。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \delta_{ii} - \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re_\tau} + \nu_{SGS} \right) \bar{S}_{ij} \right] \quad (2)$$

(2)式中の SGS 渦粘性係数 ν_{SGS} は, スマゴリンスキーモデル¹¹⁾における唯一のモデルパラメータであるスマゴリンスキー定数 C_s と歪速度テンソル(strain-rate tensor) \bar{S}_{ij} を用いて以下のように定義される。ここで, C_s には van Driest 型の壁面減衰関数(wall damping function) f_s を乗じて壁面近傍において修正を施す。

$$\nu_{SGS} = (C_s f_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (3)$$

$$f_s = 1 - \exp(-z^+ / 25) \quad (4)$$

$$|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (5)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

スマゴリンスキーモデル¹¹⁾では大小様々なスケールの乱流渦を分離するフィルタ幅が代表長さスケールとなる。デカルト座標系を用いた本研究においては, フィルタ幅は格子幅と同じとして各方向の格子幅 $h_i(h_x, h_y, h_z)$ により以下のように定義する。

$$\Delta = (h_x h_y h_z)^{1/3} \quad (7)$$

以上, (1)-(7)式が本研究で使用するスマゴリンスキーモデル¹¹⁾に基づいた LES の基礎式である。

2.2 数値計算法

本研究ではスタガード格子に基づいた差分法により数値解を求める。ここでスタガード格子とは、計算格子のセル中心に圧力を定義し、セル界面に各速度成分を定義する格子系である。LESの基礎式である(2)式は若干の付加項を伴うナビエ・ストークス方程式であるので、一般に使用される非定常流体解析法がそのまま適用できる。速度場と圧力場のカップリングアルゴリズムには、陽的時間進行法である2次精度のアダムス・バッシュフォース法を基礎とした部分段階法(fractional step method)¹²⁾を用いる。圧力については、2段階に分けた(2)式のうち、圧力勾配項を含む式を(1)式に代入して圧力方程式を導き、SOR法(successive over relaxation method)により緩和計算して算出する。空間項の離散化に関して、(2)式対流項には補間法¹³⁾による4次精度中心差分を適用する。残りの全ての空間項については2次精度中心差分を用いる。以下に実際の計算手順を示す。

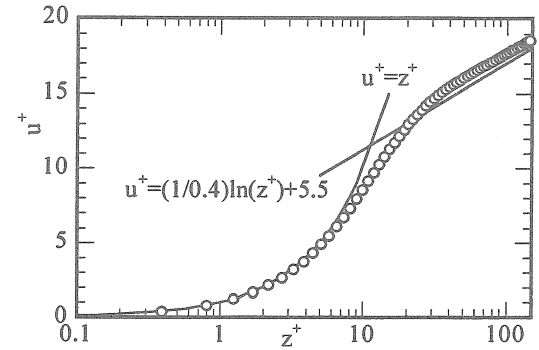
1. (2)式の filtered ナビエ・ストークス方程式を2段階に分け、圧力勾配項以外の各項を含む式から速度のGS成分 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} の中間値 \bar{u}^* , \bar{v}^* , \bar{w}^* を求める。
2. \bar{u}^* , \bar{v}^* , \bar{w}^* が(1)式を満足するように変動圧力 \bar{p}^{n+1} を圧力方程式からSOR法により求める。
3. \bar{u}^* , \bar{v}^* , \bar{w}^* に \bar{p}^{n+1} の勾配を加えて新たな時間ステップの \bar{u}^{n+1} , \bar{v}^{n+1} , \bar{w}^{n+1} を求める。

計算領域は Fig.1 に示したように、主流方向(x)、スパン方向(y)、鉛直方向(z)にそれぞれ $L_1=2\pi\delta$, $L_2=\pi\delta$, $L_3=\delta$ である。格子点数は $N_x=65$, $N_y=65$, $N_z=65$ である。但し、x方向とy方向は等間隔に分割し、z方向については壁面近傍で密になるように不等間隔に分割する。計算のレイノルズ数 $Re_\tau (=u_\tau \delta / \nu)$ は150に設定し、このとき壁座標で表した格子解像度(= $Re_\tau h_1$)は $x^+=14.7$, $y^+=7.4$, $z^+=0.39 \sim 12.9$ となる。同じく壁座標で表した計算領域は $L_1^+=942$, $L_2^+=471$, $L_3^+=150$ となる。なお、最大流速 U_{max} と流路深さ δ で定義されるレイノルズ数 $Re (=U_{max} \delta / \nu)$ は約2700である。このレイノルズ数の値は比較的低いものであるが、これはチャンネル乱流を対象にした direct numerical simulation(DNS)のデータベース¹⁴⁾を用いて計算コードの有効性を検証するためである。よって、今後さらに高レイノルズ数の流れに適用する予定である。境界条件に関して、壁面上には粘着条件、上部境界には滑り条件、x方向とy方向には周期境界条件を課す。モデルパラメータであるスマゴリンスキー定数 C_s には0.1を与え、無次元時間刻み Δt は 2×10^{-4}

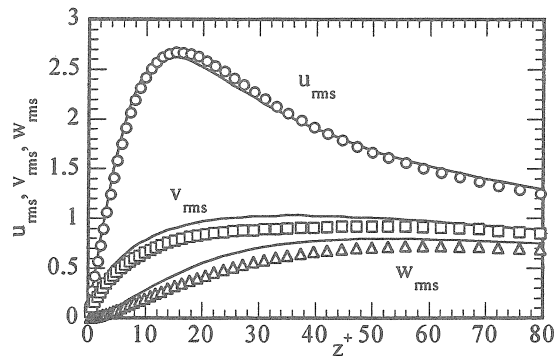
とする。各種乱流統計量については十分に発達した流れ場を得た後、無次元時間で20の時間および空間平均を行ってGS成分のみから算出した。

2.3 計算結果と考察

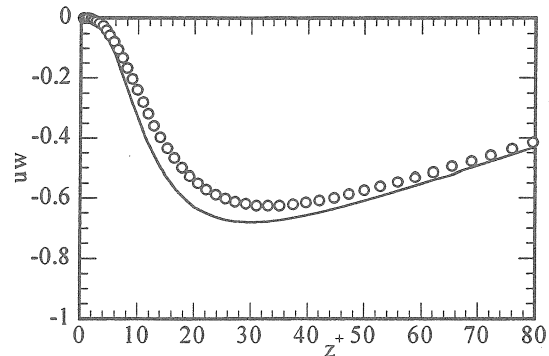
Fig.2 に各種乱流統計量の分布を示す。シンボルがLESの計算結果を示し、実線がスペクトル法によるチャンネル乱流DNSのデータベース¹⁴⁾を示す(但し、(a)を除く)。計算結果の精度検証を行うに当たり、Kurodaら¹⁴⁾のDNSデータベースを参照データとして用いた。これは、壁面近傍で観察される乱流特性はチャンネル乱流場とほぼ同じであると期待されるためである。(a)の平均流速分



(a) Mean-velocity profiles normalized by the wall friction velocity



(b) Root-mean-square velocity fluctuations normalized by the wall friction velocity



(c) Reynolds stress profiles normalized by the square of the wall friction velocity

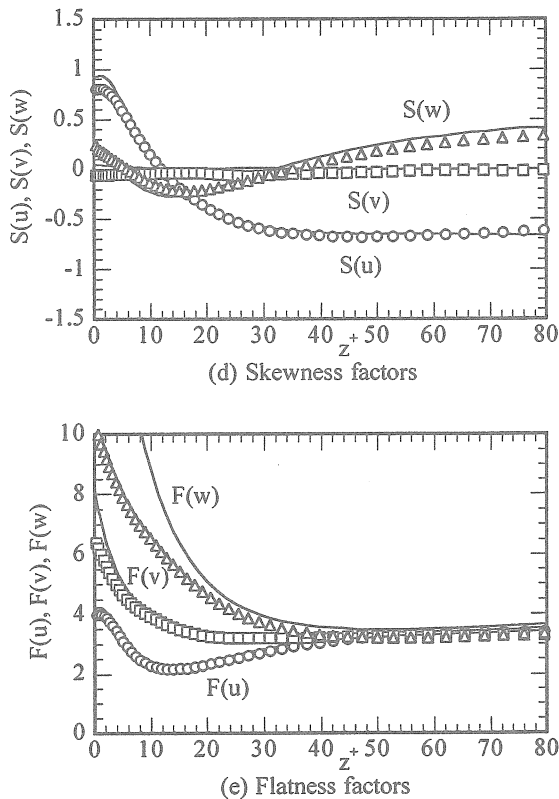


Fig.2 Fully-developed turbulence statistics at $Re_\tau = 150$. Symbols show the present numerical results of the LES. Lines shows the numerical results of the DNS database¹⁴⁾ except for Fig.2(a).

布 $u^+ (= \langle \bar{u} \rangle / u_\tau)$, $\langle \cdot \rangle$ は時間空間平均を示す)では, 粘性低層 ($z^+ = 0 \sim 5$) において linear law が精度良く再現されている。バッファ層 ($z^+ = 5 \sim 30$) の上方では流速がやや過大に評価されているものの, log law が明確に捉えられている。(b)の各方向の乱れ強さ $u_{rms} (= \langle \bar{u}'^2 \rangle^{1/2} / u_\tau)$, $v_{rms} (= \langle \bar{v}'^2 \rangle^{1/2} / u_\tau)$, $w_{rms} (= \langle \bar{w}'^2 \rangle^{1/2} / u_\tau)$ の分布では, どの成分においても DNS のデータベース¹⁴⁾ と良く一致している。ここで, $\bar{u}' = \bar{u} - \langle \bar{u} \rangle$ である。 u_{rms} のピーク値が DNS のデータベース¹⁴⁾ よりも若干大きく, それに伴い v_{rms} と w_{rms} は全体的に小さい。この特徴は $Re_\tau = 180$ で行われた過去のチャンネル乱流 LES¹⁵⁾ においても同様に見られる。流速変動成分の 2 次モーメントであるレイノルズ応力 $uw (= \langle \bar{u}' \bar{w}' \rangle / u_\tau^2)$ の分布では, 両者の結果は良く一致しており, 無次元圧力勾配 (-1) とレイノルズ応力が十分に釣り合っているのが分かる (c) 参照)。さらに, 3 次モーメントの歪み度 $S(u) (= \langle \bar{u}'^3 \rangle / \langle \bar{u}'^2 \rangle^{3/2})$, $S(v) (= \langle \bar{v}'^3 \rangle / \langle \bar{v}'^2 \rangle^{3/2})$, $S(w) (= \langle \bar{w}'^3 \rangle / \langle \bar{w}'^2 \rangle^{3/2})$ および 4 次モーメントの平坦度 $F(u) (= \langle \bar{u}'^4 \rangle / \langle \bar{u}'^2 \rangle^2)$, $F(v) (= \langle \bar{v}'^4 \rangle / \langle \bar{v}'^2 \rangle^2)$, $F(w) (= \langle \bar{w}'^4 \rangle / \langle \bar{w}'^2 \rangle^2)$ についても DNS のデータベース¹⁴⁾ と良好な一致が得られた (d),

(e) 参照)。

さて, 以下では流れ場の可視化図を示し, 乱流構造について考察を進める。

Fig.3 に $z^+ = 5$ における主流方向 (x) の速度成分 (\bar{u}) の瞬間値に関して, 面平均からのずれ (\bar{u}') のコンター図を示す。この図から, 粘性低層内における縞状の構造, すなわち, 低速ストリーク ($\bar{u}' < 0$) と高速ストリーク ($\bar{u}' > 0$) の存在が明確に分かる。これらはほぼ交互に壁面近傍に出現している。また隣り合う低速ストリークの平均間隔は約 $y^+ = 100$ となるが, Fig.3 においてもほぼこの値に一致した。Fig.4 に Fig.3 に対応した変動圧力 (\bar{p}') のコンター図を示す。ストリーク構造に対応して細かな変動が見て取れる。

Fig.5 に $y = \pi \delta$ における主流方向 (x) の速度成分 (\bar{u}) の瞬間値を示す。 $x = \pi \delta$ のやや下流において, 壁面付近の低速流体が吹き上げられている。この現象はイジェクション (バースティング) と呼ばれる。一般にイジェクションによって吹き上げられた流体を補うため, スイープと呼ばれる壁面への流れの吹き付けが生じることが知られている。しかしながら, この図からその現象は確認できない。Fig.6 に Fig.5 に対応した変動圧力 (\bar{p}') のコンター図を示す。Fig.5 および Fig.6 とともに流路幅全体にわたって変動が見られ, 十分に発達した境界層流が再現されていることが分かる。

Fig.7 に $x = \pi \delta$ における瞬間の速度ベクトル図を示す。この図からも十分に発達した境界層流が得られていることが分かる。特に壁面近傍では幾つかの特徴的な縦渦構造が明確に観察される。

Fig.8 には粒子によって流れ場の構造を可視化した様子を示す。(a) は $z^+ = 15$ の流入境界付近から一定間隔で粒子を放出した結果を示す。この図からも Fig.3 で述べたように壁面近傍におけるストリーク構造が示唆される。(b) は $x = \delta$, $y = 0.5 \pi \delta$ 付近から一定間隔で粒子を放出した結果を示す。図中の矢印 (A), (B) で示したように, 強いレイノルズ応力を生成する, いわゆる乱流バーストが観察される。

3. まとめ

実用問題としての, 地上構造物や小規模地形周りの風況場数値シミュレーションを行うためには, 対象となる計算領域の流入境界面において時々刻々変化する非定常な流速変動波形を与える必要がある。この流入変動風の生成法に関しては, 確率統計量に基づき流入境界面において風速変動波形を人工的に生成する方法¹⁻⁴⁾ と, 計算対象領域の上流側に設けたドライバ部において非定常流体計算を行い, 流入変動風そのものを直接生成する方法⁵⁻⁷⁾ とがある。そこで本研究では, LES

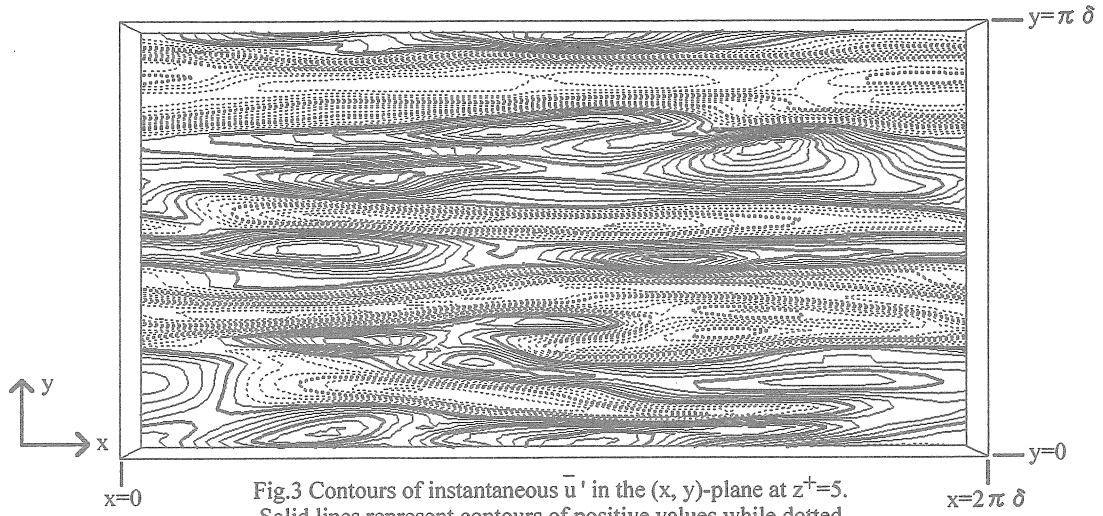


Fig.3 Contours of instantaneous \bar{u}' in the (x, y) -plane at $z^+=5$. Solid lines represent contours of positive values while dotted lines represent negative values. Flow is left to right (top view).

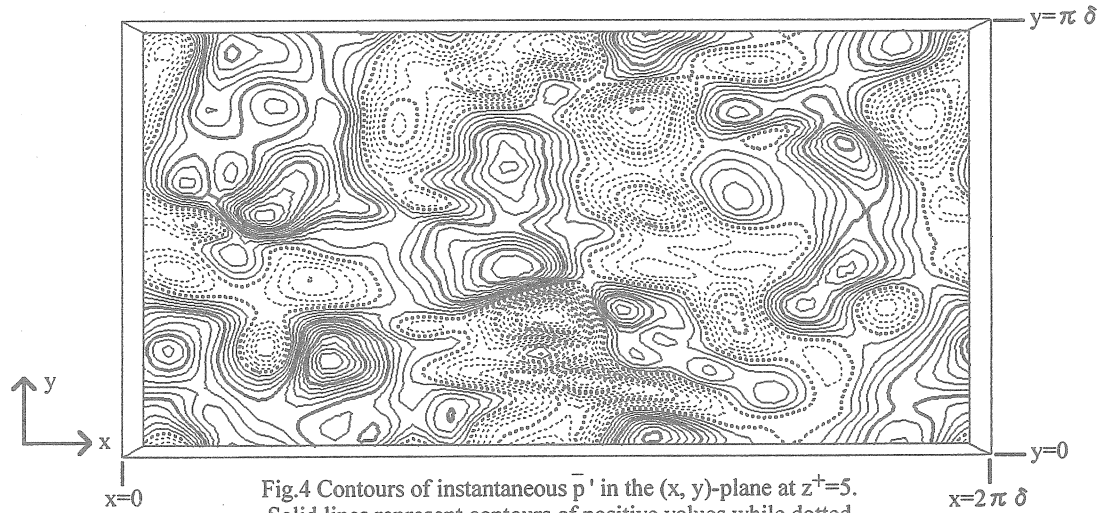


Fig.4 Contours of instantaneous \bar{p}' in the (x, y) -plane at $z^+=5$. Solid lines represent contours of positive values while dotted lines represent negative values. Flow is left to right (top view).

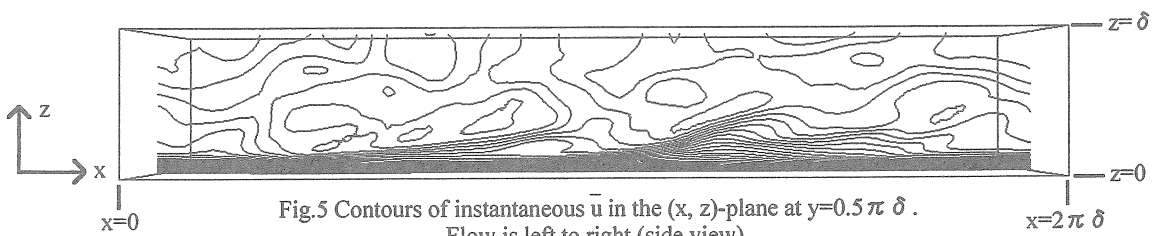


Fig.5 Contours of instantaneous \bar{u}' in the (x, z) -plane at $y=0.5\pi\delta$. Flow is left to right (side view).

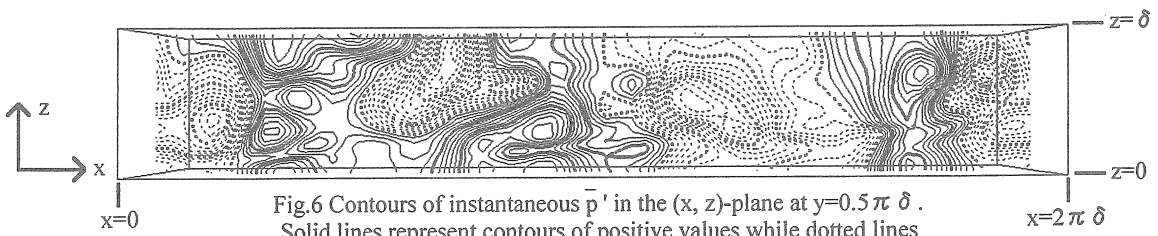


Fig.6 Contours of instantaneous \bar{p}' in the (x, z) -plane at $y=0.5\pi\delta$. Solid lines represent contours of positive values while dotted lines represent negative values. Flow is left to right (side view).

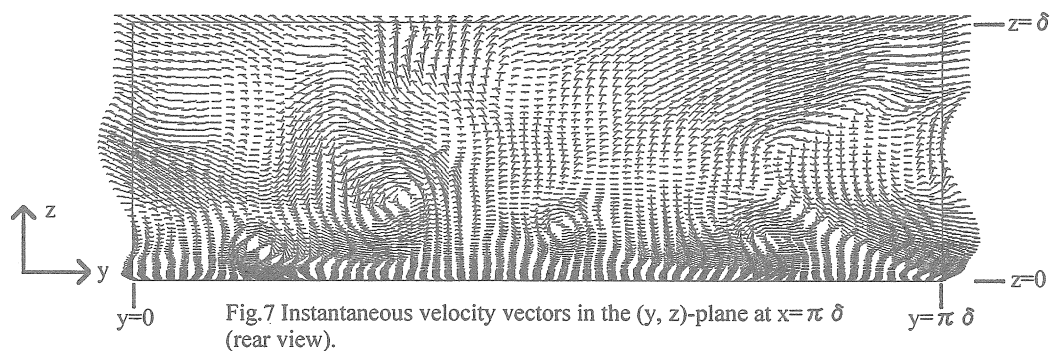


Fig.7 Instantaneous velocity vectors in the (y, z) -plane at $x = \pi \delta$ (rear view).

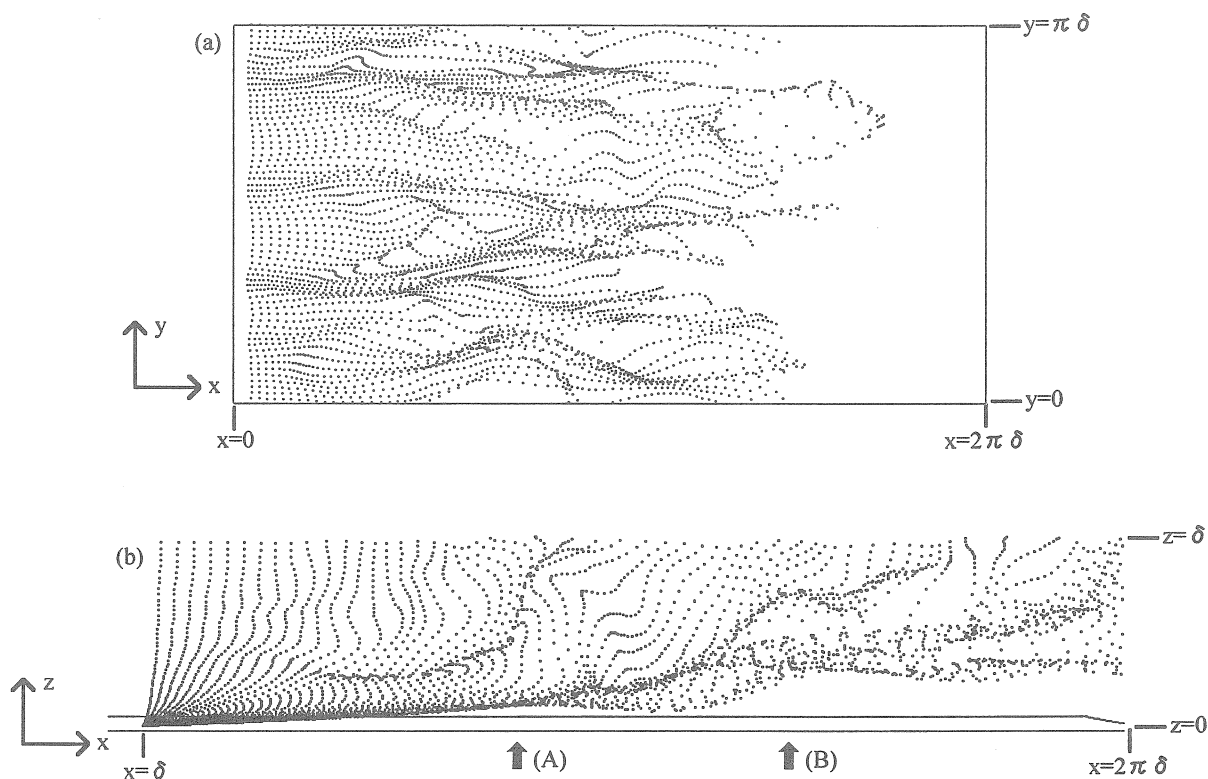


Fig.8 Flow structures visualized by particles : (a) particles are generated along a line parallel to the y -axis at $z^+ = 5$ (top view) ; (b) particles are generated along a line parallel to the z -axis at $x = \delta$ (side view). Flow is left to right.

により非定常流体計算を行い、流入変動風そのものを直接生成する方法を試みる。本報ではその第一段階として、主流方向に一定の圧力勾配を課して十分に発達した境界層流を再現した。得られた計算結果から、壁面近傍に出現するストリーク構造の可視化を行い、また同時に各種乱流統計量の評価を行った。その結果、定性的および定量的に良好な結果が得られ、本手法の有効性が確認された。今後は、パラメータや境界条件の設定をさらに検討し、より現実的な流入変動風を再現することが課題である。

参考文献

1) 丸山敬, 丸山勇祐, W. ロディ, 平岡久司, 第14回風工学シンポジウム論文集, (1996) 217-222

2) 飯塚悟, 持田灯, 村上周三, 李相山, 近藤宏二, 第14回風工学シンポジウム論文集, (1996) 223-226
 3) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 第14回風工学シンポジウム論文集, (1996) 227-232
 4) 野田博, 中山昭彦, 長谷川功, 日本風工学会誌, 第79号, (1999) 169-170
 5) 野津剛, 田村哲郎, 第15回風工学シンポジウム論文集, (1998) 149-154
 6) 野澤剛二郎, 田村哲郎, 日本風工学会誌, 第79号, (1999) 177-178
 7) 片岡浩人, 水野稔, 日本建築学会計画系論文集, 第523号, (1999) 71-77
 8) 内田孝紀, 大屋裕二, 第4回環境流体シンポジウム講演論文集, (1999) 521-522

- 9) 内田孝紀, 大屋裕二, 第13回数值流体力学シンポジウム講演要旨集, (1999) 82
- 10) 永翁龍一, 斎藤隆之, 日本機械学会論文集(B編), 63巻, 608号, (1997) 42-48
- 11) J. W. Deadorff, J. Fluid Mech., Vol. 41, (1970) 453-480
- 12) J. Kim and P. Moin, J. Comput. Phys., Vol. 59, (1985) 308-323
- 13) 梶島岳夫, 日本機械学会論文集(B編), 60巻, 574号, (1994) 2058-2063
- 14) 東京大学熱流体工学研究室DNSデータベースサイト(<http://www.thtlab.t.u-tokyo.ac.jp/index-j.html>)
- 15) 梶島岳夫, 太田貴士, 岡崎和彦, 三宅裕, 日本機械学会論文集(B編), 63巻, 614号, (1997) 3247-3254

