

## Large Eddy Simulation による建物周辺気流の三次元数値解析

—立方体まわりの流れの数値予測と風洞実験の比較—

日 比 一 喜

(技術研究所)

村 上 周 三\*

持 田 灯\*\*

## § 1. はじめに

建物周辺気流の数値予測では対象のスケールや形状から考えて、乱流状態でかつ三次元の流れ場を扱うことが不可欠である。従来は計算機容量、その他の制約からこれらの問題の数値予測は技術的に困難な問題であった。しかし、近年の大型計算機、特に Super Computer の発達により、乱流の数値シミュレーションは急速に実用化の段階に近づくつつある。建物周辺気流の予測のために、現在最も一般的に用いられているのは風洞模型実験である。これは時間、費用等の観点から検討しうる実験ケースやパラメータに種々の制約が与えられることが多い。数値シミュレーションは将来このような風洞実験の持つ制約を取り除き、これを補完する予測手法になりうるものとして期待され、活発な研究が行なわれている。

建物周辺の乱れを取り扱った既往の数値解析としては、角柱周りの流れを二次元 SGS モデルで解析した藤本・大熊・赤木・田村<sup>1)</sup>らの研究がある。また、 $k-\varepsilon$ 型2方程式モデルを利用した三次元建物周辺気流の解析例としては、松尾・鎌田・坂本<sup>2)</sup>らの研究もある。また、最近では座標変換を利用した、複雑な地形周りの二次元 SGS モデルによる計算が藤本・大熊・田村<sup>3)</sup>らにより報告されている。

筆者らは、Large Eddy Simulation (以下、LES と略記) を使って建物周辺気流の三次元乱流の数値シミュレーションを行ない、平均流のパターン、乱れの性状について実験との詳細な比較検討を行なったので報告する。

なお、本研究は昭和58年5月11日付文学助第195号「民間等との共同研究の取り扱いについて」の通知に基づく契約で行なわれている。研究活動は東京大学生産技術研究所村上研究室において、昭和58年10月より「建物周辺気流に関する風洞実験と数値シミュレーションの研究」のテーマ名で昭和61年3月まで継続された。本研究

\*東京大学生産技術研究所 教授

\*\*東京大学生産技術研究所 助手

期間中は研究委員会“Numerical Simulation of Turbulent Flow” (NST 委員会) に研究成果を発表し、多くの討論が行なわれた。この研究委員会は、東大生研の物理系の吉沢研究室、機械系の小林研究室、建築系の村上研究室を中心として構成され、他の研究機関、民間の研究機関などの研究員も参加している。

## § 2. LES の考え方と基礎式

## 2.1 基礎式

建物周辺の流れ場を支配する基礎方程式は、以下の非圧縮性の Navier-Stokes 方程式で記述される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 u_i \quad \dots\dots(2)$$

ここで、 $u_i (i=1, 2, 3)$  は流速ベクトルの3成分である。

この式は、層流から乱流まで記述する方程式と考えるとよいが、このままの形で高レイノルズ数の乱流を計算することは非常に困難である。乱流を扱う場合、通常時間平均と平均からの変動の2つの部分に分けた上で解析することが多い。しかし、LES では以下のように従来とは異なった概念を導入することにより乱流を扱っている。

$$f = \bar{f} + f'' \quad \dots\dots(3)$$

ここで、 $\bar{f}$  は分解可能な部分、 $f''$  はサブグリッドスケール (分解不可能な部分、以下に SGS と略記) である。 $\bar{f}$  を定義するために以下のフィルター関数  $G(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$  を導入する。

$$\bar{f}(\mathbf{X}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) f(\mathbf{Y}) d\mathbf{Y} \quad \dots\dots(4)$$

フィルター関数  $G(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$  として以下のトップハットフィルターを用いる。

$$G(\mathbf{X}, \mathbf{Y}) = \begin{cases} \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\Delta_i} & |x_i - y_i| \leq 1/2 \Delta_i \\ 0 & |x_i - y_i| > 1/2 \Delta_i \end{cases} \quad \dots\dots(5)$$

ここで、 $\Delta i$ :  $X_i$  方向の計算格子間隔

$\mathbf{X}, \mathbf{Y}$ : 位置ベクトル

ここでいう分解という操作は、式(4)のような空間的なフィルター関数を用いて、格子スケールより大きな量と小さな量に分けることを意味する。差分格子により計算領域を分割して離散化する操作は、式(5)のトップハットフィルターを用いて、フィルター幅  $\Delta i$  と差分格子のメッシュ幅が等しいとした場合と等価と考えられる。

式(4)のフィルター関数  $G(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$  を式(1), (2)の Navier-Stokes 方程式に適用すると、以下のフィルターされた方程式が導かれる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots(6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -\overline{u_i'' u_j''} - \overline{u_i'' \bar{u}_j} - \overline{\bar{u}_i u_j''} \right. \\ & \left. - (\overline{u_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) + \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right] \quad \dots\dots(7) \end{aligned}$$

本研究では、以下のレイノルズの仮定を用いている。

$$\overline{u_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u_i'' \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u_j''} = 0 \quad \dots\dots(8)$$

したがって、式(8)を適用することにより式(7)は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -\overline{u_i'' u_j''} + \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] \quad \dots\dots(9) \end{aligned}$$

ここで、レイノルズ数は非常に大きいと仮定されているので、分子粘性  $\nu$  は無視される。また、地上面に接する計算第1セルの大きさから判断して、粘性底層を直接扱うことは本計算では行っていない。

式(9)において、 $\bar{u}_i$  および  $\bar{p}$  は計算領域から直接求めることの可能な変数である。ここで残された未知数は SGS レイノルズ応力  $-\overline{u_i'' u_j''}$  であり、なんらかのモデル化を行わなければ式(9)を解くことができない。ここで使われたモデル化は、SGS 渦粘性  $\nu_{SGS}$  を使って次式のように表わされる。

$$-\overline{u_i'' u_j''} = -2/3 k^* \delta_{ij} + \nu_{SGS} \partial_{ij} \quad \dots\dots(10)$$

ここで、 $k^*$  は SGS 運動エネルギーとして次のように定義される。

$$k^* = 1/2 \overline{u_i'' u_j''} \quad \dots\dots(11)$$

また、

$$e_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad \dots\dots(12)$$

ここで、フィルタ幅  $\Delta$  として以下の定義を用いる。

$$\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad \dots\dots(13)$$

$\Delta$  が慣性小領域にあるとすれば次元解析から、

$$k^* = (C_k' \Delta)^{2/3} \varepsilon^{2/3} \quad \dots\dots(14)$$

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^{4/3} \varepsilon^{1/3} \quad \dots\dots(15)$$

ここで、 $C_s, C_k'$  は数値定数であり、 $C_s$  は Smagorinsky 定数と呼ばれる。 $\varepsilon$  は SGS の運動エネルギーの散逸率である。他方、 $\varepsilon$  は運動エネルギーの生産と散逸が等しいとする勾配拡散モデルの仮定から、以下のように表わされる。

$$\varepsilon \approx -\overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad \dots\dots(16)$$

式(16)を式(14), (15)へ代入することにより、 $k^*$  と  $\nu_{SGS}$  の新しい式が以下のように得られる。

$$k^* = \nu_{SGS}^2 / (C_k \Delta)^2 \quad \dots\dots(17)$$

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 (\partial_{ij} / 2)^{1/2} \quad \dots\dots(18)$$

$$\text{ここで、} C_k = (C_s^4 / C_k')^{1/3} \quad \dots\dots(19)$$

本研究では、 $C_s$  の値として  $C_s=0.1$  および  $C_s=0.2$  の2つの値が使われた。Deardorff<sup>4)</sup> は  $C_s=0.1$  および  $C_k=0.094$  を用いているので、この値を式(19)に代入すると  $C_k'=8.3$  が得られる。 $C_s=0.2$  のときは、 $C_k'=8.3$  と仮定して  $C_k=0.237$  となる。

## 2.2 数値シミュレーションの解析ケース

表-1 に数値シミュレーションの計算条件を示した。建物周りの流れ場を正確に予測するためには、図-1 のように建物風上側の入力となる接地境界層の性状を模擬する必要がある。したがって、本研究は以下の2つのフェイズに分かれる。

- ①フェイズ1: 建物を置かない接地境界層のシミュレーション
- ②フェイズ2: 建物周りの流れ場のシミュレーション

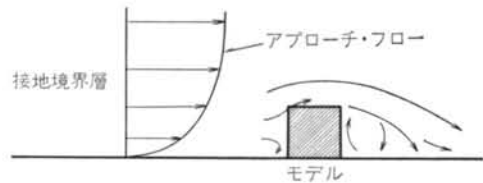


図-1 建物周りの流れ場

フェーズ	ケース	$C_s$	地上面境界条件	流れ場	風向 $\theta$
フェーズ1	1	0.1	$m=0.25$ Type-1	接地境界層	$0^\circ$
	2	0.2	" "	" "	" "
	3	0.1	" Type-2	" "	" "
	4	0.2	" "	" "	" "
フェーズ2	5	0.1	$m=0.25$ Type-2	立方体周りの流れ	$0^\circ$
	6	0.2	" "	" "	" "
	7	0.2	$m=0.20$ "	" "	$45^\circ$

( $m$ : べき乗則の指数, Type-1, 2: 図-3 参照)

表-1 計算ケースの仕様

フェイズ1においては、2種類の地上面境界条件と2種類の Smagorinsky 定数を用いた数値実験を行なった (Case 1~4)。また、フェイズ2においては建物周りの流れ場の計算を風向 $0^\circ$ と $45^\circ$ の2種類で行なった (Case 5~7)。

### 2.3 差分スキームと計算メッシュ

本研究ではスタガードメッシュが使われている。このメッシュ系では、流れの速度成分はセル表面の中心で定義され、圧力等のスカラー量はセル中央で定義されている。時間に関する差分は時間3点を用いる Adams-Bashforth スキームを使い、空間に関する差分は二次精度の中心差分を用いる。

計算メッシュは、Case 1~6 においては  $44(X方向) \times 36(Y方向) \times 21(Z方向) = 33,264$ 、および Case 7 においては  $44(X方向) \times 44(Y方向) \times 21(Z方向) = 40,657$  の分割数である。これらの計算メッシュは図-2の(1)~(3)に示す。計算領域は、Case 1~6 において主流方向に  $13H_b$ 、流れの横断方向に  $9H_b$ 、高さ方向に  $5H_b$  であり、Case 7 においては流れの横断方向に  $13H_b$  をとった。ここで、 $H_b$  は建物モデルの高さである。また、計算時間間隔は無次元時間で0.005である。ここで、無次元化は建物高さ  $H_b$  と建物高さのアプローチフローの時間平均値  $U_b$  を用いて行なわれている。

### 2.4 境界条件と初期条件

境界条件は以下のとおりである。

- (1) 主流方向と流れの横断方向は周期境界条件である。
- (2) 上空面はフリースリップである。
- (3) 地上面の壁面境界条件は、接線方向速度のプロファイルが  $U \propto Z^m$ 。

ここで、Case 1~6 では  $m=0.25$ 、Case 7 では  $m=0.2$  を採用している。これらの値は、風洞実験における平均速度プロファイルに対応している。法線方向速度成分に関しては、図-3に示すように2種類の境界条件が使われている。図-3に示す Type-1 は通常の境界条件である。ここでは、法線方向の速度成分は地上面で  $W=0$  と与えられる。Type-2 は移流項評価の場合に限って地上面の  $W$  成分が  $Z=\Delta h$  上空の  $W$  成分と等しいと仮定する。ここで、 $\Delta h$  は地上面に隣接するセルサイズを意味する。Type-1 においては、地上面における運動量輸送は0と仮定されている。しかしこれは、本計算においては地上面に接する第1セルの大きさは粘性底層に比べて非常に大きい。そのため、地上面における運動量輸送を0と仮定することは正しくない可能性もある。そこ

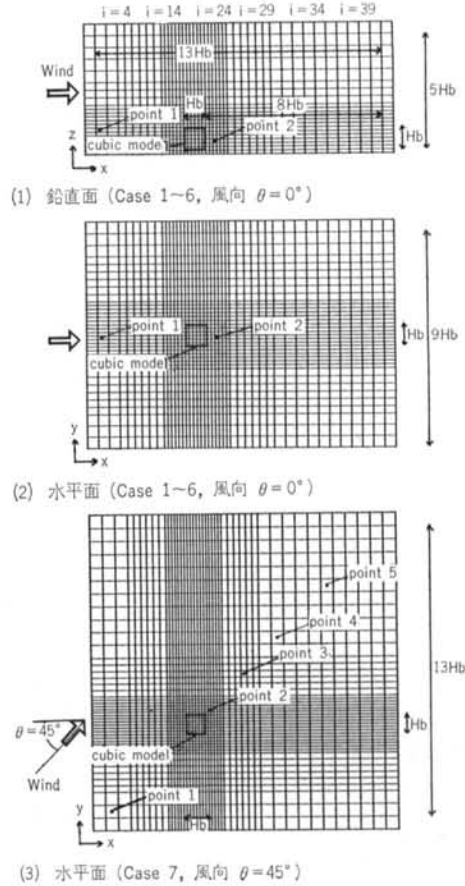


図-2 不等間隔差分メッシュシステム

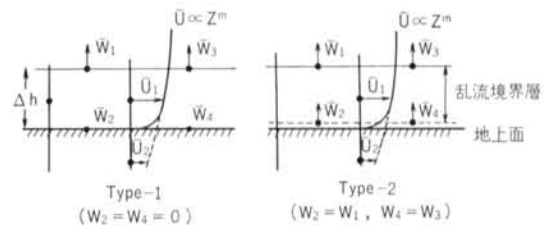


図-3 地上面境界条件の2つのタイプ

で地上面境界における法線方向速度成分の定義点は地上面にあると考えず、むしろ Type-2 のモデル化のように乱流境界層内にあると考えるほうが合理的である。このケースにおいては地上面における運動量輸送は0でないと仮定され、Type-2 の境界条件が試みられた。それぞれのセルにおける平均速度プロファイルの初期条件は  $\langle U(\infty) \rangle \propto Z^m$  の勾配に従うものとして決められる。 $m$  は地上面境界におけるべき乗則の指数である。 $U$  および  $V$  の速度成分の初期値は一樣乱数により発生させている。乱れの強さは対応する風洞実験の値とほぼ一致するように

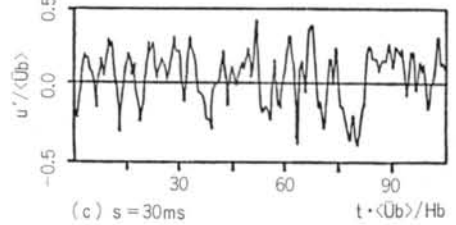
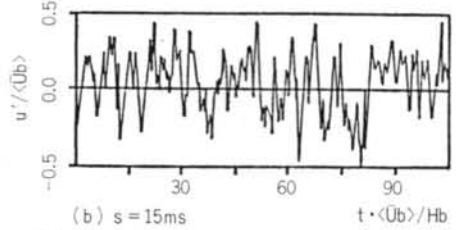
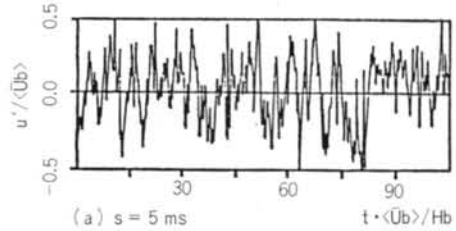
与えている。W成分の初期値は、それぞれのセルで式(6)の連続式を満足するように与えている。Case 5の計算ではCase 3の計算結果を初期値として用い、Case 6の計算はCase 4の結果を初期値として用いている。

### § 3. 数値シミュレーションと風洞実験の比較

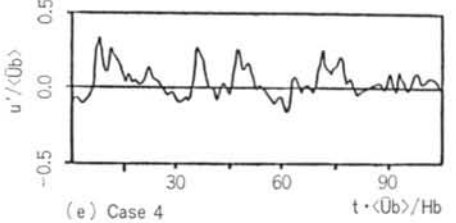
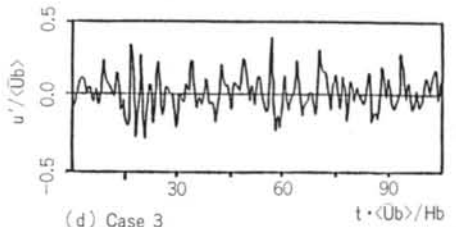
ここでは、著者らによる風洞実験（東大生研の境界層風洞を使用）との比較から数値解法の子測の精度を調べた。計算は統計的に定常と見なされるまで時間的に積分が行なわれ、無次元時間で約500（約10,000計算ステップ）までの結果が得られた。これらの計算は、東京大学大型計算機センターのHITAC S810-20を使用してCPU時間で約5~10時間を要する。実験における風速測定は、タンデム型熱線風速計を使用して風速の各成分を測定した。また、 $\langle Ub \rangle$ と $Hb$ による実験のレイノルズ数は $1 \times 10^5$ である。本報における全ての諸量は、 $\langle Ub \rangle$ と $Hb$ により無次元化されている。

#### 3.1 平板境界層の比較（フェイズ1のシミュレーション）

モデル高さ $Hb$ における風速変動は図-4に示されている。図-4の(a)~(c)は風洞実験の結果を示している。図-4の(a)~(c)の測定データの評価時間は5~30msである。数値シミュレーションの結果は図-4の(d)~(e)に示される。図-4の(d)はCase 3( $Cs=0.1$ )の結果を示し、図-4の(e)はCase 4( $Cs=0.2$ )の結果を示す。この計算では建物モデルは設置されていない。また、アプローチフローの速度変動スペクトルは図-5に示されている。この研究では、式(5)におけるトップハットフィルターのフィルター幅は計算メッシュサイズと等しくとられている。図-2に示す本計算の差分メッシュ系の最大メッシュ幅は $Hb/2$ である。もしTaylorの仮説が仮定されれば、この風洞実験では評価時間 $s=15m/s$ は最大フィルター幅 $Hb/2$ に対応する。 $Cs=0.1$ (Case 3)における計算されたスペクトルの形状は、風洞実験の $s=15ms$ によく対応する。図-4の(e)に示されるように、 $Cs=0.2$ (Case 4)の計算結果は $Cs=0.1$ の計算結果に比較して乱れが少ない。図-5は、 $Cs=0.2$ の結果は実験に比べて低周波数のエネルギーがより多いことを示している。平均風速と乱れの強さの鉛直方向の分布は図-6に示されている。地上面付近の速度欠損は、 $Cs=0.1$ に比較して $Cs=0.2$ のほうが大きくなっている。計算された



(1) 風洞実験



(2) 数値シミュレーション

図-4 アプローチフローの速度変動 ( $U$ 成分,  $Z=Hb$ , フェーズ1)

分解可能な乱れの強さは地上面近くでは実験値より小さい。地上面の境界条件 Type-1 から Type-2 への改良は地上面付近の乱れの強さを大きくしている。

図-7は、インテグラルスケールの鉛直プロファイルを示している。 $Cs=0.1$ (Case 3)の計算結果は実験結果とよい一致を示す。 $Cs=0.2$ (Case 4)の結果は実験値に

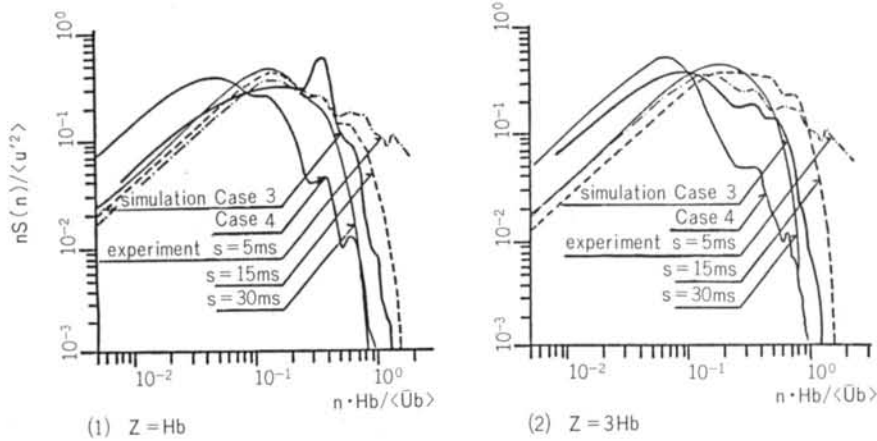


図-5 アプローチフローの速度変動スペクトル ( $U$ 成分, フェイズ1)

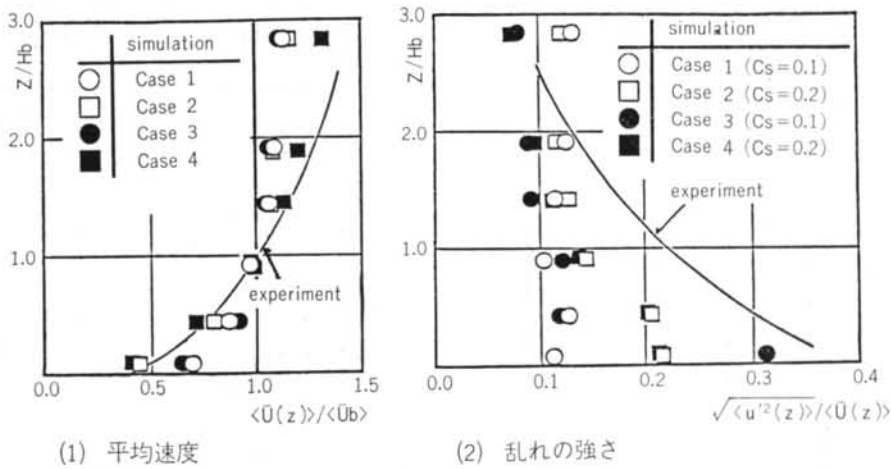


図-6 アプローチフローの鉛直プロファイル

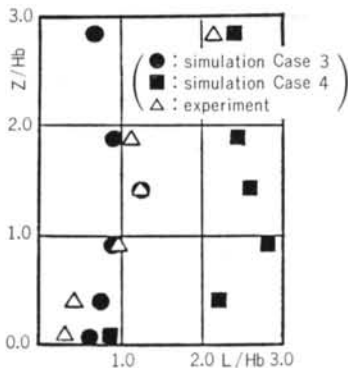


図-7 インテグラルスケール  $L$  の鉛直プロファイル  
 比べて大きくなっている。これは、Smagorinsky 定数を変化させることにより境界層の乱れの性状を制御する可能性を示している。

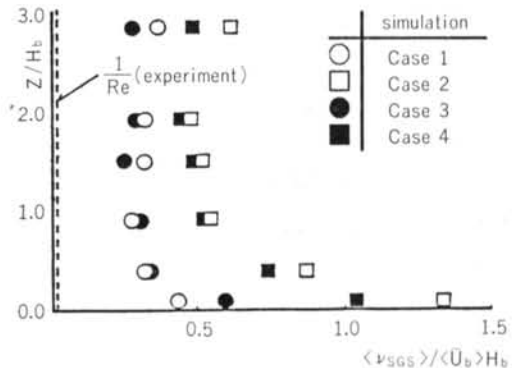


図-8  $\nu_{SGS}$  の鉛直プロファイル  
 ロファイルを示している。比較のために、この実験のレイノルズ数の逆数を破線で示した。 $\nu_{SGS}$  の値は、ここでは  $\langle U_b \rangle$  と  $H_b$  で無次元化されている。この図から理解できるように、 $\nu_{SGS}$  の値は  $\nu(1/Re)$  の  $10 \sim 10^2$  倍のオ

図-8 においては、SGS 渦粘性の鉛直方向の平均  $\nu$

ーダである。式(18)で定義されたSGS渦粘性は定義式の中に  $C_s$  の2乗を含むため、 $C_s$  の値に対して非常に敏感である。しかし、図-8に示された計算結果によれば  $\nu_{SGS}$  の値は  $C_s$  の2乗に比例して増大しない。速度勾配  $\partial u_i / \partial x_j$  は  $\nu_{SGS}$  の定義式にも含まれ、これらの値は  $C_s$  の値の増大とともに地表面付近では小さくなる。したがって、 $C_s=0.2$  のケースでは  $\nu_{SGS}$  の値は  $C_s=0.1$  のケースの約2倍である。

### 3.2 建物周りの流れの比較 (フェイズ2のシミュレーション)

#### (1) 風向 $0^\circ$ の流れ

周期境界条件を用いた建物周りの流れの計算において計算領域は、建物による後流の速度欠損がアプローチフローの性質に影響を与えないほど大きくなる必要がある。図-9は、図-2に示したいくつかの点におけるCase 6の計算の平均速度プロファイルである。ここでは、建物の直ぐ後の  $i=24$  での速度欠損は、 $i=4$  の建物の上流側では平均速度プロファイルに等しくなっているので問題はないと考えられる。

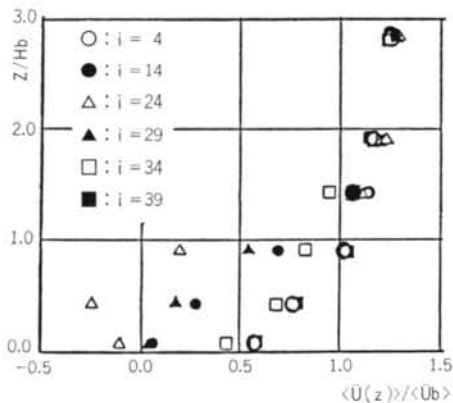


図-9 平均風速プロファイル (フェイズ2, Case 6)

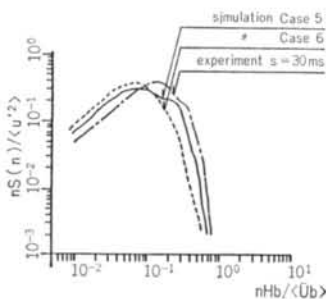


図-11 アプローチフローの速度変動スペクトル (Point-1におけるU成分,  $Z=H_b$ , フェイズ2)

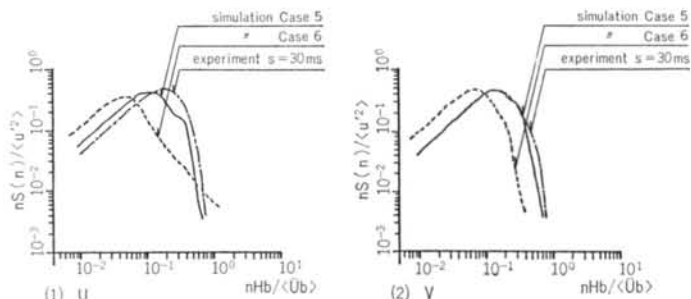


図-12 wake内の流れの速度変動スペクトル (Point-2における,  $Z=H_b$ , フェイズ2)

建物高さ  $H_b$  におけるアプローチフローの速度変動は図-10に示される。このケースでは変動風速の評価時間  $s$  は  $30ms$  である。図-10の(2)および(3)は、図-2(2)に示された Point-1 における計算された速度変動を示している。アプローチフローの変動風速のスペクトルは図-11に示される。平板境界層での波形とスペクトルを比較した図-4および図-5と、建物のある流れの波形とスペクトルを比較した図-10および図-11から、建物が置かれた場合変動風速のスペクトルの高周波数側のパワーが減少しているのが分かる。建物後方のwakeの変動風速スペクトル (Point-2) が図-12に示されている。Case

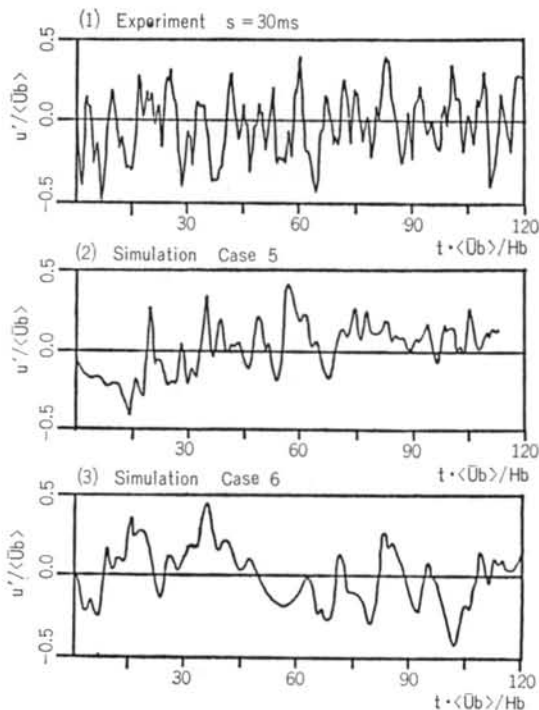
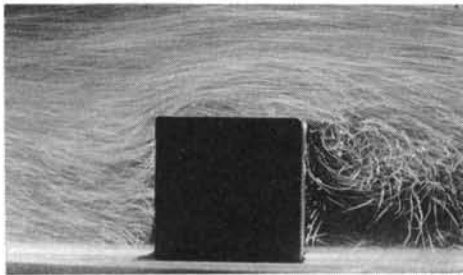


図-10 アプローチフローの速度変動の波形 (Point-1における  $Z=H_b$ , フェイズ2)

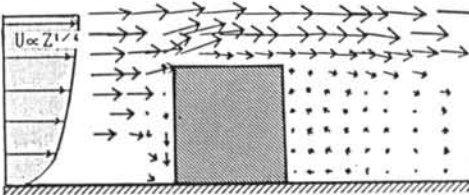
5の  $C_s=0.1$  の場合の計算されたスペクトルは実験結果と非常によい対応を示す。

建物周りの時間平均された速度ベクトルの計算と実験との比較は、図-13に示す。写真は、レーザーライトシートと呼ばれる手法を用いた流れの可視化によるものである。計算された建物周りの平均速度ベクトル(図-14)はCase 5とCase 6の間でほとんど差異は見られない。ここでは、Case 6( $C_s=0.1$ )の結果のみを示す。全体的に計算された流れ場と実験結果の対応はよい。

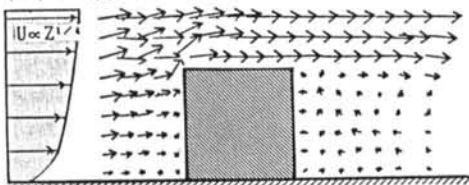
ストリークライン(流れ場のある1点から質量のない



(a) 風洞実験の可視化



(b) 風洞実験



(c) 数値シミュレーション (Case 6)

図-13 鉛直面上における平均速度ベクトルの比較

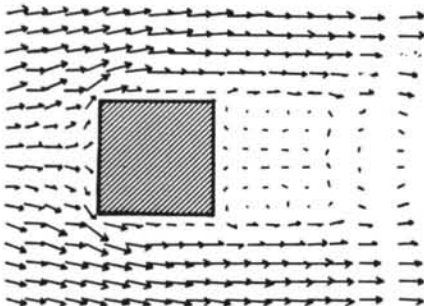
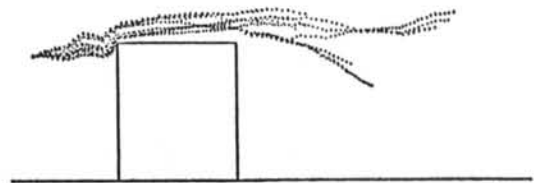
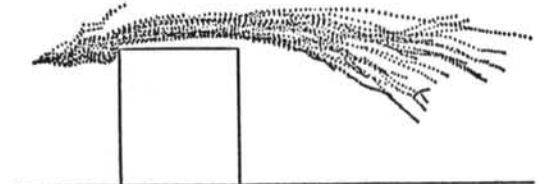


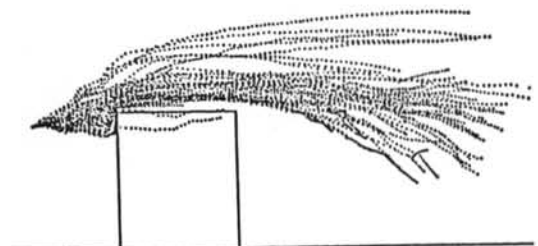
図-14 水平面の平均風速ベクトル図(シミュレーション・ケース)



(a)  $\Delta t^* = 0 \sim 7.5$

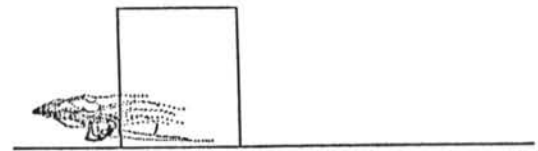


(b)  $\Delta t^* = 0 \sim 10$

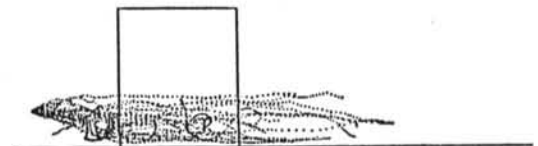


(c)  $\Delta t^* = 0 \sim 15$

(1) トレーサソースの高さ:  $0.92H_b$



(a)  $\Delta t^* = 0 \sim 7.5$



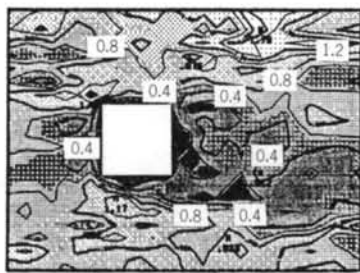
(b)  $\Delta t^* = 0 \sim 10$



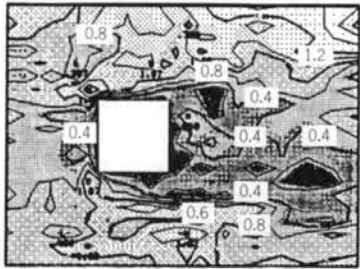
(c)  $\Delta t^* = 0 \sim 20$

(2) トレーサソースの高さ:  $0.25H_b$

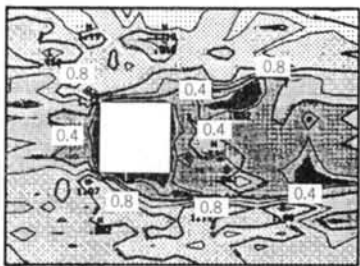
図-15 ストリークラインの時系列



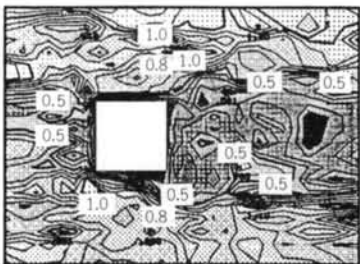
(a)  $t^* = 0.05$



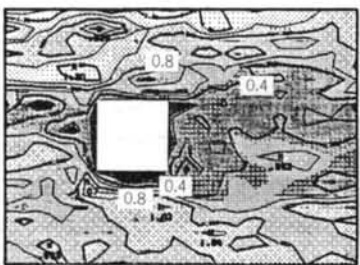
(b)  $t^* = 1.0$



(c)  $t^* = 2.0$



(d)  $t^* = 3.0$

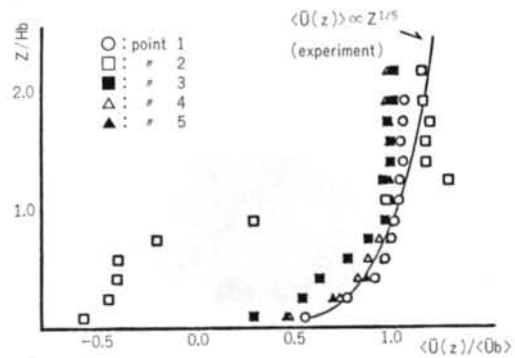


(e)  $t^* = 4.0$

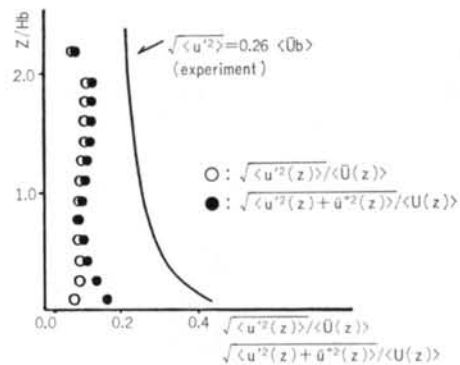
図-16 瞬間流速の流れ場の時系列

粒子を発生させ、その軌跡を図示したもの)の時間的変化を追ったものを図-15に示す。トレーサ(計算では可視化のための質量のない粒子)は、建物前方の数点から異なった高さで発生させている。 $t^*$ は $Hb$ と $\langle Ub \rangle$ による無次元化時間である。 $\Delta t^*$ は最初のトレーサが発生してから無次元の経過時間である。

流れ場の時々刻々の瞬間値は図-16に示されている。この図を見ると、流れ場は種々のスケールの渦から成り立っているのが分かる。



(1) 平均風速



(2) 乱れの強さ

図-17 平均風速、乱れの強さの鉛直プロフィール

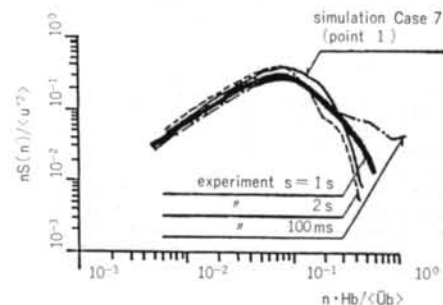
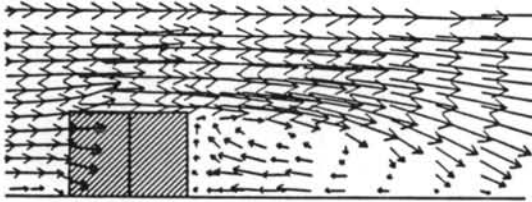


図-18 アプローチフローの速度変動スペクトル

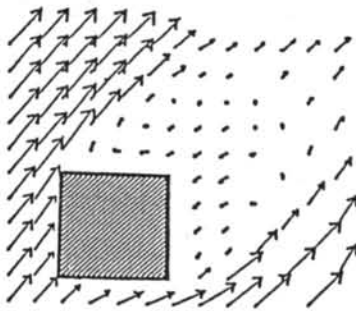


(2) 風向 45° の流れ場 (Case 7)

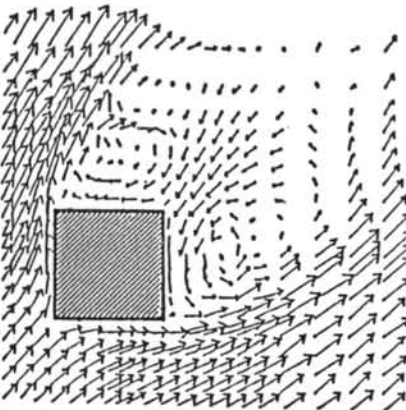
ここでは、風向 45° における流れ場の計算結果が示されている。数値シミュレーションの結果は、著者らによる他の風洞実験との比較が行なわれた。この風洞実験では、風向 0° の風洞実験とは異なる地上面境界条件が使われている。この風洞実験で測定された流れの性質は、図-17と図-18に示されている。図-18をみると、風洞実験から得られた速度変動スペクトルは、計算と比較して



(1) 主流方向に沿った鉛直面  
(建物中心, シミュレーション・ケース7)



(a) 風洞実験



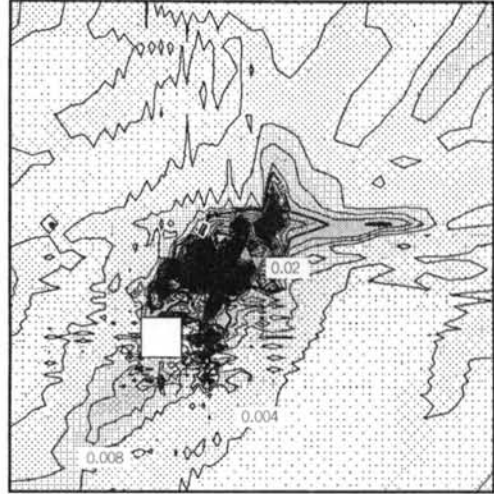
(b) シミュレーション・ケース7

(2) 水平面 (Z=Hb/2)

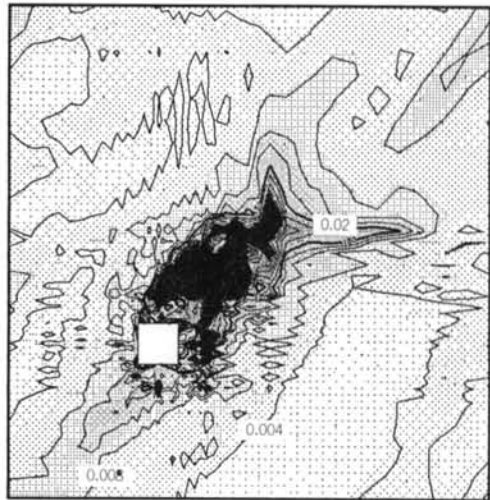
図-19 平均速度ベクトル

低周波数側のエネルギーをより多く含んでいる。この結果を参考にし、ここに示された数値シミュレーション (Case 7) では  $C_s$  の値として 0.2 を使った。

$\theta=45^\circ$  における建物周りの流れ場の計算結果は以下に示される。最初に、2.4 で述べられた初期条件から始めて  $\theta=0^\circ$  における平板境界層の計算が実行され、統計的に定常と見なされるまで計算が継続される。次に、得られた流れ場に座標変換を行ない、風向 45° の初期値とし



(1)  $\frac{1}{2} \langle u'u' \rangle / \langle \bar{U} \bar{b}^2 \rangle$   
(乱流運動エネルギーの分解可能な部分のみ)



(2)  $\frac{1}{2} \langle u'u' + \bar{u}\bar{u}' \rangle / \langle \bar{U} \bar{b}^2 \rangle$   
(乱流運動エネルギーの分解可能な部分+サブグリットの部分)

図-20 乱流運動エネルギー k の分布

て無次元時間 20 (約 4,000 計算ステップ) まで計算を行なった。その後で建物モデルが計算領域のなかに置かれ、計算が行なわれた。図-17の(1)は、図-2(3)に示された種々の点における鉛直分布を示している。Point-1 における速度プロファイルは風洞実験によく対応する。Point 1 における分解可能な部分の乱れの強さの計算された鉛直分布  $\sqrt{\langle u'^2(z) \rangle} / \langle U(z) \rangle$  およびトータルの乱れの強さ  $\sqrt{\langle u'^2(z) + u''^2(z) \rangle} / \langle U(z) \rangle$  は図-17の(2)に示される。図-17の(2)に示されるように、計算された乱れの強さは実験結果と比べると小さくなっている。サブグリッド内に取り込まれる SGS 運動エネルギーは、地上面近傍のみで顕著であることが明らかである。

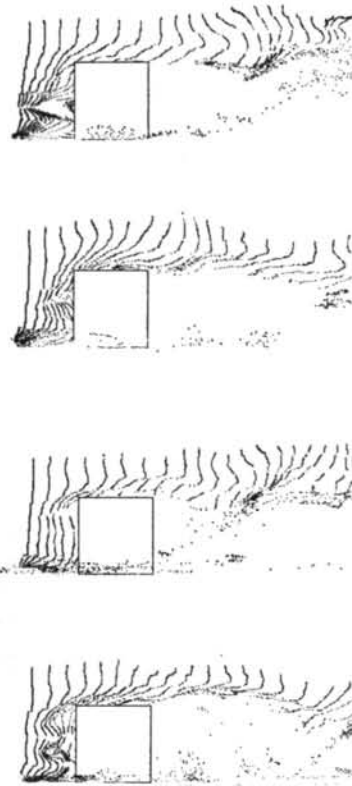


図-19に流れ場の時間平均された風速ベクトルが示されている。図-21(1) タイムライン (鉛直面) 示す。数値シミュレーションと実験の結果の対応は良い。

計算された乱れの運動エネルギーの空間分布が図-20に示されている。図-20(1)は、分解可能な乱れの運動エネルギー  $1/2 \langle u_i' u_j' \rangle$  を示している。図-20(2)は、トータルの乱れの運動エネルギー  $1/2 \langle u_i' u_j' + u_i'' u_j'' \rangle$  を示している。建物モデル近傍では、SGS 乱れの運動エネルギーの大きさは無視できうるほど小さい。

#### § 4. 乱流の数値シミュレーションと Computer Graphics

LESから得られるデータは風洞実験に比較して非常に膨大であり、人間がこの結果を理解するには Computer Graphics の手法が不可欠である。また、乱流現象は本質的に非定常であり、結果をアニメーションで表示することは乱流の構造を理解する上で重要である。本研究では、Engineering Work Station Apollo DOMAIN DN 550 を用いて Graphics 手法による表示を試みた。この DOMAIN DN550 は CPU に motorola M68010, Memory 1.5 Mbyte, Disk 50 Mbyte を持つ 32 bit の仮

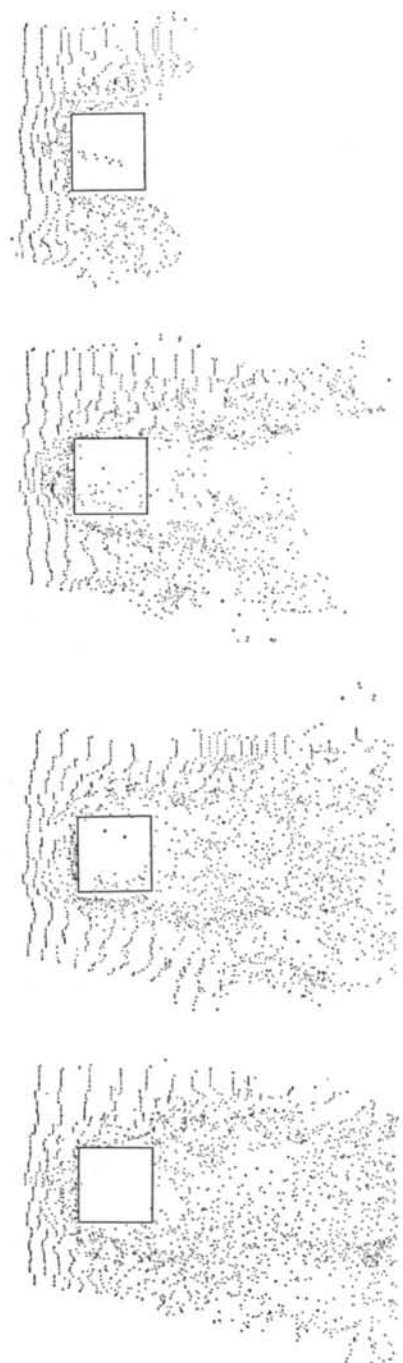


図-21(2) タイムライン (水平面)

想記憶方式の独立した Computer である。図-21にタイムラインを示す。これは、建物前方で同時に 1 列のマークを発生させ流れのパターンを可視化するものである。(1)~(4)は各時刻における流れ場を示している。図-22

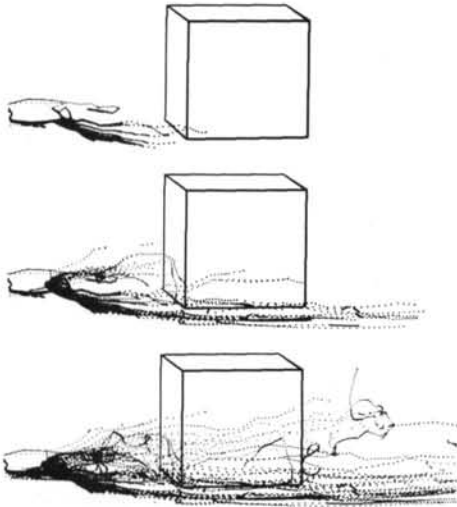


図-22(1) 3Dストリークライン ( $h=0.08 Hb$ )

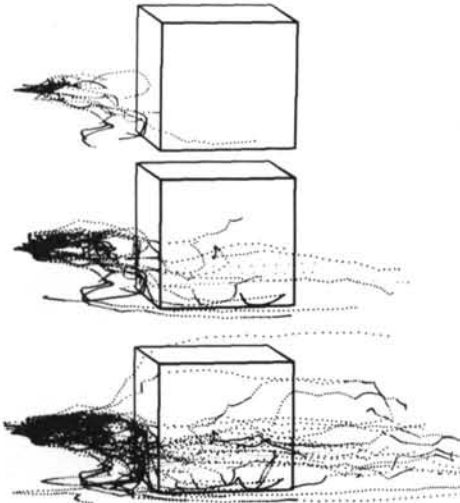


図-22(2) 3Dストリークライン ( $h=0.42 Hb$ )

は、図-15に示したストリークラインを三次元変換して表示している。三次元効果を出すために、視点から距離の遠いマーカの輝度を落とす Depth Queing, あるいは建物の背面を通るマーカを消去あるいは色を変えるなどの隠点処理の手法等が使われている。

## § 5. 結 論

(1) Large Eddy Simulation による数値シミュレーションは建物周りの流れ場を予測する有力な手法と考えられる。シミュレーションと風洞実験の結果の対応は良い。

(2) Smagorinsky 定数と地上面境界条件のシミュレー

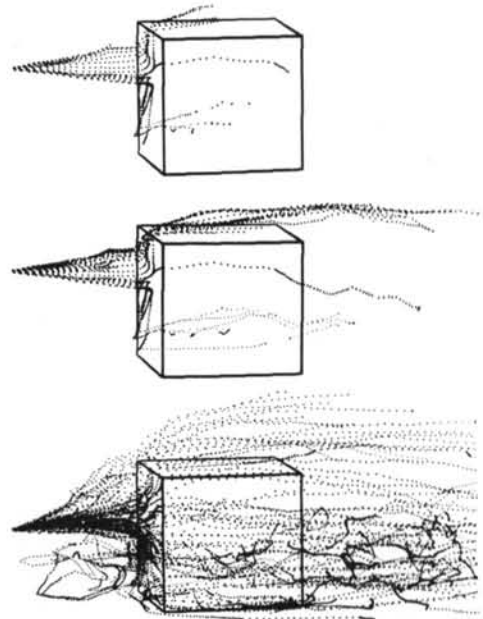


図-22(3) 3Dストリークライン ( $h=0.74 Hb$ )

ション結果に対する影響を調べた。Smagorinsky 定数は速度変動の性質に顕著な影響を持つことが確かめられた。このパラメータを変化させることにより、種々のタイプの乱れの性質を作成できる可能性がある。

謝辞 本研究を行なうに当たり、東京大学生産技術研究所の研究委員会 "Numerical Simulation of Turbulent Flow" のメンバーである吉沢徹助教授、小林敏雄教授、加藤信介講師ら諸氏の多大なる助言をいただきました。紙面を借りて感謝の意を表します。

### 〈記号〉

$u_i$ :  $i=1$  (主流方向), 2 (流れの横断方向), 3 (鉛直方向).

$X_i$  方向における風速ベクトルの3成分

$\langle f \rangle$ :  $f$  の時間平均値

$\bar{f}$ :  $f$  のフィルターされた値

$f'$ :  $\langle f \rangle$  からのずれ.  $f' = \bar{f} - \langle \bar{f} \rangle$

$f''$ :  $\bar{f}$  からのずれ.  $f'' = \bar{f} - f'$

$\Delta_i$ :  $X_i$  方向の計算グリッドサイズ

$\nu_{sgs}$ : 渦粘性

$Hb$ : 立方体モデルの高さ

$Ub$ : モデル高さにおけるアプローチフローの速度

$S(n)$ : スペクトル関数

$n$ : 周波数

$L$ : インテグラルスケール.  $L = \langle \bar{U} \rangle \int R(\tau) d\tau$

$k^*$ : SGS の乱流運動エネルギー

$Re$ : レイノルズ数.  $Re = \langle \bar{U} \rangle \cdot Hb / \nu$

$s$ : 測定された風速の評価時間

$R(\tau)$ : 自己相関関数

<参考文献>

- 1) 藤本, 大熊, 赤木, 田村: “角柱周辺の気流および風圧力に関する数値解析的研究(その1)~(その4)” 日本建築学会論文報告集 第213号, 第241号, 第264号, 第325号(昭和48年~58年)
- 2) 松尾, 鎌田, 坂本, 竹倉, 加藤: “建物周辺気流の3次元数値実験” 日本建築学会大会学術講演梗概集(昭和50年)
- 3) 藤本, 大熊, 田村: “曲線座標系における乱流モデルの適用について” 日本建築学会論文報告集 第345号(昭和59年11月)
- 4) J.W. Deardorff: “A Numerical Study of Three-dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Numbers” J. Fluid Mech., Vol. 41 (1975) pp.453~404
- 5) U. Schumann: “Subgrid Scale Model for Finite Difference Simulation of Turbulent Flows in Plane Channels and Annuli” J. Comp. Physics, Vol. 18 (1975) pp.376~404
- 6) S. Biringen & W.C. Reynolds: “Large Eddy Simulation of the Shear-free Turbulent Boundary Layer” J. Fluid Mech., Vol. 103 (1981) pp.53~63
- 7) K. Horiuti: “Study of Incompressible Turbulent Channel Flow by Large Eddy Simulation.” Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 31 (1982) pp.407~427
- 8) P. Moin & J. Kim: “Numerical Investigation of Turbulent Channel Flow” J. Fluid Mech. Vol. 118 (1982) pp. 341~377
- 9) J. H. Ferziger: “Computational Methods for Turbulent Transonic and Viscous Flows” Hemisphere Pub. (1983) pp.93~182
- 10) 田村, 藤本, 大熊, 赤木: “角柱周辺の3次元乱流場に関する数値解析” 日本建築学会大会学術講演梗概集(昭和53年)
- 11) 村上, 持田, 日比: “建物周辺気流に関する数値シミュレーションと風洞実験の比較” 日本風工学会年次研究発表会(昭和58年7月)
- 12) 村上, 持田, 日比: “建物周辺気流の数値解析—風速分布, 壁面風圧分布, 濃度分布の数値シミュレーションと風洞実験の比較—” 生産研究(昭和58年8月)
- 13) 持田, 村上: “建物周辺気流の数値解析—風速分布, 濃度分布の数値シミュレーションと風洞実験の比較—” 日本建築学会大会学術講演梗概集(昭和58年)
- 14) 日比, 村上, 持田: “建物周辺気流の数値解析—壁面風圧分布の数値シミュレーションと風洞実験の比較—” 日本建築学会大会学術講演梗概集(昭和58年)
- 15) 村上, 日比, 持田: “LESモデルによる建物周辺気流の数値シミュレーション(その1), (その2)” 日本建築学会関東支部研究報告集(昭和59年)
- 16) 村上, 持田, 日比: “建物周辺気流の数値シミュレーションの対応—LESと2方程式の適用” 乱流シンポジウムながれ(昭和59年7月)
- 17) 村上, 日比, 持田: “LESによる建物周辺気流の予測(第1報), (第2報)” 日本建築学会大会学術講演梗概集(昭和59年)
- 18) 村上, 日比, 持田: “数値シミュレーション適用上の問題点に関する具体例” 生産研究(昭和59年12月)
- 19) 村上, 持田, 日比: “LESによる建物周辺気流の予測(第3報)” 日本建築学会関東支部研究報告集(昭和60年)
- 20) 村上, 持田, 日比: “Large Eddy Simulationによる建物周辺気流の数値解析” 日本風工学会年次研究発表会(昭和60年7月)
- 21) S. Murakami, K. Hibi & A. Mochida: “Visualization of Computer Generated Turbulent Flowfield Around Cubic Model” Proceedings of International Symposium on Fluid Control & Measurement, Tokyo, 1985.
- 22) S. Murakami, A. Mochida & K. Hibi: “Numerical Simulation of Air Flow Around Cubic Model” Proceedings of International Symposium on Computational Fluid Dynamics, Tokyo, 1985.
- 23) 持田, 村上, 日比: “LESによる建物周辺気流の予測(第4報)” 日本建築学会大会学術講演梗概集(昭和60年)
- 24) 村上, 日比, 持田: “Large Eddy Simulationによる建物周辺気流の3次元数値解析” 日本建築学会論文報告集(昭和60年2月)
- 25) 村上, 日比, 持田: “流体シミュレーションに用いられる Super Computer の性能比較” 生産研究 第38巻, 第1号(昭和61年)