

LESによる都市建物群内及び上空における 乱流の組織構造

LARGE EDDY SIMULATION OF TURBULENT ORGANIZED STRUCTURES WITHIN AND ABOVE URBAN OBSTACLES

笠松 扶美¹・神田 学²・森脇 亮³

Fumi KASAMATSU, Manabu KANDA and Ryo MORIWAKI

¹学生会員 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻 (〒152-8552 目黒区大岡山2-12-1)

²正会員 工博 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻 (同上)

³正会員 東京工業大学 理工学研究科土木工学専攻 (同上)

Large Eddy Simulations have been performed for fully developed turbulent flow within and above explicitly resolved simple cube arrays. The model (LES-CITY) was validated in comparison with laboratory experiments. The systematic influence of cubic density on turbulent flow characteristics was investigated through numerical experiments in a wide range of cubic area density (0 to 0.44).

The following results were obtained. 1) The intermittency of flow: the temporally and spatially averaged flow structure confirms the existence of conventionally described canyon flow regime. However, the intermittency of the canyon flow for any cubic densities is large and the stream patterns are never persistent. 2) Turbulent Organized Structures (TOS): TOS are characterized by longitudinally elongated low speed streaks and corresponding streamwise vortices. The streaks in sparse and dense canopy flows are likely to be aligned to the street-line and to the roof-line, respectively.

Key Words : LES-CITY, urban obstacles, turbulent organized structure, intermittency

1. 序論

ヒートアイランド現象や汚染物質拡散のような都市大気をもつ問題が顕著となった近年、乱流特性と都市の幾何形状の関係を体系的に理解することが必要となり、平均流と乱流統計量については、多くの研究が行われてきた。このような乱流は、都市大気に限らず粗度の大きな河床を持つ河川の流れなどにも本質的に共通している。

大きな粗度上の流れや乱流統計量については、Nakagawa and Nezu(1977)¹⁾及びRaupach et al.(1986)²⁾の先駆的・独創的研究を皮切りに多くの研究成果がある。

都市建物間のいわゆる都市キャノピー流れの平均的な構造は、大概には三つの形(isolated, interfacial and wake)に分類されることが知られている³⁾。しかし、循環流の構造は定常ではなく極めて不規則性が強いことをLouka et al.(2000)⁴⁾が示唆しているものの、流れ構造の非定常性に注目した研究は少ない。

都市キャノピー内乱流のもう一つの興味深い側面は、

キャノピー層内と上空の乱流の組織構造である。平面上の中立的な乱流境界層内の組織構造は、50年以上前から研究がなされてきた。近年の研究では、理想的な左右対称のヘアピン渦は、現実の流れではほとんど起こらないことが明らかになり、主流方向に軸をもつ渦度やパケット構造のような特徴がよく議論されている⁵⁾。しかし、大粗度内外で完全に発達した場合の乱流の組織構造の3次元的な形状は未だによく知られていない。

LESは、キャノピー流れの乱流の組織構造や特性を解析するのにとても有効である。しかし、既往のLESを使った研究の多くは、単体建物周りの三次元流れが主であり、建物群を含んだ三次元流れにはめったに適用されていない。Hanna et al.(2002)⁶⁾は、建物群の解析を行ったが、平均流と乱流統計量に焦点をあてただけであった。

本研究では、新たに開発されたLESモデル(LES-CITY)を用いて、様々な建蔽率(0~0.44)を与えた都市のキャノピー層内外における乱流特性を調べることを目的とする。乱流統計量だけでなく、建物間の流れの構造の間欠性・乱流の組織構造に特に焦点をあてている。

表-1 計算条件の一覧

RUN	λ_p	L_x	L_y	N_x	N_y	H_x	H_y	H_z	Grid Number
RUN S0	0.33	2H	1.5H	9	4	18H	6H	6H	182×62×62
RUN S1	0.33	2H	1.5H	4	2	8H	3H	6H	82×32×62
RUN S2	0.33	2H	1.5H	2	2	4H	3H	6H	42×32×62
RUN S3	0.33	2H	1.5H	12	6	24H	9H	6H	242×92×62
RUN S4	0.33	2H	1.5H	9	4	18H	6H	14H	182×62×142
RUN 00	0.00	-	-	0	0	18H	6H	6H	182×62×62
RUN 03	0.03	6H	6H	3	1	18H	6H	6H	182×62×62
RUN 11	0.11	3H	3H	6	2	18H	6H	6H	182×62×62
RUN 15	0.15	2.6H	2.6H	7	3	18.2H	7.8H	6H	184×80×62
RUN 20	0.20	2.2H	2.2H	8	3	17.6H	6.6H	6H	178×68×62
RUN 25	0.25	2H	2H	9	3	18H	6H	6H	182×62×62
RUN 30	0.30	1.8H	1.8H	10	4	18H	7.2H	6H	182×74×62
RUN 35	0.35	1.7H	1.7H	10	4	17H	6.8H	6H	172×70×62
RUN 44	0.44	1.5H	1.5H	12	4	18H	6H	6H	182×62×62

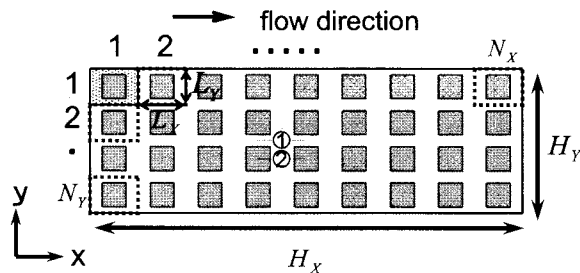


図-1 建物配置の例と表面幾何記号

2. 計算手法

(1) LES-CITYのモデルと計算アルゴリズム

本研究における主な方程式と乱流のパラメタリゼーションはDeardorff(1980)⁷⁾に従っている。計算領域に固体建物を導入するアルゴリズムとして、Briscolini and Santangelo(1989)⁸⁾のマスキング法が利用されている。マスキング法は、境界適合格子を使うことなく、固体建物を容易に導入することができ、計算負荷を減らすことにも効果があると知られている。また、通常圧力のポアソン方程式は反復法によって解かれるが、多くの時間が必要である。本研究では、デカルト直交格子とマスキング法を導入することによってxとy方向の二次元に対し、FFTによる圧力の直接解法を採用し、計算時間を大幅に減少させている。

これらの計算上の工夫は既存のものだが、組み合わせの結果として生じる計算能力は、都市の複雑な大気の流れを解くLESにとって非常に効果的である。

(2) 数値実験の概要

表-1に本研究の計算条件の概略を示す。立方体は、図-1に示されたように規則的に分布されている。無次元建蔽率は、(1)式で定義される。

$$\lambda_p = H^2 / L_x L_y \quad (1)$$

ここで、 H は立方体の一辺の長さであり L_x 、 L_y は、一つの建物によって占められる単位エリア(以下、単位

域とする)の主流方向・横断方向の長さを意味する。本研究では二種類の実験を行った。ひとつ(RUNS0-S4)は、Uehara et al.(2000)による風洞実験⁹⁾と同じ建蔽率で大気安定度を変化させて行われ、このモデルを検証するために用いられる。もうひとつ(RUN00-44)は、大気が中立の状態而建蔽率が乱流特性に及ぼす影響を体系的に解析するために用いられる。すべての実験で、各建物は、一辺 H の立方体であり、格子間隔は $0.1H$ 、無次元時間ステップは 0.02 である。主流方向の平均流速は、圧力差を調節することですべての時間ステップで一定値を与えており、この圧力は高さ方向に一定である。レイノルズ数 $Re_H (= U_{z=H} H / \nu)$ は約5000である。ここで、 $U_{z=H}$ 、 ν は屋根面高さにおける主流風速、動粘性係数を表している。

領域の上・下流面及び側面は周期境界である。下部の境界は、建物配列であるが、上部の境界は、剛体壁を仮定している。すべての固体表面での風速は、接線方向の成分は対数則に基づいて与えられており、法線方向成分は0である。固体面上の局所的な粗度はすべての場所で $0.0002H$ の一定値を与えられている。初期条件は乱れのない様場の流れとして与えられている。モデル上での計算時間は10時間分とした。解析に利用されるのは、完全に発達した乱流が確実に準定常状態となっている最後の2時間分の結果である。

(3) 乱流統計量の定義

後の章で使われる乱流統計量の定義を鉛直方向の運動量フラックスを例にここで示す。

a) 時間平均した局所的な統計量

時間平均した局所的な運動量フラックス($\bar{R}$)は、瞬間的な主流方向風速 U と鉛直風速 W より(2)式のように計算される。

$$\bar{R} = \overline{uw} + \overline{UW} + \overline{SGS_{uw}} \quad (2)$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は時間平均を、小文字は変動成分を、 SGS_{uw} はLESにおけるサブグリッドスケールパラメータの寄与を表している。第2項は平均流の寄与であり、局所的には0ではない。

b) 時間・水平面平均した統計量

(2)式をさらに水平面で平均したのが(3)式である。

$$\langle \bar{R} \rangle = \langle \overline{uw} \rangle + \langle \overline{UW} \rangle + \langle \overline{SGS_{uw}} \rangle \quad (3)$$

ここで、 $\langle \quad \rangle$ は水平面平均を表す。ここで留意すべきことは、第2項に示される平均流の寄与は水平面平均した後でも、0とは限らないということである。このことは、Jackson(1981)¹⁰⁾によって示されている。この項を実験的に見積もろうとした研究者もいるが、 $\langle \overline{uw} \rangle$ の測定誤差は避けられず、この誤差を無視し第2項を0とすることは、 $\langle \bar{R} \rangle$ の重大な過小評価を生み出すこととなる。

c) 時間・位相平均した統計量

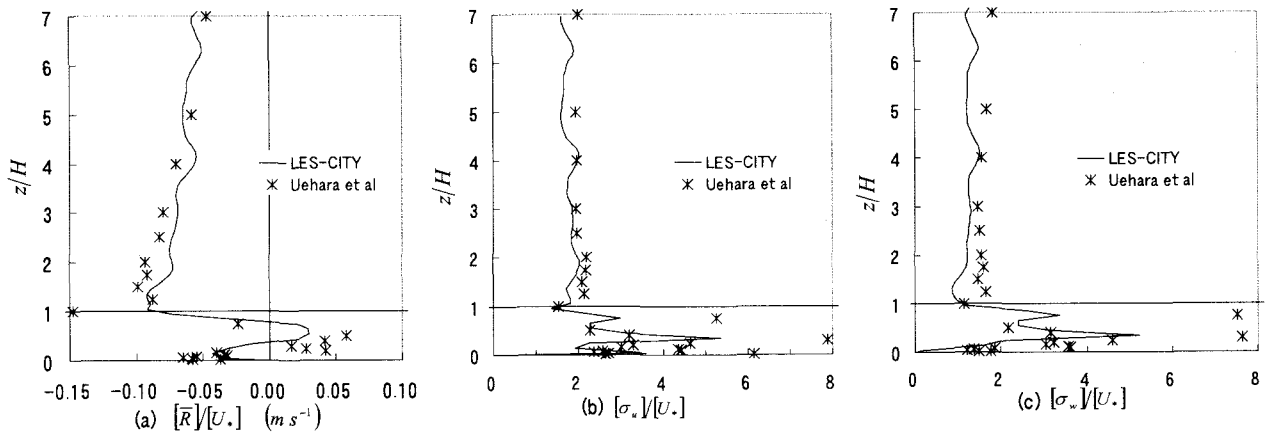


図-2 乱流統計量の鉛直プロファイル

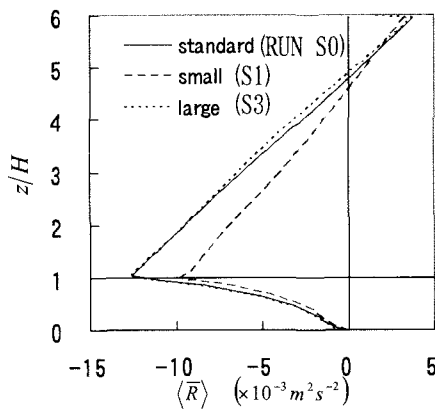


図-3 運動量フラックスの鉛直プロファイル

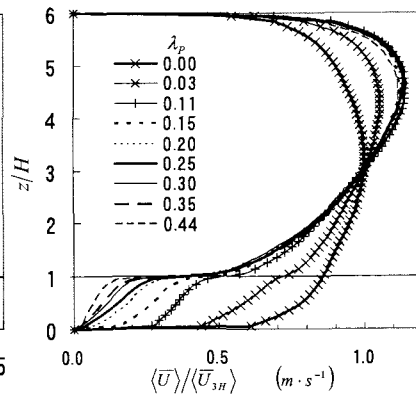


図-4 空間平均した主流風速<ltmath>U</math>の鉛直プロファイル

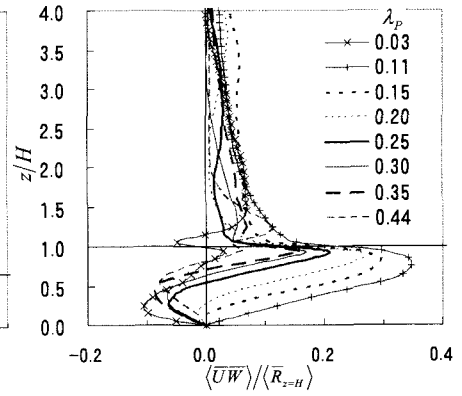


図-5 運動量フラックスへの平均流の寄与

(2)式をさらに単位域内の同じ位置における値をアンサンブル平均(位相平均)したのが(4)式である。

$$[\overline{R}] = [\overline{uw}] + [\overline{UW}] + [\overline{SGS_{uw}}] \quad (4)$$

ここで[]は、空間的なアンサンブル平均を表す。これは、時間的平均した流れの構造を調べるのに便利である。

3. モデルの検証

(1) 風洞実験(2000)⁹⁾との比較

RUN S4はUehara et al.による風洞実験(2000)⁹⁾と領域の大きさが同じであるので、結果を直接比較することができる。建物間中央(図-1②)における乱流統計量の鉛直プロファイルを図-2に示す。摩擦速度<ltmath>U_*</math>は、<ltmath>U_* = \sqrt{\overline{R}}</math>と定義される。特にキャノピー上空で風洞実験と数値シミュレーション結果は定量的に一致している。キャノピー内では、高さ方向にばらつきが大きく、シミュレーションはいくぶん過小評価しているが、キャノピーの中高度にある独特の正の運動量フラックスなどの全体的な特徴はよく再現できている。

(2) 計算領域の大きさの影響

計算領域の大きさは、明らかに運動量フラックスに影響を与えている(図-3)。計算領域が小さい(RUN S1)と運動量フラックスは過小評価されているが、計算領域がlargeとstandard(それぞれRUN S3とS0)ではほとんど大差はない。smallの場合には、計算領域より大きい乱流の組織構造が、周期境界という制限のために正確に再現されないためである。この結果は、数値解析には少なくとも建物高さの十数倍大きい領域が主流方向に必要であることを示している。

4. 結果と考察

(1) 乱流統計量の空間平均値

図-4に高さ3Hの主流風速で無次元化した主流風速<ltmath>\langle \overline{U} \rangle</math>を示す。キャノピー内では、建蔽率が低いほど地表面付近で高さ方向に風速差が大きく、建蔽率が高くなると、その差は屋根面付近で大きくなる。また、キャノピー上空では、建蔽率がとても低いと高さ方向に風速差があまりないが、ある程度程度(<ltmath>\lambda_p = 0.11</math>)以上では、そのプロファイルにほとんど違いはない。

運動量フラックスの平均流の寄与<ltmath>\langle \overline{UW} \rangle</math>を表面抵抗<ltmath>\langle \overline{R}_{z=H} \rangle</math>で無次元化したものを図-5に示す。キャノピー上

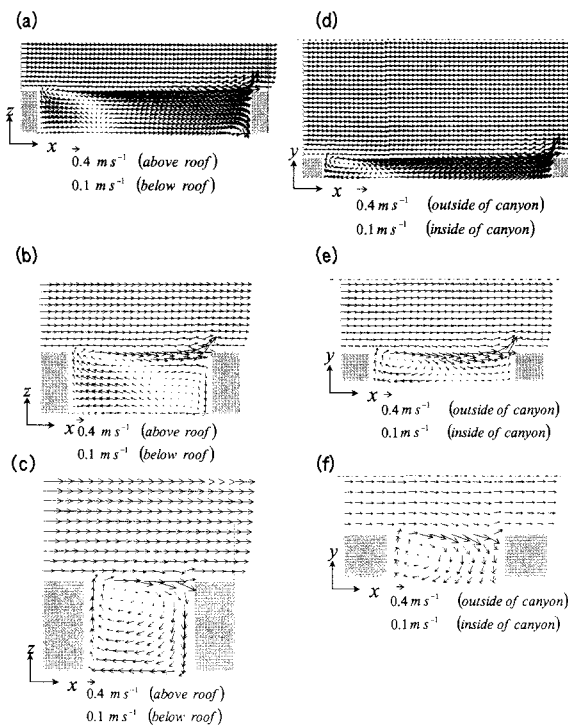


図-6 時間・位相平均した建物間の流れ構造

空では、その値は小さいが、無視できるほどではない。このことはキャノピー上空では平均流の寄与は無視できるという今までの室内実験結果^{9), 11)}とは異なっている。これ本シミュレーションと室内実験双方に理由が考えられる。シミュレーションの理由としては、計算領域の高さの制約が平均流に影響を与え、 $\langle \overline{UW} \rangle$ の寄与を無視できない大きさにしている可能性がある。また、実験上の問題としては、建物ひとつ分の単位域を重点的に測定し、単位域内での空間平均値を用いていることが挙げられる。乱流の組織構造は単位域よりもはるかに大きい。 $\langle \overline{W} \rangle = 0$ を仮定しても、解析域が小さいと $\langle \overline{W} \rangle$ は必ずしも0とはいえず、 $\langle \overline{W} \rangle$ を無視することは平均流の寄与の項を大きく過小評価しかねない。しかし、観測された $\langle \overline{W} \rangle$ が観測ミスなのか、本当に意味がないのか判断するのはとても難しい。ここで、 $\langle \overline{W} \rangle$ は単位域内における空間平均値を示す。一様な対流境界層のもとでさえエネルギーバランス問題の原因のひとつとして、この平均流の寄与による過小評価が挙げられている¹²⁾。

キャノピー内では、 $\langle \overline{UW} \rangle$ は比較的キャノピー上空より大きく、プロファイルは λ_p によって異なる。建蔽率が比較的低い0.11~0.20では平均流は相対的に大きい。一方で建蔽率の高い0.25~0.44では地表面近くでは、負の $\langle \overline{UW} \rangle$ が見られる。これは、平均した流れでは、建蔽率が高い場合に地表面近くでは下向きの逆流が生じている(図-6c)ことと関係している。

(2) 時間・位相平均した流れのパターン

時間・位相平均した建物間の流れは、Oke(1988)⁹⁾など

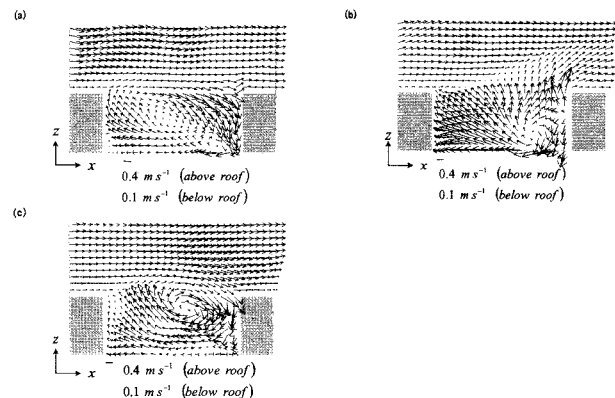


図-7 瞬間的な建物間の流れの構造

によって以前から示されてきたように、3つのパターン(isolated, interfacial and wake)に分類される構造が確認された(それぞれ図-6 ad, be, cf)。

しかし、これらの流れの形は時間・位相平均した後でのみ見られるものである。瞬間的な流れの構造は極めて非定常であり、前述したような流れの構造は、持続することはない。図-7は $\lambda_p = 0.11$ の同じ位置で時間の違う瞬間的な流れ構造の例である。流れの構造は前述した平均的な構造とは全く違っており、常に大きく変化している。

(3) キャノピー上空の乱流の組織構造

乱流の組織構造は、主流方向風速の低速ストリークとその近傍に発生する主流方向に軸を持つ渦度によって特徴づけられる(例えば、Zhou et al.(1999)⁵⁾)。

低速ストリークとは、水平断面平均風速よりも風速が遅い($u' < 0$)部分を指す。図-8では灰色、図-9では黒色によって表されている。

建蔽率の小さい $\lambda_p = 0.11$ のとき、屋根面直上の低速ストリークは建物ライン上に並んでいる(図-8a)。屋根面によって引き起こされる局所的な強いせん断は、流れの不安定を引き起こすが、その結果として発生する組織構造は、平板乱流境界層の構造によく似ており、約15~35度傾き、2H~3H程度の高さまで到達する(図-8d)。しかし、建蔽率の高い $\lambda_p = 0.44$ のとき(図-8c)は低速ストリークは建物ラインに沿って生じるのではなく、道路ラインに沿って生じる傾向にある。ストリークの発生は、単に屋根面によって引き起こされるせん断だけでなく、別の物理的なメカニズムがあることが示唆される。建蔽率が高いとき(図-8f)、低速ストリークは、角度は $\lambda_p = 0.11$ の時と同程度だが、高さは3H~4Hにまで到達する(図-8f)。また、以下に述べるようにZhou et al.(1999)⁵⁾によって提案された境界層の乱流構造におけるパケット構造の概念的な形によく合った構造が見られる。大きな古い低速ストリークが3H~4H程度まで到達しており(図-8f 矢印A)、屋根面近くでは別の小さなストリークが成長している(図-8f 矢印B)。さらに、その上空により高く上昇したもうひとつの弱いストリークも存在する(図-8f 矢印C)。Hommema et al.(2003)¹³⁾もまたレ

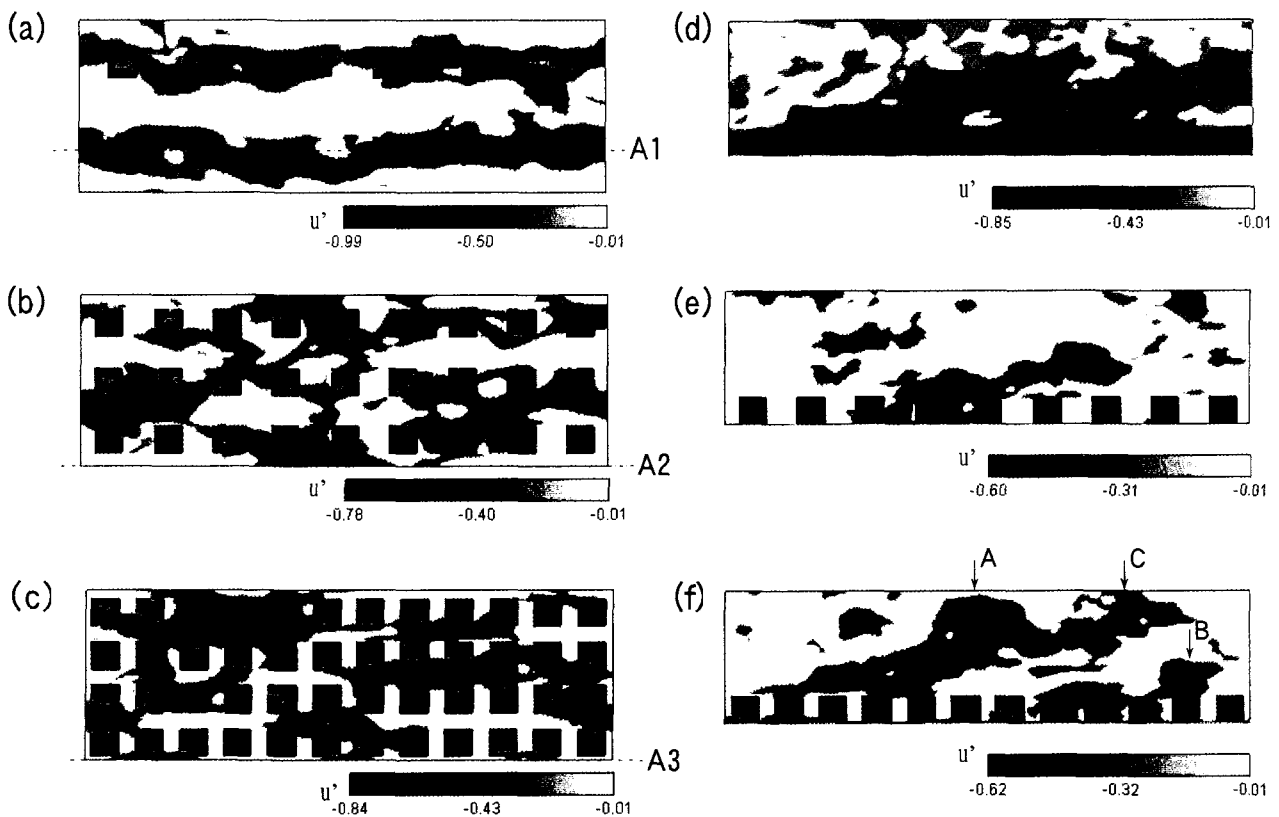


図-8 ある瞬間の低速ストリーク (a) (b) (c) : 水平断面 $z=1.05H$ (d) : 建物中央断面 (A1) (e) (f) : 道路中央断面 (A2, A3)



図-9 渦度と低速ストリークの3次元図

$$\lambda_p = 0.25$$

イノルズ数が非常に高い大気境界層で同様のポケット構造を見つけている。しかし、レイノルズ数の低い平板乱流境界層流れにおこるストリークのメカニズムに関しては今なお議論がなされている。

中程度の建蔽率の場合、ストリークの構造は、図-8b,eに示されるような建蔽率が高いときと低いときを混合したような特徴を持つ。

乱流の組織構造の三次元的な形は、建蔽率によらず平板乱流境界層で観測されたものととてもよく似ている。それは、図-9に示したような主流方向にのびた低速ストリークとそれに対応する主流方向に軸をもつ渦度が特徴

である。主流方向の低速ストリークは $10 \sim 20H$ の長さまで引き伸ばされ、約 $15 \sim 35$ 度で持ち上げられる。それに対して、主流方向に軸を持つ渦度は $2 \sim 4H$ 程度と短く、その勾配は約 45 度と急である。均一な植生層のシミュレーション¹⁴⁾で再現された混合層内の大きなローラーやリブのような典型的な構造は本研究では見られなかった。

(4) 4象限解析

運動量輸送の4象限解析の鉛直プロファイルを図-10に示す。ここで、intersection(交差点中央)は図-1①であり、Street Canyon(建物間中央)は図-1②である。全建蔽率の両方のキャノピー内ではejection(第2象限)とsweep(第4象限)はほとんど同じ値だが、キャノピー上ではsweepよりも強いejectionのモードが見られる。

低建蔽率の 0.11 (図-10a) では、建物間中央の運動量輸送が交差点中央よりも大きく、建蔽率が高い 0.44 の時では全く逆の傾向が見られる。これは前述した低速ストリークの構造に一致しており、低速ストリークの発生位置では運動量フラックスが大きくなっている。

5. 結論

LES-CITYを用いてさまざまな建蔽率 $0 \sim 0.44$ を与えた三次元都市キャノピー流れの数値実験を行い、建蔽率が

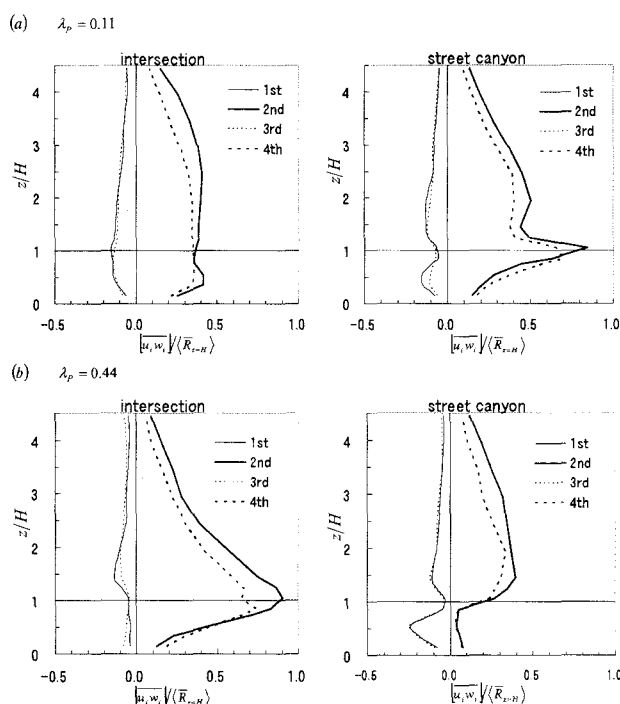


図-10 4象限解析のプロファイル

乱流特性に及ぼす体系的な影響を解析した。

その結果として、いくつかの新しい発見があった。

①：建物間の流れは平均すると今まで描写されてきたような3つの構造に大きく分類することができるが、瞬間的な流れは、平均的な構造とは大きく異なり、非定常性が極めて強い。②：乱流の組織構造の大きな特徴である主流方向の低速ストリークは、屋根面高さにおいて、建物が疎の時、建物ライン上に存在しているが、建物が密になるにつれて、その構造は道路ライン上に散らばりはじめ、建蔽率が0.44になるとストリークは主に道路ライン上に見られるようになる。③：都市キャノピーの乱流構造は、パケット構造のように平板乱流境界層のものとよく似ており、植生キャノピーなどの自由せん断乱流とは異なっている。

謝辞：本論では文部科学省科学研究費補助金基盤研究、科学技術振興事業団戦略的基礎研究推進事業（代表：神田学）による財政的援助を受けました。また、国立環境研究所の上原氏より、風洞実験のデータを頂きました。ここに記して謝意を申し上げます。

参考文献

- 1) Nakagawa, H. and Nezu, I.: Prediction of the contributions to the Reynolds stress from bursting events in open channel flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.80, pp.99-128, 1977.
- 2) Raupach, M.R., Coppin P.A. and Legg, B.J.: Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy Part1: The turbulent structure, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.35, pp.21-52, 1986.
- 3) Oke, T.R.: Street design and urban canopy layer climate, *Energy and Buildings*, Vol.11, pp.103-113, 1988.

- 4) Louka, P., Belcher, S.E. and Harrison, R.G.: Coupling between air flow in streets and the well-developed boundary layer aloft, *Atmos. Environ.*, Vol.34, pp.2613-2621, 2000.
- 5) Zhou, J., Adrian, R.J., Balachandar, S. and Kendall, T.: Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.387, pp.353-396, 1999.
- 6) Hanna S.R., Tehranian, S., Carissimo, B., Macdonald, R.W. and Lohner, R.: Comparisons of model simulations with observations of mean flow and turbulence within simple obstacle arrays, *Atmos. Environ.*, Vol.36, pp.5067-5079, 2002.
- 7) Deardorff, J.W.: Stratocumulus-topped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.18, pp.495-527, 1980.
- 8) Briscolini, M. and Santangelo, P.: Development of the mask method for incompressible unsteady flows, *J. Comput. Phys.*, Vol.84, pp.57-75, 1989.
- 9) Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S. and Wakamatsu, S.: Wind tunnel experiments on how thermal stratification affects flow in and above urban street canyon, *Atmos. Environ.*, Vol.34, pp.1553-1562, 2000.
- 10) Jackson, P.S.: On the displacement height in the logarithmic velocity profile, *J. Fluid Mech.*, Vol.111, pp.15-25, 1981.
- 11) Cheng, H. and Castro, I.P.: Near wall flow over urban-like roughness, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.104, pp.229-259, 2002.
- 12) 神田 学, 渡辺 力, マルコス・オリバー・レッツェル, ジークフリート・ラッシュ: LESによる熱収支インバランス問題に対する検討(第1報) 大気境界層スケールの対流構造の影響, 水文・水資源学会誌, Vol. 15, No. 3, pp. 243-252, 2002.
- 13) Hommema, S.E. and Adrian, R.J.: Packet structure of surface eddies in the atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.* Vol.106, pp.147-170, 2003.
- 14) Kanda, M. and Hino, M.: Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a large eddy simulation, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.68, pp.237-257, 1994.

(2003. 9. 30受付)