

## 都市キャノピー上空の乱流構造が運動量輸送に及ぼす影響の解明

### A study on the momentum transport by the turbulence structure over urban-like roughness

- 池谷直樹, 九州大学, 福岡県春日市春日公園 6-1, E-mail: ikegaya.naoki@kyudai.jp  
 萩島理, 九州大学, 福岡県春日市春日公園 6-1, E-mail: ayahsgishima@kyudai.jp  
 谷本潤, 九州大学, 福岡県春日市春日公園 6-1, E-mail: tanimoto@cm.kyushu-u.ac.jp  
 Naoki Ikegaya, Kyushu University, 6-1 Kasuga-koen Kasuga Fukuoka  
 Aya Hagishima, Kyushu University, 6-1 Kasuga-koen Kasuga Fukuoka  
 Jun Tanimoto, Kyushu University, 6-1 Kasuga-koen Kasuga Fukuoka

The momentum and scalar transport from urban surface into atmosphere is the one of the important factors to improve the environment in the urban area. The geometric dependency of the transfer coefficients for momentum and scalar has been revealed by a series of wind-tunnel experiments. However, it is not well known that the features of flow fields generated by the ejection event, strong upward transport of low-speed momentum fluid, and the sweep event, strong downward transport of high-speed momentum fluid. Therefore the authors perform numerical simulation by using Large-eddy simulation model over urban-like surfaces. Quadrant analysis for instantaneous flow field is conducted to investigate the contribution of ejection or sweep to the total momentum transport. In addition, conditional averaged flow fields show that the ejection or sweep event can be generated by the pair-vortex which causes strong upward or downward flow.

#### 1 緒言

これまで筆者らは、都市-大気間の運動量・物質輸送量に対する都市形状の影響を定量的に把握することを目的とした風洞実験を行い、さまざまな粗度形状を有する粗面乱流境界層を対象として、抗力係数、物質輸送係数及び速度プロファイルの計測を行ってきた<sup>(1)(2)(3)(4)(5)</sup>。これらにより、都市域をマクロに捉えた、すなわちバルクでの運動量・物質輸送量の幾何形状依存性に関して、粗度の建蔽率や高さばらつきが特に重要な幾何パラメータであることを明らかにした。例えば、運動量輸送量を評価する抗力係数に関して、(1) 抗力係数は、建蔽率の増加に対して形状抗力の作用する粗度要素数の増加に伴い上昇した後、粗度周辺気流場が *skimming flow* <sup>(6)</sup> に推移することにより低下すること（建蔽率に対して上凸の分布を示すこと）、(2) 粗度要素に作用する形状抗力が全抗力の 8 割以上を占めること、(3) 高層部分に作用する形状抵抗の影響により高さばらつきのある粗度配列において抗力係数が増加すること、などを示した。また、同配列条件におけるスカラー輸送係数の測定によれば、(1) 低～中建蔽率の増加に対して粗度要素による空気の下混合によりスカラー輸送係数が増加する一方、高建蔽率条件下においては、粗度による速度低減効果により輸送係数が低下すること、(2) 高さばらつきのある粗度配列におけるスカラー輸送係数は、粗度の高さばらつきによる速度低減より低密条件では輸送係数が低下するが、高密条件では空気の下混合により増加すること、などを示した。これらの測定により、バルクで観た輸送係数と粗度形状との関係が明らかになれつつある一方で、数十から数街区スケールの局所的なスケールを捉えた場合、どのような乱流イベントが運動量・物質の輸送現象に寄与しているかという物理素過程の解明には至っていない。これまでに得られた積分量であるバルク輸送係数の幾何形状依存性をより定量的に説明するためにも、瞬時の乱流輸送イベントである低速・上昇流 *ejection* や高速・下降流 *sweep* が発生する際の気流場を分析し、バルクの運動量輸送量に対するそれぞれの寄与率を把握することが必要であると思われる。

運動量輸送寄与率を分析する古典的な統計的手法には、変動風速  $u'$ ,  $w'$  をそれらの符号により分類する四象限解析が知られている (Raupach<sup>(7)</sup>)。乱流境界層においては、正味の運動量  $u'w'$  は下向きに輸送され、その内訳として第二象限となる低速・上昇流

*ejection* ( $u' < 0, w' > 0$ )、第四象限となる高速・下降流 *sweep* ( $u' > 0, w' < 0$ ) の乱流イベントが第一、第三象限の運動量の向上き輸送よりも卓越するが示されている。古典的な四象限解析は、風洞実験により得られた観測点の時系列測定値に適用されたもので、時間方向の各イベントを強度別に抽出することにより、正味運動量輸送（時間平均運動量）に対する寄与率を分析したものである。そのため、統計的に時間方向に上昇・下降など、どのようなイベントが発生しているかを捉えることが可能である一方で、それらのイベントが発生した周辺で、空間的にどのような気流場が発生しているか、を抽出することは困難である。その一方で、数値解析の場合は、データ量が膨大になるため全ドメインにおける時系列測定を行うことは困難であるが、実験ではほぼ不可能な瞬時データの空間分布を取得できるため、乱流イベント発生時の瞬時気流場を観測することが可能である。

以上の背景に基づき、本論では粗面乱流境界層を対象とした Large-Eddy Simulation を行い、瞬時気流場に対する四象限解析により、キャノピー内外の *ejection* 及び *sweep* 現象の全運動量輸送に対する寄与率を定量評価する。また、各イベント発生時の瞬時気流場を抽出し、アンサンブル平均気流場を抽出することにより、*ejection* 及び *sweep* イベント発生時の周辺気流場について考察する。

#### 2 計算概要

本研究の解析には、並列計算に最適化された汎用 LES コード (Parallelized Large-eddy simulation Model, PALM) <sup>(8)</sup> を使用する。PALM では、連続の式、運動量式、SGS-TKE (Sub-Grid Scale Turbulence Kinetic Energy) 式を基礎方程式とし、Deardorff<sup>(9)</sup> の乱流モデルを適用している。また、時間差分に 3 次精度 Runge-Kutta 法、空間差分に 2 次精度中心差分法を適用している。圧力算出には、Fractional step 法によるカップリングを適用し、得られた Poisson 方程式を FFT 法により解析している。解析コードの詳細は既報<sup>(10)</sup>を参照されたい。

Fig.1 に対象とする計算領域の模式図を示す。主流方向、スパン方向、鉛直方向に対する座標軸を  $x, y, z$  とし、対応する風速を  $u, v, w$  とする。解析対象は、萩島ら<sup>(1)</sup>による風洞実験を模したもので、床面に立方体 ( $H \times H \times H, H=24\text{mm}$ ) を建蔽率 7.1%

で千鳥配列 (Staggered pattern) に配置した単純粗度群からなる粗面乱流境界層とする。グリッドサイズは,  $x, y, z$  方向に対して等間隔とし, すべての配列条件について  $H/16$  とする。固体表面の境界条件には,  $z_0$  型の対数則を仮定している ( $z_0/\Delta z = 1/500$ )。主流方向, スパン方向には周期境界条件を適用し, 一定の圧力勾配により流れを駆動する。系の圧力勾配は, Hagishima et al.<sup>(2)</sup> の同配列条件における風洞実験を参考として決定した。上端境界には, free slip 条件を適用した。実験条件の詳細は, Table 1 に示した。

系の収束は, 系内の水平面内平均主流方向風速, 運動量, 及び乱流エネルギーの鉛直プロファイルから判断し,  $t=0s$  から  $t=50s$  を初期化時間とし, 収束後の  $t=50s$  から  $t=100s$  を以後の解析に用いている。Coceal et al.<sup>(11)</sup> は, 千鳥配列の粗度群を対象とした Direct Numerical Simulation により, 無次元化時間  $T = Hu^*/(H\epsilon)$  (粗度高さ,  $u^*$ ; 摩擦速度) により, 系の初期化時間目安として  $T > 200$  であることを示している。この基準値は, 対象とする計算領域の大きさや粗度配列により大きく変化することが予想されるが, この基準を参考値として用いるならば, 今回の解析では, 初期化時間は約  $400T$  であり, 十分であると考えられる。

本解析では, 気流場の空間分布を分析するため, 時間平均値には,  $t=50s$  から  $t=100s$  の間を  $250Hz$  でサンプリングした値を用いる。この平均時間は, 先述の Coceal et al.<sup>(11)</sup> の基準に示される必要な平均化時間を ( $T > 400$ ) を満たしている。また, 瞬時風速場は  $t=50s$  から  $t=100s$  の間で  $10s$  ごと (すなわち,  $t=50, 60, 70, 80, 90, 100s$ ) に出力した。

### 3 結果

#### 3.1 妥当性検証

解析結果の風洞実験に対する再現性を確認する。Fig.2 (a)には, 風洞実験と LES による主流方向風速プロファイルを示す。結果は, 摩擦速度  $u^*$  で基準化している。風洞実験は, 鉛直方向 35 点, スパン方向に 19 点測定したもので<sup>(12)</sup>, 各高さにおけるスパン方向の標準偏差をエラーバーで示している。また, LES の結果は, 時間  $t=50s$  から  $10s$  毎 5 時点の時間平均値のドメイン全域空間平均値 (時空間平均(1)) 及び,  $250Hz$  で時間  $400T$  間をサンプリングした時間平均値について, ドメイン全域の空間平均値 (時空間平均(2)) の二つの時空間平均値を示している。本来ならば, 時空間代表的な統計量としては, 十分に長い期間における時間平均値 (たとえば,  $400T$  以上など) が望ましいと思われるが, 時系列解析を行うための瞬時風速場を統計的に十分な時間に渡って取得する場合, そのデータ量が膨大になってしまう。そこで, 本解析では瞬時風速場に空間平均を施す事によって, 統計値の算出を行い, その妥当性を検証するため, 時空間平均(1), (2)の両者の平均を定義している。

まず, 風洞実験結果と時空間平均(2)を比較すると, 時空間平均値はドメイン内全域に及んで概ね実験結果の標準偏差内に収まっていることが分かる。また, 摩擦速度  $u^*$  で無次元化していることから, 抗力係数 ( $C_d = (u^*/u_{ref})^2$ ) についても, 風洞実験を良く再現していると言える。周期境界条件下の数値解析において, 粗面の抗力吸収によって自由発達する速度境界層を再現することは非常に困難であると考えられるが, 今回の解析においては風洞実験結果を参考に摩擦速度 ( $u^* = 0.20$ ) により定義される圧力勾配と, 境界層高さに相当するドメイン高さ ( $\delta = 6H$ ) を設定したことにより, 速度プロファイルが精度良く再現されたものと考えられる。

次に, 時空間平均(1)と時空間平均(2)を比較すると, 両者にはほとんど違いが見られない。このことは, 5 時点における瞬時風速場の時空間平均値が, 統計的に収束するのに十分な期間において時間平均した統計値と一致していることを示している。つまり,

5 時点の時空間平均値により, 時空間代表的な統計値を得ること

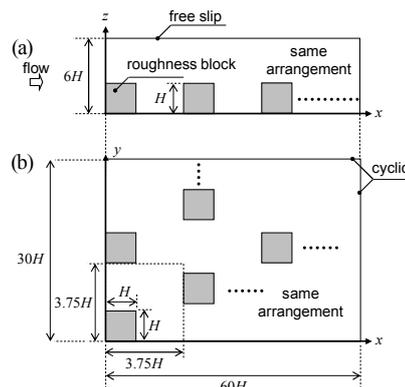


Fig 1. Schematic figure of calculation domain. (a) side view, (b) plan view.  $H$ : building height (=24mm).

Table 1. Simulation conditions

Array pattern	Staggered pattern with 7.1% of packing density
Roughness Height $H$	24 mm
Simulation domain ( $L_x \times L_y \times L_z, L_z = \delta^{(1)}$ )	$60H \times 30H \times 6H$
Resolution ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ )	$H/16$
Boundary Conditions	
x-y boundary	Cyclic condition
top boundary	Free-slip condition
wall surface	Wall function (log-law)
Initial duration	$400T$ (Normalized time of $T = Hu^*$ )
Averaging period	$400T$
Friction velocity $u^*$	$0.20^{(1)}$

<sup>(1)</sup> Obtained from Wind-tunnel experiment (Hagishima et al.(2))

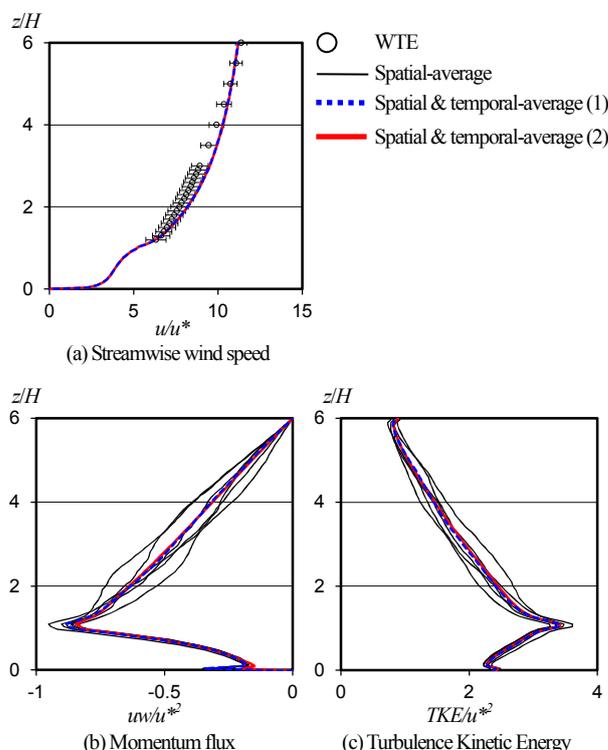


Fig. 2 Comparison of spatially-averaged and temporally-averaged profile. Wind-tunnel data (WTE) obtained from Ikegaya et al.<sup>(12)</sup> Spatial-average; average in whole simulation domain, Spatial & temporal-average (1); average in whole domain at 5 different time steps, Spatial & temporal-average (2); average in whole domain during  $400T$ .

ができると考えられる。

最後に、高次の統計量である運動量フラックス及び乱流エネルギーについても、同様に時空間平均(1), (2)を比較した (Fig.2(b), (c)). また、同図には、 $t=50s$  から  $t=100s$  間の 5 時点において、空間平均のみを施した結果も示している。運動量フラックスは、 $400T'$ における時間平均値からの差として定義される変動風速  $u'$ ,  $w'$ の相関値として定義している。また、乱流エネルギーは  $i$  方向 ( $i=1,2,3$ ) 変動風速  $u_i$ について、 $0.5u_i'u_i'$ と SGS-TKE の和として定義している。いずれも摩擦速度で無次元化している。空間平均のみを施した運動量フラックス及び乱流エネルギーは、概ね時空間平均(1), (2)により得られるプロファイルと同様の傾向を示しているが、出力時点により若干のばらつきが見られる。一方、時空間平均(1), (2)の両者はドメイン全域に渡ってほぼ一致しており、主風速と同様に高次の統計量である運動量、乱流エネルギーについても、5 時点の瞬時風速場の時空間平均値によって、時空間代表的な統計値を得ることができると判断して良いと思われる。

### 3.2 四象限解析

前述のとおり、5 時点における瞬時風速場から得られた統計値が、時空間平均統計値に収束していることをもとに、以下では 5 時点の瞬時風速場について四象限解析を行い、運動量輸送に対する sweep 及び ejection の寄与率を算出する。

四象限解析では、風速  $u_i$ について、時間  $400T'$ における時間平均値との差を変動成分  $u_i'$ と定義し、両者の符号により ejection ( $u < 0, w > 0$ ) および sweep ( $u > 0, w < 0$ ) より分類し、観測点における時間平均運動量フラックスとの比をそれぞれ  $Q_2, Q_4$

とする。また、時間平均運動量フラックスを基準としてホールサイズ  $S$  を 0 から 19 まで変化させ、強度別にその寄与度を算出した。加えて、観測高さを  $0.5H$  から  $3H$  まで変化させている (Fig.3).

キャノピー内の  $z/H=0.5$  においては、いずれのホールサイズにおいても ejection に比べて sweep の寄与が大きい。また、ホールサイズの増加に対して、ejection 寄与の減少に比して、sweep 寄与の減少は小さい。このことは、キャノピー内では高速流の強い下降流による sweep 現象が発生していることを示している。

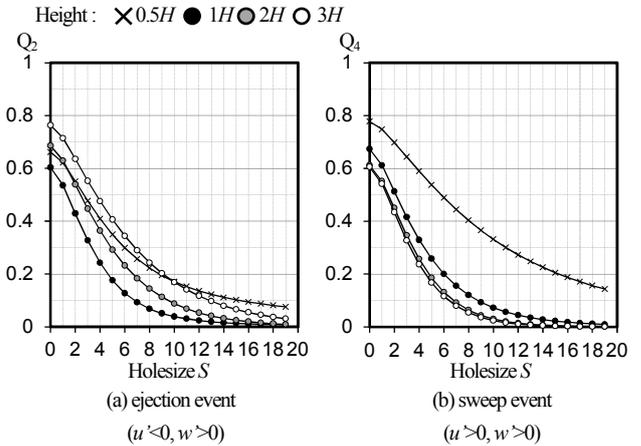


Fig. 3 Contribution on momentum flux of sweep and ejection events

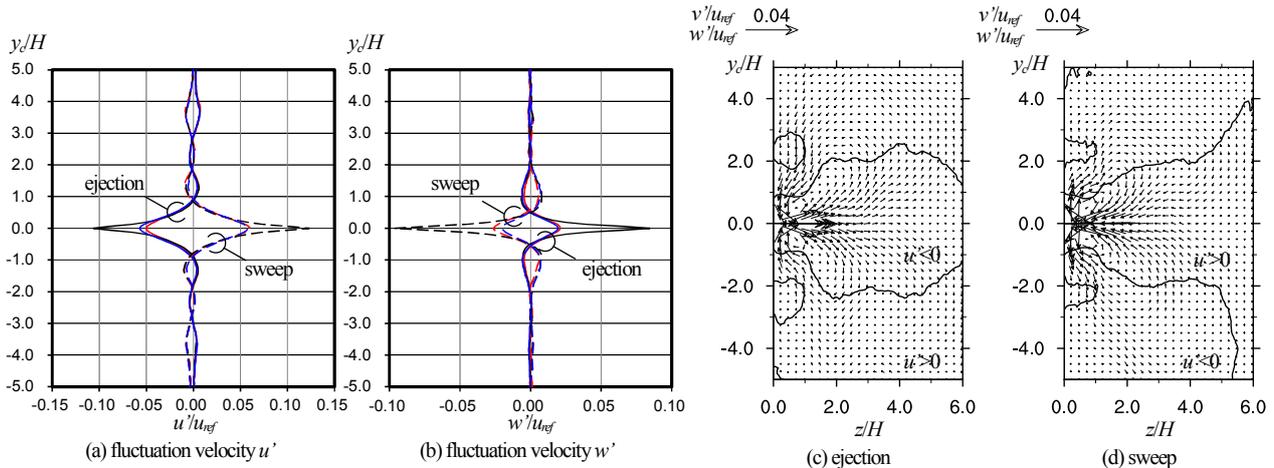


Fig. 4 conditionally-averaged flow field with  $S \geq 0$  for ejection and sweep event at  $z/H=0.5$  (blue;  $x_c/H=0.5$ , black;  $x_c/H=0$ , red;  $x_c/H=-0.5$ )

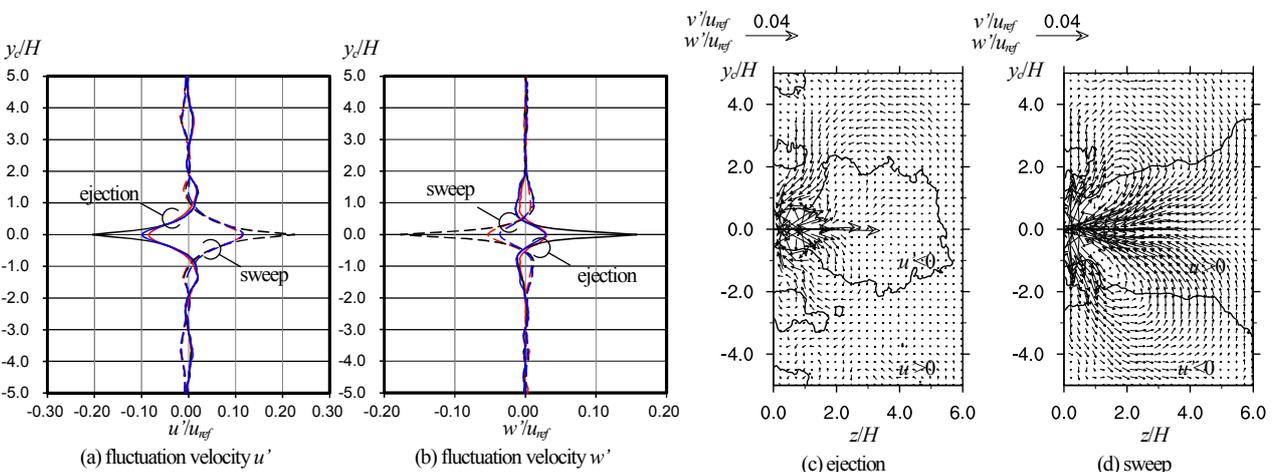


Fig. 5 conditionally-averaged flow field with  $S \geq 8$  for ejection and sweep event at  $z/H=0.5$  (blue;  $x_c/H=0.5$ , black;  $x_c/H=0$ , red;  $x_c/H=-0.5$ )

Raupach<sup>(7)</sup>は、粗面乱流境界層を対象とした四象限解析を行っており、それによればキャノピー内において ejection に比べて sweep の寄与が三倍程度に大きくなることを示している。また、ホールサイズの拡大に対して、ejection は強い現象が激減し、ホールサイズ 5 以上のイベントは見られないのに対して、sweep ではホールサイズ 10 以上においても非常に強いイベントが発生することを示している。本解析結果では、ホールサイズの拡大に対して ejection の寄与は 0 にはならないが、ejection に比べて強い sweep 現象が発生しているという点において、定性的には同様の傾向を示していると言える。

高さ  $\delta H=1$  から  $\delta H=3$  においては、観測高さが高くなるほど ejection は寄与率が大きくなるのに対して、sweep は寄与率が小さくなり、Raupach<sup>(7)</sup>により示された粗面乱流境界層で見られた特徴と同様の傾向を示していると言える。Raupach<sup>(7)</sup>の結果によれば、境界層中程 ( $\delta z=0.39$ ) においては全 sweep の寄与率は時間平均運動量に対して 6~5 割程度による一方で、ejection の寄与率は 7 割程度となることが示されている。また、Kanda<sup>(13)</sup>によれば、高さ  $\delta H=1$  における ejection 及び sweep の比  $Q2/Q4$  は、低密条件 (建蔽率 6%) においてほぼ 1 となることが示されている。これらの結果に対して、本結果では全 ejection, 全 sweep の寄与率の高さに対する変化の傾向は再現され、いずれの高さにおいてもその値は 6~7 割程度を占めており、両者の差はわずかであるため、高さ  $\delta H=1 \sim \delta H=3.0$  の領域においては、既往研究による結果と整合的であると言える。Raupach<sup>(7)</sup>の結果では、粗度高さ

に対して 100 倍以上に発達した境界層を対象としているため、境界層内全域に渡って四象限解析を行い既往研究と比較するためには、より高い境界層高さを有する系を計算領域と設定する必要があるものと考えられるが、本解析では境界層高さが  $\delta H=6$  と非常に薄い条件において、キャノピー近傍の運動量輸送機構に焦点を当てており、その領域においては既往研究をよく再現していると言える。

### 3.3 アンサンブル平均気流場

乱流イベントである ejection, sweep 現象発生時の気流場の空間分布について、各観測高さにおいて、空間的に運動量フラックスが極小値になる点を原点として抽出し、新たに定義した座標系  $x_e, y_e$  におけるアンサンブル平均気流場を算出する。また、アンサンブル平均算出においては、ホールサイズを  $S \geq 0$  (全寄与率を平均),  $S \geq 8$  (強い乱流イベントによる寄与率のみを平均) を基準として乱流イベントを抽出する。

Fig. 4, Fig. 5 には、高さ  $\delta H=0.5$  のキャノピー内におけるアンサンブル平均変動風速  $u', w'$  及び、ベクトル図を示している。Fig. 4 はすべてのイベントのアンサンブル平均、Fig. 5 は、ホールサイズ  $S=8$  以上のイベントに対するアンサンブル平均を示している。

変動風速  $u', w'$  のプロファイルから、運動量フラックスが極小値となる点において、ejection 現象 (または sweep 現象) では、 $u' < 0, w' > 0$  (または  $u' > 0, w' < 0$ ) となっていることが確認でき、低速流を伴う強い上昇流 (高速流を伴う強い下降流) が発生していることが分かる。Fig. 4 (c)(d) は、それぞれの現象が発生した際

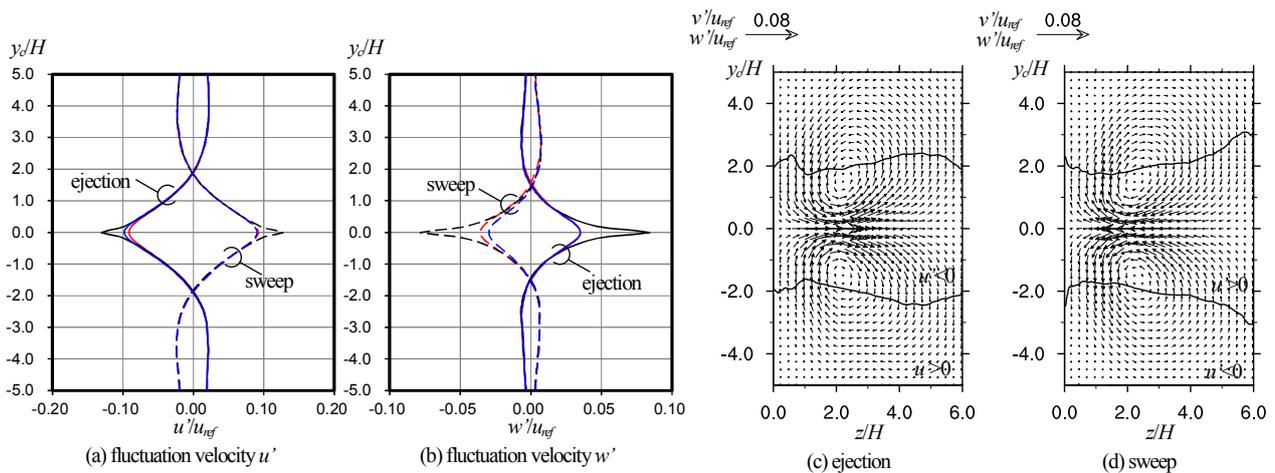


Fig. 6 conditionally-averaged flow field with  $S \geq 0$  for ejection and sweep event at  $z/H=2.0$  (blue;  $x_e/H=0.5$ , black;  $x_e/H=0$ , red;  $x_e/H=-0.5$ )

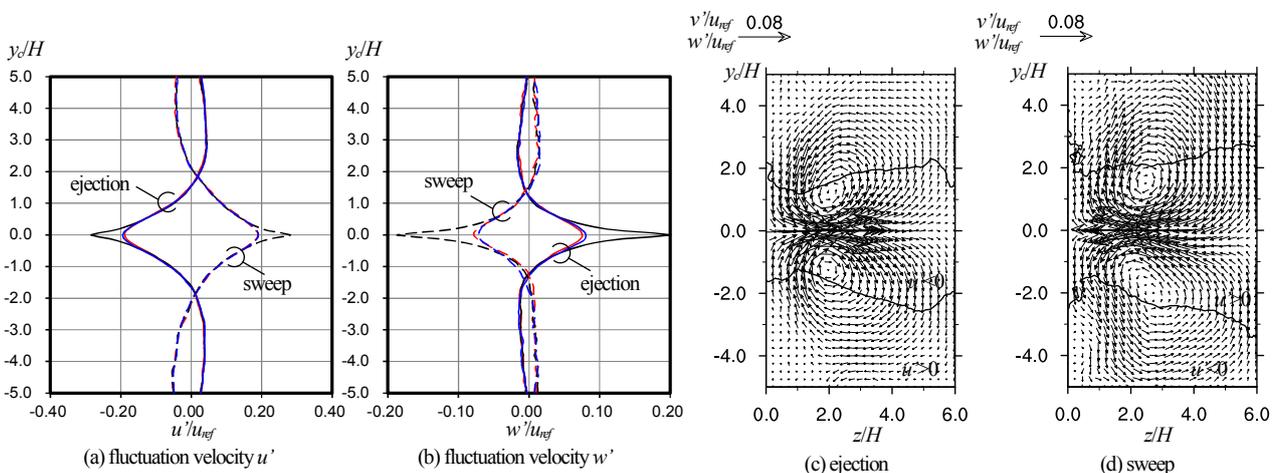


Fig. 7 conditionally-averaged flow field with  $S \geq 8$  for ejection and sweep event at  $z/H=2.0$  (blue;  $x_e/H=0.5$ , black;  $x_e/H=0$ , red;  $x_e/H=-0.5$ )

の  $y-z$  平面におけるベクトル図を示しており、アンサンブル平均の基準点において強い上昇流または下降流が発生し、その周辺に二つの主流方向渦が発生していることが分かる。また、同図には主流方向風速が低速、高速になる領域を示しており、イベント発生点周辺から鉛直方向に境界層全域に渡って低速領域または高速領域が形成されていることが示されている。イベント発生点の主流方向変化に着目すると、主流方向風速が低速流や高速流となる領域は、運動量フラックスが極小となる点から流れ方向に  $x/H = \pm 0.5$  程度の距離で急激に減少し、参照風速の 5%程度になっている。加えて、鉛直風の流れ方向に対する減少は更に大きく、運動量の極小点に置いて 10%程度であったのが 3~2%程度に低下している。これらのことは、ejection や sweep 現象は非常に狭い領域において局所的に発生する強い輸送イベントであることを示しているといえる。

先の四象限解析によれば、ホールサイズ  $S=0$  において、キャノピー内は sweep の寄与が ejection に比べて若干大きく、ホールサイズが大きくなるほど、sweep が卓越する。その点に着目し、Fig.4(a) (b)に示したホールサイズ  $S=0$  における変動風速の大きさを比較すると、ejection, sweep における主流風速、鉛直風速の差はわずかである。一方、Fig.5 に示したホールサイズ 8 以上のイベントに対するアンサンブル平均値を見ると、ejection に比べて sweep における鉛直風速が大きく、それと対応するように Fig.5(c)に示されているように運動量極小点周囲において、強い渦が形成されていることが分かる。Sweep において渦構造を伴う強いイベントが発生するのは、キャノピー内において粗度要素や壁面によって気流場が拘束される ejection に対して、sweep はそれらの制限を受けにくい上空で発生する渦に伴う輸送イベントであるからであると考えられる。

次に、高さ  $z/H=2$  におけるアンサンブル平均気流場を Fig.6, Fig.7 に示す。同様に、ejection, sweep それぞれについてホールサイズ 0 以上、8 以上におけるアンサンブル平均値を算出している。

Fig.6 における変動風速プロファイルを見ると、低速または高速領域のスパン方向幅は 3~4H 程度に渡っており、キャノピー内に比べて広い。また、流れ方向に対する変動風速の変化を見ると、その低下はキャノピー内の場合に比べて小さい。これらのことは、キャノピー内の場合に比べて低速・上昇または高速・下降領域が流れ方向、スパン方向に広く分布していることを示しており、観測高さが高くなることによって ejection や sweep を引き起こす渦構造が大きくなることを示している。高さ  $z/H=2.0$  においては、sweep に比べて ejection の寄与率が若干大きくなるが、キャノピー内の寄与率の差に比べてその違いはわずかである。従って、Fig.6 に示されているように、ejection イベント、sweep イベントにおいてほぼ対称な気流場が形成されていることが分かる。また、Fig.6(c)(d)に示したベクトル図を見ても、同程度の大きさの渦によって上昇流または下降流が形成されていることが分かる。ホールサイズを大きくした場合、ejection の寄与が若干大きいのに対応して、ejection における主風速、鉛直風速が sweep に比べてわずかに大きくなっている。

#### 4 結言

粗面乱流境界層を対象とした LES を実施し、キャノピー内及び上空の瞬時気流場に対する四象限解析を行った。瞬時気流場を対象とすることにより、ejection, sweep イベント発生時におけるアンサンブル平均気流場を算出した。四象限解析では、キャノピー内や近傍において sweep が卓越し、観測高さが高くなるにつれて ejection が卓越しており、既往研究と同様の傾向を示した。アンサンブル平均気流場から、ejection や sweep イベントが流れ方

向の渦に伴い発生することを示した。今後は、キャノピー上空の乱流構造がキャノピー内の気流場に及ぼす影響に焦点を当て解析を行う予定である。

#### 謝辞

本研究の解析の一部は九州大学修士課程学生古賀康彦氏による。本研究の一部は科研費 (22360238, 25820282) による。本研究は主に九州大学情報基盤研究開発センターの計算機システムを利用した。以上に記して謝意を表す。

#### 参考文献

- (1) 萩島理ほか, 高さの分布のある直方体粗度群の抗力係数に関する風洞実験, 日本建築学会環境系論文集, No.619, (2007), pp.39-45
- (2) Hagishima A, Tanimoto J, Nagayama K, Meno S, Aerodynamic parameters of regular arrays of rectangular blocks with various geometries, Boundary-Layer Meteorol 132, (2009), pp.315-337
- (3) 萩島理ほか, 立方体粗度群の床面バルクスカラ係数に関する風洞模型実験, 日本建築学会環境系論文集, vol.73, No.632, (2008), pp.1225-1231
- (4) Ikegaya N, Hagishima A, Tanimoto J, Tanaka Y, Narita K, Zaki SA, Geometric dependence of the scalar transfer efficiency over rough surfaces, Boundary-Layer Meteorol 143, (2012), pp.3570377
- (5) 池谷直樹, 萩島理, 谷本潤, 田中雄大, 成田健一, 平面配列のランダム性、及び濃度境界層、粗度周辺気流がバルクスカラ係数に与える影響, 日本建築学会環境系論文集 76 (659), p.67-73, 2011.1
- (6) Oke TR, Street design and urban canopy layer climate, Energy and Buildings 11, (1988), pp.103-113
- (7) Raupach MR, Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers, J Fluid Mech, 108, (1981), pp.363-382
- (8) Raasch S, Schröter M, A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers, Meteorology Z.10, (2001), pp.363-372
- (9) Deardorff JW, Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, Boundary-Layer Meteorology 18, (1980), pp.495-527
- (10) 池谷直樹, 萩島理, 谷本潤, 立方体粗度群床面一大気間のスカラ輸送現象に関する LARGE-EDDY SIMULATION, 日本建築学会環境系論文集 76 (668), (2011), pp.943-951
- (11) Coceal O, Thomas TG, Castro IP, Belcher SE, Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacle, Boundary-Layer Meteorol 121, (2006), pp.491-519
- (12) 池谷直樹, 萩島理, 谷本潤, 都市粗度群空気学パラメータの同定方法に関する考察, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (北海道), (2013)
- (13) Kanda M, Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures, Boundary-Layer Meteorology 118, (2006), pp.151-168