

## 低炭素都市デザインに資する効率的な風通しと熱・水蒸気・ガス拡散のための 都市空間構成手法の開発

九州大学大学院総合理工学研究院・教授 谷本 潤

九州大学大学院総合理工学研究院・准教授 萩島 理

九州大学大学院総合理工学研究院・助教 池谷 直樹

ヒートアイランド、都市型テロに対応した、街路スケールで風通しを確保し、熱と水蒸気およびガスの拡散性能に優れた都市環境の形成手法を開発することを目的として、都市キャノピー内低層の歩行者レベルにおける換気効率の特性を数値流体力学（CFD）手法により明らかにした。

都市キャノピーの換気効率を空気力学的に評価するパラメータとしては、例えば、バルク運動量輸送係数、バルクスカラー輸送係数、風速比、汚染物質のスカラー平均濃度などが上げられる。しかし、これらの評価パラメータは、都市の幾何形状により異なる特性を被る。

本研究では各評価パラメータの物理的含意を明らかにするために、現実都市をデフォルメした複数の建物配列パターン、建物高さに着目して、Large-eddy Simulation（LES）を適用した一連の数値計算を行った。キャノピー内外のバルク輸送係数、キャノピー内の乱流エネルギー、運動量フラックスを詳細に評価し、街路レベルの換気効率に対して、都市幾何形状が及ぼす影響を定量的に評価した。得られた成果は、化石燃料消費を制御したパッシブな都市熱・空気環境の構成手法を構築する上で重要な基礎資料となるものである。

## 低炭素都市デザインに資する効率的な風通しと熱・水蒸気・ガス拡散のための 都市空間構成手法の開発

九州大学大学院総合理工学研究院・教授 谷本 潤

九州大学大学院総合理工学研究院・准教授 萩島 理

九州大学大学院総合理工学研究院・助教 池谷 直樹

### 1 緒言

都市の高密度化や高層化により都市内部の風通しが阻害され、熱や汚染物質などが都市キャノピー内に滞留することが、歩行者レベルにおける都市環境の悪化の要因のひとつであると考えられている。それを受けて、都市内部の風通しと都市の幾何形状との関連に着目した研究が進められている（たとえば、久保田ほか<sup>(1)(2)</sup>、義江ほか<sup>(3)</sup>）。また、近年では、都市の高さばらつきが都市キャノピーにおける鉛直方向の混合を活発化することに基づき、高さばらつきによる鉛直方向の風通しの効果を定量的に示す試みもなされている（持田ほか<sup>(4)(5)</sup>、加藤ほか<sup>(6)</sup>）。

都市気候分野では、大気境界層に対する都市表面の影響をバルクで捉える方法として、地表面抗力、抗力係数、粗度長などの空気力学パラメータを推定する実験的研究が行われてきた。その結果、運動量輸送係数である抗力係数の幾何依存性について、次の重要な二点の特徴が明らかにされている。第一に、抗力係数や粗度長は、建蔽率の増加に対して上凸の傾向を示す<sup>(7)~(11)</sup>。第二に、不均一高さ粗度の抗力係数は、均一高さ粗度に比べて大きくなり<sup>(12)</sup>、ピークとなる建蔽率が大きい側に移動する<sup>(13)(14)</sup>。これらの研究により、抗力係数、すなわちバルクで捉えた運動量輸送量の幾何依存性が定量的に明らかにされつつあるといえよう。しかし、バルクの運動量輸送量は、建蔽率の増加に対する圧力抵抗増加の効果と、Oke<sup>(15)</sup>に提案される flow regime の変化による抗力減少の効果の積分値であるため、特に流れ場が *skimming* となる高建蔽率条件においては、局所的なキャニオン内の風通しが良いことと抗力係数が大きいことが、必ずしも対応しないと言えるだろう。

これに対し、都市の換気指標としては、持田ら<sup>(4)(5)</sup>は、単純粗度配列を対象として粗度要素を explicit に解像した LES により流れ場を分析し、散逸率の空間積分値を換気効率の評価方法として提案している。それによれば、建蔽率 25%において、散逸率は整形配列に比べて千鳥配列が大きく、また高さばらつきのある場合に大きくなり、抗力係数と同様の傾向を示している。持田ら<sup>(4)(5)</sup>の評価指標は、複数の建蔽率や配列条件に対する抗力係数との系統的な比較はなされていないため、すべての粗度条件において散逸率が抗力係数と同様の傾向を示すかどうかは不明であるが、都市キャノピー内の積分量を評価指標としている点は、抗力係数による評価と共通しているといえる。

一方、キャニオン内の風速やスカラー濃度に着目した換気評価の例もある。たとえば、久保田

ら<sup>(1)(2)</sup>は、低～中建蔽率（10%～30%）における日本の低層・中高層集合住宅団地を対象とした屋外観測により、都市内の速度比が建蔽率の増加に対して単調減少することを報告している。また、義江ら<sup>(3)</sup>は、風洞実験により複数の単純粗度におけるキャニオン内風速比と温度比を測定している。それによれば、久保田ら<sup>(1)(2)</sup>よりも高建蔽率条件（約40%～60%）において、同様に建蔽率に対して速度比が減少する傾向が得られることと、均一高さ粗度に比べて、不均一高さ粗度の速度比が大きいことが明らかにされている。また、不均一高さ粗度では、キャニオン内風速が増加することに対応し、キャニオン内温度が、均一高さ粗度の場合に比べて低下することを示している。一方、成田<sup>(16)</sup>は、中建蔽率条件（25%）において高さばらつきによりキャニオン近傍風速比とスカラー輸送係数の両方が低下することを実験により明らかにしており、建蔽率により高さばらつきの効果が異なることが予想される。Hagishima et al.<sup>(13)</sup>による抗力測定の結果によれば、均一高さ粗度の抗力係数は建蔽率の増加に対して上凸の傾向となり、不均一高さ粗度では低～高建蔽率（約4%～40%）において均一高さ粗度に比べて抗力係数が大きくなることが明らかにされているが、これらの傾向はキャニオン内速度比の傾向とは異なるといえる。

これらの既往研究を受けて、本研究では、筆者らが過去に行った抗力係数および速度プロファイルに関する風洞実験<sup>(13)(14)</sup>で測定対象とした単純粗度配列をターゲットとして、そのキャノピー内気流場に関するLESによる数値計算を行う。さらに、計算結果に基づき、キャニオン内の風環境や換気の評価に関連すると考えられる幾つかの物理パラメータ、即ち、抗力係数、キャノピー内の時空間平均運動エネルギー、運動量フラックスを取り上げ、建蔽率や粗度アスペクト比の及ぼす影響についての検討を行うとともに、その物理的意味を考察する。

## 2 実験概要

### 2.1 解析モデル

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>(17)</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、Deardorf<sup>(18)</sup>の乱流モデルを適用している。

Fig.1に対象とする計算領域の模式図を示す。流れ方向、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、立方体（ $L \times L \times L$ ,  $L=25\text{m}$ ）または、直方体（ $L \times L \times 1.5L$ ）を千鳥状に配置した $2 \times 2$ 街区の単純粗度群とする。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 $L/64$ とする。

固体表面の境界条件には、対数側（粗度長 $x_{r0} = 0.01\text{m}$ ）を仮定し、表面摩擦を算出している。流れ方向、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>(13)</sup>の同配列条件における風洞実験を参考とし決定した（Table 1 参照）。上端境界には、free slip条件を適用した。

PALMは、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（Piacsek and Williams<sup>(19)</sup>）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>(20)(21)</sup>などを参照さ

りたい。

## 2.2 解析条件

解析対象の一覧を Table 1 に示す。本研究においては、キャニオン内換気に対する、(1)建蔽率の影響、(2)粗度高さの影響、の2点に着目している。そこで、第一として、立方体粗度からなる千鳥配列 (ST1) について、建蔽率  $\square_p$  ( $=L^2/L_a^2$ ,  $L_a$  は単位街区の一辺の長さ) を変えた6条件を対象とする。第二として、高さ  $1.5L$  の直方体粗度からなる千鳥配列 (ST1.5) について、建蔽率  $\lambda_p$  を変えた3条件を対象とする。ST1, ST1.5 のいずれの配列についても、計算領域高さ  $L_z$  は、模型高さ  $H$  の4倍を基準とし、建蔽率によらず一定値とする。流れ方向およびスパン方向の計算領域の大きさは、 $2 \times 2$  街区を対象とするため、建蔽率により異なる。

解析における時間刻み  $\Delta t$  は、約 0.04s から 0.025s である。また、系の収束は、系内の平均運動量と空間の主風速プロファイルから判断し、 $t=0s$  から  $t=8000s$  を初期化時間とし、収束後の  $t=8000s$  から  $t=24000s$  の結果を以後の解析に用いている。結果のサンプリング周波数は、1Hz とする。Coccal et al.<sup>(22)</sup> は、千鳥配列の粗度群を対象とした DNS により、無次元化時間  $T=H/u^*$  ( $H$ : 粗度高さ,  $u^*$ : 摩擦速度) により、系の初期化時間目安として  $T > 200$ , 必要な解析周期として  $T > 400$  を示している。今回の解析では、初期化時間が約  $206T$  (ST1),  $252T$  (ST1.5), 平均化時間が約  $412T$  (ST1),  $504T$  (ST1.5) であり、初期化および平均化時間は十分であると考えられる。

## 2.3 評価指標

次式で定義される抗力係数は、都市全体のバルクでの運動輸送量を評価する指標として用いられる。

$$C_d = \frac{\tau_0}{0.5\rho u_{ref}^2} = 2 \left( \frac{u^*}{u_{ref}} \right)^2 \quad (1)$$

ここで、 $C_d$  は抗力係数,  $\tau_0$  は床面抗力 [ $N/m^2$ ],  $\rho$  は空気密度 [ $kg/m^3$ ],  $u_{ref}$  は参照風速 [ $m/s$ ],  $u^*$  ( $=(\tau_0/\rho)^{0.5}$ ) は摩擦速度 [ $m/s$ ] を示す。抗力係数は、建蔽率の増加に対して上凸の傾向を示し、粗度近傍の flow regime が wake interference flow から skimming flow に移行する付近の建蔽率でピーク値をとることが知られている (Hagishima et al.<sup>(13)</sup>)。

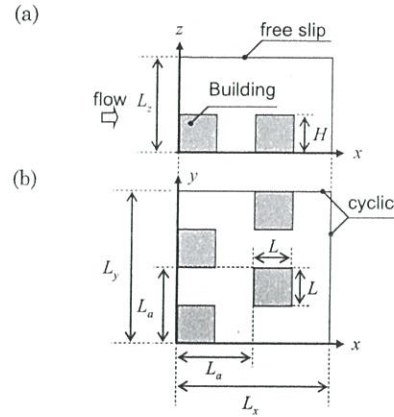


Fig. 1 Schematic figure of computational domain. (a) side view, (b) plan view.  $L_x$ ,  $L_y$  and  $L_z$ ; length of domain for  $x$ ,  $y$  and  $z$  direction,  $L_a$ ; length of unit area,  $L$ ; standard length ( $=25m$ ),  $H$ ; building height.

Table 1. Simulation cases

case	array	$\square_p$ [%]	$L_x$	$L_y$	$L_z$	$u^*$
ST1[4]	ST1	4.4	$9.5L$	$9.5L$	$4.0L$	0.643
ST1[8]		18.2	$7.0L$	$7.0L$	$4.0L$	0.643
ST1[16]		16.0	$5.0L$	$5.0L$	$4.0L$	0.643
ST1[25]		25.0	$4.0L$	$4.0L$	$4.0L$	0.643
ST1[33]		32.7	$3.5L$	$3.5L$	$4.0L$	0.643
ST1[44]		44.4	$3.0L$	$3.0L$	$4.0L$	0.643
ST1.5[16]	ST1.5	16.0	$5.0L$	$5.0L$	$6.0L$	0.788
ST1.5[33]		32.7	$3.5L$	$3.5L$	$6.0L$	0.788
ST1.5[44]		44.4	$3.0L$	$3.0L$	$6.0L$	0.788

$\square_p$ ; plan area index,  $L_x$ ,  $L_y$ ,  $L_z$ ; length of domain for  $x$ ,  $y$  and  $z$  direction,  $L$ ; standard length ( $=25m$ ),  $u^*$ ; total wall friction, ST1; cubical arrays ( $L \times L \times L$ ), ST1.5; arrays with tall rectangular blocks ( $L \times L \times 1.5L$ )

抗力係数が大気から都市への鉛直方向運動量輸送の積分値であるのに対し、街路空間の風環境を歩行者の観点から評価しようとする場合、キャニオン内の流れ場の三次元性に鑑みると、主流方向速度だけではなく流速三成分を考慮した物理量が指標としては望ましいと思われる。そこで本稿では全運動エネルギー比を取り上げる。LESにおける流体の全運動エネルギー $E[\text{m}^2/\text{s}^2]$ は、次式で定義される。

$$E = \frac{1}{2} u_i u_i + e \quad (2)$$

ここで、 $u_i$ は、 $i$ 方向 ( $i = 1, 2, 3$ とし、それぞれ $x, y, z$ 方向に対応する)の風速 $[\text{m}^2/\text{s}^2]$ 、 $e$ はSGS-TKE $[\text{m}^2/\text{s}^2]$ を示す。時間・空間平均した全エネルギーは次のようになる。

$$\langle \bar{E} \rangle_z = \frac{1}{2} \langle \bar{u}_i \bar{u}_i \rangle_z + \langle \bar{e} \rangle_z \quad (3)$$

$$= \frac{1}{2} \langle \bar{u}_i \cdot \bar{u}_i \rangle_z + \frac{1}{2} \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_i \rangle_z + \langle \bar{e} \rangle_z \quad (4)$$

$$= \text{MKE}(z) + \text{TKE}(z) \quad (5)$$

ここで、MKEは平均エネルギー $[\text{m}^2/\text{s}^2]$ 、TKEは乱流エネルギー $[\text{m}^2/\text{s}^2]$ を示す(時間変動による乱流エネルギー+SGS乱流エネルギー)。ただし、 $\bar{u}$ は時間平均、 $u' = u - \bar{u}$ は時間変動成分、 $\langle u \rangle_z$ は高さ $z$ における水平面平均を示す。換気効率の指標として、粗度高さとキャニオン内における運動エネルギーの比を定義する。

$$\gamma_E = \frac{\langle \bar{E} \rangle_z}{\langle \bar{E} \rangle_H} = \frac{\text{MKE}(z)}{\langle \bar{E} \rangle_H} + \frac{\text{TKE}(z)}{\langle \bar{E} \rangle_H} \quad (6)$$

$$\gamma_E = \gamma_M + \gamma_T \quad (7)$$

ここで、 $\langle \bar{E} \rangle_H$ は、粗度高さにおける全運動エネルギーの時間・水平面平均値を示す。なお、式(7)の右辺の第一項は平均エネルギーによる換気に対する寄与、第二項は、乱流エネルギーによる寄与と考えることができる。本研究では、各配列におけるエネルギー比 $\gamma$ の傾向について考察する。

### 3 結果

#### 3.1 解析結果の検証

まず、解析結果の検証として既往研究との比較を行う。Fig. 2には、水平面内で時空間平均した主流方向のキャニオン内速度プロファイルを示す。速度は粗度高さ $H$ における風速により無次元化し、速度比として示している。比較対象として、Kono et al.<sup>(23)</sup>によるLESの結果を同図に示している。Kono et al.<sup>(23)</sup>は、整形・千鳥配列を対象とした高解像度LESにより、キャニオン内プロファイルの比較を行っている。特に、千鳥配列25%の結果を対象として、Cheng et al.<sup>(12)</sup>、Castro et al.<sup>(24)</sup>による風洞実験の結果との比較を行い、風洞実験の測定点における主風速プロファイルと粗度に作用する圧力プロファイルが良好に一致したことを示している。本結果は、床面近傍におい

て Kono et al.<sup>(23)</sup>の結果に対してわずかに乖離しているが、キャニオン内プロファイルは概ね一致していることがわかる。壁面近傍の乖離は、床面境界における対数側の仮定によるものと考えられるが、キャニオン内プロファイルには大きく影響していない。

次に、抗力係数の比較を行う。Fig. 3 に ST1, ST1.5 の抗力係数を示す。参照として、Hagishima et al.<sup>(13)</sup>による風洞実験の結果を示している。測定部風上のフェッチ部粗度により流れ方向に境界層が自然発達する風洞実験と、計算領域高さを境界層高さとして付与する数値計算の違いを考慮すると、両者の抗力係数を直接的に比較することは難しいと考えられるが、ここでは、建蔽率に対する抗力係数の傾向を確認するため、粗度高さの2倍を参照高さとして定義した場合の抗力係数を示す。Fig. 3 (a)の ST1 では、建蔽率に対して抗力係数は上凸の傾向を示しており、粗度による抗力増加と flow regime の変化による抗力低下をよく再現している。Fig. 3 (b)の ST1.5 では、建蔽率の増加に対し、抗力係数は減少しており、流れ場が *skimming* に移行することによる抗力係数の低下を再現しているものと考えられる。

### 3.2 建蔽率の影響

次に、ST1 におけるキャニオン内運動エネルギープロファイルを示し、平均・乱流エネルギーに対する建蔽率の影響を考察する。

Fig. 4 (a)に式(6)で定義されるエネルギー比のキャニオン内プロファイルを、Fig. 4 (b)に高さ  $0.25H$ ,  $0.5H$ におけるエネルギー比、高さ  $0.5H$ 以下で空間平均したエネルギー比 $\langle \gamma_E \rangle$ と建蔽率の関係を示す。低建蔽率 ( $\lambda_p \leq 16\%$ ) のエネルギー比プロファイルは高さに対してほぼ単調に増加している。一方、建蔽率 $\lambda_p$ が25%以上になると、エネルギー比のプロファイルはキャノピー中央部分では勾配が徐々に垂直に近づき、キャニオン上部では勾配が大きくなっている。特に、高建蔽率条件 ( $\lambda_p = 33\%, 44\%$ ) においては、高さ  $z/H < 0.5$  の範囲において、エネルギー比は高さ変化に対しほぼ一定となっている。また、同じ高さにおけるエネルギー比は建蔽率が高くなるほど小さくなっている。これらの結果は、建蔽率が増加することにより、キャニオン内の風速が全域で減少するとともに、flow regime の変化によりキャニオン上下における風速差が大きくなることを意味している。Fig. 4 (b)の高さ  $0.25H$ ,  $0.5H$ のエネルギー比の建蔽率に対する傾向を見ると、エネ

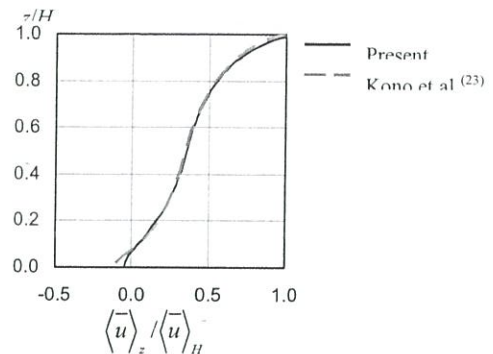


Fig. 2 Normalized wind velocity profiles inside canyon of ST1 [25].

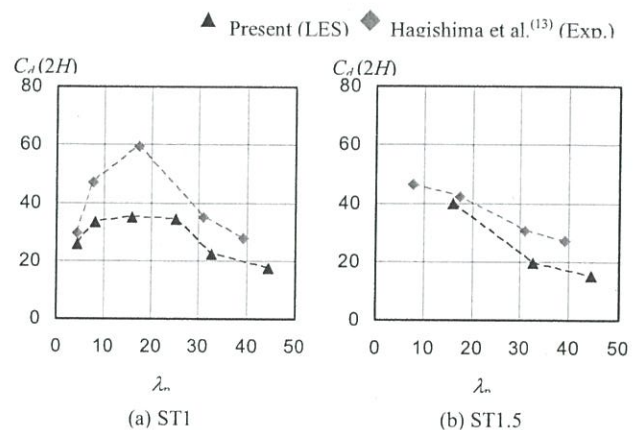


Fig. 3 Comparison of drag coefficients

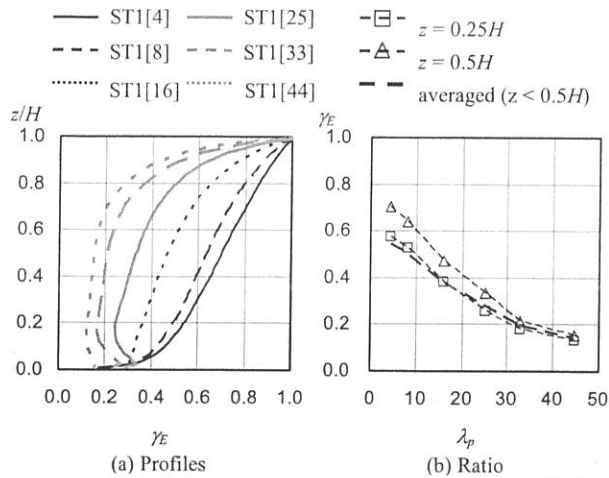


Fig. 4 Temporally-spatially averaged total kinetic energy of ST1

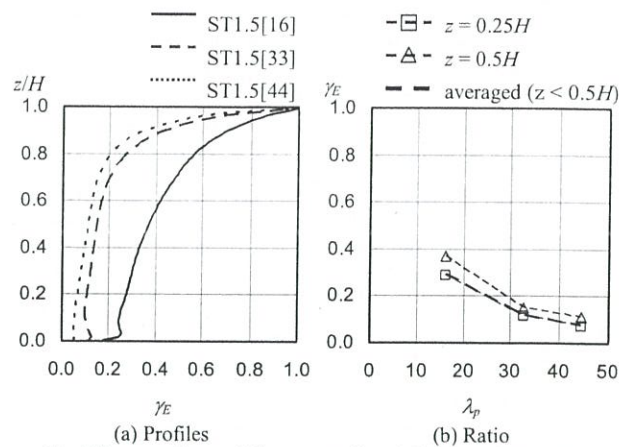


Fig. 7 Temporally-spatially averaged total kinetic energy of ST1.5

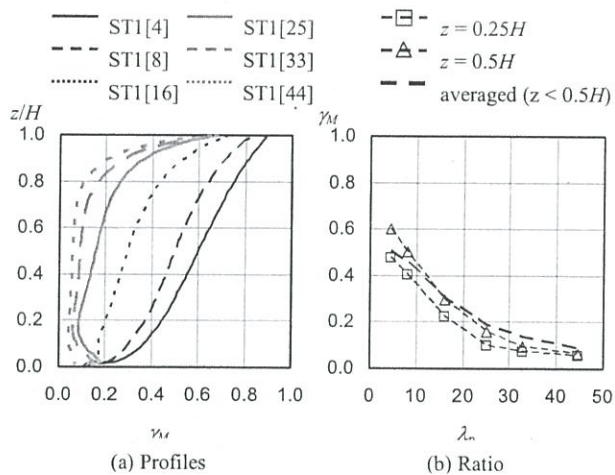


Fig. 5 Temporally-spatially averaged mean kinetic energy of ST1

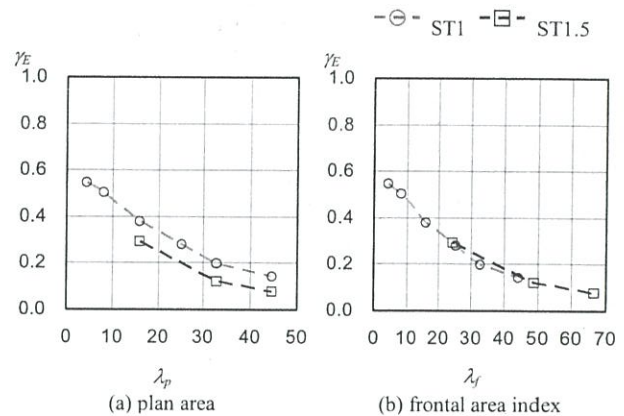


Fig. 8 Ratio of total kinetic energy of ST1.5

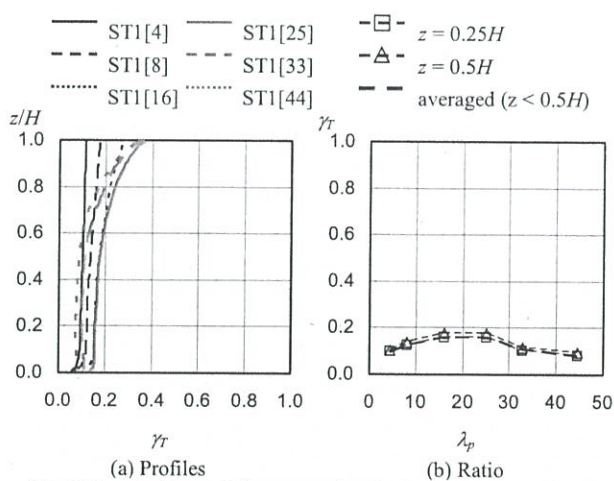


Fig. 6 Temporally-spatially averaged turbulence kinetic energy of ST1

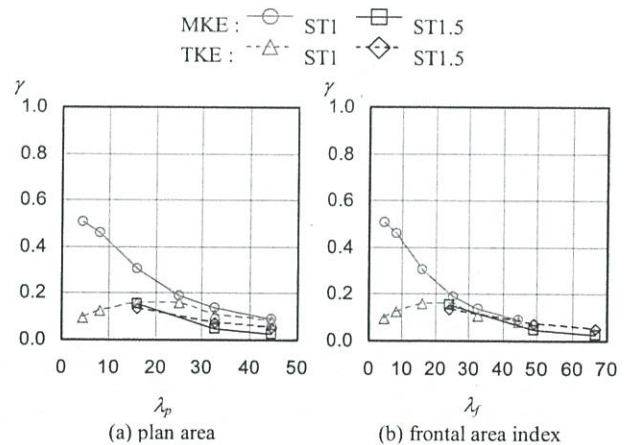


Fig. 9 Ratio of mean and turbulence kinetic energy of ST1.5

ルギー比が建蔽率の増加に対して単調に減少していることがわかる。また、高さ  $0.25H$ ,  $0.5H$  におけるエネルギー比の建蔽率に対する減少傾向は、 $0.5H$  以下の空間平均エネルギー比とほぼ同様の傾向を示している。

Fig. 5 および Fig. 6 に、Fig. 4 の内訳として、全エネルギーに対する平均エネルギーと乱流エネルギーの比率を示す。Fig. 5 の平均エネルギーは建蔽率の増加に対して単調に減少し、全エネルギーと同様の傾向を示しているが、低建蔽率 ( $\lambda_p \leq 16\%$ ) に比べて、中～高建蔽率 ( $\lambda_p \geq 25\%$ ) におけるエネルギー比の建蔽率に対する低下が緩やかになることがわかる。これは、高密条件において、flow regime が wake interference flow から skimming flow に移行するために、キャニオン内平均風速が低下することを示している。Fig. 6 の乱流エネルギーは、全エネルギーに対する比率は小さいが、建蔽率に対して上凸の傾向を示している。これは、低建蔽率条件 ( $\lambda_p \leq 16\%$ ) において、粗度による乱れの効果により、建蔽率に対して乱流エネルギーが増加傾向となるが、中～高建蔽率条件 ( $\lambda_p \geq 25\%$ ) においては、粗度により乱れが抑えられ、乱流エネルギーが減少することを示しているといえる。

### 3.3 粗度アスペクト比の影響

次に、立方体よりスレンダーな形状の粗度から成る ST1.5 のキャニオン内エネルギー比に対して、粗度高さの影響を考察する。Fig. 7(a)は、運動エネルギー比のキャニオン内プロファイル、Fig. 7(b)は、高さ  $0.25H$ 、 $0.5H$ 、高さ  $0.5H$  以下の空間平均のエネルギー比  $\langle \gamma_E \rangle$  を示している。

Fig. 7 (a)のエネルギー比のプロファイルは、高さ  $1H$  から  $0.8H$  で勾配が大きい。また、高建蔽率 ( $\lambda_p = 33\%$ ,  $44\%$ ) では、 $0.8H$  以下でエネルギー比がほぼ一定となっており、キャニオン内が非常に低速になっている。

Fig. 7 (b)のエネルギー比は、建蔽率に対して単調に減少している。また、建蔽率  $16\%$  から  $33\%$  に対するエネルギー比の変化に比べて、高建蔽率 ( $\lambda_p \geq 33\%$ ) における低下が小さい。これは、高建蔽率 ( $\lambda_p \geq 33\%$ ) において、流れが skimming flow に移行するために、建蔽率増加の影響が小さくなるためであると考えられる。

Fig. 8 には、ST1, ST1.5 における  $0.5H$  以下で空間平均した全運動エネルギーのエネルギー比の建蔽率  $\lambda_p$ 、粗度立面積密度  $\lambda_f (=HL/L_a^2)$  に対する傾向を示した。Fig. 4 (b), Fig. 7 (b)に示したとおり、ST1, ST1.5 の平均運動エネルギー比は、建蔽率に対して単調減少する点で共通しているが、その値を比較すると ST1 に比べて ST1.5 のほうが小さい。これは、深いキャニオンである ST1.5 における風速低減が大きいことを示している。粗度立面積密度では、ST1, ST1.5 の粗度高さの違いが考慮されるため、両者の全運動エネルギー比は、ほぼ同じ傾向で粗度立面積密度に対して減少していることがわかる。Fig. 9 には、Fig. 8 に示した全運動エネルギー比の内訳の平均流エネルギーと乱流エネルギーを示している。全運動エネルギー比と同様に、平均エネルギー比、乱流エネルギー比が粗度立面積密度の増加に対して、ST1, ST1.5 の粗度高さの違いに依らず同様の傾向を示していることが分かる。これらの結果は、異なるアスペクト比を持つ同じ平面配列の粗度群について、キャニオン内の平均流や乱れに対して、粗度立面積密度が重要な幾何パラメータである可能性を示している。萩島ら<sup>(25)</sup>は、粗度アスペクト比の異なる複数の配列（アスペクト比  $0.75 \sim 7.5$ 、高アスペクト比ほどよりスレンダー）における抗力係数測定を行い、粗度近傍流れ場が isolated flow や wake interference flow の条件では、抗力係数がアスペクト比の違いに依らず一意に表現されるが、抗力係数がピークを示した粗度立面積密度以上では、skimming flow に移行しにく



い高アスペクト比粗度（よりスレンダーな粗度）の抗力係数低下が小さいことを示している。今回の2条件だけでは一概に判断はできないが、流れ場の状態に強く依存するエネルギー比の幾何形状依存性は粗度立面積密度で整理できる可能性が高い。

### 3.4 抗力係数とキャニオン内の運動量プロファイル

次に、キャニオン内の時間・水平面平均した運動エネルギーと運動量フラックスのプロファイルから、抗力係数とキャニオン内エネルギー、運動量フラックスの関係について考察する。

圧力勾配  $u^{*2}/L_z$  で駆動した流れについて、水平面一様を仮定すると、参照風速を高さ  $z_r$  における風速とした場合の抗力係数  $C_d(z_r)$  は高さ  $H$  の時間・水平面平均運動量フラックスから次式で推定できる。

$$C_d(z_r) = \frac{1}{\langle \bar{u} \rangle_{z_r}^2} \left( \langle \bar{uw} \rangle_H - \frac{u^{*2}H}{L_z} \right) \quad (8)$$

ここで、次式で定義される  $F(z)$  を考える。

$$F(z) = \langle \bar{uw} \rangle_z - \frac{u^{*2}H}{L_z} \quad (9)$$

本研究では、ST1の建蔽率の異なるそれぞれの配列条件について、摩擦速度  $u^*$ 、計算領域高さ  $L_z$  を同値としているので、式(9)の  $F(z)$  のキャニオン内プロファイルの形状は、運動量フラックス  $\langle \bar{uw} \rangle_z$  によって決まる。このとき、式(9)の  $F(z)$  と式(8)の抗力係数  $C_d(z_r)$  の関係は、次式のように示される。

$$C_d(z_r) = \frac{F(H)}{\langle \bar{u} \rangle_{z_r}^2} \quad (10)$$

すなわち、参照風速  $\langle \bar{u} \rangle_{z_r}$  で無次元化した  $F(z)$  において、高さ  $1H$  における値が各配列の抗力係数  $C_d(z_r)$  を示しているといえる。

Kono et al.<sup>(26)(27)</sup>は、粗度による抗力項が付加された Navier-Stokes 方程式に時間・水平面平均操作を適用することで、抗力項が時間・水平面平均した運動量フラックスの鉛直勾配と概ね釣り合うことを示している。よって、本計算における駆動力の圧力勾配項を考慮すると、単位質量あたりの流体に作用する抗力項  $D_x(z)$  は次式で示される。

$$D_x(z) = \frac{\partial \langle \bar{uw} \rangle_z}{\partial z} - \frac{u^{*2}}{L_z} \quad (11)$$

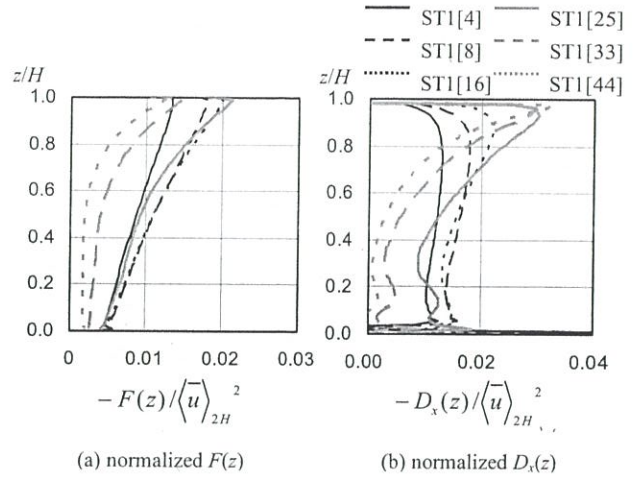


Fig. 10 Profiles of momentum and the gradient

一方、粗度に作用する差圧 $\Delta p$ による圧力抵抗が、抗力項 $D_x(z)$ と釣り合うと仮定すると、次の関係式が得られる。

$$D_x(z) \sim -\frac{\Delta p(z)}{\rho H} \lambda_p \quad (12)$$

粗度群全抗力に占める圧力抵抗の割合が十分に大きいと仮定すると、参照風速を高さ $z_r$ の風速とした場合の抗力係数は次式により示される。

$$C_d(z_r) \sim \frac{1}{\rho \langle \bar{u} \rangle_{z_r}^2} \int_0^H \frac{\lambda_p}{H} \Delta p(z) dz \quad (13)$$

$$= \frac{1}{\langle \bar{u} \rangle_{z_r}^2} \int_0^H \left( -\frac{\partial \langle \overline{uw} \rangle_z}{\partial z} + \frac{u^{*2}}{L_z} \right) dz \quad (14)$$

式(10)、式(14)は、参照風速 $\langle \bar{u} \rangle_{z_r}$  ( $z_r \geq H$ ) に対する抗力係数 $C_d(z_r)$ が、キャニオン内の運動量フラックス $\langle \overline{uw} \rangle_z$ のプロファイル形状には依らないことを示している。

Fig. 10 に、 $\langle \bar{u} \rangle_{z_r}$ により無次元化した ST1 における $F(z)$ と $D_x(z)$ のプロファイルを示す。式(14)は、Fig. 10 (b)の $D_x(z)$ のプロファイルによる面積が抗力係数に相当することを示している。低建蔽率条件 ( $\square_p \leq 16\%$ ) において、建蔽率が4~16%まで増加するのに伴い、Fig. 10 (a)の $F(z)$ の勾配が徐々に増加しており、 $z = 1H$ の値に示される抗力係数が増加していることがわかる。また、キャニオン内部における $F(z)$ の勾配はほぼ一定である。Fig. 10 (b)の $D_x(z)$ は、 $F(z)$ の勾配と対応し、キャニオン内で鉛直方向にほぼ一様となっている。この結果は、低建蔽率条件において、粗度の各高さに対してほぼ一様な抗力が生じ、建蔽率の増加、すなわち街区面積当たり粗度数の増加に対して、抗力の絶対値が増加することを示している。また、Fig. 4 (a)に示したキャニオン内の運動エネルギー比は、高さに対してほぼ一定勾配で減少しており、低建蔽率条件において、粗度近傍の流れ場が isolated flow に近く、粗度間に十分空気が導入されていることを示唆している。

中~高建蔽率 ( $\square_p \geq 25\%$ ) においては、Fig.10(a)の $F(z)$ が高さ $1H$ から $0.6H$ 程度の範囲で大きく減少している。Fig. 10 (b)の $D_x(z)$ は、粗度上端でピークを示し、鉛直下向きに対して、急激に減少している。この結果は、建蔽率の増加に対して粗度間隔が狭くなるために、キャニオン内に主流が導入されにくくなり、粗度上端に強い風速による圧力抵抗が生じていることを示している。Fig. 4 (a)の運動エネルギー比は、高さ $1H$ から $0.6H$ において、急激に減少し、高さ $0.6H$ 以下で、概ね一定値となっており、流れが skimming に移行していることと対応しているものと考えられる。

これらの結果によれば、isolated flow から wake interference flow が形成される低~中建蔽率条件において抗力係数が増加傾向を示すのは、抗力係数がキャニオン内の風速低下による単体の粗度に作用する圧力抵抗の減少と増加する粗度数の積として評価されるためと予想される。よって、キャニオン内エネルギー比とは建蔽率に対する傾向が異なるのであろう。また、キャニオン内の運動量フラックスプロファイルの形状は、積分値である抗力係数に影響しないため、歩行者空間などキャニオン内のローカルな環境評価には、風速や運動エネルギー、スカラー風速が適切であると考えられる。

#### 4 結論

本研究では、単純粗度配列を対象とした LES を行い、キャニオン内の換気効果の推定を行った。評価指標として、抗力係数と時間・水平面平均したキャニオン内エネルギー比、運動量フラックスを分析し、次の結論を得た。第一に、建蔽率に対し、抗力係数は上凸の傾向を示すが、エネルギー比は単調減少する。これは、抗力係数が単体の粗度に作用する圧力抵抗と粗度数の積算値であるのに対し、エネルギー比がキャニオン内の局所的な風速を示すためである。第二に、粗度アスペクト比の異なる千鳥配列において、抗力係数では差が見られた高密条件においても、キャニオン内エネルギー比が粗度立面積密度で整理される。この結果は、流れ場の状態に強く依存するエネルギー比の幾何形状依存性は粗度立面積密度で整理できる可能性が高いことを示している。第三に、キャニオン内の運動量フラックスプロファイルの形状は、積分値である抗力係数には影響しない。そのため、歩行者空間などキャニオン内のローカルな環境評価には、風速や運動エネルギー、スカラー風速が適当であると考えられる。

本研究で取り扱った単純配列のほかにも、不均一高さ粗度や異なるアスペクト比粗度における換気効果の推定には、抗力係数だけでなく、キャニオン内のエネルギー比や風速比、運動量フラックスを詳細に把握することが重要であると考えられる。これらの配列条件を対象とした解析は、今後の課題として挙げられる。

#### 参考文献

- (1) 久保田徹, 三浦昌生, 富永禎秀, 持田灯, 実在する 270m 平方の住宅地における地域的な風通しに関する風洞実験, 日本建築学会計画系論文集 529, (2000), pp.109-116
- (2) 久保田徹, 三浦昌生, 富永禎秀, 持田灯, 風通しを考慮した住宅地計画のための全国主要都市におけるグロス建ぺい率の基準値, 日本建築学会計画系論文集 556, (2002), pp.107-114
- (3) 義江龍一郎, 田中英之, 白澤多一, 小林剛, 高層密集市街地における建物群の形態が歩行者レベルの風速・気温分布に与える影響, 日本建築学会環境系論文集 73(627), (2008), pp.661-667
- (4) 持田灯, 石田泰之, 白澤多一, 大風翼, LES による市街地形状の変更が都市空間の運動エネルギー収支とその散逸の総量に及ぼす影響の分析 (その 2) 市街地形態の変更が都市空間の運動エネルギー収支構造に及ぼす影響の分析, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (関東), (2011), pp.697-698
- (5) 石田泰之, 白澤多一, 持田灯, 大風翼, LES による市街地形状の変更が都市空間の運動エネルギー収支とその散逸の総量に及ぼす影響の分析 (その 3) 着目する市街地の風下側領域への環境負荷の定量評価法の提案, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (関東), (2011), pp.699-700
- (6) 加藤隆矢, 飯塚悟, 近藤亮彦, Ndione Jacques, 鉛直方向の風の道の導入が風下領域の温熱環境に及ぼす影響評価, 日本流体学会年会, (2011), pp.1-4
- (7) Counihan J, Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the

- roughness density of three-dimensional roughness elements, *Atmos Environ* 5, (1971), pp.637-642
- (8) Wooding RA, Bradley EF, Marshall JK, Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry, *Boundary-Layer Meteorol* 5, (1973), pp.285-308
- (9) Raupach MR, Thom AS, Edward I, A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces, *Boundary-Layer Meteorol* 18, (1980), pp.373-397
- (10) Farell C, Iyenger AKS, Experiments on the wind tunnel simulation of atmospheric boundary layers, *J Wind Eng Ind Aerodyn* 79, (1999), pp.11-35
- (11) Iyenger AKS, Farell C, Experimental issues in atmospheric boundary layer simulations: roughness length and integral length scale determination, *J Wind Eng Ind Aerodyn* 89, (2011), pp.1059-1080
- (12) Cheng H, Castro IP, Near wall flow over urban-like roughness, *Boundary-Layer Meteorol* 104, (2002), pp.229-259
- (13) 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
- (14) Zaki SA, Haghishima A, Tanimoto J, Ikegaya N, Aerodynamic parameters of urban building arrays with random geometries, *Boundary-Layer Meteorol* 138, (2011), pp.99-120
- (15) Oke TR, Street design and urban canopy layer climate, *Energy and Buildings* 11, (1988), pp.103-113
- (16) 成田健一, 建物高さが不均一な街区の交換速度 都市域における各構成面別の交換係数に関する風洞実験 その4, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (九州), (2007), pp.749-750
- (17) Raasch S, Schröter M, A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers, *Meteorology Z.*10, (2001), pp.363-372
- (18) Deardorff JW, Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-Layer Meteorology* 18, (1980), pp.495-527
- (19) Piacsek SA, Williams GP, Conservation properties of convection difference schemes, *J Computational Physics* 6, (1970), pp.392-405
- (20) 池谷直樹, 萩島理, 谷本潤, 立方体粗度群床面-大気間のスカラー輸送現象に関する Large Eddy Simulation, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (北陸), (2010), pp.785-788
- (21) 池谷直樹, 萩島理, 谷本潤, 立方体粗度群床面-大気間のスカラー輸送現象に関する LARGE-EDDY SIMULATION, 日本建築学会環境系論文集 76 (668), (2011), pp.943-951
- (22) 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
- (23) Kono T, Ashie Y, Tamura T, Numerical investigations of mean winds within urban canopies using large-eddy simulation, *Proceedings of AWAS08*, (2008), pp.1592-1608
- (24) Castro IP, Cheng H, Reynolds R, Turbulence over urban-type roughness- Deductions from wind-tunnel measurements, *Boundary-Layer Meteorol* 118, (2006), pp.109-131
- (25) 萩島理, 山口真人, 谷本潤, 直方体粗度群の抗力係数および流体力学的パラメータに関する考察, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (関東), (2011), pp.705-706

- (26) Kono T, Tamura T, Ashie Y, Numerical Investigations of Mean Winds Within Canopies of Regularly Arrayed Cubical Buildings Under Neutral Stability Conditions, *Boundary-Layer Meteorol* 134, (2010), pp.131-155
- (27) Kono T, Ashie Y, Tamura T, Mathematical derivation of spatially averaged momentum equations for an urban canopy model using underlying concepts of the immersed boundary method, *Boundary-Layer Meteorol* 135, (2010), pp.185-207