

論文 / 著書情報  
Article / Book Information

論題(和文)	建物を解像したLESによる大気境界層の乱流相似則に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	章 晋, 稲垣厚至, 神田 学
Authors(English)	Sho, S., Inagaki, A., Kanda, M.
出典(和文)	土木学会水工学論文集, Vol. 52, No. , pp. 313-318
Citation(English)	, Vol. 52, No. , pp. 313-318
発行日 / Pub. date	2008, 3

# 建物を解像したLESによる 大気境界層の乱流相似則に関する研究

A study of Large-Eddy Simulation for  
similarity theory of Atmospheric Boundary Layer with Urban Geometry

章晋<sup>1</sup>・神田学<sup>2</sup>・稲垣厚至<sup>3</sup>

Jin ZHANG, Manabu KANDA and Atsushi INAGAKI

<sup>1</sup>学生会員 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻 (〒152-8852 東京都目黒区大岡山2-12-1)

<sup>2</sup>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)

<sup>3</sup>学生会員 東京工業大学 理工学研究科国際開発工学専攻 (同上)

In this study, a Large-Eddy Simulation model that is capable of resolving urban buildings was used to investigate the influence over turbulence statistics caused by the existence of urban geometry.

In the convective boundary layer, the horizontal temperature variances from both flat and urban geometry are smaller than the field observation results. And the horizontal velocity variances in the urban ABL are slightly smaller than those for a flat throughout the whole range of height. In the surface layer, the results of the urban simulation are not in agreement with the results from observations. And that is partly caused by the disability of current SGS model.

**Key Words :** LES, interaction, urban topography, boundary layer, MOS

## 1. 序論

都市の大気境界層における乱流運動は大気と地表面間の運動量, 熱, 水蒸気, 二酸化炭素などの輸送に支配的な役割を演じている. 大気境界層が接地境界層と混合層に分けられる. 接地境界層における輸送過程は, 対数則やモニン・オブコフ則のような接地層(内層)だけの物理則で扱われてきたが, Panofsky<sup>1)</sup>とMcNaughton<sup>2)</sup>らの研究では, 地表面影響だけでなく, 混合層の大スケール乱れも影響を及ぼしている可能性が指摘されている.

一方, 粗度の非常に大きな都市では, 接地境界層の成立条件が満足されず, そもそも上記の相似則が成り立たない可能性も指摘されている<sup>3),4)</sup>.

いずれにしても, 都市表面幾何形状の多様性, 人工排熱など人間活動に絡む不確実性, また観測データの取得の困難さから, 都市の混合層と接地層における輸送過程の相互関係や, その帰結としての物理相似則の適用性については, まだ未解明な点が多い.

数値解析は, 気象研究における重要な手法の一つとして, 大気境界層と接地境界層の相互関係を解明できるポテンシャルを有している. しかし, 計算資源の制限で, 建築分野のように建物周りの流れを詳細に解析するか, 建物を無視して大気境界層全体を対象とした計算がほとんどである. 著者ら<sup>5)</sup>は, 建物群を陽的に解

像し, かつ内部境界層の乱流構造をLESによってはじめで解析したが, 計算資源の制約で, 風洞実験を想定したものであった. 建物の解像と大気境界層の再現を同時に実現させた研究例はない.

本論では, 著者らとドイツの研究グループとで共同開発した数値解析ツール(超並列LES)を東工大の超並列グリッドコンピュータを利用することにより, 都市構造物の解像と大気境界層の再現を同時に実現したので, その解析結果を紹介する. これは, 大気境界層(外層)と接地層の相互作用を解析する有用なツールとなり得る.

本研究の目的は, 建物を入れた計算結果と平坦な地表面の計算結果の違いを検討することを通し, 建物の存在が地表面に近い接地層と境界層上部の混合層に与える影響を調べる. また, 気象研究で広く使われている従来の大気境界層の相似則を切り口とし, 建物が存在する場合, 従来の各層内のパラメーターのみで説明される乱流統計量の相似則の適用性についても考察する.

## 2. シミュレーションモデル

### (1) 方程式系

本研究で利用したLESモデルは運動方程式として次の非静水圧, プジネスク近似, レイノルズ平均化された

ナビエーストックス方程式を使う．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_k \bar{u}_i - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} + g \frac{\theta^*}{\theta_0} \delta_{i3} \quad (1)$$

$$- \left( \varepsilon_{ijk} f_j \bar{u}_k - \varepsilon_{i3k} f_3 u_{gk} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_k u'_i}$$

非圧縮流体の連続式

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

熱力学第一法則のエネルギー保存則

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \bar{u}_k \bar{\theta} - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_k \theta'}$$

ここで  $(i=1,2,3)$  はそれぞれ速度の  $x, y, z$  方向成分,  $t$  は時間,  $\rho$  は空気密度,  $p$  は気圧を表す．

$f_i = (0; 2\Omega \cos \varphi; 2\Omega \sin \varphi)$  はコリオリ因子,  $\Omega$  は地球の角速度,  $\varphi$  は緯度,  $u_g$  は地衡風,  $\theta$  は温位である．\*と' はそれぞれブジネスク近似とレイノルズ平均による変動量の乱れ成分である．

(2) Sub Grid Scaleモデル

式(1)と式(3)に未知変数  $\overline{u'_k u'_i}$  と  $\overline{u'_k \theta'}$  が新たに生じ, 未知変数の数が方程式の数よりも多く, 方程式が閉じないという問題を解決するため, これらを次のようにパラメーター化する．

$$\overline{u'_k u'_i} = -K_m \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$$\overline{u'_k \theta'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \quad (5)$$

$K_m, K_h$  はそれぞれSGSの渦粘性係数と熱の拡散係数で, 式(6)と式(7)で与えられる．

$$K_m = 0.1 \cdot l \sqrt{\bar{e}} \quad (6)$$

$$K_h = \left( 1 + \frac{2l}{\Delta s} \right) K_m \quad (7)$$

ここで,  $l$  は混合距離,  $\bar{e}$  は平均乱流運動エネルギー,  $\Delta s$  は代表格子長である．

### 3. シミュレーションモデル

(1) 計算領域と境界条件

計算領域としては, 図-1で示されたように, すべての計算の格子間隔を5m,  $x$ 方向(主流方向)に900m:180格子,  $y$ 方向に900m:180格子,  $z$ 方向(鉛直方向)

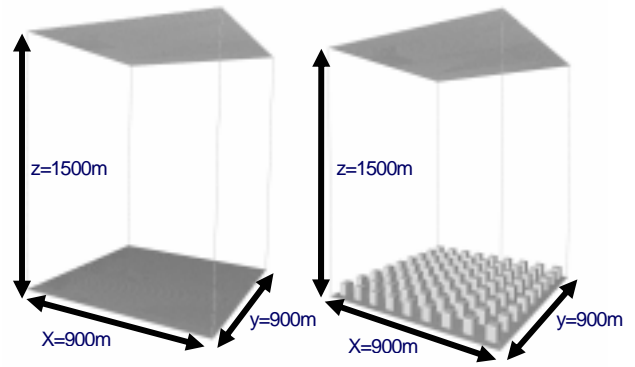


図-1 計算領域のイメージ (左:平面, 右:建物表面)

に1500m:300格子に設定した．境界条件は  $x, y$ 方向ともに周期境界で,  $z$ 方向は上下とも壁面で, 下部底面はno-slip条件, 上部壁面はslip条件, 下部壁面は, 対数則に基づく壁関数を壁条件と設定した．計算が実際の大気境界状態で行われるように, 初期境界層高度は600mに, 地表面の初期温度を300Kに設定した．600mまで温位の勾配は0.08K/mで, 600m以上では, 0.74の勾配になっている．また, 上部壁面からの熱対流の反射と擾乱を防ぐため, 高さ1000mの所で, 上部壁面まで減衰関数を使ったRayleigh-Dampingを設定した．都市境界層を再現するために, 地表面に長さ50mの立方体モデル建物を下部底面,  $x, y$ 方向にそれぞれ50m間隔で9×9の配列で設定した．

安定度の異なった大気状態での相似則と乱流統計量を調べるため, 実験は対流支配の状態とシアー支配の状態に分類され, それぞれの安定度で建物の存在による影響を考察した．

(2) 対流が支配的な設定

地表面からの熱を $0.1 \text{ km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , 地衡風をゼロにすることで, 流れ場が対流支配になる．

同じ設定でそれぞれ平面(c-flat)と建物配列(c-building)の底面条件で計算を行った．単位水平面あたりの熱フラックスを等しくするため, 建物の屋根面・床面に同じ熱フラックスを与えた．

(3) シアーが支配的な設定

シアー支配の状態では, 建物の存在が, 相似則にどの程度影響するのを調べるために, 主流方向に地衡風を15m/sに設定し, 地表面における顕熱フラックスを $0.01 \text{ km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ と $0.05 \text{ km}^{-1} \text{ s}^{-1}$ の二通りに設定し, それぞれの熱状態で平面(s-flat)と建物配列(s-building)の底面条件で合計4ケースの計算を行った．計算全体のパラメーターを表-1にまとめた．

表-1 各計算の設定一覧

Case	Bottom Boundary	LxLyLz(m)	Q <sub>0</sub> (km <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> )	U <sub>g</sub> (m/s)
c-flat	Flat	900*900*1500	0.1	0
c-building	Building	900*900*1500	0.1	0
s-flat-weak	Flat	900*900*1500	0.01	15
s-flat-strong	Flat	900*900*1500	0.05	15
s-building-weak	Building	900*900*1500	0.01	15
s-building-strong	Building	900*900*1500	0.05	15

#### 4. 解析概要

##### (1) 対流混合層の相似則

地衡風がない場合、混合層は地表面が暖められて生じた対流運動によって支配される。実大気の混合層では、大規模対流運動によって $u$ や $\theta$ がほぼ鉛直一様な分布になり、地表面粗度あるいは地形からの影響が小さい。この領域の乱流統計量を説明するパラメータは、地表面での熱輸送 $(\overline{w'\theta'})_0$ と対流境界層高さ $z_i$ である。この混合層では、次に示したスケーリング速度 $w_*$ とスケーリング温度 $\theta_*$ で無次元化された乱流の統計量は $z/z_i$ のみの関数になる。

$$w_* = [(g/T)(\overline{w'\theta'})_0 z_i]^{1/3} \quad (8)$$

$$\theta_* = (\overline{w'\theta'})_0 / w_* \quad (9)$$

$(\overline{w'\theta'})_0$ は地表面での熱輸送、 $z_i$ は境界層高さ、 $g$ は重力速度、 $T$ は地表面における温位である。このスケーリングの妥当性はWillis<sup>6)</sup>らによる対流境界層の室内実験によって示され、Kaimal<sup>7)</sup>らによって実際の気についても確かめられた。ここで、計算結果の正確性および建物配列による影響を考察するために、次のKaimal<sup>7)</sup>らによる観測から決定された関数型を使うことにした。

$$\sigma_w^2 / \theta_*^2 \approx 1.8(z/z_i)^{2/3} (1 - 0.8z/z_i)^{-2/3} \quad (10)$$

$$\sigma_\theta^2 / \theta_*^2 \approx 1.8(z/z_i)^{-2/3} \quad (11)$$

##### (2) 接地境界層の相似則

混合層の乱流統計量が対流境界層高さ $z_i$ と地表面での熱輸送量 $(\overline{w'\theta'})_0$ で説明されるに対し、接地層における各種統計量はスケーリングパラメータである摩擦速度 $u_*$ および摩擦温度 $T_*$ で無次元化すると $z/L$ に関する普遍的な関数となる。これがモニン・オブコフの相似則である。ここで

$$u_* = (\tau / \rho)^{1/2} \quad (12)$$

$$T_* = -(\overline{w'\theta'})_0 / u_* \quad (13)$$

$$\frac{z}{L} = -\frac{(g/T)(\overline{w'\theta'})_0}{u_*^3 / kz} \quad (14)$$

$k$ はカルマン定数0.4を用いた。 $z/L$ は浮力による乱流生成率とシアーによる乱流生成率の比で、大気安定度を測るパラメータの一つである。 $L$ は地表面における運動量フラックス、 $\rho$ は空気密度で今回は1kg/m<sup>3</sup>とした。

以上を用いて接地層における無次元速度勾配と温位勾配は以下のような式となる。

$$\phi_m = (kz/u_*)(\partial u / \partial z) \quad (15)$$

$$\phi_h = (kz/T_*)(\partial \theta / \partial z) \quad (16)$$

上に示した全ての関数は、平面において、驚くほど小さいいずれでMonin-Obukhovスケーリングに従うことがBusinger<sup>8)</sup>らの実験により明らかになった。

ここで、計算結果の正確性および建物配列の凹凸による影響を考察するために、Businger<sup>8)</sup>による平坦面での野外観測から決定された関数型を使うことにした。

$$\phi_m = (1 - 15 \frac{z}{L})^{-1/4} \quad (17)$$

$$\phi_h = (1 - 16 \frac{z}{L})^{-1/2} \quad (18)$$

#### 5. 結果と考察

##### (1) 対流混合層の相似則と建物の影響

式(8)と式(9)を用いて、対流支配の大気状態で水平鉛直風速分散、温位の分散および顕熱フラックスを無次元化した。図-2はそれらの垂直分布を示している。図の左側の縦軸は有効高さ( $z' = z - z_d$ ,  $z_d$ はゼロ面変位)を境界層高さ $z_i$ で無次元化した高さで、右側の縦軸は有効高さ $z'$ の実スケールである。a)とc)の太線はそれぞれKaimal<sup>7)</sup>とLenschow<sup>9)</sup>による観測から提案された関数型式(10)、式(11)を表している。

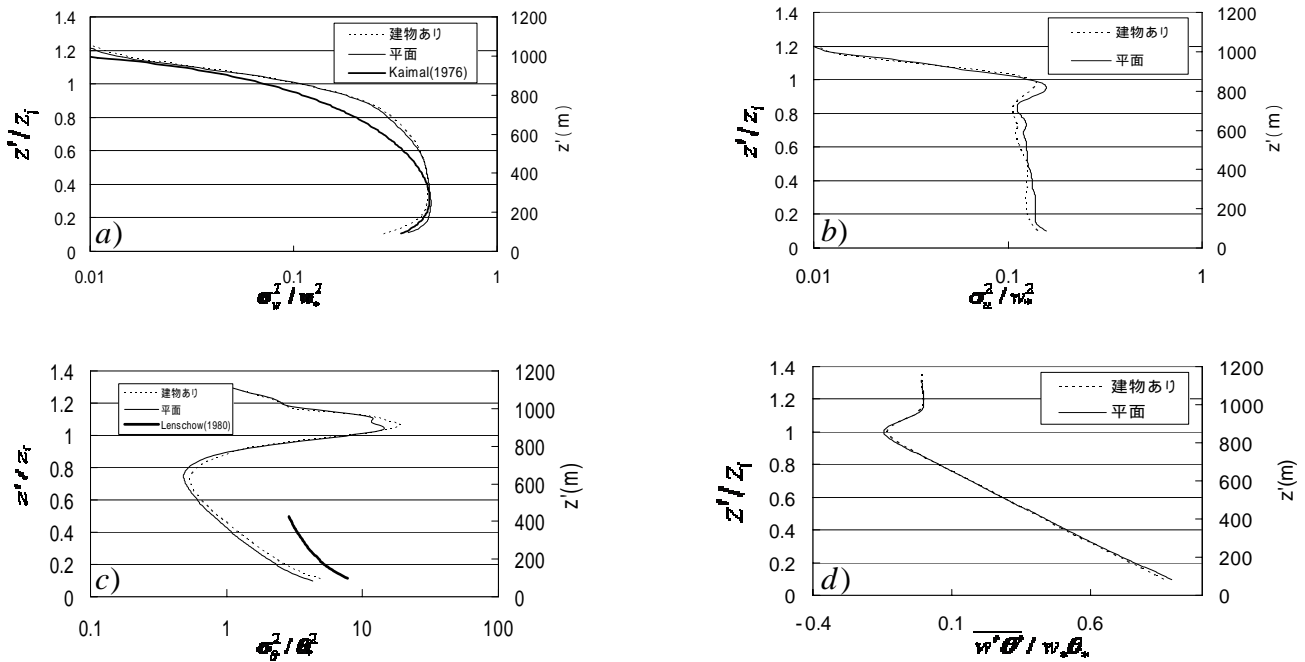


図2．混合層における無次元統計量

(a)無次元鉛直流速分散 (b) 無次元水平風速分散 (c) 無次元温位分散 (d) 無次元顕熱フラックス分散 )

表-2 混合層無次元パラメーター

Case	$z_i$ (m)	$z_d$ (m)	$w_c$ (ms <sup>-1</sup> )	$\theta_c$ (K)	$Q_s$ (ms <sup>-1</sup> k)
c-building	855	25	1.407	0.068	0.094
c-flat	850	0	1.402	0.071	0.1

各計算例における無次元化パラメーターは表-2でまとめている．混合層の各パラメーターを決める地表面フラックスが各計算例で同じであるため，各パラメーターの差が小さいとわかる．

ゼロ面変位  $z_d$  は Macdonald<sup>10)</sup> の式(式19)から求める．

$$\frac{z_d}{H} = 1 + A^{-\lambda} (\lambda - 1) \quad (19)$$

ここで， $A$  は 3.59，建蔽率は 0.25，建物高さ  $H$  は 50m を使っている．

図-2のa)は，無次元化された鉛直風速の分散を表している．建物表面と平面の計算結果は，観測値と同じ傾向を示しているが，400mより上では，観測値よりやや過大評価されている．600mから地表面まで，建物表面の分散は平面の分散より小さく，その差が地表面に近づくにつれ，大きくなる．600m以上ではその差がなくなり，建物による影響がみられない．

図-2のb)は，混合層全域に渡って，建物ありの水平流速の分散が，平面の結果より小さい傾向が示されている．a)とb)から，地表面の建物の存在により，混合層の乱れが弱められていることがわかる．これは，熱対流に伴う流速場が，建物配列による形状抗力を受け，運動エネルギーが消耗され，平面の結果より小さくなると考えられる．

d)は，無次元化された顕熱フラックスの分布である．境界層全域にわたり，平面と建物面が非常に近い値を示している．両方とも  $0.8 z_i$  近くで正から負になるのは Kaimal<sup>7)</sup> らの観測結果と一致している．地表面からの顕熱フラックスは同じで，その分布が同じでなければならないが，建物の結果にゼロ面変位を適用したため，図面上，平面の無次元顕熱フラックスより変動が小さくなっている．

c)は温位の分散を無次元化したものである．境界層上端 ( $z' \approx 800\text{m}$ ) のところで分散が大きくなるが，これは境界層上端におけるエントレインメントによるものである．両方の計算値とも大気観測の結果より過小評価されている．それは数値計算の場合，計算領域の制限により，境界層が800mまでしか発達できず，実際の気象状態より強い対流が発生したため，熱がよく混合されていることを意味している．また，建物面と平面の結果を比べてみると，建物の温位の分散が平面のよりやや大きいことがわかる．これは建物がある場合に，混合層における混合が弱まることによって，熱の交換も弱くなり，分散が大きくなると考えられる．

## (2) モニン・オブコフ相似則と建物の影響

表-3に各計算の無次元化パラメーターをまとめた．表-3から，建物の計算結果は平面よりも，オブコフ長  $L$  が大きく，境界層が高い．よって，シア増加により安定度パラメーター  $z_i/L$  が小さくなることがわかる．

図-3に各計算で得られた無次元勾配をプロットした．平面の結果は大気安定度によらず，Busingerによる観測結果よりやや過大評価されることが分かる．それは，

表-3 接地層無次元化パラメーター

Case	(m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> )	U* (m/s)	T* ( )	L (m)	Zi (m)	-z <sub>i</sub> /L
s-flat-weak	0.29	0.54	-0.02	-1187	655.00	0.55
s-flat-strong	0.34	0.58	-0.09	-305	760.00	2.49
s-building-weak	0.39	0.63	-0.01	-2379	715.00	0.30
s-building-strong	0.57	0.75	-0.06	-740	860.00	1.16

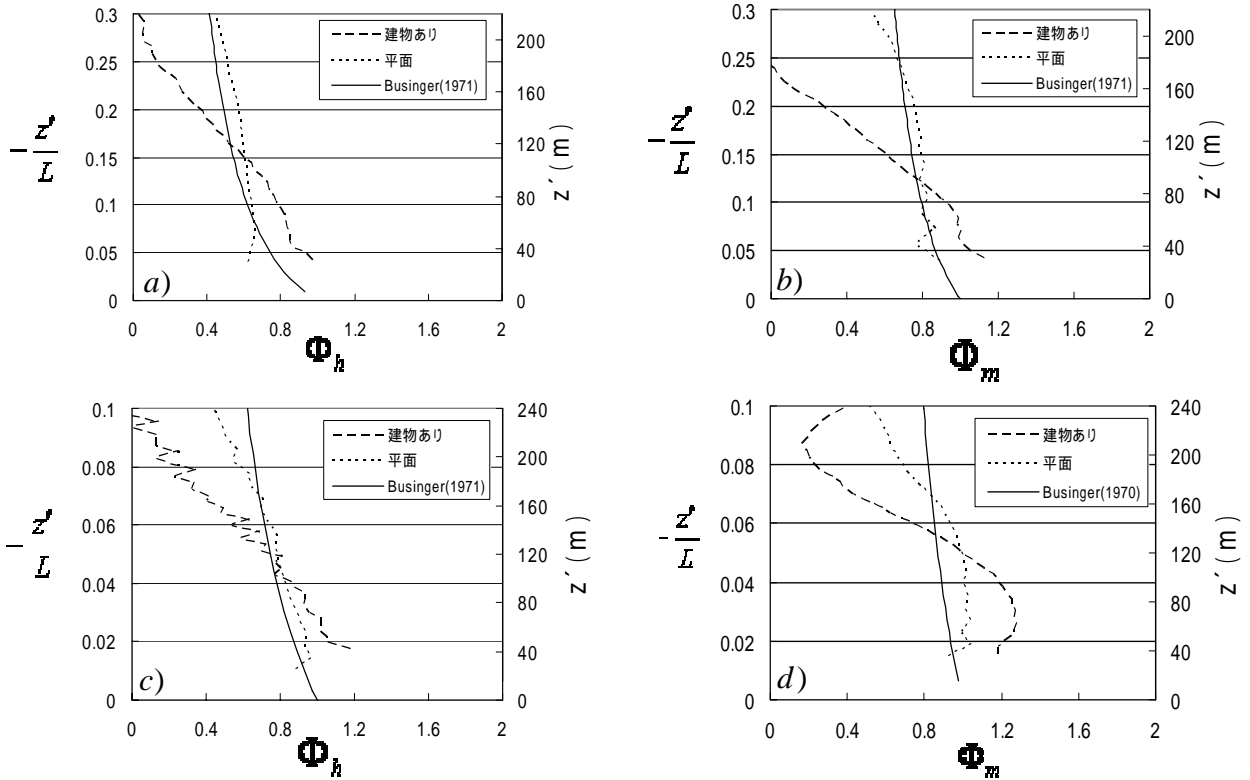


図-3 接地層における無次元勾配

- ( a)  $k=0.05\text{km}^{-1}\text{s}^{-1}$  の場合の無次元温度勾配 ( b)  $k=0.05\text{km}^{-1}\text{s}^{-1}$  の場合の無次元流速勾配  
 ( c)  $k=0.01\text{km}^{-1}\text{s}^{-1}$  の場合の無次元温度勾配 ( d)  $k=0.01\text{km}^{-1}\text{s}^{-1}$  の場合の無次元流速勾配 )

SGSモデルの再現性によるものである。Mason<sup>11)</sup>らに指摘されたように、地表面に近くなるにつれ、等方乱流という仮定が成り立たなくなることによって、モニン・オブコフの相似則から期待される無次元勾配関数は観測結果よりも大きくなる。

特に図-3のd)では、地表面からの熱 $k$ が弱く、シアアがより強くなるため、その傾向が著しい。一方、建物ありの場合では、各無次元勾配がBusingerの関数とかなり違った傾向を示している。建物高さ $H$ で高さを無次元化すると、温度と流速の勾配が $1H$ から $1.5H$ の間で最大値をとり、高度 $2H$ 付近までBusingerの観測結果と近い値になった。 $2H$ より上では、観測結果に比べ、過小となる。

稲垣ら<sup>13)</sup>による屋外観測実験では、高度 $4H$ から $2H$ までは、低周波領域で主要なエネルギーが生成されていることに対し、 $2H$ から高度が低くなるにつれ、高周波の、建物の摩擦抵抗に起因した渦によるエネルギー

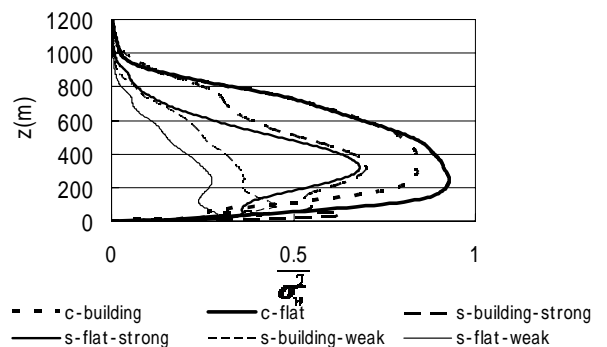


図-4 各計算の鉛直流速分布

密度が徐々に盛り上がってきているという知見があった。つまり、建物近傍から $2H$ まで無次元勾配が観測結果より大きく評価される理由が二つあると考えられる。それは建物による影響とSGSモデルの再現性である。

図-4は各計算条件での鉛直流速分散を示している。シアアが存在しない対流混合層の結果と逆に、シアアが

支配的な接地境界層の場合には、建物ありの鉛直風速分散は、平面の結果より大きいことが分かる。これは、建物の存在によるシア不安定で、平坦面よりも強い乱れが生成されるためである。その影響は地表面に近いところだけでなく、境界層高さまで及んでいる。

## 6. 結論

大規模並列計算用に開発されたLESモデル(PALM-CITY)を利用して、対流混合層と接地境界層をそれぞれについて、数値実験を行い、建物の存在が各層の乱流相似則へ及ぼす影響を調べた。以下の結論を得た。

対流境界層では、建物がある場合の計算と平面の計算に近い結果を示しているが、計算領域が狭いため、温位の分散が過小評価される。また、建物の温位の分散は平面の結果よりも大きく、熱の変動が弱くなる。それは建物の存在により、混合が弱まることによって生じたものだと分かった。

次に、接地境界層の計算では、平面の無次元温度勾配及び流速勾配が観測値に近い結果を示しているが、シアが大きくなると、相似関数との差が大きくなり、現在のSGSモデルを接地境界層の相似関数の研究に応用するには限界があると分かった。また、都市キャノピーに近い所では、無次元温度勾配及び流速勾配が $2H$ 近傍でモニン・オブコフ相似則に近い値を示す一方、建物表面から $2H$ までの部分では観測値より大きく、 $2H$ より上では、観測値と比べ、過小となる。

## 7. 課題

今回の研究では、LESモデルを使って、建物の存在が大気境界層の乱流統計量の相似則について考察した。しかし、今回の実験のような鉛直シアが大きくなり非等方性が強くなる場合、SGSモデルの等方性の前提が崩れ、LESの無次元勾配は観測結果よりも大きくなる問題が提起されている<sup>11)</sup>。それを解決するには、Sullivan<sup>13)</sup>らによる、SGSの乱流の寄与を等方部分と非等方部分に分けたモデルをPALM-CITYに取り込む必要がある。

また、建物を入れることで、接地層が厚くなり、混合層とスケール分離できてない恐れがある。十分スケール分離できるのは、建物高さが混合層高さの $1/30$ - $1/50$ でなければならないといわれている。それを実現するために、将来的に計算領域を広げなければならない。

謝辞：本研究は科学技術振興機構の戦略的創造研究推進事業(代表研究者:神田学)の財政的支援を受けた。ここに謝意を表します。

## 参考文献

- 1) Panofsky, H. A., Tennekes, D. H., Lenschow & Wyngaard, J. C.: The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under the unstable conditions, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.11, pp.355-361, 1978.
- 2) McNaughton, K. G. & Laubach, J.: Unsteadiness as a cause of non-equality of eddy diffusivities for heat and vapour at the base of an advective inversion, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.88, pp.479-504, 1998.
- 3) Rotach, M. W.: On the influence of the urban roughness sublayer on turbulence and dispersion-spectral characteristics, *Atmos. Environ.*, Vol.33, pp.4001-4008, 1999.
- 4) Roth, M.: Review of atmospheric turbulence over cities, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Vol.126, pp.941-990, 2000.
- 5) Kanda, M., Moriwaki, R., and Kasamatsu, F.: Large eddy simulation of turbulent organized structure within and above explicitly resolved cubic arrays, *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol.112, pp.343-368, 2004.
- 6) Willis, G. E., Deardorff, J. W.: A laboratory model of the unstable planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol.31, pp.1297-1307, 1974.
- 7) Kaimal, J. C.: 微細気象学, 大気境界層の構造と観測, 技報堂出版, 1993.
- 8) Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Bradley, E. F.: Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol.28, pp.181-189, 1971.
- 9) Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard and W. T. Pennel.: Mean fields and asecond moment budgets in a baroclinic convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol.37, pp.1313-1326, 1980.
- 10) Macdonald, R. W., Griffiths, R. f., and Hall, D. J.: An improved Method for the Estimation of Surface Roughness of Obstacle Arrays, *Atmos. Environ.*, Vol.32, pp.1857-1864, 1998.
- 11) Mason, P. J., Thomson, D. J.: Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.242, pp.51-78, 1992.
- 12) 稲垣厚至, 神田 学: 屋外都市スケールモデルで観測された乱流統計量の鉛直分布, 土木学会水工学論文集, No. 51, pp. 247-252, 2007.
- 13) Sullivan, P. P., McWilliams, J. C. & Moeng, C-H.: A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows, *Boundary-Layer Met.*, Vol.71, pp.247-276, 1994.

(2007.9.30受付)