

都市大気境界層の乱流モデリング

都市建築計画における都市気候予測システムの開発 その1

TURBULENCE MODELING OF URBAN ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

Development of the urban climate simulation system for urban
and architectural planning Part 1

ヴタンカ*, 足永靖信**, 浅枝 隆***

Vu Thanh CA, Yasunobu ASHIE and Takashi ASAEDA

A numerical model for the computation of the wind field, air temperature and humidity in the atmospheric boundary layer including the urban canopy layer was developed for urban and architectural planning. The model is a $k-\epsilon$ type used widely in the environmental engineering. The ensemble-spatial averaged three-dimensional Reynolds equations, equation of continuity, turbulent kinetic energy (k -equation) and turbulent energy dissipation equation (ϵ -equation) are solved together with equations of heat and moisture transfer in the air. Inside the urban canopy layer, effects of buildings and other urban structures on the momentum transfer are modeled by introducing a form drag force, and volumes of them are accounted for by a spatial averaging procedure. The values of the coefficient for eddy viscosity evaluation C_μ and turbulent Prandtl number P_ϵ are defined as the atmospheric stability function and compared with Level 2.5 model. Numerical results by the new model show that the flow behavior of the air in the urban canopy layer is extremely affected by the existence of buildings and thermal stratification.

Keywords : Urban Climate, Turbulent Model, Drag Force, Buoyancy Effect

都市気候、乱流モデル、抗力、浮力効果

1. はじめに

環境負荷の低減は地球環境問題を背景として社会的な趨勢になっているが、都市整備においてもヒートアイランド現象の緩和など都市レベルの環境負荷対策が重要な課題とされている¹⁾。ヒートアイランド現象は海陸風に代表される大きなスケールの大気循環の中で都市特有の様々な作用が働いて発生するものであり、地勢などの自然的要因と都市開発、都市活動などの人工的要因との相互的關係の上に成立していると考えられる。

都市気候のモデル化については理学分野を中心として過去相当数の研究が行われており、特に気象学の分野では1970年代から大気乱流モデルが活発に開発され、現在も主要なテーマとして取り組まれている。例えば、PielkeらのCSUMM(Colorado State University Meso-scale Model)^{2,3)}、PielkeらのRAMS(Regional Atmosphere Modeling System)⁴⁾、YamadaらのHOTMAC(Higher Order Turbulence Model for Atmospheric Circulation)^{5,6)}やKimuraら⁷⁾、Kondoら⁸⁾のモデルがあげられる。しかし、これらのモデルは大規模な大気流動の解析を主眼に置いているため、都市建築スケールで生じる

様々な問題の評価を行うことは出来ない。一方、建築分野では専ら計画的要因を評価することを目的として都市キャノピー層のモデル化が行われている^{9),10),11)}。これらは、鉛直一次元のConstant Flux Layerモデルを基本としている。しかし、一般的な粗度理論を用いて建物、設備の熱的構造を説明することは困難であり、そもそも建物抗力が作用する都市キャノピー層においてConstant Flux Layerは成立し難いと考えるのが自然であろう。また、土地利用配置による三次元的影響などは原理的に扱えないことからかなり限定された手法であると言える。

本研究は、三次元乱流モデルによる都市気候予測システムを開発し、都市建築計画に資することを目標とし、第一報として都市大気境界層の乱流モデルについて述べる。都市大気境界層とは都市キャノピー層を含む大気境界層を指す。現在、環境工学で幅広く用いられている $k-\epsilon$ モデルの適用が考えられるが、建物が都市風に及ぼす影響と成層大気の拡散特性に留意する必要がある。

前者については、本来、建物形状の詳細を境界条件に設定し、熱、湿気の輸送方程式と連成した形で乱流モデルを解析する必要がある

* 埼玉大学建設工学科 助教授・Ph.D.

** 建設省建築研究所 主任研究員・工博

*** 埼玉大学大学院理工学研究科 教授・工博

Assoc. Prof., Department of Civil and Environmental Engineering, Saitama University, Ph. D.

Chief Researcher, Building Research Institute, Ministry of Construction, Dr. Eng. Prof., Graduate School of Science and Engineering, Saitama University, Dr. Eng.

が、現在のところ、そういった解析¹²⁾は定常モデルが主流であり解析領域も住棟間のごく一部に限定されるなど、この方法を都市スケールにそのまま拡張するには無理がある。一方、平岡らは植物キャノピー層の抗力モデルを都市キャノピー層の解析に適用し、建物群の体積効果を考慮した形で応力方程式モデル、 $k-\epsilon$ モデルの定式化を行った¹³⁾。しかし、熱や湿気を含めた解析は行われていない。また、有効体積率の値が分布を有する場合の表面積分項の取り扱いについては詳細に検討されていない。そこで、本研究では、計算効率を考慮して平岡らの $k-\epsilon$ モデル¹³⁾を基礎とするが、体積効果の適正な処理方法を考案し、さらに熱、湿気の輸送方程式についても定式化を施したものである。

後者の問題では、渦粘性表現で現れるモデル係数 C_μ 、乱流プラントル数 P_n について大気安定度の影響を検討する必要がある。Mellor はレイノルズ応力、熱フラックスの輸送方程式から導いた代数式を Constant Flux Layer に適用し、乱流統計量について計算値と実測値の対比を試みた¹⁴⁾。しかし、Mellor のモデル¹⁴⁾では pressure scrambling term において浮力影響を評価できない問題がある。それに対して、Launder は圧力歪相関項および圧力温度変動勾配相関項において rapid term を考え、浮力影響を含めた定式化を行った¹⁵⁾。Yamada は、Mellor のモデル¹⁴⁾に浮力効果を加えた形で再定式化し、渦粘性形式で温度成層の効果を組み込む方法を提案した¹⁶⁾。この方法は一般にレベル 2.5¹⁷⁾と称され、HOTMAC の他 CSUMM への適用例¹⁷⁾も見ることができる。Launder のモデル¹⁵⁾にかなり近いが、圧力温度変動勾配相関項において平均速度勾配の影響は考慮されていない。Launder のモデル¹⁵⁾の活用例としては Gambo による Constant Flux Layer の解析¹⁸⁾、Ca らによる都市キャノピー層の解析¹⁹⁾、平岡によるエクマン層の解析²⁰⁾が行われているが、レベル 2.5 相当の $k-\epsilon$ モデルを建物抗力が作用する都市キャノピー層へ適用した例はほとんど見られない。

その他、モデル上の留意点として建物壁の蓄熱効果、空調システムの排熱影響などが考えられるが、これらについては次報で述べることにする。

2. 支配方程式の導出

2.1 アンサンブル・空間平均

都市キャノピー層の流体解析においては Navier-Stokes 方程式にアンサンブル平均と空間平均を施し、解析セル内の固体影響を適切に評価する必要がある。まず関数 $f(x)$ の空間平均を次に定義する²¹⁾。

$$\langle f \rangle = \frac{1}{V_a} \iiint_{V_a} f dV \quad (1)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は空間平均を表し、 V_a は任意体積 V_0 中の空気の体積である。計算メッシュ内の有効体積率 G は次式で定義される。

$$G = \frac{V_a}{V_0} \quad (2)$$

本論はアンサンブル平均された量を空間平均する場合を考える。空間積分については次の理論式が成立する。

$$\left\langle \frac{\partial f}{\partial x_i} \right\rangle = \frac{1}{G} \frac{\partial G \langle f \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{V_a} \int_S f(x) n_i dS(x) \quad (3)$$

(3)式において $\overline{}$ はアンサンブル平均を意味し、右辺第 2 項は固体部

表面の積分項である。

2.2 各種方程式の平均化のプロセス

瞬時値について、連続方程式、運動方程式、エネルギーおよび水蒸気の輸送方程式を式 (4) ~ (7) に示す。

連続方程式

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_k}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \tilde{\tau}_{ik}}{\partial x_k} - \beta g_i (\tilde{\theta}_v - \theta_{v0}) - \epsilon_{ikt} \Omega_k \tilde{u}_l \quad (5)$$

熱輸送方程式

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_k \tilde{\theta}}{\partial x_k} = -\frac{\partial \tilde{H}_k}{\partial x_k} + \frac{\tilde{H}_a}{C_p \rho_a} \quad (6)$$

水蒸気輸送方程式

$$\frac{\partial \tilde{q}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_k \tilde{q}}{\partial x_k} = -\frac{\partial \tilde{Q}_k}{\partial x_k} + \frac{\tilde{Q}_a}{\rho_a} \quad (7)$$

ここで、 u_i は x_i 方向の風速成分、 t は時間、 ρ_a は空気の密度、 p は圧力、 τ_{ik} はせん断応力カテンソルの成分、 β は体積熱膨張率、 g_i は重力加速度の i 方向成分、 Ω はコリオリパラメータ、 θ 、 θ_v 、 θ_{v0} はそれぞれ温度、湿度、平面平均湿度、 C_p は空気の定圧比熱、 q は水蒸気の混合比、 H_a 、 Q_a は空気中における熱、水蒸気の発生量、 H_k 、 Q_k は分子拡散による x_k 方向の熱、水蒸気フラックスであり、 \sim は瞬時値を表す。式 (5) ではブシネス近似が仮定されている。同式の浮力項で湿度を用いて水蒸気の重量の影響を考慮している。

式 (4) ~ (7) をアンサンブル平均した後に (3) 式に基づいて空間平均を施す。運動方程式の場合、圧力とせん断応力の空間平均化が必要であり、平均化の際に生じる各々の表面積分項を合算して抗力の実験式と対応させる方法が一般的である。しかし、流体積分式において圧力 p と有効体積率 G の積、 Gp を計算にそのまま用いると、 G 値の小さい都市キャノピー層に向かって周囲から風が吹き込むことになる。このような不当な結果がもたらされる理由は圧力の表面積分の取り扱い方法に問題があるためである。すなわち、物体の表面圧力の効果は、有効体積率の分布により形成され実質上は抗力に預からない見かけ上のベクトル成分と建物前後の不連続な圧力変化により抗力として作用する成分の二者が考えられ、両者を分離した取り扱いが必要である。図 1 は x_i 方向に有効体積率分布を有する流体の圧力バランスを示したものである。

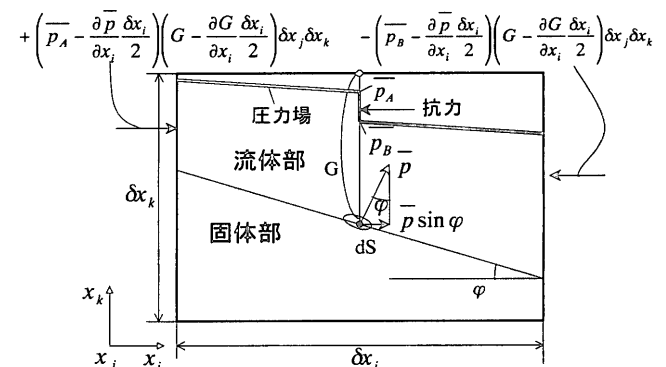


図 1 有効体積率分布を有する流体の圧力バランス

図中の圧力が不連続になっている箇所には抗力が作用すると考え、式(3)を用いて圧力勾配の空間平均化を行う。

$$-\left\langle \frac{\partial p}{\partial x_i} \right\rangle = \left\{ \left(\overline{p_A} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \frac{\delta x_i}{2} \right) \left(G - \frac{\partial G}{\partial x_i} \frac{\delta x_i}{2} \right) \delta x_j \delta x_k / V_a \right. \\ \left. - \left(\overline{p_B} + \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \frac{\delta x_i}{2} \right) \left(G + \frac{\partial G}{\partial x_i} \frac{\delta x_i}{2} \right) \delta x_j \delta x_k / V_a + \frac{1}{V_a} \int \overline{p} n_i dS \right\} \Big|_{(\delta x_i, \delta x_j, \delta x_k \rightarrow 0)} \\ = -\frac{\partial \langle \overline{p} \rangle}{\partial x_i} - \frac{(\overline{p_B} - \overline{p_A})}{\delta x_i} - \frac{\overline{p_A} + \overline{p_B}}{2} \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial x_i} + \frac{1}{G \delta x_i} \frac{\partial G}{\partial x_i} \int_0^{\delta x_i} \overline{p} dx_i \\ = -\frac{\partial \langle \overline{p} \rangle}{\partial x_i} - \rho_a F_{pi} \quad (8)$$

$$F_{pi} = (\overline{p_B} - \overline{p_A}) / \rho_a \delta x_i \quad (9)$$

ここで、 F_{pi} は圧力による抗力を示す。せん断応力の場合、固体部表面に沿って運動量が失われるが、各方向 (x, y, z 方向) の損失量は独立に保存されると考える。非線形慣性項とともに空間平均した結果を以下に示す。

$$-\left\langle \frac{\partial (\overline{u_i u_k} + \overline{u_i' u_k'} + \overline{\tau_{ik}} / \rho_a)}{\partial x_k} \right\rangle = -\frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_i} \rangle \langle \overline{u_k} \rangle}{\partial x_k} - \frac{1}{G} \frac{\partial G \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k} - F_{\alpha} \quad (10)$$

$$F_{\alpha} = \frac{1}{V_a} \int \overline{\tau_{ik} n_k} dS / \rho_a \quad (11)$$

ここで、 F_{α} は固体部表面における粘性せん断応力による抗力を表す。固体部表面以外の分子粘性の拡散は無視している。同様に、熱、湿気の場合は次のように表される。

$$-\left\langle \frac{\partial (\overline{u_k \theta} + \overline{u_k' \theta'} + \overline{H_k})}{\partial x_k} \right\rangle = -\frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_k} \rangle \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_k} - \frac{1}{G} \frac{\partial G \overline{u_k' \theta'}}{\partial x_k} + \frac{\langle \overline{H_s} \rangle}{G C_p \rho_a} \quad (12)$$

$$\langle \overline{H_s} \rangle = -\frac{1}{V_a} \int \overline{H_k n_k} dS \quad (13)$$

$$-\left\langle \frac{\partial (\overline{u_k \bar{q}} + \overline{u_k' q'} + \overline{Q_k})}{\partial x_k} \right\rangle = -\frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_k} \rangle \langle \overline{q} \rangle}{\partial x_k} - \frac{1}{G} \frac{\partial G \overline{u_k' q'}}{\partial x_k} + \frac{\langle \overline{Q_s} \rangle}{G \rho_a} \quad (14)$$

$$\langle \overline{Q_s} \rangle = -\frac{1}{V_a} \int \overline{Q_k n_k} dS \quad (15)$$

ここで、 H_s 、 Q_s はそれぞれ固体部表面における熱および水蒸気の発生量を示す。乱れによる各種のフラックスは渦粘性の仮定から次のように表される²⁾。

レイノルズ応力

$$\overline{u_i' u_k'} = -\nu_t \left(\frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_k} + \frac{\partial \langle \overline{u_k} \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ik} \quad (16)$$

熱フラックス

$$\overline{u_k' \theta'} = -\frac{\nu_t}{P_r} \frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_k} \quad (17)$$

水蒸気フラックス

$$\overline{u_k' q'} = -\frac{\nu_t}{P_r} \frac{\partial \langle \overline{q} \rangle}{\partial x_k} \quad (18)$$

圧力とせん断応力により作用する実質的な抗力について以下の実験式²⁰⁾を適用する。

$$F_{pi} + F_{\alpha} = a C_{\beta} \overline{u_i} \left(\overline{u_k} \right)^{1/2} \quad (19)$$

ここで、 a はメッシュ内の i 方向に垂直な固体部の面積密度を示す。

2. 3 $\kappa - \varepsilon$ モデルの定式化

式(8)~(19)の関係から式(4)~(7)の方程式は最終的に次のように表される。

連続方程式

$$\frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (20)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_i} \rangle \langle \overline{u_k} \rangle}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle \overline{p} \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(G \nu_t \frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_k} \right) \\ - \beta g_i \left(\langle \overline{\theta}_v \rangle - \theta_{v0} \right) - \varepsilon_{ikl} \Omega_k \overline{u_l} - a C_{\beta} \left(\overline{u_k} \right)^{0.5} \overline{u_i} \quad (21)$$

エネルギー輸送方程式

$$\frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_k} \rangle \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_k} = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(G \frac{\nu_t}{P_r} \frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_k} \right) + \frac{\langle \overline{H_s} \rangle + \langle \overline{H_s} \rangle}{G C_p \rho_a} \quad (22)$$

水蒸気輸送方程式

$$\frac{\partial \langle \overline{q} \rangle}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_k} \rangle \langle \overline{q} \rangle}{\partial x_k} = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(G \frac{\nu_t}{P_r} \frac{\partial \langle \overline{q} \rangle}{\partial x_k} \right) + \frac{\langle \overline{Q_s} \rangle + \langle \overline{Q_s} \rangle}{G \rho_a} \quad (23)$$

次に、乱流エネルギーとエネルギー消散率の輸送方程式について述べる。中立モデルは既に平岡らにより提示されている¹³⁾が、ここでは仮温位による乱流エネルギーの生成を考慮し以下に表記する。

乱流エネルギー輸送方程式

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_k} \rangle k}{\partial x_k} = D_k + P_k - \varepsilon + G_k + F_k \quad (24)$$

粘性消散率輸送方程式

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{1}{G} \frac{\partial G \langle \overline{u_k} \rangle \varepsilon}{\partial x_k} \\ = D_{\varepsilon} + \frac{\varepsilon}{\kappa} \left(C_{1\varepsilon} P_k - C_{2\varepsilon} \varepsilon + C_{3\varepsilon} G_k + C_{\rho\varepsilon} F_{\varepsilon} \right) \quad (25)$$

式(24)、(25)の各項は具体的に次のように示される²³⁾。

$$D_k = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(G \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} \right) \quad (26)$$

$$P_k = \nu_t \left(\frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_k} + \frac{\partial \langle \overline{u_k} \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_k} \quad (27)$$

$$G_k = g_k \beta \frac{\nu_t}{P_r} \frac{\partial \langle \overline{\theta}_v \rangle}{\partial x_k} \quad (28), F_k = a C_{\beta} \left(\overline{u_k} \right)^{3/2} \quad (29)$$

$$D_{\varepsilon} = \frac{1}{G} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(G \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) \quad (30), F_{\varepsilon} = \frac{k^{3/2}}{L_0} \quad (31)$$

3. 浮力影響の $\kappa - \varepsilon$ モデルへの組み込み

圧力歪相関項および圧力温度変動勾配相関項の rapid term はそれぞれ次式で表される。

$$\Phi_{ij(2)} = c_2 \left(\frac{\overline{u_i' u_k' u_j'}}{\partial x_k} + \frac{\overline{u_j' u_k' u_i'}}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\overline{u_i' u_k' u_j'}}{\partial x_k} \right) \\ + c_2 \beta \left(\overline{u_i' \theta' g_j} + \overline{u_j' \theta' g_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{u_i' \theta' g_i} \right) \quad (32)$$

$$\Phi_{\theta,i(2)} = c_{2\theta} \overline{u_k' \theta'} \frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_k} + c_{2\theta} \beta \overline{\theta}^2 g_i \quad (33)$$

同種の検討としては Mellor¹⁴⁾、Yamada¹⁶⁾の研究があげられるが、Mellor のモデルでは式(32)の右辺第二項および式 (33) 全体が無視されており、Yamada の場合、式(33)の右辺第一項が無視されている。そこで、各輸送方程式において式(32)、(33)を適用することとし、運動量、熱の散逸は局所平衡を仮定すると、レイノルズ応力と熱フラックスはそれぞれ次のように表される。

$$-\overline{u_1' u_3'} = \phi \frac{k u_3'^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle \overline{u_1} \rangle}{\partial x_3} - \phi \beta \frac{g k u_1' \theta'}{\varepsilon} \quad (34)$$

$$-\overline{u_1' \theta'} = \phi_\theta \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u_1' u_3'} \frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_3} + \frac{1}{2} \overline{u_3' \theta'} \frac{\partial \langle \overline{u_1} \rangle}{\partial x_3} \right) \quad (35)$$

$$-\overline{u_3' \theta'} = \phi_\theta \frac{k u_3'^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_3} + 0.8 \phi_\theta \beta \frac{g k^2 \overline{u_3' \theta'}}{\varepsilon^2} \frac{\partial \langle \overline{\theta} \rangle}{\partial x_3} \quad (36)$$

これらの数式を渦粘性形式に整理することで Yamada ら²²⁾と同様に、渦動粘性係数と渦熱拡散係数について水平方向と鉛直方向の各値を分離した取り扱いが可能になる。本論は $k-\varepsilon$ モデルの浮力効果は鉛直方向の渦粘性モデル係数 C_μ と乱流プラントル数 P_π に集約されると考え、これらをフラックスリチャードソン数 R_f の関数として以下に整理した。

$$C_\mu = \frac{0.8\phi\gamma - 0.5\gamma(\phi_\theta - \gamma)}{0.8\gamma + \phi(\phi_\theta - \gamma)} \frac{0.53 - 0.94R_f}{1 - R_f} \quad (37)$$

$$P_\pi = P_{\pi 0} \frac{1.59 - R_f(1.5\phi_\theta + 2.82)}{1.59 + R_f(3\phi - 5.22)} \quad (38)$$

$$\gamma = \phi_\theta \frac{1.59 - 5.22R_f}{1.59 - 2.82R_f} \quad (39)$$

なお、水平方向の拡散では $R_f=0$ としたときの値を用いる。

図 2 に R_f と C_μ の関係を示す。安定度が増すと乱流は抑制される傾向があり、 R_{fc} は 0.2~0.3 の間に存在するようである。本モデルはレベル 2.5 と比べ R_f の依存性がやや小さい。 R_f と P_π の関係を図 3 に示す。本モデルの値が野外実測²³⁾や風洞実験²⁴⁾を良く再現することが分かる。本モデルは、レベル 2.5 とは経験定数などが異なるが原理的にはほぼ同一であるので C_μ 、 P_π の特徴は類似しておりレベル 2.5 相当の精度が期待される。

4. 都市キャノピー層への適用

レベル 2.5 相当の改善を施した本モデルを都市キャノピー層に適用する。計算領域は水平方向に 16km 四方、高さを 2000m とし、一辺 16m の立方体建物が建ぺい率 50% で均一に配置された単純な土地利用形態を考える。境界条件として側面はゼロ勾配、上端面では一定値とした (ディレクレ; $u=2.0\text{m/s}$, $\theta=303\text{K}$, $q=0.0114\text{kg/kg}'$)。夏季の日射条件を勘案し、昼間の地面温度 T_s として 324~326K、壁面温度 $T_w=312\text{K}$ 、屋上面温度 $T_r=321\sim 323\text{K}$ を設定し不安定成層における本モデルと標準 $k-\varepsilon$ モデルの比較を行った。両モデルは建物抗力、有効体積率分布を考慮したものとし、壁面等からの対流成分はバルク式で算出する方法による。

図 4 にレイノルズ応力の鉛直分布を示す。レイノルズ応力は屋根面のやや上部でピークを示し、その上空の分布はあまり見られないが、キャノピーの内部では地表面の極近傍を除いて大きく減少していることが分かる。この傾向は上原らの建物群の風洞実験²⁵⁾や

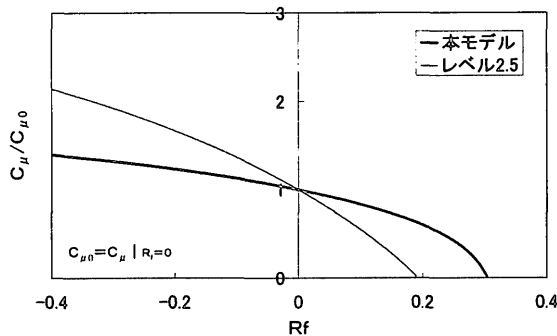


図 2 R_f と C_μ の関係

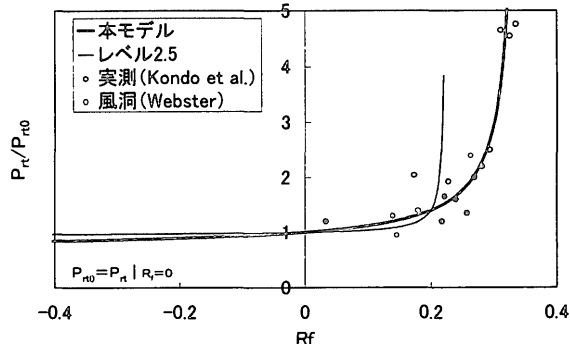


図 3 R_f と P_π の関係

Wilson の植物キャノピー層の数値解析²⁶⁾と一致している。本モデルの絶対値は標準 $k-\varepsilon$ モデルのものより小さく、都市キャノピー層の上部およびその上空域にて差異が大きい。

図 5 は熱フラックスの分布を示したものである。キャノピー層における分布はレイノルズ応力の場合と似ているが、その上空では傾向が異なり高度とともに値が大きくなる。これは、キャノピー層上空の温位形成において混合層レベルのマクロな対流構造の影響が無視できないことを示唆している。本モデルの値は標準 $k-\varepsilon$ モデルのものより大きく、高度とともに差が開く傾向にある。

以上のように、レイノルズ応力、熱フラックスは、ともに鉛直方向に分布が認められ、特に都市キャノピー層の内部では急激に変化することから Constant Flux Layer とは見なせないことが分かる。また、本モデルと標準 $k-\varepsilon$ モデルの計算結果はキャノピー層およびその上空で大きく異なる。したがって、都市キャノピー層の解析においてはレベル 2.5 相当の改善が必要である。

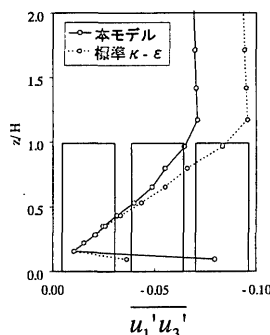


図 4 不安定時のレイノルズ応力の鉛直分布

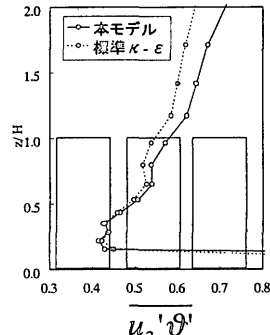


図 5 不安定時の熱フラックスの鉛直分布

5. 結論

本論の結論を以下に示す。

- (1) アンサンブル・空間平均された三次元の都市大気解析モデルとして、連続方程式、運動方程式、熱輸送方程式、水蒸気輸送方程式、乱流エネルギー輸送方程式、粘性消散率輸送方程式の定式化を行った。
- (2) 空間平均操作の過程で生じる表面積分のうち体積占有率の分布を考慮して実質的に作用する抗力を導き、都市キャノピー層における建物などの体積効果の処理方法を検討した。
- (3) 建物抗力および有効体積率分布を考慮したレベル 2.5 相当のモデルを用いた解析から、特に都市キャノピー層においてはレイノルズ応力および熱フラックスが大きく変化するため Constant Flux Layer と見なせないこと、標準 $k-\epsilon$ モデルとの比較により都市キャノピー層の解析においてはレベル 2.5 相当の改善が必要であることを示した。

注

- 注 1) レベル 2.5 は、乱流エネルギー式とともに代数式を直接解くモデルと区別するため、レベル 2.25 と称されることがあるが、一般にレベル 2.5 と呼ばれることが多いようである。
- 注 2) 平岡の式¹³⁾では有効体積率 G とポテンシャルの積の勾配がとられているが、本論文ではポテンシャルの勾配に即してフラックスの方向が定まると考えている。
- 注 3) 同上

定数

$$\sigma_\kappa = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, C_{1\epsilon} = 1.44, C_{2\epsilon} = 1.3, C_{3\epsilon} = C_{1\epsilon} (G_\kappa \geq 0)$$

$$C_{3\epsilon} = 0 (G_\kappa < 0), C_2 = 0.6, c_{2\theta} = 0.5, \phi = 0.2, \phi_\theta = 1/3.2$$

参考文献

- 1) 環境負荷の小さな都市環境整備の支援体制整備のあり方についての検討、建設省都市局、1999.3
- 2) Pielke, R. A.: A three-dimensional numerical model of the sea breezes over South Florida, *Mon. Wea. Rev.*, 102, pp.115-134, 1974
- 3) Mahrer, Y. and R. A. Pielke: A test of an upstream spline interpretation technique for the advective terms in a numerical mesoscale model, *Mon. Wea. Rev.*, 106, pp.818-830, 1978
- 4) Pielke, R. A. et al.: A comprehensive meteorological modeling system-RAMS, *Meteorol. Atmos. Phys.*, 49, pp.69-91, 1992
- 5) Yamada, T. and S. Bunker: Development of a nested grid, second-moment turbulence closure model and application to the 1982 ASCOT brush creek simulation, *J. Appl. Meteorol.*, 27, pp.562-578, 1988
- 6) Yamada, T. and S. Bunker: A numerical study of nocturnal drainage flows with strong wind and temperature gradients, *J. Appl. Meteorol.*, 28, pp.545-554, 1989
- 7) Kimura, F. and S. Arakawa: A numerical experiment in the nocturnal low level jet over the Kanto plain, *J. Meteorol. Soc. Japan*, 61-6, pp.848-861, 1983
- 8) Kondo, H.: A numerical experiment of the "extended sea breeze" over the Kanto plain, *J. Meteorol. Soc. Japan*, 68-4, pp.419-434, 1990
- 9) 森山正和、竹林英樹、宮崎ひろ志：一次元熱収支モデルによる夏季の都市気温シミュレーションにおける蒸発効率と人工排熱成分の推定に関する一手法、*日本建築学会計画系論文集*、第 519 号、pp.85-91、1999.5
- 10) 足永靖信：市街地における土地利用およびエネルギー消費が気温形成に及ぼす影響、*日本建築学会大会学術講演梗概集*、pp.1365-1366、1992.8
- 11) 谷本潤、林徹夫、片山忠久、大濱淳司、笠間幹雄：建築-都市-土壌連成系モデルによる都市高温化要因の定量的比較に関する研究(第 1 報理論構成手法と基本解)、*日本建築学会計画系論文集*、第 504 号、pp.87-94、1998.2
- 12) 吉田伸治、村上周三ら：対流・放射シミュレーションによる都市の温熱環境評価に関する研究 ($\kappa-\epsilon$ モデルの改良と水蒸気輸送の組み込みによる緑地効果の検討)、*空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集*、pp.1265-1268、1997.8
- 13) 平岡久司ら：植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究(その 1) 乱流モデルの作成、*日本建築学会計画系論文集*、第 406 号、pp.1-9、1989.12
- 14) Mellor, G. L.: Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers, *J. Atmos. Sci.*, 30, pp.1061-1069, 1973
- 15) Launder, B. E.: On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum, *J. Fluid Mech.*, 67, part 3, pp.569-581, 1975
- 16) Yamada, T.: The critical Richardson number and the ratio of the eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model, *J. Atmos. Sci.*, 32, pp.926-933, 1975
- 17) Arritt, R. W.: The effect of water surface temperature on lake breezes and thermal inertial boundary layers, *Boundary-Layer Meteorol.*, 40, pp.101-125, 1987
- 18) Gambo, K.: Notes on the turbulence closure model for atmospheric boundary layer, *J. Meteor. Soc. Japan*, 56-5, pp.466-480, 1978
- 19) Ca, V. T., T. ASAEDA and Y. ASHIE: Development of a numerical model for the evaluation of the urban thermal environment, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 81, pp.181-196, 1999
- 20) 平岡久司： ϵ 式を用いた乱流モデルによる Leipzig Wind Profile の再現性の検討、*日本建築学会計画系論文集*、第 525 号、pp.53-58、1999.11
- 21) Craspite, G.H., E. Rotstein, and S. Whitaker: A general closure scheme for the method of volume averaging, *Chemical Engineering Science*, 41-2, pp.227-235, 1986
- 22) Yamada, T.: Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2 turbulence closure model, *J. Atmos. Sci.*, 40, pp.91-106, 1983
- 23) Kondo, J. et al.: Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 35, pp.1012-1021, 1978
- 24) Webster, C. A. G.: An experimental study of turbulence in a density stratified shear flow, *J. Fluid Mech.*, 19, pp.221-245, 1964
- 25) 上原清ら、温度成層流中のストリートキャニオン内の流れに関する LDV を用いた風洞実験 市街地における汚染物の拡散に関する実験的研究 その 2、*日本建築学会計画系論文集*、第 492 号、pp.39-46、1997.2
- 26) Wilson, J. D.: A second-order closure model for flow through vegetation, *Boundary-Layer Meteorol.*, 42, pp.371-392, 1988

(1999年12月10日原稿受理、2000年5月16日採用決定)