

(13) 乱流モデルによる夜間都市境界層の形成機構の検討

A Study on the Formation Mechanism of Nocturnal Urban Boundary Layer by Turbulence Closure Model

鵜野伊津志*、植田洋匡*、若松伸司*、中村晃**
Itsushi UNO*, Hiromasa UEDA*, Shinji WAKAMATSU*, Akira NAKAMURA**

Abstract ; The numerical simulation of the nocturnal urban boundary layer (UBL) was conducted by using the second order turbulence closure model in order to clarify the formation mechanism of the nocturnal UBL. The mechanical turbulence generation by the urban buildings was incorporated into the model equations by the form drag concept (building surface area density). Simulation results were compared with the field observation data at Sapporo, Japan. The numerical simulation showed that i) the nocturnal UBL was generated by the downward transport of sensible heat from the elevated inversion due to the mechanically-generated turbulence of the urban building rather than the artificial heat emission, ii) the average elevated inversion base height Z_h was approximately twice the average building height and the height Z_h was proportional to the building area density, iii) above the Z_h , the typical temperature "cross-over" region was formed when the urban area exists even if there is no artificial heat emission, iv) the Reynolds stress $\langle uw \rangle$ shows the nearly uniform profile, while, sensible heat flux $\langle w\theta \rangle$ had the negative peak at the inversion base height. This negative value of $\langle w\theta \rangle$ at the elevated inversion base can be considered as a heating source for the formation of the nocturnal UBL.

Keywords ; Turbulence, Numerical Simulation, Urban Boundary Layer, Heat Island

1. 緒言

都市化の進展にともない、都市域では、都市の高温化(ヒートアイランド)、平均風速の減少、相対湿度の減少などが発現する(Oke, 1978)。これらは総括的に都市気象と呼ばれる。このような都市気象の出現は都市域の大気汚染物質の排出と結び付き、都市域の高濃度大気汚染を引き起こす。特に、晴天微風の夜間には環境基準を大幅に越える高濃度汚染が発生することから、夜間の都市気象と都市型大気汚染の解明は大気汚染制御上緊急の問題となっている。

既往の観測結果からは、夜間の都市域では、接地逆転層は観測されず平均建物高さの2～3倍まで等温位から不安定成層がみられること(Duckworth and Sundberg, 1954)、都市上空では同一高度で比べると郊外よりも気温の低い層が存在すること(Bornstein, 1968)、都市の風下郊外の上空には都市の高温気塊が移流すること(Clarke, 1969)、風上郊外から都心部に向けて都市境界層(これは都市に内在する要因により気象場が変形を受ける内部境界層)が出現すること、などが知られている。このような都市気象は、産業・交通などの人間活動による多量の排熱など、主に人為的な熱的效果によって生じると考えられてきた。このため野外観測も地表気温の水平分布と人工排熱の関係を中心に多くの研究が進められてきた。

* 国立公害研究所大気環境部(Div. Atmos. Environ., National Institute for Environmental Studies)

** 北海道大学工学部衛生工学科(Dept. Sanitary Eng., Hokkaido University.)

一方、都市境界層の理論では、いわゆる地表面粗度 z_0 の概念を用いた乱流理論による数値シミュレーションが試みられてきた(例えば、Yu and Wagner, 1975; Gutman and Torence, 1975; Sawai, 1978)。しかし、大気汚染の深刻になる夜間には都市境界層の厚さは平均建物高さのわずかに2～3倍程度であるため、地表面粗度の概念は適用できない。しかも、そこでは建築物による乱流生成が活発に行われている。

本研究ではこのような背景をふまえて、理論的に建築物による乱流の生成および建築物の空間的な占有率を的確に表現し、さらに、建物高のオーダーの気層における乱流輸送機構におよぼす密度成層効果(大気安定度)を表現できる乱流輸送理論を展開し、都市域に適用可能な乱流モデルを提案する。更に、これを用いた数値シミュレーションを行い、大気汚染高濃度が頻発する夜間の都市域の大気乱流構造を札幌市における野外観測の観測データ(鶴野, 1986)と対比・検討し、都市境界層形成のメカニズムを明らかにする。

2. 都市域における乱流モデルの提案

2. 1 既往のモデルと本研究の相違

従来の都市域のモデルでは、乱流拡散係数 K_m を、混合距離モデルを利用して、 $K_m = l_m^2 \left| \partial U / \partial z \right|$ としている。ここで、 l_m は混合距離でBlackadar(1963)のモデルが用いられ、

$$l_m = \frac{\kappa(z + z_0)}{1 + \kappa(z + z_0)/l_{\max}}, \quad l_{\max} = 0.00027 U_g/f_c \quad (1)$$

と書かれる(κ はカルマン定数、 U_g は地衡風速、 f_c はコリオリ係数、 z_0 は粗度係数)。都市の粗度は乱流拡散係数を混合距離モデルで表現すると、 z_0 のみでモデル化されることになる。都市域における z_0 の値は1～5 m程度の値が報告されている(Counihan, 1975)が、これに対応する建物分布の形態がどのようなものかは明らかではない。また、 z_0 を都市域のモデルに利用すると計算の適用可能高度の下限は、 z_0 の100倍以上となる。これは都市の平均建物高さの数倍以上の高度に相当し、夜間の都市境界層の外部にあたる。従って、 z_0 による乱流輸送理論では都市境界層の内部の乱流特性を記述することができない。

本研究では、建物の大気乱流に及ぼす効果を形状抵抗係数の概念を用いて定式化する。ここで、形状抵抗係数は単位体積当りの風向に垂直な断面積を用いて定義され、本研究では建物表面積密度 $A(z)$ として表す(2. 5参照)。都市の建築物は平均風速を減少させ、平均流の持つエネルギーを機械的な乱流エネルギーへと変換させる効果を持つ。それゆえ、建物による乱流エネルギー k の生成を含む方程式の定式化が有力なモデルと考えられる。乱流エネルギー k とエネルギー消散率 ϵ に基づく2次の乱流クロージャーモデルによれば、 K_m は、

$$K_m = C_m k^2 / \epsilon \quad (2)$$

で定義される。ここで、 C_m は一定値もしくは大気安定度に依存する定数である(例えば、Rodi 1980)。従って、 $A(z)$ を運動方程式と k, ϵ 方程式に同時に含めることで建物の効果を適切に表現する都市スケールの大気乱流モデルを構築することが可能となる。特に、本研究では、二次のレイノルズ応力項に地表面の存在の効果を加味した代数的応力モデル(Algebraic Stress Model; ASM)で閉じ、更に、 ϵ 方程式の大気安定度依存性を十分に考慮した $k-\epsilon$ 乱流クロージャーモデルを提出する。

2. 2 基礎方程式

建物表面積密度 $A(z)$ を含む基礎方程式は、Yamada (1982)による森林キャノピーモデルに類似したものとして、

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_1 u_3 \rangle + f_c (V - V_g) - \frac{1}{2} \eta C_d A(z) U (U^2 + V^2)^{1/2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_2 u_3 \rangle - f_c (U - U_g) - \frac{1}{2} \eta C_d A(z) V (U^2 + V^2)^{1/2} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \langle u_3 \theta \rangle + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} \right)_{rad} + Q_M(z) \quad (5)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \text{Diff} [k] + P + G - \epsilon + \frac{1}{2} \eta C_d A(z) [|U|^3 + |V|^3] \quad (6)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \text{Diff} [\epsilon] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (P + G) - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{3}{4} \frac{\epsilon}{k} \eta C_d A(z) [|U|^3 + |V|^3] \quad (7)$$

と書かれる。なお、 U, V は風速、 Θ は温位 (但し、大文字は平均量、小文字は変動量を示し、添字の 1, 2, 3 はそれぞれ x, y, z 方向を意味する。また $\langle \rangle$ は集合平均を意味する)、 $A(z)$ は建物表面積密度 (m^{-1})、 η は建物の占める割合、 $C_d (=0.2)$ は抗力係数、 $(\partial \Theta / \partial t)_{rad}$ は大気放射による温位変化項、 $Q_M(z)$ は人工排熱による温度変化項、 $P = -\langle u_i u_j \rangle \partial U_i / \partial x_j$ 、 $G = -g_i / T \langle u_i \theta \rangle$ 、 U_g, V_g は地衡風速、 $\text{Diff} []$ は乱流拡散項である。また、式(7)の最右辺項は $\epsilon \propto k^{3/2} / l$ から $\partial l / \partial t = 0$ を仮定して導出した。なお、 ϵ 方程式の係数については 2, 4 で述べる。

2. 3 二次の乱流統計量のクロージャー

二次のレイノルズ応力項 $\langle u_i u_j \rangle$ に関する方程式は、

$$\frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial t} - \text{Diff} [\langle u_i u_j \rangle] = P_{ij} + G_{ij} + \phi_{ij} - \frac{2}{3} \epsilon \cdot \delta_{ij} \quad (8)$$

と書ける (例えば、Businger 1982)。ここで、 $P_{ij}, G_{ij}, \phi_{ij}$ はそれぞれ、シャー生成項、浮力生成項、圧力変形項で、

$$P_{ij} = - [\langle u_j u_k \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \langle u_i u_k \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_k}] , G_{ij} = - [\frac{g_i}{\Theta} \langle u_j \theta \rangle + \frac{g_j}{\Theta} \langle u_i \theta \rangle]$$

$$\phi_{ij} = - \frac{1}{\rho} [\langle u_j \frac{\partial p}{\partial x_i} \rangle + \langle u_i \frac{\partial p}{\partial x_j} \rangle]$$

と書かれる。レイノルズ応力項は、Rodi(1980)によるクロージャー仮定、

$$\frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial t} - \text{Diff} [\langle u_i u_j \rangle] = \frac{\langle u_i u_j \rangle}{k} (P + G - \epsilon) \quad (9)$$

と Gibson and Launder(1978)による圧力変形項モデルを用いることで、以下ようになる (Rodi, 1985)

$$-\langle u_i u_3 \rangle = C_m \frac{k^2 \partial U}{\epsilon \partial z} , C_m = \omega \frac{\langle u_3^2 \rangle}{k} \quad (10)$$

$$\frac{\langle u_3^2 \rangle}{k} = \frac{2}{3} \frac{C_1 - 1 + P/\epsilon (C_2 - 2 C_2 C_2' f) + G/\epsilon (3 - 2 C_3)}{C_1 + 2 C_1' f + \frac{P+G}{\epsilon} - 1} \quad (11)$$

$$\omega = \frac{1 - C_2 + 3/2 C_2 C_2' f - E_{H1} (1 - C_3) (1 - C_{2t}) \alpha B}{E_M^{-1} + E_{M1} (1 - C_3) B} \quad (12)$$

ここで、 f は地表面の存在による効果を表現しており、 $f = [l / (xz)]^2$ で与えられ、 $l = C_L k^2 / \epsilon$ (dissipation length scale; $C_L = 0.12$) を意味する。また、

$$\alpha = E_H [1 + E_H \cdot 2 RB (1 - C_{3t})]^{-1}$$

$$B = (g/T) (k^2 / \epsilon^2) \partial \Theta / \partial z$$

$$E_H = \{ C_{1t} + C'_{1t} f + [(P+G)/\epsilon - 1] / 2 \}^{-1}$$

$$E_{H1} = \{ C_{1t} + [(P+G)/\varepsilon - 1] / 2 \}^{-1}$$

$$E_m = \{ C_1 + 3/2 C'_1 f + (P+G)/\varepsilon - 1 \}^{-1}$$

なお、 $\langle u_1 \theta \rangle$ も同様に展開される。乱流拡散係数は式(2)に従って与えられ、 k 、 ε の乱流拡散項はそれぞれ、 $\text{Diff}[k] = \partial/\partial z [K_m/\sigma_k \partial k/\partial z]$ 、 $\text{Diff}[\varepsilon] = \partial/\partial z [K_m/\sigma_\varepsilon \partial \varepsilon/\partial z]$ ($\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$)と書かれる(Rodi, 1980)。圧力変形項モデルの係数は Gibson and Laund-
er(1978)を基礎として、 $C_1 = 1.8$, $C_2 = 0.6$, $C_3 = 0.5$, $C'_1 = 0.6$, $C'_2 = 0.3$, $C_{1t} = 2.9$, $C_{2t} = 0.45$, $C_{3t} = 0.33$, $C'_{1t} = 0.6$, $R = 0.7$ を利用した。

2. 4 境界条件と ϕ 関数

地上付近における u_* 、 θ_* 、 k 、 ε は大気安定度を考慮した式から与えられ、Table 1に示す。表中の ϕ_m 、 ϕ_h は無次元シャープ関数であり2. 3で述べた圧力変形項モデルから決定したものである。

一方、 ε 方程式の係数は十分に確立されていない(Rodi, 1985)。本研究では安定成層の場合、接地層での相似則を満足するような理論的な考察から導出される関係式、 $C_{1\varepsilon} = 1.92 - f + 2.77 R_f / (3.52 + R_f)$ 、 $C'_{2\varepsilon} = 1.92 - 0.48 f$ (ここで、 $R_f = -G/P$)を利用した。ここで、 $C'_{2\varepsilon}$ は ε 方程式中における圧力変形相関項に関する理論的考察から、 $C_{1\varepsilon}$ は接地層における k と ε の診断式から得られる。

2. 5 建物表面積密度 $A(z)$ と人工排熱のモデル化

$A(z)$ は単位体積中に占める主風向に直角な断面積で定義される。 $A(z)$ はこの定義により個々の都市域の区画に対して異なった形状をとるが、本研究では、実測値との比較結果から、都市キャノピー層高度を H_c とした場合、

$$A(z) = \xi A_t \hat{a}(z/H_c)$$

を考える。 $\hat{a}(z/H_c)$ は建物表面積密度関数で、

$$\hat{a}(z/H_c) = a_m (1 - \frac{z}{H_c}) \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{z}{H_c} \left(\frac{z}{H_c} - 2\lambda \right) \right] \quad (13)$$

で与えられる。ここで、 a_m は規格化定数($\int \hat{a}(z/H_c) d(z/H_c) = 1$)、 λ は都市の建物の高度分布などにより異なる値を持つ、 A_t は全建物表面積密度、 ξ は主風向に垂直な壁面積の割合。なお、 $\hat{a}(z/H_c)$ は Kondo and Akashi(1976)による密度関数である。

一方、従来のモデルでは、都市活動による人工排熱はすべて地表面を加熱するとして扱われている。しかし、人工排熱は主に暖冷房に用いられるためその垂直分布は建物の垂直分布と密接に関連すると考えることが出来る。人工排熱による気温の上昇率 $Q_M(z)$ は $\hat{a}(z/H_c)$ を利用することで建物分布に相似な空間分布として、

$$Q_M(z) = \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q_m}{\rho C_p} \frac{1}{H_c} \hat{a}\left(\frac{z}{H_c}\right) \frac{\Delta z}{H_c} \quad (14)$$

と書ける。ここで、 Q_m は全人工熱排出量、 Δz は z 方向の差分刻みを示す。

2. 6 地表面熱収支と大気放射

キャノピー層内の大気の長波放射による温度変化のモデルとして、森林キャノピー層で Yamada (1982)と同様な Uchijima(1961)による指数分布モデルを利用した。一方、Open Spaceにおける地表面温度の変化は、地表面熱収支式を Force Restore 法(Bhumralkar, 1975)を用いて解いた。

Table 1 Boundary Equations^{a)}

$u_* = \kappa U(z_1) / \int_{z_0}^{z_1} (\phi_m/z) dz$
$\theta_* = -\kappa [\Theta(z_0) - \Theta(z_1)] / \int_{z_0}^{z_1} (\phi_h/z) dz$
$k(z_1) = C_{m0}^{-1/2} u_*^2$
$\varepsilon(z_1) = \frac{u_*^3}{\kappa z_1} \left(\phi_m - \frac{z_1}{L} \right)$
$\phi_m = 1 + 3.8 z/L \quad z/L > 0$
$\phi_h = 0.88 + 4.5 z/L \quad z/L > 0$

a) C_{m0} represents the value of C_m at the neutral surface layer and L means Monin-Obukhov length.

2. 7 数値計算法

モデル方程式の数値計算には、時間差分として Laasonen による インプリシットスキーム (Richtmyer and Morton, 1967)を利用した。一方、物理変数はFigure 1に示すように各グリッドの中心に配置し、中心差分を利用した。なお、z 方向の拡散項の差分は Patankar(1980)に従った。

3. 結 果

3. 1 初期条件と境界条件

1次元乱流クロージャーモデルを用いて都市境界層の形成機構とその内外の乱流構造を検討する。これは Figure 2 に示すような1次元の気塊が郊外から都市域へと移流していく所謂トラジェクトリー型のモデルである。モデルの計算条件としては、札幌市における都市の水平スケール、建物分布、および、人工熱源の基礎データを利用した。

数値計算の初期・境界条件をTable 2に示す。平均建物高度はこの場合、 $h = 0.61 H_c$ で与えられる。一方、平均排除高さ d 、粗度係数 z_0 は Counihan(1971) により、それぞれ、約 10 m、6 m となる。また、地階の存在を考慮して人工熱 Q_m の 20% は直接地表面を加熱すると仮定した。人工熱強度の水平方向の変化は建物表面積密度 A_t と同様な変化とした。地表面、及び、土壌に関する計算条件は Myrup(1969) に準じた。なお、より精密には、Figure 2 に示す領域について $x-z$ 方向の2次元モデルを適用すべきであるが、外的境界条件を郊外から都心部にかけて徐々に変化させていること、更に、予想される都市境界層の高度が数 10 m 程度と極めて薄いことから、本研究では一次近似として垂直1次元モデルを想定した。

数値計算は、まず郊外に対して混合距離モデルにより計算を開始し、計算開始5時間後に乱流クロージャーモデルに移行し、地表面熱収支は計算開始後12時間目から考慮した(実時間で18:00に相当する)。また、都市域の境界条件への変更は、計算開始後18時間後(同0:00)から与えた。都市域内を通過する際の代表風速

Table 2 Initial and Boundary Conditions^{a)}

1) Initial Meteorological Conditions	
U_g	= 10 m/s
V_g	= 0 m/s
$\partial T/\partial z$	= 0.008 °C/m
f_c	= $9.37 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
T_0	= 277 K
2) Urban Canopy Layer Conditions	
A_t	= 0.05 (0) m^{-1}
ξ	= 0.25 (-)
η	= 0.35 (0) (-)
H_c	= 40 (0) m
C_d	= 0.2
3) Artificial Heat Emission Condition	
Q_m	= 0.076 (0) cal/cm ² /min
4) Open Surface Layer Conditions	
z_0	= 0.01 m

a) () indicates the value at the rural area.

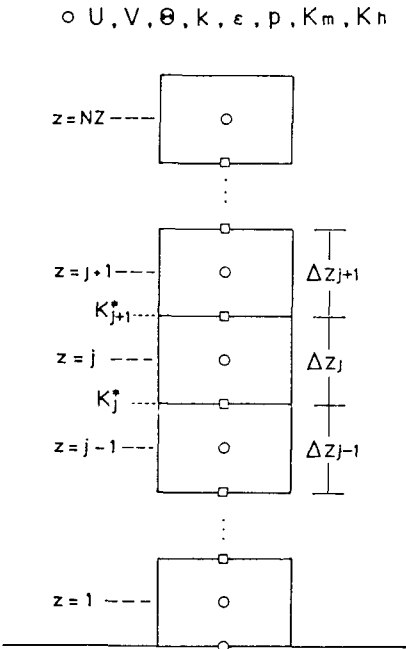


Fig. 1 Grid system used for the numerical simulation

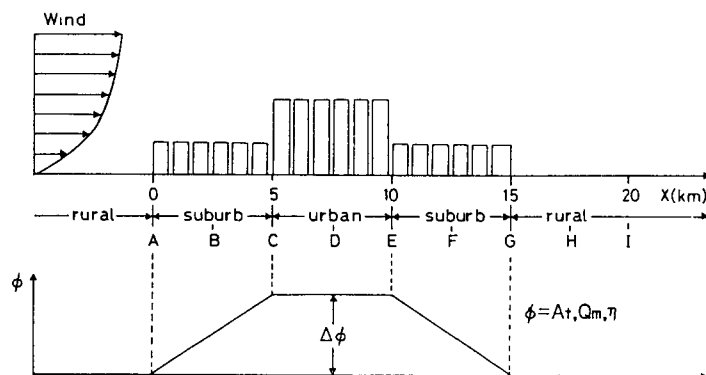


Fig. 2 Horizontal change of the boundary conditions

U_m は、

$$U_m = \frac{1}{H_c} \int_0^{H_c} U(z) dz \quad (15)$$

で計算し、都市域を過ぎる移流距離を算出し、Figure 2 に示した (A)～(I) の地点において平均量と二次の乱流統計量のプロファイルの変化を考えた。

3. 2 都市境界層の乱流構造

以下では都市境界層高度 Z_u を気温のプロファイルが郊外での (A) 地点と一致する高度とし、逆転層高度 Z_n を上空逆転層の出現する高度 (気温勾配 $\Delta T / \Delta z$ が正となる最低高度) として定義する。なお、以下では U は主風向の風速を示すように、計算結果の座標変換を行った。

(A) 平均量プロファイルの変化

Figure 3 に Figure 2 に示した断面に沿っての風速、温度、乱流エネルギー k 、エネルギー消散率 ϵ の変化を示す。この場合、E 地点における都市境界層高度は $Z_u = 120$ m であり、逆転層高度は $Z_n = 47.5$ m である。計算に想定した都市の平均建物高さ h は約 24 m であり、逆転層高度は h の約 2 倍となっている。

都心部では地上風速は増大するが、 Z_u 以下では逆に風速は減少し、都市キャノピー層内の平均風速 U_m は減少する。これは都市キャノピー層内が等温度化するにつれて風速プロファイルは平均化されるが、キャノピー層上部に存在する温度逆転層のため運動量の上空からの運動量の輸送が行われないためである。このような風速の減少域は風下郊外にまで及んでいる。

温度プロファイルは風上郊外では高度 100 m まで温度勾配 $4.0^\circ\text{C} / 100$ m の安定成層が出現しているが、都市域 (E) 地点では、約 50 m まではほぼ等温を示す。また、Figure 3 (b) の斜線の領域は、温度のクロスオーバーの範囲を示している。温度のクロスオーバーの最大値は高度 60 m で約 0.9°C である。一方、地上付近の温度には約 0.8°C の昇温がみられる。また、都市域の風下側には、都市の高温気塊が棚引くように移流して行く様子が見られる。その上部にはクロスオーバー域が明瞭に表れている。これは Clarke (1969) が Cincinnati で観測した結果とよく合致している。

乱流エネルギー k は、郊外から都市域に入ると急激に増大し、その範囲は上空 80 m までに及んでいる。 k の垂直プロファイルは $z = 20$ m 付近にピークを持ち、郊外とは全く異なるパターンを示す。これは都市の建築物により乱流エネルギーが都市キャノピー層内で生成され、それが上空へ拡散するためである。一方、エネルギー消散率 ϵ にも、同様な変化が見られ、図中の点線で示したようにブルーム状のパターンが見られる。Figure 4 には、札幌市における温位プロファイルの観測結果を示す。都心部での逆転層の高度は約 40

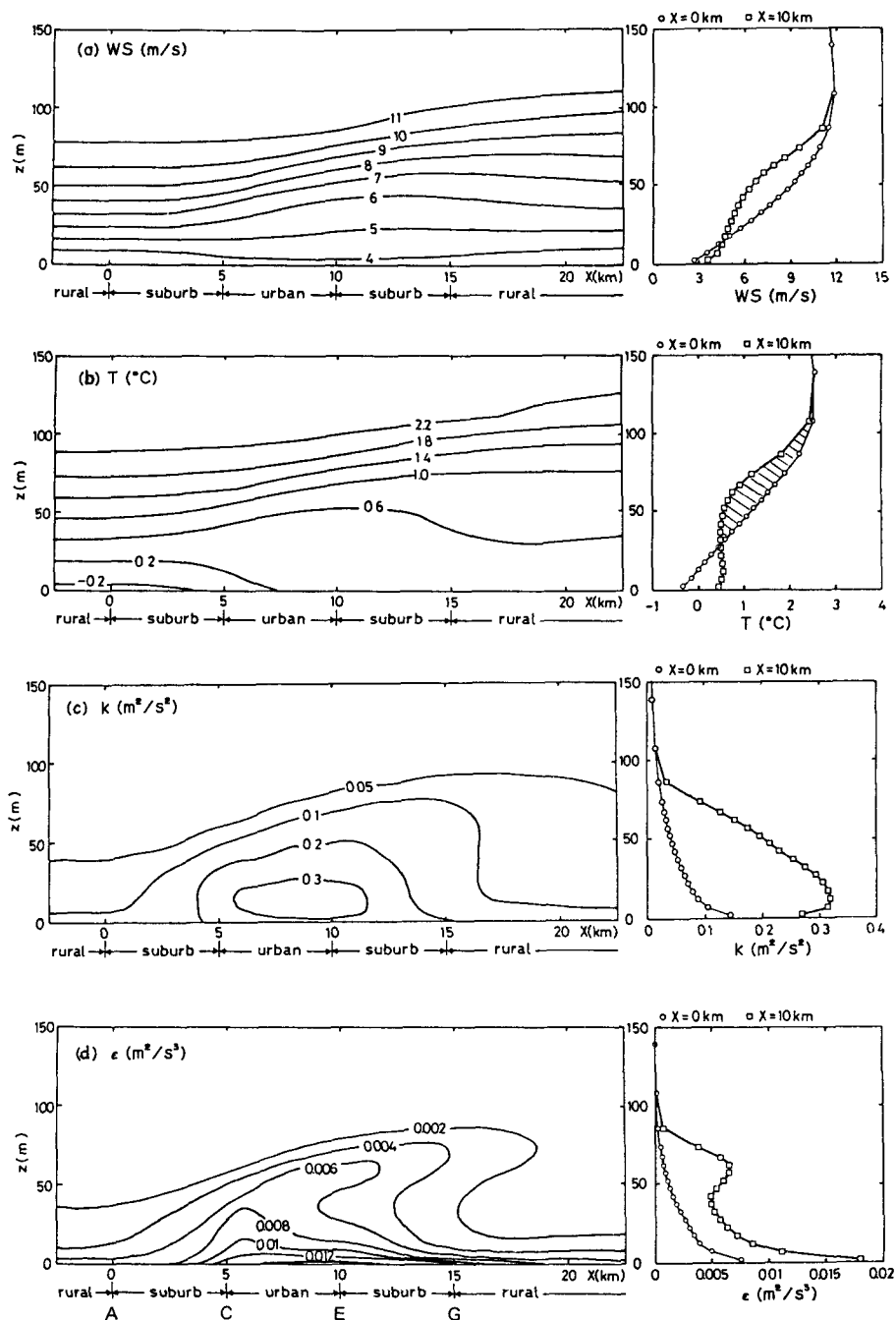


Fig. 3 Calculated profiles of (a) Wind speed(m/s), (b) Temperature(°C), (c) turbulent kinetic energy(m²/s²), (d) energy dissipation rate ϵ (m²/s³)

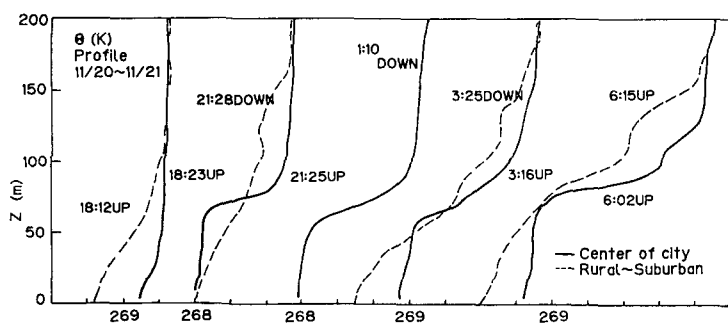


Fig. 4 Observed potential temperature profile at Sapporo on 20-21, Nov. 1984. (Uno et al. 1986). solid line(—) at the urban center, dashed line(---) at the rural-suburban border.

～60 mであり、これはモデル計算の結果と一致している。

(B) 都市境界層内外における二次の乱流統計量

Figure 5に $\langle uw \rangle$ 、 $\langle w\theta \rangle$ の計算結果を示す。レイノルズ応力 $\langle uw \rangle$ は、都心部では高度約 30 mまでその大きさはほぼ一定の値をとる。これは、都心部の都市キャノピー層内は一定フラックスとなることを示している。また、上空逆転層内に入ると急激に減少する。

都心部のE地点では、 $\langle w\theta \rangle$ のプロファイルは上空における逆転層高度付近に負のピークを持つ。そのプロファイルは、逆転層内で、ほぼ一定値をとる。 $\langle w\theta \rangle$ は郊外におけるよりも負の大きな値を示している。これは、顕熱が上空の逆転層から境界層内に輸送されていることをあらわしており、都市のヒート・アイランドの形成に重要な意味を持つと考えられる。また、 $\langle w\theta \rangle$ の上空のピークは郊外から市街地に入るとすぐに出現し、移流距離Xが増すに連れてその高度は徐々に上昇する。

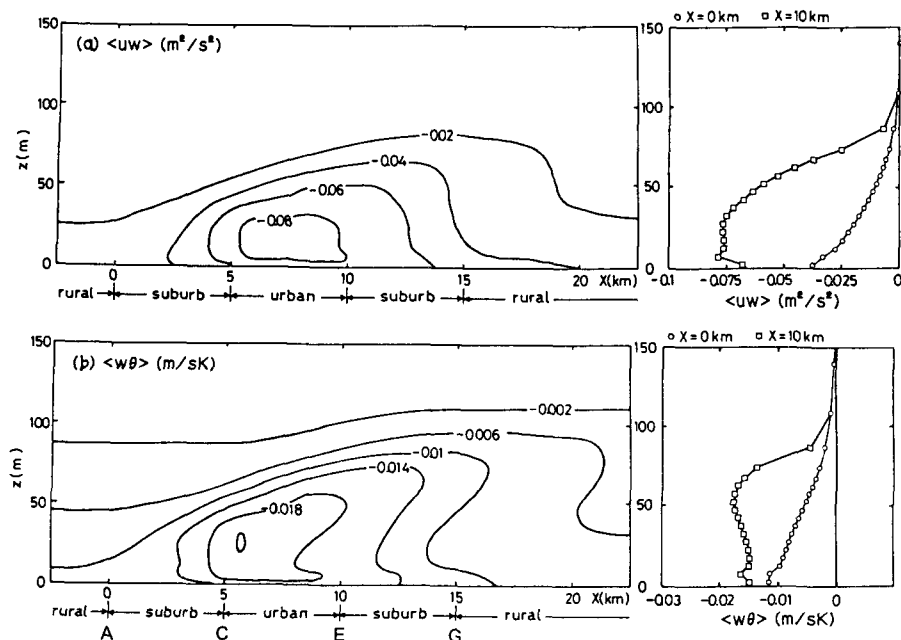


Fig. 5 Calculated profiles of (a) $\langle uw \rangle$, (b) $\langle w\theta \rangle$

Figure 6 には、計算値と実測値の比較を示す。両者はほぼ一致していると考えられる。

Figure 7 には乱流拡散係数の変化を、Figure 8 には無次元化した実測値との比較を示す(図中の K_m は $-\langle uw \rangle / (\partial U / \partial z)$ から、 K_{lm} は Hanna (1968) により σ_w 、 ϵ から、それぞれ観測値をもとに計算した結果である)。 K_m は郊外 (A) 地点では $0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ 程度の極めて小さな値をとる。これに対して、都心部 E 地点では、 K_m は $z = 25 \text{ m}$ 付近で約 $2 \text{ m}^2/\text{s}$ となり、郊外に比較して 10 倍の値をとる、 K_m の垂直プロファイルは、市街地から都心部へはいと急激に増加している。Figure 8 よりモデルの結果はほぼ妥当なものと考えることが出来る。

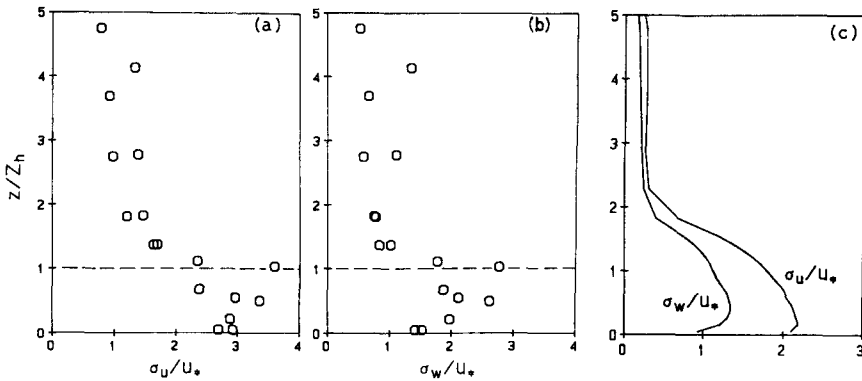


Fig. 6 The vertical profiles of non-dimensional turbulent statistics σ_u and σ_w ; (a), (b) observed, (c) calculated

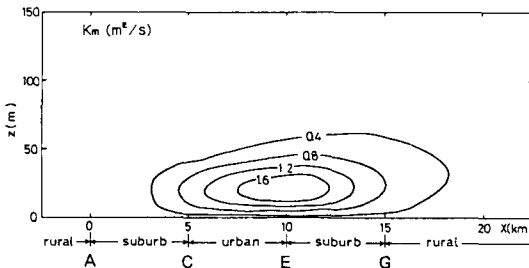


Fig. 7 Calculated profiles of turbulent diffusion coefficient

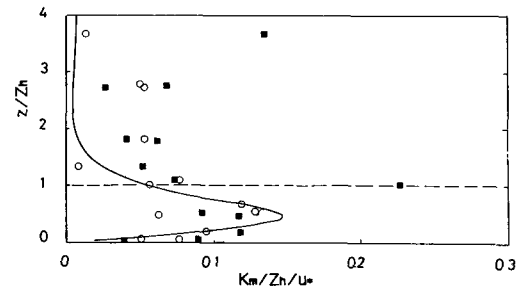


Fig. 8 Non-dimensional profiles of calculated and observed turbulent diffusion coefficient. solid line; calculated, $\circ$; $K_m = -\langle uw \rangle / (\partial U / \partial z)$, $\blacksquare$; $K_{lm} = 0.3 \sigma_w^2 / \epsilon$.

(C) 乱流エネルギー k の収支

都市キャノピー要素を含む乱流エネルギーの収支は式(6)で与えられる。Figure 9 に乱流エネルギー k の収支式の中の、シャー生成項 P 、浮力生成項 G 、消散項 ϵ 、 k の乱流拡散項 T 、 k の都市キャノピー要素による生成項 C (式(6)の最右辺項) のプロファイルを示す(乱流エネルギーの時間変化項 $\partial k / \partial t$ はほぼゼロである)。

地点 A の乱流エネルギーの収支より、郊外では P と ϵ がよくバランスしていることがわかる。これは、Wyngaard and Cote (1971) の平坦地での結果とよく一致している。一方、都心部 (地点 E) では乱流エネルギー収支に占める P と ϵ の関係には大きな変化はないが、都市キャノピー要素の生成項 C の寄与が大きくなる。特に、高度 $10 \sim 25 \text{ m}$ 付近では C の寄与がシャー生成項を上まわっている。これは、逆転層内では $\langle uw \rangle$ はほぼ一定であるが、平均速度勾配 $\partial U / \partial z$ が減少するためである。また、都市域では乱流拡散項 T の効果

が大きい。この図から、都市境界層の中の逆転層高度以下では、 $\epsilon + T$ が $P + C$ とバランスし、逆転層上部では、 P と ϵ でバランスが保たれることがわかる。特に、浮力項 G の絶対値は郊外に比較して都心部ではわずかに増加しているが、これは P 、 ϵ に比較して小さく、都市境界層の形成に占める浮力の効果(すなわち、都市域の人工熱の効果)は支配的なものでないことを示している。

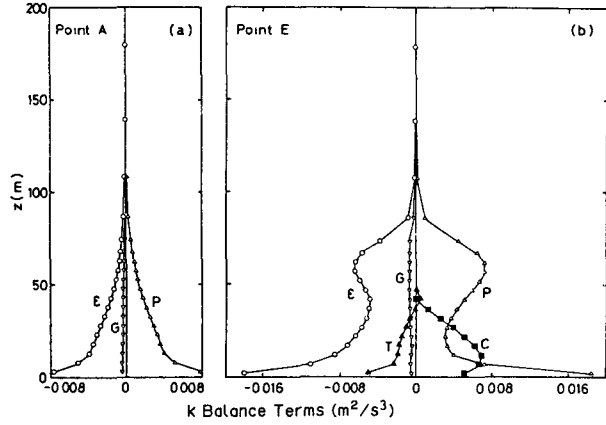


Fig. 9 The turbulent kinetic energy budgets. (a) Point A in upwind rural, (b) Point E in urban site.

3. 3 都市境界層の形成メカニズムの支配因子

都市境界層の形成に対する建物と都市の人工熱の寄与の割合について感度解析を行った。Table 3 に結果を示す。計算は、i) 建物のない条件+人工熱(Rural+ Q_m ; Case 0-2)、ii) 建物のある条件+人工熱(Urban+ Q_m ; Case 3-6) について行った。Figure 10 に計算された温度プロファイル(Case 1-4 のみ)を示す。感度解析の結果、以下の点が明らかにされた。1) 温度 T のプロファイルについては、Case 1~2 にはクロスオーバーはみられない。Case 3~6 には顕著な温度のクロスオーバーがみられる。2) Case 6 は ΔT_{u-r} は最大であるが、Case 3 と比較してそれは 0.18°C にすぎない。Case 3 と Case 6 の温度の相違は人工熱によると考えられる。3) 逆転層高度は、人工熱源を標準条件の2倍としたCase 2においても 10 mであり、都市の建物を考慮した場合の1/4以下である。4) 平均風速はCase 3-6で約 0.1 m/s 程度減少している。このようなわずかな変化は通常の野外観測からは測定により確認することは不可能である。5) Case 3の結果は、都市域における建物の効果が重要であることを端的に示している。上空からの顕熱フラックスはCase 3の場合E地点において上空のピーク値は $-\langle w\theta \rangle = 0.019^\circ\text{C m/s}$ であり、これは $0.035 \text{ cal/cm}^2/\text{min}$ に相当し、人工熱源強度の標準値とした $Q_m (= 0.076 \text{ cal/cm}^2/\text{min})$ の約半分になり、都市の建物により生成される機械的な乱流成分による顕熱量の寄与の重要性を示している。これらの結果から、従来から指摘されている都市上空の温度プロファイルの特徴は人工熱だけでは説明できず、夜間の都市境界層とヒートアイランドの形成には、都市域の建物の効果が重要であることが示された。

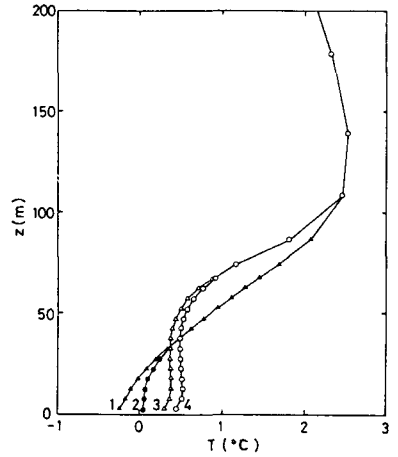


Fig. 10 Temperature profile at the center of urban area for the change of urban building intensity and the artificial heat emissions. Numbers in Fig. indicate the case shown in Table 3

Table 3 Results of Sensitivity Analysis

Case	Contents ^{a)}	u^* m/s	L m	U_m m/s	Z_h m	ΔT_{u-r} °C
0	Rural + $Q_m=0$	0.186	4.2	4.19	0	0
1	Rural + $Q_m=0.076$	0.193	78.7	4.18	0	0.09
2	Rural + $Q_m=0.152$	0.201	285.1	4.14	10.0	0.82
3	Urban + $Q_m=0$	0.254	87.1	4.05	42.5	0.63
4	Urban + $Q_m=0.038$	0.254	84.1	4.06	47.5	0.70
5	Urban + $Q_m=0.076$	0.255	81.4	4.07	47.5	0.78
6	Urban + $Q_m=0.152$	0.256	76.6	4.08	52.5	0.81

a) Rural indicates the condition of no urban building and Urban for the condition of urban buildings.

4. 結 言

都市域の乱流特性を再現するための都市キャノピー層を含む乱流モデルを示した。乱流モデルは、都市キャノピー層を都市域の建築物による抵抗係数の概念によりモデル化し、大気境界層の全高度で適用可能なモデルである。本研究の乱流モデルは、1) 圧力変形項モデルにもとづき無次元シャー関数を与え、境界条件を精密化したこと、2) 都市における建物表面積密度の概念を与えたこと、3) 都市キャノピー要素を含む k 、 ϵ 方程式を定式化したこと、の特徴を有している。

さらに、本モデルを利用して夜間の都市域の乱流構造を明らかにした。数値シミュレーションモデルの計算条件としては札幌市の中心部での基礎データを利用した。シミュレーションと観測結果から以下のことが明らかにされた。

- 1) 都市域における上空逆転層は、人工熱源が全くない場合にも出現し、また、都市域では、平均建物高さの2～3倍まで等温層が形成される(札幌市の中心部では40～60 m程度になる)。
- 2) 都市域では、平均風速は郊外に比較してわずかに減少するが、乱流エネルギー k 、エネルギー消散率 ϵ 、は増大し、乱流拡散係数 K_m が大きくなる。
- 3) 都市域では運動量フラックス $\langle uw \rangle$ は上空逆転層高度以下ではほぼ一定値であり、それ以上では急激に減少する。
- 4) 顕熱フラックス $\langle w\theta \rangle$ は上空において負のピークを持ち、そのオーダーは $\langle uw \rangle$ と同様に増大する。特に、 $\langle w\theta \rangle$ の上空におけるマイナスのピークは、逆転層上部からの顕熱の下向きの輸送を意味し、都市域の高温化のメカニズムとして作用し、このことは上空からの顕熱輸送が都市のヒート・アイランドのモデル化に重要な意味を持つ。
- 5) 乱流エネルギー k の収支に関する考察から、都市域の逆転層高度以下ではシャー生成項+都市の建物による生成項がエネルギー消散率+乱流拡散項とバランスし、浮力による生成項の寄与は極めて小さく、都市の熱的要因の都市境界層形成に占める効果は小さい。

これらの結果から、都市域の熱収支には建物粗度に起因する機械的な乱流により、郊外で形成された接地逆転層が崩壊し、逆転層上部からの顕熱がエントレーメントされる効果が重要であり、このことが夜間から早朝にかけての都市境界層の形成と都市域のヒートアイランド現象の出現に大きく寄与することが明らかにされた。

参考文献

- Bhumralkar, C. M. (1975): Numerical experiments on the computation of ground surface temperature in atmospheric general circulation model, *J. Appl. Meteorol.*, **14**, 1246-1258.
- Blackadar, A. K. (1963): The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095-3102.

- Bornstein, R. D. (1968): Observations of urban heat island in New York City, *J. Appl. Meteorol.*, 575-581.
- Businger, J. A. (1982): Equations and concepts, *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modeling* (ed. Nieuwstadt, F. T. M. and von Dop, H.), Reidel Pub. 1-36.
- Clarke, J. F. (1969): Nocturnal urban boundary layer over Cincinnati, Ohio. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 582-589.
- Counihan, J. (1971): Wind tunnel determination of the roughness length as a function of fetch and roughness density of three-dimensional roughness element. *Atmos. Environ.*, **5**, 637-642.
- Counihan, J. (1975): Adiabatic atmospheric boundary layers: a review and analysis of data from the period 1880-1972. *Atmos. Environ.*, **9**, 871-905.
- Gibson, M. M. and Launder, B. E. (1978): Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, *J. Fluid Mech.*, **52**, 609-638.
- Gutman, D. P. and Torrance, K. E. (1975): Response of the urban boundary layer to heat island addition and surface roughness. *Boundary-Layer Meteorol.*, **9**, 217-233.
- Hanna, S. R. (1968): A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of the vertical velocity spectrum. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1026-1033.
- Kondo, J. and Akashi, S. (1976): Numerical studies on the two-dimensional flow in horizontally homogenous canopy layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, **10**, 255-272.
- Myrup, L. O. (1969): A numerical model on the urban heat island. *J. Appl. Meteorol.*, **8**, 908-918. A corrigendum. *J. Appl. Meteorol.*, **9**, 541.
- Oke, T. R. (1978): *Boundary Layer Climates*, Methuen & Co. Ltd.
- Patankar, S. V. (1980): *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere publishing Co. (邦訳: コンピューターによる熱移動と流れの数値解析、森北出版)
- Richmyer, R. D. and Morton, K. W. (1967): *Difference Methods for Initial-Value Problems*. InterScience Publisher.
- Rodi, W. (1980): *Turbulence models and their application in hydraulics - A state of art review -*, International Association for Hydraulic Research.
- Rodi, W. (1985): Calculation of stably stratified shear-layer flows with a buoyancy - Extended k- ϵ turbulence model, *Turbulence and Diffusion in Stable Environments* (ed. J. C. R. Hunt), Oxford Univ. Press.
- Sawai, T. (1978): Formation of the urban air mass and associated local circulation. *J. Meteorol. Soc. Japan.*, **56**, 159-174.
- Uchijima, Z. (1961): *Bull. Nat. Inst. Agric. Sci.*, **A8**, 243-265.
- 鵜野伊津志 (1986): 都市域の気象特性、文部省『環境科学』研究報告書 B-296, R15-1, 27-64
- Uno, I., Wakamatsu, S., Ueda, H. and Nakamura, A. (1986): Observational study of the nocturnal urban boundary layer. *Proc. 7th World Clean Air Congress*, Sydney, Australia.
- Wyngaard, J. C. and Cote, O. R. (1971): The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190-201.
- Yamada, T. (1982): A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy. *J. Meteorol. Soc. Japan.*, **60**, 439-454.
- Yu, T. W. and Wagner, N. K. (1975): Numerical study of the nocturnal urban boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **9**, 143-162.