

(25) 都市のヒートアイランド現象に
及ぼす地形と平均風の効果

EFFECTS OF TOPOGRAPHY AND A GENERAL WIND ON HEAT ISLAND CONVECTION

中井正則, 玉井信行, 福濱方哉
Masanori NAKAI, Nobuyuki TAMAI and Masaya FUKUHAMA

ABSTRACT; Effects of topography and a general wind on heat island convection over an urban area is theoretically investigated. In a theory, thermal convection generated by horizontal temperature difference in a stably stratified fluid is formulated using the momentum and the thermodynamic equations. The theory is extended to the applicable form for convection on a arbitrary boundary by means of a coordinate transformation and the perturbation technique. As a result, it is found that topography and a general wind play important roles in the deformation of convection cells, and that especially topographical effects hasten the heat island phenomenon. Also, the interaction between these two factors is not so strong in the range of small densimetric Froude number.

KEYWORDS; Heat island, Thermal convection, Topographical effect, General wind

1. まえがき

近年の都市開発にともない、熱汚染という新しい環境問題が発生してきている。この現象は人為的な熱発生量の増大、舗装による路面温度の上昇、炭酸ガスの温室効果などが複合的に作用して生じる都市大気の高温化現象であり、気象学の分野でヒートアイランド現象と呼ばれている。(Fig.1参照) しかしながら、この現象の影響の範囲と程度を考えると、必ずしも気象学のみの問題としてではなく、環境工学、土木工学、生態学などの理学および工学の広い範囲にまたがった問題としてとらえられるべきである。

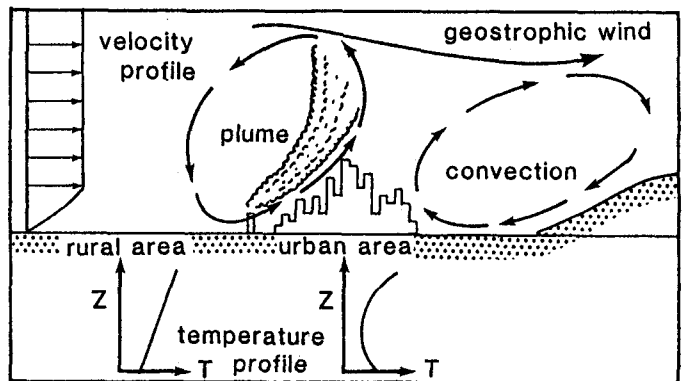


Fig.1 Heat island convection

* 東京大学工学部土木工学科 Department of Civil Engineering, University of Tokyo

** 東京大学大学院土木工学専攻 Postgraduate Student, University of Tokyo

ヒートアイランド現象に対するアプローチは現在までに、観測、数値計算を中心として数多くなされてきている。^{1)~5)}しかし、研究の主眼は大気温度および風の場の構造を調べることに置かれており、力学的アプローチはあまりない。

一方、ヒートアイランド現象の物理的解釈は水平温度勾配に基づく熱対流現象である。すなわち、この問題の本質を理解するためには現象を支配する大気対流の特徴とその物理的なメカニズムについて知る必要がある。それにもかかわらず、これについて詳しく調べた研究は数少ない。これは大気対流に影響を与える要因が多く、このことが現象を非常に複雑なものにしていることに起因している。

以上の点を踏まえて、本研究ではヒートアイランド現象に影響を与える要因として地形と平均風の2つを選び、これらが現象に及ぼす効果について、その特性と程度を流体力学的な手法を用いて理論的に解明したものである。

2. 理論

2.1 問題の定式化

本研究で対象とするのは、2次元定常の安定成層系を下方より局所的に加熱した場合である。流れ場の座標系はFig.2に示すとおりである。この座標系に対して、次式で示す基礎方程式系が成立する。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_t \nabla^2 u \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_t \nabla^2 w + \alpha g (T - T_E) \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa_t \nabla^2 T \quad (4)$$

ここで、諸量につけた*は次元量を示しており、各々は u 、 w 、 x 、 z 方向の流速、 p ：圧力、 α ：熱膨張係数、 g ：重力加速度、 ρ ：密度、 ν_t 、 κ_t ：渦動粘性係数および渦動拡散係数、 T ：温度、 T_E ：基本場の温度であり、 T_E についてはFig.3で示されるような直線分布を採用した。なお、本研究では乱流熱対流を対象としているが、解析の簡便さを考えてここでは ν_t 、 κ_t を定数とした。また、これらの比で定義される乱流プラントル数については、実際の現象を考慮して1程度の場合に限った。以上の方程式系に対して以下で示される境界条件を設定した。

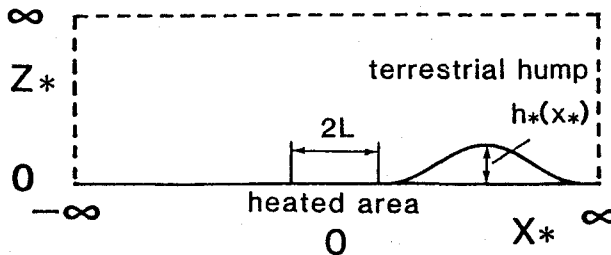


Fig.2 Coordinate system

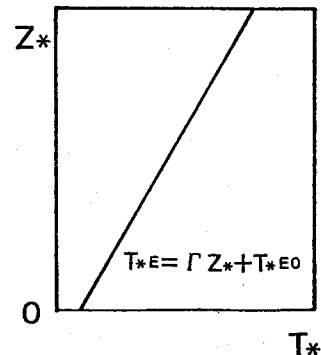


Fig.3 Vertical temperature profile in basic state

$$x = \infty, -\infty : \quad T - T_\infty = 0 \quad (5)$$

$$z = h(x) : \quad T - T_\infty = f(x) \quad (6)$$

$$u = 0 \quad (7)$$

$$w = 0 \quad (8)$$

$$z = \infty : \quad T - T_\infty = 0 \quad (9)$$

$$u = 0 \quad (10)$$

$$w = 0 \quad (11)$$

ここで、 $h(x)$ 、 $f(x)$ は下部境界の位置およびそこの温度偏差の分布であり、ともに任意に設定できる。

2.2 流れ関数-渦度法

つぎに、式(1)、(2)から圧力勾配項を消去して渦度輸送方程式を誘導する。すなわち、 η を渦度として次式を得る。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + w \frac{\partial \eta}{\partial z} = -\alpha g \frac{\partial T}{\partial x} + \nu \nabla^2 \eta \quad (12)$$

式(12)、(4)に対して次式で定義される流れ関数 ψ 、温度の基本場からの偏差 θ を導入する。

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (13)$$

$$\theta = T - T_\infty \quad (14)$$

式(13)、(14)を式(12)、(4)へ代入して各々次式を得る。なお、ここでは定常状態を考えているので、以下では時間微分項を省略する。

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \psi}{\partial x \partial z^2} \right) - \frac{\partial \psi}{\partial x} \left(\frac{\partial^3 \psi}{\partial x^2 \partial z} + \frac{\partial^3 \psi}{\partial z^3} \right) = -\alpha g \frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu \nabla^2 \eta \quad (15)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \Gamma \frac{\partial \psi}{\partial x} = \kappa \nabla^2 \theta \quad (16)$$

ここで、流れ関数を次式のように平均流成分 Ψ と加熱による対流成分 ψ' に分ける。

$$\psi = \Psi + \psi' \quad (17)$$

平均流成分には次式で示す下部境界に平行な一様風を仮定した。

$$\Psi = U_0 (z - h(x)) \quad (18)$$

2.3 座標変換

任意の地形に対して解析可能にするために次式で表される座標変換を行う。

$$x' = x \quad (19)$$

$$z' = z - h(x) \quad (20)$$

式(19), (20)を式(15), (16)へ代入して最終的に次式を得る.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \psi'}{\partial z'} \left(\frac{\partial^3 \psi'}{\partial x'^3} + \frac{\partial^3 \psi'}{\partial x' \partial z'^2} \right) - \frac{\partial \psi'}{\partial x'} \left(\frac{\partial^3 \psi'}{\partial x'^2 \partial z'} + \frac{\partial^3 \psi'}{\partial z'^3} \right) \\ & + U_0 \left(\frac{\partial^3 \psi'}{\partial x'^3} + \frac{\partial^3 \psi'}{\partial x' \partial z'^2} \right) - (U_0^2 + U_0 \frac{\partial^3 \psi'}{\partial z'^3}) \frac{d^3 h}{dx'^3} \\ & = -\alpha g \frac{\partial \theta}{\partial x'} + \nu \nabla'^2 \eta - \nu U_0 \frac{d^4 h}{dx'^4} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\frac{\partial \psi'}{\partial z'} \frac{\partial \theta}{\partial x'} - \frac{\partial \psi'}{\partial x'} \frac{\partial \theta}{\partial z'} + \Gamma \frac{\partial \psi'}{\partial x'} + U_0 \frac{\partial \theta}{\partial x'} + U_0 \frac{dh}{dx'} \frac{\partial \theta}{\partial z'} + U_0 \Gamma \frac{dh}{dx'} = \kappa \nabla' \theta. \quad (22)$$

ここで, ∇' はラプラシアン座標変換されたものである.

2.4 摂動展開

基礎方程式(21), (22)に対して次式で示すようなスケーリングを行う.

$$\psi' = (\alpha g / \Gamma)^{1/2} \Delta T \delta \psi' \quad (23) \quad \theta' = \Delta T \theta \quad (24)$$

$$x' = L x \quad (25) \quad z' = \delta \xi \quad (26)$$

$$h' = H h \quad (27) \quad A = H / \delta \quad (28)$$

ここで, ΔT は最大加熱強さ, L , δ は各々水平および鉛直長さスケール, H は起伏の最大高低差である. 式(23)-(28)を式(21), (22)に代入し, 式(28)で示されるパラメーター A で ψ' , θ を次式のように展開する.

$$\psi' = \psi'_0 + A \psi'_1 \quad (29)$$

$$\theta = \theta_0 + A \theta_1 \quad (30)$$

(A)⁰, (A)¹のオーダーに関して各々次式を得る.

(A)⁰

$$\frac{\partial^2 \psi'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^6 \psi'_0}{\partial \xi^6} - 2 Fd \frac{\partial^5 \psi'_0}{\partial x \partial \xi^4} + Fd^2 \frac{\partial^4 \psi'_0}{\partial x^2 \partial \xi^2} = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^6 \theta_0}{\partial \xi^6} - 2 Fd \frac{\partial^5 \theta_0}{\partial x \partial \xi^4} + Fd^2 \frac{\partial^4 \theta_0}{\partial x^2 \partial \xi^2} = 0 \quad (32)$$

(A)¹

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \psi'_1}{\partial x'^2} + \frac{\partial^6 \psi'_1}{\partial \xi^6} - 2 Fd \frac{\partial^5 \psi'_1}{\partial x \partial \xi^4} + Fd^2 \frac{\partial^4 \psi'_1}{\partial x^2 \partial \xi^2} \\ & = 2 \frac{dh}{dx} \frac{\partial^2 \psi'_0}{\partial x \partial \xi} + \frac{d^2 h}{dx^2} \left(\frac{\partial \psi'_0}{\partial \xi} + Fd \frac{\partial \theta_0}{\partial \xi} + S Fd \right) \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial x'^2} + \frac{\partial^6 \theta_1}{\partial \xi^6} - 2 Fd \frac{\partial^5 \theta_1}{\partial x \partial \xi^4} + Fd^2 \frac{\partial^4 \theta_1}{\partial x^2 \partial \xi^2} \\ & = 2 \frac{dh}{dx} \frac{\partial^2 \theta_0}{\partial x \partial \xi} + \frac{d^2 h}{dx^2} \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial \xi} - Fd \frac{\partial^3 \psi'_0}{\partial \xi^3} \right) \end{aligned} \quad (34)$$

ここで, $Fd = U_0(\alpha g \Gamma)^{-1/2} / \delta$ は密度フルード数, $S = \Gamma \delta / \Delta T$ である. 方程式(31)-(34)はフーリエ変換を用いて解くことが可能であるが, 解法の詳細については紙面の関係上ここでは省略する.

3. 結果

以上の解析より得られた結果について述べる. Table1に解析条件を示す. 本解析では地形の効果として,

都市が盆地内にある場合を扱った。最初に、流れ場の特性について述べる。Fig.4はRUN1-4の流線図である。同図においてハッチで示した部分が $-0.04 < \psi < 0.04$ に対する対流セルの部分を示しており、対流セルの主要な部分を表していると考えられる。同図より、平均風がない場合には対流セルは一對の形で形成されるが、平均風が強くなるにつれて非対称な形に歪められ、さらに、平均風が強くなり、 $Fd = 2$ 程度になると、風下側の対流セルは消滅することがわかる。また、地形のくぼみの効果は $Fd = 0, 2$ のいずれのケースにおいても対流セルのアスペクト比を小さくする方向に作用することがわかる。特に、平均風がない場合の対流セルの形状変化は非常に大きい。このことは加熱域上層により高温の空気が集中することを示唆している。

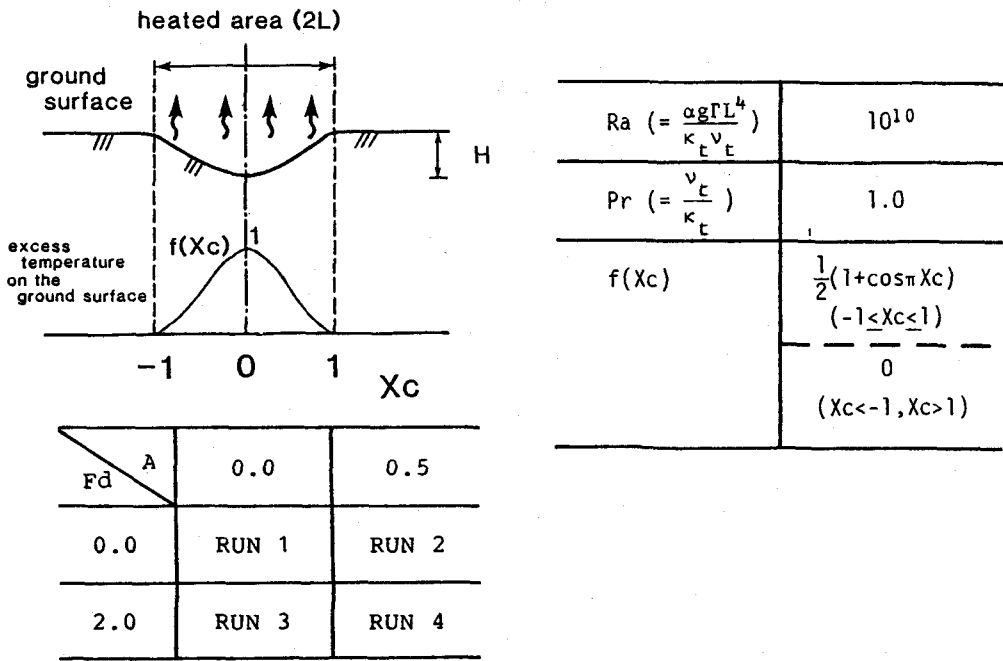
つぎに、基本場からの温度上昇分に関する結果について述べる。Fig.5に加熱域中心部の温度上昇分の鉛直分布を示す。同図においてRUN1とRUN3の結果を較べることにより、平均風は温度分布に大きく影響を与え、熱境界層厚さを薄くする方向に作用することがわかる。これはFig.4からもわかるように、対流セルが平均風によって風下側に移流され、加熱中心と対流セルの中心がずれることによっている。また、 $Fd = 0, 2$ のいずれのケースにおいても地形の効果は温度を上昇させるはたらきをすることがわかる。

なお、本研究は財団法人鹿島学術振興財団研究助成金により行われた。

参考文献

1) Bornstein, R.D. (1968): J. Appl. Meteorol., Vol. 7, pp.575-582.
 2) Clarke, J.F. (1969): Mon. Weather Rev., Vol. 97, pp. 582-589.
 3) Estoque, M.A. & Bhumralkar, C.M. (1969): Mon. Weather Rev., Vol. 97, pp.850-859.
 4) OKe, T.R. & East, C. (1971): Boundary-Layer Meteorol., Vol. 1, pp.411-437.
 5) Sawai, T. (1975): J. Meteorol. Soc. Japan, Vol. 56, pp.159-174.

Table1 Condition in analysis



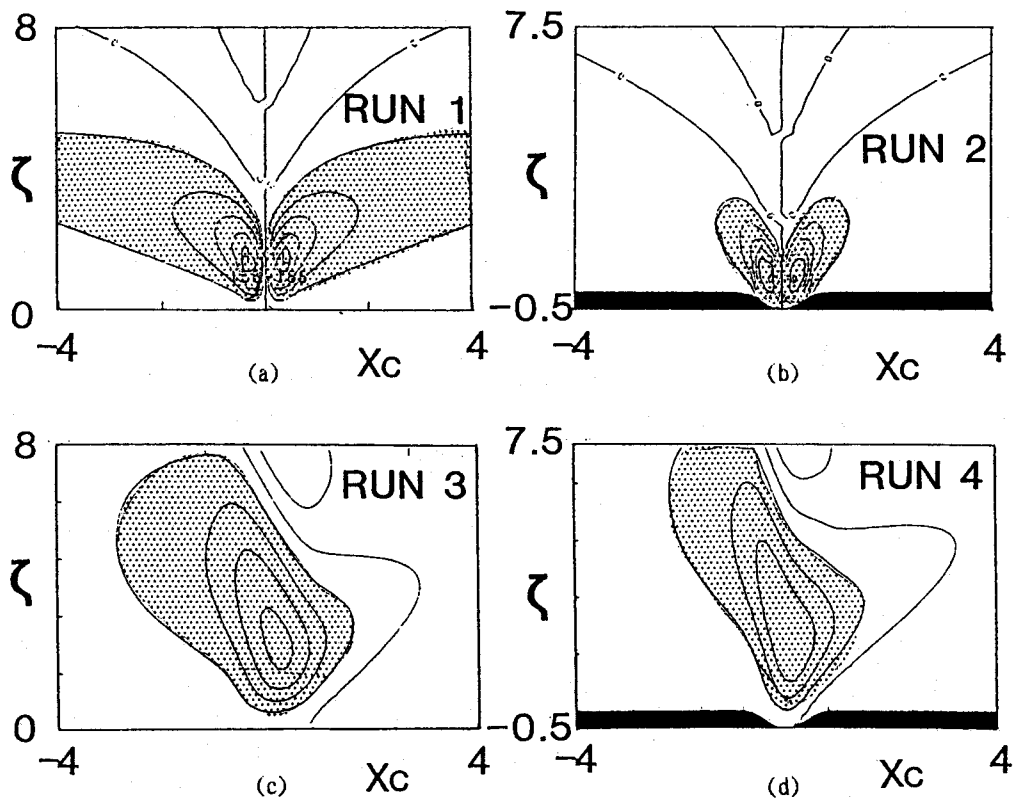


Fig.4 Streamlines

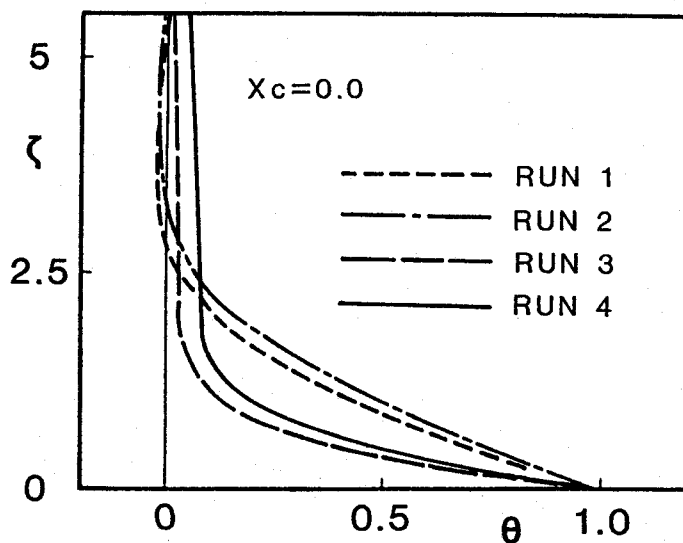


Fig.5 Vertical profile of temperature excess