

数値実験による都市気象の研究

曲田光夫・西田圭子

気象庁気象研究所

On the Study of Urban Effects on the Air Temperature and Wind by the Numerical Experiments

By

Mitsuo Magata and Keiko Nishida

Meteorological Research Institute, Tokyo

Abstract

The urban meteorology is characterized by a covering status of the urban surface. Buildings in a city have an effect on wind profile and complicate the structure of the boundary layer over the city. On the other hand, thermal structure of an urban surface is different from that of the surrounding area and has an effect on the urban temperature. In the strong wind over the city, maximum wind velocity appears at around 100-m height. It is well-known, from points of view of both diurnal and secular variations, that urban temperature becomes higher than that of the surrounding area. In order to clarify mechanism of these phenomena, several numerical experiments were made by taking the turbulent effect of urban buildings and the thermal effect of urban surface into account, and some characteristic results were obtained. But there are many unsolved problems in the numerical calculation technique and the physical structure of the boundary layer. Therefore, our numerical experiments have not sufficiently succeeded.

1 まえがき

都市は地球上にあって、特有な地表被覆状態もっている。すなわち、建造物が密集し、そこで人間生活が営まれている。そのために風に対する地表摩擦が変わり、周囲と熱的特性が異なるために、地表における熱収支が変化し、都市上空における気温分布が周囲と異なってくる。また工場の煤煙、自動車の排気ガス等によって都市上空の大気が汚染され、その汚染物質が日射や放射に影響を与え、都市の気温変化をもたらし。気温の変化がまた風に影響するのは勿論である。ここでは都市気象として、都市の被覆状態が気象に及ぼす力

学的、熱力学的効果と大気汚染質による日射、放射の収支への影響などを問題にすることにする。個々の建造物のまわりの風も都市気象の問題であるが、ここではこの問題にはふれない。以上の問題については、気象学的には観測資料の不足、境界層や放射過程について不明な点が多いことなどのために、厳密な取り扱いは今のところできない。都市上空の不規則な建造物による乱れに対して、乱流理論を適用して考えると、いわゆる粗度定数が 1 m/s 以上にもなることが知られている。乱流理論の適用の当否は厳密には不明であるが、ここでは都市の不規則な建造物の効果を粗度定数に

よって表現することにする。都市における地表の被覆状態は極めて複雑で、その熱的効果を設定するのは困難であるために、いろいろの仮定の下で議論をすゝめるしかない。また日射や放射に大きく影響するのは、大気中の汚染質と並んで雲の効果が極めて大きい。これらの効果は太陽から来る日射を遮えぎり、地表の放射収支を制禦する。これについても厳密な取り扱いには困難なので、簡単な仮定から出発する。

以上のような力学的、熱的条件を考慮して運動方程式、熱力学方程式等の系を数値積分することによって、都市気象に関する現象をモデル的に再現しようというのが数値実験である。電子計算機の発展によって、このような数値実験が可能になったわけであるが、たとえば、東京付近の気象状態をかなりの程度、実況に即したような数値実験を行なうには、莫大な計算量を要し、現状では困難である。勿論、困難は単に計算時間の不足だけの問題ではなく、さきに述べた力学的、熱力学的条件、境界条件、山や海陸分布など地形の取り扱い、計算誤差の問題等多くの難点がある。こゝでは実況に即した三次元的な数値実験を行なう代りに、垂直二次元面内で、主要な問題点について定性的な解決を与えるような数値実験を行なった。

2 都市気象の特性

都市気象の中で最も顕著な現象は都市域における気温の上昇である。多くの観測によれば、いわゆる heat island と呼ばれているように、都市域では周囲に比べて高温になっており、この傾向は最低気温の現われる早朝に強く、都市内外の気温差が 10°C 以上に及ぶことがある。このような気温上昇の原因として考えられるものは、都市の被覆物質である建造物等の熱的性質の差異と大気汚染質による放射効果の変動である。都市域での汚染質の増加は郊外に比べて 10 倍以上にも達すると考えられており、それによって日射量は減少し、放射収支にも大きな影響を与えることになる。また、建造物の密集しているところ程温度が高いという観測事実があり、都市域の被覆状態が温度分布に深い関係があることは明らかである。しかしながら、放射過程や地表状態の熱的特性を明らかにし、さらに熱の乱流輸送等を考慮に入れて、温度構造を厳密な物理法則によって説明することは困難であるので、こゝでは、つぎのような

簡単な仮定の下で気温分布を求めて見た。地表状態は水平方向に一様であるとし、気温 T は時間 t と垂直座標 z のみによつたとし、熱は拡散係数 K によつて上方に運ばれるとすると、気温 T についてはつぎの方程式が成り立つ。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (z \geq 0) \quad (1)$$

また地中温度 T_g については、熱伝導率を K_g とすれば、

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = K_g \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} \quad (z < 0) \quad (2)$$

が成り立つと考えられる。地表面における条件として、

$$(T)_{z=0} = (T_g)_{z=0} \quad (3)$$

は気温と地中温度の連続性を表わすものである。さらに日射によつて地表の受ける熱量 S は、放射によつて失われるもの、地中に伝導されるもの、乱流輸送によつて大気中に運ばれるものとに分けられるが、この関係を地表における条件として書けば、

$$(S - h(T - C) - c_g \rho_g K_g \frac{\partial T_g}{\partial z} + c_p \rho K \frac{\partial T}{\partial z})_{z=0} = 0 \quad (4)$$

こゝに、 h 、 c は適当な常数で $h(T - C)$ は地表からの放射を表わし、 c_g は地面の比熱、 c_p は空気の定圧比熱、 ρ_g 、 ρ は夫々地面、大気の密度で、第三項、第四項は夫々、地中伝導、乱流輸送を表わす。(3)、(4) の条件の下で(1)、(2)の解を数値的に解く問題は曲田(1965)が論じている。Lönqvist(1962)は日射 S をつぎのような時間のフーリエ級数に展開した。

$$S = b_0 + \sum_{n=1}^N (b_n \cos n\omega t + c_n \sin n\omega t) \quad (5)$$

こゝに ω は地球の回転速度を表わす。(5)を用いて条件(3)、(4)の下で、(1)、(2)の解を求めると、

$$T = \frac{b_0 + hC}{h} - \sum_{n=1}^N \frac{\exp(-\sqrt{\frac{n\omega}{2K}} z)}{\sqrt{(\alpha_n + h)^2 + \alpha_n^2}} \left\{ b_n \cos(n\omega t + \sqrt{\frac{n\omega}{2K}} z - \delta_n) + c_n \sin(n\omega t + \sqrt{\frac{n\omega}{2K}} z - \delta_n) \right\}$$

$$T_g = \frac{b_0 + hC}{h} - \sum_{n=1}^N \frac{\exp(\sqrt{\frac{n\omega}{2K_g}} z)}{\sqrt{(\alpha_n + h)^2 + \alpha_n^2}}$$

$$\{ b_n \cos(n\omega t + \sqrt{\frac{n\omega}{2K_g}} z - \delta_n) + c_n \sin(n\omega t + \sqrt{\frac{n\omega}{2K_g}} z - \delta_n) \}$$

ここで $\tan \delta_n = \frac{\alpha_n}{\alpha_n + h}$

$$\alpha_n = c_p \rho \sqrt{\frac{kn\omega}{2}} + c_g \rho g \sqrt{\frac{K_g n\omega}{2}}$$

(6)

上の解から、地表温度 (T) $z=0$ は

$$(T)_{z=0} = \frac{b_0 + hC}{h} - \sum_{n=1}^N \frac{1}{\sqrt{(\alpha_n + h)^2 + \alpha_n^2}}$$

$$\{ b_n \cos(n\omega t - \delta_n) + c_n \sin(n\omega t - \delta_n) \}$$

(7)

(7)式は地表温度の日変化を与える式になるが、(6)式は日射、放射、地面の性質、大気の拡散係数等との関連を表わしている。これから分かることとして、

- i) 日平均気温は日射、放射によって決まる。
- ii) 日変化の振巾は、熱容量や拡散係数が大きい程小さく、日射量の振巾が大きい程大きい。
- iii) 長波放射の大きさは気温の日変化の振巾には無関係で日平均値と最高、最低気温の起時に関係する。

図-1は(1)、(2)を条件(3)、(4)の下で、数値積分することによって求めた気温分布である。その際 $(K)_{z=0} = 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 地面に対して $c_g \rho g = 0.57 \text{ cal/cm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$, $K_g = 0.005 \text{ cm}^2/\text{sec}$, 放射に対して $h = 0.002 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$, $C = -60^\circ\text{C}$ とし、日射量 S の値としてつぎのような値を用いた。

図-2の(i)は図-1の地表の気温分布であり、(ii)は日平均値を変えないで振巾を小さくした場合、(iii)は日平均値も大きくなった場合である。都市域における heat island が早朝に顕著に現われる

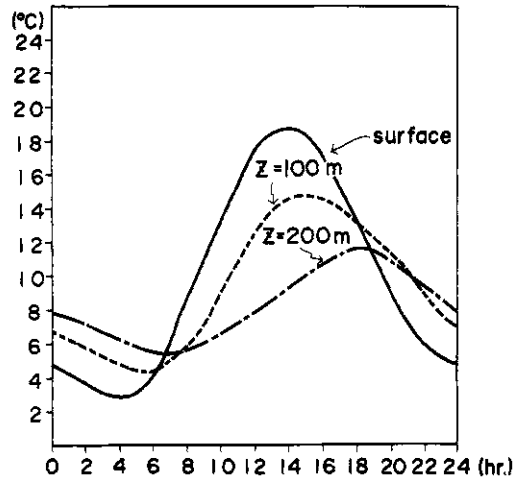


図-1 数値実験によって求めた気温の日変化

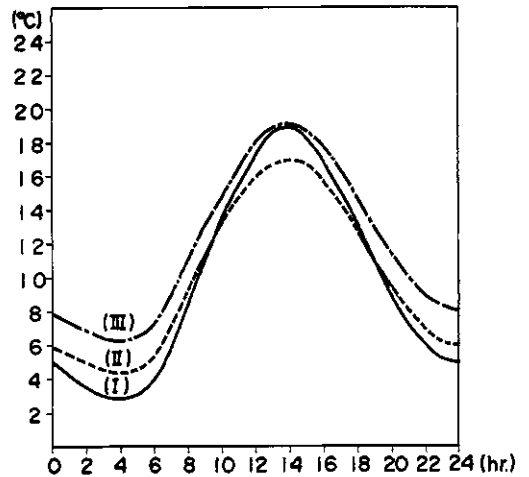


図-2 数値実験によって求めた気温の日変化。

(i)は図-1の地表の気温分布。(ii)は平均気温は(i)と同じで振巾が小さい場合。(iii)は平均気温は(ii)より大きく、振巾は同じ場合。

ということは、図-2で云えば、(i)が郊外の気温に、(ii)が都市域の気温に対応するものと考えられることができる。すなわち、都市域の気温は、日射、放射の効果として日平均気温が上り、地面の性質や拡散係数の影響によって、振巾が減少する。

都市気象のもう一つの問題は、風に及ぼす都市域の地表面粗度の効果である。一般に都市域では堤、荒川(1967)が示したように、地上数拾m~百数拾mの高さで風速の極大を示すことが知られている。そして風が弱い場合には、風速極大層の高さが高く、風速が増すにつれて低くなる。こ

のような現象については、その機構がよく分かっていないが、地表の建造物による凹凸が大きく効いていることと、都市域での高温による気流が影響しているようである。これらについては、後に数値実験によって検討するが、風速極大層の存在については充分説明できない。

なお、都市域では雨量や雲量が5~10%多いと云われているが、これについては、さらに精密な検討が必要である。

3 地表面粗度の効果に関する数値実験

都市気象の問題は主として、エクマン境界層内の現象であり、こゝでの運動を支配する最も基本的な要素は、気圧傾度力、摩擦力、転向力であり方程式としては、

$$\begin{aligned} -f u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ f u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

となる。こゝで x, y, z はそれぞれ東西、南北、鉛直方向の座標であり、 u, v はそれぞれ風速の東西、南北成分である。また P は気圧、 ρ は密度、 f はコリオリ因子、 K は拡散係数である。接地境界層 $z=h$ とエクマン境界層の上端 $z=H$ において風の境界条件を与えて、(8)を解けばいわゆるエクマン spiral が得られる。 $z=H$ における条件としては、地衡風をとればよいが、 $z=h$ における条件は厳密には、接地層の運動との関連において決められるべきものである。都市域での地表条件が、郊外におけるものと異なるために、風の水平傾度ができると考えられるので、運動方程式として、(8)に移流項を加える必要があり、つぎのようになる。

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

この方程式系は非線型であるので、一般流として $u=0, v=V$ として、それからの偏差は小さいと仮定し、線型化することにする。すなわち、

$$u = u', \quad v = V + v'$$

を(9)に代入し、二次の項を省略し、気圧場に変化がないとして、 u, v に対する線型方程式を作ると、

$$\begin{aligned} V \frac{\partial u}{\partial y} - f v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ V \frac{\partial v}{\partial y} + f u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

この方程式はいわゆる放物型の方程式であり、境界条件として、

$$\begin{aligned} (u)_{y=0} &= 0, \quad (v)_{y=0} = V, \quad (u)_{z=H} = 0, \\ (v)_{z=H} &= V \end{aligned}$$

の他に $z=h$ における u, v の値を与えるとき、(10)の解は一意的に決定される。 V は $z=H$ における地衡風であり、 $V=V_G$ と仮定する。 $z=h$ における u, v については、J. P. Gerrity, Jr. (1967)の方法に従ってつぎのように考える。 z_0 を粗度定数、 G を地表地衡風とし、 $R_0 = \frac{G}{f z_0}$ と置くと、摩擦速度 u_* は

$$u_* = G(0.07625 - 0.00625 \log R_0) \quad (11)$$

となり、また地表の風と地衡風となす角 Ψ は

$$\begin{aligned} \Psi &= 0.625 (\log R_0) - 12.75 (\log R_0) \\ &\quad + 80.625 \end{aligned} \quad (12)$$

と表わすことができる。接地層における風速 S は中立成層を仮定すれば

$$(S)_{z=h} = \frac{u_*}{k} \log \frac{h}{z_0} \quad (13)$$

こゝで k はカルマン定数である。(12), (13)を用いると、 $z=h$ における u, v は、

$$\begin{aligned} (u)_{z=h} &= -(S)_{z=h} \sin \Psi \\ (v)_{z=h} &= (S)_{z=h} \cos \Psi \end{aligned} \quad (14)$$

これらの境界条件の下で、(10)を数値積分を行なうわけであるが、地表の境界条件(14)は、地表の粗度定数 z_0 によって決められる。こゝでは比較的滑らかな粗度定数の小さい地域から、粗度定数の大きい都市域に風が吹いて来る時に、風がどのように変形されるかを見ることにする。 $0 \leq y \leq a$ の区域は粗度定数の小さいところ、 $a < y \leq b$ は都市域に対応し粗度定数の大きい区域と仮定する。 z 方向は50m毎に格子点を取り、 $h=50m$ として $50m \leq z \leq 1050m$ の範囲で計算を行ない、(10)式から u, v を求めるには、 $y=0$ における u, v から出発して、 $y=\Delta y, 2\Delta y, 3\Delta y \dots$ ($\Delta y=1km$) における値を順次に求めて行くのである。 $0 \leq y \leq a$ の範囲で $z=h=50m$,

$z = H = 1050 \text{ m}$ においては一定の境界条件で抑えているので充分大きい a をとっておけば、 $y = a$ に近いところでは一定のエクマン spiral に対応する解になっており、 $a < y \leq b$ の区域に入ると地表の粗度定数が大きくなるので、風も変形されるようになる。

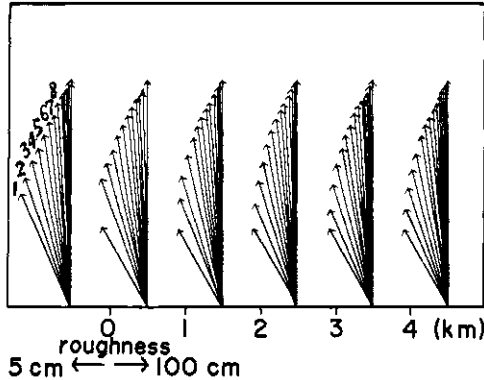


図-3 都市と郊外の境界付近におけるエクマン螺旋。表面粗度は都市域で100 cm、郊外で5 cmとして計算したもの。

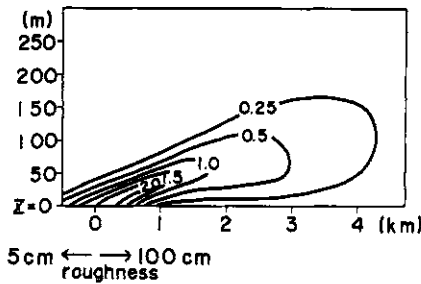


図-4 図-3に対応する風の水平収束分布。単位 10^{-3} s^{-1} 。

図-3はこのようにして求められたエクマン spiral を都市域の付近で描いたものであり、都市域に吹き込んだ風が、地表摩擦のために引きとめられる状態を表わしている。図-4はこの場合の風の水平収束であるが、都市域に入って数 km 付近まで収束の大きいことが現われる。このように収束の大きい地域では、激しい乱れが起こるものと考えられる。また、下層で風速が小さくなっているが、地上数拾 m ~ 百数拾 m で風速極大層が現われることについては説明できない。これは、線型方程式を用いているためか、境界層の扱いか不十分なためか、あるいはそれ以外の効果を考える必要があるか、なお不明である。また、ここでは $y-z$ の二次元面で考えたが x, y, z の三次元で考える必要がある。三次元の非線型方程式

を扱おうには、非定常方程式について、時間ステップをとって、計算をすすめて行くしかなく、莫大な計算量を必要とする。一方、境界層の扱いかを厳密にするには、エクマン層の理論を発展させなければならない。

4 地表面の温度効果に関する数値実験

既に述べたように都市域では郊外に比して、一般に温度が高い。この温度差が風の吹き方にどのような影響を与えるかが問題であるが、理論的に考えると先づ最下層の接地境界層における温度や風の構造を明確にしなければならない。しかしながら、都市域では凹凸のはげしい建造物が複雑に立ち並んでおり、このようなところで、乱流理論がどの様に成り立つものか、研究観測を行なう必要がある。ここでは、都市域の最下層で周囲に比べて、一定の温度差を保っているとして、上空の風がどのような変形を受けるか、数値実験によって調べることとする。この問題は海陸の温度差によって起こる海陸風の機構と本質的に同じである。前節では(8)で表わされるエクマン螺旋が、地表面粗度の変化によって、どのように変形されたかという立場で、地表面粗度は境界条件として考え、気圧傾度は一定として水平移流項の効果を調べた。しかし、地表の温度効果を問題にする場合には、気圧変化が重要になるために運動方程式だけで論ずるのは不十分で、熱力学方程式を考慮に入れなければならない。従って、エクマンスパイラルで表わされる運動とは本質的に異なり、簡単な方法では解を得ることができず、非定常非線型の運動方程式、熱力学方程式等について、数値的解法で時間積分を進めて行かななければならない。ここでは垂直2次元面内で考えることにして、次のような運動方程式、熱力学方程式、静力学の式、連続方程式を用いる。

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -c_p \Theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K \frac{\partial \theta'}{\partial z}) \\ \frac{\partial \pi'}{\partial z} = -\frac{g}{c_p \Theta} \theta' \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (15)$$

こゝで、 u, w はそれぞれ水平、垂直方向の風速、 K は熱の拡散係数、 Θ は断熱大気の一の温位であり、また

$$\begin{aligned} \pi' &= \pi - \pi_c \\ \theta' &= \theta - \Theta \end{aligned}$$

こゝで $\pi = \left(\frac{P}{P_0}\right)^k$ で、 p は気圧、 $P=1000$ mb, $K = \frac{c_p - c_v}{c_p}$ であり、 T_c, π_c を断熱大気の気温、 π の垂直分布とすると $T_c = \text{const.} - (g/c_p)z$, $\pi_c = \text{const.} - (g/(c_p\Theta))z$ となる。 θ' は温位であるが、下層大気では温度と見做しても殆ど誤差はない。方程式系(15)を積分する範囲としては $(0 \leq x \leq 110 \text{ km})$, $(0 \leq z \leq 1200 \text{ m})$ とし、数値積分するための格子間隔として $\Delta x = 5 \text{ km}$, $\Delta z = 200 \text{ m}$ を使用する。また都市域を、 $(40 \leq x \leq 70 \text{ km})$ の範囲とし、地表温度の条件として

$$\begin{aligned} (\theta')_{z=0} &= \Delta\theta \quad (40 \leq x \leq 70 \text{ km}) \\ &= 0 \quad (0 \leq x < 40, 70 < x \leq 110 \text{ km}) \end{aligned} \quad (16)$$

のように仮定する。側面の境界条件として

$$\begin{aligned} (u)_{x=0} &= (u)_{x=110 \text{ km}} = \text{一定}, \\ (w)_{x=0} &= (w)_{x=110 \text{ km}} = \text{一定} \end{aligned} \quad (17)$$

また上端地表の u に対する境界条件として

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{z=0} = \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{z=1200 \text{ m}} = 0 \quad (18)$$

一方 w に対する上端、地表の境界条件は

$$(w)_{z=0} = (w)_{z=1200 \text{ m}} = 0 \quad (19)$$

方程式系(15)は、境界条件(16)~(19)の下で、数値積分されるわけであるが、(19)を充たすためには特殊な工夫を必要とする。簡単な方法は Estoque (1962), 曲田 (1965) 等が行なった方法で連続の式を z で微分して、

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = -\frac{\partial^2 u}{\partial z \partial x}$$

この式を w について、(19)の条件で解けばよい。しかし、この方法では $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}\right) = 0$ であるから $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$ を厳密に満足していない。連続の式を正しく充たすように、M. A. Estoque

and C.M. Bhumralkar (1969) の方法によって、次のように考える。 $P = c_p \Theta \pi'$ と置けば(15)の第1式を x について微分すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(w \frac{\partial u}{\partial z}\right) = -\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (20)$$

今、積分範囲の上端を $z = H$ とし、任意の量 A に対して

$$\bar{A} = \frac{1}{H} \int_0^H A dz$$

と定義すると、連続の式から $(w)_{z=0} = 0$ となる w は

$$w = -\int_0^z \frac{\partial u}{\partial x} dz$$

であるから、 $(w)_{z=0} = (w)_{z=H} = 0$ が成立するためには

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

となる必要がある。従って、初期に $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}\right)_{t=0} = 0$ と仮定すると、常に(21)が成り立つためには、(20)から

$$\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial u}{\partial x}\right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(w \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad (22)$$

となることが必要である。次に(15)の第3式は

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{g}{\Theta} \theta' \quad (23)$$

この式から

$$P = (P)_{z=H} - \frac{g}{\Theta} \int_z^H \theta' dz \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \text{一方、} \int_0^H P dz &= H \bar{P} = (zP)_0^H - \int_0^H z \frac{\partial P}{\partial z} dz \\ &= H(P)_{z=H} - \frac{g}{\Theta} \int_0^H z \theta' dz \end{aligned}$$

$$\text{従って } (P)_{z=H} = \bar{P} + \frac{g}{H\Theta} \int_0^H z \theta' dz$$

これを(24)式に代入すると

$$P = \bar{P} + \frac{g}{H\Theta} \int_0^H z \theta' dz - \frac{g}{\Theta} \int_z^H \theta' dz \quad (25)$$

この式における \bar{P} として、(22)を満足する \bar{P} を用いると、(25)の P を(15)の第一式に代入して u を求め、さらに連続の式から w を計算すれば $(w)_{z=0} = (w)_{z=H} = 0$ の条件を満たすのである。

初期条件として u 及び θ' の値を与えなければならないが、こゝでは次の二つの場合について考える。

i) $u = 0, \theta' = 0$

ii) $u = 10 \text{ m/s}, \theta' = 0$

初めに i) の場合、すなわち一般流のない場合に、条件 ii) の $\Delta\theta = 2^\circ\text{C}$ と置いて 10~15 時間の境界条件の下で計算を行なった。図-5、図-6は、そ

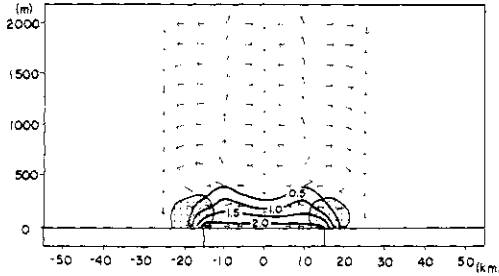


図-5 都市域の地表温度が周囲より 2°C 高い場合の気温、風速の分布。数値実験1時間後の分布。実線は等温線、矢印は風向を表わし、一般に風速は弱く、 1m/s 以上になるのは陰影のある区域だけである。

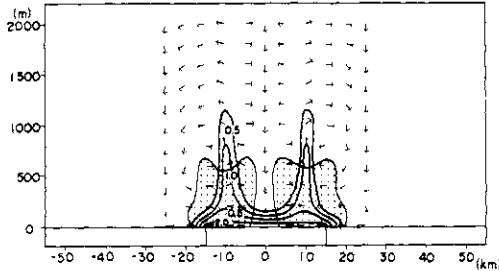


図-6 図-5と同じ。数値実験2時間後の分布。

れぞれ1時間後2時間後の流れの模様と温度分布を示したもので、高温域と低温域の境界付近に描かれた線内では風速が 1m 以上であることを表わしたものである。都市域と郊外との温度差が持続すれば、このような循環は強化される。しかしながら、日変化に伴って温度差が小さくなり一方的に強められることはない。このような循環は、海陸の温度差から起こるいわゆる海陸風と同種のものであり、局地的な風の構造に大きい影響力をもっている。

実際には上層に向うにつれて、一般場の風があり、それによってこのような循環系は壊されることが多い。このような場合を検討したのが(ii)の場合である。 $u = 10 \text{ m/s}$ 、 $\Delta\theta = 2^\circ\text{C}$ として計算してあり、図-7、図-8はそれぞれ温度並びに風の一般場からの偏差を表わしたものである。温度場は風下方向に傾いており、風速は増大する傾向がある。しかし、この状態は風の吹き初

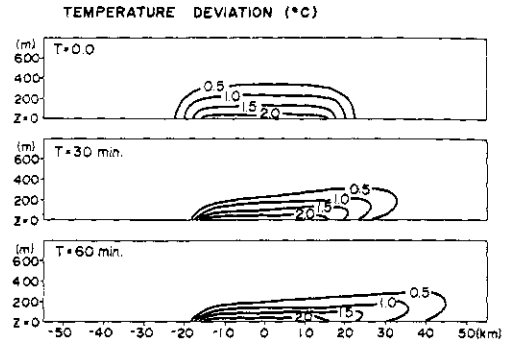


図-7 都市域の地表温度が周囲より 2°C 高く、 10m/s の風のある場合の気温分布。

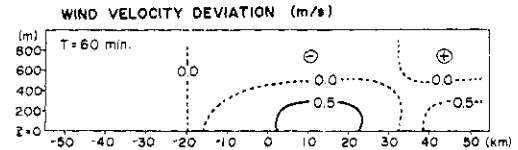


図-8 図-7と同じ場合の風速の一般場からの偏差分布。

めのものであり、定常状態を表わしているわけではない。温度の影響をはっきりさせるために、 $u = 10 \text{ m/s}$ 、 $\Delta\theta = 10^\circ\text{C}$ の場合について、定常状態に近いと考えられるのが、図-9の温度並びに風速の一般場からの偏差を表わしたものである。温度分布は風下側に傾き、風速は下層では強くなり、上層では弱くなる傾向がある。一般的には地表の温度効果が風に与える影響は、強風時には弱い、弱風時には風の局地的な構造に重大な

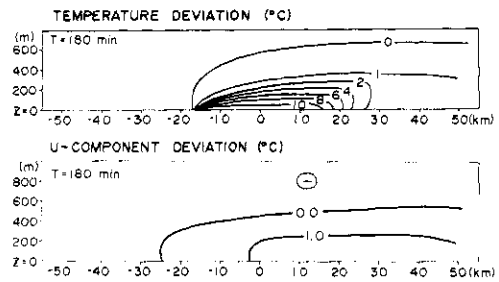


図-9 都市域の地表温度が周囲より 10°C 高く、 10 m/s の風のある場合の気温、風速の一般場からの偏差分布。数値実験180分後には大体定常状態に達している。

影響を与えるものと考えられる。周囲に山や海等のある都市では、力学的熱的效果によって、さらに複雑な風系が現われることになる。山の影響については山谷風として古くから知られているが、これを数値実験によって再現するには多く問題点がある。山越気流に関しては多くの理論的研究が

あり、数値実験的研究もすゝめられているが、都市への影響という観点からなされたものは少ない。

5 むすび

この論文では、地表の熱収支を考慮に入れた地表温度の日変化の問題、都市域と郊外の地表粗度定数の差異に基づく風の変動、都市域の高温化による風系の変化等について、簡単なモデル的な数値実験を行なった。このような簡単な扱いかいの場合においても、物理的機構並びに計算技術に関し解決しなければならない多くの問題が残されている。実際には、山並びに海陸分布、地表の被覆状態、大規模の気象条件が与えられた場合に都市周辺における三次元的な局地的気象状態を数値実験によって再現する必要がある。このような場合に比較的下層の大気の問題にする限り、いわゆる大気境界層内の現象であり、理論的にも、観測上からも解明すべき多くの問題を含んでいる。

こゝでは一切ふれなかったが、水蒸気の凝結、雲並びに降水等についても数値実験的な取り扱いかい運動方程式系の中で可能であり、その改善方法がすゝめられている。雲、大気汚染質の放射効果、地表面粗度の正しい扱いかい方、地表面の熱収支、境界層内の運動等の物理的な問題、一方数値計算上の問題として安定な時間積分法、境界条件の置き方、地形や海岸線の表現に必要な格子間隔の取り方等の問題がある。現象面から見ると、風速の極大が100m前後に現われること、日変化として地表風と数百mの高さにおける風速の逆相関性、都市域の高温化、都市域における大気汚染質の滞留分布等の問題があるが、これらの現象を数値実験によって正しく再現するためには、上に述べた物理上計算上の問題が正しく解決されな

ればならない。なお、このような数値実験を三次元的に行なうには莫大な電子計算機の使用時間を必要とする。元来、数値実験も普通の物理実験も同じ目的を有すると考えられるが、それぞれの長所短所を持つものであり、電子計算機の発達と計算技術の進歩に伴ない数値実験の方法が大きく発展することが期待される。

1. Estoque, M. A., 1962: The sea breeze as a function of the Prevailing synoptic situation. *J. Meteor.*, 19, 244-250.
2. Estoque, M. A. and C.M. Bhumralkar, 1969: Flow over a localized heat source. *Monthly Weather Review*, 97, 850-859.
3. Gerrity, J. P., Jr., 1967: A physical - numerical model for the prediction of synoptic - scale low cloudiness. *Monthly Weather Review*, 95, 261 - 282.
4. Lönnqvist, O., 1962: On the diurnal variation of surface temperature. *Tellus*, 14, 96 - 101.
5. Magata, M., 1965: A study of the sea breeze by the numerical experiment. *Pap. Met. Geophys.*, 16, 23 - 37.
6. 堤敬一郎, 荒川秀俊, 1967: 都市に吹く強風の特性, 天気, 14, 299 - 302