地表の高温域による大気成層の変質とそれが対流雲の発生に及ぼす影響－数値実験－

著者	米谷 恒春
雑誌名	国立防災科学技術センター 研究報告
巻	22
ページ	63-81
発行年	1979-01
URL	http://doi.org/10.24732/nied.00000800

551.51:551.1:524.:551.558

地表の高温域による大気成層の変質とそれが対流雲の発達に及ぼす影響—数値実験

米谷恒春*

国立防災科学技術センター

Transformation of Atmospheric Stratification Caused by Locally High Temperature and Its Contributions to the Development of Convective Cluouds

By

Tsuneharu Yonetani

National Research Center for Disater Prevention, Japan

Abstract

A numerical experiment was carried out to see how a heat island phenomenon contributes to the development of convective clouds.

Four local circulations were simulated on three cases with a locally high temperature field on the surface and one case with a locally low temperature field. The high temperature area was of a circular shape, 4.25 km in radius, and the surface temperature at the center was 1.0°C (case 1), 1.5°C (case 2), 2.0°C (case 3) and −1.5°C (case 4) higher in the initial state. The larger was the temperature difference on the surface, the taller local circulation was caused, and a convective cloud was triggered in cases 2 and 3.

The development of a disturbance of convective cloud which was superimposed on the stratification modified by the local circulation was simulated. The results show that a locally high temperature makes the stratification favorable for the development of convective cloud, while a locally low temperature at the surface makes the stratification unfavorable.

The numerical experiment suggests that the local circulation induced by the heat island so modifies the stratification that a convective cloud develops better over the heat island than over the surrounding area, and the local circulation can be a trigger which initiates a convective cloud.

1. まえがき

都市域ではその周辺地域より降水量が多くなると言われている．古くは，Landsberg (1957)

* 第1研究部

がそれまでの調査・研究をまとめて，典型的な工業都市において都市域周辺に対する降水量の増加率は 10% という値を挙げている．その後も都市域における降水量の増加を示す報告が数多くある (Changnon, 1968; Kheman and Murty, 1973; Changnon and Huff, 1973; Schickdanz, 1974; Harnack and Landsberg, 1975; Changnon, 1977 など)．アメリカ合衆国セントルイスをフィールドにしておこなわれたプロジェクト METROMEX の結果によると，都市の影響が最も強く現われる領域において降水量は 30%～35% 増加したと評価されている (Huff and Vogel, 1978).

降水に及ぼす都市の影響は次の二つが関係すると考えられている．一つは都心を中心とする高温域，ヒートアイランドの存在であり，他の一つは汚染物質の排出と集積に伴う多量の凝結核の存在である．ヒートアイランドは力学的過程を通して，また多量の凝結核は雲物理学的過程を通して降水量に影響を及ぼすことになる．しかし，この事柄について具体的に調べられていないようである．ところで，都市が降水に及ぼす影響は，スケールの点から考えて，都市と同程度のスケールをもつ積雲対流において最も顕著であろう．なお，都市域では対流活動が活発になることを示す報告もある (Atkinson, 1971; Principal investigators of Project METROMEX, 1976).

さて，都市域で降水量の増加が認められないという報告もあり（たとえば Lowery and Probald, 1978)，都市の降水に及ぼす影響についてはまだ結論がでているとは言えず，今後の研究にまつと言うのが一般的な意見である（吉野，1977)．そこで，この報告では，ヒートアイランドが対流雲の発達に及ぼす影響を理論的な面から検討する第1段階として，地表において高温域が存在したとき，引き起こされた局地循環が大気の鉛直構造をどのように変え，そして大気成層の変質が対流雲の発達にどの程度の影響を及ぼすかを数値実験の手法により調べる．まず，地表において高温域を与えたとき運動場と大気成層が時間と共にどのように変化するかを見る．そして条件が整えば対流雲が形成されることを示す．次に，高温域が変質させた大気成層は対流雲が発達しやすい状態にあるかどうかを，対流雲の初期じょう乱を与えたとき雲が最終的にどの程度発達するかをシミュレイトして調べる．

2. 数値モデル

2.1 仮　　定

なされた主な仮定は次のとおりである．

1)　一般風の影響は考えない．したがって現象は軸対称となる．また系は閉じているとする．

2)　運動量・熱・水蒸気および対流雲が存在するときには雲水の拡散係数を同一とし，さらに時間空間に対して定数とする．この値を 50 m^2/sec とする．

3)　対流雲の氷晶過程は取り扱わない．雲物理学的過程は Kessler のパラメタライゼイシ

ョンで表わす.

2.2 基 本 式

方程式系は積雲対流の数値実験などにもよく用いられている非弾性方程式系 (Ogura and Phillips, 1962) を使用する. 方程式系は円柱座標を用いると次のように書ける. なお, 用いられる記号は以下の意味を有している.

c_P 定圧比熱, g 重力加速度, L_e 水の気化熱, P 気圧, Q_c 雲水量, Q_l 液水の量 ($=Q_c+Q_r$), Q_r 雨水量, Q_t 水の全量 ($=Q_v+Q_c+Q_r$), Q_v 水蒸気量, q_s 飽和混合比, r 水平距離, R_v 気体常数, T 気温, T_v 仮温度, t 時間, v 水平速度, V_r 雨水の平均対気速度, w 上昇速度, z 鉛直距離, Γ_d 乾燥断熱減率, η 渦度, ν 拡散係数, ρ 密度, ψ 流線関数, また記号の上に $\bar{}$ を施したものは初期の一般場の値である.

運動方程式は (1), (2), 連続の方程式は (3) で表される.

$$\frac{\partial u}{\partial t}=-u\frac{\partial u}{\partial r}-w\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial P}{\partial r}+\nu\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\bar{\rho}\frac{\partial u}{\partial z}\right)-\frac{u}{r^2}\right\} \tag{1}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}=-u\frac{\partial w}{\partial r}-w\frac{\partial w}{\partial z}+g\left(\frac{T_v-\bar{T}_v}{\bar{T}_v}-Q_l-\frac{P-\bar{P}}{\bar{P}}\right)-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial(P-\bar{P})}{\partial z}$$
$$+\nu\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}r\frac{\partial w}{\partial r}+\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\bar{\rho}\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right\} \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\bar{\rho}u)+\frac{\partial}{\partial z}(r\bar{\rho}w)=0 \tag{3}$$

(1)～(3) から, (4) 式を満たす流線関数 ψ が存在することがわかり, 渦度 η を (5) 式で定義すると渦度方程式 (6) を得る.

$$r\bar{\rho}u=\frac{\partial\psi}{\partial z},\qquad r\bar{\rho}w=-\frac{\partial\psi}{\partial r} \tag{4}$$

$$\eta=\frac{\partial\bar{\rho}u}{\partial z}-\frac{\partial\bar{\rho}w}{\partial r}=\frac{1}{r}\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) \tag{5}$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t}=-u\frac{\partial\eta}{\partial r}-w\frac{\partial\eta}{\partial z}+\left(\frac{2w}{\bar{\rho}}\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z}+\frac{u}{r}\right)\left(\eta-u\frac{\partial\bar{\rho}}{\partial z}\right)+uw\frac{\partial^2\bar{\rho}}{\partial z^2}$$
$$-\bar{\rho}g\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{T_v}{\bar{T}_v}-Q_l\right)+\frac{\bar{\rho}g}{\bar{P}}\frac{\partial P}{\partial r}+\nu\left\{\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\eta}{\partial r}\right)+\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\bar{\rho}\frac{\partial\eta}{\partial z}\right)-\frac{\eta}{r^2}\right\}. \tag{6}$$

実際の計算手順としては (1)～(3) 式を用いず, (6) 式から η を求め, (5) 式から ψ を求め, (4) 式から u と w を求める.

水の保存式は

$$\frac{\partial Q_t}{\partial t}=-u\frac{\partial Q_t}{\partial r}-w\frac{\partial Q_t}{\partial z}+\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho}V_rQ_r)+D(Q_v+Q_c) \tag{7}$$

となる. 右辺第3項は対気速度 V_r を持った雨水の落下による変化であり, 第4項は水蒸気と雲水の拡散を示している. 任意の物理量 f の拡散項 $D(f)$ は (8) 式である.

$$D(f)=\nu\left\{\frac{1}{r}\left(r\frac{\partial f}{\partial r}\right)+\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial}{\partial z}\left(\bar{\rho}\frac{\partial f}{\partial z}\right)\right\} \tag{8}$$

気温および水蒸気量の変化は（9）式と（10）式で表される．

$$\frac{\partial T}{\partial t}=-u\frac{\partial T}{\partial r}-w\left(\frac{\partial T}{\partial z}+\Gamma_d\right)-\frac{L_e}{c_P}P_e+D(T),\quad \text{未飽和域} \tag{9-1}$$

$$=\left\{-u\frac{\partial T}{\partial r}-w\left(\frac{\partial T}{\partial z}+\Gamma_d\right)+\frac{L_e}{c_P}\left(-u\frac{\partial Q_v}{\partial r}-w\frac{\partial Q_v}{\partial z}+D(Q_v)\right)+D(T)\right\}\Big/\left(1+\frac{L_e^2q_s}{c_PR_vT^2}\right),\quad \text{飽和域} \tag{9-2}$$

$$\frac{\partial Q_v}{\partial t}=-u\frac{\partial Q_v}{\partial r}-w\frac{\partial Q_v}{\partial z}+P_e+D(Q_v),\quad \text{未飽和域} \tag{10-1}$$

$$=\frac{\partial q_s}{\partial t},\quad \text{飽和域} \tag{10-3}$$

(9-1) 式と (10-1) 式の右辺第3項の P_e は未飽和域に雲水または雨水が運ばれてきた時の蒸発による変化を表わしている．(9-2) 式の右辺第3項は水蒸気の移流による水蒸気の蒸発または凝結の影響を示している．

雲水量の変化は (11) 式で表わされ，雨水量は (12) 式から求めた．

$$\frac{\partial Q_c}{\partial t}=-u\frac{\partial Q_c}{\partial r}-w\frac{\partial Q_c}{\partial z}+P_c-P_r+D(Q_c) \tag{11}$$

$$Q_r=Q_t-Q_v-Q_c \tag{12}$$

(11) 式の P_c は雲水が生成 ($P_c>0$) または蒸発 ($P_c<0$) する割合で，P_r は雲水が雨水になる割合である．P_r は Kessler の式を用い (13) で表わされる．

$$P_r=k_1(Q_c-10^{-3})+2.2\cdot Q_c\cdot Q_r^{0.875} \tag{13}$$

ただし，$Q_c\leq 10^{-3}$ のとき $k_1=0$，$Q_c>10^{-3}$ のとき $k_1=10^{-3}$ である．以上は雲（飽和域）がある場合を考慮した系であるが，雲が形成されていない局地循環は (1)～(8) および (9-1)，(10-1) で表される．

2.3　境界条件・計算方式

境界条件は u と w 従って ϕ と η にだけ設け，気温・水蒸気量・雲水量・雨水量に対しては境界条件を設けず，直接計算して求めた．ただしその際，$r=0$ 以外の境界における拡散項の計算は，横軸（r 軸）に垂直な境界においては r 方向の差分を 0，縦軸（z 軸）に垂直な境界においては z 方向の差分を 0 とした．u と w の境界条件は，z の下端と上端で (14) 式，r の外側の境界で (15) 式とした．

$$\partial\bar{\rho}u/\partial z=0,\quad w=0 \tag{14}$$

$$u=0,\quad \partial w/\partial r=0 \tag{15}$$

$r=0$ では対称軸であることから (16) 式と (17) 式が成立する．u, ϕ, η は (16) 式を境界条件に，w は (17) 式を用いて変形した (18) 式から求めた．

$$u=0\,,\qquad \psi=0\,,\qquad \eta=0 \tag{16}$$

$$\partial w/\partial r|_{r=0}=0 \tag{17}$$

$$w(0,z)=-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\bigg|_{r=0}=-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}\bigg|_{r=0} \tag{18}$$

(14)～(16) より ψ と η は全ての境界で $\psi=0$, $\eta=0$ となる.

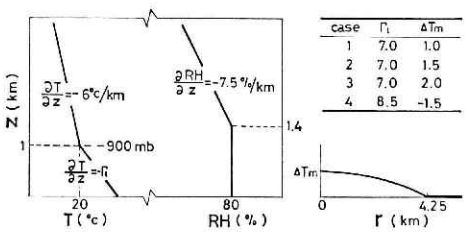
格子間隔と積分の時間間隔は，局地循環だけを調べるときは水平方向，$\Delta r=250$ m，鉛直方向 $\Delta z=100$ m，$\Delta t=10$ 秒とし，対流雲の発達をシミュレイトするときには $\Delta r=250$ m，$\Delta z=200$ m，$\Delta t=6$ 秒とした．積分領域は前者のときが水平方向に 0～12.5 km，鉛直方向に 0～5 km，後者のときが水平方向は同じで鉛直方向は 0～10 km とした．計算方式は，移流項については風上方式，拡散項については中央差分を用いている．

2.4 初期条件

数値実験は四つの場合について行なった．case 1～case 3 は，同一の一般場に同じ広さの高温域を与えた場合で，高温域における一般場との気温差だけが異なっている．case 4 は比較のために行なったもので，低温域を与えた場合である．低温域の広さは高温域のときと同じとした．

一般場の初期状態は館野高層気象台で得られた高層データを参考にして決めた．つまり館野の観測によると 7 月や 8 月の 9 時の平均的な成層状態は，地表で気温約 24°C 湿度 80% 以上，900 mb の高度はほぼ 1 km であり，気温は 19°C 前後，湿度は 80% を越えることが多い．また 500 mb の高度は約 5.8 km，気温は −5°C 前後，湿度は 50% 程度である（たとえば，Japan Meteorological Agency, 1978）．ところで，活発な対流活動が生じるときは地表の気温は高い．また上層には寒気が入っていることが多く 500 mb の気温は −10°C 以下のことが多い．そこで，ここでは図 1 に示したように，高度 1 km で気温 20°C，気圧 900 mb, 1 km より上層の気温減率を 6°C/km とし，高度 1 km より下層の気温減率を case 1～case 3 で 7°C/km, case 4 で 8.5°C/km とした．湿度は高度 1.4 km 以下の層で 80% 高度 1.4 km より上層では 7.5%/km の割合で低下している．この一般場の 500 mb の高度は約 5.8 km，気温は約 −9°C，湿度はほぼ 47% である．

$r<4.25$ km の地表において気温を一般場より高くした．気温差の分布は，対流雲の数値実験の初期じょう乱によく与えられる型，



case	Γ_i	ΔT_m
1	7.0	1.0
2	7.0	1.5
3	7.0	2.0
4	8.5	-1.5

図 1 初期条件の図示．一般場の気温(T)の鉛直分布と湿度(RH)の鉛直分布（左図），中心域での地表気温と水平分布（右図），および各ケースにおける変数の値（右表）．

Fig. 1 Schematic description of initial conditions: Vertical profiles of temperature and relative humidity in general field (left), and horizontal profile of surface temperature (right). The values of Γ_i and ΔT_m are tabulated.

$\Delta T_s=\Delta T_m(1-r^2/4.25^2)$ で与えた．ΔT_m は各ケースで異なっており，case 1 で 1.0°C, case 2 で 1.5°C, case 3 で 2.0°C, case 4 で −1.5°C である．高温域における水蒸気量は一般場と同一とした．したがって湿度は気温が高くなった分だけ低下している．

高温域の大きさと気温差は次のことを参考にして決めた．中小都市におけるヒートアイランドの発現状況や構造を調べたそれまでの研究をまとめた結果によると（菊地，1974），大きな気温差が生じた例として，調査地域が約 2.5 km×2.5 km であった埼玉県熊谷市での，都市内外の温度差が 1～4°C の場合を挙げることができる．規模が約 2 km 四方の都市で平均的な気温差は 1°C 前後である．また，人工的排熱などにより 0.2 cal/cm²·min だけ都市域において大気が余計に加熱されるとする，東京の現状にほぼ相当する仮定をした計算によると（科学技術庁資源調査会，1976），都市を一辺 10 km の正方形としたとき都心の昇温は 2.4°C，一辺 20 km の正方形とすると都心の昇温は 3.8°C という結果を得ている．以上のことから，高温域の半径 4.25 km で気温差の最大を 1～2°C とした．

3. 高温域による大気成層の変質

この節では初期条件として与えた地表における気温差が引き起こした局地循環が大気成層をどのように変えるかを調べる．なお，全ケースの一般場は高度が増すにつれて温位が高くなっており，安定な成層をしている．

（1） case 1 の結果

時間，$t=0$ における $r=0$ での地表の温位は一般場の温位より 1.0°K 高い 300.7°K であって，高度 $z=0.4$ km の温位が 300.6°K, $z=0.5$ km の温位が 300.9°K であるから，$r=0$ の地表の温位はほぼ高度 0.4 km の温位と等しくなっている．

時間が 20 分，40 分，60 分での $z\leq 2$ km における速度場の状態を図 2 に示す．ある高度における上昇速度の極大は，必ずしも $t=0$ における地表気温の最も高い位置の上層に形成されるとは限らないが (Delage and Taylor, 1970; 木村他，1975; Kimura, 1975)，この

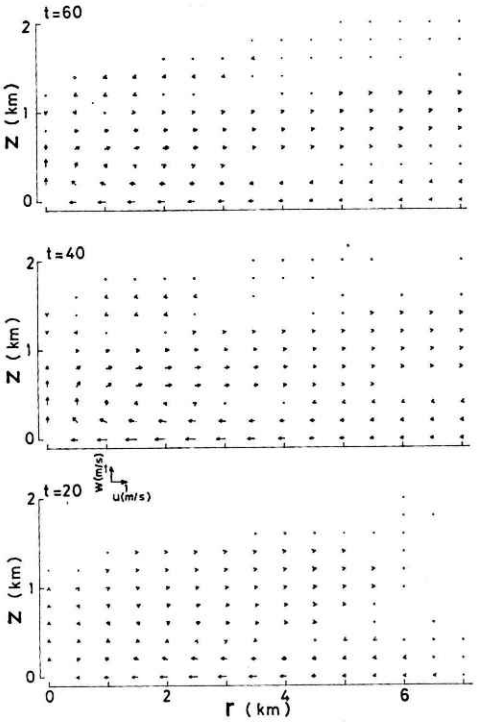


図 2 case 1 の高度 2 km 以下の層における $t=20$ 分，40 分，60 分での速度場．矢を付していない地点は，速度の鉛直成分 w および水平成分 u の両方が 0.04 m/s を越えない所である．

Fig. 2 Velocity fields in the layer below 2 km-height in case 1 at 20 minutes, 40 minutes and 60 minutes. Dots indicate that both vertical compent and horizontal component of velocity are less than 0.04 m/s.

ケースでは $r=0$ で上昇速度は極大をとっている．

$t=20$ 分における状態は次のようである．$r=0$ において，上昇速度 w は $z=0.4$ km で 0.16 m/s なる最大を示し，$z=0.8$ km で 0.10 m/s，$z=1.4$ km で 0.00 m/s と徐々に減速している．慣性等の効果により，局地循環は地上の温位と等温位となる高度より上層にまで及んでいる．地表の高温域の全てで上昇流が形成されているわけではなく，$r\geq 3.5$ km で補償的な下降流が生じている．また速度の水平成分，u を見ると，ほぼ $z=0.4$ km を境として下層では中心に向って風が流れ込んでおり，上層では流れ出ている．

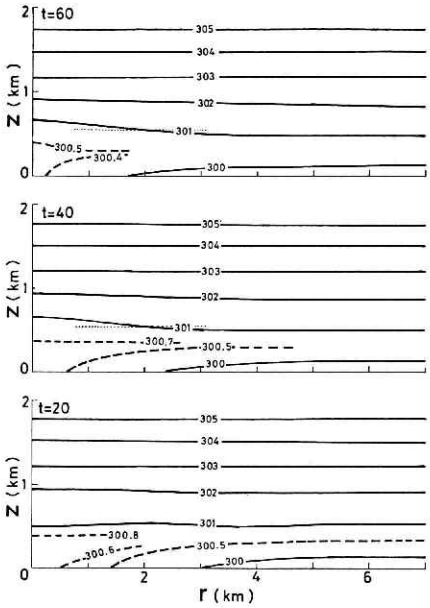


図 3 case 1 の高度 2 km 以下の層における $t=20$ 分，40 分，60 分での温位場．温位の単位は °K で細線の点線は $t=0$ 分のときの状態を示す．

Fig. 3 Potential temperature fields in unit of °K in the layer below 2 km-height in case 1 at 20 minutes, 40 minutes and 60 minutes. Thin dotted lines show the distribution at initial state. "Cross over" is seen at 40 minutes and 60 minutes.

$t=40$ 分になると上昇速度の最大値は $r=0$，$z=0.4$ km で 0.47 m/s と $t=20$ 分のときの約 3 倍の大きさになった．一方中心軸で上昇流が形成されている領域は $z<1.1$ km と低くなり，u の向きの変わる高度も $z=0.3$ km と 0.4 km の間へと低くなっている．$t=60$ 分になると，w の最大値は 0.50 m/s と $t=40$ 分のときと同程度の大きさであるが，対流の及んでいる高度はさらに低くなり，中心軸でも高度 0.9 km までには達していない．

図 3 に $t=20$ 分，40 分，60 分における温位場の状態を示す．時間変化の傾向として，地表における高温域の縮小と上層における低温位域の形成がみられる．

地表で温位が 300.5°K と 300.0°K の位置は，$t=0$ 分のときにはほぼ $r=1.75$ km と $r=3.35$ km であったが，$t=20$ 分にはそれぞれほぼ $r=1.2$ km と $r=3.0$ km と地表における高温域は縮小している．時間が経つと高温域はさらに縮小し，温位が 300°K を越えているのは $t=40$ 分では $r\leq 2.3$ km，$t=60$ 分では $r\leq 1.5$ km となっている．

中心部上層における状態は，$t=20$ 分では高度ほぼ 0.4 km より下層で高温域が形成されており，$z>0.5$ km では成層の乱れは明らかでない．$t=40$ 分になると地表における高温域の影響は $z=1$ km 近くまで及んでいる．また $t=0$ 分のとき 300.9°K あった $z=0.5$ km の温位は，この時間に $r=0$ km では 300.8°K と 0.1°K 低下し，$r\geq 3$ km では 301.0°K 以上と 0.1°K 以上上昇している．都市気温の特徴の一つである，高温域の上層で周囲より

気温が低くなるクロスオーバー現象が認められる．$t=60$ 分も $t=40$ 分の状態に似ている．温位成層の乱れは高度 1 km 以上では明白でなく，高度 0.5 km 周辺でクロスオーバーが生じている．地表における高温域の縮小に伴って $r=0$ では地表から $z=0.4$ km までの温位がほぼ 300.5°K となっている．

$t=40$ 分と 60 分でみられた，高度 0.5 km 周辺における中心部外側で $t=0$ 分のときより気温が上昇していることは，中心部外側の下層全般で見られることである．安定層において下降流が引き起こされると昇温が生じる．中心部外側の下層では補償流としての下降流が引き起こされているので，この領域における昇温は下降流に関係したものであると考えられる．

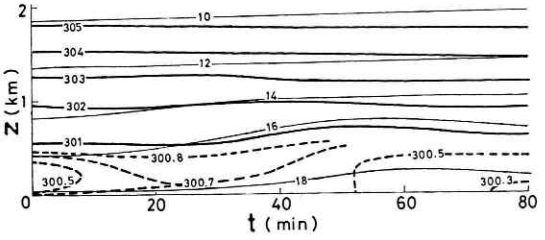


図 4　case 1 の高度 2 km 以下の層における $r=0$ での温位（太線，単位は °K）と水蒸気量（細線，単位は g/kg）の時間変化．

Fig. 4　Time variations of potential temperature (thick lines, in unit of °K) and water vapor content (thin lines, in unit of g/kg) of the central axis in the layer below 2 km-height in case 1.

$r=0$ における温位と水蒸気量の時間変化を図 4 に示す．$t=20$ 分までは地表から高度 0.4 km までの層において温位は急な変化をしており，初期条件として与えた大気成層の不安定が解消され，混合層が形成されていく過程が卓越している．$t=20$ 分以降になると，下層では周囲大気の流入の影響がきいてきて，地表周辺における温位は徐々に低下していき，新しい成層が形成されていく様子が認められる．

$t=0$ では高温域も周囲と同じとした水蒸気量は，気塊の運動に伴って輸送され，高度 1 km 以下の層において 60 分頃までは時間とともに増加している．

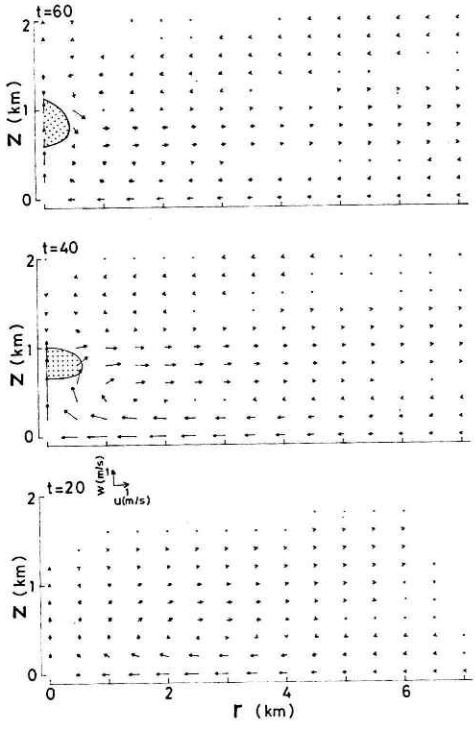


図 5　図 2 に同じ．ただし case 2 の場合で $t=40$ 分と 60 分に積雲（陰を施した部分）が形成されている．

Fig. 5　Same as Fig. 2 but for case 2. Dotted areas show the cumulus triggered by the locally heated surface.

（2）　case 2 の結果

case 2 は中心部の地表の気温が case 1 よりも高く，$r=0$ における温位が一般場より 1.5°K 高い 301.2°K とした場合である．こ

の温位は高度 0.6 km 以下での温位より高く，高度 0.7 km 以上での温位より低い．case 2 では小さい積雲が高温域の上層に形成される．

図5に t=20 分，40 分，60 分における速度場の状態と積雲の形状を示した．t=20 分では，r=0 z=0.5 km で w は最大値 0.29 m/s となり，r=0 z=1.0 km で w=0.11 m/s となった．同時刻の case 1 では，w の最大値が 0.16 m/s で，w=0.10 m/s となった高度は 0.8 km であったから，case 2 ではより活発なじょう乱が引き起こされている．t=40 分には高度 0.7 km～1.0 km に半径 0.5 km の積雲が形成されている．w の最大値は r=0 z=0.5 km の 1.8 m/s である．w が最大となった高度は t=20 分のときと同じで，積雲の雲底より下層にある．また，高度 0.5 km より上層では中心部は発散域になっている．t=60 には積雲の厚さは z=0.6 km から z=1.1 km までの 0.5 km と t=40 分のときより厚くなったが，半径は 0.5 km に満たず小さくなっている．上昇速度の最大値は雲中 r=0 z=0.9 km での 1.7 m/s である．中心部における収束域は z<0.4 km の領域にあり，高度 0.5 km から 1.1 km までは発散域になっており，雲は発散域に在ることになる．

図6に t=20 分，40 分，60 分における温位の分布を示す．t=20 分に，300.9°K 以上でほぼ 301.0°K 以下の温位の均一な気塊が $r\leq$1.25 km，$z\leq$0.5 km の領域に形成されている．t=0 分のときに 301.6°K であった高度 0.8 km の温位は，r=0 で 301.5°K と 0.1°K 低下し，$r\geq$2.75 km で 301.7°K と 0.1°K 上昇しており，t=20 分には case 1 で明瞭でなかったクロスオーバーが認められる．気温で示せば，高度 0.8 km～0.9 km での r=0 における気温は周囲より 0.2°C 以上低くなっている．t=40 分と 60 分では積雲が形成されたこともあって，中心部における温位の水平方向の変化は大きい．t=40 分における雲中の温位は周囲の温位よりも低く，また温位成層の乱れも高度 1.5 km より上層では明らかでない．

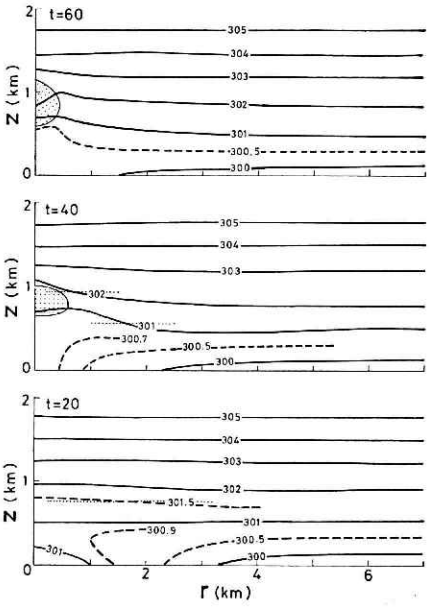


図 6 図3に同じ．ただし case 2 の場合で，陰を施した部分は積雲を示している．

Fig. 6 Same as Fig. 3 but for case 2. Dotted areas show the cumulus.

地表における高温域は case 1 のときと同じように縮小している．温位が 300°K 以上の領域は，t=40 分で $r\leq$2.25 km，t=60 分では $r\leq$1.25 km となり，これらの値は case 1 とほとんど同じ値である．

図7に r=0 における温位と水蒸気量および雲中であった領域の時間変化を示す．温位場と

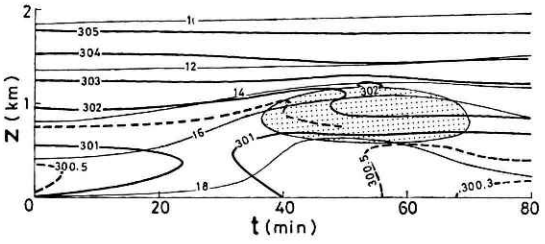


図 7　図4に同じ．ただし case 2 の場合で，陰を施した部分は積雲が存在した領域を示している．

Fig. 7　Same as Fig. 4 but for case 2. Dotted area shows the region where the cumulus cloud exists.

水蒸気量の変化は case 1 のときと本質的な相異はない．ほぼ $t=20$ 分までは地表から高度 0.5 km までの層における温位が顕著な変化をしており，初期条件として与えた大気成層の不安定が解消している．これ以降，地表の温位は徐々に低下し，新しい成層が形成されつつあることが認められる．雲頂周辺において温位が相対的に低くなっているが，これは雲水の蒸発によって生じたものである．また水蒸気量の場は，$z\leq 1$ km において大きく変化している．$t=0$ 分に水蒸気量が 16 g/kg に満たなかった高度 0.5 km では $t=40$ 分に 18 g/kg と増加している．

図中陰を施した部分が積雲の存在した領域である．積雲は 36 分～70 分の 34 分間の寿命で，ほとんど発達せず降水も生じなかった．積雲が最初に形成された位置は $t=36$ 分頃に高度 0.8 km 周辺である．すでに記したように，case 2 は地表の温位が最も高い $r=0$ でも 301.7°K で，この温位に等しい高度は約 0.65 km である．$t=40$ 分に，積雲は発散域にあり（図 5），また雲中の温位は周囲より低かった（図 6）．case 2 では積雲は慣性などの効果によって安定な成層中に形成されたが，その後の発達はみられなかった．

（3）　case 3 の結果

case 3 は $r=0$, $z=0$ における気温が case 2 よりも 0.5°C 高く，周囲大気より 2°C 高くした場合である．$r=0$, $z=0$ における温位は 301.7°K で，ほぼ高度 0.8 km の温位に等しい．case 3 では高温域の上層に対流雲が形成された．この対流雲は良く発達し，$t=54$ 分には地表に降水がもたらされ，上昇速度の最大値は 7.5 m/s となった．その後上昇速度はさらに大きくなり，ついにはクーラン・フリードリッヒ・ルーイの安定条件を破り計算不安定を生じたので，対流雲の一生をシミュレイトできず，途中で計算を打ち切った．

図8に $t=20$ 分と 40 分における速度場の状態を示す．図中に対流雲の形状を陰を施し

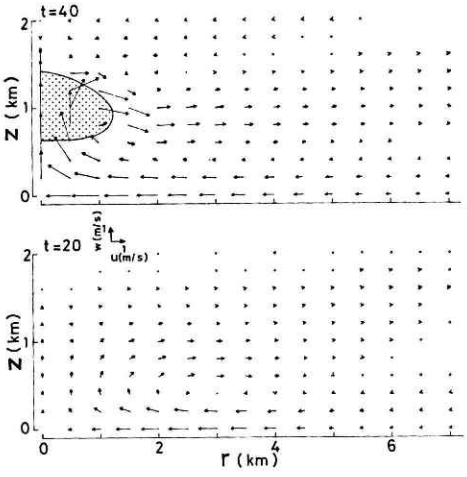


図 8　図2に同じ．ただし case 3 の場合で，陰を施した部分は対流雲を示している．

Fig. 8　Same as Fig. 2 but for case 3. Dotted area shows the convective cloud triggered by the locally heated surface. Numfrical simulation is ceased because of computational instability.

て示してある．t=20 分では，w の最大値は 0.38 m/s となり，その位置は r=0.4 km, z=0.5 km となった．case 1 と case 2 のときには w の最大値は r=0 の中心軸で記録されており，case 3 では様相が異なっている．ただし，高度 1.0 km より上層では水平方向の w の極大値は r=0 で生じている．局地循環は高度 1.0 km より上層にまで及んだ．w=0.10 m/s となった高度は 1.2 km で，case 1 より 0.4 km, case 2 より 0.2 km 高くなっている．中心部では $z\leq$0.4 km が収束域，$z\geq$0.5 km で発散域となっており，t=20 分における収束域と発散域との境界高度は case 1 や case 2 とほぼ同じで，高温域と周辺との温度差によらないようである．

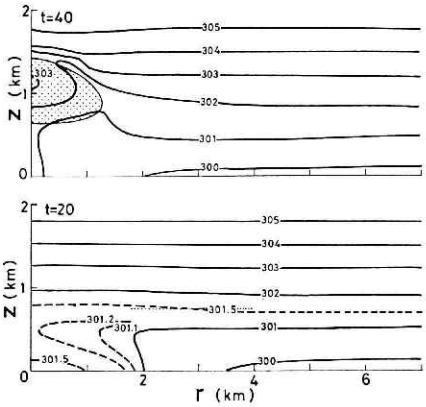


図 9 図 3 に同じ．ただし case 3 の場合で，陰を施した部分は対流雲を示している．

Fig. 9 Same as Fig. 3 but for case 3. Dotted region shows the convective cloud.

t=20 分には高度 0.7 km～1.5 km に半径 1 km を越える対流雲が形成されている．雲底高度 0.7 km は case 2 と同じである．このことは，地表の高温域以外の温度場と水蒸気量の場とが case 2 と case 3 とで同一であることに対応している．w の最大値は r=0 z=0.8 km の雲中での 4.5 m/s である．雲底周辺では部分的に収束域になっているが，その外側は局地循環の影響で発散域となっている．

図 9 に t=20 分と 40 分における温位の分布を示す．t=20 分に温位 301°K 以上約 301.5°K 以下の高温域が中心部に作られている．t=0 分のとき 301.6°K であった高度 0.8 km の温位は，r=0 で 301.5°K と 0.1°K 低下し，r=5 km で 301.8°K と 0.2°K 昇温し，0.3°K（気温で 0.2°C 以上）中心軸の方が低くなっている．気温が 0.2°C 以上中心軸の方が低くなった高度は 0.8 km～1.2 km で，case 2 のときよりクロスオーバーが生じている高度は上へ広がっている．t=40 分の温位場は活発な積雲対流の活動を反映している．つまり，雲の中心部では高温域になっており正の浮力が生じている．また雲頂周辺では，雲中で加速された気塊の安定層への侵入と雲水の蒸発が低温位を形成している．

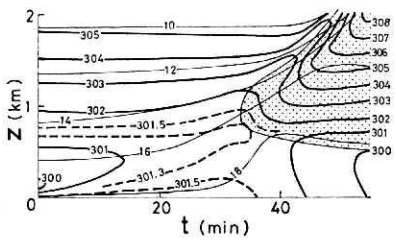


図 10 図 2 に同じ．ただし case 3 の場合で，陰を施した部分は対流雲の存在した領域を示している．

Fig. 10 Same as Fig. 4 but for case 3. Dotted region is the area where the convective cloud exists.

図 10 に r=0 における温位と水蒸気量の時間変化を示す．図中陰を施した部分は対流雲の存在した領域である．温位の状態から，他のケースと同じように初期の段階において，初期条件として与えた大

気成層の不安定を解消する過程が卓越していることが分かる．$t=40$ 分以降発達した対流雲の影響，雲頂周辺における気温の低下，雲中における高温域の形成，$t=50$ 分以降の降水が引き起こした下層での気温の急激な低下，がみられる．水蒸気量の変化には他のケースと本質的な相異はない．

対流雲は $t=33$ 分頃高度 0.9 km を中心に形成された．雲が形成された時点では温度は周囲大気より低くなっているが，すぐに雲中の気温は周囲大気より高温に転じている．温度が100% に満たない未飽和域には雲水は存在できないで直ちに蒸発する．このため雲が形成された当初は気温が低くなっている．一方活発な局地循環が生じているので，下層から湿った暖かい気塊が補給されて雲中で正の浮力を生じ，対流雲は発達した．

（4） case 4 の結果

case 3 までは地表に高温域が存在した場合について調べた．対比のために，最後に case 4 で地表に低温域が存在した場合を調べる．一般場は，高度 1 km より下層の気温場を case 1～case 3 のときと違えて 8.5°C/km とやや大きな値とした．$r=0$ $z=0$ における気温は一般場より 1.5°C 低い 27.0°C である．地表における温位は，$r\geq 4.25$ km で 301.2°K，$r=0$ で 299.7°K である．$z=0.1$ km における温位は 301.3°K で上層にいくほど温位は高くなっているので，低温域も一般場も大気成層は安定である．

図 11 に $t=20$ 分，40 分，60 分における速度場の状態を示す．中心部が高温域であった場合と逆向きの局地循環が下層に生じている．

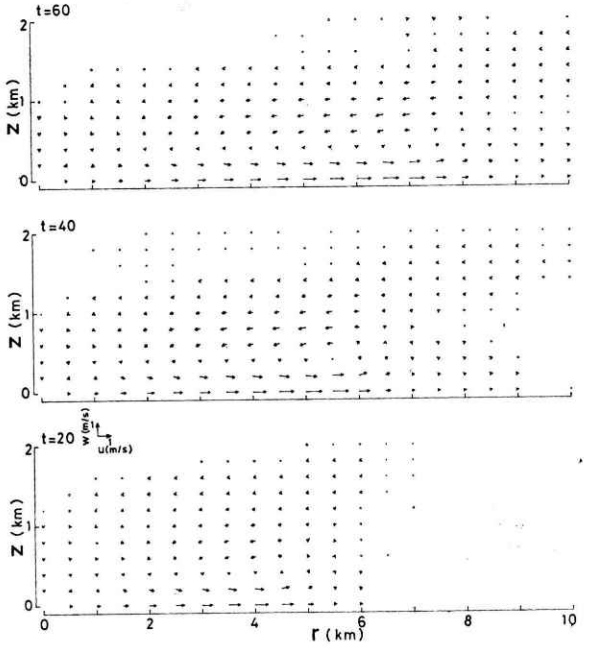


図 11　図 2 に同じ．ただし case 4 の場合．
Fig. 11　Same as Fig. 2 but for case 4.

$t=20$ 分ではほぼ $r\leq 4$ km, $z\leq 0.4$ km の領域が $u>0$, $w<0$ なる発散場になっている．u の最大値は $r=4$ km $z=0.1$ km の 0.98 m/s であり，上昇速度の最大値は $r=4.75$ km, $z=0.3$ km 周辺での 0.19 m/s である．下降速度の最大値は 0.14 m/s であるが，下降流の r 方向の速度分布はゆるやかな変化をしている領域が特に広く，$z=0.4$ km $r\leq 2.25$ km の領域で記録されている．$t=40$ 分になると，$u>0$ $w<0$ なる発散場はほぼ $r\leq 5.25$ km $z\leq 0.4$ km と $t=20$ 分のときより r 方向にだけ 1.25 km 広がっている．u の最大値

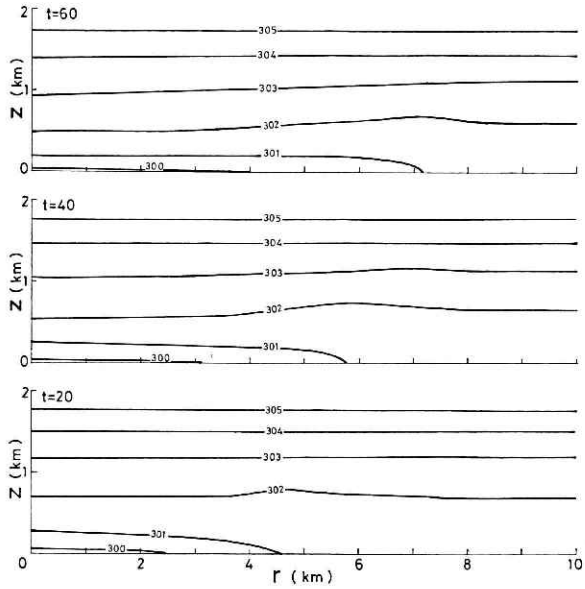


図 12 図3に同じ．ただし case 4 の場合．
Fig. 12 Same as Fig. 3 but fos case 4.

は $r=5.25$ km $z=0.1$ km での 1.2 m/s，上昇速度の最大値は $r=6$ km $z=0.4$ km での 0.20 m/s である．下降速度の最大値は $z=0.4$ km $r \leq 1.25$ km の広い領域における 0.15 m/s となっている．$t=60$ 分では $u>0$ $w<0$ なる発散場はさらに r 方向に広がり，ほぼ $r \leq 6.75$ km，$z \leq 0.4$ km の領域を占めた．u の最大値は $r=6.75$ km $z=0.1$ km での 1.2 m/s，上昇速度の最大値は $r=7.5$ km，$z=0.3$ km 周辺での 0.16 m/s である．下降流の最大値は 0.11 m/s である．

温位場の状態をみると（図 12 参照），地表近辺における低温域の拡大がみられる．$r=0$ において温位が 301°K の高度は，$t=0$ 分のときは 0.1 km より下層であったが，$t=20$ 分には高度 0.2 km と 0.3 km の間へと移動し，以後は変化していない．一方地表周辺においては低温域は時間が経つにつれて中心より遠方へと広がっている．$z=0$ で温位が 301°K である地点は，$t=0$ 分のとき $r=4$ km であったが，$t=20$ 分では $r=4.5$ km，$t=40$ 分では $r=5.75$ km，$t=60$ 分では $r=7$ km と中心より遠のいている．またクロスオーバーと類似の現象がみられる．つまり $z=0.5$ km 周辺の温位は，地表の低温域の上層における方がその周辺，特に上昇流が生じている領域の値より高くなっている．

中心部に低温域が存在して局地循環が引き起こされたときは，局地循環の水平スケールの時間変化は顕著であるが，u や w の最大値とか温位場の時間変化は，高温域によるときと比して小さい．

4. 対流雲の発達にとっての状態

高温域が大気成層を変質させて行く過程において，case 2 では対流雲が形成され，case 3 では形成された対流雲が良く発達した．このことからも地表における高温域が対流雲の発達に都合の良い大気成層を作り出していると考えられるが，その程度はどれほどであろうか．この節では，case 1 と同じ初期条件が引き起こした大気状態についてこの点を調べる．方法として，ある時間に，中心域 $0 \leq r \leq 2$ km で高度 $1\text{ km} \leq z \leq 3$ km の領域に湿度 100%，周囲大気との気温差が (19) 式で表わされる初期じょう乱を与えたとき，最終的にどれだけ発

達するかを見る．

$$\Delta T=0.2(1-r^2/2^2)\{1-(z-2)^2\} \tag{19}$$

対流雲の発達を調べるのに適するように，境界の上限を 10 km にする．このため，計算機の容量などの制限により第3節で 100 m とした鉛直方向の格子間隔 Δz をこの節では 200 m とする．そこで，この節では $\Delta z=100$ m としたときと $\Delta z=200$ m としたときとで，高温域が大気成層を変質させていく過程にどのような差異が生じるかをまず調べておく．調べるケースの初期条件は case 1 と同一で，これを case 10 とする．

（1）　Δz が異なる場合の比較

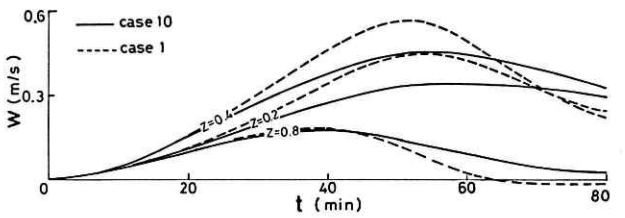


図 13　case 10 ($\Delta z=0.2$ km) と case 1 ($\Delta z=0.1$ km) とでの $r=0$ における上昇速度の時間変化．

Fig. 13　Time variations of vertical velocity at z of $r=0$ in case 10 and case 1.

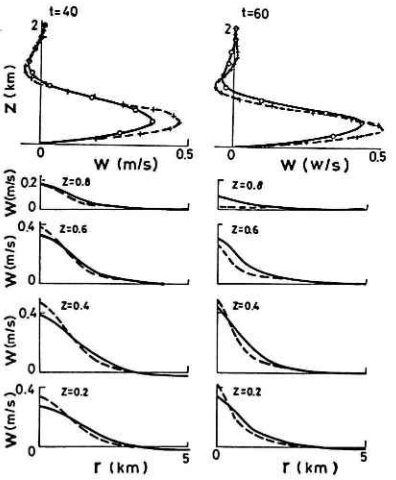


図 14　case 10（実線）と case 1（破線）とでの $t=40$ 分（左図）と $t=60$ 分（右図）における上昇速度の水平分布（下段）と $r=0$ における鉛直分布(上段図)．

Fig. 14　Horizontal profiles (lower) and vertical profiles (upper) of vertical velocity at $t=40$ minutes (left) and $t=60$ minutes (right) in case 10 (solid lines) and case 1 (broken lines).

Δz を 100 m とした case 1 と 200 m とした case 10 の，中心軸における上昇速度の時間変化を図 13 に，$t=40$ 分と 60 分における w の分布を図 14 に示す．$t=20$ 分以前に明瞭な差異は生じていないことが図 13 から分かる．各高度における最大値は case 1 の方が大きく，時間に対する変化は case 1 の方が大きくなっている．図 14 の空間分布からも同様なことが言える．つまり，各高度における最大値は case 1 の方が大きく，周辺では case 10 の方が大きな値となっている．鉛直方向の格子間隔が短い case 1 の方が case 10 よりも時間的・空間的に激しい変化をしていることが分かる．一方，$t=60$ 分頃まで case 1 で $w>0$ の領域は case 10 でもほぼ $w>0$ となっている．また地表の高温域が引き起こした対流の到達高度もほぼ同じで，局地循環の型については顕著な差異は生じていない．

図 15 に $t=40$ 分と 60 分における温位の分布を示す．温位は全体的に case 10 の方が case 1 より高くなっている．$t=40$ 分での差の最大は地表 $r=1\sim2$ km での 0.12°K，$t=60$ 分では地表 $r=1$ km 周

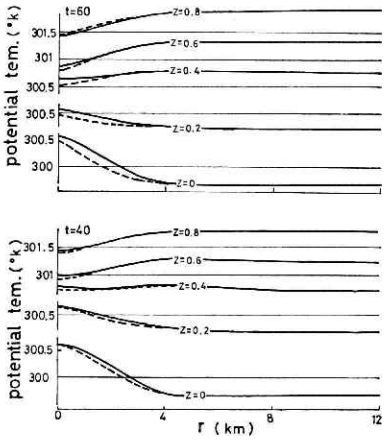


図 15 case 10 (実線) と case 1 (破線) とでの $t=40$ 分と $t=60$ 分における温位の水平分布.

Fig. 15 Horizontal profiles of potential temperature at $t=40$ minutes (lower) and $t=60$ minutes (upper) in case 10 (solid lines) and case 1 (broken lines).

辺での 0.18°K である. なお $t=20$ 分にも差異は生じているが, 温位差は高々 0.05°K である. 温位場の型も速度場と同様 case 1 と case 10 とで本質的な差は生じていない. 例えば, $t=40$ 分では地表周辺 $r\leq 4$ km で両ケースとも高温域となっており, $z=0.6$ km と 0.8 km では $r\leq 4$ km で低温域となっている.

以上のことからも理解されるように, case 10 と case 1 とで局地循環の定性的な特徴に差異は生じていない. $\Delta z=200$ m とやや大きな格子間隔を用いても, 深さ 1 km 内外の局地循環の特徴を正しくシミュレイトしていると考えられる.

(2) 対流雲の発達結果

case 10 のある時間における大気状態に対流雲の初期じょう乱を与え, その後の発達をシミュレイトした. 対流雲の発達程度をここでは $r=0$, $z=0$ における降水量で示した.

case 10 の初期状態は, 高度 1 km で気温が 20°C, 高度 1 km より下層での気温減率が 7°C/km であるが, $z=0$ $r\leq 4.25$ km の領域では気温が高くなっており, $r=0$ では周囲の気温より 1°C だけ高い 28°C であった. $z=0$ における気温分布だけを case 10 と変えて一様とし, その値を case 10 の $r=0$ における値と同じ 28°C としたときで, 対流雲の初期じょう乱を与えた場合を case 11 とする. case 10 の初期状態に対流雲の初期じょう乱を与えた場合を case 10-0, 局地循環が生じている $t=20$ 分の状態に対流雲の初期じょう乱を与えた場合を case 10-2, $t=40$ 分の状態に対流雲の初期じょう乱を与えた場合を case 10-4, $t=60$ 分の状態に初期じょう乱を与えた場合を case 10-6 とする.

それぞれの場合の, 初期状態の地表における $r=0$ と $r=4.25$ km との気温差, および初期じょう乱が発達し消滅する間に $z=0$ $r=0$ にもたらされた降水量を表 1 に示す. 地表の気温を一様に 28°C とした case 11 では 2.5 mm の降水があった. 一方, 高温域の中心だけが 28°C であった case 10-0 では 2.7 mm で, case 11 よりわずかであるが多い. case 11

表 1 初期状態の地表での $r=0$ と $r=4.25$ km との気温差 ΔT, および $r=0$ $z=0$ における総降水量.

case	11	10-0	10-2	10-4	10-6
ΔT (°C)	0	1.0	1.0	0.9	0.9
総降水量 (mm)	2.5	2.7	3.6	6.7	7.7

と case 10-0 の静的安定度を単純に比較すると case 10-0 の方が安定である．しかしながら地上気温が不均一であった case 10-0 では，水平方向の運動が生じやすい状態であるので，静的安定度から期待される以上の降水がもたらされた．

case 10-2 でもたらされた降水量は 3.6 mm で case 10-0 のときより 0.9 mm だけ多いにすぎない．しかし case 10-4 では 6.7 mm と case 10-0 のときの 2.5 倍に，case 10-6 では 7.7 mm と case 10-0 のときの3倍近くに達している．地表における高温域が時間とともに対流雲の発達しやすい状態を作り出しているが，case 10-2 と case 10-4 とで降水量の差が著しい．ところで地表の高温域がもたらした局地循環は，case 1 の結果で示したように（図4参照），$t=20$ 分までは初期条件として与えた大気成層の不安定を解消する過程が卓越している．したがって，安定成層における地表の高温域が変質させた大気成層としては，$t=30$ 分もしくは 40 分以降の状態が適したものと考えられる．

地表の気温差の最大が 1.5°C とした case 2 に対応する場合の結果を表2に示す．この場合は積雲が形成されたが，このことは無視して case 10 と同様に取り扱った．case の番号の付け方は case 10 のときと同様で，例えば case 20-4 とは局地循環により変質している

表 2　初期状態の地表での $r=0$ と $r=4.25$ km との気温差 ΔT，および $r=0$ $z=0$ における総降水量．

case	20-0	20-2	20-4	20-6
ΔT (°C)	1.5	1.4	1.4	1.0
総降水量 (mm)	2.7	6.7	15.4	13.4

$t=40$ 分の状態に対流雲の初期じょう乱を与えた場合である．この場合も case 20-4 以降と以前とでは総降水量の変化の様子が違っている．初期状態の高温域と周辺との気温差は case 20-6 で case 20-4 よりも小さくなっていて，それに対応して降水量も少なくなっている．caee 20-0 の降水量，これは case 10-0 と同じ値であるが，と比較して，case 20-4 は5倍以上，case 20-6 はほぼ5倍の降水量がもたらされており，case 10 の場合よりも差は一層明瞭になっている．

次に，中心部を低温域とした case 40 についての結果を表3に示す．case 40 の大気成層は case 4 と同じで，また case の番号のつけ方も case 10，case 20 の場合と同様である．

表 3　$r=0$ $z=0$ にもたらされた総降水量．

case	40-0	40-2	40-4	40-6
総降水量 (mm)	4.0	3.9	3.4	3.4

case 40-2 と case 40-4 との間で降水量は不連続的に変化している．地表の高温域による場合と同じように，低温域が引き起こした大気成層は，$t=20$ 分までと $t=40$ 分以降とでは

質的に異なっていると考えられる．ところで，表1で示した case 10 の一連の数値実験の結果と比較すると，case 40-0～case 40-6 の降水量の変化は小さい．低温域が存在する場合，形成された局地循環によって大気成層は対流雲の発達にとって好ましくない状態へと変質している．しかしその程度は高温域による場合ほど顕著ではない．これは，case 4 の解析で示されたように（図 12 参照）温位場等の時間変化が小さいことに対応していよう．

5. まとめと考察

郊外より都市域で降水量が多くなることを説明する1因として，都市域のヒートアイランド現象が挙げられている．本報告では，高温域の存在による大気成層の変質と対流雲の形成や活動との関係について数値実験の手法により調べた．数値実験は大きく二つに分けることができる．一つは地表気温の不均一がもたらす局地循環と対流雲の形成に関するものである．他の一つは局地循環により変質した大気成層が積雲対流の活動に及ぼす影響を調べるものである．

初期条件として地表に高温域を与えると，早い時期に混合層が形成された．局地循環の及ぶ高度は，温位が地表の温位と等しい高度より上層になる．時間がたつにつれ，高温域における地表の気温は徐々に低下した．したがって混合層も薄くなり局地循環の及ぶ高度も低くなった．ヒートアイランドの温度場の特徴の一つにクロスオーバーがある．この現象は高温域上層での安定層中への慣性による気塊の侵入と粘性によって説明されている．これに加えて，高温域外での安定層において補償的な下降流による昇温の効果もあることが示された．

高温域と周囲大気との地表気温差の大小は局地循環の様相を変えた．局地循環の及ぶ高度で言えば，例えば $t=20$ 分における $w=0.1$ m/s となる上層側の高度は case 1 では，0.8 km, case 2 では 1.0 km と 1.1 km の間，case 3 では 1.2 km と差異が生じた．個々の気塊について見れば，図 5，図 8，図 11 の水蒸気量の時間変化から理解されるように，気温差が大きいほど上層まで到達することができる．ところで，ヒートアイランドによって生じる対流の性質を定常状態の場合について調べた結果によると（木村他，1975; Kimura, 1975），局地循環の及ぶ高度は周囲大気と高温域との気温差にあまり依存しないことが示されている．ここでの結果は上記の結果と一致しているとは言い難い．これは一般場の大気の安定度の相異が一因であると考えられる．つまり，ここで取り扱ったように不安定に近い安定成層では，運動エネルギーが異なる気塊の到達高度の差異は，より安定な成層中における到達高度の差異より大きくなる．

地表での高温域が変質せしめた大気成層は，系が全ての物理量に対して閉じているという境界条件で熱の出入はなかったにもかかわらず，高温域で対流雲が非常に発達しやすい状態となった．これはただ単に地表の気温が高いために大気成層の安定が悪くなっているということではない．中心部下層における水蒸気量の集積と混合層の形成とが対流雲の発達に大き

く影響していることを示している．

局地循環のおよんだ高度は高々 1 km であり，中心域の高度 1 km 周辺は発散場になっていた．速度場の状態が対流雲の発達に及ぼす影響は，対流雲の雲底高度を 1 km としたから，収束域における対流雲の発達を理論的に調べるときに取り扱われているように，(たとえば Kitade, 1972; Asai and Nakasuji, 1977)，雲中の上昇流が局地循環による上昇流分だけ増すという単純なモデルでは説明できない．

地表で高温域または低温域が形成されているとき，これに伴う局地循環が生じていて，上層の状態も高温域または低温域とその周辺とで異なっている．上層で変質が生じていないとする仮想的な場合と比較して，局地循環は大気成層を次のように変質していることが，case 10, case 20 および case 40 の一連の数値実験から分かる．(1) 高温域では対流雲の発達にとってかなり好都合な大気成層になっている．(2) 低温域では，その程度は高温域の場合ほどではないが，対流雲の発達しにくい成層になっている．このことより，高温域ではその周辺より対流雲の発達にとってより好ましい大気成層が形成されていると考えられる．結局，ヒートアイランドが生じている都市が，対流雲を引き起こすひき金の役をする可能性は充分にある．また，対流雲を形成するまでにはいたらなくても，ヒートアイランドに伴う局地循環が，都市が無かった場合または郊外と比較して，対流雲の発達により好ましい状態へと大気を変質していることはほぼ間違い無いと考えられる．ただしその程度については，case 10 と case 20 の一連の数値実験から分るように，条件の相異によってかなり変動することが予想される．この点に関して，高温域の大きさや気温差の違い，一般風の影響については今後の課題としたい．

数値実験は，第4研究部のご協力を得て，当センターの ACOS-600 を用いて行なった．メモリー量は 41 kw であった．記して謝意を表します．

参 考 文 献

1) Asai, T. ana I. Nakasuji (1977): On the preferred mode of cumulus convection in a conditionally unstable atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **55**, 151-167.

2) Atkinson, B. W. (1971): The effect of an urban area on the precipitation from a moving thunderstorm. *J. Appl. Meteor.*, **10**, 47-55.

3) Changnon, S. A. Jr. (1968): The La Porte weather anomaly—fact or fiction. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **49**, 4-11.

4) Changnon, S. A. Jr. and F. A. Huff (1977): La Porte again: A new anomally? *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **58**, 1069-1072.

5) Delage, Y. and P. A. Taylor (1970): Numerical studies of heat island circulations. *Boundary-Layer Meteor.*, **1**, 201-226.

6) Harnack, R. P. and H. E. Landsberg (1975): Selected cases of convective precipitation caused by the metropolitan area of Washington, D. C. *J. Appl. Meteor.*, **14**, 1050-1060.

7) Huff, F. A. and J. L. Vogel (1978): Urban, toporgraphic and diurnal effects on rainfall in the

St. Louis region. *J. Appl. Meteor.* **17**, 565-577.

8) Japan Meteorological Agency (1978): Aerological Data of Japan July 1977, 42-43.

9) 科学技術庁資源調査会 (1976): 我が国におけるエネルギー消費と気象に関する調査報告. 57-63.

10) Khemani, L. T. and B. V. R. Murty (1973): Rainfall variations in an urban industrial region. *J. Appl. Meteor.*, **12**, 187-194.

11) 菊地弘明 (1974): 都市気候の調査——札幌市における人口の増加と都市温度との関係. 研究時報, **26**, 417-423.

12) Kimura, R. (1975): Dynamics of steady convections over heat and cool islands. *J. Meteor. Soc. Japan*, **53**, 440-457.

13) 木村竜治・三沢信彦・坂上治郎・国井利泰 (1975): 都市のヒートアイランド効果に伴う対流の特性について. 天気. **22**, 186-196.

14) Kitade, T. (1972): On the convection in a conditionally undtable atmosphere with mean vertical motion. *J. Meteor. Soc. Japan*, **50**, 243-258.

15) Landsberg, H. E. (1957): Review of climatology, 1951-1955. *Meteorological Monograph*, **3**, 1-43.

16) Lowery, W. P. and F. Probald (1978): An attempt to detect the effects of a steel works on precipitation amounts in Central Hungary. *J. Appl. Meteor.*, **17**, 964-975.

17) Ogura, Y. and N. A. Phillips (1962): Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 173-179.

18) Principal investigators of project METROMEX (1976): METROMEX update. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **57**, 304-308.

19) Schickedanz, P. T. (1974): Inadvertent rain modification as indicated by surface raincells. *J. Appl. Meteor.*, **13**, 891-900.

20) 吉野正敏 (1977): 敏都市気候の分布の実態 3. 降水量, 気象研究ノート, **133**, 44-47.

(1979年6月9日　原稿受理)