

地表面フラックスが降水分布に及ぼす影響に関する基礎的解析

中北 英一・足立 琢也・池淵 周一

FUNDAMENTAL ANALYSIS ON INFLUENCES OF WATER VAPOUR FLUX FROM GROUND ON RAINFALL DISTRIBUTION

By Eiichi NAKAKITA, Takuya ADACHI and Shuichi Ikebuchi

Synopsis

One of the keys in modelling hydrologic processes is scaling-up and scaling-down of hydrologic models. In such studies, it is necessary to comprehend simple processes systematically.

Another problem related to the above is how to include "conditions of field", such as topography, vegetation, soil, and so on. One the part of receiving such conditions, hydrologic models are needed to be described so that the surface processes and atmospheric processes may interact each others.

Considering the above points, this study suggests the first step of studying long term interactions between precipitation and soil moisture by investigating effects of water vapour flux from ground surface on rainfall distribution. In this study, a one-dimensional cumulus cloud model and a warm rain model are introduced into an atmospheric model, and the water vapor is assumed to be supplied from a certain area of the ground surface.

Water vapour flux from ground is found out to affect the distribution of precipitation through 3 points ; (1) release of latent heat, (2) advection, and (3) convergence of horizontal wind. Distribution of water vapour flux from ground and amount of horizontal water vapour influx make differences in total amount of precipitation, size and location of precipitation areas.

1. 序 論

水文循環モデルを構築する際に大きな鍵となるものの1つとして、モデルのスケールアップ・ダウンが挙げられる（例えば、スケールアップ・ダウンの問題を GEWEX あるいは GCM に関連して議論することなどができよう）。このような水文循環モデルのスケールアップ・ダウンについて考えると、水文循環系を構成する個々の素過程をそれぞれ閉じた形で議論するだけでは不十分であり、系を意識した形で相互の対応するスケールの議論が必要となってくる。すなわち、ある素過程のスケールの階層化を他の素過程の階層化に無理に当てはめていくという発想ではなく、相互関係からみてあるべきスケールの階層化を議論していくべきである。

また、上記のスケール問題に関連して、場の条件を如何に水文循環モデルに取り込んで行くかが大きな問題点となっている。なぜなら、気象モデルや大気モデルが連続した大気を扱うために場の条件を基礎式に取

り込んで定式化されるのに対し、水文循環モデルにおいては地形、植生、土壌の状態といった場の条件が既知として与えられる必要があるためである。近年、リモートセンシングにより広域の場の情報を得られるようになり、さらに GIS によってその場の条件をモデルに対して与えることが比較的容易となってきた。その際、水文循環モデルの側としては、それらの条件が有効に組み込めるよう、地表面過程と大気側の現象（降水）が相互に作用するようにモデル化されていることが必要となってくる。

以上のような点を踏まえ、本研究は、長期的に高時間分解能でこのような長期的相互作用を解析するという難解な課題を念頭において、ここではそのための初歩的な段階の試みを示す。

具体的には、水文循環系を構成する代表的な素過程である降雨と蒸発という 2 つを中心に地形状態の分布を通してこのような議論をまず進めて行くことを考え、そのためのモデルについての検討を行う。すなわち、本研究では、次ステップにおいて、別途開発されてきている土壌水分量および蒸発を考慮した流出モデルと大気のモデルを結合させ、長期的な降水現象と土壌水分量との関係を解析していくことを前提に、既存の降水過程モデルと 1 次元積雲モデルを我々が開発してきた大気モデルに組み込み、さらに地表面の一部領域に水蒸気フラックスを導入してその地表からの流入分布が降水分布に及ぼす影響を調査する。

2. 大気風速場のメソスケールモデル

本節では、用いたメソスケールモデルの概要を述べる。メソスケールモデルは中北・筒井・池淵・高棹¹⁾を大きく変更し精密化したものであるが、計算のための諸条件は、ここで述べられている以外は中北・筒井・池淵・高棹¹⁾と同じであるので、重複する部分はこの参考文献に譲る。

2.1 基礎式

将来の山岳地域への適用をも考慮して、山岳地形を考慮するために、高度を表わす独立変数 z のかわりに

$$s = \frac{z - h(x, y)}{H(x, y, t) - h(x, y)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

をあらたに独立変数として用いた (x, y, s) 座標系上に格子点を設ける。ただし、 $h(x, y)$ は地点 (x, y) での地表の標高、 $H(x, y, t)$ は時刻 t での解析対象領域上端の高度であり、一定気圧面に相当する。基礎式としては、Pielke²⁾をもとに誘導した次のものを用いる。ここで、 ϕ' はメソスケールでの値 ϕ の総観スケールの値 ϕ_0 からの変位を表す。

連続式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho_0 u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_0 v) + \frac{\partial}{\partial s}(\rho_0 \omega) = \\ - \frac{1}{H-h} - \frac{\partial H}{\partial t} \frac{\partial}{\partial s}(\rho_0 s) - \frac{\rho_0}{H-h} \left\{ u \frac{\partial(H-h)}{\partial x} + v \frac{\partial(H-h)}{\partial y} \right\}, \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

東西方向の運動方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial s} = \\ - \theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial x} + (1-s) \frac{\theta'}{\theta_0} g \frac{\partial h}{\partial x} + s \frac{\theta'}{\theta_0} g \frac{\partial H}{\partial x} + f(v - v_{eo}) \\ + \frac{1}{\rho_0(H-h)^2} \frac{\partial}{\partial s}(\rho_0 K_m \frac{\partial u}{\partial s}) + S_u^e, \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

南北方向の運動方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial s} = \\ -\theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial y} + (1-s) \frac{\theta'}{\theta_0} g \frac{\partial h}{\partial y} + s \frac{\theta'}{\theta_0} g \frac{\partial H}{\partial y} - f(u - u_{g0}) \\ + \frac{1}{\rho_0 (H-h)^2} \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 K_m \frac{\partial v}{\partial s}) + S_v^c, \quad \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

静力学的釣合式：

$$\frac{\partial \pi'}{\partial s} = \frac{\theta'}{\theta_0^2} g (H-h), \quad \dots\dots\dots (5)$$

熱力学的方程式：

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial s} = \frac{L}{\pi} (P_1 - P_4) + \frac{1}{\rho_0 (H-h)^2} \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial s}) + S_\theta, \quad \dots\dots\dots (6)$$

水蒸気の保存式：

$$\frac{\partial m_v}{\partial t} + u \frac{\partial m_v}{\partial x} + v \frac{\partial m_v}{\partial y} + \omega \frac{\partial m_v}{\partial s} = -P_1 + P_4 + \frac{1}{\rho_0 (H-h)^2} \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 K_q \frac{\partial m_v}{\partial s}) + S_{m_v}, \quad \dots (7)$$

雲粒の保存式：

$$\frac{\partial m_c}{\partial t} + u \frac{\partial m_c}{\partial x} + v \frac{\partial m_c}{\partial y} + \omega \frac{\partial m_c}{\partial s} = P_1 - P_2 - P_3 + \frac{1}{\rho_0 (H-h)^2} \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 K_c \frac{\partial m_c}{\partial s}) \quad \dots\dots\dots (8)$$

雨滴の保存式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_l}{\partial t} + u \frac{\partial m_l}{\partial x} + v \frac{\partial m_l}{\partial y} + \omega \frac{\partial m_l}{\partial s} = \\ P_2 + P_3 - P_4 + \frac{\rho_w}{\rho_0 (H-h)} \frac{\partial r}{\partial s} + \frac{1}{\rho_0 (H-h)^2} \frac{\partial}{\partial s} (\rho_0 K_r \frac{\partial m_l}{\partial s}), \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$r = \frac{\rho_0}{\rho_w} W_l m_l \quad \dots\dots\dots (10)$$

となる。ただし、

$$\omega = \frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} + \omega \frac{\partial s}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。ここで、 u_{g0} , v_{g0} は総観場の地衡風、 (u, v, ω) は風速である。 f はコリオリパラメータでここでは一貫して北緯 35 度での値 $8.36518 \times 10^{-5} \text{ [s}^{-1}\text{]}$ を用いる。 θ は温位、 π はエクスター関数と呼ばれる無次元化された気圧で $\pi = C_p T / \theta$ で定義される。ただし、 C_p は定圧比熱、 T は気温である。 K_m , K_θ , K_v , K_l , K_c は渦拡散係数で、これらについては 3 で述べる。 m_v , m_l , m_c はそれぞれ水蒸気、水分、雲粒の混合比であり、 L は水蒸気の水に対する潜熱である。 ρ および ρ_w は大気および水の密度、 W_l は大気に相対的な降水粒子の落下速度で下向きを正とする。したがって、 r は大気の流れに相対的な降水強度である。

P_1 は水蒸気から雲粒への凝結量、 P_2 は雲粒同志の併合による雨滴への成長速度（この過程を Auto Con-

version という), P_3 は雨滴が雲粒を捕捉して成長する速度 (この過程を Collection という), P_4 は雨滴の蒸発量である。 P_1, P_2, P_3, P_4 は Kessler³⁾ の暖かい雨のモデルを用いて算定するので, これらについては 4.1 で詳述する。なお, 中北⁴⁾ のモデルにおいては, 雲粒子の存在を考慮せず, 直接水蒸気が凝結して雨滴粒子になると仮定していたが, 本研究で導入する Kessler³⁾ の降水モデルにおいてはこれらを区別するため, メソスケールモデルの基礎式にも新たな雲粒に関する式(8)を導入した。一方, $S_u^c, S_v^c, S_\theta^c, S_{m_c}^c$ は, 積雲の発生がメソスケールの u, v, θ, m_v に及ぼす影響であり, その算定には Fritsch and Chappell⁵⁾ の 1 次元積雲モデルを用いる。これらの降水モデルについては, 4 で述べる。

また, 運動方程式を解くためには, 静力学的釣合式(5)を用いてエクスナー関数値の変動量 π' を積分する必要がある, この π' は風速場に大きな影響を与える。そこで, 上端での π' の境界条件を定めやすいように, 上端を圧力一定面とした座標系を考える。この H の時間更新式は, 上端および下端において $\omega = 0$ という条件のもとに連続式(2)を積分することにより,

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0^{top}} \int_0^1 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \{ \rho_0 u (H-h) \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ \rho_0 v (H-h) \} \right\} ds \dots\dots\dots (12)$$

となる。ただし, 添字 *top* は座標上端での値であることを示す。解析領域上端は等圧面であるから, 上端の π は一定である。したがって, 上端での変位 π' は初期のエクスナー関数値と, その時点の上端での高度に対応する総観場でのエクスナー関数値との差を求めればよいことになる。すなわち初期値としては, 総観場の値を用いているので, (x, y, z) 座標系を用いた式で表わせば,

$$\pi'(x, y, H(x, y, t)) = \pi_0(x, y, H(x, y, 0)) - \pi_0(x, y, H(x, y, t)) \dots\dots\dots (13)$$

となる。上端での気圧は 200 hPa とし, 積雲の雲頂高度がこの上端面を超えると判断した場合は, その雲頂高度の最大値を強制的に H の 1.05 倍 (約 13000 m) に固定する。また, 水平方向の格子点間隔を 9 km とし, 鉛直方向に 25 の格子点を設ける。

上端の等圧面高度 H の側方境界条件は, 南北の境界では Dirichlet 型とし, 初期値を境界値とする。東西の境界では Neumann 型とし, $\partial H / \partial x = 0$ とする。また, 時間積分は Matsuno⁶⁾ の方法による。

2.2 初期および境界条件と計算手順

シミュレーションの計算手順は以下の通りである。

- (1) 水平風速 u, v の初期値は中北・筒井・池淵・高棹¹⁾ と同様, 総観場の地衡風および密度をもとに, 総観スケールの気圧傾度力, コリオリ力, サブグリッド項の釣合条件だけを考慮して算定する。
- (2) 温位 θ , エクスナー関数 π は, 総観場での値を初期値とする。つまり, θ', π' の初期値は 0 である。
- (3) 連続式(2)および(12)を用いて初期の $\omega, \partial H / \partial t$ を計算する。
- (4) 前ステップでの $u, v, \omega, \theta, \theta', \pi'$ を運動方程式(3), (4), 熱力学方程式(6)に代入し, 時間を更新させた u, v, θ を求める。
- (5) 前ステップの $\partial H / \partial t$ から H を更新する。更新した H は, 中北・筒井・池淵・高棹¹⁾ の山岳地形を導入したモデルにおいて山岳地形および u, v, θ を平滑化するのに用いられた Low-pass filter によって平滑化する。
- (6) H が更新されるので, それにともない, s 座標系では固定されている格子点は z 座標系では移動し, 総観場での値が変化するので, 更新された格子点における総観場での変数値 $\theta_0, \pi_0, \rho_0, u_{00}, v_{00}$ を求めなおす。
- (7) u, v と連続式(2)および(12)から $\omega, \partial H / \partial t$ を計算する。
- (8) 式(13)から上端の π' (境界条件) を求める。
- (9) (4), (6), (8) でそれぞれ求めた θ, θ_0, π' (境界条件) を用いて, 静力学的釣合式を上端から積分し, π'

を求める。

(10) (4)に戻り、この手順を繰り返す。

3. サブグリッド項および地表面水蒸気フラックスについて

3.1 サブグリッド項について

記述の簡単のため、ここでは鉛直方向には z 座標をとったものとして説明する。まず、メソスケールの分解能より小さなスケールで生じる平均量からの変動量 $\phi - \bar{\phi}$ を ϕ'' と表す。ここで $\bar{\phi}$ はメソスケールでの値であり、2.1で示した基礎式中、何の添字もついていない独立変数は、頭につけるべきを省略してある。これら基礎式には、サブグリッドスケールの変動量 ϕ'' が陽には含まれていないが、基礎式を ϕ'' を用いてより厳密に表現すれば、(3), (4), (6), (7), (8), (9)式の右辺最終項は

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \phi'' \omega'') \dots\dots\dots (14)$$

と記される。ここに示されている

$$\overline{\rho_0 u'' \omega''}, \overline{\rho_0 v'' \omega''}, \overline{\rho_0 \theta'' \omega''}, \overline{\rho_0 m_v'' \omega''}, \overline{\rho_0 m_c'' \omega''}, \overline{\rho_0 m_l'' \omega''} \dots\dots\dots (15)$$

は、サブグリッドスケールでの乱れによる、物理量 ϕ の鉛直方向の輸送を意味する。2.1で示した基礎式では、これらの量を

$$\overline{\rho_0 u'' \omega''} = -\rho_0 K_m \frac{\partial u}{\partial z}, \dots\dots\dots (16)$$

$$\overline{\rho_0 v'' \omega''} = -\rho_0 K_m \frac{\partial v}{\partial z}, \dots\dots\dots (17)$$

$$\overline{\rho_0 \theta'' \omega''} = -\rho_0 K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial z}, \dots\dots\dots (18)$$

$$\overline{\rho_0 m_v'' \omega''} = -\rho_0 K_v \frac{\partial m_v}{\partial z}, \dots\dots\dots (19)$$

$$\overline{\rho_0 m_c'' \omega''} = -\rho_0 K_c \frac{\partial m_c}{\partial z}, \dots\dots\dots (20)$$

$$\overline{\rho_0 m_l'' \omega''} = -\rho_0 K_l \frac{\partial m_l}{\partial z}, \dots\dots\dots (21)$$

によってモデル化し、基礎方程式系をメソスケールの独立変数 ϕ のみによって表現して、方程式系を閉じようにしている。

このサブグリッド項のモデル化は、地表の粗度の影響を受けた大気サブグリッドスケールの乱れが卓越する地表付近（境界層と呼ばれる）で非常に重要であり、素過程の研究として多くの研究がある（たとえばPielke²⁾）。特に、大気の成層状態が中立であるか否かによって定式化が異なり、中立でない場合は複雑な定式化が行われる。本研究では、運動量に関しては、中北・筒井・池淵・高棹¹⁾が採用した、中立状態での最も典型的な定式化を用いることとし、(16), (17)の形を仮定した上で

$$K_m = \begin{cases} 10 \text{ [m}^2/\text{s]} & (z(s) - h > 500 \text{ m}) \\ k(z-h)u_* & (z(s) - h \leq 500 \text{ m}) \end{cases} \quad (22)$$

とする。ただし摩擦速度 u_* は一定とし、値は $z-h$ が500 mのところでは $K_m = 10 \text{ [m}^2/\text{s]}$ となるように定める。 k はカルマン係数と呼ばれ、0.35である。詳細はPielke²⁾等にゆずるが、このモデルでは500 mより

下層が地表の影響を受ける境界層, 500 m より上層が自由大気としていることになる。

さて, 中北⁴⁾では, 運動量以外はサブグリッド項を無視しているが, 本研究では, 後述する降水モデルおよび地表からの水蒸気フラックスを導入して, 後者の降水分布へ及ぼす影響を表現するのが目的であることから, 運動量に関するものとまったく同じ定式化を少なくとも用いることとする。運動量以外の渦拡散係数は,

$$K_g = K_v = K_l = K_c \dots\dots\dots (23)$$

とするのが多くのモデルで採用されているが, K_m とは異なる値とするのが一般的である。しかし, その値に関しては, 種々の定式化があり, また, 本研究の初歩的解析の範囲ではその差異はあまり結果に影響を及ぼさないと判断し, K_m と同じ値を用いた。

大気の成層状態が中立でない場合のサブグリッド項の定式化は, 本研究が対象外とした大気の状態が逆に水蒸気フラックスに与える影響の解析には重要であるので, 本研究の次のステップで大気境界層のモデル化として導入をはかりたい。

3. 2 地表面水蒸気フラックスの導入

さて, 地表面からの水蒸気の流入は, 上記のサブグリッドスケールの現象として表現する。すなわち, $\rho_0 \overline{m_v'' \omega''}$ は, 混合比の単位で表現したサブグリッドスケールの水蒸気の鉛直輸送に相当することから, 水蒸気フラックスを導入する領域内の地表面でこの値を与えることによって, 水蒸気フラックスの導入をはかる。具体的な計算においては, 地表面 ($z_0 = 0$) より 1 つの上空の格子点 (z_1) におけるこの項の値を

$$-\frac{\partial}{\partial z}(\rho_0 \overline{m_v'' \omega''}) \Big|_{z_1} = \frac{\rho_0 K_v \frac{\partial m_v}{\partial z} \Big|_{\frac{1}{2}(z_1+z_2)} - \left(-\rho_0 \overline{m_v'' \omega''} \Big|_{\frac{1}{2}(z_1+z_0)} \right)}{\frac{1}{2}(z_1+z_2) - \frac{1}{2}(z_1+z_0)} \dots\dots\dots (24)$$

として求め, この計算の際に, $-\rho_0 \overline{m_v'' \omega''} \Big|_{(z_1+z_2)/2}$ については(19)を用い

$$-\rho_0 \overline{m_v'' \omega''} \Big|_{\frac{1}{2}(z_1+z_2)} = \rho_0 K_v \frac{\partial m_v}{\partial z} \Big|_{\frac{1}{2}(z_1+z_2)} \dots\dots\dots (25)$$

として計算する。 $-\rho_0 \overline{m_v'' \omega''} \Big|_{(z_1+z_2)/2}$ は, 地表面からの水蒸気フラックスを混合比の単位 (無次元) に換算して, 下端の境界条件として与える。すなわち, ここで地表面水蒸気フラックスを導入することになる。

4. 降水モデルの導入

降水モデルとしては, Kessler³⁾ の暖かい雨に関する降水過程モデルおよび Fritsch and Chappell⁵⁾ による 1 次元積雲対流モデルを導入する。ここでは, これらのモデルの概要のみの記述に止め, 詳細は参考文献に譲る。

4. 1 Kessler の暖かい雨のモデル

暖かい雨とは, 氷晶を含まない雲の中で生成される雨のことである。基礎式中の P_1 , P_2 , P_3 , P_4 が Kessler の暖かい雨のモデルによって定義されている項である。これらの項の意味は, P_1 が水蒸気から雲粒への凝結量あるいは雲粒から水蒸気への蒸発量, P_2 が雲粒同志の併合による雨滴への成長速度 (この過程を

Auto Conversion という), P_3 が雨滴が雲粒を捕捉して成長する速度 (この過程を Collection という), P_4 が雨滴の蒸発量である。まず, 水蒸気-雲粒間の過程は次式により表現される

$$P_1 = (m_v - m_{vs}) \left[1 + \frac{L^2}{C_p R_v} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{2R_d}{C_p}} \frac{m_{vs}}{\theta^2} \right]^{-1} \dots\dots\dots (26)$$

ただし, m_{vs} は水蒸気の飽和混合比である。ここでは, Asai⁷⁾ の方法により, 凝結によって放出される潜熱の影響による飽和水蒸気量の変化も考慮されている。過飽和の場合は $(m_v - m_{vs})$ の値が正になり, 水蒸気から雲粒への凝結が起こり, 不飽和の場合はこの値が負になるので雲粒から水蒸気への蒸発が起こるということになる。次に, Auto Conversion は, 次式で表される

$$P_2 = 1.0 \times 10^{-3} \times (m_c - 5.0 \times 10^{-4}) \dots\dots\dots (27)$$

すなわち, 水蒸気混合比が 5.0×10^{-4} を超えると 1.0×10^{-3} の割合で雨滴が成長する。Collection は, 次式によって表現される

$$P_3 = 2.2 \times m_c m_i^{\frac{7}{8}} \dots\dots\dots (28)$$

最後に, 雨滴の蒸発は, 次式によって表現される

$$P_4 = \frac{\frac{1}{\rho_0} \frac{m_i - m_{vs}}{m_{vs}} \times C_w (\rho_0 m_i)^{5.25}}{\frac{6.15 \times 10^{10}}{T^2} + \frac{2.32 \times 10^4 \times T}{e_{ws}}} \dots\dots\dots (29)$$

ただし,

$$C_w = 1.6 + 124.9 (\rho_0 m_v)^{0.2046} \dots\dots\dots (30)$$

ただし, e_{ws} は飽和水蒸気圧である。 C_w は Ventilation Factor と呼ばれる。水滴が周囲の空気に対して相対的な運動をすると, 静止している状態よりも周囲の空気からの換気的作用が大きくなる。Ventilation Factor は, この換気的作用による蒸発を表す係数である。

4.2 積雲対流モデル

積雲対流は, メソスケールの空間分解能では表現しきれない現象であるが, 積雲が発生した場合, ある物理量 $\bar{\phi}$ について, メソスケールモデルでの基礎式の

$$d\bar{\phi}/dt = \bar{S}_{\phi}^M \dots\dots\dots (31)$$

の右辺に, あらたな source-sink 項

$$\bar{S}_{\phi}^c = \frac{\bar{\phi} - \bar{\phi}^*}{\tau_c} \dots\dots\dots (32)$$

を加えることになるので, 詳細な現象の把握のために無視できない。ここで, $\bar{\phi}^*$ は対流発生以前の値, $\bar{\phi}$ は対流発生後の値, τ_c は対流の継続時間を表わす。ある格子点でみた変数の値 $\bar{\phi}$ は, 次のように表せる。

$$\bar{\phi} = (1 - \sigma_u - \sigma_d) \phi_e + \sigma_u \phi_u + \sigma_d \phi_d \dots\dots\dots (33)$$

ここで, ϕ_e は積雲の外部での独立変数の値, ϕ_u, ϕ_d はそれぞれ積雲内の上昇流域, 下降流域でのその変数の値を表わす。ただし, 本研究では, ϕ_e には対流が発生すると判断された時点での値を与えた。また, σ_u, σ_d は格子点が代表する面積に対して上昇流域, 下降流域が占める面積比率である。以下の記述においても,

添字 e, u, d は同様の意味をもつこととする。また、独立変数は、高さの関数とする。

以下、Fritsch and Chappell⁵⁾ の 1 次元積雲モデルを概述する。積雲モデルは、手順が非常に複雑であるが、用いる仮定、基礎式は単純である。まず、上昇流のもつ浮力のエネルギーについて考える。サブグリッドスケールでみた気圧の変動量を無視した場合の鉛直方向の運動方程式から、単位体積の空間塊に対する浮力は

$$\frac{dw}{dt} = g \frac{\theta_c''}{\theta_e} = g \frac{\theta_u - \theta_e}{\theta_e} \dots\dots\dots (34)$$

となる。(34) 式を LCL (Lifting Condensation Level) から LFC (Level of Free Convection), LFC から ETL (Equilibrium Temperature Level) でそれぞれ積分すると次のように、負の浮力のエネルギー E_{NB} および正の浮力のエネルギー E_B が得られる

$$\frac{1}{2} [\omega_{uLFC}^2 - \omega_{uLCL}^2] = g \int_{z_{LCL}}^{z_{LFC}} \frac{\theta_c''}{\theta_e} dz = E_{NB} < 0, \dots\dots\dots (35)$$

$$\frac{1}{2} [\omega_{uETL}^2 - \omega_{uLFC}^2] = g \int_{z_{LFC}}^{z_{ETL}} \frac{\theta_c''}{\theta_e} dz = E_B > 0, \dots\dots\dots (36)$$

になる。ただし、 z_{LCL} , z_{LFC} , z_{ETL} はそれぞれ LCL, LFC, ETL の高度、 ω_{uLCL} , ω_{uLFC} , ω_{uETL} は上昇流域内での高さ z_{LCL} , z_{LFC} , z_{ETL} における鉛直方向の風速、すなわち上昇風速を表わす。より大規模なスケールの運動によってこの E_{NB} が減少したときに E_B が対流を起こすのに有効なエネルギーとなると考える。そして対流が終了した状態では

$$E_B = 0 \dots\dots\dots (37)$$

となる。 θ_u , θ_d , τ_c および上昇流、下降流の質量フラックス M_u , N_d がメソスケールの場の状態から定まったとき、(37) 式を満たすように上昇流、下降流それぞれの面積をうまく配分する、すなわち σ_u , σ_d の値を決めるのが、この 1 次元積雲モデルの特徴である。ここで、 σ_d は σ_u によって一義的に決まる。従って、後述するように σ_u の値としてはじめに 0.01 を仮定し、その後は

$$\sigma_u^{n+1} = \frac{E_B^n}{|E_B^n - E_B^{n-1}|} \sigma_u^n \dots\dots\dots (38)$$

というアルゴリズムによって σ_u を更新してゆき、次のように収束させればよい。

$$\left| \frac{E_B^n - E_B^{n-1}}{E_B^{n-1}} \right| \leq 0.05 \dots\dots\dots (39)$$

ただし、添え字 n は繰り返し計算の回数を表わす。Fig. 1 にこのモデルの計算のフローチャートを示し、以下、計算の流れの概要を示す。

(a) 積雲の発生判断

まず、地表面を下端とした厚さ 100 hPa の層を一様になるまで混合させ、その層を乾燥断熱的に上昇させて、その層の上端が凝結する高度すなわち z_{LCL} を求め、 z_{LCL} において正の浮力がはたらくかを調べる（この際、このモデルでは、LCL におけるメソスケールの上昇流の風速が大きいほど浮力がはたらきやすくなっている）。浮力がはたらかないと判断されれば次に 50 hPa 上方の 100 hPa 層について調べていく。浮力がはたらいていると判断されれば、対流が発生するとして計算を進める。ここで、100 hPa 層の混合は、層内の温位および水蒸気量を鉛直方向に平均することに対応する。

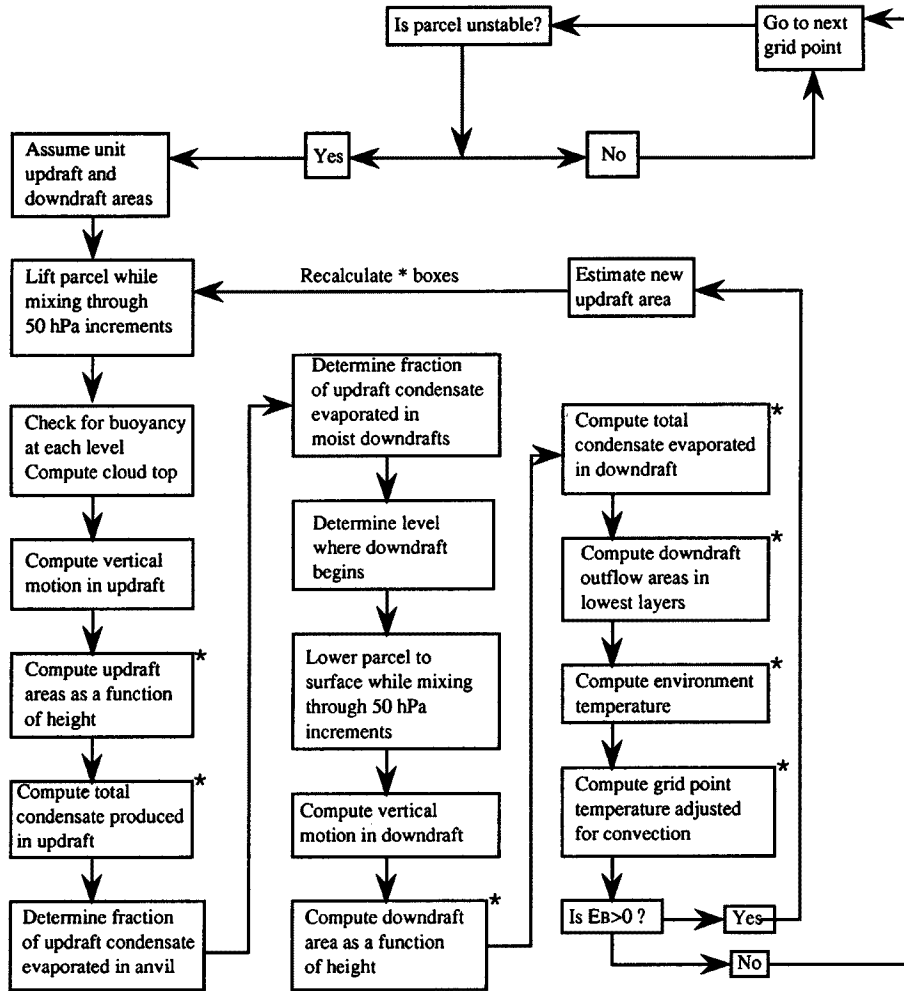


Fig. 1 Flow diagram of the cloud model and its interaction with the convective parameterization⁵.

(b) 上昇流に関する計算

前述の通り、LCLにおける σ_u を0.01と仮定して上昇流に関する計算を開始する。空気塊はまわりの空気を巻き込み（エントレインメント）ながら上昇する。このモデルでは、 z_{CT} （CTはCloud Topの略）に達するまでの間に、上昇流の質量フラックスがエントレインメントによって2倍になるとしており、その計算には z_{CT} の値が必要となる。そこで、まず雲頂高度 z_{CT} の値を仮定し、既知としてこのエントレインメントを考慮することにより上昇流内の担当温位 θ_{Eu} の鉛直分布を求め、この θ_{Eu} から上昇流内の温位 θ_u 、気温 T_u^s 、水蒸気混合比 q_{swu} の鉛直分布を計算する。次にこの θ_u を用いて、 z_{CLC} から z_{CT} までの浮力のエネルギーの総和が0となるように z_{CT} を仮定しなおす。ここで得られた z_{CT} と既知とした z_{CT} との差が十分小さくなるまで z_{CT} の値を仮定しなおす。

次に、上昇流内の水蒸気に関する計算をやはりエントレインメントを考慮して行う。 z_{CT} から z_{ETL} までの水蒸気の凝結量 R_B 、かなとこ（ $z_{ETL} \sim z_{CT}$ の部分）での凝結量 R_A 、下降流による蒸発量を求める。

(c) 下降流に関する計算

下降流が生じる LFS (Level of Free Sink) の高度 z_{LFS} は、上昇流の空気とまわりの空気が同量だけ混ざった空気が飽和となる気温が、周囲の気温より小さくなる最低高度として求める。 z_{LFS} が求めた後、 σ_d' を仮定して上昇流と同様にエントレインメントを考慮して下降流内の相当温位 θ_{E_d} を求める。次に、飽和とみなした場合の温位 θ_d 、気温 T_d 、水蒸気混合比 q_{sd} の鉛直分布を上昇流の場合と同様に求めた後、一定の相対湿度 0.8 を保つものとして下降流内の水蒸気混合比 q_d 、温位 θ_d 、気温 T_d の鉛直分布を求める。さらに下降流内での蒸発量 D_L' を計算する。

(d) 積雲内での水蒸気の凝結、蒸発と降水量の算定および σ_d の決定

z_{LCL} から 150 hPa 上空 (z_{PD} とする) を上向きに全上昇流内を単位時間あたりに通過する水蒸気量を S_B 、さらに z_{LCL} から z_{PD} までの水蒸気の凝結総量を R_{PD} とする。このモデルでは、積雲によってもたらされる単位時間あたりの総降雨量 P_c は、

$$P_c = \varepsilon_p (S_B + R_{PD}) \dots\dots\dots (40)$$

によって算定する。 ε_p は経験値を用い、大気水平風速の鉛直シアの関数として与えられている。 P_c が定まると、下降流内での総蒸発量 D_L が

$$D_L = R_B - P_c \dots\dots\dots (41)$$

として定まる。ここで、かなとこ部での凝結量 R_A は、すべて積雲外へ出て蒸発すると仮定されている。この D_L は、 σ_u に比例する量であることは明かである。

一方、(c)での計算によって、別途、下降流内での総蒸発量 D_L' が算定されている。この D_L' は、 σ_d の仮定値 σ_d' を与えることによって算定でき、さらに σ_d に比例することも明かである。したがって、 D_L が σ_u に依存するので、

$$\sigma_d = \sigma_d' \frac{D_L}{D_L'} \dots\dots\dots (42)$$

によって、 σ_u に依存した形で σ_d を定めることができる。

(e) 計算の終了

σ_u 、 σ_d が定まると、 E_B が算定でき、(37)式が成立しているかをチェックできることになるので、(38)式を用いて LCL における σ_u を収束させて、(39)を満たした時点で計算を終了する。

5. 降水分布の算定結果

5.1 降雨分布の算定条件

中北・筒井・池淵・高棹¹⁾と同様、近畿地方に豪雨がもたらされた時の総観スケールの場合 (気温の鉛直分布は乾燥過程においては安定) を用い、地形の存在しない 180 km × 180 km の領域を設定し、下層風の風上側の 90 km × 90 km の領域 (Fig. 2 の下方の縦線および横線を施した正方形領域) に水蒸気フラックスを導入した。計算例は以下の通りであるが、まず風速場を固定して計算を行ない、そのうち積雲の発生したケースについてのみ風速場の同時計算も行った。

まず、初期大気の相対湿度の鉛直分布は、

(1) 地表で 98 %、3000 m 高度で 90 %、上端で 50 % として線形内挿した分布、

(2) 地表と 3000 m 高度で同じ 80 %、上端で 50 % として線形内挿した分布

の 2 種類の設定を行った。(1)は実際に豪雨が生じていた時の分布にほぼ相当する。また、初期条件は側方境

界条件としても用いているので、(2)は移流によって計算領域に流入してくる水蒸気量が(1)より少ない場として設定したことになる。

一方、地表からの水蒸気フラックスとしては、

- (a) 水蒸気フラックス導入域全体で 40 mm/day,
- (b) 水蒸気フラックス導入域全体で 20 mm/day,
- (c) 水蒸気フラックス導入領域の北半分（下層風の風下側）で 20 mm/day, 南半分で 40 mm/day

の3種類を設定した。(a)は海上で生じ得る最大級の蒸発強度で、導入した積雲モデルのチェックのために積雲が生じ易いよう強い目の水蒸気フラックスを与えた場合である。したがって、(b)の場合は湿度条件の(1)、(2)両者について計算を行ったのに対し、(a)の場合は湿度条件の内(1)の場合のみ計算を行った。一方、(c)は、水蒸気フラックス導入領域と乾燥域の間に緩衝域として弱蒸発域を設定するのが目的である。

以上を整理して、計算結果を(1)-(a)、(1)-(c)と(1)-(a)、(1)-(b)、(2)-(b)に分けて、それぞれ 5.2、5.3 で述べる。

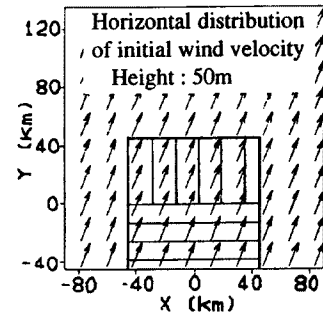


Fig. 2 Distribution of the initial horizontal wind velocity at the height of 50 m. Water vapor flux is assumed to be supplied both in barred area and vertical lined area.

5.2 強水蒸気移流および強水蒸気フラックスでの算定結果

(1) 風速場を初期の状態で固定した場合の算定結果

50 m 高度における初期風速の水平分布を Fig. 2 に示す。下層風が南あるいは南南西の風となっている。まず、水蒸気フラックス導入領域に一樣に 40 mm/day の水蒸気を与えた場合の、計算開始後 120 分の暖かい雨による降雨強度分布（Kessler モデルによる雨）と積雲による降雨強度分布（1 次元積雲モデルによる雨）を Fig. 3 に示す。一方、Fig. 4 には、同時刻の 50 m の高度の水蒸気混合比、雲粒混合比、温位の水平分布を、Fig. 5 には $x = 0$ 上空の高度 200 m までの鉛直断面内の水蒸気混合比、雲粒混合比、雨滴混合比、温位の水平分布を示す。

Fig. 3 によると、暖かい雨は水蒸気フラックス導入領域の北方の領域に集中している。すなわち、Fig. 4、Fig. 5 から確認されるように、水蒸気供給域上空でまず雲粒が発生し、それに伴う潜熱の放出によって温位が上昇して、大気に貯えられる水蒸気量も増大する。その増大した水蒸気量、雲粒が下層風による移流のため相対的に低温域（地表面からの水蒸気の供給がないため潜熱による温位上昇が相対的に小さい領

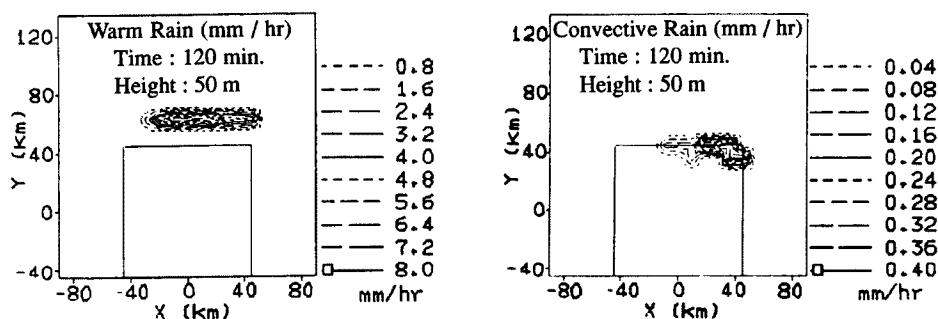


Fig. 3 Horizontal distributions of warm rain and convective rain at the time step of 120 min (case (1)-(a)).

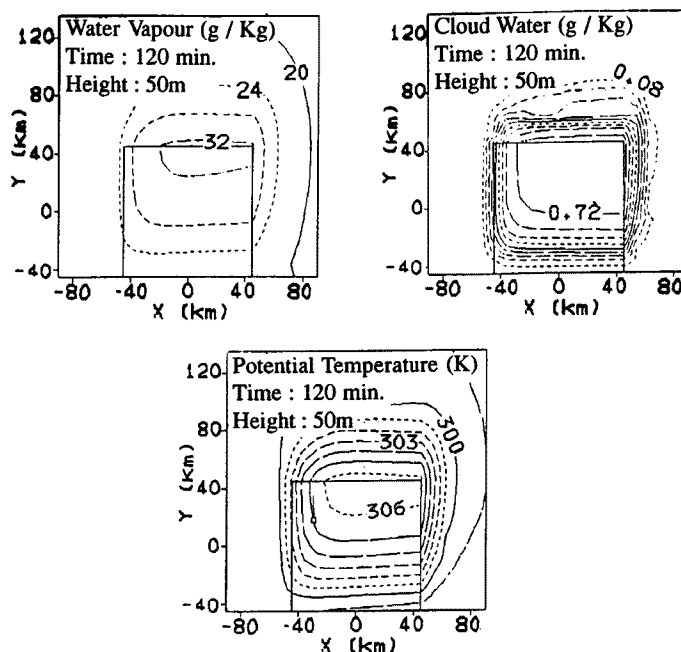


Fig. 4 Horizontal distributions of mixing ratio of water vapor, mixing ratio of cloud water, and potential temperature (case(1)-(a)).

域)に運ばれ、80分後以降急激に凝結し雨滴に成長することにより、大きな降雨強度を示すことになった。

一方、発生した積雲(113.833分から120分までの間に12地点で発生)については、Fig. 4, Fig. 5に示す温位分布を用いて次のように説明できる。積雲の発生領域は、水蒸気の供給領域内北東部と、やや外に出た領域であり、ここは最も温位が高く不安定成層になっている領域である。初期の温位の鉛直分布は安定成層であったが、ほぼ飽和状態の下層大気に地表から水蒸気が補給され凝結する際に潜熱の放出によって大気が暖められ、不安定化して行った。そして、下層風による移流とも重なって、水蒸気フラックス導入域北東端で最も不安定となり、積雲が生じるに至った。ただし、積雲による降雨強度は、暖かい雨に比して2オーダーも小さく、必ずしも満足のいくものではない。これについては、2.1で述べたように積雲の雲頂高度の最大値を解析領域上端高度の1.05倍(約13000 m)とした影響が小さくないと推定される。

次に、Fig. 2の縦線部(上半分)の水蒸気フラックスの強度を20 mm/dayにした場合について計算を行った(1)-(c)。本例では150分までの計算では対流は発生しなかったため、この場合の暖かい雨の降雨強度分布のみをFig. 6に示す。前例に比べて、降雨が集中している領域は広いが降雨強度は小さい。理由は、強水蒸気フラックス域と乾燥域との間に弱水蒸気フラックス域が存在するために雲粒や温位の水平分布に強いコントラストが生じず、そのために前例のような局地的に急激な雨滴の生成が起らなかったからであると考えられる。同じ理由から、大気的不安定度も前例よりも小さくなり、対流が発生しにくくなったと考えられる。

結果的に、この例では、北方へ移流していく水蒸気が水蒸気フラックス導入領域の外に出るまでに降らせる雨の総量は前例の約1/50であり、その結果として、水蒸気フラックスの平均強度が前例の3/4であるにもかかわらず水蒸気供給領域の外へ運ばれる水蒸気量が多くなった。

(2) 風速場も同時算定した場合の算定結果

さて、5.2(1)では水蒸気の凝結によって大気の流れは変化しないとしたために、水蒸気フラックス導入

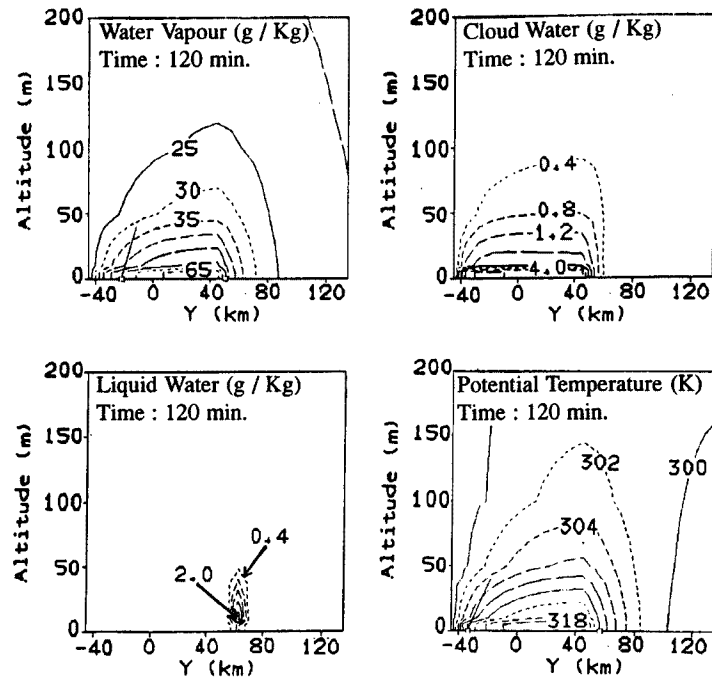


Fig. 5 Vertical distributions of mixing ratio of water vapor, mixing ratio of cloud water, mixing ratio of liquid water, and potential temperature (case(1)-(a)).

域北東端で最も不安定成層となりそこで積雲が発生した。そこで、大気流れも変化する場合に積雲の発生域がどう変化するかを調査することにした。一様に 40 mm/day の水蒸気フラックスを導入し、風速場を固定した場合の 80 分後（バンド状の暖かい雨が発生する直前）の算定値を初期値として、85 分までの 5 分間だけ計算を進めた。85 分後の算定された水平風速分布を Fig. 7 に、暖かい雨および積雲による降雨強度を Fig. 8 に示す。本例では、算定した 5 分間に 97 個の対流が発生しており、暖かい雨と積雲による雨の全体に占める割合が前例 ((1)-(a)) と比べて逆転している。風速固定の場合との違いを考えると、本例では、水蒸気供給域で生じた温位の上昇により気圧が下がり、風速分布が収束状態となったためにメソスケールでみた鉛直風が生じ、積雲（4.2 で述べたように、用いた 1 次元積雲モデルは凝結高度における上昇流が大きいと発生しやすくモデル化されている）が発生したと推定できる。

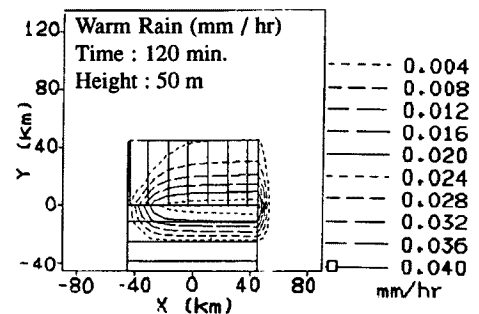


Fig. 6 Horizontal distribution of warm rain estimated by setting an area of weak water vapor flux (case(1)-(c)). water vapor flux of 40 mm/day is assumed in barred area and 20 mm/day in vertical lined area.

5.3 弱水蒸気フラックスでの算定結果

次に(1)-(b)および(2)-(b)の場合、すなわち、異なる 2 つの湿度条件のもとで一様に 20 mm/day の水蒸気フ

ラックスを導入し、風速場を固定した場合の計算結果について述べる。両者の違いは、計算領域に側方から流入してくる水蒸気フラックスが異なる点にある。Fig. 9, Fig. 10に98%の場合((1)-(b)), Fig. 11, Fig. 12に80%の場合((2)-(b))について、それぞれFig. 4, Fig. 5と同様120分後の50m高度の水蒸気混合比、雲粒混合比、温位の水平分布、および鉛直断面内の水蒸気混合比、雲粒混合比、雨滴混合比、温位の水平分布を示す。両例とも積雲は発生しなかった。

両者共通して5.2(1)の結果と異なるのは、降雨強度としては殆どゼロに対応するようかなり小さな雨滴混合比しか算定されていない点である。ただし、さらに計算を進めて行けばやがては暖かい雨が生じる可能性はある。一方、(1)-(b)と(2)-(b)の大きな違いとして、各物理量は(1)-(b)の方が相対的に大きくなっているというすぐに予想のつく点以外に、雲粒混合比、雨滴混合比、温位の各々の分布形態の相違がある。(1)-(b)の場合は(1)-(a)に対応するFig. 4, Fig. 5と比較して、雨滴混合比の分布以外は分布形態が同じであ

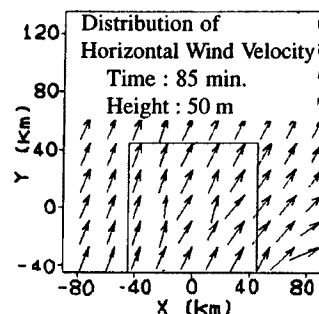


Fig. 7 Distribution of horizontal wind velocity at the time step of 85 min (case (1) - (a)). Wind velocity is computed simultaneously.

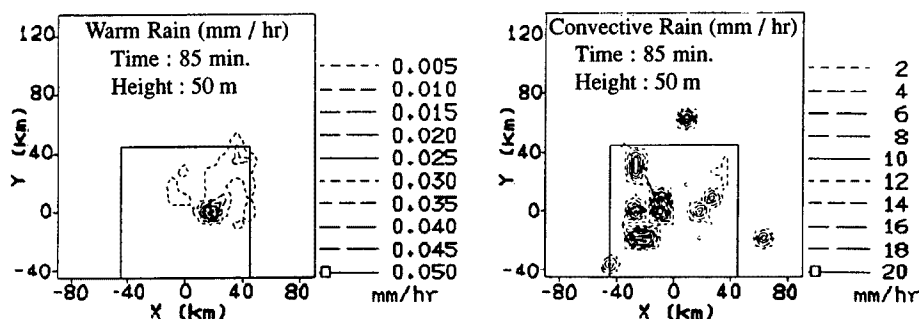


Fig. 8 Distributions of warm rain and convective rain (case (1) - (a)). Wind velocity is computed simultaneously.

ることがわかる。ただし、この雨滴混合比の分布も、(1)-(a)の計算例で急激に暖かい雨が集中的にバンド状に生じた80分の以前の分布(図には示していない)と形態としては同じである。さらに計算を進めて行けば、やがては暖かい雨が生じる可能性がある。と前述したのはこのことによる。ところが、側方からの流入水蒸気量の小さい(2)-(b)の場合、雲粒混合比、温位が風上側で相対的に大きく、逆に雨滴混合比は風下側で相対的に大きくなっている。これが、(1)-(b)と(2)-(b)の算定結果の大きな相違点である。

最後に、この違いの生じた理由を考察する。(1)-(b)の場合は、(1)-(a)と同様に側方から飽和に近い水蒸気がどんどん流入してくるので、地表面から流入してくる水蒸気フラックスが(1)-(a)の場合の半分であったとしても、水蒸気フラックス導入域上空全体で雲を発生させ維持させるに十分なフラックス量である。ところが、(2)-(b)の場合は80%の相対湿度しかない水蒸気が側方から流入してくるため、たとえ風上側では雲を発生させるに十分な水蒸気が地表面から供給されても、風下側まで全体的に雲を発生し維持するだけの水蒸気が供給されていない。風上側での雲の生成によって水蒸気が消費されてしまうからである。したがって、風上側と風下側の雲の生成量にコントラストが生じ、それが潜熱の放出の多寡を通して温位の分布にもコントラストを生じさせる。そしてそのコントラストが(1)-(a)の場合と同様に雨滴への成長を促すことになる。ただし、時間がさらに経過すれば風上側の雲粒混合比の増大も頭打ちとなり、その結果として風上側で地表から

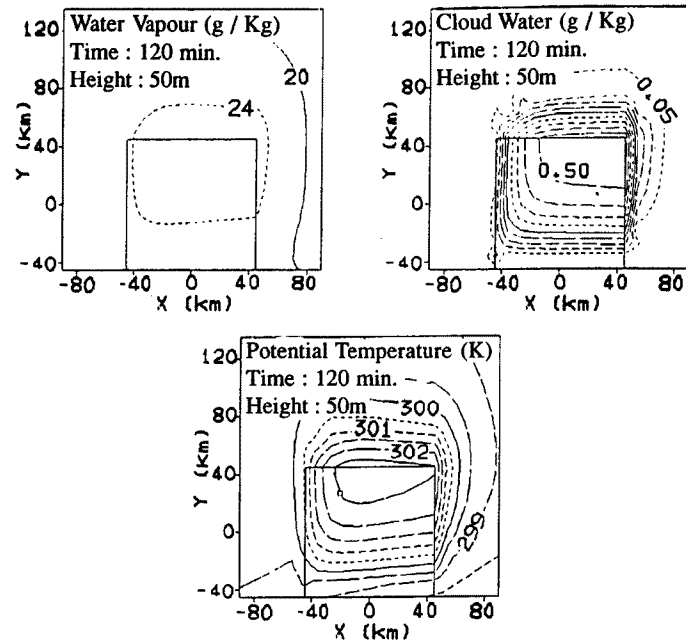


Fig. 9 Horizontal distributions of mixing ratio of water vapor, mixing ratio of cloud water, and potential temperature (case(1)-(b)).

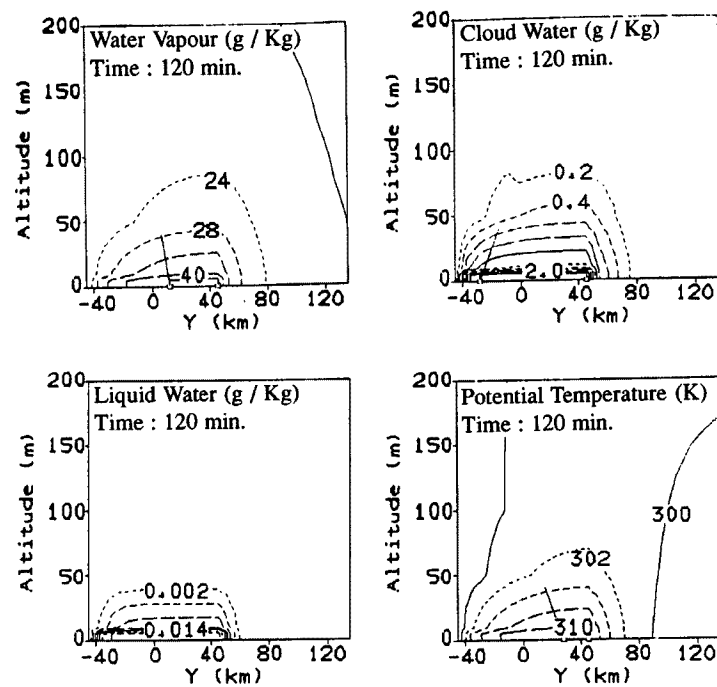


Fig. 10 Vertical distributions of mixing ratio of water vapor, mixing ratio of cloud water, mixing ratio of liquid water, and potential temperature (case(1)-(b)).

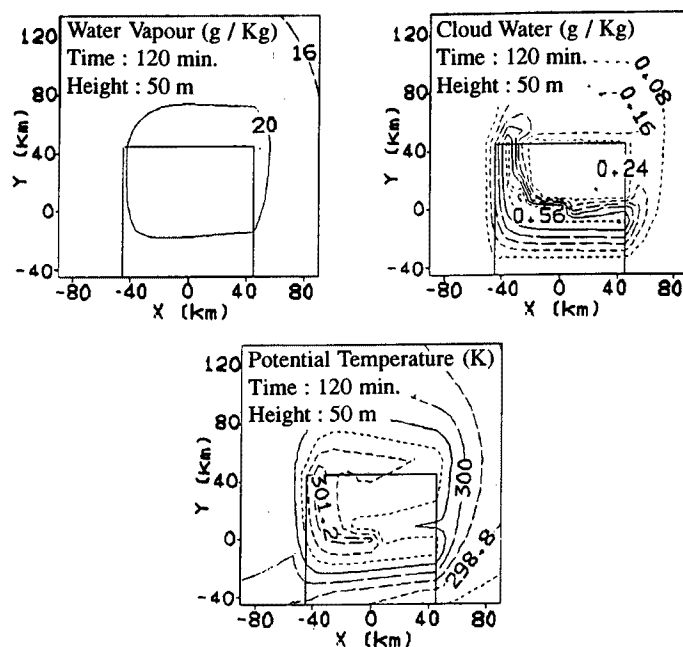


Fig. 11 Horizontal distributions of mixing ratio of water vapor, mixing ratio of cloud water, and potential temperature (case(2)-(b)).

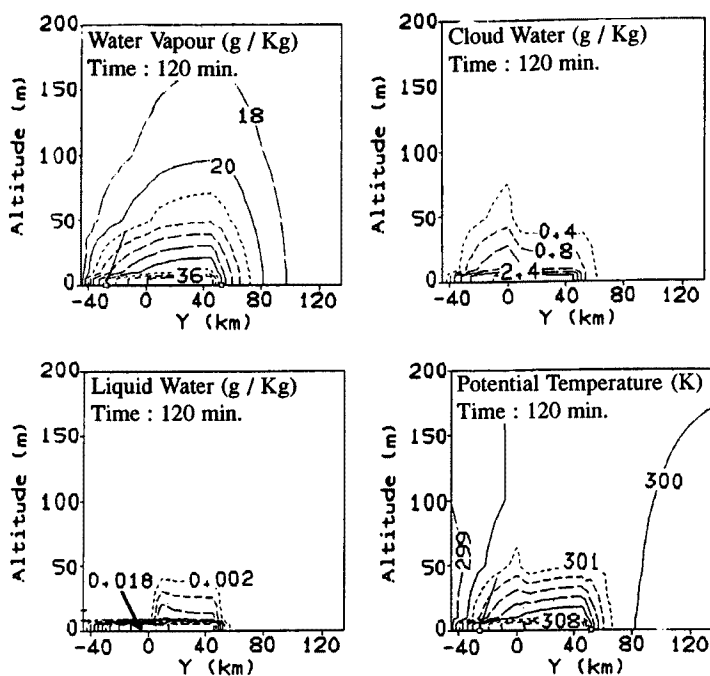


Fig. 12 Vertical distributions of mixing ratio of water vapor, mixing ratio of cloud water, mixing ratio of liquid water, and potential temperature (case(2)-(b)).

流入する水蒸気が風下に移流される量が増大すれば、風下側で雲粒が増大して行く可能性もある。図には示さないが、確かに(2)-(b)の計算例の180分後の結果によれば、雲粒混合比や温位が風上側で相対的に大きかった領域が、風下側に広がって行き、分布が平坦化されてきている。ただし、地表からの水蒸気フラックスや側方からの水蒸気フラックスの大きさの兼ね合いで、平坦化されないままの状況も生じ得ると推定できる。

6. 結 論

以上に示した雲粒や雨滴の分布は高度50 m近傍で最大となっている。これは、飽和に近い状態の大気中を水蒸気が拡散によって上昇する過程で凝結することをモデルが表現した結果であり、湿潤空気がメソスケールの上昇流によって持ち上げられるという過程を通した一般的な雲の場合とは異なっている。これは、実際に豪雨が生じた際の総観場を初期条件とし、メソスケールの上昇流がまだ現われていない段階で計算を止め、そこまで生じた降水により、導入した降水モデルが良好に働くかどうかをチェックしたためである。今後は風速場との関連をふまえた降水を表現できるよう検討すべきであると考ええる。

積雲モデルに関しては、前述のメソスケールモデルの解析領域上端高度の不足という問題を含め、もう少し精密化を図る必要がある。また、本研究のようなメソβスケールのモデルに対する積雲のパラメタリゼーションに関する問題として、与えた積雲寿命および格子点が代表する領域内で積雲に伴い雨および雲が全て発生し消滅してしまうという仮定が、本研究で与えた諸条件と適合しているかどうかのチェックも行う必要がある。つまり、9 km 間隔の各格子点の代表面積内で発生するとした積雲が30分もの寿命を与えられていること、積雲発生の影響による補償流としての沈降流が比較的大きなスケールで起きることを考慮すると、メソβスケールのモデルの水平方向の格子点間隔が小さすぎる可能性があり、現在メソスケールモデルの各地点で発生を判断し降雨量やまわりの大気への影響などを計算している積雲モデルのルーチンの導入方法も改善する必要がある。

しかし、地表面からの水蒸気フラックスが(1)潜熱の放出、(2)移流という流れ、(3)風速場の収束、という3点を通し、降雨分布の集中化をもたらし、さらには(2)(3)のどちらが卓越するかによって暖かい雨あるいは積雲による雨のどちらに集中するかを決定づけるという重要な点を表現できた。また、強蒸発域と乾燥領域との間に弱い蒸発領域を設けることにより、降雨域が広がり、総降水量が減少し、乾燥領域に運ばれる水蒸気量が増大した。すなわち、風との同時計算の例が少なかったため境界層内だけでの水循環という形にはなかったものの、地表からの水蒸気フラックス量の分布如何、側方からの流入水蒸気量によって、総降水量、雨域の広がり、雨域の位置に大きな違いが生じることが表現できた。

本研究では、今後、地表面過程と降雨現象の相互作用を解析する事を前提に地表からの水蒸気フラックスが降雨分布に及ぼす影響の検討をまずの目的とした。しかし、地表からの蒸発が地表面を冷やし蒸発を抑制する方向に働いたり、逆に蒸発によって生じた雲が側方から流入してくる水蒸気を捉えて雨として地上に引きずり込み、それが土壌水分量を増大させ、結果的に蒸発量を増やすといったことは、ここで表現していない。蒸発と降雨との応答関係さらには相対的に対応する時空間スケールを明らかにして行くためには、このような地中・地表面と降雨分布との相互関係のどれがどの様な場合に卓越するかを明らかにして行く必要がある。そのために、ここで示した基礎的検討を第一ステップとして、まずは境界層でのモデルの精密化をはかり、その上で1.でも記したように、土壌水分量を考慮した流出モデルとの結合を図って行く。

参 考 文 献

- 1) 中北・筒井・池淵・高棹 (1988)：降雨分布特性の気象力学的解析，京大防災所年報，第31号B-3，pp.209-229.

- 2) Pielke R.A. (1984) : Mesoscale Meteorological Modeling, Academic Press.
- 3) Kessler, E. (1969) : On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations. *Meteor. Monographs*, Vol. 10.
- 4) 中北英一 (1990) : 地形が降雨場に及ぼす影響を考慮した短時間降雨予測手法の開発と 3 次元レーダー情報の利用に関する研究, 京都大学博士論文
- 5) Fritsch and Chappell (1980) : Numerical Prediction of Convectively Driven Mesoscale Pressure Systems, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 37, pp.1722-1733.
- 6) Matsuno, T. (1966) : A Finite Difference Scheme for Time Integrations of Oscillatory Equation with Second Order Accuracy and Sharp Cut-off for High Frequencies, *J. Meteor. Soc. Jpn.*, Vol. 6, pp.203-204.
- 7) Asai, T. (1965) : A Numerical Study of the Air-Mass Transformation over the Japan Sea in Winter, *J. Meteor. Soc. Jpn.*, Vol. 43, pp.1-15.