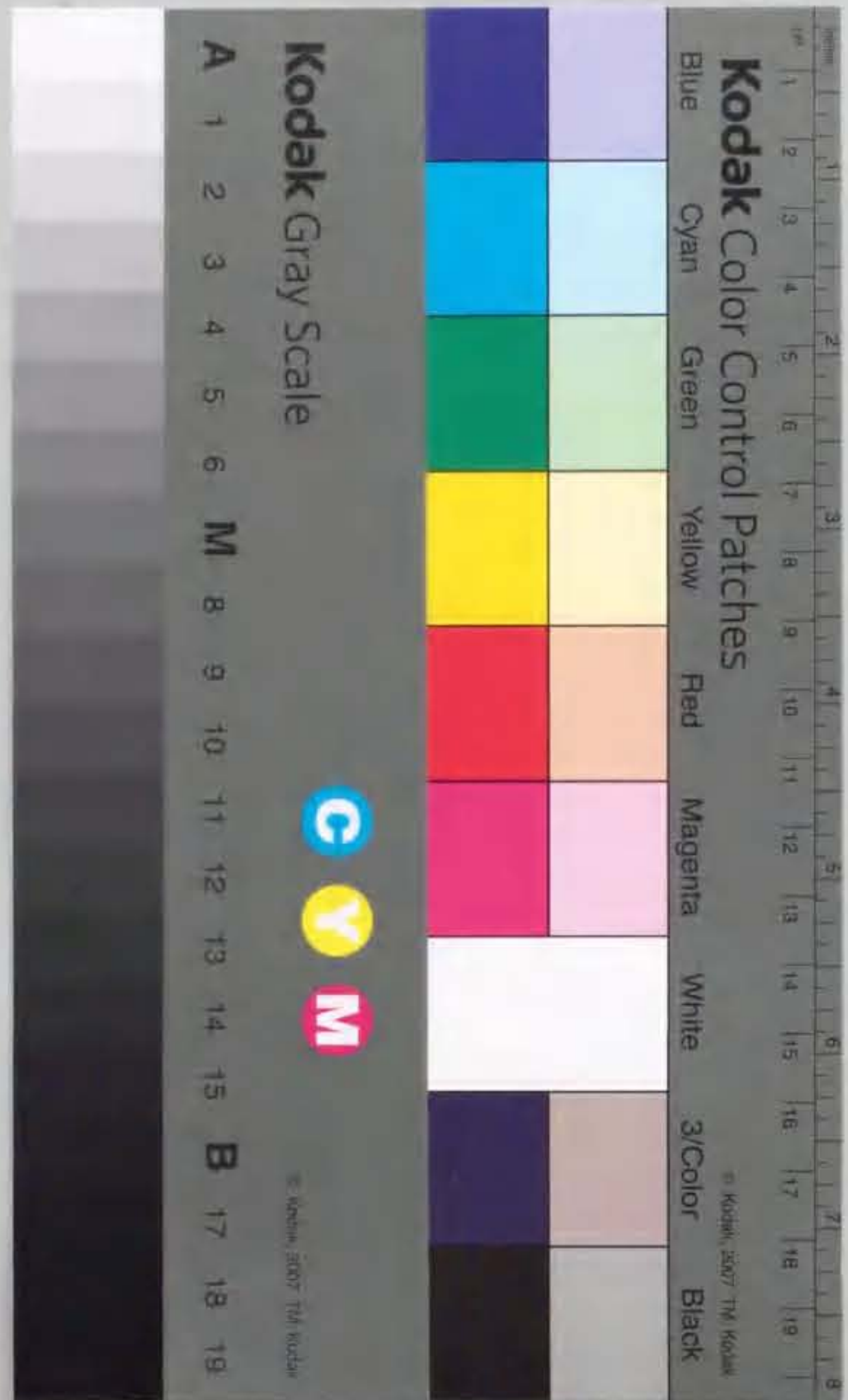


降水セルの相互作用と対流系の
組織化に関する研究

三 隅 良 平



報告番号 甲 第 3163 号

①

主論文

降水セルの相互作用と対流系の組織化に
関する研究

三隅 良平

目 次

第 1 章 序論	1
第 2 章 数値モデル	10
2.1 仮定	10
2.2 方程式系	10
2.3 境界条件と積分スキーム	13
第 3 章 組織化された降水セルの形成過程に関する計算結果	16
3.1 初期条件と計算ケース	16
3.2 基本ケース (ケース 3-A) の結果	21
3.2.1 降水セルの挙動	21
3.2.2 それぞれの型の降水セルの構造	21
3.2.3 L 型セルの形成過程	25
3.2.4 F 型セルの維持機構	31
3.3 その他のケースの計算結果	35
3.3.1 対流セルの密集度の影響 (ケース 3-B)	35
3.3.2 鉛直シアの強さの影響 (ケース 3-C1 と 3-C2)	37
3.3.3 3 次元的な鉛直シアの影響	37
3.3.4 大気不安定度の影響 (ケース 3-D)	41
3.4 計算結果のまとめ	41
第 4 章 組織化された線状対流系の形成過程に関する計算結果	45
4.1 初期条件とケースの設定	45
4.2 ケース 4-A の結果	49
4.2.1 降水のパターン	49
4.2.2 対流系の構造	52
4.2.3 対流系の発達過程	55
4.3 その他のケースの計算結果	58
4.3.1 鉛直シアベクトルの x 成分、y 成分の効果	58
4.3.2 鉛直シアの回転の効果	60
4.3.3 対流セルの間隔の影響	60
4.4 サーマルをでたために配置した実験	62
4.5 計算結果のまとめ	64
第 5 章 考察	66
第 6 章 結論	74
謝辞	
文献	

第1章 序 論

降水を伴う対流系は、豪雨、降雹、竜巻、突風など、激しい天気現象をもたらすことがある。またしばしば集団として現れ、大量の水を降水として大気中から地表面に輸送するとともに、大気下層の潜熱や顕熱を大気の中・上層へ輸送する。従ってその力学的な構造や挙動を研究することは、防災上の立場のみならず、大規模スケールの大気循環や地球の水循環過程を理解していく上でも非常に重要な意味をもつ。

降水を伴う対流系は一般に、降水セルと呼ばれる直径数kmの細胞状の対流の複合体である。個々の降水セルの寿命は、通常数十分程度であり、対流系全体も1時間程度で衰弱することが多い。しかしまれに、その形態を変えぬまま数時間にわたって持続する対流系が出現することがある。これを組織化された対流系と呼んでいる。

組織化された対流系には、それを構成する降水セル自身が組織化されている場合と、個々の降水セルは必ずしも組織化されていないが、降水セルが規則的に入れ替わることによって集団として組織化されている場合がある。前者の代表例は、スーパーセルである。スーパーセルは1つの上昇流と下降流からなる巨大セルで、一定の気流構造を保ったまま長時間維持するのが特徴である。図1に Browning and Foote (1976) が北米大陸で観測したスーパーセルの気流構造を示す。図の右端に示すように、このスーパーセルが観測されたとき、周囲の風は著しい上層と下層の風速差、すなわち鉛直シアを伴っていた。いま、鉛直シアベクトルの根元側を鉛直シアの風上側、先側を鉛直シアの風下側と呼ぶことにすると、上昇流を駆動する暖かく湿った下層の空気は、相対的に鉛直シア風下側（図では右側）から流入する。日常頻繁に現れる短寿命の降水セルでは、上昇流が風に流されて鉛直シアの風下側に傾き、下降流が上昇流に対して鉛直シアの風下側に形成する。このため下降流が暖かく湿った空気の上昇流への流入を遮断してしまい、短時間で衰弱する。ところがスーパーセルでは、図1に示すように、上昇流が鉛直シアの風上側に傾いており、下降流が上昇流の鉛直シア風上側に位置する。したがって下降流は下層の暖かく湿った空気の流入を遮断せず、むしろ地上付近で発散して上昇流の根元に収束域をつくることにより、上昇流の維持

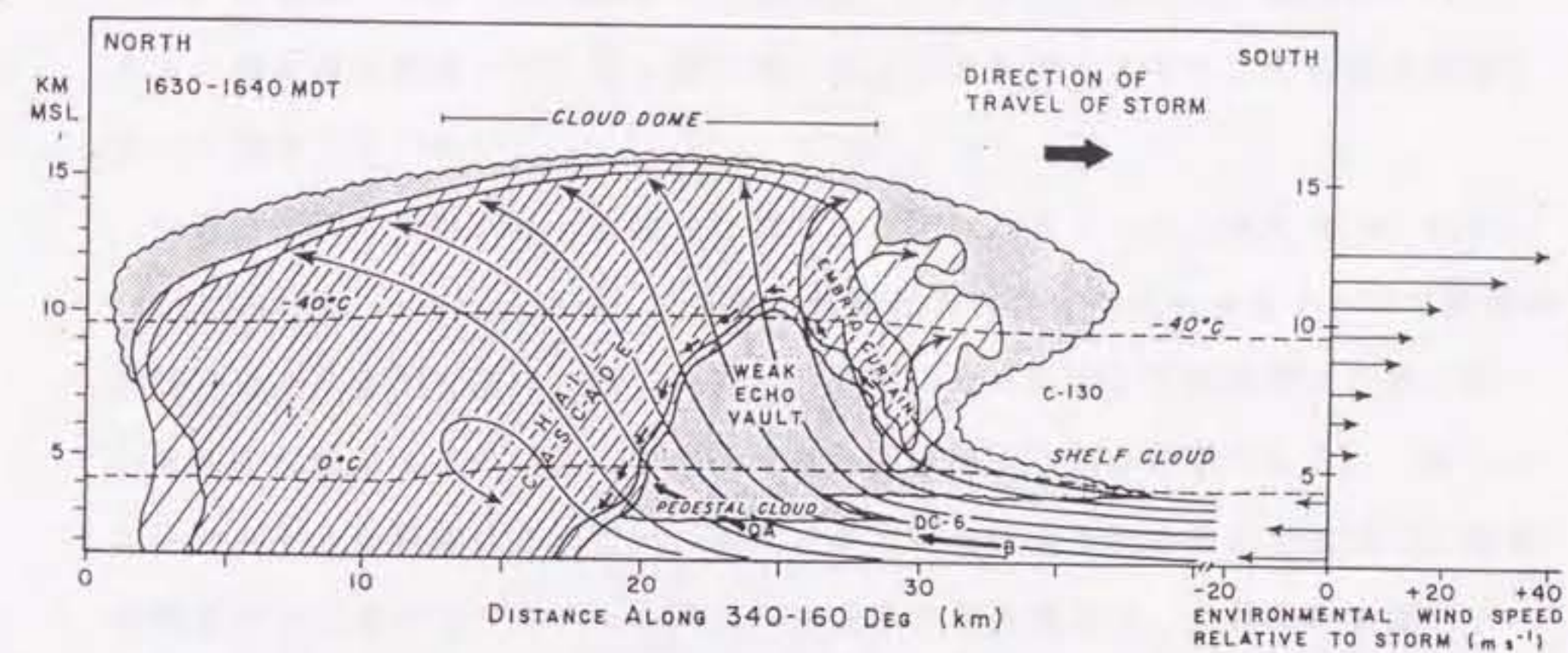


図1. コロラドで観測されたスーパーセルの構造の特徴を、鉛直断面図で模式的に示したもの (Browning and Foote, 1976)。

を助ける。このようにしてスーパーセルの気流系は準定常的に維持される。すなわち、鉛直シアアの存在と、鉛直シアアの風上側に傾いた上昇流の存在がスーパーセルの維持にとって本質的なことである。日本では図1と類似の構造を持った対流性のエコーを Seko and Takeda (1987) が観測している。

スーパーセルの他にも、降水セル自身が組織化されている例として、しばしば日本付近で観測される、水平スケールの小さい長寿命のセル状エコーがある (Takeda and Imai, 1976; 田畑ら、1989)。このうち田畑ら(1989) は2台のドップラーレーダを用いてその気流構造を詳細に調べた。彼らの観測した長寿命のセル状エコーはやはり鉛直シアア風上側に傾いた上昇流を持っており、その気流構造は図1と類似していた。

一方、後者の典型例は、組織化されたマルチセルストーム (例えば Marwitz, 1972; Chalon et al., 1976) である。組織化されたマルチセルストームは短寿命の降水セルの集団で構成されているが、既存のセルに対して規則的な位置に新しいセルを形成することによって全体を長時間維持するのが特徴である。しかし、スーパーセルと組織化されたマルチセルストームは全く別のものではなく、複数の降水セルを含めたマルチセルストーム全体の気流構造は、上昇流の鉛直シアア風上側への傾きなど、図1に示したスーパーセルストームのそれとよく類似する (Browning et al., 1976)。実際、マルチセルストームがスーパーセルに変化した例も報告されており (Foote and Wade, 1982)、上昇流が複数のセルから構成されていることを除けば、組織化されたマルチセルストームとスーパーセルはほとんど類似のものであると考えられる。対流系がスーパーセル、またはマルチセルストームのどちらに組織化されるかは、大気的不安定度と鉛直シアアの強さに依存して決まることが知られている (Weisman and Klemp, 1982)。

また、別の例として、対流系が数十kmから数百kmの線状に組織化されている場合がある。その典型例はスコールラインである。スコールラインとは、組織化された線状の対流系のうち移動速度の速いものを指すことが多いが (Zipser, 1977)、より広義には組織化された線状対流系全般を指すものとして用いられている (Bluestein and Jain, 1985)。図2に Zipser(1977)が熱帯で観測したスコールラインの鉛直構造の模式図を示す。図において、上昇流は左から右に傾いており、降水も主として上昇流の右側に落下する。下降流は下層の暖かく湿った空気

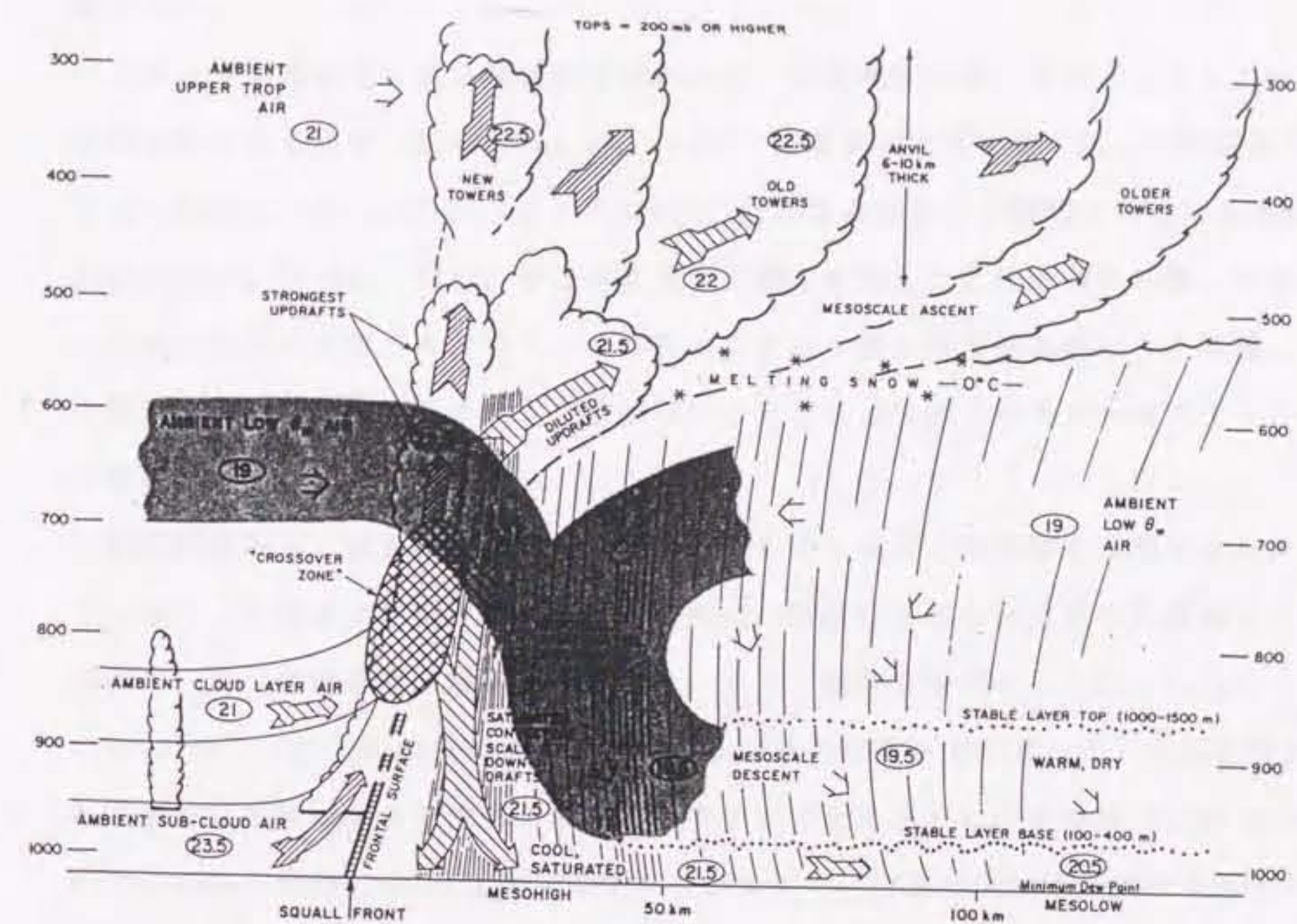


図2. 熱帯で観測されたスコールラインの鉛直断面の模式図 (Zipser, 1977)。

の流入を妨げず、地上付近で発散してスコールフロントと呼ばれる収束線をつくる。このスコールフロントに沿って新しい対流セルが次々につくられる。この気流構造は、下降流が下層からの温湿な空気の流入を妨げない点において図1のスーパーセルのそれと類似している。しかし、このような気流構造を持った対流系が数十kmから数百kmの列をなしていることがスコールラインのユニークな特徴である。

このような組織化された線状の対流系には、移動速度が遅くスコールラインとは呼ばれないものや (Zipser et al., 1981) 中緯度の寒冷前線に沿って形成するもの (Newton, 1950; Hobbs et al., 1980)、対流性の雪雲から構成されているもの (Sakakibara et al., 1988) などがあるが、図2に示した気流構造の特徴、すなわち地上付近のスコールフロントの存在、フロント面の冷域側に傾いた上昇流、下降流が下層からの空気の流入を妨げないこと、などは図2のスコールラインと本質的に変わらない。

1970年頃から、計算機の発達によって数値モデリングで対流雲を再現できるようになり、これまで観測からはわからなかった組織化された対流系の気流構造の詳細や、その維持過程が解明されてきた。その先駆的な研究としては、Takeda (1971) が、2次元の数値モデリングにより、適当な高さで鉛直シアアの向きが変わるときに長続きする対流系が形成されやすいことを示した。その後 Klemp and Wilhelmson (1978a, b) は3次元モデリングにより、分裂によって形成するスーパーセルを再現し、その構造やセルの移動、分裂の過程、鉛直シアアの強さが及ぼす影響を調べた。また Yoshizaki (1978) は、3次元的な風の鉛直分布の中で長続きする対流雲を再現している。他にも Schlesinger (1980) がストームの分裂によってスーパーセルが形成する過程をより詳しく議論している。1980年代の後半になると、スコールラインなどの複数の降水セルによって組織化されている対流系のモデリングが可能になった。Weisman et al. (1988) はスコールラインの3次元数値モデリングを行い、周囲の風の鉛直シアアの強さがスコールラインの構造に及ぼす影響を議論した。Rotunno et al. (1988) は3次元モデリングにより、スコールラインの維持機構を議論している。更に Dudhia and Moncrieff (1989) はスーパーセルを含んだスコールラインを再現して、その構造を議論している。最近では Weisman (1993) が bow echo と呼ばれる弓状に組織化された対

流系のモデリングを行っている。

このような近年の数値モデリングによって得られた重要な成果は、単に組織化された対流系の構造の詳細や維持機構が明らかになったのみならず、組織化された対流系の構造やふるまいが、その周囲の風や大気安定度などの条件に強く依存していることが明らかになったことである。それを示す例として、Wilhelmson and Chen (1982) が行った、組織化されたマルチセルストームの数値シミュレーションが挙げられる。彼らは観測された大気条件を数値モデルの初期条件として与え、初期擾乱として暖かい空気塊を与えてストームを発達させた。計算領域に発生したストームは、規則的な降水セルの入れ替わりや、平均風に対して右への伝播など、実際に観測されたストームとよく似た挙動を示した。この結果は、大気条件さえ設定してやれば、かなりの精度で実際のストームの構造や挙動が再現できることを示唆している。また別の例として Klemp et al. (1981) は Del City storm と呼ばれるスーパーセルの数値シミュレーションを同様の手法で行い、その構造に観測との多くの類似点を見出している。また Dudhia and Moncrieff (1989) や Tao and Simpson (1989a) は同様の手法でスコールラインの数値シミュレーションを行っている。

数値モデリングにおいて、観測された大気条件を初期値として与えることにより、実際に観測されたストームの構造がほぼ再現できるということは、組織化された対流系の構造や挙動が、その周囲の平均的な大気条件に強く支配されることを示唆している。これを裏付ける研究として、Fovell and Ogura (1988, 1989) の数値モデリングがある。彼らは精巧な2次元モデルを用いて、スコールラインのモデリングを行った。その結果、長時間積分によって、対流系がほぼ完全な定常状態に入ることがわかった。周囲の大気条件を変えると、定常状態における対流系の構造もまた変化した。この結果は、対流系の周囲の大気条件さえ設定してやれば、その条件下で発達する組織化された対流系の構造もまた決まってしまうことを示唆するものである。

しかし、仮にこの考えが正しいとし、ある大気条件において対流系がどのような構造に組織化するのかを事前に知り得たとしても、それだけでは、どこに、どのようなタイミングで組織化された対流系が出現するかを知ることができない。なぜならば、これらの研究では、対流系が組織化されるまでの過程が考慮されて

いないからである。観測によると、現実組織化された対流系が形成し得る条件が設定されても、その大気条件下で出現する数十個の対流性のエコーのうち、実際に組織化されるのはほんの数個である。例えば Takeda and Imai (1976) は紀伊半島周辺に出現した数十個のセル状エコーの挙動を解析し、個々のセルの寿命を調べた。その結果、長続きするセル状エコーは数十個のうちの2個しかなかった。また多くの組織化された対流系の観測においても、組織化されたものの近くに短寿命のセル状エコーが付随しているのが普通である。このことは、組織化された対流系が形成し得る大気条件が設定されても、そこに発達する対流系のうち実際に組織化されるものはほんのわずかであることを示している。

適当な大気条件が設定されても、ほんのわずかの対流系だけしか組織化されないという観測事実は、対流系の周囲の平均的な大気条件だけでなく、個々の対流系周辺のより小さいスケールの大気の乱れが、対流系が組織化されるかどうかに関与していることを示唆している。しかし、同時に存在する多くの対流系の中で、どのようにしてあるものだけが組織化されていくのかは、これまで全く調べられていない。

組織化された対流系の形成過程に関与している因子として、次の3つが考えられる。1つは前線やドライラインなどの、メソスケールの擾乱の存在である。例えば、Bluestein and Jain (1985) は中緯度で発生するスコールラインの多くが寒冷前線の近くに現れることを示している。また Carbone et al. (1990) はメソスケールの寒冷前線とドライラインの衝突によってスコールラインが発達したケースを観測している。しかし、組織化された対流系の形成過程において、このようなメソスケールの擾乱がつねに力学的に関与しているという確証はない。2つめの因子は地形に起因する気流の変形である。Takeda and Takase (1980) は、海上から移動してきた対流性エコーが切り立った山の近くの海岸で変質し、組織化された対流系として長時間停滞した例を観測している。しかし組織化された対流系は、地形の影響のない海の上や北米大陸の平原上にも出現する。第3の因子は降水セル同士の相互作用である。降水セルはその発達期には強い上昇流を伴い、またその衰退期には下降流をとまって、地上にガストフロントと呼ばれる突風前線をしばしば形成する。複数の降水セルが隣接していると、それらの相互作用によって大気条件は局所的に著しく変形する。組織化された対流系は、対流性エ

コーの集団の中に出現することが多く (Bluestein and Jain, 1985; Bluestein and Parker, 1993)、この因子は組織化された対流系の形成過程に強く関与しているものと思われる。本研究ではこの因子に注目する。すなわち、組織化された対流系の形成過程を、特に降水セル同士の相互作用に着目して調べるのが本研究の目的である。

組織化された対流系はいつ、どこに出現するかわからず、その形成過程を観測するのは困難である。したがって、組織化された対流系の形成過程を調べるには数値モデリングによる研究が有効である。これまで降水セルの相互作用のモデリングは、背の高い積雲の形成や降雨増幅の観点から、もっぱら降水セル同士の併合過程に着目して行われてきた。先駆的なものとしては、Hill (1974) が小積雲が併合して背の高い積乱雲が形成する過程を2次元モデルで調べている。その後 Yau and Michaud (1982) は Hill (1974) のモデリングを3次元に拡張して計算を行っている。また Turpeinen (1982)、Tao and Simpson (1984) らは隣接する降水性の対流雲が併合する過程を詳しく調べ、アウトフロー同士の相互作用によって2つの雲の間に橋のような新しい雲がつくられる過程を議論している。さらに Balaji and Clark (1988) は一様に加熱された境界層に背の高い積雲が形成する過程を詳しく議論し、マルチセルストームの挙動について新しい概念を提示している。また Tao and Simpson (1989b) は降水セルの併合過程について3次元モデリングにより詳細な議論を行っている。しかし降水セルの相互作用が、組織化された対流系の形成過程にどう関与しているかを調べた研究は、これまで行われていない。

本研究では、組織化された対流系の形成過程を、3次元数値モデリングによって調べる。数値モデリングの方法としては、初期条件として組織化された対流系が形成しやすい条件を設定し、そのなかに複数の降水セルを発生させて、その挙動を観察しながら、降水セルの相互作用が組織化された対流系の形成過程に及ぼす影響を議論する。前述したように組織化された対流系にはいくつかの型があるが、この研究では、組織化された降水セルの形成過程、および組織化された線状対流系の形成過程に議論を絞る。以下2章では用いた数値モデルの詳細について述べ、3章では組織化された降水セルの形成過程に関する計算の結果、4章では組織化された線状対流系の形成過程に関する計算の結果を示し、5章で得られた

結果を考察する。6章では結論を述べる。

結果を考察する。6章では結論を述べる。

結果を考察する。6章では結論を述べる。

第2章 数値モデル

2.1 仮定

計算に用いた数値モデルでは、以下の仮定をしている。

- (a) 数値計算上のノイズとなる音波を除去するために、大気は非弾性的であるとする。また降水セルのスケールの大気の運動に対して、コリオリ力の効果は小さいと考えられるので、これを無視する。
- (b) 地表面での摩擦や、地形が大気に及ぼす影響を考慮しない。これらの効果は山岳地帯や海岸線付近を除けば、降水セルの挙動への影響は小さいと考えられる。
- (c) 凝結した水は、雲水と降水の2種類に分ける。このうち雲水は空気に対して相対的に落下せず、降水はその混合比に応じた平均的な落下速度で空気に相対的に落下する。
- (d) 氷相過程に伴う潜熱の放出、吸収を考えない。この研究で扱うような発達した降水セルでは、氷相過程を介した降水形成がおこっているものと考えられ、水粒子の凝固や、氷粒子の融解による熱の放出、吸収は大気の運動に影響していると思われる。本研究では、降水セルの基本的なふるまいとして、発達期における強い上昇流の形成、降水粒子の急激な成長、降水粒子が空気を引きずることによる下降流の形成、雲底下での降水の蒸発、それによる空気の冷却に着目する。これらの過程において、氷相過程に伴う潜熱の出入りは必ずしも本質的ではないと考えられるので、その効果を考慮しない。

2.2 方程式系

以下に数値モデルで用いられている方程式系を示す。方程式系は Schlesinger (1975)、Yoshizaki (1978) が積乱雲の3次元モデリングに用いているものとほぼ同様である。

運動方程式は、以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \partial \mathbf{w} / \partial t = & -(\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{w} - C_p \bar{\theta} \nabla \pi' \\ & + k g (\theta' / \bar{\theta} + 0.61 Q_v' - Q_c - Q_p) + \kappa \nabla^2 \mathbf{w}' \end{aligned} \quad (1)$$

ここで \mathbf{w} は3次元風ベクトル、 t は時間、 C_p は空気の定圧比熱、 θ は温位、 k は

鉛直方向の単位ベクトル、 g は重力加速度、 Q_v 、 Q_c 、 Q_p はそれぞれ水蒸気、雲水、降水の混合比である。 π は無次元化された気圧で、 p を気圧、 $P_0=1000$ hPa、 R を乾燥空気の気体定数としたとき、 $\pi = (p/P_0)^{R/c_p}$ である。 κ は拡散係数で、一定値 $200 \text{ m}^2/\text{s}$ を仮定する。バーのついた項は基本場の値で鉛直方向のみの関数、ダッシュのついた項はそこからのずれを示す。右辺の項は順に移流、気圧傾度力、浮力および水が空気を引きずる力、拡散を示している。

また、空気の運動が非弾性的であると仮定することにより、連続の式は次のようになる。

$$\nabla(\rho w) = 0 \quad (2)$$

ここで ρ は空気密度である。式(2)を利用して式(1)を変形すると、次のような気圧の診断方程式が得られる。

$$C_p \nabla \bar{\rho} \bar{\theta} \nabla \pi' = - \nabla \{ \bar{\rho} (w \cdot \nabla) w - \bar{\rho} \kappa \nabla^2 w' \} + \partial \{ \bar{\rho} g (\theta' / \bar{\theta} + 0.61 Q_v - Q_c - Q_p) \} / \partial z \quad (3)$$

(1)によって各格子点の風を予報し、(3)を用いて気圧を診断的に求める。

温位、水蒸気、雲水、降水の予報方程式は以下のように表せる。

$$\partial \theta / \partial t = - (w \cdot \nabla) \theta + (L / C_p \bar{\pi}) (P_1 - P_2) + \kappa \nabla^2 \theta' \quad (4)$$

$$\partial Q_v / \partial t = - (w \cdot \nabla) Q_v - P_1 + P_2 + \kappa \nabla^2 Q_v' \quad (5)$$

$$\partial Q_c / \partial t = - (w \cdot \nabla) Q_c + P_1 - P_3 + \kappa \nabla^2 Q_c \quad (6)$$

$$\partial Q_p / \partial t = - (w \cdot \nabla) Q_p - P_2 + P_3 + (1/\bar{\rho}) \partial (\bar{\rho} V_p Q_p) / \partial z + \kappa \nabla^2 Q_p \quad (7)$$

これらの方程式において、 L は凝結の潜熱、 P_1 は水蒸気から雲水への変換率、 P_2 は降水の蒸発率、 P_3 は雲水から降水への変換率、 V_p は降水の平均落下速度である。

水蒸気から雲水への変換率 (P_1) は、潜熱の放出を考慮すると、気温 T 、水蒸気混合比 Q_v 、飽和水蒸気混合比 Q_s のとき、次のように表せる。

$$P_1 = \alpha \{ (Q_v - Q_s) / (1 + (L/C_p)(\partial Q_s / \partial T)) \} \quad (8)$$

α は平衡状態に達するまでの緩和時間の逆数で、ここでは数値計算に用いた時間ステップ (10 秒) の逆数とした。 P_1 は過飽和 ($Q_v > Q_s$) のとき正、未飽和 ($Q_v < Q_s$) のとき負の値をとる。但し未飽和であっても、雲水の存在しないと

き、すなわち $Q_c = 0$ のときは $P_1 = 0$ である。

降水の蒸発率 (P_2) は次のように計算した。まず、直径 D 、質量 M の球形の水滴の蒸発率は、水蒸気拡散の理論から、次のように表せる。

$$\partial M / \partial t = -2\pi\lambda D (Q_v / Q_s - 1) \{ (L^2 / (K_a R_v T^2)) + (R_v T / (D_v e_s)) \} C_v. \quad (9)$$

ここで π は円周率、 K_a は空気の熱伝導率、 R_v は水蒸気の気体定数、 D_v は水蒸気分子の空気中への拡散係数、 e_s は水面に対する飽和蒸気圧である。また C_v は通風係数で、

$$C_v = 1 + 0.1 V p^{1.5}, \quad (10)$$

で近似する。直径 D の降水粒子の個数濃度 N_D を、Marshall-Palmer分布

$$N_D dD = N_0 \exp(-\lambda D) dD \quad (11)$$

で仮定することにより、 P_2 を次のように表せる。

$$\begin{aligned} P_2 &= \int (-N_D / \rho) \partial M / \partial t dD \\ &= (2\pi\lambda / \rho) (1 - Q_v / Q_s) N_0 \\ &\quad \{ (L^2 / (K_a R_v T^2)) + (R_v T / (D_v e_s)) \}^{-1} \\ &\quad C_v \Gamma(2) (1/\lambda^2). \end{aligned} \quad (12)$$

N_0 は定数で 8.0×10^8 、 Γ はガンマー関数である。また λ は、

$$\lambda = (\pi\lambda \rho_w N_0 / \bar{\rho} Q_p)^{0.25}, \quad (13)$$

である。但し ρ_w は水の密度である。

雲水から降水の変換率 (P_3) は、現実の大気中では気温や雲水量のみならず、雲核、氷晶核の数や性質、雲粒の粒径分布など様々な因子に依存して決まる。例えば同じ雲水量であっても、雲核が少ないと雲粒の粒径分布の幅ができ、雲粒同士の併合成長がより速くなって降水への変換率が大きくなる。しかし、このような複雑な微物理過程を数値モデルで正確に表現するのは不可能である。ここでは、降水セル内の気流に降水が及ぼす最も重要な過程として、雲粒や小氷粒子から形成した降水粒子が、落下しながら急激に成長する過程に着目し、それを次のような簡略な式で表現する。

$$P_3 = A Q_c + B Q_c Q_p. \quad (14)$$

右辺の第1項は雲粒あるいは小氷粒子が成長して降水粒子が形成される過程を表し、 A はその効率を決めるパラメータである。ここで扱うような背の高い対流セ

ルでは、多くの場合、氷粒子の成長によって降水が形成する。氷粒子の成長で降水が形成することを、 A の値を次のように設定することによって表現する。

$$\begin{cases} A = 0.001 & (T < -20^\circ\text{C}), \\ A = 0 & (T \geq -20^\circ\text{C}). \end{cases} \quad (15)$$

$A = 0.001$ は、雲水が降水に変換して初期値の $1/e$ になるまでの時間が 1000 秒であることを示す。また気温が -20°C 以上のときは、氷粒子の成長による降水形成がおこらないとし、 A の値を 0 としている。(14) 式の第 2 項は降水粒子が落下の過程で雲粒や小氷粒子を捕捉して成長する過程を表し、 B の値を 4.0 とする。式 (14) によって、潜熱の出入りを除けば氷相過程による降水形成を表現し得るものと考えられる。

降水の落下速度 (V_p) については、まず、直径 D の降水粒子の落下速度 V_0 が $V_0 = a D^b$ で表せるとし、降水粒子の粒径分布について Marshall-Palmer 分布を仮定することによって、以下のように求められる。

$$\begin{aligned} V_p &= \int V_0 (\pi/6) D^3 N_0 \exp(-\lambda D) dD / \int (\pi/6) D^3 N_0 \exp(-\lambda D) dD \\ &= a \Gamma(4+b) / (6\lambda^b). \end{aligned} \quad (16)$$

Gunn and Kinzer (1949) の実験式より、 $a = 842 \text{ m}^{1-b}/\text{s}$ 、 $b = 0.8$ とする。

2.3 境界条件と積分スキーム

境界条件は以下のように設定した。まず上と下の境界は平坦であるとし、摩擦がないとする。すなわち、

$$w = \partial u / \partial z = \partial v / \partial z = 0, \quad \text{at } z = 0 \text{ and } Z_h, \quad (17)$$

を仮定する。ただし u , v , w はそれぞれ x , y , z 方向の風速、 Z_h は計算領域の上端の高度である。また θ 、 Q_v 、 Q_c 、 Q_p については、下の境界ではその擾乱量の鉛直変化が 0 であるとし、上の境界では値が一定であるとした。すなわち、

$$\begin{cases} \partial \theta' / \partial z = \partial Q_v' / \partial z = \partial Q_c' / \partial z = \partial Q_p' / \partial z = 0, & \text{at } z = 0, \\ \theta' = Q_v' = Q_c' = Q_p' = 0, & \text{at } z = Z_h. \end{cases} \quad (18)$$

π に関しては、(18) を (1) に代入することによって、

$$\partial \pi / \partial z = g (\theta' / \bar{\theta} + 0.61 Q v' - Q c - Q p) / C_p \bar{\theta},$$

(19)

となる。

横の境界に対しては、境界に平行な風の成分、温位、および水蒸気、雲水、雨水の混合比について、境界における水平変化量を 0 とおいた。例えば、 $x=0$ では $\partial Q / \partial x = 0$ 、但し $Q = u, w, \theta', Q v, Q c, Q p$ 、

(20)

境界に対して垂直な風の成分に対しては、重力波の反射を弱めるために、放射境界条件 (Orlanski, 1976) を用いた。例えば、 x 方向の境界における u の時間変化を

$$\partial u / \partial t = - (u + C) (\partial u / \partial x),$$

(21)

で計算する。ここで C は重力波の伝播速度で、Miller and Thorpe (1981) の方法で見積った。 π については、(1) 式より境界条件が求まる。例えば x 方向の境界条件は、

$$\partial \pi / \partial x = \{ -(w \cdot \nabla) u + \kappa \nabla^2 u' - \partial u / \partial t \} / C_p \bar{\theta},$$

(22)

と表せる。

この研究では、降水セルの相互作用を議論する。したがって、数値モデルの計算領域は、降水セルの集団が表現できるよう充分に広くとる必要がある。計算領域は、数十 km の水平スケールを持った対流セルの集団が表現できるように、水平方向に 150 km \times 150 km、鉛直方向に 15 km とした。また格子間隔として、個々の対流セルの構造が表現できるように、水平方向に 2 km、鉛直方向に 0.5 km とした。また、各格子における変数の配置は Yoshizaki (1978) と同様のスタッガード格子を用いた。

式 (1)、(4) は時間差分についてはフォワード法、移流項についてはアップストリーム法、拡散項については中央差分を用いて解いた。この差分法は計算容量が少なくすむ反面、重力波の増幅があり、また疑似的な拡散がおこるという欠点がある。重力波の増幅については、温位の鉛直移流項についてフォワード・バックワード法を用いることにより緩和した。差分による疑似拡散については、重力の増幅を抑制する目的もあって、これを補正していない。式 (5)-(7) については、移流項についてモディファイド・アップストリーム法 (Soong and Ogura,

1973) を用いた。時間差分、拡散項についてはそれぞれフォワード法および中央差分を用いた。気圧診断方程式 (3) は緩和法によって解いた。時間ステップは 10 秒とした。

計算の初期条件や計算ケースは、3 章及び 4 章において具体的に示す。

この章では、組織化された降水セルの形成過程に着目した数値モデリングの結果が示される。数値モデリングの方法の概略は以下の通りである。まず組織化された降水セルが形成されやすい大気条件を初期条件として水平方向に一様に与え、そこに複数の降水セルを同時に発生させて、その挙動を観察する。組織化された降水セルが形成したら、その形成過程を解析する。

3.1 初期条件と計算ケース

大気の初期条件として、多くの降水セルが次々と発生し得るように、強い条件付き不安定な状況を設定する。図3に相対湿度および気温の鉛直分布を示す。地上気温は 27.75°C 、気温減率は地上から高度 1.25 km までが $9^{\circ}\text{C}/\text{km}$ 、高度 1.25 km から 1.75 km までが $8^{\circ}\text{C}/\text{km}$ 、高度 10.75 km より上の層では $1^{\circ}\text{C}/\text{km}$ とする。 1.75 km から 10.75 km の層については、 $7^{\circ}\text{C}/\text{km}$ と $6^{\circ}\text{C}/\text{km}$ の2つの気温減率を与える。地上気圧を 1000 hPa とし、初期状態では静水圧を仮定する。第1章で述べたように、組織化された降水セルが形成されるためには、鉛直シアーの存在が不可欠である。ここでは図4に示すような4種類の鉛直シアーを与えた。初めの3つのケースは単純なケースとして、 y 方向の風速を0とし、 x 方向にのみ鉛直シアーのある風を仮定する(図4a)。基本的な解析はこれらのケースで行う。しかし現実の大気中ではこのような2次元的な風の鉛直分布はあり得ないので、より現実的な風の分布の中で、得られた結果の妥当性を確かめる必要がある。その目的で、図4bに示すような、鉛直シアーが下層で向きを変えるような状況をもう1ケース設定した。

降水セルの集団を発達させるために、初期擾乱として計算領域の最下層に十数個の温かい小空気塊(サーマル)を与える。それぞれのサーマルは 1.5 K を超えない範囲で周囲の空気よりも温かいとする。図5に示すように、サーマルの与え方を2通りに変える。第1のタイプのサーマル群(D1)は、計算領域の中央から 15 km の範囲に分布する。但し個々のサーマルの温度および配置は乱数によって無作為に決めた。第2のタイプのサーマル群(D2)は、D1と同じ数のサーマルが、領域の中央から 45 km の範囲に分布する。このように計算領域の中央付近に

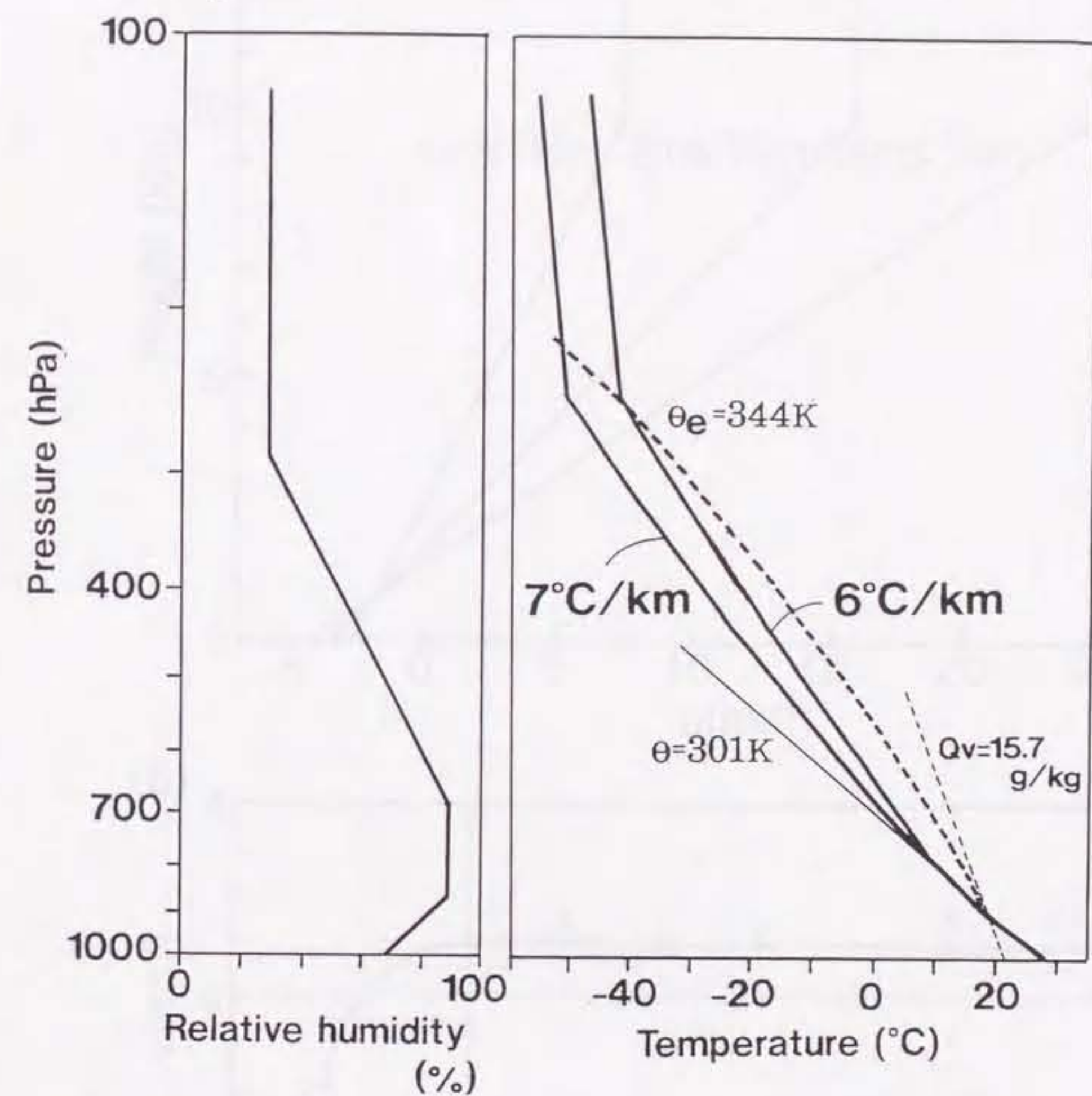


図3. 初期条件として与えた相対湿度と気温の鉛直分布。参考のために 344 K の湿潤断熱線、15.7 g/kg の等混合比線、301 K の乾燥断熱線を示している。地上付近の空気は図の $\theta = 300\text{ K}$ と $\theta_e = 344\text{ K}$ の断熱線に沿って上昇する。

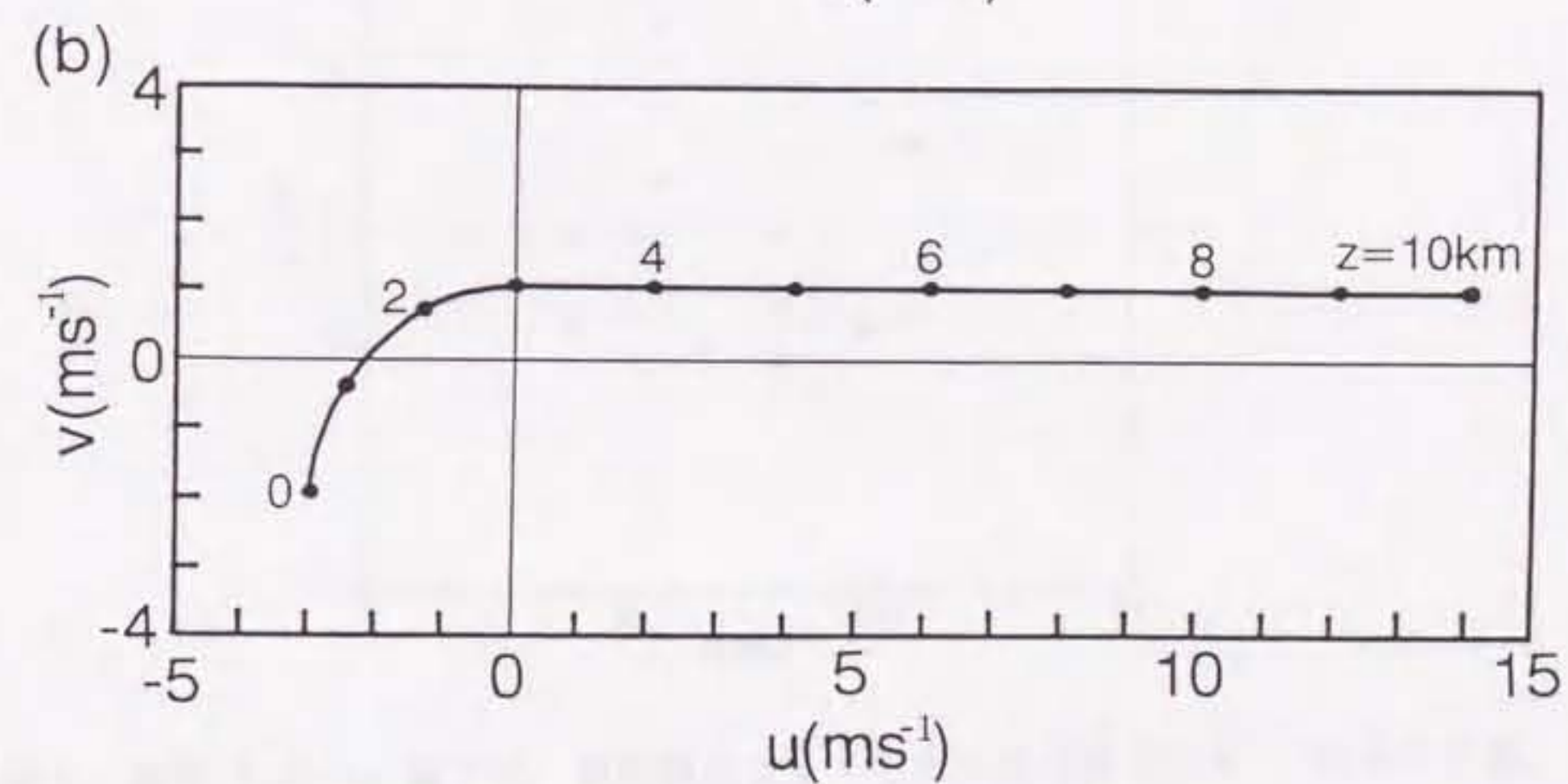
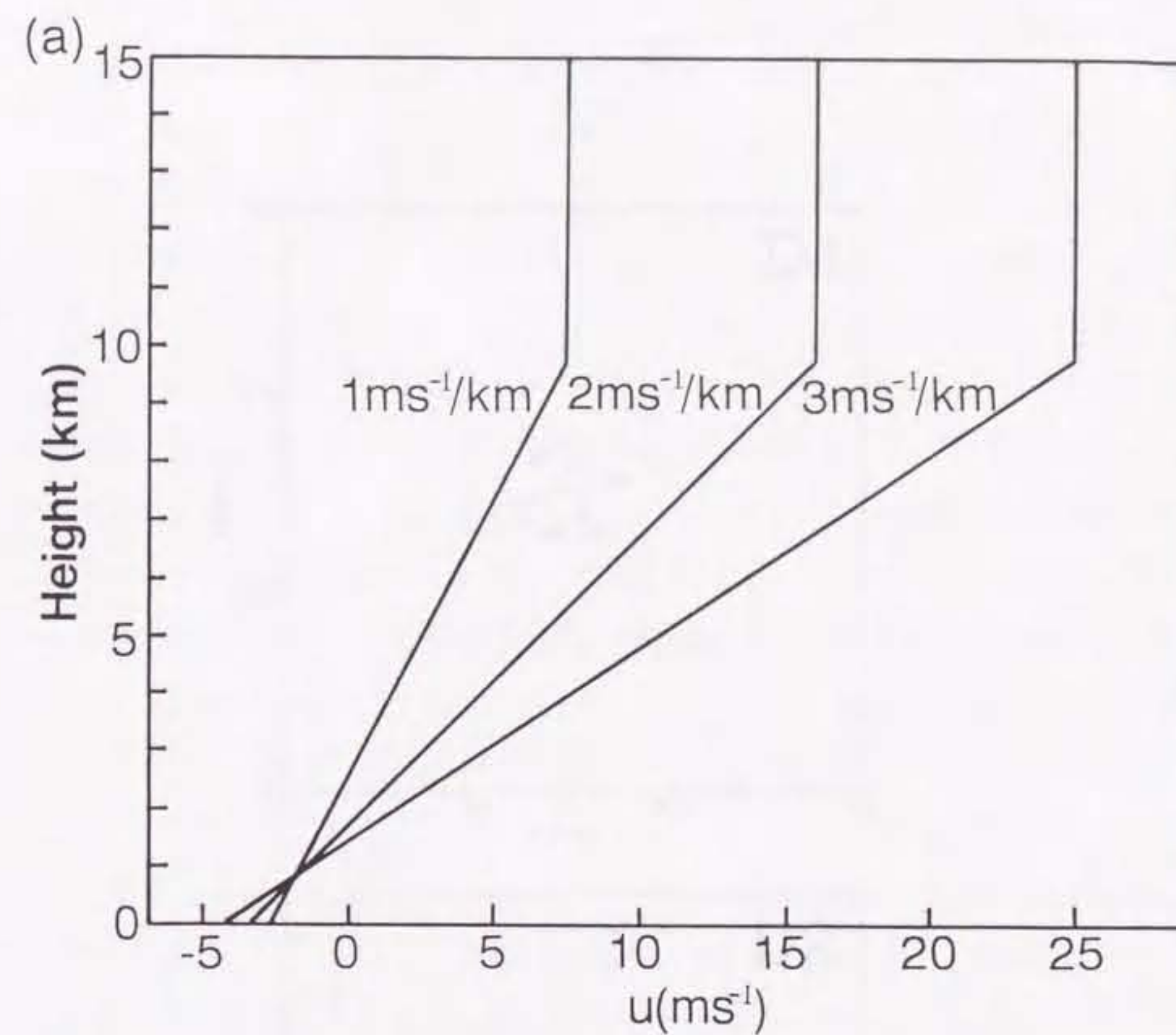


図4. (a) 2次元的な鉛直シアーを与えたケースでの、基本場の風の鉛直分布。
(b) 3次元的な鉛直シアーを与えたケースでの、風向の鉛直方向への変化。

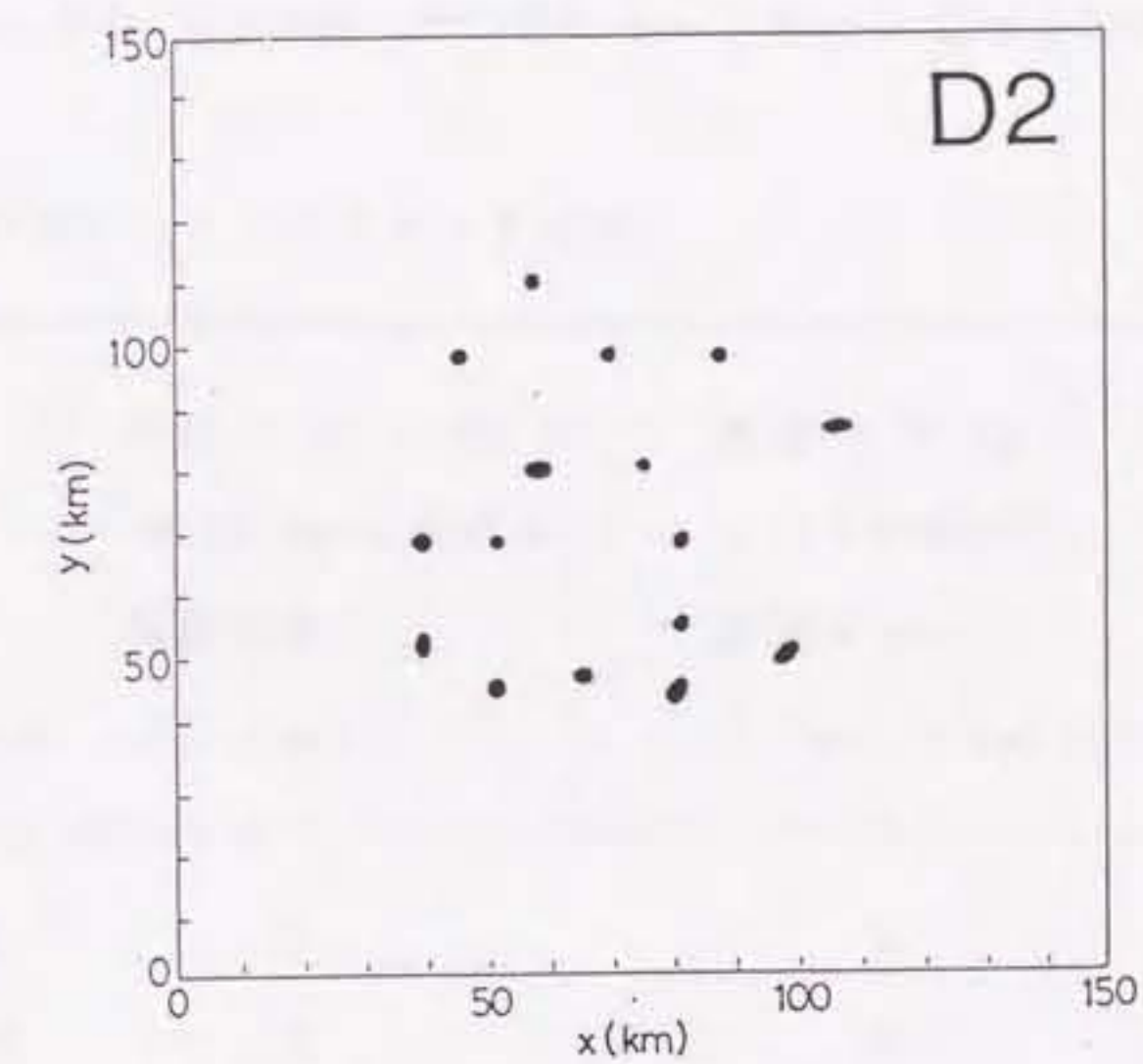
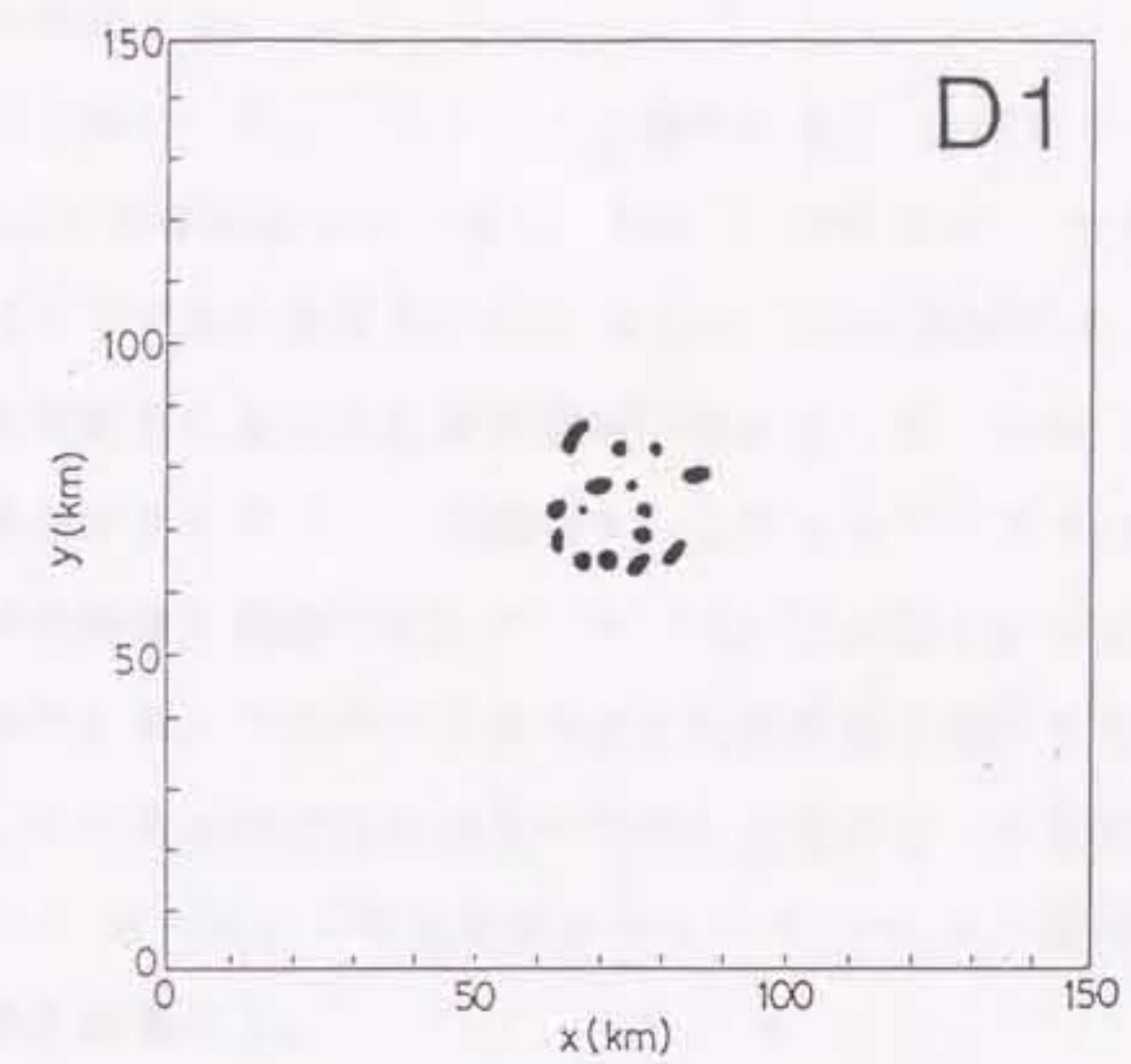


図 5. 高度 0.25 km 層での、初期擾乱として与えた温位偏差 (θ') の水平分布。
 $\theta' > 0.5 \text{ K}$ の領域を黒塗りで示している。

のみサーマルを与えるのは、横の境界条件の影響を避けるためである。2つのケースの比較により、降水セルの密集度が組織化された降水セルの形成過程に及ぼす影響を議論する。

表1に計算ケースとパラメータの値を示す。全部で6ケースの計算を行った。ケース3-Aを基本ケースとする。ケース3-Bでは、初期擾乱の与え方のみを3-Aと変えている。結果をケース3-Aのそれと比較することによって、降水セルの密集度が結果に及ぼす影響を議論する。ケース3-C1、3-C2では鉛直シアアの強さのみがケース3-Aと異なる。これらのケースでは鉛直シアアの強さが結果に及ぼす影響を議論する。ケース3-C3では図4bに示した3次元的な風の鉛直分布を与える。このケースは2次元的な鉛直シアアを与えている他のケースの結果が、より現実的な風の分布の中でのいえるかどうかを確かめるために行った。ケース3-Dは大気不安定度のみをケース3-Aから変え、不安定度が結果に及ぼす影響を議論する。

ケース3-C3は150分、その他のケースについてはそれぞれ120分の積分を行った。

表1. 計算ケースとパラメータの値

ケース	高度 1.75 km から 10.75 km における 気温減率	高度 9.75 km より下の層での 鉛直シアア	初期のサーマル の配置
	($^{\circ}\text{C}/\text{km}$)	(ms^{-1}/km)	
3-A	7	2	D 1
3-B	7	2	D 2
3-C 1	7	1	D 1
3-C 2	7	3	D 1
3-C 3	7	* 1.7	D 1
3-D	6	2	D 1

*図4bに示すような3次元的な鉛直シアアを与えた。

3.2 基本ケース（ケース 3-A）の結果

3.2.1 降水セルの挙動

初期擾乱として与えたサーマルはそれぞれ降水セルに発達し、地上に降水をもたらした。図6に鉛直積算した降水量の水平分布を示す。45分の図に見られるセル状の降水域が、これらのサーマルが発達した降水セルによってつくられたものである。数十分後にそれらが消滅した後、多くの降水セルが生成、消滅を繰り返した。120分には、降水は2本のバンド状に分布している。これらのバンドは、数個のセル状の降水域から構成されている。この研究では、セル状の降水域のうち、高度 5.25 km で 1 m/s をこえるような上昇流をもつものを「降水セル」と呼ぶことにする。

図7に降水セルの寿命の頻度分布を示す。ただし降水セルの寿命を、高度 5.25 km での上昇流が 1 m/s より大きかった時間で定義している。約半分の降水セルが 6分から12分で消滅するが、中には数十分以上持続する降水セルもあることがわかる。初期の大気条件は水平方向に一様であったので、このような寿命の違いは降水セルの相互作用によってつくられたものである。

ここで降水セルをその構造と振舞いから3つの型に分けた。第1の型（S型）の降水セルは短寿命で、上昇流が鉛直シアアの風下側に傾いている。第2の型の降水セル（F型）はS型セルと同様に上昇流が鉛直シアアの風下側に傾いているが、長続きする。第3の型（L型）の降水セルは長寿命で、鉛直シアアの風上側に傾いた上昇流をもつ。

3.2.2 それぞれの型の降水セルの構造

S型の降水セルでは、降水及び下降流が、上昇流に対して鉛直シアアの風下側に形成する。下降流が鉛直シアア風下側から上昇流への温かく湿った空気の流入を遮断するために、降水セルが短時間で衰弱する。ケース 3-A で形成された降水セルの大部分がこの型に属していた。

典型的なF型セルの鉛直断面を図8に示す。このセルは図6ではFで示している。上昇流は鉛直シアアベクトルの向き（左から右）に傾いており、下降流は上

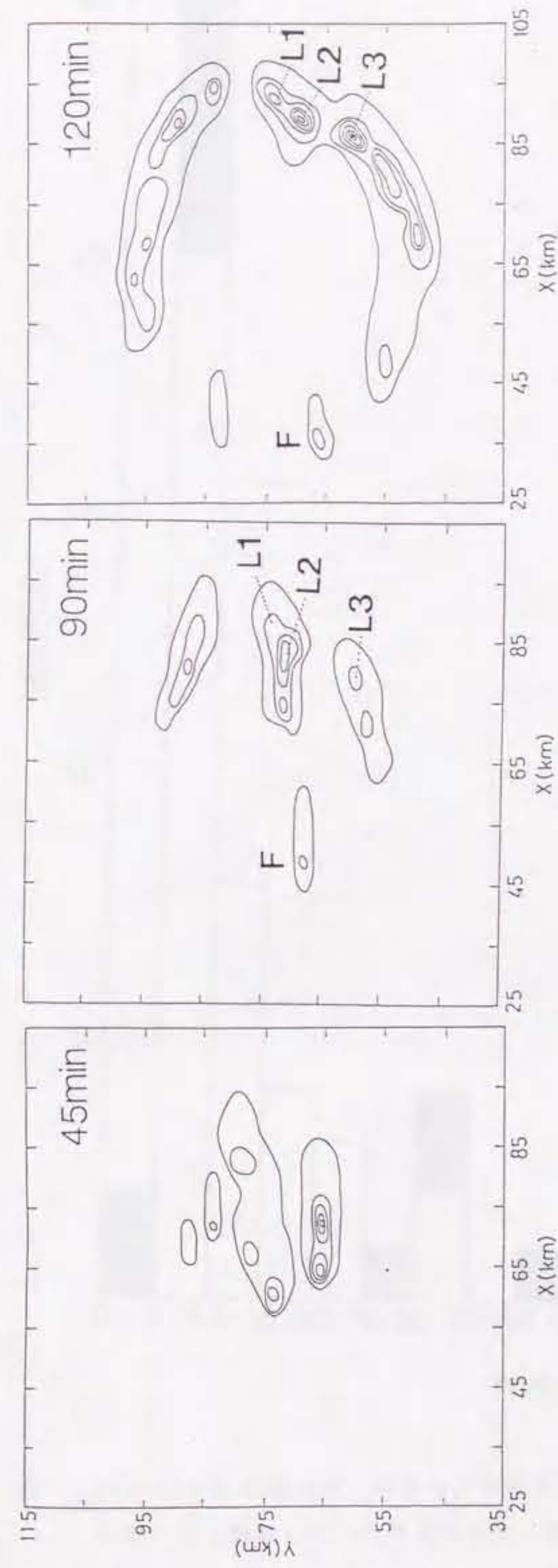


図6. 鉛直方向に積算した降水量の水平分布。一番外側の等値線は 1 kg/m^2 で、 5 kg/m^2 間隔で等値線が描かれている。F は F 型セル、L1, L2, L3 は L 型セルであることを示している。

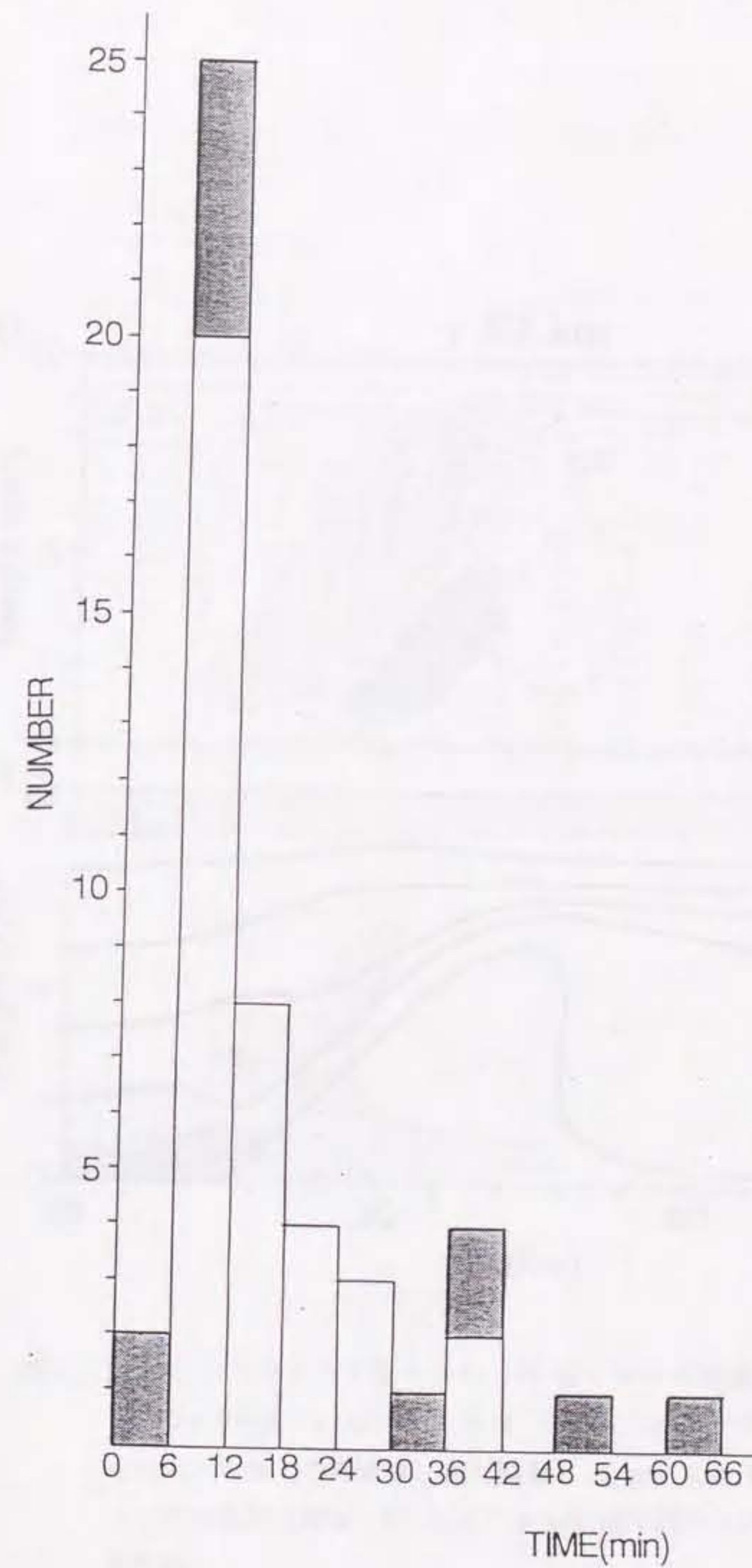


図7. ケース 3-A における、降水セルの寿命の頻度分布。計算終了時刻（120分）においても持続していた降水セルを、陰影で示している。

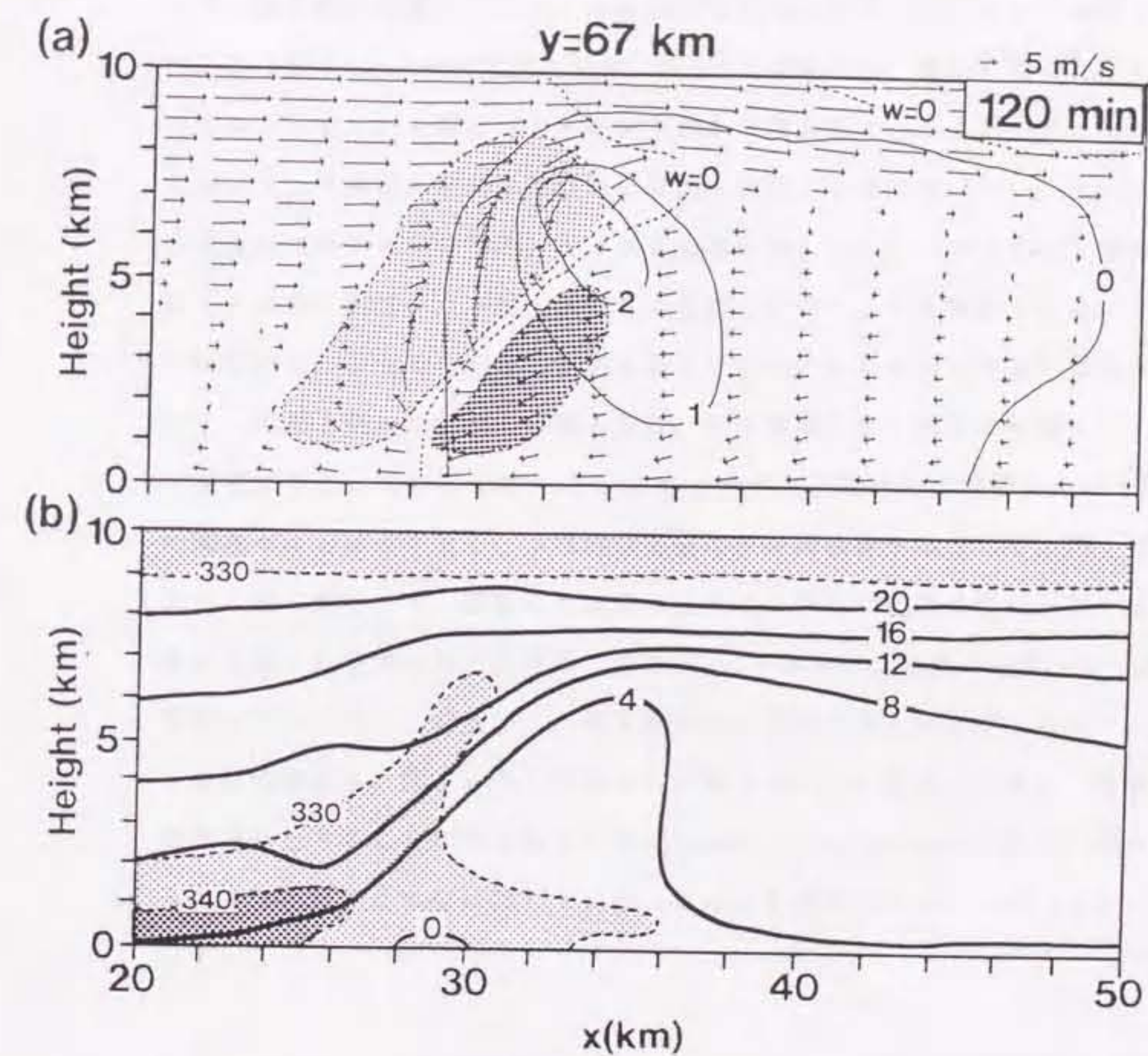
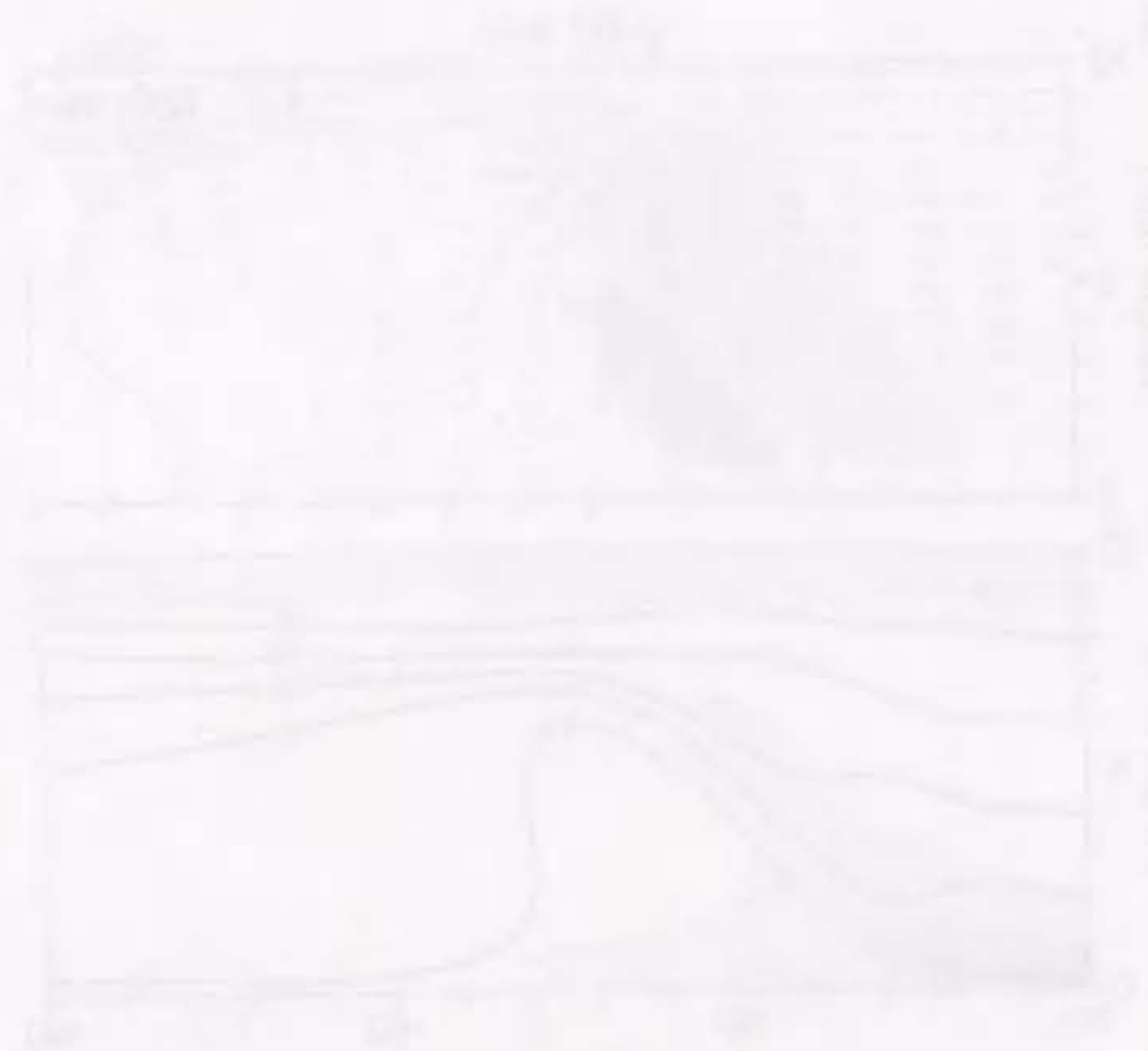


図8. 図6でFで示したF型セルの120分における鉛直断面図。

(a) Qp (実線; g/kg) および w (破線; m/s) の等値線。濃い陰影は $2 m/s$ よりも強い下降流域、薄い陰影は $2 m/s$ よりも強い上昇流域を示す。
 (b) 相当温位 (破線; K) およびセルに相対的な水平風速 (実線; m/s) の等値線。



昇流に対して鉛直シアの風下側にある。この上昇流と下降流の位置関係は、S型セルのそれと同じである。しかしこの降水セルは、計算時間の終了まで、50分以上にわたって持続した。 $x=30$ km 付近の下層では、鉛直シアの風上側に向かう強い空気の流れが見られる。後の節で詳しく議論するが、この強い流れは別の降水セルから供給されているものである。F型セルはこの強い流れとともに鉛直シア風上側に移動しており、セルに相対的な水平風の成分は全ての層で右向きである(図8b)。相当温位の分布(図8bの破線)は、温かく湿った空気がセルの左から、すなわち鉛直シアの風上側から流入していることを示している。したがって、下降流は温湿な空気の上昇流への流入を妨げていない。ケース 3-A で形成された降水セルのうち、4つがこの型に属していた。すべてのF型セルは、降水セル群の鉛直シア風上側の端に位置していたことも特徴である。

典型的なL型セルの鉛直断面図を図9に示す。L型セルに共通の構造は、鉛直シアの風上側に傾いた上昇流の存在、および降水が上昇流の鉛直シア風上側に集積することである(図9a)。この上昇流と下降流の位置関係は、S型、F型の降水セルとは逆である。下降流は上層の水平運動量を輸送して、地上付近で x 方向に強く発散する。発散した空気は上昇流の根元で周囲の空気と強く収束し、温かく湿った空気を持ち上げる(図9b)。下降流が上昇流の鉛直シア風上側に位置しているので、鉛直シア風下側からの空気の流入は妨げられない。このような気流構造は、図1に示したスーパーセルのそれに類似しており、対流系を長時間維持しうることが知られている(Browning and Ludlam, 1962)。降水セルのうち3つだけがこの型に属していた(これらを図6ではL1、L2、L3で示している)。

3.2.3 L型セルの形成過程

3つの型の降水セルのうち、L型セルは自己維持型であり、組織化された降水セルであると見なすことができる。この節では、たくさんの降水セルの中で、どのようにしてあるものだけがL型セルに組織化されたかに着目して解析を行う。図10はL型の降水セルの周辺での、上昇流および水平風ベクトルの分布である。高度 0.25 km の層では、細いバンド状の上昇流域が下降流域の右側にみられる。個々の降水セルの上昇流と下降流は、必ずしも完全に鉛直シアベクトルに平行

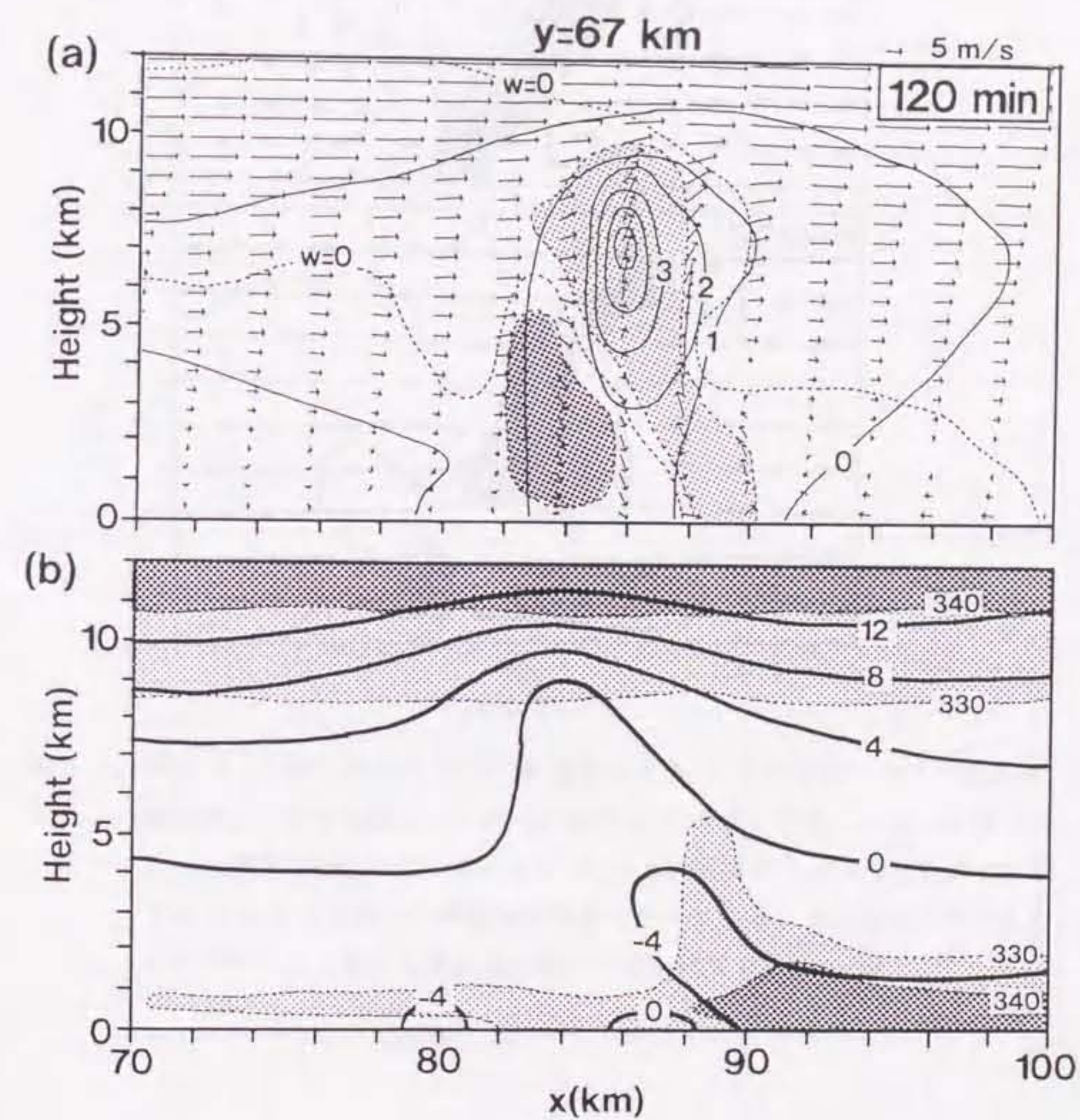


図9. 図8と同じ図で、図6にL2で示したL型セルのもの。

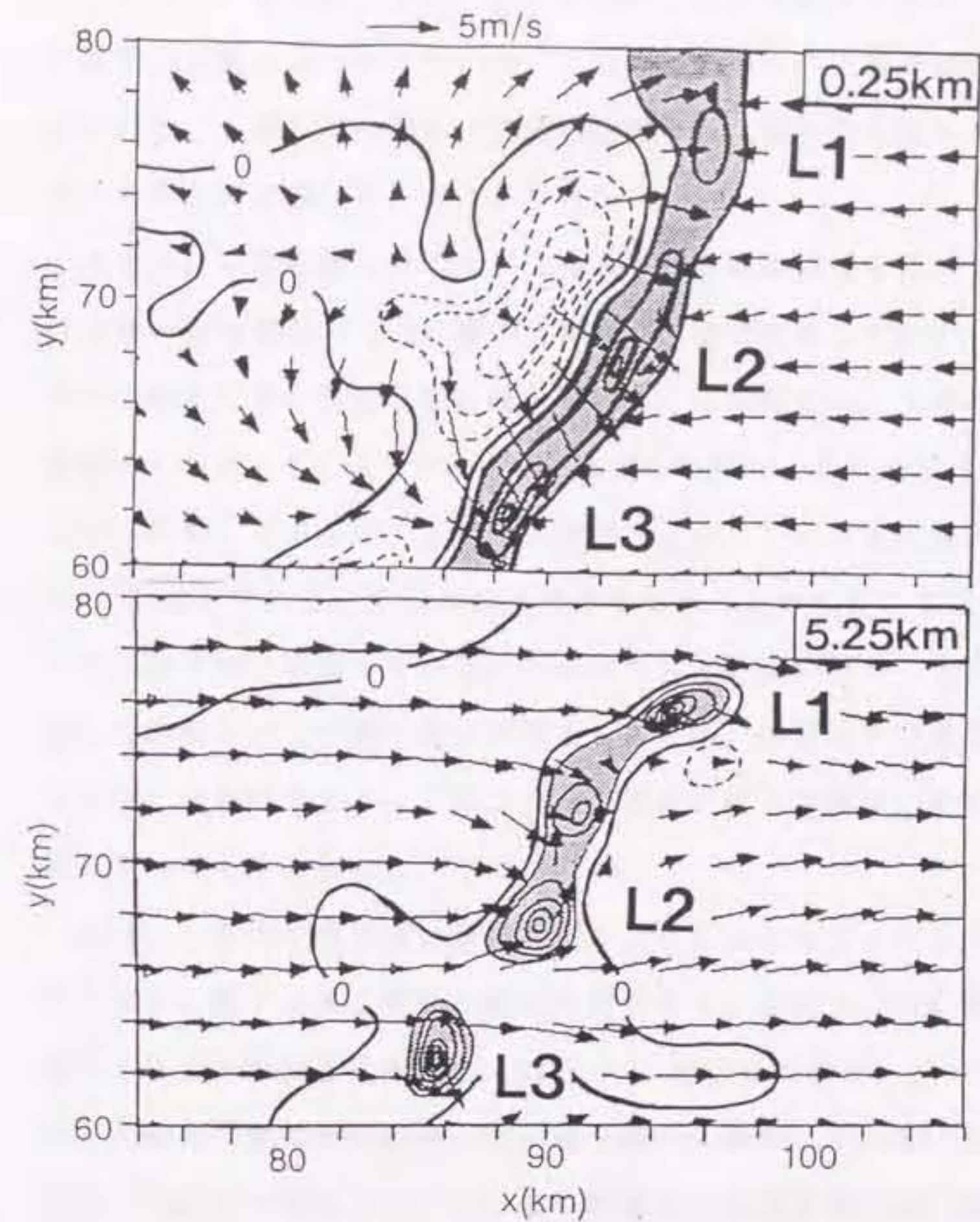


図10. 高度 0.25 km、および 5.25 km 層における w と水平風ベクトルの水平断面図。 w の等値線は、0.25 km 層では 0.5 m/s 間隔、5.25 km 層では 2 m/s 間隔で描かれている。また 0.25 km 層では 0.5 m/s、5.25 km 層では 2 m/s より強い上昇流域を陰影で示している。さらにそれぞれ 0.5 m/s、2 m/s より強い下降流域は破線で描かれている。

に分布しているわけではない。下降流から強く発散する流れは、上昇流域の右端で周囲の空気にぶつかっている。5.25 km 層では、上昇流ははっきりとセル状に分かれる。この2つの層の上昇流の位置から、個々のL型セルの上昇流が鉛直シアーの風上側に傾いていることがわかる。

セル L3 の形成期における、上昇流の軸の時間変化を図11に示す。ここで上昇流軸の根は高度 1.5 km 層の上昇流の位置で定義している。81分には上昇流はすでに鉛直シアーの風上側に傾いている。この傾きは、上昇流の根と頂部の水平速度差に起因している。69分から 81分にかけて上昇流の根は平均速度 6.9 m/s で右に移動しているが、上昇流の頂部（上昇している空気塊に対応）の移動速度は 2.8 m/s である。すなわち上昇流の根は、上昇している空気塊に相対的に鉛直シアー風下側に移動している。このように上昇流の根が、上昇している空気塊に対して鉛直シアーの風下側に移動することが、鉛直シアー風上側に傾いた上昇流の形成に本質的である。このような上昇流の根の移動は、他のL型セルの形成過程においても見られた。

次に、上昇流の根の速い移動がどのようにしておこったのかを明らかにする必要がある。図12は上昇流の根元に対応する、高度 0.25km 層における w と水平風ベクトルの時間変化を示す。54分から 66分にかけて、 $y=72$ km にある上昇流域が、右向き（すなわち鉛直シアー風下側）に伸長している。その右端は、この間に約 5 km 右に移動している。この移動が上昇流の根の速い動きに対応しているものである。図によると、3つの降水セルD、E、Hからのアウトフローがこの上昇流域の右向きへの伸長に関与している。54分に、まずセルDからのアウトフローが $x=80$ km 付近で周囲の空気と収束し、その後 60分から 66分にかけて、Dの右側に位置するセルEとHが新たに収束域を形成し、上昇流域を右向きに伸長する。78 分にはすでに L2 が形成している。

$y=60$ km 付近では同じ様な上昇流域の右向きへの移動が、セルGとHからのアウトフローによってつくられている。ここでは 84分に L3 が形成している。他方、L1 の形成においては、上昇流の右向きへの移動が、L2 からの持続的なアウトフローの供給によっておこっている（84 分から 108 分）。

鉛直シアー風上側に傾いた上昇流が維持され続けるには、上昇流の根が鉛直シアー風下側に速く移動し続けねばならない。その過程を次に示す。図13aは高

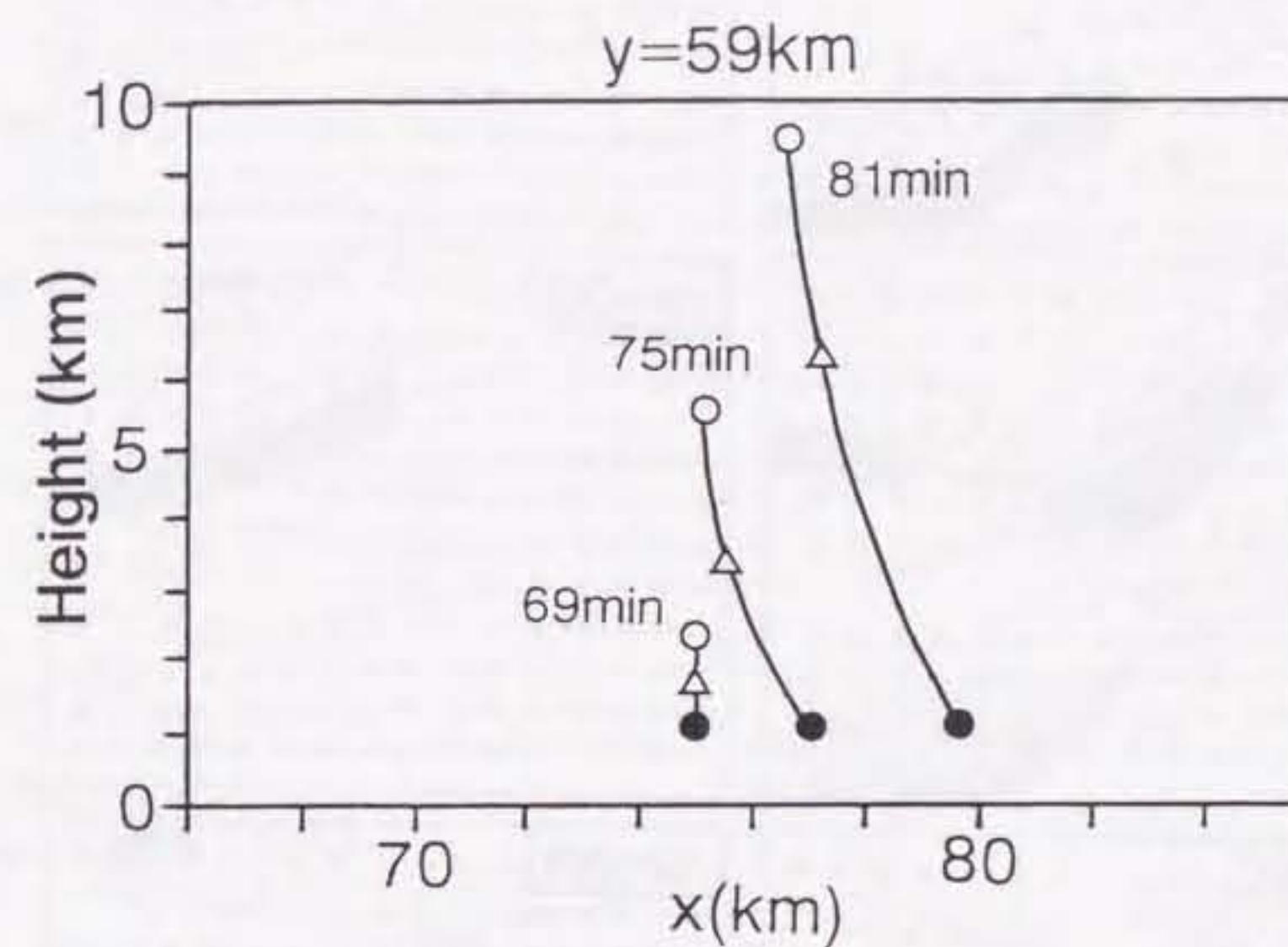


図 11. 降水セル L3 の形成期における上昇流軸の時間変化。実線はそれぞれの高度で上昇流速が最大の位置を示している。● は高度 1.5 km 層の上昇流速が最大の位置、△ はこの断面内での上昇流速が最大の位置、○ は上昇流速が 2 m/s を超える、最も高い層の位置を示している。

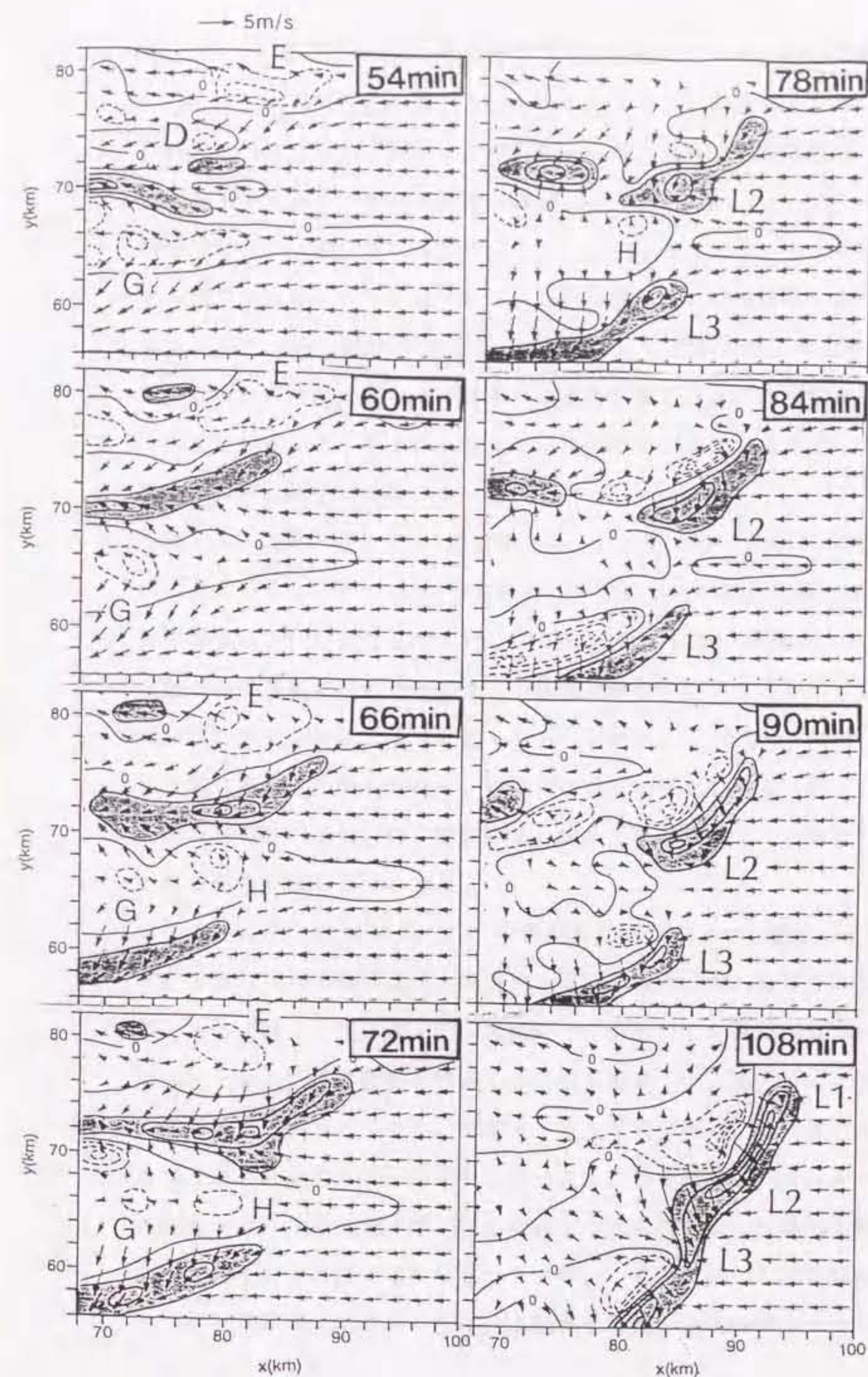


図 1.2. 高度 0.25 km 層における、 w と水平風ベクトルの水平断面の時間変化。
0.5 m/s より強い上昇流、下降流域をそれぞれ陰影、および破線によっ
て示している。

度 0.25 km 層における u 成分の水平分布を示している。81分の時点では、すでに L2 と L3 は形成されているにもかかわらず、 u 成分の大きさはいたるところ 2 m/s よりも小さい。図 1 1 で示したように、上昇する空気塊は 3 m/s 近い移動速度をもっており、仮に上昇流の根が 2 m/s で移動したとしても上昇流の傾きを維持できない。図 1 2 に示したように、このとき L2、L3 の上昇流の根は、隣接する他のセルによって動かされている。99分には、 u 成分は L 型セルの周辺で強まっており、極大値が 2 m/s をこえている。117 分には、その極大値が 5 m/s をこえる。この値は図 1 1 で見積った上昇気塊の右向きの移動速度よりも大きく、上昇流を鉛直シアー風上側に傾けるのに充分の大きさである。このとき L 型セルはすでに自己維持の段階にあった。

図 1 3 b は同じ高度の θ' の分布である。81分では、負の θ' の領域がブール状に広がっている。ところが 99分には、L 型のセルの周辺に極小域が形成し始め、その極値は -1 K よりも小さい。さらに 117 分には、極値が -2.5 K をこえる。L 型セルの下層だけにみられるこの極端に冷たい空気は、L 型セルからの持続的な降水の蒸発冷却によって形成したものである。 π' もまた 99 分以降、L 型セルの下層に強い極大域を形成し、強い気圧傾度が生じている (図 1 3 c)。この気圧の極大域の生成には、強い冷却による静水圧的な効果と、下降流による動圧的な効果の両方が関与している。

図 1 3 に示した u 、 θ' 、 π' の時間変化は、いったん鉛直シアーの風上側に傾いた上昇流がつくられると、持続的な降水の蒸発冷却、及び下降流の動圧的な効果によって地上付近に強い気圧傾度がつくられ、この気圧傾度力と、おそらく下降流が上層の水平運動量を輸送する効果も加わって、地上付近に強い水平流がつくられることを示している。L 型セルの上昇流の根は、この強い水平流に沿って移動し続け、鉛直シアー風上側に傾いた上昇流が維持される。すなわち、いったん鉛直シアーの風上側に傾いた上昇流がつくられると、持続的な降水と下降流によって地上付近に強い水平流がつくられ、上昇流は傾いたまま維持される。但しこの強い水平流が生ずるまでは、上昇流は隣接する他の降水セルによって維持され続けねばならない。

3.2.4 F 型セルの維持機構

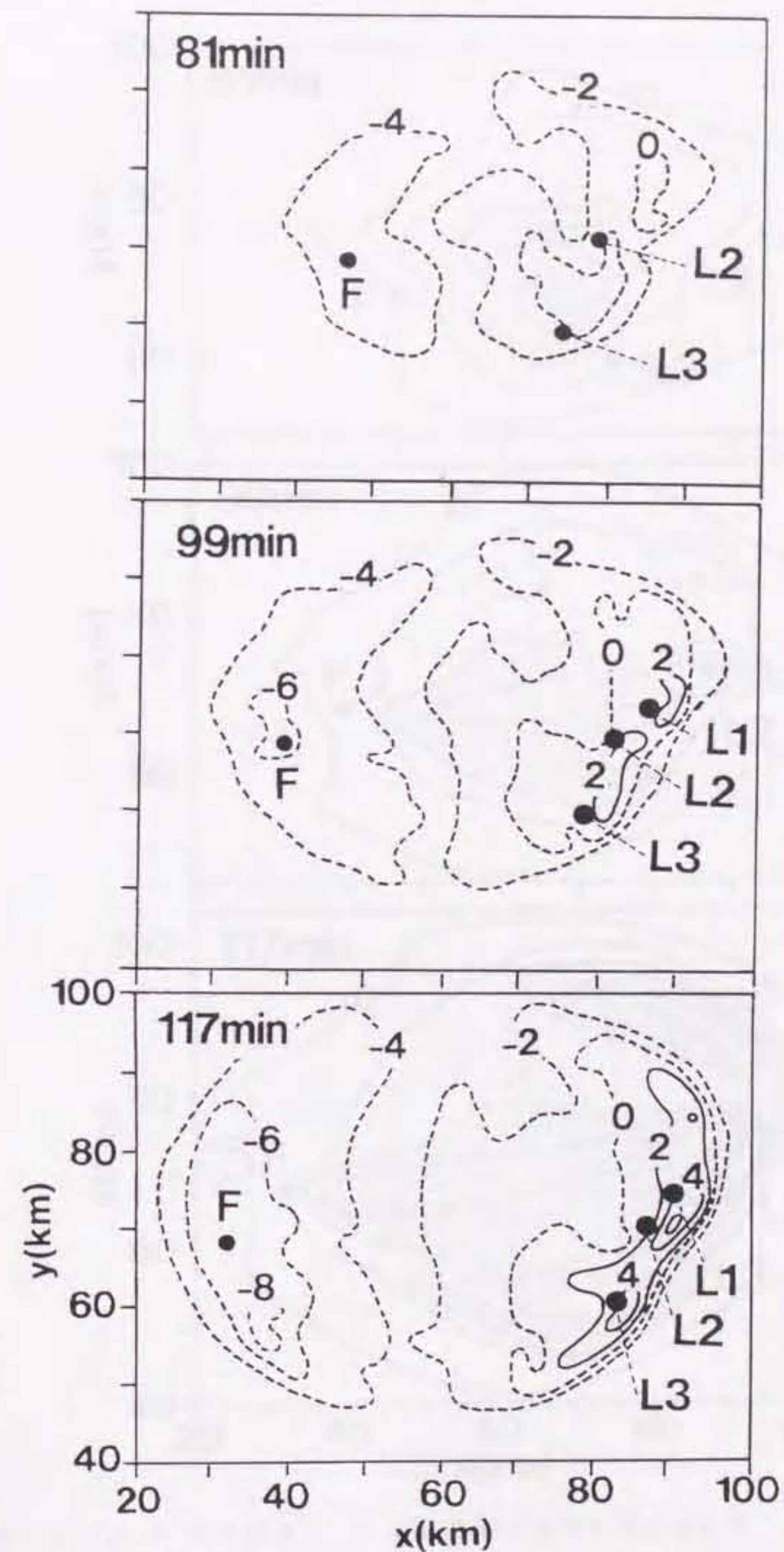


図1.3 (a) 高度 0.25 km 層における u 成分の水平断面図の時間変化。等値線は 2 m/s 間隔で示している。また黒丸は高度 5.25 km における、それぞれの降水セルの最大上昇流の位置を示している。

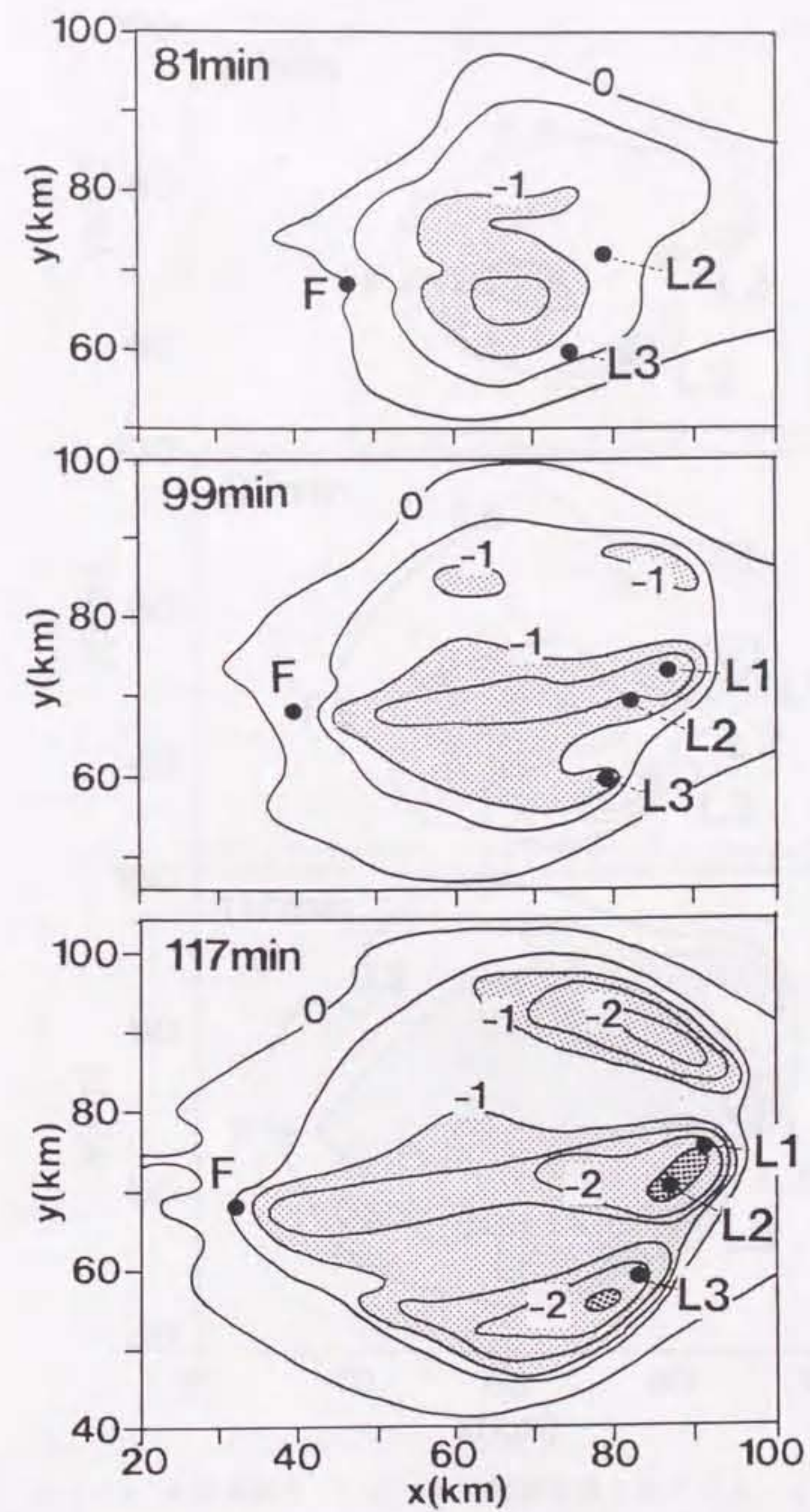


図1.3 (b) θ' の等値線で、0.5 K 間隔で描かれている。 $\theta' < -2.5$ K の領域を濃い陰影、 $\theta' < -1$ K の領域を薄い陰影で示す。他は(a)と同じ。

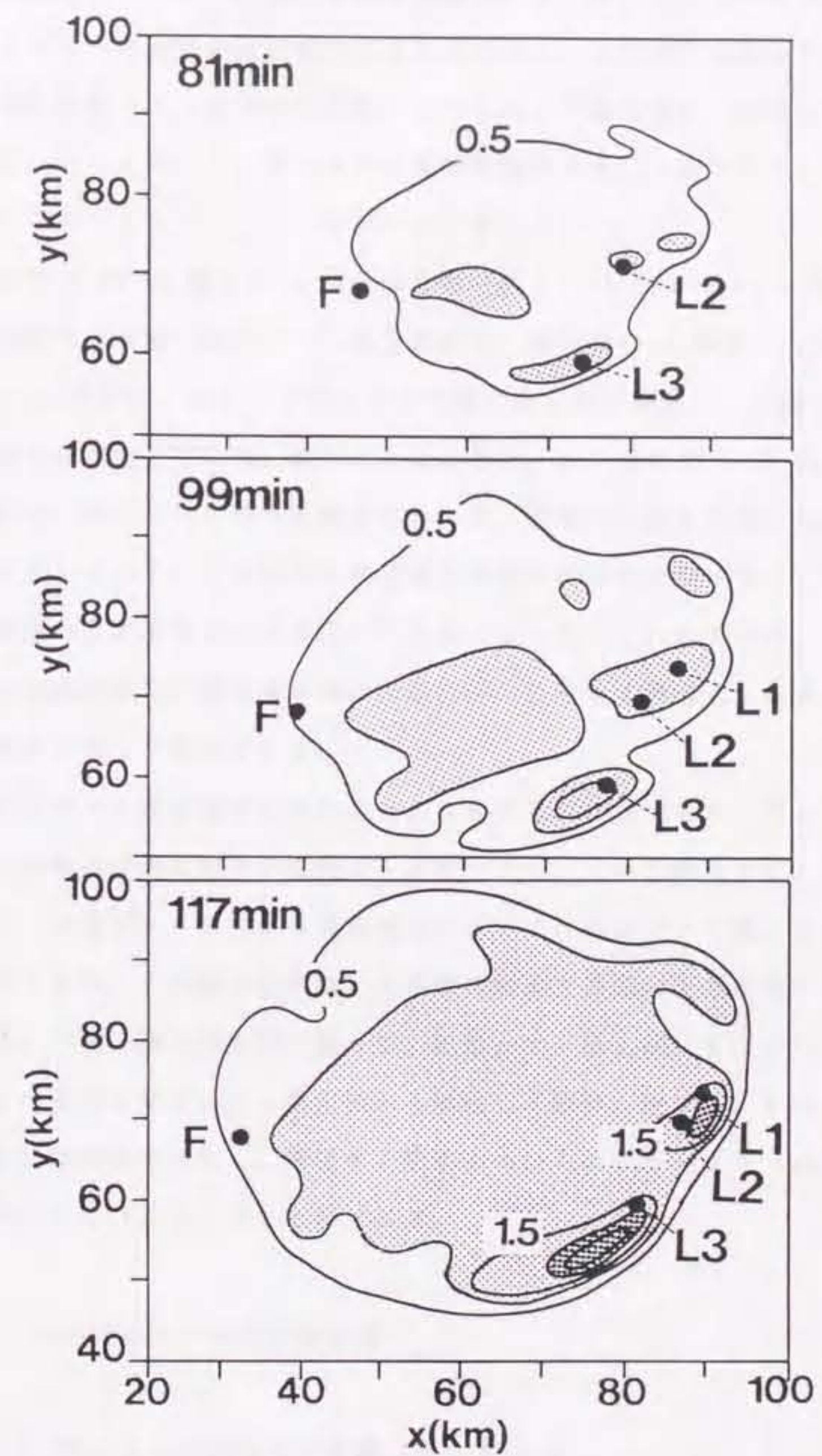


図13 (c) π' の等値線で、 0.5×10^{-4} 間隔で描かれている。 $\pi' > 1.0 \times 10^{-4}$ の領域を濃い陰影、 $\pi' > 2.0 \times 10^{-4}$ の領域を薄い陰影で示している。他は(a)と同じ。



F型セルは、その気流構造がS型セルのそれと類似しているにもかかわらず、長時間維持した。その維持機構の重要な点は、地上付近にみられた、鉛直シアー風上方向への空気の速い流れである（図8）。この流れに沿って降水セルが非常に速く鉛直シアー風上側に移動するために、下層の暖かい空気は下降流に妨げられることなく流入し、降水セルは長時間維持することができる。この空気の速い流れがどのようにしてつくられたかに着目する。

高度 0.25 km 層での u 成分の分布（図1-3a）によると、F型セルが位置していた降水セル群の鉛直シアー風上側には、強い負の u 成分がみられる。この強い負の u 成分が、図8でF型セルの下層にみられた鉛直シアー風上側に向かう空気の流れに対応している。図1-3cによると、117分には $x=30$ km から $x=40$ km にかけて強い左向きの気圧傾度がみられ、空気が左向きに強く加速されていることを示している。この周辺の気圧擾乱は動圧的な成分が小さく（図は省略）、気圧傾度は主に冷氣による静圧的な効果によってつくられている。このプール状の巨大な冷氣塊は、降水セル群の中心付近に位置する発達した対流セルからの降水の蒸発によって維持される。

F型セルの維持過程は次のようにまとめることができる。次々に発達する降水セルが地上付近に巨大な冷氣プールをつくり、これを維持する。F型セルの周辺では、冷氣プールのつくる気圧傾度によって、鉛直シアー風上側に向かう強い流れができる。この強い流れは、上昇流の根元で周囲の空気と強く収束する。上昇流はこの強い流れの先端に沿って、鉛直シアー風上側にすばやく移動し、温かく湿った空気を鉛直シアー風上側から補給して維持し続ける。すなわち、F型セルは自己維持型ではなく、隣接する降水セルからのアウトフローによって強制的に維持されているといえることができる。

3.3 その他のケースの計算結果

3.3.1 降水セルの密集度の影響（ケース 3-B）

図1-4に、ケース 3-A を除くそれぞれのケースでの 120分における鉛直積算降水量の分布を示す。ケース 3-B では初期擾乱として与えたサーマルが、ケース 3-A のそれよりもより広い範囲に分布している。結果として、形成される降水セ

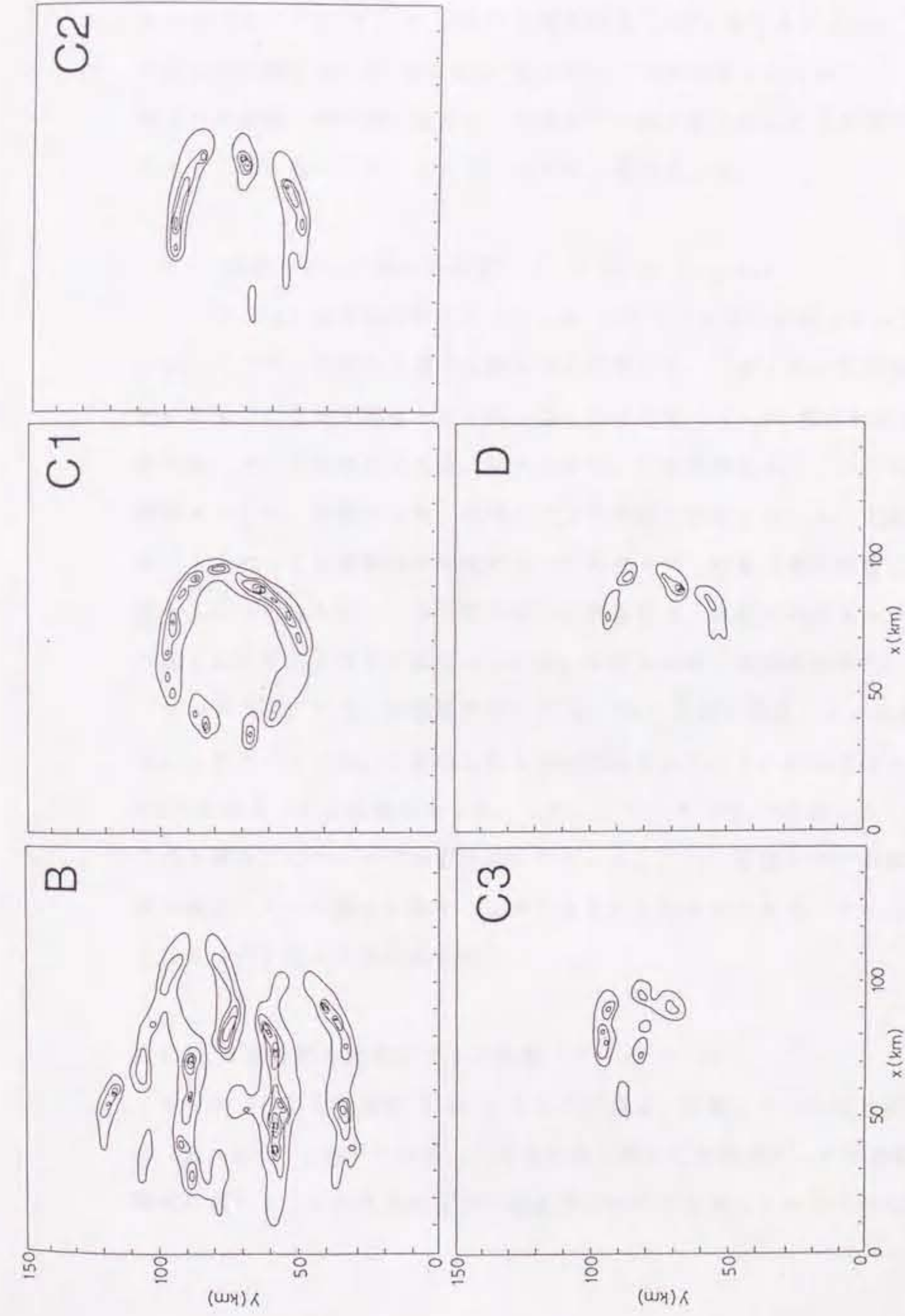


図 14. ケース 3-B, 3-C1, 3-C2, 3-C3, 3-D の、120 分における鉛直積算降水量の分布。等値線は図 6 と同じ。

ル同士の間隔が、ケース 3-A のそれよりも大きい。このケースでは、降水セル同士の間隔が広すぎるために、図 1 2 に示したような、上昇流の根を速く移動させる過程がおこらなかった。したがって、計算が終了するまで L 型セルは形成されなかった。図 1 5 にケース 3-B の 120 分における高度 0.25 km 層の u 成分の分布を示す。この時点でケース 3-A では u 成分が 6 m/s を超えていたにもかかわらず (図 1 3 a) ケース 3-B では極大値が 4 m/s よりも小さい。ケース 3-A に見られた強い負の θ' や正の π' もこのケースには見られなかった。この結果は、地上付近の強い水平流の形成に、鉛直シアー風上側に傾いた上昇流の形成が重要であることを裏付ける。また F 型セルは 7 個形成した。

3.3.2 鉛直シアーの強さの影響 (ケース 3-C1 と 3-C2)

ケース 3-C1 は初期条件としてケース 3-A よりも弱い鉛直シアーが与えられている。このケースでは 4 個の L 型セルが形成した。しかしその形成過程はケース 3-A のものとはやや異なっていた。図 1 6 は高度 0.25 km 層における w および水平風ベクトルの分布である。図によると、1 個の降水セル I からの下降流が発散流をつくり、周囲の空気と収束して上昇流域を形成している。上昇流域は、降水セル I のつくる発散流の先端に沿って鉛直シアーの風下側に移動し、そこに L 型セルがつくられた。この L 型セルの形成過程は、数個の対流セルが関与していた図 1 2 のそれとはやや異なっている。F 型セルは 7 個形成された。

ケース 3-C2 では、初期条件として 3-A よりも強い鉛直シアーが与えられている。このケースでは、1 個の L 型セルが形成された。その形成過程は、ケース 3-A における L2 と同様であった。しかし、ケース 3-A で形成した L 型セルのうちの 2 個はこのケースでは形成されなかった。これは鉛直シアーが強すぎて上昇流が鉛直シアーの風上に傾くことができなかったからである。また、このケースでは 3 つの F 型セルが形成した。

3.3.3 3 次元的な鉛直シアーの影響 (ケース 3-C3)

ケース 3-C3 では高度 3 km よりも下の層で、鉛直シアーの向きが回転している (図 4 b)。このケースは、一方向の風を仮定した他のケースでの結果が、より現実に近いような 3 次元的な風の鉛直分布の中でもおこるかどうかを確かめるた

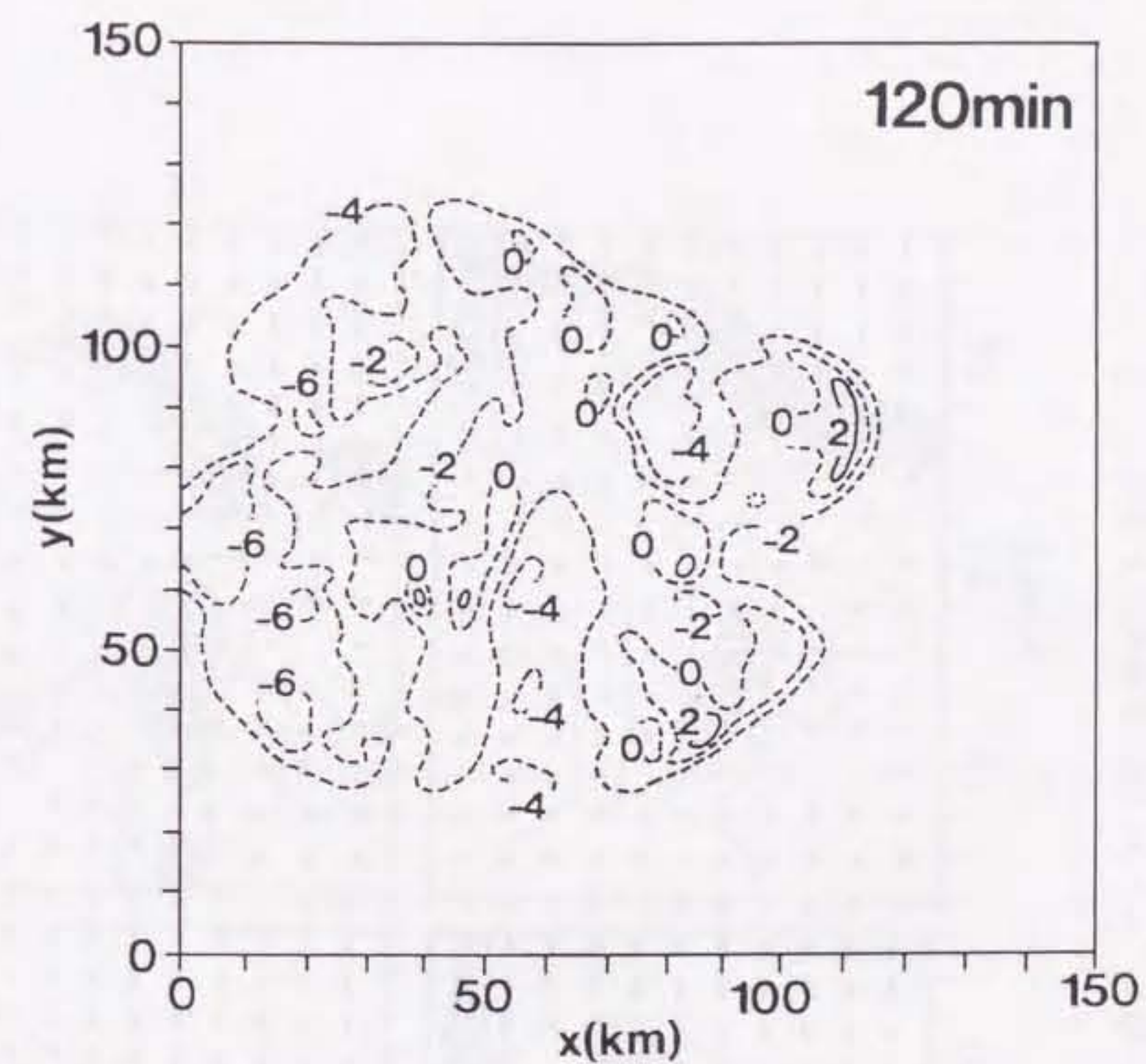


図15. ケース 3-B における、高度 0.25 km 層、120 分の u 成分の水平断面図。
等値線は 2 m/s 間隔で描かれている。

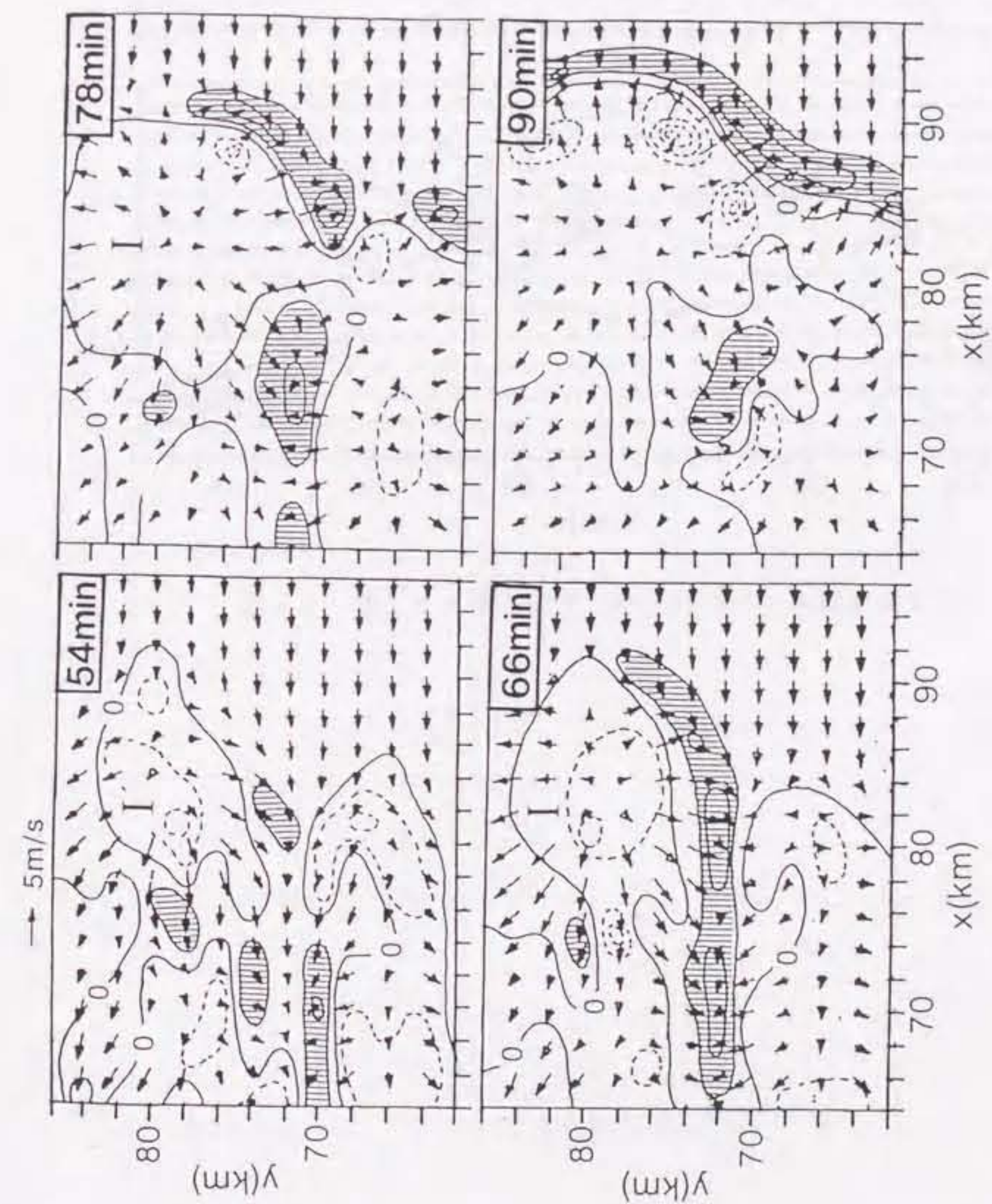


図16. 図12と同じ図で、ケース 3-C1 に関するもの。

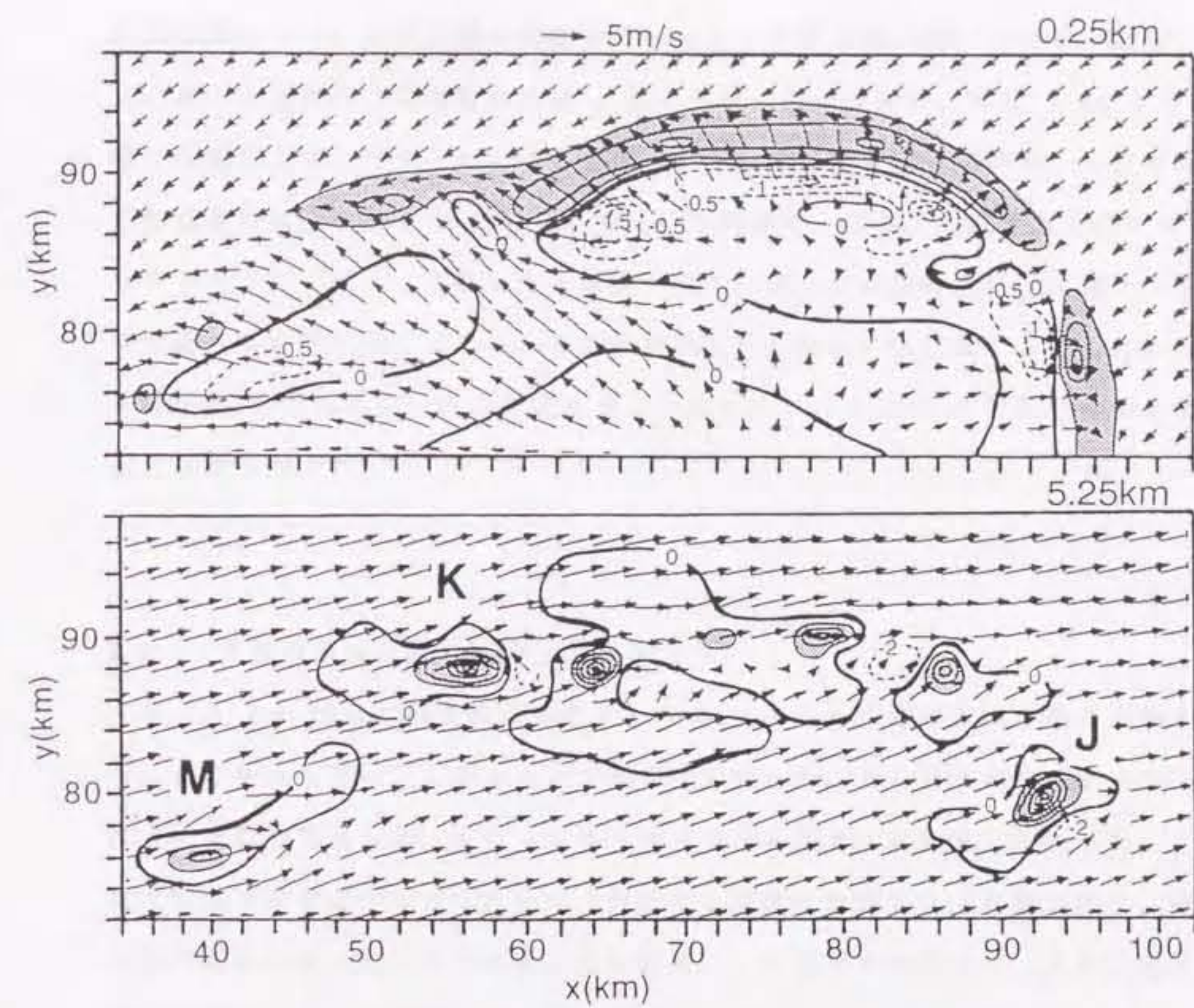
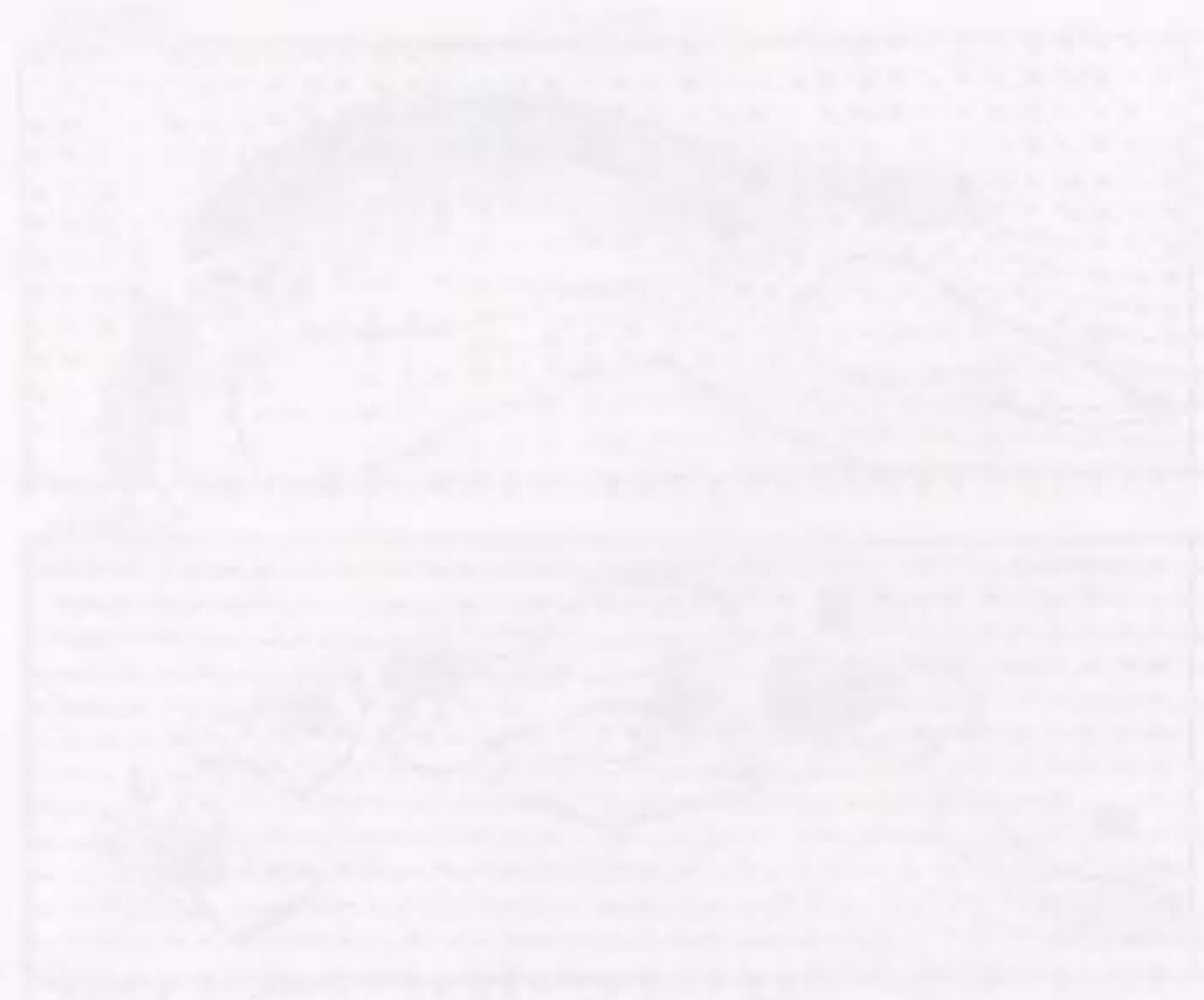


図17. 図10と同じ図で、ケース 3-C3 に関するもの。



めに設定した。図17は高度0.25 km および 5.25 km 層における w と水平風ベクトルの分布である。Jで示しているのがL型セルで、上昇流が負の x 方向、すなわち高度3 km より上層の鉛直シアに対して風上側に傾いている。高度0.25 km 層では上昇流と下降流がほぼ x 軸に平行に並んでおり、高度3 km より下の層では鉛直シアベクトルに対してはいくらかの角度を持っている。L型セルJの形成過程は、ケース3-AのL2やL3と同様で、次々と形成するS型セルからのアウトフローによって傾いた上昇流がつくられ、その後地上付近に強い水平流を形成して自己維持していた。また降水セルKとMはF型に属する。これらのセルは正の x 方向に傾いた上昇流を持っており、ケース3-AのF型のセルとよく似た挙動を示した。

3.3.4 大気的不安定度の影響 (ケース3-D)

ケース3-Dでは初期条件としてケース3-Aよりも安定な大気を与えられている。このケースでは、L型セルが1個だけ形成した。その形成過程はケース3-AのL2と同様であった。また、このケースではF型セルは形成しなかった。これは大気的不安定度が小さいために、対応する位置に形成した上昇流が弱く、降水が形成されなかったためである。この結果は、F型セルの形成に、大気安定度が強く影響することを示唆している。

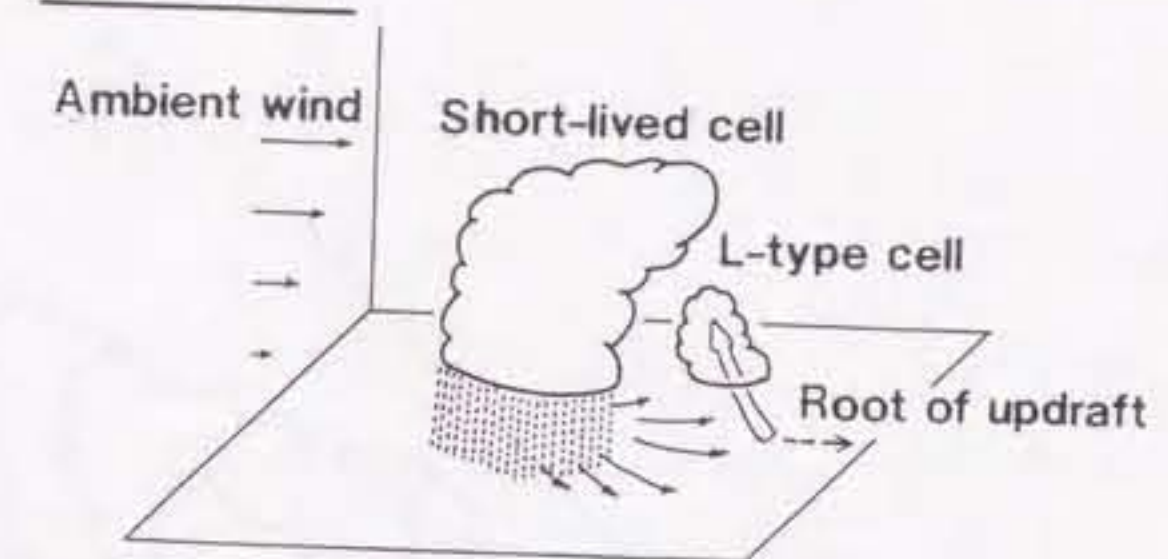
3.4 計算結果のまとめ

3章で得られた計算結果は、以下のようにまとめることができる。

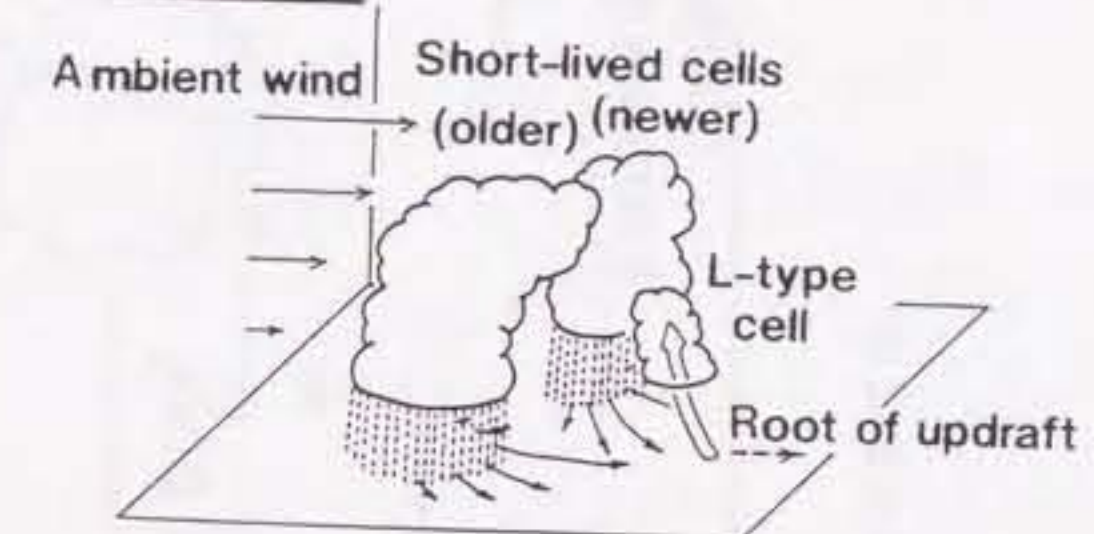
- (1) 大気の初期条件は水平方向に一様であるにも関わらず、各計算ケースにおいて、いろいろな挙動を示す降水セルが形成した。
- (2) 降水セルはその構造と持続性からS型、F型、L型の3つに分けることができた。S型セルは鉛直シアの風下側に傾いた上昇流を持ち、短寿命である。F型セルはS型のように鉛直シアの風下側に傾いた上昇流を持つが、長時間維持される。L型セルは鉛直シア風上側に傾いた上昇流を持ち、長時間維持する。これらのうちL型セルは自己維持型であり、組織化された対流系であると見なすことができる。

- (3) L型セルの形成過程において、鉛直シアー風上側に傾いた上昇流は、上昇流の根が上昇する空気塊よりも速く鉛直シアー風下側に移動することによって形成されていた。その初期の段階では、上昇流の根の速い動きを、隣接する他の降水セルが強制していた。
- (4) 降水セル群が上昇流の根を鉛直シアー風下側に移動させる過程には、図18に示すような3つのパターンがあった。パターンⅠでは、上昇流の根が1個の短寿命セルからのアウトフローの先端に沿って移動する。このパターンは鉛直シアーが弱いケース（ケース 3-C1）においてみられた。パターンⅡでは、複数の降水セルからのアウトフローが次々と収束域をつくることにより、下層の上昇流域が鉛直シアーの風下側に移動する。このパターンは降水セル同士の間隔が広すぎるとき（ケース 3-B）にはおこらなかった。パターンⅢでは上昇流の根が既存のL型セルからの持続的なアウトフローに沿って移動した。
- (5) 図18に示した過程を経ていったん鉛直シアーの風上側に傾いた上昇流がつくられると、持続的な降水による蒸発冷却、及び下降流の効果によって地上付近に強い水平流がつくられ、上昇流は傾いたまま長時間維持された。
- (6) 3次元的な鉛直シアーを与えたケース（3-C3）においても、図18のパターンⅡを経てL型セルが形成した。
- (7) F型セルの上昇流は、鉛直シアーの風上側に向かって強く流れる下層の冷たい空気がつくる、水平収束によって維持される。この冷たい空気の強い流れは、冷氣プールが静水圧的につくる水平気圧傾度力によって駆動される。この冷氣プールは、F型セルの鉛直シアー風下側に位置している、より活発な降水セル群からの降水の蒸発冷却によって維持される（図19に模式図を示す）。
- (8) より安定な大気を仮定したケース（3-D）ではF型セルは発達しなかった。

Pattern I



Pattern II



Pattern III

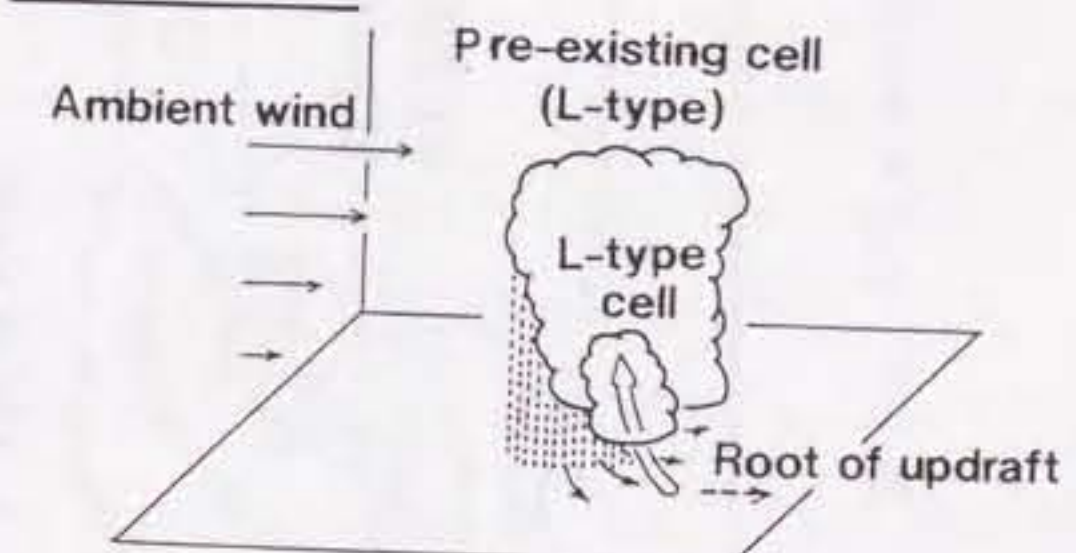


図18. 鉛直シアの風上側に傾いた上昇流が形成される、3つのパターン。

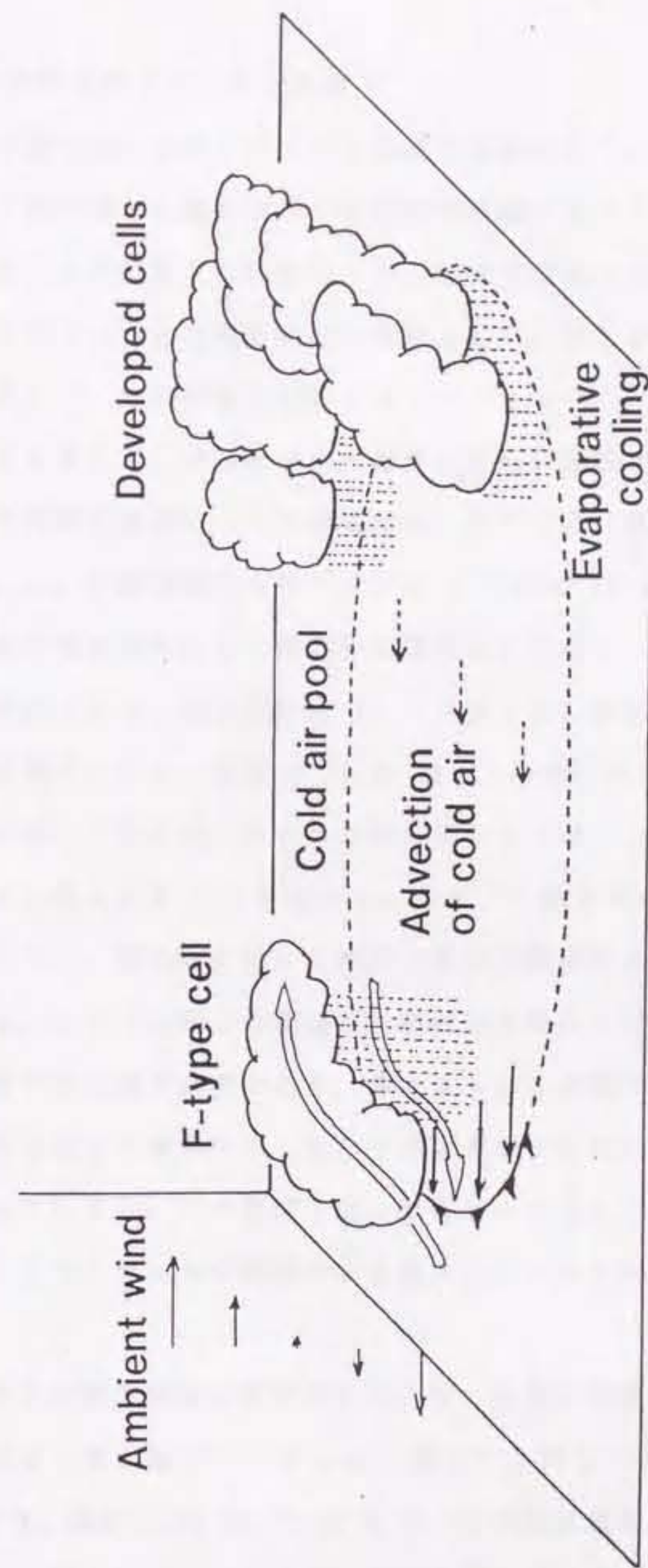


図19. F型セルの維持機構の模式図。

第4章 組織化された線状対流系の形成過程に関する計算結果

この章では、組織化された線状対流系の形成過程を調べることを目的とする数値モデリングの結果が述べられる。

4.1 初期条件とケースの設定

この章では、大きく分けて2種類の実験を行う。1つは基礎的な実験で、等間隔で1列に並んだ降水セルの相互作用を調べる(ケース 4-A から 4-D)。この実験では、1列に並んだ降水セルが、線状対流系に組織化されていく過程を議論する。もう1つはより現実に近い実験として、第3章と同様に降水セルをでたらめに配置して、その挙動を観察する(ケース 4-E)。この実験では、基礎的な実験の結果をふまえて、組織化された線状対流系が形成される過程を議論する。

まず基礎的な実験について説明する。図20は計算領域の大きさと境界条件を示している。計算領域の水平サイズは x 方向に 28 km、 y 方向に 150 km とする。 x 方向の境界条件として周期的な境界条件を用い、 y 方向については第3章と同様に解放とする。他の部分については第2章に説明した通りである。

初期擾乱として、高度 0.25 km 層に2つの小さいサーマルを、 x 軸に平行に $y=0$ に沿って与える。サーマルの水平サイズは 2 km (1 格子) で、それぞれが周囲の空気よりも 1.5 K 暖かい。いま、 x 軸方向には周期的な境界条件を用いているので、 x 軸方向に沿って無限の長さで等間隔に並んでいるサーマル群が与えられる。サーマル同士の間隔は、線状対流系の形成過程に重要な因子であり、その設定には注意が必要である。例えばもしその間隔が大きすぎると降水セルの相互作用はおこり得ないし、また小さすぎると初めから線状の対流系を与えることになってしまう。この実験では、基本ケースとしてサーマルの間隔を 14 km に設定し、またサーマルの間隔のみを変えたケースを別に行って、その効果を議論する。

大気の初期条件は水平方向に均一で、気温と湿度の鉛直分布は地上付近の湿度を除けば、第3章のケース 3-A (図3) と同じである。ここでは相対湿度は地上で 70 %、高度 1.25 km で 90 % で、その間は線形に増加する。地上気圧は 1000 hPa で、初期状態としては静水圧を仮定している。

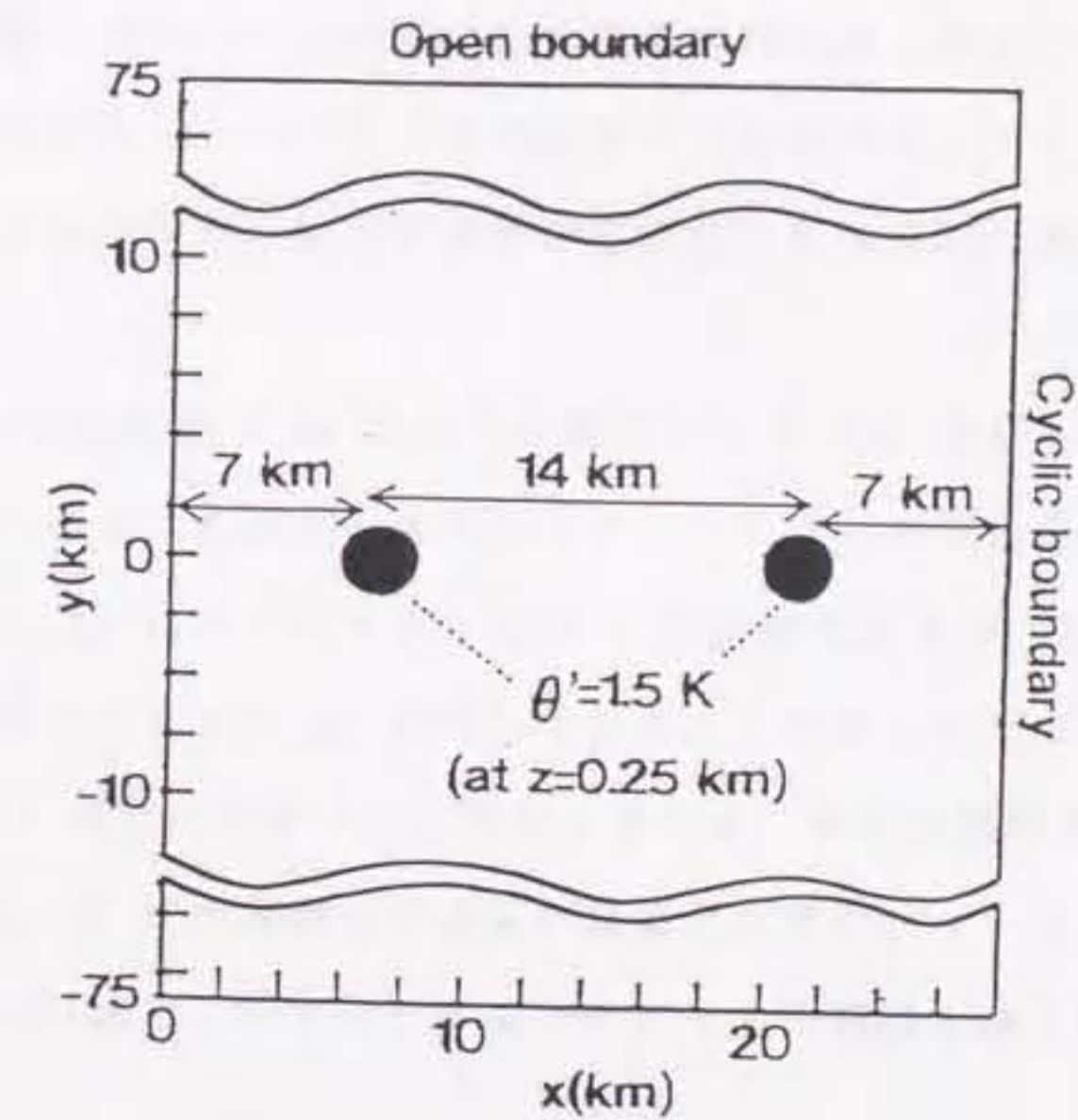


図 2 0. ケース 4-A、4-B、4-C に関する計算領域、横の境界条件、初期擾乱のとして与えたサーマルの配置。

基礎的な実験では、ケース 4-A から 4-D まで、全部で 4 組の計算ケースを設定した。ケース 4-A、4-B、4-C で行う各計算での、風の鉛直分布を図 2.1 に示している。ケース 4-A では、大気は高度 6 km より下の層で一定大きさの鉛直シアーをもっている。鉛直シアーの強さは $1 \text{ ms}^{-1}/\text{km}$ である。高度 6 km より上の層では風速は一定であるとする。このケースでは、シアーベクトルの向きを変えて全部で 5 つの計算 (A1-A5) を行う。シアーベクトルと x 軸のなす角度はそれぞれ 0° , 22.5° , 45° , 67.5° , 90° である。地形の存在を仮定していないので、これらの計算では個々のサーマルの周辺の大気条件は完全に同じで、サーマルが並んでいる方向に対するシアーベクトルの向きだけが異なる。ケース 4-A では、鉛直シアーベクトルの方向が、線状対流系が組織化される過程に及ぼす影響が議論される。

ケース 4-B では高度 6 km より下の層でケース 4-A よりも鉛直シアーが強く、 $1.5 \text{ ms}^{-1}/\text{km}$ である。このケースではシアーベクトルの向きを変えた 2 種類の計算を行う。但し B1 はシアーベクトルの y 成分の大きさが A2 と同じであり、B2 では x 成分の大きさが A2 と同じである。したがってそれぞれシアーベクトルの x 成分、y 成分だけが A2 と異なっている。後に計算結果で示すように、ケース 4-A では、A2 でのみ線状対流系が組織化された。ケース 4-B では、A2 での線状対流系の形成が、シアーベクトルのどちらの成分と強く関係していたかを議論する。

現実の大気中では一方向の鉛直シアーをもつ風の分布などはありません。鉛直シアーは高度とともに向きをかえるのが普通である。ケース 4-C では鉛直シアーが高度 3 km で向きを 30° 右に転ずる。ただし地上と高度 6 km の間を平均した鉛直シアーの大きさはケース 4-A と同じである。このケースでは、鉛直シアーの向きを変えて全部で 5 つの計算を行う。ケース 4-A との比較により、鉛直シアーの回転の効果を議論する。

ケース 4-D では風の分布はケース 4-A と同じであり、D1, D2, ..., D5 が A1, A2, ..., A5 に対応する。このケースでは、初期擾乱として与えるサーマルの間隔だけをケース 4-A から変えた。サーマルの間隔を 14 km でなく、8 km として与えた。ただし間隔を均一にするために、水平方向の計算領域を 32 km に広げた。このケースでは、降水セルの間隔が結果に及ぼす影響を議論する。

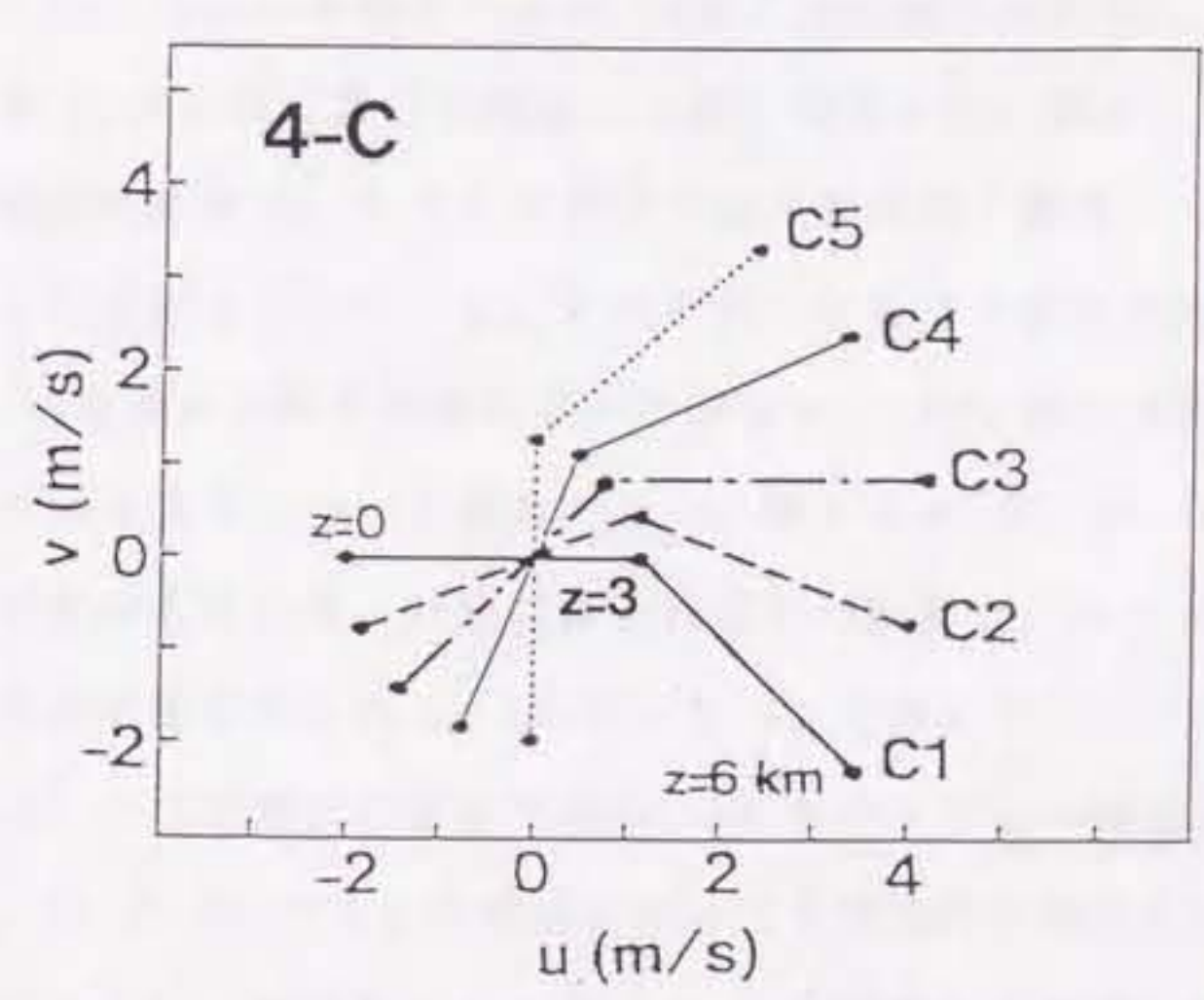
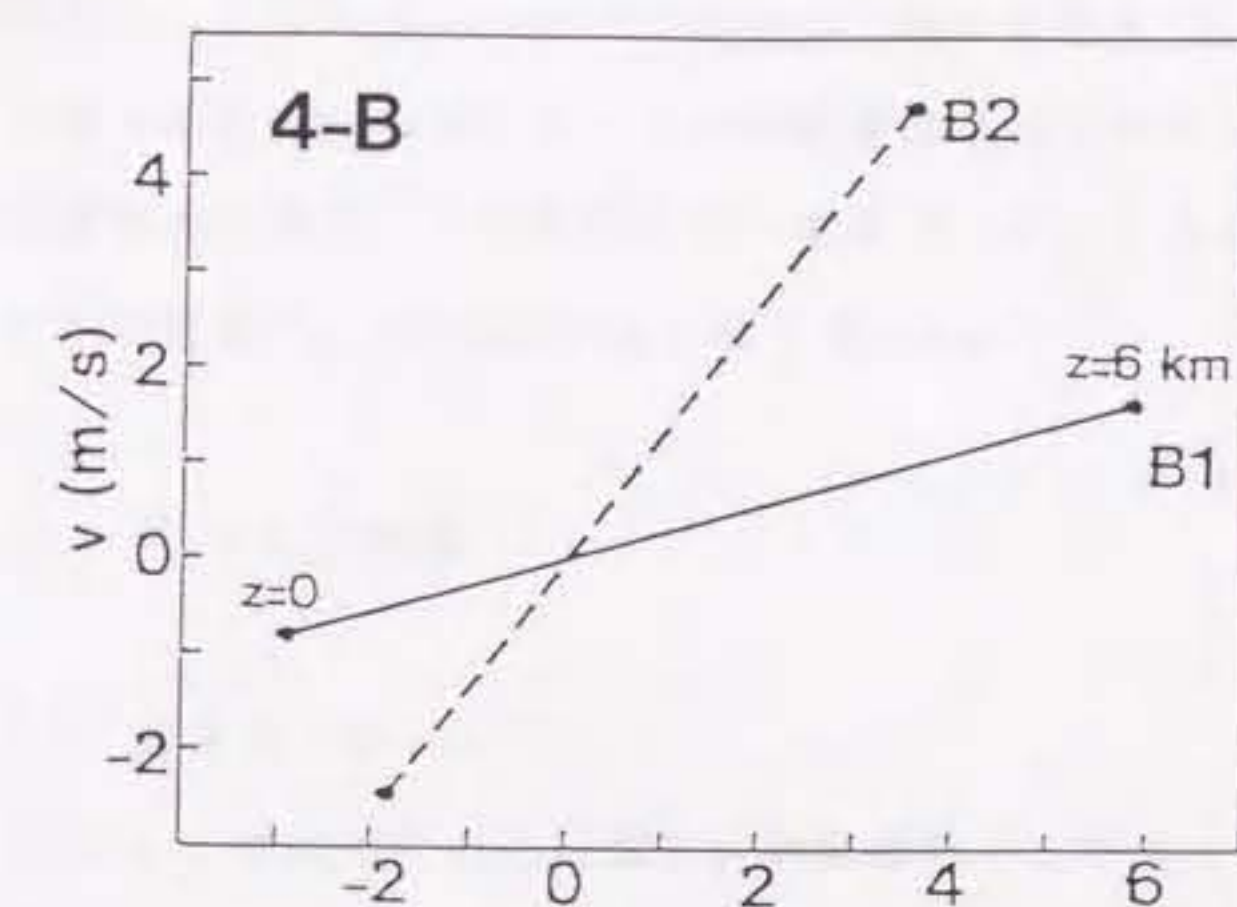
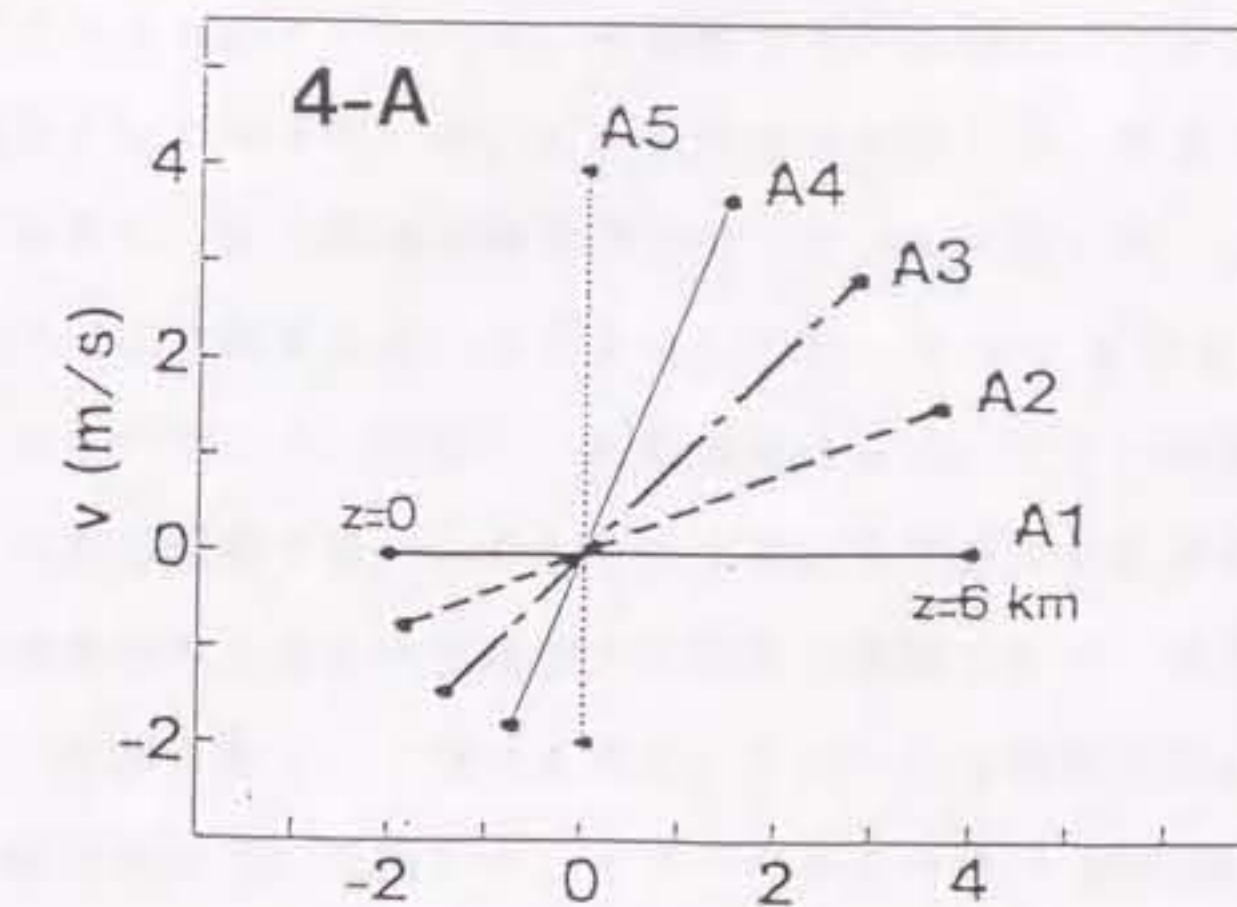


図 2 1. ケース 4-A、4-B、4-C についての、風速の鉛直方向への変化。

以上の4つのケースでは、等間隔で1列に並んでいる同じ強さのサーマルを初期擾乱として与えている。しかし現実の大気では、降水セル同士の間隔もいろいろであるし、その発達段階も降水セルによって異なる。これらの影響を検討する目的で、より現実に近いケースとしてケース 4-E を設定した。このケースでは、3章のモデリングと同様に、初期擾乱として、大きさや強さの異なるサーマルをでたらめに配置する。このケースでは、水平方向の計算領域は $150\text{ km} \times 150\text{ km}$ で、横の境界条件も第2章で説明したものと同様である。横の境界条件の影響が降水セルの挙動に及ぶのを避けるため、サーマルは領域の中心付近のみに与える。風の鉛直分布は A1 と同じで、シアベクトルは x 軸に沿う。ケース 4-E では、初期擾乱として与えるサーマルの分布のしかたを変えて、10通りの計算を行う。ただし個々の計算においてサーマルの配置は乱数で決められる。このケースでは、基礎的実験の結果が、より現実に近い条件下でどのように変わるかを議論する。それぞれの計算で、120分間積分を繰り返した。

4.2 ケース 4-A の結果

4.2.1 降水のパターン

ケース 4-A のそれぞれの計算で、初期擾乱として与えたサーマルは降水セルに発達した。これらの降水セルは 30分ごろに降水を形成し、60分ごろに消滅した。その後 75分には2番目の降水セル群が発達した。図 2 2 は 60分以降の降水強度の時間変化を示す。ただし2番目のセル群が強く発達した、 $y > 0$ の領域だけを平均した強度を示している。それぞれの計算で2番目の降水セル群の形成に対応して 75分頃から降水強度が急激に強まり、105分頃には変動が小さくなる。90分以降の降水強度は A5 で最も大きい。図 2 3 は A1、A2、A5 の鉛直積算した降水量の水平分布を示す。30分にはそれぞれの計算で、サーマルを与えた位置に降水量の大きな値がみられる。102分には A2 で降水がバンド状に分布しているが、A1 と A5 では団塊状のままである。A2 のバンド状の降水は 117分にも存在しているが、A1 と A5 ではこの時点においても団塊状に分布したままである。

降水セルは、各計算ケースで $y < 0$ の領域にも発達した（この領域を図 2 3 には示していない）。しかしそれらのセルは、 x 軸対称の A1 を除いて、 $y > 0$ の

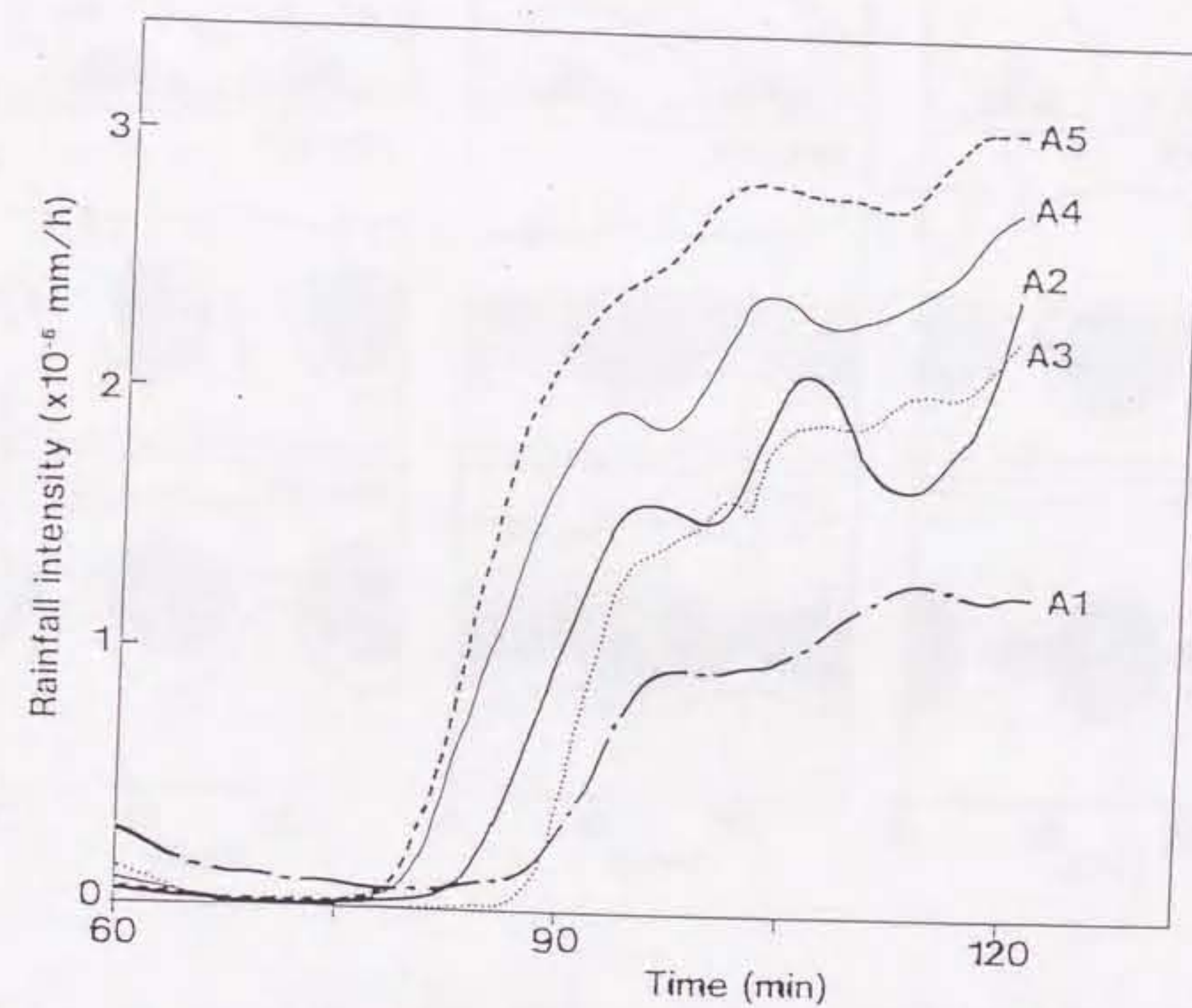


図 2.2. $y > 0$ の範囲を平均した、地上の降水強度の時間変化。

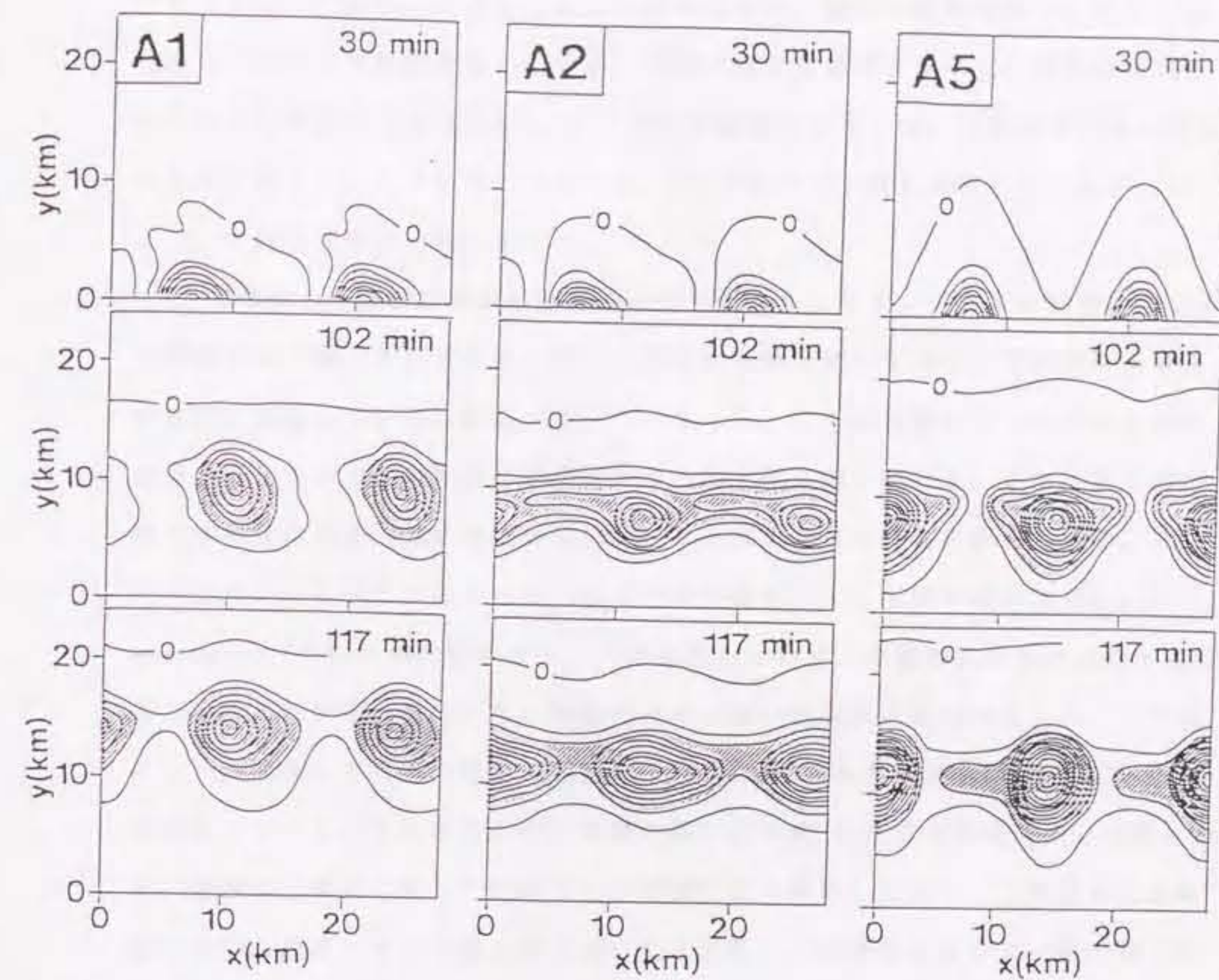


図 2.3. A1, A2, A5 の、30分、102分、117分における鉛直積算降水量の水平分布。対流系が強く発達した $y > 0$ の領域だけを表示している。等値線の間隔は 2 kg/m^2 で、 4 kg/m^2 以上の領域を陰影で示している。

領域に発達したものよりもずっと弱く、またバンド状の降水域は形成されなかった。

4.2.2 対流系の構造

図2.4はA1, A2, A5の、高度6.5 km層における鉛直流速度(w)と水平風ベクトルを示している。ただしこれらの風速成分は、微小な変動を除くために105分から120分まで時間平均している。時間平均する過程において、計算領域をそれぞれの対流系の伝播速度で正の y 方向に移動させている。上昇流の分布は降水の分布(図2.3)とよく類似していて、A2ではバンド状に分布しているが、A1とA5では団塊状に分布している。

A2で形成した線状対流系の鉛直断面図を図2.5に示す。これらの断面は図2.4の線分PQに沿うものである。図で上昇流は左側に傾いており、下降流は上昇流の左側に位置している。鉛直シアベクトルは、この断面図に沿って左から右の成分をもっており、上昇流は鉛直シアの風上側に傾いている。また、系に相対的な水平流は高度4 km付近に強いジェット状の流れの存在を示している。スコールラインにしばしば見られるこのような中層のジェット状の流れは Fovell and Ogura (1988) が数値モデリングで再現しており、中層の気圧傾度に対する応答であることが知られている。地面付近には強い右向きの流れがみられ、これはスコールフロントに沿う陣風に類似している。 θ' の分布は地上付近に冷氣プールが存在していることを示す。また中層の強い正の θ' はほぼ上昇流と同じ位置にある。降水は上昇流に対して前線面の冷域側に主に落下しており、上昇流の発達を妨げない。鉛直シアの風上側に傾いた上昇流、上昇流の鉛直シア風上側での降水や下降流の形成、冷氣プールの縁に沿う強い流れ、といった特徴は、 y 軸に沿うあらゆる鉛直断面において見られた。これらの特徴は、組織化された線状対流系に共通のもので (Newton, 1950; Houze, 1977; Zipser, 1977; Ogura and Liou, 1980)、対流系を長時間維持するのに適している。

この一連の計算では、「組織化された線状対流系」を、降水の分布のしかた、およびその気流構造で定義する。鉛直積算した降水量の水平分布図で、 4 kg/m^2 の等値線で囲まれた領域(図2.3の陰影をつけた領域)の形態がバンド状を呈し、その形態を15分以上にわたって維持し、さらに鉛直シア風上側に傾いた上昇流

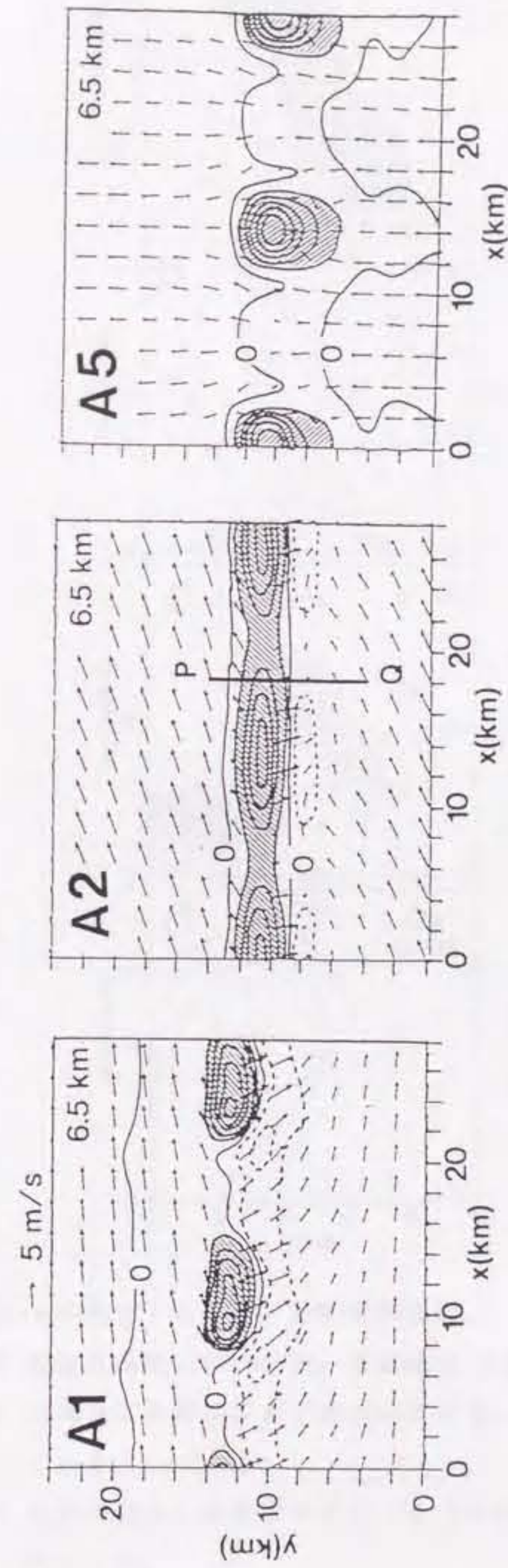


図 24. 高度 6.5 km における、105分から 120分までの 15分間を平均した鉛直流速度 (w) と風ベクトルの水平断面図。ただし平均する過程において領域を対流系とともに正の y 方向に移動させている。 w の等値線は 2m/s おきに描かれている。また 2 m/s よりも強い上昇流域を陰影で示している。

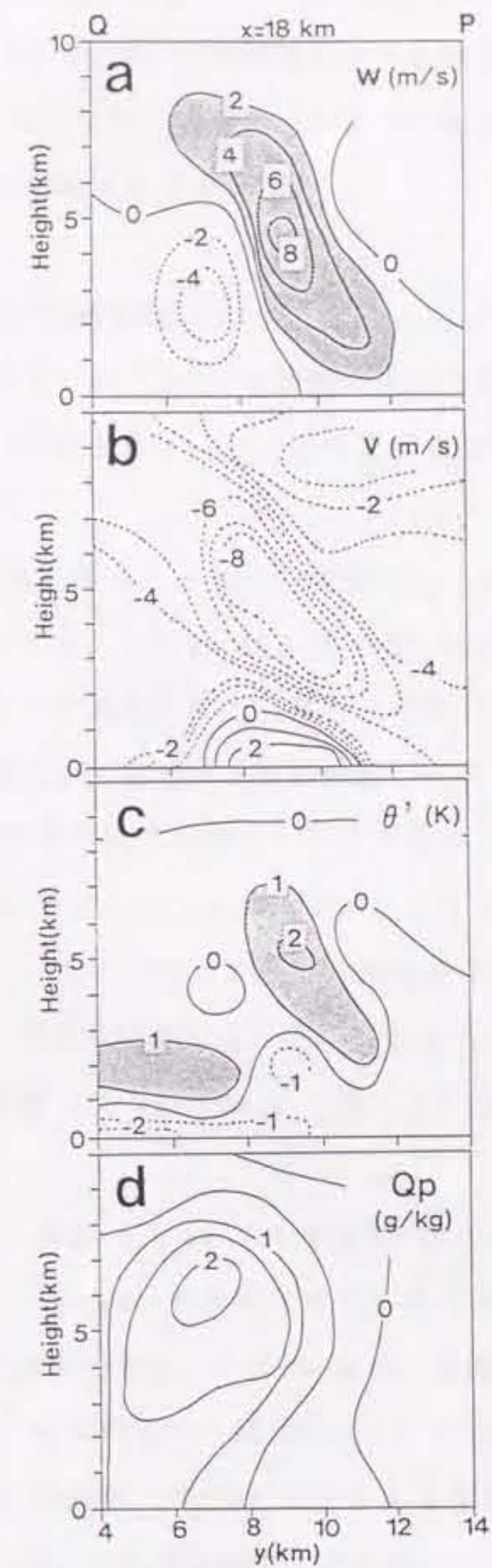


図 2 5. 図 2 4 の線分 P Q に沿った鉛直断面図。

- (a) 鉛直流速 (w) の分布。等値線は 2 m/s 間隔で描かれている。
- (b) 対流系に相対的な水平風成分の分布。等値線は 2 m/s 間隔で描かれている。
- (c) 初期状態からの温位のずれ (θ') の分布。等値線は 1 K 間隔で描かれている。
- (d) 降水の混合比 (Q_p) の分布。等値線の間隔は 0.5 g/kg である。

によって降水域が維持されているとき、これを「組織化された線状対流系」と呼ぶ。この定義に従えば、A2 では組織化された線状対流系が形成されたが、A1 と A5 では形成されていない。同様に A3 と A4 においても、組織化された線状対流系は計算終了まで形成されなかった。

4.2.3 対流系の発達過程

図 2 3 に示したように、A2 では組織化された線状対流系が形成されたが、残りの 4 つの計算では形成しなかった。このような対流系の発達過程の違いについて議論する。

図 2 6 は w と水平風ベクトルの、高度 0.5 km での 66 分における分布である。それぞれの図において、 $x=7$ km および $x=21$ km 付近にある下降流は初めの降水セルが形成したものである。また、強い上昇流が下降流の間にみられる。これらの上昇流は、下降流から発散する流れが互いに強く収束することによってつくられている。A2 ではすでにこの時点でバンド状の上昇流が形成している。図から明らかなように、A2 では、2 つの降水セルからのアウトフローが周囲の空気と帯状の収束域を形成し、そこにバンド状の上昇流がつくられている。他方、A1 と A5 では、上昇流は団塊状に分布している。このような A2 と他のケースの上昇流の分布の違いは、高度 6.5 km での w (図 2 4) や降水のパターン (図 2 3) と類似している。

図 2 7 は 66 分、高度 0.5 km の水平発散 (div)、 y 方向の発散成分 ($\partial v / \partial y$)、 x 方向の発散成分 ($\partial u / \partial x$) の水平分布である。強い負の発散成分 (陰影部)、すなわち強い水平収束の分布は、0.5 km 層の上昇流の分布とほぼ一致している (図 2 6)。A1 では、枠の内部で (図に Area 1 で示す)、A2 よりも水平収束が著しく弱い。Area 1 の内部では、A2 の対応する領域に比べて、 $\partial u / \partial x$ の値はあまり変わらないが、 $\partial v / \partial y$ の絶対値がずっと小さい。これは Area 1 の内部では、 y 方向の水平収束成分が小さいことを示している。A1 の鉛直シアベクトルは y 成分をもたないので、対流系に相対的な y 方向からの流れが非常に弱い。このためこの計算ではアウトフローが y 方向からくる風と強い収束をつくらない。

A5 での水平収束の値は、Area 2 で示した枠内で非常に弱い。Area 2 の内部では、 $\partial v / \partial y$ の絶対値は Area 1 のそれほどは小さくないが、 $\partial u / \partial x$ が正の値を示

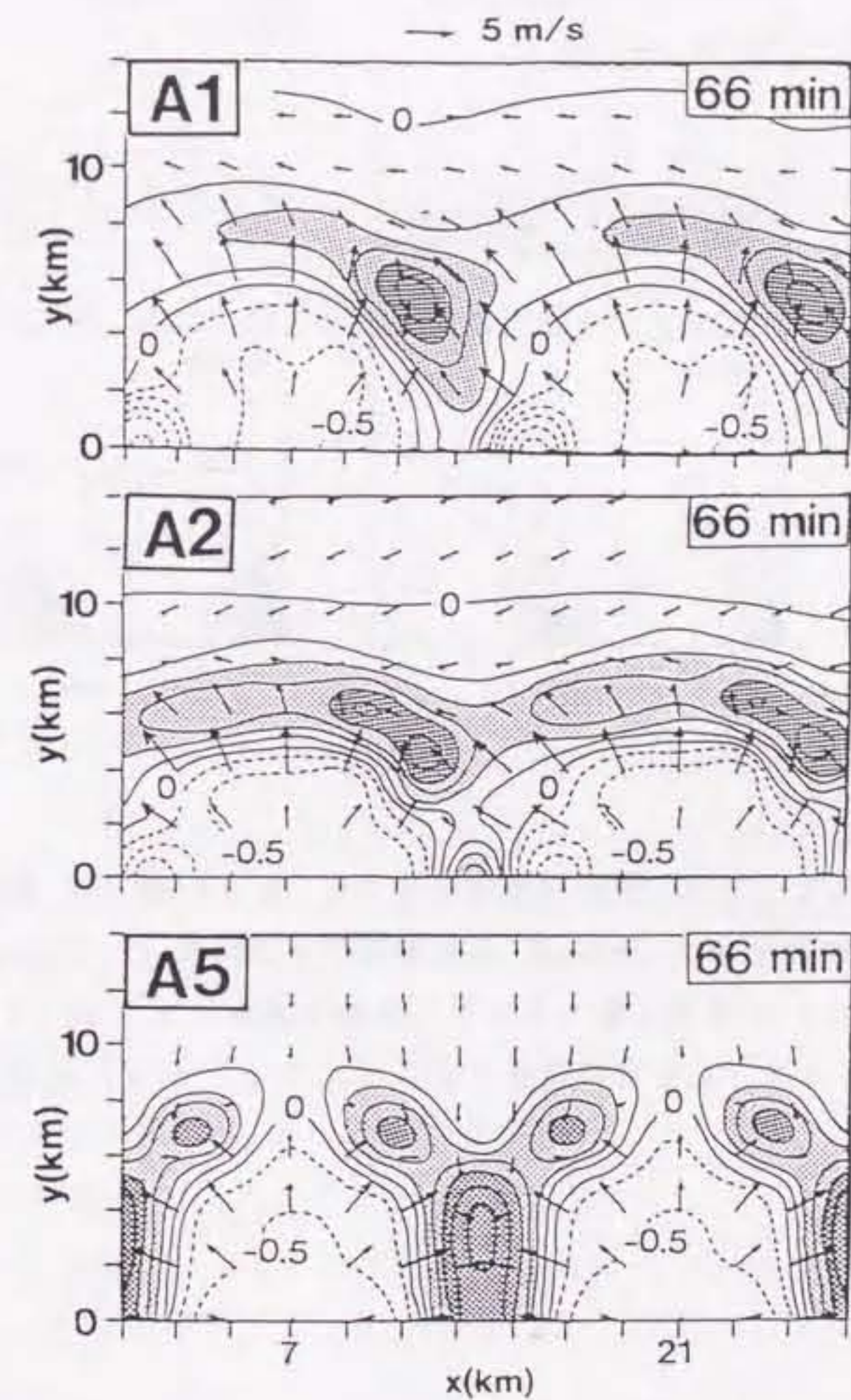


図 26. 66分の A1, A2, A5 についての高度 0.5 km における w と風ベクトルの水平断面図。 w の等値線は 0.25 m/s 間隔で描かれている。濃い陰影は 1 m/s、薄い陰影は 0.5 m/s よりも強い上昇流域を示す。

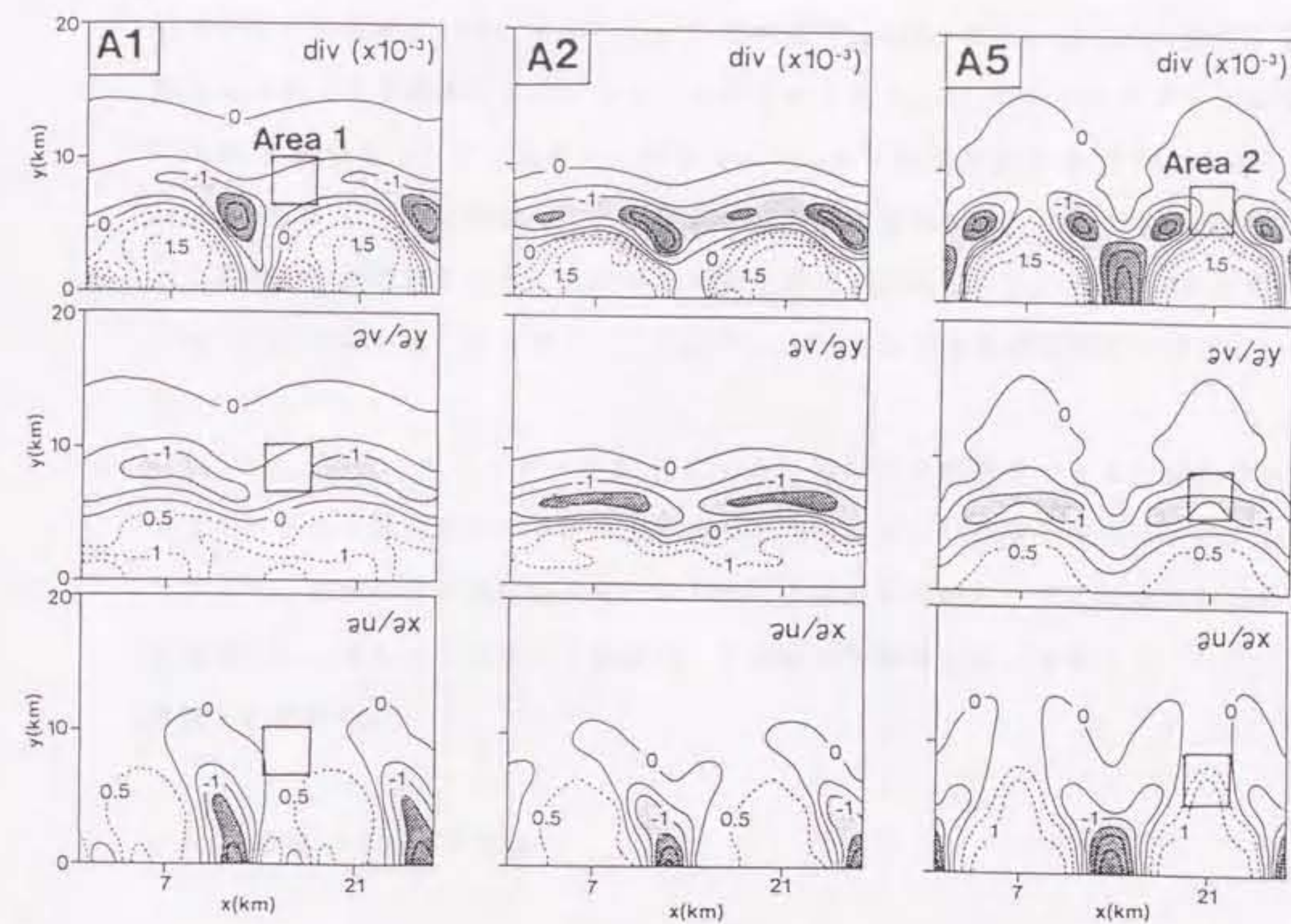


図 27. 高度 0.5 km の、66 分における水平発散 (div)、y 方向の水平発散成分 ($\partial v / \partial y$)、x 方向の水平発散成分 ($\partial u / \partial x$) の水平断面図。等値線は $0.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 間隔で描かれている。濃い陰影は $1.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、薄い陰影は $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ よりも強い水平収束を示している。

している。これは、Area 2 の内部に、x 方向の強い発散成分が存在することを示している。この発散成分は y 方向の収束成分を相殺し、Area 2 の内部での水平収束を著しく弱めている。この Area 2 での正の $\partial u / \partial x$ は、 $x=21$ km に位置する降水セルからの下降流によってつくられたものである。A5 のシアベクトルは強い正の y 成分をもっているため、降水セルからの下降流が正の y 方向に変位し、Area 2 内で x 方向に発散して、局所的に水平収束を妨げる。このため、局所的に上昇流の形成が抑えられて、バンド状の上昇流が形成しない。A3 や A4 においても、やはりはじめのセルからの下降流が、バンド状の上昇流の形成を妨げている。

A2 では、鉛直シアベクトルの y 成分が、強い水平収束をつくるのに充分に大きく、また下降流がバンド状の上昇流の形成を妨げない程度に充分小さい。したがって、帯状の収束域に沿ってバンド状の上昇流が形成し、そこに線状対流系が発達した。またバンド状の上昇流は、その後も下降流に妨げられることなく、維持され続けた。

4.3 その他のケースの結果

4.3.1 鉛直シアベクトルの x 成分、y 成分の効果

ケース 4-A では、初めの2つの降水セルが、鉛直シアベクトルに対してある角度をなして並んでいるときに、組織化された線状対流系が形成した(A2)。発散場の解析結果は、鉛直シアベクトルの y 成分、すなわち降水セルが並んでいる方向に直交する成分が、線状対流系が形成するかどうかを支配する重要な因子であることを示唆した。この成分が小さすぎると、下層の水平収束が弱すぎて線状対流系が形成しにくい(A1)。この成分が大きすぎると、初めの降水セルからの下降流がバンド状の上昇流の形成を妨げる(A3, A4, A5)。ケース 4-B は、このような鉛直シアベクトルの y 成分の効果を確認するために設定した。B1 の鉛直シアベクトルは A2 と同じ y 成分を持っており、B2 の鉛直シアベクトルは A2 と同じ x 成分をもっている。すなわちこれらの計算では、鉛直シアベクトルの x 成分と y 成分だけが A2 とは異なっている。

B1 と B2 の、120分における鉛直積算降水量の水平分布を図 28 の上部に示す。

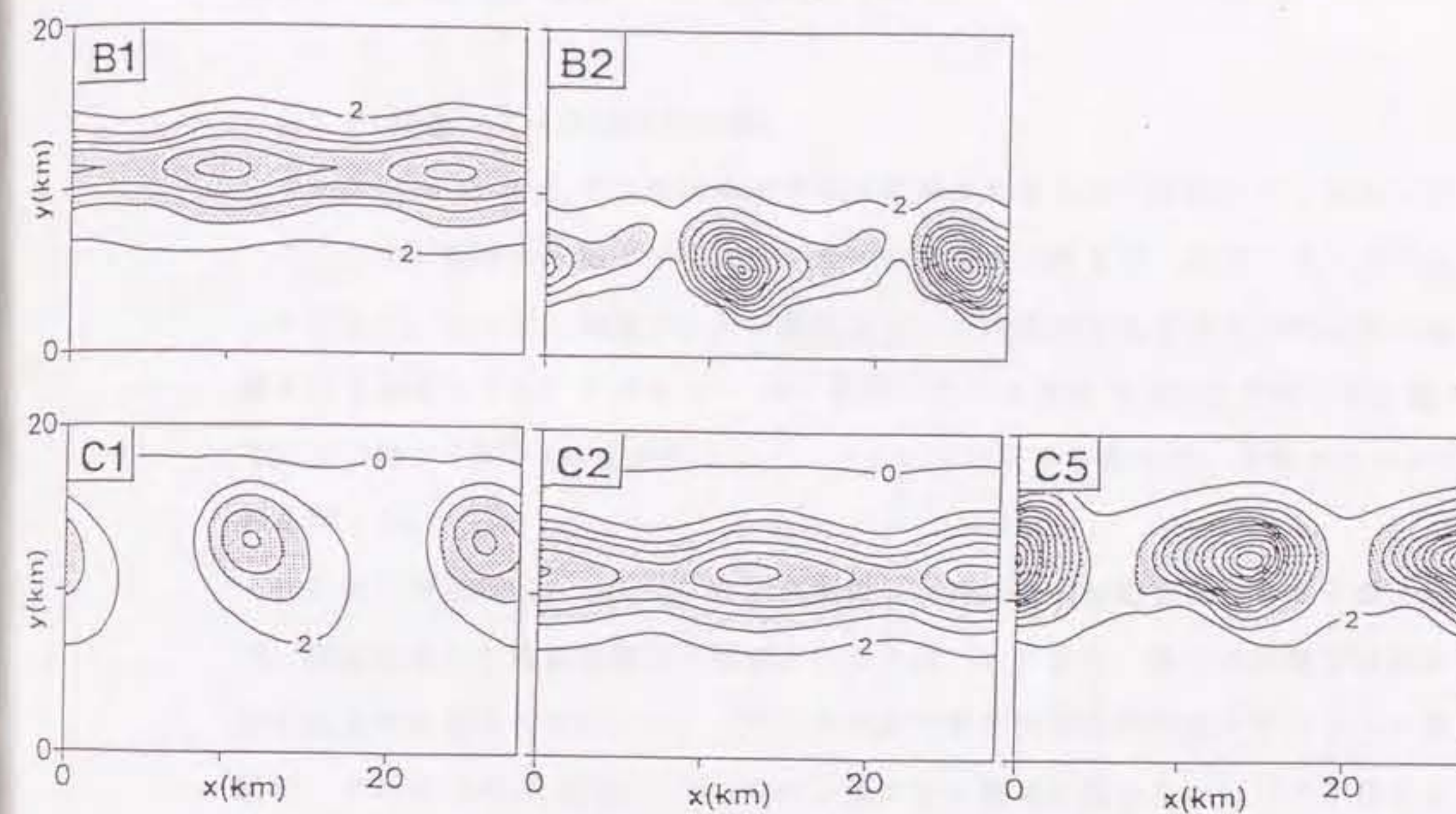


図 2 8. 図 2 3 と同じ図で、120分の B1、B2、C1、C2、C5 に関するものである。

A2 と同じ y 成分をもつ B1 では、A2 と同様に組織化された線状対流系が形成された。他方、B2 では線状の対流系が形成されなかった。B2 は鉛直シアベクトルの y 成分が大きく、A3-A5 と同様に下降流がバンド状上昇流の形成を妨げていた。これらの結果は、鉛直シアベクトルの y 成分が、対流系が線状に組織化されるかどうかに関与することを示している。

4.3.2 鉛直シアの回転の効果

ケース 4-A と 4-B では風は高度とともに向きを変えない鉛直シアをもっていった。しかし実際の大気では、鉛直シアの向きが上層まで一定であることはほとんどない。従って、鉛直シアが高度によって向きをかえるような状況下で実験を行う必要がある。ケース 4-C で、鉛直シアは高度 3 km でその向きを変えている（図 2 1）。 x 軸に対するシアベクトルの向きを変えて、全部で 5 つの計算を行った。

120 分における C1, C2, C5 の鉛直積算した降水量の分布を図 2 8 の下部に示す。組織化された線状対流系が形成されたのは C2 だけで、残りの計算では線状の対流系が形成されなかった。これらの計算で線状対流系が形成されなかった原因は、ケース 4-A と同様に、C1 では下層の水平収束が弱いためにバンド状の上昇流が形成せず、また C3-C5 では初めのセルからの下降流がバンド状の上昇流の形成を妨げていたことが原因であった。

ただしケース 4-C では、線状対流系が形成されたときの鉛直シアベクトルの向きが、ケース 4-A とはやや異なっている。C3 では地上と高度 6 km の間の鉛直シアの大きさが A2 と同じであるにもかかわらず、このケースでは線状対流系が形成されなかった。他方 C2 では、地上と高度 3 km の間の鉛直シアの大きさだけが A2 と同じであるが、組織化された線状対流系が形成された。この結果は、大気下層の鉛直シアが、線状対流系が形成されるかどうかにより強い影響をもっていることを示唆している。

4.3.3 降水セルの間隔の影響

ケース 4-D では初めのサーマルの間隔だけが 4-A と異なっている。81分と 105分における D1, D2, D5 の鉛直積算降水量の水平分布を図 2 9 に示す。組織化

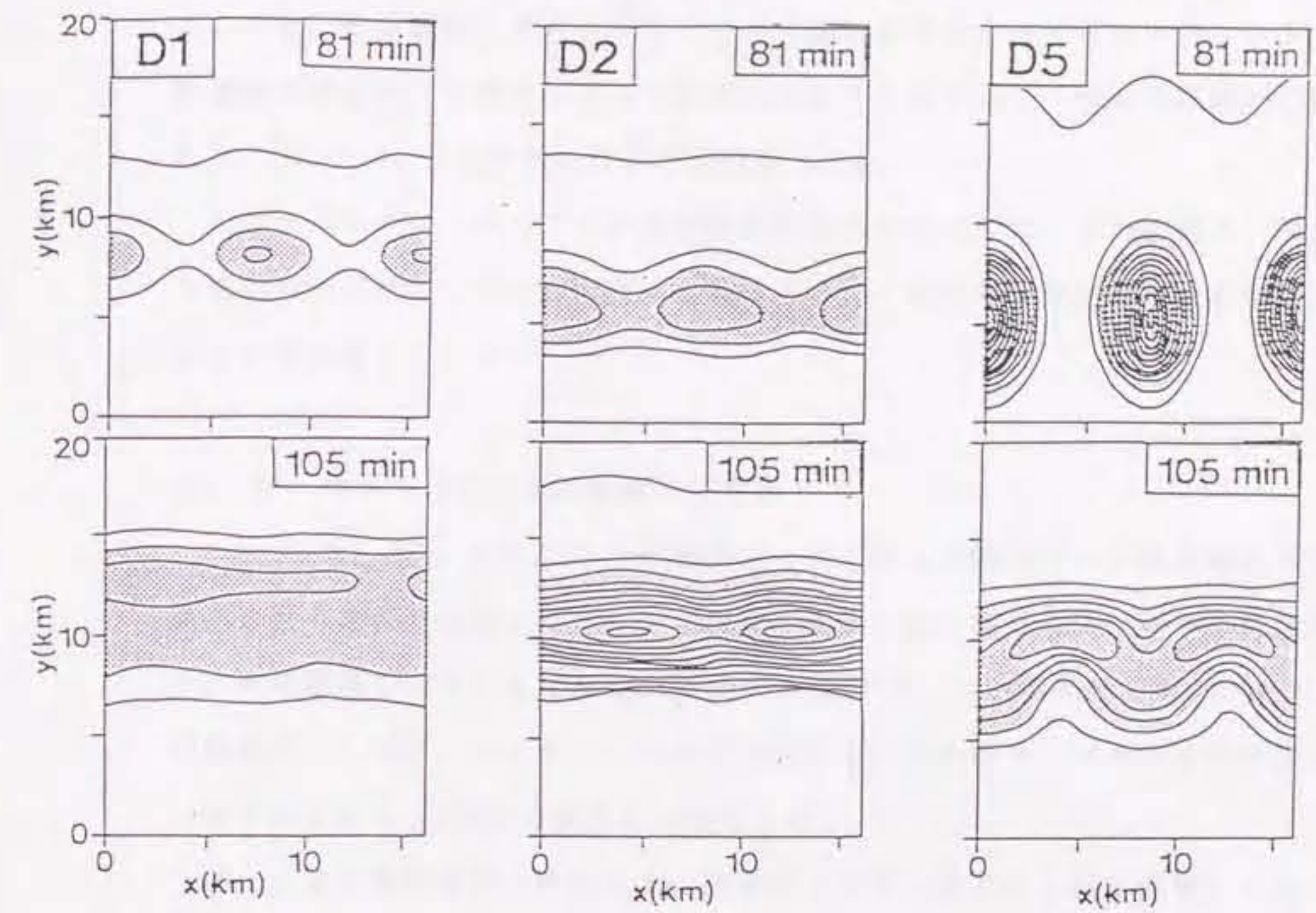


図 2 9. 図 2 3 と同じ図で、81分と 105分の D1、D2、D5 に関するものである。

された線状対流系は D2 で最も早く形成された。降水の分布は 81分にはバンド状となり、計算終了までこの形態が維持された。一方 D1 では風の場合 A1 と同じであるにも関わらず、105分には線状対流系が形成された。この計算では A1 よりも下層のアウトフローが強く、バンド状の上昇流がつくられるのに十分な水平収束がおこっていた。また D5 では、81分には降水が A5 と同様に破線状に分布しているが、その後地上付近の冷氣プールの強い発達によってガストフロントの移動速度が速まり、下降流によって妨げられることなくバンド状の上昇流が形成された。D3 や D4 でも線状対流系が形成された。

このケースでは、すべての計算で線状対流系が形成した。この結果は、降水セル群が強いアウトフローを形成する条件下では、線状対流系が形成されやすくなることを示唆している。

4.4 サーマルをでたらめに配置した実験

ケース 4-A から 4-D では、等間隔で 1 列に並んだ降水セルが線状対流系に組織化される過程を議論した。しかし現実の大気では、個々の降水セルの発達段階や、その間隔もいろいろである。ケース 4-E では、これらの効果を調べるために、初期擾乱としてサーマルをでたらめに配置する。初めのサーマルの分布の仕方を 10通りに変えて、120分の積分を10回行った。

図 3 0 は計算結果の一例を示す。初めのサーマルをでたらめに配置したので、降水セルはいろいろな間隔で、いろいろな方向に並んでいる。図 3 0 では線状対流系が 102分に形成している。この対流系は形態を変えぬまま 120分まで維持され続けた。またこの対流系の構造を調べたところ、上昇流が鉛直シアアの風上側に傾いており、組織化された対流系であることがわかった。この対流系は、4つの降水セル f1、f2、f3、f4 の相互作用で形成された。その形成過程は、A2 のそれと同様であった。すなわち、ほぼ 1 列に並んだ 4 個の降水セルが、下層に帯状の収束域を形成し、そこに線状の対流系が発達した。降水セル f1-f4 が並んでいる方向は、鉛直シアアベクトル (x 軸に平行) と約 20° - 40° をなしている。いろいろな方向に並んだ降水セルが同時に存在しているにも関わらず、組織化された線状対流系はこれらの降水セルの間だけで形成された。

ケース 4-E において、初めのサーマルの配置を変えて行った 10 回の計算で、

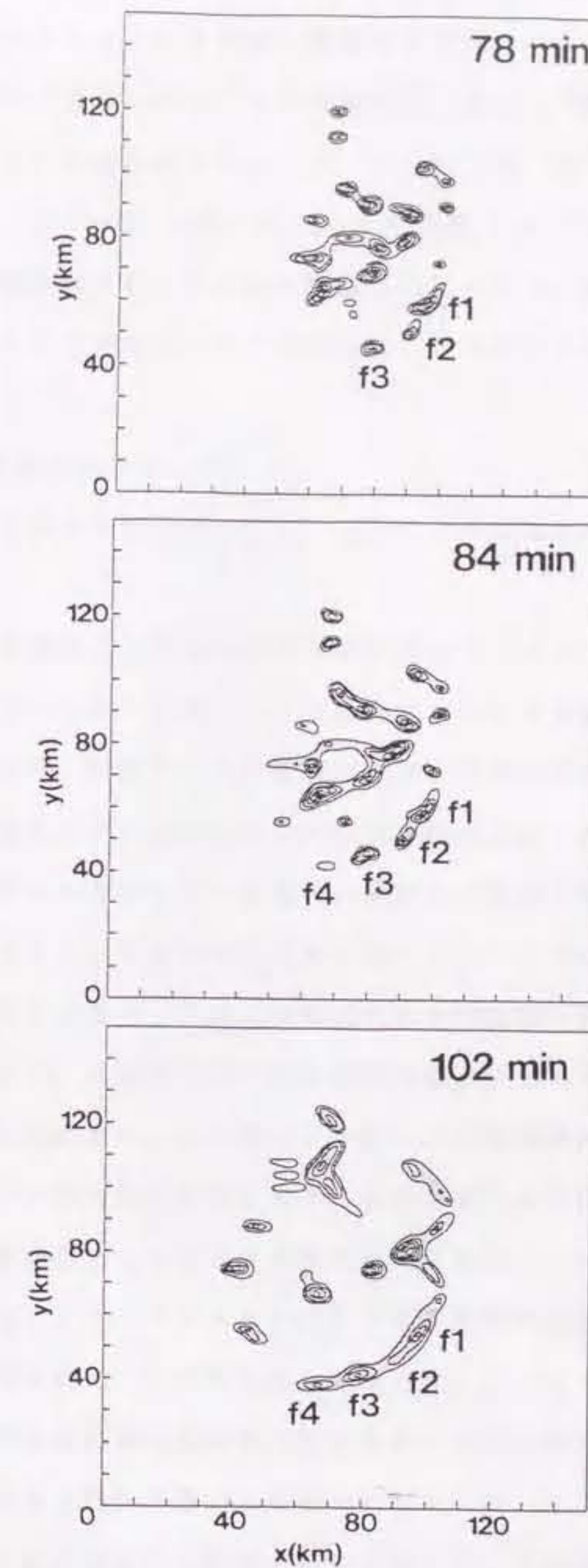


図 30. ケース 4-E の計算結果の一例で、78分、84分、102分における鉛直積算
降水量の水平分布を示す。等値線は 4 kg/m^2 以上の値について、
 4 kg/m^2 間隔で描かれている。

全部で8個の線状対流系が組織化された。形成された8個の線状対流系が、鉛直シアベクトルとなす角度の頻度分布を図31に示す。線状対流系は必ずしも完全な線形ではないので、その両端を結ぶ線とx軸となす角度の分布を示している。大半の対流系はシアベクトルと 15° - 30° をなしている。この角度は、A2でシアベクトルがx軸となしていた角度(22.5°)とよく類似している。このことは、降水セルがでたらめに配置されていても、組織化された線状対流系が形成されやすい方向がほとんど変わらないことを示している。

4.5 計算結果のまとめ

4章で得られた計算結果は、以下のようによまとめられる。

- (1) 初期擾乱として等間隔で1列に並んでいるサーマルを与えた計算では、鉛直シアベクトルが、サーマルの並んでいる方向にある角度をなしているときにのみ、組織化された線状対流系が形成された。
- (2) 組織化された線状対流系が形成されるかどうかは、鉛直シアベクトルの、降水セルの並んでいる方向に直交する成分に強く依存した。この成分が小さすぎると、下層の水平収束が弱すぎてバンド状の上昇流が発達しない。また大きすぎると、下降流が局所的に水平収束を弱めて、上昇流がバンド状にならない。この成分がその中間的な強さにあるときにのみ、下層に帯状の収束域が形成され、そこにバンド状の上昇流が発達した。この結果は、鉛直シアが中層で向きを変えるケースでも変わらなかった。
- (3) 初期擾乱として大きさや強さの異なるサーマルをでたらめに配置したケースでは、シアベクトルに対してある特定の方向をもつ線状対流系が頻繁に組織化された。その方向は、1列に並んでいるサーマルを与えたケースで、組織化された線状対流系が形成された方向とほぼ一致した。
- (4) 降水セル群が下層により強いアウトフローを形成する条件下では、組織化された線状対流系が形成されやすかった。その理由は、強いアウトフローによって下層収束が強まるとともに、収束域がアウトフローの先端に沿って速く移動し、上昇流の形成が初めの降水セルからの下降流によって妨げられにくくなるためであった。

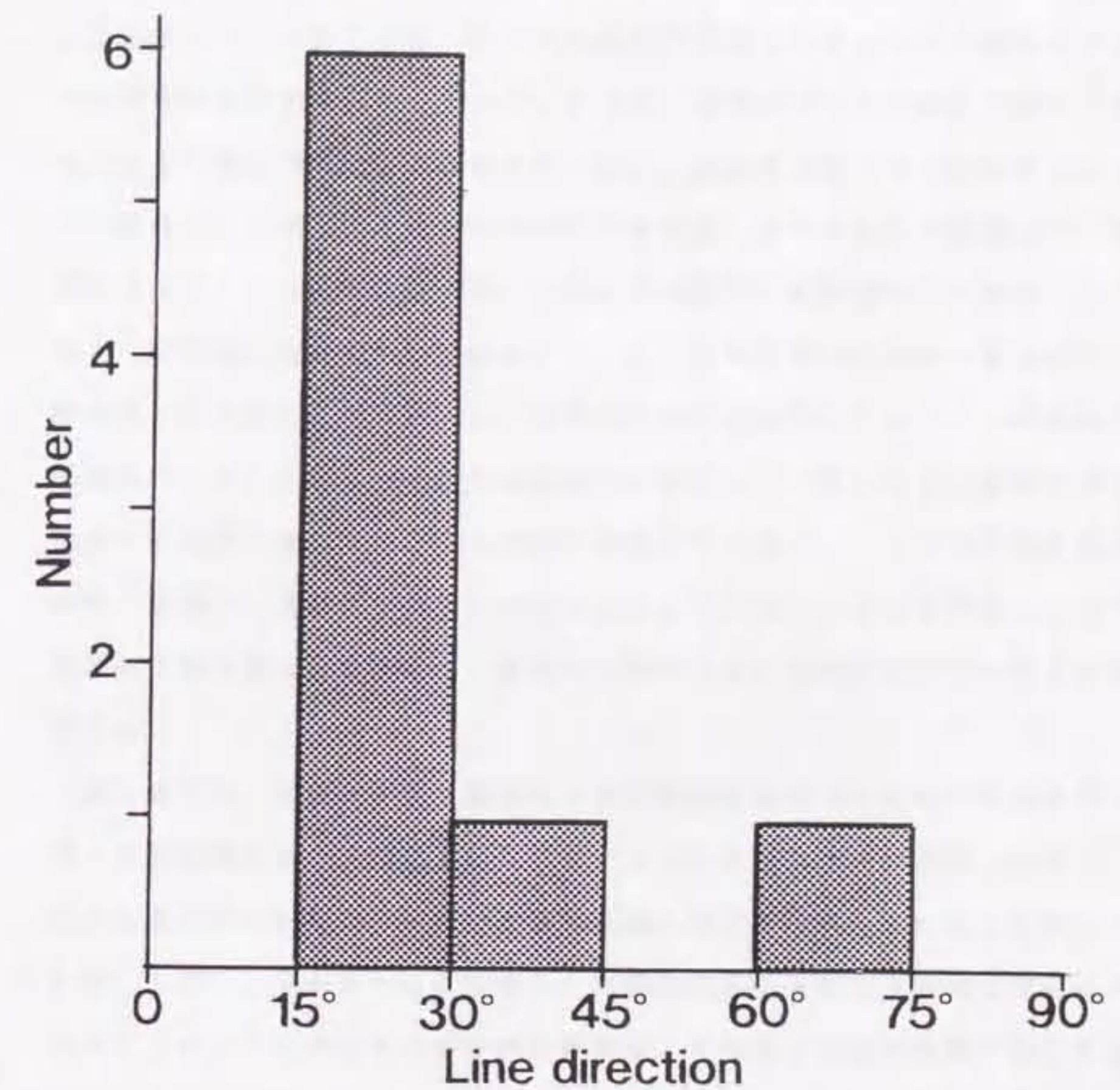


図 3 1. ケース 4-E の 10 回の計算について、線状対流系が x 軸となす角度の頻度分布を示したもの。

現実の大気中では、対流系が組織化されやすい大気条件がつくられても、実際に組織化されるのは、数十個の対流系が発達するうちのほんの数個に過ぎない。本研究では、その理由として、降水セル同士の相互作用による局所的な大気条件の変質の効果に着目し、数値モデリングを行った。第3章、第4章の結果は、降水セルがある位置関係に並んでいるところに、組織化された対流系が形成されることを示した。このことは、たとえ大気条件が同じであっても、降水セルの配列の仕方やその発生するタイミングによって、組織化された対流系が現れる場合とそうでない場合が生ずることを示しており、観測事実をうまく説明する。ただしこの結果は、大気現象の細かいプロセスを単純にモデル化して構築した、数値モデル上でおこった結果に過ぎない。例えば今回用いた数値モデルでは、次のような3つの重要な仮定をおいている。1つは、初期状態の大気は水平方向に一様で、降水セルよりも大きなスケールの大気擾乱が存在しないこと、2つめは降水形成過程について、上層で小氷粒が降水粒子に成長し、下降しながら雲水を捕捉して急激に成長する過程だけをごく簡単に表現していること、3つめは地表面との間の熱、水蒸気、運動量の交換を無視したことである。これらを考慮した上で、今回数値計算で得られた結果が、現実の大気中でどの程度正しいといえるのかを考察する。

第3章では、組織化された降水セルの形成過程を調べるために計算を行った。得られた結果の中で、特に重要な結果が2つある。1つめの重要な結果は、初期の大気条件が水平方向に一様であるにも関わらず、降水セルが3つの型（S型、F型、L型）に分かれたことである。大気の初期条件は水平方向に完全に一様なので、このような降水セルの多様な挙動は、その相互作用が原因で生じたものであるということが出来る。したがってこの結果は、大気の初期条件が同じであっても、降水セルが多数発生すればその相互作用の結果3つの型に分かれ得ることを示唆している。しかし現実の大気では、降水セル群は前線などの大規模スケールの擾乱に付随して発達するのが普通である。このような大規模スケール擾乱の力学的な効果もまた、個々の降水セルの挙動に影響し得るが、その効果は今回の数値モデリングでは表現されていない。大規模スケールの擾乱が存在する中でも、

このような降水セルの多様な挙動がおこり得るかどうかをまず考察する。

第3章の結果の中で、降水セルの多様な挙動をつくるきっかけになっていたのは、下層のアウトフローであった。上昇流の根がアウトフローによって鉛直シア一風下側に移動を強制されるとき、L型セルが形成され、また鉛直シア一風上側に速い移動を強制されるとき、降水セルはF型として長時間持続した。それ以外の降水セルはS型であった。このような下層のアウトフローは、個々の降水セルからの下降流、および雲底下の降水の蒸発冷却がつくる気圧傾度によって駆動される。このうち降水セルからの下降流は、数 m/s のオーダーをもち、大規模スケールの擾乱に伴う鉛直流よりも1オーダー大きい。従って大規模スケールの擾乱が直接下降流の形成を妨げることは考えにくく、大規模スケールの擾乱の存在に関係なく下降流の効果が働くものと考えられる。また雲底下で降水が蒸発して下層に冷氣プールを形成する過程についても、雲底下が未飽和であれば必ずおこる過程であり、本質的には大規模スケール擾乱とは関係がない。したがって、現実の大気中でも、大規模スケールの擾乱の存在に関係なく、降水セルの相互作用は個々のセルの挙動に強く影響し、様々な型の降水セルを発達させる原因となり得るものであると考えられる。

3つの型の降水セルのうち、F型セルはこれまで観測例がなく、また数値モデリングでも再現された例がない。この型の降水セルは、短寿命のS型セルと同じ構造をもつにもかかわらず、他の降水セル群によって維持される下層の冷氣プールの縁に沿って、長時間維持された。この数値モデルでは地表面と大気との熱交換が表現されておらず、この冷氣プールの強さを過大評価している危険性がある。しかし、図13bに示した温位偏差の値は $-1\text{ K} \sim -2\text{ K}$ 程度で、現実の大気中の積乱雲のつくる冷氣プール温度として、決して非現実的な値ではない。F型セルのように、鉛直シア一の風上側に伝播しながら長時間維持される対流性エコーは Takeda and Takase (1980) や Knupp and Cotton (1987) が観測している。このうち Knupp and Cotton (1987) が観測したマルチセル状の対流性エコーは、エコー群の鉛直シア一風上側に位置していたこと、鉛直シア一の風下側に傾いた上昇流をもっていたにもかかわらず長続きしたことなど、マルチセルと単一セルの違いを除くと、F型セルのふるまいと非常に類似している。彼らはその維持機構には言及していないが、それがF型セルと同様の機構で維持されていた可能性は

高い。現実の大気ではF型セルの存在はまだ確認されていないが、その維持機構は図19で模式図を用いて説明したように、決して複雑なものではなく、物理的に矛盾した点もない。従って、現実の大気中であっても大気条件さえ設定されれば図19に示したような機構でF型セルが形成、維持されていくものと思われる。

2つめの重要な結果は、組織化された降水セルの形成過程が、図18で示したような3つのパターンに分類されたことである。これらのパターンが現実におこり得るものかどうかを考察する。まずパターンIは、1個の短寿命の降水セルが、組織化された降水セルに変化する過程である。この過程に似たものとして、例えば Wilhelmson and Klemp (1978a,b) や Schlesinger (1980) は、1個の降水セルが分裂してスーパーセルが形成する過程を数値モデリングで再現している。彼らのモデリングにおいても、ガストフロント上にある上昇流の根は1個の降水セルからのアウトフローに沿って移動しており、鉛直シアの風上側に傾いた上昇流の形成過程だけに着目するならば、これもパターンIの一種に含めることができる。パターンIIは複数の降水セルが交替で上昇流の根を移動させる過程である。このパターンは、Takeda and Imai (1976) がセル状エコーの解析から似たようなパターンがおこったことを考察している以外は、これまでに報告されていない。パターンIIがおこるためには、降水セル同士が十分に密集しており、また数個の降水セルがあるタイミングで下降流を発生させなければならない。現実の大気、特に日本付近では、降水セルが密集した群をなしていることが多く、発達段階の異なる降水セルが隣接することがしばしば起こると考えられる。今回の計算で降水セルをでたらめに配置したにも関わらず、このパターンが複数回おこったことは、降水セルが集団をなしていればかなりの頻度でパターンIIが起こり得る可能性を示唆する。これ迄に観測例はないが、今後の観測事例の蓄積が期待される。パターンIIIは、既存の長寿命セルからのアウトフローに沿って上昇流の根が移動する。これを現象的にみると、長寿命セルが分裂して横に新しい長寿命セルが形成していくように見えるはずである。長寿命の降水セルの分裂現象は日本で田畑ら (1989) が観測しているが、彼らの観測では分裂の物理過程は十分に解明されておらず、それがパターンIIIと同じものかどうかは判定できない。

いずれにしても、降水セルの相互作用は 100 m ~ 1 km 程度の空間スケールをもった大気現象で、観測が困難なためこれまでに観測例が少なく、今回のモデリ

ングの結果を観測データと比較することはできない。しかしここに示した3つのパターンは、いずれも降水セルからの下降流がその引き金となっている。今回のモデリングで表現しなかったいくつかの効果、例えば大規模擾乱の効果、雲の微物理過程の効果、地表面との熱交換の効果もまた、降水セルの挙動に影響し得るものであるけれども、上記の3つのパターンがおこるかどうかは、降水セルが下降流を形成し得るかどうかにのみ依存しているものであり、個々の降水セルが下降流を形成し得る条件である限りにおいては、上記の3つのパターンは現実の大気中でもおこり得るものであると考えられる。

第3章のモデリングでは降水セルに着目してその構造や挙動を解析した。ここで解析した降水セルはいずれも直径が数 km 程度のものである。しかし、現実の大気中で組織化される対流系は、直径が 10 km から 30 km 程度の積乱雲であることが多い。例えば、図1に示したスーパーセルは直径が 30 km に達している。また、対流系が単一セルであることはむしろ少なく、マルチセルとして組織化されていることも多い。このような水平スケールの大きなスーパーセルやマルチセルは、このモデリングでは再現されていない。しかし、対流系が長続きするかどうかは、その直径や多重セルであるかどうかに関係なく、上昇流が鉛直シアー風上側に傾いていることが本質的である。また、どのような対流系であっても、上昇流が鉛直シアーの風上側に傾くためには、上昇流の根が鉛直シアー風下側に速く移動することが必要である。したがって、第3章のモデリングの結果は、少なくとも長続きする対流系の構造、および形成過程の最も本質的な部分を再現していると考えられる。おそらく、第3章で得られた結果を、そのまま現実のより水平スケールの大きな積乱雲にも適用してもよいと考えられる。

第4章では組織化された線状対流系の形成過程を調べた。計算結果は、1列に並んでいる数個の降水セルが、下層に帯状の収束域を形成し、それに沿ってバンド状の上昇流が発達して線状対流系が組織化されることを示した。数個の隣接した降水セルが、下層に帯状の収束帯を形成する過程は、単純なアウトフロー同士を重ね合わせで説明できる。すなわち、1列に並んだ降水セルのつくるアウトフローが、それぞれのセルの周囲を同心円状に広がり、アウトフローの先端は全体として直線を描く。その直線に沿って帯状の収束域が形成する。この形成過程もやはり、降水セルが下降流を形成しさえすればおこり得るものであり、モデリン

グにおける仮定は形成パターンに大きく影響しないと考えられる。Bluestein and Jain (1985)、Bluestein et al. (1987) は、オクラホマで観測されたレーダエコーを解析し、長続きする線状対流系の多くが、数個の1列に並んだセル状エコーから形成されることを示した。また日本では、やはり数個の1列に並んだセル状エコーから線状対流系が組織化されていく例を Takeda and Seko (1986) や Sakakibara et al. (1988) が観測している。これらの観測例では対流系が組織化されていく過程の詳細が明らかにされていないが、おそらく今回のモデリングで示された過程で対流系が組織化されていったものと考えられる。

第4章で得られた最も重要な結果は、初めにサーマルをでたらめに配置したにもかかわらず、鉛直シアベクトルに対してある特定の方向に組織化された線状対流系が頻繁に形成されたことである。その理由は、組織化された対流系の形成されるかどうか、降水セルの並んでいる方向に強く依存するからであった。降水セルが並んでいる方向が鉛直シアベクトルと小さい角度をなすとき、すなわち降水セルがシアベクトルにほぼ平行に並んでいるときは、下層収束が弱すぎてバンド状の上昇流が形成されにくい。これは降水セルの列に直交するシアベクトルの成分が小さいために、系に相対的な下層空気の流れが弱いからである。また降水セルが並んでいた方向が鉛直シアベクトルと大きな角度をなしているとき、すなわち降水セルがシアベクトルとほぼ直交して並んでいるときには、初めの降水セルの下降流がガストフロント上に覆いかぶさって下層収束を局所的に妨げ、バンド状の上昇流が発達しにくい。降水セル群の並んでいる方向が、鉛直シアベクトルに対して、下層に強い水平収束をつくり得る程度に大きな角度をなし、また下降流が下層収束を妨げない程度に小さな角度をなしているときのみ、組織化された線状対流系が形成された。このように組織化された線状対流系が形成されるかどうか、降水セルの並び方とシアベクトルのなす角度に強く依存するという計算結果は、似たような大気条件下であっても、あるものだけしか組織化されないという観測事実に対する、1つの説明となり得る。

しかし、これらの結果は、基本的に鉛直シアが上層まで向きを変えないような、2次元的な風の分布を仮定して得られた結果である。実際の大気中ではシアベクトルが高度とともに向きを変えることが多く、そのような条件下でも、このようなシアベクトルの方向に対する依存性が現れるかどうかを考察する必要

がある。並んでいる数個の降水セル群が線状対流系に組織化されるかどうかは、本質的には、系に相対的な下層空気の流れが十分に強いかどうか、また降水セルの下降流がガストフロントに沿う上昇流の形成を妨げないかどうか、の2つに依存する。このうち前者は、降水セルが並んでいる方向が下層空気の流れに対してどのような角度をなしているかによって決まり、たとえ風の鉛直プロファイルがどのようなものであっても、降水セルの並んでいる方向に依存する。また後者は、降水セル群のつくるガストフロントが、どの方向に伝播するかによって決まる。大雑把に言えば、ガストフロントは降水セル群が並んでいる方向に直角に伝播すると考えられ、後者の条件もまた、風の鉛直分布のしかたがどのようなものであっても、降水セルの並ぶ方向に依存すると考えられる。おそらく、風の鉛直分布の仕方によって、線状対流系が組織化されやすい方向やその範囲がいろいろに変化し得るけれども、ある特定の方向に線状対流系が組織化されやすいという基本的な結果は変わらないと考えられる。

第4章では、降水セルが初めから列をなしているか、あるいは密集した集団をなしている状況を前提として計算を行った。現実の大気では、大規模スケールの擾乱に伴う水平収束によって、このような降水セルの列や集団が発生すると考えられる。

次に、大気条件が組織化された対流系の形成パターンに及ぼす影響を議論する。第3章の計算結果は、組織化された降水セルが3種類のパターンで形成されることを示した。このうち、鉛直シアの比較的弱い条件下ではパターンⅠが、また鉛直シアの比較的強い条件下ではパターンⅡ、Ⅲがおこった。このような鉛直シアの強さが形成パターンに及ぼす影響は、次のように解釈できる。上昇流が鉛直シアの風上側に傾くためには、上昇流の根が、上昇する空気塊よりも速く鉛直シアの風下側に移動せねばならない。上昇する空気塊の、下層空気に相対的な移動速度は、ほぼ鉛直シアの強さに比例すると考えられるので、鉛直シアが弱い時には上昇流の根の移動速度が小さくてすむ。従って、鉛直シアが弱ければ1個の短寿命セルからのアウトフローであっても、上昇流を鉛直シア風上側に傾け得ると考えられる。一方、鉛直シアの比較的強い状況下では、上昇流の根がより速く移動する必要があり、1個の降水セルのつくるアウトフローだけでは鉛直シア風上側に傾いた上昇流を形成し得ない。そのような条件下では、

パターンⅡのように複数の降水セルの入れ替わりによって上昇流の根を速く移動させるか、パターンⅢのように既存の組織化された対流系が上昇流の根を速く移動させるかによって、組織化された降水セルが形成されることが考えられる。

一方、大気の安定度もまた形成パターンに影響し得る。大気が不安定であるほど、個々の降水セルは強く発達し、より強い下降流およびアウトフローを形成し得る。したがって、大気が強い不安定のときには、パターンⅠがおこりやすくなると考えられる。逆に大気が比較的安定の時には、パターンⅡまたはⅢによって降水セルが組織化されていくと考えられる。すなわち、どの形成パターンが卓越するかは、鉛直シアの強さと、大気安定度の両方に依存すると考えられる。

第4章の計算結果は、降水セル群が強いアウトフローを形成する条件下では、組織化された線状対流系が形成されやすくなることを示した(ケース4-D)。それは次の2つの理由によるものであった。1つは、強いアウトフローによって、下層により強い水平収束が生じ、バンド状の上昇流が形成されやすくなるからであり、もう1つは、強いアウトフローの先端に沿ってガストフロントが速く既存の降水セルから離れていき、下降流による上昇流の形成を妨げがおこりにくくなるためである。この結果は、降水セル群が強いアウトフローを形成するような条件下、例えば大気非常に不安定な条件下では、線状対流系が組織化されやすくなることを示唆している。

最後に、このモデリングでは表現しなかった、メソスケールの擾乱および地形の効果が、組織化された対流系の形成過程にどのように影響し得るかを考察する。今回のモデリングの結果は、降水セルが密集して存在しているときに、その相互作用によって組織化された対流系が形成されることを示した。このことは、密集した降水セルの集団が形成、維持されることが、組織化された対流系の形成に重要であることを示している。このモデリングでは、初期擾乱として密集したサーマル群を与えることにより、降水セルの集団を発生させた。現実の大気では、メソスケールの擾乱に伴う水平収束が、このような降水セルの集団を形成、維持するものと考えられる。すなわち、水平収束により局所的に非常に不安定な大気条件がつくられて、そこに降水セルの集団が形成し、また水平収束による暖かく湿った下層空気を補給によって降水セル群が維持され、やがて降水セル群の中に組織化された対流系が形成するものと考えられる。統計的な研究によると、組織化

された対流系は寒冷前線やドライラインのようなメソスケールの擾乱に付随して現れることが多く (Bluestein and Jain, 1985; Bluestein et al., 1987; Bluestein and Parker, 1993)、おそらくこのような擾乱が、対流系が組織化され得るような降水セルの集団をつくる働きをしていると考えられる。

また、今回のモデリングでは、降水セルのつくるアウトフローが、鉛直シアアの風上側に傾いた上昇流の形成に重要な働きをしていた。現実の大気中では、山脈のような地形もまた、このアウトフローの働きをし得るものと考えられる。たとえば、鉛直シアアの風上側に向かって強い下層風が吹いているような状況では、山脈の風上斜面に沿う上昇流が、中層の空気に相対的に鉛直シアアの風下側に速く移動する。したがってこのような条件下では、山脈に沿って鉛直シアアの風上側に傾いた上昇流が形成し、対流系が組織化され得るものと考えられる。Takeda and Takase (1980) はこれと似たような現象を観測している。彼らの観測では、強い下層風とともに鉛直シアアの風上側に伝播してきた対流性エコーが海岸付近で停滞し、長時間維持された。彼らの観測では対流系の気流構造は十分に解明できなかったが、おそらく海岸付近の地形が今回のモデリングのアウトフローの役割をしたものと考えられる。地形が対流系の組織化に及ぼす影響は、集中豪雨の発生とも深く関係すると考えられ、今後研究されるべき重要な課題である。

第6章 結 論

降水セル同士の相互作用の役割に注目して、組織化された対流系の形成過程を数値モデリングで調べた結果、以下のことがわかった。

- (1) 大気の初期条件が同じであっても、降水セルが多数発生すれば、個々の降水セルの挙動はその相互作用の結果次の3つの型に分かれ得る。第1の型は、鉛直シアー風下側に傾いた上昇流をもち、短寿命である。第2の型はやはり鉛直シアー風下側に傾いた上昇流をもつが、隣接するセルに強制されて長続きする。第3の型のセルは鉛直シアー風上側に傾いた上昇流をもち、長時間自己維持する。
- (2) 組織化された対流系の、鉛直シアーの風上側に傾いた上昇流は、上昇流の根が鉛直シアーの風下側に速く移動することによって形成される。上昇流の根が鉛直シアーの風下側に移動する過程には、次の3つのパターンがある。第1のパターンは、1個の短寿命の降水セルからのアウトフローの先端に沿って、上昇流の根が鉛直シアーの風下側に速く移動する。第2のパターンでは、複数の降水セルが次々に下降流を形成することにより、それぞれのアウトフローの先端に沿って上昇流の根が鉛直シアー風下側に移動する。第3のパターンでは、既存の組織化された対流系からの強く持続的なアウトフローにの先端に沿って、上昇流の根が鉛直シアーの風下側に速く移動する。これらのパターンを経ていったん鉛直シアーの風上側に傾いた上昇流がつくられると、対流系は長時間自己維持される。
- (3) 上記の3つの形成パターンのうち、どのパターンがおこりやすいかは、鉛直シアーの強さと大気の安定度に依存する。鉛直シアーが弱く、また大気が強い不安定な状況では、第1の形成パターンがおこりやすい。また鉛直シアーが強く、大気が比較的安定な条件下では、第2、第3の形成パターンがおこりやすい。

(4) 数個の降水セルが、数 km から十数 km 程度の間隔で1列に並んでいると、下層に帯状の水平収束域がつくられて、それに沿ってバンド状の上昇流が発達し、組織化された線状対流系が形成される。

(5) ただし組織化された線状対流系が形成されるかどうかは、降水セルの列が鉛直シアベクトルとなす角度に強く依存する。この角度が小さすぎると、系に相対的な下層風の吹き込みが弱いために、強い水平収束が形成されず、バンド状の上昇流が発達しない。この角度が大きすぎると、初めの降水セルの下降流がガストフロントに覆いかぶさり、バンド状の上昇流の発達を局所的に妨げる。降水セルの列がシアベクトルに対して、充分強い下層風の吹き込みを得られる程度に大きく、また降水セルの下降流がガストフロントに覆いかぶさらない程度に小さい角度をなしているときにのみ、組織化された線状対流系が形成される。

(6) 降水セル群が強いアウトフローを形成する条件下、例えば大気強い不安定な条件下では、組織化された線状対流系が形成されやすい。

(7) 数値モデリングの結果は、降水セルが密集した集団をなしているときに、組織化された対流系が形成されやすいことを示している。ただし今回のモデリングでは、初期擾乱としてサーマル群を与えることにより、降水セルの集団を発生させた。おそらく現実の大気では、大規模な擾乱に付随する水平収束によって、このような密集した降水セルの集団が形成、維持されていくものと考えられる。

謝 辞

気象研究所の吉崎正憲氏には、この論文の3章、4章の主要な内容について、大変親切なアドバイスとコメントをいただいた。深く感謝致します。また用いた数値モデルは現在株式会社富士通に勤務されている棚橋修一氏、およびスロバニア水文気象研究所に勤務されている Marjan Divjak 氏が開発されたものである。お二人の御努力に感謝致します。数値計算はおもに名古屋大学計算機センターの FACOM-M780 を用いて行い、また4章の一部は防災科学技術研究所の CRAY YMP-2 を用いて行った。

文 献

- Balaji, V. and T. L. Clark, 1988: Scale selection in locally forced convective fields and the initiation of deep cumulus. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3188-3211.
- Bluestein, H. B. and M. H. Jain, 1985: Formation of mesoscale lines of precipitation: Severe squall lines in Oklahoma during the spring. *J. Atmos. Sci.*, 42, 1711-1732.
- Bluestein, H. B., G. T. Marx and M. H. Jain, 1987: Formation of mesoscale lines of precipitation: Nonsevere squall lines in Oklahoma during the spring. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2719-2727.
- Bluestein, H. B. and S. S. Parker, 1993: Modes of isolated severe convective storm formation along the dryline. *Mon. Wea. Rev.*, 121, 1354-1372.
- Browning, K. A. and F. H. Ludlam, 1962: Air flow in convective storms. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 88, 117-135.
- Browning, K. A., Fankhauser, J. C., Chalon, J. P., Eccles, P. J., Strauch, R. G., Merrem, F. H., Musil, D. J., May, E. L. and Sand, W. R., 1976: Structure of an evolving hailstorm. Part V: Synthesis and implications for hail growth and hail suppression. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 603-610.
- Browning, K. A. and G. B. Foote, 1976: Airflow and hail growth in supercell storms and some implications for hail suppression. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 102, 499-534.
- Carbone, R. E., J. W. Conway, N. A. Crook and M. W. Moncrieff, 1990: The generation and propagation of a nocturnal squall line. Part I: Observations and implications for mesoscale predictability. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 26-49.
- Chalon, J. P., Fankhauser, J. C. and Eccles, P. J., 1976: Structure of an evolving hailstorm. Part I: General characteristic and cellular structure. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 564-575.

- Dudihia, J. and M. W. Moncrieff, 1989: Three-dimensional numerical study of an Oklahoma squall line containing right-frank supercells. *J. Atmos. Sci.*, 46, 3363-3391.
- Foote, G. B. and Wade, C. G., 1982: Case study of a hailstorm in Colorado. Part I: Radar echo structure and evolution. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2828-2846.
- Fovell, R. G. and Y. Ogura, 1988: Numerical simulation of a midlatitude squall line in two dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3846-3879.
- Fovell, R. B. and Y. Ogura, 1989: Effect of vertical wind shear on numerically simulated multicell storm structure. *J. Atmos. Sci.*, 46, 3144-3176.
- Gunn, R. and G. D. Kinzer, 1949: The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air. *J. Meteor.*, 6, 243-248.
- Hill, G. E., 1974: Factors controlling the size and spacing of cumulus clouds as revealed by numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, 31, 646-673.
- Hobbs, P. V., T. J. Matejka, P. H. Herzegh, J. D. Locatelli and R. A. Houze, Jr., 1980: The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. I: Case study of a cold front. *J. Atmos. Sci.*, 37, 568-596.
- Houze, R. A., Jr., 1977: Structure and dynamics of a tropical squall-line system. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1540-1567.
- Knupp, K. R. and W. R. Cotton, 1987: Internal structure of a mesoscale convective system. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 629-645.
- Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson, 1978a: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.
- Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson, 1978b: Simulation of right- and left-moving thunderstorms produced through storm splitting. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1097-1110.
- Klemp, J. B., R. B. Wilhelmson and P. S. Ray, 1981: Observed and numeri-

- cally simulated structure of a mature supercell thunderstorm. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1558-1580.
- Marwitz, J. D., 1972: The structure and motion of severe hailstorms. Part II: Multi-cell storms. *J. Appl. Meteor.*, 11, 180-188.
- Miller, M. J. and A. J. Thorpe, 1981: Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 107, 615-628.
- Newton, C. W., 1950: Structure and mechanisms of prefrontal squall line. *J. Meteor.*, 7, 210-222.
- Ogura, Y. and M. T. Liou, 1980: The structure of a midlatitude squall line. *J. Atmos. Sci.*, 20, 3144-3176.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, 21, 251-261.
- Rotunno, R., J. B. Klemp and M. L. Weisman, 1988: A theory for strong, long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.*, 45, 463-485.
- Sakakibara, H., M. Ishihara and Z. Yanagisawa, 1988: Squall line like snowbands over the Sea of Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 937-953.
- Schlesinger, R. E., 1975: A three-dimensional numerical model of an isolated deep convective cloud: Preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, 32, 934-957.
- Schlesinger, R. E., 1980: A three-dimensional numerical model of an isolated thunderstorms: Part II. Dynamics of updraft splitting and mesovortex couplet evolution. *J. Atmos. Sci.*, 37, 395-420.
- Seko, K. and T. Takeda, 1987: Radar-echo structure of a quasi-steady heavy rain storm. *Natural Disaster Sci.*, 9, 23-37.
- Soong, S. T. and Y. Ogura, 1973: A comparison between axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. *J. Atmos. Sci.*, 30, 879-893.
- 田畑 明・中沢 栄・安富 裕二・榊原 均・石原 正仁・赤枝 健二, 1989: 寿命の長いシングルセル型対流雲の構造の解析. *天気*, 36, 499-507.
- Takeda, T., 1971: Numerical simulation of a precipitating convective

cloud: The formation of a long-lasting cloud. *J. Atmos. Sci.*, 28, 350-376.

Takeda, T. and H. Imai, 1976: On the behavior of long-lasting cellular echoes. *J. Meteor. Soc. Japan*, 54, 399-406.

Takeda, T. and K. Takase, 1980: Radar observation of rainfall system modified by orographic effects. *J. Meteor. Soc. Japan*, 58, 500-516.

Takeda, T. and K. Seko, 1986: Formation and maintenance of band-shaped convective radar echoes. *J. Meteor. Soc. Japan*, 64, 941-951.

Tao, W. K. and J. Simpson, 1984: Cloud interactions and merging: Numerical simulations. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2901-2917.

Tao, W. K. and J. Simpson, 1989a: Modeling study of a tropical squall-type convective line. *J. Atmos. Sci.*, 46, 177-202.

Tao, W. K. and J. Simpson, 1989b: A further study of cumulus interactions and mergers: Three-dimensional simulations with trajectory analysis. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2974-3004.

Turpeinen, O., 1982: Cloud interactions and merging on day 261 of GATE. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 1238-1254.

Weisman, M. L. and J. B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 504-520.

Weisman, M. L., J. B. Klemp and R. Rotunno, 1988: The structure and evolution of numerically simulated squall lines. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1990-2013.

Weisman, M. L., 1993: The genesis of severe, long-lived bow echoes. *J. Atmos. Sci.*, 50, 645-671.

Wilhelmson, R. B. and C. S. Chen, 1982: A simulation of the development of successive cells along a cold outflow boundary. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1466-1483.

Yau, M. K. and R. Michaud, 1982: Numerical simulation of a cumulus ensemble in three dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1062-1079.

- Yoshizaki, M., 1978: Numerical experiments of a convective cloud with a high cloud base in shear flows. *J. Meteor. Soc. Japan*, 56, 387-404.
- Zipser, E. J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line circulation. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1568-1589.
- Zipser, E. J., R. J. Meitin and M. A. LeMone, 1981: Mesoscale motion fields associated with slowly moving GATE convection band. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1725-1750.

