

下層空気の収束による積乱雲の降水強化

—形成される下層雲の役割に注目した数値実験—

三 隅 良 平*・圓 山 憲 一**

要 旨

豪雨が発生するとき、 10^{-4}s^{-1} オーダーのメソスケールの収束場がしばしば検出される。下層空気の収束によって積乱雲の降水が強化される過程を理解するため、ビン法雲物理モデルを搭載した2次元軸対称モデルを用いて数値実験を行った。梅雨期に典型的な、下層が湿った対流不安定な環境では、積乱雲とともに、下層空気の収束によって下層雲がつくられる。この下層雲は、積乱雲の降水を強める2つの重要な働きをする。1つは潜熱の解放によって下層に循環をつくり、メソスケール収束場から期待される以上の水蒸気を積乱雲に取り込むこと、もう1つは積乱雲で生成される雨滴の併合成長を下層で活発にすることである。夏の雷雲発生時に見られるような下層が乾いた環境では、収束場があってもこのような下層雲が形成されず、また流入した水蒸気の多くが大気に加湿に使われるため、積乱雲の降水は梅雨期ほどには強化されない。

1. はじめに

集中豪雨や豪雪が起こるとき、豪雨・豪雪域の周辺にメソスケールの収束場がしばしば検出される。このことは1960年代に行われた「北陸豪雪特別研究」や「梅雨末期集中豪雨特別研究」で指摘された。Matsumoto and Ninomiya (1965) は気象官署の観測データにフィルター操作をほどこし、豪雪域において低圧部を伴うメソ β スケールの擾乱が存在することを示した。さらにMatsumoto *et al.* (1967) は高層観測資料から渦度と発散場の解析を行い、豪雪を発生させるメソスケール擾乱が 10^{-4}s^{-1} オーダーの収束場を伴っていることを示した。同じようなメソ β スケールの擾乱は梅雨末期の豪雨においても検出された(Matsumoto and Akiyama 1967)。近年の豪雨においても、雨域周辺にメソスケールの収束場が検出される例は多くある(Watanabe and Ogura 1987; 三隅2006など)。

一般に下層空気の収束は降水を強化すると考えられている。その理由として、次の3つが挙げられる。1つめは、下層空気の収束が局所的に大気を不安定化させ、積乱雲を発生させる引き金になることである。この効果は数値モデリングにより多くの研究者が調べている(Chang and Orville 1973; Chen and Orville 1980; Tripoli and Cotton 1980など)。2つめの理由は、下層空気の収束によって積乱雲に水蒸気が供給され、より多くの水が凝結することである。Crook and Moncrieff (1988) によると、収束場がない場合スコールラインからの降水は約40%減じる。またXin and Reuter (1996) やShepherd *et al.* (2001) は下層空気の収束による上向き水蒸気フラックスが、積乱雲からの降水を増加させることを示している。3つめの理由は、雲物理的な効果によって降水効率が增加することである。Takeda *et al.* (1976) は尾鷲市周辺の降水について雨滴粒径分布の観測を行い、上陸する積乱雲が、それとは違う粒径分布をもつ下層雲を雲内に取り込むことによって、降水効率が増すと考察している。しかしこのような雲物理的な効果に着目した研究はその後あまり進展していない。その理由は、観測が困難であるとともに、数値シミュレーションにおい

* 防災科学技術研究所。

** 株式会社シミュラティオ。

—2006年11月8日受領—

—2008年4月15日受理—

でも詳細な雲物理過程を取り扱うことが困難なためである。

雲物理過程をパラメタライズせず、粒径分布の変動を直接計算する方法は、「スペクトル微物理」あるいは「ビン法」などと呼ばれている。Takahashi (1976) は氷相過程を含む先駆的なビン法雲物理モデルを開発した。また Shiino (1983) は暖かい雨の降水形成を議論している。1990年代には Chen and Lamb (1994), Khain and Sednev (1995), Reisin *et al.* (1996) などがそれぞれ氷相過程を含んだ独自のビン法雲物理モデルを発表しており、最近では計算機の発展により3次元雲解像モデルに組み込まれるようになってきた (Takahashi and Shimura 2004; Lynn *et al.* 2005など)。

本研究では、2次元軸対称モデルに組み込んだビン法雲物理モデルを用いて、下層空気の収束が、日本の暖候期に発達する積乱雲の降水形成に及ぼす影響を調べる。下層空気の収束が積乱雲の発生に及ぼす、いわゆるトリガー効果については本研究では議論せず、むしろ水収支や降水機構に及ぼす効果に注目する。特に収束場によって形成される下層雲の役割に注目し、それが積乱雲の水収支および降水形成過程に及ぼす重要性を指摘する。

2. 数値モデル

2.1 ビン法雲物理モデル

数値実験で用いる雲物理モデルは、文献に基づき著者らがコーディングしたもので、詳細は三隅・圓山 (2004) に書かれている。ここではいくつかの重要な過程についてその取り扱いを述べる。モデルでは雲を構成する粒子を水滴、氷晶、雪片、霰の4つのカテゴリーに分ける。凍結雨滴や雹のカテゴリーは無いが、これらは霰カテゴリーで扱う。水滴は密度 1 g/cm^3 の球、氷晶は軸比0.05の回転楕円体で密度は $0.45 \sim 0.9 \text{ g/cm}^3$ 、雪片は氷晶の併合体で密度 0.1 g/cm^3 の球、霰は密度 0.4 g/cm^3 の球を仮定する。

雲核として働くエアロゾルの大きさは多くの場合 $1 \mu\text{m}$ 以下であり (Zhang *et al.* 2006), その凝結成長は極めて短い時間で起こるので、その過程を物理的に取り扱うには非常に細かい時間ステップが必要となる。計算の効率化を図るため、雲粒の発生を簡単なパラメタリゼーションで表現する。Hall (1980) に従って活性化される雲核の個数を過飽和度で診断し、平均質量が $6.54 \times 10^{-11} \text{ g}$ (直径 $5 \mu\text{m}$ の水滴の質量)

となるような指数分布で初期雲粒を発生させる。日本周辺に発生する積雲の雲粒数密度がおおよそ $100 \text{ 個/cm}^3 \sim 1000 \text{ 個/cm}^3$ の範囲にあることから (Ichimura *et al.* 1980; Harimaya *et al.* 2004; Nakajima *et al.* 2005), 発生する雲粒数密度が 500 個/cm^3 を超えないよう制限をかける。氷晶核が活性化される過程については、空気塊において新たに形成される氷晶の個数を Meyers *et al.* (1992) の経験式で診断する。初期氷晶の質量はモデルで取り扱う最小の値 ($1.598 \times 10^{-11} \text{ g}$) とする。水滴または氷粒子が、凝結・昇華成長または蒸発する速度は、粒子表面での相変化に伴う潜熱の出入りと、熱伝導とが常に平衡しているという仮定で解くことができ、その取り扱いは Reisin *et al.* (1996) と同じである。

異なる数密度関数をもつ粒子が併合することによる数密度の変化率を、確率併合方程式 (stochastic collection equation) を用いて計算する。このモデルでは水滴、氷晶、雪片、霰の4種類の雲粒子を取り扱っており、異なる種類の雲粒子が併合したときに、生成される新しい粒子がどのカテゴリーに属するかをルールで決めておく必要がある。基本的ルールとしては、違うカテゴリーの粒子が併合した場合、質量の大きな粒子の属性をもつこととするが、大きな過冷却水滴が小さな氷粒子と衝突した場合は霰を形成するものとし、また氷晶が他の氷粒子を捕捉した場合は雪片を生成するものとする。雨滴同士が衝突するとき、両者は併合するか、さもなければ分裂する。雨滴の衝突分裂は雨滴粒径分布を支配する極めて重要な物理過程である。衝突分裂は Low and List (1982 a,b) の実験式に従い Feingold *et al.* (1988) が導入した式で計算する。また霰のライミングに伴う2次氷晶の形成を Mossop (1978) の式で表現する。水滴の凍結は Bigg (1953) の実験式を外挿して用いる。直径 $100 \mu\text{m}$ より小さい水滴は、凍結した後に氷晶カテゴリーへ、それ以外は霰カテゴリーに加える。氷粒子の融解による質量の変化率は、融解によって解放される潜熱の熱伝導と水蒸気拡散がバランスすると仮定することによって解ける (Mason 1971)。氷粒子が融解するとき分裂が起こることも報告されているが (Fujiyoshi and Muramoto 1996), 様々なタイプの氷粒子についてその定式化は難しく、ここでは1個の氷粒子が同じ質量をもつ1個の水滴を形成するとする。例えば、氷粒子の30%が融解している状態を、同じ質量をもつ70%の氷粒子と30%の水滴が共存するものとして扱う。水

滴の落下速度は Beard (1976) の式、氷粒子の落下速度は Locatelli and Hobbs (1974) の経験式を用いる。

2.2 力学モデル

積乱雲の数値シミュレーションには空間3次元の力学モデルを用いることが望ましいが、雲物理過程を詳細に取り扱う場合、計算機の容量や計算速度の制限があるため、本研究では2次元の力学モデルを用いる。2次元軸対称モデル (axi-symmetric model) は、シアのない環境における孤立した積乱雲について、空気の運動を3次元的に取り扱うことができる。

2次元軸対称座標系における非弾性系の空気の運動方程式は Soong and Ogura (1973) に与えられている。メソスケールの収束場を導入するため、渦度方程式の各項をメソスケール場における値 (高度のみの関数) と、雲スケールの運動によるメソスケール場からのずれに分け、Chen and Orville (1980) と同様の近似を用いて計算する。予報される渦度から、Soong and Ogura (1973) と同様にポアソン方程式を解いて流線関数を診断し、速度成分を求める。得られた速度成分にメソスケールの速度を加えて領域の速度場を求め、温位および水物質の予報方程式を解く。このモデルでは、メソスケールの運動場が時間変化しないと仮定している。メソ β スケールの大気現象の時間スケールが10時間程度とすると、1時間程度のシミュレーションにおいてこの仮定は成り立つと考えられる。

2.3 計算スキーム

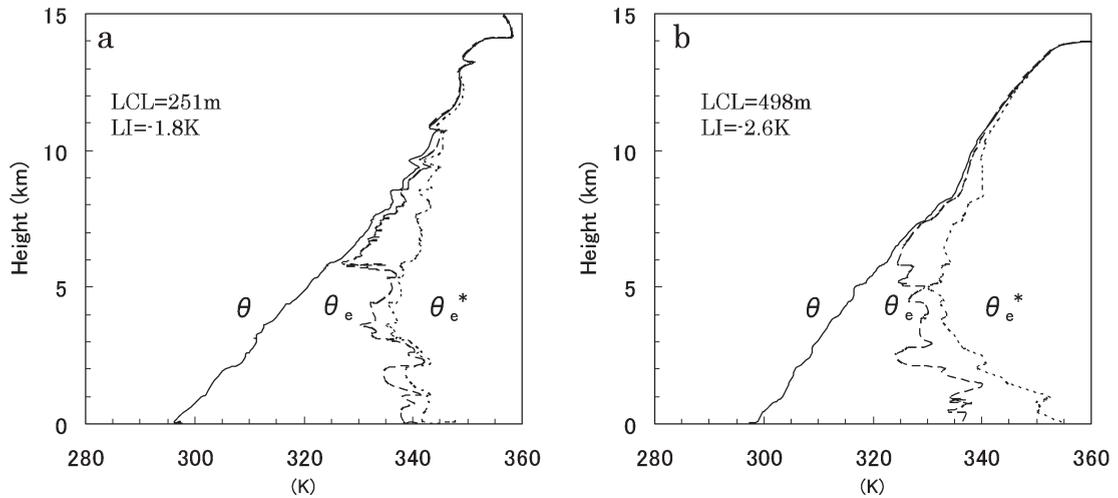
雲物理の計算では、数密度関数を質量別のビンに含まれる粒子の個数で表現する。各ビンの境界の質量が 2^L 倍ずつ増えていくように区切る。Reisin *et al.* (1996) や Lynn *et al.* (2005) では、 $L=1$ として計算を行っているが、 $L=1$ を用いたビン区分と $L=0.5$ を用いたビン区分とで、試験的に孤立した積乱雲のシミュレーションを行ったところ、降水効率が前者で33%、後者で27%となり、 $L=1$ を用いたビン区分では積乱雲の降水効率をやや過大評価してしまうことがわかった (計算は後述するケース B0 と同じ大気条件で行った)。ここでは計算の精度を上げるため、 $L=0.5$ としてビンを69個に区分した。最小の粒子の質量を 1.598×10^{-14} kg (直径 $3.125 \mu\text{m}$ の水滴に相当)、ビンの上端を 3.883×10^{-4} kg (直径 9.05 mm の水滴に相当) とする。水滴、氷晶、雪片、霰の数密度の予報式を、各ビンに含まれる粒子の個数 N_k と質量

M_k の差分方程式に変換し、予報式を連立させる。この方法は2モーメント法と呼ばれ、数密度関数を精度よく求めることができる。凝結・昇華成長については Reisin *et al.* (1996) のスキーム、併合方程式は Tzivion *et al.* (1987) のスキーム、雨滴の衝突分裂については Feingold *et al.* (1988) のスキームを用いる。積分の時間ステップは2秒とする。

2次元軸対称モデルの数値解法は、Soong and Ogura (1973) と同様である。ただし彼らが用いている modified upstream 法は極めて安定で、かつ物理量が完全に保存する反面、1次の精度であり数値拡散が大きいという欠点がある。modified upstream 法における数値拡散を減少させるため、Smolarkiewicz (1984) の修正スキームを用いる。この方法は数値拡散を減少させるための「逆拡散速度」 (anti-diffusive velocity) を計算し、風上差分による計算結果を補正するものである。しかし逆拡散速度そのものが連続の式を厳密には満たさないため、円筒座標の中心軸に非現実的な計算結果が生じた。そこで水平移流については Smolarkiewicz の逆拡散速度が連続の式を満たすよう修正して用いる。境界条件も Soong and Ogura (1973) と同じであるが、境界で反射する重力波が計算結果に及ぼす影響を避けるため、側方境界および境界上端から内側10格子について、渦度に係数 0.01 s^{-1} のレイリー摩擦を加える。計算領域は水平方向・鉛直方向に 20 km とし、格子間隔は $\Delta r = \Delta z = 400 \text{ m}$ とする。

2.4 初期条件

大気の初期状態として、日本において積乱雲が発生する典型的な大気環境である梅雨期、および夏の太平洋高気圧下における雷雲発生条件を選択する。1つは2000年6月24日09時の鹿児島における高層データ (第1図a)、梅雨前線の影響下にありかつゾンデ放球後に強い降雨が観測された事例の中から抽出されたものである。この時刻において鹿児島市は梅雨前線の南側にあり、ゾンデ放球4時間後には 54.5 mm の降雨が記録されている。衛星画像によると鹿児島はメソ α スケールの雲クラスターの西側に位置していた。高度 5 km より下層では、相当温位 θ_e と飽和を仮定した相当温位 θ_e^* がほぼ直立するとともに、両者が接近している。湿潤中立に近い成層であることを示している。雷雨発生の指標である持ち上げ示数 (Lifted Index) は -1.8 K であった。Ogura *et al.* (1985) によると、九州における豪雨時の持ち上げ示数は -2 K が典型で

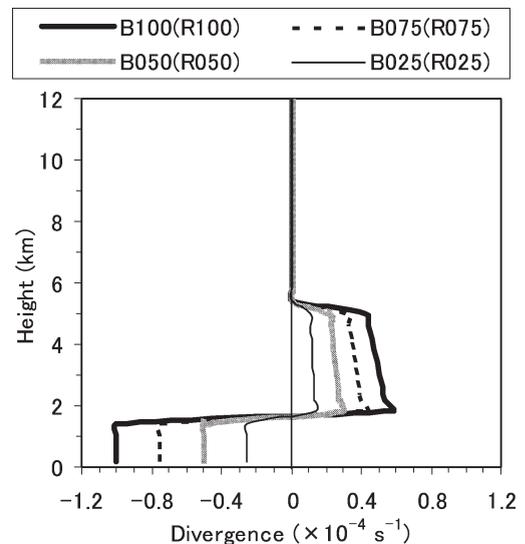


第1図 温位 (θ), 相当温位 (θ_e), 飽和を仮定した時の相当温位 (θ_e^*) の鉛直プロファイル. (a) 2000年6月24日9時の鹿児島, (b) 2000年7月3日21時の館野.

あり, この事例はその値に近い. θ_e の分布から, 高度1.2~2.0 km, 2.2~3.4 km, 5.5~5.8 km に対流不安定層があり, これらの層は大規模上昇流によって持ち上げられれば対流が発生し得る. また高度6 kmより上は著しく乾燥している. 梅雨期においてしばしば上層に乾燥空気が流入することは Kato (2006) などが指摘している.

夏の雷雲期における大気状態として2000年7月3日21時における館野の高層データ(第1図b)を選択した. この日関東地方は太平洋高気圧下にあり, 下層が著しく乾いている. 衛星画像によると北関東に数個の積乱雲と思われる背の高い雲が見られた. この時刻の持ち上げ示数は-2.6 K であり, 梅雨期の事例よりも不安定が強く, 高度5 kmより下では θ_e^* の傾きが非常に大きい. 対流不安定層は小さい凸凹を除くと, 高度1.5~2.4 km の層および5.0~5.8 km の層にある. この時刻には茨城県北部の犬子町で10 mm の雨が観測されている. 数値モデルの初期条件としてこれらの気温, 気圧, 湿度を水平方向に一樣に与える.

メソスケール収束場として, 地上から高度1.6 km で一樣な水平収束があり, 高度1.6 km~5.2 km では発散場をもつような風をモデルの初期状態に重ねた(第2図). この収束・発散のプロファイルは, それぞれの高層観測地点において解析されたものではなく, 梅雨期の豪雨時に見られる風の収束・発散プロファイルを簡単にして与えたものである. 具体的には, 平成16年新潟・福島豪雨時および福井豪雨時における気象



第2図 メソスケール運動に伴う発散場の鉛直プロファイル.

庁領域数値予報モデル (RSM) の初期値から, 2004年7月13日09時における38°N, 139°E の発散プロファイルと, 2004年7月18日09時における36°N, 136°E の発散プロファイルを作成し, 両者に共通に見られた特徴(地表付近に収束場, 高度1500 mより上層に発散場)を単純化した. 現実の積乱雲が発達する場における収束・発散場のプロファイルには様々なものがあると考えられるが, 発散場のプロファイルをいろいろに変

第1表 計算ケース.

ケース	大気条件	地表のメソスケール収束値 ($\times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)
B0	2000/06/24/09	0
B025	2000/06/24/09	0.25
B050	2000/06/24/09	0.5
B075	2000/06/24/09	0.75
B100	2000/06/24/09	1.0
R0	2000/07/03/21	0
R025	2000/07/03/21	0.25
R050	2000/07/03/21	0.5
R075	2000/07/03/21	0.75
R100	2000/07/03/21	1.0

えて積乱雲の降水を調べた Xin and Reuter (1996) の研究によると、収束・発散場が及ぼす影響の本質はプロファイルの形ではなく、雲底からの水蒸気 flux の大小にある。そこで本研究ではプロファイルの形を第2図のように固定し、下層収束の強さを0から 10^{-4} s^{-1} まで5段階に変えて雲に流入する水蒸気量を調整する。収束場によって高度0.4 km~5.2 kmにメソスケール上昇流が生じ、その最大値は0.17 m/sである。夏期の雷雲を想定したケースについても、梅雨期の積乱雲と比較するため、全く同じ収束・発散のプロファイルを与える。この研究では積乱雲の発生過程は議論しないため、半径2 km、厚さ1 kmの人為的なサーマルを与えて雲を発生させる。

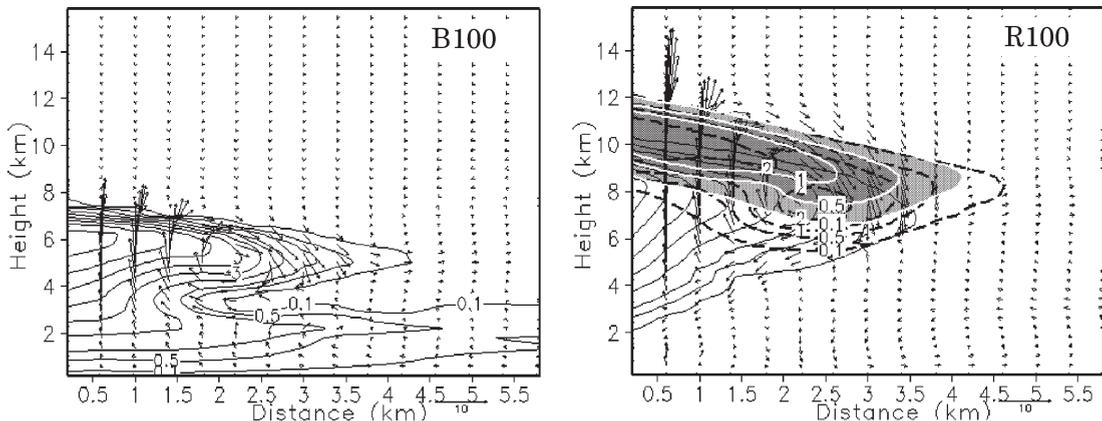
計算ケースを第1表に示す。大気の初期状態を第1図の2通りに、下層空気の収束の強さを5段階に変

え、10通りの計算を行う。梅雨期の大気条件における計算ケース（以下「梅雨ケース」と呼ぶ）をB0~B100、夏の雷雲期の計算ケース（以下「雷雲ケース」と呼ぶ）をR0~R100で表記する。計算時間は梅雨ケースで60分とし、雷雲ケースではやや積乱雲の寿命が長くなったため75分まで計算を行う。

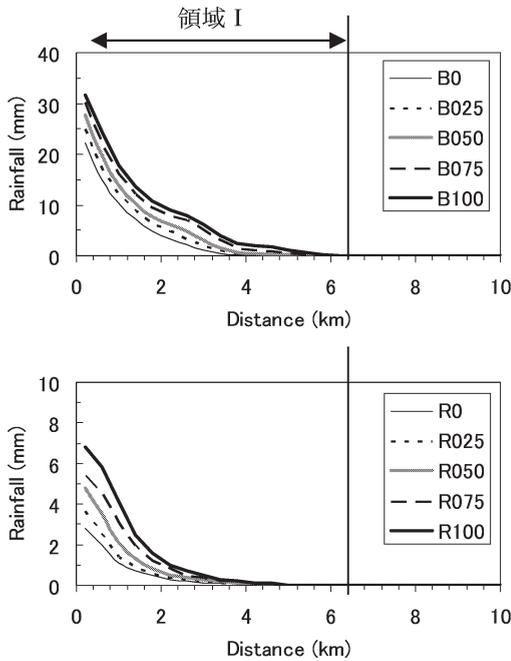
3. 計算結果

3.1 概要

各計算で初期擾乱として与えたサーマルをきっかけに上昇流が発達した。第3図は梅雨ケースと雷雲ケースの計算開始後20分における、メソスケール収束の最も強い事例 (B100, R100) について、風ベクトルおよび雲粒子混合比の鉛直断面図を示している。ケースB100では高度1~3 kmに下層雲が広がっている。この層は対流不安定であり (第1図 a)、メソスケール上昇流によって飽和し、不安定が顕在化して広い範囲に雲が形成されたと解釈できる。この後梅雨ケースでは上層に霰が形成され、地上に降雨をもたらした後60分には積乱雲はほぼ衰弱した。一方雷雲ケースでは、形成された積乱雲は全般に上昇流が強く、雲頂高度が12 kmに達している。また梅雨ケースに比べて氷粒子の混合比が増している。ただし梅雨ケースで見られたような下層雲の発達はない。第4図に各計算ケースの積算地上雨量の分布を比較する。梅雨ケース、雷雲ケースともにメソスケールの収束が強いほど地上の降水量は増加する。一方雷雲ケースでは降水量は小さく、主として雲の中心付近で増加している。



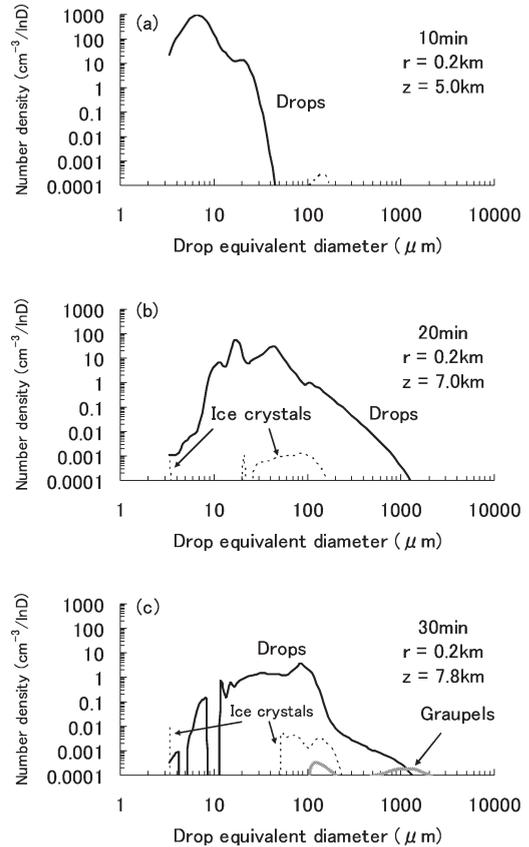
第3図 梅雨ケース (B100) および雷雲ケース (R100) の、計算開始後20分における風ベクトル、水滴の混合比 (実線)、霰の混合比 (破線)、および氷晶+雪片の混合比 (陰影上の白い実線) の鉛直断面図。等値線は0.1g/kg, 0.5g/kg, 1g/kg, 2g/kg, …の順に描かれている。



第4図 地上雨量の水平分布。上図は梅雨ケース(60分積算), 下図は雷雲ケース(75分積算)。

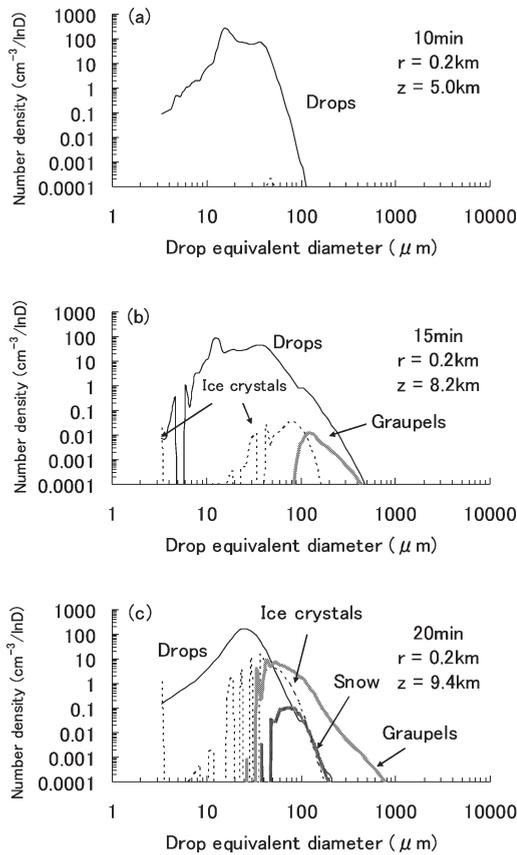
梅雨ケースにおける降水形成過程を概観するため、ケース B100の、雲頂付近における雲粒子の粒径分布を示す(第5図)。10分には直径6 μm 付近に雲粒数濃度の極大値があり、最大粒径は50 μm 程度である。20分には雲頂高度が7000 mに達し、周囲の気温は-13°Cまで下がるが、大部分が過冷却水滴である。水滴の粒径は1 mmを超え、すでに雨滴が形成されている。存在する氷晶の粒径は小さく、主として暖かい雨による降水形成が起こっていると解釈できる。氷晶は2つの別々のサイズ域に出現している。1つは約3 μm で、初期氷晶に対応する。もう1つは20 μm ~150 μm で、雲粒数濃度が比較的高い粒径に対応しており、雲粒の凍結による氷晶生成を示唆している。ただしこの時刻における氷晶の数濃度は雲粒より4オーダーも小さく、高々10⁻³個/cm³(空気1 lに1個)程度である。30分になると粒径が1 mm以上の霰が出現する。これらは初めから大きな粒径をもっていることから、氷晶が成長したものでなく、雨滴の凍結によって生成されたものである。

第6図は雷雲ケース(R100)の雲頂付近における雲粒子の粒径分布である。初めの10分で雲頂高度は5



第5図 中心軸の雲頂付近における、雲粒子数密度の粒径分布(ケース B100)。

kmに達する。この時刻の最大雲粒粒径は100 μm を少し超えている。15分には雲頂が8.2 kmで、雲粒の最大粒径は500 μm である。また氷晶と霰が生成されている。氷晶は3.5 μm 程度の極めて小さいものと、20~200 μm のやや大きいものにわかれている。前者は初期氷晶、後者は雲粒の凍結によって生じたものと考えられる。同じ時刻の氷晶の数密度は梅雨ケースより1オーダー大きい。これは雲頂高度がより高く、雲頂の気温がより低い(-23°C)ためである。一方霰は90~500 μm の粒径をもち、明らかに水滴の凍結によって生じたものである。20分には雲頂は9.4 kmで、霰の最大粒径が800 μm に達する。一方200 μm を超える過冷却水滴は著しく減じ、水滴から霰への変換が起こっていることを示唆する。このように雷雲ケースでは、融解直径500 μm を超えるような大きな降水粒子は主として霰の成長によって形成されており、氷相過程による降水形成が卓越している。



第6図 第5図と同じ。ただしケース R100.

3.2 水収支の解析

モデルの計算領域は水平方向に20 kmであるが、本研究では1個の積乱雲の空間スケールに対応した水収支の解析を行う。すべてのケースにおいて積算雨量が0.1 mm以下となる半径6.4 kmを境界とする円筒領域を「領域I」と呼び(第4図)、この円筒内における水収支に着目する。

まず始めに領域Iを水平平均した量の時間・高度分布図を示す(第7図)。B100とR100の大きな違いは雲スケールの鉛直風速(w')のパターンに見られる。雷雲ケース(R100)では初めの上昇流が弱まる20分以降、下層で上昇・下降が交互に繰り返す。一方梅雨ケース(B100)では地表~2 kmの層は常に上昇流である。B100では下層雲が形成されているとともに(第3図)、下層雲に対応して正の温位偏差が生じており(図は省略)、凝結による潜熱解放によって上昇運動が維持されているものと解釈できる。B100下層の

上昇流の強さは $0 \sim 0.3 \text{ ms}^{-1}$ で、メソスケール収束場に伴う上昇流と同等かやや強い。下層の上昇流に伴って、地上付近に水蒸気収束が生じている。雷雲ケースもまた下層は対流不安定であるが、比較的乾いているために下層雲が形成されず、水蒸気収束の値も小さい。雲粒子の混合比に目を転じると、両方のケースとも大きな粒子は積乱雲の上層で生成され、時間とともに落下している。梅雨ケースでは積乱雲から降ってくる大きな粒子(雨滴)と収束で生成される小さな粒子(雲粒)が下層で共存する。降水粒子の成長速度は高度4~6 kmの積乱雲の中心部で大きな値を示すとともに、高度2 km以下の下層雲の中にももう1つのピークがあり、ここでも活発な雨滴の併合成長が起こっていることを示している。一方R100では降水形成は高度4 kmより上層で起こり、下層での雨滴の成長率は小さい。

降水粒子の粒径別混合比の鉛直断面図(図なし)によると、ケースB100ではまず積乱雲の中心付近の下層で、やや遅れて積乱雲の周辺部の下層で雨滴と雲粒が共存する状態になっていった。これに対応して、降水粒子の併合成長率の高い領域が、積乱雲の中心付近から周辺へ時間とともに広がっていった。一方ケースR100では、下層で雨滴と雲粒が共存する場所は積乱雲の中心付近に限られていた。

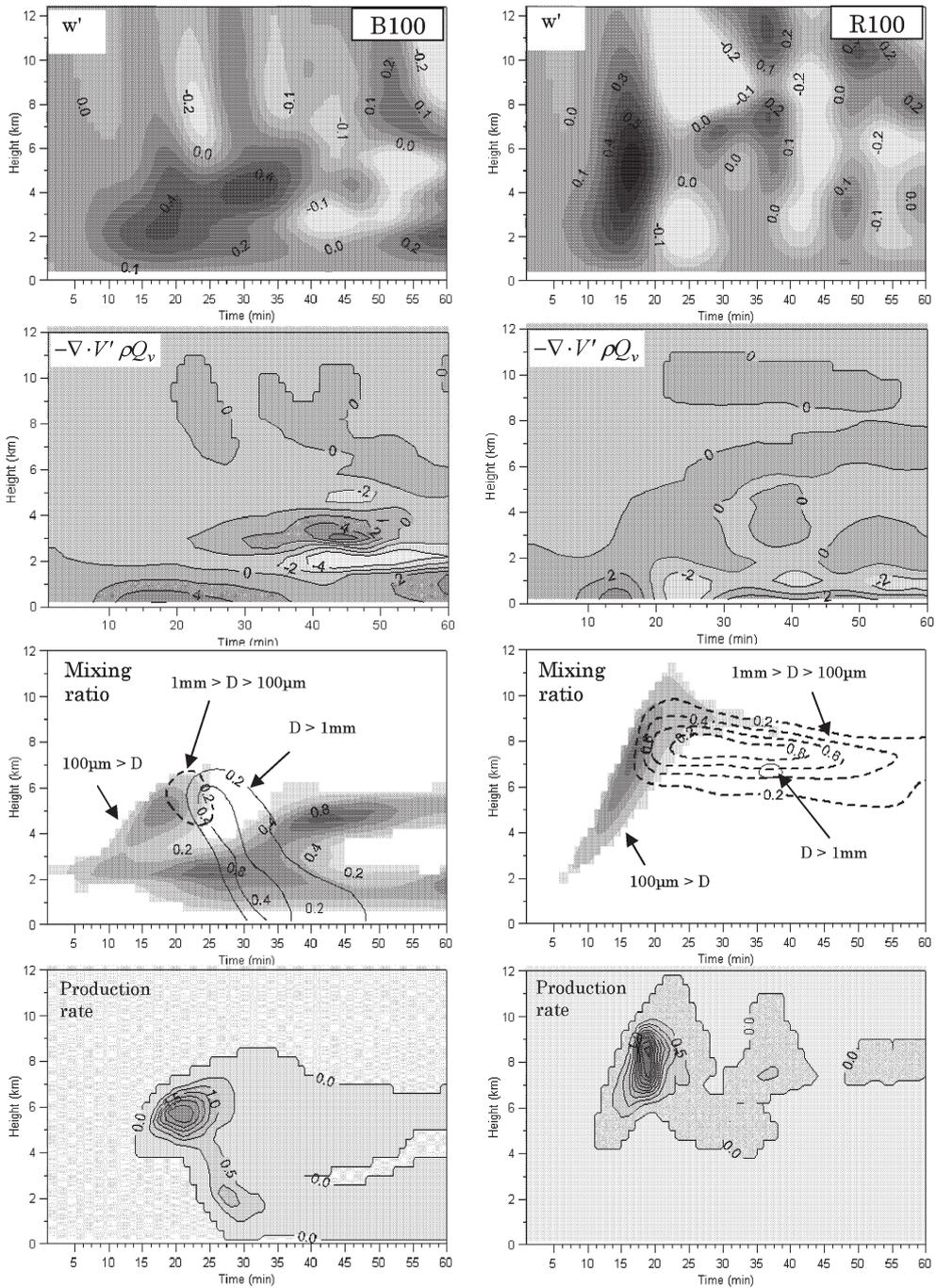
領域Iにおいて、計算開始から終了まで積分した正味の水蒸気流入量を FV 、水蒸気の増分を SV 、総凝結量(水蒸気から氷への相変化も含む)を C 、雲粒子の蒸発・昇華量を E とすると、次のような関係式が成立する(Ferrier *et al.* 1996)。

$$FV = SV + (C - E) \quad (1)$$

右辺第1項は正味の大気加湿量、第2項は正味の凝結量を示す。各ケースについて、 SV を計算終了時と初期状態との水蒸気量の差から求め、また FV 、 C および E を時間ステップ毎のモデルの出力値を積分して計算した。なおこのモデルでは地表面からの蒸発による水蒸気供給を考慮していないので、 FV は横からの水蒸気の流入に対応している。また比較のため、メソスケールの運動場から期待される、領域Iへの単位面積当たりの水蒸気流入量を次の式で計算する。

$$FV_m = -T \int_0^{Z_t} \bar{\rho} \bar{Q}_v \text{DIV}(z) dz \quad (2)$$

T は計算時間、 Z_t はモデルの上端までの高さ、 $\bar{\rho}$ と

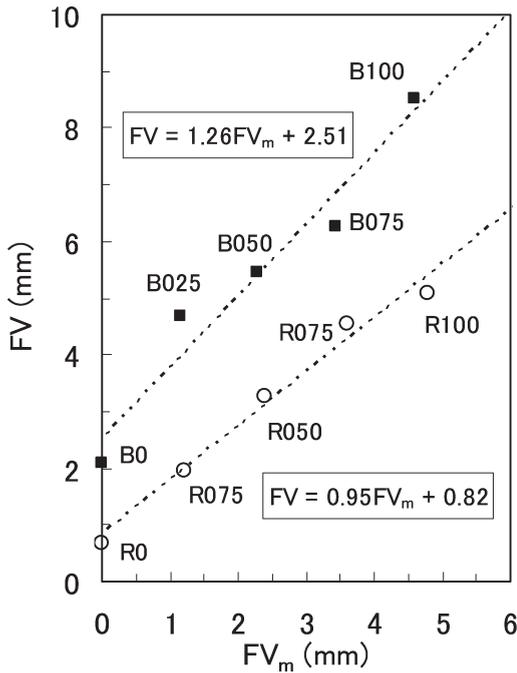


第7図 ケース B100および R100の、領域 I を水平平均した量の時間・高度分布図。上から順に雲スケールの鉛直風速 (ms^{-1})、雲スケール運動による水蒸気収束量 ($\text{mg m}^{-3} \text{sec}^{-1}$)、雲粒子(水滴・氷を含む)のサイズ別混合比 (g kg^{-1})、降水粒子(融解直径 $100 \mu\text{m}$ 以上の粒子)の混合比増加率 ($\text{mg kg}^{-1} \text{sec}^{-1}$) である。

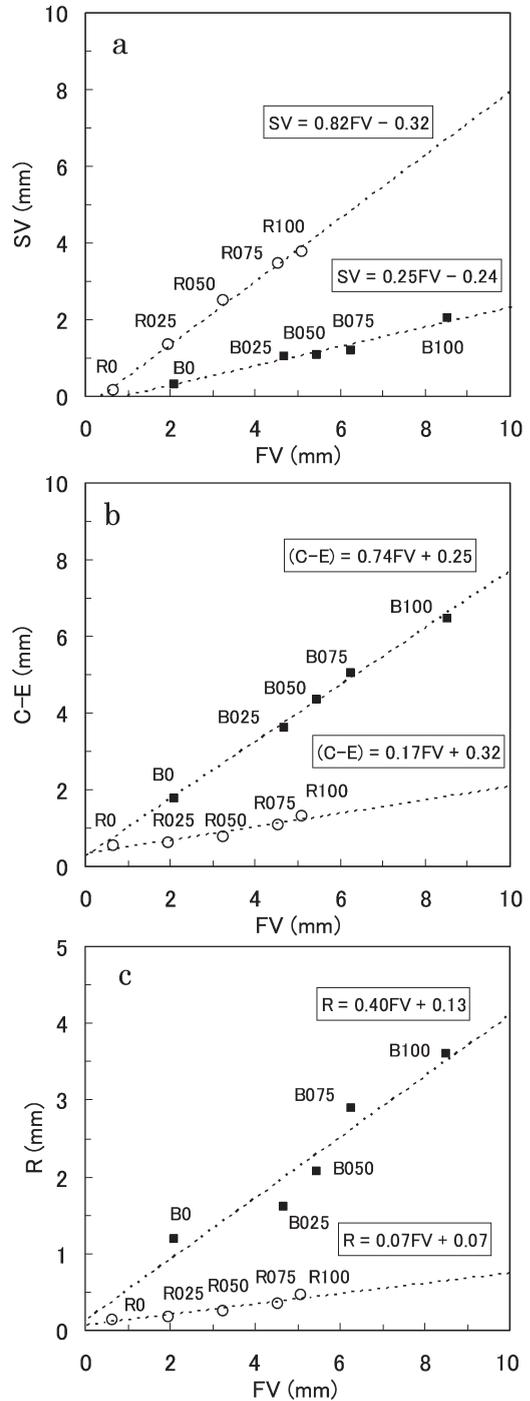
\bar{Q}_v は空気密度および基本場の水蒸気混合比、 $DIV(z)$ は第2図に与えられる各層のメソスケール水平発散である。

まず第8図にFVとFV_mの関係を示す。なおすべての量は、領域Iの底面における単位面積の値に変換してmmで表記している。グラフが単調増加するのは、FVがFV_mを含んでいることが一因であるが、増加の仕方は梅雨ケースと雷雲ケースで大きく異なる。雷雲ケースでは近似直線の傾きが0.95で1に近く、メソスケール運動の効果のみによって積乱雲への水蒸気流入が増加していると解釈できる。一方興味深いことに、梅雨ケースでは傾きが1.26で、メソスケール収束場から期待される以上の水蒸気が領域Iに流入する。これはメソスケールの収束が強いほど雲スケールの運動も強化され、より多くの水蒸気が積乱雲に取り込まれることを示している。

第9図に領域Iの加湿量(SV)、正味の凝結量(C-E)、積算雨量(R)と水蒸気流入量(FV)の関係を示す。これらの関係は直線で近似できる。雷雲ケースではSVの傾きが大きく、(C-E)の傾きが小さい。これは収束場によって領域Iに流入する水蒸気

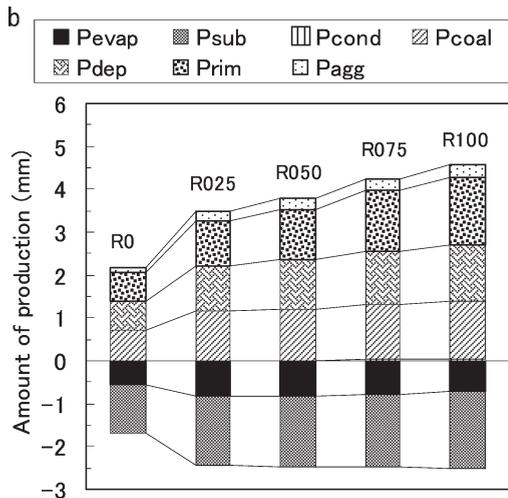
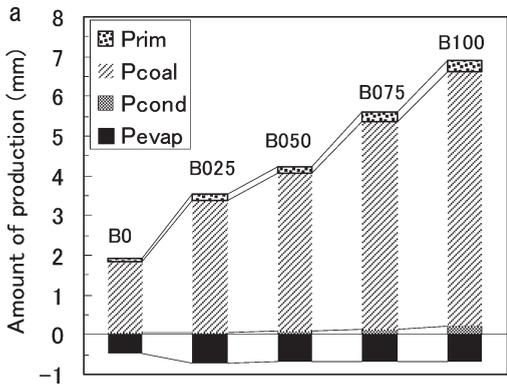


第8図 メソスケールの運動に伴う水蒸気流入量(FV_m)と、領域Iの正味水蒸気流入量(FV)との関係。



第9図 領域Iにおける正味の水蒸気流入量(FV)と、(a)正味の大気加湿量(SV)、(b)正味の凝結量(C-E)、(c)総降水量(R)の関係。梅雨ケースの結果を■、雷雲ケースの結果を○で示す。破線は近似直線である。

が増えても、主として大気に加湿に使われ、凝結量はあまり増えないことを示している。一方梅雨ケースでは逆に (C-E) の傾きの方が SV の傾きより大きく、水蒸気の増分がより多く凝結に使われることを示している。雨量も、梅雨ケースでは FV の増加に比例して増えていくが、雷雲ケースではほとんど増えない。R を C で割ることにより降水効率を計算すると、雷雲ケースでは 3%~9%、梅雨ケースでは 27%~31% の範囲にあった。



第10図 領域 I における、降水粒子 (融解直径 $100 \mu\text{m}$ 以上の粒子で定義) の質量増加に対する各プロセスの寄与。P_{evap}は雨滴の蒸発、P_{sub}は氷粒子の昇華、P_{cond}は雨滴表面への水蒸気の凝結、P_{coal}は雲粒の併合、P_{dep}は氷粒子表面への水蒸気の析出、P_{rim}は過冷却水滴の着氷、P_{agg}は氷粒子の併合を示す。(a) 梅雨ケース (60分積算)、(b) 雷雲ケース (75分積算)。

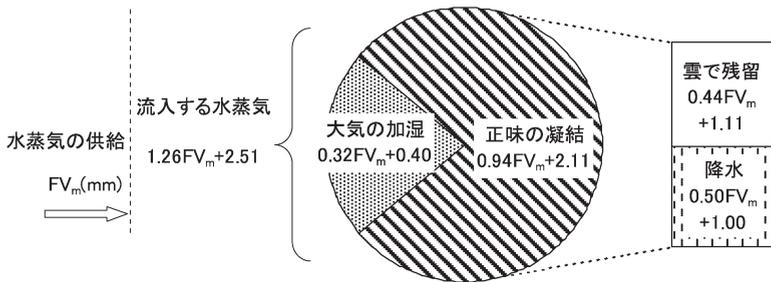
次に領域 I における降水粒子の生成プロセスを検討する。降水粒子を融解直径 $100 \mu\text{m}$ 以上の粒子で定義し、降水粒子の生産量 (質量の増加量) をプロセス別に時間積分し、領域 I 全体について合計した。その結果を第10図に示す。梅雨ケースの雲では水滴の併合 (P_{coal}) の寄与が圧倒的に大きく、過冷却水滴のライミング (P_{rim}) は降水粒子の生産にほとんど寄与していない。このことは暖かい雨が梅雨ケースの降水形成に本質的であることを裏付ける。メソスケール収束が強くなると P_{coal} が増し、降水生産量が増える。雨滴の蒸発はメソスケール収束の影響をほとんど受けない。一方雷雲ケースでは、水滴の併合 (P_{coal})、過冷却水滴のライミング (P_{rim}) および水粒子表面への水蒸気の析出 (P_{dep}) が降水粒子の生産に大きな寄与をしている。ただし雨滴の蒸発 (P_{evap}) と氷粒子の昇華 (P_{sub}) が活発で、生産された降水粒子の半分以上が失われてしまう。梅雨ケースと同様に、メソスケール収束が強いほど降水生産量が増える傾向があるが、特定のプロセスの寄与が増すのではなく、あらゆるプロセスの寄与 (蒸発と昇華は負の寄与) が少しずつ増している。

4. 議論

まず始めに本研究の計算結果を第11図のようにまとめる。図示された式は、第 8 図および第 9 図で得られた近似式から FV を消去し、FV_m で示したものである。メソスケールの収束場から FV_m (mm) の水蒸気が供給された場合、梅雨ケースでは積乱雲への正味の水蒸気流入量の増分が FV_m の 1.26 倍になった。これはメソスケール収束によって下層の対流不安定が顕在化し、下層雲が形成されて循環がつけられ、より多くの水蒸気が積乱雲に取り込まれるためであると解釈できる。雷雲ケースでは、比較的下層が乾燥しているため下層雲が形成されず、積乱雲に流入する水蒸気の増分はメソスケール収束場から期待される値とほぼ同等である。また梅雨ケースでは流入した水蒸気の大半が正味の凝結に使われるが、雷雲ケースではむしろ大気を加湿する効果が支配的である。降水効率は梅雨ケースでは 27%~31% の範囲にあるが、雷雲ケースでは 3%~9% である。結果として、梅雨ケースでは FV_m の 50% が雨量の増加に寄与するが、雷雲ケースではその効果はほんの 6% であり、メソスケール収束が降水増加に及ぼす効果は両者で約 8 倍異なる。梅雨ケースにおける降雨の増幅は、主に水滴の併合過程が

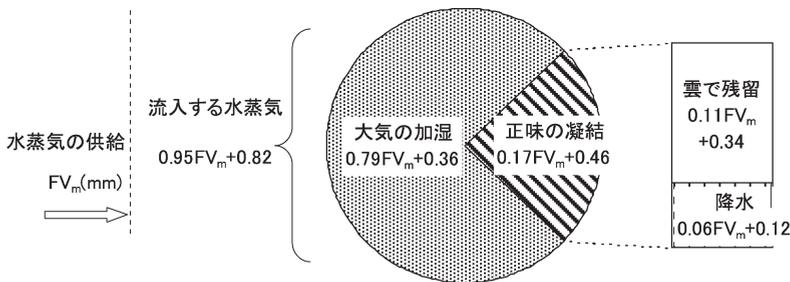
(a) 「梅雨ケース」

メソスケール 積乱雲スケール(領域 I) 降水効率 27%~31%



(b) 「雷雲ケース」

メソスケール 積乱雲スケール(領域 I) 降水効率 3%~9%



第11図 メソスケールの収束場により FV_m (mm) の水蒸気が供給されたときの、積乱雲の水収支。円グラフは $FV_m = 4$ mm としたときの配分を示す。

活発化されることによって生じていたが、雷雲ケースでは特定のプロセスの強化はなかった。なお水収支解析は、領域の取り方によって値が変わるが(二宮・秋山 1976)、領域 I をより狭く設定しても、第11図の結果は大きくは変わらなかった。

本研究で強調されるのは、収束場によって形成される下層雲の2つの重要な役割、すなわち下層に循環をつくってより多くの水蒸気を積乱雲に取り込むこと、および雨滴の併合成長を活発化させることである。梅雨期の積乱雲は周囲を背の低い雲で囲まれていることが多いが、それらもまた強い降雨の形成に無視できない働きをしていることが示唆される。ただしここで用いた数値モデルには様々な仮定や制約があるため、得られた結果がそのまま正しいとは言いきれない。そこで過去の観測や数値モデル研究と比較して計算結果の妥当性を検証し、得られた結果の適用範囲を考察する。

まずシミュレーションの妥当性を雲物理の観点から議論する。本モデルの計算では、梅雨ケースと雷雲

ケースで降水形成過程に大きな違いが見られた。梅雨ケースでは暖かい雨による降水形成が卓越し、上空では雨滴の凍結によって霰が生成した(第5図)。一方雷雲ケースでは、水滴の併合成長に加え、氷相過程もまた降水形成に寄与していた(第6図)。梅雨期の積乱雲の構造については、Takahashi *et al.* (2001) が鹿児島でビデオゾンデによる観測により調べている。彼らの結果によると、雲頂高度約9 kmの通過性の対流雲では、 $0^{\circ}\text{C} \sim -15^{\circ}\text{C}$ 層に大きさ0.2 mm~3 mmの凍結雨滴(Frozen drop)が多く見られ、上空では霰と氷晶が多く存在していた。凍結雨滴の存在は本研究の計算結果と整合しており、暖かい雨によって雨滴サイズまで成長した水滴が

上空に運ばれて凍結していることを示唆している。一方彼らが観測したより背の高い、雲頂12 kmに達する別の対流雲では、上空には凍結雨滴の他に多量の氷晶や霰が存在しており、氷晶の少なかった本研究の梅雨ケースの結果とは幾分異なる。村上ほか(2005)による梅雨期の航空機観測では、高度12 km付近に多量の氷晶を検出するとともに、雪粒子の融解による降水形成が示唆されており、本研究の梅雨ケースにおける降水機構とは異なっている。おそらく梅雨期の積乱雲は、雲頂高度10 kmを超える背の高いものと、雲頂高度7~8 kmのあまり背の高くないものとの氷晶や雪粒子の数が大きく異なっており、本研究は後者を再現しているものと思われる。上空の乾いた空気の流入によって積乱雲の雲頂高度が8 km以下に抑えられる事例は、梅雨期の豪雨において報告されており(Kato 2006)、本研究が対象とした雲頂高度7~8 kmの積乱雲は梅雨期に出現する1つの典型である。

一方、日本の夏期の雷雲に関する雲物理的な研究はほとんどなされていないが、Kobayashi and Inatomi

(2003) によるファーストエコーの統計解析が興味深い結果を示している。彼らによると、関東の真夏日に発達する積乱雲のファーストエコー高度は2 km~6 kmの範囲にあり、このうち高度2 kmが最も頻度が高い。彼らが用いているXバンドレーダの検出限界を仮に直径100 μm の粒子とすると、本研究の雷雲ケースではファーストエコーは高度5 km付近に生じることになる。これは彼らの統計の範囲内であるが、やや高度の高い部類に入る。夏の雷雲には梅雨期以上に様々なタイプの積乱雲があると考えられ、本研究での計算例は夏の雷雲の中でも、比較的上昇流の強い、発達度の大きなものを代表していると思われる。

次に計算で得られた積乱雲の水収支の妥当性を検討する。Braham (1952) はアメリカ南東部におけるサンダーstormの水収支の解析を、航空機データを用いて研究している。彼らが示したデータによると、積乱雲に流入する正味の水蒸気のうち約55%が凝結し、残り45%が大気の加湿に使われている。また正味の凝結量の35%が雨として落下し、65%が雲として残留している。この結果は本研究の梅雨ケースと雷雲ケースの中間的なもので、計算結果が非現実的なものではないことを裏付ける。また最近 Shusse and Tsuboki (2006) は、梅雨期の中国大陸において積乱雲のレーダー観測を行い、その降水効率が0.03%~9.31%の範囲にあると推定している。これは本研究の雷雲ケースの値(3%~9%)に近く、東アジアの比較的下層の乾いた環境における積乱雲の降水効率として妥当な値が計算されていると見なせる。一方 Ferrier *et al.* (1996) は2次元モデルのシミュレーションにより、熱帯海洋性および中緯度大陸性スコールラインの水収支を計算している。彼らの結果によると、海洋性・大陸性ともに、スコールライン先端の対流雲に流入する水蒸気の90%以上が凝結に使われ、大気を加湿する効果をほとんどもたず、また降水効率は34%~47%に達している。これは本研究の梅雨ケース・雷雲ケースのいずれとも異なっており、スコールラインのようなシステムに組み込まれた積乱雲の水収支は、比較的孤立した積乱雲とは異なっていると考えられる。

また本研究で行った数値実験では、鉛直シアアの効果が含まれていない。鉛直シアアが強くなると、雲が傾いて周囲の空気に接触し、蒸発が強化されて降水効率が減じることが知られている (Market *et al.* 2003)。Ferrier *et al.* (1996) は、鉛直シアアのある環境場であっても、直立した上昇流をもつ雲では雲水

を効率よく収集し、降水効率が高まることを示している。本研究の結果は鉛直シアアのある場であっても、直立した積乱雲には適用できる可能性もあるが、その確認には3次元モデルによるシミュレーションが必要である。

以上から、本シミュレーションの結果は比較的孤立した積乱雲に適用されるべきであり、実際に集中豪雨を起こすような、メソ対流系に組み込まれた積乱雲において、指摘された効果が支配的に効くのかどうかについてはさらに進んだシミュレーションが必要である。本研究は豪雨における降水増幅過程を理解するための、1つのステップとして位置づけられる。

5. 結論

メソスケール収束場のある中で、比較的孤立した積乱雲が発達するとき、梅雨期に典型的な、下層が湿った対流不安定の環境では、積乱雲とともに、下層空気の収束によって下層雲がつくられる。この下層雲は、積乱雲の降水を強める2つの重要な働きをする。1つは潜熱の解放によって下層に循環をつくり、メソスケール収束場から期待される以上の水蒸気を積乱雲に取り込むこと、もう1つは積乱雲で生成される雨滴の併合成長を下層で活発にすることである。夏の雷雲発生時に見られるような下層が乾いた環境では、収束場があってもこのような下層雲が形成されず、また流入した水蒸気の多くが大気の加湿に使われるため、積乱雲の降水は梅雨期ほどには強化されない。

謝辞

研究を進めるにあたり、防衛大学校の小林文明氏からは文献を送っていただいた。また防災科学技術研究所の真木雅之氏および岩波 越氏には様々なサポートをいただいた。さらに2名の匿名査読者の適切なコメントにより、論文の内容を向上させることができた。上記して感謝いたします。なお計算は防災科学技術研究所のOrigin3800で行われた。

参考文献

- Beard, K. V., 1976: Terminal velocity and shape of cloud and precipitation drops aloft. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 851-864.
 Bigg, E. K., 1953: The supercooling of water. *Proc. Phys. Soc.* **B66**, 668-694.
 Braham, R. R., 1952: The water and energy budgets of

- the thunderstorm and their relation to thunderstorm development. *J. Meteor.*, **9**, 227-242.
- Chang, S. W. and H. D. Orville, 1973 : Large-scale convergence in a numerical cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 947-950.
- Chen, C.-H. and H. D. Orville, 1980 : Effects of meso-scale convergence on cloud convection. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 256-274.
- Chen, J.-P. and D. Lamb, 1994 : Simulation of cloud microphysical and chemical processes using a multicomponent framework. Part I. Description of the microphysical model. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 2613-2630.
- Crook, N. A. and M. W. Moncrieff, 1988 : The effect of large-scale convergence on the generation and maintenance of deep moist convection. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3606-3624.
- Feingold, G., S. Tzivion and Z. Levin, 1988 : Evolution of raindrop spectra. Part I : Solution to the stochastic collection/breakup equation using the method of moments. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3387-3399.
- Ferrier, B. S., J. Simpson and W.-K. Tao, 1996 : Factors responsible for precipitation efficiencies in mid-latitude and tropical squall simulations. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2100-2125.
- Fujiyoshi, Y. and K. Muramoto, 1996 : The effect of breakup of melting snowflakes on the resulting size distribution of raindrops, *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 343-353.
- Hall, W. D., 1980 : A detailed microphysical model within a two-dimensional dynamic framework : Model description and preliminary results. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2486-2507.
- Harimaya, T., A. Homma, A. Sasaki and Y. Ishizaka, 2004 : Simultaneous aircraft observations of aerosol and cloud droplet concentrations related to global cooling. *J. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser VII (Geophysics)*, **12**, 131-147.
- Ichimura, I., M. Fujiwara and T. Yanase, 1980 : The size distribution of cloud droplets measured in small maritime cumulus clouds. *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 403-415.
- Kato, T., 2006 : Structure of the band-shaped precipitation system inducing the heavy rainfall observed over northern Kyushu, Japan on 29 June 1999. *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 129-153.
- Khain, A. P. and I. Sednev, 1995 : Simulation of hydrometeor size spectra evolution by water-water, ice-water and ice-ice interactions. *Atmos. Res.*, **36**, 107-138.
- Kobayashi, F. and N. Inatomi, 2003 : First radar echo formation of summer thunderclouds in southern Kanto, Japan. *J. Atmos. Electricity*, **23**, 9-19.
- Locatelli, J. D. and P. V. Hobbs, 1974 : Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, **79**, 2185-2197.
- Low, T. B. and R. List, 1982 a : Collision, coalescence and breakup of raindrops. Part I : Experimentally established coalescence efficiencies and fragment size distributions in breakup. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1591-1606.
- Low, T. B. and R. List, 1982 b : Collision, coalescence and breakup of raindrops. Part II : Parameterization of fragment size distributions. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1607-1618.
- Lynn, B. H., A. P. Khain, J. Dudhia, D. Rosenfeld, A. Pokrovsky and A. Seifert, 2005 : Spectral (bin) microphysics coupled with a mesoscale model (MM5). Part I : Model description and first results. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 44-58.
- Market, P., S. Allen, R. Scofield, R. Kuligowski and A. Gruber, 2003 : Precipitation efficiency of warm-season Midwestern mesoscale convective systems. *Wea. Forecasting*, **18**, 1273-1285.
- Mason, B. J., 1971 : *The Physics of Clouds* (second edition), Oxford University Press, 671 pp.
- Matsumoto, S. and K. Ninomiya, 1965 : Meso-scale disturbance observed in the vicinity of a cold vortex center : With special regards to gravity waves. *Pap. Meteor. Geophys.*, **16**, 9-22.
- Matsumoto, S. and T. Akiyama, 1967 : Some characteristic features of the heavy rainfalls observed over the western Japan on July 9, 1967. Part 1 : Mesoscale structure and short period pulsation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **47**, 255-266.
- Matsumoto, S., K. Ninomiya and T. Akiyama, 1967 : Cumulus activities in relation to the mesoscale convergence field. *J. Meteor. Soc. Japan*, **45**, 292-305.
- Meyers, M. P., P. J. DeMott and W. R. Cotton, 1992 : New primary ice-nucleation parameterizations in an explicit cloud model. *J. Appl. Meteor.*, **31**, 708-721.
- 三隅良平, 2006 : 平成16年7月新潟・福島豪雨および福井豪雨における気象擾乱と降雨変動. 防災科学技術研究所主要災害調査, (40), 9-32.
- 三隅良平, 圓山憲一, 2004 : 降水形成過程の数値モデリング. 防災科学技術研究所研究報告, (65), 77-96.
- Mossop S. C., 1978 : The influence of drop size distribution on the production of secondary ice particles

- during graupel growth. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 323-330.
- 村上正隆, 橋本明弘, 森 一正, 折笠成宏, 黒岩博司, 民田春也, 2005 : 梅雨前線に伴う降水雲の航空機観測と数値実験. 気象研究ノート「メソ対流系」, (208), 53-64.
- Nakajima, T. Y., A. Uchiyama, T. Takamura, N. Tsujioka, T. Takemura and T. Nakajima, 2005 : Comparisons of warm cloud properties obtained from satellite, ground, and aircraft measurements during APEX intensive observation period in 2000 and 2001. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 1085-1095.
- 二宮洸三, 秋山孝子, 1976 : 豪雨のスケールと水蒸気収支解析について. *天気*, **23**, 221-229.
- Ogura, Y., T. Asai and K. Dohi, 1985 : A case study of a heavy precipitation event along the Baiu front in northern Kyushu, 23 July 1982 : Nagasaki heavy rainfall. *J. Meteor. Soc. Japan*, **63**, 883-900.
- Reisin, T., Z. Levin and S. Tzivion, 1996 : Rain production in convective clouds as simulated in an axisymmetric model with detailed microphysics. Part I : Description of the model. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 497-519.
- Shepherd, J. M., B. S. Ferrier and P. S. Ray, 2001 : Rainfall morphology in Florida convergence zones : A numerical study. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 177-197.
- Shiino, J., 1983 : Evolution of raindrops in an axisymmetric cumulus model. Part I. Comparison of the parameterized with non-parameterized microphysics. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 629-655.
- Shusse, Y. and K. Tsuboki, 2006 : Dimension characteristics and precipitation efficiency of cumulonimbus clouds in the region far south from the Mei-Yu front over the eastern Asian Continent. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1942-1953.
- Smolarkiewicz, P. K., 1984 : A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *J. Comput. Phys.*, **54**, 325-362.
- Soong, S.-T. and Y. Ogura, 1973 : A comparison between axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 879-893.
- Takahashi, T. 1976 : Hail in an axisymmetric cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1579-1601.
- Takahashi, T. and K. Shimura, 2004 : Tropical rain characteristics and microphysics in a three-dimensional cloud model. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2817-2845.
- Takahashi, T., N. Yamaguchi and T. Kawano, 2001 : Videosonde observation of torrential rain during Baiu season. *Atmos. Res.*, **58**, 205-228.
- Takeda, T., N. Moriyama and Y. Iwasaka, 1976 : A case study of heavy rain in Owase area. *J. Meteor. Soc. Japan*, **54**, 32-41.
- Tripoli, G. J. and W. R. Cotton, 1980 : A numerical investigation of several factors contributing to the observed variable intensity of deep convection over south Florida. *J. Appl. Meteor.*, **19**, 1037-1063.
- Tzivion, S., G. Feingold and Z. Levin, 1987 : An efficient numerical solution to the stochastic collection equation. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3139-3149.
- Watanabe, H. and Y. Ogura, 1987 : Effects of orographically forced upstream lifting on mesoscale heavy precipitation : A case study. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 661-675.
- Xin, L. and G. W. Reuter, 1996 : Numerical simulation of the effects of mesoscale convergence on convective rain showers. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2828-2842.
- Zhang, D., Y. Ishizaka and D. Aryal, 2006 : Individual particles and droplets in continentally influenced stratocumulus : A case study over the Sea of Japan. *Atmos. Res.*, **79**, 30-51.

Effects of Low-Level Convergence on Convective Precipitation : Numerical Study with Special Attention to the Role of Low-Level Clouds

Ryohei MISUMI* and Ken-ichi MARUYAMA**

* *National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, 3-1 Tennodai, Tsukuba 305-0006, Japan.*

** *Simulatio Corporation, 1-14-20 Shin-Yokohama, Yokohama 222-0033, Japan.*

(Received 8 November 2006 ; Accepted 15 April 2008)
