

極端気象解析のための雲解像モデルの開発と 嵐の分離過程および下降気流突風の数值実験による検証

大塚 清敏

Development of a Cloud Resolving Model and Its Validation through Numerical Simulations of Storm Splitting and Thunderstorm Outflows

Kiyotoshi Otsuka

Abstract

A three-dimensional cloud resolving meteorological model, which includes warm rain processes, is developed for simulating cumulonimbus clouds that cause such severe weather conditions as short-term heavy rainfalls, tornados and downbursts. To validate present model, numerical experiments on storm splitting and subsequent developments of the 'right' and the 'left' moving storms are conducted. The results show the model can reproduce some essential features of storm processes including a right moving rotating super-cell type storm. The results agree with observed radar echoes. The gust front of thunderstorm cold air outflows are also simulated by the present model and the influences of humidity and static stabilities in the boundary layer on the near ground surface winds strengths are briefly discussed.

概要

短時間豪雨や竜巻・ダウンバーストなどの災害をもたらす極端気象を引き起こす積乱雲のシミュレーションに適した雲解像モデルを開発した。対流圏全体の高さにおよぶ積乱雲対流を扱えるよう、モデルの力学フレームは非静力・深い対流の弾性近似連続の式に基礎を置き、雲の微物理過程として暖かい雨の生成過程を含んでいる。モデルを検証するため、積乱雲の対流の分離 (storm splitting) と分離後の左右両方向への積乱雲の発達と進行についてのシミュレーションを行った。その結果、回転性の上昇気流を含むスーパーセル型の右方向進行積乱雲、非回転性であるが上昇気流と下降気流が明瞭に分離された自己持続性のある左方向進行の積乱雲が再現され、レーダー観測事例と整合のある結果が得られた。本論文では、さらに、このモデルを雷雲外出流の突風前線の再現に適用し、境界層の安定度や湿度が地表面の風速に与える影響についても言及する。

1. はじめに

ゲリラ豪雨と通称される短時間豪雨や竜巻・ダウンバーストといった突風などの極端な気象現象への関心が急速に強まっている。2008年7月12日の東京都渋谷区でのダウンバースト¹⁾をはじめとする大都市内部での被害発生²⁾、2006年11月6日の北海道佐呂間町でのF3級の竜巻³⁾など複数死者を出した竜巻等の災害報道や報告は、これらの現象への関心を急増させており、極端気象についての国家研究プロジェクトも行われている⁴⁾。

急激な豪雨や突風は積乱雲(気象学で対流雲に属する、Photo 1 参照)によって引き起こされる。積乱雲やそれが起こす短時間豪雨、突風などは、気象学ではメソスケールと呼ばれる時間・空間スケールの現象に属する⁵⁾。水平方向の差渡しは1~2kmから10~20km程度、高さが数km~十数km程度、現象の発生から発達・衰退までの所要時間が数十分から1時間程度であり⁵⁾、多くは上空の風に流され、ときに時速60km以上の速さで移動する。低気圧や台風などと比べると規模が極めて小さいため、その接近時には1日程度の時間をかけて徐々に雲が厚くなって雨が降り出すなどというのではなく、空模様の変

化が認められてから数分~十数分以内という短時間のうちに、突風や豪雨、雷などに遭遇することになる。雷注意報などの気象注意報の発令下でも、特定の場所・時刻において、極端気象に遭遇することを事前に予測するのは容易ではない。

気候の温暖化の影響により、極端気象の将来の増加が懸念されている⁶⁾。竜巻やダウンバーストなどの突風は、気象庁の記録⁷⁾によれば1961年以降の発生確認数は、年々



Photo 1 発達中の積乱雲 (著者撮影)
A Developing Cumulonimbus Cloud

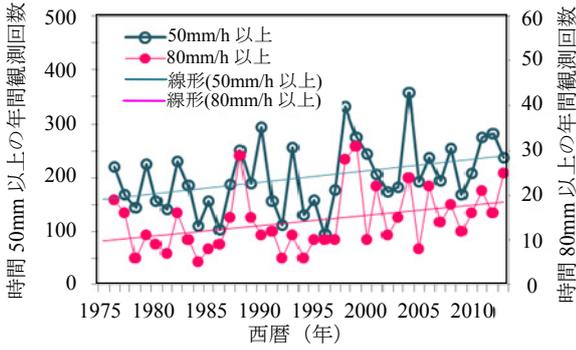


Fig. 1 時間 50mm, 80mm 以上の降水の観測回数の推移
Annually Observed Numbers of Heavy Rains of Stronger than 50mm/h and 80mm/hr in the Period from 1976 to 2014 at JMA Stations

の上下に加え 2005 年以降に急増を示している。しかしながら、最近の急増は報告件数の増加による部分もあるとされ⁷⁾、未確認のものも含め発生数そのものの実態は十分に解明されていない。

Fig. 1 は、1975 年～2013 年の期間における、全国の気象庁観測点で観測された時間降水量の大きな降水の観測回数の推移である(気象庁 HP のデータ⁸⁾をもとに作成)。時間降水量 50mm 以上、80mm 以上のいずれの強い降水も、当該期間における観測回数の明らかな増加傾向を示している。気候温暖化がこうした極端気象のさらなる増加をもたらすという指摘も少なくない⁶⁾。

極端気象を起こす積乱雲などの対流雲を発達させる主たるエネルギー源は大気中の熱と水蒸気である。温暖化による気温上昇は飽和水蒸気圧の上昇を通じて大気中の水蒸気量の増加を助ける作用をもつ。そのため、極端気象を起こす対流性の雲(対流雲の別称)が活発化することは十分に可能性が高いと考えられる。

極端気象は今後増加する潜在的可能性が高く、社会の広い視点からの備えが大切である。そのためには、現象のしくみの理解を深めることで、工学的立場に必要な現象の本質的側面を適切に取り出すことが重要である。竜巻やダウンバーストなどの工学的扱いでは、系全体ではなく必要な部分を取り出してモデル化することが行われるが⁹⁾、そうした場合には、気象現象としての本質を保持しながら工学に必要な部分のモデル化の条件を適切に決めることが求められる。こうした目的に資する検討を可能とするために、極端気象の主原因である積乱雲の解析に適した計算流体モデルを開発した。本報ではモデルの概要と数値実験の結果を報告する。

2. 雲解像モデル

2.1 支配方程式系

積乱雲は頂上の高さが対流圏全体の厚さに相当する地上 10km を超えるものが少なくない。そのため、積乱雲の中の空気の対流は、地上から気圧や空気密度が地上の 10 分の 1 程度しかない頂上との間の、非常に大きな気圧

差(密度差)にまたがって存在することになる。あわせて、雲や雨粒の生成・消滅(蒸発)時の相変化潜熱による温度浮力、雲粒や雨粒が存在することによる下向きの浮力などが働く。こうした性質をもつ気象現象を再現するため、本モデルでは、非静水圧、圧縮性、密度成層流体の方程式に基礎を置き¹⁰⁾、気象学で弾性近似系と呼ばれる力学方程式系を用いる。弾性近似という表現は、大気の圧縮性に起因する空気中の弾性波である音波は、その解として含むが、衝撃波のような急激で大きな密度変化を含む現象は除去された近似流体方程式系であるということに起因している。モデルは具体的には大気の運動を記述する力学方程式系と雲や雨粒の生成・降雨過程を記述する雲の微物理の方程式系とからなっている。

2.1.1 力学方程式系 モデルの基本方程式の記述では、式(1)で定義されるように気圧 p [Pa]の代りに無次元気圧 π (Exner 関数ともいう)、温度 T [K]の代りに温位 θ [K],

$$\pi = \left(\frac{p}{p_{00}}\right)^\kappa, \quad \theta = \frac{T}{\pi}, \quad \kappa = \frac{R}{C_p} \quad (1)$$

を用いる。これらによると密度 ρ [kg/m³]は、理想気体の状態方程式 $p = \rho RT$ から、以下となる。

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{p_{00}\pi^{\frac{1}{\kappa}-1}}{R\theta} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} p_{00} &: 1 \text{ 気圧}(1013.25[\text{hPa}]) \\ R &: \text{気体定数}(8,341 [\text{J/kg/K}]) \\ C_p &: \text{定圧比熱}(1,005[\text{J/kg/K}]) \end{aligned}$$

水平方向に一樣な静力学平衡にある温位 θ_0 の等温位の静止大気を基本状態にとり、全ての変数を基本状態(添え字 0)とそれからのずれの成分(添え字 1)の和で記述することになると、無次元気圧 π 、温位 θ は以下となる。

$$\pi(x_i, t) = \pi_0(z) + \pi_1(x_i, t) \quad (3)$$

$$\theta(x_i, t) = \theta_0 + \theta_1(x_i, t) \quad (4)$$

t : 時刻 [s]

x_i : デカルト座標($i=1, 2, 3$ は x, y, z 軸)[m]

基本状態は無風であるので、風速成分 u_i ($i=1, 2, 3$ はそれぞれ x, y, z 成分)は、ずれの成分のみからなる。そのため、基本状態からのずれであることを表す添え字 1 は省略する。

基本状態の無次元気圧 π_0 は、その定義から高さ z ($=x_3$)のみの関数となり、その高さ分布は重力加速度 g [m/s²]を用いて、次のように書かれる。

$$\pi_0(z) = 1 - \frac{gz}{C_p\theta_0} \quad (5)$$

運動方程式、熱の保存式(熱力学第 1 法則)、気圧の保存式、および連続の式は、基本状態からのずれの成分について書かれ、テンソル記法を用いてそれぞれ以下の式(6), (7), (8), (9), (10)のようになる。式(6)の右辺第 5 項は、熱および水分量(水蒸気、雲、雨粒)の存在による浮力項である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + C_p \theta_0 \frac{\partial \pi_1}{\partial x_i} = -u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + f_k \varepsilon_{ijk} u_j - C_p \theta_1 \frac{\partial \pi_1}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \left[\frac{\theta}{\theta_0} + 0.61(q_v - \bar{q}_v) - q_c - q_r \right] \delta_{i3} g_i \quad (6)$$

- u_i : 風速成分($i=1, 2, 3$ は x, y, z 成分)[m/s]
 f_k : 地球自転の Coriolis 因子[1/s]
 ε_{ijk} : 巡回記号 (添え字 ijk が正巡回のとき 1, 逆巡回のとき -1, それ以外の時 0)
 q_v, q_c, q_r : 水蒸気, 雲粒, 雨粒の混合比[kg/kg]
 \bar{q}_v : q_v の水平方向平均[kg/kg]
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
 g_i : 重力加速度, (g_1, g_2, g_3)=(0,0,-g) [m/s²]
 τ_{ij} : サブグリッドの渦粘性応力[Pa]

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} = -u_j \frac{\partial \theta_1}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (K_\theta \frac{\partial \theta_1}{\partial x_j}) + \frac{1}{C_p \pi \theta} \frac{dQ}{dt} \quad (7)$$

- K_θ : 渦熱拡散係数[m²/s]
 dQ/dt : 水分量の相変化に伴う加熱率[W/kg]

$$\frac{\partial \pi_1}{\partial t} + \frac{C_s^2}{C_p \theta_0} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = -u_j \frac{\partial \pi_1}{\partial x_j} - (\gamma - 1) \pi_1 \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{g_3}{C_p \theta_0} u_3 + \frac{(\gamma - 1)(\pi_0 + \pi_1)}{C_p (\theta_0 + \theta_1)} \left(\frac{dQ}{dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} K_h \frac{\partial \theta_1}{\partial x_j} \right) \quad (8)$$

- C_s : 音速[m/s] ($=(\gamma R T)^{0.5}$) [m/s]
 γ : 比熱比($=C_p/C_v$)
 C_r : 定容比熱[J/kg/K]

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} \approx -(\rho_0 + \bar{\rho}_1) \frac{\partial u_j}{\partial x_j} - u_3 \frac{d(\rho_0 + \bar{\rho}_1)}{dz} \quad (9)$$

- ρ_0, ρ_1 : 密度の基本状態およびそれからのずれ
 $\bar{\rho}_1$: 密度のずれの成分の水平平均

2.1.2 雲生成・降雨のパラメタリゼーション 大気中の水蒸気の相変化による雲や雨の生成, 降雨, 降雨の蒸発等の雲の微物理過程 (microphysical processes) は, 液相水のみを含み氷相水を含まず, 今日多くの気象モデルで採用されている古典的な Kessler の暖かい雨の定式化を行った^{10), 11), 12)}. 氷相水 (雪, あられ, ひょう) は, 積乱雲では雷電荷の帯電や強力な下降噴流 (ダウンバースト) の力学においては非常に重要であるが, 積乱雲の発達力学の本質的な側面は液相水のみを含む定式化でも比較的良好にとらえることができる。水蒸気, 雲粒, 雨粒の混合比, q_v, q_c, q_r (乾燥空気単位質量に対する水分量の質量の比, [kg/kg]) は次の収支式に従う。因みに, 雲粒は水蒸気が凝結した水滴のうち, 落下の終端速度が小さく事実上大気中を浮遊し「雲」を形成するもの, 雨

粒は雲粒が何らかの理由で大きくなり, 有意な大きさの重力落下をする粒子である。

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = -u_j \frac{\partial q_v}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (K_q \frac{\partial q_v}{\partial x_j}) - \frac{dq_{v*}}{dt} + E_r \quad (10)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = -u_j \frac{\partial q_c}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (K_q \frac{\partial q_c}{\partial x_j}) + \frac{dq_{v*}}{dt} - A_r - C_r \quad (11)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = -u_j \frac{\partial q_r}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (K_q \frac{\partial q_r}{\partial x_j}) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_r) - E_r + A_r + C_r \quad (12)$$

- E_r : 雨粒の蒸発率[1/s]
 A_r : 雨粒表面への水蒸気の凝結による雨粒混合比増加率[1/s]
 C_r : 雨粒表面への雲粒の衝突併合による雨粒混合比増加率[1/s]
 V_r : 雨粒のバルク的な落下速度[m/s]
 dq_{v*}/dt : 飽和状態での水蒸気の凝結速度[1/s]

2.1.3 サブグリッドスケールの渦の扱い サブグリッドスケールの運動による渦粘性応力のテンソルは, グリッドスケールの変形速度テンソルと渦粘性係数を通じて線形関係にある定式化を用いた。渦粘性係数はサブグリッドスケールの乱流エネルギーと乱れの長さスケールから求める方法をとった。渦粘性係数のうち, 渦粘性応力テンソル τ_{ij} のうち i, j いずれかに 3 (鉛直方向) が現れる成分については, 対応する渦粘性係数に対しレベル 2.5 の乱流クロージャーモデル¹³⁾を模した安定度補正を行っている。温位や水分量などのスカラー量も渦拡散フラックスは平均量の空間勾配に線径に比例する表式をとった。渦拡散係数は渦粘性係数と乱流プラントル数から求められるが, 渦拡散係数についても鉛直方向の成分については渦粘性係数と同様の安定度補正を施してある。

本モデルの定式化は, 形式上は LES (large eddy simulation) と同形である¹⁰⁾. しかしながら, メソスケール気象を対象とする場合, 数值計算の格子は慣性小領域の渦を十分に解像できるほどの高い分解能で計算することは容易でない。そのため, サブグリッドスケールの扱いは形式上レイノルズ平均流における扱いを模したものとせざるを得ない。そのため, ここではレベル 2.5 の乱流クロージャーモデル¹³⁾に基づく上記のような一種の便法をとった。

乱流運動エネルギー e は以下の式(13)の予報式から得られる。右辺第 2, 3, および 5 項は, それぞれ乱流の浮力生成率, シアー生成率, および散逸率を表している。浮力生成率では, 水蒸気および雲粒の存在による補正を含んだ形をしている。

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -u_j \frac{\partial e}{\partial x_j} - \frac{g}{\theta} (K_\theta \frac{\partial \theta}{\partial x_3} + K_\theta \frac{\partial q_r}{\partial x_3}) - \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2K_m \frac{\partial e}{\partial x_j}) - \frac{C_e}{l} e^{1.5} \quad (13)$$

- (), ()' : 格子平均およびそれからのずれ
- C_e : 安定度依存の定数パラメータ
- l : 安定度依存の長さスケール[m]

2.2 数値解法

基礎方程式系は、格子上で離散化され数値的に積分される。離散化における変数配置は、Arakawa-C グリッド⁹⁾に準拠したスタガード配置とし、空間微分は、水平方向の移流項のみ4次精度の中心差分、その他は全て2次精度の中心差分で近似した。

基礎方程式系は音波を解として持つのでの時間切断法を用い音波に関する項(式(8), (9)の左辺第2項)は短い時間ステップ Δt_s のEulerの前方1次、それ以外の項は長い時間ステップ Δt_L の leap frog 法で間積分を行った⁹⁾。音波項の積分では鉛直方向は陰解法としている。対流雲の発生により計算領域内には内部重力波が多数発生し領域内を上方と水平方向に伝播する(Fig. 8c)参照)。側面や上部境界での内部重力波の反射は解を損ねるため、12 kmより上空には波を吸収するスポンジ層を設け、側面境界では波束の領域外への流出を円滑にするための放射境界条件を採用する事で、内部重力波の反射を抑えた。スポンジ層の厚さは内部重力波の鉛直波長に基づいて定めた。さらに空間方向に4次拡散、時間方向には2次のフィルタにより短波長数値ノイズを抑えた。

3. 雲解像モデルによる数値実験

3.1 嵐の分離とその左右方向への進行嵐の数値実験

モデルの稼働性を検証するため、単一の対流細胞積乱雲の2つの積乱雲への分離と、その後の主風向に対する右方向進行の雷嵐(right moving storm)、および左方向進行の雷嵐(left moving storm)の時間的発達シミュレーションを行った。その結果について述べる。

3.1.1 計算領域および初期条件 左右の方向への嵐の分離とその後の右方向・左方向進行積乱雲の発達を追跡するには、2時間程度以上の時間で100~200km程度の広

さの範囲が対象となる。そのため、計算領域は東西×南北×高さ=142km×182km×16.7kmの直方体領域をとり、地形は平坦とした。座標系はデカルト座標で、座標軸X, Y, Zはそれぞれ東向き、北向き、上向きが正である。座標の原点は計算領域の水平面内の中心位置の地上とした。水平方向には格子解像度 $\Delta x = \Delta y = 1\text{km}$ で141×181に、高さ方向は地上付近の $\Delta z = 100\text{m}$ から上空に向けて漸増し最大で $\Delta z = 500\text{m}$ となるように36層に分割した。空間解像度はやや粗い1kmとしているが、この程度の空間解像度でもこれらの発達過程の本質的な部分は十分にとらえることができる。地表面ではMonin-Obukovの相似則により運動量および熱フラックスを与えた。

時間積分は、後述する初期条件から出発し $\Delta t_s = 0.5\text{s}$, $\Delta t_L = 4\text{s}$ として3時間行った。初期の環境場は、大気安定度を、高さ10km以上に達する雲を発達させることができる程度の条件付き不安定の状態を仮定した。初期の気温・露点、および静的エネルギーの鉛直分布をFig. 2に示す。Fig. 2 a)は気温と露点温度の高さ分布であり、積乱雲が発達しやすい代表的な分布をモデル化したものである。高度2km以下に湿潤な空気があり、それより上層は条件付き不安定(相変化による潜熱放出が生じれば自発的な対流が生じる)である。Fig. 2 b)は静的エネルギーであり、位置エネルギー、水蒸気の潜熱エネルギーを含む大気のエンタルピーである。地上の空気塊(①)が何らかの原因で②まで上昇すると、水蒸気の相変化と潜熱の放出による浮力の発生で空気塊は③まで上昇する。②~③の高低差が雲の厚さとなる。

Fig. 2 c)は、風の東西成分、南北成分の鉛直分布であり風向が南東から西南西の風に時計回りに風向が変化する。それより上空では高度8kmまで単調に風速が増加する。Fig. 2 d)は、風速の高さ変化を表す hodograph であり、高度とともに時計回りの変化をしている。こうした時計回りの変化は右方向進行嵐に回転雷雲(メソサイクロン)の発達を促しやすいとされる。対流雲発生をきっかけを与えるため、 $X = -50\text{km}$, $Y = -60\text{km}$, $Z = 1.5\text{km}$ を中心に水平半径10km, 鉛直半径2kmの範囲に+1.5Kの温位偏差をもつサーマルバブルを設定した。

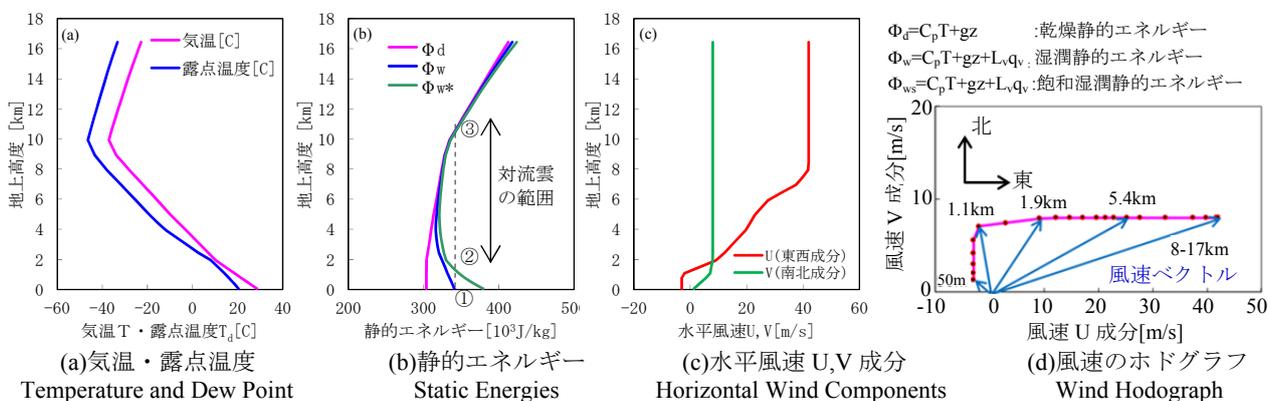


Fig. 2 初期条件
Initial Conditions

3.1.2 計算結果 計算開始初期の雲の発達状況の断面図を Fig. 3 に示す。初期のサーマルバブルにより生じた上昇気流によって高度約2km付近で水蒸気の凝結により12分で雲を生じ、凝結の相変化潜熱放出による浮力の獲得で上空に向かって急速に発達している。灰色のハッチは雲粒混合比 q_c が $0.1[\text{g}/\text{kg}]$ 以上の範囲で、黒細線はさらに $0.4[\text{g}/\text{kg}]$ 刻みの q_c の等値線である。20分では雲粒から青系統の色で塗りつぶされた雨粒混合比 q_r のコンターで表される雨粒が成長し、28分では静力学的負荷 (hydrostatic load) により落下を開始し、その後36分経過時点には雨粒は既に地上に達し、地上では雨が降り始めている。Fig. 3 では、 q_r が $1[\text{g}/\text{kg}]$ 以上の範囲が示され濃淡の間隔は $5[\text{g}/\text{kg}]$ である。以下の Fig. 5, Fig. 8, Fig. 10 に現れる同様の図の表記は Fig. 3 と同じである。

対流雲による嵐の時間発展を見るため、高度2.4kmの水平面における雨粒混合比 q_r (以下雨粒と略記) の水平分布を30分毎に色分けして重ね書きしたものを Fig. 4 a) に示す。破線の円は初期のサーマルバブルの位置である。30分経過時点では対流細胞は単一であるが、1時間経過時点までに嵐の分離が起り、その後、上空風の風下に向かって左右に分かれて進行する様子が明瞭である。Fig. 4 には参照の便ため高度5kmの風も示す。この右側に進む右進行嵐をR、左進行嵐をLで示している。嵐Rと嵐Lの進行経路を表す曲線も書いてある。嵐R、嵐Lのおよその進行速度はそれぞれ $40\text{km}/\text{h}$ 、 $60\text{km}/\text{h}$ 程度であり嵐Lの方が速い。分離した雨粒分布のうち、嵐Rは雨粒分布が次第にかぎ状にくびれた形状となり、それを維持しながら進行しており、スーパーセル積乱雲のメソサイクロンのフックエコーに類似した形状をしている。一方、嵐Lにはそのようなフック状の形は明瞭でないが、ある程度固まった形を維持した状態での進行が明瞭である。

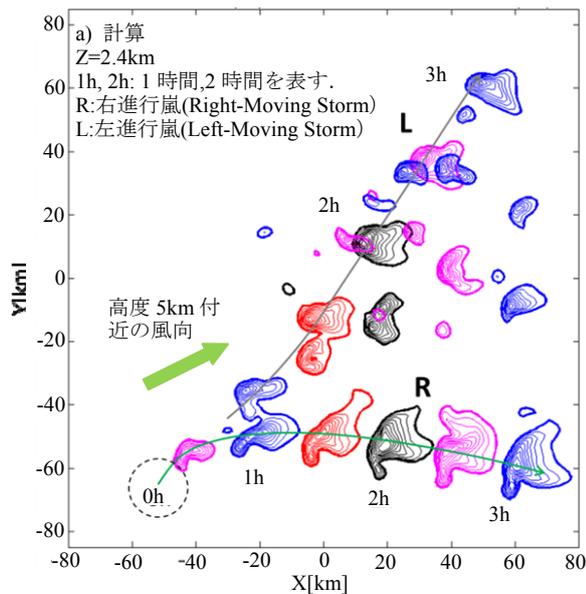


Fig. 4 嵐の分離とその後の右方向・左方向進行嵐の発達の計算 a) と観測 b) との比較。 a) 高度2.4kmの雨粒混合比 $q_r[\text{g}/\text{kg}]$ 分の30分毎の重ね書き。等値線間隔は $5[\text{g}/\text{kg}]$ 。 b) 米国オクラホマ州での嵐のレーダー画像。 Storm Splitting and Subsequent Developments of Right- and Left- Moving Storms a) Successive Overlay Plots of the Simulated Rain Water Mixing Ratio ($q_r > 1\text{g}/\text{kg}$) at Every 30min, b) Observed Radar Echoes in Oklahoma U.S.A

Fig. 4 b)は米国で観測された降雨レーダーエコーの画像である。嵐の分離とその後の時間発展について気象学でよく分析された古典的な事例で、数値計算の検証に用いられる代表例のひとつである¹⁴⁾。ここで行った計算は、初期の分離が生じた後ストームRには持続的なフックエコーが現れ (Fig. 4 b) では実際に15:00にトルネードが発生している)、嵐Lはフック状のエコーはないが持続性が高い、嵐Lの方がRより進行速度が速い、嵐Rと嵐Lの経路の広がり具合など、実際にはあったと見られる総観場の緩やかな変化を計算では考慮していないにもかかわらず、レーダーエコーによって観測された時間変化の特徴をかなりよく再現している。

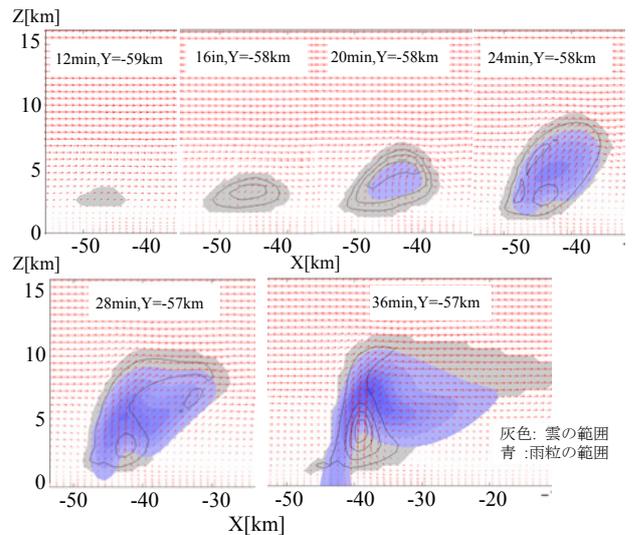
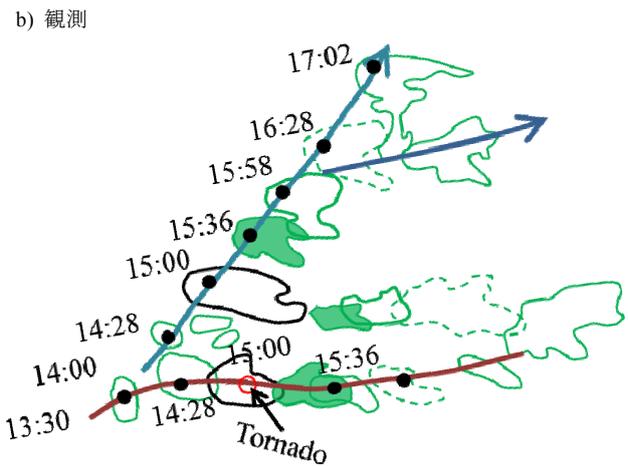


Fig. 3 計算初期段階の対流雲 (積乱雲) の発達 Development of a Convective Cloud in the Early Stage of Simulation Period



米国オクラホマ州で1964年4月3日に観測された典型的な嵐の分離と左右進行嵐のレーダーエコー合成図。数字は地方時。「Tornado」の文字は竜巻発生地点を表す。文献14)のFig. 1 a)をトレース。

Fig. 5 は、最初の嵐の分離過程における雲粒と雨粒のそれぞれの混合比 q_c , q_r の、嵐の主要部分の南北断面の時間的経過を示したものである。表記は Fig. 3 と同じである。t=26 分では上昇気流は単一であるが、28 分になると雨粒の落下がその下方の上昇気流を抑制するようになり、32 分では降水シャフトが完全に地上に達し、上昇気流を南北に分離させている。42 分には降雨シャフトによって上昇気流が南北にそれぞれ押しやられる形になり、それぞれの上昇気流の上空で対流雲が発達し始め、降雨がそれぞれ自身の主たる上昇気流をさらに南北に押しやり、60 分では完全に 2 つの嵐に分離している。Fig. 2 の初期条件に示したように大気下層は南風 (図の左が南) であり、それから熱と水蒸気が供給されるため、後に右進行嵐 R となる図中左側の嵐の方が、勢力が強い。

Fig. 6 は、上昇気流の速度の計算領域内の最大値である。上昇気流は比較的短時間のうちに発達し、約 30 分経過時に 40m/s 近くに達した後 35m/s 前後の強さを 2 時間あたり維持しており、自己持続性 (self-sustaining) 対流の特徴が出ている。この上昇気流は右進行嵐 R によるものである。小刻みな増減が重なっているが、これは対流圏界面に到達した上昇気流のオーバーシュートに伴う重力波放出によるものである。2.5 時間以降は上昇速度がやや低下しているが、嵐 R が計算領域の東側境界に近づいており、最大値が左進行嵐 L のものにとって変わるためである。2.5 時間以降の推移をみると嵐 L は、上昇気流はやや弱いながらも自己持続的であることがわかる。

次に右進行嵐 R の構造に着目する。Fig. 7 a) にいくつかの高度における雨粒域 (図示してある混合比 q_r [1g/kg] 以上の範囲を便宜的にこのように称す) を示す。高度による風向の変化を反映し高さとともに、上空の強い西風に流されより東に張り出すようになっており積乱雲の「かなとこ」形状を表している。Fig. 7 b) は高度 1km の雨粒域と風速の水平成分であるが、雨粒分布がフック状にくびれた箇所では風速場の低気圧性の渦が明瞭であり、これはメソサイクロンに相当する。この点は後に Fig. 8, Fig. 9 と関連させて再び触れる。Fig. 7 c) は、高度 10km の雨粒域と風速であるが、後述の Fig. 8 a), b) に示されるように雨粒域は強い上昇気流にあり、風速場はあたかも流れの中に置かれた障害物を避けるような流れ方になっている。

Fig. 8 は、2 時間経過時点の嵐 R の、Fig. 7 b) に示した線に沿った南北および東西鉛直断面である。上昇気流と降雨を伴う下降気流が分離されており、嵐 R の持続継続性を表している。Fig. 8 b) の上昇気流部分では雨粒が非常に少ない範囲 (vault) が再現されているが、これは、水平面内で見えた場合のフック状の雨粒空白域に対応しておりメソサイクロンの最も特徴的な面である。レーダー観測の弱エコー域 (BWER: Bounded Weak Echo Region) に相当する⁵⁾。また、降雨による下降気流の一部は再び隣接する上昇気流に採りこまれており、特に Fig. 8 b) で明瞭であるが、X=20km 付近では雲底が下がり、スーパーセルの

壁雲 (wall cloud) の兆候を示している。Fig. 8 c) には温位偏差と鉛直風速とを示す。薄い色のコンターが温位偏差である。黒実線は上昇気流で +5m/s 間隔、破線は下降気流で -1m/s 間隔で書いてある。相変化潜熱放出により周囲より温位が高く浮力が大きい高度 6~10km 部分が上昇流域の最大領域になっており、このことは強い上昇気流が下層の空気を吸い上げるポンプの役をする形になっていることを表している。また、温位偏差から雲の頂上部から上方への内部重力波の伝播がみられるが、これが Fig. 6 の小刻みな変動の原因である。

Fig. 9 も嵐の構造を表す諸量の分布である。Fig. 9 a), b), c) は、いずれも地上の温位偏差の $\Delta\theta$ の色塗りコンター (間隔 1K) に、a) 地上風速ベクトル、b) 過度の鉛直成分 ζ (間隔 $0.01s^{-1}$ 、実線は負値で低気圧性回転、破線は正値で高気圧性回転、0 の線は非表示)、c) 気圧偏差 Δp (間隔 0.5hPa、実線は負値、破線は正値、0 の線は非表示)、青い実線 ($q_r > 1[g/kg]$) の範囲で雨域の主要部の輪郭に相

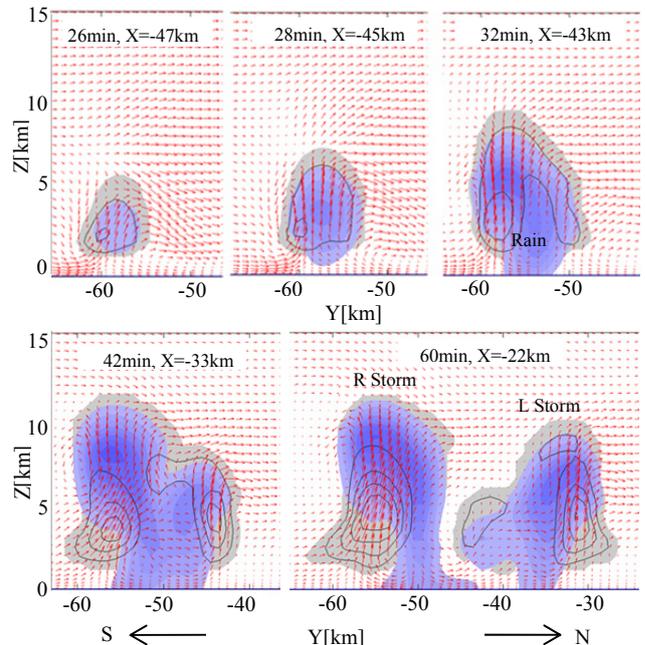


Fig. 5 降雨による上昇気流の最初の分離過程の南北断面. 嵐の東進に合せ断面位置の X 座標も変化. N-S Vertical Cross Sections of the Initial Splitting of Updraft by Rain Shaft

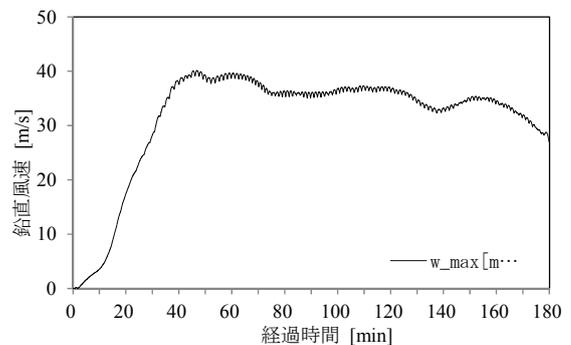


Fig. 6 計算領域内の上昇気流速度の最大の時間変化. Variation with Time of the Maximum Updraft Velocity over the Computational Domain

当)を重ね書きしたものである。ここで、温位、気圧の「偏差」はこれらの量の水平面内での平均からのずれで定義される。いずれの図でも落下中の雨粒の一部蒸発冷却による $\Delta\theta < 0$ 冷気流(雷嵐外出流)が降雨域から周囲に広がっており、負偏差の範囲では気圧偏差は全体的に正(高圧)である。赤い上昇気流は冷気流の進行の前面であるガストフロントでの水平風の収束による強制的な上昇気流である。右進行嵐Rを拡大表示したFig. 9 a)では、嵐東側で降雨域からの冷気の吹出しと周囲との間の温位偏差の等値線の間隔が狭まり両者の間に前線が形成されている。図中の「T」文字付近(トルネード好発位置)では前線が湾曲し、閉塞しかけた前線に似た様態である。前線を境に地上風ベクトルおよび、Fig. 9 b)の渦度の鉛直成分には低気圧性の回転が明瞭に認められる。これらに対応するFig.9 c)内の位置は低圧部(Low)と上昇気流域になっており、多くの模式図⁵⁾に表された典型的なメソサイクロンの地上の構造にかなり近い。Fig. 9 d)は、高度約4kmでの $q_r > 1$ [g/kg]の輪郭線(黒太線)、渦度(赤:負値・低気圧性回転, 青:正值・高気圧性回転, 間隔いずれも $0.01s^{-1}$)と上昇気流域(色塗りコンター, 上昇流部のみ着色)を示すが、嵐Rの低気圧性回転は上昇気流域と重なり、高度4kmでも明瞭である。

以上のことから、今回の計算で得られた嵐Rは、いわゆる回転上昇気流を伴い持続性の高いスーパーセルタイプの積乱雲と特徴をかなりよくとらえているといえる。

次に嵐Lに簡単に触れる。Fig. 10に、Fig. 9 c)の直線の破線に沿った嵐Lおよび嵐R_Aの q_r , q_c の南北断面を示す。嵐Lに着目すると、北から吸い込む形の上昇気流と降雨とがはっきりと分かれており、Fig. 4 a)の時間発展に示されているような嵐Lの持続性を表している。Fig. 9 d)では、嵐Rと比べ程度は弱いだが、雨粒域の輪郭線の湾曲とその付近での高気圧性渦+上昇気流が認められる。嵐Lはスーパーセルとは言い難いが、まれに見られる高気圧性回転をもつトルネードはこうした嵐に形成されるのであろう。それらは低気圧性回転のトルネードより一般にはるかに弱い、今回の計算で得られた嵐RとLの強度の違いは、そうした観測事実とも整合する。

Z[km]

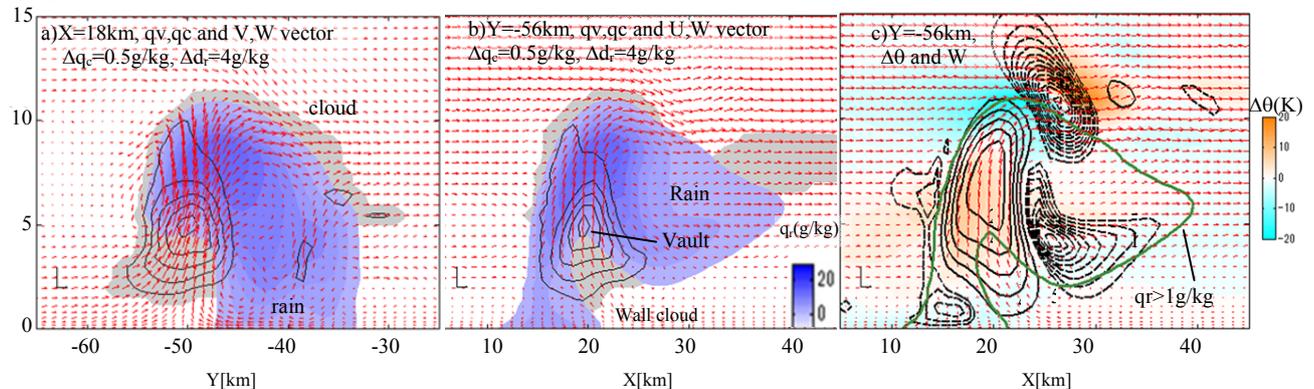


Fig. 8 2時間経過時の右進行雷嵐Rの a) q_c と q_r および風の南北, b) 同東西, c) 温位偏差と鉛直速度の東西断面
Vertical Cross Sections of the Right Moving Storm at 2hrs after the Start of Simulation, a) q_v , q_c , and Wind in the N-S Vertical Plane, b) Same as a) but for E-W, c) Same as b) but for Potential Temperature and Updraft Velocity

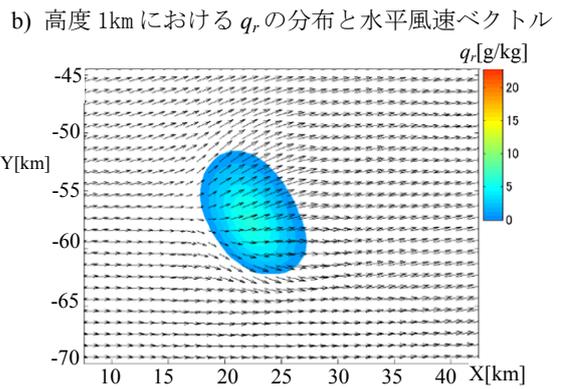
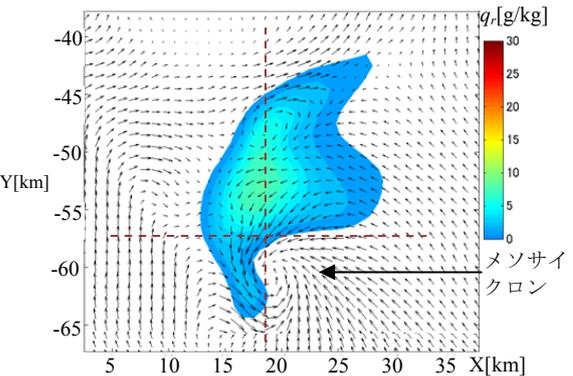
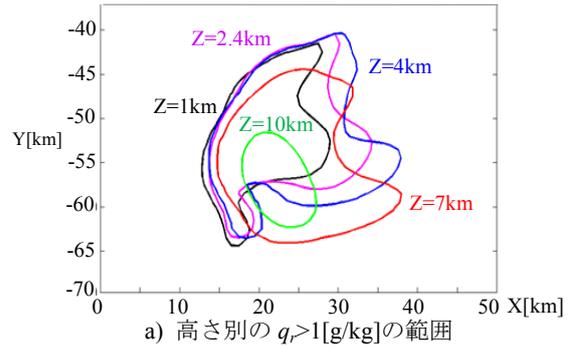


Fig. 7 右方向進行嵐の構造
Some Aspects of the Structures of the Right-Moving Storm
a) Boundaries of $q_r > 1$ [g/kg] Area at Several Heights,
b) q_r Distribution and Horizontal Wind Vectors at $Z=1$ km,
c) Same as b) but for $Z=10$ km.

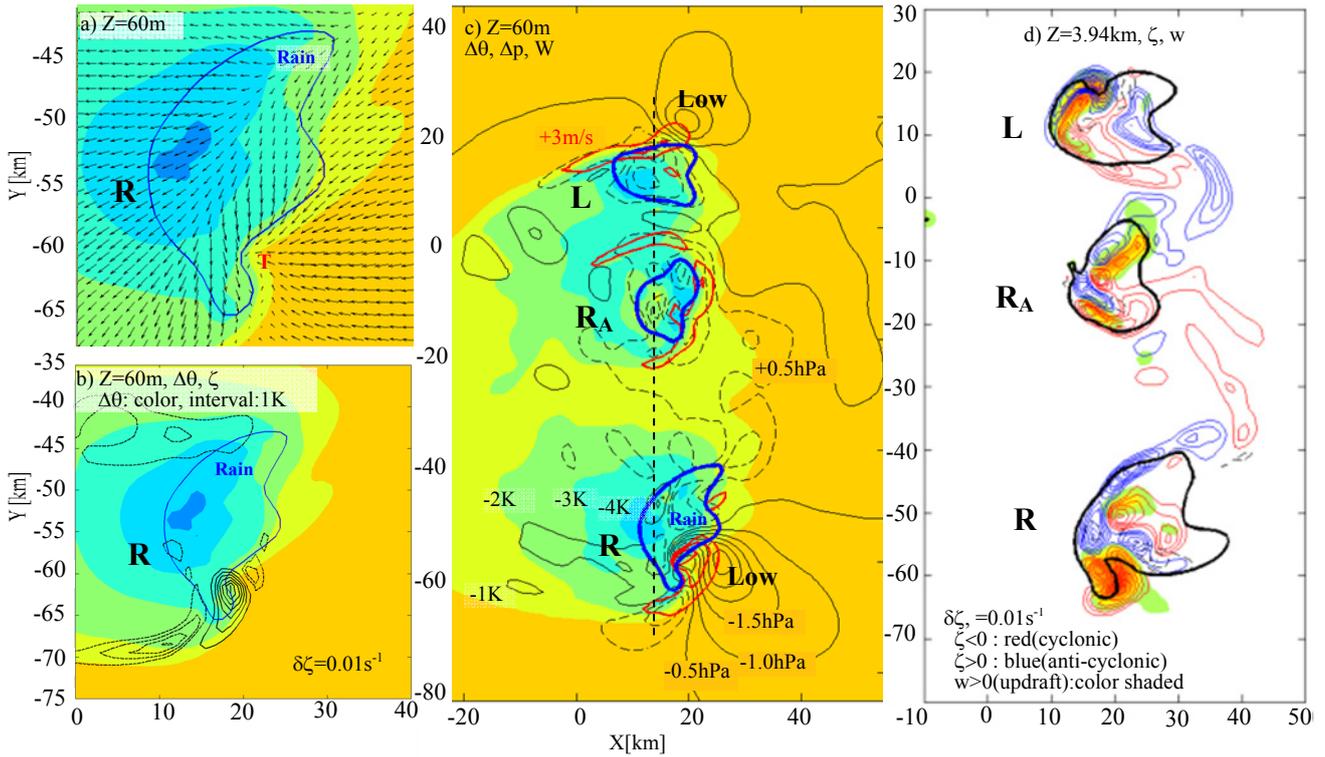


Fig. 9 2時間経過時の嵐の構造を特徴づける諸量の場合。地上温位偏差分布（塗りつぶしコンター）上への、a) 風速ベクトル、b) 渦度鉛直成分、c) 気圧偏差（黒実線）と上昇気流速度（赤）の重ね描き。a)~c)の青実線は降雨域輪郭。d) は高度4kmでの渦度鉛直成分（細実線、赤は負、青は正）、上昇流域（色塗りつぶし）、降雨域輪郭（黒太線）。

Several Fields Characterizing Storm Structures : Overlaid on the Color Filled Surface Potential Temperature Variation Contours and Rain Areas (Thick Blue Lines) Are a) Surface Wind Vectors, b) Vertical Vorticities (Cyclonic, Full Line) and c) Surface Pressure (Thin Black Lines) and Low-Level Updraft (Thick Red Lines). d) Vertical Component of Vorticity (Red: Cyclonic, Blue: Anti-Cyclonic) and Updraft Areas (Filled Contour) with Rain Outlines (Thick Black Lines) at 4km a.g.l..

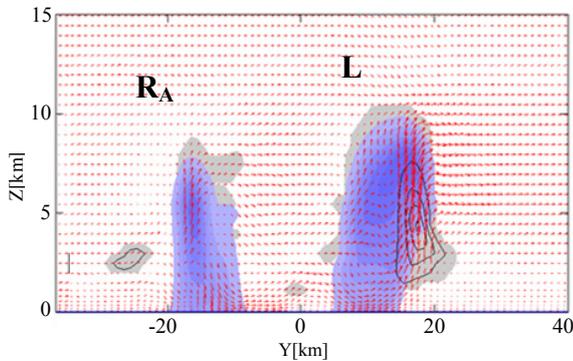


Fig. 10 左進行雷嵐Lおよび分離雷嵐RAの南北断面 N-S Cross Section of the Left moving Storm L and Re-Split Storm RA

3.2 雷嵐外出流（冷気流）の基礎的数值実験

雷嵐外出流は、Fig. 9 c)で示したように降水粒子の落下途上の蒸発冷却により生じ雷雲の周囲に流れ出す冷気流で物理学的には重力流に属する。先端はガストフロント（突風前線）を形成し、その通過の際は風が急激に強まり強風被害が発生することがある。雷嵐外出流は雷雲から冷気が外側に流れ出たものであるため、ガストフロントの位置は降雨域のさらに外側にすることが多く、降雨レーダーには映らないため接近時の予見性は極めて難しい。冷気流の強さは降水粒子の蒸発冷却に起因するため、

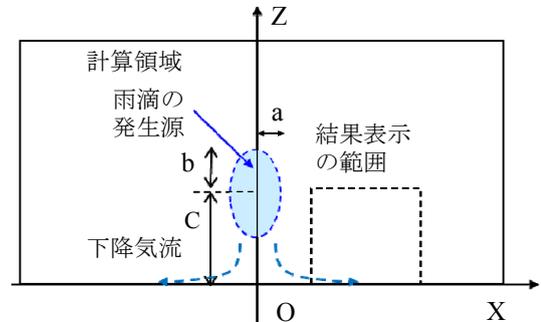


Fig. 11 計算領域および緒元 Computational Domain and Some Specifics

大気不安定度や湿度がその強さに関係している¹⁵⁾。ここでは、冷気流の強さと大気不安定度や湿度との関連について基礎的な数值実験を行ったので、その結果を述べる。
3.2.1 計算領域および初期条件 計算には本報第2節に示したモデルを用いた。ガストフロントは流れ場の2次元性が高いため、今回は2次元計算とした。計算領域は水平40km × 高さ10kmで、水平の格子解像度50m、高さ方向は可変で地上付近は最小20mとして、800 × 62に分割した。冷気流を発生させるため、Fig. 11に示すように計算領域の中央付近に次式で定義される正規分布型（a=0.8 km, b=2km, c=2.8km）の雨粒の発生源を設け、その落下・蒸発冷却による下降気流に起因する冷気流を生成させた。

$$\left. \frac{dq_r}{dt} \right|_{source} = q_* \exp\left\{-\frac{x^2}{a^2} - \frac{(z-c)^2}{b^2}\right\} f(t), \quad (14)$$

ここで、 $f(t)$ は雨粒発生 の時間変化を示したもので、初めの6分間は時間的に線形に増加し、その後一定値をとることにした。計算結果は、重力流の形が整う、Fig. 11に破線の矩形で表される $x=1\sim 15\text{km}$ 、 $z=0\sim 2\text{km}$ について示す。初期条件は静止大気で気温および露点温度の鉛直分布は、計算結果を表すFig. 12に併せて示してある。ケースC1, C2, C3は、それぞれ、接地境界層内の湿度が低く大気安定度が中立、境界層内の湿度は低い安定成層、境界層内の湿度が高く安定成層を表している。境界層の高さは2kmとし、自由大気は高湿度の状態を仮定した。

3.2.2 計算結果 進行する雷嵐外出流を鉛直断面内の温位分布でFig. 12に示す。外出流の形状がほぼ固まり $X=12\sim 13\text{km}$ 程度近辺に達した状況が示されている。そのため進行の遅いC3は他の2ケースと表示時刻が異なる。いずれも先端部付近は風速シアによる渦が形成されている。外出流の厚さは境界層内の安定度が中立で乾燥度が高いC1が最も大きく、安定成層で湿潤のC3が最も小さい。また、高湿度のC3ではFig. 12の最も下の図に示すように、渦による上昇気流の部分に雨を含む雲が生成された（雨粒の範囲を青いハッチで示す）。

Fig. 13は、 $X=10\text{km}$ におけるガストフロント通過に伴う

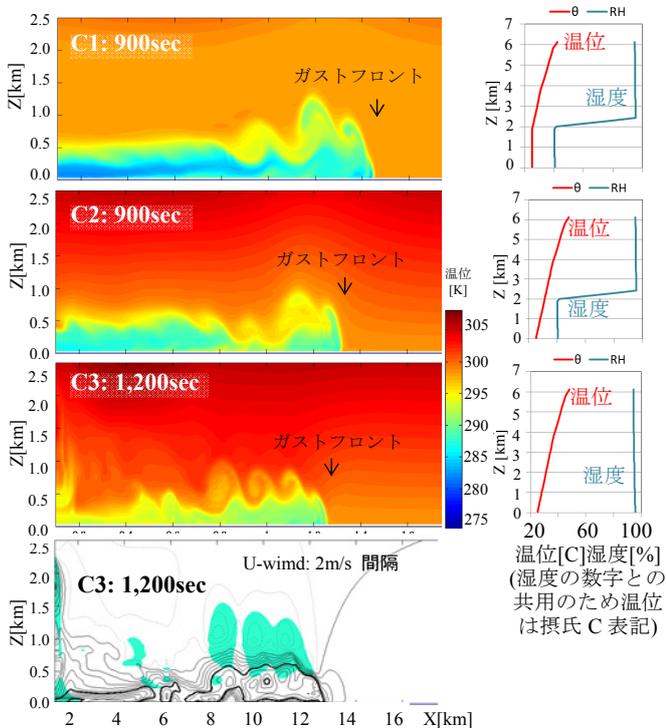


Fig. 12 雷嵐外出流の温位分布 [K]. C3については、水平風速と雨粒範囲（水色）も示す。図の右のグラフは、初期の温位[C]と湿度[%]の分布（高度7kmまで書いてある）
Cross Sections of Simulated Thunderstorm Outflows Represented by Color Contour Maps of Potential Temperatures [K]. Bottom Cross Section Represents U-wind and Rain Water (Blue Hatch)

地上 ($Z=10\text{m}$) での、風速U成分および気温の0.2秒毎の時間的推移である。風速の急激な立ち上がりと同時的な気温低下が明らかである。気温の低下量はケースC1, C2, C3の順であり、最大瞬間風速の大きさの順も同じである。風速の急激な立ち上がりの後に続く上下変動は先端付近の渦構造の通過によるもので、それに引き続く後続流の通過時にはC1, C2ともに変動幅が次第に減少して行く。一方、C3では後続流でも大きな風速変動が継続しているが、これには雲と降水の生成が関与していると見られ、詳細な検討は今後の課題である。Fig. 14は、ガストフロントの位置の時間変化であり、この図から進行速度がC1, C2, C3のそれぞれについて、約59 km/h, 55km/h, 42km/hと見積もられる。これらは、Fig. 12の温位分布から見積もられる外出流の後流部分の平均的な厚さ h と、Fig. 13から見積もられる温度低下の大きさの程度 $\Delta\theta$ （各ケース順にC1 ($h=550\text{m}$, $\Delta\theta=-10\text{K}$), C2 ($h=500\text{m}$, $\Delta\theta=-7.5$), C3 ($h=500\text{m}$, $\Delta\theta=-4.5\text{K}$) を用いて、

$$U_f = \sqrt{2(\Delta\theta/\theta)gh} \quad (15)$$

で得られるガストフロント進行速度 U_f の理論値¹⁵⁾、65 km/h, 55km/h, 40km/hからのずれは大きくはない。

4. まとめ

本研究では、近年その被害が増加している突風や豪雨

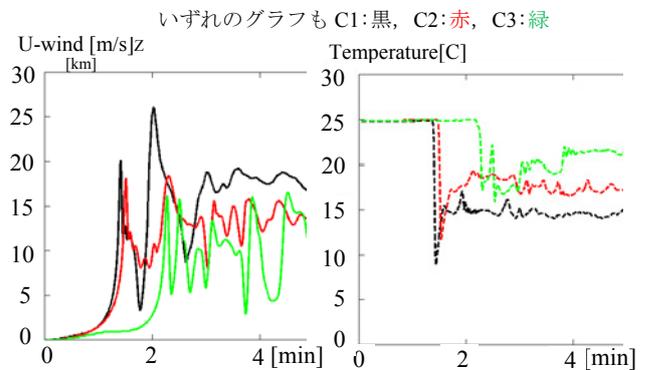


Fig. 13 $X=10\text{km}$ におけるガストフロント通過時の地上風速U成分 [m/s] および地上気温 [C] の時間変化
Temporal Variations of Surface U-Winds and Temperatures at $X=10\text{km}$

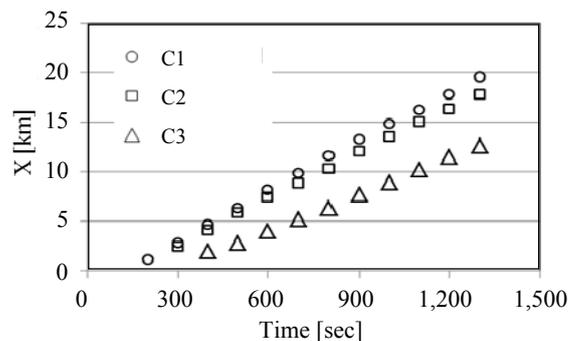


Fig. 14 ガストフロントの位置の時間変化
Advances of Gust Fronts with Time

などの極端気象の原因現象である積乱雲について、その工学的な取り扱いの検討に資することを目的として、圧縮性・密度成層・非静水圧力学系に基づき、暖かい雨の生成過程を含む雲解像モデルを開発した。

モデルの妥当性を検証するため、対流高度が10kmを越えるような強い不安定成層にある大気に対し、雷嵐の発生と右進行嵐、左進行嵐への分離、およびその後の時間発展過程についての数值実験を行った。さらに、雷嵐からの外出流(冷気流)の基礎的な数值実験も実施した。そこから得られた結果は以下のようにまとめられる。

- 1) 上空に向かって風速が増加し、風向が右方向に回転するような環境場を初期条件とした結果、積乱雲の急速な発達とそれに引き続く降水の作用によって、上空風に対し左右に分かれて進行する持続性のある嵐への分離が得られた。
- 2) 分離後の2つの嵐のうち、右進行嵐は回転上昇気流を有し、スーパーセルの特徴を持っていた。
- 3) 右進行嵐の雨滴や気流の分布構造は、実際にトルネードを発生させた米国の観測事例や既往の研究とよく対応しており、分離過程全体の時間発展状況の再現性とあわせ、モデルの妥当性が検証された。
- 4) 雷嵐外出流では、降水に起因する外出流の強さと境界層内の湿度条件との関係を調べた。その結果、境界層内の乾燥の度合いが大きいほど、ガストフロント通過時の風速が大きいことが示された。ガストフロントの進行速度とともに、観測や重力流の理論と整合していた。

今回は低解像度の数值シミュレーションであったが、解像度を上げることで、より現実的な解析を行うことが可能となる。極端気象の解明とあわせ竜巻やダウンバーストなどの突風現象の工学的解析への、実際の気象条件をより反映した計算条件設定に役立てることを目指す。

参考文献

- 1) 東京管区気象台：平成20年7月12日に東京都渋谷区、目黒区、港区、江東区で発生した突風について、現地災害調査速報，15p，2009.7
- 2) 東京都下水道局：雑司ヶ谷幹線再構築工事事故調査報告書委員会，19p，2008.9
- 3) 建築研究所：2006 佐呂間町竜巻被害調査報告，15p，2006.11
- 4) 内閣府：気候変動に伴う極端気象に強い都市創り (TOMACS)，
http://www.bousai.go.jp/fusui gai/tatsumakikyokucho/pdf/2/2_2.pdf，2012
- 5) Cotton R. W. and R. A. Anthes: Storm and Cloud Dynamics, Academic Press, pp.461-488, 1989.
- 6) 奥勇一郎, Sumnin Kim, 中北英一：超高解像度全球大気モデルの温暖化予測実験データを用いた日本陸域の極端気象抽出方法，京都大学防災研究所年報，第52号B，pp.439-444，2009.6
- 7) 気象庁 HP：竜巻等の突風データベース
<http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/data/bosai/tornado/sats/annually.html>
- 8) 気象庁，2014：アメダスで見た短時間強雨発生回数の長期変化について (2014.8.20 閲覧)，<http://www.jma.go.jp/jma/kishou/info/heavyraintrend.html>
- 9) 片岡浩人：数值シミュレーションによる竜巻状旋回気流がもたらす風力の評価，大林組技術研究所報，No.79，2015.12 (印刷中)
- 10) Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, J. Atmos. Sci., vol.35, No.6, pp.1070-1096, 1978.6
- 11) Bryan, G. H. and J. M. Fritsch: A Benchmark Simulation for Moist Nonhydrostatic Numerical Models, Mon. Wea. Rev., vol.130, No.12, pp.2917-2928, 2002.12
- 12) Leigh G. O., R. B. Wilhelmson, and L. J. Wicker: A Numerical Simulation of a Long-Track EF5 Tornado Embedded Within a Supercell. Paper242579.html, 94th Amer. Met. Soc. Ann. Meeting, 2014.2
- 13) Yamada, T.: Simulations of nocturnal drainage flows by a q^2l turbulence closure model, J. Atmos. Sci., vol.40, No.1, pp.91-106, 1982.1
- 14) Wilhelmson, R.B and J.B. Klemp: A three-dimensional numerical simulation of splitting severe storms on 3 April 1964, J. Atmos. Sci., vol.38, No.8, pp.1581-1600, 1981.8
- 15) Droegemeier, K.K. and R.B. Wilhelmson: Numerical simulation of thunderstorm outflow dynamics. Part I: Outflow sensitivity experiments and turbulence dynamics, J. Atmos. Sci., vol.44, No.8, pp.1180-1209, 1987.4