

熱的勾配が駆動する渦度場の解明とデータ同化実験

Understanding and Data Assimilation Experiment on Vorticity Field Driven by Thermal Gradient

大野哲之・山口弘誠・中北英一

Akiyuki ONO, Kosei YAMAGUCHI, and Eiichi NAKAKITA

Synopsis

In this research, potential temperature gradient based vorticity which is the expression of baroclinic is obtained to analyze the energy structure of the vorticity field in developing clouds. First, applying the variational method enables us to obtain a diagnostic equation in which the equation of motion, conservation law of mass, and entropy are considered as constraints. Second, Fourier analysis was performed on the vorticity field in the cross-section of the convective core in the isolated cumulonimbus simulation. The temporal change of the spectrum of vorticity field indicates that the rotational intensity of potential temperature gradient based vorticity increases as the degree of baroclinicity increases. Third, we conducted the data assimilation experiment assuming the use of vertical vorticity estimated by doppler radar observation. The change in the potential temperature and vertical wind through the error covariance matrix generates coherent convection in the computations.

キーワード：集中豪雨，温位，渦度，データ同化，フーリエ解析，降水粒子

Keywords: heavy rainfall, potential temperature, vorticity, data assimilation, Fourier analysis, precipitation particles

1. はじめに

平成 30 年 7 月豪雨や令和 2 年 7 月豪雨にみられたように，我が国では線状対流系に伴う災害に相次いで見舞われている．線状対流系では，風のシアに加え水蒸気や降水粒子形成時の潜熱放出に伴い雨雲が組織化されていくバックビルディング現象が頻繁に発生している．強雨域の空間スケールは数 10 km から数 100 km，時間スケールは数時間から半日程度であり，局地的な激しい雨により土砂災害や流木流出，河川の外水・内水氾濫といった災害が引き起こされる恐れがある．しかし，空間スケールが比較的小さい線状対流系のリアルタイム予測は未だに困難な課

題であるのが現状である．

線状対流系のリアルタイム予測の議論における重要な観点として，(1) 物理法則に従った予測手法の高精度化，(2) 線状対流系の発生メカニズムの理解の 2 点が挙げられる．

短時間降水予測は初期値問題であるため，データ同化を用いた初期値の高精度推定もまた重要な課題である．データ同化を用いた降水予測に関する先行研究の多くは，降水粒子のタイプ別のレーダー反射強度(山口，2017 など)やドップラー風速(Sun, 2005 など)を気象モデルへデータ同化することで，気象モデル内で対流を再現することを試みていた．また，大気密度等の物理量を通じて気圧や温位等のモデル

変数の修正を行っていた。

線状対流系が発生する環境場に関する先行研究では、梅雨前線や総観規模の大気の流れに伴う水蒸気フラックス (Zhao et al., 2021), 高い海面水温 (Manda et al., 2014), 地形 (Takemi, 2018) 等が、豪雨発生に影響を及ぼしていることが指摘されている。また、大気的不安定度合いを示す種々の指標から豪雨発生のポテンシャルを記述する研究がなされてきている (Takemi and Unuma, 2019)。

集中豪雨は環境場からの影響を受ける一方で、降水系内部の動的な現象によって積乱雲が自己組織化するプロセスもまた重要な役割を果たしていることが示唆されている。一般に対流活動は大気や水物質の力学的・熱力学的な効果によって駆動される現象である。空気塊が断熱的に上昇する際、水蒸気の凝結ないしは雨粒の凍結によって潜熱が放出され、空気塊に浮力を与える。一方で、落下した降水粒子が融解・蒸発することで空気を冷やし、冷氣外出流となって次なる積乱雲の発達を促す、いわば局所的な傾圧場の効果が知られている。実際、山口らは平成 29 年 7 月九州北部豪雨にて発生した二本の並列する降水系の振る舞いを解析し、一方の降水系からの外出流がもう一方の降水系を強化するメカニズムの存在を指摘している (山口ら, 2018)。

こうした大気中の水物質や渦気流の振る舞いが大気的不安定化、ひいては積乱雲の自己組織化のメカニズムに大いに関連していると考えられる (Nakakita et al., 2017)。そして積乱雲の自己組織化を理解し防災に資する予測情報を創出するためには、熱力学的な要素に加え力学的な要素を総合して捉えるような視座が必要と思われる。すなわち温度勾配等の不安定度のポテンシャルを示す量に加え、風速場の働きにより対流が生じる効果を考慮した視座である。その一例として、竜巻やメソサイクロン等のメカニズムを説明するため、大気の運動方程式や熱力学的な束縛条件等から熱的勾配と風速場によって構成された診断的な渦度が提案されたことが挙げられる (Sasaki, 2014)。

しかし、以上で述べた局所的な傾圧場を温位や風速といった変数で記述し、その効果をモデルの初期値に取り込むデータ同化手法はこれまで研究されてこなかった。また熱的勾配により駆動される渦度というアイデアは、水物質の相変化に伴う潜熱の移動が渦気流、および積乱雲の発達に本質的な役割を果たすことを説明する一方で、熱的勾配がエントロピーで表現されている等の要因により気象モデルを用いた解析には適しておらず、観測から推定した竜巻の渦度との整合性を検証した例 (Sasaki, 2009) を

除いてほとんど検証されてこなかった。

そこで本研究では、次の三点を目的とする。一点目は、気象モデルの予報変数の一つである温位を用いて熱的勾配が駆動する渦度を定式化することである。二点目は、この渦度を応用し、局所的な傾圧場を記述する鉛直渦度のデータ同化手法の検証を行うことである。そして三点目は、集中豪雨が発生するリスクが高いとされる大気場の基礎的解析の一環として、熱力学的な効果を考慮した渦度のスケール変化や降水粒子との関連性の解析することである。

2. 熱的勾配が駆動する渦度の定式化

2.1 変分法に基づく温位渦度の導出

物理学における変分法とは、実現する運動の方程式を、作用 (エネルギーと時間の積の次元を持つ物理量) が停留値を取るような条件として導出する数学的な手法である。作用が停留値を取る条件とは、変数の微小変化に対する作用の変分がゼロになる事に等しい。変分法は種々の拘束条件を課すことが容易に行えるため、温度勾配を駆動力とする熱力学的な力と風速場の非線形な相互作用、ないしは不可逆過程が絡んだ現象と関係付けた式を見通しよく導出することに適している。

まず、風速 \mathbf{v} のシアとして表現される渦度 ζ は式 (1) のように定義される。

$$\zeta \equiv \nabla \times \mathbf{v} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (1)$$

ここで、 x, y, z はそれぞれ東向き、北向き、鉛直上向きを正とした直交座標系、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の風速成分である。以降の議論では、式 (1) の定義と区別するため、温位勾配を含む形式で導出された渦度を「温位渦度」と呼称し、その表記として ω を用いる。また、式 (1) のように風速成分のみで定義された一般的な渦度については「風速渦度」と呼称することにする。

Sasaki (2014) は、式 (2) のようにエネルギー密度の次元を持つラグランジアン \mathcal{L} の時間と 3 次元空間の積分で表現される作用を提案した。

$$\mathcal{L} = \rho \left\{ \left[\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 - U(\rho, S) - \Phi \right] - \alpha \left[\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \right] - \beta \left[\partial_t \rho S + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} S) \right] \right\} \quad (2)$$

ここで、 ρ は大気の密度、 \mathbf{v} は速度、 U は内部エネルギー、 S はエントロピー、 Φ は重力ポテンシャルを表している。式 (2) の右辺第一項は運動方程式を表している。また右辺第 2 項、第 3 項における $\alpha,$

β は Lagrange の未定乗数であり，それぞれ質量保存則，エントロピー保存則を拘束条件とした極値問題を解くことに対応している．エントロピー S は，一定の気温 T を持つとみなせる微小な領域における熱量の変化 dQ と関係付けられ，式 (3) のような関係を持つ．

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (3)$$

上述したエントロピー保存則とはすなわち，個々の微小な領域の熱力学的な過程は断熱かつ可逆な過程とみなせることを意味している．ここで留意すべきことは，(個々の微小な領域において) 水分子の相変化という不可逆過程が完了するまでに要する時間は，積乱雲のような擾乱に比べて十分に短いとみなす準断熱的な過程 (quasi-adiabatic process) を仮定していることである．

Fig. 1 に，微小領域における準断熱的な過程の概念図を示す．ここでは時刻 t_p に水分子の相変化 (不可逆過程) が生じ，その前後の時刻では断熱かつ可逆な過程とみなせるものとする．この場合，相変化が起こる前の系のエントロピーを S_0 とすると，水分子の相変化が生じた後に新しいエントロピー S_1 へと不連続な変化が生じることが考えられる．これは不可逆過程においてエントロピーを定義することができないことに由来している．そうした意味を込めて，時刻 t_p におけるエントロピーの変化を破線で示している．

そして，こうした不可逆過程が生じる時間が気象現象の時間スケールに比べて十分に短いとみなすことができるならば，(個々の微小な領域に対して) エントロピー保存則を適用できない時間を無視し，かつ不可逆過程に由来するエントロピー変化を抽出することができると考えられる．以上の準断熱的な過程を仮定することで，水分子の相変化のような不可逆過程が頻繁に生じる気象現象に対してラグランジアン \mathcal{L} を適用することが可能になると考えられる．

式 (2) を領域全体 (V とする) かつ任意の時刻 t_0 から t_1 に渡り積分した作用 L は式 (4) のように表現される．ここで， t_0, t_1 は $t_0 < t_1$ を満たす任意の時刻である．

$$L = \int_{t_0}^{t_1} \left\{ \int_V \mathcal{L} \, dx dy dz \right\} dt \quad (4)$$

式 (4) の作用 L を用いることで，速度 \mathbf{v} の変分 $\delta \mathbf{v}$ に対応する Euler-Lagrange 方程式が式 (5) のように導出される．

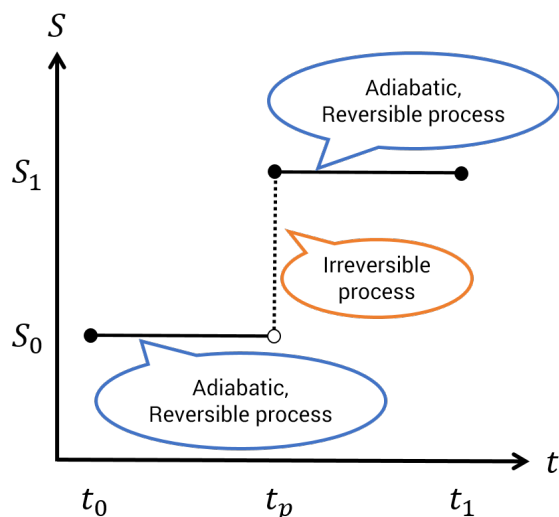


Fig. 1 Schematic image of quasi-adiabatic process. Horizontal axis indicates time ($t_0 < t_p < t_1$), and vertical axis indicates the level of entropy.

$$\mathbf{v} = -\nabla\alpha - S\nabla\beta \quad (5)$$

式 (5) は速度場 \mathbf{v} をポテンシャル量 (式 (5) の右辺第一項) と渦運動 (式 (5) の右辺第二項) の二つに分けて表現する Clebsch 変換に相当する (伊藤, 1951)．ここで，式 (5) の両辺に $\nabla \times$ を作用させれば式 (6) のように変形される．

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v} = -\nabla S \times \nabla \beta \quad (6)$$

式 (5), (6) には観測可能な量が含まれていないため，従来は気象学的に応用されることがほとんどなかった．そこで，回転方向の風として $\mathbf{v}_R = -S\nabla\beta$ のように定義することで，空間的なエントロピー勾配 ∇S にバランスするように渦度が生じることを表す式 (7) が導出された．

$$\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{S} \nabla S \times \mathbf{v}_R \quad (7)$$

Sasaki(2014) は，スーパーセルの中で式 (7) のようなエントロピー勾配が形成され，それにバランスするような作用が風速場に働くことでメソサイクロンや竜巻といった極端現象が発生するというアイデアを提唱した．Fig. 2 はその概念の模式図である．スーパーセル内の上昇流域では水蒸気の凝結に伴って空気塊が暖められる Entropic Source が形成される．一方で，降水粒子が風によって吹き飛ばされ落下するうちに蒸発する Entropic Sink が形成される．この二つの領域の間に空間的なエントロピー勾配が

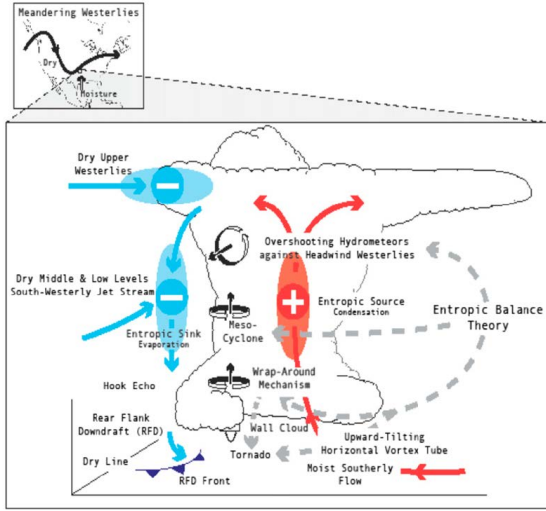


Fig. 2 Entropy source/sink associated with thermodynamic effects in super cell (Sasaki, 2014)

形成され、回転方向の風 v_R が強化されることで渦が生じると考えられる。

2.2 温位勾配を含む渦度の導出

本研究では、エントロピー S が温度と共役な物理量であることに着目し、式 (7) のエントロピー S を温度の次元を持つ物理量である温位 θ に変換して表現した。温位 θ とは、断熱変化の場合に保存される温度の次元を持つ物理量であり、その定義ならびにエントロピーの変化量 dS との関係は式 (8) で表される。

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}} \quad (8)$$

$$dS = C_p \frac{d\theta}{\theta}$$

上式において p は気圧であり、標準的な気圧として $p_0 = 1000 \text{ hPa}$ を取ることが一般的である。また、 C_p は大気の変圧比熱、 R は理想気体の気体定数を表している。このとき、エントロピーの空間的な勾配は温位の空間的な勾配に変換される。すなわち、渦度 ω の東西方向成分 ω_x 、並びに鉛直方向成分 ω_z は式 (9) のように表される。

$$\omega_x = -\frac{C_p}{S_{\text{vapor}}} \frac{1}{\theta} \left(w \frac{\partial \theta}{\partial y} - v \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (9)$$

$$\omega_z = -\frac{C_p}{S_{\text{vapor}}} \frac{1}{\theta} \left(v \frac{\partial \theta}{\partial x} - u \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)$$

ここで、 S_{vapor} は水蒸気を持つ固有のエントロピーを表している。局所的な傾圧場において、熱量は気温が高い方から低い方へ流れることが本質的であると考えられる。従って本研究では、温位勾配の

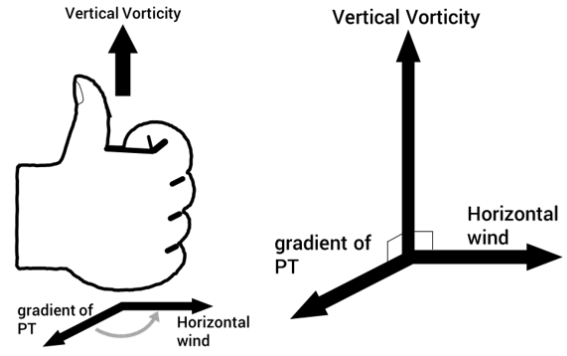


Fig. 3 Relationship between the external products of temperature gradient, horizontal wind speed, and vertical vorticity

向きの反転に対応させるため式 (9) の右辺の負号を反転させている。また、水蒸気を持つ固有のエントロピー S_{vapor} は気圧や気温の関数であるが、本研究では単純化のため、標準気圧および常温における水蒸気の標準モルエントロピーを適用した。なお渦度の南北方向成分 ω_y も同様に定義可能であるが、本稿では省略する。

式 (9) は、Fig. 3 に示すように、温位勾配に由来する熱力学的な力が風速場に作用することで渦度が生じることを意味している。特に、水平方向の温位勾配が大きい場合は大気が傾圧であることに対応する。傾圧とは、流体の等密度面 (等温面) と等圧面が交差している状態である。式 (9) は、傾圧状態を解消する方向に渦度で表現される擾乱が発生することを意味している。このことは渦度方程式において、傾圧の効果 (傾圧ベクトル) により渦度が増加することを表す式 (10) の F_{baroc} に対応している。

$$F_{\text{baroc}} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p \quad (10)$$

傾圧ベクトル F_{baroc} は、密度 ρ が増加する方向から気圧 p が増加する方向に向かって回転が生じた際に渦度が増加することを示している。傾圧場においてエントロピー S は密度 ρ と気圧 p の関数であることから、渦の発生にエントロピーが作用していることがわかる。

以降では区別のため、本研究における渦度 ω_x 、 ω_z を温位渦度と呼称する。また、一般的に用いられている、風速シアにより定義される渦度を ζ_x 、 ζ_z で示し、風速渦度と呼称する。

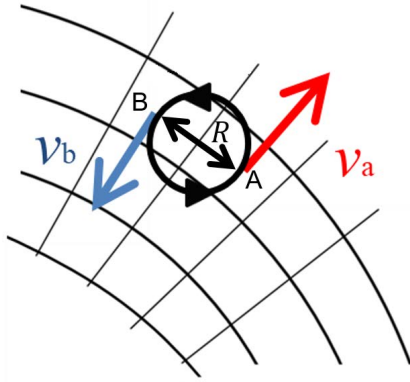


Fig. 4 Estimation of vertical (wind) vorticity ζ_z using Doppler velocity v_a , and v_b .

3. 鉛直渦度のデータ同化手法の検証

3.1 データ同化実験の方針と観測演算子の設定

次に、温位渦度 ω_z をデータ同化における観測演算子に設定し、ドップラー風速から推定される鉛直渦度をデータ同化した際のモデル場への影響を評価する。観測演算子に温位 θ が含まれていることで温位場が直接的に修正され、モデル場に対流が実現されることが期待される。

モデルの予報変数に直接同化するための観測演算子の設定について説明する。想定する観測値は一台のドップラーレーダーから推定される渦度である。極座標系における鉛直渦度 ζ_z は式 (11) で表される。

$$\zeta_z = \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r}(rv_\phi) - \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \right\} \quad (11)$$

ただし、 v_r 、 v_ϕ はそれぞれ動径方向 r 、回転方向 ϕ の速度成分を表す。ドップラー風速観測では極座標系の成分のうち動径方向の風速、すなわち式 (11) の右辺第 2 項の情報しか得ることができない。中北ら (2013) は渦が Fig. 4 のように存在すると仮定し、2 地点 A、B のレーダービーム方向の風速 v_a 、 v_b と AB 間の距離 R を用いて近似的に渦度を推定する手法を考案した。このときの鉛直渦度の推定値 ζ_{pseudo} は式 (12) で表される。

$$\zeta_{\text{pseudo}} = 2 \cdot \frac{v_a - v_b}{R} \quad (12)$$

本研究では (12) で示した観測値をデータ同化するものと想定する。この観測値に対応する観測演算子 ζ^{obs} は、第 2 章で導出した温位渦度 ω_z を採用し、式 (13) のように設定する。

$$\zeta^{\text{obs}} = -\frac{C_p}{S_{\text{vapor}}} \frac{1}{\theta} \left(v \frac{\partial \theta}{\partial x} - u \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \quad (13)$$

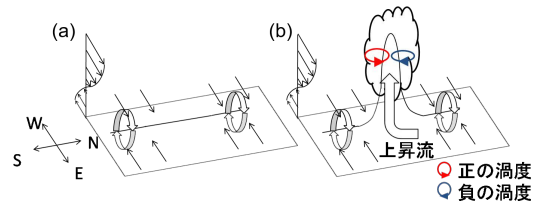


Fig. 5 The pair of vertical vortex tubes in the developing cloud. (a) indicates vertical wind shear, and (b) indicates horizontal vortex tubes gone up by updraft.

3.2 実環境場に対するデータ同化理想実験

まず、水平解像度 1 km かつ線状対流系が発生した当時の環境場を初期値・境界値として与えた数値実験を用いたデータ同化実験を行う。これは X バンドレーダーで解像可能な空間スケールよりも大きく、観測したドップラー風速をある程度空間平均した場合を想定している。

実環境場に対するデータ同化実験の設定を Table 1 に整理する。本研究の解析に使用する数値実験はすべて、雲解像モデル CReSS (Tsuboki & Sakakibara, 2002) を用いて計算した。またデータ同化手法には局所アンサンブルカルマンフィルタ法的一种である CReSS-LETKF (Yamaguchi & Nakakita, 2009) を用いた。理想的な観測条件として、気象モデル内の格子点と同位置でドップラー風速から鉛直渦度が推定された、と仮定する。中北ら (2019) は積乱雲内の渦管の観測結果より、X バンドレーダーの分解能で観測が可能な渦管は空間スケールが 1 km 程度以上にわたるものであり、その時間スケールを 20 分以上と推測している。またこうした渦管の発生要因として、地表面付近の水平渦管の立ち上がりが指摘されている。すなわち、Fig. 5 のように、風速場の鉛直シアに由来する渦管が上昇流によって持ち上げられ、やがて鉛直方向に伸びた正負の渦管のペアを形成する過程が存在している (Rotunno, 1981)。

こうした結果を受け、本研究で同化する渦管構造を Fig. 6 のように設定した。すなわち、ある高度面に絶対値が等しい正負の鉛直渦度が南北に沿って分布し、同じ分布をした平面が高度 2, 3, 4 km と鉛直方向に並ぶような渦管構造を設定した。また、正負の渦管構造の間隔は 1 km とし、正負の鉛直渦度の絶対値は高度に依らず $6 \times 10^{-3} / \text{s}$ で一定とした。この値は現実のレーダー観測から推定される鉛直渦度を 1 km 格子に平滑化した際に得られる仮想的な値である。

Fig. 7 は計算領域の全体図と Fig. 6 で示した疑似観測値を同化した位置を示している。Fig. 7 のように、渦管構造を同化する領域は陸地から離れた海

Table 1 Settings of the data assimilation (DA) experiment using actual environment

初期・境界値	JMA-MSM (水平風・気温・相対湿度)
海面水温	JMA NEAR-GOOS (5 July, 2017)
水平解像度	1000 [m]
鉛直解像度	250 [m] (平均)
格子数	450 (緯度方向) × 500 (経度方向) × 61 (鉛直方向)
初期時刻	1200 JST, 5 July 2020
同化手法	CRess-LETKF
アンサンブル メンバー数	30
ローカルパッチ	15 × 15 × 9 格子
共分散膨張	7 [%]
アンサンブル 摂動生成手法	BGM 法
計算間隔	2.5 [s]

上とした。本研究では鉛直渦度を同化することによる風速場や温位場への影響を評価するという観点から、地形による強制上昇の効果が小さくほぼ一般的な水平風が吹いている海上の大気を同化領域として採用した。

また、鉛直渦度の観測誤差は 1×10^{-4} /s とした。この値は、現状のドップラー風速の観測精度を 1 m/s と仮定し、誤差の伝搬則から推定される観測誤差が 10^{-3} /s のオーダーとなることを考慮すれば比較的小きな値である。しかし、観測誤差が大きすぎると同化の効果がモデルになかなか反映されず変化を考察することが困難であることと、計算時間の都合を考慮し、同化による影響の評価をするために上記の観測誤差を採用した。

Fig. 8 は、日本時間 2017 年 7 月 5 日 12 時 30 分に 1 回目のデータ同化を行う前後における鉛直渦度(色)と風速場(ベクトル)、温位(等値線)のアンサンブル平均である。同化前はほぼすべての高度で西風が卓越していたため、Fig. 8(a) で示す断面における風速はほぼゼロに近い値を取っている。一方で、色付きの丸印で示した位置に正負の鉛直渦度を同化した直後の様子を示す Fig. 8(b) では、同化を施した格子点近傍で高度 2.5~4.5 km 付近に最大で 3.5 m/s の上昇流域が出現していた。

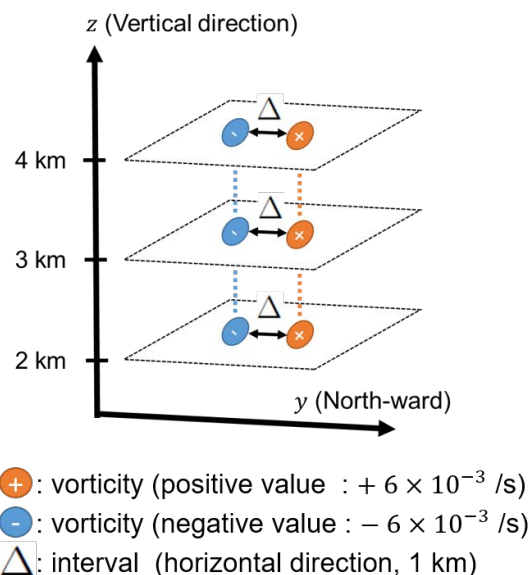


Fig. 6 The distribution of vertical (wind) vorticity which was applied in DA experiment.

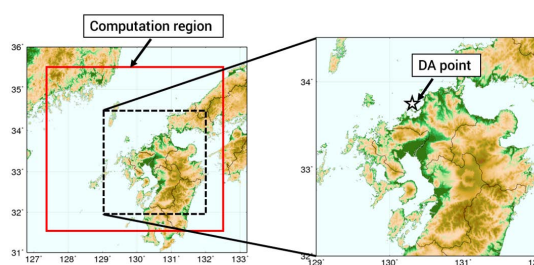


Fig. 7 Computation region and the cite of grids in which DA of vorticity was conducted.

また、上昇流域の北側、および南側において比較的規模の小さい下降流が出現していた。同化前 (Fig. 8(a)) は等値線で示された温位が南北方向にほぼ一般的な分布をしていたのに対して、同化直後 (Fig. 8(b)) は同方向に温位勾配が出現していた。特に、同化を施した領域の近傍かつ高度 3.0~4.0 km 程度の領域を見ると、上昇流域の近くで温位が相対的に高く、その周囲で温位が比較的低くなっている様子が見られた。また、Fig. 9 に上昇流域が存在する領域における温位の鉛直プロファイルと同化前後で比較したグラフを示す。こうした振る舞いから、高度 2.5 km 付近で鉛直方向の温位変化が小さくなり、大気がより不安定になりやすい状況に変化したことが示唆された。

Fig. 8 の塗りつぶし色で示した各格子点の鉛直渦度 ζ_z の分布を見ると、負の鉛直渦度で構成された渦管を同化した箇所では、鉛直方向に連続的な渦度分布が出現していた。一方で、正の鉛直渦度で構成された渦管を同化した箇所では、高度 2.0~2.5 km と限

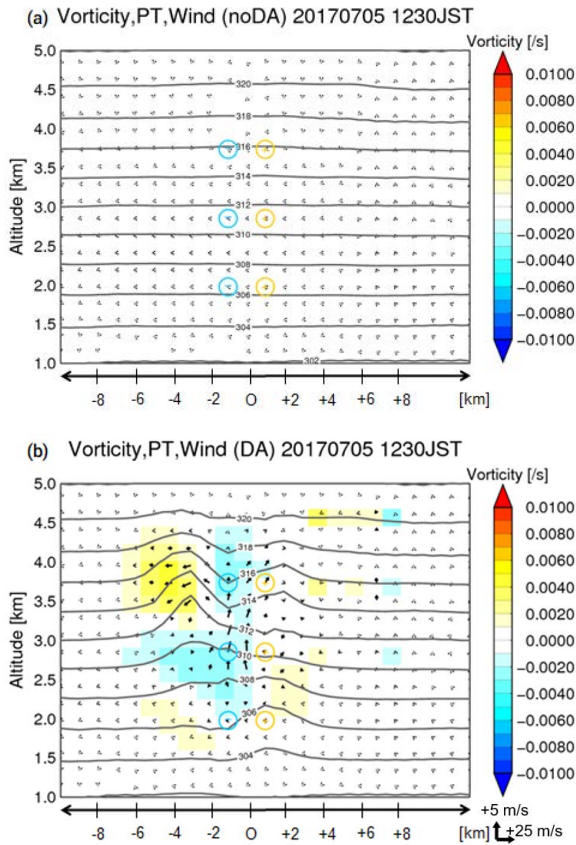


Fig. 8 South-North cross-section of vertical (wind) vorticity (color), wind (vectors), and potential temperature (contours). (a) shows before DA, and (b) shows immediately after DA.

定的ではあるものの、正の鉛直渦度を持つ領域が生じた。

正負の対称的な渦管のペアを同化したものの、モデル内で実現した鉛直渦度分布が非対称であった理由はモデルの背景誤差共分散が格子点ごとに異なることが原因であると考えられる。例えば高度 4 km 付近に同化を施した 2 つの格子点において上昇流と温位の誤差相関を比較したところ、負の鉛直渦度を同化した格子点の方が正の誤差相関が大きいことがわかった。一般的に背景誤差共分散は空間的に一様ではないため、同化による修正量も位置によって差異が見られたと推測される。従来のドップラー風速のデータ同化手法では、水平風速と上昇流の背景誤差共分散構造から間接的に変化が生じていたのに対して、本手法では上昇流と誤差相関が高い温位を直接同化することにより、一貫した上昇流が実現したと考えられる。

一方で、Fig. 8(b) の同化を施した領域の北側 +6 km 付近の上空で正負の鉛直渦度を示す領域が出現していたことがわかった。詳細は後程述べるが、出現

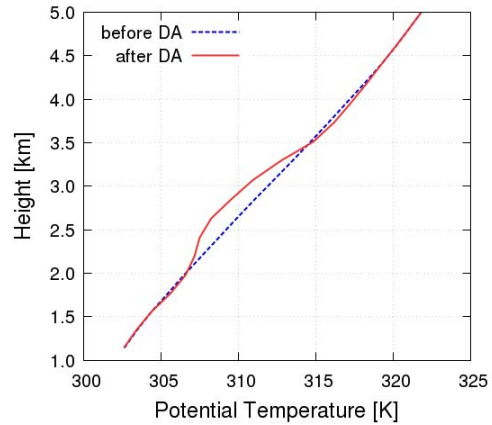


Fig. 9 Vertical profile of potential temperature at $x=-1$ km in Fig. 8.

した理由についてはさらなる解析が必要である。

3.3 単独積乱雲シミュレーションに対するデータ同化理想実験

次に、単独積乱雲シミュレーションを用いたデータ同化実験を通して、背景誤差共分散について解析を行う。雲解像モデル CReSS を用いた単独積乱雲シミュレーションの実験設定の一覧を Table 2 に、また初期値として与えた風速 u 、温位 θ 、相対湿度 r [%] の鉛直プロファイルを図 10 に示す。

単独積乱雲シミュレーションを行うためには適切な初期値設定により対流のきっかけを与える必要がある。そこで 2017 年 7 月九州北部豪雨発生時の実環境場を図 10 に掲載したような鉛直プロファイルとして採用した。これに際しては、以下に挙げる点を考慮して初期値設定を行った。

Table 2 Settings of DA experiment using idealized convection simulation

水平解像度	250 [m]
鉛直解像度	100 [m] (平均)
格子数	200 (緯度方向) × 400 (経度方向) × 140 (鉛直方向)
計算間隔	0.6 [s]
温位擾乱の半径 及び中心 (水平)	5000 [m] 南端・西端から 25 km
温位擾乱の半径 及び中心 (鉛直)	750 [m] 地表面から 750 m
最大温位擾乱	+4 [K]
渦粘性モデル	乱流運動エネルギー による 1.5 次クロージャ

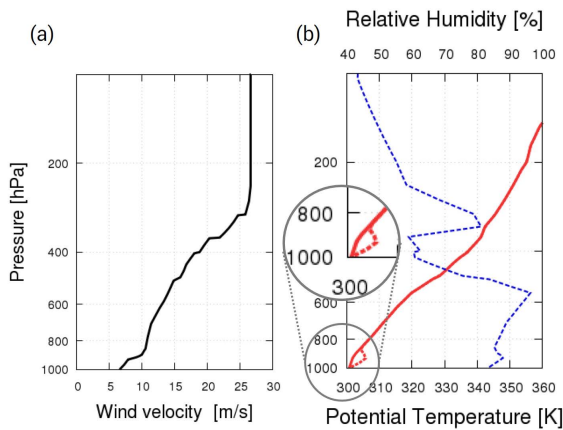


Fig. 10 Vertical profile of initial values for (a) westward wind u , (b) potential temperature θ (red solid line), relative humidity r (blue dashed line). Red dashed line in (b) indicates the profile at the warm bubble.

- 対流のきっかけとなる浮力の源として地表付近に温位擾乱 (warm bubble) を与える。
- 降水粒子の生成や水蒸気の凝結に伴う潜熱が対流を強化する効果を再現するために、下層が湿潤な相対湿度の鉛直プロファイルを与える。
- 水平渦管の立ち上がりのメカニズムを再現するため、鉛直シアがある西風の鉛直プロファイルを与える。

また、時間ずらし法を用いて 12 個のアンサンブルメンバーを作成した。同化時刻である $T = 900$ 秒の 12 分前から 1 分毎の状態 12 個を集めて初期摂動とした。

疑似観測値として与える鉛直渦度の分布の模式図を Fig. 11 に示す。鉛直渦度の絶対値はそれぞれの高度において、 $z = 1.5$ km では 1.0×10^{-2} /s, $z = 2.5$ km では 2.0×10^{-2} /s, $z = 3.5$ km では 1.0×10^{-2} /s とした。これは X バンドレーダーのドップラー風速から推定した鉛直渦度の値を想定している。また、観測誤差は 1.0×10^{-3} /s に設定し、ローカルパッチは $19 \times 19 \times 13$ 格子に設定した。

Fig. 12 は、 $T = 900$ 秒にデータ同化を行う前後における鉛直渦度 (色) と風速場 (ベクトル)、温位 (等値線) のアンサンブル平均である。同化前 (Fig. 12(a)) は高度 1~5 km にかけて一貫した上昇流が存在し、上昇流に対応するように絶対値 2.0×10^{-3} /s 程度の正負の渦管のペアが見られる。これは初期時刻に与えた鉛直シアに由来する水平渦が温位擾乱によって持ち上げられ、鉛直方向に伸びる渦管へと変化したことを意味している。

一方、同化直後 (Fig. 12(b)) では、負の鉛直渦度

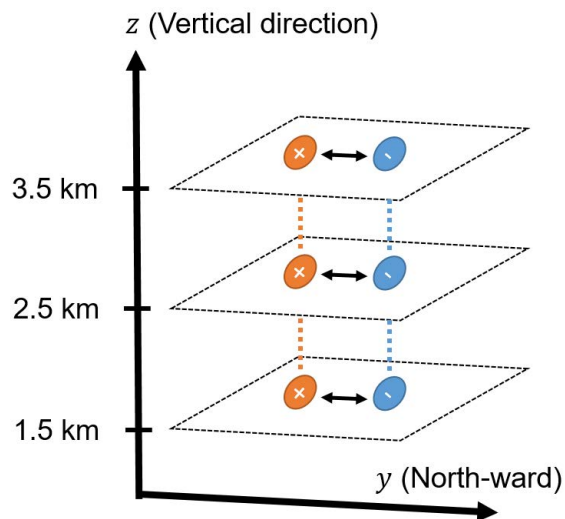


Fig. 11 The distribution of vertical (wind based) vorticity which was applied in DA experiments. Note that positive and negative of vorticity are swapped comparing with Fig. 6.

を同化した格子点付近 (北側) では負の鉛直渦度が、正の鉛直渦度を同化した格子点付近 (南側) では正の鉛直渦度が見られることがわかる。ただし、高度 3.5 km 付近では同化した鉛直渦度と実現した鉛直渦度の符号が逆転している。

温位の変化の仕方も高度によって異なる。高度 1.5 km では同化前後で温位の変化が少ないのに対して、高度 2.5~3.5 km 水平方向に比較的大きな温位勾配が出現している。また、負の鉛直渦度を同化した格子点付近では最大 7 m/s の上昇流が出現した。一方で、正の鉛直渦度を同化した格子点付近では最大 4 m/s の下降流が出現した。

ここで、同断面における温位渦度 ω_z のアンサンブル平均の変化を Fig. 13 に示す。同化前後で共通する点は、水平方向の温位勾配が比較的大きく増大している領域で温位渦度 ω_z が大きな値を持つ点であることがわかった。こうした温位勾配の変化に対応して、正の鉛直渦度を同化した格子点付近で負の温位渦度 ω_z が実現していることが明らかになった。

ここで、予報変数の誤差共分散構造から同化前後における鉛直渦度の変化について考察する。Table 3(a) に、北側の負の鉛直渦度を同化した 3 つの格子点に対する、予報変数 u (東西風), v (南北風), θ (温位), θ_x (東西方向の温位の差), θ_y (南北方向の温位の差) と鉛直渦度 ζ_z の背景誤差共分散をまとめた。また Table 3(b) に、同化前後における各変数のアンサンブル平均の変化量をまとめた。同様に、南側の正の鉛直渦度を同化した 3 つの格子点に対する背景誤差共分散とアンサンブル平均の変化量を Table 4 にま

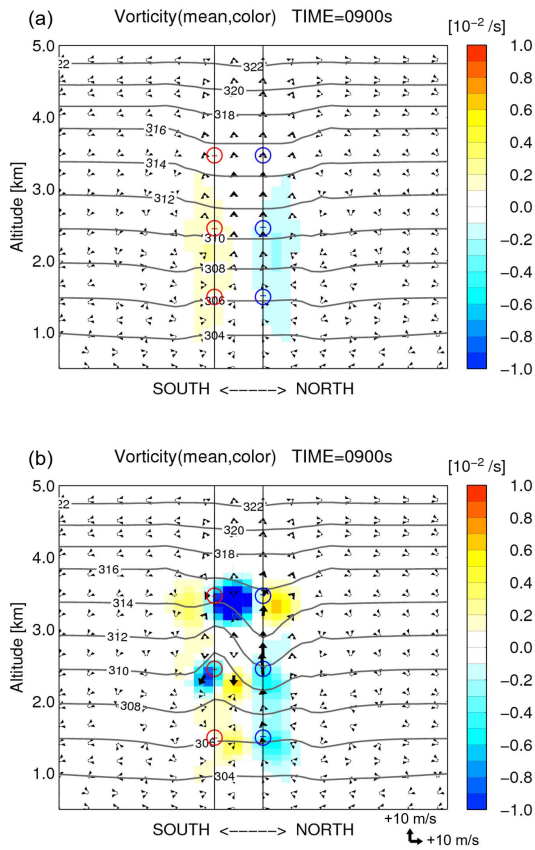


Fig. 12 Comparison of vertical (wind based) vorticity between (a) before DA and (b) immediately after DA. Color, vectors, contours, circles indicate vertical (wind) vorticity ζ_z , wind velocity, potential temperature θ , and the grids which DA was conducted, respectively.

とめた。

Table 3 (a) Background error covariance for each variable and vertical vorticity, and (b) the change in ensemble mean for three grid points assimilated negative vertical vorticity

(a)	ρ_{u,ζ_z}	ρ_{v,ζ_z}	ρ_{θ,ζ_z}	ρ_{θ_x,ζ_z}	ρ_{θ_y,ζ_z}
Z=3.5 km	0.564	-0.118	-0.653	-0.131	-0.205
Z=2.5 km	0.916	0.909	-0.751	0.916	0.447
Z=1.5 km	0.756	0.734	-0.675	0.687	0.499

(b)	u [m/s]	v [m/s]	θ [K]	θ_x [K]	θ_y [K]	ζ_z [1/s]
Z=3.5 km	+8.13 ζ	+2.61	+1.94 ζ	-5.96	-1.58	-0.0016
Z=2.5 km	-0.29 ζ	-0.57 ζ	+4.02	-0.57 ζ	+0.64	-0.0027
Z=1.5 km	-2.74 ζ	-0.72 ζ	+0.05	-0.53	-0.10	-0.0014

Table 3(a) における青色の丸印は、誤差共分散の値が比較的大きい値であることを示している。また、Table 3(b) には、誤差共分散の関係を考慮し、鉛直渦度の正の変化に寄与した変数に橙色の ζ を、負の変

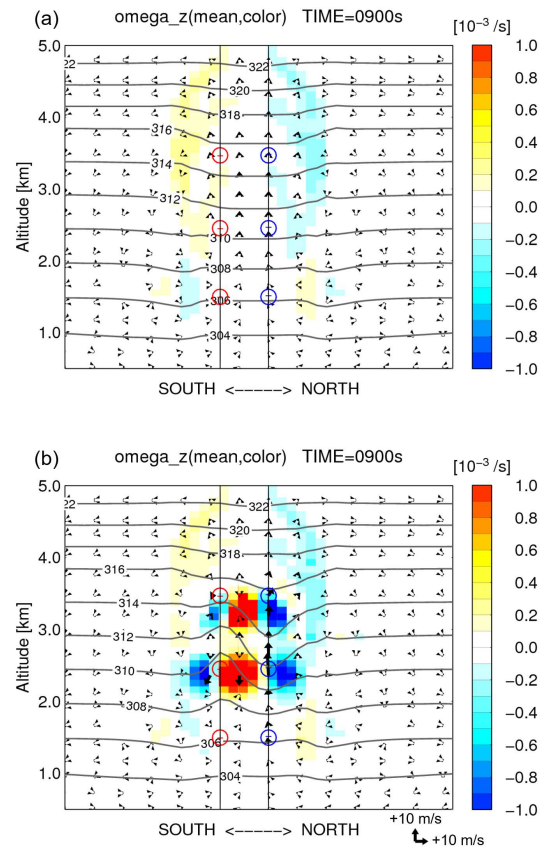


Fig. 13 Comparison of vertical (potential temperature based) vorticity between (a) before DA and (b) immediately after DA. Color indicates vertical (potential temperature based) vorticity.

Table 4 (a) Background error covariance for each variable and vertical vorticity, and (b) the change in ensemble mean for three grid points assimilated positive vertical vorticity

(a)	ρ_{u,ζ_z}	ρ_{v,ζ_z}	ρ_{θ,ζ_z}	ρ_{θ_x,ζ_z}	ρ_{θ_y,ζ_z}
Z=3.5 km	-0.024	-0.525	0.957	-0.461	-0.063
Z=2.5 km	-0.773	0.982	0.713	-0.331	0.286
Z=1.5 km	-0.542	0.739	0.223	-0.635	0.718

(b)	u [m/s]	v [m/s]	θ [K]	θ_x [K]	θ_y [K]	ζ_z [1/s]
Z=3.5 km	-6.94	+4.76 ζ	-0.65 ζ	+1.49	-1.03	-0.0031
Z=2.5 km	-0.20	-2.91 ζ	-5.31 ζ	+2.23	-1.14	-0.0121
Z=1.5 km	+0.15	-0.35 ζ	+0.05	+0.47	-0.30 ζ	-0.0019

化に寄与した変数に青色の ζ を付した。

例えば、北側の高度 1.5 km において鉛直渦度 ζ_z との誤差共分散が大きな変数は水平風速成分 u , v であった。一般的に、誤差共分散が大きい変数同士は同化によって生じる変化量も大きくなると考えられる。実際、Table 3(a) の高度 1.5 km の変数のうち、水平風速成分 u , v と鉛直渦度 ζ_z の誤差共分散が比較的

大きな正の値を取っていることがわかる。こうした共分散の値より、この高度の水平風 u, v が負の方向に変化するならば鉛直渦度 ζ_z も負の方向に変化することが期待される。結果として、この位置の鉛直渦度は同化後には負の方向に変化している。

こうした誤差共分散の値の比較することにより、格子点の位置毎に鉛直渦度 ζ_z との誤差共分散が大きい変数が異なっていることがわかる。特に、同化によって温位分布が顕著に変化した高度 2.5 km と 3.5 km では、温位ないしは温位勾配と鉛直渦度 ζ_z の誤差共分散が大きいことが見て取れる。格子点によって背景誤差共分散が異なることが、鉛直渦度 ζ_z の分布、さらには上昇流の分布が一様に変化しなかったことの原因と考えられる。

4. 発達期の積乱雲内の渦スケール解析

4.1 解析手法と単独積乱雲実験の設定

次に、2つの渦度の性質の違いに着目し、単独積乱雲実験の対流コア付近の渦度場に対してスペクトル解析を適用し、発達期の積乱雲内の渦の空間的なスケールに関する解析を行う。

熱力学的な効果を考慮した渦度には第2章、および山口ら (2020) において導出された温位渦度を用いる。ただし、この渦度の係数は値に幅があり評価方法に未解明な点が多い。

そこで本研究では渦度の定性的な議論に主眼を置くため、雲解像モデルの予報変数である温位 θ 、風速成分 u, v, w のみを用いた式 (14) を用いる。

$$\begin{aligned}\omega_x &= -\frac{1}{\theta} \left(w \frac{\partial \theta}{\partial y} - v \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \\ \omega_y &= -\frac{1}{\theta} \left(u \frac{\partial \theta}{\partial z} - w \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) \\ \omega_z &= -\frac{1}{\theta} \left(v \frac{\partial \theta}{\partial x} - u \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)\end{aligned}\quad (14)$$

単独積乱雲実験 (第3章で使用したものと同じ) のうち本研究における主な解析対象は、積乱雲の発達初期に対応する計算開始 480 秒~900 秒の期間における対流コア断面である。

対流コア断面とは積乱雲内でもっとも上昇流が強い箇所のことである。実験の設定上温位擾乱は西から東へ移流するため、解析対象とした南北-鉛直断面も風速を考慮して移動させている。

4.2 単独積乱雲実験を対象とした渦スケール解析

4.2.1 渦度の鉛直成分に関する解析

Fig. 14(a), (b) に、計算開始 660 秒後の対流コア付近の南北-鉛直断面における風速渦度 ζ_z 、温位渦度

ω_z の分布を示す。解析期間を通じて、温位渦度 ω_z のオーダーは風速渦度 ζ_z のオーダーに比べて 1/10~1/100 程度小さいことが明らかになった。この原因には風速の勾配に比べて温位勾配が比較的小さいことが考えられる。

座標中心から南北方向に約 1 km 以内、高度 1 km ~ 4 km にかけて温位が周囲に比べて高くなっている領域が見られている。また風速渦度 ζ_z が比較的大きい領域は座標中心付近の高温位域の端に対応するように分布している。これに対して温位渦度 ω_z も高温位領域を取り囲むように分布しているものの、2つの正負の渦度ペアとして分布し、その値が大きい領域は風速渦度 ζ_z と比べて 1 km 程度高い位置に分布している。

これらの渦度分布の特徴から、水平方向に軸を持つ温位渦度の渦管もまた上昇流によって立ち上がるプロセスを見せることが示唆される。Fig. 14(c) に、温位擾乱を南側から見た断面の模式図を示す。温位擾乱よりも高い高度である位置 A では、温位が上方から下方に向かって小さくなるため温位勾配は橙色の下向き矢印で示される。一方で、温位擾乱内の位置 B では擾乱の中心から上方に向かって温位が小さくなっているため温位勾配は青色の上向き矢印で示される。ここで本実験では西風が卓越していることを考慮すれば、水平方向の温位渦度は位置 A では正、位置 B では負となる。

以上の2つの渦管の位置関係を斜め上から俯瞰した様子を Fig. 14(d) に示す。温位擾乱が上昇するとともに二つの渦管も持ち上げられ、Fig. 14(e) のように正負の渦管のペアが2つ形成されると考えられる。そして、温位勾配 ω_z で構成される渦管と風速渦度 ζ_z で構成された渦管の位置関係に着目すると、Fig. 14(f) のように前者が後者よりも約 1 km ほど高い位置に分布する様子が見られたと考えられる。

また、2つの渦度 ω_z, ζ_z の分布から FFT 法を用いてエネルギースペクトルを算出した結果を Fig. 15 に示す。ただし、出力結果は 25 点の移動平均を用いて平滑化した。

2つの渦度のエネルギースペクトルには、概ね渦度のオーダーの差の2乗に対応した差があることがわかる。一方で、どちらの渦度のエネルギースペクトルも計算開始 660 秒時点の方が大きく、ピークとなる波数もより低波数側に移動している。特に温位渦度のスペクトルのうち低波数側では、時間が経つとともに顕著な増加傾向を示した。このことは温位擾乱の上昇、および水蒸気の凝結に伴い積乱雲内の高温位域が拡大していることと対応すると考えられる。これと同時に水平方向に軸を持つ渦管が持ち上げら

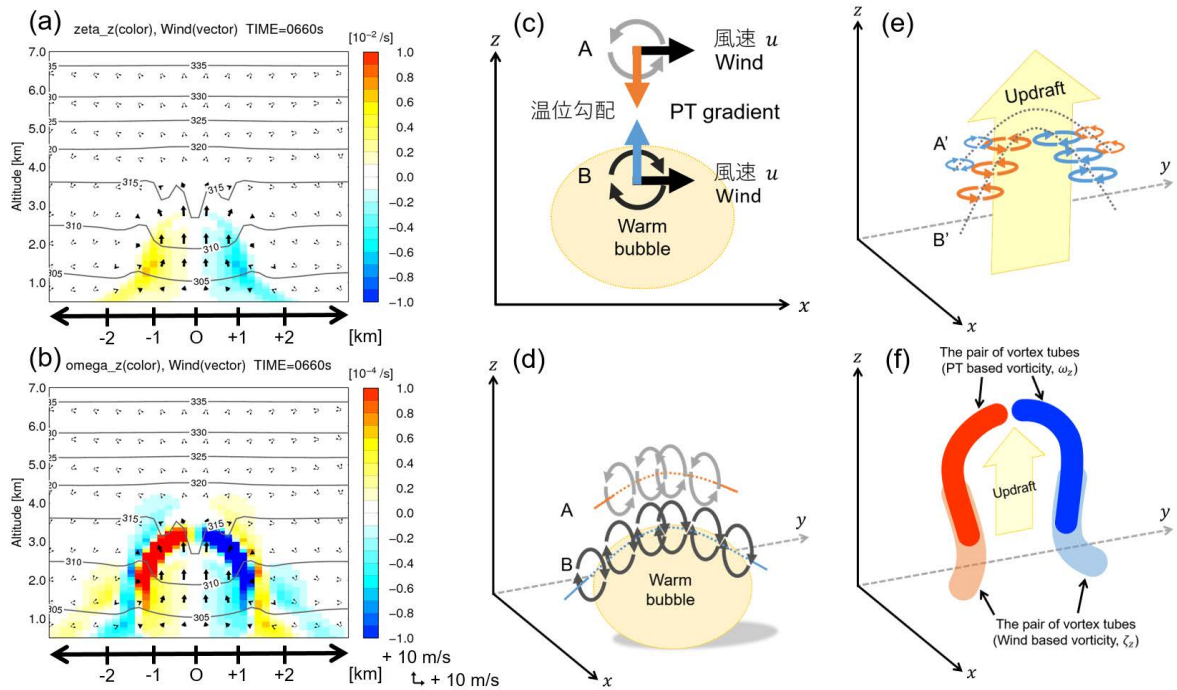


Fig. 14 Distribution of (a) wind-based vorticity, (b) potential temperature-based vorticity at the convection core which the time is 660 sec. in the convection cell experiment. Figure (c), (d), (e), (f) illustrates how to develop the pair (positive and negative) vortex tubes in the cloud.

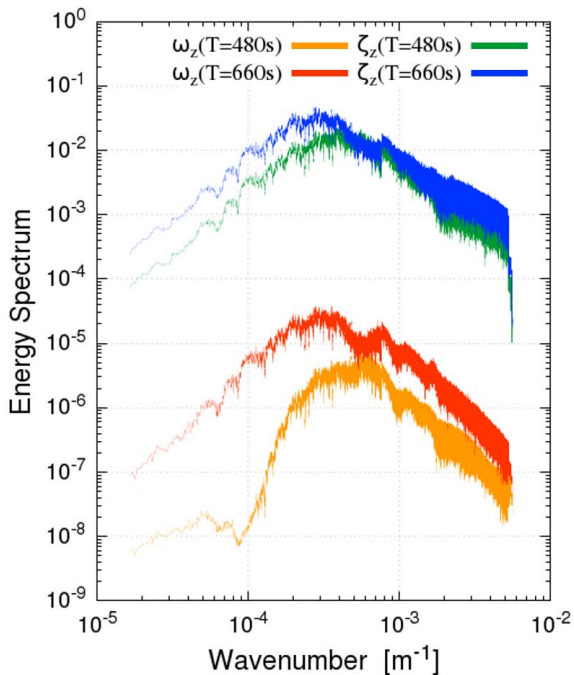


Fig. 15 Temporal change of energy spectrum for vorticity ζ_z (cold color line) and ω_z (warm color line) on the cross-section that is analyzed in Fig. 14.

れ、鉛直方向に軸を持つ渦管の回転強度、ならびに空間スケールが増大していることを示している。なお、各時刻の対流コア断面における渦度 ω_z, ζ_z の分布、ならびにそのエネルギースペクトルを付録 Fig. 1, 及び Fig. 2 に掲載している。

4.2.2 渦度の水平成分に関する解析

次に鉛直成分を含んだ2つの渦度の水平成分 ω_x, ζ_x について解析する。Fig. 16(a) に計算開始 900 秒後の対流コア付近の南北-鉛直断面における温位渦度 ω_x の分布を示す。横軸の座標中心付近、高度 2~5 km にかけて温位が比較的高く、最大 30 m/s 近くの上昇流の場となっていることがわかる。また南北方向 ± 1 km 周辺かつ温位勾配が大きい領域で、比較的大きな温位渦度 ω_x が分布している。そしてこの領域の中心部分を貫くように、符号の逆転した渦度領域が分布していた。

ここで上述の渦度分布と降水粒子に伴う温位変化との関連性に着目する。Fig. 16(b) は同時刻・同断面において雲物理過程由来の温位変化量 $[\times 10^{-5} \text{ K/s}]$ を示した図である。ただし、青等値線は雨水混合比を $0.2 \times 10^{-3} \text{ kg/kg}$ 、緑等値線は霰混合比を $0.2 \times 10^{-6} \text{ kg/kg}$ 毎に示している。高度約 5 km における強い上昇流域の上端付近に霰が分布し、正の温位変化が対

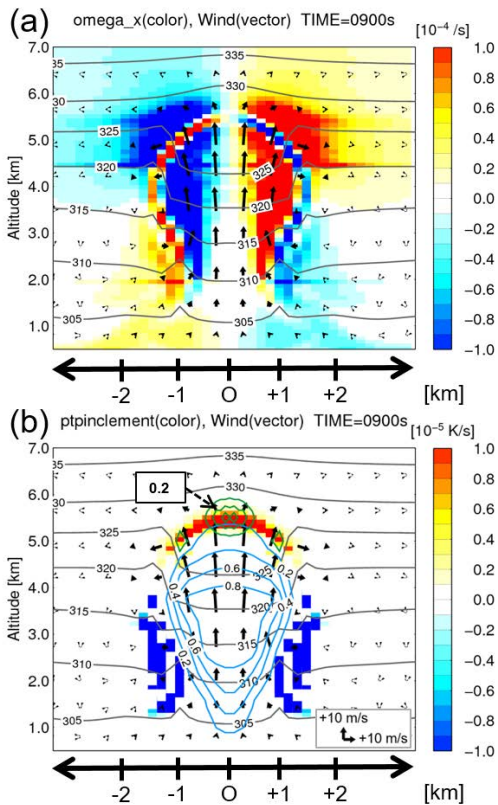


Fig. 16 The distribution of (a) potential temperature-based vorticity ω_x , (b) the increment of potential temperature (shaded color), rain water mixing ratio (blue contours), graupel mixing ratio (green contours) on the convection core which the time is 900s in the convection core experiment.

応している様子が見られた。また、横軸方向に±約1.5 km に負の温位変化を示す領域が見られた。

正の温位変化は主に水滴の凝結に伴う潜熱放出，負の温位変化は水滴の蒸発に伴う潜熱吸収が原因と考えられる。霰の主な生成要因の一つとして、積乱雲中での過冷却雲粒の捕捉が挙げられる。これは、過冷却雲粒と降水粒子が共存している雲の中で過冷却水滴が氷粒子に衝突し、水滴が氷粒子の上に凍り付くことで氷粒子の質量が増加する現象である(小倉, 1999)。実際 Fig. 17 では、計算開始 750 秒以降、緑色で示す霰混合比が急速に増加する様子が見取れる。

さらに計算開始 540 秒～900 秒までの渦度 ω_x , ζ_x のエネルギースペクトルの時間変化を示した Fig. 18 を見ると、霰が生成され始めた後の時間帯において、温位渦度 ω_x のスペクトルのうち低波数側で顕著な増加傾向が見られることがわかる。一方で風速渦度 ζ_x のスペクトルも増加傾向を示すものの、温位渦度 ω_x のそれと比べると明確ではない。

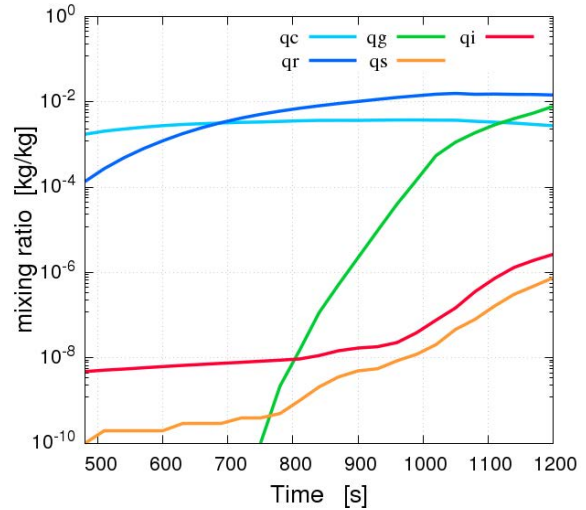


Fig. 17 Temporal change of maximum precipitation mixing ratio at the convection core(qc, qr, qg, qs, qi means the mixing ratio of cloud water, rain water, graupel, snow flake, and ice crystals, respectively).

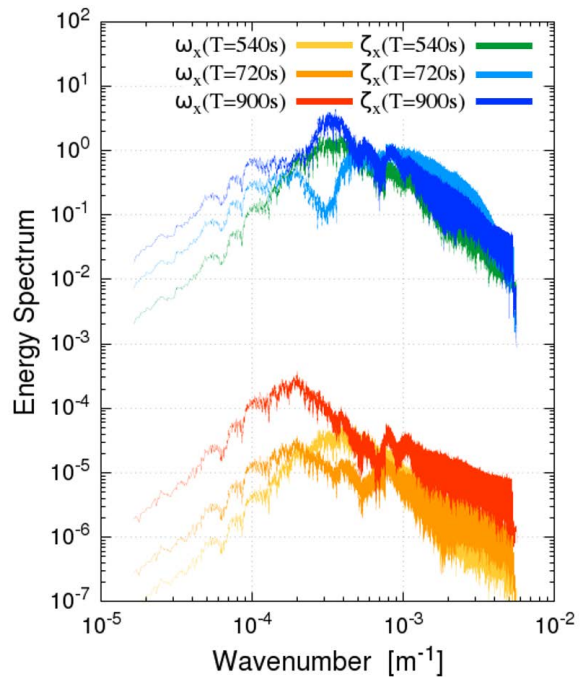


Fig. 18 Temporal change of energy spectrum for vorticity ζ_x (cold color line) and ω_x (warm color line) on the cross-section that is analyzed in Fig. 16.

以上の結果をまとめると、対流コア付近で霧が生成され始めることで放出される潜熱量が増加し、(特に水平方向の)温位勾配が増大する。その結果上昇流も強化され、温位渦度 ω_z の回転強度が急激に増大したものと考えられる。

なお、各時刻の対流コア断面における渦度 ω_x, ζ_x の分布、およびそのエネルギースペクトルを付録 Fig. 3, ならびに Fig. 4 に掲載している。

4.3 豪雨事例の再現実験における温位渦度

4.3.1 気象庁 MSM に基づく環境場の解析と実験設定

次に、前節で行った温位渦度の水平成分 ω_x に関する解析を実際の集中豪雨事例の再現実験内の積乱雲に適用し、渦度分布の比較を行う。

対象とする事例は、2020年7月3日夜のはじめ頃から4日昼前にかけて球磨川流域付近で発生した豪雨事例である。

本事例では梅雨前線を東進するメソ低気圧の南縁から南東縁にかけて水蒸気フラックスが顕著にみられ、豪雨をもたらした要因の一つと考えられる。Fig. 19 は、気象庁 MSM 初期値における925hPa 高度の水蒸気フラックスの3時間ごとの分布を示している。豪雨が発生した時間帯において低気圧性循環が見られ、その南東縁にあたる九州南部では比較的大きな水蒸気フラックスが顕著に見られた。

次に、気象庁 MSM を用いて、大気的不安定さの度合いを示す KI(George, 1960) の観点から、本事例における対流の発生ポテンシャルに関する解析を行う。KI の計算式は式 (15) の通りである。

$$KI = T_{850} - T_{500} + T_{d850} - (T_{700} - T_{d700}) \quad (15)$$

ここで、 T_{850} , T_{700} , T_{500} はそれぞれ 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa 高度における気温、 T_{d850} , T_{d700} はそれぞれ 850 hPa, 700 hPa 高度における露点温度である。ある高度における気温と露点温度の差は湿数と呼ばれ、湿数が小さいほど、すなわち、気温と露点温度の差が小さいほどその高度における大気が湿潤であることを示す。大気下層を代表する 850 hPa 高度や 700 hPa 高度で湿数が小さく、かつ大気中層を代表する 500 hPa 高度の気温が低いほど KI は大きな値を示すことがわかる。そしてこうした状況は、大気が不安定で対流が発生しやすい状況と捉えることができる。実際、我が国における準停滞性の降水系においては高い KI を示す領域が対応していることが多いことが知られている (Takemi and Unuma, 2019)。

Fig. 20 に、豪雨継続時間帯における気象庁 MSM において算出された KI の分布を示す。九州地方付近

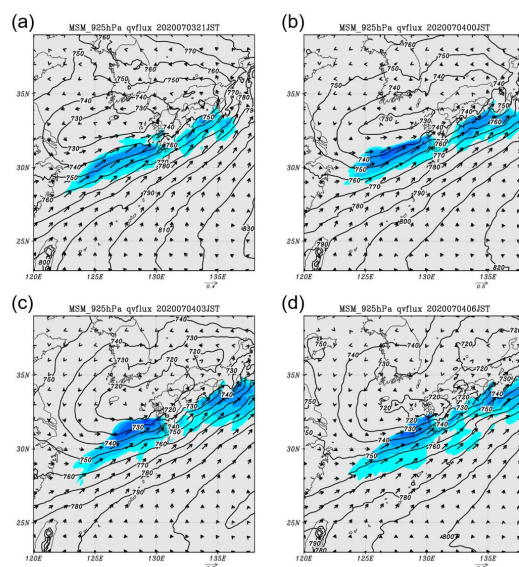


Fig. 19 Water vapor flux on 925 hPa height in the JMA-MSM initial values at (a) 2100 JST 3 July 2020, (b) 0000 JST 4 July, (c) 0300 JST 4 July, and (d) 0600 JST 4 July. Contours, vectors, shaded color indicate geopotential height [m], water vapor flux [kg/kg], and its absolute value, respectively.

では下層の水蒸気フラックスの流入のため比較的大きな KI を示していることが明らかになった。すなわち、本事例はメソ低気圧に伴い大量の水蒸気を含む空気が東シナ海に流入し、空気塊が浮力を得ることができる自由対流高度が低い状態が維持されたことが原因の一つであると考えられる。

以上の発生要因を踏まえ、Fig. 21 に示したように東シナ海を広く網羅するような計算領域を設定した上で本事例の再現実験を行った。また、その他の詳細な実験設定を Table 5 にまとめた。

再現実験における九州地方の降水強度、および XRAIN 観測による降水強度の比較を付録 Fig. 5 に示す。一般に、短時間降水予測は初期値のわずかなずれに応じてその後の時間発展が大きく変化する。そのため、実際の現象と再現実験において降水系の振る舞いが異なる点がある場合が多い。一方で、3日23時から4日2時の降水強度分布を比較すると、(走向に差はあれども) 東シナ海から九州南部にかけて帯状に伸びる降水系が形成されていることがわかった。東シナ海で発生した雨雲が東進、ないしは北東進し、九州南部に猛烈な雨をもたらしていたことが見て取れる。さらに、鹿児島県北部から球磨川流域、宮崎県南部を貫くように降水系がほぼ停滞している振る舞いが共通していることが明らかになった。

これに対して、4日3時以降において、観測では

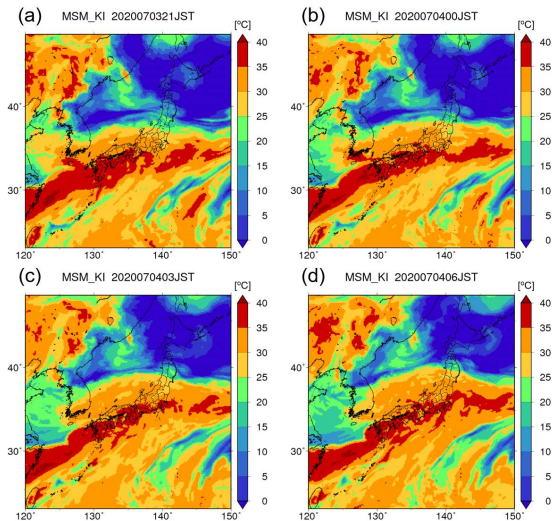


Fig. 20 Distribution of KI based on JMA-MSM at (a) 2100 JST 3 July 2020, (b) 0000 JST 4 July, (c) 0300 JST 4 July, and (d) 0600 JST 4 July.

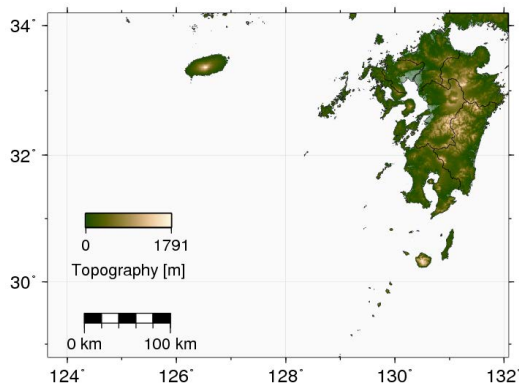


Fig. 21 Domain Configuration for terrain around Kyushu region.

東西に伸びた降水域が継続しているのに対して、再現実験では非常に激しい雨を示す色の雨域が疎らになっていく様子がうかがえる。Fig. 22は、球磨川上流域(川内川流域、および球磨川流域のうち人吉市市街地より上流側)における平均積算雨量の比較を示している。豪雨が継続していた時間帯の前半部分(3日23時~4日3時ごろまで)では、XRAIN観測および再現実験における雨量はほぼ等しい。一方で、豪雨が継続していた時間帯の後半部分(4日3時ごろ~4日9時)では、XRAIN観測に比べて再現実験における雨量が過少であることがわかった。

こうした振る舞いより、集中豪雨の継続時間帯の

Table 5 Configuration for numerical simulation of heavy rainfall event

初期値	JMA-MSM (21 JST, 3 July 2020)
境界値	3時間ごとのMSM初期値
海面水温	JMA NEAR-GOOS (3 July, 2020)
水平解像度	1000 [m]
鉛直解像度	250 [m] (avg.)
格子数	600 (緯度方向) × 800 (経度方向) × 61 (鉛直方向)
初期時刻	2020年7月3日2100JST
計算時間	3日21JST~4日09JST (12時間)
計算間隔	2.5 [s]

前半部分と後半部分で積乱雲の発生要因が異なり、そうした要因に対するモデル内での表現が不十分であることが示唆される。具体的には、豪雨の前半部分ではメソ α ~総観スケールの大気の流れが対流活動の主要な要因であったのに対して、後半部分ではメソ γ ~ β スケール、特に九州南部の地形に起因した対流へと要因が変化したことを示唆している。実際、XRAIN観測に基づく降水強度分布では、同時帯の鹿児島北部の山間部を中心に風下側に細長く伸びた降水系が複数発生している様子がみられた。

以上の結果から、本事例に対する再現実験では、降水系の走向や形状に多少の違いは見られたものの、東シナ海における大気下層の水蒸気流入とそれに伴って対流が発生しやすい環境場が長時間維持された、といった定性的な傾向を再現することができた。また降水量の定量的な再現という観点においても部分的に再現できたと考えられる。

4.3.2 実環境場に対する渦スケール解析

Fig. 23(a)に、再現実験内の4日0015JSTにおける降水強度分布を示す。本研究では東シナ海から九州南部にかけて伸びた帯状の降水域のうち、男女群島付近でみられた発達期の積乱雲近くの鉛直断面AB(新たに発生しつつある降水域をCで示す)を対象に解析を行った。降水域C付近では、その後15分程度で急速に降水強度が増していった。Fig. 23(b)は、Fig. 23(a)で示した線分ABに対応した南北-鉛直断面における温位渦度 ω_x の分布である。ただし青等値線で雨水混合比を 0.5×10^{-3} kg/kg毎に、緑等値線で霰混合比を 0.5×10^{-7} kg/kg毎に示す。黒丸で示し

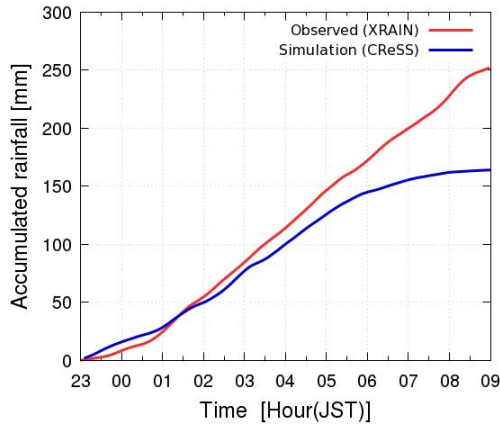


Fig. 22 Comparison the accumulated rainfall between observation (red solid line) and simulation (blue solid line).

た領域 C には発達期の積乱雲に対応した上昇流がみられた。領域 C の周辺では霰はみられないものの、高度 2.0 km~4.0 km における上昇流の周辺には水蒸気の凝結に対応する高温位域がみられ、その辺縁には比較的大きな温位渦度 ω_x が分布していた。一方で、単独積乱雲実験の際の、同じ高度に正負の温位渦度が高い領域が並ぶような特徴は見られず、また近傍の領域の東西-鉛直断面 (図は省略) においても見られなかった。Fig. 23(c) に、領域 C の 10 分後の様子に対応する領域 C' を示す。高度 4 km 以下で雨水が増加し、上昇流が強まったことにより温位渦度 ω_x の値も増加し、高度 5 km 付近の上昇流の上端周辺で霰が生じ、高温位域近くの温位渦度 ω_x も増加した様子がみられた。一方で領域 C, C' 内における温位渦度 ω_x の値は単独積乱雲実験でみられた値よりやや小さい。以上の温位渦度 ω_x の特徴は、格子解像度が低くなったことにより見積もられる温位勾配も小さくなり、結果として温位渦度の大きさも小さくなったことが原因と考えられる。一方で、上昇流近辺の比較的大きな温位渦度は共通してみられる特徴であった。このことから、ある程度発達した上昇流とその近くの温位勾配に対応して比較的大きな温位渦度がみられるようになると考えられる。

Fig. 23 で解析した積乱雲の近傍の南北-鉛直断面を対象に渦度の水平成分 ζ_x , ω_x のエネルギースペクトルを見てみると (付録 Fig. 7 に掲載), 上昇流の空間スケールが大きくなるとともに、風速渦度 ζ_x のスペクトルは主に低波数側が変化したのに対して、温位渦度 ω_x のスペクトルは波数 $1.0 \times 10^{-3} / \text{m}$ の高波数領域を中心に増加していることがわかった。上昇流が強化されるとともに温位渦度 ω_x の回転強度が増加する傾向は、単独積乱雲シミュレーションの際

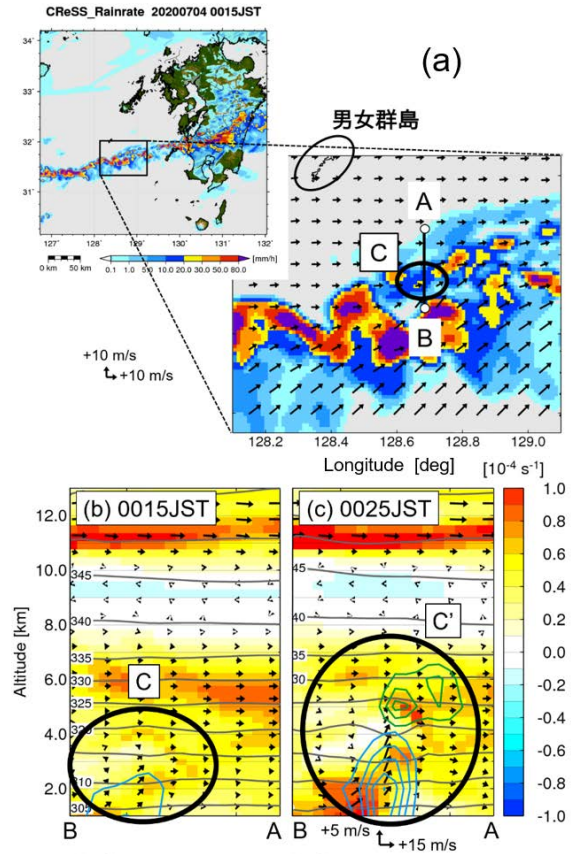


Fig. 23 (a) Rainfall rate around Danjo islands in the numerical experiment of heavy rainfall event, the distribution of ω_x (shaded color), rain water mixing ratio (blue contours), graupel mixing ratio (green contours) at A-B cross-section in figure (a).

の傾向と共通している。

一方で、双方の渦度の水平成分 ζ_x , ω_x のエネルギースペクトルは単独積乱雲シミュレーションのそれとは異なる形状をしていることが明らかになった。風速渦度 ζ_x のスペクトルは主に波数 $1.0 \times 10^{-4} / \text{m}$ 以上の高波数側に集中しているのに対して、温位渦度 ω_x のスペクトルは低波数側のエネルギーが大きく、高波数側のエネルギーが小さい分布をしていた。スペクトルの形状が単独積乱雲シミュレーションと実環境場を用いた再現実験で異なる理由は、解析領域内の雲水等の雲物理量の違いやモデルの解像度の違いに起因しているものと考えられる。スペクトルの形状を決定づける要因の特定については今後の課題とする。

また、今回の渦スケール解析では単一の発達期の積乱雲を対象としたが、今後は 3 次元領域に拡張することで、複数の積乱雲群における温位渦度 ω のエネルギーカスケードを議論することが可能になるだ

ろう。こうした議論により、水蒸気を始めとした水物質が輸送されることによるメソ対流系が維持されるメカニズム、さらにはメソ対流系が発生する前後で環境場の違いを傾圧性の観点から考察することにつながるものと考えられる。

5. 結論

本研究は、発達期の積乱雲に見られる傾圧性を示す渦度場である温位渦度を導出し、鉛直渦度のデータ同化手法について検討を行うこと、ならびに積乱雲の対流コア付近における渦度場の振る舞いや空間スケールについて議論することを目的とした。

第2章では、温位勾配と風速成分で構成された温位渦度を導出した。運動方程式・質量保存則・エントロピー保存則を拘束条件とした Lagrangian 密度を適用することで、空間的なエントロピー勾配により駆動される渦度を導出し、さらにエントロピーと温位の関係性から温位渦度へ変換した。系に熱が入力されることで渦が生じる効果を記述したこの渦度は、温位勾配が比較的大きい値を持つ場合には大気が傾圧であることと対応している。実際に、雲物理過程を無視した化学的な知見からエントロピー勾配を考察した場合には、渦度は上昇流と下降流の距離に反比例する形式で記述され、実際の観測値のオーダーと矛盾しない結果が示された。しかし、エントロピー勾配を温位勾配に変換することにより、気象モデルで雲物理過程を考慮した形式を用いてこの渦度を評価することが可能になった。

第3章では、温位渦度の予測手法への応用として、鉛直渦度のデータ同化手法という挑戦的な課題に取り組んだ。温位渦度の鉛直成分 ω_z を観測演算子に設定し、鉛直方向に伸びた正負の渦管がドップラー風速により推定されたと仮定した。以上の条件の下で鉛直渦度をデータ同化した際にモデル場に現れる影響を2つの実験を通じて解析した。水平解像度 1 km の実環境場に対するデータ同化実験では、同化した風速渦度 ζ_z が概ねモデル内に実現され、それと共に正負の渦管の中央付近で温位が高い領域が現れ、一貫した上昇流が現れたことが明らかになった。続いて水平解像度 250 m の単独積乱雲シミュレーションに対するデータ同化実験では、同化した風速渦度 ζ_z が部分的に実現したものの、同化前後を比較した結果、同化した格子点すべてにおいて風速渦度が負の方向に変化していたことが明らかになった。同化前の背景誤差共分散構造を解析したところ、風速渦度の変化に寄与しやすい予報変数が格子点ごとに異なっていたことが原因の一つであることが明らかになった。

本手法は観測演算子を通じて温位を変化させることで対流をある程度再現する一方で、温位渦度 ω と風速成分のシアで表現された渦度 ζ は異なる性質を持つことが明らかになった。

第4章では、第3章における2つの渦度の性質の違いに迫るべく、発達期の積乱雲の対流コア断面の渦度分布に対して渦スケール解析を行い、それぞれの渦度のスペクトルの振る舞いや雲物理過程との関連性について解析を行った。まず、渦度の鉛直成分 ζ_z, ω_z の観点から見ると、上昇流の強度が増すにつれて渦の空間的なスケールが大きくなっていくことが示唆された。先行研究では水平方向に軸を持つ風速渦度の渦管が上昇流によって持ち上げられる現象が知られていた一方で、本研究では水平方向に軸を持つ温位渦管もまた持ち上げられることで鉛直方向に伸びた温位渦管を形成することを示した。そして双方の渦管の位置関係から、温位渦度の振る舞いには風速渦度の振る舞いに対して先行性があることが示唆された。また、渦度の水平成分 ζ_x, ω_x の観点から見ると、温位渦度 ω_x のうち特定のスケールの渦の回転強度が増していくと共に、風速渦度 ζ_x の空間的なスケールが大きくなる様子が見られた。温位渦度 ω_x の回転強度が増加している時間帯は霰が急激に増加した時間帯に対応していたため、霰が生成される際に放出された潜熱と ζ_x, ω_x の渦スケールの振る舞いには密接な関連性があることが示唆された。さらに、2020年7月3日~4日にかけて発生した球磨川流域の豪雨事例の再現実験に対しても同様の渦スケール解析を行った。再現実験内で新たな積乱雲が発達している領域では、温位渦度の水平成分 ω_x の内空間的なスケールが比較的小さい渦の回転強度が増加傾向にあった。このことは単独積乱雲シミュレーションと共通する結果であり、今後3次元領域に対して渦スケール解析を行うことでメソ対流系が維持される過程における温位渦度の振る舞いを議論することができるように考えられる。

以上の結果より、本研究は温位渦度の空間的なスケールという観点から発達期の積乱雲の特徴を議論する手法を示し、鉛直渦度のデータ同化手法という新しい概念を提案した。

謝辞

本研究は JSPS 科研費基盤研究 (S)15H05765 「ストームジェネシスを捉えるための先端フィールド観測と豪雨災害軽減に向けた総合研究 (研究代表者：中北英一)」、基盤研究 (B)20H02258 「都市気象 LES モデルによるゲリラ豪雨の「種」の解明と気候変動下の将来変化予測 (研究代表者：山口弘誠)」の助成を受け

ました.

参考文献

- 伊藤 博 (1951) : 流体力学の変分原理について, 物性論研究, 37, pp.63-71.
- 小倉 義光 (1999) : 一般気象学【第2版】, 東京大学出版会, p.97.
- 中北 英一・高尾 充政・新保 友啓・山口 弘誠・中川 勝広 (2019) : Ka バンドレーダとフェーズドアレイレーダを用いたゲリラ豪雨発達初期の積乱雲詳細解析, 土木学会論文集 B1(水工学), **75**, **2**, pp.1171-1176.
- 中北 英一・山邊 洋之・西脇 隆太・山口 弘誠 (2013) : ドップラー風速を用いたゲリラ豪雨のタマゴの危険性予知に関する研究, 土木学会論文集 B1(水工学), **69**, **4**, pp.325-330.
- 中北 英一・山邊 洋之・山口 弘誠 (2011) : X バンド MP レーダを用いたゲリラ豪雨の早期探知と追跡, 京都大学防災研究所年報, 第 54 号 B, pp.381-395.
- 山口 弘誠・大野 哲之・中北 英一 (2020) : 温位勾配に着目した鉛直渦度データ同化手法の提案と理想実験, 土木学会論文集 B1(水工学), **76**, **2**, pp.259-264.
- 山口 弘誠・古田 康平・中北 英一 (2017) : XRAIN を用いたアンサンブル同化による線状降水帯の維持と発生の予測 土木学会論文集 B1(水工学) **73**, **4**, pp.211-216.
- 山口 弘誠・堀池 洋祐・中北 英一 (2018) : 平成 29 年 7 月九州北部豪雨における線状降水帯の予測可能性と発達機構の解析, 土木学会論文集 B1(水工学), **74**, **5**, pp.277-282.
- George, J. J. (1960) : Weather Forecasting for Aeronautics. Academic Press, New York, pp. 673.
- Manda, A et al. (2014) : Impacts of a warming marginal sea on torrential rainfall organized under the Asian summer monsoon, *Sci. Rep.* **4**.
- Nakakita, E., et al. (2017) : Early Detection of Baby-Rain-Cell Aloft in a Severe Storm and Risk Projection for Urban Flash Flood, *Advances in Meteorology*, **2017**, Article ID 5962356, 15 pages.
- Rotunno, R. (1981) : On the evolution of thunderstorm rotation, *Monthly Weather Review*, 109(3), pp. 577-586.
- Sun, J. (2005) : Initialization and Numerical Forecasting of a Supercell Storm Observed during STEPS, *Mon. Wea. Rev.*, Vol.133, pp.793-813.
- Sasaki, Y. (2014) : Entropic Balance Theory and Variational Field Lagrangian Formalism: Tornadogenesis, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **71**.
- Sasaki, Y. (2014) : Real challenge of data assimilation of tornadogenesis, *Data Assimilation for Atmospheric, Oceanic and Hydrologic Applications*, S. K. Park and L. Xu, Eds., Springer-Verlag, pp.97-126.
- Takemi, T. (2018) : Importance of Terrain Representation in Simulating a Stationary Convective System for the July 2017 Northern Kyushu Heavy Rainfall Case, *SOLA*, **14**, pp.153-158.
- Takemi, T., and T. Unuma (2019) : Diagnosing Environmental Properties of the July 2018 heavy Rainfall Event in Japan, *SOLA*, **15A**, pp.60-65.
- Tsuboki, K, and A. Sakakibara (2002) : Large-scale parallel computing of cloud resolving storm simulator, *High Performance Computing*, Springer, pp.243-259.
- Yamaguchi, K., and Nakakita, E. (2008) : Ensemble Kalman filter assimilation of Doppler radar data using the cloud-resolving non-hydrostatic model with an aim to introduce polarimetric radar data assimilation, *Proc. of 7th International Symposium on Weather Radar and Hydrology*, 3 pp.
- Zhao, N et al. (2021) : A Lagrangian View of Moisture Transport Related to the Heavy Rainfall of July 2020 in Japan: Importance of the Moistening Over the Subtropical Regions, *Geophysical Research Letters*, **48**, e2020GL091441.

(論文受理日 : 2021 年 8 月 31 日)