

# 第 21 回非静力学モデルに関するワークショップ

## 講演要旨集

開催日時：2019 年 11 月 21 日(木)- 22 日(金)

開催場所：三重大学 三翠ホール (1 階小ホール)

主催：日本気象学会非静力学数値モデル研究連絡会

共催：三重大学大学院生物資源学研究科

後援：気象庁

第 21 回非静力学モデルに関するワークショップ

開催日時：2019 年 11 月 21 日(木)- 22 日(金)

開催場所：三重大学 三翠ホール

プログラム

11月21日(木)

13:00-13:10

開会の挨拶

セッション 1

座長：西本秀祐

13:10-13:30

○齊藤和雄、松信匠

台風に伴う非地衡風と PRE について

13:30-13:50

○澤田謙

スピンドウン問題と過飽和抑制

13:50-14:10

○西本秀祐

MSM の境界層過程(MYNN3) の計算安定性向上の改良について

14:10-14:30

○鈴木健斗、山崎剛、岩崎俊樹

関東平野に発生する沿岸前線の MSM 予報バイアスに関する解析

14:30-14:50

○小原 涼太, 岩崎 俊樹, 山崎 剛

平成 30 年 7 月豪雨における前線の降水に対する雨粒の蒸発の寄与について

14:50-15:00

休憩

セッション 2

座長：雨宮新

15:00-15:20

○三好建正、小槻峻司、Roland Potthast

LETKF に基づいた局所粒子フィルタの簡易実装法の検討

15:20-15:40

○山浦剛、西澤誠也、富田浩文

浮動小数点演算エラーの理論的時間発展

15:40-16:00

○幾田泰醇

気象庁メソ解析における 4D-Var の基本場更新のインパクト

16:00-16:20

○寺崎康児、小槻峻司、三好建正

GSMaP 降水データの観測誤差相関を考慮したデータ同化実験

16:20-16:40

○雨宮新、本田匠、三好建正

SCALE-LETKF のフェーズドアレイ気象レーダのデータ同化における観測演算子の改善のインパクト

16:40-17:10

総合討論

19:00-

懇親会

11月22日(金)

セッション3

座長：川畑拓矢

09:00-09:20

○瀬古弘、小泉耕、小司禎教、瀬之口敦

メソ NAPEX を用いた SSR モード S 航空機データと 船舶 GNSS 可降水量の同化実験

09:20-09:40

○川畑拓矢、上野玄太(統計数理研究所)

NHM-RPF を用いた観測誤差の動的推定

09:40-10:00

○藤田匡, 瀬古弘, 川畑拓矢, 澤田謙, 堀田大介, 幾田泰醇, 國井勝, 塚本暢, 秋元銀河  
観測誤差相関を考慮した変分法によるドップラー速度データ同化の検討

10:00-10:20

○Pin-Ying Wu, Shu-Chih Yang, Chih-Chien Tsai

Convective-scale Sampling Error and Its Impact on the Ensemble Radar Data Assimilation System

10:20-10:30

休憩

セッション 4

座長：伊藤純至

10:30-10:50

栃本英伍、○新野 宏

1992年12月8日に準線状の対流系に伴って発生した竜巻

10:50-11:10

○伊藤純至、毛利英明

瞬時的な地表面フラックスを診断可能なパラメタリゼーションの深層学習による開発

11:10-11:30

○佐藤陽祐

雷を直接扱う気象モデルの開発と数値実験

11:30-11:50

○本田匠、佐藤陽祐、三好建正

SCALE-LETKF を用いた雷観測データ同化: 観測システムシミュレーション実験

11:50-13:00

昼食

セッション 5

座長：樫村博基

13:00-13:20

○佐藤正樹、澁谷亮輔、Woosub Roh、小玉知央

全球雲解像モデル比較実験 DYAMOND

13:20-13:40

○櫻村博基、八代尚、西澤誠也、富田浩文、中島健介、石渡正樹、高橋芳幸、林祥介  
非静力学全球大気モデルにおける QBO 的周期振動の時間刻み幅依存性

13:40-14:00

○Woosub Roh, Tatsuya Seiki, Masaki Satoh, Tempei Hashino, and Hajime Okamoto  
Evaluations of thermodynamics phases of clouds in NICAM using CALIPSO and a satellite simulator over the Southern Ocean

14:00-14:20

○奥川棕介、安永数明、濱田篤  
スマトラ島西岸における沿岸降水帯に関する数値実験

14:20-14:40

○万田敦昌  
日本近海の近年の水温上昇が平成 29 年 7 月九州北部豪雨に及ぼす影響

14:40-15:10

総合討論

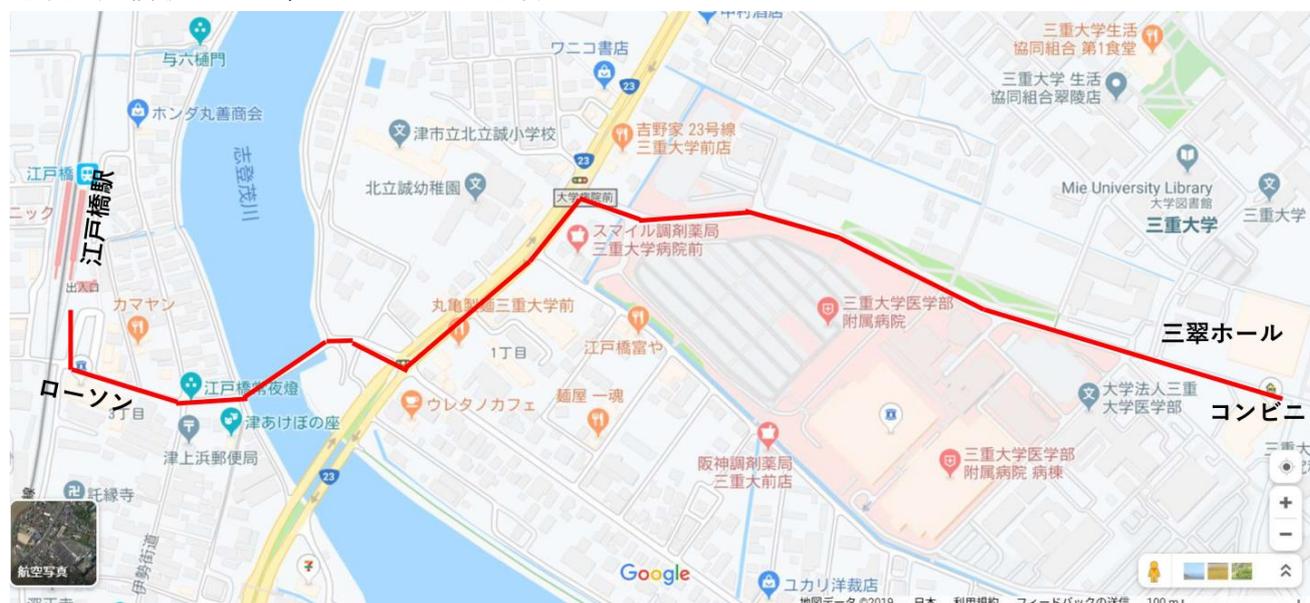
15 : 10-15 : 20

閉会の挨拶

## 会場へのアクセス

近鉄江戸橋駅より徒歩約15分

近鉄江戸橋駅から三翠ホールまでの道順



近鉄津駅よりバス約10分、徒歩約10分（道路事情による）

津駅からバスに乗る場合は、JRの改札のある東口に出て下さい。4番バス停から三重大学方面行きのバスが出ています。

津駅周辺のバス停の案内図

[http://www.sanco.co.jp/bus\\_stop/tsu-sta.php](http://www.sanco.co.jp/bus_stop/tsu-sta.php)

三重大学方面のバス

三重交通バス

「白塚駅」(06系統)

「千里駅」(40系統)

「三重病院」(51系統)

「棕本(むくもと)」(52系統)

「豊里ネオポリス」(52系統)

「サイエンスシティ」(52系統)

「三行(みゆき)」(53系統)

「高田高校前」(56系統)

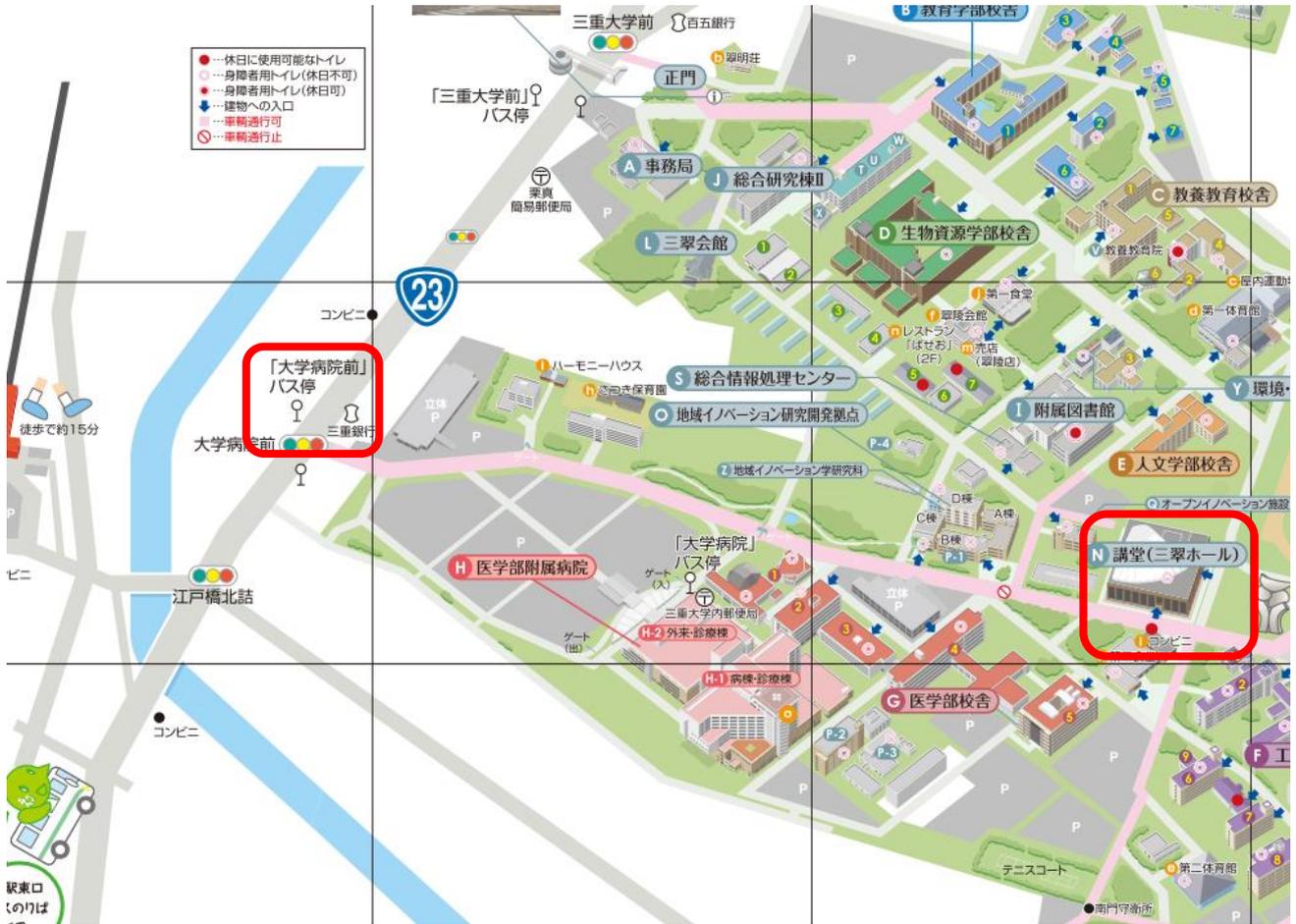
(4番バス停から出るバスはほとんど三重大学方面にむかいます)

全国交通系ICカード利用可

「三重大学病院前」で下車してください。乗車時間は10分程度です(交通事情による)

## キャンパスマップ

大学病院前バス停から三翠ホールへの道順



## 会場周辺の食事処

三翠ホールから徒歩 10 分程度の食事処



### ③の一角の拡大図



## 台風に伴う非地衡風について

\* 齊藤和雄 (東京大学大気海洋研究所/気象研究所/気象業務支援センター), 松信匠 (筑波大学)

### 1. はじめに

台風がまだ日本の南海上にある時、本土で大雨が降ることがあり、PRE と呼ばれる現象として知られている (Kitabatake, 2012; Bosart et al., 2012 など)。しばしば台風によって水蒸気が日本の上空に運ばれ前線を刺激する、などという説明がされる。発達した台風が南海上にある時、鹿児島、潮岬などその進行前面では、等高線の向きと整合しない南寄り風が目立つ時があることが一部の予報関係者に知られているが、なぜそのような非地衡風が卓越するのか、その理由については必ずしも明瞭に理解されていない。ここでは、2009 年台風第 18 号の接近時に西日本で観測された等高線を横切る顕著な南寄りの非地衡風について紹介し、その成因について議論し、併せて台風に伴う発散上層風の非軸対象の性質について述べる。

### 2. 2009 年台風第 18 号に伴う非地衡風

2009 年台風第 18 号は 2009 年 9 月 30 日にマーシャル諸島で発生した後西北西に進路を取り、南西諸島の東の海上で進路を北東に変え、10 月 8 日早朝に愛知県知多半島に上陸した。台風の本州上陸に先立つ 6 日頃から、鹿児島、潮岬などでの上層風と等高線に不整合が目立つようになっていた。図 1 に 2009 年 10 月 7 日 00UTC の 300hPa 高度の気象庁客観解析を示す。赤破線で囲む潮岬や福岡、鹿児島などで等高線を横切る南寄りの風が観測されている。

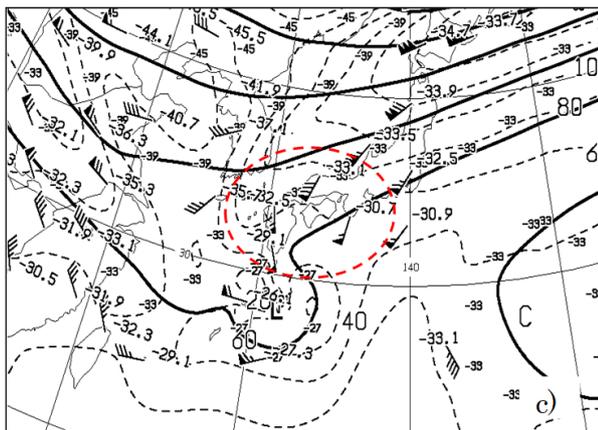


図 1 2009 年 10 月 07 日 00UTC における 300hPa の気象庁客観解析図

### 3. 加速度による非地衡風成分と台風の関係

このような非地衡風の成因としては、①降水系の影

響による運動量の鉛直輸送、②下層ジェットに代表されるメソスケールの気圧傾度力の影響、③山越え気流の力学など地形の影響、④加速度ベクトルに伴う非地衡風成分の影響、の 4 つの可能性が考えられる。

④について説明する。非地衡風の成分を  $u_a, v_a$  とした場合、空気塊の加速度とは、

$$\frac{du}{dt} = f v_a, \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -f u_a. \quad (2)$$

の関係がある (Haltiner and Martin 1957)。北半球では、非地衡風の速度は加速度ベクトルの左側に向く。傾圧帯においては、この関係はジェットストリークの 4 象限モデルにおける Sawyer(1952)・Eliassen(1962)の鉛直循環として知られている。中緯度対流圏ジェットや台風温低化からの観点からの先行研究 (Shapiro and Keyser, 1990; Kitabatake, 2002 など) はあるが、台風接近時の非地衡風との関わりや非静力学モデルによる実験に基づく議論は行われていない。

台風の等圧線が同心円のケース (図 2) では、北東象限を考えれば、気圧傾度力 (青い矢印) による加速度ベクトルは台風中心を向いており、非地衡風は南東を向き、結果として台風周囲の風速は地衡風のそれよりも小さくなる (傾度風バランス)。

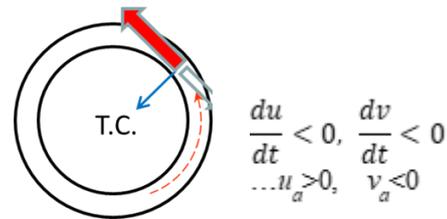


図 2 傾度風バランスの場合の加速度ベクトル (青矢印) と非地衡風による減速 (白抜き矢印)。

台風が傾圧帯に近付いた場合、図 3 のように台風の北側で気圧傾度が小さくなると、北東象限では南東向きの減速が生じ、結果非地衡風成分は、 $u_a, v_a$  とも正 (北東向き: 図の 2 重矢印) となるため、両者を合わせた風 (赤矢印) は北向きになる。一方、傾圧帯の近くでは、ジェット気流の影響により空気塊は東向きの加速を受け、非地衡風  $v_a$  は正となるため、両者を合わせた実際の風は南西風となる。結果として、台風が傾圧帯に近付く場合、台風の北東象限と傾圧帯の近くの両方で、等高線を横切る南～南西の風が卓越することになる、

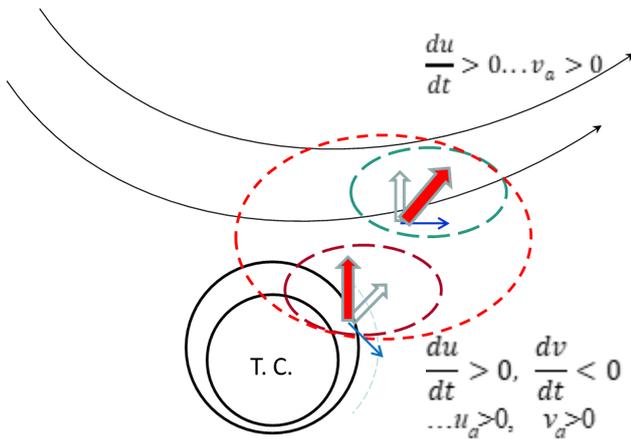


図3 高度場(実線)と加速度ベクトル(青矢印)、非地衡風成分(⇒)および実際の風(赤矢印)の関係。

#### 4. 気象庁非静力学モデルによる再現実験

2009年台風第18号のケースについて、気象庁非静力学モデルによる再現実験を行った。初期値は2009年10月6日18UTCの気象庁メソ解析、計算領域は $3600\text{km} \times 2880\text{km}$ で、水平解像度は $10\text{km}$ 、鉛直層数は50層である。境界値には同時刻を初期値とする6時間おきの気象庁全球モデルの予報値を用いた。雲物理過程やKain-Fritsch積雲スキームなど、物理過程は現業メソモデル(MSM)と同じものを用いている。

図4にNHMの6時間予報による2010年10月7日00UTCの前3時間降水量と地表風、および300hPaの高度場と風ベクトルを示す。モデルは地衡風から大きくずれた台風から等高線を横切って北に向かう風を良く表現している。

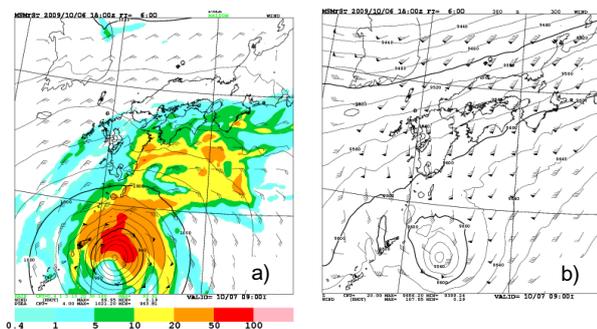


図4 a) NHMの6時間予報による2010年10月7日00UTCの前3時間降水量と地表風。b)300hPa高度場と水平風ベクトル。

この時刻の水平風の東西( $u$ )成分と南北( $v$ )成分を図5上に、水平風を地衡風成分と非地衡風成分に分けたものとその $v$ 成分を図5下に示す。地衡風の $v$ 成分は台風近傍では、台風周辺の循環に伴う双極子型のパターンを示しており、非地衡風は傾度風バランスに伴う逆方向の双極子型のパターンが見られる。また非地衡風の $v$ 成分が台風の北東象限、及び地衡風の $u$ 成分が加速する場所で大きくなっている。

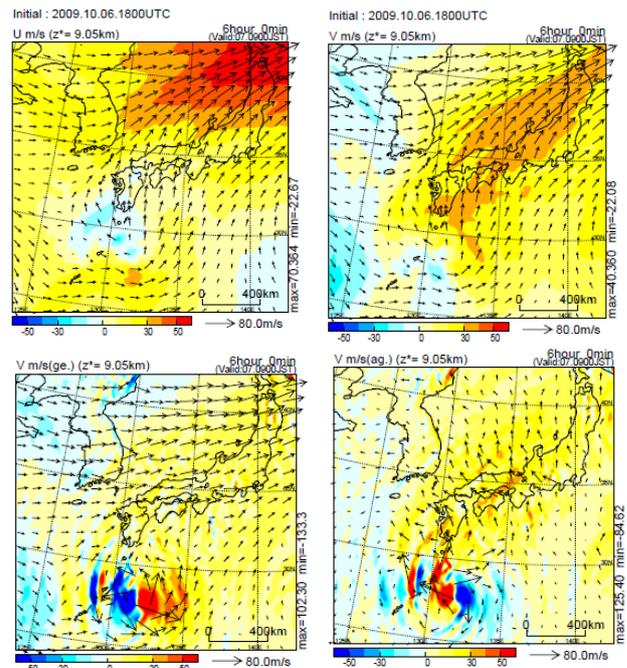


図5 左上) NHMの6時間予報による2009年10月7日00UTCにおける高度9kmの水平風ベクトルと $u$ 成分(シェード)。右上)  $v$ 成分(右)。左下) 地衡風ベクトルとその $v$ 成分。右下) 非地衡風ベクトルとその $v$ 成分。

#### 5. 感度実験と考察

前述した①～③の可能性を調べるために、凝結過程や地形についての比較感度実験を行った。NHMの降水過程をオフにしたドライモデルを用いた場合、 $v$ 成分がやや小さくなるものの結果に大きな差はなく、日本南海上の北向きの非地衡風成分に降水過程の影響は大きくないことが分かった。モデルの中の地形の標高をゼロにした山なし実験では、山あり実験と殆ど同じ結果が得られており、大規模な非地衡風の生成に地形は寄与していないことが分かった。

ここまで示した結果は、台風に伴う上層発散風の非軸対象性の説明に適用することが出来る。2009年10月7日00UTCにおける静止気象衛星ひまわり6号(MTSAT-1R)による台風第18号の赤外および水蒸気画像を見ると上層発散に伴う巻雲が主に台風の北東側にのみ広がっている。傾圧帯に近づく台風の場合の議論を北西象限にも適用して考えると、水平風の $u, v$ 成分は南西向きに加速となり、北西象限では非地衡風は南東向きとなることが分かる。この時間の台風近傍の観測された風と数値シミュレーションは良く一致して、北西象限で台風中心向き、北東象限では台風から外に向かう向きとなっており、衛星画像にみられる発散上層雲の非軸対象性を良く表現している。

ここで示した結果は下記論文に基づいている。当日はPREへの影響についての考察も加える予定である。

Saito, K., 2019: On the northward ageostrophic winds associated with a tropical cyclone. SOLA, 15, 222-227. doi: 10.2151/sola.2019-040.

# スピンドウン問題と過飽和抑制

澤田謙（気象研究所）

## 1 はじめに

気象予測の精度向上のためには、観測網の充実、数値予報モデルの精緻化、および、それらをつなぐデータ同化手法の高度化が重要である。しかしながら、データ同化を行うことでモデル変数間の水蒸気バランスが崩れ、予報初期に降水が過度に集中してしまうスピンドウンと呼ばれる現象が起こる場合がある [1],[2]。また、現実の大気中の水蒸気分布は局所性が強く、中下層以下では飽和に近い状態にあることも多いため、現在のデータ同化手法では非現実的な過飽和状態が解析されてしまう事がある。本研究では、この過飽和状態をインバランスの要因ととらえ、水蒸気バランス機構として過飽和抑制をデータ同化手法に実装し物理的整合性のとれた解析値を作成することでインバランスの解消を図り、スピンドウン問題の改善に繋げる（図1）ことを目的とする。

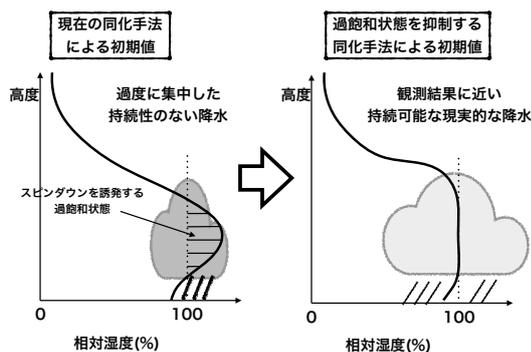


図 1: スピンドウン問題の解決に向けた過飽和抑制の効果の概念図。

## 2 過飽和状態

本研究では、高品質な初期値を与えるデータ同化手法として十分実績のある非静力学メソ4次元変分法(JNoVA) [3] に過飽和抑制を導入する。ここではその導入に先立ち、過飽和状態の解析値への影響について述べる。JNoVA ではインクリメント法が採用されており、最適値探索の際には低解像度予報モデルが実行され、その結果(最適解)が高解像度予報モデルに引き継がれて解析値が作成される。最適値探索により過飽和状態が生じうるが、高解像度モデルに引き継ぐ際、スピンドウンなどの問題が起きないように過飽和分の水蒸気を捨てる仕様となっている。図2は、過飽和分の水蒸気を捨てた場合と捨てなかった場合の前3時間降水量分布を示しており、能登半島沖の降水表現に注目すると、過飽和分の水蒸気を捨てない方がより実況(解析雨量)に近い分布や強度を持つ降水表現となっているようにみえる。

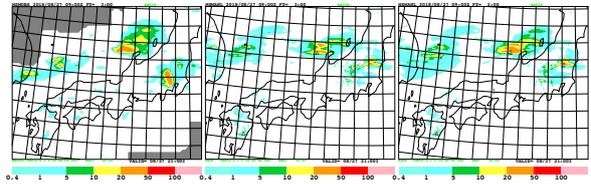


図 2: 解析時刻における前3時間降水量: 左) 解析雨量, 中央) 過飽和分の水蒸気を捨てた場合の解析値, 右) 捨てなかった場合の解析値。

このような現象は、第一推定値において降水強度や分布が実況に比べて過小であり、かつ、最適値探索により過飽和状態が生成される場合に起こることが多い。それほど頻発する現象ではないが、最適値探索の効果が解析値に十分反映されるようにデータ同化システムを改修する必要がある。もちろん、過飽和分の水蒸気を捨てないことの悪影響(スピンドウンや計算不安定の誘発)も大きいため、捨てる・捨てないの二者択一ではなく、より物理的な整合性の取れた最適値探索を行う必要があると考えられる。

## 3 過飽和抑制手法

最適解における過飽和状態を抑制するために、制約条件つき最適化問題の解法 [4] を応用した。具体的には、JNoVA の最適値探索部分において各格子点の相対湿度  $RH_i$  が  $0 \sim 100[\%]$  内にあることを制約条件とし、制約条件からの外れ具合に依存するペナルティ関数

$$\alpha \sum_i \left( \max\{0, -RH_i, RH_i - 100\} \right)^\gamma$$

を評価関数に加えることで直接的に水蒸気量が適切な範囲にある最適解を求める方法をとった。ここで、 $\alpha > 0, \gamma \geq 1$  は最適化の際のパラメータあり、 $\alpha$  を徐々に大きくしながら繰り返し最適化問題を解くことで最適解が求められる。しかしながら、JNoVA に実装するにあたり、最適化問題を何度も解くことは現実的ではないため、今回は、 $\gamma = 1$  とし、 $\alpha = 100$  とした。

この手法では相対湿度のみに制約を課しているが、最適値探索過程を通して他の変数にも制約の影響が及び、バランスのとれた解析値が作成されることが期待できる。また、相対湿度のみならず、上下限のある他の物理量のデータ同化にも応用が可能である。この手法は、1990~2000年代ごろの流れの場と質量場のインバランスに起因する偽の重力波の生成を抑制するために評価関数に拘束項を加えた手法の拡張版とも考えられる。

## 4 実験結果

2018年8月27日12UTC(図1と同一時刻)を対象時刻として単発の比較実験を行なった。以下では、従来のJNoVAによる実験をCtrl, 過飽和抑制を導入した

JNoVAによる実験をTestと呼ぶ。図3はそれぞれの最適値探索時の評価関数の振る舞いを示したものである。Testで付加したペナルティ関数項の値(P\_QVS)はその他の要素に比べて十分に小さく、その値は最小値探索3回目で最大値51.19をとり、その後徐々に減少して16.79で探索が終了した。このことは、Testにおいても過飽和状態は完全にはなくなっていないことを示している。また、最適値探索の収束性に与える影響は小さく、探索回数は変わらず、最終的な評価関数値もCtrlで初期の52.3%，Testで53.0%であった。

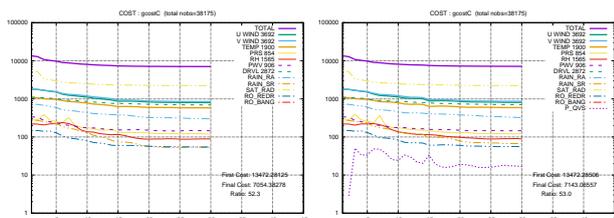


図3: 最小値探索時の各要素ごとの評価関数値の振る舞い。横軸は探索回数で、縦軸（対数軸）は評価関数値：左) Ctrl, 右) Test。

図4は、解析時刻における前3時間降水量分布である。第一推定値においては実況（解析雨量）にみられる能登半島と佐渡島沖(A)や関東地方(B)の強雨域の表現が弱く、山陰沖(C)の降水域も北側にずれているが、解析値においてはCtrlとTestの両方で観測以上に降水表現が修正されていることが認められる。

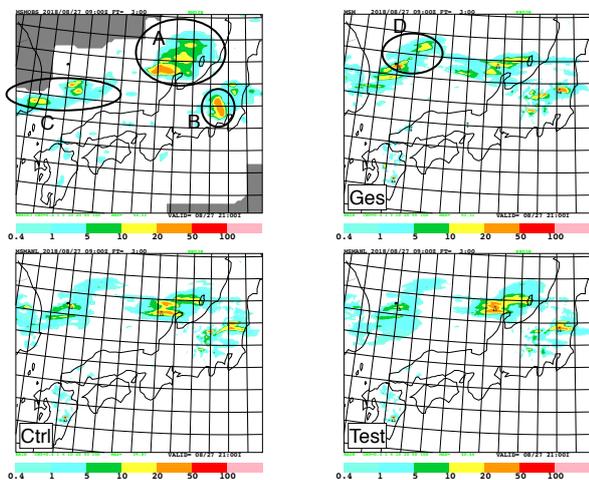


図4: 解析時刻における前3時間降水量：上段左) 解析雨量，上段右) 第一推定値，下段左) Ctrlの解析値，下段右) Testの解析値。

CtrlとTestの降水表現を詳しく比較すると、領域Bの降水についてはどちらもうまく表現できていないものの、領域Aの降水の強度や分布、および、領域Cの降水の位置はTestの方が実況に近いことがわかる。また、Testでは実況にない第一推定値の日本海西部(D)の降水をCtrlより効果的に減じているように見える。このような違いは過飽和抑制の導入により適切な水蒸気分布が解析されたためと考えられる。実際、

図5からは問題視されていた過飽和状態（黒太線枠内）がTestではCtrlに比べてかなり少なくなっていること、図6からはTestではCtrlよりも高めの気温が解析され、強雨域を中心に多くの水蒸気を含むことができるようになったことがわかる。

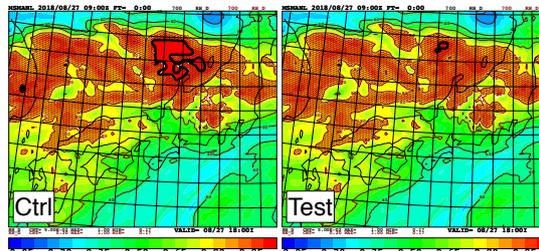


図5: 同化窓初期時刻における700 hPaの相対湿度：左) Ctrlの解析値，右) Testの解析値。

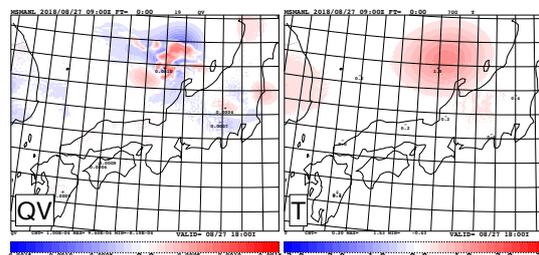


図6: 同化窓初期時刻における700 hPaの解析値の差 (Test-Ctrl)：左) 混合比，右) 気温。

## 5 まとめ

今回、特定のパラメータ値 ( $\gamma = 1$ ,  $\alpha = 100$ ) を持つペナルティ関数の付加による過飽和抑制の効果を単発の比較実験で調査した。その結果、過飽和状態を抑制することで意図したように最適値探索過程を通してより実況に即した降水表現を持つ解析値を得ることができた。今後は過飽和抑制を導入した際のインクリメント値の妥当性を精査しつつ、ペナルティパラメータの調整やサイクル解析実行時における効果についても調べていきたい。

## 6 謝辞

本研究はJSPS科研費JP19K23468, ポスト「京」プロジェクト重点課題4 hp190156, および, JST AIP JPMJCR19U2の助成を受けています。また, 数値予報課開発の現業メソ数値予報システムに基づく実験システムを用いました。

## 参考文献

- [1] Hólm et al., 2002: ECMWF Tech. Memo **383**, ECMWF, 55pp.
- [2] Dixon et al., 2009: Mon. Wea. Rev. **137**, pp. 1562-1584.
- [3] 本田有機ほか, 2010: 数値予報課報告・別冊56号, 気象庁予報部, 106pp.
- [4] 福島雅夫, 2001: 非線形最適化の基礎, 朝倉書店, 249pp.

# MSM の境界層過程 (MYNN3) の計算安定性向上の改良について

西本 秀祐 (気象庁数値予報課)

## 1 はじめに

気象庁のメソモデル (MSM) では、2 次の乱流統計量の時間発展を予測する RANS モデルの 1 つである改良 Mellor-Yamada レベル 3 スキーム (MYNN3; Nakanishi and Niino 2006) を境界層過程に用いている。MSM の MYNN3 は、乱流統計量の予報方程式をインプリシットに時間離散化すること等によって、基本的に安定に計算が行えるように実装されているが、強い風のシアや大きな温位勾配が維持され、大きな乱流統計量が計算されるような場においては、安定に計算が行えず数値振動が生じる場合がある。

計算安定性向上を目的に MSM の時間離散化の見直しを行った。本発表ではその概要について紹介する。

## 2 改良 Mellor-Yamada レベル 3 スキーム

簡単のため、以下では水物質が存在しない場合について説明する。また物理量  $A$  について、 $\bar{A}$  は  $A$  の平均場の値 (アンサンブル平均値) を表し、 $A'$  は平均からの変動量を表す。また式中に現れる変数で文中に説明がないものの意味は Nakanishi and Niino (2006) に従う。MYNN3 では乱流エネルギー (TKE) の予報方程式と以下に示す  $\bar{\theta}^{\prime 2}$  の予報方程式を解く。

$$\frac{\partial \bar{\theta}^{\prime 2}}{\partial t} = -2\overline{w'\theta'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{2q}{B_2 L} \bar{\theta}^{\prime 2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}^{\prime 2}}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$\theta$ ,  $K_\theta$  はそれぞれ、温位、 $\bar{\theta}^{\prime 2}$  の拡散係数である。

また MYNN3 では  $\overline{w'\theta'}$  や  $\overline{u'w'}$  といった乱流によるフラックスを平均場や TKE,  $\bar{\theta}^{\prime 2}$  から診断する。温位フラックス  $\overline{w'\theta'}$  の診断式を次に示す。

$$\overline{w'\theta'} = -qL S_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{LE_H}{q} \frac{g}{\Theta_0} (\bar{\theta}^{\prime 2} - \bar{\theta}^{\prime 2}_{2.5}) \quad (2)$$

式 (2) の右辺第一項は  $\partial \bar{\theta} / \partial z$  に比例するため勾配項と呼ばれている。また右辺第二項は平均場の温位に陽に依存しない項で、逆勾配項と呼ばれている。

この  $\overline{w'\theta'}$  や  $\overline{u'w'}$  等のフラックスをもとに平均場の時間変化が計算される。例えば  $\bar{\theta}$  の乱流輸送による時間変化は次のように表される。

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'\theta'} \quad (3)$$

## 3 時間離散化方法

乱流統計量の予報方程式では、乱流統計量関連の予報変数をインプリシットに扱っている。式 (1) は次のように時間離散化している。ただし上付き添字の  $[n+1]$  が付いた量は 1 ステップ先の未来値を表し、 $[n]$  が付いた量、または何も添字が付いていない量はそのステップにおける値を表す。

$$\frac{\Delta \bar{\theta}^{\prime 2}}{\Delta t} = -2\overline{w'\theta'}^{[*]} \frac{\partial \bar{\theta}^{\prime 2}}{\partial z} - \frac{2q}{B_2 L} \bar{\theta}^{\prime 2}[n+1]$$

$$+ \frac{\partial}{\partial z} \left( K_\theta \frac{\partial \bar{\theta}^{\prime 2}[n+1]}{\partial z} \right) \quad (4)$$

$$\left( \overline{w'\theta'}^{[*]} = -qL S_H \frac{\partial \bar{\theta}^{\prime 2}}{\partial z} + \frac{LE_H}{q} \frac{g}{\Theta_0} (\bar{\theta}^{\prime 2}[n+1] - \bar{\theta}^{\prime 2}_{2.5}[n]) \right)$$

また平均場の予報方程式においても、予報する平均場の変数についてインプリシットに時間離散化を行っている。一方、逆勾配項に表れる乱流統計量は現在値を使用している。式 (3) は、温位フラックスの勾配項についてインプリシットに扱い、次のように時間離散化している。

$$\frac{\Delta \bar{\theta}}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( qL S_H \frac{\partial \bar{\theta}^{\prime 2}[n+1]}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{LE_H}{q} \frac{g}{\Theta_0} (\bar{\theta}^{\prime 2}[n] - \bar{\theta}^{\prime 2}_{2.5}[n]) \right\} \quad (5)$$

## 4 数値振動の発生した事例

図 1、図 2 に、過去に MSM の MYNN3 で数値振動が発生した際の平均場の温位と風速の分布を示す。下層に大きな温位勾配、風の鉛直シアが維持され、大きな乱流統計量が計算された事例であった。また図 3 に MYNN3 が計算した温位フラックスの鉛直分布を示す。高波数の波状の温位フラックスの分布が現れ、振幅を増しながら 1 ステップ周期で振動する。このフラックスの振動は逆勾配項の振動によって発生している。

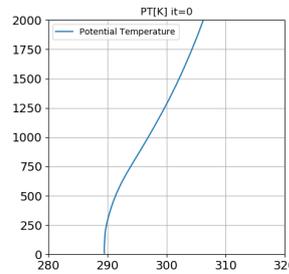


図 1 平均場の温位の鉛直分布 [K]。縦軸は高度 [m]。

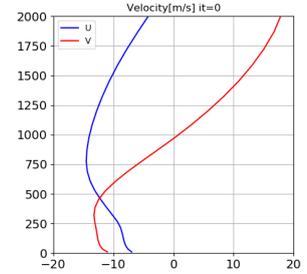


図 2 平均場の風速の鉛直分布 [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]。青、赤はそれぞれ東西風、南北風。縦軸は高度 [m]。

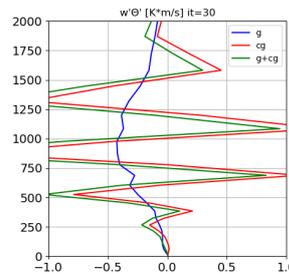


図 3 温位フラックスの鉛直分布 [ $\text{K}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]。青、赤、緑はそれぞれ勾配項、逆勾配項、勾配項と逆勾配項の和。縦軸は高度 [m]。

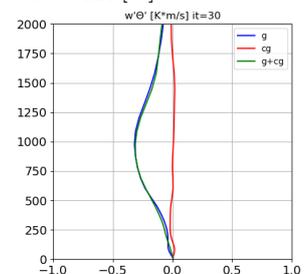


図 4 図 3 と同じ事例で、時間離散化の方法を新しい方法に変更した場合の結果。

## 5 振動の原因

逆勾配項の振動は  $(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5})$  が振動することにより起こっている。その原因について考察する。

$\overline{\theta^2}$  の時間変化は式 (1) より計算する。振動発生時は式 (1) において右辺第一項 (温位フラックスと  $\partial\overline{\theta}/\partial z$  の積) の中の、逆勾配項と  $\partial\overline{\theta}/\partial z$  の積が支配的になる。従って振動発生時の  $\overline{\theta^2}$  の時間変化は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial\overline{\theta^2}}{\partial t} &\simeq -\frac{2LE_H}{q} \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} (\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5}) \\ &\propto -1 \cdot (\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5}) \end{aligned} \quad (6)$$

逆勾配項によって  $\overline{\theta^2}$  は  $\overline{\theta^2}_{2.5}$  に近づく向きに変化する。

$\overline{\theta^2}_{2.5}$  は  $\partial\overline{\theta}/\partial z$  と TKE により診断される量であり、次の式で定義される。

$$\overline{\theta^2}_{2.5} \equiv B_2 L^2 S_H \left( \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} \right)^2$$

振動発生時、 $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の激しい変動は主に  $\partial\overline{\theta}/\partial z$  が変化することによって生じている。また  $\partial\overline{\theta}/\partial z$  の変化はほぼ逆勾配項による  $\overline{\theta}$  の変化によって生じている。 $L, S_H$  の変動を無視し、 $\partial\overline{\theta}/\partial z$  の変動のみを考えると、 $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の時間変化率を次のように近似することができる。

$$\frac{\partial\overline{\theta^2}_{2.5}}{\partial t} \simeq 2B_2 L^2 S_H \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial t} \right) \quad (7)$$

この式に逆勾配項による  $\partial\overline{\theta}/\partial t$  を代入することにより、振動発生時の  $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の時間変化を次のように見積もることができる。

$$\frac{\partial\overline{\theta^2}_{2.5}}{\partial t} \simeq -2B_2 L^2 S_H \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial\overline{\theta}}{\partial z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left\{ \frac{LE_H}{q} (\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5}) \right\}$$

従って、鉛直方向にフーリエ変換して 1 つの鉛直波数成分について見た場合、 $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の時間変化と  $(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5})$  の間に次の関係が成り立つ。

$$\frac{\partial\overline{\theta^2}_{2.5}}{\partial t} \propto +1 \cdot (\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5}) \quad (8)$$

実際に振動発生時には  $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の変化と  $(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5})$  の間に式 (8) の関係式が成り立つことを確認している。逆勾配項によって  $\overline{\theta^2}_{2.5}$  は  $\overline{\theta^2}$  に近づく向きに変化する。

逆勾配項による  $\overline{\theta^2}$  の時間変化、 $\overline{\theta}$  の変化を通じた  $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の時間変化は、どちらも  $(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5})$  を 0 に近づけ、逆勾配項を小さくしようとする。従って  $(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5})$  についての減衰方程式が成り立っている。

現在の MSM の MYNN3 の時間離散化で振動が起こりうることを簡単なモデルで確認する。式 (6), (8) をそれぞれ理想的に次のような方程式とみなす。

$$\begin{cases} \frac{\partial\overline{\theta^2}}{\partial t} = -a(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5}) \\ \frac{\partial\overline{\theta^2}_{2.5}}{\partial t} = b(\overline{\theta^2} - \overline{\theta^2}_{2.5}) \end{cases} \quad (9)$$

ただし、 $a, b$  はそれぞれ正の定数である。この方程式を式 (4), (5) と同じ方法で時間離散化する。式 (4) の逆勾配項の計算では、 $\overline{\theta^2}$  についてはインプリシットに扱い未来値を計算に用いるが、 $\overline{\theta^2}_{2.5}$  はエクスプリシットに扱っている。また式 (5) の逆勾配項の計算では、 $\overline{\theta^2}$  と  $\overline{\theta^2}_{2.5}$  の両方をエクスプリシットに扱っている。従って次のような時間離散化になる。

$$\begin{cases} \frac{\Delta\overline{\theta^2}}{\Delta t} = -a(\overline{\theta^2}^{[n+1]} - \overline{\theta^2}_{2.5}^{[n]}) \\ \frac{\Delta\overline{\theta^2}_{2.5}}{\Delta t} = b(\overline{\theta^2}^{[n]} - \overline{\theta^2}_{2.5}^{[n]}) \end{cases} \quad (10)$$

この減衰方程式は、次の条件を満たす場合に安定に時間積分を行うことができる。

$$\left| \Delta\overline{\theta^2} - \Delta\overline{\theta^2}_{2.5} \right| < 2 \cdot \left| \overline{\theta^2}^{[n]} - \overline{\theta^2}_{2.5}^{[n]} \right| \quad (11)$$

式 (10) で求めた  $\Delta\overline{\theta^2}, \Delta\overline{\theta^2}_{2.5}$  が式 (11) を満たすための条件は次のように表される。

$$ab\Delta t^2 + (b-a)\Delta t - 2 < 0 \quad (12)$$

式 (12) より、 $a, b$  の値に対して安定に計算が行えるための  $\Delta t$  の上限が存在することが分かる。 $\Delta t$  が上限よりも大きい場合、安定に計算することができず振動が発生する。

## 6 安定化のための対処

時間離散化を次のように変更し、安定化を行った。

これまでは  $\overline{\theta}$  の時間変化の計算 (式 (5)) では、逆勾配項の計算に  $\overline{\theta^2}$  の現在値  $\overline{\theta^2}^{[n]}$  を用いていたが、これを式 (4) から得られた  $\overline{\theta^2}$  の未来値  $\overline{\theta^2}^{[n+1]}$  を用いるように変更した。

この変更の効果について、簡単なモデル (9) で確認する。変更後の方法で式 (9) を時間離散化した場合、次の式が得られる。

$$\begin{cases} \frac{\Delta\overline{\theta^2}}{\Delta t} = -a(\overline{\theta^2}^{[n+1]} - \overline{\theta^2}_{2.5}^{[n]}) \\ \frac{\Delta\overline{\theta^2}_{2.5}}{\Delta t} = b(\overline{\theta^2}^{[n+1]} - \overline{\theta^2}_{2.5}^{[n]}) \end{cases} \quad (13)$$

この式で求めた  $\Delta\overline{\theta^2}, \Delta\overline{\theta^2}_{2.5}$  が式 (11) を満たすための条件は次のように表される。

$$(b-a)\Delta t - 2 < 0 \quad (14)$$

式 (14) より、式 (13) による時間離散化方法では  $a \geq b$  の場合は  $\Delta t$  によらず安定になることが分かる。また  $a < b$  の場合も、式 (10) の時間離散化方法よりも大きな  $\Delta t$  まで安定に計算が行えることが分かる。

図 3 と同じ事例を、新しい時間離散化方法で計算し直した結果を図 4 に示す。時間離散化の変更により、逆勾配項の振動が消えて安定に計算を行えるようになった。この事例以外の過去に MYNN3 の数値振動が発生した事例でも、この変更を行うことで安定に計算を行えるようになることを確認している。

## 7 まとめ

MSM に実装されている MYNN3 では、大きな乱流統計量が計算されるような場において逆勾配項が数値振動を起こすことがある。逆勾配項が乱流統計量、平均場に与える時間変化はどちらも逆勾配項を減衰させようとする。その減衰の強さが MSM の  $\Delta t$  では安定に積分できなくなるほど強くなるのが振動の原因である。この振動は 1 ステップ時間積分した  $\overline{\theta^2}$  を用いて  $\overline{\theta}$  の時間変化を計算することによりある程度抑えることができる。この変更により過去に MSM の MYNN3 で数値振動が発生した事例で安定に計算できるようになった。

## 参考文献

Nakanishi, M. and H. Niino, 2006: An improved Mellor-Yamada level-3 model: Its numerical stability and application to a regional prediction of advection fog. *Bound. Layer Meteor.*, 119, 397-407.

# 関東平野に発生する沿岸前線の MSM 予報バイアスに関する解析

\*鈴木健斗, 山崎剛, 岩崎俊樹 (東北大院理)

## 1. はじめに

気象庁の 5km メッシュのメソスケール数値予報モデルは、関東平野の沿岸付近に形成される局地前線（いわゆる沿岸前線）を実況より内陸側に（寒気側に）予報する傾向があることが指摘されている。[1]

本研究ではこれまでに、2015-2018 年において温暖前線の通過後に発生した沿岸前線に対する統計解析を行い[2]、初期値に誤差が無くても、予報時間が 5 時間程度より経過すると降水の有無にかかわらず前線位置が実況より内陸側へずれる系統的誤差（予報バイアス）が発生することを明らかにした。また、系統的誤差は関東平野を囲む山による寒気の障壁効果をモデルで過小評価することが原因である可能性が推察された。

本研究では MSM 予報にバイアスが現れた典型事例を対象に、水平解像度、Envelope Orography、物理過程を変更した数値感度実験を行った結果、バイアスの原因は物理過程ではなく、数値モデルの山岳が実際より低いことが主因であると結論づけられた。本予稿では地形表現に着目した数値実験(水平解像度、Envelope Orography)の結果を紹介する。

## 2. 数値実験の方法 (CTL)

本研究では非静力学モデル JMA-NHM(Saito, et.al 2006)を用い、関東地方を中心とする 1000km 四方の領域で水平解像度 5km の数値計算を行った。初期・境界値は MSM 解析値を用いた。数値実験を行った 3 事例は以下の通りである。

CASE 1 : 2018/03/08 09:00 ~ 2018/03/09 09:00 (JST)

CASE 2 : 2017/02/22 21:00 ~ 2017/2/23/15:00 (JST)

CASE 3 : 2019/02/03 09:00 ~ 2019/02/04 09:00 (JST)

3 事例はいずれも、日本海又は日本付近を低気圧が東進していた。温暖前線の通過後に関東平野内陸部にトラップされた寒気と、海から吹き付ける南寄りの風との間に沿岸前線が発生した。CTL 実験ではいくつかの要素で MSM とほぼ同じ設定を用いた。(水平 5km 格子、陸面データに国土数値情報 3 次メッシュデータ(平成 9 年度版)、境界層スキームに MYNN、地形データに GTOPO30 メッシュデータ)

## 3. 感度実験の方法

### • 水平解像度

予報バイアスが山による寒気の障壁効果が足りないことが原因とすれば、水平解像度を上げることで地形の再現性向上が期待される。モデルの水平解像度を 5km から 1km または 2km に細かくした実験を行った。

### • Envelope Orography

CTL 実験 (5km メッシュ) におけるモデル地形を Envelope Orography に変更した。CTL でのモデル格子点の標高は、モデル格子内に含まれるすべての GTOPO30 標高データの平均から与えられる(Mean Orography、図 1a)。したがって、山の稜線付近を考えたとき、稜線付近のモデル地形標高が実際の標高より下がる場合が生じる。そこで、モデル格子内における GTOPO30 標高データの最大値をモデル格子に与え、稜線の高さを維持するような地形 (Envelope Orography、図 1b)を作成し、感度実験 (EO\_5km 実験)を行った。

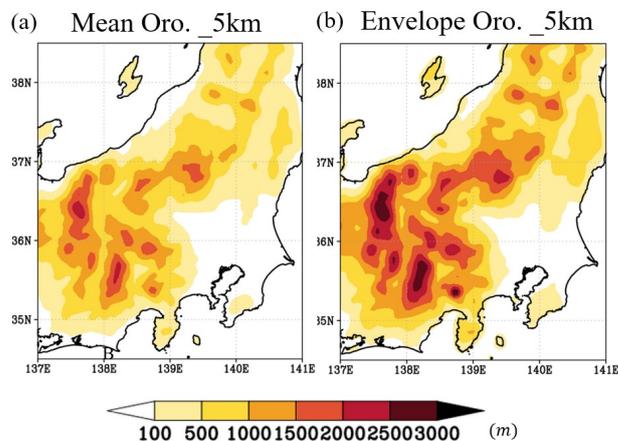


図 1: 左図(a)は CTL 実験に使用した、GTOPO30 の格子平均値から作成した Mean Orography 地形、右図(b)は GTOPO30 の格子最大値から作成した Envelope Orography 地形。

## 4. 結果

### • 水平解像度

水平解像度を 5 km から 2km 及び 1 km に高解像度化したことで、3 事例における沿岸前線の誤差距離（観測と CTL 実験の誤差距離を 100%とした）は平均して 27%、35%それぞれ減少した。

### • Envelope Orography

図2に、CASE1におけるCTL実験とEO\_5km実験における地上気温・風の計算結果を示した(2018年3月9日03JST)。等温線が混んでいて風のシアがあるラインが沿岸前線に対応し、関東平野を北東～南西方向に伸びている。EO\_5km実験では沿岸前線の位置がCTL実験よりも海側(南東側)にシフトしたことが分かる。EO\_5km実験では沿岸前線位置を実況に近い位置に再現し(図略)、3事例における誤差距離は平均80%以上減少した。

図3に図2で示したLine AB上における、CTL実験とEO\_5km実験の温位の鉛直断面図を示した。CTL実験に比べ、EO実験では寒気の厚さが厚くなっていたことが分かる。山が障壁になることで寒気の鉛直方向の厚みが増し、水平方向にも寒気が広がったことで、沿岸前線が海側にずれたことが考えられる。

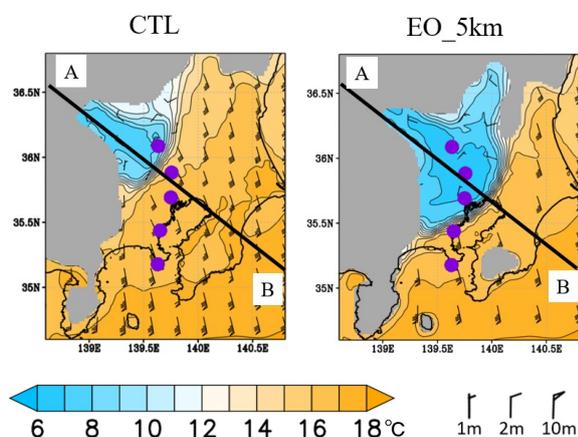


図2：CTL実験(左図)とEO\_5km実験(右図)における地上気温と地上風速(2018年3月9日03JST)。シェードと実線(1Kごと)は地上気温(°C)。灰色のシェードは標高が200m以上の地域を示す。直線ABは図3の鉛直断面線。

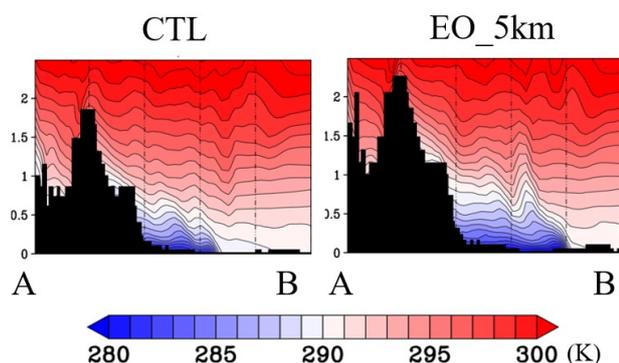


図3：図2で示した直線AB上における、CTL実験とEO\_5km実験の温位の鉛直断面図(図2と同時刻)。シェードと実線(1Kごと)は温位(K)を表す。黒のシェードは地形。

## 5. 考察

沿岸前線の多くは関東平野北西側の山岳の南東斜面

において捕捉された寒気により形成されるものと考えられる。Envelope Orographyにおいて沿岸前線が海側に移動した理由を、マルグレスの2層モデルの概念を拡張して考察した。図4で示したように二つの均質な気団が不連続面を境として接していて、それぞれが不連続面に平行に地衡風運動をなして平衡を保っている場合、前線の傾斜角は力学的バランスでおおよそ決まる。山の稜線が高くなれば前線は海側にシフトし、冷却により補足された寒気が強くなれば、傾斜角が小さくなり海側にシフトする。EO\_5km実験では山の稜線の高さがCTL実験よりも上がることによって、寒気の関東平野部への張り出しが大きくなった。

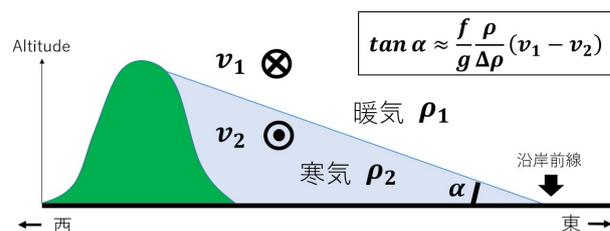


図4：マルグレスの2層モデルの概念図

## 6. まとめ

沿岸前線の予報バイアスは、主に数値モデルの山岳が実際より低いことが原因と結論づけられる。山の稜線の高さを維持したEO\_5km実験では予報バイアスがほぼ解消した。水平解像度を1kmにした場合、誤差距離(予報バイアス)が35%減少することが分かったが、さらに水平解像度を上げることでバイアスがさらに減少する可能性がある。ただし、それには水平解像度約1km相当のGTOPO30地形データより細かい地形データが必要になるため、今後の課題になるだろう。

Envelope Orographyでは山脈の尾根の標高を維持できる一方で、地形全体、特に谷や盆地の標高が実地形より高くなる弊害も生じる。特にEO\_5kmでは谷筋や盆地の標高が実地形より大幅に上昇する場所もあり、悪い副作用が起こる可能性は高い。水平解像度2kmや1kmでEnvelope Orographyを使用する方がより悪い副作用が小さいだろう。

沿岸前線の予報についてはEnvelope Orographyを用いることで、本研究で議論した系統的なバイアスを取り除ける可能性が高い。ただ、個々の事例に関しては、寒気の生成に関わる降水蒸発や放射冷却などの他の物理過程の再現性が悪い場合、前線の位置が上手く予報できないことは留意すべきである。

## 7. 参考文献

- [1] Hara, T., 2014: Text book for numerical weather prediction. Japan Meteorological Agency. 47, 118-144.
- [2] 2019年度気象学会春季大会予稿集 p299

平成 30 年 7 月豪雨における前線の降水に対する雨粒の蒸発の寄与について  
\*小原 涼太, 岩崎 俊樹, 山崎 剛 (東北大学大学院理学研究科)

## 1. はじめに

平成 30 年 7 月豪雨の後半の 7 月 5 日から 7 日にかけて、活発な梅雨前線が西日本に停滞し記録的な大雨となった。本研究では、まず、暖湿な空気が活発に上昇する等温位面を同定した。次に、数値モデルを用いた感度実験を行い、降水からの蒸発による冷却が暖気の上昇する等温位面を南下させ、活発な降水帯を最大で 100km 程度南に変位させることを示した。

## 2. 使用データと実験設定

用いたデータは、気象庁の全国合成レーダー-GPV(水平解像度 1km)と気象庁 55 年長期再解析 (JRA-55)プロジェクトで提供されたものである。

降水の蒸発の感度実験には、気象庁非静力学モデル (JMA-NHM) を用い、図 1 に示す領域(着色領域:1500km × 1500km)で水平解像度を 3km として次の 4 つの数値シミュレーションを行った:

- ① CNTL: コントロール実験.
- ② NOEVAP: 降水の蒸発をゼロにした数値実験.
- ③ FLAT: 図 1 の四角内の地形を平坦(0m)にした数値実験.
- ④ NOEVAP\_FLAT: FLAT と同じ地形を用い、降水の蒸発をゼロにした数値実験.

梅雨前線が西日本に停滞する前日の 2018 年 7 月 4 日 00JST を初期時刻とし、初期値と以降 3 時間ごとの境界値として気象庁メソ解析(水平解像度 5km)を用いた。計算期間は 2018 年 7 月 8 日 00JST までの 96 時間である。積雲対流のパラメタリゼーションは用いず、雲物理過程には氷相を含む 2-moment バルクスキームを用いた。地形の作成には GTOPO30 を用いた。

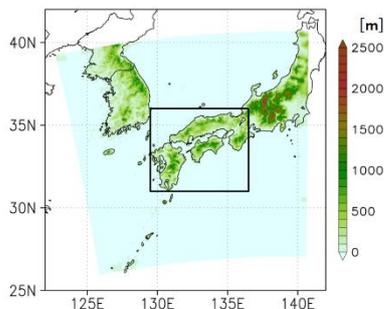


図 1. 計算領域(着色). 計算領域内の四角領域内では FLAT, NOEVAP\_FLAT において地形を平坦化する。

## 3. 暖気の上昇が活発な等温位面の同定

温位座標系において、鉛直 $p$ 速度は次で与えられる:

$$\omega := \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla p + \dot{\theta} \frac{\partial p}{\partial \theta}. \quad (1)$$

右辺第 1 項は等温位面の上下動の寄与、第 2 項は等温位面に沿った上昇の寄与、第 3 項は非断熱加熱による等温位面と交差する上昇の寄与を表す。ここで注目する 7 月 5 日と 6 日は前線がほとんど停滞していたため温位面の上下動の寄与は他の 2 つに比べて小さかった。図 2 に JRA-55 のデータを用いて計算した断熱的上昇流 ( $\mathbf{v} \cdot \nabla p$ ) と非断熱的上昇流  $\dot{\theta} \partial p / \partial \theta$  の南北鉛直断面図を示す。299 K の等温位面付近に断熱的上昇流の極大が見られ、その上空には凝結加熱によると考えられる強い非断熱的上昇流域が広がっている。299 K の等温位面は西日本付近の温位傾度帯の暖気側に位置し、地上と交差して鉛直方向に大きく傾斜しており、この温位面の上に暖気が乗り上げて凝結が効果的に引き起こされたと考えられる。

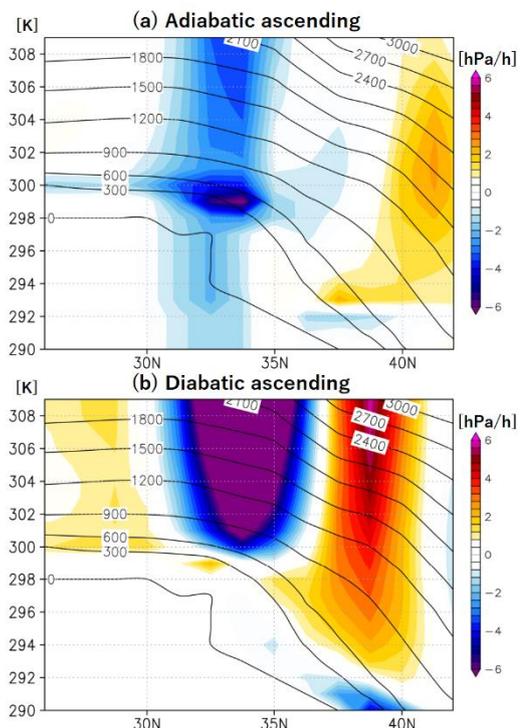


図 2. 7 月 5 日 00UC から 7 月 6 日 24UTC の間で時間平均し、東経 131.25 度から 135 度の間で東西平均した断熱的上昇流と非断熱的上昇流の南北鉛直断面図 (hPa/h). 黒の実線は同様の平均を行ったジオポテンシャル高度(m)を示している。

#### 4. 降水粒子からの蒸発の効果

図3に4つの数値実験において計算された7月5日21JSTから7月6日09JSTまでの12時間積算降水量を示す。CNTLは観測された降水量(レーダー合成雨量)の分布を再現できていることを確認した。CNTLで見られる中国地方を東西に延びる降水帯は、蒸発なし実験のNOEVAPでは日本海側へとシフトしており、同様の傾向が地形を平坦化したFLATとNOEVAP\_FLATでも見られた。この降水帯は300Kの等温位面が鉛直に傾斜する領域に対応しており、蒸発冷却の消失による等温位面の北への変位によって暖気の持ち上げられる位置が北に変位することで蒸発なし実験の降水帯が北に変位したと考えられる。実際、図4の南北方向の降水量の分布と等温位面の鉛直断面図が示すように、蒸発なしのNOEVAP\_FLATの等温位面はFLATよりも100kmほど北に後退しており、それに対応して降水量のピークも北に変位している。雲物理過程による温位の変化率の鉛直断面を確認したところ、蒸発あり実験で見られた下層の冷却域が蒸発なし実験では消失しており、降水の蒸発冷却が下層の冷気の維持に寄与したことを示唆している。一方、高知県付近の強雨域は地形ありの実験で降水からの蒸発の有無によらず再現されているが、地形なしの実験ではほとんど消失しており温位面に沿った上昇ではなく地形に沿った強制上昇の寄与が大きかったと考えられる。

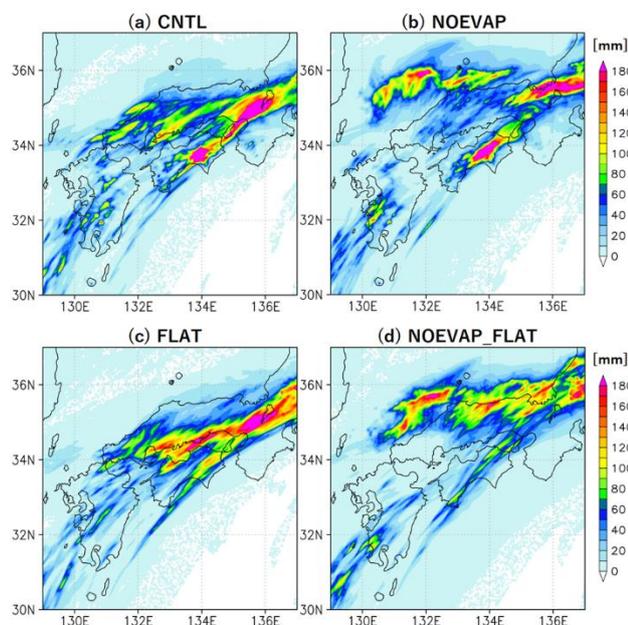


図3. 7月5日21JSTから7月6日09JSTまでの12時間積算降水量。

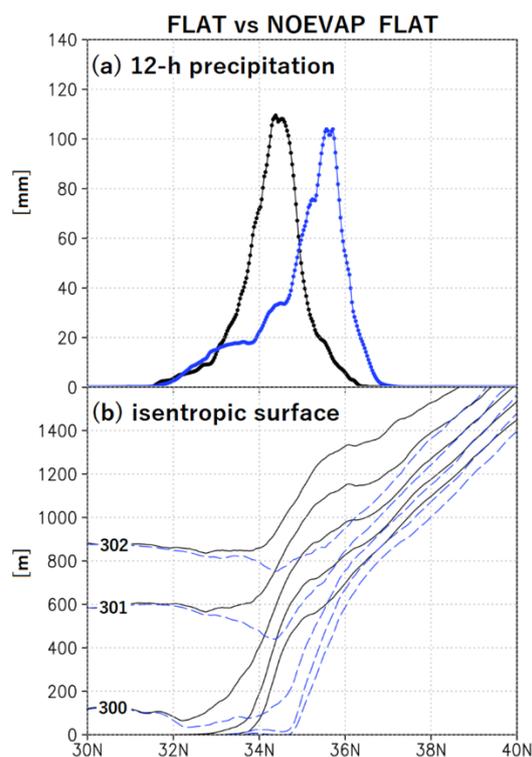


図4. 東経132度から135度まで東西平均した7月5日21JSTから12時間の積算降水量の南北分布(上)と、同様の東西平均と7月5日21JSTから12時間の時間平均を行った等温位面の南北鉛直断面図(下)。黒色がFLAT、青色がNOEVAP\_FLATの値を示す。

#### 5. まとめ

JRA-55のデータを用いた鉛直速度の解析により、299Kの等温位面付近での活発な断熱的上昇流によって持ち上げられた暖気が凝結し、さらに上昇することで活発な降水をもたらされたことが示唆された。さらに、非静力学数値モデルJMA-NHMを用いた感度実験によって、降水の蒸発による非断熱冷却が暖気の上昇する等温位面を南にシフトさせることによって降水帯の位置が最大で100km程度南に変位することが示された。蒸発なし実験で北に変位した降水が消失していないのは、元々オホーツク海高気圧から日本海に流出してきた寒気の前面で暖気が上昇することができたためと考えられる。したがって、降水の蒸発は降水帯の形成ではなくその位置の決定に寄与したことが示された。

#### 6. 謝辞

JRA-55の解析で利用したデータセットは、文部科学省の委託事業により開発・運用されているデータ統合解析システム(DIAS)の下で、収集・提供されたものである。数値モデルの計算には東北大学サイバーサイエンスセンターの大規模科学計算システムを利用した。

# LETKF に基づいた局所粒子フィルタの簡易実装法の検討

\*三好建正・小槻峻司 (理化学研究所)、Roland Potthast (ドイツ気象局)

## 1. はじめに

局所アンサンブル変換カルマンフィルタ (LETKF: Local Ensemble Transform Kalman Filter, Hunt et al. 2007) は、アンサンブルカルマンフィルタ (EnKF: Ensemble Kalman Filter, Evensen 1994) の実装方法の一つであり、様々な研究で使われているほか、ドイツ気象局や気象庁で現業利用されている。EnKF はカルマンフィルタ (KF: Kalman Filter, Kalman 1960) に基づいており、最小分散推定を行う。誤差がガウス分布に従う時、最尤推定 (ベイズ推定) と一致する。

非静力学モデルが表現する小さいスケールの現象は、短時間で非線形性が卓越してカオスの挙動を示し、予測が不可能になっていく。このような強非線形問題では、誤差がガウス分布から離れていく。例えば、対流があるかないか、という 2 つの状態の違いが誤差に含まれることで、バイモーダルやマルチモーダルな誤差分布を持つことが直感的に理解できる。

このような非ガウス分布の誤差を扱う方法として、粒子フィルタ (PF: Particle Filter) 法が知られている。PF では、各粒子 (アンサンブルメンバ) がデルタ関数を kernel 関数とする確率密度を仮定する (図 1b,  $m$  は粒子数)。同じアンサンブルメンバを使った場合、サンプル統計値 (アンサンブル平均、アンサンブル共分散) から決まるガウス分布でフィッティングするのが EnKF に相当する (図 1a)。以上のようにアンサンブル予報を使って確率分布を表現し (事前分布)、これに観測データの確率分布の積をとることで、観測データを加味した確率分布 (事後分布) が得られる。事後分布を表すアンサンブルを作ることがデータ同化のプロセスである。

図 1 から分かるように、サンプル統計量を使ってガウス分布を仮定すれば、スムーズな確率分布が得られる。しかし、PF でスムーズな確率分布を表現するには、膨大なサンプル数が必要となる。例えばヒストグラムを作る際、1次元方向に 100 のビンを切るには、100 よりもずっと多くのサンプル数が必要になる。もし 2次元であれば、ヒストグラムは 2次元の面になるから、2次元のビンの数は 10000 になり、それよりもずっと多くのサンプルが必要になる。自由度に対し、必要とな

るサンプル数は指数関数的に増えていく。気象モデルの自由度は非常に大きい (100 万を優に超える) から、粒子フィルタは常識的に考えると不可能である。

ガウス分布を仮定しても、高々 100 個程度のアンサンブルによって大自由度の確率分布を表現することは難しい。EnKF では、サンプル誤差の影響を減らすため、誤差が空間的に局所的な構造しか持たないという仮定を置くことで、アンサンブルで表現する誤差の自由度を下げる。これが誤差共分散の局所化という方法で、EnKF では必須の方法となっている。PF を大自由度系に適用する研究は、例えば van Leeuwen (2010) による研究など長年取り組まれているが、実際の気象モデルで有効な方法は生まれてこなかった。

Penny and Miyoshi (2016) は、PF に対し、EnKF で有効な局所化の方法を適用することで、局所 PF (LPF: Local PF) を提案した。その後、実際の気象モデルでいくつか成功事例が出てきている (Poterjoy 2016; Potthast et al. 2019)。特に最近、Potthast et al. (2019) が LETKF のマイナー修正で実装可能な LPF をドイツ気象局のシステムに実装し、動作することを確かめた。さらに、そのアップデートとしての Gaussian Mixture (GM) 拡張により、精度が LETKF と同等にまで改善した (R. Potthast, personal communications)。GM では、各粒子の確率密度の kernel 関数として、デルタ関数ではなくガウス分布関数を用いる。これにより、少ない粒子数でもスムーズな確率分布が得やすい。2018 年の非静力学モデル国際ワークショップで、R. Potthast はこれらの成果を報告している。

本研究では、LPF 及びその GM 拡張の理論面での検討を進める。低解像度の全球モデル SPEEDY を使った LETKF に基づき、このマイナー修正でこれらの PF 法を実装する。数値実験を行い、有効性を調べる。

## 2. 局所粒子フィルタの実装方法

LETKF は、アンサンブルの線形結合でデータ同化を行う。各列が  $N$  次元のアンサンブル摂動に対応する  $N \times m$  行列 ( $N$  は状態変数の次元) に、線形結合係数からなる  $m \times m$  行列  $\mathbf{T}$  を作用させる。LETKF では、格子点毎に同化する近傍データセットが変動するため、こ

の  $\mathbf{T}$  は格子点毎に変動する。

Penny and Miyoshi (2016) は、PF を行列  $\mathbf{T}$  の形で表現することで、LETKF のように PF を実装する LPF 手法を提案した。PF では、各粒子の確率を、観測データからの距離によって決める。その後、確率が低い粒子を消去し、確率が高い粒子を複製するリサンプリングを行い、同じ確率の粒子を再構成する。この手続きを、LETKF における行列  $\mathbf{T}$  の作用の形で書く。この際の  $\mathbf{T}$  の要素は、0 と 1 のみとなる。こうすることで、既存の LETKF システムの中で、行列  $\mathbf{T}$  を置き換えるだけで良い。既存の LETKF システムのほとんどを維持したまま、簡単にスイッチ操作で LETKF と LPF を切り替えられる。

GM 拡張についても同様である。GM 拡張の際は、各粒子が Gaussian kernel 関数の確率分布を持つ。この kernel 関数を、LETKF と同様にアンサンブルによるサンプル統計量から作る。ただし、誤差の大きさは適当に定数倍する。こうすることで、既存の LETKF と、上記の LPF のリサンプリングの組み合わせ (ハイブリッド) として、GM 拡張が実装できる。同じ観測を LETKF と LPF により 2 回重複して同化するように見えるが、理論的には、確率分布を粒子による GM と仮定してベイズ推定を行うことになり、不整合は生じない。

### 3. SPEEDY モデル実験

Potthast et al. (2019) はドイツ気象局のシステムで上記の LPF の有効性を確かめた。その後、R. Potthast らは GM 手法を提案し、同じドイツ気象局のシステムで更なる精度改善を確かめている。ここでは、同様の方法を Miyoshi (2005) 以来用いられている SPEEDY-LETKF システムに実装した。図 2 に示すように、GM は LETKF とほぼ同等か、少し改善する結果を得た。なお、kernel 関数にデルタ関数を仮定する LPF は、LETKF よりも少し改悪である (図省略)。図 2 を見ると、RMSE (実線) は GM と LETKF で同等程度だが、アンサンブルスプレッド (点線) が大きく異なる。GM のアンサンブルスプレッドの決め方には改善の余地がある。

### 4. まとめ

LPF は新しい手法で、まずは動作することに注力して開発が進められてきた。Potthast et al. (2019) のドイツ気象局での成功に基づき、SPEEDY モデルでも簡便な実装を行い、動作を確認した。理論面を含め様々な点で検討の余地があり、今後、更なる手法の検討を進めていく。

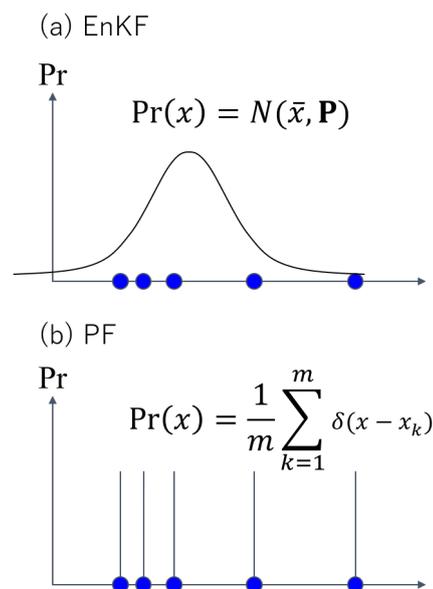


図 1 確率分布の模式図 (縦軸: 確率、横軸: 確率変数  $x$ )。 (a) EnKF、(b) PF。青丸はアンサンブルメンバ (粒子)、黒実線は確率密度関数を表す。

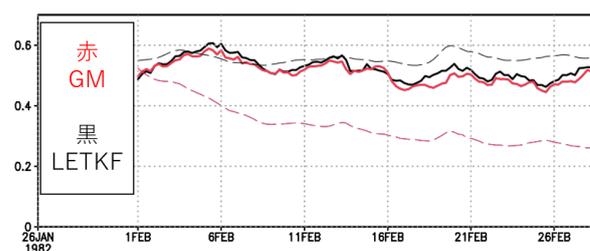


図 2 ラジオゾンデを模した観測網での SPEEDY モデル実験の結果。モデル面第 4 層 ( $\sigma=0.51$ ) の気温 (K) の RMSE (実線) とスプレッド (点線)。赤線: GM、黒線: LETKF。

### 参考文献

- Penny, S. G. and T. Miyoshi, 2016: A local particle filter for high-dimensional geophysical systems. *Nonlin. Processes Geophys.*, 23, 391-405.
- Poterjoy, J., 2016: A localized particle filter for high-dimensional nonlinear systems. *Mon. Wea. Rev.*, 144, 59-76, <https://doi.org/10.1175/MWR-D-15-0163.1>.
- Potthast, R., A. Walter, and A. Rhodin, 2019: A Localized Adaptive Particle Filter within an Operational NWP Framework. *Mon. Wea. Rev.*, 147, 345-362.
- van Leeuwen, P. J., 2010: Nonlinear data assimilation in geosciences: An extremely efficient particle filter. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 136, 1991-1999.

# 浮動小数点演算エラーの理論的時間発展

\*山浦 剛<sup>1,2</sup>、西澤 誠也<sup>1</sup>、富田 浩文<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>理研計算科学研究センター、<sup>2</sup>神戸大都市安全研究センター)

## 1. はじめに

昨今の計算機の進化は凄まじいが、気象モデル計算においては高解像度化、物理スキームの精緻化、アンサンブル実験等、計算機に要求する演算コストは増大する一方であり、未だ計算機の演算性能は要求する演算コストに対して十分にあるとは言えない。演算コストと演算精度はトレードオフの関係にあり、演算コストを下げるには、演算結果の精度をある程度犠牲にする必要がある (e.g., Palem 2003)。そこで倍精度浮動小数点数 (FPN) を用いてきた従来の数値流体計算モデルに対し、単精度 FPN を用いて演算コストを大きく減少させる試みがここ数年行われてきている (e.g., Vaňa et al. 2017, Nakano et al. 2018, Yamagishi and Matsumura 2016)。一方、これらの演算精度を減少させた場合の演算結果に対する影響の評価は、倍精度 FPN を用いた演算結果と比較して問題がみられないという手法が主である。この評価手法の問題点は、単精度 FPN を用いても問題ないということである。特に将来的に時空間解像度がより高まった場合、従来と同様に単精度 FPN 演算を行っても問題ないのかという疑問は残されたままである。本研究はその疑問に答えるために、支配方程式系から FPN 演算による計算誤差 (FPN 誤差) を推定し、その時間発展を理論的に明らかにすることを目的とする。本研究の詳細は Yamaura et al. (in press, JAMES) にまとめられている。

## 2. 浮動小数点演算誤差の理論的時間変化

FPN 誤差を理論的に表現するために、計算誤差が次のように表現されると仮定する。

$$p = p^{(0)} + p^{(\varepsilon)}$$

ここで  $p$  はモデルの予報変数であり、浮動小数点数で表現される。 $p^{(0)}$  は真値であり、実数で表現される。FPN 誤差は  $p^{(\varepsilon)}$  として表現され、真値同様、実数で表現される。これを図で表すと、図1のように示される。この  $p^{(\varepsilon)}$  がどのように時間変化するかを考える。ただし、 $p^{(\varepsilon)}$  は計算機上で直接表現することはできないので、次のような近似を考える。

$$p^{(L)} - p^{(H)} = p^{(\varepsilon_L)} - p^{(\varepsilon_H)} \equiv p^{(\delta)}$$

ここで  $p^{(L)}$ ,  $p^{(H)}$  はそれぞれ低精度、高精度 FPN であり、 $p^{(\varepsilon_L)}$ ,  $p^{(\varepsilon_H)}$  はそれぞれ低精度、高精度の FPN 誤差である。 $p^{(\delta)}$  は  $p^{(\varepsilon_L)}$ ,  $p^{(\varepsilon_H)}$  の差を示す。低精度 FPN よりも十分に高精度の FPN の表現が良い場合、即ち  $p^{(\varepsilon_H)}$  が十分に小さい場合、 $p^{(\varepsilon_L)} \approx p^{(\delta)}$  というように近似できる。このようにして、FPN 誤差を近似的に得られる。

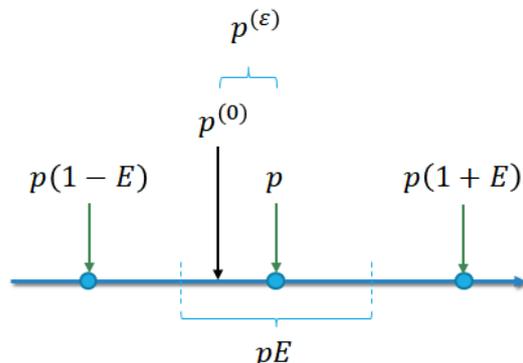


図1: IEEE754における浮動小数点演算誤差の概念図。ここでモデル変数  $p$  は浮動小数点数、真値  $p^{(0)}$  および演算誤差  $p^{(\varepsilon)}$  は実数。 $E$  はマシンイブシロンを表す。

上記の近似により、 $p^{(\delta)}$  を得られることが分かった。この FPN 誤差の時間変化を理論的に調べるために、本研究ではまず単純な浅水波方程式を考える。

$$\begin{aligned} \triangleright \frac{\partial u}{\partial t} &= -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial \phi}{\partial x} + f v \\ \triangleright \frac{\partial v}{\partial t} &= -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial \phi}{\partial y} - f u \\ \triangleright \frac{\partial \phi}{\partial t} &= -u \frac{\partial \phi}{\partial x} - v \frac{\partial \phi}{\partial y} - \phi \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

ここで  $u, v, \phi$  はそれぞれ、東西・南北流速 (m/s)、ジオポテンシャル ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) を示す。 $f$  はコリオリパラメータ (1/s) で一定値とする。この微分方程式を差分化し、各予報変数の FPN 誤差を代入すると、次の式を得る。

$$\begin{aligned} \triangleright \frac{\Delta_N u_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta t} &= - \left( u_{i,j,n}^{(0)} \frac{\Delta_I u_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta x} + u_{i,j,n}^{(\delta)} \frac{\Delta_I u_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta x} \right) - \left( v_{i,j,n}^{(0)} \frac{\Delta_J u_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta y} + v_{i,j,n}^{(\delta)} \frac{\Delta_J u_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta y} \right) - \\ &\quad \frac{\Delta_I \phi_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta x} + f v_{i,j,n}^{(\delta)} + F_u \\ \triangleright \frac{\Delta_N v_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta t} &= - \left( u_{i,j,n}^{(0)} \frac{\Delta_I v_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta x} + u_{i,j,n}^{(\delta)} \frac{\Delta_I v_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta x} \right) - \left( v_{i,j,n}^{(0)} \frac{\Delta_J v_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta y} + v_{i,j,n}^{(\delta)} \frac{\Delta_J v_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta y} \right) - \\ &\quad \frac{\Delta_J \phi_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta y} - f u_{i,j,n}^{(\delta)} + F_v \\ \triangleright \frac{\Delta_N \phi_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta t} &= - \left( u_{i,j,n}^{(0)} \frac{\Delta_I \phi_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta x} + u_{i,j,n}^{(\delta)} \frac{\Delta_I \phi_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta x} \right) - \left( v_{i,j,n}^{(0)} \frac{\Delta_J \phi_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta y} + \right. \\ &\quad \left. v_{i,j,n}^{(\delta)} \frac{\Delta_J \phi_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta y} \right) - \phi_{i,j,n}^{(0)} \left( \frac{\Delta_I u_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta x} + \frac{\Delta_J v_{i,j,n}^{(\delta)}}{\Delta y} \right) - \phi_{i,j,n}^{(\delta)} \left( \frac{\Delta_I u_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta x} + \frac{\Delta_J v_{i,j,n}^{(0)}}{\Delta y} \right) + F_\phi \end{aligned}$$

ここで  $\Delta_I, \Delta_J$  はそれぞれ  $x, y$  方向の差分演算子、 $I, J, N$  はそれぞれ  $x, y, t$  方向の格子番号、 $F_u, F_v, F_\phi$  はそれぞれ  $u^{(\delta)}, v^{(\delta)}, \phi^{(\delta)}$  への外部強制項を示す。この方程式系に地衡風平衡状態、順圧不安定状態に相当する初期値を設定し、式を整理すると、地衡風平衡では FPN 誤差が振動しながら外部強制項によってその振幅が増大していくことを示す式を、順圧不安定では FPN 誤差を種とした順圧不安定波が成長していくことを示す式を得ることができる。

## 3. 数値実験

前述の式から得られる解を確認するために、数値実験を行う。初期値は地衡風平衡状態、および順圧不安定状態に相当する値を与える。ここで演算

精度による演算結果への影響を定量的に評価するため、空間方向の二乗平均平方根で FPN 誤差を評価する。

$$RMS(p_N^{(\delta)}) = \sqrt{\frac{1}{I_{max}} \sum_{I=1}^{I_{max}} \frac{1}{J_{max}} \sum_{J=1}^{J_{max}} (p_{I,J,N}^{(\delta)})^2}$$

$I_{max}, J_{max}$  はそれぞれ x, y 方向の格子数を示す。このとき、地衡風平衡実験では外部強制項の存在により徐々に FPN 誤差が増大するが、この強制は浮動小数点演算による丸め誤差が支配的であり、切り上げ・切り捨てにより正負両方に力が働く。そのためこの強制はランダムウォークのような変化を示すことが期待される。ランダムウォークの時間積分は、その標準偏差が時間の平方根に従うことが知られており、

$$RMS(p_N^{(\epsilon)}) = \sqrt{(RMS(p_0^{(\epsilon)}))^2 + \gamma_p^2 \cdot N}$$

というように書くことができる。ここで  $\gamma_p^2$  はランダム強制の大きさを示す。このランダム強制の大きさは与えられた初期値から推定できるので、FPN 誤差の時間変化を推定することができる。図2は地衡風平衡において各予報変数の FPN 誤差の RMS 値の時間変化を示す。破線は理論的变化であり、実線は数値実験による  $p_N^{(\delta)}$  の RMS 値を示す。図に示されるように、数値実験によって FPN 誤差の RMS 値が時間進行に対してその平方根で増大していくことが示され、理論的な推定値と一致していることが確認できる。これは FPN 誤差がランダムウォークのような変化をしていることを裏付ける。またこの FPN 誤差の自己相関関数を調査してもランダム的であるという結果が得られており（図省略）、FPN 誤差はランダム強制のように扱うことができることを示す。

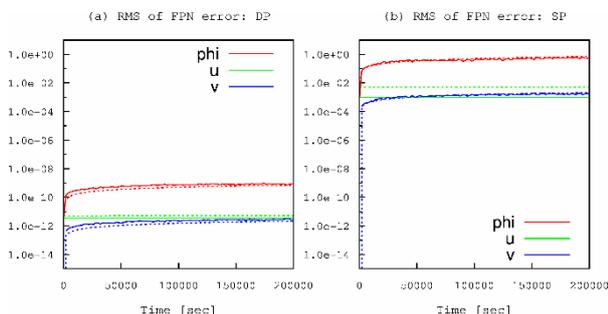


図2: 地衡風平衡における各予報変数の FPN 誤差の時間変化。左は倍精度 FPN の結果、右は単精度 FPN の結果を示す。

順圧不安定実験では、FPN 誤差の RMS 値は通常の順圧不安定波のように成長することが分かる（図3）。実験開始後400秒あたりまでは時間の平方根に従う時間変化を示すが、400秒～5000秒あたりは順圧不安定波の線形最大成長率に従う大きさで発達していくことが分かる。その後、やや成長率が低下し、12000秒あたりで RMS 値の成長は

止まる。この FPN 誤差の成長停止は実験設定に由来すると考えられる（側面境界の存在）。

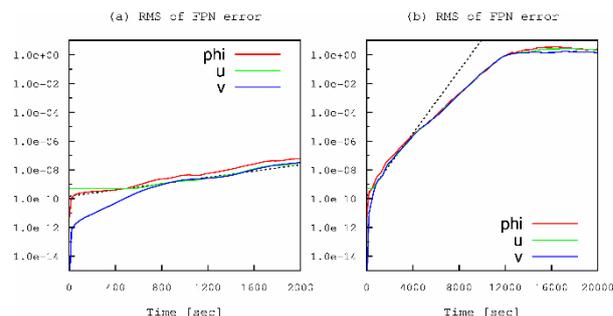


図3: 順圧不安定における各予報変数の倍精度 FPN 誤差の時間変化。左は初期～2000秒、右は初期～20000秒の結果を示す。黒破線は順圧不安定波の線形最大成長率。

FPN 誤差の RMS 値は物理量に依存するため、実際にどの程度その誤差が重要なかは不明である。直観的に FPN 誤差の相対的寄与を理解するために、FPN 誤差の大きさを標準偏差で規格化する。

$$NIFE(p_N) = \frac{RMS(p_N^{(\epsilon L)})}{STD(p_N)}$$

規格化 FPN 誤差指標 (NIFE) は、どの程度の大きさで影響が小さいとするかは問題次第であるが、予報変数の標準偏差でその FPN 誤差を割るので無次元化され、異なる変数同士の FPN 誤差の重要性を比較できる。

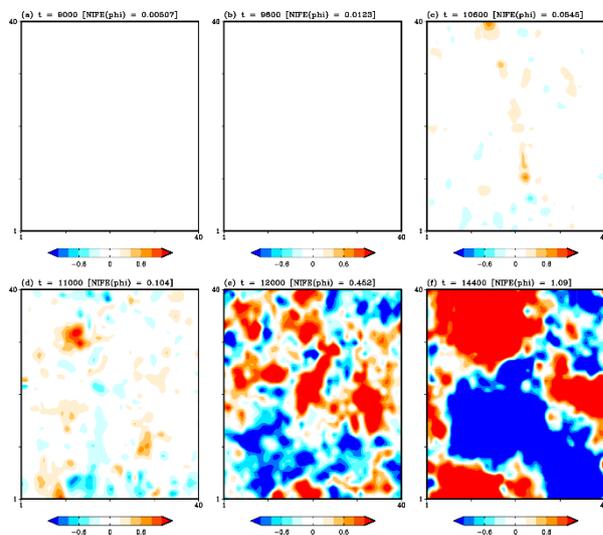


図4: NIFE を基に、順圧不安定実験における FPN 誤差の大きさが 0.5% (上段左)、1% (上段中)、5% (上段右)、10% (下段左)、50% (下段中)、100% (下段右) のジオポテンシャルの FPN 誤差の分布を示したもの。

#### 4. まとめ

本研究の成果では数値気象モデルにおける FPN 誤差の演算結果に対する影響について、FPN 誤差の時間発展方程式を導き、定常解と不安定解における線型時間発展方程式の理論的な解を得て、数値モデルによって解の検証を行った。これらの結果は浅水波モデルでの結果であるが、将来的に非静力学モデルへの応用を見込んでいる。

# 気象庁メソ解析における 4D-Var の基本場更新のインパクト

幾田泰醇 (気象庁予報部数値予報課/気象研究所気象観測研究部)

気象庁メソ解析では 4次元変分法 (4D-Var) データ同化手法を用いてメソモデルの初期値を作成している。今回、現業メソモデルをベースとした新しい 4D-Var データ同化システム (幾田 2014) を用いて、接線形モデルを展開した点の軌跡である基本場を更新する手法のインパクトを調査した。

4D-Var は数値予報モデルの時間積分を強拘束条件としたデータ同化手法である。この手法では非線形モデルに対する接線形モデルとその随伴モデルを用いて評価関数と評価関数の勾配を計算する。評価関数の計算に接線形モデルを用いることで最適化問題が完全な二次形式の問題となり、極小値探索が安定化する。その反面、最適化問題を解く中で非線形過程の影響が制限されるというデメリットもある。その解決法の一つとして、最適化中に基本場を更新する手法が提案されており効果が実証されている (Trémolet 2008)。4D-Var における第  $j$  回目の基本場更新時の評価関数は、次のように書ける。

$$J = \frac{1}{2} (\delta \mathbf{x}_j + \delta \mathbf{x}_j^b)^T \mathbf{B}_0^{-1} (\delta \mathbf{x}_j + \delta \mathbf{x}_j^b) + \sum_t \frac{1}{2} (\mathbf{H}_j \mathbf{M}_{t,j} \delta \mathbf{x}_j - \mathbf{d}_{t,j})^T \mathbf{R}_t^{-1} (\mathbf{H}_j \mathbf{M}_{t,j} \delta \mathbf{x}_j - \mathbf{d}_{t,j})$$

ここで、 $\mathbf{B}_0$  は背景誤差共分散行列、 $\mathbf{R}_t$  は観測誤差共分散行列である。 $\mathcal{H}$  と  $\mathcal{M}_t$  は観測とモデルの非線形演算子、 $\mathbf{H}_j$  と  $\mathbf{M}_{t,j}$  は第  $j$  回目の基本場の周りで  $\mathcal{H}$  と  $\mathcal{M}_t$  を摂動展開した観測とモデルの接線形演算子である。トータルの変分  $\delta \mathbf{x}$ 、第  $j$  回目の変分  $\delta \mathbf{x}_j$ 、背景場の変分  $\delta \mathbf{x}_j^b$ 、観測との差分  $\mathbf{d}_{t,j}$  は以下の関係を満たす。

$$\delta \mathbf{x} = \delta \mathbf{x}_j + \delta \mathbf{x}_j^b \\ \mathbf{d}_{t,j} = \mathbf{d}_t^H + \mathcal{H} [\mathcal{M}_t (\mathbf{x}^b)] - \mathcal{H} [\mathcal{M}_t (\mathbf{x}_j^b)]$$

この  $\mathbf{d}_t^H$  は高解像度モデルの第一推定値と観測との差であり、これ以外はインクリメンタル 4D-Var の低解像度の演算子、状態変数及び行列である。上記の基本場更新を実装して実観測を用いたデータ同化実験を行った。この実験では基本場の更新の適用は繰り返し回数 20 回目と 35 回目の 2 回とした。基本場を更新することによって、非線形モデルの時間積分とその値を用いた観測相当量が再計算され観測項のコストが更新される。図 1 と図 2 は接線形モデル実行中に計算した各観測相当量の摂動予測のノルム  $S$  を示したものであり次式で定義される。

$$S = \sum_t \left\| \mathbf{R}_t^{-1/2} \mathbf{H}_j \mathbf{M}_{t,j} \delta \mathbf{x} \right\|^2$$

図 1 は風の観測としてドップラー速度 (VR) とゾンデ・航空機・ウィンドプロファイラ・大気追跡風による水平風観測 (U,V) を示している。ドップラー速度は、水平風観測

Period: 201806130000-201807232100, Number of init.: 328

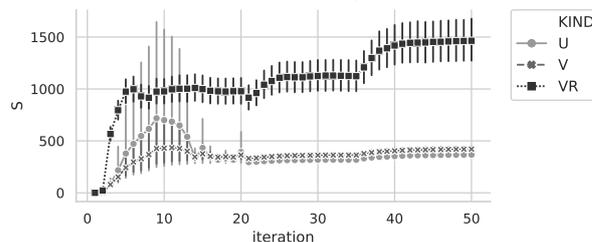


図 1. 観測相当量の摂動ノルムの期間平均値。エラーバーは 95%信頼区間。U,V は水平風、VR は動径風を表す。

Period: 201806130000-201807232100, Number of init.: 328

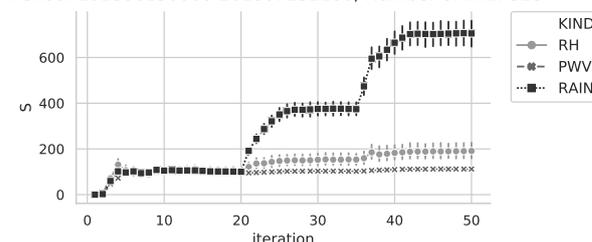


図 2. 観測相当量の摂動ノルムの期間平均値。エラーバーは 95%信頼区間。RH は相対湿度、PWV は可降水量、RAIN は降水を表す。

よりも基本場更新の影響が大きいことがわかる。図 2 は水蒸気の観測として解析雨量による降水 (RAIN)、レーダー反射強度からのリトリーバル量・ゾンデによる相対湿度 (RH) と GNSS 可降水量 (PWV) を示している。降水や相対湿度は、GNSS 可降水量よりも基本場更新の影響が大きいことがわかる。レーダー観測や降水観測は、基本場更新の影響が同種の他の観測よりも相対的に大きい特徴がある。これは、基本場の更新によって、基本場である非線形モデルが降水系を予測できるようになった結果、その接線形・随伴モデルで降水に関する誤差情報の伝播が可能となったことが原因である。以上から非線形プロセスが支配的な現象に関する観測、例えばメソ対流系を捉えたレーダー観測などを接線形モデルを用いて同化する際に、基本場の更新は解析精度向上の有効な手段となる。講演では基本場更新手法の詳細に加え予測に対するインパクトを紹介する。

本研究の成果の一部は、気象研究所経常研究「データ同化技術と観測データの高度利用に関する研究」によるものです。

## 参考文献

- 幾田泰醇, 2014: asuca 変分法データ同化システム. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 91-97.  
Trémolet, Y., 2008: Computation of observation sensitivity and observation impact in incremental variational data assimilation. *Tellus*, **60A**, 964-978.

# GSMaP 降水データの観測誤差相関を考慮したデータ同化実験

\*寺崎康児, 小槻峻司, 三好建正 (理研計算科学)

## 1. はじめに

データ同化において、非対角な観測誤差共分散行列をどのように扱うかは大きな問題の1つである。一般的に同一測器での観測データには観測誤差相関があることが知られており (Bormann et al. 2010, QJRMS)、近年では衛星データのチャンネル間の誤差相関を考慮したデータ同化の研究が進められている (Weston et al. 2014)。Weston et al. (2014)は、ハイパースペクトル赤外サウンダのチャンネル間の誤差相関を考慮するデータ同化実験を行い、海面更正気圧や 500hPa 高度場の予報が南半球で約 1~2% 改善することを示した。一方で、水平方向の観測誤差相関を考慮するデータ同化は、誤差相関を見積もる研究は行われているものの、それを陽に考慮するデータ同化研究はあまり進んでいない。現在、多くの現業機関では水平方向の観測誤差相関を考慮していないため、観測データを間引いて同化している。水平方向の観測誤差相関を陽に考慮することで、間引きをせず観測データが持つ情報をより多く利用できる可能性がある。

Kotsuki et al. (2017) は、全球大気データ同化システム NICAM-LETKF (Terasaki et al. 2017) を用いて、GSMaP 降水量データにガウス分布変換を適用し同化する手法を開発した。さらに、GSMaP 降水量データの観測誤差相関を推定し、誤差相関の影響を受けないように間引きを適用し同化実験を行った。本研究では、NICAM-LETKF を用いて、GSMaP 降水量データの観測誤差相関を考慮するシステム開発及び実験を行い、解析及び予報精度の向上を目指す。

## 2. 実験設定

NICAM-LETKF システムにおいて、GSMaP 観測誤差相関を考慮するために、観測誤差共分散行列を陽に扱うことができるよう改良した。GSMaP の観測誤差は Kotsuki et al. (2017)によって得られた推定値を 5 次関数にフィッティングし、観測間の距離を計算し観測誤差共分散行列を作成した (図 1)。アンサンブル数は 40 とし、共分散膨張手法は Relaxation To Prior Spread (RTPS) を用いた ( $\alpha = 0.95$ )。GSMaP 降水量データは高度 850 hPa で観測された

ものと仮定して通常の観測と同様の方法で水平及び鉛直局所化を適用した。データ同化実験の期間は 2015 年 9 月 1 日 0 時から 10 月 31 日 18 時の 2 ヶ月間である。

Spatial Observation Error Correlation

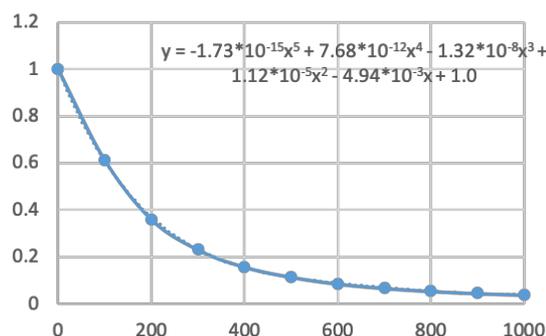


図 1 GSMaP 降水量データの観測誤差相関。横軸は観測間の距離 (km)、縦軸は相関を示す。

## 3. 結果

図 2 は GSMaP 降水量の同化において、観測データを間引かず観測誤差相関を考慮した場合としない場合の ERA-Interim に対する解析値の平均二乗平均平方根誤差の違いの 1 ヶ月平均 (10 月 1 日 0 時から 10 月 31 日 18 時) の差を表す。GSMaP 降水量データの水平局所化スケールは 72.5km とした。水蒸気量と気温の解析値は、観測誤差相関を考慮することで、対流圏全体で改善 (最大で 6%程度) が見られた。東西風も最大で 4%程度改善した。

気温の解析値が最も改善した 850hPa 面での気温の平均絶対誤差の変化率の月平均の水平分布を見ると (図 3)、主に熱帯域や南半球の海上において改善する傾向が見られた。

## 4. まとめ

本研究では、NICAM-LETKF システムにおいて、水平方向の観測誤差相関を陽に考慮するシステムを開発した。実際の GSMaP 降水量データを用いた実験を行い、観測誤差相関を考慮してデータ同化を行うことで解析精度の向上が見られた。

## 参考文献

- [1] Bormann, N., and P. Bauer, 2010: Estimates of spatial and interchannel observation-error characteristics for current sounder radiances for numerical weather prediction. I: Methods and application to ATOVS data. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **136**, 1036-1050.
- [2] Kotsuki S., Miyoshi T., Terasaki K., Lien G.Y. and Kalnay E. 2017: Assimilating the Global Satellite Mapping of Precipitation Data with the Nonhydrostatic Icosahedral Atmospheric Model NICAM. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **122**, 1-20. doi:10.1002/2016JD025355
- [3] Terasaki, K., and T., Miyoshi, 2017: Assimilating AMSU-A radiances with the NICAM-LETKF. *J. Meteor. Soc. Japan*, **95**, 433-446.
- [4] Weston P. P. W., Bell, and J. R. Eyre, 2014: Accounting for correlated error in the assimilation of high-resolution sounder data. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **140**, doi:10.1002/qj.2306.

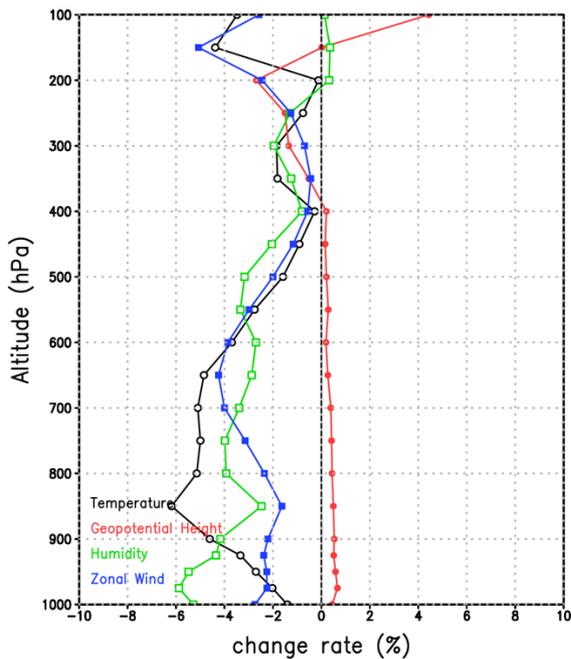


図2 GSMaP降水量データの観測誤差相関を考慮した場合としない場合の、気温、ジオポテンシャル高度、水蒸気量及び東西風の全球平均 RMSD の変化率 (%)。負は観測誤差相関を考慮することで改善したことを示す。平均期間は2015年10月1日0時から2015年10月31日18時である。

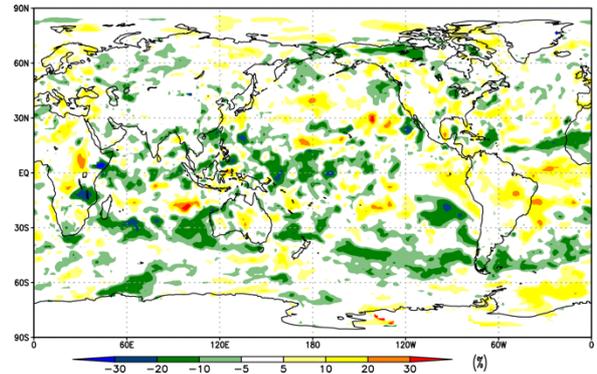


図3 850hPa面における気温の絶対平均誤差の変化率 (%)。負は観測誤差相関を考慮することで改善したことを示す。平均期間は2015年10月1日0時から2015年10月31日18時である。

# SCALE-LETKF のフェーズドアレイ気象レーダのデータ同化における観測演算子の改善のインパクト

\*雨宮 新, 本田 匠, 三好建正 (理研 R-CCS)

## 1. はじめに

CREST ビッグデータ応用領域の研究課題『「ビッグデータ同化」の技術革新の創出によるゲリラ豪雨予測の実証』では、領域モデル SCALE-RM と局所変換アンサンブルカルマンフィルタ(LETKF)を用いた高頻度・高解像度観測データの同化により、短時間の局所的大雨をもたらす現象の予測を目標としている。特に30秒毎のフェーズドアレイ気象レーダ(PAWR)のデータ同化は3次元的な降水エコーの詳細な構造を再現した解析値を実現し、局所的な降水予報への応用が期待される[1]。しかし、これまでの予報実験では、予報開始から30分の間に中層(高度約4-6km)でレーダエコー強度の大きな領域が実際の観測より著しく広がる課題があった[1]。予報の困難さは降水レーダのデータ同化において共通の課題であり、モデルバイアスや非線形性に起因する解析値の非バランスなどの問題があるが、観測演算子の誤差も考えられる要因の一つである。そこで、この研究では同化に用いる PAWR の観測演算子の改善を行い、過去事例に関して予報実験へのインパクトを調べた。

## 2. PAWR の観測演算子

PAWR の同化には、モデルの降水粒子の量( $W$  [g/m<sup>3</sup>])と等価レーダ反射因子( $Z_e$  [mm<sup>6</sup>/m<sup>3</sup>])を関係づける演算子を必要とする。SCALE-RM で通常用いられる雲微物理スキーム[2]では、降水粒子は雨、雪、霰(*graupel*)の3種類である。LETKF で用いる演算子は降水粒子の種類ごとに放射モデル計算の結果を指数関数で近似して得たものであり、次のような式となる。

$$Z_e = \alpha_r W_r^{\beta_r} + \alpha_s W_s^{\beta_s} + \alpha_g W_g^{\beta_g}$$

従来の LETKF では、これらの係数について文献値[3]を用いてきたが、霰に関しての係数 $\alpha_g, \beta_g$ は、SCALE の雲微物理スキーム[2]とは異なる粒径分布のパラメータに基づいて計算されたものであった。そこで、雲微物理スキームと同じ粒径分布のもとでの霰についての係数を、Joint Simulator[4]を用いて改めて計算した。これにより、従来の  $\alpha_g = 8.18 \times 10^4, \beta_g = 1.50$  の代わりに、新たな係数  $\alpha_g = 5.54 \times 10^3, \beta_g = 1.70$  を得た。

## 3. 2013年7月13日事例における比較実験

新たな観測演算子を用いた SCALE-LETKF による予報実験を従来の場合と比較した。対象は2013年7月13日午後3時~4時に近畿地方で発生した局所的大雨の事例である。大阪 PAWR で観測された30秒毎のレーダ一反射因子とドップラー速度を用いて、以前の実験[1]と同様に解像度15kmの解析値を初期値とし、解像度1km、100メンバーにて15:00 JST から10分間の同化を行い、さらに得られた解析値から30分間のアンサンブル予報を行った。

## 4. 結果

図1は15:10 JSTにおける解析値と、30分予報の結果である15:40 JSTにおける予報値のアンサンブル平均を、従来の観測演算子の係数を用いた場合と今回の場合それぞれについて示している。また、左列は同時刻における等価レーダ一反射因子の観測値である。新たな観測演算子の導入により、従来の課題であった $Z_e$ の急激な増大が解消され、より現実に近い時間的推移を示した(図1)。従来の実験では予報開始時の霰の量が少なく、30分の予報の間に急激に増大している(図1下)。観測演算子と予報モデルの間の不一致により霰の量が過小となり、解析値が対流雲の成長におけるバランスから大きくずれた状態にあったと考えられる。新たな演算子がこの点を改善したことで、より物理的に整合的な霰の量を与えることで、予報精度の向上が期待できる。

## 参考文献

- [1] Miyoshi, T., et al., 2016, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 97, 1347-1354.
- [2] Tomita, H., 2008, *J. Meteor. Soc. Japan*, 86: 121-142.
- [3] Xue, M., 2009, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*: 135.643., 1409-1423.
- [4] 衛星データ・シミュレータ Joint-Simulator <http://www.sapc.jaxa.jp/use/rd/joint-simulator> (2019年1月閲覧)

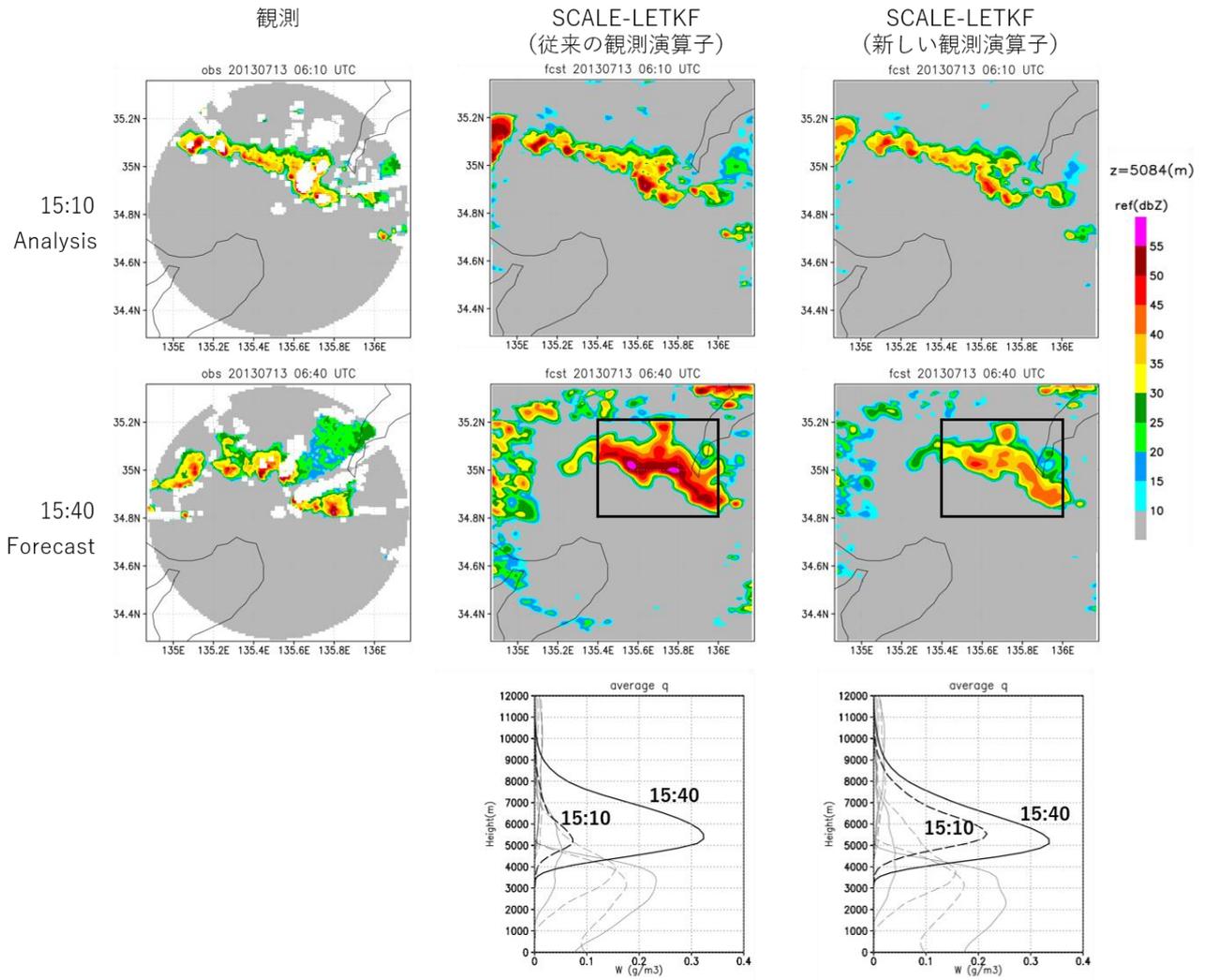


図1 (左)PAWRによる観測値、(中)従来の係数、(右)今回の係数を用いたSCALE-LETKFによる解析値と予報値。(下)四角の領域で平均した15:10(太点線)と15:40(太実線)における霰の質量。

# メソ NAPEX を用いた SSR モード S 航空機データと 船舶 GNSS 可降水量の同化実験

\*瀬古 弘(気象研究所、海洋研究開発機構)・小泉 耕(気象庁)  
小司 禎教(気象研究所)・瀬之口 敦(電子航法研究所)

## 1. はじめに

本報告では、気象研究所に移植した気象庁のメソ NAPEX を用いて調べた SSR モード S 航空機データと船舶 GNSS 可降水量のインパクトについて発表する。

SSR モード S 航空機データ(以下、モード S データ)は、新型の航空管制用レーダ(SSR モード S)を用いて航空機に個別質問を送り、個々の航空機の機体の位置・高度や機上の情報を得るダウンリンクを利用したデータで、利用可能な情報に、真経路角、対地速度、真対気速度、機首磁方位やマッハ数等がある。これらの情報から水平風や気温を数秒から 10 秒毎に求めることができる。非常に高頻度に得られることから空間分解能は非常に高くなり、離着陸時の多数の航空機からのデータは、高頻度・高密度な鉛直プロファイルデータになる。さらに、新型航空管制用レーダも全国に展開が予定されていることから、集中豪雨や局地的大雨の実況監視やデータ同化の有効なデータになると期待できる。

船舶 GNSS 可降水量については、たとえば、平成 29 年九州北部豪雨において、東シナ海の下層の水蒸気量のわずかな差が下層の南西風の下流に位置する九州の降水量に大きく影響を及ぼしていたことが報告されている。東シナ海を航行する船舶で可降水量を観測することができれば、九州の降水量を大きく改善することが期待できる。

今回は、関東地方を発達した積乱雲が通過した事例について、電子航法研究所の実験用 SSR モード S システムで得られたモード S データを同化した結果と、東シナ海を航行している凌風丸等の船舶で観測した GNSS 可降水量を同化した結果について報告する。

## 2. モード S データの同化結果

本報告でメソ NAPEX を用い、数値モデルは asuca、格子間隔は第一推定値との差の作成は 5 km、同化は 15 km である。同化データには気象庁の現業データに加え、電子航法研究所で観測したモード S データを用いた。モード S データの水平範囲は、おおよそ東北～中部地方までで、特に成田空港や羽田空港の周辺に集中していた。モード S データの高度は、気圧を ICAO の標準大気(地上気温や気圧が一定)を用いて高度に変換して通

報するため、ここでは気圧に戻して使用した。モード S データの品質を気象庁メソ解析と比較して確認した結果から、誤差の大きい航空機の上昇速度の大きいデータ、旋回中のデータは利用せず、バイアスがある気温は補正して、分散が大きい高度 3 km 以下は利用しないこととした。モード S データは 1 時間毎に同化し、正時～10 分のデータを正時の値として利用した。データ同化実験には、関東平野を発達した積乱雲が通過した 2015 年 8 月 14 日の事例を採用した。この事例では積乱雲やシアラインが羽田空港や成田空港を通過し、航空機の運航が気象の影響を受けた事例である。

モード S データを同化した場合としない場合の初期値から 1~2 時間後の 19~20 時の下層の水平風と降水分布を図 1 に示す。モード S データを同化したものの方が、観測に比べやや南側にずれているものの、発達した積乱雲を良く再現していることがわかる。また、19 時頃の羽田空港での東風から北風への風向の変化を伴うシアラインの通過や、発達した積乱雲の分布、東風と北東風のシアラインの位置も、より実況に近くなっていた。初期値では、モード S データの同化により、鹿島灘 からの東風がやや弱くなり、羽田空港付近のシアラインの位置が実況に近くなっていた。このことが予測の改善の要因と考えている。

## 3. 船舶 GNSS 可降水量の同化結果

2017 年 6 月 5 日から 9 日に低気圧が西日本を通過した。この期間に GNSS を設置した凌風丸が九州の西から奄美大島へ、さらに四国沖に移動した。その期間の GNSS データを、モード S データと同様に、気象研に移植したメソ NAPEX を用いて同化した。凌風丸が東シナ海を南下しているときの 850hPa の T-Td 解析値の差(船舶 GNSS 同化ありー同化なし)は、凌風丸の通過位置で大きく変化し、その領域が時間とともに九州に接近していた。水蒸気量のインクリメントは期待通りの様相を示したといえる。次に、2017 年 6 月 7 日 9 時の初期値からの予報結果を図 2 に示す。この時刻では凌風丸は九州の南部に位置していて、その付近の降水分布は、船舶 GNSS を用いた方がより観測に近い分布になっていたことがわかる(図2)。

### 参考文献

重富他, “SSR モード S 監視データを用いた気象予報データの評価解析”, 第 51 回飛行機シンポジウム講演集, JSASS-2013-5158, 2013 年 11 月。

グデータを活用した気象と地球環境の予測の高度化」(課題 ID:hp180194, hp190156)、「ビッグデータ同化と AI によるリアルタイム気象予測の新展開」(JST AIP JPMJCR19U2)の支援を受けたものです。

### 謝辞

本研究は、ポスト「京」プロジェクト重点課題 4(観測ビッ

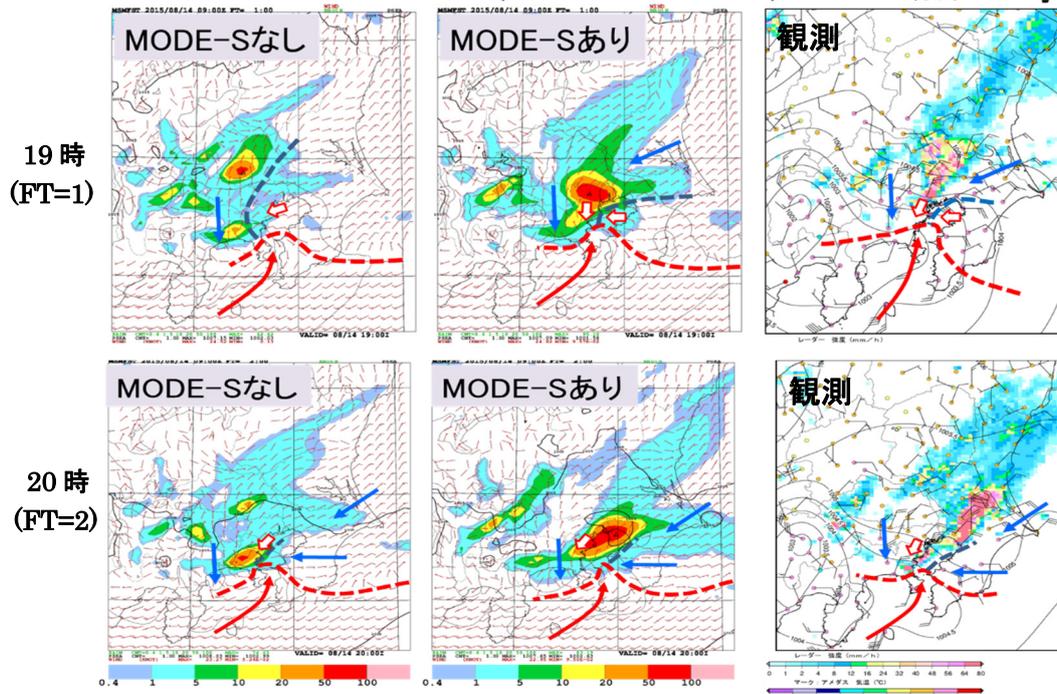


図1 モード S データの同化実験

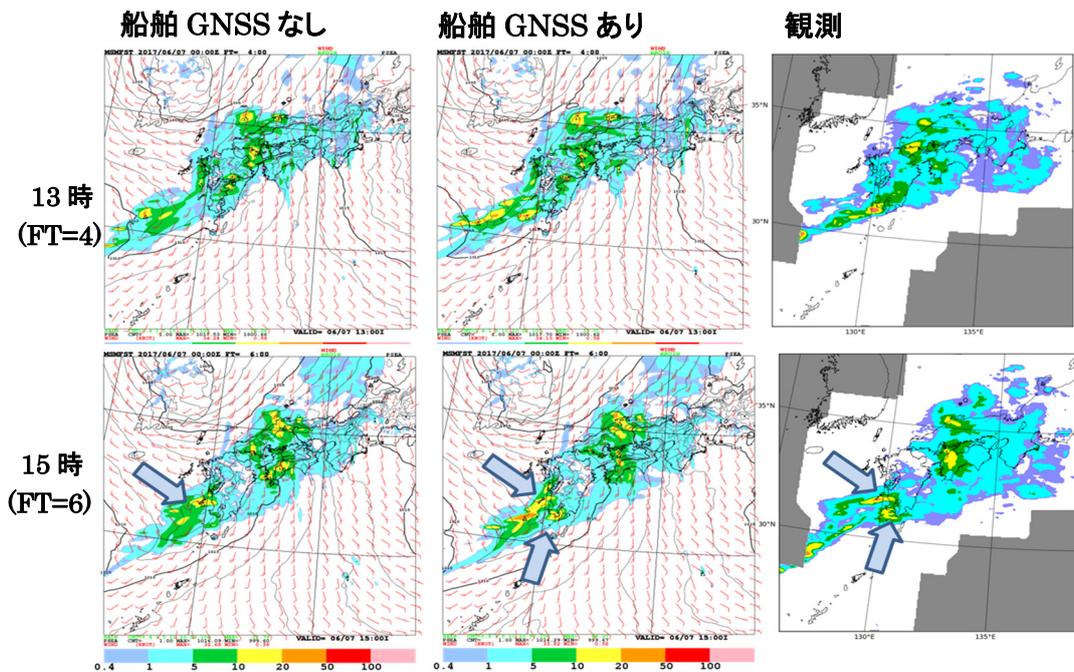


図2 船舶 GNSS 可降水量の同化実験

## NHM-RPF を用いた観測誤差の動的推定

\*川畑 拓矢 (気象研究所), 上野玄太 (統計数理研究所)

### 1. はじめに

これまで非線形なデータ同化システムである粒子フィルタと気象庁非静力学モデルを用いたデータ同化システム (NHM-RPF) を開発し、観測システムシミュレーション実験 (OSSE) を行い、孤立積乱雲の非ガウス性とその起源について議論してきた (Kawabata and Ueno 2019)。本稿では、NHM-RPF の重要なパーツである観測誤差の動的推定について述べる。

### 2. Adaptive R estimator

観測誤差動的推定は、Ueno and Nakamura (2016) による Adaptive R estimator (ARE) を用いている。ARE はベイズ推定によって、最適な観測誤差共分散行列 (R) を推定するもので、第一推定値に Wishart 分布を仮定した前回推定の R を使い、アンサンブルによる尤度分布を加え、EM アルゴリズムによる繰り返し計算から最適な R を算出するアルゴリズムとなっている。

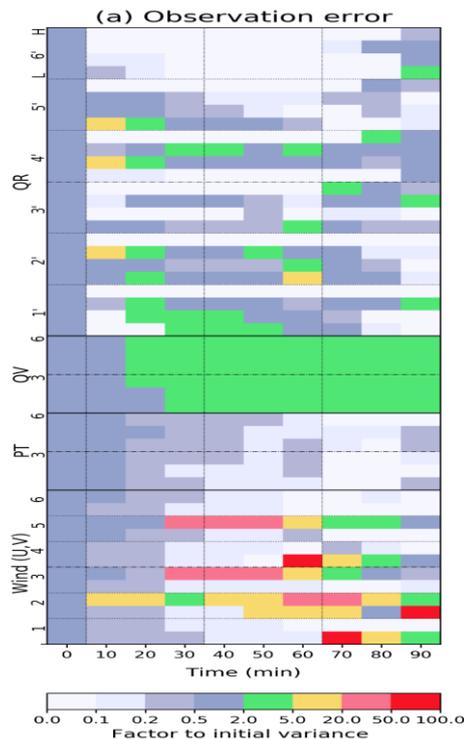
### 3. ARE のインパクト

1000 メンバーのアンサンブルを用いて OSSE を行った (Kawabata and Ueno 2019)。その結果、同化しない場合と比べて、真値に対する RMSE が改善率された (第 1 表)。また有効粒子数も 100 以上を保ち、安定したフィルタリングが行えたことが分かった。ここで、この安定性をもたらした要因と考えられる ARE の有効性を確かめるため、ARE を使わない実験を行った (woARE)。この場合、有効粒子数は 10 程度と小さくなる時刻があるものの 300 程度に回復するなど完全な filter collapse に陥ったとは言えない結果が得られた。しかし RMSE 改善率は負となった (第 1 表)。このことから、ARE はフィルタのよりよい安定をもたらすと同時にスコアの改善ももたらすことが分かった。

ここで ARE によって推定された R の大きさを見てみると、大きな変動は少なく、概ね安定した推定値が得られている (第 1 図)。詳細に見ると、風 (u, v) に大き

な変動が見られ (赤い領域)、これらは、(1) OSSE で与えたランダムな観測誤差が大きいデータと (2) 第 1 推定値と観測データの差が大きい地点であることが分かった。(1) については、誤差の大きなデータを正しく推定していると言え、(2) についてもフィルタの安定性をもたらすものであり、ARE の有効性を示している。また QR に時空間に移動している変動の大きなデータ (緑の領域) が存在するが、これは積乱雲の発達と移動に伴うもので、アンサンブルのスプレッドが大きな領域と概ね対応している。

これらの結果から、ARE は有効に動作しており、そのインパクトは大きいことが分かった。今後は実観測データ同化実験を行い、さらに有効性を確かめる予定である。



第 1 図 地点別の観測点に対する推定された R の初期時刻からの増加率。QR は鉛直 4 層にデータが存在し、対数で表示。

謝辞

本研究は科研費「粒子フィルタを用いた積乱雲の発生・発達に関する不確実性の解明」(JP17H02962)によるサポートを受けた。

第 1 表 同化をしない場合に対する RMSE の改善率 (%)。

	PT	QV	QR	U	V	W
ARE	21	24	14	17	25	18
woARE	-29	-39	-55	-42	-49	-61

## 観測誤差相関を考慮した変分法によるドップラー速度データ同化の検討

\*藤田匡<sup>1</sup>, 瀬古弘<sup>1</sup>, 川畑拓矢<sup>1</sup>, 澤田謙<sup>1</sup>, 堀田大介<sup>1</sup>,幾田泰醇<sup>2</sup>, 國井勝<sup>2</sup>, 塚本暢<sup>2</sup>, 秋元銀河<sup>2</sup>

1 気象研究所気象観測研究部第四研究室、2 気象庁予報部数値予報課

## 1. はじめに

近年の観測データの高頻度高密度化により、大気の詳細な情報を持つ膨大な観測データがリアルタイムに得られるようになってきている。一方、観測誤差相関の扱いをはじめ、高頻度高密度観測のデータ同化での活用法は十分確立されておらず、数値予報における利用は大量のデータのうちのごく一部に限られている。本稿では、高頻度高密度観測データの同化手法の高度化に向けて、気象レーダーのドップラー速度について行った調査を報告する。

## 2. 観測誤差特性の調査

札幌レーダーのドップラー速度観測（動径 5km、方位角 5.625°間隔で平均化）について、観測誤差共分散を[1]の手法により推定した。2018年7月1~8日の期間のD値（観測値-第一推定値）と解析残差の積の統計から、動径・方位角・仰角・時間方向の観測誤差相関の構造を調べた。統計サンプルは、気象庁現業メソ解析 JNoVA [2,3]に基づく実験システムによる4D-Var解析サイクル（アウター水平格子間隔 5 km、インナー 15 km）で作成した。

統計による観測誤差標準偏差は、1.5 - 2 m/s 程度であり、レーダーサイトから離れて高度が高くなるにつれて増加する傾向がみられた（図略）。高度に伴う風速の強まりのほか、遠距離での高度割付など観測演算子における近似の誤差、平均化の範囲の増加による観測値の代表性の変化などの影響が考えられる。

仰角 1.1°における動径相関および時間相関を図1に示す。動径相関の半値幅はおおよそ 10 - 20 km 程度であり、[4]と同様、サイトからの距離とともに増加する傾向がみられた。時間相関は半値幅 30 - 60 分程度で、予報時間とともに増加する傾向であった。このようにビームの伝搬距離、平均化の範囲、予報時間への依存性がみられ、観測演算子や予報モデルに関連する代表

性誤差も寄与していることが示唆される[4,5]。この誤差相関幅の動径距離、予報時間に伴う増大は、低仰角において顕著にみられた。また、仰角 1.1°における方位角相関の半値幅は、おおよそ 15 km 程度であった。なお、仰角相関は、レーダーサイト近くを除き小さかった（図略）。同化に使用するデータの仰角は、0.1、1.1、2.6、4.3°と、間隔が観測演算子のビーム幅 0.3°と比較して広く、これが影響しているものと考えられる。

## 3. 変分法データ同化による観測誤差相関の効果

簡易な変分法に観測誤差相関を組み込み、観測誤差相関のデータ同化における効果を調査した。動径方向、方位角方向の二次元の領域を考え、動径 5km、方位角 5.625°間隔で平均化した観測の格子をそのまま解析格子とした（30×64格子）。観測演算子は1とし、観測誤差分散・背景誤差分散は同じ 1 m/s とした。観測誤差相関については、2章の調査結果に基づきガウス型でおおよその振る舞いを近似した（方位角方向の相関幅は動径距離に反比例するとした）。D値としては、2018年7月3日 06UTC の札幌レーダー、仰角 1.1°のドップラー速度のものを使用した（図2(b)）。

図2に結果を示す。観測誤差相関を考慮した同化(a)により、D値(b)の詳細な構造まで均等に反映したインクリメントが得られた。一方、観測誤差共分散行列の非対角要素をゼロとし、観測誤差相関を無視すると(c)、D値の詳細な構造はインクリメントに反映されるものの、同符号のD値がまとまった領域では、観測に強く寄る結果となった。一般的に良く行われている大きめの観測誤差の利用(d)や、観測の間引き(e)では、過度なインクリメントは緩和されるものの、細かい構造は解析場に反映されにくくなるのが分かる。誤差膨張、間引きの適用にあたっては、情報の損失を抑えるための設計の検討が重要となる。

## 4. 高度化した背景誤差の下での観測誤差相関の効果

観測データからより多くの有効な情報を抽出し解析値に反映するためには、背景誤差の高度化も重要となる。ここでは、さらに高度化した背景誤差の下での観測誤差相関の効果を見るために、JNoVAに基づく4D-Varとハイブリッド4D-Varへのドップラー速度の観測誤差相関の適用実験を行った。同様の調査としては[6]で現業3D-Varへの適用が報告されている。観測誤差相関のスケール（相関が  $e^{-0.5}$  となる距離）は、2章の統計のおおよその特性に基づき、動径方向 15 km、方位角方向約 15 km 相当、時間方向 45 分とした。誤差標準偏差については、現業で用いられている設定の約 3 m/s をそのまま用いた。

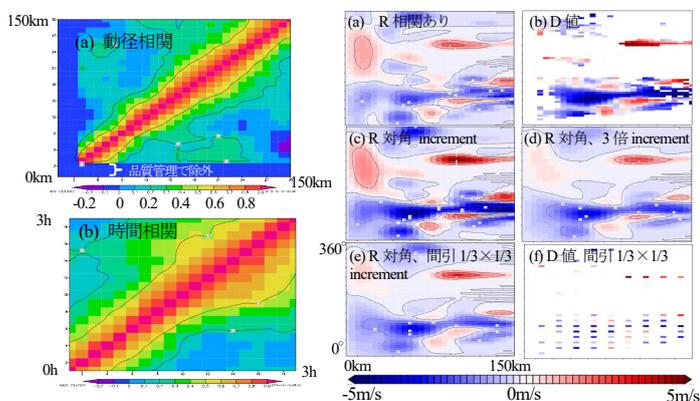


図1: 札幌レーダー仰角 1.1°の観測誤差相関。(a)動径相関(3h同化ウィンドウの後半(90-180分)で平均。サイト近くはQCで除外)、(b)時間相関(動径50-100kmで平均)。(a)(b)とも方位角について平均。

図2: 二次元(動径-方位角)変分法によるドップラー速度同化のインクリメントとD値。(a)観測誤差R相関あり、(b)D値、(c)対角R、(d)対角R、誤差標準偏差3倍、(e)対角R、D値間引き、(f)間引いたD値。

4D-Var に比べて背景誤差を高度化したハイブリッド 4D-Var では、制御変数の拡張[7]を行って、アンサンブルによる流れへの依存性を組み込んだ。ここで用いたアンサンブルは、観測値に摂動を加えた複数の 4D-Var サイクルによるアンサンブルデータ同化(EDA [8]) により生成したもので、初期値あたり 6 メンバーで直近 9 初期値(FT=0-24)の 54 メンバーで構成した。制御変数への流れへの依存性の組み込みにあたっては、アンサンブルによる背景誤差と気候学的背景誤差の比重は、各 50%と等しくした。また、局所化のスケール ( $e^{0.5}$ となる距離)は 75 km とした。

本実験では、2018 年 7 月 3 日 06UTC の解析において、1 サイトのレーダーのドップラー速度のみを同化してインパクトを調査した。03-06UTC の札幌レーダーのドップラー速度観測(サイトから 150km まで、4 仰角)を、同化ウィンドウ 3 時間で同化した。第一推定値は、2018 年 7 月 1 日 00 UTC からの 4D-Var 解析サイクルにより生成した。また、アンサンブル摂動生成のための EDA サイクルも 7 月 1 日 00 UTC から開始した。

4D-Var (図 3(a), (b)) とハイブリッド 4D-Var (図 3(c), (d)) による結果の比較、及び、観測の同化頻度を 10 分とした場合(図 3(a), (c)) と 60 分とした場合(図 3(b), (d)) の比較を図 3 に示す。ハイブリッド 4D-Var((c), (d))では、従来の 4D-Var(図 3(a), (b))よりも詳細な構造を持つインクリメントが得られた。また、同化ウィンドウから 4 時間予報を通してインクリメントのパターンには連続性がある。このことは、ハイブリッド 4D-Var の方が、観測データの持つ気象状況の詳細なシナリオの情報を予報モデルのバランスに即して抽出する能力が高いことを示唆している。

観測の時間間隔による差は、同化手法(ハイブリッド 4D-Var、4D-Var)による差よりも小さい。しかし、観測時間間隔による差は、ハイブリッド 4D-Var のほう

がより大きく、高頻度観測の情報に高い感度を示している。主にインクリメントの南東の部分において差が見られ、同化ウィンドウ、予報にわたって伝搬している(図 3 赤矢印)。

図 4(b)(c)に、札幌、及び、釧路(札幌の東約 280 km。図 4(a)参照)レーダーのドップラー速度に対する RMSE の時系列を示す。本事例では、停滞する前線に伴う降水がこの付近に分布しており、ドップラー速度データが継続して得られている(図 4(a))。4D-Var、ハイブリッド 4D-Var とともに、主なインパクトは札幌レーダーでは 6 時間予報程度、より下流に位置する釧路レーダーでは 8 時間予報程度まで持続している。ハイブリッド 4D-Var は、4D-Var よりも小さい RMSE を与えており、シナリオ抽出の性能がより高いことが、ここでも示唆される。また、観測頻度による違い(濃淡の線の差)は、4D-Var よりもハイブリッド 4D-Var で大きい。ハイブリッド 4D-Var により、高頻度観測の情報によるインパクトをより引き出し得ることが期待される。

### 謝辞

本研究では気象庁数値予報課が開発したメソ数値予報システムの数値解析予報実験システムを用いた。本研究の一部は、JST AIP JPMJCR19U2、JSPS KAKENHI Grant Number JP 19K23467、及びポスト「京」プロジェクト 重点課題 4 「観測ビッグデータを活用した気象と地球環境の予測の高度化」(課題 ID: hp180194、hp190156)の支援を受けたものである。

### 参考文献

- [1] Desroziers, et al., 2005, *QJRM*, **131**, 3385–3396.
- [2] Honda et al., 2005, *QJRM*, **131**, 3465–3475.
- [3] JMA, 2019, Outline of the operational numerical weather prediction at the Japan Meteorological Agency.
- [4] Waller et al., 2016, *MWR*, **144**, 3533–3551.
- [5] Janjic et al., 2018, *QJRM*, **144**, 1257–1278.
- [6] Simonin et al., 2019, *QJRM*, doi: 10.1002/qj.3592.
- [7] Buehner, 2005, *QJRM*, **131**, 1013–1043.
- [8] Isaksen et al., 2010, *ECMWF Tech. Memo.*, No. 636.

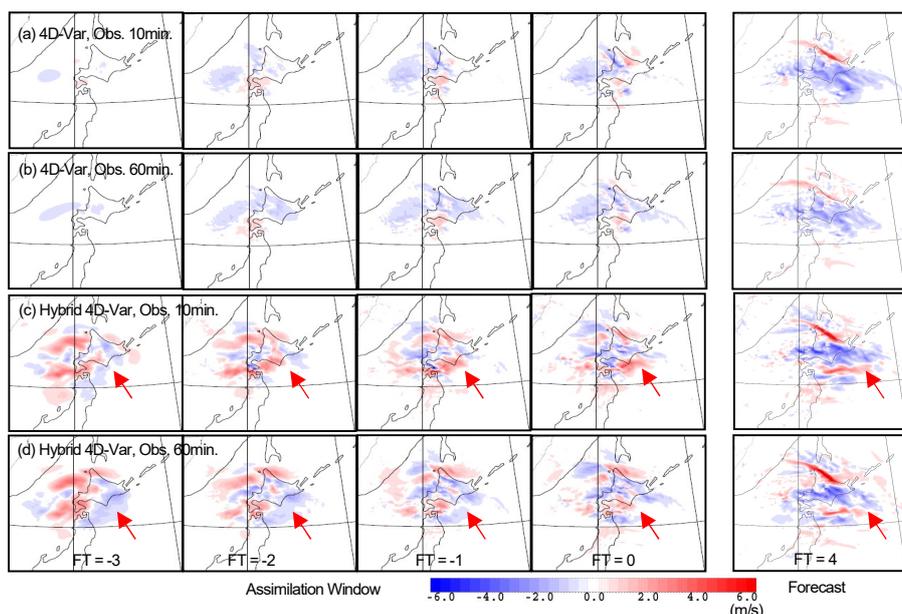


図 3: 850hPa 東西風インクリメント。同化ウィンドウの最初 (FT=-3) から最後 (FT=0) まで 1 時間毎の値と、4 時間予報値 (FT=4) を示す。(a): 4D-Var 観測時間間隔 10 分。(b): 4D-Var 観測時間間隔 60 分。(c): ハイブリッド 4D-Var 観測時間間隔 10 分。(d): ハイブリッド 4D-Var 観測時間間隔 60 分。

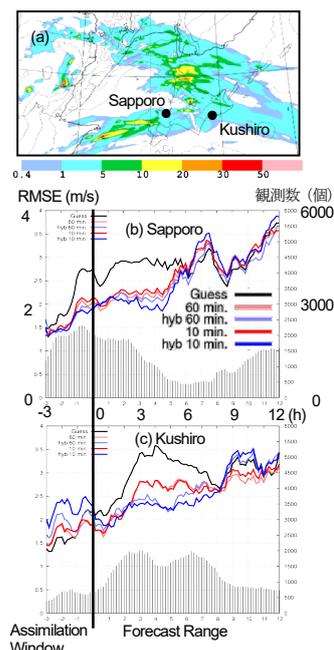


図 4: (a) 第一推定値からの地上予報 (valid: 2018.7.3 12UTC)。ドップラー速度観測に対する RMSE (b) 札幌レーダー、(c) 釧路レーダー。赤: 4D-Var、青: ハイブリッド 4D-Var。濃: 観測 10 分間隔同化。淡: 60 分間隔同化。黒: 第一推定値。灰色: 観測数 (右縦軸)。

# Convective-scale Sampling Error and Its Impact on the Ensemble Radar Data Assimilation System

\*Pin-Ying Wu (京都大学理学研究科), Shu-Chih Yang (National Central University, Taiwan), Chih-Chien Tsai (National Science and Technology Center for Disaster Reduction, Taiwan)

## 1. Introduction

Sampling error is accompanied by the use of ensemble-based data assimilation with a limited ensemble size and can result in spurious background error correlations, leading to false analysis corrections. Usually, strategies of covariance localization are applied to deal with the issues associated with sampling error [1]. However, an improper or naive application of localization strategies may distort meaningful flow-dependent error covariance or introduce non-negligible imbalances. So far, much less is known about how sampling errors impact the estimated background error covariance and analysis corrections in ensemble-based radar data assimilation (EnRDA). Simple isotropic localizations are still most widely adopted in EnRDA [3] while the error covariance at convective-scale should be more heterogeneous and anisotropic. Investigating the convective-scale sampling errors could help us design strategies, such as the optimization of the localization scale or inflation parameter, to cope with the sampling errors in EnRDA. By performing the WRF-LETKF radar assimilation system (WLRAS) [4] separately with 40 and 256 ensemble members, this study attempts to identify the impact of convective-scale sampling error on estimated background error covariance and figure out how the contaminated error covariances affect the following precipitation prediction.

## 2. Methodology

The Advanced Research Weather Research and Forecasting (WRF) model version 3.3.1 [2] is conducted with WLRAS. The horizontal dimensions of two-way nested model domains are  $180 \times 180$  and  $330 \times 330$  grid points with grid spacings equal to 15 km and 3 km, respectively. The ensemble sets with 256 and 40 members are initiated with the NCEP FNL data and perturbed according to the background error covariance of WRF-3DVAR system. Differences in the estimated error correlations between the two ensemble sets are regarded as the effect of sampling

error. After the ensemble was spun-up for 6 hours, the radial velocity ( $V_r$ ) and reflectivity ( $Z_h$ ) were assimilated every 15 minutes with different horizontal and vertical localization scales for two hours. At the end of assimilation period, the deterministic forecasts were initialized from the analysis means of different experiments. The results are used to investigate the impact of sampling error on convective-scale precipitation prediction.

## 3. Comparison of Background Error Correlations

The sensitivity of error correlations to sampling error is quantified by the resemblance between the error correlations derived from the two ensemble sets based on the Standardized Mean Absolute Difference (SMAD). A larger SMAD indicates that the error correlation derived from the small ensemble shows less similarity to that derived from the large ensemble, i.e. more sensitive to sampling error. The results are shown in Figure 1. The results show that the ensemble-based error correlation estimation is less sensitive to the ensemble size when the relationship between variables is direct and robust, such as  $Z_h$  and  $Q_r$ . On the other hand, the estimated error correlations between  $Q_v$  and  $Z_h$  show strong sensitivity to sampling error in the intense reflectivity area, and such sensitivity of the error correlations between  $Q_v$  and  $V_r$  is shown in the weak reflectivity area. Lastly, the error correlation between the simulated  $V_r$  and model horizontal wind is sensitive to sampling error if the horizontal wind contributes little to the simulated  $V_r$  (e.g., U wind in the south/north and V wind in the east/west of radars).

## 4. The Results of Precipitation Prediction

The experiments with the large and small ensemble sizes show strong sensitivity to the choices of localization scale. The sampling errors lead to an underprediction of heavy rainfall when the horizontal localization radius is inadequately large (Fig. 2a, b), but this can be mitigated if a more accurate moisture condition is provided (Fig. 2c). On

the other hand, adopting a proper vertical localization can also be important for improving precipitation prediction (Fig. 2b, e) due to its potential for better representing the thermodynamic structure.

#### 参考文献

- [1] Houtekamer, P. L., and H. L. Mitchell, 1998: Data assimilation using an ensemble Kalman filter technique. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 796–811.
- [2] Skamarock, W. C., J. B. Klemp, J. Dudhia, D. O. Gill, D. M. Barker, M. G. Duda, X.-Y. Huang, W. Wang, and J. G. Powers, 2008: *A description of the Advanced Research WRF version 3*. National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO, USA, 113 pp.
- [3] Sobash, R. A., and D. J. Stensrud, 2013: The impact of covariance localization for radar data on EnKF analyses of a developing MCS: Observing system simulation experiments. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 3691–3709.
- [4] Tsai, C. C., Yang, S. C., & Liou, Y. C., 2014: Improving quantitative precipitation nowcasting with a local ensemble transform Kalman filter radar data assimilation system: observing system simulation experiments. *Tellus A*, **66**.

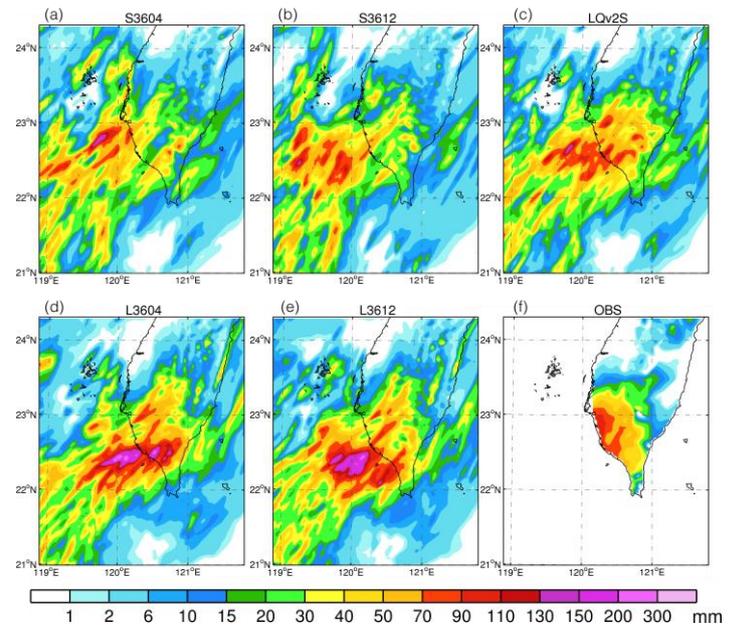


Figure 2. Accumulated rainfall from of the experiments with (a), (b) the 40-member ensemble, (d), (e) 256-member ensemble and (f) rain gauge observation. (c) shows the experiment that takes the analysis mean of (a), but replaces  $Q_v$  with those from the (d). The vertical localization scale of (a), (d) is 4 km, while that of (b), (e) is 12 km. The horizontal localization scale is 36 km for experiment showed here.

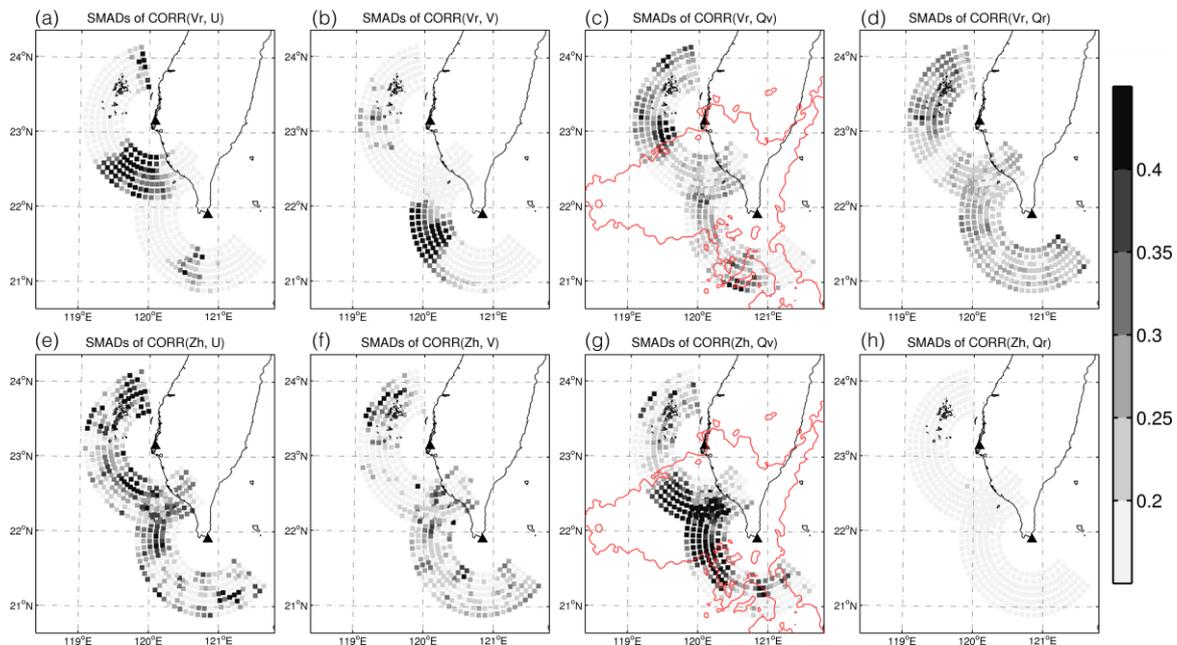


Figure 1. The SMADs (colored points) of estimated error correlation between (a)  $V_r$  and  $U$  wind, (b)  $V_r$  and  $V$  wind, (c)  $V_r$  and water vapor mixing ratio ( $Q_v$ ), (d)  $V_r$  and rain water mixing ratio ( $Q_r$ ), (e)  $Z_h$  and  $U$  wind (f)  $Z_h$  and  $V$  wind, (g)  $Z_h$  and  $Q_v$ , and (h)  $Z_h$  and  $Q_r$  derived from the two ensembles. The triangles show the location of radar sites. The red contours in (c) and (g) indicate the 40 dBZ composite reflectivity of ensemble mean with 40 members.

# 1992年12月8日に準線状の対流系に伴って発生した竜巻

柄本英伍・新野宏\*

(東京大学大気海洋研究所)

## 1. はじめに

竜巻を発生させる対流系は大きく分けて、スーパーセル(Browning 1964)、準線状の対流系(QLCS: Quasi-linear convective system; Weisman and Trapp 2003)、非スーパーセル型(Wakimoto and Wilson 1989)の3つに分類される(Agee and Jones 2009)。米国では、多くの竜巻がスーパーセルによって発生するが、QLCSに伴う竜巻(例えばForbes and Wakimoto 1983)も18%程度発生する事が報告されている(Trapp 2005)。QLCSに伴う竜巻は日本においても少なくない(例えば、新野ほか1993, 1994; Kobayashi et al. 2007)。しかし、その詳細な特徴や発生機構の理解は現在も十分ではない。QLCSに伴う竜巻のシミュレーションは、竜巻より一回り大きい meso-vortex に関するものがいくつか行われているが(例えば、Xu et al. 2015; Flournoy and Coniglio 2019)、QLCSの北端に位置する Line-end vortex に伴う竜巻事例(Schenkman et al. 2012)以外には行われていない。本研究では、1992年12月8日に茨城県千代田町でQLCSの中央部に伴って発生した竜巻について、気象庁非静力学モデル(JMANHM; Saito et al., 2006)を用いて再現し、その詳細な特徴を調べた。

## 2. 事例の概要

12月8日午前9時の気象庁地上天気図では、北海道西沖の日本海に温帯低気圧が存在しており、関東付近にはこれとは別の低気圧が解析されていた。

図1は1992年12月8日0900JSTの気象庁合成レーダー画像である。茨城県から静岡県にかけて、準線状の降水系が東進している様子が見える。この降水系に伴って0910頃に茨城県千代田町と約8.5km南の出島

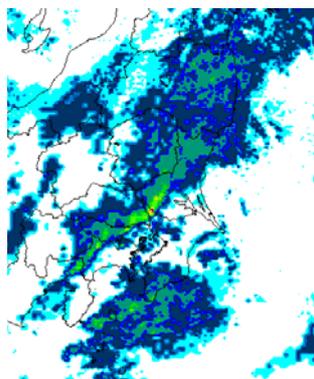


図1: 1992年12月8日0900JSTの気象庁レーダー合成図

村の2カ所で竜巻が発生し、いずれも北東に9km以上進んだ(新野ほか1993)。千代田町の竜巻では、家屋の半壊8棟、一部損壊200棟の被害が報告されている。

新野ほか(1993)は、千代田町の竜巻の現地調査を行うと共に、気象庁合成レーダーと気象研究所ドップラーレーダーを用いて、QLCSが中部地方から発達しながら東進したこと、ドップラー速度の分布から、2つの竜巻それぞれに対応したマイソサイクロンが存在していたことを示した。

## 3. 数値シミュレーションの設定

本研究では、4重に one-way nest した JMANHM を用いて、シミュレーションを行った(表1)。一番外側の領域1の実験の初期値・境界値には JRA-55 (Kobayashi et al. 2015)を用いた。雲微物理過程は氷相の数濃度を予報する2モーメントバルク法を用いた(Ikawa et al. 1991; Murakami 1990)。積雲パラメタリゼーションは、領域1でのみ Kain Fritsch スキームを用いており、領域

表1: モデルの計算領域と解像度

領域	水平解像度	格子数	鉛直層数
1	15km	200×200	50
2	2km	450×450	50
3	350m	1000×1000	70
4	50m	1700×1700	100

2-4 では用いていない。大気境界層のパラメタリゼーションは、領域1・2で MYNN スキーム(Nakanishi and Niino 2006)を、領域3・4では Deardorff(1980)のスキームを用いた。

## 4. 結果

### a. 再現された QLCS の特徴 (領域2)

領域2(水平解像度2km)の結果は、竜巻を発生させたQLCSの観測された特徴をよく再現していた(図2)。但し、再現されたQLCSは中部地方で発達し始め、比較的早い速度(20m/s以上)で東へ移動し、0830JST前後には、茨城県の霞ヶ浦付近に到達したが、これは観測されたQLCSよりも30分程度早かった。QLCSの進行

方向後面では、冷氣プール(図 2)とそれに伴う強い下降流が存在しており、対流域では高度 2km 付近で 10m/s を超える強い上昇流が見られた。一方で、ドップラーレーダーで観測されたようなマイソサイクロンは、水平 2 km 解像度シミュレーションの結果からは確認できなかった。

#### b. 再現された竜巻の特徴 (領域 4)

領域 4 (50m 解像度) では、地上付近に竜巻に相当する 2 つの強い渦が再現された(図略)。両者のうち寿命が長く、より強かった渦に伴う鉛直渦度は高度 30m 付近で  $0.7s^{-1}$ 、風速は最大約 47m/s に達した(図 3a)。竜巻が発生する数分前における高度 500m 付近の鉛直渦度と風の場の時間発展を調べたところ、竜巻発生位置の周辺上空にマイソサイクロンに対応すると思われる強い鉛直渦度場が生じ、それに伴う強い鉛直流が生じていた(図略)。また、地上付近の温度場・水平風場の時間発展を調べたところ、竜巻の発生直前に、後面から相対的に冷たい空気を伴う流入(Rear inflow jet; RIJ)が強まっていた。竜巻はこの RIJ の北側(図 3b)で発生しており、竜巻の発生要因との関連が示唆される。

講演では、循環解析などを用いて上空のマイソサイクロンや竜巻の渦度の起源を調べた結果についても報告する予定である。

#### 参考文献

- Agee, E. M., and E. Jones, 2009: *Wea. Forecast.*, 24, 609-617.  
 Browning, K. A., 1964: *J. Atmos. Sci.*, 21, 634-639.  
 Dearnorff, J. W., 1980: *Bound.-Layer Meteor.*, 18, 495-527.  
 Forbes, G. S., and R. M. Wakimoto, 1983: *Mon. Wea. Rev.*, 111, 220-235.  
 Flournoy, M. D., and M. C. Coniglio, 2019: *Mon. Wea. Rev.*, 147, 107-134.  
 Ikawa, M. et al., 1991: *J. Meteor. Soc. Japan*, 69, 641-667.  
 Kobayashi, F. et al., 2007: *SOLA*, 3, 21-24.

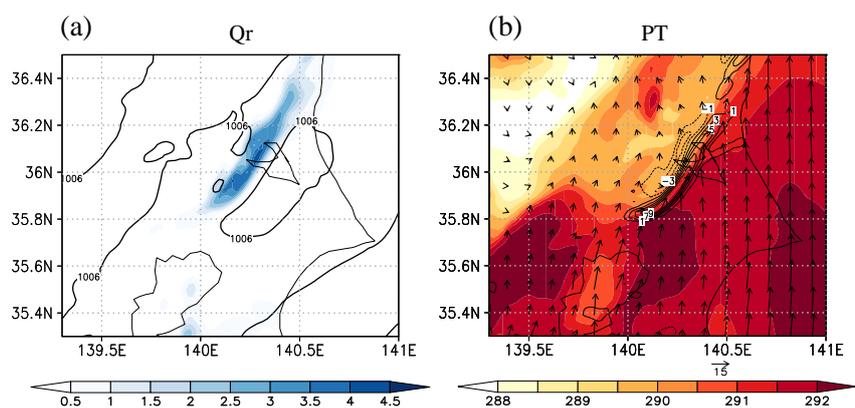


図 2: 領域 2(2km 解像度)の結果。1992 年 12 月 8 日午前 8 時 30 分における(a) 高度 20m 雨水混合比(陰影; g/kg)と海面気圧(コンター; hPa)。(b) 高度 20m の温位分布(カラー; K)、鉛直速度(実線; m/s)、水平風ベクトル(矢印; m/s)。

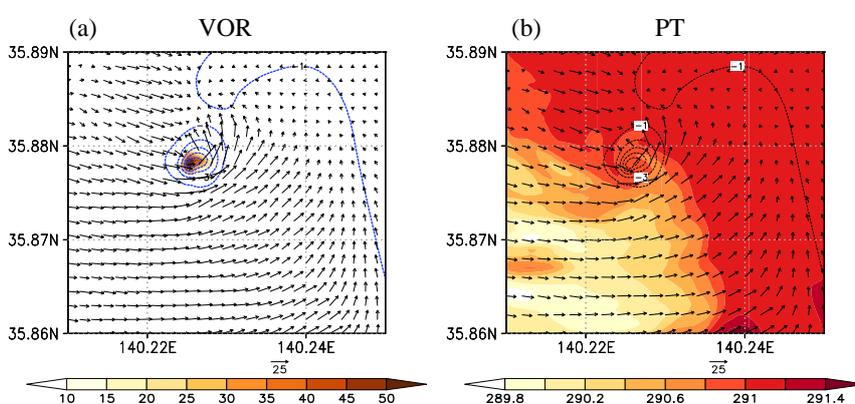


図 3: 領域 4 (50m 解像度) の結果。高度 30m の (a) 鉛直渦度(陰影)と気圧偏差値(実線)。(b) 温位(陰影)と気圧偏差(実線)と水平風ベクトル(矢印)。

- Kobayashi, S. et al., 2015: *J. Meteor. Soc. Japan*, 93, 5-48.  
 Murakami, M., 1990: *J. Meteor. Soc. Japan*, 68, 107-128.  
 Nakanishi, M., and H. Niino, 2006: *Bound.-Layer Meteor.*, 119, 397-407.  
 新野宏ほか, 1993: 1993 年日本気象学会春季大会講演予稿集, 63, A308, 54.  
 新野宏ほか, 1994: 1994 年日本気象学会秋季大会講演予稿集, 65, D156, 241.  
 Saito, K. et al., 2006: *Mon. Wea. Rev.*, 134, 1266-1298.  
 Schenkman, A. D. et al., 2012: *J. Atmos. Sci.*, 69, 3372-3390.  
 Trapp, R. J., 2005: *Wea. Forecast.*, 20, 23-34.  
 Wakimoto, R. M., and J. Wilson, 1989: *Mon. Wea. Rev.*, 117, 1113-1140.  
 Weisman, M. L., and R. J. Trapp, 2003: *Mon. Wea. Rev.*, 131, 2779-2803.  
 Xu, X. et al., 2015: *J. Atmos. Sci.*, 72, 1963-1986.

# 瞬時的な地表面フラックスを診断可能な パラメタリゼーションの深層学習による開発

\*伊藤純至<sup>1,2</sup>・毛利英明<sup>2</sup>

<sup>1</sup>東京大学大気海洋研究所、<sup>2</sup>気象研究所

## 1. はじめに

大気の下層にあたる接地境界層においては、大気と地表面の間の運動量や熱の交換が重要となる。接地境界層内の交換の過程は、数値気象モデルでは解像されないため、モニン・オブコフ則に基づく接地境界層のパラメタリゼーションが一般的に利用されてきた。そのような経験則は、ある程度長い時空間平均を行った観測結果をもとに、アンサンブル平均した風速と地表面フラックスの関係として導き出された。中立成層の場合、地表面摩擦による運動量フラックスは平均した地表風速 $\bar{u}$ の関数として、

$$\overline{u'w'} = -C_d |\bar{u}| \bar{u} \quad (1)$$

のように与えられる。ここで $C_d$ はバルク係数である。

数値気象モデルを高解像度化させると、ラージ・エディ・シミュレーション (LES) とみなせようになる。このとき地表風速には乱流変動が顕在化する。従来の接地境界層のパラメタリゼーションを適用した場合、乱流変動を伴う風速の瞬時値 $u$ により、(1)式を通して運動量の地表面フラックスが診断されようになる。このような手法が妥当かどうか、地表面フラックスの「真値」を評価できる風洞実験の結果を利用した。接地境界層内の乱流変動を伴う風速と運動量フラックスの関係を調べたところ、(1)式で表されるような単純な風速と地表面フラックスの関係はまったくみられなかった (Ito et al., submitted)。ある一定の平均風下では、運動量フラックスは風速が弱い方がむしろ大きくなる(1)とは反対の傾向がみられた。

このような場合、地表面付近のみの高解像度化や運動量フラックスの予報変数化といったパラメタリゼーションの高度化はあり得る。しかし、いずれの場合も接地境界条件や予報方程式中の高次項のパラメタリゼーションの構築が困難である上に、計算負荷も増大してしまう。

風洞実験で得られた長時間の時系列データを利用し、接地境界条件を検討した。風洞実験で得られた長時間の時系列データを教師データとして利用し、深層学習により風速の時系列から瞬時値に近い運動量フラックスを与えるパラメタリゼーションの構築を試みた。

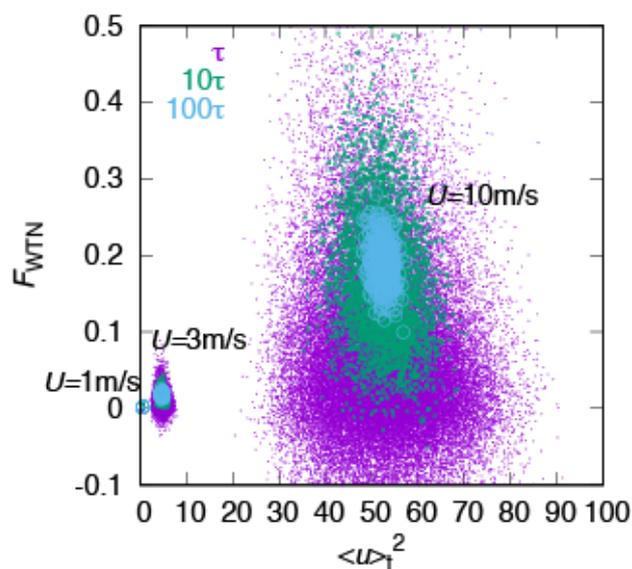


図1 風洞実験の結果に対し、様々なスケールの時間フィルターに対する、風速の平均値(横軸)と運動量フラックス(縦軸)の関係。紫色のプロットが最も短い時間スケールの関係を示している。

## 2. 深層学習の手法と規格化

気象研究所の大型風洞において3種類の平均流入風速(1, 3, 10m/s)を設定し、風洞床面からの高さ80mmの測定点で得られた水平風 $u$ と鉛直風 $w$ をレーザー流速計を用い200Hzで取得した。それぞれ3.5時間分、0.1秒ごとに間引いた実測データを利用する。風速の規格化に $z=80\text{mm}$ における風速を用いる。運動量フラックスは時間フィルターした $u$ と $w$ の偏差の相関として求めるが、時間フィルターのサイズも風速により規格化するよう変更した。Google社が提供するTensor FlowのLong Short-Term Memory(LSTM)

ライブラリを利用し深層学習を行った。隠れ層数と入力層数はともに 100 としている。また教師データは 3 種類の風速により規格化する。

### 3. 検証と考察

検証のために、教師データとは独立した 0.1 秒毎の 30 分間の風洞実験の時系列データを利用した。従来の(1)式にもとづく診断（壁法則）と、学習後の LSTM による診断（縦軸）と風洞実験における境界層の鉛直運動量フラックス  $u' w'$  の実測値（横軸）を比較した（図 2）。

時間フィルターが短いため、運動量フラックスは大きく変動する。従来の手法では、運動量フラックスは 3 種類の一様風速の場合の平均的な値付近に分布するが、平均からの偏差はまったく正確に捉えていない。一方、深層学習により、偏差も含めた精度が高い診断が実現できた。このように従来の手法が適用困難である場合のパラメタリゼーションの構築のため、深層学習が有用である可能性が示された。学習パラメータに対する依存性などについても、発表する予定である。

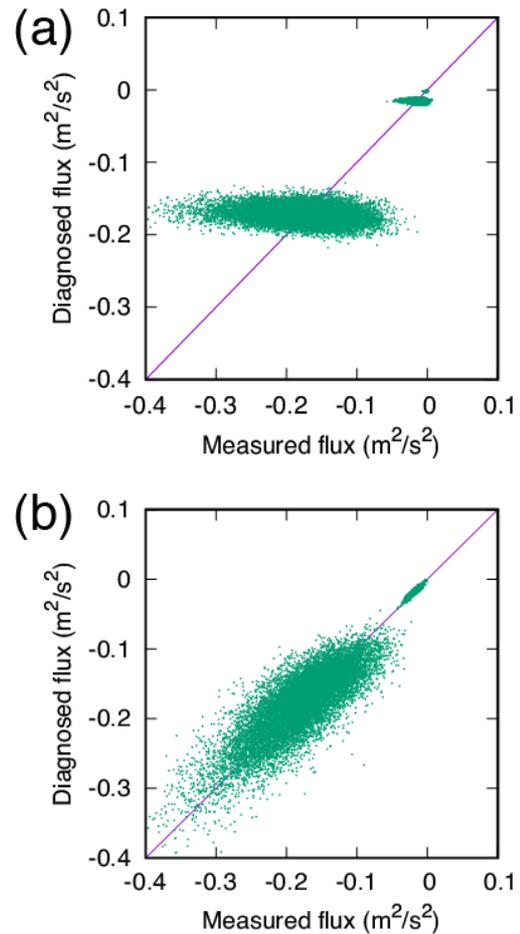


図 2 運動量フラックスの風洞における実測値（横軸）と(a)従来の(1)式（壁法則）と(b)学習後の LSTM の診断（縦軸）。

# 雷を直接扱う気象モデルの開発と数値実験

\*佐藤陽祐(北大理)

## 1. はじめに

豪雨豪雪をもたらす積乱雲に伴って発生する雷放電は高度に電子化された現代社会において大きな被害をもたらすため精度の高い雷放電の予測は、雷放電の基礎的な理解度の向上という科学的な興味のみならず、防災という観点からも大きな意義がある。雷は積乱雲の中であられを主成分とする雲を構成する水物質の衝突で生じる電気的な偏りを中和する現象である。現在、雷ナウキャストや、気象モデルで計算されるあられや鉛直流から雷の活動度を診断する方法(Khain et al. 2008: JAS)などによって、雷放電を診断的に予測する試みがなされているが、より精度の高い予測には数値モデルで雷放電を直接扱う必要がある。

そのため、2000年代から米国を中心として雷を直接扱った気象モデルの開発が進められているが(例えば、MacGorman et al. 2001: JAM, Mansell 2002: JAS, Mansell et al. 2005: JGR, Hayashi, 2006: SOLA, Barthe et al. 2016: AR など)、これらのモデルが計算コストが高いなどの問題があり、広く用いられているとは言い難い。

そこで、本研究では雷を直接扱う雷コンポーネント(雷モデル)を開発した。そして雷モデルを並列計算に対応し、かつ次世代の大型計算機での利用を見据えて開発された数値気象気候ライブラリ(SCALE: Nishizawa et al. 2015: GMD, Sato et al. 2015: PEPS)に実装した(Sato et al. 2019: PEPS, 佐藤ら 2018: 気象学会秋季大会, 2019: 気象学会春季大会, SCALE-Light: SCALE-LT)。このSCALE-LTを用いて将来の数値実験での雷予測の目指した基盤創出に取り組んでいる。本発表ではSCALE-LTの詳細とSCALE-LTを用いて行なった数値実験とそこから得られた知見の紹介を行う。

## 2. 開発した雷モデル

本研究で開発した雷モデルは、各格子内の水物質が持つ電荷密度をパッシブトレーサーの予報変数とし、計算領域の3次元の電荷密度( $\rho_e$ )から、ポアソン方程式:

$$\Delta\phi = \frac{\rho_e}{\epsilon}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi, \quad (2)$$

を解き、診断変数として電場3成分、電位を求める。電荷は水物質の移動(移流・落下など)に伴って移動する。水物質の電荷はあられと雲氷および、あられと雪が衝

突した際に電荷分離が生じて発生する。1回衝突であられが得る電荷はTakahashi(1978: JAS)のFig. 8のLook-up-Table(LUT)に基づいて、気温と雲水量に基づいて決定される。

雷放電の時間スケールは数十ms程度と気象モデルの時間分解能( $\Delta t$ )、よりもはるかに短いため、パラメタリゼーションによって実装した。本研究では式(1),(2)で求められた電場がある閾値( $E_{im}$ )を超えた時に発生するという仮定に基づいた2つのスキーム(MacGormann 2001: JAM, Fierro et al. 2013: MWR)を実装した。 $E_{im}$ を超えた格子を放電開始点とし、前者は放電経路を予測して放電経路上で電荷の中和が起こり、後者は放電経路を計算せず、放電開始点の周囲 $r$ の範囲で中和が起こると仮定して中和を計算する。

このような雷モデルをSCALEに実装したが、SCALEにはあられや氷・雪といった固相の水物質を扱う3つ雲微物理モデルが実装されている(Tomita 2008: JMSJ, Seiki and Nakajima 2014: JAS, Suzuki 2010: JAS)。本研究ではこれらのすべての雲微物理モデルに対応させる形で雷モデルの実装を行なった。なお、式(1)を解くために本研究ではBi-CGSTAB(van der Vorst 1992: SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing)を用いた。

## 3. 実験設定と結果

SCALE-LTを用いて行なった実験はMiyamoto and Takemi(2013: MWR)と同じ設定の台風を対象とした理想実験である。この実験はRotunno and Emanuel(1987: JAS)の実験設定に基づき、水平一様な初期プロファイル(Jordan 1958: JM)に渦を与える。外部の強制力として $f = 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ のコリオリ力と、300 Kで固定した海面からのフラックスを与え、台風の発生から定常状態まで193時間の計算を行う。水平解像度は5 km、鉛直解像度は200 m ~ 1040 m(上層ほど粗い)で40層とって計算を行った。

この実験によって台風のライフサイクルと台風周辺で発生する雷頻度の関係について調べる共に(佐藤ら 2019: 気象学会春季大会)、エアロゾルが台風と台風周辺の雷頻度に与える影響(Sato et al. 2019: PEPS)についてエアロゾルの数濃度を変化させた感度実験によって評価を行なった。本研究で用いた雲微物理モデルは2モ

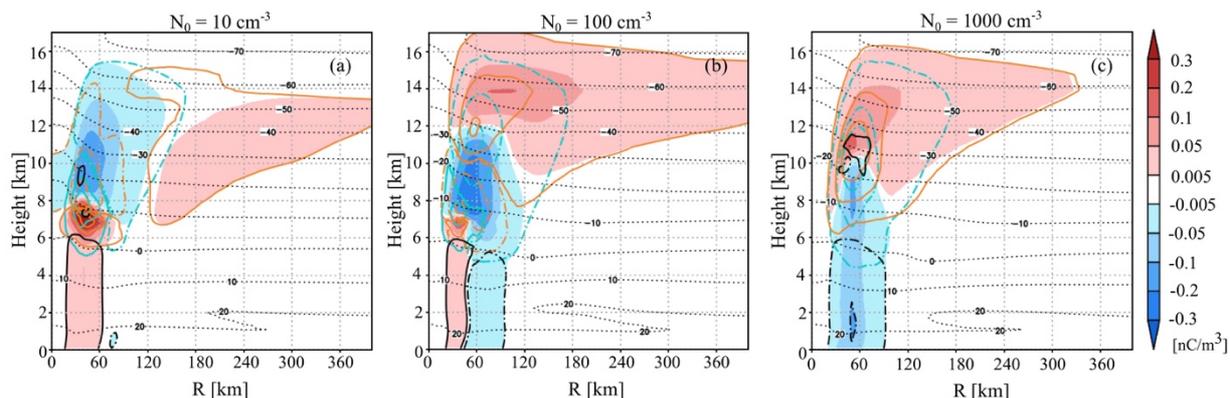


図1：計算の最後12時間で平均した水物質の電荷密度の $z$ (高度)- $R$ (中心からの距離)断面。黒、オレンジ、青線はそれぞれ水滴、雪・氷、あられの電荷密度を表し、シェードはすべての水物質の電荷密度を足し合わせた値である。実践・一点鎖線は正電荷と負電荷を表す。また点線気温( $^{\circ}\text{C}$ )を表す。(a), (b), (c)はそれぞれ $N_0 = 10, 100, 1000 \text{ cm}^{-3}$ の時の計算結果を示す(Sato et al. 2019: PEPS)

ーメントバルク法(Seiki and Nakajima 2014: JAS)であり、エアロゾルの数濃度は

$$N_{cm} = N_0 s^k, \quad (3)$$

で与えられる。ここで $s$ は過飽和度、 $k$ ( $= 0.462$ )は定数である。 $N_0$ を10, 50, 100 (デフォルト値), 500, 1000  $\text{cm}^{-3}$ と変えることでエアロゾルが台風周辺の雷に与える影響を評価した。

計算結果を解析すると、台風が急発達する直前に雷の頻度が最大になるという傾向が得られた。これは台風のライフサイクルと雷頻度の関係を示した観測的な研究(DeMaria 2012: MWR)の結果と整合的であった。急発達直前にPre-Conditioningという多くの積乱雲が発生する時期があり、この時期に発生する多くの積乱雲に伴って雷の発生するため、ライフサイクルの中でPre-conditioningの時の雷頻度が大きくなっていることが明らかになった。

また、エアロゾルの数濃度が台風周辺の雷頻度に与える影響を評価すると、 $N_0 = 10 \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ の時に比べ、 $N_0 = 500, 1000 \text{ cm}^{-3}$ の時は雷の頻度が1桁程度多くなっていた。これは、エアロゾルが電荷密度の鉛直構造に大きな影響を与えることに起因している。雷の発生頻度が少ない $N_0 = 10 \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ の時は、電荷密度は下層から正→負→正という3極構造になっている一方、 $N_0 = 500, 1000 \text{ cm}^{-3}$ の時は下層の正電荷が見られる負→正の2極構造となっていた(図1)。雷放電は電場(これは式(1), (2)を用いて計算される)が大きくなるほど起こりやすくなるため、2極構造の方が大きな電場が生じやすい。そのため、エアロゾルの多い時は雷頻度が多くなっていた。

#### 4. 問題点とまとめ

本研究では数値モデルでの雷予測を見据えて、雷を

直接扱う雷モデルを開発してSCALEに実装し、主に台風周辺の雷を対象とした数値実験を行なった。これらの数値実験の結果を解析することで、台風のライフサイクルと雷頻度の関係、また台風周辺の雷にエアロゾルが与える影響について考察した。

このような雷を直接扱った気象モデルによる数値実験は雷に関する研究や雷予測のための強力なツールになり得るが、未だ多くの問題がある。まず最も大きな問題は雷を扱うことによる計算コストの高さである。雷を扱うために予報変数が増えることに加え、式(1)を解くためのポアソン方程式を解くには全通信をする必要があり、計算コストが高い。マルチグリッド法の実装などによってこれらの高い計算コストの低減が求められる。また水物質の電荷はあられと雪・氷の衝突によって発生するが、あられや雪・氷の表現方法や衝突確率などは雲物理モデルに大きく依存するため、同じ実験設定でも雲微物理モデルの選択によって雷頻度や電荷密度の空間分布が大きく異なる。これらのどの雲微物理モデルの結果が正しいのかを検証するには雲粒の電荷密度に関する観測事例との比較を通じた検証が不可欠であるが、検証は十分でない。加えて将来的に数値実験での雷予測を見据えれば、現実事例への拡張も必要である。今後はこれらの問題に対処すべく、現実事例への拡張と高速化を行うと共に、観測データとの比較を通じた検証を行なっていく予定である。

#### 謝辞

本研究は科研費基盤C(17K05659)、寄附分野・北海道気象予測技術分野(北海道気象技術センター)、東京大学情報基盤センターの若手・女性利用制度の支援を受けて行われています。

# SCALE-LETKF を用いた雷観測データ同化: 観測システムシミュレーション実験

\*本田匠 (理研計算科学), 佐藤陽祐(北大理),  
三好建正 (理研計算科学)

## 1. はじめに

顕著な降水や突風をもたらす線状降水帯や台風の高精度な予測を得るためには、高精度な数値天気予報の初期値をデータ同化によって得ることが不可欠である。特に、領域スケールの現象の予測に関しては、次世代気象レーダー観測(Yoshikawa et al. 2014IEEE)や気象衛星による赤外輝度温度の観測(Bessho et al. 2016JMSJ)が大きなポテンシャルを持つことが、近年の研究によって示されている(e.g., Miyoshi et al. 2016BAMS; Honda et al. 2018MWR)。

数値天気予報の精度をさらに向上し得る観測として、雷活動の観測が挙げられる。積乱雲が発達する際、その内部では霰を主成分とする雲粒粒子同士の衝突時に、雲粒が帯電することがあり(e.g., Takahashi 1978)、雲内の電荷分布の不均在が大きくなると放電(中和)が起きる。したがって、雷活動は、雲内の降水粒子と電荷の分布、およびそれらの発達過程を強く反映している。そのため、雷活動の観測を適切にデータ同化することが出来れば、雲内の降水粒子分布や気流構造が大幅に改善される可能性がある。しかし、数値天気予報モデルにおける雷過程の計算が高負荷かつモデル誤差が大きいことに加え、利用可能な雷観測が限られているため、雷観測は未だ十分に活用されていない。

近年、雷観測のデータ同化へ向けた環境が整備され始めている。特に、大型計算機で十分な性能が出るように設計された次世代気象気候ライブラリ SCALE (Nishizawa et al. 2015; Sato et al. 2015PEPS)へ雷過程を新たに組み込んだ SCALE-Lightning(以下 SCALE-LT, Sato et al. 2019PEPS)モデルが開発されており、雷過程を含む数値天気予報が可能となりつつある。また、3次元的に雷放電を捉えることの出来る新しい観測システム(BOLT, Yoshida et al. 2014JGR)が関西地域へ展開されており、次世代気象レーダーと組み合わせて降水システムの発達と雷活動を詳細に調べることが可能となっている(Yoshida et al. 2017JGR)。

本研究は、雷観測データ同化の Proof-of-Concept として、理想的な観測システムシミュレーション実験(OSSE)を行う。具体的には、領域アンサンブルデータ

同化システム SCALE-LETKF (Lien et al. 2017SOLA)に SCALE-LT を結合させ、雷観測を直接同化することの効果を実証した積乱雲(スーパーセル)を対象とした OSSE によって調査する。

## 2. 実験手法

本研究では、水平格子間隔 2 km の SCALE-LT を用いる。計算領域は 384 km 四方であり、モデルトップは 20 km とする。雲微物理スキームには Seiki and Nakajima (2014JAS)、乱流パラメタリゼーションには Deardorff (1980)を使用する。雲内の電荷分離過程は、着氷電荷分離機構(Takahashi 1978JAS)を考慮する。放電過程は、Fierro et al. (2013MWR)のスキームを用いる。基本場は、Weisman and Klemp (1982MWR)に基づく。

OSSE の真値(nature run)は、計算領域の中心に+4 K の暖気塊を与えることで作成する。観測データとして、領域中心に設置した気象レーダーによる反射強度とドップラー速度の疑似観測、および各格子点における発雷数の疑似観測を作成する。初期アンサンブルは、暖気塊の位置と風プロファイルにランダムな摂動を与え、60 分積分を行うことで作成する。同化の時間間隔は 5 分、アンサンブル数は 80 とする。

## 3. 結果

まず、初期アンサンブルに 5 分ごとの気象レーダー観測を 2 サイクル同化した。図 1 は、高度 4.75 km における反射強度を示しており、レーダー観測の同化によって真値と近いパターンが解析されていることが確認できる。以下では、レーダー観測の同化によって得られた解析アンサンブルを初期アンサンブルとして用い、雷観測の同化をテストする。

図 2 左と図 2 中は、上述した初期アンサンブルから 5 分後における、前 5 分間で積算した発雷数の第一推定値と、その真値との差の鉛直分布を示している。第一推定値では、地表付近での発雷が顕著にみられる(図 2 左)。しかし、真値ではそのような地表付近における活発な発雷はみられず、真値と第一推定値との差は負となっている。

図2右は、3次元的な雷観測を1時刻のみ同化した際の電荷密度の解析インクリメント(カラー)と第一推定値(コンター)の鉛直分布を示している。第一推定値では、地表付近で主に雨滴の寄与による負電荷がみられ(図2右の青コンター)、これが活発な発雷をもたらしたと考えられる。雷観測のデータ同化による解析インクリメントは、地表付近の負電荷を打ち消すように正となっている。このとき、真値における電荷は地表付近において正であり(図略)、この解析インクリメントは第一推定値を真値へ近づけている。また、上述したように、地表付近における発雷数の真値と第一推定値との差は負であるため、この解析インクリメントは地表付近の負電

荷を打ち消すことで電位差を小さくする、すなわち発雷数を抑えて真値へ近づける効果を持つ。これらのことは、雷観測を直接同化することによって、積乱雲内の電荷構造が改善されうること示している。

#### 4. まとめ

雷観測データ同化の効果を調べるため、OSSEを行なった。レーダー観測の同化によって作成した初期アンサンブルに対して発雷数の観測を同化したところ、第一推定値を真値へ近づける解析インクリメントを確認した。今後、雷観測と各モデル変数との共分散構造や雷観測同化の予報への影響を詳細に調べる予定である。

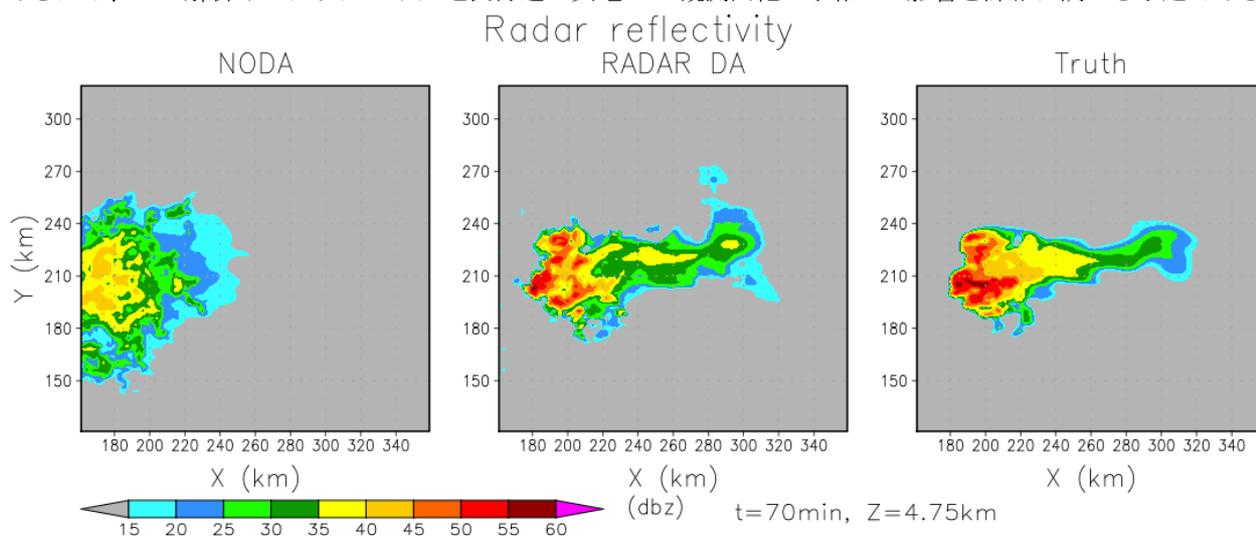


図1 (左)データ同化なし(NODA)実験、(中)レーダー観測同化あり実験それぞれの解析アンサンブル平均、および(右)真値の高度4.75 kmにおけるレーダー反射強度(dBZ)の水平分布。レーダー観測同化はt=60分におけるNODA実験を初期アンサンブルとして2時刻分行なった。

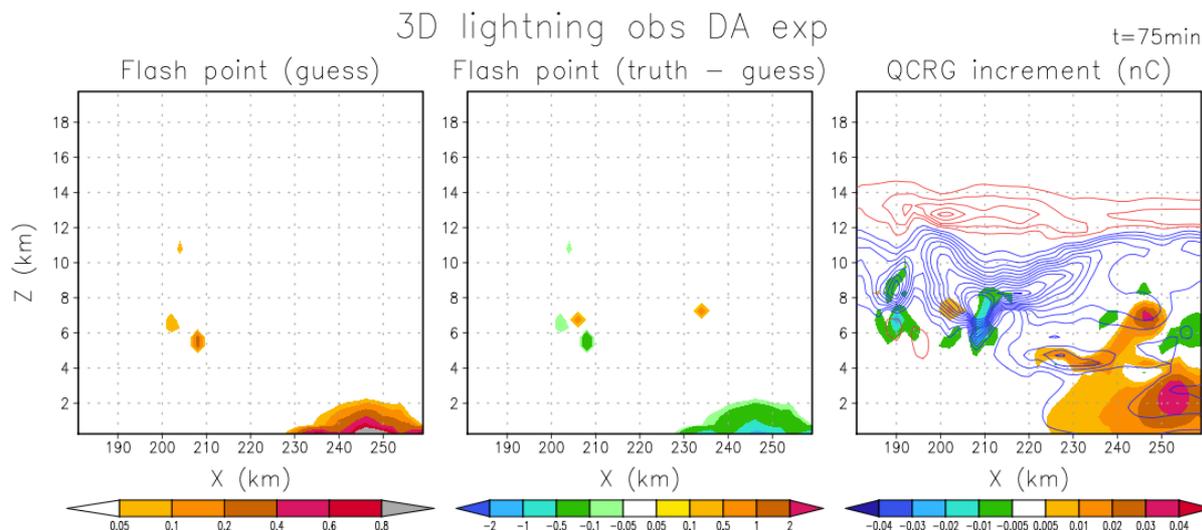


図2 (左)第一推定値のアンサンブル平均における発雷数(回/5分)と(中)その真値との差の鉛直分布。(右)雷観測をデータ同化した際の電荷密度の解析インクリメント(カラー, nC)と第一推定値(コンター, 0.05 nC 間隔で赤青はそれぞれ正負に対応)。Y=220 km における鉛直断面。

# 全球雲解像モデル比較実験 DYAMOND

\*佐藤正樹, 澁谷亮輔, Woosub Roh (東京大学大気海洋研究所)

小玉知央 (海洋研究開発機構)

## 1. はじめに

全球雲解像モデル比較実験 DYAMOND(Stevens et al. 2019)はメッシュ間隔 5km 以下の全球非静力学モデルによる比較実験である。2016年8月1日の同一の初期値から開始し、40日間のシミュレーションを行う。現時点では、9機関のモデルが参加し、データをDKRZ(Deutsches Klimarechenzentrum)にuploadし初期解析が行われた。データはDKRZから公開されており、一般に利用可能である(<https://www.esi.wace.eu/services/dyamond>)。全球雲解像モデルの歴史・特徴・現状については、Satoh et al. (2019) にまとめた。

## 2. 結果

ICON, NICAM, MPAS, GEOS5, FV3, SAM, UM, AEPEGE-NH, IFS が参加した。図1はひまわり8号の雲画像との比較である。雲の多寡・組織化の様相は異なるが、全てのモデルにおいて衛星画像に見間違えるような雲が再現されている。

図2は10-40日で平均した東西平均した降水分布である。従来は観測に比べて数値モデルの降水量が多いことが一般的であったが、DYAMOND実験では北緯10度付近のITCZの降水は、全てのモデルがGSMaPと同程度である。また、南半球40度以南では、GSMaPの方が系統的にモデルより値が小さくなっており、GSMaPの方にバイアスがあることが示唆される。40日積分では降水量の値はエネルギー収支によって制約されるとはいえない。全てのモデルでほぼ同等の値の降水量が得られたことは非常に興味深い結果である。

一方で、雲の高度分布や雲氷・雪等のカテゴリー分類等の雲の詳細構造はモデルによって大きな違いがある。今後、モデルによる雲の特性の解析を進める。

## 3. 今後の展望

DYAMONDの実験結果は様々な角度から解析が行われており、結果の紹介のために気象集誌に特集号への投稿を募集している([https://jmsj.metsoc.jp/special\\_issues\\_editions/DYAMOND.html](https://jmsj.metsoc.jp/special_issues_editions/DYAMOND.html))。第二期として、高解像度大気海洋結合モデルも含めて、2020年2-3月の集中観測EUREC<sup>4</sup>A(<https://www.mpimet.mpg.de/en/science/the-atmosphere-in-the-earth-system/field-studies/eurec4a/>)を念頭においた実験を企画している。

## 参考文献

- Satoh, M., Stevens, B., Judt, F., Khairoutdinov, M., Lin, S., Putman, W.M., Düben, P. (2019) Global Cloud-Resolving Models. *Curr. Climate Change Rep.*, 3, 172-184.
- Stevens, B., Satoh, M., Auger, L., Biercamp, J., Bretherton, C., Chen, X., Duben, P., Judt, F., Khairoutdinov, M., Klocke, D., Kodama, C., Komblueh, L., Lin, S.-L., Putman, W., Shibuya, R., Neumann, P., Rober, N., Vannier, B., Vidale, P.-L., Wedi, N., Zhou, L. (2019) DYAMOND: The Dynamics of the Atmospheric general circulation Modeled On Non-hydrostatic Domains. *Prog. Earth Planet. Sci.*, 6, 61.

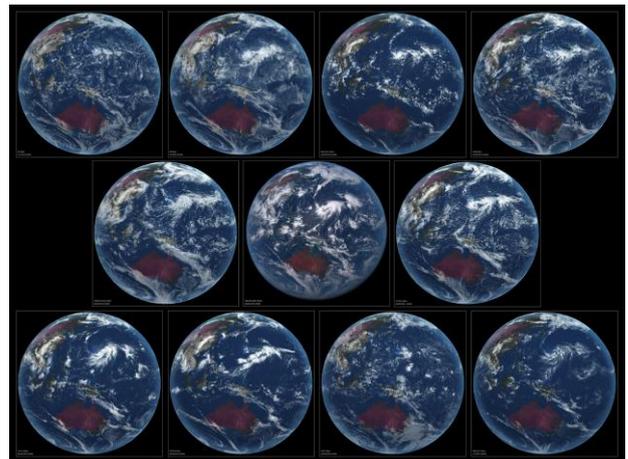


図1: DYAMOND参加モデルの雲画像。中段中央はひまわり8号による雲画像(2016年8月4日)。

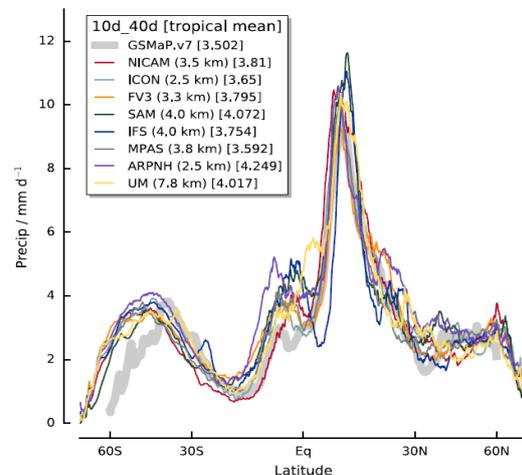


図2: DYAMOND参加モデルの東西平均した降水量分布(2016年8月10日-9月10日の平均)。灰色はGSMaP。

# 非静力学全球大気モデルにおけるQBO的周期振動の時間刻み幅依存性

\*櫻村博基 (神戸大/CPS), 八代尚 (環境研), 西澤誠也, 富田浩文 (R-CCS),  
中島健介 (九州大), 石渡正樹 (北海道大), 高橋芳幸, 林祥介 (神戸大/CPS)

## 1. はじめに

赤道域成層圏の準2年周期振動 (QBO) は, 高解像度の大気大循環モデル (GCM) で, 「現実的に」再現されるようになってきている[1]. 一方, GCM力学コアの標準実験として知られる Held & Suarez (1994; 以後 HS94) 実験でも, モデル上端を 0.1 hPaまで拡張することで, QBOに類似した振動現象 (以後, QBO的振動) が生じること, そのQBO的振動発生の有無や振動周期が, 力学コアの数値解法に顕著に依存することが報告されている[2,3].

我々は, 非静力学の正二十面体格子モデル SCALE-GM[4](NICAMの力学コアを基礎にしている)でも高高度HS94実験を実施してみた. すると, 時間刻み幅 $dt$ の大きさによってQBO的振動の有無やその周期が複雑に変化するという問題に遭遇した. 本発表は, SCALE-GMで見られたQBO的振動の時間刻み幅依存性とその原因について報告する.

## 2. モデル・実験設定

SCALE-GMは非静力学の3次元運動方程式系を正二十面体準一様格子上で差分法で解くモデルであり, 鉛直座標は  $z$ -座標である. 時間積分は, 水平は陽解法で, 鉛直は陰解法で計算される. time-split法が用いられ, 遅いモードに対しては2/3/4段のRunge-Kutta法が, 速いモードに対してはforward-backward法が用いられている[5].

HS94実験は,  $T_{eq} = \max\{200, [315 - (\Delta T)_y \sin^2 \phi - (\Delta \theta)_z \log(p/p_0)^k \cos^2 \phi](p/p_0)^k\}$  (記号は標準的な意味で使用)で与えられる基準温度場に基づくニュートン加熱冷却で循環を駆動する, 球面上の乾燥大気の実験である. 高高度HS94実験でも, 上式をそのまま採用する. すなわち, 約 100 hPaより上空の基準温度場は 200 Kの等温場であり, 地球大気の成層圏を模擬するわけではない.

本研究では, 水平解像度は約 220 km, モデル上端を高度 50 km, 鉛直解像度を 1 kmとし, 初期状態を200 Kの等温静止大気とした. また高度 40 kmより上空にスポンジ層を設置した. 遅いモードの時間刻み幅 $L-dt$ は20分から1.25分の間, 速いモードの時間刻み幅 $S-dt$ は $L-dt$ の1/2から1/6の値とした.

## 3. 時間刻み幅依存性とその原因

図(a,b)に赤道上空の東西平均東西風の時間発展の様子を示す.  $L-dt = 10$ 分 ( $S-dt = 100$ 秒)の場合には周期500日程度の振動現象が見られるが,  $L-dt = 5$ 分 ( $S-dt = 50$ 秒)の場合には振動は見られない.

解析の結果, この $dt$ 依存性をもたらす主な原因は, 強制(加熱冷却)の与え方と, それによって生じる偽の音波であることが分かった. SCALE-GMでは, 強制と力学の各過程が交互に計算され, 各過程毎に予報変数が更新されていた. すると, 強制過程による大規模な温度変化によって, 圧力が変化し, 偽の音波が生じる. さらに, 全球モデルの時間刻み幅は, 音波の鉛直伝播を表現するにはまったく不十分なので, 正しく計算されず, 鉛直流に人工的なバイアスを載せてしまっていた. そして, このバイアスは温度変化の大きさ( $\propto L-dt$ )と陰解法の時間刻み幅( $S-dt$ )の両方に依存する.

この問題は, 強制過程で計算される予報変数の変化率を, 力学過程で加えることで回避できる[6]. そのようにして計算した場合の, 東西平均東西風の振る舞いを図(c,d)に示す. 両者とも8年程度の長周期の振動が現れており, ほぼ同様の解が得られている.

謝辞: 本研究は文部科学省ポスト「京」萌芽的課題3「太陽系外惑星(第二の地球)の誕生と太陽系内惑星環境変動の解明」の一環として実施しました.

参考文献

- [1] Kawatani *et al.*, 2009, *JGR*, **114**, D01102.
- [2] Yao & Jablonowski, 2013, *GRL*, **40**, 3772–3776.
- [3] Yao & Jablonowski, 2015, *JAS*, **72**(6), 2201–2226.
- [4] SCALE, <http://r-ccs-climate.riken.jp/scale/> (2019/7/4)
- [5] Tomita & Satoh, 2004, *Fluid Dyn. Res.*, **34** (6), 357–400.
- [6] Nishizawa *et al.*, 2015, *GMD*, **8**, 3393–3419.

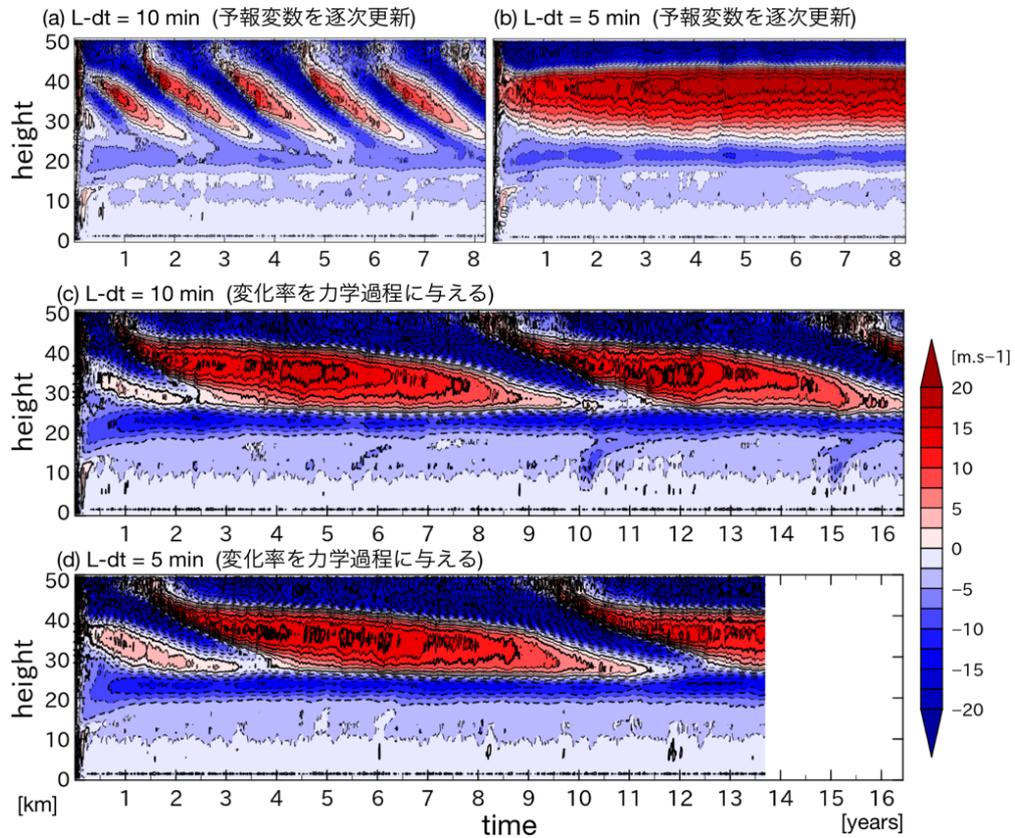


図: 高高度に拡張したHeld & Suarez (1994) 実験における SCALE-GM の赤道上空東西平均東西風の振る舞いの時間刻み幅依存性. 強制過程において, 予報変数を逐次更新した場合の (a) L-dt = 10 min, (b) L-dt = 5 min の結果, および強制の変化率を力学過程に与えた場合の (c) L-dt = 10 min, (d) L-dt = 5 min の結果.

# Evaluations of thermodynamics phases of clouds in NICAM using CALIPSO and a satellite simulator over the Southern Ocean

Woosub Roh<sup>1\*</sup>, Tatsuya Seiki<sup>2</sup>, Masaki Satoh<sup>1</sup>, Tempei Hashino<sup>3</sup>, and Hajime Okamoto<sup>4</sup>  
 (<sup>1</sup>AORI, the University of Tokyo, <sup>2</sup>JAMSTEC, <sup>3</sup>Kochi University of Technology, <sup>4</sup>Kyushu University)

## 1. Introduction

It is difficult to represent mixed-phase clouds using weather prediction models and climate models because of their poor understanding of cloud physics and dynamics. The mixed-phase clouds consist of water vapor, Super-Cooled liquid Water (SCW), and ice particles. They are found at temperatures from 0 to  $-40^{\circ}\text{C}$  over the globe. The cloud albedo increases because of SCW clouds. The amount of mixed-phase clouds affects climate change. Tan et al. (2016) showed that an underestimation of mixed-phase cloud leads to negative cloud phase feedback in global warming.

We introduce an evaluation method for thermodynamic phases of clouds in cloud system resolving models are presented using CALIPSO and a Joint simulator based on Yoshida et al. 2010. We evaluate the mixed-phases clouds simulated in a cloud system resolving model over the Southern Ocean using two kinds of cloud microphysics schemes.

## 2. Experimental design and data

For our simulations, we used a regional version of NICAM with a stretched grid (Tomita 2008a), where the minimum resolution was 2.4 km horizontal resolution and most of the resolutions were under 5 km. The integration time was from 00 UTC on 1 January to 00 UTC on 8 January 2007. The first day was used for the spin-up time. The NICAM simulations were initialized with National Centers for Environmental Prediction (NCEP) data with one-degree resolution for wind, temperature, relative humidity, and geopotential data. The sea surface temperature was fixed. We tested two kinds of bulk microphysics schemes, the NICAM Single-moment Water 6-categories (Tomita 2008b; Roh and Satoh 2014, herein NSW6), and the NICAM Double-moment scheme of 6-Water categories (Seiki and Nakajima 2014, herein NDW6). The sensor simulator used was the EarthCARE Active Sensor Simulator (EASE, Okamoto et al. 2007, 2008; Nishizawa et al. 2008) in Joint-simulator.

We used a merged dataset for CloudSat CPR radar and CALIPSO lidar (Hagihara et al. 2010) (hereafter, KU data) as observation data. In order to increase the sample size, the CSCA-MD for the month of January 2007 was compared to the simulation. These data have a 240-m vertical and 1.1-km horizontal resolution grid.

## 3. Results

We evaluated thermodynamic phases of clouds of two microphysics schemes using the depolarization ratio and Joint simulator following the methodology of Yoshida et al. (2010) (fig.). We found NSW6 and NDW6 reproduced SCW clouds over the Southern Ocean. We checked the consistencies between the cloud classes diagnosed by the evaluation method and the simulated hydrometeor categories. NDW6 shows good

performances for the consistencies, however NSW6 mislead ice clouds as the SCW clouds in this evaluation method.

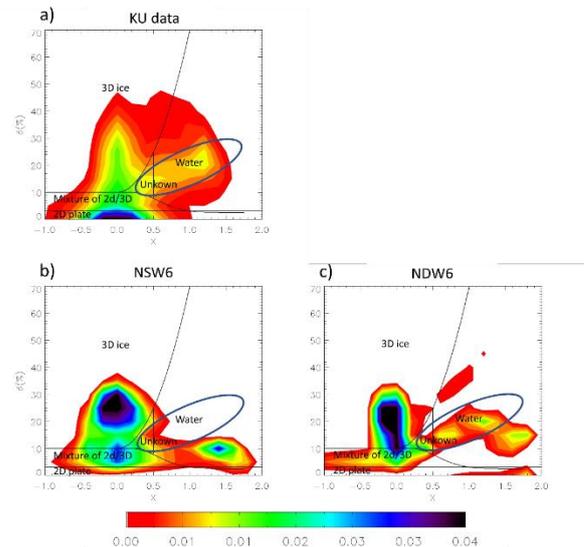


Figure. Joint histograms of the clouds in terms of  $x$  and  $\delta$  for all temperature ranges from (a) the KU data, (b) NSW6, and (c) NDW6. PDFs of the cloud occurrences are shown on the scale below the diagrams.

We discuss the reasons of uncertainty in the cloud classification method and impact of an improvement of microphysics scheme on the evaluation method.

## References

- Hashino et al. 2013: Evaluating cloud microphysics from NICAM against CloudSat and CALIPSO. *J. Geophys. Res.*, **118**, 1-20.  
 Yoshida et al. 2010: Global analysis of cloud phase and ice crystal orientation from cloud-aerosol lidar and infrared pathfinder satellite observation (CALIPSO) data using attenuated backscattering and depolarization ratio, *J Geophys Res*, **115**, D00H32

# スマトラ島西岸における沿岸降水帯に関する数値実験

\*奥川 椋介 (富山大院理工学教育部), 安永 数明, 濱田 篤 (富山大学術研究部)

## 1. はじめに

東インド洋から西太平洋の赤道上にまたがるインドネシア付近の多島海は海大陸と呼ばれ、地球上で最も降水量の多い地域の1つである。この地域の対流活動に伴う潜熱放出は、地球規模の循環に影響を与える。海大陸における気候学的な降水量は、海岸線付近の沿岸域に集中していることが知られている (e.g., Ogino et al. 2016)。このような沿岸域に多くの降水をもたらすメカニズムとしては、主に海大陸において卓越する日周期海陸風循環が関係すると考えられているが、詳しくは分かっていない。本研究では、スマトラ島西岸における沿岸降水帯をターゲットに、領域非静力学モデル SCALE-RM を用いて再現実験を行い、沿岸降水帯の再現性について調べた。

## 2. 実験設定及び使用データ

使用したモデルは、SCALE-RM (Nishizawa et al. 2015, Sato et al. 2015) version 5.2.5 である。計算領域は、スマトラ島及びその西岸の東インド洋を含む東西 85E-115E、南北 12S-6N に設定し (図 1)、水平解像度は 3.5 km とした。鉛直層数は 80 層で、最下層 50 m、最上層 1250 m のストレッチグリッドを使用した。初期値・境界値及び SST には、NCEP-FNL を使用した。物理過程は、積雲パラメタリゼーションは使用せず、雲微物理過程に 6-class 1-moment スキーム (NSW6; Tomita 2008)、境界層スキームに MYNN level 2.5、放射過程に mstrnX を使用した。積分期間は、2015 年 11 月 22 日 00UTC から 2015 年 12 月 7 日 00UTC の 15 日間 (1 日の spin-up 期間を含む) とした。また、実験結果の検証用データとして、GSMaP、NOAA CDR の daily OLR を使用した。

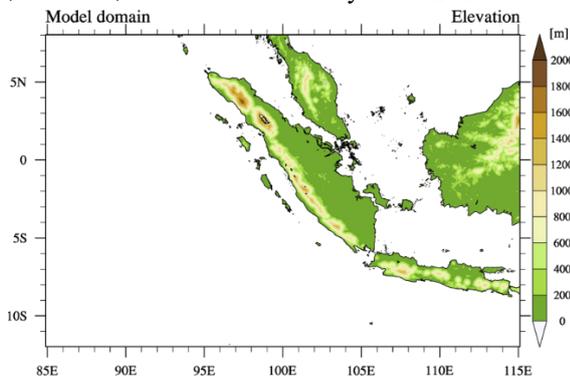


図 1 計算領域とモデル内地形.

## 3. 再現実験の結果

GSMaP 及び再現実験における平均降水強度分布を図 2 に示す。再現実験では、GSMaP において確認できる沿岸域での降水強度の極大は再現されていないことが分かる。また、スマトラ島西岸の海上における平均 CWV は境界値に使用した NCEP-FNL に比べ過小、平均 OLR は NOAA CDR daily OLR に比べ計算領域全体で過大であった (図略)。

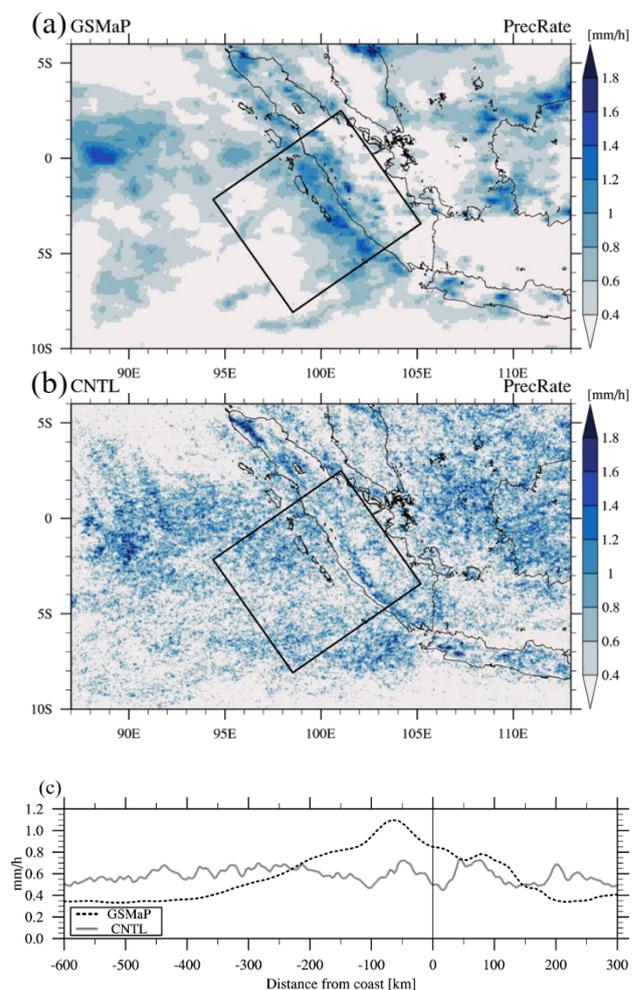


図 2 (a) GSMaP, (b) 再現実験の平均降水強度[mm/h]. (c) 図 2a, b の矩形域において、海岸線に平行に平均をとった平均降水強度[mm/h]. 横軸は海岸線からの距離 [km].

## 4. 感度実験

再現実験では降水分布の沿岸域の極大が再現されな

かったため、上記の再現実験を標準実験とし、いくつかの感度実験を行い降水分布の再現性の違いを調べた。

熱帯海洋上では、水蒸気量と降水量が強い関係性を持つことが知られている (e.g., Bretherton et al. 2004). そこで本研究では、水蒸気の収支式に基づいて水蒸気の増減に関わる感度実験を行った。但し、CWVの収支式には降水の項が含まれることから、本研究では日周期以上の時間スケールを考え、Weak Temperature Gradient (WTG; Charney 1963, Sobel et al. 2001) の仮定の下に鉛直積算 FMSE ( $h = C_p T + gz + L_v q_v - L_f q_{ice}$ ) の収支式:

$$\left\langle \frac{\partial h}{\partial t} \right\rangle = -\langle \vec{u} \cdot \nabla h \rangle + \langle Q_R \rangle + \text{LHF} + \text{SHF}$$

を CWV の収支式として用いた。ここで  $\vec{u}$  は水平風、 $Q_R$  は放射加熱、LHF は地表面潜熱フラックス、SHF は地表面顕熱フラックス、 $\langle \rangle$  は地表面から大気上端までの質量重み付き鉛直積分を表す。感度実験では、この右辺に関わる物理過程のパラメータや境界値を変更し、CWV や降水分布がどのように変化するかを調べた。

右辺第 1 項の移流項に関して、標準実験に比べ上層加熱をより顕著にする (top-heavy にする) ことを目的に、Wainwright et al. (2014) を参考に雪・霰粒径分布の切片パラメータを増大させた実験 (WW14M 実験) と、雨の粒径分布の切片パラメータを増大させた実験 (NOR10 実験) を行った。次に、右辺第 2 項の放射加熱項に関わるものとして、対流圏の放射冷却を抑制することを目的に、雲氷の落下速度を遅らせた実験 (ICE 実験) を行った。さらに、右辺第 3 項、第 4 項の地表面フラックスに関わるものとして、地表面フラックスの増加を目的に、SST の入力データを NCEP-FNL よりも沿岸域で高温であった NOAA OISST に変更した実験 (SST 実験) を行った。

## 5. 感度実験の結果

まず沿岸域の平均 CWV は、標準実験と比較し ICE 実験・NOR10 実験では増加、SST 実験・WW14M 実験では減少した。平均 OLR は ICE 実験のみ顕著に減少し、スマトラ島付近では NOAA CDR daily OLR に対するバイアスは大きく減少した (図略)。海岸線からの距離での平均降水強度 (図 3a) は、標準実験と比較すると、ICE 実験では海岸線付近でピークが大きくなり距離に依らず増加、SST 実験では約 -200 km ~ 0 km で増加、WW14M 実験では距離に依らず減少、NOR10 実験では海上において距離に依らず顕著に増加した。しかしこれらの感度実験では、沿岸域での降水量の増加

やピークの増大がみられたものの、外洋や陸上とのコントラストは小さく、沿岸降水帯の再現性は標準実験と比較し大きくは改善しなかった。

そこで、これらの感度実験をいくつか組み合わせた実験 (ICE+SST 実験, ICE+NOR10 実験, SST+NOR10 実験, ICE+SST+NOR10 実験) を行った。その結果、沿岸域の平均 CWV は 4 つの実験全てで増加、平均 OLR は ICE を含む 3 つの実験で ICE 実験と同様にバイアスが減少した (図略)。海岸線からの距離での平均降水強度分布 (図 3b) は、4 つの実験全てにおいて海上で増加し、ICE 実験を含む 3 つの実験では約 -100 km ~ 0 km で標準実験よりも大きなピークが確認できた。しかし、NOR10 を含む 3 つの実験は海岸線から離れた外洋まで降水強度が強く、沿岸域とのコントラストは小さい。したがって、沿岸域での極大を持ち、外洋・陸上とのコントラストが大きいという点で、ICE+SST 実験がここまでの感度実験の中で沿岸降水帯としての再現性が良いことが分かった。

## 6. まとめ

以上の数値実験から、SST と上層の雲氷がスマトラ島西岸の沿岸域における降水の極大をシミュレートする上で重要である可能性が示唆された。しかし、これらが現実の沿岸降水帯の形成メカニズムにとってどの程度本質的かどうかについては、今後より詳細に調べていく必要がある。

**謝辞** 本研究の計算は、東京大学大気海洋研究所気候系共同研究として、東京大学情報基盤センターの大型計算機 (Oakforest-PACS) を利用しました。

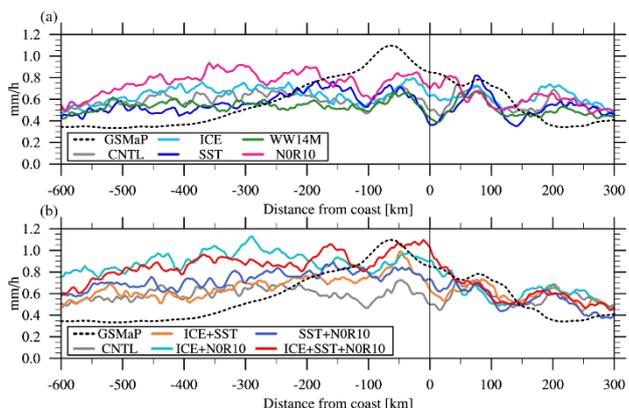


図 3 図 2c と同様。ただし、(a)は ICE 実験, SST 実験, WW14M 実験, NOR10 実験。(b)は、ICE+SST 実験, ICE+NOR10 実験, SST+NOR10 実験, ICE+SST+NOR10 実験の結果。

# 近年の東シナ海の温暖化傾向が 平成 29 年 7 月九州北部豪雨へ及ぼす影響

○万田敦昌 (三重大), 飯塚聡 (防災科研),  
宮坂貴文(気象業務支援センター, 気象研, 東大先端研), 中村尚(東大先端研)

## 1. はじめに

地球温暖化が最近の豪雨事例にどの程度影響を及ぼしているか定量化するための一つの方策として, 温暖化に伴う熱力学的効果の変化に焦点を絞った解析手法が最近提案されている[1]. 日本近海は全球規模で見ても海面水温の上昇率が前世紀 100 年間で最も大きかった海域であり, 日本近海の温暖化が豪雨の長期変化傾向に及ぼす影響を明らかにすることは, 地球温暖化が極端気象に及ぼす影響を明らかにする上で重要である. 暖候期の日本ではしばしばメソ対流系によって甚大な豪雨災害が引き起こされるが, 本研究では平成 29 年 7 月九州北部豪雨をこのようなメソ対流系による集中豪雨の典型例とみなし, 近年の海面水温の上昇傾向が集中豪雨に及ぼす影響を調べる. 最近の研究において海面水温データセットの差異が豪雨の再現性に及ぼす影響が指摘されている [2]. また, 海面水温が豪雨に及ぼす影響について調べた既往の研究の多くは, 大気の成層の効果について検討していない. 本研究ではこれらの二つの影響も併せて検討した.

## 2. 手法

Weather research and forecasting model (ver. 3.7.1)を用いた数値実験を行った. 3つの入れ子の計算領域をとり, 水平格子間隔は外側から順に 9, 3, 1 km とし, 鉛直層数は 30 とした. 使用したパラメタリゼーションは [3]と同一とし, 大気データはNCEP FNL, 海面水温データは米国 Naval Oceanographic Office (NAVO)によるものを使用した. 計算期間は 2017 年 7 月 3 日の 12 時 (UTC)より同年同月 5 日 18 時までである. この実験を再現実験 (CNTL)と称する. 次に衛星海面水温データセットの存在する 1980 年代における水温・気温分布が豪雨に及ぼす影響を調べる目的で, 以下の感度実験を行った. 海面水温 5 種 (MGDSST, ERSST, HadISST, OISSTv2, COBE)と大気再解析 5 種 (NCEP1, NCEP2, JRA55, ERA-Interim, ERA5)に関して 1982 年から 2017 年までの線形トレンドを計算し, これらのトレンドを CNTL で用いた海面水温と気温データから差し引いたデータを作成した. これらに FNL, NAVO を合わせた合計 36 通

りのデータの組み合わせについて CNTL と同様の数値実験を行い, 雨量への影響を調べた. 降水帯に流入する気塊の流入経路にそった海面水温の平均値を計算し, 2017 年 7 月 5 日 1:00~13:00 (UTC)の 12 時間雨量の 33-34N, 130-132E の範囲における領域平均値と比較した.

## 3. 結果

図 1 は 12 時間雨量の CNTL からの減少率を示している. 用いた海面水温データのトレンドの大きさに応じて雨量の減少率は平均で 1%から 15%まで大きく変化する. 雨量と可降水量は相関が弱い (相関係数=0.24)のに対し, 雨量と鉛直風速は強い相関 (相関係数=0.81)を示した. これは対流スキームを使用した全球モデルの結果とは対照的に, 中緯度においても降水システムの力学的応答が重要であるとする最近の雲許容モデルの結果 [2]と整合的である.

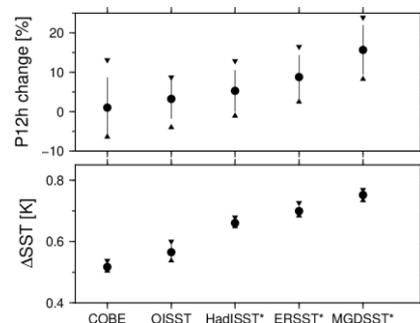


図 1 (上) 12 時間雨量と(下) 海面水温の CNTL からの変化率. 正の値は CNTL の方が感度実験よりも値が大きいことを意味する. 海面水温は気塊の流入経路に沿ってサンプリングした. 最大 (▼), 最小 (▲), 標準偏差 (棒). \*は CNTL と 12 時間雨量の差が有意 (危険率 5%)であることを示す.

## 4. 参考文献

- [1] Trenberth, K. E. et al., 2015, *Nat. Clim. Change*, **5**, 725-730.
- [2] Iizuka, S and H. Nakamura, 2019, *J. Geophys. Res.*, **124**, 4365-4381.
- [3] 川野・川村, 2018, 日本気象学会 2018 年度春季大会講演要旨集, 126.