

メソスケール気象予測の現状と展望

令和 2 年 3 月
March 2020

気 象 庁 予 報 部

はじめに*

今回の数値予報課報告・別冊では、「メソスケール気象予測の現状と展望」として、メソモデルやメソアンサンブル予報システム、メソ解析の近年の改良や課題等についてとりあげる。

メソスケール現象の予測については、局地的大雨等の顕著現象により甚大な災害がたびたび発生する状況の中で、その予測技術の確立と精度向上は長年、大きな期待が持たれていると認識している。スーパーコンピュータの性能が現在ほど高くはなかった前世紀の末期、メソスケール現象を対象とした数値予報の課題や展望について検討が行われ、水平格子間隔 10 km 程度の数値予報モデルが開発され、2001 年 3 月に初代メソモデル (MSM) の本運用が開始された。その後、レーダーデータなどの観測データ利用技術も大幅に進化し、さらに 2002 年に世界的にも画期的な成果である 4 次元変分法を用いたメソ解析システムや、2004 年には静力学平衡の近似を用いない気象庁非静力学モデル JMA-NHM が実用化された。現在の防災気象情報の基盤は、実況監視やナウキャスト技術に加え、メソモデルや局地モデルの予測資料となっている。

雲物理過程の高度化など様々な改良が実現された一方、将来のさらなる高度化にあたり既存のモデルの拡張に制約があることから、次世代の数値予報モデル asuca の開発に着手、2015 年には局地モデル (LFM)、2017 年には MSM へそれぞれ asuca が導入された。また MSM の不確実性を捉えるためのメソアンサンブル予報システム MEPS の本運用を 2019 年 6 月に開始したことは、令和元年度数値予報研修テキストでも解説した通りである。さらに、4 次元変分法で用いるモデルにも asuca が導入され、JMA-NHM から asuca への移行はほぼ完了し、いよいよ最終段階を迎えている。本別冊報告ではいわば完結編として、メソスケール気象予測のための開発課題を、より専門的な視点で盛り込んでいる。

2018 年 8 月にまとめられた交通政策審議会気象分科会提言において、顕著な災害をもたらす激しい気象現象の予測のため、メソモデル等の更なる精度向上が必要とされている。そしてその提言を受けて同年 10 月に策定した「2030 年に向けた数値予報モデル技術開発重点計画」でも、豪雨防災・台風防災への対応を目的として、線状降水帯の予測精度向上や台風に伴う雨や風の分布を精度よく予測すること等を目標としたメソモデルの高度化を主な開発項目として掲げている。次世代モデルとして開発を続けてきた asuca を今後の基盤技術として、顕著現象予測の諸課題を解決していきたいと考えている。

本別冊報告で述べられた現状や課題が広く共有され、重点計画でも触れられている大学等との幅広い連携に今後つながることを切に願っている。

* 室井 ちあし

メソスケール気象予測の現状と展望

目次

はじめに

第 1 章 概論	1
1.1 メソ・局地数値予報システムの改良	1
1.2 豪雨防災に貢献するための高解像度領域モデルの課題	8
1.3 メソ解析における観測データ利用の現状と展望	14
第 2 章 メソモデルの現状と課題	19
2.1 力学過程	19
2.2 積雲対流パラメタリゼーション	33
2.3 雲過程	45
2.4 雲量	56
2.5 放射	61
2.6 境界層	69
2.7 地表面過程	79
第 3 章 メソアンサンブル予報システム	85
3.1 はじめに	85
3.2 メソアンサンブル予報システム開発の経緯	86
3.3 メソアンサンブル予報システムの仕様	90
3.4 メソアンサンブル予報システムの本運用に向けた開発	96
3.5 今後の展望	108
第 4 章 メソ解析での各種観測データの利用	116
4.1 地上 GNSS データ	116
4.2 航空機観測データ	120
4.3 マイクロ波散乱計海上風	124
4.4 マイクロ波イメージャ	129
4.5 静止気象衛星ひまわり CSR	133
4.6 SSR モード S データの同化実験	142
4.7 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	145
付録 A 略語表	156
付録 B 数値予報課報告・別冊で用いた表記と統計的検証に用いる代表的な指標	159
付録 C 電子計算室報告、同別冊、数値予報課報告・別冊 発行履歴	164

第1章 概論

1.1 メソ・局地数値予報システムの改良¹

1.1.1 はじめに

数値予報課報告・別冊第54号では、本田(2008a)が2007年までの気象庁メソ数値予報システム²の歴史についてまとめている。ここでは最初に、2007年までのメソ数値予報システムのおもな仕様の変遷を振り返っておく。気象庁では、2001年3月にメソ数値予報システムの現業運用を始めた(萬納寺2000)。メソ数値予報システムの予報モデルであるメソモデル(MSM)では、現業運用を始めた当初は水平格子間隔が10kmの静力学モデルを、2004年9月からは水平格子間隔が10kmの気象庁非静力学モデル(JMA-NHM; 気象庁予報部2003)を用いており、2006年3月には水平格子間隔を5kmに高解像度化した。MSMに初期値を与えるメソ解析として、2002年3月から当時の静力学モデルに基づくメソ4次元変分法(石川・小泉2002)を用いていた。メソ数値予報システムのおもな目的は防災気象情報や航空気象情報の作成の支援と降水短時間予報への入力であり、目先の顕著現象の予測を重視して、現業運用を開始した当初は予報時間を18時間としていた。その後、2007年5月には初期時刻03, 09, 15, 21 UTCからの予報時間を33時間に、初期時刻00, 06, 12, 18 UTCからの予報時間を15時間とした。メソ数値予報システムの予測精度の向上とともに、目先の天気予報において低気圧の位置や中心気圧、降水量や風速の量的な見積りのためにMSMの結果が重視されるようになった(例えば、若杉2019)。

一方、時空間規模が小さく、MSMの分解能では適切に表現することができない顕著現象の予測精度を向上させるため、水平格子間隔が2kmのJMA-NHMを局地モデル(LFM)とする局地数値予報システムの開発を進めた。2007年6月からの関東周辺の領域を対象とする局地数値予報システムの予備的な実験運用(氏家2009)、2009年8月からの西日本、2011年5月からの東日本を中心とした領域を対象とする実験運用と試験運用(永戸ほか2010)を経て、2012年8月に本運用を開始した(永戸ほか2012)。

さらに、MSMによる予測の不確実性に関する情報を付加することを目的に、メソアンサンブル予報システム(MEPS)の開発を進めた。2015年3月からのMEPSの部内試験運用(小野2016)を経て、2019年6月に水平格子間隔をMSMと同じ5kmでメンバー数を21として本運用を開始した。MEPSの仕様と特性については、第3章や河野ほか(2019)にまとまっている。

¹ 成田 正巳

² 本稿では、メソ解析とメソモデル(メソ予報)を合わせてメソ数値予報システムと呼ぶ。同様に、局地解析と局地モデル(局地予報)を合わせて局地数値予報システムと呼ぶ。

本節では、本田(2008a)に続く2008年から本稿執筆時点(2019年12月)までの間にメソ数値予報システムと局地数値予報システムに導入し現業化したおもな改良項目について、概要を報告する。第1.1.2項ではメソ数値予報システム、第1.1.3項では局地数値予報システムそれぞれの予報領域の拡張と予報時間の延長についてまとめ、解析とモデルの改良項目について述べる。メソ数値予報システムについては、第1.1.2項(4)で本運用を開始した2001年3月から2019年8月までの降水予測の検証結果を示す。それぞれのシステムにおける観測データの利用については気象庁予報部(2015)に、メソ解析における観測データの利用については第1.3節、第4章にまとまっている。また、現在のMSMの各過程については第2章の各節で述べられている。

1.1.2 メソ数値予報システム

(1) 予報領域の拡張と予報時間の延長

予報領域の拡張

MSMのような領域モデルには、予報領域の外側における大気の状態を与える側面境界値が必要である。一般に、側面境界値を与える数値予報モデルと内側の数値予報モデルでは鉛直層間隔や水平格子間隔、時間積分の間隔が異なっており、人為的に設けた側面境界の扱いに工夫が必要になる。MSMでは、側面境界付近に緩和領域を設けるレイリーダンピングと呼ばれる手法を用いている(河野・荒波2014)。

2013年3月に、日本付近への緩和領域の影響を軽減することを目的としてメソ数値予報システムの予報領域を拡張した(越智・石井2013)。拡張前の格子数は東西721格子、南北577格子で、拡張後の格子数は東西817格子、南北661格子である。拡張前後の予報領域を図1.1.1に示す。事例検証によると、領域の拡張前は側面境界の緩和領域であったため観測データが適切に同化されなかった領域において、拡張後は観測データが適切に同化されるようになった。このため、観測データの情報が反映されて初期場の精度が高くなり、降水予測の精度が向上した。統計検証によると、領域の拡張前後でMSMの気温や相対湿度、風速の予測精度に明確な差は見られなかったものの、拡張後は利用できる観測データが増加したことによって、とくに夏季の降水予測の精度が向上した。

予報時間の延長

2013年5月には、MSMの3時間ごとの初期時刻の予報時間をすべて39時間に延長した(越智・石井2013)。予報時間の延長の目的は、短期予報と航空予報への利用の要望に対応することであった。

さらに、2019年3月には初期時刻00 UTCと12 UTCの予報時間を51時間に延長した(荒巻・氏家2018)。

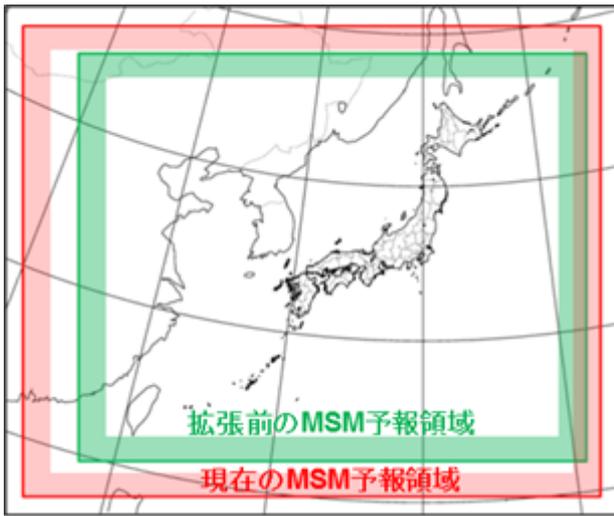


図 1.1.1 領域拡張前と現在の MSM の予報領域（越智・石井 (2013) から引用）

予報時間の延長により、従来からのおもな目的であった防災気象情報や航空気象情報の作成の支援と降水短時間予報への入力に加えて、MSM の予報結果を明日までの短期予報の作成に利用できるようになった。

(2) メソ解析の改良

非静力学メソ 4 次元変分法の導入

2009 年 4 月には、メソ解析に JMA-NHM に基づく非静力学メソ 4 次元変分法 (JNoVA; 気象庁予報部 2010) を導入した (本田・澤田 2009)。前述のとおり、それより前のメソ解析では静力学モデルに基づくメソ 4 次元変分法 (石川・小泉 2002) を利用しており、メソ解析における時間推進演算子としての予報モデルとメソ予報における予報モデルが異なっていた。JNoVA の導入により両者が同様の予報モデルを用いることになり、一貫性のあるシステムとなった。統計検証の結果、JNoVA を導入したことにより MSM による地上、高層の各気象要素の予測精度が導入する前と同等以上になり、とくに夏冬ともに降水量の予測精度に明らかな改善が見られた。

レーダー反射強度の同化

2011 年 6 月には、メソ解析において地上レーダー反射強度の 3 次元データの同化を開始した (幾田 2011)。この手法では、まず MSM の予測値である第一推定値からレーダー反射強度を算出するレーダーシミュレータを用いる。続いて、シミュレートされた反射強度と観測された反射強度に基づいて相対湿度の疑似観測データを作成し、品質管理を経て、データ同化で利用する。解析予報サイクル実験の結果、反射強度の同化により水蒸気の分布や降水量の予測精度を改善できることを確認した。

さらに、2013 年 6 月にはメソ解析において反射強度から相対湿度の疑似観測データを推定するための手法を改良した (幾田 2014b)。この改良により、降水量の予測精度を改善することができた。とくに、前線や台風による強い降水の予測精度を改善したことで、防災情報の作成の支援における MSM の有用性を向上させることができた。

積雪域解析の改良

2014 年 11 月には、冬季の夜間における地上気温の予測精度の改善を目的として、積雪域の初期値を作成する手法を高度化した (草開 2015)。変更前のメソ解析では、全球積雪深解析から得られた積雪域の分布を第一推定値として、観測値により補正することで積雪域を解析していた。ここで用いる全球積雪深解析は MSM の水平格子間隔より粗い 1 度格子ごとの分布であり、積雪域を広げすぎる傾向があった。

この問題を解決するため、MSM による気温や湿度、降水量などの予測値とアメダスによる日照時間の観測値および解析雨量を入力値とする水平格子間隔 5 km のオフライン陸面モデルを導入し、高分解能かつ現実的な積雪域の第一推定値を作成するようにした。冬季を対象とする解析予報サイクル実験の結果、積雪域の初期値を作成する手法の改良により多雪地帯における積雪域の縁辺付近、南岸低気圧などにより一時的に積雪が起る地域、観測点が少ない地域において、とくに夜間における MSM による地上気温の予測精度に改善が見られた。

背景誤差の改良

2015 年 12 月には、メソ解析に用いる背景誤差を改良した (藤田ほか 2016)。それより前は、当時の JNoVA とは異なる 2005 年時点のメソ数値予報システム、つまり静力学モデルに基づくメソ 4 次元変分法 (石川・小泉 2002) による初期値を用いた水平格子間隔 10 km の MSM の予測値から作成した背景誤差を使っていた。その後、JNoVA による初期値を用いた水平格子間隔 5 km の MSM の運用期間が十分に長くなり、統計サンプルを更新するために必要なデータが揃ったことから背景誤差を見直した。これと合わせて、背景誤差の共分散の定式化において水平相関の指定を鉛直共分散の固有モードごとから鉛直層ごとに変えることにより、共分散の空間構造の歪みを大幅に軽減した。

これらの改良によって、メソ解析では第一推定値の確度が従来より高いものとして扱われるようになった。この結果、予報初期における高度や気温、気圧の急激な変動を緩和できた。また、解析予報サイクル実験の結果から、第一推定値と観測値との乖離が全般的に小さくなったこと、MSM による降水量の予測精度が高くなったことを確認した。

(3) メソモデルの改良

雲氷の数濃度の予報変数化

2008年12月に、冬季の日本海沿岸付近における降雪の予測精度の改善をおもな目的として、MSMの雲物理過程において雲氷の数濃度を予報変数に追加した(成田2009)。それ以前のMSMの雲物理過程では、計算時間を短縮するため雲水、雲氷、雨、雪、あられの混合比だけを予報することにして、凝結物の数濃度の時間変化を計算する素過程を省略していた。また、雲氷から雪への変換や雲氷が過冷却の雲水を捕捉するライミングによるあられへの変換の素過程の一部を省略していたため、雪とあられの生成に現実よりも時間がかかっていた(成田2008b)。このため、冬型の気圧配置となったときの季節風の風下にあたる日本海や東北地方から中国地方にかけての日本海沿岸付近において、MSMが予測した降雪量が実況と比べて過少となる事例が見られた。

そこで、雪とあられの生成の効率を高くするため雲氷の数濃度を予報変数とした結果、MSMが予測する降雪の分布と実況の分布との対応が良くなった。また、この変更により暖候期において予報時間とともに対流圏上層に雲氷が過剰に蓄積していく問題(林ほか2008)が解消された。これ以前の放射過程は雲氷の数濃度を予報しない場合の過剰な雲氷に適合するように雲氷の有効半径を診断していたため、雲氷の数濃度の予報変数化に合わせて雲氷の有効半径を診断する方法を変更した(長澤2009)。この結果、それ以前のMSMの予測に見られた200 hPa付近の気温の負バイアスを軽減することができた。合わせて、雲の長波放射の計算における鉛直解像度への依存性を緩和するなどの改良を加えた。

対流スキームの修正

2004年9月にMSMでKain-Fritsch対流スキーム(Kain and Fritsch 1990; Kain 2004)を用いるようになった頃から、とくに梅雨期の九州や四国の南西岸において地形に沿った不自然な降水を予測してしまう問題があった(成田2008a)。これは、本田(2008b)で解決が急務であると指摘されていた問題のひとつである。この問題を解決するため、2010年11月に、MSMで用いている対流スキームにおいてサブグリッドスケールの対流雲が周囲の大気と混合する割合を、雲底高度に応じて大きくする修正を加えた(成田・森安2010)。この修正の結果、地形に沿った不自然な降水を軽減することができた。一方、混合の割合を大きくしたことにより対流スキームが大気の成層状態を安定化する効率が低くなったため、弱い降水を生成する割合が低くなり、雲物理過程により強い降水を生成する割合が高くなることわかっていった。統計検証の結果から、夏季における5 mm/3h以下の弱い降水の頻度が実況より低くなった。夏季と冬季における5 mm/3h~30 mm/3h

の降水の頻度が高くなり実況に近づいたが、台風などに伴う30 mm/3h以上の強い降水の頻度が実況より高くなることわかった。このように課題は残ったものの、当時はMSMによる地形に沿った不自然な降水の予測の軽減を優先して現業化することになった。

境界層過程の改良

第2.6節で述べられるように、2015年5月には境界層過程においてasucaの開発により得られた知見を活かした改良が加えられた(原ほか2015b)。MSMでは、境界層過程としてMellor-Yamada-Nakanishi-Niinoレベル3モデル(MYNN3; Nakanishi and Niino 2009)にさまざまな変更を加えて用いていた(原2008)。変更のひとつに、逆勾配項(第2.6.3項(2))を求める際の計算安定性のため、拡散係数が負にならないように制限を加える処置がある。

その後、鉛直1次元モデルによる評価から鉛直輸送量が過大となる場合があることわかり、拡散係数に対する制限が不要となるように改良が加えられた(原2012)。一方で、この手法を当時のメソ数値予報システムの予報モデルであったJMA-NHMに実装すると計算量の増加によって計算時間が長くなり、現業数値予報モデルとしての利用には耐えられないと予想された(原ほか2015b)。そこで、逆勾配項を考慮しないMellor-Yamada-Nakanishi-Niinoレベル2.5モデル(MYNN25)を試したところ、MYNN3で問題となった過大な鉛直輸送は見られなくなり、冬季の日本海における寒気移流に伴う雲や低気圧の表現に改善が見られた。さらに、MYNN25を導入した解析予報サイクル実験の結果から冬季を中心に予測精度の改善を確認できたため、2015年5月にMSMの境界層過程をMYNN3からMYNN25に変更することにした。

非静力学モデル asuca の導入

2017年2月に、メソ数値予報システムの予報モデルをJMA-NHMから新しい気象庁非静力学モデルasuca(気象庁予報部2014)に置き換えた(原2017)。本田(2008b)で解決が急務であると指摘されていた計算不安定の回避は、asucaの力学コアの開発理念(石田・藤田2014)のひとつである。現業化にあたっては、原(2017)にあるとおり多くの物理過程を改良した。とくに、境界層過程においてJMA-NHMを予報モデルとするMSMへの導入を見送った拡散係数に対する制限が不要となるように改良を加えたMYNN3を採用した。asucaの導入によるMSMの予測特性の変化については、原・倉橋(2017)にまとまっている。また、各過程の改良やその後の開発の成果については、第2章の各節で述べられている。

(4) 統計検証の結果

図1.1.2にMSMによる降水予測の検証の結果を示す。期間はMSMの本運用を開始した2001年3月から

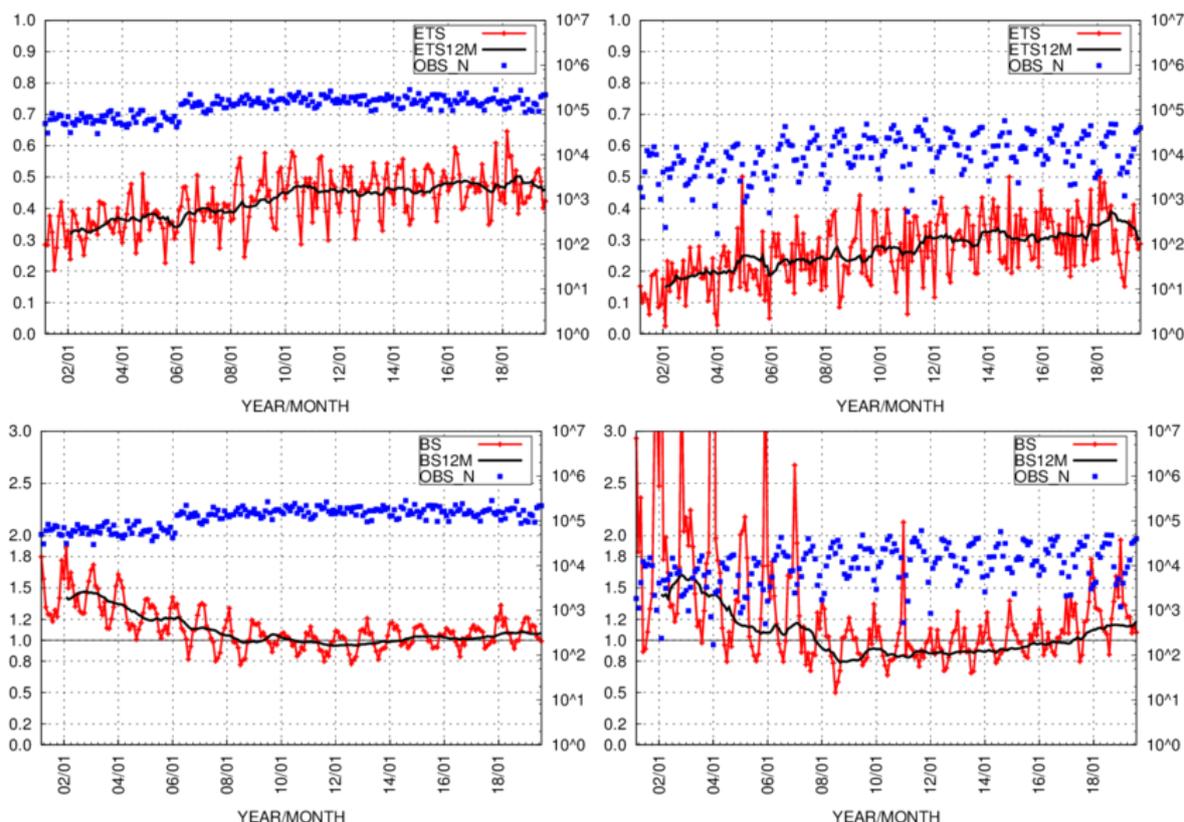


図 1.1.2 解析雨量に対する MSM による降水予測の 2001 年 3 月から 2019 年 8 月までの検証結果。検証格子の大きさは 20 km で、予報時間 FT=3 から FT=15 までの 3 時間ごとの平均を求めた。(左上) 閾値 1 mm/3h のエクイタブルスコア (ETS)、(右上) 閾値 10 mm/3h の ETS、(左下) 閾値 1 mm/3h のバイアスコア (BI)、(右下) 閾値 10 mm/3h の BI で、赤線は月平均値、黒線は前 12ヶ月移動平均値、青点は解析雨量の 20 km 検証格子数。

2019 年 8 月までで、検証格子の大きさを 20 km とするエクイタブルスコア (ETS) とバイアスコア (BI) をそれぞれ予報時間 FT=3 から FT=15 まで 3 時間ごとに平均している。それぞれの前 12ヶ月移動平均したスコアから、つぎの経年変化が見られる。

- 閾値 1 mm/3h の ETS に示される予測精度は、2011 年頃まで緩やかに改善し、その後は 2015 年頃まで大きな変化が見られず、2015 年以降は改善が見られる。
- 閾値 10 mm/3h の予測精度には短期間の変動が見られるものの、緩やかな改善が続いている。
- 閾値 1 mm/3h の BI に示される予測頻度は、2008 年頃までは予測過多だったが、2009 年頃から予測頻度が観測頻度に近づき、2017 年頃からわずかに予測過多となっている。
- 閾値 10 mm/3h の予測頻度は、2007 年頃まで予測過多でとくに月平均では冬季に顕著だったが、その後は 2015 年頃まで予測過少となり、さらに 2017 年頃から予測過多となっている。

なお、近年の MSM と LFM による降水量と気温の予測の検証結果については、安斎 (2018) にまとまっている。

1.1.3 局地数値予報システム

(1) 予報領域の拡張と予報時間の延長

2012 年 8 月に、東日本を中心とした領域を対象として局地数値予報システムの本運用を始めた (永戸ほか 2012)。当時の LFM には水平格子間隔 2 km の JMA-NHM を用いており、9 時間予報を 3 時間ごとの頻度で実行していた。

2013 年 5 月には、局地数値予報システムの予報領域を日本全域に拡大するとともに、直近の観測データを利用して目先の予測精度を改善するため 1 時間ごとの頻度で 9 時間予報を実行するようにした (永戸ほか 2013)。

さらに、2019 年 3 月には予報頻度は 1 時間ごとのままで LFM の予報時間を 10 時間に延長した (荒巻・氏家 2018)。

(2) 局地解析の改良

asuca に基づく 3 次元変分法の導入

本運用を始めたときの局地数値予報システムの解析システムには、JMA-NHM に基づく 3 次元変分法 (藤田 2008; 藤田・倉橋 2010) を用いていた。その後、2015 年 1 月に LFM の予報モデルを JMA-NHM から asuca に置き換えるとともに、局地解析を asuca に基づく 3

次元変分法 asuca-Var (幾田 2014a) に置き換えた (幾田 2015)。

メソ解析では 4 次元変分法を用いているが、局地解析では計算時間を短くするため 3 次元変分法を用いている。このため、メソ解析では初期値を作成する対象である解析時刻の 3 時間前からの観測値を同化することにより大気の時発展をとらえることができるのに対して、局地解析では原理的に解析時刻における観測値しか同化できない。局地数値予報システムの運用では、3 次元変分法による解析と 1 時間予報を解析時刻の 3 時間前から繰り返すことにより観測値を同化している。

地中温度と土壌体積含水率の解析変数への追加

2015 年 1 月の局地解析への asuca-Var の導入と合わせて、地中温度と土壌体積含水率を解析変数に追加した (幾田 2015)。変更前の局地解析では、地表面温位を解析変数とすることにより降水量の予測精度の改善が見られていた (永戸ほか 2012)。変更後は、衛星観測による土壌水分量プロダクトなどの利用を可能にするため、地表面温位に替えて地表面温度を含む地中温度を解析変数とし、土壌体積含水率を解析変数に追加した。この変更により解析時刻と予報時間の初期において局地数値予報システムによる地上気温の精度の改善が見られ、解析時刻と予報時間を通して地上比湿の精度の改善が見られた。

過飽和除去処理の改良

4 次元変分法により得られた解析値は、数値予報モデルによる拘束条件に従っている。一方、3 次元変分法により得られた解析値は、力学過程や物理過程に従っていない。局地解析では 3 次元変分法を採用しており、得られた解析値は力学的にバランスがとれていなかったり、現実的ではない分布になったりすることがある。ここでは、幾田 (2015) が挙げた問題を考える。例えば、過剰な水蒸気量の解析インクリメントが第一推定値に加算されると、その格子では周辺と比べて過飽和度が異常に大きくなることがある。この状態を初期値として予報モデルを実行すると、過飽和となった水蒸気が 1 回の時間積分で凝結する。この相変化に伴って過剰な潜熱が放出されると局所的に大気の成層状態が不安定になり、過大な上昇流が発生することにより計算不安定の原因となる。

本運用を始めたときの局地解析では、解析値が過飽和となったときはその分の水蒸気を除去することにより対処していた。この対処では、過飽和となった雲域で不必要に水蒸気が除去されてしまうなど、解析と予報のサイクルにおいて不連続が生じてしまう。そこで、この問題に対処するため、幾田 (2015) は 2015 年 8 月に局地解析に偽相対湿度インクリメント調整を導入した。この方法では、第一推定値に反映する前に解析インクリメントを調整し、過飽和の扱いを変更した。偽

相対湿度インクリメント調整の導入により、夏は LFM による閾値 10 mm/h 以下の降水の予測精度が有意に改善すること、すべての閾値で降水の予測頻度が高くなることがわかった。また、冬は閾値 3 mm/h 以下の降水の予測精度が有意に改善すること、閾値 5 mm/h 以下の降水の予測頻度が高くなることがわかった。いずれも、予報開始の直後におけるスピニアップの悪影響を軽減できたことに起因する。

晴天域の衛星輝度温度と衛星土壌水分の同化

2017 年 1 月に、局地解析で晴天域の衛星輝度温度と衛星土壌水分の同化を開始した (幾田 2017)。これらの観測値を同化するにあたって適切にバイアスを補正するため、変分法バイアス補正 (佐藤 2007) を導入した。データ同化に用いる観測の設定や測器の劣化、数値予報モデルの変更などに起因するバイアスを補正するために、変分法バイアス補正は有効な手法である。

晴天域の衛星輝度温度の同化により LFM の予測における湿潤バイアスを軽減し、相対湿度の鉛直分布の予測精度が改善した。降水の予測精度の改善は、夏は有意ではなかったものの、冬は有意であった。

前述のとおり、局地解析では地中温度と土壌体積含水率を解析変数として持っている。したがってこれらの要素を変換することなく直接同化することができるが、地中の直接観測は広くは行われていない。一方、衛星観測では土壌水分に関するプロダクトがあり、広範囲のデータを定常的に利用できる。衛星土壌水分を同化して観測インパクト実験を行ったところ、LFM が予測する地上気温に見られた日中の負バイアスを軽減し、予測精度を高めることができた。

(3) 局地モデルの改良

前述のとおり、本運用を始めた当初の LFM には水平格子間隔 2 km の JMA-NHM を用いていた。LFM の運用とともに局地モデルとして asuca の開発を進め (河野ほか 2014; 河野・原 2014)、2015 年 1 月には局地解析への asuca-Var の導入と同時に予報モデルを JMA-NHM から asuca に置き換えた (原 2015)。これより前の LFM に見られた積雲対流の発生や終息の遅れと予報時間の初期における過少な降水の問題 (永戸ほか 2013) が、asuca を導入した LFM では改善された (原ほか 2015a)。

1.1.4 おわりに

本田 (2008b) に述べられている 2007 年末時点におけるメソ数値予報の将来計画に挙げられた LFM と MEPS の導入はいずれも達成された。とくに、本田 (2008b) では MEPS の仕様として、MSM より低分解能な水平格子間隔が 10 km の数値予報モデルを用いてメンバー数を 5 以上とする計画が示されていた。実際には、前述のとおり MEPS の水平格子間隔は MSM と同じ 5 km で、メンバー数は 21 となったことにより、MEPS の

各メンバーの予測から算出した統計量により決定論的な MSM の予測の不確実性を把握する手段を得ることができるようになった。

本田 (2018) が挙げている 2018 年時点における改良計画のうち、初期時刻 00 UTC と 12 UTC の MSM の予報時間の 51 時間への延長と LFM の予報時間の 10 時間への延長を 2019 年 3 月に実現し、MEPS の本運用を 2019 年 6 月に実現した。本稿執筆時点 (2019 年 12 月) では、asuca に基づく 4 次元変分法 asuca-Var (幾田 2014a) をメソ数値予報システムに導入する準備を進めている。

参考文献

安齋太朗, 2018: メソモデル、局地モデルの検証. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 43–47.

荒巻健智, 氏家将志, 2018: メソ・局地モデルの予報時間延長. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 7–8.

永戸久喜, 藤田匡, 原旅人, 2012: 局地モデルの本運用. 平成 24 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 72–86.

永戸久喜, 原旅人, 倉橋永, 2013: 日本域拡張・高頻度化された局地モデルの特性. 平成 25 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 18–41.

永戸久喜, 石田純一, 藤田匡, 石水尊久, 平原洋一, 幾田泰醇, 福田純也, 石川宜広, 吉本浩一, 佐藤芳昭, 2010: 局地モデルの試験運用. 平成 22 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1–27.

藤田匡, 2008: 高分解能局地モデル用局地解析. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 214–222.

藤田匡, 福田純也, 塚本暢, 2016: メソ数値予報システムの背景誤差の改良. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 63–67.

藤田匡, 倉橋永, 2010: 局地解析. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 68–72.

原旅人, 2008: 改良 Mellor-Yamada モデル. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 128–132.

原旅人, 2012: 鉛直 1 次元モデルによる評価 (1)—雲のない陸上の境界層の日変化 (GABLS2). 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 138–149.

原旅人, 2015: はじめに. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1.

原旅人, 伊藤享洋, 松林健吾, 2015a: asuca が導入された局地数値予報システムの特性. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 9–18.

原旅人, 飯塚義浩, 白山洋平, 工藤淳, 2015b: 境界層過程・地上物理量診断の改良. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 24–43.

原旅人, 2017: メソ数値予報システムの改良の概要. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 42–47.

原旅人, 倉橋永, 2017: メソ数値予報システムの特性的変化. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 48–55.

林修吾, 荒波恒平, 山田芳則, 2008: 雲氷落下の導入と改良. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 98–99.

本田有機, 2008a: メソ数値予報モデルと気象庁非静力学モデルの歴史. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 1–6.

本田有機, 2008b: メソ数値予報の将来計画. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 12–17.

本田有機, 澤田謙, 2009: 非静力学メソ 4 次元変分法の現業化. 平成 21 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 65–71.

本田有機, 2018: NAPS10 における改良計画. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 2–5.

幾田泰醇, 2011: メソ解析におけるレーダー反射強度データの同化. 平成 23 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 9–12.

幾田泰醇, 2014a: 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.

幾田泰醇, 2014b: レーダー反射強度の同化手法の改良. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 100–101.

幾田泰醇, 2015: 局地解析の更新と改良. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 2–8.

幾田泰醇, 2017: 局地数値予報システムにおける新規観測データの利用開始及び同化手法の高度化. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 82–85.

石田純一, 藤田匡, 2014: asuca の開発理念. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 19–28.

石川宜広, 小泉耕, 2002: メソ 4 次元変分法. 数値予報課報告・別冊第 48 号, 気象庁予報部, 37–59.

Kain, J. S., 2004: The Kain-Fritsch Convective Parameterization: An Update. *J. Appl. Meteor.*, **43**, 170–181.

Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1990: A One-Dimensional Entraining/Detraining Plume Model and Its Application in Convective Parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784–2802.

河野耕平, 荒波恒平, 2014: 側面・上部境界条件. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 57–61.

河野耕平, 原旅人, 2014: LFM としての asuca の特性. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 108–117.

河野耕平, 松林健吾, 倉橋永, 2014: 局地モデルとしての現状. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 113–120.

河野耕平, 氏家将志, 國井勝, 西本秀祐, 2019: メソアン

- サンプル予報システム. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1-15.
- 気象庁予報部, 2003: 気象庁非静力学モデル. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 194 pp.
- 気象庁予報部, 2010: 非静力学メソ 4 次元変分法. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 106 pp.
- 気象庁予報部, 2014: 次世代非静力学モデル asuca. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 151 pp.
- 気象庁予報部, 2015: 観測データ利用の現状と課題. 数値予報課報告・別冊第 61 号, 気象庁予報部, 98 pp.
- 草開浩, 2015: 積雪域解析の高度化. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 44-49.
- 萬納寺信崇, 2000: 領域モデル (RSM, MSM, TYM). 平成 12 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 23-27.
- 長澤亮二, 2009: メソ数値予報モデルの放射過程の改良. 平成 21 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 77-78.
- Nakanishi, M. and H. Niino, 2009: Development of an Improved Turbulence Closure Model for the Atmospheric Boundary Layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **87**, 895-912.
- 成田正巳, 2008a: Kain-Fritsch スキームの改良とパラメータの調整. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 103-111.
- 成田正巳, 2008b: 降水予報特性の問題点と改善. 気象庁予報部. 平成 20 年度数値予報研修テキスト, 43-47.
- 成田正巳, 2009: メソ数値予報モデルの湿潤過程の改良. 平成 21 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 72-76.
- 成田正巳, 森安聡嗣, 2010: メソモデルの対流スキームの変更. 平成 22 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 53-61.
- 越智健太, 石井憲介, 2013: 領域拡張・予報時間 39 時間化されたメソモデルの特性. 平成 25 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1-17.
- 小野耕介, 2016: メソアンサンプル予報システムの開発状況. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 100-113.
- 佐藤芳昭, 2007: 変分法バイアス補正. 数値予報課報告・別冊第 53 号, 気象庁予報部, 171-175.
- 氏家将志, 2009: 高分解能局地モデルの開発と実験運用. 平成 21 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 90-96.
- 若杉栄一, 2019: 天気予報発表作業. 平成 30 年度予報技術研修テキスト, 気象庁予報部, 4-16.

1.2 豪雨防災に貢献するための高解像度領域モデルの課題¹

1.2.1 はじめに

本節では、線状降水帯²等の豪雨予測における、水平格子間隔 5 km のメソモデル (MSM)、2 km の局地モデル (LFM) といった高解像度領域モデルの現在の課題や今後必要な技術の展望について、現業モデルの結果や国内外の研究開発動向を踏まえつつ述べる。豪雨防災への貢献は気象庁の数値予報技術開発において重点的に取り組むべき事項のひとつであり、交通政策審議会気象分科会における提言、及び提言を受けて気象庁が策定した「2030 年に向けた数値予報技術開発重点計画」において重点目標として示されている。

近年の豪雨等の自然災害の激甚化に見られるような自然環境の変化、少子高齢化等の社会環境の変化を踏まえ取りまとめられた、平成 30 年 8 月の交通政策審議会気象分科会提言「2030 年の科学技術を見据えた気象業務のあり方 (提言)」(以下、分科会提言)では、観測・予測精度向上に向けた技術開発の目標のひとつとして、半日前からの早め早めの防災対応に直結する予測精度の向上が挙げられた。また、分科会提言の中では、線状降水帯の発生・停滞等に伴う集中豪雨に対して夜間の大雨にも明るいうちから対応できるよう、半日程度先までに特別警報級の大雨となる確率メッシュ情報の提供、それを実現するための数値予報技術の向上が言及された。

分科会提言を受け、気象庁は「2030 年に向けた数値予報技術開発重点計画」(以下、重点計画)を策定し、数値予報技術開発における 4 つの重点目標を示した。その中のひとつである「豪雨防災」では、明るいうちからの避難を可能にするための線状降水帯等による集中豪雨の予測精度向上が必要であるとした。重点計画では、開発の方向性として局地モデルの高解像度化、局地アンサンブル予報システムの開発、観測データ利活用の高度化、データ同化手法の高度化などを定めている。今後、重点計画の中で定めた方向性に沿って技術開発やその計画をより具体化し、推進していく必要がある。

1.2.2 MSM, LFM による線状降水帯予測の課題

気象庁は、防災気象情報作成を支援するため、MSM, LFM を運用している。また、MSM の予測の不確実性を捉えるためのメソアンサンブル予報システム

¹ 氏家 将志

² 線状降水帯の定義については、本稿執筆時点 (2019 年 12 月) では学術的に厳密な定義はない (津口 2016) が、本節では厳密な定義にはこだわらずに、日本の集中豪雨の多く (津口・加藤 2014) を占める、「積乱雲、積乱雲群、線状の降水域の階層的な構造を持つ」、「降水の走向が高度 2-3 km の水平風向に平行なタイプ (いわゆるバックビルディング型)」といった特徴を持つメソ β スケールの停滞する線状の降水域のことを線状降水帯と呼ぶこととする。

(MEPS) の運用を 2019 年 6 月に開始した。MSM, LFM の予測精度は年々着実に向上しているが、線状降水帯の空間スケールはこれらのモデルが陽に表現することができる最小の現象の空間スケールに近く、その予測は難しい。線状降水帯の予測には、環境場や対流の表現、初期値、位置や持続時間の不確実性等、多くの要素が関わっており、それぞれについて多くの課題がある。

線状降水帯に関わる対流や降水システムの表現について、MSM, LFM はそれぞれに性質の異なる課題がある。図 1.2.1 に示す、平成 29 年 7 月九州北部豪雨での予測例はその課題を端的に示したものとなっている。実況 (図 1.2.1(a)) では、2017 年 7 月 5 日の午後には九州北部脊振山地東部で発生した積乱雲が上空の風によって東に流される状況が継続し、同じ場所に強い降水をもたらしていた。MSM (図 1.2.1(b)) は九州北部に降水を予測しているものの、その形状は線状になっておらず、対流セルの風下への移動が表現されていない。また、量的にも実況に比べて過少である。その他、MSM は長崎半島で実況にはない降水を予測している一方で、五島列島の南の弱い降水を予測していない。MSM の予測の不確実性を表現する MEPS (当時は部内試験運用) の予測についても、MSM の降水予測同様東西に伸びる降水を表現できず、また降水予測の位置ずれも大きく、現象の捕捉が難しい事例であった (図略)。また、MSM の降水予測は積雲対流パラメタリゼーション (第 2.2 節) の設定にも敏感である。その最も極端な例として、図 1.2.1(c) に MSM で積雲対流パラメタリゼーションを用いない場合の降水予測を示す。東西に伸びる線状の降水域が予測されるようになるものの、線状の降水のサイズは大きく、50 mm/3h 以上の降水の領域も過大である。LFM の予測 (図 1.2.1(d)) では線状の降水域がある程度表現されるものの、降水量が観測に対して過大な複数の線状の降水域を予測している他、発生位置にずれが生じている。また、降水域が同じ位置に持続せず下流に流れてしまう (図略)。これらの傾向は平成 29 年 7 月九州北部豪雨に限らず、平成 30 年 7 月豪雨期間中に各地で発生した線状降水帯の予測においても同様であった (図略)。

このように、空間スケールが数 10 km 程度の線状降水帯の予測は難しく、MSM, LFM においてその予測精度は十分とは言えない。また、線状降水帯をもたらす環境場についても、不安定な成層や地上気温傾度帯といった、平成 29 年 7 月九州北部豪雨の発生要因と言われている要素の表現が数値予報では不十分であった (欠畑・白山 2018)。

1.2.3 必要な技術開発

対流の表現の向上

線状降水帯の予測精度向上に必要な技術のひとつとして、線状降水帯をもたらす直接的な現象である、対流やメソ対流系の表現の向上が挙げられる。対流について

は、高解像度化により表現の向上が期待される (Vosper 2015)。日本におけるメソ β スケールの集中豪雨を予測するには少なくとも 1 km 以下の水平格子間隔が必要であることがいくつかの先行研究から示されている (加藤ほか 2016; 津口ほか 2016; Oizumi et al. 2018 など)。LFM ではまだ解像度が不足していると考えられ、重点計画で定めた方向性のひとつとしても、LFM の高解像度化が含まれている。一方、平成 29 年 7 月九州北部豪雨の事例では、LFM の水平格子間隔を 2 km から 1 km にするのみでは、降水予測に大きな変化は見られなかった (図 1.2.1(e))。さらなる高解像度化による効果について計算機資源の制限から詳細には調査できてはいないものの、水平格子間隔を 1 km にした LFM の結果は、線状降水帯の予測精度向上には単純な高解像度化に加え、対流に関わる過程のモデリングの高度化が必要となることを示唆している。特にモデルで解像できない対流のパラメタリゼーション (または対流の中のプロセスのパラメタリゼーション) の精度向上、モデルが解像する対流の表現向上の 2 種類の方向の開発を同時に進めていくことが必要となると考えられる。

前者について、詳細は第 2.2.5 項で議論するので、ここでは概要を述べるのみにとどめる。対流は空間的なスケールが小さいことを考えると、水平格子間隔が数 km 程度のモデルでは十分には解像できない。そのため、対流のパラメタリゼーションを用いる必要があり、MSM, LFM では Kain and Fritsch (1990) に基づく積雲対流パラメタリゼーションを採用している。水平格子間隔数 km 以下のモデルでは、既存の積雲対流パラメタリゼーションにおいて仮定のいくつか³が成り立たなくなっている他、パラメタリゼーションが対象とする対流が、モデルが解像する対流と重複している。モデルが解像する対流を維持しつつ、モデルが解像できないプロセスを表現するような、これまでと異なる考え方の積雲対流パラメタリゼーションが必要である。また、LFM より低解像度の MSM では、今後も積雲対流パラメタリゼーションの必要性が高いと考えられる。現在の MSM は、積雲対流パラメタリゼーションによって不安定な成層が必要以上に安定化されている可能性がある他、対流セルの移動をパラメタリゼーションで表現できないという問題点がある。豪雨防災の観点から、MSM における積雲対流パラメタリゼーションのあり方についても再度見直しをする必要がある。

モデルが解像する対流の表現については、対流は、不安定な成層状態のもとで、(1) 下層の収束や地形等の強制によって持ち上がった気塊が、(2) 持ち上げ凝結高度で凝結し、(3) 自由対流高度まで到達すれば浮力を得て強制がなくても上昇するようになり、(4) 水の相変化 (凝結・凍結等) に伴う潜熱により気塊の気

温が周囲のそれよりも高くなることで浮力を取得すること、周囲の大気の取り込みにより浮力が減少することの兼ね合いによって、(5) 気塊が上昇するとともに次第に浮力を失い、やがて停止する、といったプロセスを有する。また、気塊が持ち上がる過程で、雲や降水が生成され、対流の衰退期には降水による大気の引きずり下ろしや降水の蒸発等により下降流が卓越する。したがって、対流を数値予報モデルで表現するには、水の相変化に伴う非断熱過程、特に雲に関わる物理過程の考慮と、浮力による上昇流の変化の考慮が必要になる。

雲に関連する過程について、モデルで表現されるメソ対流系の振る舞いは雲微物理過程のパラメタリゼーションに敏感であることが知られている (Bryan and Morrison 2012; Weverberg et al. 2013 など)。雲微物理過程のパラメタリゼーションでは、相変化に直接関わる過程に加え、水物質の落下過程や粒径分布、数濃度なども雲水や雲氷の分布の変化を通して相変化に関わる過程に影響し、間接的に浮力の生成に影響する。このため、豪雨予測の観点からの雲微物理過程の高度化が必要となる。特に、雲微物理過程については、衛星シミュレータ等を用いた観測データとの比較検証の高度化 (Eito and Aonashi 2009; 幾田 2019 など) とあわせて開発を進めていくことも重要である。

浮力による上昇流の変化を直接表現するには、鉛直流を予報変数に持つ非静力学モデルが最低限必要である。MSM, LFM においては、予報モデルとして非静力学モデル *asuca* を用いることでこの点はすでに担保されている。今後、対流に伴う格子スケールの熱・水・運動量輸送をさらに精緻に表現するには、移流スキームの高度化等といった継続的な改良を進める必要がある他、物理過程と力学過程との相互作用 (第 2.1.7 項) の高度化による対流の表現の向上にも取り組む必要がある。

環境場の系統誤差の減少

対流は成層不安定な環境場のもとで、下層の収束等をトリガーに発生する。また、メソ対流系の形状は環境場の風速ベクトルやその鉛直シアーにも関係する (瀬古 2010)。このため、成層や循環等の環境場の予測も、線状降水帯の予測において重要である。日本に線状降水帯をもたらす環境場については、下層水蒸気の流入 (Unuma and Takemi 2016b; 気象研究所 2017 など) や風の鉛直シアー (Yoshizaki et al. 2000; 瀬古 2010; Unuma and Takemi 2016a など)、上空の寒気 (気象研究所 2017) 等、多くの先行研究でその特徴が示されている。また、線状降水帯に限った話ではないが、対流の発達高度には対流圏の中層の湿りが大きく影響していると言われている (Derbyshire et al. 2004; Kikuchi and Takayabu 2004; Unuma and Takemi 2016b など)。これらのことから、線状降水帯をもたらす環境場として

³ 格子内の対流域は定常かつ、面積が格子全体の面積に対して十分小さいことなど。詳細は第 2.2 節。

の成層状態（気温、水蒸気の鉛直分布）の表現が特に重要となる。また、MSMはLFMに側面境界を提供することから、LFMの予測精度向上にとってもMSMの環境場の精度向上が重要となる。

環境場の予測精度向上のためには、モデルの持つ系統誤差の問題を解決しなければならない。MSMの予測には、下層の水蒸気（例えば潜熱フラックスの正バイアス、図1.2.2(a)）や循環場（7月の太平洋高気圧の西への張り出しが強い、図1.2.2(b)）に系統誤差があり、これらの誤差の縮小には物理過程の総合的な改良が必要である。特に、予測誤差はモデルの諸過程が複雑に絡み合った結果生じているという認識に基づき、各過程間の相互作用や整合性を考慮して、モデルの系統誤差を減少させることが重要である。例えば、雲の生成や雲量は、大気中の気温や放射フラックスを通じて成層状態を変化させるため、豪雨をもたらす環境場の表現にとって重要であるが、モデルにおける雲過程と放射過程の間で雲の生成や雲量の扱いの整合性がないと想定外の系統誤差をもたらすことがある。この例については第2.4節でも議論する。また、現在の気象庁の現業データ同化システムで採用されている手法は、モデルに系統誤差が無いことを前提とした理論に基づいている。そのため、モデルの系統誤差減少はデータ同化の手法高度化や観測データ利用拡充の観点でも重要である（Geer et al. 2018）。

さらに、モデルの系統誤差の減少のためには、評価・検証の高度化も必要である。物理過程の変更による環境場の系統誤差へのインパクトを適切に把握すること、さらに意図しないインパクトを見落とさないことを目的とした標準的な検証ツールの整備が重要となる。特に、線状降水帯をもたらす環境場の系統誤差減少の観点では、海上を含む予報場の面的な検証、3次元的な検証や、衛星リモートセンシング等を含む各種観測との比較に基づく評価・検証を充実させていくことが重要である。

観測データ利用高度化

線状降水帯等による豪雨の予測のための初期値の精度向上に資するような観測データとしては、降水そのものを捉えるレーダーデータ（反射強度、ドップラー速度）、水蒸気量を捉える地上GNSSデータ、地上比湿データ、水蒸気・雲・降水の情報を持つマイクロ波放射計（輝度温度）、静止気象衛星ひまわり8号による高密度・高頻度データ（大気追跡風、輝度温度）がある。特に、ひまわり8号データの高度利用が豪雨予測の精度向上に資することが平成27年9月関東・東北豪雨を対象とした先行研究で示されている。Kunii et al. (2016)はひまわり8号高頻度大気追跡風（2.5分毎の観測から算出）の同化によって、初期値が改善し豪雨の予測精度が向上することを示した。また、Kazumori (2018)は、ひまわり8号の水蒸気バンドの晴天輝度温

度の同化による水蒸気場の改善を通じて降水予測が改善することを示した⁴。Honda et al. (2018)は、ひまわり8号の赤外バンドの全天候・高頻度同化（10分間隔）により、降水予測を改善させる他、高頻度で解析・予測を行うことで洪水リスクをより長いリードタイムで捉えられることを報告した。これらの先行研究は、高密度・高頻度観測データの利用が豪雨予測にとって重要な鍵となることを示している。

データ同化システムの高度化

高密度・高頻度観測データを有効利用するためには、データ同化システム側の対応も必要となる。例えば、現在の気象庁のメソ解析及び局地解析では計算の効率化のため、観測誤差相関が無視できるものと仮定し、観測誤差共分散行列の非対角成分を考慮していない。そのため、この仮定が適切なものになるよう、利用する観測データを空間的に間引いている。さらに、同化による過度な修正を緩和するため、観測誤差の大きさを膨張させた上で同化を行っている。今後、高密度観測データを有効利用するためにはこれらの仮定や調整を廃して、観測データの持つ情報を可能な限り活用できるシステムの検討が必要である。また、変動の激しい対流周辺では、背景誤差やその相関構造も大きく変動する。ハイブリッド同化等の流れに依存する背景誤差を考慮したデータ同化システムも、気象場の状況に即した観測データ利用の高度化に必要である。これらについては、第4.7節で気象研究所での取り組みを報告する。

雲微物理関連の変数を解析の対象とすることも重要な開発課題である。現在のメソ解析は4次元変分法、局地解析は3次元変分法を用いているが、雲水等の雲微物理関連の変数は解析変数に含まれていない。しかし、豪雨予測のための初期値の精度向上のためには、これらの解析変数化が必要となる。また、雲微物理関連の変数を適切に解析するために、雲微物理過程の接線形・随伴モデルや、アンサンブルによる雲微物理関連の変数を含む背景誤差の導入をあわせて検討する必要がある。特に、レーダー反射強度の同化の高度化を通じた豪雨予測の精度向上のためには、データ同化における雲微物理関連の変数の扱いが重要な技術となる（Ikuta 2016; Kawabata et al. 2018 など）。

アンサンブル摂動のあり方

MEPSでは主に総観規模、メソ α スケール、メソ β スケールの現象の予測におけるMSMの不確実性を捕捉するため、初期摂動作成手法として全球SV（水平格子間隔約270 km）と2種類のメソSV（水平格子間隔80 km, 40 km）を用いている（小野 2016; 河野ほか 2019; 第3.3.1項）。一方、空間スケールが数十 km程度である線状降水帯自体の予測の不確実性は、現在のMEPSの摂動の空間スケールでは十分に捉えられない。

⁴ この改良は平成31年3月22日にメソ解析に導入された。

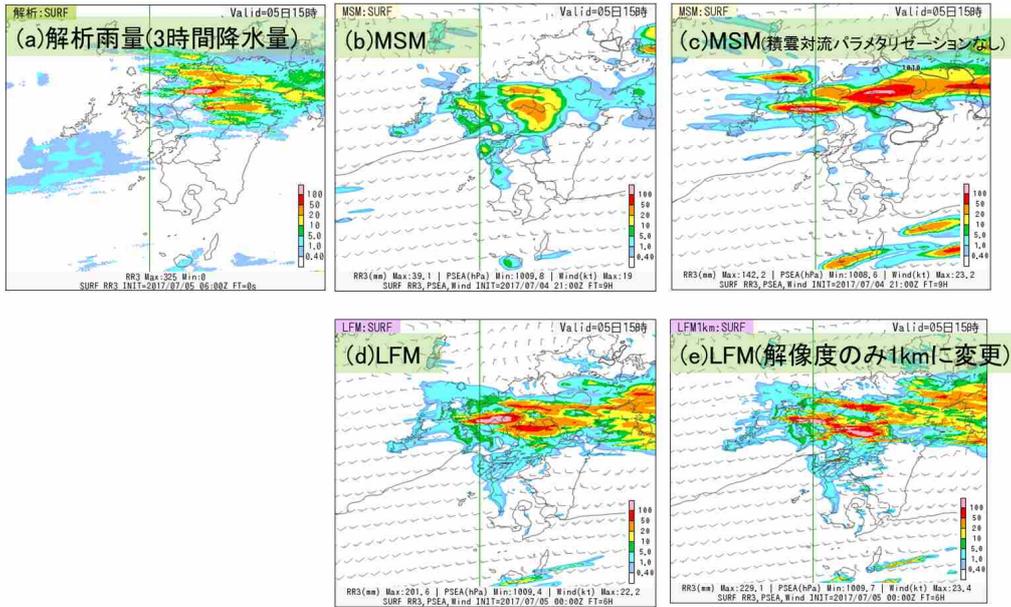


図 1.2.1 2017 年 7 月 5 日 15 JST を対象とした前 3 時間雨量 [mm/3h]。(a) 解析雨量、(b) MSM、(c) MSM、ただし積雲対流パラメタリゼーションなし、(d) LFM、(e) LFM の水平格子間隔を 1 km に変更。

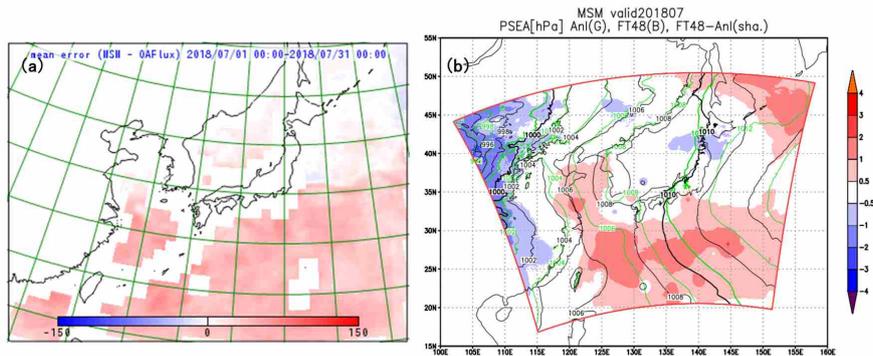


図 1.2.2 2018 年 7 月平均における (a) MSM による潜熱フラックス [$W m^{-2}$] の全予報時間の OAFlux プロダクト (Yu et al. 2008) に対する誤差。(b) 海面更正気圧 [hPa] (黒) FT=48 の MSM、(緑) メソ解析、(カラー) FT=48 の MSM のメソ解析に対する誤差。

メソ β スケールの中でも空間スケールの小さい現象の不確実性を捉えるアンサンブル摂動の検討が必要となる。メソスケール現象の不確実性を捉えるアンサンブル予報システム (EPS: Ensemble Prediction System) の摂動については、アメリカの事例等における先行研究が報告されている (Nielsen and Schumacher 2016; Weyn and Durran 2018 など)。これらの研究では、前線や地形等の強制力が弱い場におけるメソスケール現象の誤差成長や、メソ対流系の組織化における小スケールの初期摂動 (及び大規模スケール現象との相互作用) の重要性が示されている。また、雲解像モデルによる EPS の初期摂動としてのアンサンブルデータ同化や、低解像度 EPS からのダウンスケーリング、あるいは両者の併用の有用性を示す研究成果が出始めている。より詳しいレビューは第 3.5.3 項を参照されたい。

一方で、線状降水帯等の日本で発生するメソ β スケールの現象にターゲットを絞ったアンサンブル予報システムに関する研究は少ない。このため、(1) 線状降水帯をもたらすシステムの発生位置の不確実性を捉えるにはどのような空間スケールの摂動が必要か、(2) その摂動は、初期摂動・境界摂動・モデル摂動のいずれに由来するべきか等、未解明の部分が多い。今後基礎研究を含む知見の蓄積が必要な分野でもある。

1.2.4 まとめ

高解像度領域数値予報モデルによる線状降水帯等の豪雨の予測精度向上に関しては、対流の表現、環境場の系統誤差、観測データ利用、データ同化システム、アンサンブル摂動いずれの分野においても課題があり、その一方で、予測精度向上に有望な技術が近年の先行

研究から示されつつある。しかしながら、「この手法を導入すれば線状降水帯の予測精度が劇的に向上する」ということが確約されているわけではない。先行研究で示された手法の有用性は実験と検証によって実証する必要がある。そのために知見の取り込み・開発・評価のサイクルを効率的に行える仕組みや計算機資源を含む開発環境を構築することが必要である。また、高解像度モデルにおける対流の扱いや、線状降水帯の予測の不確実性を捉えるアンサンブル摂動のあり方等の必要とされる技術は研究開発の分野としても最先端のものであり、国内の大学等研究機関と連携して研究開発を推進することが重要となる。一方、環境場の系統誤差軽減等、必要とされる技術は決して線状降水帯の予測に特化したものだけでなく、数値予報システムの総合的な性能向上に関わるものも多い。

最新の研究開発の成果を迅速に試すことができる開発環境を整え、総合性能を上げるための地道な開発を続けつつ、豪雨防災に貢献する高解像度領域数値予報システムの開発を推進していくことが今後さらに重要となる。

参考文献

- Bryan, G. H. and H. Morrison, 2012: Sensitivity of a Simulated Squall Line to Horizontal Resolution and Parameterization of Microphysics. *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 202–225.
- Derbyshire, S. H., I. Beau, P. Bechtold, J.-Y. Grandpeix, J.-M. Piriou, J.-L. Redelsperger, and P. M. M. Soares, 2004: Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 3055–3079.
- Eito, H. and K. Aonashi, 2009: Verification of Hydrometeor Properties Simulated by a Cloud-Resolving Model Using a Passive Microwave Satellite and Ground-Based Radar Observations for a Rainfall System Associated with the Baiu Front. *J. Meteor. Soc. Japan*, **87A**, 425–446.
- Geer, A. J., K. Lonitz, P. Weston, M. Kazumori, K. Okamoto, Y. Zhu, E. H. Liu, A. Collard, W. Bell, S. Migliorini, P. Chambon, N. Fourrié, Min-Jeong Kim, C. Köpken-Watts, and C. Schraff, 2018: All-sky satellite data assimilation at operational weather forecasting centres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **144**, 1191–1217.
- Honda, T., S. Kotsuki, G.-Y. Lien, Y. Maejima, K. Okamoto, and T. Miyoshi, 2018: Assimilation of Himawari-8 All-Sky Radiances Every 10 Minutes: Impact on Precipitation and Flood Risk Prediction. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, **123**, 965–976.
- 幾田泰醇, 2019: 雲物理過程の改良と GPM 衛星観測の再現. ワークショップ降雪に関するレーダーと数値モデルによる研究 (第 18 回) 講演要旨集.
- Ikuta, Y., 2016: Data Assimilation with Adjoint Model including Three-Ice Bulk Cloud Microphysics. *Abstracts of the 5th Annual International Symposium on Data Assimilation*.
- Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1990: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784–2802.
- 欠畑賢之, 白山洋平, 2018: 事例調査: 平成 29 年 7 月九州北部豪雨. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 48–53.
- 加藤亮平, 下瀬健一, 清水慎吾, 2016: 雲解像数値モデルによる 2014 年広島豪雨の予測可能性—水平解像度と数値粘性に対する感度—. 防災科学技術研究所研究報告, **82**, 1–16.
- Kawabata, T., T. Schwitalla, A. Adachi, H.-S. Bauer, V. Wulfmeyer, N. Nagumo, and H. Yamauchi, 2018: Observational operators for dual polarimetric radars in variational data assimilation systems (PolRad VAR v1.0). *Geosci. Model Dev.*, **11**, 2493–2501.
- 河野耕平, 氏家将志, 國井勝, 西本秀祐, 2019: メソアンサンブル予報システム. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1–15.
- Kazumori, M., 2018: Assimilation of Himawari-8 Clear Sky Radiance Data in JMA's Global and Mesoscale NWP Systems. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, **96B**, 173–192.
- Kikuchi, K. and Y. N. Takayabu, 2004: The development of organized convection associated with the MJO during TOGA COARE IOP: Trimodal characteristics. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L10 101.
- 気象研究所, 2017: 平成 29 年 7 月 5-6 日の福岡県・大分県での大雨の発生要因について. 平成 29 年 7 月 14 日 報道発表, 1–8.
- Kunii, M., M. Otsuka, K. Shimoji, and H. Seko, 2016: Ensemble Data Assimilation and Forecast Experiments for the September 2015 Heavy Rainfall Event in Kanto and Tohoku Regions with Atmospheric Motion Vectors from Himawari-8. *SOLA*, **12**, 209–214.
- Nielsen, E. R. and R. S. Schumacher, 2016: Using Convection-Allowing Ensembles to Understand the Predictability of an Extreme Rainfall Event. *Mon. Wea. Rev.*, **144**, 3651–3676.
- Oizumi, T., K. Saito, J. Ito, T. Kuroda, and Le Duc, 2018: Ultra-High-Resolution Numerical Weather Prediction with a Large Domain Using the K Com-

- puter: A Case Study of the Izu Oshima Heavy Rainfall Event on October 15-16, 2013. *J. Meteor. Soc. Japan*, **96**, 25–54.
- 小野耕介, 2016: メソアンサンブル予報システムの開発状況. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 100–113.
- 瀬古弘, 2010: 中緯度のメソ β スケール線状降水系の形態と維持機構に関する研究. 気象庁研究時報, **62**, 1–74.
- 津口裕茂, 加藤輝之, 2014: 集中豪雨事例の客観的な抽出とその特性・特徴に関する統計解析. 天気, **61**, 455–469.
- 津口裕茂, 2016: 線状降水帯. 天気, **63**, 727–729.
- 津口裕茂, 下瀬健一, 加藤亮平, 栃本英伍, 横田祥, 中野満寿男, 林修吾, 大泉伝, 伊藤純至, 大元和秀, 山浦剛, 吉田龍二, 鶴沼昂, 2016: 「2014 年広島豪雨に関する予測検討会」の報告. 天気, **63**, 95–103.
- Unuma, T. and T. Takemi, 2016a: Characteristics and environmental conditions of quasi-stationary convective clusters during the warm season in Japan. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 1232–1249.
- Unuma, T. and T. Takemi, 2016b: A Role of Environmental Shear on the Organization Mode of Quasi-Stationary Convective Clusters during the Warm Season in Japan. *SOLA*, **12**, 111–115.
- Vosper, S., 2015: UK models, resolution and physical parametrizations. *MOSAC paper 20.18*, 1–9.
- Weverberg, K. Van, A. M. Vogelmann, W. Lin, E. P. Luke, A. Cialella, P. Minnis, M. Khaiyer, E. R. Boer, and M. P. Jensen, 2013: The Role of Cloud Microphysics Parameterization in the Simulation of Mesoscale Convective System Clouds and Precipitation in the Tropical Western Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 1104–1128.
- Weyn, J. A. and D. R. Durran, 2018: The scale dependence of initial-condition sensitivities in simulations of convective systems over the southeastern United States. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **145**, 57–74.
- Yoshizaki, M., T. Kato, Y. Tanaka, H. Takayama, Y. Shoji, H. Seko, K. Arao, K. Manabe, and Members of X-BAIU-98 Observation, 2000: Analytical and Numerical Study of the 26 June 1998 Orographic Rainband Observed in Western Kyushu, Japan. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, **78**, 835–856.
- Yu, L., X. Jin, and R. A. Weller, 2008: Multidecade Global Flux Datasets from the Objectively Analyzed Air-sea Fluxes (OAFlux) Project: Latent and Sensible Heat Fluxes, Ocean Evaporation, and Related Surface Meteorological Variables. *Technical Report OA-2008-01*, Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, MA.

1.3 メソ解析における観測データ利用の現状と展望¹

1.3.1 はじめに

気象庁では全球予報、全球アンサンブル予報、メソ予報、局地予報に対し、それぞれ観測データを利用して初期値を作成している。数値予報の予測精度の向上には数値予報モデルの改良と共に精度の高い初期値を作成することが非常に重要である。そのためには現実の大気を測定した観測データを多く活用して初期値を作成する必要があるが、数値予報モデルの格子点値に対して観測データは分布が不均一で測定要素も限られており、観測データだけで精度のよい初期値を作成することは困難である。そこで全ての格子点に対して必要な情報を持っている数値予報モデルの短時間予測値をたたき台（第一推定値）にして、その第一推定値を観測データによって修正する「データ同化」の手法を用いている。データ同化によって観測の情報が取り込まれた最適な初期値を作成することができる。

本節では気象庁メソ数値予報システムの初期値作成（メソ解析）に利用している観測データの変遷と現状、メソ解析に重要な観測データの特徴と今後の展望と課題について全体像を述べる。第4章では近年現業化した改良や気象研究所での研究内容を観測種別毎に記しているので参照頂きたい。

1.3.2 観測データの利用の変遷と現状

メソ解析では2002年3月に現業領域数値予報システムでは世界で初めて4次元変分法の導入に成功した（石川・小泉 2002）。4次元変分法では衛星輝度温度データのように解析する物理量へ直接変換できない観測データや観測時間の異なるデータをモデルの物理法則に基づいて時間発展を考慮して同化できることから、以前の同化手法である3次元最適内挿法（多田 1997）と比較して多くの観測データが利用できるようになった。2002年3月以降の観測データの主な導入・改良履歴を表1.3.1に、観測種別毎の利用データ数の時間推移を図1.3.1に示す。4次元変分法の導入と同時にアメダス雨量と気象レーダーから算出した解析雨量が同化され、予測初期における降水予測精度の向上に貢献している。2010年12月には放射伝達モデル RTTOV を用いた衛星輝度温度データの直接同化を導入し（計盛 2011）、それ以降、衛星データ利用拡大に対応できるようになった。

表1.3.2に2019年12月現在メソ解析で利用されている観測データを示す。ただし、地表面解析のみで利用し、数値予報の初期値に反映しない観測データは記載していない。メソ解析における観測データ利用に関して特筆事項の一つとして、解析雨量の同化（Koizumi et al. 2005）やマイクロ波イメージャから算出した降水

強度の同化（佐藤 2003）が挙げられる。降水現象は様々な過程を経て起こり、時間変化も大きい。4次元変分法では数値予報モデルの降水過程によって計算された降水量と実際の観測した降水量を繰り返し比較することで、物理法則に整合した初期値を得ることができる。現在の解析システムではメソ解析以外で降水量を同化していない。なぜなら、全球解析では、水平格子間隔が約20 kmであるため、観測データから得られる降水現象のスケールよりも粗く、降水量の情報を反映させることは難しいからである。局地解析では、水平格子間隔が5 kmであるが、データ同化手法が3次元変分法であるため降水量を同化できないからである。

気象レーダーから得られるデータを積極的に利用していることもメソ解析の特徴である。気象レーダーは実況監視用として国内に広く展開されており、測定から入手まで時間が短く、かつ定期的にデータが得られることから、日本付近を予測範囲とするメソ解析にとって活用しやすいデータである²。中でもドップラーレーダーから得られるドップラー速度は2005年から利用しており（小泉 2005）、高密度・高頻度データ利用の先駆けとなっている。

他にもGPSゾンデによって得られた高密度データを、その移動の効果も考慮して利用する手法の導入（酒匂 2016）や12.5 km間隔のASCAT海上風データの導入（第4.3節）など、高密度データの利用が進められている。

1.3.3 メソ解析に重要な観測データ

数値予報での観測データの有効利用には、観測データの特性だけでなく、

- 数値予報の目的や運用形態
- 数値予報モデルやデータ同化の特性

を考慮する必要がある。このため、観測データの選択や同化手法などを使い分け、数値予報の目的等に適した観測データを利用して、予測精度を向上させることが重要である。本項ではメソ数値予報システムの目的等から特に重要な観測データの特徴について述べる。

メソ予報の目的は防災気象情報、航空気象情報などへの利用であり、豪雨の予測に重点を置いている。豪雨の予測精度を向上するには、その発生要因を初期値に反映することが不可欠であり、特に下層の水蒸気を測定できる観測データの利用が重要である。メソ予報の運用面では、3時間おきに1日8回分の初期値を作成する必要があることから、静止気象衛星に代表されるような定期的に入手できる観測データの利用が重要である。また、メソ予報は速報性が求められるため、観測データの入手は初期時刻から50分で打ち切っている。そのため最新の観測データをより早く入手して利用する必要がある。

² 局地解析においても、メソ解析と同様の理由で気象レーダーから得られる観測データを活用している。

¹ 太田 行哉

表 1.3.1 メソ解析における観測データの主な導入・改良履歴

導入年月	内容
2002年3月	静力学4次元変分法 解析雨量 (石川・小泉 2002)
2002年8月	JAL ACARS
2003年9月	ANA ACARS
2003年10月	マイクロ波イメージャによる可降水量、降水量 (佐藤 2003)
2005年3月	空港気象レーダードップラー速度 (小泉 2005)
2006年12月	気象レーダードップラー速度 (石川 2007)
2009年4月	非静力学4次元変分法 (本田・澤田 2010)
2009年10月	地上 GNSS 可降水量 (石川 2010)
2010年12月	衛星輝度温度直接同化 (計盛 2011) (AMSU-A, MHS, TMI, AMSR-E, SSMIS, MTSAT-2/CSR)
2011年6月	レーダー反射強度推定湿度 (幾田 2011)
2013年9月	GCOM-W/AMSR2 (江河 2014)
2013年11月	Metop-B (守谷ほか 2014)
2014年5月	台風ポーガス改良 (高坂 2015)
2015年12月	ASCAT 海上風 (守谷 2016)
2016年3月	ひまわり8号/AMV, CSR (山下 2016; 計盛 2016b) GPM-Core/GMI, DPR (計盛 2016a; 幾田 2016) GNSS 掩蔽 (平原 2016) 国内高密度ラジオゾンデ移動効果 (酒匂 2016)
2019年3月	ひまわり8号/CSR バンド 9, 10 (第 4.5 節) 航空機気温データバイアス補正 (第 4.2 節) 地上 GNSS 降水域 (第 4.1 節) 高解像度 ASCAT 海上風 (第 4.3 節)

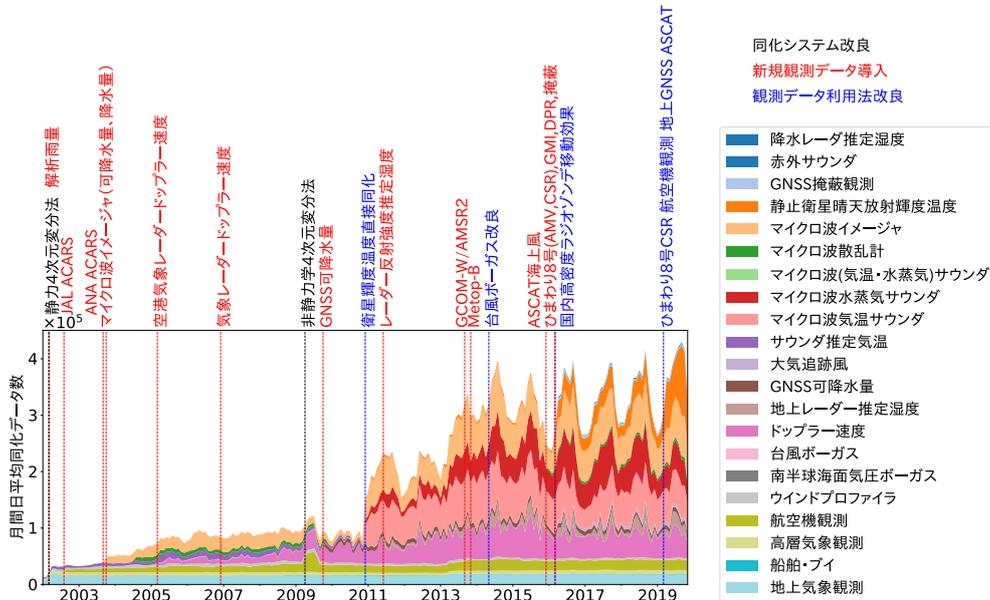


図 1.3.1 メソ解析における観測種別毎の利用データ数の時間推移。1日当たりの平均利用数を月別に集計した。保存データの関係上、解析雨量やマイクロ波イメージャから算出した降水強度データは集計していない。図中の縦線は表 1.3.1 に記した観測データの主な導入・改良履歴の時期を示し、黒線が同化システムの改良、赤線が新規観測データの導入、青線が観測データ利用法改良を示す。

表 1.3.2 メソ解析で利用されている観測（2019 年 12 月現在）

	種別またはセンサー	利用要素
直接観測	地上観測	気圧
	海上観測	気圧
	航空機観測	気温、風
	高層観測	気圧、気温、風、湿度
地上リモートセンシング	ウインドプロファイラ	風
	ドップラーレーダー	ドップラー速度、湿度
	解析雨量	降水量
	地上 GNSS	可降水量
疑似観測	台風ボーガス	気圧、風
静止衛星	大気追跡風	風
	晴天放射輝度温度	輝度温度
低軌道衛星	マイクロ波サウンダ	輝度温度
	マイクロ波イメージャ	輝度温度、降水量
	マイクロ波散乱計	風
	GNSS 掩蔽観測	屈折率
	衛星搭載レーダー	湿度

メソ解析で使用しているモデルは水平格子間隔 5 km、鉛直 48 層でモデルトップは約 22 km であるが、モデルの格子間隔よりも高密度な観測データを直接初期値に反映することはモデルにとってノイズとなり適切ではない。4 次元変分法の計算時間の制約上、第一推定値に与える修正量（インクリメント）の水平格子間隔は 15 km であるため、そのスケールに合わせて観測データを間引く、もしくは複数のデータを集計して代表する値を求めるなどの工夫が必要となる。

メソ予報の予測時間は最長 51 時間であるが、後半ほどメソモデル領域外からの影響を受ける。メソ予報の予測精度を向上するには、側面境界値となる全球予報の改善も必要になる。従ってメソ領域内の観測データの利用開発だけでなく、全球解析での観測データ利用高度化も必要である。特に日本の上流領域での全球解析による観測データの利用が重要である。

1.3.4 観測データの展望と利用上の課題

前項では、豪雨の発生要因を初期値に反映するためには、下層の水蒸気を測定できる観測データが重要であることを述べた。本節では下層水蒸気が測定できる観測データをいくつか取り上げ、今後の展望とメソ解析へ利用する上での課題を述べる。

(1) 地上 GNSS 等の電波の遅延による観測

GNSS は地殻変動の把握、車や航空機などの交通ナビゲーションのために位置を測定することが本来の目的であるが、気象分野では、その誤差要因となる水蒸気量を逆にシグナルとして活用している (Bevis et al. 1992)。現在、国土地理院の電子基準点からの地上 GNSS デー

タを 1 時間毎に利用しているが、測量自体は秒単位に連続観測していることから高頻度に利用できる可能性がある。GNSS の受信機は陸上に設置されたものが多いが、海上での観測データは乏しい。周囲を海に囲まれた日本では、海上から進入する水蒸気の把握が重要である。船舶やブイに GNSS 受信機を搭載することで観測密度の低い海上での水蒸気量データの利用が期待できる。

放送、通信などの地上から発信されている様々な電波も GNSS と同様の原理で水蒸気の情報が見られる可能性があり、利用検討が進められている。気象研究所ではレーダー電波の位相時間変化から得られる水蒸気の時間変動 (気象庁 2015) を研究しており、また情報通信研究機構電磁波研究所では地上デジタル放送の電波の遅延量から水蒸気量を推定する手法が開発されている。このような研究成果を活用することにより多くの水蒸気データをデータ同化に利用することも可能になってくる。

(2) レーダー観測

気象レーダーや空港レーダーといったレーダー観測を取り上げる。レーダーは降水粒子から反射された電波を分析することで、降水粒子の位置や密度、ドップラーシフトによる風を高密度に観測することができる。現在、数値予報ではレーダーから得られる一部の観測データしか利用しておらず十分ではない。レーダー反射強度から推定した相対湿度の利用では、固相の降水粒子からの反射強度は利用していない。レーダー反射強度は現状のモデルでの降水物質の予測精度や、線形性を仮定したデータ同化手法では取り扱いが難しく、レー

ダー反射強度を有効に利用できるモデルの改良やデータ同化手法の開発が必要となる。固相の降水粒子からの反射強度が利用可能になれば、主に冬季の水蒸気の情報が増加し降雪予測の精度向上が期待できる。レーダー自体も改良が続けられている。2018年3月に、関西国際空港と東京国際空港に二重偏波ドップラーレーダーが導入された。二重偏波ドップラーレーダーでは、降水粒子から返ってきた水平・垂直の2種類の受信波を組み合わせて解析することで、より精度良く降水強度を推定できるようになる。気象レーダーにおいても2020年3月から随時、二重偏波ドップラーレーダーへの更新が予定(気象庁2018)されており、全国で降水域の観測精度向上が期待できる。また2015年に気象研究所に導入されたフェーズドアレイレーダーから高速スキャンによって短時間に变化する現象を立体的に観測することが可能となる。

(3) 衛星観測

衛星による観測データは、地上施設では観測が困難な海上域でも観測情報が得られるため重要である。近年では輝度温度データの雲・降水域の利用(全天同化)に向けた開発を重点的に行っており、全球解析では2019年12月11日に低軌道衛星に搭載されている水蒸気に感度のあるマイクロ波イメージャやマイクロ波水蒸気サウンドの輝度温度データの全天同化を導入した(令和元年12月10日報道発表資料「台風進路予測や降水予測の精度が改善します」³⁾)。メソ解析では静止気象衛星ひまわりから得られる赤外域輝度温度データの全天同化を気象研究所で開発中である(Okamoto et al. 2019)。低軌道衛星では日本付近を観測できる時間帯が限られており、同一領域を高頻度で観測できる静止衛星の方がメソ解析には有効である。また2029年に打ち上げ予定のひまわり後継静止気象衛星にはハイパースペクトル赤外サウンドを搭載することが検討されている。静止気象衛星搭載のハイパースペクトル赤外サウンドからは同一領域での大気鉛直構造の情報を高頻度で得ることができるため、豪雨の発生要因である水蒸気の変化をいち早く捉えることが可能である。

地上GNSS、レーダー、静止衛星から得られる観測データのように高頻度・高密度の観測データが増えてきており、今後も増加する見込みである。しかし単に現状の手法を踏襲するだけでは高頻度・高密度な観測データからの情報を十分に活用することは難しい。観測誤差の空間・時間相関を考慮することや、現状の1時間間隔より短い時間間隔で背景場と比較することなど、適切な設定や改良をすることにより観測データの情報を十分に引き出すことが可能となる。まだまだ利用可能な観測データは多数あり、現在利用しているデータにも利用手法の改善の余地は残っている。メソ解析へ

の利用にはデータの持つ誤差等の特性調査、品質管理手法、及び、データ同化手法の開発、モデル特性に応じた観測データの利用方法の検討など観測データそれぞれに対して利用に向けた開発課題が多数ある。メソ予報の主目的である豪雨予測の精度向上のためにモデルやデータ同化手法の改良と共に観測データの利用開発を進めていく。

参考文献

- Bevis, M., S. Businger, T. A. Herring, C. Rocken, R. A. Anthes, and R. H. Ware, 1992: GPS meteorology: Remote sensing of atmospheric water vapor using the Global Positioning System. *J. Geophys. Res.*, **97**, 15 787–15 801.
- 江河拓夢, 2014: GCOM-W 衛星搭載のマイクロ波イメージャ AMSR2 の利用開始. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 101–104.
- 平原洋一, 2016: GNSS 掩蔽観測データのメソ解析での利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 53–55.
- 本田有機, 澤田謙, 2010: 非静力学メソ 4 次元変分法. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 7–37.
- 幾田泰醇, 2011: メソ解析におけるレーダー反射強度データの同化. 平成 23 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 9–12.
- 幾田泰醇, 2016: GPM/DPR データのメソ解析での利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 51–53.
- 石川宜広, 小泉耕, 2002: メソ 4 次元変分法. 数値予報課報告・別冊第 48 号, 気象庁予報部, 37–59.
- 石川宜広, 2007: ドップラーレーダーデータの利用. 平成 19 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 102–103.
- 石川宜広, 2010: 地上 GPS データのメソ解析での利用. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 54–60.
- 計盛正博, 2011: メソ解析における衛星観測輝度温度データの同化. 平成 23 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 3–8.
- 計盛正博, 2016a: GPM マイクロ波イメージャ輝度温度の利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 50–51.
- 計盛正博, 2016b: ひまわり 8 号晴天放射輝度温度の利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 46–49.
- 気象庁, 2015: 気象ドップラーレーダーの電波の位相情報を利用した水蒸気量の把握手法の開発. 気象業務はいま 2015, 126.
- 気象庁, 2018: 気象レーダーの観測機能強化～二重偏波レーダーの導入～. 気象業務はいま 2018, 30.
- Koizumi, K., Y. Ishikawa, and T. Tsuyuki, 2005:

³ https://www.jma.go.jp/jma/press/1912/10c/20191210.initial_value.html

- Assimilation of precipitation data to the JMA mesoscale model with a four-dimensional variational method and its impact on precipitation forecasts. *SOLA*, **1**, 45–48.
- 小泉耕, 2005: データ同化システム. 平成 17 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 33–37.
- 高坂裕貴, 2015: 台風ボーガス作成手法の改良. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 50–53.
- 守谷昌己, 大和田浩美, 山下浩史, 江河拓夢, 2014: Metop-B データの利用開始. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 104–107.
- 守谷昌己, 2016: マイクロ波散乱計の全球解析での利用方法の変更及びメソ解析での利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 55–57.
- Okamoto, K., Y. Sawada, and M. Kunii, 2019: Comparison of assimilating all-sky and clear-sky infrared radiances from Himawari-8 in a mesoscale system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **145**, 745–766.
- 佐藤芳昭, 2003: メソ解析へのマイクロ波放射計データ同化. 平成 15 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 7–12.
- 酒匂啓司, 2016: 国内ラジオゾンデ高解像度観測データのメソ解析での利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 59–62.
- 多田英夫, 1997: 大気客観解析. 数値予報課報告・別冊第 43 号, 気象庁予報部, 62–86.
- 山下浩史, 2016: ひまわり 8 号大気追跡風データの利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 43–46.

第2章 メソモデルの現状と課題

2.1 力学過程¹

2.1.1 はじめに

メソモデル (MSM) は、静力学スペクトルモデル (巽 1986; Tatsumi 1986) によって 2001 年 3 月に運用が開始され、2004 年 9 月には気象庁非静力学モデル (JMA-NHM; 気象庁予報部 2003; Saito et al. 2006) が導入された。2017 年 2 月には JMA-NHM を置き換える形で新しい気象庁非静力学モデル asuca (気象庁予報部 2014) が導入されている。局地モデル (LFM) は、JMA-NHM を用いて 2012 年 8 月に運用が開始され、2015 年 1 月に JMA-NHM を置き換える形で asuca が導入されている。

asuca は、第 9 世代のスーパーコンピュータ導入の検討に際し、LFM における JMA-NHM の計算効率が懸念されたことをきっかけに開発が開始され、計算機の趨勢に合わせた改良を念頭に置きながら、保存性の向上、計算安定性の向上、計算精度と計算効率の両立等を目指して開発が進められた (石田・藤田 2014)。

asuca の力学過程の詳細は、これまで数値予報課報告・別冊第 60 号 (気象庁予報部 2014; 以下、単に「第 60 号」と記述する) の第 2 章「力学過程」の各節 (河野ほか (2014)、松林ほか (2014b)、松林ほか (2014c)、松林ほか (2014a)、河野・荒波 (2014)) で報告されている。その内容は、LFM への導入を直近の目標として開発を進めていた当時のものであるが、現在も基本的に変更されていない。ただし、その後、MSM への導入に向けた開発が進められる中で、計算安定性や計算効率、予測精度の点で変更が加えられた。

この節は、現在、MSM および LFM の数値予報モデルとして利用されている asuca の力学過程を概説することと、第 60 号以降の変更点を述べることの 2 つを狙いとする。第 2.1.2 項から第 2.1.5 項までで、本稿執筆時点 (2019 年 12 月) の asuca の力学過程 (支配方程式、空間離散化、時間積分法、側面・上部境界条件) の概要を解説する。次に、第 2.1.6 項で第 60 号以降の変更の内容と背景を説明する。第 2.1.2 項から第 2.1.5 項の力学過程の概説の各項目の末尾に「第 60 号からの変更点」として第 2.1.6 項の関連箇所を示すようにした。最後に第 2.1.7 項でまとめと今後の課題を述べる。

2.1.2 支配方程式

asuca で用いる支配方程式は、完全圧縮の非静力学方程式系であり、質量、運動量、温位、水物質の保存則と状態方程式から構成される。一般座標 (ξ, η, ζ) での方程式系を用いるが、後述する split-explicit 法の利用など主に計算効率の観点から、 ζ 軸と重力加速度を平行とする制限を設けている。MSM, LFM では、水平方向に

は球面直交曲線座標 (地図投影法を利用) を、鉛直方向には地形に沿った座標を用い、shallow assumption² を導入している。

大気が乾燥大気 (d)、水蒸気 (v)、雲水 (c)、雨 (r)、雲氷 (i)、雪 (s)、あられ (g) といった成分で構成されていることを考慮して定式化し、大気各成分の密度の和を全密度と定義する。局所直交直線座標における大気速度 (u, v, w)、密度 ρ 、温位 θ 、全密度と大気各成分の密度の比を q とする。大気各成分について記述する場合は、下付きの添字 α で区別し、各成分の和をとる場合は \sum_{α} で表す。全密度は

$$\rho = \sum_{\alpha} \rho_{\alpha} = \rho_d + \rho_v + \rho_c + \rho_r + \rho_i + \rho_s + \rho_g \quad (2.1.1)$$

と表す。また、大気鉛直速度と降水粒子の落下速度の違いを考慮し、大気各成分によってそれぞれの落下速度 $w_{t\alpha}$ を定義する。そして、落下速度を持つ水物質を sed で表すものとし、乾燥大気と落下速度を持たない水物質の密度の合計 ρ_b を以下で定義する³。

$$\rho_b = \sum_{\alpha \neq sed} \rho_{\alpha} = \rho \left(1 - \sum_{\alpha = sed} q_{\alpha} \right) \quad (2.1.2)$$

局所直交直線座標 (x, y, z) から一般座標 (ξ, η, ζ) への変換のヤコビアン J は、

$$J \equiv \begin{vmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \end{vmatrix} \quad (2.1.3)$$

と定義される。なお、変換のメトリック $(\partial\xi/\partial x)_{y,z}$ を ξ_x のように表記している (他のメトリックも同様)。 ζ 軸を重力加速度と平行とする制限によって、 $\xi_z = \eta_z = 0$ である。一般座標系における大気速度 (U, V, W) は、

$$\begin{aligned} U &= \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ V &= \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ W &= \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

一般座標系における落下速度 $W_{t\alpha}$ は、

$$W_{t\alpha} = \zeta_z w_{t\alpha} \quad (2.1.5)$$

で定義される。

予報変数は、 $\rho', \rho u, \rho v, \rho w, (\rho\theta_m)', \rho q_{\alpha} (\alpha \neq d)$ であり、それぞれ全密度の基本場⁴からの偏差、局所直交

² 地球半径に対して、大気の高さが十分小さいとする近似。

³ 質量保存の式、運動量保存の式において、「落下速度を持たない成分の鉛直移流」と「落下速度を持つ成分の鉛直移流」に分けて扱うため。詳細は第 2.1.6 項 (2) を参照。

⁴ 計算機上の桁落ちによる計算精度の低下を防ぐ目的で用いる。(2.1.7) 式を満たすようにしている。

¹ 河野 耕平

直線座標 (x, y, z) 方向の運動量、 $\rho\theta_m$ の基本場からの偏差、水物質の密度を表す。 θ_m は、乾燥大気気体定数 R_d と水蒸気気体定数 R_v の比を $\epsilon = R_d/R_v$ とし、以下で定義する。

$$\begin{aligned}\theta_m &= \theta \left(\frac{\rho_d}{\rho} + \frac{\rho_v}{\epsilon\rho} \right) \\ &= \theta \left(\frac{\rho - \rho_v - \sum_{\alpha \neq d,v} \rho_\alpha}{\rho} + \frac{\rho_v}{\epsilon\rho} \right) \\ &= \theta \left(1 + \left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right) q_v - \sum_{\alpha \neq d,v} q_\alpha \right)\end{aligned}\quad (2.1.6)$$

基本場からの偏差は「'」を、基本場の値は「-」をつけて表す。基本場は次式の静力学平衡を満たすよう作成し、時間変化はしないものとする。

$$\gamma R_d \bar{\Pi} \frac{1}{J} \zeta_z \frac{\partial}{\partial \zeta} (\overline{\rho\theta_m}) + \frac{\bar{\rho}g}{J} = 0 \quad (2.1.7)$$

ここで、 γ は乾燥大気の定圧比熱 C_p と定積比熱 C_v の比である ($\gamma = C_p/C_v$)。 Π はエクスター関数で、気圧 p 、基準気圧 $p_0 (= 1000 \text{ hPa})$ として次式で定義される。

$$\Pi = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_d}{C_p}} \quad (2.1.8)$$

以下に支配方程式を示す。式の導出の詳細は河野ほか (2014) を参照していただきたい。各方程式の F で表す項は、この後の各節で説明される物理過程から得られる項である。現状、MSM, LFM とともに $F_\rho = 0$ 、 $F_{\rho u}, F_{\rho v}, F_{\rho w}$ は境界層過程 (第 2.6 節) から、 $F_{\rho\theta_m}, F_{\rho\alpha}$ は積雲対流 (第 2.2 節)、雲 (第 2.3 節)、境界層 (第 2.6 節)、地表面 (第 2.7 節) の各過程から時間変化率を得ている。各方程式の D で表す項は第 2.1.5 項で説明する境界の扱いのために付加されるレイリーダンピングの項 ((2.1.35) 式) である。

質量保存の式

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J} \rho' \right) &= -\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \rho U \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \rho V \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho_b W \right) - \sum_{\alpha=\text{sed}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha (W + W_{t\alpha}) \right) \\ &\quad + \frac{1}{J} F_\rho + \frac{1}{J} D_\rho\end{aligned}\quad (2.1.9)$$

運動量保存の式

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J} \rho u \right) &= -\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \rho u U \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \rho u V \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho_b u W \right) - \sum_{\alpha=\text{sed}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha u (W + W_{t\alpha}) \right) \\ &\quad - \gamma R_d \Pi \left\{ \frac{1}{J} \xi_x \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho\theta_m)' + \frac{1}{J} \eta_x \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho\theta_m)' \right. \\ &\quad \quad \left. + \frac{1}{J} \zeta_x \frac{\partial}{\partial \zeta} (\rho\theta_m)' \right\} \\ &\quad - \frac{1}{J} \rho v \Gamma - \frac{1}{J} \rho v f + \frac{1}{J} F_{\rho u} + \frac{1}{J} D_{\rho u}\end{aligned}\quad (2.1.10)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J} \rho v \right) &= -\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \rho v U \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \rho v V \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho_b v W \right) - \sum_{\alpha=\text{sed}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha v (W + W_{t\alpha}) \right) \\ &\quad - \gamma R_d \Pi \left\{ \frac{1}{J} \xi_y \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho\theta_m)' + \frac{1}{J} \eta_y \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho\theta_m)' \right. \\ &\quad \quad \left. + \frac{1}{J} \zeta_y \frac{\partial}{\partial \zeta} (\rho\theta_m)' \right\} \\ &\quad + \frac{1}{J} \rho u \Gamma + \frac{1}{J} \rho u f + \frac{1}{J} F_{\rho v} + \frac{1}{J} D_{\rho v}\end{aligned}\quad (2.1.11)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J} \rho w \right) &= -\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \rho w U \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \rho w V \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho_b w W \right) - \sum_{\alpha=\text{sed}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha w (W + W_{t\alpha}) \right) \\ &\quad - \gamma R_d \Pi \left\{ \frac{1}{J} \zeta_z \frac{\partial}{\partial \zeta} (\rho\theta_m)' \right\} + \left(\frac{\rho'}{J} - \frac{\Pi' \bar{\rho}}{\Pi J} \right) g \\ &\quad + \frac{1}{J} F_{\rho w} + \frac{1}{J} D_{\rho w}\end{aligned}\quad (2.1.12)$$

ここで、 f はコリオリパラメータ、 g は重力加速度である。(2.1.10) 式、(2.1.11) 式の曲率項の Γ については後述する。なお、(2.1.12) 式の気圧傾度力項に関して、 $\xi_z = \eta_z = 0$ によって、これらの項は表記していない。

温位の式

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J} (\rho\theta_m)' \right) &= \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \rho\theta_m U \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \rho\theta_m V \right) \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho\theta_m W \right) + \frac{1}{J} F_{\rho\theta_m} + \frac{1}{J} D_{\rho\theta_m}\end{aligned}\quad (2.1.13)$$

水物質の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha \right) &= - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha U \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha V \right) \\ &- \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_\alpha (W + W_{t\alpha}) \right) + \frac{1}{J} F_{\rho\alpha} + \frac{1}{J} D_{\rho\alpha} \end{aligned} \quad (2.1.14)$$

状態方程式

$$p = R_d \Pi \rho \theta_m \quad (2.1.15)$$

以上が支配方程式となる。運動量保存の式の曲率項の Γ は、 x, y 方向のマッピングファクター m_1, m_2 を用いて次式で表す。

$$\Gamma = u \frac{m_2}{m_1} \frac{\partial m_1}{\partial \eta} - v \frac{m_1}{m_2} \frac{\partial m_2}{\partial \xi} \quad (2.1.16)$$

MSM, LFM では地図投影法にランベルト等角投影法を用いており、

$$m_1 = m_2 = m = \left(\frac{\cos \varphi}{\cos \varphi_1} \right)^{a-1} \left(\frac{1 + \sin \varphi_1}{1 + \sin \varphi} \right)^a \quad (2.1.17)$$

である。ここで、

$$a = \ln \left(\frac{\cos \varphi_1}{\cos \varphi_2} \right) / \ln \left\{ \frac{\tan \left(45^\circ - \frac{\varphi_1}{2} \right)}{\tan \left(45^\circ - \frac{\varphi_2}{2} \right)} \right\} \quad (2.1.18)$$

であり、 φ_1, φ_2 は基準緯度で MSM, LFM ともに $\varphi_1 = 30^\circ, \varphi_2 = 60^\circ$ としている。

第 60 号からの変更点

- (2.1.10) 式–(2.1.12) 式の気圧傾度力項の扱いに変更がある。第 2.1.6 項 (1) で説明する。
- (2.1.9) 式、(2.1.10) 式–(2.1.12) 式の「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」による変化の項の扱いに変更がある。第 2.1.6 項 (2) で説明する。

2.1.3 空間離散化

格子系は、水平方向には Arakawa-C 格子 (Arakawa and Lamb 1977)、鉛直方向には Lorenz 格子 (Lorenz 1960; Arakawa and Konor 1996) を採用している。すなわち、 $\rho, \rho \theta_m$ などのスカラー量はセルの中心に定義し、 u, v, w はセル中心からそれぞれ ξ, η, ζ 方向に半格子だけずらしてセルの境界に配置する。MSM と LFM では、水平方向には球面直交曲線座標 (ランベルト等角投影法を利用) を、鉛直方向には石田 (2008a) による鉛直ハイブリッド座標を採用している。MSM と LFM の具体的な鉛直層設定について付録 2.1.A に示す。

空間離散化には有限体積法を採用し、セル中心に定義したスカラー量は、そのセル内の体積平均であるとする。セル内のスカラー量の総量の時間変化を、セル境界でのフラックスによる出入りによって求めていく。

移流スキームは、3 次精度風上差分を基本とし、単調性を保つために Koren (1993) の流束制限関数を用いる。asuca の移流の計算安定性の条件を付録 2.1.B に示す。

ここで、以降の空間離散化に関する表記を説明しておく。セル中心は ξ, η, ζ 方向の格子番号を i, j, k と表し、 i, j, k と $i+1, j+1, k+1$ のセル境界は $i+1/2, j+1/2, k+1/2$ と表す。また、 ξ 方向のフラックスの流入の和を $()_{i-1/2}^{i+1/2}$ のように表す。 η 方向と ζ 方向についても同様である。

asuca の空間離散化の狙いや有限体積法で離散化した式などの詳細は松林ほか (2014b) を、移流スキームの詳細は松林ほか (2014a) を参照していただきたい。

第 60 号からの変更点

変更点はない。

2.1.4 時間積分法

(1) 時間積分の構造

物理過程を含めた asuca の時間積分構造を図 2.1.1 に示す。以下、この図に沿って説明する。「`timestep_long`」で示した時間積分のループが 1 ステップを示す。この積分時間間隔を Δt とする。

力学過程

時間積分スキームとして Wicker and Skamarock (2002) による 3 段階ルンゲクッタ法 (以下、RK3) を用いる。「`RK_long`」で示したのが Δt の RK3 の時間積分ループである。(2.1.9) 式–(2.1.14) 式の移流項、コリオリ項、曲率項およびレイリーダンピング項を評価する。

計算効率を考慮して Δt はできるだけ長く設定し、一方で Δt では安定に時間積分できない現象 (伝搬速度の速い現象) に関する項は、それぞれの現象に応じた短い積分時間間隔 ($\Delta \tau$ で表す) に分割して積分を行う。現状、時間分割を適用する現象は、以下の 3 つである。

1. 音波と重力波
2. 鉛直移流
3. 落下速度を持つ水物質の鉛直移流

「音波と重力波の時間分割」は、音速により分割回数 `nsound` が決まる。「`short`」(ショートタイムステップ) と示した時間積分ループである。この項の (2) で説明する。

「鉛直移流の時間分割」は、局所的な大気速度に応じて必要な場合にのみ時間分割が発生する。「`dynamics_run_rk_long`」の中の移流計算の手続き内に含まれ、鉛直移流による時間変化率を得る。この項

```

timestep_long: do                                ! 時間積分 (間隔 Δ t) のループ開始
  call diagnose_run_long                          ! 診断変数の計算
  call physics_run_long                           ! 物理過程の F1 の計算 (現状: 放射・境界層・地表面・◎積雲対流)
  !
  RK_long: do rk_count = 1, 3                     ! ルンゲクッタ法 (long) のループ開始
    call diagnose_run_rk_long                     ! 診断変数の計算
    call physics_run_rk_long                       ! 物理過程の Frk の計算 (現状: ◎ MSM の凝結計算)
    call dynamics_run_rk_long                     ! 力学過程の Frk の計算 (現状: 移流 (◎鉛直移流の時間分割を含む)、
    !                                             コリオリ力、曲率、レイリーダンピング)
    call sediment_run                             ! 落下速度を持つ水物質の鉛直移流の時間分割による時間積分
    !
    short: do count_s = 1, nsound                 ! ショートタイムステップのループ開始
      RK_short: do rk_count_s = 1, 3             ! ショートタイムステップの中のルンゲクッタ法のループ開始
        call diagnose_run_rk_short               ! 診断変数の計算
        call dynamics_run_rk_short               ! split-explicit 法による時間積分
      end do RK_short                             ! ショートタイムステップの中のルンゲクッタ法のループ終了
    end do short                                  ! ショートタイムステップのループ終了
    !
    call tmanage_post_short                       ! ショートタイムステップ後の時間積分 (現状: 落下速度を持たない水物質
    !                                             および乱流統計量)
  end do RK_long                                  ! ルンゲクッタ法 (long) のループ終了
  !
  call tmanage_post_long                          ! ロングタイムステップ後の時間積分 (現状: 地面温度、土壤水分)
  !
  call diagnose_adjust_long                       ! 診断変数の計算
  call physics_adjust_long                       ! 物理過程の Fa の計算 (現状: 雲物理)
  call tmanage_post_adjust                       ! 時間積分 (現状: 水物質、温位、密度)
  !
end do timestep_long                              ! 時間積分 (間隔 Δ t) のループ終了

```

図 2.1.1 時間積分の順序を表す模式図。図中 F1, Frk, Fa はそれぞれ (2.1.19) 式-(2.1.22) 式の F_1, F_{rk}, F_a を表す。松林ほか (2014c) の図 2.3.1 の一部を現状の内容に合わせて更新 (本節で説明する更新事項には◎を付した)。

の (3) で説明する。

「落下速度を持つ水物質の鉛直移流の時間分割」は局所的な大気速度と水物質の落下速度に応じて必要な場合にのみ時間分割が発生する。「sediment_run」の手続き内に含まれ、落下速度を持つ水物質の時間積分がこの中で行われる。この項の (4) で説明する。

物理過程を組み込んだ全体

この時間積分構造に物理過程をどのように組み込むかには任意性があり、その検討が必要になる。現状、MSM と LFM の物理過程には、各過程の時間変化率を独立に評価するパラレルスプリッティングとして扱うものと、その他の過程による時間変化率を足し込んだ後 (時間変化後) の状態から時間変化率を求めるシーケンシャルスプリッティングとして扱う時間変化率のうち「RK_long」ループの外で計算するものを F_1 、「RK_long」ループの中で計算するものを F_{rk} 、シーケンシャルスプリッティングとして扱う時間変化率を F_a とすると、予報変数 f の時間積分は以下のように書ける。ここで、時刻 t における f を f^t と表し、仮積分値は上付きの「*」で表す。

$$\begin{aligned}
 f^* &= f^t + F(f^t) \cdot \frac{1}{3} \Delta t \\
 &= f^t + \{F_{rk}(f^t) + F_1(f^t)\} \cdot \frac{1}{3} \Delta t
 \end{aligned} \tag{2.1.19}$$

$$\begin{aligned}
 f^{**} &= f^t + F(f^*) \cdot \frac{1}{2} \Delta t \\
 &= f^t + \{F_{rk}(f^*) + F_1(f^t)\} \cdot \frac{1}{2} \Delta t
 \end{aligned} \tag{2.1.20}$$

$$\begin{aligned}
 f^{***} &= f^t + F(f^{**}) \cdot \Delta t \\
 &= f^t + \{F_{rk}(f^{**}) + F_1(f^t)\} \cdot \Delta t
 \end{aligned} \tag{2.1.21}$$

$$f^{t+\Delta t} = f^{***} + F_a(f^{***}) \cdot \Delta t \tag{2.1.22}$$

F_1 は時間積分ループの初めに計算を行い、「RK_long」ループ内 F_{rk} の計算を繰り返し、これらの時間変化率を加えた後に F_a を計算する。これら一連の計算により、1 ステップの時間積分を行う。

第 60 号からの変更点

図 2.1.1 の時間積分構造自体は変更しておらず、図中に「◎」を付した追加項目が変更点である。

- 「dynamics_run_rk_long」に「鉛直移流の時間分割」を追加した。その手法は、この項の (3) で解説し、その導入背景は第 2.1.6 項 (3) で述べる。
- 「physics_run_long」に「積雲対流」を追加した。これは、積雲対流パラメタリゼーションを MSM で利用し、第 60 号以降、対流の立ち上がりの効果を狙って LFM で利用するようにしたこと (第 2.2.4 項を参照) を表している。
- 「physics_run_rk_long」に MSM の凝結計算を追加した。第 2.1.6 項 (4) で説明する。

(2) 音波と重力波の時間分割

音波と重力波に関する項は split-explicit 法 (Klemp et al. 2007) を用いて短い積分時間間隔 $\Delta\tau$ のショートタイムステップに分割して時間積分を行う。この方法では鉛直方向にはインプリシットに計算を行うので、分割回数 n_{sound} は水平方向の格子間隔と音速から決まる。ショートタイムステップへの時間分割は「RK_long」の1段階目、2段階目、3段階目のステップに対してそれぞれ行われる。ショートタイムステップの時間積分スキームにも RK3 を採用している（「RK_short」の時間積分ループ）。

「RK_long」ループと「RK_short」ループの構造について、MSM の設定を例にした模式図を図 2.1.2 に示す。MSM は、水平格子間隔 5 km、積分時間間隔 $\Delta t = 100/3$ s と設定している。この設定では、「RK_long」ループの1段階目（積分時間間隔 $\Delta t/3$ ）、2段階目（積分時間間隔 $\Delta t/2$ ）、3段階目（積分時間間隔 Δt ）が、それぞれ1回（分割なし、 $\Delta\tau_1 = \Delta t/3$ ）、2回（ $\Delta\tau_2 = \Delta t/4$ ）、3回（ $\Delta\tau_3 = \Delta t/3$ ）のショートタイムステップに分割される⁵。 $\Delta\tau_1$ 、 $\Delta\tau_2$ 、 $\Delta\tau_3$ それぞれについて「RK_short」ループにより時間積分する。

LFM は、水平格子間隔 2 km、積分時間間隔 $\Delta t = 50/3$ s と設定しており、この設定では「RK_long」ループの1段階目、2段階目、3段階目はそれぞれ、2回、4回、4回のショートタイムステップに分割される。

split-explicit 法の具体的な手続きについては松林ほか (2014c) を参照いただきたい。

第 60 号からの変更点

変更点はない。

(3) 鉛直移流の時間分割

時間積分スキームに RK3 を、移流スキームに流束制限関数を用いると、1次元移流の計算安定条件はクーラン数 C_1 について $|C_1| \leq 1.25$ である（付録 2.1.B）。この時間積分方法のもとで移流項を3次元方向（ ξ, η, ζ ）にパラレルスプリッティングで扱う場合、計算安定条件は以下ようになる。

$$C_3 \equiv |C_\xi| + |C_\eta| + |C_\zeta| \leq 1.25 \quad (2.1.23)$$

ここで C_ξ 、 C_η 、 C_ζ は、それぞれ ξ 、 η 、 ζ 方向のクーラン数である。asuca でも通常この方法を用いているが、積分時間間隔に対する (2.1.23) 式の制約は、台風のような強い上昇流と強風を伴った現象を扱う場合には、かなり厳しいものになりうる。この制約を緩和するため、鉛直移流による時間変化率を評価する際に、3次元の移流の計算安定条件を考慮した時間分割を導入し

⁵ たとえば3段階目の分割回数 n_{sound} は $(\Delta t)/(\Delta x/C_s) = (100/3)[s]/(5000[m]/400[m/s]) = 2.67$ を整数に切り上げることで決める。ここで、 C_s は音速で asuca では 400 m/s としている。

ている。

鉛直移流の時間分割は、 Δt の RK3（「RK_long」ループ）の1段階目、2段階目、3段階目のそれぞれを、 C_3 の大きさ（それぞれ各段階の積分時間間隔 $\Delta t_{rk} = \Delta t/3$ 、 $\Delta t/2$ 、 Δt を使って評価される）に応じてサブステップに分割する。サブステップは、RK3 の各段階のステップ全体の「鉛直移流による時間変化率」を求めるために利用する。まずはじめに、 C_3 が 1.25 を超えたカラムでは、

$$|C_\xi| + |C_\eta| + \frac{|C_\zeta|}{N} \leq 1.25 \quad (2.1.24)$$

を満たすように、サブステップの回数 N を決める⁶。1回のサブステップでは、物理量 $\rho\phi$ について、以下のように鉛直移流項によって $\Delta\tau = \Delta t_{rk}/N$ の仮の時間積分を行う。仮の時間積分における仮の未来時刻及び現在時刻の値をそれぞれ上付き添字の $\tau + \Delta\tau$ と τ で表し、 ρ と W に関しては、仮の時間積分を繰り返す間は不変であるとして、現在値を上付き添字 t で表す。

$$\left(\frac{1}{J}\rho\phi\right)^{\tau+\Delta\tau} = \left(\frac{1}{J}\rho\phi\right)^\tau - \left\{ \left(\frac{1}{J}\rho^t\phi^\tau W^t\right)_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \right\} \Delta\tau \quad (2.1.25)$$

ϕ を仮積分値に更新しながら、サブステップを N 回繰り返すことによって、そのステップ全体の「鉛直移流による時間変化率」 $(\partial F_\zeta/\partial \zeta)_{\text{rk}}$ を得る。

$$\left(\frac{\partial F_\zeta}{\partial \zeta}\right)_{\text{rk}} = \frac{1}{N} \sum_{s=0}^{N-1} \left\{ \left(\frac{1}{J}\rho^t\phi^{(\tau+s\Delta\tau)}W^t\right)_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \right\} \quad (2.1.26)$$

時間分割が発生する場合には、「音波と重力の時間分割」の場合と同様（図 2.1.2）に RK3 の各段階それぞれを RK3 に置き換え、RK3 の入れ子構造にする。

ここまで説明したように、この時間分割は N 回のサブステップによって仮の時間積分をしていくことで、RK3 の各段階のステップ全体の時間変化率を求めようとする方法である。実際の時間積分は、水平移流項とこの方法により求めた鉛直移流項とを合わせて通常の RK3 により行われる。この方法により、積分時間間隔に対する制約が緩和される⁷。

⁶ MSM, LFM では鉛直方向の CFL 条件を破るような上昇流に対して、 $|C_\zeta|$ を 1 に近づけるような減衰項 (WRF-ARW (Skamarock et al. 2008) で採用されている Vertical Velocity Damping の項) を付加しているため、サブステップ数 N が極端に大きくなることはなく、したがって計算時間が極端に延びることはない。

⁷ サブステップによって実際に時間積分を行えば、積分時間間隔に対する制約はなくなる。しかし、この選択肢は asuca のソースコード構造上の理由で実現が容易ではなかった。

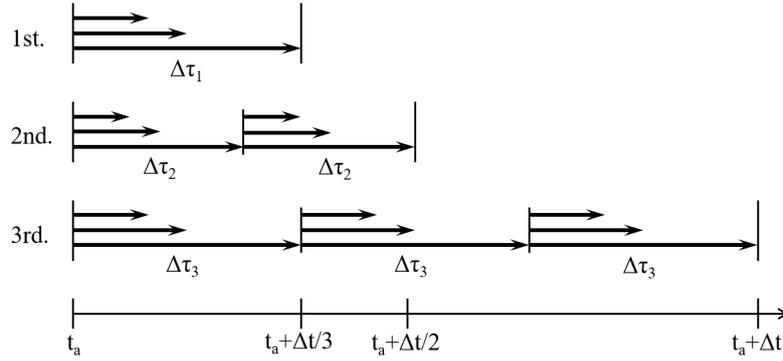


図 2.1.2 ショートタイムステップへの時間分割の模式図。 Δt の RK3 の 1 段階目 (1st.)、2 段階目 (2nd.)、3 段階目 (3rd.) がそれぞれ、1 回 (分割なし、 $\Delta\tau_1 = \Delta t/3$)、2 回 ($\Delta\tau_2 = \Delta t/4$)、3 回 ($\Delta\tau_3 = \Delta t/3$) のショートタイムステップに分割される場合。

計算安定性をさらに高めるため、時間分割が発生したカラムでは、水平と鉛直移流のシーケンシャルスプリッティングを併用する。まず、水平移流項によって Δt_{rk} の仮の時間積分を行う。仮の時間積分における仮の未来時刻の値を上付き添字の H^* で表す。

$$\left(\frac{1}{J}\rho\phi\right)^{H^*} = \left(\frac{1}{J}\rho\phi\right)^t - \left\{ \left(\frac{1}{J}\rho\phi U\right)_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{J}\rho\phi V\right)_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} \right\} \Delta t_{rk} \quad (2.1.27)$$

この式で得られた、水平移流項による仮の時間積分を行った後の状態を、(2.1.25) 式の最初のサブステップの入力として用いる。シーケンシャルスプリッティングで時間積分する場合の計算安定条件は、パラレルスプリッティングの場合の (2.1.23) 式に比べ、

$$\max \{ (|C_\xi| + |C_\eta|), |C_\zeta| \} \leq 1.25 \quad (2.1.28)$$

のように緩和される効果があるため、この方法を併用することで計算安定性が向上する。一方、この方法をを用いると、移流において保たれるべき形状が仮積分の順番に依存して変形してしまうため⁸、時間分割が発生するような場に対してのみ計算安定性を確保する目的で適用している。

以上の鉛直移流の時間分割の手続きをまとめると、

1. RK3 の各段階について、(2.1.24) 式からサブステップの回数 N を決める、
2. $N > 1$ の場合は (2.1.27) 式により、水平移流項による Δt_{rk} の仮の時間積分を行う、
3. この仮積分値をベースに、(2.1.25) 式により、鉛直移流項による $\Delta\tau = \Delta t_{rk}/N$ の仮の時間積分を N 回行う、

⁸ 対策として、先に仮積分する方向をステップごとに変更する方法 (Strang splitting; たとえば Durran (2010) などを参照) もとられるが、asuca では計算効率の観点で鉛直移流のフラックスを先に計算するのは難しい。

4. (2.1.26) 式により、RK3 の各段階のステップ全体との「鉛直移流による時間変化率」を得る、という流れになる。この手続きで得られた時間変化率と水平移流による時間変化率とを合わせて RK3 で時間積分を行う。

第 60 号からの変更点

この時間分割は、MSM への導入に際して計算安定性を確保するために新しく導入した。第 2.1.6 項 (3) で導入の背景を述べる。

(4) 落下速度を持つ水物質の鉛直移流の時間分割 水物質の式の鉛直移流項

水物質の大気速度からの相対的な落下速度 $w_{t\alpha}$ は、水物質の混合比 q_α の関数として雲微物理過程により診断される (第 2.3.2 項を参照)。落下速度を持つ水物質は、水平方向には大気速度で移流し ((2.1.14) 式の右辺第 1 項、第 2 項)、鉛直方向には大気の大気鉛直速度と落下速度を足し合わせた速度で鉛直移流する ((2.1.14) 式の右辺第 3 項) ものとして、力学過程の移流として統一的に扱う。このとき、鉛直方向のクーラン数 ($C_{t\zeta} = (W + W_{t\alpha})\Delta t/\Delta\zeta$) に応じて、鉛直方向の移流項を短い積分時間間隔 $\Delta\tau$ のサブステップに分割して時間積分する。時間分割せずに Δt で計算を行う項を $R_{q\alpha}$ とおいて、(2.1.14) 式を離散化した式は次式ようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha \right) = - \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha (W + W_{t\alpha}) \right)_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} + R_{q\alpha} \quad (2.1.29)$$

ただし、

$$R_{q\alpha} = - \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha U \right)_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha V \right)_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} + \frac{1}{J}F_{\rho\alpha} + \frac{1}{J}D_{\rho\alpha} \quad (2.1.30)$$

上記の式から ρq_α の未来値を求める。短い時間積分における未来時刻及び現在時刻の値をそれぞれ上付き添字の $\tau + \Delta\tau$ と τ で表し、 ρ, W, R_{q_α} に関しては、短い時間積分を繰り返す間是不変であるとして、現在値を上付き添字 t で表す。

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha\right)^{\tau+\Delta\tau} &= \\ \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha\right)^\tau - \Delta\tau &\left\{ \left(\frac{1}{J}\rho^t q_\alpha^\tau (W^t + W_{t\alpha}^\tau)\right)_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \right\} \\ + R_{q_\alpha}^t \Delta\tau & \end{aligned} \quad (2.1.31)$$

$\Delta\tau$ は、各カラムごとに、カラム内の $|C_{t\zeta}|$ の最大から以下のように決める。

$$\Delta\tau = \begin{cases} \Delta t & (\max(|C_{t\zeta}|) \leq 1) \\ \beta \frac{\Delta t}{\max(|C_{t\zeta}|)} & (\max(|C_{t\zeta}|) > 1) \end{cases} \quad (2.1.32)$$

ここで、 β はクーラン数に対してどの程度の割合で短い積分時間間隔をとるかを決める定数であり、 $\beta = 0.9$ として計算を行っている。

$\Delta\tau$ で 1 回時間積分すると、残りの積分すべき時間は $\Delta t' = \Delta t - \Delta\tau$ となる。 $\Delta t'$ についても短い積分時間間隔を診断し、そのうえで時間積分する。残りの時間がゼロになるまでこれを繰り返す。時間分割されたサブステップの時間積分も RK3 で行う。

質量保存の式、運動量保存の式における「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」による変化の項

水物質の式の鉛直移流項について、たとえば $\Delta\tau_1$ と $\Delta\tau_2$ に分割した場合、質量保存の式の「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」による質量変化の項 (PRC 項とする) は以下のように評価する。

$$\begin{aligned} \text{PRC} &= - \sum_{\alpha=\text{sed}} \left(\frac{1}{J}\rho q_\alpha (W + W_{t\alpha}) \right)_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \\ &= - \left(\sum_{\alpha=\text{sed}} \text{FLUX}_\alpha \right)_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.1.33)$$

$$\begin{aligned} \text{FLUX}_\alpha &\equiv \frac{1}{\Delta t} \left\{ \frac{1}{J}\rho^t q_\alpha^t (W^t + W_{t\alpha}^t) \Delta\tau_1 \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{J}\rho^t q_\alpha^{t+\Delta\tau_1} (W^t + W_{t\alpha}^{t+\Delta\tau_1}) \Delta\tau_2 \right\} \end{aligned} \quad (2.1.34)$$

FLUX_α は「落下速度を持つ水物質 α の鉛直移流」によりセル境界を通過する質量フラックスを表す。PRC

項は長い積分時間間隔 Δt の時間変化率として質量保存の式の時間積分に反映される。運動量保存の式 (2.1.10) 式、(2.1.11) 式、(2.1.12) 式の「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」による運動量変化の項も、 FLUX_α から求める。

第 60 号からの変更点

質量保存の式、運動量保存の式における「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」による変化の項の扱いを変更した。第 2.1.6 項 (2) で説明する。

2.1.5 側面・上部境界条件

asuca は有限体積法で離散化しており、個々のセルではそのセル境界のフラックスを介して物理量が入り出す。計算領域の側面境界においても同様に計算領域境界のフラックスを介して物理量が計算領域の内外に入り出す。この計算領域境界上での入りを移流スキームで評価するため、それより広い領域のモデル (以下、外側モデルと呼ぶ) から境界値を用意する⁹。上部境界からの出入りはないものとしている (上部境界における $W = 0$)。

また、外側モデルの出力値から境界値を用意することを想定すると、側面境界値は外側モデルから空間・時間分解能に応じた内挿処理により求める。これに関連して、計算領域内の質量の時間変化が外側モデルのそれに追従するように側面境界の質量フラックスを調節している。

これらの境界は、外側の情報を反映させるために人為的に設定したものであり、自然界には存在しない。そのため、境界に起因した波の生成・反射をなるべく少なくすることが必要となる。その方法としてレイリーダンピングを用いている。レイリーダンピングは、予報変数 $\rho', \rho u, \rho v, \rho w, (\rho\theta_m)', \rho q_\alpha$ の時間変化率に、以下のように外側モデルの値に近づける効果を加えるものである。

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -m(x, y, z) (\phi - \phi_{\text{ext}}) \quad (2.1.35)$$

ここで下付き添字の ext をつけたものは、外側モデルから内挿で求めた値である。なお、 $\rho w_{\text{ext}} = 0$ とする。

$m(x, y, z)$ はダンピングの強度を決めるパラメータである。

$$m(x, y, z) = \max(m_x, m_y, m_z) \quad (2.1.36)$$

$$m_x = \begin{cases} \gamma_h \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{d_x}{d_h} \right) \right] & (d_x < d_h) \\ 0 & (d_x \geq d_h) \end{cases} \quad (2.1.37)$$

⁹ MSM は GSM から、LFM は MSM から境界値を用意。

$$m_y = \begin{cases} \gamma_h \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{d_y}{d_h} \right) \right] & (d_y < d_h) \\ 0 & (d_y \geq d_h) \end{cases} \quad (2.1.38)$$

$$m_z = \begin{cases} \gamma_v \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{d_z}{d_v} \right) \right] & (d_z < d_v) \\ 0 & (d_z \geq d_v) \end{cases} \quad (2.1.39)$$

ここで d_x, d_y, d_z は側面・上部境界からの距離を、また d_h, d_v はそれぞれ、側面と上部でダンピングをかける範囲を表す。また γ_h, γ_v は、外部から経験的に与えられるパラメータである。

側面・上部境界の詳細は、以下の変更点の他は河野・荒波 (2014) を参照されたい。

第 60 号からの変更点

レイリーダンピングのかけかたについて、河野・荒波 (2014) では、予報変数ではなく u, v, w, θ_m に対してレイリーダンピングをかけていた点に違いがある。変更の背景は第 2.1.6 項 (5) で述べる。

2.1.6 数値予報課報告・別冊第 60 号以降の変更とその理由

第 2.1.2 項から第 2.1.5 項で、現状の asuca の力学過程の概要を説明し、それぞれの項の最後には「第 60 号からの変更点」を補足してきた。変更点を並べると、

- (a) 気圧傾度力項の扱いの変更 (第 2.1.2 項)
- (b) 質量保存の式、運動量保存の式における「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」項の扱いの変更 (第 2.1.2 項と第 2.1.4 項 (4))
- (c) 「鉛直移流の時間分割」の導入 (第 2.1.4 項 (1) と (3))
- (d) 時間積分構造における MSM, LFM の積雲対流パラメタリゼーションの組み込み方 (第 2.1.4 項 (1))
- (e) 時間積分構造における MSM の凝結計算の組み込み方 (第 2.1.4 項 (1))
- (f) レイリーダンピングのかけかたの変更 (第 2.1.5 項) である。

このうち (d) の「LFM の積雲対流パラメタリゼーション」については、対流の立ち上がりの効果を狙って LFM に導入したことを指す (第 2.2.4 項を参照)。この他は、2017 年 2 月の MSM への導入に向けた開発の中での変更である¹⁰。LFM への導入以降の、MSM への導入に向けた asuca の力学過程の開発では、LFM に比べて水平格子間隔が大きくなること、積分時間間隔 Δt が長くなること、鉛直層数増強も同時に計画したことにより鉛直層間隔が小さくなること¹¹、といった点に特徴があり、その中で顕在化した課題に対応し

¹⁰ (a), (b), (c), (f) の変更は、MSM への asuca 導入と同時期に、LFM へも反映されている。

¹¹ LFM の鉛直層数は今後増強する計画。

ている。以下、(a), (b), (c), (e), (f) の順に変更内容と背景を説明する。(d) の必要性は、第 2.2 節を参照されたい。

(1) 気圧傾度力項の扱いの変更

変更の内容

x 方向の運動量保存の式 ((2.1.10) 式) を例に説明する。河野ほか (2014) では、気圧傾度力項 (PGF 項とする) を以下のようにしていた。

$$\begin{aligned} \text{PGF} = & \\ & - \gamma R_d \Pi \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \xi_x (\rho \theta_m)' \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \eta_x (\rho \theta_m)' \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \zeta_x (\rho \theta_m)' \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.1.40)$$

これに対し、(2.1.10) 式では、以下のようにメトリックが空間微分の外に出る。

$$\begin{aligned} \text{PGF} = & \\ & - \gamma R_d \Pi \left\{ \frac{1}{J} \xi_x \frac{\partial}{\partial \xi} (\rho \theta_m)' + \frac{1}{J} \eta_x \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho \theta_m)' \right. \\ & \left. + \frac{1}{J} \zeta_x \frac{\partial}{\partial \zeta} (\rho \theta_m)' \right\} \end{aligned} \quad (2.1.41)$$

変更の背景

MSM の格子間隔での離散化誤差の拡大に伴う、高度場予測の系統誤差拡大への対策として変更した。河野ほか (2014) では、運動量保存の式の一般座標系への変換過程において、

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{J} \xi_x \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{J} \eta_x \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \zeta_x \right) = 0 \quad (2.1.42)$$

の恒等式を用いて、(2.1.41) 式から (2.1.40) 式への変形を行っていた¹²。すなわち、離散系で書くと以下のような変形になる。

$$\begin{aligned} \text{PGF} = & \\ & - \gamma R_d \Pi \left\{ \left(\frac{1}{J} \xi_x [(\rho \theta_m)']_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}} + \frac{1}{J} \eta_x [(\rho \theta_m)']_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{J} \zeta_x [(\rho \theta_m)']_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \right) \\ & + \left(\left[\frac{1}{J} \xi_x \right]_{i-\frac{1}{2}}^{i+\frac{1}{2}} + \left[\frac{1}{J} \eta_x \right]_{j-\frac{1}{2}}^{j+\frac{1}{2}} + \left[\frac{1}{J} \zeta_x \right]_{k-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} \right) (\rho \theta_m)' \left. \right\} \end{aligned} \quad (2.1.43)$$

¹² この式変形は、フラックスの発散の形で表される、いわゆるフラックス形式への変形を意識したもの。ただし、(2.1.40) 式においても Π が空間微分の外に出ているので PGF 項全体としてはフラックス形式にはなっていない。

この式の右辺の下線部は(2.1.42)式を離散化したもので、この項をゼロと見做して(2.1.41)式に追加し、(2.1.40)式への変換につなげていた。しかし、MSMへの導入に向けた開発の中で(LFMに比べて)水平格子間隔が大きくなったことで、この項の離散化誤差が顕在化して無視できないものとなり、高度場の予測に大きな系統誤差として現れるようになった。この高度場予測の悪化を防ぐため、(2.1.41)式を変形せずに用いることとした。

(2.1.42)式の離散化誤差自体を小さくすることは課題として残っており、第2.1.7項で触れる。

(2) 質量保存の式、運動量保存の式における「落下速度を持つ水物質の鉛直移流」項の扱いの変更 変更の内容

河野ほか(2014)では、質量保存の式、運動量保存の式における鉛直移流項について、「大気速度による鉛直移流」項と「落下速度による鉛直移流」項に分けて扱っていた。これを、「落下速度を持たない成分の鉛直移流」項と「落下速度を持つ成分の鉛直移流」項に分けて扱うように変更した。すなわち、質量保存の式の鉛直移流項をADVWとして、

$$\text{ADVW} = -\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho W \right) - \sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_{\alpha} W_{t\alpha} \right) \quad (2.1.44)$$

から

$$\text{ADVW} = -\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho_b W \right) - \sum_{\alpha=\text{sed}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{1}{J} \rho q_{\alpha} (W + W_{t\alpha}) \right) \quad (2.1.45)$$

へと変更している。

変更の背景

計算不安定対策として変更した。第2.1.4項(4)で述べたように、落下速度を持つ水物質は、鉛直方向には大気速度と落下速度を足し合わせた速度で鉛直移流する((2.1.14)式の右辺第3項)ように扱う。「大気速度による鉛直移流」項と「落下速度による鉛直移流」項を別々に評価する場合には計算不安定の要因となりうるためである¹³。水物質の式については、大気速度と落下速度を足し合わせた速度で扱っていたが、質量保存の式、運動量保存の式では、「大気速度による鉛

¹³ 例として、あるセルに雨が存在し、大気速度10m/s、落下速度-10m/sによって静止する場合を考えてみる。足し合わせた速度で考えれば、そのセルの雨は変化しない。別々に評価すると、そのセルから大気速度10m/sで流出する時間変化と落下速度-10m/sで流出する時間変化が加わり、そのセルの雨は計算上は減少してしまう。なお、「大気速度による鉛直移流」項でいったん雨を移流させた後、その分布について「落下速度による鉛直移流」項を評価するような扱い(いったん上昇して、落下して戻る)であれば、この問題は生じない。

直移流」項と「落下速度による鉛直移流」項に分けて評価する形になっていた。MSMへの導入に向けた開発において、LFMに比べて積分時間間隔が長くなり、層間隔が小さくなることから、この問題が顕在化し、上記の問題に起因して計算不安定となる事例が見られた。そのため、水物質の式と同様に、大気速度と落下速度を足し合わせて扱う(2.1.45)式のように変更した。

(3) 鉛直移流の時間分割の導入 変更の内容

第2.1.4項(3)で方法を説明した「鉛直移流の時間分割」を新たに導入した。

変更の背景

計算不安定対策として導入した。asucaでは、 ξ, η, ζ 方向の移流項をそれぞれ独立に評価しており、計算安定条件は(2.1.23)式である。MSM, LFMの運用では、その計算実行前に予め境界値から予報時間内の水平風速の最大を見積もり、必要に応じて水平方向の計算安定条件を満たすように積分時間間隔 Δt を基本設定¹⁴より短くする仕組みがある。上層風のような水平方向のスケールの大きな流れは、境界値から見積もった値とMSM, LFMで予測した値が大きくかけ離れないと期待され、実際にこの仕組みは機能している¹⁵。

一方、数値予報モデルの方程式系や水平格子間隔によって大きく表現が異なりうる、局所的な鉛直流や発達した低気圧に伴う局所的な水平風については予め境界値から見積もることは難しい。MSMへの導入に向けた課題として、下層の水平風速が強いうえに上昇流も強い、台風の壁雲付近で計算不安定となる事例があった。そこで、計算効率の低下を抑えつつ、このような計算不安定を防ぐ方法として鉛直移流の時間分割を導入した。

(4) 時間積分構造におけるMSMの凝結計算の組み込み方 変更の内容

MSMの凝結計算はRK3ループ中で評価するように組み込んだ。LFMの雲物理過程はRK3ループの後に組み込んでおり、この点が異なる(図2.1.1を参照)。

変更の背景

MSMでの物理過程の組み込みに際しての検討の結果、凝結計算についてLFMとは異なる組み込みをした¹⁶。これは、凝結と上昇流の正のフィードバックの関係をより小さな時間間隔で評価することにより、強い上昇流の表現を緩和することを狙っている。MSMへの導入に向けた開発の中で、これにより、小スケールの低気圧を発達させすぎない傾向を緩和した事例があっ

¹⁴ MSMは100/3[s]、LFMは50/3[s]。

¹⁵ 実績としては、LFMにおいて冬季に数日間程度、基本設定より短くなることもある。

¹⁶ 第60号からの変更とは言えないかもしれないが、LFMとは異なるという観点でこの項に述べる。

た。また、LFM では 1 ステップの最後に過飽和状態を解消することも RK3 ループの後に凝結計算を組み込んだ理由の一つであったが、MSM の雲物理過程は LFM のそれとは異なり、格子平均の氷過飽和を許容する（第 2.3 節を参照）点も考慮した。

物理過程の組み込みには、改善の可能性がまだ多く残っていると考えており、第 2.1.7 項で今後の課題として述べる。

(5) レイリーダンピングのかけかたの変更 変更の内容

河野・荒波 (2014) では、予報変数ではなく u, v, w, θ_m に対してレイリーダンピングをかけていたが、予報変数 $\rho', \rho u, \rho v, \rho w, (\rho \theta_m)', \rho q_\alpha$ にかけるように変更した。

変更の背景

河野・荒波 (2014) で、予報変数ではなく u, v, w, θ_m に対してレイリーダンピングをかけていた背景には、密度 ρ にレイリーダンピングをかけない方針があったことによる。しかし、既に河野・荒波 (2014) でも言及していたが、LFM への導入に向けた開発の中で、初期場から発生した音波が側面境界で反射する様子が見られ、この問題への対応として、側面境界で密度 ρ にレイリーダンピングをかけることにより、音波の側面境界での反射を防ぐこととした。そうすると、予報変数そのものにレイリーダンピングをかける方法が、変数変換も不要となって計算効率もよい。なお、上部境界では ρ にレイリーダンピングをかけない。上部の層でのみ外側モデルの質量に近づけようとすると、地上気圧場が外側モデルと離れてしまったためである。

2.1.7 まとめと今後の課題

この節では、第 60 号に述べられた asuca の力学過程の説明に基づき現状の MSM, LFM の設定の概要をまとめるとともに、第 60 号からの変更点を説明した。asuca は、その開発の狙いとした保存性、計算安定性、計算効率の向上等を達成しながら、物理過程の改良も含めて当初開発の主目標であった LFM への導入、MSM への導入がなされた。

一方、直面する課題改善を最優先としたため、短期的な方法と認識しつつ対応した課題もある。また、現業運用の中で明らかになっている課題がある。以下、これらの課題のうち、この節に関連するものを述べる。

(1) 数値予報課報告・別冊第 60 号以降の変更点に関する課題

第 2.1.6 項 (1) の気圧傾度力の扱いの変更により、気圧傾度力に関して (2.1.42) 式の離散化誤差の影響を回避したことを述べた。しかし、移流項にもこの関係が含まれているため、(2.1.42) 式の離散化誤差を小さくする必要性は残っている¹⁷。MSM, LFM では、水平方

¹⁷ たとえば藤井 (1994) に一様流保存の問題として解説がある。

向の座標として地図投影法による直交曲線座標を用いていることを述べた。メトリックの計算も地図投影法を利用して解析的に求めており、(2.1.43) 式の下線部の第 1 項の ξ_x については m_1 に基づいて評価し、第 2 項の η_x は直交性によりゼロとしている。これは、離散化したセルを考えると、セルを挟む両側の ξ 面境界の面積の違いを考慮する一方、 η 面は ξ 面に直交すると見做していることになる。この $\eta_x = 0$ と見做すことをやめるには、メトリックを地図投影法を用いて解析的に求める方法ではなく、離散化格子の座標に基づき数値的に求める方法に変更していくことが方向性と考えられる。今後、計算領域を広げていく場合に問題が顕在化する可能性があるため、引き続き検討を行っていく。

第 2.1.6 項 (3) で「鉛直移流の時間分割」の新たな導入について説明した。現状は、第 2.1.4 項 (3) で方法を述べた「鉛直移流の時間分割」と、第 2.1.4 項 (4) の「落下速度を持つ水物質の鉛直移流の時間分割」が別の仕組みになっている。今後、両者を統一的に扱うことも、特にコードの整理（開発の効率化）の観点で検討が必要と考えている。

第 2.1.6 項 (4) では、MSM の凝結計算を RK3 の中に組み込んだことを説明した。これは、格子スケールの強い上昇流と小低気圧の過発達の緩和を狙ったものであるが、これらの課題は、次に述べるように MSM, LFM の課題として依然として見られているため、引き続き改善に取り組む。また、このような「物理過程の組み込み」の方法の違いによって、予測精度や計算安定性の向上につながる可能性はある。このことについては、この後に「物理過程の組み込みの課題」でも言及する。

(2) MSM, LFM の予測で見られている課題

対流の表現に関する課題の一つとして、格子スケールの強い上昇流と小低気圧の過発達の問題がある。この問題は、JMA-NHM を用いていた MSM, LFM においても計算不安定の要因となり、様々な対処がなされてきた (斉藤・石田 2008; 石田 2008b)。この問題の原因の一つとして積乱雲と周辺大気との水平混合の表現不足が指摘されており、物理過程のパラメタリゼーションとしての水平拡散について第 2.2.5 項で述べられている。また、上昇流と凝結の正のフィードバックについて第 2.3.4 項で述べるように、雲物理過程と力学過程との結合手法について調査する必要がある。

別の課題として、冬季の日本海上などにおいて格子スケールの直線的な雲が、数値予報モデルの x 軸（または y 軸）に沿って表現されることがある。これは以下のように解釈されている。「 x 軸（または y 軸）に平行な風向場」が継続する場合に、ある格子で雲が形成され x 軸（または y 軸）方向に移流していく。asuca の移流スキームは風上差分で構成しており、風速（ク

ラン数)に依存した拡散性が内在している。そのため、 x 軸 (または y 軸) 方向には移流スキームの拡散性により元の形状が引き伸ばされる。一方、他に数値拡散は加えていないため、移流方向以外には形状を保つ。本来の現象を考えると、小さいスケールの雲が形成されて風下に流されていく場合、移流方向以外にも混合が起こるはずである。このような水平方向の混合について、たとえば水平方向の乱流による輸送の効果を加えることなど、何らかの方法で数値予報モデルに取り込んでいく必要がある。また、別のアプローチとしては、asuca の移流の扱いには設定した x 軸 (または y 軸) に応じた方向により表現に依存性があると捉え、この方向依存性を軽減することも選択肢の一つである。小さいスケールの雲の生成と下流への移流は、線状降水帯の形成メカニズムに関わる表現と考えられ、その観点でも調査を進める予定である。

(3) 物理過程の組み込みの課題

この節で「物理過程の組み込み」と言及してきた、どのように物理過程を組み込むかの問題は、「力学過程と物理過程とのカップリング」(数値予報モデル内における計算順序、座標系の異なる過程間でのエネルギーの交換等)として、近年、その重要性の認識が高まり、たとえばカップリング手法によって降水や対流の振る舞いが変わることなどが指摘されるようになった (Gross et al. 2018)。力学過程、各物理過程が精緻でなかった時代は、それぞれの高度化が予測精度向上に寄与してきた。一方、これらの過程が成熟化するにつれて、力学過程と物理過程のカップリング手法が予測精度に与える影響が相対的に高くなっている。

asuca においても、荒波・石田 (2014)、石田ほか (2014) による、数値予報モデル内における各過程の計算順序、力学過程と物理過程で用いる変数の違い、組み込み方法の計算効率、といった点についての説明、第 2.1.6 項 (4) で述べた MSM での凝結計算の組み込みの検討例がある。また、力学過程と物理過程の整合性の向上という観点で、定積を仮定した力学過程と定圧を仮定した物理過程の結合方法について議論がなされており、より整合的な結合方法による試験では、音波の伝播が抑制されること、一方で、結合方法の影響が懸念されていた強い上昇流表現の変化は大きくないことを示唆する結果が得られている (Kawano 2018)。

メソモデルに期待される豪雨予測につながる積雲対流の数値予報モデルでの表現として、力学過程と物理過程の役割分担を検討し、その相互作用を改善していくことは重要な課題と考えている (第 2.2.5 項、第 2.3.4 項も参照)。今後も予測精度、計算安定性、対流の振る舞い等の観点から、力学過程、物理過程の結合方法の見直しを継続していく。

付録 2.1.A 鉛直層設定

asuca の鉛直層配置 (図 2.1.3) と MSM, LFM における設定を説明する。

(1) asuca の鉛直層の配置

標高が 0 m である場合のモデルの鉛直座標を ζ とする。まずモデルトップ ζ_{N_z} を設定し、地表面とモデルトップの間を N_z 層の格子 (セル) に分けることを考える。このセルの境界をハーフレベル¹⁸と呼び、asuca では上下セル間の出入りを決める w を配置する。図 2.1.3 では、このハーフレベルの座標値を $\zeta_{k+1/2} (k = 0, \dots, N_z)$ としている。 $\zeta_{0+1/2}$ は地表面、 $\zeta_{N_z+1/2}$ がモデルトップである。ハーフレベル $(k-1+1/2)$ とハーフレベル $(k+1/2)$ を境界に持つ層を第 k 層と数え、その層間隔を $\Delta\zeta_k$ とする。すなわち、

$$\Delta\zeta_k = \zeta_{k+1/2} - \zeta_{k-1/2} \quad (2.1.46)$$

であり、

$$\zeta_{k+1/2} = \sum_{l=1}^k \Delta\zeta_l \quad (2.1.47)$$

である。asuca ではハーフレベルを指定することで層配置を設定する。

また、スカラー量を定義するレベルをフルレベルと呼び、その座標値を $\zeta_k (k = 1, \dots, N_z)$ とする。フルレベルは便宜上、第 k 層の中央に設定する。

$$\zeta_k = \frac{1}{2} (\zeta_{k-1+1/2} + \zeta_{k+1/2}) \quad (2.1.48)$$

フルレベルに定義するスカラー量は、第 k 層のセル内のスカラー量の体積平均である。

(2) MSM の鉛直層設定

MSM では層間隔を以下のように考える。

$$\Delta\zeta_k = a(k-1)^2 + b(k-1) + c \quad (2.1.49)$$

ハーフレベルは以下のようになる。

$$\begin{aligned} \zeta_{k+1/2} &= \sum_{l=1}^k \Delta\zeta_l \\ &= \frac{a}{6} (k-1)k(2k-1) + \frac{b}{2} (k-1)k + ck \end{aligned} \quad (2.1.50)$$

この a, b, c を MSM の層設定に関する以下の考え方 (条件) から決めると、 $a \simeq 0.0521$, $b \simeq 4.4918$, $c = 20.0$ となる。

¹⁸ またはハーフインテジャレベル (half-integer level)。

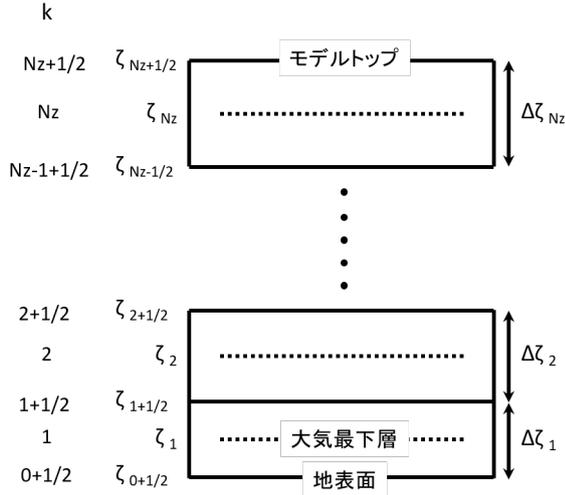


図 2.1.3 asuca の鉛直層配置の模式図。実線でスカラー量のセルを示し、その境界をハーフレベルと呼ぶ。左端に示した層のインデックスが「整数」+1/2であることによる。フルレベル（点線）はハーフレベルの中央に設定する。

- モデルトップ $\zeta_{Nz+1/2}$ は 21801 m、鉛直層数 N_z は 76 層
- 3000 m までに 30 層を配置 ($\zeta_{30+1/2} = 3000$ m)
- 最下層の層間隔 $\Delta\zeta_1$ は 20 m

(3) LFM の鉛直層設定

LFM ではハーフレベルを以下のように与えている。

$$\zeta_{k+1/2} = \frac{b}{2}(k-1)^2 + ck \quad (2.1.51)$$

ここで、 $b = 11$ 、 $c = 40$ である。モデルトップ $\zeta_{Nz+1/2}$ は 20189.5 m、鉛直層数 N_z は 58 層である。

LFM の設定は、LFM への asuca の導入以前に、JMA-NHM で運用されていた LFM のハーフレベルの設定に合わせている。この層の決め方は(原 2008)に解説がある¹⁹。なお、LFM には鉛直層数を 76 層にする計画があり(本田 2018)、その際は MSM の層設定に合わせる予定である。

付録 2.1.B Wicker and Skamarock (2002) による 3 段階ルンゲクッタ法 (RK3) と流束制限関数を用いた場合の計算安定条件

Wicker and Skamarock (2002) が示すように、時間積分スキームに RK3 を、移流スキームに 3 次精度風上差分を用いた場合の移流の計算安定条件はクーラン数 C_1 について $|C_1| \leq 1.88$ である。asuca の移流スキームは 3 次精度風上差分を基本として、単調性を保つために流束制限関数を用いており、分布が滑らかではない場では 1 次精度風上差分に切り替わる。時間積分スキームに RK3 を、移流スキームに 1 次精度風上差分

¹⁹ JMA-NHM では、ハーフレベルをフルレベル間の中央にとり、境界条件のための層が上下に 1 層ずつ配置される、といった点に asuca の層配置との違いがある。

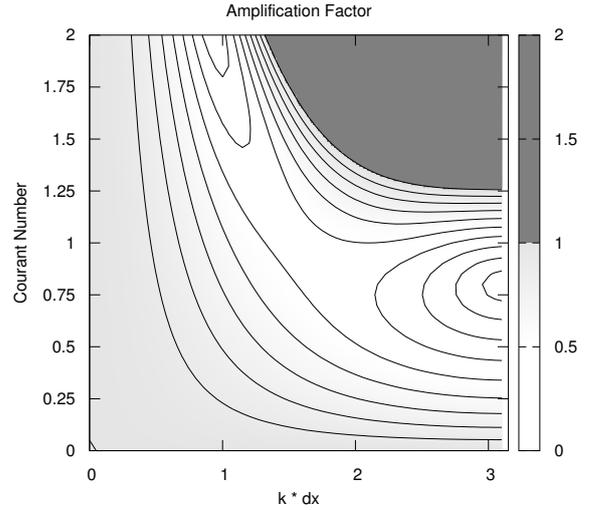


図 2.1.4 時間積分スキームに RK3 を、移流スキームに 1 次精度風上差分を用いた場合の計算安定領域。横軸に $k\Delta x$ 、縦軸にクーラン数を取り、 $|f^{n+1}/f^n|$ をプロット。 $|f^{n+1}/f^n| > 1$ の計算不安定領域を濃い灰色で示す。

を用いた場合の移流の計算安定条件は、以下で示すように $|C_1| \leq 1.25$ となり、これが asuca における移流の計算安定条件となる。

以下の常微分方程式を考える (λ は複素数)。

$$\frac{df}{dt} = \lambda f \quad (2.1.52)$$

この厳密解は $f(t) = f_0 e^{\lambda t}$ である。 $z = \lambda \Delta t$ とすると、タイムレベルを n として、 $f^{n+1} = e^z f^n$ と表される。 $|f^{n+1}/f^n| \leq 1$ を計算安定の条件とすると、 λ の実数部 $\text{Re}(\lambda) \leq 0$ なら安定である。

一方、RK3 を用いた数値解では、 $f^{n+1} = (1 + z + z^2/2 + z^3/6)f^n$ であるので²⁰、その計算安定条件は、

$$|f^{n+1}/f^n| = |1 + z + z^2/2 + z^3/6| \leq 1 \quad (2.1.53)$$

である²¹。

次に以下の 1 次元移流方程式を考える。

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} = -u \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \quad (2.1.54)$$

ここで、 u は空間一様の定数で $u > 0$ とする。 $\tilde{f}(x, t) = f(t)e^{ikx}$ の解を仮定し、1 次精度風上差分を適用すると、(2.1.54) 式の右辺の空間微分は、

$$\left. \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} \right|_j \simeq \frac{\tilde{f}_j - \tilde{f}_{j-1}}{\Delta x} = \frac{1 - e^{i\theta}}{\Delta x} \tilde{f}_j \quad (2.1.55)$$

²⁰ 松林ほか (2014b) の付録 2.2.B を参照されたい。

²¹ z が純虚数の場合は、松林ほか (2014b) の付録 2.2.B で示したように $|z| \leq \sqrt{3}$ が計算安定条件。

と書ける。ここで、 $\theta = -k\Delta x$ とし、 j は離散化された空間での位置を表す。したがって、(2.1.54) 式は以下のように書ける。

$$\frac{df_j}{dt} = \frac{u}{\Delta x}(e^{i\theta} - 1)f_j \quad (2.1.56)$$

ここで、 $C_1 = u\Delta t/\Delta x$ で定義するクーラン数を用いて、 $z = C_1(e^{i\theta} - 1)$ とおく。全ての θ について z が (2.1.53) 式を満たすことが、計算安定条件となる。横軸に $k\Delta x$ 、縦軸にクーラン数をとった計算安定領域 ($|f^{n+1}/f^n| \leq 1$ の領域) を図 2.1.4 に示す。 $k\Delta x = \pi$ 、すなわち波長 $2\Delta x$ の解に対して、 $|f^{n+1}/f^n| \leq 1$ を満たす $|C_1| \leq 1.25$ 程度が計算安定条件となる。

参考文献

- Arakawa, A. and C. S. Konor, 1996: Vertical Differencing of the Primitive Equations Based on the Charney - Phillips Grid in Hybrid σ -p Vertical Coordinates. *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 511–528.
- Arakawa, A. and V. R. Lamb, 1977: Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods in Computational Physics*, Academic Press, Vol. 17, 173–265.
- 荒波恒平, 石田純一, 2014: asuca における物理過程の組み込みの考え方. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 104–105.
- Durrant, R., 2010: *Numerical Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 516 pp.
- 藤井孝藏, 1994: 流体力学の数値計算法. 東京大学出版会, 234 pp.
- Gross, M., H. Wan, P. J. Rasch, P. M. Caldwell, D. L. Williamson, D. Kloocke, C. Jablonowski, D. R. Thatcher, N. Wood, M. Cullen, B. Beare, M. Willett, F. Lemarié, E. Blayo, S. Malardel, P. Termonia, A. Gassmann, P. H. Lauritzen, H. Johansen, C. M. Zarzycki, K. Sakaguchi, and R. Leung, 2018: Physics–Dynamics Coupling in Weather, Climate, and Earth System Models: Challenges and Recent Progress. *Mon. Wea. Rev.*, **146**, 3505–3544.
- 原旅人, 2008: 現業メソ数値予報モデルの概要. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 18–26.
- 本田有機, 2018: NAPS10 における改良計画. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 2–5.
- 石田純一, 2008a: 気象庁非静力学モデルの支配方程式系と地形に沿う鉛直ハイブリッド座標の導入. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 27–43.
- 石田純一, 2008b: 数値拡散の強さの変更. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 54–54.
- 石田純一, 原旅人, 荒波恒平, 2014: asuca における物理過程の実装の例. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 106–108.
- 石田純一, 藤田匡, 2014: asuca の開発理念. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 19–28.
- 河野耕平, 荒波恒平, 2014: 側面・上部境界条件. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 57–61.
- 河野耕平, 松林健吾, 石田純一, 室井ちあし, 2014: 定式化. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 29–39.
- Kawano, K., 2018: Coupling isobaric physics with isochoric dynamics. *Extended Abstracts of the 5th International Workshop on Nonhydrostatic Numerical Models*, 64–64.
- 気象庁予報部, 2003: 気象庁非静力学モデル. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 194pp.
- 気象庁予報部, 2014: 次世代非静力学モデル asuca. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 151pp.
- Klemp, J. B., W. C. Skamarock, and J. Dudhia, 2007: Conservative split-explicit time integration methods for the compressible nonhydrostatic equations. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 2897–2913.
- Koren, B., 1993: A Robust Upwind Discretization Method For Advection, Diffusion And Source Terms. *CWI Technical Report NM-R 9308*, 1 – 22, URL <http://oai.cwi.nl/oai/asset/5293/05293D.pdf>.
- Lorenz, E. N., 1960: Energy and Numerical Weather Prediction. *Tellus*, **12**, 364–373.
- 松林健吾, 河野耕平, 石田純一, 室井ちあし, 2014a: 移流スキーム. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 53–56.
- 松林健吾, 河野耕平, 石田純一, 室井ちあし, 2014b: 空間離散化. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 40–42.
- 松林健吾, 河野耕平, 石田純一, 室井ちあし, 2014c: 時間離散化. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 43–52.
- Saito, K., T. Fujita, Y. Yamada, J. Ishida, Y. Kumagai, K. Aranami, S. Ohmori, R. Nagasawa, S. Kumagai, C. Muroi, T. Kato, H. Eito, and Y. Yamazaki, 2006: The operational JMA Nonhydrostatic Mesoscale Model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1266–1298.
- 齊藤和夫, 石田純一, 2008: 適応水蒸気拡散の導入. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 52–53.
- 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*. NCAR TECHNICAL NOTE, 113 pp.

Tatsumi, Y, 1986: A Spectral Limited-area Model with Time-dependent Lateral Boundary Conditions and Its Application to a Multi-level Primitive Equation Model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 637–664.

巽保夫, 1986: 局地スペクトルモデル. 数値予報課報告・別冊第 32 号, 気象庁予報部, 48-70.

Wicker, L. J. and W. C. Skamarock, 2002: Time-Splitting Methods for Elastic Models Using Forward Time Schemes. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 2088–2097.

2.2 積雲対流パラメタリゼーション¹

2.2.1 はじめに

日本に豪雨や豪雪をもたらす降水システムは、積乱雲（数 km）、積乱雲群（数 10 km）、メソ対流系（数 10 km~100 km）の階層的な構造を持っていることが知られている（瀬古 2010; 吉崎・加藤 2007 など）。メソスケールモデルは水平格子間隔が数 km 程度であり、積乱雲ひとつひとつのスケールと同程度であることから、積乱雲を十分には解像することはできない。そのため、力学過程・雲微物理過程で積雲対流の一部を解像することに加え、積雲対流パラメタリゼーションで対流の表現を補うことが必要となる。積雲対流パラメタリゼーションを用いずに、水平格子間隔数 km 程度のモデルで降水事例をシミュレーションする場合、対流の発生が遅れやすくなること、強い降水の集中が発生しやすいことが経験的に知られている（永戸ほか 2012; Vosper 2015 など）。

積雲対流パラメタリゼーションは、数値予報モデルの格子サイズよりも小さいスケールの積雲対流に伴う水の相変化や熱・水・運動量輸送の統計的な効果を表現する。積雲対流パラメタリゼーションでは、格子内の対流の振る舞いを何らかの仮定を基にモデル化（このモデルを「雲モデル」と呼ぶ）し、雲モデルから格子スケールの物理量の時間変化率を計算する。積雲対流パラメタリゼーションの性能は、雲モデルの精緻さや、雲モデルで用いられる仮定と水平格子間隔等との整合性、他の物理過程との相互作用、経験的に求められたパラメータによって決まる。

気象庁のメソモデル (MSM) において、水平格子間隔 10 km の静力学モデルが採用されていた 2004 年以前は、気象庁領域モデル (RSM) と同様、湿潤対流調節及び Arakawa and Schubert (1974) に基づく積雲対流パラメタリゼーションが大規模凝結過程とともに利用されていた (萬納寺 2000)。メソモデルが気象庁非静力学モデル (JMA-NHM; Saito et al. 2006; Saito et al. 2007) に更新された際は、Kain and Fritsch (1990) に基づく積雲対流パラメタリゼーションが雲微物理過程とともに利用されるようになった (藤田 2004)。その後、MSM の水平格子間隔が 5 km に高解像度化された際は、強い降水の集中の問題を回避するため、積雲対流パラメタリゼーションにおけるいくつかのパラメータが調整された (石田 2005)。この当時の JMA-NHM における積雲対流パラメタリゼーションについては、山田 (2003)、成田 (2008) で解説がなされている。その後、MSM の積雲対流パラメタリゼーションには数度の改良が適用され (荒波・原 2006; 成田・森安 2010)、降水をはじめとした予測精度向上に貢献した。また、JMA-NHM に実装されていた積雲対流パラメタリゼーションは、物理過程を 3次元の大気モデルから独立させ

たライブラリである「物理過程ライブラリ」(原 2012) に移植され、新しい非静力学モデル asuca(気象庁予報部 2014) の物理過程として利用されるようになった。MSM の予報モデルが JMA-NHM から asuca に更新された際には、積雲対流パラメタリゼーションに大規模な変更が加えられた (原 2017)。MSM より高解像度で水平格子間隔が 2 km の局地モデル (LFM) では、対流の一部を直接解像することを狙い、運用開始当初は積雲対流パラメタリゼーションを使用していなかった (永戸ほか 2012)。その後、対流発生遅れの改善等を目的に、対流の立ち上がりの表現としての積雲対流パラメタリゼーションが利用されるようになった (河野・原 2014)。

本節では、本稿執筆時点 (2019 年 12 月) での MSM, LFM における積雲対流パラメタリゼーションについて、その概要及び MSM, LFM それぞれの設定を解説した後、今後の課題について述べる。第 2.2.2 項では、MSM, LFM で用いられているマスフラックス型の積雲対流スキームの一種である Kain and Fritsch (1990) をもとにした積雲対流パラメタリゼーションの定式化について解説する。第 2.2.3 項では、MSM における積雲対流パラメタリゼーションの設定について、MSM の予報モデルの asuca への更新に合わせて変更された部分を中心に解説する。第 2.2.4 項では、LFM における積雲対流パラメタリゼーションの設定について、LFM の予報モデルの asuca への更新にあわせて変更された部分を中心に解説する。第 2.2.5 項では、現在の積雲対流パラメタリゼーションの課題や今後の展望について述べる。

2.2.2 MSM, LFM における積雲対流パラメタリゼーションの概要

物理量 ϕ の格子平均値、格子平均値からの偏差をそれぞれ $\bar{\phi}, \phi'$ とする。サブグリッドスケールの対流による、 $\bar{\phi}$ の時間変化率は以下で表される。

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{\text{convection}} = - \frac{\partial \rho \overline{\phi' w'}}{\partial z} + S_{\phi} \quad (2.2.1)$$

ここで、 t, z, ρ, w は時間 [s]、高度 [m]、大気密度 [kg m⁻³]、鉛直速度 [m/s]、 $\overline{\phi' w'}$ と S_{ϕ} はそれぞれサブグリッドスケールの輸送フラックスとソース項を表す。

この輸送フラックスとソース項を表現するため、MSM, LFM では、マスフラックス型の積雲対流パラメタリゼーションの一種である Kain-Fritsch スキーム (Kain and Fritsch 1990; Kain 2004; 以下、KF スキーム) を採用している。マスフラックススキームでは格子内を対流性上昇流、対流性下降流、環境場の 3つの領域に分割し、それぞれの領域での質量の鉛直フラックス (以下、マスフラックス) を計算する。また、それぞれの領域内では、物理量の水平分布は一樣であることを仮定する。

KF スキームでは対流に伴う熱、水の輸送を考慮し、

¹ 氏家 将志

運動量の輸送は考慮せず、 $\bar{\phi}$ としては温位 $\bar{\theta}$ [K] および水蒸気混合比 \bar{q}_v [kg kg⁻¹] を扱う。KF スキーム内では、静力学平衡を仮定し、鉛直座標として気圧座標を用いている。気圧座標の場合、(2.2.1) 式は p , g をそれぞれ気圧 [Pa], 重力加速度 [m s⁻²] として、以下のように書き換えられる。

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{\text{convection}} = \rho g \frac{\partial \overline{\rho \phi' w'}}{\partial p} + S_\phi \quad (2.2.2)$$

以下ではKF スキームで用いられる格子内の対流性上昇流、対流性下降流の振る舞いを記述する雲モデル、格子平均場の時間変化率の定式化、対流の強さを決めるクロージャー、積雲対流パラメタリゼーションの発動の有無を決めるトリガーについて解説する。なお、雲モデルの定式化の考え方、格子平均場への時間変化率の式の導出についてはGSMで採用されている積雲対流パラメタリゼーション (Arakawa and Schubert 1974; 隈 1996; 氏家・下河邊 2019) と多くの共通点を含んでいる²。適宜、氏家・下河邊 (2019) の第3.1.3項も参照されたい。

(1) 雲モデル、格子平均場の時間変化率の定式化 対流域の満たす方程式系

KF スキームでは、対流性上昇流域、対流性下降流域の雲モデルとして、対流の側面から対流域への質量の取り込み (エントレインメント)、対流域から環境場への質量の放出 (デトレインメント) を考慮した、鉛直一次元の雲モデルを考える。このモデルでは、対流性上昇流域、対流性下降流域は定常状態にあり、質量の鉛直輸送が側面の質量のエントレインメント、デトレインメントとバランスしていることを仮定する。この場合、対流性上昇流、下降流域の質量保存則は以下のように表される。

$$0 = \rho g \frac{\partial M^u}{\partial p} + E^u - D^u \quad (2.2.3)$$

$$0 = -\rho g \frac{\partial M^d}{\partial p} + E^d - D^d \quad (2.2.4)$$

ここで、 M , E , D はそれぞれサブグリッドの対流のマスフラックス [kg m⁻² s⁻¹]³、対流域の側面からのエ

² GSM の積雲対流パラメタリゼーションでは格子内に異なる雲頂を持つ複数の積雲を考える (スペクトル型) が、KF スキームではさまざまな積雲の振る舞いを1本の積雲で代表させる (バルク型) という違いがある。しかし、格子内を対流性上昇流域・対流性下降流域・環境場に分けること、対流域の面積は環境場のそれに比べて十分小さいこと、1種類ごとの雲モデルの定式化における仮定や、その格子平均場の定式化に関する基本的な考え方はほぼ同じである。

³ Kain and Fritsch (1990) 及び MSM, LFM で使用されているKF スキームのソースコード上では、 Δx [m] を格子間隔として、 M , E , D に格子の面積 Δx^2 を乗じたものをマスフラックス、エントレインメント、デトレインメントとしているが、本節では、他のマスフラックス型スキームの解説と記述を合わせることを目的に、 Δx^2 を乗じない形で表記する。

ントレインメント [kg m⁻³ s⁻¹]、環境場へのデトレインメント [kg m⁻³ s⁻¹] を表す。上付き文字 u , d はそれぞれ、対流性上昇流域、対流性下降流域における値であることを示す。また、 M^u は上向きを、 M^d は下向きを正に取っている。

対流性上昇流域、対流性下降流域の面積の格子内のそれに対する比を、それぞれ σ^u (0-1), σ^d (0-1) とすると、 M^u , M^d は以下のように定義される。

$$M^u = \rho \sigma^u w^u \quad (2.2.5)$$

$$M^d = -\rho \sigma^d w^d \quad (2.2.6)$$

質量と同様に、対流性上昇流域、対流性下降流域の物理量 ϕ の満たす方程式も定常状態にあることを仮定すると、以下のように表される。

$$0 = \rho g \frac{\partial M^u \phi^u}{\partial p} + E^u \bar{\phi} - D^u \phi^u + S_\phi^u \quad (2.2.7)$$

$$0 = -\rho g \frac{\partial M^d \phi^d}{\partial p} + E^d \bar{\phi} - D^d \phi^d + S_\phi^d \quad (2.2.8)$$

ここで、 S_ϕ^u , S_ϕ^d はそれぞれ、対流性上昇流、対流性下降流域での ϕ のソース項で、 $S_\phi = S_\phi^u + S_\phi^d$ とする。具体的には、 S_ϕ^u としては水の相変化やそれに伴う潜熱、雲から降水への変換などが、 S_ϕ^d としては落下する降水の蒸発や融解などが考慮される。

格子平均場の時間変化率の定式化

環境場における上昇流を w^e とすると、輸送フラックスは以下のように表せる。

$$\begin{aligned} \overline{\rho \phi' w'} &= \rho \sigma^u (\phi^u - \bar{\phi}) (w^u - \bar{w}) \\ &\quad + \rho \sigma^d (\phi^d - \bar{\phi}) (w^d - \bar{w}) \\ &\quad + \rho (1 - \sigma^u - \sigma^d) (\phi^e - \bar{\phi}) (w^e - \bar{w}) \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

KF スキームでは、多くのマスフラックス型のスキームと同様、格子内の対流性上昇流域、対流性下降流域の面積は格子全体のそれに比べて十分小さいこと ($\sigma^u, \sigma^d \ll 1$) を仮定し、環境場の物理量は格子平均場のそれで近似する ($\phi_e \sim \bar{\phi}$)。また、環境場の鉛直速度が0とみなせる ($w_e \sim \bar{w} \sim 0$) ことを仮定する。これらの仮定のもとでは、 ϕ の輸送フラックス $\overline{\rho \phi' w'}$ は以下のように近似できる。

$$\overline{\rho \phi' w'} = M^u (\phi^u - \bar{\phi}) - M^d (\phi^d - \bar{\phi}) \quad (2.2.10)$$

(2.2.3) 式、(2.2.4) 式 (2.2.7) 式、(2.2.8) 式及び (2.2.10) 式を (2.2.2) 式に代入することで、サブグリッドスケールの対流に伴う $\bar{\phi}$ の時間変化率は、デトレインメントと補償下降流 (格子内の質量保存則から現れる対流性上昇流と対流性下降流を補う下降流) の和の形で以下のように書き換えることができる。

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \right)_{\text{convection}} = D^u (\phi^u - \bar{\phi}) + D^d (\phi^d - \bar{\phi}) - \rho g (M^u - M^d) \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} \quad (2.2.11)$$

ここで、右辺第1, 2項がデトレインメント、第3項が補償下降流による項である。(2.2.11)式を具体的に計算するには、 M^u , D^u , ϕ^u , M^d , D^d , ϕ^d のような、対流性上流域、対流性下降域内の物理量の鉛直プロファイルを得る必要がある。

対流性上昇流域内の物理量のプロファイル

対流性上昇流域内の鉛直プロファイルを得るために、(2.2.3)式や(2.2.7)式を持ち上げ凝結高度(LCL: Lifting Condensation Level)から鉛直積分する。鉛直積分では、エントレインメント、デトレインメントを表す E^u , D^u を対流性上昇流域と環境場の空気の混合を考慮して計算する。KFスキームにおける E^u , D^u の計算方法は、他のマスフラックス型の積雲対流パラメタリゼーションで採用されている手法に比べ複雑であり、最も特徴的な部分である。

MSM, LFMで使用されているKFスキームでは、 E^u , D^u をKain and Fritsch (1990)に準じて計算する。KFスキームでは、対流性上昇流域の周辺で乱流混合が起きているとし、混合が起きている領域の気は多くの微小な気塊から構成されていると考える。環境場の空気から入ってきた気塊の比率(以下、混合率)⁴の頻度分布がガウス分布に従うことを仮定する。

KFスキームにおける E^u , D^u の計算では、まず混合空気における環境場、対流性上昇流域それぞれから取り込まれた質量を計算する。ここで、単位面積・単位時間あたりに、環境場からエントレインされた質量を δm_e [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]、混合された対流性上昇流域の質量を δm_u [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]、混合されたすべての質量を δm_t [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]とする。 x を混合率、 $f(x)$ を x の確率密度分布とすると、 δm_e , δm_u , δm_t の関係は以下のように表される。

$$\delta m_u + \delta m_e = \delta m_t = \delta m_t \int_0^1 f(x) dx \quad (2.2.12)$$

$$\delta m_e = \delta m_t \int_0^1 x f(x) dx \quad (2.2.13)$$

$$\delta m_u = \delta m_t \int_0^1 (1-x) f(x) dx \quad (2.2.14)$$

$f(x)$ は以下のように表される。

$$f(x) = F_0 \left[e^{-\frac{(x-0.5)^2}{2\sigma^2}} - e^{-4.5} \right] \quad (2.2.15)$$

ここで、 $\sigma = 1/6$ 、係数 F_0 は $\int_0^1 f(x) dx = 1$ を満たすように決められる。

⁴ 例えば、比率が0.5の場合、対流性上昇流と環境場の空気の質量が等しく混合されていることを表す。

KFスキームでは、エントレインされた質量 δm_e は対流性上昇流の半径 R の逆数に比例することとし、Simpson (1983)の実験式をもとに、以下のような関係を仮定する。

$$\delta m_e = M_{u0} \frac{a \Delta p}{R} \quad (2.2.16)$$

ここで Δp は気圧座標で見た場合のモデル各層の厚さ[Pa]、 a は経験的に決める定数で、KFスキームでは 0.03 m Pa^{-1} としている。 M_{u0} は雲底におけるマスフラックスの大きさ [$\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$]である。 M_{u0} の大きさは、後述のクロージャーで最終的に決定する。対流性上昇流域の半径 R はエントレインメント、デトレインメントの計算のみに使われる変数であり、雲モデルにおいては前述の通り、対流性上昇流域は格子全体の面積に対して十分小さいことを仮定している。 R の設定には任意性があり、MSM, LFMで異なる。

混合大気が正の浮力を持てば、混合された環境場の空気は対流性上昇流域にエントレインされ、負の浮力を持てば混合された対流性上昇流域の空気は環境場にデトレインされるとみなす。したがって、 x_n を浮力が0になるときの対流性上昇流域と環境場の混合率とすると、環境場からのエントレインメント E^u と環境場へのデトレインメント D^u は δm_t , x , $f(x)$ を用いて以下のように計算される。

$$E^u \delta p = \rho g \delta m_t \int_0^{x_n} x f(x) dx \quad (2.2.17)$$

$$D^u \delta p = \rho g \delta m_t \int_{x_n}^1 (1-x) f(x) dx \quad (2.2.18)$$

δm_t は(2.2.16)式から δm_e を計算したのち(2.2.13)式を用いて計算される。 x_n は、混合空気の仮温度を x の関数 $T_v^{\text{mix}}(x)$ として、混合空気の浮力の大きさに比例する関数 $g(x) = (T_v^{\text{mix}}(x) - \bar{T}_v) / (T_v^u - \bar{T}_v)$ を定義し、 $x = 0, 0.1, 0.95$ における g から、 $g = 0$ になるときの x を線形内挿または外挿から計算する(図2.2.1)。

対流が停止する高度

KFスキームでは、対流性上昇流 w^u [m/s]の大きさが0になるか、マスフラックスが0になった高度を雲頂高度 z_{ctop} としている。 w^u が満たす式は、鉛直方向の運動方程式について、鉛直移流、浮力、環境場との混合により定常状態にあることを仮定して、以下のよう表す。

$$0 = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} (w^u)^2 \right) + \frac{g}{1+\gamma} \frac{T_v^u - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} - \frac{1}{2} \frac{g}{1+\gamma} (q_c^u + q_i^u) - \frac{E^u}{\rho} (w^u)^2 \quad (2.2.19)$$

ここで q_c^u [kg kg^{-1}]、 q_i^u [kg kg^{-1}]はそれぞれ、対流性上昇流域による雲水量、雲水量である。 γ は気圧の揺

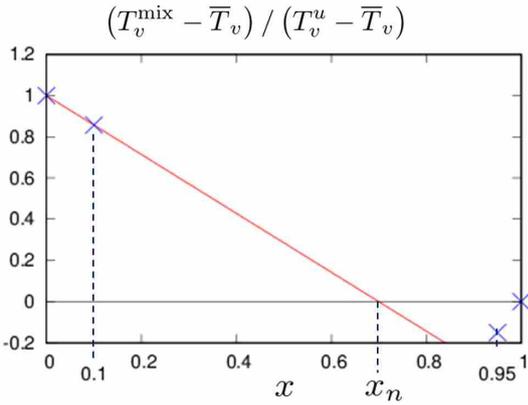


図 2.2.1 浮力が 0 になるときの混合率 x_n の計算方法の模式図。青い印 \times は、KF スキーム内で実際に計算される $x = 0, 0.1, 0.95, 1$ における、 $g(x) = (T_v^{\text{mix}}(x) - \bar{T}_v) / (T_v^u - \bar{T}_v)$ を示している。赤い実線は、 $x = 0, 0.1$ における g から g を線形外挿したものを示す。赤実線が x 軸と交わるときの x が x_n となる。この図では、 x_n の計算は外挿となっているが、 $g(0.1) < 0$ であれば内挿となる。また、実際には $0 \leq x_n \leq 1$ となるように制限しており、 $g(0) < 0$ であれば $x_n = 0$ 、 $|g(1) - g(0.1)| < 10^{-3}$ または $g(0.95) > 0$ であれば $x_n = 1$ としている。

らぎによる効果を表すためのパラメータであり、KF スキームでは $\gamma = 0.5$ としている。右辺第 1 項から第 4 項はそれぞれ鉛直流自身による移流、浮力による加速、水物質の重みによる減速、混合による希釈を表している。(2.2.19) 式を雲底から鉛直積分することで、 $(w^u)^2$ の鉛直プロファイルを得る。

KF スキームでは、LCL と対流の止まる高度の差で定義される積雲の深さによって、浅い対流と深い対流に分けられる。積雲の深さが LCL における気温の関数で定義されたある下限値を下回る場合は浅い対流とみなされ、上回る場合は深い対流とみなされる。後述のように、深い対流と浅い対流ではクロージャーが異なる。

降水の扱い

KF スキームでは雨や雪を予報変数としては扱っていないため、雨や雪に対して、(2.2.7) 式、(2.2.11) 式のような方程式は適用されない。その代わりに、雨や雪を雲水から変換されるものとして取り扱う。雲水量 q_c について、(2.2.7) 式を適用すると以下のように表される。

$$0 = \rho g \frac{\partial M^u q_c^u}{\partial p} + E^u \bar{q}_c - D^u q_c^u + c_c^u - P_c \quad (2.2.20)$$

ここで c_c^u [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$]、 P_c [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$] は雲の凝結量または凍結量、降水生成量である。対流性上昇流域の気温が 0°C を超えるかどうかで、凝結と凍結に振り分けている。

MSM, LFM で用いられている KF スキームでは、降水生成量は Kessler (1969) のオートコンバージョンの

形で計算される (成田 2008)。

$$P_c = A \max(q_c^u - q_{c0}, 0) \quad (2.2.21)$$

$$A = \rho g M^u / \Delta p \quad (2.2.22)$$

q_{c0} [kg kg^{-1}] は降水への変換が始まる雲水量の閾値で、MSM, LFM で使用されている KF スキームでは $2.0 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ に設定されている。 A [$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$] は降水への変換効率を表したもので、(2.2.21) 式、(2.2.22) 式は、モデルの各鉛直層において、 q_{c0} を超えた分の雲水がただちに降水に変換され、対流性上昇流域から放出されることに相当する。

対流性下降流域内の物理量のプロファイル

対流性下降流域内の鉛直プロファイルは、(2.2.4) 式や (2.2.8) 式を LCL より 150 hPa 上層を開始高度として、上層から下層に向かって鉛直積分することで得られる。対流性下降流は、正の浮力を持つ高度 (仮温度を T_v として、 $T_v^d > \bar{T}_v$ となる高度) で停止する。 $E^d = 0$ とし、 D^d は、対流性下降流開始高度から停止高度まで、層の厚さ Δp に比例して M^d が減少するように決められる。

(2) クロージャー

マスフラックス型の積雲対流パラメタリゼーションでは、対流の強さはマスフラックスの大きさの形で表される。このマスフラックスの大きさを最終的に決めるプロセスをクロージャーと呼ぶ。MSM で使用されている KF スキームでは、深い対流と浅い対流の違いはクロージャーの違いに帰着される。

深い対流

深い対流について、マスフラックスの大きさは、対流により成層が安定化された後の対流有効位置エネルギー (CAPE: Convective Available Potential Energy) の大きさが初期の状態の 15%⁵ 以下になるように決められる。ここでの CAPE [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] は、対流性上昇流の仮温度 T_v^u と環境場の仮温度 \bar{T}_v を用いて、以下のように定義する。

$$\text{CAPE} = \int_{z_{\text{LCL}}}^{z_{\text{ctop}}} g \left(\frac{T_v^u - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} \right) dz \quad (2.2.23)$$

T_v^u は (2.2.3) 式及び (2.2.7) 式を LCL の高度 z_{LCL} から鉛直積分することで計算する⁶。

CAPE が元の 15% 以下になるようなマスフラックスは繰り返し計算によって求められる。LCL における

⁵ MSM, LFM で使用されている KF スキームのデフォルト値であり、モデルの設定により変更は可能。

⁶ CAPE は通常、乾燥断熱・湿潤断熱減率で持ち上げる気塊に対して定義される (AMS Glossary など)。ここでの CAPE はエントレインメント、デトレインメントにより混合された (希釈された) 気塊を扱うため、“dilute CAPE” とも呼ばれる。

マスフラックス M_{u0} [$\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$] の第一推定値は以下の式で与えられる。

$$M_{u0} = 0.01\rho_{u\text{LCL}}w_{\text{one}} \quad (2.2.24)$$

ここで $\rho_{u\text{LCL}}$ は LCL における密度である。 w_{one} は LCL における対流性上昇流の速度で 1 m/s とする。0.01 は対流性上昇流が格子全体の面積の 1% を占めるという仮定に由来する。 M_{u0} と (2.2.3) 式、(2.2.7) 式から、LCL でのマスフラックスが M_{u0} の場合の対流性上昇流域の物理量のプロファイルが計算される。成層が安定化された後の ϕ の格子平均値 $\bar{\phi}_{\text{stabilized}}$ は、時刻 t_0 における ϕ の格子平均値を $\bar{\phi}_{\text{initial}}$ として、(2.2.11) 式を CAPE を消費する時間 τ_{lifetime} [s] の間、時間積分することで求められる。

$$\begin{aligned} \bar{\phi}_{\text{stabilized}} &= \bar{\phi}_{\text{initial}} \\ &+ \int_{t_0}^{t_0 + \tau_{\text{lifetime}}} \frac{1}{\rho} ((2.2.11) \text{ の右辺}) dt \end{aligned} \quad (2.2.25)$$

もし、成層安定化後の CAPE が元の CAPE の 15% を上回っていたら、LCL におけるマスフラックスを増加させ、再度 (2.2.3) 式、(2.2.7) 式の鉛直積分と (2.2.11) 式の時間積分を行う。このような繰り返し計算を経て、最終的な M_{u0} が決まる。KF スキームでは τ_{lifetime} は任意のパラメータであり、 τ_{lifetime} が小さいほどより短時間で CAPE を元の値の 15% まで減少させることになる。つまり、 τ_{lifetime} が小さいほど M_{u0} が大きくなり、積雲対流パラメタリゼーションによる成層安定化の効果が大きくなる。

対流性下降流のクロージャーについて、対流性下降流が開始する高度のマスフラックスの大きさは、対流性上昇流の雲底におけるマスフラックスに係数を掛けたもので計算される。係数は対流性下降流が発生する環境場の相対湿度の鉛直平均の関数で示され、環境場が湿っているほど対流性下降流のマスフラックスは小さくなる。

浅い対流

浅い対流について、LCL におけるマスフラックスは以下のように計算される (Kain 2004)。

$$M_{u0,\text{shallow}} = \frac{\text{TKE}_{\text{max}}}{k_0} \frac{\Delta p_{\text{parcel}}}{g\tau_{\text{lifetime}}} \quad (2.2.26)$$

ここで TKE_{max} 、 k_0 は乱流エネルギーの次元 [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$] を持つ任意のパラメータである⁷。 Δp_{parcel} [Pa] は LCL から 50 hPa 以内にある、最上のハーフレベルまでの層の厚さである。

⁷ Kain (2004) では、 TKE_{max} は雲底以下の乱流エネルギーの最大値としているが、asuca に実装された KF スキームでは定数としている。

(3) トリガー

トリガー過程では、積雲対流パラメタリゼーションが発動するかどうかの判別を成層の安定度に基づき、各鉛直カラムについて行う。KF スキームでは、トリガー過程は 2 ステップに分けて行われる。

まず、LCL まで持ち上げられた気塊が浮力を持つかどうかを判別する。浮力の判別に使う気塊の気温 T_{diag} は LCL まで持ち上げられた気塊の気温 T_{LCL} に正の摂動 $\Delta T'$ を加えたもので表される。

$$T_{\text{diag}} = T_{\text{LCL}} + \Delta T' \quad (2.2.27)$$

$\Delta T'$ の計算方法は、鉛直流・LCL の関数と相対湿度の関数の和 (成田 2008) で表したものの、地表面の乱流フラックスの関数で表したもの (第 2.2.3 項 (3)) と複数のオプションがあり、LFM が前者、MSM が後者を採用している。気塊の持ち上げを開始する高度は、地表から 300 hPa の層の範囲で探索を行う。まず、モデル最下層から 50 hPa の厚さで混合された大気を LCL まで断熱的に持ち上げ、 T_{LCL} を計算する。 $T_{\text{diag}} > \bar{T}$ を満たさない場合は、さらに上の層に移り、混合大気の持ち上げをやり直す。これらを $T_{\text{diag}} > \bar{T}$ を満たす層が見つかるまで繰り返す。条件を満たす層が見つからない場合は、そのカラムでは積雲対流パラメタリゼーションは発動しないと判別する。

$T_{\text{diag}} > \bar{T}$ が満たされたら次のステップとして、(2.2.3) 式、(2.2.7) 式を LCL から鉛直積分し、対流性上昇流域の物理量を計算し、それらをもとに CAPE を計算する。CAPE が正の値を持てば、そのカラムでは積雲対流パラメタリゼーションが発動すると判別する。

2.2.3 MSM における積雲対流パラメタリゼーションの設定

2017 年 2 月に MSM の予報モデルを asuca に更新した際 (以下、MSM1702) は、物理過程に多くの改良が加えられた。積雲対流パラメタリゼーションについても大規模な変更がなされた。ここでは MSM1702 における変更点を中心に、MSM における積雲対流パラメタリゼーションの設定について解説する。MSM1702 における改善の狙いは降水予測の問題の解決、特に強い降水の予測頻度過剰や海上における対流性の降水が少ない問題の軽減、環境場のバイアス減少などである。MSM1702 における積雲対流パラメタリゼーションの変更の基本的な方針は、積雲対流パラメタリゼーションの効果を大きくし成層の安定化を図ることとした。また、鉛直 1 次元モデルによる基礎実験で判明した不自然な挙動等もあわせて修正した。なお、以下では MSM1702 より 1 世代前の積雲対流パラメタリゼーションの設定 (2010 年 11 月更新) を MSM1011 と呼ぶ。第 2.2.2 項の解説の順に沿い、雲モデル、クロージャー、トリガーにおける設定について述べる。

(1) 雲モデル

エントレインメント率の見直し

エントレインメントが起こると、マスフラックスとしては大きくなるが、対流性上昇流域に対して冷たくて乾燥した空気を取り込むことになるため、対流性上昇流域での浮力は小さくなる。このことからエントレインメントの強さは、対流の深さや強さのプロファイルに大きく影響する。KF スキームでは、エントレインメントの強さは (2.2.16) 式の中にある対流域の半径 R の大小に敏感である。一般には R が大きく (小さく) になると、エントレインメント率は小さく (大きく) なり、その結果対流は深く (浅く) なり、KF スキームによる成層の安定化が働きやすく (働きのく) なることで、降水量が増加する (減少する) 傾向がある。また、 R の計算は、降水予測の上で問題となる振る舞いの軽減のために調整される変数としての側面もあった。

MSM1702 では、衛星観測プロダクトから得られる対流雲の雲頂高度との整合性から R を拘束することや、定式化のシンプル化を図り、 R を 750 m と一定値にする変更を行った (Matsubayashi et al. 2016)。MSM では、暖候期に南西から湿った空気が流れ込む際に地上で KF スキームが過剰に降水を生成してしまうことがある。MSM1702 より前は、この問題の対策として R を LCL の高さや格子スケールの鉛直流に依存させること等によるエントレインメント率のコントロールが行われてきた (成田 2008; 成田・森安 2010)。 R を通じたエントレインメント率のコントロールにより、KF スキームの深い対流による降水が発生しにくくなる一方で、 R の診断式が複雑化され、その物理的な解釈が困難になった。MSM1702 では、陸上での過剰な降水の制御はトリガーの改良で対応したことから R の複雑な定式化を廃止し、定数として扱うこととした。

KF スキームが生成した水物質の扱い

KF スキーム内で生成された水物質は、気温に応じて液相と固相に、凝結物の量に応じてその一部を降水に変換している。MSM1702 より前では、深い対流については、生成された降水はその積分時間間隔で地上に落下するものとし、降水フラックスの生成の形で表していた。MSM1702 では、MSM の物理過程での積分時間間隔 (100/3 s) で降水が全て地上に落下するのは非現実的と考え、KF スキームが生成した降水 (雨、雪、あられ) は生成された層の格子平均値に反映させるように変更された。また、KF スキームが生成した水物質のうち、雲水と雪が共存している場合は、その雪はあられとして格子平均場に反映させるようにした。さらに、雲微物理過程内で雲氷から変換された雪が、移流にともない下流に広がり過ぎることを防ぐため、KF スキームからデトレインされた雲氷は雪として格子平均値に反映させるようにした。

対流性下降流の扱い

KF スキームが生成した降水の扱いの変更に合わせて、対流性下降流の扱いも変更した。オリジナル及び MSM1702 より前の MSM での KF スキームでは、サブグリッドスケールの対流の振る舞いを、1 組の対流性上昇流、対流性下降流で代表させており、降水の再蒸発や融解は対流性下降流で計算している。前述のように、MSM1702 では、KF スキームが生成した降水は格子スケールの値に引き渡されるようになった。このことで、積雲対流パラメタリゼーションが生成した水物質による引きずり下ろしの効果や、降水の再蒸発や融解を雲微物理過程で計算するようになった。これらの計算の重複を避けるため、MSM1702 では対流性下降流を考慮しないように変更された。この変更は KF スキームにおける対流性下降流で計算していたものの一部を力学過程・雲微物理過程に担わせることにあたる。また、対流性下降流を停止すると $M^d = 0$ となるため、(2.2.11) 式における補償下降流の項が大きくなる。結果として、KF スキームの効果を強めることにも相当する。

(2) クロージャー

MSM1011 以前の KF スキームの設定では、CAPE を消費する時間 τ_{lifetime} は気塊が対流圏中層における風で格子を横切る時間で定義するようになっていた。しかし、実際は中緯度では下限値である 900 s を取る場合が多かった。また、積雲対流パラメタリゼーションによる成層不安定の解消が効果的に働くことが期待される低緯度において、風速が弱いことで τ_{lifetime} が中緯度より長くなる。成層不安定な低緯度で KF スキームの効果が弱くなるという、本来対流パラメタリゼーションに期待される挙動とは逆の振る舞いになっていた。MSM1702 では、コードの複雑さの回避と低緯度での振る舞いの改善、降水スコアの改善を意図して、深い対流、浅い対流ともに 600 s と一定値を取るよう修正した。また、浅い対流のクロージャーにおける TKE_{max} を $5 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ から $1 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ に変更した。これは、浅い対流の雲底マスフラックスが大きすぎる問題を修正するもので、この修正により補償下降流による下層の乾燥が軽減される他、深い対流と浅い対流の境目での雲底マスフラックスの不連続が軽減される。

(3) トリガー

気温摂動

MSM1011 以前は、海上での積雲対流パラメタリゼーションの効果が小さく、陸上で効果が大きくなっていた。その原因の一つとして、鉛直流の大きさに依存した気温摂動が挙げられる。Kain (2004) 及び MSM1011 での KF スキームでは、LCL における格子スケールの鉛直流が大きいほど、気温摂動が大きくなる定式化になっている。この定式化は格子スケールの風速場が対流の発生に与える作用が弱いという問題を補うために

KFスキームに導入されたものであるが、暖候期に南西の海上から暖湿流が日本に入り込むときに、鉛直流の小さい海上ではKFスキームが発動しにくく、陸上で地形による強制に伴う上昇流により過剰にKFスキームが発動するという副作用も含まれていた。

MSM1702では(2.2.27)式における気温摂動 $\Delta T'$ を以下に示す地表面の乱流に伴う浮力フラックスの関数で表す。

$$\Delta T' = \max [A_{\text{plume}}, \min [B_{\text{plume}}\sigma_{T_v}, G_{\text{max}}z_h]] \Pi \quad (2.2.28)$$

$$\sigma_{T_v} = 1.93 \overline{w'\theta'_{vs}} / w_m \quad (2.2.29)$$

$$w_m^3 = u_*^3 + 0.25 z_h \overline{w'b'_s} \quad (2.2.30)$$

ここで Π , z_h [m], u_* [m/s], $\overline{w'b'_s}$ [$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$] はそれぞれエクスター関数、境界層の高さ、摩擦速度、地表面における浮力フラックスである。 A_{plume} , B_{plume} , G_{max} は経験的なパラメータでそれぞれ $A_{\text{plume}} = 0.2$ [K], $B_{\text{plume}} = 3.26$, $G_{\text{max}} = 10^{-3}$ [K m^{-1}] としている。

これらの変更により、海上で積雲対流パラメタリゼーションの発動頻度が増加するとともに、陸上の沿岸での積雲対流パラメタリゼーションの発動に伴う過剰な降水が軽減される効果を狙う。MSM1702より前では、海上での格子スケールの降水の集中の軽減を目的に、相対湿度に依存した気温摂動が考慮されていたが、浮力フラックスに依存した摂動でも格子スケールの降水の集中の軽減が達成できるため、MSM1702では相対湿度依存の気温摂動は廃止された。

また、MSM1702より前では、積雲対流パラメタリゼーションの計算は5分ごとに行っており、毎ステップにおける積雲対流パラメタリゼーションに伴う熱と水の時間変化率も5分間は一定値を使用していた。MSM1702では、環境場の変化に積雲対流パラメタリゼーションが早く応答することを狙い、これを毎ステップ診断し直すように変更した。

MSM1702における対流パラメタリゼーション変更のインパクト1：前線に伴う降水の例

MSM1702における変更の効果が降水予測や加熱率に表れている事例を図2.2.2に示す。以下では、MSM1702から積雲対流パラメタリゼーションの設定をMSM1011相当のものに戻した場合の予測結果をMSM1011Cuと呼ぶ。この事例では、前線や低気圧に向かって暖かく湿った空気が流入し、西日本を中心に北日本にかけて大雨となった。また、佐賀県、福岡県、長崎県では大雨特別警報が発表された。MSM1011Cuでは、東シナ海から九州北部にかけて、細く伸びる強い降水(100 mm/3hを超える)が予測されており、解析雨量に比べて降水の面積は狭くピークは過大となっている。MSM1702では、降水のピークはMSM1011Cuよりも弱く、また、

1 mm/3h以上の降水が海上にも広がっている。結果として、降水分布がMSM1011Cuよりも平滑化されたような形になる。これは、海上でも積雲対流パラメタリゼーションの効果が大きく働くようになったことに由来する。MSM1702での変更は降水予測だけでなく、大気加熱率にも大きな影響を与える。図2.2.3は、図2.2.2の事例における、九州の西の海上での各過程による温位の時間変化率のプロファイルを示している⁸。MSM1702では、積雲対流パラメタリゼーションによる加熱率がMSM1011Cuのそれよりも大きく、高度によっては倍以上になっている。これは海上での積雲対流パラメタリゼーションの発動増加や、補償下降流による加熱率が増加したことに起因している。また、積雲対流パラメタリゼーションの特性の変化は、雲微物理過程にも影響を及ぼす。MSM1011Cuでは、雲微物理過程による加熱率が対流圏全体で正だったものが、MSM1702の設定では5000 m付近を境にそれより下層では冷却、上層では加熱となっている。対流圏上層においても雲微物理過程による加熱率はMSM1702の方がMSM1011Cuより小さい。これは、積雲対流パラメタリゼーションから雲微物理過程に降水が渡されるようになったため、雲微物理過程側での蒸発量が増えたことに起因すると考えられる。

MSM1702における対流パラメタリゼーション変更のインパクト2：台風の例

MSM1702での積雲対流パラメタリゼーションの変更の効果は、低緯度でより顕著に表れる。図2.2.4は、上層寒冷渦により大気が不安定化し、沖縄・奄美で猛烈な雨が観測された事例を対象とするMSMの降水予測について、積雲対流パラメタリゼーションの設定による違いを示したものである。MSM1011Cuでは局所的な降水の集中や1 mm/3hの降水のまばらな分布が見られるのに対し、MSM1702では沖縄・奄美や九州の南海上でMSM1011Cuよりも降水分布が平滑化されている様子が顕著である。一方、予測された降水量は解析雨量に対して過小評価となる。九州の南の海上の加熱率のプロファイル(図2.2.5)においても、MSM1702では図2.2.3で見られたような、積雲対流パラメタリゼーションによる加熱率の増加、雲微物理過程による冷却率の増加が顕著である。また、トータルの加熱率としても、MSM1702では下層での加熱が小さく、対流圏上層の加熱が大きくなっており、KFスキームにより成層を安定化させている効果が顕著に表れている。

2.2.4 LFMにおける積雲対流パラメタリゼーションの設定

LFMで採用されている積雲対流パラメタリゼーションは、MSM1011での設定を基に、対流の立ち上がりの

⁸ 観測もなく、パラメタリゼーションの仮定や考え方にも依存するため、どちらのプロファイルが正しいかはここでは議論の対象としない。

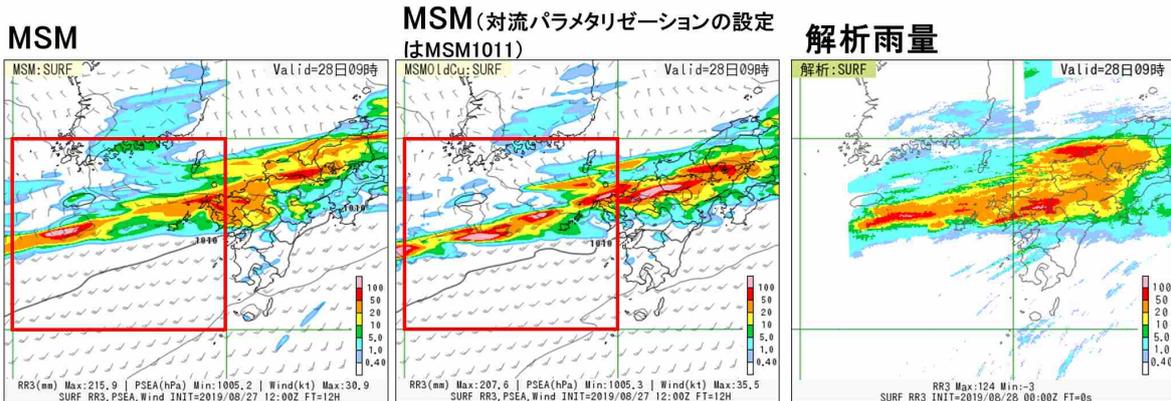


図 2.2.2 2019 年 8 月 28 日 09JST を対象とした前 3 時間雨量 [mm/3h]。(左) MSM、(中) MSM、ただし積雲対流パラメタリゼーションの設定は MSM1011、(右) 解析雨量。MSM の初期値は 2019 年 8 月 27 日 12UTC。図中の赤枠は、図 2.2.3 において、鉛直プロファイルを計算する領域を示す。

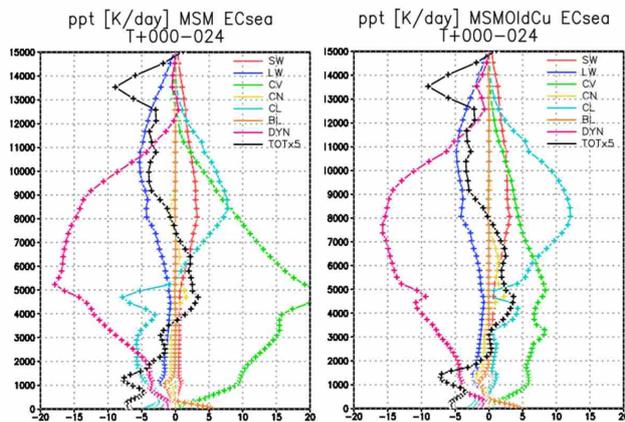


図 2.2.3 2019 年 8 月 27 日 12UTC 初期値 MSM における、図 2.2.2 の赤枠 (30°N - 35°N, 125°E - 130°E) 内で平均した FT=0-24 の積算加熱率のプロファイル [K day⁻¹]。(左) MSM、(右) MSM、ただし積雲対流パラメタリゼーションの設定は MSM1011。赤：短波放射 (SW)、青：長波放射 (LW)、緑：積雲 (CV)、黄：力学過程内の部分雲過程 (CN)、水：雲微物理 (CL)、マゼンタ：力学 (DYN)、茶：境界層 (BL) 及び、黒：トータル (TOT) の加熱率を示す。図の見やすさのため、トータルの加熱率は実際の値を 5 倍して表示している。

パラメタリゼーションとしての効果を狙って、クロージャーとトリガーを以下のように設定している。このことで、積雲対流パラメタリゼーションを用いない場合に比べ、予報初期の降水の表現が向上する。

(1) クロージャー

積雲対流パラメタリゼーションによる加熱により、その後の格子スケールの鉛直流を発生させることで、降水を生成させる。ただし、積雲対流スキームの効果が過度に発動し、早期に成層が安定化されるのを防ぐため、CAPE を消費する時間を浅い対流、深い対流とも

に 3600 s と、MSM のそれよりも 6 倍長く設定する。これにより、パラメタリゼーションによる時間変化率を小さくし、その効果を弱く作用させる。

(2) トリガー

環境場の変化に積雲対流パラメタリゼーションが早く応答することを狙い、MSM1702 同様、積雲対流パラメタリゼーション発動の判別、時間変化率の計算を毎ステップ診断する。

LFM における積雲対流パラメタリゼーションの効果を示す例として、2019 年 8 月 1 日午後の不安定降水の事例を図 2.2.6 に示す。この事例では、実況では四国や近畿地方、中部地方の山沿いを中心に不安定降水が観測されており、LFM は降水の発生と広がりを予報初期 (FT=1) から捉えている。一方、積雲対流パラメタリゼーションを用いない場合は、FT=1 では、四国の山沿いや、愛知県から静岡県にかけての山沿いの弱い降水の広がりが予測されておらず、降水発生が遅れが見られる。FT=2 になると、積雲対流パラメタリゼーションを用いない場合でも降水が予測されるようになるが、降水域の広がりは解析雨量や LFM に比べて狭い。

2.2.5 まとめ及び今後の課題

MSM の予報モデルの JMA-NHM への更新以降、KF スキームを基にした積雲対流パラメタリゼーションが雲微物理過程とあわせて使用されるようになった。MSM の高解像度化や、予報モデルの asuca への更新とともに、積雲対流パラメタリゼーションも継続的に改良が施され、降水をはじめとする予測精度向上に貢献している。MSM よりもさらに高解像度で、対流に伴う現象の一部を解像している LFM においても、対流の立ち上がり効果を狙った積雲対流パラメタリゼーションが利用されている。

MSM、LFM の降水予測精度は継続的に向上してい

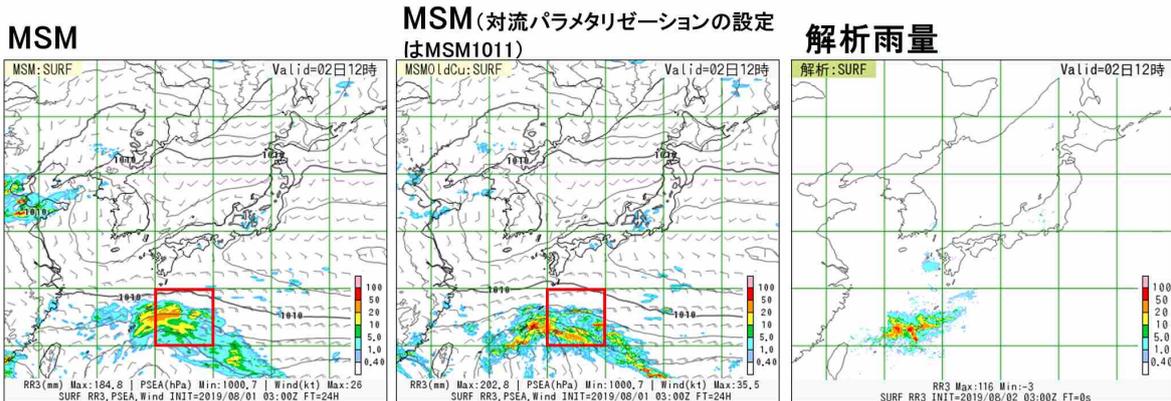


図 2.2.4 図 2.2.2 と同じ。ただし、対象時刻は 2019 年 8 月 2 日 12JST、MSM の初期値は 2019 年 8 月 1 日 03UTC。

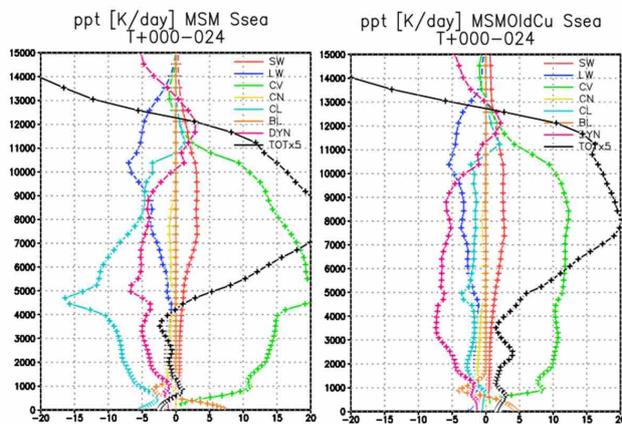


図 2.2.5 図 2.2.3 と同じ。ただし、平均領域は (25°N–30°N, 130°E – 135°E)、MSM の初期値は 2019 年 8 月 1 日 03UTC。

るものの、豪雨等顕著現象について、場所や時刻を精度良く予測することは難しい。また、水平格子間隔が数 km 程度の高解像度の領域モデルにおいても、依然として積雲対流パラメタリゼーションの予測精度への影響は大きい。さらに、水平格子間隔 1 km でも積雲対流は十分には解像できないと言われており (Bryan et al. 2003)、今後も積雲対流パラメタリゼーションの研究開発は必要となる。以下では、主に顕著現象予測の観点での、MSM, LFM、さらに将来の高解像度モデルにおける積雲対流パラメタリゼーションの課題について述べる。

(1) 顕著事例における降水の表現

第 1.2 節でも言及した通り、気象庁における高解像度領域モデルにおいては、線状降水帯等のメソ β スケールのメソ対流系に伴う顕著現象の予測精度向上が重要な課題となっている。MSM では対流セルの風下への移流に伴う線状の降水系の表現が困難である。LFM は

線状の降水がある程度表現されるものの、降水量を過大評価する傾向がある他、強い降水の発生する位置の絞り込み、持続時間の予測は難しい。積雲対流パラメタリゼーション開発の文脈でこの課題について述べると、MSM の場合は積雲対流パラメタリゼーションが成層状態に応じて鉛直一次元的に過剰に応答している可能性を、LFM の場合は格子スケールの対流と対流の立ち上がりのパラメタリゼーションの併用では、対流の発生や発達過程、対流に伴う成層の安定化を十分実現できていない可能性を示しているとも言える。MSM の問題については、顕著事例の表現の観点からの KF スキームの発動のさせ方やその強さの再検討を行う必要があり、現在調査を進めているところである。また、今後、Randall and Pan (1993), Willett and Whiteall (2017), McTaggart-Cowan et al. (2019) のような積雲対流パラメタリゼーションに関連する変数の予報変数化や移流の効果の導入等も検討の余地がある。LFM の問題については、後述の高解像度化に伴う対応と合わせて、解決策を模索する必要がある。

(2) 環境場の系統誤差

水蒸気の分布や成層、循環場といった環境場は対流の発生やその位置、強さに影響を与える。一方で、積雲対流パラメタリゼーションもまた、熱・水の鉛直輸送、雲放射過程との相互作用を通じて環境場の形成に大きな影響を与える (Saunders et al. 2019 など)。エントレインメント・デトレインメントの強さは、格子平均の加熱率・加湿率の鉛直プロファイルを通じ、モデルの成層状態の表現やその系統誤差に大きな影響を与える。また、雲から降水への変換等の積雲対流パラメタリゼーション内の雲微物理過程も加熱率・加湿率の鉛直プロファイルの変化、雲放射過程を通じ環境場の系統誤差に大きな影響を与える (氏家・下河邊 2019)。これらの課題は、積雲対流パラメタリゼーション単体で解決できる問題ではないため、他の過程とのバランスを取りながら系統誤差軽減に向けた開発を進めてい

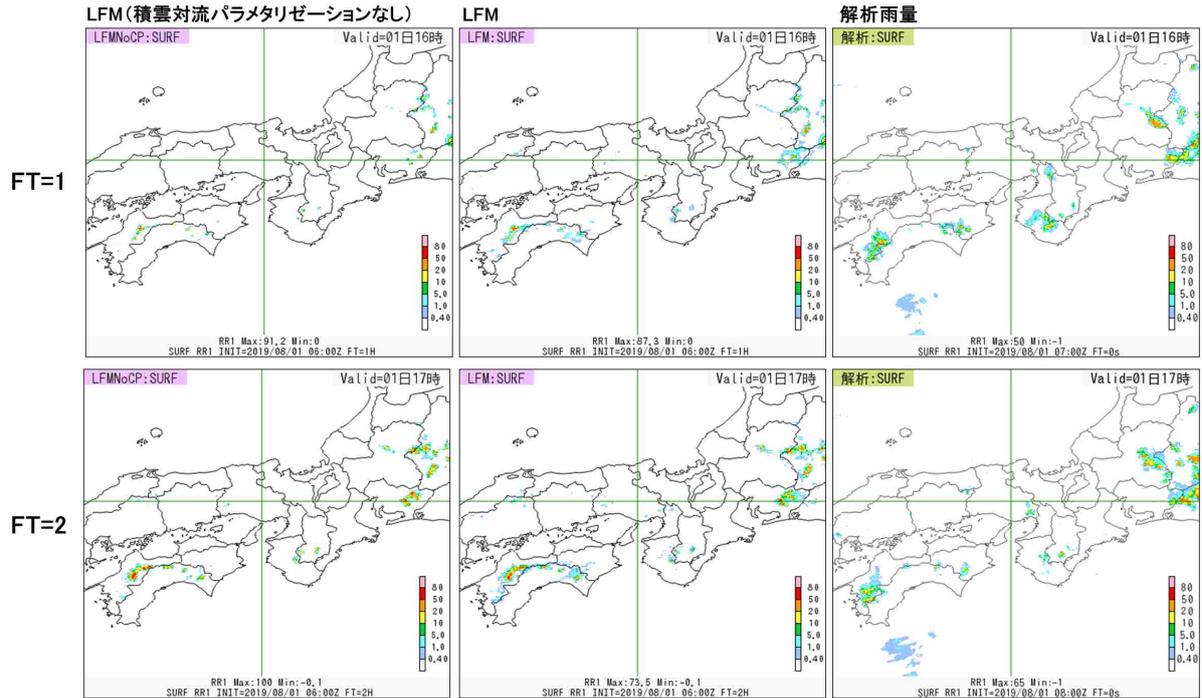


図 2.2.6 2019 年 8 月 1 日 16JST (上段)、17JST (下段) を対象とした前 1 時間雨量 [mm/h]。LFM の初期値は 2019 年 8 月 1 日 06UTC。(左) LFM、ただし積雲対流パラメタリゼーションなし (中) LFM、(右) 解析雨量。

く必要がある。

(3) 高解像度化への対応

対流の一部を解像する高解像度モデルにおける問題として知られている、降水量の過大評価の問題 (強い降水域の集中など) や、対流の発生の遅れの問題への対処としての積雲対流に関わる過程のパラメタリゼーションが必要となる。

KF スキームは中緯度のメソ対流系のシミュレーションを念頭に開発された (山田 2003; 成田 2008) が、スキームの概念や雲モデルは全球モデルで採用されているマスフラックス型の積雲対流パラメタリゼーションと同様、格子内に占める対流域の面積の割合は十分小さいことを仮定している⁹。一方、このような仮定は水平格子間隔 5 km 以下のモデルではすでに成り立たなくなっている。また、この仮定においては、対流性上昇流に伴う補償下降流は格子内で閉じるが、実際は格子サイズが小さくなるほど、補償下降流は格子内で閉じなくなる。

このことは対流における「grey zone 問題」とも関連している。grey zone とは、熱・水・運動量の輸送の一部をモデルが直接解像し、パラメタリゼーションでも一

部表現されるような状況を指す。grey zone 問題とは、grey zone において、モデルが解像する輸送とパラメタライズする輸送を水平格子間隔に応じてどのように適切に振り分けるか (「scale-adaptive であるか」とも呼ばれる) という問題を指す。(Tomassini et al. 2017)。grey zone は対流、境界層、地形等の各過程に存在し、水平格子間隔が 1 km ~ 10 km のオーダーは対流における grey zone と言われる (Arakawa and Wu 2013; Lancz et al. 2018 など)。現在の主なマスフラックス型の積雲対流パラメタリゼーションは、grey zone にある水平格子間隔において水平格子間隔の変化に対する振る舞いの変化が小さく、scale-adaptive でないことが指摘されている (Tomassini et al. 2017)。MSM, LFM を含む多くの領域数値予報モデルは対流の grey zone の真ただ中にあり、grey zone に対応した積雲対流パラメタリゼーションのあり方が世界的に見ても大きな課題となっている。

積雲パラメタリゼーションの仮定の高解像度モデルにおける破綻や grey zone 問題への対処として、対流域の面積を考慮する手法 (Arakawa and Wu 2013; Park 2014)、補償下降流を力学過程で扱う形の積雲対流パラメタリゼーションが提案されており、すでに現実大気をシミュレートするような数値予報モデルでのテスト結果も報告されている (Kuell et al. 2007; Malardel and Bechtold 2019)。LFM で見られるような、強い降水の集中の問題の解決策としては未知数だが、将来の選択肢のひとつとして考えられる。

⁹ ECMWF の全球モデル IFS(Tiedtke 1993)、英国気象局の全球領域統一モデル UM(Gregory and Rowntree 1990)、NCAR のコミュニティモデル CAM(Zhang and McFarlane 1995; Neale et al. 2010) 等、主要な全球モデルではこの仮定に基づくマスフラックス型の積雲対流パラメタリゼーションを採用している。

また、別のアプローチとして、エントレインメント・デトレインメントのような水平混合過程をパラメタリゼーションとして扱う方向性もある。乱流に伴うエントレインメント・デトレインメントは対流域と環境場の混合により浮力を減少させることで、上昇流を抑制する役割がある。一方、乱流に伴うエントレインメント・デトレインメントは1 km以下の水平格子間隔であっても解像することはできない。高解像度モデルにおいて、格子スケールの対流を表現するためには、何らかの形で水平混合を表すことが必要であると考えられる。Hanley et al. (2019) は、サブグリッドスケールの混合の考慮により、降水予測の過大評価が軽減されることを報告している。また、JMA-NHM 及び asuca の開発においても水平拡散が降水予測に与える影響が大きいということを経験している(河野ほか 2014)。asuca では、人為的な数値拡散は可能な限り導入しない方針をとっているが、物理過程のパラメタリゼーションとしての水平拡散については検討の価値はある。今後、テスト用に水平拡散スキームを実装し、その影響について調査を進める予定である。

高解像度モデルにおける積雲対流パラメタリゼーションについては、KF スキームを含むこれまでのマスマックス型の積雲対流パラメタリゼーションとは異なるアプローチを取らなければならない。これらは研究としても最先端であるため、最新の動向¹⁰をフォローすること、有望な手法と思われるものについては早期にテストできるよう、研究開発環境・体制を整えていくことが今後必要となる。

参考文献

- Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974: Interaction of a Cumulus Cloud Ensemble with the Large-Scale Environment, Part I. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 674–701.
- Arakawa, A. and C-M. Wu, 2013: A Unified Representation of Deep Moist Convection in Numerical Modeling of the Atmosphere. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 1977–1992.
- 荒波恒平, 原旅人, 2006: モデルの変更点. 平成 18 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 55–58.
- Bryan, G. H., J. C. Wyngaard, and J. M. Fritsch, 2003: Resolution Requirements for the Simulation of Deep Moist Convection. *Mon. Wea. Rev.*, **131**, 2394–2416.
- 永戸久喜, 藤田匡, 原旅人, 2012: 局地モデルの本運用.

¹⁰ 例えば、Grey Zone Project(<https://www.metoffice.gov.uk/research/approach/collaboration/grey-zone-project>) と呼ばれる grey zone 問題の解決を目的とした特別観測や各種モデル相互比較の国際プロジェクトが進行している。気象庁もモデル相互比較に参加している。

- 平成 24 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 72–86.
- 藤田司, 2004: 非静力学メソ数値予報モデルの概要. 平成 16 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1–9.
- Gregory, D. and P. R. Rowntree, 1990: A Mass Flux Convection Scheme with Representation of Cloud Ensemble Characteristics and Stability-Dependent Closure. *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1483–1506.
- Hanley, K., M. Whitall, A. Stirling, and P. Clark, 2019: Modifications to the representation of sub-grid mixing in kilometre-scale versions of the Unified Model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*
- 原旅人, 2012: 物理過程ライブラリの開発. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 205–208.
- 原旅人, 2017: メソ数値予報システムの改良の概要. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 42–47.
- 石田純一, 2005: 新モデルの特徴. 平成 17 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 14–17.
- Kain, J. S., 2004: The Kain-Fritsch convective parameterization: An update. *J. Appl. Meteor.*, **43**, 170–181.
- Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1990: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784–2802.
- 河野耕平, 原旅人, 2014: LFM としての asuca の特性. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 108–117.
- 河野耕平, 松林健吾, 倉橋永, 2014: 局地モデルとしての現状. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 113–120.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations. *Meteorol. Monogr.*, **10(32)**, 1–84.
- 気象庁予報部, 2014: 次世代非静力学モデル asuca. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 151pp.
- Kueller, V., A. Gassmann, and A. Bott, 2007: Towards a new hybrid cumulus parametrization scheme for use in non-hydrostatic weather prediction models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**, 479–490.
- 隈健一, 1996: 積雲対流のパラメタリゼーション. 数値予報課報告・別冊第 42 号, 気象庁予報部, 30–47.
- Lancz, Dávid, Balázs Szintai, and Rachel Honnert, 2018: Modification of a Parametrization of Shallow Convection in the Grey Zone Using a Mesoscale Model. *Bound.-Layer Meteor.*, **169**, 483–503.
- Malardel, S. and P. Bechtold, 2019: The coupling of deep convection with the resolved flow via the divergence of mass flux in the IFS. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **145**, 1832–1845.

- 萬納寺信崇, 2000: 領域モデル (RSM, MSM, TYM). 平成 12 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 23–27.
- Matsubayashi, K., K. Aranami T. Hara, and K. Kawano, 2016: An update of convection scheme in 5km resolution operational system. *Extended Abstracts of the 4th International Workshop on Non-hydrostatic Numerical Models*, 20–21.
- McTaggart-Cowan, R., P. A. Vaillancourt, A. Zadra, L. Separovic, S. Corvec, and D. Kirshbaum, 2019: A Lagrangian Perspective on Parameterizing Deep Convection. *Mon. Wea. Rev.*, **147**, 4127–4149.
- 成田正巳, 2008: Kain-Fritsch スキームの改良とパラメータの調整. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 103–111.
- 成田正巳, 森安聡嗣, 2010: メソモデルの対流スキームの変更. 平成 22 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 53–61.
- Neale, R. B., J. H. Richter, A. J. Conley, S. Park, P. H. Lauritzen, A. Gettelman, D. L. Williamson, P. J. Rasch, S. J. Vavrus, M. A. Taylor, W. D. Collins, M. Zhang, and S-J Lin, 2010: Description of the NCAR Community Atmosphere Model (CAM 4.0). *NCAR Tech. Note 485*, 212pp.
- Park, S., 2014: A Unified Convection Scheme (UNICON). Part I: Formulation. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 3902–3930.
- Randall, D. and D.-M. Pan, 1993: Implementation of the Arakawa-Schubert cumulus parameterization with a prognostic closure. *The representation of cumulus convection in numerical models, AMS Meteorological Monograph Series*, **46**, 137–144.
- Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda, 2007: Nonhydrostatic Atmospheric Models and Operational Development at JMA. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 271–304.
- Saito, K., T. Fujita, Y. Yamada, J. Ishida, Y. Kumagai, K. Aranami, S. Ohmori, R. Nagasawa, S. Kumagai, C. Muroi, T. Kato, H. Eito, and Y. Yamazaki, 2006: The Operational JMA Nonhydrostatic Mesoscale Model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1266–1298.
- Saunders, P., Y. Yu, and Z. Pu, 2019: Sensitivity of Numerical Simulations of Hurricane Joaquin (2015) to Cumulus Parameterization Schemes: Implications for Processes Controlling a Hairpin Turn in the Track. *J. Meteor. Soc. Japan*, **97**, 577–595.
- 瀬古弘, 2010: 中緯度のメソ β スケール線状降水系の形態と維持機構に関する研究. 気象庁研究時報, **62**, 1–74.
- Simpson, J., 1983: Cumulus clouds: Interactions between laboratory experiments and observations as foundations for models. *Mesoscale Meteorology*, 399–412.
- Tiedtke, M., 1993: Representation of Clouds in Large-Scale Models. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040–3061.
- Tomassini, L., P. R. Field, R. Honnert, S. Malardel, R. McTaggart-Cowan, K. Saitou, A. T. Noda, and A. Seifert, 2017: The “Grey Zone” cold air outbreak global model intercomparison: A cross evaluation using large-eddy simulations. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **9**, 39–64.
- 氏家将志, 下河邊明, 2019: 積雲対流. 数値予報課報告・別冊第 65 号, 気象庁予報部, 39–53.
- Vosper, S., 2015: UK models, resolution and physical parametrizations. *MOSAC paper 20.18*, 1–9.
- Willett, M. R. and M. A. Whiteall, 2017: A Simple Prognostic based Convective Entrainment Rate for the Unified Model: Description and Tests. *Forecasting Research Technical Report*, **617**, 1–52.
- 山田芳則, 2003: Kain-Fritsch 対流パラメタリゼーションの簡単な紹介. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 84–89.
- 吉崎正憲, 加藤輝之, 2007: 豪雨・豪雪の気象学. 朝倉書店, 187 pp.
- Zhang, G. J. and N. A. McFarlane, 1995: Sensitivity of climate simulations to the parameterization of cumulus convection in the Canadian Climate Centre general circulation model. *Atmosphere-Ocean*, **33**, 407–446.

2.3 雲過程¹

2.3.1 はじめに

大気中の水はさまざまな相（固相、液相、気相）を取り、さらに、固相及び液相においては粒子の大きさや形状等で特徴付けられるさまざまな形態で存在している。大気中の水が相変化したり、水の粒子の成長や落下、種別の異なる粒子が併合されることによって、大気中の雲の分布や、地上に落下する降水量が決まる。また、水の相変化に伴う潜熱の放出は浮力を発生させ、対流の成長や衰退に大きな影響を与える。

数値予報モデルにおいて、水の各相の格子内の質量や粒子の数の変化を計算する過程は雲微物理過程と呼ばれる。雲微物理過程は対流を伴う顕著現象の予測にとって重要な役割を果たす。メソスケールの現象をシミュレートする数値予報モデルにおける雲微物理過程では、水の形態を雲水、雲氷、雨、雪、あられといったカテゴリーに分割し、格子平均でのそれぞれのカテゴリー間の量（質量や粒子数）の変化を計算する、バルク法と呼ばれる手法が主に使用される。バルク法の雲微物理過程では、粒径（粒子の直径）ごとの雲の粒子数が、カテゴリーごとに異なる分布関数（粒径分布）に従うことを仮定する。また、ある過程による質量等の時間変化率を粒径の関数で定式化し、それを粒径分布関数で重み付けして平均することで、格子平均での時間変化率が計算される。バルク法のうち、特に予報変数として質量（混合比）を予測するものを1モーメント（Lin et al. 1983; Rutledge and Hobbs 1984 など）、質量と数濃度を予測するものを2モーメント（Murakami 1990; Ferrier 1994 など）のスキームと呼ぶ。

また、相変化の表現に加えて、雲の格子内の不均一性を取り扱う必要がある。凝結等の雲水・雲氷の生成過程について、モデルの格子ごとの値は、格子内の平均値であるため、格子平均の水蒸気が飽和していなくても、実際には格子内の一部では凝結が始まっていると考えられる。特に低解像度の数値予報モデルでは、水蒸気が雲水・雲氷に凝結・昇華する過程について、格子内の不均一性を考慮する必要がある。以下、このような過程を部分雲過程と呼ぶ。

以下、本稿では便宜的に「雲微物理過程」と「部分雲過程」をまとめて「雲過程」と呼ぶ。

気象庁のメソモデル (MSM) においては、水平格子間隔 10 km 静力学 MSM では、領域モデル (RSM) と同様、大規模凝結過程が降水過程として使われていた (萬納寺 2000)。MSM の予報モデルが気象庁非静力学モデル (JMA-NHM; Saito et al. 2006; Saito et al. 2007) に更新された際は、雲過程として1モーメントのバルク法に基づく雲微物理過程と、部分雲を考慮しない凝結過程である飽和調節が使われるようになった (藤田

2004)。この当時の気象庁非静力学モデルにおける雲微物理過程は、山田 (2003)、成田 (2008) で詳しい解説がなされている。MSM については、2009 年に雲氷について2モーメント化がなされた (成田 2009)。また、JMA-NHM に実装されていた雲微物理過程は、物理過程を3次元の大気モデルから独立させたライブラリである「物理過程ライブラリ」(原 2012) に移植され、新しい非静力学モデル asuca (気象庁予報部 2014) の物理過程として利用されるようになった。さらに、2017 年2月に MSM の予報モデルが JMA-NHM から asuca に更新された (以下、MSM1702 と呼ぶ) 際には、必要な複雑さの範囲でスキームをシンプル化する観点から再び1モーメントの雲微物理過程が採用された。また、粒径分布や素過程に多数の変更が加えられた他、部分雲過程を考慮するようになった (原 2017)。

本節では、本稿執筆時点 (2019 年 12 月) での MSM、LFM における雲過程のうち、特に MSM1702 で採用されている設定について解説する²。第 2.3.2 項ではバルク法雲微物理過程、第 2.3.3 項では部分雲過程について、それぞれ解説したのち、第 2.3.4 項でまとめと今後の課題について述べる。

2.3.2 バルク法雲微物理過程

(1) 概要

MSM, LFM では、Lin et al. (1983) に基づく1モーメントのバルク法雲微物理過程を採用している。この過程では、水蒸気の混合比と液相、固相の水として雲水、雲氷、雨、雪、あられの混合比を予報変数に持つ。以下では、水の混合比を q_x と表現する。下付き文字の x は水のカテゴリーを表し $x = v, c, r, i, s, g$ はそれぞれ、水蒸気、雲水、雨、雲氷、雪、あられを表す。MSM で採用されている雲微物理過程では図 2.3.1 のように、30 以上の過程 (以下、素過程と呼ぶ) により、カテゴリー間の水の変化や、相変化に伴う非断熱加熱を計算する。図 2.3.1 で使用されている表記のリストについては、表 2.3.1 を参照されたい。

バルク法の雲微物理過程では、一部の素過程 (氷晶核の形成や雲から降水への変換等) は経験的な関数でパラメタライズされているものの、多くの素過程の定式化は、雲の粒径がわかると直接計算できるものとなっている。これらをカテゴリーごとに仮定した粒径の分布関数と合わせることで、各素過程による格子平均の水物質の混合比や数濃度の時間変化率が計算される。

例えば、粒径が D [m] であるカテゴリー x の水の粒子の質量 $m_x(D)$ について、ある素過程による $m_x(D)$ の時間変化率が $\frac{dm_x(D)}{dt}$ で表されるとする。また、粒径の分布関数 $n_x(D)$ [m^{-4}] を設定し、粒径が D から $D+dD$ の

² LFM の雲過程の設定は、2008 年時点での MSM の設定に概ね準拠している。山田 (2003) 及び成田 (2008) に解説があるため、紙面の都合から LFM の雲過程の設定については本節では割愛する。

¹ 氏家 将志

範囲にある単位体積あたりの粒子数が $n_x(D)dD$ で表せるとする。この場合、格子平均での混合比 q_x [kg kg⁻¹] 及びその時間変化率は、それぞれ $m_x(D)$ 及び $\frac{dm_x(D)}{dt}$ に分布関数をかけて積分した量に比例する形で表される。

$$q_x = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty m_x(D)n_x(D)dD \quad (2.3.1)$$

$$\frac{dq_x}{dt} = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty \frac{dm_x(D)}{dt} n_x(D) dD \quad (2.3.2)$$

ここで、 ρ_a は、大気密度 [kg m⁻³] である。

また、数濃度 N_x [m⁻³] は、 $n_x(D)$ の積分で定義される。

$$N_x = \int_0^\infty n_x(D) dD \quad (2.3.3)$$

このため、雲微物理過程の精度は、素過程の精緻さに加え、仮定する粒径分布関数の妥当性にも依存する。また、後述するような、各物理量（質量、落下速度等）と粒径の関係の妥当性にも依存する。

MSM1702 における雲微物理過程の変更では、特に以下の点について変更が加えられている。

1. 雨、雪、氷の粒径分布関数
2. 質量-粒径関係
3. 落下速度-粒径関係、落下過程の計算
4. 数値計算手法

1. から 3. は主に雲の表現の向上を狙ったもの、3. の落下過程の計算と 4. は計算安定性向上を狙ったものである。以下では、これらの変更後の概要について解説する。なお、各水物質における粒径分布関数や、質量-粒径、落下速度-粒径関係に関連するパラメータについては、表 2.3.2 にまとめて示す。

(2) 質量-粒径関係

質量-粒径関係はカテゴリ x の粒子の質量 m_x [kg] を粒径 D の関数で表したもので、格子平均の混合比の計算や、質量重み付け平均した格子平均値の計算で用いられる。雲水、雨、あられに対しては、粒子が球であることを仮定する。また、粒子の密度が一定 (ρ_x) であることを仮定すると、これらの粒子に対する質量-粒径関係は以下のように与えられる。

$$m_x(D) = \frac{\pi}{6} \rho_x D^3 \quad (2.3.4)$$

雲水、雪については、粒子が球形であることを仮定せず、質量を粒径のべき乗で表す。

$$m_x(D) = a_x D^{b_x} \quad (2.3.5)$$

ここで a_x , b_x はそれぞれ、雪、氷ともに 0.0185 [kg m^{-1.9}], 1.9 である (Brown and Francis 1995)。

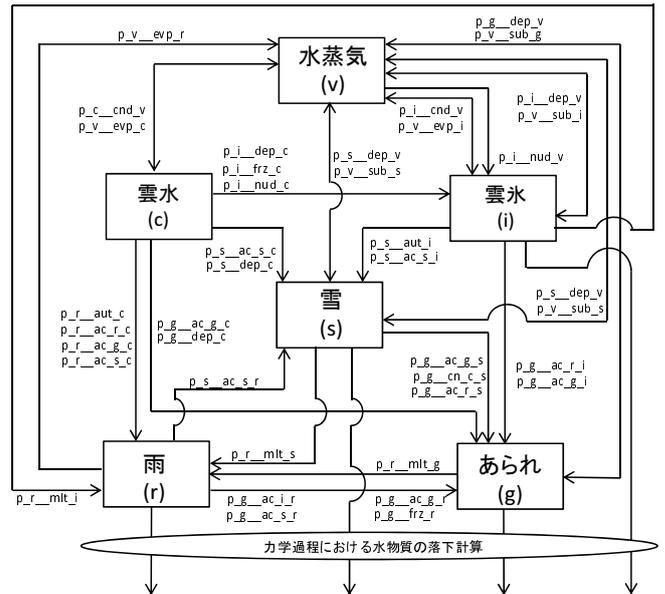


図 2.3.1 MSM1702 の雲微物理過程で考慮している素過程の模式図。図中の表記については表 2.3.1 を参照。

表 2.3.1 図 2.3.1 における各素過程の表記方法

表記	記述
生成項	
p-a-ppp-b	過程 ppp によって、カテゴリ a がカテゴリ b に変換される項
p-a-ppp-a-b	過程 ppp によって、カテゴリ a がカテゴリ b を併合して成長する項
p-a-ppp-b-c	過程 ppp によって、カテゴリ b がカテゴリ c を併合して、カテゴリ a が生成される項
水のカテゴリの表記	
v	水蒸気
c	雲水
r	雨
i	雲水
s	雪
g	あられ
過程 (ppp)	
evp	蒸発 (Evaporation)
cnd	凝結 (Condensation)
aut, cn	変換 (Conversion)
ac	衝突併合 (Accretion)
mlt	融解 (Melting)
nud	核形成 (Nucleation)
dep	拡散成長 (Deposition)
sub	昇華 (Sublimation)
frz	凍結 (Freezing)

(3) 粒径分布関数

雲氷, あられ

雲氷、あられに対する粒径分布関数は指数関数を仮定する。

$$n_x(D) = N_{0x} \exp(-\lambda_x D) \quad (2.3.6)$$

ここで N_{0x} [m^{-4}], λ_x [m^{-1}] はそれぞれ切片パラメータ、スロープパラメータと呼ばれるもので、粒径分布関数を特徴付ける。雲氷とあられの p 次のモーメント $M_x(p)$ ($D^p n_x(D)$ を積分したもの) は、以下のようにガンマ関数³ Γ を用いて表される。

$$\begin{aligned} M_x(p) &= \int_0^\infty D^p n_x(D) dD \\ &= N_{0x} \frac{\Gamma(1+p)}{\lambda_x^{1+p}} \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

数濃度 N_x は 0 次のモーメントであるため

$$\begin{aligned} N_x &= \int_0^\infty n_x(D) dD \\ &= M_x(0) = \frac{N_{0x}}{\lambda_x} \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

となる。

(2.3.5) 式より、 q_i は以下のように表せる。

$$\begin{aligned} q_i &= \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty m_i(D) n_i(D) dD \\ &= \frac{a_i}{\rho_a} M_i(1+b_i) = \frac{a_i}{\rho_a} N_{0i} \frac{\Gamma(1+b_i)}{\lambda_i^{1+b_i}} \end{aligned} \quad (2.3.9)$$

あられについては球形の粒子を仮定しており、 q_g は 3 次のモーメントとなるため

$$\begin{aligned} q_g &= \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty m_g(D) n_g(D) dD \\ &= \frac{\rho_g}{\rho_a} \frac{\pi}{6} M_g(3) = \frac{\rho_g}{\rho_a} \frac{\pi}{6} N_{0g} \frac{\Gamma(4)}{\lambda_g^4} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

となる。

切片パラメータは、雲氷については気温の関数、あられについては定数で与える。

$$N_{0i} = N_{0i,c} e^{-0.12 \max(T-T_0, -40)} \quad (2.3.11)$$

$$N_{0g} = \text{const.} \quad (2.3.12)$$

ここで、 $N_{0i,c}$ [m^{-4}] は定数で、表 2.3.2 に記載された値を取る。また、 T_0 は融解点における気温 ($= 273.15 \text{ K}$) である。

スロープパラメータ λ_i , λ_g は (2.3.9) 式、(2.3.10) 式から混合比を用いて診断される。

$$\begin{aligned} \lambda_i &= \left(\frac{a_i \Gamma(b_i + 1) N_{0i}}{\rho_a q_i} \right)^{\frac{1}{b_i+1}} \\ \lambda_g &= \left(\frac{\pi \rho_g N_{0g}}{\rho_a q_g} \right)^{\frac{1}{4}} \end{aligned} \quad (2.3.13)$$

³ 特殊関数のひとつで、 $\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$ で定義される。特に、正の整数 n に対しては $\Gamma(n) = (n-1)!$ となる。

雪

MSM1702 では、雪の粒径分布関数は Field et al. (2007) に基づいた手法を採用する。この手法では、粒径分布関数そのものは直接使用しないが、 p 次のモーメントを以下のようにパラメタライズして計算する。

$$\begin{aligned} M_s(p) &= \int_0^\infty D^p n_s(D) dD \\ &= A(p) \exp[B(p)(T-T_0)] M_s^{c(p)}(2) \end{aligned} \quad (2.3.14)$$

$$A(p) = \exp[13.6 - 7.76p + 0.479p^2] \quad (2.3.15)$$

$$B(p) = -0.0361 + 0.0151p + 0.00149p^2 \quad (2.3.16)$$

$$C(p) = 0.807 + 0.00581p + 0.0457p^2 \quad (2.3.17)$$

このパラメタリゼーションでは、2 次のモーメント $M_s(2)$ をあらかじめ計算する必要がある。 $M_s(2)$ は q_s を用いることで以下のように計算される。

$$M_s(2) = \left[\frac{\rho_a q_s}{a_s} \frac{1}{A(b_s) \exp[B(b_s)(T-T_0)]} \right]^{\frac{1}{c(b_s)}} \quad (2.3.18)$$

$n_s(D_s)$ の 0 次のモーメントである雪の数濃度 N_s [m^{-3}] は以下のように計算される。

$$\begin{aligned} N_s &= M_s(0) \\ &= A(0) \exp[B(0)(T-T_0)] M_s^{c(0)}(2) \end{aligned} \quad (2.3.19)$$

(2.3.5) 式の関係を用いると、混合比 q_s は以下のように表される。

$$\begin{aligned} q_s &= \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty m_s(D_s) n_s(D_s) dD_s = \frac{1}{\rho_a} a_s M_s(b_s) \\ &= \frac{1}{\rho_a} a_s A(b_s) \exp[B(b_s)(T-T_0)] M_s^{c(b_s)}(2) \end{aligned} \quad (2.3.20)$$

雨

雨の粒径分布関数は Abel and Boutle (2012) に基づく。この手法は基本的には粒径分布関数は指数関数だが、切片パラメータがスロープパラメータの関数になっている点が特徴である⁴。

$$\begin{aligned} n_r(D) &= N_{0r} \exp(-\lambda_r D) \\ N_{0r} &= N_{00r} \lambda_r^{\beta_r} \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

ここで、 N_{00r} , β_r は表 2.3.2 に記載された値を用いる。

N_r , q_r , λ_r は以下のように計算される。

$$N_r = \int_0^\infty n_r(D_r) dD_r$$

⁴ 粒径が小さい粒子数が多いという熱帯等での航空機観測結果に基づいている。

$$= M_r(0) = N_{00r} \lambda_r^{\beta_r - 1} \quad (2.3.22)$$

$$q_r = \frac{1}{\rho_a} \int_0^\infty m_r(D_r) n_r(D_r) dD_r$$

$$= \frac{\rho_r}{\rho_a} \frac{\pi}{6} M_r(3) = \frac{\rho_r}{\rho_a} \frac{\pi}{6} N_{00r} \frac{\Gamma(4)}{\lambda_r^{4-\beta_r}} \quad (2.3.23)$$

$$\lambda_r = \left(\frac{\pi \rho_r N_{00r}}{\rho_a q_r} \right)^{\frac{1}{4-\beta_r}} \quad (2.3.24)$$

雲水

雲水については、粒径の分布は単分散を仮定する。この場合、粒径分布関数はデルタ関数を用いて表される。

$$n_c(D_c) = N_c \delta(D_c - \overline{D}_c) \quad (2.3.25)$$

ここで $\delta(x)$ はデルタ関数で、関数 $f(x)$ に対して

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x-a) f(x) dx = f(a) \quad (2.3.26)$$

を満たす。また、 \overline{D}_c は単分散を仮定した場合の雲水の平均粒径である。

したがって、 p 次のモーメント $M_c(p)$ は以下のように表される。

$$M_c(p) = N_c \overline{D}_c^p \quad (2.3.27)$$

数濃度 N_c [m^{-3}] は定数を仮定し、MSM では $1.0 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ としている。

混合比は、

$$q_c = \frac{\rho_c}{\rho_a} \frac{\pi}{6} M_c(3) = \frac{\rho_c}{\rho_a} \frac{\pi}{6} N_c \overline{D}_c^3 \quad (2.3.28)$$

となるため、平均粒径 \overline{D}_c は以下のように診断される。

$$\overline{D}_c = \left(\frac{6 \rho_a q_c}{\pi \rho_c N_c} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.3.29)$$

粒径分布の違いによって、雲や雪の表現が変化する一例を示す。図 2.3.2 は、日本海の筋状雲の事例における、GCOM-W 衛星に搭載されたマイクロ波放射計 AMSR2 で観測された、89 GHz 垂直偏波輝度温度と、モデル予測から Joint-Simulator⁵ で得られた対応する計算輝度温度を示している。MSM1702 より前では、雪の粒径分布として、以下のような指数関数を仮定していた。

$$n_s(D) = N_{0s} \exp(-\lambda_s D) \quad (2.3.30)$$

$$N_{0s} = 1.8 \times 10^6 \text{ m}^{-4} \quad (2.3.31)$$

⁵ Joint-Simulator は、宇宙航空研究開発機構より提供を受けた。

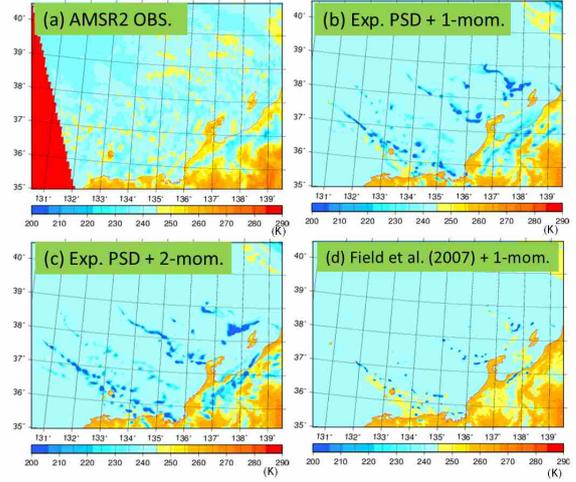


図 2.3.2 (a)GCOM-W 衛星に搭載されたマイクロ波放射計 AMSR2 で観測された、89 GHz 垂直偏波輝度温度 [K] と、モデル予測から Joint-Simulator で得られた対応する計算輝度温度、(b) 指数関数型の雪の粒径分布・1 モーメント、(c) 指数関数型の雪の粒径分布・2 モーメント、(d)Field et al. (2007) による雪の粒径分布・1 モーメント

この指数関数型の粒径分布を用いた場合、シミュレートされた輝度温度は観測に比べ低温になる傾向がある(図 2.3.2(b))。この傾向は 2 モーメントのバルク法雲微物理過程に変更しても同様であった(図 2.3.2(c))。これは、モデルで仮定している指数型の粒径分布では、粒径の大きい雪の頻度が高く、その結果、数濃度が小さく、有効半径が大きいことに起因する。MSM1702 で採用されている Field et al. (2007) による雪の粒径分布は、指数関数型の粒径分布に比べ、粒径の小さい粒子(特に $1000 \mu\text{m}$ より小さい粒子)の頻度が高い(図略)。この結果、有効半径が小さくなり、計算輝度温度は高くなり、観測とより整合するようになる(図 2.3.2(d))。

(4) 落下速度-粒径関係、力学過程に渡す落下速度雲氷、雪、あられ

雲氷、雪、あられの落下速度-粒径関係については、ベキ乗の関係を仮定し粒径 D の粒子の落下速度 $U_x(D)$ [m s^{-1}] は以下のように与えられる。

$$U_x(D) = \alpha_{ux} D^{\beta_{ux}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\gamma_{ux}} \quad (2.3.32)$$

ここで、 ρ_0 [kg m^{-3}] は参照大気密度⁶で、 α_{ux} , β_{ux} , γ_{ux} は各カテゴリーごとに与える定数である(表 2.3.2)。

雨

雨については Abel and Shipway (2007) に倣い、落下速度-粒径関係は以下のように表す。

$$U_r(D) = \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{k=1}^2 c_k D^{d_k} e^{-f_k D} \quad (2.3.33)$$

⁶ MSM ではモデル面最下層での大気密度を与える。

ここで、 c_k, d_k, f_k は表 2.3.2 に示した定数を用いる。

asuca では水物質の落下による混合比の移流は力学過程において大気鉛直移流と同時に扱う (第 2.1.4 項 (4))。雲微物理過程では格子平均の水物質の落下速度を計算し、それらを力学過程に渡す。格子平均の落下速度としては、以下で定義される質量平均した落下速度 W_{tx} を用いる。

$$W_{tx} = \frac{\int_0^\infty U_x(D) m_x(D) n_x(D) dD}{\int_0^\infty m_x(D) n_x(D) dD}. \quad (2.3.34)$$

JMA-NHM では、水物質の落下に伴う移流は雲微物理過程で独立した項として取り扱っていた。asuca では、力学過程と同時に扱うことで計算安定性の向上がなされた (第 2.1.6 項 (2))。

(5) 数値計算手法

MSM, LFM の予報モデルである asuca では、物理過程における計算安定性にも注意を払っている (荒波ほか 2014)。MSM1702 の雲微物理過程は、計算安定性向上のため、多くの素過程に時間積分法として、インプリシットスキームを採用している。例えば、水物質の混合比について q_x から q_y に変換される素過程がある場合、その過程はカテゴリ x に対してはシンク、 y に対してはソースとなる。雲微物理過程では、多くの素過程はシンクに対する減衰方程式

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} q_x \quad (2.3.35)$$

の形に帰着される。ここで τ は減衰の時定数を表す。減衰方程式を時間方向に前方差分、エクспリシットスキームで解く場合、安定な数値積分のための積分時間間隔 Δt には上限がある。具体的には、 $\Delta t > \tau$ で振動が始まり、 $\Delta t > 2\tau$ で計算不安定を起こす。一方、インプリシットスキームを用いる、すなわち、右辺の q_x を未来値から計算することで大きな Δt で安定な数値積分が可能になる (荒波ほか 2012)⁷。

雲氷の拡散成長は、水蒸気のシンクとみなした場合、減衰方程式で定式化される素過程の一例である。拡散成長による粒径 D の粒子の質量の時間変化率 $\frac{dm_{\text{dep}}}{dt}$ は以下のように定式化される。

$$\frac{dm_{\text{dep}}}{dt} = 4\pi C \left(\frac{q_v}{q_{s,i}} - 1 \right) f(D) G(T, p) \quad (2.3.36)$$

ここで、 $q_{s,i}$ [kg kg^{-1}] は水に対する飽和混合比、 C [m] はキャパシタンスと呼ばれるもので、粒子の形状に依

⁷ q_x の現在値、未来値をそれぞれ q_x^n, q_x^{n+1} とすると $q_x^{n+1} = \frac{q_x^n}{1 + \frac{\Delta t}{\tau}}$ となる。時間変化率の形で表すと、 $\frac{q_x^{n+1} - q_x^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\tau} \frac{q_x^n}{1 + \frac{\Delta t}{\tau}}$ となり、時間変化率の大きさがエクспリシットスキームのその $\frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{\tau}}$ 倍となることがわかる。

存する係数である⁸。 $f(D)$ は通風係数で、雲微物理過程では粒径の関数に帰着する。 G [$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$] は気温と気圧の関数で、以下の式で表される。

$$G(T, p) = \left[\frac{L_s^2}{KR_v T^2} + \frac{1}{\rho_a \Psi q_{s,i}} \right]^{-1} \quad (2.3.37)$$

ここで R_v は水蒸気の気体定数 [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]、 K は大気の熱伝導率 [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]、 Ψ は水蒸気の拡散係数 [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]、 L_s [J kg^{-1}] は昇華熱である。 $\frac{dm_{\text{dep}}}{dt}$ を粒径分布関数で重み付けして積分すると、 q_v の時間変化率 ($= -q_i$ の時間変化率) が以下のように得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_v}{\partial t} &= -\frac{\partial q_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_a} \int \frac{dm_{\text{dep}}}{dt} n_i(D) dD \\ &= -\frac{4\pi}{\rho_a} G(T, p) \frac{(q_v - q_{s,i})}{q_{s,i}} \int C f(D) D n_i(D) dD \end{aligned} \quad (2.3.38)$$

(2.3.38) 式で示されるように、拡散成長による q_v の時間変化率は、 q_v に対する減衰方程式 ($q_{s,i}$ に緩和する方程式) となる。右辺の q_v について、未来値を用いて時間離散化することで、計算安定性が向上する。

以下では、雲微物理過程のインプリシットスキーム化による計算安定性向上の例を示す。図 2.3.3 は MSM1702 の開発時に見られた数値振動の事例である。日本の南海上の対流に伴う降水が発生している箇所の上空で、 q_i, q_v の積分時間間隔 Δt [s] ごとの変化を見ると、周期 $2\Delta t$ の振動が見られる (図 2.3.3 の白、緑実線)。これは、主に拡散成長による雲氷量の変化の計算時に発生した数値的な振動である。拡散成長に伴う計算をインプリシットスキームにすることで、振動が小さくなる (図 2.3.3 の赤、黄色実線)。さらに、雲微物理過程全体で、減衰項のインプリシットスキーム化を行うことで振動はほぼなくなる (図 2.3.3 の紫、マゼンタ実線)。

また、各素過程の時間変化率の足しこみ方も計算安定性の高い手法を採用している。各素過程からの時間変化率を独立に計算し最後に足し合わせる (パラレルプリッティング) よりも、各素過程の時間変化率を足しこんだ結果を次の素過程計算に用いる (シーケンシャルプリッティング) ことで、計算安定性を向上させる (例えば Beljaars et al. 2018 など) とともに、雲水量等の非負の物理量が数値計算上、負の値になりにくいようになっている。素過程の計算順序には任意性があるが、雲氷や固体降水の形成等、上層で主に起こる過程から、雲水や雨に関わる過程等、下層で主に起こる過程の順に計算している。

⁸ C は雲氷を球形と仮定すると $C = \frac{D}{2}$ となる。MSM1702 では、気温が -30°C 以下では $C = \frac{D}{2}$ 、 -15°C 以上では $C = 0.3D$ として、その間の C は気温の 1 次関数で表される。

表 2.3.2 各水物質のカテゴリにおける、粒径分布、質量、落下速度の計算に用いられるパラメータ

変数	雨 q_r [kg kg ⁻¹]	雪 q_s [kg kg ⁻¹]	あられ q_g [kg kg ⁻¹]	雲氷 q_i [kg kg ⁻¹]	雲水 q_c [kg kg ⁻¹]
質量 [kg] -粒径 [m]	$m_r = \frac{\pi}{6} \rho_r D_r^3$	$m_s = 0.0185 D_s^{1.9}$	$m_g = \frac{\pi}{6} \rho_g D_g^3$	$m_i = 0.0185 D_i^{1.9}$	$m_c = \frac{\pi}{6} \rho_c D_c^3$
関係					
密度 [kg m ⁻³]	$\rho_r = 1.0 \times 10^3$	直接使用しない	$\rho_g = 3.0 \times 10^2$	直接使用しない	$\rho_c = 1.0 \times 10^3$
粒径分布 [m ⁻⁴]	$n_r(D_r) = N_{00r} \lambda_r^{\beta_r} \exp(-\lambda_r D_r)$ $N_{00r} = 0.22$ $\beta_r = 2.2$	直接使用しない	$n_g(D_g) = N_{0g} \exp(-\lambda_g D_g)$ $N_{0g} = 1.1 \times 10^6$	$n_i(D_i) = N_{0i} \exp(-\lambda_i D_i)$ $N_{0i} = N_{0i,c} f(T)$ $f(T) = e^{-0.12 \max(T-T_0, -40)}$ $N_{0i,c} = 4.0 \times 10^7$	単分散, $\overline{D_c} = \left[\frac{6q_c \rho_a}{\pi N_c \rho_c} \right]^{\frac{1}{3}}$ $N_c = 1.0 \times 10^8$
落下速度 [m s ⁻¹]	$U_r(D_r) = \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{k=1}^2 c_k D_r^{d_k} e^{-f_k D_r}$ $c_1 = 4854.1$ $d_1 = 1.0$ $f_1 = 195.0$ $c_2 = -446.009$ $d_2 = 0.782127$ $f_2 = 4085.35$	$\alpha_{us} = 17$ $\beta_{us} = 0.5$ $\gamma_{us} = 0.5$	$\alpha_{ug} = 124$ $\beta_{ug} = 0.64$ $\gamma_{ug} = 0.5$	$\alpha_{ui} = 124$ $\beta_{ui} = 0.6635$ $\gamma_{ui} = 0.5$	考慮しない

2.3.3 部分雲過程

(1) 概要

部分雲過程では、格子内の雲の分布の非均一性を考慮して、雲水量、雲氷量、雲量の計算を行う。MSMの雲過程ではSmith (1990) に基づく部分雲スキームを採用している。この過程では、格子内の水蒸気と雲水量の状態変化は、ある確率密度関数に従う平衡状態にあると仮定して、格子平均の雲水量・雲量を診断する。

雲水量を q_c [kg kg⁻¹] とすると、 q_c は全水量 (水蒸気混合比と雲水量の和) q_t [kg kg⁻¹]、飽和混合比 q_s [kg kg⁻¹] を用いて

$$q_c = q_t - q_s(T, p) \quad (2.3.39)$$

と表される。また、液水温度 $T_l = T - \frac{L_v}{C_p} q_c$ (L_v [J kg⁻¹], C_p [J kg⁻¹ K⁻¹] はそれぞれ水の潜熱、大気定圧比熱) とすると、 q_c を q_s の1次の項までテイラー展開することで

$$q_c \sim a_L (q_t - q_s(T_l, p)) \quad (2.3.40)$$

$$a_L = \left(1 + \frac{L_v}{C_p} \frac{\partial q_s}{\partial T} \right)^{-1} \quad (2.3.41)$$

と近似できる。さらに、変数 a について、格子平均値と格子平均値からの偏差をそれぞれ \bar{a} , a' で表した場合、 q_c は格子平均値の寄与と偏差の寄与に分割でき、

それぞれ Q_c , s とすると、

$$q_c = Q_c + s \quad (2.3.42)$$

$$Q_c = a_L (\bar{q}_t - q_s(\bar{T}_l, \bar{p})) \quad (2.3.43)$$

$$s = a_L \left(q'_t - \frac{L_v}{C_p} \frac{\partial q_s}{\partial T} T'_l - \frac{\partial q_s}{\partial p} p' \right) \quad (2.3.44)$$

となる。ただし、部分雲過程では p' の効果は無視している。

格子内の s が確率密度関数 $G(s)$ に従うと仮定すると、格子平均の q_c 、雲量 C_c は以下のように表される。

$$\bar{q}_c = \int_{-Q_c}^{\infty} (Q_c + s) G(s) ds \quad (2.3.45)$$

$$C_c = \int_{-Q_c}^{\infty} G(s) ds, \quad (2.3.46)$$

MSMの雲過程では次の項で示すように、 s の確率密度関数としてSmith (1990) に基づく $G(s)$ を用いるが、放射過程・境界層過程における雲量診断においては雲過程とは異なる $G(s)$ を用いる。放射過程・境界層過程での雲量診断については、第2.4節で解説する。

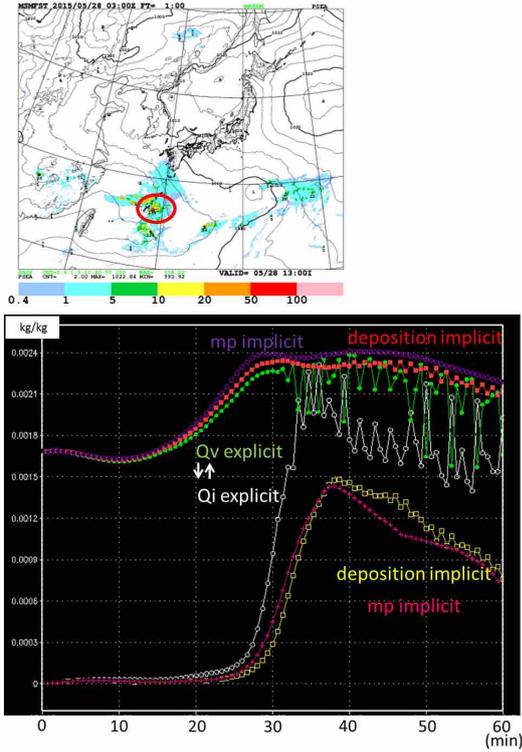


図 2.3.3 (上) 2015 年 5 月 28 日 03 UTC 初期値の MSM (MSM1702 の開発段階のもの) FT=1 における海面更正気圧 (等値線) [hPa] と 1 時間降水量 [mm] (カラー)。(下) (上) の赤丸で示された点の高度約 9000 m における q_v と q_i の FT=0-1 までの 1 ステップごとの時系列。白: q_i 、エクスプリシットスキームの雲微物理過程、緑: q_v 、エクスプリシットスキームの雲微物理過程、黄: q_i 、拡散成長をインプリシットスキーム化、赤: q_v 、拡散成長をインプリシットスキーム化、マゼンタ: q_i 、減衰項の素過程をインプリシットスキーム化、紫: q_v 、減衰項の素過程をインプリシットスキーム化。

(2) 水雲の計算

MSM の雲過程では、Smith (1990) に倣い、 $G(s)$ として $s = 0$ に頂点を持つ二等辺三角形の分布を与える。

$$G(s) = \begin{cases} 0 & s < -b_s \\ \frac{b_s + s}{b_s^2} & -b_s \leq s < 0 \\ \frac{b_s - s}{b_s^2} & 0 \leq s \leq b_s \\ 0 & s > b_s \end{cases} \quad (2.3.47)$$

ここで、 b_s は分布の幅を表す量で、 $\int_{-b_s}^{b_s} G(s) ds = 1$ を満たすように決められる。(2.3.47) 式を用いると、 \bar{q}_c 、 C_c は以下のように表される。

$$\bar{q}_c = \begin{cases} 0 & Q_N < -1 \\ \frac{b_s}{6} (1 + Q_N)^3 & -1 \leq Q_N < 0 \\ Q_N + \frac{b_s}{6} (1 - Q_N)^3 & 0 \leq Q_N \leq 1 \\ Q_N & Q_N > 1 \end{cases} \quad (2.3.48)$$

$$C_c = \begin{cases} 0 & Q_N < -1 \\ \frac{1}{2} (1 + Q_N)^2 & -1 \leq Q_N < 0 \\ 1 - \frac{1}{2} (1 - Q_N)^2 & 0 \leq Q_N \leq 1 \\ 1 & Q_N > 1 \end{cases} \quad (2.3.49)$$

ここで、 Q_N は以下のように表される。

$$Q_N = \frac{Q_c}{b_s} = \frac{a_L (\bar{q}_t - q_s(\bar{T}_l, \bar{p}))}{a_L (1 - \text{RH}_{\text{crit}}) q_s(\bar{T}_l, \bar{p})} \quad (2.3.50)$$

RH_{crit} は凝結が始まる相対湿度であり、「臨界相対湿度」とも呼ばれる。MSM では、 RH_{crit} として鉛直一次元のプロファイルを与える。地上では 0.99 とし、850 hPa まで 2 次関数的に減少させ、850 hPa より上層では 0.95 としている。また、境界層過程に由来する揺らぎを考慮した臨界相対湿度である $\text{RH}_{\text{crit}, \text{pbl}}$ も計算し、 RH_{crit} と比較し、小さい方の値を実際の雲水量、雲量の計算に使用する。

また、(2.3.48) 式、(2.3.49) 式から Q_N を消去することで、 C_c を以下のように \bar{q}_c の関数で表すこともできる (Wilson and Ballard 1999)。

$$C_c = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(6 \frac{\bar{q}_c}{b_s} \right)^{\frac{2}{3}} & 0 \leq \frac{\bar{q}_c}{b_s} \leq \frac{1}{6} \\ 1 - 4 \cos^2 \phi & \frac{1}{6} \leq \frac{\bar{q}_c}{b_s} \leq 1 \\ 1 & \frac{\bar{q}_c}{b_s} > 1 \end{cases} \quad (2.3.51)$$

$$\phi = \frac{1}{3} \left\{ \cos^{-1} \left[\frac{3}{2\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\bar{q}_c}{b_s} \right) \right] + 4\pi \right\} \quad (2.3.52)$$

(3) 氷雲の計算

気温が -36°C 以下の条件では、氷に対する過飽和を許容しつつ以下の式で雲氷を形成させる。

$$\bar{q}_i = \bar{q}_v - \text{RH}_{\text{th}} q_{si} \quad (2.3.53)$$

$$\text{RH}_{\text{th}} = \text{RH}_{\text{crit}} \min(\text{RH}_{\text{homo}}, q_s/q_{si}) \quad (2.3.54)$$

$$\text{RH}_{\text{homo}} = 2.583 - \frac{T}{207.8} \quad (2.3.55)$$

ここで、 q_{si} は氷に対する飽和混合比である。氷に対する相対湿度が RH_{th} を超えた分が雲氷として形成される。 RH_{th} の計算方法は ECMWF (2018) を基にしている。 RH_{homo} は Kärcher and Lohmann (2002) に基づき、気温の関数となっており、気温が低いほど RH_{homo} が大きくなる。

雲氷の雲量 C_i については、格子平均の雪量を \bar{q}_s として、(2.3.51) 式について、 \bar{q}_c を $\bar{q}_i + \bar{q}_s$ に置き換えた式で計算する。

C_i と C_c が共存する場合、マキシマム・オーバーラップを仮定する。この場合、全雲量 C_t は

$$C_t = C_c + C_i - \min(C_c, C_i) \quad (2.3.56)$$

となる。

水過飽和を許容することによる効果をいくつかの図で示す。図 2.3.4 は冬における気温（横軸）、氷に対する相対湿度（縦軸）で分けた頻度分布図を示している。ラジオゾンデ観測では、特に 240 K 以下で氷に対する相対湿度が 120% を超える場合も見られるが、MSM1702 より前の雲微物理過程では高い水過飽和は表現されない。一方、MSM1702 では、観測で見られるような過飽和の大気が再現されるようになっている。

また、水過飽和の許容は、対流圏上層の雲氷の収支における各素過程の寄与に変化をもたらす。図 2.3.5 は、鉛直 1 次元モデルによる雲微物理過程の評価パッケージである KiD (Shipway and Hill 2012) を用いた理想実験による雲氷生成の収支を表している。水過飽和を許容しない場合は主に部分雲過程で対流圏上層の雲氷が形成されているが、水過飽和を許容することで拡散成長による氷晶の成長が対流圏上層の雲氷の主なソースとなる。

2.3.4 まとめと今後の課題

MSM の非静力学モデル化以降、降水予測精度向上等を目的に、大規模凝結に代わり、多数の素過程を考慮する雲微物理過程が飽和調節（または部分雲過程）とともに用いられるようになった。また、MSM1702 では、雲微物理過程の変更や部分雲過程の導入に加え、計算安定性の向上もなされた。

第 1.2 節でも解説したように、豪雨等顕著現象の予測精度向上のためには、今後も雲微物理過程、部分雲過程の継続的な改良は欠かせない。また、顕著現象をもたらす対流の発生・維持、その正確な位置の予測には、他過程との相互作用の改善も重要となる。以下では、これらの観点から雲過程に関する今後の課題について述べる。

(1) 雲微物理過程

粒径分布

第 2.3.2 項 (3) で示したように、雲や降水粒子の粒径分布は予測特性に大きな影響を与えるため、今後も継続的な見直し・改良が必要である。また、粒径分布については、そのパラメタリゼーションの基となる観測結果の対象や地域依存性など、シミュレーション対象との整合性に注意して導入を検討する必要がある。例えば、Abel and Boutle (2012) による雨の粒径分布は、東部太平洋やイギリスでの層積雲の航空機観測で得られた結果を基にしており、当時の英国気象局の全球モデル (Walters et al. 2011) において、太平洋東部の霧雨や弱い雨の頻度過大の解消に貢献した。一方で、アジア域の梅雨や台風の高解像度シミュレーションには必ずしも適していないことを示唆する報告もある (Johnson et al. 2018)。このような点に注意しながら、粒径分布に限らず、粒径に関連する量の定式化（質量-粒径関係、落下速度-粒径関係等）の見直しを、事

例・統計検証や、衛星シミュレーションとの比較等から継続して進めているところである。

雲・降水粒子間の変換過程

asuca に実装されている雲微物理過程では、雲水から雨、雲氷から雪への変換過程はバルク法に基づいておらず、簡素なオートコンバージョン⁹で定式化されている。この手法は簡便であるものの、予測特性の定式化やパラメータ（変換の始まる雲水・雲氷量の閾値）への感度が高く、予測される雲水量のオーダーが、雨への変換の始まる雲水量の閾値に大きく影響される。MSM, LFM においては、降水の予測頻度や、環境場のバイアス調整のため、これらの閾値が調整されてきた¹⁰。一方で、一時的なパラメータ調整の繰り返しはその後の compensation errors¹¹ のリスクを高めることになる。MSM1702 では、雨への変換が始まる雲水量の閾値が $10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ から $10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$ に変更された結果、大気下層の雲水量の予測値も、この閾値のオーダー近くまで減少した。MSM1702 での閾値は粒径としては 6–7 μm 程度に相当し、雲粒としてはかなり小さい。雲水量が現在より物理的に妥当と思われる範囲のオーダーになるよう、閾値を見直しているところである。また、この小さい閾値は、夏季の北日本における下層雲の減少や地表面下向き短波放射の正バイアスに影響しているものの、場所によっては気温のバイアスを補償している形にもなっている。このため、他の過程の修正と合わせながら見直しを進めているところである。さらに、Kessler (1969) 以外の定式化の検討（例えば Manton and Cotton (1977) や、数濃度も考慮して定式化する Kogan (2013) など）も視野に入れる必要がある。

(2) 他過程との相互作用

雲量を通じた、放射過程との整合性

第 2.3.3 項及び図 2.3.4 で示したように、MSM1702 では部分雲を考慮し、水過飽和を許容するようになった。この結果、対流圏上層の RH_i の頻度分布が観測と整合するようになった。一方で、雲量の面では、放射過程¹²、境界層過程で計算される雲量との不整合が生じるようになった。放射過程、境界層過程側では水過飽和を許容していないため、部分雲過程側で水過飽和を許容した場を放射過程や境界層過程に入力すると、上

⁹ 雲水から雨への変換は Kessler (1969) を、雲氷から雪への変換は、Lin et al. (1983) と雲氷・雪の割合を混合比の関数で表現する手法を併用している。

¹⁰ 例えば、雲水から雨へのオートコンバージョンの始まる q_c の閾値は、MSM のバージョンによって、 $10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$ 、 $10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$ 、 $10^{-5} \text{ kg kg}^{-1}$ とオーダーの異なる値を取っている。

¹¹ ある過程に起因する誤差が、別の過程の誤差によって打ち消される現象 (Martin et al. 2010; Weverberg et al. 2018 など)。compensation errors が積み重なると、誤差の解きほぐしが困難になる。

¹² 放射過程で計算される雲量はプロダクトとしての雲量にも使用される。

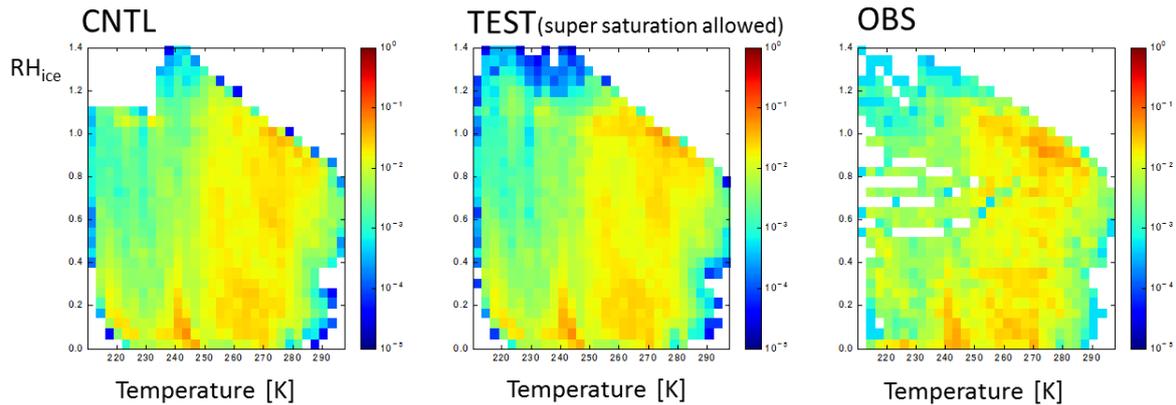


図 2.3.4 横軸に気温 [K]、縦軸に氷飽和に対する相対湿度を取った頻度分布。(左) 氷過飽和を許容しない場合、(中) 氷過飽和を許容する場合、(右) ラジオゾンデ観測。

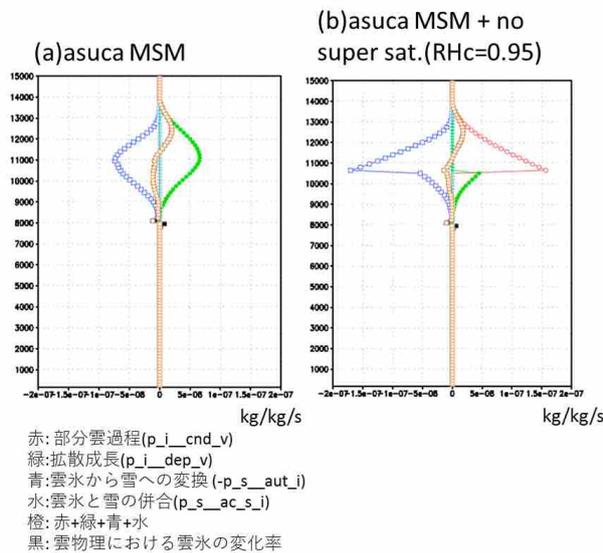


図 2.3.5 KiD の deep case1 (氷を伴う深い対流のケース) の最初の 100 ステップ平均での雲水の素過程の時間変化率 $[\text{kg kg}^{-1} \text{s}^{-1}]$ 。(左) 氷過飽和を許容する場合、(右) 氷過飽和を許容しない ($\text{RH}_{\text{crit}} = 0.95$) 場合。色は各素過程による雲水の時間変化率、赤：部分雲過程、緑：拡散成長、青：雲氷から雪へのオートコンバージョン、水：雲氷と雪の併合、橙：赤+緑+青+水、黒：雲微物理過程における雲氷の変化率。橙と黒の線はほぼ重なっている。

層雲を過大評価する。これらは、雲のオーバーラップや放射フラックスの変化を通じて、地表面の熱収支や大気の成層状態に悪影響を及ぼし、降水予測にも影響している¹³。この問題は、雲過程で閉じる問題ではなく、過程間の整合性や相互作用の向上を通じて解決できるように、開発を進めているところである。

雲量の問題については、第 2.4 節で再度議論する。

¹³ 実際、これらの不整合を緩和させると熱雷等の不安定降水の表現が改善される事例を確認している。

小低気圧の過発達への対処

MSM では、現実には見られない、小スケールで気圧傾度の大きい低気圧が予測される場合があることが知られている (原 2015)。MSM1702 では、力学過程における人為的な数値拡散がなくなったことで小低気圧の発達により顕著に現れる場合がある (原 2017)。また、この特性は予報時間を問わず現れることが知られている (荒巻・氏家 2018)。MSM における小スケールの低気圧の発達には、上昇流と凝結の正のフィードバック (上昇流によって水蒸気の凝結が発生し、その潜熱の放出によって上昇流を生み出す浮力が強化される) が強く働いていることが指摘されているものの、フィードバックが起こる根本的な原因の特定やその解決方法は確立されていない。凝結過程や、雲水と降水粒子の併合に伴う潜熱解放による浮力生成の影響について調査する他、雲過程と力学過程との結合手法等さまざまな観点から原因を調べていく必要がある。また、積雲対流パラメタリゼーションの特性や成層の安定化の強さ、雲過程との変数のやり取りが格子スケールの降水の発達の有無に大きく影響することが経験的に知られている (成田 2008; 氏家・下河邊 2019 など)。このことから、積雲対流パラメタリゼーションの特性や雲過程と相互作用の関連からもこの問題を調査する必要がある。

このように、顕著現象の予測精度向上に向けて、雲過程において対処していくべき課題が複数ある。今後は雲過程における重要なプロセスの高度化、及び他過程との整合性の向上を両輪として開発を進める方針である。

参考文献

Abel, S. J. and I. A. Boutle, 2012: An improved representation of the raindrop size distribution for single-moment microphysics schemes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **138**, 2151–2162.

- Abel, S. J. and B. J. Shipway, 2007: A comparison of cloud-resolving model simulations of trade wind cumulus with aircraft observations taken during RICO. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**, 781–794.
- 荒巻健智, 氏家将志, 2018: メソ・局地モデルの予報時間延長. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 7–8.
- 荒波恒平, 氏家将志, 原旅人, 2012: 物理過程の数値計算. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 111–119.
- 荒波恒平, 石田純一, 原旅人, 河野耕平, 2014: 物理過程の実装. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 104–112.
- Beljaars, A., G. Balsamo, P. Bechtold, A. Bozzo, R. Forbes, R. J. Hogan, M. Köhler, J.-J. Morcrette, A. M. Tompkins, P. Viterbo, and N. Wedi, 2018: The Numerics of Physical Parametrization in the ECMWF Model. *Frontiers in Earth Science*, **6**.
- Brown, P. R. and P. N. Francis, 1995: Improved Measurements of the Ice Water Content in Cirrus Using a Total-Water Probe. *J. Atmos. and Oceanic Technol.*, **12**, 410–414.
- ECMWF, 2018: Part IV: Physical Processes, Chapter 7 Clouds and large-scale precipitation. *IFS Documentation—Cy45r1*, 97–125.
- Ferrier, B. S., 1994: A Double-Moment Multiple-Phase Four-Class Bulk Ice Scheme. Part I: Description. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 249–280.
- Field, P. R., A. J. Heymsfield, and A. Bansemer, 2007: Snow Size Distribution Parameterization for Midlatitude and Tropical Ice Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 4346–4365.
- 藤田司, 2004: 非静力学メソ数値予報モデルの概要. 平成 16 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1–9.
- 原旅人, 2012: 物理過程ライブラリの開発. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 205–208.
- 原旅人, 2015: 事例検討. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 82–99.
- 原旅人, 2017: メソ数値予報システムの改良の概要. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 42–47.
- Johnson, M., Y. Jung, D. Dawson, T. Supinie, M. Xue, J. Park, and Y.-H. Lee, 2018: Evaluation of Unified Model Microphysics in High-resolution NWP Simulations Using Polarimetric Radar Observations. *Advances in Atmospheric Sciences*, **35**, 771–784.
- Kärcher, B. and U. Lohmann, 2002: A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols. *J. Geophys. Res.*, **107**, AAC 4–1 – AAC 4–10.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulations. *Meteorol. Monogr.*, **10(32)**, 1–84.
- 気象庁予報部, 2014: 次世代非静力学モデル asuca. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 151pp.
- Kogan, Y., 2013: A Cumulus Cloud Microphysics Parameterization for Cloud-Resolving Models. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 1423–1436.
- Lin, Y.-L., R. D. Farley, and H. D. Orville, 1983: Bulk Parameterization of the Snow Field in a Cloud Model. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065–1092.
- 萬納寺信崇, 2000: 領域モデル (RSM, MSM, TYM). 平成 12 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 23–27.
- Manton, M. J. and W. R. Cotton, 1977: Formulation of approximate equations for modeling moist deep convection on the mesoscale. *Dept. Atmos. Sci., Colorado State Univ., Atmos. Sci. Paper No. 266*, 62pp.
- Martin, G. M., S. F. Milton, C. A. Senior, M. E. Brooks, S. Ineson, T. Reichler, and J. Kim, 2010: Analysis and Reduction of Systematic Errors through a Seamless Approach to Modeling Weather and Climate. *J. Climate.*, **23**, 5933–5957.
- Murakami, M., 1990: Numerical Modeling of Dynamical and Microphysical Evolution of an Isolated Convective Cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107–128.
- 成田正巳, 2008: 現業メソ数値予報モデルの湿潤過程の改良. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 75–80.
- 成田正巳, 2009: メソ数値予報モデルの湿潤過程の改良. 平成 21 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 72–76.
- Rutledge, S. A. and P. V. Hobbs, 1984: The Mesoscale and Microscale Structure and Organization of Clouds and Precipitation in Midlatitude Cyclones. XII: A Diagnostic Modeling Study of Precipitation Development in Narrow Cold-Frontal Rainbands. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2949–2972.
- Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda, 2007: Nonhydrostatic Atmospheric Models and Operational Development at JMA. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 271–304.
- Saito, K., T. Fujita, Y. Yamada, J. Ishida, Y. Kumagai, K. Aranami, S. Ohmori, R. Nagasawa, S. Kumagai, C. Muroi, T. Kato, H. Eito, and Y. Yamazaki, 2006: The Operational JMA Nonhydrostatic Mesoscale Model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**,

1266–1298.

- Shipway, B. J. and A. A. Hill, 2012: Diagnosis of systematic differences between multiple parametrizations of warm rain microphysics using a kinematic framework. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **138**, 2196–2211.
- Smith, R. N. B., 1990: A scheme for predicting layer clouds and their water content in a general circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **116**, 435–460.
- 氏家将志, 下河邊明, 2019: 積雲対流. 数值予報課報告・別冊第 65 号, 気象庁予報部, 39–53.
- Walters, D. N., M. J. Best, A. C. Bushell, D. Copsey, J. M. Edwards, P. D. Falloon, C. M. Harris, A. P. Lock, J. C. Manners, C. J. Morcrette, M. J. Roberts, R. A. Stratton, S. Webster, J. M. Wilkinson, M. R. Willett, I. A. Boutle, P. D. Earnshaw, P. G. Hill, C. MacLachlan, G. M. Martin, W. Moufouma-Okia, M. D. Palmer, J. C. Petch, G. G. Rooney, A. A. Scaife, and K. D. Williams, 2011: The Met Office Unified Model Global Atmosphere 3.0/3.1 and JULES Global Land 3.0/3.1 configurations. *Geosci. Model Dev.*, **4**, 919–941.
- Weverberg, K. V., C. J. Morcrette, J. Petch, S. A. Klein, H.-Y. Ma, C. Zhang, S. Xie, Q. Tang, W. I. Gustafson Jr, Y. Qian, L. K. Berg, Y. Liu, M. Huang, M. Ahlgrimm, R. Forbes, E. Bazile, R. Roehrig, J. Cole, W. Merryfield, W.-S. Lee, F. Cheruy, L. Mellul, Y.-C. Wang, K. Johnson, and M. M. Thieman, 2018: CAUSES: Attribution of Surface Radiation Biases in NWP and Climate Models near the U.S. Southern Great Plains. *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, **123**, 3612–3644.
- Wilson, D. R. and S. P. Ballard, 1999: A microphysically based precipitation scheme for the UK meteorological office unified model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 1607–1636.
- 山田芳則, 2003: 雲の微物理過程. 数值予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 52–76.

2.4 雲量¹

2.4.1 はじめに

この節で言う「雲量」は、モデル各格子内をどれだけ雲が覆っているかを割合で表したものである。現実大気には常にゆらぎが存在しているため、数百 m 程度かそれ以上の格子間隔のモデルを扱う場合は、格子平均では水蒸気が飽和していなくても、局所的（部分的）には飽和していて雲が存在する可能性があることを考慮しなければならない（Morcrette 2013 など）。一方で、格子内の雲量を求めるためには、格子スケールの情報から格子スケール以下の情報を見積もる、いわゆるパラメタリゼーションを行う必要があり、その手法は一意的でなく、必然的に不確実性を伴う。雲量は雲微物理過程（第 2.3 節）や放射過程（第 2.5 節）など、複数の物理過程に必要な情報であり、放射計算や水物質の相変化などによる大気加熱・冷却に大きなインパクトを与えうる。そのため、適切な雲量の推定が数値予報モデルに求められる。

MSM・LFM の基盤モデルである asuca では、放射過程、境界層過程、雲微物理過程²で雲量を使った計算を行っている。ただし、雲量診断計算は共通化しておらず、放射、境界層、雲微物理それぞれの過程で独自に計算を行っているのが実情である。放射・境界層過程の診断方法と雲微物理過程のそれは大きく異なっており、中でも、氷過飽和の扱い方の違いが放射フラックスの誤差の一因であることがわかってきた。

本節では、まず、放射・境界層過程で用いる雲量の診断方法について概要を説明し、その後で、現在 asuca が抱えている雲量診断に関する課題と今後の開発方針を述べる。なお、本節では便宜的に、放射・境界層過程で用いる雲量を「放射・境界層雲量」、雲微物理過程で用いるそれを「雲微物理雲量」と呼ぶことにする（雲微物理雲量の診断方法は第 2.3.3 項を参照）。

2.4.2 放射・境界層過程の雲量診断

(1) 雲量診断方法の概要

まずは簡単のため、凍結は考慮せず、水雲の雲量について説明する。氷雲診断への拡張は (2) で説明する。格子内において、水蒸気量のゆらぎによって飽和水蒸気量を上回った（下回った）場合は、過飽和を考慮しなければ水蒸気圧を飽和水蒸気圧と等しくするように水蒸気の凝結（雲水の蒸発）が起こる。また格子内における温度のゆらぎによって飽和水蒸気圧が大きく（小さく）なった場合には、水蒸気圧を飽和水蒸気圧と等しくするように雲水の蒸発（水蒸気の凝結）が起こる。

格子内での水蒸気量のゆらぎを表現するために、局所的な雲水量 q_c を格子平均値の寄与 Q_c と偏差の寄与 s

に分けて考える ($q_c = Q_c + s$)。 Q_c , s はそれぞれ以下のとおりである。

$$Q_c = a_L(\bar{q}_t - q_{\text{sat}}(\bar{T}_L)) \quad (2.4.1)$$

$$s = a_L(q'_t - \alpha T'_L) \quad (2.4.2)$$

ここで、 q_t は全水量 (= $q_v + q_c$, q_v は水蒸気混合比)、 T_L は液水温度、 $q_{\text{sat}}(T)$ は温度 T における飽和水蒸気混合比である³。なお、 \bar{X} は X の格子平均値、 X' は X の平均値からの偏差を表す（したがって、 $X = \bar{X} + X'$ ）。(2.4.1) 式および (2.4.2) 式の導出については第 2.3.3 項の (1) を参照していただきたい。 T_L , α および a_L は以下のとおりである。

$$T_L = T - \frac{L_v}{C_p} q_c \quad (2.4.3)$$

$$\alpha = \frac{\partial q_{\text{sat}}}{\partial T} \quad (2.4.4)$$

$$a_L = \left(1 + \alpha \frac{L_v}{C_p}\right)^{-1} \quad (2.4.5)$$

L_v は気化熱、 C_p は定圧比熱である。

水蒸気と温度の格子内のゆらぎに対して適当な確率分布 $G(s)$ を仮定すると、雲量 C_c および格子平均凝結量 \bar{q}_c を以下のように見積もることができる。

$$C_c = \int_{-Q_c}^{\infty} G(s) ds \quad (2.4.6)$$

$$\bar{q}_c = \int_{-Q_c}^{\infty} (Q_c + s) G(s) ds \quad (2.4.7)$$

s の標準偏差 σ_s は

$$\sigma_s^2 = \bar{s}^2 = a_L^2 \bar{q}_t'^2 - 2a_L^2 \alpha \bar{q}_t' T_L' + a_L^2 \alpha^2 \bar{T}_L'^2 \quad (2.4.8)$$

である。MSM・LFM では、乱流統計量に境界層過程（第 2.6 節）の予測値を用いている⁴。

放射・境界層雲量診断は Sommeria and Deardorff (1977) に基づいており、 T_L' , q_t' の分布関数にガウス関数を採用している。Mellor (1977) に従うと、分布関数 $G(s)$ は以下ようになる。

$$G(s_*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_*} \exp\left(-\frac{s_*^2}{2\sigma_*^2}\right) \quad (2.4.9)$$

ここで、 s_* , σ_* はそれぞれ

$$s_* = \frac{s}{\sigma_s}, \quad \sigma_* = \frac{\sigma_s}{\sigma_s} \quad (2.4.10)$$

³ ここでは定圧過程を考えており、 q_{sat} は温度のみの関数である。

⁴ 式中の乱流統計量について、境界層過程では T_L ではなく、液水温度 θ_L について解かれるため、実装上は Exner 関数 Π を用いて以下ようになる。

$$\sigma_s^2 = a_L^2 \bar{q}_t'^2 - 2a_L^2 \alpha \Pi \bar{q}_t' \theta_L' + a_L^2 \alpha^2 \Pi^2 \bar{\theta}_L'^2$$

¹ 草開 浩

² MSM のみ。LFM の雲微物理過程では格子内非一様性は考慮せず、格子平均で飽和した場合に凝結が起こる。

である。従って、(2.4.6) 式は、

$$\begin{aligned} C_c &= \int_{-Q_c/2}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_*} \exp\left(-\frac{s_*^2}{2\sigma_*^2}\right) ds_* \\ &= \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{Q_N}{\sqrt{2}}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

となる。また、(2.4.7) 式より、 \bar{q}_c は

$$\begin{aligned} \bar{q}_c &= \int_{-Q_c/2}^{\infty} (Q_c + 2s_*)G(s_*)ds_* \\ &= 2\sigma_* \left[C_c Q_N + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{Q_N^2}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

となる⁵。ただし、 $Q_N = Q_c/(2\sigma_*)$ である。

(2) 氷雲の扱い

放射過程および境界層過程で利用する雲量について、固相まで含めた診断方法を以下に説明する。 \bar{q}_t を氷相まで含めた以下の式で考える。

$$\bar{q}_t = \bar{q}_v + \bar{q}_c + \bar{q}_i \quad (2.4.13)$$

ここで、 q_i は雲氷混合比である。この \bar{q}_t を用いて (2.4.11) 式を計算する。その際に q_{sat} と潜熱 L を決める必要があるが、これらは水に対する値と氷に対する値で大きく異なるため、雲水・雲氷が混在する雲 (Mixed phase cloud) の場合は両方の値を考慮する必要がある。本スキームでは、水に対するもの ($q_{\text{sat,liq}}, L_v$) と氷に対するもの ($q_{\text{sat,ice}}, L_s$) を全雲量に対する氷雲量の割合 r_{ice} で平均した値を用いる。

$$L_{\text{mix}} = (1 - r_{\text{ice}})L_v + r_{\text{ice}}L_s \quad (2.4.14a)$$

$$q_{\text{sat,mix}} = (1 - r_{\text{ice}})q_{\text{sat,liq}} + r_{\text{ice}}q_{\text{sat,ice}} \quad (2.4.14b)$$

r_{ice} は T_L の関数として以下のように与える。

$$r_{\text{ice}} = \begin{cases} 0 & \bar{T}_L \geq T_{\text{tp}} \\ 1 - \left(\frac{\bar{T}_L - T_{\text{ice}}}{T_{\text{tp}} - T_{\text{ice}}} \right)^2 & T_{\text{tp}} > \bar{T}_L \geq T_{\text{ice}} \\ 1 & \bar{T}_L < T_{\text{ice}} \end{cases} \quad (2.4.15)$$

ここで、 T_{tp} は水の三重点における温度 (273.16 K)、 T_{ice} は凝結した水が全て氷となる温度 (250.15 K) である。つまり、気温が 0°C から -23°C の間は Mixed phase cloud となり、 -23°C より低い気温では全て氷雲となることを意味する。

(3) σ_s の制限

G の標準偏差である σ_s の計算 ((2.4.8) 式) には乱流統計量が必要であり、MSM・LFM では境界層過程の

⁵ ここで診断した \bar{q}_c は放射過程 (第 2.5 節) でのみ用いられ、モデルの予報変数としての \bar{q}_c には影響を与えない。

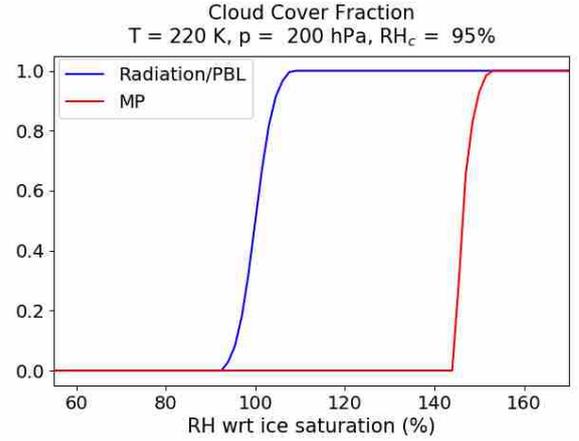


図 2.4.1 氷に対する相対湿度 [%] (横軸) と雲量 (縦軸) の関係。青線は放射・境界層雲量診断結果、赤線は雲微物理雲量診断結果。両手法とも、同じ気象条件 (気温 220 K、気圧 200 hPa、臨界相対湿度が 95%) で計算した。

予測値を用いている (境界層過程の詳細は第 2.6 節を参照)。さらに MSM・LFM では、乱流によるゆらぎ以外の効果 (積雲対流など) によって飽和に達していても雲ができる効果を取り入れるため、以下のように σ_s の取りうる値の範囲を限定している (原・永戸 2008):

$$2c_s f_{\text{min}} a_L q_{\text{sat,mix}}(\bar{T}_L) < \sigma_s < 2c_s f_{\text{max}} a_L q_{\text{sat,mix}}(\bar{T}_L) \quad (2.4.16)$$

ここで、 $f_{\text{max}} = 1.0$ 、 f_{min} は水平格子間隔に依存し、高解像度ではより雲のメリハリがあると考え、MSM では $f_{\text{min}} = 0.09$ 、LFM では $f_{\text{min}} = 0.05$ と設定している (永戸ほか 2012)。 c_s は気圧 p [hPa] を用いて以下のように表される因子である。

$$c_s = \begin{cases} \frac{p_s - p}{p_s - 850} & p > 850 \\ 1 & p \leq 850 \end{cases} \quad (2.4.17)$$

p_s は地上気圧である。つまり、 c_s は 850 hPa 面より上層で 1、地表面では 0 でその中間では気圧の関数として線形に変化する。この因子を導入している理由は、霧が発生するような状況 (ほとんど飽和に近い状態) ではないにも関わらず雲が地表面近くの下層で生成されるのを抑制するためである⁶。

2.4.3 asuca の雲量診断に関する課題と開発方針

(1) 雲量診断方法の物理過程間での不整合

今節と第 2.3.3 項を比べるとわかるように、放射・境界層雲量診断と雲微物理雲量診断とで診断方法が大きく異なっている。ある分布関数 G を仮定した格子内凝

⁶ なお、境界層過程で用いる雲量を診断する際には c_s は導入していない。

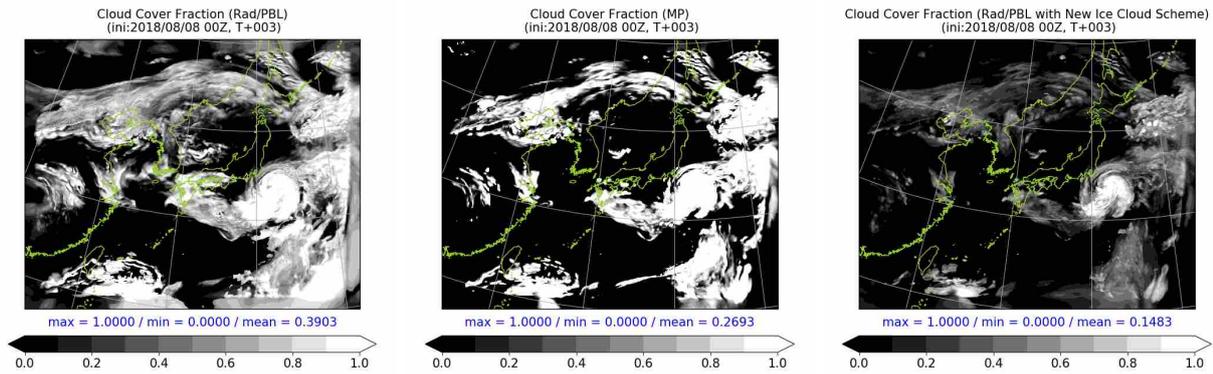


図 2.4.2 2018 年 8 月 8 日 15 時の MSM 上層雲量 (3 時間予報結果)。左図は放射・境界層雲量診断結果、中図は雲微物理雲量診断結果、右図は水雲診断方法を変更した放射・境界層雲量診断結果。

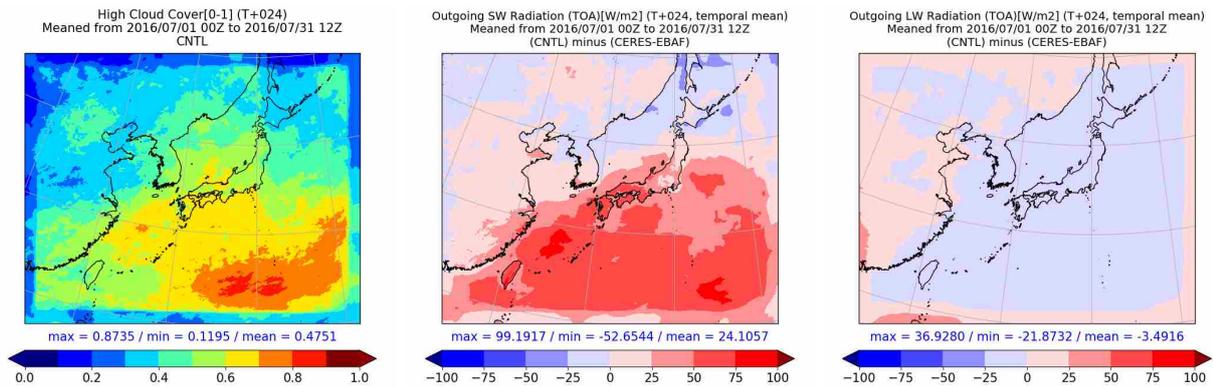


図 2.4.3 CNTL 実験の月平均 (2016 年 7 月) の上層雲量 (左) と、同じく月平均 (2016 年 7 月) の大気上端上向き短波放射 (中) および長波放射 (右) についての対 CERES-EBAF 誤差。

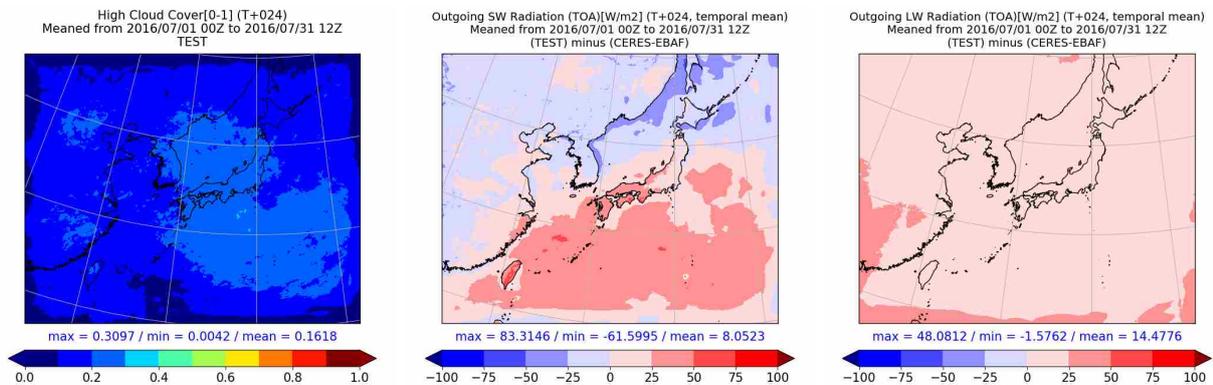


図 2.4.4 図 2.4.3 と同じ。ただし、TEST 実験の結果。

結 (凍結) を診断するという点では、両者は同じ考え方である。分布関数の形状は放射・境界層雲量診断 (ガウス関数) と雲微物理雲量診断 (三角形状) で異なるが、 σ_s (あるいはゆらぎ幅 b_s) と Q_N (格子平均凝結量に相当) が両者で同じ場合は、診断される雲量にほとんど差は生じない。したがって、両者の違いは、 Q_N と σ_s の与え方の違いによるものである。

Q_N の与え方に着目すると、放射・境界層雲量診断では飽和水蒸気量と総水量から直接計算しているため、飽和水蒸気量を超えた水蒸気は凝結 (凝固) して雲と

なる。一方、雲微物理雲量診断では Q_N を入力とせず、 \bar{q}_c (または \bar{q}_i) を入力として雲量を診断している。これらは、過飽和な状態を許容しなければ同じだが、第 2.3.3 項でも述べられているように、MSM の雲微物理過程では水過飽和を許容するため、両雲量診断の結果に大きな違いが生じる。MSM では、対流圏上層で水に対する相対湿度が 140% 近くまで達することがあり、そのような条件下では、放射・境界層雲量診断のほうが雲微物理雲量診断よりも大きな雲量を診断する。図 2.4.1 は、水に対する相対湿度 RH_{ice} を変化させたとき

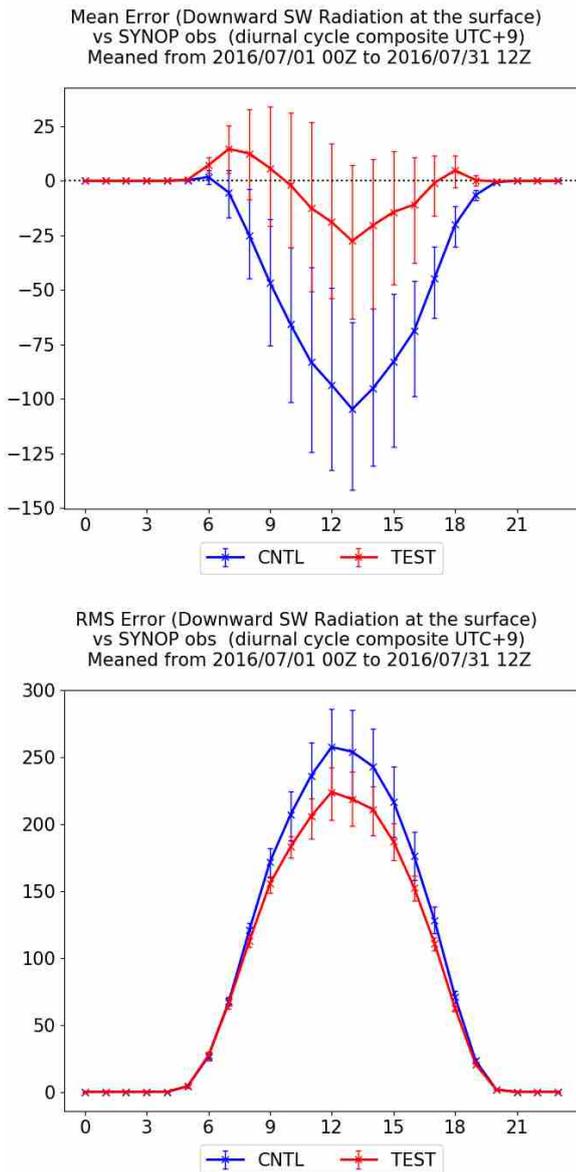


図 2.4.5 地上日射量の対地上観測平均誤差 (2016 年 7 月統計)。上図は平均誤差、下図は二乗平均平方根誤差で、予報対象時刻別 (日本時間、横軸) に示している。青線は CNTL 実験の結果、赤線は TEST 実験の結果。エラーバーは 95%信頼区間を表す。

の雲量を示したものである。ここでは簡単のため、臨界相対湿度 RH_{crit} を 0.95 で固定し、ゆらぎ幅 b_s と σ_s はそこから以下のように計算したものをを用いる。

$$b_s = a_L(1 - RH_{crit})q_{sat}(\bar{T}_L) \quad (2.4.18)$$

分布関数がガウス関数の場合は $b_s = 3\sigma_s$ 、三角形状の場合は $b_s = \sqrt{6}\sigma_s$ であるので、それぞれのスキームに対して σ_s が求められる。放射・境界層雲量診断 (図 2.4.1 の青線) では RH_{ice} が 100% 付近で雲を形成しているのに対し、雲微物理雲量診断 (図 2.4.1 の赤線) では 150% 付近で雲を形成していることがわかる。

診断方法の違いと雲量の差を実事例でも確認する。図 2.4.2 は 2018 年 8 月 8 日 15 時の MSM 上層雲量を

描いたものであり、左図は放射・境界層雲量、中図は雲微物理雲量である。これらを比較すると、放射・境界層雲量は面積が広く雲量が 1 よりも小さい格子が多いのに対し、雲微物理雲量は面積が狭く雲量が 0 か 1 の格子が多いことがわかる。放射・境界層雲量に比べて雲微物理雲量が大きいことについては、 σ_s の制限幅が両者で異なることによる。 σ_s や RH_{crit} の与え方に関する課題については次の (2) で説明する。

ここまでの説明から、放射・境界層雲量診断では水過飽和を許容しておらず、雲氷量と雲量の関係に齟齬が生じていることがわかる。その結果、現状の放射・境界層雲量診断は上層雲を広く見積もる傾向があり、第 2.5.3 項で説明した放射フラックスの誤差傾向を踏まえると、放射・境界層雲量診断による上層雲の面積は過大であると言える。本来、雲量の見積もりはモデル全体で不整合が生じないように同一理論により計算すべきである。一方で、雲氷の生成・消滅過程は複雑であり、雲水のように単純に飽和水蒸気量からの差だけで生成・消滅させる現在の理論は成り立たない。実用的な観点では、雲微物理雲量診断の手法 (Wilson and Ballard 1999) で統一するほうが、水過飽和を許容することができるため望ましいと考える。

そこで、氷雲の診断方法を統一したときのインパクトを調査した。図 2.4.2 の右図に、放射・境界層雲量診断における氷雲診断において Wilson and Ballard (1999) の方法を採用した場合の結果を示す。上層雲の面積は従来の放射・境界層雲量よりも狭くなり、雲微物理雲量と同程度となった。雲量自体は雲微物理雲量よりも小さくなっているが、これは放射・境界層雲量診断のゆらぎ幅が雲微物理雲量診断のそれよりも大きくなりやすい傾向があるためである。

この変更のインパクトを確認するために、2016 年 7 月の 00UTC および 12UTC について変更前実験 (CNTL) 変更後実験 (TEST) を行った。図 2.4.3 と図 2.4.4 に CNTL と TEST の 1 か月平均上層雲量と放射フラックスをそれぞれ示した。放射フラックスは CERES-EBAF (Loeb et al. 2018) プロダクトとの差を示している。CNTL の結果は第 2.5 節の図 2.5.4 と同じ傾向で、本州および太平洋で上層雲量が多く、それと対応して大気上端上向き短波放射が多くなっている。TEST では上層雲量が大幅に減少している。これに伴って短波放射の雲による反射は減少し、対 CERES-EBAF での誤差は縮小している。大気上端上向き長波放射 (OLR) について、対 CERES-EBAF では CNTL は過小、TEST では過大となっている。このことは、CNTL では上層雲量は過大であったが、TEST では過小となっていることを示唆している。図 2.4.5 に地上日射量の対地上気象観測誤差を示した。TEST では上層雲が減少したことにより雲による反射が小さくなり、短波の地上到達量が増えた。これによって、CNTL で見られていた負バイアスは TEST で大幅に縮小した。二乗平均平方

根誤差でも 35 W m^{-2} 程度の減少が確認できることから、本変更は日射量予測の改善に大きく貢献することがわかる。

今後は、この変更に加えて、OLR の誤差縮小のために、雲微物理過程などの他の過程の改良を合わせて行う予定である。

(2) σ_s の制限と臨界相対湿度について

第 2.4.2 項 (3) で説明したとおり、放射・境界層雲量診断では σ_s に上下限値を設けている。この制限値について、(2.4.18) 式および $b_s = 3\sigma_s$ の関係から、臨界相対湿度の上下限値とも見ることができ、以下のようになる。

$$\text{RH}_{\text{crit}} = 1 - \frac{6\sigma_*}{aLq_{\text{sat}}(\bar{T}_L)} \quad (2.4.19)$$

$$(1 - 6c_s f_{\text{max}}) \leq \text{RH}_{\text{crit}} \leq (1 - 6c_s f_{\text{min}}) \quad (2.4.20)$$

ここで、850 hPa より上空の雲量について考えると ($c_s = 1$)、MSM における RH_{crit} の上下限値はそれぞれ 0.46, -5 となる。これは、格子平均の相対湿度が 46% を超えたら格子内で雲が発生することを意味するが、MSM のような数 km の水平格子間隔のモデルにおいて現実的な値とは考えにくい。例えば、Walters et al. (2019) の Figure 3 には航空機観測から求めた 5 パーセント、95 パーセントおよび平均の RH_{crit} についての水平格子間隔依存性を示している。この図によると、 RH_{crit} の取りうる範囲として、20 km 解像度ではおよそ 0.65 ~ 0.98、5 km 解像度の場合はおおよそ 0.7 ~ 0.99 である。これを踏まえると 0.46 は制限値として低すぎると言える。

雲微物理雲量診断では、第 2.3.3 項にもあるとおり、850 hPa より上空では RH_{crit} の上下限値をそれぞれ 0.95, 0.5 とし、乱流統計量の値を用いて計算した臨界相対湿度 $\text{RH}_{\text{crit,PBL}}$ を用いている。図 2.4.2 で見たように、雲微物理雲量は 0 か 1 の値をとることが多いことが経験的にわかっている。 RH_{crit} の上限値を 0.95 より小さくする感度実験を行うと、雲域がわずかに広がるだけでなく、凝結のタイミングが早まり、降水量や対流圏下層気温の予測精度の向上を確認している。一方で、感度実験では凝結による大気加熱が大きくなることによって対流活動が組織化されやすくなり、第 2.3.4 項に説明されている小低気圧の過発達が起こりやすくなる傾向が確認されている。

今後は、 σ_s の適切な与え方を再考するとともに、これについてもモデル内で統一的に扱えるように開発をすすめる方針である。

参考文献

永戸久喜, 藤田匡, 原旅人, 2012: 局地モデルの本運用. 平成 24 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 72–86.

原旅人, 永戸久喜, 2008: 乱流過程. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 117–148.

Loeb, N. G., D. R. Doelling, H. Wang, W. Su, C. Nguyen, J. G. Corbett, L. Liang, C. Mitrescu, F. G. Rose, and S. Kato, 2018: Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Energy Balanced and Filled (EBAF) Top-of-Atmosphere (TOA) Edition-4.0 Data Product. *J. Climate*, **31**, 895–918.

Mellor, G. L., 1977: The Gaussian Cloud Model Relations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 356–358.

Morcrette, C. J., 2013: Sub-grid cloud parametrization issues in the Met Office Unified Model: A tale of several grey zones. *ECMWF workshop on parametrization of clouds and precipitation, Reading, UK 5-8 November 2012, ECMWF*, 81–88.

Sommeria, G. and J. W. Deardorff, 1977: Subgrid-Scale Condensation in Models of Nonprecipitating Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 344–355.

Walters, D., A. J. Baran, I. Boutle, M. Brooks, P. Earnshaw, J. Edwards, K. Furtado, P. Hill, A. Lock, J. Manners, C. Morcrette, J. Mulcahy, C. Sanchez, C. Smith, R. Stratton, W. Tennant, L. Tomassini, K. Van Weverberg, S. Vosper, M. Willett, J. Browse, A. Bushell, K. Carslaw, M. Dalvi, R. Essery, N. Gedney, S. Hardiman, B. Johnson, C. Johnson, A. Jones, C. Jones, G. Mann, S. Milton, H. Rumbold, A. Sellar, M. Ujiie, M. Whittall, K. Williams, and M. Zerroukat, 2019: The Met Office Unified Model Global Atmosphere 7.0/7.1 and JULES Global Land 7.0 configurations. *Geosci. Model Dev.*, **12**, 1909–1963.

Wilson, D. R. and S. P. Ballard, 1999: A microphysically based precipitation scheme for the UK meteorological office unified model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 1607–1636.

2.5 放射¹

2.5.1 はじめに

放射過程は、太陽や地球から射出される電磁波の伝播と、その大気によるエネルギーの吸収・放出・散乱を表現し、最終的に大気の加熱・冷却による気温変化を見積もるプロセスである(長澤 2012)。

太陽放射(短波放射)は大気や地表面を加熱し、また、大気や地表面自体は地球放射(長波放射)を射出して冷却する。太陽放射は地球外から得られる主要なエネルギー源であり、紫外-可視-近赤外域(波長はおよそ0.2~4 μm)にそのエネルギーのほとんどが含まれる。また、地球放射は、中赤外-遠赤外域(波長はおよそ3~100 μm)にそのエネルギーのほとんどが含まれる。これらの収支が地球の大気や海洋の運動を駆動するエネルギーの重要な源の一つになっている。放射による地表面の加熱や冷却は、境界層の発達に影響を及ぼし、時には対流活動発生の引き金ともなりうる。また、放射による雲や大気の加熱・冷却は、大気の成層安定度や、雲の生成・維持・消散にも影響を与える。したがって、MSMやLFMでの放射過程による大気の加熱率・冷却率の精度向上は、地上気温の日変化や気温鉛直プロファイルの予測精度向上のためだけでなく、大雨などの顕著現象の再現性向上のためにも重要である。

本節では、まずMSM・LFMの放射過程の概要を示し、そのあとで、現在MSM・LFMが抱えている放射過程に関連した課題を挙げ、最後に今後の開発方針を述べる。

2.5.2 MSM・LFMの放射過程

MSM・LFMの放射過程は、GSMの開発成果を利用している。原稿執筆時点(2019年12月)ではGSM1403(米原 2014)までの開発成果を取り入れており、今後も最新の成果を順次取り入れていく予定である。最新のGSM放射過程の詳細は関口ほか(2019)や本田・坂本(2019)を参照していただきたい。以下では、MSM・LFMに実装されている放射過程について概略を説明する。

放射過程では、大気中における放射伝達方程式を解いて放射フラックス(正味のエネルギーフラックス密度) F を求める。気象庁の放射過程では計算コストを抑えるため、放射強度が方位角によらないと仮定して角度積分し、上向き F^+ と下向き F^- の二方向に自由度を落とした二方向近似法を採用している。そして、求めたフラックスの収支をモデルの各格子で計算することにより、気温変化率を以下のように算出する。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\text{rad}} = \frac{g}{C_p} \frac{\partial}{\partial p} (F^+ - F^-) \quad (2.5.1)$$

ここで、 T は気温、 g は重力加速度、 C_p は定圧比熱、 p

は気圧である²。短波・長波放射スキームにおける F^\pm は単色(単一波数 ν に対する光線)の放射フラックス F_ν^\pm を短波・長波それぞれの全領域で波数積分することにより求められる。

単色の放射フラックス F_ν^\pm は放射強度 I_ν を天頂角方向について積分することで求まる。

$$F_\nu^\pm = 2\pi \int_0^{\pm 1} I_\nu(\tau_\nu, \mu) \mu d\mu \quad (2.5.2)$$

ここで、 μ は天頂角の余弦を表す。 τ_ν は大気上端から測った単色の光学的厚さで

$$\tau_\nu = \int_z^\infty k_\nu \rho dz \quad (2.5.3)$$

と表す。なお、 k_ν は質量消散係数、 z は高度、 ρ は媒質の密度である。

単色光についての放射伝達方程式は以下のとおりである。

$$-\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + J_\nu \quad (2.5.4)$$

右辺第1項は媒質による放射の減衰(吸収・散乱)を表す。右辺第2項は放射源関数と呼ばれ、媒質からの射出や他方向からの散乱による放射の増強を表す。

(1) 長波放射スキーム

長波放射スキームでは、大気および地表面からの赤外放射について吸収・射出を取り扱う。本スキームでは散乱を取り扱わない二方向吸収近似を採用している(Yabu 2013)。この場合、 k_ν は質量吸収係数となる。また、放射源関数はプランク関数 $B_\nu(T)$ で表されるので、(2.5.4)式は以下ようになる。

$$-\mu \frac{dI_\nu^\pm}{d\tau_\nu} = -I_\nu^\pm(\tau_\nu, \mu) + B_\nu(T) \quad (2.5.5)$$

これに $e^{\tau_\nu/\mu}$ を乗じて、両辺をある高度間($\tau_{\nu,1}$ から $\tau_{\nu,2}$ まで)で積分して整理すると、上向き・下向きの放射強度 I_ν^\pm は以下のように表せる。

$$I_\nu^+(\tau_{\nu,2}, \mu) = I_\nu^+(\tau_{\nu,1}, \mu) \mathcal{T}_\nu^i(\tau_{\nu,1}, \tau_{\nu,2}) + B_\nu(T) (1 - \mathcal{T}_\nu^i(\tau_{\nu,1}, \tau_{\nu,2})) \quad (2.5.6)$$

$$I_\nu^-(\tau_{\nu,1}, \mu) = I_\nu^-(\tau_{\nu,2}, \mu) \mathcal{T}_\nu^i(\tau_{\nu,1}, \tau_{\nu,2}) + B_\nu(T) (1 - \mathcal{T}_\nu^i(\tau_{\nu,1}, \tau_{\nu,2})) \quad (2.5.7)$$

² 放射過程計算モジュールはGSMで開発されたものを移植しているため、気圧高度座標系で鉛直差分が計算される。asucaに実装する際、モデル各鉛直層上下端における静力学平衡下での気圧を診断し、その差を Δp として鉛直差分を計算している。

¹ 草開 浩

なお、ここでは $\tau_{\nu,1}$ から $\tau_{\nu,2}$ までの気層は均質層であることを仮定している。 \mathcal{T}_ν^i は光線透過関数で以下のように表す。

$$\mathcal{T}_\nu^i(\tau_{\nu,1}, \tau_{\nu,2}, \mu) = e^{-(\tau_{\nu,1} - \tau_{\nu,2})/\mu} \quad (2.5.8)$$

求めたい長波放射フラックスは、(2.5.6) 式と (2.5.7) 式および (2.5.2) 式により得られる。本スキームではストリーム法 (Li and Fu 2000) を用い、天頂角方向の積分を以下のようにガウス求積法で近似する。

$$F_\nu^\pm = 2\pi \int_0^{\pm 1} I_\nu(\tau_\nu, \mu) \mu d\mu \approx 2\pi \sum_{i=1}^n w_i I_\nu(\tau_\nu, \pm \mu_i) \quad (2.5.9)$$

w_i は第 i 積分点の重みである。二方向近似スキームでは、 $n = 1$, $w_1 = 1/2$ となる。 μ_1 には散光因子 (1.66) を利用している。 \mathcal{T}_ν^i を天頂角方向に積分した \mathcal{T}_ν^f (フラックス透過関数) は以下のように表す。

$$\mathcal{T}_\nu^f(\tau_{\nu,1}, \tau_{\nu,2}) = e^{-(\tau_{\nu,1} - \tau_{\nu,2})/\mu_1} \quad (2.5.10)$$

大気モデルで長波放射計算をする際は、鉛直方向に離散化した各層を均質層とみなしてフラックスを計算する。モデル第 k 層の下部境界における長波放射の上向き・下向きフラックス $F_{\nu,k}^\pm$ は以下のようになる³。

$$F_{\nu,N+1}^- = 0 \quad (2.5.11)$$

$$F_{\nu,k}^- = F_{\nu,k+1}^- \mathcal{T}_\nu^f(\tau_{\nu,k}, \tau_{\nu,k+1}) + B_\nu(T_k) (1 - \mathcal{T}_\nu^f(\tau_{\nu,k}, \tau_{\nu,k+1})) \quad (k = N, \dots, 1) \quad (2.5.12)$$

$$F_{\nu,1}^+ = B_\nu(T_s) \quad (2.5.13)$$

$$F_{\nu,k}^+ = F_{\nu,k-1}^+ \mathcal{T}_\nu^f(\tau_{\nu,k-1}, \tau_{\nu,k}) + B_\nu(T_{k-1}) (1 - \mathcal{T}_\nu^f(\tau_{\nu,k-1}, \tau_{\nu,k})) \quad (k = 2, \dots, N+1) \quad (2.5.14)$$

波数積分について、長波放射スキームでは、長波放射の波長帯を 11 バンドに分割して、それぞれのバンドで波数積分した放射フラックスを求める。各バンドの放射フラックスは、 k -分布法 (Arking and Grossman 1972) を応用して次式により計算する。

$$F = \sum_{i=1}^M F_i \Delta_i \quad (2.5.15)$$

ここで、 M は各バンドのサブバンド数、 F_i , Δ_i はそれぞれ k -分布法による第 i サブバンドの放射フラックス

³ 第 $N+1$ 層は放射フラックス計算のために便宜的に設けるものであり、大気モデルにおいてこの層は予測対象外である。ただし、MSM・LFM のモデル上端は 25 km 未満であり成層圏オゾン層による短波放射の吸収・散乱をモデル大気で陽に取り扱えないため、第 $N+1$ 層にモデル上端より上空のオゾンについて鉛直積算したものを配置し、短波放射の吸収・散乱を計算している。

と積分間隔を表す。このように、各バンドを M 個のサブバンドに分割し、それぞれのサブバンドでの放射を吸収係数 k_i の単色光とみなして放射伝達計算を行い、それらを足し合わせることで長波放射の波長帯での放射フラックスを計算する。

(2) 短波放射スキーム

短波放射スキームでは、太陽光の大気および地表面による吸収・散乱を取り扱う。太陽からの直達光は指向性が強いいため、(2.5.4) 式を直達光と散乱光を分けて考える。直達光の方程式は以下のようになる。

$$\mu_0 \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu_0)}{d\tau_\nu} = -I_\nu(\tau_\nu, \mu_0) \quad (2.5.16)$$

ここで、 μ_0 は太陽天頂角の余弦である。直達光の放射フラックス $F_{\nu,\text{dir}}$ は (2.5.16) 式を解くことにより以下のようになる。

$$F_{\nu,\text{dir}} = F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} \quad (2.5.17)$$

F_0 は μ_0 方向から入射する大気上端での太陽放射フラックス ($F_0 = \mu_0 S_0$, S_0 は太陽定数) である。散乱光の方程式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu)}{d\tau_\nu} &= I_\nu(\tau_\nu, \mu) \\ &- \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I_\nu(\tau_\nu, \mu') d\mu' \\ &- \frac{\omega_0}{4\pi} P(\mu, \mu_0) F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} \end{aligned} \quad (2.5.18)$$

ここで、 ω_0 は単一散乱アルベド (入射光の消散に対する散乱の割合)、 $P(\mu, \mu')$ は散乱位相関数 (散乱の強さの散乱角依存性を表す) である。散乱光の放射フラックスは、二方向近似法の一つである δ -Eddington 法 (Joseph et al. 1976) を用いると、 $I(\tau_\nu, \mu)$ を μ の一次関数、 P を低次の球面調和関数展開で近似することができ、(2.5.18) 式を天頂角方向に積分することにより以下のように表すことができる (Meador and Weaver 1980)。

$$\frac{dF_\nu^+}{d\tau} = \gamma_1 F_\nu^+ - \gamma_2 F_\nu^- - \gamma_3 \omega_0 F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} \quad (2.5.19a)$$

$$\frac{dF_\nu^-}{d\tau} = \gamma_2 F_\nu^+ - \gamma_1 F_\nu^- + (1 - \gamma_3) \omega_0 F_0 e^{-\tau_\nu/\mu_0} \quad (2.5.19b)$$

ここで、 γ_1 , γ_2 および γ_3 は、

$$\gamma_1 = \frac{1}{4} \{7 - \omega_0(4 + 3g)\} \quad (2.5.20a)$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{4} \{1 - \omega_0(4 - 3g)\} \quad (2.5.20b)$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{4} (2 - 3g\mu_0) \quad (2.5.20c)$$

で、 g は δ -Eddington 法により導入されたパラメータで、散乱の対称性を表す因子である。連立微分方程式 (2.5.19) を均質層に適用し、適当な境界条件を与えて解くと、均質層の上下境界における上向き・下向き短波放射フラックスが得られる。

実際の大气においては、大气分子によるレイリー散乱、各種気体による吸収、エアロゾルや雲による吸収・ミー散乱が起こるため、これらの効果を同時に考慮する必要がある。本スキームでは、これらの効果を考慮できるように、 τ , ω_0 , g を以下のように計算する。

$$\tau = \tau_R + \tau_g + \tau_a + \tau_c \quad (2.5.21a)$$

$$\omega_0 = \frac{\tau_R + \omega_{0a}\tau_a + \omega_{0c}\tau_c}{\tau_R + \tau_g + \tau_a + \tau_c} \quad (2.5.21b)$$

$$g = \frac{g_a\omega_{0a}\tau_a + g_c\omega_{0c}\tau_c}{\tau_R + \omega_{0a}\tau_a + \omega_{0c}\tau_c} \quad (2.5.21c)$$

ここで、添字 R , g , a , c はそれぞれ、大气分子によるレイリー散乱、気体吸収、エアロゾルと雲によるミー散乱および吸収を表す。

大气モデルに実装する際は、各鉛直層を均質層と見なして、各層の上下境界における放射フラックスを計算する。本スキームでは、(2.5.19) 式から求めた均質層における放射フラックスからモデル各層の直達光および散乱光に対する反射率 \mathcal{R} ・透過率 \mathcal{T} を算出し、それらを用いて鉛直層間の多重反射を考慮した上向き・下向き放射フラックスを計算する。最終的に、モデル鉛直第 k 層の上部境界における上向き・下向きフラックスは以下のように表すことができる。

$$F_\nu^+ = F_0 \left\{ \left(\mathcal{T}_{\text{dn}}(\mu_0) - e^{-\tau_\nu^*/\mu_0} \right) \frac{\overline{\mathcal{R}}_{\text{up}}}{1 - \overline{\mathcal{R}}_{\text{dn}}\overline{\mathcal{R}}_{\text{up}}} + \frac{\mathcal{R}_{\text{up}}(\mu_0)}{1 - \overline{\mathcal{R}}_{\text{dn}}\overline{\mathcal{R}}_{\text{up}}} e^{-\tau_\nu^*/\mu_0} \right\} \quad (2.5.22a)$$

$$F_\nu^- = F_0 \left\{ e^{-\tau_\nu^*/\mu_0} + \frac{\mathcal{T}_{\text{dn}}(\mu_0) - e^{-\tau_\nu^*/\mu_0}}{1 - \overline{\mathcal{R}}_{\text{dn}}\overline{\mathcal{R}}_{\text{up}}} + \frac{\mathcal{R}_{\text{up}}(\mu_0)\overline{\mathcal{R}}_{\text{dn}}}{1 - \overline{\mathcal{R}}_{\text{dn}}\overline{\mathcal{R}}_{\text{up}}} e^{-\tau_\nu^*/\mu_0} \right\} \quad (2.5.22b)$$

ここで、 $\mathcal{R}_{\text{up}}(\mu_0)$ は各鉛直層より下の層の、直達光に対する反射率、 $\mathcal{T}_{\text{dn}}(\mu_0)$ は各鉛直層より上の層の、直達光に対する透過率、 $\overline{\mathcal{R}}_{\text{dn}}$, $\overline{\mathcal{R}}_{\text{up}}$ は各鉛直層より下・上の層の、散乱光に対する反射率、 $e^{-\tau_\nu^*/\mu_0}$ はモデル大气上端から第 k 層までの直達光透過率を表す。 τ_ν^* はモデル各鉛直層の光学的厚さをモデル最上層から第 k 層まで足し合わせたものである。添字 “dn” のつく量はモデル最上層から、添字 “up” のつく量はモデル最下層から順に計算することにより求められる。

波数積分について、短波放射の場合、入射する太陽のスペクトルは変わらないので、あらかじめいくつかの波長帯ごとに積分した τ を計算しておき、それを用いて上記の計算を行う。本スキームでは、Freidenreich and Ramaswamy (1999) に基づき、短波放射の波長帯を 16 バンド (紫外域 10、可視域 5、近赤外域 1 (サブバンド 7 で ESFT 法⁴)) に分割している。このうち、近赤外域の水蒸気吸収帯については Briegleb (1992) に基づく。

(3) 放射吸収気体・エアロゾルの扱い

MSM・LFM の放射過程では、GSM と同様、水蒸気、オゾン、二酸化炭素、酸素、メタン、一酸化二窒素およびフロン類 (CFC-11, CFC-12, HCFC-22) およびエアロゾルによる放射の吸収を考慮する。水蒸気について、対流圏ではモデル予測値を用いている。対流圏より上層の水蒸気については、衛星観測に基づく 2 次元月別気候値 (Randel et al. 1998) を利用している。オゾンについては、気象研究所成層圏化学輸送モデルを用いて作成された 3 次元月別濃度気候値 (村井 2009) を用いている⁵。エアロゾルの単一散乱アルベド ω_{0a} および非対称因子 g_a は WMO (1986) が定義するプロファイルに基づき、CONT-I 型 (平均的大陸型エアロゾル) と MAR-I 型 (清浄な海洋型エアロゾル) の 2 種類を、それぞれ大陸上、海洋上の典型的なプロファイルと仮定し、モデルの海陸分布に従って水平分布を決定して用いている。エアロゾルの光学的厚さ τ_a は、衛星観測 (MODIS⁶ および TOMS⁷) から作成した鉛直積算光学的厚さの月別気候値⁸ を用いて、WMO (1986) が定義するプロファイルを補正している。他の気体 (二酸化炭素、酸素、メタン、一酸化二窒素およびフロン類) は一様な気候値を用いている。

(4) 雲の光学特性

MSM・LFM の放射過程では、雲粒の有効半径から雲の光学特性をパラメタライズする。長波放射においては、水雲の質量吸収係数を Hu and Stamnes (1993)、氷雲のそれを Ebert and Curry (1992) に基づいて計算する。短波放射における雲の光学特性パラメータ (τ_c , ω_{0c} , g_c) は、水雲については Slingo (1989)、氷雲については Ebert and Curry (1992) に従い、雲水量、雲水量、雲粒有効半径 r_e の関数で表す。

r_e [μm] は水雲と氷雲の場合で異なり、氷雲における r_e は Ou and Liou (1995) および McFarquhar et al. (2003) に基づき、気温 (以下の式での単位は °C) の関

⁴ Exponential Sum Fitting of Transmission function 法 (Lacis and Hansen 1974; Wiscombe and Evans 1977)

⁵ GSM1403 で導入された成層圏上部から中間圏にかけてのオゾン濃度気候値分布の改良 (関口 2012) は未導入である。

⁶ MODERate resolution Imaging Spectroradiometer

⁷ Total Ozone Mapping Spectrometer

⁸ 気象庁地球環境・海洋部環境気象管理官により作成されたもの

数で与える。

$$r_e = -1.56 + 0.388D_e + 0.00051D_e^2 \quad (2.5.23a)$$

$$D_e = 326.3 + 12.42T + 0.197T^2 + 0.0012T^3 \quad (2.5.23b)$$

ここで、 D_e [μm] は平均雲粒有効粒径を表す。水雲については $15 \mu\text{m}$ を与えている。

(5) 雲オーバーラップ

MSM・LFMの放射過程では、鉛直層ごとに格子内を覆っている雲の割合（雲量）を診断（詳しくは第2.4節を参照）し、それが鉛直方向にどのように重なっているかをパラメタライズしている（雲オーバーラップの仮定）。

長波放射スキームでは Maximum Random Overlap(MRO; Geleyn and Hollingsworth 1979) と呼ばれる仮定を用いている。これは、鉛直方向に隣接した雲は最大限に重なり (Maximum Overlap; MO)、隣接していない雲層同士は無相関に重なる (Random Overlap; RO) というものである (Hogan and Illingworth 2000 の Fig.1などを参照)。

短波放射スキームでは、層間の多重反射を扱っているため、より単純に計算できるように格子内を晴天域と曇天域に分割して放射伝達を計算する。曇天域の面積率（格子内全雲量; c_{total} ）は MRO の仮定を用いて決定し、曇天域内では、各鉛直層の雲量 c_k を全雲量で規格化したもの $c_k^*(=c_k/c_{\text{total}})$ を用いて、曇天域の反射率 \mathcal{R}^* と透過率 \mathcal{T}^* を計算する。

$$\mathcal{R}_k^* = c_k^* \mathcal{R}_{k,\text{cloud}} + (1 - c_k^*) \mathcal{R}_{k,\text{clear}} \quad (2.5.24a)$$

$$\mathcal{T}_k^* = c_k^* \mathcal{T}_{k,\text{cloud}} + (1 - c_k^*) \mathcal{T}_{k,\text{clear}} \quad (2.5.24b)$$

ここで X_{clear} は晴天域の、 X_{cloud} は曇天域の $X(=R, T)$ をそれぞれ表す。

(6) 放射計算のタイムステップ

放射過程は計算量が多いため、高速化を目的として時間方向に間引いて計算している。短波放射および長波放射スキームの計算は 15 分に 1 回計算を行っている。放射計算を実行しないタイムステップでは、地表温度や太陽天頂角に応じて放射フラックスや大気加熱率を補正している。なお、GSM では水平方向に計算格子を平滑化（東西格子を 4 格子から 1 格子に平滑化）して計算量削減を図っているのに対し、MSM・LFM ではそのような平滑化を行っていない。

2.5.3 予測精度上の課題と今後の開発

MSM および LFM の放射過程に起因した予測誤差について、地上観測および衛星観測と比較しながら説明する。

図 2.5.1 に 2018 年 7 月および 1 月の 12 時における MSM 対地上日射量誤差を示した。MSM が予測する地上日射量には、夏季に過小、冬季に過大となるような

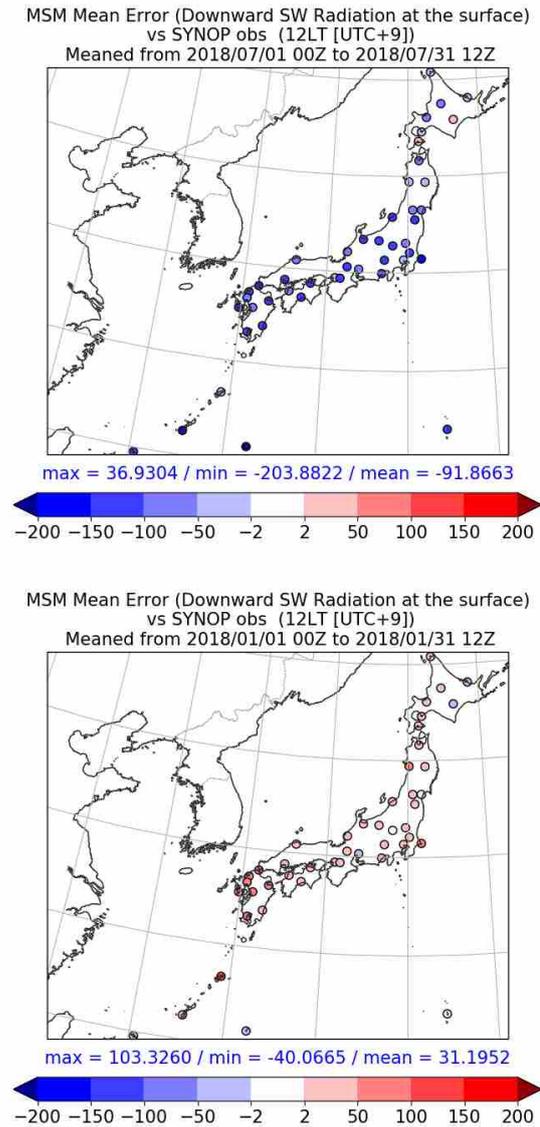


図 2.5.1 地上日射量の対地上観測平均誤差（12時）。上図は 2018 年 7 月、下図は 2018 年 1 月の 00 UTC, 12 UTC 初期値予報についての統計結果。

誤差が確認できる。これは LFM についても同じ傾向である（図省略）。また、北海道南東部を除き、ほぼ日本全域でこれらの誤差特性が確認できる。なお、GSM では夏季の日本付近は日射量が過多であることが示されている (米原 2019)。これらの違いはモデル間で雲の予測特性や雲オーバーラップの方法が異なることによると考えられる⁹。

MSM における地上日射量と雲量の関係を調べるために、放射過程で診断する晴天地上短波放射（雲がないと想定した場合の地上日射量予測値）を用いて予測

⁹ GSM の晴天放射過程には、MSM・LFM のそれにはない改良（エアロゾル直接効果の改良、水蒸気吸収パラメータの更新）が含まれているが、いずれも地上日射量を小さくする方向の変化が期待されるため、晴天放射過程の違いによる影響とは考えにくい。

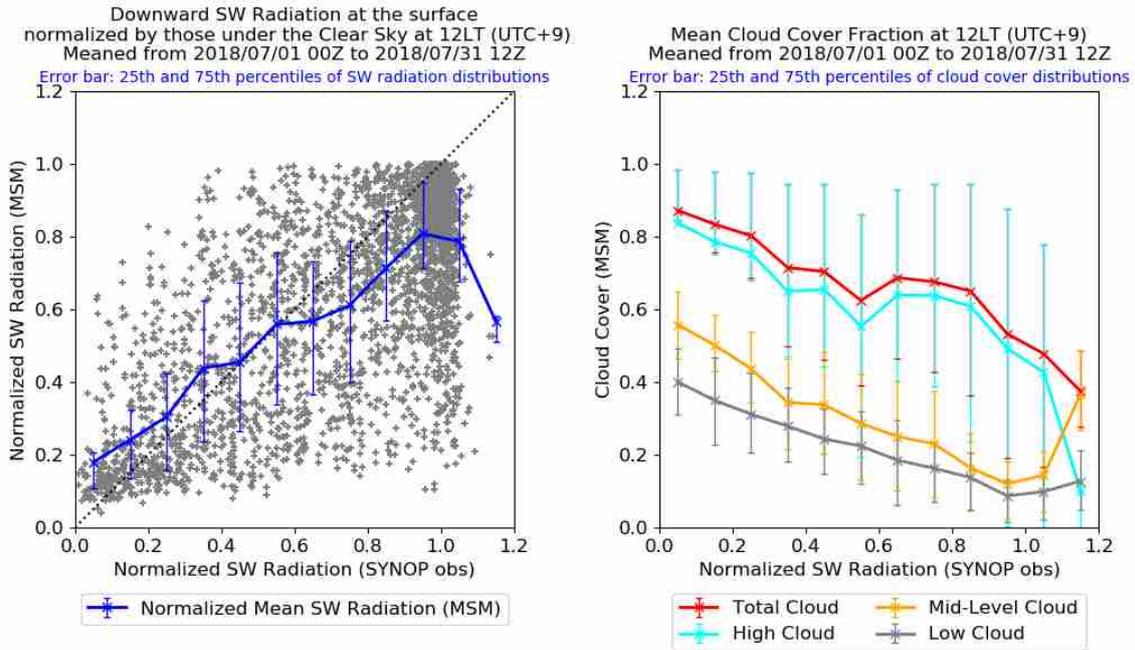


図 2.5.2 左図は、晴天地上短波放射（推定）で規格化したモデル値（縦軸）と観測値（横軸）の散布図（点）と、各ビンにおけるモデル平均短波放射量（折れ線）で、ともに 2018 年 7 月の統計結果。右図は、規格化した地上短波放射量の観測値（横軸）について各ビンにおけるモデル平均雲量（縦軸）。赤線は全雲量、水色線は上層雲量、オレンジ線は中層雲量、灰色線は下層雲量を表す。観測値のピンは 0.1 ごとに区切った。エラーバーの下端、上端はそれぞれ 25, 75 パーセントイル値を表す。統計には 00 UTC, 12 UTC 初期値予報のみ用いた。

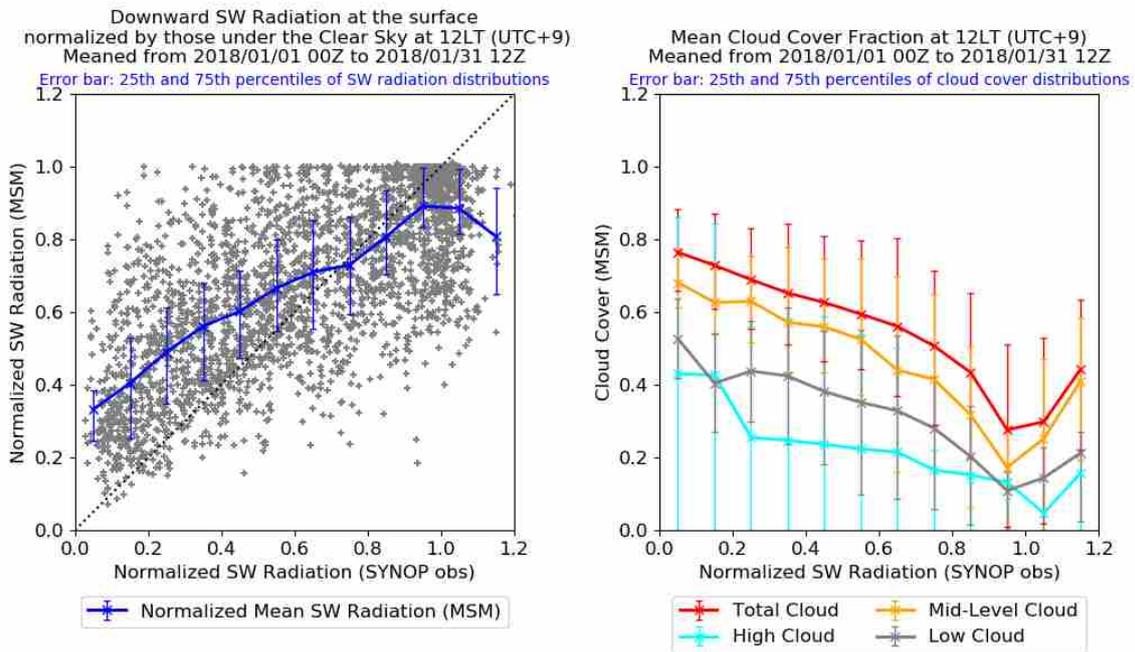


図 2.5.3 図 2.5.2 と同じ。ただし 2018 年 1 月の統計結果。

値と観測値を規格化し、散布図で表した (図 2.5.2 左)。また、上、中、下層雲量¹⁰との対応を見るために、規格

¹⁰ 上層・中層・下層に含まれる鉛直層での雲量を用い、MO を仮定して算出する。下層と中層の境界となる気圧を地上気圧 $\times 0.85$ とし、中層と上層の境界となる気圧を下層と中層の境界の気圧 $\times 0.8$ と 500 hPa の小さい方とする (地上気圧が 1000 hPa の場合、境界はそれぞれ 850 hPa と 500 hPa となる)。

化した観測値を 0.1 単位でビンに分け、各ビンごとで平均したモデル雲量も示した (図 2.5.2 右)。夏季 (2018 年 7 月) について、観測値が 1 に近いとき (実際に晴れているとき) に予測値は過小、逆に観測値が 0 に近いとき (実際に曇っているとき) に予測値は過大な傾向があることがわかる。また、観測値が 1 を超えている (モデルが予想した晴天時日射量よりも観測値が大

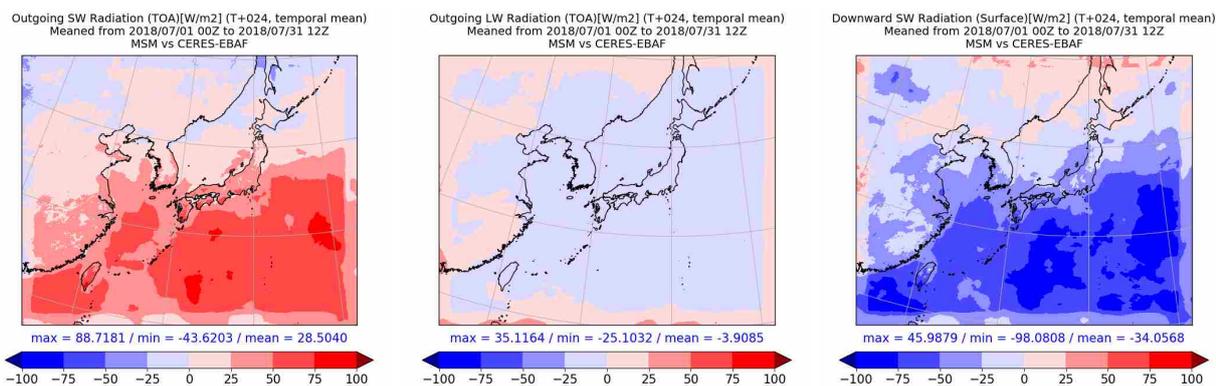


図 2.5.4 大気上端上向き短波放射（左）および長波放射（中）、地上日射量（右）の月平均（2018年7月）についての対 CERES-EBAF 誤差。単位は W/m^2 。MSM の予測値の統計には 00 UTC, 12 UTC 初期値の結果のみ用いた。

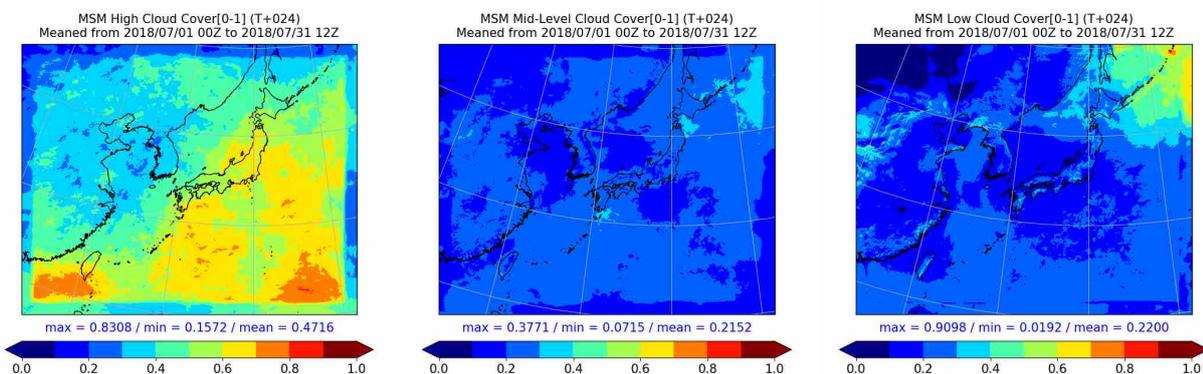


図 2.5.5 MSM による上層雲量（左）・中層雲量（中）・下層雲量（右）予測値の月平均（2018年7月）。MSM の予測値の統計には 00 UTC, 12 UTC 初期値の結果のみ用いた。

きい）地点が複数ある。このことは、晴天放射の予測精度が不十分な場合があることを示唆している。これと合わせて上・中・下層雲量を見ると、以下のような特徴がある。

- 観測値が 1 に近いときは、中・下層雲は 2 割以下なのに対して、上層雲は 5 割以上ある。
- 観測値が 0 に近いときでも、全雲量は 9 割程度で、特に中層雲は 5 割程度で、下層雲は 5 割に満たない。

特に前者について、巻雲が多いときに日射量誤差が大きくなるという Ohtake et al. (2015) の結果とも合致する。

冬季（2018年1月）について（図 2.5.3）は、観測値が 0 に近いときに予測値は過大となっており、冬季の地上日射量過大は、予測雲量が過小であることが原因と推測する。秋元・土田 (2018) の南岸低事例調査においても、予測雲量の不足を指摘している。観測値が 1 に近いときは、予測値はわずかに過小傾向となっているが、夏季ほどの大きな誤差は確認できない。

放射フラックス誤差と予測雲量の関係を面的に確認するため、MSM の月平均放射フラックスを CERES-EBAF(Loeb et al. 2018) プロダクトと比較した（図

2.5.4）。なお、紙面の都合から、夏季（2018年7月）の結果のみ紹介する。本州から太平洋にかけて、大気上端上向き長波放射が過小な領域があり、上層雲量が多い領域（図 2.5.5）と対応している。このことは、MSM が上層雲量を過大に予測していることを意味している。また、その領域では、大気上端上向き短波放射の予測も過大となっており、太陽放射が過剰に散乱されていることを示している。上層雲量が多い領域と地上日射量が過小な領域もよく対応しており、大気による短波放射の反射過多が地上日射量過小の一因と推測できる。

以上から、上層雲量の過大傾向と地上日射量の過小傾向には相関が見られ、上層雲量の表現を改善することが日射量予測精度向上の鍵と考えられる。一般に上層雲は光学的に薄いため、直接的な影響（上層雲による吸収・散乱）は小さいと考えられるが、北川ほか (2005) や Nagasawa (2012) が指摘しているように、上層雲に覆われているときに、下層雲の反射率を過大に評価している可能性がある。

今後は、第 2.4 節で指摘した雲量診断方法に関する不整合の解消や、雲物理過程改良による雲水・雲氷予測の改善などによって、過大な上層雲量の減少と地上日射量誤差の縮小を目指す予定である。また、放射過

程自体のさらなる精緻化に向けて、GSMの放射過程に実装されている最新の改良項目をMSM・LFMの放射過程にも順次取り入れていけるように開発を進める。

参考文献

- 秋元銀河, 土田尚侑, 2018: 事例調査: 南岸低気圧による降雪予測. 平成30年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 54–60.
- Arking, A. and K. Grossman, 1972: The influence of line shape and band structure on temperatures in planetary atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 937–949.
- Briegleb, B. P., 1992: Delta-Eddington Approximation for Solar Radiation in the NCAR Community Climate Model. *J. Geophys. Res.*, **97**, 7603–7612.
- Ebert, E. E. and J. A. Curry, 1992: A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *J. Geophys. Res.*, **97**, 3831–3836.
- Freidenreich, S. M. and V. Ramaswamy, 1999: A new multiple-band solar radiative parameterization for general circulation models. *J. Geophys. Res.*, **104**, 31389–31409.
- Geleyn, J.-F. and A. Hollingsworth, 1979: An economical analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beitr. Phys. Atmos.*, **52**, 1–16.
- Hogan, R. J. and A. J. Illingworth, 2000: Deriving cloud overlap statistics from radar. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 2903–2909.
- 本田有機, 坂本雅巳, 2019: 全球モデル(GSM)の概要. 数値予報課報告・別冊第65号, 気象庁予報部, 136–155.
- Hu, Y. X. and K. Stamnes, 1993: An accurate parameterization of the radiative properties of water clouds suitable for use in climate models. *J. Climate*, **6**, 728–742.
- Joseph, J. H., W. J. Wiscombe, and J. A. Weinman, 1976: The delta-eddington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452–2459.
- 北川裕人, 藪将吉, 村井臣哉, 2005: 雲-放射過程. 数値予報課報告・別冊第51号, 気象庁予報部, 65–66.
- Lacis, A. A. and J. E. Hansen, 1974: A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 118–133.
- Li, J. and Q. Fu, 2000: Absorption approximation with scattering effect for infrared radiation. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 2905–2914.
- Loeb, N. G., D. R. Doelling, H. Wang, W. Su, C. Nguyen, J. G. Corbett, L. Liang, C. Mitrescu, F. G. Rose, and S. Kato, 2018: Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) Energy Balanced and Filled (EBAF) Top-of-Atmosphere (TOA) Edition-4.0 Data Product. *J. Climate*, **31**, 895–918.
- McFarquhar, G. M., S. Iacobellis, and R. C. J. Somerville, 2003: SCM Simulations of Tropical Ice Clouds Using Observationally Based Parameterizations of Microphysics. *J. Climate*, **16**, 1643–1664.
- Meador, W. E. and W. R. Weaver, 1980: Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres: A unified description of existing methods and a new improvement. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 630–643.
- 村井臣哉, 2009: 放射. 数値予報課報告・別冊第55号, 気象庁予報部, 87–90.
- Nagasawa, R., 2012: The problem of cloud overlap in the radiation process of JMA's global NWP model. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **42**, 0415–0416.
- 長澤亮二, 2012: 放射過程. 数値予報課報告・別冊第58号, 気象庁予報部, 90–99.
- Ohtake, H., da J. G. Silva Fonseca, T. Takashima, T. Oozeki, K. Shimose, and Y. Yamada, 2015: Regional and seasonal characteristics of global horizontal irradiance forecasts obtained from the Japan Meteorological Agency mesoscale model. *Solar Energy*, **116**, 83–99.
- Ou, S. and K.-N. Liou, 1995: Ice microphysics and climatic temperature feedback. *Atmos. Res.*, **35**, 127–138.
- Randel, W. J., F. Wu, J. M. Russell III, A. Roche, and J. W. Waters, 1998: Seasonal cycles and QBO variations in stratospheric CH₄ and H₂O observed in UARS HALOE data. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 163–185.
- 関口亮平, 2012: 鉛直1次元モデルによる評価(5)-放射過程における加熱率. 数値予報課報告・別冊第58号, 気象庁予報部, 175–178.
- 関口亮平, 長澤亮二, 中川雅之, 藪将吉, 2019: 放射. 数値予報課報告・別冊第65号, 気象庁予報部, 66–80.
- Slingo, A., 1989: A GCM parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 1419–1427.
- Wiscombe, W. J. and J. W. Evans, 1977: Exponential-Sum Fitting of Radiative Transmission Functions. *J. Comput. Phys.*, **24**, 416–444.
- WMO, 1986: A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. *World Climate Programme, WCP-112, WMO/TD-No.24*, 53pp.

- Yabu, S., 2013: Development of longwave radiation scheme with consideration of scattering by clouds in JMA global model. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **43**, 4.07–4.08.
- 米原仁, 2014: 変更の概要. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1–3.
- 米原仁, 2019: 気象庁全球モデルにおける近年の改良. 数値予報課報告・別冊 65 号, 気象庁予報部, 1–11.

2.6 境界層¹

2.6.1 はじめに

大気中には大小さまざまなスケールの渦の運動によって構成される乱流が存在し、運動量、熱、水蒸気等を輸送している。地表面に隣接した大気最下層の領域（大気境界層）において、乱流は地面が受けた日射のエネルギーを自由大気中へと運び、その運動を駆動している。乱流輸送は境界層や自由大気の構造に影響を与えている他、海面を通じた水蒸気の輸送は積雲対流の励起や台風の発達に重要な役割を果たしている。

この渦の集団の運動（乱流）は時空間スケールが小さく、現業運用される数値予報モデルでは直接解像できない。この乱流を何らかの方法でモデル化し、数値予報モデルの持つ格子平均値の情報から乱流輸送を見積もることが境界層過程の役割である。

現在気象庁のメソモデル（MSM）で境界層過程として用いている改良 Mellor-Yamada レベル 3 スキーム（MYNN3; Nakanishi and Niino 2009）は、気象庁非静力学モデル（JMA-NHM; Saito et al. 2006, 2007）が MSM として現業運用されていた 2007 年 5 月に、それまで用いられていた渦拡散モデル（熊谷・斉藤 2004）に代わって導入された（原 2006; Hara 2007a,b）。後に運用を開始した JMA-NHM に基づいた局地モデル（LFM; 永戸ほか 2012）にもこのスキームが導入された。

その後、原（2012a）等の調査により、JMA-NHM に実装されていた MYNN3（旧 MYNN3）はフラックスの振動により過大な乱流輸送を表現しやすいことが判明し、境界層過程の見直しが行われた。

LFM では、数値予報モデルの asuca（気象庁予報部 2014）への更新に伴い、計算安定性向上のための様々な改良を施した境界層過程（計算安定化版 MYNN3）を開発して asuca の物理過程² に実装し、旧 MYNN3 に見られた問題点を改善した（原 2015）。

一方、当時 JMA-NHM に基づくモデルであった MSM ではこの計算安定化版 MYNN3 を導入できず、境界層過程をより簡略化した（その代わりにフラックスの振動が発生しない）スキームであるレベル 2.5 モデル（MYNN2.5）に変更することでこの問題点に対処した（原 2015）。

2017 年 2 月には MSM の数値予報モデルも asuca に更新され、この時、計算安定化版 MYNN3 を用いた方が MYNN2.5³ を用いるよりも降水、気温予測等の精度が改善することが確認されたため、境界層過程を LFM と同じ計算安定化版 MYNN3 に変更した（原 2017）。図 2.6.1 に、現在の MSM において計算安定化版 MYNN3

と MYNN2.5 を用いた場合の冬期間の気温、ジオポテンシャル高度の対ゾンデ RMSE の差を示す。MYNN3 を用いた結果では対流圏下層の気温が平均的に上昇する傾向が見られ、MSM の持つ低温バイアスを打ち消す形で気温の対ゾンデ誤差は小さくなる。また大気の成層状態の変化を通じて上層の高度場にも影響を与え、バイアスを打ち消す形でジオポテンシャル高度の誤差を縮小する⁴。このように MSM において、計算安定化版 MYNN3 を用いた結果では、MYNN2.5 を用いた結果よりも統計的なスコアが改善する。

LES (Large Eddy Simulation)⁵ 等と比較した計算安定化版 MYNN3 の基本的な性能や課題については原（2012a,b,c）で詳しく調べられているためこちらを参照いただきたい。また渦拡散モデルと比較した旧 MYNN3 の性能については原・永戸（2008）を、旧 MYNN3 と比較した計算安定化版 MYNN3 の性能については原（2015）を参照いただきたい。

本節では現在 MSM で境界層過程に用いている計算安定化版 MYNN3 の独自実装について、旧 MYNN3 との違いを示しつつ、その概要を説明する。

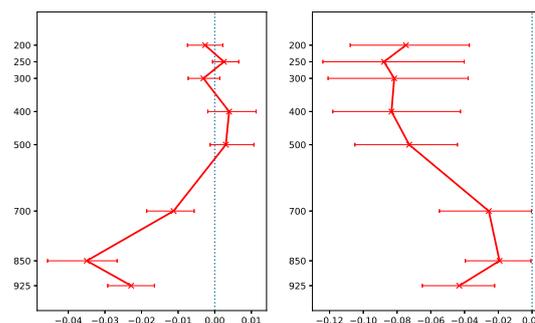


図 2.6.1 冬期間 66 日の 00, 12 UTC 初期値の予報について検証した MSM の FT=12 の対ゾンデ誤差の差 (MYNN3-MYNN2.5)。縦軸は高度 [hPa]。左図、右図はそれぞれ気温 [K]、ジオポテンシャル高度 [m] の RMSE の差を表す。またエラーバーはブートストラップ法で推定した 95% 信頼区間を表す。

2.6.2 乱流フラックス

物理量 ϕ を

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.6.1)$$

のように格子平均値 $\bar{\phi}$ と乱流による格子平均値からの変動 ϕ' の和で表した場合、乱流輸送による ϕ の格子平均値の時間変化率は

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'\phi'} \quad (2.6.2)$$

⁴ その他に地上気温、地上比湿の誤差等も減少する。また夏期間についても同様である。

⁵ 高解像度で実行する乱流を扱う数値シミュレーション手法の一種。乱流を構成する渦のうち、比較的スケールの大きい渦については格子平均で直接解像し、それよりも小さいスケールの渦はサブグリッド効果としてパラメタライズする。境界層過程のリファレンスとして用いられることが多い。

¹ 西本 秀祐

² 物理過程ライブラリ（原 2012d）のこと。

³ JMA-NHM に実装されていたものと詳細な仕様は異なるが、MYNN2.5 は物理過程ライブラリにも実装されており、asuca でも利用することができる。

のように表すことができる。ただし、 w は鉛直風速である。右辺の $\overline{w'\phi'}$ が乱流による輸送量（乱流フラックス）であり、変動成分の2次のモーメント⁶の形で表される。

MYNN3 は $\overline{w'\phi'}$ のような2次モーメントの時間発展を陽に計算する RANS⁷ モデルの一種である。MYNN3 の予測した2次モーメントを用いて (2.6.2) 式を計算することにより、乱流輸送による格子平均値の時間変化率を計算することができる。

2.6.3 MYNN3 の方程式

MYNN3 は4つの2次モーメント q^2 , $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ の予報方程式と、乱流輸送計算に必要な4つの2次モーメント $\overline{w'\theta_1'}$, $\overline{w'q_w'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ の診断式から構成される。ただし u, v は水平風速を表す。 q^2 は乱流エネルギーの2倍を表す量で $q^2 = \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$ と表される。また θ_1, q_w は熱、水蒸気の乱流輸送を計算するために扱っている液水温位、総水混合比と呼ばれる変数でそれぞれ次の式で表される。

$$\theta_1 = \theta - \frac{L_v}{C_p T} \theta_c - \frac{L_s}{C_p T} q_i \quad (2.6.3)$$

$$q_w = q_v + q_c + q_i = q_v + q_l \quad (q_l = q_c + q_i) \quad (2.6.4)$$

ただし、 L_v, L_s は蒸発、昇華に伴う潜熱、 C_p は定圧比熱、 T は絶対温度、 q_v, q_c, q_i は水蒸気、雲水、雲氷の混合比である。

乱流フラックス $\overline{w'\theta_1'}$, $\overline{w'q_w'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ は $\overline{u}, \overline{v}, \overline{\theta_1}, \overline{q_w}$ 等の1次モーメント（以後、平均量と呼ぶ）と MYNN3 の予報変数である q^2 , $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ から診断される。従って MYNN3 では予報方程式を積分して q^2 , $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ の時間発展を計算しつつ、診断式から最終的な出力である乱流フラックスを計算している。

(1) 2次モーメントの予報方程式

q^2 , $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ の予報方程式はそれぞれ次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2}{\partial t} = & \underbrace{-\overline{u} \frac{\partial q^2}{\partial x} - \overline{v} \frac{\partial q^2}{\partial y} - \overline{w} \frac{\partial q^2}{\partial z}}_{\text{I}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_q \frac{\partial q^2}{\partial z} \right)}_{\text{II}} \\ & - \underbrace{\frac{2q}{B_1 \ell} q^2}_{\text{III}} - 2 \underbrace{\left(\overline{u'w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right)}_{\text{IV}} + 2 \underbrace{\frac{g}{\Theta_0} \overline{w'q_w'}}_{\text{IV}} \end{aligned} \quad (2.6.5)$$

⁶ 変動量の n 個の積の期待値（相関）を n 次のモーメントと呼ぶ。ただし、1次のモーメントは平均量のことを指すものとする。

⁷ 乱流を定量的に取り扱うための手法の一種。Navier-Stokes 方程式から $\overline{\phi}, \overline{w'\phi'}$ 等のモーメントの時間発展を記述する方程式を導出し、その方程式を解くことによりモーメントの時間発展を予測する。導出した方程式系には必ず未知の項が現れて方程式は閉じないため、クロージャー関係を仮定してパラメタライズする必要がある。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\theta_1'^2}}{\partial t} = & \underbrace{-\overline{u} \frac{\partial \overline{\theta_1'^2}}{\partial x} - \overline{v} \frac{\partial \overline{\theta_1'^2}}{\partial y} - \overline{w} \frac{\partial \overline{\theta_1'^2}}{\partial z}}_{\text{I}} \\ & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{\theta_1} \frac{\partial \overline{\theta_1'^2}}{\partial z} \right)}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{2q}{B_2 \ell} \overline{\theta_1'^2}}_{\text{III}} - \underbrace{2\overline{w'\theta_1'}}_{\text{IV}} \frac{\partial \overline{\theta_1}}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.6.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{q_w'^2}}{\partial t} = & \underbrace{-\overline{u} \frac{\partial \overline{q_w'^2}}{\partial x} - \overline{v} \frac{\partial \overline{q_w'^2}}{\partial y} - \overline{w} \frac{\partial \overline{q_w'^2}}{\partial z}}_{\text{I}} \\ & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{q_w} \frac{\partial \overline{q_w'^2}}{\partial z} \right)}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{2q}{B_2 \ell} \overline{q_w'^2}}_{\text{III}} - \underbrace{2\overline{w'q_w'}}_{\text{IV}} \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.6.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\theta_1'q_w'}}{\partial t} = & \underbrace{-\overline{u} \frac{\partial \overline{\theta_1'q_w'}}{\partial x} - \overline{v} \frac{\partial \overline{\theta_1'q_w'}}{\partial y} - \overline{w} \frac{\partial \overline{\theta_1'q_w'}}{\partial z}}_{\text{I}} \\ & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{\theta q} \frac{\partial \overline{\theta_1'q_w'}}{\partial z} \right)}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{2q}{B_2 \ell} \overline{\theta_1'q_w'}}_{\text{III}} - \underbrace{\left(\overline{w'\theta_1'} \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} + \overline{w'q_w'} \frac{\partial \overline{\theta_1}}{\partial z} \right)}_{\text{IV}} \end{aligned} \quad (2.6.8)$$

ただし、 g は重力加速度、 Θ_0 は温位の参照値、 q は予報変数 q^2 の平方根である。また B_1, B_2 はクロージャー定数と呼ばれる定数である。 ℓ は乱流中の渦の代表的な長さスケールを表す Master Length と呼ばれる量で、高度や q の分布、地表面、大気の安定度等から診断的に計算している。 $K_q, K_{\theta_1}, K_{q_w}, K_{\theta q}$ は、後述する運動量についての安定度関数 $S_{M2.5}$ を用いて

$$K_q = 3q\ell S_{M2.5}, \quad K_{\theta_1} = K_{q_w} = K_{\theta q} = q\ell S_{M2.5} \quad (2.6.9)$$

のように与えている。(2.6.5) 式に現れる $\overline{w'\theta_1'}$ は、鉛直速度と仮温位の相関を表す2次モーメントである。 θ_v を含んだ2次モーメントの計算では、Mellor and Yamada (1982) に基づき、液水温位、総水混合比のゆらぎ (θ_1', q_w') によって、格子内で部分的に凝結が起こる効果（第2.4.2項参照）を考慮している。 $\overline{w'\theta_1'}$ は次の式で表される。

$$\overline{w'\theta_1'} = \beta_\theta \overline{w'\theta_1} + \beta_q \overline{w'q_w'} \quad (2.6.10)$$

β_θ, β_q は $\overline{\theta_1}, \overline{q_w}$ や $\overline{q_l}$ （格子内の部分的な凝結を考慮した雲水、雲氷の混合比）等の関数である。

(2.6.5)~(2.6.8) 式に下線で示したように、各予報方程式の右辺は

- I 移流項（平均流による3次元移流を表す項）
- II 拡散項（鉛直方向の拡散を表す項）
- III 散逸項（シンクの役割を果たす項）
- IV 生成項（ソースまたはシンクの役割を果たす項）

と呼ばれる項から構成される。これら4つの予報方程式を時間積分することによって q^2 , $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ の時間発展を計算している。

(2) 乱流フラックスの診断式

乱流フラックス $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{w'\theta'_1}$, $\overline{w'q'_w}$ は次のように診断的に計算される。

$$\overline{u'w'} = \frac{-q\ell S_{M2.5} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}}{(A)} - \frac{q\ell \Gamma_u}{(B)} \quad (2.6.11)$$

$$\overline{v'w'} = \frac{-q\ell S_{M2.5} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}}{(A)} - \frac{q\ell \Gamma_v}{(B)} \quad (2.6.12)$$

$$\overline{w'\theta'_1} = \frac{-q\ell S_{H2.5} \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z}}{(A)} - \frac{q\ell \Gamma_\theta}{(B)} \quad (2.6.13)$$

$$\overline{w'q'_w} = \frac{-q\ell S_{H2.5} \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z}}{(A)} - \frac{q\ell \Gamma_q}{(B)} \quad (2.6.14)$$

式中で (A) と記した項は MYNN2.5 において求まるフラックスを表し、(B) と記した項は MYNN2.5 から MYNN3 に変わった際に加わるフラックスの補正を表す。 $S_{M2.5}$, $S_{H2.5}$ は平均量と q^2 の関数であり安定度関数と呼ばれる。

$S_{M2.5}$, $S_{H2.5}$ は常に正の値を取り (Helfand and Labraga 1988)、 q , ℓ も正の値を取る変数である。そのため (A) 項の符号は平均量の勾配と常に逆符号になり、平均量を、その値が大きい高度から小さい高度に向かって輸送するフラックス (勾配輸送) を表現する。この項は勾配項と呼ばれる。勾配項による平均量の時間変化率を表す式は

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(q\ell S_{M2.5} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (2.6.15)$$

のように平均量についての拡散方程式の形で表される。

(B) 項において $\Gamma_u, \Gamma_v, \Gamma_\theta, \Gamma_q$ はそれぞれ

$$\Gamma_u = -E_M \left(\frac{\ell}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \right)^2 \left(\overline{\theta_v'^2} - \overline{\theta_{v,2.5}'^2} \right) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.6.16)$$

$$\Gamma_v = -E_M \left(\frac{\ell}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \right)^2 \left(\overline{\theta_v'^2} - \overline{\theta_{v,2.5}'^2} \right) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (2.6.17)$$

$$\Gamma_\theta = -E_H \frac{1}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \left(\overline{\theta'_v} - \overline{\theta'_{v,2.5}} \right) \quad (2.6.18)$$

$$\Gamma_q = -E_H \frac{1}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \left(\overline{q'_w} - \overline{q'_{w,2.5}} \right) \quad (2.6.19)$$

のように表される。 E_M, E_H は $S_{M2.5}, S_{H2.5}$ と同様、平均量と q^2 の関数であり、これらも常に正の値を取る⁸。

⁸ Nakanishi and Niino (2009) の (47), (48) 式において、 D' は正の値を取ることが保証されている (Helfand and Labraga 1988)。これより $E_M > 0$ は簡単に示すことができる。また G_H の定義式 (40) に現れる q^2 には Helfand and Labraga (1988) によって下限値が定められており G_H には上限値が存在する。このことを考慮することにより $E_H > 0$ も示すことができる。なおこの証明は気象研究所の北村祐二氏よりご教授頂いた。

$\overline{\theta_v'^2}, \overline{\theta'_v}, \overline{q'_w}$ はそれぞれ

$$\overline{\theta_v'^2} = \beta_\theta^2 \overline{\theta_1'^2} + 2\beta_\theta \beta_q \overline{\theta_1' q'_w} + \beta_q^2 \overline{q_w'^2} \quad (2.6.20)$$

$$\overline{\theta'_v} = \beta_\theta \overline{\theta_1'} + \beta_q \overline{\theta_1' q'_w} \quad (2.6.21)$$

$$\overline{q'_w} = \beta_\theta \overline{\theta_1' q'_w} + \beta_q \overline{q_w'^2} \quad (2.6.22)$$

と表される。

$\overline{\theta_{v,2.5}'^2}, \overline{\theta'_{v,2.5}}, \overline{q'_{w,2.5}}$ は MYNN2.5 において求まる $\overline{\theta_v'^2}, \overline{\theta'_v}, \overline{q'_w}$ の値を表す。MYNN2.5 では $\overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q'_w}$ の値 ($\overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q'_w}$) は平均量と q^2 から診断的に計算される。 $\overline{\theta_{v,2.5}'^2}, \overline{\theta'_{v,2.5}}, \overline{q'_{w,2.5}}$ は $\overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q'_w}$ を用いて (2.6.20)~(2.6.22) 式と同様の計算を行うことにより求めることができる。

$\Gamma_u, \Gamma_v, \Gamma_\theta, \Gamma_q$ の符号は $\left(\overline{\theta_v'^2} - \overline{\theta_{v,2.5}'^2} \right)$ 等の符号、つまり MYNN3 で予報した 2 次モーメントと MYNN2.5 で診断した 2 次モーメントの大小関係に依存している。従って、(A) 項とは異なり、(B) 項は勾配輸送を表現する場合もあれば、その逆向きの輸送を表現する場合もある。この項は逆勾配項と呼ばれる。

2.6.4 計算安定化版 MYNN3 の独自実装

(1) 予報方程式の時間離散化

この項では 2 次モーメントの予報方程式 (2.6.5)~(2.6.8) を、MSM 内で実際にどのように計算しているのかを説明する。

移流項とそれ以外の項の分離

2 次モーメントの予報方程式には平均流による 3 次元の移流を計算する項 (移流項) が存在する。しかし境界層過程を含めた MSM の物理過程は全て鉛直 1 次元で実装されており (原 2012d)、水平方向に隣り合う格子の情報が必要となる水平移流は、仕様の都合上、境界層過程内で計算することはできない。そのため移流項以外による 2 次モーメントの時間変化率は境界層過程内で計算し、移流項による時間変化率は力学過程で計算するという方法を取っている。MSM の時間積分のループ内において、境界層過程の計算は力学過程の計算よりも前に行われる (原 2014)。そのため 2 次モーメントの最終的な時間変化は、境界層過程で移流項以外による時間変化率 (仮の時間変化率) を計算し、力学過程でこの時間変化率を加えながら移流を計算することによって求めている。

$\overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q'_w}$ の時間発展の計算

移流項を除いた項による時間発展の計算では、積分を安定に行うためインプリシットに時間離散化を行っており、(2.6.5)~(2.6.8) 式の右辺に現れる予報変数には未来値を用いている。

各予報方程式において、拡散項、散逸項は予報変数に比例する。また生成項においても、フラックス $\overline{w'\theta'_1}, \overline{w'q'_w}$ が

$$\begin{aligned}\overline{w'\theta'_1} &= -q\ell S_{M2.5} \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} - q\ell \Gamma_\theta \\ \left(\Gamma_\theta &= -E_H \frac{1}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \left\{ \beta_\theta \left(\overline{\theta_1'^2} - \overline{\theta_1'^2}_{2.5} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_q \left(\overline{\theta_1'q'_w} - \overline{\theta_1'q'_{w2.5}} \right) \right\} \right) \\ \overline{w'q'_w} &= -q\ell S_{M2.5} \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} - q\ell \Gamma_q \\ \left(\Gamma_q &= -E_H \frac{1}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \left\{ \beta_\theta \left(\overline{\theta_1'q'_w} - \overline{\theta_1'q'_{w2.5}} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_q \left(\overline{q'^2} - \overline{q'^2}_{2.5} \right) \right\} \right)\end{aligned}$$

と表されることから、予報変数 $\overline{\theta_1'^2}, \overline{q'^2}, \overline{\theta_1'q'_w}$ に比例する項が存在する。従って (2.6.6)~(2.6.8) 式は次の形で書き表すことができる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2} \\ \overline{q'^2} \\ \overline{\theta_1'q'_w} \end{pmatrix} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2} \\ \overline{q'^2} \\ \overline{\theta_1'q'_w} \end{pmatrix} - \frac{2q}{B_2\ell} \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2} \\ \overline{q'^2} \\ \overline{\theta_1'q'_w} \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} T_\theta & 0 & p^{tc} \\ 0 & Q_q & p^{qc} \\ p^{ct} & p^{cq} & C_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2} \\ \overline{q'^2} \\ \overline{\theta_1'q'_w} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_\theta \\ R_q \\ R_c \end{pmatrix} \quad (2.6.23)\end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned}K &= K_{\theta_1} = K_{q_w} = K_{\theta_q} = q\ell S_{M2.5} \\ T_\theta &= -E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \beta_\theta \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} \\ Q_q &= -E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \beta_q \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \\ C_c &= -E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \left(\beta_\theta \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} + \beta_q \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \right) = \frac{1}{2} (T_\theta + Q_q) \\ p^{tc} &= -E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \beta_q \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} \\ p^{qc} &= -E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \beta_\theta \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \\ p^{ct} &= \frac{1}{2} p^{qc} \\ p^{cq} &= \frac{1}{2} p^{tc} \\ R_\theta &= 2q\ell S_{H2.5} \left(\frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} \right)^2 + E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} \overline{\theta_1'\theta'_{v2.5}} \\ R_q &= 2q\ell S_{H2.5} \left(\frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \right)^2 + E_H \frac{2\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \overline{q'_w\theta'_{v2.5}}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}R_c &= 2q\ell S_{H2.5} \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} \frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \\ &+ E_H \frac{\ell}{q} \frac{g}{\Theta_0} \left(\frac{\partial \overline{q_w}}{\partial z} \overline{\theta_1'\theta'_{v2.5}} + \frac{\partial \overline{\theta}_1}{\partial z} \overline{q'_w\theta'_{v2.5}} \right)\end{aligned}$$

である。各予報方程式には、自分自身に比例する項に加えて、逆勾配項を通じて自分以外の予報変数に比例する項が存在する（例えば $\overline{\theta_1'^2}$ の予報方程式の右辺には $\overline{\theta_1'q'_w}$ に比例する項が存在する）。 $p^{tc}, p^{qc}, p^{ct}, p^{cq}$ はこのような異なる予報変数同士の相関を表している。

旧 MYNN3 では、(2.6.23) 式は右辺第 1 項、第 2 項の $\overline{\theta_1'^2}, \overline{q'^2}, \overline{\theta_1'q'_w}$ として未来値を用いてインプリシットに時間離散化し、相関項を含む右辺第 3 項は現在値を用いてエクスプリシットに離散化していた。このような離散化のもとでは、 $\overline{\theta_1'^2}, \overline{q'^2}, \overline{\theta_1'q'_w}$ の時間変化率を求める方程式はそれぞれ 3 重対角行列によって表される連立方程式になり、前進消去、後退代入による簡単な行列計算によって時間変化率を計算することができる。

一方で、この時間離散化方法では 2 次モーメントの振動が発生して安定に計算を行えない場合があった (原 2012a)。そのため計算安定化版 MYNN3 ではより計算安定性を重視し

$$\begin{aligned}\frac{1}{\Delta t} \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2}^* - \overline{\theta_1'^2} \\ \overline{q'^2}^* - \overline{q'^2} \\ \overline{\theta_1'q'_w}^* - \overline{\theta_1'q'_w} \end{pmatrix} \\ = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2}^* \\ \overline{q'^2}^* \\ \overline{\theta_1'q'_w}^* \end{pmatrix} - \frac{2q}{B_2\ell} \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2}^* \\ \overline{q'^2}^* \\ \overline{\theta_1'q'_w}^* \end{pmatrix} \\ + \begin{pmatrix} T_\theta & 0 & p^{tc} \\ 0 & Q_q & p^{qc} \\ p^{ct} & p^{cq} & C_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{\theta_1'^2}^* \\ \overline{q'^2}^* \\ \overline{\theta_1'q'_w}^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} R_\theta \\ R_q \\ R_c \end{pmatrix} \quad (2.6.24)\end{aligned}$$

のように (2.6.23) 式の右辺第 3 項についてもインプリシットに時間離散化を行っている。ただし、上付き添字 * の付いた量は未来値を表している。

(2.6.24) 式の右辺には q^{2*} に比例する項は存在しないため、 q^{2*} についての方程式と $\overline{\theta_1'^2}^*, \overline{q'^2}^*, \overline{\theta_1'q'_w}^*$ についての方程式は独立に解くことができる。一方で、相関項をインプリシットに扱ったため、 $\overline{\theta_1'^2}^*, \overline{q'^2}^*, \overline{\theta_1'q'_w}^*$ についての方程式はそれぞれ独立に解くことができず、3 つの 2 次モーメントの方程式を連立して解く必要がある。(2.6.24) 式において拡散項を空間離散化することにより、 $\overline{\theta_1'^2}^*, \overline{q'^2}^*, \overline{\theta_1'q'_w}^*$ を求める方程式は最終的に次のようになる。

$$\begin{pmatrix}
\begin{array}{ccc|cc}
b_1^t & c_1^t & & & \\
a_2^t & b_2^t & c_2^t & & \\
& a_3^t & b_3^t & c_3^t & \\
& & \ddots & & \\
& & & a_n^t & b_n^t
\end{array} & & p_1^{tc} & & \\
& & & p_2^{tc} & \\
& & & & \ddots \\
& & & & & p_n^{tc} \\
\hline
& & b_1^q & c_1^q & & \\
& & a_2^q & b_2^q & c_2^q & \\
& & & a_3^q & b_3^q & c_3^q \\
& & & & \ddots & \\
& & & & & a_n^q & b_n^q \\
\hline
p_1^{ct} & & & & & \\
& p_2^{ct} & & & & \\
& & \ddots & & & \\
& & & \ddots & & \\
& & & & p_n^{ct} & \\
\hline
& & p_1^{cq} & & & \\
& & & p_2^{cq} & & \\
& & & & \ddots & \\
& & & & & p_n^{cq} \\
\hline
& & b_1^c & c_1^c & & \\
& & a_2^c & b_2^c & c_2^c & \\
& & & a_3^c & b_3^c & c_3^c \\
& & & & \ddots & \\
& & & & & a_n^c & b_n^c
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
\frac{\overline{\theta_1^2}^*}{\overline{\theta_1^2}^*} \\
\frac{\overline{\theta_1^2}^*}{\overline{\theta_1^2}^*} \\
\vdots \\
\vdots \\
\frac{\overline{\theta_1^2}^*}{\overline{\theta_1^2}^*} \\
\frac{\overline{q_w^2}^*}{\overline{q_w^2}^*} \\
\frac{\overline{q_w^2}^*}{\overline{q_w^2}^*} \\
\vdots \\
\vdots \\
\frac{\overline{q_w^2}^*}{\overline{q_w^2}^*} \\
\frac{\overline{\theta_1^2}^*}{\overline{\theta_1^2}^*} \\
\frac{\overline{\theta_1^2}^*}{\overline{\theta_1^2}^*} \\
\vdots \\
\vdots \\
\frac{\overline{\theta_1^2}^*}{\overline{\theta_1^2}^*}
\end{pmatrix}
=
\begin{pmatrix}
q_1^t \\
q_2^t \\
\vdots \\
\vdots \\
q_n^t \\
q_1^q \\
q_2^q \\
\vdots \\
\vdots \\
q_n^q \\
q_1^c \\
q_2^c \\
\vdots \\
\vdots \\
q_n^c
\end{pmatrix}
\quad (2.6.25)$$

ただし、下付き添字 $(1, 2, \dots, n)$ は鉛直層番号を表す (n は鉛直層数)。また

$$a_k^t = a_k^q = a_k^c = -\frac{K_{k-\frac{1}{2}}}{\Delta z_k \Delta z_{k-\frac{1}{2}}} \Delta t$$

$$c_k^t = c_k^q = c_k^c = -\frac{K_{k+\frac{1}{2}}}{\Delta z_k \Delta z_{k+\frac{1}{2}}} \Delta t$$

$$b_k^t = 1 - a_k^t - c_k^t + \left(\frac{2q}{B_2 \ell} - T_\theta \right) \Delta t$$

$$b_k^q = 1 - a_k^q - c_k^q + \left(\frac{2q}{B_2 \ell} - Q_q \right) \Delta t$$

$$b_k^c = 1 - a_k^c - c_k^c + \left(\frac{2q}{B_2 \ell} - C_c \right) \Delta t$$

$$q^t = \overline{\theta_1^2} + R_\theta \Delta t$$

$$q^q = \overline{q_w^2} + R_q \Delta t$$

$$q^c = \overline{\theta_1^2} + R_c \Delta t$$

であり、 Δz は鉛直層間隔を表す。(2.6.25) 式を解く際に現れる行列は $3n \times 3n$ の巨大な帯状行列であり、相関項が存在するため 3 重対角行列にはならない。直接法による計算では計算量が $O(n^3)$ に比例し、非常に計算コストが大きいため、反復法によって解を計算している⁹。反復法には様々な手法を試して最も計算効率の良かった、前処理に 2 階の ILU 分解を用いた双共役傾斜安定化法 (Bi-CGSTAB 法)¹⁰ を採用している。ま

⁹ また非対称行列であるため、非対称行列も含めて計算可能な方法を用いる必要がある。

¹⁰ Saad (2003) 等を参照。

た Bi-CGSTAB 法で指定の反復回数内に解が十分に収束しなかった場合には直接法である LU 分解法によって解を計算している。

(2.6.24) 式のような時間離散化を採用することによって 2 次モーメントの計算安定性は大幅に向上した。その効果については原 (2012a) の図 3.3.4、図 3.3.5 を参照いただきたい。

q^2 の時間発展の計算

q^2 の予報方程式においても、(2.6.5) 式の右辺に現れる予報変数には未来値を用いている。生成項において、フラックス $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{w'\theta'_v}$ には $\overline{\theta_1^2}$, $\overline{q_w^2}$, $\overline{\theta_1^2 q_w^2}$ に比例する項が存在するため、これらの計算には $\overline{\theta_1^2}$, $\overline{q_w^2}$, $\overline{\theta_1^2 q_w^2}$ の未来値を用いる。前述の通り (2.6.24) 式は q^2 の予報方程式とは独立に解くことができるため、先に (2.6.24) 式を解いて未来値 $\overline{\theta_1^2}^*$, $\overline{q_w^2}^*$, $\overline{\theta_1^2 q_w^2}^*$ を計算しておけば、この未来値を用いて q^2 の予報方程式を解くことができる。時間離散化を行った q^2 の予報方程式は

$$\frac{q^{2*} - q^2}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_q \frac{\partial q^{2*}}{\partial z} \right) - \frac{2q}{B_1 \ell} q^{2*} + P_k \quad (2.6.26)$$

のように表される。ただし、

$$\begin{aligned}
P_k &= 2q^2 \frac{q}{\ell} (S_{M2.5} G_M + S_{H2.5} G_H) \\
&\quad + \frac{2\ell}{q} \left(\frac{g}{\Theta_0} \right)^2 (E_M G_M + E_H) \left(\overline{\theta_v^2}^* - \overline{\theta_v^2}_{2.5} \right) \\
G_M &= \frac{\ell^2}{q^2} \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right\}
\end{aligned}$$

$$G_H = -\frac{\ell^2}{q^2} \frac{g}{\Theta_0} \left\{ \beta_\theta \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} + \beta_q \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z} \right\}$$

$$\bar{\theta}_v^{*2} = \beta_\theta^2 \bar{\theta}_1^{*2} + 2\beta_\theta \beta_q \bar{\theta}_1' \bar{q}_w' + \beta_q^2 \bar{q}_w^{*2}$$

である。この方程式の拡散項を空間離散化して q^2 ($k = 1, 2, \dots, n$) についての方程式を導くと、式中に現れる行列は $n \times n$ の3重対角行列となる。従って前進消去、後退代入によって解を求めることができる。

(2) 逆勾配項の補正による計算安定性の確保

前述のように、2次モーメント予報方程式では右辺の予報変数に比例する項を全てインプリシットに時間離散化しており、2次モーメントの計算安定性を確保している。しかし特定の条件下では、生成項中の逆勾配項に起因する項によって $\bar{\theta}_1^{*2}$, \bar{q}_w^{*2} , $\bar{\theta}_1' \bar{q}_w'$ が指数関数的な成長を起し、時間離散化の方法に関わらず計算が不安定になる場合がある。そこで、指数関数的な成長が予想される場合には、1より小さいファクターを逆勾配項にかけることによって逆勾配項による急激な2次モーメントの成長を抑えている。

(2.6.24) 式において R_θ, R_q, R_c および相関項を除いた項による $\bar{\theta}_1^{*2}$, \bar{q}_w^{*2} , $\bar{\theta}_1' \bar{q}_w'$ の時間変化を考える。 $R_\theta, R_q, R_c, p^{tc}, p^{qc}, p^{ct}, p^{cq}$ を0とし、簡単のため拡散係数、散逸項の比例係数が定数であると仮定して(2.6.24)式を z 方向にフーリエ変換すると $\bar{\theta}_1^{*2}$, \bar{q}_w^{*2} , $\bar{\theta}_1' \bar{q}_w'$ についての方程式は

$$\widetilde{\theta}_1^{*2} = \left\{ 1 + \left(Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell} - T_\theta \right) \Delta t \right\}^{-1} \widetilde{\theta}_1^{*2} \quad (2.6.27)$$

$$\widetilde{q}_w^{*2} = \left\{ 1 + \left(Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell} - Q_q \right) \Delta t \right\}^{-1} \widetilde{q}_w^{*2} \quad (2.6.28)$$

$$\widetilde{\theta}_1' \bar{q}_w' = \left\{ 1 + \left(Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell} - C_c \right) \Delta t \right\}^{-1} \widetilde{\theta}_1' \bar{q}_w' \quad (2.6.29)$$

のようになる。ただし $\widetilde{\theta}_1^{*2}$, \widetilde{q}_w^{*2} , $\widetilde{\theta}_1' \bar{q}_w'$ は $\bar{\theta}_1^{*2}$, \bar{q}_w^{*2} , $\bar{\theta}_1' \bar{q}_w'$ のフーリエ変換であり、 m は鉛直波数を表す。これらの方程式が安定に積分できるためには、

$$Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell} \geq T_\theta \quad (2.6.30)$$

$$Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell} \geq Q_q \quad (2.6.31)$$

$$Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell} \geq C_c \quad (2.6.32)$$

という条件を満たす必要があり、この条件を破る場合¹¹には2次モーメントの指数関数的な成長が発生する。

¹¹ T_θ, Q_q, C_c の定義式において E_H は正の値を取る係数であるため、 $\beta_\theta (\partial \bar{\theta}_1 / \partial z), \beta_q (\partial \bar{q}_w / \partial z)$ が大きな負の値になる場合にこの条件を破る。日中の混合層の下部では温位や水蒸気勾配が負になり、この条件を破りやすい。

そこで(2.6.30)式が満たされない場合には、液水温度フラックスの逆勾配項 (Γ_θ) に対してファクター

$$F_\theta = \frac{Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell}}{T_\theta} \quad (2.6.33)$$

をかけて値を小さくするという補正を行う。この補正により、(2.6.23)式中の T_θ および Γ_θ に由来する相関項が F_θ 倍になり、(2.6.30)式を満たすようになる。

同様の操作を F_q についても行う。(2.6.31)式が満たされない場合には、総水混合比フラックスの逆勾配項 (Γ_q) に対してファクター

$$F_q = \frac{Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell}}{Q_q} \quad (2.6.34)$$

をかけて(2.6.31)式を満たすように補正する。

C_c には、 Γ_θ に由来する成分と Γ_q に由来する成分の両方が存在する。上記の補正を行った後の Γ_θ, Γ_q が(2.6.32)式を満たしていない場合には、ファクター

$$F_c = \frac{Km^2 + \frac{2q}{B_2 \ell}}{C_\theta} \quad (2.6.35)$$

を Γ_θ, Γ_q の両方にかけて(2.6.32)式を満たすように補正している。

補正に用いる波数 m は鉛直層間隔 Δz を用いて

$$m = \frac{2\pi S}{\Delta z} \quad (2.6.36)$$

のようにパラメタライズしている。 S の値は実験から経験的に決めており、安定に計算が行える最大¹² の S であった $S = 0.225$ を採用している。

(3) 最下層の生成項

q^2 の生成項 P_k は

$$P_k = -2 \left(\overline{w'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) + 2 \frac{g}{\Theta_0} \overline{w'\theta'_v} \quad (2.6.37)$$

のように表される。大気最下層における P_k の値には Monin-Obukhov の相似則から導かれる値を用いている。カルマン定数 κ 、Monin-Obukhov の長さ L_{MO} で規格化した高度 ζ 、摩擦速度 u_* を用いて P_k は

$$P_k = \frac{2u_*^3}{\kappa z} [\phi_m(\zeta) - \zeta] \quad (2.6.38)$$

と表される。ただし ϕ_m は第2.7節で説明した普遍関数である。また ζ には2という上限値を設定している。詳細については原・永戸(2008)に詳しく書かれているためここでは省略する。

¹² m が大きいほど、逆勾配項の補正は適用されにくくなり、MYNN3 が本来表現するフラックスが計算に用いられるようになるが、同時に計算安定性が悪化する。

(4) 2次モーメントの初期値の与え方

MYNN3の予報変数である $q^2, \overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q_w'}$ の初期値には、平均量の初期値から診断的に求めた値を用いている。

旧MYNN3ではレベル2スキーム(MYNN2)の繰り返し計算によって初期値を計算していた。MYNN2では、 $q^2, \overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q_w'}$ の予報方程式(2.6.5)~(2.6.8)式において、生成項と散逸項が釣り合った平衡状態を仮定し、これらの2次モーメントを平均量から診断的に計算する。例えば q^2 の診断式は(2.6.5)式で定常状態を仮定し、移流項、拡散項による寄与を無視した式であり、次のように表される。

$$0 = -\frac{2q}{B_1 \ell} q^2 + 2q \ell S_{M2} \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right\} - 2q \ell \frac{g}{\Theta_0} S_{H2} \left(\beta_\theta \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} + \beta_q \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z} \right) \quad (2.6.39)$$

ただし S_{M2}, S_{H2} はMYNN2における安定度関数であり、平均量のみ関数である。一方で予報方程式から省略した拡散項の寄与が無視できず、(2.6.39)式から非常に大きな(非現実的な大きさの)乱流エネルギーが計算される場合がある。このような大きな乱流エネルギーは予報初期の計算安定性に影響を与えることが懸念される。また原・永戸(2008)に述べられているように、MYNN2で診断した $q^2, \overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q_w'}$ の初期値はMYNN3においてバランスの取れる2次モーメントの値と異なっているため、予報初期で2次モーメントが大きく変動する現象が発生する。

計算安定化版MYNN3では、この問題点を改善しており、2次モーメントの初期値は予報方程式中の生成項、散逸項に加えて拡散項のバランスを考慮した次の診断式から計算している。

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left(3q \ell S_{M2} \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) - \frac{2q}{B_1 \ell} q^2 + 2q \ell S_{M2} \left\{ \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right\} - 2q \ell \frac{g}{\Theta_0} S_{H2} \left(\beta_\theta \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} + \beta_q \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z} \right) \quad (2.6.40)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left(q \ell S_{M2} \frac{\partial \overline{\theta_1'^2}}{\partial z} \right) - \frac{2q}{B_2 \ell} \overline{\theta_1'^2} + 2q \ell S_{H2} \left(\frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} \right)^2 \quad (2.6.41)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left(q \ell S_{M2} \frac{\partial \overline{q_w'^2}}{\partial z} \right) - \frac{2q}{B_2 \ell} \overline{q_w'^2} + 2q \ell S_{H2} \left(\frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z} \right)^2 \quad (2.6.42)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial z} \left(q \ell S_{M2} \frac{\partial \overline{\theta_1' q_w'}}{\partial z} \right) - \frac{2q}{B_2 \ell} \overline{\theta_1' q_w'} + 2q \ell S_{H2} \frac{\partial \bar{\theta}_1}{\partial z} \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z} \quad (2.6.43)$$

(2.6.40)~(2.6.43)式の拡散項を空間離散化して $q_k^2, \overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q_w'}$ ($k=1, 2, \dots, n$)についての方程式を導くと、式中には $n \times n$ の3重対角行列が現れる。従って前進消去、後退代入によって解を求めることができる。一方、診断式中に現れる q, ℓ は q^2 に依存する変数であるため、(2.6.40)式を解いて q^2 の値が更新されるとこれらの値も更新される。そのため q, ℓ の値を更新しながら(2.6.40)~(2.6.43)式を繰り返し計算することによって $q^2, \overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q_w'}$ の初期値を計算している。

(5) 平均量の時間変化率の計算

乱流フラックスによる平均量 $\bar{\phi}$ の時間変化率は

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(q \ell S_{\Phi 2.5} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (q \ell \Gamma_\phi) \quad (2.6.44)$$

のように勾配項と逆勾配項の和で表される。

逆勾配項の大きさは $\overline{\theta_1'^2}, \overline{q_w'^2}, \overline{\theta_1' q_w'}$ の大きさに依存するため、2次モーメントの時間積分が安定に行えない場合は、逆勾配項が暴走して平均量の計算安定性にも悪影響を与える。

旧MYNN3では、平均量 $\bar{\phi}$ の時間変化率の計算において、逆勾配項の寄与を $S'_\Phi = \Gamma_\phi / (\partial \bar{\phi} / \partial z)$ のように安定度関数で表現し、

$$\frac{\bar{\phi}^* - \bar{\phi}}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(q \ell S_\Phi \frac{\partial \bar{\phi}^*}{\partial z} \right), \quad (S_\Phi = S_{\Phi 2.5} + S'_\Phi) \quad (2.6.45)$$

のように逆勾配項の寄与も含めてインプリシットに時間離散化を行うことで平均量の計算安定性を確保していた。一方で S'_Φ は負の値も取りうる量であり、拡散係数 $S_\Phi (= S_{\Phi 2.5} + S'_\Phi)$ は正になることが保証されていない。そこで計算安定性を保証するため S_Φ が0以上になるように逆勾配項に制限値を設けていた(原・永戸2008)。しかし、平均量の計算を安定に行える一方で、この人為的な制限値によって乱流フラックスの振動が発生し、フラックスの過大評価につながっていた(原2012a)。

この点を踏まえ、計算安定化版MYNN3は2次モーメントの計算安定性により配慮した実装になっており、平均量の時間変化率の計算では

$$\frac{\bar{\phi}^* - \bar{\phi}}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(q \ell S_{\Phi 2.5} \frac{\partial \bar{\phi}^*}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (q \ell \Gamma_\phi) \quad (2.6.46)$$

のように勾配項はインプリシットに時間離散化し、逆勾配項は外力項のようにエクスプリシットに右辺に加えるという時間離散化を行っている¹³。(2.6.46)式のよ

¹³ 実際にこの式を解く際には、(2.6.46)式を空間離散化して得られる $\bar{\phi}_k^*$ ($k=1, 2, \dots, n$)についての n 本の連立方程式を地表面過程でインプリシットに時間離散化した方程式と連立する(インプリシット結合; 草開2012等)。

うな離散化を行うことによって前述の逆勾配項の制限値を廃止し、旧 MYNN3 で見られていた過大なフラックスの問題を解決している。

2.6.5 今後予定しているさらなる計算安定性向上のための改良

計算安定化版 MYNN3 は、第 2.6.4 項で説明した様々な独自実装により、基本的に安定に動作するように作られている。一方稀ではあるが、大きな風や温位の鉛直勾配が長時間維持され、大きな乱流統計量が計算されるような場が MSM で計算された場合には、安定に計算が行えずにフラックスの振動が発生することがあった。

図 2.6.2 は実際に振動が発生した 2017 年 9 月 2 日における MSM の地上予想図である。黒丸で示した地点では、台風第 15 号の北側で南東風と北風が合流し、大きな風、温位の鉛直勾配が維持されていた（図略）。この地点における液水温度フラックス $\overline{w'\theta_1'}$ の鉛直プロファイルを図 2.6.3 に示す。高波数の波状のフラックスの分布が存在することが分かる。このフラックスの分布は逆勾配項の振動によって振幅を増しながら 1 ステップ周期で振動する（図略）。

乱流フラックスによる平均量の時間変化率を計算する式は (2.6.46) 式のように表される。現在の MSM では平均量の時間変化率を計算する際の逆勾配項 (Γ_ϕ) は $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ の現在値からエクスプリシットに計算している。 Γ_ϕ を、 $\overline{\theta_1'^2}$, $\overline{q_w'^2}$, $\overline{\theta_1'q_w'}$ の現在値ではなく (2.6.24) 式を解いて得られる仮未来値¹⁴ $\overline{\theta_1'^2}^*$, $\overline{q_w'^2}^*$, $\overline{\theta_1'q_w'}^*$ から計算することによってこのフラックスの振動はある程度抑えることができる。詳細については西本 (2019) を参照いただきたい。

平均量の時間変化率を計算する際の逆勾配項を $\overline{\theta_1'^2}^*$, $\overline{q_w'^2}^*$, $\overline{\theta_1'q_w'}^*$ から計算するように変更し、図 2.6.3 と同じ事例を計算し直した結果を図 2.6.4 に示す。この変更により、フラックスの振動が消え、安定に計算が行えるようになった。この事例以外の過去に振動が発生した事例でも同様に振動を除去できることを確認している。また変更による精度への影響はほとんどなく、振動が発生していた場所以外では MYNN3 の計算結果にほとんど影響を与えないことを確認している。

2.6.6 まとめと今後の課題

本節では現在 MSM で境界層過程に用いている計算安定化版 MYNN3 について、その実装の概要と今後予定している改良項目を説明した。

計算安定化版 MYNN3 では、反復法による複雑な計算を必要とする代わりに安定に計算できる時間離散化

¹⁴ 移流による時間変化が加えられていない未来値のため、ここではそのように呼んでいる。時間積分ループの中で境界層過程の後に力学過程の計算を行っている MSM では、仕様の都合上（移流による時間変化も加えた）本当の未来値を用いて逆勾配項を計算することが困難であったため、仮未来値を用いて計算することにした。

を採用するなど、2 次モーメントの計算安定性に配慮して旧 MYNN3 から様々な改良がなされている。2 次モーメントの計算安定性が向上したことから、平均量の時間変化率の計算方法を見直し、逆勾配項の人為的な制限値を廃止することで旧 MYNN3 に見られた過大なフラックスの問題を解決している。また計算安定化版 MYNN3 では 2017 年 2 月の更新以前に用いられていたスキームである MYNN2.5 と比較しても統計的なスコアが改善しており、現在の MSM による予測精度の改善に貢献している。

稀に発生する計算不安定に伴うフラックスの振動が計算安定性上の課題として残っているが、原因は既に判明しており、第 2.6.5 項に述べた改良により解決する見込みである。

最後に今後の課題である、計算安定化版 MYNN3 の予測精度上の課題について説明する。

MSM が抱えている予測精度上の課題の 1 つに、冬季の対流圏下層の低温バイアスがある。冬季の 925 hPa 面における、MSM の気温の対ゾンデ平均誤差を図 2.6.5 に示す。中国南部等の一部の地域を除き、ほとんどの地点で低温バイアスが見られる。この低温バイアスは予報時間が進むほど大きくなる。

図 2.6.6 に、中国東北区付近で領域平均した FT=0~24 における各物理過程と力学過程（移流）による温位の時間変化率の鉛直プロファイルを示す。図中の TOT（全ての時間変化率を足し合わせた最終的な時間変化率）を見ると、地上から高度 1300 m 付近にかけて負の値である。これは予報時間が 1 日進むと下層気温が低温側にドリフトする傾向があることを意味しており、予報時間が進むほど対ゾンデの気温バイアスが増加することと整合している。

図 2.6.7 に日中、夜間それぞれにおける各過程の寄与を示す。境界層過程は、日中は地上から高度 500 m 付近において大気を温め、高度 500 m から 1300 m 付近では冷却している。また夜間は地上から高度 1000 m 付近までの大気を冷却している。日中、夜間の両方で境界層過程による寄与は各過程の中で最も大きく、最終的な気温の時間変化率に大きな影響を与えている。

下層気温のドリフトの原因ははっきりと分かっていないが、気温の時間変化率への寄与は日中、夜間どちらも境界層過程による寄与が最も大きいこと、ドリフトが境界層過程の寄与する高度である地上から高度 1300 m 付近にかけて見られることから境界層過程が関係している可能性があり、冬季の特に大陸上において、乱流輸送による冷却が過大評価されていないか、また昇温が過小評価されていないか今後調査する必要があると考えている。

またこの問題とは別に、原 (2012b) や原 (2012c) は、LES と比較した理想実験の結果から計算安定化版 MYNN3 の精度上の課題について指摘している。

境界層過程は、地上気象要素や顕著現象の予測精度

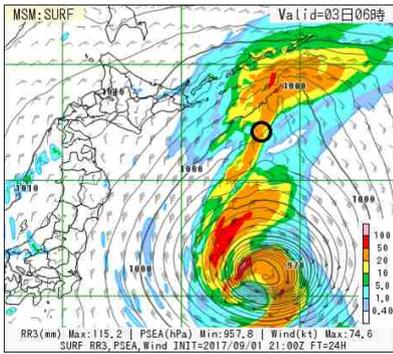


図 2.6.2 2017年9月2日 21 UTC を対象とした MSM の地上予想図。カラー、コンター、矢羽はそれぞれ前 3 時間降水量 [mm/3h]、海面更正気圧 [hPa]、地上風速 [ノット] を表す。

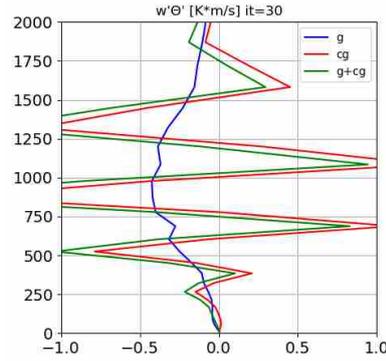


図 2.6.3 $\overline{w'\theta'}$ [$\text{K}\cdot\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] の鉛直プロファイル (縦軸は高度 [m])。青、赤、緑はそれぞれ勾配項、逆勾配項、勾配項と逆勾配項の和を表す。

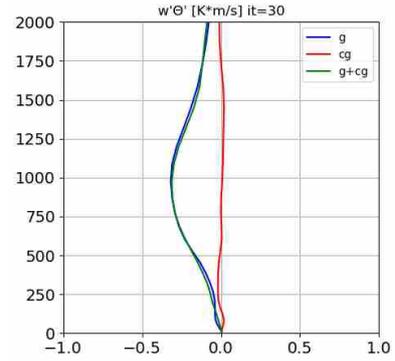


図 2.6.4 図 2.6.3 と同じ。ただし、平均量の時間変化率を計算する際の逆勾配項の計算方法を変更した場合の結果。

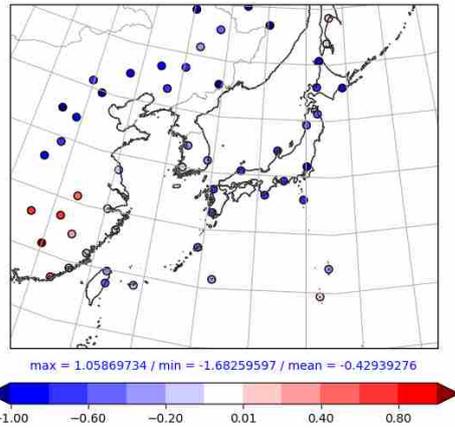


図 2.6.5 冬期間 66 日の 00, 12 UTC 初期値の予報で検証した FT=24、925 hPa 面における MSM の気温の対ゾンデ平均誤差 [K]。

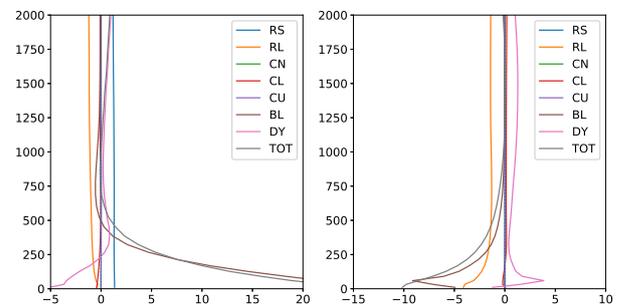


図 2.6.7 図 2.6.6 の右図と同じ。ただし図 2.6.6 の計算を行った初期時刻の内、00 UTC 初期値の予報についてのみ平均している。また左と右の図はそれぞれ FT=0~6、FT=12~18 における平均の時間変化率を表す。従って平均を取った予報対象時刻はそれぞれ 00 UTC~06 UTC (日中)、12 UTC~18 UTC (夜間) となる。

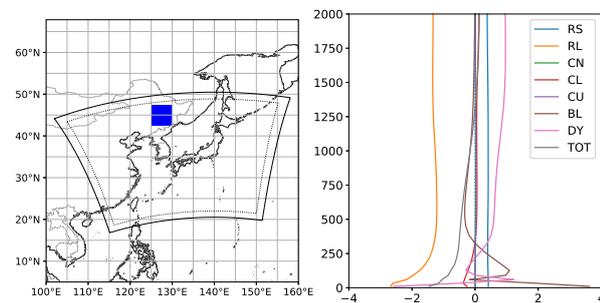


図 2.6.6 左図の青色で塗りつぶした領域について領域平均、図 2.6.5 と同じ初期時刻について期間平均した、各物理過程、力学過程による温位の FT=0~24 における平均の時間変化率 [$\text{K}\cdot\text{day}^{-1}$]。縦軸は高度 [m] である。図中のラベルで RS, RL, CN, CL, CU, BL, DY はそれぞれ短波放射、長波放射、部分凝結、雲微物理、積雲対流、境界層、力学 (移流) を表す。また TOT は全ての時間変化率を足し合わせた最終的な時間変化率を表す。

に大きな影響を与える重要な物理過程である。予測精度向上に向けて今後も継続的に改良を続けていきたい。

参考文献

- 永戸久喜, 藤田匡, 原旅人, 2012: 局地モデルの本運用. 平成 24 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 72-86.
- 原旅人, 2006: 気象庁非静力学モデルへの改良 Mellor-Yamada Level3 スキームと部分凝結スキームの導入について. 第 8 回非静力学モデルに関するワークショップ講演予稿集, 35-36.
- Hara, T., 2007a: Implementation of improved Mellor-Yamada Level 3 scheme and partial condensation scheme to JMANHM and their performance. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **37**, 4.07-4.08.
- Hara, T., 2007b: Upgrade of the operational JMA mesoscale model and implementation of improved Mellor-Yamada Level 3 scheme. *Extended Ab-*

- stract for 22nd Conference on Weather Analysis and Forecasting/18th Conference on Numerical Weather Prediction*, American Meteorological Society, J3.5, URL <http://ams.confex.com/ams/pdfpapers/123915.pdf>.
- 原旅人, 永戸久喜, 2008: 乱流過程. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 117–148.
- 原旅人, 2012a: 鉛直 1 次元モデルによる評価 (1) –雲のない陸上の境界層の日変化 (GABLS2). 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 138–149.
- 原旅人, 2012b: 鉛直 1 次元モデルによる評価 (2) –層積雲を伴う海上の境界層の日変化 (EUROCS Sc). 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 150–158.
- 原旅人, 2012c: 鉛直 1 次元モデルによる評価 (3) –浅い対流雲を伴う陸上の境界層の日変化 (GCSS-ARM). 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 159–164.
- 原旅人, 2012d: 物理過程ライブラリの開発. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 205–208.
- 原旅人, 2014: 境界層・地表面・放射過程の実装. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 106–107.
- 原旅人, 2015: 境界層過程・地上物理量診断の改良. 平成 27 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 24–43.
- 原旅人, 2017: メソ数値予報システムの改良の概要. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 42–47.
- Helfand, H. M. and J. C. Labraga, 1988: Design of a Nonsingular Level 2.5 Second-Order Closure Model for the Prediction of Atmospheric Turbulence. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 113–132.
- 気象庁予報部, 2014: 次世代非静力学モデル asuca. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 151 pp.
- 熊谷幸浩, 齊藤和雄, 2004: 気象庁非静力学モデルの境界層過程の改良. 気象学会春季大会講演予稿集, C104.
- 草開浩, 2012: 地表面過程. 数値予報課報告・別冊第 58 号, 気象庁予報部, 29–41.
- Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982: Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851–875.
- Nakanishi, M. and H. Niino, 2009: Development of an Improved Turbulence Closure Model for the Atmospheric Boundary Layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **87**, 895–912.
- 西本秀祐, 2019: MSM の境界層過程 (MYNN3) の計算安定性向上の改良について. 第 21 回非静力学モデルに関するワークショップ講演予稿集, 12–13.
- Saad, Y., 2003: Iterative Methods for Sparse Linear Systems. *Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia*, 528 pp.
- Saito, K., T. Fujita, Y. Yamada, J. Ishida, Y. Kumagai, K. Aranami, S. Ohmori, R. Nagasawa, S. Kumagai, C. Muroi, T. Kato, H. Eito, and Y. Yamazaki, 2006: The Operational JMA Nonhydrostatic Mesoscale Model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1266–1298.
- Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda, 2007: Nonhydrostatic Atmospheric Models and Operational Development at JMA. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 271–304.

2.7 地表面過程¹

2.7.1 はじめに

地表面は、太陽放射や大気放射、降水などを受け取る。それらによる熱・水は地表面を構成する森林や農作物、ビル、積雪、土壌、湖、海などによって貯蓄される。また、地表面が放出する長波放射や、地表面付近の大気の乱れ（乱流）によって、大気に熱や水が供給される。さらに、地表面の構成物が形作る凹凸は、大気の運動に対する摩擦効果をもたらし、大気の運動エネルギーを散逸させる。地表面によるこれらの効果は、大気混合層の形成や放射冷却など大気に対して直接影響を与える他、それをトリガーとした対流や霧の発生、下層ジェット形成などにも間接的に影響を及ぼす。

数値予報モデルにおいて地表面は大気の偏微分予報方程式を解くための下部境界条件にあたり、地表面との熱・水・運動量交換をフラックスの形で大気モデルに与える。これらのフラックスの大きさは、地表面付近の大気安定度や地表面温度によって大きく左右されるため、それらをモデルで適切に予測する必要がある。また、地表面の状態は多種多様であり、その形状や熱的特性は空間的に非一様であることから、地表面の多様性をいかにモデルで表現するかもフラックスの予測精度を決める重要な要素となる。

MSM および LFM の地表面過程では、地表面熱収支やその多様性を比較的簡便に表現できる平板モデルを採用している。本節では、まず平板モデルの概要を説明し、そのあとで大気の下境界条件である地表面フラックスと平板モデルにおける熱収支について述べる。最後に、最近の開発状況および今後の開発方針について述べる。モデル化における定式の導出や背景、数値計算上の工夫点などについては原ほか (2008) や草開 (2012) も併せて参照していただきたい。

2.7.2 平板モデルの概要

平板モデルは、複雑な形状・構成要素を持つ地表面を単純一様な「平板」として考え、そこでの熱収支を解くモデルのことである。したがって、平板モデルにおいては、ある地表面状態がもたらす物理的効果を、熱収支に関連する様々なパラメータを用いて表現している。また、地表面状態の多様性（非一様性）は、このパラメータにモデル格子ごとに異なる値を与えることによって表現している。

MSM および LFM に導入している平板モデル（以下、SLAB）では、モデル格子内に陸域と海域が混在する場合に、陸面と海面の熱収支特性の違いを表現するため、各格子内の陸域（陸タイル）と海域（海タイル）それぞれについて熱収支およびフラックスを求め

る方法（タイリング法）を用いている²。

モデルに与えるパラメータ（以下、地表面パラメータ）は以下のとおりである。

- 地表面構造物の体積熱容量 c_s
- 地中熱伝達率（熱伝導率と体積熱容量の比） ν_g
- 地表面アルベド α_s
- 粗度（地表面の凹凸の程度を表す長さ） z_{0m}
- 蒸発効率³ β_s

陸タイルの地表面パラメータは、国土数値情報⁴の土地利用区分と USGS が提供する Global Land Cover Characteristics (GLCC; Loveland et al. 2000) の植生区分に基づいて決定している⁵。陸タイルについては積雪のあり・なし、海タイルについては海氷のあり・なしをそれぞれで考慮している。陸タイルに積雪がある場合や海タイルについては、それぞれの物性に基いた地表面パラメータを割り当てている。

2.7.3 地表面フラックス

SLAB における地表面フラックスは、第 2.7.2 項でも述べたとおり、陸タイル、海タイルそれぞれで計算したフラックスをタイル被覆率で平均して各格子の値を算出する。以下、地表面フラックスの定式化、および地上での物理量の診断計算方法について説明する。なお陸、海タイルとも定式化は共通である。

(1) フラックスの定式化

現実大気において、地表面付近には地表面構造物の影響を強く受ける「接地境界層」と呼ばれる層が存在する。この層では、統計的に、乱流フラックスが高度によらず一定であるという観測事実（Constant flux layer）があることから、接地境界層の乱流フラックスと地表面フラックスが同等であるとしてモデリングする。SLAB では、接地境界層内の乱流フラックスはバルク法（接地境界層内のある高度と地表面それぞれにおける物理量の差に比例した形でフラックスを表現）を用いて計算している。モデル大気最下層高度 z_1 の物理量 u_1 （モデル x 方向風速）、 v_1 （モデル y 方向風速）、 θ_1 （温度）、 q_{v1} （比湿）とそれらの地表面における値 ($u_s(=0)$ 、 $v_s(=0)$ 、 θ_s 、 q_{vs}) を用いると地表面フラックスは以下の

² 各タイルの地表面フラックスは、海陸比で平均化した上で大気モデルに渡す。タイリング法は、2015 年に LFM、2017 年に MSM にそれぞれ導入した。

³ ここで定義した β_s は、(2.7.5) 式を用いて土壌体積含水率に変換し、メソ解析および局域解析の第一推定値を作成する際の土壌水分初期値として用いている。SLAB で直接この値を利用することはない。

⁴ 国土交通省国土政策局により提供。

⁵ 具体的には、まず、各土地利用区分、植生区分に応じて、上記の地表面パラメータを用意する（青柳・清野 2012, 表 12.1 を参照）。そして、各土地利用区分または植生区分別のパラメータを、それら区分の面積率で平均することにより、各モデル格子の地表面パラメータを算出する。

¹ 草開 浩

ようになる。

$$\overline{u'w'} = -C_m U_a (u_1 - u_s) \quad (2.7.1a)$$

$$\overline{v'w'} = -C_m U_a (v_1 - v_s) \quad (2.7.1b)$$

$$\overline{w'\theta'} = -C_h U_a (\theta_1 - \theta_s) \quad (2.7.1c)$$

$$\overline{w'q'_v} = -C_q U_a (q_{v1} - q_{vs}) \quad (2.7.1d)$$

\bar{X} は X の格子平均値、 X' は X の平均値からの偏差を表す（したがって、 $X = \bar{X} + X'$ ）。 C_m, C_h, C_q はそれぞれ運動量、顕熱、潜熱フラックスに対するバルク係数である（計算方法は (2) で示す）。 U_a は、 z_1 における水平風速に接地境界層内の自由対流に伴う風速強化の効果を加味し (Kitamura and Ito 2016)、以下のように考慮している。

$$U_a = \sqrt{u_1^2 + v_1^2 + 2CE_{\text{turb}}}, \quad (2.7.2)$$

ここで E_{turb} はモデル大気最下層の乱流エネルギー、 C は定数 (= 2/3) である。 E_{turb} は境界層過程（第 2.6 節）で予測したものをを用いる。

q_{vs} は β_s と地表面温度 T_s に対する飽和比湿 $q_{\text{sat}}(T_s)$ を用いて以下のようにパラメタライズする。

$$q_{vs} = (1 - \beta_s)q_{v1} + \beta_s q_{\text{sat}}(T_s) \quad (2.7.3)$$

なお、 θ_s と T_s の関係は、

$$\theta_s = T_s \left(\frac{p_0}{p_s} \right)^{R_d/C_p} = T_s \Pi_s^{-1} \quad (2.7.4)$$

である (p_s は地上気圧、 $p_0 = 1000$ hPa、 R_d は乾燥大気の気体定数、 C_p は定圧比熱、 Π_s は地表面付近の Exner 関数)。陸タイルでは、 β_s を土壌水分量に関連付けて以下のように表す。

$$\beta_s = \begin{cases} w_{g1}/0.3 & (w_{g1} \leq 0.3) \\ 1 & (w_{g1} > 0.3) \end{cases} \quad (2.7.5)$$

w_{g1} は地表付近の土壌体積含水率である。陸タイルに積雪がある場合と海タイルでは $\beta_s = 1$ としている。

ここで、モデル大気最下層高度について補足しておく。地表面が平坦な場合、 z_1 は地表面からの高さを意味する。一方、地表面が森林などの立体的な構造物で覆われている場合、それら構造物の平均的な高さより上空の大気についてのみ、Constant flux layer が仮定できる。そこで、モデル大気最下層が Constant flux layer となるように地表面の高さを嵩上げして考える。この高さをゼロ面変位 d_0 と呼ぶ。したがって、モデル大気最下層の格子間隔を Δz_1 とすると、正確には $z_1 = \Delta z_1 + d_0$ と表す必要があるが、SLAB では d_0 の高さを地表面としてモデル化しているため、 $d_0 = 0$ であり、 $z_1 = \Delta z_1$ となる。

(2) バルク係数・安定度関数

バルク係数 (C_m, C_h) は以下のように表す。

$$C_m(z_1) = \frac{\kappa^2}{\left[\ln \frac{z_1}{z_{0m}} - \psi_m \left(\frac{z_1}{L_{\text{MO}}} \right) + \psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L_{\text{MO}}} \right) \right]^2} \equiv \frac{\kappa^2}{\Phi_m^2} \quad (2.7.6)$$

$$C_h(z_1) = \frac{\kappa^2}{\Phi_m \left[\ln \frac{z_1}{z_{0h}} - \psi_h \left(\frac{z_1}{L_{\text{MO}}} \right) + \psi_h \left(\frac{z_{0h}}{L_{\text{MO}}} \right) \right]} \equiv \frac{\kappa^2}{\Phi_m \Phi_h} \quad (2.7.7)$$

L_{MO} は Monin-Obukhov の長さ、 z_{0m}, z_{0h} はそれぞれ運動量および熱に対する粗度、 κ はカルマン定数 (= 0.4) である。 ψ_m と ψ_h は Monin と Obukhov により提唱された接地境界層の相似則で用いる普遍勾配関数 ϕ_m, ϕ_h を積分したもので、Beljaars and Holtslag (1991) に従い以下のように与える。

$$\psi_m(\zeta) = \begin{cases} -b \left(\zeta - \frac{c}{d} \right) \exp(-d\zeta) - a\zeta - \frac{bc}{d} & (\zeta \geq 0) \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} x + \ln \frac{(1+x)^2(1+x^2)}{8} & (\zeta < 0) \end{cases} \quad (2.7.9)$$

$$\psi_h(\zeta) = \begin{cases} -b \left(\zeta - \frac{c}{d} \right) \exp(-d\zeta) - \left(1 + \frac{2}{3} a\zeta \right)^{\frac{3}{2}} - \frac{bc}{d} + 1 & (\zeta \geq 0) \\ 2 \ln \frac{1+x^2}{2} & (\zeta < 0) \end{cases} \quad (2.7.10)$$

ここで、 $\zeta = z/L_{\text{MO}}$ 、 $a = 1$ 、 $b = 2/3$ 、 $c = 5$ 、 $d = 0.35$ 、 $x = (1 - 16\zeta)^{1/4}$ である。 C_q について、海タイルの場合は (2.7.7) 式の z_{0h} を z_{0q} (水蒸気に対する粗度) で置き換えて計算する。陸タイル (積雪なし) については、植生による蒸散量のコントロールを部分的に考慮している。

$$C_q = \left[U_a \left(r_s + \frac{1}{C_h U_a} \right) \right]^{-1} \quad (2.7.11)$$

⁶ ψ と ϕ は以下の関係にある。

$$\frac{\partial \psi(\zeta)}{\partial \zeta} = \frac{1 - \phi(\zeta)}{\zeta} \quad (2.7.8)$$

ここで、 r_s は気孔抵抗で、以下のように日射量 S に依存した定式化を用いる：

$$r_s = r_{s, \text{day}} + \frac{r_{s, \text{night}}}{1 + \frac{S}{S_0}} \quad (2.7.12)$$

($S_0 = 1 \text{ W m}^{-2}$, $r_{s, \text{night}} = 300 \text{ s m}^{-1}$)。なお、 $r_{s, \text{day}}$ の値を、4月から10月は 30 s m^{-1} 、11月から3月は 60 s m^{-1} としている。

Monin-Obukhov の長さ L_{MO} は以下の関係式で与えられる。

$$\text{Ri}_B = \frac{z_1}{L_{MO}} \frac{\Phi_h}{\Phi_m^2} \quad (2.7.13)$$

ここで、 Ri_B はバルクリチャードソン数で以下のように定義される量である。

$$\text{Ri}_B = \frac{gz_1}{\frac{\theta_{v1} + \theta_{vs}}{2}} \frac{(\theta_{v1} - \theta_{vs})}{U_a^2} \quad (2.7.14)$$

ここで θ_v は仮温位 ($= \theta(1 + c_v q_v)$, $c_v \approx 0.61$)、 g は重力加速度である。なお、 L_{MO} は (2.7.13) 式から求めるが、 L_{MO} についての非線形方程式であるため、計算には工夫が必要となる。SLAB では Newton-Raphson 法と逐次近似法を組み合わせで解く (原ほか 2008)。

(3) 粗度

陸タイルの粗度 (z_{0m}) は第 2.7.2 項で説明したとおり土地利用区分や植生区分に応じて決定する。熱粗度は Garratt and Francey (1978) が提案する $\ln(z_{0m}/z_{0h}) = 2$ の関係式から、 $z_{0h} = z_{0m}/7.4$ と診断する。また、 $z_{0q} = z_{0h}$ とする。海タイルの粗度については、Beljaars (1995) に従い、以下の診断式を用いて求める。

$$z_{0m} = a_m \frac{\nu}{u_*} + a_{C_h} \frac{u_*^2}{g} \quad (2.7.15a)$$

$$z_{0h} = a_h \frac{\nu}{u_*} \quad (2.7.15b)$$

$$z_{0q} = a_q \frac{\nu}{u_*} \quad (2.7.15c)$$

ここで、 $a_m = 0.11$, $a_{C_h} = 0.018$, $a_h = 0.40$, $a_q = 0.62$, ν は動粘性係数 ($= 1.5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) である。 u_* は摩擦速度で、以下のように定義する。

$$u_* = \left(\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right)^{1/4} \quad (2.7.16)$$

2.7.4 平板地表面モデル

第 2.7.3 項で述べたように、地表面フラックスを求めるには地表面温度 T_s と土壌体積含水率 w_{g1} が必要となる。これらは地表面状態を表す代表的な物理量で、SLAB では予報変数として扱う。 T_s については地表面熱収支式から、 w_{g1} については地中内の輸送方程式からそれらの時間発展を予測する。

(1) 地表面熱収支

ここでは、地表面温度 T_s についての予報方程式を考える。地表面における熱収支関係から T_s の予報方程式は以下ようになる。

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1 - \alpha_s) S_{\downarrow} + L_{\downarrow} - \sigma T_s^4 - H - LE - G_s \quad (2.7.17)$$

ここで、 C_s は単位面積当たりの地表面熱容量、 S_{\downarrow} , L_{\downarrow} は地上下向きの短波放射および長波放射、 σ は Stefan-Boltzmann 定数 ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$)、 H は顕熱フラックス、 L は気化熱、 E は水蒸気フラックス、 G_s は地表面から地中への熱フラックスである。 C_s は、 $c_s \Delta z_s$ と表す。 Δz_s は地表面が持つ熱慣性を「層間隔」の形で調整するためのパラメータである⁷。 H と LE は以下のとおりである。

$$H = C_p \overline{\rho w' \theta'} \quad (2.7.18)$$

$$LE = L \overline{\rho w' q'_v} \quad (2.7.19)$$

ここで、 ρ は地表面付近の大気密度である。地表面アルベド α_s について、陸タイルは土地利用区分および植生区分に基づいて決定する。陸タイルで積雪がある場合および海タイルで海水がある場合はともに $\alpha_s = 0.6$ としている⁸。海タイルのアルベドについて、直達光に対するアルベド $\alpha_{s,B}$ は Briegleb et al. (1986) による以下のパラメタリゼーションで計算する。

$$\alpha_{s,B} = \frac{0.026}{(\mu^{1.7} + 0.065)} + 0.15(\mu - 0.1)(\mu - 0.5)(\mu - 1.0) \quad (2.7.20)$$

μ は太陽天頂角の余弦である。散乱光に対するアルベド $\alpha_{s,D}$ は 0.06 の定数である。

G_s は、地表面から地中 (地面または海氷) への熱伝導を考える。陸タイルにおける地中熱伝導については次の項で説明する。

なお、海タイル (海氷なし) の場合は、温度変化率に対して熱容量が非常に大きいとして、(2.7.17) 式の左辺をゼロとしている。海タイルの T_s は海洋気象情報室作成の海面水温解析値を用いている。

(2) 地中熱伝導および地中温度予測

上記で説明したように、地表面熱収支式を閉じるには G_s を求める必要があり、そのためには地中温度 T_g が必要となる。SLAB では地中熱伝導方程式を解くことにより、地中温度の時間変化を見積もっている。熱伝導方程式および地中熱フラックス G は以下のとおりである。

$$c_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = - \frac{\partial G}{\partial z} \quad (2.7.21a)$$

⁷ MSM, LFM ともに 0.5 cm としている。

⁸ すずなどによって汚れた場合の積雪アルベドに近い。

$$G = -\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial z} \quad (2.7.21b)$$

ここで、 c_g は地中の熱容量、 λ_g は地中の熱伝導率である。これらは鉛直方向に一様であると仮定し、熱伝導率 $\nu_g (= \lambda_g / c_g)$ の形で定数として与える。

SLAB では、これらの式を鉛直離散化して数値計算する。MSM・LFM とともに地中を 8 層⁹に分割し、各層の地面温度を予報変数とする。ただし、地中最下層の温度は気候値を与える。地中熱フラックスは各地中層の上下境界で定義する。(2.7.21) 式を離散化すると、地中第 k 層の温度の時間変化量 $\Delta T_{g,k}$ と第 k 層下端の地中熱フラックス G_k は以下ようになる。

$$\frac{\Delta T_{g,k}}{\Delta t} = \begin{cases} -\frac{G_k - G_s}{\Delta z_k} & k = 1 \\ -\frac{G_k - G_{k-1}}{\Delta z_k} & 2 \leq k \leq 7 \\ 0 & k = 8 \end{cases} \quad (2.7.22)$$

$$G_s = \nu_s \frac{T_s - T_{g,1}}{z_{g,1} - \frac{\Delta z_s}{2}} \quad (2.7.23a)$$

$$G_k = \nu_g \frac{T_{g,k} - T_{g,k+1}}{\frac{\Delta z_{g,k} + \Delta z_{g,k+1}}{2}} \quad (1 \leq k \leq 7) \quad (2.7.23b)$$

なお、 $\Delta z_{g,k}$ は地中第 k 層の間隔、 $z_{g,1}$ は地中第 1 層下端の深さを表す。

(3) 土壌水分量予測

SLAB において土壌水分量はポーエン比（顕熱と潜熱の比）の大きさを左右するパラメータであり、地表面温度の日変化を適切に予測するためには、より現実的な土壌水分量の時間変化を予測することが重要である。SLAB では、土壌水分量を強制復元法に基づいた定式で予測している。強制復元法は、土壌を 2 層に分割し、強制力（蒸発や降水による増減）と復元力（表層の土壌水分量が土壌深部の平均的な値に戻ろうとする）の二項により時間変化率を見積もる方法である。MSM では Deardorff (1978) に従い定式化している。Deardorff (1978) では、強制項および復元項にかかる係数がある特定の土壌（Adelanto Loam）でのデータを用いて定めている。この土壌は日本域の代表的な土壌と比べると砂質が多く、土壌水分量変化の時定数が短い傾向がある。そのため、MSM では急激な土壌水分量の変化を抑制するために予測値に対して上下限値を設けている（原ほか 2008）。asuca および asuca 変分法解析システ

⁹ 地表面から各層下端境界までの深さはそれぞれ、1.2 cm, 2.25 cm, 3.93 cm, 6.786 cm, 11.9268 cm, 21.69432 cm, 41.22936 cm, 80.29944 cm である。

ム (asuca-Var) を LFM に導入する際に、土壌水分量が急激に変化をするという予測特性の影響で、地上観測を同化した効果が持続しないという課題があった（幾田 2015）。そこで、Noilhan and Planton (1989) に従い、様々な土壌特性を考慮できる方法を SLAB に実装し、2015 年には局地解析内の 5 km 解像度予報、2017 年には LFM に導入した。以下で、新しく導入した土壌水分量予測手法を説明する。

表層および深層の土壌水分量の予報方程式は以下のとおりである。

$$\frac{\partial w_{g1}}{\partial t} = \frac{C_1}{\rho_w d_1} (P - E) - \frac{C_2}{\tau} (w_{g1} - w_{g,eq}) \quad (2.7.24)$$

$$\frac{\partial w_{g2}}{\partial t} = \frac{1}{\rho_w d_2} (P - E) \quad (2.7.25)$$

ここで、 P は降水フラックス [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$], $d_1 = 0.1 \text{ m}$, $d_2 = 0.5 \text{ m}$, $\tau = 86400 \text{ s}$ である。 $w_{g,eq}$ は、平衡状態における土壌体積含水率で、

$$w_{g,eq} = w_{g2} - a w_{\text{sat}} \left(\frac{w_{g2}}{w_{\text{sat}}} \right)^p \left[1 - \left(\frac{w_{g2}}{w_{\text{sat}}} \right)^{8p} \right] \quad (2.7.26)$$

と表す (w_{sat} は飽和体積含水率、 p は土壌特性に依存する定数)。 C_1, C_2 は以下のように与える。

$$C_1 = \begin{cases} C_{1,\text{sat}} \left(\frac{w_{g1}}{w_{\text{sat}}} \right)^{-b/2-1} & w_{g1} \geq w_{\text{wilt}} \\ C_{1,\text{max}} \exp \left[-\frac{(w_{g1} - w_{\text{max}})^2}{2\sigma_g^2} \right] & w_{g1} < w_{\text{wilt}} \end{cases} \quad (2.7.27a)$$

$$C_2 = C_{2,\text{ref}} \left(\frac{w_{g2}}{w_{\text{sat}} - w_{g2} + 0.01} \right) \quad (2.7.27b)$$

w_{wilt} はしおれ点における土壌体積含水率¹⁰を表す。非常に乾いた土壌 ($w_g < w_{\text{wilt}}$) における C_1 の定式は、Braud et al. (1993) に基づき、土壌内を水蒸気が移動することによる輸送効果を表現している。(2.7.27) 式内のパラメータ ($C_{1,\text{max}}, w_{\text{max}}, \sigma_g$) は Noilhan and Mahfouf (1996) のとおり、以下のように定める。

$$C_{1,\text{max}} = (1.19w_{\text{wilt}} - 5.09) \times 10^{-2} T_s - 1.464w_{\text{wilt}} + 17.86 \quad (2.7.28)$$

$$w_{\text{max}} = \eta w_{\text{wilt}} \quad (2.7.29)$$

$$\eta = (-1.815 \times 10^{-2} T_s + 6.41) w_{\text{wilt}} + (6.5 \times 10^{-3} T_s - 1.4) \quad (2.7.30)$$

$$\sigma_g^2 = -\frac{w_{\text{max}}^2}{2 \ln \frac{0.01}{C_{1,\text{max}}}} \quad (2.7.31)$$

¹⁰ 土壌水分量がこれ以下になると植生は根から水分を吸い上げられなくなる。

その他のパラメータ ($w_{\text{sat}}, w_{\text{wilt}}, w_{\text{fc}}, b, C_{1,\text{sat}}, C_{2,\text{ref}}, a, p$) は土壌特性に依存して決まる。Noilhan and Lacarrère (1995) の経験式を用いて、砂質・粘土質土壌の割合 ($f_{\text{sand}}[\%], f_{\text{clay}}[\%]$) から以下のように求める。

$$w_{\text{sat}} = (-1.08f_{\text{sand}} + 494.305) \times 10^{-3} \quad (2.7.32a)$$

$$w_{\text{wilt}} = 37.1342 \times 10^{-3}(f_{\text{clay}})^{1/2} \quad (2.7.32b)$$

$$w_{\text{fc}} = 89.0467 \times 10^{-3}(f_{\text{clay}})^{0.3496} \quad (2.7.32c)$$

$$b = 0.137f_{\text{clay}} + 3.501 \quad (2.7.32d)$$

$$C_{1,\text{sat}} = (5.58f_{\text{clay}} + 84.88) \times 10^{-3} \quad (2.7.32e)$$

$$C_{2,\text{ref}} = 13.815(f_{\text{clay}})^{-0.954} \quad (2.7.32f)$$

$$a = 732.42 \times 10^{-3}(f_{\text{clay}})^{-0.539} \quad (2.7.32g)$$

$$p = 0.134f_{\text{clay}} + 3.4 \quad (2.7.32h)$$

f_{sand} および f_{clay} は、HWSD (Harmonized World Soil Database; FAO et al. 2012) を用いて決定している。

2.7.5 地上観測高度における物理量診断

asuca では、地上観測高度における気温、湿度、風速を接地境界層の相似則に基づくプロファイルを設定して診断計算している。これら診断した値は MSM や LFM の地上予測プロダクトとしている他、実際の地上観測と比較してモデルの予測精度を検証するためにも使っている。高度 10 m の風速 ($u_{10\text{m}}$)、高度 1.5 m の温位 ($\theta_{1.5\text{m}}$) および比湿 ($q_{v1.5\text{m}}$) は以下のように診断する。

$$u_{10\text{m}} = \sqrt{\frac{C_m(z_1)}{C_m(z_{10\text{m}})}} u_1 \quad (2.7.33)$$

$$\theta_{1.5\text{m}} = \theta_s + \frac{C_h(z_1)}{C_h(z_{1.5\text{m}})} \sqrt{\frac{C_m(z_{1.5\text{m}})}{C_m(z_1)}} (\theta_1 - \theta_s) \quad (2.7.34)$$

$$q_{v1.5\text{m}} = q_{vs} + \frac{C_q(z_1)}{C_q(z_{1.5\text{m}})} \sqrt{\frac{C_m(z_{1.5\text{m}})}{C_m(z_1)}} (q_{v1} - q_{vs}) \quad (2.7.35)$$

2.7.6 今後の開発について

以下に、asuca における地表面過程開発の進捗および今後の開発方針について述べる。

(1) 最近の開発状況について

MSM および LFM では地上気象要素の日変化が小さいという誤差特性があり (例えば、佐藤・安斎 2018 など)、多面的な検証や開発を進めている。地上気温については、第 2.4 節や第 2.5 節で述べたように、過剰な上層雲量によって地上日射量予測が過小となり、このことが日中の地上気温予測の誤差の一因であることがわかっている。現在、雲量診断方法の改良を進めており、これに合わせて、地表面パラメータの調整も順次実施していく予定である。地上比湿については、MSM の予測値は過小であることがわかっており、現在、第 2.7.4

項の (3) で説明した新しい土壌水分予測方法を MSM にも導入する方向で開発および検証を行っている。

その他、バルク係数の計算方法について、asuca の空間離散化手法に最適な定式化への変更も計画している。asuca では空間離散化の方法に有限体積法を採用しており、各格子点の物理量は各格子境界で囲まれたセルの平均値を表している。しかし、現状の地表面フラックス定式化においては、最下層格子点値を最下層格子の中心の値と捉え、相似則に基づくプロファイル (対数則) を仮定している。そこで、Nishizawa and Kitamura (2018) に基づき、(2.7.6) 式および (2.7.7) 式の Φ を大気最下層内で平均化した以下の定式で与えるように改良を試みている。

$$\overline{\Phi_m} = \Phi_m(\zeta'_1) - \frac{1}{\zeta'_1} \int_{\zeta'_{0m}}^{\zeta'_1} \phi_m(\zeta) d\zeta \quad (2.7.36a)$$

$$\overline{\Phi_h} = \Phi_h(\zeta'_1) - \frac{1}{\zeta'_1} \int_{\zeta'_{0h}}^{\zeta'_1} \phi_h(\zeta) d\zeta \quad (2.7.36b)$$

$$\overline{\Phi_q} = \Phi_q(\zeta'_1) - \frac{1}{\zeta'_1} \int_{\zeta'_{0q}}^{\zeta'_1} \phi_q(\zeta) d\zeta \quad (2.7.36c)$$

ここで、 $\zeta'_1 = z'_1/L_{\text{MO}}$ 、 $\zeta'_{0m} = z_{0m}/L_{\text{MO}}$ (添字 h, q についても同様) で、 z'_1 はモデル最下層の上端の高度を表す。インパクトとしては、バルク係数がこれまでに比べて大きくなり、地表面フラックスが全体的に増加した。特に、冬型で大陸からの寒気が日本域に流入するような事例で、日本海からの顕熱フラックスが増加し、MSM が持つ冬季対流圏下層の低温誤差の縮小に貢献することもわかった。引き続き MSM および LFM への導入に向けて開発を進める方針である。

(2) 今後の地表面過程開発について

SLAB では植生を平板として扱っているため、植生キャノピーの効果 (植生内の放射伝達やキャノピー内部の乱流による熱輸送など) を直接的に表現することはできない。しかし、それらの物理プロセスを表現することは地表面温度の予測精度向上のためには必要不可欠であり、実際に海外の数値予報センターの陸面モデルではこの効果が取り込まれている (例えば、Best et al. 2011 など)。SLAB のフレームワークで改良を目指すには、複数のパラメータ調整を余儀なくされるが、科学的根拠に乏しい場合が多い。例えば、国土数値情報の土地利用区分にある「ゴルフ場」に対して SLAB は地表面パラメータを割り当てているが、ゴルフ場自体、草原や池、森林など複数の要素で構成されているため、特定の熱容量や熱伝導率を科学的に突き詰めることは困難である。

数値予報課では、現在のタイリング法の枠組みを維持したまま、GSM の陸面モデルのようなキャノピー植生モデルを導入できるよう、SLAB とは別のフレームワークでの陸面モデル開発に取り組んでいる。開発は原ほか (2008) で述べられている「新陸面モデル」を再

構築するところからスタートした。2015年の段階で、フレームワークは完成しており、積雪解析の第一推定値を作成するためにオフラインモデルとしてメソ解析に導入している(草開 2015)。今後はGSMの陸面モデルの開発成果を取り込むとともに、MSMへの導入に向けて開発・評価を進める予定である。

参考文献

青柳曉典, 清野直子, 2012: メソ数値予報モデルと都市。気象研究ノート, **224**, 273–301.

Beljaars, A. C. M., 1995: The parameterization of surface fluxes in large-scale models under free convection. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **121**, 255–270.

Beljaars, A. C. M. and A. A. M. Holtslag, 1991: Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 327–341.

Best, M. J., M. Pryor, D. C. Clark, G. G. Rooney, R. L. H. Essery, C. B. Ménard, J. M. Edwards, M. A. Hendry, A. Porson, N. Gedney, L. M. Mercado, S. Sitch, E. Blyth, O. Boucher, P. M. Cox, C. S. B. Grimmond, and R. J. Harding, 2011: The Joint UK Land Environment Simulator (JULES), model description Part 1: energy and water fluxes. *Geosci. Model Dev*, **4**, 677–699.

Braud, I., J. Noilhan, P. Bessemoulin, P. Mascart, R. Haverkamp, and M. Vauclin, 1993: Bare-ground surface heat and water exchanges under dry conditions: Observations and parameterization. *Bound.-Layer Meteor.*, **66**, 173–200.

Briegleb, B. P., P. Minnis, V. Ramanathan, and E. Harrison, 1986: Comparison of regional clear-sky albedos inferred from satellite observations and model computations. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 214–226.

Deardorff, J. W., 1978: Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *J. Geophys. Res.*, **83**, 1889–1903.

FAO, IIASA, ISRIC, ISSCAS, and JRC, 2012: Harmonized World Soil Database (version 1.2). 42pp., URL http://webarchive.iiasa.ac.at/Research/LUC/External-World-soil-database/HWSD_Documentation.pdf.

Garratt, J. R. and R. J. Francey, 1978: Bulk characteristics of heat transfer in the unstable, baroclinic atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **15**, 399–421.

原旅人, 大泉三津夫, 三浦大輔, 2008: 地表面過程。数値予報課報告・別冊第54号, 気象庁予報部, 166–194.

幾田泰醇, 2015: 局地解析の更新と改良。平成27年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 2–8.

Kitamura, Y. and J. Ito, 2016: Revisiting the bulk relation for heat flux in the free convection limit. *Bound.-Layer Meteor.*, **158**, 93–103.

草開浩, 2012: 地表面過程。数値予報課報告・別冊第58号, 気象庁予報部, 29–41.

草開浩, 2015: 積雪域解析の高度化。平成27年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 44–49.

Loveland, T. R., B. C. Reed, J. F. Brown, D. O. Ohlen, Z. Zhu, L. Yang, and J. W. Merchant, 2000: Development of a global land cover characteristics database and IGBP DISCover from 1km AVHRR data. *Int. J. Remote Sensing*, **21**, 1303–1330.

Nishizawa, S. and Y. Kitamura, 2018: A Surface Flux Scheme Based on the Monin-Obukhov Similarity for Finite Volume Models. *J. Adv. Model. Earth Syst.*, **10**, 3159–3175.

Noilhan, J. and P. Lacarrère, 1995: GCM Grid-Scale Evaporation from Mesoscale Modeling. *J. Climate*, **8**, 206–223.

Noilhan, J. and J.-F. Mahfouf, 1996: The ISBA land surface parameterisation scheme. *Glob. Planet. Chang.*, **13**, 145–159.

Noilhan, J. and S. Planton, 1989: A Simple Parameterization of Land Surface Processes for Meteorological Models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 536–549.

佐藤均, 安齋太朗, 2018: 最近の統計検証について。平成30年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 42–47.

第3章 メソアンサンブル予報システム

3.1 はじめに¹

気象庁が運用するメソモデル (MSM) は、防災気象情報、航空気象情報および天気予報等の作成支援を目的としている。そのため、MSM の予測精度向上は国民の生命や財産の安全に直結していると言っても過言ではなく、実際、それに向けて精力的な研究開発が継続されてきた。科学的知見に基づく力学過程や物理過程の改良、計算機資源の増強に伴う高解像度化等により数値予報モデルの改善が、また初期値についても、先端的データ同化手法の導入、および新規データの利用も含む観測データの高度利用により改善が図られ、MSM の予測精度は着実に向上している。これらの開発成果の一例として、現在の MSM ではこれまで予測が困難であった弱い強制力のもとでの対流とそれに伴う降水²をある程度予測できるようになってきている (原・倉橋 2017)。

一方で、MSM が予測対象とするメソスケール現象は、総観スケールの現象に比べ予測可能性が本質的に低いことが指摘されている (Zhang et al. 2003; Selz and Craig 2015 など)。これは、ほぼ完全な初期値、数値予報モデルといった理想的な条件下でも、メソスケール現象予測では積雲対流などの時空間スケールの小さい現象の非線形性が卓越し、初期値に含まれる僅かな誤差が急速に時間発展することにより、短時間のうちに決定論的予測限界を迎えることを意味する。この本質的な予測可能性 (intrinsic predictability; Lorenz 1969; Zhang et al. 2003) の限界は気象場に依存し一定ではないが、大気の有するカオス的性質に根差しているため初期値や数値予報モデルの改善による拡張は望めない。

実際の数値予報システムでは、初期値や数値予報モデルには現実的な誤差が含まれるため、決定論的予測限界はさらに短時間に制限される。この実用的な予測可能性 (practical predictability; Melhauser and Zhang 2012) は本質的な予測可能性と異なり、初期値や数値予報モデルの精度向上により高めることが可能である。しかし、データ同化プロセスで用いられる観測データの測定精度の限界 (質的限界) および利用可能なデータ数の限界 (量的限界) から、解析値 (初期値) の決定精度には限界があり、また数値予報モデルにも離散化に伴う表現の限界があるため、実用的予測可能性の向上には限界がある。したがって、上記の本質的な予測可能性、実用的予測可能性の両面を勘案すると、メソスケール現象が包含する初期値鋭敏性による予測不確

実性は、今後期待される数値予報モデルやデータ同化システムの進展をもってしても不可避であると考えられる。

そこで従来の決定論的アプローチに加え、メソスケール現象の予測不確実性を評価するアプローチとして、数値予報の誤差の要因に対応する僅かなばらつきを加えた複数の予測 (アンサンブル予報) が有効となる。アンサンブル予報は全球モデルによる中長期予報への応用から始まり、現在では諸外国の気象機関において高解像度領域モデルによる短期予報への実用化が進んでいる。一般的な高解像度領域モデルが担う役割、およびメソスケール現象の予測可能性の低さを考慮すると、アンサンブル予報によるメソスケール現象の発生確率や予測信頼度の評価はごく自然なアプローチであり、顕著現象への効率的なリスクマネジメントという点で非常に有用な手段のひとつである。

このような背景から、気象庁はメソアンサンブル予報システム (MEPS: Meso-scale Ensemble Prediction System) の開発を進め、2019年6月に本運用を開始した。MEPS では、MSM と初期値および境界値の異なる複数のメンバーの予測を行うことにより、MSM の有するメソスケール現象予測に対する不確実性を定量的に評価する。これは、MSM の運用目的に対して有用な資料となり得るものである。本章では、気象庁では初となる領域モデルに基づくアンサンブル予報システムである MEPS についての解説を行う。まず、第 3.2 節で開発の経緯について述べ、第 3.3 節では現業仕様について解説する。第 3.4 節で本運用に向けた開発について詳細を示し、最後に第 3.5 節で今後の展望を述べる。

参考文献

- 原旅人, 倉橋永, 2017: メソ数値予報システムの特徴の変化。平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 48–55.
- Lorenz, E. N., 1969: The predictability of a flow which possesses many scales of motion. *Tellus*, **21**, 289–307.
- Melhauser, C. and F. Zhang, 2012: Practical and intrinsic predictability of severe and convective weather at the mesoscales. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 3350–3371.
- Selz, T. and G. C. Craig, 2015: Upscale error growth in a high-resolution simulation of a summertime weather event over Europe. *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 813–827.
- Zhang, F., C. Snyder, and R. Rotunno, 2003: Effects of moist convection on mesoscale predictability. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1173–1185.

¹ 国井 勝

² 原・倉橋 (2017) では、前線からやや離れた場所で地形や風の収束といった強制上昇が弱く、対流を発生させるきっかけがはっきりしない場合にまとまった降水が観測された事例が挙げられている。

3.2 メソアンサンブル予報システム開発の経緯¹

3.2.1 領域アンサンブル予報システムの動向

アンサンブル予報は、まず全球モデルによる中長期予報に適用され、1992年には欧州中期予報センター(ECMWF)と米国環境予測センター(NCEP)でそれぞれ現業運用が開始された(Molteni et al. 1996; Toth and Kalnay 1993)。気象庁においては、1996年に1か月アンサンブル予報が、2001年に週間アンサンブル予報がそれぞれ現業化されている。この他にも、全球モデルによるアンサンブル予報は多くの数値予報センターにおいて運用されており、計算機能力の飛躍的な向上とともに、その性能も発展を続けている。今日、アンサンブル予報は全球モデルを用いた中長期予報の標準的な手法となっている(余田 2010)。

全球モデルによるアンサンブル予報の現業化に追従する形で、1990年代後半から領域モデルを用いたアンサンブル予報の実用化が検討されるようになった。既に全球モデルによる中長期予報では、予測誤差自体を減少させることを目的とした決定論的アプローチから、予測誤差を定量的に見積もることで信頼度や確率情報を評価する確率論的アプローチへのパラダイムシフトが起こっていたが、それが短期のメソスケール現象予測にも及ぶようになったのである。

1998年には領域アンサンブル予報の相互比較実験として、SAMEX (the Storm and Mesoscale Ensemble Experiment; Hou et al. 2001) が実施された。SAMEXには米国のオクラホマ大学や国立シビアストーム研究所、空軍気象局、大気研究センター、およびNCEPが参画し、米国域を対象とした水平格子間隔約30 kmの領域アンサンブル予報をリアルタイムで実行した。初期摂動作成にはBreeding法(Toth and Kalnay 1993, 1997)やランダム摂動法(Mullen and Baumhefner 1989)が応用され、また時間ずらし平均(LAF: Lagged Average Forecast; Hoffman and Kalnay 1983)法によるアンサンブルメンバー数の増強のインパクトについても調査された。この他、側面境界値や数値予報モデルの不確実性についても合わせて考慮する機関もあった。SAMEXでは、領域アンサンブル予報における側面境界摂動や物理過程摂動の重要性、決定論的予測に対するアンサンブル平均の優位性などが確認され、また全機関のアンサンブルメンバーを用いたマルチモデルアンサンブルが、各々のアンサンブル予報システムに対して優位であることなどが示された。

NCEPではSAMEXで得られた知見を活かし、2001年4月にSREFと呼ばれる短期アンサンブル予報システムの現業運用が開始された(Du and Tracton 2001; Du et al. 2003)。これに続いて、2005年には英国気象局でMOGREPS(Bowler et al. 2008)が、2011年には

カナダ気象局(MSC)でREPS(Charron et al. 2011; Erfani et al. 2013)が、そして2012年にはドイツ気象局でCOSMO-DE-EPS(Gebhardt et al. 2008, 2011)が、それぞれ現業運用を開始している。各機関では、現業運用開始後もアンサンブルメンバーの増強、高解像度化、および初期摂動作成手法の改良等に取り組んでおり、他機関も含めた領域アンサンブル予報システムの開発状況については、石田・藤田(2016)に詳しい。

3.2.2 気象庁におけるMEPSの開発

(1) 気象庁気象研究所における開発

気象庁においても、領域アンサンブル予報における世界的な趨勢を鑑み、2005年から気象研究所が主体となって、領域アンサンブル予報の初期摂動作成を目的とするメソ特異ベクトル(SV: Singular Vector; Buizza et al. 1993; Buizza and Palmer 1995)法の開発を開始した(大関ほか 2005)。メソSV法では、気象庁非静力学モデル(JMA-NHM; Saito et al. 2006, 2007)を基にして数値予報課で開発された非静力学メソ4次元変分法(JNoVA; Honda et al. 2005)の摂動予報モデルおよび随伴モデルが用いられた(詳細は第3.3節)。ほぼ同時期に、メソSV法の他、全球SV法、Breeding法や局所アンサンブル変換カルマンフィルタ(LETKF; Hunt et al. 2007)のJMA-NHMへの利用可能性についての調査も始められた(Miyoshi and Aranami 2006; Saito et al. 2012)。

2000年代後半、気象研究所は数値予報課の協力の下、北京オリンピック2008研究開発プロジェクト(B08RDP)に参画した。B08RDPは世界気象機関世界天気研究計画(WMO WWRP)傘下の研究計画で、2008年の北京オリンピックに合わせ短期予報に関する国際比較実験を行うものである。ここで実施される水平格子間隔15 km、36時間先までのメソアンサンブル予報の比較実験に向け、気象研究所はJMA-NHMを用いた11メンバーによるアンサンブル予報実験システムを構築した。本実験前の予備実験として、前述したメソSV法、全球SV法、Breeding法、およびLETKFの計4通りの初期摂動作成手法の比較が行われ、アンサンブル平均や降水確率予測検証で優位であった全球SV法を本実験で採用することが決定された。メソSV法については、予報初期のアンサンブルスプレッドの増加は顕著であり、予報前半において大雨などの顕著現象の不確実性の捕捉に有効であることが示されたものの、評価時間が短いことに加え摂動が局在化する傾向を有するため予報後半までアンサンブルスプレッドの増加が持続せず、1日先までのアンサンブル予報において単独利用は難しいと判断された²。また側面境界摂動には、当時の気象庁週間アンサンブル予報の摂動成分が用いられた。この時に調査された領域アンサン

¹ 國井 勝

² これ以降、メソSVは全球SVとブレンドする方針で開発が進められた。ブレンド手法の詳細は第3.3.2項に記述する。

ブル予報における側面境界摂動の有効性については、Saito et al. (2012) にまとめられている。さらに地上付近のアンサンブルスプレッドの過小評価を改善する目的で、地面温度への摂動も考慮している。気象研究所における B08RDP に向けた初期摂動作成手法の比較実験の詳細については Saito et al. (2010) を参照されたい。

2008 年に実施された B08RDP 本実験では、気象研究所の他に NCEP や MSC、オーストリア気象地球力学中央研究所とフランス気象局 (ZAMG and Météo-France)³、中国気象局、中国気象科学院の計 6 機関が参加した。実験と検証結果の詳細は Duan et al. (2012) および Kunii et al. (2011) に譲るが、各機関の実験システムおよび結果について特筆すべき点は以下の通りである。

- 気象研究所以外の機関では、モデルアンサンブル手法としてマルチモデル法やマルチパラメタリゼーション法が導入されており、アンサンブルスプレッドの過小評価の改善に寄与していた。モデルアンサンブル手法の導入は領域アンサンブル予報での標準的な仕様になりつつあるものの、スキームの選択次第では予報精度が悪化することがあるため、導入には慎重な検討が必要である。
- 初期摂動作成手法として SV 法もしくは Breeding 法を採用する機関が多く、MSC のみアンサンブルカルマンフィルタ (EnKF) を利用していた。EnKF による初期摂動は SV などと比べ摂動の成長率が小さいため、モデルアンサンブル手法の寄与を大きくすることでアンサンブルスプレッドの過小評価を改善していた。
- ZAMG の実験システムでは、総観スケールの摂動を ECMWF の全球 SV で、より小さいスケールの摂動を ZAMG の領域モデルに基づくブレッドベクトルでそれぞれ算出し、両者をブレンドすることでマルチスケールの初期摂動を作成した。
- アンサンブル予報による降水予測のブライアスコアの改善率 (対コントロール予報) とアンサンブルメンバー数には正の相関があり、比較的メンバー数が少ない気象研究所の 11 メンバー構成 (MSC の 20 メンバーが最多) では降水の捕捉率に課題が残った。

B08RDP への参画により、気象研究所内における初期摂動作成手法の比較検討を通じて各手法の長所、短所が明らかになったほか、他機関の領域アンサンブル予報と比較することで、最先端の知見を得ると共に、メンバー数の増強やモデルアンサンブル手法の導入など、今後の開発に関する重要な示唆が得られた。実際、これ以降に行われた気象庁における MEPS の開発においては、B08RDP の開発成果を参考にした部分は多い。

³ ZAMG は Météo-France の協力を得て参加した。

(2) 数値予報課における開発

数値予報課では 2007 年度より MEPS の開発に着手した。LAF 法を用いたアンサンブル予報の特性把握 (津口 2008) を端緒として、メソ SV 法の開発が気象研究所と連携して進められた (小野 2010)。またデータ同化手法の高度化とも関連し、LETKF やデータ同化アンサンブル (EDA; Buizza et al. 2008; Isaksen et al. 2010) の初期摂動作成への応用可能性に関する調査も並行して実施された (藤田 2010, 2011)。複数の初期摂動作成手法の研究開発が進捗し、2012 年には現実的な設定でアンサンブル予報の相互比較が可能になったため、この時点において最も実用化に近いと考えられる手法を選択し、将来的な MEPS の実用化に向けて以降の開発を一本化することになった (石田 2016)。

当時、MEPS の実用化に関しては、確率情報・信頼度情報の高質化を重視した低解像度多数メンバー構成と、MSM と代替可能なシナリオ予測としての利用を優先した高解像度少数メンバー構成といった 2 つの方向性で検討が進められていた。前述した初期摂動作成手法のうち、SV 法は指定した評価時間・領域で線形成長率の大きい摂動を算出する手法であり、MSM の予測誤差の効率的な捕捉に寄与する。LETKF や EDA は、データ同化と一体化して流れに依存する解析誤差を反映させたアンサンブル摂動を生成できるため、初期値に含まれる不確実性を定量的に評価したアンサンブル予報が可能となる。ここではそれぞれの特性を活かし、低解像度多数メンバー構成では SV 法を、高解像度少数メンバー構成では EDA⁴ を初期摂動作成手法として選択し比較検証が行われた。

SV 法を用いた低解像度多数メンバー構成は、水平格子間隔 10 km、41 メンバーの設定とされた。性能としては、アンサンブルスプレッドはやや過小評価で、SV の評価時間やターゲット域の設定、初期振幅の調整、側面境界摂動の利用方法に関して課題が残るものの、成長率の大きな初期摂動が利用できることに加え、多数メンバーの予報結果から直接的に確率情報を見積もることができるといった利点があった。なお、この時点の SV 法による初期摂動には、B08RDP で得られた知見を活かし、メソ SV と全球 SV とをブレンドしたものが用いられている。

一方の高解像度少数メンバー構成は、水平格子間隔 5 km、12 メンバーで、アンサンブル予報の初期値には 3 次元変分法 (3D-Var) に基づく EDA で得られた解析値が用いられた。結果としては、アンサンブルスプレッドは予測誤差の空間パターンと概ね一致し、また予測誤差の増大に対応する傾向も見られたが、個々のメンバーの予測精度はコントロールランに比べ著しく

⁴ LETKF も高解像度少数メンバー構成向けの初期摂動作成手法として開発が進められたが、少数メンバー実行によるサンプリングエラーによる悪影響が懸念されたため、EDA の開発に重点が移された。

低下した。これは、コントロールランでは4次元変分法で作成した初期値を用いるのに対して、この実験のEDAでは計算コストを抑えた3D-Varを利用したこと起因する。アンサンブル予報の複数シナリオとしての利用価値を高めるためには本来、各メンバーの予測はコントロールランと同程度の精度を維持することが望ましい。しかしEDAではデータ同化システムの複数回の実行が必要となるため、計算機資源の制約から何らかのシステムの簡略化が必須となるが、この条件下で各メンバーの予測精度を維持することは容易ではなかった。この状況を踏まえ、MSMの代替シナリオとして利用可能な高解像度少数メンバー構成の実用化は困難であるとされた。だが一方で、この実験では予測誤差とスプレッドの分布に対応が見られるなど、個々のメンバーの精度が低くてもアンサンブルの確率的な利用価値は維持される可能性も示唆されている。以上の検討結果から、確率情報・信頼度情報の高質化を重視した低解像度多数メンバー構成の方がよりMEPSの実用化に近いものと判断され、初期摂動作成手法としてSV法の採用が決定された。

以降、SV法を初期摂動作成手法としたMEPSの開発が促進された。初期摂動のブレンド手法の高度化および振幅の調整方法の変更、側面境界摂動作成手法の改良などを経て、2015年3月から、1日1回(18 UTC初期値)、水平格子間隔5 km、11メンバーによる部内試験運用が開始された(小野2016; 河野ほか2018)。このように2012年の検討時と異なる構成となったのは、部内試験運用開始までの検討段階において、MEPS各メンバーの予測特性がMSMと同等となることが望まれたため水平格子間隔を含め数値予報モデルの仕様をMSMに揃えたことに加え、数値予報モデルの高解像度化に伴い計算機資源の都合からメンバー数を11へと縮減した経緯による(石田2016)。試験運用期間中は、側面境界値に与える摂動の作成手法の変更、数値予報モデルへのasucaの導入、全球SVの評価時間の45時間化といった、実用化に向けた改良(第3.4節参照)を行うとともに、気象庁内において現業予報作業での利用方法の検討を行ってきた。2018年6月の気象庁スーパーコンピュータシステムの更新後は、本運用後の仕様と同じ1日4回(00, 06, 12, 18 UTC初期値)の実行、21メンバー構成に変更し、部内試験運用を継続した。試験運用期間内に蓄積された検証結果から、開発したMEPSはアンサンブル予報の基本的な性質および計算安定性を有し、また現業予報作業における有用性が確認されたことから、2019年6月の本運用に至った。

参考文献

Bowler, N. E., A. Arribas, K. R. Mylne, K. B. Robertson, and S. E. Beare, 2008: The MOGREPS short-range ensemble prediction system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 703–722.

Buizza, R., M. Leutbecher, and L. Isaksen, 2008: Potential use of an ensemble of analyses in the ECMWF Ensemble Prediction System. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 2051–2066.

Buizza, R. and T. N. Palmer, 1995: The singular-vector structure of the atmospheric global circulation. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1434–1456.

Buizza, R., J. Tribbia, F. Molteni, and T. Palmer, 1993: Computation of optimal unstable structures for a numerical weather prediction model. *Tellus*, **45A**, 388–407.

Charron, M., R. Frenette, and N. Gagnon, 2011: First Operational Implementation of the Regional Ensemble Prediction System at CMC (REPS 1.0.0). *Canadian Meteorological Centre Technical Note*, 22 pp., URL http://collaboration.cmc.ec.gc.ca/cmc/cmci/product_guide/docs/lib/op_systems/doc_opchanges/technote_reps_20111004_e.pdf.

Du, J., G. DiMego, M. S. Tracton, and B. Zhou, 2003: NCEP short-range ensemble forecasting (SREF) system: multi-IC, multi-model and multi-physics approach. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **33**, 5.09–5.11.

Du, J. and M. S. Tracton, 2001: Implementation of a Real-Time Short Range Ensemble Forecasting System at NCEP: An Update. *9th Conf. on Mesoscale Processes, Ft. Lauderdale, Florida*, paper P4.9, Amer. Meteor. Soc.

Duan, Y., J. Gong, J. Du, M. Charron, J. Chen, G. Deng, G. DiMego, M. Hara, M. Kunii, X. Li, Y. Li, K. Saito, H. Seko, Y. Wang, and C. Wittmann, 2012: An overview of the Beijing 2008 Olympics Research and Development Project (B08RDP). *BAMS*, **93**, 381–403.

Erfani, A., R. Frenette, N. Gagnon, M. Charron, S. Beauregard, A. Giguère, and A. Parent, 2013: The New Regional Ensemble prediction System (REPS) at 15 km horizontal grid spacing (from version 1.1.0 to 2.0.1). *Canadian Meteorological Centre Technical Note*, 39 pp., URL http://collaboration.cmc.ec.gc.ca/cmc/cmci/product_guide/docs/lib/technote_reps201_20131204_e.pdf.

藤田匡, 2010: 流れに依存する背景誤差. 数値予報課報告・別冊第56号, 気象庁予報部, 73–83.

藤田匡, 2011: MSM-LETKF. 数値予報課報告・別冊第57号, 気象庁予報部, 138–143.

Gebhardt, C., S. Theis, P. Krahe, and V. Renner, 2008: Experimental ensemble forecasts of precipi-

- tation based on a convection-resolving model. *Atmos. Sci. Lett.*, **9**, 67–72.
- Gebhardt, C., S. E. Theis, M. Paulat, and Z. Ben Bouallègue, 2011: Uncertainties in COSMO-DE precipitation forecasts introduced by model perturbations and variation of lateral boundaries. *Atmos. Res.*, **100**, 168–177.
- Hoffman, R. N. and E. Kalnay, 1983: Lagged average forecasting, an alternative to Monte Carlo forecasting. *Tellus*, **35A**, 100–118.
- Honda, Y., M. Nishijima, K. Koizumi, Y. Ohta, K. Tamiya, T. Kawabata, and T. Tsuyuki, 2005: A pre-operational variational data assimilation system for a non-hydrostatic model at the Japan Meteorological Agency: Formulation and preliminary results. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 3465–3475.
- Hou, D., E. Kalnay, and K. K. Droegemeier, 2001: Objective verification of the SAMEX '98 ensemble forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 73–91.
- Hunt, B. R., E. J. Kostelich, and I. Szunyogh, 2007: Efficient data assimilation for spatiotemporal chaos: a local ensemble transform Kalman filter. *Physica. D.*, **230**, 112–126.
- Isaksen, L., J. Haseler, R. Buizza, and M. Leutbecher, 2010: The new ensemble of data assimilations. *ECMWF Newsletter*, **123**, 17–21.
- 石田純一, 2016: メソアンサンブル予報システム. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 93–94.
- 石田純一, 藤田匡, 2016: 諸外国の現状と動向. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 95–99.
- 河野耕平, 西本秀祐, 三戸洋介, 2018: メソアンサンブル予報システム. 平成 30 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 9–13.
- Kunii, M., K. Saito, H. Seko, M. Hara, T. Hara, M. Yamaguchi, J. Gong, M. Charron, J. Du, Y. Wang, and D. Chen, 2011: Verification and intercomparison of mesoscale ensemble prediction systems in the Beijing 2008 Olympics Research and Development Project. *Tellus*, **63A**, 531–549.
- Miyoshi, T. and K. Aranami, 2006: Applying a Four-dimensional Local Ensemble Transform Kalman Filter (4D-LETKF) to the JMA Nonhydrostatic Model (NHM). *SOLA*, **2**, 128–131.
- Molteni, F., R. Buizza, T. N. Palmer, and T. Petroliagis, 1996: The ECMWF Ensemble Prediction System: Methodology and validation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122**, 73–119.
- Mullen, S. L. and D. P. Baumhefner, 1989: The impact of initial condition uncertainty on numerical simulations of large-scale explosive cyclogenesis. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 2800–2821.
- 小野耕介, 2010: メソ特異ベクトル法. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 93–104.
- 小野耕介, 2016: メソアンサンブル予報システムの開発状況. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 100–113.
- 大関誠, 國井勝, 本田有機, 2005: 気象庁非静力学モデルに対する特異ベクトルの計算 (序報). 2005 年度秋季大会講演予稿集, 日本気象学会, **88**, P188.
- Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda, 2007: Nonhydrostatic atmospheric models and operational development at JMA. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 271–304.
- Saito, K., M. Kunii, M. Hara, H. Seko, T. Hara, M. Yamaguchi, T. Miyoshi, and W.-K. Wong, 2010: WWRP Beijing Olympics 2008 Forecast Demonstration / Research and Development Project (B08FDP/RDP). *Tech. Rep. MRI*, 214 pp.
- Saito, K., H. Seko, M. Kunii, and T. Miyoshi, 2012: Effect of lateral boundary perturbations on the breeding method and the local ensemble transform Kalman filter for mesoscale ensemble prediction. *Tellus*, **64A**, 11594.
- Saito, K., T. Fujita, Y. Yamada, J. Ishida, Y. Kumagai, K. Aranami, S. Ohmori, R. Nagasawa, S. Kumagai, C. Muroi, T. Kato, H. Eito, and Y. Yamazaki, 2006: The operational JMA Nonhydrostatic Mesoscale Model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1266–1298.
- Toth, Z. and E. Kalnay, 1993: Ensemble forecasting at NMC: The generation of perturbations. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **74**, 2317–2330.
- Toth, Z. and E. Kalnay, 1997: Ensemble Forecasting at NCEP and the Breeding Method. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 3297–3319.
- 津口裕茂, 2008: LAF によるメソアンサンブル予報. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 241–245.
- 余田成男, 2010: 領域モデルによるアンサンブル予報. 天気, **57**, 554–560.

3.3 メソアンサンブル予報システムの仕様¹

3.3.1 現業化した MEPS の仕様

現業化した MEPS の仕様と、このうち初期・境界摂動を作成する SV 法の仕様の詳細を表 3.3.1 と表 3.3.2 にまとめる。実行頻度は 1 日 4 回（予報初期時刻：00, 06, 12, 18 UTC）である。予報時間は全予報初期時刻において 39 時間であり、摂動を与えないコントロールランを含め全 21 メンバーでアンサンブルを構成する。各メンバーの数値予報モデルには MSM と同じく asuca が用いられ、計算領域や水平格子間隔、鉛直層配置、物理過程を含む各種設定を MSM に揃えている。したがって、MEPS のコントロールランは MSM そのものである。また、アンサンブル摂動は初期値、側面境界値のみに与え、下部境界摂動や数値予報モデル自体の不確実性は考慮していないため、各アンサンブルメンバーは初期値、側面境界値を除き MSM と全く同じ仕様となる。

初期摂動には、JNoVA の摂動予報モデル、随伴モデルを基に算出される SV（メソ SV）と、気象庁全球モデルに基づく全球 SV（GSV；山口 2017）を用いている。具体的には、水平格子間隔 40 km、評価時間 6 時間のメソ SV（MSV40）、水平格子間隔 80 km、評価時間 15 時間のメソ SV（MSV80）、水平格子間隔約 270 km、評価時間 45 時間²の GSV を線形結合して作成する。このうち MSV40 と MSV80 は、MSM 領域内に存在する比較的時空間スケールの小さい不安定現象に対応する成長モードの捕捉を目的としている。これらに日本周辺をより広域にターゲットとした GSV を結合することで、領域外から流入する、または領域を跨ぐような大きなスケールの不確実性も表現できるようにしている。また側面境界摂動は、初期摂動作成に用いた GSV を線形時間発展させたものから作成することで、初期摂動と側面境界摂動の一貫性を確保するようにしている。これらの設定は、MEPS における適切な予測誤差の捕捉に貢献するものである。

以降、本節では上記仕様の理解、および今後の研究開発の一助となることを目的として、まず初期摂動および側面境界摂動の作成に用いられている SV 法、およびその MEPS での実装について解説する。次に、SV を基にした初期摂動、側面境界摂動の具体的な作成手法について紹介する。なお、途中式の導出を含めた SV 法の詳細な解説は、Ono (2020) に詳しい。また、統計検証を含めた数値予報資料としての利用に関する詳細は、河野ほか (2019) を参照されたい。

¹ 國井 勝

² 現業運用スケジュールの関係上、ここで用いられる GSV は MEPS の初期時刻の 6 時間前の全球解析値を用いて算出される必要があり、また評価時刻を MEPS の終了時刻に合わせているため、評価時間は予報時間より 6 時間長い 45 時間となる。

3.3.2 初期摂動の作成

(1) 特異ベクトル法

数値予報モデルの系の自由度を n とし、初期摂動 $\mathbf{x} \in \mathbf{R}^n$ の成長率 λ を

$$\lambda = \frac{\|\mathbf{M}\mathbf{x}\|}{\|\mathbf{x}\|} \quad (3.3.1)$$

で定義する。ここで、 $\mathbf{M} \in \mathbf{R}^{n \times n}$ は初期時刻から評価時刻までの摂動予報モデルに相当する時間推進演算子（誤差行列）であり、 $\|\cdot\|$ は任意の正定値対称行列 $\mathbf{E} \in \mathbf{R}^{n \times n}$ で規定されるノルム

$$\|\mathbf{x}\| = \sqrt{(\mathbf{x}, \mathbf{E}\mathbf{x})} \quad (3.3.2)$$

である。 (\cdot, \cdot) は標準内積であり、 \mathbf{E} が単位行列のとき (3.3.2) 式はユークリッドノルムを表す。

初期時刻と評価時刻においてノルムを規定する行列をそれぞれ \mathbf{E}_i 、 \mathbf{E}_f とし、さらに評価時刻におけるノルムの構成要素を指定する射影演算子 $\mathbf{L} \in \mathbf{R}^{n \times n}$ を用いると、(3.3.1) 式は

$$\lambda = \sqrt{\frac{(\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{x}, \mathbf{E}_f\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{x})}{(\mathbf{x}, \mathbf{E}_i\mathbf{x})}} \quad (3.3.3)$$

となる。 \mathbf{L} は、例えば評価時刻において特定の領域（ターゲット領域）内で摂動の成長率を定義したい場合、 n 次の単位行列の対角成分のうち、ターゲット領域外の格子点に相当する要素を 0 とした行列を用いれば良い。

ここで

$$\mathbf{x} = \mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}}\hat{\mathbf{x}} \quad (3.3.4)$$

とおくと、(3.3.3) 式は

$$\begin{aligned} \lambda^2 &= \frac{(\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}}\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{E}_f\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}}\hat{\mathbf{x}})}{(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{x}})} \\ &= \frac{(\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}}\mathbf{M}^*\mathbf{L}^*\mathbf{E}_f^{\frac{1}{2}}\mathbf{E}_f^{\frac{1}{2}}\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}}\hat{\mathbf{x}})}{(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{x}})} \\ &= \frac{(\hat{\mathbf{x}}, (\mathbf{E}_f^{\frac{1}{2}}\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}})^*\mathbf{E}_f^{\frac{1}{2}}\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}}\hat{\mathbf{x}})}{(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{x}})} \\ &= \frac{(\hat{\mathbf{x}}, \mathbf{\Lambda}^*\mathbf{\Lambda}\hat{\mathbf{x}})}{(\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{x}})} \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

と書ける。ここで、行列 $\mathbf{E}_i^{\frac{1}{2}}$ および $\mathbf{E}_f^{\frac{1}{2}}$ が自己随伴行列³であることを用い、また

$$\mathbf{\Lambda} = \mathbf{E}_f^{\frac{1}{2}}\mathbf{L}\mathbf{M}\mathbf{E}_i^{-\frac{1}{2}} \quad (3.3.6)$$

³ 行列 \mathbf{E}_i および \mathbf{E}_f は正定値対称行列（以下 \mathbf{E} とする）であることから、直交行列 \mathbf{V} と対角行列 \mathbf{D} を用いて $\mathbf{E} = \mathbf{V}^{-1}\mathbf{D}\mathbf{V}$ と書ける。ここから、 $\mathbf{E}^{\frac{1}{2}} = \mathbf{V}^{-1}\mathbf{D}^{\frac{1}{2}}\mathbf{V}$ となるが、行列 \mathbf{V} 、 \mathbf{D} が直交行列であることから $(\mathbf{E}^{\frac{1}{2}})^T = \mathbf{V}^T(\mathbf{D}^{\frac{1}{2}})^T(\mathbf{V}^{-1})^T = \mathbf{V}^{-1}\mathbf{D}^{\frac{1}{2}}\mathbf{V}$ となり、行列 $\mathbf{E}^{\frac{1}{2}}$ が自己随伴行列であることがわかる。

表 3.3.1 現業化した MEPS の仕様

運用開始日		2019年6月27日
実行頻度（初期時刻）		1日4回（00, 06, 12, 18 UTC）
予報期間		39時間
数値予報モデル	名称	asuca
	水平格子間隔・鉛直層数	5 km、76層
初期値	大気	メソ解析値
	陸面	地中温度第1・2層は解析値、第3・4層は気候値（数値予報モデルで用いる9層に内挿して利用）、土壌水分（体積含水率）は解析値
	海面	北西太平洋高解像度海面水温解析値及び北半球海水解析値
境界値	陸面	地中温度は熱伝導方程式、体積含水率は強制復元法により予測
	海面	初期値に固定
アンサンブル手法	初期摂動	SV法
	モデル摂動	なし
	境界摂動	側面境界摂動は初期摂動に用いたGSVを線形時間発展させて算出、下部境界摂動はなし
メンバー数		21（コントロールラン1＋摂動ラン20）

表 3.3.2 SV法の仕様（予報変数の太字は摂動として用いる変数）

	MSV40	MSV80	GSV
水平格子間隔	40 km	80 km	TL63（約270 km）
鉛直層数	38	同左	40
予報変数	運動量水平成分、鉛直成分、気圧、温位、水蒸気量	同左	水平風、気温、水蒸気量、地上気圧
評価時間	6時間	15時間	45時間
ノルム	湿潤 TE	同左	乾燥 TE
水平ターゲット	125°-145°E, 25°-45°N	同左	110°-170°E, 15°-50°N
鉛直ターゲット	水蒸気量：モデル面2-15層（高度2900 mまで）、 水蒸気量以外：同2-20層（同5300 mまで）	同左	モデル面20層（高度9000 m）まで
算出数	10	同左	20

としている。成長率 λ は、 \hat{x} が $\Lambda^* \Lambda$ の固有ベクトル $v \in \mathbf{R}^n$ の方向に等しいとき極値をとる（山根 2002）ことから、以下の固有値問題

$$\Lambda^* \Lambda v = \lambda^2 v \quad (3.3.7)$$

を解き、行列 $\Lambda^* \Lambda$ の大きな固有値に対応する固有ベクトルを求めることで、評価時間内で線形成長率の大きなモードを得ることができる。ここで、(3.3.7) 式における λ および v を、それぞれ行列 Λ の特異値、特異ベクトル⁴という。なお、行列 $\Lambda^* \Lambda$ は自己随伴行列⁵であるため、 $\Lambda^* \Lambda$ の n 個の固有値は全て 0 以上の実数と

⁴ 右特異ベクトル、または前方特異ベクトルと呼ぶこともある。

⁵ $(\Lambda^* \Lambda)^* = \Lambda^* \Lambda$ は容易に示すことができる。

なる（山根 2002）。

(3.3.7) 式の固有値問題は、行列 $\Lambda^* \Lambda$ が $n \times n$ 次元という大規模行列であることに加え、通常の数値予報モデルでは摂動予報モデル、随伴モデルに対応する行列 \mathbf{M} および \mathbf{M}^* を陽に構成することはできないため、直接解くことはできない。そこで、大規模対称行列向けの固有値問題の近似解法のひとつである Lanczos 法を用いる。Lanczos 法では対象とする行列を直接構成する必要はなく、この場合は入力ベクトル v に対して出力ベクトル $\Lambda^* \Lambda v$ が計算できれば良い。また反復計算による近似値算出の過程で、最大および最小の固有値に対応する固有ベクトルが優先される。これらの特徴は、行列 $\Lambda^* \Lambda$ の大きな固有値に対応した固有ベクトルのみを必要とする SV 法の目的に適う。

Lanczos 法では、逐次的に拡大される部分空間への射影により、大規模固有値問題を小規模固有値問題で近似する。対象とする大規模行列を $\mathbf{A} \in \mathbf{R}^{n \times n}$ 、任意の非ゼロベクトルを $\mathbf{u}_1 \in \mathbf{R}^n$ ($\|\mathbf{u}_1\| = 1$) とすると、部分空間として

$$K_m(\mathbf{A}, \mathbf{u}_1) = \text{span} \{ \mathbf{u}_1, \mathbf{A}\mathbf{u}_1, \mathbf{A}^2\mathbf{u}_1, \dots, \mathbf{A}^{m-1}\mathbf{u}_1 \} \quad (3.3.8)$$

で構成される Krylov 部分空間を採用する。Krylov 部分空間を選択することで最大および最小付近の固有値に対する固有ベクトルの成分が増幅され、また部分空間の拡大に伴い解の精度が向上することが知られている。実際の計算は、 K_m の正規直交基底である $\{ \mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_m \}$ を使って行う。この正規直交基底は、

$$\beta_k \mathbf{u}_{k+1} = \mathbf{A}\mathbf{u}_k - \alpha_k \mathbf{u}_k - \beta_{k-1} \mathbf{u}_{k-1} \quad (3.3.9)$$

で表される関係式により逐次的に構成される。ただし \mathbf{u}_{k-1} , \mathbf{u}_k , \mathbf{u}_{k+1} が正規直交基底をなすことから、 α_k および β_k には $k \geq 1$ において

$$\begin{cases} \alpha_k = \mathbf{u}_k^T \mathbf{A}\mathbf{u}_k \\ \beta_k = \|\mathbf{A}\mathbf{u}_k - \alpha_k \mathbf{u}_k - \beta_{k-1} \mathbf{u}_{k-1}\| \end{cases} \quad (3.3.10)$$

の拘束が課される (ただし $\beta_0 = 0$, $\mathbf{u}_0 = \mathbf{0}$)。つまり k 回目の反復計算では、入力ベクトル \mathbf{u}_k に対して $\mathbf{A}\mathbf{u}_k$ を計算することで部分空間を拡大し、さらに正規直交化を行うことで \mathbf{u}_{k+1} を生成することになる。上記の一連のプロセスを Lanczos 過程という。

さらに $\{ \mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \dots, \mathbf{u}_m \}$ の各要素を列成分とする直交行列を $\mathbf{U}_m \in \mathbf{R}^{n \times m}$ とすると、(3.3.9) 式の漸化式の行列表現は

$$\mathbf{A}\mathbf{U}_m = \mathbf{U}_m \mathbf{T}_m + \beta_m \mathbf{u}_{m+1} \mathbf{e}_m^T \quad (3.3.11)$$

となる。ここで $\mathbf{e}_m \in \mathbf{R}^m$ は単位行列の m 列目の成分であり、 \mathbf{T}_m は

$$\mathbf{T}_m = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \beta_1 & & & \\ \beta_1 & \alpha_2 & \beta_2 & & \\ & \beta_2 & \ddots & \ddots & \\ & & \ddots & \ddots & \beta_{m-1} \\ & & & \beta_{m-1} & \alpha_m \end{pmatrix} \quad (3.3.12)$$

で表される 3 重対角行列である。(3.3.11) 式は、残差成分 (右辺の第 2 項目) が十分に小さいときは行列 \mathbf{A} の相似変換を表すため、3 重対角行列 \mathbf{T}_m の固有値を θ 、固有ベクトルを $\mathbf{s} \in \mathbf{R}^m$ とすると、行列 \mathbf{A} の近似固有値は θ 、近似固有ベクトル $\tilde{\mathbf{x}} \in \mathbf{R}^n$ は

$$\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{U}_m \mathbf{s} \quad (3.3.13)$$

となる。 θ と \mathbf{s} を求めるには、以下の小規模固有値問題⁶

$$\mathbf{T}_m \mathbf{s} = \theta \mathbf{s} \quad (3.3.14)$$

を QL 法⁷などの適当なアルゴリズムで解けば良い。なお、 θ と $\tilde{\mathbf{x}}$ をそれぞれ Ritz 値、Ritz ベクトルと呼ぶ。

Lanczos 法で求められる Ritz 値、Ritz ベクトルの近似精度は、反復回数が k 回のとき

$$\|\mathbf{r}_k\| = \|\mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}} - \theta\tilde{\mathbf{x}}\| \quad (3.3.15)$$

で定義される残差ノルムの大きさを評価できる。(3.3.11) 式、(3.3.13) 式、および (3.3.14) 式から

$$\begin{aligned} \mathbf{A}\tilde{\mathbf{x}} - \theta\tilde{\mathbf{x}} &= \mathbf{A}\mathbf{U}_k \mathbf{s} - \mathbf{U}_k \theta \mathbf{s} \\ &= (\mathbf{A}\mathbf{U}_k - \mathbf{U}_k \mathbf{T}_k) \mathbf{s} \\ &= \beta_k \mathbf{u}_{k+1} \mathbf{e}_k^T \mathbf{s} \end{aligned} \quad (3.3.16)$$

となるため、(3.3.15) 式は

$$\|\mathbf{r}_k\| = \beta_k \|\mathbf{e}_k^T \mathbf{s}\| \quad (3.3.17)$$

となる。したがって残差ノルムの大きさは、3 重対角行列 \mathbf{T}_k の要素 β_k と固有ベクトル \mathbf{s} で評価できることになる。実際の計算では、残差ノルムの大きさに応じて収束判定を行い、必要数の特異ベクトルが十分な精度で算出された段階で反復計算を打ち切れれば良い。収束に要する反復回数は、一般に求めたい特異ベクトルの数の 4 倍程度 (山口 2006) とされるが、反復回数が 300 回以上の時は、その半分の数の特異値が 0.001% 以下の誤差で近似できるとの報告 (Errico et al. 2001) もあるため、実際のシステムに応じた見積もりが必要となる。

Lanczos 法における注意点は、反復計算を進めるうちに丸め誤差等により Krylov 部分空間の直交性が崩れる可能性があることである。これは、Lanczos 過程における部分空間拡大の際、新たに生成される基底ベクトルは直前に生成された 2 つの基底ベクトルに対してのみ直交化され、大域的な直交性については保証されないことに起因する。これは (3.3.9) 式から、 \mathbf{u}_{k-1} , \mathbf{u}_k , \mathbf{u}_{k+1} が 3 項間漸化式の関係をもつことから確認できる。直交性の崩れは固有値の重複を招く恐れがあるため、必要に応じて Lanczos 過程で Gram-Schmidt の再直交化を行う。

Lanczos 過程による部分空間拡大の際、 $\mathbf{A}\mathbf{u}_k$ すなわち $\mathbf{\Lambda}^* \mathbf{\Lambda} \mathbf{u}_k$ の計算には、摂動予報モデルと随伴モデルによる時間積分が必要となる。摂動予報モデルと随伴モデルの開発コストは非常に大きいため、多くの場合、4 次元変分法で使用されるコードが利用される。なお、SV 法に要する計算時間の大半は、Lanczos 過程における摂動予報モデルと随伴モデルの時間積分で占められる。

⁶ SV 法を用いた通常のアンサンブル予報では、 m は高々 10^2 程度である。

⁷ 行列の QL 分解を利用した固有値計算アルゴリズム。

(2) メソ SV の算出

MEPS の初期摂動の構成要素のうち MSV40 と MSV80 は、JNoVA の摂動予報モデルと随伴モデルに基づく大規模固有値問題を Lanczos 法で近似的に解くことで算出される。初期時刻と評価時刻の摂動の大きさは、Total Energy (TE; Ehrendorfer et al. 1999)

$$\begin{aligned} \|\mathbf{x}\|^2 = & \int_S \int_{Z_{\text{btm}}}^{Z_{\text{top}}} \frac{1}{2} \rho \left[u^2 + v^2 + w^2 + w_t \frac{C_p \theta^2}{T_r} \right. \\ & \left. + RT_r \left(\frac{p}{P_r} \right)^2 + w_q \frac{L^2}{C_p T_r} q^2 \right] dz dS \end{aligned} \quad (3.3.18)$$

で定義している。ここで u, v, w, θ, p, q はそれぞれ東西風、南北風、鉛直風、温位、気圧、水蒸気混合比の摂動、 ρ は密度、 C_p は定圧比熱、 R は乾燥空気の気体定数、 L は蒸発潜熱、 T_r と P_r は気温と気圧の参照値で、それぞれ 300 K、1000 hPa としている。 $\int_S dS$ は領域 S での面積分、 $\int_{Z_{\text{btm}}}^{Z_{\text{top}}} dz$ は高度 Z_{btm} から Z_{top} までの鉛直積分を表す。 Z_{btm} はモデル面第 2 層、 Z_{top} は水蒸気項は約 2900 m、それ以外は約 5300 m としている。この制限は、メソスケール現象予測に影響が大きい対流圏中下層における物理量の摂動を優先的に算出するために導入されている。 w_t と w_q はそれぞれ温位項および水蒸気項の重みであり、重みを大きく（小さく）すると、初期ノルムに対する寄与が小さく（大きく）なる。ここでは、初期摂動の変数間のバランスが静的な解析誤差（齊藤ほか 2008）程度になるよう調整を行い、それぞれ $w_t = 3.0$ 、 $w_q = 0.6$ を採用した。また、TE ノルムの評価時間は MSV40 が 6 時間、MSV80 が 15 時間であるが、この評価時間程度までは、アンサンブル予報において初期摂動の時間発展の線形性が維持されることを確認している（小野 2016）。MSV40、MSV80 ともに、Lanczos 法の繰り返し回数は 40 回で一定とし、特異値の大きい 10 個の SV を初期値作成に用いている。

SV 法では TE ノルムのほか、エンストロフィーや流線関数の分散をノルムとして用いることも提案されているが、Palmer et al. (1998) は、アンサンブル予報の初期摂動としては TE ノルムが最適であると結論づけている。また SV 法の枠組みで、初期値の誤差（解析誤差）の情報を初期摂動に反映させる試みも行われている（Reynolds et al. 2005）。初期時刻のノルムを解析誤差分散に基づき定義することで、解析誤差に基づいた初期摂動が利用可能となるものの、線形成長パターンは TE ノルムで算出された SV と類似しており、予測誤差の捕捉という点では TE ノルムと同等であった。これは特定のデータ同化システムで見積もられた解析誤差を用いた 1 例であるが、TE ノルムに基づく SV が実際の予測誤差をある程度適切に捕捉できることを示唆している。

(3) SV の結合によるマルチスケール初期摂動の作成

MEPS の開発当初は、初期摂動として MSV40 が単独で用いられていた。しかし MSV40 には摂動が局在化する傾向があり、単独利用では予報領域全域の予測誤差を表現することは難しいことが明らかとなった（Saito et al. 2010; 小野 2010）。摂動の局在化は (3.3.18) 式で水蒸気項を除くことで緩和される（Kim and Jung 2009）が、MEPS の利用目的を考えると、顕著現象の信頼度予測のために初期値が包含する水蒸気場の不確実性を考慮することは必須であり、これを排除することは現実的ではない。そこで MEPS では、より時空間スケールの大きい成長モードを対象とする MSV80 と GSV を追加し、MSV40 と組み合わせることで局在化の緩和を図っている（Ono et al. 2011）。これは初期摂動に含まれるマルチスケールの誤差表現にも有効な手段である。Guidard and Fischer (2008) は、初期摂動に GSV のような全球モデルによる SV を含めることで、領域モデルを基調とする SV 法では捕捉できない総観スケールの不確実性を考慮できるようになることの有用性を指摘している。

異なる初期摂動の組み合わせ方は様々な手法（Caron 2013; Wang et al. 2014）があるが、MEPS では Variance Minimum 法（VM 法; Yamaguchi et al. 2009）を用いている。VM 法は、SV を列に持つ行列を直交回転することで、空間的に広がりを持った摂動を生成する手法である。VM 法では、直交回転後の行列の各列が表す初期摂動が個々の SV の線形結合となっているため、結合後も元々の特異ベクトルの構造が維持される利点がある。一方で VM 法で算出される結合係数は入力するベクトルの構造に敏感であり、僅かに異なる SV を用いた場合、最終的な初期摂動の構造が大きく異なることがあるため、開発時には注意を要する。MEPS では、10 通りの MSV40 と MSV80、20 通りの GSV をそれぞれ振幅調整した後に VM 法にて線形結合を行い、再度同じ基準で振幅調整を行ったものを初期摂動としている⁸。この手順では計 40 通りの初期摂動が作成されるが、うち 10 通りを最終的な初期摂動として選択し、コントロールランの初期値に摂動を加算したものをメンバー 01 から 10 の、減算したものをメンバー 11 から 20 の初期値⁹としている。

SV 法によって算出される摂動はその大きさがノルムで規格化されているため、アンサンブル予報の初期摂動として用いる場合は改めて振幅を調整する必要があ

⁸ MSV の鉛直風と気圧の摂動は SV 算出時には考慮しているが、他の要素に比べ無視できる程度に小さいため、計算効率や VM 法の収束性の向上を目的とし初期摂動には含めていない。

⁹ 厳密には摂動を加減算した後で、初期値の水蒸気量が負になった場合は 0 に、飽和水蒸気量を上回った場合はその分を取り除く調節（飽和調節）を行っている。このため、初期時刻のアンサンブル平均がコントロールランの初期値に一致しないことがある。

る。初期値アンサンブルでは初期値の不確実性、すなわち解析誤差を反映した初期アンサンブルを作成することが理想であり、それにより正確な予測誤差の見積もりが可能になると期待される。しかし、日々の気象場や観測データ分布によって変動する解析誤差を動的に見積もることは困難であるため、MEPS では齊藤ほか (2008) で用いられた静的な解析誤差を利用し、以下の手順で振幅を決定している。

- SV の各要素について、摂動の絶対値の水平平均値が静的な解析誤差（東西風・南北風 1.8 m/s、温位 0.7 K、水蒸気量 0.001 kg kg^{-1} ）となるよう倍率を決め、このうち全要素の倍率の平均値を採用する。
- この倍率を SV の各要素に乗じた後、全ての要素において摂動の絶対値の最大値が上限値（東西風・南北風 6.0 m/s、温位 4.0 K、水蒸気量 0.006 kg kg^{-1} ）を超えないよう倍率の再調整を行う。
- 上記で求められた倍率を最終的な振幅とする。なお、振幅は各メンバー毎に決定される。

先述の通りメソ SV は摂動が局在化する傾向があり、静的な解析誤差に基づく調整のみを用いるとしばしば振幅が過大評価されてしまう。そのため、上限値による調整を導入することで、初期摂動の振幅が許容範囲に収まるようにしている。

3.3.3 境界値摂動の作成

領域モデルに基づくアンサンブル予報システム（領域 EPS）においては、初期値の不確実性に加え、側面境界の不確実性についても考慮する必要がある。領域モデルでは一般に、その親モデルの予報値から側面境界値が提供される。親モデルの予報にも当然、不確実性が含まれるため、その情報を領域 EPS で考慮することは、予測誤差の適切な評価という点で尤もらしい。実際、全アンサンブルメンバーで同じ側面境界値を用いた場合、予報が進むにつれて側面境界付近でアンサンブルスプレッドが小さくなり、領域内部へと浸潤していく。これは、予測不確実性の過小評価につながり、領域 EPS に基づく信頼度情報の精度低下の要因となってしまう。

領域 EPS における側面境界摂動の必要性については Saito et al. (2012) で示されている。しかし、ここでは初期摂動と側面境界摂動との相関については考慮されておらず、初期摂動と側面境界摂動との不整合¹⁰により、両者の表す不確実性が適切に予報場に反映されなくなる可能性があった。領域 EPS における摂動の不整合に関する研究は数多くある（Bowler and Mylne 2009; Wang et al. 2011; Caron 2013 など）が、特に Caron (2013) では、初期摂動と側面境界摂動の不整合により積分開始直後に側面境界付近で大きな気圧摂動

が生じ、それが領域全体へ音速で伝搬することで過剰な地上気圧のスプレッドをもたらすことを示している。ここから、側面境界摂動は単に側面境界を提供する親モデルの不確実性を表すのみでなく、初期摂動の時間発展と矛盾しない摂動であるべきことが示唆される。

この状況を踏まえ、MEPS では初期摂動で利用された日本付近をターゲット域とした GSV を線形発展させ、得られた摂動を側面境界摂動として用いている (Ono 2017)。この際、初期摂動作成時に用いられた VM 法の結合係数を利用することで、GSV による初期摂動と側面境界摂動の一貫性を保つようにしている。通常、MSV40 及び MSV80 は側面境界付近で摂動成分が算出されることはないため、この措置により初期摂動と側面境界摂動の矛盾が生じにくい上、予報後半でも十分なアンサンブルスプレッドを確保することができる。本手法は、2015 年の MEPS 部内試験運用から 2019 年の本運用にかけて導入された手法であり、より詳細な記述は第 3.4 節に譲る。

参考文献

- Bowler, N. E. and K. R. Mylne, 2009: Ensemble transform Kalman filter perturbations for a regional ensemble prediction system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135**, 757–766.
- Caron, J. F., 2013: Mismatching perturbations at the lateral boundaries in limited-area ensemble forecasting: A case study. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 356–374.
- Ehrendorfer, M., R. M. Errico, and K. D. Raeder, 1999: Singular vector perturbation growth in a primitive equation model with moist physics. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1627–1648.
- Errico, R. M., M. Ehrendorfer, and K. D. Raeder, 2001: The spectra of singular values in a regional model. *Tellus*, **53A**, 317–332.
- Guidard, V. and C. Fischer, 2008: Introducing the coupling information in a limited-area variational assimilation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 723–735.
- 河野耕平, 氏家将志, 國井勝, 西本秀祐, 2019: MEPS の利用と留意点. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 4–14.
- Kim, H. M. and B.-J. Jung, 2009: Influence of moist physics and norms on singular vectors for a tropical cyclone. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 525–543.
- 小野耕介, 2010: メソ特異ベクトル法. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 93–104.
- 小野耕介, 2016: メソアンサンブル予報システムの開発状況. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 100–113.

¹⁰ ここでは初期摂動と境界摂動とで互いの示す予測誤差の傾向が整合しないことを指す。

- Ono, K., 2017: Consistent Initial Lateral Boundary Perturbations in Mesoscale Ensemble Prediction System at JMA. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **47**, 5.16–5.17.
- Ono, K., 2020: Extension of the Lanczos algorithm for simultaneous computation of multiple targeted singular vector sets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **146**, 454–467.
- Ono, K., Y. Honda, and M. Kunii, 2011: A mesoscale ensemble prediction system using singular vector methods. *CAS/JSC WGNE Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **41**, 5.15–5.16.
- Palmer, T. N., R. Gelaro, J. Barkmeijer, and R. Buizza, 1998: Singular vectors, metrics and adaptive observations. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 633–653.
- Reynolds, C. A., R. Gelaro, and T. E. Rosmond, 2005: A comparison of variance and total energy singular vectors. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 1955–1973.
- Saito, K., M. Kunii, M. Hara, H. Seko, T. Hara, M. Yamaguchi, T. Miyoshi, and W.-K. Wong, 2010: WWRP Beijing Olympics 2008 Forecast Demonstration / Research and Development Project (B08FDP/RDP). *Tech. Rep. MRI*, 214 pp.
- Saito, K., H. Seko, M. Kunii, and T. Miyoshi, 2012: Effect of lateral boundary perturbations on the breeding method and the local ensemble transform Kalman filter for mesoscale ensemble prediction. *Tellus*, **64A**, 11 594.
- 齊藤和雄, 瀬古弘, 國井勝, 原昌弘, 原旅人, 山口宗彦, 経田正幸, 2008: WWRP 北京オリンピック予報実証/研究開発プロジェクト (B08FDP/RDP). 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 246–260.
- Wang, Y., M. Bellus, J.-F. Geleyn, X. Ma, W. Tian, and F. Weidle, 2014: A new method for generating initial condition perturbations in a regional ensemble prediction system: Blending. *Mon. Wea. Rev.*, **142**, 2043–2059.
- Wang, Y., M. Bellus, C. Wittmann, M. Steinheimer, F. Weidle, A. Kann, S. Ivatek-Sahdan, W. Tian, X. Ma, S. Tascu, and E. Bazile, 2011: The Central European limited-area ensemble forecasting system: ALADIN-LAEF. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137**, 483–502.
- 山口宗彦, 2006: 特異ベクトル法の開発. 数値予報課報告・別冊第 52 号, 気象庁予報部, 50–58.
- 山口春季, 2017: 全球アンサンブル予報システムの導入. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 35–41.
- Yamaguchi, M., R. Sakai, M. Kyoda, T. Komori, and T. Kadowaki, 2009: Typhoon Ensemble Prediction System developed at the Japan Meteorological Agency. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2592–2604.
- 山根省三, 2002: 摂動の線型発展の理論. 気象研究ノート, **201**, 21–71.

3.4 メソアンサンブル予報システムの本運用に向けた開発¹

3.4.1 はじめに

本節ではメソアンサンブル予報システム (MEPS) において、部内試験運用の開始 (2015 年 3 月) 以降に行った開発について述べる。主な内容は以下の通りである。

1. 側面境界摂動作成における全球特異ベクトル (GSV) の利用 (2017 年 1 月導入、第 3.4.2 項)
2. 予報モデル asuca の導入 (2017 年 7 月導入、第 3.4.3 項)
3. GSV 初期時刻の変更・21 メンバー化及び 1 日 4 回運用 (2018 年 6 月導入、第 3.4.4 項)

この他にも初期摂動作成時の設定変更、GSV 計算におけるモデル更新 (山口 2017) を行い、MEPS の予測精度はわずかに改善しているが、上記の変更と比較すると影響は小さいので省略する。なお、MEPS 部内試験運用開始時の仕様は小野 (2016) を参照されたい。その後の仕様の変遷については表 3.4.1 にまとめた。特異ベクトル (SV) 法に関連した用語の解説及び現在運用中の MEPS の仕様の詳細については第 3.3 節を参照されたい。

3.4.2 側面境界摂動作成における GSV の利用

(1) 初期・側面境界摂動間の不整合

MEPS では部内試験運用開始当初、初期摂動作成に SV 法を採用する一方 (経緯は第 3.2 節参照)、側面境界摂動には週間アンサンブル予報システム (WEPS) の予測値から摂動を抽出し MEPS の摂動を作成していた (小野 2016)。WEPS を利用することの利点は、摂動作成のために数値予報モデルを実行する手間を要せず、内挿及び振幅調整といった簡単な処理だけで摂動が作成できることである。一方で、初期摂動と側面境界摂動を独立に作成するため両者に相関がなく、初期摂動の構造と側面境界摂動の構造が不連続となる欠点がある。

図 3.4.1 に側面境界摂動を WEPS で作成していた当時の MEPS と、本項で述べる開発により GSV を利用して初期・側面境界摂動間で整合を取った MEPS の摂動を示す。WEPS による側面境界摂動では (図 3.4.1 の破線内)、例えば領域南西側の側面境界付近に領域内部の初期摂動と側面境界から流入した摂動の間に不連続が見られる。この不連続なパターンは予報時間の経過とともに日本付近に流れ込むため、特定のアンサンブルメンバー (以下、メンバー) に着目して予測シナリオを検討してしまうと、側面境界摂動の到達とともに予測の傾向が変わることになる。このような摂動の不連続は強雨の予測にも悪影響を及ぼす場合があることもわかっている (Ono 2017)。

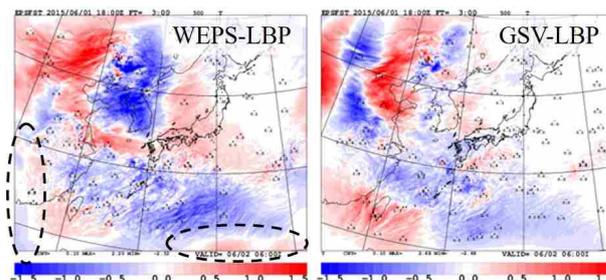


図 3.4.1 2015 年 6 月 1 日 18UTC 初期値の FT=3 におけるメンバー 01 の 500 hPa の気温摂動 [K]。側面境界摂動が WEPS の実験 (左) 及び GSV で整合を取った実験 (右)。ただし、実験設定の違いにより摂動パターンは異なる。

一方、初期摂動と側面境界摂動の整合を取ると (図 3.4.1 右)、連続的な摂動となり、側面境界値の流入による予測傾向の変化は起こらない。したがって、初期・側面境界摂動間の不整合を解消し利便性の向上を図るため、側面境界摂動の作成方法を見直すこととした。

(2) 初期・側面境界摂動の整合の取り方

初期摂動と連続した側面境界摂動の作成は、初期摂動で利用している摂動を側面境界摂動でも利用することで実現できる²。MEPS では、初期摂動作成にはメソ特異ベクトル (MSV; 小野 2010) と GSV の両者を利用しているが、MSV は解析領域内に限定して算出される。一方、GSV は解析領域とその周辺を含む広範囲に算出されるため、GSV を側面境界摂動にも利用することを考える。

MEPS の初期摂動は MSV 及び GSV の線形結合により作成され (小野 2016)、結合係数はバリエンスミニマム法 (Yamaguchi et al. 2009) により計算される。この結合係数による GSV 間の重みをそのまま側面境界摂動作成時の GSV の線形結合に利用する。これにより、初期摂動が持つ GSV のバランスと同等の側面境界摂動を作成することができる。

(3) 側面境界摂動のための GSV の見直し

GSV の計算設定については、初期摂動に加えて側面境界摂動も考慮したものへと見直す必要がある。特に、側面境界摂動は初期摂動と異なり、摂動の時間発展を考える必要がある。このためには、算出された GSV を、GSV 計算で利用している非線形モデル (NLM) あるいは接線形モデル (TLM) を用いて積分する方法が最も簡便である。また評価時間については、初期摂動向けの 24 時間から、MEPS の予報時間である 39 時間に延長する³。この場合に、検討すべき課題を以下に列挙

² この方針に対して、初期摂動に WEPS を利用することで、側面境界摂動との整合を図ることも可能である。しかし、予測精度の面で WEPS は GSV に劣るため (Saito et al. 2011)、採用していない。

³ 必ずしも評価時間を予報時間と一致させる必要はないが、予報期間を通したメンバー間のばらつき確保やシステム上の容易さを考慮した。

¹ 小野 耕介 (気象研究所)

表 3.4.1 部内試験運用開始後の MEPS の仕様の変遷。変更部分を太字で強調している。★印は設定の変更を表し、本文に詳細な説明がある。

年	2015	2016	2017	2018～現在
初期時刻	18UTC	18UTC	18UTC	00, 06, 12, 18UTC
メンバー数	11	11	11	21
予報モデル	JMA-NHM	JMA-NHM	asuca	asuca
初期摂動	SV 法	SV 法	SV 法 ★	SV 法 ★
側面境界摂動	WEPS	WEPS	GSV ★	GSV ★

表 3.4.2 2016 年 1 月 15 日 18 UTC 初期値の SV の線形成長率。SV01～SV05 は成長率の大きいものから上位 5 つの SV であることを意味する。

	SV01	SV02	SV03	SV04	SV05
湿潤 SV	65.3	13.5	11.0	7.1	6.2
乾燥 SV	10.9	9.5	6.0	5.3	4.4

する。

- GSV の時間積分に NLM あるいは TLM のどちらを採用するか。
- 現在の初期摂動用のターゲット領域は側面境界摂動の作成に対しても適切であるか。
- 側面境界摂動の振幅をどう調整するか。

以下では、これらについて検討した結果を述べる。

GSV の時間積分モデル

GSV の時間積分については NLM 及び TLM の選択肢があるが、利用実績が無かったため両モデルによる比較実験を行い、摂動の性質を調査した。なお GSV は、利用する NLM/TLM に組み込まれている物理過程によって乾燥 SV (力学過程+境界層) と湿潤 SV (乾燥 SV+重力波抵抗・放射・雲水・積雲対流) の 2 種類があり (酒井 2009)、本節でもこの名称を踏襲する。2015 年当時の MEPS では初期摂動のみを目的とした GSV に湿潤 SV を利用していた。

そこで、初めに当時利用していた湿潤 SV の TLM を利用して GSV の時間積分の特性を調査した。その結果、冬季の事例を中心に成長率が他と比べて 10 倍程度大きい SV が算出されることがわかった (表 3.4.2 上)。この GSV を基に側面境界摂動を作成しアンサンブル予報を行うと、予報後半のスプレッドが急激に増加し、過大なばらつきの原因となることがわかった (図略)。酒井 (2009) では、大きな成長率を持つ SV は湿潤 SV 特有の性質であるとともに、乾燥 SV ではこのような性質が見られないことが報告されている。また、当時の WEPS 及び現在の全球アンサンブル予報システム (GEPS) において、日本付近を含む中緯度帯では乾燥 SV を採用している。以上を踏まえて、MEPS でも乾燥 SV を利用することを検討し再度実験を行った。その結果、上記のような過度に高い成長率の GSV は計

算されないことがわかった (表 3.4.2 下)。そこで、乾燥 SV の TLM を側面境界摂動作成のためのモデルの候補の一つとした。

続いて、乾燥 SV の NLM による側面境界摂動の作成の可能性を調査した。NLM を用いる利点は、誤差成長率が一定の TLM とは異なり、流れに応じて振幅が自然に時間発展することが期待できる点である。しかし多数事例の調査の結果、当時の NLM では GSV の不自然な時間発展が確認された。図 3.4.2 に NLM による GSV の 24 時間積分後の温度成分の例を示す。日本のはるか上流にあたるチベット付近において、円形かつ振幅が大きい摂動が見られる。同様な摂動は冬季の他の初期時刻でも散見され、共通の特徴としてチベット付近の標高の高いところかつジェット気流の合流場に対応し、停滞性であった。この不自然な GSV 成分を含む側面境界摂動からアンサンブル予報を行ったところ、予報後半でのスプレッドの不自然な急増、計算不安定によるモデル積分の異常終了が確認された。このため、当時の NLM の採用は見送った。

以上の調査から、側面境界摂動の作成には乾燥 SV による TLM を採用することとした。

ターゲット領域の再検討

一般に、SV 法では評価時間を延長すると、ターゲット領域から離れた領域に SV が算出されるようになる。これは評価時間にターゲット領域内に分布する SV の初期時刻における起源はその上流側となるためである。したがって、ターゲット領域を変えずに GSV の評価時間を 39 時間に延長すると、特に大気の流れが速い冬季では、初期摂動の主要部分は予報領域の外側上流に分布することが多い。図 3.4.3 に当時の MEPS 及び評価時間を 39 時間に延長した実験による 500 hPa のジオポテンシャル高度 (Z500) の初期スプレッドを示す。

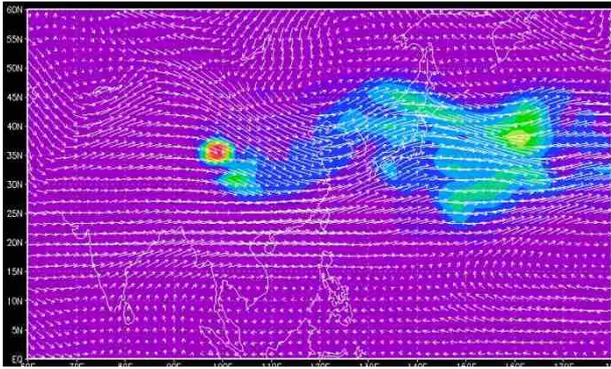


図 3.4.2 2016 年 1 月 18 日 18UTC 初期値の NLM による 24 時間積分における SV01 温度成分の分布。暖色ほど振幅が大きい。

当時の MEPS (同図左) と比較すると、評価時間を延長した実験の初期スプレッドの分布 (同図右) は、上流側の西側境界付近のみに主要部分が限定されることがわかる。これでは初期場に内在する不確実性を十分に捕捉できないため、ターゲット領域の変更を検討した。

GSV のターゲット領域の感度調査は、

- ① 当時の設定 (初期摂動向け; 東経 125-145 度, 北緯 25-45 度)
- ② MEPS 予報領域の側面境界におおよそ合わせて拡大 (東経 110-150 度, 北緯 20-50 度)
- ③ 初期摂動の分布が広がるよう 2 を下流へ拡大 (東経 110-170 度, 北緯 20-50 度)
- ④ 夏季の熱帯擾乱への感度向上のため 3 を南方にやや拡大 (東経 110-170 度, 北緯 15-50 度)

の 4 実験について、2015 年の月毎の平均的な分布を比較した。なお、評価時間は全て 39 時間に延長して調査した。

図 3.4.4 に 2015 年 1 月の各 GSV の温度成分の分布を示す。初期時刻に着目すると (同図上段)、実験①と②に大きな差異は見えず、ともに日本付近の空間分布が乏しいことがわかる。一方、ターゲット領域を下流に広げることで (③と④)、初期時刻においても日本周辺に GSV が分布することがわかる。これは、ターゲット領域を広げたため、評価時間において予報領域の外側下流に位置する擾乱の成分を検出しているためである。なお夏季については、上空の風速が遅いため冬季ほど初期時刻に上流に偏る様子はないが、ターゲット領域拡大による GSV の分布傾向は冬季と同様である (図略)。また、③からターゲット領域を南方に広げた④はわずかに熱帯への感度が増加し、南洋上の熱帯擾乱に対応した GSV を得ることが期待された。

次に評価時刻に着目すると (同図下段)、①を除きおおむね予報領域を覆っていることが確認できる。このことは、①以外は MEPS 予報時間 39 時間の間に側面境界摂動として利用するために十分なカバレッジを持

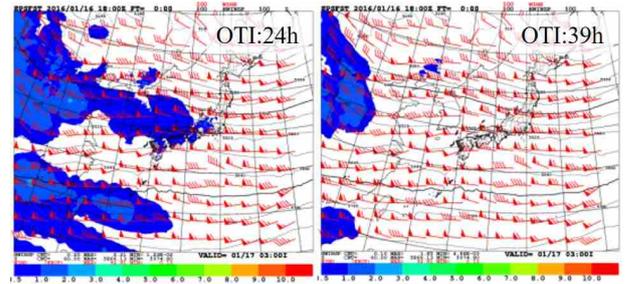


図 3.4.3 2016 年 1 月 16 日 00UTC 初期値の Z500[gpm] の初期スプレッド。当時の MEPS (左) 及び GSV の評価時間を 39 時間に延長した実験 (右)。アンサンブル平均による風 (矢羽根) も併せて表示した。

つことを示唆している。

以上の比較結果を考慮して、ターゲット領域が最も広い④を採用することにした。

側面境界摂動の振幅

側面境界摂動の大きさは、予報時間ごとに側面境界値に含まれる誤差の大きさを反映している必要がある。このことを式で表すと、ある予報時刻における側面境界値の誤差を dy 、初期時刻の (GSV の線形結合から成る) 振幅調整前の側面境界摂動を dx 、接線形時間推進演算子 (dx の時間発展は TLM) を M とすると、両者の間には倍率 α を用いて、

$$dy \sim \alpha M dx \quad (3.4.1)$$

の関係がある。ここで基準となる dy が既知ならば、摂動を α 倍することで任意の予報時間における側面境界摂動 $M(dx)$ の振幅を調整できる。

ここで、側面境界値の誤差 dy に相当する量を検討する余地があるが、側面境界値 (基は GSM 予測値) の MSM 初期値を参照値とした誤差を採用することとした。この側面境界値の誤差の季節を通じた値を用意するために、2015 年 1 月から 12 月の 00, 06, 12, 18UTC 初期値に対して 3 時間ごとに誤差を算出した。また WEPS では、GSV から初期摂動を作成する際に 500 hPa 気温を基準値としているため (山口 2011)、MEPS においても、500 hPa の気温を利用することとした⁴。

図 3.4.5 左に 2015 年 1 月の側面境界値の 500 hPa 気温誤差の時間発展を示す。参考として MSM 予測値の同初期値を参照値とした誤差も併せて示した。MSM の誤差は予報時間 3 時間以降ほぼ線形的に増加する。一方、GSM の予測誤差は予報初期から緩やかな増加を示すが、中盤以降はやや増加しその大きさは MSM と同程度で推移する。

この GSM の予測誤差を月別に表示したものを同図右に示す。500 hPa 気温誤差の特徴として、冬季は予報初期の誤差が夏季に比べて小さいが時間の経過とと

⁴ GSV の初期時刻のエネルギーは気温に関する項が卓越している。

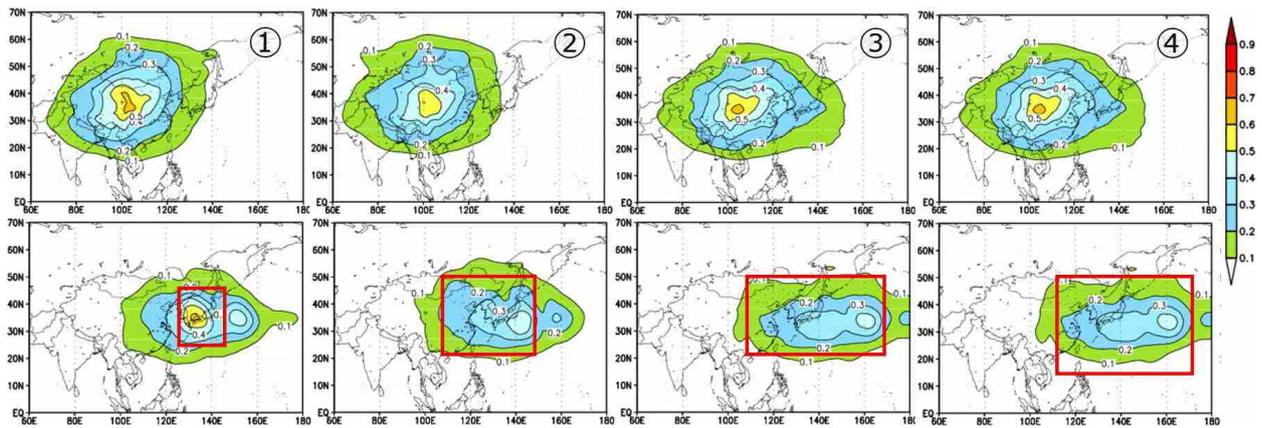


図 3.4.4 2015 年 1 月のターゲット領域（下段の赤枠）が異なる GSV の温度成分の分布。各初期時刻の温度成分を鉛直積算し最大値で規格化後、月平均を取ったもの。上段が初期時刻、下段が評価時刻（39 時間後）における分布を表す。

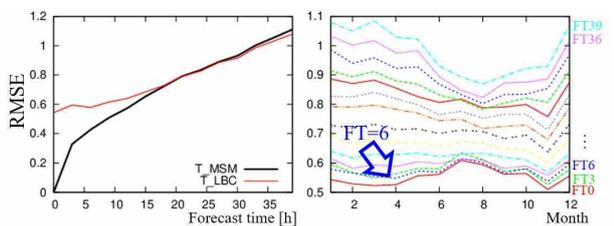


図 3.4.5 GSM 予測値から作成した側面境界値の 500 hPa 気温の MSM 初期値を参照値とした予報誤差。左図が 2015 年 1 月の誤差（赤線が側面境界値、黒線は MSM 予測値の誤差）の時間発展を示し、右図に 2015 年各月の誤差を予報時間別に示す。6 時間予報値の誤差は図の下方、青点線で示している。

もに誤差が大きくなる、夏季は予報初期の誤差が大きいが誤差成長は小さい、といった特徴がわかる。

この誤差より基準値 dy を決定するが、線形関係 $\alpha M dx = M(\alpha dx)$ より、どの予報時間の誤差を基準とするかは任意である。ここでは単純に MEPS の予報初期時刻を基準とすることとし、側面境界値の 6 時間予報値の誤差を採用した⁵。図 3.4.5 右の 6 時間予報値の誤差に着目すると、年間を通しておおむね 0.55–0.60 °C の範囲で推移しており、季節変化が小さい。この誤差に 2 次曲線近似⁶ を用いて平滑化したものを日々の誤差の基準値 dy とした。この dy を利用して、予報初期時刻に $dy \sim \alpha dx$ となるように求めた倍率 α を用いて側面境界振動の振幅を調整している。

(4) 統計検証

以上の変更を採用し側面境界振動を変更した実験 (TEST) と、当時の試験運用中の MEPS (RTN) との精度比較を行った。実験は梅雨期・台風事例・冬季に

⁵ 側面境界値は MEPS 初期時刻の 6 時間前の予測値を基に作成される。

⁶ この近似では 12 月と 1 月の間の連続性を考慮していないが、両月の誤差の大きさの差は小さいため無視している。

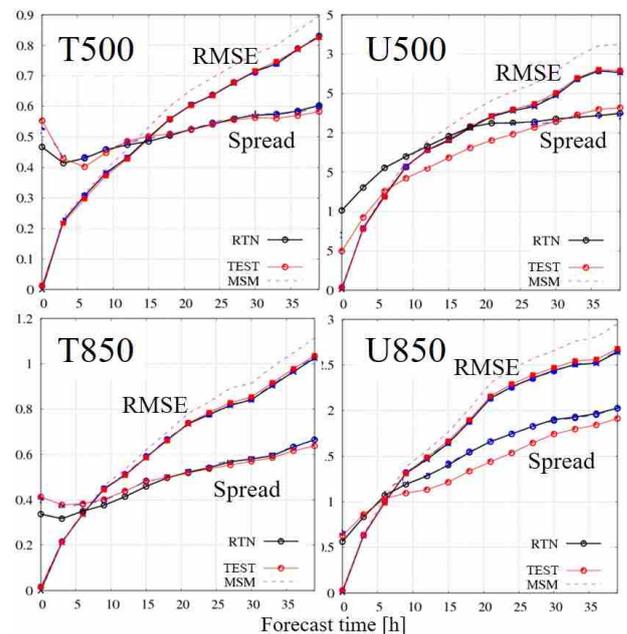


図 3.4.6 梅雨事例における 500 及び 850 hPa の気温 [K] (左列) 及び東西風 [m/s] (右列) の MSM (桃破線)、MSM 及び MEPS アンサンブル平均予報の RMSE 及びスプレッドの時系列。黒線が RTN、赤線が TEST を表す。

対して、それぞれ 10 初期値ずつ行った⁷。GSV の設定変更は初期振動にも反映されるため、初期振動の特性も本変更で変わる。

スプレッドと誤差の関係

図 3.4.6 に梅雨事例における 500/850 hPa の気温及び東西風について、MSM 初期値を参照値とする MSM 及びアンサンブル平均予報の二乗平均平方根誤差 (RMSE) 及び MEPS アンサンブルスプレッド (以下、スプレッド) を示す。

気温について、当時のシステム (RTN) の特徴とし

⁷ 初期時刻は梅雨期の 2016 年 6 月 17–26 日、台風事例は 2015 年 7–9 月から 10 初期値、冬季は 2016 年 1 月 11–20 日、いずれも 18UTC を初期値としている。

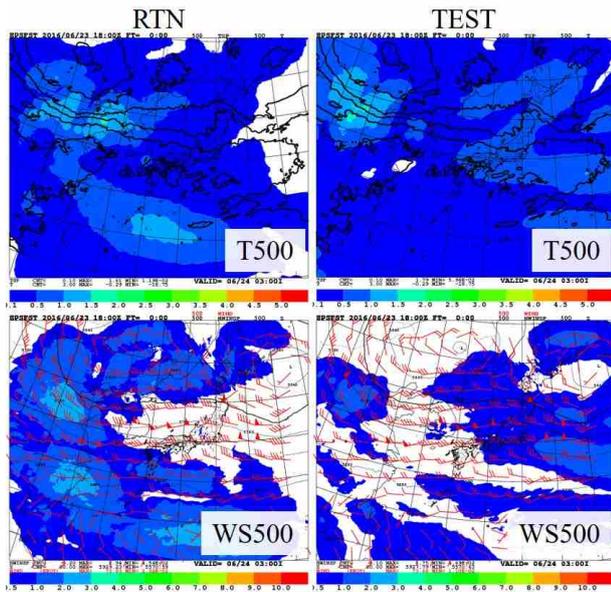


図 3.4.7 2016 年 6 月 23 日 18UTC 初期値の気温 [K] (上) 及び風速 [m/s] (下) の初期スプレッドについて、RTN (左) と TEST (右) を表す。併せて、アンサンブル平均予報による Z500 等値線 (上) 及び矢羽根 (下) を示す。

て、予報初期の気温のスプレッドが 500 hPa を中心に大きく、3 時間後にかけて減少するといった不自然な傾向があった。この傾向は今回の GSV の導入によりやや強調されるようになった。この特徴を図 3.4.7 のスプレッドの平面図で確認する。RTN の初期スプレッドの分布は局所的かつ振幅が大きい。これは RTN のターゲット領域が初期摂動のみを対象とした狭い領域に設定されており、初期摂動の中に複数の GSV が重畳しているためと考えられる。一方 TEST では、ターゲット領域を広げたため、局所的な振幅が若干減少するとともにスプレッドの分布が広がっている。なお、アンサンブル平均予報誤差は RTN・TEST とともに同程度であった。

風速については、図 3.4.7 の平面図から気温スプレッド同様に、振幅の緩和と下流への広がりが確認できる⁸。図 3.4.6 の時系列では、850 hPa に着目すると、FT=9 以降で RTN に比べて TEST のスプレッドは小さい。これは側面境界摂動の変更による効果と考えられ、GSV の特徴として高度 3000 m 程度から下では振幅が減少するためである。同様の傾向は台風事例及び冬季にも確認されており、予報途中からの場のスプレッドが全体的に抑制されている。なお、冬季のみ側面境界摂動の影響が出てくる予報後半の 500 hPa の風速及び高度場のスプレッドが増加している (図略)。

降水予測特性の変化と台風進路予報への影響

図 3.4.8 に梅雨事例の 3 時間降水量に対するスプレッド及びブライアスキルスコア (BSS) を示す。降水検証

⁸ 風速の初期スプレッドの減少は、2016 年当時の内挿におけるバグ修正の影響も含まれている。

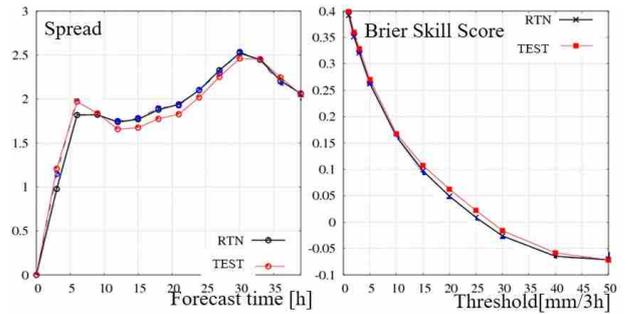


図 3.4.8 梅雨事例における 3 時間降水量 [mm/3h] のスプレッドの時系列 (左) と閾値別の BSS (右)。黒線が RTN、赤線が TEST。

は、解析雨量を参照値とし、20 km 格子平均降水量に対して、陸域及び沿岸 40 km の範囲で行った。

図 3.4.8 より、RTN と比べて TEST のスプレッドが予報中盤で減少する傾向がある。これは図 3.4.7 でみた中層以下の風速場を中心としたばらつきが抑制されたことによるものと考えられる。一方で、BSS はわずかながら改善している。このことを実際の事例で確認する (図 3.4.9)。九州西部にかかる降水について、アンサンブル最大降水量⁹ の予測は TEST が RTN に比べて、実況で観測されている降水により近いところでまとまっていることがわかる。

このスプレッド抑制の効果は台風進路予報でも確認できる (図 3.4.10)。2016 年台風第 10 号に対する RTN の予測では、メンバー間の進路はそろっているものの進行速度のばらつきが大きい。また 2016 年台風第 16 号に対しては、RTN の予測進路が定まっていない。一方 TEST では、両事例ともにベストトラック付近にまとまるよう予測が改善している。

初期・側面境界摂動の整合の効果

初期・側面境界摂動の整合を取ったことにより、メンバーの予測が改善した事例を図 3.4.11 に示す。なお、本実験は側面境界摂動の効果を確認するため、RTN の初期摂動を TEST と同一に行っている。この事例は、MSM による寒冷前線の予測が実況より遅れた事例であり、RTN では全メンバーが実況を捉えていなかった。一方 TEST では、同図右に示すように実況に近いメンバーが確認できた。同図には 850 hPa の相当温位摂動も示しているが、TEST では寒冷前線の前面で正摂動、後面で負摂動と前線を強化するスケールの大きい摂動が顕著であった。一方、RTN では初期・側面境界摂動の不連続に起因して摂動の様子が一貫しておらず、特に寒冷前線後面で顕著である。このため、RTN では TEST と比較して、寒冷前線の東進を早めることができず、実況を捕捉できなかったと考えられる。

本開発にあたり、この事例のように降水予測を明ら

⁹ 個々のアンサンブルメンバーの降水量予測から、最大値を取り出し描画したもの。

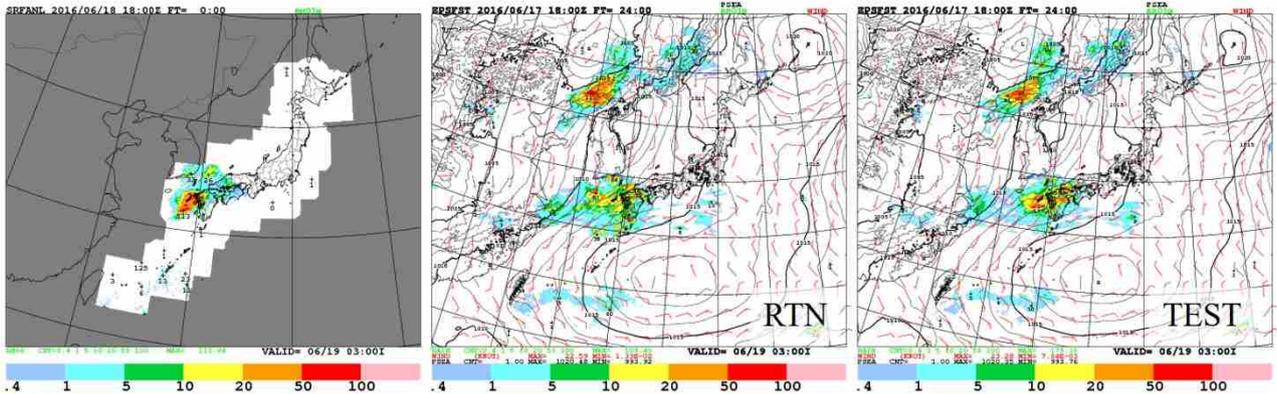


図 3.4.9 2016 年 6 月 19 日 03JST の 3 時間降水量 [mm/3h] について、解析雨量 (左)、RTN による予測 (中央)、TEST による予測 (右)。予測についてはアンサンブル最大降水量であり、2016 年 6 月 17 日 18UTC 初期値の FT=24。

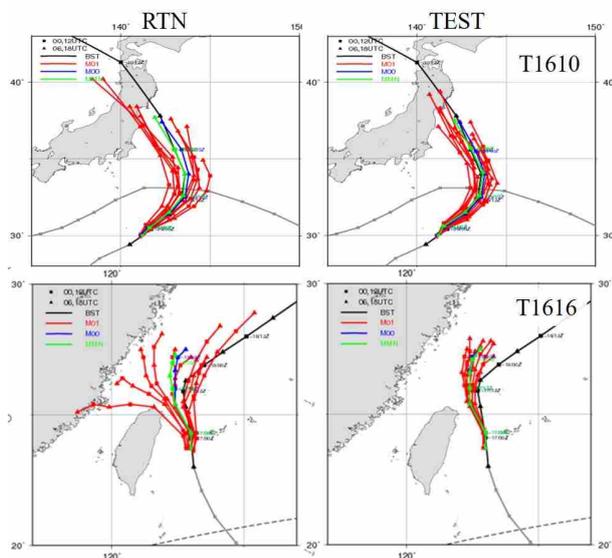


図 3.4.10 2016 年台風第 10 号 (上段、2016 年 8 月 28 日 18UTC 初期値) 及び台風第 16 号 (下段、2016 年 9 月 16 日 18UTC 初期値) の進路予測。左列が RTN、右列が TEST。黒線がベストトラック、青線が MSM による予測、赤線が各メンバー、緑線がアンサンブル平均による予測を表す。

かに改善する事例を見つけることは容易ではなかった。このため、確率論的なスコアには摂動間の整合を取った効果は小さく、これまで述べてきた予測精度の改善は主に GSV 変更による効果と考えられる。

また、摂動間の整合を保った現 MEPS による各メンバーの降水量予測において、摂動メンバーがコントロールラン¹⁰ の予測精度をどの程度持続して上回るかは河野ほか (2019) に示されている。その結果は、WEPS を利用して整合を取っていない小野 (2016) と同様に摂動メンバーがコントロールランを改善する継続時間は短いことを示している。したがって、降水量については、引き続き個々のメンバーを過度に信頼すること

は、利用上危険であることに変わりはない¹¹。

(5) まとめと課題

初期・側面境界摂動の整合をとるため、側面境界摂動作成に GSV を利用した。その結果、摂動特性の変化によりアンサンブル予測精度が改善されるとともに、摂動の不整合が解消され利便性が向上した。2017 年 1 月 11 日 18UTC 初期値より部内試験運用版 MEPS に導入された。

側面境界摂動に関わる課題として、図 3.4.5 で示したように GSM の予測誤差の時間発展は月平均でも線形ではない。一方で、GSV のモデル更新 (山口 2017、2017 年 7 月に MEPS にも適用) 以降、異常な非線形成長をする GSV が見られない (越智、私信)。このため、非線形モデルによる側面境界摂動の開発を引き続き行っており、これにより NLM による場の流れを反映した振幅が得られることが期待される。

また、WEPS から GSV に変更したことにより、側面境界摂動に水蒸気摂動を利用していない。これによる悪影響は今回の統計検証からは見られなかった。一方で、側面境界から流入する水蒸気場の誤差を考慮することは降水予測において必要である。したがって、側面境界摂動における水蒸気摂動を再検討することは重要な課題である。

3.4.3 予報モデル asuca の導入

(1) asuca 導入による予測特性の変化

数値予報課では 2007 年頃より非静力学モデル asuca (気象庁予報部 2014) の開発を行っており、MSM の予報モデルとして長年利用されてきた気象庁非静力学モデル (JMA-NHM; 気象庁予報部 2003、2008、以下 NHM) に替わり、2017 年 2 月に asuca が導入されるとともに、鉛直層数も 76 に増強された (原 2017)。これにより、MSM の予測精度が改善された (原・倉橋

¹¹ 一方、より時空間スケールの小さい現象に着目する場合は個々のメンバーの予測が有効なことがある。菊池ほか (2019) では短時間の乱気流予測に MEPS の摂動メンバーの予測を利用している。

¹⁰ 摂動を与えない予報であり、MSM と同一である。

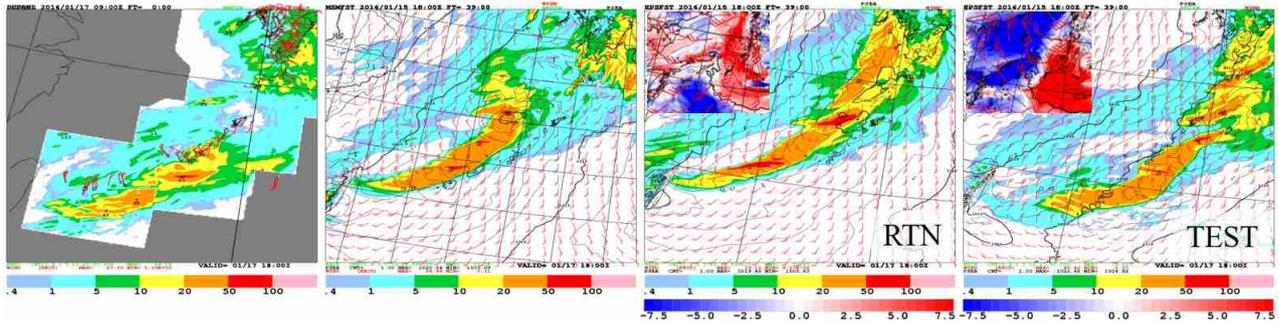


図 3.4.11 2016 年 1 月 17 日 18JST の 3 時間降水量 [mm/3h] について、左から解析雨量、MSM の予測、RTN 及び TEST のメンバーの予測と 850 hPa 相当温位摂動。初期時刻 2016 年 1 月 15 日 18UTC における FT=39 を示す。

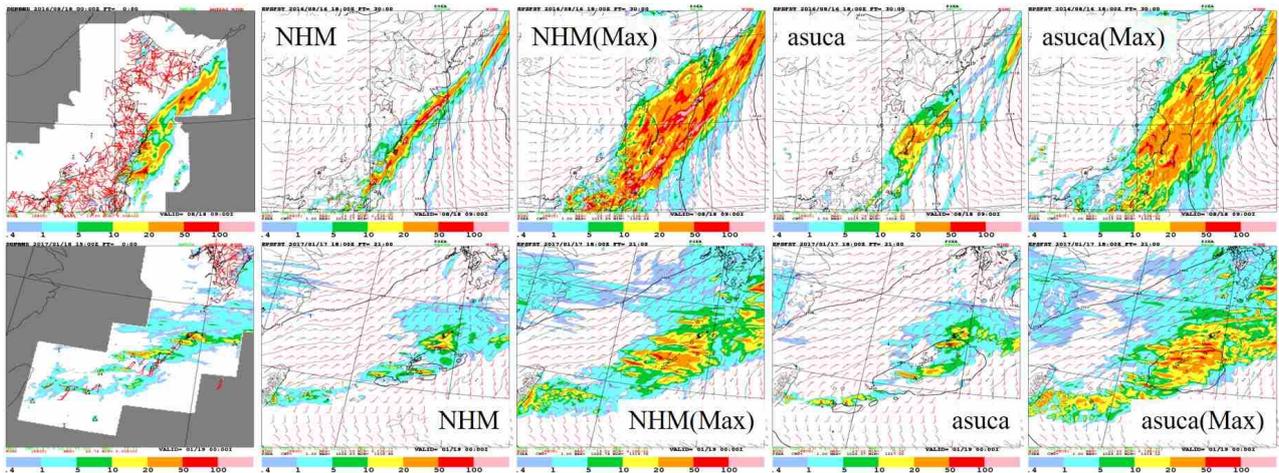


図 3.4.12 上段:2016 年 8 月 18 日 09JST の 3 時間降水量 [mm/3h]。左から解析雨量、NHM による予測とアンサンブル最大降水量、及び同 asuca による予測。予測は 2016 年 8 月 16 日 18UTC の FT=30。下段:上段と同じ、ただし 2017 年 1 月 17 日 18UTC 初期値の FT=21。

2017)。

一方、当時の MEPS は MSM への asuca 導入後も引き続き NHM を利用していた。asuca の導入により MSM の予測特性は NHM 利用時と比べて大きく変わっている。例えば夏季において、前線などによる収束で強制力が強い場では、NHM は強い降水を過度に集中させる傾向があったが、asuca ではこの傾向が緩和されるようになった(原・倉橋 2017)。図 3.4.12 上に NHM と asuca による降水予測の違いが明瞭に表れた事例を示す。NHM では収束線に沿って、実況と比較して強い降水が狭い範囲に集中している。一方、asuca ではこの特性が緩和されていることがわかる。

モデルの特性は個々のメンバーにも反映されるため、同図に示したアンサンブル最大降水量の予測も NHM と asuca では大きく異なっている。したがって、MSM に導入された asuca による予測の不確か性を適切に MEPS で予測するためには、MEPS にも asuca を導入することが急務であったため、2017 年 7 月より導入している。

ここでは asuca 導入による予測精度の変化について、降水予測特性を中心にまとめる。実験は梅雨期・台風

事例・冬季の 10 事例について行った¹²。検証方法は第 3.4.2 項と同様である。なお、ここでいうモデル変更とは鉛直層の増強も含意する。

(2) 降水検証

決定論的予測特性

前述の通り予報モデル変更による予測特性の変化は各メンバーにも反映される。図 3.4.13 に、モデル変更による特性変化が明瞭である冬季の検証結果を示す。原・倉橋 (2017) によると、モデル変更による冬季の MSM の特性変化は 10 mm/3h 以下の降水で捕捉率が向上するが、空振り率も増加する。この傾向は図 3.4.13 のコントロールランのバイアスコアでも明瞭であり、捕捉率・空振り率の増加を反映して、バイアスコアが増加している。

図 3.4.12 下段に冬季における事例を示す。NHM と比べて asuca は降水頻度が過多になったが、この傾向はアンサンブル最大降水量による MEPS の予測でも見られた。

¹² 梅雨期は 2016 年 6 月 17-26 日、台風事例は 2016 年 8-9 月の 10 初期値について、冬季は 2017 年 1 月 17-26 日であり、いずれも 18UTC を初期値とした。

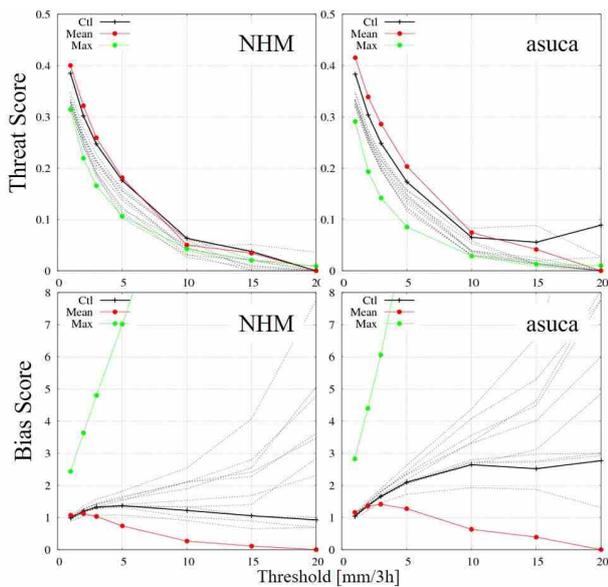


図 3.4.13 冬季の事例を対象とした 3 時間降水量に対する閾値別のスレツスコア（上段）とバイアススコア（下段）。左列が NHM、右列が asuca に基づく予測。黒線がコントロールラン、灰点線が各メンバー、赤線がアンサンブル平均、緑線がアンサンブル最大を表す。

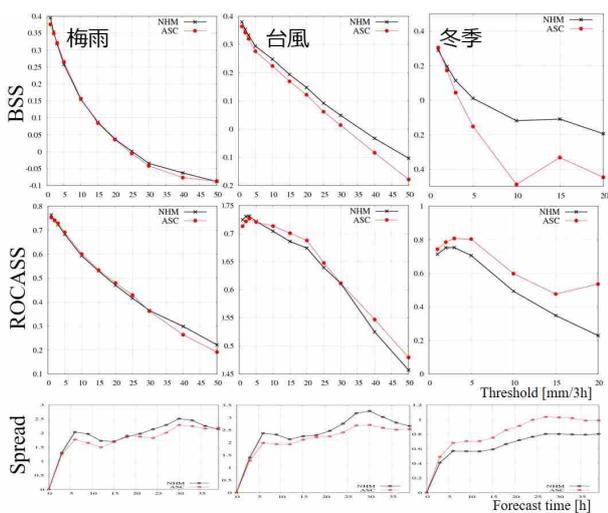


図 3.4.14 3 時間降水量に対する閾値別の BSS（上）、ROCASS（中）、スプレッド時系列（下）。黒線が NHM ベースの MEPS、赤線が asuca ベースの MEPS による実験。左列が梅雨事例、中列が台風事例、右列が冬事例を示す。

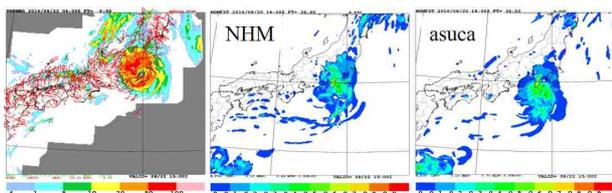


図 3.4.15 2016 年 8 月 22 日 15JST の 3 時間降水量 [mm/3h] について、左から解析雨量、NHM ベースの MEPS による 30 mm/3h 以上の超過確率、同 asuca ベース。初期時刻は 2016 年 8 月 20 日 18UTC 初期値の FT=36。

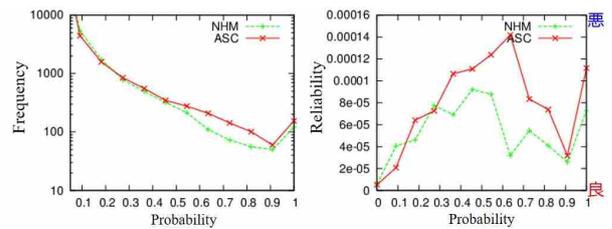


図 3.4.16 台風事例における 40 mm/3h 閾値の確率値別予測頻度（左）及び確率値別信頼度（右）。緑が NHM ベース、赤が asuca ベースの MEPS による予測。

確率論的予測特性

次に 3 時間降水量について、確率論的スコアである BSS、ROC 面積スキルスコア (ROCASS) 及びスプレッドを事例別に図 3.4.14 に示す。

asuca の導入により、3 時間降水量のスプレッドは梅雨・台風ともに減少し、冬季では増加している。梅雨事例では、前述の通り強制力の強い場の過度な強雨予測が緩和されるため、強い降水による位置ずれの寄与が NHM と比べ asuca では減少したためと考えられる。台風事例でのスプレッドの減少は、台風中心付近ではモデル間で明確な差異が認められなかったが、台風巻き込むスパイラルバンド上の降水域について、NHM は asuca より過剰な予測をする傾向が見られ、このためスプレッドが大きかった可能性が考えられる。一方、冬季におけるスプレッドの増加は前述の降水頻度増加が原因である。

確率論的なスコアに着目すると、梅雨事例では BSS 及び ROCASS ともに強雨を除き同程度である。強雨の若干の悪化は降水頻度が減少したことによるものと考えられる。また、台風及び冬季の事例では、asuca の導入により BSS は悪化するが ROCASS は改善するといった特徴が見られた。以下では、この点についての調査を進めた結果を示す。なお、台風・冬季ともにスコアの特徴は同様であったため、台風事例による分析結果を示す。

図 3.4.15 に閾値 30 mm/3h の超過確率予測を示す。高めの降水確率を示す領域が、NHM より asuca のほうが広い。実際、台風 10 事例における予測頻度を図 3.4.16 に示すが、高い確率値で asuca のほうが NHM より予測頻度が増加している。その一方、予測頻度が多くなった確率値において信頼度が悪化している¹³（同図右）。つまり、asuca 導入後、現象の発生頻度と比べて、予測頻度が多くなったことを示している。特に冬季においては、予測頻度過多が全確率値で見られた（図略）。このため、BSS では台風及び冬季の事例での悪化につながった。

次に台風事例・冬季における ROCASS の改善について考える。ROCASS は、確率予測を利用して損失軽減

¹³ 図 3.4.15 の事例では asuca のほうが若干台風の進行速度が遅いことも信頼度の悪化の原因となっている。

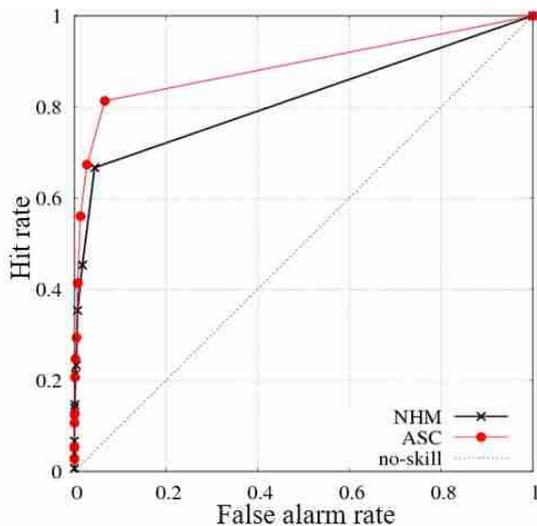


図 3.4.17 台風事例 40 mm/3h に対する ROC 曲線。黒が NHM ベース、赤が asuca ベースの MEPS による予測。

の効果を計るコストロス解析と密接に結びついたスコアであり(高野 2002)、各確率値の捕捉率と誤検出率を基に計算される。図 3.4.17 に閾値 40 mm/3h の ROC 曲線を示す。モデル変更による特性を反映して、asuca では捕捉率が上がった分 ROC 面積が大きくなっている。一方で、誤検出率が増加しているが、ROC 面積における影響は小さい。このように ROCASS は捕捉率の向上に敏感なため、改善がみられている。

以上のように、確率論的検証ではスコアによってモデル変更の効果に対する善し悪しが変わるものの、asuca による予測特性の変化が適切に MEPS にも反映されている。

(3) 場の検証

MEPS への asuca 導入にあたり、モデルは変更となったが、摂動は変更していない。したがって、場のばらつきに摂動変更ほどの大きな変化は見られなかったが、モデル特性の変化により asuca 導入後は中層以下でスプレッドの増加が見られた。

図 3.4.18 に Z500 及び 925 hPa の風速のスプレッドと誤差を示す¹⁴。強調すべき点は、これまでの度重なる摂動方法の変更において、改善が見られなかった上層高度場のアンサンブル平均予報誤差が、asuca の導入により改善していることである。一方、925 hPa の風速のように、中層以下ではスプレッドの若干の増加が各要素とも確認されているが、アンサンブル平均予報の改善は見られなかった。

この他に地上・高層観測を対象とした検証を行ったが、asuca 導入による精度改善は、アンサンブル平均予報においても確認された(図略)。

¹⁴ なお、誤差計算の参照値となる MSM 初期値を作成するメソ解析は NHM を利用して作成している。

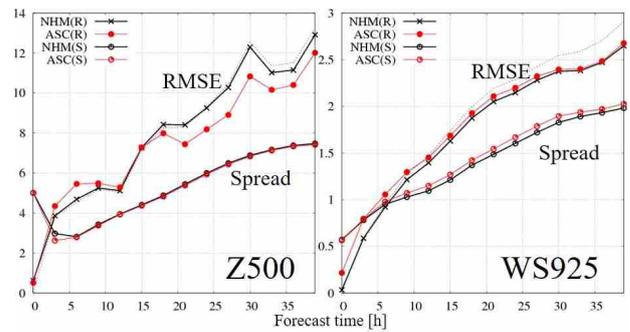


図 3.4.18 梅雨事例における Z500[gpm] (左) 及び 925 hPa の風速 [m/s] (右) のアンサンブル平均予報誤差 RMSE とスプレッドの時系列。黒線が NHM ベース、赤線が asuca ベースの MEPS による。

(4) まとめと課題

MEPS への asuca 導入に伴い、降水確率検証では改善・改悪がともに見られたものの、モデル変更を適切に反映したものであった。また、高度場についてアンサンブル平均予報精度の向上等の改善が見られた。このため、MSM の不確実性を見積もることを目的に 2017 年 7 月 27 日 18UTC より、MEPS の各予報には、鉛直層数を 76 に増強した asuca が導入された。

今後は asuca の改良に合わせて、迅速に MEPS にも反映させていくことが現業利用の観点で大切である。また、現在初期摂動に利用している MSV は NHM ベースであるため、asuca に基づく MSV の開発を進めている(第 3.5 節)。

3.4.4 GSV 初期時刻の変更・21 メンバー化及び 1 日 4 回運用

(1) 本運用に向けて

第 10 世代スーパーコンピュータシステムが 2018 年 6 月 5 日に導入されたことに伴い、MEPS の部内試験運用は 1 日 1 回 11 メンバーの運用から、本運用時に予定していた仕様(石田 2016)と同等な 1 日 4 回 21 メンバーでの運用を開始した。ここでは、本運用時の MEPS プロダクト配信時間の迅速化に向けた GSV の計算初期時刻変更とその影響について述べるとともに、メンバー数増強による予測精度への影響を述べる。また、1 日 4 回運用となったことで、初期値更新による不確実性の変化を追いやすくなった。この点については河野ほか(2019)に解説されている。

(2) GSV 計算と配信時間について

MEPS の予測結果の閲覧はスーパーコンピュータシステムの更新前は、初期時刻からおよそ 5 時間後であった。5 時間を要する主な理由は、GSV の計算に必要な全球速報解析の観測の待ち受け時間が 2 時間 20 分であり、MEPS 初期時刻と同じ時刻の全球速報解析の作成を待って、GSV 計算・摂動計算・アンサンブル予報を実行していたためである。これでは、MSM の予測結

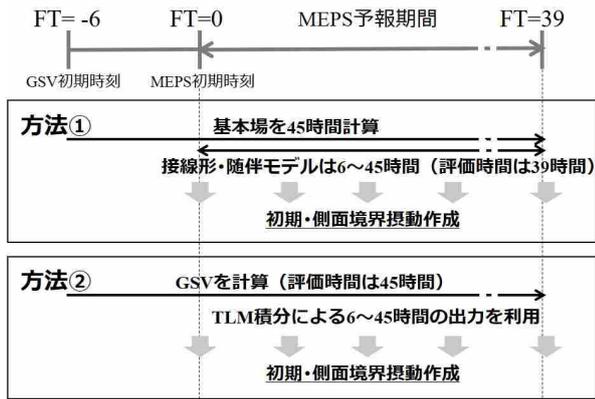


図 3.4.19 MEPS 初期時刻の 6 時間前の初期値の GSV を利用する際に検討した方法の概念図。

果から大きく遅れて MEPS が配信されることになり、MSM の不確実性を把握するためには不便である¹⁵。そこで MEPS プロダクトの配信を早めるため、MEPS 初期時刻の 6 時間前の全球解析を利用して GSV 計算を行うこととした¹⁶。

6 時間前の全球解析から MEPS 用の GSV を計算する方法としては、以下の 2 通りの方法が考えられた (図 3.4.19)。

1. 基本場を 45 時間積分し、FT=6 から 45 の間で接線形・随伴モデルによる繰り返し演算を行い、評価時間 39 時間の GSV を算出する。
2. 評価時間 45 時間として GSV を算出し、TLM による 6 から 45 時間積分の出力を利用する。

前者の方法は、評価時間が変わらないため GSV の性質を大きく変えない一方、開発コストが大きいことが想定された。後者の方法は GSV の出力を利用するだけで済むため開発コストが小さい。一方、GSV は MEPS 初期時刻より 6 時間前から TLM により積分されたものを利用するため、摂動成分の寄与が従来と異なり、予測特性の変化が想定された。

結局、当時は新スーパーコンピュータシステムへの移植期限が迫っていたため、後者の方法による作業を行い、予測精度の悪化が見られなかったため導入に至った。なお、GSV の初期時刻・評価時間の変更以外、摂動作成法は従来と同じである。

(3) 統計検証

GSV の初期時刻・評価時間の変更及び 21 メンバー化による特性変化を調査した。GSV 変更前の実験を RTN、GSV 変更後を TEST11、さらにメンバー数を 21 に増強した実験を TEST21 と表す。ここでも梅雨

¹⁵ 現在の MSM 及び MEPS の配信時間は片山 (2019) を参照。

¹⁶ 側面境界値は 6 時間前の初期値の GSM に基づいているため、GSV の初期時刻を 6 時間前にすることにより、側面境界値と GSV の基本場の初期時刻が一致することになる。ただし、両者を作成するモデルと分解能は異なっている。

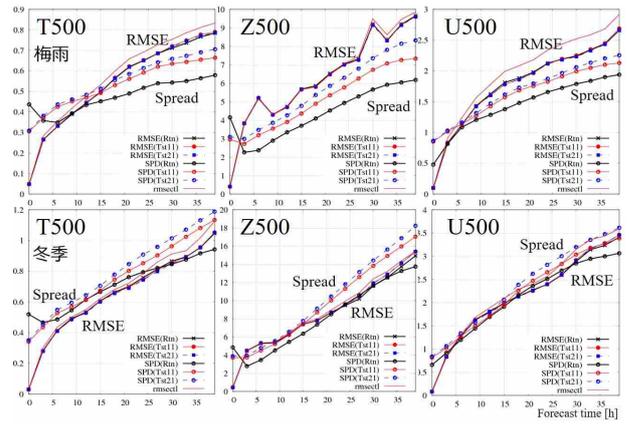


図 3.4.20 梅雨事例 (上) 及び冬季 (下) における 500 hPa の気温 [K] (左)、Z500[gpm] (中央) 及び風速 [m/s] (右) のアンサンブル平均予報誤差 RMSE とスプレッドの時系列。黒線が RTN、赤線が TEST11、青線が TEST21 を表す。

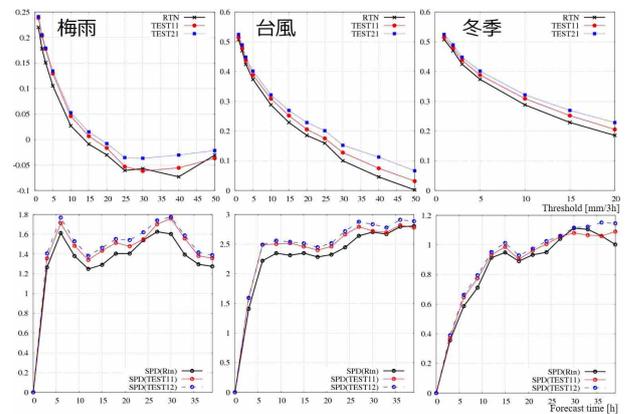


図 3.4.21 3 時間降水量に対する閾値別の BSS (上)、スプレッド時系列 (下)。黒線が RTN、赤線が TEST11、青線が TEST21 を表す。左から梅雨・台風事例・冬季の検証結果。

期・台風事例・冬季のそれぞれについて 5 事例ずつ実験を行った結果を示す¹⁷。検証方法は第 3.4.2 項と同様である。

図 3.4.20 に 500 hPa の MSM 初期値を参照値とした予報誤差及びスプレッドを示す。梅雨事例では (同図上)、気温及び Z500 のスプレッドについて、GSV の変更前までは予報初期の過大とその後の減少という、図 3.4.6 及び図 3.4.18 に見られた不自然な変化が改善されている。一方で、風速については初期時刻からスプレッドが増加している。このことは MEPS 初期時刻の 6 時間前から TLM で積分した摂動に変更したためである。酒井 (2009) では乾燥 SV の特性として、初期時刻のエネルギーの大部分を占める気温摂動に関係す

¹⁷ 梅雨期は 2017 年 6 月、台風事例は 2017 年 9 月の台風 18 号から、冬季は 2017 年 12 月 24-28 日とし、いずれも 18UTC を初期値とした。今回の TEST21 と同等である現 MEPS の長期間の検証結果については河野ほか (2019) を参照。

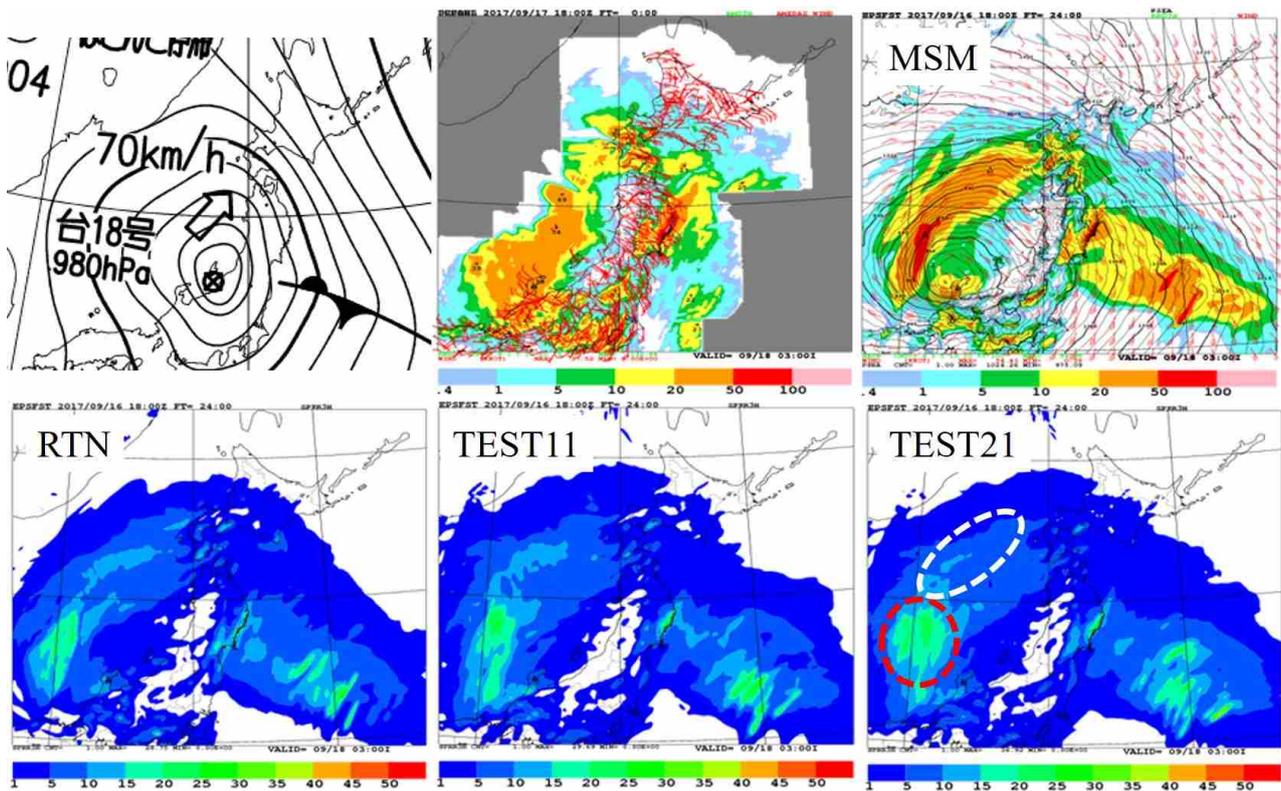


図 3.4.22 上段左から、2017 年 9 月 18 日 03JST の速報天気図及び同時刻の 3 時間降水量 [mm/3h] について、解析雨量と MSM 予測。下段は左から RTN、TEST11 及び TEST21 による 3 時間降水量のスペルッド。予測は全て 2017 年 9 月 16 日 18UTC 初期値の FT=24。破線については本文参照。

る位置エネルギーは、評価時刻までの間に風速摂動に関係する運動エネルギーに変換されることを示している。したがって、従来よりも 6 時間長く TLM によって積分された GSV を MEPS 摂動に利用することは、従来と比較して風速成分の寄与が大きく、気温成分の寄与が相対的に小さくなると思われる。したがって、図 3.4.20 のようなスペルッドの特性変化が現れたと推測する。

次に冬季の事例を同図下に示す。冬季は特に温帯低気圧が発達しながら日本付近を通過するため、位置エネルギーから運動エネルギーへの変換効率が高く、GSV に起因する摂動の風速成分が増加し、過度なスペルッドに反映されていると考えられる。なお、これより下層でも全般にスペルッドが増加する特徴が見られた(図略)。

アンサンブルメンバー数の増強の観点からもスペルッドの増加は確認できるが、GSV の変更ほどの影響は見られない。また同図より、アンサンブル平均予報誤差への今回の変更の影響は小さいこともわかる。地上・高層検証においても、若干の改善がみられたが、効果は限定的だった(図略)。

3 時間降水量について、スペルッドと降水確率検証の結果を図 3.4.21 に示す。GSV の変更及びメンバー数の増強、それぞれによりスペルッドが増えており、BSS が改善していることがわかる。

図 3.4.22 に 2017 年台風第 18 号の降水予測を示す。

台風の中心位置について、MSM は実況より西側を予想しており、強雨域は台風中心の北西側を中心に予想している。また、20 mm/3h 以上の降水域は実況より狭い予測となっている。RTN による降水スペルッドの大きな領域は能登半島の北西沖に広がるがその東側では小さく、実況の強雨ポテンシャルを十分に表現できていない。一方 TEST11 では、スペルッドの大きな領域が RTN より東に拡大している。

またメンバー数増強の効果について、TEST11 と TEST21 を比較する。MSM が 50 mm/3h 以上を予測している近傍の赤破線内ではスペルッドの明瞭な増加が確認できる。これはメンバーが増えたことによる新たな強雨シナリオの追加を表す。一方で、台風北側の白破線内ではスペルッドの減少が見られる。これはメンバー数が増えたことにより、11 メンバー時の少ないサンプル数による過大な分散が抑制されたためと考えられる。

(4) まとめと課題

GSV の初期時刻・評価時間の変更により、冬季を中心とした MEPS スペルッドの過大が見られたものの、降水確率精度の改善と予測資料配信の迅速化による利便性向上のため、本変更は 2018 年 6 月 5 日 00UTC より、21 メンバー化とともに導入された。また、1 日 4 回 (00, 06, 12, 18UTC) の運用を開始した。なお、

現業運用は 2019 年 6 月 27 日 00UTC から開始しており、本稿執筆時 (2019 年 12 月) に至るまで MEPS の仕様に変更は無い。

本変更により、MEPS の初期の過大な気温のスプレッドが改善されたが、冬季ではスプレッドが過大となった。原因として、側面境界値に含まれる誤差の要素間のバランスが、側面境界摂動の要素間のバランスと一致していないことが考えられる。第 3.3 節で述べたように、エネルギーノルムの評価には、重み係数を導入することで各要素間のバランスを考慮することができる。したがって、重み係数により、GSV の風速成分と気温成分を、側面境界値の誤差のバランスに近づくよう調整することが必要である。

また、第 3.4.2 項で述べた側面境界摂動の振幅調整の方法にも任意性があるとともに、TLM 積分により振幅が一定の割合で増加していることも過大なスプレッドの要因と考えられる。適切な振幅調整方法の検討と NLM 積分による側面境界摂動の作成も今後の課題である。

参考文献

原旅人, 2017: メソ数値予報システムの改良の概要. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 42–47.

原旅人, 倉橋永, 2017: メソ数値予報システムの特性の変化. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 48–55.

石田純一, 2016: はじめに. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 93–94.

片山桂一, 2019: プロダクトの送信時刻. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 143.

河野耕平, 氏家将志, 國井勝, 西本秀祐, 2019: メソアンサンブル予報システム. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 1–15.

菊池亮太, 松野賀宣, 本山昇, 又吉直樹, 工藤淳, 瀬之口敦, 2019: メソアンサンブル予報とフライトデータを用いた風況場ナウキャストの検討. 日本気象学会 2019 秋季大会講演予稿集, A157.

気象庁予報部, 2003: 気象庁非静力学モデル. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 194 pp.

気象庁予報部, 2008: 気象庁非静力学モデル II～現業利用の開始とその後の発展～. 数値予報課報告・別冊第 54 号, 気象庁予報部, 265 pp.

気象庁予報部, 2014: 次世代非静力学モデル asuca. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 151 pp.

小野耕介, 2010: メソ特異ベクトル法. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 93–104.

小野耕介, 2016: メソアンサンブル予報システムの開発状況. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 100–113.

Ono, K., 2017: Consistent Initial and Lateral Bound-

ary Perturbations in Mesoscale Ensemble Prediction System at JMA. *CAS/JSC WGNE, Res. Activ. Atmos. Oceanic. Modell.*, **41**, 5.16–5.17.

Saito, K., M. Hara, M. Kunii, H. Seko, and M. Yamaguchi, 2011: Comparison of initial perturbation methods for the mesoscale ensemble prediction system of the meteorological research institute for the WWRP Beijing 2008 Olympics research and development project (B08RDP). *Tellus*, **63A**, 445–467.

酒井亮太, 2009: 初期摂動作成手法. 数値予報課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 117–125.

高野清治, 2002: アンサンブル予報の利用技術. 気象研究ノート 201 号, 73–103.

山口春季, 2011: 週間アンサンブル予報における初期摂動作成手法の改良. 平成 23 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 20–24.

山口春季, 2017: 全球アンサンブル予報システムの導入. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 35–41.

Yamaguchi, M., R. Sakai, M. Kyoda, T. Komori, and T. Kadowaki, 2009: Typhoon Ensemble Prediction System developed at the Japan Meteorological Agency. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 2592–2604.

3.5 今後の展望¹

3.5.1 はじめに

2018年10月、気象庁は防災分野を始め社会における情報サービス基盤である数値予報の技術開発を強力かつ着実に推進していくため、「2030年に向けた数値予報技術開発重点計画」（以下、「重点計画」；気象庁2018）を策定した。ここで掲げられた4つの重点目標のうち「豪雨防災」と「台風防災」では、線状降水帯の発生・停滞、および台風や前線に伴う大雨などの予測精度を向上し、これら顕著現象の発生する可能性を高い確度で予測することで、早期の警戒と避難を可能にすることを目指している。近年、線状降水帯や台風などによる集中豪雨は毎年のように日本各地に甚大な災害をもたらす、社会・経済へ大きな影響を与えている。この現状を鑑みると、今後の防災情報の信頼性の向上、災害軽減を実現するためには、顕著現象の予測精度向上は喫緊の課題であると言える。

線状降水帯の発生・停滞などの予測精度の向上には、線状降水帯が発生する環境場を捉えた高精度な初期値と境界値、個々の積乱雲を表現する高解像度かつ精緻な雲解像モデルが必要となる。しかし、線状降水帯を構成する積乱雲に伴う対流運動（積雲対流）は、その初期値鋭敏性のために予測可能性が著しく低い（Zhang et al. 2003; Zhang et al. 2007; Hohenegger and Schär 2007b; Selz and Craig 2015; Sun and Zhang 2016 など）ことが指摘されており、特に Selz and Craig (2015) では、雲解像モデルを用いたシミュレーションにおいて、小さな振幅の音波でさえも10時間後に全く異なる結果をもたらすに十分であることが述べられている。雲解像モデルの初期値精度向上については、先端的データ同化システムの開発や観測データの高度利用など、精力的な研究が継続されている（Kawabata et al. 2007; Johnson et al. 2015; Yussouf et al. 2015; Miyoshi et al. 2016; Poterjoy et al. 2017; Degelia et al. 2019 など）ものの、対流発生場所やタイミング、持続時間を正確に予測することには依然として困難がある。

この状況は、台風や前線による大雨、強風、高潮、波浪などの予測についても同様である。海上の台風や前線の解析に必要な観測データは十分でなく初期値の不確実性が大きいことに加え、これらの現象が包含するメソスケール現象は、先述の通り潜在的な予測可能性が低い。特に台風予測においては、台風内部の積雲対流活動が予測可能性に及ぼす影響は大きく、理想的な環境下においても台風の軸対称構造の予測可能性を2日以下に制限するといった報告がある（Hakim 2013; Brown and Hakim 2013）。また Emanuel and Zhang (2016, 2017) は雲解像モデルを用いて、台風の強度予測に対する風速場および内部コア域の水蒸気場の初期

値鋭敏性を示している。

数値予報モデルの高解像度化、物理過程の高度化により、初期値鋭敏性を有するメソスケールの顕著現象、もしくは台風などが内包するメソスケールプロセスが表現可能になるにつれ、決定論的予測の精度向上に加えて領域アンサンブル予報システム（領域 EPS）による予測不確実性の評価が、災害軽減に向けた効率的なリスクマネジメントという点で有用となってくる。現象の時空間スケールを考慮すると、線状降水帯の発生・停滞の予測には雲解像モデルによる EPS が、台風や前線による大雨、強風、高潮、波浪などの予測に対してはメソスケールモデルによる EPS が、それぞれの目的に適用と考えられる。前者の雲解像 EPS については既に現業運用を行っている気象機関もあるが、気象庁においては初の試みとなるため、初期摂動の作成手法も含めて新規に開発を行う必要がある。後者については MEPS の拡張利用が妥当である。現状の運用形態では予報時間が39時間であり、台風や前線に伴う顕著現象予測には十分とは言えないため、将来的な MSM の予報時間延長に合わせた改良を実施することで、数日前からの広域避難に関する防災行動に資する情報提供が可能となる。

上述した背景を踏まえ、以降は「豪雨防災」および「台風防災」目標の達成に必要な課題のうちアンサンブル手法の高度化に焦点を当てつつ、概ね3~5年程度の短期課題、それ以上の期間を要すると想定される中長期課題に分けて今後の展望を述べる。ただし、重点目標の達成にはアンサンブル手法の高度化のみではなく、データ同化、数値予報モデルとの相乗的な精度向上が必要であることは言うまでもない。

3.5.2 短期課題

概ね3~5年程度の短期的な課題としては、現 MEPS の高度化が挙げられる。初期摂動作成手法の改良やモデルアンサンブル手法の導入により、これまでより確度の高い情報提供を目指して開発に取り組んでいく必要がある。

(1) 初期摂動の改良

初期摂動の改良としてはまず、現 MEPS に見られるメソ SV の局在化・偏在化の問題に対処する必要がある。小野 (2010) で指摘されているように、特に水平格子間隔 40 km のメソ SV は、ターゲット領域内のあるひとつの擾乱に対して感度をもつ傾向がある。そのため、例えば北日本に発達した低気圧がある場合でも、日本の南海上において対流不安定に伴う誤差成長のみを捉えてしまい²、日本付近の顕著現象の予測不確実性を適切に表現できなくなってしまうことがある。これは評価時間におけるターゲット領域を、比較的広い領

¹ 園井 勝

² 高解像度モデルでは対流不安定に伴う誤差成長が非常に大きいため、大きい特異値をもつ SV から優先的に算出する現在の手法では、対流不安定に対応した SV が求まりやすい。

域に固定(表 3.3.2)していることに起因している。日本における顕著現象は、南西海上からの水蒸気流入や南方からの台風の北上などの影響が大きく、想定すべき現象が多岐に渡るため、静的なターゲット領域は広めに設定せざるを得ない。しかし、例えば前の初期時刻の MEPS の結果からアンサンブルスプレッドの大きい領域(不確実性の大きい領域)内で誤差を評価する、または、特に夏季において日本から遠く成層安定度が高い領域をターゲット域から除くといった動的なターゲット領域設定手法を導入することで、より効果的な SV の利用が可能になると思われる。

また摂動の偏在化を解消する別のアプローチとして、SV 算出時に複数のターゲット領域を同時に指定する手法(Ono 2020)が開発されている。通常の SV 法では、ターゲット領域への射影演算子を含む行列に対して固有値問題を解くことになるため、ターゲット領域を変更した場合はそれに対応した SV 計算(摂動予報モデルと随伴モデルによる時間積分の繰り返し演算を含む)を別途行う必要があり、多大な追加計算コストを要することになる。しかし Ono (2020) では、Lanczos 法における部分空間拡張の際の摂動の正規直交化と 3 重対角行列の固有値解法のみ個別に行い、摂動予報モデルと随伴モデルによる時間積分を共通化することで、複数のターゲット領域に対応した SV をはるかに効率的に算出できる。個々のターゲット領域の処理に必要な計算コストは時間積分の繰り返し演算に比べると無視できる程度のもので、トータルの計算コストは従来とほぼ変わらない。この手法により、例えば計算領域の南北で分割した 2 つのターゲット領域を用いることで、1 つの SV で南海上の対流不安定に伴う予測不確実性と、北日本の低気圧に伴う予測不確実性を同時に捕捉する摂動が得られる可能性がある。

さらに初期摂動作成手法の改良として、asuca に基づく SV 法(asuca-SV)の導入が挙げられる。現在の MEPS で用いられているメソ SV の計算は、JMA-NHM に基づく摂動予報モデルと随伴モデルを用いている。MEPS の各アンサンブルメンバーで用いられる予報モデルは asuca であり、また MSM (MEPS のコントロールラン)の初期値を与えるメソ解析も、2020 年 3 月に asuca を基にした 4 次元変分法(asuca-4DVar)に更新される予定である。これ以降は、初期値作成を含め予報と SV 計算がそれぞれ完全に別のモデルで行われることとなり、現状のメソ SV が MEPS にとっての最適な成長モードではなくなる可能性がある。この状況を踏まえ数値予報課では現在、asuca 変分法同化システムで利用される摂動予報モデル、随伴モデル³を用いた asuca-SV の開発を行っている。現状では、基本的な実装方法は従来のものに揃えているため算出される SV の

³ asuca 変分法同化システムの開発については(幾田 2014)、asuca の摂動予報モデル、随伴モデルの開発については(小野 2014)に詳しい。

特性は類似するが、Lanczos 法を並列化したことによりロードインバランス⁴が若干改善した。また、摂動予報モデルおよび随伴モデルが 2 次元分割に対応したことに加え計算安定性が向上したことから、計算時間が大幅に短縮され、また比較的長い評価時間でも正常に SV が算出できることを確認している。今後は、MEPS の初期摂動としての asuca-SV の特性を評価しつつ、摂動の偏在化の問題に対処するため先述した新規開発項目の導入を目指すと共に、現業予報作業における MEPS へのニーズを探りながら、評価時間やターゲット域の設定等も含めた最適化を継続する必要がある。

(2) モデルアンサンブル手法の導入

MEPS において、MSM の有する時間発展の不完全性に起因する予測不確実性を考慮することも優先課題として挙げられる。MEPS で捕捉すべき MSM の不確実性は本来、初期値、境界値のほか、数値予報モデルの不確実性にも帰せられる。MEPS では初期摂動、側面境界摂動のみで MSM の不確実性を表現するシステムとなっているため、本質的にアンサンブルスプレッドは過小評価傾向⁵であり、予測誤差程度のアンサンブルスプレッドを確保するために、しばしば過大な初期・側面境界摂動が用いられることがある。また、全アンサンブルメンバーが MSM と同じ系統誤差をもつため、MEPS で MSM の系統誤差が軽減されることは見込めない。実際、MSM の地表面付近の薄い冷氣層に関連して形成される温度傾度帯に関する系統誤差や、低気圧を過発達させる系統誤差が、MEPS では低減されないことが報告されている(河野ほか 2019)。このようなアンサンブルスプレッドの過小評価傾向の改善、および数値予報モデルの系統誤差の軽減には、初期値、側面境界値に加え、数値予報モデルの不確実性も表現した EPS を構築することが有効であると考えられる。

EPS で数値予報モデルの不確実性を考慮する手法として、モデルアンサンブル手法がある。これには、アンサンブルメンバー間で異なる数値予報モデルを用いるマルチモデル法(Hagedorn et al. 2005; Candille 2009)、物理過程における定数やパラメータを変更するマルチパラメータ法(Hacker et al. 2011a)、特定の物理過程において異なるパラメタリゼーションを用いるマルチパラメタリゼーション法(Hacker et al. 2011b; Berner et al. 2011)がある。この他、確率的に物理過程の不確実性を扱う手法として、SPPT 法(Stochastically Perturbed Parametrization Tendencies scheme; Buizza et al. 1999; Palmer et al. 2009)、SPP 法(Stochastically Perturbed Parametrizations scheme; Ollinaho et al. 2017)、SKEB 法(Stochastic Kinetic Energy

⁴ 並列化した各プロセスに割り当てられた処理量が均等でなく、実行時間にばらつきが生じる状況のこと。

⁵ Nutter et al. (2004) は領域 EPS において、初期摂動に加え側面境界摂動を導入しても、アンサンブルスプレッドの過小評価傾向は解消しないことを示している。

Backscatter scheme; Shutts 2005; Berner et al. 2009)、RP 法 (Random Parameter scheme; Bowler et al. 2008) がある。複数のモデルの開発・運用に多大なコストのかかるマルチモデル法以外は、主要な数値予報センターで現業運用実績がある。それぞれの手法については上に挙げた先行研究、および経田 (2006)、米原 (2009)、山口 (2013) に詳しいので、適宜参照されたい。

MEPS では本運用前の開発段階において、RP 法および SPPT 法による基礎調査を行っている (Ono 2012; 小野 2016)。RP 法では、確率変数を用いて JMA-NHM⁶ の Kain-Fritsch スキームのトリガー関数に関するパラメータを変化させることで、降水域でアンサンブルスプレッドが増加することを確認したが、そのインパクトは限定的であった。一方 SPPT 法は、境界層、放射、雲物理、積雲対流の各過程の時間変化率に摂動を与える形で実装された。総じてアンサンブル平均や降水検証に正のインパクトが見られたものの、気温のみ負バイアスが生じ、アンサンブル平均も悪化した。以上の経緯より、MEPS への導入は現在のところ見送られている。

しかし、領域 EPS へのモデルアンサンブル手法の有効性が多数の先行研究で示されていることに加え、現 MEPS で MSM の不確実性を初期値と側面境界値の摂動で表現することによって生じ得る過剰な摂動がアンサンブル予報の安定性に支障を及ぼす可能性があることを考慮すると、MEPS へのモデルアンサンブル手法の導入は妥当なアプローチと言える。MEPS へのモデルアンサンブル手法の導入は、まずは全球 EPS、および諸外国の領域 EPS で利用実績のある SPPT 法の導入を再検討することから始めるのが良いだろう。SPPT 法は導入が比較的簡便であり、確率予測精度の改善に効果的 (Leutbecher et al. 2017; Palmer 2018) といった利点もある。ただし、考慮する物理過程によっては系統誤差が付加される場合もある⁷ため、SPPT 法の導入で系統誤差の軽減が見られても、数値予報モデルが有する元々の系統誤差と打ち消し合った結果である可能性がある (Bouttier et al. 2012; McCabe et al. 2016) ことに注意が必要である。その後、NCEP の SREF のように複数のモデルアンサンブル手法を組み合わせる選択もある。実際、Berner et al. (2015) はいくつかのモデルアンサンブル手法の精度比較を行い、単一の手法よりも複数の手法を組み合わせることで、確率予報の精度がより向上することを示している。これは、数値予報モデルの不確実性は、単一の手法で表現できるほど単純なものではないことを示唆している。

⁶ 本調査の実施時、MEPS の予報モデルは JMA-NHM であった。

⁷ 先述した通り、小野 (2016) では SPPT 法の導入により気温の負バイアスが発現したことを報告している。

3.5.3 中長期課題

より長期的な課題としては、MEPS の予報時間延長を含む高度化、および局地モデル (LFM) に基づく局地アンサンブル予報システム (LEPS) の開発が挙げられる。MEPS の改良と LEPS の新規開発により、台風や前線、線状降水帯の発生・停滞に伴う集中豪雨の可能性を、高い確度でシームレスに予測することを目標とした開発に取り組む必要がある。

(1) メソアンサンブル予報システムの予報時間の延長

台風や前線に伴う大雨による大規模風水害や高潮災害の防災・減災には、数日前からの広域避難に関する防災活動の実施が望まれる。しかし現在の MEPS の予報時間は 39 時間であるため、利用できる情報には限りがある。数日前からの広域避難情報の提供を可能にするには MEPS の予報時間の延長が必要となるが、単純なシステムの変更のみで実現できるとは言い難い。一般的に、予報時間の延長に伴って増幅する予測誤差を捕捉するため、より多くのアンサンブルメンバーが必要となることが想定される。また、特に台風予測に対して影響が大きい、海面水温 (SST) などの下部境界の不確実性についても考慮する必要性が生じる。さらに、側面境界摂動についても、現 MEPS における作成手法では延長できる予報時間に限界がある。以下、MEPS の予報時間延長のために必要と想定される改良項目について考察する。

まず、予報時間延長時のアンサンブルメンバー増強の必要性について述べる。EPS におけるアンサンブルメンバー数は、実行時に必要とされる計算資源量に直結するため、数値予報モデルの水平格子間隔と合わせて慎重に検討すべき項目である。一般に EPS は、多くのアンサンブルメンバー数を有することで確率予測の精度が向上するが、メンバー数の増加に伴いそれに見合うゲインは逡減し、やがては飽和点⁸に達する。飽和点付近のメンバー数を採用することが計算コストの観点から効率的な EPS といえるが、この飽和点は予報時間や数値予報モデルの水平格子間隔に依存する。Clark et al. (2011) の調査では、水平格子間隔 4 km、予報時間 30 時間の領域 EPS による確率降水予測において、飽和点に達するメンバー数は 10 であった⁹が、予報時間を延長、または水平分解能を増強した場合は、飽和点に達するにはより多くのメンバー数を要することを示した。これは、予報時間が長くなるほど、また高分解能になるにつれ予測誤差の確率密度関数 (PDF) の広がりが大きくなるため、これを捕捉するためにより多くのメンバー数が必要となることを示唆している。ま

⁸ Clark et al. (2011) などでは “diminishing returns” と呼ばれている。

⁹ 飽和点に達するメンバー数は EPS の仕様や対象とする気象現象に強く依存する。MEPS では 11 メンバーから 21 メンバーに増強したことで、降水確率予測が明瞭に改善した (第 3.4.4 項)。

たこの結果は、対象とする現象の予測不確実性が大きくなるほど、より多くのメンバーによる EPS が有効になることを述べた Richardson (2001) に整合する。したがって、MEPS における予報時間の延長の際には、メンバー数の増強のインパクトについて調査を行い、予報時間に応じた適切な PDF の表現を目指す必要がある。

また MEPS の予報時間の延長に伴い、下部境界値の不確実性の考慮についても検討すべき課題となる。現在の MEPS では下部境界値は全メンバーで同一となっているため、特に下層の気温場でアンサンブルスプレッドの過小評価傾向が顕著となる (河野ほか 2019)。Saito et al. (2010) では、地上気温のアンサンブルスプレッドの過小評価傾向を改善するため、統計的関係を用いて大気最下層気温の摂動に応じた摂動を土壌温度にも与えた。期待通りスプレッドの増加は確認できたものの、初期摂動の構造上、大気最下層気温の摂動が小さかったため、その効果は限定的であった。一方で陸上における地上要素の確率予測の改善には、モデルアンサンブル手法が有効との報告がある (Lavaysse et al. 2013; Bouttier et al. 2016)。Lavaysse et al. (2013) の実験では、地上要素パラメータ (植生比率や葉面積指数、地表面アルベドなど) と土壌水分や SST などの下部境界条件に摂動を付加することで、地上物理量のアンサンブルスプレッドの過小評価が大幅に改善した。個別のインパクトとしては、地上の気温や風の予測には土壌水分と地表面アルベドの影響が大きく、また SST は地上要素に加えて降水予測にもインパクトを与えることが示されている。SST は海面における顕熱・潜熱フラックスを通じて台風予測にも大きな影響を与えるため、SST の不確実性の考慮は海上における下層物理量のアンサンブルスプレッドの過小評価の改善 (Kunii and Miyoshi 2012) にも寄与し、台風予測誤差の適切な評価に繋がるのが期待される。このように下部境界値の不確実性は、MSM が有する不確実性の要因のひとつであり、予報時間延長に伴いその影響はより顕在化するものと思われる。以上の背景から、MEPS の予報時間延長に伴う下部境界摂動の不確実性の考慮に関しては、モデルアンサンブル手法により地上要素の予測誤差表現の適正化を図り、また SST の不確実性については全球 EPS に導入されている手法 (太田・堀田 2016) 等を参考に開発を進めることにしたい。

さらに、側面境界摂動の予報時間延長への対応も必要となる。MEPS では初期摂動と境界摂動の一貫性を保持するため、GSV を初期摂動に、またこれを線形成長させたものを側面境界摂動に利用している。そのため、GSV は初期摂動と側面境界摂動の双方の要求を満たす必要があり、この両立は予報時間を延長するにつれ困難となることが想定される。初期摂動として GSV に期待することは、摂動の局在化の解消である。メソ SV は局在化傾向を有するため、単独で初期値の不確実

性を表現するには不十分であることは第 3.3.2 項で述べた。このため、GSV を初期摂動に加えることで総観スケールの不確実性も合わせて表現し、局在化を解消している。側面境界摂動としては、側面境界値を与える GSM の不確実性を表現することが求められる。これは MEPS の予報時間内を対象とすれば十分であり、現状では GSV の評価時刻は MEPS の予報終了時刻に合わせてある。この状況で予報時間を延長した場合、現在の 39 時間の予報時間に最適化された側面境界摂動は、それ以降で成長する保証はなく、また予報領域外へ流出してしまうことで、予報後半のアンサンブルスプレッドの過小評価を招く恐れがある。一方で、GSV の評価時間も合わせて延長すると、初期時刻における GSV がターゲット領域である日本周辺域からさらに風上側 (多くの場合は日本の西方) に分布するようになり、MSM 領域内での初期摂動としての有用性を失う。この状況を改善するには、メソ SV が水平格子間隔、評価時間の異なる摂動を算出していることに倣い、初期摂動もしくは側面境界摂動としての利用に適した複数の GSV を用いることが挙げられる。しかしこれは、システム構成が複雑になることに加え、以降の MEPS の仕様変更の度に見直しを迫られる可能性が高く、有意義とは言い難い。他の手法としては、全球モデルによる EPS からのダウンスケールがある。これは領域 EPS を運用する現業数値センターでの利用実績があることに加え、独自に摂動を算出する必要がなく実装が容易であるといったメリットがある。また、全球 EPS の初期摂動には LETKF による解析アンサンブル摂動も併用されているため、初期時刻において MSM 領域内で摂動が算出されることが保証される。ただし全球 EPS の摂動成分は、MEPS が対象とする領域・予報時間の範囲内で成長する保証はないことに加え、領域 EPS は側面境界摂動の影響を受けやすい (Weidle et al. 2016) ため、全球 EPS のアップデートにより MEPS の特性が大きく変化する可能性があることに留意する必要がある。今後は上記の 2 つの手法、またそれ以外の選択肢も含めて、MEPS の予報時間延長に向けた最適な初期摂動・側面境界摂動の構成について検討を進める必要がある。

(2) 局地アンサンブル予報システムの構築

線状降水帯の発生、停滞の予測には LFM の高度化が重要であり、またその不確実性を考慮するには LEPS の構築が不可欠となる。ただし、先に述べたように対流スケールの顕著現象の予測可能性は低く、それを対象とする雲解像 EPS においては、特に初期摂動作成手法において従来と同じアプローチが通用する保証はない。Hohenegger and Schär (2007a) は、水平格子間隔 2.2 km の領域モデルでは、初期摂動の時間発展が線形と見なせる時間スケールが 1.5 時間程度となることを示した。これは、初期摂動作成に SV 法を用いた

場合、実用上必要な評価時間の設定下では、非線形モデルで成長するモードを適切に捕捉できない可能性があることを示唆している。このような背景から、雲解像 EPS は数値予報モデルの力学的拘束に基づく SV 法や Breeding 法にとって未知の領域 (Hohenegger et al. 2008) であり、実際に応用例も多くはない。現在、雲解像 EPS で多く利用されている初期摂動作成手法としては、低解像度の親 EPS からのダウンスケールが挙げられる。実装が簡便であり独自に摂動を計算する必要がないというメリットがある一方で、初期時刻においては領域 EPS の分解能に比べ大きいスケールの摂動のみしか考慮されないため、モデルの分解能に応じた現実的な摂動となるまで数時間のスピニングアップ期間を要してしまう。初期摂動の影響が支配的な短時間予報にとっては、モデルの分解能に応じた初期摂動作成手法を用いる方が望ましく、LEPS に適した初期摂動作成手法について検討する必要がある。

雲解像 EPS での初期摂動作成は未だ研究段階であり、ダウンスケール手法の他にはデータ同化アンサンブル (EDA; Buizza et al. 2008; Isaksen et al. 2010) などが試行されている。EDA は、観測データの誤差や数値予報モデルの不確実性といったデータ同化システムに内在する不確実性を考慮し、複数のデータ同化を実行することで、解析誤差を反映したアンサンブル摂動を生成する手法である¹⁰。各アンサンブルにおいて、観測データには誤差統計に基づいたランダム誤差が付加され、また数値予報モデルの不確実性を考慮するために SKEB 法などが用いられる。EDA によって得られるアンサンブル摂動は解析誤差を反映したものであるため、初期摂動として用いることで予測誤差の正確な見積もりが期待できる。また、EDA をアンサンブル予報と同じ分解能で行った場合、アンサンブル摂動は数値予報モデルで解像できる全てのスケールの不確実性を含んでおり、先述したスピニングアップの問題を回避することが可能となる (Raynaud and Bouttier 2016)。さらに EDA は、SV 法や Breeding 法のように成長率の異なる摂動成分を解析値に加減するのではなく、データ同化システムの不確実性を考慮した複数の解析値を作成するため、従来手法に比べて全てのメンバーの蓋然性が等しく、またメンバー間の多様性が増すことが期待される。これらは EPS における真の予測不確実性の表現に寄与するものであり、また応用面においてはシナリオ予測への適性を示すものである。EDA によるアンサンブル摂動は SV に比べ、局在化傾向は緩和され水平分布が広がる一方でスケール自体は小さくなること、また摂動の成長率が小さく予測誤差が過小評価されることでアンサンブル予報としての性能は低下する (ただし、EDA と SV 法を併用することで性能

¹⁰ ここで述べられる EDA の特性は雲解像 EPS に限ったものではなく、全球 EPS も含む一般的な EPS によって得られた知見によるものである。

は改善に転じる) ことが報告されており (Buizza et al. 2008)、EPS の初期摂動として EDA の単独利用は難しいことが示唆される。最近の研究では、Keresturi et al. (2019) が、雲解像 EPS の初期摂動を、3 次元変分法を基にした EDA による摂動と低解像度 EPS による総観スケールの摂動をブレンドすることにより作成する手法を開発し、その有用性を示している。今後の研究開発の進展にも依るが、EDA は将来的な雲解像 EPS の有力な初期摂動作成手法のひとつと言えるだろう。

数値予報課では現在、LEPS の仕様のうち水平格子間隔とアンサンブルメンバー数についての検討を開始した¹¹。これは利用可能な計算機資源を基に、LEPS の目的、および予報作業への影響を勘案しつつ決定されるべきものであり、主に

- 決定論的予測と同じ仕様でアンサンブル予報を実行することで、それに対する適切な信頼度、不確実性等の情報提供を優先する構成 (高解像度少数メンバー)。
- 決定論的予測と予測特性に大きな差異が生じない程度の低分解能モデルを利用することで多数メンバーを確保し、確率情報・信頼度情報の高質化を優先する構成 (低解像度多数メンバー)。

の選択となる。現状では多数メンバー構成による予測誤差の適切な捕捉の方が有用だと想定されることから、後者の選択肢が有力となっているものの、利用可能な計算機資源が確定し仕様が具体化した際には、Clark et al. (2011) の議論も踏まえ検討する必要がある。雲解像 EPS における数値予報モデルの水平格子間隔とアンサンブルメンバー数については、UKMO の MOGREPS-UK でも検討された経緯がある。MOGREPS-UK は運用開始時、水平格子間隔 2.2 km、12 メンバー構成であったが、運用開始前には英国域の決定論的領域モデルの水平格子間隔と同じ 1.5 km で運用することも検討されていた。しかし、この設定では同じ計算機資源で 3 ないし 4 メンバーしか確保できず、予測不確実性を捕捉するには不十分であるという結論に至っている (Hagelin et al. 2017)。UKMO の選択は、LEPS の仕様決定に際し後者を支持するものになるだろう。

最後に、重点計画で目標とされている線状降水帯を対象とした雲解像 EPS の開発に関し、現時点における到達点として Barrett et al. (2016) による研究内容を紹介しておく。ここでは、水平格子間隔 2.2 km、12 メンバーで構成される雲解像 EPS (MOGREPS-UK¹²) を、地形を強制力とする 4 つの線状降水帯事例に適用し、予測可能性について調査を行った。結果として、

- いずれの事例でも、線状降水帯の構造、発生場所、降水の強度および持続時間の全てを再現すること

¹¹ 初期摂動や側面境界摂動、モデルアンサンブル手法に関する仕様は未定である。

¹² ここでは、水平格子間隔 18 km の領域 EPS (MOGREPS-R) にネストして実行されている。

はできなかった。

- 実況に近い降水量を再現することができても、バンド状の構造は再現されず、複数の孤立した対流セルによる降水によるものであった。
- 降水予測精度は、上流域の環境場の再現性に大きく依存し、特に地上要素との相関が大きかった。
- 各々のケースにおいて、EPS の特性の初期時刻依存性は小さかったため、LAF 法によるメンバー数の増強が確率予測の精度向上に有効であった。
- アンサンブルメンバー間で降水の場所やタイミングが異なる場合、アンサンブル平均は各々のメンバーの予測特性を失うことになるので、このような状況下での情報発出には、降水の構造や強度の情報を含む何らかの指標が必要である。

こと等が示されている。この結果から今後の LEPS の開発においては、まず線状降水帯の発生と停滞を的確に表現するために、LFM の高解像度化、物理過程の精緻化による積乱雲の構造の表現向上が必要となるだろう。同時にデータ同化手法においても線状降水帯が発生する環境場を再現できるよう、観測ビッグデータの利用も含めたシステムの高度化を図る必要がある。また、EPS の高度化においては、初期値、境界値、数値予報モデルの不確実性を適切に表現できるシステムの開発と共に、顕著現象予測に対する情報発出の在り方についても検討を進めなければならない。

重点計画にもある通り、数値予報は気象・気候予測の根幹であり、安全・安心で豊かな生活に不可欠な社会基盤である。アンサンブル予報は、数値予報モデルが内包する誤差情報を定量的に評価することにより、豪雨や台風といった顕著事例における意思決定プロセスに貢献するポテンシャルがある。このポテンシャルを十分に活かし、「安全、強靱で活力ある社会」という社会の将来像が実現できるよう、数値予報モデルやデータ同化手法の高度化と共に前述した開発課題に取り組む必要がある。

参考文献

- Barrett, A. I., S. L. Gray, D. J. Kirshbaum, N. M. Roberts, D. M. Schultz, and J. G. Fairman, 2016: The utility of convection-permitting ensembles for the prediction of stationary convective bands. *Mon. Wea. Rev.*, **144**, 1093–1114.
- Berner, J., K. R. Fossell, S.-Y. Ha, J. P. Hacker, and C. Snyder, 2015: Increasing the skill of probabilistic forecasts: Understanding performance improvements from model-error representations. *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 1295–1320.
- Berner, J., S.-Y. Ha, J. P. Hacker, A. Fournier, and C. Snyder, 2011: Model uncertainty in a mesoscale ensemble prediction system: Stochastic versus multiphysics representations. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1972–1995.
- Berner, J., G. J. Shutts, M. Leutbecher, and T. N. Palmer, 2009: A spectral stochastic kinetic energy backscatter scheme and its impact on flow-dependent predictability in the ECMWF ensemble prediction system. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 603–626.
- Bouttier, F., L. Raynaud, O. Nuissier, and B. Ménétrier, 2016: Sensitivity of the AROME ensemble to initial and surface perturbations during HyMeX. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 390–403.
- Bouttier, F., B. Vié, O. Nuissier, and L. Raynaud, 2012: Impact of stochastic physics in a convection-permitting ensemble. *Mon. Wea. Rev.*, **140**, 3706–3721.
- Bowler, N. E., A. Arribas, K. R. Mylne, K. B. Robertson, and S. E. Beare, 2008: The MOGREPS short-range ensemble prediction system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 703–722.
- Brown, B. R. and G. J. Hakim, 2013: Variability and predictability of a three-dimensional hurricane in statistical equilibrium. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 1806–1820.
- Buizza, R., M. Leutbecher, and L. Isaksen, 2008: Potential use of an ensemble of analyses in the ECMWF Ensemble Prediction System. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 2051–2066.
- Buizza, R., M. Milleer, and T. N. Palmer, 1999: Stochastic representation of model uncertainties in the ECMWF ensemble prediction system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **125**, 2887–2908.
- Candille, G., 2009: The multi-ensemble approach: The NAEFS example. *Mon. Wea. Rev.*, **137**, 1655–1665.
- Clark, A. J., J. S. Kain, D. J. Stensrud, M. Xue, F. Kong, M. C. Coniglio, K. W. Thomas, Y. Wang, K. Brewster, J. Gao, X. Wang, S. J. Weiss, and J. Du, 2011: Probabilistic precipitation forecast skill as a function of ensemble size and spatial scale in a convection-allowing ensemble. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1410–1418.
- Degelia, S.K., X. Wang, and D.J. Stensrud, 2019: An Evaluation of the Impact of Assimilating AERI Retrievals, Kinematic Profilers, Rawinsondes, and Surface Observations on a Forecast of a Nocturnal Convection Initiation Event during the PECAN Field Campaign. *Mon. Wea. Rev.*, **147**, 2739–2764.
- Emanuel, K. A. and F. Zhang, 2016: On the predictability and error sources of tropical cyclone intensity forecasts. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 3739–3747.

- Emanuel, K. A. and F. Zhang, 2017: The role of inner-core moisture in tropical cyclone predictability and practical forecast skill. *J. Atmos. Sci.*, **74**, 2315–2324.
- Hacker, J. P., C. Snyder, S.-Y. Ha, and M. Pocerlich, 2011a: Linear and non-linear response to parameter variations in a mesoscale model. *Tellus*, **63A**, 429–444.
- Hacker, J. P., S.-Y. Ha, C. Snyder, J. Berner, F. A. Eckel, E. Kuchera, M. Pocerlich, S. Rugg, J. Schramm, and X. Wang, 2011b: The U.S. Air Force Weather Agency’s mesoscale ensemble: Scientific description and performance results. *Tellus*, **63A**, 625–641.
- Hagedorn, R., F. J. Doblas-Reyes, and T. N. Palmer, 2005: The rationale behind the success of multi-model ensembles in seasonal forecasting. Part I: Basic concept. *Tellus*, **57A**, 219–233.
- Hagelin, S., J. Son, R. Swinbank, A. McCabe, N. Roberts, and W. Tennant, 2017: The Met Office convective-scale ensemble, MOGREPS-UK. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **143**, 2846–2861.
- Hakim, G. J., 2013: The variability and predictability of axisymmetric hurricanes in statistical equilibrium. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 993–1005.
- Hohenegger, C. and C. Schär, 2007a: Atmospheric predictability at synoptic versus cloud-resolving scales. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **88**, 1783–1793.
- Hohenegger, C. and C. Schär, 2007b: Predictability and error growth dynamics in cloud-resolving models. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 4467–4478.
- Hohenegger, C., A. Walser, W. Langhans, and C. Schär, 2008: Cloud-resolving ensemble simulations of the August 2005 Alpine flood. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **134**, 889–904.
- 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.
- Isaksen, L., J. Haseler, R. Buizza, and M. Leutbecher, 2010: The new ensemble of data assimilations. *ECMWF Newsletter*, **123**, 17–21.
- Johnson, A., X. Wang, J. R. Carley, L. J. Wicker, and C. Karstens, 2015: A comparison of multiscale GSI-based EnKF and 3DVar data assimilation using radar and conventional observations for midlatitude convective-scale precipitation forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 3087–3108.
- Kawabata, T., H. Seko, K. Saito, T. Kuroda, K. Tamiya, T. Tsuyuki, Y. Honda, and Y. Wakazuki, 2007: An Assimilation and Forecasting Experiment of the Nerima Heavy Rainfall with a Cloud-Resolving Nonhydrostatic 4-Dimensional Variational Data Assimilation System. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 255–276.
- 河野耕平, 氏家将志, 國井勝, 西本秀祐, 2019: MEPS の利用と留意点. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 4–14.
- Keresturi, E., Y. Wang, F. Meier, F. Weidle, C. Wittmann, and A. Atencia, 2019: Improving initial condition perturbations in a convection-permitting ensemble prediction system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **145**, 993–1012.
- 気象庁, 2018: 2030 年に向けた数値予報技術開発重点計画. 52 pp.
- Kunii, M. and T. Miyoshi, 2012: Including uncertainties of sea surface temperature in an ensemble Kalman filter. *Wea. Forecasting*, **27**, 1586–1597.
- 経田正幸, 2006: モデルアンサンブル予報. 数値予報課報告・別冊第 52 号, 気象庁予報部, 7–8.
- Lavaysse, C., M. Carrera, S. Bélair, N. Gagnon, R. Frénette, M. Charron, and M. K. Yau, 2013: Impact of surface parameter uncertainties within the Canadian Regional Ensemble Prediction System. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 1506–1526.
- Leutbecher, M., S.-J. Lock, P. Ollinaho, S.T.K. Lang, G. Balsamo, P. Bechtold, M. Bonavita, H.M. Christensen, M. Diamantakis, E. Dutra, S. English, M. Fisher, R.M. Forbes, J. Goddard, T. Haiden, R.J. Hogan, S. Juricke, H. Lawrence, D. MacLeod, L. Magnusson, S. Malardel, S. Massart, I. Sandu, P.K. Smolarkiewicz, A. Subramanian, F. Vitart, N. Wedi, and A. Weisheimer, 2017: Stochastic representations of model uncertainties at ECMWF: state of the art and future vision. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **143**, 2315–2339.
- MCCabe, A., R. Swinbank, W. Tennant, and A. Lock, 2016: Representing model uncertainty in the Met Office convection permitting ensemble prediction system and its impact on fog forecasting. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 2897–2910.
- Miyoshi, T., M. Kunii, J. Ruiz, G.-Y. Lien, S. Satoh, T. Ushio, K. Bessho, H. Seko, H. Tomita, and Y. Ishikawa, 2016: “Big Data Assimilation” revolutionizing severe weather prediction. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **97**, 1347–1354.
- Nutter, P., D. Stensrud, and M. Xue, 2004: Effects of coarsely resolved and temporally interpolated lateral boundary conditions on the dispersion of limited-area ensemble forecasts. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 2358–2377.
- Ollinaho, P., S.-J. Lock, M. Leutbecher, P. Bechtold,

- A. Beljaars, A. Bozzo, R.M. Forbes, T. Haiden, R.J. Hogan, and I. Sandu, 2017: Towards process-level representation of model uncertainties: Stochastically perturbed parametrisations in the ECMWF ensemble. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **143**, 408–422.
- 小野耕介, 2010: メソ特異ベクトル法. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 93–104.
- 小野耕介, 2014: 接線系・随伴モデルの実装. 数値予報課報告・別冊第 60 号, 気象庁予報部, 98–103.
- 小野耕介, 2016: メソアンサンブル予報システムの開発状況. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 100–113.
- Ono, K., 2012: Preliminary results of mesoscale ensemble prediction system with stochastic parameterization. *CAS/JSC WGN Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **42**, 5.11–5.12.
- Ono, K., 2020: Extension of the Lanczos algorithm for simultaneous computation of multiple targeted singular vector sets. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **146**, 454–467.
- 太田洋一郎, 堀田大介, 2016: 海面水温摂動の開発. 数値予報課報告・別冊第 62 号, 気象庁予報部, 77–84.
- Palmer, T.N., 2018: The ECMWF ensemble prediction system: looking back (more than) 25years and projecting forward 25 years. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **145**, 12–24.
- Palmer, T. N., R. Buizza, F. Doblas-Reyes, T. Jung, M. Leutbecher, G. J. Shutts, M. Steinheimer, and A. Weisheimer, 2009: Stochastic parametrization and model uncertainty. *ECMWF Tech. Memo*, **598**, 42 pp.
- Poterjoy, J., R. A. Sobash, and J. L. Anderson, 2017: Convective-scale data assimilation for the Weather Research and Forecasting Model using the local particle filter. *Mon. Wea. Rev.*, **145**, 1897–1918.
- Raynaud, L. and F. Bouttier, 2016: Comparison of initial perturbation methods for ensemble prediction at convective scale. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 854–866.
- Richardson, D. S., 2001: Measures of skill and value of ensemble prediction systems, their interrelationship and the effect of ensemble size. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 2473–2489.
- Saito, K., M. Kunii, M. Hara, H. Seko, T. Hara, M. Yamaguchi, T. Miyoshi, and W.-K. Wong, 2010: WWRP Beijing Olympics 2008 Forecast Demonstration / Research and Development Project (B08FDP/RDP). *Tech. Rep. MRI*, 214 pp.
- Selz, T. and G. C. Craig, 2015: Upscale error growth in a high-resolution simulation of a summertime weather event over Europe. *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 813–827.
- Shutts, G. J., 2005: A kinetic energy backscatter algorithm for use in ensemble prediction systems. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 3079–3102.
- Sun, Y. Q. and F. Zhang, 2016: Intrinsic versus practical limits of atmospheric predictability and the significance of the butterfly effect. *J. Atmos. Sci.*, **73**, 1419–1438.
- Weidle, F., Y. Wang, and G. Smet, 2016: On the impact of the choice of global ensemble in forcing a regional ensemble system. *Wea. Forecasting*, **31**, 515–530.
- 山口春季, 2013: アンサンブル予報における確率的物理過程強制法. 数値予報課報告・別冊第 59 号, 気象庁予報部, 188–191.
- 米原仁, 2009: モデルアンサンブル. 数値予報課報告・別冊第 55 号, 気象庁予報部, 126–137.
- Yussouf, N., D. C. Dowell, L. J. Wicker, K. H. Knopfmeier, and D. M. Wheatley, 2015: Storm-scale data assimilation and ensemble forecasts for the 27 April 2011 severe weather outbreak in Alabama. *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 3044–3066.
- Zhang, F., N. Bei, R. Rotunno, C. Snyder, and C. C. Epifanio, 2007: Mesoscale predictability of Moist Baroclinic Waves: Convection-permitting experiments and multistage error growth dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3579–3594.
- Zhang, F., C. Snyder, and R. Rotunno, 2003: Effects of moist convection on mesoscale predictability. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1173–1185.

第4章 メソ解析での各種観測データの利用

4.1 地上 GNSS データ¹

4.1.1 はじめに

GNSS (Global Navigation Satellite System) は人工衛星を利用した測位システムであり、地上に設置した受信機と4つ以上のGNSS衛星との距離を同時に知ることにより現在位置を決定する。受信機とGNSS衛星の距離は衛星から発した電波が届くまでの時間によって測定されるが、大気中での電波の伝達速度は真空中に比べて遅くなる。この遅延は乾燥大気と湿潤大気(水蒸気)によってもたらされる²。乾燥大気からの遅延量(静水圧遅延量)は地上気圧と比例関係があり、大気遅延量から静水圧遅延量を引くことで湿潤大気による遅延量(湿潤遅延量)を算出しGNSS衛星から地上受信機までの水蒸気に関する情報を得る。通常は複数のGNSS衛星を用いて天頂方向へ投影した天頂大気遅延量を算出することから、地上GNSSからのデータは受信機上空の水蒸気の状態を反映している。

気象庁では国土地理院の整備するGEONET (GNSS Earth Observation NETWORK system) から取得した約1,300地点の地上GNSS観測点のデータから天頂大気遅延量を解析し、気象官署の地上気圧、気温データを用いて可降水量の算出を行っている。気象庁メソ解析では、この可降水量データを同化している。

2018年に実施した地上GNSS可降水量データの品質調査により、これまで利用していなかった降水域のデータには負バイアスが見られなかったこと、2018年3月以降に利用可能となった新規地点のデータは既存地点と同等の品質であったことを確認し、2019年3月に降水域と新規地点のデータを追加利用した(太田ほか2019)。本節では、その調査結果とデータを追加利用した際の予測への影響を述べる。

なお、地上GNSSの概要やデータ作成手法については萬納寺(1998, 2000)、小司・國井(2007)、小司・國井(2008)を、当庁におけるこれまでの現業数値予報システムでの地上GNSSデータの利用方法については石川(2008, 2010)、吉本(2011)、吉本・石川(2014)を参照されたい。

4.1.2 地上GNSS可降水量データの品質管理

データ同化において、異常データや観測値と第一推定値の差(O-B)に系統誤差(バイアス)を持つデータなど、同化手法で想定していないデータの混入は初期値の精度を悪化させる。このため、それらのデータには品質管理による適切な排除や補正が必要である。地

上GNSS可降水量データでは以下のように品質管理を行っている。可降水量は地表から上空までの水蒸気の積算量であり、地表の高さに応じて値が変動する。数値予報モデルの水平解像度に依存して表現できる地形の解像度には限界があり、実際の観測点の標高と数値予報モデルの中で設定している標高に差が生じる。この標高差によってO-Bにバイアスが生じるため、第一推定値との比較する際にはモデルの地上気圧や気温、比湿を用いて観測値を補正する必要がある。しかし、標高差が大きい場合にはモデルの地上気圧や気温、比湿が持つ誤差を無視できなくなるため、その観測点のデータは使用しない。また、小司・國井(2007)の調査によって標高の高い観測点では可降水量が少ないほど負バイアスが見られたため、その観測点のデータも使用しない。それらを考慮し地上GNSSデータの品質管理手法をまとめて示す。

1. 標高700 m以上の観測点は使用しない。
2. 観測点の実標高とモデル地形の標高との差が200 m以上である場合は使用しない。
3. 可降水量が1 mm以下と90 mm以上の場合は使用しない。
4. 可降水量のO-Bの絶対値が8 mm以上のデータは使用しない。
5. 可降水量のO-Bの絶対値が5 mm以上で、かつ周囲20 km以内のO-Bの平均との差が5 mm以上のデータは使用しない。
6. 観測点間の水平距離が30 km以上の間隔になるように間引きを行う。

4.1.3 2019年3月に行った利用手法の改良

(1) 降水域データの利用

降水域の地上GNSS可降水量データには第一推定値に対して負バイアスがあるという調査結果(小司・國井2008; 石川2010)により、観測点の周囲15 kmに解析雨量が1.5 mm/h以上ある場合は降水域として、その観測点のデータを利用しないこととしていた。降水の予測精度向上には初期値の水蒸気の精度向上が重要であり、そのためには降水域でも地上GNSSデータをより多く利用できることが望ましい。そこで、メソ解析で利用した降水域での地上GNSSデータの品質を調査した。品質管理で降水域と判定された降水域データについて、可降水量データのO-Bヒストグラムをそれ以外の非降水域データと比較して図4.1.1に示す。この統計には品質管理手法で除かれる標高700 m以上の観測点とモデル地形との標高差200 m以上の観測点を含めていない。図4.1.1より、降水域データのO-Bヒストグラムは、非降水域データと同様に0 mm付近を中心とした正規分布となっており、負バイアスは見られなかった。一方、O-B標準偏差は降水域・非降水域と

¹ 太田 行哉、谷 寧人(企画課防災企画室)

² 大気による遅延には電離層による遅延もあるが、周波数依存性があるためGNSS衛星から発信される2つの周波数の電波を用いて消去されている。

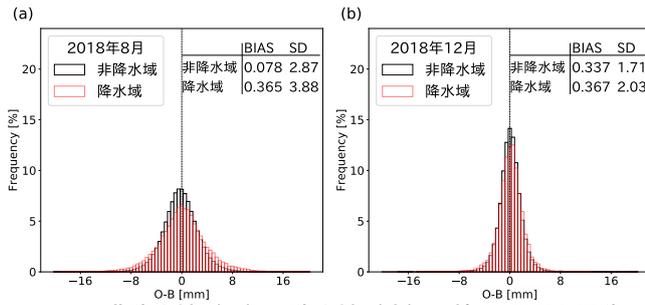


図 4.1.1 非降水域（黒）と降水域（赤）の地上 GNSS 可降水量データ [mm] の O-B ヒストグラム。図の右上には O-B の平均 (BIAS) と標準偏差 (SD) の統計値を表す。統計期間は (a) 2018 年 8 月、(b) 2018 年 12 月の 1 か月。

は無関係に 8 月の方が 12 月よりも大きい。これは夏季ほど可降水量が多く、観測データと第一推定値の差が大きくなりやすいためである。

降水域データのバイアスについて、過去データが保存され品質調査が可能な 2015 年 6 月から 2018 年 12 月までの可降水量データでも同様の調査を行ったが負バイアスは見られなかった。観測機器や可降水量データ算出アルゴリズムは利用開始当時から変更していないため、バイアスが見られなくなった要因は主に第一推定値の変化であると考えられる。これは近年の数値予報システムの改良によってモデルの降水域における水蒸気の表現が改善したためと推測される。今回の調査により降水域の可降水量データの品質には問題がないことを確認したため、メソ解析で利用することにした。

(2) 利用地点の追加

2018 年 3 月に利用可能な地上 GNSS 観測点が約 100 地点増加したため、その新規地点の観測データの品質を調査した。新規地点の分布を図 4.1.2 の赤丸で示す。新規地点は沿岸部に多く見られる。新規地点の観測データについて可降水量データの O-B ヒストグラムを従来から利用していた既存地点のデータと比較して図 4.1.3 に示す。可降水量 O-B ヒストグラムは正規分布に従っており、既存地点のデータと比較して品質は同等であった。ただし、実際にメソ解析で利用される観測点は 30 km 間隔の間引きによって 10 数地点増加する程度であり、予測への影響はほとんどなかった。

4.1.4 実験結果と考察

前項における調査により、降水域データと新規地点のデータの品質に問題がないことが分かったため、これらの観測点を追加した実験を実施した。降水域データと新規地点を追加した実験を TEST、従来と同じデータを利用した実験を CNTL と表す。実験結果の検証期間は 2018 年 6 月 18 日 00UTC から 2018 年 7 月 23 日 21UTC である。

図 4.1.4 に地上比湿予測の予測時間別の平均誤差 (ME) と二乗平均平方根誤差 (RMSE) を示す。僅か

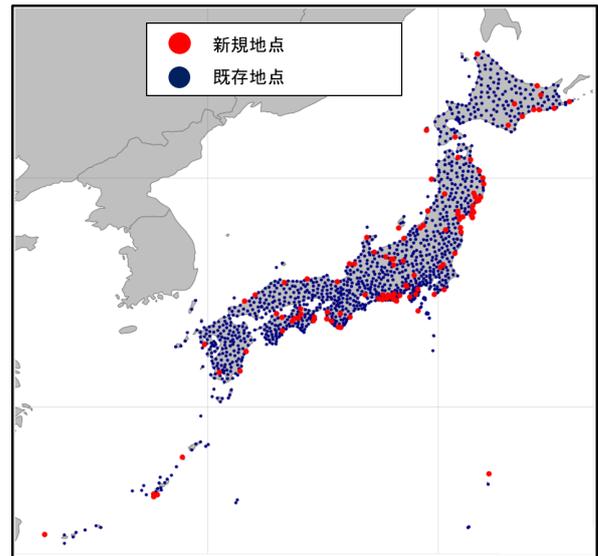


図 4.1.2 2018 年 3 月に利用可能となった地上 GNSS 新規地点（赤）と従来から利用していた既存地点（青）の分布。

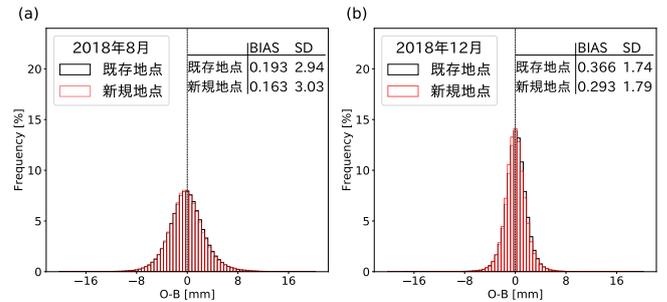


図 4.1.3 2018 年 3 月以前から利用している既存地点（黒）と新規地点（赤）の地上 GNSS 可降水量データ [mm] の O-B ヒストグラム。図の右上に O-B の平均 (BIAS) と標準偏差 (SD) の統計値を示す。統計期間は (a) 2018 年 8 月、(b) 2018 年 12 月の 1 か月。

ではあるが、TEST 実験の方が水蒸気をやや少なめに予測する傾向を改善している時間帯が多くあり RMSE は予測時間全体で減少した。

次に降水予測への影響を見る。3 時間降水量の閾値 20 mm 以上の降水予測について、予測時間別バイアススコア (BI) とエクイタブルスレットスコア (ETS) を図 4.1.5 に示す。BI は CNTL と TEST で統計的に有意な差が見られないが、ETS は FT=3 で TEST が有意に改善し、FT=6 まで改善傾向であった。降水域データが追加利用されて水蒸気場が修正され、その付近の降水予測が改善したためと考えられる。一方、弱い雨ではこのような改善傾向は見られなかった (図略)。降水域の判定基準 1.5 mm/h 以下のごく弱い降水域では、可降水量データが TEST, CNTL どちらも利用されており、水蒸気場が修正される効果が TEST と CNTL で変わらないためと考えられる。

今回の変更によって降水予測に改善が見られた 2018 年 7 月 7 日 18UTC 初期値の 3 時間予測の事例を図 4.1.6

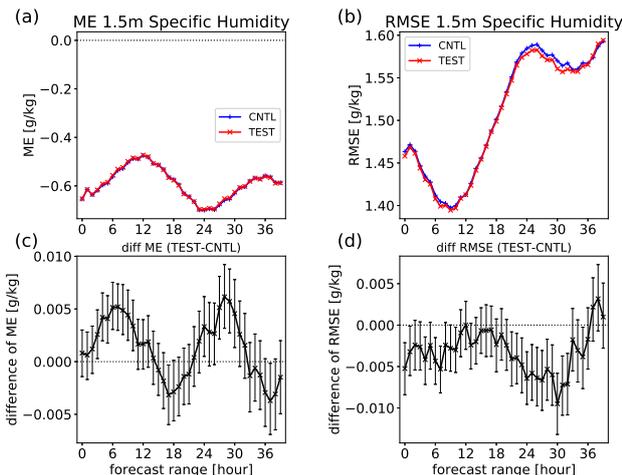


図 4.1.4 国内 SYNOP 観測を参照値とした地上比湿予測の予測時間別 (a) 平均誤差、(b) 二乗平均平方根誤差、(c) 平均誤差の差分、(d) 二乗平均平方根誤差の差分。単位は g/kg。 (a), (b) に CNTL (青)、TEST (赤) それぞれの値、(c), (d) に TEST - CNTL を表す。エラーバーは 95% の信頼区間を表す。

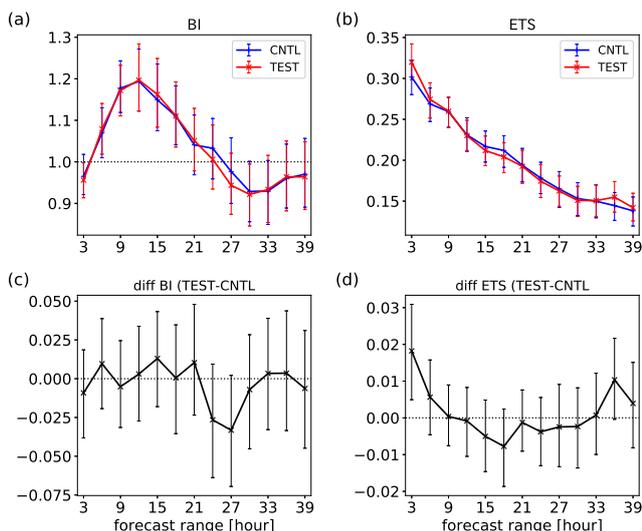


図 4.1.5 解析雨量を参照値とした閾値 20 mm/3h の予測時間別 (a) バイアスコア、(b) エクイタブルスコア、(c) バイアスコアの差分、(d) エクイタブルスコアの差分。20 km 検証格子内平均降水量を使用。 (a), (b) に CNTL (青)、TEST (赤) それぞれの値、(c), (d) に TEST - CNTL を表す。エラーバーは 95% の信頼区間を表す。

に示す。CNTL では広島湾付近で 10 mm/3h 以下の降水予測であったが、TEST では該当地域で 20 mm/3h 以上の降水予測となり解析雨量に近い予測であった。この予測結果となった初期値の地上 GNSS データの利用状況 (図 4.1.7) を見ると、大分県沿岸や四国、中国地方にかけて降水域が広がっていたため、CNTL ではそれらの地域で地上 GNSS データが利用されなかった。一方、TEST では大分県沿岸や愛媛県で正の O-B の地上 GNSS データが利用された。すなわち該当地域で水蒸気を増加させるインクリメントが入った。そこで

の水蒸気の増加が広島湾付近での予測降水量の増大の要因となったと考えられる。

4.1.5 まとめと課題

メソ解析の地上 GNSS 可降水量データ利用拡大を目的に、これまで利用していなかった解析雨量 1.5 mm/h 以上の降水域でのデータ品質と 2018 年 3 月以降に利用可能となった新規地点のデータ品質を調査した。調査の結果、最近の降水域データには過去の調査で示されていた負バイアスは見られなかった。新規地点のデータは既存地点と同等の品質であった。以上の結果から降水域データと新規地点を追加利用する解析予報サイクル実験を行い、主に降水域データを利用した効果によって予測初期で強雨予測の改善が見られた。

降水域データの品質調査によって O-B のバイアスの変化よりも標準偏差の季節変化が大きいことを確認した。これは可降水量の多さによって誤差が変化していることを示唆する。O-B の誤差は第一推定値の誤差も含んでいるが、観測の情報をより引き出すため可降水量の値別の観測誤差を調査する必要がある。地上 GNSS データの新たな利用領域の拡大も重要な課題である。特に観測がまばらで水蒸気量の補給源となる海上のデータは豪雨予測に重要である。今後、船舶へ GNSS 受信機を搭載することで航路上での可降水量データが得られる予定である。他にも、より長い予測時間における日本付近の降水予測を改善するため、日本の上流となる大陸のデータも重要である (Shoji et al. 2009)。ただし国際交換されている地上 GNSS データは少ないのが現状である。近隣国で得られる観測点はロシア、中国、モンゴルにある国際 GNSS 事業³観測局の数地点のみであり、世界的にもヨーロッパ各国以外で高密度に国際配信している国はない。近隣国の数地点のデータだけでは効果が見込めないため、メソ解析では国内の地上 GNSS データしか利用していない。今後、世界中で地上 GNSS データ国際交換が進められデータが入手可能になれば、品質を調査して利用できるようにする必要がある。ただし、国外のデータは可降水量の算出までは行われていない。通報されている天頂大気遅延量から可降水量を算出するために必要な気圧と気温が地上 GNSS 観測点に存在するとは限らない。このため、全球解析では国外の地上 GNSS データは天頂大気遅延量で同化されている (吉本 2011)。メソ解析でも同様に、国外の地上 GNSS データの利用するために天頂大気遅延量での同化が必要となる。

³ <http://www.igs.org/>

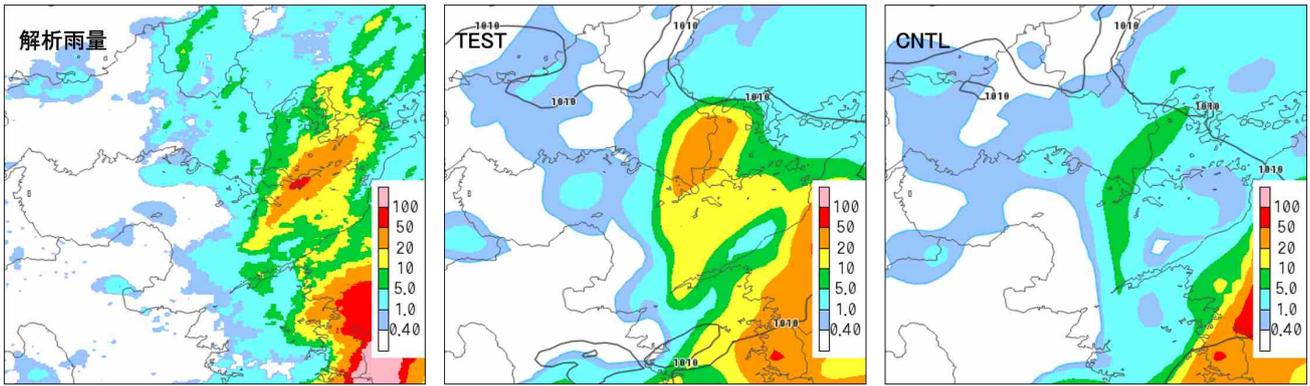


図 4.1.6 2018 年 7 月 7 日 21UTC における前 3 時間降水量 [mm/h] の分布。左が解析雨量、中が TEST の予測値、右が CNTL 予測値。予測値は 2018 年 7 月 7 日 18UTC 初期値の 3 時間予測。

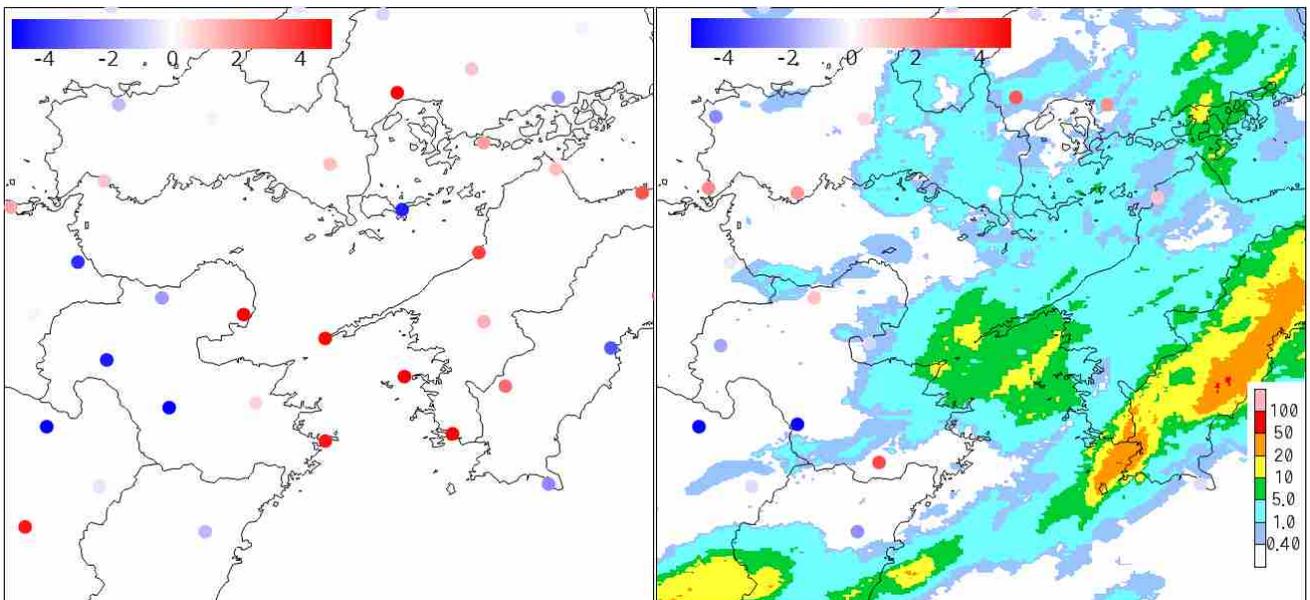


図 4.1.7 2018 年 7 月 7 日 18UTC 初期値の地上 GNSS データ利用状況。プロットは各観測点における可降水量の O-B [mm] で上部のカラーズケールで色分けしている。左は TEST、右は CNTL。右図には、同時刻の前 1 時間解析雨量 [mm/h] を左下のカラーズケールで色分けして重ねている。

参考文献

石川宜広, 2008: 地上設置型 GPS 大気遅延量の利用. 平成 20 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 53-57.

石川宜広, 2010: 地上 GPS データのメソ解析での利用. 数値予報課報告・別冊第 56 号, 気象庁予報部, 54-60.

萬納寺信崇, 1998: GPS 大気遅延量を利用した数値予報. 数値予報課報告・別冊第 44 号, 気象庁予報部, 14-24.

萬納寺信崇, 2000: GPS データ同化実験. 数値予報課報告・別冊第 47 号, 気象庁予報部, 102-110.

太田行哉, 岡部いづみ, 小屋松進, 西本秀祐, 谷寧人, 2019: メソ解析における観測データ利用の改良及びメソ数値予報システムにおける北西太平洋高解像度日別海面水温解析の利用開始. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 61-67.

小司禎教, 國井勝, 2007: 地上 GPS:準リアルタイム解析データの同化実験. 数値予報課報告・別冊第 53 号, 気象庁予報部, 147-152.

小司禎教, 國井勝, 2008: 地上 GPS 観測網による可降水量の同化. 気象研究ノート, **217**, 228-238.

Shoji, Y., M. Kunii, and K. Saito, 2009: Assimilation of nationwide and global GPS PWV data for a heavy rain event on 28 July 2008 in Hokuriku and Kinki, Japan. *SOLA*, **5**, 45-48.

吉本浩一, 2011: GPS 可降水量の全球解析での利用. 数値予報課報告・別冊第 57 号, 気象庁予報部, 63-69.

吉本浩一, 石川宜広, 2014: 全球解析における地上 GNSS 天頂大気遅延量の同化利用. 平成 26 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 44-48.

4.2 航空機観測データ¹

4.2.1 はじめに

航空機はその航路上で運航に必要な風、気温、湿度、乱流や強度など多くの要素を観測している。その観測データは主に国際民間航空機関 (ICAO) で定められた AIREP 報と世界気象機関 (WMO) で定められた AMDAR 報で通報され、メソ解析では航空機で観測した気温と風のデータを利用している。航空機の気温データは機体毎に固有の系統誤差 (バイアス) があることが知られている (Ballish and Kumar 2008)。バイアスが生じる要因は航空機が高速移動することでセンサ表面の空気が断熱圧縮されて高温になることであり、気温測定値は飛行速度を考慮して補正する必要がある。航空機の気温データのバイアス特性は測器自体の特性や測器の取り付け位置、測定方法、補正方法などによって航空機毎に固有である。しかし、それらの情報は通報されておらず、バイアスの原因を機体毎に特定することは困難である。そこで、全球解析では機体・高度別に気温データの観測値と第一推定値の差 (O-B) の前月統計値からバイアス補正値を算出する手法を 2009 年 11 月に導入し (酒匂 2010)、メソ解析では 2019 年 3 月から全球解析で算出したバイアス補正値を適用して航空機気温データのバイアス補正を行っている (太田ほか 2019)。

本節では、メソ解析での航空機気温データのバイアス状況、バイアス補正手法とバイアス補正によるメソ数値予報への効果を述べる。

4.2.2 航空機気温データのバイアス状況

航空機気温データを利用するためには、観測データのバイアスを把握し適切に補正することが必要である。まずはメソ解析で利用されている航空機気温データのバイアスの状況を調査した。図 4.2.1 に日本付近にある複数の航空機に対する機体別の気温データの O-B 統計を示す。O-B の平均値が機体によって異なっていることから、航空機の気温データが持つバイアスは機体によって異なっていることが分かる。よって機体別に気温バイアス補正が必要となる。この気温バイアスにはモデル予測値のバイアスも含まれることから、ラジオゾンデ気温データの O-B 統計とも比較し航空機気温データが持つ真値からのバイアスを推定した。図 4.2.2 は、2016 年 8 月の航空機気温データとラジオゾンデ気温データの O-B 統計の比較である。航空機気温データはラジオゾンデの観測時刻に近い 00UTC と 12UTC 付近の時刻のすべての機体で集計した。図 4.2.2 から航空機気温データの O-B はラジオゾンデ気温データの O-B と比較して対流圏上部で高温側にあり、航空機気温データに全般的に高温バイアスがあることを示している。また航空機気温データはラジオゾンデ気温

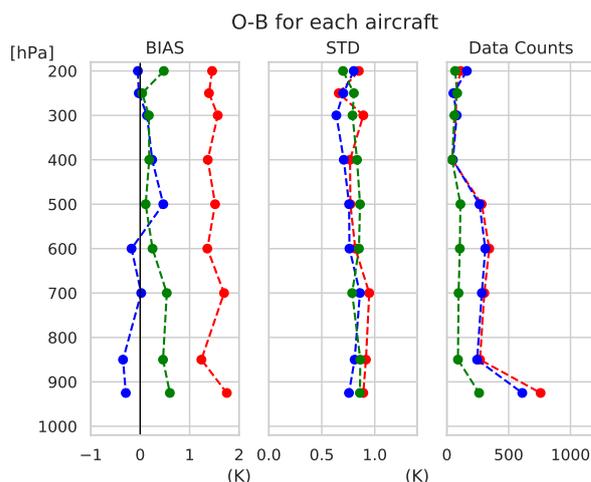


図 4.2.1 航空機の機体別の気温データの O-B 統計の鉛直分布。左から、O-B の平均 (BIAS)、標準偏差 (STD)、データ数 (Data Counts)。統計期間は 2016 年 8 月 11 日から 8 月 30 日まで。色の違いは異なる航空機の統計値であることを表す。

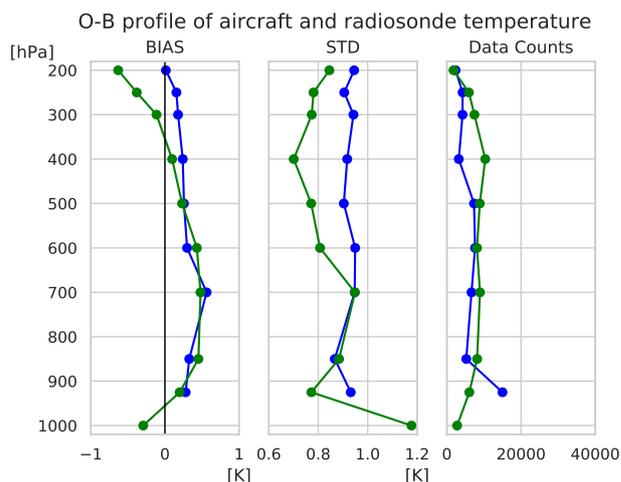


図 4.2.2 日本付近にある航空機気温データの O-B 統計の鉛直分布 (青) とラジオゾンデ気温データの O-B 統計の鉛直分布 (緑)。図の配置と統計期間は図 4.2.1 と同じ。

データと比較して O-B の標準偏差が大きい。この結果は酒匂 (2010) で調査された全球解析での結果と同等であり、メソ解析でも航空機気温データを適切に利用するためにはバイアス補正が必要であることを示している。

4.2.3 航空機気温データのバイアス補正

航空機気温データのバイアス補正値を見積もるために、全球解析と同様にメソ解析で航空機気温データの O-B 月統計量を計算する方法が考えられる。しかし、メソ解析は打ち切り時間が短いことや、領域外のデータを考慮できないことにより、系統誤差の見積もりに必要なサンプルを十分に得ることができない航空機が存在する。そこで今回は全球解析の O-B 月統計量から算出したバイアス補正値をメソ解析で利用すること

¹ 太田 行哉

にした。ここでは航空機の機体に依存するバイアスがモデル間のバイアスの違いよりも十分大きいことを仮定している。全球解析での航空機気温バイアス補正手法は酒匂 (2010) で記されているように、ラジオゾンデバイアス補正と同様の方法を用いている。バイアス補正值は以下のように算出される。

1. 航空機の識別名とラジオゾンデの指定面を中心にした気圧面で層別化して気温データの O-B の前月平均値を計算する。
2. サンプルエラーを除くために、隣接する気圧面層で平滑化を行う。
3. ある気圧面層での補正值の絶対値が 2.5 K 以上の場合、その当該航空機の気温は全層リジェクトする。
4. AIREP 報で通報される航空機は機体識別の情報が通報されておらず、酒匂 (2010) の調査結果から顕著なバイアスもないため補正の対象外とする。
5. 第一推定値のバイアスを考慮して、経験的に見積もった調整係数である 0.8 倍した値をバイアス補正值とする。
6. 以上の処理で求めた補正值を統計処理した翌月の 1 か月間利用する。

4.2.4 航空機気温データのバイアス補正の効果

メソ数値予報における航空機気温バイアス補正の効果を確認するため実験を実施した。バイアス補正導入前の実験を CNTL、現業全球解析の 2016 年 7 月分の O-B 統計で算出したバイアス補正值を適用した実験を TEST と表す。実験期間は 2016 年 8 月 11 日から 30 日 (夏実験) である。実験では 2018 年 6 月時点の現業メソ数値予報システムをベースとした。冬季に対しても同様の実験を行ったが、バイアス補正の効果は夏冬変わらないため、予測結果に対して、より明瞭な効果が見られた夏実験について記述する。

バイアス補正による航空機気温データのサイクル解析を通じた O-B の変化について、O-B 統計の CNTL と TEST の比較を図 4.2.3 に示す。CNTL では全層にわたって O-B が正バイアスであったが、TEST ではバイアス補正処理により想定通りバイアスが減少した。特に対流圏上層で顕著であった。また TEST では O-B の標準偏差は全層にわたって大幅に減少した。これはバイアス補正前では O-B のばらつきが大きかったことを意味する。図 4.2.1 で示したように航空機の機体別に気温バイアスの量が異なる。バイアス補正処理によって、どの航空機の気温データも O-B が 0 に近づいて機体別のばらつきが小さくなったことが O-B の標準偏差が減少した理由である。

続いて予測値の統計検証でバイアス補正効果を確認した。図 4.2.4 にラジオゾンデ気温に対する 12 時間予測の気温誤差の鉛直分布を示す。わずかではあるが、上層で低温化、中層で高温化して平均誤差や二乗平均平方根誤差が減少した。一方、下層 (925, 850 hPa) では

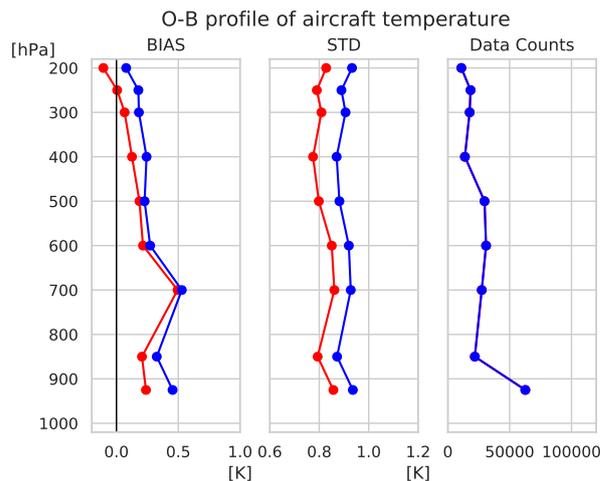


図 4.2.3 日本付近の航空機気温データの O-B 統計の鉛直分布。青は CNTL、赤は TEST を表す。図の並びや統計期間は図 4.2.2 と同じ。航空機気温データは全時刻を用いて、データ数はどちらの実験もほぼ変わらない。

元々低温バイアスを持っていたものが、更に低温化して平均誤差が拡大した。下層のバイアス補正量に問題があり十分でないことが原因の一つと考えられる。図 4.2.3 の CNTL (青線) から TEST (赤線) への変化からバイアス補正によって上層だけでなく下層も正バイアスが減少したが、図 4.2.2 の左図で示したラジオゾンデ (緑線) と航空機 (青線) の O-B の平均の比較から、ラジオゾンデも同様に第一推定値に対して正バイアスがある。つまり、モデルに下層の低温バイアスが見られる。全球モデルでも同様に下層の低温バイアスを持っており、バイアス補正算出に用いる全球解析での第一推定値にも、下層の低温バイアスの影響を受けてバイアス補正量が過剰となり、ラジオゾンデ気温データと差が拡大したものと推測される。

次に地上気温予測について図 4.2.5 にアメダス気温に対する予測時間別の誤差推移を示す。ラジオゾンデ気温に対する下層の誤差と同様の傾向が地上気温予測にも見られた。CNTL と比較して TEST では地上気温の予測値が低下しており、6 時間予測までの平均誤差や二乗平均平方根誤差がやや増大した。予測時間が進むと CNTL との差が小さくなった。

更に降水予測の検証結果を図 4.2.6 に示す。1 mm/3h から 5 mm/3h の弱雨の頻度が減ったため見逃しが増加しエクイタブルスレットスコアが改悪したが、それ以上の閾値の強雨ではエクイタブルスレットスコアが改善した。

最後にバイアス補正によって台風進路予測が改善した平成 28 年台風第 9 号の事例を図 4.2.7 に示す。台風第 9 号は 2016 年 8 月 22 日 03UTC ごろ千葉県館山市付近に上陸した。上陸前の台風進路予測は実況より西側にずれており、CNTL では 2016 年 8 月 21 日 06UTC 初期値で実況並みに修正された。一方 TEST では 2016 年 8

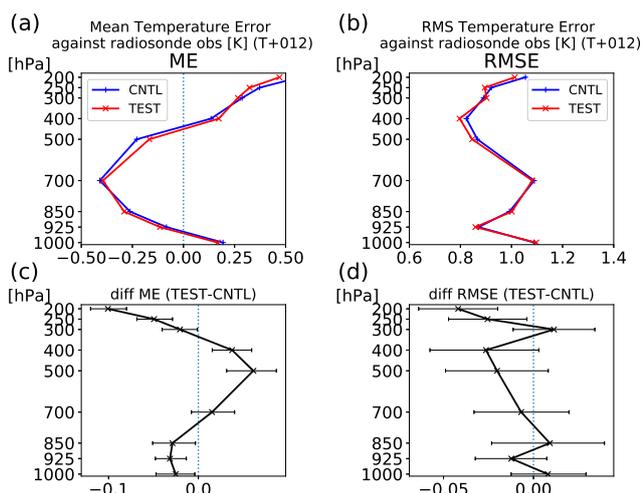


図 4.2.4 日本のラジオゾンデ気温を参照値とした 12 時間予測の気温誤差。(a) 平均誤差、(b) 二乗平均平方根誤差、(c) 平均誤差の差分、(d) 二乗平均平方根誤差の差分。単位は K。(a), (b) に CNTL (青)、TEST (赤) それぞれの値、(c), (d) に TEST - CNTL を表す。統計に用いたサンプルの数は、1000 hPa で 448、それ以外の高さでは約 690。エラーバーは 95% の信頼区間を表す。

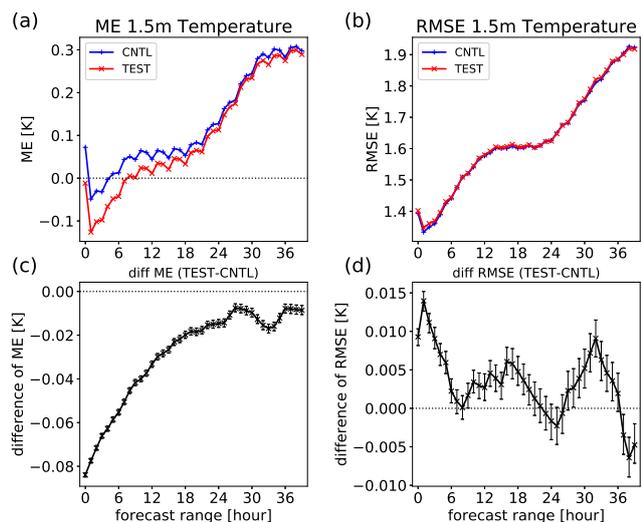


図 4.2.5 アメダス観測を参照値とした地上気温予測の予測時間別 (a) 平均誤差、(b) 二乗平均平方根誤差、(c) 平均誤差の差分、(d) 二乗平均平方根誤差の差分。単位は K。(a), (b) に CNTL (青)、TEST (赤) それぞれの値、(c), (d) に TEST - CNTL を表す。統計に用いたサンプルの数は約 141200。エラーバーは 95% の信頼区間を表す。

月 21 日 03UTC 初期値で実況並みに修正され、CNTL よりも 3 時間早い初期値で実況に近い予測ができていた。これ以外の初期値においても、一般的に進路予測に改善が見られており、航空機気温データのバイアス補正を導入することで、台風の進路に影響する上空のトラフの予測が改善したためと考えられる。

4.2.5 まとめと課題

航空機の気温データは機体毎に固有のバイアスがあり、気温データを利用するにはバイアス補正する必要

がある。メソ解析において全球解析で算出したバイアス補正値を適用してバイアス補正をする手法を導入した。これによって、対流圏上部を中心に気温の予測誤差が減少し、台風の進路予測も改善した。

今後の課題として、バイアス補正手法の高度化がある。全球解析で求めたバイアス補正値は、全球モデルの第一推定値のバイアスも含まれている。ラジオゾンデやアメダス検証で見られた下層の気温低下は全球モデルの低温バイアスの影響を受けている。加えて、バイアス補正に必要な統計値を算出する時のサンプルに関する問題がある。航空機の運航状況によっては定常的に観測データが存在するとは限らないため、前月の統計からバイアス補正量を算出する手法ではそのサンプルの偏りは高度に対しても同様であり、航空機データはラジオゾンデのように指定面の気圧層に対して均等にデータがあるわけではない。更に、航空機気温データのバイアスは上昇中と下降中に異なった特性を持つことが知られており、気圧層別よりも航空機の飛行状態別でバイアス補正量を計算しなくてはならない。これらの問題点に対応するには、衛星輝度温度データの補正手法に用いている変分法バイアス補正のような周囲の観測データや気象条件に適合したバイアス補正手法の導入が必要である。また、バイアス補正を行っていない局地解析に対してもバイアス補正手法を導入する必要がある。

参考文献

- Ballish, B. A. and V. K. Kumar, 2008: Systematic differences in aircraft and radiosonde temperatures. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **89**, 1689–1708.
- 太田行哉, 岡部いづみ, 小屋松進, 西本秀祐, 谷寧人, 2019: メソ解析における観測データ利用の改良及びメソ数値予報システムにおける北西太平洋高解像度日別海面水温解析の利用開始. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 61–67.
- 酒匂啓司, 2010: 航空機気温データの全球解析での利用. 平成 22 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 33–37.

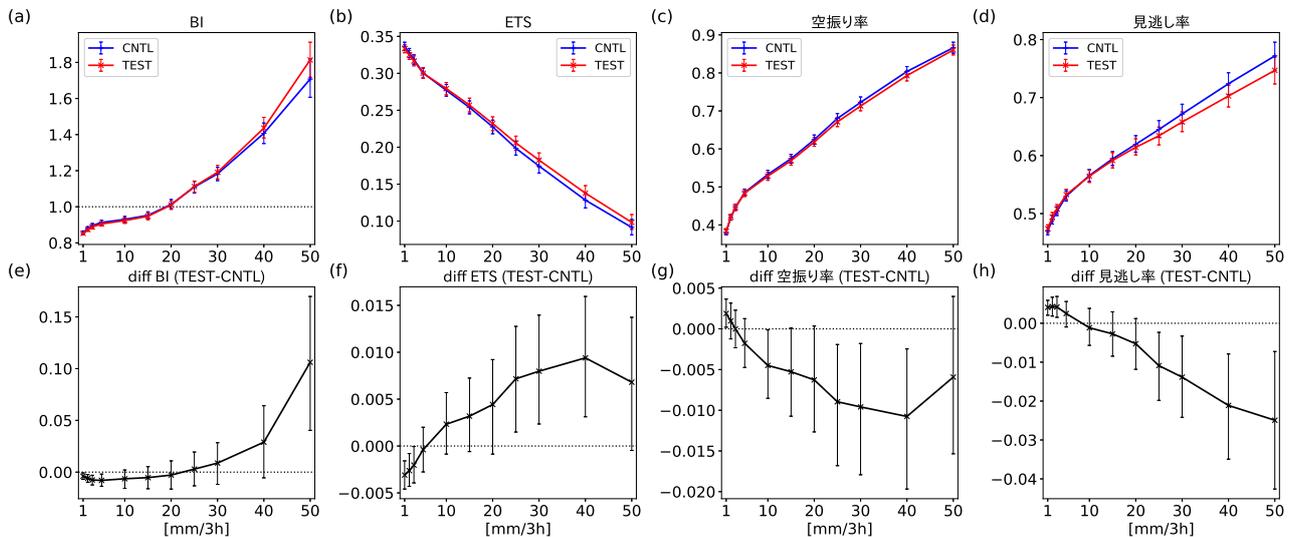


図 4.2.6 解析雨量を参照値とした 3 時間降水量 [mm/3h] の閾値別 (a) バイアスコア、(b) エクイタブルスレトスコア、(c) 空振り率、(d) 見逃し率、(e) バイアスコアの差分、(f) エクイタブルスレトスコアの差分、(g) 空振り率の差分、(h) 見逃し率の差分。20 km 検証格子内平均降水量を使用。(a), (b), (c), (d) に CNTL (青)、TEST (赤) それぞれの値、(e), (f), (g), (h) に TEST - CNTL を表す。エラーバーは 95% の信頼区間を表す。

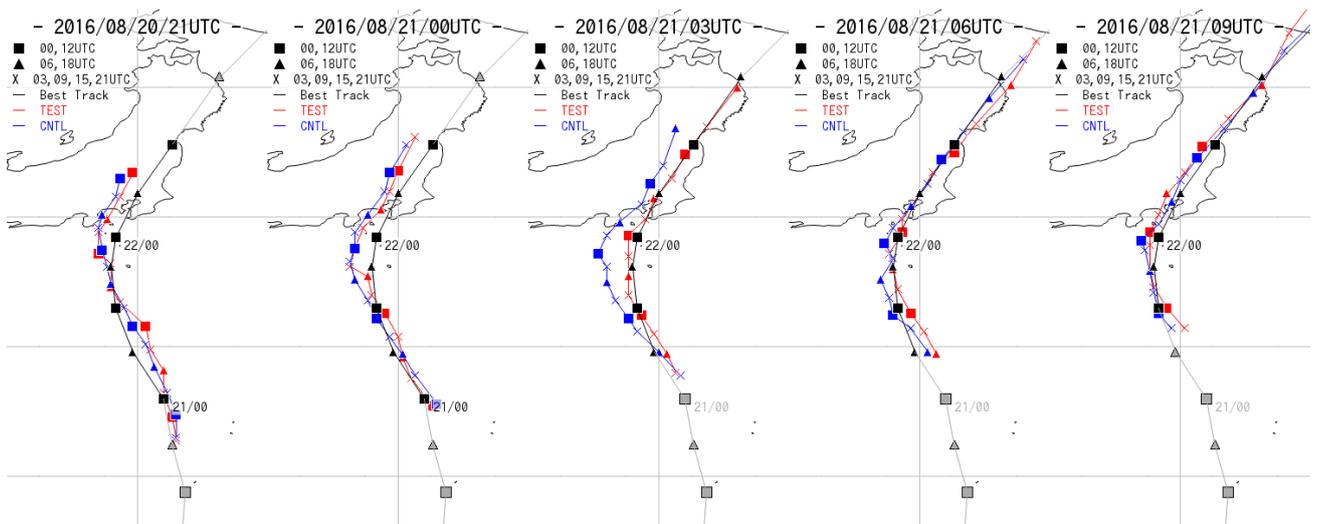


図 4.2.7 平成 28 年台風第 9 号の進路予測の比較。青が CNTL、赤が TEST、黒または灰色がベストトラックを表す。灰色は予測対象外の期間を示す。■が 00 または 12UTC、▲が 06 または 18UTC、×が 03, 09, 15, 21UTC の台風中心位置を示す。左図から 2016 年 8 月 20 日 21UTC 初期値、8 月 21 日 00UTC 初期値、03UTC 初期値、06UTC 初期値、09UTC 初期値。

4.3 マイクロ波散乱計海上風¹

4.3.1 はじめに

マイクロ波散乱計（以下、単に散乱計と記す。）は地球に向かってマイクロ波を照射し、その後方散乱強度を測定する能動型の測器である。地表面の状態によって後方散乱強度が変化することを利用し、陸地では土壤水分量の値を、海上では風速と風向を推定することができる。海上風の観測として以前より用いられている船舶やブイによる直接観測と比べ、衛星に搭載された散乱計による観測では広範囲かつ密にデータが得られ、低気圧の周辺の風の循環やシアーの情報を面的に得ることができる。このため、散乱計による海上風の観測は数値予報システムの初期値作成において非常に重要なデータのひとつとなっている。

気象庁のメソ数値予報システムでは欧州気象衛星開発機構 (EUMETSAT) が運用する現業極軌道衛星 Metop-A, B に搭載された散乱計 ASCAT により観測され、オランダ王立気象研究所 (KNMI) により算出された海上風プロダクトを 2015 年 12 月から現業同化利用している (守谷 2016)。2019 年 3 月からは、より解像度の高い ASCAT 海上風プロダクトの利用を開始した (太田ほか 2019)。本節では、高解像度 ASCAT 海上風の導入にあたり実施した調査について記述する。

4.3.2 高解像度 ASCAT 海上風の利用開始

KNMI による ASCAT 海上風プロダクトは、海上風算出時の空間平滑化の処理の違いにより、「25 km 風プロダクト」(ASCAT 25 km Winds) と「沿岸風プロダクト」(ASCAT coastal Winds) の 2 種類が配信されている²。沿岸風プロダクトは 25 km 風プロダクトよりも高解像度となる 12.5 km 間隔で海上風が算出されている。沿岸風プロダクトの利用により沿岸部や諸島周辺の海域でより陸地近くまでデータが利用可能となり、特に水平解像度の高いメソ解析において解析値の精度向上に寄与することが期待される。

(1) 実験設定

メソ解析における沿岸風プロダクトの利用による影響を評価するため、2018 年 6 月時点でのメソ数値予報システムを用いて解析予報サイクル実験を行った。当時の現業システムと同じ 25 km 風プロダクトを利用したコントロール実験 (CNTL) を基準に、25 km 風プロダクトを沿岸風プロダクトに替えたテスト実験 (TEST) を行い、両者の結果を比較した。実験期間は 2016 年 6 月 22 日から 8 月 30 日 (夏実験) および 2016 年 12 月 6 日から 2017 年 1 月 15 日 (冬実験) である。沿岸風

¹ 小屋松 進

² 他に試験的なデータとして「5.7 km 風プロダクト」(ASCAT 5.7 km Winds) が配信されている。各プロダクトの詳細な情報は OSI SAF のウェブサイト (<http://www.osi-saf.org>) を参照。

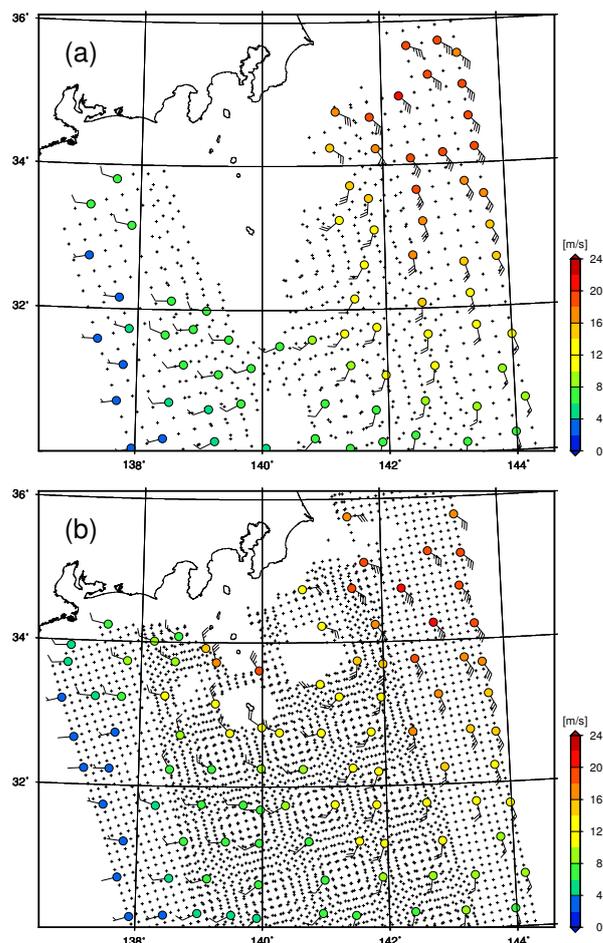


図 4.3.1 2016 年 8 月 16 日 12UTC のメソ解析における (a) 25 km 風プロダクト、および (b) 沿岸風プロダクトのデータ分布。Metop-A, B 衛星による観測データから算出された風データを描写している。矢羽つきの丸はデータ同化に利用されるデータ、黒十字は品質管理または間引き処理によりデータ同化に利用されないデータである。丸印の色は風速 [m/s] を表す。

プロダクトの品質管理として、強風（風速 25 m/s 超）の除去、Ambiguity Removal³、風速・風向のグロスエラーチェックと group QC³を行った。品質管理を通過

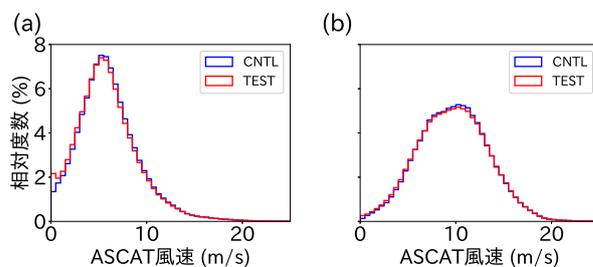


図 4.3.2 (a) 夏実験期間および (b) 冬実験期間における ASCAT 海上風の風速ヒストグラム。青は 25 km 風プロダクト、赤は沿岸風プロダクトを表す。

³ Ambiguity Removal および group QC の詳細は太原 (1999) を参照。

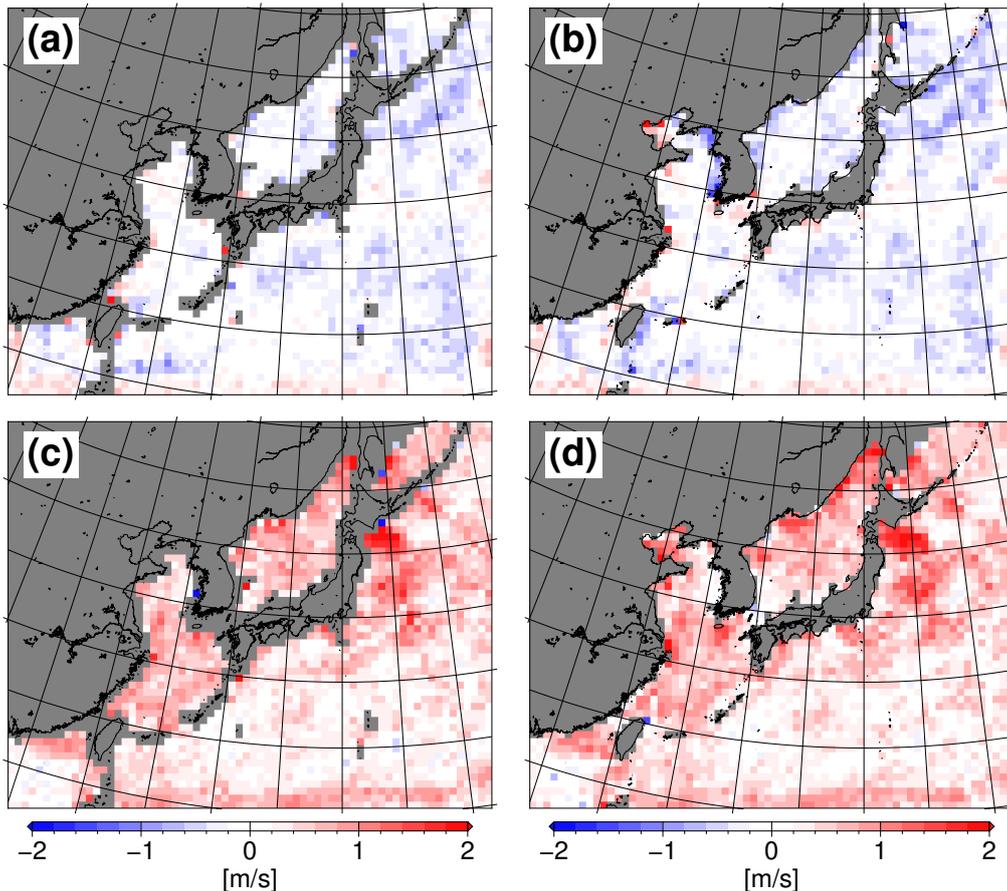


図 4.3.3 ASCAT 海上風と第一推定値の風速差の分布。データ同化に用いた ASCAT 海上風について第一推定値との風速差を $60\text{ km} \times 60\text{ km}$ の格子で統計をとった。上段の (a), (b) は夏実験期間平均、下段の (c), (d) は冬実験期間平均、左側の (a), (c) は CNTL、右側の (b), (d) は TEST を表す。

したデータは、観測誤差の空間的な相関を除去するため 0.5° 間隔で間引き、観測誤差は 3.0 m/s とした。これらの手法・パラメータは 25 km 風プロダクトから変更を加えていない。

(2) 海上風データの比較

25 km 風プロダクトと沿岸風プロダクトにおける海上風データの比較を行った。図 4.3.1 にある解析時刻での ASCAT 海上風データの分布を示す。沿岸風プロダクトは本州の海岸線のより近くまでデータが存在している。また、伊豆諸島の存在により 25 km 風プロダクトのデータが存在しない 140°E 付近でも、沿岸風プロダクトでは海上風が算出されている。このように、TEST ではデータ同化でより多く、より広範囲のデータが利用されるようになった。

図 4.3.2 に 25 km 風プロダクトおよび沿岸風プロダクトの海上風データの風速ヒストグラムを示す。全体的には 25 km 風プロダクトと沿岸風プロダクトで風速の頻度分布に大きな違いはない。沿岸付近でデータ分布が拡大したことに伴って、沿岸風プロダクトでは 5 m/s 以下の弱風の割合が増加している。

(3) 第一推定値および解析値における平均風速の変化

第一推定値への影響を比較するため、図 4.3.3 に ASCAT 海上風と第一推定値の風速差の期間平均の分布を示す。MSM の海上風速の予測値は ASCAT 海上風と比較して夏季で正バイアス、冬季で負バイアスを持っており(原・倉橋 2017)、第一推定値においてもその傾向が見られる⁴。TEST では沿岸部を中心にデータ同化数が増加した以外に、バイアスの傾向に大きな差はなかった。

次に解析値の変化を見るため、図 4.3.4 に解析値における TEST と CNTL の平均風速差の分布を示す。TEST は CNTL と比較して、夏実験は風速を弱める変化、冬実験は風速を強める変化が見られる。この変化は図 4.3.3 で見られた第一推定値のバイアスを打ち消す方向であり、解析値が ASCAT 海上風データに近づいたことを表している。特に比較的バイアスの大きな冬の日本海や東シナ海で広範囲に風速が増加している。これは、わずかではあるが、沿岸部以外でも利用数が増加して、観測データの情報が反映されたためである。

⁴ 図 4.3.3 ではデータ同化に用いる ASCAT 海上風 - 第一推定値を表示しているため、予測値のバイアスとは逆符号となる。

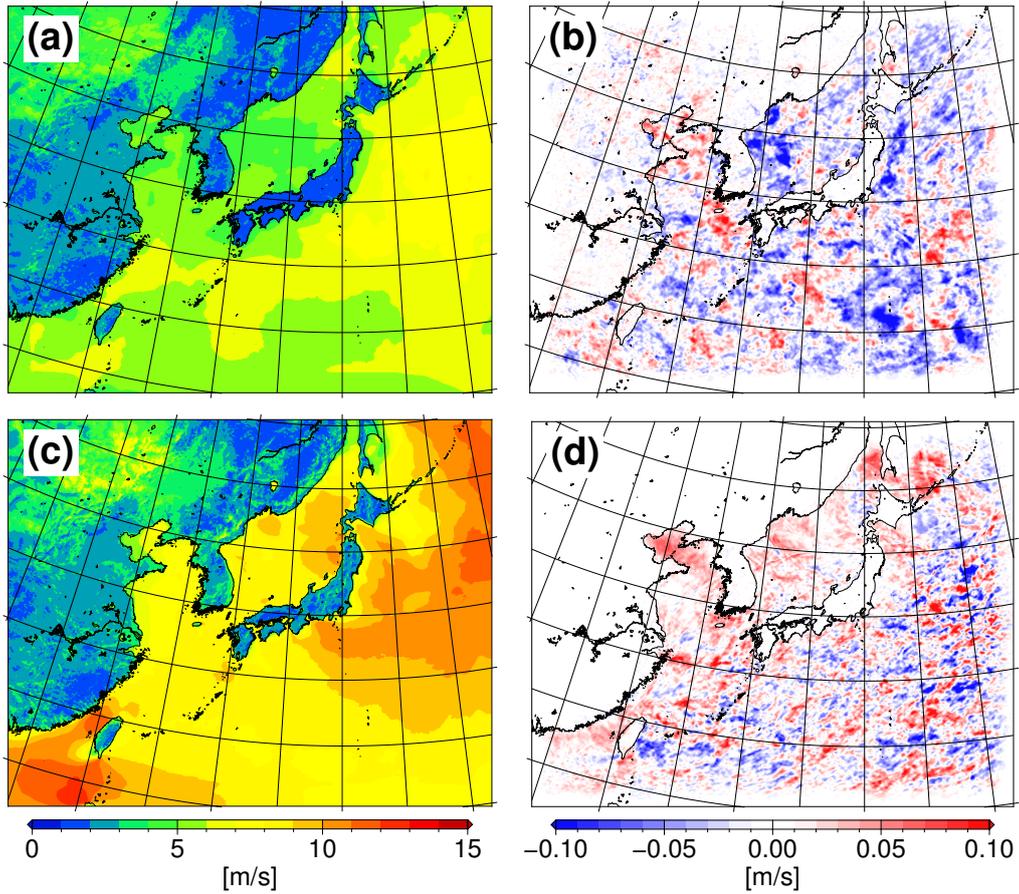


図 4.3.4 風速の平均解析場。上段の (a), (b) は夏実験期間平均、下段の (c), (d) は冬実験期間平均、左側の (a), (c) は TEST、右側の (b), (d) は差分 (TEST-CNTL) を表す。

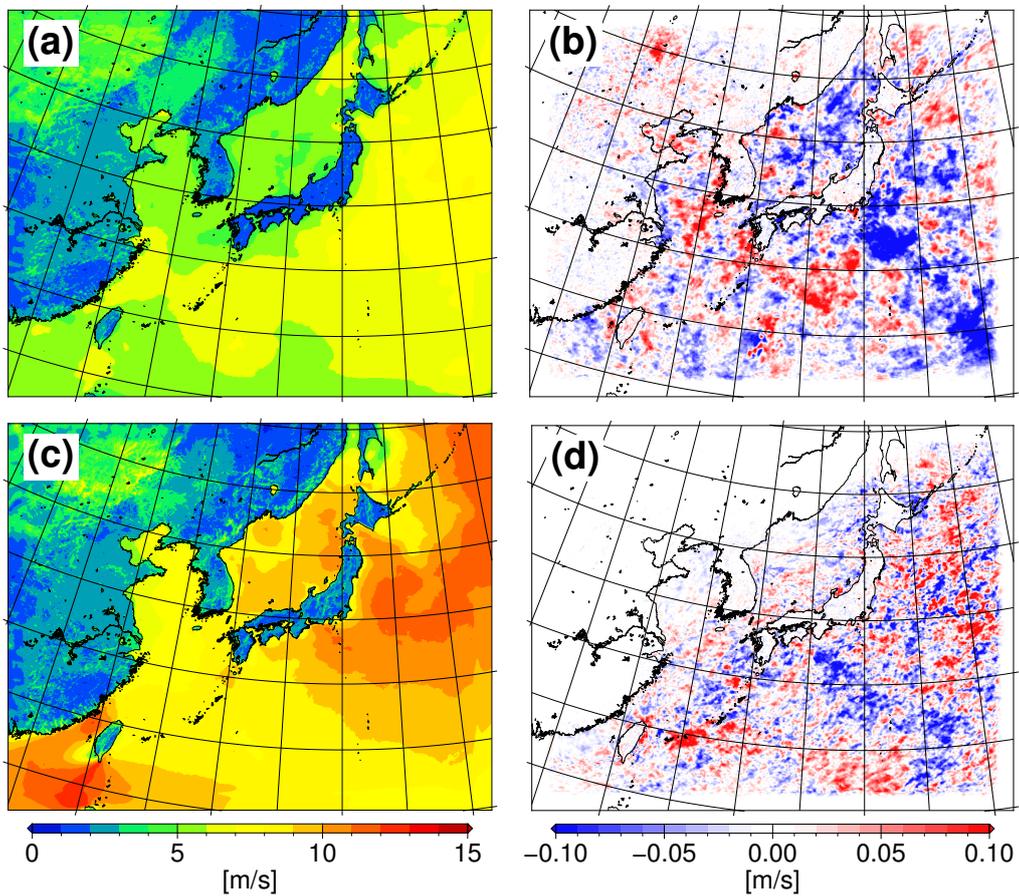


図 4.3.5 風速の平均予測場。予測時間は 24 時間。配置は図 4.3.4 と同じ。

(4) 24時間予測値および降水スコアへの影響

予測値の変化を見るため、図 4.3.5 に 24 時間予測値における TEST と CNTL の平均風速差の分布を示す。夏実験では日本海や東海沖を中心に風速が弱くなる領域が広く見られ、MSM の正バイアスを軽減する変化があった。一方、九州の西海上から日本の南海上にかけて、解析値で風速を強くした領域が拡大して、24 時間予測値でも風速が強くなった。冬実験では解析値で風速が強くなった日本海や東シナ海には差がほぼ見られなくなり、解析値での改善は 24 時間予測値まで持続しなかった。冬季は北西風が卓越しており、大陸から影響を受けるこれらの領域では、海上風の効果は小さくなるためと考えられる。

最後に降水スコアを確認した。図 4.3.6 に夏実験の、図 4.3.7 に冬実験の降水閾値別のバイアスコアとエクイタブルスレットスコアを示す。夏実験、冬実験ともに降水の頻度がやや増加し、閾値 20 mm/3h を超える強雨に対してバイアスコアの悪化が見られた。一方、エクイタブルスレットスコアはすべての閾値に対して改善した。沿岸風プロダクトの利用で初期値での風場が改善したことによって、降水域の収束帯の予測が改善したためと考えられる。

以上の結果を踏まえ、2019 年 3 月よりメソ解析における沿岸風プロダクトの利用を開始した。

4.3.3 今後の課題

ASCAT 海上風の利用について、今後取り組むべき課題を三つ挙げる。

一つ目は、間引き間隔および観測誤差の最適化を含む高密度データの有効利用である。今回の沿岸風プロダクトの利用では間引き間隔は従来と同一にしたため、高密度データの大部分を利用できていない。観測誤差や間引き間隔の最適な設定値を得るための調査だけでなく、スーパーオブザベーションに代表されるような複数の観測データを空間平均化して同化する新たな手法の導入も視野に入れ、データを最大限に活かす改良が必要である。

二つ目は早期配信されるデータの利用である。メソ解析は解析時刻の 50 分後までに入電したデータしか利用されないため、観測後できるだけ早くデータを入手する必要がある。通常は極軌道衛星による観測データは周回軌道毎に地上の基地局で受信・処理されるため、観測から配信まで 2 時間程度の時間を要する。EUMETSAT では EARS-ASCAT と呼ばれる速報性を重視した ASCAT 海上風プロダクトの配信サービスを提供している。EARS-ASCAT では複数の地上基地局によって、その上空を衛星が通過した際に観測されたデータを即時的に受信し、各基地局で受信したデータを収集・処理してプロダクトを作成する。EARS-ASCAT は観測から 30 分程度で配信されており、通常の配信と比較して早期にプロダクトが入手可能である。EARS-ASCAT

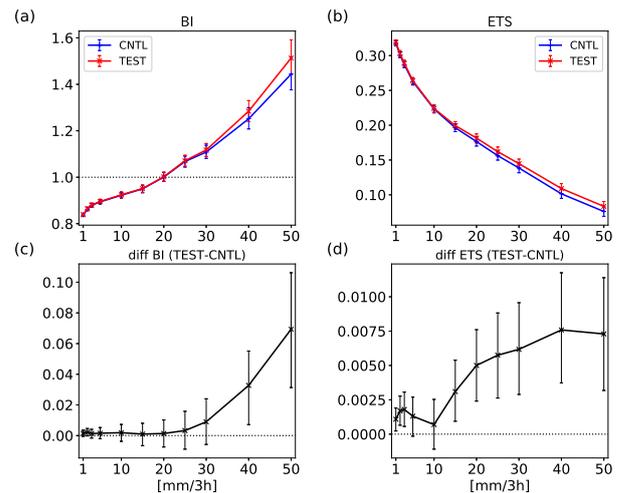


図 4.3.6 解析雨量に対する 3 時間降水量の閾値別降水スコア。夏実験期間のもの。検証格子は 20 km×20 km。左側にバイアスコア、右側にエクイタブルスレットスコアを示す。上段の (a), (b) は CNTL (青) および TEST (赤) のスコア、下段の (c), (d) は差分 (TEST-CNTL) を表す。エラーバーは 95% の信頼区間である。

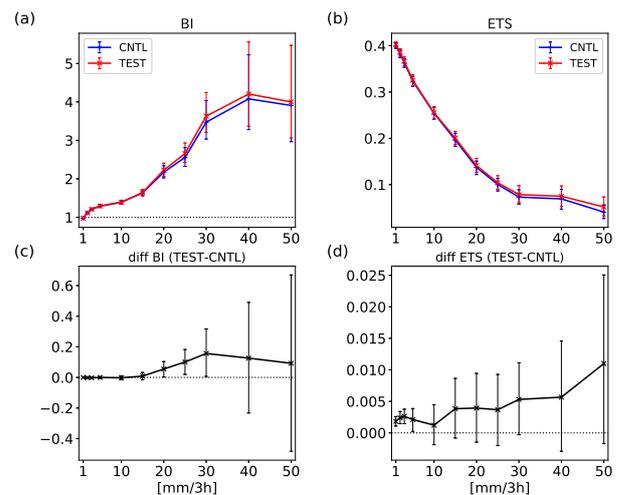


図 4.3.7 図 4.3.6 と同様。ただし冬実験期間。

の利用によって、より解析時刻に近い気象現象をメソ解析へ反映することができる。

三つ目は新規衛星データの利用である。Metop シリーズ最後の衛星となる Metop-C が 2018 年 11 月に打ち上げられ、Metop-A, B と同様に ASCAT 海上風プロダクトが配信されている。全球解析においては 2019 年 12 月より Metop-C/ASCAT 海上風プロダクトの利用を開始し、海上風データのキャパシティ増加により下層風解析場の精度向上に寄与している。メソ解析においても Metop-C/ASCAT 海上風の早期利用開始を目指す必要がある。

参考文献

- 守谷昌己, 2016: マイクロ波散乱計の全球解析での利用方法の変更及びメソ解析での利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 55-57.
- 原旅人, 倉橋永, 2017: メソ数値予報システムの特性的変化. 平成 29 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 48-55.
- 太原芳彦, 1999: マイクロ波散乱計. 数値予報課報告・別冊第 45 号, 気象庁予報部, 27-43.
- 太田行哉, 岡部いづみ, 小屋松進, 西本秀祐, 谷寧人, 2019: メソ解析における観測データ利用の改良及びメソ数値予報システムにおける北西太平洋高解像度日別海面水温解析の利用開始. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 61-67.

4.4 マイクロ波イメージャ¹

4.4.1 はじめに

マイクロ波イメージャは、地球大気や地表面からのマイクロ波放射を観測するセンサーであり、昼夜を問わず雲・降水域においても、大気中の水蒸気量の情報を得ることが出来る(竹内 1999)。現在の気象庁のメソ解析では、海上のマイクロ波イメージャデータを利用して、晴天域では輝度温度を直接同化し、降水域では輝度温度から推定(リトリーブ)した降水強度を同化している。メソ解析のデータ同化に利用しているマイクロ波イメージャは、GCOM-W 衛星搭載の AMSR2、DMSP 衛星(17号、18号)搭載の SSMIS、GPM 衛星搭載の GMI である。現在の気象庁の数値予報システムで利用しているマイクロ波イメージャのセンサーと周波数の一覧を表 4.4.1 に示す。

メソ解析におけるマイクロ波イメージャ観測データの利用は 2003 年 10 月に開始された。当時はマイクロ波イメージャで観測された輝度温度から降水強度及び可降水量をリトリーブし、4次元変分法で同化していた(佐藤 2003)。当時のシステム導入前に行われた解析予報サイクル実験では、3時間降水量予報のスレットスコアとバイアススコアが改善する結果が得られた。2010 年には輝度温度から可降水量に変換する際の変換誤差を混入させないために、リトリーブ可降水量の代わりに観測された輝度温度を直接同化するように変更された(計盛 2011)。その後衛星の世代交代に伴って利用するセンサーが順次更新され現在に至る。

今後のさらなるマイクロ波イメージャデータの利用促進のために、現在のマイクロ波イメージャデータ同化の問題点や影響を改めて確認する必要がある。以降ではマイクロ波イメージャデータ同化の影響や問題点について、最新の気象庁メソ数値予報システムを用いて調査した結果を報告する。

4.4.2 調査方法

メソ解析におけるマイクロ波イメージャデータ同化の影響を調査するために、マイクロ波イメージャを同化しない実験(棄却実験)を行った。実験には 2018 年 6 月時点での気象庁メソ数値予報システムと同等のシステムを用いた。基準となるコントロール実験(CNTL)は、現業システムと同じ観測データセットと数値予報システムを用いたもの、テスト実験(TEST)は CNTL からマイクロ波イメージャ(GMI, AMSR2, SSMIS)の輝度温度データと輝度温度からリトリーブした降水強度のデータを同化しないように設定したものである。TEST と CNTL の結果を比較することでマイクロ波イメージャのデータ同化が解析値・予測値に与える影響を調査した。実験期間は、2017 年 6 月 21 日から 2017 年 7 月 8 日までである。

表 4.4.1 2019 年 12 月現在の気象庁の数値予報システムで利用中のマイクロ波イメージャの観測周波数一覧。単位は GHz。黒下線はメソ・局地解析で同化している周波数、赤下線は全球解析で同化している周波数を表す。偏波は観測されるマイクロ波放射が、垂直偏波(V)か水平偏波(H)であることを示す。AMSR2 の 89 GHz の入射角の異なる 2 種類のもの、89A と 89B で示す。GMI の 183.31±3 等の表記は、水蒸気の吸収線 183.31 GHz の両側で測定されていることを意味する。

偏波	センサー名				
	AMSR2	GMI	SSMIS	MWRI	WindSat
V	6.925				6.8
H	6.925				6.8
V	7.3				
H	7.3				
V	10.65	10.65		10.65	10.7
H	10.65	10.65		10.65	10.7
V	<u>18.7</u>	<u>18.7</u>	<u>19.35</u>	<u>18.7</u>	<u>18.7</u>
H	18.7	18.7	19.35	18.7	18.7
V	<u>23.8</u>	<u>23.8</u>	<u>22.235</u>	<u>23.8</u>	<u>23.8</u>
H	23.8			23.8	23.8
V	<u>36.5</u>	<u>36.64</u>	<u>37</u>	<u>36.5</u>	<u>37</u>
H	36.5	36.64	37	36.5	37
V	<u>89A</u>	<u>89</u>	<u>91.655</u>	89	
H	89A	89	91.655	89	
V	89B				
H	89B				
V		166			
H		166			
V		<u>183.31±3</u>			
H			<u>183.31±3.0</u>		
V		<u>183.31±7</u>			
H			<u>183.31±6.6</u>		
H			<u>183.31±1.0</u>		

4.4.3 解析値と第一推定値への影響

マイクロ波イメージャを棄却することで第一推定値の精度がどのように変化したのかを調べるために、観測値と第一推定値の差(FG departure)の統計結果を TEST と CNTL で比較する。図 4.4.1 に、TEST と CNTL で共通に利用され、水蒸気に感度のあるマイクロ波水蒸気サウンダ MHS、ラジオゾンデの相対湿度、GNSS 可降水量について、チャンネル・高度別に FG departure の標準偏差の CNTL からの変化率およびデータ利用数の変化率を示す。TEST では CNTL と比べて、マイクロ波水蒸気サウンダ MHS、ラジオゾンデの 850 hPa から 600 hPa 付近の相対湿度、GNSS 可降水量の FG departure の標準偏差が増大した。これはマイクロ波イメージャを棄却したことによって、TEST の第一推定値の水蒸気場の精度が悪化したことを意味している。また、水蒸気に感度のあるデータでは第一推定値からの乖離が大きくなり、品質管理でリジェクトされるデータが増加することで、利用データ数が減少した。この

¹ 清水 宏幸

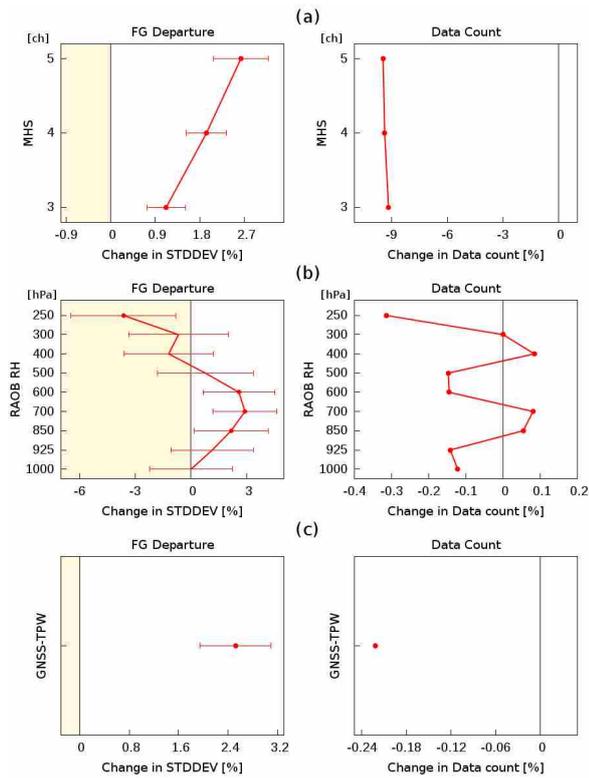


図 4.4.1 FG departure の標準偏差の CNTL からの変化率とデータ使用数の変化率 [%]。(a) はマイクロ波水蒸気サウンダ MHS、(b) はラジオゾンデの相対湿度、(c) は GNSS 可降水量に関する図をそれぞれ示す。誤差幅は差の有意判定で用いた 95% の信頼区間を表し、丸印は統計的に有意な差であることを示す。

結果からマイクロ波イメージャは解析値および第一推定値の水蒸気場の精度向上に寄与していることが確認できた。

解析場の変化を見るために、実験期間平均の解析値の TEST と CNTL の差を見る。図 4.4.2 に実験期間平均の可降水量の水平分布と、比湿の带状平均鉛直断面図 (TEST-CNTL) を示す。可降水量の水平分布 (図 4.4.2 左図) を見ると、マイクロ波イメージャを利用している海上を中心に可降水量が減少している。また比湿の带状平均鉛直断面図 (図 4.4.2 右図) を見ると、900 hPa から 600 hPa 付近の比湿が TEST で減少している。これらの結果から平均的にはマイクロ波イメージャは対流圏中下層の水蒸気量を増加させる効果があることが確認された。

図 4.4.3(a) に CNTL と TEST で共通に利用されているラジオゾンデの FG departure と観測値 - 解析値 (AN departure) の平均を示す。CNTL 実験ではモデルがラジオゾンデの観測に対して湿潤バイアスであった。TEST 実験では 925 hPa 付近で乾燥バイアスが增大したが、多くの高度で湿潤バイアスを解消するように変化した。これはマイクロ波イメージャのデータ同化が平均的にはモデルの湿潤バイアスを拡大させていることを表している。図 4.4.3(b) に CNTL で同化利用

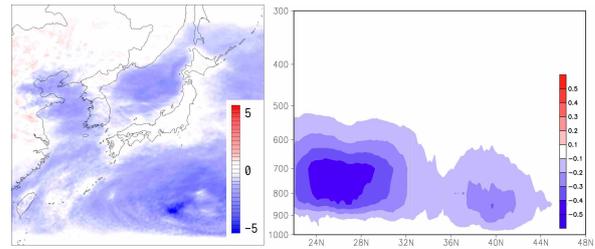


図 4.4.2 実験期間平均の解析値の TEST-CNTL。左図は可降水量の水平分布 [mm]、右図はメソ領域における比湿の带状平均鉛直断面図 [g/kg] を示す。右図の横軸は緯度、縦軸は高度 [hPa] を対数軸で表す。

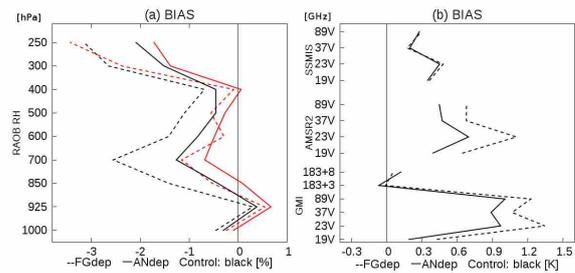


図 4.4.3 (a) ラジオゾンデ相対湿度の FG departure (破線) と AN departure (実線) の平均 [%]。(b)(a) と同じ。ただしマイクロ波イメージャの統計 [K]。黒線は CNTL、赤線は TEST の結果を示す。

されたマイクロ波イメージャ輝度温度の FG departure と AN departure の平均を示す。いずれのセンサーもモデルに対して正のバイアスとなっており、これがモデルの湿潤バイアスを増大させている原因と考えられる。メソ解析では、全球解析で決定された変分法バイアス補正係数を利用してバイアス補正を行っているが、モデルの特性の違いにより、バイアス補正に用いている説明変数の特性が全球解析とメソ解析で異なる。その結果、全球解析の説明変数で最適化されたバイアス補正係数がメソ解析にとって最適なものになっていないため、メソ解析でのモデル予報値に対するバイアス補正が十分に機能していないことが考えられる。

4.4.4 予測値への影響

降水予測への影響を評価するために、実験期間におけるバイアスコア、エクイタブルスレットスコアを図 4.4.4 に示す。TEST では CNTL に比べて 1 mm/3h から 25 mm/3h の雨に対して、有意にバイアスコアが減少した。これは海上を中心に可降水量が減少した影響を受け、降水予測の頻度が減少した結果であるとされる。また TEST では CNTL に比べてエクイタブルスレットスコアが概ね減少傾向であり、降水予測の精度が悪化した。これらの結果から、マイクロ波イメージャデータを同化することで降水予測の頻度を増加させる効果と、降水予測の精度を向上させる効果があることを確認できた。図 4.4.5 にラジオゾンデの混

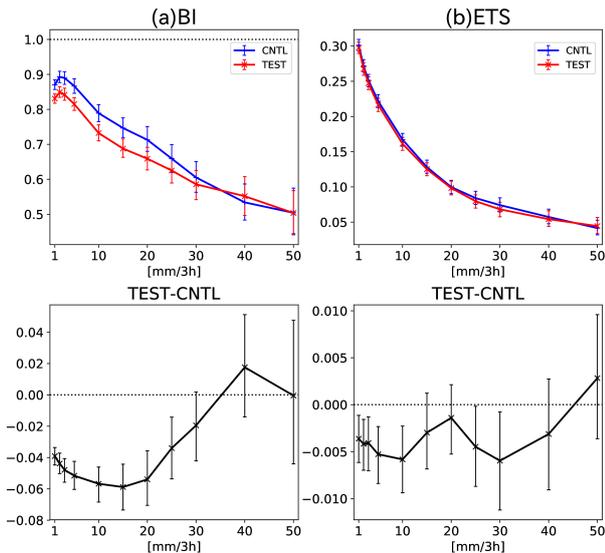


図 4.4.4 実験期間における解析雨量に対する 3 時間降水量の閾値別 [mm/3h] の検証結果。検証格子は 20 km。(a) はバイアススコア、(b) エクイタブルスレットスコア。上段が TEST (赤)、CNTL (青) それぞれのスコア。下段が TEST と CNTL の差 (TEST-CNTL)、エラーバーは 95% の信頼区間を示す。

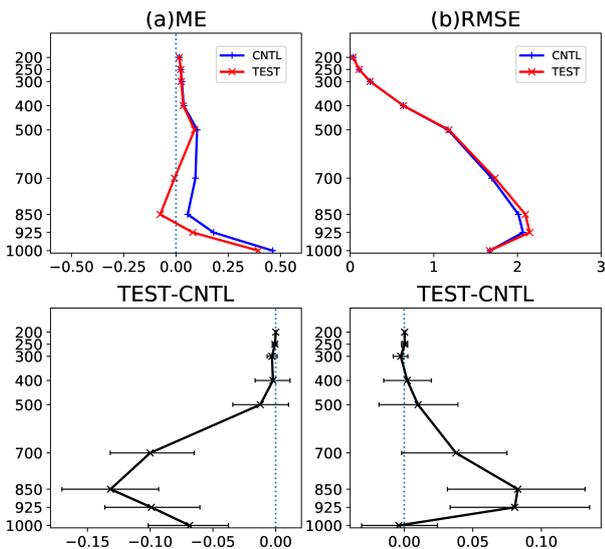


図 4.4.5 ラジオゾンデの混合比に対する 24 時間予測の平均誤差と二乗平均平方根誤差。上段が TEST (赤)、CNTL (青) それぞれの結果。下段が TEST と CNTL の差 (TEST-CNTL)、エラーバーは 95% の信頼区間を示す。

合比に対する 24 時間予測の平均誤差 (ME) と二乗平均平方根誤差 (RMSE) を示す。CNTL では中下層にかけて混合比が正バイアスとなっているが、TEST では全体的に正バイアスを小さくする方向に変化した。他の予測時間においても、同様の傾向であった。このことから、マイクロ波イメージャはモデル下層の湿潤バイアスを増大させていることが分かった。これは第 4.4.3 項で示したようにマイクロ波イメージャがモデルに対して正のバイアスをもって同化されていることに起因すると考えられる。一方で CNTL よりも TEST の方

が RMSE が大きくなったことから、マイクロ波イメージャには混合比の予測誤差を減らす効果があり、水蒸気場の予測精度向上に寄与していることが確認された。

4.4.5 事例

マイクロ波イメージャを同化することによって、平均的には海上の可降水量が増加し降水予測の頻度を増加させること、水蒸気場の予測誤差が減少し降水予測の精度を向上させることが確認された。以下では、実験期間中の降水予測について TEST と CNTL の差が特に大きく、マイクロ波イメージャデータ同化の影響が顕著であった事例を示す。

マイクロ波イメージャを同化することによって降水予測が改善した 2017 年 7 月 4 日 12UTC 初期値の事例を図 4.4.6 に示す。この事例は島根県で 4 日夜から 5 日朝にかけて記録的な大雨となり 5 日朝に大雨特別警報を発表した事例である。CNTL では島根県付近で 50 mm 以上の強い降水帯を予測していた。一方で TEST では島根県付近に降水帯を予測していたが、降水量が CNTL に比べて少なくなっていた。図 4.4.7(a) は、CNTL の解析時刻において同化利用されたマイクロ波イメージャの 23 GHz 帯のチャンネルの観測地点分布と可降水量の水平分布を示す。23 GHz 帯は対流圏中・下層の水蒸気に感度のある周波数である。CNTL では対馬海峡付近から日本海南部にかけてマイクロ波イメージャの輝度温度データが同化されており、同領域で CNTL の方が可降水量が多く解析された (図 4.4.7(b))。また、その領域が 6 時間予測にかけて島根県付近に流入していた (図 4.4.7(c))。他にも実験期間中には予報期間前半に TEST の方が CNTL よりも降水量が少なくなった事例が多く見られた。この結果から、海上でマイクロ波イメージャが同化されることによって、陸上に流れ込む水蒸気場の予測がより現実に近くなり、降水強度予測を改善することが分かった。

4.4.6 まとめと今後の予定

マイクロ波イメージャの輝度温度および輝度温度からリトリブした降水強度データを同化することによる気象庁のメソ数値予報システムへの影響について述べた。マイクロ波イメージャデータの棄却実験の結果から、マイクロ波イメージャは対流圏中下層の水蒸気場の解析精度向上に寄与し、降水予測精度を向上させることが確認された。これはマイクロ波イメージャを導入する際に行われた解析予報サイクル実験の結果と概ね整合的な結果である。一方で、マイクロ波イメージャを同化することでモデルの湿潤バイアスをさらに増加させる悪影響も確認された。これは現在のメソ解析が全球解析で決定された変分法バイアス補正係数を用いてバイアス補正を行っているためと考えられる。今後メソ解析では asuca-4DVar への変更が予定されており、メソ解析自身で変分法バイアス補正が行われる

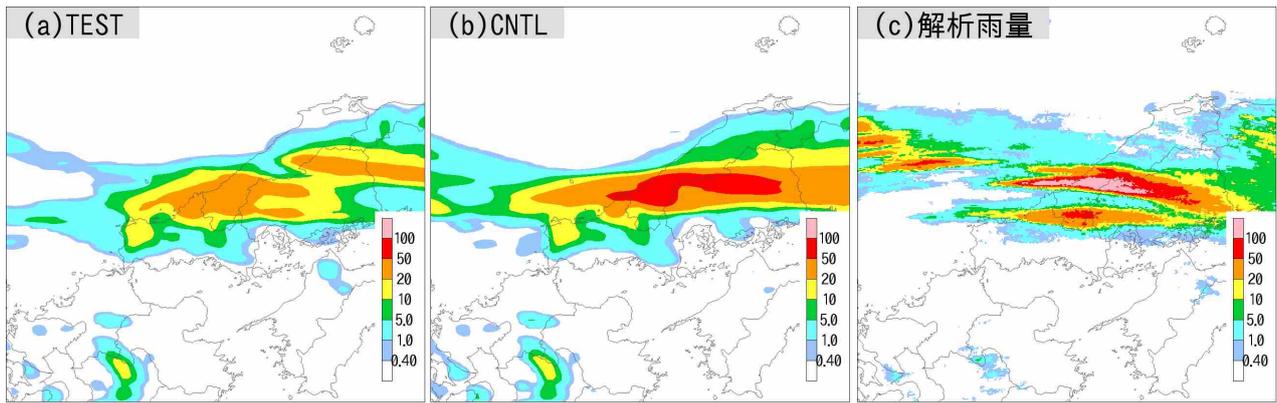


図 4.4.6 2017 年 7 月 4 日 18UTC の前 3 時間降水量 [mm/3h]。(a) は TEST の予測値、(b) は CNTL の予測値、(c) は解析雨量。予測値は 2017 年 7 月 4 日 12UTC 初期値における 6 時間予測の降水量を示す。

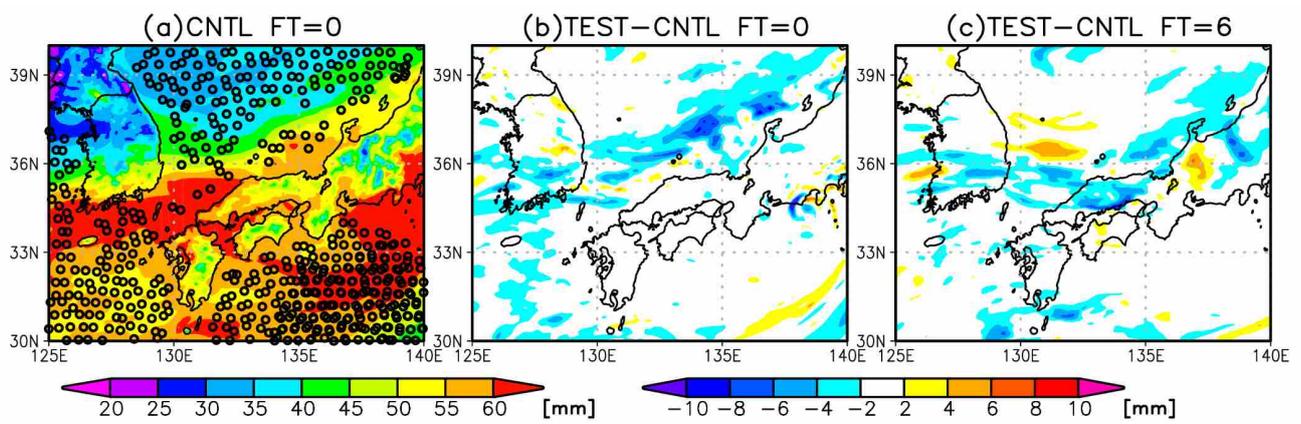


図 4.4.7 (a)2017 年 7 月 4 日 12UTC の解析において CNTL で同化利用されたマイクロ波イメージャ輝度温度の観測地点分布と可降水量 [mm] の解析値。(b)2017 年 7 月 4 日 12UTC における TEST と CNTL の可降水量解析値の差分 [mm]。(c)(b)と同じ。ただし 6 時間予測値における可降水量の差分 [mm]。

ようになる予定であるため、メソ解析におけるマイクロ波イメージャ輝度温度のバイアスは改善されると考えられる。

全球解析では 2019 年 12 月にマイクロ波イメージャ輝度温度を雲・降水域も含めて同化利用する（全天同化）変更をしており、雲・降水域における水蒸気場の解析精度だけでなく、4次元変分法によってその水蒸気場を再現するように気温や風の解析精度の向上が確認された。現在のメソ解析の輝度温度同化は、雲・降水の影響を受けていない晴天域に限定され、降水域ではマイクロ波イメージャの輝度温度からリトリーブされた降水強度が同化されている。雲・降水域においても輝度温度で直接同化の方が水蒸気の情報より正確に引き出すことができると考えられるので、メソ解析においても輝度温度全天同化の開発を進めていく予定である。また、全球解析で利用していて、メソ解析で利用していないマイクロ波イメージャ (FY-3C/MWRI, Coriolis/WindSat) があり、それらの利用に向けた開発も予定している。

参考文献

- 計盛正博, 2011: メソ解析における衛星輝度温度データの同化. 平成 23 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 3-8.
- 佐藤芳昭, 2003: メソ解析へのマイクロ波放射計データ同化. 平成 15 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 7-12.
- 竹内義明, 1999: マイクロ波放射計. 数値予報課報告・別冊第 45 号, 気象庁予報部, 75-96.

4.5 静止気象衛星ひまわり CSR¹

4.5.1 はじめに

気象衛星には、赤道の上空約 36,000 km の位置で地球の自転に合わせて周回する静止気象衛星と、上空約 1000 km 以下の低軌道で約 1~2 時間で地球を 1 周する極軌道衛星がある。極軌道衛星は、静止気象衛星よりも低い軌道を通るため、より高密度な観測が得られるが、同じ地点を通るのは 1 日 2 回程度と観測頻度は限定的である。一方、静止気象衛星は 1 機で北半球および南半球の低緯度から中緯度までの広い範囲を高頻度に観測することが出来る。例えば日本のひまわり 8 号は、10 分毎にフルディスク観測（衛星から見える地球全体の観測）を実施できる。観測密度についても、ひまわり 8 号や米国の GOES-16 による赤外面像の水平格子間隔は約 2 km、欧州の Meteosat Second Generation による赤外面像の水平格子間隔は約 3 km（共に衛星直下点）であり、上記のような広範囲をこれだけの密度で観測できる機器は従来型観測測器も含めて他にない。このように、静止気象衛星からは高頻度・高解像度な観測データが得られ、刻々と状況が変化する気象現象の実況監視や予測に必要不可欠なものとなっている。

静止気象衛星に搭載された赤外イメージャの観測データから作成される晴天放射輝度温度プロダクト (CSR: Clear-Sky Radiance) とは、赤外面像のピクセルデータ毎に晴天判別を行い、ある一定の領域（セグメントという）内にある晴れピクセルだけの放射輝度や輝度温度の平均値を算出したプロダクトである。主にデータ同化されるのは、対流圏の水蒸気に関する情報を持つ水蒸気チャンネルの CSR で、これらの観測データを利用する目的は、対流圏の水蒸気に関する観測情報を数値予報システムの初期値に反映させ、解析精度を向上させることである。特に、モデルでは現実のような水蒸気場のメリハリを維持することが難しいため、データ同化により解析毎に補正する必要がある。初期値における水蒸気場がより現実に近い、メリハリのあるものに改善することにより、降水の予測精度の改善も期待できる。

数値予報現業センターでの利用は、2002 年に欧州中期予報センター (ECMWF: the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) が全球解析へ Meteosat-7 の水蒸気チャンネルの CSR データ（輝度温度）を同化したのが始まりである (Munro et al. 2004)。既に、静止気象衛星による観測データとして大気追跡風 (AMV: Atmospheric Motion Vector) のデータは同化されていたが、水蒸気チャンネルの場合、晴天域では高度推計が難しいという問題があり (Velden et al. 1997)、その対応策として輝度温度データの直接同化が有効と考えられていた背景がある。今日では、多くの数値予報現業センターで水蒸気チャンネルの CSR データを直接

同化している (Szyndel et al. 2005; Stengel et al. 2009; Zou et al. 2011, 2015)。気象庁でも、2003 年には極軌道 NOAA 衛星に搭載された鉛直サウンダ (ATOVS: the Advanced TIROS Operational Vertical Sounder) による輝度温度データの全球解析への直接同化を開始し (計盛・岡本 2004)、2008 年には静止気象衛星 MTSAT-1R による水蒸気チャンネルの CSR (Uesawa 2009) の輝度温度データ同化が開始された (石橋・上沢 2007; Ishibashi 2008)。その後、2010 年にメソ解析への輝度温度データ直接同化が開始され、同時に CSR データの同化も開始された (Kazumori 2014)。

また近年では、晴天のみでなく雲域も含めた水蒸気チャンネルの全天放射輝度 (ASR: All-Sky Radiance) の利用についても開発・研究が進められている (Lupu and McNally 2012; Burrows 2018; Okamoto 2013, 2017; Zhang et al. 2016; Harnisch et al. 2016)。

4.5.2 ひまわり 8 号による CSR データ

2015 年 7 月、MTSAT-2 に代わり、静止気象衛星ひまわり 8 号が本運用機となった。静止位置は東経 140.7 度で、日本列島を含む極東アジアからオーストラリア、太平洋にかけての低緯度から中緯度までの広い観測領域を持つ。観測データのスペックは飛躍的に向上し、10 分毎のフルディスク観測の他、任意の領域を 2.5 分または 30 秒毎に観測することもできるようになった (Bessho et al. 2016)。CSR データ利用の観点からは、観測データの水平解像度が向上したことや、バンド毎に晴天率を算出できるようになったため水蒸気バンドにおいて晴天と判別される領域が拡大したこと（プロダクトの算出数増加）に加え、水蒸気バンドが 1 つから 3 つに増強され、より下層の水蒸気に感度のあるバンドの CSR データが利用できるようになったことが大きな進歩である (Imai and Uesawa 2016)。

気象衛星センターでは、ひまわり 8 号に搭載されたイメージャ (AHI: Advanced Himawari Imager) による 10 分毎のフルディスク観測データを用いて、全 16 バンドのうち赤外バンドの 10 バンド（バンド 7-16、そのうちバンド 8-10 が水蒸気バンド）についての CSR を作成している²。水平解像度の異なる 2 種類のデータセットがあり、一つは、16 × 16 ピクセル（1 セグメント、衛星直下点で約 32 km 四方）内にある晴天ピクセルの放射輝度、及び、輝度温度の平均値を算出したもので、セグメント内の晴天ピクセルの割合（晴天率）、晴天ピクセルの輝度温度の標準偏差などの情報が付与されている。（以下、GSM 用 CSR データ、または単に CSR データと呼ぶ。）もう一つは、ピクセルデータに晴天判別の情報（晴れ、曇りのいずれか）を付与し、そのままの水平解像度で出力したプロダクト（雲域も含まれる）で、日本周辺の領域について庁内向けに配信されている。（以下、ピクセル輝度温度データと呼ぶ。）

¹ 岡部 いづみ

² 雲域判別には、可視バンドの観測データも用いられている。

2022年、ひまわり8号に代わり本運用を開始する計画のひまわり9号にも、ひまわり8号と同スペックのイメージャ(AHI)が搭載されており、同様の仕様でGSM用CSRとピクセル輝度温度データが作成される予定である。

4.5.3 数値予報システムでの利用と最近の改良

2019年12月現在、気象庁数値予報システムのメソ解析では、全球・局地解析と同じく、水蒸気バンドのGSM用CSRデータを利用している。全球・メソ解析では全3つの水蒸気バンド8, 9, 10を利用しており、局地解析ではバンド8のみを利用している。各解析の同化窓の中で、他の観測データと同様に1時間毎にデータ同化をしている。メソ解析の同化窓は、解析時刻の-3時間前から解析時刻までで、解析時刻から-3時間、-2時間、-1時間、±0時間の4時刻分の第一推定値が作成される。各第一推定値の時刻の±30分に観測されたデータがそれぞれ正時の観測データとして同化される。ひまわり8号のCSRデータは10分毎に入電するが、現時点ではデータ同化の頻度に併せて正時(観測時刻50-59分)のデータのみを利用している。ひまわり8号CSRの利用開始当時の詳細については、計盛(2016)、Kazumori(2018)を参照されたい。メソ解析の同化窓とひまわり8号CSRデータの同化については、計盛(2015)にも詳細な解説がある。

2017年3月よりメソ解析でのひまわり8号によるCSRデータの同化が開始された当時は、MTSAT-2のIR3(水蒸気)チャンネルに相当するバンド8(中心波長:6.2 μm)のみが利用されていた(計盛2016)。バンド9, 10を利用するには後述のとおり調査や工夫が必要であり、ひまわり8号のCSRデータの早期利用開始を目指していた当時は、その後の課題とされた。図4.5.1に、代表的な大気プロファイル(a), (b)に対して描画したバンド8, 9(中心波長:6.9 μm)、10(中心波長:7.3 μm)の荷重関数(c), (d), (e)を示す。バンド9, 10はバンド8に比べて荷重関数がピークとなる高度が低いため、大気が乾燥した環境下では地表面からの影響を受ける。そのようなバンドのCSRは、放射計算において、地表面に関するパラメータの精度が計算輝度温度³の精度にも影響する。CSRデータの同化では、計算輝度温度の精度が高いほど、より正確に大気に関する観測情報(修正量)を取り出すことが出来るため、計算輝度温度の精度は重要である。そのため、それらのCSRデータを利用するには、地表面に関するパラメータの精度が十分であるかの確認や、その精度を向上させるための工夫が必要であった。

バンド9, 10のCSRデータを陸域でも利用するため、以下の2点の改良を行った。

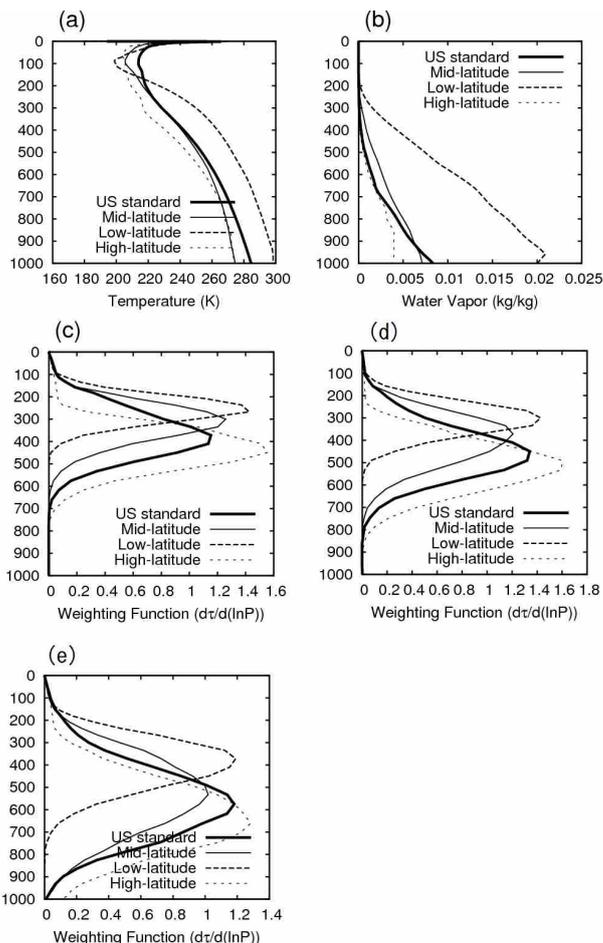


図 4.5.1 代表的な大気プロファイル (a) 気温、(b) 水蒸気とひまわり8号水蒸気バンド (c) 8, (d) 9, (e) 10の荷重関数。太実線は米国標準大気、細線は中緯度、破線は低緯度、点線は高緯度の代表的な大気プロファイルの場合を表す。縦軸は気圧高度 [hPa]。

- 地表面射出率を0.9の固定値から、植生や季節変化を考慮した気候値に変更。
- 地表面温度を第一推定値から、窓バンドのCSRデータからのリトリブ値に変更。

気候値の地表面射出率としては、高速放射伝達モデル(RTTOV: Radiative Transfer for TOVS, Saunders et al. 2018)の公式サイト⁴で公開されているversion 11.3の赤外データ用地表面射出率アトラス(Borbás and Ruston 2010)を用いた。a, bの変更点それぞれの効果を確認するため、2018年10月時点の数値予報システムのメソ解析と同様の設定をCNTL、これにaの変更のみ適用した設定をTEST-A、aとbの変更を適用した設定をTEST-Bとし、これらの放射計算を含むデータ同化前処理の実行結果を比較した。図4.5.2は2017年12月のTEST-A, TEST-Bの計算輝度温度(バンド

³ 数値予報モデルから計算した輝度温度のこと。モデル予測変数である気温、比湿などから放射伝達モデルで計算される。データ同化において、第一推定値として使われる。

⁴ <https://www.nwpsaf.eu/site/software/rttov/download/>

10) の期間平均値の CNTL からの差である。TEST-A では最大 0.2 K 程度、TEST-B では最大 1.5 K 程度の差が見られ、b の改良の方が効果の大きいことが分かる。同期間の CNTL, TEST-A, TEST-B について作成した観測値と第一推定値の差のヒストグラム (図 4.5.3) で確認しても、標準偏差が CNTL と比較して TEST-A での減少より TEST-B での減少の方が顕著であることがわかる。b のリトリブ地表面温度を用いた計算輝度温度の算出方法については、付録 4.5.A に記す。以上の改良を、2018 年 10 月 18 日に全球解析に、2019 年 3 月 26 日にメソ解析に適用した。これらの改良を適用した実験結果については、岡部 (2019)、太田ほか (2019) を参照されたい。

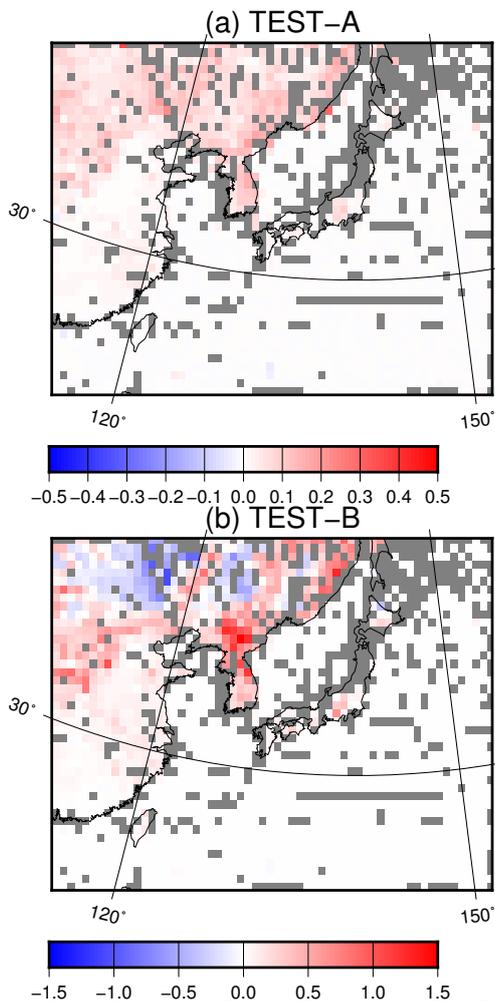


図 4.5.2 ひまわり 8 号バンド 10 の計算輝度温度の各変更を加えた場合の期間平均変化量 [K]。(a) 地表面射出率を 0.90 から気候値に変更した場合 (TEST-A) の計算輝度温度の差。(b) (a) に地表面温度を第一推定値からリトリブ値に変更した場合 (TEST-B)。統計期間は 2017 年 12 月。

4.5.4 メソ解析における今後の課題

メソ解析は、顕著現象の予報作業にとって重要なメソモデルの初期値である。急激に変化するメソスケールの現象を精度良く予測するためには、対流圏の水蒸

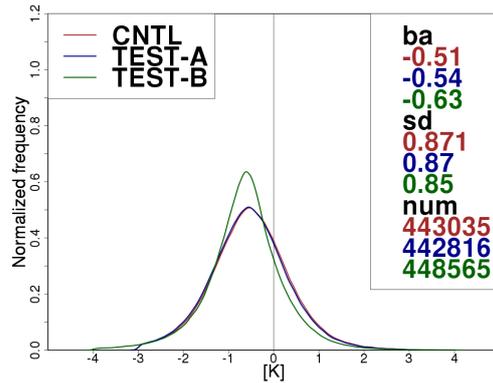


図 4.5.3 ひまわり 8 号バンド 10 の計算輝度温度の各変更を加えた場合の、観測値と第一推定値の差 (ただし観測値はバイアス補正前の値) のヒストグラム。CNTL は 2018 年 10 月時点の数値予報システムのメソ解析と同等の設定で、TEST-A, TEST-B の定義は図 4.5.2 と同じ。ba は期間平均バイアス、sd は標準偏差、num は品質管理をパスしたデータ数。統計期間は 2017 年 12 月。

気の流れを常時捉え、迅速に反映させた初期値が求められる。静止気象衛星から得られる観測データは、常時迅速に水蒸気の流れを捉えることの出来る重要なデータであり、現状より更に有効に利用するための開発が必要である。その一つに、より水平解像度の高いピクセル輝度温度データの利用が挙げられる。ピクセル輝度温度データについては、より水平解像度の高い局地解析での利用から開発を進めているところである。以下、その開発段階で分かったピクセル輝度温度データの特徴と、メソ解析での利用に向けた課題について (1) で述べる。また、GSM 用 CSR データの利用で用いている雲域除去手法についても、改善の余地があると考えられるので、(2) に記す。その他、中・長期的な課題としては、全天放射輝度温度 (ASR: All-sky radiance) の同化への移行や、現在は 1 時間毎のデータ同化となっているところ、10 分毎に作成される CSR データをより有効に活用するため、より高頻度なデータ同化などが挙げられる。

(1) ピクセル輝度温度データの利用に向けて

GSM 用 CSR データは、衛星直下点で水平格子間隔が約 32 km となっており、メソ解析のインナーモデルの水平格子間隔 15 km よりも水平解像度が低い。一方、ピクセル輝度温度データは衛星直下点で水平格子間隔が約 2 km なので、Super-observation 手法⁵などの処理を用いて、適切な水平格子間隔のデータに変換することが出来るなどの利用メリットがある。図 4.5.4 に 2019 年 11 月 7 日 00UTC のバンド 8 の GSM 用 CSR データと、同時刻のピクセル輝度温度データの下記 (a), (b), (c) それぞれの条件をパスしたデータの分布図を

⁵ 高密度な観測データを空間平均する手法。既に全球解析では、マイクロ波イメージャの観測データをインナーモデルの水平格子間隔に合わせるなどの目的で導入されている。

示す。メソ解析では GSM 用 CSR データを 45 km 毎の水平格子間隔で間引いて利用している。比較しやすいように (b), (c) も同じ水平格子間隔で間引いた図とした。

- (a) メソ解析で実際に利用された GSM 用 CSR データ (バンド 8 の晴天率が 90 % 以上かつバンド 13 の晴天率が 55 % 以上)
- (b) 晴天域の (晴天と判別された) 全てのピクセル輝度温度データ
- (c) バンド 8 の晴天率が 0 より大きい全ての GSM 用 CSR データ

2019 年 12 月現在、GSM 用 CSR データとピクセル輝度温度データでは、別の手法で算出された晴天判別の結果が格納されているため、図 4.5.4 の (b) と (c) で分布に差が見られる。GSM 用 CSR データでは、雲マスク (Imai and Yoshida 2016) の結果、雲域と判定されたピクセルにおいて、バンド毎に大気の透過率を計算し、衛星から雲頂高度 (Mouri et al. 2016) までの透過率が 0.0001 より小さい場合は晴れとする「晴れ復活処理」が適用されている。一方、ピクセル輝度温度データでは、雲マスクの結果がそのまま格納されているため、GSM 用 CSR データより晴天域が狭い⁶。また、ピクセル輝度温度データには「晴天率」という概念がなく、品質管理では、晴れ又は曇りのいずれかの雲マスクの結果を用いるしかないため、ピクセル輝度温度データに適した観測誤差を設定するなどの対応が必要である。GSM 用 CSR データと比較して観測誤差は、雲域の誤混入の確率が高くなる点では、より大きくなるはずだが、水平誤差相関は、より小さくなると思われる。水平間引き距離も適切に決める必要がある。以上の課題をクリアした上でピクセル輝度温度データの利用に期待されることとしては、高解像度できめ細かな観測情報を得られる点である。図 4.5.5 に、ある 1 時刻分の GSM 用 CSR の入電データのプロット図と、メソ解析のインナーモデル解像度に合わせて 15 km の水平格子間隔に内挿したピクセル輝度温度データの分布図を示す。後者の方が、きめ細かい分布の情報を持つことが一目瞭然である。

(2) 雲域除去手法

GSM 用 CSR データの品質管理手法では、雲域の誤混入データを除去する目的で、同化する水蒸気バンドの晴天率 90 % 未満、または、窓バンド (バンド 13) の晴天率がバンド 8 の場合は 55 % 未満、バンド 9 は 60 % 未満、バンド 10 は 65 % 未満で、それぞれの水蒸気バン

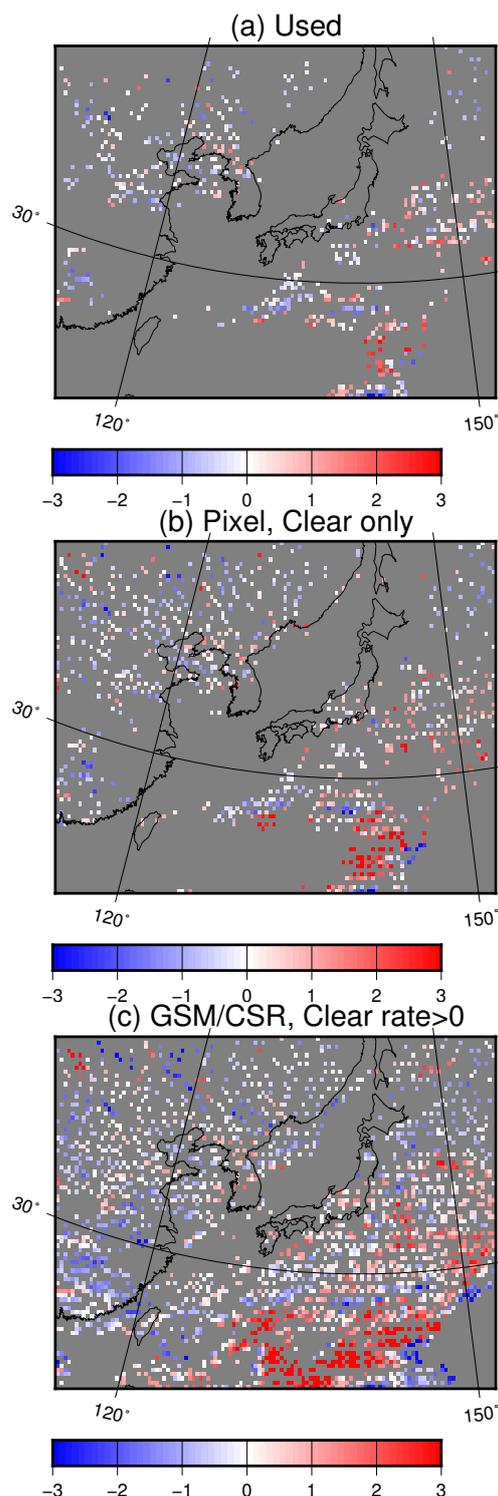


図 4.5.4 観測時刻 2019 年 11 月 7 日 00UTC のひまわり 9 号バンド 8 の GSM 用 CSR またはピクセル輝度温度データの観測値と第一推定値の差 [K]。(a) メソ解析で利用された GSM 用 CSR データ、(b) 晴天域のピクセル輝度温度データ、(c) バンド 8 の晴天率が 0 より大きい地点の GSM 用 CSR データ。

ド CSR データを除去している。図 4.5.6 にメソ解析で利用された 2018 年 7 月 1 日 00UTC のバンド 8 の CSR データ分布図を示す。三陸沖からオホーツク海にかけては殆どデータが使われていない。図 4.5.7 に同時刻

⁶ 将来的にはピクセル輝度温度データにも晴れ復活処理が適用される予定である。

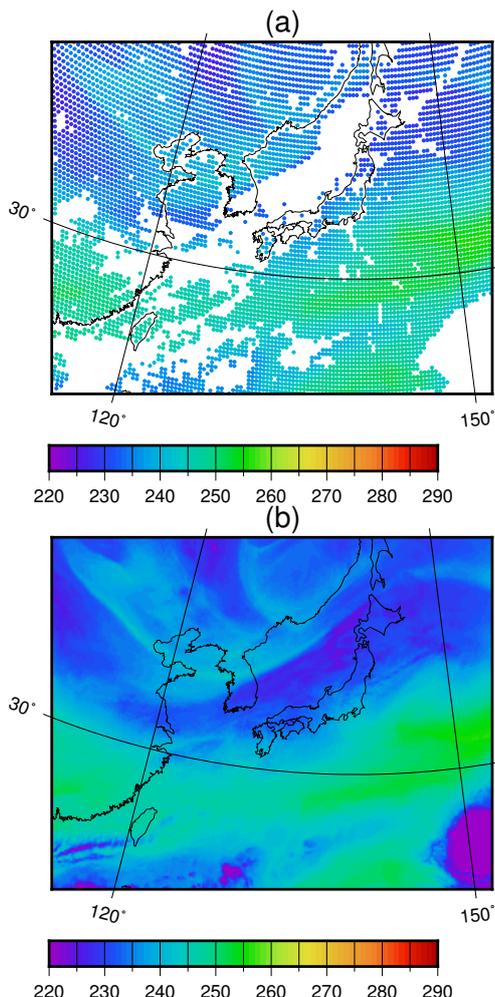


図 4.5.5 観測時刻 2019 年 11 月 7 日 00UTC の (a) ひまわり 8 号バンド 8 の GSM 用 CSR の入電データと (b) 同観測時刻のピクセル輝度温度データを水平格子間隔 15 km でプロットした輝度温度 [K]。

のバンド 8 とバンド 13 の晴天率を示す。前述の利用データがない領域では、バンド 8 の晴天率が 100 % に近い領域もあるが、バンド 13 の晴天率が品質管理の閾値以下となっていたため除去された。このように、下層雲域ではバンド 8 では雲頂が見えない（雲の影響を受けていない）にも拘らずバンド 13 の晴天率による品質管理で除去されることにより利用されない場合があり、再考の余地がある。しかし、安易にバンド 13 の晴天率による品質管理を廃止したり、その閾値を下げたりすれば、品質管理後のバンド 8 の CSR データに雲域が誤混入する可能性が高まりかねない。雲域が混入した CSR データは、同じ大気プロファイルの時に観測されるはずの雲域の誤混入がない CSR データよりも、輝度温度が低くなる。そのため、その CSR データを晴天域で観測された輝度温度として同化すると、初期値に誤った情報を与えることになる。そのため、雲域除去手法については、十分に調査し、慎重にその手法の改良を検討する必要がある。この課題は全球・局地解析にも同様に当てはまる。

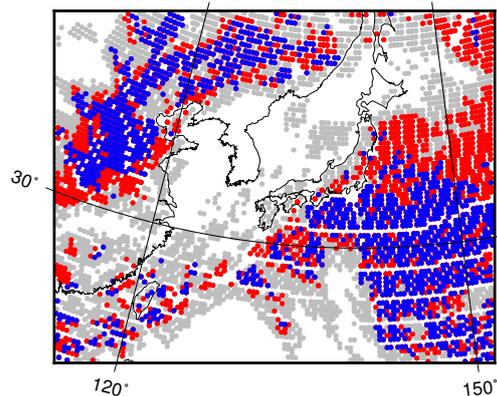


図 4.5.6 観測時刻 2018 年 7 月 1 日 00UTC のひまわり 8 号バンド 8 の CSR データのメソ解析での利用状況。青点が利用された地点、赤点が帯バンドの晴天率による品質管理により不使用となった地点、灰色点はその他の品質管理条件で不使用となった地点。

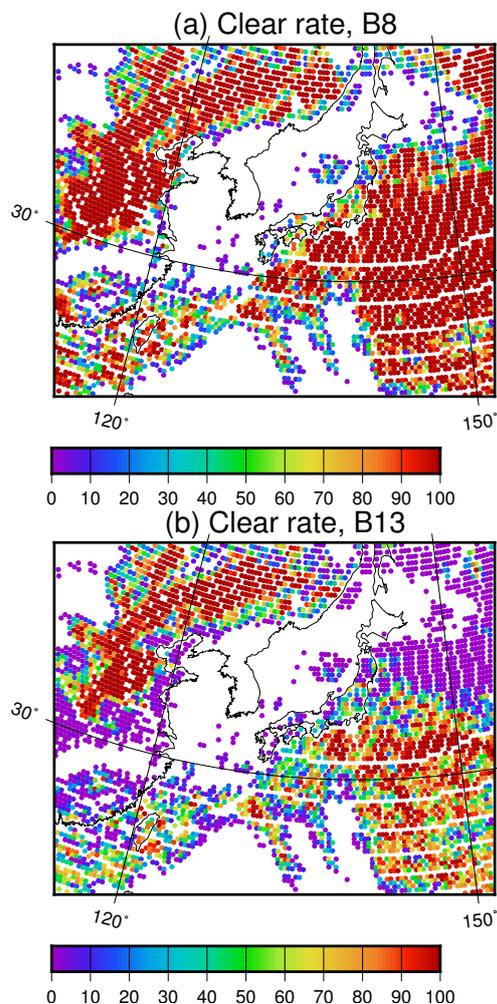


図 4.5.7 図 4.5.6 と同時刻のひまわり 8 号 CSR の (a) バンド 8 及び (b) バンド 13 の晴天率 [%] (Clear rate)。ただし、メソ解析に利用されなかった地点も含む。

付録 4.5.A リトリブ地表面温度の算出

手順は以下①～③のとおり。

- ① 地表面温度 T_S の誤差 (変化率) による輝度温度 T_B の誤差 (変化率) を求める。
- ② 窓バンドの観測輝度温度と第一推定値の大気プロファイルからリトリブされた地表面温度を求める。
- ③ ②で求めたリトリブ地表面温度を用いて計算輝度温度 T_B' を求める。

- ① 地表面温度 T_S の誤差 (変化率) による輝度温度 T_B の誤差 (変化率) を求める。

$$P_1 = 2hc^2 N_u^3 \quad [mkg s^{-3}]$$

$$P_2 = \frac{ch}{k} N_u \approx 1.438775 \times N_u \quad [K]$$

とおく。 h はプランク定数、 k はボルツマン定数、 c は光速、 N_u は波数。ある波数の分光放射輝度 B と、それが黒体放射と仮定して算出した気温つまり輝度温度 T_B は以下のプランクの法則が成り立つ。

$$B(N_u, T_B) = \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_B}\right) - 1} \quad (4.5.1)$$

また、ある大気プロファイル・地表面データから求める、ある波数 N_u の分光放射輝度 L は、

$$L(N_u) = \tau_s \varepsilon_s B(N_u, T_S) + \int_{\tau_s}^1 B(N_u, T) d\tau + (1 - \varepsilon_s) \tau_s^2 \int_{\tau_s}^1 \frac{B(N_u, T)}{\tau^2} d\tau \quad (4.5.2)$$

τ はある大気高度から衛星までの透過率、 τ_s は地表面から衛星までの全層透過率。 ε_s は、地表面射出率。第一項が地表面からの放射項、第二項が大気からの放射項、第三項が反射項。 $L(N_u)$ に対する輝度温度 T_B は定義より、

$$L(N_u) = \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_B}\right) - 1} \quad (4.5.3)$$

が成り立つので、(4.5.1)、(4.5.2)、(4.5.3) から、

$$\frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_B}\right) - 1} = \tau_s \varepsilon_s \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_S}\right) - 1}$$

$$+ \int_{\tau_s}^1 B(N_u, T) d\tau + (1 - \varepsilon_s) \tau_s^2 \int_{\tau_s}^1 \frac{B(N_u, T)}{\tau^2} d\tau \quad (4.5.4)$$

ここで、 T_S のみ変化した際の T_B の変化量を見積もりたいので、右辺は T_S のみの関数 (T_S のみ変化する) とする。水蒸気チャンネルでは第三項 (反射項) は他の項に比べて十分小さいため無視する。また、第二項は T_S に依らないので、定数 C とおく。すると (4.5.4) は、

$$\frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_B}\right) - 1} \approx \tau_s \varepsilon_s \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_S}\right) - 1} + C \quad (4.5.5)$$

$a \gg b$ のとき、 $\frac{1}{\exp(\frac{a}{b}) - 1} \approx \exp(-\frac{a}{b})$ である。赤外の場合 $\frac{P_2}{T_B} \gg 1$ なので、この関係が成り立ち、(4.5.5) は、

$$P_1 \exp\left(-\frac{P_2}{T_B}\right) \approx \tau_s \varepsilon_s P_1 \exp\left(-\frac{P_2}{T_S}\right) + C \quad (4.5.6)$$

両辺を全微分すると、

$$P_1 P_2 \frac{1}{T_B^2} \exp\left(-\frac{P_2}{T_B}\right) dT_B \approx \tau_s \varepsilon_s P_1 P_2 \frac{1}{T_S^2} \exp\left(-\frac{P_2}{T_S}\right) dT_S$$

式を変形して、

$$dT_B \approx \tau_s \varepsilon_s \frac{T_B^2}{T_S^2} \exp\left(\frac{P_2}{T_B} - \frac{P_2}{T_S}\right) dT_S \quad (4.5.7)$$

- ② 窓バンドの観測輝度温度と第一推定値の大気プロファイルから地表面温度をリトリブするための式を求める。

(4.5.4) を再掲。

$$\frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_B}\right) - 1} = \tau_s \varepsilon_s \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_S}\right) - 1} + \int_{\tau_s}^1 B(N_u, T) d\tau + (1 - \varepsilon_s) \tau_s^2 \int_{\tau_s}^1 \frac{B(N_u, T)}{\tau^2} d\tau \quad (4.5.4)$$

ここで、右辺の第二項+第三項の値を L^{atm} とおく。リトリブの精度を高めるためには、第二、第三項に

代入する T にも実況値を代入することが望ましいが、現実には得られないため、第一推定値を用いる。窓バンドの晴天域の場合、そもそも第二、第三項は第一項に比べて小さいため、実況値と第一推定値の差に起因する誤差も、第一項のそれより十分小さい。観測輝度温度 T_{B13}^o を T_B に代入、リトリーブ地表面温度を T_S^o と置いて T_S に代入し、

$$\frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_{B13}^o}\right) - 1} \approx \tau_s \varepsilon_s \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_S^o}\right) - 1} + L^{atm} \quad (4.5.8)$$

また、バンド 13 の計算輝度温度を T_{B13}^b 、第一推定値の地表面温度を T_S^b として、(4.5.8) との差をとると、 L^{atm} は消えて、

$$\begin{aligned} & \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_{B13}^o}\right) - 1} - \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_{B13}^b}\right) - 1} \\ & \approx \tau_s \varepsilon_s \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_S^o}\right) - 1} - \tau_s \varepsilon_s \frac{P_1}{\exp\left(\frac{P_2}{T_S^b}\right) - 1} \\ & \exp\left(-\frac{P_2}{T_{B13}^o}\right) - \exp\left(-\frac{P_2}{T_{B13}^b}\right) \\ & \approx \tau_s \varepsilon_s \exp\left(-\frac{P_2}{T_S^o}\right) - \tau_s \varepsilon_s \exp\left(-\frac{P_2}{T_S^b}\right) \\ & \exp\left(-\frac{P_2}{T_S^o}\right) \\ & \approx \exp\left(-\frac{P_2}{T_S^b}\right) \\ & + \frac{1}{\tau_s \varepsilon_s} \left(\exp\left(-\frac{P_2}{T_{B13}^o}\right) - \exp\left(-\frac{P_2}{T_{B13}^b}\right) \right) \end{aligned} \quad (4.5.9)$$

ここで、(4.5.9) の右辺を A と定義すると、

$$T_S^o \approx -\frac{P_2}{\log A} \quad (4.5.10)$$

(4.5.10) より、 T_S^o を、 T_{B13}^o と第一推定値の値 (T_{B13}^b 、 T_S^b)、プランク定数で表すことができる。

実際に観測しているセンサーは、中心波長の前後にある程度広がりのある波長帯に感度を持つので、その効果を補正する必要がある。数値予報システムで用いている高速放射伝達モデル RTTOV では、衛星、センサー毎に用意された定数ファイルに、そのための補正係数 (補正傾斜 bcs 、補正切片 bco) が書かれている。

中心波長のみの理想的な計算値から補正值へは、以下のような 1 次関数で変換している。

$$T_{B\text{eff}} = bcs \times T_B + bco \quad (4.5.11)$$

ただし、 bcs はほぼ 1、 bco は 0 に近い値になっている。つまり、 $T_{B\text{eff}}$ と T_B はほぼ同じ値となる。(今回の変更では、 T_B に $T_{B\text{eff}}$ を用いて考慮している。)

③ ②で求めたリトリーブ地表面温度を用いて計算輝度温度 T_B' を求める。

(4.5.7) を再掲。

$$dT_B \approx \tau_s \varepsilon_s \frac{T_B^2}{T_S^2} \exp\left(\frac{P_2}{T_B} - \frac{P_2}{T_S}\right) dT_S \quad (4.5.7)$$

ここで $dT_S = T_S^b - T_S^o$ とすると、

$$\begin{aligned} dT_B & \approx \tau_s \varepsilon_s \left(\frac{T_B^b}{T_S^b}\right)^2 \exp\left(\frac{P_2}{T_B^b} - \frac{P_2}{T_S^b}\right) (T_S^b - T_S^o) \end{aligned} \quad (4.5.12)$$

よって、リトリーブ地表面温度を用いた計算輝度温度 T_B' は、

$$\begin{aligned} T_B' & \approx T_B - dT_B \\ & \approx T_B^b \\ & - \tau_s \varepsilon_s \left(\frac{T_B^b}{T_S^b}\right)^2 \exp\left(\frac{P_2}{T_B^b} - \frac{P_2}{T_S^b}\right) (T_S^b - T_S^o) \end{aligned} \quad (4.5.13)$$

(4.5.13) により、リトリーブ地表面温度を用いた計算輝度温度 T_B' が、第一推定値の地表面温度を用いた計算輝度温度 T_B^b や、その他の第一推定値や定数などから得られるため、リトリーブ地表面温度を算出した後に再度、放射伝達モデルを用いる必要はない。そのため、計算時間は殆ど増加しない。

参考文献

Bessho, K., K. Date, M. Hayashi, A. Ikeda, T. Imai, H. Inoue, Y. Kumagai, T. Miyakawa, H. Murata, T. Ohno, A. Okuyama, R. Oyama, Y. Sasaki, Y. Shimizu, K. Shimoji, Y. Sumida, M. Suzuki, H. Taniguchi, H. Tsuchiyama, D. Uesawa, H. Yokota, and R. Yoshida, 2016: An Introduction to Himawari-8/9 — Japan's New-Generation Geostationary Meteorological Satellites. *J. Meteor. Soc. Japan*, **94**, 151–183.

- Borbas, E. E. and B. C. Ruston, 2010: The RTTOV Uwiremis IR land surface emissivity module. *Report NWPSAF-MO-VS-042, EUMETSAT*, 24pp.
- Burrows, C. P., 2018: Assimilation of radiances observations from geostationary satellites: first year report. *EUMETSAT/ECMWF Fellowship Programme Research Report No. 47*, 49pp.
- Harnisch, F., M. Weissmann, and Á. Perri nez, 2016: Error model for the assimilation of cloud-affected infrared satellite observations in an ensemble data assimilation system. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **142**, 1797–1808, doi:https://doi.org/10.1002/qj.2776.
- Imai, T. and R. Yoshida, 2016: Algorithm Theoretical Basis for Himawari-8 Cloud Mask Product. *Meteorological satellite Center Technical Note*, **61**, 1–17.
- Imai, T. and D. Uesawa, 2016: Clear Sky Radiance (CSR) product derived from Himawari-8 data. *Meteorological Satellite Center Technical Note*, **61**, 53–58.
- 石橋俊之, 上沢大作, 2007: 静止衛星イメージャ. 数値予報課報告・別冊 53 号, 気象庁予報部, 106–120.
- Ishibashi, T., 2008: Assimilation of WV CSR from MTSAT-1R in the JMA global 4DVAR system. *WGNE Blue Book, Res. Activ. Atmos. Oceanic Modell.*, **38**, 1–9.
- 計盛正博, 岡本幸三, 2004: ATOVS 輝度温度の直接同化. 数値予報課報告・別冊 50 号, 気象庁予報部, 93–104.
- Kazumori, M., 2014: Satellite radiance assimilation in the JMA operational mesoscale 4DVAR system. *Mon. Wea. Rev.*, **142**, 1361–1381.
- 計盛正博, 2015: 静止気象衛星赤外イメージャ. 数値予報課報告・別冊 61 号, 気象庁予報部, 55–60.
- 計盛正博, 2016: ひまわり 8 号晴天放射輝度温度の利用開始. 平成 28 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 46–49.
- Kazumori, M., 2018: Assimilation of Himawari-8 Clear Sky Radiance Data in JMA’s Global and Mesoscale NWP System. *J. Meteor. Soc. Japan*, **96B**, 173–192.
- Lupu, C. and A. P. McNally, 2012: Assimilation of cloud-affected radiances from Meteosat-9 at ECMWF. *EUMETSAT/ECMWF Fellowship Programme Research Report, No. 25*, 33pp.
- Mouri, K., H. Suzue, R. Yoshida, and T. Izumi, 2016: Algorithm Theoretical Basis Document of Cloud top height product. *Meteorological satellite Center Technical Note*, **61**, 33–42.
- Munro, R., C. K pken, G. Kelly, J.-N. Th paut, and R. Saunders, 2004: Assimilation of Meteosat radiance data within the 4D-Var system at ECMWF: Data quality monitoring, bias correction and single-cycle experiments. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 2293–2313.
- 岡部いづみ, 2019: ひまわり 8 号のバンド 9, 10 及び Meteosat のチャンネル 6 の晴天放射輝度温度 (CSR: clear-sky radiance) データの追加利用. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 56–57.
- Okamoto, K., 2013: Assimilation of overcast cloudy infrared radiances of the geostationary MTSAT-1R imager. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **139**, 715–730.
- Okamoto, K., 2017: Evaluation of IR radiance simulation for all-sky assimilation of Himawari-8/AHI in a mesoscale NWP system. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **143**, 1517–1527.
- 太田行哉, 岡部いづみ, 小屋松進, 西本秀祐, 谷寧人, 2019: メソ解析における観測データ利用の改良及びメソ数値予報システムにおける北西太平洋高解像度日別海面水温解析の利用開始. 令和元年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 61–67.
- Saunders, R., J. Hocking, E. Turner, P. Rayer, D. Rundle, P. Brunel, J. Vidot, P. Roquet, M. Matricardi, A. Geer, N. Bormann, and C. Lupu, 2018: An update on the RTTOV fast radiative transfer model (currently at version 12). *Geosci. Model Dev.*, **11**, 2717–2737, doi:https://doi.org/10.5194/gmd-11-2717-2018.
- Stengel, M., P. Und n, M. Lindskog, P. Dahlgren, N. Gustafsson, and R. Bennartz, 2009: Assimilation of SEVIRI infrared radiances with HIRLAM 4D-Var. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **135**, 2100–2109.
- Szyndel, M. D. E., G. Kelly, and J. N. Th paut, 2005: Evaluation of potential benefit of assimilation of SEVIRI water vapour radiance data from Meteosat-8 into global numerical weather prediction analyses. *Atmos. Sci. Lett.*, **6**, 105–111.
- Uesawa, D, 2009: Clear Sky Radiance (CSR) product from MTSAT-1R. *Meteorological Satellite Center Technical Note*, **52**, 39–48.
- Velden, C. S., C. M. Hayden, S. J. W. Niemann, W. P. Menzel, S. Wanzong, and J. S. Goerss, 1997: Upper tropospheric winds derived from geostationary satellite water vapour observations. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **78**, 173–196.
- Zhang, F., M. Minamide, and E. E. Clothiaux, 2016: Potential impacts of assimilating all-sky infrared satellite radiances from GOES-R on convection-permitting analysis and prediction of tropical cyclones. *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 2954–2963, doi:

<https://doi.org/10.1002/2016GL068468>.

Zou, X., Z. Qin, and F. Weng, 2011: Improved coastal precipitation forecasts with direct assimilation of GOES-11/12 imager radiances. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 3711–3729.

Zou, X., Z. Qin, and Y. Zheng, 2015: Improved tropical storm forecasts with GOES-13/15 imager radiance assimilation and asymmetric vortex initialization in HWRF. *Mon. Wea. Rev.*, **143**, 2485–2505.

4.6 SSRモードSデータの同化実験¹

4.6.1 はじめに

航空機は安全な運航のために気圧や気温などを測定し、周囲の環境を監視している。これらの観測値を数値予報モデルの初期値作成に活かすことができれば、数値予報の精度向上が期待できる。周囲の監視と同時に航空機は、運航や航空管制に必要となる様々なデータを地上との間で通信している。その一つとしてWMO (World Meteorological Organization: 世界気象機関) が主導して発展させたAMDAR (Aircraft Meteorological Data Relay) と呼ばれる全球気象観測に資する国際的な枠組みがある。AMDARは、航空会社の協力に大きく依存する枠組みのため、航空通信用のACARS (Automatic Communications Addressing and Reporting System) と呼ばれるVHF帯や衛星通信を用いて、観測データを地上に送っている(ダウンリンク)。そのほか、航空管制用のシステムとして航空機の位置を監視する目的で整備されたSSR (Secondary Surveillance Radar: 二次監視レーダー) を利用する方法がある。旧来のSSRは航空機を区別しないことから航空機を特定できず、気象データとしての利用は難しかった。最新型のモードSでは機体に固有のアドレスによる各航空機への個別質問機能を用いて、パッケージ化した航空機の対気速度や進行方向などを、地上局側からの要求でダウンリンクすることにより、個々の航空機のデータとしての利用が可能になった。モードSには航空機で観測した風向・風速などを直接含む気象関係のパッケージも存在しているが、現状では航空機への導入は進んでいない。しかし、多くの航空機からダウンリンク可能なパッケージに含まれているマッハ数と航空機から見た速度(真対気速度)から外気温を、航空機の対地速度から真対気速度を差し引くことで水平風を推定することが可能である(重富ほか2013)。

このモードSデータは数秒~10秒毎に得ることができるため、空港を離着陸する多くの航空機からの観測値は、空港上空の水平風や気温の高解像度な鉛直プロファイルになる(図4.6.1、図4.6.2)。これらのデータが全国の空港で得ることができれば、湿度情報はないものの、大気的直接観測としてラジオゾンデ並みに貴重なデータとなる可能性がある。一般的に水平風の鉛直分布は降水系の構造や寿命に、温度の鉛直分布は不安定度を通して対流の強さに大きく影響を与える。また、全国で水平風分布が与えられれば、水平風の収束の位置が正しくなることにより豪雨の発生位置も実況に近づくと考えられる。気象庁ではまだ、モードSによる航空機データを定常的に入手できていないが、上記の効果を期待して、これまでに欧州や日本では、このデータをAMDARや数値予報センターの現業解析値

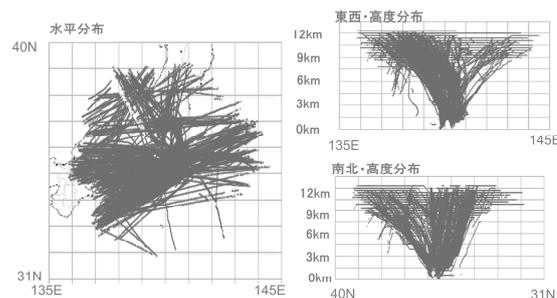


図 4.6.1 電子航法研究所のSSRモードS実験局で得られた2011年8月26日9時から21時(日本時間)までの航空機の位置。

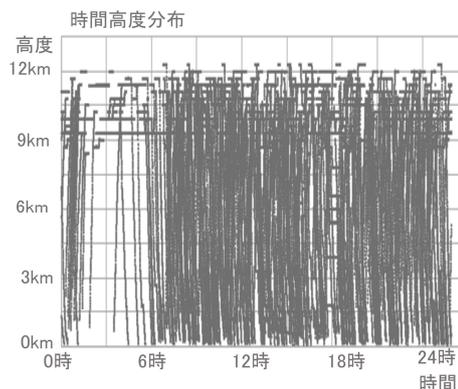


図 4.6.2 電子航法研究所のSSRモードS実験局で得られた2011年8月26日の航空機の高度時間分布。

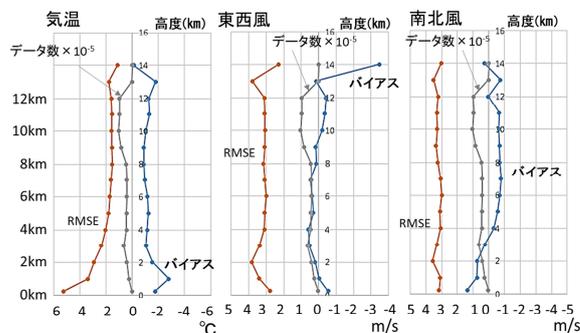


図 4.6.3 2015年9月の1か月分のモードSデータとメソ解析値との比較。橙色はRMSE、灰色はデータ数に 10^{-5} を乗じたもの、青色はバイアスを示す。

と比較して品質評価するとともに、3次元変分法や局所アンサンブル変換カルマンフィルタを用いた同化実験が行われている(de Haan and Stoffelen 2012; 重富ほか2013)。本節では、気象研究所と電子航法研究所との共同研究で実施した「モードSデータと気象庁のメソ解析との比較」や、さらに気象研究所に移植した「気象庁現業準拠のメソデータ同化実験システム(メソNAPEX)を用いた同化実験」の結果について報告する。

¹ 瀬古 弘 (気象研究所)、小泉 耕 (気象研究所 (現・総務部))、瀬之口 敦 (電子航法研究所)

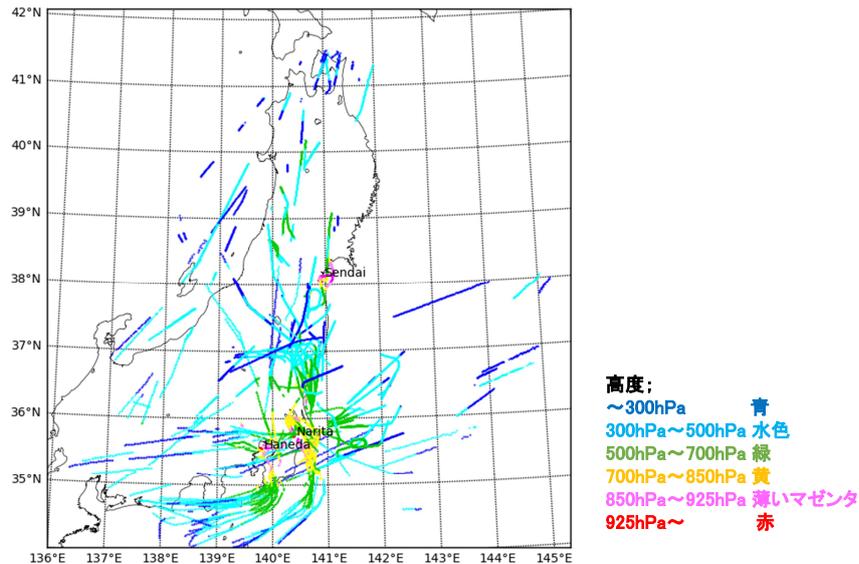


図 4.6.4 同化実験に用いたモード S データの分布。高度毎に色を変えて描画している。

4.6.2 モード S データとメソ解析との比較

モード S データの特性を調べるために、3 時間毎のメソ解析値から航空機の位置の値を算出して比較した。モード S データは調布市にある電子航法研究所の実験局で取得したもので、比較期間は 2015 年 9 月の 1 か月間である。モード S データの高度情報は、観測した気圧を ICAO (国際民間航空機関) の標準大気を用いて高度に変換して提供しているため、そのまま用いると誤差を生じる。そのため、モード S データの高度を気圧に戻し、この気圧に基づいて特定した高度ごとに比較を行った。データ数は 2×10^5 以上あり十分に大きい。まず気温では、高度 3km よりも上層では -1°C 程度のバイアスがあり、特に下層 3 km 以下で RMSE やバイアスが大きくなっている (図 4.6.3)。バイアスの大きさは RMSE に対する大きさで比較すると水平風の方が小さく、気温で見られたような下層での大きな RMSE も見られなかった。

4.6.3 メソ NAPEX を用いたモード S データの同化実験

ここでは、現業での利用を想定して気象庁現業で用いられていた同化システムである「気象研究所に移植したメソ NAPEX (2016 年 3 月時点の現業システム)」を使用した。予報・解析サイクルの期間は 2015 年 8 月 14 日 3 時から 3 時間毎の 5 サイクルである。モード S データは、高度 10km 以下の正時から 10 分までの 10 秒毎に観測されたものを正時の観測値として利用し、1 時間毎に同化した。モード S データの気温はバイアスが大きいと高度 3 km よりも低いものは用いず、それ以上の高度のものは $+1^{\circ}\text{C}$ の補正を行って同化した。予報・解析サイクルの期間に同化実験で使われたモード S データの位置を確認すると、羽田空港と成田空港

を中心に離着陸している多くの航空機からのものであることがわかる (図 4.6.4)。このモード S データを気象庁の現業データに加えた実験と加えない実験を行い、得られた解析値からの予報と観測とを比較することで、モード S データの効果を調べた。

実験に適用した事例は 2015 年 8 月 14 日に発生した局地的大雨で、発達した積乱雲が 19~21 時 (日本時間) に羽田空港や成田空港を通過した。予報結果については、風向変化が航空機の空港への進入方向に大きく影響を及ぼすので、大雨に加えて強い積乱雲の通過に伴う水平風の風向変化にも注目する。

解析値からの予報の結果を図 4.6.5 に示す。解析から 1 時間後の 19 時では、モード S データを利用すると、降水域の位置が観測に比べてやや南側にずれているものの、発達した積乱雲の位置や降水強度をよく再現している。また、19 時頃の羽田付近の東風から北風への風向の変化を伴うシアアの通過も再現していることがわかる。1 時間後の 20 時も、モード S データを同化した方が実況により近く、また東風と北東風のシアライン (青色の破線) の位置もより実況に近かった。さらに 1 時間後の 21 時になると、モード S データを同化した方が千葉県北部を通過する積乱雲の位置をよく再現している。モード S データを同化しないと、房総半島上の北風が再現されず東風になっていて、観測から大きく異なっている。

最後にこの改善が何によるものかを考察する。初期時刻である 18 時の水平風のシアラインに着目すると、羽田付近に東西にのびる南風と北寄りの風のシアライン (赤色の破線) があった。モード S あり、なしの実験ともに、再現されたシアラインは羽田付近で北側へのふくらみが小さいため、羽田空港で観測された南風

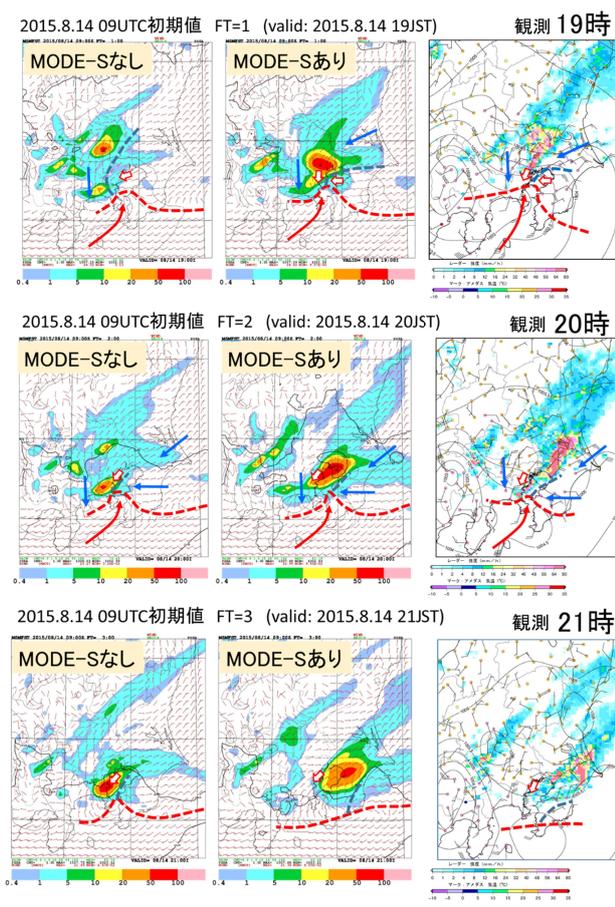


図 4.6.5 同化実験結果。予報時間 1 時間から 3 時間までのモード S データの同化なしとありで得られた 1 時間降水量と対応する時刻のレーダーで観測した降水強度を示す。矢羽根と実線はモデル最下層の水平風とアメダスの地上風、海面更正気圧である。赤色と青色の実線の矢印は関東平野内の主な気流を示す。赤色の破線は南寄りの気流とその北側の北風と東風とのシアラインを、青色の破線は北風と東風とのシアライン、白抜き赤い矢印は羽田空港での風向を示す。

は再現できていない。その一方、モード S データを利用すると、北側の北寄りの風と北東風によるシアライン（青色の破線）の位置が実況に近くなっていた。このシアラインに沿って積乱雲が発達していたことから、このシアラインの再現の改善が、この後の東京湾北側の実況に近い水平風の再現、降水の強化に繋がったと考えられる（図 4.6.6）。さらに用いた観測データまで遡ってみてみると、モード S では個々の航空機を追跡するために、データは高度をかえながら連続した線状に分布し、これまでの AMDAR と比較して鉛直方向により高分解能で、下層のデータ数も多かったことがわかる。この下層に多い鉛直プロファイルのデータが、その後の地上の水平風分布に影響を与えた可能性がある（図 4.6.7）。

4.6.4 まとめ

モード S データについて、気象庁のメソ解析と比較を行い、データ同化に利用するためのデータの利用可

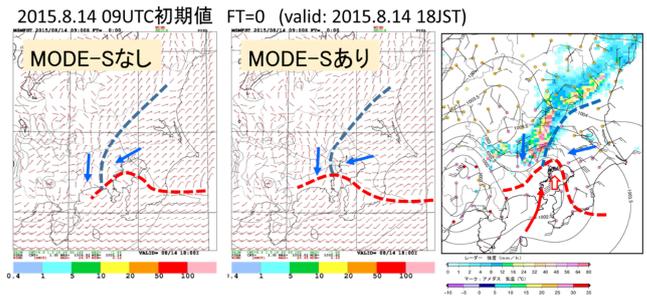


図 4.6.6 初期時刻の 18 時における水平風分布と同時刻のレーダーで観測した降水強度を示す。赤色と青色の破線、実線の矢印は図 4.6.5 と同じ。白抜き赤い矢印は羽田空港付近での風向を示す。

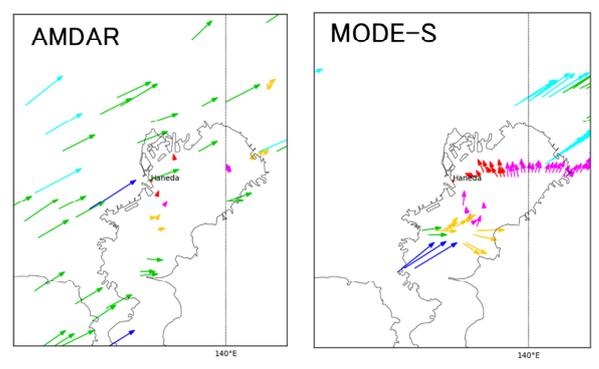


図 4.6.7 羽田付近の 15 時から 18 時の AMDAR とモード S データの分布。高度の配色は図 4.6.4 と同じ。モード S データの方が飛行経路に沿って連続的に分布し、下層にも多くのデータがあることがわかる。

能高度やバイアスなどの品質管理の情報を得た。2015 年 8 月 14 日の局地的大雨の事例については、気象庁現業と同じ同化システムを用いてモード S データを同化すると、航空機の安全運航に影響を及ぼす「発達した積乱雲」や「下層の水平風シア」の再現が改善した。今後、引き続き、数値予報で利用するモード S データの品質確保に関する調査を継続し、複数の事例でモード S データのインパクトの確認に取り組む。

参考文献

de Haan, S. and A. Stoffelen, 2012: Assimilation of High-Resolution Mode-S Wind and Temperature Observations in a Regional NWP model for Nowcasting Applications. *Weather and Forecasting*, **27**, 918–937.

重富貞成, 小塚智之, 宮沢与和, 十時寛典, M. Brown, 福田豊, 2013: 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, 2013 年 11 月.

4.7 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¹

4.7.1 はじめに

近年の観測技術の進歩により、観測データの高頻度・高密度化が急速に進んでおり、時間・空間解像度の高い膨大な観測データによる大気の詳細な情報がリアルタイムに得られるようになってきている。これらを数値予報モデルの初期値作成に利用できれば、顕著現象をはじめとする気象予測の精度向上に寄与することが期待される。一方、初期値作成を行うデータ同化において、高頻度・高密度観測の活用法は十分に確立されておらず、特に、観測誤差相関が強くなるのが大きな問題となる。従来の多くのデータ同化システムは、観測誤差相関を無視できると仮定した単純で計算コストも低い実装となっている。この仮定を損なわないように、観測誤差相関があると推測される観測データは大きく間引かれ、数値予報における利用は一部に限られるため、観測データの持つ多くの情報は十分に活用されていない (Hólm et al. 2018 など)。

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、気象庁現業メソ解析に基づく変分法データ同化における観測誤差の時間・空間相関の扱いについて行った調査を報告する。高頻度・高密度観測データとして、現業数値予報での利用実績があり観測データが蓄積してある気象レーダーのドップラー速度を取り上げ、観測誤差相関の特性を統計的手法により調査し、これをいくつかの変分法データ同化手法に組み込んで効果を調べる。

4.7.2 メソ解析におけるドップラー速度の利用

気象庁は1995年よりドップラーレーダーの整備を進め、現在、全国に20の一般気象ドップラーレーダー、9の空港気象ドップラーレーダーを展開している。メソ解析においては、2005年よりドップラー速度の同化を開始し、ドップラーレーダーの整備拡張とともにその利用を拡大してきた (石川 2007, 2015)。

(1) メソ解析におけるドップラー速度の扱い

メソ解析では、高頻度・高密度のドップラー速度配信データ²を方位角5.625°、動径5 kmのボリュームで平均化して用いる。平均化した観測データには、まず以下のような品質管理を適用し、品質の悪いデータを除外する (小泉 2004; Seko et al. 2004; 石川 2015)。

- ボリューム内のサンプルの統計: サンプル数10個未満、標準偏差10 m/s以上、最大値と最小値の差10 m/s以上を棄却

¹ 藤田 匡 (気象研究所)

² 方位角方向0.703°、動径方向250 m (一般気象ドップラーレーダー) または150 m (空港気象ドップラーレーダー)、時間間隔10分 (一般気象ドップラーレーダー) または6分 (空港気象ドップラーレーダー)。

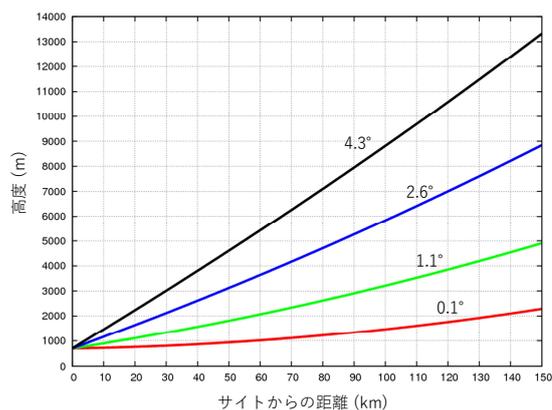


図 4.7.1 メソ解析で用いる、札幌レーダーのサイトからの距離と各仰角のビームの高度の関係。仰角0.1° (赤)、1.1° (緑)、2.6° (青)、4.3° (黒)。

- 第一推定値との差: 10 m/s 以上を棄却
 - レーダーからの距離: 10 km 以内を棄却
 - 仰角: 5.9° 以上を棄却
 - ドップラー速度の大きさ: 5 m/s 以下を棄却
 - 周囲のデータの平均値との差: 10 m/s 以上を棄却
- さらに、毎正時のデータのみを用い、空間的にも20 km間隔での水平間引きを適用する。

品質管理を経た観測データを4D-Varにより同化する。同化においては、観測演算子で数値予報の格子点値から観測相当量を算出し、観測値と比較しつつ最適化を行う。ドップラー速度の観測演算子 (小泉 2004) では、以下のような処理が行われる。

- 観測点の周囲4点における水平風をビーム鉛直幅で重み付き平均する。
- 観測地点に水平内挿する。
- レーダーサイトの方向の成分を算出する。

ここで、ビームの鉛直幅は0.3°とし、ビーム強度はビーム中心からガウス型で減衰すると仮定する。また、観測データの高度は、仰角、動径距離に応じて算出される。この際、レーダーサイトの高度のほか、地球の曲率や大気の屈折率の効果を考慮して求める (Doviak and Zrníć 1993)。図 4.7.1 に例を示すように、レーダーのビームはこれらの効果によって曲率をもって伝搬する。

(2) ドップラー速度の観測誤差

一般に、観測誤差は、測器の限界による測定誤差のほか、数値予報で解像できないスケールによる誤差 (代表性誤差)³、観測演算子⁴の誤差、品質管理の誤差⁵等からの寄与を持つ (Janjić et al. 2018)。ドップラー速

³ 離散化により大気場や地形などが粗視化されることによる誤差や、数値予報モデルでパラメタライズされ直接表現できない過程に伴う誤差など。

⁴ 4D-Var においては時間発展演算子も寄与する。

⁵ 数値予報で解像できないスケールによる誤差に加えて、観測演算子の誤差、品質管理の誤差も代表性誤差に含める文献も見られる (Janjić et al. 2018)。

度では、品質管理で除去しきれなかった品質の悪い観測による誤差のほか、観測演算子における以下のような近似や簡略化による誤差が、観測誤差の要因となり得ると考えられる。

- 高度算出の際のビームの屈折の評価は、標準大気に基づく水平一様を仮定したものであり、屈折率の変動は考慮していない。
- ビーム幅の重みはガウス型を仮定しており、反射強度を直接考慮したものではない (Waller et al. 2016b)。
- 観測値の平均化を行うボリュームの大きさはレーダーサイトから離れるにつれて大きくなり、サイトからの距離に応じて観測データの持つ空間代表性は変化する。一方、観測演算子ではこれを考慮していない。なお、鉛直方向については、上述のようにビーム幅を考慮している。
- 鉛直速度や反射体となる降水粒子の落下速度を考慮していない。ただし、これについては、上述の品質管理において高仰角の観測データを使用しないことで影響を軽減している。

4.7.3 観測誤差特性の調査

本項では、札幌一般気象ドップラーレーダー (43.14°N, 141.01°E; 以下、札幌レーダー) のドップラー速度観測について、観測誤差共分散 \mathbf{R} を Desroziers et al. (2005) の手法により推定した結果について述べる。

(1) Desroziers et al. (2005) の手法

Desroziers et al. (2005) の手法では、D 値⁶ $\mathbf{d}_b = \mathbf{y} - H(\mathbf{x}_b)$ と解析残差⁷ $\mathbf{d}_a = \mathbf{y} - H(\mathbf{x}_a)$ の積の統計により \mathbf{R} を推定する。ここで、 \mathbf{y} は観測値、 \mathbf{x}_b は第一推定値、 \mathbf{x}_a は解析値、 H は観測演算子である。すなわち、 H が線形と仮定すると、 H の接線形演算子を \mathbf{H} (一定) として、

$$\mathbf{x}_a = \mathbf{x}_b + \mathbf{B}\mathbf{H}^T(\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1}\mathbf{d}_b$$

と書ける (露木 1997 など) ことを用いて、

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{d}_a \mathbf{d}_b^T \rangle &= \mathbf{R}(\mathbf{H}\mathbf{B}\mathbf{H}^T + \mathbf{R})^{-1}(\mathbf{H}\mathbf{B}^*\mathbf{H}^T + \mathbf{R}^*) \\ &= \tilde{\mathbf{R}} \end{aligned}$$

のように観測誤差共分散の推定値 $\tilde{\mathbf{R}}$ を得る⁸。

本手法では、解析で用いる観測誤差共分散 \mathbf{R} 、背景誤差共分散 \mathbf{B} が、それぞれの真の値 \mathbf{R}^* 、 \mathbf{B}^* と等しいことを仮定している。しかし、一般にはこの仮定は成り立たない。Desroziers et al. (2005) では、統計による \mathbf{R} の推定と、推定された \mathbf{R} を用いた解析予報サイクルによる統計サンプルの再生成を繰り返すことで取

⁶ 観測値 - 第一推定値。

⁷ 観測値 - 解析値。

⁸ T, -1 はそれぞれ転置及び逆を、 $\langle \rangle$ は統計平均を示す。

束解を得る手法が提案されている。また、真値と異なる \mathbf{R} 、 \mathbf{B} を用いて推定した場合の影響などについて、多くの文献で議論されている (Waller et al. 2016a など)。このような制限があり、得られた結果をそのまま定量的な誤差の値と解釈することは必ずしもできないものの、この手法は \mathbf{R} の定性的な特性の理解を得る簡便な手法として広く用いられており、本調査でもこれを用いる。

また、メソ解析においては、ボリューム平均の観測データに間引きを適用し、さらに正時のみのデータを用いている。一方、本推定では観測誤差共分散の詳細な特性を得るために、間引きは適用せず、動径 5 km × 方位角 5.625°、10 分間隔の観測データをすべて統計サンプルとして用いる⁹。ただし、第一推定値、解析値を作成する解析予報サイクルでは、メソ解析と同様、間引きを適用する。

(2) ドップラー速度観測誤差特性の統計推定

2018 年 7 月 1~8 日の期間の解析予報サイクルにより作成した 54 の初期値の統計から、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。この期間は、前線が北海道付近に停滞するなど札幌レーダー周辺では降水が続き、ドップラー速度データが概ね継続的に得られている (図 4.7.2, 図 4.7.3)。統計サンプルは、気象庁現業メソ解析 JNoVA (Honda et al. 2005; JMA 2019) に基づく実験システムによる同化ウィンドウ 3 時間の 4D-Var 解析予報サイクル (アウター水平格子間隔 5 km、鉛直 48 層、インナー水平格子間隔 15 km、鉛直 38 層) で作成した。

図 4.7.4 に、統計によって得られた仰角ごとの観測誤差標準偏差の変動を、高度 (図 4.7.4(a))¹⁰、及び、レーダーサイトからの距離 (図 4.7.4(b)) について示す¹¹。高度による変動 (図 4.7.4(a)) については、異なる仰角の間で類似した振る舞いが見られた。仰角 4.3° で、サンプル数が少なくノイズが卓越するおおよそ 8 km を超える高度を除くと、誤差標準偏差は 1.5 - 2.5 m/s 程度であり、メソ解析で設定している観測誤差の約 3 m/s より小さめの値である。高度 2 km 以下では、低い高度での誤差が大きく、細かい変動がみられるものの概ね高度とともに誤差が減少している。地表に近い高度ではグラウンドクラッターなどのノイズが混入しやすく、また、サイト近くでは平均化ボリュームやビー

⁹ このため、本推定では、時間・空間間引きによる観測データの選択が適切に行われ、解析予報サイクルにおいて観測の情報が損なわれていないことを仮定している。前述と同様に、 \mathbf{R} の推定と、推定された \mathbf{R} を用い、さらに、間引きを適用しない解析予報サイクルの繰り返しで、推定精度を高める手法が考えられる。

¹⁰ 高度割付は、図 4.7.1 によって行った。

¹¹ 各仰角とも、レーダーサイト近くのデータは品質管理で除外される。また、本事例において、仰角 4.3° では、レーダーサイトの最遠方に近い位置には統計サンプルが存在しなかった。図 4.7.4 では、これらの位置は表示対象外となる。

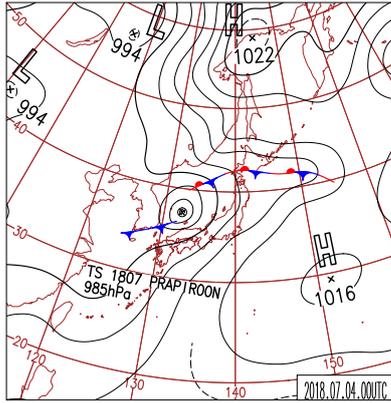


図 4.7.2 2018 年 7 月 4 日 00UTC の日本域地上天気図（気象庁天気図）。

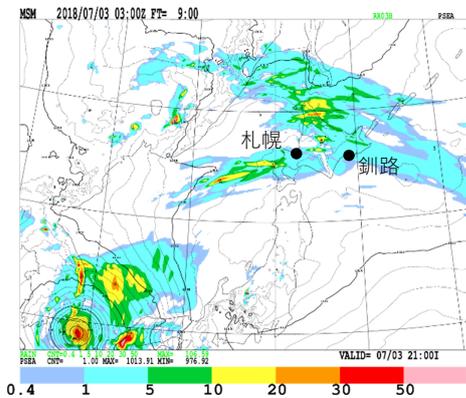


図 4.7.3 統計サンプルを生成した解析予報サイクルから得た 2018 年 7 月 3 日 03UTC 初期値からの 9 時間予報値。色は前 3 時間降水量 [mm/3h]、等値線は 1 hPa 間隔の海面更正気圧を示す。

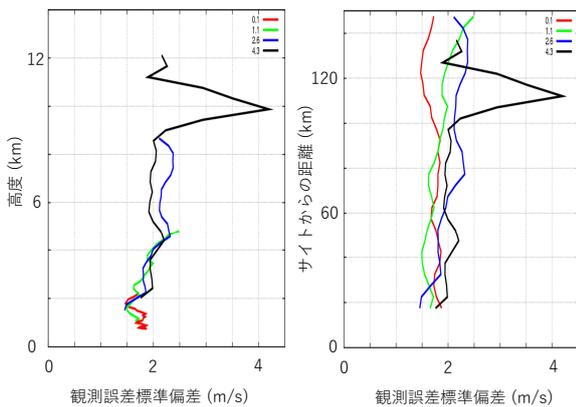


図 4.7.4 札幌レーダーによるドップラー速度の動径方向の観測誤差標準偏差。(a): 高度についてプロット。(b): サイトからの距離についてプロット。仰角 0.1° (赤)、1.1° (緑)、2.6° (青)、4.3° (黒)。方位角、同化ウィンドウ後半 (90 - 180 分) について平均化した。統計期間 2018 年 7 月 1 日 00UTC~7 月 8 日 00UTC。

ム幅が小さいため観測値の代表するスケールも小さくノイズの平均化の効果も小さくなる。このようなことが影響し得るものと考えられる。高度 2 - 8 km では、誤差は振動しており増減がみられ、仰角によっては明瞭でないものの、全体的に見ると高度とともに緩やかに増加する傾向を示している。特に 2 - 5 km 付近で増大の勾配が大きい。高度に伴う風速の強まりのほか、水蒸気量の多い下層側では高度割付の際の大気屈折率の近似などの影響を受けやすくビーム伝搬に伴って誤差が蓄積し得る。また、高度 4 - 5 km 付近においては、データが存在する仰角 0.1°、2.6°、4.3° ともに誤差が増大している。この高度は、本事例において、おおよそ気温が 0 °C となる高度と対応が良い。Waller et al. (2016b) では、ドップラー速度の観測演算子に、ビーム幅及び反射強度による重みづけ¹²を導入する改良により、観測誤差が減少することを報告しており、このような寄与も影響し得ると思われる。一方、サイトからの距離（動径距離からのずれは小さい。）による変動（図 4.7.4(b)）は、仰角ごとに異なった振る舞いを示しており、動径距離で定まる平均化のボリュームのスケールやビーム幅のみでは必ずしも誤差特性は定まらず、他の要因からの寄与の影響も大きいことが示唆される。

観測誤差相関を図 4.7.5 に示す¹³。仰角 1.1° における動径相関（図 4.7.5(a)）の半値幅（半値半幅）はおおよそ 10 - 20 km 程度であり、Waller et al. (2016b) 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。サイトから離れるにしたがって、観測データの平均化のボリュームや観測演算子で積算するビーム幅が大きくなる。観測データや観測相当量の代表するスケールはビームに沿って連続的に変化しており、そのずれはビームの方向に相関を持つ可能性がある。また、遠距離においては高度割付のビーム屈折の近似精度の低下も相関を持った誤差をもたらし得ると思われる。時間相関（図 4.7.5(b)）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る。このように、観測誤差相関には、ビームの伝搬距離や時間発展への依存性が見られ、観測演算子や数値予報モデルに関連する誤差も寄与を持つことが示唆される (Waller et al. 2016b, 2019; Janjić et al. 2018)。この誤差相関幅のサイトからの距離、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（図 4.7.5 (c)）。一方、仰角相関は、レーダーサイト付

¹² ビームの広がり融解層にかかる場合、ビーム反射体からの反射波の強まりに対応して、融解層内に位置する鉛直層からのドップラー速度への寄与の重みを大きくする効果を持つ。なお、Waller et al. (2016b) では、ビーム幅及び反射強度による重みづけの両者を合わせた効果を調査している。

¹³ 本調査で用いた Desroziers et al. (2005) の手法により得られる観測誤差相関は対称とならず、同化での利用の際には対称化が必要となる。

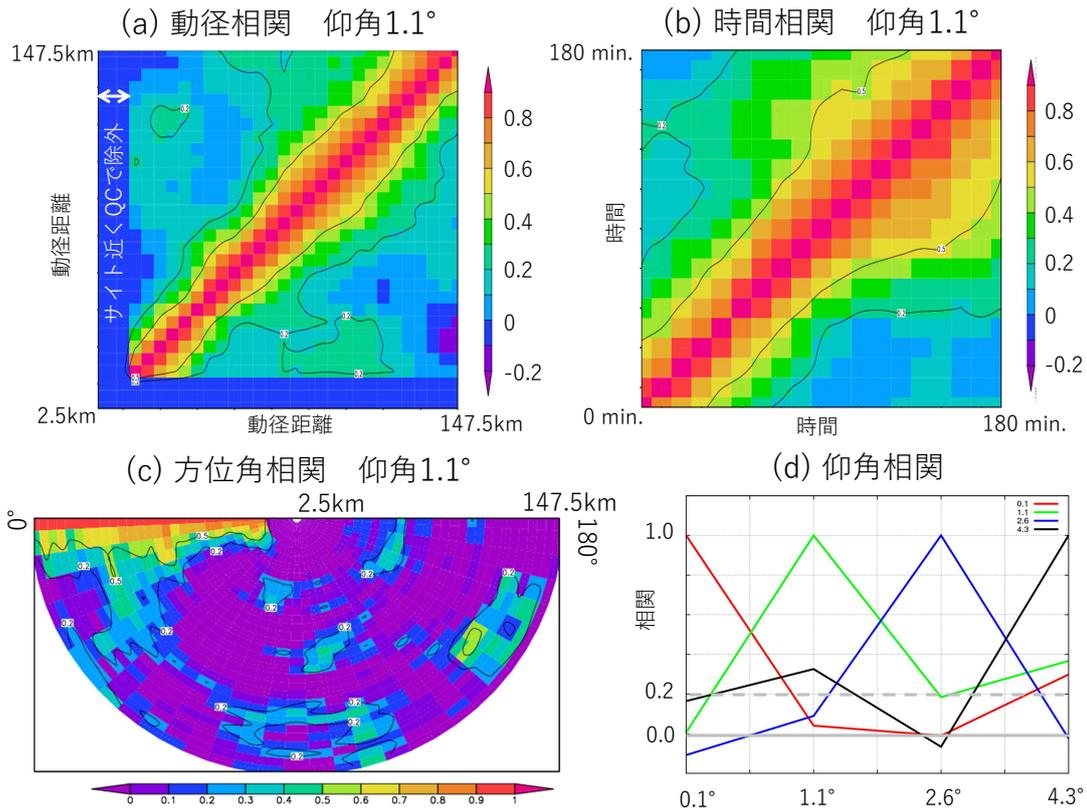


図 4.7.5 札幌レーダーによるドップラー速度の観測誤差相関。統計期間 2018 年 7 月 1 日 00UTC~7 月 8 日 00UTC。(a) 動径相関。仰角 1.1°。方位角、同化ウィンドウ後半 (90 - 180 分) について平均化した。(b) 時間相関。仰角 1.1°。方位角、サイトからの距離 47.5 - 97.5 km について平均化した。(c) 方位角相関。仰角 1.1°。同化ウィンドウ最後の時刻 (180 分)。(d) 仰角相関。サイトからの距離 97.5 km。仰角 0.1° (赤)、1.1° (緑)、2.6° (青)、4.3° (黒) と各仰角の間の誤差相関を示す。同化ウィンドウ後半 (90 - 180 分) で平均化した。(a), (b), (c) の等値線は、相関=0.2, 0.5 を示す。

近を除き小さい。図 4.7.5 (d) に示すように、レーダーサイトから約 100 km における隣接する仰角との相関は、0.2 未満である。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。

4.7.4 変分法データ同化による観測誤差相関の効果

(1) 観測誤差相関行列の構成

第 4.7.3 項の統計で得られた観測誤差相関特性に基づいて、変分法データ同化で用いる観測誤差共分散行列 \mathbf{R} を

$$\mathbf{R} = \mathbf{HDCDH}^T$$

のように構成する (Fisher 2005; Michel 2018)。ここで、 \mathbf{C} は観測データのボリュームが配置される空間上での観測誤差相関、 \mathbf{D} は観測誤差標準偏差を対角要素に持つ対角行列、 \mathbf{H} は観測空間への内挿の演算子である。すなわち、ドップラー速度観測データが配置される方位角 $5.625^\circ \times$ 動径 5 km \times 時間 10 分の格子空間全体で相関構造を指定し、そこから実際に入電した観測に対応する行列要素を抽出する。 \mathbf{C} はガウス関数で近似する。また、動径方向、方位角方向、時間方向に

についての相関を考え、仰角相関は無視する。ガウス関数の幅は、第 4.7.3 項の統計を参考におおよその値を定めた。動径相関及び時間相関の幅は格子空間内で一様とし、方位角相関の幅は物理的距離を一定とした (格子空間では、動径距離に反比例するとした)。

変分法によるデータ同化においては、 \mathbf{R} の逆行列計算が必要となる。運用にあたっては、入電する観測データの配置は一回ごとに異なるため、 \mathbf{R}^{-1} の計算を毎回実行する必要がある。一方、一回の解析の中では定数となるため、変分法の実行前に \mathbf{R}^{-1} を計算することは可能である。ここでは、ボリュームでの平均化、仰角相関の無視によって自由度は減り、計算量が抑えられている。なお、観測誤差相関をガウス型で近似すると、微小な固有値の固有モードによるノイズが卓越し、逆行列の計算が困難となる。そこで、本調査では、大きい固有値から積算が trace の 99% までの固有モードのみを考慮した¹⁴。

¹⁴ 観測誤差相関の近似に指数関数を用いると (Simonin et al. 2019)、本項 (2) の例及び第 4.7.5 項の例で \mathbf{R}^{-1} の計算においてすべての固有モードを保持することが可能であった。一方、予測を含めた初期段階の試行では必ずしも高い性能につながらなかった。データ同化で用いる観測誤差相関の最適なモデリングの検討は今後の課題である。

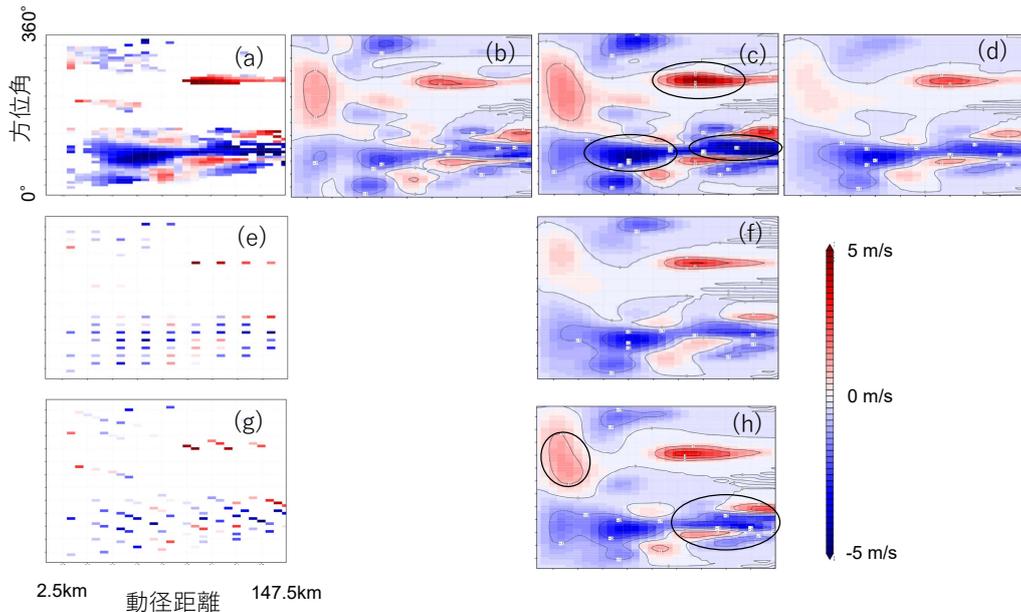


図 4.7.6 2D-Var (動径方向 × 方位角方向の 2 次元) によるドップラー速度同化のインクリメント、D 値。観測データのボリュームが配置される動径方向 30 格子 × 方位角方向 64 格子での値を示す。(a): D 値 (間引き無し)。(b): 相関を考慮した \mathbf{R} を用いた場合のインクリメント。(c): 対角の \mathbf{R} (観測誤差相関を無視) を用いた場合のインクリメント。(d): 誤差標準偏差を 3 倍とした対角の \mathbf{R} (観測誤差相関を無視) を用いた場合のインクリメント。(e): 動径方向、方位角方向ともに 1/3 に間引いた D 値。(f): 対角の \mathbf{R} (観測誤差相関を無視) を用い、動径方向、方位角方向ともに 1/3 に間引いた D 値 (e) を同化した場合のインクリメント。(g): メソ解析の 20 km 間隔の間引きを適用した D 値。(h): 対角の \mathbf{R} (観測誤差相関を無視) を用い、メソ解析の 20 km 間隔の間引き (g) を適用した場合のインクリメント。

(2) 簡易な 2D-Var におけ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 5 km、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、背景誤差分散はともに 1 (m/s)² とした。観測誤差の相関幅 (相関が $e^{-0.5}$ となる幅) は、動径方向は 15 km、方位角方向は約 15km とし¹⁵、背景誤差の相関距離は、動径方向 10 km、方位角方向約 15 km とした¹⁶。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 4.7.6(a))。

図 4.7.6 に結果を示す。観測誤差相関を考慮した同化 (図 4.7.6 (b)) では、D 値 (図 4.7.6 (a)) の詳細な構造まで偏りなく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 (図 4.7.6 (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 値が広がって分布する領域では、観測に強く寄る

結果となった (図 4.7.6 (c) 黒楕円領域)。このように、(b) においては、密な観測データの誤差相関を考慮した結果、観測値の情報に重複が大きい領域でのインクリメントが、(c) と比較して適切に抑えられていることが分かる。

観測誤差相関が無いと仮定したデータ同化システムにおいては、この仮定を保持するための観測の間引き、また、過大なインクリメントを回避するための観測誤差膨張の適用が一般的に良く行われている。観測誤差標準偏差を 3 倍とした場合の結果 (図 4.7.6 (d)) では、過大なインクリメントは緩和されるものの、構造は平滑化され、観測の持つ詳細な情報は解析場に反映されにくくなる。また、観測データを動径方向、方位角方向とも、一律に 1/3 に間引いた場合 (図 4.7.6 (e)) についても同様に、過度なインクリメントは緩和されるものの、詳細な情報は失われる (図 4.7.6 (f))。メソ解析においては、各観測値について周囲 20km にある観測値を探索し、逐次的に間引きを行っている (図 4.7.6 (g))。インクリメント (図 4.7.6 (h)) の分布は、図 4.7.6 (b) より平滑であるものの、孤立した観測データに対応する構造が見られ、サイトから遠方の物理的に距離が大きいところではより細かい構造が反映されるなど、図 4.7.6 (d), (f) と比較するとより多くの情報が保持されている (図 4.7.6 (h) 黒楕円領域)。観測誤差膨

¹⁵ 方位角方向の相関幅は、物理的距離を一定とするため、解析格子空間では動径距離に反比例するとした。

¹⁶ 動径方向がより短く、仰角 1.1° の平均的なビーム勾配で、背景誤差鉛直相関幅おおよそ 350 m に相当する。

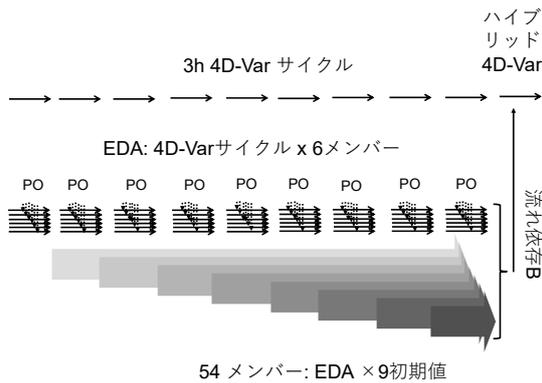


図 4.7.7 EDA の構成の模式図 (PO は Perturbed Observations を示す)。

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。

4.7.5 高度化した背景誤差の下での観測誤差相関の効果

前項では、観測誤差相関を考慮することが、高密度観測の持つ詳細な情報を解析値に反映させるのに有効であることを示す結果が得られた。一方、予測精度向上のためには、さらにこれらの観測を数値予報モデルの時間発展に即して同化することが重要となる。本項では、時間発展を考慮した同化に着目し、気象庁現業メソ解析の JNoVA に基づく 4D-Var にドップラー速度の観測誤差相関を適用する。変分法同化システムにドップラー速度の観測誤差相関を適用した調査としては、Simonin et al. (2019) で英国気象局の現業 3D-Var への空間相関の適用が報告されている。ここでは時間発展を考慮する 4D-Var への適用を行うため、空間相関のみではなく時間相関についても考慮する。また、高頻度・高密度の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、4D-Var に加え、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も行う。

(1) 実験の設定

本項で比較を行うハイブリッド 4D-Var、及び、4D-Var の実験の設定を表 4.7.1 にまとめる。観測誤差相関は第 4.7.4 項 (1) の構成に基づき、相関のスケール (相関が $e^{-0.5}$ となる幅) は、第 4.7.3 項 (2) の統計を参考におおよそその値を用い、動径方向 15 km、方位角方向約 15 km、時間方向 45 分とした。一方、観測誤差標準偏差については、気象庁現業メソ解析で用いている設定の約 3 m/s をそのまま用いた。

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 (Buehner 2005) 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、観測誤差に対応するランダムな摂動を加えた複数の 4D-Var 解析予報サイクルから成るデータ同化アンサンブル (EDA; Isaksen et al. 2010) により生成した (図 4.7.7)。EDA のメンバー数は 6 とし、各メンバーの 4D-Var 解析予報サイクルは、メソ解析と同じ解像度 (アウター水平格子間隔 5 km、鉛直 48 層、インナー水平格子間隔 15 km、鉛直 38 層) で気象庁現業メソ解析で同化される観測データをすべて同化した。ハイブリッド 4D-Var で用いるアンサンブル摂動は、EDA の直近 9 初期値 (FT=0~24) から成る 54 メンバーで構成した。制御変数の拡張による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、局所化にはガウス関数を用い、局所化のスケール ($e^{-0.5}$ となる距離) は水平 75 km、鉛直 10 層とした。

以上のような設定の下で、2018 年 7 月 3 日 06UTC の解析において、札幌レーダー 1 サイトによる 03 - 06UTC のドップラー速度観測 (サイトから約 150 km まで、4 仰角) のみを、同化ウィンドウ 3 時間で同化した (ただし、同化ウィンドウ最初の時刻 03:00 UTC の観測データは除く)。第一推定値は、2018 年 7 月 1 日 00 UTC からの 4D-Var 解析予報サイクルにより、メソ解析で用いるすべての観測データを同化して生成した。また、アンサンブル摂動生成のための EDA 解析予報サイクルも 7 月 1 日 00 UTC から開始した。

本実験では、観測誤差の時空間相関を組み込んだ 4D-Var、ハイブリッド 4D-Var の比較を行い、特に高頻度観測の同化による効果に着目して、ドップラー速度を従来と同様 60 分間隔で同化した場合と、10 分間隔で同化した場合の比較を行った¹⁷。

なお、4D-Var、及び、ハイブリッド 4D-Var のアウター時間積分に続き、予測においても気象庁非静力学モデル (JMA-NHM; Saito et al. 2006) を用いた。

(2) インクリメントの分布の比較

図 4.7.8 に、850hPa における東西風インクリメントの分布の推移について、ハイブリッド 4D-Var ((a), (b)) と 4D-Var ((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 ((a), (c)) と 60 分とした場合 ((b), (d)) の比較を示す。インクリメントのパターンを見ると、ハイブリッド 4D-Var (図 4.7.8(a), (b))、従来の 4D-Var (図 4.7.8((c), (d))) とともに、同化ウィンドウから FT=4 までを通して時間発展に連続性がみられるが、ハイブリッド 4D-Var のインクリメントのほうがより詳細な構造を持つ。このことは、ハイブリッド 4D-Var の方が、観測データの持つ情報を、各時刻における気象状況にとどまらず一連の時間発展の情報とし

¹⁷ なお、空間間引きは適用しない。

表 4.7.1 ハイブリッド 4D-Var、4D-Var による実験の設定

同化手法	ハイブリッド 4D-Var		4D-Var	
	観測時間間隔	10 分	60 分	10 分
観測誤差相関スケール	動径方向 15 km、方位角方向約 15 km、時間方向 45 分			
観測誤差標準偏差	約 3 m/s (気象庁現業メソ解析と同じ)			
背景誤差	気候学的背景誤差 50% + 流れ依存背景誤差 50% アンサンブル摂動 54 メンバー (EDA 6 メンバー × 9 初期値) 局所化スケール 水平 75km、鉛直 10 層		気候学的背景誤差 100%	
水平格子間隔・鉛直層数	アウター 5km・48 層、インナー 15km・38 層			
同化ウィンドウ	3 時間			

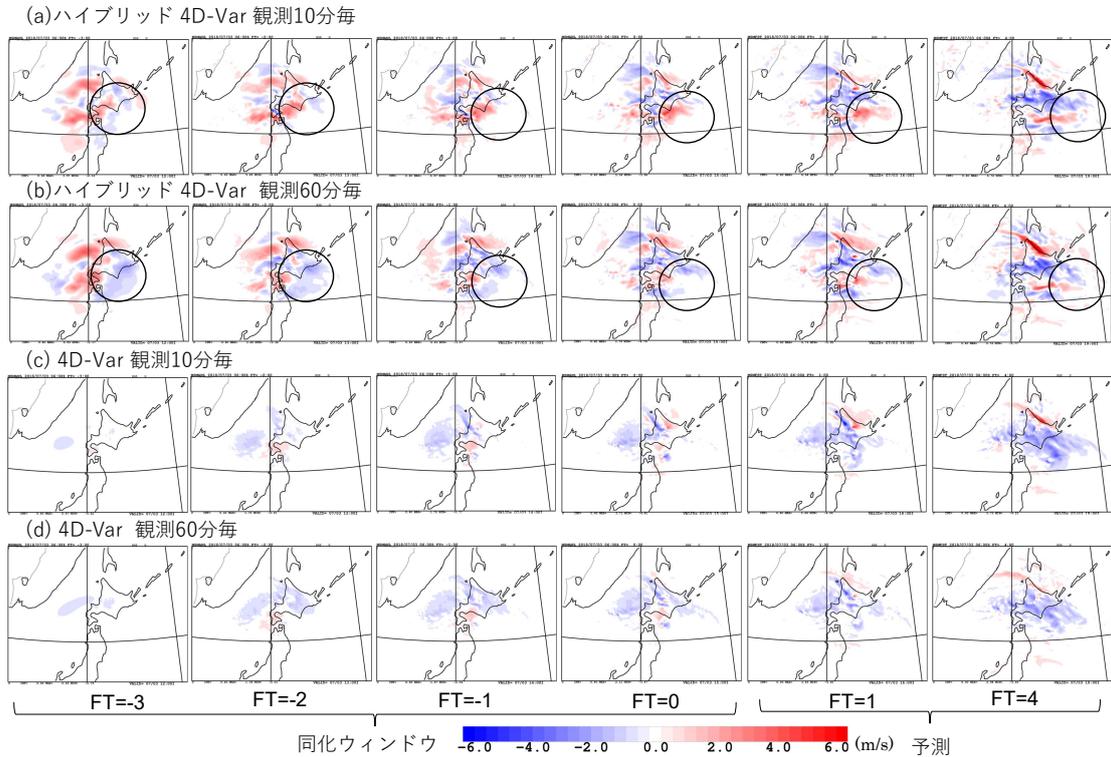


図 4.7.8 4D-Var、ハイブリッド 4D-Var による 2018 年 7 月 3 日 06UTC の解析の 850hPa 東西風インクリメント。同化ウィンドウの最初 (FT=-3) から最後 (FT=0) まで 1 時間毎の値と、1 時間予報値 (FT=1)、及び、4 時間予報値 (FT=4) を示す。(a): ハイブリッド 4D-Var 観測時間間隔 10 分。(b): ハイブリッド 4D-Var 観測時間間隔 60 分。(c): 4D-Var 観測時間間隔 10 分。(d): 4D-Var 観測時間間隔 60 分。

て抽出する能力が高く、より多くの情報が数値予報モデルのバランスに即して解析値に反映されていることを示唆している。

観測の時間間隔に着目すると、4D-Var (図 4.7.8(c) と (d))、ハイブリッド 4D-Var (図 4.7.8(a) と (b)) いずれも、10 分間隔と 60 分間隔の同化によるインクリメントの全体的な振幅には大きな違いはない。観測誤差相関を考慮することにより、観測密度が増えても第 4.7.4 項 (2) で観測誤差相関を無視した場合のような過度なインクリメント (図 4.7.6(c)) は入りにくくなっているものとみられる。全体的に、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より高い感度を示している。ハイブリッド 4D-Var における観測時間間隔による差 (図 4.7.8(a) と (b) の差) は、主にインクリメントの南東の部分に見られ、同化ウィンドウから FT=4 にわたって伝搬している (図 4.7.8(a), (b) 黒楕円領域)。

(3) 同化手法とインクリメントの時間発展

図 4.7.9 に、札幌レーダーの方位角 81.6° (おおよそ東方)、仰角 1.1° のビーム伝搬経路に沿った、ドップ

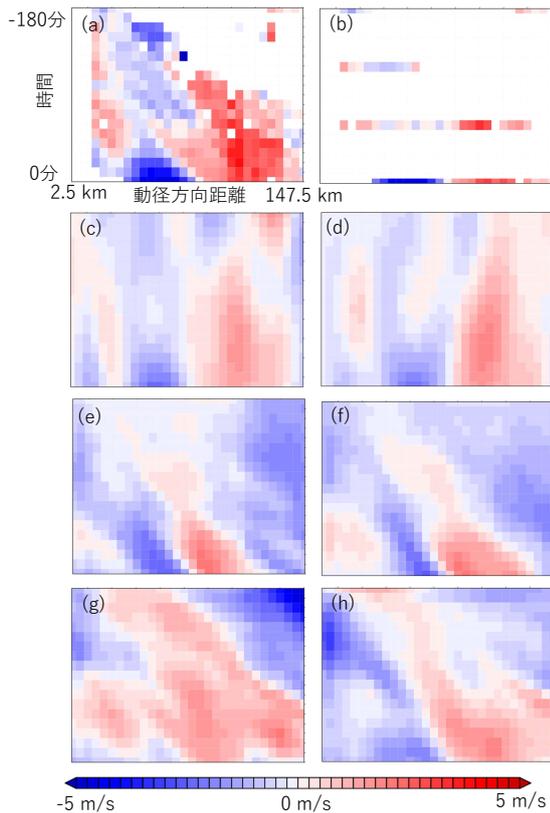


図 4.7.9 方位角 81.6°におけるドップラー速度の D 値とインクリメントの同化ウィンドウ内 (-180 - 0 分, 2018 年 7 月 3 日 03 - 06 UTC) の時間発展。札幌レーダー仰角 1.1°のビーム伝搬経路に沿った値 (サイトからの距離 0 - 150 km)。(a): 10 分間隔の D 値。(b): 60 分間隔の D 値。(c): 簡易変分法 (動径 × 方位角 × 時間の三次元。仰角 1.1°のデータのみ同化。詳しくは本文参照。) 観測時間間隔 10 分のインクリメント。(d): 簡易変分法 (動径 × 方位角 × 時間の三次元。仰角 1.1°のデータのみ同化。詳しくは本文参照。) 観測時間間隔 60 分のインクリメント。(e): 4D-Var 観測時間間隔 10 分のインクリメント。(f): 4D-Var 観測時間間隔 60 分のインクリメント。(g): ハイブリッド 4D-Var 観測時間間隔 10 分のインクリメント。(h): ハイブリッド 4D-Var 観測時間間隔 60 分のインクリメント。

ラー速度のインクリメントの時間発展を示す。観測時間間隔 10 分、60 分の D 値 ((a),(b))、4D-Var インクリメント ((e), (f))、ハイブリッド 4D-Var インクリメント ((g),(h)) のほか、第 4.7.4 項 (2) の簡易な変分法を動径方向 × 方位角方向 × 時間方向の 3 次元に拡張した結果 ((c), (d)) も示す。

簡易変分法は、第 4.7.4 項 (2) に沿ったものであり、その設定はハイブリッド 4D-Var、4D-Var のものとは異なる。すなわち、観測のボリュームが配置される動径 30 格子 × 方位角 64 格子 × 時間 19 格子¹⁸をそのまま解析格子にとり、仰角 1.1°の観測データのみを同化

¹⁸ 格子間隔 5 km × 5.625° × 10 分。

する。また、観測演算子は 1、観測誤差分散、背景誤差分散はともに 1 (m/s)^2 とする。観測誤差相関の相関幅は、動径方向 15 km、方位角方向約 15 km、時間方向 45 分とし、背景誤差相関の相関幅は、動径方向 10 km、方位角方向約 15 km、時間方向 60 分とした¹⁹。各観測を解析格子内の座標位置 (動径、方位角、時間) で同化し、時間発展演算子は考えない。なお、簡易変分法においては同化ウィンドウ最初 (-180 分) における観測値も同化した。

簡易変分法の結果 (図 4.7.9 (c), (d)) を見ると、概ね D 値 ((a), (b)) を反映した分布を示している。60 分毎の同化 (d) では、空間的にはすべてのデータを同化していることもあり、10 分毎の同化 (c) と概ね対応したインクリメントが得られているが、時間方向には D 値 (b) が疎であるためとらえきれない部分もある。また、簡易変分法では時間発展は反映されないため、(c), (d) ともインクリメントはおおよそ時間軸に沿った構造を持っている。

4D-Var の結果 (図 4.7.9 (e), (f)) では、ドップラー速度を得た降水域が全体的に東方に流れていくのに対応して、インクリメントのパターンも時間とともに動径が大きい方 (東方) に移動している。時間発展演算子による拘束が強く働いていることが示唆される。一方、4D-Var では 10 分毎の同化 (e) と 60 分毎の同化 (f) ともに、同化ウィンドウの前半においてはインクリメントは詳細な構造を持っていない。4D-Var では、同化ウィンドウのはじめでは気候学的背景誤差を用いている。このため、時間発展演算子の効果が卓越して、流れへの依存性を十分に解析に反映できるようになるまでには、時間が必要となる。同化ウィンドウの後半で 10 分毎の同化 (e) の方がややより細かい構造をもっているものの、(e) と (f) の差はあまり大きくない。

ハイブリッド 4D-Var (図 4.7.9 (g), (h)) では、ドップラー速度を得た降水域の東方への流れがインクリメントのパターンに反映されているのに加え、背景誤差の流れへの依存性の効果により、同化ウィンドウの前半からより流れに沿った構造がみられる。また、10 分毎の同化 (g) のほうが、60 分毎の同化 (h) と比較して、同化ウィンドウ前半から連続した上流からの流れの伝搬がより明瞭である。ハイブリッド 4D-Var では、4D-Var よりも高頻度観測データの持つ流れの伝搬に関する情報を有効に抽出して解析値に反映する性能が高いことが示唆される。

(4) ドップラー速度観測による予測検証

図 4.7.10 に、札幌レーダー (a)、及び、釧路一般気象ドップラーレーダー (以下、釧路レーダー) (b) のドップラー速度に対する RMSE の時系列を示す。釧路のサ

¹⁹ 観測誤差、背景誤差は、方位角方向の相関幅については、物理的距離を一定とするため、解析格子上では動径距離に反比例するとした。一方、動径相関、時間相関は一様等方である。

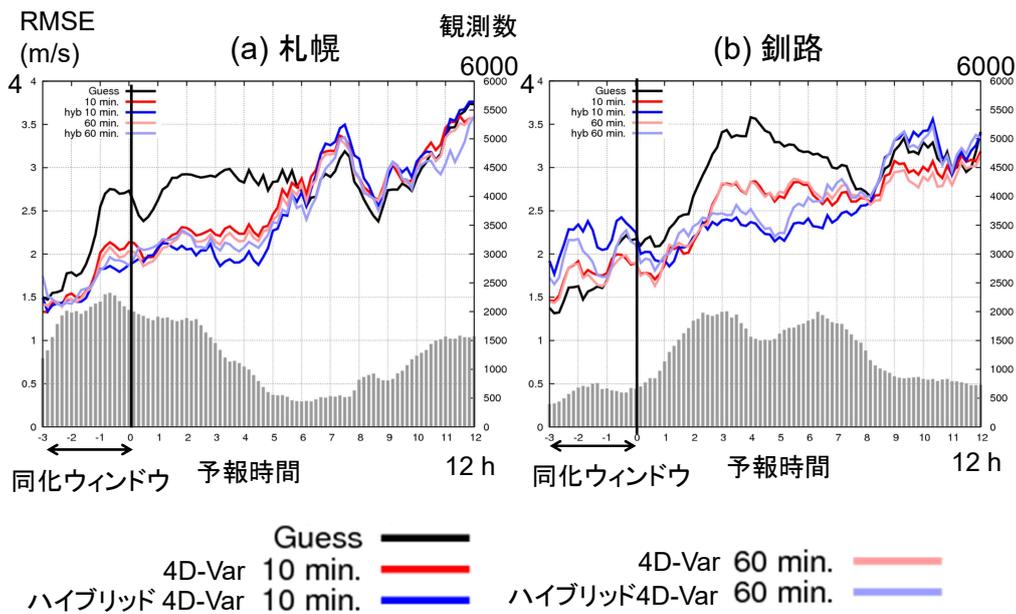


図 4.7.10 ドップラー速度観測に対する RMSE (a) 札幌レーダー、(b) 釧路レーダー。赤:4D-Var。青: ハイブリッド 4D-Var。濃: 観測 10 分間隔同化。淡: 60 分間隔同化。黒: 第一推定値。灰色: 観測数 (右縦軸)。

イト (42.96°N, 144.52°E) は、札幌のサイト (43.14°N, 141.01°E) の東約 280 km に位置しており、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、両サイトのドップラー速度データが継続して得られている (図 4.7.3)。釧路レーダーによるデータは同化に用いておらず、同化ウィンドウ内の独立検証データとなっている。また、釧路レーダーは、札幌レーダーからみて東方への流れの下流にあたり、予測において同化の影響が移流していく位置にある。

同化に用いた札幌レーダーについて (図 4.7.10(a))、同化ウィンドウにあたる FT=-3~0 において、ハイブリッド 4D-Var の RMSE は同化ウィンドウ後半で若干小さいものの、4D-Var、ハイブリッド 4D-Var による RMSE はおおよそ同程度である。予測においては、4D-Var、ハイブリッド 4D-Var とも、主なインパクトは札幌レーダーでは FT=6 程度、より下流に位置する釧路レーダーでは FT=8 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、流れに依存する背景誤差の効果により、観測データの持つ大気の時発展に関する情報を数値予報モデルのバランスに即して抽出する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²⁰。

一方、図 4.7.10 において、釧路 (b) の同化ウィンドウ内 (FT=-3~0) や予報後半 (FT=8~11)、及び、札幌 (a) の予報後半 (FT=6~9) では、観測時間間隔 10 分または 60 分のハイブリッド 4D-Var において、4D-Var よりも大きい RMSE がみられる。これらは、直接同化した札幌サイトの観測データの分布からは離れた位置のインクリメントが伝搬してくることによる影響を受けやすい位置、時間帯に対応しているとみられる。遠方におけるアンサンブル摂動による背景誤差共分散に改善の余地がある可能性が示唆される。アンサンブルのメンバー数、局所化、アンサンブルによる背景誤差の重みをはじめ、データ同化に最適な流れへの依存性を与えるアンサンブルの構成の検討は今後の課題である。

²⁰ EDA では観測値にランダムな摂動を加えており、結果に不確実性がある。ハイブリッド 4D-Var で用いる 54 メンバー (6 メンバー EDA×9 初期値) の摂動生成を 5 回試行して、結果のばらつきを調査した (図略)。図 4.7.10 で示した、ドップラー速度の RMSE における、4D-Var に対するハイブリッド 4D-Var の優位性、観測頻度への感度 (観測時間間隔 10 分と 60 分の実験による RMSE の差の大きさ) に着目した。試行間のばらつきは大きく、試行平均ではハイブリッド 4D-Var による RMSE の全体的傾向 (札幌: FT=4 付近を中心に 4D-Var から改善、釧路: FT=5 付近を中心に改善、同化ウィンドウと予報後半で悪化) は変わらないものの、4D-Var に対する優位性は小さくなった。また、観測頻度への感度は、試行平均では図 4.7.10 と同様、4D-Var よりもハイブリッド 4D-Var で大きかった。

4.7.6 まとめ

高頻度・高密度観測の利用の高度化に向けて、ドップラーレーダーによるドップラー速度の観測誤差相関とその変分法データ同化システムにおける効果について検討した。

ドップラー速度の観測誤差相関の特性を D 値と解析残差の積の統計により推定した。統計から得られた観測誤差には、時間、空間ともに相関構造がみられた。動径相関の幅についてはビームの伝搬距離に伴って増大する傾向がみられ、また、時間相関も予報時間に伴って幅が増大する傾向がみられた。観測演算子や数値予報モデルにかかわる誤差が相関特性に寄与していることが示唆された。

統計に基づいて観測誤差相関をモデル化し、簡易な 2D-Var に組み込んで、データ同化における観測誤差相関の効果について調査を行った。観測誤差相関を考慮することにより、高密度の観測値の持つ詳細な情報が均等に解析値に反映された。単純に観測誤差相関を無視すると、同符号の D 値が広がって分布する領域において過度なインクリメントがもたらされた。観測誤差の膨張、単純な間引きを適用すると過度なインクリメントは緩和されたものの、インクリメントの詳細な構造は失われた。一方、間引きに工夫を施すと構造が回復する傾向もみられ、誤差膨張、間引きの適用にあたっては、観測データの情報の損失を抑えるための設計の検討が重要となることが示された。

メソ解析に基づく 4D-Var、また、EDA による背景誤差の流れへの依存性を導入したハイブリッド 4D-Var において、観測誤差相関を組み込んだ効果を調査した。ハイブリッド 4D-Var の結果においては、EDA の構成（少数メンバー、複数初期値使用、観測値のランダム摂動など）による不確実性が含まれることに留意が必要であるものの、1 サイトのドップラー速度を同化した事例実験において、4D-Var との比較、観測頻度への依存性について以下のような結果が得られた。

- FT=6~8 でハイブリッド 4D-Var により、4D-Var より高い精度の結果が得られた。インクリメントのパターンにおいても、ハイブリッド 4D-Var で時間的に連続性のあるより詳細な構造が反映されており、観測データから一連の時間発展として情報を抽出する性能がより高いことが示唆された。
- 観測時間間隔を 60 分から 10 分に高頻度化すると、ハイブリッド 4D-Var では、4D-Var よりも高い感度を示した。また、インクリメントのパターンの時間発展においても、ハイブリッド 4D-Var において、同化ウィンドウの最初から流れへの依存性がより強く反映された。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。

なお、今回の調査は、観測誤差相関の推定のための統計期間は 1 週間程度と短く、また、1 サイトのみを

対象としたものである。統計期間を増やして様々な気象条件の多くの事例での特性を調査するとともに、他のレーダーサイトの調査も行う必要がある。また、前述のように、推定に用いた手法では、解析が真の背景誤差及び観測誤差と合致していることを仮定している。推定によって得られた観測誤差を用いた解析予報サイクルによる再推定など、推定における本仮定の影響の調査も課題である。ハイブリッド 4D-Var においては、局所化やアンサンブルのメンバー数、アンサンブルによる背景誤差の重みをはじめ、密な観測データの情報を抽出するのに最適な、流れへの依存性を与えるアンサンブルの構成の検討も重要な課題である。これらの課題に取り組みつつ、高頻度・高密度観測データの利用の高度化に向けたデータ同化手法の検討をさらに進める予定である。

謝辞

本調査では気象庁予報部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 (NAPEX) を用いた。本調査の一部は、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

- Buehner, M., 2005: Ensemble-derived stationary and flow-dependent background-error covariances: Evaluation in a quasi-operational NWP setting. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 1013–1043.
- Desroziers, G., L. Berre, B. Chapnik, and P. Poli, 2005: Diagnosis of observation, background and analysis-error statistics in observation space. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 3385–3396.
- Doviak, R. J. and D. S. Zrnić, 1993: *Doppler Radar and Weather Observations*. 2nd ed. Academic Press, 562 pp.
- Fisher, M., 2005: Accounting for correlated observation error in the ECMWF analysis. *ECMWF Tech. Memo.*, **R48.3/MF/05106**.
- Hólm, E. V., S. T. K. Lang, M. Fisher, T. Kral, and M. Bonavita, 2018: Distributed Observations in Meteorological Ensemble Data Assimilation and Forecasting. in *Proceedings of the 21st International Conference on Information Fusion (FUSION)*, Cambridge, United Kingdom, 10–13 July 2018., 92–99.
- Honda, Y., M. Nishijima, K. Koizumi, Y. Ohta, K. Tamiya, T. Kawabata, and T. Tsuyuki, 2005: A pre-operational variational data assimilation system for a non-hydrostatic model at the Japan Me-

- teorological Agency: Formulation and preliminary results. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131**, 3465–3475.
- Isaksen, L., M. Bonavita, R. Buizza, M. Fisher, J. Haseler, M. Leutbecher, and L. Raynaud, 2010: Ensemble of Data Assimilations at ECMWF. *ECMWF Tech. Memo.*, **636**.
- 石川宜広, 2007: ドップラーレーダーデータの利用. 平成 19 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 102–103.
- 石川宜広, 2015: ドップラーレーダーのドップラー速度データの数値予報での利用. 数値予報課報告・別冊第 61 号, 気象庁予報部, 29–35.
- Janjić, T., N. Bormann, M. Bocquet, J. A. Carton, S. E. Cohn, S. L. Dance, S. N. Losa, N. K. Nichols, R. Potthast, J. A. Waller, and P. Weston, 2018: On the representation error in data assimilation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **144**, 1257–1278.
- JMA, 2019: *Outline of the operational numerical weather prediction at the Japan Meteorological Agency. Appendix to WMO Technical Progress Report on the Global Data-processing and Forecasting System (GDPFS) and Numerical Weather Prediction (NWP) Research*. Japan Meteorological Agency, Tokyo, Japan, 229 pp.
- 小泉耕, 2004: メソ解析へのドップラーレーダー動径風の利用. 平成 16 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 71–74.
- Michel, Y., 2018: Revisiting Fisher’s approach to the handling of horizontal spatial correlations of observation errors in a variational framework. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **144**, 2011–2025.
- Saito, K., T. Fujita, Y. Yamada, J. Ishida, Y. Kumagai, K. Aranami, S. Ohmori, R. Nagasawa, S. Kumagai, C. Muroi, T. Kato, H. Eito, and Y. Yamazaki, 2006: The Operational JMA Nonhydrostatic Mesoscale Model. *Mon. Wea. Rev.*, **134**, 1266–1298.
- Seko, H., T. Kawabata, T. Tsuyuki, H. Nakamura, K. Koizumi, and T. Iwabuchi, 2004: Impacts of GPS-derived Water Vapor and Radial Wind Measured by Doppler Radar on Numerical Prediction of Precipitation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **82**, 473–489.
- Simonin, D., J. A. Waller, S. P. Ballard, S. L. Dance, and N. K. Nichols, 2019: A pragmatic strategy for implementing spatially correlated observation errors in an operational system: an application to Doppler radial winds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **145**, 2772–2790.
- 露木義, 1997: 変分法によるデータ同化. 数値予報課報告・別冊第 43 号, 気象庁予報部, 102–165.
- Waller, J. A., E. Bauernschubert, S. L. Dance, N. K. Nichols, R. Potthast, and D. Simonin, 2019: Observation Error Statistics for Doppler Radar Radial Wind Superobservations Assimilated into the DWD COSMO-KENDA System. *Mon. Wea. Rev.*, **147**, 3351–3364.
- Waller, J. A., S. L. Dance, and N. K. Nichols, 2016a: Theoretical insight into diagnosing observation error correlations using observation-minus-background and observation-minus-analysis statistics. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **142**, 418–431.
- Waller, J. A., D. Simonin, S. L. Dance, N. K. Nichols, and S. P. Ballard, 2016b: Diagnosing Observation Error Correlations for Doppler Radar Radial Winds in the Met Office UKV Model Using Observation-Minus-Background and Observation-Minus-Analysis Statistics. *Mon. Wea. Rev.*, **144**, 3533–3551.

付録 A 略語表*

略語	原語	訳または意味
2D-Var	2 Dimensional Variational method	2次元変分法
3D-Var	3 Dimensional Variational method	3次元変分法
4D-Var	4 Dimensional Variational method	4次元変分法
ACARS	Automatic Communications Addressing and Reporting System	データ通信により航空機と地上管制機関との間で情報交換を行うシステム
ADEOS	ADvanced Earth Observing Satellite	地球観測プラットフォーム技術衛星「みどり」
AHI	Advanced Himawari Imager	ひまわり 8号、9号に搭載されているイメージャ
AIREP	AIRcraft REPorts	航空機実況気象通報
AMDAR	Aircraft Meteorological DATA Relay	航空機観測データ中継装置
AMSR2	Advanced Microwave Scanning Radiometer-2	高性能マイクロ波放射計 2
AMSR-E	Advanced Microwave Scanning Radiometer for EOS	高性能マイクロ波放射計 (Aqua 衛星に搭載)
AMSU-A	Advanced Microwave Sounding Unit-A	改良型マイクロ波気温サウンダ (NOAA, Aqua, Metop 衛星に搭載)
AMV	Atmospheric Motion Vector	大気追跡風
ANA	All Nippon Airways	全日本空輸
ARW	Advanced Research WRF	米国大気研究センターが力学コアを開発している WRF
ASCAT	Advanced SCATterometer	改良型散乱計
asuca	Asuca is a System based on a Unified Concept for Atmosphere	気象庁の次世代非静力学モデル
asuca-4DVar	asuca Four-Dimensional Variational data assimilation system	asuca に基づく 4次元変分法データ同化システム
asuca-Var	asuca Variational data assimilation system	asuca に基づく変分法データ同化システム
ATOVS	Advanced TIROS Operational Vertical Sounder	鉛直サウンダ
B08RDP	Beijing 2008 Olympics Research and Development Project	北京オリンピック 2008 研究開発プロジェクト
BI	Bias score	バイアススコア
BSS	Brier Skill Score	確率予測に関する統計指標の一つ
CAM	Community Atmosphere Model	米国大気研究センターのコミュニティ大気大循環モデル
CAPE	Convective Available Potential Energy	対流有効位置エネルギー
CERES	Clouds and the Earth's Radiant Energy System	地球放射収支計 (TRMM 衛星などに搭載)
CERES-EBAF	CERES-Energy Balanced And Filled	CERES によるフラックスデータセット
CFL 条件	Courant-Friedrichs-Lewy 条件	数値予報モデルを安定に積分するための時間間隔を決定するときに考慮すべき一つの条件
Coriolis	Coriolis	米国の極軌道衛星。海上風観測を目的とする。
COSMO	COnsortium for Small-scale MOdeling	ドイツ気象局を中心とする欧州気象機関のコミュニティ領域モデル及びコンソーシアム
CSR	Clear Sky Radiance	晴天放射輝度温度
DMSP	Defense Meteorological Satellite Program	米空軍の軍事気象衛星
DPR	Dual-frequency Precipitation Radar	二周波降水レーダー
EARS	EUMETSAT Advanced Retransmission Service	EUMETSAT 拡張再配信サービス。元々は EUMETSAT ATOVS Retransmission Service の略であったが、対象データの拡張に伴い名称が改められた。
ECMWF	European Centre for Medium-Range Weather Forecasts	欧州中期予報センター
EDA	Ensemble of Data Assimilations	データ同化アンサンブル
EnKF	Ensemble Kalman Filter	アンサンブルカルマンフィルタ
EPS	Ensemble Prediction System	アンサンブル予報システム
ESFT 法	the Exponential Sum Fitting of Transmission function 法	指数関数和法
ETS	Equitable Threat Score	エクイタブルスレットスコア

* 嶋田 充宏

略語	原語	訳または意味
EUMETSAT	EUropean organisation for the exploitation of METeorological SATellites	欧州気象衛星開発機構
FT	Forecast Time	予報時間
FY-3C	Feng Yun 3C	中国の気象衛星「風雲 3」シリーズの 3 機目の衛星
GCOM-W	Global Change Observation Mission-Water	地球環境変動観測ミッション計画において、水循環変動に関する観測を担当する衛星
GEPS	Global Ensemble Prediction System	気象庁の全球アンサンブル予報システム
GLCC	Global Land Cover Characterization	全球土地被覆分類
GMI	GPM Microwave Imager	GPM マイクロ波イメージャ
GNSS	Global Navigation Satellite System	全球航法衛星システム
GEONET	GNSS Earth Observation NETwork system	GNSS 連続観測システム
GPM	Global Precipitation Measurement	全球降水観測計画
GPS	Global Positioning System	(米国の) 全球測位システム
GSM	Global Spectral Model	気象庁の全球スペクトルモデル
GSV	Global SV	全球 SV
HWSD	Harmonized World Soil Database	調和的世界土壌データベース
ICAO	International Civil Aviation Organization	国際民間航空機関
IFS	Integrated Forecast System	欧州中期予報センターの全球数値予報システム
ILU 分解	Incomplete LU 分解	不完全 LU 分解
JAL	Japan AirLines	日本航空
JMA	Japan Meteorological Agency	気象庁
JMA-NHM	JMA Non-Hydrostatic Model	気象庁非静力学モデル
JNoVA	JMA Non-hydrostatic model based Variational data Assimilation system	気象庁非静力学モデルに基づいた変分法データ同化システム
JST	Japan Standard Time	日本標準時
KiD	Kinematic Driver	鉛直 1 次元モデルによる雲微物理過程の評価パッケージ
KNMI	Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut (オランダ語)	オランダ王立気象研究所
LAF 法	Lagged Average Forecast 法	時間ずらし平均法
LCL	Lifting Condensation Level	持ち上げ凝結高度
LEPS	Local Ensemble Prediction System	開発中の気象庁の局地アンサンブル予報システム
LETKF	Local Ensemble Transform Kalman Filter	局所アンサンブル変換カルマンフィルタ
LFM	Local Forecast Model	気象庁の局地モデル
ME	Mean Error	平均誤差
MEPS	Meso-scale Ensemble Prediction System	気象庁のメソアンサンブル予報システム
Metop	Meteorological operational satellite	EUMETSAT の極軌道気象現業衛星
Météo France	Météo France (フランス語)	フランス気象局
MHS	Microwave Humidity Sounder	マイクロ波水蒸気サウンダ (NOAA, Metop 衛星に搭載)
MODIS	MODerate resolution Imaging Spectroradiometer	中分解能撮像分光放射計 (Aqua, Terra 衛星に搭載)
MOGREPS	Met Office Global and Regional Ensemble Prediction System	英国気象局の全球・領域アンサンブル予報システム
MSC	Meteorological Service of Canada	カナダ気象局
MSM	Meso-Scale Model	気象庁のメソモデル
MSV	Meso-scale SV	メソ SV
MTSAT	Multi-functional Transport SATellite	(日本の) 運輸多目的衛星
MWRI	Micro-Wave Radiation Imager	中国の FY-3 シリーズに搭載されたマイクロ波イメージャ
NAPEX	Numerical Analysis and Prediction EXperiment system	数値解析予報実験システム
NCAR	National Center for Atmospheric Research	米国大気研究センター
NCEP	National Centers for Environmental Prediction	米国環境予測センター
NIMBUS	NIMBUS	アメリカの気象衛星シリーズ。NIMBUS とは「雨雲」を意味するラテン語。
NLM	Non-Linear Model	非線形モデル
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration	米国海洋大気庁
OAFflux	Objectively Analyzed air-sea Fluxes	全球の大気・海洋フラックスについての研究開発プロジェクトによる解析プロダクト

略語	原語	訳または意味
OLR	Outgoing Longwave Radiation	大気上端上向き長波放射
OSI SAF	Satellite Application Facility on Ocean and Sea Ice	海洋海氷に関する衛星観測データの利用についての EUMETSAT の研究開発機関
PDF	Probability Density Function	確率密度関数
QC	Quality Control	品質管理
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation	物理量のレイノルズ平均と呼ばれる平均量の時間発展を、Navier-Stokes 方程式から導出される方程式をもとに計算する数値シミュレーション手法
REPS	Regional Ensemble Prediction System	カナダ気象センターの領域アンサンブル予報システム
RMSE	Root Mean Square Error	二乗平均平方根誤差
ROCASS	Relative Operating Characteristic Area Skill Score	相対作用特性面積スキルスコア
RPF / RP 法	Random Parameter Field / Random Parameter 法	ランダムパラメータ法
RSM	Regional Spectral Model	気象庁の領域数値予報モデル（2007 年 11 月まで運用）
RTTOV	Radiative Transfer for TOVS	高速放射伝達モデル
SKEBS / SKEB 法	Stochastic Kinetic Energy Backscatter Scheme / Stochastic Kinetic Energy Backscatter 法	確率的運動エネルギー後方散乱法
SPP	Stochastically Perturbed Parametrization (Physics) または Stochastic Perturbation of Parametrization (Physics)	確率的物理過程摂動法
SPPT	Stochastically Perturbed Parametrization (Physics) Tendency または Stochastic Perturbation of Parametrization (Physics) Tendency	確率的物理過程時間変化率摂動法
SREF	Short Range Ensemble Forecast	NCEP の短期アンサンブル予報システム
SSMIS	Special Sensor Microwave Imager Sounder	マイクロ波イメージャの機能を持つチャンネルとサウンダの機能を持つチャンネルを搭載した放射計
SSR	Secondary Surveillance Radar	二次監視レーダー
SSR モード S	Secondary Surveillance Radar Mode S	個々の航空機に割り当てられた航空機アドレスを使用して航空機に個別質問を行うことにより、目標検出の精度及び信頼性を向上した新型 SSR
SST	Sea Surface Temperature	海面水温
SV	Singular Vector	特異ベクトル
SYNOP	surface SYNOptic observations	地上実況気象通報式
TE	Total Energy	全エネルギー
TLM	Tangent Linear Model	接線形モデル
TMI	TRMM Microwave Imager	TRMM マイクロ波イメージャ（TRMM 衛星に搭載）
TOMS	Total Ozone Mapping Spectrometer	オゾン全量分光計（ADEOS, NIMBUS 衛星に搭載）
TRMM	Tropical Rainfall Measuring Mission	熱帯降雨観測計画
UKMO	United Kingdom Met Office	英国気象局
UM	Unified Model	英国気象局の全球・領域統一モデル
USGS	United States Geological Survey	米国地質調査所
UTC	Coordinated Universal Time または Temps Universel Coordonné（フランス語）	協定世界時
VHF	Very High Frequency	超短波
VM 法	Variance Minimum 法	バリエンスミニマム法
WEPS	Weekly Ensemble Prediction System	気象庁の週間アンサンブル予報システム
WindSat	Wind Satellite	海上風測定用の多偏波マイクロ波イメージャ
WMO	World Meteorological Organization	世界気象機関
WRF	Weather Research and Forecasting model	米国で開発されている非静力学コミュニティモデル
WWRP	World Weather Research Programme	世界天気研究計画
ZAMG	ZentralAnstalt für Meteorologie und Geodynamik（ドイツ語）	オーストリア気象地球力学中央研究所

付録 B 数値予報課報告・別冊で用いた表記と統計的検証に用いる代表的な指標*

本報告で使用した表記と統計的検証に用いる代表的な指標などについて以下に説明する。

B.1 数値予報課報告・別冊で用いた表記

B.1.1 GSM, MSM のバージョン名について

気象庁全球モデル (GSM) 及び気象庁メソモデル (MSM) のバージョン名は、GSM, MSM に改良が導入された西暦の下二桁と月を「GSM」や「MSM」の後ろに付けた形式で付けられている (例: GSM1705, MSM1702)。

B.1.2 分解能の表記について

本報告では、全球モデルの分解能について、xx を水平方向の切断波数、yy を鉛直層数として、“TxxLyy”¹と表記することがある。また、セミラグランジアンモデルで線形格子 (北川 2005) を用いる場合は“TLxxLyy”²と表記する。北緯 30 度において、TL959 は約 20 km 格子、TL479 は約 40 km 格子、TL319 は約 55 km 格子、TL159 は約 110 km 格子、TL63 は約 270 km 格子に相当する。

B.1.3 時刻の表記について

本報告では、時刻を表記する際に、通常国内で用いられている日本標準時 (JST: Japan Standard Time) のほかに、協定世界時 (UTC: Coordinated Universal Time) を用いている。数値予報では国際的な観測データの交換やプロダクトの利用などの利便を考慮して、時刻は UTC で表記されることが多い。JST は UTC に対して 9 時間進んでいる。また、単に「時」を用いる場合は、日本標準時を意味する。

B.1.4 予測時間の表記について

数値予報では、統計的な検証や事例検証の結果を示す際に、予報対象時刻のほかに、初期時刻からの経過時間を予報時間 (FT: Forecast Time³) として表記している。

本報告では、予報時間を

「予報時間」=「予報対象時刻」-「初期時刻」
で定義し、例えば、6 時間予報の場合、FT=6 と表記しており、時間の単位 [h] を省略している。

B.1.5 アンサンブル予報の表記について

アンサンブル予報では、複数の予測の集合 (アンサンブル) を統計的に処理し、確率予測などの資料を作成する。本報告では、予測の集合の平均を「アンサン

ブル平均」、個々の予測を「メンバー」と呼ぶ。また、摂動を加えているメンバーを「摂動ラン」、摂動を加えていないメンバーを「コントロールラン」と呼ぶ。全メンバーの数に対する、予測がある閾値を超える (または下回る) メンバーの数の割合を超過確率と呼ぶ。

B.1.6 緯度、経度の表記について

本報告では、緯度、経度について、アルファベットを用いて例えば「北緯 40 度、東経 130 度」を「40°N, 130°E」、「南緯 40 度、西経 130 度」を「40°S, 130°W」などと略記する。

B.2 統計的検証に用いる代表的な指標

B.2.1 平均誤差、二乗平均平方根誤差、誤差の標準偏差、改善率

予測誤差を表す基本的な指標として、平均誤差 (ME: Mean Error、バイアスと表記する場合もある) と二乗平均平方根誤差 (RMSE: Root Mean Square Error) がある。これらは次式で定義される。

$$ME \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - a_i) \quad (B.2.1)$$

$$RMSE \equiv \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - a_i)^2} \quad (B.2.2)$$

ここで、 N は標本数、 x_i は予測値、 a_i は実況値である。ME は予測値の実況値からの偏りの平均であり、0 に近いほど実況からのずれが小さいことを示す。RMSE は最小値の 0 に近いほど予測が実況に近いことを示す。

RMSE は ME の寄与とそれ以外を分離して、

$$RMSE^2 = ME^2 + \sigma_e^2 \quad (B.2.3)$$

$$\sigma_e^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - a_i - ME)^2 \quad (B.2.4)$$

と表すことができる。 σ_e は誤差の標準偏差である。

本報告では、予測に改良を加えた際の評価指標として、RMSE の改善率 (%) を用いる場合がある。RMSE の改善率は次式で定義される。

$$RMSE \text{ 改善率} \equiv \frac{RMSE_{\text{cntl}} - RMSE_{\text{test}}}{RMSE_{\text{cntl}}} \times 100 \quad (B.2.5)$$

(RMSE 改善率 ≤ 100)

ここで、 $RMSE_{\text{cntl}}$ は基準となる予測の、 $RMSE_{\text{test}}$ は改良を加えた予測の RMSE である。

* 嶋田 充宏

¹ T は三角形 (Triangular) 波数切断、L は層 (Level) を意味する。

² TL の L は線形 (Linear) 格子を意味する。

³ 英語圏では Forecast Range などと記述されることも多い。

B.2.2 スプレッド

スプレッドは、アンサンブル予報のメンバーの広がり示す指標であり、次式で定義される。

$$\text{スプレッド} \equiv \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (x_{mn} - \bar{x}_n)^2 \right)} \quad (\text{B.2.6})$$

ここで、 M はアンサンブル予報のメンバー数、 N は標本数、 x_{mn} は m 番目のメンバーの予測値、 \bar{x}_n は

$$\bar{x}_n \equiv \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M x_{mn} \quad (\text{B.2.7})$$

で定義されるアンサンブル平均である。

B.2.3 アノマリー相関係数

アノマリー相関係数 (ACC: Anomaly Correlation Coefficient) とは、予測値の基準値からの偏差 (アノマリー) と実況値の基準値からの偏差との相関係数であり、次式で定義される。

$$\text{ACC} \equiv \frac{\sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})(A_i - \bar{A})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2 \sum_{i=1}^N (A_i - \bar{A})^2}} \quad (-1 \leq \text{ACC} \leq 1) \quad (\text{B.2.8})$$

ただし、

$$X_i = x_i - c_i, \quad \bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (\text{B.2.9})$$

$$A_i = a_i - c_i, \quad \bar{A} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N A_i \quad (\text{B.2.10})$$

である。ここで、 N は標本数、 x_i は予測値、 a_i は実況値、 c_i は基準値である。基準値としては気候値を用いることが多い。アノマリー相関係数は予測と実況の基準値からの偏差の相関を示し、基準値からの偏差の増減のパターンが完全に一致している場合には最大値の 1 をとり、相関が全くない場合には 0 をとり、逆に完全にパターンが反転している場合には最小値の -1 をとる。なお、アノマリー相関係数や ME, RMSE の解説は、梅津ほか (2013) に詳しい。

B.3 カテゴリー検証で用いる指標

カテゴリー検証では、まず、対象となる現象の有無を予測と実況それぞれについて判定し、その結果により標本を分類する。そして、それぞれのカテゴリーに分類された事例数を基に、予測の特性を検証するという手順を踏む。

B.3.1 分割表

分割表は、カテゴリー検証においてそれぞれのカテゴリーに分類された事例数を示す表 (表 B.3.1) である。付録 B.3.2 から B.3.12 に示す各スコアは、表 B.3.1 に示される各区分の事例数を用いて定義される。また、以下では全事例数を $N = \text{FO} + \text{FX} + \text{XO} + \text{XX}$ 、実況「現象あり」の事例数を $M = \text{FO} + \text{XO}$ 、実況「現象なし」の事例数を $X = \text{FX} + \text{XX}$ と表す。

表 B.3.1 カテゴリー検証で用いる分割表。FO, FX, XO, XX はそれぞれの事例数を示す。

		実況		計
		あり	なし	
予測	あり	適中 (FO)	空振り (FX)	FO+FX
	なし	見逃し (XO)	適中 (XX)	XO+XX
計		M	X	N

B.3.2 適中率

適中率は、予測が適中した割合であり、次式で定義される。

$$\text{適中率} \equiv \frac{\text{FO} + \text{XX}}{N} \quad (0 \leq \text{適中率} \leq 1) \quad (\text{B.3.1})$$

最大値の 1 に近いほど予測の精度が高いことを示す。

B.3.3 空振り率

空振り率は、予測「現象あり」の事例数に対する空振り (予測「現象あり」かつ実況「現象なし」) の割合であり、次式で定義される。

$$\text{空振り率} \equiv \frac{\text{FX}}{\text{FO} + \text{FX}} \quad (0 \leq \text{空振り率} \leq 1) \quad (\text{B.3.2})$$

最小値の 0 に近いほど空振り率が小さいことを示す。本報告では分母を FO+FX としているが、代わりに N として定義する場合もある。

B.3.4 見逃し率

見逃し率は、実況「現象あり」の事例数に対する見逃し (実況「現象あり」かつ予測「現象なし」) の割合であり、次式で定義される。

$$\text{見逃し率} \equiv \frac{\text{XO}}{M} \quad (0 \leq \text{見逃し率} \leq 1) \quad (\text{B.3.3})$$

最小値の 0 に近いほど見逃し率が小さいことを示す。本報告では分母を M としているが、代わりに N として定義する場合もある。

B.3.5 捕捉率

捕捉率 (H_r : Hit Rate, POD (Probability Of Detection) と呼ばれる) は、実況「現象あり」のときに予測が適中した割合であり、次式で定義される。

$$H_r \equiv \frac{\text{FO}}{M} \quad (0 \leq H_r \leq 1) \quad (\text{B.3.4})$$

最大値の1に近いほど見逃し率が小さいことを示す。捕捉率は、ROC 曲線（付録 B.4.3）のプロットに用いられる。

B.3.6 体積率

体積率 (V_r : Volume Ratio) は、全事例のうち予測の「現象あり」の事例の割合を示す。

$$V_r \equiv \frac{FO + FX}{N} \quad (B.3.5)$$

複数の予測の捕捉率が等しい場合、体積率が小さい予測ほど空振り率が小さい良い予測と言える。

B.3.7 誤検出率

誤検出率 (F_r : False Alarm Rate) は、実況「現象なし」のときに予測が外れた割合である。空振り率 (B.3.2) 式とは分母が異なり、次式で定義される。

$$F_r \equiv \frac{FX}{X} \quad (0 \leq F_r \leq 1) \quad (B.3.6)$$

最小値の0に近いほど、空振り率が小さく予測の精度が高いことを示す。誤検出率は捕捉率（付録 B.3.5）とともに ROC 曲線（付録 B.4.3）のプロットに用いられる。

B.3.8 バイアスコア

バイアスコア (BI: Bias Score) は、実況「現象あり」の事例数に対する予測「現象あり」の事例数の比であり、次式で定義される。

$$BI \equiv \frac{FO + FX}{M} \quad (0 \leq BI) \quad (B.3.7)$$

予測と実況で「現象あり」の事例数が一致する場合に1となる。1より大きいほど予測の「現象あり」の頻度が過大、1より小さいほど予測の「現象あり」の頻度が過小であることを示す。

B.3.9 気候学的出現率

現象の気候学的出現率 P_c は、標本から見積もられる「現象あり」の平均的な出現確率であり、次式で定義される。

$$P_c \equiv \frac{M}{N} \quad (0 \leq P_c \leq 1) \quad (B.3.8)$$

この量は実況のみから決まり、予測の精度にはよらない。予測の精度を評価する際の基準値の設定にしばしば用いられる。

B.3.10 スレットスコア

スレットスコア (TS: Threat Score) は、予測または実況で「現象あり」の場合の予測適中事例数に着目して予測精度を評価する指標であり、次式で定義される。

$$TS \equiv \frac{FO}{FO + FX + XO} \quad (0 \leq TS \leq 1) \quad (B.3.9)$$

出現頻度の低い現象 ($N \gg M$ 、したがって、 $XX \gg FO$, FX , XO となって、予測「現象なし」による寄与だけで適中率が1に近い現象) について XX の影響を除いて検証するのに有効である。本スコアは最大値の1に近いほど予測の精度が高いことを示す。なお、スレットスコアは現象の気候学的出現率の影響を受けやすく、異なる標本や出現率の異なる現象に対する予測の精度を比較するには適さない。この問題を緩和するため、次項のエクイタブルスレットスコアなどが考案されている。

B.3.11 エクイタブルスレットスコア

エクイタブルスレットスコア (ETS: Equitable Threat Score) は、前項のスレットスコアが現象の気候学的出現率の影響を受けやすいため、気候学的な確率で「現象あり」が適中した頻度を除いて求めたスレットスコアであり、次式で定義される (Schaefer 1990)。

$$ETS \equiv \frac{FO - S_f}{FO + FX + XO - S_f} \quad \left(-\frac{1}{3} \leq ETS \leq 1\right) \quad (B.3.10)$$

ただし、

$$S_f = P_c(FO + FX) \quad (B.3.11)$$

である。ここで、 S_f は「現象あり」をランダムに $FO+FX$ 回予測した場合（ランダム予測）の「現象あり」の適中事例数である。本スコアは、最大値の1に近いほど予測の精度が高いことを示す。また、ランダム予測で0となり、 $FO=XX=0$, $FX=XO=N/2$ の場合に最小値 $-1/3$ をとる。

B.3.12 スキルスコア

スキルスコア (Skill Score) は気候学的確率などによる予測の難易を取り除いて、予測の技術力を評価する指数であり、一般に次式のように定義される。

$$\text{スキルスコア} \equiv \frac{S_{fcst} - S_{ref}}{S_{pfct} - S_{ref}} \quad (B.3.12)$$

ここで、 S_{fcst} , S_{pfct} , S_{ref} は、評価対象の予測・完全予測・比較の基準となる予測（気候学的確率など）の各スコア（適中率）である。本スコアは、最大値の1に近いほど予測の精度が高いことを示し、比較の基準となる予測よりも精度が劣る場合、負の値となる。

代表的なスキルスコアは Heidke のスキルスコア (HSS: Heidke Skill Score) で、気候学的な確率で「現象あり」および「現象なし」が適中した頻度を除いて求める適中率であり、次式で定義される。

$$HSS \equiv \frac{FO + XX - S}{N - S} \quad (-1 \leq HSS \leq 1) \quad (B.3.13)$$

ただし、

$$S = P_c(FO + FX) + P_x(XO + XX),$$

$$P_x = \frac{X}{N} \quad (\text{B.3.14})$$

である。ここで、 P_x は「現象なし」の気候学的出現率、 S は「現象あり」を $FO+FX$ 回（すなわち、「現象なし」を残りの $XO+XX$ 回）ランダムに予測した場合（ランダム予測）の適中事例数である。HSS は、最大値の 1 に近づくほど精度が高く、ランダム予測で 0 となり、 $FO=XX=0$, $FX=XO=N/2$ の場合に最小値 -1 をとる。前項のエクイタブルスレットスコアもスキルスコアの一つで、Gilbert Skill Score とも呼ばれている。

B.4 確率予測に関する指標など

B.4.1 ブライアスコア

ブライアスコア (BS: Brier Score) は、確率予測の統計検証の基本的指標である。ある現象の出現確率を対象とする予測について、次式で定義される。

$$BS \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (p_i - a_i)^2 \quad (0 \leq BS \leq 1) \quad (\text{B.4.1})$$

ここで、 p_i は確率予測値 (0 から 1)、 a_i は実況値 (現象ありで 1、なしで 0)、 N は標本数である。BS は完全に適中する決定論的な ($p_i=0$ または 1 の) 予測 (完全予測と呼ばれる) で最小値の 0 をとり、0 に近いほど予測の精度が高いことを示す。また、現象の気候学的出現率 P_c ((B.3.8) 式) を常に確率予測値とする予測 (気候値予測と呼ばれる) のブライアスコア BS_c は

$$BS_c \equiv P_c(1 - P_c) \quad (\text{B.4.2})$$

となる。ブライアスコアは、現象の気候学的出現率の影響を受けるため、異なる標本や出現率の異なる現象に対する予測の精度を比較するには適さない。例えば上の BS_c は P_c 依存性を持ち、同じ予測手法 (ここでは気候値予測) に対しても P_c の値に応じて異なる値をとる (Stanski et al. 1989)。この問題を緩和するため、次項のブライアスキルスコアが考案されている。

B.4.2 ブライアスキルスコア

ブライアスキルスコア (BSS: Brier Skill Score) は、ブライアスコアに基づくスキルスコアであり、通常気候値予測を基準とした予測の改善の度合いを示す。本スコアは、ブライアスコア BS、気候値予測によるブライアスコア BS_c を用いて

$$BSS \equiv \frac{BS_c - BS}{BS_c} \quad (BSS \leq 1) \quad (\text{B.4.3})$$

で定義され、完全予測で 1、気候値予測で 0、気候値予測より誤差が大きいと負となる。

B.4.3 ROC 曲線、ROC 面積、ROC 面積スキルスコア

現象の予測出現確率にある閾値を設定し、これを予測の「現象あり」「現象なし」を判定する基準とするこ

とが可能である。様々な閾値それぞれについて作成した分割表を基に、閾値が変化したときの F_r-H_r 平面上の軌跡をプロットしたものが ROC 曲線 (ROC curve: Relative Operating Characteristic curve、相対作用特性曲線) である (図 B.4.1 参照、高野 2002 などに詳しい)。平面内の左上方の領域では $H_r > F_r$ であり、平面の左上側に膨らんだ ROC 曲線特性を持つ確率予測ほど精度が高いものと見なせる。したがって、ROC 曲線から下の領域 (図 B.4.1 灰色の領域) の面積 (ROCA: ROC Area、ROC 面積) は、情報価値の高い確率予測ほど大きくなる。ROC 面積スキルスコア (ROCASS: ROC Area Skill Score) は、情報価値のない予測 ($H_r = F_r$) を基準として ROC 面積を評価するものであり、次式で定義される。

$$ROCASS \equiv 2(ROCA - 0.5) \quad (-1 \leq ROCASS \leq 1) \quad (\text{B.4.4})$$

本スコアは、完全予測で最大値の 1 をとる。また、情報価値のない予測 (例えば、区間 $[0, 1]$ から一様ランダムに抽出した値を確率予測値とする予測など) では 0 となる。

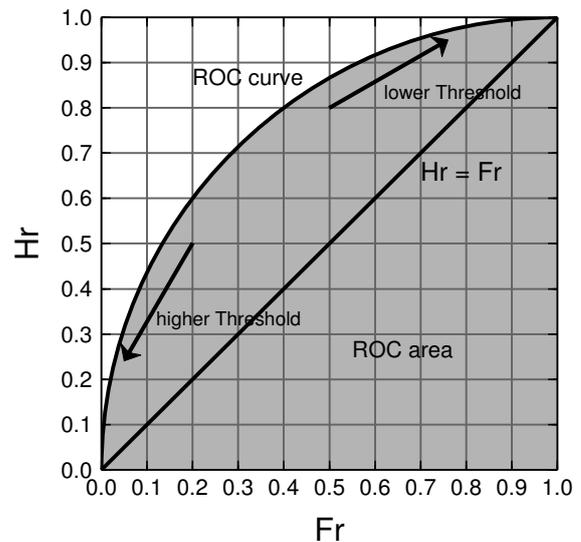


図 B.4.1 ROC 曲線の模式図。横軸は F_r 、縦軸は H_r である。灰色の領域の面積が ROC 面積である。

参考文献

- 北川裕人, 2005: 全球・領域・台風モデル. 平成 17 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 38-43.
- Schaefer, J. T., 1990: The critical success index as an indicator of warning skill. *Wea. Forecasting*, **5**, 570-575.
- Stanski, H. R., L. J. Wilson, and W. R. Burrows, 1989: Survey of common verification methods in

meteorology. *Research Rep.*, **89-5**, Forecast Research Division, Atmospheric Environment Service, Environment Canada, 114 pp.

高野清治, 2002: アンサンブル予報の利用技術. 気象研究ノート, **201**, 73-103.

梅津浩典, 室井ちあし, 原旅人, 2013: 検証指標. 数値予報課報告・別冊第 59 号, 気象庁予報部, 6-15.

付録C 電子計算室報告、同別冊、数値予報課報告・別冊 発行履歴

発行年月	発行号	表題
2020年(令和2年)3月	数値予報課報告・別冊第66号	メソスケール気象予測の現状と展望
2019年(平成31年)3月	数値予報課報告・別冊第65号	全球モデルの改良と展望
2018年(平成30年)3月	数値予報課報告・別冊第64号	ガイダンスの解説
2017年(平成29年)3月	数値予報課報告・別冊第63号	数値予報モデル開発のための基盤整備および開発管理
2016年(平成28年)3月	数値予報課報告・別冊第62号	確率的な気象予測のためのアンサンブル予報の課題と展望
2015年(平成27年)3月	数値予報課報告・別冊第61号	観測データ利用の現状と課題
2014年(平成26年)3月	数値予報課報告・別冊第60号	次世代非静力学モデル asuca
2013年(平成25年)3月	数値予報課報告・別冊第59号	物理過程の改善に向けて(II)
2012年(平成24年)3月	数値予報課報告・別冊第58号	物理過程の改善に向けて(I)
2011年(平成23年)3月	数値予報課報告・別冊第57号	データ同化の改善に向けて
2010年(平成22年)3月	数値予報課報告・別冊第56号	非静力学メソ4次元変分法
2009年(平成21年)3月	数値予報課報告・別冊第55号	全球モデルの課題と展望
2008年(平成20年)3月	数値予報課報告・別冊第54号	気象庁非静力学モデルII —現業利用の開始とその後の発展—
2007年(平成19年)3月	数値予報課報告・別冊第53号	数値予報と衛星データ —同化の現状と課題—
2006年(平成18年)3月	数値予報課報告・別冊第52号	アンサンブル技術の短期・中期予報への利用 —激しい気象現象の予測向上を目指して—
2005年(平成17年)3月	数値予報課報告・別冊第51号	全球モデル開発プロジェクト(II)
2004年(平成16年)3月	数値予報課報告・別冊第50号	全球モデル開発プロジェクト(I)
2003年(平成15年)3月	数値予報課報告・別冊第49号	気象庁非静力学モデル
2002年(平成14年)3月	数値予報課報告・別冊第48号	変分法データ同化システムの現業化
2000年(平成12年)10月	数値予報課報告・別冊第47号	新しい数値解析予報システム(数値予報解説資料(33)平成12年度数値予報研修テキスト合併)
2000年(平成12年)3月	数値予報課報告・別冊第46号	全球モデル開発の現状と展望 —気象業務の基幹モデルとして—
1999年(平成11年)3月	数値予報課報告・別冊第45号	数値予報のための衛星データ同化
1998年(平成10年)3月	数値予報課報告・別冊第44号	メソ数値予報の実用化に向けて
1997年(平成9年)3月	数値予報課報告・別冊第43号	データ同化の現状と展望
1996年(平成8年)3月	数値予報課報告・別冊第42号	1ヶ月予報に向けた全球モデルの開発 —バイアスの小さな予報モデルを目指して—
1994年(平成6年)9月	数値予報課報告・別冊第41号	数値予報の実際(数値予報解説資料(27)平成6年度数値予報研修テキスト合併)
1994年(平成6年)3月	数値予報課報告・別冊第40号	気候監視のための海洋データ同化システム —大気海洋結合モデルによる季節予報に向けて—
1993年(平成5年)3月	数値予報課報告・別冊第39号	数値予報とリモートセンシング
1992年(平成4年)3月	数値予報課報告・別冊第38号	力学的1ヶ月予報の課題と展望
1991年(平成3年)3月	数値予報課報告・別冊第37号	狭領域モデルの課題と展望
1990年(平成2年)3月	数値予報課報告・別冊第36号	気象データと客観解析
1989年(平成元年)3月	数値予報課報告・別冊第35号	力学的長期予報をめざして
1988年(昭和63年)3月	数値予報課報告・別冊第34号	数値予報モデルの物理過程
1987年(昭和62年)3月	数値予報課報告・別冊第33号	低緯度の数値予報
1986年(昭和61年)3月	数値予報課報告・別冊第32号	メソスケール現象と数値予報
1985年(昭和60年)3月	電子計算室報告・別冊第31号	延長予報に関する最近の話題

発行年月	発行号	表題
1984年(昭和59年)3月	電子計算室報告・別冊第30号	ノーマル・モード・イニシャリゼーション
1983年(昭和58年)3月	電子計算室報告・別冊第29号	北半球およびファインメッシュ予報モデル(8L NHM および 10L FLM) と解析システム
1982年(昭和57年)3月	電子計算室報告・別冊第28号	スペクトル法による数値予報(その原理と実際)
1981年(昭和56年)3月	電子計算室報告・別冊第27号	数値予報モデルの時間差分スキームと物理過程
1980年(昭和55年)3月	電子計算室報告・別冊第26号	気象衛星資料と数値予報
1979年(昭和54年)3月	電子計算室報告・別冊第25号	4層北半球プリミティブ・モデルの改良について
1978年(昭和53年)3月	電子計算室報告・別冊第24号	数値予報による延長予報
1977年(昭和52年)3月	電子計算室報告・別冊第23号	数値予報と天気予報
1976年(昭和51年)3月	電子計算室報告・別冊第22号	客観解析
1975年(昭和50年)3月	電子計算室報告・別冊第21号	4層北半球プリミティブ・モデルについて
1974年(昭和49年)3月	電子計算室報告・別冊第20号	数値予報特別研修のまとめ
1973年(昭和48年)10月	電子計算室報告・別冊第19号	プリミティブ・モデルについて(数値予報解説資料(6)合併)
1973年(昭和48年)3月	電子計算室報告・別冊第18号	プリミティブ・モデルをめぐって
1972年(昭和47年)10月	電子計算室報告別冊第17号	新しく予報を担当される方のための電計資料の見方(数値予報解説資料(5)合併)
1971年(昭和46年)10月	電子計算室報告別冊第16号	じょう乱の構造について(数値予報解説資料(4)合併)
1971年(昭和46年)9月	電子計算室報告別冊第15号	中間規模じょう乱をめぐって
1970年(昭和45年)11月	電子計算室報告別冊第14号	北半球3層非地衡風バランス・モデル(数値予報解説資料(3)合併)
1969年(昭和44年)10月	電子計算室報告別冊第13号	北半球3層非地衡風バランス・モデル(数値予報解説資料(2)合併)
1969年(昭和44年)9月	電子計算室報告別冊第12号	数値予報のはじめ(数値予報解説資料(1)合併)
1968年(昭和43年)10月	電子計算室報告別冊第11号	予報技術改善の方向
1968年(昭和43年)3月	電子計算室報告別冊第10号	数値予報
1966年(昭和41年)10月	電子計算室報告別冊第9号	北半球4層傾圧予報について
1965年(昭和40年)11月	電子計算室報告別冊第8号	IUGG 大気科学委員会第一回活動概要報告
1964年(昭和39年)2月	電子計算室報告 VIII	
1963年(昭和38年)6月	電子計算室報告別冊第7号	バロクリニク大気の性質
1963年(昭和38年)6月	電子計算室報告別冊第6号	アジア地区のバロクリニク予報
1962年(昭和37年)7月	電子計算室報告別冊第5号	北半球バロトロピク予報
1962年(昭和37年)6月	電子計算室報告別冊第4号	気象庁電子計算室におけるルーチン傾圧モデルの概要
1961年(昭和36年)5月	電子計算室報告 別冊 No.3	500MB 面渦度及びその予報図の利用法
1961年(昭和36年)3月	電子計算室報告 VI VII	
1960年(昭和35年)8月	電子計算室報告 別冊 No.2	機械でつくる天気図について
1960年(昭和35年)7月	電子計算室報告 V	
1960年(昭和35年)5月	電子計算室報告 別冊 No.1	渦度分布図の利用法並びに高層天気図の予報への応用について、1パラメーターモデルによる上昇速度とその利用法について
1960年(昭和35年)4月	電子計算室報告 IV	
1960年(昭和35年)1月	電子計算室報告 III	
1959年(昭和34年)10月	電子計算室報告 II	
1959年(昭和34年)7月	電子計算室コータリーレポート	

メソスケール気象予測の現状と展望

数値予報課報告・別冊第 66 号

令和 2 年 3 月 19 日発行

編 集 気象庁予報部 数値予報課

〒 100-8122 東京都千代田区大手町 1-3-4

発 行 気象庁予報部

Copyright © 気象庁予報部 2020 Printed in Japan
著作権法で定める範囲を超えて、無断で転載または複写
することを禁止します。

リサイクル適性 (A)

この印刷物は、印刷用の紙へ
リサイクルできます。