

CReSS モデルにおける台風力学的初期値化法の構築 (作成途中)

辻野智紀

2017 年 2 月 1 日

目次

1	はじめに	1
2	手法	3
3	CReSS モデルにおける力学的初期値化法の構築	8
4	数値モデルおよび実験設定	12
5	結果	14
6	結論	16

1 はじめに

近年の台風研究は主に、数値モデルによる強度予測・進路予測に注目が集まっている。これは数値モデルの精緻化・高解像度化によるところが大きい。台風研究において用いられる数値モデルは主に、台風中心付近における対流活動、鉛直流の構造をより精度よく表現できる非静力学モデルである。もちろん、非静力学モデルにおける非静力学の効果を十分に引き出すためには、水平空間解像度を高解像度化しなければならないが、計算機の発達とともに台風に伴う対流 1 つを十分に解像できる解像度かつ、台風全体を覆う計算領域を確保しながら、台風の一生にわたる積分を実現しつつある。

台風はマルチスケール相互作用によって発達・減衰する擾乱である。マルチスケール相互作用とは、台風渦全体の空間スケールだけではなく、大きくは総観・惑星スケール、小さくは積雲スケールの様々な現象が非線型的に他のスケールの作用しあうことで効率的に台風を発達させることである。Ooyama (1964), Charney and Eliassen (1964) などは早くからこのマルチスケール相互作用に注目した。彼らは、マルチスケール相互作用の効果を何とか表現しようといくつかの新しい考え方を導入した。例えば、台風スケールで変化する場の変数を用いて、そのスケールよりはるかに小さな積雲の活動度を表現する手法を考案するなどである。計算機資源が充分でなかった時代ではそのような大きなスケールの場の変化、性質からより小さなスケールの現象の変化を表現する (パラメタリゼーション) ことで台風におけるマルチスケールの相互作用を表現しようとしてきた。しかし、計算機資源が豊富に利用できるようになった近年では、その小さな積雲スケールの現象は数値モデルによって直接表現されるようになってきた。このため、台風の進路・強度予報はいくらか改善したようである。

しかし、数値シミュレーションによる台風の進路・強度予報はまだ、観測される実際の台風の進路・強度を完全に再現することは困難である。それはシミュレーションを行う数値モデルに含まれる物理とシミュレーションの際に用いられる初期値に多くの不確実性が含まれるからである。台風の強度は先述のように、対流スケールの運動がマルチスケール相互作用を通して台風渦自身の発達に影響を与えるため、これらの不確実性は特に強度予報に対して顕著な誤差を生み出す。これらの不確実性を可能な限り除去するために、多くの研究が行われてきた。台風強度の予報における上記 2 つの不確実性に対する主な研究は以下のとおりである (Cha and Wang, 2013)。

— 数値モデルの物理における不確定性 —

強風下での海面フラックスの定式化

Emanuel (2003); Donelan et al. (2004); Moon et al. (2004); Zeng et al. (2010).

対流パラメタリゼーション

Ma and Tan (2009).

海洋との相互作用

Emanuel et al. (2004); Davis et al. (2008).

数値モデルの解像度

Chen et al. (2007); Davis et al. (2010).

— 初期値における不確定性 —

ボーガス渦

手法: 強度解析から見積もられる地表面気圧と風速から経験則に基づくパラメータを用いて, 解析的な気圧・風速分布を作成, モデルの初期値における台風の位置に埋め込む.

(e.g., Kwon and Cheong, 2010).

ボーガスデータ同化

手法: 変分法データ同化手法を用いて, 観測される台風の強度と構造に最も近くなるように初期値を修正する.

(e.g., Zhang et al., 2007; Wang et al., 2008).

力学的初期値化法 (Dynamical Initialization)

手法: 台風予報を行う数値モデルを用いて, 本予報とは別に追加の積分を行う. 追加の積分で得られた台風渦を本予報の初期値に埋め込む. (e.g., Kurihara et al., 1993; Nguyen and Chen, 2011).

初期値における不確定性は観測データの不足が原因であることが多い. 台風は一般に熱帯海洋上で発生, 発達する. したがって, 高精度な強度予報のためには, 海洋上での台風渦中心付近での詳細な力学・熱力学場の観測データを利用して, 台風渦の 3 次元構造を正確に表現する初期値が必要となる. しかし, 海洋上かつ強風を伴うことから, このような正確な 3 次元構造を観測することが非常に困難である. この困難が初期値における不確定性を大きくする. ここで, 2 つ目の不確定性は観測データを増やすという解決策ではなく, 限られた観測データを元にどれだけ初期値の不確定性を減らせるかに焦点を当てた研究を取り上げた. もちろん, これらは根本的な解決策ではなく, 観測データの数を増やすということは必要不可欠であることに注意する.

観測データが限られている場合, それらのデータを可能な限り有効に活用し, 初期値を観

測される台風構造・強度に限りなく近づけることが、不確定性の減少につながる。本書では、上記に挙げられている 3 つの初期値化手法のうち、力学的初期値化法に焦点を当てる。

2 手法

ここでは, [Cha and Wang \(2013\)](#) において構築された WRF モデルにおける台風シミュレーションを目的とした力学的初期値化法を参考に, CReSS モデルにおける高解像度台風シミュレーションのための力学的初期値化法を構築し, その有効性を検証する。WRF モデルは非静力学領域大気モデルである。したがって, 同じ非静力学領域大気モデルである CReSS において, 力学的初期値化法を構築することを考える際, [Cha and Wang \(2013\)](#) の手法は非常に有益である。

領域モデルは一般的に親モデルあるいは客観解析データを初期値・境界値として入力することで, シミュレーションを行う。親モデルあるいは客観解析データの空間解像度はシミュレーションを行うモデルの空間解像度より粗いことが多い。特に,

- 対流を解像できるスケールであるか。
- 非静力学効果が表現されるか。

という点は台風シミュレーションを行う際に非常に重要となる。以上の点を念頭に置きつつ, まず [Cha and Wang \(2013\)](#) の手法を概観する。この手法は WRF モデルを用いた多重双方向ネスティングによる台風シミュレーションにおける初期値化手法として提案されている。図?? は彼らが提案する力学的初期値化法のフローチャートである。大まかには以下のような流れで初期値の修正を行う。

— Cha and Wang (2013) の力学的初期値化法 —

解析値取得 全球モデル予報値 (GFS) を初期値 (時刻 t_0 とする) として利用する.

サイクルラン GFS データから, t_0+6 時間分多重双方向ネスティングによる高解像度シミュレーションを行う. この際, スペクトルナッジング手法も導入する. JTWC における台風強度 (風速) 速報解析値と比較する. 強度が充分であるなら「渦の置き換え」へ, 不充分であるなら「渦の分離」へ.

渦の分離 t_0+6 時間での最高解像度ドメインにおいて, 台風の中心位置を決定し, 力学場・熱力学場について, 軸対称渦成分のみを抽出する. このとき, 渦の強度が t_0 での渦に比べて弱体化していれば, 経験的ポーガス渦を追加する.

背景場の分離 t_0 での GFS データについて, 台風中心位置を決定し, 軸対称力学・熱力学場を除去する.

初期値の修正 「渦の分離」で抽出された t_0+6 時間の軸対称力学・熱力学場を「背景場の分離」で除去された t_0 での GFS データの軸対称力学・熱力学場と置き換える.

サイクルラン 2 回目 上の操作において, 初期値が修正された t_0 での GFS データを用いて, 「サイクルラン」を再び行う. 以降, 強度解析と同程度になるまで, この過程が繰り返される.

渦の置き換え サイクルランの繰り返しによって, 強度解析と同程度となった渦は「初期値の修正」の後, WRF モデルによって 72 時間以上の長時間シミュレーションを行う.

力学的初期値化法の目的は, 台風渦周辺の環境場を可能な限り変化させずに, 台風渦成分のみを修正することである. したがって, 初期値データから, 台風渦成分を厳密に抽出することが, 初期値化の精度を左右することになる. Cha and Wang (2013) では, Kurihara et al. (1993) に基づくフィルター処理を用いて, 台風渦と周辺環境場を分離する手法を用いている. 具体的には以下のとおりである.

まず, 初期値における任意の物理量を F とする. この物理量は台風渦成分 F_V と周辺環境場成分 F_E の線形結合:

$$F = F_V + F_E \quad (1)$$

で表現できると仮定する. 言い換えると, 物理量 F から, 周辺環境場 F_E 以外の成分を F_V と定義したとも言える. F_E は

$$F_E = F_B + (F_D - F_V) \quad (2)$$

と定義する. F_B は基本場成分, F_D は擾乱成分を表す. (1), (2) から

$$F = F_B + F_D$$

であることは明らかである。つまり、 F_D は例えば、 F の水平平均あるいは時間平均量として定義される基本場 F_B からのずれ成分を表す。(2) 式が示すことは、物理量 F を基本場と擾乱場に分けるのではなく、台風渦由来の場とそれ以外という形に再定義しただけである。(2) 式から、本節において定義される背景場 F_E というものは、基本場 F_B と基本場からのずれ F_D のうち、台風渦成分 F_V を除いた成分の和に等しいということが示される。つまり、背景場 F_E と基本場 F_B は同じものではないということである。以下、各物理量 F_B, F_D, F_V の具体的な計算方法を示す。

2.1 背景場の分離

Kurihara et al. (1993) では、上記のうち、基本場 F_B を物理量 F からフィルター処理によって抽出する手法を提案している。物理量 F は任意の水平領域において、緯度経度座標 (λ, ϕ) 等間隔に $F(\lambda, \phi)$ として定義されているとする。水平解像度を 1° としたとき、 $F_B(\lambda, \phi)$ は

$$\begin{aligned}\bar{F}(\lambda, \phi) &= F(\lambda, \phi) + K(m) [F(\lambda - 1, \phi) + F(\lambda + 1, \phi) - 2F(\lambda, \phi)], \\ F_B(\lambda, \phi) &= \bar{F}(\lambda, \phi) + K(m) [\bar{F}(\lambda, \phi - 1) + \bar{F}(\lambda, \phi + 1) - 2\bar{F}(\lambda, \phi)], \\ K(m) &= \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi}{m} \right)^{-1}, \quad m = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9.\end{aligned}\tag{3}$$

という操作によって求めることができる。このとき、上式は m について 11 回同じ操作を繰り返す。ただし、 m 回目の操作で上式の左辺を評価する際の右辺の値は $m - 1$ 回目で得られた左辺の値を用いることに注意する。 $K(m)$ はフィルタリング係数であり、上記の m の値を用いることで、波長 9° 以下の擾乱成分を除去することができる^{*1}。したがって、上の操作で 9° 以下の擾乱成分 F_D は

$$F_D(\lambda, \phi) = F(\lambda, \phi) - F_B(\lambda, \phi)\tag{4}$$

として求めることができる。上記の操作は物理量 F が水平解像度 1° で定義されている場合であったが、これより高い解像度を有するデータで上記と全く同様の操作を行う場合は、Nguyen and Chen (2011) の高解像度データ用の付加処理を行う必要があることに注意する。

^{*1}この操作の数学的根拠は Kurihara et al. (1993) あるいは、本文の著者のライブラリマニュアル <http://www.gfd-dennou.org/library/davis/stpk/manual.pdf> に数学的証明が示されている。

2.2 渦の分離

上記で抽出した F_D を球面座標 (λ, ϕ) から台風中心を原点とした平面極座標 (r, θ) に変換した後, $F_D(r, \theta)$ を用いて F_V を以下のように抽出する:

$$F_V(r, \theta) = F_D(r, \theta) - \{F_D(r, \theta)E(r) + \overline{F_D}(R)[1 - E(r)]\}, \quad (5)$$

$$E(r) \equiv \frac{\exp[-(R-r)^2/l^2] - \exp[-(R/l)^2]}{1 - \exp[-(R/l)^2]}, \quad (6)$$

$$\overline{F_D}(R) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_D(R, \theta) d\theta. \quad (7)$$

R は台風渦の分離, 置き換えにおいて用いられる台風の最大半径である. これは任意に設定可能なパラメータである. l は渦の置き換えの際に用いる重み付けの形を決めるパラメータである ($l = 0.2R$). R は 850 hPa における接線平均した接線風 \bar{V} が台風中心から探索して以下の条件のいずれかを満たす半径として定義される:

1. $\bar{V} < 6 \text{ m s}^{-1}$, かつ $\partial\bar{V}/\partial r < 4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ となる.
2. $\bar{V} < 3 \text{ m s}^{-1}$ となる.
3. 上記 2 つの条件いずれもが, $R < 600 \text{ km}$ 以内に存在しないときは, $R = 600 \text{ km}$ となる.

最後に, (5) 式によって抽出された台風渦成分は

$$F_V = F_V^{\text{ax}} + F_V^{\text{as}}, \quad F_V^{\text{ax}}(r) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_V(r, \theta) d\theta. \quad (8)$$

2.3 渦の置き換え

サイクルランによって t_0 初期値から t_0+6 時間後まで時間積分した台風渦を t_0 の台風渦と置き換える. 今, $N-1$ 回目のサイクルランの結果における任意の物理量を $F^{N-1}(x, y, z, t_0+6\text{h})$ とする. これをもとに, N 回目のサイクルラン用初期値 $F^N(x, y, z, t_0)$ を作成する場合, (1) 式に基づき, 以下のように初期値の修正を行う:

$$\begin{aligned} F^N(x, y, z, t_0) &= F_E(x, y, z, t_0) + F_V^{\text{as}}(x, y, z, t_0) \\ &\quad + \omega(r)F_V^{\text{ax}}(x, y, z, t_0) \\ &\quad + [1 - \omega(r)]F_V^{\text{ax}, N-1}(x, y, z, t_0 + 6\text{h}). \end{aligned} \quad (9)$$

上記では, N 回目のサイクルラン用初期値を作成しているが, 本計算用の初期値についても全く同じ手法で渦の置き換えが行われる. ここで, 初期値が修正されるのは各物理量に

おいていずれも台風渦の軸対称成分のみであることを注意する。環境場および台風渦成分のうち、非軸対称成分はオリジナルの解析値の分布が残される。

$\omega(r)$ は渦の置き換えにおけるオリジナル渦とサイクルランでの修正渦の重み付け

$$\omega(r) = \begin{cases} e^{-[2(r-R)/(0.4R)]^2}, & r > R/2 \\ 0, & r \leq R/2 \end{cases} \quad (10)$$

を表す。この重み付けの動径分布は図??に示される。 $\omega \sim 1$ でオリジナルの渦構造が維持される。台風中心から遠い距離では、水平スケールの大きな循環を充分解像しうる、オリジナルの解析値の方が精度がよいと仮定している。

2.4 ボーガス渦の埋め込み

もし、1, 2 回目のサイクルランにおいて、気圧の時間変化が 2 hPa / 6 h 以下の場合、? で提案される経験的ボーガス渦:

$$V_T = \frac{1}{2} V_D \left(\frac{r}{r_m} \right) \exp \left[1 - \left(\frac{r}{r_m} \right) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{p - P_t}{P_s - P_t} \right) \right], \quad r \geq R \quad (11)$$

を 3 回目のサイクルランの接線風に追加する。ここで、 V_D はボーガス追加前の 3 回目のサイクルラン初期値での地表面風速の最大値と強度解析の風速の差の 50 % とする。 r_m はボーガス追加前の 3 回目サイクルランでの最大風速半径、 p は圧力、 P_t は渦の上端圧力 (ここでは 100 hPa とする)、 P_s は地表面圧力である。このボーガス渦は必ず、サイクルランにのみ埋め込まれるべきであり、埋め込んだ場合は必ず複数回サイクルランを行うことによって、このボーガス渦の空間分布が本計算の初期値に与える影響を小さくする必要がある。この過程でのみ、力学的に非バランスな構造を初期値修正時に埋め込む可能性があることに注意する。

2.5 スペクトルナッシング

初期値に用いる解析値は総観スケール以上の大気構造が精度よく表現されている。したがって、サイクルランの間に台風渦によって背景場 (総観スケール以上の擾乱) が変化することを防ぐために波長 1000 km 以上にかけて、[von Storch et al. \(2000\)](#) によるスペクトルナッシングを行う。ナッシングは水平風速および温度場のみに行う。ナッシング係数は 0.0003 (時定数 55.6 分相当) で、850 hPa 面より高高度にのみかける。これは、解析値における境界層は自由大気に比べて風速、温度場構造の精度が落ちる可能性を考慮している。水蒸気にナッシングをかけない理由も同様である。

2.6 渦中心の再配置

サイクルランが終了した後, 本計算用の初期値を作成する. 本計算用の初期値はサイクルランが終了した $t_0 + 6$ 時間でのオリジナル初期値に対して, 最終的なサイクルランでの渦成分を置き換えて作成される. この際, サイクルランによって spin-up した台風渦はオリジナルの初期値と完全に同じ位置にある保証はない. この無視できない位置ずれを以下のように修正する:

$$F(x, y, z, t_0 + 6h) = F_E(x, y, z, t_0 + 6h) + F_V(x + dx, y + dy, z, t_0 + 6h). \quad (12)$$

3 CReSS モデルにおける力学的初期値化法の構築

これまでは, WRF モデルにおいて多重双方向ネスティングを用いた台風シミュレーションに対する力学的初期値化法であった. しかし, これを CReSS モデルに直接適用することはできない. それは, CReSS は現時点で双方向ネスティングを多重ドメインにおいて行うことが不可能だからである. したがって, 本書では [Cha and Wang \(2013\)](#) によって構築された手法を参考に, 多重一方向ネスティングを用いた台風シミュレーションを念頭においた力学的初期値化法を構築する.

CReSS における力学的初期値化法

解析値取得 全球モデル予報値 (JMA-GSM) を初期値 (時刻 t_0 とする) として利用する.

中解像度ラン GSM データから最終的な長時間シミュレーションを行う期間に渡り, 水平解像度 5 km 程度の中解像度シミュレーションを行う. この初期値は t_{g0} とする. この際, 積分期間全体を通して, GSM を真値としたスペクトルナッジング強制を行う.

サイクルラン 中解像度ランデータから, t_0+6 時間分一方向ネスティングによる高解像度シミュレーションを行う. ここで, 必ず $t_0 > t_{g0}$ でなければならない. ただし, 6 時間での台風の移動速度が微小であると考え, 水平方向の計算領域は台風渦を中心として 1000 km \times 1000 km 程度の狭領域 (台風半径で 500 km 程度) に限定する. 計算領域が狭いため, スペクトルナッジングではなく, 側面境界にスポンジ層を設定し, その層において中解像度ランの背景場をサイクルランに導入する. 中解像度ランはスペクトルナッジングによって, GSM の背景場が反映されているので, 間接的にサイクルランには GSM の解析値が導入されていることになる. JMA における台風強度 (中心気圧) 解析値と比較する. 強度が充分であるなら「渦の置き換え」へ, 不充分であるなら「渦の分離」へ.

渦の分離 t_0+6 時間でのサイクルランドメインにおいて, 台風の中心位置を決定し, 力学場・熱力学場について, 軸対称渦成分のみを抽出する. このとき, 渦の強度が t_0 での渦に比べて弱体化していれば, 人工的な熱強制を追加する.

背景場の分離 t_0 での GFS データについて, 台風中心位置を決定し, 軸対称力学・熱力学場を除去する.

初期値の修正 「渦の分離」で抽出された t_0+6 時間の軸対称力学・熱力学場を「背景場の分離」で除去された t_0 での中解像度ランデータの軸対称力学・熱力学場と置き換える.

サイクルラン 2 回目 上の操作において, 初期値が修正された t_0 での中解像度ランデータを用いて, 「サイクルラン」を再び行う. 以降, 強度解析と同程度になるまで, この過程が繰り返される.

渦の置き換え サイクルランの繰り返しによって, 強度解析と同程度となった渦は「初期値の修正」の後, 中解像度ランの結果を初期値・境界値として, 2 km 解像度以下の本計算を行う.

3.1 オリジナル手法との違い

先述のとおり, CReSS は双方向ネスティングが実装されていないため, Cha and Wang (2013) での力学的初期値化手法と複数の点で相違が存在する. 以下には, その相違点と変更の妥当性について検証する.

3.1.1 サイクルラン

Cha and Wang (2013) では, サイクルランを多重ネスティングによって非常に広い領域をカバーし, 台風中心付近を非常に高い解像度でサイクルランを行った. 従って, 初期値は GFS を直接用いることができた. しかし, CReSS では, 双方向ネスティングを行わないので, サイクルランを GSM のデータから直接行うのではなく, 初めに中解像度ランを行い, GSM の場を CReSS モデルにとって力学的に整合した場にする. $t_0 > t_{g0}$ でなければならない理由がこれである. したがって, 中解像度ランに対してスペクトルナッジングを行うが, サイクルランに対してはスペクトルナッジングではなく, 側面境界付近でスポンジ層を導入するように変更した.

3.1.2 ボーガス渦

Cha and Wang (2013) では, 1, 2 回目のサイクルランにおいて, 台風渦の発達率が $2 \text{ hPa} / 6 \text{ h}$ 以下の場合, 人工的な低気圧性のボーガス渦を埋め込むことで発達を促すプロセスを導入している. このプロセスがサイクルランにおける台風渦の発達に寄与する物理的な正のフィードバックメカニズムは以下であると考えられる:

1. 低気圧性循環に伴う海面風速の増加によって, 最大風速半径周辺での熱フラックスが増加.
2. 境界層内でのポテンシャルエネルギーの増加によって最大風速半径周辺での積雲対流が増加.
3. 対流に伴う非断熱加熱の発生によってさらに境界層に吹き込む内向き流れが増加.
4. 結果的に台風渦に伴う絶対角運動量が外から供給されることになり, 台風渦の低気圧性循環がさらに増加.

しかし, このボーガス渦の埋め込みには以下の問題があると考えられる.

ボーガス渦に伴う問題

人工的な運動エネルギーの流入

ボーガス渦を導入することで、渦に伴う運動エネルギーがモデルの力学・物理過程を無視して導入される。

ボーガス渦構造の妥当性

ボーガス渦の形状 (最大風速半径と最大風速) は 1 回目のサイクルランにおける 6 時間後の計算結果から決められる。強度解析の値は最大風速にのみ影響するため、ボーガス渦の形状が実際の台風に対して適切かどうか不明である。

最終プロダクトへの影響

ボーガス渦は軸対称成分のみで構成される。Cha and Wang (2013) での DI における初期値修正は、初期値での台風渦の軸対称構造のみを修正する。したがって、サイクルランの最終プロダクトから本計算の初期値への台風渦の置き換えプロセスにおいて、ボーガス渦に起因する構造が残される可能性がある (サイクルランで構造の顕著な変化がない場合、修正される初期値の台風渦はほぼボーガス渦の構造を反映することになる)。

サイクルランでの spin-up プロセスの時間スケール

Cha and Wang (2013) における DI でのサイクルランの積分時間は 6 時間程度に限られている。一方、上記のボーガス渦埋め込みに伴う、サイクルランでの台風渦発達を促進させるフィードバックメカニズムは、その卓越する時間スケールが 12 時間以上 (台風渦の発達スケール) であることが考えられ (e.g., ?), サイクルランの枠組み内でこのフィードバックメカニズムが充分機能するかが不明である。

以上の問題から、本文で構築する DI システムでは、サイクルランでの台風渦発達が不十分な場合において、このボーガス渦の埋め込みは行わない。その代わりに、上記の問題を克服する別の人工的な強制プロセスを構築する。

対流スケールの現象を十分に解像しうる水平解像度による台風シミュレーション (サイクルランのこと) を行っているにも関わらず、そのシミュレーションにおいて、台風渦の顕著な発達が見られないということは、いくつかの台風渦阻害要因が存在していることを示唆している:

台風渦の発達阻害要因

1. 台風周辺の SST 分布が不適当.
2. 最大風速半径周辺での対流の組織化 (対流バースト) が不足.
3. 低気圧性循環場の鉛直スケールが浅い (台風渦の背が低い).
4. 台風渦の非軸対称性が大きい (台風渦の移動速度が速い, 環境場の水平風の鉛直シアが大きい)

温位摂動に伴う重力波の影響

人工的な温位摂動を与えた場合, 大気は浮力の獲得に伴う上昇流の発生とともに, 顕著な重力波を台風の外側に放射する. この人工的な重力波の射出はサイクルランにおいて偽の対流のトリガーとなる可能性があるのである程度除去されなければならない. サイクルランでは, 対流圏界面以上において鉛直伝播する重力波を除去するスポンジ層を設定しており, この層において下向きに反射する重力波はある程度除去可能である. また, サイクルランでは側面境界から中解像度ランによってもたらされる環境場の物理量を流入させるため, スポンジ層を設定している. これは水平伝播する重力波を除去するスポンジ層としても作用する. したがって, 側面で反射する重力波についてもある程度除去されていると考えられる.

4 数値モデルおよび実験設定

2, 3 節において構築された力学的初期値化手法を用いて, 実際の台風シミュレーションにおける精度検証を行う. 台風シミュレーションに用いる大気モデルは CReSS (Cloud Resolving Storm Simulator Tsuboki and Sakakibara, 2002) である. 本節で対象とする台風は Nangka (2015), Goni (2015), Meranti (2016), Haima (2016) の 4 事例である. これらはいずれも事前に CReSS を用いて初期値化手法を用いないシミュレーションを行ったところ, 強度変化が強度解析の結果と著しく異なった事例である. したがって, これらの事例を対象とすることで初期値化法の有効性が検証できる.

4.0.1 共通設定

各台風シミュレーションにおいて, CReSS モデルにおける共通の設定は表 1 のとおりである. ただし, 表に示されているように, 初期値化法において必要となる狭領域高解像度サイクルランでは, 計算資源を節約するため, 数値モデルにおける複数の物理過程について, 本計算と異なったスキームを用いていることに注意する.

各台風シミュレーションでは積分開始の時刻や計算領域が異なるが、本計算を行うまでの手続きは図?? および、以下のとおりで共通している。

本計算を行う手続き

1. 広領域中解像度シミュレーション (WIDE)

全球客観解析あるいは現業全球モデルの初期値データを初期値・境界値として、水平解像度 5 km 程度で台風の経路を完全に覆う水平 1 辺 2000 km 以上の計算領域 (Domain 1) を設定し、台風シミュレーションを実行。背景場を客観解析の場に近づけるため、計算領域全高度に対してスペクトルナッジングを行う。ナッジング時定数は 1 時間で全高度同じ、ナッジングをかける変数は水平風 2 成分のみ、ナッジングをかける最小波長は 1000 km。

2. 狭領域高解像度シミュレーション (Cycle Run)

強度解析と比較して、WIDE 実験での強度変化が著しく異なる場合、WIDE のモデル出力の任意の 1 時刻 (t_0) について、 t_0 でのモデル台風を中心とした水平解像度 1km, 水平 1000 km 四方の正方領域 (Domain 2) を設定する。 t_0 から $t_0 + 6$ 時間分の WIDE 実験でのモデル出力を初期値境界値として、Domain 2 に渡って 6 時間分の台風シミュレーションを実行。

3. 初期値修正 (DI)

2 節における初期値化手法を用いて、Cycle Run 実験での $t_0 + 6$ 時間後の Domain 2 の結果から軸対称成分を抽出し、WIDE 実験における Domain 1 での t_0 における台風の軸対称成分と置き換える。強度が強度解析と同程度であれば、次のステップに、足りなければ、この修正された t_0 の WIDE 実験のモデル出力を初期値としてさらに 2 を繰り返す。

4. 中領域高解像度シミュレーション (MAIN)

DI によって、強度解析と同程度の強度となるように修正された WIDE 実験でのモデル出力 t_0 を初期値として、水平解像度 2 km 以下で台風経路を完全に覆うような、Domain 1 より狭い計算領域 (Domain 3) を設定する。 t_0 時刻以外の境界値は全て、修正が一切行われていない WIDE 実験でのモデルアウトプットを用いる。

Cha and Wang (2013) のオリジナル手法では、WIDE 実験におけるスペクトルナッジングの強制を水平風と温度場について行い、さらに 850 hPa 面高度以上の自由大気にのみ行っていた。これは、境界値として利用した GFS データが予報値であるため、境界層をナッジング強制できなかった。なぜなら、境界層内の各物理量分布が GFS の物理過程に依存してしまうからである。しかし、本シミュレーションは GSM の初期値 (客観解析値) をつなぎあわせて境界値として利用している。したがって、解析される各物理量はデータ同化によって観測データによる修正を受けているため、境界層内でもある程度精度よく表現されていると仮定できる。この理由からスペクトルナッジングを境界層を含めた全高度の水平風に対して行う。温度場は水平風へのナッジング強制に対して CReSS の中の力学的バラ

ンスで間接的に強制されることを想定している。水蒸気は客観解析値であるとはいえ、精度があまり信頼できないため、ナッジングによる強制は側面境界付近を除いて一切行わず、CReSS における物理過程に従う。

4.1 各実験での設定

各台風シミュレーションにおいてそれぞれ異なる設定は表 2 に示される。各実験での計算領域は?? 節における図で示される。

5 結果

5.1 経路・強度

5.1.1 Nangka

5.1.2 Goni

Goni の強度変化は 5 km 解像度実験は初期値境界値である GSM の強度とほとんど差がなく、ベストトラックと比較して 8 月 17 日から 1 日に及ぶ 935 hPa の強度に全く到達しなかった (図 4e, f)。これは初期値化を施さない 2 km 解像度でもほぼ傾向は同じであった。これは初期発達に GSM の初期値において表現されている台風渦に大きく依存していることを示唆している。一方、力学的初期値化を施すと 16 日から始まる急速な発達をある程度再現することができるようになっている。ただし、18 日以降は過発達であることに注意。

5.1.3 Meranti

5.1.4 Haima

Haima の強度変化は 18 日 00 UTC までいずれの実験もほぼ同じである (図 4k, l)。このとき、初期値化を施していない初期値と初期値化を施した初期値との間で、中心気圧は 10 hPa、最大風速は 5 m s^{-1} であった。この程度のインクリメントでは台風の初期発達には大きく影響を与えなかったことが示される。しかし、それ以降の強度変化は異なっていた。これは発達率が同じにも関わらず、初期の強度がわずかに異なっていたことにより、WISHE のようなフィードバックプロセスが開始するタイミングが異なったことが原因と

考えられる。ベストトラックをよく追跡した結果は、初期値化を施した 2 km 解像度実験であった。ただし、18 から 19 日の発達は過発達であり、生涯最低中心気圧も 20 hPa 程度低い結果となった。初期値化を施さなかった 2 km 解像度では発達率をよく追跡しているが、その強度変化は約 2 日の遅れを伴っている。5 km 実験では 18 日以降にベストトラックよりはるかに大きな発達率を示しており、19 日 00 UTC でもその発達は止まっていない。

5.2 サイクルランでの発達

ここでは、初期値化法におけるサイクルランのプロセスにおけるインクリメントを見ていく。図 5 は各実験での 1 サイクルごとの台風中心気圧を示している。これらの結果から、初期値における渦の修正に要するサイクルランの回数は台風によって様々である。Haima のように最初の数回は強度が弱くなる傾向にあるものもあれば、Goni のように漸減していくものもある。Meranti はわずかに数回で 10 hPa 以上の中心気圧低下につながるものもある。中でも、Nangka は 10 回以上サイクルを続けたが、中心気圧の低下は見られなかった。Cha and Wang (2013) では、このようなタイプについて最初の数回で人工的なポーガス渦を導入しているが、本手法ではそのような人工的な渦は導入していない。そのため、何回サイクルを行っても初期値を有効的に改善することができなかった。これについては、以降の修正手法で改善を試みる。

強度変化がベストトラックをよく追跡した Goni の事例について、風速のインクリメントを見てみる。図 6 は各サイクルにおける台風中心付近での地表風速の分布を示している。初期値化前の渦は中心付近の風速は 10 m s^{-1} 程度であり、最大風速半径も 100 km 程度で非常に大きな渦となっている。この初期値に対してサイクルランを行うと、徐々に風速が増加し、Cycle 9 では最大風速が 27 m s^{-1} 程度、最大風速半径も 50 km 以下に減少し、コンパクトで強度の強い渦となっていることがわかる。

5.3 水平構造

Goni について、同じ水平解像度で初期値化を行ったものとオリジナルの初期値でのシミュレーションを比較する。図 7 は 2 km 解像度で初期値化ありとなしの実験における台風周辺での降水強度の水平分布を示している。積分開始 1 時間後での降水強度が初期値化ありとなしで大きく異なる。特に台風中心から 100 km 半径以内で、初期値化を行うと、壁雲に相当する明瞭なリング状の降水が存在している。一方、初期値化を行わないオリジナルの初期値では、まだ壁雲に相当するリングは存在していない。初期値におけるこの明瞭な違いを伴ったまま、54 時間後の降水分布を見ると、初期値化を行わないオリジナル初期値では、まだ明瞭な壁雲の降水が形成されていない。一方、初期値化を施した初期値では、内側の壁雲は半径 20 km 程度のコンパクトなものとなり、その外側に新しい壁雲の形成が

見られる。実際に AMSR2 の 89 GHz 帯で確認すると、同じ時間帯で確かに多重壁雲構造が観測されている (図略)。したがって、Goni のケースでは、初期値化による初期値の修正は、強度の改善だけではなく、実際に観測される台風渦の水平構造も改善されていることが確認できる。

図 8 は Haima の例であるが、この例でも積分開始 54 時間では初期値化を施した実験の方が、オリジナルの実験に比べて壁雲の形成半径が小さく、外側に新しい壁雲が形成し始めている。この特徴は衛星観測と類似しており (図略)、Goni と同様にシミュレーションの再現性を向上させている。Goni と異なる点は、初期の降水分布において、Goni のような明瞭な壁雲の降水リングは形成されていない。しかし、中心気圧を比較すると、オリジナル初期値に比べて初期値化を行ったものは明瞭な気圧の深まりを示している。これは、気圧分布に対応して風速分布も初期値化によって修正されており、54 時間後の渦の発達に影響を与えたと考えられる。

6 結論

参考文献

- Cha, D.-H., and Y. Wang, 2013: A dynamical initialization scheme for real-time forecasts of tropical cyclones using the WRF model. *Mon. Wea. Rev.*, **141**, 964–986, doi:10.1175/MWR-D-12-00077.1.
- Charney, J. G., and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68–75.
- Chen, S. S., W. Zhao, M. A. Donelan, J. F. Price, and E. J. Walsh, 2007: The CBLAST-hurricane program and the next-generation fully coupled atmosphere-wave-ocean models for hurricane research and prediction. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **88**, 311–317, doi:10.1175/BAMS-88-3-311.
- Davis, C., W. Wang, J. Dudhia, and R. Torn, 2010: Does increased horizontal resolution improve hurricane wind forecasts? *Wea. Forecasting*, **25**, 1826–1841, doi:10.1175/2010WAF2222423.1.
- Davis, C., and Coauthors, 2008: Prediction of landfalling hurricanes with the advanced hurricane wrf model. *Mon. Wea. Rev.*, **136**, 1990–2005, doi:10.1175/2007MWR2085.1.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, 495–527, doi:10.1007/BF00119502.

- Donelan, M. A., B. K. Haus, N. Reul, W. J. Plant, M. Stiassnie, H. C. Graber, O. B. Brown, and E. S. Saltzman, 2004: On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L18 306, doi:10.1029/2004GL019460.
- Emanuel, K., 2003: A similarity hypothesis for air-sea exchange at extreme wind speeds. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 1420–1428, doi:10.1175/1520-0469(2003)060<1420:ASHFAE>2.0.CO;2.
- Emanuel, K., C. DesAutels, C. Holloway, and R. Korty, 2004: Environmental control of tropical cyclone intensity. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 843–858, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<0843:ECOTCI>2.0.CO;2.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, **9**, 91–112, doi:10.1007/BF00232256.
- Kurihara, Y., M. A. Bender, and R. J. Ross, 1993: An initialization scheme of hurricane models by vortex specification. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 2030–2045, doi:10.1175/1520-0493(1993)121<2030:AISOHM>2.0.CO;2.
- Kwon, I.-H., and H.-B. Cheong, 2010: Tropical cyclone initialization with a spherical high-order filter and an idealized three-dimensional bogus vortex. *Mon. Wea. Rev.*, **138**, 1344–1367, doi:10.1175/2009MWR2943.1.
- 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.
- Louis, J. F., M. Tiedtke, and J. F. Geleyn, 1981: A short history of the operational PBL parameterization at ECMWF. *Proc. ECMWF Workshop on Planetary Boundary Layer Parameterization*, Reading, United Kingdom, ECMWF, 59–79.
- Ma, L.-M., and Z.-M. Tan, 2009: Improving the behavior of the cumulus parameterization for tropical cyclone prediction: Convection trigger. *Atmos. Res.*, **92**, 190–211, doi:10.1016/j.atmosres.2008.09.022.
- Moon, I.-J., I. Ginis, and T. Hara, 2004: Effect of surface waves on Charnock coefficient under tropical cyclones. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L20 302, doi:10.1029/2004GL020988.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud - The 19 July 1981 CCOPE cloud. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107–128.
- Murakami, M., T. L. Clark, and W. D. Hall, 1994: Numerical simulations of convective snow clouds over the Sea of Japan: Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43–62.
- Nguyen, H. V., and Y.-L. Chen, 2011: High-resolution initialization and simulations of typhoon Morakot (2009). *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 1463–1491, doi:10.1175/2011MWR3505.1.

- Ooyama, K., 1964: A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofis. Int.*, **4**, 187–198.
- Segami, A., K. Kurihara, H. Nakamura, M. Ueno, I. Takano, and Y. Tatsumi, 1989: Operational mesoscale weather prediction with Japan Spectral Model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 907–924.
- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99–164, doi:10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2.
- Tsuboki, K., and A. Sakakibara, 2002: Large-scale parallel computing of Cloud Resolving Storm Simulator. *High Performance Computing*, H. P. Zima, K. Joe, M. Sato, Y. Seo, and M. Shimasaki, Eds., Springer, 243–259.
- von Storch, H., H. Langenberg, and F. Feser, 2000: A spectral nudging technique for dynamical downscaling purposes. *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 3664–3673, doi:10.1175/1520-0493(2000)128<3664:ASNTFD>2.0.CO;2.
- Wang, D., X. Liang, Y. Zhao, and B. Wang, 2008: A comparison of two tropical cyclone bogussing schemes. *Wea. Forecasting*, **23**, 194–204, doi:10.1175/2007WAF2006094.1.
- Zeng, Z., Y. Wang, Y. Duan, L. Chen, and Z. Gao, 2010: On sea surface roughness parameterization and its effect on tropical cyclone structure and intensity. *Adv. Atmos. Sci.*, **27**, 337–355, doi:10.1007/s00376-009-8209-1.
- Zhang, X., Q. Xiao, and P. J. Fitzpatrick, 2007: The impact of multisatellite data on the initialization and simulation of Hurricane Lili's (2002) rapid weakening phase. *Mon. Wea. Rev.*, **135**, 526–548, doi:10.1175/MWR3287.1.

表 目 次

1	実台風実験における共通設定	20
2	実台風実験ごとの設定. モデルの高さは鉛直平均解像度と鉛直層数の積に 等しい.	21

表 1: 実台風実験における共通設定

海洋モデル	鉛直 1 次元熱伝導 (Segami et al., 1989, for WIDE and MAIN) 初期値固定 (for Cycle Run)
乱流過程	1.5 次乱流クロージャー (Deardorff, 1980, for WIDE and MAIN) スマゴリンスキー型クロージャー (Smagorinsky, 1963, for Cycle Run)
雲物理過程	5 カテゴリ: 液相 (雲水, 雨), 固相 (氷晶, 雪, 霰), single-moment (液), double-moment (固) (Murakami, 1990; Murakami et al., 1994, for WIDE and MAIN) full single-moment (Lin et al., 1983, for Cycle Run)
地表面交換過程 同化過程	Kondo (1975, 海洋), Louis et al. (1981, 陸上) スペクトルナッジング (von Storch et al., 2000, for WIDE) (ナッジング時定数 1 時間, 鉛直全層一様, ナッジング最小スケール 2000 km)
初期値・境界値	JMA-GSM 初期値 (水平 0.5 deg× 0.5 deg, 6 時間ごと)
海面水温	MGDSST (水平 0.25 deg× 0.25 deg, 1 日ごと)
地形	SRTM30 (水平 30 s× 30 s)

表 2: 実台風実験ごとの設定. モデルの高さは鉛直平均解像度と鉛直層数の積に等しい.

台風名	Nangka (2015)	Goni (2015)	Meranti (2016)	Haima (2016)
最下層鉛直解像度	200 m	200 m	200 m	200 m
平均鉛直解像度	500 m	500 m	450 m	450 m
鉛直層数	50	50	64	64
WIDE 実験				
水平解像度 Δx	5 km	0.04 deg	5 km	5 km
水平領域	$7000 \times 4000 \text{ km}^2$	$40.96 \times 20.48 \text{ deg}^2$	$4320 \times 2560 \text{ km}^2$	$5120 \times 2560 \text{ km}^2$
積分時間	11 日	7.25 日	4.5 日	4.5 日
積分開始時刻	00UTC 04 Jul.	18UTC 14 Aug.	12UTC 10 Sep.	12UTC 15 Oct.
MAIN 実験				
水平解像度 Δx	2 km	0.02 deg	2 km	2 km
水平領域	$7000 \times 4000 \text{ km}^2$	$40.96 \times 20.48 \text{ deg}^2$	$4320 \times 2560 \text{ km}^2$	$5120 \times 2560 \text{ km}^2$
積分時間	11 日			
積分開始時刻				

目 次

1	Cha and Wang (2013) において開発された力学的初期値化手法のフローチャート.	23
2	渦の修正における重み付け関数の動径分布と, R の違いによって生まれる重み付け分布の差 (Cha and Wang, 2013, Fig.2).	24
3	CReSS における力学的初期値化手法のフローチャート.	25
4	DI の精度検証を行った各実験の結果. 上段図からそれぞれ各実験での経路, 中心気圧, 風速の時間変化. 黒丸つきの線が JMA ベストトラック, 黒四角つきの線が JMAGSM の初期値, 青実線が WIDE 実験, 赤実線が DI 初期値修正済み MAIN 実験の結果をそれぞれ示す. 丸, 四角マーカーは各日の 00UTC を表す. 風速はベストトラックについては解析値を, 他は全て中心についての接線平均した海面風速の最大値を示している. Goni (2015) における緑線は DI を行わずに WIDE 実験を初期値境界値として MAIN 実験を行った際の結果に対応する. 各実験における経路の図に描かれる領域が WIDE 実験の領域であり, 赤破線で囲まれる領域が MAIN 実験の領域をそれぞれ表す.	26
5	各実験における Cycle Run 実験での中心気圧の修正量. 横軸がサイクルランの回数を表す.	27
6	Goni (2015) における Cycle Run 実験での海面風速の空間分布 (カラー, 等値線; m s^{-1}). 時刻はいずれも MAIN 実験初期時刻 (18UTC 15 Aug.) を示している. (a) から (d) まで, それぞれ WIDE 実験, サイクル 3, 6, 9 (MAIN 実験の初期値) の結果.	28
7	Goni (2015) における DI ありの MAIN 実験 (上) と DI なしの MAIN 実験 (下) における台風中心周辺の降水分布 (カラー; mm h^{-1}) および海面更正気圧 (等値線; hPa). (a), (c) は積分開始から 1 時間後, (b), (d) は積分開始から 54 時間後に対応する.	29
8	図 7 と同じ, ただし Haima (2016) の事例.	30
9	Nangka (2015) における 18UTC 04 Jul. 初期値での Cycle Run 実験での中心気圧の修正量. 横軸がサイクルランの回数を表す.	31

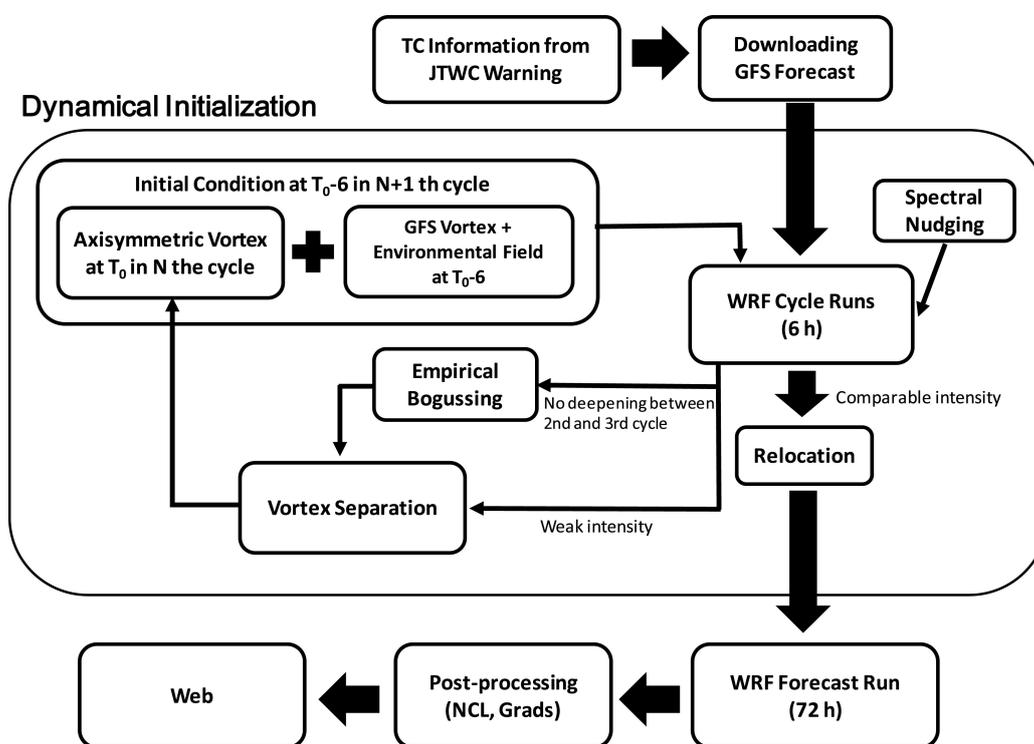


図 1: Cha and Wang (2013) において開発された力学的初期値化手法のフローチャート.

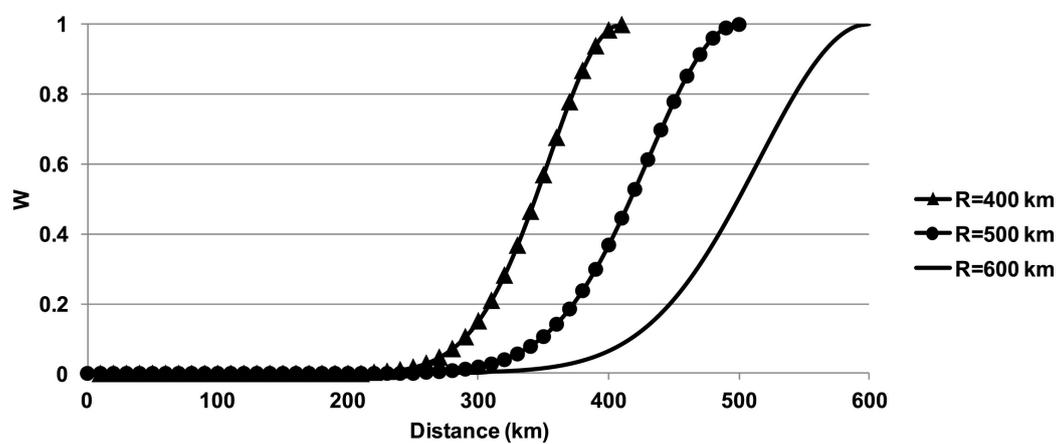


図 2: 渦の修正における重み付け関数の動径分布と, R の違いによって生まれる重み付け分布の差 (Cha and Wang, 2013, Fig.2).

図 3: CReSS における力学的初期値化手法のフローチャート.

(a) Nangka (Track) (b) Nangka (Pressure; hPa) (c) Nangka (Wind; $m s^{-1}$)

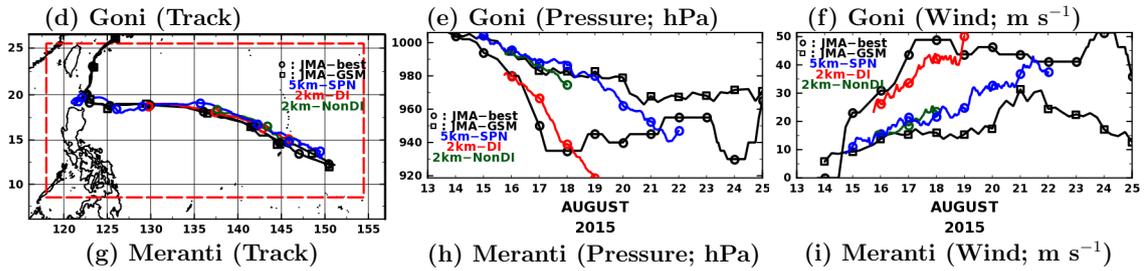


図 4: DI の精度検証を行った各実験の結果. 上段図からそれぞれ各実験での経路, 中心気圧, 風速の時間変化. 黒丸つきの線が JMA ベストトラック, 黒四角つきの線が JMAGSM の初期値, 青実線が WIDE 実験, 赤実線が DI 初期値修正済み MAIN 実験の結果をそれぞれ示す. 丸, 四角マーカーは各日の 00UTC を表す. 風速はベストトラックについては解析値を, 他は全て中心についての接線平均した海面風速の最大値を示している. Goni (2015) における緑線は DI を行わずに WIDE 実験を初期値境界値として MAIN 実験を行った際の結果に対応する. 各実験における経路の図に描かれる領域が WIDE 実験の領域であり, 赤破線で囲まれる領域が MAIN 実験の領域をそれぞれ表す.

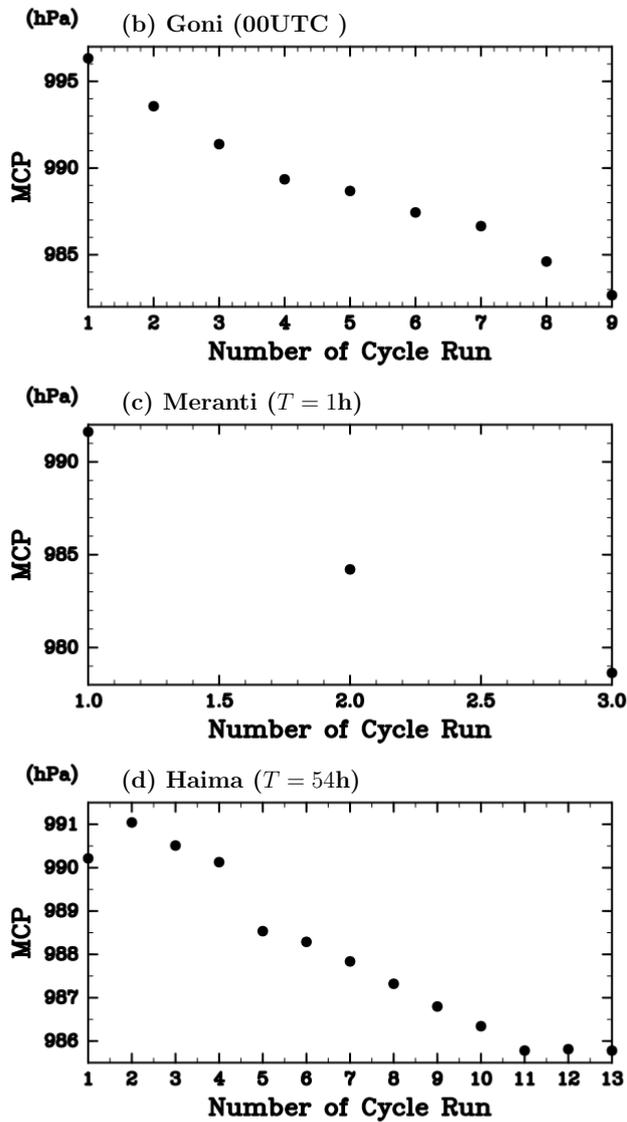


図 5: 各実験における Cycle Run 実験での中心気圧の修正量. 横軸がサイクルランの回数を表す.

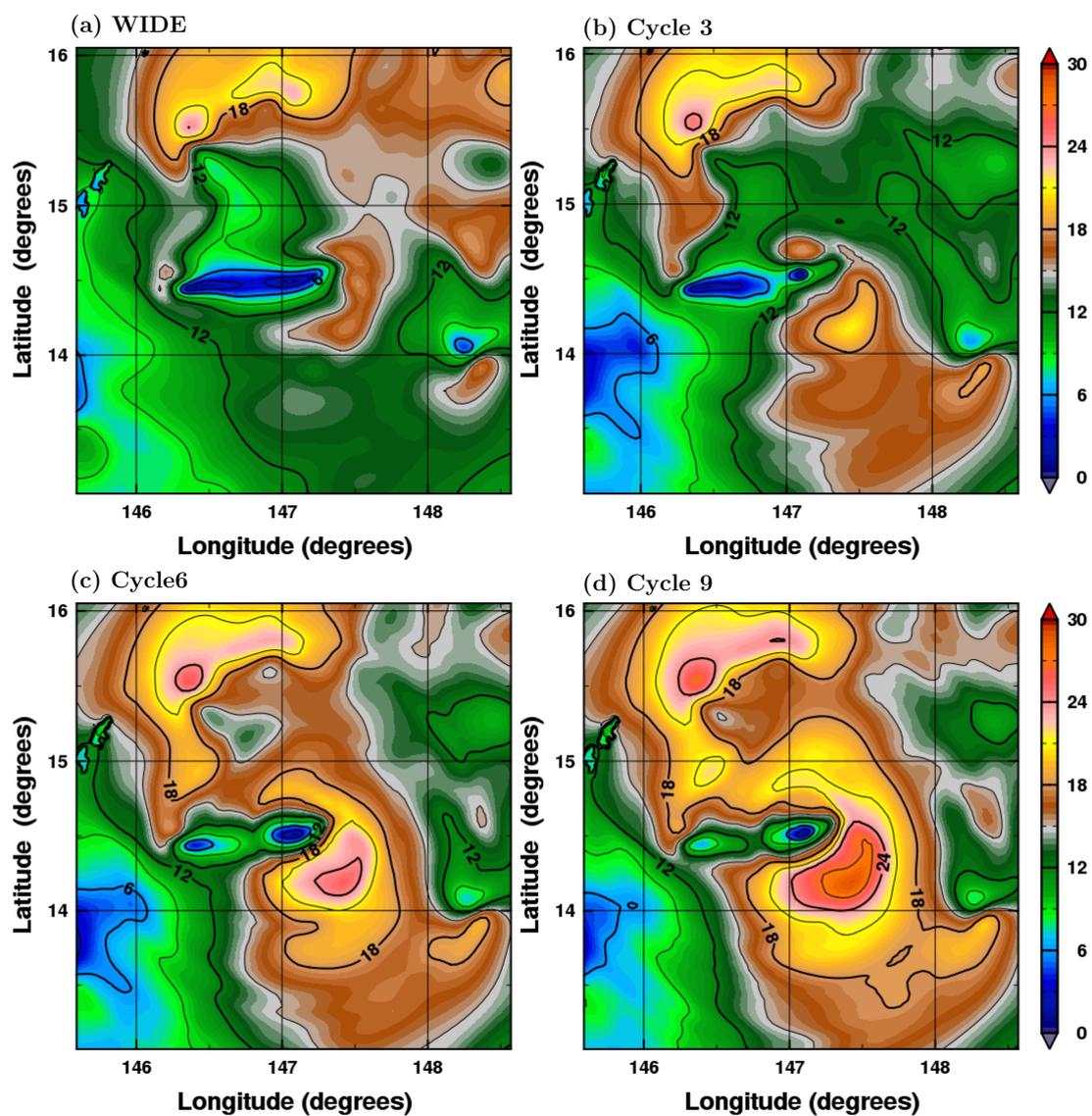


図 6: Goni (2015) における Cycle Run 実験での海面風速の空間分布 (カラー, 等値線; m s^{-1}). 時刻はいずれも MAIN 実験初期時刻 (18UTC 15 Aug.) を示している. (a) から (d) まで, それぞれ WIDE 実験, サイクル 3, 6, 9 (MAIN 実験の初期値) の結果.

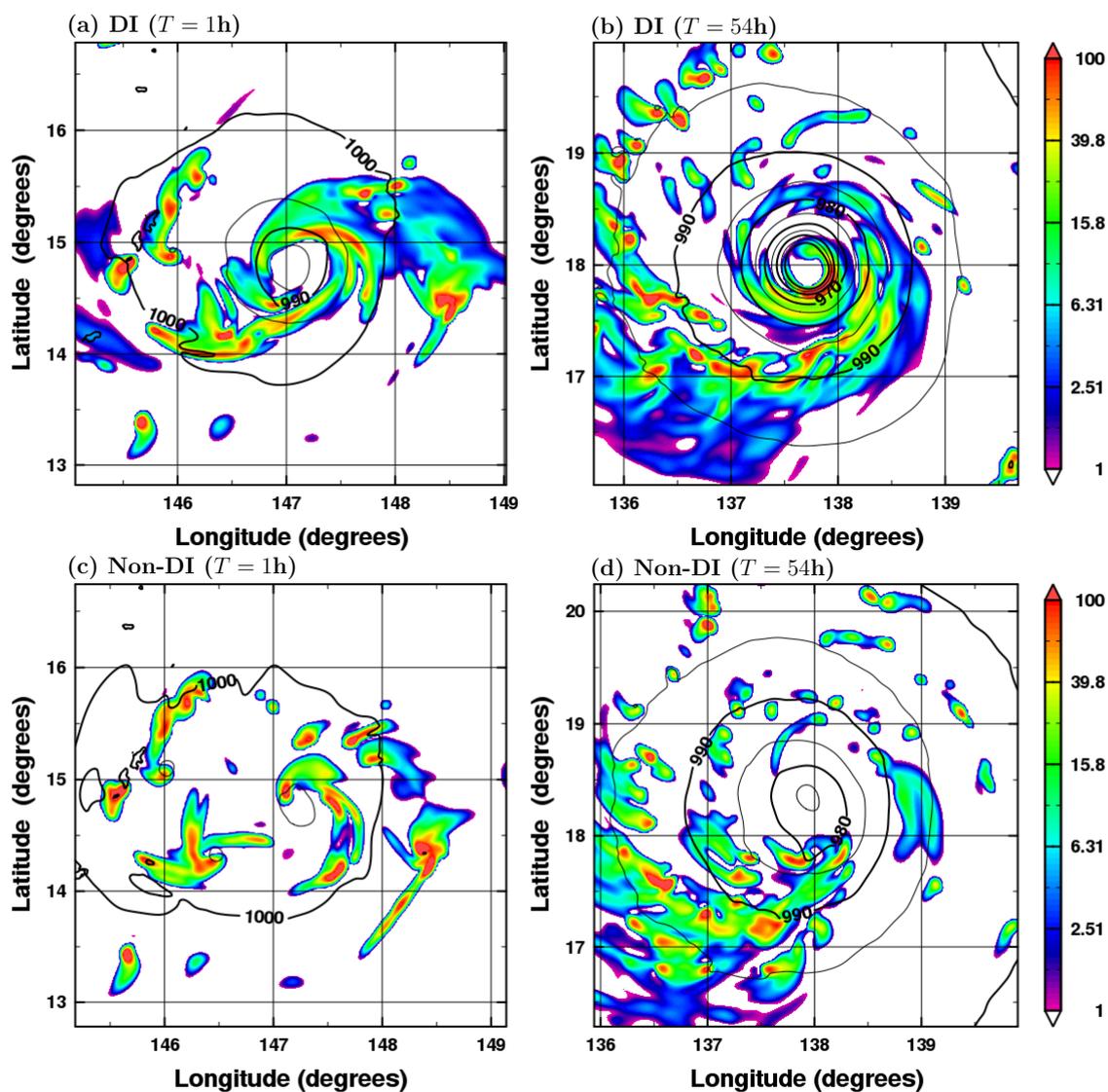


図 7: Goni (2015) における DI ありの MAIN 実験 (上) と DI なしの MAIN 実験 (下) における台風中心周辺の降水分布 (カラー; mm h^{-1}) および海面更正気圧 (等値線; hPa). (a), (c) は積分開始から 1 時間後, (b), (d) は積分開始から 54 時間後に対応する.

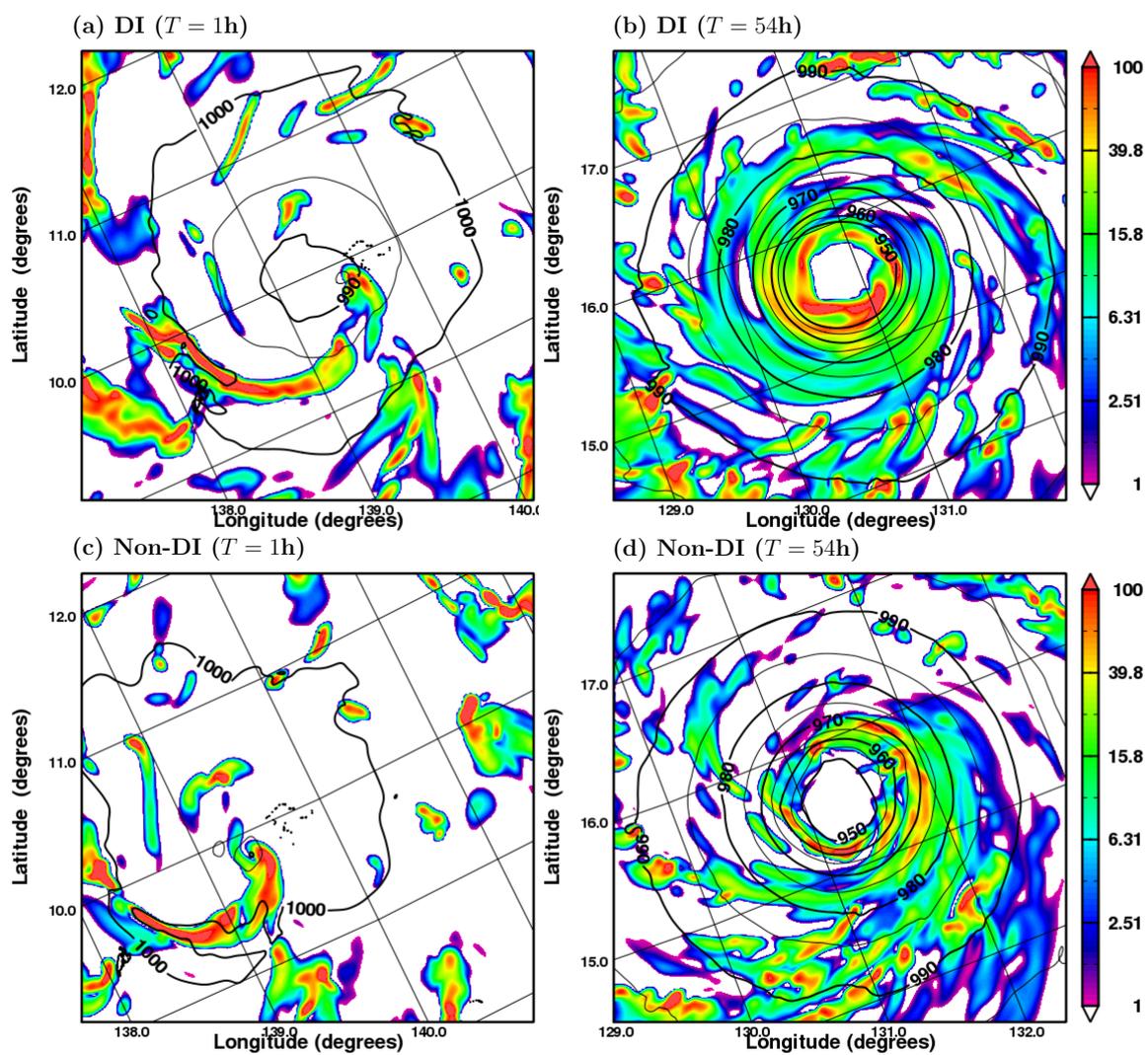


図 8: 図 7 と同じ, ただし Haima (2016) の事例.

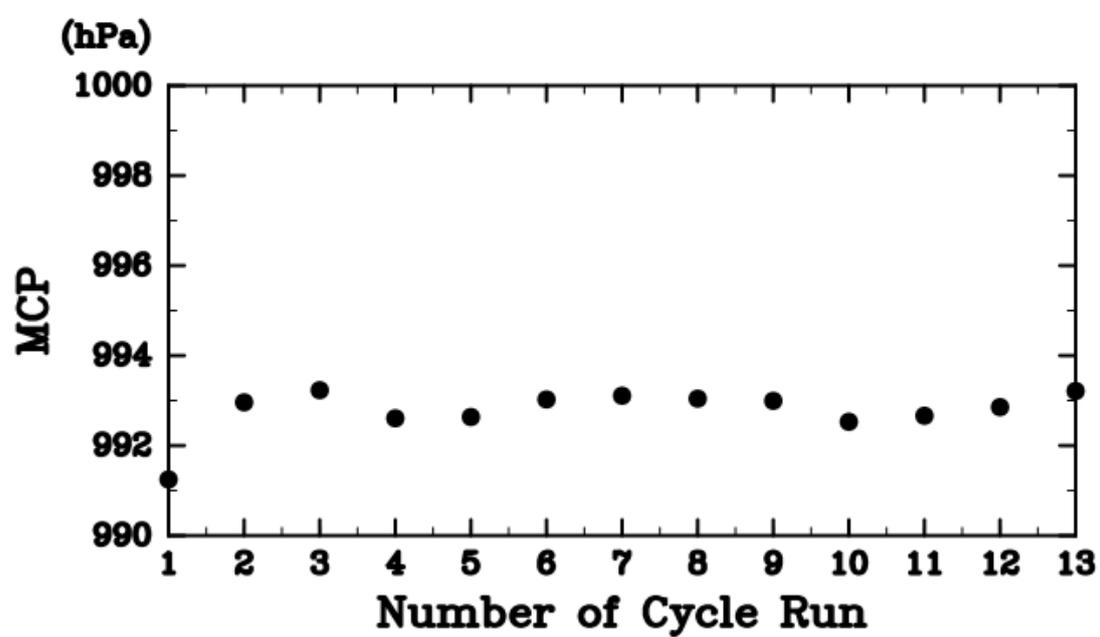


図 9: Nangka (2015) における 18UTC 04 Jul. 初期値での Cycle Run 実験での中心気圧の修正量. 横軸がサイクルランの回数を表す.