

CReSS モデルへのスペクトルナッジ ング法の導入

辻野智紀

2016 年 4 月 26 日

目次

1	はじめに	1
2	手法	3
3	結果	7
4	結論	17

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。

このように、数値モデルを用いて台風の強度を精度よく表現するためには、

- 個々の積雲対流を十分に表現できる解像度を有し、
- 台風全体の構造を表現しうる十分な計算領域

が必要となる。しかし、これは必要条件であって、精度の向上に対する充分条件ではない。台風が存在する海洋の表面水温 (SST) は台風中心における熱の供給源として重要な役割を果たしているため、台風の発達に伴う SST の変化も強度の予測精度に大きく影響する。台風周辺における SST の変化はいくつかの原因があり、例えば

- 台風渦に伴う海洋への風応力の供給とそれに伴う低温深層水の湧昇。
- 台風上空に広がる巻雲に伴う短波放射の遮蔽とそれに伴う SST 加熱量の減少。

などは、台風の構造に伴う SST の変化である。一方、SST を変化させうるもうひとつの要因は台風が存在する位置である。SST 分布は水平一様では決してない。特に海洋メソス

ケールの渦に伴う冷水プール等が台風の進路上に存在するとそこで強度が変化することが指摘されている。つまり、台風の強度の予測精度を上げるためには、その進路も数値モデル上で精度よく表現されなければならない。

台風の進路に影響を与える要因としては、

- 総観スケール以上の水平スケールをもつ擾乱に伴う流れ
- 他の台風との渦相互作用
- コリオリパラメータの子午線方向の変化
- 台風に伴う非断熱加熱

などが挙げられる。上記の順番は影響因子の水平スケールが大きい順に並べたつもりである。その順番は台風の進路に影響を与えやすい順番にも並んでいる。つまり、台風の進路を精度よく予報するためには、大前提として、台風スケール以上の水平スケールを有する擾乱が数値モデルにおいて精度よく表現されている必要がある。

これは台風を再現しようと試みている高解像度数値モデルにとっては大きな課題となる。計算機資源が豊富になったとはいえ、高い水平解像度を要求される数値モデルでは、必然的に計算領域は制限されることになる。これは、領域モデルを利用することで対応される。領域モデルは台風を中心とするある有限の領域のみを計算領域として定義し、領域の外からの流れに伴って流入する種々の情報は境界条件・境界強制として人工的に与えることになる。この境界強制は主に全球数値モデルという水平方向に周期境界条件で閉じたモデルで再現された大気場データを用いることになる^{*1}。この領域モデルの利用は台風の進路予報に大きな影響を与える。なぜなら、進路に影響を与える台風スケール以上の大きさを有する擾乱の発達・衰退が領域モデルでは充分に行えないからである。それはそのような大きな擾乱が、領域モデルの確保する計算領域よりはるかに大きいからである。さらにそのような大きな擾乱は、惑星スケールの波の伝播などによってより遠方における擾乱の影響を受ける。そうすると、領域モデルにはそのような遠方の波の情報は表現されない。このため、領域モデルにおける大規模擾乱の発達・衰退の予報精度は悪くなる。すると、そのような大規模擾乱の流れに従う台風の進路も大きくずれを生じることになる^{*2}。これを解決するためにいくつかの手法が開発されている。次節においてその詳細をみていく。

^{*1}このように、ある数値モデルの計算結果を初期値・境界値データとして利用し、そのモデル結果より解像度を上げて計算することをネスティングという。初期値・境界値として用いる低解像度モデルの結果がすでに計算されており、高解像度モデルによる計算ではそのデータを与えるのみというやり方を1方向ネスティング。低解像度モデルのデータを高解像度モデルの計算で利用し、そこで計算されたデータを再び低解像度モデルの計算に戻すやり方を2方向ネスティングとして分類する。1方向ネスティングでは高解像度モデルによる計算結果は低解像度モデルの計算結果を修正しないが、2方向ネスティングでは修正されることになる。

^{*2}これはかつて、解像度が充分でなかった数値モデルにおけるパラメタリゼーションと逆の現象になっている。積雲スケールの現象を(スケールが小さすぎて)表現できない全球モデルはパラメタリゼーションによって積雲の効果を取り入れてきたが、領域モデルでは惑星スケールの現象を(スケールが大きすぎて)表現できないのである。

2 手法

領域モデルは一般的に親モデルデータを初期値・境界値として入力することで、シミュレーションを行う。親モデルの情報を境界値から入力するための手法はいくつか存在するが、以下では古典的な側面スポンジ層を説明する。

数値モデルにおける任意の予報変数を ψ としたとき、この変数は実空間 (x, y, z) と時間 t を独立変数にもつ:

$$\psi = \psi(x, y, z, t).$$

このとき、数値モデルにおける ψ の支配方程式は

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \mathcal{L}(\psi) \quad (1)$$

ここで、 \mathcal{L} は移流を含む任意のモデル演算子である。CReSS をはじめとする領域モデルでは、モデルの力学過程、物理過程に依存するモデル演算子に加えて、側面境界からの情報の流入を考慮する必要がある。そのため、側面境界条件および側面の有限格子点をバッファ領域として確保し、計算領域外から流入する情報をモデルの計算領域に取り込む。Davies (1976) は古典的な手法として、側面の有限格子点領域を「スポンジ領域」としてレイリー型の強制を支配方程式に加えて境界からの情報を取り込むことを試みた。具体的には (2) について側面境界付近では

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \mathcal{L}(\psi) + \gamma(\bar{\psi} - \psi) \quad (2)$$

という形で強制を加えることになる。ここで $\bar{\psi}$ は領域モデルの境界条件として用いられる親モデルデータ (もしくは解析データ) の物理量である。また、 $\gamma (> 0)$ は「ナッジング係数」と呼ばれ、強制を与える強さを指定する。もし、 $\bar{\psi} > \psi$ であるなら、上式の強制項は正となり、 ψ は時間とともに増加する。言い換えると、 $\bar{\psi}$ に近づくように引っ張られる。

これを側面境界付近に限らず、領域全体にかける手法は「アナリシスナッジング」と呼ばれる。しかし、この手法では領域モデルのモデル演算子による ψ の時間変化への寄与よりナッジング強制項の寄与が大きくなる場合、モデルの物理量 ψ は結局親モデルの場 $\bar{\psi}$ に近づくことになり、領域モデルを用いる利点があまなくなってしまう。一般的に、領域モデルを使用する利点は、親モデルあるいは解析データの水平解像度、時間解像度が不十分な現象を解析することにある。つまり、領域モデルの空間解像度は親モデルよりはるかに小さいことが一般的である。そのような領域モデルによるシミュレーションにおいてアナリシスナッジングを行うことは、興味のある現象を解析するには不十分な解像度のデータに近づけることになってしまう。この具体的な例は下の段落で見ることにする。

この欠点を克服するためには、空間スケールの小さい現象は領域モデルで再現し、かつ空間スケールの大きい現象は親モデル・解析データから強制すればよいと考えるであろう。von Storch et al. (2000) は以下の手法でこれを実現することに成功した。von Storch の手法は、アナリシスナッジングの強制項から水平スケールの大きな成分のみを抽出し、 ψ の支

配方程式に強制項として加えればよいというものである。このような、ある水平スケール内の擾乱成分に対してのみ、親モデルにナッジ強制する手法を「スペクトルナッジング」と呼ぶ^{*3}。一般的に、モデル変数 ψ は

$$\psi(x, y, z, t) = \sum_{k=-K_m, l=-L_m}^{K_m, L_m} \hat{\psi}_{k,l}(z, t) \exp \left[i \left\{ \frac{kx}{D_x} + \frac{ly}{D_y} \right\} \right] \quad (3)$$

という三角関数の重ねあわせで表現することができる。ここで、 $\hat{\psi}_{k,l}$ はフーリエ係数、 (k, l) はそれぞれ x, y 方向の波数、 D_x, D_y はモデルの計算領域の x, y 方向の長さ、 K_m, L_m は $\psi(x, y, z, t)$ がもつフーリエモードの最高波数を表す。この表現はモデル変数に限らず、モデルの初期値境界値として与えられる親モデル・解析データの変数 $\bar{\psi}(x, y, z, t)$ についても同様である。したがって、(2) 式におけるナッジング強制項は

$$\gamma(\bar{\psi} - \psi) = \gamma \sum_{k=-K_m, l=-L_m}^{K_m, L_m} \left[\hat{\bar{\psi}}_{k,l}(z, t) - \hat{\psi}_{k,l}(z, t) \right] \exp \left[i \left\{ \frac{kx}{D_x} + \frac{ly}{D_y} \right\} \right] \quad (4)$$

と表現されることになる。ここで、もし $\bar{\psi}$ の空間解像度が ψ より粗い場合、含むことのできる最短波長のフーリエ係数 (すなわちゼロでないフーリエ係数) は ψ より長いものとなる。これは von Storch et al. (2000) によって概念的に描かれている (図 1)。この図は縦軸にエネルギースペクトルの強度が示されており、横軸には各スペクトルを含む波長がとられている。実線が親モデル・解析データの中に含まれるフーリエ係数の大きさ、曲線が領域モデルの中に含まれるフーリエ係数の大きさである。この図から明らかのように、親モデル・解析データに含まれる最短波長のフーリエ係数は領域モデルに含まれる最短波長のフーリエ係数より大きい波長に限られることがわかる。この最短波長は打ち切り波長とも呼ばれる。これは概念図だけではなく実際のモデルデータでも確認することができる。図 2 は中解像度全球モデル JMAGSM (水平解像度 0.5 度) と高解像度領域モデル CReSS (水平解像度 5 km) における、2015 年 7 月 9 日 00UTC での高度 500 hPa 上でのジオポテンシャル高度のスペクトル分布である。GSM については正確に北緯 30 度線に沿った経度線上の分布、CReSS についてはほぼ北緯 30 度線上をモデルの x 方向に沿った線上での分布を示している^{*4}。この結果から明らかに GSM では CReSS に比較して、小さなスケールの現象は振幅が小さくなっている。これは CReSS における個々の対流スケールの現象によって 500 hPa 面に供給されるポテンシャルエネルギーが GSM では表現されていないということを示している。アナリシスナッジングを行うということは (4) 式をそのままモデル変数の支配方程式 (2) に課すということを表している。図 2 の分布に従うと、アナリシスナッジングによる強制は CReSS で個々の対流によって強制される小スケールのポテンシャルエネルギーを GSM の分布に従うように強制する。これは CReSS における個々の対流活動で生成された小スケールのポテンシャルエネルギーがアナリシスナッジングによってゼロになってしまうことを意味している。?? 節で述べられたように、台風の発達には積雲スケールの対流活動による台風スケールへのマルチスケール相互作用が必要となるため、対流活動が供給するエネルギーをモデル内から除去してしまうアナリシスナッジ

^{*3}Scale Bias Correction (SBC) などと呼ばれる場合もある。

^{*4}CReSS のデータについては、?? 節の実台風計算における FR 実験のものを用いている。

グでは台風の発達を抑えるように作用してしまう*5.

von Storch et al. (2000) では (4) において、ナッジング係数に波数依存性を持たせて

$$\gamma(\bar{\psi} - \psi) = \sum_{k=-K_m, l=-L_m}^{K_m, L_m} \gamma_{k,l} \left[\hat{\psi}_{k,l}(z, t) - \hat{\psi}_{k,l}(z, t) \right] \exp \left[i \left\{ \frac{kx}{D_x} + \frac{ly}{D_y} \right\} \right] \quad (5)$$

と表現し、

$$\gamma_{k,l} = \eta \begin{cases} 1 & k = 0, 1, \dots, K_L, l = 0, 1, \dots, L_L, \\ 0 & k = K_L + 1, \dots, K_m, l = L_L + 1, \dots, L_m, \end{cases} \quad (6)$$

という関係をもたせた。ここで、 K_L , L_L はそれぞれ東西、南北方向の大きなスケールの中の最短波長である。つまり、(5), (6) が表すことは、ナッジング強制を全波数で行うのではなく、スケールの大きな波数にのみ強制を行うというものである。さらに、 η を高度依存させて上層ほど強い強制を与えるようにすることもできる (von Storch et al., 2000, (3) 式)。この手法を用いると、図 1 における $L_g \cap L_r$ の領域を親モデル・解析データに近づけることができる。 $S_g \cap L_r$ とそれより短いスケールではナッジング係数をゼロにすることで親モデルの影響を完全に除去することができる。この手法の有効性は現在の 1 方向ネスティングにとどまらない。もしモデルが 2 方向ネスティングである場合は、両方のモデルにスペクトルナッジングを適用し、ナッジング係数の波長をそれぞれずらすことで、2 つのモデルのそれぞれの精度に不確定性が大きい領域のみを互いに修正することもできる。例えば、中解像度モデルでは対流スケールをパラメタリゼーション等で表現しているが、ナッジング係数を短波長だけ有効にすると、ネスティングしている高解像度モデルで計算された対流スケールの情報に合わせることができる。逆に高解像度モデルにおいて長波長のナッジング係数を有効にすると、ネスティングしている中解像度モデルで計算された大規模擾乱の情報を取り込むことができる。

ところで、FFT に詳しい読者は、「領域モデルは側面が周期境界ではないため、各物理量の周期性が担保されない。したがって、FFT を用いるとデータの非周期性がナッジング強制時に含まれる可能性がある」と指摘するかもしれない。これに関してはさほど問題にはならない。なぜなら、FFT を行うデータがモデルの物理量「そのもの」ではなく、ナッジング強制「項」に対して FFT を行うからである。領域モデルは先述のとおり、側面スポンジ層によって領域境界付近では親モデルの値と同じ値になっている。これは、ナッジング強制項の水平分布をみたとき、領域境界周辺では強制項の大きさがほとんどゼロになっているということになる。この分布はスペクトル解析を行う際にデータの両端での周期性を確保するウィンドウ処理を施したものと同一状態になっていることを表す。したがって、スペクトルナッジングにおける強制量は、領域モデルという性質上、自然に周期性が確保されていることになる。

*5ただし、von Storch et al. (2000) は台風の再現性向上のためにスペクトルナッジングを考案したのではなく、台風も含めた力学的ダウンスケーリングにおけるナッジングの有効性を示すためにこの手法を提案している。いずれにしても領域モデルにおいて発生する対流がアナリシスナッジングによって有意に減少することは明らかである。

最後に、このスキームを実際の数値モデル CReSS に組み込むフローチャートを図 3 に示す。この処理を行ったとき、ナッジング強制の水平分布がどのように変化するかを図 4 に示す。黒線が (2) におけるナッジング強制項の水平分布。対して、赤線が (4) におけるナッジング強制項の水平分布を概念的に示している。図から明らかなように、スペクトルナッジングでは、オリジナルのナッジング強制に含まれる対流スケールの小さな変動を除去し、大きなスケールのみが強制が残っていることがわかる。CReSS モデルへのスペクトルナッジング実装のために新しく導入したサブルーチンの依存関係は図 5 に記載されている。なお、CReSS は高速化のため MPI 並列等の計算領域分割を行っていることを前提にしている。FFT には現状、自作の FFT ルーチンを利用し、計算速度を向上させるため、以下の近似を行う：

1. FFT ルーチンを通す回数を減らすため、ナッジング強制は毎時間ステップについて行うが、強制項の更新はさらに大きな時間間隔で行う。更新される間は前の更新ステップで更新された値をそのまま用いる。
2. FFT 変換を行うデータ数を減らすため、ナッジング強制項を FFT 正変換する際、モデルの格子点全てを用いずに一定間隔で間引いて用いる。これは、初期値境界値として用いる親モデル・解析データはナッジングを行う高解像度モデルより格子点間隔が大きいいため、高解像度モデルの格子点情報全てを利用しなくても問題ないという考え方である。
3. FFT 変換を行うデータ数をさらに減らすため、スペクトルを抽出した後のナッジング強制項の FFT 逆変換を行う際にも正変換で間引いた格子点間隔で実空間に変換する。その後、間引かれた格子点上は FFT 逆変換で展開された格子点上の強制量から線形内挿によって補間される。

以上の高速化による計算結果の精度については後で行われる理想化実験において確認される。また、上記 (2) と (3) では高速化に伴って強制項の評価値に含まれる誤差の種類が異なることに注意する。

(2) に伴う誤差要因

実空間においてデータを間引いたことによるエイリアジングエラーが生じる。これが発生すると、間引いた格子間隔より短い波長のモードをより長い波長のモードとして含んでしまい、偽の大規模擾乱が発達する可能性がある。これを端的に表すのが図 6 である。これは図 1b と同じ実空間分布 (解像度 5 km) を解像度 50 km に間引いて波数空間に展開したものである。解像度 5 km のデータ (黒線) の複数ピークにおいて解像度 50 km の方がスペクトル強度が強くなっている。特に低解像度で連続的にスペクトル強度が強くなっているが、特に波長 200-400 km の領域、600 km, において離散的にスペクトルピークが強くなっている。これがエイリアジングエラーである。間引かれた格子点情報が欠落してしまったため、本来なら間引かれた格子間隔より短い波長にピークをもつ成分が、長い波長の成分として含まれてしまっている。

この事例では最大波長 600 km で顕著なエラーが生じており、これが持続するようであれば 600 km スケールに偽の擾乱が形成されることになる。

(3) に伴う誤差要因

間引かれた格子点の内挿方法に伴うエラーが生じる。(2)において実空間での強制量の情報が間引かれた場合、間引かれた格子点上における強制の値は以下のように分布している仮定されている(これは、FFT を通すことによって生じる仮定である)。それは、FFT 正変換によって波数空間に展開された強制のスペクトルをもつ三角関数の重ね合わせとして分布しているというものである。つまり、(2) という間引き処理を行った際に、FFT の仮定に従って数学的に厳密に FFT 逆変換を行うと、間引かれた格子点上での強制分布は波数空間上でのスペクトルの重ね合わせとして補間される。それを、線形内挿(1次関数)で補間すれば、もちろん補間における分布関数の違いに伴う誤差が生じることになる。

なお、FFT ルーチンに関してはより高速なルーチンが導入されることを想定して、他のスペクトルナッジングルーチンとは切り離してある。今後、より高速な FFT ルーチンを使用する場合は、`splitwv` 内で `use` するモジュール名を変更し、`splitwv` 内の各処理をその FFT 用に変更するだけで済むようにした。

3 結果

3.1 FFT ルーチンの挙動テスト

ここでは解析的な 2次元分布を実空間で与えたときに、FFT ルーチンが任意の波数成分のみを適切に抽出できることを確認するテストを行う。まず、空間格子点数を N, M としたときに空間格子点に依存するデータ $\psi_{i,j}$ を考える。このデータを FFT 正変換ルーチンを通してスペクトル空間に展開する。この展開したデータは 2次元方向の波数 k, l に依存するスペクトルデータ $\hat{\psi}_{k,l}$ となる。さらにこのスペクトルデータのうち、任意の波数 K, L までを抽出し、FFT 逆変換ルーチンに通す。すると、最終的に得られるデータは 2次元実空間で波数 K, L 成分までを線形結合したデータ $\psi_{i,j}^{K,L}$ となる。もちろん、抽出する波数を全波数にすれば、理論上任意の実空間格子点上 (i, j) で

$$\psi_{i,j} = \psi_{i,j}^{K,L}$$

が成り立つはずである。実際は FFT の正・逆変換時の数値誤差に伴う。よって、FFT ルーチンのテストは上記の性質を利用して以下の手順で行われる。

表記の簡便のため、オリジナルの 2次元分布 $\psi_{i,j}$ を `ORIG`、FFT ルーチンを通して (K, L) 成分以下の波数のみを取り出した和で構成した 2次元分布 $\psi_{i,j}^{K,L}$ を `SPLIT`、`ORIG`

を FFT ルーチンでスペクトル空間に変換した後、何も手を加えずに逆変換で実空間に戻した分布を RIR と表記する。実際に与える分布として以下の 2 種類を用意する:

$$\phi_{i,j} = \frac{1}{(K+1)(L+1)} \sum_{l=0}^L \sum_{k=0}^K \sin \left[2\pi \left\{ \left(\frac{i-1}{N} \right) k + \left(\frac{j-1}{M} \right) l \right\} \right], \quad (7)$$

$$\phi_{i,j} = \exp \left\{ -64 \ln 2 \left[\left(\frac{i}{N} - \frac{1}{2} \right)^2 + \left(\frac{j}{M} - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \right\}. \quad (8)$$

(7) についてのテスト結果は表 1 にまとめられている。(7) は構成される三角関数分布が抽出する波数と同じモードのみを含んでいるため、ORIG と SPLIT は数値誤差程度で一致するはずである。表 1 の結果からいずれの波数についても ORIG と SPLIT の最大誤差が 10^{-14} (ORIG の最大振幅は 1, FFT は倍精度計算) 程度であるため、数値誤差の範囲に収まっていると考えられる。この結果は FFT ルーチン正変換後の波数抽出が正しく行われていることを示している。また、ORIG と RIR の差も同程度であるため、FFT の正・逆変換ルーチン自体も正しく動作していることが示される。

(8) はガウス型の分布をもつため、理論上無限の波数の重ねあわせで構成される分布となっている。この分布を用いて確認することは FFT ルーチンの挙動のみである。この分布についての ORIG と RIR の最大誤差は $2.70607137\text{E-}09$ となっており、(7) で得られた結果と比較すると大きな誤差である。しかし、これはガウス分布の半値幅に対する離散格子点の解像度によるものである。半値幅が小さければ格子点上でガウス分布の最大振幅を充分表現できないため、FFT の変換前後で大きな誤差が生まれる。実際、ガウス分布の半値幅パラメータ ((8) の $64 \ln 2$ の部分) を変化させると、ORIG と RIR の差は 10^{-3} から 10^{-10} 程度で変化する。半値幅が格子点解像度に比べて充分長い場合は、倍精度の数値誤差程度に収まっているため、本手法では大きな問題にならないと考えられる。以上より、本手法で用いられる FFT ルーチンの挙動および、波数空間でのモード抽出プロセスは正しく動作することが示された。

3.2 理想化台風実験

前節において、用いる FFT ルーチンの挙動が確認できたため、(5)、(6) の手法を 3 次元非静力学大気モデル (CReSS; Cloud Resolving Storm Simulator; Tsuboki and Sakakibara (2002)) に導入し、理想的な台風渦の数値シミュレーションを行い、手法のテストを行う。

3.2.1 共通設定

モデルの設定は表 2 に記載してある。この設定は本小節内における感度実験において共通の設定となる。

3.2.2 感度実験設定

以下では、前小節の共通設定に加えて、各感度実験における独自の設定をそれぞれ記載する。まず、以下の実験を行い、既存の CReSS に導入されているナッジング手法との差を比較する:

FR 実験 ナッジング強制を一切用いない設定で理想化台風渦の時間発展を計算する (フリーラン).

AN 実験 CReSS において既に導入されているアナリシスナッジングを水平速度場に課して、台風渦の時間発展を計算する (アナリシスナッジング).

SP 実験 新しく導入したスペクトルナッジングを水平速度場に課して、台風渦の時間発展を計算する (スペクトルナッジング).

このとき、ナッジング強制は全層にわたって同じナッジング係数 (e-holding time = 3 時間) で強制をかける。

また、SP 実験に関してはスペクトルナッジング手法におけるいくつかのパラメータに対する感度実験を以下のように行う。

SP0 実験 ナッジング強制をかける波数はゼロ (水平平均場スケール) のみ。

SP1 実験 ナッジング強制をかける波数はゼロと 1 (波長 2000 km) のみ。

SP1-HL 実験 SP1 実験について、ナッジング強制を上層半分だけにのみ課す。このとき、ナッジング係数は上層に向かって線形に増加し、上端層で SP1 実験と同じナッジング係数となる。

SP1-FL 実験 SP1 実験について、ナッジング強制を全層に課す。ただし、ナッジング係数は上層に向かって線形に増加し、上端層で SP1 実験と同じナッジング係数となる。

SP1-SKP0 実験 SP1 実験と同じだが、スペクトル計算を行う際に、東西 5, 南北 10 格子点間隔でデータを間引く。さらに、波数抽出した後の実空間への変換時には、間引かれた格子点には線形補間で強制が課される。

SP1-SKP1 実験 SP1 実験と同じだが、スペクトル計算を行う際に、東西 5, 南北 10 格子点間隔でデータを間引く。実空間に戻す際には間引かれた格子点では補間を用いず、フーリエの各モードで重ね合わされた正確な強制量が課される。

SP3-SKP0 実験 SP1-SKP0 実験と同じだが、ナッジング強制をかける波数は東西、南北ともに 3 (波長約 666 km) まで。

SP1-SKP0-DTH 実験 SP1-SKP0 実験と同じだが、強制項の更新を 600 s 間隔で行う。

SP1-SKP0-DTD 実験 SP1-SKP0 実験と同じだが、強制項の更新を 2400 s 間隔で行う。

SP1-SKP0-DTT 実験 SP1-SKP0 実験と同じだが、強制項の更新を 3600 s 間隔で行う。

3.2.3 テスト結果

図 7, 8 はそれぞれ FR, AN 実験における地表面気圧の時間変化である。FR 実験 (図 7) では一様な西風に伴って初期擾乱が移流され、かつ時間の経過とともに気圧の深まり (台風渦の発達) を見せていることが明らかである。対して、AN 実験では、水平速度場が初期値に固定された弱い低気圧擾乱を維持するようにナッジング強制を受けるので、時間が経過しても西風による擾乱の移流は見られない。加えて、気圧の深まりも見られず、アナリシスナッジングが初期の擾乱の振幅を保つように作用していることがわかる。

次に、図 9, 10 は今回導入したスペクトルナッジング手法で水平平均速度場のみ強制を加えた (図 9) SP0 実験と、波数 1 成分にも強制を加えた (図 10) SP1 実験での地表面気圧の時間変化とそれぞれの計算領域における最低気圧の時間変化を FR, AN 実験と比較したものである。SP0 実験では水平平均風のみを初期値に強制するように作用しているため、擾乱自体は FR 実験と同じ挙動を見せる。そのため、気圧の深まりの時間変化は FR と同じ程度になり、計算開始 75 時間では擾乱の中心気圧が 1000 hPa を下回り、台風スケールの気圧分布が見られる。対して SP1 実験では水平風のうち、計算領域に対して波数 1 成分 (波長 2000 km) も初期値に強制するように作用している。このため、計算開始 75 時間後の地表面気圧分布を見ると、 $X = 300$ km, $Y = 1200$ km に中心をもつスケールの小さな擾乱と領域中心付近に中心をもつスケールの大きな擾乱の 2 つが形成されている。この 2 つの擾乱のうち、スケールの大きな擾乱が、スペクトルナッジングによる波数 1 成分への強制で形成された擾乱である。その水平スケールも計算領域に 1 つ分の波の山をもつ波長 2000 km 程度に一致している。対して、よりスケールの小さな渦は平均場の西風に流されて FR 実験と同様に移流し、SP0 に比較して弱いが台風渦として発達していることがわかる。SP1 での台風渦が SP0 より発達が遅れる理由に関して、以下の理由が考えられる。SP1 では台風渦に含まれる波数 1 の渦成分が初期値に固定される。したがって、この渦成分によって駆動される地表面での水平収束は台風渦の西風移流に追従できず、初期値に固定されてしまう。このため、台風とともに移動する、台風中心に向かう境界層での内向き流れが弱くなり発達が遅れたと考えられる。これら SP0, SP1 の結果から、今回導入したスペクトルナッジング手法は正しく、指定波数より大きなスケールの擾乱にのみナッジング強制を与えていることが確認された。

以下はスペクトルナッジング手法における高速化のためのパラメータに関する感度実験である。図 11, 12 はそれぞれ SP1 実験について、ナッジング係数を高度の漸増関数にして、強制行う層数を上層半分 (図 11) にしたもの (SP1-HL), 全層 (図 12) にしたもの (SP1-FL) における地表面気圧の時間変化を示している。SP1-HL については初期値における擾乱の高度分布で示されるように、西風成分が卓越するため波数 1 に対する強制の効果はほとんど働いておらず、FR に近い挙動となっている。擾乱の発達率も FR とほぼ同じである。こ

の傾向は SP1-FL においても見られ、その発達率は FR 実験に近いものとなっている。ただし、SP1-FL においては、計算開始 100 時間でようやく領域中央にピークをもつ波数 1 スケールの擾乱が形成され始めている (図示せず)。これはナッジング係数が高度の漸増関数となっているため、下層のナッジング強制が SP1 よりも小さいことから波数 1 擾乱の形成に時間を要したと考えられる。

図 13 は SP1 実験について、スペクトル空間に変換する実空間での格子点情報を間引いた場合の計算結果 (SP1-SKP0) である。スペクトル空間から実空間に戻す際に、間引かれた格子点には FFT 逆変換で戻された格子点データから線形内挿で補間を行っている。図 8 と比較すると、中心に形成される波数 1 の擾乱について、気圧の深まりが小さくなっている。また、台風渦自身は SP1 に比較して早くから発達している。これも SP0 と SP1 での比較で考察した波数 1 成分に伴う台風渦の境界層収束による発達の効果を考えると、SP1-SKP0 では波数 1 の成分が一部台風渦とともに西風で移流されることになるので、SP1 と比較して台風渦がより早くから発達したと考えられる。以上のことから、FFT を行う際に使用する格子点データを間引くと、スペクトル空間での情報が一部欠損しナッジング強制の効果が弱くなることが想定される。

図 14 は SP1-SKP0 実験の結果を受けて、どの段階で波数 1 のスペクトル情報が欠損しているのかを調べたものである (SP1-SKP1)。これは実空間から波数空間に正変換するときは、SP1-SKP0 と同じ量の格子点を間引くが、波数空間から実空間に逆変換するときは、データを間引かず全格子点にスペクトル情報をそのまま返す。すると、地表面気圧の時間変化は SP1 の結果 (図 8) に類似した分布となることがわかる。このため、格子点を間引くことで失われるスペクトル情報は FFT の正変換時ではなく主に逆変換時に多いことがわかる^{*6}。

図 15 は強制を与える波数を水平方向それぞれ 3 まで拡張した結果 (SP3-SKP0) である。空間格子は SP1-SKP0 と同じ間隔で間引いている。SP1-SKP0 (図 13) と比較して、積分開始 75 時間後には台風スケールの擾乱は既に消滅しており、中心付近にスケールの大きな擾乱が形成されているだけである。初期擾乱は計算領域中心に谷を 1 つもつ分布であったため、スペクトル空間では低波数にスペクトルが集中する分布であった。したがって、SP3-SKP0 では初期擾乱のうち主要なスペクトル全てにナッジング強制が働き、アナリシスナッジングと同様の作用をもたらしたと考えられる。最低気圧の時間変化も図 8 に似た分布となっていることがわかる。

これまでの実験において、強制を加えた東西風についての 2 次元スペクトル分布を図 16

^{*6}この理由は明らかである。格子点情報を間引いて FFT 正変換を行うということは、スペクトル空間上での各スペクトルが、実空間で間引かれた点がフーリエの各モード (三角関数) の重ねあわせで構成されていると「仮定」することに対応する。したがって、長波の波長より充分短い間隔でデータを間引く分にはスペクトル空間における長波スペクトル強度はほとんど変化しない。対して、長波成分をスペクトル空間から実空間に逆変換する際は、間引かれた格子点での値は各長波成分のスペクトルを振幅にもつ三角関数の重ねあわせで表現されないと整合的ではない (FFT 正変換での「仮定」と合わない)。したがって、この逆変換時に間引かれた格子点での分布を線形内挿で補間すると、FFT 正変換時の「仮定」との間で不整合を起しスペクトル情報が欠損することになる。

に示す。初期値の分布 (図 16j) は 500 km 以上のスケールにスペクトルが集中しており、これは初期に中心に配置された台風渦に伴う波数 1 付近のスペクトルを反映している。また、波長 100-200 km 付近のピークは台風を中心付近における強風速域を反映している。この初期値を用いた 9 実験の積分開始 75 時間後のスペクトル分布を見ると、FR, SP 系の実験では全て 100-200 km スケールに顕著なピークを伴っており、初期値に比べてスペクトル強度が高波数側に広がっていることがわかる。また、初期値での波長 100-200 km のピークは 75 時間後にはピークの出現波長が短波あるいは長波側にシフトしており、台風渦の発達に伴う最大風速半径の変化を示している。SP1 系のナッジング強制によって初期値にナッジングされるスペクトルはこの図では左下の 1 波長 (2000 km スケール相当) のみである。この 1 波長についてみると、SP1-FL 実験を覗いて FR, SP 実験全てが初期値とほぼ同程度の値をもっている。一方、AN 実験は他の実験に比べて高波数側でのスペクトル強度がそれほど顕著ではない。これは全波数に対して初期値への強制を行うアナリシスナッジングの特徴が現れている。スペクトル分布を見ても最も初期値でのスペクトル分布を保存している。なお、 x 方向波数 1 の南北方向高波に強いピークが見られるのは、南北境界条件を反映している (表 2)。東西については周期性が保証されているが、南北方向には周期性が保証されないため、ギブズ現象に伴う高波数成分が反映されている。

最後に、図 17, 18, 19 はそれぞれ SP1-SKP0 実験についてナッジング強制項の更新間隔を半分 (600 s, 図 17), 倍 (2400 s, 図 18), 3 倍 (3600 s, 図 19) にした結果である。これらの結果は SP1-SKP0 における結果 (図 13) とほぼ差がない。これは、少なくとも長波成分のみの強制では O(1 hour) 程度で強制の大きさはほとんど変化しないということを示唆している。

3.3 実台風実験

本節では前節で行ったような理想的な状況下ではない実台風の事例に対しても、本手法が適用できることを確認する。対象とする台風は 2015 年に発生・発達した台風 11 号 (NANGKA) である。テスト結果の際に詳述するが、この台風は生涯最低中心気圧に到達した後、経路を西進から北進に急転向させた事例となる。したがって、スペクトルナッジングの長所である、大規模場の循環のみに強制を加えるという手法の有効性をテストするために絶好の事例である。

3.3.1 共通設定

モデルの設定は表 3 に記載してある。この設定は本小節内における感度実験において共通の設定となる。

3.3.2 感度実験設定

以下では, 前小節の共通設定に加えて, 各感度実験における独自の設定をそれぞれ記載する. このとき, ナッジング強制を行う実験は特に記載がない場合, 全層にわたって同じナッジング係数 (e -holding time = 1 時間) で強制をかける.

FR 実験 ナッジング強制を一切用いない設定で実台風の時間発展を計算する (フリーラン).

AN 実験 CReSS において既に導入されているアナリシスナッジングを水平速度場に課して, 台風渦の時間発展を計算する (アナリシスナッジング).

SP 実験 新しく導入したスペクトルナッジングを水平速度場に課して, 台風渦の時間発展を計算する (スペクトルナッジング). この際, 強制する波数は東西 3, 南北 2 (波長 2000 km 相当) までの成分に限る.

3.3.3 テスト結果

まず, 台風の再現性について, 台風経路・強度解析 (ここでは, JMA best track データを真値とする) と各実験での台風の経路・強度を比較する. 図 20 は前節で行った 3 つの実験結果を T1511 の経路と強度についてベストトラック, 親モデルと比較したものである.

経路に関して, 初期値・境界値 (AN, SP 実験ではナッジング強制の参照値としても使用) である GSM は経路について, ほぼベストトラックデータと一致している. したがって, このケースでは GSM を初期値・境界値として使用することに問題はない. 各実験で経路を比較すると, AN, SP 実験はベストトラックあるいは GSM での台風経路とほとんど一致していることがわかる (20a). 一方, FR 実験はベストトラックに比べて全体的に移動速度が遅く, さらにベストトラックで見られる緯度 20 度, 経度 140 度付近での経路の西進から北進への転向は再現されず, 西進を続けている (20a). FR, AN, SP それぞれの経路に関して, ベストトラックとの差を RMSE によって示すと,

FR : 769 km,

AN : 36 km,

SP : 68 km,

となった. この結果から, 台風経路を解析値 (ここではベストトラック) に近づけるためには, 解析値が含まれるデータセット (ここでは GSM データ) を初期値・境界値として利用するだけでなく, AN や SP といった計算領域全体の力学場において, 積分期間全体にわたり, 強制を課することが有益であることが定量的に示された.

強度に関して、GSM における強度は、特に台風が最大強度を獲得する期間、非常に弱く表現されている (図 20b). 台風強度が解析に一致していないということは、中心付近の風速分布や熱力学分布に大きな違いがあることが想像され、GSM における台風中心は実際の解析値と異なった構造になっていると考えられる。したがって、台風中心付近の構造や発達メカニズムの議論に関して、GSM によるデータセットを直接調べることは適切ではない。これが、GSM データを初期値・境界値として、新たに領域モデルを用いて数値シミュレーションを行うことの意義でもある。

各実験間での強度変化をベストトラックと比較すると、AN 実験は親モデルである GSM とほぼ同じ傾向にあり、ベストトラックの結果とは全く異なっている (図 20b). 一方、FR、SP 実験では特に積分期間後半において、GSM の強度より深い気圧の深まり (台風の発達) を示している^{*7}。ただし、それでも解析値に比べれば発達は弱いことは指摘しておく^{*8}。以上の経路・強度に対する各実験結果の解析値の比較から、実際の解析により近い台風を再現するためには、スペクトルナッジング強制を行った実験が最も適しているという結論に至る。以下では、なぜ SP 実験が他に比べて解析に近くなるのかを詳細に示す。

図 21 から 23 は 2015 年 7 月 11 日 (積分開始 7 日後) での各実験における中心付近の降水分布と軸対称力学場、そして計算領域全体での力学・熱力学場分布を示している。中心付近の降水分布に注目すると、いずれの実験においても、半径 100 km 以内で最大 100 mm h⁻¹ 程度の強いリング上の降水域 (壁雲) が存在している (各図のパネル a).

しかし、中心付近の軸対称場に注目すると、FR、SP 実験は接線風速 45 ms⁻¹ を超え、中心付近では高度 16 km 以上にまで強風域が広がる背の高い渦システムになっている (図 21b, 23b). 中心付近での接線風の水平変化も FR、SP 実験では大きく、台風に伴う鉛直渦度が非常に大きいということを表している。対して、AN 実験では降水の広がりや降水強度が FR、SP 実験と同程度であるにも関わらず、軸対称力学場は非常に異なる。最大接線風速は 30 m s⁻¹ 程度 (図 22b) にとどまり、接線風の鉛直的な広がりも FR、SP 実験に比べると対流圏下層に制限されている。接線風の水平変化も他の実験に比べて小さく、台風に伴う鉛直渦度が相対的に小さいということを示している。これは図 20b に見られる強度変化と整合的である。

AN 実験と FR、SP 実験の軸対称場に見られる顕著な特徴は、鉛直流の大きさやその鉛直方向の広がりやに大きな違いが見られないということである。鉛直流の大きさはいずれも最大で 1 m s⁻¹ 程度であり、その鉛直方向への広がりはいずれも高度 10 km を超えている。上昇流は水蒸気の凝結を引き起こし、降水強度とその水平分布に影響を与えるが、AN と FR、SP での上昇流に大きな違いが見られないため、降水強度や水平分布に大きな違いが見られない。

^{*7}積分後半での FR との強度の差は経路が異なったことによって、台風周辺での SST 分布が FR と SP で大きな差が生まれたためであると考えられる。

^{*8}この原因は不明であるが、渦を発達させる大きな要因は中心付近の壁雲における強い上昇流に伴う角運動量の中心向き・上向き輸送であるので、本実験シリーズではいずれの実験においても壁雲の形成が観測に比べて遅いということが考えられる。

接線風の運動方程式あるいは絶対角運動量保存則を考えると、台風の接線風を鉛直方向に広げる最も大きな寄与は、鉛直流に伴う下層から上層への運動量の移流である。したがって、軸対称鉛直流の大きさや鉛直方向への広がりには大きな違いがなければ、台風渦に伴う接線風の強さや鉛直方向への広がりにも違いは生まれないはずである。にも関わらず、AN と FR, SP 実験に見られる接線風の顕著な違いは明らかに AN 実験において水平風に課されたナッジング強制の影響であることがわかる。図 20b によると、7月11日 00UTC では AN 実験の強度と GSM の強度がほぼ同じとなっている。ナッジング強制は水平風にのみ課されているが、AN 実験では GSM の水平風に近づくように強制されているため、モデルの方程式系を通して、台風中心付近で熱力学場が水平風とバランスするような構造となり、中心気圧が GSM の値に近い値となっている。以上をまとめると、AN 実験では、鉛直流に直接ナッジング強制は課されていないため、水平風の収束と外的な熱強制によって、FR, SP 実験と類似の鉛直流が形成される。鉛直流に伴う凝結によって、降水分布も他の実験と顕著に違わない。しかし、鉛直流によってもたらされる接線風の時間変化はナッジング強制によって GSM の分布に近づくように制限されるため、AN 実験における台風渦は FR, SP に比べて発達しない (GSM に類似の強度変化にとどまる)。

一方、SP 実験は AN 実験と異なり、水平風に課されるナッジング強制は波長 2000 km 以上のものに制限される。このため、オーダー 20 km 以下の積雲対流スケールの上昇流による、対流圏下層から上層への接線風の輸送は、ナッジング強制によって制限されない。これは図 21b, 23b での接線風の比較から明らかである。FR, SP 実験での接線風の鉛直方向の広がりには台風中心から半径 100-150 km 以内に限られ、この水平スケールはスペクトルナッジング強制の水平スケールの 10 分の 1 である。

SP 実験におけるナッジング強制量の性質をさらに詳しくみる。図 24 は SP 実験における高度 5500 m での流線と鉛直渦度、スペクトルナッジング強制量の水平分布を示している。ナッジング強制量は鉛直渦度と直接比較できるように、水平風への強制量の回転をとってある^{*9}。鉛直渦度の水平分布 (図 24a,c,e) を見ると、台風渦に伴う低気圧性渦度は水平スケール 500 km 未満であるが、ナッジング強制量の水平分布 (図 24b,d,f) から得られる強制の水平スケールは 1000 km を超えていることが明らかである^{*10}。したがって、接線風 (あるいは鉛直渦度) の GSM への強制は長さ 1000 km 以上のスケールに限定されていることがこれらの水平分布から明らかである。これは先述した、台風中心付近での対流スケールの上昇流に伴う接線風の鉛直方向への輸送のスケールに比べて明らかに大きい。そのため、SP 実験では対流スケールの上昇流に起因する台風の発達をナッジング強制によって阻害することなく、強制が一切ない FR 実験と同じ強度変化を示すことになる。

台風経路に対する SP 実験の効果は図 21-23c における循環場の水平分布を用いるのが

^{*9}つまり、実際に水平風運動方程式に課されるナッジング強制項を $-\mathbf{F}_{SP}$ と表記すると、図 24b,d,f に示されているのは $-\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{F}_{SP}$ である。これは、鉛直渦度方程式におけるナッジング強制量そのものであるため、鉛直渦度の分布と $-\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{F}_{SP}$ の量・符号がそのまま比較できる。

^{*10}今回のスペクトルナッジング強制の最短波長は 2000 km を設定しているため、山谷の分布はその半分の 1000 km が最短波長となる。

便利である。これらの図において、台風の位置を特定しやすくするため、カラーで圧力場、等値線で温位場を重ねてある。気圧の低い、あるいは温位の高い低気圧性循環が台風である。

AN, SP 実験 (図 22c, 23c) での総観スケール以上の循環場は非常に似ている。例えば、太平洋高気圧の位置や圧力場から評価される高気圧の振幅などはほとんど違いが見られない。また、俗にくじらの尾型と呼ばれる西に伸展した構造もよく再現されている。台風の位置もほとんど違いがない。これは先の経路に関するベストトラックとの RMSE の結果と整合的である。7 月 11 日の段階では、台風はまだ北進に転向しておらず、北緯 20 度、東経 140 度付近で移動速度が非常に遅い期間である。これら 2 つの循環場の分布から、10 日から 13 日にかけての移動速度の低下は明らかに、南シナ海からの南西風と、日本付近で切離された太平洋高気圧の一部による循環が原因である。南シナ海からの南西風は T1511 に先行する T1509 に伴うものであり、この南西風によって T1511 は西進を妨げられている。また、日本付近に形成された高気圧性擾乱が存在することで、11 日の段階では北進することも不可能となっている。にも関わらず、太平洋高気圧本体がもたらす東風によって、T1511 自体は西進することしかできない。結果として、西進速度を低下させ、約 3 日間も同じような場所にとどまることになったと考えられる。13 日以降は先行台風 T1509 の北東進に伴って、南シナ海からの南西風は、モンスーン循環に伴う西風に風向を変える (図 24e)。先行台風の北東進は、日本付近に停滞していた高気圧擾乱を東に移動させ、13 日以降は東にずれた高気圧の循環によって、日本上空は南風が卓越している (図示せず)。したがって、13 日以降は T1511 の西側から西風が、北側は南風となったため、T1511 自身の経路は北進に転向したと考えられる。AN, SP 実験では、水平風の大規模を GSM に強制しているため、このような大規模場の循環の時間変化が精度よく表現され、経路に関して高い再現性を得られる結果になったと考えられる。

一方、FR 実験 (図 21c) での総観スケール以上の循環場に注目すると、太平洋高気圧の強度や構造 (特に、日本付近での切離高気圧) が AN, SP 実験と大きく異なっている。さらに、T1511 の西側、フィリピンの東海上に AN 実験では見られない高気圧性循環が見られる。この「偽の」高気圧は T1509 が西進、発達する際に形成されている。すなわち、初期値・境界値である GSM による影響ではなく、領域モデルにおける台風の発達によって形成された循環構造と言える。この偽の高気圧発達は SP 実験でのナッジング強制の分布からもとらえられている。図 24b のフィリピン東海上での強制は低気圧性循環を作るように分布している。これはつまり、領域モデルにおける T1509 の対流スケール起源の発達によって、GSM では見られないフィリピン東海上での高気圧循環を形成しようとしており、それを妨げるように (GSM に合わせるように) 低気圧性循環を強制して元に戻すよう働いていることを示している。FR 実験では、この偽の高気圧性循環によって、積分開始前半から T1511 の西進速度を低下させるように起因しており、先述した日本上空での切離高気圧も存在せず、先行台風の経路もずれていることから、AN, SP 実験に比べて移動速度が遅く、積分期間後半の北進への転向も顕著に見られなかったと思われる。これを引き起こしたフィリピン東海上での偽の高気圧は領域モデルの力学によって形成されたものである。SP 実験では、領域モデルの力学によって形成されるこのような偽の大規模循環場を GSM

に近づけるように強制するため、解析値と定量的に類似した台風経路の再現を可能とする。

4 結論

台風の進路は大規模擾乱によって形成される流れに大きく依存している。しかし、大規模擾乱はスケールが大きく、惑星スケールの波動の影響を受けるため領域モデルによってその時間変化を正確に予測することは困難である。これは領域モデルによる台風進路の予測精度にも影響を与える。これを克服するためには領域モデルにおける場の変数が、初期条件、側面境界条件として与えられる親モデル（全球モデル・客観解析データ）の場の変数に近づくような強制を与えればよい。しかし、直接的に場の変数を親モデルに近づけると、領域モデルの方程式系で表現される対流スケールの運動が抑制されることになる。このため、[von Storch et al. \(2000\)](#) はスペクトルナッジング方という、場の変数をスペクトル空間に展開し、大規模擾乱成分のみを抽出することで、領域モデルの場の変数を選択的に親モデルの大規模場の変数に近づける手法を開発した。この手法を用いると、領域モデルにおける大規模場の変数の再現性が全球モデル、客観解析に近づくことになり、大規模擾乱に伴う流れ場にしがう台風の進路も改善すると考えられる。領域モデルの 1 つである CReSS モデルにはアナリシスナッジングという手法が実装されているが、これは領域モデルの場の変数が含む全てのスケールの成分を場の変数に近づけることになる。これは上述のように、CReSS モデルで表現される対流スケールの運動も抑制されるため、台風の発達を阻害する。したがって、CReSS モデルに [von Storch et al. \(2000\)](#) の提案する手法であるスペクトルナッジング法を実装し、台風渦について理想化実験と実実験で検証し、アナリシスナッジングに比較して台風の予報に対して有用であることを示した。

スペクトルナッジング手法にはモデルの場の変数をスペクトル空間に展開し、任意の波長成分のみ抽出するための FFT ルーチンが必要となる。まず、本手法に用いる FFT ルーチンの精度を解析的な分布を用いて検証した。FFT ルーチンの正・逆変換のいずれも数値誤差程度で解析値と一致し、波数の抽出も適切に行えていることが確認された。

この FFT ルーチンを用いて CReSS モデルにスペクトルナッジング手法を実装し、理想的な風速分布を伴う台風渦に対してナッジング強制を行わない実験とアナリシスナッジング強制を行った実験、そしてスペクトルナッジング強制を行った実験で台風渦の振る舞いを比較した。ナッジング強制は全層に対して 3 時間 e-folding time のナッジング係数で行われた。その結果、今回実装したスペクトルナッジング手法は正確にユーザが指定した波数（波長）の擾乱のみに強制を与え、それよりスケールの小さな運動には影響を与えていないことを確認した。さらに計算速度を向上させるためのいくつかの近似に対するパラメータの感度実験を行った。この結果、

- ナッジング強制項の更新頻度について、O (1 hour) 程度ではほとんど変化しない。
- スペクトル空間への抽出時における格子点の間引きによる誤差について、正変換よ

り逆変換時に生まれるナッジング強制項の誤差が支配的である。

- 大規模擾乱の構造によっては上層のみの強制は有効ではない場合がある。

などの特徴をもつことが示された。

最後に、この手法を用いて実台風の再現実験を行った。T1511 の事例ではナッジング強制を行わない場合、経路の再現性が著しく悪く、特に積分後半で観測される経路の北向き転向が全く再現されなかった。アナリシスナッジングを 1 時間 e-folding time のナッジング係数で行うと、経路は親モデルとほとんど一致するが、強度が全く再現されなかった。この事例をスペクトルナッジングを用いて、アナリシスナッジングと同じナッジング係数で行うと、強度についてはナッジング強制なしと同程度の発達をみせた。さらに、進路についてはアナリシスナッジングと定量的に同程度の一致をみせ、台風進路の再現性が大幅に向上したことが示された。ナッジング強制の水平分布から、スペクトルナッジング手法は、領域モデルにおける対流スケール由来の台風発達に影響を与えないことが示された。さらに、領域モデルにおける対流スケール由来の台風発達が大規模場に及ぼす偽の大規模循環場の形成を、スペクトルナッジング手法では適切に修正できることが示された。これは、この手法が台風の進路に影響を与える大規模場の流れのみを適切に修正できることを示唆している。

したがって、スペクトルナッジング手法は、領域モデルを用いた台風シミュレーションに対して、領域モデルの長所を残し、解析値の長所を最大限まで領域モデルに組み込むことのできる手法であると言える。

付録：MPI プロセス詳細

本節では、specnud.f90 における MPI_GATHER, MPI_SCATTER での配列の具体的な扱いを示す。このルーチンは以下の処理を行う。

— specnud ルーチンにおける配列の関係 —

ni, nj	各 MPI プロセスが担当する水平方向の計算格子数.
xdim, ydim	全 MPI プロセスで行われる水平方向の計算格子数.
xsub, ysub	x, y 方向の MPI 分割数.

以下では、配列名の後ろにアスタリスクが付与されたものは PE(0) でのみ用いられる配列、それ以外は各 PE で用いられる配列であることを意味する。

specnud ルーチンの処理

1. 各 MPI プロセスにおけるナッジング強制項の値が入った $pval(2:ni-1,2:nj-1)$ を処理用の配列 $tmpval(1:ni-2,1:nj-2)$ に置き換える.
2. `MPI_GATHER` に送るために, 2次元配列 $tmpval$ を 1次元配列 $pat3sp$ に置き換える. この置き換えの際, 図 25 のように, 各 PE の東, 北端の 1 配列を除去する. つまり, $tmpval(1:ni-3,1:nj-3)$ のみが $pat3sp(1:(ni-3)*(nj-3))$ として `MPI_GATHER` に送られる.
3. PE(0) に送られた $pat3sp$ を波数分解ルーチン `splitwv` に送る前に, PE ごとに送られたナッジング強制項を 1 つの配列 $ival*(1:(ni-3)*(nj-3)*xsub*ysub)$ に順番に置き換えられる. これはデータとしてみると, 図 25 の $o2val*(1:(ni-2)*xsub,1:(nj-2)*ysub)$ から $o3val*(1:(ni-3)*xsub,1:(nj-3)*ysub)$ という配列に置き換わっていることに対応する. また, 配列数の関係としては,

$$xdim-3=(ni-3)*xsub, \quad ydim-3=(nj-3)*ysub$$

なので,

$$xdim-3+xsub=(ni-2)*xsub, \quad ydim-3+ysub=(nj-2)*ysub$$

であることに注意する.

4. `splitwv` で波数分解されたナッジング強制項 $o3val*(1:xdim-3,1:ydim-3)$ を $o2val*(1:xdim-3+xsub,1:ydim-3+ysub)$ に置き換える. このとき, 配列数から明らかに x, y 方向に対してそれぞれ $xsub, ysub$ 個だけ強制項の格子数が不足していることがわかる. これは図 26 の Process 1 から Process 3 までを順に行うことで, $o2val*$ の隙間を完全に埋める.
5. 隙間を完全に埋めた $o2val*$ を `MPI_SCATTER` に渡すため, 2次元配列 $o2val*(1:xdim-3+xsub,1:ydim-3+ysub)$ を 1次元配列 $tot2sp(1:(ni-2)*(nj-2)*xsub*ysub)$ に置き換える.
6. `MPI_SCATTER` を通して各 PE に分けられた, 波数分離済みナッジング強制項 $pat2sp(1:(ni-2)*(nj-2))$ を 2次元配列 $tmpval(1:ni-2,1:nj-2)$ に置き換える.
7. $tmpval(1:ni-2,1:nj-2)$ は, 最終的に `intent(inout)` 属性の付いた $pval(2:ni-1,2:nj-1)$ に返される.

参考文献

- Charney, J. G., and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68–75.
- Davies, H. C., 1976: A lateral boundary formulation for multi-level prediction models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **102**, 405–418, doi:10.1002/qj.49710243210.
- Deardorff, J. W., 1980: Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, **18**, 495–527, doi:10.1007/BF00119502.
- Ikawa, M., and K. Saito, 1991: Description of a nonhydrostatic model developed at the forecast research department of the MRI. MRI Tech. Rep. 28, Meteorological Research Institute, Japan, 238 pp. [Available online at http://www.mri-jma.go.jp/Publish/Technical/DATA/VOL_28/28-en.html].
- Jordan, C. L., 1958: Mean soundings for the west Indies area. *J. Meteor.*, **15**, 91–97, doi:10.1175/1520-0469(1958)015<0091:MSFTWI>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.
- 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.
- 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.
- Ooyama, K., 1964: A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofis. Int.*, **4**, 187–198.
- Peng, M. S., B.-F. Jeng, and R. T. Williams, 1999: A numerical study on tropical cyclone intensification. Part I: Beta effect and mean flow effect. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1404–1423, doi:10.1175/1520-0469(1999)056<1404:ANSOTC>2.0.CO;2.
- 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.

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.

表 目 次

1	FFT ルーチンの精度テスト (三角関数分布の場合). なお, 2 次元分布は最大振幅値で規格化してある.	23
2	理想化台風実験における各感度実験の共通設定	24
3	実台風実験における各感度実験の共通設定	25

表 1: FFT ルーチンの精度テスト (三角関数分布の場合). なお, 2 次元分布は最大振幅値で規格化してある.

東西波数 (K)	南北波数 (L)	$\max SPLIT-ORIG $	$\max RIR-ORIG $
1	1	3.27515792E-15	1.22124533E-15
2	2	8.07687250E-15	1.11022302E-15
3	3	1.19765309E-14	1.11022302E-15
4	4	1.62959923E-14	9.43689571E-16
5	10	3.11695114E-14	8.88178420E-16
10	5	3.11140003E-14	8.88178420E-16

表 2: 理想化台風実験における各感度実験の共通設定

水平解像度	5 km × 5 km
鉛直解像度	最下層 200 m, 平均 500 m
計算領域	2000 km × 2000 km × 23.5 km
積分時間	100 時間
初期渦分布	Peng et al. (1999, 最大風速 25 m s ⁻¹)
一様流速	西風 5 m s ⁻¹ , 地衡風バランス
側面境界条件	南北方向: 開境界条件, 東西方向: 周期境界条件
大気鉛直分布	Jordan (1958)
海面水温	302 K で水平一様
乱流過程	Deardorff (1980)
雲物理過程	Lin et al. (1983); Murakami (1990); Ikawa and Saito (1991); Murakami et al. (1994)
海面交換過程	Kondo (1975)

表 3: 実台風実験における各感度実験の共通設定

水平解像度	5 km × 5 km
鉛直解像度	最下層 200 m, 平均 500 m
計算領域	7000 km × 4000 km × 23.5 km
積分時間	11 日
初期値・境界値	JMAGSM 初期値 (水平 0.5 deg × 0.5 deg) (6 時間ごと, 2015/07/04 00UTC - 2015/07/15 00UTC)
海面水温	MGDSST (水平 0.25 deg × 0.25 deg, 2015/07/04)
海洋モデル	Segami et al. (1989)
乱流過程	Deardorff (1980)
雲物理過程	Lin et al. (1983); Murakami (1990); Ikawa and Saito (1991); Murakami et al. (1994)
地表面交換過程	Kondo (1975, 海洋), Louis et al. (1981, 陸上)

図目次

1	全球中解像度モデルと領域高解像度モデルに含まれるエネルギースペクトルの波長依存性 (von Storch et al., 2000, Fig.4). 実線が全球モデルのエネルギースペクトル, 破線が領域モデルのエネルギースペクトルを表す. その他の記号は本文参照.	29
2	数値モデルデータに含まれるスペクトル強度の波長依存性の例. 2015 年 7 月 9 日 00UTC における 500 hPa 気圧面でのジオポテンシャル高度の波長ごとのスペクトル強度を実線で示す. (a) は水平解像度 0.5 deg の JMAGSM における北緯 30 °N 上でのスペクトル. (b) は水平解像度 5 km の CReSS を用いた 2015 年 11 号台風の FR 実験 (本文参照) での y 方向 600 番目の格子点における x 方向のスペクトル.	30
3	CReSS に実装されるスペクトルナッジング手法のフローチャート.	31
4	スペクトルナッジングを施されたナッジング強制の水平分布の概念図. 横軸が水平距離, 縦軸がナッジング強制量, 黒線がオリジナルの強制分布, 赤線がスペクトルナッジング強制の分布.	32
5	スペクトルナッジングルーチンの依存関係.	33
6	空間格子点の間引きに伴うエイリアジングエラーの例. 黒線は図 2b と同じ. 赤線は黒線のデータを空間格子間隔 50 km 相当に間引いたときのスペクトル分布.	34
7	FR における地表面気圧の空間分布. (a) $T = 0$ hour, (b) $T = 25$ hour, (c) $T = 50$ hour, (d) $T = 75$ hour.	35
8	AN における地表面気圧の空間分布.	36
9	SP0 における地表面気圧の空間分布. (a) $T = 25$ hour, (b) $T = 50$ hour, (c) $T = 75$ hour, (d) は中心気圧の時間変化.	37
10	SP1 における地表面気圧の空間分布.	38
11	SP1-HL における地表面気圧の空間分布.	39
12	SP1-FL における地表面気圧の空間分布.	40
13	SP1-SKP0 における地表面気圧の空間分布.	41

14	SP1-SKP1 における地表面気圧の空間分布.	42
15	SP3-SKP0 における地表面気圧の空間分布.	43
16	理想化台風渦による各実験における高度約 1500 m における東西風の 2 次元スペクトル分布. 積分開始から 75 時間後. それぞれ, (a) が FR 実験, (b) が AN 実験, (c) が SP0 実験, (d) が SP1 実験, (e) が SP1-HL 実験, (f) が SP1-FL 実験, (g) が SP1-SKP0 実験, (h) が SP1-SKP1 実験, (i) が SP3-SKP0 実験を示す.	44
17	SP1-SKP0-DTH における地表面気圧の空間分布.	45
18	SP1-SKP0-DTD における地表面気圧の空間分布.	46
19	SP1-SKP0-DTT における地表面気圧の空間分布.	47
20	T1511 についての各実験における経路 (a) と中心気圧 (b). クロスマークが JMA ベストトラック, 黒丸が JMAGSM の初期値, 青実線が FR 実験, 黄実線が AN 実験, 赤実線が SP 実験の結果をそれぞれ示す.	48
21	FR 実験における 2015 年 7 月 11 日 00UTC での各物理量の水平分布. 中心付近の水平分布として, (a) 海面更正気圧 (等値線; hPa) と降水強度 (カラー; mm h^{-1}), (b) 接線平均した接線風 (緑線; m s^{-1}), 動径風 (黒線; m s^{-1}), 鉛直流 (カラー; m s^{-1}) が示される. また, 計算領域全体での分布として, 高度 5500 m における流線と温位 (等値線; K), 気圧 (カラー; hPa) が (c) に示される. T1511 は $[150^{\circ}\text{E}, 20^{\circ}\text{N}]$ 付近に位置している.	49
22	図 21 と同じ. ただし, AN 実験での分布. T1511 は $[138^{\circ}\text{E}, 20^{\circ}\text{N}]$ 付近に位置している.	50
23	図 21 と同じ. ただし, SP 実験での分布. T1511 は $[138^{\circ}\text{E}, 20^{\circ}\text{N}]$ 付近に位置している.	51
24	SP 実験における高度 5500 m での流線と相対渦度 (左; カラー), 同じ時刻での渦度に対するナッシング強制量 (右; カラー). 上から順に (a,b) シミュレーション開始 3 日後, (c,d) 6 日後, (e,f) 9 日後での水平分布を表す. 相対渦度の単位は 10^{-3} s^{-1} , ナッシング強制量の単位は $10^{-3} \text{ s}^{-1}\text{h}^{-1}$. 相対渦度の符号は正 (負) が低気圧性 (高気圧性) 循環を表す. 本数値実験で対象としている T1511 の位置はそれぞれ (a,b) $[155^{\circ}\text{E}, 15^{\circ}\text{N}]$, (c,d) $[140^{\circ}\text{E}, 20^{\circ}\text{N}]$, (e,f) $[135^{\circ}\text{E}, 20^{\circ}\text{N}]$ 付近に位置する.	52

-
- 25 MPI_GATHER へ送る際の配列の置き換え. パターン領域はナッキング強制項が格納されている領域, 空白領域は値が未定義の領域. 53
- 26 MPI_SCATTER へ送る際の配列の置き換え. 黒パターン領域はナッキング強制項が格納されている領域, 空白領域は値が未定義の領域, 不透明カラーは各 Process において未定義領域に具体的な値が定義されることを表す. 半透明のカラーは不透明のカラーに代入される値の参照元を表す. カラーの種類で, specnud 内での各ループの塊を区別できるようにしている. 54

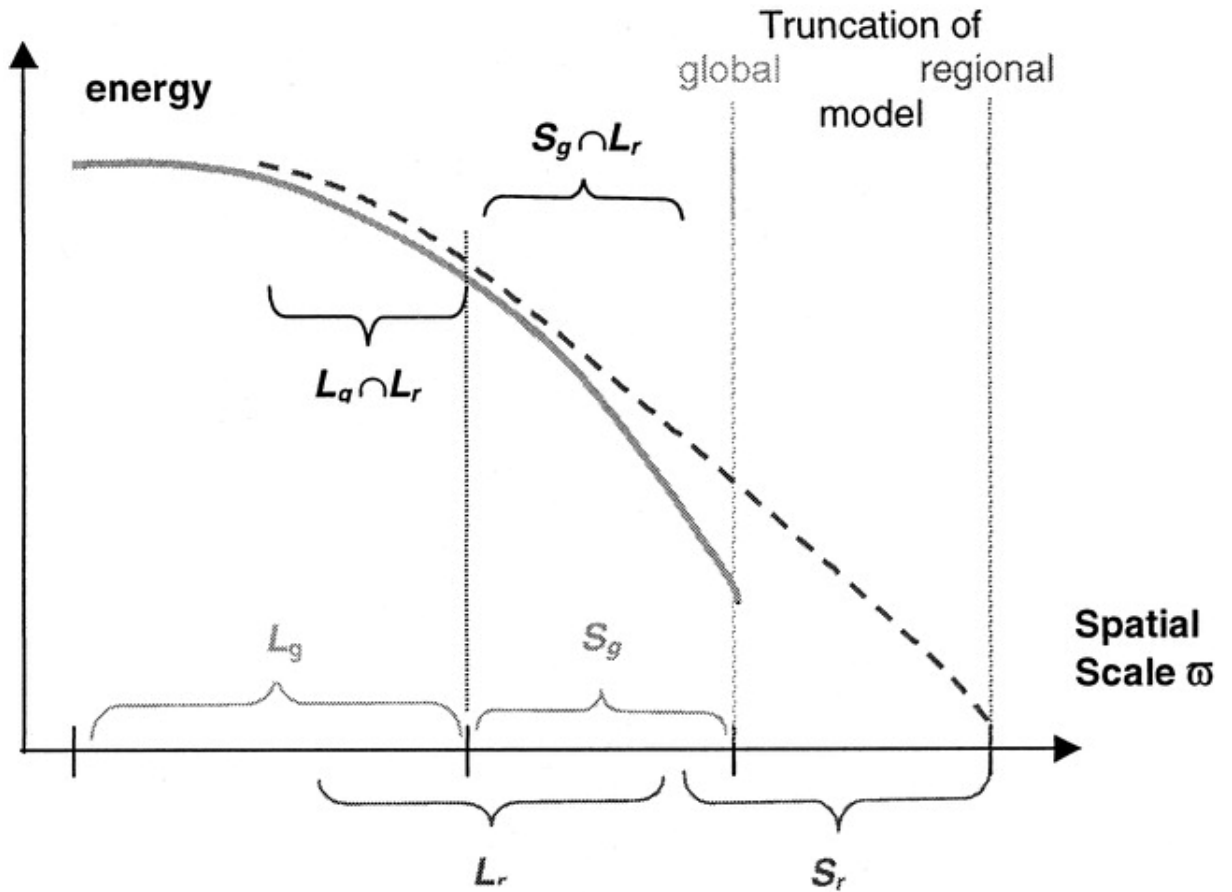


図 1: 全球中解像度モデルと領域高解像度モデルに含まれるエネルギースペクトルの波長依存性 (von Storch et al., 2000, Fig.4). 実線が全球モデルのエネルギースペクトル, 破線が領域モデルのエネルギースペクトルを表す. その他の記号は本文参照.

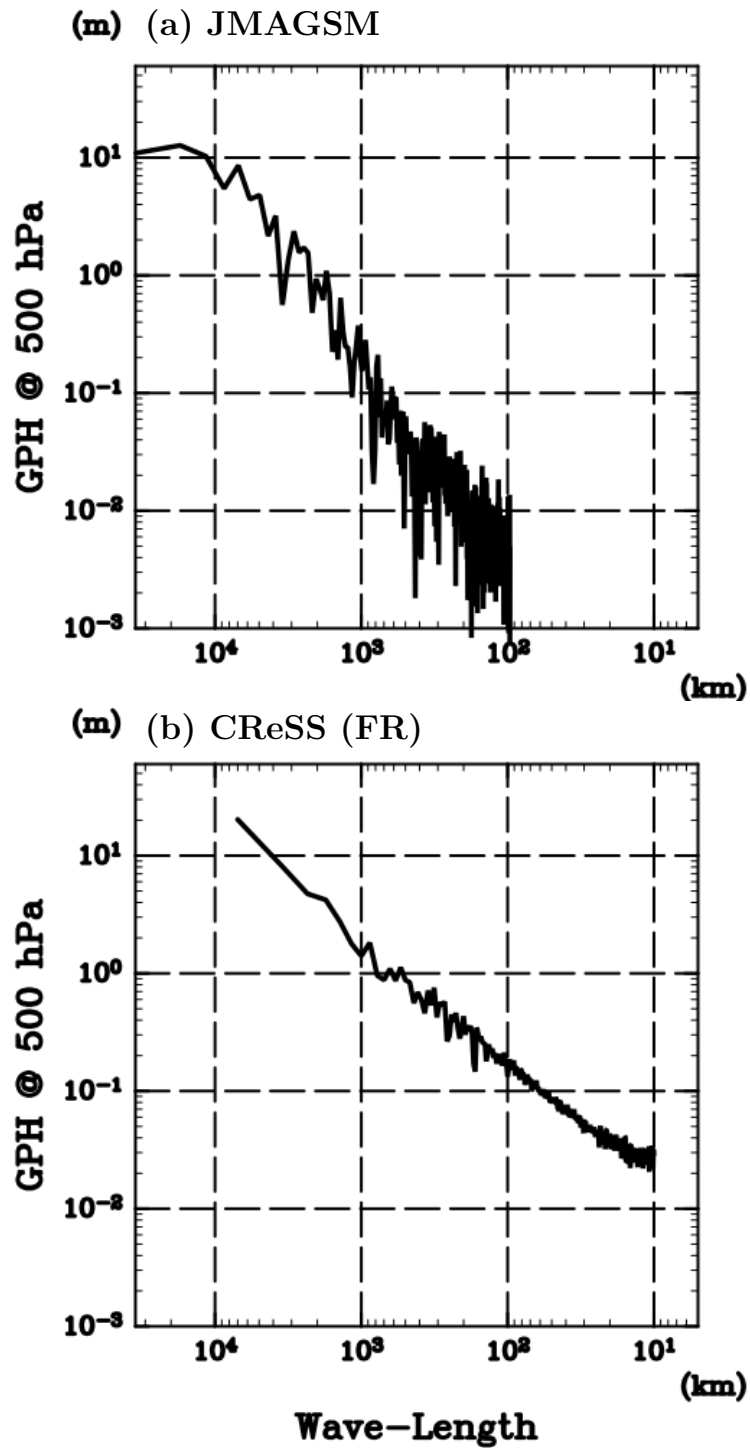


図 2: 数値モデルデータに含まれるスペクトル強度の波長依存性の例. 2015 年 7 月 9 日 00UTC における 500 hPa 気圧面でのジオポテンシャル高度の波長ごとのスペクトル強度を実線で示す. (a) は水平解像度 0.5 deg の JMAGSM における北緯 30 °N 上でのスペクトル. (b) は水平解像度 5 km の CReSS を用いた 2015 年 11 号台風の FR 実験 (本文参照) での y 方向 600 番目の格子点における x 方向のスペクトル.

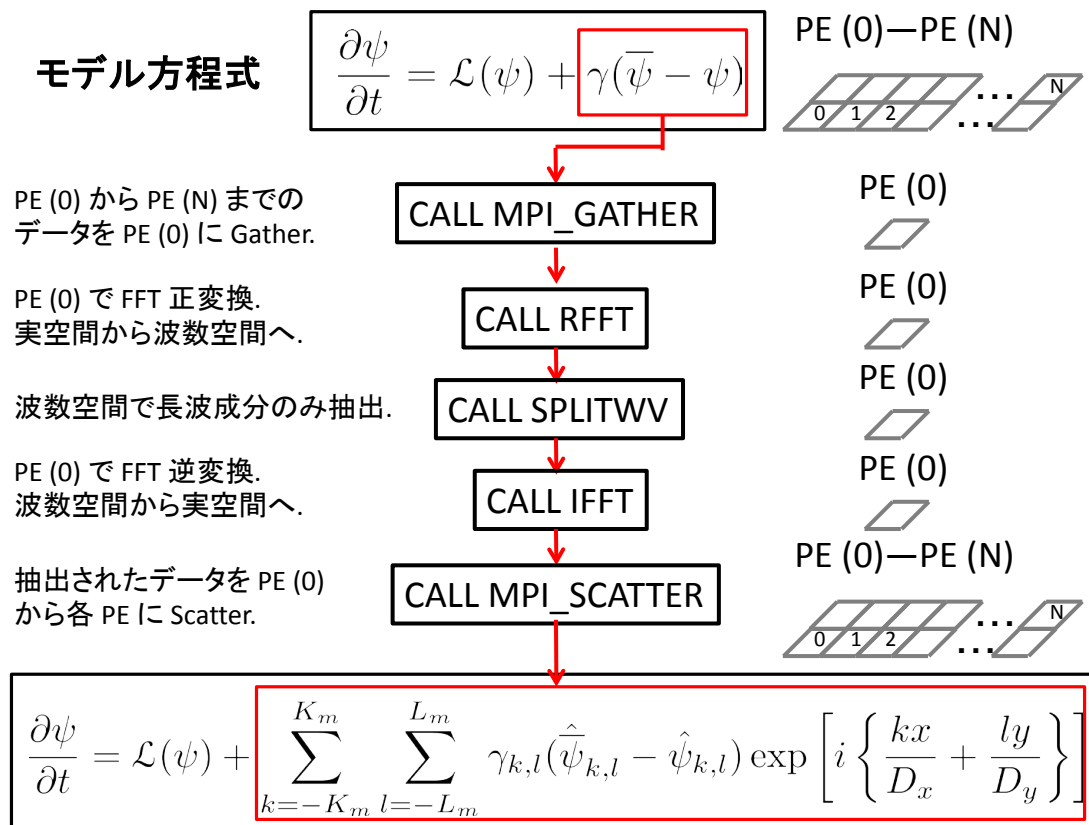


図 3: CReSS に実装されるスペクトルナッジング手法のフローチャート.

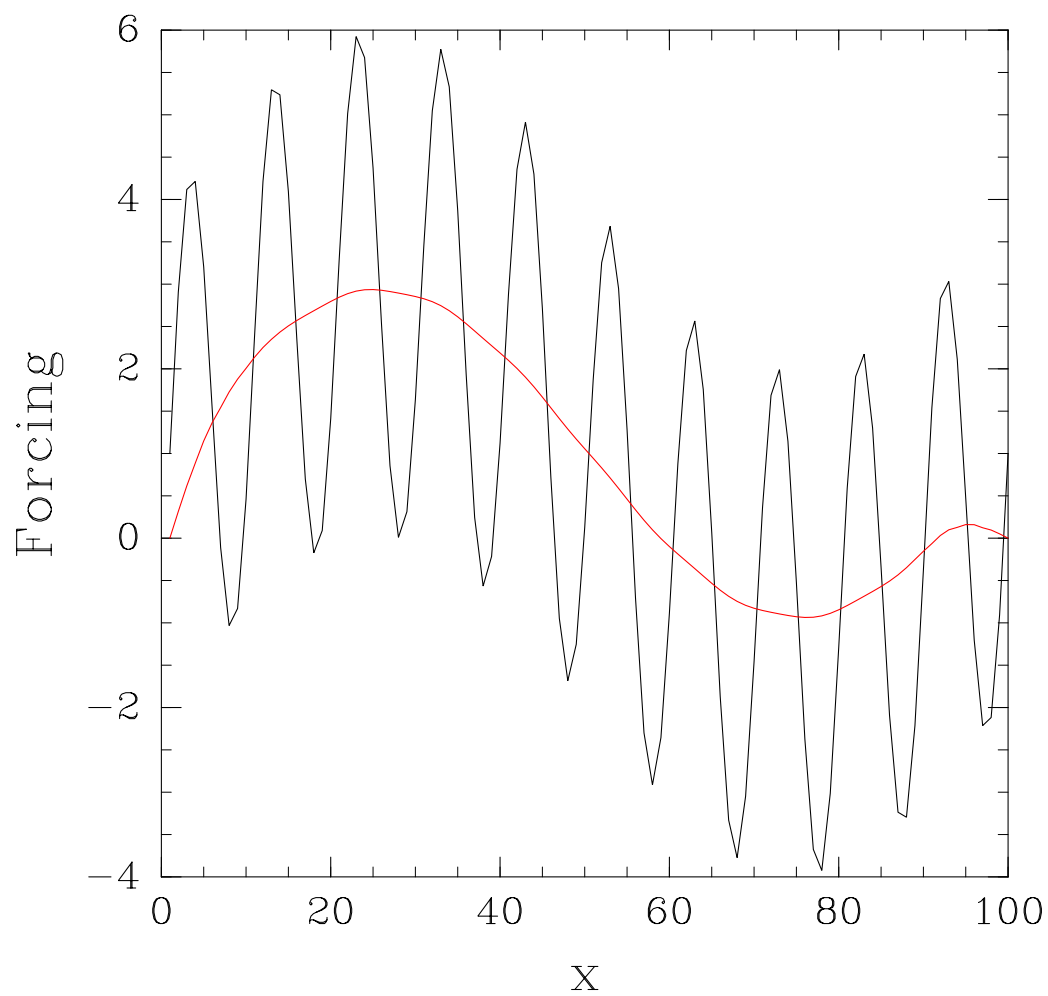
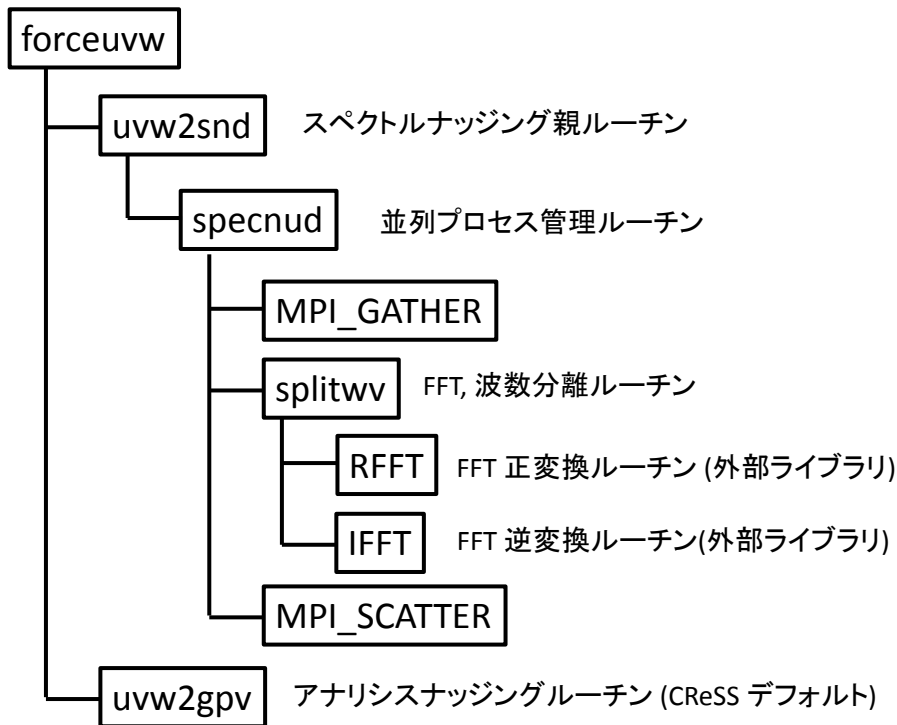


図 4: スペクトルナッジングを施されたナッジング強制の水平分布の概念図. 横軸が水平距離, 縦軸がナッジング強制量, 黒線がオリジナルの強制分布, 赤線がスペクトルナッジング強制の分布.

各ルーチンの依存関係 1



各ルーチンの依存関係 2

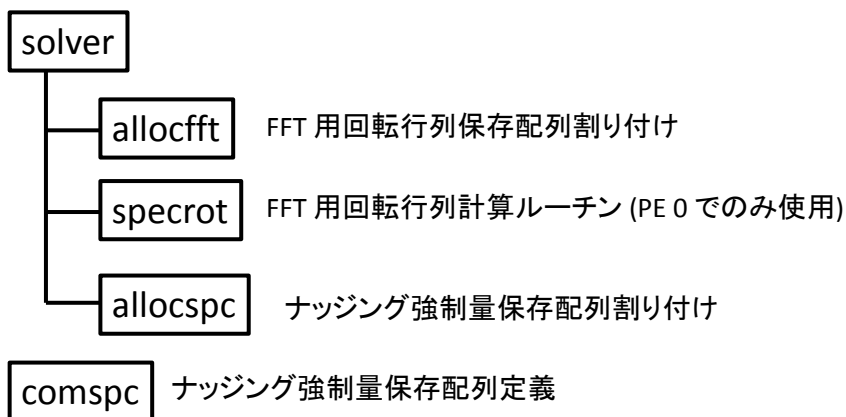


図 5: スペクトルナッジングルーチンの依存関係.

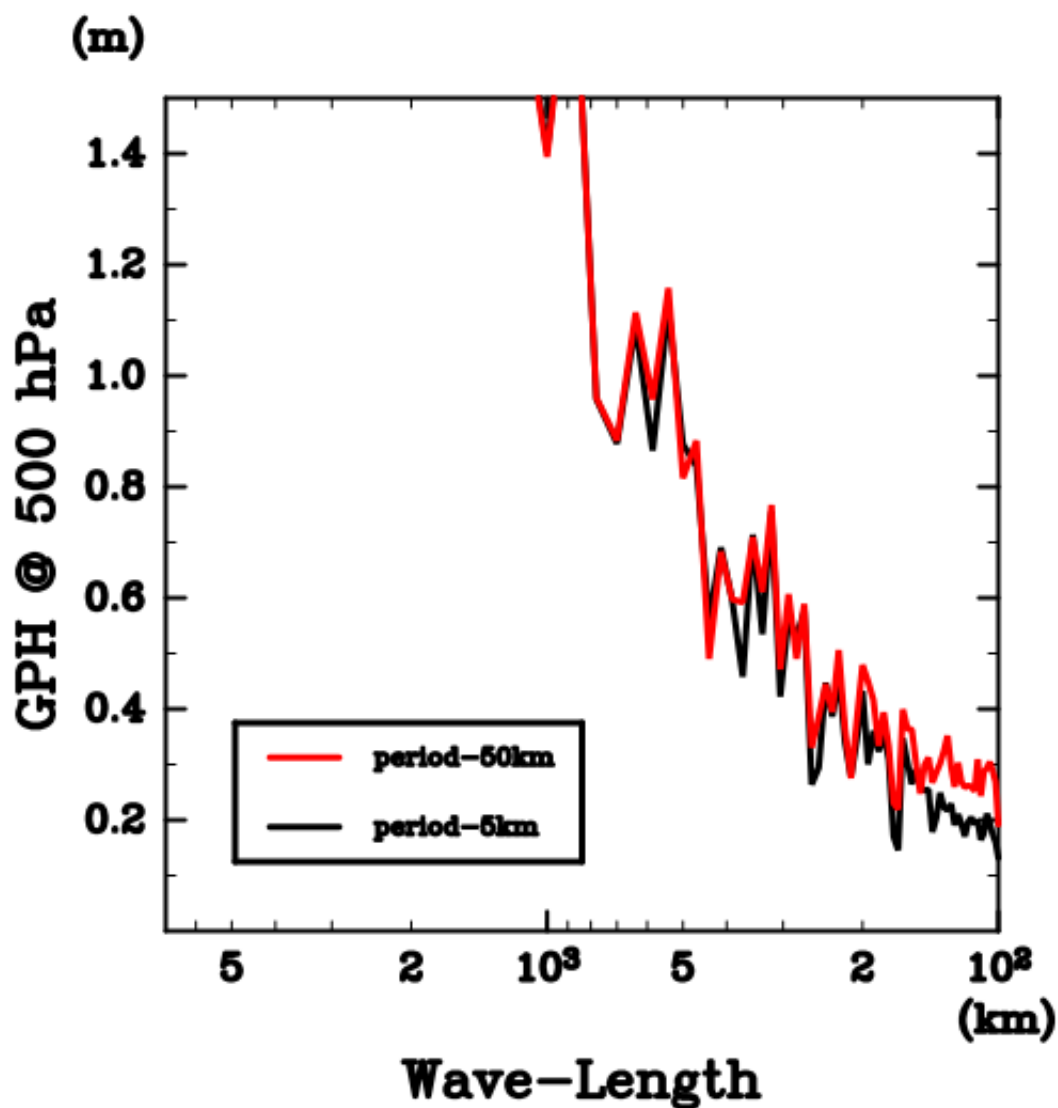


図 6: 空間格子点の間引きに伴うエイリアジングエラーの例. 黒線は図 2b と同じ. 赤線は黒線のデータを空間格子間隔 50 km 相当に間引いたときのスペクトル分布.

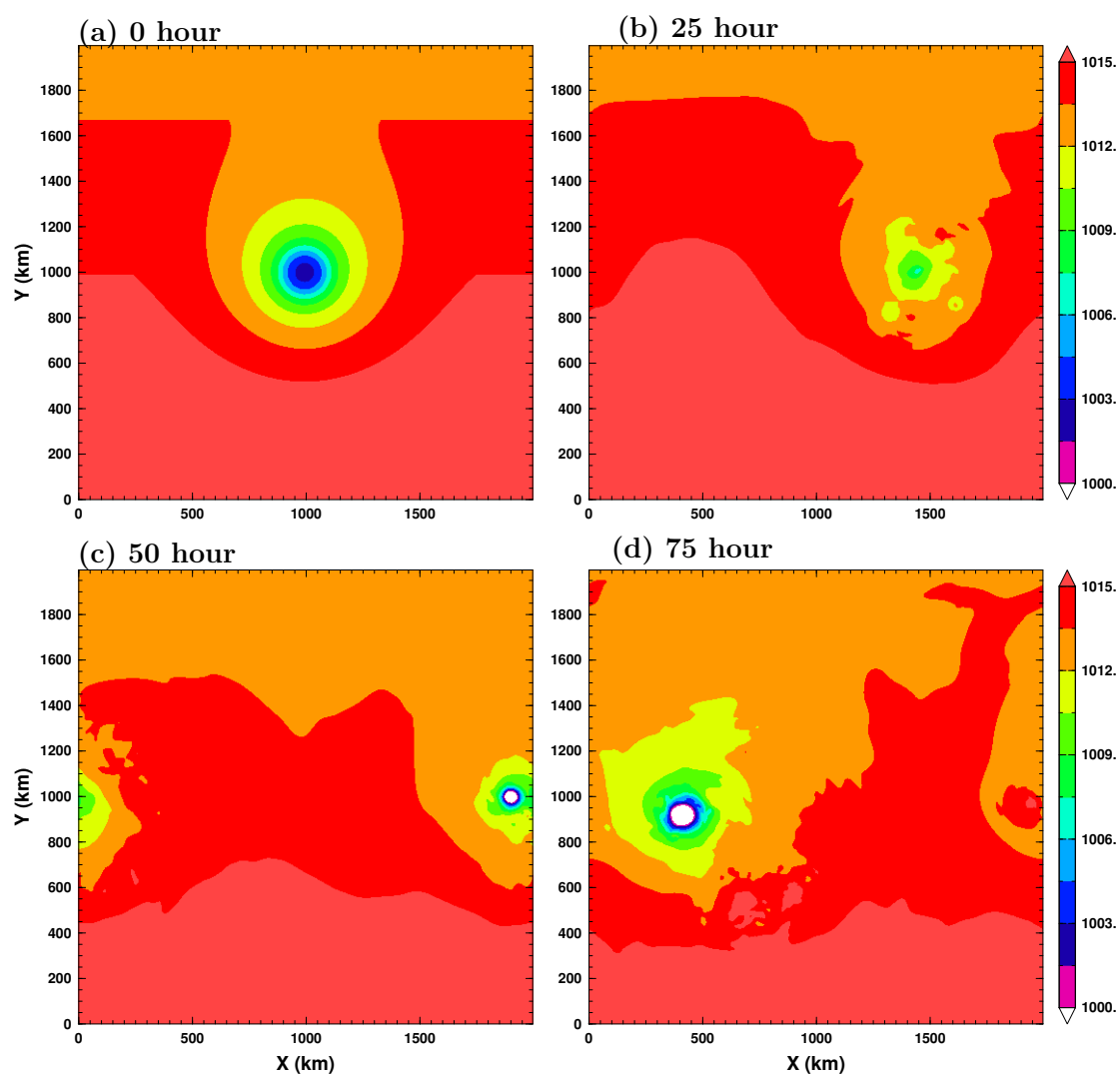


図 7: FR における地表面気圧の空間分布. (a) $T = 0$ hour, (b) $T = 25$ hour, (c) $T = 50$ hour, (d) $T = 75$ hour.

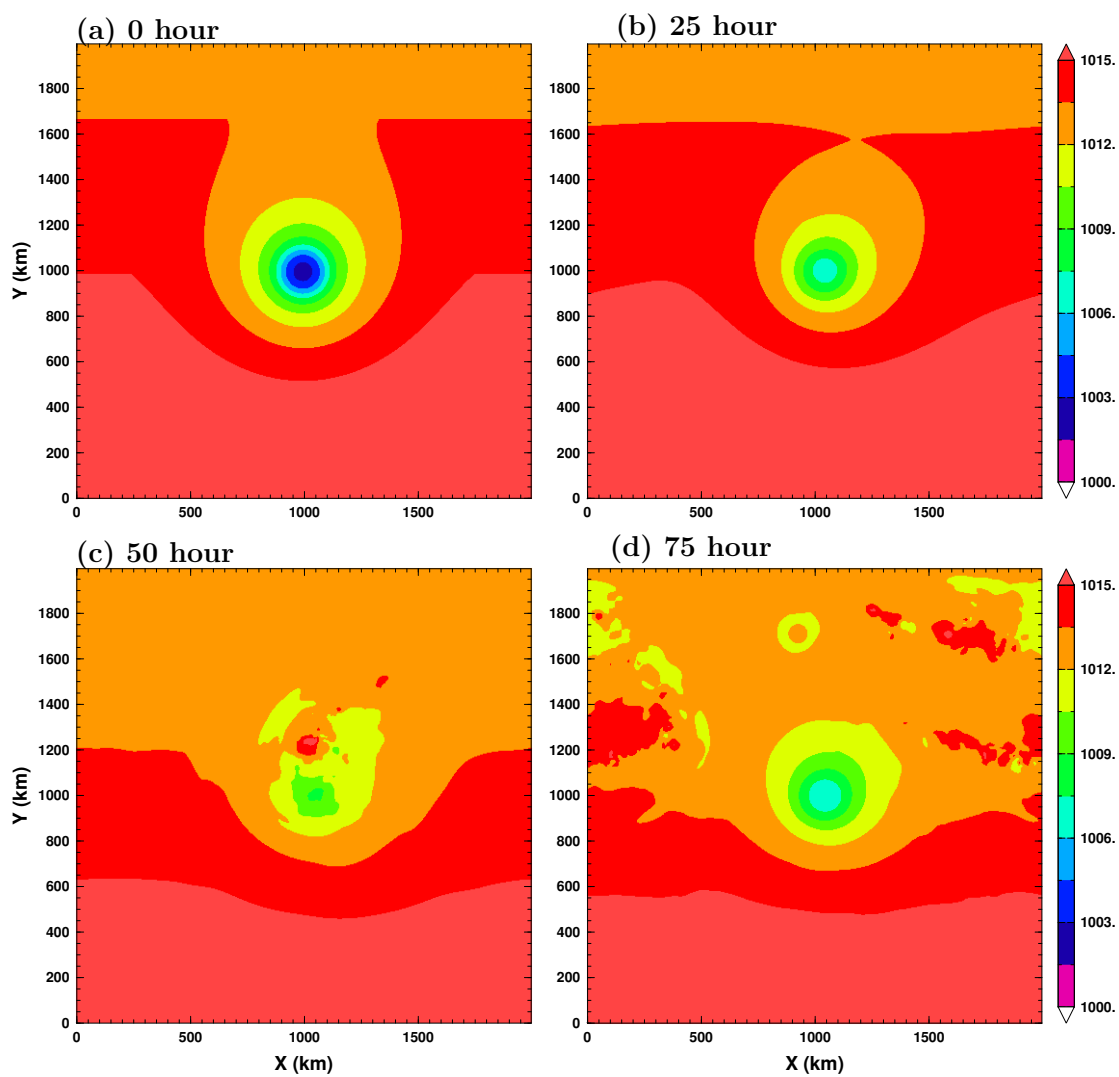


図 8: AN における地表面気圧の空間分布.

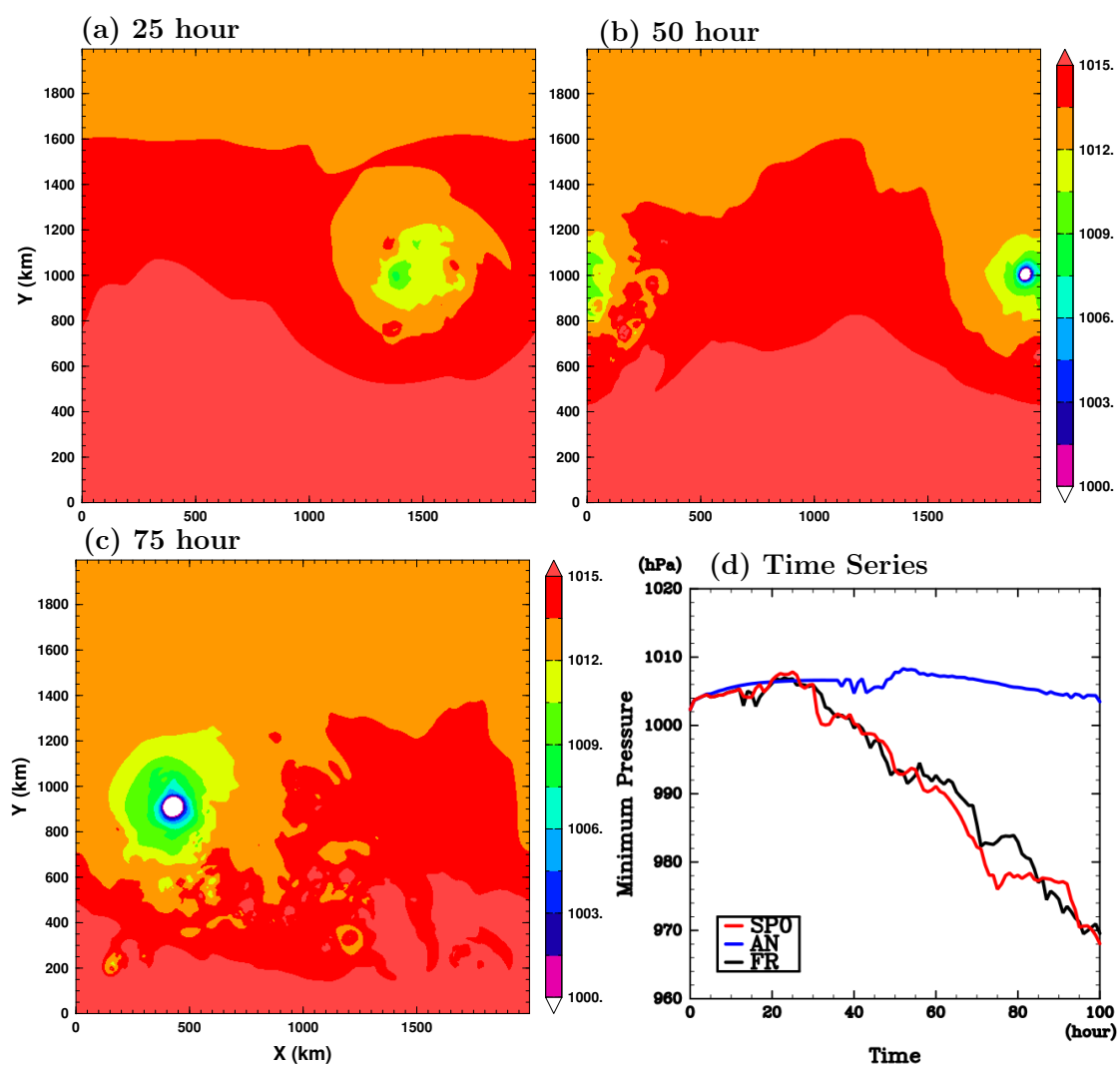


図 9: SP0 における地表面気圧の空間分布. (a) $T = 25$ hour, (b) $T = 50$ hour, (c) $T = 75$ hour, (d) は中心気圧の時間変化.

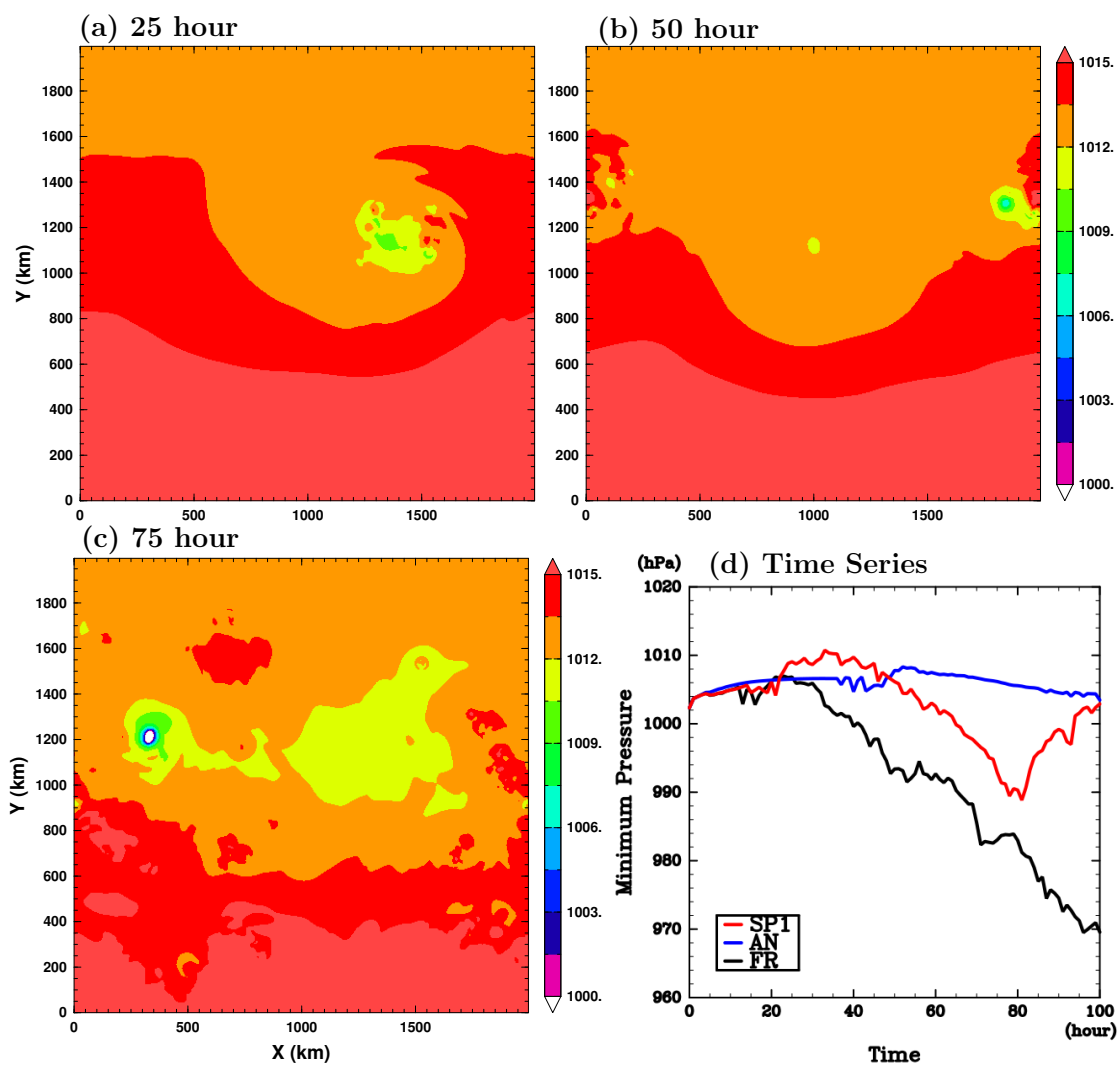


図 10: SP1 における地表面気圧の空間分布.

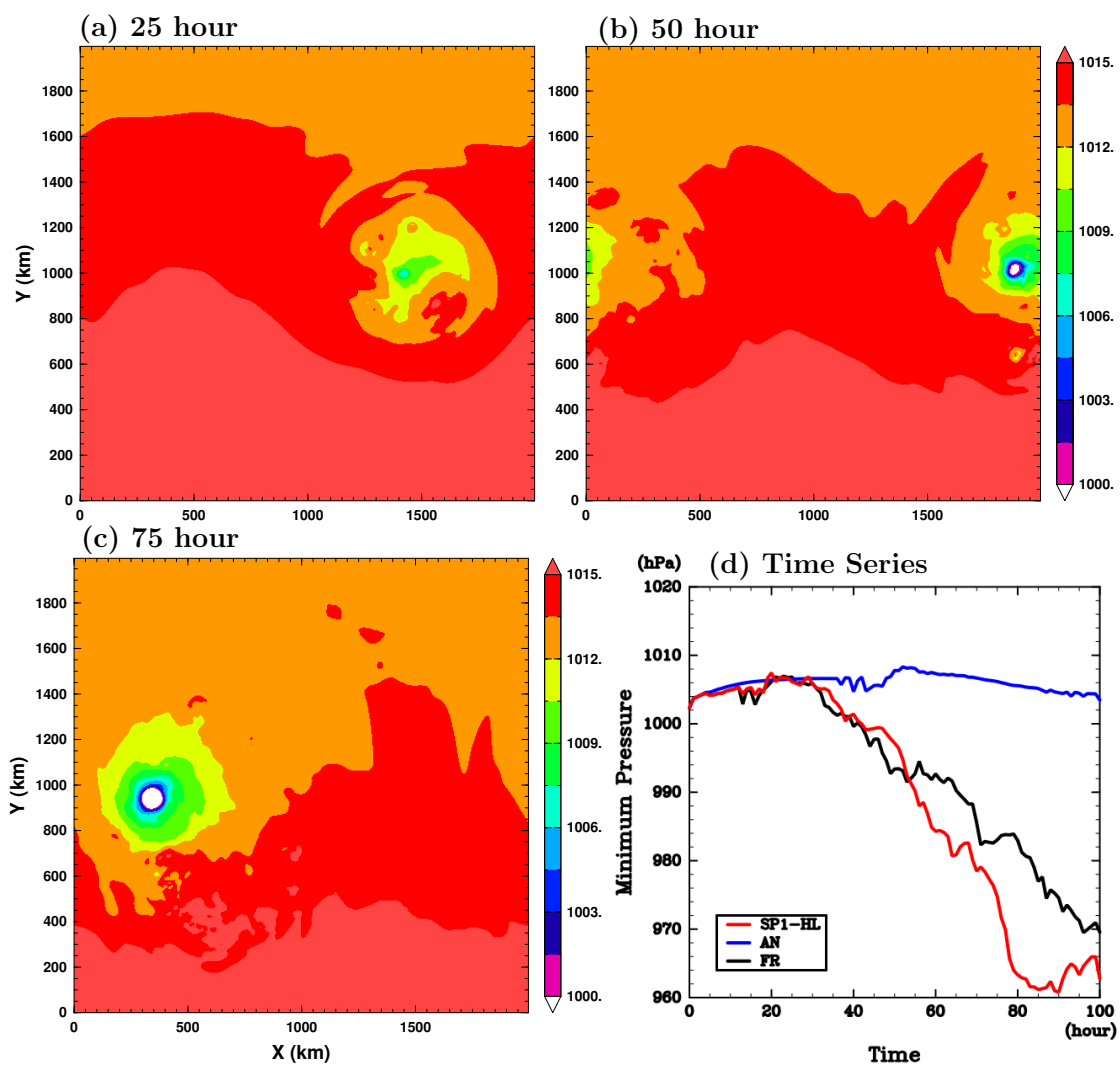


図 11: SP1-HL における地表面気圧の空間分布.

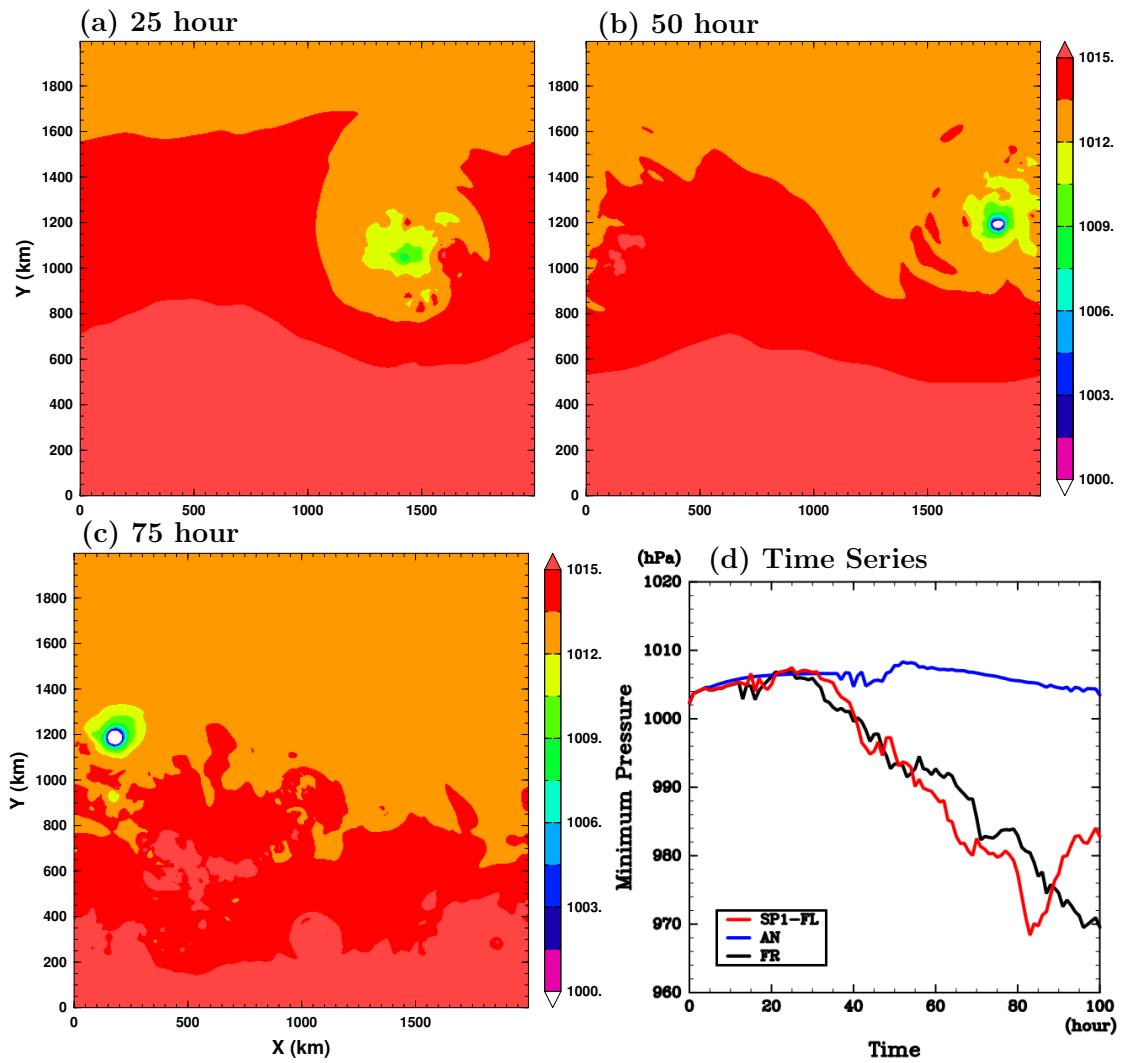


図 12: SP1-FL における地表面気圧の空間分布.

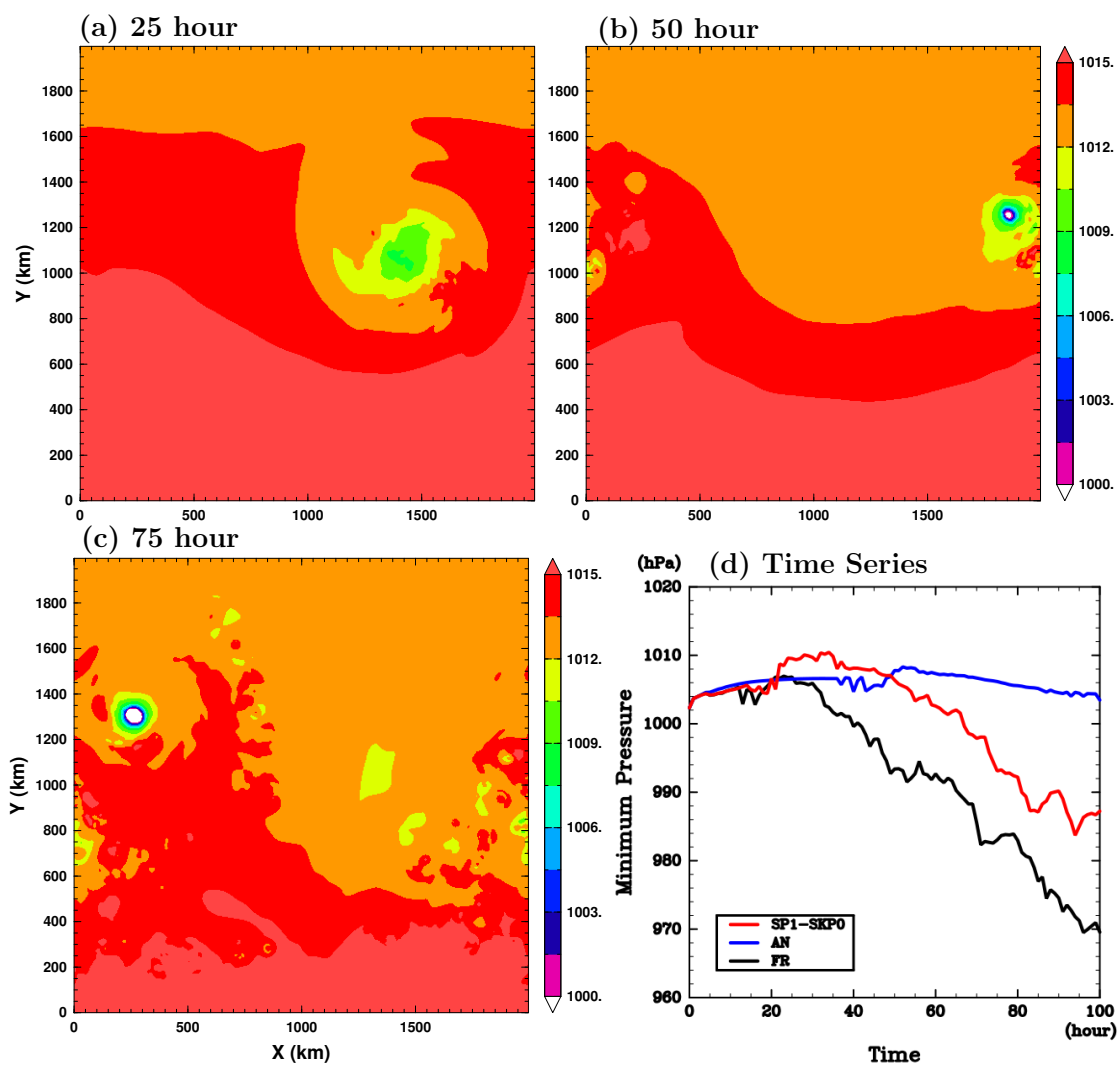


図 13: SP1-SKP0 における地表面気圧の空間分布.

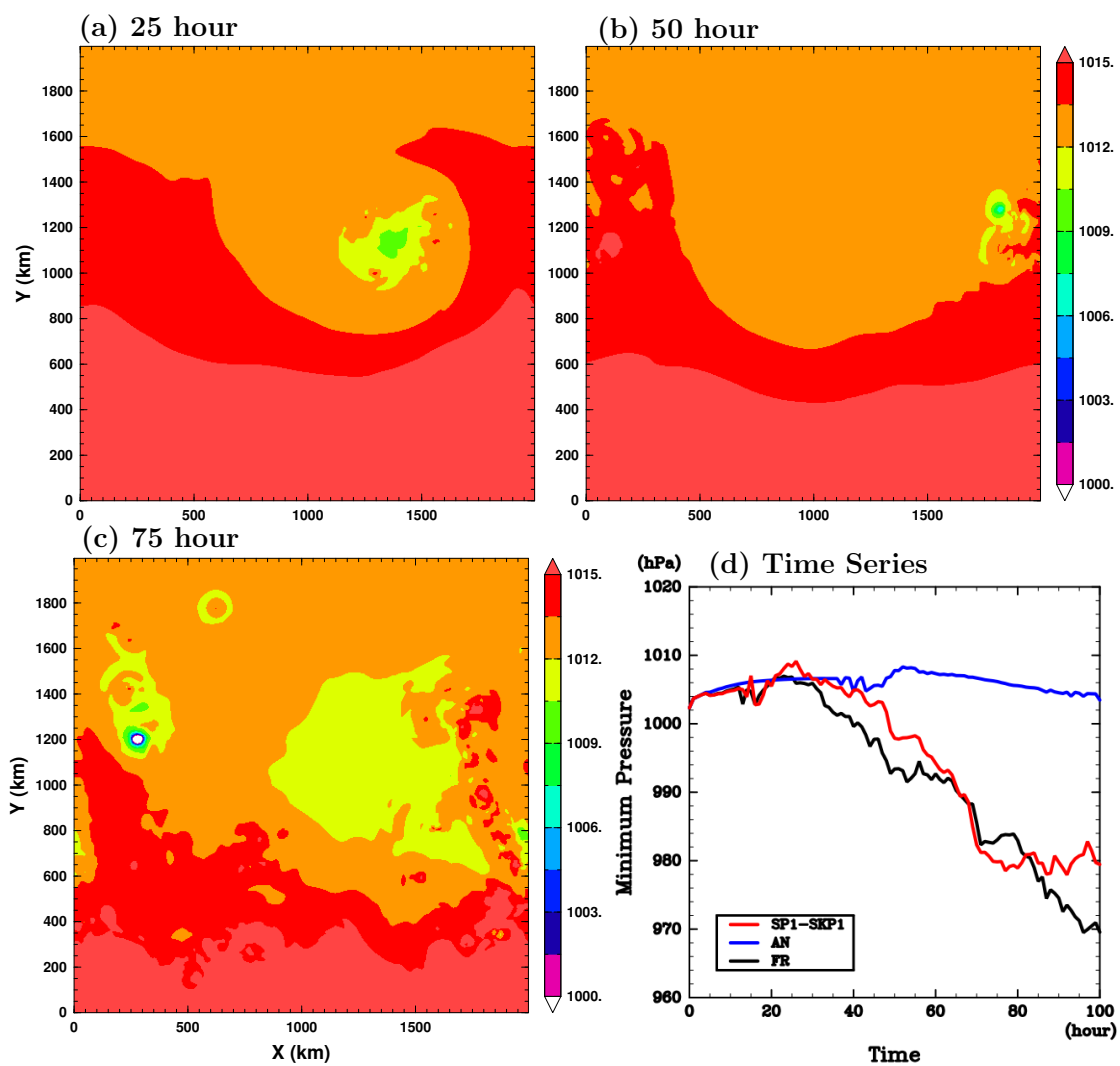


図 14: SP1-SKP1 における地表面気圧の空間分布.

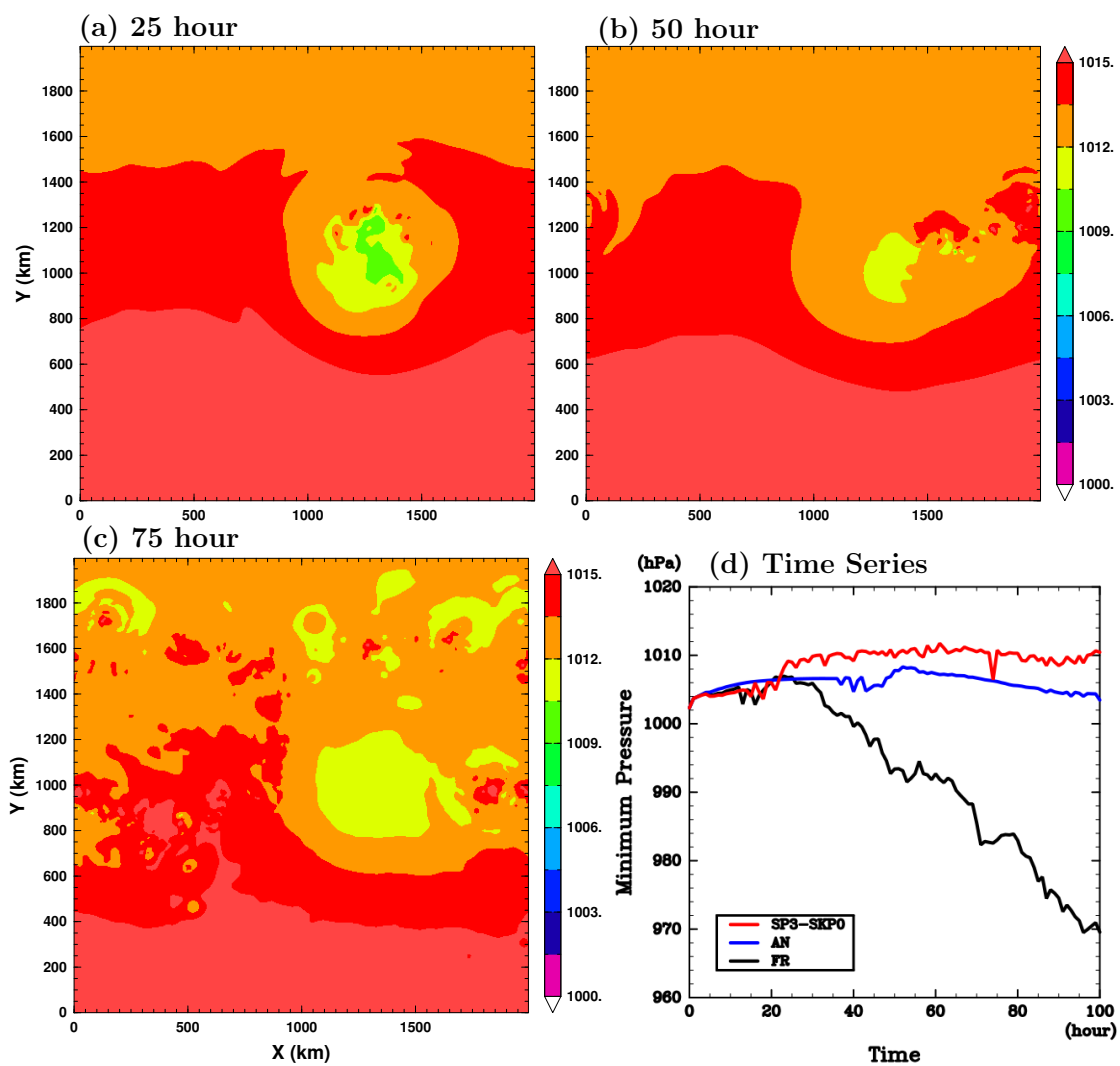


図 15: SP3-SKP0 における地表面気圧の空間分布.

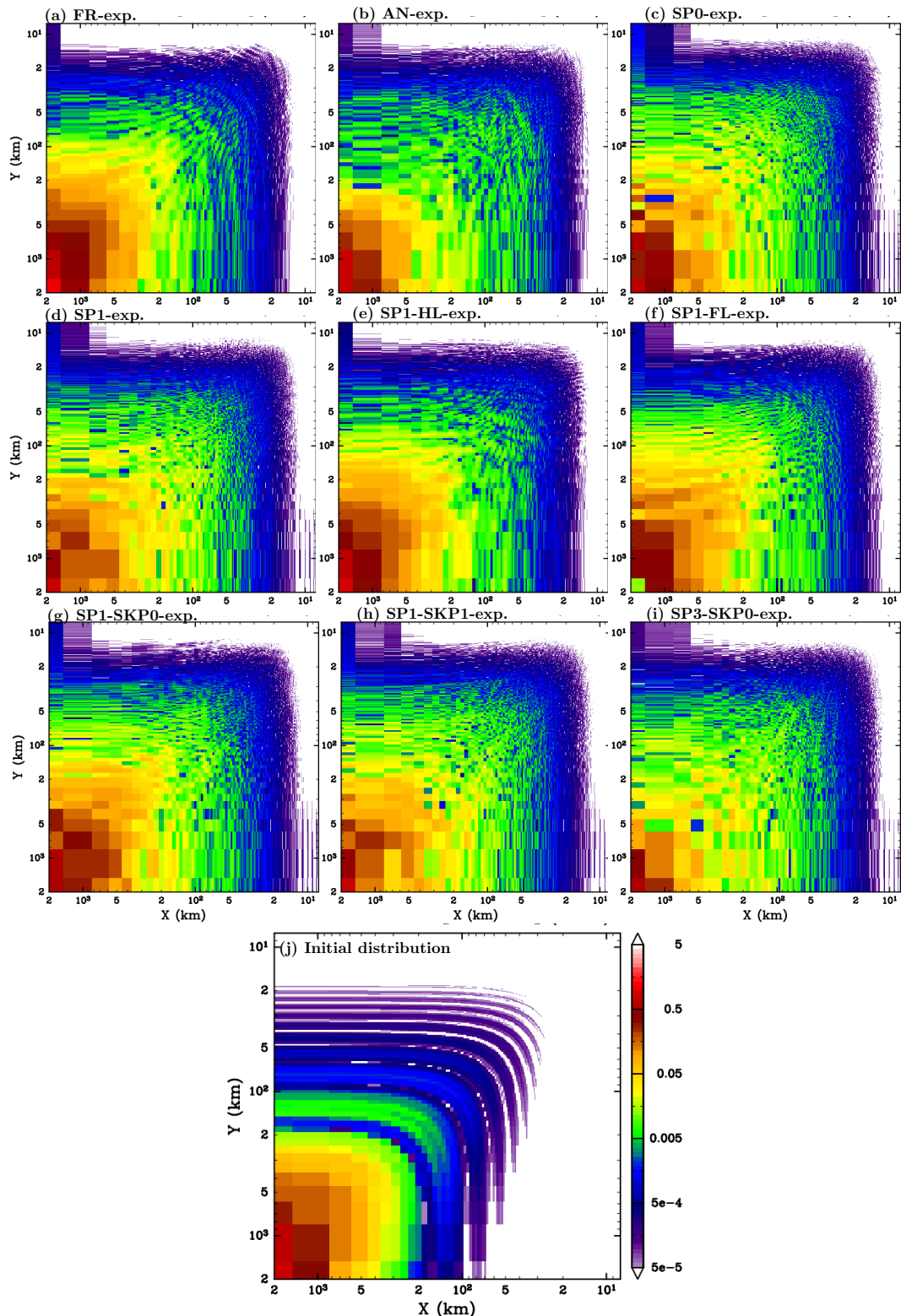


図 16: 理想化台風渦による各実験における高度約 1500 m における東西風の 2 次元スペクトル分布. 積分開始から 75 時間後. それぞれ, (a) が FR 実験, (b) が AN 実験, (c) が SP0 実験, (d) が SP1 実験, (e) が SP1-HL 実験, (f) が SP1-FL 実験, (g) が SP1-SKP0 実験, (h) が SP1-SKP1 実験, (i) が SP3-SKP0 実験を示す.

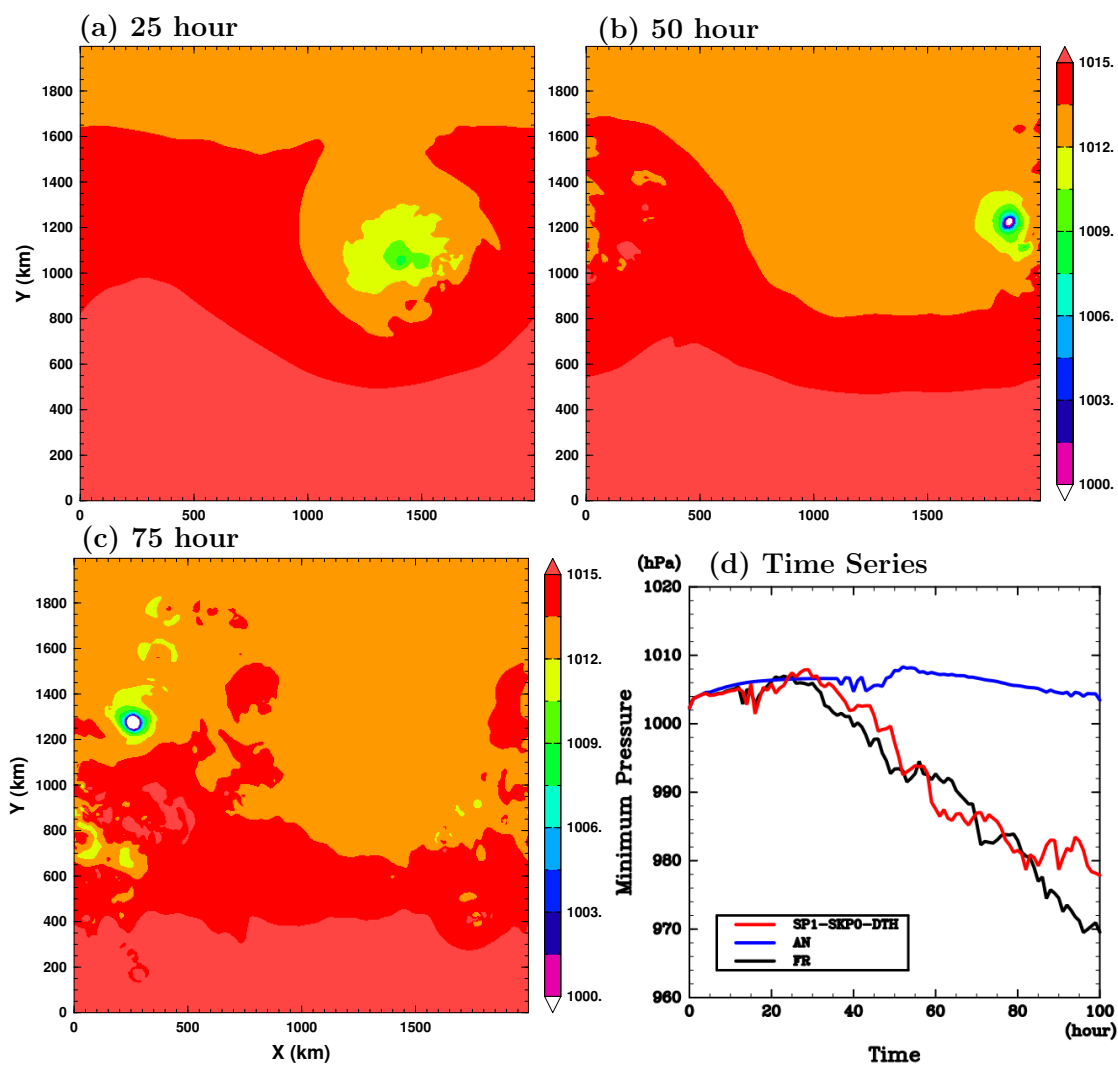


図 17: SP1-SKP0-DTH における地表面気圧の空間分布.

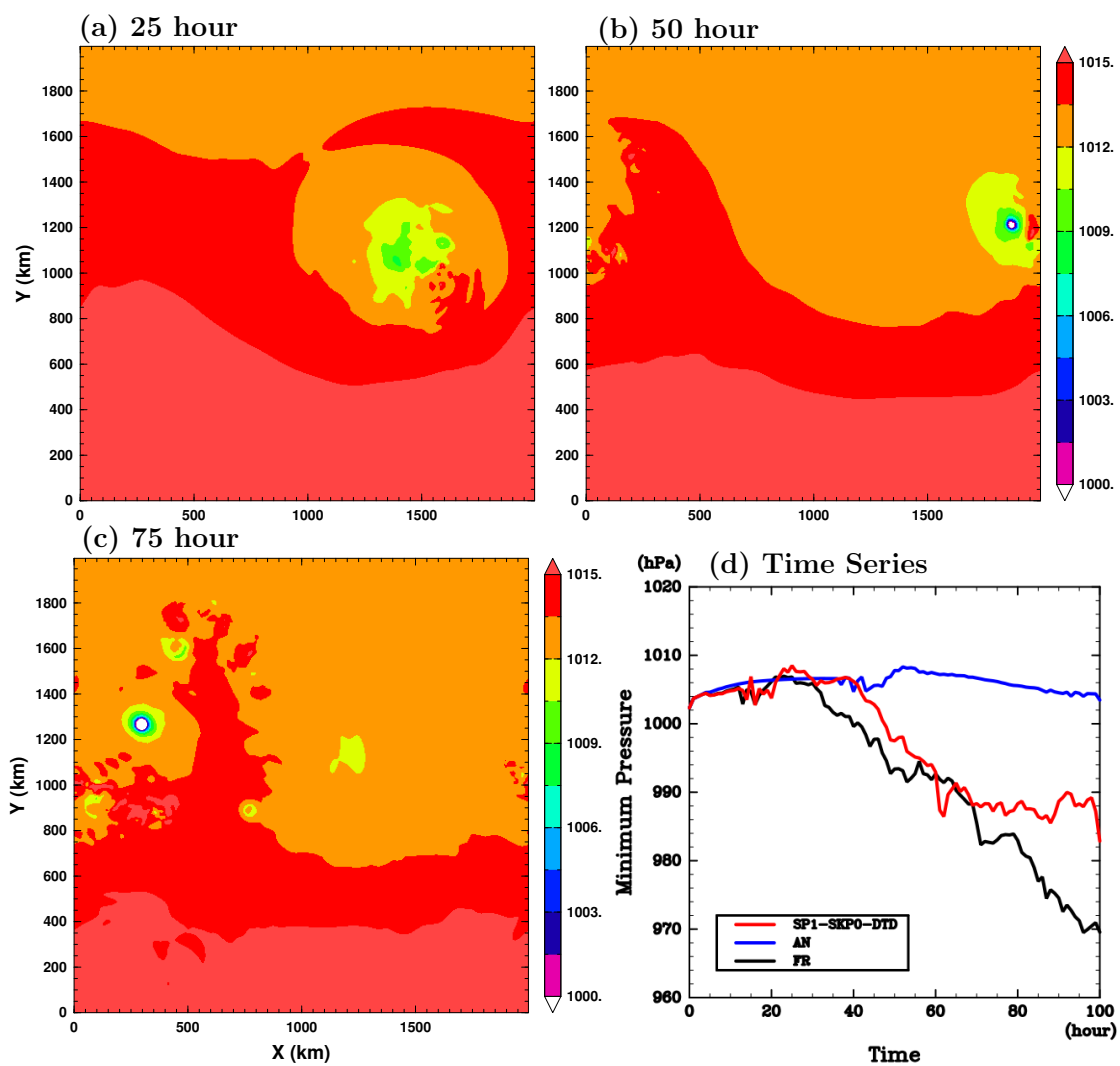


図 18: SP1-SKP0-DTD における地表面気圧の空間分布.

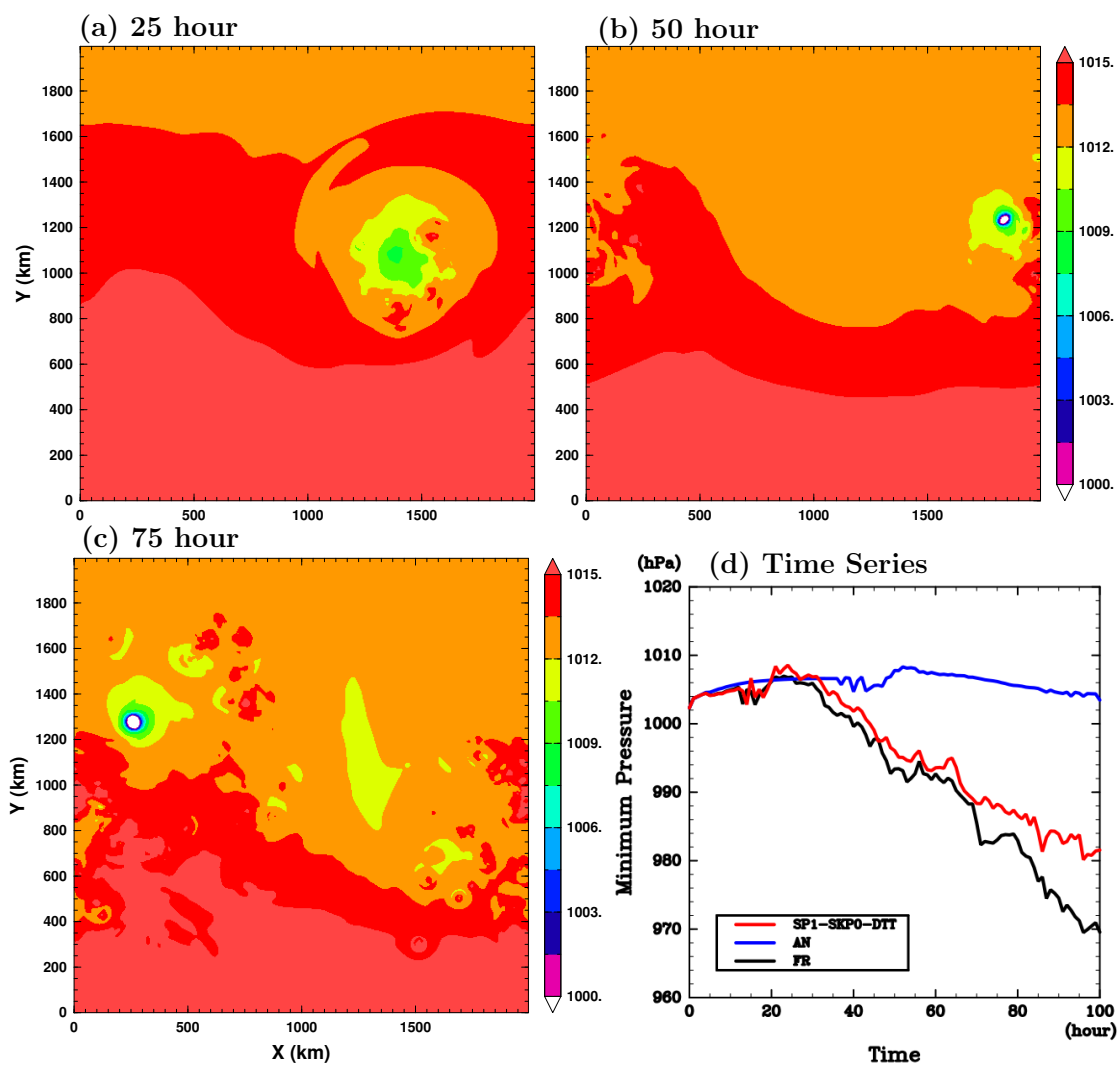


図 19: SP1-SKP0-DTT における地表面気圧の空間分布.

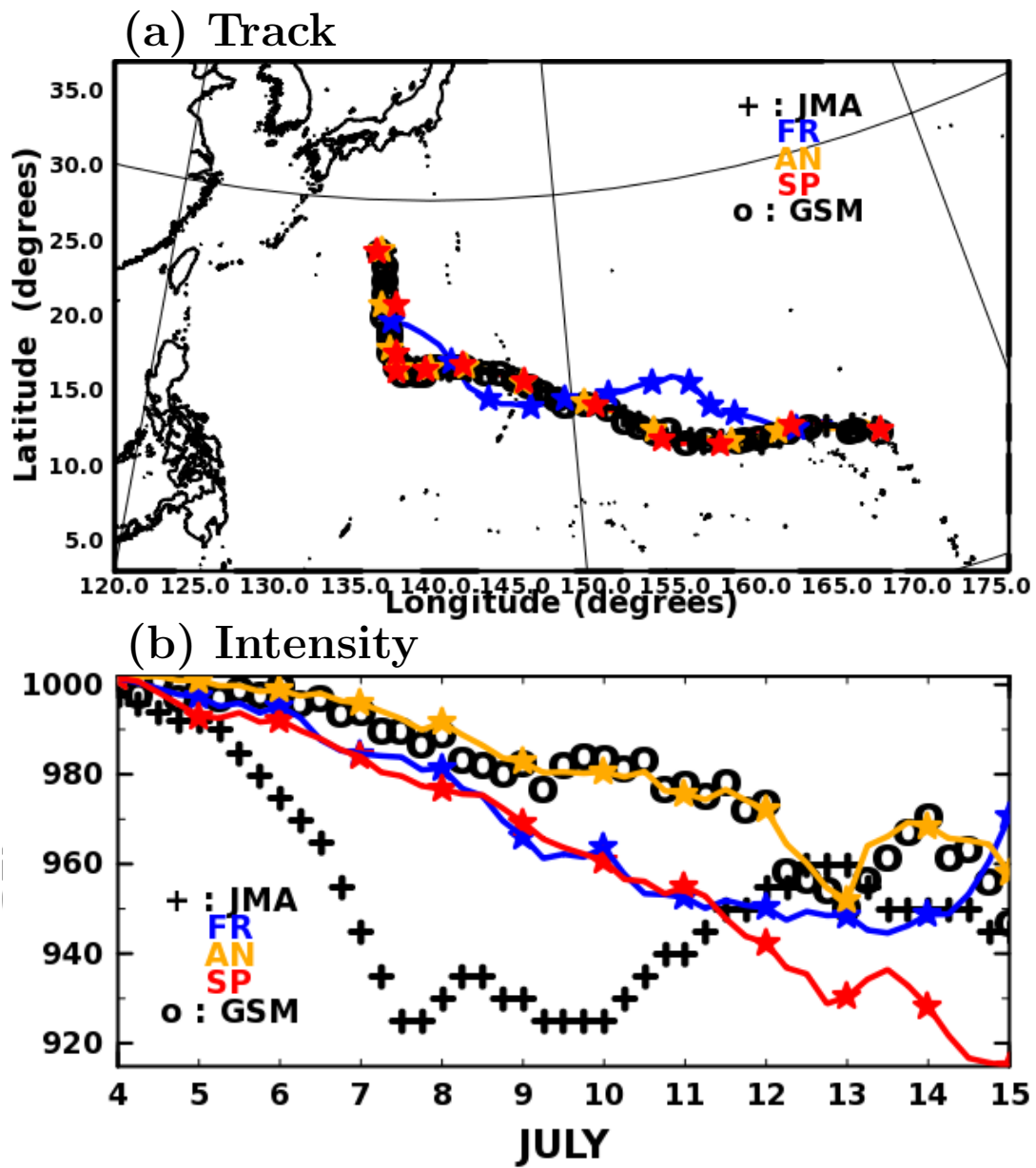


図 20: T1511 についての各実験における経路 (a) と中心気圧 (b). クロスマークが JMA ベストトラック, 黒丸が JMAGSM の初期値, 青実線が FR 実験, 黄実線が AN 実験, 赤実線が SP 実験の結果をそれぞれ示す.

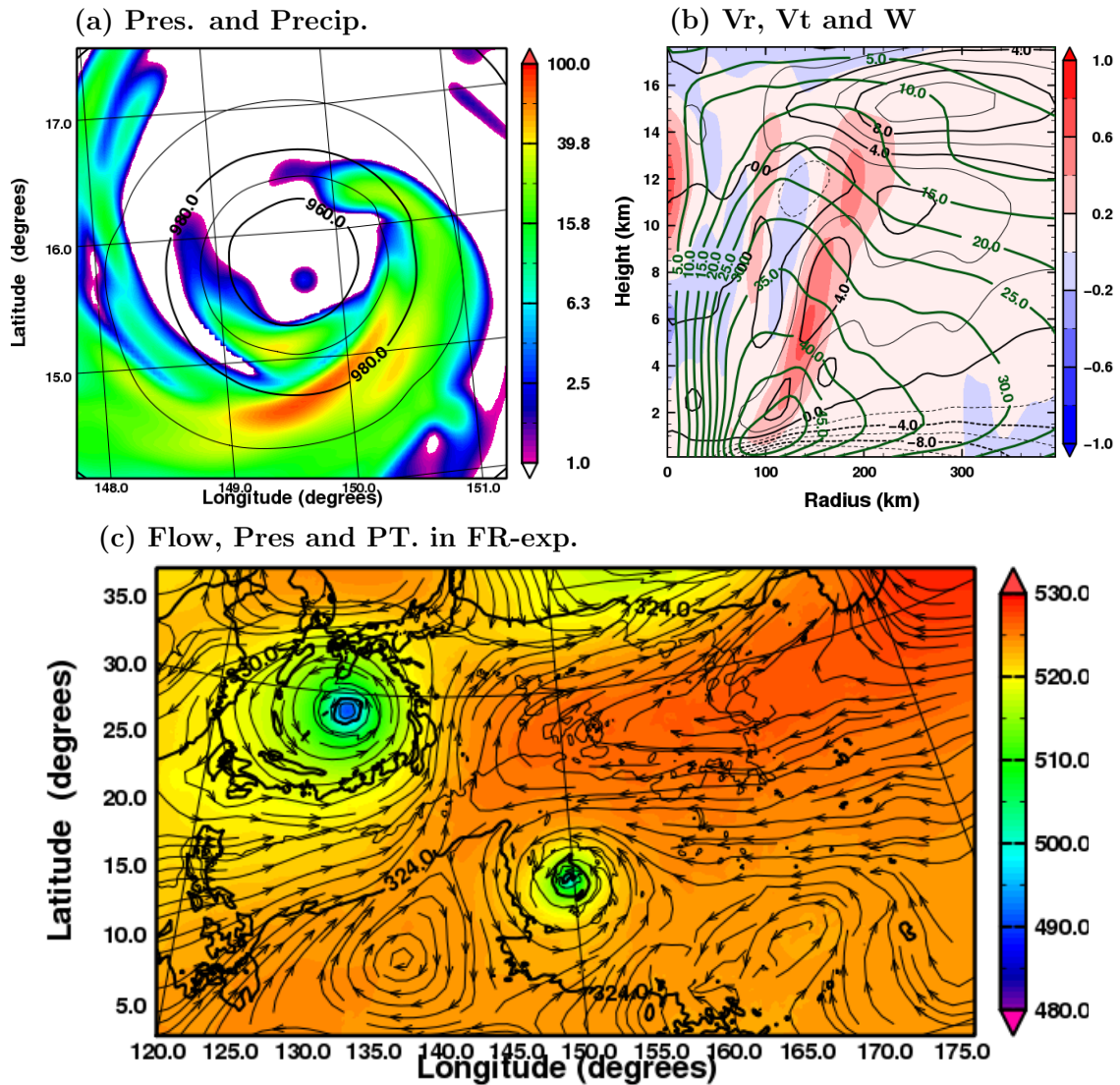


図 21: FR 実験における 2015 年 7 月 11 日 00UTC での各物理量の水平分布. 中心付近の水平分布として, (a) 海面更正気圧 (等値線; hPa) と降水強度 (カラー; mm h^{-1}), (b) 接線平均した接線風 (緑線; m s^{-1}), 動径風 (黒線; m s^{-1}), 鉛直流 (カラー; m s^{-1}) が示される. また, 計算領域全体での分布として, 高度 5500 m における流線と温位 (等値線; K), 気圧 (カラー; hPa) が (c) に示される. T1511 は $[150^{\circ}\text{E}, 20^{\circ}\text{N}]$ 付近に位置している.

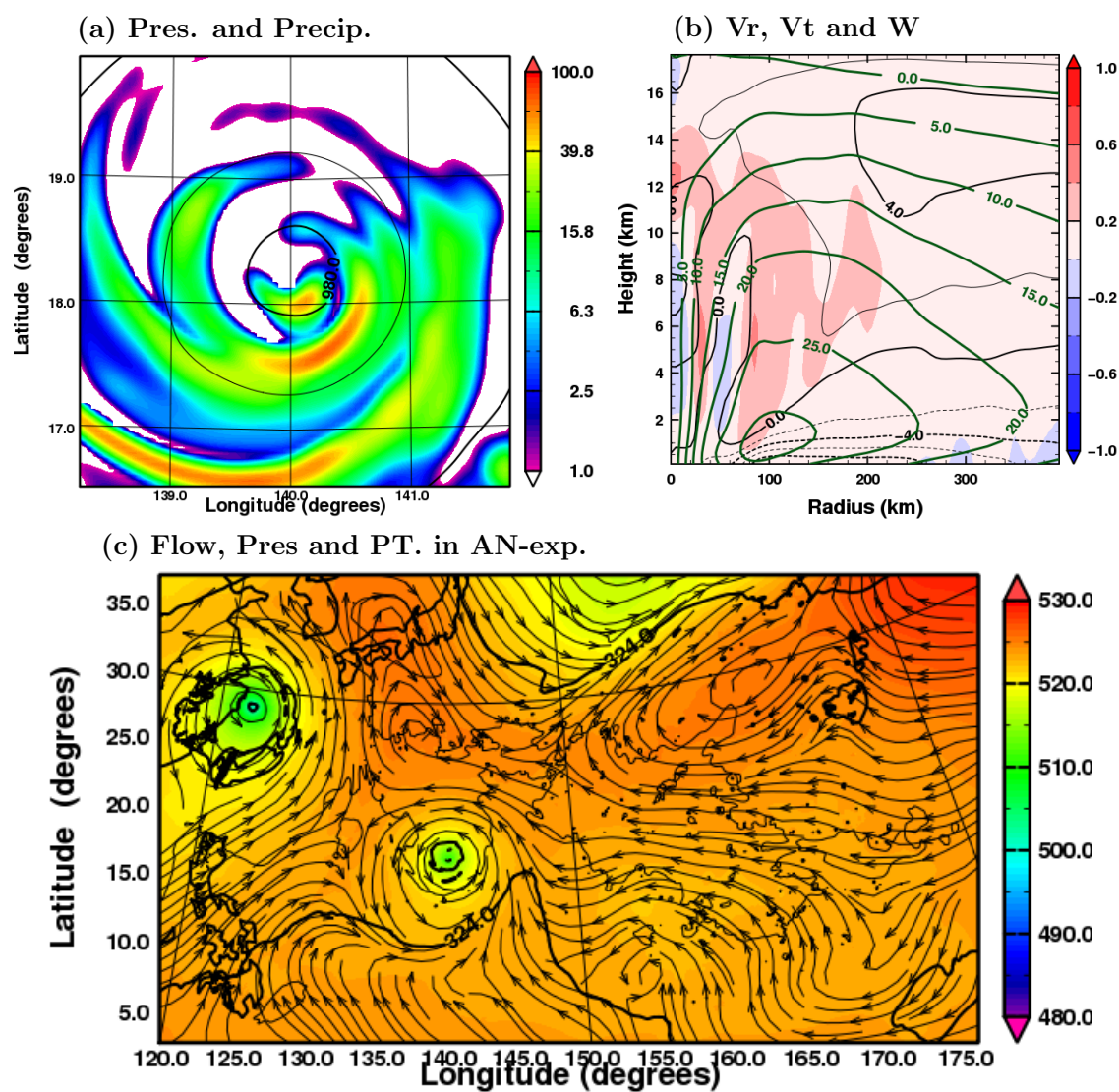


図 22: 図 21 と同じ. ただし, AN 実験での分布. T1511 は [138°E, 20°N] 付近に位置している.

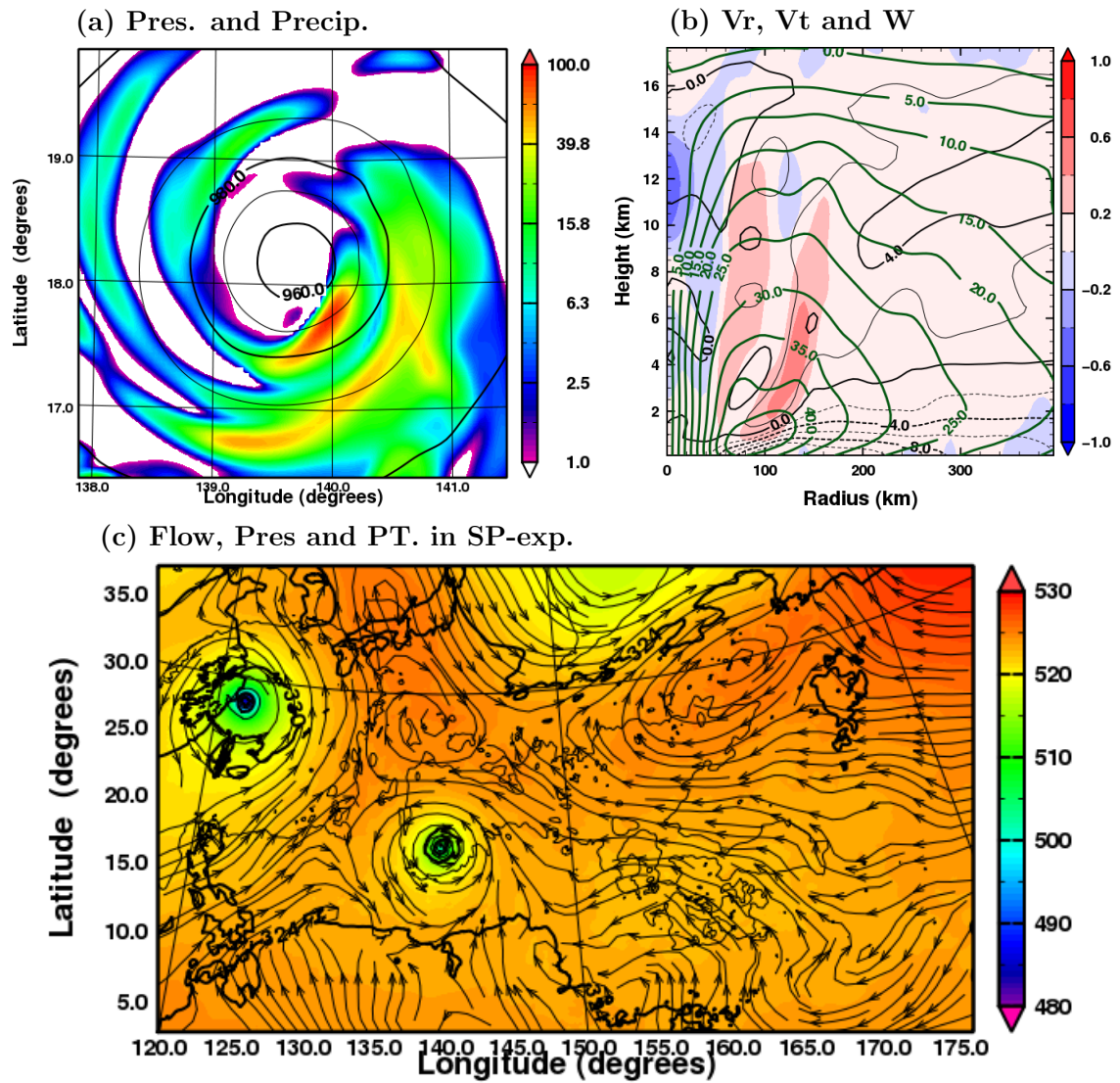


図 23: 図 21 と同じ. ただし, SP 実験での分布. T1511 は [138°E, 20°N] 付近に位置している.

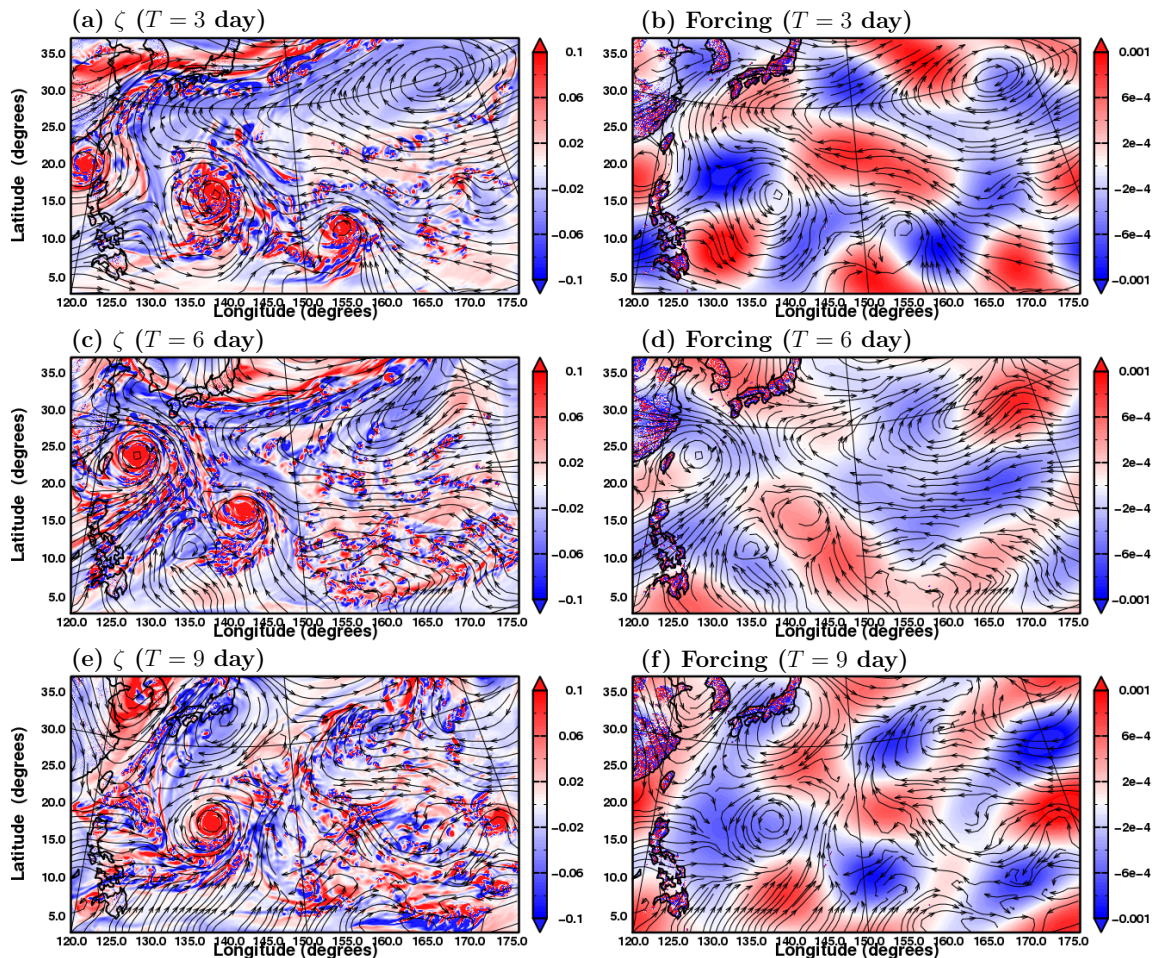


図 24: SP 実験における高度 5500 m での流線と相対渦度 (左; カラー), 同じ時刻での渦度に対するナッジング強制量 (右; カラー). 上から順に (a,b) シミュレーション開始 3 日後, (c,d) 6 日後, (e,f) 9 日後での水平分布を表す. 相対渦度の単位は 10^{-3} s^{-1} , ナッジング強制量の単位は $10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ h}^{-1}$. 相対渦度の符号は正 (負) が低気圧性 (高気圧性) 循環を表す. 本数値実験で対象としている T1511 の位置はそれぞれ (a,b) $[155^\circ \text{E}, 15^\circ \text{N}]$, (c,d) $[140^\circ \text{E}, 20^\circ \text{N}]$, (e,f) $[135^\circ \text{E}, 20^\circ \text{N}]$ 付近に位置する.

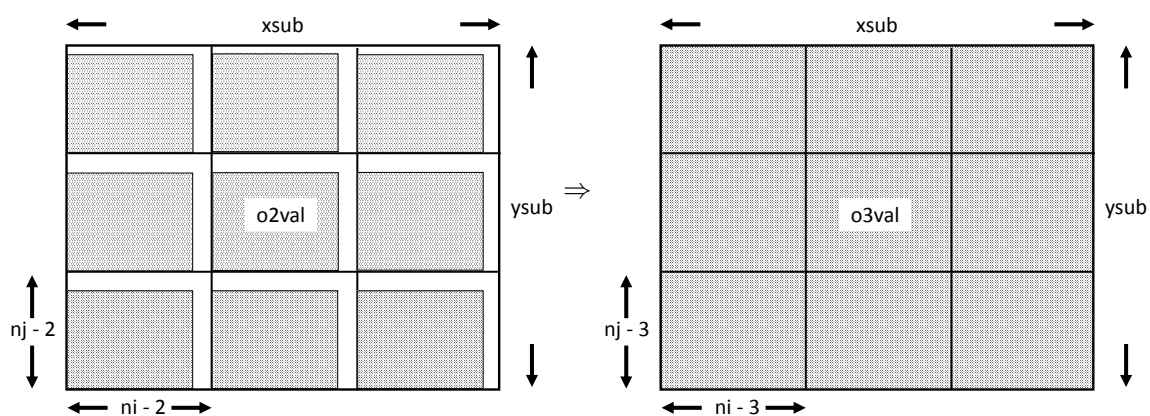


図 25: MPI_GATHER へ送る際の配列の置き換え. パターン領域はナッジング強制項が格納されている領域, 空白領域は値が未定義の領域.

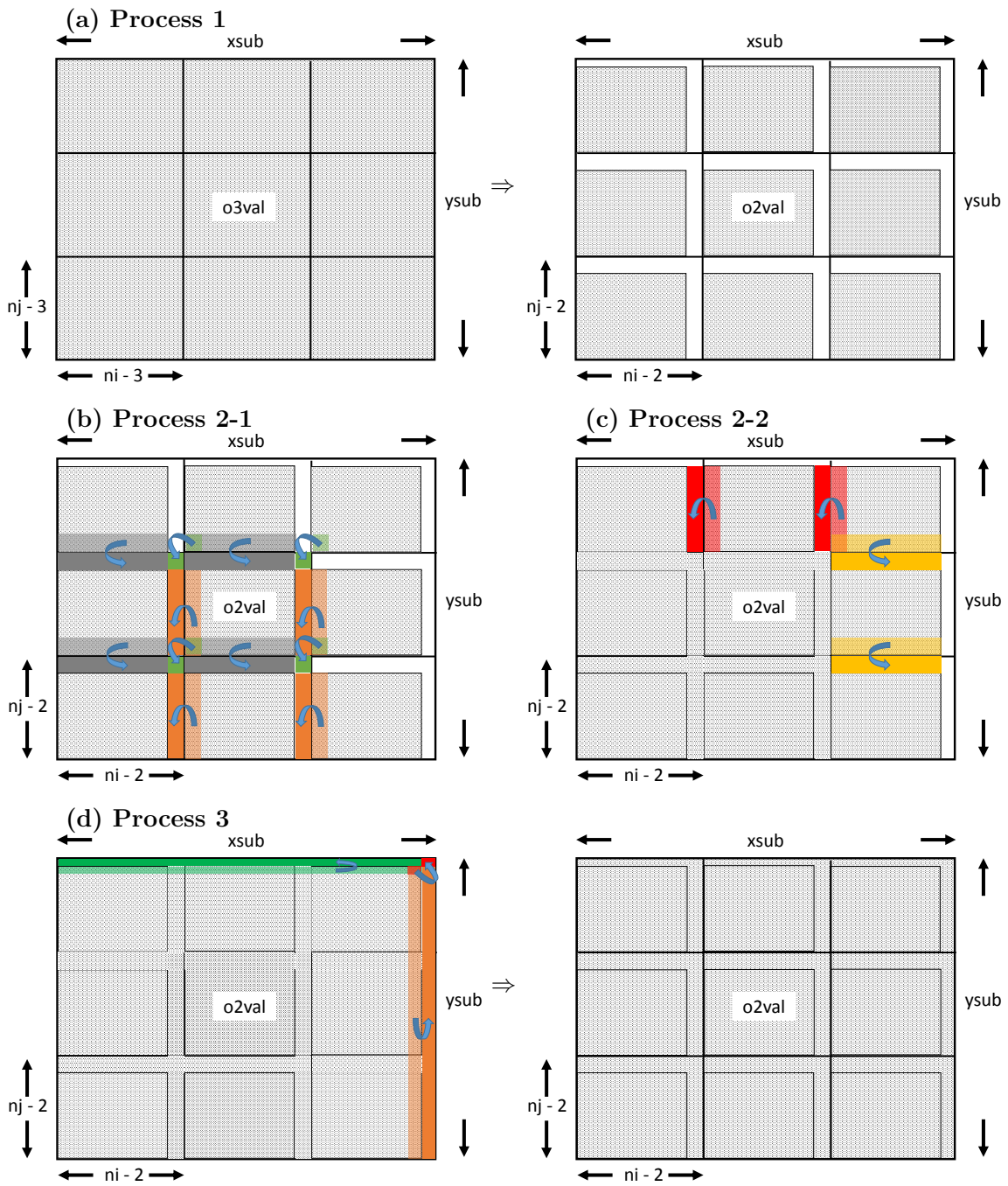


図 26: MPI_SCATTER へ送る際の配列の置き換え. 黒パターン領域はナッジング強制項が格納されている領域, 空白領域は値が未定義の領域, 不透明カラーは各 Process において未定義領域に具体的な値が定義されることを表す. 半透明のカラーは不透明のカラーに代入される値の参照元を表す. カラーの種類で, specnud 内での各ループの塊を区別できるようにしている.