黒潮続流域におけるフロント不安定とサブメソスケール乱流への遷移について Frontal Instability and Associated Submesoscale Transition in the Kuroshio Extension

 内山雄介¹,神戸大院工,神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail: uchiyama@harbor.kobe-u.ac.jp 石井翔大²,神戸大院工,神戸市灘区六甲台町 1-1, E-mail: shota070428@gmail.com 宮澤泰正³,海洋研究開発機構,横浜市金沢区昭和町 3173-25, E-mail: miyazawa@jamstec.go.jp Yusuke UCHIYAMA¹, Kobe University, 1-1 Rokkodai-Cho, Nada-ku, Kobe, Japan Shota ISHII², Kobe University, 1-1 Rokkodai-Cho, Nada-ku, Kobe, Japan Yasumasa MIYAZAWA³, JAMSTEC/YES, 3173-25 Showamachi, Kanazawa-ku, Yokohama, Japan

The Kuroshio off the eastern coast of Japan is mainly dominated by the mesoscale dynamics at a spatial scale of $O(10^2)$ km or up, effects of the ageostrophic submesoscale dynamics at O(10) km or less on the mean flow, stratification, eddies, frontal processes, etc. have not been fully investigated. For more accurate submesoscale Kuroshio modeling responsible for coastal dynamics and oceanic material dispersal, we conducted a numerical downscaling experiment with a double nested ROMS at horizontal resolutions of 3 km and 1 km, forced by JCOPE2 at 1/12 degree, with an attention to frontal processes associated with submesoscale turbulence in the Kuroshio Extension region. The kinetic energy conversion rates along the principal frontal directions indicate that meandering and scale transitions are caused by baroclinic frontal instability, while it is suppressed by horizontal shear near the Kuroshio axis.

1. 緒言

黒潮などの海流は準地衡流的な O(10²) km 程度のメソスケー ルの力学が卓越する流れであることは知られているが、O(10)km 程度以下の非地衡流的なサブメソスケールの現象が平均流,乱流, フロント,成層構造及びそれらに伴う物質分散⁽¹⁾に及ぼす影響に ついては未解明な部分が多い. 例えば、海洋モデルの水平解像度 を詳細化すれば、格子スケールで解像される渦は小さく、かつ強 くなり、海洋構造が大きく変わる. いわゆる eddy-resolving モデル (格子サイズ 10 km 程度以下) と, submesoscale eddy-resolving モ デル(格子サイズ1km程度以下)を比較すると、準地衡流的な メソスケール渦の分布形状には強い相関があるが、解像度を上げ るほど渦度の分布パターンは複雑化し、全体的に強い渦度(ζ/f >> 1) を示すことが知られている. したがって, サブメソスケー ル渦は海洋エネルギーのシンクになっており、表層の混合過程や フロント形成に多大な影響を及ぼすことから、非地衡流的なサブ メソスケール現象を精緻に再現する高解像度モデルを用いた海洋 構造の解明が必要とされている.

本研究では、我が国沿岸の海洋環境を強く支配する黒潮、特に その続流域(房総半島沖)を対象に、3次元変分データ同化を用 いた日本近海の海況再解析・予報システム JCOPE2⁽²⁾(水平解像 度約 1/12 度 = 約 10 km)を最外側境界条件に用い、領域海洋循 環モデル ROMS⁽³⁾(Regional Ocean Modeling System)をベースと した 2 段階ネスティングによるダウンスケーリング実験を実施し た.水平解像度を約 10 km \rightarrow 3 km \rightarrow 1 km へ順次細密化するこ とにより、黒潮の大局的な流路変動構造を維持しつつ、黒潮フロ ントおよび沿岸海洋ダイナミクスに対するサブメソスケール現象 の影響を明らかにするため、エネルギー的な解析を行った。

2. ROMS ダウンスケーリングシステム

日本沿岸域を対象とした ROMS 親領域 (ROMS-L1 あるいは L1 と呼ぶ,水平解像度 3 km)は,JCOPE2 再解析データの日平均値 を時空間内挿して境界条件として与え,黒潮続流域を中心とした ROMS 子領域 (ROMS-L2 あるいは L2 と呼ぶ.水平解像度 1 km) では L1 出力の日平均値を時空間内挿して境界条件とした 1-way offline nesting を行った(Fig. 1).ROMS-L1 および L2 では,海上 風応力については気象庁メソモデル再解析値である GPV-MSM の1時間値を,その他海面フラックスについては COADS05 の月 平均気候値, SST には AVHRR-Pathfinder データの月平均気候値を 与えた. 海底地形には JODC の JEGG500(沿岸域, 解像度約 500 m)を SRTM30(全球データ, 解像度 30 秒)で補完したデータを 使用した.

ROMS-L1 領域での計算では黒潮の蛇行パターンや続流の離岸 位置など流路変動を JCOPE2 によるものと大局的に整合させるべ く, JCOPE2 の温度と塩分の 10 日平均値を用いて 3 次元的にナッ ジングを行う TS-nudging (nudging strength = 1/20 day⁻¹)を施した. 2003 年から 2010 年の 8 年間について積分し,最初の 1 年間はス ピンアップ期間として解析から除外した. ROMS-L2 領域の計算 では、L1 と同様の外力条件を用いて,黒潮大蛇行期を含む 2003 年 1 月から 2004 年 12 月までの 2 年間について積分を行い,黒潮 が安定流路をとる 2003 年 10 月から 2004 年 8 月までの結果を解析 に供した.ただし,ROMS-L2 では境界条件・外力条件以外の制 御を一切加えない計算結果を解析に供した.なお、ROMS-L1 に ついての精度検証やエネルギー解析の結果,ROMS-L2 の再現性 確認については内山ら⁽⁴⁾を参照されたい.

3. ROMS-L2 モデルによるサブメソスケール渦の再現

季節変動成分を除去した表層 EKE の空間分布を JCOPE2, ROMS-L1, L2 について求めた (Fig. 2). 黒潮続流の流軸周辺の EKE が高い領域 (EKE > 0.15 m²/s²) のパターンは 3 ケースで定性



Fig. 1: The double-nested ROMS domains consisting of L1 at 3 km horizontal grid resolution and L2 at 1 km resolution on the SRTM30 topography.



Fig. 2: Surface eddy kinetic energy (EKE) in m²/s² with the seasonal component removed. Left: ROMS-L1 (3 km resolution), middle: ROMS-L2 (1 km), and right: JCOPE2 (1/12 degree).



Fig. 3: Surface relative vorticity normalized by the planetary vorticity, ζ/f (no dimension) on April 1, 2004. Left: ROMS-L1 (3 km resolution), middle: ROMS-L2 (1 km), and right: JCOPE2 (1/12 degree).

的に概ね一致している.一方,解像度を上げるとEKE は増大し, 特にL2 では黒潮流軸の南北±2 度程度の広い範囲でEKE が大き くなっている.この原因を理解するために,表層での無次元渦度 の瞬間値を比較した(Fig. 3).解像度を上げるほど流軸周辺の渦 度は強化され,フロント構造がよりシャープになっていることが 確認される.特にL2 では流軸直上ではなく,流軸から±1度程度 離れた領域で数多くのサブメソスケール渦(主に cyclonic eddies) が生じている.一般に,続流の流軸周辺では,低緯度側は黒潮に よって輸送された暖水が,高緯度側には親潮系の冷水がそれぞれ 卓越するため,流軸上に強い熱塩フロントが形成される.しかし ながら,フロント軸線の変位の波長は3~4度程度であり,中規模 現象が卓越していることが示されている.

黒潮の流軸直上付近での表層 KE の波数 (k) スペクトルを比較 したところ,高解像度化に伴い高波数帯のエネルギーが増加して いることが示された (Fig.4).しかし,スペクトル勾配は急峻で, k^2 よりもむしろ準地衡乱流における慣性小領域のスペクトル勾 配である k^3 に近い. Capet ら⁽⁵⁾は、米国西海岸の東岸境界流が卓 越する湧昇域での詳細な数値実験から,fontogenesis と傾圧不安 定が支配的なメカニズムとなって生じるサブメソスケールへのカ スケード過程では,スペクトル勾配は k^2 に漸近することを示して いるが、黒潮続流域の流軸周辺の力学過程は、東岸境界流での解 析例とは異なっている可能性が高い.

4. フロント周辺でのエネルギー転換率

海洋乱流の発生原因は、主に水平・鉛直方向のシア不安定と傾 圧不安定に大別される.これらの寄与を定量的に評価するために、 強いフロントが現れる領域(中規模現象が卓越する続流フロント およびサブメソスケール渦が存在するフロント外縁領域)にサブ



Fig. 4: Wavenumber spectra of the surface KE for ROMS-L1 (3 km resolution), ROMS-L2 (1 km) and JCOPE2 (1/12 deg.).

ドメインを設定し,注目するフロントに平行な方向を*x**軸,垂直 な方向を*y**軸と定義し,フロントが直線的な状態から蛇行状態へ 移行する際の各種エネルギー転換率を計算する.

まず,任意の開領域での平均的な水平・鉛直シアによる平均 KE から変動 KE への転換率 K_mK_e は次式で定義される.

$$\begin{split} K_m K_e &= \frac{1}{\eta - z_0} \int_{z_0}^{\eta} \left(-\left\langle \hat{u}_* \hat{v}_* \right\rangle \frac{\partial \langle u_* \rangle}{\partial y_*} - \left\langle \hat{u}_* \hat{w}_* \right\rangle \frac{\partial \langle u_* \rangle}{\partial z_*} \right) dz \\ &= K_m K_e^h + K_m K_e^v \end{split}$$
(1)

ここで、<*>: x*軸方向に関する局所空間平均操作、

(caret): x*

軸方向平均値からの偏差、 z_0 : 混合層厚さ(KPP モデルによる、

約 100 m)、 η : 海表面高さである.また、 $K_m K_e^h$: 水平平均シアと

水平 Reynolds 応力の相関、 $K_m K_e^{\gamma}$: 鉛直平均シアと鉛直 Reynolds



Fig. 5: Instantaneous across-frontal profiles (in the y^* direction) of the energy conversion rates ($K_m K_e^h, K_m K_e^v, P K_{ev}, P K_{mv}$ in m²/s³).

応力の相関を表し、それぞれ単位時間あたりに平均 KE が水平または鉛直方向のシア不安定を通じて変動 KE に転換される量である.式(1)から自明なように、本研究では海洋表層混合層内($z_0 \leq z \leq \eta$)における空間平均値として転換率を評価している.

傾圧不安定を表すポテンシャルエネルギー(PE)変動成分から 変動 KE への転換率 PK_eは,

$$PK_e = \frac{1}{\eta - z_0} \int_{z_0}^{\eta} \left\langle \hat{w}\hat{b} \right\rangle dz \tag{2}$$

となる. ここに、b (m/s²):浮力偏差(領域平均値からの偏差, 基準密度 1027.5 kg/m³)、w:鉛直流速を表す. 平均 PE から平均 KE への転換率 PK_m は次式で定義される.

$$PK_{m} = \frac{1}{\eta - z_{0}} \int_{z_{0}}^{\eta} \langle w \rangle \langle b \rangle dz$$
⁽³⁾

*PK*mはメソスケールの strain と frontogenesis の影響を表し、フロント方向の平均流のエネルギーソースとなる.

黒潮流軸の直上と,そこから -1 度および -2 度程度離れた位置 でのフロントに沿う方向に平均されたエネルギーの転換率を Fig. 5 に示す.いずれのケースも、変動成分へのエネルギーのソース である *PK*_eはフロント上で最大値をとり、その両側で*PK*_mが大き な値を取るような分布をしている.まず、黒潮流軸直上における 450 km×100 kmの領域(a)を見ると、水平・鉛直 Reynolds 応力

 $(K_m K_e^h, K_m K_e^v)$ は PE 転換率 (PK_e, PK_m) よりも小さく, PK_e はフロント上で最大となっている.したがって、黒潮フロントに おけるメソスケールの蛇行に対しては、フロント強化に伴う傾圧 不安定が卓越していることが分かる.一方で、水平 Reynolds 応力 $K_m K_e^h$ はフロント中央で PK_e の1/4程度の負の値となっていること から、黒潮の強い水平シアがフロントの傾圧不安定を抑制する役 割を果たしていると考えられる. (a) の転換率には高波数変動が 重なっているが、これはサブメソスケールの擾乱を表しているも のと推察される.しかしながらその振幅はメソスケールの振幅よ りもかなり小さいことから、フロントの蛇行は主に中規模現象に 支配されていることが示唆される.

渦度分布 (Fig. 3) に見られるように、黒潮流軸から約-1度, - 2 度離れた位置 (b), (c) は、サブメソスケール渦が多数発生する領域である.黒潮流軸により近い (b) におけるエネルギー転換率は、 PK_m が最も大きく、 $PK_e \ K_m K_e$ の最大振幅は同程度となっている.流軸から約-2 度離れた (c) では、 $K_m K_e^h$, $K_m K_e^\nu$ ははともにゼロに近く、中央付近で PK_e が、フロント両側で PK_m が著しく大きくなっており、Capet ら⁽⁵⁾ による解析と酷似した分布形状となっている. したがって、流軸により近い位置では傾圧不安定とシア不安定の影響を同程度に受けるが、流軸から離れるとfootogenesis と傾圧不安定によるサブメソスケールへの移行が卓

越し、シア不安定の効果が相対的に小さくなるという構造になっ ていることが分かる.フロント近傍での黒潮シアによる水平・鉛 直シア不安定の影響は、Capet ら⁽⁵⁾によって報告された東岸境界 流でのサブメソスケール現象の発生メカニズムとは異なり、西岸 境界流である黒潮フロント特有の構造であると考えられる.

5. 結言

本研究では、JCOPE2-ROMS を用いた 2 段階ネスティングによ るダウンスケーリング実験を実施し、黒潮続流のダイナミクスに 対するサブメソスケール現象の影響を定量的に評価した. 解像度 1 km の submesoscale-resolving モデルである ROMS-L2 による結果 から、強いフロントが形成される黒潮流軸直上ではサブメソスケ ール渦は見られず、むしろ流軸から緯度方向に±1~2 度程度離れ た領域でより明確な発達が確認された. エネルギー転換率解析に よると、その発生メカニズムは東岸境界流での事例とはかなり異 なり、流軸付近ではフロント強化に伴う傾圧不安定が黒潮の強い 水平・鉛直方向のシアの影響を受けて抑制され、流軸から離れた 位置では黒潮シアの影響を受けず frontogenesis と傾圧不安定によ って維持・強化されていることが分かった.

謝辞

本研究は科学研究費基盤研究C(24560622),近畿建設協会研究助成の援助を受けた.ここに記して謝意を表する.

参考文献

- (1)内山雄介・石井倫生・津旨大輔・宮澤泰正(2012):"福島第 一原子力発電所を放出源とする放射性セシウム 137 の沿岸域 での分散特性",土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.68(印 刷中).
- (2) Miyazawa, Y., R. Zhang, X. Guo, H. Tamura, D. Ambe, J.-S. Lee, A. Okuno, H. Yoshinari, T. Setou, and K. Komatsu (2009): "Water mass variability in the western North Pacific detected in a 15-year eddy resolving ocean reanalysis", *J. Oceanogr.*, Vol. 65, pp. 737-756.
- (3) Shchepetkin, A. F., and J. C. McWilliams (2005): "The Regional Ocean Modeling System: A split-explicit, free-surface, topography following coordinates oceanic model", *Ocean Modell.*, Vol. 9, pp. 347-404.
- (4)内山雄介・石井翔大・宮澤泰正 (2012): "JCOPE2-ROMS 多 段ネスティングによる黒潮続流域でのダウンスケーリング効 果の検証",土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.68(印刷中).
- (5) Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, A. F. Shchepetkin, 2008: "Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part I and II", *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 38, pp. 29–64.