



## 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

内山, 雄介

石井, 翔大

宮澤, 泰正

---

**(Citation)**

土木学会論文集B2(海岸工学), 68(2):I\_436-I\_440

**(Issue Date)**

2012

**(Resource Type)**

journal article

**(Version)**

Version of Record

**(Rights)**

©2012 公益社団法人 土木学会

**(URL)**

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/90002929>



# 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

Oceanic Downscaling Effects on the Kuroshio Extension Jet using a JCOPE2-ROMS System

内山雄介<sup>1</sup>・石井翔大<sup>2</sup>・宮澤泰正<sup>3</sup>

Yusuke UCHIYAMA, Shota ISHII and Yasumasa MIYAZAWA

Whereas the Kuroshio drifting up off the eastern coast of Japan is known to be controlled by the mesoscale dynamics, effects of the ageostrophic submesoscale dynamics on the mean structure, eddies, frontal processes, etc. have not been fully understood. Towards a rigorous submesoscale Kuroshio modeling, a detailed numerical downscaling experiment is performed with a double-nested ROMS at horizontal resolutions of 3 km and 1 km, forced by the assimilative JCOPE2 at 1/12 deg. as the boundary condition. According to the analysis on kinetic energy conversion rates along the principal frontal directions, meandering and scale transitions are attributed to baroclinic frontal instability, while suppressed by horizontal shear near the Kuroshio axis.

## 1. はじめに

沿岸流動に対する外洋影響を精緻に取り込むことは沿岸環境評価の成功への鍵である。例えば、東北沿岸でのセシウムの分散解析によれば、初期分散に対しては風に励起される陸棚波に伴う北上流と茨城沖に発達するanticyclonic渦の影響、一旦冲合に分散した後は南下流である親潮の直接影響、南下後は黒潮続流の影響を強く受けることが明らかになっており、物質の大局的な海洋分散は外洋を流れる海流によって支配されることが多い（例えば、内山ら, 2012）。一方で、黒潮などの海流は準地衡流的な $O(10^2)$  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、成層構造及びそれに伴う物質分散に及ぼす影響については未解明な部分が多い。

例えば、本研究で得られた表層無次元渦度  $\zeta/f$  の瞬間値を見ると（図-1）、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ことが分かる。いずれのケースも、準地衡流的なメソスケール渦の分布形状には類似性が見られるが、解像度を上げるほど分布パターンは複雑化し、全体的に強い渦度 ( $\zeta/f \gg 1$ ) を示すことからも、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の開発が必要であることがうかがえる。そこで本研究では、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（水平解像度約10 km : Miyazawa *et al.*, 2009）を最外側境界条件に用い、領域海洋循環モデルROMS（Regional Ocean Modeling System ; Shchepetkin・McWilliams, 2005）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10km → 3km → 1kmへ順次細密化しながら、観測データやJCOPE2との比較を行うことで、黒潮の大局的な流路変動構造を維持しつつ、沿岸海洋ダイナミクスに対するダウンスケーリングの効果を明らかにすることを目的とする。本稿では特に、沿岸海洋流動に対するサブメソスケール力学の影響についてエネルギー的な解析を行ったので、その結果について報告する。

## 2. 解析モデル

日本沿岸域を対象としたROMS親領域（L1、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（L2、同1km）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（図-2）。ROMS-L1およびL2では、海上風応力については気象庁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500m）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。

まず、ROMS-L1領域での計算では黒潮の蛇行パターンや離岸位置など流路変動をJCOPE2によるものと大局的

1 正会員 博(工) 神戸大学准教授 大学院工学研究科市民工学専攻

2 学生会員 学(工) 神戸大学大学院工学研究科市民工学専攻  
3 博(理) (独法) 海洋研究開発機構 地球環境変動領域

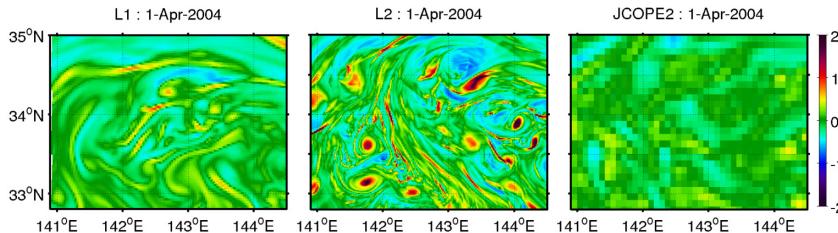


図-1 表層無次元温度の瞬間値。左：ROMS-L1，中：L2，右：JCOPE2による。水平解像度はそれぞれ、3 km, 1 km, 約10 km。

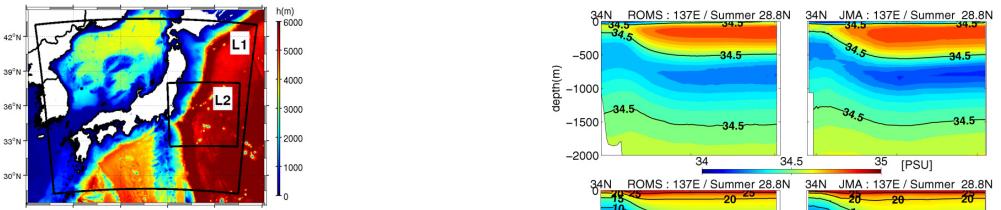


図-2 ROMS-L1およびL2計算領域と海底地形

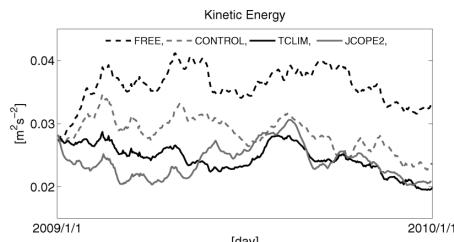


図-3 ROMS-L1計3ケースおよびJCOPE2による体積平均された表層 ( $z > -400$  m) 運動エネルギー (KE) の時間変化 (2009年の1年間)。

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 =  $1/20\text{day}^{-1}$ ) を施したケース (TCLIM)，一様水平渦動粘性 ( $100\text{m}^2/\text{s}$ ) を付与したケース (Control)，制御を一切加えないフリーラン (Free) の3ケースを行い、比較検討した。3.(1)で述べるように、安定で現実的な黒潮流路変動、蛇行パターン、統流の離岸位置等を得るためにTS-nudgingが必要であることが判明したため、全体的な流路の整合性を取るためにこれを考慮した上で、2003年から2010年の8年間について積分した。ただし、最初の1年間はスピニングアップ期間として解析から除外した。ROMS小領域であるL2領域の計算は、L1と同様の外力条件の下、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月までを解析に供した。なお、ROMS-L1ではJCOPE2の10日平均値にTS-nudgingを施したもの用いたのに対し、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。

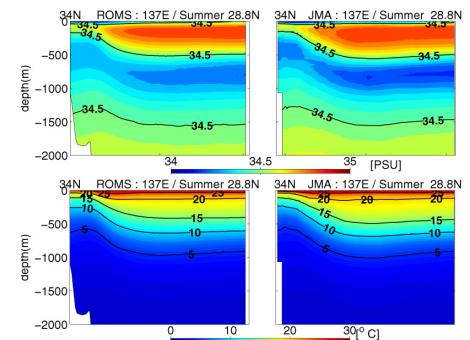


図-4 気象庁137Eライン断面における塩分（上）、温度（下）の夏期平均値分布（左：ROMS-L1、右：気象庁観測データ）。

### 3. 計算結果

#### (1) ROMS-L1の再現性

まず、JCOPE2-ROMS-L1ダウンスケーリングの精度を確認するため、黒潮の影響を強く受ける海洋表層（水深400 m以浅）で体積平均した運動エネルギー (KE) の時系列変化を調べた。図-3は、JCOPE2およびL1の3ケース (Free, Control, TCLIM) の計4ケースにおけるKEを示している。まず、ケース Freeでは他の3ケースに比べて全体的にKEが大きく、JCOPE2のエネルギーレベルと比較してKE散逸が不十分であることが示唆される。データ同化されたJCOPE2によるKEが真値であると仮定すると、ケース FreeではKEレベルを過大評価していると言える。実際、この過大なKEによりメソスケール変動が必要以上に励起され、黒潮の流路が非現実的に大きく変動することを確認している。他方、水平渦動粘性を付加したケース Controlと、TS-nudgingを施したケース TCLIMでは、KEレベルがJCOPE2と同程度まで低減しており、水平粘性およびnudging項がKEを散逸させる役割を果たしていることが分かる。つまり、制御を行わないROMS-L1では、格子間隔である3km以下の現象（主にサブメソスケール渦等）によるKE散逸が適切に行われず、エネルギー収支を取るために制御が必要であるものと理解される。また、図-3から、簡易的なデータ同化であるTS-nudgingを導入することでエネルギー散逸が適切な場所、タイミングで生じるため、KE変動がケース Controlより

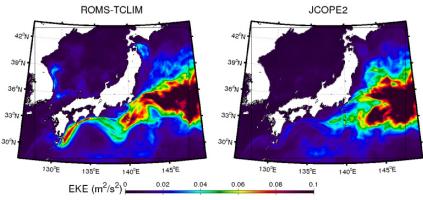


図-5 季節変動成分を除いた海洋表層のEKE分布（2005年。左：ROMS-L1（TCLIM）、右：JCOPE2による）。

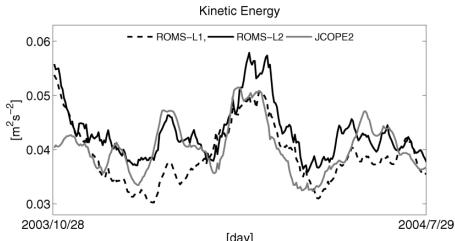


図-6 JCOPE2, ROMS-L1 (TCLIM), L2による、表層 ( $z > -400\text{m}$ ) での体積平均運動エネルギー。

もJCOPE2のそれに近づいている。また、TS-nudgingによって黒潮流路等の再現性が格段に向かることも同時に確認しており、解像度によるエネルギー収支の変化が黒潮の流況や構造に多大な影響を与える可能性が強く示唆された。なお、以下の解析では、ROMS-L1にはTS-nudgingを施した結果を用いることとする。

次に、ROMS-L1の再現性を確認するべく、気象庁137Eライン（紀伊半島沖）鉛直断面内の密度構造の季節平均値（2004年～2010年までの夏期気候値）を、同期間における水温、塩分の観測値と比較した（図-4）。塩分、水温ともにほぼ完璧な一致を示しており、特に表層での塩分低下、混合層厚、躍層の水平勾配などが良好に再現できている。なお、他の季節に関してもほぼ同様の再現性が得られている。

次に、ダウサンスケーリングによる渦運動（主にメソスケール渦）による運動エネルギーの変化量を比較するため、ROMS-L1（TCLIM）とJCOPE2の表層流速に対して周波数フィルタを適用してReynolds分解を行い、季節変動成分を除去した高周波成分による表層渦運動エネルギー（EKE）を求めた（図-5）。黒潮流域周辺における $\text{EKE} > 0.04 \text{ m}^2/\text{s}^2$ のパターンは概ね一致しており、渦運動に関しても高い再現性があることが確認される。一方で、JCOPE2に見られる $143^\circ\text{E}, 33^\circ\text{N}$ 周辺でのピークが過小評価されていることや、西日本沿岸では総じてROMSの方が大きな値を取るなど、若干の差異も見られる。しかしながら、トカラ海峡を迂回し、四国沿岸を接岸しながら紀伊半島沖で南下し、伊豆諸島に至るまで北上流に転じて犬吠埼で離岸するという黒潮流路と、流路周辺で生じる高いEKEなどの基本的なパターンの再現性は高い。

これらのことから、ダウサンスケーリング後もL1-TCLIMは黒潮の水平および鉛直構造に対する高い再現性を維持しつつ、より微細な乱れや渦を表現できているものと結論付けられる。一方、KEやEKE収支を保持するためにはTS-nudgingが必要であることから、本海域におけるエネルギー消散・収支を正確に記述するためには解像度3kmでは不十分であり、更なる高解像度化が必要であることが示唆された。

## (2) ROMS-L2の再現性

ROMS-L1と同様に、L2に対しても黒潮流路やEKEパターン、密度成層構造などをJCOPE2および衛星海面高度データ（AVISO Ssalto/Duacs）、観測値と比較し、良好な再現性が得られていることを確認した（図は省略）。JCOPE2、ROMS-L1、L2による海洋表層での体積平均運動エネルギー（KE）の時系列変化を見ると（図-6）、三者はともに同様な季節変動パターンを示しているが、L2はL1よりも全体的に10～20%程度KEが大きく、高解像度化によりサブメソスケール現象の再現性が向上したことがうかがえる。また、全く制御を加えていないL2のKEレベルがJCOPE2と同程度になっていることからも、高解像度化によって再現性が向上したサブメソスケール現象が、表層KEを適切に散逸させる役割を果たしていることが示唆される。

次に、図-5と同様の方法で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（図-7）。黒潮流の流軸周辺のEKEが高い領域（ $\text{EKE} > 0.15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ）のパターンは3ケースで定性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（図-8）。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、統流の流軸周辺では、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。

黒潮流の流軸直上付近での表層KEの波数（ $k$ ）スペクトルの比較（図-9）からも、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る。しかし、スペクトル勾配は急峻で、 $k^2$ よりもむしろ $k^{-3}$ に近い。Capetら（2008）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、frontogenesisと傾圧

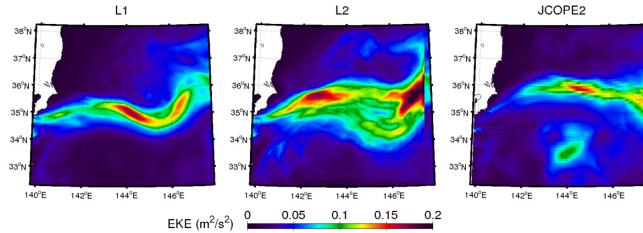


図-7 季節変動成分を除去した海洋表層におけるEKE分布（2003年、左：L1、中：L2、右：JCOPE2。単位はm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>）。

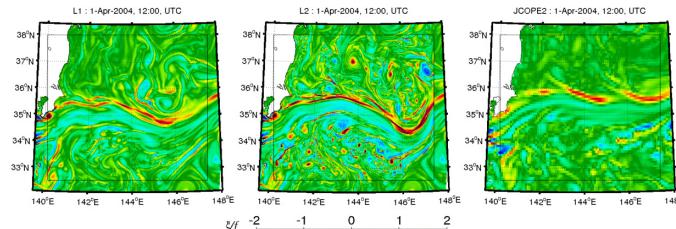


図-8 海洋表層での無次元渦度分布（2004年4月1日12時のスナップショット。左：L1、中：L2、右：JCOPE2）。

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. 考察

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  $K_m K_e$  は次式で定義される。

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

$$\equiv K_m K_e^h + K_m K_e^v$$

ここで、 $\langle \cdot \rangle$  :  $x^*$  軸方向に関する局所空間平均操作、 $\hat{\cdot}$  (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)、 $\eta$  : 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、 $K_m K_e^v$  : 鉛直平均シアと鉛直Reynolds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

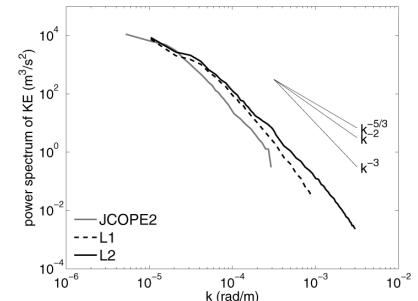


図-9 表層運動エネルギー (KE) の波数スペクトルの比較。

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、

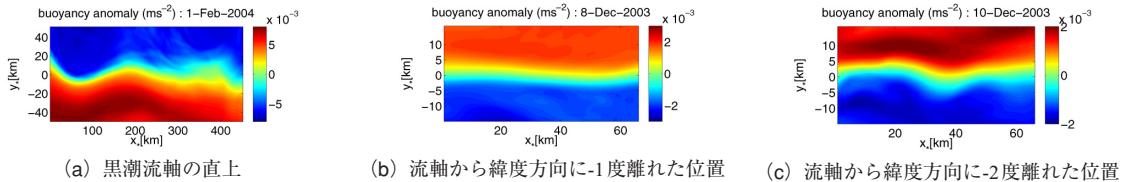
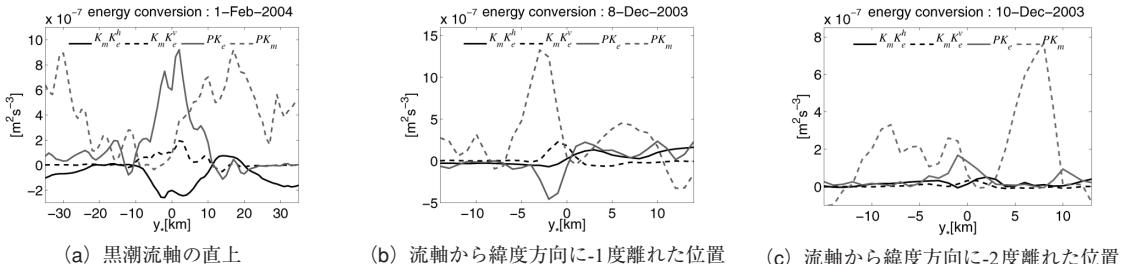
$$PK_e = \frac{1}{\eta - z_0} \int_{z_0}^{\eta} \langle \hat{w} \hat{b} \rangle dz \dots (2)$$

となる。ここに、 $b$  (m/s<sup>2</sup>) : 浮力偏差（領域平均値からの偏差、基準密度 1027.5 kg/m<sup>3</sup>）、 $w$  : 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。

$$PK_m = \frac{1}{\eta - z_0} \int_{z_0}^{\eta} \langle w \rangle \langle b \rangle dz \dots (3)$$

$PK_m$  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源となる。

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の様子を図-10に、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図-11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 450km × 100km 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

図-10 表層における浮力偏差 $b$  ( $10^{-3}$  m/s $^2$ . 領域平均値からの偏差).図-11 エネルギー転換率 ( $K_m K_e^h$ ,  $K_m K_e^v$ ,  $PK_e$ ,  $PK_m$ ) のフロント横断方向 ( $y^*$  方向) の瞬間分布.

( $PK_e$ ,  $PK_m$ ) 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、黒潮流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(図-7)に見られたように、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、 $PK_e$ と  $K_m K_e^v$  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、 $K_m K_e^h$ ,  $K_m K_e^v$  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いる。Capetら(2008)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 frontogenesis 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(2008)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流フロント特有の構造であると考えられる。

## 5. おわりに

本研究では、JCOPE2-ROMS を用いた多段階ネスティングによるダウングレーディング実験を実施し、黒潮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。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。

## 参考文献

- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, A. F. Shchepetkin, 2008a: Mesoscale to Submesoscale Transition in the California Current System. Part I and II, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 38, pp. 29-64.
- 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.
- 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.