

— 総 説 —

## サブメソスケール現象 —これまでの成果と観測研究の展望—\*

伊藤 大樹<sup>1\*\*</sup>・瀬瀬 慎也<sup>2</sup>・須賀 利雄<sup>2,3</sup>

### 要 旨

海洋前線やメソスケール現象に伴い全球海洋に遍在するとされるサブメソスケール現象は、エネルギー輸送や生態系、物質循環において重要な役割を果たす可能性があることから、理想化したモデル実験や現実的な条件下のシミュレーション等を用いた研究が近年活発である。数値研究により力学的・生物地球化学的重要性の理解が進む一方で、時空間スケールの小さな現象であるために、現場観測による研究は少ないのが現状である。本論文では、異なる形成発達過程により生じるサブメソスケールの流れを、形成の力学特性に応じて三つの主要なメカニズムに分類しまとめた。そして、この分類とこれまでの観測事例に基づいて、これからのサブメソスケール現象に対する現場観測からのアプローチの可能性を検討した。

キーワード：サブメソスケール、観測研究、エネルギーカスケード、生物地球化学的プロパティ

### 1. はじめに

水平の長さスケール  $O(100 \text{ km})$  で特徴づけられるメソスケール現象は、ここ 20 年で詳細に調べられてきた。メソスケール現象の理解の進展は数値モデリング技術の

向上、そして衛星海面高度計や Argo 観測網などの観測システムの発達による。例えば、蓄積された衛星海面高度データを用いたメソスケール渦の抽出・追跡調査は、全球海洋におけるメソスケール渦の時空間分布特性を明らかにした (Chelton *et al.*, 2011)。また、衛星と Argo フロートデータを組み合わせた近年の研究では、メソスケール渦の内部構造を統計的に明らかにすることに成功し、渦による水塊輸送の重要性を評価している (Zhang *et al.*, 2013; 2014)。このように、メソスケールの大循環における役割は実観測で定量的に評価されつつある。

大気から海洋へと注入されるエネルギーはラージスケールに偏っている。そのエネルギーがどのスケールにどの程度流れるかが、海洋学としての大きな関心事の一つといえる。ラージスケールで入ったエネルギーはメソスケール現象へとカスケードダウンしていく。しかし、

\* 2019年6月7日受領 2019年11月21日受理  
著作権：日本海洋学会, 2019年

1 水産研究・教育機構中央水産研究所  
〒236-8648 横浜市金沢区福浦2-12-4  
2 海洋研究開発機構地球環境観測研究開発センター  
〒237-0061 神奈川県横浜市青葉区夏島町2-15  
3 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻  
〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉6-3

\*\* 連絡著者：伊藤 大樹  
TEL：045-788-7649  
e-mail：dito@affrc.go.jp

そのエネルギーの多くはメソスケール現象の組織化により再びラージスケールへカスケードアップするという理解が一般的である。一方で、メソスケールよりずっと小さなスケールでは、エネルギーはより小さなスケールへと移行していき、最終的には乱流散逸過程に伴い運動エネルギーからポテンシャルエネルギーへの転換が行われる。この過程は海洋子午面循環の駆動要素として重要視されている。このような大小両方のスケールにおけるエネルギー転換の仕組みと重要性の理解が進んでいる一方で、その間をつなぐ現象の実態は長らく不明瞭であった。すなわち、ラージスケールおよびメソスケールからマイクロスケールへのカスケードダウンの仕組みの理解とその定量的評価は海洋学における重要な課題の一つである。

近年のさらなるモデリング技術の向上によって、メソスケール現象よりさらに小さなスケールの現象を比較的現実的な条件のもとで直接的に取り扱うことができるようになってきた。メソスケール現象よりも1-2オーダー小さな水平スケールをもつ流れはサブメソスケール現象と呼ばれる。理想化したモデル実験や現実的な条件下のシミュレーション等を用いた数値研究によって、このサブメソスケール現象がメソスケール現象からマイクロスケール現象へのエネルギーカスケードにおいて重要な役割を担うことが指摘されている (Capet *et al.*, 2008a)。また、サブメソスケール現象はラージスケールやメソスケールの現象に比べて大きな鉛直流速 (数十 - 100 m day<sup>-1</sup>) をもつことから、溶存ガスや栄養塩等の表層と下層の間の鉛直輸送を担い、表層における生物生産や海洋物質循環に大きな影響を与えることも示されている (Perruche *et al.*, 2011; Lévy *et al.*, 2012; Smith *et al.*, 2016)。

力学的・生物地球化学的重要性から時空間分布特性の解明が俟たれるサブメソスケール現象であるが、小さな時空間スケールの特徴から現象の現場観測は非常に限定されている。また、領域から海盆スケールにわたる広範囲の現象の分布特性を現場観測より示した例はない。モデルと現場観測データ双方からのサブメソスケール現象についての研究が、今後10年程度の間にはわが国の海洋学として取り組むべき重要課題の一つとして認識されている (例えば、岡ら, 2013)。

サブメソスケール現象は近年世界的に注目されている

海洋現象の一つであるが、わが国においてその研究が活発であるとはいえない。この現状を踏まえれば、これまで明らかにされてきたサブメソスケール現象の海洋における役割や基本的な力学特性について整理し、現象への観測からのアプローチの可能性を検討することは有意義であるといえる。そこで本論文では、これまでに行われてきた研究をもとに、サブメソスケール現象の基礎について体系的に記述し、現象の観測研究について検討することを目指す。第2節では、サブメソスケール現象の定義や特徴、役割などについてまとめる。第3節では、サブメソスケール現象を形成過程や発達メカニズムで分類し、それぞれの特徴や力学、発達要因について記す。そして第4節では、現象の諸特性やこれまでの観測事例を踏まえて、サブメソスケールを対象とした観測研究の今後の展望について記述する。最後に、第5節で本論文の内容をまとめる。

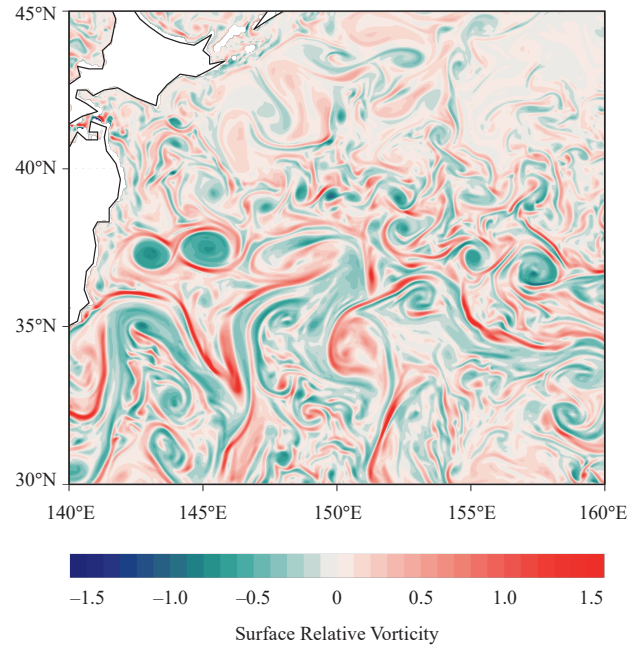
## 2. サブメソスケール現象とは

サブメソスケールという呼称は、空間スケール数十 - 数百 km, 時間スケール数週 - 数ヶ月で特徴づけられるメソスケール現象に対して、それよりも小さな時空間スケール (水平 0.1-10 km, 鉛直 10-1,000 m, 数時間 - 数日) という意味でつけられたものである。21世紀に入り、メソスケールについては衛星による海面水温や海色、海面高度データの充実と渦解像モデルの普及により理解が進んだ (Chelton *et al.*, 2011)。それに比べて、時空間スケールのさらに小さなサブメソスケール現象についての理解は遅れていた。これは、その時空間スケールが観測・モデル双方の研究を行うにあたっての障壁となるためであった。観測デザインにおける問題点としては、観測により捉えられるサブメソスケール現象の種類や観測結果への現象の表れ方は、その場の海洋構造や大気擾乱に依存して異なることを考慮する必要があることに加え、船舶観測の1キャストで特性や構造を捉えることはできないような大きな時空間スケールをもつ現象であり、一方で一般的な断面観測や衛星海面高度計で解像するのは困難なほど小さな時空間スケールの現象であることが挙げられる。また、モデルで研究の進展を図るには、サブメソスケール現象を解像するだけの細かいグリッドの計算

に 대응する性能をもった計算機が普及していなかったことが障壁となっていた。さらに、非線形成分が無視できない現象であることが理論解釈を困難にしていた。したがって、サブメソスケール現象の研究進展の歴史は浅く、力学的特徴や生物地球化学的重要性の理解は、主に数値モデルでの研究の環境が整ったここ10年で劇的に進んだ (Thomas *et al.*, 2008; McWilliams, 2016; Mahadevan, 2016)。

モデルの出力や衛星画像において、いわゆるサブメソスケール現象はフィラメント状あるいは渦状の構造としてよく観察され、黒潮や親潮といった主要な海流のようなラージスケールの流れにより生じる前線やメソスケール現象に伴って分布することが多い (Fig. 1)。しかしながら、かつてサブメソスケール現象という呼称で広く知られた現象は海面に現れるこれらの構造ではなく、サブメソスケールコヒーレント渦 (submesoscale coherent vorticity) といわれる海洋内部に観測される密度成層極小であった (McWilliams, 1985; 1988; Papenberg *et al.*, 2010)。傾度風バランスにあるこの渦は、年程度の時間スケールで存続し、起源は異なるものの全球のあらゆる海域で観察される。海水を保持したまま形成域から遠く離れた海域まで伝播するため、熱や渦位、栄養塩、溶存ガスなどの諸量の輸送過程において重要性が指摘されている (McWilliams, 1985; D'Asaro, 1988)。一方で、海面反射光の衛星画像から、1970年代には水平スケール数 km 程度のフィラメント状あるいは渦 (螺旋) 状の構造が認められていた (Munk *et al.*, 2000)。やがて、計算機の発達により高解像度モデルによる研究が可能になると、表層の細かなフィラメントや渦の構造についての数値的・理論的研究が盛んになった。こうして、サブメソスケール現象といえば、海洋内部のコヒーレント渦よりむしろ、表層にみられるフィラメント状・渦状の流れをさすことが多くなった。なお、本論文においても、以下では表層付近にみられるフィラメントや渦状の構造について論ずることとする。

メソスケールの現象は、力学的には慣性力とコリオリ力の比が1より十分小さな現象であると定義される。この比率はロスビー数 ( $Ro$ ) として知られており、現象の特徴的流速 ( $U$ )、空間スケール ( $L$ )、およびコリオリパラメータ ( $f$ ) を用いて  $U/Lf$  と表される。そして、サブメ



**Fig. 1.** Relative vorticity field normalized by the Coriolis parameter ( $f$ ) at a depth of 2.5 m calculated by the output of the high-resolution ocean general circulation model (OGCM) for the Earth simulator (OFES; Sasaki and Klein, 2012). The color bar does not fully span the negative range. There are places with values larger than 1.5; however, the anticyclonic vorticity amplitude is limited to values larger than -1.

ソスケール現象の力学的定義には、 $Ro=U/Lf$  が小さい ( $O(1)$ ) ことがよく用いられる (Thomas *et al.*, 2008; Mahadevan, 2016; Tandon and Nagai, 2019)。すなわち、サブメソスケール現象は、回転の効果が支配的 ( $Ro \ll 1$ ) なラージスケールおよびメソスケールの現象と、回転の効果を受けない ( $Ro \gg 1$ ) 乱流散逸過程との境界のスケールに位置する現象である (Fig. 2)。

地衡流平衡にある流れでは、流速の鉛直シアは密度の水平勾配に比例する。この関係は温度風として知られる。運動の鉛直スケールを  $H$ 、現場密度 ( $\rho$ )、参考密度 ( $\rho_0$ )、および重力加速度 ( $g$ ) を用いて浮力 ( $b$ ) を  $-g\rho/\rho_0$  と表し、浮力が増加する向きに  $y$  軸をとって水平浮力勾配を  $M^2 = \partial b / \partial y$  とすれば、温度風平衡にある流れの水平流速は  $U = M^2 H / f$  で見積もられる。一方で、地衡流

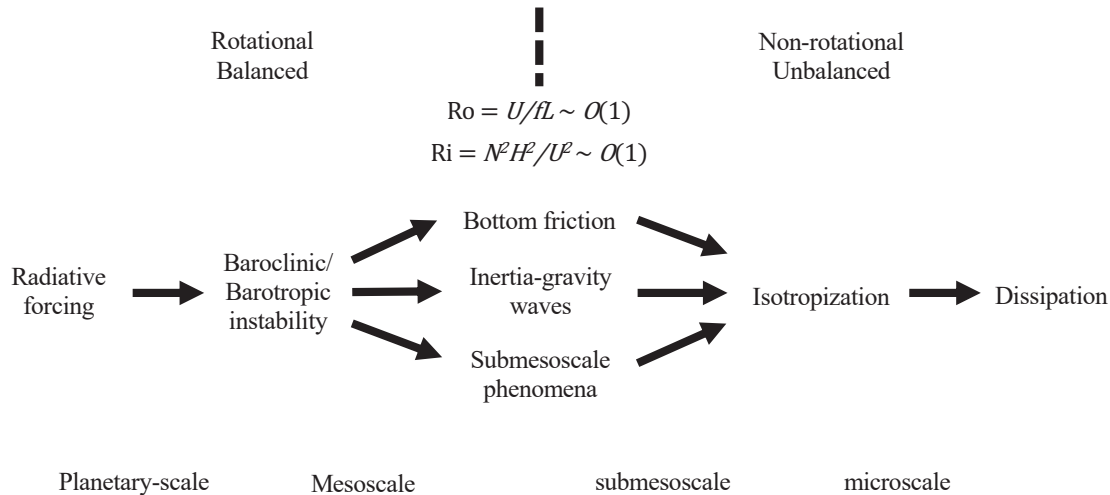


Fig. 2. Stages of energy flow in oceanic general circulation from planetary-scale to microscale dissipation that are made by referring to Capet *et al.* (2008a) and McWilliams (2016).

調節された前線では、鉛直浮力勾配、すなわち浮力振動数 ( $N^2 = \partial b / \partial z$ ,  $z$  は鉛直上向き) と水平浮力勾配は  $N^2 = M^4 / f^2$  と関係づけられる (Tandon and Garrett, 1994)。この関係を用いると、鉛直密度勾配と水平流速の鉛直シアの比で定められるリチャードソン数 ( $Ri = N^2 H^2 / U^2$ ) についても  $Ri \sim O(1)$  が成り立つ。したがって、ロスビー数の値からいえる特徴と同様に、サブメソスケール現象は、成層が強く自然対流が支配的 ( $Ri \gg 1$ ) なラージスケールおよびメソスケール現象と、成層が弱くシア流などによる活発な混合で特徴づけられる ( $Ri \ll 1$ ) 乱流散逸過程との境界のスケールにある現象といえる。

また、 $Ro \sim O(1)$  かつ  $Ri \sim O(1)$  であるから、運動の縦横比  $\Gamma$  は  $\Gamma = H/L = f/N$  と表すことができる。サブメソスケールでは一般に  $f/N \ll 1$ , すなわち  $\Gamma \ll 1$  であるから、この現象においても概ね静力学平衡が成り立つ (Mahadevan, 2006)。

サブメソスケールは単に見た目や力学的近似の面でメソスケールより少し小さいという程度の意味であり、非常に味気ない命名であるとまで言われている (McWilliams, 2016)。しかしながら、その力学的な意義は極めて重要視されている。従来、ロスビー数が大きく、リチャードソン数が小さなスケールへのメソスケール現象からのエネルギー放出は小さいと考えられてきた。その

ため、地衡流平衡にあるラージスケール・メソスケールからマイクロスケールへのエネルギー輸送過程については、特定の領域における流れと地形の相互作用による内部波 (Nikurashin and Ferrari, 2011; Nikurashin *et al.*, 2013) や海底境界層における流れ (Sen *et al.*, 2008) などは報告されていたものの、それ以外の海域や内部領域における輸送過程についてはあまり考えられてこなかった。もし、海洋内部領域の一般的なメソスケール現象 (メソスケール渦や前線など) に付随して観測されるサブメソスケール現象がエネルギーカスケードに貢献するのであれば、その効果は大きいといえる。実際に、この現象はラージスケール・メソスケールとマイクロスケールの境界のスケールで特徴づけられるものであり (Fig. 2)、スケール間相互作用やエネルギーカスケードを考える上での役割や重要性が明らかになりつつある (Capet *et al.*, 2008a)。

また、サブメソスケール現象はラージスケールの循環やメソスケール渦に比べて一時的ではあるが数十–100  $m \text{ day}^{-1}$  という非常に大きな鉛直流速 ( $w$ ) を伴うことで知られている。これは、ある深さの物質濃度に大きな変化 ( $c'$ ) を生み出しうる。そして、こうした擾乱は大きな平均渦輸送 ( $\overline{w'c'}$ ) を引き起こす可能性がある。サブメソスケール現象に分類される混合層不安定 (mixed layer instabilities; Boccaletti *et al.*, 2007; Fox-Kemper *et al.*,

2008) や前線・フィラメントの発達 (frontogenesis/filamentogenesis; Hoskins, 1982; Capet *et al.*, 2008b; McWilliams *et al.*, 2009) は,  $\overline{w'b'} > 0$  で特徴づけられる。これは, サブメソスケール現象発達の背景にある混合による非断熱的な成層破壊に対して, 断熱的に再成層化を引き起こすものである (詳細は第3節にて記述する)。また, サブメソスケール現象による栄養塩 ( $n$ ) の下層から有光層への輸送 ( $\overline{w'n'} > 0$ ) は一次生産において非常に重要視されている (Klein and Lapeyre, 2009; Perruche *et al.*, 2011; Lévy *et al.*, 2012; Mahadevan, 2016)。さらに, 表層の  $w < 0$  の領域に伴う収束域は, 海面付近の油分や浮遊物質などを集積させ, サブメソスケール現象の可視化に貢献している (Munk *et al.*, 2000)。

### 3. サブメソスケール現象の分類

サブメソスケール現象は, 流れのもつ典型的な空間スケールに基づいて定義されたものである。そのため, 形成メカニズムや発達過程などの力学的特徴が異なる複数の現象がここに分類されている。これまでに行われてきた分類 (Thomas *et al.*, 2008; Mahadevan, 2016; McWilliams, 2016) を踏まえて, 本論文では, サブメソスケール現象を前線・フィラメントの発達 (3.1), 混合層不安定 (3.2), 強制運動に関連した不安定 (3.3) の三つに分け, それぞれの力学特性について記述する。また, 本節の最後にはサブメソスケール現象のその他の発達メカニズムや形成要因を挙げ, 本論文における分類とは異なる分類の可能性について言及し, それぞれの現象や形成要因の関係性をまとめる (3.4)。

#### 3.1. 前線・フィラメントの発達

サブメソスケール現象のシミュレーション出力値 (Fig. 1) や衛星海面水温画像, 海色画像を参照すると, 水平的に伸びた線状のサブメソスケール現象がよく観察される。その一部は, 海洋のラージスケールやメソスケールの流れによって形成された密度前線や密度フィラメントである。このような前線やフィラメントの形成過程は frontogenesis や filamentogenesis と呼ばれ, 特に frontogenesis は気象学において古くから体系立てられていた力学過程である (例えば, Miller, 1948; Hoskins, 1982)。

前線やフィラメントは, 次式で表される水平歪速度  $S$  が大きなところで発達することが知られている。

$$S = [(\partial u/\partial x - \partial v/\partial y)^2 + (\partial v/\partial x + \partial u/\partial y)^2]^{1/2}$$

右辺一つ目の括弧内は主歪成分, 二つ目の括弧内はシア成分を表している。水平の流れ場と現象の発達との間にある関係の理解は, 水平浮力勾配の時間発展を考えることで容易になる。浮力を水平二次元非発散流に強制される受動的トレーサーとすると, 浮力の時間微分は,

$$\frac{Db}{Dt} = \frac{\partial b}{\partial t} + u \frac{\partial b}{\partial x} + v \frac{\partial b}{\partial y} = 0$$

と表せる。よって, 水平浮力勾配の時間発展は以下のように書ける。

$$\frac{D}{Dt} \nabla b = \begin{bmatrix} -\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} \\ -\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial y} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{bmatrix} = \mathbf{Q}$$

$y$  軸方向の水平浮力勾配が増大する簡単な過程を Fig. 3 に示す。Fig. 3a では  $Q_2$  の第2項が, Fig. 3b では  $Q_2$  の第1項がそれぞれ引き伸ばしと傾けによって水平浮力勾配を増大させていることがわかる。ここで, 回転成分 ( $\partial v/\partial x - \partial u/\partial y$ ) は, ある軸方向の水平浮力勾配を他方向へと変換するものの, 勾配自体の増減には寄与しないことに注意されたい。

前線の発達に伴う流れの構造をみるために, まずは準地衡流 (QG: quasi-geostrophic) モデルを考える。QG モデルは  $Ro \ll O(1)$ ,  $Ri \gg O(1)$  を仮定しているためサブメソスケール現象を議論するのに適切ではないが, 性質を大掴みにみるには有効であるため, ここでは一旦準地衡流近似下で考えることにする。ブシネスク近似が成り立つとして,  $x$  軸方向に引き伸ばされる前線についての運動方程式と浮力保存の式を立てると以下のようになる。

$$\frac{Du_g}{D_g t} - f v_a = 0$$

$$\frac{Db}{D_g t} + N^2 w = 0$$

ここで,  $D/D_g t$  は地衡流と共に動いたときの時間微分を

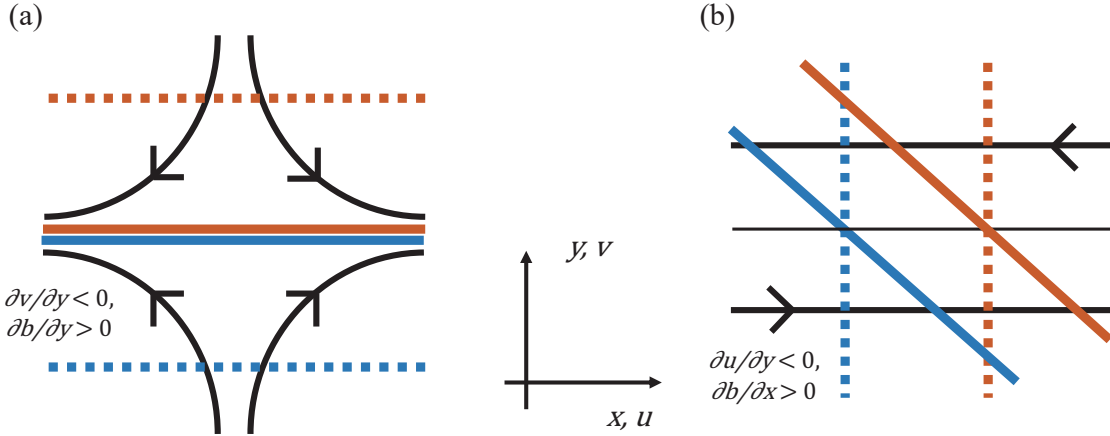


Fig. 3. Mechanisms for forming a positive  $y$  gradient in buoyancy forced by (a) the normal component and (b) shear component of strain. The arrowed lines indicate the direction of the background flow. Buoyancy contours are orange and blue, which indicate light and heavy fluids, respectively. The dotted and thick lines represent before and after the onset of forcing, respectively.

表し、流速  $\mathbf{u}$  は地衡流成分  $\mathbf{u}_g$  と非地衡流成分  $\mathbf{u}_a$  に分けて表現する ( $\mathbf{u} = \mathbf{u}_g + \mathbf{u}_a$ )。また、温度風の関係から次式が成り立つ。

$$-f \frac{\partial u_g}{\partial z} = \frac{\partial b}{\partial y}$$

前線を横切る向きである  $y$  軸方向の浮力勾配の時間発展は、

$$\frac{D}{D_g t} \frac{\partial b}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \frac{D b}{D_g t} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial y} = -N^2 \frac{\partial w}{\partial y} + Q_2$$

と書ける。一方、 $f \partial u_g / \partial z$  の時間発展は、

$$\begin{aligned} \frac{D}{D_g t} \left( -f \frac{\partial u_g}{\partial z} \right) &= -f \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{D u_g}{D_g t} \right) + \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial y} \\ &= -f^2 \frac{\partial v_a}{\partial z} - Q_2 \end{aligned}$$

と表される。以上から、

$$-N^2 \frac{\partial w}{\partial y} + f^2 \frac{\partial v_a}{\partial z} = -2Q_2$$

が成り立つことがわかる。非地衡流流速を流れ関数  $(\partial \psi / \partial z, -\partial \psi / \partial y) = (v_a, w)$  を用いて表せば、

$$N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -2Q_2 \quad (1)$$

と書き換えられる。準地衡流近似下では、式(1)のようなバランスで、水平浮力勾配を増大させる背景のラージスケールやメソスケールの流れの強さ(右辺)に応じて、前線に伴う非地衡流の循環が温度風バランスを維持するように浮力勾配を弱めるはたらきをする(左辺)ことが知られている。

より正確に前線・フィラメントの発達の構造を表すためには、半地衡流(SG: semi-geostrophic)モデルがしばしば用いられる(Hoskins, 1982; Thomas *et al.*, 2008; Nagai *et al.*, 2006)。SGモデルにおいては、準地衡流と異なり、非地衡流による地衡流と浮力の移流を考慮に入れて  $(D/D_{SG} t = \partial/\partial t + (\mathbf{u}_g + \mathbf{u}_a) \cdot \nabla)$  運動およびトレーサーの時間発展を考える。 $x$ 軸方向に伸びる前線についての運動方程式および浮力保存の式は、

$$\begin{aligned} \frac{D u_g}{D_{SG} t} - f v_a &= 0 \\ \frac{D b}{D_{SG} t} &= 0 \end{aligned}$$

と書ける。Eliassen (1948) や Sawyer (1956) に従って式変形を行うと、SGモデルにおける流れ関数の式は以下の

ように書ける。

$$N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + 2S_2^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial z} + F_2^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -2Q_2$$

$$S_2^2 = -\frac{\partial b}{\partial y} = f \frac{\partial u_g}{\partial z}$$

$$F_2^2 = f \left( f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right)$$

計算は煩雑であるが、Green 関数を用いてこの式を解くことで鉛直流速が次のように表せる (Thomas *et al.*, 2008)。

$$w \propto -\frac{F_2^4}{2\pi(fq_{2D})^{3/2}H^2} \quad (2)$$

ここで、

$$q_{2D} = \frac{1}{f} (F_2^2 N^2 - S_2^4)$$

は流れが完全な二次元東西流と仮定した場合の地衡流の渦位を表す。鉛直流速の大きさは、特に渦位 ( $q_{2D}$ ) と地衡流の鉛直渦度 ( $F_2^2$ ) によって大きく変動する。式 (2) から、鉛直循環は低渦位の海域、すなわち  $Ri(S_2^4)$  に関連) や成層 ( $N^2$ )、あるいは絶対渦度 ( $F_2^2$ ) が小さい海域で強くなることが推察される。この低渦位域における鉛直循環の強化は数値モデルの結果として報告されている

(Yoshikawa *et al.*, 2001)。また、式 (2) の分子 ( $F_2^4$ ) の寄与から、渦位の値が等しい場において、 $w$  は高気圧性渦度場に比べて低気圧性渦度場で大きくなるといえ、低気圧性渦度がより発達しやすい。これは、鉛直渦度 ( $\zeta$ ) の時間発展と渦柱の伸縮のバランスを考えることで推察できる (McWilliams, 2016)。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} \approx (f + \zeta) \frac{\partial w}{\partial z} + \dots$$

QG モデルにおいては  $Ro \ll O(1)$ 、すなわち  $\zeta \ll f$  を仮定しているため渦度の時間変化に対する水柱の伸びと縮みの寄与は同等である。一方、SG モデルにおいては、 $Ro \sim O(1)$  スケールの現象の影響が反映されるため、同程度の収束があった場合、高気圧性渦度がさらに発達する場 (北半球において  $f > 0$ ,  $\zeta < 0$ ,  $\partial w / \partial z < 0$ ) に比べて低気圧性渦度がさらに発達する場 (北半球において  $f > 0$ ,  $\zeta > 0$ ,  $\partial w / \partial z > 0$ ) で渦度の時間発展がより効率的である。実際に、高解像度シミュレーションにおける表層相対渦度場は低気圧性渦度側に偏った非対称な分布となる (Fig. 1 において、低気圧性渦度 (赤色) が高気圧性渦度 (青色) に比べて大きな値を伴って遍在していることに注意されたい)。

Fig. 4 に前線およびフィラメントの発達の概念図を示す。非地衡流は背景の流れによって強められた密度前線を密度面の上下動によって弱めるような循環流となり、

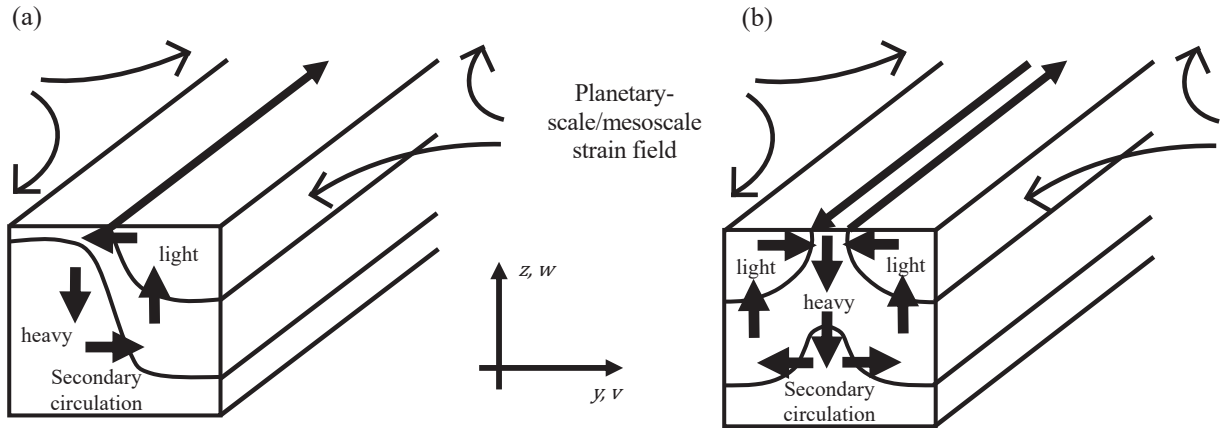


Fig. 4. Schematics of the surface-layer frontogenesis and filamentogenesis caused by a large-scale deformation flow for (a) the front and (b) filament configuration in buoyancy ( $b$ ). These are drawn by referring to McWilliams *et al.* (2009).

上昇流・高気圧性の流れに比べて沈降流・低気圧性の流れの影響が支配的となる。フィラメントの発達についても前線の発達と同様に低気圧性渦度の寄与が優位であることから、重い水を中心にもつフィラメントが軽い水を中心にもつフィラメントに比べてよく発達する。現実の海洋においても、高解像度海面水温画像などによって前者のほうがより頻繁に観察される。

### 3.2. 混合層不安定

十分な鉛直混合によって密度成層の弱い層が形成され、かつそこに水平密度勾配があるとき、そこでは傾圧不安定が活発になる。表層に形成された混合層におけるこの傾圧不安定は特に混合層不安定と呼ばれる。鉛直にある程度広がりをもった主要な海流に伴ってメソスケールで発達する傾圧不安定とは異なり、混合層不安定はサブメソスケールで発達することが知られている (Boccaletti *et al.*, 2007)。前線域における不安定のスケールはロスビーの内部変形半径 ( $R_d = NH/f$ ) で代表され、 $N^2 = 2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ 、 $H = 10^3 \text{ m}$ 、 $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  と仮定すると  $R_d \sim 60 \text{ km}$  と見積もられる。一方で、成層の弱い表層においては、その層で特有の変形半径 ( $R_s$ ) が計算される。

$$R_s \sim N_s H_s / f \quad (3)$$

ここで、 $N_s$  は混合層における浮力振動数、 $H_s$  は混合層深度を表す。冬季に発達した混合層の典型的な値を  $N_s^2 = 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ 、 $H_s = 10^2 \text{ m}$  とすれば、その値は  $R_s \sim 1 \text{ km}$  と見積もられる。

これまで、混合層不安定に関する多くのモデル研究がなされてきた (Boccaletti *et al.*, 2007; Fox-Kemper *et al.*, 2008; Mensa *et al.*, 2013)。高解像度の衛星海面水温や海色の画像からは実際にこのスケールで発達したと考えられるフィラメント状の構造や混合層渦と呼ばれる渦状の構造が観察されている。しかしながら、その詳細な時間発展や流速場の情報を衛星観測から得ることはできず、また現象を現場観測より捉えることは難しいため、観測に基づく研究は極めて少ないのが現状である。

混合層不安定と傾圧不安定の間にはいくつかの共通性がみられる。第1に、不安定の発生は再成層化を伴う。混合層不安定を引き起こすエネルギー源はポテンシャルエネルギーであり、すなわち不安定は混合層内の前線を

崩すことによってポテンシャルエネルギーを抽出し、それを運動エネルギーに変換することによって発達する (Boccaletti *et al.*, 2007)。第2に、前線を緩やかにする過程は概ね断熱過程とみなすことができる。そのため、前線を横切る断面における運動は流線関数を用いて移流として表現することができる (Fox-Kemper *et al.*, 2008)。第3に、前線に伴う水平流については概ね地衡流平衡が成り立つ。したがって、典型的な水平流速は温度風の関係から見積もることができ、比較的平易な式での表現が可能となる (Fox-Kemper *et al.*, 2008)。

一方で、式 (3) からわかるように、混合層不安定のスケールは混合層深度によって決定づけられる。これは内部領域において主要な海流 (前線) に伴い発生する傾圧不安定にはない制約である。また、常に鉛直混合の強い冬季の状況を考えれば、混合層は頻繁に再混合されると考えることができ、したがって  $M^2$  は概ね深さに依存しないと仮定できる。 $N^2$  は鉛直一様な  $M^2$  が傾けられることによって形成されるとすると、 $N^2$  もまた深さについて独立と考えることができる。

前述のように、混合層不安定は傾圧不安定の一つであり、ポテンシャルエネルギーを源として混合層内の再成層化を引き起こすものである。そのため、力学的特徴を整理するにはポテンシャルエネルギーの時間変化を考えるのが有効である。Fox-Kemper *et al.* (2008) は、Massachusetts Institute of Technology general circulation model (MITgcm; Marshall *et al.*, 1997) を用いて傾圧不安定ジェットが存在する矩形海域において、サブメソスケール渦による再成層化のシミュレーションを行った。 $f$  平面を仮定し、水温勾配は側面でリストアされるものとした。混合層は日周期の夜間冷却により 50 m 深まで発達し、昼間の短波放射加熱により日平均での正味加熱がない状況を考えた。このシミュレーションにより、サブメソスケールの再成層化を考慮した以下のモデルパラメタリゼーションを検証・提案した。

不安定領域で平均したポテンシャルエネルギー (PE) は次式で表すことができる (Fox-Kemper *et al.*, 2008)。

$$PE = -\overline{zb}$$

したがって、ポテンシャルエネルギーの時間変化は、



$$\frac{dPE}{dt} = -\frac{d}{dt} \overline{zb} = -\overline{wb}$$

となる。これは、時間  $\Delta t$  で起こる距離  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  にある流体粒子の交換 (Fig. 5) で表現することができ、

$$\frac{\Delta PE}{\Delta t} \propto \frac{-\Delta z(\Delta y M^2 + \Delta z N^2)}{\Delta t} \quad (4)$$

と書ける。さらに、以下の四つの仮定をおくこととする。

(i) 典型的な時間スケール  $\Delta t$  は移流に関連するものとし、前線に沿う流速の絶対値 ( $U$ ) を用いて表す。

$$\Delta t \propto \frac{\Delta y}{U}$$

(ii)  $U$  は温度風バランスで見積もられるとする。

$$U \sim \frac{M^2 H}{f}$$

(iii) 鉛直スケールは混合層深度でスケーリングする。

$$\Delta z \propto H$$

(iv) 流体粒子の交換は等密度面の傾きよりも緩やかな傾斜で起こり (すなわち、ポテンシャルエネルギーを減少させる)、かつその傾斜が等密度面の傾きに比例すると

仮定する。

$$\frac{\Delta z}{\Delta y} = \frac{1}{C} \frac{M^2}{N^2}, C > 1$$

以上より、式 (4) は

$$\frac{\Delta PE}{\Delta t} \propto -\frac{C-1}{C} \frac{M^4 H^2}{|f|}$$

と書ける。

浮力の鉛直フラックスは以下のように書ける。

$$\overline{wb} \sim \overline{w'b'} \sim \frac{C-1}{C} \frac{M^4 H^2}{|f|} \quad (5)$$

また、(iv) より、

$$\overline{v'b'} = -C \frac{\overline{w'b'} N^2}{M^2} \propto -(C-1) \frac{N^2 H^2}{|f|} M^2 \quad (6)$$

が成り立つ (Fox-Kemper *et al.*, 2008)。式 (5) より、浮力の鉛直輸送は常に正、すなわち軽い水を上へ、重い水を下へ運ぶ輸送となることがわかる。また、式 (6) には、浮力の水平輸送は水平浮力勾配 ( $M^2$ ) を小さくするようにはたらくことが示されている。

浮力の輸送を流れ関数 ( $\psi$ ) を用いて次のように表現

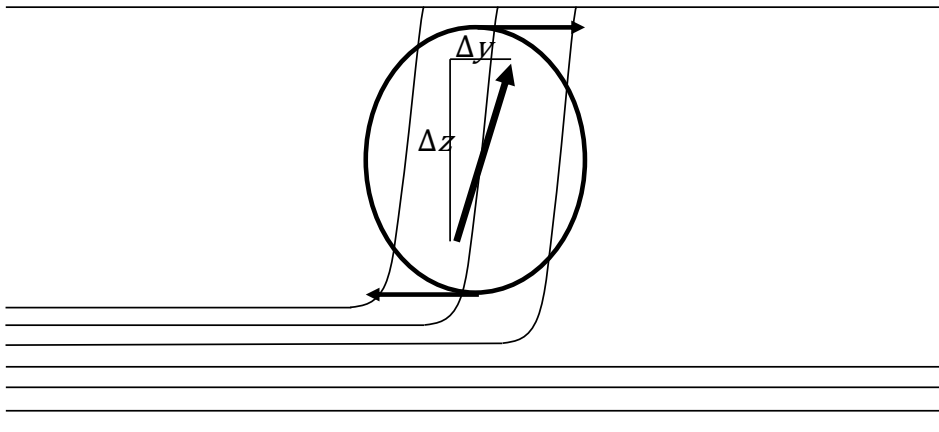


Fig. 5. Schematic of the mixed layer restratification that is made by referring to Fox-Kemper *et al.* (2008). The thin contours denote mean isopycnals. The straight arrows denote the direction of the eddy buoyancy fluxes, and the circular contours/arrows indicate eddy-induced streamfunction contours and directions. Additionally, the lengths  $\Delta y$  and  $\Delta z$  are indicated.

する。

$$\begin{aligned}\overline{v'b'} &= -\psi\overline{b'_z} \\ \overline{w'b'} &= \psi\overline{b'_y}\end{aligned}$$

したがって、渦駆動の平均流速は、混合によって混合層内に形成された鉛直等密度層を再成層化させるようにはたらく循環流となることがわかる (Fig. 5)。

近年のシミュレーション研究から、混合層不安定は冬季に活発化することが指摘されている (Sasaki *et al.*, 2014)。これは、混合層が日周期的に繰り返し混合され、密度成層の弱い層がある程度の深さをもって継続的に存在するためである。日周期混合を与えずに発達させた混合層不安定は、時間経過とともにサブメソスケールからメソスケールへと規模を大きくする (Fox-Kemper *et al.*, 2008)。すなわち、サブメソスケール現象は、ラージスケールやメソスケールからマイクロスケールへとエネルギーをカスケードするだけでなく、エネルギーをカスケードアップしてメソスケール現象を活発化させる現象とも解釈され、近年その影響が注目されている (Scott and Wang, 2005; Sasaki and Klein, 2012; Qiu *et al.*, 2014)。

### 3.3. 強制運動に関連した不安定

QG モデルよりも非地衡流項の影響を考慮したようなモデルにおいては、地衡流バランスした流れを背景としても、それが特定の力学的条件に適合すれば不安定を引き起こしうることが指摘されている (McWilliams *et al.*, 1998)。複数あるその不安定条件は以下の一本の不等式で表すことができる (Hoskins, 1974)。

$$fq = f(\mathbf{fk} + \nabla \times \mathbf{u}) \cdot \nabla b < 0 \quad (7)$$

ここで  $q$  はエルテルの渦位を表す。そして、式 (7) の各項のうちどれが  $fq < 0$  に寄与するかによって不安定の名称が異なる (Thomas *et al.*, 2013)。成層が不安定要因 ( $\partial b / \partial z < 0$ ) のとき、重力不安定 (GI: gravitational instability) と呼ばれる。また、鉛直渦度が不安定要因 ( $f\zeta N^2 < 0$  かつ  $N^2 > 0$ ) のとき、遠心力不安定 (CI: centrifugal instability) と呼ばれる。そして、傾圧性が不安定要因 ( $f\zeta N^2 > 0$  かつ  $fq < 0$ ) のとき、対称不安定 (SI: symmetric instability) と呼ばれる。海洋において、これ

らは境界面における強い強制により生じる非地衡流的な不安定として観測される (以下では、これらをまとめて強制不安定と呼ぶことにする)。以下では、各強制不安定の基本的性質について記述する。

GI は、一般には対流と呼ばれる。冷却や蒸発により表層の水が重くなることで密度逆転が生じ、下層との海水交換が起こる。冷却が広域にわたる一様なものであっても、GI は大きなスケールでは発達せず、小さな対流セルを形成して発達する (Haine and Marshall, 1998)。GI の存在が古くから知られていたことは言うまでもないが、近年その分布特性や発達過程などがサブメソスケール現象という枠組みで研究されている (Thomas *et al.*, 2013; Hamlington *et al.*, 2014)。

背景場の相対渦度が要因となる CI は慣性不安定 (inertial instability) と呼ばれ、非平衡不安定としてよく知られた現象である。簡単な例として  $f$  平面の運動に摂動を与えることを考える (Cushman-Roisin and Beckers, 2011)。地衡流バランスした  $y$  軸の正の方向に流れる背景場において、摂動により  $x$  軸方向に微小変位する流体粒子の運動は、

$$\begin{aligned}\frac{Du}{Dt} - fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{Dv}{Dt} + fu &= \frac{Dv}{Dt} + f \frac{Dx}{Dt} = 0\end{aligned} \quad (8)$$

で表される。ここでは  $f$  平面を仮定しているため、式 (8) から  $v + fx$  は不変である。したがって、流体粒子が  $\Delta x$  だけ変位したとすると、

$$\Delta v = -f\Delta x$$

が成り立つ。背景場の流れが高気圧性渦度をもつとき (Fig. 6),  $\Delta x > 0$  の変位により流体粒子の流速は  $f\Delta x$  だけ減少するが、それが背景の流速場の減少量に満たない場合、変位した流体粒子の流速は背景場の流速に比べて大きくなる。すると、その流体粒子についてはもはや地衡流バランスが崩れ、コリオリ力の影響でさらに遠方へと運動を続ける。一方、背景の流れの空間変化が小さい、または低気圧性流れの場合は、 $\Delta x > 0$  の変位によって流体粒子の流速は背景場の流速よりも小さくなり、粒子はすぐに元の場所に戻される。つまり、CI は高気圧性渦度

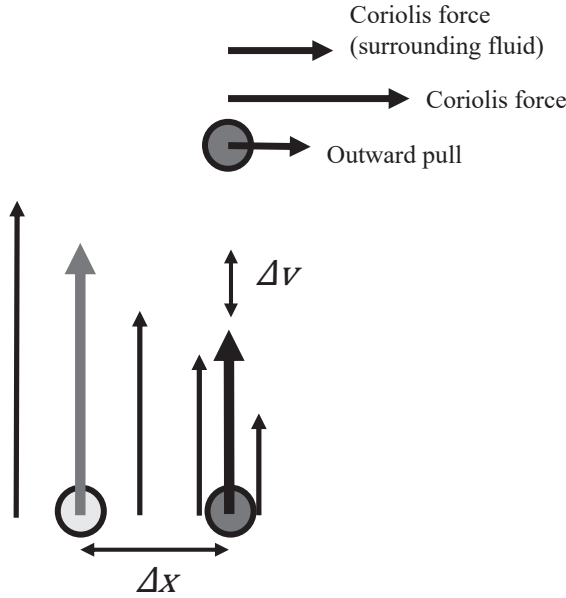


Fig. 6. A fluid particle displaced to the right by a distance  $\Delta x > 0$  conserves its geostrophic momentum and sees its velocity drop to  $v(x) - f\Delta x$ . The particle before and after the displacement is indicated by a white circle and a black circle, respectively.

をもつ流れの場合 ( $f\zeta < 0$ ) で、かつ流体の変位による流速変化に比べて背景の流れの空間変化が大きい場 (すなわち  $Ro \geq O(1)$ ) で起こる不安定である。

流れのシアすなわち水平浮力勾配の状態によって引き起こされる不安定を SI という。式 (7) の渦位 ( $q$ ) を鉛直成分 ( $q_{vt}$ ) と傾圧成分 ( $q_{bc}$ ) に分解する (Thomas *et al.*, 2013)。

$$q = q_{vt} + q_{bc}$$

鉛直成分は GI や CI の要因となりうる部分で、鉛直渦度と成層で表される。

$$q_{vt} = \zeta N^2$$

一方、傾圧成分は渦度の水平成分と水平浮力勾配で表される。

$$q_{bc} = \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \frac{\partial b}{\partial y} + \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial b}{\partial x}$$

地衡流平衡を仮定し温度風の関係を採用すると、傾圧成分は

$$q_{bc}^g = \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial b}{\partial x} = -f \left| \frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial z} \right|^2 = -\frac{1}{f} |\nabla_h b|^2$$

と書き換えられる。すなわち、 $f q_{bc}^g$  は常に負となり、渦位の低下にはたらくことがわかる。したがって、 $|f q_{bc}^g| > f q_{vt}$  の場合には  $f q < 0$  の場を形成する。 $|f q_{bc}^g|$  が大きい状態では  $Ri$  が小さく、SI もサブメソスケールで発達する現象である。この不安定は、近年メソスケールからマイクロスケールへのエネルギーカスケードにおいて重要な現象の一つとして注目されており、SI が前線から効率的にエネルギーを抽出していることが報告されている (D'Asaro *et al.*, 2011; Thomas *et al.*, 2013; 2016)。

### 3.4. 形成要因と分類の可能性

本論文では、サブメソスケール現象をその形成過程や発達のメカニズムに注目して混合層不安定、前線・フィラメントの発達、強制運動に関連した不安定の三つの主要な現象に分け、その基本的力学や特徴をまとめてきた。一方で、既出のレビュー論文を参照すると、本論文とは異なる分類をしている場合もある。例えば、現象の形成要因に着目した場合には、サブメソスケール現象は前線・フィラメントの発達、非強制不安定、強制運動 (forced motion) の三つに大別される (Thomas *et al.*, 2008)。この場合、前線・フィラメントの発達は 3.1 節で説明したメソスケール以上のスケールの流れによってサブメソスケールで発達する流れとそのまま対応する。また、非強制不安定には概ね地衡流平衡が成り立っている不安定 (地衡流的不安定) として 3.2 節の混合層不安定が、強制運動には非平衡の性質がより強い不安定 (非地衡流的不安定) として 3.3 節の強制運動に関連した不安定が概ね対応する。Thomas *et al.* (2008) では、強制運動として海流と同方向の風応力 (down-front wind-stress) や冷却による浮力の喪失を、McWilliams (2016) では海底地形による強制を挙げている。

強制運動は、特に境界層におけるサブメソスケール現象の生成・発達に重要な過程といえる。例えば、海流と同方向の風応力は、エクマン流により重い水を軽い水の上に輸送することで混合を促し、成層を弱め、 $Ri$  を小さ

くする (Thomas and Lee, 2005; Thomas, 2005)。その前線の周囲では傾圧不安定の一種である混合層不安定が発達しうる場が形成されると同時に、風による強制が  $q < 0$  の場を形成すれば強制不安定が活発となる。このような不安定の活発化は強い前線域だけでなく、前線から切り離されたメソスケール渦上に吹く風が渦の流れに沿う領域においても認められている (Brannigan, 2016)。冷却による浮力の喪失も、表層で高密度水を形成することで鉛直混合を促進し、混合層不安定を起こす場の形成や持続に対して重要な役割を担う (Haine and Marshall, 1998; Legg *et al.*, 1998; Fox-Kemper *et al.*, 2008)。また、冷却による混合が強制不安定を引き起こすとも指摘されている (Haine and Marshall, 1998; Yoshikawa *et al.*, 2001; Thomas *et al.*, 2013)。さらに、海底地形に傾斜や海山などがあると、海底摩擦が水平流速および鉛直流速のシアを生み、強制不安定やサブメソスケールの渦が発達することがシミュレーションにより指摘されている (Dong *et al.*, 2007; Molemaker *et al.*, 2015; Gula *et al.*, 2016; Srinivasan *et al.*, 2017)。

海流と同方向の風応力や冷却による浮力の喪失、海底地形による強制などの強制運動は、主に強制不安定と密接な関係にあるものの、本論文ではこれを独立の不安定現象ではなく、サブメソスケール現象の引き金と捉えることとした。表面の冷却やエクマン輸送による高密度水の移流は、表層付近における混合を活発化して混合層不安定が起こりやすい場を作り出し、さらには GI や SI などの強制不安定を引き起こしうる。また、海底地形による強制も、海底境界層において強いシアや相対渦度を生むことでサブメソスケールの不安定を引き起こすものと解釈できる。

また、3.3 節で主要なサブメソスケール現象として取り上げた強制運動に関連した不安定は、平衡流としての特性が強い前線・フィラメントや混合層不安定が発達した場などを背景として、密度逆転が起こっている領域で非平衡流として二次的に起こる現象と考えることもできる (McWilliams, 2016)。すなわち、先に形成要因として挙げた海流と同方向の風応力や冷却による浮力の喪失、海底地形による強制などの強制運動だけでなく、混合層不安定や前線・フィラメントの存在自体が強制不安定を促進する一要素といえる。実際、最近のシミュレーション

の結果からは、GI や CI, SI はメソスケール現象からサブメソスケール現象を生み出す直接的なルートと成りうるものの、大局的にみると混合層不安定や前線・フィラメントの発達を経由する方がより一般的であると解釈されている (McWilliams, 2016)。したがって、強制不安定は主要なサブメソスケール現象に次いで起こる二次不安定 (secondary instabilities) として分けて考えられることもある (McWilliams, 2016)。しかしながら、力学的によく整理されたサブメソスケールの時空間的特性をもつ非平衡不安定現象であること、また海域や大気海洋の状態によってはエネルギー輸送に重要な役割を担い、その定量的な見積もりが進んでいること (D'Asaro *et al.*, 2011; Thomas *et al.*, 2013; 2016; 4.1 節) などから、本論文では強制不安定を主要現象の一つとした。

混合層不安定や前線・フィラメントの発達の議論にあたっては概ね地衡流平衡が成り立つと仮定してきた。しかしながら、大気強制や混合が盛んな表層では、流れは乱れに満ち満ちている。さらに、実際の表層流は前線・フィラメントの発達と混合層不安定の両方の寄与を含む場合も多く、それらを区別することは容易ではない。このように、様々な物理現象が複雑に組み合わさった表層の流れを統一的に扱う場合には、温度風バランスに粘性項を加えた以下の支配方程式を用いることで流れをよく表現できることが報告されている (Gula *et al.*, 2014)。

$$-f \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right),$$

$$f \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( K \frac{\partial v}{\partial z} \right),$$

ここで、 $K$  は混合の係数を表す。この流れは turbulent thermal wind と呼ばれ、サブメソスケール現象の一つとして挙げられうる (McWilliams, 2016) が、ここでは表層の複雑な流れを統一的に扱うための一表現として示すにとどめることとする。

#### 4. 観測の展望

前節までに記したように、サブメソスケール現象の研究はモデルやシミュレーションを用いて近年活発に行われている。その一方で、現象の時空間スケールの問題か

ら、観測に基づく研究例は少ないのが現状である。それでも、現象の発達過程の一場面あるいは現象の痕跡を、船舶等を用いて観測した例はある。本節ではまず、これまで行われてきたサブメソスケール現象の観測事例を挙げ、観測ターゲットや問題点などを整理する。そして、既存の測器や手法の利用可能性、これまでサブメソスケール現象と関連づけられてこなかった観測データや手法の活用、さらには今後望まれる新たな機器や観測網の開発や展開の例を挙げ、サブメソスケール観測の今後の展望についてまとめる。

#### 4.1. 観測事例

3節までに記述したように、サブメソスケール現象は生成・発達メカニズムの異なる複数の流れに分類される。一方で、サブメソスケール現象が流れの典型的な時空間スケールで定義されることから、ここに分類される流れは水平スケール0.1-10 km、時間スケール数日で発達するという共通の特徴をもつ。この時空間特性を考慮して、現象の観測に際しては、すばやく移動しながら高空間解像度で観測を行うという手法がとられている。

サブメソスケール現象の観測にはよく船舶が用いられる。船舶の代表的な移動速度は10-15 knot程度である。したがって、例えば船速を12 knotとすると、100 kmの測線を航走するのに要する時間は約4.5時間である。したがって、サブメソスケール現象を総観的に捉えるためには、船舶を停止させて観測する測器よりも、航走しながら観測のできる測器の使用が有効といえる。

Legal *et al.* (2007) は、海洋予報システムを用いて推定したメソスケール渦の間の歪場をCTD (conductivity, temperature, and depth profiler) や曳航式CTD (Sea-Soar) を用いて断面観測した。観測は複数の測線にわたって海洋予報システムにより求められた流線に直行する向きに行われた。そして、サブメソスケール現象がより規模の大きな現象と比較して大きな鉛直流速をもつという特徴に着目して、観測データから鉛直流速の推定を行った。QGモデルを仮定して簡略化した2次元のオメガ方程式(3.1節の式(1); Hoskins *et al.*, 1978)に基づき、フィラメント構造に伴う鉛直流速を $\sim 20 \text{ m day}^{-1}$ と見積もった。そして、理論や数値研究で示されてきたように、重い水を中心にもつフィラメントは下向き鉛直

流速をもつという特徴を観測結果に基づいて指摘した。D'Asaro *et al.* (2011) は、黒潮統流に投入した亜表層を漂流するフロートを追跡し、フロート周辺を曳航式CTD (Triaxus) で細かく断面観測した。そして、前線の流れに沿う方向の風がエクマン輸送により冷水を暖水側に輸送して成層不安定性を強め、SIを活発化させることを示した。さらに、SIと内部波との相互作用は内部領域の混合において重要な役割を果たすことを指摘した。

一方で、サブメソスケール現象が前線やメソスケール渦に伴って分布することを考慮すると、時間解像度の十分でない観測データからも現象の発達過程が推定可能である。前線・メソスケール渦付近の高空間解像度観測により領域の力学構造を精緻に捉えることで、水温や塩分等のプロパティの構造に現れるサブメソスケール現象の痕跡と実際の流れとの一致性の議論を行うことができる。また、別の側面として、サブメソスケール現象の力学的分類は特定の状況設定のもとで行われる。例えば、前線・フィラメントの発達は水平の歪場が浮力勾配を増大させるときに発達する現象である。このような特定の発達条件、具体的には季節や海域、ラージスケール・メソスケールの現象に相対的な位置に対応して観測が実施されている。このようにターゲットを絞った観測では、あらかじめ想定される過程に限られるため、比較的単純な解釈が可能となる。

Thomas and Joyce (2010) は、ガルフストリームの南端に投入した円柱ブイを追跡しながら流軸を横切るCTD観測を複数回行った。複数の断面観測で捉えられた低塩分水塊に注目し、ブイの漂流速度と断面観測で得られた流速分布、低塩分水塊の鉛直変位をもとに鉛直流速を見積もった。また、オメガ方程式を用いた鉛直流速の算出も行った。それぞれの手法で推定された前線に伴う鉛直流速は $20\text{-}45 \text{ m day}^{-1}$ であった。Thomas *et al.* (2013) は、 $Ri$ を強制不安定の指標として用い、ガルフストリームの前線付近におけるCTD観測データから、渦位が負の領域でSIが頻繁に観測されることを示した。Thomas *et al.* (2016) は、荒天時に船舶とフロートを用いて行われたガルフストリーム前線領域の観測から、非定常の風応力強制下における内部波・前線・SIの相互作用が生み出す擾乱について報告した。これらの相互作用により生み

出される流速シアは成層状態を変化させ、結果的にさらにSIを活発化させることを示唆した。

観測に基づくサブメソスケール研究では、数値シミュレーションを用いて観測事実の解釈を深め、議論がさらに展開されることが多い。Thomas *et al.* (2013) および Thomas *et al.* (2016) では、SIのエネルジーカスケードにおける重要性を指摘するために観測データの解析と併せてシミュレーション出力の解析も行なっている。これは、サブメソスケール現象の生成発達過程やエネルギー輸送・物質循環における役割のさらなる理解に貢献している。一方で、観測結果に数値実験の解析結果を組み合わせるのは、観測が十分にサブメソスケール現象の全貌を把握できていないことによる措置であるともいえる。また、観測データの不足はモデルやシミュレーションの再現度にも影響する。海洋表層においては時空間解像度が十分でないながらも観測データが蓄積されてきた一方で、より深い層でのサブメソスケール現象の観測例は極めて少ない。これは、モデルやシミュレーションにおいて中層以深のサブメソスケール現象が適切に表現されていないことの要因であるといえる。

航走しながらの観測や、季節や海域を限定した観測の事例がある一方で、現状の観測ではサブメソスケール現象の全貌を把握するには不十分な点も多い。ここでは、サブメソスケール観測における問題点を四つ挙げる。第一に、時間解像度の不足が挙げられる。船速や観測にかかる時間による制限から、現象の発達過程を十分な時間解像度で追うことは現在まで十分に実現できていない。第二に、時間解像度の不足を一因として、複数の現象の影響が同時に観測されるような複雑な状況の解釈は未だ困難である。メソスケールからマイクロスケールへのエネルギー輸送の担い手としては、サブメソスケール現象の他に内部波や海底地形と海流との相互作用などが考えられる (Fig. 2 参照) が、それらの影響の切り分けは困難である。また、ラージスケールやメソスケールの流れにより構造が形成される過程や、二重拡散・散逸など小さなスケールの現象により大きなスケールの構造が壊される過程とサブメソスケール現象の発達・減衰過程との関係性は明らかでない。第三に、状況を簡単に解釈できるような観測設計のため、力学的設定として限られた事例解析となっていることが挙げられる。これまでの限られ

た観測事例から、種々のサブメソスケール現象は水温・塩分・流速などのプロファイルに特徴的な変化をもたらすことが推察されるが、それを網羅的に捉えることはできていない。そのため、全球で得られている水温・塩分データを用いるような現象の広域時空間分布特性の把握はこれまで行われてこなかった。第四に、観測はCTDや曳航式CTD、expendable CTD (XCTD) を用いて行うことが多く、サブメソスケール現象に伴う水温・塩分以外のプロパティの把握が課題として挙げられる。現象に伴う生物地球化学的諸量の変動を観測した例はあるものの (Mahadevan *et al.*, 2012; Omand *et al.*, 2015)、生態系や物質循環に対する影響の定量的評価は十分でない。

#### 4.2. 新たなサブメソスケール観測

これまでのサブメソスケール観測には船舶が使用されてきた。時空間スケールの小さなサブメソスケール現象の観測には、船舶を停止させて行う一般的なCTD観測だけでなく、航走しながら観測可能な測器の使用が効果的であり、曳航式CTDなどが活用されてきた。航走中に繰り返し観測できるものとしては、従来使用されてきた曳航式CTDよりも小さく軽いUnderway CTD (UCTD) の活用が期待される。一方で、曳航式測器は船速によってセンサー到達深度が変化し、一般に観測範囲は表層数百 m に限られる。表層付近で活発な混合層不安定や強制不安定の観測には有効ではあるものの、中層においても発達しうる前線・フィラメントを捉えるには不十分な場合がある。より深い層まで船舶を停止させることなく観測するためには、定められた船速であれば1,000 mあるいは2,000 m程度まで観測可能なXCTDを集中投入するなどの工夫が必要である。

4.1節では、サブメソスケール観測における四つの課題を挙げた。以下では、それらの課題を克服するための新たな観測手法や設計、測器について考察する。第一の課題である観測における時間解像度の不足は、複数の機器を用いた同時観測により解決できる。サブメソスケール現象が発達している領域を狙って現場観測するためには、観測開始直前まで衛星観測や予報モデルの結果を参照して測点や測線を検討する必要がある。観測に際しての操作性と機動性の観点から、サブメソスケール観測には船

船がよく利用されてきたといえる。そして、より時間解像度を十分にするためには、複数の船舶を用いた同時観測の実施が有効といえる。しかしながら、複数の船舶を繰り返し使用して観測することはコスト面から容易ではない。そこで、衛星を通じて司令を送ることで陸上からでもリアルタイムで操作が可能なることから、最近では水中グライダーのサブメソスケール観測への活用が目ざされている。実際に、水中グライダーを用いてサブメソスケール現象を捉えたという報告例も増えつつある (Bosse *et al.*, 2015; Itoh and Rudnick, 2017; Aulicino *et al.*, 2018)。また、国際的には、複数の水中グライダーを同時に動かすことでより高時空間解像度の観測を行ったという試みも学会等で報告されている。一方で、飛行隊を用いた水温・塩分観測 (AXCTD: Airborne XCTD) も同時観測には効果的といえる。最近では、無人飛行体 (ドローン) の海洋観測への応用も試行段階にある。さらに、現象の一場面ではなく時間発展を理解するため、また、現象の力学的影響を評価するためには、サブメソスケール現象を解像するようなデータ同化研究も必要である。

第二に、複数の現象の影響がみられるような複雑な状況を理解するには、現象の診断手法を高度化する必要がある。これにも高解像度データ同化が有効であるといえよう。また、米国の Office of Naval Research (ONR) が行った Scalable Lateral Mixing and Coherent Turbulence (LatMix; Shcherbina *et al.*, 2015) では、サブメソスケールの水平混合過程の解明を目的とした観測・モデル研究が組織的になされた。船舶やフロート、ブイなどを用いた集中観測のほか、4.1 節に上げたような観測データとモデルを組み合わせた研究も行われている (Thomas *et al.*, 2016)。このように、研究プロジェクトとして観測・モデルの力を集結させることは、時空間解像度の高い実観測データを集積するとともに、そのデータのもつ複雑な情報を個別の現象に分けて解釈することに貢献する。一方で、現象の解像を目的としない観測データを活用した研究例もある。Qiu *et al.* (2017) は、気象庁が継続的に行っている 137°E 定線観測で得られた ADCP データを用いて、サブメソスケール現象を含む地衡流平衡にある流れと内部波などの非平衡にある流れを考慮した解析を行った。これにより、平衡流から非平衡流へと

遷移するスケールは平衡流の長さスケールによって決まり、渦活動度の大きな黒潮域で小さく (~15 km)、安定的な北赤道海流域で大きい (~200 km) といった海域特性や、冬季にサブメソスケール現象が卓越する季節変動性を明らかにした。これは、継続的にデータを蓄積してきた 137°E 定線観測の成果といえる (Oka *et al.*, 2018)。また、より正確な物理場を知るため、高解像度での海面高度場の把握が望まれる。サブメソスケール現象を考慮して衛星海面高度データを解析した研究はこれまでもなされてきた (Dufau *et al.*, 2016; Vergara *et al.*, 2019)。例えば、Vergara *et al.* (2019) は、近年の低ノイズ along-track 衛星海面高度データの波数スペクトル解析からスペクトル勾配の季節変動性を明らかにした。その変動は冬季に混合層が深くなることに伴うサブメソスケール現象の活発化 (Sasaki *et al.*, 2014; Qiu *et al.*, 2014) と整合的であり、現在の衛星海面高度データからサブメソスケール現象の季節変動性を指摘した。しかしながら、along-track の 1 次元的データで地衡流平衡にある流れと非平衡流を区別するのは困難であり (Sasaki *et al.*, 2014; Qiu *et al.*, 2017; Vergara *et al.*, 2019)、サブメソスケール現象のより深い理解には 2 次元の高解像度海面高度場が必要である。現在、The National Aeronautics and Space Administration (NASA) と Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) は共同で SWOT 衛星 (SWOT: Surface Water and Ocean Topography; <http://swot.jpl.nasa.gov/>) を開発中である。2021 年に打上げ予定のこの SWOT 衛星を用いれば、空間解像度 10 km 程度で海面高度を 2 次元的に観測可能である。さらに、海面高度情報の高解像度化に併せて、表層の気象要素、そして海洋表層の高解像度観測を組織的に行う仕組みを整えることが、複雑な状況の理解には必要不可欠となってくる。

第三の課題である、状況を簡単に解釈可能であるような観測設計のために力学的設定として限られた事例解析が多くなっていることについては、事例的な現象の把握だけでなく、サブメソスケール現象とその痕跡を統計的に扱うことで対応可能である。Argo 計画により全球展開された Argo フロート (Riser *et al.*, 2016) により観測された水温・塩分プロファイルの中には、サブメソスケール現象やその痕跡を捉えたと考えられるものがしばしば

観察される。3.1節では、前線・フィラメントの発達は大規模スケール・メソスケールの流れにより駆動される歪によって引き起こされることを記した。また、混合層不安定の影響が表層の混合層に制限されるのに対して、前線・フィラメントの発達およびその過程で形成されたフィラメント構造の影響は海面から内部領域にまで広がるため、表層付近だけでなくより深部の水温・塩分プロファイルに影響を及ぼしうる。水平の渦・歪の分布については、衛星海面高度計によりメソスケール解像度ではあるものの情報が得られる。この水平的な情報と Argo フロートにより得られるトレーサーの鉛直構造を組み合わせることで、前線・フィラメントの発達の時空間分布特性が把握できる可能性がある。Ito (2018) は、前線・フィラメントの発達を観測したプロファイルは鉛直的に細かな構造をもつという作業仮説に基づき、一つのメソスケール渦に集中投入されたプロファイリングフロートと船舶、衛星の観測データを高解像度シミュレーションの出力と併せて解析した。そして、観測プロファイルにみられる鉛直的に細かな構造の時空間分布特性は、高解像度シミュレーションにおける前線・フィラメントの発達のそれと整合的であることを統計的に示した。この解析手法を広域の Argo フロートに展開することで、これまで観測で調べられなかった前線・フィラメントの発達の時空間分布特性が明らかになるかもしれない。

また、冬季混合層を観測したプロファイルの中には、混合層内で水温・塩分が階段状あるいは弱く成層しているものが存在する。これらは、3.2節で述べた混合層不安定に伴う再成層化と対応づけられる可能性がある。混合層不安定は鉛直的・季節的に分布が制限されるサブメソスケール現象ではあるものの、未だ観測に基づく研究例は少ない。これまで混合層不安定と関連づけられてこなかった Argo フロートデータを衛星等の水平的な情報の得られる観測データと併せて解析することで、混合層フロントや渦などメソスケール以上の現象に相対的な分布特性や、時期による出現頻度の違いなどが明らかにできる可能性がある。

一方で、サブメソスケール現象を総観的に捉えるには、現在の Argo 観測網の時空間解像度 (3 度格子に 1 台、10 日に一度の観測) では不十分である。Argo データの解析には、長期間の観測がある一つの状態を観測していると

いう仮定が必要となる。また、水温・塩分プロファイルに現れるサブメソスケール現象の痕跡と思われる構造とその構造を形成する流速場との関係、そしてサブメソスケール現象とそれによる構造を消散する現象との関係の理解も十分ではない。Nagai *et al.* (2015) は、黒潮続流フロントに沿って投入した微細構造観測センサ搭載のプロファイリングフロートの解析から、フロントに沿って分布するメソスケールの貫入や近慣性内部波による運動が二重拡散対流を活発化させることを示した。このようなプロセスを異なる状況下・海域において詳細に追うことで、水温・塩分プロファイルに現れる構造の形成要因を特定・評価できるようにしていくことが重要である。これらの理解が進まない限り、水温・塩分構造の形成に対するサブメソスケール現象以外の現象 (内部波や水平散逸、二重拡散など) の寄与を除くことはできず、サブメソスケール現象の水塊混合やエネルギーカスケードへの影響評価は不十分なものとなる。統計解析結果の解釈のためには、様々な場面での事例的観測研究や高解像度モデル・理想実験の十分な解析が必要となる。統計・事例の両研究が十分でない現在において、今の Argo 観測網からサブメソスケール現象について何を見いだせるかは未知であり、今後さらなる利用の可能性があるといえる。

第四の課題である水温・塩分以外のプロパティの観測が不十分であることについては、従来のニスキン採水器を用いた観測 (Clayton *et al.*, 2014; Nagai and Clayton, 2017) に加え、新たな測器での対応が期待される。UCTD には、酸素や栄養塩等の生物地球化学的諸量を測るセンサーを搭載することが可能である。これにより、船舶を用いた海洋表層における諸プロパティ、例えば栄養塩や溶存酸素、クロロフィル濃度、懸濁物質などの高解像度観測を実施でき、近年ではフロント域などでの観測例も増えつつある (Nagai *et al.* 2017; 2019)。水温・塩分以外のセンサーの搭載は水中グライダーや Argo フロートでも可能であり、複数台を用いた集中観測で生物地球化学的諸量の高解像度把握が期待される。一方で、このような高時空間解像度の観測には、高速の移動・観測や鉛直高解像度の測定に堪える応答速度をもったセンサーの開発が必要である。また、センサーの低コスト化をはかり、投棄式測器での観測を可能にすることは、



生物地球化学的諸量の高解像度把握には効果的といえる。さらに、サブメソスケール現象の生態系への寄与を網羅的に理解するためには、現象の解像と定量的評価を念頭においた生態系観測プロジェクトが必要となってくる。環境 DNA の解析や水中グライダーを使用した音響観測、プランクトンカメラ・ビデオ観測などは、未だ精度や解析手法等の改善が望まれる観測もあるものの、組織的に行うことで今後高解像度化する可能性は十分にある。

生物系観測は Argo フロートに光学センサーや音響センサー等を搭載することで広域展開が可能である。現在、海洋酸性化や炭素循環、生態系変化などの実態解明を目的として、生物地球化学センサー搭載の biogeochemical (BGC) Argo フロートの広域展開が国際的に進められている。実稼働数 1,000 本 (緯度経度 6 度格子に 1 台程度) を目指して投入が進んでいるが、センサーの低コスト化が実現し、より高密度に展開できれば、サブメソスケール現象の生態系への影響を統計的に理解できると期待される。一方で、第三の課題への対応と関連して、諸センサー搭載の Argo フロートや水中グライダーをサブメソスケール現象との関連性が指摘されているメソスケール渦や前線域に集中投入するなど、戦略的な観測計画も必要となる。

サブメソスケール現象を捉えるためには、水平的・鉛直的な解像度が求められる。そのため、投入後に水平位置の操作が不可能な Argo フロートを活用する場合には、十分な数を集中投入し、鉛直解像度・観測頻度も例えば 5 dbar 以下・1 日ごとなど、高水準に保つ必要がある。一方で、遠隔的に操縦が可能な水中グライダーは、海面から 1,000 dbar を往復してプロファイルを観測するのに約 4.5 時間かかり、一台で断面観測をする場合には時間解像度が不十分である。複数台を同時に稼働させて観測する、または他の測器を併用するなどの工夫が必要となる。現象を鉛直的に解像することは数値モデルやデータ同化の向上にも重要となる。水平的に小スケールの渦やフィラメント構造が高解像度モデルで表現されている一方で、観測によりサブメソスケール現象に関連して観察される鉛直的に細かな貫入構造 (Ito, 2018) は再現できていない。

現象に伴う力学的・生物地球化学的変動をこと細かに

把握するためには集中的な観測が必要不可欠である。一方で、集中観測により明らかになった現象・変動の時空間分布特性を知り、定量的な評価を行うためには、局所的な観測だけでなく広域観測の展開・持続も重要となる。サブメソスケール現象のより深い理解のために、集中的・広域的両方の観測展開が俟たれる。

## 5. まとめ

空間的スケールあるいは力学的スケールで定義されたサブメソスケール現象には、形成過程や発達メカニズムの異なる複数の現象が分類され、それらの研究が近年活発に行われている。本論文では、サブメソスケール現象を「前線・フィラメントの発達」、「混合層不安定」、「強制運動に関連した不安定」の三つに分けて特徴をまとめた。これらの現象の力学、そして力学的・地球化学的重要性の理解は今まさに進展しているといえる。

海盆スケールの数値シミュレーションから、サブメソスケール現象は全球海洋に遍在していることが指摘されている。すなわち、サブメソスケール現象は主要な海洋前線域だけでなく、平均的には前線構造のないような内部領域においても、メソスケール渦により形成される歪によって生成・強化される。これは、サブメソスケール現象がエネルギーバランスや二酸化炭素等ガスの大気との交換、下層から有光層への栄養塩供給、そして生態系に全球規模で大きな影響を与えることを示唆している。

一方で、現象のもつ時空間スケールの問題から、これまでの研究は理想化したモデル実験や現実的な条件下のシミュレーションを用いたものが大半であり、観測による研究例は少ない。現象の発達過程の一場面あるいは現象の痕跡を現場観測によって観察することは、決して容易ではないものの可能であり、実際に船舶等を用いた観測例がある (4.1 節参照)。それでも、時空間的に海洋を網羅したような観測結果は不十分であると言わざるをえない。領域や海盆スケールといった広域におけるサブメソスケール現象の分布特性を観測から示した例はなく、またサブメソスケール現象の形成、発達から減衰に至るまでの生い立ちを捉えるような時空間的高解像度の観測の実施も現状困難である。さらに、水温・塩分以外のプロパティの観測が不十分であることから、サブメソ

ケール現象の生態系や物質循環に対する寄与の定量的評価は未だできていない。

現象の鉛直構造を現実海洋において十分に捉えられていないことを一因として、モデル等においても、内部領域のサブメソスケール現象は未だ適切に表現されていない。また、現象の形成や発達過程は理論や数値シミュレーション等の発展に伴い理解が進んできた一方で、現象がどのようにして力学平衡状態から非平衡状態へと遷移していくのか、すなわちサブメソスケールと乱流・拡散等のマイクロスケールとの関係性については観測研究のみならず数値研究においても理解が不十分である。

サブメソスケール現象に関するモデル研究と観測研究の双方の発展、そしてサブメソスケール現象の更なる理解のために、本論文では現場観測データを用いたサブメソスケール研究をいかにして充実発展させるかについて議論した。現行の観測や蓄積されたデータを有効に活用すると同時に、高解像度衛星海面高度計や水温・塩分以外のセンサーを取りつけた現場観測測器などの開発・展開、物理分野と生物地球化学分野が一体となった観測プロジェクトの計画・実行、高解像度データ同化の実施に取り組むことが、現象に観測からアプローチするための突破口といえよう。

## 謝 辞

本総説の執筆にあたっては、名古屋大学宇宙地球環境研究所 2016 年度共同利用研究集会「大気海洋相互作用に関する研究集会」に参加された方々や、以下の方々（敬称略）から貴重なご助言をいただきました：井上龍一郎、岡英太郎、木津昭一、根田昌典、境田太樹、佐々木英治、杉本周作。深く感謝申し上げます。また、2名の査読者には丁寧かつ建設的なご意見をいただきました。厚く御礼申し上げます。本総説の作成は JSPS 科研費 JP26610148 の助成を受けて行われました。

## References

- Aulicino, G., Y. Cotroneo, S. Ruiz, A. S. Román, A. Pascual, G. Fusco, J. Tintoré, and G. Budillon (2018): Monitoring the Algerian Basin through glider observations, satellite altimetry and numerical simulations along a SARAL/AltiKa track. *J. Mar. Syst.*, **179**, 55-71, doi:10.1016/j.jmarsys.2017.11.006.
- Boccaletti, G., R. Ferrari, and B. Fox-Kemper (2007): Mixed layer instabilities and restratification. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 2228-2250, doi:10.1175/JPO3101.1.
- Bosse, A., P. Testor, L. Mortier, L. Prieur, V. Taillandier, F. d'Ortenzio, and L. Coppola (2015): Spreading of Levantine Intermediate Waters by submesoscale coherent vortices in the northwestern Mediterranean Sea as observed with gliders. *J. Geophys. Res.: Oceans*, **120**, 1599-1622, doi:10.1002/2014JC010263.
- Brannigan, L. (2016): Intense submesoscale upwelling in anticyclonic eddies. *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 3360-3369, doi:10.1002/2016GL067926.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. F. Shchepetkin (2008a): Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part III: Energy balance and Flux. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 2256-2269, doi:10.1175/2008JPO3810.1.
- Capet, X., J. C. McWilliams, M. J. Molemaker, and A. F. Shchepetkin, 2008b: Mesoscale to submesoscale transition in the California Current System. Part II: Frontal Processes. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 44-64, doi:10.1175/2007JPO3672.1.
- Clayton, S. T. Nagai, and M. J. Follows (2014): Fine scale phytoplankton community structure across the Kuroshio Front. *J. Plankton Res.*, **36**, 1017-1030, doi:10.1093/plankt/fbu020.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson (2011): Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Prog. Oceanogr.*, **91**, 167-216, doi:10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- Cushman-Roisin, B., and J. M. Beckers (2011): Introduction to geophysical fluid dynamics: Physical and numerical aspects. Academic Press, 828 pp.
- D'Asaro, E. A. (1988): Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *J. Geophys. Res.*, **93**, 6685-6693.
- D'Asaro, E. A., C. Lee, L. Rainville, R. Harcourt, and L. N. Thomas (2011): Enhanced turbulence and energy dissipation at ocean fronts. *Science*, **332**, 318-322.
- Dong, C., J. C. McWilliams, and A. F. Shchepetkin (2007): Island wakes in deep water. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 962-981, doi:10.1175/JPO3047.1.
- Dufau, C., M. Orszynowicz, G. Dibarboure, R. Morrow, and P.-Y. Le Traon (2016): Mesoscale resolution capability of altimetry: Present and future. *J. Geophys. Res.: Oceans*, **121**, 4910-4927, doi:10.1002/2015JC010914.
- Eliassen, A. (1948): The quasi-static equations of motion with pressure as independent variable. *Geophys. Publ.*, **17**, 44 pp.
- Fox-Kemper, B., R. Ferrari, and R. Hallberg (2008): Parameterization of mixed layer eddies. Part I: Theory and diagnosis. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 1145-1165, doi:10.1175/2007JPO3792.1.
- Gula, J., M. J. Molemaker, and J. C. McWilliams (2014): Submesoscale cold filaments in the Gulf Stream. *J. Phys. Oceanogr.*, **44**, 2617-2643, doi:10.1175/JPO-D-14-0029.1.
- Gula, J., M. J. Molemaker, and J. C. McWilliams (2016): Topographic generation of submesoscale centrifugal instability and energy dissipation. *Nat. Commun.*, **7**, 12811, doi:10.1038/ncomms12811.
- Haine, T. W. N., and J. Marshall (1998): Gravitational, symmetric, and baroclinic instability of the ocean mixed layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 634-658.
- Hamlington, P. E., L. P. Van Roekel, B. Fox-Kemper, K. Julien, and G. P. Chini (2014): Langmuir-submesoscale interactions: Descriptive analysis of multiscale frontal spindown simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, **44**, 2249-2272, doi:10.1175/JPO-D-13-0139.1.

- Hoskins, B. J. (1974): The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **100**, 480–482, doi:10.1002/qj.49710042520.
- Hoskins, B. J. (1982): The mathematical theory of frontogenesis. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **14**, 131–151.
- Hoskins, B. J., I. Draghici, and H. C. Davies (1978): A new look at the omega-equation. *J. Roy. Meteor. Soc.*, **104**, 31–38.
- Ito, D. (2018): Oceanic submesoscale phenomena and high vertical wavenumber structures. Ph. D. thesis, Tohoku University, Sendai, Japan, 119pp.
- Itoh, S., and D. L. Rudnick (2017): Fine-scale variability of isopycnal salinity in the California Current System. *J. Geophys. Res.: Oceans*, **122**, 7066–7081, doi:10.1002/2017JC013080.
- Klein, P., and G. Lapeyre (2009): The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence. *Annu. Rev. Mar. Sci.*, **1**, 351–375, doi:10.1146/annurev.marine.010908.163704.
- Legal, C., P. Klein, and A. Treguier (2007): Diagnosis of the vertical motions in a mesoscale stirring region. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 1413–1424, doi:10.1175/JPO3053.1.
- Legg, S., J. C. McWilliams, and J. Gao (1998): Localization of deep ocean convection by a mesoscale eddy. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 944–970.
- Lévy, M., R. Ferrari, P. J. S. Franks, A. P. Martin, and P. Rivère (2012): Bringing physics to life at the submesoscale. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L14602, doi:10.1029/2012GL052756.
- Mahadevan, A. (2006): Modeling vertical motion at ocean fronts: Are non-hydrostatic effects relevant at submesoscales? *Ocean Modelling*, **14**, 222–240, doi:10.1016/j.ocemod.2006.05.005.
- Mahadevan, A. (2016): The impact of submesoscale physics on primary productivity of plankton. *Annu. Rev. Mar. Sci.*, **8**, 161–184, doi:10.1146/annurev-marine-010814-015912.
- Mahadevan, A., E. A. D'Asaro, C. M. Lee, and M. J. Perry (2012): Eddy-driven stratification initiates North Atlantic spring phytoplankton blooms. *Science*, **337**, 54–58, doi:10.1126/science.1218740.
- Marshall, J. C., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman, and C. Heisey (1997): A finite-volume, incompressible Navier-Stokes model for studies fo the ocean on parallel computers. *J. Geophys. Res.*, **102**, 5753–5766.
- McWilliams, J. C. (1985): Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Rev. Geophys.*, **23**, 165–182.
- McWilliams, J. C. (1988): Vortex generation through balanced adjustment. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1178–1192.
- McWilliams, J. C. (2016): Submesoscale currents in the ocean. *Proc. Roy. Soc. A*, **472**, 1–32, doi:10.1098/rspa.2016.0117.
- McWilliams, J. C., F. Colas, and M. J. Molemaker (2009): Cold filamentary intensification and oceanic surface convergence lines. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L18602, doi:10.1029/2009GL039402.
- McWilliams, J. C., I. Yavneh, M. J. P. Cullen, and P. R. Gent (1998): The breakdown of large-scale flows in rotating, stratified fluids. *Phys. Fluids*, **10**, 3178–3184, doi:10.1063/1.869844.
- Mensa, J. A., Z. Garraffo, A. Griffa, T. M. Özgökman, A. Haza, and M. Veneziani (2013): Seasonality of the submesoscale dynamics in the Gulf Stream region. *Ocean Dynamics*, **63**, 923–941, doi:10.1007/s10236-013-0633-1.
- Miller, J. E. (1948): On the concept of frontogenesis. *J. Meteor.*, **5**, 169–171.
- Molemaker, M. J., J. C. McWilliams, and W. K. Dewar (2015): Submesoscale instability and generation of mesoscale anticyclones near a separation of the California Undercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, **45**, 613–629, doi:10.1175/JPO-D-13-0225.1.
- Munk, W., L. Armi, K. Fischer, and F. Zachariasen (2000): Spirals on the sea. *Proc. R. Soc. A*, **456**, 1217–1280, doi:10.1098/rspa.2000.0560.
- Nagai, T., and S. Clayton (2017): Nutrient interleaving below the mixed layer of the Kuroshio Extension Front. *Ocean Dynamics*, **67**, 1027–1046, doi:10.1007/s10236-017-1070-3.
- Nagai, T., A. Tandon, and D. L. Rudnick (2006): Two-dimensional ageostrophic secondary circulation at ocean fronts due to vertical mixing and large-scale deformation. *J. Geophys. Res.*, **111**, C09038, doi:10.1029/2005JC002964.
- Nagai, T., R. Inoue, A. Tandon, and H. Yamazaki (2015): Evidence of enhanced double-diffusive convection below the main stream of the Kuroshio Extension. *J. Geophys. Res.: Oceans*, **120**, 8402–8421, doi:10.1002/2015JC011288.
- Nagai, T., D. Hasegawa, T. Tanaka, H. Nakamura, E. Tsutsumi, R. Inoue, and T. Yamashiro (2016): First evidence of coherent bands of strong turbulent layers associated with high-wavenumber internal-wave shear in the upstream Kuroshio. *Sci. Rep.*, **7**, 14555, doi:10.1038/s41598-017-15167-1.
- Nagai, T., G. S. Durán, D. A. Otero, Y. Mori, N. Yoshie, K. Ohgi, D. Hasegawa, A. Nishina, and T. Kobari (2019): How the Kuroshio current delivers nutrients to sunlit layers on the continental shelves with aid of near-internal waves and turbulence. *Geophys. Res. Lett.*, **46**, 6726–6735, doi:10.1029/2019GL082680.
- Nikurashin, M., and R. Ferrari (2011): Global energy conversion rate from geostrophic flows into internal lee waves in the deep ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L08610, doi:10.1029/2011GL046576.
- Nikrashin, M., G. K. Vallis, and A. Adcroft (2013): Routes to energy dissipation for geostrophic flows in the Southern Ocean. *Nat. Geosci.*, **6**, 48–51, doi:10.1038/NNGEO1657.
- 岡英太郎・磯辺篤彦・市川香・升本順夫・須賀利雄・川合義美・大島慶一郎・島田浩二・羽角博康・見延庄士郎・早稲田卓爾・岩坂直人・河宮未知生・伊藤幸彦・久保田雅久・中野俊也・日比谷紀之・寄高博行 (2013): 海洋学の10年展望(I) —日本海洋学会将来構想委員会物理サブグループの議論から—。海の研究, **22**, 191–218.
- Oka, E., M. Ishii, T. Nakano, T. Suga, S. Kouketsu, M. Miyamoto, H. Nakano, B. Qiu, S. Sugimoto, and Y. Takatani (2018): Fifty years of the 137°E repeat hydrographic section in the western North Pacific Ocean. *J. Oceanogr.*, **74**, 115–145, doi:10.1007/s10872-017-0461-x.
- Omand, M. M., E. A. D'Asaro, C. M. Lee, M. J. Perry, N. Briggs, I. Cetinic, and A. Mahadevan (2015): Eddy-driven subduction exports particulate organic carbon from the spring bloom. *Science*, **348**, 222–225, doi:10.1126/science.1260062.
- Perruche, C., P. Rivière, G. Lapeyre, X. Carton, and P. Pondaven (2011): Effects of surface quasi-geostrophic turbulence on phytoplankton competition and coexistence. *J. Mar. Res.*, **69**, 105–135.
- Papenberg, C., D. Klaeschen, G. Krahhmann, and R. W. Hobbs (2010): Ocean temperature and salinity inverted from combined hydrographic and seismic data. *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L04601, doi:10.1029/2009GL042115.
- Qiu, B., S. Chen, P. Klein, H. Sasaki, and Y. Sasai (2014): Seasonal mesoscale and submesoscale eddy variability along the North Pacific Subtropical Countercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, **44**, 3079–3098, doi:10.1175/JPO-D-14-0071.1.
- Qiu, B., T. Nakano, S. Chen, and P. Klein (2017): Submesoscale transition

- from geostrophic flows to internal waves in the northwestern Pacific upper ocean. *Nat. Commun.*, **8**, 14055, doi:10.1038/ncomms14055.
- Riser, S. C., and Coauthors (2016): Fifteen years of ocean observations with the global Argo array. *Nat. Climate Change*, **6**, 145–153, doi:10.1038/nclimate2872.
- Sasaki, H., and P. Klein (2012): SSH wavenumber spectra in the North Pacific from a high-resolution realistic simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **42**, 1233–1241, doi:10.1175/JPO-D-11-0180.1.
- Sasaki, H., P. Klein, B. Qiu, and Y. Sasai (2014): Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere. *Nat. Commun.*, **5**, 5636, doi:10.1038/ncomms5636.
- Sawyer, J. S. (1956): The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, **234**, 346–362.
- Scott, R. B., and F. Wang (2005): Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 1650–1666.
- Sen, A., R. B. Scott, and B. K. Arbic (2008): Global energy dissipation rate of deep-ocean low-frequency flows by quadratic bottom boundary layer drag: Computations from current-meter data. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L09606, doi:10.1029/2008GL033407.
- Smith, K. M., P. E. Hamlington, and B. Fox-Kemper (2016): Effects of sub-mesoscale turbulence on ocean tracers. *J. Geophys. Res.: Oceans*, **121**, 908–933, doi:10.1002/2015JC011089.
- Shcherbina, A. Y., and Coauthors (2015): The LatMix summer campaign: Submesoscale stirring in the upper ocean. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, doi:10.1175/BAMS-D-14-00015.1.
- Srinivasan, K., J. C. McWilliams, and L. Renault (2017): Topographic and mixed layer submesoscale currents in the near-surface southwestern tropical Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, **47**, 1221–1242, doi:10.1175/JPO-D-16-0216.1.
- Tandon, A., and C. Garrett (1994): Mixed layer restratification due to a horizontal density gradient. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1419–1424.
- Tandon, A., and T. Nagai (2019): Mixing associated with submesoscale processes. In: J. K. Cochran, J. H. Bokuniewicz, and L. P. Yager (eds.), *Encyclopedia of Ocean Science 3rd edition*, **3**, 567–577, Elsevier.
- Thomas, L. N. (2005): Destruction of potential vorticity by winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2457–2466, doi:10.1175/JPO2830.1.
- Thomas, L. N., and T. M. Joyce (2010): Subduction on the northern and southern flanks of the Gulf Stream. *J. Phys. Oceanogr.*, **40**, 429–438, doi:10.1175/2009JPO4187.1.
- Thomas, L. N., and C. M. Lee (2005): Intensification of ocean fronts by down-front winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 1086–1102.
- Thomas, L. N., A. Tandon, and A. Mahadevan (2008): Submesoscale processes and dynamics. *Ocean Modeling in an Eddy Regime*, *Geophys. Monogr. Ser.*, **177**, 17–38.
- Thomas, L. N., J. R. Taylor, R. Ferrari, and T. M. Joyce (2013): Symmetric instability in the Gulf Stream. *Deep-Sea Res.*, **91**, 96–110.
- Thomas, L. N., J. R. Taylor, E. A. D’Asaro, C. M. Lee, J. M. Klymak, and A. Y. Shcherbina (2016): Symmetric instability, inertial oscillations, and turbulence at the Gulf Stream front. *J. Phys. Oceanogr.*, **46**, 197–217, doi:10.1175/JPO-D-15-0008.1.
- Vergara, O., R. Morrow, I. Pujol, G. Dibarboure, and C. Ubelmann (2019): Revised global wave number spectra from recent altimeter observations. *J. Geophys. Res.: Oceans*, **124**, in press.
- Yoshikawa, Y., K. Akitomo, and T. Awaji (2001): Formation process of intermediate water in baroclinic current under cooling. *J. Geophys. Res.*, **106**(C1), 1033–1051, doi:10.1029/2000JC000226.
- Zhang, Z., Y. Zhang, W. Wang, and R. X. Huang (2013): Universal structure of mesoscale eddies in the ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **40**, 3677–3681, doi: 10.1002/grl.50736.
- Zhang, Z., W. Wang, and B. Qiu (2014): Oceanic mass transport by mesoscale eddies. *Science*, **345**, 322–324, doi: 10.1126/science.1252418.

## Submesoscale Oceanography: Findings and approach through observation

Daiki Ito<sup>1\*</sup>, Shinya Kouketsu<sup>2</sup>, and Toshio Suga<sup>2,3</sup>

### Abstract

Submesoscale phenomena are ubiquitous in global oceans and are associated with oceanic fronts and mesoscale eddies. Because they most probably play important roles in energy transport and material circulation, they have become active targets for idealized numerical experiments and simulations in recent years. While numerical studies have deepened our understanding of their dynamical and biogeochemical importance, relatively few observations of submesoscale phenomena have been carried out. This is because they are too small and too short-lived to be captured by typical ship-based surveys. Submesoscale currents are generated and evolve by several different dynamical processes. In this paper, submesoscale phenomena are classified as one of three main phenomena and their characteristics are described. Subsequently, possible approach through in situ observation is discussed on the basis of the classification and previous observations.

**Key words:** submesoscale phenomena, in situ observations, energy cascade, biogeochemical properties

(Corresponding author's e-mail address: [dito@affrc.go.jp](mailto:dito@affrc.go.jp))

(Received 7 June 2019; accepted 21 November 2019)

(doi: [10.5928/kaiyou.28.4-5-6\\_75](https://doi.org/10.5928/kaiyou.28.4-5-6_75))

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2019)

---

1 National Fisheries Research Institute, Japan Fisheries Research and Education Agency, 2-12-4 Fukuura, Kanazawa-ku, Yokohama 236-8648, Japan

2 Research and Development Center for Global Change, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology (JAMSTEC), 2-15 Natsusima-cho, Yokosuka 237-0061, Japan

3 Department of Geophysics, Graduate School of Science, Tohoku University, 6-3 Aramaki-aza-Aoba, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan

\* Corresponding author : Daiki Ito  
TEL : +81457887649  
e-mail : [dito@affrc.go.jp](mailto:dito@affrc.go.jp)