

— 2008 年度 日本海洋学会 岡田賞受賞記念論文 —

海洋大循環モデルを用いた 中・深層を中心とする海洋循環場の研究*

中野 英之†

要 旨

著者は、海洋の中・深層循環を中心に研究を行い、深層水再現における海底境界層の役割、中・深層循環において風応力及び渦が作り出した東西流の構造、そして西岸境界流の離岸の問題などを扱ってきた。これらの一連の研究を、現象の時間スケール及び用いた海洋大循環モデルの解像度の側面から整理し、個々の研究で調べられている水塊形成、風応力、渦の影響などを概説する。

キーワード：海洋大循環モデル、中・深層循環、西岸境界流の離岸の問題

1. はじめに

1990 年代および 2000 年代における計算機の性能の飛躍的発達および海洋大循環モデルの精緻化に伴い、全球の海洋をある程度現実的に再現することが可能になった。このことより、過去の解析的研究および海洋大循環モデル研究では不可能であった全球海洋の三次元構造を議論することが可能になった。中でも、中深層の循環の水平構造など、船舶観測が困難な領域において、近年のアルゴフロートの展開や衛星観測の積極的利用と伴って、様々な新事実が発見されるに至った。

以下では、著者と共著者たちが行ってきた研究を、現象の時間スケール及び用いた海洋大循環モデルの解像度により分類し、概説する。いくつかの研究では、より精緻な循環像が得られることによって、古典的な循環像がどのように修正されたかをみていく。

1.1. 海洋循環の時間スケール

海洋の現象には、様々な時間スケールのものが存在する。

- A. ~ 二日程度 慣性振動や重力波による地衡流のスピニアップ
- B. ~ 数か月 順圧ロスビー波によるスピニアップ
- C. ~ 数年 中規模渦によるスピニアップ
- D. ~ 数十年 傾圧ロスビー波によるスピニアップ
- E. ~ 数百年 移流拡散による大西洋深層のスピニアップ
- F. ~ 数千年 移流拡散による全球の深層のスピニアップ

ここでスピニアップとは、流体の循環場がある物理現象により駆動され、その特徴的な準平衡状態に至ることを指す。例えば、傾圧ロスビー波によるスピニアップとは、第一傾圧モードのロスビー波が東岸から西岸まで達し、海洋を二層流体として考えた場合の上層の風成循環が形成されることを指す。もちろん、このように簡単に分類できない例も多数存在し、特に遅いス

* 2008 年 8 月 29 日 受領； 2008 年 11 月 8 日 受理
著作権：日本海洋学会，2009

† 気象研究所 海洋研究部；

〒 305-0052 茨城県つくば市長峰 1-1

e-mail address : hnakano@mri-jma.go.jp

ピンアップ過程は、それよりも速いピンアップ過程との複合過程で行われる。

中規模渦の働きの時間スケールの評価は難しい。中規模渦の効果として最も支配的と考えられる傾圧不安定が発達する時間スケールは、線形の不安定解析を用いて、風成循環内部領域における最も不安定なモードの発達する時間スケールとして見積れば、100 日程度 (Spall, 1994) である。ただし、その傾圧不安定の効果によって、温度躍層の構造が徐々に全球規模に発達する時間スケールは、それよりもきわめて長く、数十年から数千年のオーダーである。また、中規模渦の非線形的な効果が非常に大きい現象の時間スケールに相当する黒潮続流が形成される時間スケールは、高解像度海洋大循環モデルの実験などにおける経験的な見積りによると、5-10 年程度である (Nakano *et al.*, 2008)。

一般に、中・深層循環の現象は、熱塩循環を中心とした時間スケール E~F の現象を指すことが多い。しかし、著者たちは一連の研究を通して、あまり重要視されていない風応力や渦の効果が B~D の時間スケールで、中・深層の循環においても大きな役割を果たすことを見いだした。

1.2. 海洋大循環モデルの解像度

著者が修士の時代から海洋大循環モデルを用いてきた最近十数年 (1990 年代後半および 2000 年代前半) の間に、計算機性能の劇的な発達に伴い、海洋大循環モデルに単位時間あたりに行わせることのできる計算量が飛躍的に増大した。この増大した計算性能のかなりの部分は、海洋大循環モデルの水平グリッドサイズの高解像度化に使われてきた。

時代や状況によりどの解像度が低解像度か高解像度かという定義は異なる。ここでは恣意的に以下のように分類する。

低解像度モデル: 水平解像度が 2° よりも低いモデル

中解像度モデル: 水平解像度が $2^\circ \sim 1/3^\circ$ のモデル

高解像度モデル: 水平解像度が $1/3^\circ$ より高いモデル

さらに、高解像度モデルを、中緯度で渦を限定的に解像する渦許容モデルと、渦を十分解像できる渦解像モデルの二つに分ける。この分類は、中緯度において、傾

圧のロスビー変形半径を解像度できるか否かにほぼ相当する。

渦許容モデル: 水平解像度が $1/3^\circ \sim 1/6^\circ$ のモデル

渦解像モデル: 水平解像度が $1/6^\circ$ より高いモデル

海洋大循環モデルの解像度は表現できる現象を規定するので、それを設定するのは非常に重要である。一般に、海洋大循環モデルの解像度が高くなるほど、より複雑な現象を表現することができる。例えば、モデルの解像度が高解像になって初めて、モデル内に数十 km サイズの中規模渦が現れる。そして、これら小スケール現象の相互作用により、より大スケールの現象の表現が向上する。この相互作用に対して、中規模渦など小スケールの現象を表現できない中低解像度モデルでは、パラメタリゼーションなどで対処することが望ましいが、現時点では限定的な状況 (南極環海における GM-parameterization, Gent *et al.*, 1995 など) で成功しているのが実状であり、西岸境界流の離岸を低解像度で再現するパラメタリゼーションは、非常に需要が高いものの未だ存在しない。また、高解像度化により複雑な地形が充分解像可能であることも、大スケール及び小スケール双方の循環場の再現性に大きな影響がある。

高解像度の海洋大循環モデルは、モデルの時間積分に計算機資源を大量に必要とするため、水平スケールが小さい現象の表現が可能になる一方で、長い時間スケールの現象の計算が困難になると共に、表現できる現象が限定されてしまう。仮に水平解像度を x 倍すると、CFL condition を考慮にすれば計算コストは x^3 倍と激増することになり、渦許容以上の解像度をもつ海洋大循環モデルで、数千年スケールの深層循環のピンアップ (時間スケール E~F) を扱うことは、2000 年代においても、地球シミュレーターなどの超大型の計算機を使わない限り現実的ではない。

受賞対象となった研究では、新しいものほど、より高解像度の海洋大循環モデルを用いている。

- Nakano *et al.* (1999) は低解像度 ($3.5^\circ \times 4.5^\circ$) モデル
- Nakano and Suginoara (2002a-c), および羽角・中野 (2003) では中解像度 ($1^\circ \times 1^\circ$) モデル

ここまでの実験においては、加速法 (Bryan, 1984) などを用いて数千年の積分を行い、熱塩循環に対しても準平衡状態に至るまで海洋大循環モデルを積分し、その結果を解析した。

- Nakano and Hasumi (2005) および Galperin *et al.* (2004) では渦許容 ($1/4^\circ \times 1/6^\circ$) モデル
- Nakano *et al.* (2008) では渦解像モデル ($1/10^\circ \times 1/10^\circ; 1/6^\circ \times 1/6^\circ$) モデル

これらの渦許容と渦解像モデルを用いた実験においては、気候値の温度塩分分布を初期値とした 40 年程度の時間積分を行い、上層の風成循環のスピンアップ (時間スケール **D**) が完了した結果を解析した。

受賞対象の研究を適宜 1.1. で述べた時間スケールで分類し概説する。まず、時間スケール **E** と **F** による長いスケールの熱塩循環を中心とした深層循環の研究を紹介する。次に、風応力の時間スケール **D** 及び時間スケール **A-B** における中・深層循環に及ぼす影響の研究を取り上げる。最後に、中規模渦の作用 (時間スケール **C**) が主要な役割を占める、海洋中の縞状の東西流の形成、および西岸境界流の離岸の問題を扱う。

2. 深層水の形成およびその全球への広がり

深層水の源となる水塊は、主に海洋の縁辺海や半閉鎖海の大陸棚を含む、太平洋などの外洋との海水交換が制限された海域において形成される。ここでは深層水、底層水の区別はせず、併せて深層水と呼ぶこととする。一般によく用いられる、 z 座標を用いた海洋大循環モデルにおいては、形成された深層水の源の水塊が外洋へ流出するプロセスが適切に表現されず、流出した重い水塊が周囲の水と混ざって形成されるはずの深層水は、重い源の水塊を欠くため、閉鎖海よりも低緯度の外洋における対流によって作られる結果軽くなるバイアスとなる。この章では最初に、この点の改善の取り組みについて述べる。次に、形成された深層水が全球にどのように分布するかを調べる。形成された深層水が付近の海域の深層を占める過程は時間スケール **D** であるが、それが全球へと広がる現象は時間スケール **E~F** である。

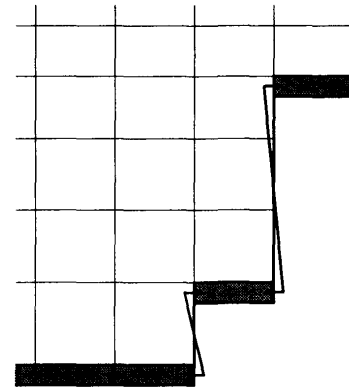


Fig. 1. Schematic figure of the bottom boundary model. The shading indicates the bottom boundary cells.

2.1. 深層水の形成

全世界の深層は、北大西洋北部で形成された北大西洋深層水、南極周辺で形成された南極底層水、およびそれらが南極周極流付近で混合することによって形成される周極流深層水などで占められる。北大西洋深層水の源となる水塊はアイスランド北方のノルディック海において、南極底層水の源となる水塊はウェッデル海、ロス海などの大陸棚において、いずれも外洋との交換が制限されている半閉鎖海域において形成される (例えば Killworth, 1983)。

低解像度モデルでは、外洋の深層水は一般にそのような半閉鎖海域で作られた水塊を起源とはせず、北大西洋深層水はアイスランドよりも南の広い海域で、南極底層水は大陸棚でなく南極の遙か沖合で形成される。この沖合の海域の海水は、高緯度の半閉鎖海であるノルディック海、ウェッデル海、ロス海の海水よりもより暖かいため、低解像度モデルの深層は高温バイアスとなる。この問題は、以下のようなことが原因であると考えられる。

1. 局所的な海域で形成される深層水の源の水塊の再現が難しい。
2. 粗いモデルでは形成された重い水塊が外洋に行くことを再現するのが難しい。

上の問題のうち、1. を全球で統一的な定式化を用いて自然な形で解決すること、つまり、他の海域と同様に

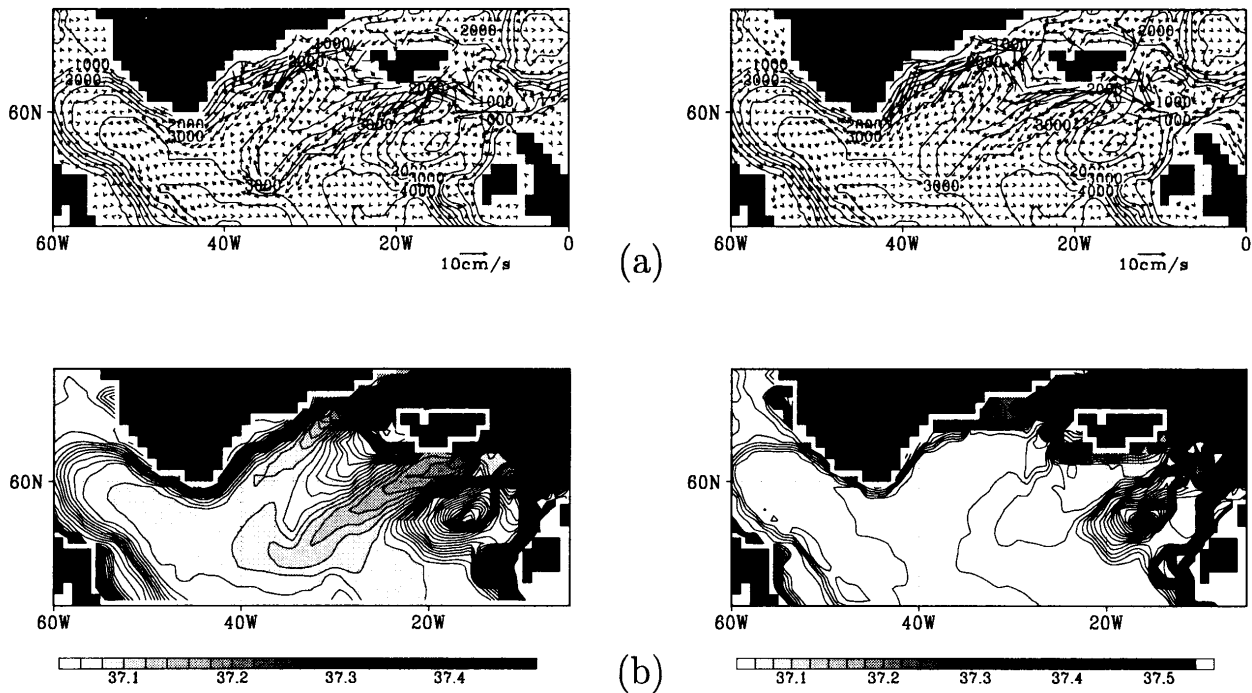


Fig. 2. Properties in the BBL (Bottom Boundary Layer) for the experiment with BBL model (left panels) and the bottom cells for the experiment without BBL model (right panels) in the northern North Atlantic: (a) horizontal velocity fields and topography, (b) potential density (σ_2). Contour intervals are 500 m for (a) and 0.02 σ_2 for (b). In (b), shading areas are for density greater than 37.05 σ_2 . For details, readers are referred to Nakano and Sugimoto (2002b).

定式化された大規模な大気の外力、海氷の表現、対流のパラメタリゼーションなどを用いて、特定の海域における局在化して極端に重い深層水の源の水塊の形成を再現することは非常に困難である。これが、特に大気海洋結合モデルを用いた研究における難題の一つとなっている。海洋単体モデルを用いて海洋の深層の現実的な分布の再現を目指した Nakano and Sugimoto (2002b) の研究では問題 1. を扱わず、ノルディック海北部においては海洋の内部の観測値など、深層水の源の水塊が形成された後の値にモデルの温度塩分値を緩和し、南極海周辺の大陸棚領域においては、海水形成時の塩分放出に相当するであろう高塩分値にモデルの塩分値を緩和するなど、特別な外力を与えることによって重い深層水の源の水塊を縁辺海や大陸棚で強制的に形成させた。その後、2. の問題に取り組み、海底地形に沿って設けられた特殊な層である海底境界層モデルの導入による解決を試みた。この海底境界層モデルの

原型は、原稿は有名なものの最終的に発行されなかった Gnanadesikan 博士の投稿論文を参考にした。

海底境界層モデルは、海底に沿って深層水の源の重い水塊が大陸棚や海峡を下り落ちる流れをより現実的に表現し、それらが周囲の海水と混合することで、より現実的な深層水形成を目指すことを目的とする。海底境界層モデルは内部領域の最下層直下の特別な層として存在し、海底に沿って移流およびトレーサーの交換を行う (Fig. 1)。この導入により、海底に沿って移流などを表現できること、斜面に重い水がある効果を圧力傾度の計算に取り入れることができること、また、渦活動を伴い、 f/h (ここで f はコリオリパラメーター、 h は水深) を横切る流れを作り出すスキームを導入できることなどにより、縁辺海で形成された重い深層水の源の水塊が外洋に流出する過程が、海底境界層モデルを導入しない海洋大循環モデルに比べてより現実的に再現される。Fig. 2 にアイスランド周辺のモデル最下層

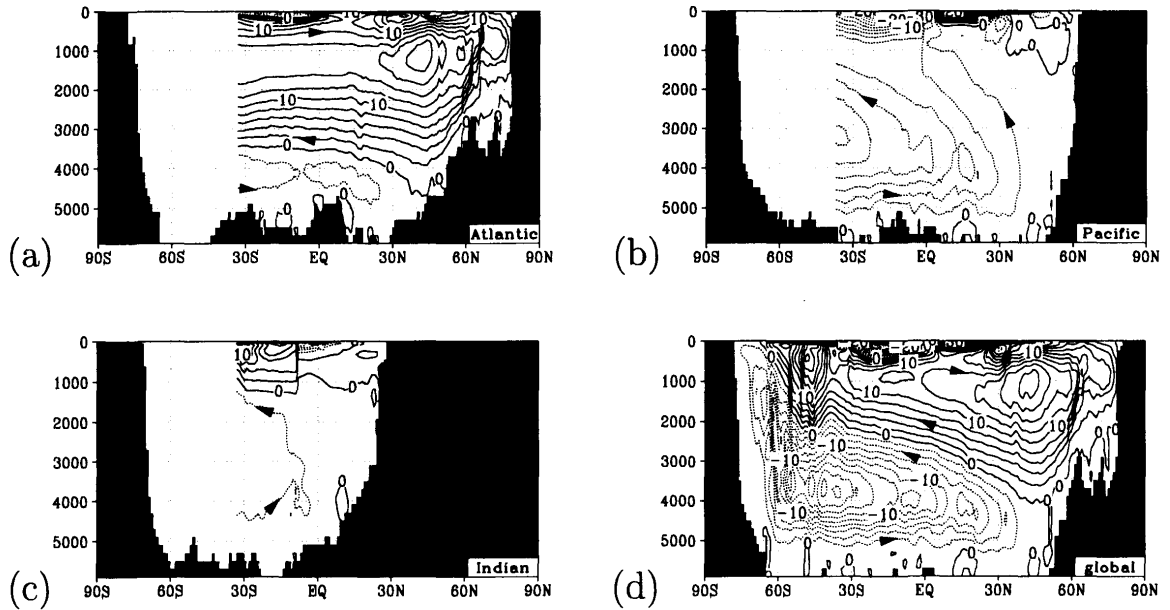


Fig. 3. Zonally integrated transport streamfunction for the experiment with the BBL model in the (a) Atlantic, (b) Pacific, (c) Indian, and (d) globe. The streamfunction includes the eddy-induced transport. Contour interval is 2 Sv ($=10^6 \text{ m}^3/\text{s}$). Dashed contours indicate negative values. For details, readers are referred to Nakano and Suginozara (2002b).

の図を示す。海底境界層モデルの導入前は、ノルディック海の重い水塊はデンマーク海峡やスコットランド-アイスランド海嶺南端に留まり、外洋に流出しない。一方導入後は、アイスランドの東方と、西方の双方から外洋に流れだし、最終的にデンマーク海峡で合流してグリーンランドに沿って南下し、北大西洋深層水を形成する。南極周辺においても、導入前は南極の縁辺海大陸棚に留まっていた重い水塊が、導入後は斜面の方向に対して約左 45° の角度をもって下りつつ、外洋に流出する (図省略)。

2.2. 深層水の全球への広がり

熱塩循環の循環像を把握するために、(年平均の) 子午面循環図がよく使われる。Fig. 3 に、Nakano and Suginozara (2002b) において計算された年平均の東西平均した子午面循環を示す。大西洋においては、北大西洋北部で沈み込んだ北大西洋深層水が、3,000 m 切りまでを占めて南極方向に流れ、上層にはそれを補償

する流れが存在する。北大西洋深層水の下部には、南極底層水が北上する。太平洋およびインド洋においては、南極周極流深層水が北上し、それらの大部分が上部南極周極流の 1,000 m 付近に戻るといった構造を呈する。大西洋、太平洋、インド洋の各大洋間の深層循環は、南極周極流を通して結びつき、深層水の水平分布はその構造を反映する。深層水の水平分布の決定には、深層における水平濃度勾配が大きいトレーサーの使用が有用である。この目的に合致したトレーサーとして、現実海洋に存在するものではフロン (CFC) や炭素同位体 ($\Delta^{14}\text{C}$) などが挙げられる。

ここでは、代表的な深層水である北大西洋深層水、ウェデル海底層水、ロス海底層水、アデリー海岸起源の底層水に、それぞれ対応する仮想トレーサーを流すことによって、それぞれの起源の海水の寄与率を計算した例を示す。Fig. 4 は 3,000 m における北大西洋深層水の寄与率を示す。この図は Broecker (1998) の Fig. 1 とよく対応し、モデルのパフォーマンスの妥当性を示

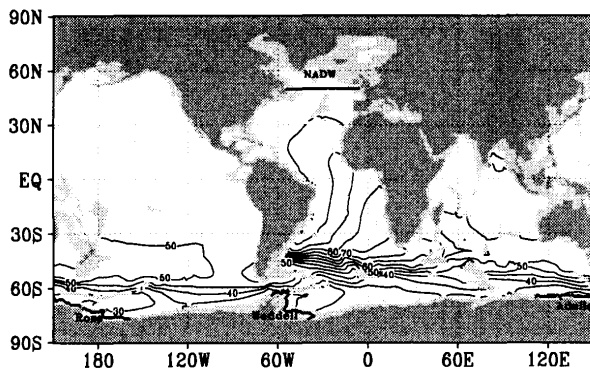


Fig. 4. Tracer concentration ratio of NADW origin at 3,000 m depth. Contour interval is 5%. For each of tracer experiments, the surface value is set to 1 in the areas circled by the thick line; otherwise 0. For details, readers are referred to Nakano and Suginozono (2002c).

す証拠の一つとすることができる。Broecker (1998) は、観測されたトレーサーに、いろいろな仮定をおくことで寄与率を算出した。海洋大循環モデルにおける算出は直感的であり、これにくらべれば易しい仕事である。モデルで再現された仮想世界のプロダクトであるので、その分布にどの程度の信頼性を抱いて良いのかという根源的な欠点は存在するが、海洋大循環モデルの研究にとって、深層水の水平分布を調べることは、水塊の水平構造を見いだす以外に、子午面方向には現れないモデルの欠点の把握に有用である。例えば、水平方向に積分することで打ち消し合っているモデルのバイアスを浮き上がらすことが可能となる。

海底地形の表現は、北大西洋深層水の分布の再現にはさほど影響がないが、南極底層水の分布の再現には、海盆を分けている海嶺や海盆間を結ぶ海峡の表現を通じて大きな影響がある。これらの地形表現は、低中解像度のモデルでは、観測された地形データが機械的に補間されたモデル地形に十分解像されることはない。即ち、修正前の地形を用いたモデル結果や現実海洋での水塊分布などをふまえて、主観的に地形に修正を施す必要がある。

3. 風応力の深層への影響

これまで、時間スケールが E~F の熱塩循環の深層に対する影響を見てきた。この章では、風応力の深層に対する効果を、いろいろな時間スケールで見ていく。ただし、風応力が熱塩循環を変えるという効果 (e.g., Tsujino and Suginozono, 1999) については議論しない。

3.1. 季節変動する風応力の深層への影響

Fig. 3 のような子午面循環は熱塩循環を見積もる上で非常に便利な指標であるが、その時間変動をみる際には注意が必要である。ここではその一例として風の変動成分による影響を取り上げる。結論を先に述べると、季節変動を含む外力で駆動された太平洋の子午面循環の中には、年平均でみられる南太洋から深層水が北上し中層で南下し上部南極周極流に戻るという循環像が、特定の月平均では季節変動成分に覆い隠されるため見ることができない。以下、その理由を述べる。

季節変動する風応力の深層への影響を段階を追って考える。以下の現象は、理想的な状況を想定した海洋大循環モデルを用いることなどでも確かめられる。一様成層する静止した海に突然風が吹くという状況を想定する。風によって、最初に励起されるのは、時間スケール A の現象である。海面にはエクマン層が慣性振動を起こしながら形成され、エクマン層の下部には、エクマン層における局所的なエクマン輸送と逆向きで深さ一様の流れが作られる。この流れがエクマン輸送に対する補償流と呼ばれるもので、いくつかの文献 (例えば Jayne and Marotzke, 2001) では、これが季節変動する表層のエクマン輸送に対して、それより深い場所の補償流として説明されることがある。しかし、このような局所的な補償が成り立つのは時間スケール A までである。

季節変動の時間スケール B では、引き続いて順圧ロスビー波によるスピニングアップが起きる。その結果作られるエクマン層より下部の順圧的な流れの構造は、一般的な上層の風成循環とのアナロジーで説明できる。Fig. 5 に 32°S から 32°N までの海に、その間の海域でエクマンの収束発散が 0 であるように、東西風応力をコリオリ力に比例するように与えた実験の例を示す。こ

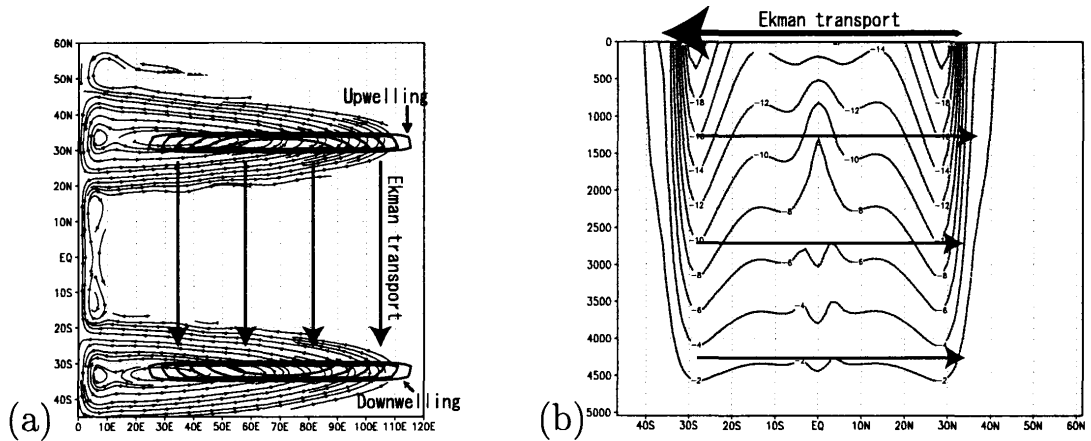


Fig. 5. (a) Circulation pattern below the Ekman layer. (b) Zonally integrated mass transport stream function. Contour interval is 2 Sv.

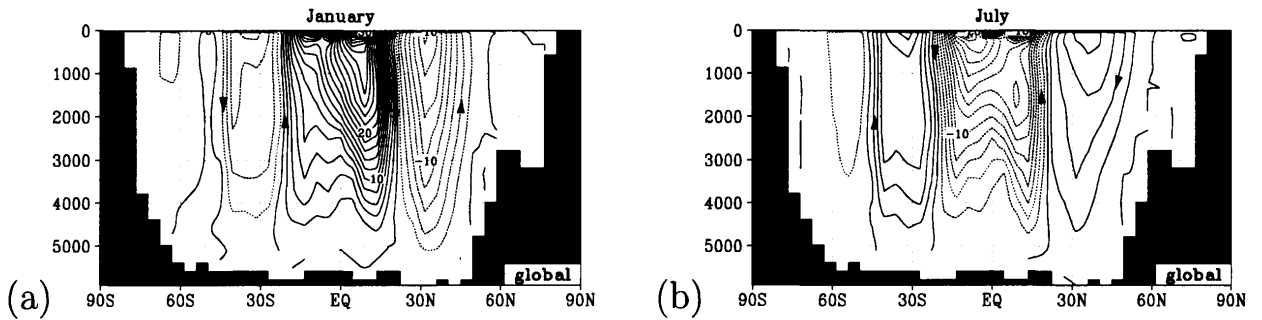


Fig. 6. Zonally integrated mass transport stream function anomalies (Sv) from annual mean. Contour intervals is 1 Sv. (a) 15 January, (b) 15 July. Dashed contours indicate negative values. For details, readers are referred to Nakano *et al.* (1999).

ここでは順圧のスピニアップ過程が終わった状態を示す。エクマンの収束発散は 32°S 付近で沈降， 32°N で上昇となる。もし，エクマン輸送に対する局所的な補償が成り立つのなら 32°S から 32°N 全体に流れがあるべきであるが，実際は，沈降流と上昇流を取り巻く流れ，および収束・発散のある流れに対する流量の補償流として，それらをつぶす西岸境界流のみが存在する（同様の図は Pedlosky (1996) の Fig. 7.4.1 にある）。ただし，東西積分をした子午面循環としては，局所的な補償を考えたと同様な循環が形成される (Fig. 5b)。この補償流は，地形がない場合には順圧的であり温度風などには現れないが，地形があり西岸境界流との相互作用がある場合には傾圧性が現れ，状況はさらに複雑とな

る。現実の海では，季節変動する風応力によって作られた影響が，月平均などで見た子午面循環にあらわれる (Fig. 6)。大西洋においては，この季節変動成分よりも年平均の成分の方が大きい，太平洋やインド洋においては，季節変動成分は年平均の成分を遙かに凌駕し，年平均の循環を覆い隠す。

時間スケール D よりも長いスケールの風応力に対しては，傾圧ロスビー波によるスピニアップにより，流れは深層では「ほぼ」見えなくなり，エクマン層とその近傍の浅いところに集中し，“Subtropical Cell”などと呼ばれる循環を形成する。また季節変動成分は，年平均を取ると見えない。

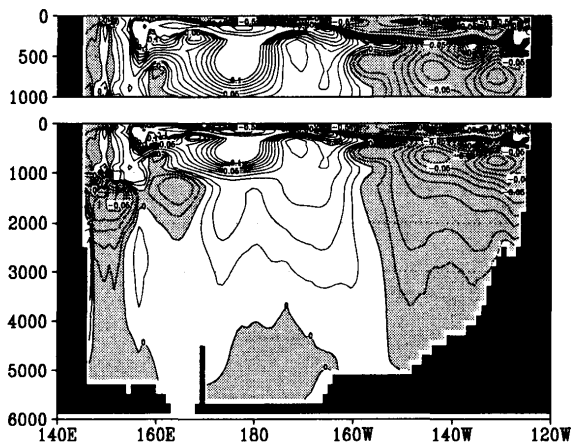


Fig. 7. Difference in temperature between 1985 and 1999 along WOCE P1 section (47°N). Contour interval is 0.01°C. Shaded areas indicate negative values. For details, refer to Hasumi and Nakano (2003).

3.2. 経年変動する風応力の深層への影響

風応力が時間スケール D よりも短い、季節変動よりも十分長い変動を持つ場合、具体的には十年程度の変動を持つ場合にはどうなるのであろうか？ この場合には、順圧のスピンアップによって作られた流れが完全には打ち消されず、移流の効果が温度や塩分場にはほぼ順圧のパターンとして現れる。その例として、北太平洋の WOCE の P1 セクション (47°N) の再観測 (1985 年と 1999 年) の差に相当する数値モデルのハインドキャスト計算の結果を挙げる。

Fukasawa *et al.* (2004) の観測結果によると、1999 年は 1985 年に比べて底層では測線全体で昇温傾向が見られるが、それよりも浅い中・深層では底層とは異なり、温度変化の傾向は経度によって異なり、むしろ鉛直方向にほぼ同じ傾向を持つ構造が現れる。これが先ほど述べた順圧のスピンアップの流れに起因するものと考えられ、再解析データの風応力を用いたハインドキャスト計算に、似たようなパターンを再現することができた (羽角博康, 中野英之, 2003)。Fig. 7 に、ハインドキャスト計算の、WOCE P1 ラインに相当する場所における 1985 年と 1999 年の差を示す。観測結果 (Fukasawa *et al.*, 2004, Fig. 2a) と比較すると、観測結果のより

小さな空間スケールを持った変動は再現できないものの、大局的な変動の構造として、偏差が順圧的である点、および西経 160° 付近を境界として偏差の正負が逆転する点において、観測結果とハインドキャスト実験の結果はよく一致する。すなわち、観測にみられる北太平洋中・深層の温度・塩分の 10 年規模の変動の大局的構造は、風応力の変動に対する応答としてほとんど説明される。このモデルでは、底層の水はほぼ定常になるまで計算されており、熱塩的な外力は変えておらず、観測に現れた底層の水の変動は現れない。

3.3. 定常の風応力の深層への影響

3.1 節で、傾圧ロスビー波のスピンアップにより、深層には流れが「ほぼ」見えなくなると述べた。この傾圧ロスビー波のスピンアップを一番簡単な二層の海洋でもう少し詳しい考察を試みる。静止している二層の海洋に、急に定常の風応力を働かせる状況を考える。まずは順圧ロスビー波により順圧の風成循環が形成される。この場合には、深層にも当然順圧モードの分だけ風応力の影響が現れる。次に、傾圧ロスビー波の到達により、東から順番に、下層は順圧モードと傾圧モードの循環が打ち消し合うことで静止し、最終的には傾圧ロスビー波が西岸に達した時に下層の循環全体が静止する。このように、二層モデルの場合、傾圧モードは順圧モードで作られたものと逆向きの流れを下層に作り、下層の循環を止めていく。層の数が増え、より高次の傾圧モードがある場合の状況はもう少し複雑であるが、順圧ロスビー波とすべての傾圧ロスビー波が到達すると、下層の流れが消滅するという性質は変わらない。

一方、拡散などにより、傾圧ロスビー波が西に行くにつれて減衰していく場合、または、高次の傾圧ロスビー波が入れないような領域ができる場合には、順圧モードや低次の傾圧モードの循環が下層で打ち消されず、下層に流れが残ることになる。この残った流れの強さは上層の循環に比べて小さいために、上層の解析をする際にはあまり考慮されていなかった。このことが定常状態の下層には風応力の影響が直接はあらわれないという一般的に用いられる仮定に繋がる。この残った流れが重要な現象はあるのだろうか？ Nakano and

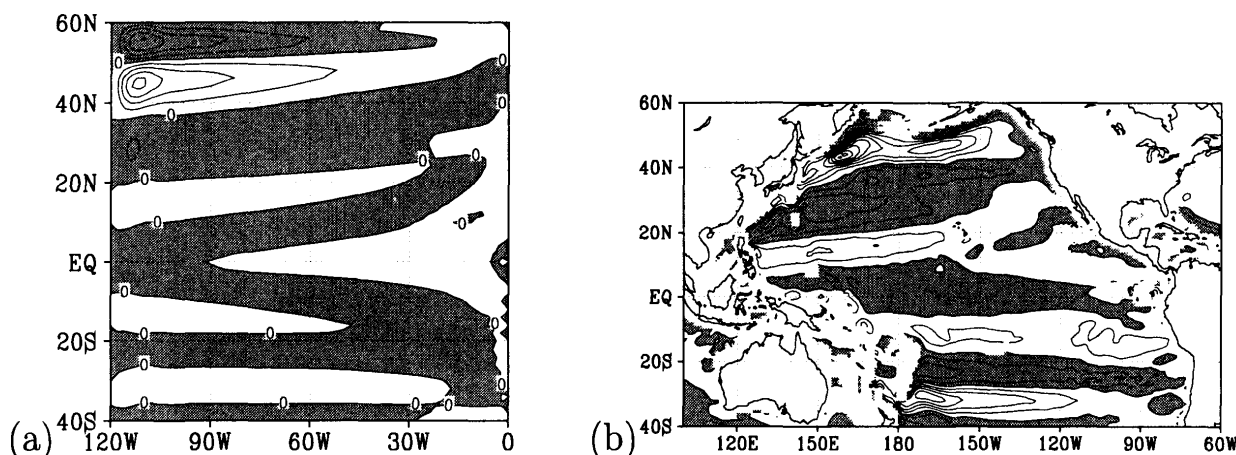


Fig. 8. (a) Zonal flow at 2,405 m depth of the rectangular basin model. The initial stratification is uniform in both latitude and longitude, derived from the horizontally averaged temperature-salinity in the North Pacific. The zonally averaged steady wind stress in the Pacific is imposed. The model is integrated for 100 years so that spin up of the wind-driven circulation is completed. (b) Difference in zonal flow between the cases with and without Pacific winds for the World Ocean model (wind – no-wind). Contour interval is 0.05 cm s^{-1} . Shaded areas indicate westward flow. For details, readers are referred to Nakano and Suginozara (2002a).

Suginozara (2002a) では、以下の中・深層の現象が、この流れで説明されるとした。

ヘリウムのデータなどから、海洋の中・深層 (2,000 m–4,000 m) には緯度により東西の向きの異なる循環があることが知られており Lupton (1998), Reid (1997) の主観解析の図に纏められている。風応力の影響は深層にないという観念から、この流れの説明として、海嶺の熱水噴出口などから出てくる熱水による駆動 (Stommel, 1982; Hautala and Riser, 1993) や、熱塩循環の地形との相互作用 (Warren and Owens, 1985) などが提唱されていたが、これらの効果だけでは中・深層の流れのパターン全体を説明できなかった。

海底境界層を組み込んだ、著者らの全球を対象とした中解像度 ($1^\circ \times 1^\circ$) の海洋大循環モデル (Nakano and Suginozara, 2002b) の準平衡解において、この中・深層の循環のパターンが再現された。このモデルには熱水噴出口などの特殊な物理現象は含まれていない。この流れの形成メカニズムとして、いくつかのメカニズムの考察が行われた。最初は、熱塩循環と地形の相互作用や風に対する熱塩循環の変化などを考えたが、補助的に矩形の海などを用いることで、モデルに現れている中・深層の東西流は、風成循環が見えているもの

であるということが示された (Fig. 8)。

また、鉛直および水平拡散により傾圧ロスビー波が減衰する系における風応力の定常解を、鉛直モード展開の手法を用いて求めることで、海洋大循環に現れている東西流のパターンを線形の半解析解を用いて表現することができた。太平洋の中・深層において、風応力の影響が流れ場に見えた理由は、太平洋の熱塩循環による中・深層循環の流速は非常に小さいので、風応力によって中・深層作られる循環の流速が上層に比べれば非常に小さくとも、熱塩循環の循環には打ち勝てるからである。

Nakano and Suginozara (2002a) で解かれた問題は、傾圧ロスビー波が拡散により西に行くにつれて減衰していくという、ある意味使い古された問題であり、論文を提出した後になってその観点から探すと、本質的に同じ回答を出している論文がいくつか見つかった。新しいことといえば、深層の 2,000 m の大循環に適用したことぐらいであるが、これがかできたのは、使った海洋大循環モデルの解像度がある程度高く、なおかつ、太平洋深層の熱塩循環の強度が適度なものを再現することができたことが主因であろう。

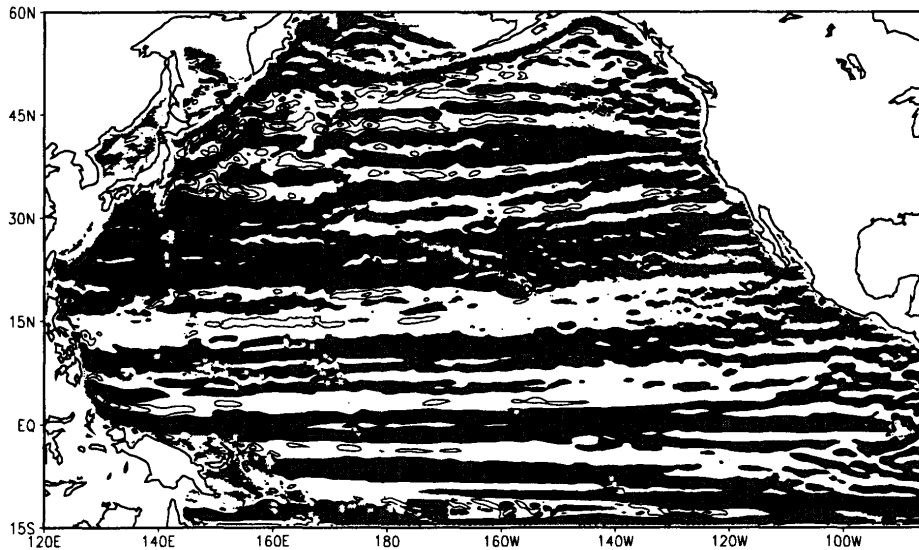


Fig. 9. Zonal jets at 1,000 m depth in the North Pacific Ocean averaged over the last five years of a 58-year long computer simulation. The initial flow field was reconstructed from the Levitus climatology; the flow evolution was driven by the ECMWF climatological forcing. Shaded and white areas are westward and eastward currents, respectively; the contour interval is 2 cm s^{-1} . For details, readers are referred to Galperin *et al.* (2004) and Nakano and Hasumi (2005).

4. 中規模渦による影響

つぎに、中規模渦によるスピニアップ過程を見てみる。中規模渦によるものは、数多くの現象が存在するが、ここでは、著者たちの論文の緯度により流れの方向が変わる東西流 (Nakano and Hasumi, 2005) と黒潮の離岸に関する問題 (Nakano *et al.*, 2008) を取り上げる。

4.1. 緯度により流れの方向が変わる東西流

Nakano and Sugimoto (2002a) の粗い海洋大循環モデルに現れた緯度により流れの方向が変わる東西流は、鉛直モード分解の手法を用いて、線形の力学の重ね合わせで理解することができた。しかしながら、Reid (1997) の図と海洋大循環モデルで再現された東西流のパターンとは、ほぼ対応関係があるが、とくに低緯度の東岸付近における対応に不十分な点があった。また、流速の東西パターンはおおよそ一致するものの、モデルの流速の大きさが弱すぎるという欠点があった。そのため、観測においてはトレーサー場から流速場が推

測されたのであるが、海洋大循環モデルにおいては東西流が流速場に直接あらわれるものの、トレーサー場には、拡散などが移流よりも強いせいか、この東西流の影響を検出することができなかった。この原因として、海洋大循環モデルの解像度が低いということが要因の一つとして考えられた。

この問題を解決することが主目的ではなかったが、著者らは渦許容の解像度である渦許容 ($1/4^\circ \times 1/6^\circ$) の水平解像度を持つ海洋大循環モデルの実験に着手し、Nakano and Sugimoto (2002a) の研究の延長として、中・深層の東西流を調べた。当初は、高解像度化により、低解像度での構造を精緻化できることを期待したが、実際は、Nakano and Sugimoto (2002a) で得られた風成循環のパターンの中に、年平均場では南北約 3° スケールで、太平洋全体の東西の長さを持つ東西流の構造 (Fig. 9) という、その当時は想像もしない現象を見つけることになった (Nakano and Hasumi, 2005)。

観測でこのような流れが報告されていない以上、まずバグや設定の特異性の問題などの可能性を疑ったが、それはなかった。特に、風応力の中にこのスケールの現

象を作る特徴的なものが含まれていることを調べたが、後に、海盆スケールで滑らかに変動する sine 関数で作られた風応力でも同様の現象が起きることが判明した。また他の研究者との交流から、このような東西流の構造は、他機関の渦許容から渦解像の解像度を持つ z 座標を用いた海洋大循環モデルにも遍在することが明らかになった。著者らの計算は、渦許容の海洋大循環モデルの実施としてはむしろ後発であったが、数十年の積分では上層の循環しか意味がないという思いがあるためか、膨大なデータのなかから 1,000 m や 2,000 m といった中・深層の流速場をあえて注目してみることがされてこなかったためか、先達の計算では見過ごされてきたらしい。(上層にも東西ジェットがあるが、単純平均では他の現象にマスクされて、中・深層ほど明瞭には見られない。) 著者が渦許容の海洋大循環モデルで中・深層の東西流をあえて見ようとした理由は、Nakano and Suginohara (2002a) で得られた流れが渦許容でどのようなになっているかを確認しようとしたのがきっかけであり、全く別の現象を見つけられたのは幸運であった。

この時点でバグや設定ミスの可能性は減ったが、海洋大循環モデルに共通の問題点が作り出した人工生成物である可能性は否定できなかった。しかしながら、Maximenko *et al.* (2005) の研究によって、衛星海面高度計のデータにも見いだされ、現実の海にもあることがわかった。これは、海洋大循環モデルの方で先に提唱され、観測で確認された現象例の一つである。

この生成要因を明らかにするべく、当時の理論をいろいろ当たった。100 km 程度の傾圧不安定が 300 km 程度までカスケードアップするという現象は確かめられ、いわゆる Rhines 効果 (Rhines, 1977) に近い現象であろうことは想像がついたのだが、Rhines 効果はもともと最終的な流れ場が順圧となる理論であり、海洋に適用するにはかなりのギャップがあった。現在のところ、世界で精力的に研究が行われており、いまだ、メカニズム解明は根本的なレベルでは不十分な状況にある。

4.2. 西岸境界流の離岸の問題

北太平洋の渦許容モデルに取り組んだ本来の主要なターゲットの一つは、黒潮の離岸の問題である。亜熱帯

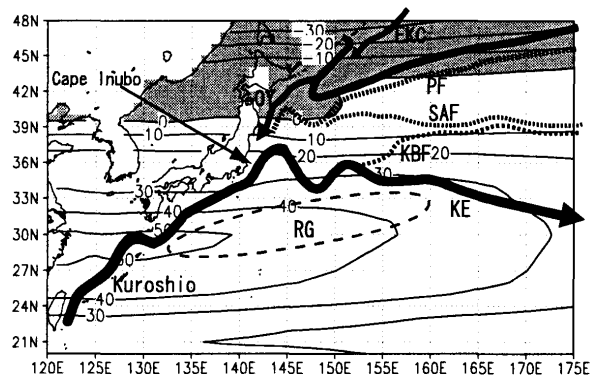


Fig. 10. A schematic of the near-surface current in the northwest Pacific superimposed on Sverdrup streamfunction. The current patterns except recirculation gyre are adopted from Fig. 1 of Yasuda (2003). However, the notations of the fronts are based on Roden *et al.* (1982). The Sverdrup streamfunction are calculated from the annual mean wind stress derived from NCEP-DOE AMIP-II reanalysis project (Kanamitsu *et al.*, 2002) during years 1979–2004. Contour intervals are 10 Sv. Shading indicates negative values. EKC: East Kamchatka Current, OY: Oyashio, PF: Polar Front, SAF: Subarctic Front, KBF20: Kuroshio Bifurcation Front, KE: Kuroshio Extension, RG: Recirculation gyre.

循環の西岸境界流は、低解像度および中解像度モデルにおいては、用いる風応力のデータセットにもよるが、一般に、日本東方で北海道付近まで流れる間に、連続的に日本列島から離れていく。そしてその離岸の北端は、風応力で規定される亜熱帯循環と亜寒帯循環に相当するスベルドラップ循環の境界に位置する。これが、黒潮が現実比べて北で離岸してしまうという、「西岸境界流の離岸の問題」である。Fig. 10 に日本付近の流れ場を示した。高解像度モデルでないかぎり、上層西岸境界流は、スベルドラップ循環に沿って、日本東方の広い範囲で離岸していくが、現実の黒潮はスベルドラップ循環で定義される亜熱帯循環の内部で、亜熱帯亜寒帯境界よりもかなり南において集中的に離岸し、東方へジェット状の黒潮統流となっている。

この「西岸境界流の離岸の問題」は、黒潮やメキシコ湾流が、海洋表層中でもっとも目立つ流れの一つで

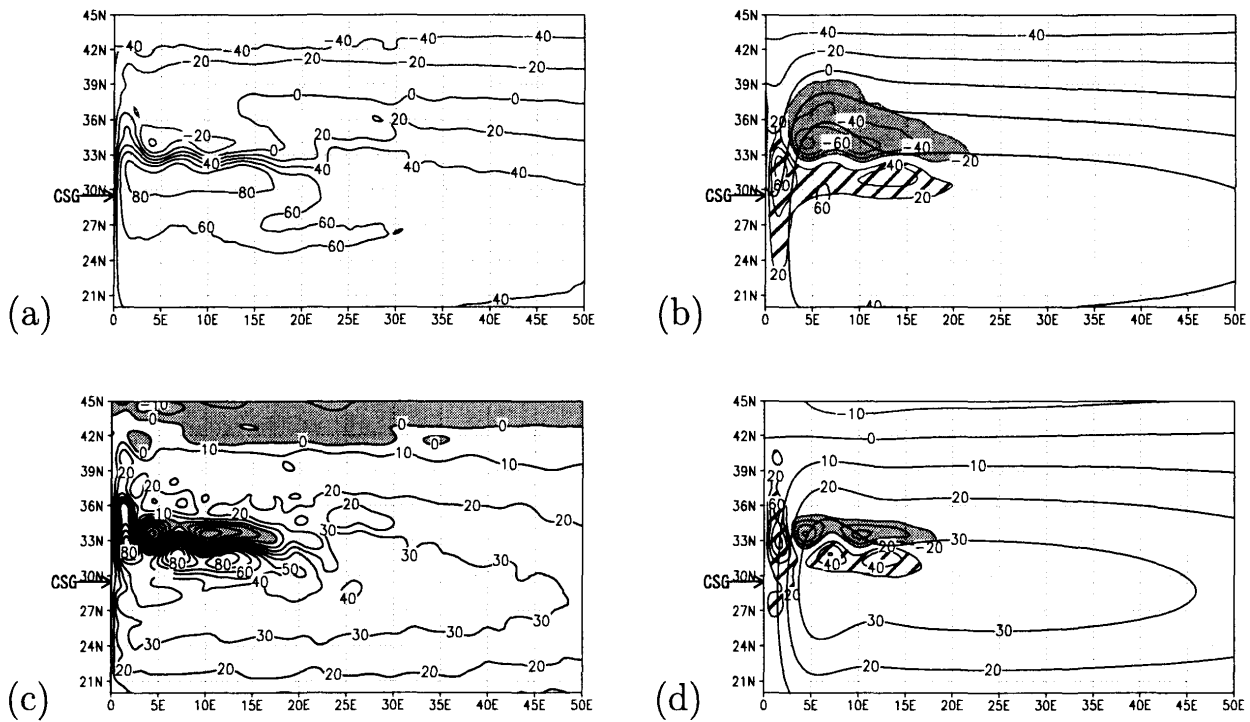


Fig. 11. Contours in the upper panels indicate the mean sea surface height fields in the centimeters (a) for fine-resolution experiment and (b) for coarse-resolution experiment, and ones in the lower panels indicate the mean barotropic streamfunctions in Sv (c) for the fine-resolution experiment and (d) for the low-resolution experiment. The shading in (c) indicates negative values. The shading in the right panels, (b) and (d), indicates differences between the fine- and low-resolution models (the results of the fine-resolution experiment – that of low-resolution experiment) that are greater (hatching) or less (gray) than ± 10 cm and ± 10 Sv, respectively. The center of the Sverdrup subtropical gyre (CSG) is indicated with an arrow on the left axis of each panel. The latitude of the CSG is defined as that of the Sverdrup streamfunction maximum of the low-resolution experiment. For details, readers are referred to Nakano *et al.* (2008).

あること、また、それらの循環場の誤差が、付近の海水表面温度にきわめて大きな誤差を生み出し、大気海洋結合システム全体にも大きな影響をもたらすので、古くから問題視されてきた。さらにこの問題は、古くは様々な解析的研究や理想的な twin-gyre 実験などを用いて扱われてきたが、明確な結論はでていなかった。いくつかの研究では、離岸緯度を南に下げるため、亜寒帯循環を強くするようなことや、北大西洋深層水の影響が重要であると主張された。これらに共通する固定概念として、黒潮続流に相当する流れは、亜熱帯循環と亜寒帯循環の西岸境界流が衝突した結果、その境界を流れる、というものであったように思える。

近年の計算機技術の進歩により高解像度モデルの計

算ができるようになった。そして、高解像度モデルでは現実的な黒潮の離岸が再現できるようになった。高解像モデルでも、渦許容モデル程度では、続流の再現などに問題があるが、渦解像モデル程度になると、続流が十分現実的に東西方向へのびる。この離岸や続流の振る舞いには、運動方程式の粘性の取り方で大きく変わることが経験的にわかってきたが、その理由は不明であった。

Nakano *et al.* (2008) では、この「西岸境界流の離岸の問題」を理想化された海洋大循環モデルおよび現実的に設定された海洋大循環モデルを用いて調べた。黒潮の離岸は犬吠埼などの特殊な地形の影響が重要と考えられてきたが、実はそのような地形のない矩形の海

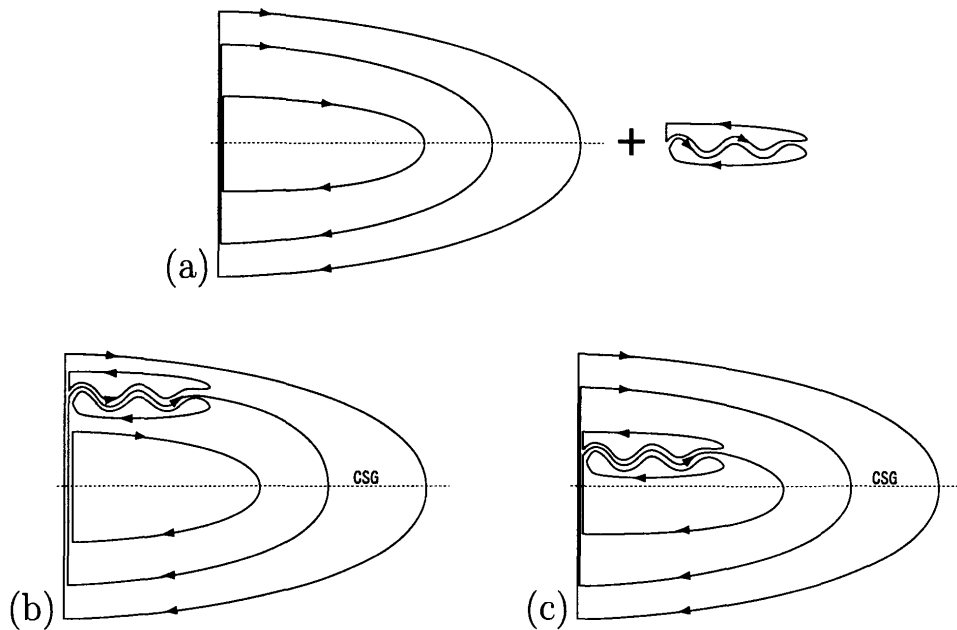


Fig. 12. Schematic sketches of the streamfunction in the Sverdrup subtropical gyre. (a) The total field are separated into the Sverdrup circulation and twin “relative” recirculation gyres (RRGs). (b) The twin RRGs are located far to the north of the latitude of the center of the Sverdrup subtropical gyre (CSG). The latitude of the CSG is defined as that of the Sverdrup streamfunction maximum. This state cannot be an equilibrium because the western boundary current is unstable between the CSG and the southern edge of the southern RRG. (c) The southern edge of the southern RRG coincides with the CSG. This state can be an equilibrium and is consistent with the results of our fine-resolution models as well as with the observed Kuroshio Current System and Gulf stream. For details, readers are referred to Nakano *et al.* (2008).

でも、風応力が同じ場合は、岬がある場所と同じ緯度に、続流に相当する東西ジェットができることを見いだした (Fig. 11)。またその研究の中で、離岸の研究の多くで用いられる、「再循環」という循環の意味やその成因も個々の研究によって異なることがわかり、その整理を試みた。黒潮の南には南方からの負の渦位が運び込まれることで形成される再循環が、また黒潮の北には西岸との運動量のやりとりによる正の渦位をもつ再循環が、そして温度躍層より下部には上層の運動量が渦により運ばれてできた再循環が存在し、それらは水平方向の渦の Reynolds フラックスによって強化されている。北側の再循環の存在は、いくつかの査読者からたびたび疑問をつけられたが、その存在そのものは、最近 Qiu *et al.* (2008) などによって観測からも示された。いくつかの感度実験と解析などから、この東西ジェットが亜熱帯循環と亜寒帯循環の境界ではなく、亜熱帯

循環の中に再循環を伴ってできる流れであり (Fig. 12)、そのジェットが離岸後に十分発達した続流になるかどうかは、日本東岸の特に北側の再循環域の Reynolds 数に依存することを示した。

この結果から、低解像度モデルでは離岸が再現できず、高解像度モデルでも渦許容モデルでは不十分であり、渦解像モデルで漸く現実的な黒潮続流が再現できるということは、Reynolds 数で言い直すと、解像度が足りない場合には日本東岸で十分な Reynolds 数が確保できないということになる。

5. おわりに

以上で、受賞対象になった研究の紹介を終える。もともとは、長い時間スケール (時間スケール $E \sim F$) の熱塩循環を念頭においた中・深層循環の研究をしてき

たが、思いの外、中・深層循環においても、それより時間スケールの比較的短い、風や渦の影響が大きいことがわかり、むしろその研究の方が主になってきた。

海洋大循環モデルの研究を始めたころは、原理的にすべてのデータを取ることができる以上、モデルで起こっていることはすべてわかるはずだと思っていたが、実は容易ではなかった。とくに、海洋大循環モデルの解像度が、高解像度となり、中規模渦の影響が無視できなくなるとその傾向は強くなった。たとえば、モデルの定式化に忠実に、運動方程式の各項の大きさを見積もる解析プログラムを作っても、どの項とどの項がバランスしているなどがわかるが、結局なぜそのようなバランスになる必然があるかは、それからだけではわからない。

これを乗り越える方法の一つの方策としては、詳細な解析に加え、さまざまな感度実験の補助的な実施が考えられる。実際、自分の論文を見返してみると、かなりの割合の論文が、現実地形のモデルと理想的なモデルの二本立てで構成されていた。さらに、効果的な解析の(特に渦の相互作用に関する)手法の必要性が切に望まれる状況である。

海洋大循環モデルにおいて、メカニズムがわからないものもなぜか現実の再現が成功している現象の解析は、ある海洋大循環モデルや解析解などで、現実を再現できない理由を考察するよりは易しいはずである。これが、今昔の偉大な海洋学者よりも豊富な計算資源を使うことができる現代の海洋大循環モデルを用いた研究者の有利な点の一つであるように思える。今後、研究が行き詰まった際にも、このような文句も胸に、根気よくメカニズムの解明などをすすめたいと考えている。

謝 辞

このたびは伝統有る日本海洋学会岡田賞を戴き、推薦・選考・承認して下さった方々ならびに学会員の皆様に感謝致します。対象研究は筆者が東京大学気候システム研究センターならびに気象研究所海洋研究部において行われました。大学院における指導教官である故杉ノ原 伸夫先生の辛抱強いご指導およびに、大学院や気象研究所の先輩方等のご助力がなくては実行できませんでした。深く感謝を申し上げます。

References

- Broecker, W. (1998): How much deep water is formed in the Southern Ocean? *J. Geophys. Res.*, **103**, 15,833–15,843.
- Bryan, K. (1984): Accelerating the convergence to equilibrium of ocean-climate models. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 662–682.
- Fukasawa, M., H. Freeland, R. Perkin, T. Watanabe, H. Uchida, and A. Nishina (2004): Bottom water warming in the North Pacific Ocean. *Nature*, **427**, 825–827.
- Galperin, B., H. Nakano, H.-P. Huang, and S. Sukoriansky (2004): The ubiquitous zonal jets in the atmospheres of giant planet and Earth's oceans. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L13303, doi:10.1029/2004GL019691.
- Gent, P., J. Willebrand, T. McDougall, and J. McWilliams (1995): Parameterizing eddy-induced tracer transports in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 463–474.
- 羽角 博康, 中野 英之 (2003): 北太平洋中・深層循環変動のモデリング. 月刊海洋/号外, No.32, 183–188.
- Hautala, S., and S. Riser (1993): A nonconservative β -spiral determination of the deep circulation in the eastern South Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1,975–2,000.
- Jayne, S., and J. Marotzke (2001): The dynamics of ocean heat transport variability. *J. Rev. Geophys.*, **39**, 385–411.
- Kanamitsu, M., W. Ebisuzaki, J. Woollen, S.-K. Yang, J. Hnilo, M. Fiorino, and G. Potter (2002): NCEP-DOE AMIP-II reanalysis (R-2). *Bull. Am. Meteor. Soc.*, **83**, 1,631–1,643.
- Killworth, P. (1983): Deep convection in the world ocean. *Rev. Geophys.*, **21**, 1–26.
- Lupton, J. (1998): Hydrothermal helium plumes in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **103**, 15,853–15,868.
- Maximenko, N., B. Bang, and H. Sasaki (2005): Observational evidence of alternating zonal jets in the world ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L12607, doi:10.1029/2005GL022728.
- Nakano, H., R. Furue, and N. Sugihara (1999): Effect of seasonal forcing on global circulation in a world ocean general circulation model. *Climate Dynamics*, **15**, 491–502.
- Nakano, H., and N. Sugihara (2002a): A series of mid-depth zonal flows in the Pacific driven by winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 161–176.
- Nakano, H., and N. Sugihara (2002b): Effects of bottom boundary layer parameterization on reproducing deep and bottom waters in a world ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1,209–1,227.

- Nakano, H., and N. Suginohara (2002c): Importance of the eastern Indian Ocean for the abyssal Pacific. *J. Geophys. Res.*, **107**, 3219, doi:10.1029/2001JC001065.
- Nakano, H., and H. Hasumi (2005): A series of zonal jets embedded in the broad zonal flows in the Pacific obtained in eddy-permitting ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 474–488.
- Nakano, H., H. Tsujino, and R. Furue (2008): The Kuroshio Current System as a jet and twin “relative” recirculation gyres embedded in the Sverdrup circulation. *Dyn. Atmos. Oceans*, **45**, 135–164.
- Pedlosky, J. (1996): *Ocean Circulation Theory*. Springer, New York, 453 pp.
- Qiu, B., S. Chen, P. Hacker, N. Hogg, S. Jayne, and H. Sasaki (2008): The Kuroshio Extension Northern Recirculation Gyre: Profiling float measurements and forcing mechanism. *J. Phys. Oceanogr.*, **38**, 1,764–1,779.
- Reid, J. (1997): On the total geostrophic circulation of the Pacific Ocean: Flow patterns, tracers, and transports. *Prog. Oceanogr.*, **39**, 263–352.
- Rhines, P. (1977): The dynamics of unsteady currents. In *The Sea*, Vol. 6 *Marine Modeling*, edited by E. A. Goldberg *et al.*, John Wiley and Sons, 1,809–1,818.
- Roden, G., B. Taft, and C. Ebbesmeyer (1982): Oceanographic aspects of the Emperor Seamounts region. *J. Geophys. Res.*, **87**, 9,537–9,552.
- Spall, M. (1994): Mechanism for low-frequency variability and salt flux in the Mediterranean salt tongue. *J. Geophys. Res.*, **99**, 10,121–10,129.
- Stommel, H. (1982): Is the South Pacific helium-3 plume dynamically active? *Earth Planet. Sci. Lett.*, **61**, 63–67.
- Tsujino, H., and N. Suginohara (1999): Thermohaline circulation enhanced by wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1,506–1,516.
- Yasuda, I. (2003): Hydrographic structure and variability in the Kuroshio-Oyashio transition area. *J. Oceanogr.*, **59**, 389–402.
- Warren, B., and W. Owens (1985): Some preliminary results concerning deep northern boundary currents in the North Pacific. *Prog. Oceanogr.*, **14**, 537–551.

Studies of Mid-depth and Abyssal Circulation by Using Ocean General Circulation Models

Hideyuki Nakano *

Abstract

The author has mainly studied the mid-depth and abyssal circulation in the ocean. The topics include formation of deep and bottom waters, wind-driven mid-depth zonal flow, eddy-driven zonal jets, and the problem of western boundary separation. This article classifies them in terms of their temporal and spatial scale, reviewing the effects of watermass formation, wind forcing, and mesoscale eddies on them.

Key Words : ocean general circulation model, mid-depth and abyssal circulation,
problem of western boundary separation

(Corresponding author's e-mail address : hnakano@mri-jma.go.jp)

(Received 29 August 2008; accepted 8 November 2008)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2009)

* Meteorological Research Institute; 1-1 Nagamine, Tsukuba 305-0052, Japan