

海洋深層水形成に伴う熱塩深層循環と渦成深層循環

吉川, 裕
九州大学応用力学研究所

<https://doi.org/10.15017/14177>

出版情報 : 九州大学応用力学研究所所報. 134, pp.53-59, 2008-03. Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

バージョン :

権利関係 :

海洋深層水形成に伴う熱塩深層循環と渦成深層循環

吉川 裕*1
(2008年1月31日受理)

Thermohaline and Eddy-Induced Abyssal Circulations Associated With Abyssal Water Formation

Yutaka YOSHIKAWA

E-mail of corresponding author: *yosikawa@riam.kyushu-u.ac.jp*

Abstract

Simple numerical experiments were performed on the thermohaline and the eddy-induced abyssal circulations induced by deeper water formation. Both thermohaline forcing and eddy-induced forcing generate mean clockwise circulation along the slope in a bottom layer if the bottom water is formed. On the other hand, if deep convection does not reach the bottom layer and hence water in the intermediate layer rather than the bottom layer is formed, thermohaline forcing is not able to generate significant mean circulation in the bottom layer while eddy-induced forcing can generate it. This indicates that eddy-induced forcing generates intense bottom currents observed in the Japan Sea and the Labrador Sea where the bottom water is not formed. The present study also investigates the generation mechanism of eddy-induced abyssal circulation.

Key words : *Abyssal Ocean Circulation, Thermohaline Circulation, Eddy-Induced Circulation, Deeper Water Formation*

1. 緒言

数千年の時間規模で変動する海洋深層循環は、気候システムの中でも長周期変動に重要な役割を果たすと考えられている。しかし、深層循環の構造と駆動機構に関する理解は、同システムにおける深層循環の役割を定量的に予測できるほど十分に進んでいるとは言いがたい。観測による深層流動構造の把握が最も重要だが、広大な海の深層における観測には限界がある。深層循環に関する数値実験を行い、駆動機構を整理することは、有用な手段の一つと考える。

Stommel and Arons (1960)¹⁾²⁾によって発表された深層循環モデルは、海洋深層循環の力学機構の標準モデルとして広く受け入れられている。そのモデル(ストンメル・アールロンスモデル)によれば、冬季の深層水形成に伴い増加した深層の層厚は、(摩擦などの影響の少ない内部領域では)惑星渦位保存の制約により、極向きの流れを、また摩擦が無視できない西岸境界域ではそれを補償する流れを形成する。海底地形に起伏がある場合はこれほど簡単では無いが、例えば岸境界付近に斜面がある場合には、ストンメル・アールロンスモデルと同様な機構で、浅い領域を右に見る流れが斜面上に形成されることが、Kawase(1993)³⁾の1.5層数値

実験により示されている。これらの循環は熱塩的な強制力に伴う体積増加が駆動要因となっており、本稿ではこのような機構を熱塩機構、それによって駆動される循環を熱塩循環と呼ぶ。

一方、日本海を対象とした数値実験(Hogan and Hurlbert 2000⁴⁾、酒井・吉川 2005⁵⁾)によれば、対馬暖流の傾圧不安定に起因する順圧渦は、日本海深層で観測される浅い領域を右に見る斜面上の強い深層流(例えば Senju 2005⁶⁾)を形成しうる。このように、深層水の形成を伴わなくても深層循環が駆動されるという点で、この渦が引き起こす深層循環は、熱塩循環とは駆動機構が全く異なる。本稿ではこのような循環を深層循環と、それを駆動する機構を渦成機構と呼ぶ。渦成循環に関する先行研究は Rhines and Holland (1979)⁷⁾ などがあるが、深層循環の駆動モデルとしてはあまり着目されていない。しかし、日本海における結果は、渦成循環も熱塩循環と同様に、深層循環の駆動機構を理解する上で重要であることを示唆している。

一方、近年の観測や数値実験(例えば Marshall and Schott 1999⁸⁾)によれば、深層水形成時にも傾圧不安定に起因する順圧渦が発達する。このことは、深層水形成を伴う熱塩的な強制力によっても、渦成循環が引き起こされ得ること、つまり熱塩循環と渦成循環が同時に起こり得るこ

*1 九州大学応用力学研究所

とを示唆している。本研究では、熱塩循環と渦成循環のそれぞれの特徴を理解するため、簡単な数値模型を用いて、深層水形成に伴う熱塩循環と渦成循環に関する数値実験を行ったので報告する。

2. 数値実験の概要

本研究では、東西、南北方向にそれぞれ x 、 y 軸を配した直交座標系における β 面上の多層（二層または三層）流体を模型海洋とする（Fig. 1）。模型領域は東西・南北幅（ L ）1000 km、最大水深（ H ）4000 m の矩形海とし、北西域において一・二層間の境界面を局所的に上昇させる強制力を、深層水形成を模した外力として加えることで、深層循環を駆動する。ただし各層の体積が全体として保存するよう、強制力の空間平均値は零となるように設定する。この強制力を与える期間や粘性力の分布などを変えた実験を行うことで、渦の発生を抑えた実験と渦の発生を許した実験の二通りの実験を行う。また、海底地形は平坦な場合（水深 4000 m）と、斜面がある場合（最大水深 4000 m）の二通りを考慮する。斜面の高さは岸境界で 1000 m とし（水深は 3000 m）、減衰幅 50 km の指数関数でなだらかに平坦地形に接続するよう設定した。

支配方程式は、プシネスク近似、固定表面（リジッド・リジッド）近似を用いた運動方程式および連続の式である。

$$\frac{\partial u_k}{\partial t} - (f + \zeta_k) v_k = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p_k}{\rho_{ref}} + ke_k \right) + V_k^u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_k}{\partial t} + (f + \zeta_k) u_k = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{p_k}{\rho_{ref}} + ke_k \right) + V_k^v, \quad (2)$$

$$\frac{\partial h_k}{\partial t} + \frac{\partial h_k u_k}{\partial x} + \frac{\partial h_k v_k}{\partial y} = F_k, \quad (3)$$

$$\sum_{k=1}^{km} h_k = 0 \quad (4)$$

ここで、 t は時間、 k は層番号（ km は全層数）、 u_k 、 v_k 、 h_k はそれぞれ k 層における x 、 y 方向の流速および層厚、 $f (= f_0 + \beta_0 y)$ はコリオリ係数、 ρ_{ref} は基準密度、また ζ_k 、 p_k 、 ke_k はそれぞれ k 層における相対渦度、圧力、運動エネルギーであり、それぞれ

$$\zeta_k = \frac{\partial v_k}{\partial x} - \frac{\partial u_k}{\partial y}$$

$$\phi_k = p_s - \rho_{ref} \sum_{m=2}^k g'_m \left(\sum_{l=1}^{m-1} h_l \right)$$

$$ke_k = \frac{1}{2} (u_k^2 + v_k^2)$$

と定義される。ここで p_s は海面圧力、 g'_k は換算重力加速度である。また V_k^u 、 V_k^v は粘性項、 F_k は境界面に対する強制力である。主な定数は Table 1 に示す。

強制力 F_k は、領域北西端から東西・南北距離 250 km の地点を中心位置 (X_f, Y_f) とし、減衰幅 (L_f) を 50 km

とするガウス分布で与える。

$$f(x, y) = -\frac{H_f}{T_f} \exp \left(-\frac{(x - X_f)^2}{L_f^2} - \frac{(y - Y_f)^2}{L_f^2} \right)$$

$$F_1 = \begin{cases} f(x, y) - \overline{f(x, y)} & \text{for } \text{mod}(t, T_{year}) \leq T_f \\ 0 & \text{for } \text{mod}(t, T_{year}) > T_f \end{cases}$$

$$F_2 = -F_1$$

$$F_{k \geq 3} = 0$$

ここで $H_f = 1000$ m は一年間（ $= T_{year} = 360$ 日）に上昇させる境界面変位の高さ、 T_f は強制力を与える期間であり、上付き線は領域平均を表す。渦無実験においては T_f を 1 年（ $= T_{year}$ ）とし、定常的にゆっくりと境界面を変位させるが、渦有実験においては T_f を 5 日とし、一年のうち最初の 5 日だけ境界面を急激に変位させる。ただし、いずれの場合も一年間での総変位量は同じである。なお、新成水の形成量（ $f(x, y)$ の積分量）は、 $2.5 \times 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ に相当する。

粘性項には、調和型粘性と重調和型粘性を併用した。

$$V_k^u = \nabla (\nu_2 \nabla u_k) + \nu_4 \nabla^4 u_k,$$

$$V_k^v = \nabla (\nu_2 \nabla v_k) + \nu_4 \nabla^4 v_k.$$

重調和型粘性は数値計算を安定させるために用い、その係数（ ν_4 ）は空間一様とした。一方調和型粘性は、渦を抑える実験においては、傾圧不安定渦が生じないように、強制域を囲むように $(x, y) = (X_f, Y_f)$ を中心とする東西・南北幅 375 km の矩形領域で一定の粘性係数（ ν_2 ）を与えた。

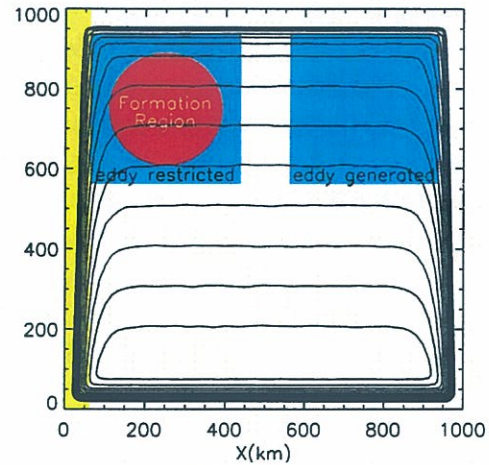


Fig. 1 Model configuration. Contour line indicates initial potential vorticity of the bottom layer. Yellow region along the western boundary is the region of nonzero harmonic viscosity ν_2 . Blue regions with “eddy restricted” and “eddy generated” also represent the region of nonzero harmonic viscosity in the eddy-restricted and eddy-generated experiments, respectively. Red circle denotes water formation region.

一方渦を許す実験においては、全体として粘性の影響が渦を抑えた実験と等しくなるよう、 $(x, y) = (L - X_f, Y_f)$ を中心とする同様の矩形領域で一定の粘性係数を与えた (Fig. 1)。また、いずれの実験でも、西岸境界流の幅を解像できる程度に大きくするため、西岸から幅 62.5 km の範囲で同様に一定の粘性係数を与えた。

流速の境界条件は直交成分を零および摩擦無しとし、また層厚の境界条件としてフラックス無しとした。初期状態は静止状態とし、初期境界面変位は二層実験の場合には深さ 2000 m、三層実験の場合には深さ 1000 m と 2000 m に置く。ただし不安定を励起するため、一層めと二層めの境界面変位に最大 1 m のランダムな変動を付加した。

支配方程式の差分化には、時空間ともに二次精度の中央差分を用いた。ただし数値不安定を抑制するため、時間積分には Asselin フィルターを毎ステップ適用した。各変数の格子点配置には Arakawa C-grid を使い、移流項には渦位保存スキーム (Arakawa スキーム)⁹⁾ を採用した。

Table 1 Model parameters.

g	$= 10.$	m s^{-2}
g'_2	$= 1.0 \times 10^{-2}$	m s^{-2}
g'_3	$= 2.5 \times 10^{-3}$	m s^{-2}
f	$= 1.0 \times 10^{-4}$	s^{-1}
β	$= 2.0 \times 10^{-11}$	$\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$
ν_2	$= 3.125 \times 10^2$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ν_4	$= 2.0 \times 10^4$	$\text{m}^4 \text{s}^{-1}$
Δx	$= 15625.$	m
Δy	$= 15625.$	m
Δt	$= 144$	s

3. 数値実験の結果

3.1 二層模型実験

まず単純な熱塩循環が再現される、海底地形が平坦で渦の発生を抑えた実験 (平坦渦無実験) の結果を述べる (図省略)。ストーンメル・アーロンス模型の二層模型版であるこの実験では、強制力により上昇した境界面変位の一部はロスビー波により西岸に達した後、ケルビン波により反時計回りに境界に沿って伝搬し、東岸の境界面変位を上昇させる。東岸ではケルビン波とロスビー波の伝搬経路が交差しており、上昇した境界面変位はロスビー波によって再び西向きに伝搬する。下層内部領域ではこの東岸からのロスビー波により層厚が増し、惑星渦位保存の制約により北上流が生じ、同時に下層西岸域ではそれを補償する南下流が生じる。この流れはほぼ傾圧的であり、ロスビー波が海盆を横断する時間 (約 1.79 年) を過ぎると定常となる。

海底地形に斜面があり渦の発生を抑えた実験 (斜面渦無

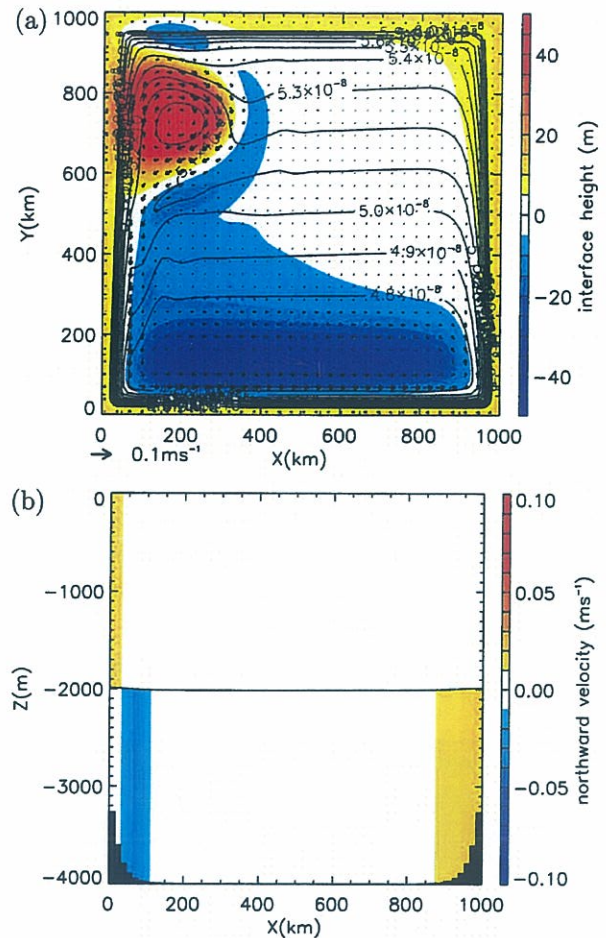


Fig. 2 (a) Interface height (color tone), potential vorticity (contour line) and horizontal velocity (arrow) of lower layer. (b) Zonal ($y = 250$ km) vertical section of northward velocity (color tone) at each layer.

実験) は Kawase (1993) の実験の二層模型版に対応する。Fig. 2 には、実験開始後 5~10 年間で平均した境界面変位と下層の渦位および流速の水平分布図と、 $y = 250$ km における南北流速の鉛直断面図を示す。平坦渦無実験同様、境界面変位の上昇はケルビン波により岸を右に見て伝搬するが、斜面地形の場合は等渦位線の多くは斜面に沿って伸びているため、ロスビー波による境界面変位の伝搬も斜面上に集中する。その結果、斜面上で境界面変位勾配が大きくなり、下層に斜面に沿った流れが形成される (Fig. 2b)。北部平坦域では、そこを通過する等渦位線が南岸境界 (ケルビン波の伝搬経路) に十分接するため、南岸境界付近の境界面変位の上昇をロスビー波が北部平坦域にまで伝搬し、北上流を生じさせる。(ただし形成域外では、強制力が境界面変位を下降させていることに注意。) しかし、南部平坦域では、そこを通過する等渦位線は南岸境界からやや遠く、その等渦位線上における境界面変位は十分に上昇しない (従って北上流も弱い)。このため、ロスビー波に

よる境界面変位の伝搬が生じる領域と生じない領域との境 ($y = 200$ km 付近) では境界面変位に勾配が生じ、反時計回りの循環が生じる。これらの結果は Kawase (1993) と整合的である。

一方、斜面がある場合で渦の発生を許した実験 (斜面渦有実験) では、渦の影響により下層の流れが強化される。Fig. 3 に、実験開始後 390 日と 450 日境界面変位と下層流速の水平分布図を、Fig. 4 に 5~10 年で平均した境界面変位と下層流速の水平分布図および $y = 250$ km における南北流速の鉛直断面図を示す。この実験では、強制力により局所的に増加した境界面変位が傾圧不安定を引き起こし、正・負の渦度を持った順圧性の強い渦対を引き起こす。実験開始後 390 日においては (Fig. 3a)、二つの渦対が形成され、一方は西向きに、他方は東向きに自走し始めている。渦対の自走とともに新成水 (境界面変位の上昇) も輸送される。また、短波ロスビー波として順圧渦が東方に伝搬し、模型海洋全域に順圧流が生じる。

実験開始後 450 日においては (Fig. 3b)、西向きに自走

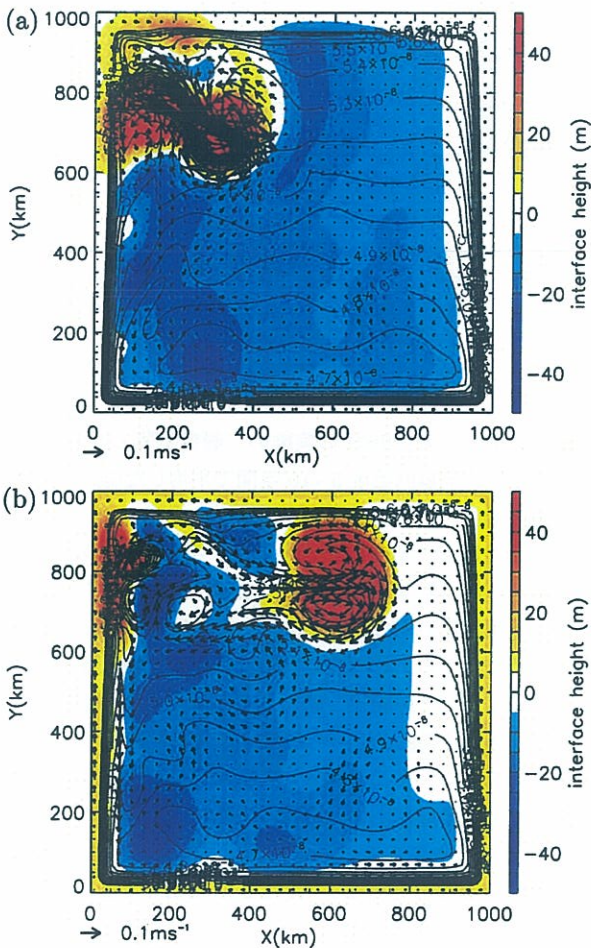


Fig. 3 Interface height (color tone), potential vorticity (contour line) and horizontal velocity (arrow). (a) upper layer, (b) lower layer.

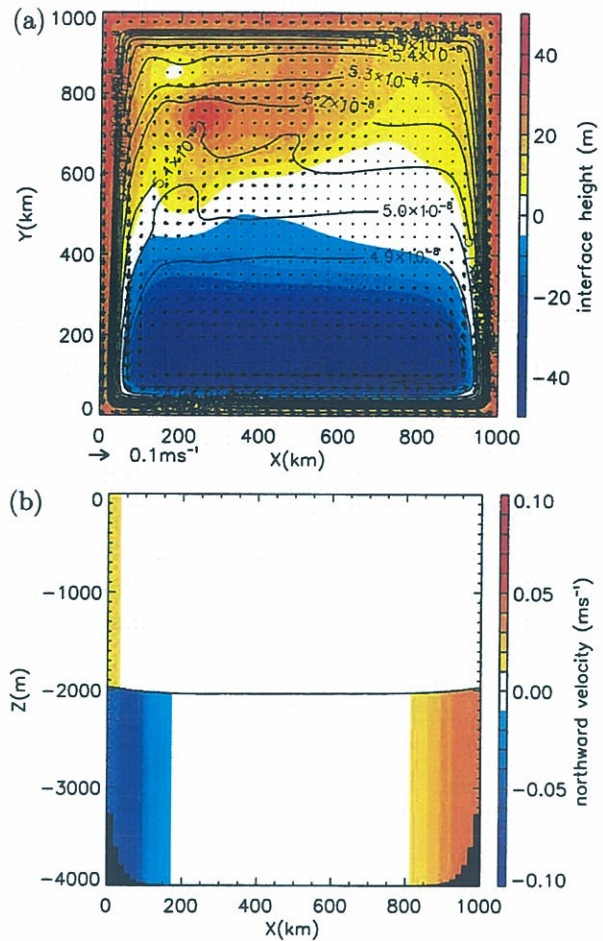


Fig. 4 Same as Fig. 2 but for eddy-generated experiment.

していた渦が斜面上に乗り上げ、斜面上に境界面変位の上昇をもたらす。あるいは新成水を伴わなくとも、活発な順圧流によって斜面上に乗り上げた下層水は境界面変位を上昇させる。渦により活発に上昇した境界面変位は、ケルビン波・ロスビー波として伝搬する。そのため、斜面渦無実験と比べ斜面上で上昇する境界面変位量は大きく、また岸を右に見る流れは強い (Fig. 4)。

海底地形が平坦で渦の発生を許した実験 (平坦渦有実験) においては、斜面渦有実験と同様渦対の自走や短波ロスビー波の効果により、模型海洋全域に順圧流が生じる (図省略)。しかし、順圧流は平均するとせいぜい 1 cms^{-1} であり、極めて小さい。

3.2 三層模型実験

二層模型実験の結果により、斜面がある場合に渦成循環が顕著となることが確認された。しかし、斜面実験では熱塩循環も渦成循環も斜面を右に見る境界流を形成するため、境界流の強さという定量的な違いは見られなかった。しかし、三層模型にすると、その機構の性質上、両者は以下に示すように定性的に異なったものとなる。

三層斜面渦無実験における、5~10年間で平均した中・下層間の境界面変位、下層の渦位および流速の水平分布図と、 $y = 250$ kmにおける東西断面図をFig. 5に示す。この実験では、強制力を加えた上層および中層にのみ流れは顕著となり、下層の流れは弱い(5年平均値で最大 7cm s^{-1})。つまり熱塩機構は、その駆動要因が体積変化にあるため、それが弱い層では、循環は極めて弱いものとなる。

一方三層渦有実験(Fig. 6)では、傾圧不安定によって形成される順圧渦が下層にも強い流れを引き起こすため、渦対の自走や短波ロスビー波の伝搬などにより、模型海域全層に強い流れが生じる。下層においては新成水の形成は生じないが、活発な順圧流によって斜面上に乗り上げた下層水は、斜面上の境界面変位を上昇させ、その変位はケルビン波・ロスビー波により伝搬し、岸を右に見る流れ(5年平均値で最大 19cm s^{-1})を形成する。また、下層の流れは中層のそれより強く、流れの成因が海底地形にあることを示している。このように、渦成循環は、新成水の形成が生じていない層でも海底地形変化があれば流れを引き起こすと言う点で、熱塩循環とは大きく異なる。

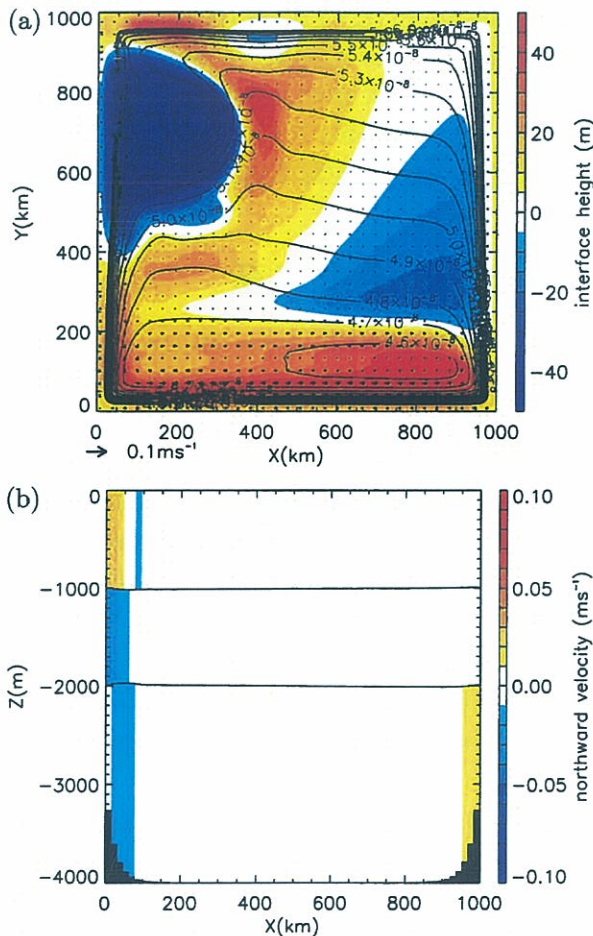


Fig. 5 Same as Fig. 2 but for three layer experiment.

4. 渦が斜面上に定常流を駆動する機構

本節では渦成循環の駆動機構の詳細を明らかにする。そのため、三層渦有実験で流速が顕著であった壁境界から一定距離(31.25 km)離れた四角形を経路(C)にとり、その経路に沿う流速成分の経路積分値(循環)の時間発展

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_C \zeta_k ds = - \underbrace{\int_C f u_k^n dl}_{\text{PVF}} - \underbrace{\int_C \zeta_k u_k^n dl}_{\text{RVF}} + \underbrace{\int_C V_k^n dl}_{\text{VIS}} \quad (5)$$

を調べる。ここで ds は経路 C で囲まれた領域の面積要素、 dl は C 上の線要素であり、また u^n は経路に直交する流速成分、 V^n は経路に直交する摩擦力成分であり、ともに内側から外側を正とする。式(5)の左辺は循環(反時計回りを正)の時間変化を、右辺第一項は惑星渦度フラックスの収束・発散(PVF)、第二項は相対渦度フラックスの収束・発散(RVF)、第三項は粘性トルク(VIS)を表す。

Table 2に、三層実験の下層で算出された(5)式のPVF、RVF、VISを示す(5~10年の平均値)。渦無・渦有の両実験とも反時計回りの循環が、惑星渦度および相対渦度フラックスの収束により加速し、粘性項により減速している

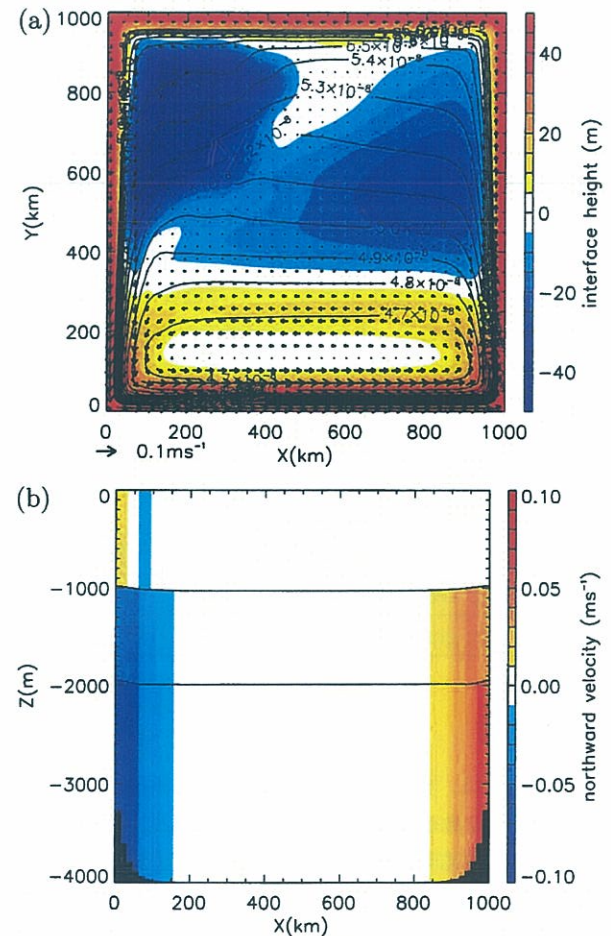


Fig. 6 Same as Fig. 5 but for eddy-generated experiment.

ことがわかる。渦無実験と渦有実験を比較すると、渦有実験では、惑星渦度フラックスの収束が4倍に、相対渦度フラックスの収束が24倍に増加していることがわかる。

惑星渦度フラックスの収束は、経路を横切る流速成分が収束する効果と、惑星渦度の南北勾配に起因する効果に分けられるが、前者の効果のほうが大きかった。運動方程式を調べると、経路を横切る成分の収束は経路外側から内側に押す境界面変位が作り出す圧力勾配力が駆動していることがわかった。これは、斜面上に輸送された層厚が中・下層において過剰な圧力勾配力を生み、地衡流調節過程を経て斜面を右に見る流れが駆動されていることを示す。渦有実験では、斜面を横切る流速成分と層厚に（正の）相関が生じるため、渦運動により層厚輸送が増加するためである。

一方相対渦度フラックスの収束は、斜面を駆け上がる時に流体が縮むため負の渦度を、駆け下りるときは正の渦度を有する傾向があるため、斜面を横切る流速成分と渦度に（負の）相関が生じることに由来する。渦有実験では斜面を横切る流れが強化されるため、この効果は著しく増加する結果となる。

また、惑星渦度および相対渦度フラックスは、

$$PVF + RVF = - \int_C \frac{f + \zeta_k}{h_k} u_k^n h_k dl$$

とも表されることからわかるように、層厚積分流による渦位のフラックスとみることができ。下層では、例えば斜面を駆け上がる流れ ($u_k^n h_k > 0$) は層厚および相対渦度の分布から相対的に小さい渦位を、駆け下りる流れ ($u_k^n h_k < 0$) は相対的に大きい渦位を有するから、両者の相関は負となり、これにより経路上に正の相対渦度が駆動されると考えることもできる。これは酒井・吉川 (2005) と同じ考え方であり、また準地衡理論を用いた渦が形成する平均流の議論にも用いられている (例えば Rhines and Holland (1979))。

Table 2 5 years averages of PVF, RVF, and VIS of eq.(5). Unit is $\times 10^{-2} \text{ s}^{-2}$.

	PVF	RVF	VIS
eddy restricted	1.44	0.03	-0.15
eddy generated	6.38	0.71	-0.75

5. 結言

本研究では、深層水形成に伴って生じる熱塩循環と渦成循環を簡単な数値実験で再現し、渦成循環がある場合と無い場合の深層循環の構造について調べた。海底地形が平坦な場合は、渦の効果は平均して 1 cms^{-1} 以下であり、渦の無い場合における循環（熱塩循環）と同程度に弱い。この実験では、流れの順圧成分と傾圧成分の相互作用は形成域を除いて弱いため、渦がある場合でも傾圧成分は渦が無い

場合と同様である。しかし斜面がある場合には、渦成循環は強化される。活発な渦運動が斜面を横切る流れを引き起こす結果、渦位フラックスが渦運動によって斜面上に生成され、斜面上に斜面を右に見る流れが生じる。このようにして生成された深層流は、本実験において 18 cms^{-1} 程度となった。

また、熱塩循環は深層水に伴う体積変化が生じた層でのみ形成され、従って最下層の体積が変化していない場合にはそこでの循環は弱い。しかし、渦成循環の場合にはそのような層にも影響が及び、むしろ海底地形変化を駆動力とするため最下層で強い。この結果は深層の流れが渦成循環か熱塩循環かを判断する際の良い指針となる。例えば日本海では最下層（底層）の海水はここ数十年形成されていない (Gamo 1986¹⁰)。そのため、観測される最下層の強い斜面を右に見る流れは、熱塩循環ではなく渦成循環と考えるべきである。同様のことは、大西洋に広く分布する北大西洋深層水の形成域であるラブラドル海にも当てはまる。同海域で形成される北大西洋深層水は最下層水ではないが、最下層でも岸を右に見る流れが見られる。この流れは北極海からの底層水（デンマーク海峡流出水）を輸送しているが、このような流れに、北大西洋深層水形成に伴う渦成循環が寄与していることも考えられる。

また、渦成輸送は水平輸送を担い子午面循環を形成するものではないが、海水に溶けた物質を短期間に広範囲に輸送しうるため、例えば気候システムにおいても海水中の物質の水平分布が重要となる場合には、無視できない要因と考える。

参考文献

- 1) Stommel, H. and A.B. Arons: On the abyssal circulation of the world ocean. I. Stationary planetary flow patterns on a sphere, *Deep-Sea Res.*, vol.6, pp.140-154, 1960.
- 2) Stommel, H. and A.B. Arons: On the abyssal circulation of the world ocean. II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basin, *Deep-Sea Res.*, vol.6, pp.217-233, 1960.
- 3) Kawase, M.: Effects of a concave bottom geometry on the upwelling-driven circulation in an abyssal ocean basin, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.23, pp.400-405, 1993.
- 4) Hogan, P.J. and H.E. Hurlburt: Impact of upper ocean-topographical coupling and isopycnal outcropping in Japan/East Sea models with $1/8^\circ$ to $1/64^\circ$ resolution, *J. Phys. Oceanogr.*, vol.30, pp.2535-2561, 2000.

- 5) 酒井 良介, 吉川 裕: 日本海深層流の形成機構に関する数値実験, 九州大学大学院総合理工学報告, 第26巻, 第4号, 423-430頁, 2005.
- 6) Senju, T., H. R. Shin, J. H. Yoon, Z. Nagano, H. S. An, S. K. Byun, and C. K. Lee: Deep flow field in the Japan/East Sea as deduced from direct current measurements, *Deep-Sea Res. II*, vol.52, pp.1726-1741, 2005.
- 7) Rhines, P. and W. Holland: A theoretical discussion of eddy-driven mean flows, *Dyn. Atmos. Oceans*, vol.3, pp.289-325, 1979.
- 8) Marshall, J. and F. Schott: Open-ocean convection: Observations, theory, and models, *Rev. Geophys.*, vol.37, pp.1-64, 1999.
- 9) Arakawa, A. and V. R. Lamb: A potential enstrophy and energy conserving scheme for the shallow water equation, *Mont. Wea. Rev.*, vol.109, pp.18-36, 1981.
- 10) Gamo, T., Y. Nozaki, H. Sakai, T. Nakai, and H. Tsubota: Spatial and temporal variations of water characteristics in the Japan Sea bottom layer, *J. Mar. Res.*, vol.44, pp.781-793, 1986.