



Title	宗谷暖流域における反時計回り非線形渦流列の励起機構
Author(s)	伊田, 智喜; 有田, 駿; 磯田, 豊
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 66(3), 99-114
Issue Date	2016-12-27
DOI	https://doi.org/10.14943/bull.fish.66.3.99
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/64174
Type	departmental bulletin paper
File Information	bull.fish.66.3.99.pdf



宗谷暖流域における反時計回り非線形渦流列の励起機構

伊田 智喜¹⁾・有田 駿²⁾・磯田 豊³⁾

(2016年7月19日受付, 2016年9月9日受理)

Generation Mechanism of the Anti-clockwise Nonlinear Eddy Street in the Region of the Soya Warm Current

Satoki IDA¹⁾, Shun ARITA²⁾ and Yutaka ISODA³⁾

Abstract

The generation mechanism of anti-clockwise nonlinear eddy street along the Soya Warm Current is examined using the inflow-forced numerical model incorporating the simple shelf-slope topography. According to the conservation of potential vorticity, a strong positive vorticity is produced off the inflow entrance by vortex stretching as the water column is pushed out to deeper offshore. It rapidly grows up an isolated anti-clockwise circular eddy, i.e., a nonlinear eddy, during advection time traveling round the eddy. Therefore, this advection time controls the oscillated period, and each isolated eddy is periodically generated and stably advected downstream by the mean shear-flow. Such flow system accompanied by the eddy street is interpreted as the self-excited oscillation.

Key words : Soya Warm Current, anti-clockwise nonlinear eddy street, conservation of potential vorticity, self-excited oscillation

緒 言

有田ら (2015) は夏季の宗谷暖流域で観測された日周潮流の変調現象を理解するために、宗谷暖流と日周潮流の両現象を同時に表現した数値モデル実験 (日本海側とオホーツク海側の開境界における水位差強制モデル) を行った。Fig. 1 の (a) と (b) は有田ら (2015) から引用したモデル結果の一例である。Fig. 1(a) は平均水位差のみで駆動したケース、Fig. 1(b) はそれに日周期強制を加えたケースであり、上段に水位 (実線) と流速ベクトルの水平分布を、下段に相対渦度 ζ をコリオリパラメータ f で規格化した ζ/f の水平分布を示す。まず、両ケースに共通して、北海道沖を南下する宗谷暖流が陸棚斜面上 (Fig. 1(c) の海底地形図を参照) に捕捉された沿岸境界流として再現される。平均水位差強制のみの実験 (Fig. 1(a)) では約 1.3 日間隔で反時計回りの渦流が周期的に励起され、既往の研究 (例えば、Ohshima, 1987 ; Ohshima and Wakatsuchi, 1990 : 以下 OW90 と略す) では、この渦流列を順圧不安定波またはシア不安定波として解釈されている。平均水位差に日周期の水位差強制を加えた実験 (Fig. 1(b)) でもよく似た渦流列が励起され、前者との相違は渦流発生周期が強制周期の約 1

日に固定され、渦流と渦流の間隔が狭くなることであった。これらのモデル結果をもとに、有田ら (2015) は宗谷暖流が強化される夏季の回帰潮ころに限り、日周期振動流が不安定波と共鳴していると理解し、日周潮流の変調現象を説明している。しかし、なぜ両現象が共鳴できるのか、その理由は明らかにされていない。

Ohshima (1987) の線形安定性解析では、宗谷暖流を想定した水平シア流 (渦位極値をもつ基本場) を設定した渦度方程式に微小擾乱解を与え、その中で最大成長率をもつ不安定解が渦流列の時空間スケールを説明できることを示した。OW90 では非線形項を含む数値モデルを用いて、水位差駆動で再現した宗谷暖流域に渦流列が形成されることを確認している。一方で、潮汐周期等の強制振動流が岬や島などの水平凹凸地形を通過する際、凹凸地形の流下方向に生じる強い水平シアによって、非線形性の強い渦流が周期的に内部領域へ放出されることが知られている。このような渦流は地形性渦流とも呼ばれ、その発生周期は強制振動周期、水平スケールは振動流の流程 (移流距離) に依存している (例えば、武岡・樋口, 1982)。また、半閉鎖性の湾地形の場合には、岬等から潮汐周期毎に放出された地形性渦流の渦度が水平粘性に打ち勝つ

¹⁾ 北海道大学大学院水産科学院海洋環境学分野

(Laboratory of Marine Environmental Science, Graduate School of Fisheries Sciences, Hokkaido University)

²⁾ いであ株式会社

(IDEA Consultants, Inc.)

³⁾ 北海道大学大学院水産科学研究院海洋環境学分野

(Laboratory of Marine Environmental Science, Faculty of Fisheries Sciences, Hokkaido University)

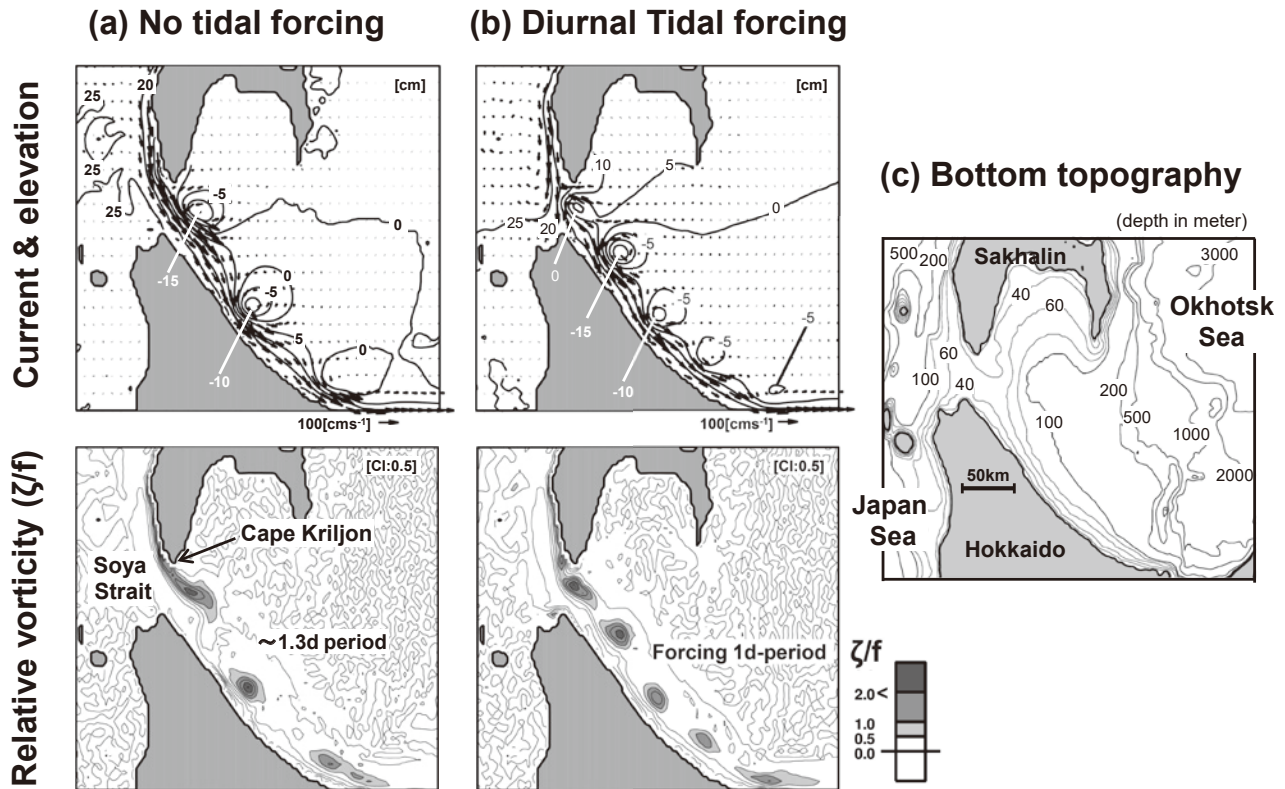


Fig. 1. Instantaneous fields for (upper) the current vectors, elevation, and (lower) the relative vorticity normalized by Coriolis parameter in the cause of a mean sea level difference of 25 cm with (a) no tidal forcing and (b) diurnal tidal forcing (after Arita et al., 2015). (c) Bottom topography around the Soya Warm Current region.

て湾内側へ継続的に輸送され、準定常的な潮汐残差流が形成される (Yanagi, 1976 ; Oonishi, 1977)。

改めて、Fig. 1(a) と (b) の両モデル結果の渦流をみると、宗谷海峡の北側にある Kriljon 岬付近で励起された渦流は、形成直後から $\zeta/f > 2$ の高渦位で反時計回りの円形に近い渦流であり、それらの宗谷暖流に沿った連なりは非線形渦流列と呼ぶ方が相応しい。それゆえ、日周期強制を加えた実験の Fig. 1(b) だけをみれば、個々の非線形渦流は岬周辺で周期的に励起された地形性渦流が移流されているように見えるが、非周期強制実験の Fig. 1(a) でも周期的に発生するのでそうとも結論できない。また、Kriljon 岬付近で注入された微小擾乱が不安定条件を満たすような基本場により急速成長したと解釈しても、反時計回りの渦流のみが選択的に励起される理由が説明できない。本研究の目的は線形不安定論の解釈とは異なり、非周期強制でも周期強制でも反時計回りの非線形渦だけで構成される渦流列を説明できる励起機構を提案することにある。この励起機構は非振動的エネルギーが与えられる場があり、このエネルギーを励振力に変える物理機構を有し、海底摩擦等によって振動流を容易に消滅させることができることから、一種の自励振動 (Self-Excited Oscillation ; 以下、SEO と略す) と考えられる。

Figure 1 でみたように、本論で議論したい非線形渦列は海峡口付近を起点に発生するため、この海峡口での流速

分布が渦列生成に影響を与える。本来は、OW90 や有田ら (2015) のモデル計算のように、狭い海峡を挟む水位差駆動によって海峡口での流速分布が決まるが、どのような流速分布であっても、それらは必ず水平シア流となる。本研究では前もって、シア不安定波が生じない流速分布を検討し、その流速分布を流入強制口にアプリオリに与え、流入流の流量と渦位を制御した数値実験とともに渦流の発生要因を調べる。我々が用いた数値モデルは非線形渦流列を最初に再現した OW90 と同じ単層モデルである。それゆえ、本論の解析方法は OW90 を追従した内容になるが、その解釈は不安定波現象という見方ではなく、移流効果が重要となる自励振動 (SEO) 現象という解釈である。また、モデル結果の物理的理解を容易にするため、宗谷暖流域の陸棚斜面域を模した単純な水路地形を用い、自励振動 (SEO) による渦流発生を海底摩擦の有無により制御し、与える流入流量は $0.1 \sim 1.5 \text{ Sv}$ ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) の範囲、与える流入強制周期は $0 \sim 6$ 日の広範囲とした。

方 法

水路状のモデル地形と流入強制の計算条件

本研究で使用した数値モデルは Blumberg and Mellor (1987) により開発された f 平面近似 (緯度 45.5°N の $f =$

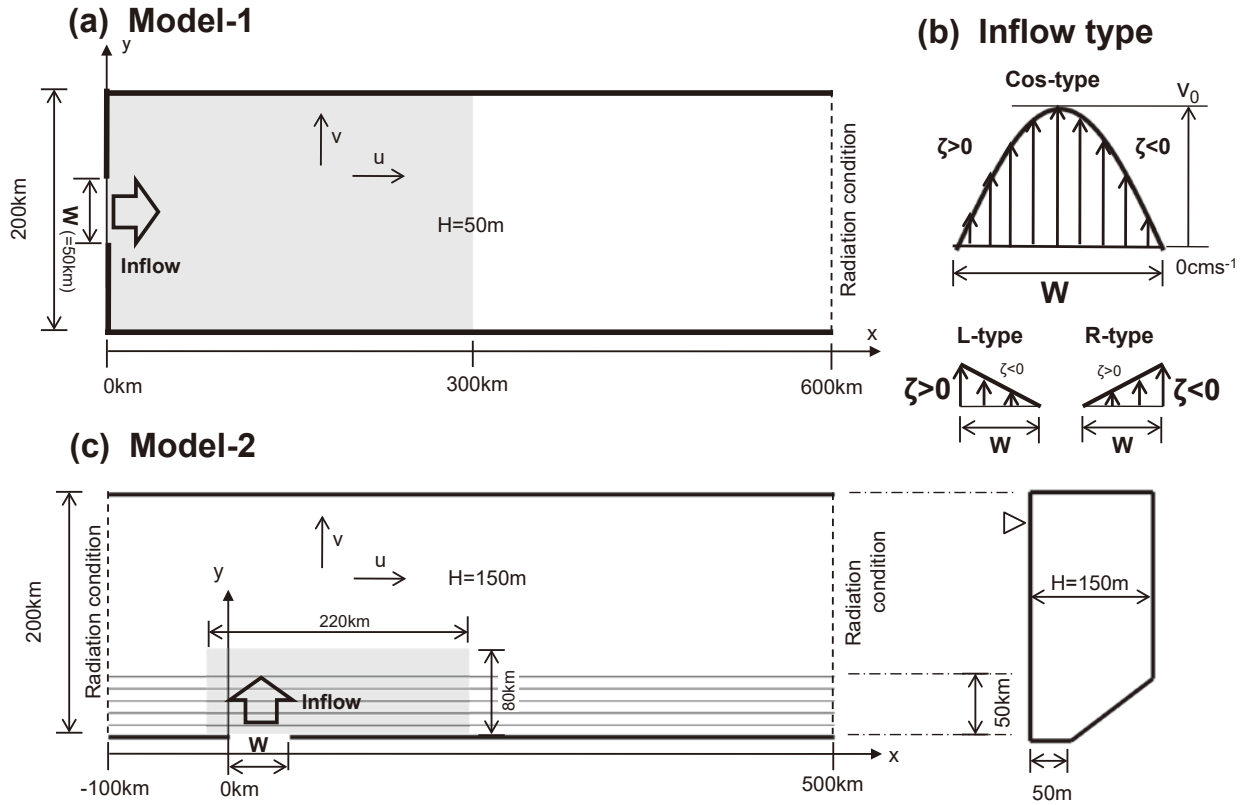


Fig. 2. (a) Plan view of Model-1 with a constant depth (50 m) to examine the stability of horizontal shear inflow. (b) Three inflow configurations of Cos-type, L-type and R-type. (c) Model-2 domain in which the inflow disturbances propagate; plan view with inflow-forcing region fixed at $0 < x < W$ and side view showing simple shelf-slope topography in which the depth increases linearly with positive distance $y = 0$.

$1.04 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) の単層 Princeton Ocean Model (POM) である。モデル地形は y 軸方向の水路幅を 200 km, x 軸方向の水路長を 600 km とした矩形モデルであり, 強制流入の安定性を検討するための Model-1 を Fig. 1(a) に, 陸棚斜面を有する Model-2 を Fig. 1(c) に示す。両モデルとも幅 W の開境界から白抜き矢印方向に流入流を強制し, 破線で示した開境界から内部擾乱を放射条件により抜き, 太実線は鉛直壁の閉境界であるが, 水平粘性境界層の形成を避けるために slip 条件を課した。

Model-1 では幅 $W=50 \text{ km}$ の流入強制口における水平シア流の安定性について検討するため, 陸棚斜面域は考慮せず, 全領域で水深を 50 m 一定とした。計算結果の表示範囲は Fig. 1(a) の灰色領域で示した左側半分の $300 \text{ km} \times 200 \text{ km}$ の領域である。Model-2 が宗谷海峡口から宗谷暖流域の陸棚地形 (Fig. 1(c) を参照) を模した矩形モデルであり, 岸壁の水深 50 m から沖合 50 km で水深 150 m まで線形に深くなる単純な陸棚斜面で表現した。宗谷海峡を模した流入口の水深は 50 m, 基本ケースの流入幅は $W=50 \text{ km}$ とし, 計算結果の表示範囲は Fig. 1(c) の灰色領域で示した流入口付近の $220 \text{ km} \times 80 \text{ km}$ の領域である。

Model-1 を用いた水平シア流の安定性の検討では, 宗谷暖流を想定して平均流量 Q は 1.0 Sv とし, Fig. 2(b) に示した三つの流入タイプを考えた。一つは正弦関数型の流

入形状となる Cos-type であり, 他の二つは流下方向に向かって流軸が左側 (Left) と右側 (Right) に極端に偏った相対渦度 $\zeta > 0$ と $\zeta < 0$ をもった直角三角形型の流入形状となる L-type と R-type である。これらの水平シア流の安定性の検討をもとに, Model-2 を用いたモデル実験で採用した流入タイプが Cos-type である。Model-2 の流入強制では Cos-type の形状を保ったまま, 非周期強制と周期強制を与えるモデル実験を実施した。まず, Fig. 2(c) において流入口の左端を原点 ($x=0 \text{ km}$), Cos-type の平均流入の極大流速を v_0 としたとき, 強制シア流 $v(x)$ は次式で表現される。

$$v(x) = v_0 \cos \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2x}{W} \right) \right] \quad 0 \leq x \leq W \quad (1)$$

この平均流入流に周期 T_F で振幅 v_a の強制振動流を加えるモデル実験では

$$v(x, t) = \left(v_0 + v_a \sin \left(\frac{2\pi}{T_F} t \right) \right) \cos \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2x}{W} \right) \right] \quad (2)$$

とした。なお, 流入強制の平均流量 Q は

$$Q = H \int_0^W v(x) dx = \frac{2WHv_0}{\pi} \quad (3)$$

で見積もられる。ある値の平均流量 Q を流入強制する場合, (3) 式から v_0 を逆算して, (1) 式の強制シア流を境

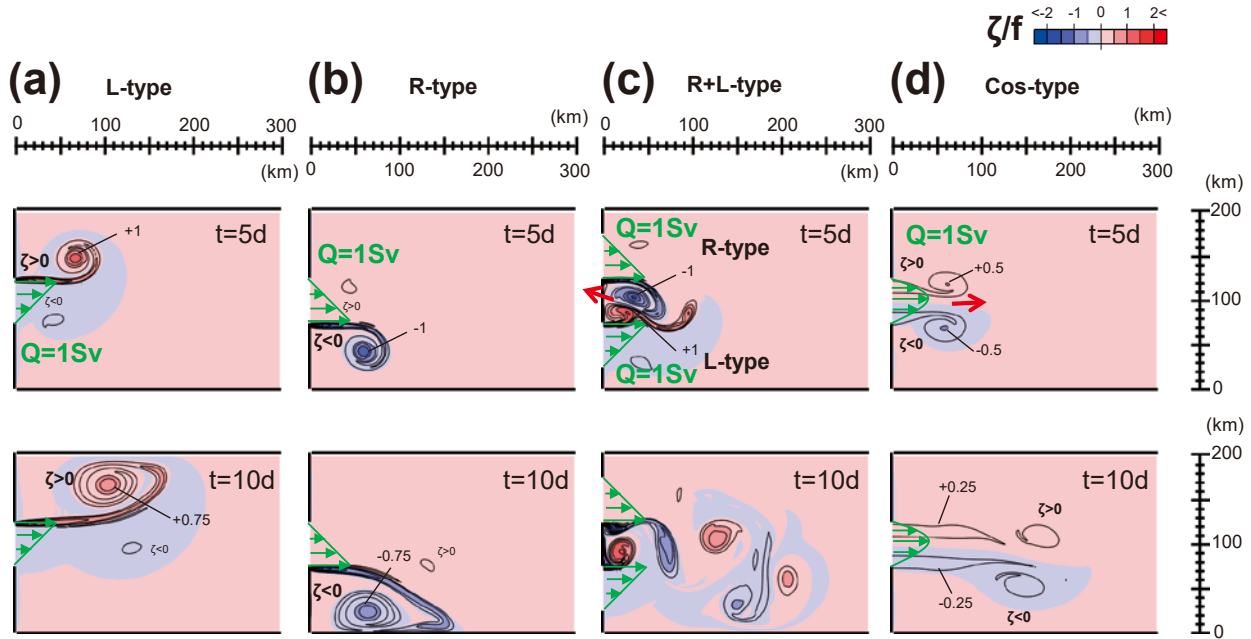


Fig. 3. Time series of the relative vorticity ζ/f field at the intervals of five day in the inflow cases of (a) L-type, (b) R-type, (c) R+L-type and (d) Cos-type.

界条件として与えている。

計算格子幅の x 軸方向は 2 km, y 軸方向は 1 km とし, これは Model-2 における岸沖方向の空間分解能を高くするための設定である。本モデルでは渦位の保存性についての議論を行うが, 完全に非粘性の状態では, 強い非線形性から数値的発散が生じてしまう。この数値的発散を避けるために, 水平シア流の大きさに比例して水平渦動粘性係数が逐次計算される Smagorinsky 型の水平粘性項を加えた。このとき, 粘性係数の見積もりの際に乗じられる無次元定数 (Horton パラメータ) は 0.2 とし, その結果, 計算される粘性係数の値は最大でも $10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のオーダーであった。計算時間ステップは CFL 条件を満たす 2 秒, 計算開始から 10 日程度で統計的定常状態が得られたため, 積分期間は 33 日までとした。そして, 再現された変動の周期性・平均場・渦度バランスの解析を行う場合は, 11 ~ 33 日の 23 日間の計算結果を使用した。

流入強制する水平シア流の安定性に関するモデル結果

海底摩擦を零に設定した Model-1 の流入幅は宗谷海峡幅に相当する $W=50 \text{ km}$ とし, 夏季の宗谷暖流流量に相当する一定の流量 $Q=1.0 \text{ Sv}$ を選び, 流入タイプ毎に強制後 5 日目と 10 日目のスナップショットの相対渦度 ζ/f 分布を Fig. 3 の (a)~(d) に示した。いずれの図も正の相対渦度 $\zeta > 0$ 領域は赤色, 負の相対渦度 $\zeta < 0$ 領域は青色で表示し, コンター間隔は 0.25 毎である。

Figure 3(a) の L-type では流入開始直後の擾乱で形成された強い反時計回りの渦流 ($\zeta/f > 1$) を伴いながら, 流軸が流下方向の左側に大きく傾くものの, 継続的な振動流は発生しない。Fig. 3(b) の R-type でも振動流は発生せず,

L-type とは逆符号の渦流 ($\zeta/f < -1$) を伴い, 流軸が右側に傾くことが相違している。このように流軸が左右に大きく偏った強い水平シア流を強制しても, Smagorinsky 型の水平粘性項が効果的に働き, シアー不安定による振動流は生じない。一般に, 円柱や角柱の周囲を通過する一様流動場において, 物体背後近傍の限られた場所ではカルマン渦列が準定常的に存在することが知られている (例えば, 武本ら, 2011)。Fig. 3(c) に示すように, R-type と L-type を適当な距離 (ここでは 50 km) 離して組み合わせれば, 水平粘性項が働く状態でも, カルマン渦列に良く似た振動流を発生させることができる。このモデル設定の場合, R-type と L-type のそれぞれの流入口から励起された異符号の渦度を有する渦同士の間で非線形相互作用が生じ (例えば, Yasuda and Flierl, 1995), 10 日間では約 3 組の渦流ペアで構成される渦列が形成される。本研究の目的とは外れるが, 渦流ペアの相互作用により生じる移流が流入口方向 (赤矢印方向) となり, これが流入口近傍の継続した振動源となっている。Fig. 3(d) の Cos-type でも符号は異なる同じ大きさの相対渦度 (最大でも $|\zeta/f| \sim 0.5$ 程度) の渦流ペアが流入強制直後に形成される。しかし, その移流方向は流入口から離れる方向 (赤矢印方向) となるため, Fig. 3(c) の渦流ペアの挙動とは定性的に異なり, 振動流は発生しない。以上の結果から, Cos-type の流速分布を流入強制口にアприオリに与えたとしても, その水平シア流による流れの安定性は保証されると考える。よって, 次節以降の Model-2 を用いた Cos-type 流入強制の数値実験で生じる渦流は, 陸棚斜面の影響に焦点を絞って議論することができる。

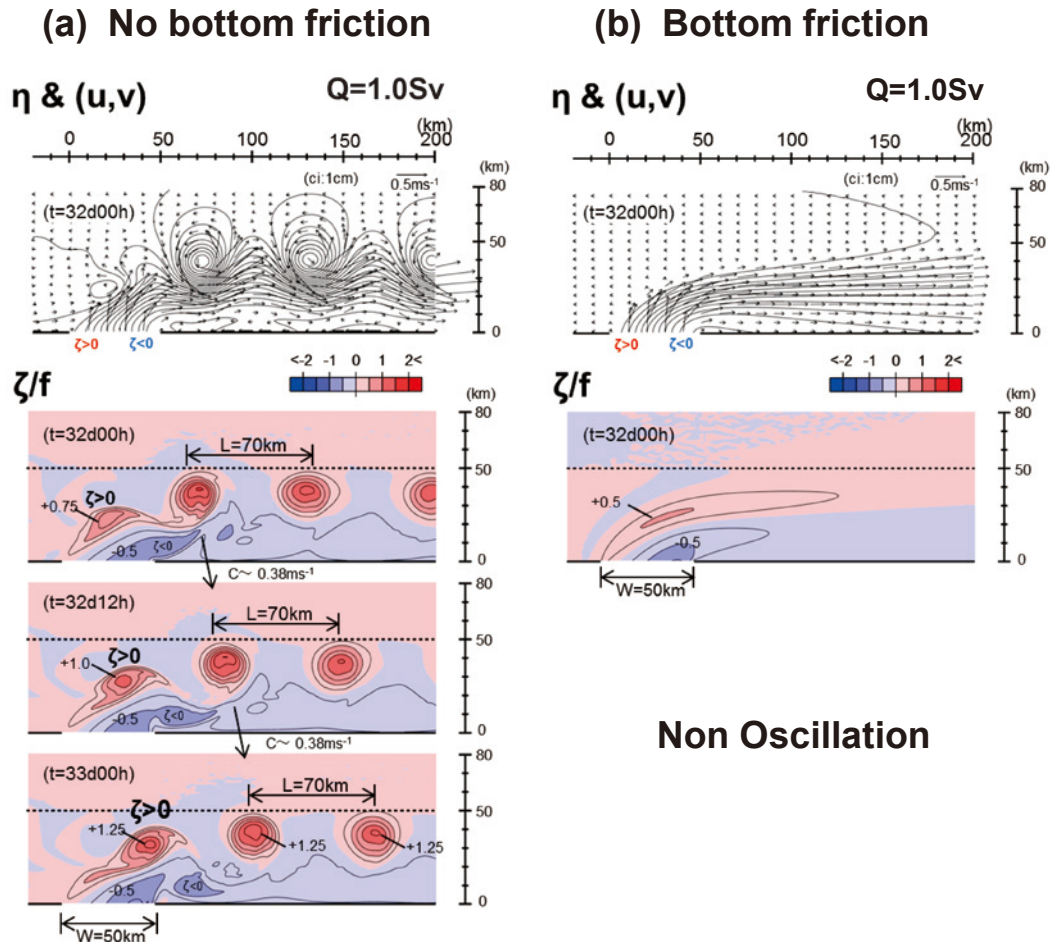


Fig. 4. Instantaneous fields for (upper) the current vectors and elevation at time of 32d00h, and (lower) time series of the relative vorticity ζ/f field at the intervals of one-half day in the case (a) without and (b) with the bottom friction.

非周期流入強制のモデル結果

海底摩擦の有無で制御される渦流発生

OW90 の数値実験では、励起された渦流の振幅が海底摩擦の大きさに非常に敏感であることが示されている。後述するように、Model-2 を用いたモデル実験において、OW90 と同じ係数を使った線形摩擦項を導入すると、渦流が生じない定常流が形成される。

Model-2 においても Model-1 の Fig. 3(d) と同様に、十分に強い流入強制の基本ケースとして、一定の流入流量 $Q=1.0 \text{ Sv}$ をもつ Cos-type の水平シアー流を強制した。海底摩擦無しの場合が Fig. 4(a)、海底摩擦有りの場合が Fig. 4(b) であり、一例として、強制後 32 日目 0 時のスナップショットの水位・流速分布を上段に示した。その下段は同時刻の相対渦度 ζ/f 分布であるが、海底摩擦無しのケースでは渦流が周期的に励起され、その後移動するため、Fig. 4(a) には 12 時間毎の経時変化を示している。上段の流速分布をみると、海底摩擦無しのケースでは陸棚斜面上に拡がった水平シアー流とその沖合側に反時計回りの円形状の渦流列が形成されており、海底摩擦有りの

(b) Bottom friction

Non Oscillation

ケースでは流下方向に次第に弱くなる定常水平シアー流が形成されている。Fig. 4(a) で再現された各渦の中心付近は $\zeta/f > +1.25$ の相対渦度をもつ非線形渦流であり、この値は流入強制した水平シアー流の正の相対渦度 (最大でも $\zeta/f \sim +0.5$ 程度) よりも十分大きい。ただし、速度 $C \sim 0.35 \text{ ms}^{-1}$ で移動する間の渦流の相対渦度は、この値以上に成長することはない。これらの特徴は OW90 や有田ら (2015) のモデル結果と定性的には同じである。この $\zeta/f > +1.25$ となる正の相対渦度は、流入口から強制的に沖合へ押し出され、陸棚斜面を下る水柱の渦位保存則で説明することができる。まず、流入水柱は Cos-type の水平シアー流であるが、流入口の横断方向平均の相対渦度は零である。最も成長した渦流中心付近の深度は、 $h \sim 120 \text{ m}$ ($y=35 \sim 40 \text{ km}$) 付近にある。よって、流入口の相対渦度を零で代表した厚さ $h_0=50 \text{ m}$ の水柱が水深 h まで移流されたときに獲得される相対渦度は、渦位保存則 $\zeta/f = h/h_0 - 1$ から見積られて $\zeta/f \sim +1.4$ となる。これが時計回りの渦流は励起されず、反時計回りの円形渦流のみが励起される基本的な理由と考える。

次に、海底摩擦有り無しの両モデル結果の長期平均場

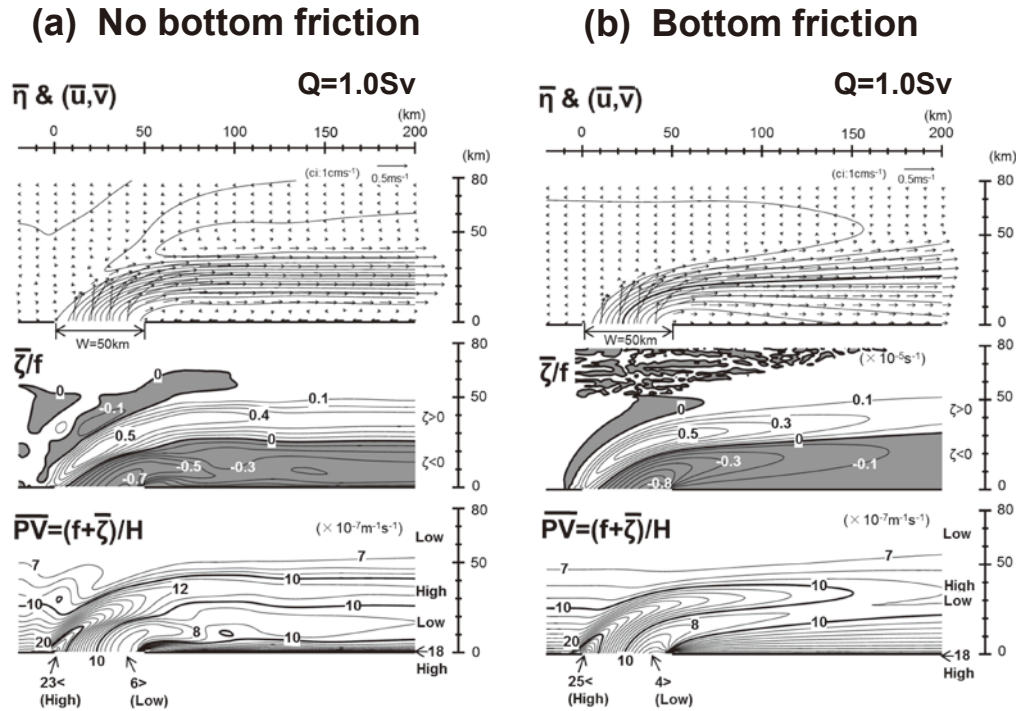


Fig. 5. Mean fields for (upper) the current vectors and elevation, (middle) the relative vorticity, and (lower) the potential vorticity in the case (a) without and (b) with the bottom friction.

を比較し、Fig. 5 の (a) と (b) に示した。計算開始後 11～33 日の 23 日間で長期時間平均した水位 ($\bar{\eta}$) と流速 ($\bar{u}, \bar{v}$) ベクトル分布が上段、中下段が平均場から計算した相対渦度 ($\bar{\zeta}$) 分布と $(f+\bar{\zeta})/(h+\bar{\eta})$ から計算される渦位 ($\bar{P}\bar{V}$) 分布である。はじめに、海底摩擦有りの Fig. 5(b) からみると、渦流が励起されないので平均流速場はスナップショットの流速場 (Fig. 4(b)) と同じであり、渦位保存則が海底摩擦により崩れ、主流部付近の相対渦度と渦位の絶対値は共に流下方向へ減少している。この結果と比較して、海底摩擦無しの Fig. 5(a) をみると、時間平均により渦流変動はキャンセルされ、流入口から離れた下流域の平均流速場は陸棚斜面上に捕捉され、斜面中央付近に極大流速をもち、相対渦度も渦位も流下方向にほとんど減衰しない水平シア一流の構造が保たれている。一方で、流入口沖合域における渦位変化は大きく、特に、流入口左端の極大値 $23 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ から沖合陸棚上の $12 \times 10^{-7} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ への減少量は、海底摩擦有りのケースと同程度である。このように、海底摩擦無しのケースであっても、流入口沖合域の平均流速場には渦位保存則を満たさない領域が存在する。

統計的定常状態の渦度バランス

本節では海底摩擦の有無による両モデル結果の比較から、統計的定常状態の渦度バランスにおける渦流変動の役割について検討する。OW90 では渦流変動を平均場からの偏差であるレイノルズフラックスと考えている。本研究においても、前節で記述した両モデル結果を用いて、

OW90 と同様な統計的定常状態の渦度バランスの解析を行った。水柱の高さを h 、平均流速ベクトルを $\bar{U}=(\bar{u}, \bar{v})$ 、平均渦度を $\bar{\zeta}$ 、偏差流速ベクトルを $U'=(u', v')$ 、偏差渦度を ζ' としたとき、時間平均した渦度バランス式は下記となる (OW90 の (6) 式に対応)。

$$(\bar{U} \cdot \nabla h) \frac{f+\bar{\zeta}}{h} + \bar{U} \cdot \nabla \bar{\zeta} + \frac{\bar{U}' \cdot \nabla \zeta'}{h} \nabla h - \bar{U}' \cdot \nabla \zeta' + \bar{F}r = 0 \quad (4)$$

$$m-T_{\beta} \quad m-Ad \quad r-T_{\beta} \quad r-Ad \quad m-Fr$$

第 1・2 項は平均流 (Mean flow) による地形性 β 項 (Topographic β -term: 以下、 $m-T_{\beta}$ と略す) と移流項 (Advection term: 以下、 $m-Ad$ と略す)、第 3・4 項は渦流による地形性 β 項 (Reynolds Topographic β -term: 以下、 $r-T_{\beta}$ と略す) と移流項 (Reynolds Advection term: 以下、 $r-Ad$ と略す)、そして第 5 項は水平渦動粘性及び海底摩擦による摩擦項 ($m-Fr$) である。また、平均流と渦流の間で交換される運動エネルギー輸送 G は、OW90 の (7) 式で与えられている下記の式で計算される。

$$G = \overline{hu'u'} \cdot \bar{u}_x + \overline{hu'v'} \cdot \bar{u}_y + \overline{hu'v'} \cdot \bar{v}_x + \overline{hu'v'} \cdot \bar{v}_y \quad (5)$$

一般に、 G 値が負となる領域は平均流から渦流へ運動エネルギーが輸送されると解釈される。なお、時間平均の渦度バランス及び G の値は、Fig. 5 と同じ 23 日間の計算結果を用いて求めた。

海底摩擦が有り無しの両モデル結果から計算された各渦度項 (上から順に、 $m-T_{\beta}$ ・ $m-Ad$ ・ $r-Ad$ と $r-T_{\beta}$ の合計・ $m-Fr$) と運動エネルギー輸送 G の水平分布を比較し、

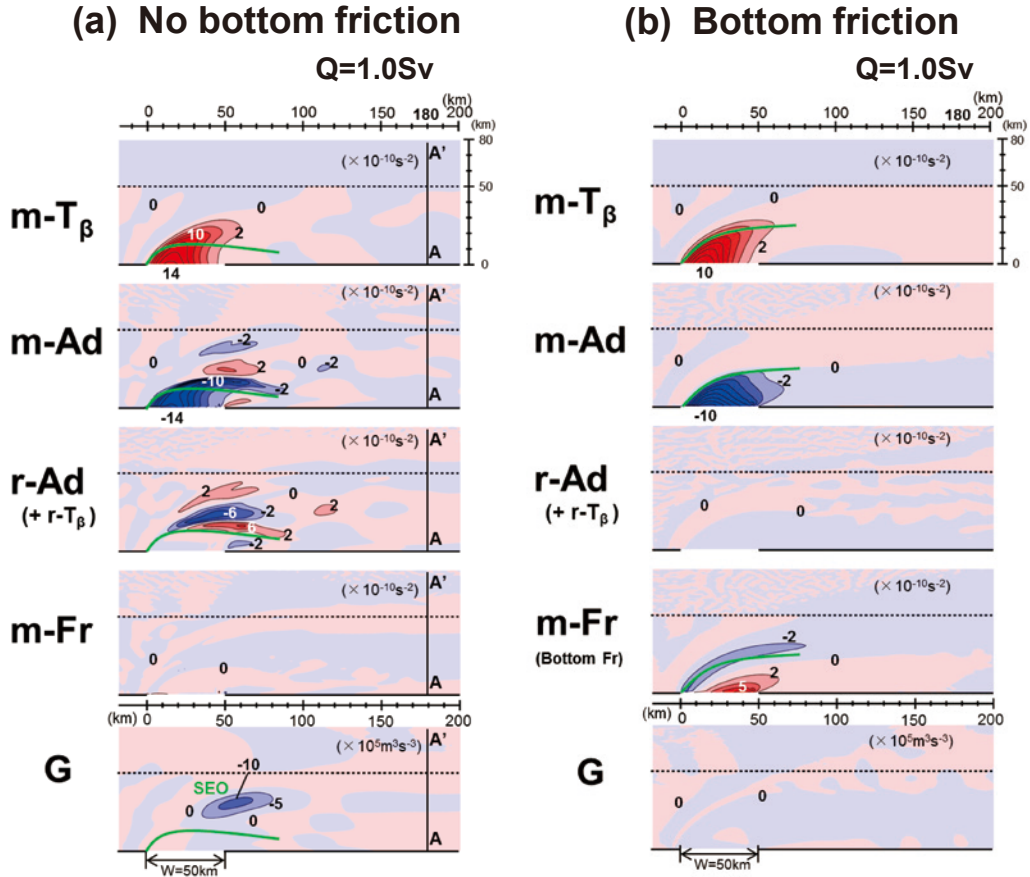


Fig. 6. Horizontal distributions for (upper) the four terms of vorticity balance, and (lower) the energy transfer G in the case (a) without and (b) with the bottom friction.

Fig. 6 の (a) と (b) に示した。なお、渦流が発生する海底摩擦無しの場合でも $r-T_\beta$ 値はきわめて小さく、 $r-Ad$ 値が支配的であったため、両者を合計して表示した。両ケースの大きな相違は、海底摩擦無しのケースでは $m-Fr$ 項は他の項に比べて十分に小さく、海底摩擦有りのケースでは $m-Fr$ 項が有意な値をもつものに対して、 $r-Ad$ 項がほぼ零となる点である。さらに、海底摩擦無しのケースでは渦流が周期的に発生するため、 G 分布には平均流から渦流へのエネルギー輸送と理解される負領域が示されるのに対し、海底摩擦有りのケースの G 値はほぼ零となる (Fig. 6 下段)。海底摩擦無しのケース (Fig. 6(a)) の渦度バランスからみると、 $m-Fr$ 以外の分布図に示した緑線よりも流入側では、正の $m-T_\beta$ 項と負の $m-Ad$ 項がほぼバランスしている。これは平均流速場の渦度が保存されていることを意味する。ところが、緑線よりも沖側では、 $m-T_\beta$ (正) が $m-Ad$ (負・正・負) とバランスしきれず、渦流の時間変化である $r-Ad$ (正・負・正) が加わり、これら3つの項の渦度バランスとなる。この沖合域は Fig. 5(a) で示した平均流速場が渦位保存則を満たしていない領域に対応する。海底摩擦有りのケース (Fig. 6(b)) の渦度バランスをみると、緑線よりも流入側では、海底摩擦無しのケースと同様に、正の $m-T_\beta$ 項と負の $m-Ad$ 項がほぼバランスし、流入

口近傍では正の $m-Fr$ 項の寄与も無視できない。緑線よりも沖側では、 $m-T_\beta$ (正) が $m-Fr$ (負) と主にバランスし、平均流の沖合へのさらなる拡がりには海底摩擦の寄与が大きい。海底摩擦無しのケースにおいて、海底摩擦と同じ働きをする渦度項がレイノルズフラックスとして作用する $r-Ad$ 項である。すなわち、周期的に発生する反時計回り渦流の成長が陽な形で渦動粘性的な働きをし、その結果、平均流の斜面降下 ($m-T_\beta$) が許され、その主流部を沖合側へ移動させていると理解される。

Figure 4(a) でみたように、流入口から離れた下流域では、反時計回り渦流が次々に移動している。にもかかわらず、Fig. 6 のその領域のレイノルズフラックス ($r-Ad$) はほぼ零であり、他の項も十分に小さい。非線形性の強い孤立渦であっても、その渦流が陸棚斜面上にあれば、渦流自身の移流により地形性ベータの影響を受けるはずである。次節では励起後の渦流が、なぜ安定して下流側へ移動できるのかについての考察を行う。

陸棚斜面上を安定して移動する反時計回り渦流

海底摩擦無しのケースにおいて、流入口付近で形成された渦流が安定して通過する任意の断面として、流入口から十分に離れた $x=180$ km 地点の岸沖方向に $A-A'$ 線を

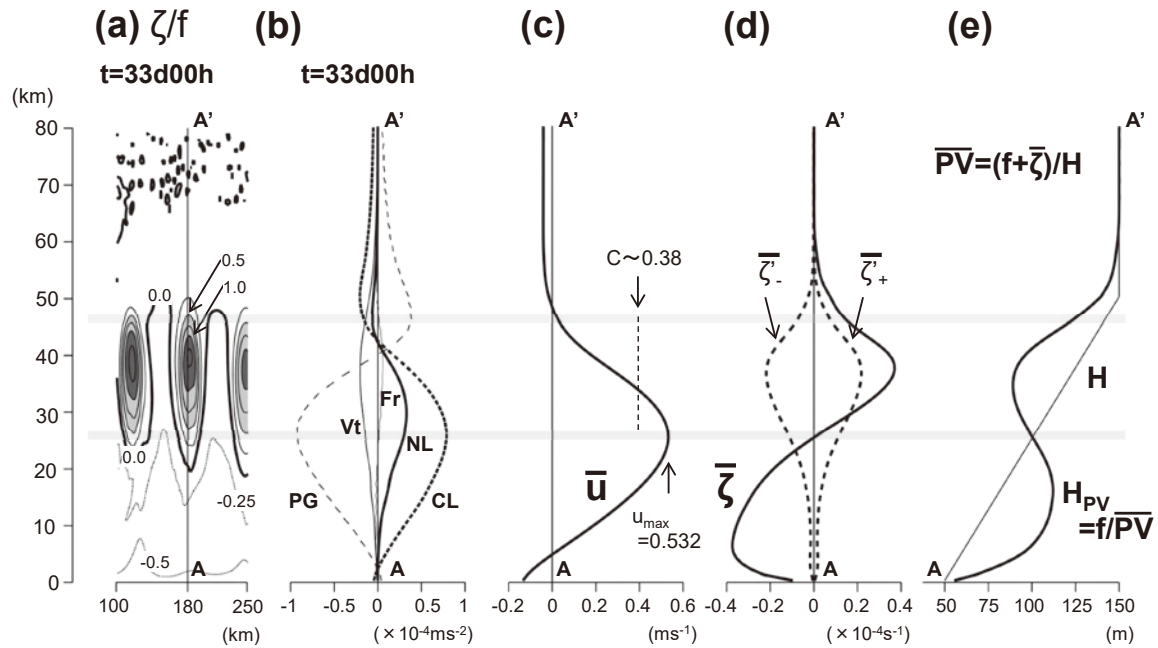


Fig. 7. (a) Instantaneous field of relative vorticity ζ/f at time of 33d00h. The offshore distributions of (b) dynamic balance of y -component, (c) mean alongshore velocity, (d) mean and anomaly relative vorticities, and (e) real depth H and vorticity depth H_{PV} along a line A-A' shown in (a).

設けた (Fig. 6(a) を参照)。Fig. 7(a) は時刻 33 日 0 時の A-A' 線付近における相対渦度 ζ/f 分布, Fig. 7(b) は同時刻に渦流の中心が A-A' 線を通過したときの力学バランス (岸沖成分) である。Vt は時間変化項, NL は非線形項, CL はコリオリ項, PG は圧力勾配項, Fr は水平渦動粘性項である。ここで, NL 項は回転する渦流に座標系を置けば遠心力項と理解されるため, 反時計回り渦流の主たる力学バランスは, $NL + CL \approx PG$ の傾度風の関係にある。相対渦度が $\zeta/f > +1.25$ にもなる渦流は, 力学バランスにおいても非線形性が卓越した渦流であることが確認される。

Figure 7(c) は A-A' 線上で 23 日平均した岸に平行な流速成分 $\bar{u}$, Fig. 7(d) の実線は $\bar{u}$ 分布から計算した相対渦度 $\bar{\delta}$, 破線は $\bar{\delta}$ からの偏差渦度を正負に分け, それぞれ時間平均した相対渦度 $\bar{\delta}'_{+}$ と $\bar{\delta}'_{-}$ の岸沖分布である。 $\bar{u}$ は陸棚斜面上の $y=27 \text{ km}$ 付近に極大流速 0.532 ms^{-1} をもつ水平シア一流であり, $\bar{\delta}$ は沖合側で正, 岸側で負の値をもつ。 $\bar{\delta}$ を用いて平均場の渦位 $\bar{PV} = (f + \bar{\delta})/H$ が計算される (H は水深)。 $\bar{PV}$ は陸棚斜面上に平均水平シア一流が常に存在しているという基本場を与え, このような場において移動する偏差渦流 (実際には反時計回り渦流のみ) として解釈する。 $\bar{PV} = (f + \bar{\delta})/H = f/H_{PV}$ より, 基本場を水深変化に置き換えたものを渦位水深 H_{PV} と呼ぶことにする。言い換えると, H の水深変化による地形性ベータが平均シア一流 $\bar{\delta}$ の存在により, 実効的な地形性ベータへと変化し, それを水深変化として表現したものが H_{PV} である。Fig. 7(e) に渦位水深 H_{PV} と実際の水深 H を比較して示した。 $\bar{\delta} > 0$ となる沖合 $y=40 \text{ km}$ 付近 (Fig. 7(d)) において, H_{PV} の表現では局所的な浅瀬地形になると同時に, この

場所が渦流の通過領域でもある。すなわち, 実際の水深 H では陸棚斜面上にある渦流は, 渦位水深 H_{PV} の表現では水深変化が小さな浅瀬上にある。それゆえ, 渦流自身の移流による実効的な地形性ベータの影響は十分に小さくなり, 渦形状がほぼ維持されたまま, 平均流により下流側へ移流されていると解釈される。一方で, $\bar{PV}$ は H_{PV} の逆数なので $\bar{PV}$ も極値をもち, この状態は線形不安定論におけるシア不安定波の必要条件でもある。シア不安定波が生じる可能性については, 付録において検討する。

流入流量と渦流発生周期の関係

流入流量 Q を基本ケースの $Q=1 \text{ Sv}$ 前後で変化させた $Q=0.5 \cdot 0.8 \cdot 1.1 \cdot 1.4 \text{ Sv}$ の 4 ケースを例として, スナップショットの相対渦度 ζ/f の分布を上から順に並べて Fig. 8(a) に示した。また, ケース毎に流入口から十分に離れた $x=180 \text{ km}$ 上で 23 日平均した岸に平行な流速成分 $\bar{u}$ の岸沖分布を Fig. 8(b) に示した。流入流量 Q が減少 ($1.4 \rightarrow 0.5 \text{ Sv}$) すれば, $\bar{u}$ の極大流速値も減少 ($0.628 \rightarrow 0.305 \text{ ms}^{-1}$) し, $\bar{u}$ の水平シア一流も弱くなり, 渦流中心の ζ/f 値 ($+1.75 \rightarrow +0.75$) も小さくなっている。興味深いことに, $Q=1.4 \text{ Sv}$ を除いた他の 3 ケースが示す渦流間隔 L は $Q=1 \text{ Sv}$ の場合 (Fig. 4(a)) とほぼ同じの約 70 km のままであり, 流入流量 Q によらず一定であることがわかる。

なお, $Q=1.4 \text{ Sv}$ のケースの時間変化をみると (ここでは示さない), 正の渦度をもった隣り合う渦同士は互いに回転した後, 一方の渦が消滅し, 残った正の渦流は沿岸側にあった負の渦流を伴って沖合側へ移動するという挙

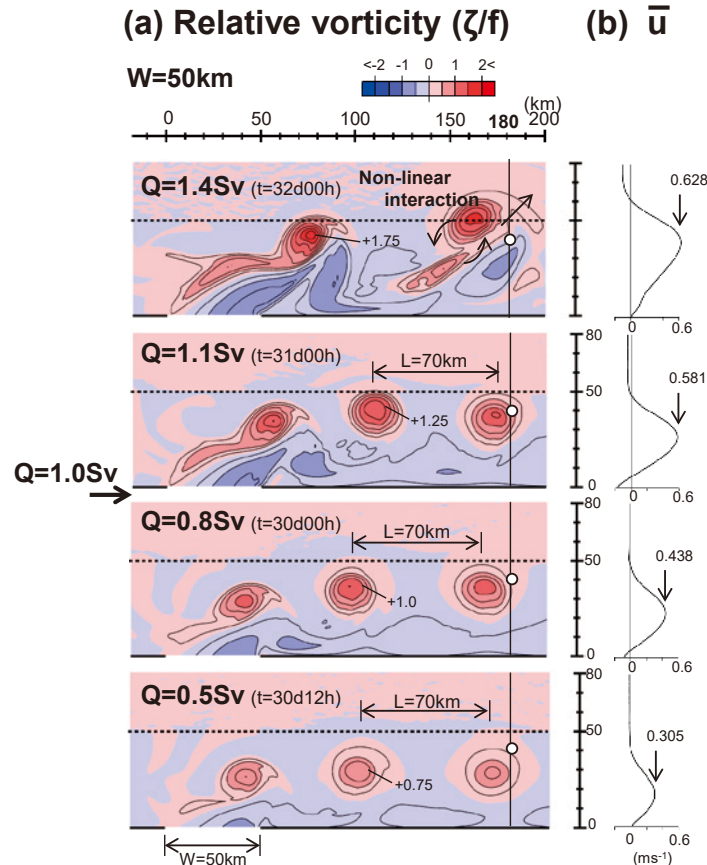


Fig. 8. (a) Instantaneous fields of relative vorticity ζ/f and (b) mean alongshore velocity at black line shown in (a) for four cases of volume transport $Q = 1.4, 1.1, 0.8$ and 0.5 Sv.

動を示す。このような複雑な渦挙動は、同符号または異符号の渦度を有する渦同士の非線形相互作用の結果と理解される。逆に言えば、 $Q = 1.4$ Svを除いた他の3ケースも非線形性の強い渦流であるが、渦流の強さ (ζ/f 値) に対して渦流間隔が広いために渦同士の相互作用が小さく、個々の渦流は孤立して移流されていると推測される。

そこで、より細かく流入流量 Q を変化させて渦流発生周期 T との関係調べた。渦流発生周期 T をモニタリングする固定点として、 $x = 180$ km 線上の $(x, y) = (180 \text{ km}, 40 \text{ km})$ の格子点 (Fig. 8(a) の○印地点) を選択した。流入流量 Q は $0.3 \sim 1.5$ Sv まで 0.05 Sv 刻みで増加させた計 25 ケースの数値実験を行い、ケース毎に○印固定点の岸沖流速成分 (v) の時系列 (データ数は 0.5 時間毎に抽出した $1,024$ 個の 21.3 日分) を抽出し、FFT (Fast Fourier Transform) 法を用いたスペクトル解析を行った。Fig. 9(a) がその結果であり、縦軸に流入流量 Q 、横軸に $0 \sim 3.5$ 日の周期をとり、スペクトル値を流速振幅で表示した。等値線間隔は 0.1 m s^{-1} とし、高振幅を濃い灰色で強調した。右側に示した Fig. 9(b) は渦流を移動させる移流速度 U_c の指標として、 $Q = 0.1 \sim 0.2$ Sv を加えた各ケースの $x = 180$ km 線上で 23 日平均した岸に平行な流速成分 $\bar{u}$ の極大値 $U_{\max}$ を選び、流入流量 Q との関係を示している。

$Q > 1.2$ Sv では渦同士の非線形相互作用が生じ、 $Q < 0.2$ Sv の少ない流入流量では線形論における低次モードから高次モードの陸棚波が順に伝播した後、浅い沿岸境界に沿ったジェット流が形成され、孤立した渦流は励起されない (ここでは示さない)。それら以外の $Q = 0.4 \sim 1.1$ Sv の範囲では、卓越周期として現れる T との間に $QT \sim 2.0$ の関係 (Fig. 9(a) の細破線)、そして Q と $U_{\max}$ (U_c の指標) の間に $Q \propto U_{\max} (\sim U_c)$ の線形関係がみられる (Fig. 9(b))。この $QT = \text{一定}$ という関係は、リアル地形を用いた有田ら (2015) の Fig. 8(b) でも示されている。 $QT = \text{一定}$ という関係は、 $Q \propto U_c$ の線形関係から $U_c T = \text{一定}$ であることを意味し、この一定値は個々の渦流が T 時間に移流流速 U_c で水平的に移動ときの渦流間隔 L とみなすことができる。この $L = U_c T = \text{一定}$ という関係は、渦流間隔 L が流入流量 Q に依存しない、という先にみた Fig. 8(a) の結果とも矛盾しない。

渦流発生周期の原因

本研究では周期的な渦流発生原因として、移流効果が支配的な自励振動 (SEO) 現象を考える。ここでは再び、流入流量 $Q = 1$ Sv の基本ケース (海底摩擦無し) を用いて、水柱の移動をラグランジュ的に追跡することで、渦流形

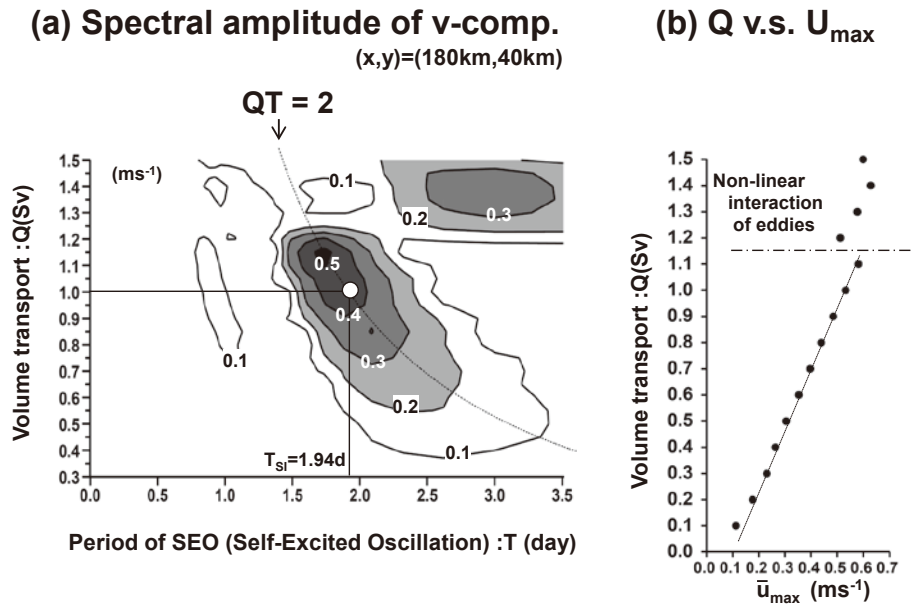


Fig. 9. (a) Spectral amplitude distributions in the period-domain against the increase of volume transport Q . (b) Change in the maximum alongshore velocity against the increase of volume transport Q .

成過程における移流効果を定量的に調べた。Fig. 10の(a)～(c)は強制後31日目0時から12時間毎に33日12時までの渦位 $((f+s)/h)$ 分布、および2種類の追跡標識(Tracer)実験の経時変化を並べて示した(これらはOW90のFig. 9に対応)。Fig. 10(b)のTracer-1実験では、流入口の正の渦度 $\zeta > 0$ 領域から赤色水、負の渦度 $\zeta < 0$ 領域から青色水を30日0時から継続的に注入させ、渦流を構成する水塊分布を調べた。Fig. 10(c)のTracer-2実験もTracer-1実験と同様に30日0時が色水の注入開始時刻であるが、流入口の正の渦度 $\zeta > 0$ 領域のみ、12時間間隔の6時間内で赤・青・ピンク・緑の色水を断続的に流入させ、渦流を一周する移流時間を調べた。なお、両Tracer実験に示した細実線は $\zeta/f = +0.25$ のコンターであり、これは渦流形状の目安として表示した。

Cos-typeの流入強制流 $v(x)$ から計算される渦位 $((f+dv/dx)/h_0 : h_0 = 50 \text{ m})$ の中で、最も高い渦位(High Potential Vorticity; 以下、OW90と同様にHPVと略す)水の供給は流入口の左端境界にあり、その値は $20 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を超える(Fig. 10(a)の濃い灰色領域)。Fig. 10(a)(b)に示した矢印の位置は、このHPV領域の沖合先端付近を示す。まず、Fig. 10(b)の正の渦度 $\zeta > 0$ の赤色領域はFig. 10(a)の高渦位 ($12 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 以上) 領域内にあり、本モデルでは海底摩擦を零としたのでOW90のFig. 9と比べて、流入口から沖合へ移流される水柱の渦位がよく保存されている。そして、Fig. 10(a)は渦流中心のHPV水の起源が流入口左端付近の水柱であること、Fig. 10(b)はHPV水を取り巻くように正の渦度 $\zeta > 0$ の赤色水、さらにその外側を負の渦度 $\zeta < 0$ の青色水が次第に取り巻いていく様子がわかる。Fig. 10(c)はHPV水を取り巻く正の渦度 $\zeta > 0$ 領域の水柱の時間変化を示し、ここでは30日の12～18時(6時間)に注

入した青色水(青矢印で表示)の挙動に注目する。青色水がHPV水を中心に回転し始めるのは31日12時ころ、ほぼ1回転するのが33日12時ころであり、この約2日間で円形状の渦流形成が完了している。渦流を一周する移流時間を T_e 、渦流の半径を R 、渦流の代表流速を U_e とすれば、

$$T_e = (2\pi R)/U_e \quad (6)$$

の関係が示唆される。

先に示したFig. 9(a)から $Q=1 \text{ Sv}$ の発生周期を読み取ると $T=1.94$ 日となり、これは渦流を一周する移流時間 $T_e \sim 2$ 日と一致する。すなわち、渦流の発生周期 T は渦流形成時間に等しく、それは渦流を一周する移流時間 T_e で決定されている。さらに、渦流形成時に渦流を一周する流速 U_e と形成後に渦流が水平的に移動する移流速度 U_c は、共に流入流量 Q の大きさに比例していると考えられ、両者の流速の大きさは一つの U で代表することができる。そこで、渦流形成時間を示す(6)式の U_e を U で、 T_e を T で置き換えれば、

$$UT = 2\pi R (= L) \quad (7)$$

の単純な関係式となり、これは渦流が移流される際の渦流間隔 $L = UT =$ 一定とも同じ意味となる。

以下では、この(7)式の確からしさについて検討する。まず、(7)式は渦流間隔 L が流入流量 Q によらず、渦流直径 $2R$ の π 倍であることを予測する。Fig. 4(a)やFig. 8(a)の相対渦度 ζ/f 分布を改めてみると、 ζ/f 値が異なるにもかかわらず、渦流直径 $2R$ はいずれも $20 \sim 25 \text{ km}$ であり、その π 倍の $L = 63 \sim 79 \text{ km}$ はモデル結果の渦流間隔約 70 km と矛盾しない。また、(7)式は渦流間隔 L が渦流直径

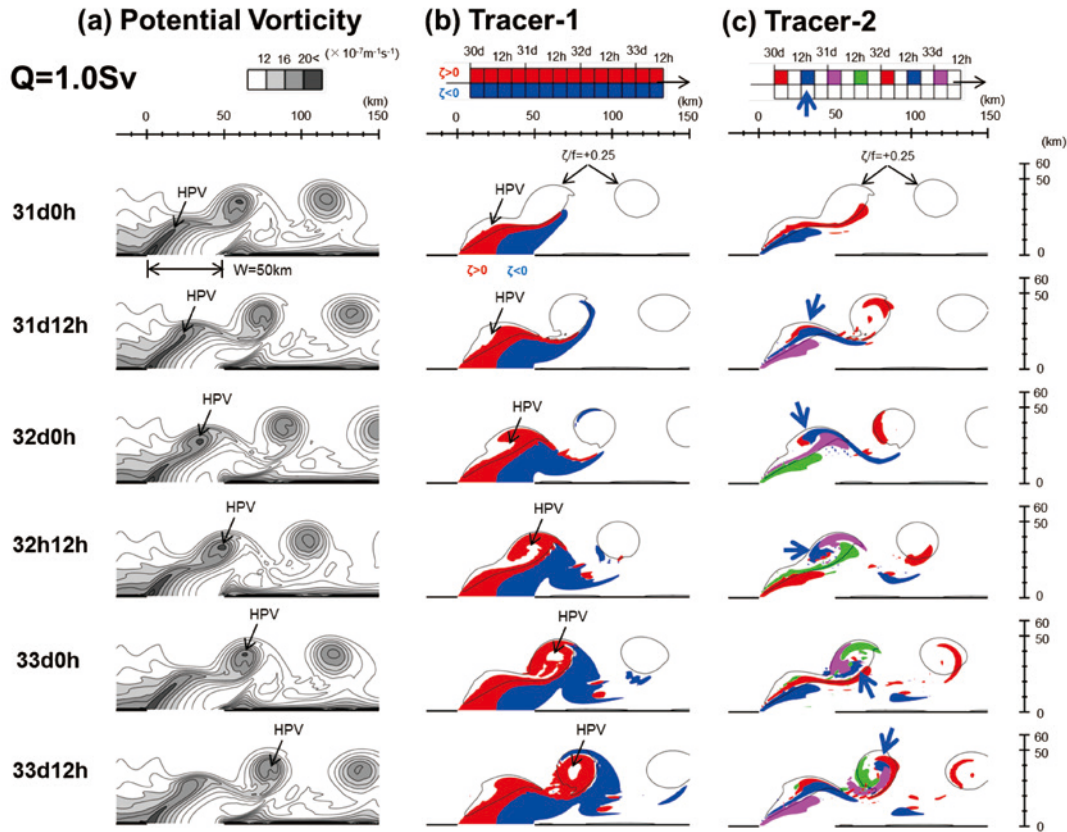


Fig. 10. Time series of (a) the potential vorticity field and (b, c) the tracer distributions at the intervals of one-half day from the start time of 31d00h. The tracers in (b) are continuously released as the red (blue) color from the inflow entrance with $\zeta > 0$ ($\zeta < 0$). The tracers in (c) are successively released as the red, blue, pink and green colors at intervals of six hours from the half-entrance with $\zeta > 0$. The offshore end of high potential vorticity (HPV) is marked by the thin black arrow.

$2R$ のみの関数であることも予測する。これを確かめるために、渦流の水平スケールが強制口の流入幅に規定されていることを示す追加実験を行った。渦同士の間相互作用をできるだけ小さくするため、流入流量を基本ケースの半分 $Q=0.5$ Sv で固定し、流入幅を基本ケースの $W=50$ km から 10 km 刻みで狭くした 4 ケースの計算を行った。各ケースのスナップショットの相対渦度 ζ/f の分布を Fig. 11(a) に、 $x=180$ km 線上で 23 日平均した岸に平行な流速成分 $\bar{u}$ の岸沖分布を Fig. 11(b) に示す。流入幅が最も狭い $W=10$ km のケースでは、流入強制の水平シアが強いために非線形相互作用が生じ、渦流間隔を同定することができないが、狭い範囲に数多くの渦流が分布している。流入幅が $W>20$ km では渦同士の相互作用が比較的小さく、流入幅 W が狭くなるほど ($50 \rightarrow 40 \rightarrow 30 \rightarrow 20$ km), 渦流間隔 L が狭くなる傾向 ($70 \rightarrow 60 \rightarrow 50 \rightarrow 40$ km) が確認され、同時に、渦流の水平スケール $2R$ も小さくなっている。

以上の結果から、自励振動 (SEO) による渦流列形成の物理機構をまとめると、次のようになる。流入口からの強い沖向き定常移流により、陸棚斜面を降る水柱は渦位及び水塊を保存したままで正の相対渦度を獲得し、反時計回りに回転を始める。このとき、流入口左端にあった高渦位水が回転の中心に位置し、その回りを流入水が一

周する時間 $T = (2\pi R)/U$ が渦流形成時間または渦流発生周期となり、この時間 T で渦流の成長が完了する。ここで、渦流の直径 $2R$ は流入口幅に、移流速度 U は流入流量に依存して決定される。成長した渦流は非線形性の高い孤立渦として、実効的な地形性ベータが小さくなる平均シア流によって、ほとんど変形することなく陸棚斜面上を移動する。この孤立渦が流入口沖を離れた後も定常的に強制される沖向き移流が次の渦流を成長させ、これが繰り返えされ、渦同士の間相互作用が起これなければ、渦流間隔 $L = UT = 2\pi R$ の渦流列が形成される。

周期流入強制のモデル結果

海底摩擦有りのモデル実験

Figures 4~6 の海底摩擦が有り無しモデル比較で示したように、海底摩擦を導入すれば自励振動現象を容易に消滅させることができる。本節では自励振動が生じない海底摩擦有りの基本ケースを用いて、周期流入強制で地形性渦流のみが励起されるモデル実験について議論を行う。平均流入流量は $Q=1.0$ Sv (流入口幅 $W=50$ km) とし、それに重ねる振動流の強制周期 T_F は、海底摩擦無しケースの自励振動周期に対応する 2 日周期とその半分の 1 日

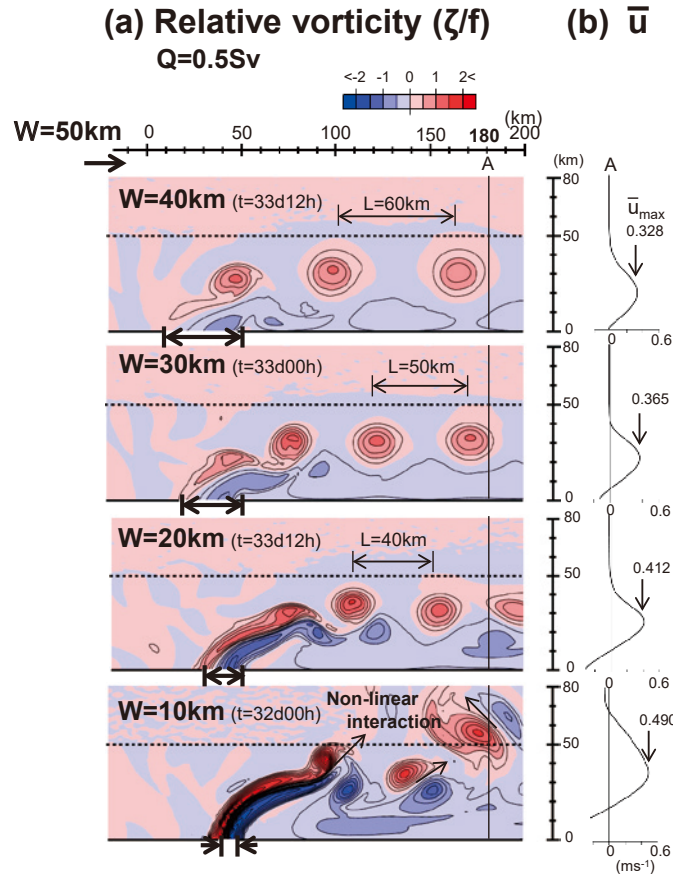


Fig. 11. (a) Instantaneous fields of relative vorticity ζ/f and (b) mean alongshore velocity at line shown in (a) for four cases of entrance width $W=40, 30, 20$ and 10 km.

周期の2 ケースを選び、振動振幅 v_a は $Q=0\sim 2$ Sv で変化
する $v_a=v_0$ (2) 式を参照) とした。

Figure 12 の (a) は $T_F=2$ 日, (b) は $T_F=1$ 日の周期流入強
制のモデル結果であり、上段は相対渦度 ζ/f の一周期分の
経時変化、下段は Fig. 6 と同様にして見積もった運動エ
ネルギー輸送 G の水平分布である。まず、両ケースの G 分
布には、平均流から渦流へのエネルギー輸送を示す負領
域が流入口付近に示されるが、これらは周期強制振動
(Periodical Forced Oscillation; 以下、PFO と略す) による地
形性渦流の生成と理解しなくてはならない。相対渦度 ζ/f
の経時変化をみると、海底摩擦による渦流減衰は大きい
ものの、流入口付近で励起された地形性渦流は、 $T_F=2$ 日
では下流側に3つ目くらいまで、 $T_F=1$ 日では5つ目くら
いまで同定することができる。特に、強制周期 $T_F=2$ 日
の Fig. 12(a) が示す時空間変動は、自励振動周期が $T\sim 2$ 日
であった非周期強制の時空間変動 Fig. 4(a) と定性的によく
似ている。両者が類似する理由は、地形性渦流の励起過
程が自励振動現象と同様に移流効果が支配的なためであ
る。

まず、地形性渦流の発生周期は強制振動周期 T_F に固定
される。そして平均流速を U とすれば、本モデル設定の
振動流の流速振幅も U となり、一強制周期で水柱が移動

する移流距離 (流程) は半周期 $T_F/2$ に全振幅 $2U$ を乗じた
 UT_F で代表される。これが渦流の水平スケール $UT_F=$
 $2\pi R_F$ (R_F は渦流の半径) を決定する。また、形成された地
形性渦流が一周期強制 T_F の間に平均流速 U で移流されれ
ば、渦流間隔は $L_F=UT_F$ となる。すなわち、 $T_F\rightarrow T$ なら
ば $L_F\rightarrow L$ となるので、自励振動を支配する (7) 式と同じ
 $L=UT=2\pi R$ の関係式となる。実際に、 $T_F\sim T$ となる
Fig. 11(a) のケースをみると、渦流形成時の相対渦度は ζ/f
 $>+1.25$ 、渦流直径 $2R$ は約 20 km であり、自励振動によ
り励起された渦流 (Fig. 4(a)) とほぼ同じである。ただし、
海底摩擦による渦流減衰に加え、平均流の流速も下流に
向かって次第に低下しているため、渦流間隔は少し短い
約 60 km となっている。一方で、地形性渦流の関係式
 $L_F=UT_F=2\pi R_F$ は、強制振動周期 T_F が異なれば L_F と R_F
が変化することを予測する。そこで、 $T_F=2$ 日 (Fig. 12(a))
と比較して、強制周期が半分の $T_F=1$ 日 (Fig. 12(b)) のモ
デル結果をみると、渦流間隔 L_F は半分の約 30 km となり、
楕円形状の渦流のため直径は特定できないが、岸沖方向
の渦流幅 $2R_F$ が半分程度になることが確認される。

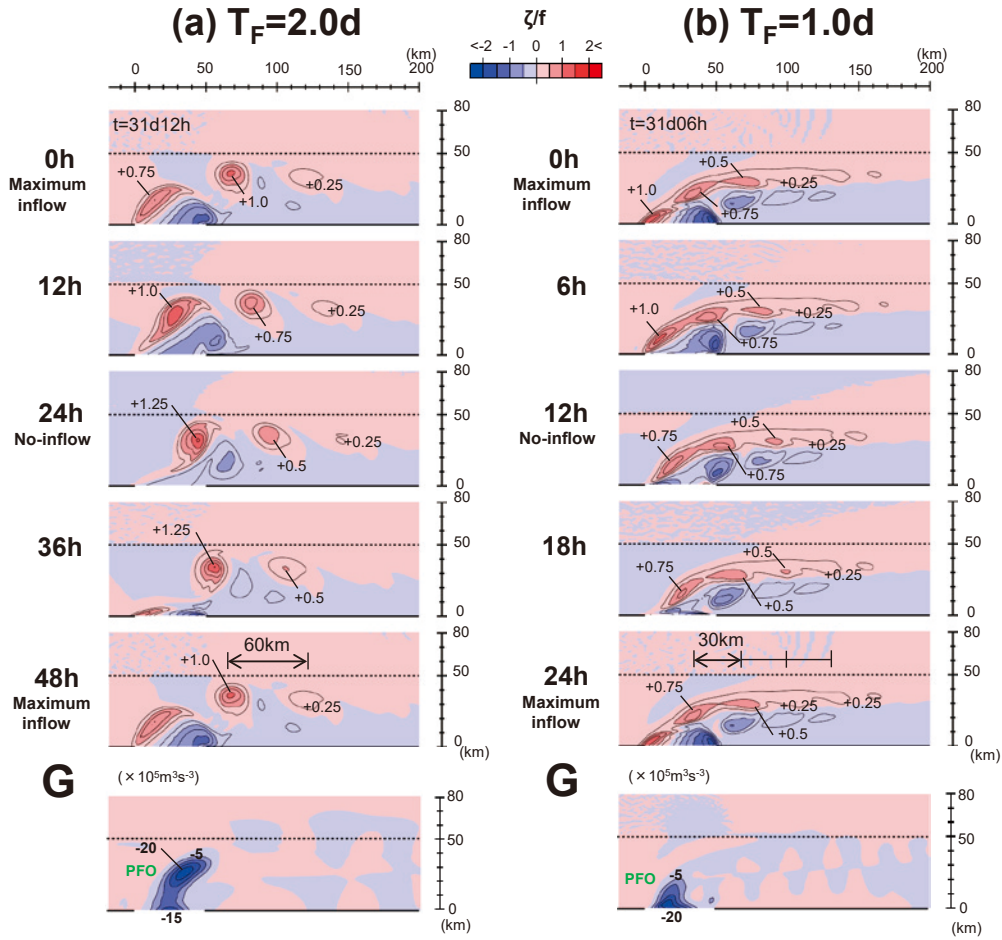


Fig. 12. Instantaneous fields for (upper) time series of the relative vorticity ζ/f field during one-period cycle, and (lower) horizontal distribution for the energy transfer G in the inflow-forcing period of (a) $T_F = 2.0$ day and (b) $T_F = 1.0$ day.

海底摩擦無しモデル実験

海底摩擦無しモデルの周期流入強制のモデル実験では、自励振動 (SEO) と周期強制振動 (PFO) による二種類の渦流が共存し得る。前節の議論から、流入口からどのような強制周期 T_F をもつ流入強制を与えても、 $L_F = UT_F = 2\pi R_F$ の関係を満たす地形性渦流が励起される。よって、この強制周期 T_F が自励振動周期 (本節では T_{SEO} と略して、 T_F と区別する) に近い場合、両渦流の区別がつかなくなることが推測される。この $T_F \sim T_{SEO}$ の状態が有田ら (2015) が指摘した共鳴現象に対応する。以下では、このシナリオをモデル実験により確認する。

実験条件は海底摩擦を零とした以外は前節のモデル実験と同じであるが、平均流入流量 $Q = 1.0$ Sv に重ねる強制振動周期 T_F は 0~6 日の広範囲とした。強制周期 T_F の計算刻みは、 $0.25 \text{ 日} < T_F < 1.30 \text{ 日}$ では細かな変化をみるために 0.05 日間隔、他の強制周期は 0.25 日間隔とし、計 45 ケースを実施した。Fig. 13(a) は陸棚斜面上 $(x, y) = (100 \text{ km}, 40 \text{ km})$ (Fig. 13(b) の白丸地点) における岸沖流速成分 (v) の時系列 (データ数は 0.5 時間毎に抽出した 1,024 個の 21.3 日分)

を抽出し、Fig. 9(a) と同様な FFT 法を用いたスペクトル解析結果である。縦軸が 45 ケースの強制周期 T_F 、横軸に 0~6.2 日の周期をとり、スペクトル値を振幅表示とした。図中に示した縦横方向の太破線は Fig. 9(a) から読み取られる $Q = 1$ Sv の自励振動周期 $T_{SEO} = 1.94$ 日であり、45 度斜めの太実線は強制周期 T_F である。Fig. 13(b) では T_{SEO} を挟む $T_F = 0.5 \cdot 1.0 \cdot 1.75 \cdot 2.5$ 日の 4 ケースを選び、Fig. 12 と同じ形式の G 分布 (運動エネルギー輸送) である。ここでは省略した各ケースの経時変化図から、図中の SEO 印は自励振動現象により励起された渦流、PFO 印は強制振動流により励起された地形性渦流と判断される。

Figure 13(a) をみると、 $T_F \sim T_{SEO}$ 付近で極大振幅となることが確認されるが、強制周期 T_F をもつ地形性渦流の影響は 1.25~4 日の幅広い周期帯にまで及んでいる。 T_F が T_{SEO} の 2 倍以上 ($T_F > 4$ 日) または半分以下 ($T_F < 1$ 日) までずれると、データ抽出格子点では自励振動現象に伴う渦流の方が支配的になる。ただし、 $T_F < 1$ 日の短周期強制が平均流に重なると、自励振動周期は少し変調 (modified SEO; mSEO) されて $T_{mSEO} = 1.52$ 日となる。これは短周期で励起される地形性渦流は渦流間隔が短いため渦同士の相互作用

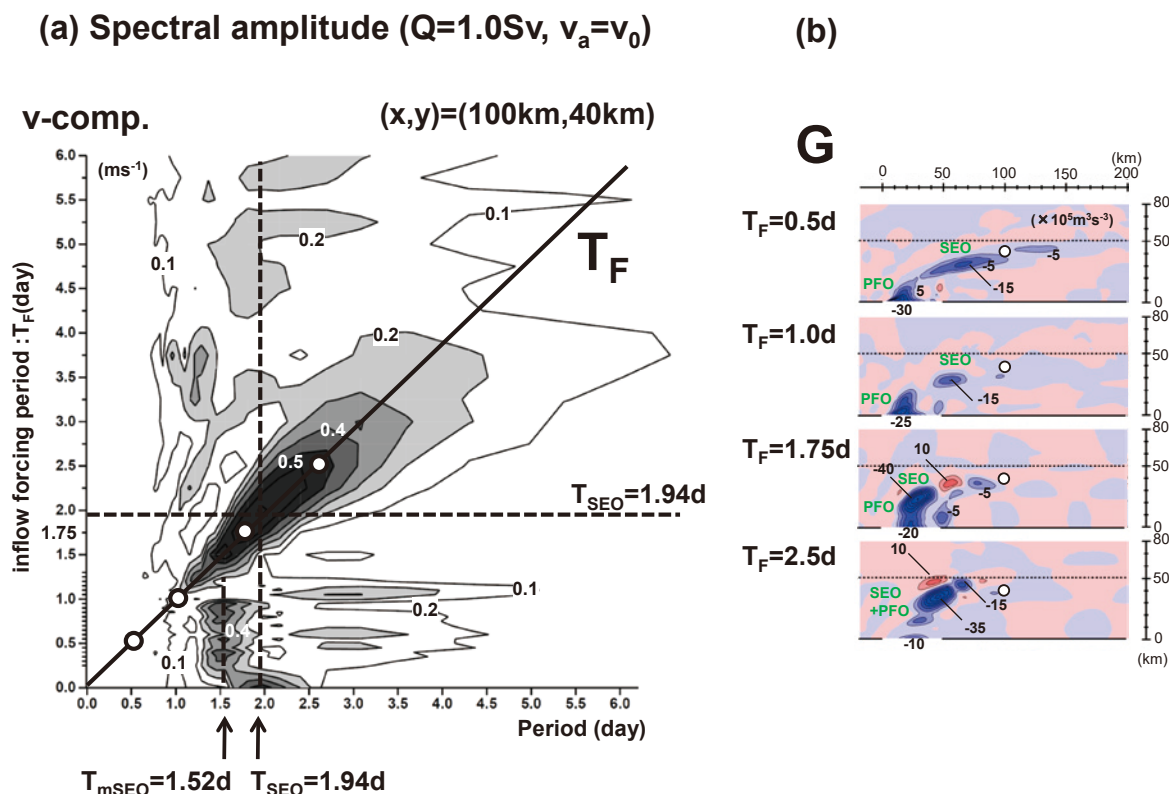


Fig. 13. (a) Spectral amplitude distributions in the period-domain against the increase of inflow-forcing period T_F . T_{SEO} is the Self-Exited Oscillation period in the case of $Q = 1$ Sv. (b) Horizontal distributions of the energy transfer G for four cases of inflow-forcing period $T_F = 0.5, 1.0, 1.75$ and 2.5 day.

用が生じ(ここでは示さない), 平均流場が歪められることを原因とする。Fig. 13(b)において, T_{mSEO} 以下である $T_F = 0.5 \cdot 1.0$ 日ケースにみられるPFO印は流入口付近にあり, その沖側にあるSEO印とは分離されている。すなわち, 励起原因が異なる二つの渦流が共存している。 $T_{SEO} = 1.94$ 日の前後にある $T_F = 1.75 \cdot 2.5$ 日ケースでは, PFO印とSEO印が接近して両者の区別ができなくなる。ただし, 自励振動 $T_{SEO} = 1.94$ 日による渦流間隔 L は約70kmであったが(Fig. 4(a)), $T_F = 1.75 \cdot 2.5$ 日の渦流間隔 L_F はそれぞれ約60kmと約85kmとなり(ここでは示さない), これらは地形性渦流の関係式 $L_F = UT_F$ に従っている。この結果は「諸言」で紹介した潮汐強制がないケース(Fig. 1(a))の振動周期は約1.3日の渦流間隔に対して, 日周期強制を加えたケース(Fig. 1(b))の渦流間隔が短くなることを説明する。

ま と め

本研究は宗谷暖流域を想定した陸棚斜面を有する単層の数値実験を用いて, 反時計回りの非線形渦だけで構成される渦流列の形成を自励振動(SEO)という新しい励起機構で解釈した。非周期の流入強制で生じる自励振動は, 流入流量に比例した移流速度 U と流入口幅に依存した渦流直径 $2R$ の二つのパラメータに支配された現象であることがわかった。まず, 渦流が必ず反時計回りに回転する

理由は, 流入口沖の陸棚斜面を降る方向の移流水柱が渦位保存則により, 正の相対渦度を獲得するためである。この回転により流入水柱が一周する移流時間 $T_{SEO} = (2\pi R)/U$ で孤立渦の形成が完了し, この T_{SEO} が自励振動周期となる。形成後の孤立渦はそれ以上成長することなく, 振動周期 T_{SEO} の間に移流速度 U で下流側へ移流される。それゆえ, 渦流間隔 L は上式を変形した $L = UT_{SEO} = 2\pi R$ で表現され, 渦流間隔が強制した流入流量(または移流速度)には依存しない, という興味深い性質を示す。

周期的な振動流を伴う流入強制では, 上述の自励振動に伴う渦流に加えて, 強制振動周期 T_F に依存した地形性渦流が混在する。地形性渦流の水平スケールは移流速度 U と振動周期 T_F によって強制的に決まり, $UT_F = 2\pi R_F$ (R_F は渦流の半径)の関係式を満たす。地形性渦流による渦流間隔 L_F は $UT_F = 2\pi R_F$ に比例するため, 自励振動の場合とは異なり, 流入流量が一定(U 一定)でも強制周期 T_F の違いで, 渦流の大きさ $2R_F$ と渦流間隔 L_F に変化が生じる。一方で, 強制振動周期 T_F が自励振動周期 T_{SEO} に近づけば, $UT_F \rightarrow UT_{SEO} = 2\pi R$ の自励振動の関係式に漸近し, 二種類の渦流の区別がつかなくなる。このような $T_F \sim T_{SEO}$ の状態を有田ら(2015)では日周期振動流と不安定波の共鳴現象と理解しているが, 本研究では“不安定波”から“自励振動による渦流”への変更を主張する。

流入口からどのような強制周期 T_F をもつ流入強制を与

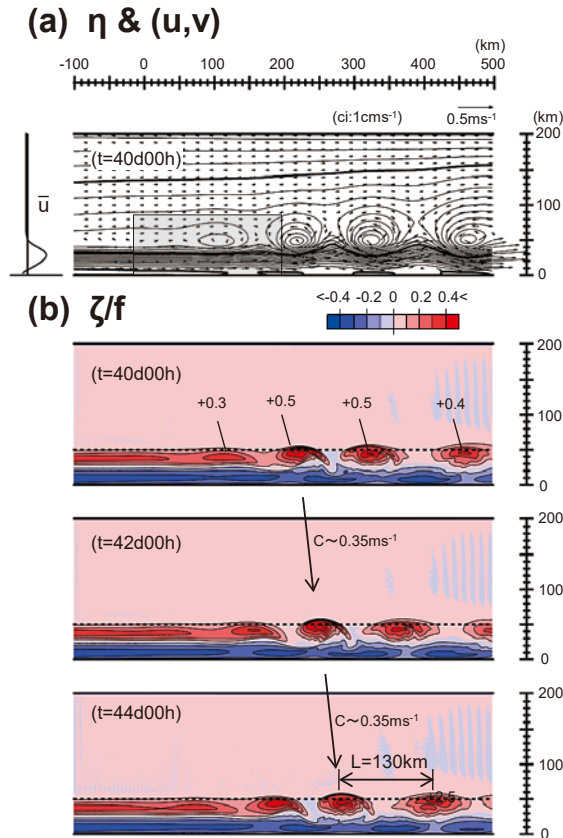


Fig. A1. Instantaneous fields for (a) the current vectors and elevation at time of 40d00h, and (b) time series of the relative vorticity ζ/f field at the intervals of two day.

えても、 $UT_F = 2\pi R_F$ の関係を満たす地形性渦流を励起させることができる。現実の宗谷暖流域を想定した場合、海底摩擦によって自励振動現象が消滅している場合でも、宗谷海峡で卓越する日周潮汐による振動強制さえあれば日周期の地形性渦流が励起されるであろう。Wakatsuchi and Ohshima (1990) では、宗谷暖流の勢力がまだ弱い時期である冬～春季の海水分布を調べ、北西季節風の消長に依存するものの、海水が渦流に取り込まれた円形状の分布パターンを示すことを報告している。この観測結果は、平均水平シアー流が強くない時期でも、弱い宗谷暖流または北西季節風による吹送流に伴う南下流さえあれば、年中存在する日周潮汐の振動流によって地形性渦流が形成されている可能性を示唆している。今後は、潮時に着目した 24 時間の連続集中観測を実施し、自励振動と日周期強制振動のどちらを主要因として、宗谷暖流域の渦流列が形成されているのかを明らかにしたい。

付録：線形不安定論の範囲で生じるシアー不安定波

線形不安定論では流れ方向に一様で時間変化しない基本場が設定され、微小擾乱の時間発達から不安定波の存在が議論される。ここでは Fig. 7(c) に示した長期平均の岸

に平行な流速成分 $\bar{u}$ を基本場(陸棚斜面上の水平シアー流)と考え、海底摩擦無しの数値モデルを用いてシアー不安定波を再現した。数値計算は Model-2 の流入口を閉じ、初期条件として全領域に基本場 $\bar{u}$ を設定し、計算開始後は左端開境界のみ基本場 $\bar{u}$ を固定した。安定して繰り返される不安定波が生じるには 30 日以上長い数値積分が必要であった。それゆえ、計算開始後 40 日目の水位と流速ベクトルを Fig. A1(a) に、それから 2 日間隔の相対渦度 ζ/f の水平分布 Fig. A1(b) に示した。なお、本文中の計算結果の表示領域は Fig. A1(a) に示したグレー領域であるが、本計算では全領域を表示している。

本文中の Fig. 4(a) に示した基本ケースでは、グレー領域に約 70 km 間隔で 3～4 個の円形渦流が存在していたのに対し、本ケースの渦流の形状は等深線方向に延びた楕円形であり、渦流間隔は約二倍の 120～150 km まで広がる。下流側ほど渦流の空間スケールが大きくなる傾向は、不安定波の時間発達を示すが、基本場がもつ相対渦度(最大でも $|\zeta/f| \sim 0.5$ 程度)を超えるまで渦流が成長することにはなかった。それゆえ、正の相対渦度をもつ楕円渦流の極大値は $\zeta/f = +0.3 \sim +0.5$ の非常に小さな値である。

このモデル計算結果は Ohshima (1987) の線形不安定解析の議論に対応しているが、励起される不安定波は基本場として与えた水平シアー流の大きさに依存している。本文中の基本ケースにおいて、もし、このような不安定波が励起されていたとしても、非線形性の強い渦流によってマスクされてしまっていると考えられる。また、Fig. 7(d) から見積もられる偏差渦流の大きさ $2\bar{s}^+$ は、平均シアー流の $\bar{s}$ よりも明らかに大きい。少なくとも、平均シアー流よりも大きな相対渦度をもつ渦流が不安定波により励起されるとは考え難い。よって、陸棚斜面上の平均シアー流をア priori に与えない本論の基本ケースや WO90 で励起された渦流は、線形不安定論で議論される不安定波とは異なる。

参考文献

- 有田 駿・磯田 豊・工藤 勲・宮園 章・伊田智喜 (2015) 宗谷暖流域における日周潮流と順圧不安定波の相互作用. 沿岸海洋研究, **52**(2), 183-195.
- Blumberg, A.F. and Mellor, G.L. (1987) A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. p. 1-16, Heaps, N. (ed.), *Three-Dimensional Coastal Ocean Models*, Vol. 4, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Oonishi, Y. (1977) A numerical study on the tidal residual flow. *Journal of Oceanographical Society of Japan*, **33**, 207-218.
- Ohshima, K.I. (1987) On the stability of the Soya Warm Current. *Journal of Oceanography*, **43**, 61-67.
- Ohshima, K.I. and Wakatsuchi, M. (1990) A numerical study of barotropic instability associated with the Soya Warm Current in the Sea of Okhotsk. *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 570-584.
- 武岡英隆・樋口明生 (1982) 地形性渦流による小港湾の海水交換. 沿岸海洋研究ノート, **19**(2), 175-182.

武本幸生・赤嶺博史・水島二郎 (2011) カルマン渦列の振動源とその生成・消滅・再配列. 数理解析研究所講究録, **1761**, 151-162.

Wakatsuchi, M. and Ohshima, K.I. (1990) Observations of ice-ocean eddy street off the Hokkaido coast in the Sea of Okhotsk through radar images. *Journal of Physical Oceanography*, **20**, 585-594.

Yanagi, T. (1976) Fundamental study on the tidal residual circulation I. *Journal of Oceanographical Society of Japan*, **32**, 199-208.

Yasuda, I. and Flierl, G.R. (1995) Two dimensional asymmetric vortex merger: Contour dynamics experiment. *Journal of Oceanography*, **51**, 145-170.