



Title	奥尻島を想定した樺太島後流域の島陰渦列
Author(s)	藤居, 流; 磯田, 豊; 小林, 直人
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 73(1), 15-26
Issue Date	2023-08-04
DOI	10.14943/bull.fish.73.1.15
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/90249
Type	bulletin (article)
File Information	bull.fish.73.1.15.pdf



[Instructions for use](#)

奥尻島を想定した楕円島後流域の島陰渦列

藤居 流¹⁾・磯田 豊¹⁾・小林 直人²⁾

(2023年1月26日受付, 2023年3月2日受理)

Island-shaded Vortex Sequence formed behind the Elliptical Island, Assuming Okushiri Island

Yu FUJII¹⁾, Yutaka ISODA¹⁾ and Naoto KOBAYASHI²⁾

Abstract

In this study, ADCP observations were carried out on a grid of ship routes with the expectation that the island-shaded vortex would be captured around Okushiri Island in summer. Although such snapshot observation did not reveal the vortex's generation period, anti-clockwise vortex flows were indeed observed on the eastern side of the island, and a northward migration of its vortex was also inferred. The observed vortex could be easily reproduced by a reduced gravity model with an idealized elliptical island set up in the northward flow. The model experiments have newly shown the occurrence of alternating positive and negative vortices with two-periodicities, i.e., 2.7 days and its double cycle 5.4 days.

Key words : island-shaded vortex, Okushiri Island, elliptical island, reduced gravity model

緒 言

藤居・磯田(印刷中)では超臨界レイノルズ数の条件(非粘性の扱いが可能なパラメータ領域)のもと、島陰渦列(島のすぐ背後の後流渦列の意味)を水平シア不安定波と考え、それを生み出す振動源の物理メカニズムとして、円形島の後流域に形成される水平シア流の線形安定論から導かれる「中立波の共鳴」を提案した。その際、解析的な扱いが容易な3点折れ線モデルで表現される単純なシア流の基本場を用いて、3つの中立波を特定している。そして、主な研究成果は以下の3点にまとめられた。(1) 解析的に得られた分散関係式を用いて、3つの中立波のうち、位相速度が接近して共鳴し、1つの不安定波として振幅を相互に増加させる2つの中立波の存在が明らかとなった。(2) その2つのうち、一つは島背後中央に捕捉され下流側へ自由伝播する中立波、もう一つは島背後両端に捕捉され上流側へ自由伝播するが、下流方向へ移流される中立波である。(3) 最も速く成長できる共鳴は、両中立波の空間位相差が約90度(1/4波長のずれ)のときであり、それゆえ、不安定波の空間形状は必ず Λ (ラムダ)型となる。

しかし、海流などの一様流中に存在する島々の多くは不定形の形状であり、理想化した円形島ではない。それ

ゆえ、上述した藤居・磯田(印刷中)の結果が、現実的な島地形にどれだけ適応できるかを確かめる必要がある。そこで、本研究で観測対象とした不定形の島(楕円形に近い島)が日本海の対馬暖流域にある「奥尻島」である。奥尻島は北海道の南西部に位置する10 kmオーダの小さな島であるが、この島の後流域に島陰渦(もしくはカルマン渦)が形成されているという観測報告はまだない。檜垣ほか(2008)は奥尻島を含む北海道西岸沖における水系分布の季節変化から本海域を北上する対馬暖流の流路を推定し、断片的な流向流速資料の時空間平滑値から大まかな北上流速を提示している。その結果は、奥尻島を取り囲むように北上する対馬暖流は夏季の一時期に限られ、平均流速 U は数 10 cm s^{-1} であることを示している。これらの値を用いて、仮に、カルマン渦の渦発生周期 T をストローハル数から概算してみると、 $T \sim 10 \text{ km}/(0.2 \times 0.1 \text{ ms}^{-1}) \sim 6$ 日周期となる。船舶による数日以内の1回りの観測に限られるものの、周期的な島陰渦が実際に発生しているのならば、スナップショット的な渦流がどこかに捉えられるはずである。この目論見をもとに、碁盤目状に配置したADCP(Acoustic Doppler Current Profiler)観測で渦流を捉える調査航海を計画した。まず、CTD(Conductivity Temperature Depth)観測による水温塩分分布とADCP観測による流速ベクトル分布を示し、実際に捉えられた渦流

¹⁾ 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, Graduate School of Fisheries Sciences, Hokkaido University)

²⁾ 北海道大学水産学部
(Faculty of Fisheries, Hokkaido University)

を記述する。次に、奥尻島を楯岡島で単純化した数値実験を行い、スナップショット観測で捉えられた渦流の再現を行う。その結果、モデル再現された渦流には、2周期性のあることがわかった。そこで最後に、藤居・磯田(印刷中)の線形不安定解析を応用し、楯岡島背後の非対称な平均シアー流による不安定問題へと拡張し、2周期性を説明し得る2種類の不安定波を提案する。

奥尻島周辺の海洋観測

奥尻島周辺海域におけるスナップショット観測は、北海道大学水産学部附属練習船うしお丸を用いて2020年8月3日~8月6日に実施した。Fig. 1(a)は島周辺の海底地形と6点ずつのCTD観測点で構成した島を横切るN線(赤丸印)と島南部のS線(青丸印)の各東西観測線を示す。本観測で使用したCTD機器はSea-Bird Electronics社製のSBE19plusである。Fig. 1(b)は観測日によって色分けした観測航路を示し、この航路上では継続してADCPによる流速流向観測を行った。緑線が8月3日、赤線が8月4~5日、青線が8月6日の航路であり、矢印が船の進行方向、変針点の時刻を数字で表示した。ADCP測器はRD社製の船底設置型150kHzである。

奥尻島と北海道の間には、最大水深が約500m、海峡幅が約30kmの深くて狭い奥尻海峡(Okushiri Strait)がある。海面上に出現している奥尻島は、東西幅約10km、南北幅約15kmであるが、その南側には同スケールの浅瀬(100m以浅)が存在し、奥尻海嶺(Okushiri Ridge)へ繋がっている。後述するように、観測された対馬暖流は奥尻島に接近する前の南部浅瀬上ですでに分岐し始めており、浅瀬地形

の影響を受けている。それゆえ、本研究の数値モデルで想定した楯岡島は、奥尻島そのものではなく、浅瀬を含めた水深150m付近の等深線をひとつの島地形として扱っている。

観測結果

N・S線上の鉛直断面構造

Fig. 2の上段がN線、下段がS線における(a)が水温と塩分、(b)が密度の鉛直断面図である。水温 θ は1°C間隔の等温線、塩分は低塩分を青色系、高塩分を赤色系の濃淡で表示し、密度は0.2 σ_θ 間隔の等密度線で示した。図(b)に示した流速ベクトルは、各観測線上の深度34m、74m、134mにおけるADCP観測の結果であり、図の上向きが北流を示す。

檜垣ほか(2008)が指摘した夏季の北上高塩分水(対馬暖流水)は、両観測線ともに水深50m付近を中心に観測され、その表層30m以浅には強い水温躍層で形成された密度躍層がある。この密度躍層の鉛直変位に注目すると、島中央N線の西側では沿岸湧昇、東側では沿岸沈降が示唆され、流速ベクトルは西側で北上流、東側で南下流となっている。一方、島南端のS線では目立った躍層変位はみられないものの、流れは西側で強い北西流、東側で弱い北東流に分岐しており、高塩分水のコア(極大値)も東西二か所に分離しているようにみえる。

ADCP流速ベクトルの水平分布

水深134mの流速データには欠測が多く、水深34mと74mの流速分布は類似していたので、ここでは水深34m

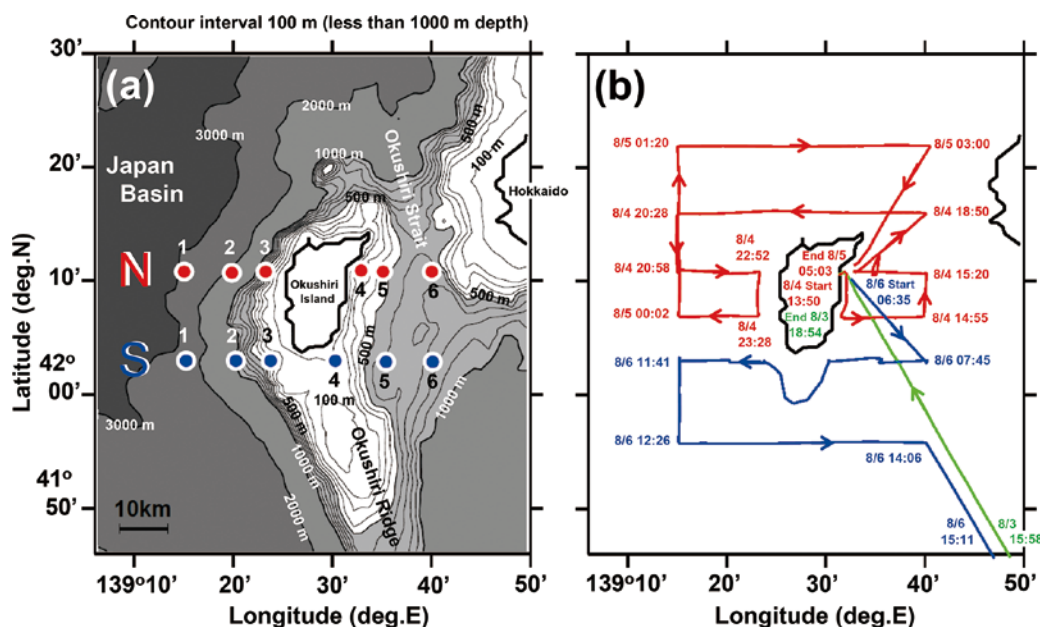


Fig. 1. (a) Bathymetry around Okushiri Island. Red and blue circles are CTD observation points on northern side N-line and southern side S-line, respectively. (b) The green, red and blue lines indicate the ADCP observed routes on day 1 (3 August), day 2 (4-5 August) and day 3 (6 August), respectively.

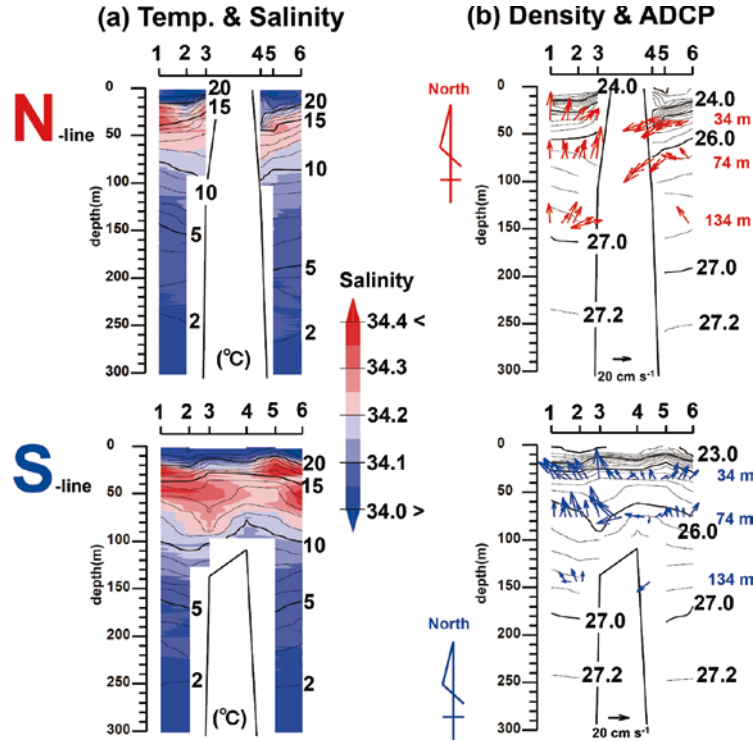


Fig. 2. (a) Vertical distributions of temperature and salinity on N and S-lines. (b) Vertical distributions of density and current vectors on N and S-lines.

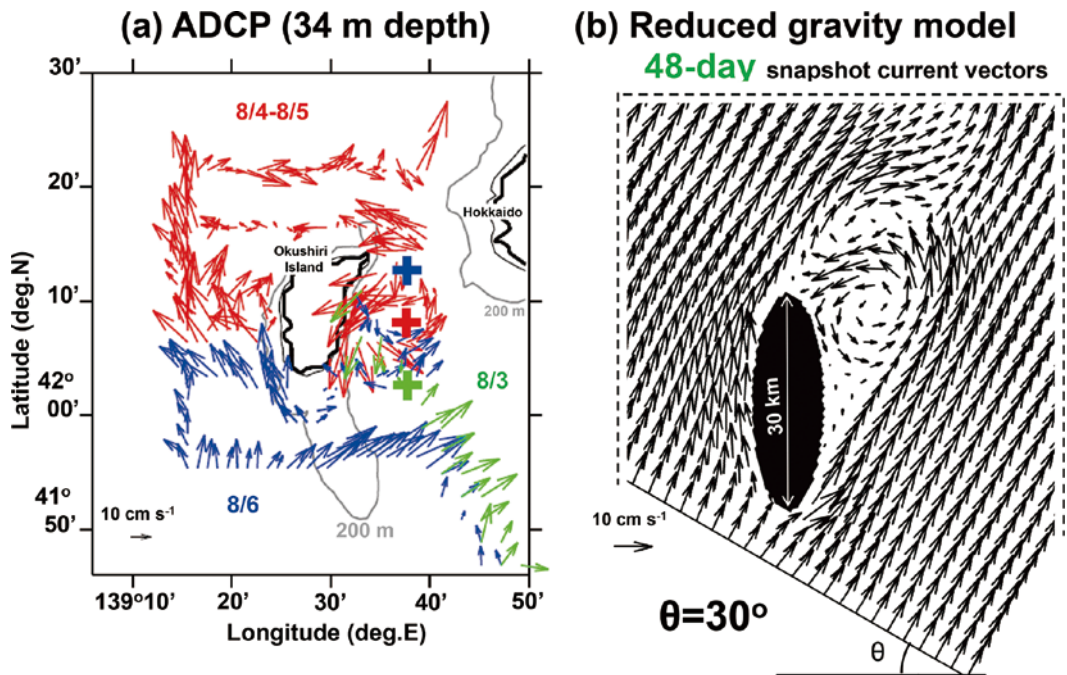


Fig. 3. Horizontal distributions of (a) observed current vectors at a depth of 34 m and (b) snapshot current vectors calculated by a reduced gravity model (day 48).

の ADCP 流速ベクトルの水平分布を Fig. 3(a) に示した。3色で色分けした流速ベクトルは、Fig. 1(b) の観測日で色分けした観測航路に対応している。全体的には夏季の対馬暖流による北上流であるが、期待された水平渦流が奥尻

島東側の反時計回り渦流として捉えられた。緒言でも述べたように、1 回りの観測で捉えられた渦流を島陰渦であると単純には判断できないため、後述する数値モデルで島陰渦列を再現した流速ベクトル分布を Fig. 3(b) に示

した。実は、この図 (b) は図 (a) の観測結果に最もよく似た流速分布を示す日時を恣意的に選び、拡大表示したものである。まず、対馬暖流が奥尻島南部の浅瀬上で二分岐している様子は、モデルでは楕円島による強制的な分岐流として表現される。観測された奥尻島東側の反時計回り渦流は割ときれいにモデル再現されており、その渦流背後の東西蛇行流の様子まで定性的には観測結果とよく似ている。ただし、モデルで再現された反時計回り渦流は非定常な現象であり、楕円島南端の東側で周期的に発生し、常に流下方向へ移流される (後述)。本観測では奥尻島東側に限り、断片的ではあるが 8 月 3 日、4~5 日、6 日の 3 回の ADCP 観測が実施された。渦流の時間変化を捉えるには不十分な空間分解能ではあるものの、渦流の一部と考えられる流速分布から、図中に +印で示した渦流中心が日経過とともに北上傾向 (緑+→赤+→青+) にあったことが伺える。

このような観測結果とモデル結果の類似性を根拠として、本論後半では島陰渦流の数値モデル実験を実施し、奥尻島を含めた一般の楕円島後流域に形成される渦流の物理的特徴を整理したいと考えた。

還元重力モデル

モデルの概要

本研究では簡単化のため、海底地形は考慮せず、内部境界面変位による傾圧応答のみが表現される MITgcm (Massachusetts Institute of Technology general circulation model) の還元重力モデルを用いた。還元重力モデルとは、密度躍層を境界とした上下 2 層を考えるが、下層の厚さを無限大 (下層流を零) と仮定したモデルである。よって、実質的なモデル構造は 1 層モデルと同じであるが、海面変位に作用する重力加速度 g を内部境界面変位に作用する還元重力加速度 $g^* = (\Delta\rho/\rho)g$ (ここで、 ρ は海水密度、 $\Delta\rho$ は上下層の密度差) に置き換えたものであり、それゆえ、1 層と 2 層の間という意味で 1.5 層モデルとも呼ばれている。島地形は奥尻島スケールを想定した単純地形とし、長軸が 30 km で短軸が 10 km の楕円島を考えた。

中央に楕円島を設定した Fig. 4 がモデル地形の水平分布であり、説明の都合上、図の上側を北向きと呼ぶ。東西方向に x 軸、南北方向に y 軸を設定し、計算格子幅は東西、南北ともに $\Delta x = \Delta y = 500$ m、南北方向に開いた水路地形 (東西の水路幅 120 km、南北の水路長 120 km) を設計した。よって、東西境界は人工壁の閉境界、南側の開境界から水平一様な流入流速 U を強制し、北側の開境界では Orlandi の放射条件を設定した。東西の人工壁を含め、島壁は全て slip 条件とした。Fig. 2(b) の密度断面図を参考にして上層厚を $H = 50$ m とすると、上下層の大まかな密度差は $\Delta\rho \sim 2 \text{ kg m}^{-3}$ と概算され、それゆえ、還元重力加速度は $g^* = 0.02 \text{ m s}^{-2}$ とした。コリオリパラメータは奥尻島がある北緯 42 度から計算した $f = 1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ を用いた。よって、

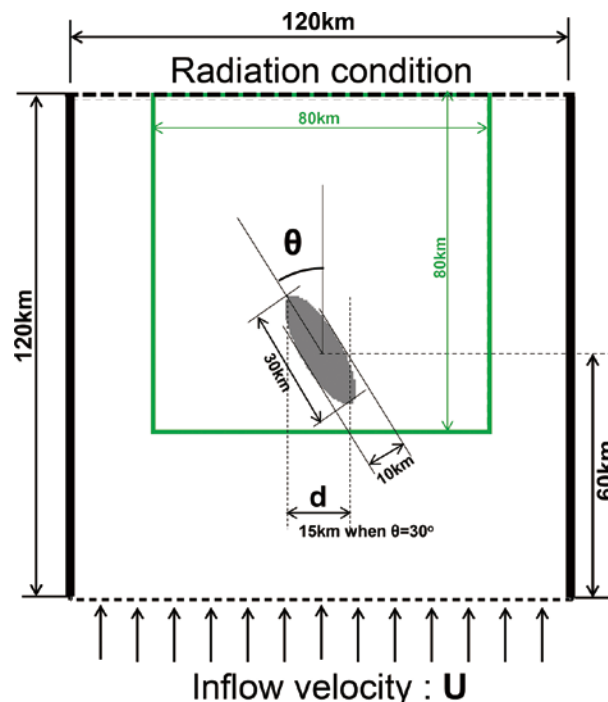


Fig. 4. Model geometry with an elliptical island set in the center. Inflow forcing is a uniform flow U from the south.

本モデルの内部変形半径は $\lambda_i = (g^*H)^{1/2}/f \sim 10 \text{ km}$ となり、これは島の空間スケールと同程度である。強制した流入流速は、Fig. 3(a) の ADCP 流速分布図 (島南部の流速値の概算) から $U = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ とし、本モデル計算では時間変化しない定数値とした。本モデル実験では藤居・磯田 (印刷中) の円形島ケースと同様に、超臨界レイノルズ数となる水平渦粘性係数 $A_h = 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を採用した。ちなみに、島地形の代表的なスケールを $d \sim 15 \text{ km}$ (Fig. 4 を参照) としたとき、レイノルズ数は $Re = Ud/A_h = 0.3 \times 15000/10 = 450$ となる。

本モデル実験の初期値は、流入強制流速 U を地衡流と仮定したときに計算される内部境界面変位の東西勾配を島の有無に関係なく、全領域一様に設定した。よって、計算開始後、島周辺の地衡流調節過程により、渦流とは異なる複雑な振動現象が減衰しながら 10 日程度も継続した。そこで、安定した周期性をもつ渦流の発生は 20 日以降となり、数値積分期間は 60 日までとした。計算時間ステップは CFL 条件を満たす 120 s、周期性解析の FFT 法には 38.6 日~60 日の $512 = 2^9$ 個の毎時データ、調和解析には 40 日~60 日の 20 日間データを使用した。なお、本研究では島後流域の島陰渦列を調べるのが目的であるため、モデル結果は Fig. 4 の緑線で囲まれた領域のみを表示する。

モデル結果

Fig. 5 は計算開始後 48 日目から 51 日目まで 1 日毎の内部境界面変位と相対渦度の水平分布、Fig. 6 の (a) が 40 日

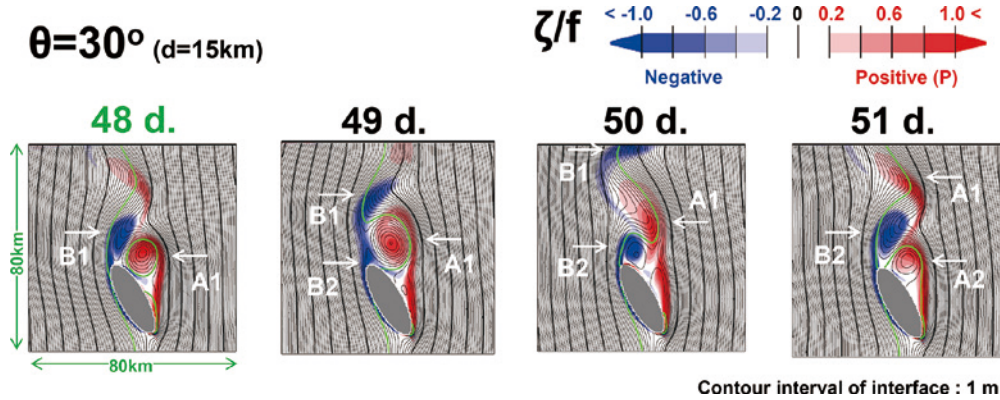


Fig. 5. Daily variations of instantaneous fields of island-shadow vortex excited behind an elliptical island for internal interface and relative vorticity in the reduced gravity (or 1.5-layer) model experiment. Contour interval for interface is 2 m. The area with a large positive (negative) vorticity is enhanced by red (blue) color, respectively.

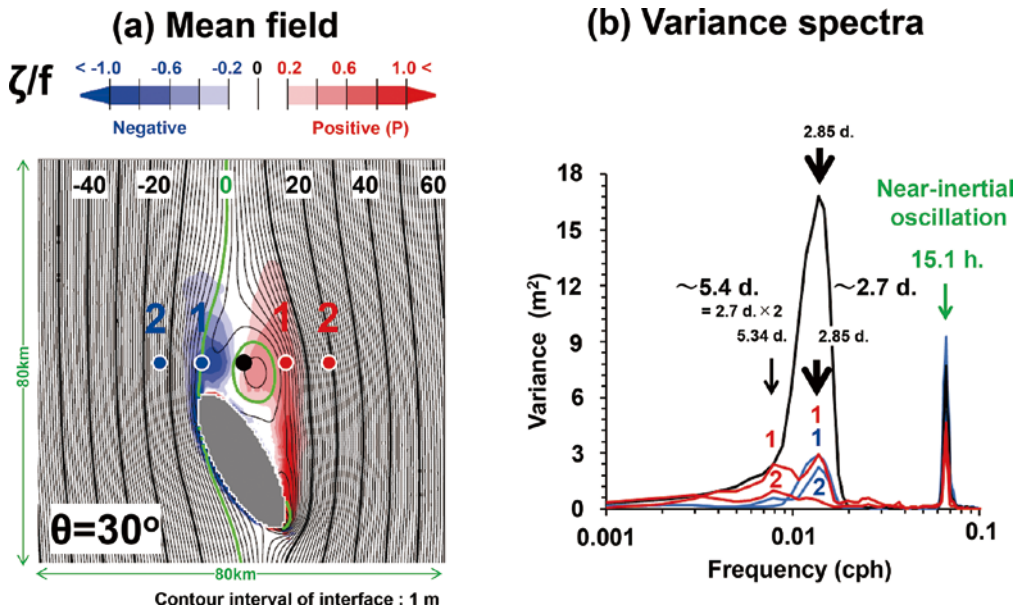


Fig. 6. (a) Temporal mean field for the interface and relative vorticity in the same experiment as Fig. 5. (b) Power spectrum of interface displacement accompanied with vortices. Five locations where those data was extracted are indicated by five circles in (a).

～60日(20日間)の平均場, (b)が平均場を差し引いた内部境界面変位の偏差から計算した5地点の分散型スペクトルであり, それにより2周期性が示され, Fig. 7が2周期変動それぞれの調和解析結果, Fig. 8が調和定数を用いて再合成した渦流偏差の経時変化図である。

Fig. 3(b)にモデル再現例として示した流速ベクトル分布図は, Fig. 5の48日目の結果である。この48日目とよく似たパターンは3日後の51日目にみられる。48日目の $\zeta/f > 0$ をもつA1は, 49日目には下流へ移流され, 50日目には南北に大きく扁平し, 51～52日目ころにA1とA2に分離しているようにみえる。平均場(Fig. 6a)は楕円島が傾いているために, 東側の正の渦度領域が西側の負の渦度領域よりも拡がり(比率は4:6程度), 円形島の場合とは異なる非対称な水平シア分布になっている。

島後流域の卓越周期(Fig. 6b)は, 短周期側が2.85日, 長周期側が5.34日の2つある。ただし, 小数点以下の数値はFFT解析の周波数分解能に依存しているため, 短周期側を2.7日とすれば, 長周期側はそのちょうど倍周期である5.4日と判断される。なお, 黒丸印の島背後中央(Fig. 6a)では2.7日の短周期のみが卓越しているため, 2周期変動の中でも2.7日の方が島陰渦列を支配する基本的な変動と考えられる。その2.7日周期変動の調和定数の空間分布(Fig. 7b)をみると, 島後流域に伸びる高振幅領域とその領域内で等間隔の位相変化から, 波長Lは約39kmになる。一方, 5.4日周期変動の調和定数の空間分布(Fig. 7a)をみると, 高振幅領域は楕円島の東端から下流側へ伸び, その領域で位相が進んでいるが, 島後流域の約一波長(L=56km)後に一旦消えている。

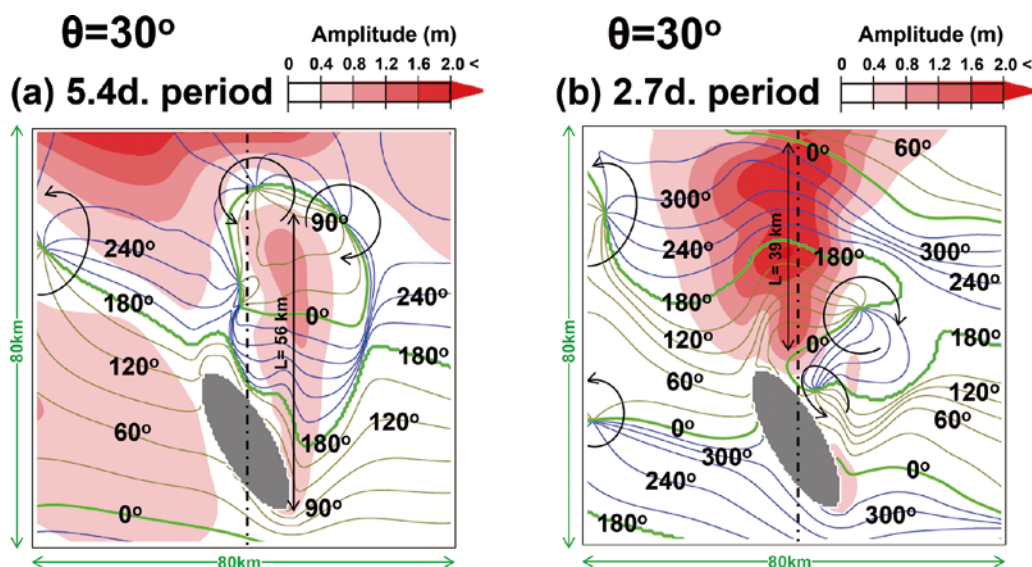


Fig. 7. Horizontal distributions of phase in degree and amplitude in meter (red color) for (a) 5.4-day and (b) 2.7-day periodic variations of interface displacement.

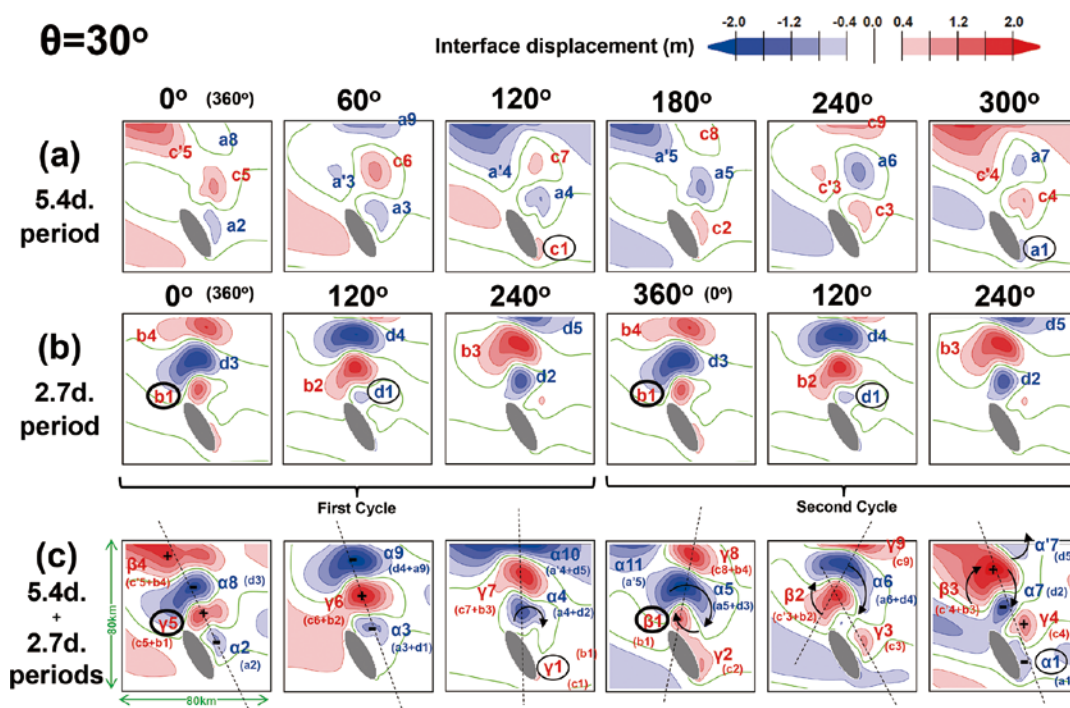


Fig. 8. Time-varying diagrams of three interface displacement anomalies ; (a) 5.4 day-periodic variation of 60° interval, (b) 2.7 day-periodic variation of 120° interval and (c) superposition of both variations.

Fig. 8 の渦流偏差の経時変化図は、(a) に 5.4 日周期を位相 60° 毎の 1 周期分、(b) に 2.7 日周期を位相 120° 毎の 2 周期分を表示し、(c) に両偏差の重ね合わせを示した。5.4 日周期変動 (Fig. 8a) の a と c で表示した偏差は、逆符号で同様の挙動を示すため、ここでは負偏差 a の挙動について記述する。位相 300° に楕円島東端で出現した a1 は下流へ移動し、位相 60° のころに a'3 と a3 に分裂する。a3 の偏差は a4 \rightarrow a6 と振幅を増加させながら下流へ移動し、a1

が出現したころの a7 \rightarrow a8 で消滅している。一方、a'3 の偏差の方は a9 と合体しているように見え、楕円島の西方下流で a'4、a'5 と振幅を増加させている。2.7 日周期変動 (Fig. 8b) では b と d が逆符号の偏差であり、ここでは正偏差 b の挙動について記述する。1 周期目の位相 0° に島後流域のほぼ中央に出現した b1 は下流へ移動しながら、b2 \rightarrow b4 と振幅を増加させ、少し歪んだ Δ 型の形状になる。そして同様の挙動が 2 周期目も繰り返されている。

上述した2つの周期変動の重ね合わせ (Fig. 8c) により、正偏差と負偏差が相互作用する様子が表現される。負偏差の方を α とすると、その初期偏差は 5.4 日周期変動 (Fig. 8a) の負偏差 $a1$ に対応している。正偏差には β と γ の二つがあり、 β の初期偏差は 2.7 日周期変動 (Fig. 8b) の正偏差 $b1$ 、 γ の初期偏差は 5.4 日周期変動 (Fig. 8a) の正偏差 $c1$ にそれぞれ対応している。島東端から下流へ移動する負偏差 $\alpha1(a1)$ と $\alpha2(a2)$ は、 $\alpha3$ 以降は負偏差 d との重ね合わせで表現される (すなわち、 $\alpha3=a3+d1$ 、 $\alpha4=a4+d2$ 、 $\alpha5=a5+d3$)。その後、負偏差 $\alpha5$ と正偏差 $\beta1(b1)$ は相互作用し (矢印表示)、 $\alpha6(=a6+d4)$ と $\beta2(=c3+b2)$ の両偏差は時計回りに回転し始める。そして、5.4 日周期変動の位相 240° のころ、正偏差 $\beta2$ は $\beta3(=c4+b3)$ へと成長する一方、負偏差 $\alpha6$ は $\alpha7(d2)$ と $\alpha7(d5)$ の2つに分裂しているように見える。この位相 240° の偏差渦流の配位は「く」の字 (破線表示) であるが、それ以外の位相では直線的な一列配位 (破線表示) を示す。その中心軸は、位相 240° の後の位相 300° では傾いた楕円島にはほぼ平行、その後、ゆっくりと時計回りに回転している。このように、2.7 日周期変動の 1 周期目は島陰渦列の中心軸が変化する時期、2 周期目は

渦流分裂の時期に分けることができる。

解析モデル

島陰渦列をシア不安定波として解釈するための 3 点及び 2 点折れ線の解析モデルは、藤居・磯田 (印刷中) と同じである。ただし、付録の Fig. A1 に示すように、東西非対称とした平均シア場が異なる。3 点折れ線モデルでは、島の代表長さを d 、その東西端を L^+ と L^- とし ($|L^+| > |L^-|$)、 $r = d / L^+$ の比で非対称性を表現した。2 点折れ線モデルでは、島背後の適当な沿岸に中心点を取り、島の東端までの距離を d' とした。両モデルの分散関係式の導出については、それぞれ付録 A と B に示す。

3 点折れ線モデルの分散曲線と不安定波の空間構造

Fig. 9 の (a) は円形島を想定した東西対称な平均シア場 ($r^{-1} = L^+ / d = 0.5$)、(b) は楕円島を想定した東西非対称な平均シア場 ($r^{-1} = L^+ / d = 0.6$) の分散関係式の解を示している。両図とも上段は、縦軸を実部の無次元周波数 σ_R^* 、横軸を無次元波数 k^* とした 3 つの中立波 (青色の

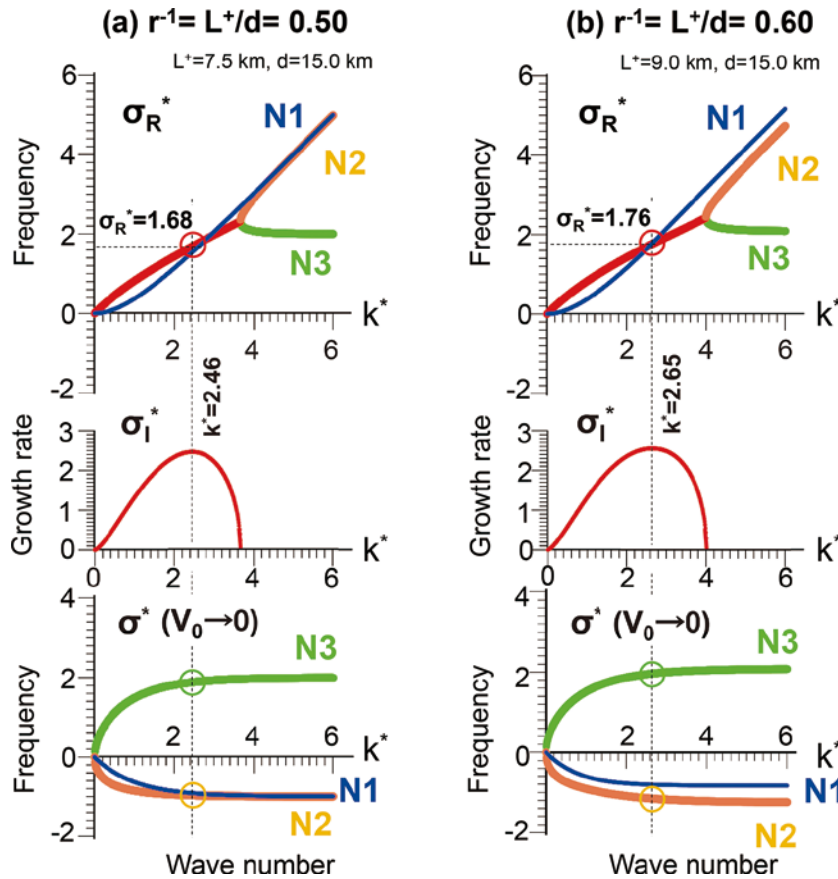


Fig. 9. The dispersion relation for a simple shear flow expressed by the 3-point polygonal line model in case of (a) circular island and (b) elliptical island. In both cases, upper panel shows the frequency σ_R^* and the middle panel shows the growth rate σ_I^* as a function of wavenumber k^* . The growing unstable wave is indicated by a red line. Three neutral waves of N1, N2, and N3 are indicated by blue, green, and orange lines, respectively. In both cases, lower panel shows the dispersion relation for three neutral waves assuming the shear velocity $V = 0$.

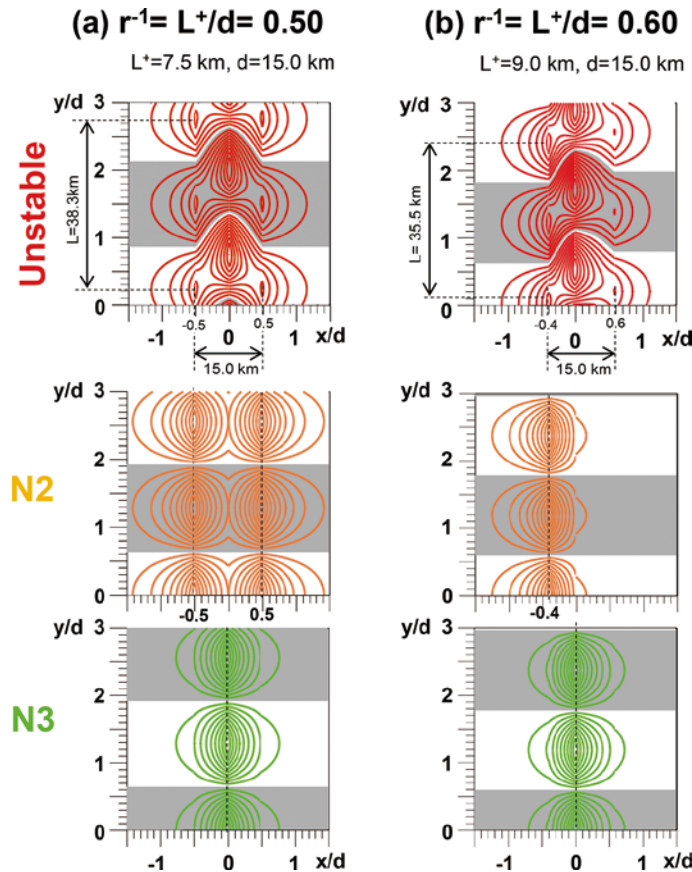


Fig. 10. The spatial structure of most unstable wave (upper) and neutral wave N2 (middle) and N3 (lower) in case of (a) circular island and (b) elliptical island.

N1, 橙色の N2, 緑色の N3) と赤色の不安定波の分散関係を示し, 中段は縦軸を虚部の無次元周波数 σ_i^* とした不安定波の成長率を表している。(a) の円形島で最大成長率をもつのは $\sigma_R^* = 1.68$ と $k^* = 2.46$, 数値実験の $V_0 = 0.3 \text{ ms}^{-1}$ と $d = 15 \text{ km}$ を用いて有次元で表示すると, 周期は, $T = 2\pi d / \sigma_R^* V_0 = 2.16 \text{ day}$, 波長は $l = 2\pi d / k^* = 38.3 \text{ km}$ となる。同様にして, (b) の楕円島で最大成長率をもつのは $\sigma_R^* = 1.76$ と $k^* = 2.65$, 有次元の周期と波長は $T = 2.07 \text{ day}$, $l = 35.5 \text{ km}$ となり, 円形島よりも少しだけ小さな値になる。これらの値は, 数値実験において波長 l が約 39 km (Fig. 7b) となる 2.7 日周期変動の方に近い。

このような不安定波を共鳴により励起する 2 つの中立波を $V_0 \rightarrow 0$ の極限操作で特定し(詳細は藤居・磯田(印刷中)を参照), Fig. 9 の下段にその分散曲線図を示した。円形島と同様に楕円島の場合も, 最大成長率をもつ不安定波(無次元波長 $k^* = 2.46$) を励起する中立波は, $\sigma^* > 0$ の領域にあり下流伝播する N3 と $\sigma^* < 0$ の領域にあり上流伝播する N2 である。Fig. 10 がその不安定波(上段)と 2 つの中立波(中下段)の空間構造である。円形島の不安定波は左右対称な Λ 型であるのに対し (Fig. 10a), 楕円島の不安定波は 2.7 日周期変動の渦流偏差と同様に, 少し歪んだ Λ 型の形状を示している (Fig. 10b)。両不安定波の空間構造は, 中立

波 N3 ($V_0 \sim 0$ に捕捉) が約 90 度先行して中立波 N2 (V_0 の東西変曲点に捕捉) と重ね合わさることで説明される(藤居・磯田, 印刷中)。それゆえ, 楕円島の Λ 型不安定波の形状が歪む理由は, 中立波 N2 の相違にあることがわかる。付録 C ではそのような相違を調べるため, $r^{-1} = L^+ / d$ の値を円形島から楕円島へ徐々に変化させ, 3 つの中立波の構造変化について議論した。

2 点折れ線モデルの分散曲線と不安定波の空間構造

Fig. 8(a) でみた 5.4 日周期の渦流擾乱 a1 と c1 は, 楕円島の右側端から発生している。そこで, この右側端付近の平均シア流を 2 点折れ線モデル(付録 B) で表現し, Fig. 11 の (a) に分散曲線(上段)と不安定波の成長率(中段), $V_0 \rightarrow 0$ の極限操作により特定した中立波 N1 と N2 の分散曲線(下段)を示し, (b) に最大成長率をもつ波長における不安定波とそれを励起する 2 つの中立波の空間構造を示した。最大成長率をもつ不安定波は $\sigma_R^* = 0.30$ と $k^* = 0.81$ である。数値実験の $V_0 = 0.3 \text{ ms}^{-1}$ と $T = 2\pi d' / \sigma_R^* V_0 = 5.4$ 日周期変動から距離 d' を逆算すると, $d' = T \sigma_R^* V_0 / 2\pi = 6.7 \text{ km}$ となる。よって, 有次元の長波は $l = 2\pi d' / k^* = 51.9 \text{ km}$ となり, これは 5.4 日周期変動の実験結果である約 56 km (Fig. 7a) に近い。不安定波の

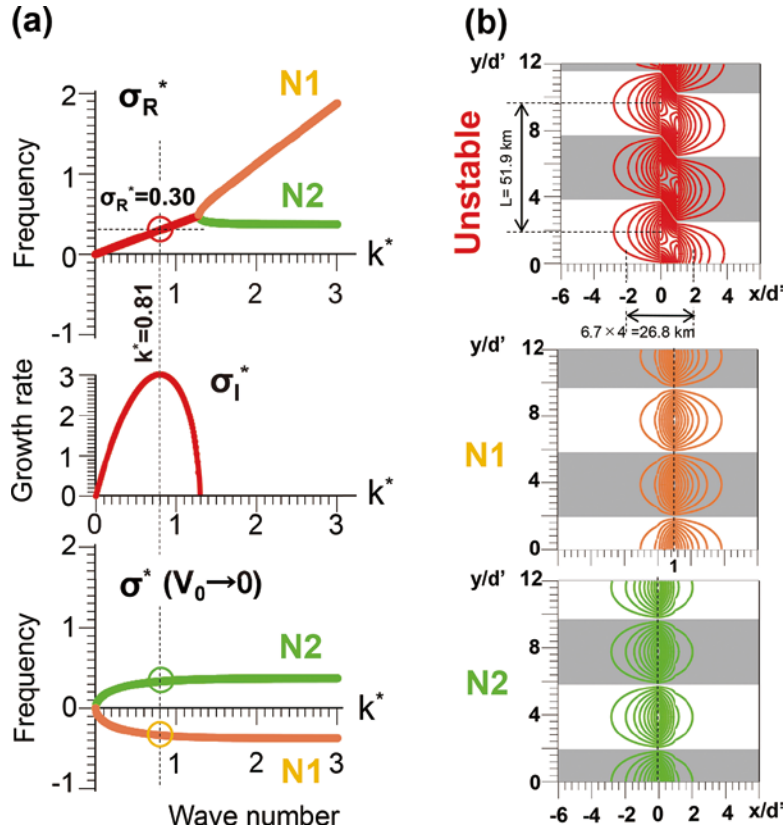


Fig. 11. (a) is the same as Fig. 9b and (b) is the same as Fig. 10b, but for a simple shear flow expressed by the 2-point polygonal line model in case of elliptical island.

空間構造は $x/d' = 0$ と 1 に捕捉された中立波 N2 と N3 の重ね合わせで説明され、 Λ 型というより「へ」型の形状となる。

おわりに

日本列島周辺にある島々の後流域において、藤居・磯田 (印刷中) で提案された島陰渦発生を観測報告があるのは、成層期の対馬島だけである (Yoshikawa *et al.*, 2006; Takikawa *et al.*, 2012)。本研究では奥尻島が対馬島と同程度の島スケールと海流流速をもつことから、夏季の奥尻島後流域でも島陰渦が捉えられるであろうという期待のもと、碁盤目状に配置した ADCP 観測を実施した。スナップショット観測であったため、渦流発生周期はわからないが、奥尻島東側に反時計回りの渦流が確かに捉えられ、渦流中心の北上傾向も推測された。観測された反時計回り渦流は、北上流域内に奥尻島を模した楕円島を設定した還元重力モデルでも容易に再現することができた。それゆえ、本研究では藤居・磯田 (印刷中) の円形島と楕円島の相違点に注目しながら、このような数値実験を通して、奥尻島後流域の島陰渦流発生について検討を行った。

楕円島の数値実験でも円形島と同様に正負の渦が交互に発生しているが、2.7 日とその倍の 5.4 日の 2 周期性を

もつことがわかった。その理由として考えられたのが、円形島とは異なる楕円島背後の平均シア流の非対称性である。そのような非対称性を 3 点折れ線と 2 点折れ線の両解析モデルで表現し、両者の線形安定性を調べた。まず、3 点折れ線モデルから、最大成長率を持つ不安定波は、数値実験における 2.7 日周期変動に近い周期と波長をもつ。この不安定波は、島背後の中央に捕捉された中立波と島西側に捕捉された中立波との共鳴で説明され、空間構造は歪んだ Λ 型となる。一方、島の東西端の中央付近の平均シア流をモデル化した 2 点折れ線モデルの方は、数値実験の 5.4 日周期変動に近い不安定波の発生を予測した。この不安定波の共鳴は、島背後の中央に捕捉された中立波と島東側に捕捉された中立波の間で生じる。

これらの線形安定解析論による結果は、楕円島による島陰渦の 2 周期性を個別に説明するものである。しかしながら、2.7 日周期は 5.4 日周期のちょうど倍潮であり、両者には何らかの非線形的な関係が強く示唆される。そして、そもそも超臨界レイノルズ数の領域において再現された渦流の非線形性は高いはずである。今後は、藤居・磯田 (印刷中) でも指摘されているように、非線形性を考慮した渦流同士の相互作用の観点から、島陰渦流の再考が必要と考える。

謝 辞

本研究の海洋観測を実施するにあたり、海洋観測を快く実施して頂いたうしお丸船長をはじめ、乗組員の皆様、そして共に観測を行った2020年当時の研究室学生であった石崎裕也氏、千葉彩氏、越後友利果氏、植田純生氏に感謝致します。

付録A 非対称な基本場を有する3点折れ線モデルによる渦流擾乱の分散関係

Fig. A1 左側の (a) はモデル結果の楕円島背後の平均場を拡大表示したもので、線形安定性を調べる本解析では、島の中心軸の流下方向に y 軸、それに直交する方向に x 軸を設定した。この平均シアー流を基本場 $V(x)$ と考え、それを区分的に渦位一様となる3点折れ線モデルで近似した (Fig. A1b 左)。3点とは島背後の中心 ($x=0$)、島背後の右端 ($x=L^+$) と左端 ($x=L^-$) の変曲点である。島周辺の一様流速 (モデルでは強制流速) を V_0 とすると、 x 軸方向の流速変化 $V(x)$ から4つの領域 I ~ IV に区分することができる。領域 I ($x > L^+$) と領域 IV ($x < L^-$) では $V(x) = V_0$ となり、基本場の渦度 ζ_0 は $dV/dx = 0$ である (Fig. A1c 左)。領域 II ($0 < x < L^+$) の $V(x)$ は正の x 軸方向に線形増加して $\zeta_0 = V_0/L^+ > 0$ 、領域 III ($L^- < x < 0$) の $V(x)$ は線形減少して $\zeta_0 = V_0/L^- < 0$ となる (Fig. A1c 左)。

このように、楕円島を想定した本モデルでは $|L^+| \neq |L^-|$ となる非対称な基本場を考えているが、渦流擾乱の分散関係の求め方は、円形島を想定した $|L^+| = |L^-| = L$ の藤居・磯田 (印刷中) の場合と全く同じである。楕円島と円形島の両モデルでは、 $V(x)$ の3つの変曲点 ($x=0, \pm L$) における接続条件だけが異なる。そこで、本論ではシアー流 dV/dx の渦度を $\alpha = V_0/L^+ > 0$ (領域 II)、 $\beta = V_0/L^- < 0$ (領域 III) とおき、その接続条件から得られる3つの連立方程式 (未知の振幅値 A_2, B_2, B_3) のみを下記に示す。

$$\begin{pmatrix} P & -\alpha & 0 \\ \alpha - \beta & \alpha - \beta - 2\sigma & 2\sigma \\ \beta & \beta & Q - \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \\ B_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A1})$$

なお、 $P = \{2(V_0k - \sigma) - \alpha\} e^{2kL^+}$ 、 $Q = \{2(V_0k - \sigma) + \beta\} e^{2kL^-}$ とおいた。本モデルの代表的な距離スケールを $d = L^+ - L^-$ 、代表的な時間スケールを d/V_0 とすると、無次元の周波数と波数はそれぞれ、 $\sigma^* = \sigma/(V_0/d)$ 、 $k^* = kd$ となる。さらに、 $r = d/L^+$ の比を導入すると、 α と β の無次元化は $\alpha^* = \alpha/(V_0/d) = (V_0/L^+)/(V_0/d) = d/L^+ = r$ 、 $\beta^* = \beta/(V_0/d) = (V_0/L^-)/(V_0/d) = d/(L^+ - d) = (d/L^+)/(1 - d/L^+) = r/(1 - r)$ となり、 P と Q の無次元化は $P^* = \{2(k^* - \sigma^*) - r\} e^{2k^*/r}$ 、 $Q^* = \{2(k^* - \sigma^*) - r/(1 - r)\} e^{2k^*(r-1)/r}$ で表現される。よって、(A1) 式の無次元表示は

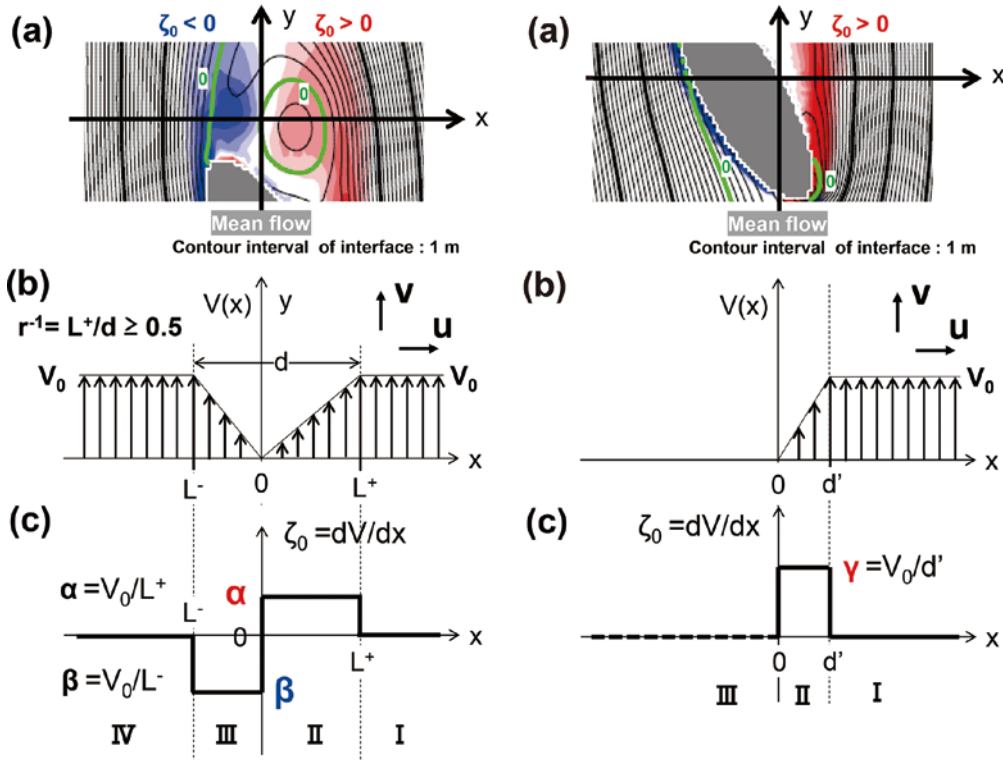


Fig. A1. Schematic diagrams of 3-point polygonal line model (left) and 2-point polygonal line model (right) for the shear flow. In both models, (a) is mean velocity field and the x - y coordinate system set behind an island, (b) is horizontal shear flow $V(x)$ used as the basic field for the liner theory of stability and (c) is horizontal distribution of potential vorticity $\zeta_0 = dV/dx$, calculated from $V(x)$ in (b).

$$\begin{pmatrix} P^* & -r & 0 \\ r^2/(r-1) & r^2/(r-1)-2\sigma^* & 2\sigma^* \\ r/(1-r) & r/(1-r) & Q^*-r/(1-r) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \\ B_3 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A2})$$

となる。(A2) 式の振幅値が零でないためには、 3×3 係数行列の行列式が零でなければならないので、これにより σ^* に関する 3 次の代数方程式を得る。具体的な σ^* の解は Cardano の解公式を用いて求められ、これが渦流擾乱の分散関係式になる。

(A2) 式の係数行列から得られる分散関係式から中立波を特定する場合には、地形性ベータ β_i に相当する α^* と β^* は固定値にしたまま、 P^* と Q^* にある $(k^* - \sigma^*)$ の k^* について係数 1 を零値へ漸近させる。これは地形性ロスビー波とみなした中立波が捕捉される地形性ベータ $\beta_i = -d^2V/dx^2 \neq 0$ を残したまま、移流項のみを零 ($V_0 \rightarrow 0$) とすることに対応する。

付録 B 2点折れ線モデルによる渦流擾乱の分散関係

Fig. 8 をみると、5.4 日周期の渦流擾乱 a1 と c1 は、楕円島の右側端から発生している。Fig. A1 右側の (a) は、その右側端付近の平均場を拡大した図である。この領域は常に正の平均渦度 ($\zeta_0 > 0$) をもつが、その領域は下流方向に広がるため、その渦度の値は小さくなり、固定値にすることができない。にもかかわらず、3点折れ線モデルと同様に考えて、このような後流域を区分的に渦位一様となる平均シア一流 $V(x)$ をもつ 2点折れ線モデルで近似した (Fig. A1b 右)。ここで 2点とは、島背後の右端 ($x = d'$) と沿岸 ($x = 0$) である。しかし、本モデルでは d' 値を予め決定できないため、5.4 日周期の不安定渦流が理論的に導かれような d' 値を逆算することになる (本文を参照)。

2点折れ線モデルの場合、島背後の流れ場は流速 $V(x)$ の変化に応じて 3つの領域 I ~ III に区分することができる (Fig. A1c 右)。領域 I ($x > d'$) では $V(x) = V_0$ 、領域 III ($x < 0$) では $V(x) = 0$ なので、基本場の渦度 ζ_0 は $dV/dx = 0$ である。領域 II ($0 < x < d'$) の $V(x)$ のみ正の x 軸方向に線形増加して $\gamma = V_0/d' > 0$ となる (Fig. A1c 右)。

x 軸方向に振幅分布 $F(x)$ をもち、 y 軸の正の方向 (流下方向) に伝播する渦流擾乱解を $\psi'(x, y, t) = F(x)e^{i(ky - \sigma t)}$ (k は波数、 σ は周波数) と仮定したとき、非粘性の極限におけるシア不安定波の擾乱方程式 (付録 A では省略) は下記となる。

$$(Vk - \sigma) \left(\frac{d^2F}{dx^2} - k^2F \right) - kF \frac{d^2V}{dx^2} = 0 \quad (\text{A3})$$

領域 I ~ III 内では $d^2V/dx^2 = 0$ 、さらに、 $Vk - \sigma \neq 0$ なので、(A3) 式は

$$\frac{d^2F}{dx^2} - k^2F = 0 \quad (\text{A4})$$

となる。よって、各領域 (Region) における渦流擾乱の振幅分布 $F(x)$ の一般解は次式で表わされる。

$$F = A_1 e^{kx} + B_1 e^{-kx} \quad : \text{Region I} \quad (\text{A5a})$$

$$F = A_2 e^{kx} + B_2 e^{-kx} \quad : \text{Region II} \quad (\text{A5b})$$

$$F = A_3 e^{kx} + B_3 e^{-kx} \quad : \text{Region III} \quad (\text{A5c})$$

ここで、 A_n, B_n は領域 $n = 1 \sim 3$ の振幅値であり、計 $2 \times 3 = 6$ 個の未知数となる。なお、領域 III においても下流方向へ擾乱は伝播できるので、擾乱解 (A5c) は許される。

まず、渦流擾乱はシア領域に捕捉されると考えて

$$F(\infty) = F(-\infty) = 0 \quad (\text{A6})$$

から、 $A_1 = B_3 = 0$ となる。次に、 $V(x)$ の変曲点 ($x = 0, d'$) での接続条件

$$F(x + \varepsilon) = F(x - \varepsilon), \quad \varepsilon \rightarrow 0 \text{ at } x = 0, d' \quad (\text{A7})$$

をみとす 3つの式から、 $B_1 = A_2 e^{2kd'} + B_2$ と $A_3 = A_2 + B_2$ の関係式を得る。よって、未知の振幅値はこれらの関係式の右辺にある A_2, B_2 の 2つだけとなる。次に、(A3) 式の x 微分を差分で置き換えることにより、 $dF(x)/dx$ の接続条件は

$$(Vk - \sigma) \left[\frac{dF}{dx} \right]_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} - kF \left[\frac{dV}{dx} \right]_{x-\varepsilon}^{x+\varepsilon} = 0 \quad \varepsilon \rightarrow 0 \text{ at } x = 0, d' \quad (\text{A8})$$

となる。シア一流 dV/dx の渦度を $\gamma = V_0/d'$ (領域 II) とおき、2つの変曲点 ($x = 0, d'$) における (A8) 式から、残りの振幅値 A_2, B_2 に関する次の連立方程式を得る。

$$\begin{pmatrix} P & -\gamma \\ \gamma & -2\sigma + \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A9})$$

ここで、 $P = \{2(V_0 k - \sigma) - \gamma\} e^{2kd'}$ とおいた。さらに、周波数を $\sigma^* = \sigma/\gamma$ 、波数を $k^* = kd'$ で無次元化し、 $P^* = \{2(k^* - \sigma^*) - 1\} e^{2k^*}$ とすれば

$$\begin{pmatrix} P^* & -1 \\ 1 & -2\sigma^* + 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{A10})$$

の形に一般化される。この (A10) 式の振幅値が零でないためには、 2×2 係数行列の行列式が零でなければならない。すなわち、

$$\begin{vmatrix} P^* & -1 \\ 1 & -2\sigma^* + 1 \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{A11})$$

から、3点折れ線モデルの付録 A とは異なり、無次元周波数 σ^* に関する 2 次の代数方程式

$$4\sigma^{*2} - 4k^*\sigma^* + 2k^* - 1 + e^{-2k^*} = 0 \quad (\text{A12})$$

を得る。式 (A12) の解である σ^* が渦流擾乱の分散関係式になる。なお、中立波の特定方法は、付録 A と同じである。

付録C 平均シアー流の非対称性による中立波の構造変化

Fig.A2は平均シアー流が対称な円形島 ($r^{-1} = L^+ / d = 0.5$) から平均シアー流が非対称な楕円島 ($r^{-1} = 0.6$) の遷移過程で出現する、最大成長率をもつ不安定波 ($k^* = 2.46 \sim 2.65$) を構成する3つの中立波の空間構造変化を比較したものである。まず、平均シアー流が変化しても ($r^{-1} = 0.5 \sim 0.6$)、中立波 N3 は島後流域の中央に捕捉されたままで、変化は全くない。藤居・磯田 (印刷中) でも扱った円形島の場合 ($r^{-1} = 0.5$)、N1 と N2 の中立波はいずれも島の両端 ($x/d = \pm 0.5$) に捕捉され、両者は似たような空間構造にみえた。ところが、楕円島 ($r^{-1} = 0.6$) の N1 は右端の $x/d = +0.5$ に捕捉され、N2 は左端の $x/d = -0.5$ に捕捉され (Fig. 10b と同じ)、両者は明らかに異なる空間構造をもつことがわかる。遷移過程をみると、N3 と共鳴して不安定波を形成する中立波 N2 の方は、右側捕捉が次第に弱まることで、左側捕捉の構造が残っている。一方、中立波 N1 は左右捕捉の中央に零値が保たれたまま (それゆえ、N3 と共鳴できない)、左側捕捉が弱まりながら、位相が 180 度変化している (白抜き矢印)。このように、平均シアー流の対称性を少しだけ崩すことによって、中立波 N1 と N2 の空間構造の相違が明らかとなった。

参考文献

藤居 流・磯田 豊 (印刷中) 中立波の共鳴による島陰渦列の解釈, 沿岸海洋研究
 檜垣直幸・磯田 豊・磯貝安洋・矢幅 寛 (2008) 北海道西岸沖における水系分布と流れパターンの季節変化, 海の研究, **17**, 223-240.
 Takikawa, T., Onitsuka, G., Fukutome, K., Yoon, J.H. and Morimoto, A. (2012) Seasonal variation of counter-clockwise eddies downstream of the Tsushima islands. *Progress in Oceanogr.*, **105**, 30-37.
 Yoshikawa, Y., Masuda, A., Marubayashi, K. and Ishibashi, M. (2010) Seasonal variations of the surface currents in the Tsushima Strait. *J. Oceanogr.*, **66**, 223-232.

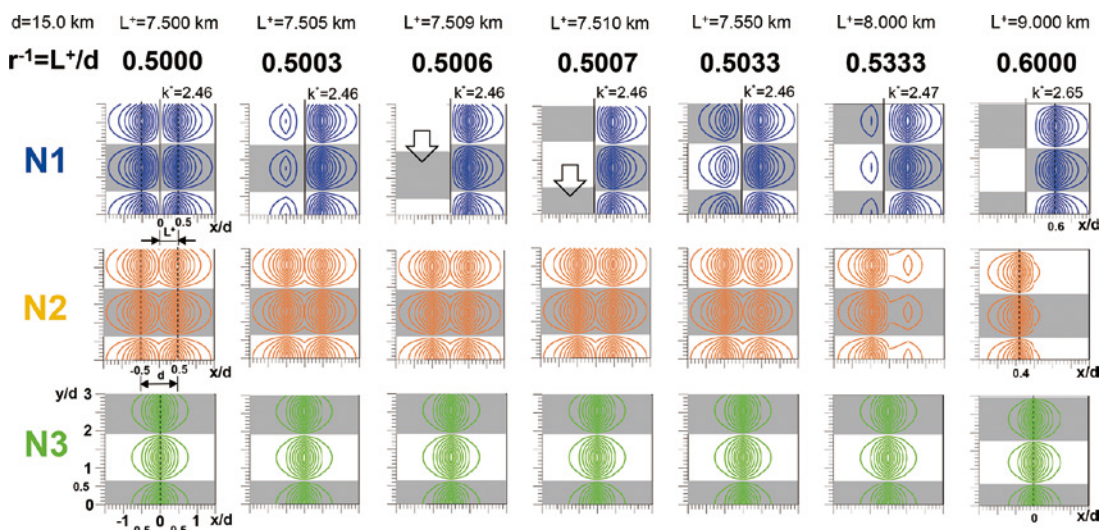


Fig. A2. Spatial structure change of neutral waves N1, N2 and N3 when r^{-1} is increased little by little from 0.5 to 0.6.