

— 論 文 —

日高湾陸棚斜面に沿って西方へ引き延ばされる 津軽 Gyre の数値実験*

小林 直人^{1**}・磯田 豊²・朝日 啓二郎²

要 旨

単純化した陸棚地形上への流入水の挙動に関わる f 平面 σ 座標系数値モデル実験によって、初夏に津軽 Gyre が日高湾陸棚斜面上に侵入したときに生じることが最近の海洋観測で確認された分岐流の形成・発達過程を調べた。成長を続ける津軽 Gyre が侵入する北部陸棚斜面域には海底捕捉モードと表層捕捉モードの2種類の低周波擾乱が同時に存在し、斜面上の下層水柱は連続的に押し縮められ、負の相対渦度を生成する。その結果として、侵入域の西側ではほぼ順圧もしくは海底捕捉の時計回り渦流擾乱が形成され、分岐域から陸棚斜面に沿って西方へ伝播する。侵入域の東側では反時計回りの渦流擾乱が形成され、沖合の底層低温水を沿岸域へ定常的に供給する。この現象は津軽 Gyre が北岸境界に沿った鏡像効果によって東方移動することを抑える働きをする。このようにして、分岐直後の渦流は日高湾陸棚斜面に沿って西方へ引き延ばされる津軽 Gyre にまで発達することがわかった。

キーワード：日高湾陸棚斜面，津軽 Gyre の西方引き伸ばし，分岐流，数値実験

1. はじめに

津軽海峡から北太平洋へ流出する津軽暖流の流量は1年を通して1.5 Sv前後 ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) のオーダーであり、その季節変化は小さい。一方、その流路パターン

は顕著な季節変化を示し、冬季に Coastal mode、夏季に Gyre mode となる (Conlon, 1982)。Gyre mode は北海道南西部にある日高湾内に時計回りの渦流を伴う津軽暖流水の拡がりを示すことから、本論ではこのような渦流及び水塊の拡がりを総称して、以下「津軽 Gyre」と呼ぶ。このような海峡流出水の2つのモード形態は、アルポラン海での Gyre の生成機構を調べた Whitehead and Miller (1979) の水槽実験によって初めて報告された。Gyre 現象の理論的扱いの難しさは、移流効果による強い非線形性 (ロスビー数が大) にある。Kubokawa (1991) は海峡流出水を低渦位水として表現した渦位一様理論 (還元重力モデル) を用いて、下流側沿岸流の制限流量に対する低渦位水の供給流量と前線波動特性の関係を整理し、夏季の典型的な津軽暖流の密度成層及び流出条件で

* 2015年2月10日受領; 2015年8月9日受理

著作権: 日本海洋学会, 2015

1 北海道大学水産学部

〒041-8611 函館市港町3-1-1

2 北海道大学大学院水産科学研究院

〒041-8611 函館市港町3-1-1

** 連絡著者: 小林 直人 (こばやし・なおと)

TEL: 0138-40-8869

e-mail: kobayasi@fish.hokudai.ac.jp

は、津軽 Gyre は継続的に発達する力学領域にあることを示した。

Rosa *et al.* (2007) は日高湾周辺海域 (Fig. 1) における定期海洋観測資料を用いた水塊解析と ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) 及び GEK (Geomagnetic Electro Kinematograph) で得た流速データの解析をおこない、津軽 Gyre が日高湾の北部陸棚斜面域まで発達する初夏には、その一部が分岐して、湾奥に位置する噴火湾沖まで至る分岐流が存在することを指摘した。典型的な津軽 Gyre と彼女らが提示した分岐流の模式図を Fig. 1 の上段に示す。分岐が生じる陸棚斜面上では陸棚波タイプの捕捉流が許されることから、現実の津軽 Gyre の発達機構を理解するためには、上述した Kubokawa (1991) による渦位一様理論を部分修正する必要があると考えられた。

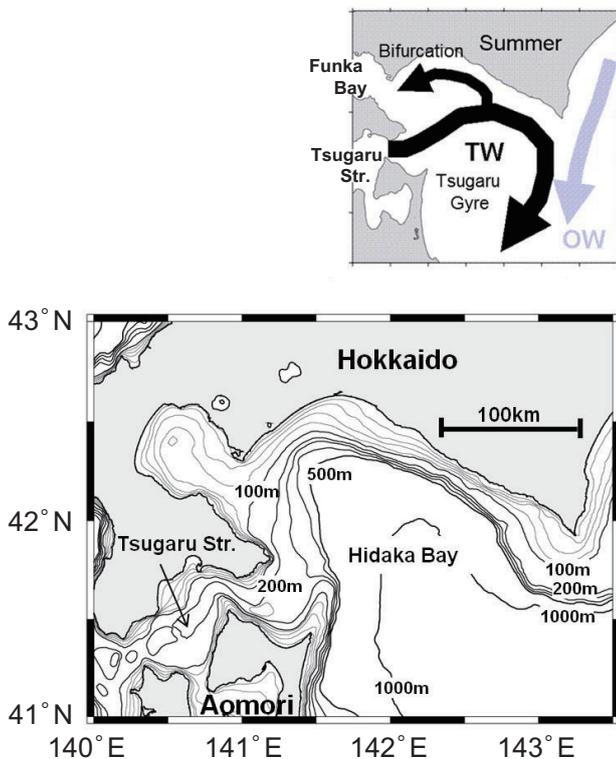


Fig. 1. Bottom topography around the Hidaka Bay and the Tsugaru Strait, together with a schematic flow pattern suggested by Rosa *et al.* (2007). TW: Tsugaru Warm Current Water. OW: Oyashio Water.

そこで、小林ら (2014) は北部陸棚斜面域で実際に生じている津軽 Gyre の分岐現象の初期段階の海洋構造を捉えることを目的に、2010 年 6 月に日高湾内で短期集中観測を実施した。彼らは、陸棚斜面上で観測された分岐流は Rosa *et al.* (2007) が提示した二股分岐ではなく、北西方向に張り出す渦流を伴う流れであり (Fig. 2 の (a) と (d)), その先端付近には津軽暖流水がパッチ状に分布している (Fig. 2 の (b)) という観測結果から、津軽 Gyre の分岐現象が陸棚斜面上における底層渦流の励起と伝播により引き起こされている可能性を示した。

本研究は、日高湾北部の陸棚斜面に向かって時間発達する津軽 Gyre を模した数値モデル実験によって、陸棚斜面域に侵入した津軽 Gyre の遷移的な発達過程をより詳細に調べ、小林ら (2014) がその可能性を示した力学機構を確認することを目的としておこなった。以下、第 2 章では本研究でおこなった数値モデル計算の概要を示し、その結果を第 3 章で述べる。第 4 章で津軽 Gyre 分岐の励起について考察する。

2. モデルの概要

本研究で使用した数値モデルは、 f 平面 σ 座標 (北緯 42.5 度のコリオリパラメータ $f = 1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 鉛直等間隔の 20 層 σ レベル) の Princeton Ocean Model (POM: Blumberg and Mellor, 1987) であり、Fig. 1 に示した日高湾周辺のリアル地形を Fig. 3 の (a) と (b) の各々に示した 2 つの単純な矩形海に適用した。矩形海は幅 100 km, 長さ 320 km, 最も深い水深を 500 m とした。方位については f 平面で考えているため、方位を変えても結果に影響しないことから、便宜上、 y 軸を東、 x 軸を南と設定した。矩形海の南側には、津軽暖流が流入する津軽海峡を模した幅 20 km, 水深 200 m の水路を接続した。海底地形は陸棚斜面のみを表現し、Case 1 では現実の海底地形を考えて、津軽海峡よりも北側領域では岸境界の水深 100 m から 500 m まで線形増加する幅 30 km の陸棚斜面、南側領域では水深 200 m から 500 m まで線形増加する幅 10 km の急な陸棚斜面を設定した (Fig. 3 の (a))。なお、流入口の西方陸棚斜面は急峻地形であるが、 σ レベル数を 20 まで増加させれば数値的不安定が生じないことを確認している。津軽海峡から流入させた

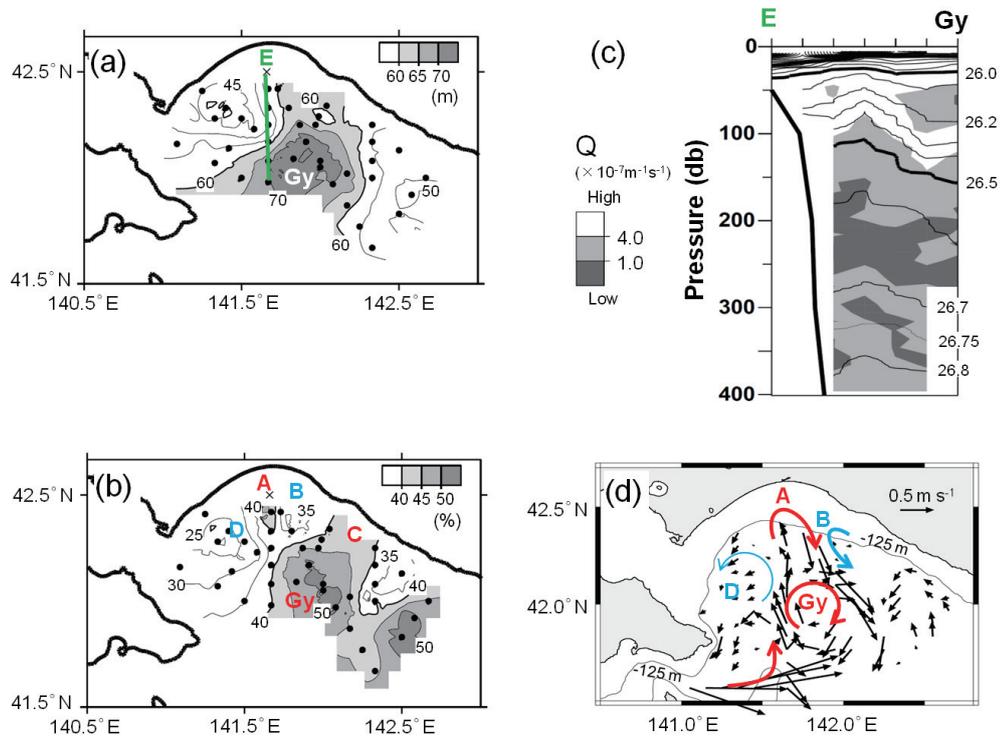


Fig. 2. Observational results around the Tsugaru Gyre. (a) : Depth of 26.18 σ_θ surface. (b) : Mixing ratio on the 26.18 σ_θ surface. (c) : Density and potential vorticity along the section E shown in (a). (d) : Current vectors at 124 m depth. Symbol “Gy” indicates the center of Tsugaru Gyre, and “A” to “D” local bifurcation features of Tsugaru Gyre. (After Kobayashi *et al.* (2004)).

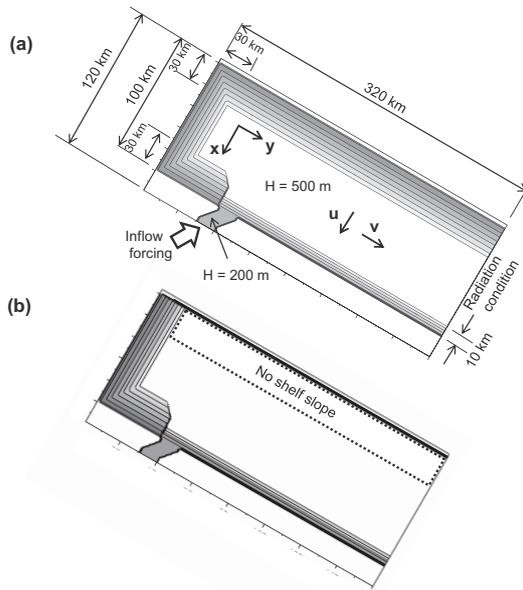


Fig. 3. Model configurations. (a) : Case 1 with the shelf slope along the northern boundary. (b) : Case 2 without the shelf slope.

津軽暖流水は北部陸棚斜面域で分岐するが、本モデル実験では分岐流に対する陸棚斜面の役割について注目し、比較のため、Case 2として北部斜面を削除した海底地形 (Fig. 3の (b)) についても計算をおこなった。

初期状態は、表層付近に薄く広がる季節躍層以浅の高渦位水の存在は考慮せず計算領域全体に津軽暖流水が流入する以前の日高湾で支配的な水塊である親潮水を、小林ら (2014) を参照して、水温 2.0°C、塩分 33.2 で密度約 26.6 σ_θ を初期値として、設定した。親潮水で満たされた静止矩形海へ、南側水路の断面全体から水温 10°C、塩分 34.0 で密度約 26.2 σ_θ 、流入流量 1 Sv の津軽暖流水 (小林ら (2014) を参照) を流入させた。流入開始時は 4 月ごろを想定し、初期擾乱を抑えるために、塩分 34.0 は固定値としたが、水温値は 30 日かけて 8°C から 10°C まで線形に昇温させ、流入流量は 5 日かけて 0 Sv から 1 Sv (断面平均流速は 0.25 m s⁻¹) まで線形に増加させた。このような流入強制流のロスビー数 Ro は、

McCreary *et al.* (1997) が提示した (1) 式に、流入量 $Mr = 1 \text{ Sv}$ 、水深 $H_1 = 200 \text{ m}$ 、流入幅 $W = 20 \text{ km}$ を代入して求めると、0.62 となる。

$$Ro = \frac{Mr}{2fH_1} \left(\frac{\pi}{W} \right)^2 \quad (1)$$

McCreary *et al.* (1997) のモデル実験条件では、 $Ro > 0.3$ のとき、流入水は岸境界に捕捉されず、正負の両渦度を伴ったシア一流 (渦対) として沖合へ移流される。よって、 $Ro = 0.62$ である本モデル実験の場合、北部岸境界へ向かって成長し続ける津軽 Gyre が容易に形成されると予想される。

矩形海の岸境界は閉境界とした。また、開放境界である東側湾口には、運動量と水温・塩分フラックスについて、POM で設定されている放射条件を用いた。なお、陸棚斜面上の分岐現象をできるだけ理想的な状況で解釈することを目的に、海底境界層を表現しないように海底摩擦係数は零、水平粘性境界層も表現しないように北部岸境界のみ slip 条件 (他は half-slip 条件) とした。それゆえ、水平方向の渦動粘性係数と拡散係数には Smagorinsky 型を使用せず、両係数とも $10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の一定値を与えた。鉛直方向の渦動粘性係数と拡散係数は POM に標準設定されている Turbulent closure model Level 2.5 を使用した (Mellor and Yamada, 1982)。計算格子間隔は $\Delta x = \Delta y = 2 \text{ km}$ 、計算時間ステップは順圧モードが 10 秒、傾圧モードが 90 秒である。

3. モデル計算結果

3.1 北部陸棚斜面の有無による分岐の相違

Fig. 4 の (a) と (b) の各々に北部陸棚斜面有りの Case 1 と北部陸棚斜面無しの Case 2 における $t = 20 \text{ day}$ (計算開始直後) から 100 day まで 20 day 毎の海面水位と海面水温の水平分布を示す。海面水位については、高水位ほど濃い赤色、低水位ほど濃い青色で表している。ゆっくりと変化する流れ場は準地衡流場とみなせるため、海面水位の等値線は表層流の流線にほぼ対応している。

流入強制の開始直後 ($t = 20 \text{ day}$) において、両ケースの流入流は海峡東側の陸棚斜面に捕捉された沿岸密度

流として東に流れるが、海峡出口付近では流入水が急速に堆積し、沖向きに成長を始める (Kubokawa, 1991)。この成長する時計回り渦流は津軽 Gyre を再現しているといえる。ただし、ロスビー数が比較的大きな流入強制のため、流入口西側における正の渦度生成も無視できない大きさとなり、Gyre の西側には反時計回りの弱い渦流を伴っている ($t = 40 \text{ day}$)。計算開始から 2 カ月後 ($t = 60 \text{ day}$) の状態は、小林ら (2014) が Gyre 分岐の初期段階を捉えた 6 月ころに対応する。両ケースはともに、この 2 カ月間で Gyre は北部岸境界付近に達するまで成長するが、分岐の様子及びその後の挙動は異なっている。陸棚斜面無しのケース (Fig. 4 の (b)) では岸境界に接続した後に二股分岐するのに対し、陸棚斜面有りのケース (Fig. 4 の (a)) では Gyre の一部が剥がれるような渦流が陸棚斜面上に形成されている。この渦流の出現は、観測された分岐の様子ともよく似ている。

陸棚斜面無しのケース (Case 2) では、その後に反時計回りの渦流が急速に成長する。Gyre からの分岐流は、暖水を沿岸に捕捉して岸境界を右手にみて伝播していることから、ケルビン波タイプの沿岸密度流と考えられる。時計回りの渦流である Gyre は北側境界に接岸した後、そこでの slip 条件による Gyre の鏡像効果 (岸境界近傍の強い東向流による移流効果) によって、東方へ大きく移動している ($t = 60 \sim 100 \text{ day}$)。

一方、陸棚斜面有りのケース (Case 1) では、反時計回りの渦流の成長は小さく、Gyre は東西方向に変形されながらも成長を続けるが、Gyre の中心位置はほとんど変化しない。Gyre が東方移動する陸棚斜面無しのケース (Case 2) と比較すると、分岐流の東側に形成された小さな冷水域 (黒矢印で示す反時計回り渦流) が Gyre の北側境界接岸を抑え、鏡像効果を小さくしている。分岐後の渦流は陸棚波タイプの捕捉流として陸棚斜面上を西方から南方へ伝播し、陸棚斜面上で西方へ大きく引き延ばされている。このとき、引き延ばされた津軽暖流水は沖合の陸棚斜面域に捕捉されるため、沿岸域は相対的に冷たい状態が長時間維持されている。

3.2 津軽 Gyre 分岐直後のモデル再現性と流動構造

Gyre 分岐直後のモデル再現性を確認するため、Gyre 分岐開始時である計算開始後 60 日目 ($t = 60 \text{ day}$) のモ

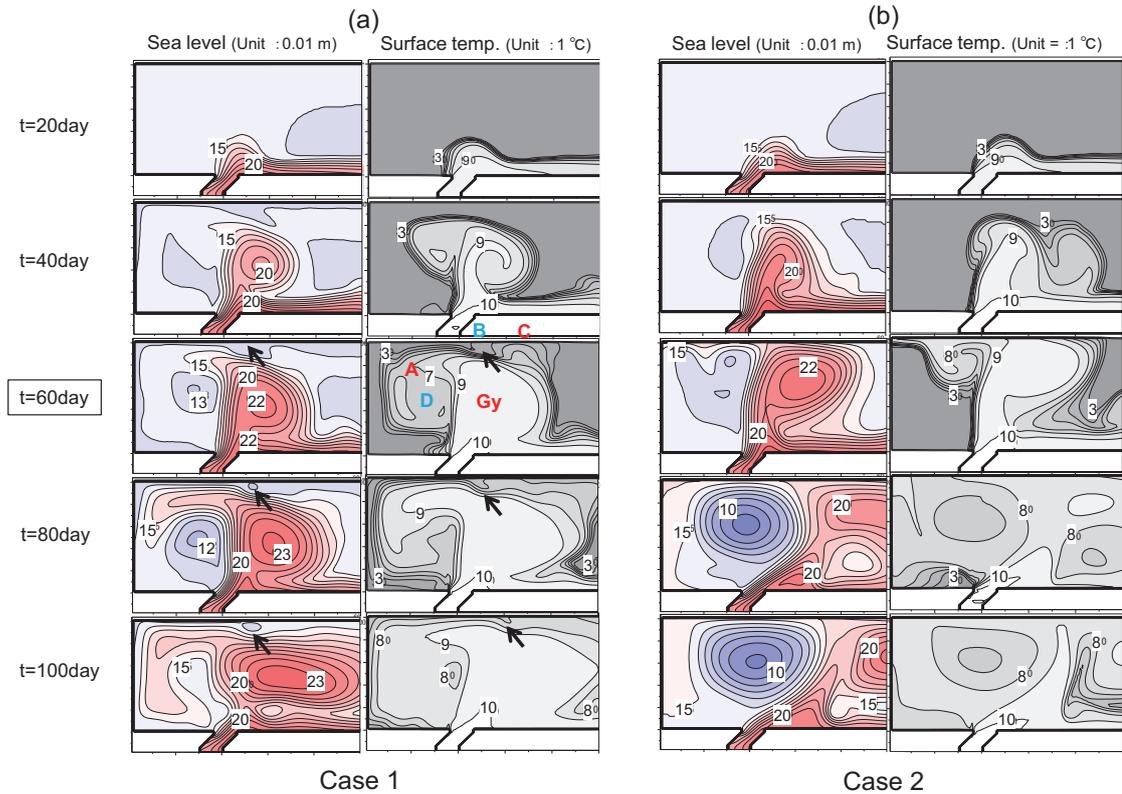


Fig. 4. Sea level and sea surface temperature from the day 20 to the day 100 with 20-days interval. (a): Case 1. (b): Case 2. Symbols are same as in Fig. 2.

デル結果を小林ら (2014) が得た 2010 年 6 月の観測結果と比較する。Fig. 5 に $t = 60$ day の表層と底層の流速ベクトルとそれぞれの流速場から計算した相対渦度をコリオリパラメータで規格化した無次元相対渦度の水平分布を示す。無次元相対渦度 ζ/f のコンター間隔は 0.1 であり、 -0.1 以下の時計回り渦流領域を青色、 0.1 以上の反時計回り渦流領域を赤色で表している。以下では、流速場の観測結果 (Fig. 2 の (d)) とモデル表層流速場 (Fig. 5 の (a)) を、水塊混合率の観測結果 (Fig. 2 の (b)) とモデル表層水温場 (Fig. 4 の (a) の $t = 60$ day) を比較する。これらの図中の A ~ D 印は、津軽 Gyre 分岐付近にみられる特徴的な海洋構造を、Gy 印は Gyre の中心と考えられる位置を示す。

まず、ADCP 観測で得た流速ベクトルの分布図 (Fig. 2 の (d)) は、津軽海峡からの強い流出、その北側の Gy 印を中心とした時計回りの渦流、北側陸棚斜面に接した Gyre の一部の小さな時計回りの渦流 (A 印)、その渦流

の東側の強い南下流 (B 印)、西側の弱い反時計回りの渦流 (D 印) の存在を示している。これらの流速分布の特徴はモデル結果である Fig. 5 の (a) に付記した Gy, A, B, D 印の各々と対応しており、モデル結果は観測結果を定性的によく再現しているといえる。上に示した Fig. 4 の (a) の経時変化を参考にすれば、A 印の渦流はその後に斜面上を西方伝播する分岐流の本体、B 印の南下流は斜面上で停滞傾向が強い局所的な反時計回りの渦流の一部、D 印の弱い反時計回りの渦流は強い流入強制により生じた流れであると考えられる。

日高湾内の Gyre 中核水等密度面における水塊混合率 (Fig. 2 の (b)) は 20 ~ 60 % の範囲にあり、これは日高湾内で津軽暖流水と親潮水がよく混合されていることを意味する。小林ら (2014) は、日高湾一帯では水温逆転を伴う表層水 (海面加熱された親潮水) が分布し、その下層にある Gyre 中核水との境界付近で強い Diffusive type の二重拡散混合の存在が示唆されることから、この

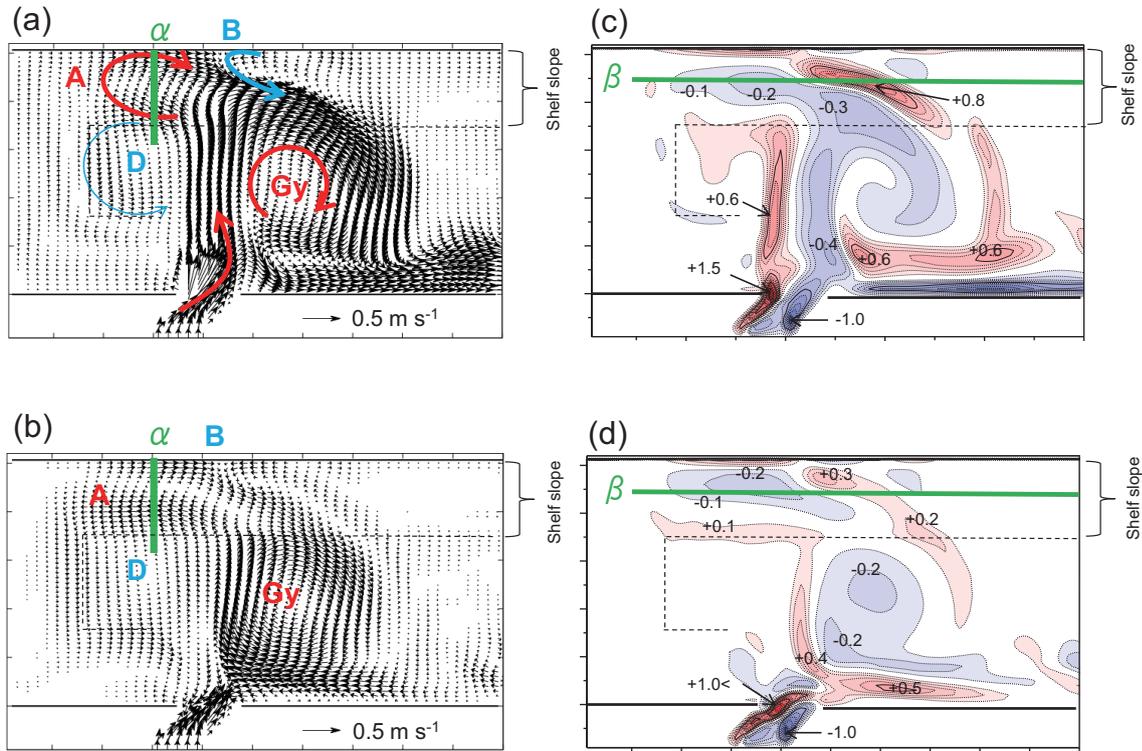


Fig. 5. Current vectors at surface (a) and bottom (b), and normalized relative vorticity at surface (c) and bottom (d) on the day 60.

ような鉛直混合による水塊変質が支配的であると結論している。しかし、本研究で採用したモデルでは表層付近の二重拡散混合が表現されない。このため、Fig. 2の(b)の水塊混合率とFig. 4の(a)のモデル水温場の分布パターンの比較は定性的なものに留まる。Fig. 2の(b)の水塊混合率分布ではGyre付近が50%以上の津軽暖流水、Gyreから分岐した渦流(A印)も40%以上の津軽暖流水であるのに対し、その東側のB印付近は35%以下の局所的な親潮水が支配的であり、それゆえ、さらに東側のC印付近には40%以上の津軽暖流水が広がっているように見える。D印の弱い反時計回りの渦流はGyre境界の40%以上の津軽暖流水から陸棚上の25%以下の親潮水までの幅広い範囲の水塊で構成されている。モデル水温場(Fig. 4の(a)の $t = 60$ day)にも、観測されたA～C印の海洋構造に対応する水温分布パターンが再現されている。本モデルでは流入口からGyreまではほとんど変質せず、強制流入水である $9 \sim 10^\circ\text{C}$ 水が支配的である。陸棚斜面上におけるA印(渦流)とC印付近

は $6 \sim 9^\circ\text{C}$ の範囲の比較的大きな水塊変質を伴う暖水域である一方、それらの中間にあるB印付近は岸側からの強い南下流により初期水温に近い 3°C 以下の冷水が移流され、 $3 \sim 9^\circ\text{C}$ の強い水温前線が形成されている。ただし、D印の弱い反時計回りの渦流の領域は 7°C 前後の一樣水であり、観測された幅広い範囲の水塊変質は再現されていない。この原因としては、水温逆転を伴う表層水との二重拡散混合がモデルでは考慮されていないこととモデル初期設定において親潮水の水平分布が考慮されていないことが考えられる。

ここでは図に示していないが、 $t = 60$ dayにおいても陸棚斜面上の底層水温は初期水温に近い低水温(3°C 以下)を保っているため、特徴的な水温水平分布はみられない。それにもかかわらず、Gyre分岐付近の底層流(Fig. 5の(b))は表層流(Fig. 5の(a))と同程度の流速値であり、よく似た流動パターンを示している。北部陸棚斜面上を西方へ延びる負の相対渦度を比べても、表層と底層は同程度の大きさ(-0.2 前後)である(Fig. 5

の (c) と (d))。これは A 印付近の渦流が傾圧構造に近い水平渦流であることを示唆する。ただし、分岐付近から延びる底層西向き流が表層流よりも先行して陸棚斜面上に沿って南下し、流入口付近まで達していることから、海底捕捉流の傾向も有するといえる。

暖かい渦流域とその東側の冷水域との境界に形成された南下流 (B 印) は、表層ほど強い傾向を示すが、水温勾配がほとんどない底層にも渦流の岸側東向き流部分に繋がった南下流がある (Fig. 5 の (b))。渦流の岸側の東向き流部分の東側には西向き流が存在し、両者が接続した後に南下している。底層の西向き流は正の相対渦度 ($\zeta_b/f > +0.3$) をもつ反時計回りの渦流の一部であり (Fig. 5 の (d))、この渦流に伴う底層の北向流部分は沖合から沿岸へ冷水を移流することができる。Fig. 4 の (a) の経時変化が示すように、津軽 Gyre の東方移動を抑える冷水域の位置はほとんど変化せず、南下流東側にある反時計回りの渦流は $t = 60$ day 以降も安定して保たれている。

3.3 Gyre 分岐領域における鉛直構造の時間変化

Gyre 分岐付近の鉛直構造の時間変化を調べるための岸—沖断面として、Fig. 5 の (a) と (b) に示した緑色の α 線 (陸棚斜面域を含む長さ 40 km) を選択した。この岸—沖断面における $t = 20$ day から $t = 100$ day まで 20 day 毎の水温と断面直交流速 (v : 東西流成分) の鉛直分布図をそれぞれ Fig. 6 の (a) と (b) に示す。時計回りの津軽 Gyre と同じ方向の東向き流 ($v > 0$) を赤色、逆方向の西向き流 ($v < 0$) を青色で示す。

流入強制直後 ($t = 20$ day) の陸棚斜面上にはまだ Gyre が現れておらず、目立った流速変化もない。 $t = 40$ day のころ、沖向きに深くなる水温前線が陸棚斜面上に現れ、Gyre の北端が陸棚斜面上に侵入し始める。この Gyre 侵入に伴う水温断面から推測される傾圧地衡流は表層に極大値をもつ東向き流である。しかし、断面直交流速は逆向きの西向き流を示し、その極大値は Gyre 下部低温域 (3°C 以下) の陸棚斜面底層にある。この結果は Gyre の東向き傾圧地衡流よりも大きな流速値をもつ西向き傾圧流もしくは西向き海底捕捉流が同時に励起されていることを示す。なお、東向き流は弱いながらも Gyre から外れた沿岸側陸棚斜面上にあり、底層では時計回りの

渦流が形成されている。 $t = 60$ day の断面図は先にみた Fig. 5 の時計回りの渦流を横切った断面構造である。このときの水温場は陸棚斜面上で下に凸となっており、傾圧渦構造を示す。流動場は時計回りの渦流に対応して岸側は東向き流、沖側は西向き流を示すものの、底層にまで至る鉛直構造から、有意な大きさをもつ傾圧流が傾圧流に重なっている状態が推測される。 $t = 80$ day のころ、Gyre は陸棚斜面上をさらに侵入し、渦流に伴う傾圧構造が最も強まるが、Gyre 下部の時計回り渦流構造は健在である。 $t = 100$ day のころから Gyre の陸棚斜面上への侵入が弱まり始める (後述)。ここでは示していないが、 $t = 120$ day では西向き流がほとんど消え、津軽 Gyre の表層では東向き流が安定した状態になる。

上に述べた結果は、Gyre 分岐付近では傾圧渦流と傾圧渦流が重なっていることを示唆する。そこで、大雑把な目安であるが、傾圧流速成分は表層流 v_s と底層流 v_b

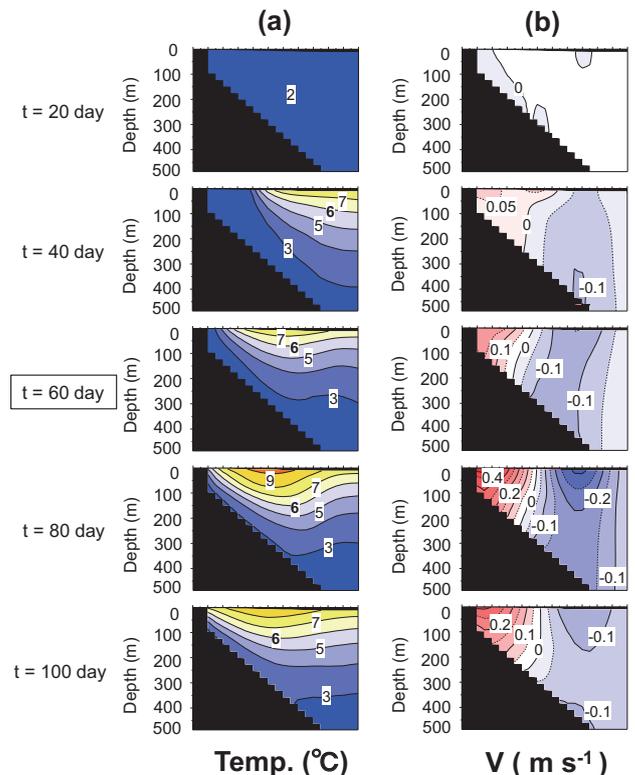


Fig. 6. Vertical sections of water temperature (a) and east component velocity (b) from the day 20 to the day 100 with 20-days interval along α -line shown in Fig. 5.

の流速差である鉛直シアー流 $\hat{v} = v_s - v_b$ ，順圧流速成分は両者の平均値である鉛直平均流 $\bar{v} = 0.5(v_s + v_b)$ で見積もられると考え，それらの各々の α 線上の時空間ダイアグラムを Fig. 7 の (a) と (b) に示す。Fig. 6 と同様に，東向流を赤色，西向流を青色で示す。また，Gyre の陸棚斜面上侵入の指標として選択した α 線上の 6°C 等温線の深度の時空間ダイアグラムを Fig. 7 の (c) に示す。Fig. 7 における 6°C 等温線深度の変動から判断すると， $t = 30$ day のころから Gyre 北端が陸棚斜面上に侵入を始め，この侵入現象は Gyre 発達に伴い表層水の層厚を次第に増加させながら， $t = 100$ day ころまで継続しているといえる。 $t = 100$ day 以降は 6°C 以上の表層水の層厚が定常もしくは減少傾向にあり，侵入現象が弱まっている。Fig. 7 の (a) に示す鉛直シアー流 \hat{v} は 6°C 深度が代表する内部境界面変位（岸向き方向に浅くなる形状）に対応し

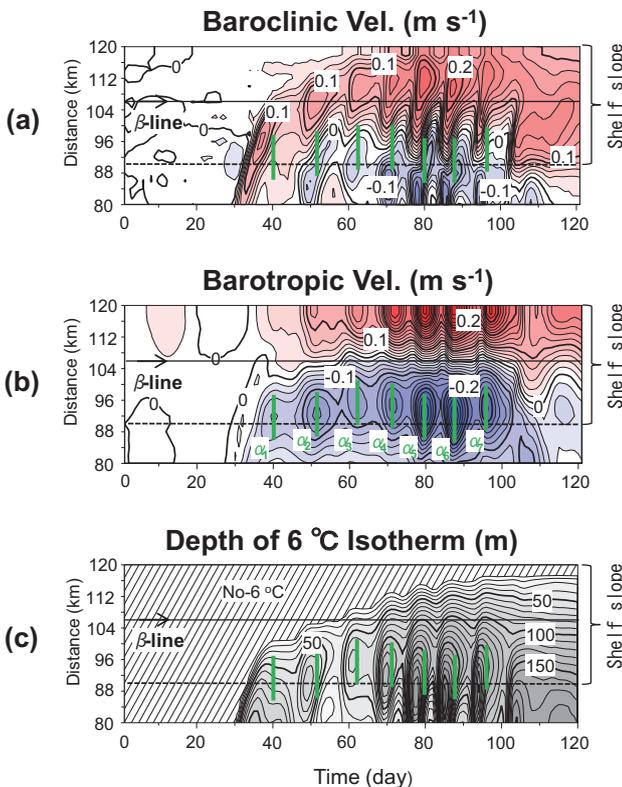


Fig. 7. Time-space plots of baroclinic velocity component (a), barotropic velocity component (b), and depth of 6°C isotherm (c) along α -line shown in Fig. 5. Green lines indicate the date of the maximum eastward barotropic flow.

て，流速値が $0.1 \sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$ の東向き傾圧地衡流が支配的である。一方，Fig. 7 の (b) に示す鉛直平均流 \bar{v} は鉛直シアー流と同程度もしくはそれ以上の流速値をもち，Gyre の侵入期間 ($t = 30 \sim 100$ day) において，陸棚斜面の北側半分で東向流，南側半分で西向流となる時計回りの渦流構造が継続している。

上述した長期的な変化傾向に加え，Gyre 侵入現象には 10 日前後の周期性をもつ大振幅の擾乱が重なっている。これらの擾乱が極大振幅となる時期を鉛直平均流 \bar{v} の西向き流の極大期を目安とし，3つの図に $\alpha_1 \sim \alpha_7$ の 7本の緑縦線で示す。この緑縦線は 6°C 等温線深度や鉛直シアー流 \hat{v} が極大や極小を示す時期とは一致せず，常に数日程度の位相差がある。すなわち，擾乱の周期性は似ているものの，順圧流速成分を代表する鉛直平均流 \bar{v} に現れる擾乱と傾圧流速成分を代表する鉛直シアー流 \hat{v} や内部境界面変位に現れる擾乱の位相は一致していない。

3.4 陸棚斜面上を東西方向に伝播する渦モード擾乱

前節で述べた擾乱の起源と伝播特性について以下に述べる。Fig. 7 でみたように，慣性周期 (17.4 時間) よりも長い周期をもつ擾乱は順圧流成分にも顕著に現れることから，この擾乱は重力波 (ケルビン波) ではなく渦モードの波動であると考えられる。そこで，陸棚斜面中央 ($y = 106 \text{ km}$) の等深線に沿った β 線 (Fig. 5 の (c) と (d) に緑色で示した $x = 20 \sim 200 \text{ km}$ ，長さ 180 km の直線) 上で渦モード擾乱の陸棚斜面に沿った東西方向の伝播特性を調べた。Fig. 8 は β 線上の表層と底層の相対渦度 (ζ_s/f と ζ_b/f) と 6°C 等温線深度の時空間ダイアグラムである。相対渦度 ζ/f は Fig. 5 の (c) と (d) と同様に， 0.1 コンター間隔で -0.1 以下を青色， 0.1 以上を赤色で表示し，負領域の補助線として -0.05 と -0.15 の値を破線で示す。

はじめに， α 線の場合と同様に， β 線上における長期的な変化傾向をみる。Fig. 8 の (c) に示す 6°C 等温線深度の分布変動から判断して，Gyre が最も強く陸棚斜面上に侵入する場所は α 線より東側の $x = 80 \sim 100 \text{ km}$ 付近にあり， $t = 100$ day まで層厚を増しながらも，その場所はほとんど変化していないといえる。この極大侵入場所は Fig. 4 や Fig. 5 でみた南下流の西端に対応し，これを境界にして，Fig. 8 の (a) と (b) に示す表層と底層の両

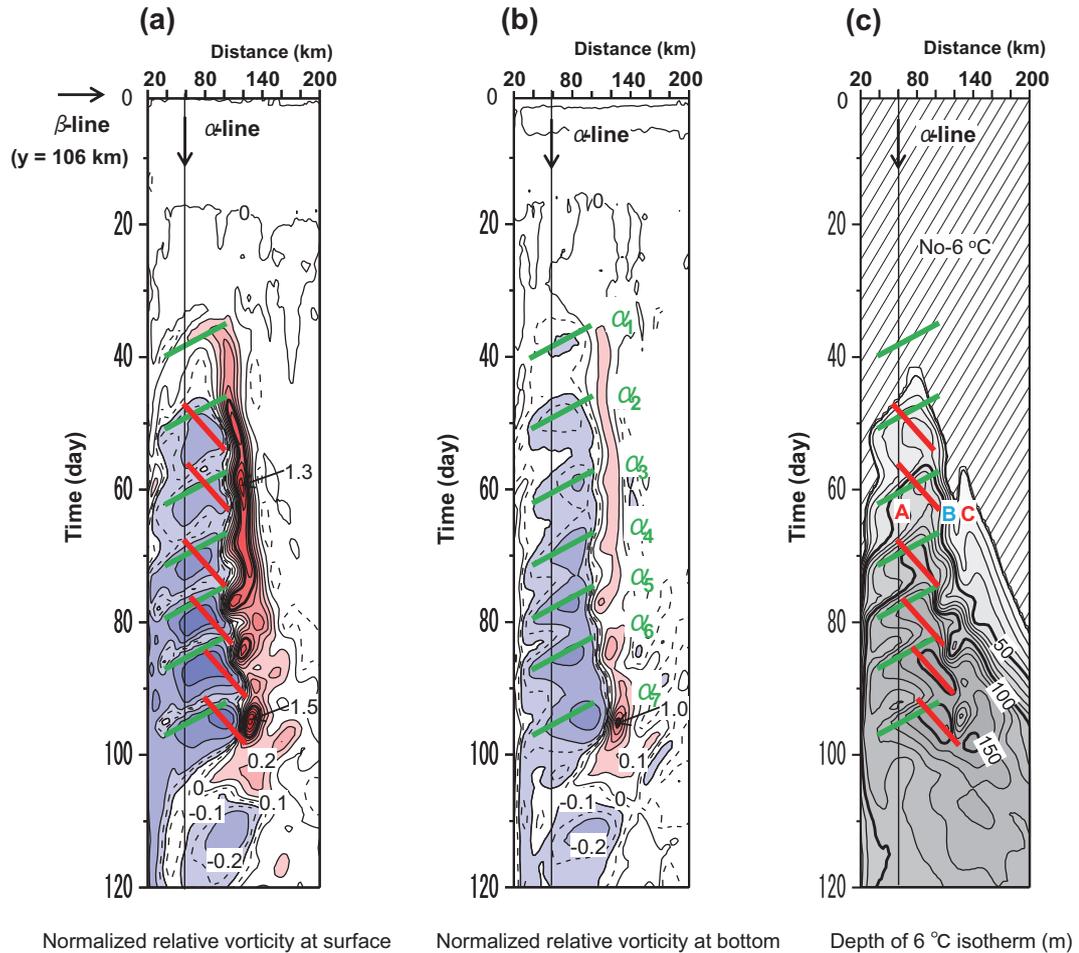


Fig. 8. Time-space plots of normalized relative vorticity (C.I.=0.1) at surface (a) and bottom (b), and depth (C.I.=10 m) of 6 °C isotherm (c) along β -line shown in Fig. 5. Red lines indicate the eastward propagation of the individual maximum depth of 6 °C isotherm. Green lines in Fig. 7 are also shown.

層の相対渦度は $t = 100$ day のころまで西側で負（時計回り渦流）、東側で正（反時計回り渦流）の値が保たれている。このような長期平均場に、以下に記述する周期 10 日前後の低周波擾乱が重なっている。

Fig. 8 の (b) に示した底層の負の相対渦度の分布変動には、 α 線と同様に 7 回の擾乱 ($\alpha_1 \sim \alpha_7$) が明瞭に現れ、いずれも西方に伝播している。底層の相対渦度が示す負の極大値の位相変化から判断した平均的な伝播（伝播速度：約 0.13 m s^{-1} ）を緑斜め線で強調し、各図に示す。緑斜め線が示す底層の負の極大渦度の位相は、Fig. 7 における α 線上の擾乱と同様に、表層の負の極大渦度の位相と一致せず、さらに 6 °C 等温線深度の極大や極小

となる時期とも一致していない。複雑な位相変化は Fig. 8 の (c) の 6 °C 等温線深度の分布変動にもみられ、極小振幅の領域は西方に伝播しているようにみえる。それに対し、極大振幅の領域はむしろ東方に伝播しているようにみえる。比較のため、6 °C 等温線深度の極大振幅の位相変化から判断した平均的な東方伝播（伝播速度：約 0.06 m s^{-1} ）を Fig. 8 の (c) に赤斜め線で強調し、Fig. 8 の (a) にも示す。表層の渦度が負の極大を示す時期は 6 °C 等温線深度が極大を示す時期とほぼ一致している。このことは内部境界面変位を伴う傾圧的な渦流擾乱が表層では支配的であることを示唆している。

このように、モデル再現された Gyre 分岐付近では、

Fig. 8 の (b) に緑斜め線で強調した西方伝播する擾乱と Fig. 8 の (a) と (c) に赤斜め線で強調した東方伝播する擾乱の二つの擾乱が重なって存在し、いずれも Gyre の極大侵入場所を発生起源としているといえる。

3.5 陸棚斜面上の f 平面 2 層モデルに存在する渦モード擾乱の分散関係

前節で示した渦モード擾乱の分散関係について、津軽 Gyre が陸棚斜面上に侵入して分岐した状態を 2 層モデルで近似して得られた結果を以下に述べる。Fig. 7 に示したモデル解析結果をもとにして、Gyre 分岐付近の鉛直断面構造を f 平面 2 層モデルで近似する。Fig. 9 に 2 層モデルの各変数の定義を示す。数値モデルの座標軸と同様に、y 軸を北部陸棚斜面の等深線に平行な東向きに正、x 軸を沖向きに正とした。内部境界面変位 (Fig. 7 の (c)) を伴った底層基準の鉛直シアー流 (Fig. 7 の (a)) を模して、上層のみに東向き傾圧地衡流 V を設定し、この V 値

に対応させて上層厚 H_1 の内部境界面を傾けている。これを 2 層モデルの基本場とし、このような場に存在し得る渦モード擾乱の分散関係を求めた (導出方法を付録に示す)。基本場に存在し得る擾乱は、Fig. 8 のモデル解析結果から y 軸 (東西) 方向にのみ伝播することを仮定し、その波数を l 、周波数を σ (l) とした。基本場の代表的なパラメータ値は $t = 60$ day のころのモデル結果を参考にして、平均上層厚 (H_m) を 50 m、平均下層厚 ($D_m - H_m$) を 200 m、陸棚斜面幅 (L) を 30 km、還元重力加速度 ($g^* = (\Delta \rho / \rho) g$) を 0.013 m s^{-2} とした。陸棚斜面勾配 dD/dx は $(500 \text{ m} - 100 \text{ m}) / L$ で計算される。なお、コリオリパラメータ (f) は 10^{-4} s^{-1} である。

はじめに、上記の代表パラメータ値を代入した分散関係式 (A17) を用いて、上層の東向き傾圧地衡流である移流速度 V を適当に変化させたときの分散特性について記述する。Fig. 10 の (a), (b), (c) の上段に V を 0.1 m s^{-1} , 1.0 m s^{-1} , 2.5 m s^{-1} とした 3 つのケースの各々における、擾乱解の分散曲線図 ($\sigma/f - \lambda_i l$ 関係: λ_i は内部変形半径で 7.2 km) を、下段に上下層擾乱の振幅比 A/B (導出は付録を参照) の波数分布を示す。存在し得る擾乱解は二つあり、 σ_+ の解を赤太線、 σ_- の解を青太線、これら二つの解が接近して傾圧不安定波となる一つの実数部 σ (虚数部は成長率) を黒太線で表示する。分散曲線図に示した黒直線の傾きが移流速度 V の大きさを、周波数が正 (負) の領域が $V > 0$ と同 (逆) 方向の東方 (西方) 伝播を示す。振幅比 $A/B = 1$ は上下両層の運動が同じとなる順圧流を示し、 $A/B < 1$ は下層流が卓越 (以下、海底捕捉モードと呼ぶ)、 $A/B > 1$ は表層流が卓越 (以下、表層捕捉モードと呼ぶ) する擾乱の傾圧性を示す。

$V = 0$ (内部境界面の傾きが零) の極限では $\sigma_+ (= 0)$ の解が消え、西方伝播する $\sigma_- (< 0)$ の解の一つだけとなる。この場合の σ_- の解は Rhines (1970) が示したように、成層があっても低波数 ($\lambda_i l \rightarrow 0$) 側では順圧陸棚波 ($A/B \rightarrow 1$) の傾向を示し、高波数側ほど成層の影響が現れて海底捕捉モード ($0 < A/B < 1$) の傾向が強まる。これは成層下の惑星ベータ面において順圧惑星ロスビー波と傾圧惑星ロスビー波の二つが分離して存在できる分散特性とは大きく異なる。それゆえ、Fig. 10 の (a) と (b) は $V > 0$ の条件において傾圧構造 ($A/B \neq 1$) をも

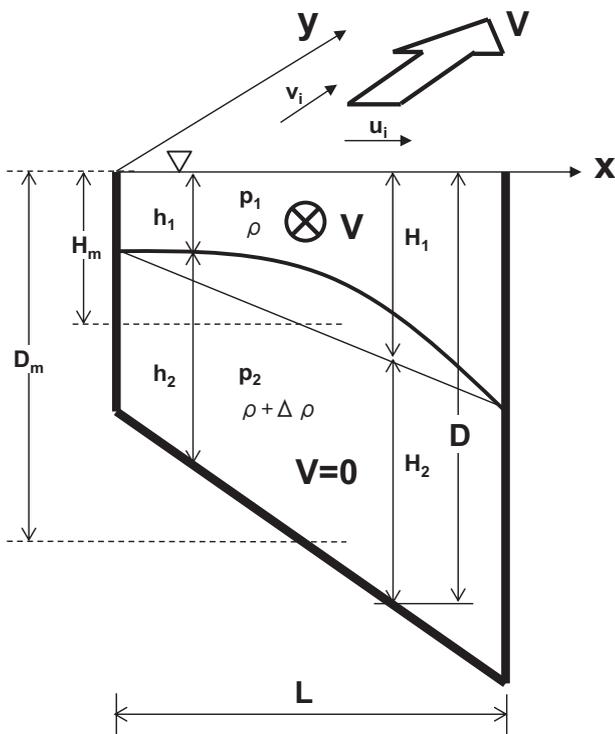


Fig. 9. A two-layer model for the Tsugaru Gyre characterized as the surface-intensified current intruding into the shelf slope area of Hidaka Bay.

つ二つの解を示すものの、いずれの解も上下層の流速場は逆位相 ($A/B < 0$) にならず、同位相 ($A/B > 0$) である。すなわち、 f 平面にある陸棚斜面上の渦モード擾乱は、上下層の流速場が逆位相となるような傾圧擾乱は存在しない。 σ_- の解は上述した $V = 0$ の場合と定性的には同じ性質をもつが、 $V > 0$ による内部境界面勾配と陸棚斜面勾配の双方から決まる岸-沖方向の下層厚変化を地形性ベータとした西方伝播する海底捕捉モード ($A/B < 1$) の擾乱である。 σ_+ の解は内部境界面勾配を地形性ベータとみなした西方伝播する表層捕捉モード ($A/B > 0$) の擾乱であるが、表層に捕捉されるため、上層の東向き傾圧地衡流 V によって東方へ移流されている (それゆえ、東方に伝播する)。ただし、移流速度 V がさらに増加して内部境界面勾配が陸棚斜面勾配よりも大きくなると、岸-沖方向の下層厚変化の符号が変わってしまい、 σ_- の解は σ_+ の解と同じ東方伝播する擾乱 ($\sigma_+ < 0$ から $\sigma_+ > 0$) に変わる。この臨界条件は $\beta_t + V\lambda_2^{-2} > 0$ (ここで、 β_t は地形性ベータ、 λ_2 は平均下層厚を基準とした内部

変形半径) から計算できる (付録の (A7) 式を参照)。この式に上記の代表パラメータ値を代入すると、臨界条件 $V > 1.38 \text{ m s}^{-1}$ を得る。ここでは分散曲線図を示さないが、臨界値 $V (= 1.38 \text{ m s}^{-1})$ では $\sigma_- = 0$ になり、この臨界値を超えて $V = 2.1 \text{ m s}^{-1}$ まで増加させると、 σ_- と σ_+ の解が接近して、低波数側から不安定波が出現し始める。Fig. 10 の (c) はそのような $V = 2.5 \text{ m s}^{-1}$ の例であり、両周波数 (σ_- と σ_+) および振幅比 (A/B) は低波数側で接続して黒太線 (σ) の傾圧不安定波が出現しており、この波は表層捕捉モード ($A/B > 2$) として次第に成長する。なお、 $V > 2.1 \text{ m s}^{-1}$ となる強い鉛直シア一流場は津軽 Gyre 分岐としては非現実的な速い傾圧地衡流であり、少なくとも、モデル再現された擾乱は傾圧不安定波では説明できないことがわかる。

モデル再現された Gyre 分岐付近の東向き鉛直シア一流の大きさは $0.1 \sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$ 程度 (Fig. 7 の (a)) であり、そこでは二つの擾乱が重なって存在していたことから (Fig. 8), Fig. 10 の (a) に示す σ_- と σ_+ の解がその

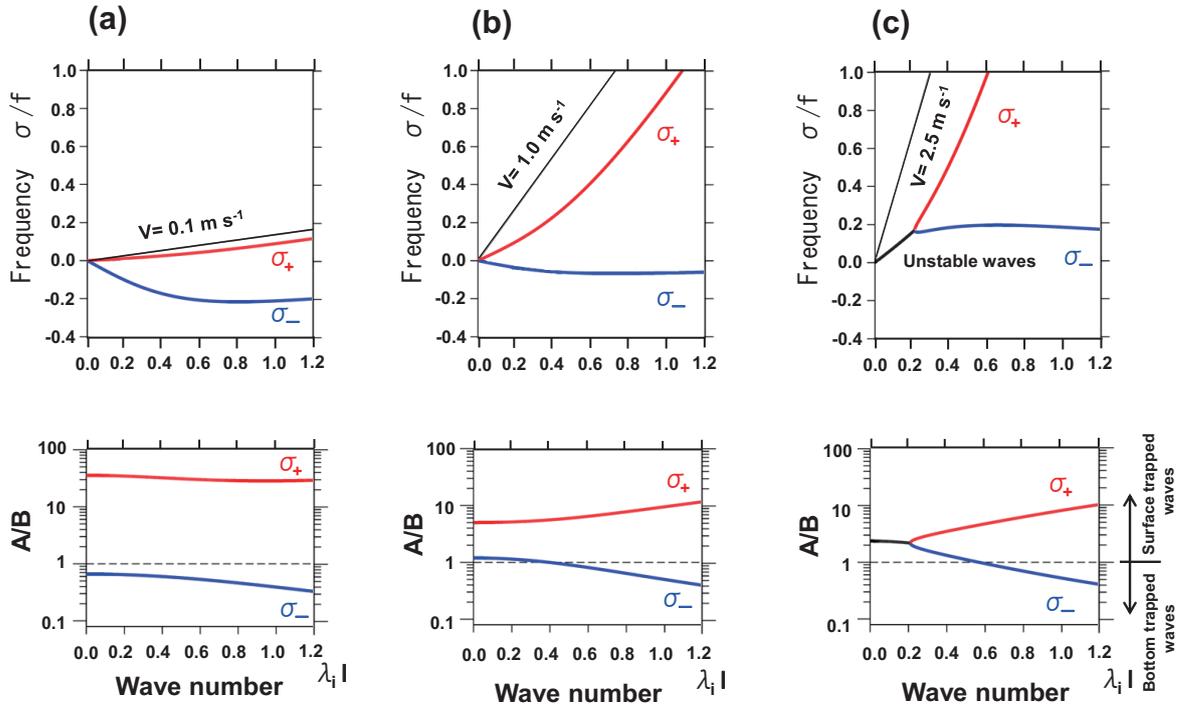


Fig. 10. Upper panels: Dispersion curves of σ_+ , σ_- and σ in (A17) for cases of $V = 0.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (a), $1.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (b), and $2.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (c). Lower panels: Same as upper panels except amplitude ratios of upper- to lower-layer current speeds (A/B) given by (A18).

まま二つの擾乱に対応すると考えられる。Fig. 8 に緑斜め線で強調した西方伝播する渦流擾乱は、底層の相対渦度に明瞭にみられたことから海底捕捉モード ($A/B < 0.7$) である σ_- の解に一致する。Fig. 8 に赤斜め線で強調した東方に伝播する渦流擾乱は内部境界面変位を伴う表層のみで支配的であったことから表層捕捉モード ($A/B > 30$) である σ_+ の解に一致する。また、Fig. 10 の (a) に示す分散曲線の傾きから、東向き σ_+ の位相速度は移流速度 ($V = 0.1 \text{ m s}^{-1}$) よりも必ず小さく、西向き σ_- の位相速度の大きさは東向き σ_+ の位相速度よりも大きい傾向がある。モデル結果も σ_- に対応する擾乱の西向き伝播速度が約 0.13 m s^{-1} であったのに対し、 σ_+ の解に対応する擾乱の東向き伝播速度は移流速度 ($0.1 \sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$) よりも小さく、約 0.06 m s^{-1} であった。

4. 津軽 Gyre 分岐の励起に関する考察

単純化した2層モデルの分散特性から、Gyre 分岐付近を発生起源とする二つの渦モード擾乱は海底捕捉モードと表層捕捉モードであると判断された。しかし、両モードは中立波であるため、何らかの強制力がない限りは励起されず、どちらが卓越するのかも強制の仕方に依存する。本節では3節のモデル解析結果をもとに、このような擾乱を伴う Gyre 分岐の励起について考察する。

$V = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ の分散曲線図 (Fig. 10 の (a)) でみれば、10日周期の擾乱の波長は海面捕捉モード (σ_-) で 200 km 強、表層捕捉モード (σ_+) で 50 km 強となる。したがって、モデルで再現された 0.1 m s^{-1} 前後の伝播速度と10日前後の周期性をもつ二つの擾乱の水平波長は 50 ~ 200 km の範囲であるといえる。このオーダの波長が示唆する擾乱の空間スケールは、計算開始後 100 日間で 0 km から 200 km 以上まで徐々に広がるが、Gyre の陸棚斜面上に侵入する東西幅と同スケールである (Fig. 8 の (c))。Gyre が侵入する領域の東西幅が拡大する理由は、日高湾内で発達し続ける傾圧的な津軽 Gyre によって説明される (Fig. 4 の (a))。このとき、もともと静止していた陸棚斜面水が Gyre の陸棚斜面侵入によって下方へ押し縮められれば、下層水は渦位保存より負の相対渦度を獲得することができる。いま、Gyre 侵入前に静止している陸棚斜面上の水深を $H(x)$ としたときの渦位は

$f/H(x)$ 、この状態に上層厚 (h_1) の Gyre が侵入したときに獲得する下層水の相対渦度を ζ_2 とすれば、渦位保存式は $(f + \zeta_2)/(H(x) - h_1) = f/H(x)$ となる。これを式変形すると $\zeta_2/f = h_1/H(x) - 1$ となる。例えば、侵入する上層厚が水深のちょうど半分の $h_1 = H(x)/2$ ならば $\zeta_2/f = -0.5$ となる。北部陸棚斜面域で観測された渦を伴う分岐流、それをモデル再現した時計回りの渦流も -0.2 前後の負の相対渦度をもつことから、この Gyre 下部水の押し縮め効果が、渦モード擾乱の発生要因のみならず、Gyre 分岐自体を励起する要因と考えられる。

以下、Gyre が陸棚斜面域に侵入した直後の渦モード擾乱の励起について考える。この初期段階では、分岐以外の領域には暖水がまだ移流されておらず、陸棚斜面全域が2層モデルで記述できる状態にはない。この状況は Gyre 侵入により、陸棚斜面上の下層に有限範囲 (数 10 km オーダ) の負の相対渦度が突然供給された状態と考えることができる。よって、この状態を瞬間的な渦度強制という初期値問題と考えれば、最大群速度をもつ先端擾乱は超長波 (波数 0) であり (例えば、Pedlosky, 1987)、この波は順圧陸棚波の性質をもつことになる。すなわち、2層モデルで表現される分岐域の下層に渦度が供給されても、分岐域から西方へ離脱できる先端擾乱は成層の有無にほとんど影響されず、上下層がほぼ同じ渦流構造を示す順圧陸棚波になる。これは Gyre 分岐の初期段階 ($t = 40 \sim 60 \text{ day}$) の鉛直構造には順圧流もしくは海底捕捉流が支配的であったこと (Fig. 6)、分岐付近から延びる底層西向き流が表層流より先行して陸棚斜面上を南下していたこと (Fig. 5 の (a) と (b))、渦を伴う分岐流域における上下層の相対渦度の値及び分布パターンがほぼ同じであったこと (Fig. 5 の (c) と (d)) からも支持される。

次に、Gyre 分岐後 $t = 100 \text{ day}$ のころまで、Gyre 侵入部分がほぼ同じ場所で、その東西幅と上層厚が継続的に増加している期間の渦モード擾乱の励起について考える。このとき、周期強制していないにもかかわらず、周期 10 日前後の低周波擾乱が継続的に発生している。3.5 節の分散関係の議論から、Gyre 侵入部分の東西幅増加により渦モード擾乱の空間スケールが時々刻々と規定され、それぞれの擾乱が分散関係 (Fig. 10 の (a) と (b))

の間を想定)に従って伝播し重なり合わさった結果として、この周期性が選択されたと考えられる。ここで、Gyre 分岐域に供給される負の相対渦度が時計回りの渦流に対応することに着目すれば、渦流の西側(東側)では陸棚斜面を登る(降る)方向の移流により同符号の負(異符号の正)の渦度が生成される。もし Gyre の継続的な侵入がなければ、初期擾乱の分岐直後の渦流は一回きりの順圧陸棚波の西方伝播として終わってしまうであろう。ところが、本モデルのように同じ場所での Gyre 侵入が継続すれば、Gyre 分岐の西側では繰り返される陸棚波(海底捕捉モード)の西方伝播とその東側では正の渦度が常に生成されるため、分岐流に伴う渦流は Gyre 侵入場所を固定点として、西方へ大きく引き延ばされる構造にまで発達することができると推察される。そして、Gyre 分岐東側に停滞した正の渦度をもつ反時計回り渦流の連続的な生成は、沖合から沿岸へ冷水を移流し続けるため、暖かい Gyre 水の北側境界接岸を局所的に抑え (Fig. 4 の (a)), Gyre の東向き移動を促進する鏡像効果を小さくすると考えられる。

$t = 100$ day 以降、さらに発達し続ける津軽 Gyre は東西方向に大きく変形し扁平になるため (Fig. 4 の (a)), 陸棚斜面方向の流速成分をもつ Gyre 侵入が弱まり (Fig. 7 の (c)), 同時に、周期 10 日前後の低周波擾乱も消滅している (Fig. 7 や Fig. 8)。これらの結果は、Gyre 侵入の上層厚増加による負の相対渦度の継続的な供給がある場合に限り、Gyre 分岐を維持する渦モード擾乱が励起されることを示す。

5. まとめと議論

本研究では陸棚斜面を有する日高湾を単純な矩形地形で模した数値モデル実験をおこなった。そのモデル計算の結果は、小林ら (2014) が北部陸棚斜面上でおこなった観測でとらえた渦を伴う分岐流を津軽 Gyre 分岐の初期段階として再現し、さらに、この渦を伴う分岐流が陸棚波の伝播によって西方へ大きく引き延ばされる構造にまで発達することを示した。このような陸棚波に由来する Gyre の引き延ばし現象と同様の現象は、水平スケールがより大きい亜熱帯循環や亜寒帯循環の西岸境界流にも存在している。例えば、Kubokawa and McWilliams

(1996) は親潮の異常南下について、Nakamura *et al.* (2007) は琉球海流系について、その力学機構を解明している。ただし、これら既往の研究は継続した風応力強制による定常流動場を扱っている。これに対し、本研究では津軽 Gyre 発達の遷移的な陸棚斜面侵入による非定常流動場を調べた。Fig. 11 の模式図に Gyre 分岐付近の流動場の水平構造(左図)と鉛直構造(右図)を (a) 分岐初期段階と (b) 西方引き延ばし段階に分けて示す。いずれの段階においても、陸棚斜面への継続的な Gyre の侵入が下層の水柱を押し縮め、負の相対渦度 ($\zeta_2 < 0$) を生成し続けるという条件が渦モード擾乱の発生源となっている (Fig. 11 の (a) と (b) の右図を参照)。

Fig. 11 の (a) の左図に示した Gyre 侵入直後の初期段階において、下層に励起された時計回り渦流 ($\zeta_2 < 0$) は陸棚斜面上にあるため、陸棚波の伝播方向(西側)に同符号の渦度 ($\Delta \zeta_2 < 0$)、逆方向(東側)に異符号の渦度 ($\Delta \zeta_2 < 0$) を生成する。負の渦度供給は下層水にあるが、この分岐域から西方へ離脱できる先端擾乱は成層の有無に影響されない低波数 ($k \rightarrow 0$) の順圧陸棚波の性質をもつ ($\Delta \zeta_2 < 0$ から順圧的な $\Delta \zeta < 0$ へ変化)。それゆえ、下層で励起された渦流構造は上層にも渦流として出現することができる。これが観測された Gyre 分岐の初期段階の流動構造であるといえる。

時間が経過すると Fig. 11 の (b) の左図に示すように、上記の陸棚波伝播により分岐流にともなう渦流は暖水を伴いながら西方に引き延ばされ、陸棚斜面上には表層で $0.1 \sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$ の流速をもつ東向き傾圧地衡流場が形成される。この段階でも津軽 Gyre の発達は上層厚の増加を伴う Gyre の侵入を促し、渦モード擾乱は継続して励起される。ただし、この東向き傾圧地衡流場には二種類の擾乱が存在する。順圧陸棚波と同様に西方伝播する海底捕捉モードに加えて、東向きに移流される表層捕捉モードが同時に励起され、双方の波はともに 10 日前後の周期性をもつ。この周期性は Gyre 侵入域の東西の幅 (50 ~ 200 km 以上) に依存した擾乱の分散関係を満たすことから、ほぼ同じ場所への継続的な Gyre の侵入がこの擾乱発生の条件となる。Gyre 侵入場所が変化しない理由は、Gyre 分岐の東側で正の渦度をもつ反時計回り渦流 ($\Delta \zeta_2 < 0$) が連続的に生成するためである (Fig. 11 の (a) と (b))。この渦流は沖合から沿岸へ冷たい底層水

を移流し続け、暖かい Gyre 水の北側境界接岸を局所的に抑える。これにより津軽 Gyre 本体の東向き移動を促す鏡像効果が小さくなり、Gyre 侵入場所が固定される。

本研究により、Rosa *et al.* (2007) が提示した日高湾北部から湾奥の噴火湾沖までに至る分岐流は、陸棚斜面上に捕捉されて西方へ引き延ばされた Gyre の一部であることがわかった。湾奥に噴火湾を追加して本研究と同様なモデル計算をおこなった場合には、Fig. 4 の (a) の表層水温分布のモデル計算結果からの類推として、分岐後の暖かい津軽暖流水が噴火湾沖の陸棚斜面上に長期停滞することが予想される。すなわち、本モデル結果は津軽 Gyre が分岐しても、その分岐流はすぐには噴火湾へ流入できないことを示唆する。実は、噴火湾内で観測される津軽暖流水の出現時期（塩分極大となる時期を指標）は

Gyre 分岐直後の初夏（5～6月）ではなく、数か月後の秋季（9月ころ）であることが知られている（例えば、大谷ら（1971）、大谷・木戸（1980）、磯田・長谷川（1997）、柴田ら（2013））。これまでは Gyre 分岐時期と噴火湾流入時期の大きな時間差の原因は不明だった。しかし、本研究で提案した分岐過程であれば説明できる可能性がある。その検証については今後の課題としたい。

謝 辞

本モデル研究のモチベーションは、2010 年初夏に実施した日高湾の海洋観測で捉えられた分岐現象にある。この海洋観測を快く行って頂いたうしお丸船長をはじめ、士官・乗組員・学生の皆様に心より感謝します。また、

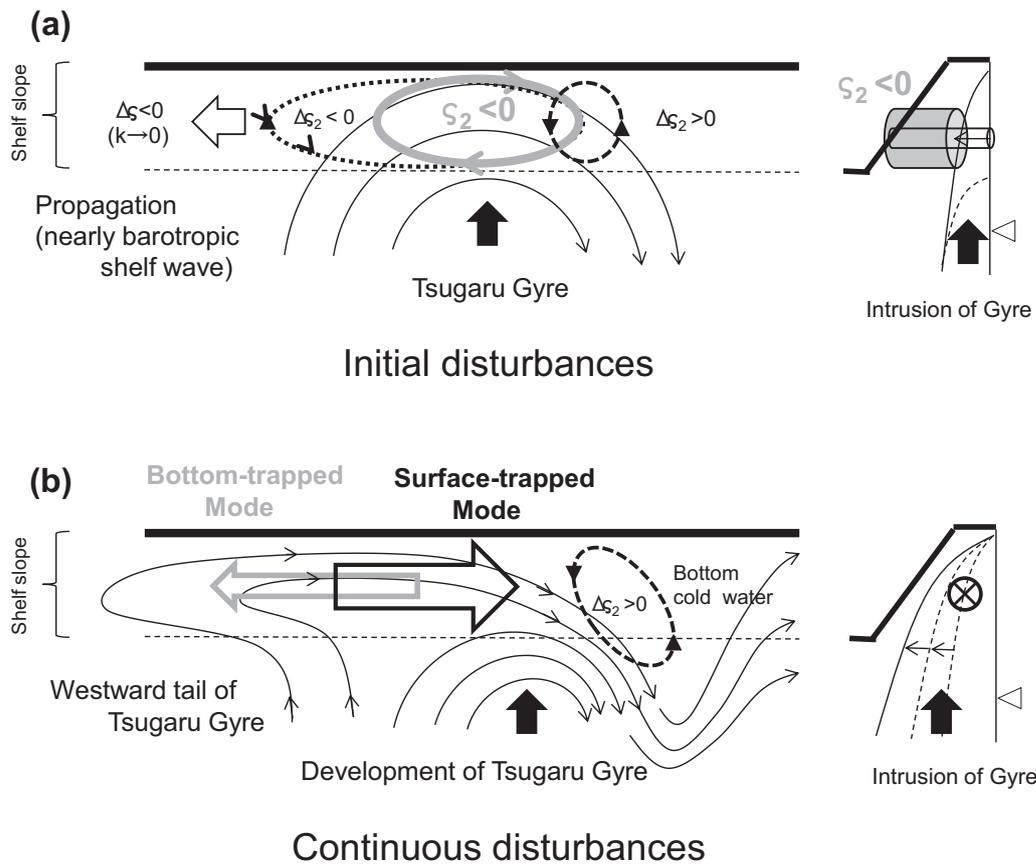


Fig. 11. Schematics of flow structures in horizontal plane and vertical section after the intrusion of the Tsugaru Gyre into the shelf slope area. (a): Initial disturbances just after the bifurcation. (b): Continuous disturbances during the development of Gyre intrusion.

本論を改訂するにあたり、北出裕二郎編集委員ならびに2名の査読者から数値実験を解釈する上での適切な追加議論と追加解析のご指摘を頂き、心より感謝致します。

付録：渦モード擾乱の分散関係の導出

以下の導出手順は Phillips (1954) の傾圧不安定理論を解説した小倉 (1978) を参考に、海底斜面勾配を加えた理論へ拡張している。まず、擾乱がない基本場において、上層のみに y 軸によらない基本流 V を考える。この基本流が地衡流バランスしていると仮定すれば、 f をコリオリパラメータ、 g^* を還元重力加速度、 $H_1(x)$ を上層厚とすると、

$$fV = g^* \frac{dH_1}{dx} \quad (A1)$$

で表現される。擾乱に伴う上層および下層の厚さ変化を h_1' 、 h_2' としたとき、両層における微小振幅擾乱の渦度方程式は、それぞれ

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\zeta_1 - \frac{fh_1'}{H_m} \right) - \frac{fu_1}{H_m} \frac{dH_1}{dx} = 0 \quad (A2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\zeta_2 - \frac{fh_2'}{D_m - H_m} \right) - \frac{fu_2}{D_m - H_m} \frac{dH_2}{dx} = 0 \quad (A3)$$

となり、 $\zeta_i = \partial v_i / \partial x - \partial u_i / \partial y$ は上下層 ($i = 1, 2$) における擾乱の相対渦度である。なお、各式分母にある層厚 (x の関数) は平均層厚 (定数) で近似しており、全水深は $D = H_1 + H_2 \rightarrow D_m$ 、上層厚は $H_1 \rightarrow H_m$ 、下層厚は $H_2 = D - H_1 \rightarrow D_m - H_m$ で置き換えている。ここで、上下層の擾乱圧力をそれぞれ p_1 、 p_2 とし、上層厚の擾乱と下層厚の擾乱には $h_1' = -h_2'$ の逆位相の関係にあることから、準地衡流近似は次式となる。

$$h_1' = \frac{1}{g^* \rho} (p_1 - p_2) \quad (A4)$$

$$fu_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_i}{\partial y}, \quad fv_i = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_i}{\partial x} \quad (i=1, 2) \quad (A5)$$

(A2) 式と (A3) 式の渦度方程式は圧力擾乱 p_i を変数とした下記の方程式に変形することができる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) (\nabla^2 p_1 - \lambda_1^{-2} (p_1 - p_2)) + \lambda_1^{-2} V \frac{\partial p_1}{\partial y} = 0 \quad (A6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 p_2 + \lambda_2^{-2} (p_1 - p_2)) - (\beta_t + \lambda_2^{-2} V) \frac{\partial p_2}{\partial y} = 0 \quad (A7)$$

ここで、

$$\lambda_1 = \sqrt{g^* H_m / f}, \quad \lambda_2 = \sqrt{g^* (D_m - H_m) / f} \quad (A8)$$

であり、

$$\beta_t = \frac{-f}{D_m - H_m} \frac{dD}{dx} \quad (A9)$$

は海底斜面勾配による地形性ベータを示す。なお、2層モデルの内部変形半径 λ_i と (A8) 式との間には

$$\lambda_1^{-2} + \lambda_2^{-2} = \frac{f^2}{g^* H_m (D_m - H_m)} = \lambda_i^{-2} \quad (A10)$$

の関係がある。いま、幅 L の陸棚斜面上に一つの渦流構造をもち、沿岸に沿った y 軸方向にのみ伝播する擾乱解 p_1 、 p_2 を仮定する。すなわち、

$$p_1 = A \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) e^{i(l y - \sigma t)}, \quad p_2 = B \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) e^{i(l y - \sigma t)} \quad (A11)$$

ここで、 l は y 軸方向の波数、 σ は周波数、 A 、 B はそれぞれ上下層における任意の振幅である。これらの解を (A6) 式と (A7) 式に代入して整理し、

$$\begin{aligned} a &= \sigma \lambda_1^{-2} - (Vl - \sigma) \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} \\ b &= (Vl - \sigma) \lambda_1^{-2} \\ c &= \sigma \lambda_2^{-2} \\ d &= \beta_t l - \sigma \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} + (Vl - \sigma) \lambda_2^{-2} \end{aligned} \quad (A12)$$

と置けば、

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = 0 \quad (A13)$$

となる。振幅 A 、 B が零でないためには、(A13) 式の係数行列の行列式が零でなければならない。すなわち、

$$ad - bc = 0 \quad (A14)$$

この (A14) 式を周波数 σ に関する 2 次方程式の形に変形し,

$$\begin{aligned} a' &= \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + 1^2 \right\} \left\{ \lambda_1^{-2} + \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + 1^2 \right\} \right\} \\ b' &= - \left\{ \beta_1 \left[\lambda_1^{-2} + \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + 1^2 \right\} \right] \right. \\ &\quad \left. + V_1 \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + 1^2 \right\} \left\{ \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + 1^2 \right\} + 2\lambda_2^{-2} \right\} \right\} \\ c' &= V_1^2 \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + 1^2 \right\} (\beta_1 + V\lambda_2^{-2}) \end{aligned} \quad (\text{A15})$$

と置けば,

$$a'\sigma^2 + b'\sigma + c' = 0 \quad (\text{A16})$$

の分散関係式を得ることができる。よって, 周波数 σ (1) の擾乱解は

$$\sigma(1) = \frac{-b' \pm \sqrt{b'^2 - 4a'c'}}{2a'} \quad (\text{A17})$$

となり, 解は σ_+ と σ_- の二つある。もし, ルートの中の判別式が負となれば, σ の実数部は一つとなり, 虚数部がその成長率を示す傾圧不安定波となる。なお, 上下層の振幅比 A/B は, (A13) 式の $aA + bB = 0$ (もしくは $cA + dB = 0$) を変形して

$$A/B = -b/a \quad (\text{A18})$$

から求められる。

References

- Blumberg, A. F. and Mellor, G. L. (1987) : A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, in *three-Dimensional Coastal Ocean Models*, Vol. 4, edited by N. Heaps, pp. 208, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Conlon, D. M. (1982) : On the outflow modes of the Tsugaru Warm Current, *La mer*, **20**, 60–64.
- 磯田豊・長谷川伸彦 (1997) : 噴火湾の熱収支, *海と空*, **72**, 13–21.
- 小林直人・太田紗生・磯田豊・荘司堅也・工藤勲・荒巻能史 (2014) : 日高湾陸棚斜面上における津軽 Gyre の分岐, *海と空*, **90**, 1–10.
- Kubokawa, A. (1991) : On the behavior of outflows with low potential vorticity from a sea strait, *Tellus*, **43** A, 168–176.
- Kubokawa, A. and J. C. McWilliams (1996) : Topographic ocean gyre : A western boundary slope, *J. Phy. Oceanogr.*, **26**, 1468–1479.
- McCreary, J. P., S. Zhang and S. R. Shetye (1997) : Coastal circulations driven by river outflow in a variable-density 1 1/2-layer model, *J. Geophys. Res.*, **102**, 15535–15554.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1982) : Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys.*, **20**, 851–875.
- Nakamura, H., H. Ichikawa and A. Nishina (2007) : Numerical study of the dynamics of the Ryukyu Current system, *J. Geophys. Res.*, **112**, C04016, doi: 10.1029/2006 JC003595.
- 小倉義光 (1978) : 9.6 節 「海洋中の傾圧不安定」 気象力学通論, 東京大学出版, pp.221–226.
- 大谷清隆・秋葉芳雄・伊藤悦郎・小野田勝 (1971) : 噴火湾の海況変動の研究 IV, 津軽暖流水の流入・滞留期の海況, *北大水産彙報*, **22**, 221–230.
- 大谷清隆・木戸和男 (1980) : 噴火湾の海洋構造, *北大水産彙報*, **31**, 84–114.
- Pedlosky, J. (1979) : Subsection 3.24 “Rossby waves produced by an initial disturbances”, *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag New York Inc., pp.130–144.
- Phillips, N. A. (1954) : Energy transformations and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level, quasi-geostrophic model, *Tellus*, **6**, 273–286.
- Rosa, A. L., Y. Isoda, K. Uehara and T. Aiki (2007) : Seasonal variations of water system distribution and flow patterns in the southern sea area of Hokkaido, Japan, *J. Oceanogr.*, **63**, 573–588.
- 柴田遥・小林直人・磯田豊・奥村裕弥・工藤勲・宮園章 (2013) : 初夏の噴火湾表層時計回り循環流形成時期に起きる海底捕捉流, *沿岸海洋研究*, **51**, 65–78.
- Whitehead, J. A. and A. R. Miller (1979) : Laboratory simulation of gyre in the Alboran Sea., *J. Geophys. Res.*, **84**, 3733–3742.

Numerical experiment for a westward tail of the Tsugaru Gyre along the Hidaka shelf slope

Naoto Kobayashi^{1*}, Yutaka Isoda² and Keijiro Asahi²

Abstract

A recent hydrographic survey indicated that a local bifurcation of the Tsugaru Gyre, which appeared over the Hidaka shelf slope in early summer, accompanied a clockwise, small eddy. To examine the bifurcation's formation and development processes, we performed a numerical experiment using an f-plane σ -coordinate model with idealized shelf topography. During the stage at which the Tsugaru Gyre grew and intruded into the northern shelf slope area, the lower-layer water column on the slope was continuously contracted to induce a negative relative vorticity. As a consequence, the nearly barotropic or bottom-trapped motion with clockwise rotation emanated west of the intrusion area and then propagated westward along the slope. This motion was associated with two types of low-frequency waves characterized by surface and bottom intensifications. On the contrary, an anti-clockwise eddy formed east of the intrusion area and stably fed on the offshore bottom cold water into the coastal area. These processes suppressed the eastward shift of the Tsugaru Gyre by the mirror effect of the lateral boundary. Thus, the above-mentioned small eddies were found to dominate the Tsugaru Gyre, shifting westward along the Hidaka shelf slope.

Key words : Hidaka shelf slope, a westward tail of the Tsugaru Gyre, bifurcation, numerical experiment

(Corresponding author's e-mail address : kobayasi@fish.hokudai.ac.jp)

(Received 10 February 2015 ; accepted 9 August 2015)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2015)

1 Faculty of Fisheries, Hokkaido University, 3-1-1 Minato-cho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

2 Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1 Minato-cho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

* Corresponding author : Naoto Kobayashi

TEL : +81138408869

e-mail : kobayasi@fish.hokudai.ac.jp