



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	噴火湾・日高湾の初夏に発達する3種類の水平渦流の観測と数値実験
Author(s)	小林, 直人
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(水産科学)
Dissertation Number	乙第7100号
Issue Date	2020-06-30
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.r7100
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/78952
Type	doctoral thesis
File Information	Naoto_Kobayashi.pdf



噴火湾・日高湾の初夏に発達する
3 種類の水平渦流の観測と数値実験

(Observations and Numerical Experiments of Three Types of
Horizontal Eddy Growing during Early Summer
in Funka Bay and Hidaka Bay)

北海道大学水産学部附属練習船
School of Fisheries Sciences
Training Ships

小林 直人

Naoto Kobayashi

2020 年

1. 諸言	1-1
1.1. 本研究に至る動機と経緯	1-1
1.2. 論文構成	1-2
1.3. 研究内容の力学的背景	1-3

- 日高湾初夏の成層 -

2. 北海道亀田半島沖における流れ場及び水塊の季節変化	2-1
2.1. はじめに	2-1
2.2. 海洋観測と解析資料	2-2
2.3. 解析結果	2-4
2.3.1. 亀田半島周辺海域における流速ベクトル水平分布の季節変化	2-4
2.3.2. 臼尻沿岸域における 3 ヶ月移動平均の流速ベクトル時系列	2-7
2.3.3. 臼尻沿岸域における水温・塩分・密度の季節変化	2-8
2.4. 臼尻沿岸域に出現する水塊と流れ場の季節変化	2-9
2.5. おわりに	2-12
2.6. 参考文献	2-13

- 津軽 Gyre の分岐現象 -

3. 日高湾陸棚斜面上における津軽 Gyre の分岐	3-1
3.1. はじめに	3-1
3.2. 海洋観測とデータ処理方法	3-2
3.3. 観測結果	3-3
3.3.1. 水温・塩分・密度の水平分布	3-3
3.3.2. ダイナミックデプス・アノマリーと ADCP 流速ベクトルの水平分布	3-4
3.3.3. 津軽 Gyre 周辺の密度及び水塊の鉛直分布	3-4
3.3.4. 26.0σ _θ 密度面以深の水塊分布	3-6
3.3.4.1. 水温-塩分ダイアグラム	3-6
3.3.4.2. 渦位・塩分・水温の等密度面分布	3-8
3.3.4.3. 密度-塩分ダイアグラム	3-8
3.3.4.4. 26.18σ _θ と 26.5σ _θ 等密度面の水深と 水塊混合率の水平分布	3-9

3.4.	まとめと考察	3-10
3.5.	参考文献	3-11
4.	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	4-1
4.1.	はじめに	4-1
4.2.	モデルの概要	4-2
4.3.	モデル計算結果	4-4
4.3.1.	北部陸棚斜面の有無による分岐の相違	4-4
4.3.2.	津軽 Gyre 分岐直後のモデル再現性と流動構造	4-5
4.3.3.	Gyre 分岐領域における鉛直構造の時間変化	4-7
4.3.4.	陸棚斜面上を東西方向に伝播する渦モード擾乱	4-9
4.3.5.	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	4-11
4.4.	津軽 Gyre 分岐の励起に関する考察	4-13
4.5.	まとめと議論	4-16
4.6.	付録：渦モード擾乱の分散関係の導出	4-18
4.7.	参考文献	4-21

- 噴火湾の表層時計回り水平循環流 -

5.	初夏の噴火湾表層時計回り水平循環流の数値実験	5-1
5.1.	はじめに	5-1
5.2.	海底捕捉流を伴う表層時計回り水平循環流の観測例	5-3
5.3.	数値モデルの概要	5-6
5.4.	現実地形を用いた数値モデル実験	5-8
5.4.1.	モデル再現性の確認	5-8
5.4.2.	強制条件排除実験	5-9
5.4.3.	海面加熱のみの強制実験	5-10
5.5.	ホームベース型海底地形を有する水路モデルの海面加熱実験	5-12
5.5.1.	Kz (Az) の相違による鉛直対流と水平循環流	5-13
5.5.2.	小さな Kz (Az) のときに 3 層の傾圧流構造になる理由	5-15
5.5.3.	水路奥に孤立した表層時計回り水平循環流が形成される理由	5-17
5.6.	まとめ	5-18
5.7.	付録	5-20
5.7.1.	付録 5-A：表層時計回り水平循環流に対する 風強制の影響に関するモデル実験	5-20

5.7.2. 付録 5-B：噴火湾内沿岸のみの	
河川水流入強制に関するモデル実験	5-21
5.8. 参考文献	5-21

- 水平渦流を伴う急潮現象 -

6. 噴火湾湾口沖を通過する急潮 (1) データ解析	6-1
6.1. はじめに	6-1
6.2. 解析資料	6-3
6.3. 解析結果	6-4
6.3.1. 係留系データに記録された 2006 年 5 月末の急潮	6-4
6.3.2. 急潮発生 (2006 年 5 月末) 前後の海況変化	6-6
6.3.2.1. 急潮発生前後の水温・塩分・流速の広域分布	6-6
6.3.2.2. 急潮発生時における臼尻沖の鉛直的な水塊変化	6-7
6.3.3. 2005 年と 2006 年の初夏における海象・気象状態の比較	6-8
6.3.3.1. 風速・流速・水温時系列の比較	6-8
6.3.3.2. 風速変動と流速変動の相関関係の比較	6-9
6.3.3.3. 臼尻沖定線における海洋構造の比較	6-10
6.3.3.4. 日射量と降水量の比較	6-11
6.4. まとめと考察	6-12
6.5. 参考文献	6-14
7. 噴火湾湾口沖を通過する急潮 (2) 数値モデル実験 I	7-1
7.1. はじめに	7-1
7.2. モデルの概要	7-2
7.3. モデル計算結果	7-3
7.3.1. 急潮の再現性	7-3
7.3.2. 急潮発生前後の表層流速分布	7-5
7.4. まとめ	7-7
7.5. 参考文献	7-7
8. 噴火湾湾口沖を通過する急潮 (3) 数値モデル実験 II	8-1
8.1. はじめに	8-1
8.2. 結果	8-2
8.3. まとめ	8-4
8.4. 補遺：渦流の力学バランス	8-5

8.5. 参考文献	8-7
9. 結言	9-1
9.1. 本研究のまとめ	9-1
9.2. 今後の課題	9-2
10. 謝辞	10-1

1 章 諸言

1.1. 本研究に至る動機と経緯

北海道大学水産学部における私の立場は、同学部附属練習船「うしお丸」の教員であると同時に船の運航に関わる航海士であり、研究者ではない。船の安全運航を確保しつつ、陸の教員（こちらは研究者）から提示された観測調査ニーズを理解し、乗組員や乗船学生とともに個々の海洋調査を成功させることが主たる仕事である。それゆえ、私の個人的な研究興味から海洋調査を別途実施することは許されておらず、一般の博士研究で行われるような、具体的な研究目標に向けての系統的な研究計画や調査計画を立てることは非常に難しい。

そのため最初は、航海士としての立場から、膨大に蓄積される超音波流速計（ADCP）データの社会還元を考えた。例えば、不慮の海難事故が発生したとき、現場近くで練習船による ADCP 観測が行われているにもかかわらず、迅速なデータ処理ができないために、人命救助には役立っていない。また、水産生物の大量斃死が多発した場合も、各研究機関の海流情報の交換がないために、ADCP データが原因究明に役立つ情報に至っていない。このような現状を少しでも解消したいと考え、本学部彙報に掲載した私の最初の論文では、迅速なデータ処理が行える ADCP 品質管理処理プログラムを公開して解説を行い、航海士同士での海流情報の全国的な交換ができることを願った。ただし、現状ではデータ管理をする中心的な機関がないため、残念ながら、この願いはまだ達成されていない。

うしお丸は函館港と臼尻港を主な停泊港とし、亀田半島を取り巻く津軽海峡・噴火湾・日高湾を研究対象海域とした調査航海が不定期であるが何度も繰り返され、停泊港を往復する経路で大量の ADCP データが蓄積されている。そこで、私が開発した ADCP 品質管理処理プログラムを亀田半島周辺海域に適用し、テストケースとして季節平均してみたところ、地元の漁業者の呼び名である「恵山潮」と「鹿部潮」の存在が海流データの実態としてみえるようになった。これが本研究を始める最初の動機となり、臼尻港の入出港時に必ず実施しているモニタリング点の水温・塩分データとも合わせて解析を行い、2 章の「北海道亀田半島沖における流れ場及び水塊の季節変化」としてまとめることができた。

2006 年 5 月 30 日から 31 日にかけて、北海道日高湾に面した亀田半島の鹿部から川汲に至る沿岸海域で北側から順に養殖施設などの漁業施設が破損する被害が発生した。後日、潮の経験的な強弱を熟知している地元の漁業者に聞いても、施設が破損するほどの急潮は過去にほとんど経験したことがなく、今回発生した急潮は当海域では非常に稀な海洋現象であることがわかった。このとき、うしお丸は日高湾沿岸域をちょうど航海中であり、沿岸域に帯状に連なる茶色い水塊が目視観察され、ADCP には明らかに強い南下流が捉えられていた。これは一般に急潮現象と呼ばれ、予測ができないことから、前もって調査計画を立てることができない現象である。個人的な興味から、うしお丸でたまたま捉えられた流速場を

急潮現象の実態と捉え、まずは、入手可能な気象海象データや地元の漁業者の話を断片的に寄せ集めてみた。急潮の全体像を観測できた訳ではないが、間接的な情報をまとめた内容が6章の「噴火湾沖を通過する急潮 (1) データ解析」である。一方で、観測だけでは単なる報告にすぎず、その報告も完璧な海洋データに裏付けされたとは言えない状態にあった。おそらく、一般の科学を含め、特に海洋物理学は「観測」と「推測」の両方により成立する学問と考える。実は、タイトルとした「噴火湾沖を通過する急潮」を実際に観測してはならず、「噴火湾沖を通過する」というのは推測である。この推測を裏付けるために、回転系流体の数値モデルの計算方法を独学し、断片的な観測結果を説明し得る急潮再現を行ったのが、7・8章の「噴火湾沖を通過する急潮 (2) 数値モデル実験Ⅰと (3) 数値モデル実験Ⅱ」である。このような急潮現象の研究を通して、私は数値モデル実験が海洋現象を正しく理解し、推測する際の物理的根拠となる良いツールであることを学ぶとともに、このツールは系統的な研究計画をたてられない現状でも、興味ある物理現象をピックアップし十分に研究対象にできると感じた。

これまでは航海士の立場上、個人的な調査計画を立てることを避けていたが、磯田研との共同研究により、ひとつ目の研究対象として津軽 Gyre の分岐に焦点を当て、個人的には初めての調査計画を2010年6月に実行した。噴火湾から日高湾の調査は、学部内の多くの研究者により毎年実施され、高温高塩分で特徴付けられる津軽暖流水の空間分布が生物分布に影響していることは、調査の手伝いからも十分に認識していた。しかし、春季に津軽海峡から沖合へ流出した津軽暖流水がどのような経路を辿り、夏季から秋季に噴火湾内へ至るのか、その物理機構は解明されていないと思われた。そこで、津軽 Gyre を模した数値モデル実験を先行して行い、その初期段階のモデル結果から、Gyre 分岐が単純な二股分岐でない様子が伺えた。すなわち、日高湾における津軽暖流水の輸送経路が Gyre 分岐の仕方に依存している可能性が推測された。それゆえ、Gyre 分岐に関する集中海洋観測と数値モデル実験を並行して進め、共同研究による観測結果は3章の「日高湾陸棚斜面上における津軽 Gyre の分岐」として、数値モデル結果は4章の「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」としてまとめた。

次に取り上げた物理現象は、津軽 Gyre から分岐した津軽暖流水が向かう先にある噴火湾の表層に形成される時計回りの水平循環流である。この循環流の発達には、私自身が航海士として最も身近に接する海洋物理現象でもあることから、非常に大きな関心を抱いていた。海洋観測知見に基づく数値モデル実験の結果、成層初期には沿岸域近傍に弱い反時計回りの水平循環流が形成されるが、成層が発達するに伴い表層の反時計回りの水平循環流は時計回りの水平循環流と変遷し発達する。その要因には、海面加熱により生じる「地形性貯熱効果」が大きな役割を果たす可能性が推測された。この数値モデル実験の結果は、水平循環流の励起に寄与する基本的な物理的要因に焦点を当てた5章の「初夏の噴火湾表層時計回り水平循環流の数値実験」としてまとめた。

以上が本研究に至る動機と経緯であり、私の博士研究が具体的な研究目標をもつ系統立った研究ではないことの理由でもある。

1.2. 論文構成

1.1. 節で記述したように、本論文は個別の研究内容によって構成されるが、津軽 Gyre の分岐現象と噴火湾の表層時計回り水平循環流及び急潮現象は、いずれも初夏の成層期に生じているという共通点がある。Fig. 1-1 は①日高湾初夏の成層状態における②津軽 Gyre の分岐と③水平渦流を伴う急潮及び④噴火湾の表層時計回り水平循環流の地理的分布の模式図である。初夏の日高湾は大雑把には 3 層構造を示し、沿岸親潮水の海面加熱や河川水流入による表層の高温低塩分水、Gyre 分岐流の水平移流による中層の高温高塩分水、主に親潮が残留したことによる深層の低温低塩分水である。そして、このような成層状態において、急潮は表層、Gyre 分岐は中層で支配的な物理現象であった。一方噴火湾は、冬季の鉛直混合により湾全体が一様に高密度化した後、沿岸親潮水や河川水流入による弱い密度（塩分）成層が形成され、初夏には海面加熱により表層の高温低塩化（低密度化）した海水を湾中央部に抱えた時計回りの水平循環流が形成される。

このように初夏の成層状態を本研究の骨格と考えて、論文構成を下記の通りとした。2 章の研究内容は必ずしも初夏のみに注目したものではないが、亀田半島沖の流れ場及び水塊が示す顕著な季節変化から、初夏の成層状態の形成要因をまず把握することができる。次に、津軽 Gyre の分岐現象が中層水塊の季節変化の大きな要因であることから、3・4 章では Gyre 分岐現象の物理機構を明らかにする。また同じく成層期に噴火湾の表層に時計回り水平循環流は発達するため、5 章では循環流励起の物理機構を提示する。一方、水平渦流を伴う急潮現象はめったに発生しない物理現象であった。それゆえ、急潮が発生するためには 2 章で記述される季節変化に加えられるべき、他の特別な物理条件が存在する。6 章ではその条件を明らかにし、8・9 章の数値モデル実験から急潮現象の物理機構を提示する。

1.3. 研究内容の力学的背景

1.3.1. 渦位保存則

本論で研究対象とした物理現象の時間スケールは、Gyre 分岐が数か月、急潮が数日であり、これらは日高湾周辺海域の緯度における慣性周期（約 18.7 時間）よりも長い。それゆえ、両物理現象は地球自転の効果を受けた回転系流体の挙動を示す。ここでは、本研究内容を理解するための回転系非粘性流体の力学的性質を Fig. 1-2 に示す A～C の 3 つに絞り、簡単に解説しておく。

圧力場の空間的な不均一性は海面水位分布や海洋内部の密度分布から生じるが、鉛直下

向きの重力から生じる圧力勾配力は、この不均一性を常に解消するセンスに働く。すなわち、高圧側から低圧側の方に圧力勾配力が作用する。しかし、回転系流体では圧力勾配力に加えて、コリオリ力（回転する非慣性系の座標による生じる見かけの力）が現れ、Fig. 1-2A のように両者が次第にバランスするようになる。この流れの定常状態は「地衡流」と呼ばれ、このバランス状態に至ると圧力場の不均一性は解消されなくなる。それゆえ、暖冷水渦等の渦流構造や暖寒流等の海流構造が長期間保たれることになる。さらに、線形性が許される地衡流バランスでは理論上、収束発散が零となるために鉛直流が零となり（テイラー・プラウドマンの定理）、流れ場は水平 2 次元流体、言い換えれば「渦柱」として取扱うことができる。

回転系している地球上において、静止している水柱（相対渦度 $\zeta=0$ ）も宇宙空間の慣性座標系からみれば、その緯度の慣性周期で回転している。この意味において、水柱は渦柱と理解される。Fig. 1-2B にドット示した水柱がそのような静止水柱であり、高さを H_0 、惑星渦度を f （コリオリパラメータと同じ）とすれば、この静止水柱がもつ渦位は $(f+0)/H_0$ となる。この静止水柱を強制的に押し縮めても渦位は保存されるので（渦位保存則または角運動量保存則）、 $H < H_0$ ならば $\zeta = (H/H_0 - 1)f < 0$ となり、静止水柱は時計回りに回転を始める（Fig. 1-2B の赤色水柱）。この性質により、Gyre 分岐の力学機構（4 章）が説明される。

水平渦流（薄っぺらな渦柱）の曲率半径が十分に大きい場合、この渦流に伴う流れはほぼ地衡流バランスしている（Fig. 1-2C 上段）。ただし、この渦流がロスビー波や陸棚波としてゆっくりと伝播するときには時間変化項が加わるため、正しくは準地衡流（波動）と呼ばれる。一方、水平渦流の曲率半径が小さくなるほど、渦流の外向きに大きな遠心力が働くようになる（Fig. 1-2C 下段）。なお、この遠心力は渦流上に設定した非慣性座標系の見かけの力であるが、渦流の外に設定した慣性座標系では非線形項として表現される。このように、地衡流バランスに遠心力が加わった状態は「傾度流」と呼ばれ、急潮の力学機構（7・8 章）が説明される。

上述した回転系流体がもつ特異的な性質は、非回転系流体との比較によって強調される。Fig. 1-3 は Fig. 1-2 の A～C の状態からコリオリ力を零（ $f=0$ ）としたときの非回転系の状態を示す。まず、圧力勾配力は高圧側から低圧側への流れを次第に加速するだけである（Fig. 1-3A）。非回転系は「渦なし」流なので、初期に静止している流体（相対渦度 $\zeta=0$ ）をいくら押し縮めても、回転せずに $\zeta=0$ のままである（Fig. 1-3B）。大きな空間スケールの水平渦流の力学バランスは存在しないものの、小さい空間スケールの渦流は圧力勾配力と遠心力がバランスした「旋衡流」が存在し得る（Fig. 1-3C）。この旋衡流を伴う渦流の回転方向は時計回りと反時計回りのいずれもあり得るが、渦流の中心は常に低圧である。

1.3.2. 地形性貯熱効果

4 章の海底捕捉流の発生機構が上述の渦位保存則による説明であるのに対し、外部から主

に鉛直方向の力強制の少ない噴火湾では、渦位保存則だけで循環流の発生機構を説明するのは難しい。ここでは、5章で用いた「地形性貯熱効果」による発生機構を簡単に説明する。Fig. 1-4 に、「地形性貯熱効果」による循環流の発生機構を示す。一様な海面加熱による熱供給がある場合でも、水深による貯熱量の違いにより表層の海水温は、水深の浅い沿岸域で海水温は高く、水深の深い湾央域で海水温は低くなる傾向にある。貯熱量の違いにより生じた高低差を是正するように、表層では沿岸域から湾央域へ流れが駆動され、また湾央域に流れた表層沿岸域の海水を補うように底層から海水が供給され、その結果重力循環が形成される (Fig. 1.4. 左側)。湾幅が内部変形半径より大きな場合、この重力循環はやがてコリオリ力の影響を受け、表層では沿岸の暖水を右手に見るように反時計回りの循環流になり (Fig. 1.4. 中央)、底層では逆に時計回りの循環流になる (Fig. 1.4. 右側)。またこのとき、図 (Fig. 1.4. 左側) の黄色の実線で示すように内部境界面(等温線)は、上凸になる。

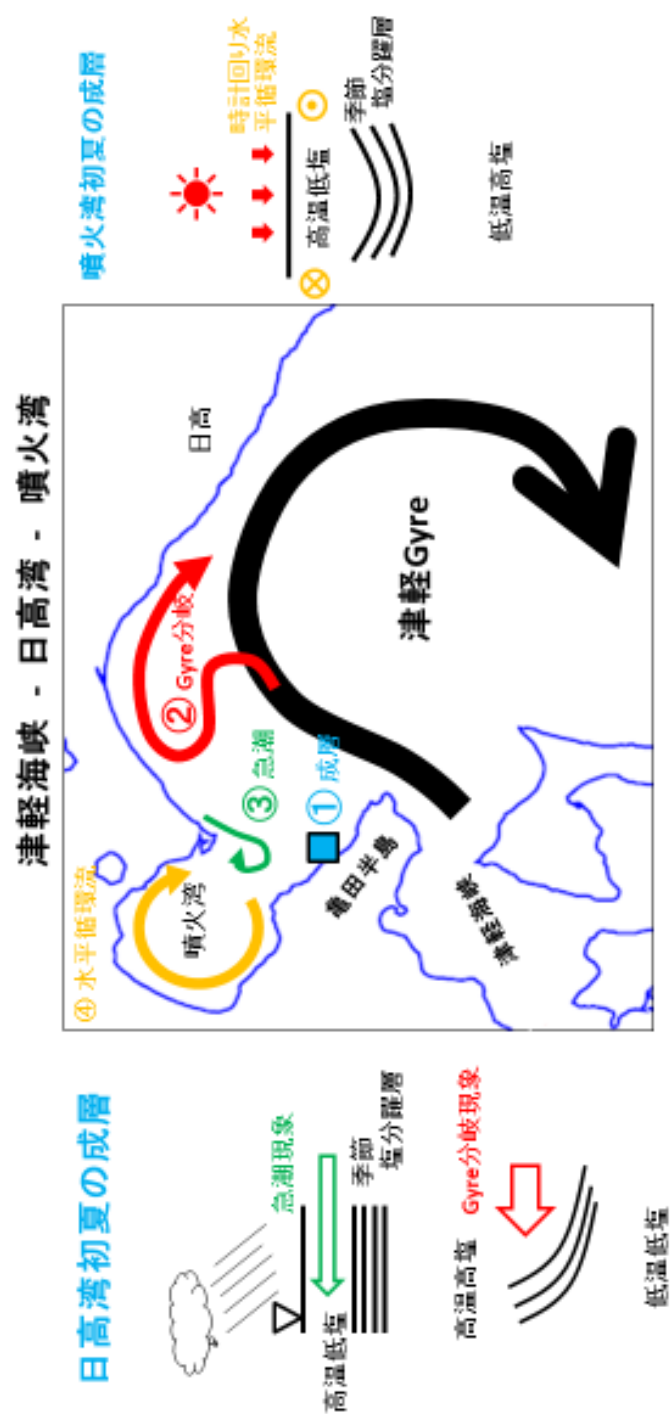


Fig. 1-1 研究対象とした物理現象. ①日高湾初夏の成層. ②津軽Gyreの分岐. ③水平渦流を伴う急潮. ④噴火湾の表層水平循環流

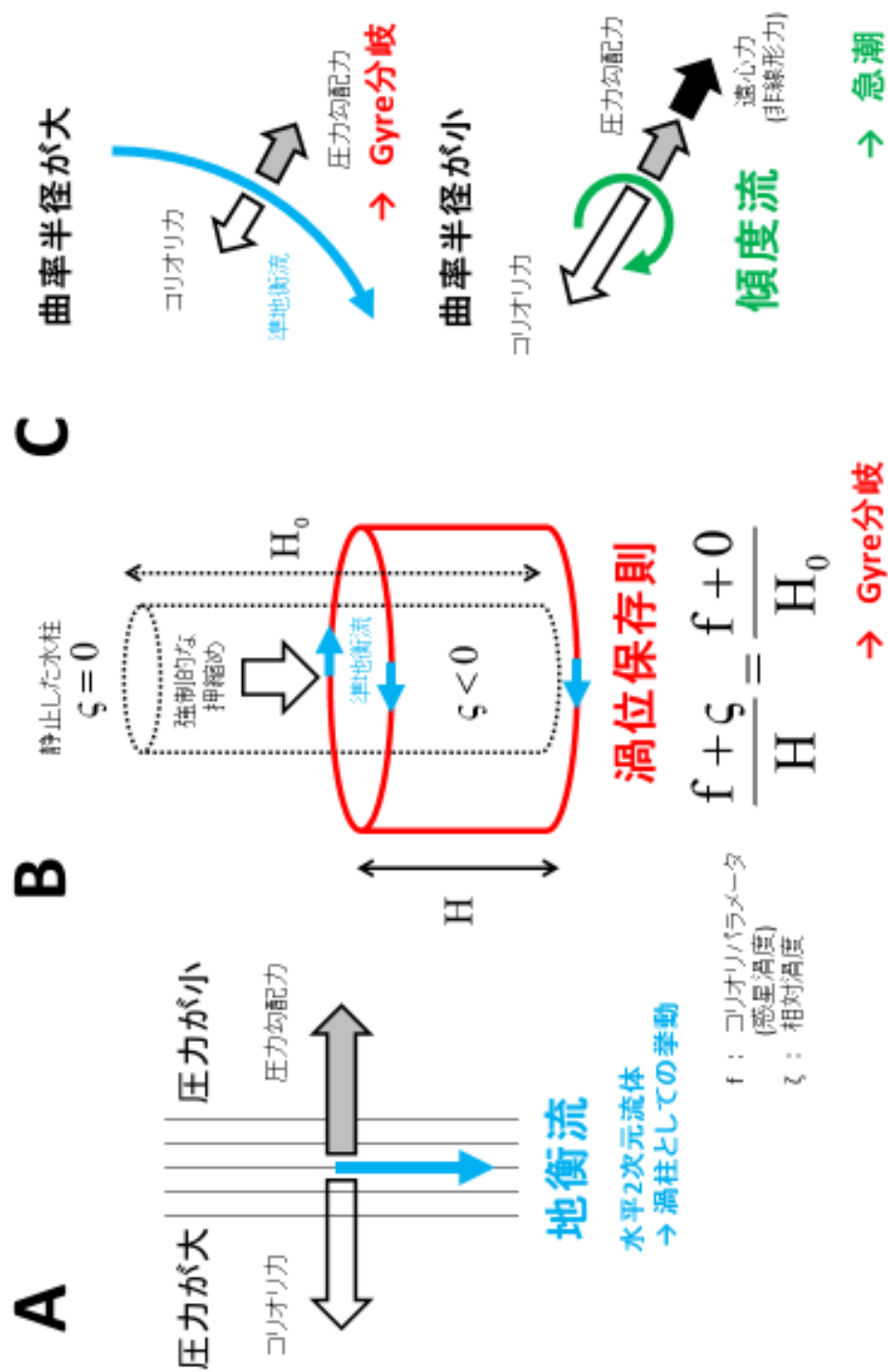


Fig. 1-2 地球回転系非粘性流体(北半球: $f > 0$)がもつ、本研究に関わる力学的性質A~C

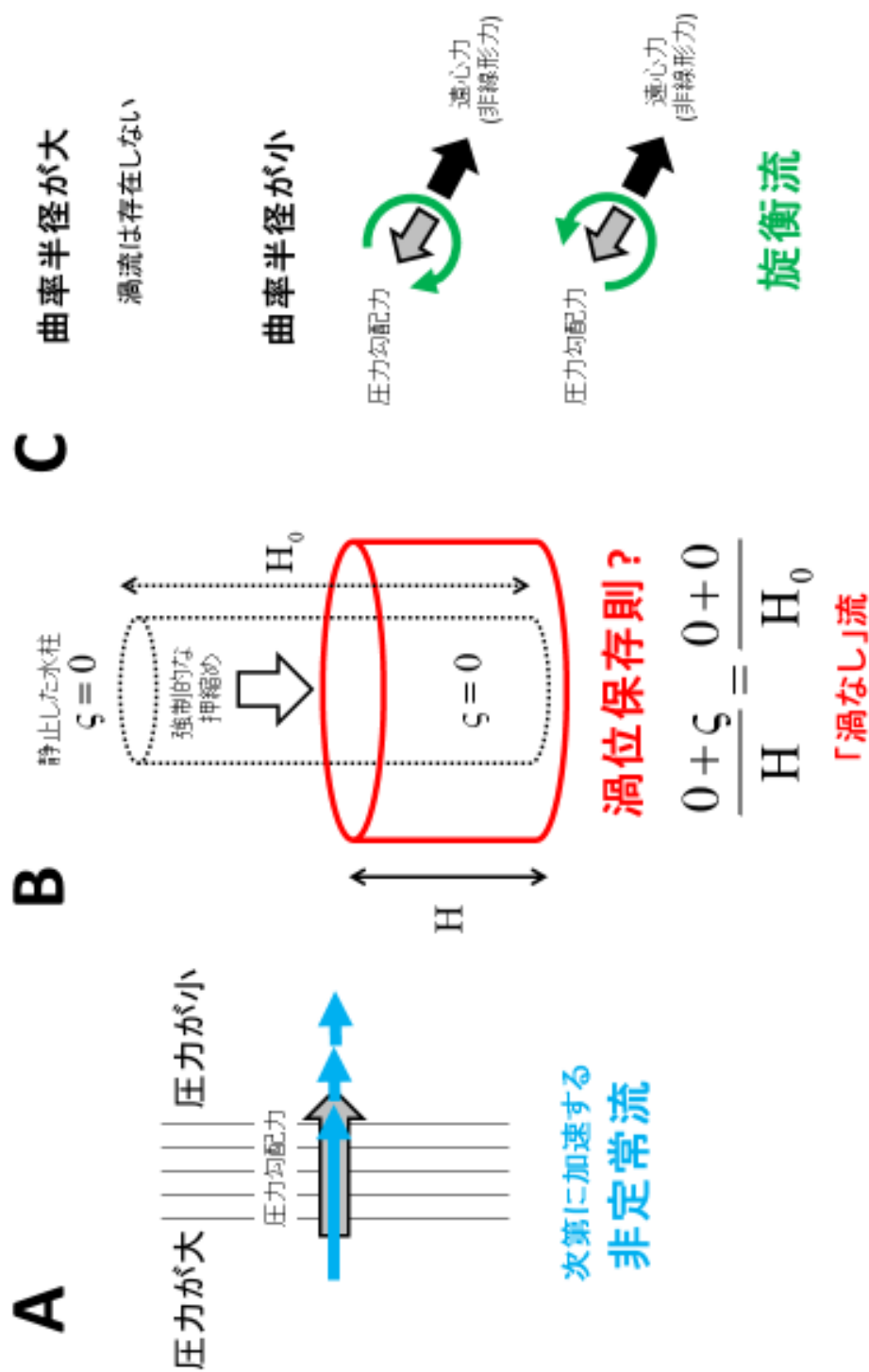


Fig. 1-3 回転系の力学的性質A～C (Fig. 1.2) を非回転系 ($f=0$) にした場合

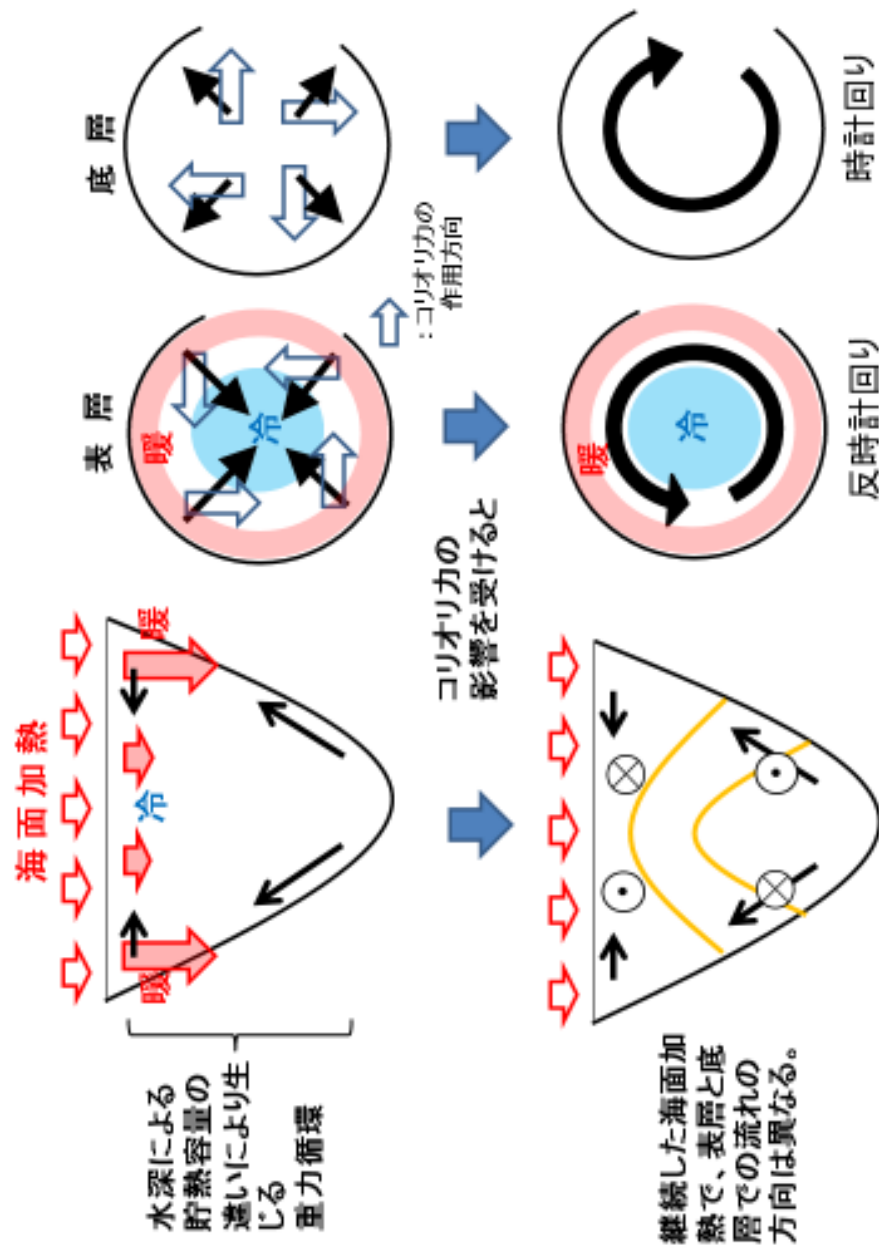


Fig. 1-4 地形性貯熱量効果による循環流の発生機構

2 章 北海道亀田半島沖における流れ場 及び水塊の季節変化

2.1. はじめに

北海道大学水産学部附属練習船「うしお丸」(以下, うしお丸)は, 津軽海峡に面した函館を基地港, 太平洋の日高湾に面した臼尻を中継港として (Fig. 2-1 を参照), 道南(北海道の南部) 海域一帯の調査・実習航海を行なっている。亀田半島沖を生活の場とする地元漁業者は, 「恵山潮」と「鹿部潮」と呼ぶ二つの流れで亀田半島沖の沿岸流の季節変化を表現し, それらの流れを意識した漁労活動を行っている。漁業者のいう「鹿部潮」とは恵山から鹿部へ流れる北西流, 逆に, 「恵山潮」とは鹿部から恵山へ流れる南東流を指す(恵山と鹿部の場所は Fig. 2-1 を参照)。漁業者は定置網の網起し作業において, 網が流される方向や抵抗の大きさなどから, このような流れの存在を認識しているのである。しかし, 過去の研究を調べても, 恵山潮や鹿部潮の存在を指摘した文献はなく, これらの流れは学術的にまだ認知されていない。

亀田半島の北西に位置する噴火湾周辺における流れ場の研究は 1970 年代から始まり, 噴火湾内の流れ場の季節変化は下記のようにまとめられている。冬～春季はオホーツク海の融氷水を起源とした沿岸親潮水(亜寒帯系の低温低塩分水), 夏～秋季には津軽暖流水(亜熱帯系の高温高塩分水)が季節を違えて交互に湾内へ流入している(例えば, 大谷(1981))。亀田半島の南に位置する津軽海峡から流出する津軽暖流の季節変化は, 冬～春季に下北半島から三陸沖に沿った幅狭い南下流(沿岸モード), 夏～秋季に津軽海峡東方の沖合に張り出した時計回りの循環流(渦モード)を形成することが知られている(例えば, Conlon (1982))。このように津軽暖流が渦モードを形成している時期に噴火湾内へ津軽暖流水が流入していることは明らかであるが, 両海域の中間に位置する亀田半島沖の流れ場の季節変化に関する学術的研究はなく, どのような経路で津軽暖流水が津軽海峡から噴火

湾へ至るのかもまだわかっていない。漁業者仲間では認識されている恵山潮と鹿部潮が本当に存在しているのか、もし存在しているならば、これらの潮と水塊（津軽暖流水と親潮系水）の季節変化はどのような関係になっているのか、この興味が本研究を行なう動機となった。

うしお丸には 2002 年 4 月に ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler: 超音波式流速計) が搭載され、毎年計 25 回程度の航海が計画・運行されている。本船は亀田半島の臼尻を中継港とした入出港数が多いため、亀田半島沖の ADCP 流速・流向データ数は他の海域に比べて多い。そして約 3 年半の ADCP データの蓄積により、漁業者が呼ぶ恵山潮と鹿部潮を、実測資料をもとに定量的に検討することができるようになった。本研究では、亀田半島周辺海域の ADCP データ解析に加え、臼尻沖の定置網に設置した流速・流向データ及びこの定置網近傍の CTD 観測データの解析を行い、亀田半島沖の流れ場と水塊出現の季節変化を記述することを目的とする。

2.2. 海洋観測と解析資料

うしお丸（総トン数 179 t）に搭載された ADCP は RD Instruments 社製（Ocean Surveyor 150 kHz）の船底設置型であり、データ計測水深は海面下 8 m より鉛直方向に 4 m 毎、サンプリング時間間隔は 30 秒または 60 秒に設定されている。ADCP データの解析期間は 2002 年 4 月から 2005 年 8 月までの 3 年 5 ヶ月とし、解析範囲は Fig. 2-1 の破線枠内で示した 41°20'N-42°36'N, 140°18'E-141°30'E とした。データ処理の手順は下記のとおりである。本船は観測機器・漁具の曳航等を船速 5 kt 以下で行うが、このような場合、操船に伴うものと思われるスパイク的な大きな流速値が数多くみられた。そこで、このようなスパイクデータの影響を防ぐために閾値を船速 5 kt として、それ以下の船速における ADCP データはすべて削除した。次に、解析範囲内を緯度 4 分毎、経度 6 分毎の小格子に分割し（緯度 19 × 経度 12 格子）、各格子内で東西・南北成分毎に平均値と標準偏差

値 (σ) を計算した後、 2σ 以上離れるデータを削除するという品質管理を行なった。さらに、削除されて格子内に残った生データ数が 5 個以下の場合は、格子内平均流速値を求めることの信頼性から判断して欠測格子とした。よって、1 航海中に得られた格子内の生データ数が 6 個以上の格子毎に東西・南北平均流速値を計算し、この値を本解析の基本データとした。

本研究では季節を 3 ヶ月毎の 4 期に分割し、3-5 月を春季、6-8 月を夏季、9-11 月を秋季、12-2 月を冬季とした。ADCP データを解析した水深は次の 3 層を選択した。季節躍層以浅（表層）の 8 m 層、季節躍層下部にはほぼ相当する 24 m 層（後述する Fig. 2-6c を参照）、季節躍層よりも下の 48 m 層である。よって、これら 3 層間の流速・流向の比較から、流れの傾圧・順圧性を検討することができる。流速ベクトルを表示する際、流速のベクトル平均値をスカラー平均値で割って安定度 (Stability) を求めた。

うしお丸は中継港である臼尻から沖合約 2 マイル、Fig. 2-1 の黒丸で示した $41^{\circ}57.5'N$, $140^{\circ}58.3'E$ (水深約 75 m) に定点を設け、入出港の際には必ず Sea-Bird Electronics 社製 SBE 19Plus SEACAT Profiler を用いた CTD 観測を実施している。CTD 観測間隔は短い場合は 1 日、長い場合は約 2 ヶ月であり、ADCP データ解析期間の CTD 観測回数は 32 回であった。また、解析期間の 3 年目、2004 年 4 月から 2005 年 8 月において、臼尻から沖合約 1 マイルにある定置網 (Fig. 2-1 の黒三角) の水深 5 m にアレック電子社製の電磁流速計 (COMPACT-EM) を設置し、毎時の流速・流向を計測した。この流速計データは、不規則な観測間隔で計測される ADCP データを季節平均した流速・流向がどの程度信頼のある流れ場を表現できているのかを検証すること、そして潮流振幅の大きさを求めることを目的に使用した。

亀田半島沖を含む北海道周辺海域では、冬季は北西の季節風、夏季はやませに伴う南東風が卓越している。それゆえ、本研究で示される流れ場には親潮系水や津軽暖流水の出現に伴う海流に加えて、季節変化する風強制に伴う吹送流の影響も推測される。そこで、本研究ではこのような吹送流の影響を考察するために、ADCP データ解析と同期間における

NCEP/NCAR surface flux 再解析値 (Kalnay and Coauthors (1996)) の風速・風向データ (月平均値) を使用した。抽出した風速・風向データは道南海域に最も近い格子 (中心が 140.625° E, 42.856° N) の値である。

2.3. 解析結果

2.3.1. 亀田半島周辺海域における流速ベクトル水平分布の季節変化

一例として、8 m 層の基本データを格子毎に求めた、季節毎のデータ数頻度分布を Fig. 2-2 に示す。他の 2 層もほぼ同じ分布であるが (ここでは示さない)、下層ほどデータ数がわずかに少なくなる傾向がある。うしお丸の調査航海は夏季に集中しているため、夏季のデータ数が多く、観測データの存在範囲も広い。年間を通して、航路の関係から沖合域よりも沿岸域のデータ数が多く、特に函館と臼尻周辺においてデータが集中している。沖合格子の基本データ数は 10 個以下がほとんどである。

矢部・磯田 (2005) は隠岐島周辺の ADCP データ解析を行う際、ランダムサンプルしたデータが示す見かけの平均流 (以下、バイアスという) について議論している。矢部・磯田 (2005) は平均流が全く存在せずに周期的な流速変動のみが存在する理想的な状況を設定し、ランダムサンプルしたデータ数が 5~6 個の場合には周期変動の振幅の約 25%, 50 個のデータ数でも 10% 程度のバイアスが計算されることを示している。Table 2-1 は臼尻沖の定置網に設置した流速計データを用いて計算した主要 4 大分潮 (M_2, S_2, K_1, O_1 分潮) の調和解析結果である。左側の欄から長軸の方向 (東から反時計回りの角度)、長軸方向の振幅と位相 (135° E を基準) を示す。この潮流成分が平均流にバイアスを生じさせる最も基本的な周期変動と考えられる。各分潮ともに、長軸方向は海岸線にほぼ平行な南東-北西方向であり、潮流振幅は卓越する M_2 分潮流でも 0.02 m s^{-1} 以下である。臼尻沖におけるこのように小さな潮流は、坂田・磯田 (1998) が行った噴火湾周辺海域の潮汐数値モデル計算においても再現されている。そこで、坂田・磯田 (1998) のモデル計算を参考にする

と、どの分潮においても噴火湾口部付近の潮流振幅が大きく、最も卓越する M_2 分潮流の振幅は約 0.06 m s^{-1} である。例えば、データ数として 5~6 個を選択した場合、矢部・磯田 (2005) を参考にすると最大で $0.06 \text{ m s}^{-1} \times 0.25 = 0.015 \text{ m s}^{-1}$ 程度のバイアス値となる。後述される臼尻沖の比較的安定度の高い格子平均流は、 $0.1 \sim 0.25 \text{ m s}^{-1}$ ($0.2 \sim 0.5 \text{ knot}$) であることから、5~6 個では 10~20% のバイアスなので 7 個以上であれば 10~20% 以下のバイアスになる。そこで、本研究では基本データから季節平均場を作成する際、格子内に存在する基本データ数が 7 個未満の格子では平均流を計算しないことにした。

Fig. 2-3 は 7 個以上の基本データ数をもつ格子で計算した季節毎の流速ベクトル水平分布図である。図の左から右へ春から冬、上から順に 8 m, 24 m, 48 m 層の分布を示す。安定度の大きさ (安定度 0.5 以上, 0.3 以上 0.5 未満, 0.3 未満) により矢印の太さを変えている。すなわち、安定度が 1 に近いほど (太い矢印ほど)、計算された平均流の流速・流向が安定していることを示している。なお、津軽海峡内の東向き通過流は海峡外の流れより 1 オーダも大きな流速値をもつため、海峡内 (恵山より南側の格子) の流速ベクトルは海峡外の流速ベクトル (黒色矢印) の半分のスケールにして白抜き矢印で表示している。

はじめに、亀田半島南側の津軽海峡付近と北西側の噴火湾における流れ場の季節変化について記述する。秋・冬季における津軽海峡中央付近の流れが欠測しているため、海峡通過流の主流に関する季節変化は記述できないが、北海道側にある汐首 (場所は Fig. 2-1 を参照) 周辺の流れは一年通して東向きの傾向を示している。その汐首と恵山の間の海域では、恵山から汐首に向かう弱い流れ (海峡流入流) が一年通してみられ、汐首の東側付近において流向の異なる二つの流れが接している様子が示唆される。Fig. 2-3 から、噴火湾の流れ場の季節変化を議論できるのは湾の南西側に限られ、夏季のみ湾内全域の流れ場が示されている。その夏季の湾内表層には時計回りの循環流が明瞭にみられ、その流速値は 8 m 層で大きく (0.5 kt 前後)、24 m 層で半分程度まで小さくなり、48 m 層では循環流を認めることができない。むしろ、夏季の 48 m 層の流れ場には、室蘭側 (北側) の湾口から湾奥に向かう流れがみられる。このような夏季の流れ場は、傾圧性の強い表層循環流と津軽暖

流水の中・底層侵入を示唆した過去の知見（例えば、大谷（1979）、磯田ら（1998）、Takahashi *et al.* (2005)）とも矛盾しない。このような強い表層循環流は春季には認めることができず、秋季の 8 m 層には弱まった循環流の南東端が捉えられている。冬季は欠測領域が多いため、湾内の流れの記述は難しい。

次に、Fig. 2-3 の破線丸印領域に注目し、亀田半島沖の流れ場を春季から順に記述する。春季の亀田半島沖の 8 m 層には流速 0.2 - 0.5 kt で沿岸に沿った南東流がみられ、8 m 層の約半分の流速であるが 48 m 層まで認めることができる。この南東流の流速値は上流（鹿部側）から下流（恵山側）へ向かって次第に大きくなり、この流れに直接繋がる沿岸流は噴火湾内にはみられない。夏季の亀田半島沖にも継続して南東流がみられ、8 m・24 m 層の流速値は春季と同程度である。噴火湾口部の流向から判断して、この南東流は日高湾側に面した室蘭沖の南下流と主に繋がっているようにみえるが、その一部は湾内表層循環流にも繋がっている可能性も示唆される。夏季の南東流は春季のものと比べていくらか傾圧性が強く、48 m 層にみられる南東流の流速は小さく（流速 0.2 kt 以下）、安定性も低い。この南東流は秋季に入ると、沿岸側で極端に弱くなり（流速 0.2 kt 程度）、安定性も低くなる。むしろ、南東流の下流側（恵山側）には鹿部へ向かう弱い北西流（流速 0.1 kt 程度で安定度は低い）が現れている。一方、沖合域の 8 m・24 m 層（48 m 層は欠測ため、わからない）には継続して強い南東流もしくは南下流が存在している。また、他の季節は恵山沖に比較的強い南東流（0.2 kt 程度）が存在しているが、そのような流れは秋季（データ数は他の季節と同程度）にはみられない。秋季の恵山側に現れた弱い北西流は冬季において安定度を増し、亀田半島沖一帯でみられる流れとなる。また、この北西流は 8 m - 48 m 層でほぼ同じ流速値をもつことから、順圧性の高い流れと推測される。ただし、恵山沖では安定した強い南東流（流速 0.4 - 0.5 kt）が再び現れ、亀田半島沖の北西流とは逆向きである。そして、噴火湾口部の流向から判断して、この北西流は湾内へ向かう流れではなく、日高湾に面した室蘭沖へ向かう流れのようにみえる。

このように ADCP データから作成した季節平均の流れ場は、亀田半島沖を生活の場とし

ている漁業者が認識している沿岸流の季節変化を確かに示している。漁業者が恵山潮と呼ぶ南東流は春・夏季に卓越して傾圧性が高く、鹿部潮と呼ぶ弱い北西流は冬季にみられる傾圧性の高い流れである。ただし、このような亀田半島沿岸域の流れ場の季節変化が、その沖合域や恵山沖では必ずしも同じでないことに注意が必要である。

2.3.2. 臼尻沿岸域における 3 ヶ月移動平均の流速ベクトル時系列

前節で記述した流れ場と亀田半島沖沿岸域に出現する水塊の関係を調べるために臼尻沿岸域の 6 格子を選択し (Fig. 2-1 の太線枠格子), 2002 年 4 月から 2005 年 9 月の期間において、これら 6 格子で空間平均した流速ベクトル時系列を作成した (Fig. 2-4)。Fig. 2-4(a) には吹送流の影響を考察するために NCEP/NCAR の月平均風ベクトルを示した。なお、すべての時系列において上方向が北向きである。流速ベクトル時系列は観測日に依存した不等間隔の時系列となっているが、その間隔は最大でも約 2 ヶ月 (例えば, 2002 年 9-10 月など) 程度である。また、流速ベクトルが北西-南東方向へ大きくばらついていることから判断して、潮流以外の短周期変動の存在が推測される。このような短周期変動の影響を完全に除去することはできないが、本研究では季節変化スケールの変動に注目しているので、Fig. 2-4 の各時系列データを用いて 1 ヶ月ずつずらしなら 3 ヶ月の移動平均時系列図を作成した (Fig. 2-5)。この図の表示の仕方は Fig. 2-4 と同じである。ここでは、臼尻沖定置網に設置した電磁流速計の連続データにも同じ 3 ヶ月 (90 日) の移動平均化を行い、1 ヶ月 (30 日) 毎にサブサンプリングした時系列を下段の Fig. 2-5(e) に示した。また、これらの図の上段には季節区分がわかるように、矢印の範囲で夏季 (灰色) と冬季 (黒色) を表示している。

流速ベクトル時系列 (Fig. 2-5(b)-(d)) をみると、約 3 年半の季節平均よりもデータ数が少なく、さらに不等間隔なデータにもかかわらず、臼尻沿岸域の流れ場は先に記述した Fig. 2-3 と同様な季節変化を示している。すなわち、夏季には鉛直方向にシアーをもった強い

南東流（全年共通）、冬季に極大となる弱い北西流（2003・2005 年）もしくは極小の南東流（2004 年）が表現されている。このような季節変化の確からしさは、2004 年夏季から 2005 年夏季に限られるものの、同様な季節変化を示す流速計データの時系列から支持されるものとする。ただし、流速計の時系列が示す流速値は ADCP の約 1/3 程度の大きさである。もし、沿岸に近い流速計の平均流速値が沖合の ADCP 平均流速値よりも小さいことが事実だとすれば、流速計が沿岸の水平粘性境界層内にある可能性、もしくは季節変化する沿岸流が岸に捕捉された流れでなく、沖合の陸棚斜面に捕捉された流れである可能性が考えられる。

上段の風速ベクトル時系列と流れの時系列を比べると、風向と流向が全く逆センスの季節変化をしていることがわかる。すなわち、亀田半島沿岸域では風向と逆方向に沿岸流が流れている。例えば、冬季の北西季節風は亀田半島の海岸線にほぼ平行な風であり、この風により励起されるエクマン流を想定すれば沿岸側に水が堆積し、風下向きの沿岸ジェットが発達が推測される。同様に考えれば、夏季も風下向きの沿岸ジェットが推測される。よって、観測された亀田半島沖の沿岸流は、半島沖の局所的な風で直接励起されたものではないと考えられる。

2.3.3 白尻沿岸域における水温・塩分・密度の季節変化

Fig. 2-6 は白尻沖定点における 2002 年 4 月-2005 年 8 月の (a) 水温、(b) 塩分、(c) 密度の鉛直イソプレット図である。図中の黒い領域はデータの欠測または海底地形を示し、水温図の上段に示した黒逆三角印は CTD 観測を行った時期である。密度の図の上段には Fig. 2-5 と同様に、矢印の範囲で季節区分を表示した。

噴火湾周辺海域における海面加熱期は 4-9 月、海面冷却期は 10-3 月にある（磯田・長谷川（1997））。そのような加熱・冷却の季節変化に従って、本海域の海面近くの水温も上昇・下降していると考えられる。例えば、冷却が始まる時期である秋季（9-10 月ころ）に表層

は極大水温となり、その後、鉛直混合が次第に発達し、冬季には海底まで一様な水塊が形成されている (Fig. 2-6(a))。低塩分の極小値は夏季の表層に現れ、このとき表層水温は上昇期にある。秋季の 30 m 以深には塩分 33.5 以上の高塩分水が現れ、冬季の鉛直混合によって海面まで高塩分となるが、春季に向かって水柱全体が次第に低塩化していく (Fig. 2-6(b))。このような水温・塩分の季節変化の結果、表層の密度は夏・秋季に極小となり、同時期に季節躍層が最も発達し、躍層の水深は 30-40 m 付近にある (Fig. 2-6(c))。Figs. 2-3, 2-5 でみた夏季の沿岸流の傾圧性は、このような密度成層の影響によるものと推測される。

2.4. 白尻沿岸域に出現する水塊と流れ場の季節変化

前節までに述べた亀田半島沖の流れ場と水温・塩分分布をもとに白尻沖の水塊移動について考察する。ここでは亀田半島沖を挟む海域で提案された二種類の水塊区分を用いた。一つは噴火湾の水塊区分を提示した大谷 (1971)、もう一つは三陸沖 (東北沖) の水塊区分を提示した Hanawa and Mitsudera (1987) (以下、H&M と略す) である。両海域の水塊区分を TS ダイアグラムとして Fig. 2.7 にまとめた。

大谷 (1971) による水塊区分の基本的な考え方は、噴火湾内の水塊を湾内に流入する 3 つの水型と湾内に滞留する間に形成される 2 つの水型に分けるというものである。湾内に流入する水塊は津軽暖流水 (Tw)、親潮沿岸水 (O)、流氷の融氷水の影響を受けた親潮水 (Oi) の 3 水型であり、湾内で形成される水塊は夏季噴火湾表層水 (Fs) と冬季噴火湾水 (Fw) の 2 水型である。そして水塊が定義されていない領域は、これらの水塊の混合水が存在すると考えている。夏季噴火湾表層水 (Fs) は塩分 32 以下の河川起源水として定義されている。H&M は三陸沖に出現する水塊の季節変化を記述できる 6 水系に分類した (Fig. 2-7(b))。H&M は高温高塩水で特徴付けられる水塊を津軽暖流水 (TW) と黒潮水 (KW) に分類しているが、これらは大谷 (1971) の津軽暖流水 (Tw) とほぼ同じ範囲にある。H&M が定義する親潮水 (OW) の一部には親潮沿岸水 (O) が含まれており、H&M が定義する

沿岸親潮水 (CO) は Oi 水と全く同じである。H&M が定義した「冷たい下層水」(Cold lower-layer water; CL) は、その一部に冬季噴火湾水 (Fw) を含んでいる。H&M は CO・OW・TW・KW 水が海面加熱によって高温化した水塊を全て表層水 (SW) として扱っているが、大谷 (1971) は極端に低塩な表層水 (塩分 32 以下) だけを夏季噴火湾表層水 (Fs) として区別している。

Fig. 2-6 の水温・塩分値を用いて、大谷 (1971) と H&M の水塊区分の定義により作成したイソプレット図をそれぞれ Fig. 2-8 に示した。両図の違いは、低塩分で特徴付けられる Fs 水が Fig. 2-8(a) では区分されていること、Fig. 2-8(b) には Fig. 2-8(a) の空白部分に OW 水が表示されていることの 2 点である。なお、大谷 (1971) の Fw 水と H&M の KW・CL 水は臼尻沿岸域には出現しなかった。Fig. 2-3 を参照して描いた亀田半島沖の流れ場と Fig. 2-8 の水塊の鉛直分布の時間変化から推測される中層付近の水塊分布の季節変化の模式図を Fig. 2-9 に示した。図の白抜き矢印は表層流、黒抜き矢印は中・底層流、破線矢印は推測した流れである。水塊は略記号で示し、括弧のない記号は大谷 (1971)、括弧内の記号は H&M による表記である。

まず、臼尻沿岸域に Oi (CO) 水が出現する年は 4 年間のうち 2003・2004 年だけであり、出現した季節は 5 月を中心とした春季で、中層以深に現れている (Fig. 2-8)。一方、噴火湾に Oi (CO) 水が出現するのは 2 月を中心とした冬季であり、ほとんどの年の表層で観測される水塊である (大谷(1971))。Oi (CO) 水が臼尻沿岸域に出現しない年があり、また出現した年でも約 3 ヶ月も遅れていること、そして冬季の亀田半島沖では噴火湾へ向かう流れ (北西流) が存在していることから (Fig. 2-3)、この水塊は噴火湾内で長期に停留していることが示唆される。夏季の表層 10 m 以浅には毎年 Fs 水が出現し (Fig. 2-8)、夏季の流れ場にみられる南東流から (Fig. 2-3)、この水塊の起源は噴火湾内または北部日高湾沿岸域から供給された河川水と推測される。秋季に入ると、高塩で特徴付けられる Tw (TW) 水が中層に出現し、海面冷却に伴って海面から海底まで Tw (TW) 水となる (Fig. 2-8)。秋季の沿岸流は最も弱く、流向も南東流から北西流に変化する時期である (Fig. 2-3)。

噴火湾に Tw 水が出現し始める月は 7 月ころで、9 月を中心に湾内の中底層は Tw 水で覆われる（大谷（1971））。このように Tw (TW) 水の出現時期に関して、噴火湾内と臼尻沿岸の間には 3 ヶ月程度の時間差がある。磯田・長谷川（1997）によれば、Tw (TW) 水は 6 月に湾口の北側沖合から現れ始め、7 月に北側湾口の中層から流入するが、亀田半島沿岸域は 9 月ころまで相対的に冷たい水塊の領域にある。このような知見から、亀田半島における Tw (TW) 水の出現は岸に沿った沿岸流によるものではなく、沖合から沿岸へ（または東から西へ）Tw (TW) 水が接近することによるものと推測される。冬季に入ると、臼尻沿岸域の水塊は Tw (TW) 水から OW 水へ変化する（Fig. 2-8）。清水・磯田（1999）は冬・春季における日高湾陸棚上の水塊及び流れ場の観測を行い、岸を右手にみる沿岸親潮の主流は陸棚斜面に捕捉されていることを示した。日高湾の陸棚域は恵山沖で急激に狭くなっており（Fig. 2-1 の地形図を参照）、冬・夏季における恵山沖の南東流はこの陸棚斜面に捕捉された流れを捉えているものと推測される。このことは、恵山沖が OW 水で覆われる冬・夏季に強い南東流、恵山沖を含む亀田半島一帯が Tw (TW) 水で覆われる秋季に南東流が弱まることに対応しているのかもしれない。しかし、夏・秋季に噴火湾周辺に出現する Tw (TW) 水に伴う流れと上記の陸棚斜面に捕捉された流れの関係についてはわからない。

最後に、冬季における亀田半島沖の北西流（鹿部潮）について考察する。冬季の日高湾陸棚上は海面冷却による鉛直混合によって均一化し、流れは陸棚地形に捕捉された順圧流であることが推測される。北西流は上述の陸棚斜面に捕捉された南下流よりも浅い海域にあり、流向は北向きである。この流れの発生要因として、一つは陸棚が狭まる恵山沖で沿岸側に分岐した流れである可能性、もう一つは吹送流の可能性が考えられる。前者の理由は、秋季の恵山側から北西流が形成され始めており、時間経過に伴い北西流が発達したならば、沿岸側の分岐流の可能性が考えられる。後者の理由は、亀田半島沖の北西流は風向とは逆向きであるが、これは以下に述べるように半島の対岸の陸棚で励起された擾乱、もしくは噴火湾内で励起された擾乱の伝播を想定すれば説明ができる。大島・三宅（1990）は順圧モデルを用いて、冬季の北西風強制による日高湾に形成される吹送流について議論し

ている。大島・三宅（1990）のモデル結果は風強制初期において、亀田半島沖及び対岸の両陸棚上では風向（北西風で海岸線にほぼ平行）と同じ方向の南東流を伴った陸棚波が励起されるが、北半球ではいずれの陸棚波も岸を右手にみて伝播することを示した。すなわち、対岸で励起された陸棚波は亀田半島沖まで伝播すると風向（北西風）とは逆向した北西流となる。日高湾の季節風は夏季に弱い南風、冬季に強い北西風であり（Fig. 2-5(a)を参照）、上述の風強制に対応する応答は一年周期の風強制陸棚波の問題にも拡張できる。磯田ら（1998）は同様な順圧モデルを用いて、より長周期の風強制を想定し、 10 m s^{-1} の一様な北西風により形成される定常状態の流れ場を示した。計算された吹送流は大島・三宅（1990）が示した波動伝播後の定常場が再現され、亀田半島沖では風向に逆向した北西流が安定して形成されることを確認した。ただし、この北西流の一部は噴火湾中央部から湾内へ向かう流れとなり、湾内に形成された渦対に接続している。このことから、亀田半島沖の北西流の形成には噴火湾内で励起された擾乱の影響も示唆される。

2.5. おわりに

本研究では亀田半島沖を生活の場とした地元の漁業者が認識している恵山潮と鹿部潮の両沿岸流の季節変化をうしお丸が蓄積した ADCP データ解析から確認することができた。鹿部潮は冬季にみられる順圧的な弱い北西流、恵山潮は春－夏季にみられる傾圧的な南東流であった。次に、臼尻沿岸域における水塊出現とこのような沿岸流の季節変化の関係を検討した。その結果、亀田半島沖合には陸棚斜面に捕捉された強い南下流が秋季以外において継続的に存在し、この南下流が弱まる夏季から秋季にかけては沖合から沿岸への津軽暖流水の接近が示唆された。この津軽暖流水の出現は恵山潮から鹿部潮への遷移時期（秋季）にも対応しているが、冬季に入るとすぐに親潮水に置き換わることがわかった。また、亀田半島沖の沿岸流の流向は季節平均の風向とは逆センスにあり、少なくともその場の風強制による吹送流では説明できない。本論では冬季の風強制による対岸もしくは噴火湾内

からの擾乱の可能性を示唆したが、これらは実測流による検証が必要である。我々は今後も、ADCP・CTD データの蓄積を継続して行い、十分なデータをもとに亀田半島沖合域または日高湾全域を対象としたより広い範囲の流れ場の記述を行いたいと考えている。

2.6. 参考文献

- Conlon, D. M. (1982): On the outflow modes of the Tsugaru Warm Current. *La mer*, **20**, 60-64.
- Hanawa, K. and H. Mitsudera (1987): Variation of Water System Distribution in the Sanriku Coastal Area. *Journal of the Oceanographical Society of Japan*, **42**, 435-446.
- 磯田豊・長谷川伸彦・清水学 (1998): 噴火湾の塩収支と海水交換. *海と空*, **74(2)**, 27-37
- 磯田豊・長谷川伸彦 (1997): 噴火湾の熱収支. *海と空*, **72(3)**, 93-101.
- 磯田豊・清水学・上岡敦・松尾康弘・大谷清隆・中谷敏邦 (1998): 北海道南部太平洋海域におけるスケトウダラの資源量変動に係わる海洋環境の経年変化. *水産海洋研究*, **62(1)**, 1-11.
- Kalnay, E., and Coauthors (1996): The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- 大谷清隆・秋葉芳雄・吉田賢二・大槻知寛 (1971): 噴火湾の海況変動の研究 III, 親潮系水の流入・滞留期の海況. *北大水産彙報*, **22(2)**, 129-142.
- 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 (1971): 噴火湾の海況変動の研究 II, 噴火湾に流入・滞留する水の特性. *北大水産彙報*, **22(1)**, 58-66

- 大谷清隆 (1979): 噴火湾の水塊交替について. 沿岸海洋研究ノート, **17**(1), 50-59.
- 大谷清隆 (1981): 噴火湾の物理環境. 沿岸研究ノート, **23**, 155-165.
- 大島慶一郎・三宅秀男 (1990): 北海道南方陸棚域及び噴火湾における風による循環に関する数値的研究. 海と空, **66**(2), 53-66.
- 坂田陽一郎・磯田豊 (1998): 噴火湾周辺海域における潮汐・潮流の数値モデル. 北大水産彙報, **49**(2), 51-57
- 清水学・磯田豊 (1999): 日高湾陸棚域における沿岸親潮の流速構造. 沿岸海洋研究, **36**(2), 163-169.
- Takahashi, D., Y. Nishida, K. Kido, K. Nishina, H. Miyake (2005): Formation of the summertime anticyclonic eddy in Funka Bay, Hokkaido, Japan. Continental Shelf Research, **25**, 1877-1893.
- 矢部いつか・磯田豊 (2005): 隠岐海峡周辺海域における流れ場の季節変化. 海と空, **80**(4), 163-174

Table 2-1. Harmonic constants of tidal currents in the major-axis direction at the mooring station off Usujiri. The phase refers to the local transit time (135 ° E) of each tide-generating body.

Tidal Constituents	Major axis Direction (deg.)	Amplitude (m s ⁻¹) [Phase (deg.)]
M ₂	140.35	0.0189 [193.93]
S ₂	142.85	0.0063 [218.44]
K ₁	157.07	0.0062 [222.36]
O ₁	140.64	0.0040 [273.70]

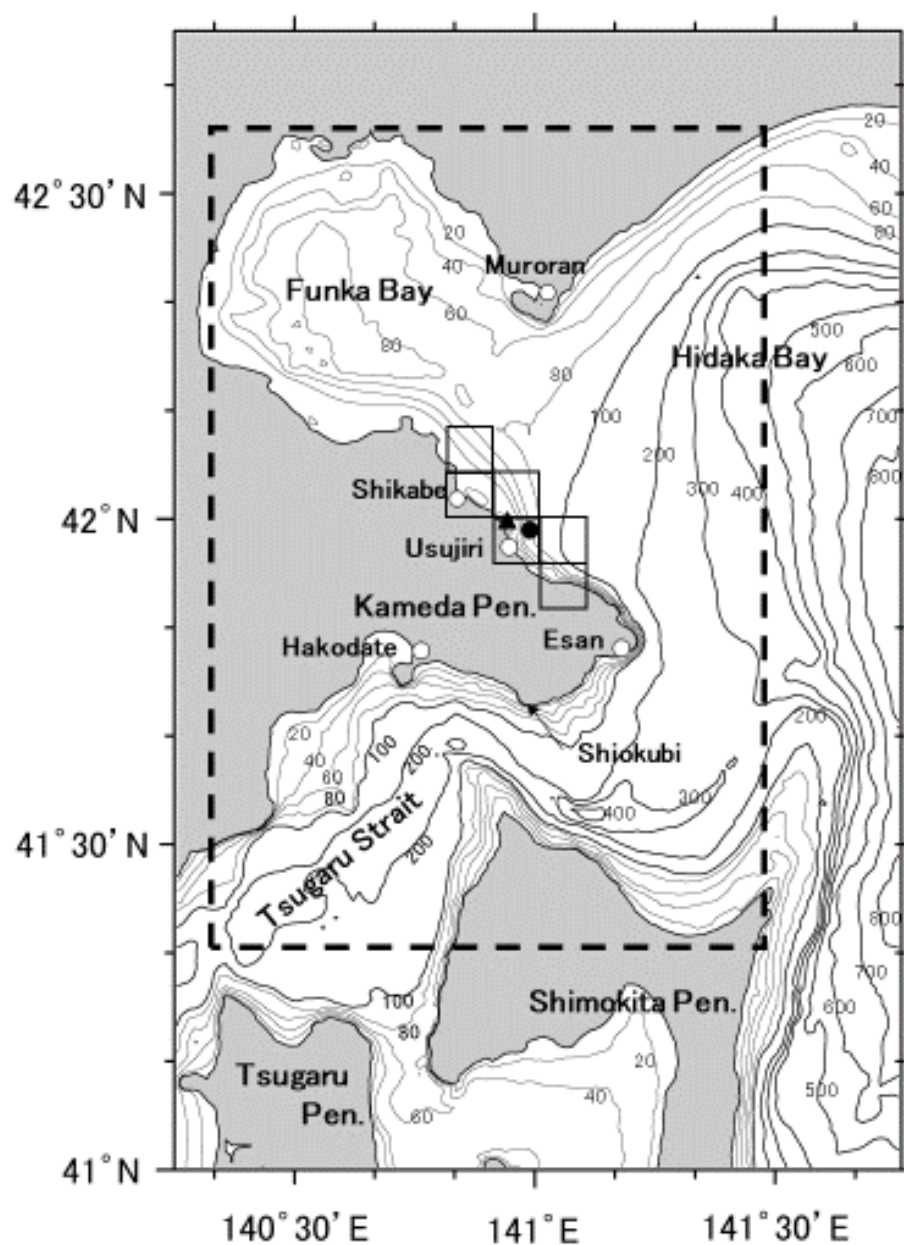


Fig. 2.1 Bottom topography around Kameda Peninsula. Box denoted by the broken line indicates the ADCP survey area. The six grids along the Kameda Peninsula, in solid squares, were selected as the time series of flow near the coast. The solid circle and triangle off Usujiri indicate CTD and current mooring stations, respectively.

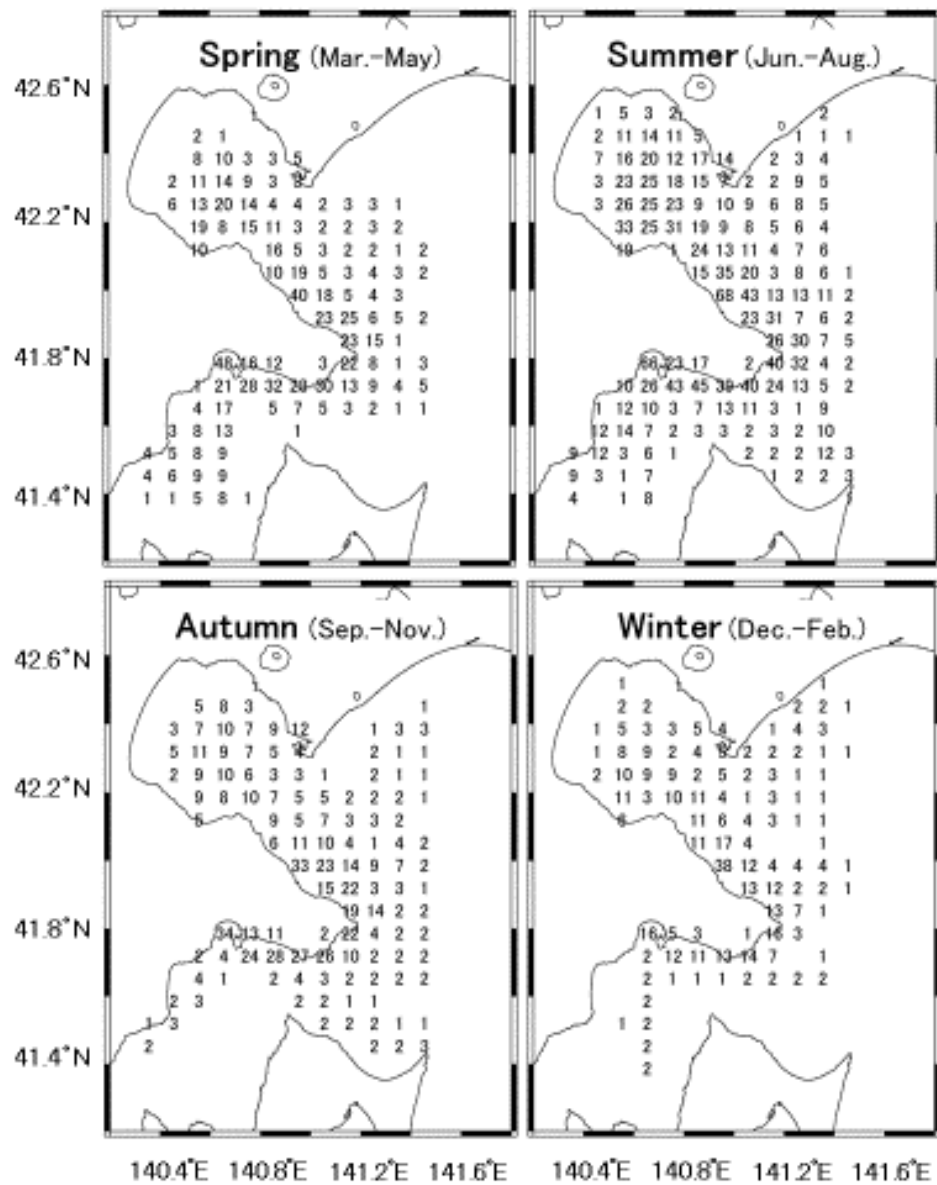


Fig. 2 2 Spatial distributions of ADCP data for each season.

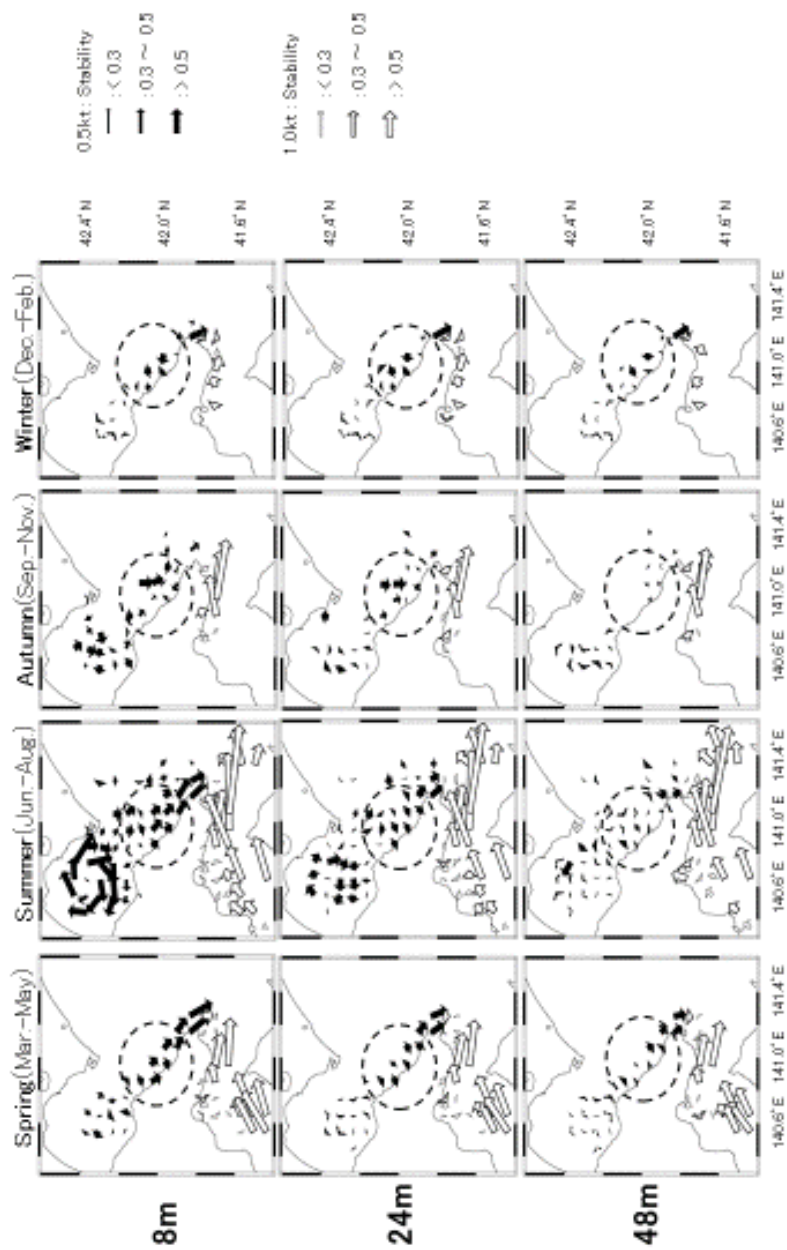


Fig. 2.3 Horizontal distributions of seasonal mean current vectors at depths of 8m (upper), 24m (middle) and 48m (lower). Arrow length denotes the magnitude of velocity and the thickness of the arrow shows the relative stability. The circle denoted by the broken line indicates the sea area off Kameda Peninsula.

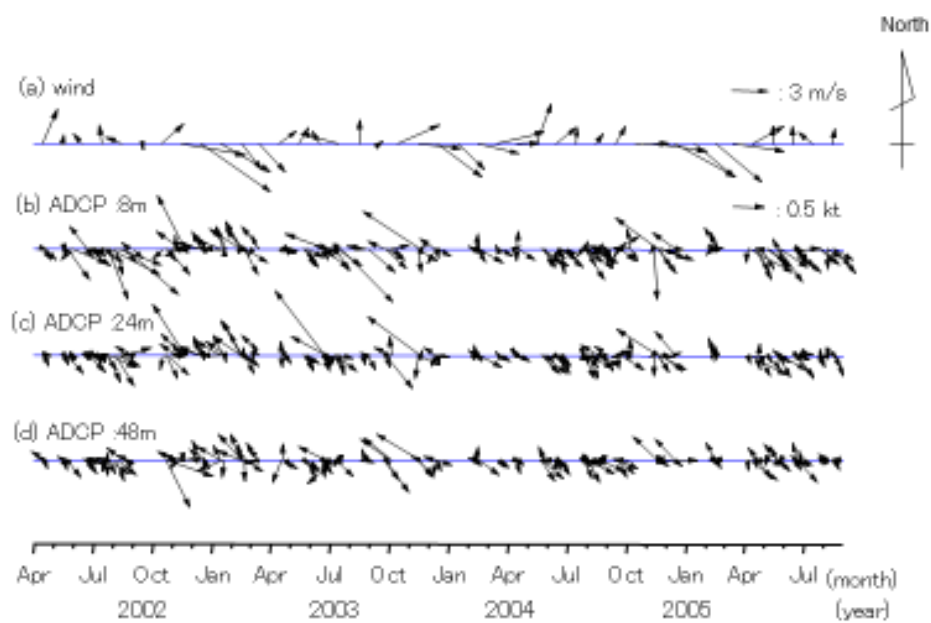


Fig. 2.4 Time series of (a) monthly mean wind vector taken from NCEP/NCAR reanalysis data near Kameda peninsula and (b d) current vectors at depths of 8m, 24m and 48m, from the spatial mean in the coastal six grids shown in Fig. 2.1.

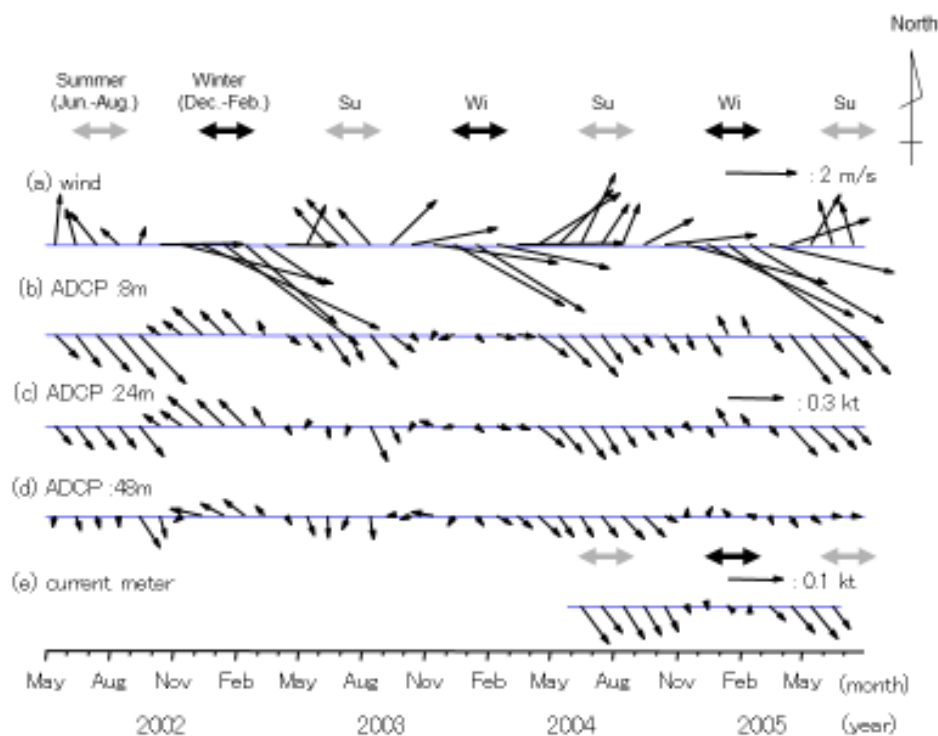


Fig. 2.5 Time series of 3 month running mean (a) wind vector, (b) ADCP measured current vectors at depths of 8m, 24m and 48m, and (c) current vector based on mooring current data.

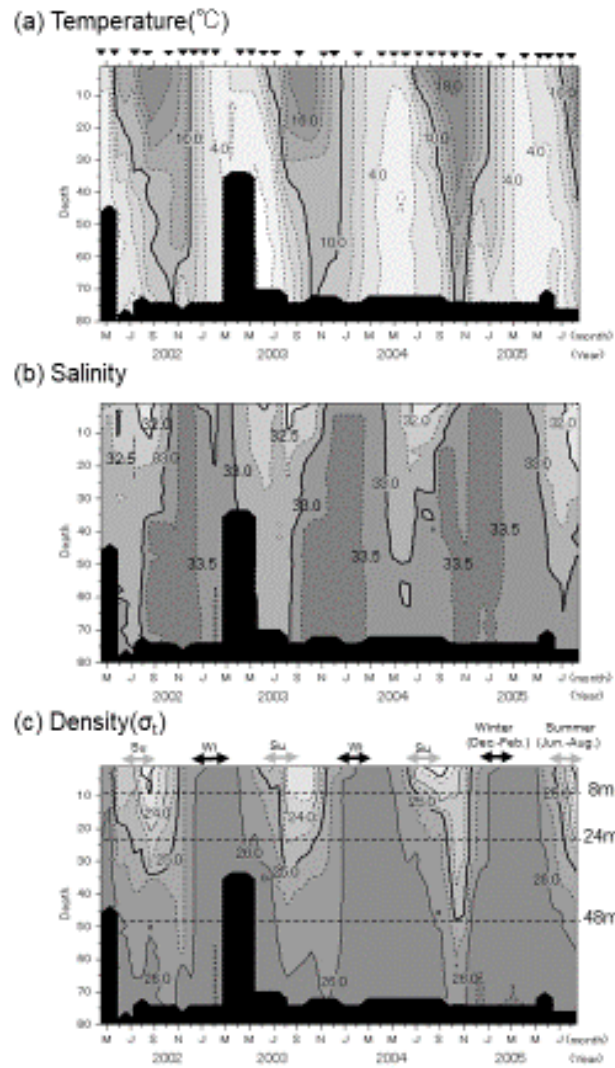


Fig. 2.6 Depth time diagrams of (a) temperature, (b) salinity and (c) density at the CTD station off Usujiri, from April 2002 to May 2004. Solid triangles in the upper portion of (a) indicate the date of CTD casts.

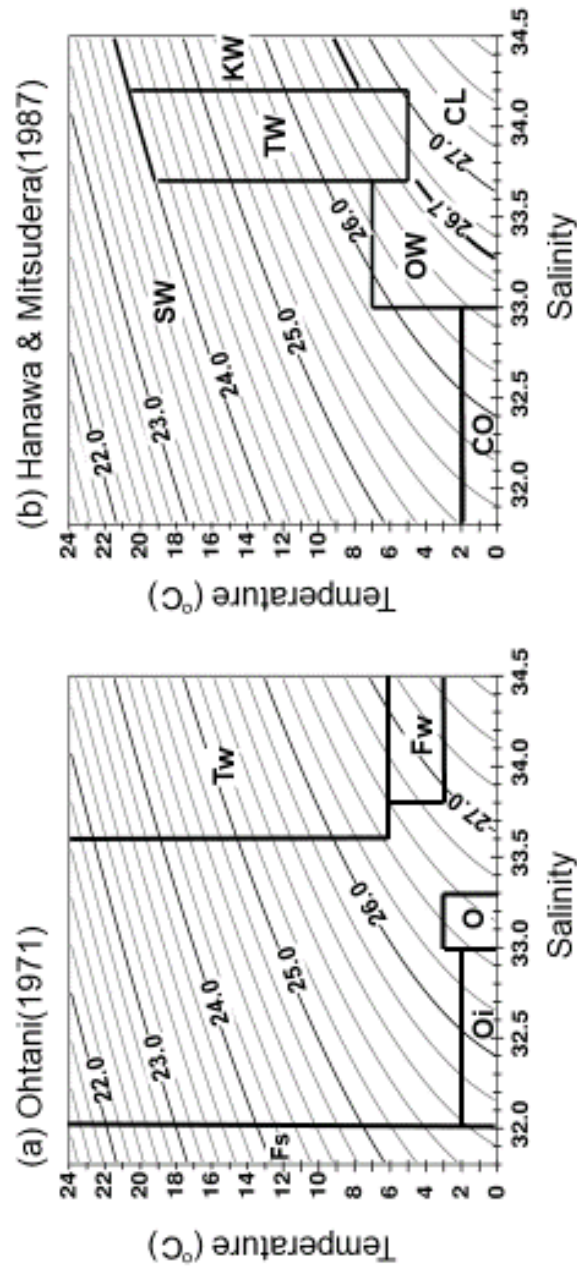


Fig. 2.7 Two T-S diagrams with the abbreviation of water types or water systems. (a) Classification of water types defined by Ohtani (1971). Tw: Tsugaru Warm Current, Oi: Oyashio Coastal Branch, O: ice melting water of the Oyashio, Fw: Funka Bay water formed in winter, Fs: Funka Bay water formed in summer. (b) Classification of water systems defined by Hanawa and Mitsudera (1987). TW: Tsugaru Warm Current water system, OW: Oyashio water system, KW: Kuroshio water system, CL: cold lower layer water system, SW: surface layer water system, CO: coastal Oyashio water system.

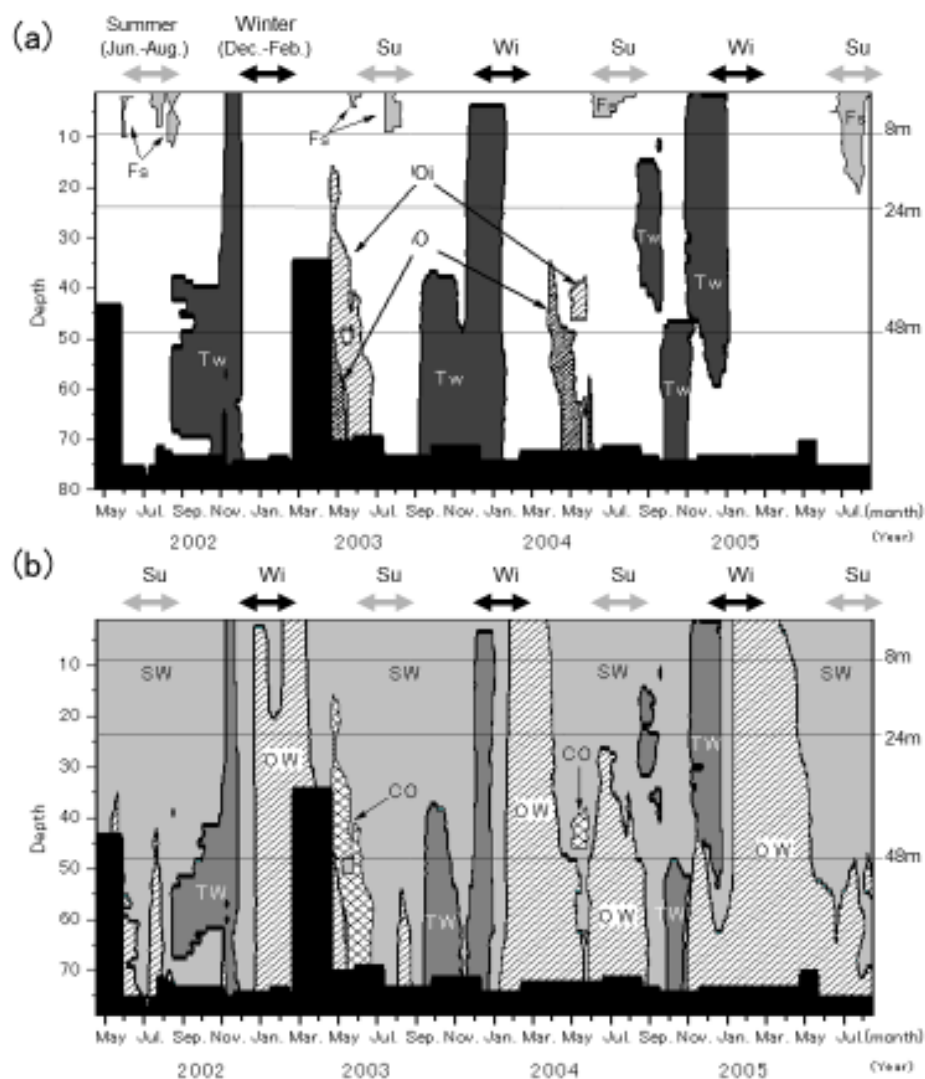


Fig. 2.8 The depth time diagrams of water masses off Usujiri, based on the definition by (a) Ohtani (1971) and (b) Hanawa and Mitsudera (1987).

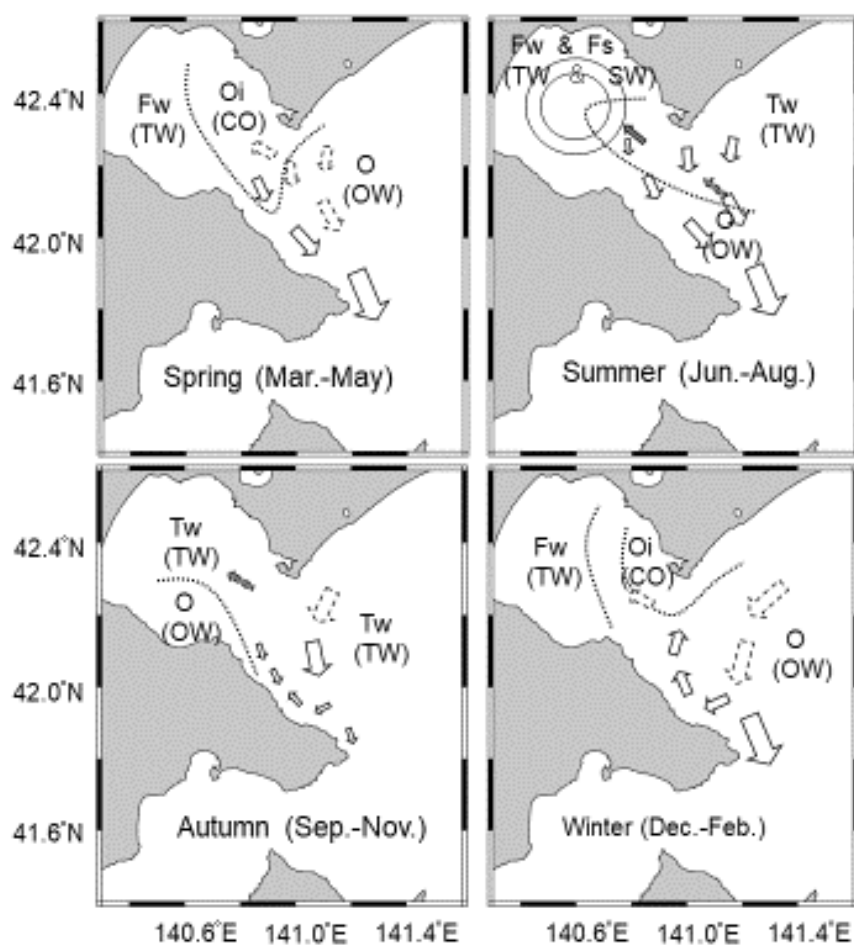


Fig. 2 9 Schematic view of the seasonal variation of flow patterns and distribution of water masses off Kameda Peninsula.

3 章 日高湾陸棚斜面上における津軽 Gyre の分岐

3.1. はじめに

日高湾は北海道の南東部に位置し、その中央部の水深は 500 m を超え、北太平洋に面した開放型の湾であり、湾奥側で 100 m 以浅の噴火湾と接続している (Fig. 3-1)。日高湾の南西側の本州と北海道の間には、日本海と北太平洋を繋ぐ津軽海峡 (幅約 40 km, 平均水深 150 m の水路地形) があり、一年を通して、日本海側から太平洋側へ抜ける津軽暖流が流れている。津軽海峡から流出した津軽暖流は、季節毎にその流路パターンを大きく変化させる。冬季は流出後に東北沿岸に沿って南下する「沿岸モード」、夏季は暖水が日高湾内に拡がり、時計回りの「渦モード」 (以下、津軽 Gyre と呼ぶ) の流路を示す (Conlon, 1982)。

日高湾湾奥に位置する噴火湾ではホタテ貝養殖が盛んであり、古くから定期的な海洋観測が実施されてきた。この定期観測によって、噴火湾内の夏～秋の季節には高温高塩分水が中層付近に必ず出現することが知られている (例えば、大谷ほか (1971), 大谷・木戸 (1980), 磯田・長谷川 (1997), 長谷川・磯田 (1997), 磯田ほか (1998))。そして、この水塊の出現は高塩分水で特徴付けられる津軽 Gyre の一部が噴火湾へ流入している証拠と推測されている。Rosa *et al.* (2007) は日高湾内に近年整備された定期海洋観測資料を解析し、津軽 Gyre から噴火湾へ至る高塩分水の輸送経路を調べた。その結果、初夏に発達する津軽 Gyre が日高湾北部の陸棚付近に接続した後、その一部が分岐し、陸棚斜面に沿って反時計回りに噴火湾に至ることがわかった。その分岐の模式的様子を黒塗り矢印として、Fig. 3-1 の上段に示した。

このような外洋低密度水 (高温高塩分水) の陸棚域における分岐現象は、豊後水道の急潮 (例えば、Isobe *et al.*, 2010) や紀伊半島の振り分け潮 (Takeuchi *et al.*, 1998) などでも知られており、外洋水と沿岸水の海水交換を理解する上で重要な物理現象である。陸棚近傍における海流の分岐現象を理論的に議論した最初の研究に Gill and Schumann (1979) がある。彼らは渦位一様流を仮定し、その一様な流れが陸棚斜面幅や海岸線が大きく変化する海域にある場合、hydraulic control の力学に従った分岐流が生じることを示した。この分岐メカニズムは、流路方向の地形変化がフルード数 (Fr) を変化させ、臨界点 ($Fr = 1$) が存在すれば、そこが海流分岐の引き金になるという力学である。Miyama and Miyazawa (2013) は数値モデルで再現された黒潮が紀伊半島に接して加速する現象を Gill and Schumann (1979) の理論を用いて説明している。先に紹介した豊後水道の急潮は南方に張り出した足

摺岬に黒潮が接近して生じた分岐流，紀伊半島の振り分け潮も大きく曲がる半島海岸線に黒潮が接近して生じた分岐流として解釈できるかもしれない。ところが，津軽 Gyre の分岐の場合，分岐していると思われる日高湾北部の陸棚地形には，特徴的な地形は認められない。流路方向の地形変化ではない，別の何らかの物理条件が津軽 Gyre の分岐を引き起こしているはずである。本研究の目的は，初夏の日高湾において短期集中観測を実施して津軽 Gyre 分岐の初期段階を捉え，水塊分布の水平鉛直構造から津軽 Gyre の分岐メカニズムについて考察することにある。

3.2. 海洋観測とデータ処理方法

本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，津軽 Gyre の分岐現象が平均的には初夏を中心に発生しているという先行研究 (Rosa *et al.*, 2009) をもとに，2010 年 6 月 14 日~17 日の 4 日間に実施した。観測点及びその観測項目は，Fig. 3-1 に●印で示した計 10 点の CTD (Conductivity Temperature Depth)，○印で示した計 29 点の XBT (eXpendable Bathy Thermograph)，●印で示した計 32 点の XCTD (eXpendable Conductivity, Temperature and Depth)，そして航海中に連続計測される ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) である。このように 10 km 以下の細かい測点間隔で XBT と XCTD を多用して時間を節約した理由は，分岐の空間スケールが比較的小さく，遷移的な現象であろうことを想定したためである。CTD 測器は SEA BIRD 社製の SBE 19plus であり，最深の測定深度を 300 m とした (測定間隔は 1 db であるが，以下の解析では 1 m として記述)。XBT と XCTD は鶴見精機社製であり，津軽海峡内は T-10 (300m 用)，日高湾内は T-6 (460 m 用) と XCTD-1 (1000 m 用) を使用した (測定間隔は 1 m)。ADCP は RD 社製 (150 kHz) の船底設置型であり，鉛直 4 m 毎に 60 秒間隔の計測を行ったが，本研究では深さ 124 m と 252 m の値を使用した。

後述するように，本観測時期の水温と塩分の鉛直構造は，親潮水と津軽暖流水の間の二重拡散を示唆する非常に複雑な分布を示す。それゆえ，生データをそのまま使用すると，水温と電気伝導度の各センサー間から生じると推測される密度逆転を伴う数多くの塩分スパイクデータが計算される。そこで，このスパイクデータをできるだけ除去するため，水温と塩分のデータに水深幅 5 m のメディアン・フィルターを施して本解析の基本データとした。また，Fig. 3-1 に示した観測点は，日高湾全域を水平的にはほぼカバーしているものの，その測点密度は空間的に不均一である。そこで，本解析において水平分布図を作成するときの格子補間データは，空間方向にガウス関数の重みを仮定した内挿法を用いた。まず，データを内挿する空間格子の大きさを緯度 30 秒×経度 45 秒のほぼ正方格子とした。はじめに，ガ

ウス関数の影響半径（変曲点までの距離）の最小値を 10 格子とした。測点密度の高い海域では、内挿する格子点から 10 格子以内に 3 個以上の測点が入り、この場合は 10 格子の影響半径を固定した内挿を行った。一方、測点密度の低い海域では、影響半径以内に最低 3 個の測点が入るまで影響半径（10 格子以上）を適宜拡大して内挿を行った。ただし、このような観測点密度に依存した空間内挿法は、等値線の滑らかさが大きく失われ、測点間隔よりも細かいスケールで等値線が歪む、という欠点がある。歪んだ等値線が示す構造の真偽の判断はできないが、広範囲の空間平滑化により分岐情報が不明瞭になる危険を避けるために、本内挿法を選択している。

ADCP のスパイク値除去の手順は次の通りである。本観測海域を緯度 4 分、経度 6 分の小格子に分割し、各格子内で東西・南北流速成分毎に平均値と標準偏差 (1σ) を計算した後、 2σ 以上離れるスパイク値を削除するという品質管理を行い、削除されて格子内に残った生データが 5 個以下の場合は、欠測格子として扱った（処理方法の詳細は小林ら(2006)を参照）。

3.3. 観測結果

3.3.1. 水温・塩分・密度の水平分布

Fig. 3-2 は深さ 125 m と 250 m における(a) 水温、(b) 塩分、(c) 密度の水平分布図である。Rosa *et al.* (2007) で指摘されているように、水平分布図から分岐流の有無を判断できる深さは 125 m 付近、根の深い構造をもった Gyre 中心付近が判断できる深さは 250 m 付近にある。

XBT データがあるために観測点数が最も多い水温水平分布図 (Fig. 3-2(a)) をみると、深さ 125 m では津軽海峡内から海峡出口には 8℃以上の暖水が分布しており、この暖水域から切離したようにみえる 7℃の暖水が北東向きに日高湾内へ張り出しているのがわかる。この様子は Rosa *et al.* (2007)が指摘した典型的な津軽暖流水の拡がりに対応している。深さ 250 m では深さ 125 m でみられた張り出しの中央付近に 5℃以上の暖水コアが孤立して存在し、津軽 Gyre が暖水渦として認識できる。この暖水渦の湾奥側(北西側)には 4℃以上の暖水域がパッチ状に存在している。

塩分水平分布図 (Fig. 3-2(b)) では、深さ 125 m にみられた北東向きに張り出した暖水域に高塩分水がほぼ対応している。そして、この高塩分水は暖水域の湾奥側（北西側）へも大きく張り出している。深さ 250 m の湾中央の高塩分水は先にみた暖水コアに対応し、湾奥側（北西側）に張り出している高塩分水もパッチ状の暖水域にほぼ一致している。

両水深の密度水平分布図 (Fig. 3-2(c)) には、水温・塩分分布にみられたパッチ状の水に

対応するような分布は不明瞭であり、湾中央が低密度となるほぼ円形状の津軽 Gyre を示している。すなわち、津軽 Gyre 東側境界及び湾奥側にみられたパッチ状の高温高塩分水は、その周辺の低温低塩分水とほぼ同じ密度となっている。

3.3.2. ダイナミックデプス・アノマリーと ADCP 流速ベクトルの水平分布

Fig. 3-3 は深さ 300 m を基準（無流面）と仮定した深さ 125 m のダイナミックデプス・アノマリー（以下、 ΔD と略し、単位は dynamic meter）、すなわち、傾圧地衡流（流線）の水平分布である。 ΔD は Fig. 3-2(c) の密度分布と同様な円形状の津軽 Gyre の構造を示しており、極大値を示す津軽 Gyre の中心は図中の Gy 印付近にあると推測される。北半球であるため、図中の灰色矢印で示したような傾圧地衡流が推測され、この流れは Gy を中心とした強い時計回りの渦流となっている。ただし、津軽 Gyre の北側では ΔD の等値線は北西向きに曲がっており、津軽 Gyre とは逆向きの分岐流の存在が示唆される。

Fig. 3-4 は Fig. 3-2 に対応する深さ 124 m と 252 m における ADCP 流速ベクトルの水平分布図である。約 4 日の観測期間をかけたスナップショットの図であるため、時間変化する潮流・吹送流・慣性振動流等の影響は除去されていない。それゆえ、流速ベクトルの細かなバラツキを議論することは危険であり、周辺のベクトルが同様な傾向を示すような流れ場のみ議論が可能と思われる。そのような流れ場を模式的に赤線で表示した。まず、両水深ともに、傾圧地衡流（Fig. 3-3）の Gy 印とほぼ同じ場所に津軽 Gyre の中心のあることが認められる。この津軽 Gyre 中心よりも東側の流速ベクトル分布は、傾圧地衡流（Fig. 3-3）の分布によく似ていることから、時計回りの津軽 Gyre の東側に反時計回りの傾圧渦流の存在が示唆される。一方、津軽 Gyre 中心よりも西側の流速ベクトル分布は、傾圧地衡流（Fig. 3-3）では表現されていない、流速 $0.1 \sim 0.2 \text{ m s}^{-1}$ の西向き流が多数観測されている。この西向き流は等密度線（Fig. 3-2(c)）を横切る方向であり、少なくとも傾圧流としては説明できない。さらに、深さ 252 m が示す西向き流は、陸棚斜面の等深線方向に対して直交している。津軽 Gyre 北側の分岐流は深さ 124 m の流速分布で捉えられているが、二股分岐というよりも津軽 Gyre 北側に張り出した小さな蛇行流のように見える。すなわち、津軽 Gyre 西側の北上流が西向きに流向を変化させながら 125 m 等深線に接しているが、そのすぐ東側では津軽 Gyre に再び戻る南下流が捉えられている。

3.3.3. 津軽 Gyre 周辺の密度及び水塊の鉛直分布

本節では Fig. 3-3 の ΔD 分布図に示した 5 本の観測線を代表として選び、津軽 Gyre を取

り巻く密度構造と水塊の鉛直分布について記述する。これらの観測線は津軽 Gyre の中心付近 (Gy 印) を右手にみて、時計回り方向に (津軽 Gyre 流の上流側から) A～E 観測線と名付けた。Fig. 3-5 は左側から A～E 観測線の密度鉛直断面図を順に並べ、コンター間隔は $0.1 \sigma_\theta$ で描き、 $26.75 \sigma_\theta$ 線だけを細実線で示した。各断面図の上段には、津軽 Gyre の外側方向に A～E の観測線名を表示し、津軽 Gyre の中心側に Gy 印を表示した。上下 2 段ともにコンターは密度鉛直断面であり、陰影は後述する渦位 Q (上段) とターナーアングル Tu (下段) である。なお、渦位 Q とターナーアングル Tu を 1 m 間隔で描くと、非常に微細な構造が強調されるため、30 m 間隔でサブサンプルした値を表示している。

本研究では、密度成層の強さの指標として渦位を用いた。渦位 Q の定義は Yasuda (1997) に従い、相対渦度を無視した次式で表わされる。

$$Q = f\rho^{-1}\partial\sigma_\theta/\partial z \quad (\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}) \quad (3.1)$$

ここで、 f はコリオリパラメータ、 ρ は海水の密度、 z は鉛直軸である。

本論では水温と塩分の鉛直断面図は示さないが (ただし、後述する 3.3.4.2 節において水温・塩分の等密度面分布を示す)、日高湾では低温低塩分水と高温高塩分水の間の二重拡散混合を示唆するような非常に複雑な水塊分布を呈している。このような水塊分布を表わす指標としてターナーアングルを用い、水温・塩分分布の特徴を一つの図で表現する。ターナーアングル Tu の定義は Ruddick (1983) に従い、次式で表現される。

$$Tu = \tan^{-1}(-R_\rho) - 45^\circ \quad (3.2a)$$

$$R_\rho = \alpha T_z / \beta S_z \quad (3.2b)$$

ここで、 $\alpha = -\rho^{-1}\partial\rho/\partial T$ は熱膨張係数、 $\beta = -\rho^{-1}\partial\rho/\partial S$ は塩分収縮係数、 T_z と S_z はそれぞれ水温と塩分の鉛直勾配であり、それゆえ、 R_ρ は鉛直的な密度変化に対する水温変化の寄与と塩分変化の寄与の比を示した無次元数となる。Tu は R_ρ を角度で表現し直したものであり、密度成層に対して水温が不安定要因となる Diffusive type は $-90^\circ < Tu < -45^\circ$ 、塩分が不安定要因となる Salt-finger type は $45^\circ < Tu < 90^\circ$ で表現され、 $|Tu| < 45^\circ$ では密度安定となる。Fig. 3-5 の下段図では Diffusive type を青色表示、Salt-finger type を赤色表示とし、 $|Tu| > 70^\circ$ の強い二重拡散が示唆される領域を濃い色で表示している。深さ方向に水温勾配が正の時 Diffusive type の不安定が卓越し、塩分勾配が負の時 Salt-finger type の不安定が卓越する。よって、Tu 分布を水塊分布の指標としてみる場合、Diffusive type (青色領域) の上側に水温極小、下側に水温極大、Salt-finger type (赤色領域) の上側に塩分極大、下側に塩分極小が存在していることになる。

はじめに、密度躍層付近の水塊分布について記述する。密度躍層は高渦位なので、Fig. 3.5 の上段図では白抜き領域の等密度線で表現される。全断面で共通する密度躍層は二つあり、一つは 50 m 以浅の表層に薄く拡がった密度 $26.0 \sigma_\theta$ 以下の海水の下面にある強い躍層であ

る。ここでは示さないが、この薄い表層水は高温低塩分水である。もう一つは深さ 100 m 付近にみられる密度 $26.2\sim 26.4\sigma_\theta$ の弱い密度躍層であるが、その形状は水平的に大きく変化している。すなわち、この躍層は陸棚斜面域で局所的に上凸構造を示し、津軽 Gyre の中心に向かって大きく下がっている。この二つの密度躍層の間の津軽 Gyre 側には、渦位 $1\sim 4\times 10^{-7}\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$ 程度の低渦位水が存在している。その上部には濃い青色表示の Diffusive type の二重拡散が卓越していることから、表層の強い密度躍層の下には水温極小が存在している。

上述の弱い密度躍層以深にある $26.5\sim 26.75\sigma_\theta$ の密度範囲には、渦位 $1\times 10^{-7}\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$ 以下の濃い灰色表示の低渦位水で、濃い赤色表示の Salt-finger type の二重拡散を示す海水（高塩分水）が複雑なパッチ状構造を示している。各断面を詳しくみると、湾奥側の断面（A や B）では、低渦位水の領域と Salt-finger type の領域がほぼ重なっている。一方、湾外側の断面（E）では、Salt-finger type でない領域に低渦位水が存在し、湾奥側と湾外側とは相反する分布構造を示しているようにみえる。これらの違いは二重拡散混合の経過時間の差にあると推測されるが、一回のみの本観測ではどちらの断面が時間経過した結果なのかの判断はできない。

深さ 300 m 付近にある密度 $26.75\sigma_\theta$ を挟んで、上側には赤色表示の Salt-finger type、下側には薄い青色表示の Diffusive type の二重拡散が存在している。すなわち、密度 $26.75\sigma_\theta$ は塩分極小と水温極小で特徴付けられる密度面である。この密度帯は北太平洋亜熱帯循環域において、塩分極小で特徴付けられる北太平洋中層水（North Pacific Intermediate Water; 以下、NPIW と略す）とほぼ同じであり、塩分極小を示すという点でもよく似ている。密度 $26.75\sigma_\theta$ より下側の Diffusive type は密度 $27.15\sigma_\theta$ 付近まで存在し、次節で記述するが、密度 $27.15\sigma_\theta$ 付近には中暖水（水温極大）が存在している。密度 $26.75\sigma_\theta$ 付近の塩分極小、密度 $27.15\sigma_\theta$ 付近の水温極大、いずれも水平的に（大洋側から）移流された水としてしか説明できないものとする。

このように、密度 $26.5\sigma_\theta$ から密度 $26.75\sigma_\theta$ の間の密度成層は非常に弱く、低渦位であるにもかかわらず、高塩分水（Fig. 3-5 では Salt-finger type で表現）が複雑に分布している。Shimizu *et al.* (2001) は冬季海面冷却直後の春季の日高湾海洋観測においても、本観測とよく似たパッチ状の高塩分水塊を捉えている。彼らの知見によれば、これらの水塊は前年の夏季に形成された津軽 Gyre の変質水が残留した結果である。

3.3.4. $26.0\sigma_\theta$ 密度面以深の水塊分布

3.3.4.1. 水温－塩分ダイアグラム

津軽 Gyre に伴う水温・塩分構造は、表層水温極小層下部の密度である $26.0 \sigma_\theta$ 以下の水塊分布にその特徴を示す。まず、Fig. 3-6 に示した水温－塩分ダイアグラムを用いて、本観測時における水塊の種類とその水温－塩分関係から水塊混合について推測する。なお、この図は各観測点の鉛直方向に 5 m 等間隔でサブサンプルした水温・塩分値を用いて作成した。定義した水塊の種類は Rosa *et al.* (2007) に従い、水温 5°C 以上で塩分が 33.7~34.2 の範囲の水塊である津軽暖流水 (Tsugaru Warm Current Waters ; 以下, TW と略す), 水温 7°C 以下で塩分が 33.0~33.7 の範囲, そして密度 $26.7 \sigma_\theta$ 以下の水塊である親潮水 (Oyashio Water ; 以下, OW と略す), 密度 $26.7 \sigma_\theta$ 以上の水塊である冷たい下層水 (Cold Lower 水 ; 以下, CL 水と略す) の 3 種類であり、これらの水塊の境界を Fig. 3-6 の破線で示した。Fig. 3-6 の左上側に CTD 及び XCTD の観測点位置を示した。これらの中で、×印が日高湾内、○印は津軽海峡出口、△印は津軽海峡内の観測点である。津軽海峡内の△印地点は、うしお丸により毎月 1 回程度行われている津軽海峡モニタリング地点であり、本観測前の CTD データが存在する。本研究では観測前、冬季から春季における TW の季節変化を把握することを目的に、このモニタリング地点における 2010 年 2 月 28 日、3 月 25 日、4 月 10 日、5 月 21 日の深さ 100 m における水温・塩分データを使用した。深さ 100 m の値のみを代表として使用した理由は、冬季から春季の海峡内 TW が鉛直的にほぼ均一だったためである。水温 - 塩分ダイアグラム図でも同じ形の印を使い、地点の違いを区別しているが、津軽海峡内の地点に関しては、本観測データは▲印、観測前データは観測月を表示した△印で区別している。

日高湾内の水温 - 塩分関係 (×印) の重い密度帯側から記述を始める。まず、CL 水内の密度 $27.15 \sigma_\theta$ 付近に水温極大 ($T_{\max}$) がみられ、この水は前節で述べたように、北部北太平洋に広がっている中暖水 (Ueno and Yasuda (2000)によれば, Mesothermal Water) である。前節で述べた塩分極小 ($S_{\min}$) は OW と CL 水の境界付近の密度 $26.75 \sigma_\theta$ にあり、NPIW とほぼ同じ密度帯にあるが、水温極小 ($T_{\min}$) も伴っている点が NPIW とは異なる。密度 $26.0 \sim 26.5 \sigma_\theta$ の日高湾内水、すなわち、弱い密度躍層が存在した密度帯では、水温 $4 \sim 8^\circ\text{C}$ の範囲、塩分 33.9 以下で大きくばらついている。

本観測時の津軽海峡内の水 (▲印) は TW の領域にあり、わずかな成層が認められるものの、水温約 10°C 、塩分約 33.9 付近に集中したほぼ均一水であることがわかる。ところが、海峡出口の水 (○印) は、海峡内の水から水温・塩分極小水に至るきれいな直線的水温－塩分関係を示す。深い深さ (300 m 付近) の水ほど、日高湾内の水温・塩分極小水に近く、深さ 100 m 付近の水は海峡内の水に近い。このような水温－塩分の直線関係は、TW の流出水が冬季に形成された冷たい親潮系水の上に乗り上げつつ、両水塊間で単純混合していることを示唆している。また、この観測時に観測した TW との混合では説明できない高塩分

の水が日高湾内には存在している。それは海峡出口の水塊（○印）よりも高塩分側にある×印の水である。この高塩分水は2月～4月の海峡内の水（△印）方向へ延びるような水温－塩分関係を示している。すなわち、これらの高塩分水は本観測以前に海峡から流出した水が低塩・低温化されながらも、日高湾内に残留していることを示唆するものである。

3.3.4.2. 渦位・塩分・水温の等密度面分布

日高湾では二重拡散による密度面を横切る鉛直混合（3.3.3 節）が示唆される一方、特徴的な密度面における水配置と水平混合（3.4.2 節）も示唆された。そこで、Fig. 3.5 と同様に津軽 Gyre を取り巻く A～E 観測線において、渦位・塩分・水温の等密度面分布を Fig. 3.7 に示した。渦位分布は全観測線共通して、密度 $26.18\sigma_\theta$ 面の津軽 Gyre 近傍と $26.5\sigma_\theta$ よりも重い密度帯の二カ所に低渦位水 ($Q < 4 \times 10^{-7} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$) を示す。密度 $26.18\sigma_\theta$ 面上の低渦位付近には津軽 Gyre に伴う高温高塩分水が位置する傾向がみられるが、両者の対応は明瞭ではない。むしろ、低渦位付近から高温高塩分水が水平方向に広がっているようにみえる。塩分分布には密度 $26.5\sigma_\theta$ 付近にもう一つの高塩分コアがみられるが、これも津軽 Gyre から外れた水平的な広がりが大きい。水温・塩分極小で特徴付けられる密度 $26.75\sigma_\theta$ の水は全観測線共通してみられるが、渦位分布には目立った特徴はない。

3.3.4.3. 密度－塩分ダイアグラム

Fig. 3-6 の水温－塩分ダイアグラムの表示形式では、同じ水温－塩分関係の水が同じ場所にプロットされてしまい、水塊の存在量に関する情報が欠けてしまう。さらに、Fig. 3-7 でみたように等密度面上を水平方向に広がる高塩分水の存在も示唆される。すなわち、水温と塩分の空間分布から津軽 Gyre の分岐の様子を正しく記述するためには、津軽暖流水の存在量を考慮した解析が必要となる。そこで、等密度面上の塩分分布からモード水を特定することを考えた。この考え方に立ち、密度－塩分ダイアグラムにおいて、密度は $0.02\sigma_\theta$ 間隔、塩分は 0.05 間隔に区分し、各格子における頻度（％表示）分布図を Fig. 3.8 に示した。日高湾内（×印）の 1 m 間隔の観測データを用いて密度 $27.0 \sim 26.0\sigma_\theta$ 、塩分 $33.0 \sim 34.2$ の水について解析を行った。データの総数は約 15000 個なので 0.007% が 1 個のデータに相当する。Fig. 3-8 には Fig. 3-6 と同様に、海峡内（△と▲印）と海峡出口（○印）の水も同じ記号で表示している。頻度分布は凡例に示したようにコンターと濃淡で示し、注目するモード水（頻度が高く、大量に存在するほぼ均質な水、すなわち、低渦位水）は濃い灰色領域で強調される。

26.5 σ_θ よりも重い密度帯の頻度分布は、密度 26.75 σ_θ 付近の塩分極小 (S_{min}) を境に「く」の字に曲がり、大量の水が狭い塩分の範囲に集中している。逆に、26.2~26.3 σ_θ の密度帯の頻度は非常に低く、これは 3.3.2 節で記述した弱い密度躍層を示している。この密度躍層よりも軽い密度 26.18 σ_θ には、塩分 33.5 付近にモード水が存在している。このモード水は Figs. 3-5・3-7 に示した津軽 Gyre 付近で弱い密度躍層以浅に存在していた低渦位水に対応する。

そこで、津軽 Gyre の分岐の様子をモード水の分布で捉える密度面として、弱い密度躍層 (26.2~26.3 σ_θ) を上下に挟む、26.18 σ_θ と 26.5 σ_θ (Fig. 3-8 の太い横実線) を選択した。密度 26.18 σ_θ 面における塩分分布を調べれば、津軽 Gyre の流れに伴う移流の様子を知ることができる。密度 26.5 σ_θ 面には、海峡出口の水 (○印) よりも高塩分の水が存在し、この密度面の空間分布を調べれば過去に流出した水等を特定できる。これらの密度面においても、水平的な混合が期待されるため、ここでは、観測時の津軽海峡出口付近の塩分値 (OW と全く混合していない状態の TW) と日高湾内で観測された最も低い塩分値 (日高湾に存在していた OW の代表値) の間での等密度混合を仮定し、観測された海水中における TW の割合 (等密度面混合率) をパーセントで表示する。Fig. 3-8 に表示したように、26.18 σ_θ 等密度面の 100 %は塩分 33.95, 0 %は塩分 33.10, 26.5 σ_θ 等密度面の 100 %は塩分 33.8, 0 %は塩分 33.35 とした。

3.3.4.4. 26.18 σ_θ と 26.5 σ_θ 等密度面の水深と水塊混合率の水平分布

Fig. 3-9 の左側が (a) 26.18 σ_θ 等密度面、右側が (b) 26.5 σ_θ 等密度面の結果であり、上段に等密度面水深、下段に等密度面における混合率の水平分布図を示した。水深分布 (Fig. 3-9(a)(b) の上段) は両密度面で定性的にはよく似ており、津軽 Gyre の中心付近で円形状に深い構造を示し、津軽 Gyre の北側では傾圧的な分岐を示唆するように、等値線は西側に大きく曲がっている。このような分布形状は Fig. 3-3 に示した ΔD の水平分布とほぼ同じであり、津軽 Gyre に伴う密度流の圧力場が内部境界面の傾きで説明されることを示している。一方、等密度面混合率の水平分布は過去における水塊混合の履歴、Fig. 3-4 の流速ベクトル場が示した陸棚斜面上の西向き流による移流場を反映するため、傾圧流場とは必ずしも一致しない分布を示している。

津軽 Gyre 内モード水を代表する 26.18 σ_θ 等密度面における混合率の水平分布 (Fig. 3-9(a) 下段) は 3 カ所の極大域 (TW の割合が多い水塊) を示している。一つは等密度面水深が極大値を示した時計回りの津軽 Gyre の中央付近、もう一つはその東側の反時計回りの渦流付近にある。3 カ所目の極大域は津軽 Gyre 北側の分岐付近にある。流速ベクトル分布

(Fig. 3-4) の対応でみると、この場所は津軽 Gyre 西側の北上流が水深 125 m 付近で西向きに流向を変化するところであり、分岐先端付近の孤立水塊（津軽暖流水の割合は 45%程度）のようにもみえる。

津軽 Gyre の下部付近にある $26.5\sigma_\theta$ 等密度面混合率の水平分布 (Fig. 3-9(b)下段) において、混合率が 100 %を超える水塊（極大値は 105 %以上）は津軽 Gyre の中心付近にある。この水塊は 3.3.4.1 節でも記述したように、本観測以前に海峡から流出した、より高塩な津軽暖流水が津軽 Gyre の中核水を形成していることを示す。津軽 Gyre を取り巻く $26.5\sigma_\theta$ 等密度面の水深分布の形状はほぼ円形であるが、60 %以上の高混合率を示す水塊が津軽 Gyre から外れて、北西方向に伸びる傾向がみられる。その位置は $26.18\sigma_\theta$ 等密度面でみられた極大値の場所よりも、さらに西側で沖合の陸棚斜面上にある。重い密度帯の高混合率の水塊ほど西側へ広がっている傾向は、深さ 252 m の流速ベクトル分布 (Fig. 3-4) が示した陸棚斜面上の西向き移流によって説明されると考える。

3.4. まとめと考察

今回実施した短期集中観測によって、津軽 Gyre が北部陸棚斜面に接した直後の分岐初期の海洋構造をはじめて捉えることができた。まず、観測された津軽 Gyre の中核水は、春季以前に津軽海峡内に存在していた高塩分水を起源とすることがわかった。この結果より、春季から初夏に至る間に、この高塩分の中核水を取り囲むように津軽暖流水が移流され、津軽 Gyre が次第に形成されるのが推測される。このとき、津軽海峡から流出した津軽暖流水は海峡出口及び日高湾内において親潮水と混合し、密度 $26.18\sigma_\theta$ 面上でみた場合、海峡出口の津軽暖流水を 100 %とすれば、津軽 Gyre を取り巻く津軽暖流水の割合は 40~50 %程度となる。北部陸棚斜面における津軽 Gyre の分岐は北側に張り出した小さな蛇行流のように見え、その先端付近には津軽暖流水の割合 45 %程度の水塊がパッチ状に移流されていた。ところが、同じ津軽暖流水を起源とする高塩分水を密度 $26.18\sigma_\theta$ 面よりも重い密度帯 ($26.5\sigma_\theta$ 以深) で調べると、この分岐先端よりもさらに西方の海域まで広がっていることがわかった。下層ほど先行して西方への広がる津軽暖流水は、ADCP の流速観測から示された陸棚斜面上の西向き流の存在と矛盾しない。なお、この西向き流は密度場から推測された傾圧地衡流と一致しないことから、底層捕捉流もしくは順圧流である可能性が高い。ただし、観測された流向は等深線に直交しているため、定常流というよりも遷移的な流速場が観測されたと考える。

津軽 Gyre から分岐流が切離する力学解明は次章の課題であるが、本観測結果は津軽 Gyre の分岐現象が表層よりも底層側で先行していた証拠を提示している。これは次の分岐メカ

ニズムを推測させる。春季から初夏にかけて、津軽 Gyre は表層の傾圧流として発達し、その先端が北部陸棚斜面上まで達する。このとき、津軽 Gyre が陸棚斜面上の表層に進入するため、それ以前に斜面上にあった水柱は強制的に縮む。これが底層流を伴う海底捕捉波を励起し、斜面の浅瀬側を右手にみて西方伝播する。すなわち、津軽 Gyre の分岐という表層流の現象は、陸棚斜面上の海底捕捉波の励起・伝播という下層流が引き起こしている、というメカニズムである。

3.5. 参考文献

- Conlon, D.M. (1982): On the outflow modes of the Tsugaru Warm Current, *La mer*, **20**, 60-64.
- Gill, A. E. and E. H. Schumann (1979): Topographically induced changes in structure of an inertial coastal jet: application to Agulhas current. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 975-974.
- 長谷川伸彦・磯田豊 (1997): 噴火湾の水収支. *海と空*, **73**, 113-121.
- Isobe, A., X. Guo, and H. Takeoka (2010): Hindcast and predictability of sporadic Kuroshio-water intrusion (kyucho in the Bungo channel) into the shelf and coastal waters. *J. Geophys. Res.*, **115**, C04023, doi:10.1029/2009JC00418.
- 磯田豊・長谷川伸彦 (1997): 噴火湾の熱収支. *海と空*, **72**, 13-21.
- 磯田豊・長谷川伸彦・清水学 (1998): 噴火湾の塩収支と海水交換. *海と空*, **74**, 27-37.
- 小林直人・磯田豊・黒田寛・木村修・山口秀一・大西光代・アナ ルイザ ロザ (2006): 北海道亀田半島沖における流れ場及び水塊の季節変化. *沿岸海洋研究*, **44**, 59-67.
- Miyama, T., and Y. Miyazawa (2013): Structure and dynamics of the sudden acceleration of Kuroshio off Cape Shionomisaki. *Ocean Dynamics*. doi:10.1007/s10236-013-0591-7.
- 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.
- 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.
- Rosa, A. L., Y. Isoda and N. Kobayashi (2009): Seasonal variations of shelf circulation in Hidaka bay, Hokkaido, Japan, with an interpretation of the migration route of

- juvenile walleye pollock. *J. Oceanogr.*, **65**, 615-626.
- Ruddick, B. R. (1983): A practical indicator of the stability of the water column to double-diffusive activity. *Deep Sea Res., Part A*, **30**, 1105-1107.
- Shimizu, M., Y. Isoda and K. Baba (2001): A late winter hydrography in Hidaka bay, south of Hokkaido, Japan. *J. Oceanogr.* **57**, 385-395.
- Takeuchi, J., N. Honda, Y. Morikawa, T. Koike, and Y. Nagata (1998): Bifurcation current along the southwest coast of the Kii peninsula. *J. Oceanogr.*, **54**, 45-52.
- Ueno, H., and I. Yasuda (2000): Distribution and formation of the mesothermal structures (temperature inversions) in the North Pacific Subarctic Regions. *J. Geophys. Res.*, **105**, 16885-16898
- Yasuda, I. (1997): The origin of the North Pacific Intermediate Water. *J. Geophys. Res.*, **102**, 893-909.

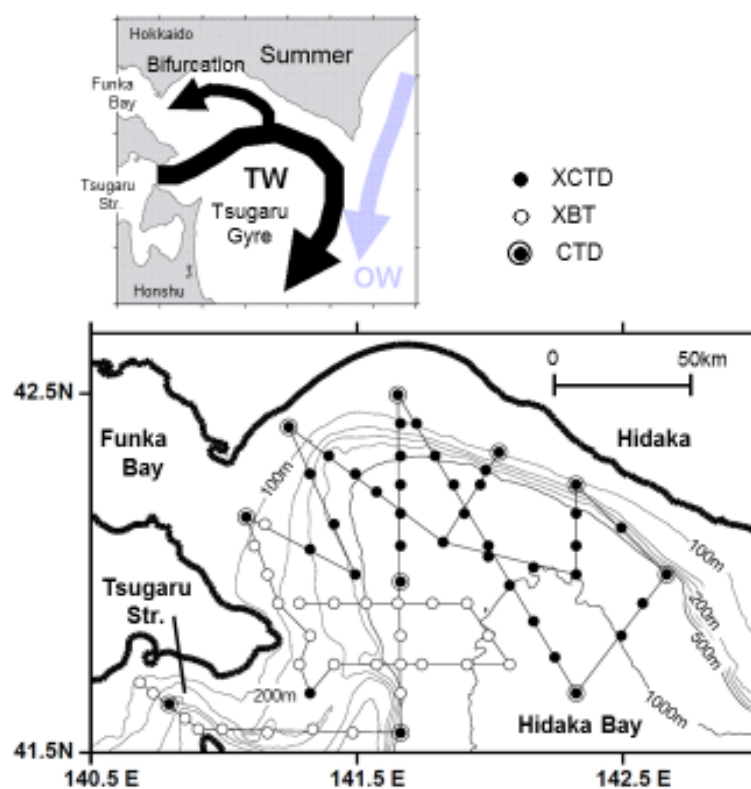


Fig. 3-1 Upper panel shows the schematic flow pattern of Hidaka Bay in summer, suggested by Rosa *et al.*(2007) (TW: Tsugaru Warm Current Water, OW: Oyashio Water). Lower panel shows the map of study area with bottom topography. Solid circles, open circles and double circles indicate the hydrographic observation points of XCTD, XBT and CTD, respectively.

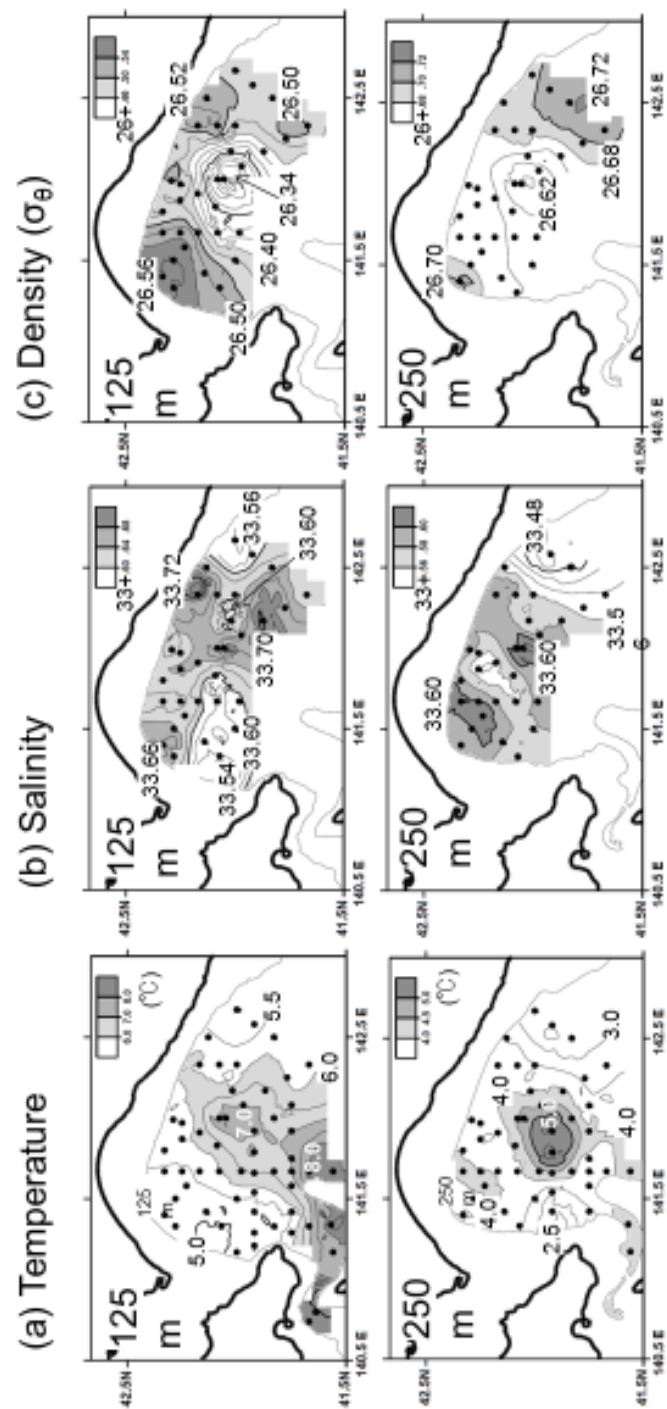


Fig. 3-2 Horizontal distributions of (a) temperature, (b) salinity and (c) density at the depths of 125 m (upper panels) and 250 m (lower panels) in Hidaka Bay. The contour intervals of temperature, salinity and density are 0.5 °C, 0.02 and 0.02 σ_θ , respectively.

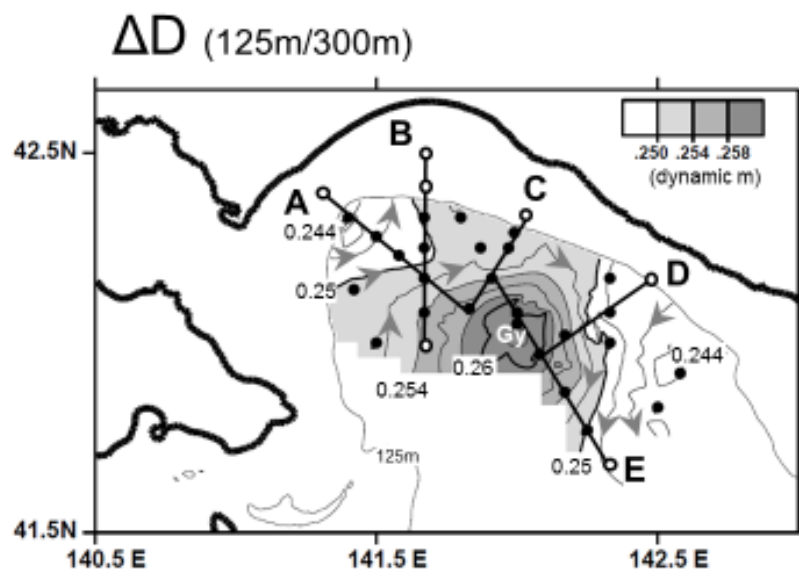


Fig. 3-3 Horizontal distribution of dynamic depth anomaly (ΔD) at the depth of 125 m referred to 300 m depth. The contour interval is 0.004 dynamic meter. Arrows indicate flow pattern of geostrophic current. Solid circles indicate hydrographic observation points using the calculation of ΔD . Five solid lines named by A to E are selected to make the vertical distributions of water properties as shown in Fig.3-4.

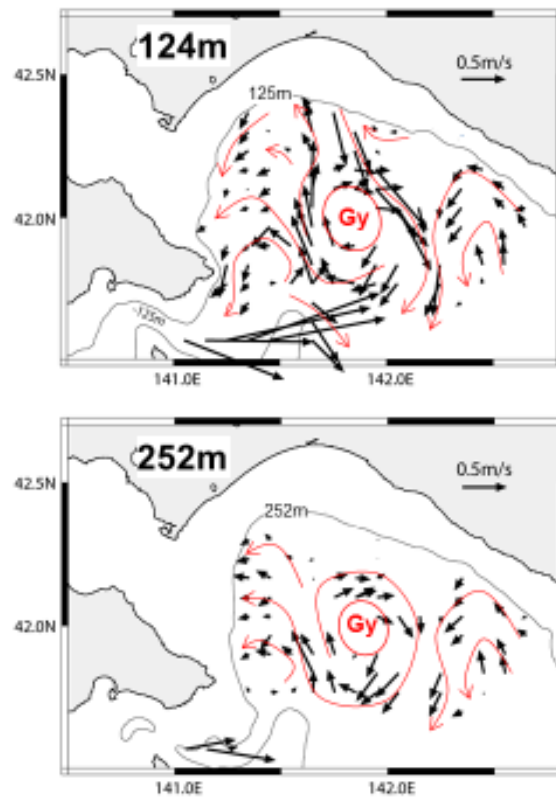


Fig. 3-4 Horizontal distributions of snapshot current vectors (ADCP) at depths of 124 m (upper) and 252 m (lower) along the track chart of *Ushio Maru* cruise on 14-17 June in 2010. The possible discussed flow patterns based on these vectors are schematically drawn by red arrows.

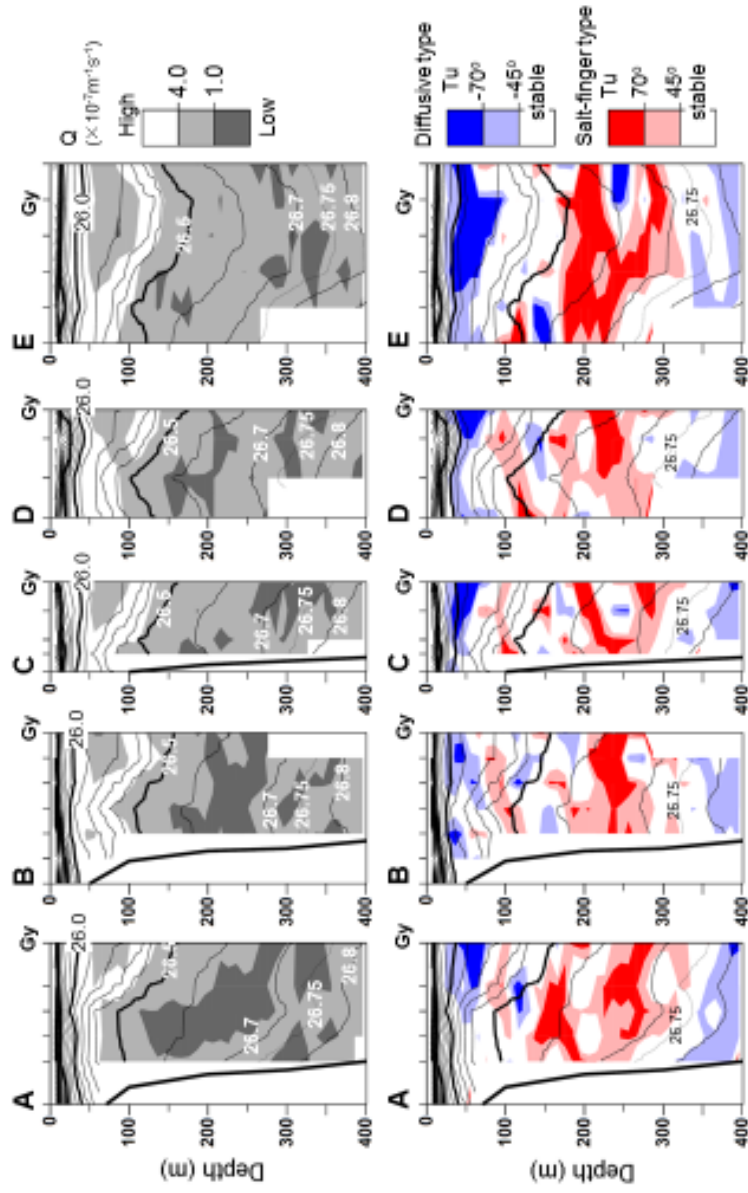


Fig. 3-5 Vertical distributions of density (contour, both upper and lower panels), potential vorticity (Q: shade on the upper panels) and Turner angle (Tu: shade on the lower panels) along the cross-sections from A to E lines.

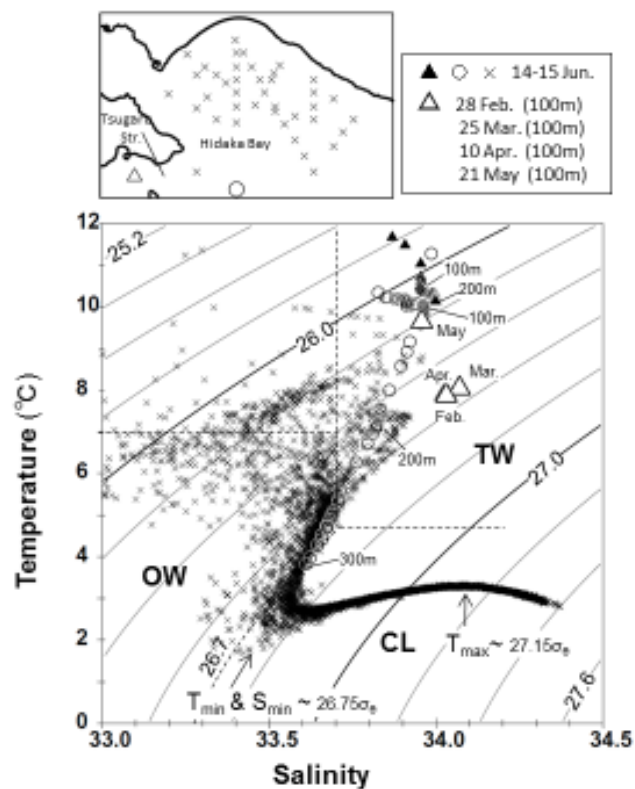


Fig. 3-6 T-S (temperature-salinity) scatter diagram based on the hydrographic data (TW: Tsugaru Warm Current Water, OW: Oyashio Water, CL: Cold Lower-Layer water). The symbols of closed triangle, open circle and cross indicate the data observed within the Tsugaru Strait, at its eastern exit and in the Hidaka Bay on 14-17 June in 2010. The symbols of open triangle indicate the monitoring data at the depth of 100 m within the Tsugaru Strait, which were observed on 28 February, 25 March, 10 April and 21 May in 2010.

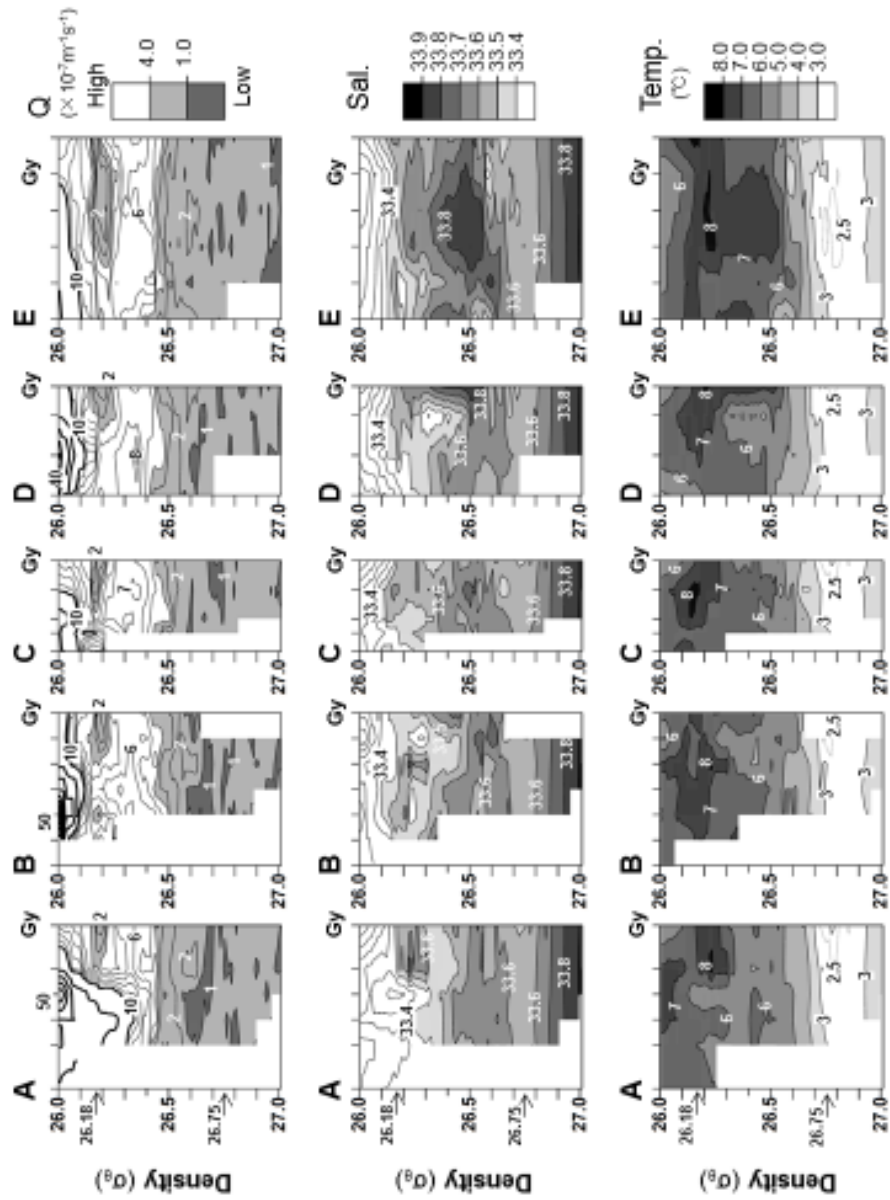


Fig. 3-7 Potential vorticity (Q), salinity and temperature versus density (σ_θ) along the cross-sections from A to E lines.

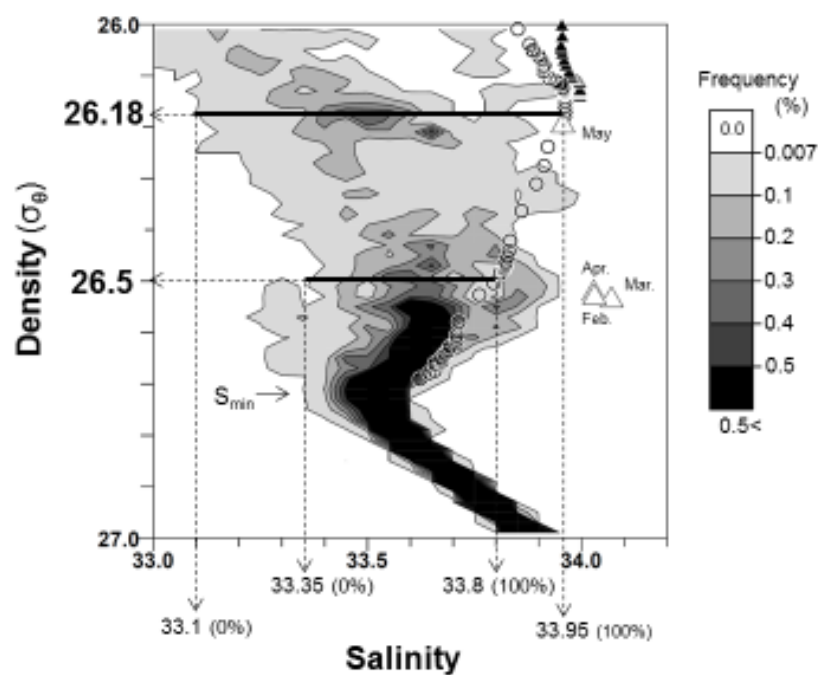


Fig. 3-8 D-S (density-salinity) diagram for the relative observational frequency. Its statistical rectangular grid size is $0.02\sigma_\theta \times 0.05$. Note that the frequency less than 0.007 % is no data.

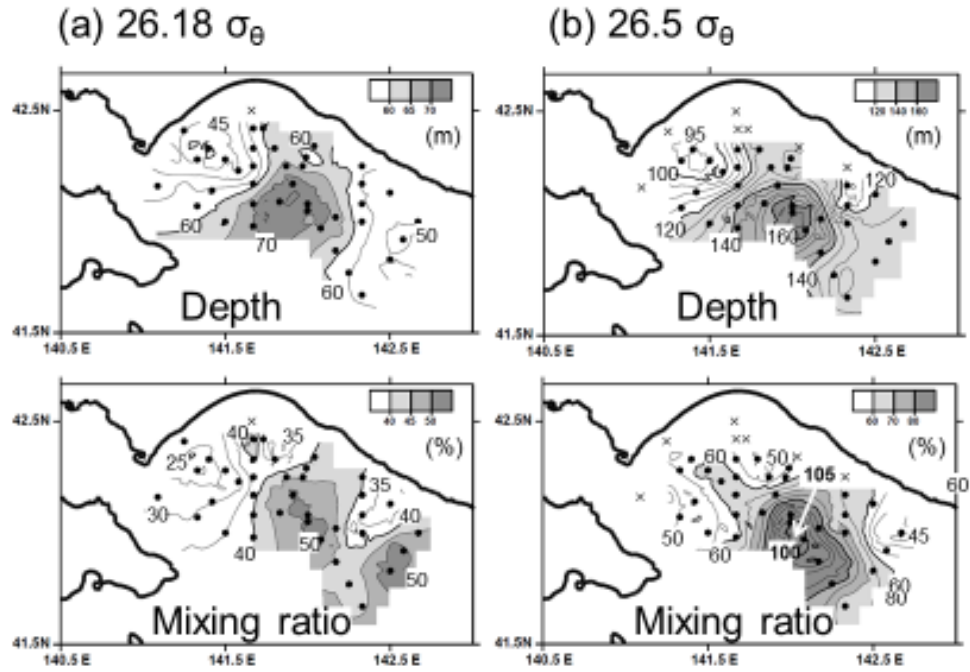


Fig. 3-9 Horizontal distributions of isopycnal surface depth (upper panels) and mixing ratio (lower panels) of TW on the surfaces of (a) $26.18\sigma_{\theta}$ and (b) $26.5\sigma_{\theta}$. The contour intervals of depth and mixing ratio are 5m and 5.0 %, respectively.

4 章 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

4.1. 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、本章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、アルボラン海での 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. 4-1) 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. 4-1 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。

3章で記述したように、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。その結果、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. 4-2 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. 4-2 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、3章で推測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、4.2 節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 4.3 節で述べる。4.4 節で津軽 Gyre 分岐の励起について考察する。

4.2. 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. 4-1 に示した日高湾周辺のリアル地形を Fig. 4-3 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. 4-3 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. 4-3 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に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、3 章の観測結果を参照して、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 (3 章を参照) 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 $Mr=1$ Sv、水深 $H_1=200$ m、流入幅 $W=20$ 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ー流 (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。

4.3. モデル計算結果

4.3. 1. 北部陸棚斜面の有無による分岐の相違

Fig. 4-4 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、3 章で記述したが 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. 4-4 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. 4-4 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（ $t = 60 \sim 100$ 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。

4.3.2. 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（ $t = 60$ day）のモデル結果を 3 章で記述した 2010 年 6 月の観測結果と比較する。Fig. 4-5 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. 4-2 の(d))とモデル表層流速場 (Fig. 4-5 の(a))を、水塊混合率の観測結果 (Fig. 4-2 の(b)) とモデル表層水温場 (Fig. 4-4 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. 4-2 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. 4-5 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. 4-4 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. 4-2 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。3 章では，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. 4-2 の(b) の水塊混合率と Fig. 4-4 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. 4-2 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拡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. 4-4 の(a) の $t = 60 \text{ day}$) 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 9~10 °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 6~9 °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、3～9 °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、 $t = 60 \text{ day}$ 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. 4-5 の(b)) は表層流 (Fig. 4-5 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. 4-5 の(c)と(d))。これは A 印付近の渦流が順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. 4-5 の(b))。渦流の岸側の東向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. 4-5 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. 4-4 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 $t = 60 \text{ day}$ 以降も安定して保たれている。

4.3.3. 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. 4-5 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. 4-6 の(a)と(b) に示す。時計回りの津軽 Gyre と同じ方向の東向流（ $v > 0$ ）を赤色、逆方向の西向流（ $v < 0$ ）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、冲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流である。しかし、断面直交流速は逆向きの西向流を示し、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順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. 4-5 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流、沖側は西向流を示すものの、底層にまで至る鉛直構造から、有意な大きさをもつ順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 では西向流がほとんど消え、津軽 Gyre の表層では東向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順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 の流速差である鉛直シア一流 $\hat{v} = v_s - v_b$ 、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. 4-7 の(a)と(b) に示す。Fig. 4-6 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 $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 等温線の深度の時空間ダイヤグラムを Fig. 4-7 の(c) に示す。Fig. 4-7 における $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 等温線深度の変動から判断すると、 $t = 30\text{ day}$ 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、 $t = 100\text{ day}$ ころまで継続しているといえる。 $t = 100\text{ day}$ 以降は $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 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. 4-7 の(a) に示す鉛直シア一流 $\bar{v}$ は $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 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. 4-7 の(b) に示す鉛直平均流 $\bar{v}$ は鉛直シア一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 ($t = 30\sim 100\text{ day}$) 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 $6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 等温線深度や鉛直シア一流 $\bar{v}$ 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一流 $\bar{v}$ 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。

4.3.4. 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. 4-7 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. 4-5 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. 4-8 は B 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ヤグラムである。相対渦度 ζ/f は Fig. 4-5 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、B 線上における長期的な変化傾向をみる。Fig. 4-8 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 $x = 80 \sim 100$ 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. 4-4 や Fig. 4-5 でみた南下流の西端に対応し、これを境界にして、Fig. 4-8 の(a)と(b)に示す表層と底層の両層の相対渦度は $t = 100$ 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. 4-8 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. 4-7 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. 4-8 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見える。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見える。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. 4-8 の(c) に赤斜め線で強調し、Fig. 4-8 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. 4-8 の(b) に緑斜め線で強調し

た西方伝播する擾乱と Fig. 4-8 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。

4.3.5. 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. 4-7 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. 4-9 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. 4-7 の(c)) を伴った底層基準の鉛直シア一流 (Fig. 4-7 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. 4-8 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 $\sigma(l)$ とした。基本場の代表的なパラメータ値は $t = 60 \text{ day}$ 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. 4-10 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 ($\lambda_1 \rightarrow 0$) 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. 4-10 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. 4-10 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. 4-7 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. 4-8), Fig. 4-10 の(a) に示す σ_- と σ_+ の解がそのまま二つの擾乱に対応すると考えられる。Fig. 4-8 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. 4-8 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. 4-10 の(a) に示す分散曲線の傾きから、東向きの 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、西向きの σ_- の位相速度の大きさは東向きの 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。

4.4. 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も強制の仕方依存する。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. 4-10 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. 4-8 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. 4-4 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 ($t = 40 \sim 60$ 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. 4-6), 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. 4-5 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. 4-5 の(c)と(d)) からも支持される。

次に, Gyre 分岐後 $t = 100$ 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。4.3.5 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. 4-10 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。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. 4-4 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. 4-4 の(a)), 陸棚斜面方向の流速成分をもつ Gyre 侵入が弱まり (Fig. 4-7 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. 4-7 や Fig. 4-8)。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。

4.5. 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, 北部陸棚斜面上でおこなった観測 (3 章) 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な流動場を調べた。Fig. 4-11 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. 4-11 の(a)と(b)の右図を参照)。

Fig. 4-11 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. 4-11 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 $0.1\sim0.2\text{ m s}^{-1}$ 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 の発達を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 ($50\sim200\text{ km}$ 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. 4-11 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. 4-4 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。

4.6. 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。

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

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

ここで,

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

であり,

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

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

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

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,

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

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,

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

と置けば,

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

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,

$$ad - bc = 0 \quad (\text{A14}).$$

この (A14) 式を周波数 σ に関する 2 次方程式の形に変形し,

$$\begin{aligned} a' &= \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} \left\{ \lambda_i^{-2} + \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} \right\} \\ b' &= - \left\{ \beta_i l \left(\lambda_i^{-2} + \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} \right) + V l \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} \left\{ \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} + 2\lambda_2^{-2} \right\} \right\} \\ c' &= V l^2 \left\{ \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + l^2 \right\} (\beta_i + V \lambda_2^{-2}) \end{aligned} \quad (\text{A15})$$

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 $\sigma(l)$ の擾乱解は

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

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。

4.7. 参考文献

- 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.
- 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.Geophy.Res.*, **112**, C04016, doi:10.1029/2006JC003595.
- 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-

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.

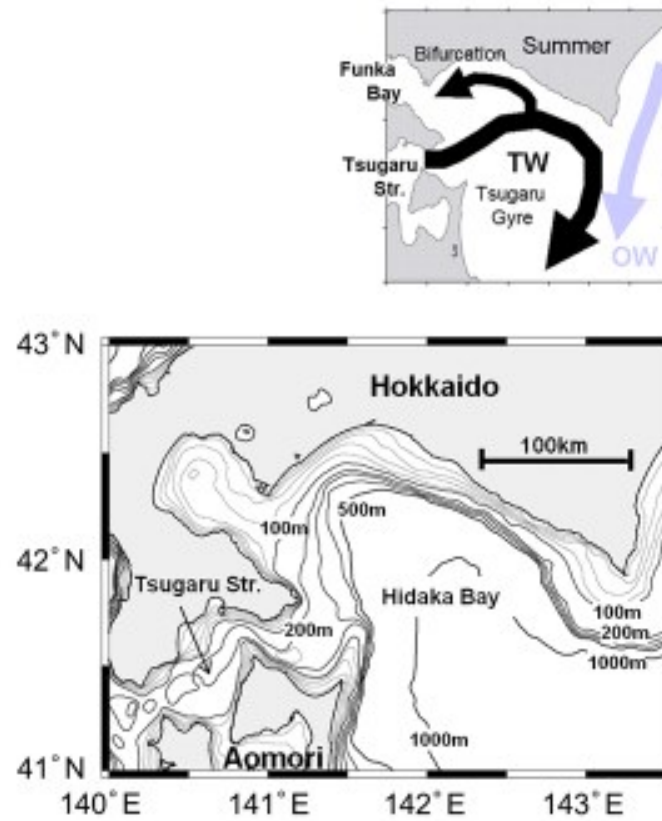


Fig.4-1 Bottom topography around the Hidaka Bay and the Tsugaru Strait, together with a schematic flow pattern suggested by Rosa *et al.* (2007). TW: Tsugaru Warm Current Water. OW: Oyashio Water.

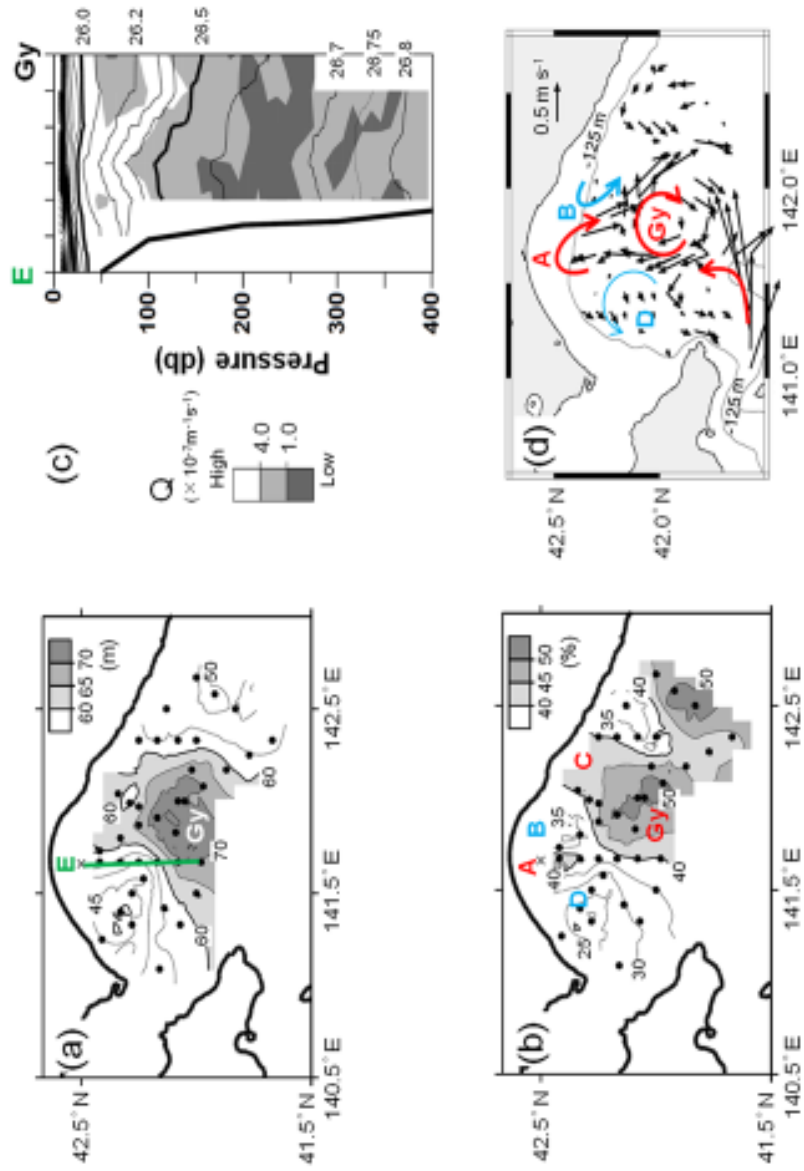


Fig.4-2 Observational results around the Taugaru Gyre. (a): Depth of 26.18 σ_θ surface. (b): Mixing ratio on the 26.18 σ_θ surface. (c): Density and potential vorticity along the section E shown in (a). (d): Current vectors at 124 m depth. Symbol "Gy" indicates the center of Taugaru Gyre, and "A" to "D" local bifurcation features of Taugaru Gyre.

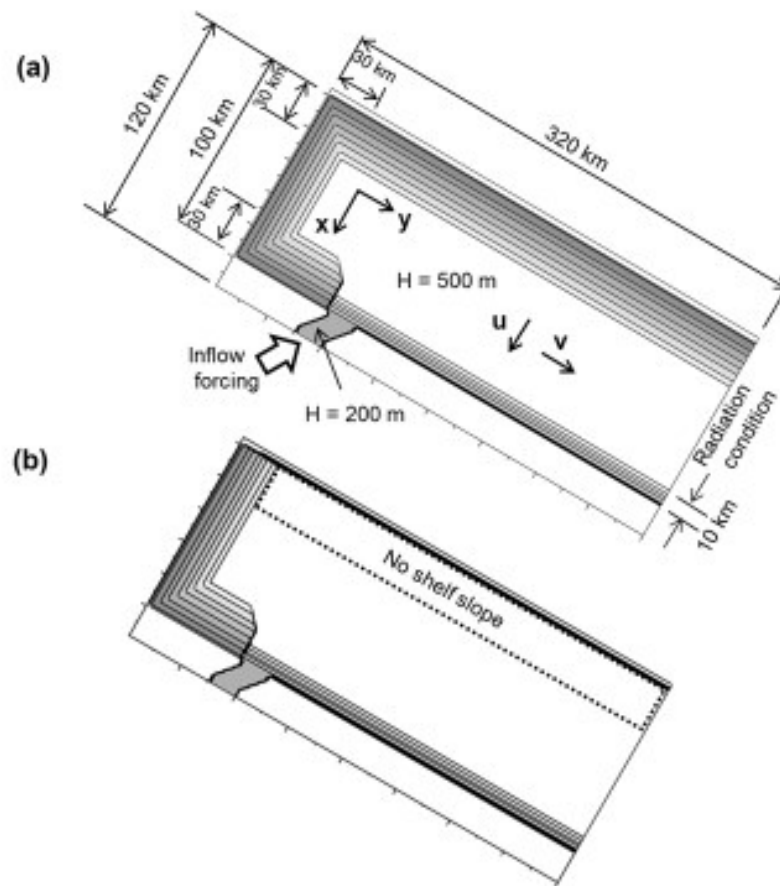


Fig.4-3 Model configurations. (a): Case 1 with the shelf slope along the northern boundary. (b): Case 2 without the shelf slope.

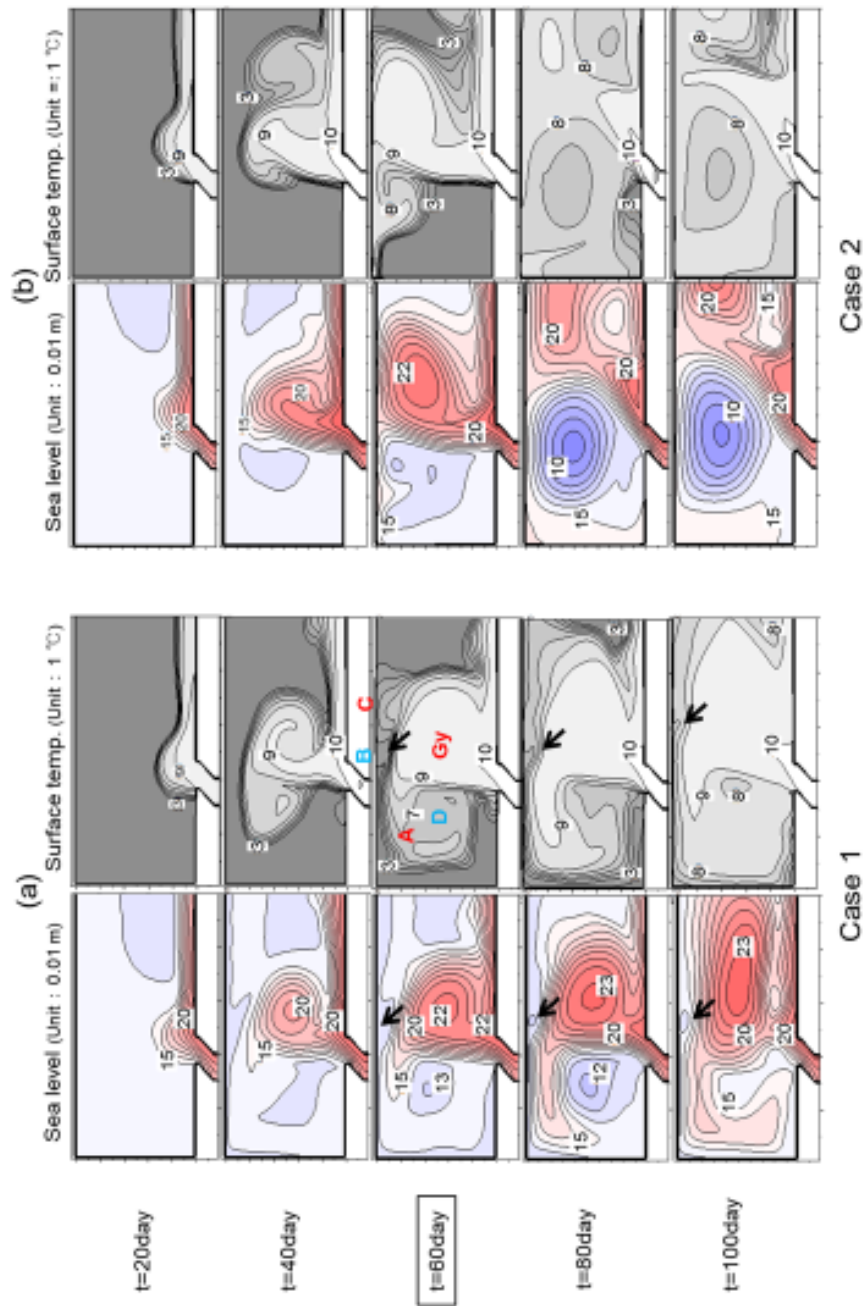


Fig.4-4 Sea level and sea surface temperature from the day 20 to the day 100 with 20-days interval.
(a): Case 1. (b): Case 2. Symbols are same as in Fig.4-2.

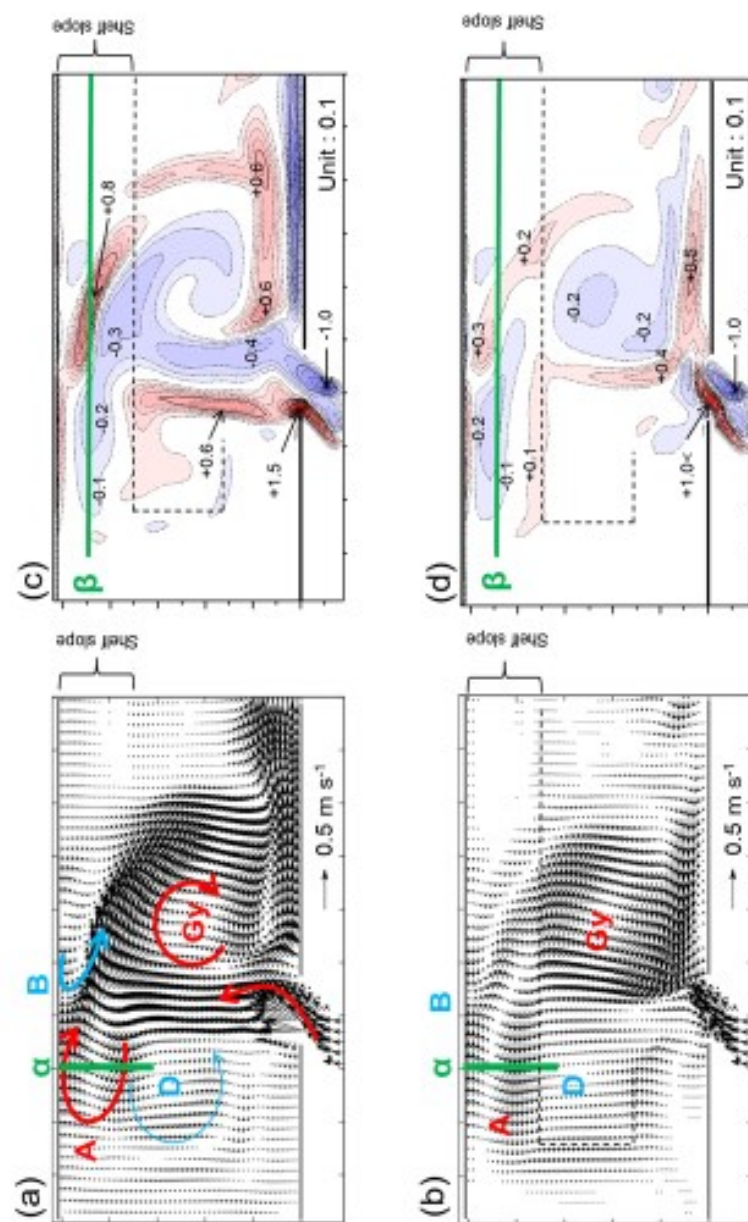


Fig.4-5 Current vectors at surface (a) and bottom (b), and normalized relative vorticity at surface (c) and bottom (d) on the day 60.

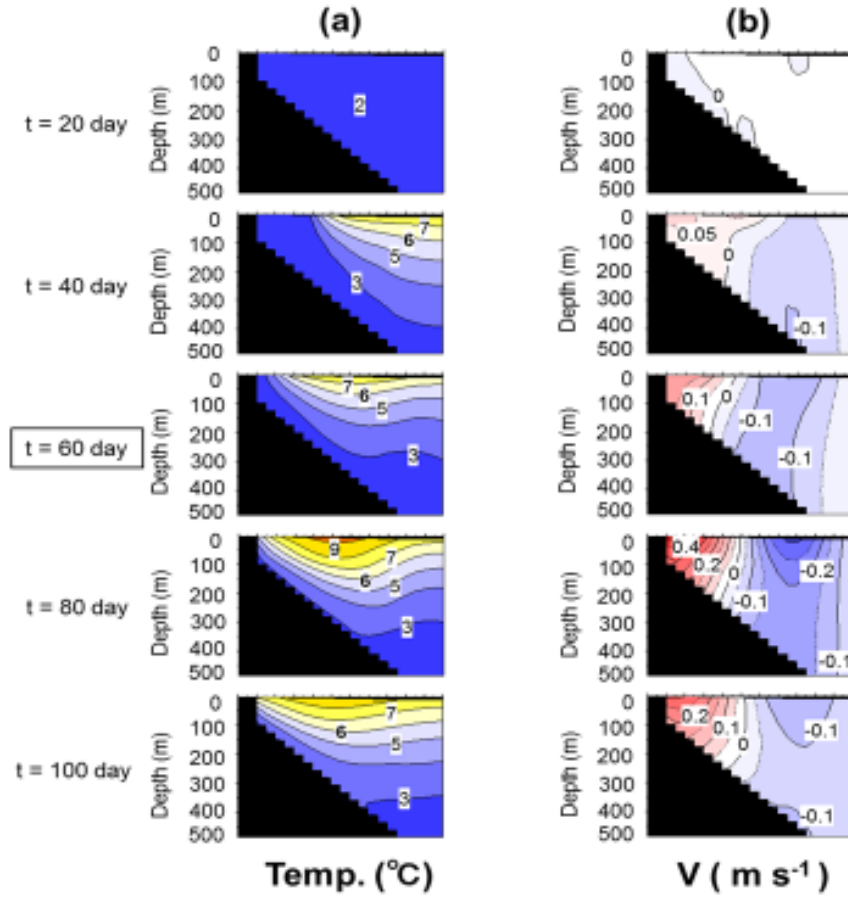


Fig.4-6 Vertical sections of water temperature (a) and east component velocity (b) from the day 20 to the day 100 with 20-days interval along α -line shown in Fig.4-5.

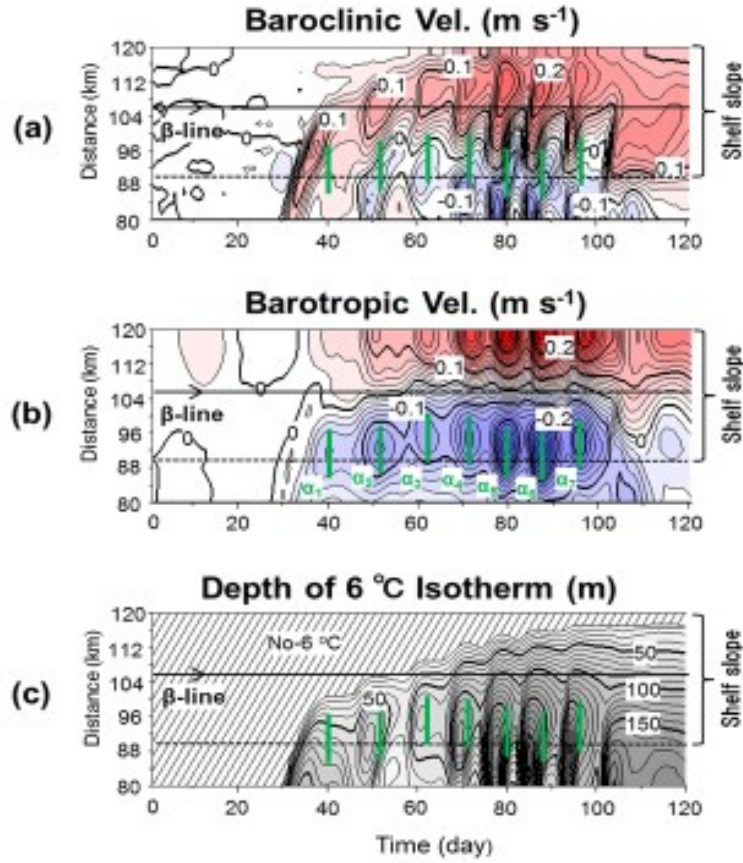


Fig.4-7 Time-space plots of baroclinic velocity component (a), barotropic velocity component (b), and depth of 6 °C isotherm (c) along α -line shown in Fig. 4-5. Green lines indicate the date of the maximum eastward barotropic flow.

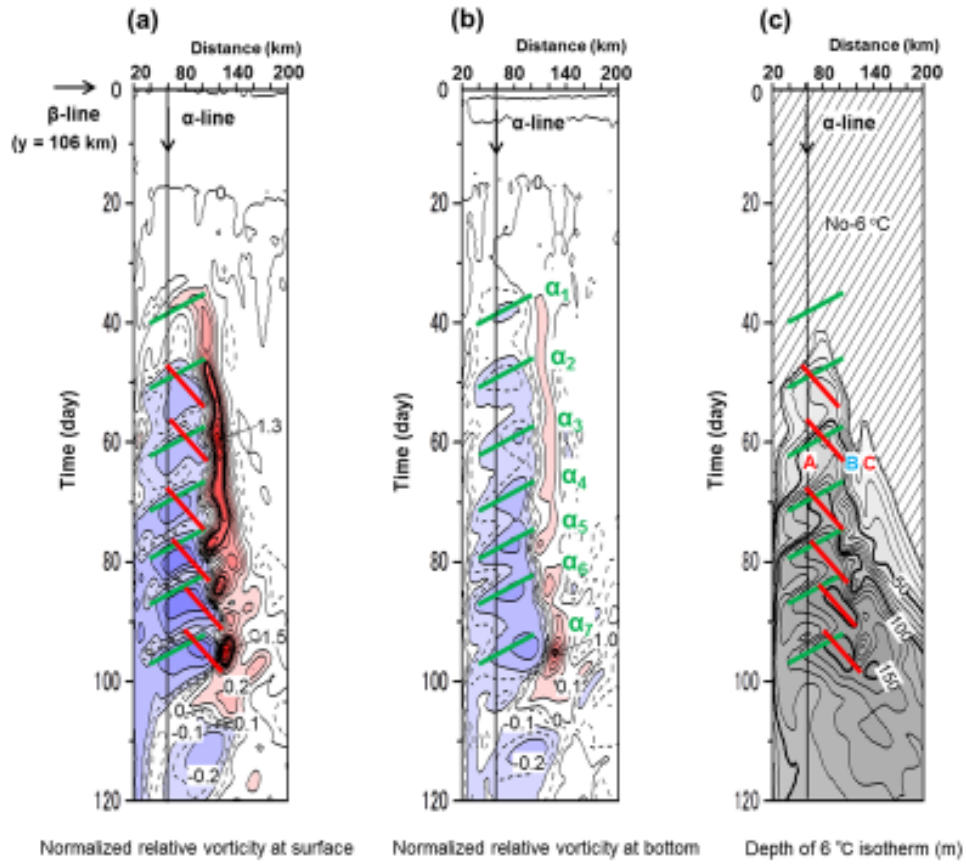


Fig.4-8 Time-space plots of normalized relative vorticity (C.I.=0.1) at surface (a) and bottom (b), and depth (C.I.=10 m) of 6 °C isotherm (c) along β -line shown in Fig. 4-5. Red lines indicate the eastward propagation of the individual maximum depth of 6 °C isotherm. Green lines in Fig. 4-7 are also shown.

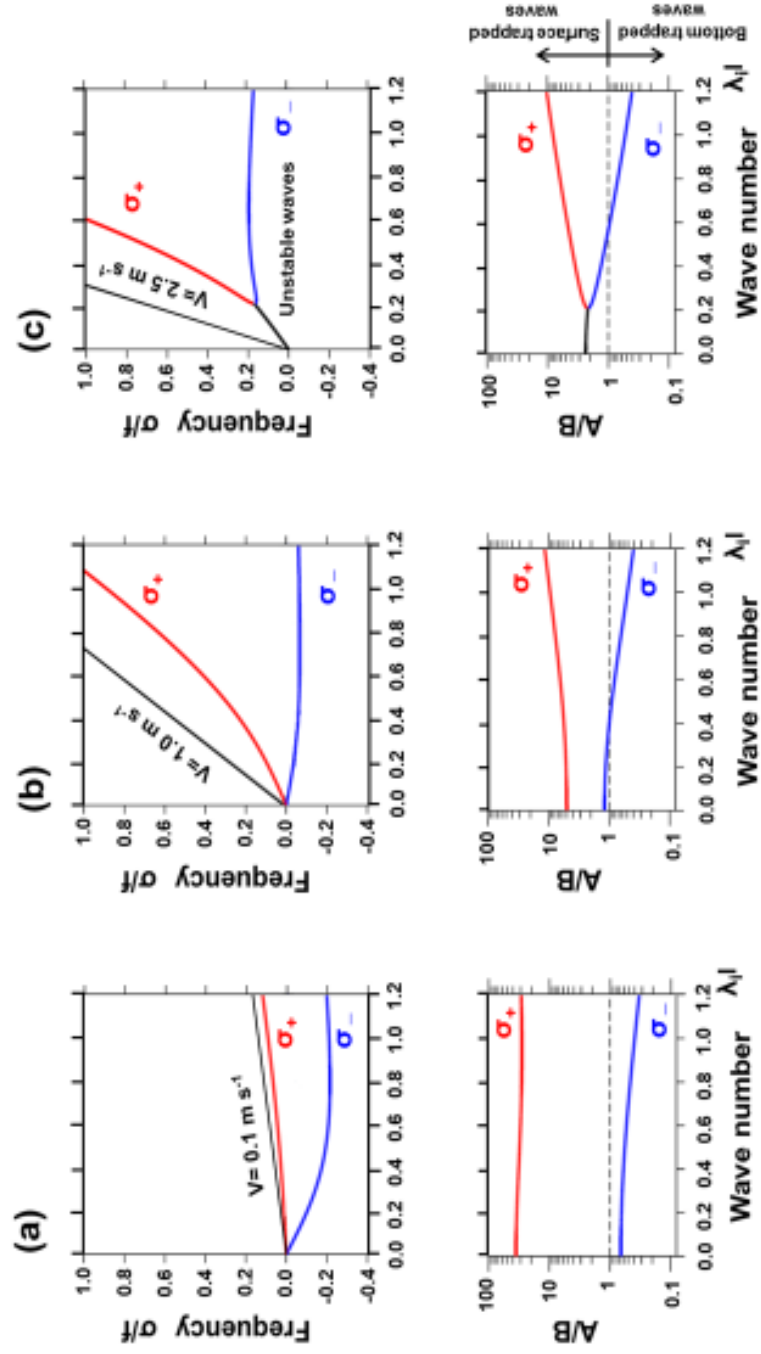


Fig.4-10 Upper panels: Dispersion curves of σ_+ , σ_- , and σ in (A17) for cases of $V = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ (a), 1.0 m s^{-1} (b), and 2.5 m s^{-1} (c). Lower panels: Same as upper panels except amplitude ratios of upper- to lower-layer current speeds (A/B) given by (A18).

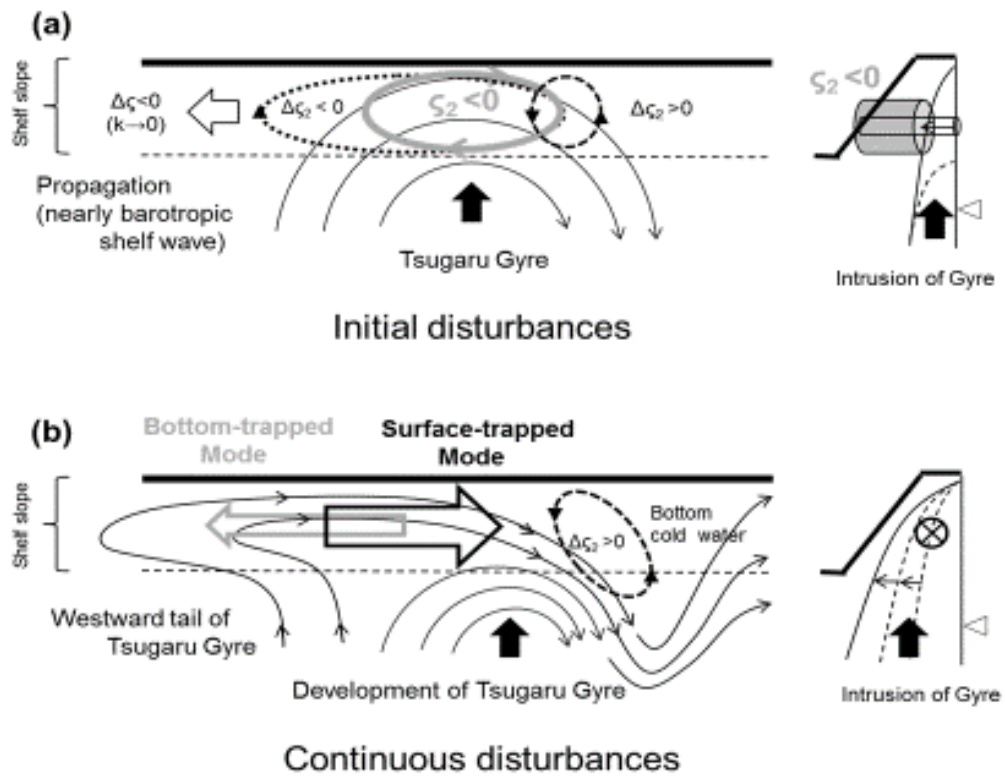


Fig.4-11 Schematics of flow structures in horizontal plane and vertical section after the intrusion of the Tsugaru Gyre into the shelf slope area. (a): Initial disturbances just after the bifurcation. (b): Continuous disturbances during the development of Gyre intrusion.

5 章 初夏の噴火湾表層時計回り水平循環流の 数値実験

5.1. はじめに

夏季の噴火湾表層では、高温低塩水を湾中央部に抱えた時計回りの水平循環流が形成されることが知られている（例えば、大谷・木戸，1980）。似たような時計回り水平循環流の存在は東京湾（Radjawane *et al.*, 2001; Nakayama *et al.*, 2005）、大阪湾（藤原ほか，1994）、伊勢湾（Fujiwara *et al.*, 1997）でも報告されている。しかし、これらは各湾の一级河川流出口付近に形成される小規模な水平渦流（直径 10～20 km 以内）であり、Fujiwara *et al.*（1997）では回転系のエスチャリー鉛直循環流に伴う水柱の伸縮による形成機構を提案している。一方、噴火湾には大きな河川はなく、湾内沿岸一帯には小さな河川が多数点在しているだけである。それにもかかわらず、噴火湾の時計回り水平循環流は河川起源の低塩水を取り込み、湾全域（直径約 40 km）まで広がった大規模な水平渦流にまで成長する。

佐藤ほか（2003）は McCreary *et al.*（1997）が提案した密度可変の 1.5 層モデルを用いて、湾内沿岸一帯に河川水流入条件を課したとき、水平方向の密度差に伴う地衡流調節と内部境界面変位に伴う地衡流調節の相互作用により、表層に時計回り水平循環流が形成される可能性を示唆した。この物理機構自体は興味深いものの、湾内で閉じた水平循環流形成には大きな減衰項が必要であり、モデル再現された流速値は観測値に比べて 1 オーダーも小さかった。高橋ほか（Takahashi *et al.*, 2005 ; Takahashi *et al.*, 2007 ; Takahashi *et al.*, 2010）による一連の研究では、夏季の卓越風であるヤマセが噴火湾北側の陸上山岳地形によって局所的に強い水平シアー風となり、その風応力カールが湾内表層に負の相対渦度を供給し、時計回り水平循環流が形成される物理機構を提案している。これも興味深い物

理機構であるが、ヤマセの卓越時期と水平循環流の形成時期との経時的な関係については明らかにされていない。なお、ヤマセとは北海道・東北地方の太平洋側で春から夏の季節に吹く、冷たく湿った東風もしくは南東風であり（風速値の定義はない）、低温と日照不足が長期間続けば冷害を招くことで知られている。

そこで、本章では過去の観測資料を改めて解析し、表層水平循環流が形成される初夏の物理条件を時間経過に従って整理し直すことが重要と考えた。その整理は、本章の先行研究である柴田ほか（2013）で行い、噴火湾周辺海域における 2004 年から 2007 年の風、河川流出、海洋観測資料の解析から、4 年間で共通した物理条件を抽出した。その結果、初夏は海面加熱による水温上昇期、融雪水による河川増大期、湾外に津軽暖流水が短期的に出現する時期であった。一方、ヤマセの発生頻度と強さは年による違いが大きく、2 節の資料解析例で紹介するように、ヤマセの影響が強い時期（または年）の水平循環流はむしろ不明瞭になることがわかった。さらに、表層の時計回り水平循環流の形成に同期するように、湾内の陸棚斜面上には反時計回りの海底捕捉流の存在も推測された。この海底捕捉流の発生は、夏季の噴火湾底層における貧酸素化の一時的解消（奥村ほか、2011）を説明できる重要な物理現象と考えている。

本章では、柴田ほか（2013）で整理された 3 つの物理条件、(1) 河川供給に伴う淡水化、(2) 津軽暖流水の密度流的流入、(3) 海面熱供給を強制力とした数値モデル実験を行い、噴火湾表層の時計回り水平循環流の励起に寄与する基本的な物理的要因を明らかにする。

5.2 節ではモデル再現すべき海洋構造として、柴田ほか（2013）から引用した 2007 年の観測結果について紹介する。5.3 節では数値計算の概要を示し、モデル結果を 5.4 節でまとめ、3 つの物理条件の中では海面加熱強制の寄与が大きいことを指摘する。すなわち、噴火湾表層の時計回り水平循環流の形成に関する新しい物理機構の提案である。5.5 節では海面加熱による「地形性貯熱効果」に注目し、モデル再現された傾圧流構造と柴田ほか（2013）で推測された海底捕捉流との整合性について議論し、5.6 節で本章の知見をまとめる。

5.2. 海底捕捉流を伴う表層時計回り水平循環流の観測例

本節では柴田ほか（2013）で解析された4年間（2004～2007年）の観測の中で、最も観測頻度の高かった2007年の解析結果について紹介する。Fig. 5-1の地形図に白抜き丸印で示した湾内（Inside）と湾外（Outside）の2地点における水温（湾内 T_i と湾外 T_o ）と塩分（湾内 S_i と湾外 S_o ）の時間－鉛直の等値線図を Fig. 5-2（柴田ほか（2013）の Fig. 7 から引用）に示した。湾内と湾外における成層状態の大きな相違点は、湾外に出現する高温高塩の津軽暖流水にある。Fig. 5-2b 下段の S_o 図にみられるように、湾外に出現する高塩水は必ず年2回あることがわかる（他観測年も同様）。

Fig. 5-3a（柴田ほか（2013）の Fig. 6b から引用）は前の海洋観測から次の海洋観測までの期間（5 期間毎）で積算した積算風応力ベクトルの経時変化図である（使用した資料は気象業務支援センターの MANAL データ：Meso-scale ANALysis data）。これらの分布と大きさから、二つの海洋観測の間の期間の積算値として、海面風強制による渦度供給を定性的に推測できる。Takahashi *et al.*（2004）は湾内に形成された時計回り循環流が傾度風の関係にあり、その流速値の7割程度は力学計算（地衡流）によって再現できることを示した（残りの約3割は遠心力による非地衡流成分）。そこで、表層地衡流で近似的に時計回り循環流形成の有無を表現することを考え、4～10月で計6回実施した海洋観測毎に、水深40mを無流面（表層高温低塩水の下面境界付近）と仮定して海面まで積分したジオポテンシャル・アノマリー（ G_{pu} ）の経時変化図を Fig. 5.3b（柴田ほか（2013）の Fig. 9a から引用）に示した。すなわち、 G_{pu} 等値線を地衡流の流線とみなすことで、渦流もしくは循環流を大まかに推測することができる。一方、海底地形変化の大きな下層側の流れ場を同様の力学計算から推測することは難しい。湾奥が閉じた噴火湾内において、塩分が時間経過とともに増加した場合、高塩水の供給源から考えて、それは湾外からの津軽暖流水流入の影響と思われる。そこで、Fig. 5.3b（柴田ほか（2013）の Fig. 9b から引用）には高塩である津軽暖流水の湾内流入を40m以深の鉛直平均塩分の時間差（前の海洋観測

と次の海洋観測までの日数 d と両者の塩分差 ΔS_L から、1 日当たりの増加量 $\Delta S_L/d$ に換算；単位は day^{-1} ）の経時変化図として表現し、正の塩分増加量から湾外高塩水の流入流路を推測した。

Fig. 5.2b 下段の S_0 図にみられるように、1 回目の湾外高塩水の出現は短期的なものであり、海面水温上昇期（または海面加熱期）の 4～5 月頃の初夏にある（他観測年では 6 月のときもある）。Fig. 5-1 は模式的な太矢印で表示した日高湾内の津軽 Gyre (Tsugaru-Gyre : Tg と略す) が次第に成長して陸棚斜面上に及んだ際に、海底捕捉の時計回り渦流擾乱が励起され、Tg 水の一部を剥ぎ取って浅瀬を右手に見ながら噴火湾湾口まで伝播した第 4 章の結果を示しており、励起された渦流擾乱が形成する流動場を模式的な細矢印で表示した。なお、湾口沖付近に短期的に出現する高温高塩水は、柴田ほか (2013) では津軽 Gyre 前駆水 (preformed Tsugaru-gyre water : pTg 水と略す) と名付け、後述する Tg 水とは区別している。pTg 水が湾口下層に出現した 4～5 月頃 (Fig. 5-2b 下段)、上層では噴火湾北部の湾口付近から小さな時計回り渦流が形成され始め、6 月に入ると、渦流の中心は北部にありながらも成長している (Fig. 5-3b)。このときはまだ湾内下層水の高塩化はみられず、湾口からの pTg 水流入は顕著でない (Fig. 5-3c)。また、この時期のヤマセの発生頻度は低く、4～5 月と 5～6 月の積算風ではともに弱い南寄りの風であった (Fig. 5-3a)。7 月に入ると、湾中央部に中心をもった表層時計回り水平循環流が湾内全域にまで拡がり、大規模に成長している (Fig. 5-3b)。この循環流の成長時期 (6～7 月) にはヤマセはまだ吹いておらず、積算風ではむしろ弱い北風であった (Fig. 5-3a)。注目すべきは、上層循環流の成長に同期して、pTg 水の下層流入を示唆する高塩化が湾内斜面上にみられること (湾中央よりも、その周りで塩分増加量が大きいことから判断) である (Fig. 5-3c)。このような分布から柴田ほか (2013) では反時計回りの海底捕捉流 (Bottom-Intensified flow : BI と略す) の存在を推測した。他観測年も含め、表層循環流形成時に生じる下層の高塩化現象は陸棚斜面上にのみ限定されており、湾中央部の高塩化は不明瞭であった。それゆえ、湾内中央の観測値である S_i 図 (Fig. 5-2a 下段) では高塩 pTg 水の流入に伴う高塩化現象を捉えること

ができていない。

2007 年の強いヤマセは 7～9 月の期間に頻繁に発生し、南東風による顕著な渦度供給（水平シアー風では北東側で負、南西側で正）が期待される（Fig. 5-3a）。ところが、9 月の上層流は大小様々な渦流が点在する複雑な流れパターンを示し、時計回り循環流が消滅しているように見える（Fig. 5-3b）。このように一旦消滅した循環流は、ヤマセが弱まった後（9～10 月の積算風は弱い南西風）の 10 月には再び出現している（Fig. 5-3ab）。ただし、その中心は南側にずれ、渦流の形も南北方向に大きく歪んでいる。ここでは図を示さないが、2004 年は継続したヤマセの発生頻度が少なく、時計回り循環流が一時的にも不明瞭になる期間はなかった。2005 年と 2006 年のヤマセの発生頻度は 6～9 月にかけて次第に増加し、特に 7～9 月頃に継続したヤマセが吹いており（2007 年と同様）、不明瞭ながらも円形に近い時計回り循環流が観測された月は両年とも 6 月のみであった。柴田ほか（2013）の考察では、湾軸中央にヤマセの強風帯があった場合、強風帯の両側に正と負の渦度が強制的に供給され、形成された時計回り循環流が強制的に二分割されるために、ヤマセ卓越後は複雑な流れパターンになった可能性を示唆している。しかし、高橋ほかによる一連の研究が指摘しているように、適度な大きさのヤマセは循環流を強化するように働くことも否定でないため、本章の付録 5-A において別途、数値実験による検討を行った。

2 回目の湾外高塩水の出現は 9 月以降にあり、塩分値を次第に増加させながら 11 月まで継続している（Fig. 5-2b 下段）。塩分値は pTg 水の値よりも高く、津軽 Gyre の中核水に近いため、Fig. 5-2 では Tg 水として表示されている。この時期の湾外 Tg 水は海底に捕捉されることなく、中層から湾内へ流入していることは古くから知られており（例えば、大谷，1971），Fig. 5-2a 下段の σ_t 図でも中層からの高塩化を認めることができる。他観測年も同様であるが、2 回目の湾外高塩（Tg）水の出現時期にはすでに表層時計回り循環流は形成されており、4 年間の解析では Tg 水の湾内流入が循環流を強めているようにもみえなかった。本章は表層の時計回り水平循環流の形成に注目したモデル実験であるため、モデル再現期間は上述した 1 回目の高塩化以降、2 回目の高塩化以前の約 4 カ月間（Fig. 5-2 下段の矢印

範囲)の海面加熱期間とした。なお、上述した柴田ほか(2013)の経時変化を根拠に、本章では循環流形成時におけるヤマセの影響は比較的小さいと判断し、本文中のモデル実験では風強制を考慮していない。

5.3. 数値モデルの概要

表層の時計回り水平循環流を再現するためのモデル地形を Fig. 5-4 に示した。Fig. 5-4a は噴火湾周辺地形を模した現実地形モデルであり、後述する 3 つの強制条件のもとで循環流の時間発達について議論する。x 軸と y 軸はそれぞれ東向きと北向きを正とした。噴火湾に接続した日高湾の水深は 200 m 以深の海域を 200 m 一定とし、さらに、噴火湾口から東に約 20 km 離れた陸棚地形を人工的に 150 km ほど引き延ばし、モデル内で生じた地形性擾乱を強制的に潰すことを目的に東側境界は鉛直壁条件とした。なお、東側境界域を高粘性としたスポンジ条件を課した場合、不自然な密度流が発生するため、海面重力波の反射はある程度許してスポンジ条件は設定しなかった。沿岸近傍は局所的な海底地形変化が大きいことを原因とする数値的な発散が生じるため、水深 30 m 以浅の海域は全て 30 m 一定に設定した。Fig. 5-4b は噴火湾の下凸ボール地形を単純化したホームベース型海底地形の水路モデルであり、5.5 節において、鉛直の渦動粘性(拡散)係数の相違による循環流形成の力学過程について議論する。x 軸と y 軸はそれぞれ水路軸向きと水路横断向きを正とした。ホームベース型地形は岸境界で水深 30 m、水路中心に向かって 20 km 幅で水深 100m まで線形増加させた。噴火湾を模した湾奥地形は、海底地形勾配はそのまま半径 20 km の半円で表現した。水路長は湾奥の影響を受けないように十分に長い 200 km とし、水路端は放射条件を課した開境界とした。

両モデル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) である。1 格子の大きさは $\Delta x = \Delta y = 1\text{ km}$ 、計算時間ステップは外部モ

ード 6 秒，内部モードが 90 秒，水平の渦動粘性及び渦動拡散係数は同じ値の $10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ の一定値，海底摩擦係数は零とした。現実地形モデルにおける鉛直の渦動粘性及び渦動拡散係数は 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)。一方，水路モデルにおける鉛直の渦動粘性及び渦動拡散係数は，5.5 節で後述するようにモデルケースによって異なる一定の係数値を設定した。

現実地形モデルに設定した初期成層場は，Fig. 5-2 で紹介した湾内 (T_i と S_i)・湾外 (T_o と S_o) における 5 月の成層場を単純化して与えた。すなわち，Fig. 5-4a の赤破線より湾内側全域には海面で水温 9°C ・塩分 32.8，最深海底（水深 80 m）で水温 4°C ・塩分 33.2 となるように線形的に鉛直変化させ，湾外側全域では海面で 9°C ・塩分 33.0，水深 100 m 深までは水温 7°C ・塩分 33.4 まで線形的に鉛直変化させ，水深 100～200 m は水温 7°C ・塩分 33.4 の一定値を設定した。この設定により，湾口付近に滞留している津軽 Gyre 前駆水 (pTg 水) が湾内へ流入する密度流が表現され，これが強制条件の一つとなる。なお，本初期成層場には融雪出水による沿岸近傍の低塩水は表現しておらず，融雪出水の影響は沿岸表層格子の塩分値が河川水の流入に伴って経時的に低下することで表現した。数値積分は 5 月の初期状態から表層時計回り渦流の形成が観測された 8～9 月を想定して，120 日（約 4 カ月）までとした。数値積分期間の他の強制条件として，水温成層の発達に寄与する海面加熱と塩分成層の発達に寄与する河川流入水を与えた。海面加熱量は噴火湾の海面熱収支結果（磯田・長谷川，1997）を参考にして，夏季の平均的な値である 150 Wm^{-2} をモデル領域一様に加熱強制した。河川水流入量は噴火湾の水収支結果（長谷川・磯田，1997）を参考にして，春季から夏季の平均的な値である $Q = 1.5 \times 10^7 \text{ m}^3 \text{ day}^{-1}$ を用いた。 Q 値を噴火湾内の沿岸格子数 $N (=618)$ で割った Q/N 値が本モデルの 1 格子に供給される河川水流入量となる。本モデルでは河川水流入による運動量と体積増加は考慮せず，佐藤ほか（2003）の計算式に従って塩分低下量のみを考慮し，全沿岸格子点に強制した。5.4.2 節で後述するように，表層時計回り水平循環流の形成に最も寄与した強制条件は海面加熱であった。よって，5.5 節の水路モデル実験では初期成層は表現せず，水温 9°C ・塩分 32.8 を計算領域一様に設定

した後、強制条件は 150 Wm^{-2} の海面加熱のみとし、120 日間の数値積分を行った。

本章では柴田ほか（2013）の解析結果をもとに、風強制は循環流形成の主要因ではないと判断しているが、適度な大きさのヤマセは循環流を強化するように働くことも否定でない。そこで、付録 5-A ではすでに形成されている表層時計回り水平循環流に対する風強制の影響について検討した。また、本文中のモデル計算ではモデル沿岸一帯で河川水流入を強制しているが、佐藤ほか（2003）や中田ほか（2016）が指摘している噴火湾内への大規模な河川水（融雪出水）流入を想定し、付録 5-B では湾内沿岸のみの河川水強制の追加実験結果を示しておく。

5.4. 現実地形を用いた数値モデル実験

5.4.1. モデル再現性の確認

モデル再現性の確認は Fig. 5-1 の湾内と湾外の 2 地点（丸印）に対応した格子点（Fig. 5-4 に示した Inside と Outside の丸印）における水温・塩分の各等値線図（Fig. 5-5）と観測結果のそれら（Fig. 5-2）との比較、20 日毎の表層流速ベクトルの水平分布図の経時変化（Fig. 5-6）と月別の観測結果である上層ジオポテンシャル・アノマリー（Fig. 5-3b）との比較で行う。先に紹介した水温と塩分のモデル初期値は Fig. 5-5 の 0 日目の値であり、湾外に高温高塩分な津軽 Gyre 前駆水（pTg 水）が出現した後、津軽 Gyre 水（Tg 水）が本格的に湾内流入する前までの数値積分期間である。なお、本モデル計算では風強制がない状態で海面加熱強制を行っているため、表層混合層はモデル内部で発達していない。

モデル水温場は湾内（Ti）・湾外（Tb）ともに海面加熱強制によって海面から次第に上昇を続けており、観測結果（Fig. 5-2 上段）に比べて表層混合層があまり発達しないため、海面水温は少し早めの 60～80 日目から 20°C を超え始めている。モデル塩分場は観測結果（Fig. 5-2 下段）にみられたように、湾外（So）にある下層の高塩 pTg 水は湾内中央部へは強く流入することなく、湾内（Si）の下層塩分は初期値に近い 33～33.1 の値をほぼ保っている。

表層のモデル塩分場は河川水強制によって継続的な低塩化が進み、湾内（SI）の 60 日目ころの低塩化（32.5 以下）が特に顕著であり、この傾向は観測結果とも定性的に一致している。Fig. 5-6 のモデル表層流は計算初期（20 日目）には岸を右手にみる沿岸流が形成されるが、40 日目ころには北東側湾口部において湾外からの流入沿岸流が弱まり、60 日目には湾内北部に沿岸流とは逆向きの弱い時計回りの渦流が形成され始める。このころ、沿岸側にあった河川起源の低塩水が湾中央まで移流され（ここでは示さない）、これが湾内（SI）上層で再現された顕著な低塩化の原因である。80 日目以降、この渦流が湾全体に発達し、湾中央部に中心をもった時計回りの表層循環流にまで成長を続けている。このように、湾内北部で形成された弱い時計回り渦流が湾全体へ次第に拡大する様子は、Fig. 5-3b でみた上層ジオポテンシャル・アノマリーの月別変化から推測された循環流形成の様子をよく再現していると考えられる。

5.4.2. 強制条件排除実験

本モデルは沿岸格子に設定した河川水流入、初期値として湾外に設定した pTg 水、モデル海域に均一な海面加熱の 3 つの強制条件により駆動されている。これら 3 つの強制条件のうち、どの条件が表層時計回り水平循環流の形成に最も寄与しているのか、あるいは複合的な条件のもとで形成されるのかを調べるために、3 条件のうちどれかを削除した強制条件排除実験を行った。なお、pTg 水の強制を削除する場合は、湾内に設定した初期成層場を湾外全域も同じとした。

Fig. 5-7a～f は計 6 ケースの強制条件排除実験による 120 日目の表層流速ベクトルの水平分布である。1 つの条件を排除した実験は、(a) No River が河川水流入のみを削除、(b) No pTg が pTg 水のみを削除、(c) No Heat が海面加熱のみを削除した 3 ケースである。2 つの条件を排除した実験は、(d) Only River が河川水流入のみを考慮、(e) Only pTg が pTg 水のみを考慮、(f) Only Heat が海面加熱のみを考慮した 3 ケースである。こ

れらの中で明瞭な表層時計回り水平循環流が形成された実験ケースは、(a) No River と (b) No pTg と (f) Only Heat であり、これらに共通した強制条件は海面加熱である。

(d) Only River では河川水供給によって沿岸密度流が形成され、特に噴火湾内の低塩密度流は内部変形半径（約 5 km）程度の小さな蛇行流構造をもつことから、傾圧不安定波の発生が推測される。(e) Only pTg では湾内外の密度差があまり大きくないために交換密度流の流速は比較的小さく、噴火湾内の陸棚斜面上に限って反時計回りの弱い表層循環流が形成されている。それゆえ、(d) と (e) の両強制を考慮した (c) No Heat 実験では、流速値が比較的大きな (d) Only River の流速場が支配的な結果となっている。

河川水流入と pTg 水による交換密度流の強制条件は、いずれも湾内に反時計回り流を駆動するように働き、海面加熱の強制条件が逆にこれらを抑え、表層時計回り水平循環流を形成させている。そこで、次節では海面加熱のみを考慮した (f) Only Heat の実験ケースを用いて、海面加熱で駆動される表層時計回り水平循環流の形成過程の詳細を調べる。

5.4.3. 海面加熱のみの強制実験

ケース f の計算結果を用いて、Fig. 5-8a は 1 層目の表層、Fig. 5-8b は 10 層目の中間水深における 40 日毎の流速ベクトルの水平分布図を描いた。同じ 40 日毎のデータを用いて、Fig. 5-8 に緑色線で示した湾内の南北 N-S 線（N と S はそれぞれ北側と南側）の値を抽出し、Fig. 5-9a には断面直交の流速成分（ u 成分）と水温、Fig. 5-9b には経時変化する鉛直渦拡散係数 Kz （鉛直渦動粘性係数 Az と同じ値）の鉛直断面図を描いた。Fig. 5-8 の N-S 断面線上に模式的に描いた赤矢印と青矢印は断面を横切る東向き（ $u > 0$ ）と西向き（ $u < 0$ ）流速成分であり、同じ色で対応させて断面図 Fig. 5-9a にも表示している。Fig. 5-9b の Kz （ Az ）の値は常用対数であり、 $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を境界として、大きなオーダほど濃い赤色、小さなオーダほど濃い青色で表示した。

はじめに、海面加熱のみの強制実験の表層流（Fig. 5-8a）を 3 つの強制条件を課した表

層流 (Fig. 5-6) の経時変化と比較し、時計回り水平循環流形成の様子を確認しておく。両ケースとも 40 日目の湾内は反時計回り流であるが、海面加熱強制ケースの流速値は明らかに小さい。これは反時計回り流を促す河川水流入と交換密度流の影響がないためと考えられるが、海面加熱強制だけでも計算初期に反時計回り流が励起されることがわかる。両ケースとも 80 日目に湾内北側から小さな時計回り渦流が形成され始める様子、120 日目に湾全体に広がる時計回り水平循環流の様子はほぼ同じである。

次に、このような表層流 (Fig. 5-8a) と中間水深の流速場の経時変化を比較すると、40 日目はほぼ同じ弱い反時計回り流であるのに対し、表層時計回り渦流が形成され始めるころの 80 日、それ以降は必ずしも一致せず、傾圧流の発達が示唆される。その傾圧流構造の経時変化は Fig. 5-9a の断面図でみると明瞭である。40 日目には浅い沿岸側の水温上昇が深い湾中央側よりも大きく、上凸の冷水ドーム構造が形成される。60 m 以浅から海面では反時計回り流、それ以深では弱いながらも時計回り流となる 2 層の傾圧流構造が支配的である。80 日目には上凸の冷水ドーム構造は 40 m 以深に残存しているものの、断面北側表層から暖水の下凸構造が現れ始め、3 層の傾圧流構造へ変化している。すなわち、20 m 以深では 40 日目と同様な中層の反時計回り流、底層の時計回り流が残存しているが、表層では表層時計回り渦流が形成され始める。興味深い点は、表層時計回り渦流の下層には逆向きの反時計回り流が陸棚斜面付近に極大値をもって残存していることである。これは柴田ほか (2013) が下層塩分の時間変化から推測した反時計回りの海底捕捉流 (図中では BI 流と表示) に対応している。120 日目では海面加熱によってさらに強まった暖水下凸構造が発達し、表層時計回り水平循環流が強化され、中層にあった BI 流は多少不明瞭となっている。

ここでは示さないが、海底地形の変化を無くして水深 100 m 一定とした海面加熱モデル実験では水温成層が次第に強化されるだけで、密度流は一切生じない。すなわち、海面加熱で駆動される密度流は、適当な鉛直熱拡散の条件のもと、岸沖方向の水深変化によって生じる貯熱容量の地理的相違で生じている (例えば、宇野木, 1993; Akitomo *et al.*, 2004)。

本モデル計算の鉛直渦拡散係数 K_z を Fig. 5-9b で確認しておくと、海底近傍を除く内部領域のほとんどで $0.001 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 以下のオーダーであり、これは非常に小さな値である。このオーダーの確からしさは判断できないが、モデル結果である Fig. 5-5 の水温と塩分の鉛直分布の時間変化が観測値 (Fig. 5-2) と矛盾しなかったことを根拠とすれば、妥当な値と考えられる。

5.5. ホームベース型海底地形を有する水路モデルの海面加熱実験

岸沖方向の水深変化が異なるとき、海面に一樣な加熱を受けても、貯熱容量の相違によって水平方向に水温の不均一分布が生じて、鉛直対流が発生する。このような対流発生メカニズムに関して、宇野木 (1993) では次のように説明される。継続的な海面加熱のもと、浅海域の海水が沖合よりも相対的に暖かくなって軽くなり、上層で沖方向に、下層で岸方向へ向かう重力循環流（または 2 次循環流）が生じる。ある程度時間がたってコリオリの力が効果をもつと、この流れは北半球では右に偏ってきて、上層水は暖水側の岸を右手にみて岸に平行方向に流れる。その結果、海面水位は沖から岸に向けて高まり、内部境界面が沖から岸に向かって深くなっていけば、下層水は上層とは逆向きに流れ、2 層の傾圧流構造が形成される。

しかし、このメカニズムでは湾内（水路内）の表層流は岸を右手にみた反時計回りの方向となり、モデル再現された時計回り水平循環流は説明できない。Fig. 5-9b でみたように、出力された鉛直渦拡散（渦粘性）係数 K_z (A_z) は非常に小さく、これは鉛直方向の熱拡散が鉛直方向の熱移流に対して小さい可能性を示唆する。そこで、噴火湾を単純化したホームベース型海底地形を有する水路モデル (Fig. 5-4b) を用いて、種々の定数値 K_z (A_z) を与えた予備実験を行った。その結果、 K_z (A_z) = $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 付近から係数値を次第に小さくすると、水路全体の表層流が反時計回りから時計回りの方向へ変化することがわかった。

5.5.1. K_z (A_z) の相違による鉛直対流と水平循環流

Fig. 5-10 は実施した種々のモデル計算結果の中から、定数である係数値 K_z (A_z) と水深 H を変えた 4 ケース (a) ~ (d) を選択し、海面加熱強制後、120 日目のモデル結果である。まず、(b) は時計回り流と反時計回り流の境界付近と判断された K_z (A_z) = $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ のケースである。(a) は (b) よりも大きな K_z (A_z) = $10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を設定したケースである。逆に、(c) と (d) は (b) よりも小さな係数値で、同じ K_z (A_z) = $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を設定したケースであるが、(d) は Fig. 5-4b のモデル水深 H を全領域で半分 ($H/2$) にしている。各ケースの上段は表層 (1 層目) の流速ベクトルと水温 (相対的に高温側 Warm を赤色濃淡、低温側 Cold を青色濃淡)、中段は中間水深 (10 層目) における鉛直流速 (湧昇流 Upwelling を赤色濃淡、沈降流 Downwelling を青色濃淡)、下段は底層 (20 層目) の流速ベクトルと鉛直流速 (10 層目と同様の表示) の各水平分布図である。Fig. 5-11 は Fig. 5-10 上段に示した南北 N-S 線 (緑実線) を横切る水平流速 (u 成分) と水温 (コンター) の断面分布図である。本節では、海底地形は同じで K_z (A_z) を変えた (a) ~ (c) の 3 ケースを比較する。

K_z (A_z) が境界値 ($2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) よりも大きなケース (a) の場合、表層では岸側が沖合側よりも暖かく、暖水側の岸を右手にみた密度流 (Fig. 5-10a 上段)、底層や中間水深の岸近傍では湧昇流が生じており (中下段)、底層流は上層とは逆向きの岸を左手にみた密度流 (下段) が形成され、その結果、鉛直構造は上凸の冷水ドームを伴う 2 層の傾圧流構造となっている (Fig. 5-11a)。これらの特徴は、先に紹介した貯熱容量の相違による対流発生メカニズムとして説明することができる。このケース (a) と比較して、 K_z (A_z) が境界値 ($2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) よりも小さなケース (c) の場合、特に、表層付近では全く逆のパターンが現れる。すなわち、表層の水路全体で岸側が沖合側よりも冷たくなり、暖水側の沖合を右手にみた密度流へと変化し、さらに、水路奥の北側では冷水域が沖合へ張り

出して、ほぼ円形に閉じた時計回り水平循環流が形成されている (Fig. 5-10c 上段)。この北側冷水域は中間水深にみられる湧昇域に対応しており、岸近傍一帯はケース (a) とは異なって沈降域となっている (Fig. 5-10c 中段)。一方、底層の沿岸近傍では湧昇流が支配的で、底層流は岸を左手にみた密度流のままであり (Fig. 5-10c 下段)、これらはケース (a) と定性的に同じである。そして、ケース (c) の鉛直構造は明瞭な 3 層の傾圧流構造を示し、表層から中層では暖水の下凸構造、下層は弱いながらもケース (a) と同じ上凸の冷水ドーム構造となっている (Fig. 5-11c)。それゆえ、中層以深ではケース (a) と定性的によく似た流動場であり、湾奥の陸棚斜面付近の反時計回り流は海底捕捉流 (BI 印で表示) のように見え、下層側ではそれとは逆向きの時計回り流となっている。このような両ケースの水温や流動パターンは、現実地形の計算結果 (Fig. 5-8 と Fig. 5-9) とも定性的には対応がよい。ケース (a) は陸棚域の $K_z (A_z)$ の値がまだ比較的大きかった 40 日目ころ、ケース (c) は $K_z (A_z)$ の値が十分に小さくなっていた 120 日目に似ている。

境界付近の値を設定したケース (b) は、両ケースの中間的なパターンを示していることが確認され、それゆえ、本ケースの特徴を明記することは難しい。なお、水路奥では水路上で生じた沿岸側の湧昇とは異なり、収束発散に伴う強い鉛直流が存在しており、その湧昇・沈降の空間パターンはケース (a) と (c) で全く異なっている。これについては、ケース (c) で再現された、閉じた時計回り水平循環流が形成される理由に注目して、5.5.3 節で改めて議論する。

ここでは他の条件を課したモデル結果の図を示さないが、 $K_z (A_z)$ の相違による鉛直対流と水平循環流の変化は、上述したケース (a) と (b) を典型的な例として議論することができる。海底摩擦を考慮 (摩擦係数を 0.0025 に設定して、海底エクマン流を再現) しても、両ケースとも底層流の流速値が小さくなるだけで定性的なパターンには変化がなかった。運動量の水平移流項 (非線形項) を強制的に削除した場合、力学バランスが崩れることで生じたと思われる内部波擾乱 (ケース (a)) や渦流擾乱 (ケース (c)) が発達するものの、水路に沿った平均的な流動パターンは同じであった。現実地形モデルから出力さ

れた $K_z(A_z)$ 値のように、係数値をさらに小さくしても ($K_z(A_z) = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 以下)、表層の時計回り流が次第に強くなる傾向がみられたが、定性的なパターンはケース (c) と基本的に同じであった。

5.5.2. 小さな $K_z(A_z)$ のときに 3 層の傾圧流構造になる理由

$K_z(A_z)$ 値を小さくすることによる 2 層から 3 層への傾圧流構造変化は、湾奥から十分に離れた任意の水路断面でも同様に生じている。すなわち、湾奥の存在は傾圧流構造変化において本質的な要因ではない。ここでは一例として、湾奥端から 170 km (東側境界から 50 km) 離れた南北断面 (Fig. 5-4b のモデル地形に示した黄色 N-S 線) を選択し、ケース (a) (c) それぞれのモデル結果 (120 日目) を Fig. 5-12 の上下段に示した。Fig. 5-12a は断面を横切る水平流速 (u 成分) と水温 T (コンター) の断面分布図であり、表示形式は Fig. 5-11 と同じである。湾奥断面 (Fig. 5-11ac) と比べて流速値は小さいものの、大きな $K_z(A_z)$ の上段図では 2 層傾圧流構造、小さな $K_z(A_z)$ の下段図では 3 層傾圧流構造が水路内でも継続されていることが確認される。

また、等温線 (等密度線と同じ) の傾き具合から浮力による 2 次循環流を推測することができる。推測される 2 次循環流は各図の右側 (南側) 半分に矢印で模式的に示し、冷水湧昇を青色矢印、暖水の沈降及び水平移流を赤色矢印で表示した。この 2 次循環流の方向は Fig. 5-12b に示した断面循環流 ($\mathbf{v}, \mathbf{w}$ 成分のベクトル表示) と一致する。ただし、北側と南側で循環流の強さが多少異なり、これは湾奥で生じた擾乱が伝播した影響と思われる。定性的には、2 層傾圧流構造 (上段図) にみられる A 循環流が 3 層傾圧流構造 (下段図) では中層以深に移動し、3 層傾圧流構造の上層では逆向きの B 循環流が形成されているようにみえる。

このように両ケースに相違はあるが、共通する 2 次循環流は A 循環流に伴う陸棚斜面上の冷水湧昇と言える。すなわち、両ケースはともに、冷水湧昇によって沿岸近傍の底層

付近が常に冷却される条件下にある。そこで、本断面のモデル結果を用いて、海面加熱量を考慮した鉛直熱拡散項 ($\text{Dif.} = K_z \partial^2 T / \partial z^2$) と鉛直熱移流項 ($\text{Adv.} = -w \partial T / \partial z$) を定量的に見積もり、Fig. 5-13 の上段に大きな $K_z (A_z)$ 、下段に小さな $K_z (A_z)$ の各ケースの断面分布 ((a) Dif. と (b) Adv.) と両項の合計分布 ((c) Dif.+Adv.) を示した。赤色濃淡で鉛直的な加熱量、青色濃淡で鉛直的な冷却量を表示している (単位は $^{\circ}\text{C s}^{-1}$)。まず、Dif. 項は $K_z (A_z)$ 値の大小に関わらず、両ケースは定量的にもよく似た分布を示し、浅い領域ほど大きく貯熱する傾向がある (Fig. 5-13a)。Adv. 項の定性的な分布も両ケースで似ており、沿岸近傍の底層付近が冷水湧昇によって冷却されていることが確認される (Fig. 5-13b)。両ケースの相違は Adv. 項の大きさにあり、Dif.+Adv. の合計でみると (Fig. 5-13c)、 $K_z (A_z)$ 値大のケースでは全領域で $\text{Dif.} > \text{Adv.}$ となり加熱、一方、 $K_z (A_z)$ 値小のケースでは沿岸近傍の底層付近でのみ $\text{Dif.} < \text{Adv.}$ となり局所的な冷却状態になっている。なお、最深部にみられる鉛直方向に延びた正負の Adv. 項は、この最深部域でほぼ閉じた局所的な鉛直循環流によるものであり、熱バランスでは主に水平熱移流項 (ここでは示さない) と釣り合っている。この局所的な鉛直循環流は海底斜面上で励起された A 及び B の 2 次循環流が最深部に集中して生じた擾乱の可能性が示唆されるが、その成因については今後の課題としたい。少なくとも、この最深部の鉛直循環流は沿岸域から離れているため、上述した沿岸近傍の熱拡散と熱移流の議論には直接影響していないと考える。

このように、 $K_z (A_z)$ 値の相違による傾圧流の構造変化は、沿岸近傍の底層付近における Dif. 項と Adv. 項の兼ね合いに依存している。よって、小さな $K_z (A_z)$ の場合でも水深を変化させれば、Dif. 項と Adv. 項の関係を逆転させることができる。その一例が Fig. 5-10 のケース (d) である。このケースの $K_z (A_z)$ 値はケース (c) と同じで小さいものの、水深が半分 ($H \sim 25 \text{ m}$) なので Dif. 項を相対的に大きくすることができる。ここでは Dif. 項と Adv. 項の断面図は示さないが、ケース (d) の結果は大きな $K_z (A_z)$ (Dif. 項が支配的) であったケース (a) によく似た 2 層の傾圧流構造を示していることがわかる (Fig. 5-10d と Fig. 5-11d)。

以上の結果より、小さな K_z (A_z) のときに 3 層の傾圧流構造になる理由は、沿岸近傍の底層付近が鉛直下向き熱拡散による加熱量よりも陸棚斜面上の冷水湧昇による冷却量が大きくなり、一様な海面加熱であっても沖合側が下方から冷却される沿岸側よりも高温となり、下層と逆の水平水温勾配が形成されるため、表層付近には逆向きの 2 次循環流（上述の B 循環流）が形成されるためと考える。

5.5.3. 水路奥に孤立した表層時計回り水平循環流が形成される理由

Fig. 5-10 の中段に示した各ケースの鉛直流速分布（中間水深）をみてわかるように、円形の海岸線を有する水路奥付近では水路領域にはみられない強い収束発散（正または負の強い鉛直流）が生じている。これは水路領域で励起された 2 層または 3 層の傾圧流が水路奥に達したとき、移流距離が異なる沿岸側と沖合側の間で生じた収束発散を原因とする。ここでは水路奥の収束発散が極端に生じる実験として、ホームベース型海底地形の水路が水路奥で鉛直壁に直接接したモデル結果（120 日目）を Fig. 5-14 と Fig. 5-15 に示した。Fig. 5-14a と Fig. 5-15a が大きな K_z (A_z) = $10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 5-10a と Fig. 5-11a に対応：以後ケース (a))、Fig. 5-14b と Fig. 5-15b が小さな K_z (A_z) = $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 5-10c と Fig. 5-11c に対応：以後ケース (c)) である。まず、水路奥に海底斜面が全くない本実験においても、水路領域では大きな K_z (A_z) で 2 層の傾圧流構造、小さな K_z (A_z) で 3 層の傾圧流構造が形成されていることが確認される (Fig. 5-15)。さらに、本実験の鉛直流の定性的な水平分布パターン (Fig. 5-14 の中段図) も、水路奥に海底斜面がある Fig. 5-10 の (a) と (c) の両ケースによく似ていることが確認される。小さな K_z (A_z) のケース (c) では時計回りの表層循環流の形成には至っていないが、Fig. 5-10 の (c) と同様、北側の強い湧昇流に伴う局所的な表層冷水域が形成されている。

本実験によって、Fig. 5-14 の中段図に示した正または負の鉛直流の水平分布は、上段図に示した表層流が水路奥の鉛直壁に接して生じる収束発散で説明されることがわかる。

ケース (a) の大きな K_z (A_z) では表層の反時計回り流に対応して、鉛直壁近傍の北側では沈降流 (青色表示)、南側では湧昇流 (赤色表示) が支配的となっている。ここで、模式的な矢印で表示した内部擾乱伝播 (岸を右手にみて伝播する内部ケルビン波) を考慮すれば、南側の強い湧昇域は沈降流を伴う北側からの擾乱伝播によって抑えられる傾向にある。一方、ケース (c) の小さな K_z (A_z) では表層の時計回り流に対応して、鉛直壁近傍の北側では湧昇流 (赤色表示)、南側では沈降流 (青色表示) が支配的となる。ところが本ケースの場合、模式的な矢印で表示した内部擾乱を考慮しても、北側の湧昇流を抑えるメカニズムは存在せず、これが水路奥でほぼ閉じた時計回り渦流を生じさせる局所的な表層冷水域が維持された理由と考える。

5.6. まとめ

本章では初夏の噴火湾を想定し、この時期の河川供給に伴う淡水化と津軽 Gyre 水の密度流的流入と海面熱供給を強制力とした数値モデル実験を行い、当該湾の夏季表層で観測される時計回り水平循環流の形成過程を調べた。まず、モデル実験を通して、表層時計回り水平循環流の励起に寄与する基本的な物理的要因は、海面加熱強制により生じる「地形性貯熱効果」であることがわかった。ただし、夏季に卓越するヤマセが湾内北部に負の渦度を供給するような強い水平シア一風であった場合 (付録 5-A) や湾内に供給される河川水流入量が湾外に比して極端に大きい場合 (付録 5-B) にも、時計回り水平循環流を励起または強化するように働くことに注意が必要である。

一般には、継続的な海面加熱により、浅い沿岸域が深い沖合域に比べて次第に暖かくなって重力循環対流 (2 次循環流) が生じ、地衡流調節後の北半球では、上層で岸を右手にみた密度流、下層で岸を左手にみた密度流となる 2 層の傾圧流構造が発達する。このような状態は、鉛直拡散係数が比較的大きく、鉛直方向の熱拡散項が冷水湧昇による移流項よりも大きな場合に生じる。2 層の傾圧流構造だと上層では反時計回りのままだが、鉛直拡散係数が

小さくなると、沿岸近傍の底層付近に限って冷水移流項が熱拡散項よりも支配的になる場合がある。この場合、一様な海面加熱であっても沖合側が下方から冷却される沿岸側よりも高温となり、上層付近に新たな 2 次循環流が形成され、3 層の傾圧流構造へ変化するこ
とがわかった。それゆえ、両ケースに湾奥を設定した場合、2 層傾圧流の上層は反時計回り
流、3 層傾圧流の上層は時計回り流となる。そして、上層流が接する湾奥境界付近では、両
ケースで異なる局所的な収束発散場が生じることになる。3 層傾圧流の場合であれば、湾奥
北部では発散（湧昇流）による冷水域が上層の時計回り流を一旦途切れさせ、湾奥付近に孤
立した表層時計回り水平循環流を形成することがわかった。

本研究の新しい知見は、海面加熱による「地形性貯熱効果」に伴う傾圧流構造が鉛直熱拡
散と冷水湧昇の鉛直移流の両効果の大小関係によって、2 層もしくは 3 層になる可能性を
指摘した点にある。しかし、現場海域で両効果の大小関係を見積もり、議論することは困
難であると思われる。鉛直拡散（鉛直粘性）の大きさは多様で微細な乱流現象に依存し、鉛
直移流の大きさは種々の海底地形勾配に依存することは当然のこと、鉛直及び水平の粘性
係数にも依存すると考えられるためである。例えば、本研究でも紹介したように、鉛直渦拡
散（渦粘性）係数 K_z (A_z) を指定しても、地形条件次第で 3 (2) 層から 2 (3) 層へ傾圧
流構造が容易に変化してしまう。本章の知見をより一般化するためには、拡散（粘性）係
数と鉛直移流の関係、海底地形勾配と鉛直移流の関係について整理し、更なる定量的な考察
が必要である。

5.7. 付録

5.7.1. 付録 5-A : 表層時計回り水平循環流に対する風強制の影響に関するモデル実験

本付録の追加実験では本文中 Fig. 5-6 の 100 日目を初期場として、すでに形成された時
計回り水平循環流が風強制によって、どのような影響を受けるのかを調べた。ここでは平均
的なヤマセを想定して、最大風応力は 1 dyne cm^{-2} (風速約 7 ms^{-1}) とし、風強制を 10 日
間 (100~110 日) で零値から最大値まで線形増加させ、その後、風強制を止めて 10 日後

(120 日) まで計算を行った。風強制の空間分布は Fig. 5-A の上段に示した (a) ~ (c) の 3 ケースであり、中段が 110 日目、下段が 120 日目の表層流速ベクトルのモデル結果である。

ケース (a) は高橋ほかが提案したように、室蘭周辺の山岳地形の影響を受けた湾内の強い風応力カールを理想化し、赤線より東側湾外で東風一様、赤線より西側湾内の南側で正、北側で負のカール値となる東風を強制した実験である（シアー風の応力分布は上段の模式図を参照）。このケースでは湾内沿岸付近で風速値がほぼ零となる強い水平シアー風を設定しているため、北向き表層エクマン流による沿岸近傍で強い収束発散は生じない。それゆえ、110 日目には風応力カールの渦度供給に従って（湾内表層のエクマン・パンピングによって）、北側で時計回り渦流（負の渦度）、南側で反時計回り渦流（正の渦度）が直接励起され、120 日目には南側の反時計回り渦流が湾外へ伝播した後、湾内に時計回り渦流が残留する結果が得られる。これは強い水平シアーをもつヤマセが水平循環流を強化できることを示し、高橋ほかの提案を支持する結果である。

ケース (b) は湾内も東風一様に変更し、ケース (a) で設定した水平シアーを削除した実験である。Fig. 5-3a の MANAL の風応力場を参考にすると、ヤマセは東風ではなく南東風が卓越しており、ケース (b) の一様風を南東風に変更した実験がケース (c) である。(b) と (c) の両ケースは定性的には同じ結果を示すため、ここではケース (b) について説明する。このケースでは北向き表層エクマン流により沿岸近傍のみで収束発散が生じ、北側（南側）では沈降流（上昇流）により水柱が海底斜面を降って（登って）、正（負）の渦度を供給する。すなわち、ケース (a) とは逆符号の渦度供給となる。それゆえ、(b) と (c) の両ケースともに 110 日目ではケース (a) とは全く逆向きの渦流（北側で反時計回り渦流、南側で時計回り渦流）が形成され、120 日目には初期の時計回り水平循環流が消滅、または弱い逆循環流となる。なお、ケース (b) と (c) の渦対形成機構については風強制による順圧応答として説明される（例えば、清水・磯田，1997；矢幅ほか，2009）。

おそらく、現実的なヤマセの風応力場はケース (a) とケース (b) (c) の中間にあると思

われ、風強制は時計回り循環流を強化する場合も弱化させる場合もあり得る。このように、風強制による時計回り循環流の励起を含め、強化・弱化に関する議論は、推定された海上風の確からしさに大きく依存すると思われる。

5.7.2. 付録 5-B : 噴火湾内沿岸のみの河川水流入強制に関するモデル実験

本追加実験の河川水流入の強制方法は本文中の実験 (Fig. 5-7 の(d) Only River) と同じであるが、強制場所を噴火湾内のみに限定した (Fig. 5-B に示した緑線上の強制)。実験は 2 ケース行い、強制後 120 日目の表層流速ベクトルを Fig. 5-B の (a) と (b) に示した。ケース (a) は本文中の実験と同じ河川流量の $Q = 1.5 \times 10^7 \text{ m}^3 \text{ day}^{-1}$ 、ケース (b) では湾内への大規模な河川水流入を想定して、ケース (a) の Q 値を 4 倍にした。両ケースとも定性的にはよく似た流速場を示しており、沿岸近傍には不安定波による細かな擾乱がみられ、渦流形状は不鮮明ながらも、湾内で閉じた時計回り水平循環流が再現されている。循環流の強さは河川流量の多いケース (b) の方が大きい。この循環流の物理機構については佐藤ほか (2003) で議論されているので省略する。このように、湾内のみで河川水流入を強制すれば水平循環流は確かに形成される。しかし、融雪水による河川水流入は湾外でも同様にあり、それを考慮した本文中の実験結果 (Fig. 5-7 の(d) Only River) は、湾内の時計回り水平循環流を不明瞭にするように働くことを示している。

5.8. 参考文献

- Akitomo, K., M. Kurogi and M. Kumagai (2004) : Numerical study of a thermally induced gyre system in Lake Biwa. *Limnology*, **5**, 103 – 114.
- 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.

- 藤原建紀・澤田好史・中辻啓二・倉本茂樹 (1994) : 大阪湾東部上層水の交換時間と流動特性. ー内湾奥部にみられる高気圧性渦ー. 沿岸海洋研究ノート, **31**, 227 - 238.
- Fujiwara, T., L. P. Sanford., K. Nakatsuji and Y. Sugiyama (1997) : Anti-cyclonic circulation driven by the estuarine circulation in a gulf type ROFI. *J. Mar. Sys.*, **12**, 83 - 99.
- 長谷川伸彦・磯田豊 (1997) : 噴火湾の水収支. 海と空, **73**, 113 - 121.
- 磯田豊・長谷川伸彦 (1997) : 噴火湾の熱収支. 海と空, **72**, 93 - 101.
- 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.
- 中田聡史・馬場勝寿・石川洋一・齊藤誠一 (2016) : 融雪と漁業生産をつなげる陸海連関 : 噴火湾の例, 低温科学, **74**, 31-41. doi: 10.14943/lowtemsci. 74. 1
- Nakayama, K., T. Okada and M. Nomura (2005) : Mechanism responsible for fortnightly modulations in estuarine circulation in Tokyo Bay. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, **64**, 459-466.
- 奥村裕弥・磯田豊・工藤勲・宮園章 (2011) : 簡略モデルを用いた噴火湾底泥 AVS 変化の検討. 沿岸海洋研究, **49**, 91 - 103.
- 大谷清隆 (1971) : 噴火湾の海況変動の研究. II. 噴火湾に流入・滞留する水の特性. 北大水産彙報, **22**, 58 - 66.
- 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.
- Radjawane, I.M., M. Matsuyama, Y. Kitade and T. Suzuki (2001) : Numerical modeling of density-driven current in Tokyo Bay. *La mer*, **39**, 63-75.
- 佐藤千鶴・磯田豊・清水学 (2003) : 夏季噴火湾表層に形成される時計回り循環流. 沿岸海洋研究, **40**, 181 - 188.

- 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.
- 清水学・磯田豊（1997）：冬季噴火湾におけるスケトウダラ卵の輸送過程.水産海洋研究, **61**, 134-143.
- Takahashi D., Y. Nishida, K. Uehara and H. Miyake (2004) : Dynamics and water mass structure of a summer-time anticyclonic eddy in Funka Bay, Hokkaido, Japan. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, **61**, 185-195.
- Takahashi D., Y. Nishida, K. Kido, K. Nishina and H. Miyake (2005) : Formation of the summertime anticyclonic eddy in Funka Bay, Hokkaido, Japan, *Conti.Shelf Res.*, **25**, 1877-1893.
- Takahashi D., K. Kido, Y. Nishida, N. Kobayashi, N. Higaki and H. Miyake (2007) : Dynamical structure and wind-driven upwelling in a summertime anticyclonic eddy within Funka Bay, Hokkaido, Japan. *Conti Shelf Res*, **27**,1928–1946.
- Takahashi D., H. Miyake, T. Nakayama, N. Kobayashi, K. Kido and Y. Nishida (2010) Response of a summertime anticyclonic eddy to wind forcing in Funka Bay, Hokkaido, Japan. *Conti.Shelf Res.*, **30**, 1435–1449.
- 宇野木早苗（1993）：沿岸の海洋物理学. 東海大学出版会, pp. 431 - 433.
- 矢幅寛・磯田豊・磯貝安洋・吉田達・小坂善信・山内弘子（2009）：非成層期における陸奥湾の吹送流.北大水産彙報, **59**, 47-57.

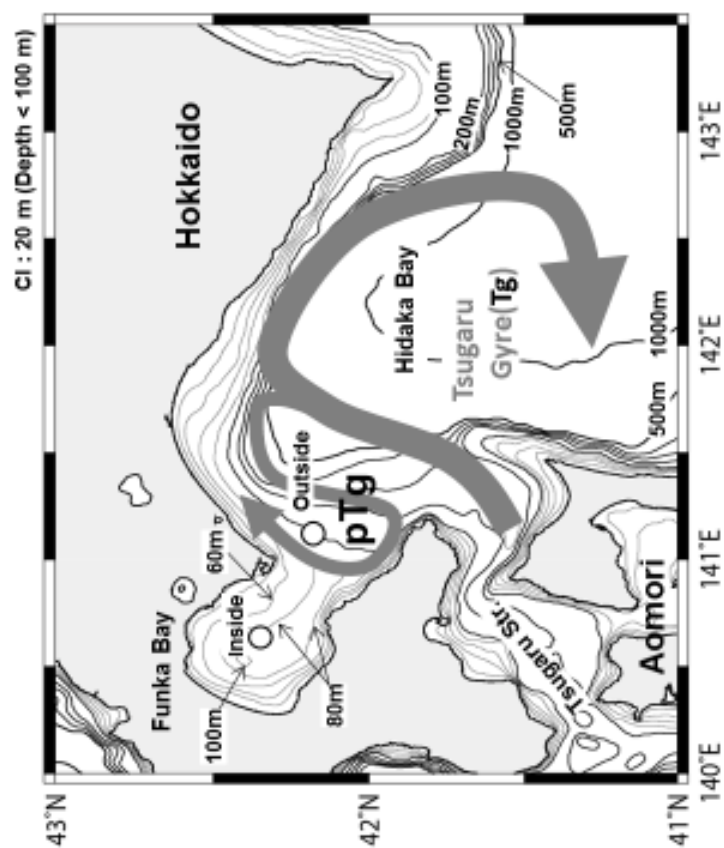


Fig. 5-1. Bottom topography around Hidaka and Funka bays together with the schematic flow patterns of the Tsugaru Gyre (Tg) and the preformed Tg (pTg) during early summer. Contour lines indicate isobaths of 20 m interval less than 100 m depth, 100 m interval less than 500 m depth, and 1000 m depth. Two open circles indicate the locations of CTD inside and outside of Funka Bay, respectively.

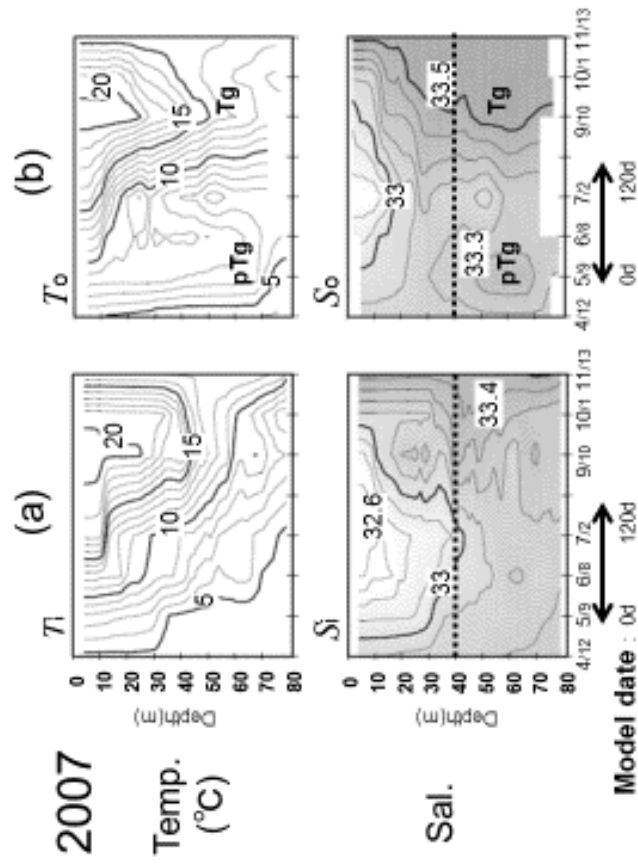


Fig. 5-2. Temporal changes in temperature and salinity from 0 to 80 m depth (a) inside (T , S) and (b) outside (T_g , S_g) of Funka Bay in 2007 (from Fig. 7 of Shibata *et al.*, 2013). The contour intervals of temperature and salinity are 1°C and 0.1, respectively. Model representing a period of 120 days is shown by the double-headed arrow.

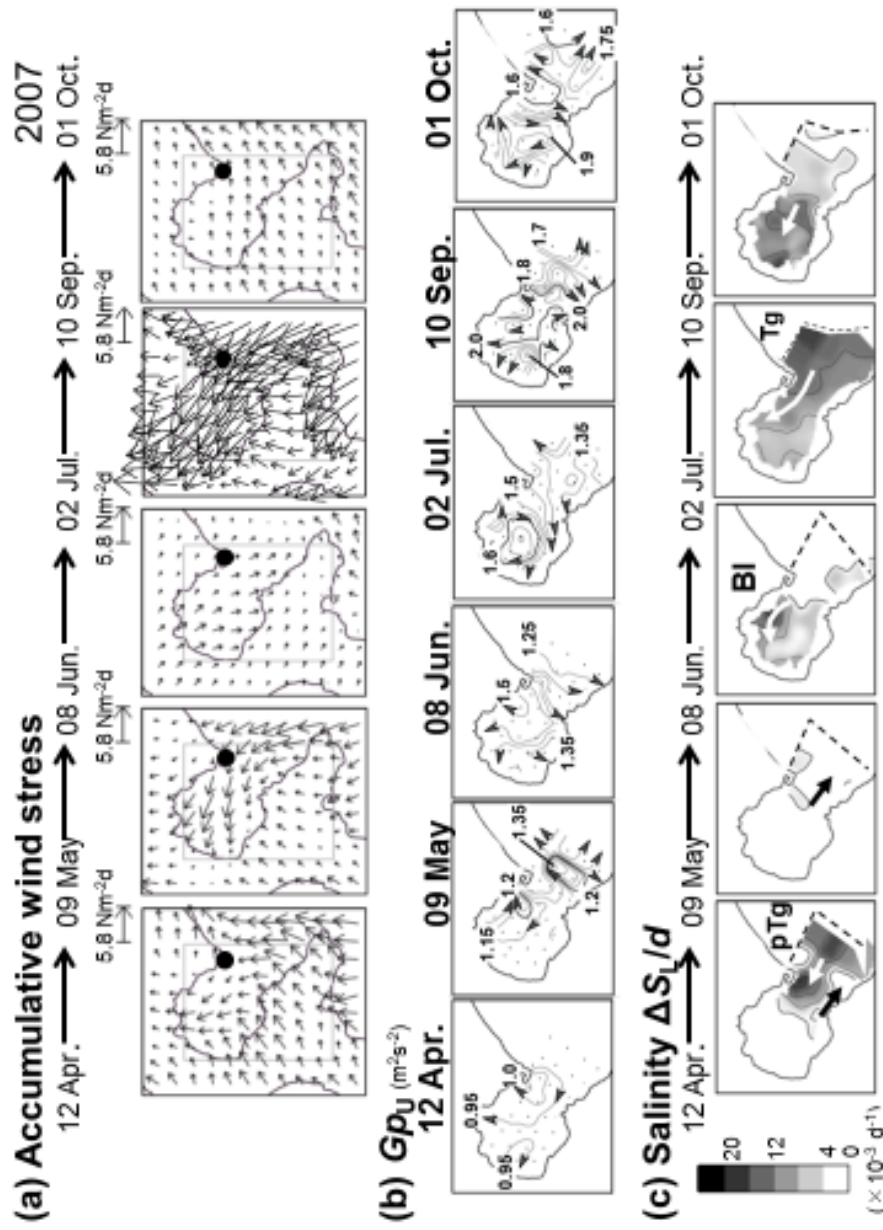


Fig. 5-3. (a) Horizontal distributions of MANAL (Meso-scale ANALysis) wind stress vectors around Funka Bay, which accumulated during the period between the adjoining CTD observational dates in 2007 (from Fig. 6b of Shibata *et al.*, 2013). The closed circle is Murooran. Horizontal distributions of a (b) surface geopotential anomaly referred to at 40 m depth (Gp_U) and (c) the daily increase rate of salinity ΔS_L ($\Delta S_L \cdot day^{-1}$) during the period between the adjoining CTD observational dates in 2007 (from Fig. 9a and 9b of Shibata *et al.*, 2013). The dotted marks in (b) indicate the hydrographic observational stations and the enclosed region with broken lines in (c) is the observational area. Arrows in (b) and (c) schematically indicate the inferred flow pattern.

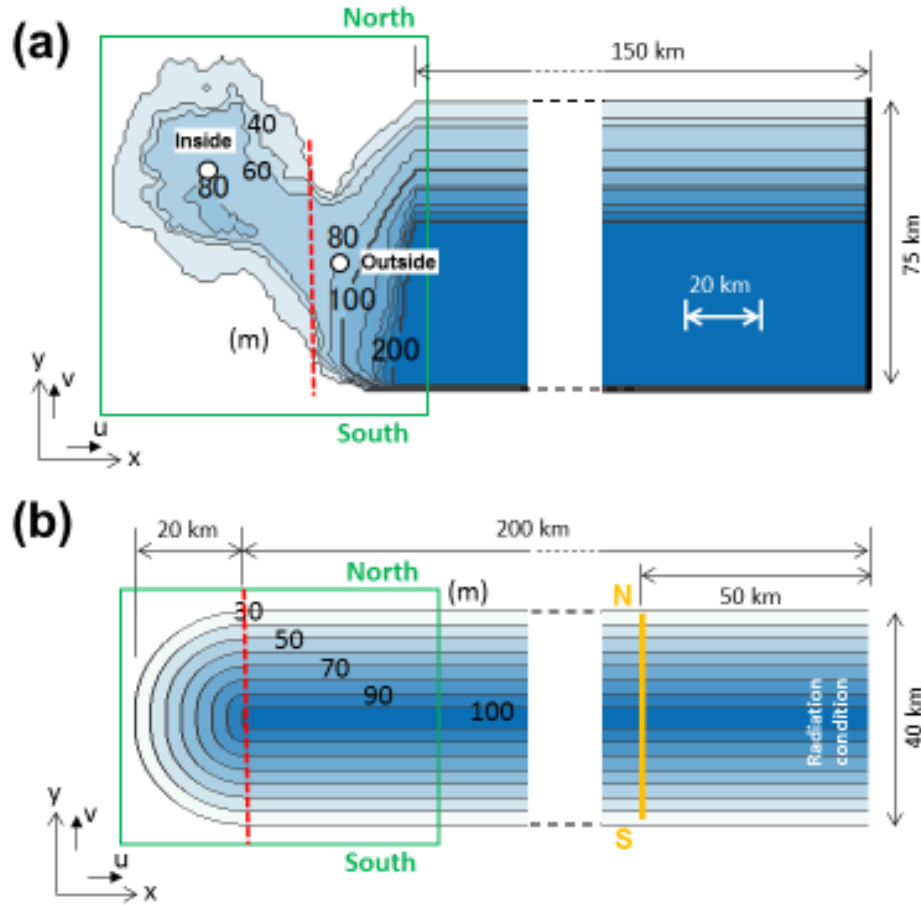


Fig. 5-4. (a) Regional bottom topography around Funka Bay adopted in the numerical model experiments. The red broken line is the artificial boundary between the inside and outside of Funka Bay. The northern and southern closed boundaries at the outside of the bay artificially extend to the east and its eastern end boundary is closed. The water depth of the region deeper than 200 m is set to be constantly 200 m. The two open circles are the grid points corresponding to CTD points as shown in Fig. 5-1. (b) Model geometry of the simple conical channel type. The red broken line is the boundary between the long channel and channel-head topographies. The N-S solid yellow line is the cross channel section discussed in Figs. 5-12 and 5-13. The eastern boundary is open.

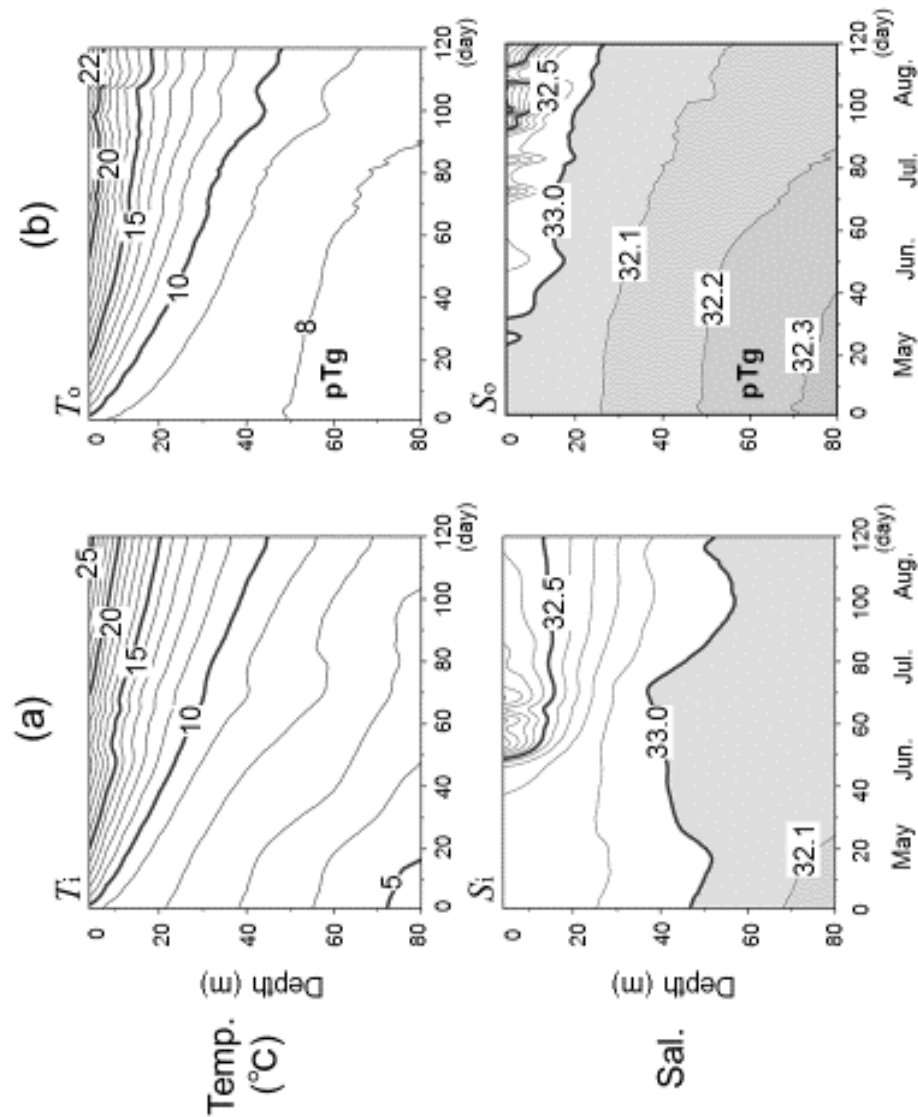


Fig. 5-5. Model results of temporal changes in temperature and salinity from 0 to 80 m depth (a) inside (T_i , S_i) and (b) outside (T_o , S_o) of the bay, corresponding to those of Fig. 5-2.

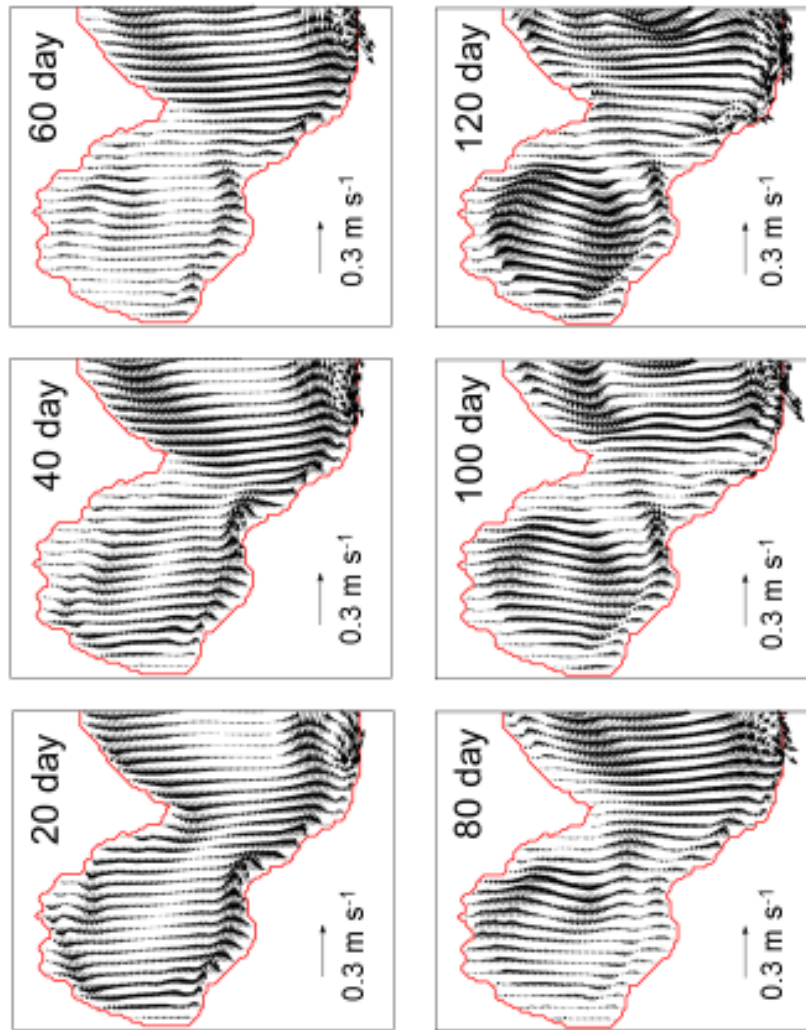


Fig. 5-6. Model results of horizontal distributions of current vectors at the surface layer (1st layer) on day 20, 40, 60, 80, 100, and 120, respectively.

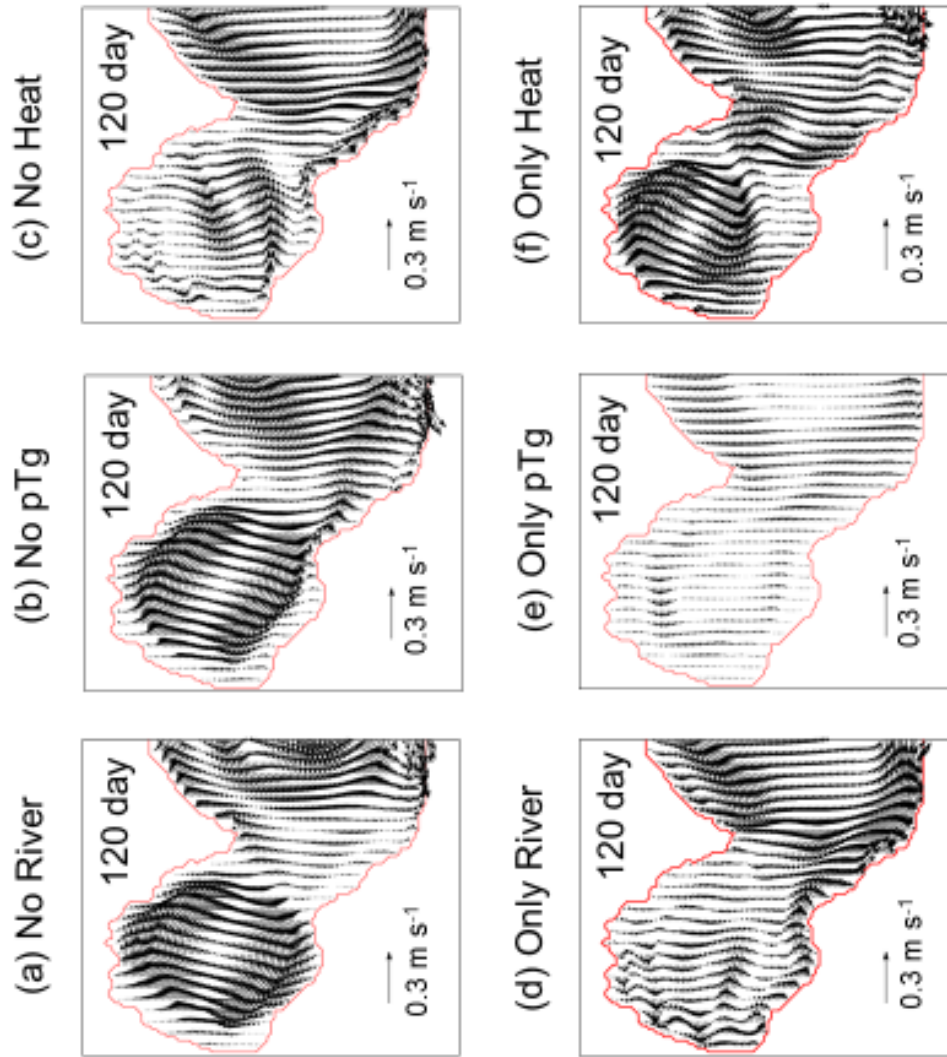


Fig. 5-7. Horizontal distributions of current vectors at the surface layer (1st layer) on day 120 for the six model cases of (a) "no River," (b) "no pTg," (c) "no Heat," (d) "only River," (e) "only pTg," and (f) "only Heat."

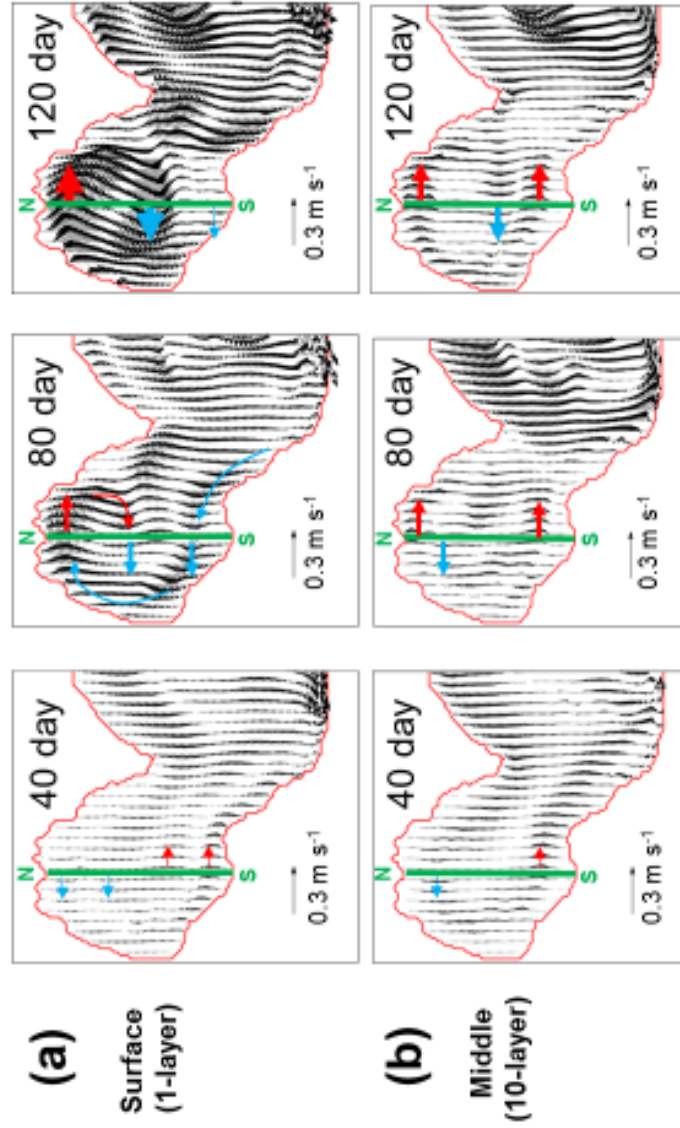


Fig. 5-8. Horizontal distributions of current vectors at (a) the surface layer (1st layer) and at (b) the middle depth of each location (10th layer) for the model case of "only Heat" on day 40, 80, and 120, respectively. The N-S solid green lines are the selected grids to denote the vertical sections shown in Fig. 5-9. The red and blue arrows schematically indicate eastward and westward flows across the N-S cross section.

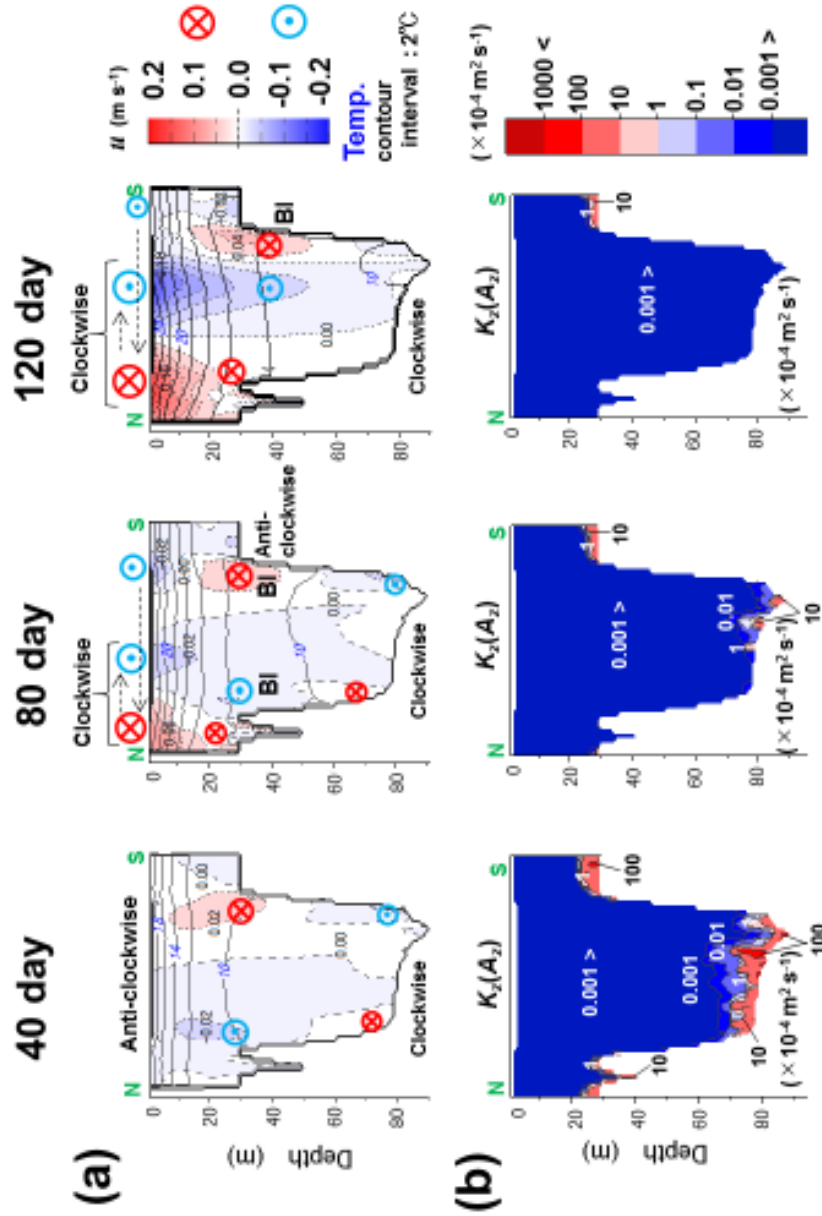


Fig. 5-9. Vertical sections of (a) temperature (solid lines) with current velocity (broken lines) and (b) vertical eddy diffusivity K_z (viscosity A_z) along the N-S solid green lines shown in Fig. 5-8 on the day 40, 80, and 120, respectively. The bottom-intensified flow is marked by "BI."

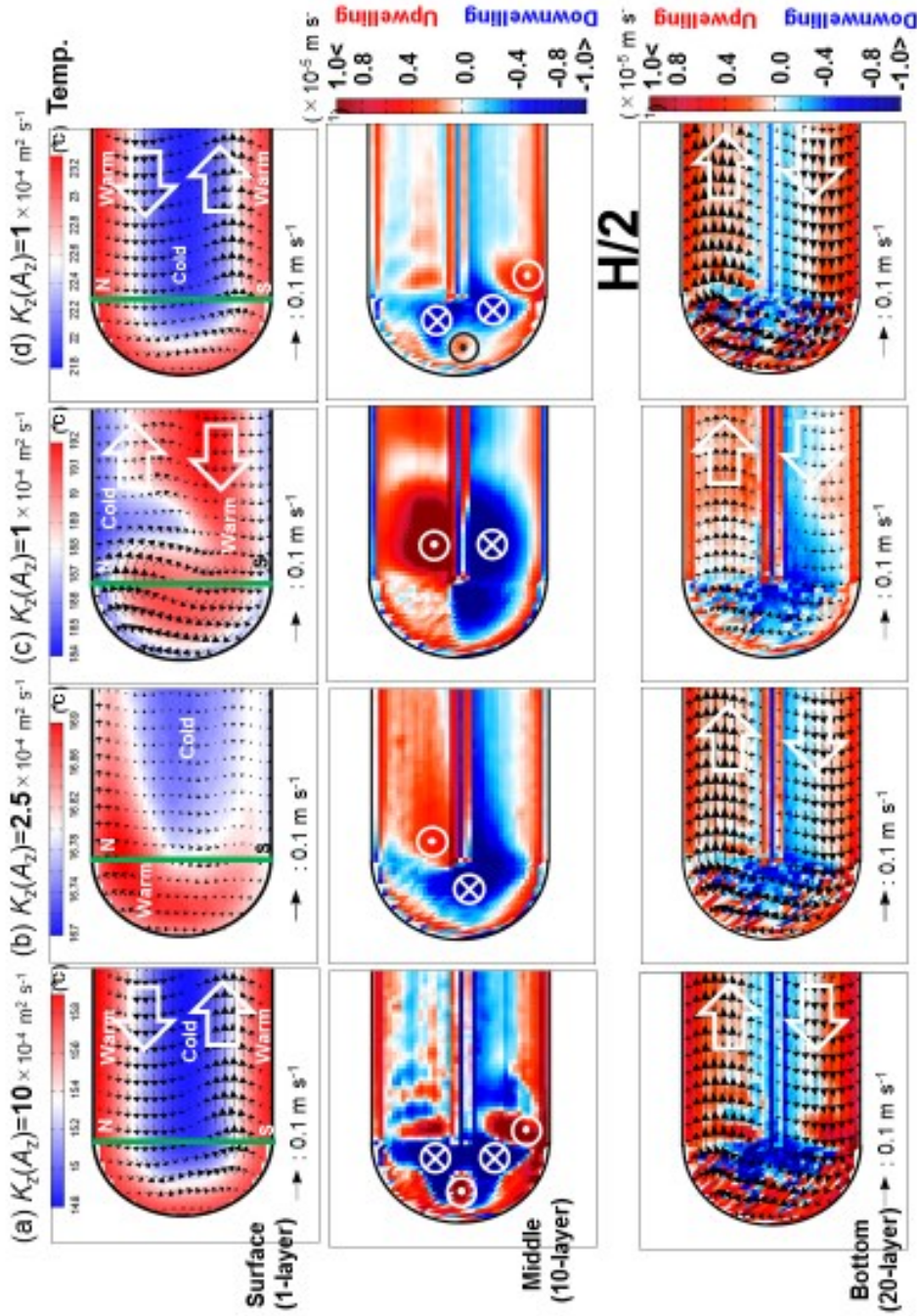


Fig. 5-10. Model results on day 120 for the cases of (a) $K_z(A_z) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (b) $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, and (c, d) $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Horizontal distributions of current vectors with temperature at the surface layer (1st layer) (upper panels), vertical velocity at the middle depth of each location (10th layer) (middle panels), and current vectors with vertical velocity at the bottom layer (20th layer) (lower panels).

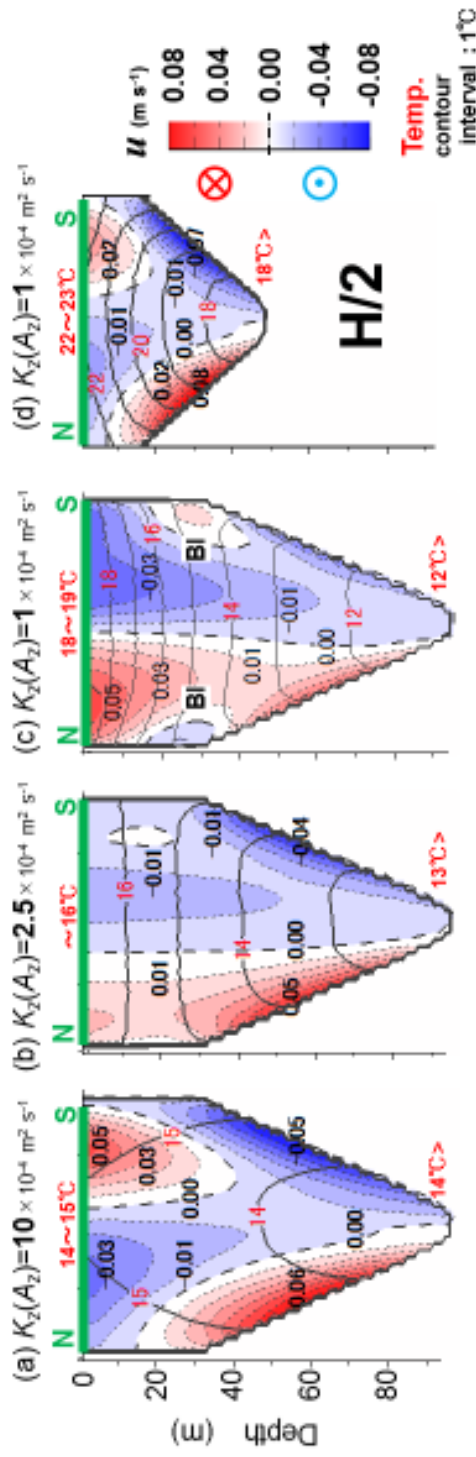


Fig. 5-11. Model results on day 120 for the cases of (a) $K_2(A_2) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (b) $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, and (c, d) $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Vertical sections of temperature (solid lines) with alongshore current velocity (broken lines) along the N—S solid green line are shown in the upper panels of Fig. 5-10. The bottom-intensified flow is marked by "BI."

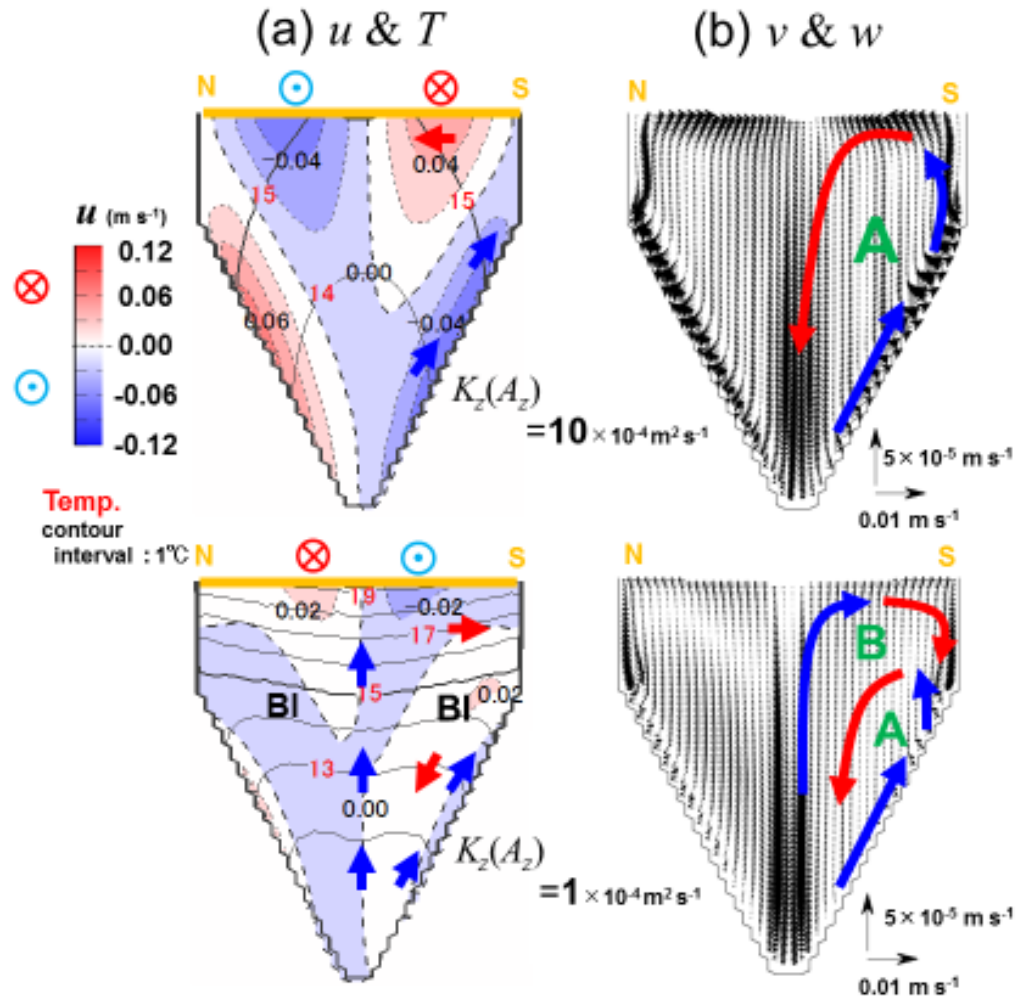


Fig. 5-12. Model results on day 120 for the two cases of a large $K_z(A_z) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (upper panels) and a small $K_z(A_z) = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (lower panels) along the N-S solid yellow line shown in Fig. 5-4(b). (a) Vertical sections of temperature: T (solid lines) with alongshore current velocity: u (broken lines). The arrows indicate the secondary circulation estimated by distortion of the isopycnal surface. The bottom-intensified flow is marked by "BI." (b) Vertical sections of the secondary circulation represented by v - w vectors (offshore and vertical velocity). Symbols A and B show two interior circulations driven by buoyancy forces.

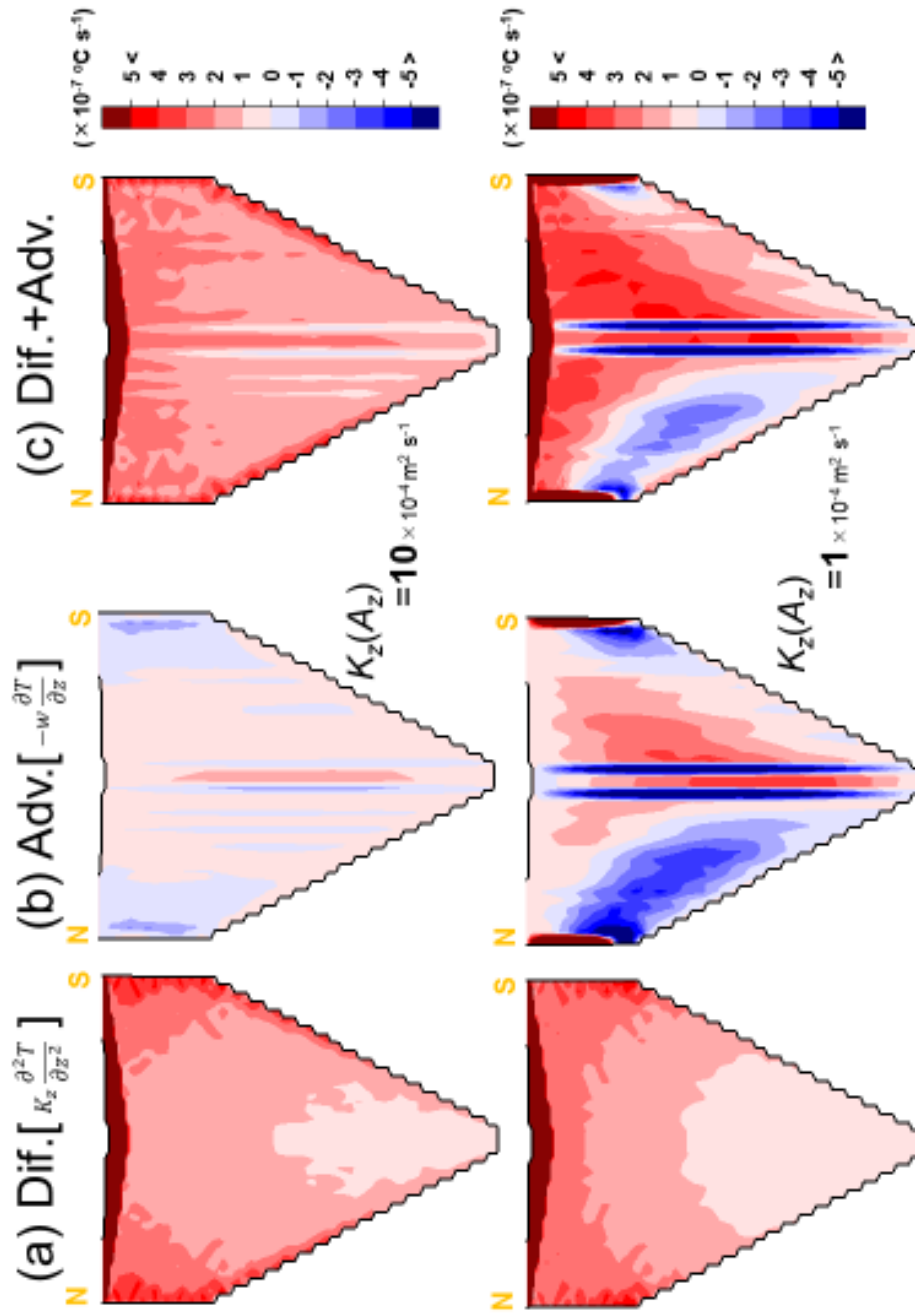


Fig. 5-13. Same as Fig. 5-12 except model-estimated vertical heat transports of the (a) diffusive term (Dif.), (b) advection term (Adv.), and (c) their sum (Dif.+Adv.). The unit of transport is $^\circ\text{C s}^{-1}$. Upward and downward flows are drawn by red and blue colors, respectively.

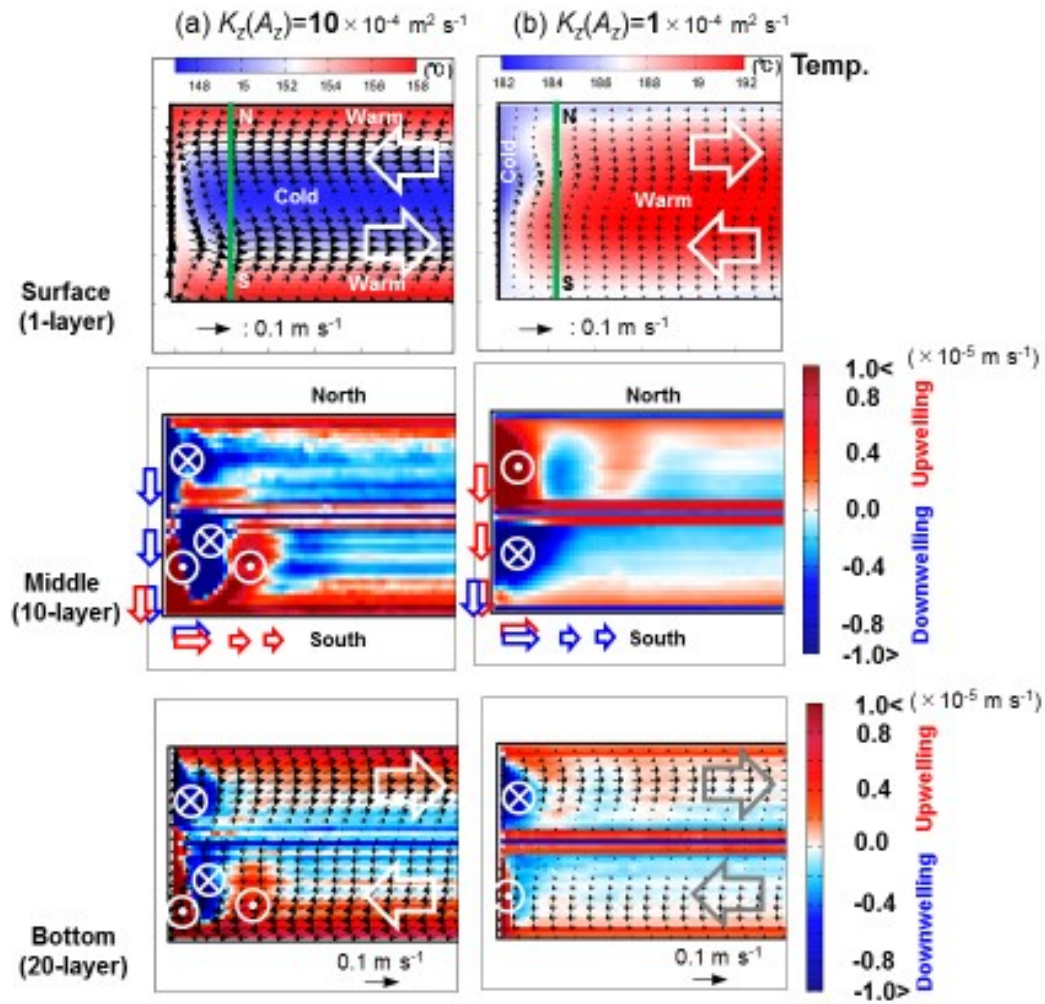


Fig. 5-14. Same as Fig. 5-10 except no-shelf topography at the channel head for the two cases of (a) a large $K_z(A_z) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and (b) a small $K_z(A_z) = 1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Red and blue schematic arrows in the middle panels show the propagation of internal Kelvin waves generated by upwelling and downwelling around the channel head, respectively.

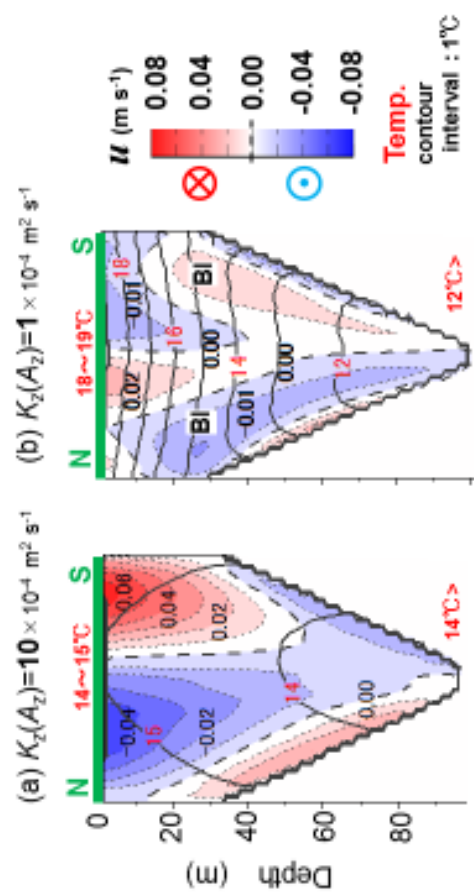


Fig. 5-15. Same as Fig. 5-11 except no-shelf topography at the channel-head for the two cases of (a) a large $K\alpha(Az)$ and (b) a small $K\alpha(Az)$.

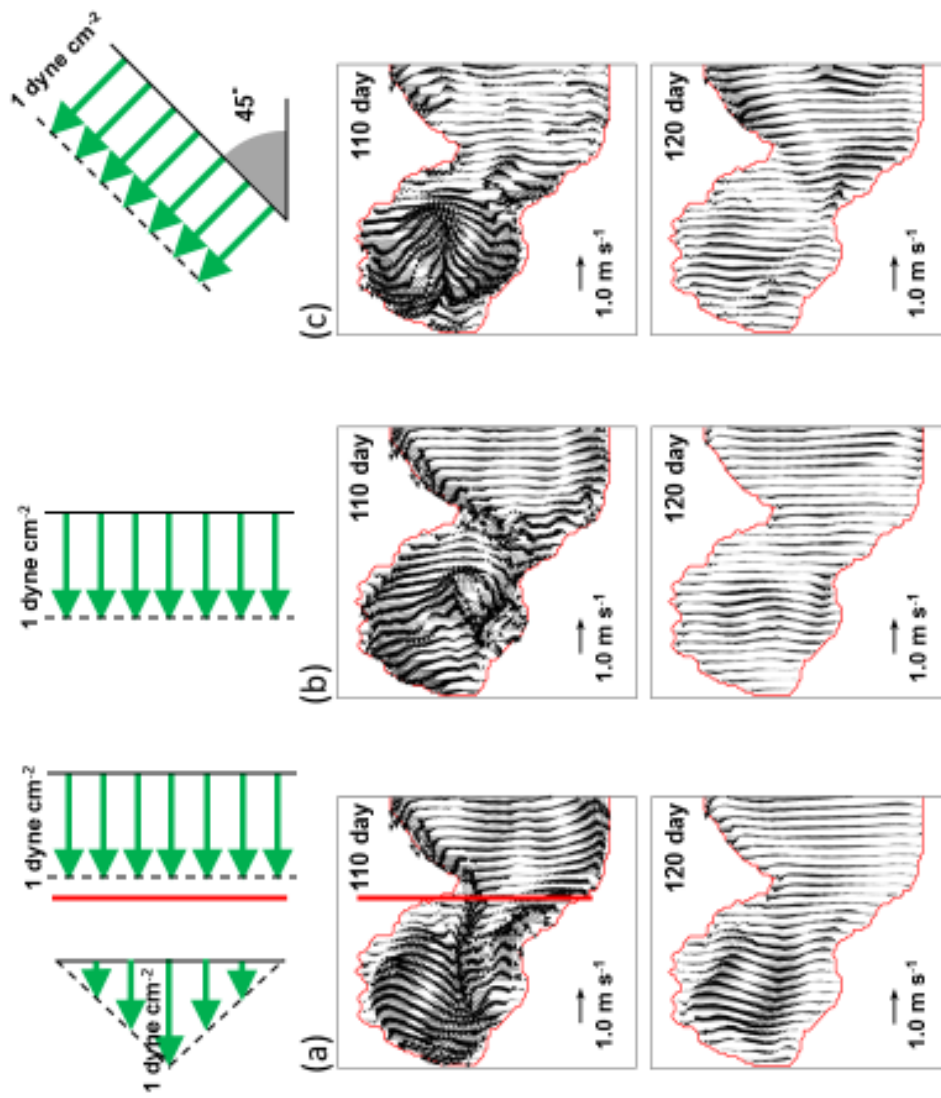


Fig. 5-A Horizontal distributions of current vectors at the surface layer (1st layer) on day 110 and 120, respectively, for three wind-driven model cases of (a) an easterly shear wind in the bay, (b) an easterly constant wind, and (c) a southeasterly constant wind. The shear wind in case (a) was imposed in the western region of the red line boundary.

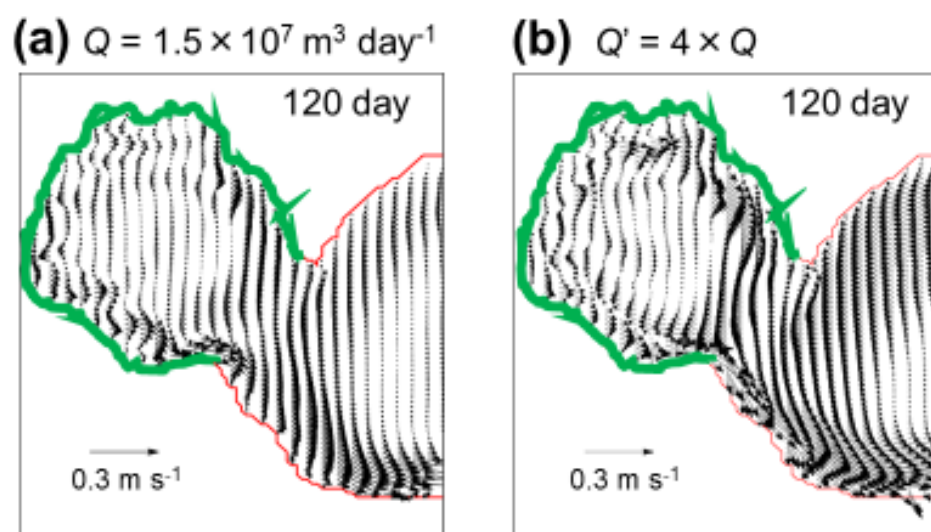


Fig. 5-B Same as “only River” in Fig. 5-7d except imposing a restriction of river inflow ($Q = 1.5 \times 10^7 \text{ m}^3 \text{ day}^{-1}$) along the green line within Funka Bay for the two cases of (a) Q and (b) $4 \times Q$.

6 章 噴火湾湾口沖を通過する急潮 (1)データ解析

6.1. はじめに

2006 年 5 月 30 日から 31 日にかけて、北海道日高湾に面した亀田半島の鹿部から川汲 (Fig. 6-1 参照) に至る沿岸海域で北側から順に養殖施設などの漁業施設が破損する被害が発生した。なお、漁業施設破損の被害のあった 30～31 日は、大時化などの特筆すべき気象擾乱があった日ではなかった。漁業者への聞き取り調査によると、以下のようにまとめられる。30 日早朝(5:30 頃)の鹿部沖 (Fig. 6-1(b)①) で恵山岬へ向かう強い南東流が目撃され、その強さは速い潮(流れ)のために漁業施設の浮き球が沈むほどであった。その後、鹿部沖の潮はたるんだものの、同日昼頃には鹿部の南側に位置する大船・臼尻沖 (Fig. 6-1(b)②③) で強い南東流が確認され、昼過ぎに予定されていた大船・臼尻・川汲 (Fig. 6-1(b)②③④) の養殖施設作業は全て中止となった。同日夕方には臼尻・川汲 (Fig. 6-1(b)③④) で養殖施設が破損していることが報告され、鹿部 (Fig. 6-1(b)①) の漁業者がこの破損報告を聞き、鹿部沖の養殖施設を点検すると破損していることが明らかとなった。翌 31 日、南東方向の強い潮が次第におさまる中、各地で漁業施設の修復作業が開始された。このように、施設破損は大きな波浪を原因とするものではなく、突発的に起きた強い南東流による流体抵抗に耐え切れずに施設が沈没・破損したものと推測される。

海況の急変により漁業施設が被害を受けるような海洋現象は、一般に「急潮 (Kyucho)」と呼ばれている。そこで、施設破損の被害が起こった今回の水温及び流速の急変現象を以後、急潮と呼ぶ。ところが、潮(流れ)の経験的な強弱を熟知している地元の漁業者に聞いても、施設が破損するほどの急潮を過去にほとんど経験したことがなく、今回発生した急潮は当海域では非常に稀な海洋現象であることがわかった。さらに、この南東流の上流側に位置する噴火湾内 (Fig. 6-1(a)を参照) の施設被害報告は全くなく、急潮の原因を噴火湾に求めることもできない。今回の急潮は発生頻度が非常に低く、亀田半島沿岸域にのみ限られる局所的な現象であったというのが、漁業者の認識である。

急潮は定置網や養殖施設などの漁具に甚大な被害を与えるため、古くからその発生機構の解明と予報の確立の研究が行われている (例えば、木村 (1942)、宇田 (1952) など)。近年、観測機器・技術の向上

に伴って、例えば、相模湾の急潮の場合、その詳細な時空間構造まで明らかとなってきた。松山ほか(1992)はその相模湾の急潮の発生要因として、黒潮の接岸・台風の通過・内部潮汐波の増幅を挙げている。相模湾以外の海域では、豊後水道周辺海域において周期的な急潮の発生が報告されている。武岡ほか(1992)はこの周期的な急潮は潮汐の大潮小潮(約 15 日周期)に伴う海水鉛直混合の強弱に同期した密度流であることを示し、秋山(1991)は同水道南東部に位置する宿毛湾の急潮(8~10 日周期)では黒潮から派生した暖水舌の四国沿岸への衝突が要因であることを明らかにしている。このように、過去に報告されている急潮の発生要因を整理すると、(1) 黒潮や暖水舌などの接近による水塊の突発的な移流、(2) 台風や低気圧などの大きな気象擾乱に伴う強い流れ、(3) 潮汐現象に関係した内部波や鉛直混合に伴う密度流の 3 つに分類される。

亀田半島沿岸域の場合、本海域の潮流振幅は最大でも 0.02 m s^{-1} 程度(2 章を参照)であるため、大きな内部潮汐波や大潮小潮に連動した密度流の発生からは期待できず、さらに発生頻度の高い(周期的な)急潮ではなかったことから、まず、要因(3)の可能性は十分に低いと考えられる。津軽暖流が Gyre モードを形成し始める初夏、日高湾の北側で分岐した暖水が湾内の陸棚域を反時計回りに移流することが報告されている(Rosa *et al.*(2007))。それゆえ、その分岐初期の水塊が急潮として出現するような要因(1)の可能性は否定できない。急潮発生当日は出漁可能な天気であったが(実際には潮が速くて作業自体は中止)、その数日前、北海道周辺を低気圧が通過していた。よって、離れた海域の気象擾乱により励起された波動が沿岸捕捉波として伝播し、当海域に遅れて出現するような要因(2)の可能性も検討すべきである。

今回の急潮が発生したとき、水産庁によるスケトウダラの太平洋系群を研究対象とした動向要因調査の一環として、北海道胆振管内の白老沖と亀田半島の臼尻沖(Fig. 6-1(a)の▲印)において係留による流速・水温観測が実施中であった。それらの記録には 2 地点で時間差を伴う急潮現象が運よく捉えられていた。本研究の目的は、これら 2 地点の流速・水温データが示す情報の裏付けとして、急潮発生の前後一ヶ月以内に本海域周辺で断片的に実施されていた STD (Salinity Temperature Depth)・CTD (Conductivity Temperature Depth)・ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler)・サーモサリノグラフ(表層塩分)データをできる限り収集し、気象データと合わせて解析を行い、今回突発的に発生した急潮

の発生から衰退までの記述、および、この特異な急潮の発生条件について検討することにある。

6.2. 解析資料

解析に使用した流速流向・水温データは、Fig. 6-1(a) に▲印で示した日高湾の北西部に位置する白老沖（略記号 SHI）と南西部の亀田半島に位置する臼尻沖（略記号 USU）の水深 5 m に設置された電磁流速計（アレック電子社製の COMPACT-EM：流速値の分解能 0.001 m s^{-1} ・精度 2%，水温値の分解能 $0.02 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ・精度 $0.05 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ）で得られた毎時の記録である。係留地点の水深は白老（SHI）が約 30 m，臼尻（USU）が約 40 m である。なお，同係留系の下層側の水温を把握するために，白老（SHI）は水深 25 m，臼尻（USU）は水深 30 m に水温計（アレック電子社製の MDS-MkV/T：分解能 0.015°C ，精度 0.05°C ）が別途設置され，上下 2 層における毎時の水温記録も得られている。これらの係留観測期間は白老（SHI）が 2004 年 11 月～2006 年 6 月上旬，臼尻（USU）が 2004 年 4 月～2006 年 6 月上旬であった。

2 章で記述したように，亀田半島東岸海域で急潮が発生した初夏の一般的な海況は，表層には主に雪解け水による低塩分躍層が発達し始める時期にあり，その表層の平均流速は $0.2\sim 0.5 \text{ kt}$ ($0.10\sim 0.26 \text{ m s}^{-1}$) の弱い南東流（恵山潮）である。この季節は塩分成層が発達する遷移的な時期に当たるものの，なぜ，2006 年に急潮が発生したのか，他の年との相違という視点から調査しなければならない。比較に選んだ年は係留観測が行われており，急潮が発生しなかった前年の 2005 年とし，調査期間は両年ともに 5 月 1 日から 6 月 10 日までの同時期とした。

急潮発生の前後一ヶ月以内に臼尻沖で実施されていた定期的な水温塩分観測は，北海道大学水産学部附属練習船うしお丸（以下，うしお丸と略す）がほぼ月 1 回の割合で実施している臼尻沖の CTD（Sea-Bird Electronics 社製の SBE-19plus SEACAT Profiler）による定線観測データと渡島南部地区水産技術普及指導所南茅部駐在（以下，水産技術普及指導所と略す）が Fig. 6-1(b) の□印で実施している STD（アレック電子社製の AST200-PK）による定点観測である。うしお丸による定線 CTD 観測は Fig. 6-1(b) に●印で示した U1 ～ U5 までの計 5 測点で構成され，2005 年は 5 月 17 日（CTD2005），2006 年は 5 月 21 日（CTD2006）に実施されていた。水産技術普及指導所による定点 STD 観測は，急潮発生前の

2006年5月12日(STD1),そして急遽,急潮発生中の5月30日(STD2)に実施された。また,不定期であり,定点観測でもないが,2006年の5~6月には日高湾から噴火湾の海域を対象としたうしお丸による広域海洋調査(CTD・ADCP観測とサーモサリノグラフによる表層の水温塩分観測)が実施されていた。この広域調査日は2006年の5月13-16日(CTD1・S/A1),5月25-26日(S/A2),6月1日(S/A3),6月13日(CTD2・S/A4)であり,調査海域は後述のサーモサリノグラフによる表層塩分分布で示した航跡図(Fig. 6-4)に示す。これらの水温・塩分資料では時空間的に断片的な情報しか得ることはできないが,急潮発生前後の水塊変化の有無は捉えることができ,要因(1)の可能性を判断できる。

要因(2)の可能性を調べるためには,亀田半島の西側の噴火湾や日高湾の北側を含めた広域において,急潮発生前の気象擾乱を調べることが不可欠である。そこで,2005・2006 両年の海上風の代表として,NCEP/NCAR surface flux 再解析値(Kalnay and Coauthors(1996))の風向風速(6時間毎)の格子データ(格子の中心が140.625°E, 42.856°Nにある噴火湾北側格子)を使用した。データ抽出期間は,流速データ解析と同じ5月1日から6月10日である。さらに,海洋の成層状態に影響を与える気象要因と考えられる降水量と全天日射量のAMeDAS(Automated Meteorological Data Acquisition System)データを気象庁のホームページ(<http://www.jma.go.jp/jma/index.html>)から入手した。全天日射量のデータは亀田半島の北側に位置する室蘭で代表し,本解析では2005・2006年の月平均値(ただし,2006年は10月まで)を使用した。一方,降水量に関しては地域差が非常に大きいことがわかったため,室蘭に加えて, Fig. 6-1(a)に◎印で示した登別・カルルス・白老・苫小牧の2005・2006年の日及び月ごとの降水量データ(ただし,2006年は10月まで)を使用した。

6.3. 解析結果

6.3.1. 係留系データに記録された2006年5月末の急潮

卓越風向と2地点係留流速の卓越流向を求めるため,解析期間の各日平均データを用いてスカッターリングプロット図を作成して中立回帰直線を求め(ここでは示さない),この直線の方角を卓越軸とした。その結果,卓越風向は135°T,白老(SHI)と臼尻(USU)の卓越流向は65°Tと345°Tになった。す

なわち、両係留点の卓越流向は、ほぼ海岸線に平行な成分である。これらを正の方向とし（日高湾を時計回りの循環方向が正）、急潮発生時（Event と表示した 2006 年 5 月 30 日）を含む 5 月 27 日から 6 月 2 日までにおける生の流速ベクトル（毎時）及び上下層の水温（毎時）の各時系列を Fig. 6-2 に示した。なお、気象擾乱の代表として、これらの時系列の上段に同期間における北西風を正とした生の風速ベクトル（6 時間毎）を示した。図中の数字①～④は現象を記述する上での特徴的な時期を示し、①は南東風が極大を迎えた 28 日ころ、②は白老（SHI）で極大流速が観測された 29 日ころ、③は臼尻（USU）で極大流速が観測された 30 日ころ（急潮発生時）、④は北西風が極大を迎えた 6 月 1 日ころである。

①（28 日）のころ、白老（SHI）・臼尻（USU）両地点の流速はまだ小さいものの、風向き方向（南東風）に対応した、白老（SHI）では弱い西南西流、臼尻（USU）では弱い北北西流となる。このように岸に沿った方向の水平流は十分弱いにもかかわらず、大きな水温変化が開始される。白老（SHI）では下層（水深 25 m）の水温が 4℃から上層（水深 5m）の水温と同じ 9℃まで急上昇し、臼尻（USU）では逆に、上層（水深 5 m）の水温が 10℃から下層（水深 30 m）の水温と同じ 4℃まで下降を始める。

②（29 日）のころ、南東風が極大となった①から約 1 日遅れて、白老（SHI）では強い西南西流が観測される。このとき、臼尻（USU）では弱い南南東流（1 の番号）が一時的に観測されているが、これが白老（SHI）に出現した強い西南西流に関係した現象であるか否かはわからない。このとき、臼尻（USU）の上下層の水温は約 4℃となり、一方、白老（SHI）の上下層の水温は約 9℃となり、両地点間に大きな水温差が生じている。

③（30 日）のころ、海上風は弱い北西風へ変化し始め、白老（SHI）の西南西流も弱まったとき、臼尻（USU）では南南東向きの急潮が発生した。このときの風速値は十分に小さく、養殖作業を行なう上での気象条件は良好な状態であった。そして、この急潮に伴い、4℃前後であった上下層の水温は、ほぼ同時に 8～10℃まで急上昇している。この水温値は同時期の白老（SHI）の水温値とほぼ同じであり、2 地点間の水温差は解消されている。

④（6 月 1 日）のころ、北西風が最強となり、その風速の絶対値は急潮発生前の南東風と同程度である。このときの臼尻（USU）の流速と水温には半日周期程度の短周期変動がみられるものの、白老（SHI）ではこのような短周期変動はみられない。

このように、臼尻 (USU) で発生した急潮は、白老 (SHI) において約 1.5 日先行して発生していた。さらに、この急潮は 1 日以内で 4 °C 以上も急変する水温変動を伴っており、急潮に伴う水塊変化、もしくは大きな内部境界面変位が起こっていたことが推測される。そして、急潮の流向から判断すれば、白老 (SHI) から臼尻 (USU) に向かって、水塊の移流、もしくは内部境界面変位の伝播が期待される。このような白老 (SHI) から臼尻 (USU) への急潮は、出漁可能 (おだやか) な天気の中、亀田半島の北側から南側へ順に速い潮が認知されたという漁業者の報告とも矛盾しない。次節では断片的な海洋観測資料を繋ぎ合わせて、今回の急潮に伴う水塊変化について調べた。

6.3.2. 急潮発生(2006 年 5 月末)前後の海況変化

6.3.2.1. 急潮発生前後の水温・塩分・流速の広域分布

急潮発生前の 5 月 13~16 日 (CTD1) と発生後の 6 月 13 日 (CTD2) に実施された CTD 観測による水深 5 m の水温と塩分の水平分布を Fig. 6-3 に示す。Fig. 6-4 は 5 月 13-16 日 (S/A1), 5 月 25-26 日 (S/A2), 6 月 1 日 (急潮発生後: S/A3), 6 月 13 日 (S/A4) の計 4 回における表層の塩分 (サーモサリノグラフ) と水深 16 m の流速ベクトル (ADCP) の水平分布図である。これらの図の比較により、急潮発生による海洋構造変化の様子を大雑把に把握することができる。

急潮発生 15 日前 (Fig. 6-3 左側)、噴火湾南部から亀田半島沿岸域には水温 8 °C 以上で塩分 32 以下の高温低塩分水、その亀田半島の沖合には津軽暖流水と思われる水温 7 °C 以上で塩分 32.5 以上の高温高塩分水が分布している。ただし、これらの水温・塩分分布の水平勾配はあまり大きくない。急潮発生 14 日後 (Fig. 6-3 右側) には、水温が 2-4 °C 程度上昇して 9-10 °C となるが、水平的な水温勾配は小さく、塩分 32 以下の低塩分水が噴火湾口から亀田半島沖合へ広がっていたことがわかる。これら急潮発生前後の表層水塊分布の比較から、ほぼ一ヶ月の間で、空間的にほぼ様な水温上昇と噴火湾口から亀田半島沿岸域一帯の低塩化がわかる。

サーモサリノグラフによる表層の塩分分布 (Fig. 6-4 上段) からは、上述の塩分分布変化のさらに細かい時間変化が記述できる。5 月 13~16 日 (CTD1・S/A1) は Fig. 6-3 でみたように、噴火湾側が低塩、

沖合側が高塩となっている。5 月 25～26 日 (S/A2) の航路が空間的に疎であるために詳細はわからないが、基本的には 5 月 13～16 日 (CTD1・S/A1) の塩分分布と似ている。これらの時期（急潮発生前）の表層流ベクトルは空間的なバラツキが大きく、物理的に意味のある強い流れを特定することはできない。急潮発生 2 日後の 6 月 1 日 (S/A3) は噴火湾口近くまで高塩分水が接岸しているが、亀田半島沿岸域は低塩分水のままである。このときの流速場は明瞭であり、日高湾を反時計回りに向く強い流れを示している。この流速分布の興味深い特徴は、海岸線が途切れる噴火湾の湾口付近において、湾口を通じた流入流出傾向を全く示していないことである。6 月 13 日 (CTD2・S/A4) の表層塩分と流れ場は、再び、急潮発生前と同様な分布となり、噴火湾口を含む亀田半島沖一帯は低塩化したまま、流速ベクトルの空間的なバラツキは大きい。

6.3.2.2. 急潮発生時における臼尻沖の鉛直的な水塊変化

Fig. 6-5 の左側は急潮前の 5 月 12 日 (STD1)、右側が急潮発生時の 5 月 30 日 (STD2) の STD 観測による水温・塩分・密度の鉛直プロファイルである。鉛直的な水塊変化を定量的に示すことを目的に、急潮発生前の 12 日における海面付近の値を○印、躍層付近の値を□印で表示した。そして、急潮発生時の 30 日において、12 日のこれらの印とほぼ同じ値をもつ水深に同じ印でプロットしている。急潮発生前の 12 日の STD 観測では水深 10～15 m 付近に各躍層（白抜き矢印）があったことがわかる。12 日の表層水（○印）及び躍層（□印）を構成する水塊は、30 日の急潮発生時には 15 m 以深にあり（○印は水深 15 m へ、□印は水深 35 m へ深化）、15 m 以浅は 12 日の観測にはみられなく、より高温低塩な軽い水塊により占められている。電磁流速計が設置された水深 5 m から判断して、計測された強い南南東流はこの高温低塩な軽い水塊の出現に伴う流れを捉えたものと推測される。なお、今回観測された急潮に伴う表層水塊が低塩分水であったことから、急潮の発生要因として、日高湾の北側で分岐した津軽暖流水（高塩分水）の突発的な移流が直接的な要因である可能性（要因（1））は否定されると思われる。

係留系データに記録された流速変化と風変化を並べて表示した Fig. 6-2 を再びみると、臼尻（USU）で観測された急潮は、その 1.5 日前の白老（SHI）ではすでに発生し、この急潮はさらに 2.5 日前の日高

湾で卓越した南東風により励起された現象である、とみることもできる。すなわち、気象擾乱により励起された波動（要因（2））の可能性であるが、急潮発生 2.5 日前の気象擾乱は特別に大きな風速を伴うものではなかった。そこで、次節では 2005 年と 2006 年の初夏における海象・気象状態を比較し、両年の共通点・相違点を調べることによって、急潮の発生条件を探る。

6.3.3. 2005 年と 2006 年の初夏における海象・気象状態の比較

6.3.3.1. 風速・流速・水温時系列の比較

Fig. 6-6 の左側が 2005 年、右側が 2006 年で、上から順に、NCEP/NCAR の日平均風速ベクトル、白老 (SHI) の日平均流速ベクトルと日平均水温（水深 5 m・25 m）、臼尻 (USU) の日平均流速ベクトルと日平均水温（水深 5 m・30 m）の各時系列（5 月 1 日～6 月 10 日）である。各ベクトル時系列の上側が北向きである。2006 年における白老 (SHI) の水深 25 m の水温計は 6 月 3 日以降のデータ、臼尻 (USU) の水深 30 m の水温計は 6 月 8 日以降のデータは、水温計の不調により欠測となった。

風速ベクトル時系列から、両年ともに似たような数日周期の気象擾乱があったことが推測される。2006 年の急潮発生は南東風から北西風に変化した時期にあるが、他の時期の気象擾乱と比較しても特別に風速が大きかった擾乱とは言えない。流速ベクトル時系列から、両年ともに白老 (SHI) では西南西-東北東流、臼尻 (USU) では南南東-北北東流が卓越しており、風変動と同様な数日周期の流速変動を示している。これらの流向はほぼ海岸線に沿った方向である。

水温時系列から、両年の成層構造の違いを推測することができる。噴火湾周辺海域では 4 月ころから海面加熱期に入るため（磯田・長谷川（1997））、5～6 月の表層水は一般に水温上昇期にある。それゆえ、両年両地点の水深 5 m（上層）の水温は数日周期の変動を伴いながらも、一ヶ月間に 5℃程度から 10℃程度まで上昇している。2005 年と 2006 年の相違は、上下層の水温差と急潮発生時の大きな水温変動にみられる。まず、両地点における 5 月初めころの水温差は 2005 年も 2006 年も同程度であり、2℃前後であった。2005 年の下層水温はゆっくりであるが徐々に上昇し、6 月初めの上下層の水温差は 4℃前後に留まっている。一方、2006 年の下層水温はほとんど上昇しないために、5 月末の急潮前における上

下層の水溫差は白老 (SHI) で約 5℃, 臼尻 (USU) では 6℃以上にもなる。すなわち, 水溫成層で比較した場合, 2006 年は 2005 年に比べて強い成層状態にあったことがわかる。そして, 2006 年 5 月末の急潮発生時, 上層水溫の低下と下層水溫の急上昇によって, 上下層の水溫差はいっきに小さくなっている。

6.3.3.2. 風速変動と流速変動の相関関係の比較

今回の急潮に伴う流速値は確かに大きかったものの, Fig. 6-6 にみられる数日周期の流速変動の中の一つの事例にしかすぎない。この数日周期の流速変動の原因として, 似たような周期性をもつ風速変動が考えられる。ここでは, 両変動の統計的關係が 2005 年と 2006 年で異なるか否かを調べる。風速, 白老 (SHI) と臼尻 (USU) の卓越方向の日平均時系列データを作成し (ここでは示さない), 風速変動に対する流速変動のラグ相関解析を行った結果が Fig. 6-7 である。左側が 2005 年, 右側が 2006 年で, 太線が白老 (SHI), 細線が臼尻 (USU) の結果を示し, 点線は自由度から計算される 95% の信頼区間である。ラグ相関係数の極大値は統計的に有意であり, 定性的な結果は両年で全く同じ結果となった。例えば, 急潮発生前に卓越した南東風に対する応答として記述すると, 南東風が極大を向かえた後, 白老 (SHI) では 1 日遅れて西南西流 (岸を右手にみる流れ) が極大となり, 臼尻 (USU) ではさらに 3 日も遅れて南南東流 (同じく岸を右手にみる流れ) が極大となることを示す。

このような統計的平均状態の位相関係(時間差)は, 2006 年 5 月 28 日に南東風が極大となって 1 日後に白老 (SHI) で急潮が発生し, さらに 1.5 日後の 2.5 日目に臼尻 (USU) で急潮が発生するという位相関係とほぼ同じである。すなわち, 岸 (または浅瀬) を右手にみる急潮の位相伝播方向 (回転系の波動伝播方向に一致) の特徴から, 今回観測された急潮は要因 (2) の可能性が高いと考えられる。ただし, 通常の気象擾乱においても, 同様の位相関係を示す流速変動が起こっており, なぜ, 2006 年 5 月 28 日の気象擾乱に限って, 励起された流速変動の流速値が極端に大きかったのかの説明が必要である。

6.3.3.3. 臼尻沖定線における海洋構造の比較

係留系に設置した水温計の記録 (Fig. 6-6) から、急潮発生前の 5 月中旬において 2005 年と 2006 年の水温成層には違いがあることをすでに述べた。2005 年は 5 月 17 日 (CTD2005)、2006 年は急潮発生前の 5 月 21 日 (CTD2005) における臼尻沖の水温・塩分・密度の鉛直断面図を Fig. 6-8 に示す。係留系に最も近い観測点は沿岸側の U1 である。なお、2005 年は U5 が欠測点、2006 年は U1 が欠測点であった。

水温鉛直断面から比較すると、両年で共通した特徴は水深 20~60 m の中層に存在する 4℃以下の中冷水である。2006 年の U1 が欠測しているものの、2005 年に比べて 2006 年の沿岸側中層に広く中冷水が広がっている。そして、2005 年は中冷水よりも上層側の水温が 5~6 ℃と低いのに対し、2006 年は水深 20 m 付近に水温躍層 (白抜き矢印) が形成されて表層は 7 ℃以上となり、水温成層が比較的強かったことがわかる。2006 年の水温躍層は塩分躍層 (白抜き矢印) にも対応しており、2005 年の表層塩分が 32.4 に対し、2006 年の表層塩分は 31.8 と 0.6 ほど低い値になっていた。それゆえ、2006 年の密度分布には表層の高温低塩水と中層の低温高塩水の間に明瞭な密度躍層 (白抜き矢印) が形成されており、急潮に伴う水温変動は大きな密度変化を伴っていた可能性が高い。一方、2005 年の密度躍層は弱いながらも中冷水の下部付近にみられ、その上層は弱い連続成層構造となっていた。

6.3.3.4. 日射量と降水量の比較

2006 年の表層が 2005 年の表層に比べて高温低塩であったことから、海面加熱と淡水供給に両年で相違があったことが推測される。磯田ほか (2004) は各月の正味の海面熱輸送に最も影響を与える海洋・気象パラメータを調べ、海面加熱期 (4~5 月) は雲量が主たるパラメータであることを示している。ここでは海面加熱量の指標として、室蘭における全天日射量 (短波放射) を用いることにした。淡水供給の起源は、海面への直接降水と陸上への降水が集積した河川水が考えられる。河川水の場合、降水時よりも遅れ、さらに沿岸境界 (河口) から水平的に淡水が供給されるが、ここでは河川を経由しての降水による淡水供給のタイムラグは厳密に考慮せず、淡水供給量として両年の相違を調べるため、指標に、

室蘭・登別・カルルス・白老・苫小牧の 5 地点を合計した降水量を使用した。

5 月の表層水の水温塩分値は、それ以前の海面加熱と淡水供給の積算により影響されると考えられるため、ここでは両年毎に 1 月から累積した全天日射量と降水量をそれぞれ Fig. 6-9(a)(b) に示した。2005 年と 2006 年の累積全天日射量の差異はほとんど認められず、両年はほぼ同様な海面加熱量であったことが推測される (Fig. 6-9(a))。一方、累積降水量には急潮発生時期を含む 5 月～6 月に両年の相違がみられ、この時期に限って、2006 年の降水量は 2005 年の降水量に比べて多い。その降水量が多かった 2006 年 5 月の日平均降水量を用いて、上記の 5 地点毎に 5 月 1 日から 5 月 31 日までの累積降水量を Fig. 6-9(c) に示した。2006 年 5 月には 10 日と 28 日の 2 回ほど大きな降水があり、特に、急潮発生前の 28 日におけるカルルスでは、この日一日で観測史上最大の 200 mm を超える降水量が計測された。

2006 年 5 月 17 日の定線観測で捉えられた表層の低塩水及び塩分躍層は、1 回目 (5 月 10 日) の降水により形成された可能性が示唆される。また、海面加熱量は両年で相違がないことから、2006 年の場合、降水による薄い塩分躍層の形成によって、海面加熱による熱輸送が強い密度躍層より降下できず表層付近に閉じ込められ、その結果として表層がより高温となり、塩分躍層と同じ水深に水温躍層が形成されたものと推測される。

どのような気象擾乱が今回の急潮を引き起こしたのかを調べるために、急潮発生前である 5 月 27 日から発生中の 30 日までの地上気圧配置図を調べた (ここでは示さない)。27 日は日本列島を挟むように黄海上に低気圧、太平洋側に高気圧の気圧配置となり、日本列島の南側には東西に走る梅雨前線が存在していた。このような西低東高の気圧配置はゆっくりと東へ移動しながらも、30 日まで続き、27～30 日の亀田半島を含む日本列島周辺は南風の期間となり、実際に同時期の日高湾における風向は南東風であった (Fig. 6-2 を参照)。そして、日高湾において南東風が極大となった 28 日、北海道周辺で等圧線が東西方向に混むのに加え、梅雨前線が低気圧の東側を一時的に大きく北上していた。この梅雨前線の北上により 28 日の天気は、この活発化した梅雨前線近くの関東地方から北日本の広い範囲において雨であった。特に、北海道道南地方には多量の降雨があり、前述したように、カルルスでは記録的な降雨量が観測された。カルルスが位置する日高湾北西の山岳地帯は、南東風に対して直交する方向に走っており、湿った大気がこの山岳地形に正面から接することによって、他の道南地域に比べて多量の降雨と

なったことが推測される。このように、今回の急潮を引き起こした気象擾乱は、並の低気圧の通過によるものであるが、多量の降雨を伴っていたことが大きな特徴として挙げられる。

6.4. まとめと考察

2006 年初夏に突然発生した急潮も含み、当海域における数日周期の流速変動は気象擾乱（風速変動）に対する応答として理解される。急潮が発生しなかった 2005 年との比較解析から、両年の大きな相違は急潮発生前の海洋構造にみられ、2005 年は弱い連続成層であったのに対し、2006 年は水深 20m 付近に明瞭な塩分（密度）躍層が存在していた。加えて、2006 年の急潮発生直前の 28 日に日高湾北西の山岳地帯で極端に大きな降水があり、この淡水供給によって表層がさらに低塩化したことが推測される。実際に、急潮発生前後の表層塩分分布を比較すると（Fig. 6-3）、発生後において噴火湾口から亀田半島一帯の沿岸域が低塩化していた。これは今回の急潮が風強制（南東風）により励起され、軽い水塊が沿岸域に捕捉された回転系密度流であったことを示唆している。そして、回転系における風強制応答である表層エクマン流を考慮すれば、係留系で捉えられた水温変動（Fig. 6-2(c)(e)）を沿岸湧昇・沈降現象としても理解できる。例えば、急潮発生直前の 28 日前後の南東風は亀田半島（臼尻（USU））側から対岸の日高側への表層エクマン輸送となるため、このときの大きな水温変化は臼尻（USU）側で沿岸湧昇（上層の水温低下）、白老（SHI）を含む日高湾北側陸棚上で沿岸沈降（下層の水温上昇）として説明できる。

急潮が回転系密度流の性質をもっていれば、急潮発生 2 日後（Fig. 6-4 の 6 月 1 日（S/A3））に観測された流速分布は、急潮が通過した後の過渡的な地衡流調節場を表現しているとみなすことができる。そのような視点でみたとき、今回の急潮は湾口北側の海岸線に沿って南下し、少なくとも顕著な流量を保って湾内へは流入せず、湾口沖をそのまま南下して亀田半島へ達し、半島に沿って南東方向へ伝播した擾乱であったことが推測される。それゆえ、急潮発生時の 30 日に臼尻（USU）沖の表層に出現した低塩分水（Fig. 6-5）は、多量の降水の影響を受けた白老（SHI）側の表層水塊が噴火湾内へは流入せず、亀田半島沿岸域に直接来たものと考えられる。このように、噴火湾湾口沖を通過した急潮であったなら

ば、噴火湾内での漁業施設破損が全く報告されなかったことも理解できる。

このような擾乱を回転流体の波動伝播として解釈すれば、上述した沿岸近傍の湧昇・沈降流は内部境界面を大きく変化させ、風向と同じ向きの流速を伴う内部ケルビン波もしくは陸棚波を励起した結果であろう。まず、内部ケルビン波は岸境界に捕捉され、北半球では岸を右手にみて伝播するので、白老 (SHI) 側で励起された内部ケルビン波は臼尻 (USU) 側へ伝播し、その逆方向へは伝播できない。よって、今回の急潮を内部ケルビン波の伝播現象として解釈するならば、低塩分水は白老 (USU) 側から噴火湾へ侵入し、湾内を反時計回りに伝播した後、臼尻 (SHI) 側へ達することになる。陸棚波であれば、噴火湾口沖を南北方向に走る陸棚斜面上 (100 m 以深) に捕捉され、浅い水深を右手にみて伝播するので、擾乱は湾内に直接侵入せずとも白老 (SHI) 側から臼尻 (USU) 側に達することができる。しかし、このような陸棚波が大きな内部境界面変位を伴う場合、発散性の海底捕捉波となるために上層よりも下層の流速が強くなり、表層付近で発生した急潮現象は説明できない。すなわち、湾口沖を通過する急潮は、内部ケルビン波や陸棚波の線形理論の範囲内では説明できない現象と思われる。

今回の特異な急潮の発生条件として、多量の降水、それによる多量の河川水の流出によって、沿岸近傍における表層の躍層が強く、さらに薄くなっていたことを挙げた。今回の急潮を引き起こした風強制がそれほど大きくなかったにもかかわらず、急潮となった原因は、この薄くて強い躍層の形成にあると考える。急潮発生時における表層とその下層の密度差 $\Delta\rho$ は $0.6\sigma_t$ 程度、表層厚 H は 10~15 m であり (Fig. 6-5 右図を参照)、位相伝播速度を概算すると、 $C = \sqrt{(\Delta\rho/\rho)gH} = 0.3 \sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$ となる。一方、白老 (SHI) と臼尻 (USU) で実際に観測された流速は $U = 0.3 \sim 1.2 \text{ m s}^{-1}$ であった (Fig. 6-2 を参照)。このように、薄い塩分成層が形成されたときの急潮は、内部重力長波 (もしくは内部ケルビン波) の位相伝播速度と水粒子速度は同程度、もしくは水粒子速度の方がむしろ大きくなっていた。このことは、非線形性が卓越した内部重力長波の伝播現象として、急潮の力学を理解しなければならないことを示している。

6.5. 参考文献

- 秋山秀樹 (1991): 宿毛湾の急潮. 沿岸研究ノート, **29**, 90-96.
- 磯田 豊・長谷川 伸彦 (1997): 噴火湾の熱収支. 海と空, **72**, 93-101.
- 磯田 豊・末武 秀己・東屋 知範 (2004): 噴火湾における正味の海面熱輸送量の簡易計算法. 北大水産彙報, **55**, 43-52.
- Kalnay, E., and Coauthors (1996): The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- 木村 喜之助 (1942): 沿岸の大急潮について. 中央气象台彙報, **19**, 1-85.
- 小林 直人・磯田 豊・黒田 寛・木村 修・山口 秀一・大西 光代・アナ ルイザ ロザ (2006): 北海道亀田半島沖における流れ場及び水塊の季節変化. 沿岸海洋研究, **44**, 59-67.
- 松山 優治・岩田 静夫・前田 明夫・鈴木 亨 (1992): 相模湾の急潮. 沿岸海洋研究, **30**, 4-15.
- 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. *Journal of Oceanography*, **63**, 573-588.
- 武岡 英隆・秋山 秀樹・菊池 隆展 (1992): 豊後水道の急潮. 沿岸研究ノート, **30**, 16-26.
- 宇田 道隆 (1952): 相模湾の急潮とその予知について. 日本海洋学会誌, **19**, 15-22.

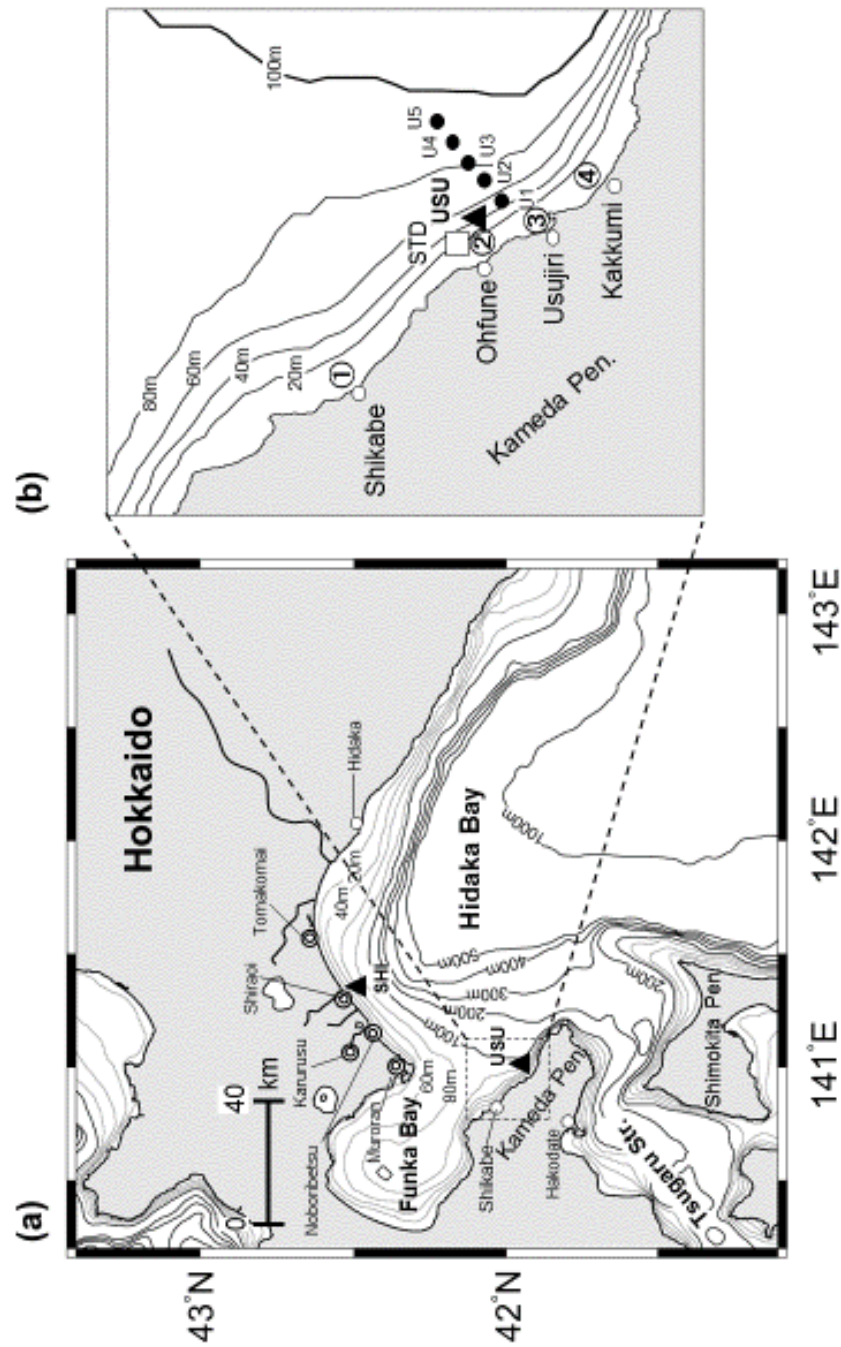


Fig. 6-1. The bottom topography around the western Hidaka Bay (a), and its detail off Kameda Peninsula (b). Numerals from ① to ④ shown in Fig.6-1(b) indicate the fishing set-nets locations of Shikabe, Ohfune, Usujiri and Kakkumi, where a large damage to the nets occurred due to the *Kyuzo*. Solid circles (●), solid triangle (▲), open circle (○) and open square (□) show the locations of mooring (current and temperature), CTD and STD, respectively. Double circle (⊙) shows the location of AMeDAS monitored by the Japan Meteorological Agency.

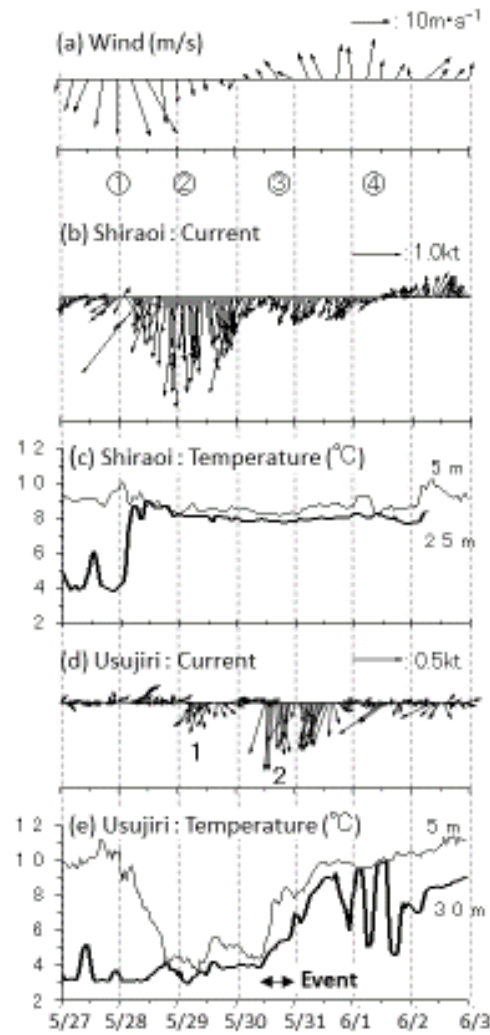


Fig. 6-2. The time series of six-hourly prevailing wind vectors and hourly prevailing current vectors at Shiraoi(SHD) and Usujiri(USU) during the period from 27 to 30 May, 2006. The prevailing positive directions of wind and currents are shown by an open arrow with solid circle and the closed arrow with solid triangles, respectively, in Fig. 6-1.

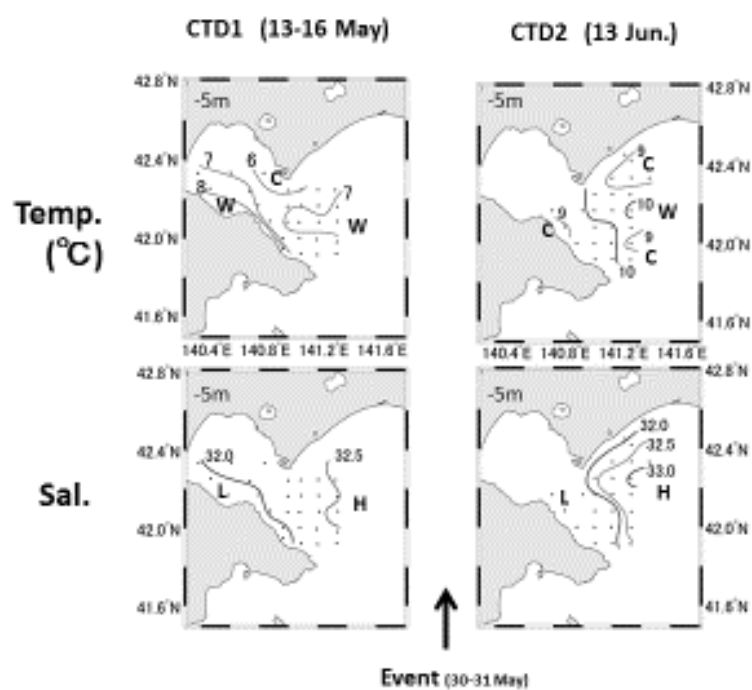


Fig. 6-3. Horizontal distributions of temperature (upper) and salinity (lower) at the depth of 5 m on 13-16 May (left) and on 13 Jun (right), 2006. Contour intervals of temperature and salinity are 1 °C and 0.5 respectively. Symbols of "W", "C", "L" and "H" imply "Warm", "Cold", "Low salinity" and "High salinity" waters, respectively.

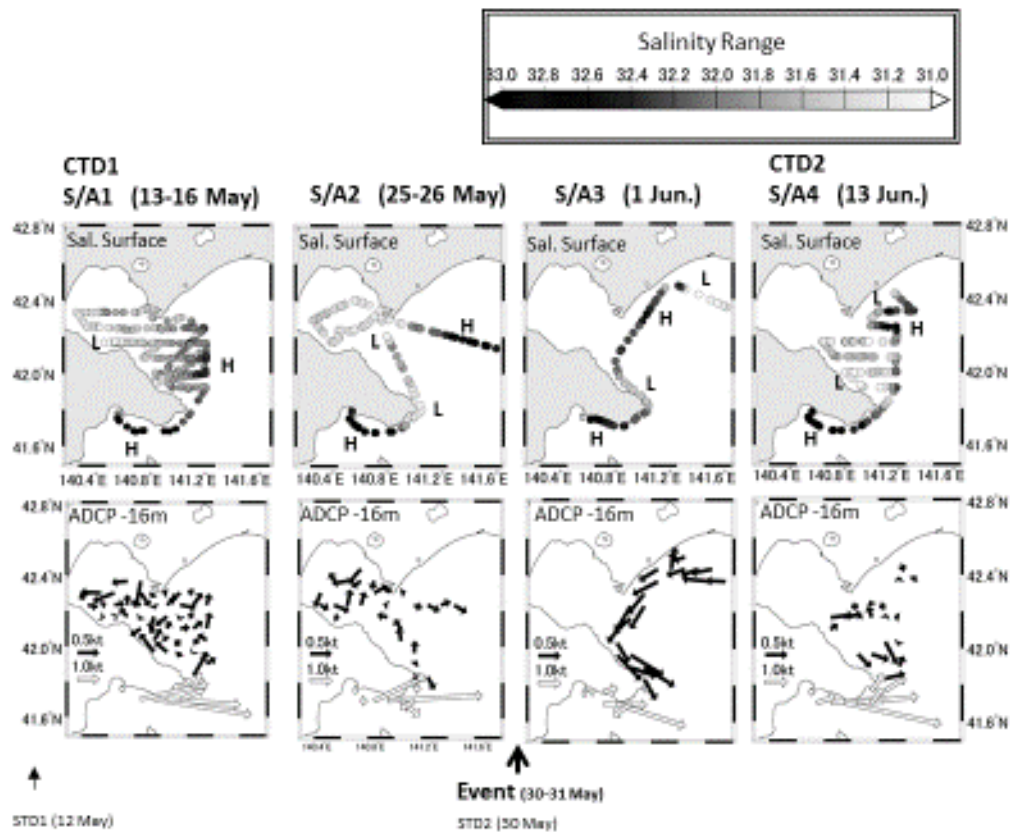


Fig. 6-4. Horizontal distributions of surface salinity (Thermosalinograph) and current vectors (ADCP) at the depth of 16 m along the track chart of *Ushio Maru* cruise on 13-16 May, 25-26 May, 1 June and 13 June in 2006.

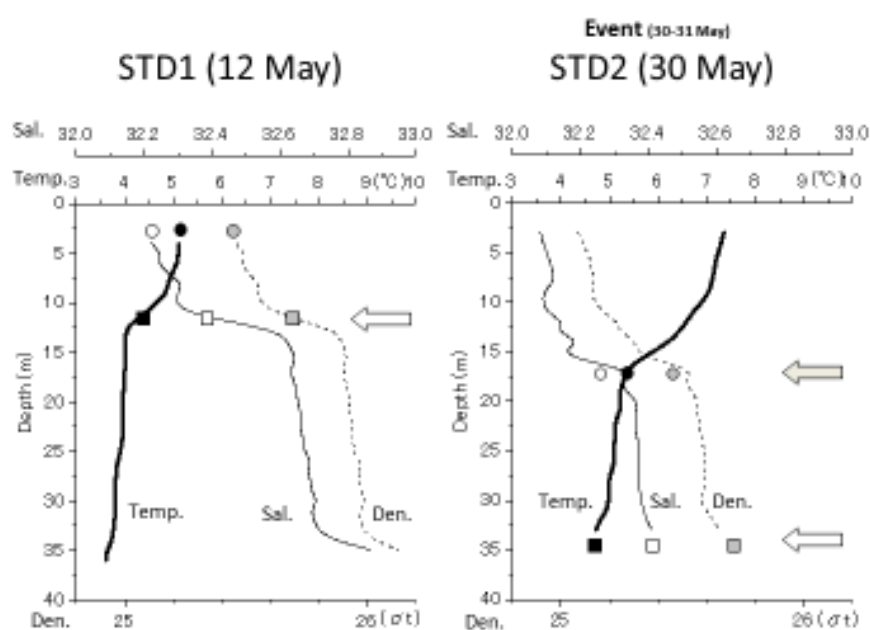


Fig. 6-5. Vertical profiles of temperature (thick solid line), salinity (thin solid line) and density (dashed line) observed by STD off Ohfuné on 12 May (left) and 30 May (right) in 2006. The surface water mass indicated from circle to square on 12 May sinks below the depth of about 15m due to the warm and low salinity water intrusion accompanied by the *Kyūcho* event on 30 May.

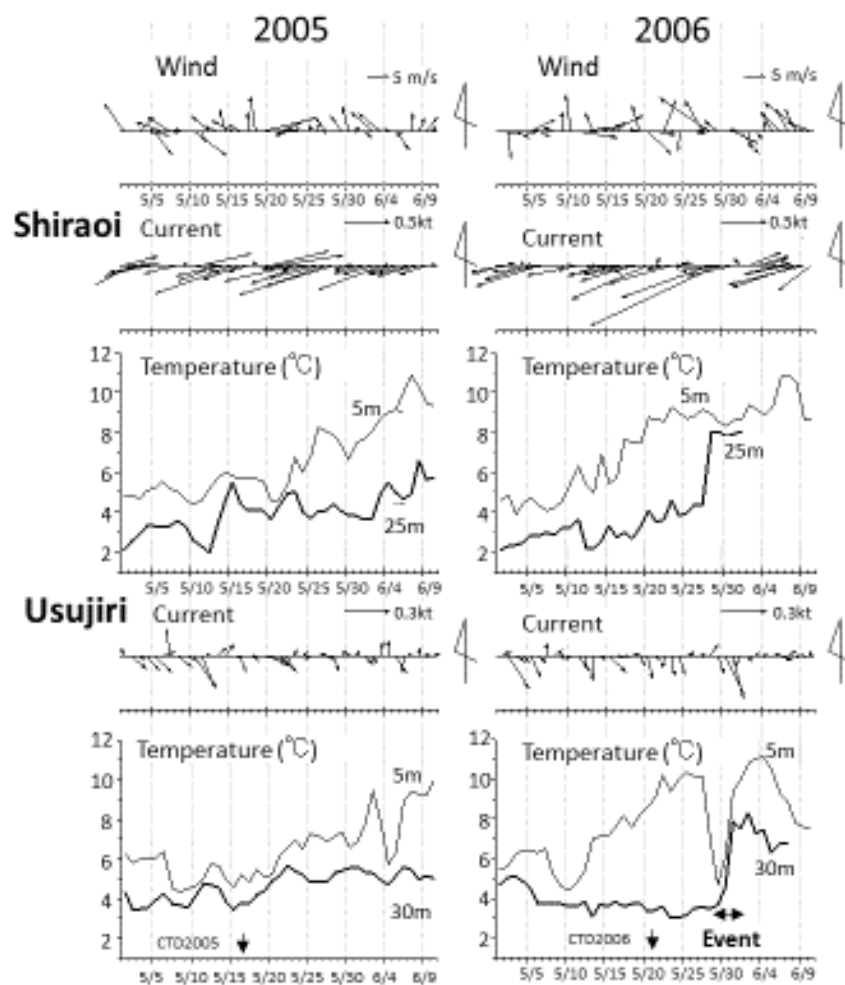


Fig. 6-6. From the top figure, time series of daily mean wind vectors taken from NCEP/NCAR reanalysis data near western Hidaka Bay, daily mean current vectors and daily mean temperature at Shiraoi (SHI: middle row) and at Usujiri (USU: lower row) based on the mooring data in 2005 (left panels) and in 2006 (right panels). Thick arrows at the right hand side indicate the prevailing direction of wind and current. Thin arrows under the bottom figures are plotted at the date of CTD, STD and salino-meter/ADCP observations in the present study.

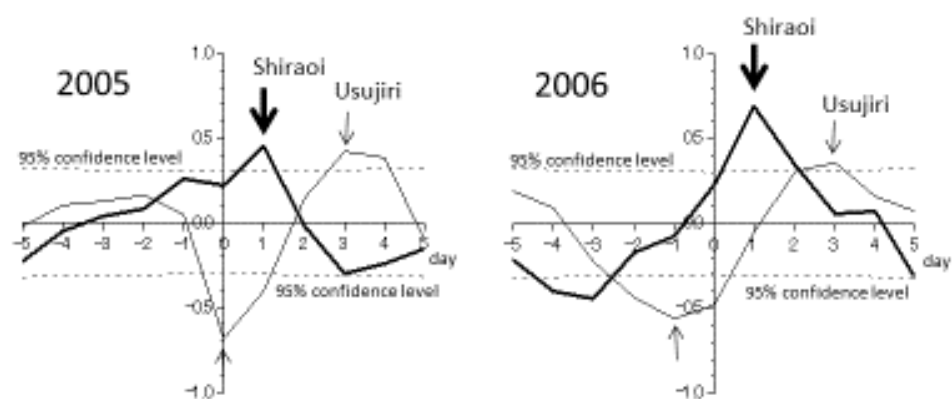
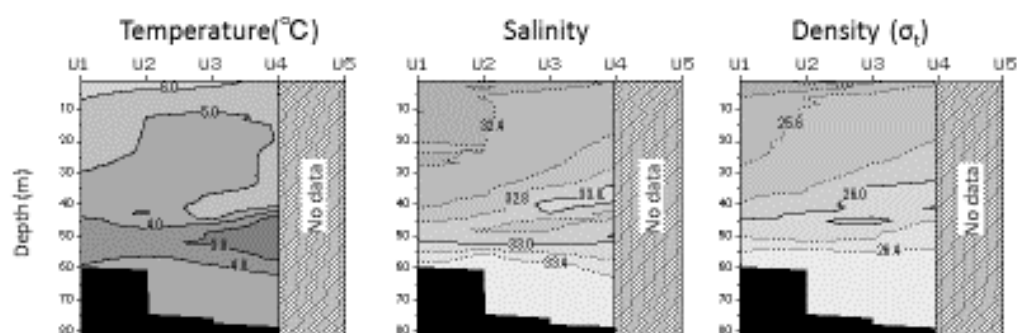


Fig. 6-7. Correlation coefficient with time lag between the daily variations of wind and current components, based on data in Fig. 6-2, in 2005 (left) and in 2006 (right). Thick and thin lines, respectively, are the results using the Shiraoi(SHD) and Usujiri(USU) data. Dashed lines in both figures indicate the 95% confidence level.

CTD2005 (17 May)



CTD2006 (21 May)

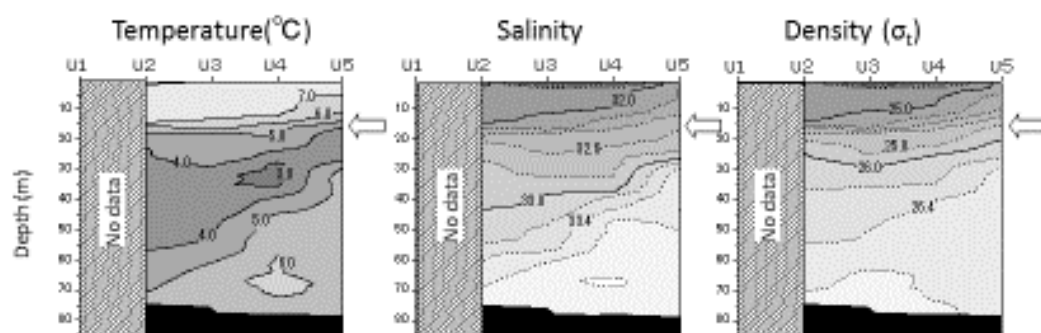


Fig. 6-8. Vertical distributions of temperature, salinity and density off Usujiri(USU) (from U1 to U5 shown in Fig.1) on 17 May, 2005 (upper) and on 21 May, 2006 (lower). Open arrows indicate the depth of shallow thermocline, halocline and pycnocline observed on 21 May, 2006.

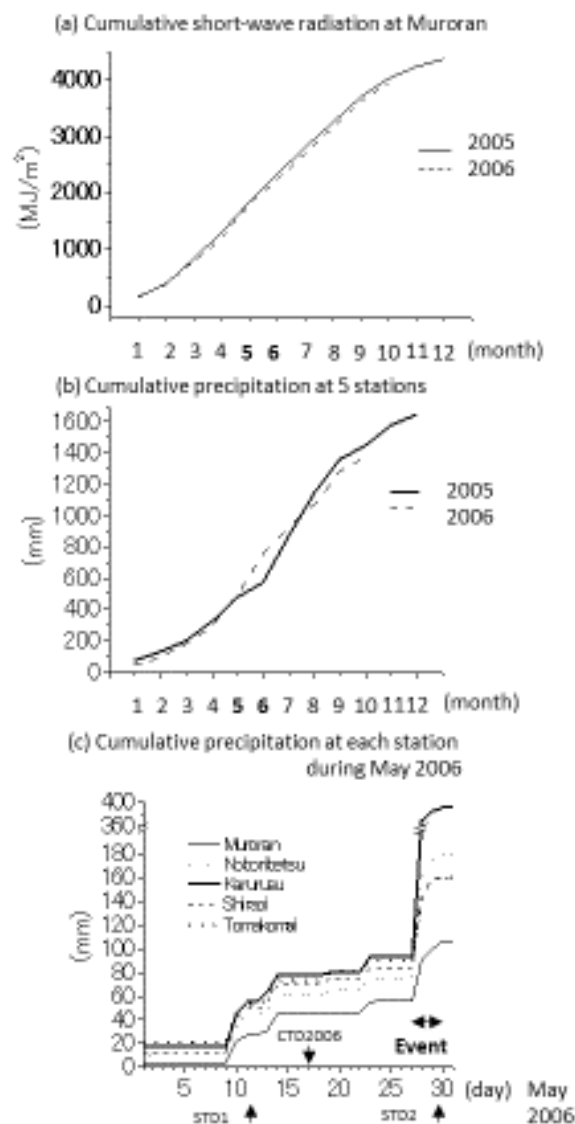


Fig. 6-9. Monthly cumulative charts of (a) short-wave radiation at Muroran and (b) precipitation at five AMeDAS stations in 2005 and 2006. (c) Daily cumulative chart of precipitation at each AMeDAS station during the period of May 2006. Solid arrows are plotted at the date of CTD (17 May, 2006) and STD (12 and 30 May, 2006) observations.

7 章 噴火湾湾口沖を通過する急潮

(2) 数値モデル実験 I

7.1. はじめに

2006 年 5 月 30 日から 31 日において、噴火湾の南東方向に位置する亀田半島沿岸一帯（場所は Fig. 7-1 を参照）で漁業施設破損の被害を伴う急潮が突然発生した。本急潮（南東流）の上流側に位置する噴火湾内の施設被害は全くないという、局所的で過去にほとんどなく、稀な急潮であった。6 章では本急潮発生前後の海況と気象擾乱に関するデータ解析を行い、この特異な急潮の発生条件について調べた。その結果、他の気象擾乱と異なる条件として、急潮発生直前（5 月 28 日）に雨低気圧が北海道周辺を通過し、多量の降雨により表層付近に強い躍層が形成されていたことがわかった。この表層厚条件により、台風などによる極端に大きな風応力がなくとも、表層の流速値は大きくなり、実際に、観測された流速値はこの躍層を内部境界面とした内部重力波（内部ケルビン波）の位相速度よりも大きくなる考えた。6 章の結論として、今回の急潮が非線形の強い表層密度流であった可能性を示唆した。

ここでは、強い表層密度躍層という成層条件のもとで、リアルな海岸・海底地形を用いた風強制数値モデル実験を行い、観測された流速と水温変動のモデル再現を試みた。そして、この再現計算をもとに、亀田半島沿岸域という局所的な海域で急潮が発生した理由を明らかにする。

はじめに、モデル計算で再現すべき時系列を 6 章から引用して Fig. 7-2(a) に示し、今回の急潮発生前の状況を簡単に説明しておく。係留観測場所は Fig. 7-1 の▲印示した噴火湾湾口を挟む湾外 2 地点、白老沖（以下、SHI と略す）と臼尻沖（以下、USU と略す）で実施されたものである。この図は両係留地点の表層流速ベクトル時系列（海面下 5 m）と上下層の水温時系列（SHI は海面下 5 m と 25 m、USU は海面下 5 m と 30 m）であり、上段には

NCEP/NCAR の風速ベクトル時系列 (Fig. 7-1 に●印で示した格子地点の値) が示されている。なお、正の風向および正の流向は、それぞれ Fig. 7-1 の▲・●印付近に矢印で示した卓越軸方向である。5 月 30 日に亀田半島沿岸一帯で発生した急潮 (強い南東流) は、USU の流速ベクトル時系列に示した Fig. 7-2 の③印で捉えられている。似たような強い流れはその約 1.5 日前の 29 日ころに SHI でも観測されており、さらに、その約 1 日前の 28 日には南東風が極大値を迎えていた。この南東風の風速値 (最大で約 14 m s^{-1}) は特別に大きなものではなかったが、同日の多量降雨により、Fig. 7-3 で示す強い表層密度躍層 (明瞭な塩分躍層) が形成された。

7.2. モデルの概要

本研究で使用した数値モデルは、密度成層を考慮した σ 座標系 (等間隔 20 層) の Princeton Ocean Model (Blumberg and Mellor(1987), 以下 POM と記す) である。モデル海岸・海底地形と計算領域を Fig. 7-3(a) に示す。1 格子の大きさは $x \cdot y$ 方向共に 1 km とし、計算領域の右端は開境界として、Orlanski の放射条件 (Orlanski (1976)) を採用した。日高湾内の 500 m 以深の領域は 500 m 一定値とし、陸棚斜面域で発生する擾乱が計算領域外へスムーズに抜けるように、北側の襟裳岬付近と南側の恵山岬付近の陸棚地形を固定したまま開境界へ接続した。本計算では f 平面近似を仮定し、本海域の中間緯度である北緯 42.5 度から、コリオリパラメータは $f=1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ に設定した。2 次の海底摩擦係数は 0.0025、水平の渦動粘性係数と拡散係数はともに $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の一定値を使用し、鉛直の渦動粘性係数と拡散係数については、POM に設定されている 2 次元乱流クロージャーモデルを使用した (Mellor and Yamada (1982))。順圧モードの計算時間ステップは CFL 条件 (最も速い位相速度をもつ重力波が 1 格子間を伝播する時間よりも短い計算時間ステップを選択する条件) を満たす 6 秒とした。

本計算では臼尻沖の STD 観測 (6 章の Fig. 6-5) を参考にして、初期成層を計算領域全体

に一樣に与えた。その初期成層の与え方は、急潮発生前の水塊（水温 4.0 °C，塩分 34.0）を初期値として計算領域全体に与えた後，計算領域全体の海面条件として急速加熱，急速降水を 2 日間だけ強制し，水平的にほぼ一樣な初期の密度成層を作成した(Fig. 7-3(b))。この初期密度成層の表層付近の密度は約 $23\sigma_t$ であり，急潮発生後の表層密度 $25\sigma_t$ よりも軽い水塊に設定されている。

風強制は Fig. 7-2(a) の風速変動を参考にして，卓越風向である南東風－北西風に対応した x 軸方向にのみ，振幅 14 m s^{-1} ，周期 7 日の理想的な正弦波関数とした。この風強制は 2 日間の初期成層化終了後の一周分だけ与えた。本研究では，計算領域全体に一樣強制した計算を基本ケースと呼ぶ。この基本ケースに対して，風強制領域を噴火湾内のみ，亀田半島沖のみ，日高湾北部のみとした強制海域区分の計算を別途実施し，本急潮の励起に最も寄与した擾乱の発生場所を調べた（ここでは示さない）。その結果，亀田半島の対岸である日高湾北部で励起された擾乱の伝播が最も重要であることがわかった。そこで，日高湾北部のみを風強制したものをローカルケースと呼び，Fig. 7-5 において基本ケースと比較して考察した。

7.3. モデル計算結果

7.3.1. 急潮の再現性

POM 計算による急潮の再現性を判断するために，流速観測地点である SHI と USU に対応したモデル格子点 (Fig. 7-3(a)に示した●印格子) の計算値を抽出した。Fig. 7-2(b) は実験を始めて風強制を開始した 7 日間 (図では 2～9 日目で示した) の時系列図であり，上から順に，風強制である 7 日周期の正弦波関数，SHI と USU の格子点における流速ベクトルと水温である。抽出したモデル層は観測した水深に対応させて，流速値は両格子点とも 3 層目，SHI の水温値は 3 層目と 13 層目，USU の水温値は 3 層目と 15 層目とした。流速ベクトルの流向は観測結果である Fig. 7-2(a) と同様に，ほぼ海岸線に平行な卓越軸方向へ変換

してある。なお、USU 格子の流速ベクトルに表示した①～③の印は、Fig. 7-2(a) の観測結果にも示した①～③の 3 回の特徴的な流速変化を示す。①は風強制(南東風)が極大となるころに発生した北西流を示し、その流向は風向とほぼ同じ向きの流れである。この南東風が継続中にもかかわらず、風向とは逆向きの南東流に転じることを示したのが②である。③は風向が反転する風速の弱い時期にあり、漁業施設被害をもたらした南東向きの強い急潮の発生を示す。

Figs. 7-2(a)(b) の流速ベクトル時系列の比較から、定量的な流速値や風強制に対する流れの時間遅れに関する微妙な相違はみられるものの、計算結果は観測結果が示した特徴的な流速変動を再現している。SHI 格子の流速変動は正弦波関数の風強制に対して、1 日前後の位相遅れの正弦波的な応答も再現しており、観測点 SHI の流速変動が北部日高湾側で励起された波動の伝播現象であることを示唆している。一方、USU 格子の流速変動は SHI 格子が示した単純な位相遅れの流速応答とは異なり、正弦波関数の風強制に対して正弦波的な応答を示していない。本研究で注目している③印の急潮は、風向が変化する風強制の弱い時期（計算開始 5～6 日目）に、突然発生した南東流として再現されている。南東風が極大（3.75 日目）となる少し前ではあるが、風向と同じ向きの北西流（①印）が 3 日目前後に再現されている。風向とは逆向きの南東流（②印）の流速値は観測結果よりも小さいものの、4～5 日目に再現されている。ここでは強制海域区分の計算結果を示さないが、その計算から①印と②印の流速変化の原因について簡単に説明しておく。①印の北西流は USU 周辺の南東風（強制領域内）により次第に成長する吹送流（風向と同じ向き）である。②印の南東流は噴火湾内北側の南東風で励起された吹送流（北西流）の擾乱（内部ケルビン波）が自由波として湾内を反時計回りに伝播（湾内南側で流向が南東流へ変化：後述する Fig. 7-5 でも説明）し、①印の北西流が成長している途中で USU 周辺に達した結果である。

次に、水温変動の再現性について、風強制の位相関係に注目して記述する。Fig. 7-2(a)の観測結果にもみられるように、計算結果（Fig. 7-2(b)）における上下層の水温変動幅も比較的大きく、これは初期成層として作成した内部境界面が表層エクマン流により上下方向に

変位していることを示唆している。水温値の定量的な再現性には劣るものの、計算された水温上昇・下降の位相変化は観測結果によく似ている。まず、2～5.5 日目のモデル風強制は SHI 側で沿岸沈降（沖向きエクマン流）、USU 側で沿岸湧昇（岸向きエクマン流）を生じさせるセンスの風向（南東風）であり、計算結果は観測結果と同様、3 日前後を中心に SHI 格子では下層水温が主に上昇し、USU 格子では上層水温が主に低下している。線形理論の範囲内で推測すれば、風強制の風向が逆向きになると、USU 側では沿岸沈降（下層水温の上昇）、SHI 側では沿岸湧昇（上層水温の低下）に変化すると考えられる。定性的には、北西風の時期（5.5～9 日目）に対応して、USU 格子では上下層とも水温上昇、SHI 格子では上下層とも水温低下が再現されているように見える。しかし、③印の急潮発生（5.5 日目ころ）は北西風に変化した直後の風速値がまだ十分に小さな時期にあり、沿岸沈降（USU 側）現象によって、この急潮に伴う大きな流速値や水温急上昇を説明することはできない。

7.3.2. 急潮発生前後の表層流速分布

風速値の小さな風向変化時期に発生した急潮（③印）の時空間変化は、表層流速の水平分布図を描くことで示すことができる。Fig. 7-5 は (a) 基本ケース（全領域風強制）と (b) ローカルケース（太線枠で囲った日高湾北部のみを風強制）における急潮発生前の 4・5 日目と発生直後の 6 日目の表層（水深 5 m）流速ベクトルの水平分布図である。なお、Fig. 7-3(b) の初期成層から計算される内部ケルビン波の理論的な位相速度 ($C_i=0.4 \text{ m s}^{-1}$) よりも大きな流速値 ($V > C_i$) を黒矢印、小さな流速値 ($V < C_i$) を灰色矢印で表示した。

両ケースの相違は、ローカルケースが日高湾北部の風強制で励起された擾乱のみを強調しているのに対し、基本ケースはその擾乱に加えて、噴火湾内及び USU 周辺で励起された擾乱も存在していることである。まず、ローカルケースの太線枠で囲った流速分布を基本ケースの流速分布と比較すると、4～6 日を通して、ほぼ同じであることがわかる。これは $f > 0$

(北半球) とした本計算において励起された擾乱が岸及び浅瀬を右手にみる回転系の長周期波動である(噴火湾や USU 側の擾乱が日高湾北部側へは伝播しない)ことを示す。

急潮発生前の約 1.5 日前(4 日目: Fig.7-5 の上段), 両ケースとも $V > C_i$ となる強い南下流が SHI 側沿岸に沿って形成されている。その流下方向の先端は北側湾口付近の海岸線が大きく変化する場所にあり, そこで小さな時計回り渦流が形成されようとしている。この渦流に加えて, 基本ケースの噴火湾内では岸を右手にみる擾乱が励起され, 反時計回り向きの沿岸流が形成されている。

急潮発生直前の 5 日目 (Fig.7-5 の中段), 両ケースとも SHI 側の沿岸流に繋がった渦流の水平スケールが増加し, 湾口付近で成長している。ただし, 基本ケースでは渦流外縁の弱い流れが湾内から USU 側へ流出した沿岸流と接近し, 渦流の形が歪められている。このとき, 湾内からの沿岸流が USU 格子に達し, 先の Fig. 7-2(b) でみた②印の弱い南東流が再現されている。ローカルケースの渦流はほぼ円形の形状を保ったまま成長し, 渦流外縁の弱い流れの一部が分岐して, 対岸(亀田半島)側沿岸を右手にみる南東流が形成されつつある。

急潮発生直後の 6 日目 (Fig. 7-5 の下段) のローカルケースでは, 渦流の先端が対岸の南側(亀田半島側)沿岸に到達するまで成長し, 湾口付近の渦流沖を経由する一続きの南下流経路が形成されている。基本ケースの 6 日目ではこのような渦流と湾内から USU 側へ流出した沿岸流が接続し, USU 周辺で発生した急潮は沿岸流強化により生じているようにみえる。ただし, 渦流は $V > C_i$ の流速値をもつために非線形性が強く, 基本ケースにみられた沿岸流強化は渦流との単純な線形重ね合わせでは理解できない。ここでは示さないが, 噴火湾内のみを風強制した計算において沿岸流は再現されるものの, 強化はされなかった(②印の弱い南東流が継続)。それゆえ, 沿岸流と渦流は相互に影響を与えていると考えられ, 少なくとも, 沿岸流の強化は渦流が大きく関与した結果である。

以上の計算結果から, モデル再現された湾口渦流の励起・成長現象が存在したならば, 近隣の噴火湾内では急潮が発生せず, 亀田半島という局所的な海域にのみで急潮発生が認められた, という観測結果を理解することができる。

7.4. まとめ

本研究では 2006 年 5 月末, 噴火湾の南東方向に位置する亀田半島沿岸一帯で突然発生した急潮を数値モデルで再現し, 噴火湾内では急潮が発生せず, 亀田半島沿岸域という局所的な海域でのみ急潮が発生した理由を明らかにした。今回の急潮の発生要因の一つとして, 薄い表層密度躍層と南東風の条件で励起された強い沿岸流 ($V > C_i$) であったことは 6 章の推測と同じであるが, 噴火湾口付近の流況については次のように解釈される。SHI 側 (噴火湾外の北側沿岸) の強い沿岸流は噴火湾口付近で水平渦流を形成し, その渦流の成長により, 対岸である USU 側 (噴火湾外の南側沿岸) にまでその影響を与える。そして, この渦流と噴火湾から流出した沿岸流との相互作用により急潮が発生した。よって, 亀田半島沿岸域に限られた急潮発生の要因は, 噴火湾を挟んで亀田半島沿岸の対岸域で励起された風強制沿岸流が湾内に直接侵入することなく, 時計回りの湾口渦流を介して亀田半島沿岸に至った擾乱, すなわち, 湾口沖を通過する急潮が湾口渦流の形態をとったことがその本質と考える。それでは, なぜ, 本急潮に限って湾口付近で渦流が形成されたのか。その形成条件及び力学については, 単純な矩形海岸地形を用いた数値モデル実験(II)として 8 章において議論する。

7.5. 参考文献

- 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.
- Mellor, G. L. and T. Yamada. (1982) : Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys.*, **20**, 851-875.
- Orlanski, I. (1976) : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J.*

Comput. Phys., **21**, 251-269.

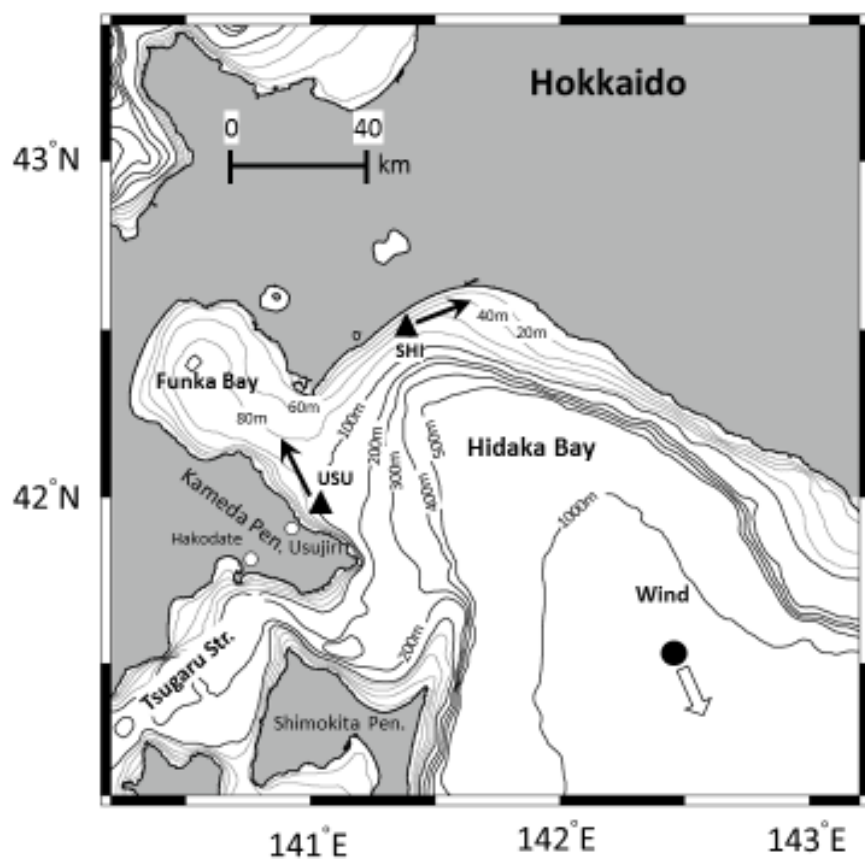


Fig. 7-1. The bottom topography around the western Hidaka Bay. Two solid triangles (▲) indicate the mooring sites (current and temperature) and STD. One open arrow and two solid arrows show the prevailing wind direction and the prevailing alongshore current direction, respectively. Each arrow direction is the positive value of time series shown in Fig. 7-2.

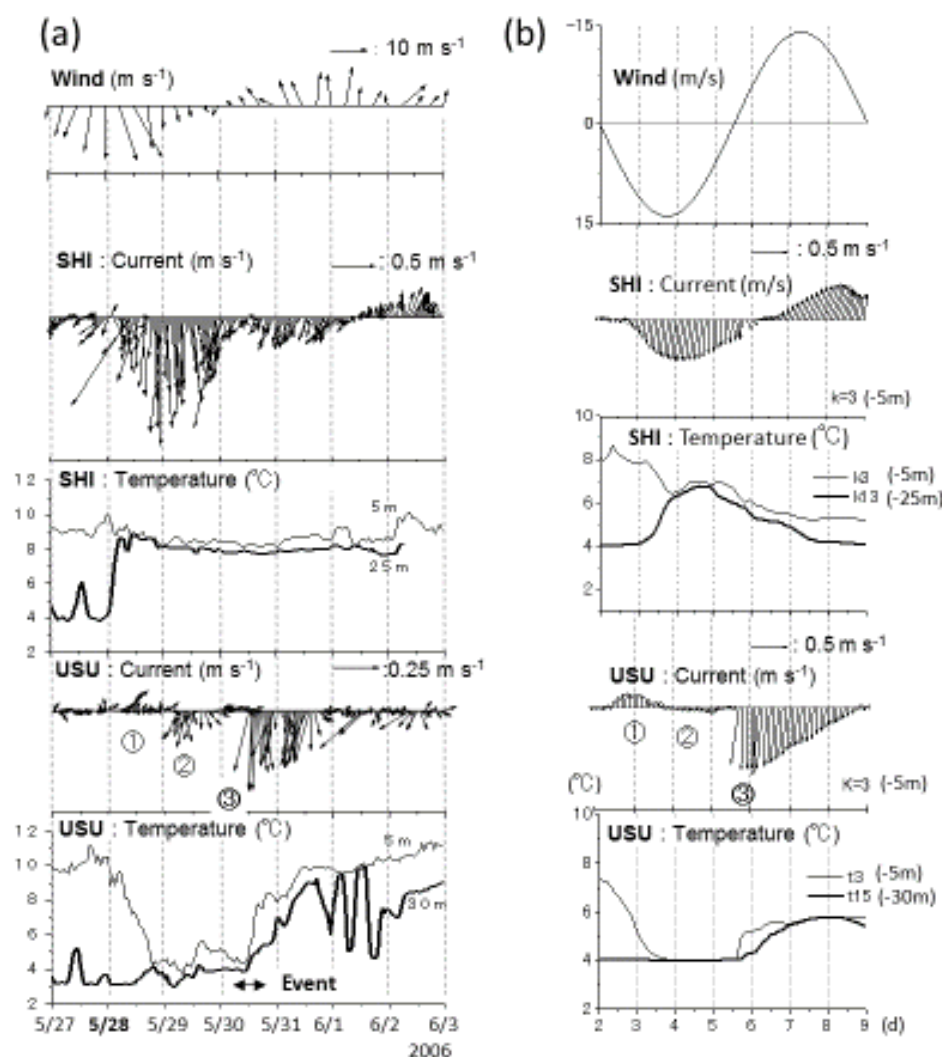


Fig. 7-2. (a) The observed time series of six-hourly wind vector and hourly current vector and water temperature at Shiraoi (SHI) and Usujiri (USU) during the period from 27 to 30 May, 2006. (b) The modeled time series of the sinusoidal wind forcing with the period of 7 days, the calculated current vector and water temperature at the grid points of SHI and USU. Symbols of ①~③ on the time series at USU indicate the peculiar current variations, and an event of ③ is the *Kyūcho*.

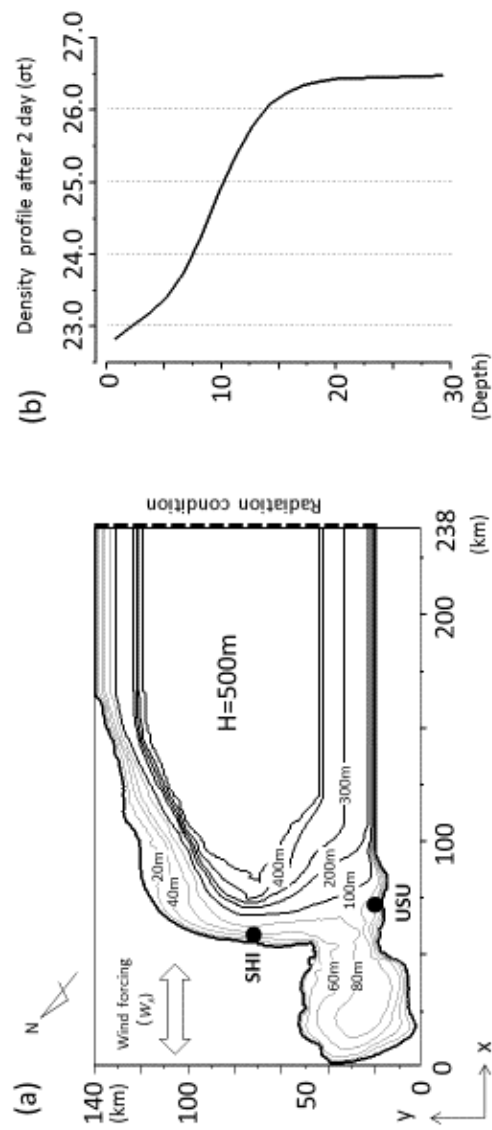


Fig. 7-3. (a) Model geometry around the western Hidaka Bay. Two solid circles indicate the grid points corresponding to locations of Shiraoi (SHI) and Usujiri (USU). The thick dashed line is the open boundary with the radiation condition. (b) Initial vertical profile of density in our model, which was generated by rapid sea surface heating and precipitation without wind forcing during the first two days.

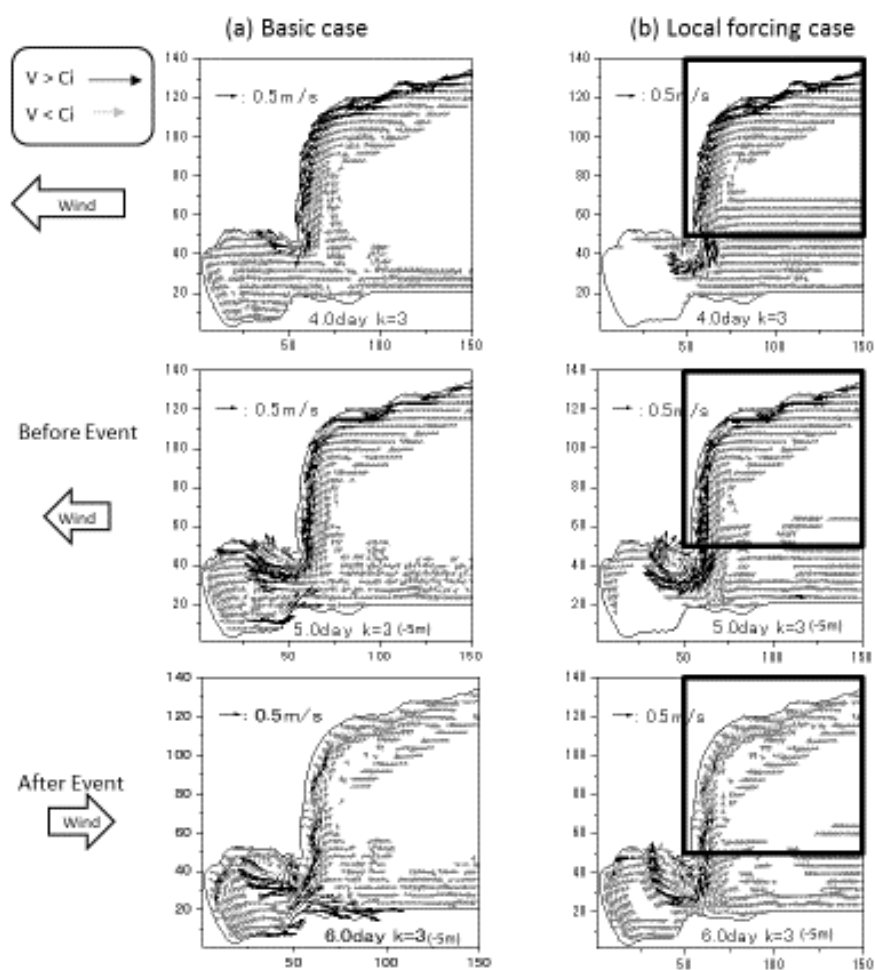


Fig. 7-4. Horizontal distributions of current vectors at the subsurface layer ($k=3$) in (a) basic case and (b) local forcing case, when the direction of wind forcing was changed during 4 to 6 day. Note that the occurrence date of modeled *Kyusho* is 5.5 day. Square enclosed area by thick solid line indicates the wind forcing region in local forcing case.

8 章 噴火湾湾口沖を通過する急潮

(3) 数値モデル実験Ⅱ

8.1. はじめに

2006 年 5 月末、噴火湾の南東方向に位置する亀田半島沿岸でこの海域ではめったに起きたことのない急潮が発生し、大きな漁業施設被害が生じた。7 章ではリアル海岸・海底地形を設定した風強制の数値実験を用いて、6 章で指摘した本急潮の特異な発生条件、すなわち急潮発生直前の多量降雨で形成された薄い表層成層が大きな原因として急潮を再現することができた。再現されたモデル結果の一例として、Fig. 8-1(a) に示した。急潮発生から約 2 日後、北海道大学水産学部附属練習船「うしお丸」が噴火湾口沖を航行中に得た ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) による流速ベクトル分布 (Fig. 8-1(b)) から急潮が通過した後の地衡流調節場とみなし、本急潮の伝播は噴火湾湾口北側の海岸線に沿って南下し、湾内へは流入せず、湾口沖をそのまま南下 (通過) して湾口南側 (亀田半島側) へ達していたことが推測される。

この急潮は、噴火湾湾口渦流の発生がその原因と考える。本研究では、この湾口渦流の形成過程及び力学構造について調べることを目的とする。

渦流の発生原因は (1) 多量降雨による薄い表層密度躍層の形成, (2) 噴火湾外の北側沿岸に沿って形成される噴火湾向きの強い吹送流, そして (3) 渦流が成長する場所である湾口で鋭角に変化する海岸地形の 3 つである。本報告ではこの (3) に注目した実験結果を述べる。使用した数値モデルは、先にリアル地形を設定して急潮を再現した 7 章と同じ Princeton Ocean Model (Blumberg and Mellor (1987), 以下 POM と記す) である。考慮した単純化モデルの水平地形及び初期密度の鉛直分布を Fig. 8-2(a)(b) に示す。モデル水深は全計算領域で 70 m 一定とし、海底地形変化は考慮しない。層厚は等間隔の 20 層 (層厚は 3.5 m) とし、海面から 4 層目 (水深 14 m) までの密度を $\rho_1=25.06\sigma_t$, それ以深を $\rho_2=26.47\sigma_t$ とし

た 2 層モデルを考えた (Fig. 8-2(b))。よって、本成層条件における内部重力波 (沿岸に捕捉された内部ケルビン波) の位相速度は $C_i \sim 0.4 \text{ m s}^{-1}$, 内部変形半径は $\lambda_i = C_i/f \sim 4 \text{ km}$ となる。水平地形は幅 30 km, 長さ 60 km で噴火湾を模した矩形湾を幅 140 km, 長さ 510 km の外洋に接続させ, 湾口で直角に変化する海岸線を表現した (Fig. 8-2(a))。海岸線に平行な風強制 W_y は $y > 110 \text{ km}$ の領域 (Fig. 8-2(a) の灰色領域) のみとし, 矩形湾向きの風向 ($W_y < 0$) で, 一定の風速 14 m s^{-1} を連吹させた。1 格子の大きさは $x \cdot y$ 方向ともに 1 km とした。y 軸方向の両端を開境界として Orlanski の放射条件 (Orlanski(1976)) を採用し, f 平面近似 ($f=1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) を行い, 水平の渦動粘性係数と拡散係数は $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ とし, 鉛直の渦動粘性係数と拡散係数は 2 次元乱流クロージャーモデル (Mellor and Yamada (1982)) で計算し, 順圧モードの計算時間ステップは 6 秒とした。ただし, 単純化のため, 海底境界層を表現しないように, 海底摩擦係数は 0 とした。なお, 以下に示す計算結果の表示範囲は Fig. 8-2(a) に細実線枠で示した矩形湾付近のみである。

8.2. 結果

Fig. 8-3 の上段は風強制後, 3・4・5 日目における表層 (1 層目) の流速ベクトル水平分布図である。流速ベクトルは初期成層 (Fig. 8-2(b)) から計算される内部ケルビン波の位相速度 C_i よりも大きな流速値 V を黒矢印 ($V > C_i$) で強調し, それよりも小さな流速値を灰色矢印 ($V < C_i$) で表示した。Fig. 8-3 の下段は同日の中間層 (10 層目) における密度の水平分布図を示し, 低密度ほど濃い灰色で表示して沈降水領域を強調した。なお, 両水平分布図の上側に示した矩形領域が風強制領域の一部である。

風強制後の 1~2 日目は図示しないが風強制領域内では, 継続的な岸向き表層エクマン流によって沿岸近傍は常に沈降流となり, 風向きと同じ方向の強い傾圧沿岸流が形成される。この沿岸流の初期擾乱は下凸の内部境界面変位を伴った内部ケルビン波, もしくは沈降水塊が湾口方向に移流されて, 風強制後 1 日以内に矩形湾湾口に達する。3 日目に北側湾口付

近で蓄積された水塊は時計回りに回転し始め、その場で傾圧的な渦流が次第に成長し、4 日目にこの場所で湾口北側の沿岸流が離岸し始めている。この渦流の最大流速も $V > C_i$ を保ち、沿岸流と同じ低密度水（沈降水）を取り込んだまま、5 日目には渦流の先端が矩形湾の対岸に達している。このように、一方の沿岸域で励起された強い沿岸流（急潮）は湾内に侵入しなくとも、湾口に形成された渦流を介して、他方の沿岸域に達している。

急潮とは直接関係ないが、矩形湾内では渦流の一部から分岐した弱い沿岸流が沈降領域を保ちながら沿岸に沿って反時計回りに移動し、対岸の湾口に達している。この沈降領域の沖合幅は約 4 km の内部変形半径内であり、3 日目から 4 日目における沈降領域先端の移動距離（約 30 km）から伝播速度を概算すると 0.35 m s^{-1} (=約 30 km/1 日) となり、これは内部ケルビン波の位相速度に近い。すなわち、前者の渦流発達には $V > C_i$ となる移流が支配的な現象であるのに対し、後者の湾内沿岸流の伝播は内部境界面が変位した線形の内部ケルビン波として理解することができる。

ここで強い沿岸流から湾口渦流への流動構造を調べるために、5 日目の図 (Fig.8-3 の右端) に示した二カ所の太実線、A-a 線上と B-b 線上における (a) 密度: σ_t , (b) 断面直交流速: V , (c) コリオリパラメータで規格化した相対渦度（局所的なロスビー数）: ζ/f , (d) 渦位: $PV = (f + \zeta)\rho^{-1}(\Delta\rho/\Delta z)$ の各鉛直断面分布図を Fig. 8-4 に示した。ここで、相対渦度 ζ は $\partial V/\partial x$ 成分のみを計算している。B-b 線の断面図の中央に示した縦破線は、直角に海岸線が変化する湾口位置を示す。沿岸流 (A-a 断面) に伴う密度躍層の傾きは、湾口渦流 (B-b 断面) の沖合側にそのまま移流されているように見え、傾きの大きさにほとんど変化はみられない (Fig. 8-4(a))。すなわち、傾圧的な水平圧力勾配は沿岸流と渦流の沖合側でほぼ同じである。ところが、沿岸流の最大流速が 0.4 m s^{-1} を少し超える程度なのに対し、沖合側渦流の最大流速は 0.6 m s^{-1} を超えている (Fig. 8-4(b))。渦流の湾内側の密度躍層の傾きは渦流の沖合側の密度躍層の傾きよりも小さく、最大流速は沿岸流と同じ 0.4 m s^{-1} を少し超える程度である。このように、湾口渦流は湾内 - 沖合方向に非対称な形状となっている。この流速断面分布を相対渦度でみると (Fig. 8-4(c))、沿岸流域内は $\zeta/f \sim 0.6$ 前後の正の値、湾口渦流の中心

付近は $\zeta f = -0.4 \sim -1.0$ の負の値、湾口渦流の外縁は沿岸流域内とほぼ同じ $\zeta f \sim 0.6$ 前後の正の値をもっている。密度成層を考慮した渦位分布でみると (Fig. 8-4(d)), 躍層付近は強い密度成層のために高渦位となっているが、鉛直的に均一な混合水が形成されている沿岸流と湾口渦流の内部は $PV < 0.2$ の低渦位水で占められている。なお、補遺において、上述した渦流の力学バランスについて簡単に議論しておく。

8.3. まとめ

噴火湾外に位置する亀田半島沿岸という局所的な海域で突発的に発生した急潮の原因を調べた。本研究は噴火湾を単純な矩形地形で模した数値モデル実験により、湾口渦流を介して湾口沖を通過する急潮の発生機構について調べた。

風強制で励起される沿岸密度流の表層流速が内部重力波の位相速度よりも十分に大きくなる計算条件（非線形性が大きな条件）では、移流された軽い表層水塊は湾口付近の海岸線が大きく変化する場所で蓄積される。そして、この蓄積水塊は時計回りに回転し始め、その場で傾圧的な渦流が次第に成長する。この湾口渦流は、沖合側半分であるが渦流の力学バランスが局所的に傾度流バランスとなり、非線形性は遠心力として現れている。渦流の空間スケールは湾口幅には依存せず、局所的な傾度流バランスが成立するまで渦流は成長を続け、このバランスが成立した曲率半径で成長を停止していることが示唆される。特に記述はなかったが本モデル条件の場合、成長が停止したときの渦流直径（約 25 km）は、噴火湾の湾口幅（30 km）と同程度と推測される。それゆえ、矩形噴火湾の北側湾口において成長段階にある渦流の先端が南側沿岸に到達したとき、湾口沖を通過する一続きの強い南下流経路（湾口沖を通過する急潮）が完成したと考えられる。

一般に、海岸線は直線的ではなく、岬や半島などの凹凸海岸地形により、特に湾口付近では鋭角に変化する海岸線が存在している。そのような海岸地形により渦流が形成されながら離岸し、沿岸海域には急潮の影響が及び難い場合もある。本章で扱った急潮のように、急

潮に伴う流速が大きいほど、湾外の急潮が湾内へ侵入できない場合である。このように、本研究は急潮現象に対する局所的な海岸地形の影響を強調するものであるが、同様な現象は過去の急潮研究でほとんど指摘されていない。これは、海岸地形により発生する渦流スケールが数十 km 程度と小さく、その後、渦流が沿岸域から離岸するために、現場観測では捉え難い現象であることを述べた。今後、局所的な海岸地形を考慮に入れた沿岸モニタリングが実施され、急潮に伴う非線形現象の事例が蓄積されることが望まれる。

8.4. 補遺：渦流の力学バランス

Fig. 8-A1 は Fig. 8-3 の計算結果をもとに描いた (a) 3 日目と (b) 5 日目の水平流動場の模式図である。Fig. 8-A1(a) に描いた λ_i の幅は初期成層における内部変形半径、 C_i は内部ケルビン波の位相速度（黒抜き矢印）、 v_c は沿岸流の平均流速（白抜き矢印）である。本モデルで励起された沿岸流の岸沖幅は λ_i の 2～3 倍となっていた。これは $V > C_i$ により、内部境界面変位による海水の鉛直移動量よりも移流による海水の水平移動量が多いため、沿岸流の先端付近に海水が蓄積され続け、さらに、この蓄積された海水が下凸の内部境界面を沖合側へ押し広げた結果と推測される。

一方、渦流上流側の沿岸流はほとんど変化していないことから、基本的な力学バランスは下記の地衡流バランスで近似され则认为られる (Fig. 8-A1(b)の①)。

$$fv_c = \nabla p \quad (8.1)$$

ここで、 v_c は沿岸流の平均流速、 ∇p は水平圧力勾配、 f はコリオリパラメータである。Fig. 8-4(a)(b) でみたように、渦流の沖合側半分において、密度境界面の傾きは沿岸流からそのまま移流され、ほとんど変わらないのに対し、渦流の平均（最大）流速は沿岸流の約 0.3 m s^{-1} (0.4 m s^{-1} 以上) から約 0.5 m s^{-1} (0.6 m s^{-1} 以上) へと増加していた。これは水平圧力勾配 ∇p が保存されたままで流速値が増加していることを示し、渦流の沖合側半分は地衡流バランスから外れた力学バランスであることを示唆する。また、Fig. 8-4(c)でみたように、

渦流内の相対渦度が $\zeta f = -0.4 \sim -1.0$ の大きな値をもつことから、渦流の小さな曲率半径による外向きの遠心力（非線形）が加わった傾度流バランスへの変化が推測される。そこで、増加分の流速を v_e とし、渦流の沖合側流速 v を

$$v = v_c + v_e \quad (8.2)$$

とおく。ここで、増加流速 v_e は渦流の湾内側半分からの移流と考えている（Fig. 8-A1(b)の②）。このように考えた流速分布は、岸沖方向に非対称な渦形状と流速値（ $v_e < v$ ）であったことにも矛盾しない。いま、渦流の沖合側半分の局所的な曲率半径を R とし、水平圧力勾配 ∇p が(8.1)式と同じとすれば、定常状態における傾度流バランスは

$$fv = \nabla p + \frac{v^2}{R} \quad (8.3)$$

となる（Fig. 8-A1(b)の③）。(8.1)式と(8.3)式から ∇p が消去できるので、増加流速 v_e に関する下記の2次方程式を得る。

$$v_e^2 + (2v_c - Rf)v_e + v_c^2 = 0 \quad (8.4)$$

この(8.4)式の解は

$$v_e = \frac{(Rf - 2v_c) \pm \sqrt{Rf(Rf - 4v_c)}}{2} \quad (8.5)$$

となり、ルート内の項が正となれば傾度流バランスが成立する。その境界値となる曲率半径は $R = 4v_c / f$ であり、この半径まで渦流は成長する。Fig. 8-4(b)の流速鉛直分布から、沿岸流の平均流速を $v_c = 0.3 \text{ ms}^{-1}$ とすれば、その曲率半径の値は

$$R = \frac{4v_c}{f} \approx \frac{4 \times 0.3 \text{ ms}^{-1}}{10^{-4} \text{ s}^{-1}} = 12 \text{ km} \quad (8.6)$$

と概算される。この値の2倍である渦流直径は、渦流が離岸した5日目の渦流直径（約25 km）に近い。渦流の片側だけの傾度流バランスではあるものの、このバランスが成立するまで渦流は成長を続け、 $R = 4v_c / f$ の曲率半径となったときに成長を停止しているように思われる。また、遠心力項とコリオリ項の比を計算すると、

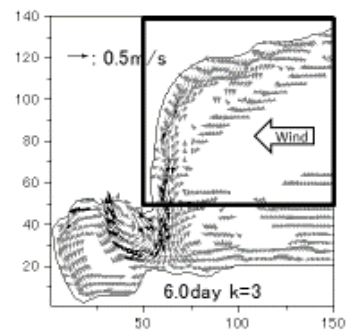
$$\frac{(v^2/R)}{fv} = \frac{(v/R)}{f} = \frac{(2v_c)/(4v_c/f)}{f} = 0.5 \quad (8.8)$$

となる。この比は Fig. 8-4(c) の ζf 値と物理的に同じ意味であり，0.5 という大きさは渦流内の $\zeta f = -0.4 \sim -1.0$ 値の範囲内にある。

8.5. 参考文献

- 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.
- Mellor, G. L. and T. Yamada. (1982) : Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys.*, **20**, 851-875.
- Orlanski, I. (1976) : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.

(a) Model



(b) Observation

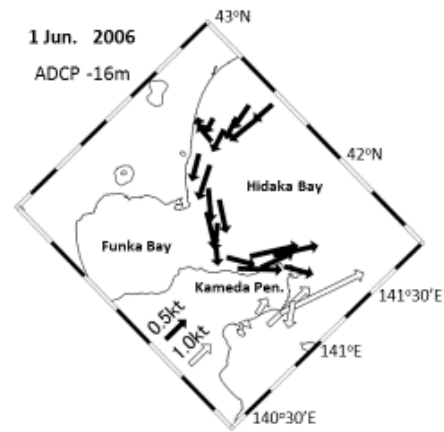


Fig. S-1. (a) Horizontal distribution of calculated current vectors after the *Kyucho* event at the subsurface layer in the case of local wind forcing, which area is indicated by the enclosed thick-solid line. (b) Horizontal distribution of observed ADCP current vectors at the depth of 16m along the track chart of *Ushio Maru* cruise on 1 June in 2006 .

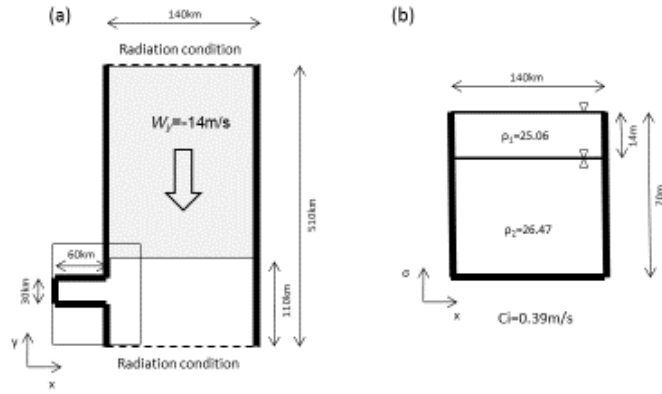


Fig. 8-2. Model configuration for an idealized rectangular coastal geometry with a constant depth of 70 m. Left panel (a) is the plane view. The dashed lines indicate the northern and southern open boundaries with the radiation condition. Shaded area is the wind forcing area with a constant speed of 14 m s^{-1} . Model results in Fig. 8-3 are shown only in the square area enclosed by thin solid line. Right panel (b) is the vertical view with initial two-layer stratification. The theoretical propagation speed of internal Kelvin wave based on this stratification is 0.39 m s^{-1} .

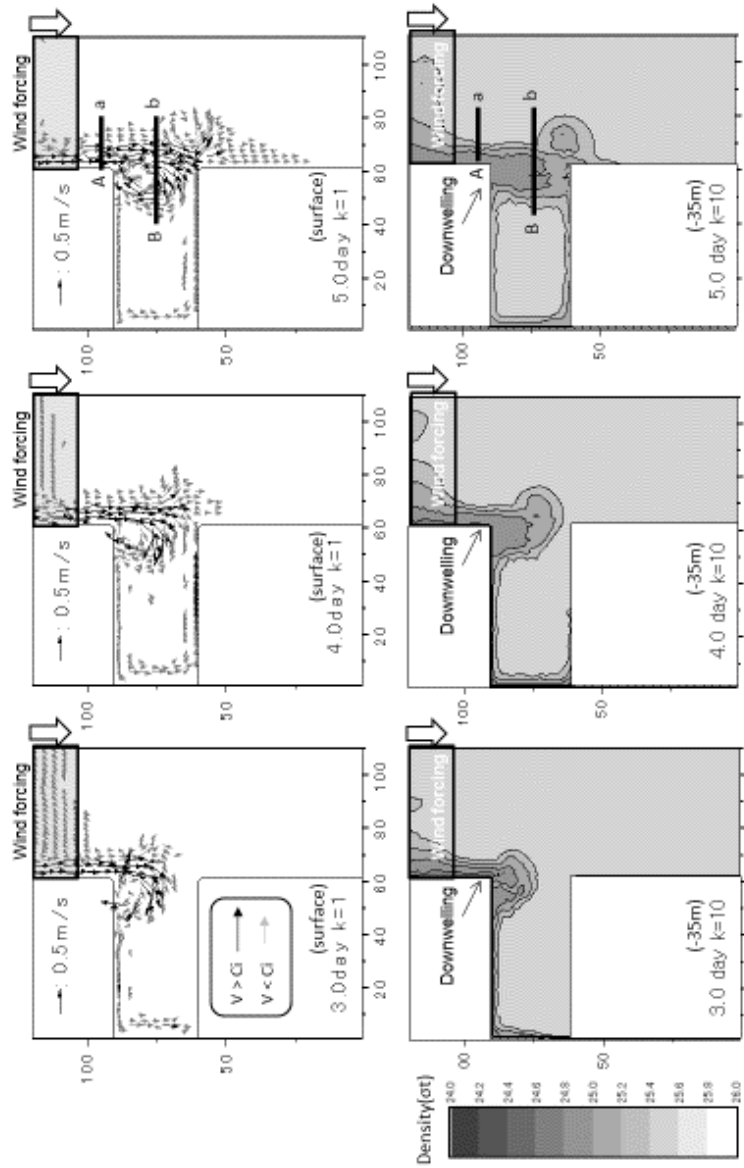


Fig. 8-3. Horizontal distributions of surface current vectors (upper panels) and density (σ_t) (lower panels) at the middle layer ($k=10$, i.e., 35 m depth) at 3, 4 and 5 day. Darker region at density distribution shows relative light water, i.e., downwelling region.

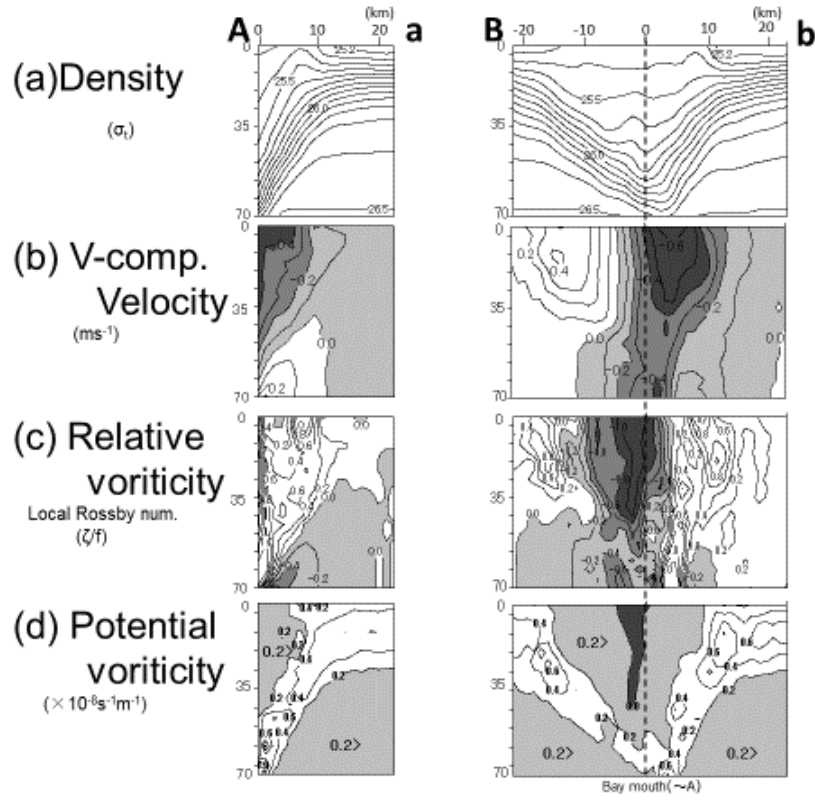


Fig. 8-4. The cross sections of (a) density, (b) V component (y-axis) velocity, (c) relative vorticity normalized by Coriolis parameter f (i.e., local Rossby number) and (d) potential vorticity along the line A-a (left) and the line B-b (right) denoted by thick solid lines in Fig. 8-3. Contour intervals at each figure are (a) 0.1 σ_t , (b) 0.2 m s^{-1} , (c) 0.2, (d) $0.2 \times 10^{-6} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$, respectively. The thin dashed vertical line in right panel corresponds to the location of bay mouth.

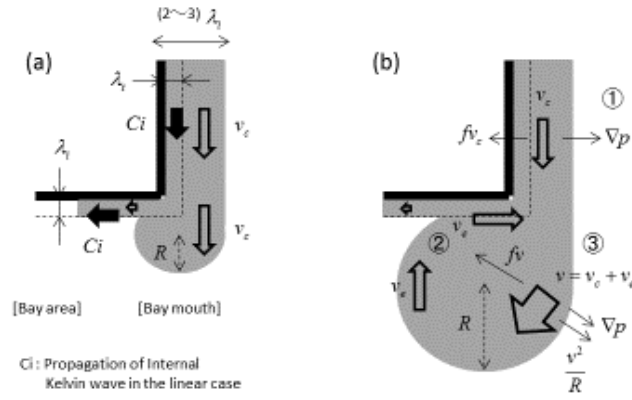


Fig. 8-A1. The schematic depictions of dynamics for a clockwise eddy generated around the corner of coastal geometry. Solid and open arrows schematically indicate the propagation speed of internal Kelvin wave and the current velocities, respectively. Figures (a) and (b) represent the initial growth of eddy around the bay mouth and the grow-up eddy when the gradient-current balance is locally established, and hereafter it separates from the coast line.

9 章 結言

9.1. 本研究のまとめ

本研究により明らかになった津軽 Gyre の分岐現象と噴火湾の表層に形成される時計回りの水平循環流システム及び水平渦流を伴う急潮現象の物理機構を模式図として Fig. 9 にまとめた。

春季から初夏にかけて沖合向きに発達する津軽 Gyre が北部陸棚斜面上へ侵入すると、斜面上の下層水柱が継続的に縮み、負の渦度（－）が供給され続ける。これが時計回り渦流を励起し、この渦流の西側では地形性 β 効果によって同符号の渦流偏差（－）が生成され、この擾乱は海底捕捉波もしくは順圧陸棚波として西方へ伝播する。この波動伝播が西方へ引き延ばされる Gyre 分岐を促す。一方、渦流の東側では同じ地形性 β 効果によって逆符号の渦流偏差（＋）が生成され、この時計回り渦流は沖合底層冷水を沿岸域へ移流し、津軽 Gyre を分岐点付近に捕捉する役割（鏡像効果を抑える働き）を演じる。

初夏の噴火湾の成層期を想定した数値モデル実験の結果、表層時計回り水平循環流の形成には、「地形性貯熱効果」が基本的な物理要因として寄与している。海面熱供給の初期段階では、浅い沿岸域と深い湾中央部の間に生じる水温差で駆動される鉛直循環流（重力循環流）により、反時計回りの弱い表層地衡流が形成される。継続的な海面熱供給の結果、鉛直循環流は陸棚斜面上で冷たく重い海水の湧昇を次第に強化させる。沿岸近傍の斜面底層付近において、冷水湧昇による冷却量が下向き熱拡散による加熱量よりも大きくなったとき、沿岸表層水は沖合表層水よりも相対的に冷たくなり始める。その結果、内部境界面変位が岸側に向かって浅くなり、時計回りの表層地衡流へと変化する。

本研究で扱った、めったに発生しない急潮は、通常年の成層状態に加えて、雨低気圧による薄い表層水の形成と南東風の連吹という二つが必須条件となる。南東風による表層エクマン流は、北部沿岸の薄い表層に限定して低密度水を堆積させ、地衡流バランスしたケルビ

ン波タイプの強い沿岸流を励起する。海岸線が鋭角に変化する噴火湾湾口において、強い沿岸流は慣性流としてそのまま湾口沖合に移流され、そこで傾度流バランスに至る大きさになるまで時計回りの水平渦流が発達する。傾度流には遠心力の効果が加わるため、水平渦流の流速は沿岸流（地衡流）よりもさらに強くなる。この強い水平渦流が対岸の亀田半島に激突した後、ショックウェーブ（水粒子流速が位相速度よりも大きい波）的な沿岸流に変化して、定置網施設を破壊したことが推測される。

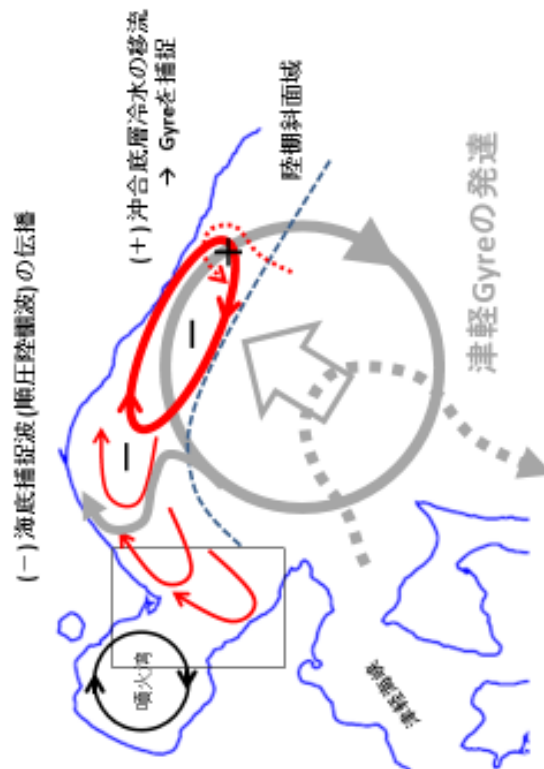
9.2. 今後の課題

本研究で、Gyre 分岐も急潮も水平渦流を伴う物理現象として理解された。このように、数日以上の時間スケールをもつ物理現象が渦モードの流体または波動として理解されることが多い。これは 1.3. 節で紹介した回転系流体がもつ力学的性質に依存する。さらに、本研究で取り上げた夏季の噴火湾表層に形成される時計回りの渦流は、うしお丸の観測範囲内でもっともよく知られた水平循環流である。しかし、よく知られた水平渦流ではあるが、その形成・維持・消滅を説明し得る物理機構はこれまで明らかになっていない。人はいつも存在している現象は、その現象の有無を前提にした研究を行い、なぜ存在しているかを問わなくなる傾向があるのであろう。例えば、津軽 Gyre は毎年同じように発達し、その水塊の一部が必ず噴火湾へ流入しているため、これらは当たり前の現象と思われ、これまで津軽 Gyre の分岐現象を扱った研究がなかったのも、そのような理由と考える。

水平渦流に興味をもってしまった個人的な今後の課題として、やはり、もっともよく知られた噴火湾の水平渦流の解明をさらに続けたい。なぜならば、噴火湾の水平渦流は本研究で取り上げているものの、内容的には物理機構を解明しておらず、形成に関わる基本的な物理的要因を述べているに過ぎない。今後は、数値モデル実験をさらに行い、水平渦流はいつ、どこから、どのように形成されるのかその物理機構を明らかにしたい。

Gyre分岐

発達する津軽Gyreが北部陸棚斜面域へ侵入
 → 縮み続ける下層水柱 (負の渦度供給)
 時計回り渦流の励起



急潮

雨低気圧による薄い表層水の形成
 + 南東風の連吹(数日)
 → 北部沿岸に低密度水が堆積
 ケルビン波タイプの強い沿岸流の励起

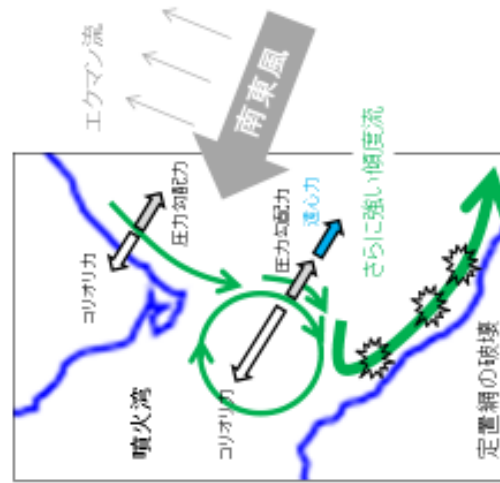


Fig. 9-1 本研究のまとめ: (左側) 津軽Gyreの分岐, (右側) 水平渦流を伴う急潮

表層水平循環流

継続的な海面加熱による「地形性貯熱効果」が水平循環流励起の基本的な物理的要因

→ 熱拡散項と冷水移流項の大小関係により循環方向が異なる

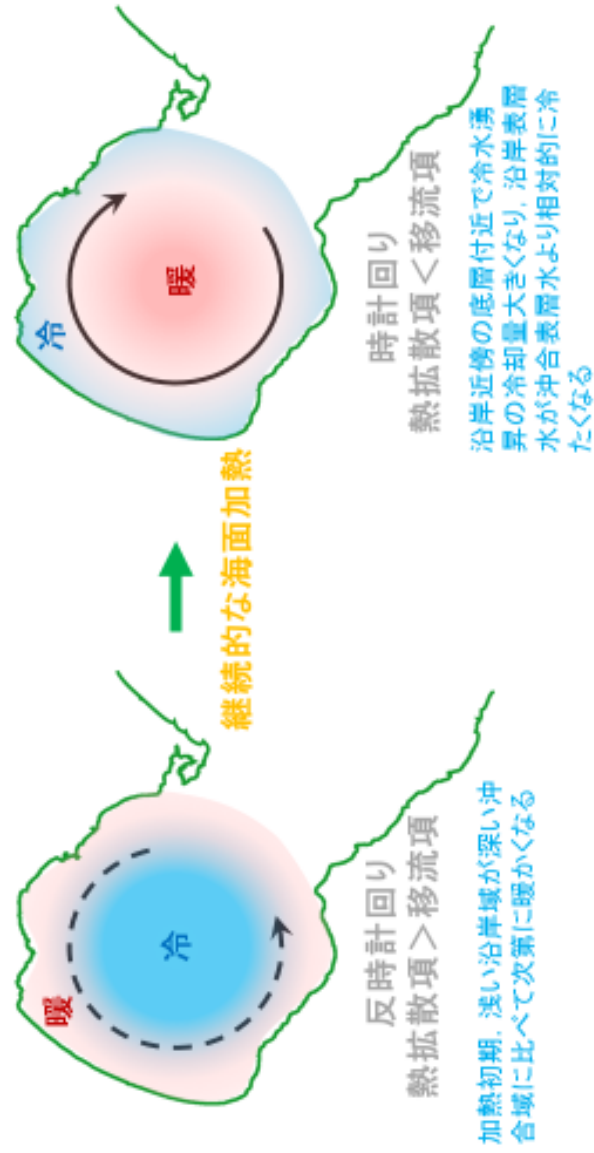


Fig. 9-2 本研究のまとめ: 噴火湾の表層水平循環流

10 章 謝辞

本研究を遂行するにあたり、素人同然であった私に本研究を始めるきっかけを与えてくださり、さらに終始丁寧なご指導をいただいた北海道大学大学院水産科学研究院海洋生物資源科学部門海洋環境科学分野 磯田豊准教授に心より感謝いたします。また、乗船中常に貴重な御意見を賜り、磯田豊准教授と同様に研究を始めるきっかけを下さった北海道大学大学院水産科学研究院海洋生物資源科学部門資源生物学分野 高津哲也教授に心より感謝いたします。

論文を査読していただき、貴重な御意見・ご指導を賜った北海道大学大学院水産科学研究院海洋生物資源科学部門海洋環境科学分野 久万健志教授、北海道大学大学院水産科学研究院海洋生物資源科学部門海洋計測学分野 向井徹准教授に心よりお礼申し上げます。また、航海中にご指導をいただいた北海道大学大学院水産科学研究院海洋生物資源科学部門海洋環境科学分野 工藤勲准教授、同分野 大木敦之准教授に心よりお礼申し上げます。

本研究を進めるにあたり、快くご協力を申し出ていただいた北海道大学水産学部附属練習船うしお丸 亀井佳彦船長ならびに歴代の船長である目黒敏美船長、山口秀一船長の両船長に心よりお礼申し上げます。本研究への協力を厭わず又ご指導いただいた練習船うしお丸 木村修一等航海士に心より感謝いたします。昼夜を問わず海洋観測に快く協力していただいた練習船うしお丸の乗組員の皆様に心よりお礼申し上げます。臼尻沖の定点観測および日高湾での観測に協力していただいた大学院生・4年生の皆さんに感謝いたします。また、急潮発生時の貴重なデータを提供して下さった 2006 年当時北海道渡島支庁渡島南部地区水産技術普及指導所に勤務されていた小林雅行様に心より感謝いたします。