

— 論 文 —

初夏の噴火湾表層時計回り水平循環流の数値実験*

小林 直人^{1**}・磯田 豊²・堀尾 一樹²

要 旨

初夏の噴火湾で観測される最も顕著な物理現象は、表層の時計回り水平循環流システムである。本研究では典型的な成層期を想定し、(1) 河川供給に伴う淡水化、(2) 津軽 Gyre 水の密度流的流入、(3) 海面熱供給の3つを強制力とした数値モデル実験を行い、この循環流の形成過程を調べた。その結果、この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。加熱強制の初期段階では、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。継続的な加熱強制にもかかわらず、2~3カ月経過した頃から、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の変化が生じる。この変化に応答して、北部湾奥の表層付近から時計回り水平循環流が形成され、一方で、初期に形成された反時計回り流は深い領域へと移動する。

キーワード：噴火湾、表層時計回り水平循環流、海面加熱、地形性貯熱効果

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、これらは各湾の一級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。

* 2018年8月16日受理; 2019年9月25日受理

著作権: 日本海洋学会, 2019

1 北海道大学水産学部

〒041-8611 函館市港町3-1-1

2 北海道大学大学院水産科学研究院

〒041-8611 函館市港町3-1-1

** 連絡著者: 小林 直人 (こばやし・なおと)

TEL: 0138-40-8869

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

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、我々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、本論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。

本研究では、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。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。3 節では数値計算の概要を示し、モデル結果を 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 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、6 節で本研究の知見をまとめる。

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. 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. 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. 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. 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 40 m を無

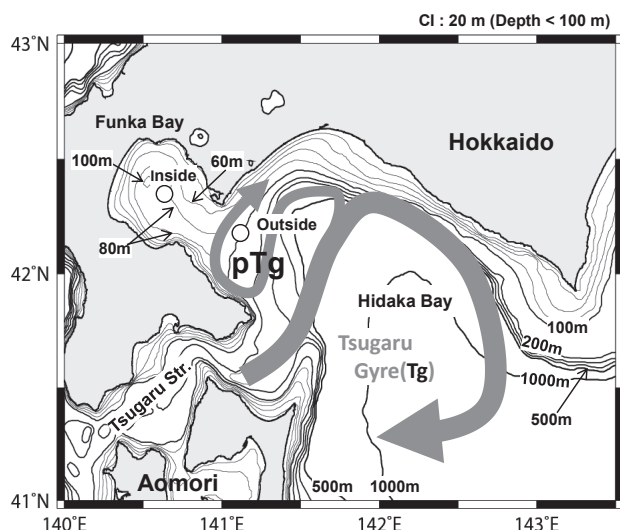


Fig. 1. Bottom topography around Hidaka and Funka bays together with the schematic flow patterns of the Tsugaru Gyre (Tg) and the preformed Tg (pTg) during early summer. Contour lines indicate isobaths of 20 m interval less than 100 m depth, 100 m interval less than 500 m depth, and 1000 m depth. Two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

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. 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. 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 40 m 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. 2b 下段の S_o 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)。小林ほか (2015) は Fig. 1 に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結果であることを示している。この渦流擾乱が形成する流動場を Fig. 1 に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. 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. 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. 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. 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. 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. 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. 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. 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過度供給 (水平シア風では北東側で負、南西側で正) が期待される (Fig. 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みえる (Fig. 3b)。このように一旦消滅した循環流は、

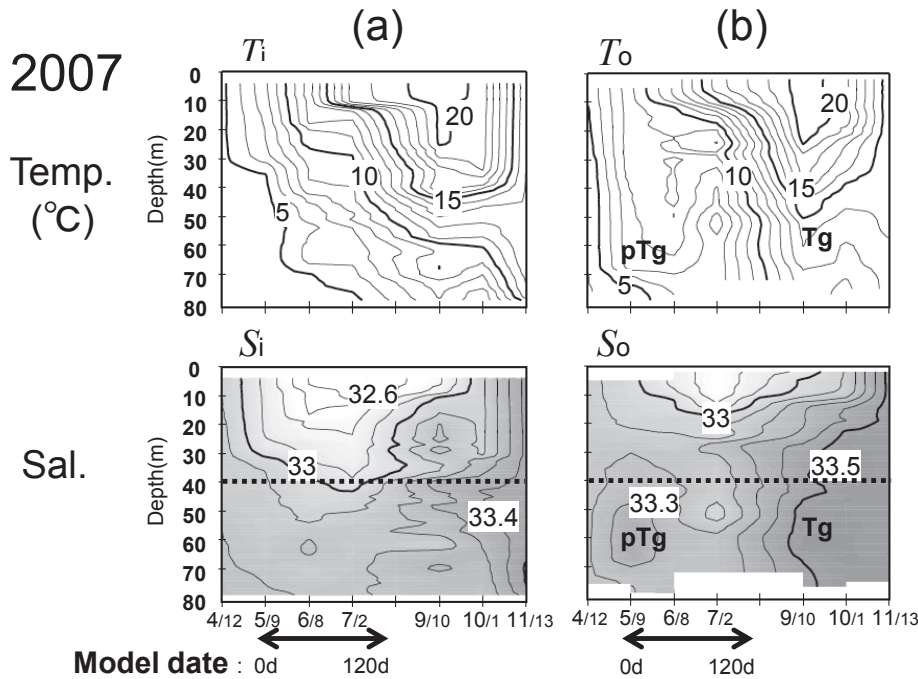


Fig. 2. Temporal changes in temperature and salinity from 0 to 80 m depth (a) inside (T_i , S_i) and (b) outside (T_o , S_o) of Funka Bay in 2007 (from Fig. 7 of Shibata *et al.*, 2013). The contour intervals of temperature and salinity are 1°C and 0.1, respectively. Model representing a period of 120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

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. 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きないため、本論の付録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. 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. 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. 2a下段の S_i 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。本研究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. 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、本研究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

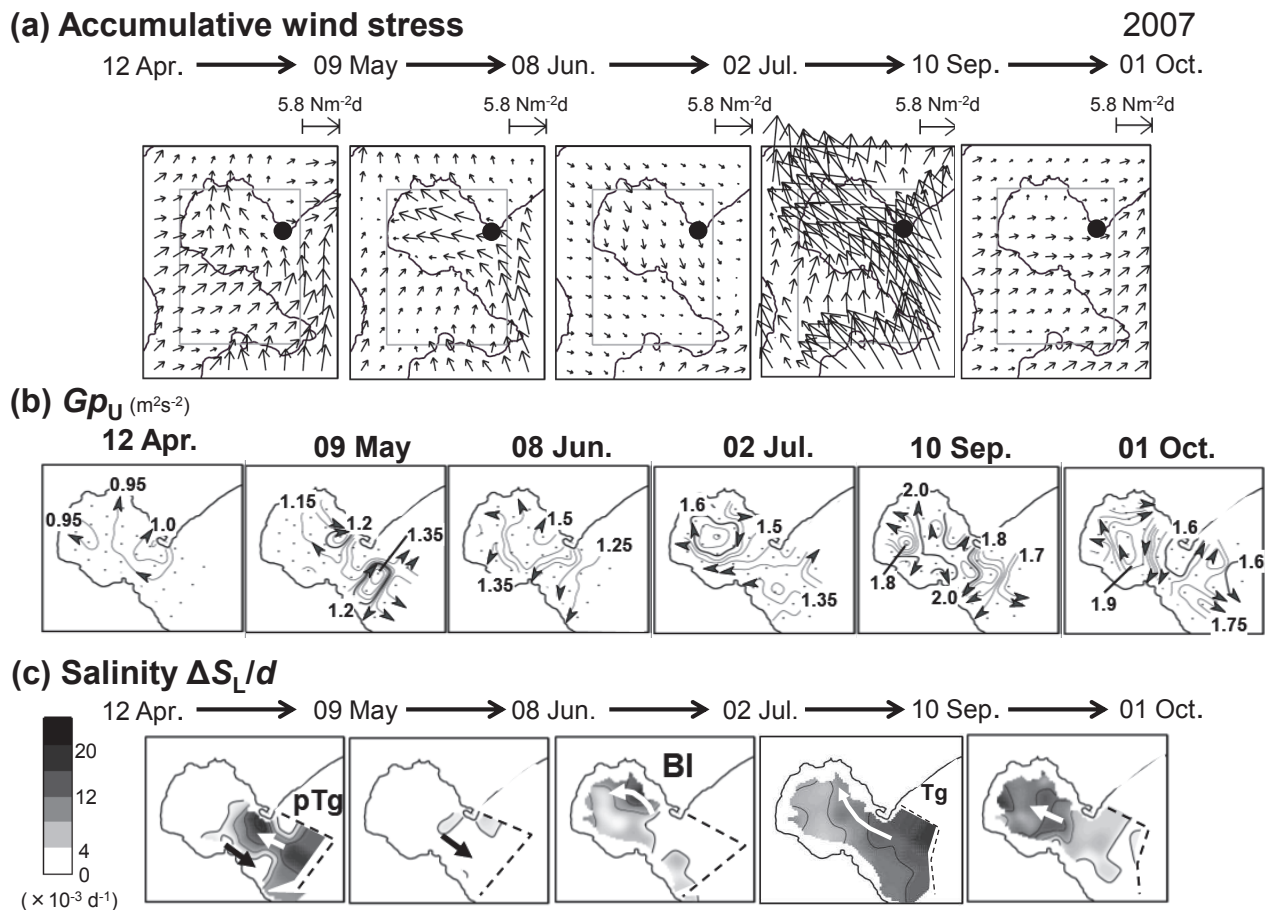


Fig. 3. (a) Horizontal distributions of MANAL (Meso-scale ANALysis) wind stress vectors around Funka Bay, which accumulated during the period between the adjoining CTD observational dates in 2007 (from Fig. 6b of Shibata *et al.*, 2013). The closed circle is Muroran. Horizontal distributions of a (b) surface geopotential anomaly referred to at 40 m depth (Gp_U) and (c) the daily increase rate of salinity S_L ($\Delta S_L \cdot \text{day}^{-1}$) 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.

していない。

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. 4 に示した。Fig. 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

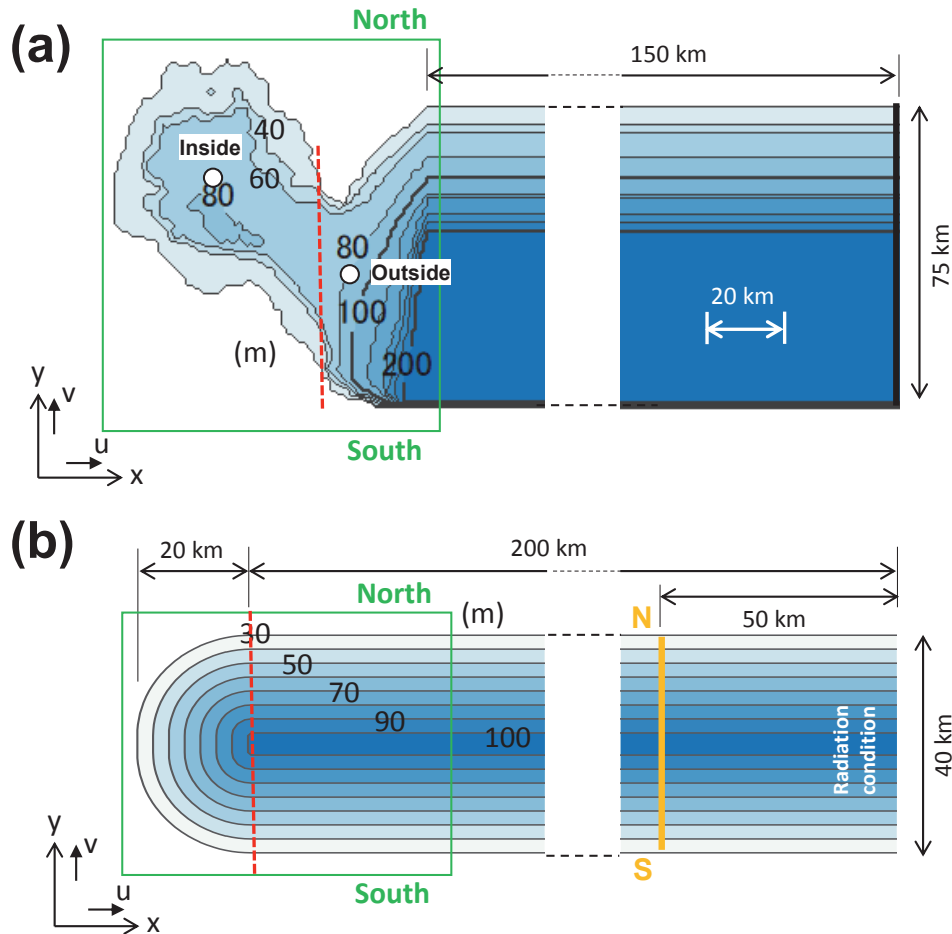


Fig. 4. (a) Regional bottom topography around Funka Bay adopted in the numerical model experiments. The red broken line is the artificial boundary between the inside and outside of Funka Bay. The northern and southern closed boundaries at the outside of the bay artificially extend to the east and its 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. 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. 12 and 13. The eastern boundary is open.

域は全て 30 m 一定に設定した。Fig. 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 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 100 m 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

ままで半径 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. 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. 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80m)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100m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100~200m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。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。

本研究では柴田ほか(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。

4. 現実地形を用いた数値モデル実験

4.1 モデル再現性の確認

モデル再現性の確認はFig. 1の湾内と湾外の2地点(丸印)に対応した格子点(Fig. 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)と観測結果のそれら(Fig. 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. 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. 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(T_i)・湾外(T_o)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. 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. 2下段)にみられたように, 湾外(S_o)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(S_i)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

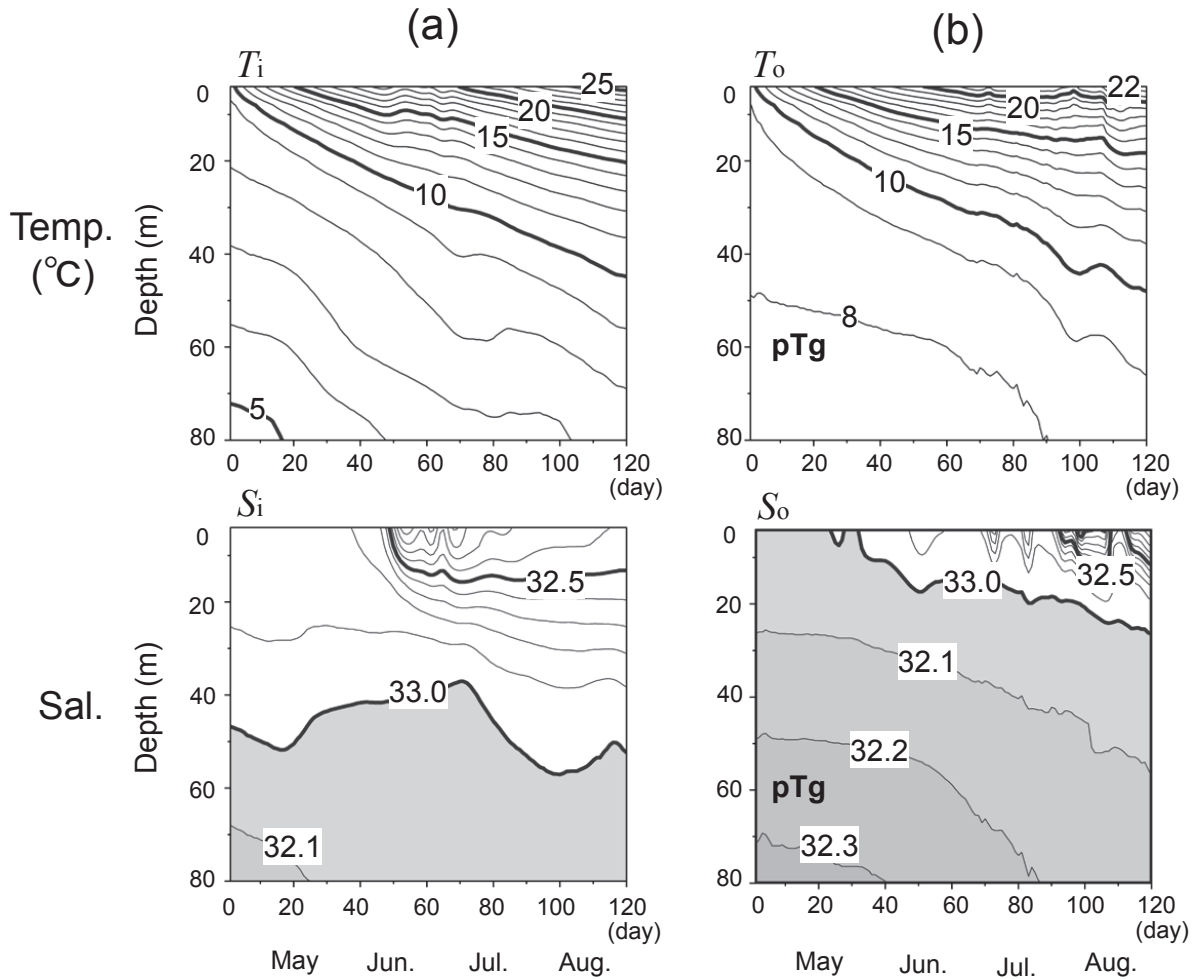


Fig. 5. Model results of temporal changes in temperature and salinity from 0 to 80 m depth (a) inside (T_i , S_i) and (b) outside (T_o , S_o) of the bay, corresponding to those of Fig. 2.

化が進み、湾内 (S_i) 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. 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 (S_i) 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. 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。

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

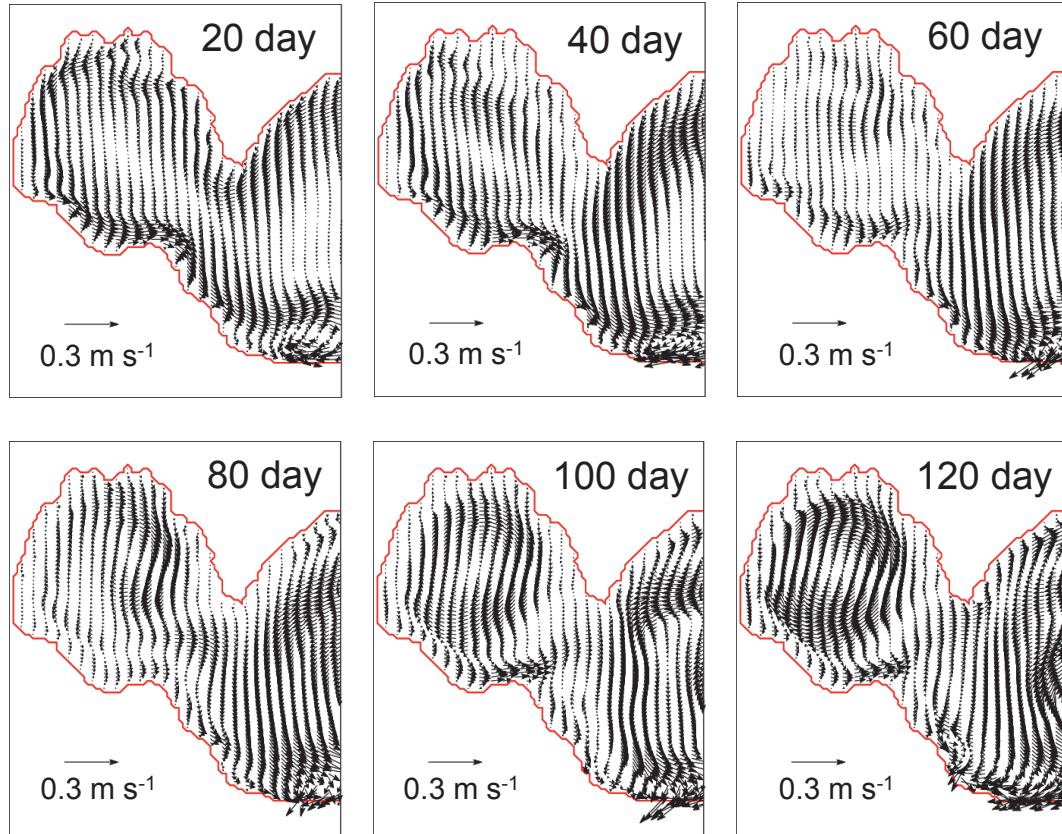


Fig. 6. Model results of horizontal distributions of current vectors at the surface layer (1st layer) on day 20, 40, 60, 80, 100, and 120, respectively.

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流を湾外全域も同じとした。

Fig. 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

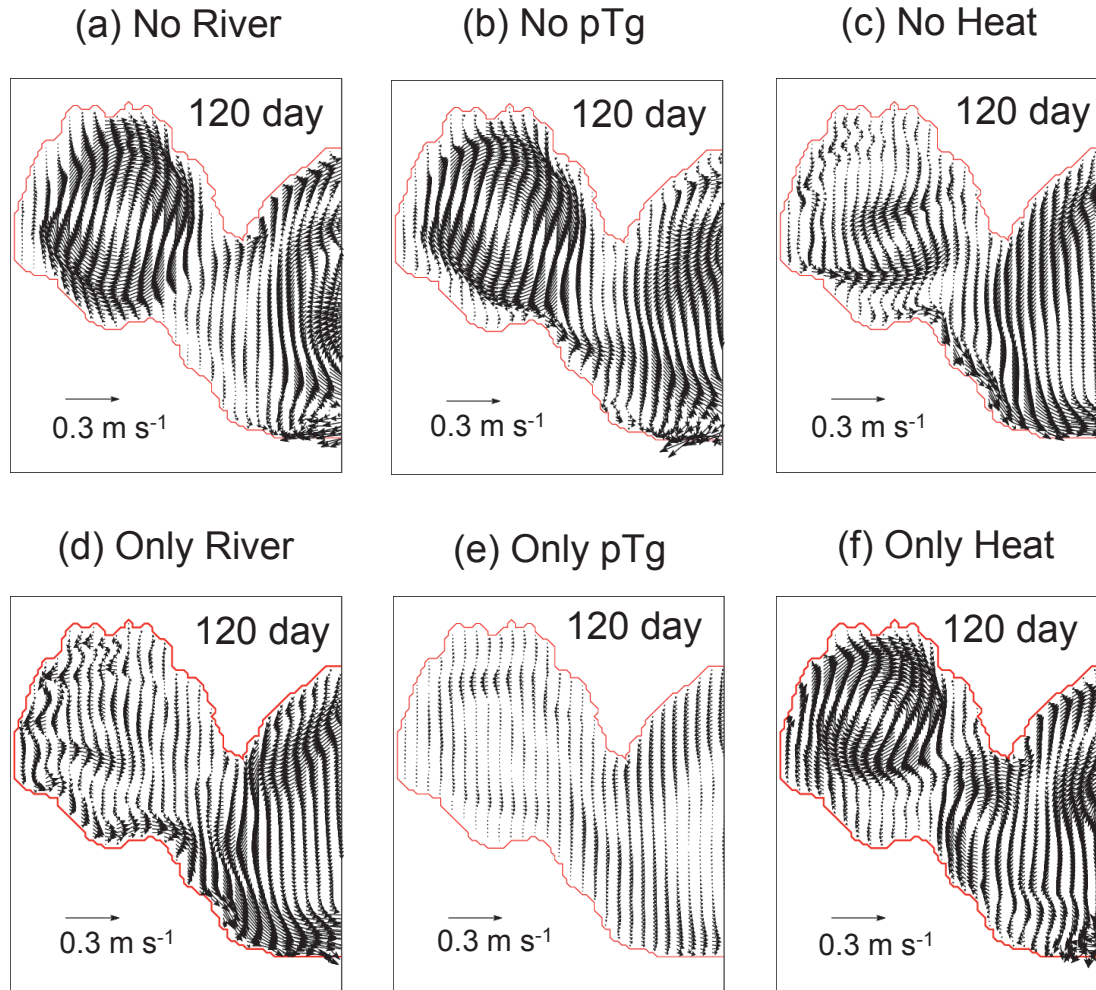


Fig. 7. Horizontal distributions of current vectors at the surface layer (1st layer) on day 120 for the six model cases of (a) “no River,” (b) “no pTg,” (c) “no Heat,” (d) “only River,” (e) “only pTg,” and (f) “only Heat.”

程の詳細を調べる。

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. 8a は 1 層目の表層、Fig. 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. 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. 9a には断面直交の流速成分 (u 成分) と水温、Fig. 9b には経時変化する鉛直渦拡散係数 K_z (鉛直渦動粘性係数 A_z と同じ値) の鉛直断面図を描いた。Fig. 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. 9a にも表示している。Fig. 9b の K_z (A_z) 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. 8a) を 3 つの強制条件を課した表層流 (Fig. 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

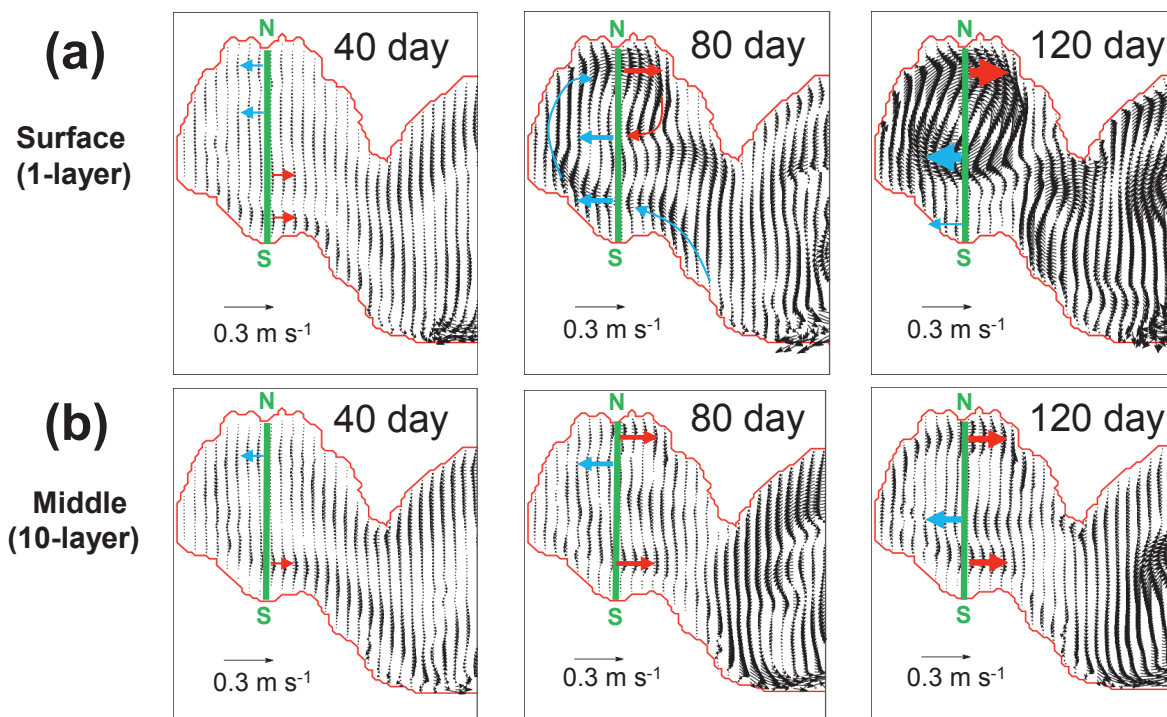


Fig. 8. Horizontal distributions of current vectors at (a) the surface layer (1st layer) and at (b) the middle depth of each location (10th layer) for the model case of “only Heat” on day 40, 80, and 120, respectively. The N-S solid green lines are the selected grids to denote the vertical sections shown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

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. 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、傾圧流の発達を示唆される。その傾圧流構造の経時変化は Fig. 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溫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溫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

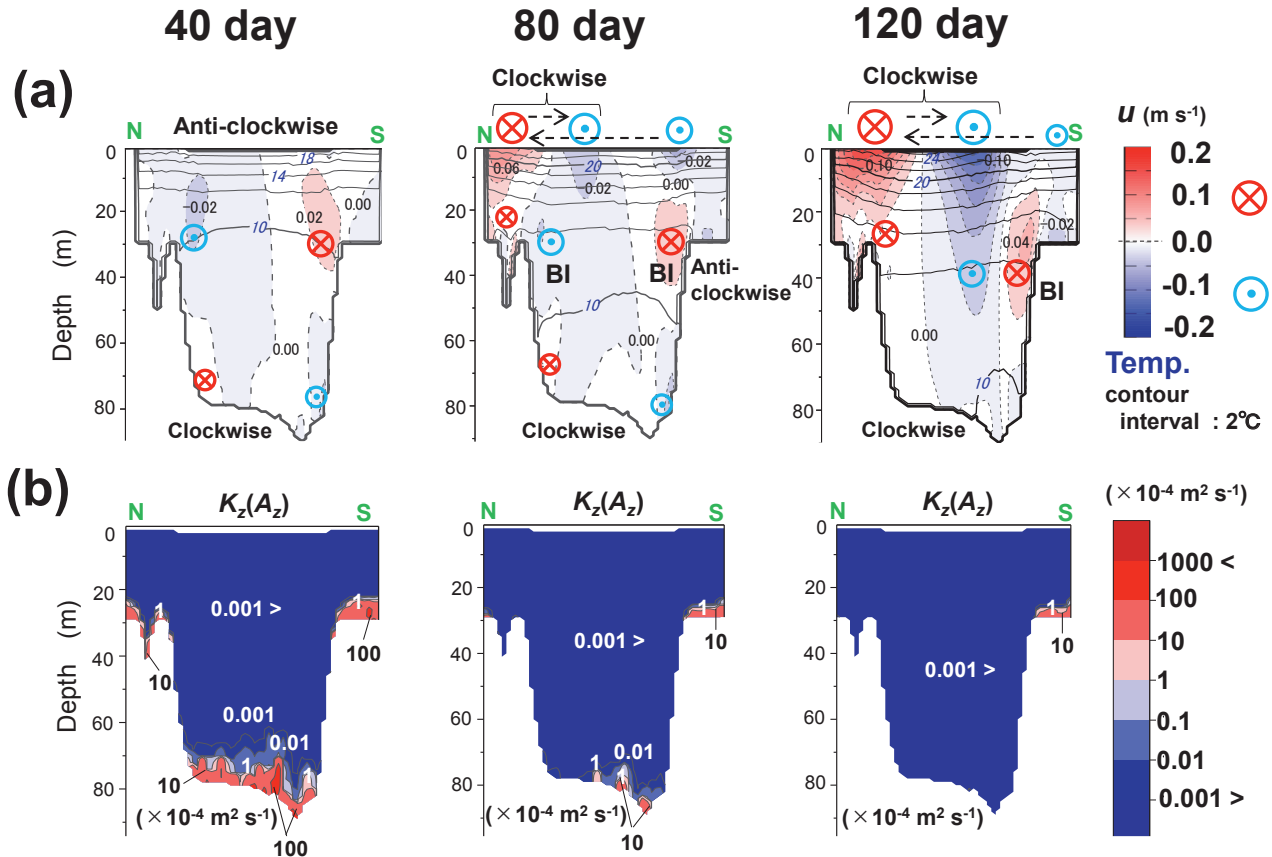


Fig. 9. Vertical sections of (a) temperature (solid lines) with current velocity (broken lines) and (b) vertical eddy diffusivity K_z (viscosity A_z) along the N-S solid green lines shown in Fig. 8 on the day 40, 80, and 120, respectively. The bottom-intensified flow is marked by “BI.”

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. 9b で確認しておく、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 の水温と塩分の鉛直分布の時間変化が観測値 (Fig. 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. 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。ある程度時間がたつ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

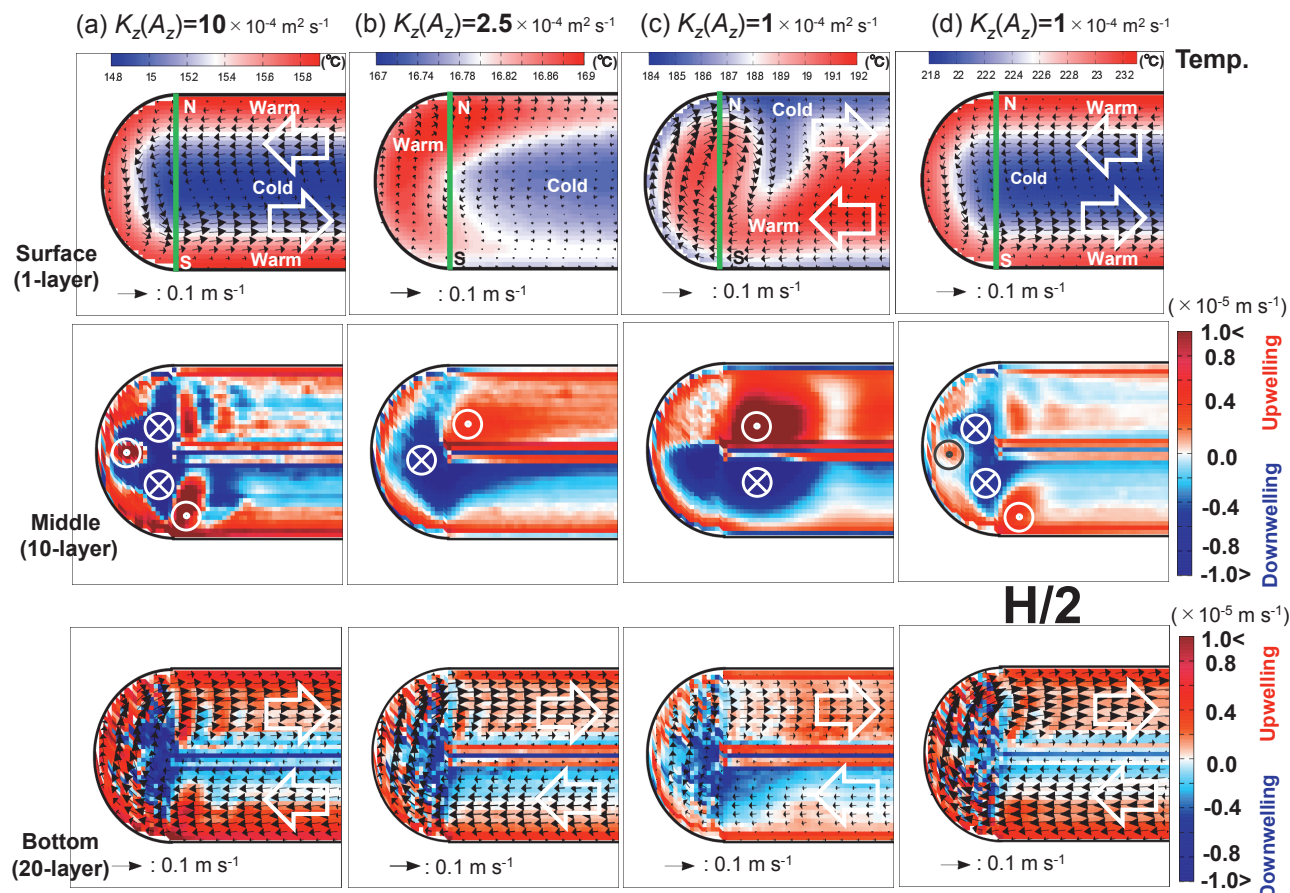


Fig. 10. Model results on day 120 for the cases of (a) $K_z(A_z)=10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (b) $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, and (c, d) $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Horizontal distributions of current vectors with temperature at the surface layer (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).

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. 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. 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。

5.1 $K_z(A_z)$ の相違による鉛直対流と水平循環流

Fig. 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. 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. 11 は Fig. 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. 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. 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. 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. 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. 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. 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. 8 と Fig. 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った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

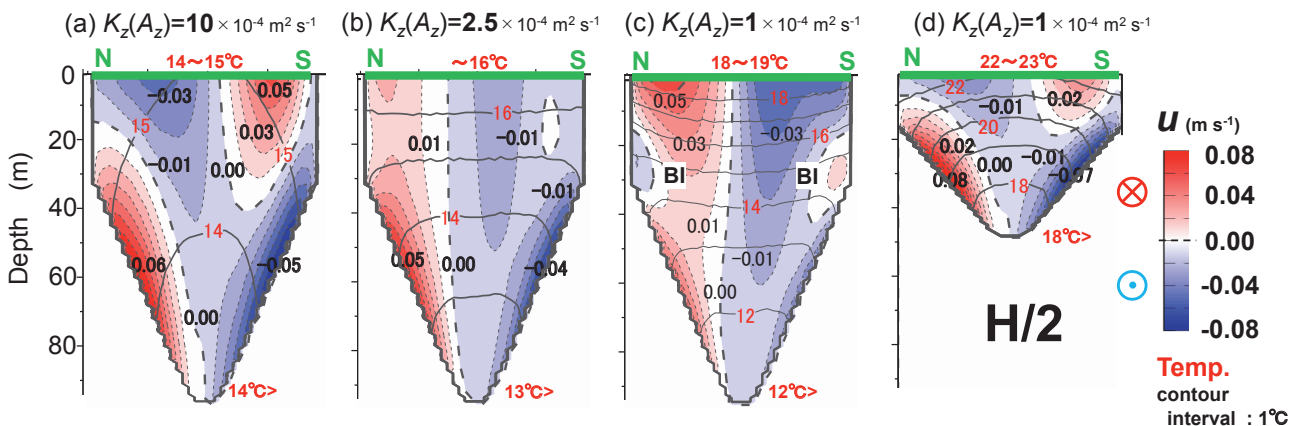


Fig. 11. Model results on day 120 for the cases of (a) $K_z(A_z) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (b) $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, and (c, d) $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Vertical sections of temperature (solid lines) with alongshore current velocity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

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、5.3 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、 $Kz(Az)$ 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 $Kz(Az)$ 値のように、係数値をさらに小さくしても ($Kz(Az) = 1 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ 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。

5.2 小さな $Kz(Az)$ のときに 3 層の傾圧流構造になる理由

$Kz(Az)$ 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. 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. 12 の上下段に示した。Fig. 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. 11 と同じである。湾奥断面 (Fig. 11ac) と比べて流速値は小さいものの、大きな $Kz(Az)$ の上段図では 2 層傾圧流構造、小さな $Kz(Az)$ の下段図では 3 層傾圧流構造が水路内でも継続され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. 12b に示した断面循環流 ($v-w$ 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 ($\text{Dif.} = Kz \partial^2 T / \partial z^2$) と鉛直熱移流項 ($\text{Adv.} = -w \partial T / \partial z$) を定量的に見積もり、Fig. 13 の上段に大きな $Kz(Az)$ 、下段に小さな $Kz(Az)$ 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 $Kz(Az)$ 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. 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. 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. 13c)、 $Kz(Az)$ 値大のケースでは全領域で $\text{Dif.} > \text{Adv.}$ となり加熱、一方、 $Kz(Az)$ 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、 $Kz(Az)$ 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

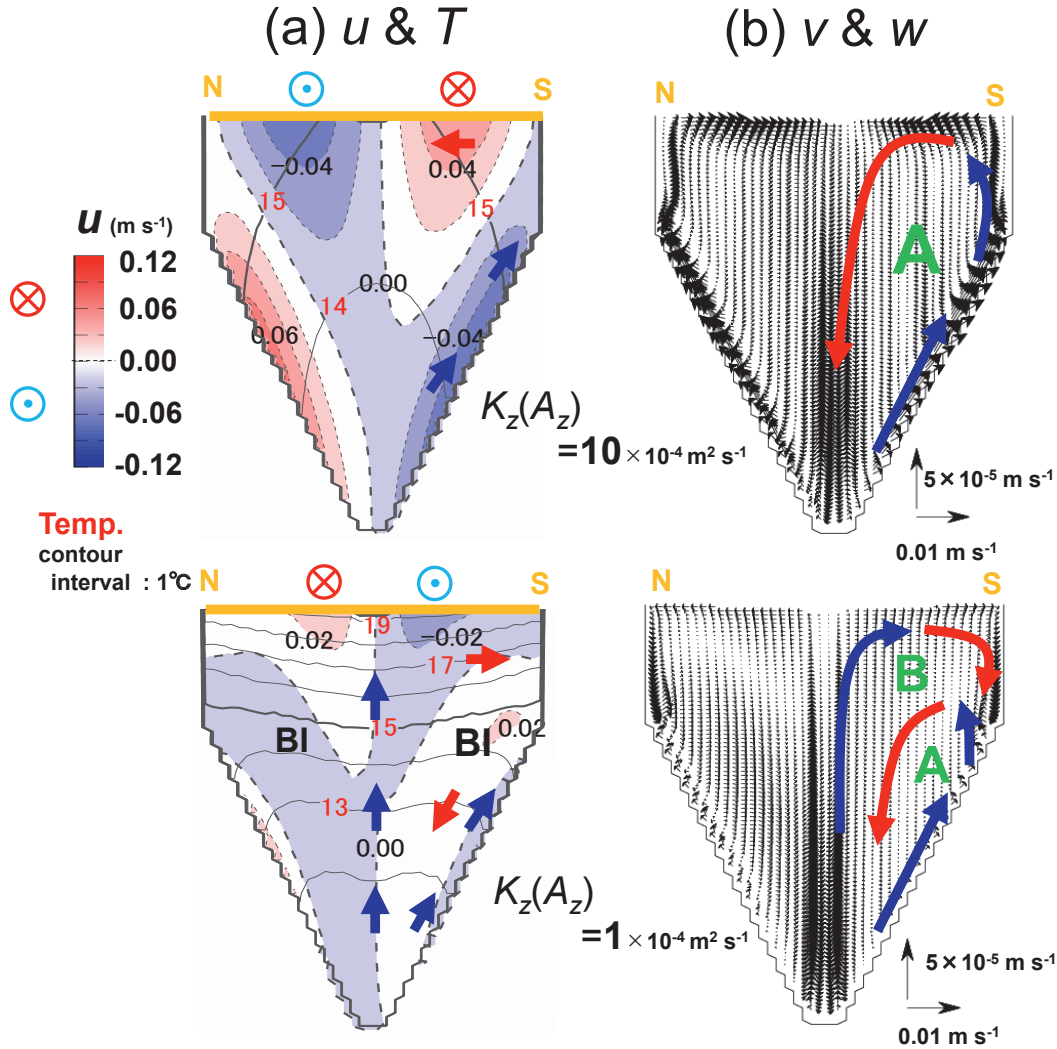


Fig. 12. Model results on day 120 for the two cases of a large $K_z(A_z)=10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (upper panels) and a small $K_z(A_z)=1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (lower panels) along the N-S solid yellow line shown in Fig. 4(b). (a) Vertical sections of temperature: 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.

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. 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. 10d と Fig. 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

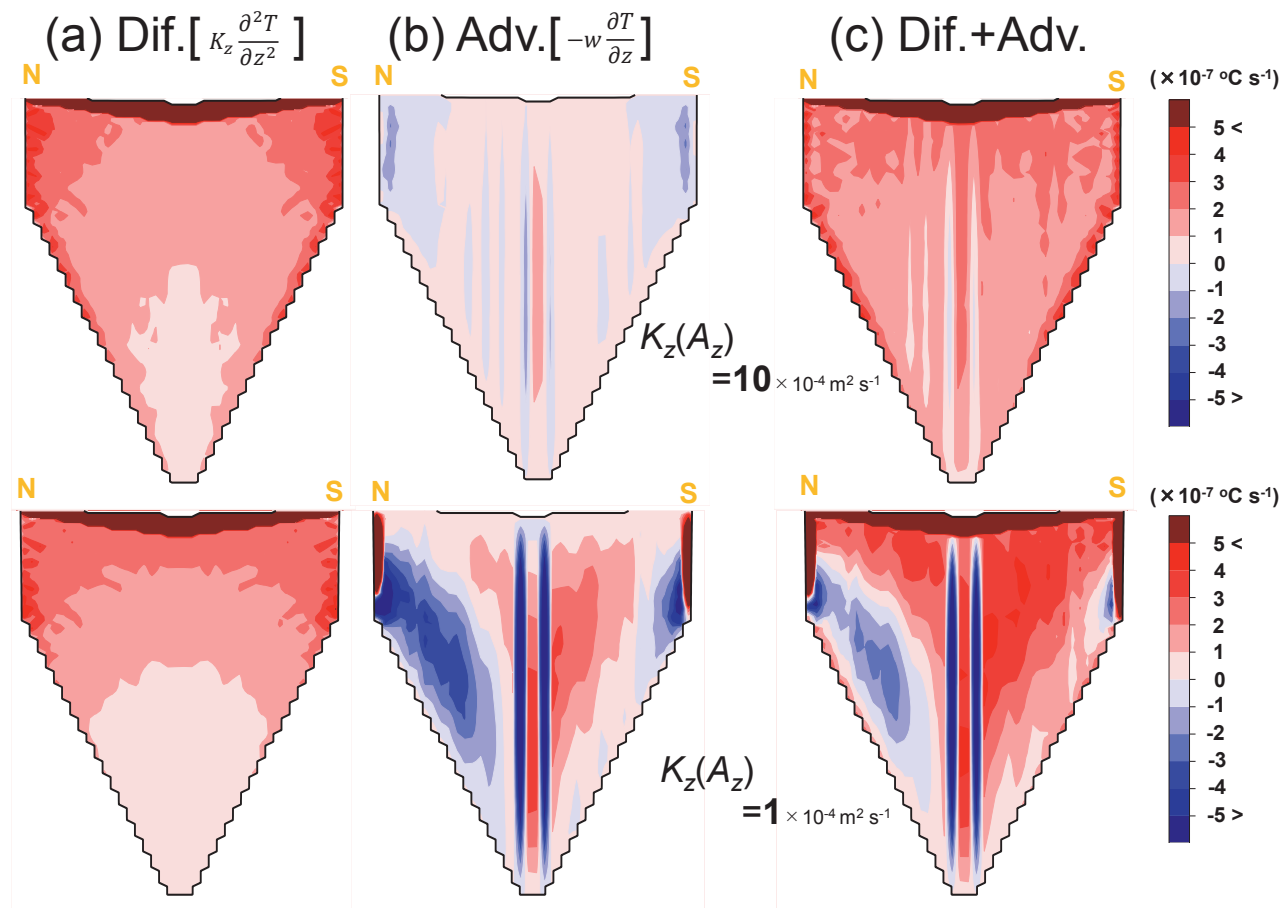


Fig. 13. Same as Fig. 12 except model-estimated vertical heat transports of the (a) diffusive term (Dif.), (b) advection term (Adv.), and (c) their sum (Dif.+Adv.). The unit of transport is $^\circ\text{C s}^{-1}$. Upward and downward flows are drawn by red and blue colors, respectively.

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。

5.3 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. 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. 14 と Fig. 15 に示した。Fig. 14a と Fig. 15a が大きな $K_z(A_z) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 10a と Fig. 11a に対応: 以後ケース (a)), Fig. 14b と Fig. 15b が小さな $K_z(A_z) = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Fig. 10c と Fig. 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ることが確認される (Fig. 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. 14 の中段図) も、水路奥に海底斜面がある Fig. 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. 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. 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

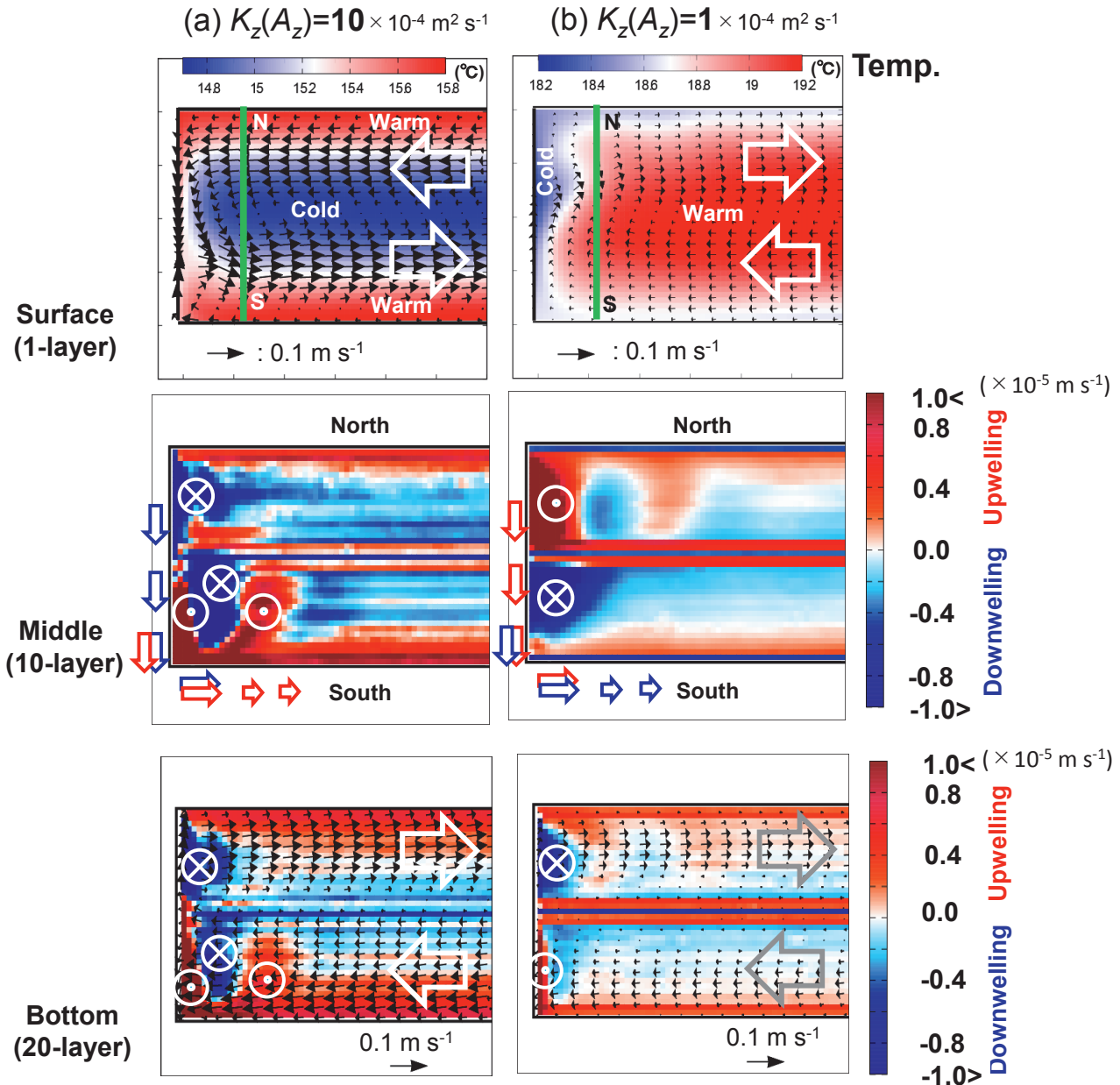


Fig. 14. Same as Fig. 10 except no-shelf topography at the channel head for the two cases of (a) a large $K_z(A_z) = 10 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and (b) a small $K_z(A_z) = 1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Red and blue schematic arrows in the middle panels show the propagation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

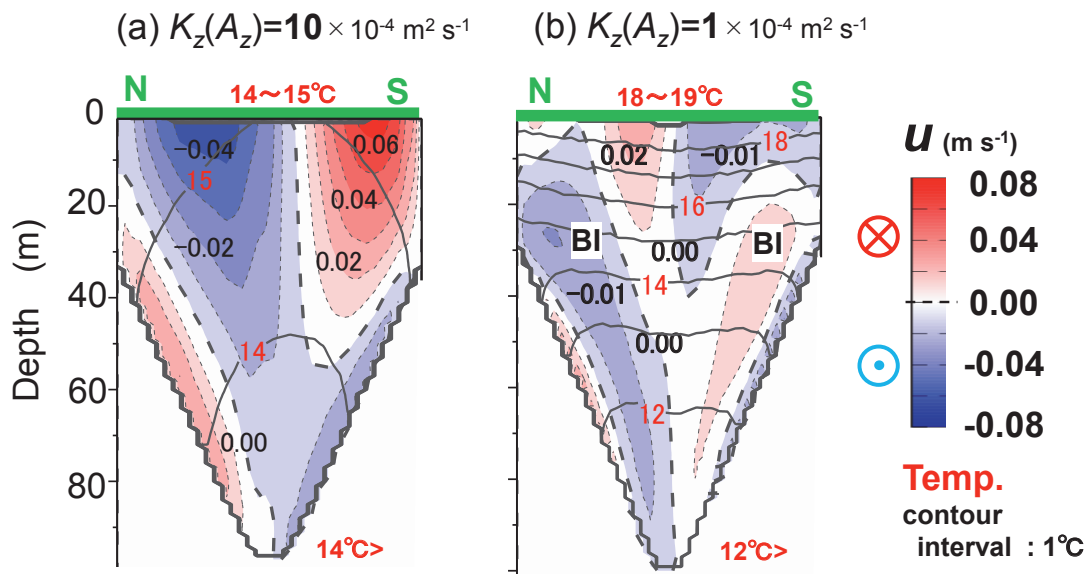


Fig. 15. Same as Fig. 11 except no-shelf topography at the channel-head for the two cases of (a) a large $K_z(A_z)$ and (b) a small $K_z(A_z)$.

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。

6. まとめ

本研究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ー風であった場合（付録 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 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 $Kz(Az)$ 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。本論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。

付録 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. 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. A1 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(シア風のカール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を削除した実験である。Fig. 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傾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体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・弱体化に関する議論は、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。

付録 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

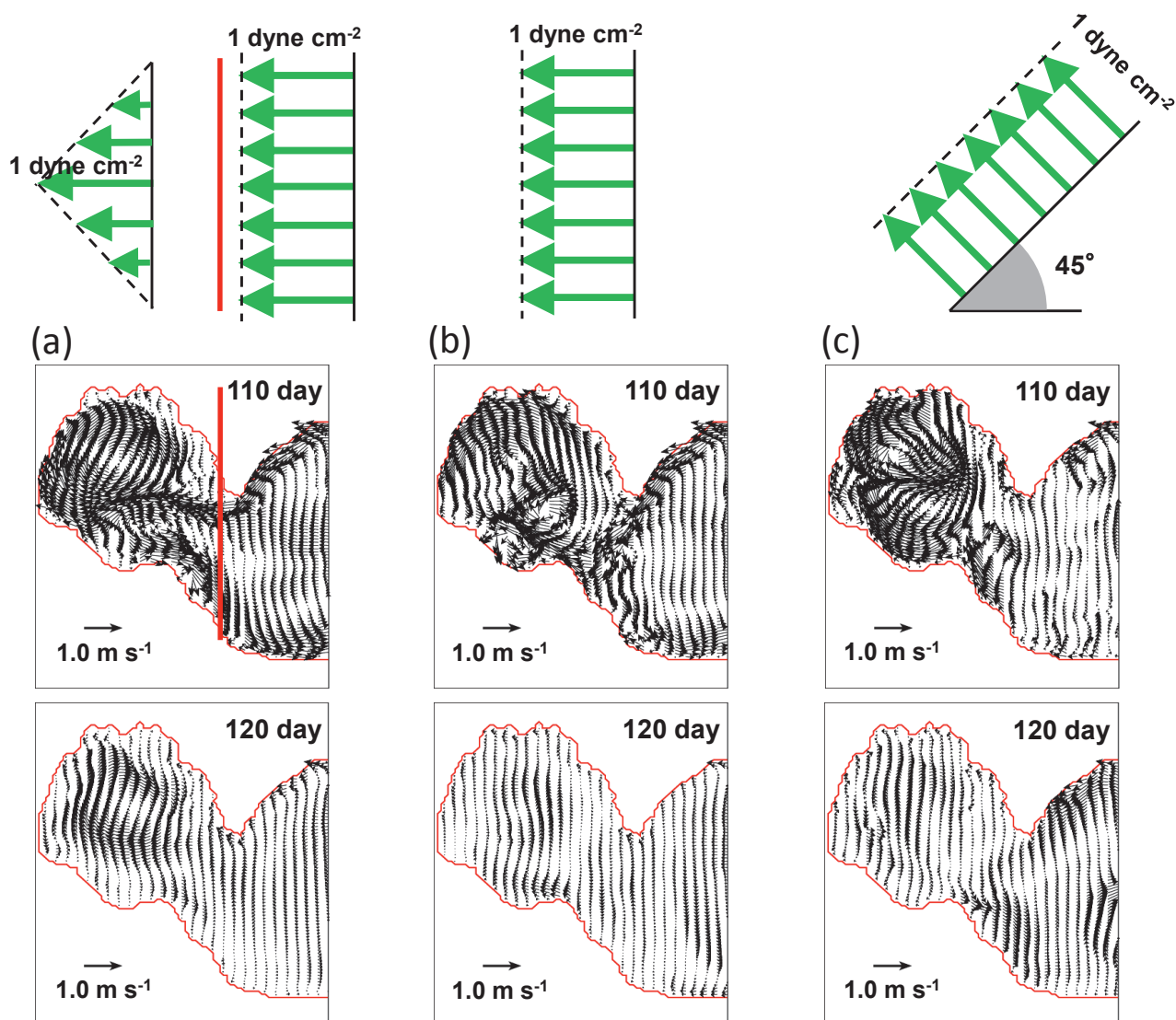


Fig. A1 Horizontal distributions of current vectors at the surface layer (1st layer) on day 110 and 120, respectively, for three wind-driven model cases of (a) an easterly shear wind in the bay, (b) an easterly constant wind, and (c) a southeasterly constant wind. The shear wind in case (a) was imposed in the western region of the red line boundary.

(Fig. 7の(d) Only River)と同じであるが、強制場所を噴火湾内のみ限定した (Fig. A2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. A2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、湾内のみ河川水流入を強制すれば水平循環流は確かに形成され

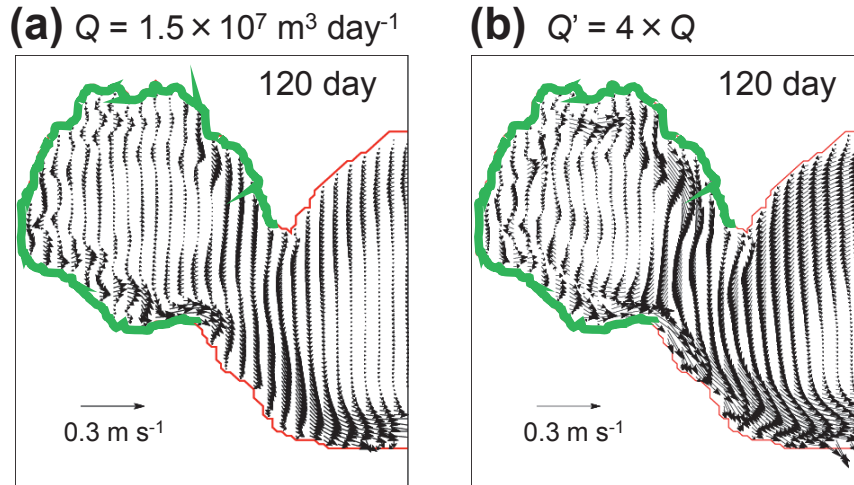


Fig. A2 Same as “only River” in Fig. 7d except imposing a restriction of river inflow ($Q = 1.5 \times 10^7 \text{ m}^3 \text{ day}^{-1}$) along the green line within Funka Bay for the two cases of (a) Q and (b) $4 \times Q$.

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. 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。

謝辞

第一著者は北海道大学水産学部附属練習船うしお丸の航海士であるため、学生実習航海の目的で噴火湾内を頻りに航行し、種々の試料取得の手伝いを行っている。それゆえ、湾内の表層時計回り水平循環流の経年及び季節変化が断片的にでも詳細に捉えられ、本論でそれをモデル化し議論できたのは、本船に乗船された多くの研究者・教員・学生の皆様、そして亀井船長・飯田二航士をはじめ乗組員の皆様の努力によるデータ蓄積のお陰であり、心より感謝致します。加えて、本論文の改訂において、好意的かつ建設的なご意見を頂きました2名の査読者の方々と吉田次郎編集委員長、中村知裕編集委員に、心よりお礼申し上げます。

References

- 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

sional 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. 一内湾奥部にみられる高気圧性渦一. 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.

小林直人・磯田豊・朝日啓二郎 (2015) : 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. 海の研究, **24** (5), 171-187, 2015.

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. 北大水産集報, **59**, 47-57.

Numerical experiments of surface clockwise circulation in Funka Bay during early summer

Naoto Kobayashi^{1*}, Yutaka Isoda², and Kazuki Horio²

Abstract

A current system consisting of surface clockwise circulation is the most remarkable feature observed in Funka Bay during early summer. The present study investigates its formation process using a numerical model driven by the following three factors during the typically stratified season, i.e., (1) freshening of coastal water because of river discharge, (2) density inflow of Tsugaru Gyre water, and (3) surface heat flux. It was found that the “topographic heat accumulation effect” resulting from surface heating is essential for the genesis of the surface clockwise circulation. Because of the surface offshore flow generated by the thermal contrast between the shallow coastal and deep central regions, a weak anti-clockwise geostrophic flow is initially formed. Nevertheless, with continuous thermal forcing, after a few months, this offshore flow gradually reinforces the upslope transport of cold dense water. When the cooling resulting from the dense water upslope dominates in comparison to the downward heating resulting from vertical diffusivity around the coastal sea bottom, the coastal water is relatively colder than the offshore surface water. Therefore, shallowing of the interface toward the coast drives the geostrophic flow proceeding along the coast to the left-handed side. In response to this change, an isolated clockwise circulation begins to establish from the surface layer of the northern bay-head, while an initially formed anti-clockwise flow migrates to the deeper region.

Key words: Funka Bay, surface clockwise circulation, sea surface heating, topographic heat accumulation effect

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

(Received 16 August 2018; accepted 25 September 2019)

(doi: 10.5928/kaiyou.28.4-5-6_51)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2019)

¹ Faculty of Fisheries, Hokkaido University, 3-1-1 Minato-cho, Hakodate, Hokkaido 041-8611, Japan

² Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1 Minato-cho, Hakodate, Hokkaido 041-8611, Japan

* Corresponding author: Naoto Kobayashi

TEL: +810138408869

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