



Title	津軽海峡大間崎背後の負の水平シアー流で引き起こされる鉛直循環流
Author(s)	浅野, 竜太; 磯田, 豊; 小林, 直人 他
Citation	北海道大学水産科学研究彙報, 70(1), 63-76
Issue Date	2020-08-24
DOI	https://doi.org/10.14943/bull.fish.70.1.63
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/79117
Type	departmental bulletin paper
File Information	bull.fish.70.1.63.pdf



津軽海峡大間崎背後の負の水平シアー流で引き起こされる鉛直循環流

浅野 竜太¹⁾・磯田 豊²⁾・小林 直人¹⁾・中村 知裕³⁾・伊藤 薫³⁾

(2020 年 1 月 14 日受付, 2020 年 2 月 3 日受理)

Vertical circulation induced by negative shear flow at the downside of Ooma-zaki in the Tsugaru Strait

Ryuta ASANO¹⁾, Yutaka ISODA²⁾, Naoto KOBAYASHI¹⁾, Tomohiro NAKAMURA³⁾ and Kaoru ITOH³⁾

Abstract

A new type of mechanism for the generation of vertical circulation is revealed with the use of numerical experiments for the bended channel model. In the steady passage-flow experiment with a flat bottom and no bottom friction, a remarkable vertical circulation is formed only at the downside of bended corner where a negative horizontal shear flow dominates. Specifically, we call this type circulation “Negative Shear induced Vertical Circulation (NSVC)”, which is caused through the dynamical unbalance of gradient flow and the vorticity balance between the lateral vorticity advection and the sea surface divergence. A field observation was carried out around the Ooma-zaki area in the eastern Tsugaru Strait to confirm an enhanced downward flow expected by the realistic experiment including the bottom slope and friction. The spatial distributions of water temperature support the existence of this downward motion.

Key words : Tsugaru Strait, Gradient flow balance, Vorticity balance, Vertical circulation

緒 言

日本の本州と北海道の間に位置する津軽海峡は、長さ約 100 km, 幅 20~40 km, 平均水深約 150 m の狭い水路状の海峡であり、日本海と北太平洋を接続している (Fig. 1 の (a) を参照)。この海峡には日本海側から流入し、北太平洋側へ流出する東向きの海峡通過流が年中安定して存在し、その平均流量は 1.5 Sv 程度 (四竈, 1994) である。それゆえ、日本海側の水塊が海峡を通過する平均通過時間は約 3.5 日 (平均流速約 0.3 m s^{-1} からの概算値)、海峡中央の強流帯では流速が 1 m s^{-1} を超えるため、その約 3 倍の 1 日程度の通過時間が見積もられる。また、海峡内では日本海側の西口付近に節をもつ定在波的な挙動を示す日周潮流が卓越しており (小田巻, 1984)、この振動流が海峡通過流には重なっている。このように振動流を伴った数日以内という短い通過時間のため、海峡通過流に伴う水塊を直接観測により追跡し、海峡内の水塊混合メカニズムを議論した研究はまだない。唯一、海峡内で実施されたスナップショットの海洋観測をもとに、日周潮流の大潮小潮 (回帰潮・分点潮) に依存して密度成層が異なるこ

とから、海底摩擦による潮汐混合の役割が推測されているにすぎない (例えば、松浦ら, 2007; Saitoh et al., 2008)。

一般に、沿岸域や陸棚域における水塊鉛直混合の候補として、海底摩擦境界層からの乱れの発生や内部波の非線形的な碎波による「乱流混合」、地形性渦流や水平シアー流で生じる海底エクマン流の収束発散による「2 次的な鉛直循環流」が考えられている。津軽海峡通過流の場合、東口にある青森側の大間崎と北海道側の汐首岬を変曲点として、海峡軸が S 字状に大きく屈曲しているため、その屈曲部背後の領域には水平粘性境界層の剥離による強い水平シアー流が形成されている。本研究の目的は海底摩擦境界層を考慮せずとも、負の大きな相対渦度をもつ水平シアー流に限って生じる鉛直循環流という新しい混合メカニズムを提案することにある。

気象学の教科書 (例えば、小倉, 1984) にあるように、比較的大きな相対渦度をもつ回転運動ではコリオリ力と気圧傾度力の地衡風バランスに、回転外向きの遠心力 (非線形力) が加わった傾度風バランスとして議論される。例えば、低気圧 (正の相対渦度) では回転外向きに遠心力とコリオリ力が、内向きに気圧傾度力が働くため、いくら

¹⁾ 北海道大学水産学部

(Faculty of Fisheries, Hokkaido University)

²⁾ 北海道大学大学院水産科学研究院海洋環境学分野

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

³⁾ 北海道大学大学院環境科学院

(Graduate School of Environmental Science, Hokkaido University)

大きな回転速度であっても常に傾度風バランスが成立する。それに対して、高気圧(負の相対渦度)では回転外向きに遠心力と気圧傾度力が、内向きにコリオリ力が働くため、大きな回転速度ではこれらの力学バランスが不可能となる制限が生じる。この制限を超える回転速度では、傾度風という定常解は存在しない。それゆえ、中心気圧が顕著に低圧となる強い低気圧や台風が存在できるのに対して、強い高気圧は存在できないことが知られている。

津軽海峡通過流によって屈曲部背後に形成される強い水平シア一流領域(正または負の相対渦度領域)においても、同様な傾度流バランスが期待されるであろう。上述した高低気圧の議論と異なる点は、屈曲部背後の水平シア一流は強制的な剥離で生じるために、流下方向にみて時計回り屈曲部では負、反時計回りの屈曲部では正の水平シア一流が期待されるが、傾度流バランス成立の有無を問わず、両者の相対渦度の絶対値(水平シア一流の強さ)は同程度となる。すなわち、S字状に屈曲した津軽海峡では、符号は異なるがほぼ同じ強さの水平シア一流が強制的に励起され、傾度流バランスが一方(正の水平シア一流領域)では成立し、他方(負の水平シア一流領域)では成立しないという状況にある。

本論では傾度流という定常解が存在できないくらいの強い負のシア一流領域、言い換えれば、力学バランスが崩れ、回転外向きの遠心力が卓越するような局所的領域で生じる物理現象に注目する。いくらか直観的な考察になるものの、渦度バランス(渦位保存則)をもとにすれば、このような強い負の水平シア一流領域では非常に大きな鉛直流(または収束発散域)の生成を推測することができる。ここでは、簡単化のために粘性の影響は考慮せず、地球回転系において相対渦度零($\zeta = 0$)の適当な層厚 h_0 をもった初期渦柱が下記の渦位保存則(1)式を満たしながら移流され、強い正または負の水平シア一流領域(有限の相対渦度を ζ)へ到達した状況を考える。

$$\frac{f}{h_0} = \frac{f + \zeta}{h} \quad (1)$$

ここで、 f は一定値の惑星渦度、 h は水平シア一流領域内に到達した渦柱の層厚変化である。例えば、北半球($f > 0$)において、負の水平シア一流領域が惑星渦度と同程度となるくらいまで強化された極限状態($\zeta \rightarrow -f < 0$)を想定してみよう。この場合、絶対渦度 $f + \zeta$ は零値に漸近することになり、渦位保存則(1)式を満たすためには渦柱の層厚 h も零値に漸近しなければならない。すなわち、鉛直上向き流か下向き流かの区別はできないものの、理論上、このような負の水平シア一流内では無限に大きな収束域または発散域が期待される。絶対渦度が $f + \zeta < 0$ となるまで更に強化された場合には、(1)式を満たす水柱の高さが非現実的な負の値($h < 0$)となってしまう、非粘性条件ではおそらく慣性不安定が生じる。一方で、傾度流バランスが成立する正の水平シア一流($\zeta > 0$)の領域では、絶対渦度 $f + \zeta$ は常に正の値をとるため、どのような(> 0)値で

あっても無限に大きな収束発散域は期待されない。

このように、「負の水平シア一流で引き起こされる鉛直循環流」は極端に強化される可能性があり、本研究ではこの物理過程で生じる循環流を他の鉛直循環流(例えば、海底エクマンポンピングによる循環流)とは区別して、「Negative Shear induced Vertical Circulation (以下、NSVCと略す)」と呼ぶことにする。ただし、沿岸海洋域における強い水平シア一流は、沿岸近傍の水平粘性境界層内や岬背後や島背後の剥離領域に形成される場合が多い。それゆえ、顕著なNSVCが期待される $f + \zeta \sim 0$ 付近では、上述した非粘性の渦位保存則を適用することはできず、水平粘性項を考慮した渦度バランスを用いて議論しなければならない。

伊田ら(2016)は日本海と北太平洋間の水位差で駆動される津軽海峡通過流の単層数値モデル実験を行い、低渦位である日本海中深層水がその渦位をほぼ保存したまま、海峡内へ流入し、北太平洋側へ抜けていることを示した。さらに、このモデル結果は海峡東口の大間崎背後に負の渦位領域($f + \zeta < 0$ となる非常に強い水平シア一流領域)が局所的に形成されることを示している。すなわち、この領域外縁では $f + \zeta = 0$ となり、強いNSVCが励起されている可能性が高い。そこで、本研究では津軽海峡東口の大間崎周辺を研究対象海域として、伊田ら(2016)の単層モデルを鉛直循環流が表現できる均一流体多層モデルへ変更し、海峡東口地形を模した単純な水路モデルを用いて、NSVCの力学過程と渦度バランスについての議論を行う。次に、夏季の約半日間に於いて、同一水塊の追跡を目的に大間崎を取り囲む7本の水温断面観測を実施し、それらの等温線が示す流下方向への空間構造変化から、モデル結果と整合したNSVCの存在を間接的に証明する。

流入駆動の均一流体多層モデル

モデルの概要

本研究で用いた数値モデルは、伊田ら(2016)と同じ f 平面(コリオリパラメータ $f = 9.732 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$)のPOM(Princeton Ocean Model: Blumberg and Mellor, 1987)であるが、均一流体の σ 座標系10層モデルに変更した。Fig. 1の(a)は津軽海峡周辺の海底地形図であり、大間崎付近で海岸線及び海底地形がS字状に大きく屈曲していることが特徴的である。その特徴を一定の水路幅20 km(正方形の格子間隔は1 km)で模した水路モデル地形がFig. 1の(b)である。二つある屈曲部はいずれも直角(90度の角度)に曲げ、モデルの開境界条件の影響を避けるため、屈曲部の上流側には100 km、下流側には80 kmの人工的な直線水路を接続した。なお、後述するモデル結果の水平分布図は、全て屈曲部周辺(80 km × 60 km)のみの表示である。

Fig. 1の(c)に太実線で示したホームベース型の断面地形が現実を模した海底地形断面であり、北海道側陸棚斜面(Hokkaido slope: Hs)と青森側陸棚斜面(Aomori slope:

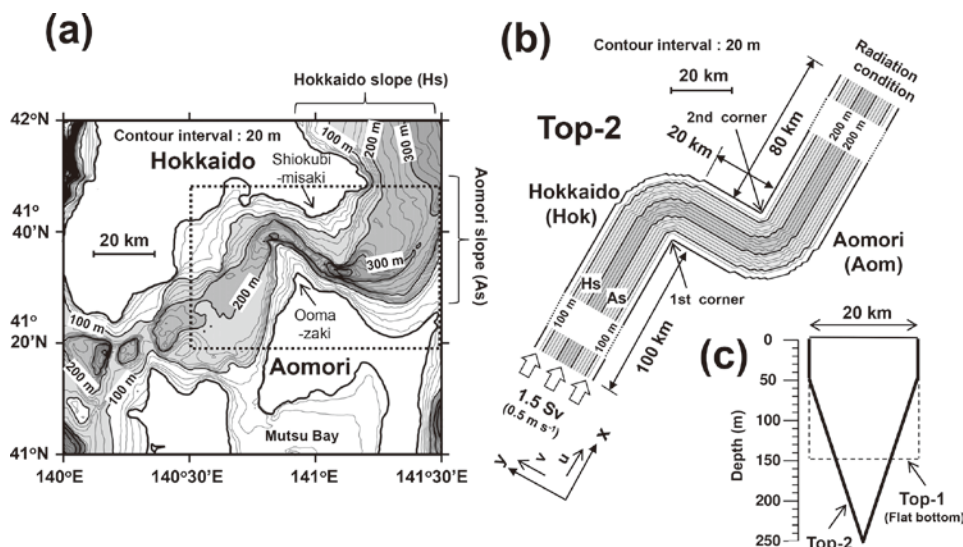


Fig. 1. (a) Bottom topography around the Tsugaru Strait. (b) Plane view of the channel model (Top-2), which represents the eastern half region of the Strait. (c) Vertical section of Top-2 model with the shelf slopes, i.e., Hokkaido shelf (Hs) and Aomori shelf (As). Top-1 model has a flat bottom of 150 m depth.

As)を有し、ここではTop-2と呼ぶ。この水深変化は両側沿岸の水深が50 mであり、水路中心軸の250 mまで線形に水深が増加する。このような陸棚斜面地形を除し、Top-2と同じ断面面積となるように水深を150 m一定とした平坦海底地形がTop-1 (Fig. 1 (c)の破線地形)である。モデル強制は津軽海峡通過流の平均流量として妥当な1.5 Svになるように、左側開境界(日本海側)から断面全体で一様な流速値 0.5 m s^{-1} を流入強制し、右側開境界(北太平洋側)はPOMで設定されている放射条件を使用した。

本論で提案するNSVCの力学過程だけを表現することを目的に、平坦海底であるTop-1地形を用いて、さらに、海底エクマン流が表現されない海底摩擦係数が零の流入実験を基本ケースのCase 1とする。この基本ケースに2次の海底摩擦係数0.0025を導入して、NSVCと海底エクマンポンピング流の両鉛直循環流が再現される流入実験をCase 2とする。Case 3は、Case 2の平坦地形を現実的な海底地形Top-2に変えた流入実験であり、このモデル結果を用いて観測結果との整合性が議論される。これら3ケースはいずれも水平渦動粘性係数は一定値の $10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、鉛直渦動粘性係数も一定値の $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (エクマン深度に換算すると約44.5 m)を採用し、計算時間ステップは外部モードのCFL条件を満たす5秒とした。なお、POMの水平閉境界(岸境界)ではHalf-slipの粘着条件が設定されている。いずれの流入実験ケースでも10日程度で定常状態となったため、モデル結果は全て20日目の値を用いて描いている。

基本ケースにおけるNSVCの力学構造

NSVCの発生のみが理想的に議論できるCase 1(平坦地形で海底摩擦なし)のモデル結果のうち、海面水位 η 、表層流速ベクトル V_{surf} 、この V_{surf} から計算した絶対渦度 f

で規格化した $(f + \zeta)/f$ の値)、中層(中間水深の75 m)における鉛直流速 w_{mid} の各水平分布をFig. 2の(a)~(d)に示した。まず、表層流速ベクトル V_{surf} とその絶対渦度の分布(Fig. 2の(b)と(c))をみると、伊田ほか(2016)のモデル結果(彼らのFig. 10(a))と同様に、絶対渦度が零となる緑実線で囲まれた領域(負の絶対渦度領域)が青森側(Aom)の直線水路の沿岸近傍と大間崎に対応する第1コーナーの背後に存在している。なお、負の絶対渦度の極大値 $(f + \zeta)/f \sim -2$ 程度)は第1コーナー角に、正の絶対渦度の極大値 $(f + \zeta)/f \sim +5$ 程度)は対岸の第2コーナー角にあることから、これらの強い水平シアー流は沿岸近傍に形成された水平粘性境界層が各コーナー角から剥離した結果と理解される。海面水位 η (Fig. 2(a))は青森側(Aom)が北海道側(Hok)よりも相対的に高く、第一次近似としては地衡流バランスの状態にある。ただし、第1コーナー背後の $(f + \zeta)/f < 0$ (もしくは $f < |\zeta|$)の領域では水位勾配が非常に小さく、4 cm前後の一定値を保っている。この水位分布をみる限り、この状態は「はじめに」で紹介した強くなれない高気圧に類似している。一方、第2コーナー背後の $(f + \zeta)/f > 2$ (もしくは $f < |\zeta|$)の領域では傾度流バランスが支配的であり、水位勾配も十分に大きく、10 cm以下の局所的な水位低下も形成されている。こちらは、いくらでも強くなれる低気圧に類似している。そして中層の鉛直流速 w_{mid} (Fig. 2(d))をみると、負の水平シアー領域にある第1コーナー背後においてのみ、顕著な湧昇流(濃い赤色)と沈降流(濃い青色)が再現されていることがわかる。

モデル再現された顕著な湧昇流及び沈降流がNSVCであることを示すために、本研究では力学バランスではなく、粘性境界層内で支配的となる水平粘性項を考慮した渦度バランスを用いて議論を行う。定常($\partial \zeta / \partial t = 0$)を仮定し、海面での鉛直流速を零として導いた表層流の渦度方

Case 1 (Flat bottom + No bottom friction)

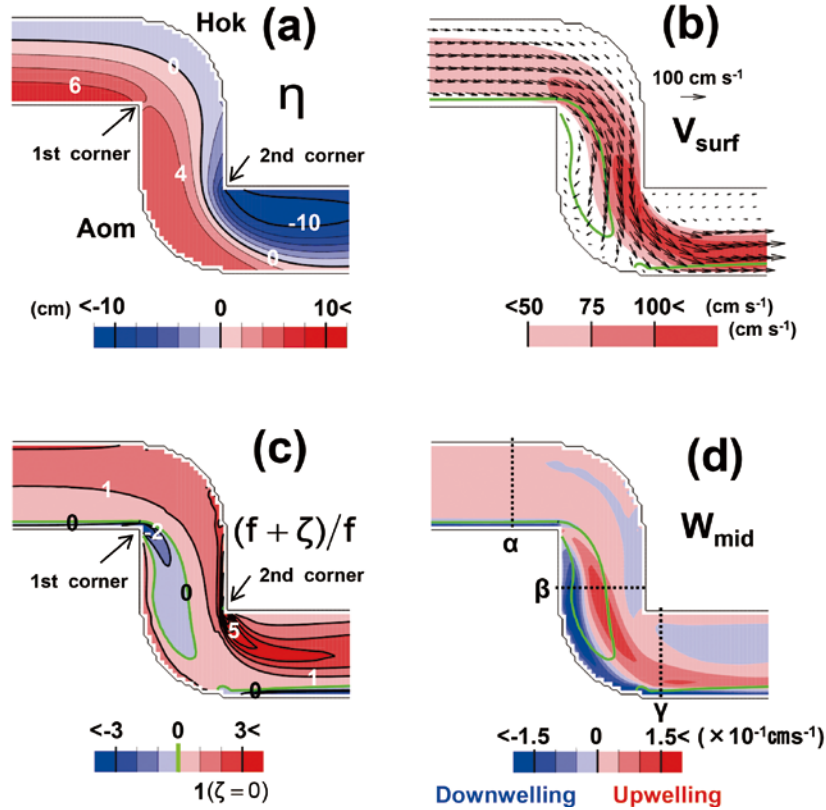


Fig. 2. Results on the 20th day for Case1. Horizontal distributions of (a) sea level; η , (b) surface current vectors; V_{surf} , (c) surface absolute vorticity normalized by planetary vorticity; $(f + \zeta)/f$, (d) vertical velocity at the middle depth; w_{mid} . Green solid line from Figs. 2b to 2d indicates zero absolute vorticity $f + \zeta = 0$.

程式は下記の (2) 式となる。なお、海面付近の鉛直シアーは非常に小さいため(後述する Figs. 4・6・7 を参照)、渦度の鉛直粘性項は十分に無視することができる。

$$\underbrace{\frac{\partial u \zeta}{\partial x} + \frac{\partial v \zeta}{\partial y}}_{Adv} + \underbrace{(f + \zeta) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{Div} = \underbrace{A_h \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right)}_{Dif} \quad (2)$$

ここで、 u と v はそれぞれ x 軸方向と y 軸方向の表層流速成分、 A_h は水平渦動粘性係数である。(2) 式の左辺第 1 と第 2 項が移流項 (2 項合わせて以下、 Adv 項と略す)、左辺第 3 項が海面下の渦柱伸縮を引き起こす発散項 (絶対渦度との積である発散値を以下、 Div と略す)、右辺が水平粘性項 (以下、 Dif 項と略す) である。これらの略記号で Div 値を表現すると、

$$Div = \frac{Dif - Adv}{f + \zeta} \quad (3)$$

となる。この (3) 式右辺にある Dif 項と $-Adv$ 項を別々の水平分布図として表示したものが Fig. 3 の (a) と (b) である。Fig. 3 (c) の水平分布図が NSVC を引き起こす Div 値で

あるが、この分布は (3) 式から計算したものであり、モデル結果の表層流速分布を用いて直接的に発散値を計算したものではない。なぜならば、我々は NSVC を予測する渦度バランスを用いて、実際の収束発散で生じた鉛直流 (Fig. 2 (d)) を説明したいためである。ただし、緑実線上 (負と正の絶対渦度 $f + \zeta$ の境界) では絶対渦度が零となるので、そこでの (3) 式による Div 値は無限大となり、この緑実線を挟んで Div の符号も変化する。しかし、先にみたモデル結果の鉛直流速 w_{mid} (Fig. 2 (d)) は、比較的大きな値ではあるが有限値である。これは移流される渦柱が緑実線近傍を通過する時間が短いことを原因とし、それゆえ無限振幅の鉛直流にまで発達することはないものと思われる。すなわち、Fig. 3 (c) の Div 値はオイラー的な渦度バランスの表示であり、渦柱をラグランジュ的に追跡したときに得られる Div 値とは異なることに注意が必要である。また、後述するように、モデル再現された顕著な鉛直流の符号は、緑実線を挟んで正の絶対渦度側の符号と一致していた。それゆえ、 Dif 項が卓越する剥離領域側 (負の絶対渦度領域) の鉛直流を予測する Div 値は計算せず、Fig. 3 (c) では空白表示とした。

Dif 項と $-Adv$ 項の水平分布 (Fig. 3 (a) と (b)) を比較する

Case 1 (Flat bottom + No bottom friction)

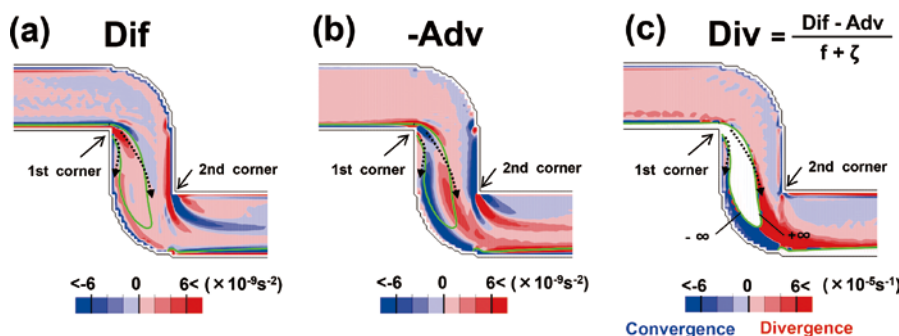


Fig. 3. Horizontal distributions of (a) surface diffusion term ; Dif , (b) surface advection term ; $-Adv$ (sign inversion) (c) surface divergence ; $Div = (Dif - Adv) / (f + \zeta)$ for Case 1. Green solid line indicates zero absolute vorticity $f + \zeta = 0$.

と、第1及び第2コーナー近傍付近では両者の符号が逆で、両者の絶対値もほぼ等しいことから、水平粘性境界層内では Dif 項と Adv 項の渦度バランスが支配的と推測されるである。まず、正の強い水平シアーが生じる第2コーナー下流側の剥離領域では、 Dif 項と Adv 項の渦度バランスがコーナー角から下流方向へ継続している。それゆえ、そこでの Div 値 (Fig. 3 (c)) は十分に小さくなり、表層での大きな収束発散は予測されていない。実際に、傾度流バランスが成立する第2コーナー下流側では、顕著な鉛直流速 w_{mid} は生じていない (Fig. 2 (d))。

一方、第1コーナーの下流側の剥離領域における Dif 項と $-Adv$ 項の分布は、緑実線 (絶対渦度が零) を挟んで興味深い空間変化を示す (Fig. 3 (a) と (b))。まず、第1コーナー角付近では、正の Dif 項 (赤色) に対して、沖側は負 (青色)、岸側は正 (赤色) の $-Adv$ 項が流下方向に現れている。そして剥離領域内から領域外への渦柱移流 (模式的に示した破線矢印) に依存したそれぞれの $-Adv$ 項は、緑実線 (絶対渦度が零) を横切る付近で符号を変化させている。すな

わち、沖側の $-Adv$ 項は正 (赤色) へ、岸側の $-Adv$ 項は負 (青色) への符号変化である。その後、それぞれの渦柱は緑実線の外側付近を比較的長い時間をかけて移流されながら、 $-Adv$ 項の値を次第に増加させている。この領域の Dif 項は比較的小さいことから、 Adv 項は表層付近で大きな収束発散を引き起こす発散項と主に渦度バランスしていると理解される。それゆえ、Fig. 3 (c) に示した緑実線外縁の Div 値は、水路中央側で表層流の発散 (赤色) による湧昇流、沿岸側では表層流の収束 (青色) による沈降流となる NSVC を予測している。先にみた中層の鉛直流速 w_{mid} (Fig. 2 (d)) の空間分布は、この Div 予測分布と定性的にはよく一致しており、顕著な鉛直流は NSVC であることが確認される。

次に、再現された鉛直流の鉛直構造と水平シアー流との関係を調べるため、Fig. 2 の (d) に α , β , γ で名付けた3カ所の鉛直断面図を Fig. 4 に示した。各図は上流側からみた図であり、断面に平行な流速成分は流速ベクトルで、断面に直交する流速成分は等値線 (正值の赤領域は通過流

Case 1 (Flat bottom + No bottom friction)

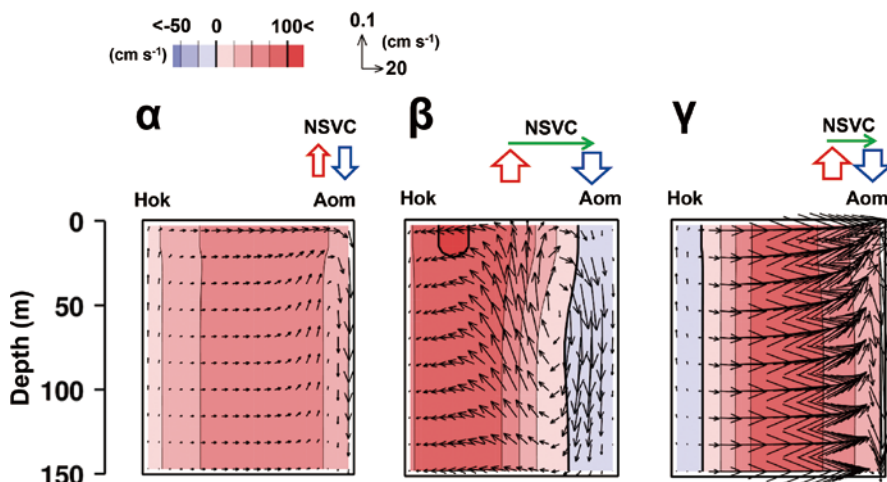


Fig. 4. Vertical sections of current velocity along three lines named by α , β and γ in Fig. 2d for Case 1. The across-section and along-section velocity components are denoted by color ranges and vectors, respectively.

方向, 負値の青領域は逆流方向) で表示している。第1コーナーの屈曲部手前にある断面 α では, 青森側 (Aom) 近傍の薄い水平粘性境界層外縁に絶対渦度が零となる領域があり (Fig. 2 (c)), そこでは弱いながらも NSVC で説明されるような鉛直循環流が形成されている。断面 β は第1コーナー下流側の剥離領域にあり, 通過流の強流帯 (濃い赤領域) は北海道側 (Hok) に偏り, 青森側 (Aom) では弱い反流帯 (薄い青領域) となっている。それゆえ, 負の強い水平シアー流は水路中央部から青森側 (Aom) まで大きく拡がり, その領域を取り囲むように, 海面から海底にまで至る時計回りの強い NSVC が形成されている。断面 γ も断面 α と同様に, 青森側 (Aom) 近傍の薄い水平粘性境界層付近に NSVC が形成されているが, 水平シアー流や鉛直流速が比較的大きいことから, 上流側の断面 β でみた強い NSVC が断面 γ まで移流されているようにみえる (Fig. 2 (d) と Fig. 3 (c) を参照)。

海底摩擦と陸棚斜面地形の影響

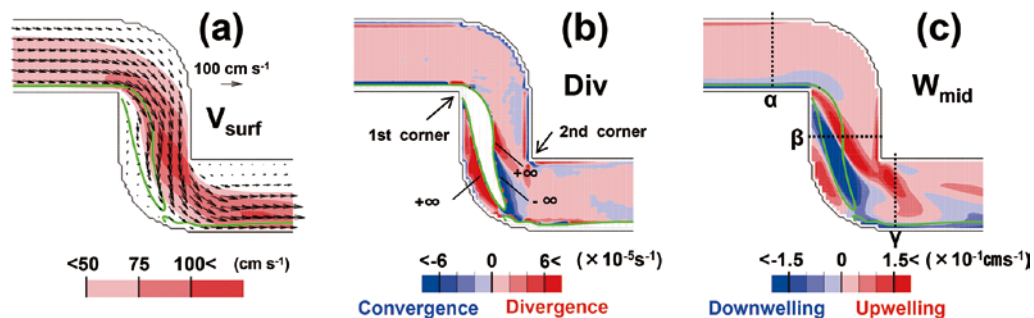
水路通過流に海底摩擦が考慮された数値実験を行うと, 海底エクマン流 (Bottom-Ekman 流: 以下, B-Ekman 流と略す) が励起され, その通過流が水平シアーをもてば, または, 岸境界が存在すれば, B-Ekman 流の収束発散によりエクマンパンピングが生じる。すなわち, Case 2 (平坦地形で海底摩擦あり) では先に議論した Case 1 の NSVC に加えて, B-Ekman による鉛直循環流も重なって再現され, その新たな循環流は通過流の水平シアー場を変化させる。

それゆえ, Case 2 のモデル結果において両鉛直循環流を分離して議論することは難しくなり, ここでは Case 1 と Case 2 の比較から B-Ekman による鉛直循環流の影響について議論する。

Case 1 と Case 2 の相違を示す水平分布図として, Fig. 5 の上段に示した (a) 表層流速ベクトル V_{surf} , (b) その表層流から NSVC を予測する Div 値, (c) その予測を確認するための中層 (中間水深) の鉛直流速 w_{mid} を選択した。図の表示の仕方は, それぞれ Fig. 2 (b), Fig. 3 (c), Fig. 2 (d) と同じである。海底摩擦を考慮しても, 第1コーナー下流側の剥離領域では絶対渦度が負となる強い水平シアー流が形成されているが (Fig. 5 (a)), Div 値が予測する収束発散域 (Fig. 5 (b)) は Case 1 と少し異なっている。絶対渦度が零となる緑実線付近に注目すると, 発散域 (赤色) が緑実線の水路中央側と沿岸側の二カ所に現れ, その中間が収束域 (青色) となる NSVC を予測している。このような Case 1 との相違は, B-Ekman による鉛直循環流が水平シアー場を変え, Dif 項や $-Adv$ 項の水平分布 (ここでは示さない) が変化したためである。実際に再現された鉛直流 w_{mid} (Fig. 5 (c)) 分布をみると, 緑実線付近の Div 予測にほぼ対応した湧昇 (赤色) と沈降流 (青色) が形成されている。ただし, 正の水平シアー領域である第2コーナー付近の鉛直流 w_{mid} (比較的大きな湧昇流) は Div 分布では予測されていない。後述されるように, この第2コーナー付近の鉛直流はエクマンパンピングで説明される。

Case 1 の Fig. 4 と同様な形式で, Fig. 5 の (c) に表示した

Case 2 (Flat bottom + Bottom friction)



Case 3 (Slope bottom + Bottom friction)

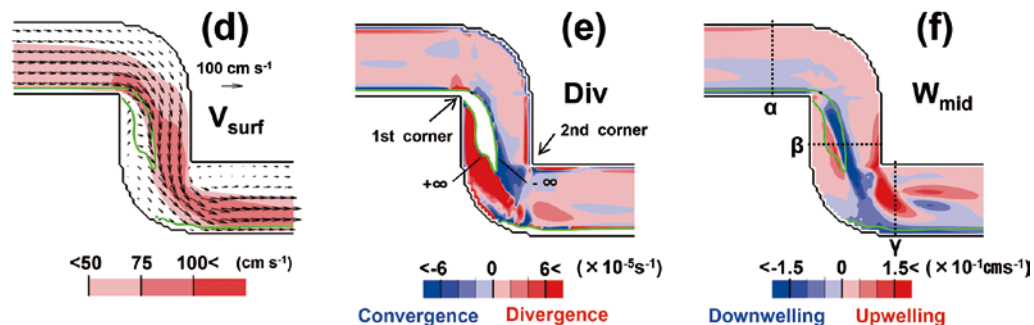


Fig. 5. Same as Figs. 2b (V_{surf}), 3c (Div) and 2d (w_{mid}), but for Case 2 (upper panels) and Case 3 (lower panels).

Case 2 (Flat bottom + Bottom friction)

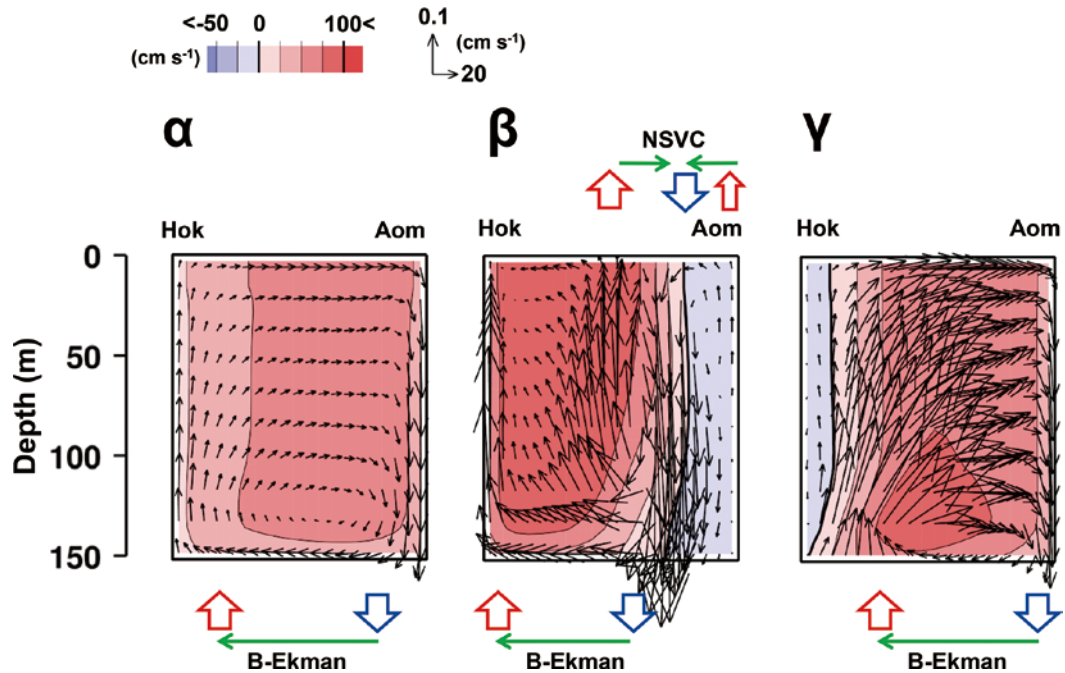


Fig. 6. Same as Fig. 4 except in Case2.

α , β , γ 線における流速場の鉛直断面図を Fig. 6 に示した。3 断面に共通して、海底上厚さ数 10 m 程度の B-Ekman 境界層及び B-Ekman 流 (図の下段に示した Aom 側から Hok 側への緑矢印) が形成されている。また、海底摩擦によって海底近傍における断面に直交な流速成分は有意に小さくなっている。一方、内部領域における断面に直交な流速成分は、Case 1 と同様な強い水平シアー流のままである。それゆえ、図の下段に中抜き矢印で示したエクマンパンプが生じ、B-Ekman 境界層を起源とする鉛直循環流が全ての断面で出現している。すなわち、通過流が極大となる位置から青森側 (Aom) で沈降流、北海道側 (Hok) で湧昇流となる鉛直循環流である。第 2 コーナー下流側にある断面 γ の鉛直循環流は、明らかに、このエクマンパンプによるものである。ところが、第 1 コーナー下流側の剥離領域にある断面 β では、上述の B-Ekman による鉛直循環流では説明できない海面付近起源の鉛直循環流も再現されている。これが Div 値で予測された NSVC (図の上段に示した中抜き矢印) である。

海底摩擦の影響を考慮した Case 2 に加えて、陸棚斜面を有する海底地形 (Top-2) を考慮した実験が Case 3 である。Case 3 のモデル結果は、比較すべき Case 2 のモデル結果と同様な形式の水平分布図としては Fig. 5 下段の (d)(e)(f) に、鉛直断面図としては Fig. 7 に示した。まず、浅い水深の沿岸近傍では水平粘性に加えて海底摩擦の影響も大きくなるため、通過流の水平シアーが幾分小さくなり、第 1 コーナー下流側の剥離領域 (負の絶対渦度) の拡がりも相対的に小さくなっている (Fig. 5 (d))。さらに、 Div 値が予

測する NSVC は、緑実線 (絶対渦度が零) の水路中央側で収束域 (青色)、沿岸側で発散域 (赤色) となり、Case 2 にみられた水路中央側の発散域が消滅している (Fig. 5 (e))。実際に再現された第 1 コーナー付近の鉛直流 w_{mid} では、海底摩擦の影響が比較的小さな深い水路中央付近の沈降流 (青色) が強調された結果を示している (Fig. 5 (f))。また、Case 2 と同様、Case 3 でも第 2 コーナー付近の鉛直流は Div 分布では予測されていない。Fig. 7 (Case 3) を Fig. 6 (Case 2) の同じ場所の断面図と比較すると、どの断面の B-Ekman による鉛直循環流パターンは定性的によく似ていることがわかる。両ケースで異なる点は、強い NSVC が予測された断面 β の水路中央付近にみられる海面から海底にまで至る強い沈降流である。この Case 3 は現実的な大間崎周辺を模した海峡通過流の水路モデル実験であり、その結果は B-Ekman による鉛直循環流に加えて、本研究で提案する NSVC が重なっている可能性を示唆している。そこで、我々は Case 3 の結果を参考にして、水路 (海峡) 中央付近で強い沈降流として現れるであろう NSVC を想定した海洋観測を計画した。

津軽海峡東口周辺海域の海洋観測

Fig. 8 は津軽海峡東口周辺海域の海底地形に重ねて、北海道大学水産学部附属練習船うしお丸を用いて 2015 年 7 月 29 日～8 月 1 日に実施した海洋観測点を示す。前節のモデル実験で議論した第 1 コーナーは青森側の大間崎 (Ooma-zaki) 付近に、第 2 コーナーは北海道側の汐首岬

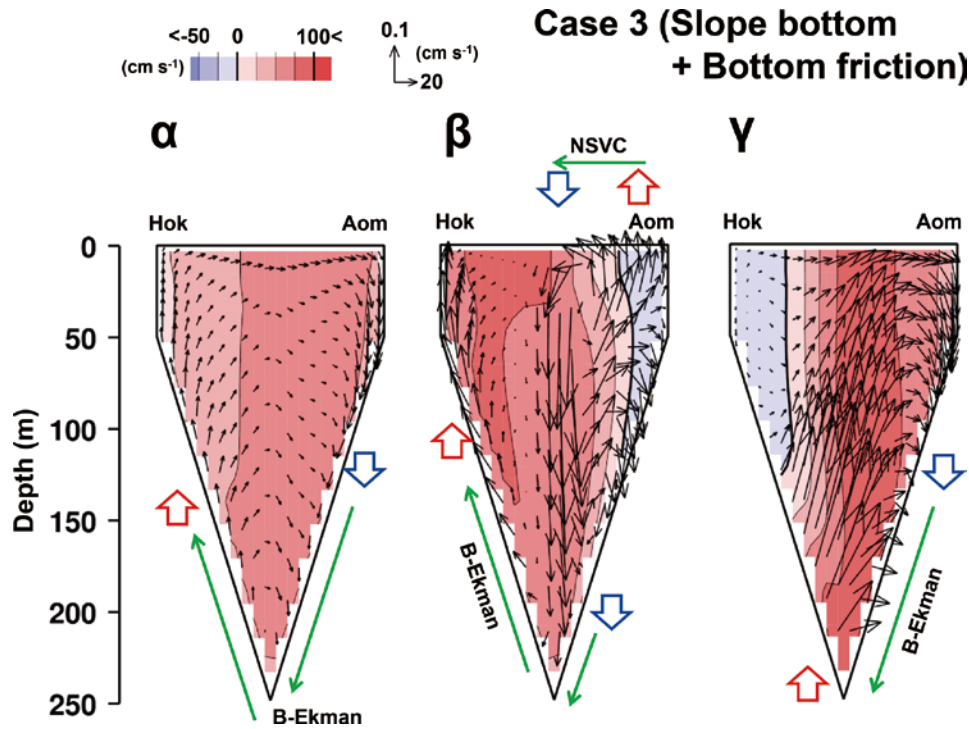


Fig. 7. Same as Fig. 4 except in Case3.

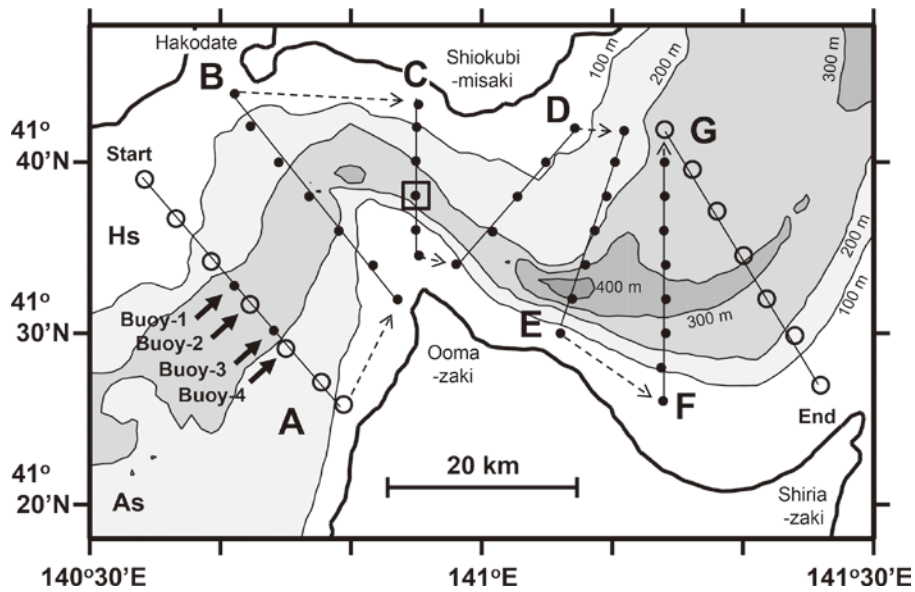


Fig. 8. Bottom topography in the area enclosed by dotted line in Fig. 1a together with the locations of CTD (open circles) and XBT (solid circles) stations during 29 July to 1 August 2015 cruise. The observation lines from A to G are indicated by solid lines. Thick arrows along A-line show the positions of floating buoy deployments. Open square shows a location of 24-hour continuous observation.

(Shiokubi-misaki) 付近に対応する。我々が特に注目する海域は、Case 3 のモデル実験から NSVC の強い沈降流が予測された大間崎背後の剥離領域である。そこで、海峡通過流が大間崎に至る手前に 1 本の A 観測線、大間崎を取り囲む海域に B~D の 3 本の観測線、大間崎背後の海域に E~G の 3 本の観測線を設定した。

後述されるように、現実の津軽海峡内ではモデル実験で想定した東向きの定常通過流だけでなく、その通過流速と同程度の振幅をもつ日周潮流が重なっている。それゆえ、本海域の流速場は一般に非定常であり、水平シアを伴う水塊変質を捉えるためには、できるだけ同一な水塊を追跡するラグランジュ的な観測が要求される。そこ

で、流速場の情報としては表層流に限られるものの、上流側の A 線上で極大流速が期待される海峡中央付近に漂流ブイを投入し、それを追跡する形で A 線から下流側の G 線へ至る観測を計画した。投入したブイは 4 つ、それぞれ Buoy-1~4 と呼び、投入場所は Fig. 8 に黒抜き矢印で示した。投入日は A 線観測時の 7 月 29 日であり、投入時刻は Buoy-1 が 10 時 28 分、Buoy-2 が 10 時 52 分、Buoy-3 が同日 11 時 13 分、Buoy-4 が 11 時 34 分である。

海峡通過流に東向き潮流が重なったときの流速値 (2~3 knot 程度) であれば、漂流ブイは約半日で A 線から G 線に至ることが想定される。それゆえ、漂流ブイを追跡しながら同時に全観測点での水温塩分測定を実施することは、時間的に不可能と判断した。そこで、CTD (Conductivity Temperature Depth) 観測は上流側の A 線と下流側の G 線だけとし、その間の B~F 線は水温測定のみとなる XBT (eX-pendable Bathy Thermograph) 観測を実施しながら漂流ブイを追跡することにした。図中の○印が CTD 観測で計 14 点、●印が XBT 観測で計 35 点である。CTD は Sea-Bird Electronics 社製の SBE19plus を、XBT は鶴見精機社製の T-10 (水深 300 m 用) を使用し、観測航路上では RD 社製の船底設置型 150 kHz の ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) による流速観測を行った。

C 線上に矩形領域で示した海域は、漂流ブイ追跡観測終了の約 1 日後から実施した約 24 時間 (開始は 7 月 31 日 7 時ころ、終了は 8 月 1 日 7 時ころ) の定点観測領域である。この定点観測の目的は、日にちは異なるものの日周潮流による密度場と流速場の日変化を調査し、漂流ブイ追跡観測における潮時変化の状況を推測することであり、予備的な観測の位置付けとなる。定点観測と漂流ブイ追跡観測を結び付ける指標として、日本海側の青森県深浦の水位から海峡内の北海道函館の水位を差し引いた水位差 $\Delta\eta$ を用いた。海峡内で卓越する日周潮流は、海峡西口海域の竜飛と松前の間に無潮点を有する日周潮流 (小田巻, 1984) に伴う潮流であるため、この水位差が示す位相変化から観測時の日周潮流の潮時変化を推測することができる。両地点の水位資料は、気象庁のウェブサイト (<http://www.data.jma.go.jp/gmd/kaiyou/db/tide/genbo/index.php>) で公開されている 2015 年 7 月 29 日 0 時から 8 月 1 日 24 時の毎時データである。なお、両地点の水位データは東京湾平均海面を基準とした水位換算を行った後に水位差を計算したが、両地点は 100 km 程度しか離れていないために気圧補正は行っていない。得られた水位差 $\Delta\eta$ の時系列を Fig. 9 に示し、上段に漂流ブイ追跡観測の期間を A → G の範囲で、定点観測の期間を 24 h-Obs の範囲で表示した。漂流ブイ追跡観測期間の A 線開始時と G 線終了時とほぼ同じ位相で、同じ水位差となる定点観測期間の水位差はそれぞれ、A* 印 (31 日 12 時) ころと G* 印 (1 日 1 時) ころに対応する。まず、水位差の平均値は正であり (日本海側の平均水位が常に高い)、これは水位差駆動の東向き海峡通過流に対応しており、水位差の時間変化は半日周潮

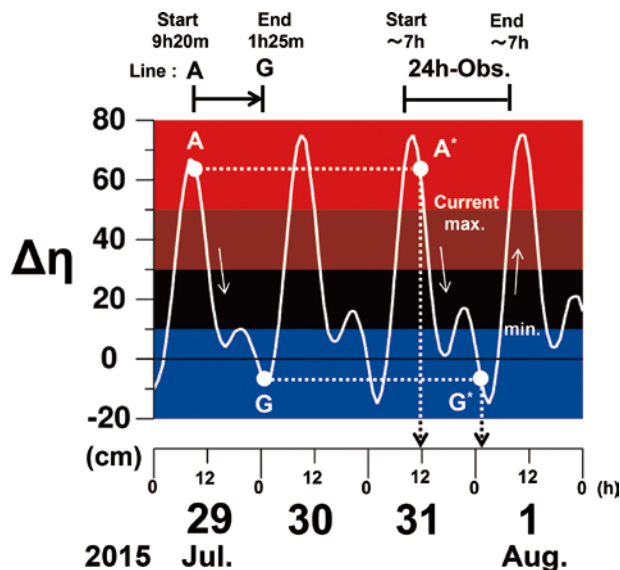


Fig. 9. Hourly time series of sea level difference $\Delta\eta$ between Fukaura and Hakodate during the cruise observation period.

流よりも日周潮流が卓越していることを示している。その日周潮流は無潮点を節とした定在波的な挙動を示すことから、海峡通過流との重ね合わせを考慮すれば、極大水位差から極小水位差に至る中間の位相で東向き流が極大、逆の位相では東向き流が極小となることが推測される。

Fig. 10 は定点観測期間における密度鉛直分布の経時変化とスナップショット的に実施した ADCP による水深 50 m 間隔の流速ベクトル (矢印の色は Fig. 9 に示した水位差レンジの色分けに対応) の時間変化である。水位差から推測されたように、高水位差時 (A* 印付近) から低水位差時 (G* 印付近) に至る途中で東向き通過流 (茶色の矢印付近) が極大となっていることが確認される。また、密度成層による鉛直流速勾配 (傾圧的構造) はみられるものの、東向き通過流が比較的強いときは、南東向きの深み地形に沿った流れが海底近傍で観測される。これは海峡通過流の順圧成分が海底地形の影響を受けていることを示唆する。以上の予備的観測結果が示す A* から G* 間の流速変化は、漂流ブイ追跡観測期間における潮時変化に類似していたと判断される。すなわち、約半日程度の漂流ブイ追跡観測期間 (Fig. 9 の A → G 範囲) は高水位差から低水位差に至る期間にあったため、観測開始時の東向き通過流は増加期、観測途中で極大期を迎え、観測後半では減少期となる潮時変化が類推される。

漂流ブイ追跡観測時の水平流速場

Fig. 11 の (a) は図中の●印で放流した 4 つの漂流ブイの観測結果であり、Buoy-1~4 の各軌跡を各々の毎正時同時刻位置を直線で結び、それぞれに時刻を表示した。なお、■印で表示した Buoy-3 は、大間崎沖の×印の地点で漁師

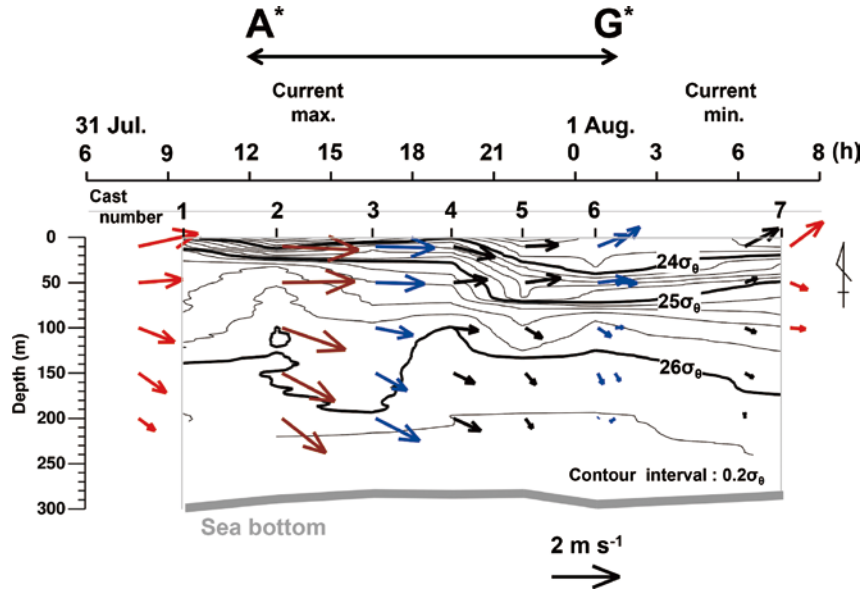


Fig. 10. Time (hour) and spatial (depth) variations of potential density and ADCP current vectors at the depths of 10 m, 50 m, 100 m, 150 m and 200 m. Color of current vectors shows the range of $\Delta\eta$ in Fig. 9.

に回収されたことを示す。Fig. 11 の (b) は 50 m 層, (c) は 100 m 層, (d) は 150 m 層の ADCP 流速ベクトル分布であり, 100 m 層の白抜き丸印付近に表示した時刻は, A~G の各測線の開始時刻または終了時刻である。これらの時刻と漂流ブイの時刻との一致性をみると, 両者の差は最大でも 2 時間以内である。我々は, 少なくとも主流域付近の CTD 及び XBT の観測は, ほぼ同一の水塊を追跡できてい

ると判断した。各ブイを結んだ直線の色及び流速ベクトルの色は, Fig. 9 (水位差図) に表示した色分けに対応しており, 潮時の目安となる。

モデル実験 Case 3 の表層流 V_{surf} (Fig. 5 (d)) と比較し得る海峡東口の流速分布は, もっとも広範囲の流速ベクトル場が描かれた 50 m 層 (Fig. 11 (b)) である。その 50 m 層にみられる通過流の主流部に注目すると, それは大間崎手

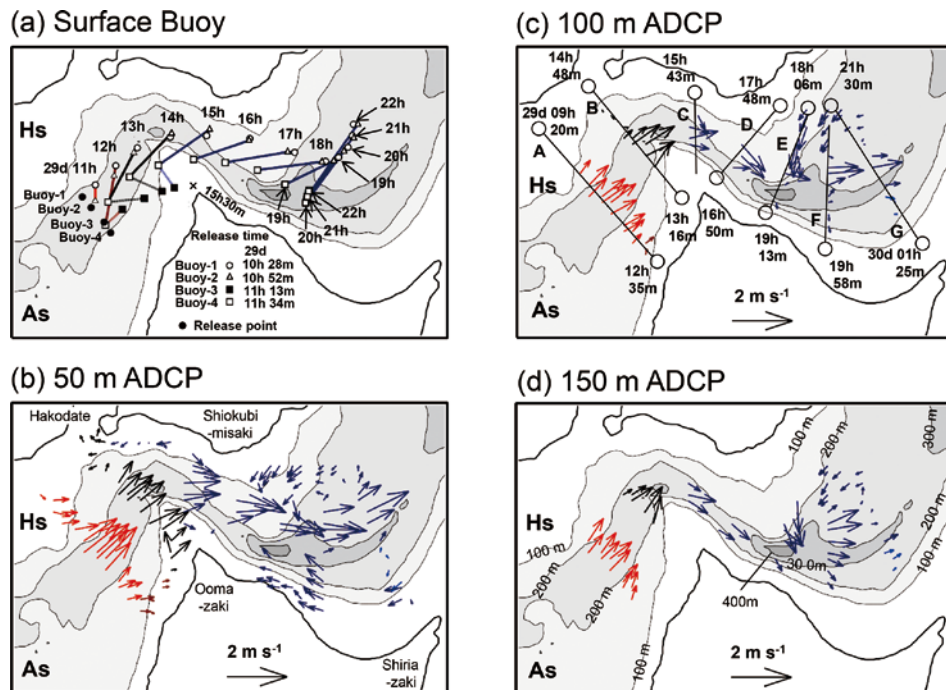


Fig. 11. (a) Hourly trajectories of four drifting buoys deployed at the closed circles. (b) to (d) Horizontal distributions of ADCP current vectors at the depths of 50 m, 100 m and 150 m, respectively. Color of each vector and trajectory corresponds to the range of $\Delta\eta$ in Fig. 9.

前 (A 線) では海峡中央の深み領域に位置し、大間崎沖では深み領域から大間崎側に偏り、大間崎を超えると汐首岬側へ移動している。これはモデル (Fig. 5 (d) の V_{surf} 分布) が示す主流部 (濃い赤領域) が第 1 コーナー (大間崎) から第 2 コーナー (汐首岬) へ移動する様子と定性的に一致する。また、大間崎背後の剥離領域と思われる青森側沿岸域には通過流とは逆向きの反流が観測され、モデルの剥離領域でも大きな負のシア流を伴う反流域であった。さらに、汐首岬東方では反時計回り渦流が観測され、この渦流は 100 m 層や 150 m 層の深い水深でも認められる。観測された渦流ほど明瞭ではないものの、モデルの第 2 コーナー (汐首岬) の背後は正のシア流を伴う剥離領域にあり、傾度流バランスが成立可能な反時計回りの渦流域になっている。また 50 m 層において、これら南北の剥離領域の間にある通過流の主流部の幅は極端に狭くなっており、そこでは表層流の水平収束を示唆しているようにもみえる。このように、海峡内の潮時変化を考慮し、同一水塊を追跡した本観測から得られた水平流速場は、定常通過流モデルで指摘した特徴的な水平流速場をほぼ捉えていることがわかる。

A と G の観測線における水温・塩分・密度分布

本観測は約半日間でほぼ同一の水塊を追跡したが、その短い期間または短い距離間で生じた水塊混合の様子を上流側 A から下流側 G の両観測線間の水温・塩分変化から推測する。まず、両観測線それぞれの水温・塩分断面と密度断面を Fig. 12 の (a) と (b) に示した。水温は 1°C 間隔の等温線で示し、塩分はこの等温線に重ねて低塩分を青色系、高塩分を赤色系の濃淡で表示し、密度は $0.02\sigma_{\theta}$ 間隔の等密度線で示した。全ての断面図において、左が北海道側 (Hs)、右が青森側 (As) である。

上流側 A 線の表層北海道寄りに高温低塩水 (20°C 以上、塩分 33.9 以下) がみられ、海峡中央の深み領域 (通過流の主流部付近) では海面の高温低塩 (20°C 、塩分 33.9) から海底の低温高塩 (10°C 前後、塩分 34.3 以上) までのほぼ連続的な成層状態にある。その密度分布は水温分布に類似していることから、密度場は水温場の影響を大きく受け、最も重い密度は $26.2\sigma_{\theta}$ 前後で底層付近にある。下流側 G 線の底層北海道寄りには A 線にはみられない低温低塩 (9°C 以下、塩分 33.9 以下、密度 $26.4\sigma_{\theta}$ 前後) な親潮系水が出現している。この親潮系水付近の密度に対する水温と塩分の寄与が互いにキャンセルしているため、底層の密度フロントはむしろ不明瞭となる。それゆえ、親潮系水付近の水温分布と密度分布の類似性は低いが、それ以外の断面における両分布はよく似ている。

このように、海峡通過流で移流された水塊の密度場は主に水温場に支配されていることから、水塊混合の様子は主に塩分変化から推測できる。A 線で最低水温であった 10°C を指標にして、G 線の 10°C 以上にみられる塩分値を A 線と比べると、明らかに低塩化していることがわ

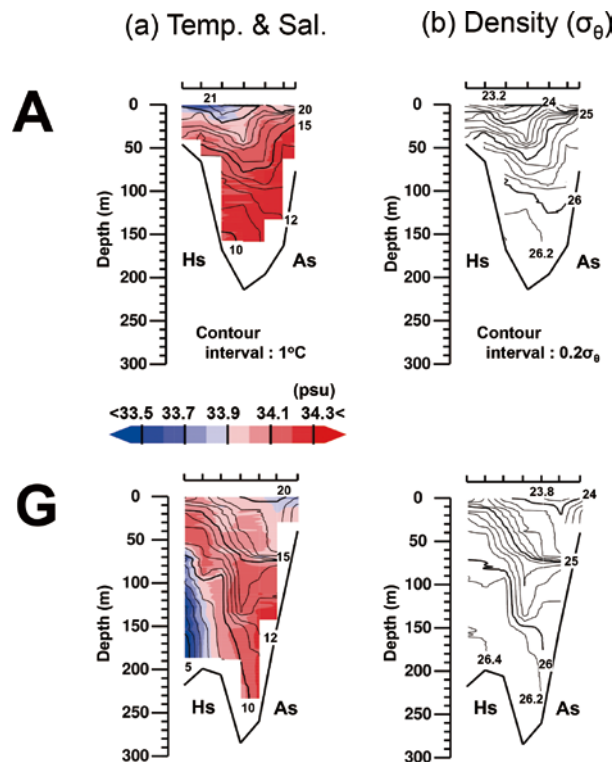


Fig. 12. Vertical sections of (a) water temperature (contours) and salinity (colors) and (b) potential density along A and G-lines.

かる。この低塩化傾向は Fig. 13 に示した両観測線の TS ダイアグラム (全点で 1 m 間隔の水温・塩分値を使用) でも認められる。A 線の TS 値は赤線の白抜き丸印、G 線の TS 値は青線の白抜き丸印である。なお、図中に灰色太線で区分した領域は Hanawa and Mistudera (1987) で定義された東北沖海域の水系区分である。各略記号の意味は、TW が津軽暖流水 (Tsugaru warm Water), OW が親潮系水 (Oyashio Water), KW が黒潮水 (Kuroshio Water), CL が北太平洋中層の冷たい下層水 (Cold Lower-layer water), SW は OW や TW や KW が海面加熱で水温上昇した表層水 (Surface Water) である。どの密度面でみても、下流側 G 線では低塩化していることがわかる。TS ダイアグラムから推測される低塩化には二つの要因が考えられる。一つは G 線の TS 分布が TW から OW の間でほぼ直線的な関係を示すことから、A 線上の密度 $26\sigma_{\theta}$ よりも重くて高塩な水と OW の低温低塩水の間で生じる、ほぼ等密度面上 (密度 $26.0 \sim 26.4\sigma_{\theta}$ の範囲) の水塊混合である。もう一つは A 線上の表層には高温低塩水 (SW) があるため、A 線上の密度 $26\sigma_{\theta}$ よりも軽い水塊同士が密度面を横切る方向の混合、すなわち、鉛直的な水塊混合である。残念ながら、TS データだけでは、両水塊混合の寄与の大きさを定量的に見積もることはできない。

本研究でその存在を主張している NSVC は、後者の鉛直的な水塊混合の候補である。そこで、注目したのが等温線の上下変化である。両観測線で塩分値は異なるものの、

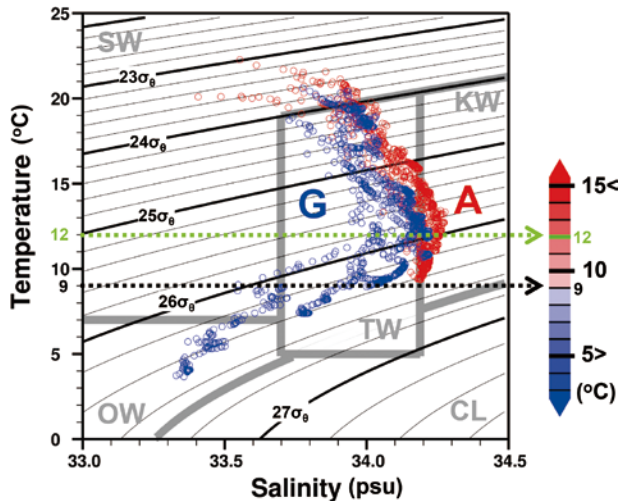


Fig. 13. Temperature-Salinity (TS) diagram based on all CTD data of A-line (red open circles) and G-line (blue open circles). Definition of water masses based on Hanawa and Mitsudera (1987) was used as following; Surface water (SW), Tsgaru warm Water (TW), Kuroshio Water (KW), Oyashio Water (OW), and Cold Lower-layer water (CL).

上流側 A 線の塩分極大の構造は下流側 G 線でも維持されており、その水温値は両測線ではほぼ同じ 12°C 付近 (TS 図の緑破線) にある。この 12°C 等温線を指標として、XBT

観測 (B~F 線) の水温断面図を描けば、A 線から G 線に至る間に生じている鉛直循環流を定性的に推測することができる考えた。次節で記述する水温断面図 (Fig. 14) は、TS 図の右側に示した水温の凡例を用いている。水温 9°C (TS 図の黒破線) 以下の冷水は、上流側 A 線には存在していない。それゆえ、A 線の下流側で出現する 9°C 以下の水は OW との混合の寄与が大きいと判断し、その領域がわかるように青色の濃淡で表示した。一方、海峡通過流の水塊を起源とする 9°C 以上の暖水は赤色の濃淡で表示し、指標とする 12°C 等温線は緑太線で強調した。

流下方向の水温断面分布変化と NSVC の推測

Fig. 14 では上流側 A 線から下流側 G 線に至る計 7 測線における水温鉛直断面分布を上段左側から下段右側に向かって順に並び、先に述べた凡例に従って表示した。なお、Fig. 12 と同様に、全ての断面図において左が北海道側 (Hs)、右が青森側 (As) である。水温断面構造と水平シア流の関係をみるため、ここでは Fig. 11 (b) に示した水深 50 m (白抜き横点線) の流速ベクトルを各断面図の上段に再表示した。ただし、各断面に直交した流下方向が上向き正となるように、流速ベクトルの座標変換を行っている。

暖かい海峡通過流水と冷たい OW との等密度面混合が示唆される 9°C 以下の水 (青色表示) に注目すると、それは汐首岬の東側にある D 線の北海道側底層付近から現れ、

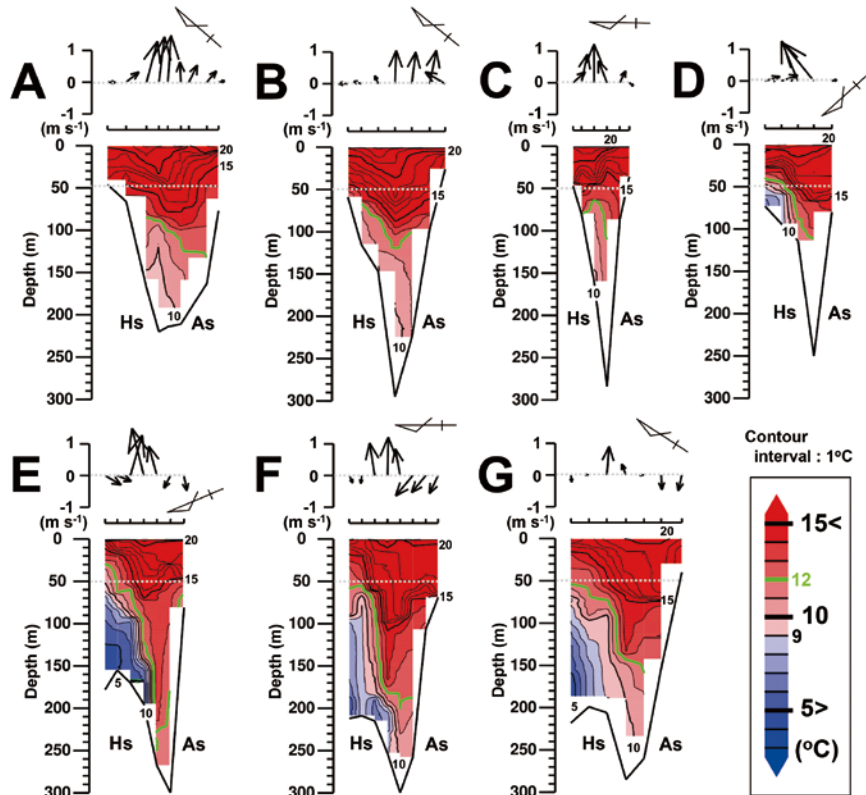


Fig. 14. Vertical sections of water temperature from A to G-line. Green solid line of 12°C isotherm is the index of water mass with a local maximum salinity as shown in Fig. 13. ADCP current vectors at the depth of 50 m are inserted above each vertical section.

さらに東側の E~G 線にも継続して出現している。次に、指標水温とした 12°C 等温線 (緑太線) の存在水深および上下変化の様子を上流側から順にみていく。A~D 線の 12°C 等温線は、ほぼ継続して水深 100 m 付近にあり、北海道側で浅く、青森側で深くなる傾向がみられる。ところが、大間崎背後の剥離領域にある E 線の 12°C 等温線では顕著な上下変化を示す。海峡中央では水深 250 m まで大きく下降するのに対し、北海道側と青森側では逆に水深 50 m 付近まで上昇している。この大きな上下変化は、すぐ下流側の F 線では弱まっており、非常に局所的な変化であることがわかる。そして、最下流側 G 線の 12°C 等温線の分布は、大間崎手前の A 線とよく似た状態にまで戻っている。もし、中間の B~E 線の XBT 観測がなければ、A 線の水溫断面構造がほとんど変化せずに G 線まで継続している、という間違っただけの解釈をしてしまう危険性がある。

モデル実験 Case 3 の α , β , γ 線における流速場の鉛直断面分布 (Fig. 7) は、観測断面のそれぞれ A, E, G 線の水溫断面分布にはほぼ対応している。そこで、これら 3 断面で観測された 12°C 等温線の上下変化とモデル予測された流速場との定性的な対応関係について検討する。まず、第 1 コーナー (大間崎) 手前の α 線では、B-Ekman 流によるエクマンパンピングを原因とした北海道側の湧昇、青森側の沈降がモデルで予測され、これは A 線の 12°C 等温線が主流部を挟んで北海道側で浅く、青森側で深くなっていることに矛盾しない。モデルは第 1 コーナー (大間崎) 背後の剥離領域にある β 線において、強い負の水平シアー領域で励起された NSVC による顕著な沈降流を示し、これは E 線断面の主流部より青森側に偏った海峡中央付近 (負の水平シアー流に対応) で 12°C 等温線が顕著に下降していることを説明し得る。さらに、 β 線のモデル結果は B-Ekman 流によるエクマンパンピングを原因とした北海道側の湧昇、NSVC による青森側の湧昇も予測しており、これらも 12°C 等温線が示した北海道側と青森側の上昇傾向によく対応している。第 2 コーナー (汐首岬) 背後の γ 線では上流側の NSVC の影響がモデルで示唆されたものの、卓越する鉛直流は B-Ekman 流によるエクマンパンピングを原因とした水路中央付近の比較的強い湧昇と青森側の沈降であった。このモデル結果をもとに、G 線の 12°C 等温線が A 線の状態に戻った理由を推測すると、E 線でのみ局所的にみられた 12°C 等温線の顕著な下降が海峡中央のエクマンパンピングによる湧昇で急速に上昇へ転じたことで説明される。

最後に、モデルの β 線と E 線で観測された NSVC に伴う鉛直下降流の定量的な大きさについて検討しておく。E 線の上流側にある D 線との距離は約 15 km ($=L$)、両線の間で 12°C 等温線が約 100 m ($=\Delta Z$) 沈降しており、このとき、主流部の流速は約 1 m s^{-1} ($=V$) であった。これらの数値を用いて鉛直下向き流速を概算すると、約 0.7 cm s^{-1} ($=\Delta Z \cdot V/L$) となり、この値は Case 3 の β 線中央の鉛直下降

流 ($0.1 \sim 0.5 \text{ cm s}^{-1}$) と同程度のオーダーにある。

ま と め

津軽海峡東口にある青森側の大間崎と北海道側の汐首岬を変曲点として、海峡軸は S 字状に大きく屈曲している。既往の数値モデル計算では、東向きの強い海峡通過流がその屈曲部背後の領域に水平粘性境界層の剥離による強い水平シアー流を形成することを示している。本研究では、非粘性の渦位保存則 ($(f+\zeta)/h = \text{一定}$) に従えば、絶対渦度 ($f+\zeta$) を零に漸近させるような負の水平シアー流 ($\zeta \rightarrow f < 0$) に限って、顕著な収束発散場 ($h \rightarrow 0$) に伴う鉛直循環流 (NSVC) が存在し得ることを予測した。ただし、剥離領域付近の水平シアー流の形成には、水平移流項に加えて水平粘性項も同程度の大きさをもつため、表層流が実際に収束または発散するかは両項の渦度バランスに大きく依存する。そこで、本研究の数値実験では、津軽海峡東口を模した S 字型の単純な水路モデルを用いて、水平粘性の影響、海底摩擦の影響、海底地形変化の影響を順々に考慮し、負の水平シアーを伴う表層流の収束発散で駆動される NSVC の形成とその変形について考察した。上記 3 つの影響を考慮した現実に近い計算条件では、海底エクマン流の収束発散によるエクマンパンピングでは説明できない NSVC が再現され、それは大間崎背後の剥離領域における強い沈降流が特徴的であった。この数値実験で予測された沈降流の存在は、海峡通過流の水塊をラグランジュ的に追跡した XBT 観測によって、その等温線の上下変化から間接的に確認することができた。以上の結果より我々は、海峡通過流の水塊混合に寄与する物理過程の候補の一つとして、NSVC の存在を新しく提案した。

しかしながら、本研究では渦度バランスの議論から NSVC の存在を指摘しただけであって、鉛直循環流の回転方向 (すなわち、湧昇流と沈降流の位置関係) やその定量的な大きさを決定する物理過程については明らかにしていない。この問題を解決するためには、本論で扱わなかった力学バランスを調べる必要がある。おそらく、負の水平シアー領域では、傾度流バランスしないからこそ生じる正味の外向き力が存在し、それが収束発散を引き起こす駆動力となっていると推測される。ところが、この駆動力は圧力勾配力、コリオリ力、遠心力、粘性力のベクトル合成であり、それぞれが作用するベクトルの方向と大きさを個別に計算することは容易ではない。特に、個々の場所で異なる曲率半径をもつ流動場に依存した遠心力の計算は非常に複雑なものとなる。さらに、強い水平シアー場における海底エクマンパンピングでは非線形の移流効果も無視できなくなり (例えば、Hart, 1996)、古典的なエクマンパンピング理論の修正も必要となるであろう。本論ではモデル結果としての渦度バランスと顕著な鉛直流の再現のみに留まっており、これらの物理的議

論と考察については今後の課題としたい。

また、本研究の数値実験では均一流体の多層モデルを用いたが、観測された現実の海峡通過流は水温成層が支配的な密度成層流体であった。さらに、海峡通過流水との密度差は小さいものの、海峡東口の北海道側底層には親潮系水である低温低塩水が北太平洋側から侵入していた。よって、津軽海峡における現実的な水塊混合を数値モデルで再現するためには、成層の影響や親潮系水の考慮が必要であろう。ただし、海峡通過流の基本的な駆動力は日本海と北太平洋の水位差であるため、傾圧応答よりも順圧応答が支配的な力学過程にあると考える。それゆえ、成層流体の数値モデルを用いた研究でも NSVC は再現されると思われ、その研究では NSVC に対する密度成層から生じる浮力項の影響、水塊混合により生じた密度流の挙動などが新たな研究目的となるであろう。

謝 辞

本観測を実施するにあたり、海洋観測を快く実施して頂いたうしお丸船長亀井佳彦氏をはじめ、士官と乗組員の皆様に感謝致します。

参 考 文 献

- Blumberg, A.F., and Mellor, G.L. (1987) A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. pp. 1-16, Heaps, N. (ed.), *Three-Dimensional Coastal Ocean Models*, Vol. 4, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Hanawa, K. and Mitsudera, H. (1987) Variation of Water System Distribution in Sanriku Coastal Area. *Journal of Oceanographical Society of Japan*, **42**, 435-446.
- Hart, J.E. (1996) On nonlinear Ekman surface-layer pumping. *Journal of Physical Oceanography*, **26**, 1370-1374.
- 伊田智喜・山下慎司・磯田 豊, 小林直人 (2016) 日本海中層水を起源とした低渦位水の津軽海峡への流入過程. 海の研究, **25**, 101-122.
- 松浦宏美・磯田 豊・黒田 寛・久万健志・斉藤雪美・小林直人・相木智一・和川 拓・矢部いつか・干場康博 (2007) 津軽海峡通過流の海水変質過程. 海と空, **83**, 21-35.
- 四竈信行 (1994) 海底設置側 ADCP により実測された津軽海峡内の流量変動. 月刊海洋, **26**, 815-818.
- 小倉義光 (1984) 一般気象学, 6 章大気運動, pp. 167-165, 東京大学出版.
- 小田巻実 (1984) 津軽海峡の潮汐・潮流について. 沿岸海洋研究ノート, **22**, 12-22.
- Saitoh, Y., Kuma, K., Isoda, Y., Kuroda, H., Matsuura, H., Wagawa, T., Takata, H., Kobayashi, N., Nagano, S. and Nakatsuka, T. (2008) Processes influencing iron distribution in the coastal waters of the Tsugaru Strait, Japan. *Journal of Oceanography*, **64**, 815-830.