

論文

津軽海峡内の浅瀬地形上で励起される内部潮汐波

太田紗生^{*1}・磯田 豊^{*1}・吉村志穂^{*2}・荘司堅也^{*1}有田 駿^{*1}・河野航平^{*1}・方 曉蓉^{*1}・小林直人^{*3}

要 旨

2011年夏季に津軽海峡内の浅瀬（シル）地形上でXBT往復調査を実施し、シル付近に捕捉された内部潮汐波の時間発達・衰退の様子を観測した。シル上・下流側で観測された下凸内部波の振幅は、日周潮流（Sub-inertialな周期強制）に同期して、東向き通過流の増加期と減少期の2回増幅されていた。観測された内部波は、3次元の地球回転系水路モデルにおいて、潮流－シル間の強い相互作用で励起されたポアンカレ波として再現することができた。そこで、時間発展するポアンカレ波の物理メカニズムを理解するために、 f 平面長波近似の線形2層モデルを作成した。Hibiya理論により提案された、各瞬間にシル上で放射される「基本波」という考え方に立てば、ポアンカレ波は基本波という初期擾乱の地衡流調節過程を通して出現する波動とみなすことができる。通過流増加期と減少期には中程度の流速をもち、シル上の局所的な場所でのみフルード数が1を超える（ $Fr > 1$ ）ことができる。これら2回の時期において、シル上・下流側で $Fr = 1$ となる臨界点近くでは、上流伝播するポアンカレ波が効率的に重ね合わさるため、内部波振幅の効果的な増幅が生じることがわかった。また、シル上の局所的な $Fr > 1$ という条件は、潮流振動が考慮されない定常通過流でも満たされ、準定常状態の内部波列が形成される。ただし、ポアンカレ波がもつ強い分散性によって、それらの振幅が無限に大きくなることはない。

キーワード：津軽海峡、シル地形、日周潮流、内部波、ポアンカレ波

1. はじめに

本研究の対象海域である津軽海峡（北緯41～42度）を含め、中高緯度帯における日周潮汐は、慣性振動周期（北緯30度以北ならば24時間以下）よりも長い周期をもつSub-inertialな周波数領域にあるため、理論上、日周期の慣性重力波（または内部慣性重力波やポアンカレ波）は存在しない。それゆえ、内部潮汐波の研究の多くはSuper-inertialな周波数領域にある半日周期以下の周期帯に限られていた。一方、周期無限大の一樣流であっても、成層流体中の浅瀬地形（以下、シル地形と呼ぶ）の下流側には定常風下り一波が生成されることがよく知られている。

例えば、本論で報告する津軽海峡の場合、観測された内部波の水平スケールはシル地形と同程度の $L \sim O(10$

km)、シル上通過流の流速は $U \sim O(1 \text{ ms}^{-1})$ 、海峡周辺のコリオリパラメータは $f \sim O(10^{-4} \text{ s}^{-1})$ となり、励起される内部波は $L \sim U/f$ となる静水圧回転系の内部波として議論することができる（例えば、Gill (1982)）。静水圧回転系において、一定水平流速 U により連続成層流体（浮力振動数 N を一定と仮定）が移流されるとき、シル地形の形状で決まる代表的な水平波数を k 、シル上で励起される内部慣性重力波の周波数を $\sigma(k)$ 、鉛直波数を m とする。このとき、一定水平流速 U 場における見かけの周波数を σ_U とした分散関係式は、次式で表現される。

$$\begin{aligned}\sigma_U &= Uk \pm \sigma(k) \\ &= Uk \pm \sqrt{\frac{f^2 m^2 + N^2 k^2}{m^2}}\end{aligned}\quad (1)$$

定在波である $\sigma_U = 0$ を満たす鉛直波数 m は（1）式を変形して

$$m = kN(U^2 k^2 - f^2)^{-1/2}\quad (2)$$

となり、この鉛直波数 m の調節によって定常風下り一波が形成される。 $\sigma_U = 0$ という条件は、フルード数 $Fr = |U/(\sigma/k)| = |U/c| = 1$ （ c は内部慣性重力波の位相速度）という限界状態が常に成立することと同じ意味である。

2013年12月27日受領

2014年10月18日受理

*1 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 磯田 豊

E-mail: isoda@fish.hokudai.ac.jp

*2 北海道大学大学院環境科学院

*3 北海道大学水産学部附属練習船うしお丸

Nakamura *et al.* (2000) は高緯度にあるクリル海峡(オホーツク海の東境界)の日周潮流を例に, 数値モデルを用いて, Sub-inertial な日周潮流が卓越するシル上の大振幅風下波(内部波)を初めて再現し, 大規模な碎波(非線形現象)を通して激しい鉛直混合が引き起こされる可能性を示唆した. このとき, 彼らは上述した $Fr = 1$ の定常風下波理論を水平移流 U の日周期変動を許した理論に拡張し, $Fr \sim 1$ となる非定常な風下波(unsteady lee wave)としてモデル結果の解釈を行っている. Nakamura *et al.* (2010) では, さらに高緯度にあるアムチカ海峡(ベーリング海の南境界)において集中観測を実施し, 風下波の大規模碎波が現実の海洋でも確かに起こっていることを確認している.

ところが, Nakamura *et al.* (2000) の非定常な風下波理論を浅い沿岸域に適用する場合, (2) 式を満たす風下波の鉛直スケールが水深よりも大きくなってしまふ. 例えば, 津軽海峡における夏季の典型的な成層 ($N \sim 10^{-2} s^{-1}$) を用いて概算される風下波の鉛直スケールは約 600m にもなり, 海峡の平均水深 150m を超える. このような場合, シル上で励起された内部波は海面と海底で反射し, 鉛直方向にモード構造をもつ. モード波の鉛直波数 m は浅い水深によって制限されるため, 定常風下波の条件である (2) 式を満たさない. このことを最初に指摘した内部潮汐波の研究が Hibiya (1986), 日比谷 (1988) である. モード波の中で最も速い水平位相速度をもつ波は傾圧第 1 モード波であり, その位相速度を c_1 とする. Nakamura *et al.* (2000) の非定常な風下波理論が $Fr \sim 1$

であったのに対し, Hibiya (1986), 日比谷 (1988) では強い潮流下(ただし, 半日周潮流を対象)において, $Fr (= U/c_1) > 1 \cdot Fr = 1 \cdot Fr < 1$ の条件が大きく時間変化する. このような時間変化を考慮することにより, シルの上流側へ伝播しながら大振幅となる内部潮汐波の説明に成功している. さらに, この Hibiya 理論は Katsumata and Hibiya (2002) により, 回転系水路モデルを用いて, 日周潮流を想定した Sub-inertial な周波数強制の理論に拡張されている.

津軽海峡の日周潮流は西口付近に定在波の節を形成し, 日周潮流の振幅は半日周潮流の振幅より 2 ~ 3 倍も大きい(例えば, 小田巻 (1984)). その日周潮流の振幅値は海峡通過流の流速値と同程度の 100 cm s^{-1} 以上であり, さらに, 海峡西口付近にはいくつものシル地形が存在している (Fig. 1). このように, 海峡西口は日周潮流 (Sub-inertial な周波数) 強制による内部潮汐波の発生条件が整った海域であるが, その存在は確認されていなかった.

本研究では, Nakamura *et al.* (2010) がアムチカ海峡で実施した集中観測を参考にして, 海峡西口において 1 日 5 回の XBT (eXpendable Bathy Thermograph) と ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) の往復観測を実施し, 日周潮流に同期してシル上で大振幅となる下凸内部波を捉えることができた. 本論前半の 2 節ではその観測方法, 3 節では海峡北側底層に出現した冷水発達・衰退, 通過流増加期と減少期における下凸内部波の成長・衰退の時空間的な特徴, 及びシルを挟んだ水塊の変質について記述する. Katsumata and Hibiya (2002) を参考にすれば,

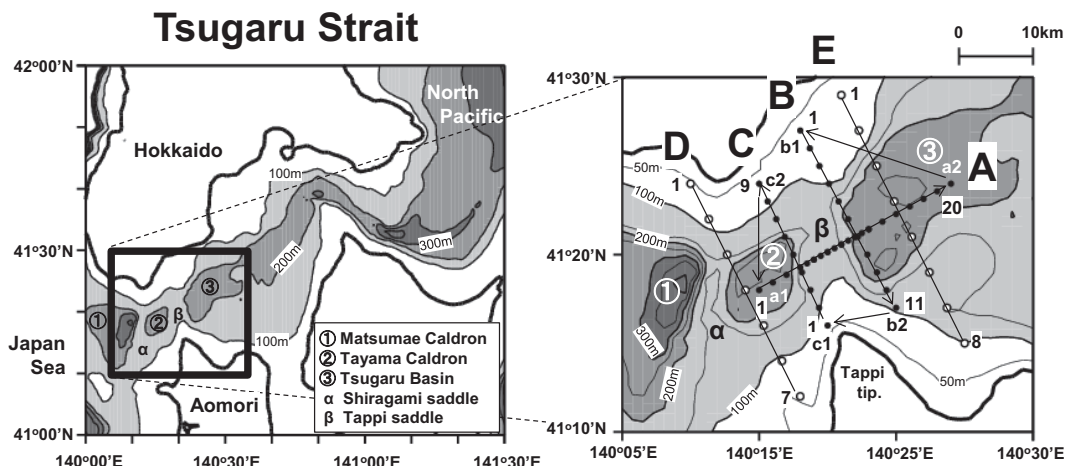


Fig. 1 Left panel shows the bottom topography around the Tsugaru Strait. Symbols of ①, ② and ③ indicate the locations of the Matsumae and the Tayama caldron, and the Tsugaru basin, respectively. Symbols of α and β indicate the locations of the Shiragami and the Tappi saddle, respectively. Right panel shows the detail bottom topography of our study area around the Tappi saddle. Solid and open circles denote the hydrographic observation points of XBT and CTD, respectively. Thin solid lines from A to D show the observation lines named by the present study. Locations of $[a_1, a_2]$ on A line, $[b_1, b_2]$ on B line and $[c_1, c_2]$ on C line are the pick-up grids to denote time series of ADCP current vectors (Fig. 6) during about one day of the XBT observation.

前者の冷水現象は内部ケルビン波、後者の下凸内部波現象はポアンカレ波として解釈される。ただし、Katsumata and Hibiya (2002) は微小振幅のシル地形を想定した線形解析解であるため、背景場として強制される順圧振動流 $U(t)$ の振幅が浅いシル上でも変化しないことを仮定している。ところが、津軽海峡のシル地形起伏の大きさは平均水深と同程度の100mオーダーであり、本観測結果を理解するためには、空間 (x) に依存しない $U(t)$ 強制から、依存する $U(x, t)$ 強制への理論拡張が必要である。加えて、津軽海峡には東向き通過流が存在するため、順圧振動流 $U_a(x, t)$ と平均流 $\bar{U}(x)$ が重なった状態にある。

そこで、本論の後半の4節ではPOM (Princeton Ocean Model; Blumberg and Mellor (1987)) の3次元多層モデルを用いて、回転系水路モデルに有限振幅のシル地形を設定し、 $\bar{U}(x) + U_a(x, t)$ で強制した現実に近い数値実験を行った。実験結果は観測結果の特徴的な時空間変化をよく再現しており、本モデル結果とKatsumata and Hibiya (2002) との整合性及び相違について議論される。また、本モデルの $U(t)$ から $U(x, t)$ への理論拡張は、浅いシル上中央部のみで局所的に $Fr > 1$ となる状況を許す。本研究では、このような状況が津軽海峡で観測された大振幅内部波の重要な形成要因であることを述べる。この理由を説明するために、5節では海峡中央軸断面を想定した f 平面長波近似の鉛直2次元2層モデルを新たに構築し、Hibiya理論が提示した基本波（またはポアンカレ波）の重ね合わせの方法を用いた考察を行う。最後の6節では、本研究全体のまとめを行う。

2. 海洋観測

2011年8月7～9日（3日間）に津軽海峡西口付近において、北海道大学水産学部附属練習船うしお丸でCTD (Conductivity Temperature Depth probe), XBT, ADCP 観測を実施した。8月9日は日周潮流の大潮（回帰潮）日であったため、本観測は潮流振幅が比較的大きな時期であった。CTDはSea-Bird社製のSBE19plus, XBTは鶴見精機社製のT-10 (300m用) を使用した。ADCPはRD社製 (150kHz) の船底設置型であり、鉛直4m毎に30秒間隔の計測を行ったが、本研究では水深50mの値を使用した。

Fig. 1(a) は津軽海峡全体の海底地形を、Fig. 1(b) は海峡西口付近を拡大した海底地形と観測点・観測線を示す。海峡には、西口付近に①松前海釜と②田山海釜が、海峡中央には③津軽海盆の3か所の深みがあり、これら3か所の深みの間に白神鞍部 (α) と竜飛鞍部 (β) と呼ばれるシルが存在する。日本海側から津軽海峡へ流入する対馬暖流は、竜飛岬沖の最狭部付近で収斂するため、長

期平均場においても流速 75 cm s^{-1} を超える最強流海域となっている（飯野ほか (2009)）。さらに、竜飛岬沖には日周潮汐による定在波の節が存在し、 $K1 \cdot O1$ 分潮の潮流振幅はそれぞれ 50 cm s^{-1} を超える（小田巻 (1984)）。それゆえ、シル上で励起される内部潮汐波を捉える観測場所として、平均流速と日周潮流の振幅がともに極大となる竜飛鞍部 (β) を選択した。なお、このシルの最浅水深は約120mである。

XBT観測点は●印で示した計40点、CTD観測点は○印で示した計15点である。本研究では直線的に並ぶ観測点（A～Eの5観測線）を設定した。シルの中央を通り海峡軸に沿った観測線をA線（20点のXBT）とし、このA線にほぼ直交した海峡横断方向の4観測線を、日本海（西）側から順に、D（7点のCTD）線、C（9点のXBT）線、B（11点のXBT）線、E（8点のCTD）線と呼ぶ。後述するように、シル上の流れは大きく時間変化はするものの、常に東向流であった。それゆえ、この東向流に対して、D・C線はシルの上流側、B・E線は下流側に位置している。日周潮流の時間変化による内部潮汐波の励起・伝播の様子を捉えることを目的に、A→B→C線の順序（Fig. 1(b) に示した細線矢印方向）でほぼ1日間5回のXBT連続観測を実施した。各回の開始時刻は1回目7日10時0分、2回目7日14時50分、3回目7日19時30分、4回目8日0時20分、5回目8日5時10分である。各回の観測は約4時間50分を要している。なお、5回目終了後、8日10時30分から12時0分まで、A線のみで6回目のXBT観測を行った。D・E線のCTD観測は、シルを挟んで上流側と下流側の観測時における水塊構造を調べることを目的に、XBT連続観測の翌日である8月9日に実施した。

ADCP観測はXBT連続観測と同時に実施し、その処理手順は次の通りである。A～C線周辺海域を緯度0.9分、経度1.4分の小格子に分割し、各格子内で水深50mの東西・南北流速成分毎に平均値と標準偏差（ 1σ ）を計算した後、品質管理として 2σ 以上離れるスパイクデータを削除する。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ほか (2004) を参照）。

3. 観測結果

3.1. A・B・C線上における日平均水温の鉛直断面分布

A線上では6回のXBT観測を実施したが、最後の6回目のデータを省き、B・C線の観測と同じ5回分のデータを平均した。Fig. 2(a), (b) はA線、Fig. 3(c), (d) はC線、Fig. 3(e), (f) はB線における5回観測値を平均した日平均水温（上段）と、それらのバラツキを示す標準偏差（下

段)の各鉛直断面図である。A線断面図(Fig.2)の上側にはD・C・B・E線と交差する位置を下向き矢印で表示した。同様に、下向き矢印でA線と交差する位置をFig.3の各断面図の上側に示した。

A線の日平均水温場は、シル上付近で上凸、下流側で下凸を示す15℃付近の等温線が上下に大きく波打っており、日平均場(平均的な東向流)でも下流側に内部波が発生しているように見える(Fig.2(a))。シル下流側の下凸付近の水温標準偏差値は大きく、ここには後述するように日周期で大きく時空間変化する内部波が存在している(Fig.2(b))。B線の位置はこの標準偏差値が大きなシル下流側にあり、このような内部波の海峡横断方向の構造を捉え得る。一方、C線の位置はシル上の等温線が上凸に極大となり、水深100m付近の標準偏差値が小さな場所にある。CTD観測線であるD・E線付近の標準偏差値は比較的小さく、潮時が異なっても水温場は大きく変化しないことが期待される。それゆえ、D・E線で実施した1回きりのCTD観測でも、シルを挟む観測海域の水塊構造を把握できると考えた。

C線とB線の日平均水温場(Fig.3(c)と(e))には、A線ではみられなかった10℃以下の低温水(薄い灰色領域で強調)が北海道側の海底付近に偏って存在していることが特徴的である。また、B・C線ともに、3℃を超える大きな標準偏差値(Fig.3(d), (f))は水深30~70m付近にあり、海峡中央付近と北海道側の2カ所に分離しているように見える。

3.2. シルを挟むD・E線の水塊構造

Fig.3の両端に示したD・E線の鉛直断面図は、上段のFig.3(a), (g)が水温(10℃以下の低温水を薄い灰色領域で強調)、下段のFig.3(b), (h)が塩分(34.1以上の高塩分水を段階的に濃くなる灰色で表示)である。よって、上段に並べたD→C→B→E線の水温断面図から、上流側から下流側への水温変化をみることができる。C・B線の水温断面でもみられた10℃以下の低温水は、上流側のD線と下流側のE線のどちらでも北海道側底層に偏って存在することが確認される。D・E線の塩分鉛直断面図にみられる34.3以上の高塩分水は、青森側底層に偏って存在し、その水温値は12~14℃の範囲にある。北海道側底層に偏って存在する10℃以下の低温水も34.1以上の比較的高い塩分水であり、高塩水が表層付近まで持ち上がっているように見える。このような高塩水の分布から、海峡へ流入する対馬暖流は、その主流域が青森側へ偏りながらも、底層を含めて海峡幅全域から流入していることがわかる。海峡通過流が日本海と北太平洋の水位差で駆動されていると考えれば、流入水は海峡全体の海底地形変化の影響を受ける順圧構造が支配的と推測される。

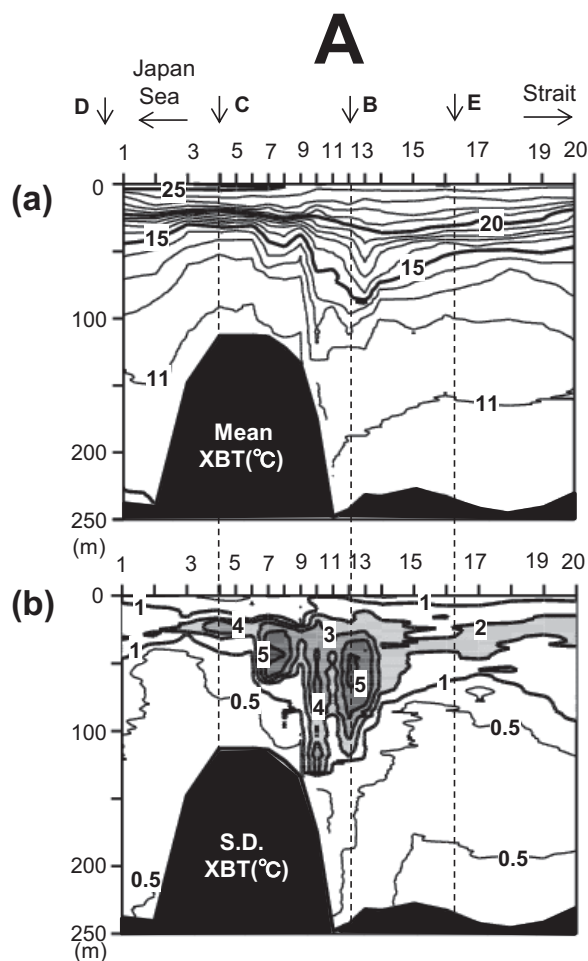


Fig.2 Vertical cross sections of (a) the daily mean temperature and (b) the standard deviation of temperature along A line.

上述した水温と塩分の鉛直断面図だけでは、シルを挟む水質変化の様子はよくわからない。そこで、Fig.4(a), (e)にD線とE線の密度鉛直断面図、その下段に密度を縦軸とした水温断面図(Fig.4(b), (f))と塩分断面図(Fig.4(c), (g))を示した。さらに、上流側(D線)の北海道側の2地点(Stn. 1, 2)を○印、青森側3地点(Stn. 5, 6, 7)を●印、その中間を△印で区別し、下流側(E線)は全て+印で表現したTS(水温-塩分)ダイアグラム図をFig.5に示した。まず、Fig.5をみると、全体的な分布形状は逆「く」の字を示し、塩分極大を示す水塊が海峡へ流入した対馬暖流のコア水、10℃以下の重い水が北海道側底層にみられた冷水、15℃以上の軽い水が表層暖水である。図中に灰色領域で示した+印の水塊は、D線(上流側)の○, △, ●印とは重ならず、低塩化傾向を示すE線(下流側)の変質水(密度25.2~26.2 σ_t ・水温11~15℃)と考えられる。この変質水の存在位置をFig.4(e), (f)の密度と水温の断面図に薄い灰色領域で表示した。

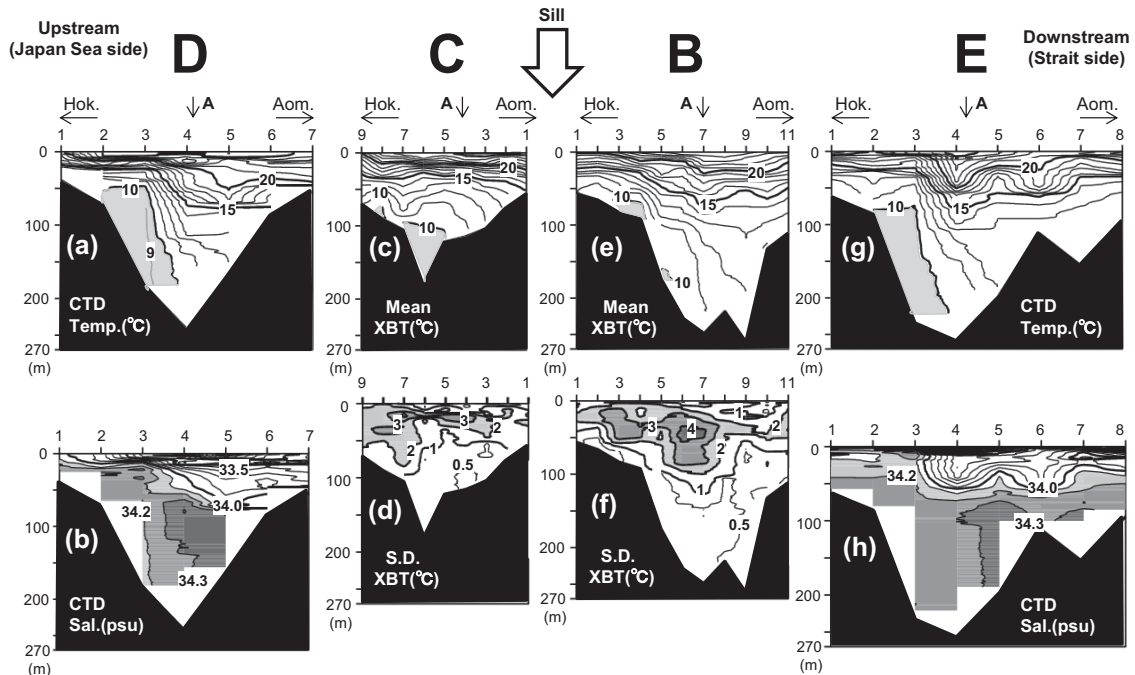


Fig. 3 Central four panels of (c), (e), (d) and (f) are the same as those in Fig. 2, but along B and C lines. Left hand side panels are the snapshot vertical cross sections of (a) temperature and (b) salinity along D line. Right hand side panels are the same as those along D line, but along E line. Shaded area of all upper panels denotes the cold water than 10°C.

その位置は水温躍層の下部付近 (Fig. 4(e)), または底層高塩水の上部付近 (Fig. 4(g)) にあり, 北海道側と青森側のどちらにも存在している。

Fig. 4(c), (g) に示した塩分断面図は等密度面を横切ってパッチ状の高塩水と低塩水が分布しているが, 密度場に対する影響は小さく, Fig. 4(b), (f) に示した水温の等値線はほぼ水平の等密度面にある。それゆえ, Fig. 4(a), (e) に示した密度断面分布は水温断面分布 (Fig. 3(a), (g)) と良く似ており, 密度場は主に水温場により決定されている。ただし, 同じ密度面であっても上流側から下流側へ, わずかな水温上昇がみられる (Fig. 4(b), (f))。これは D 線 (上流側) に比べて, E 線 (下流側) の密度 $24\sigma_t$ よりも重い水がわずかに低塩化していることによる。

このように, シルを挟んで水温躍層下部付近のわずかな水質変化は認められ, 内部波による水塊混合の寄与が推測されるものの, この躍層を破壊するほどの大きな鉛直混合はなかったと判断される。また, Fig. 4(a), (e) の密度断面をみると, 50m 以浅は約 $25\sim 23\sigma_t$ の強い密度成層を示すのに対し, 50m 以深の成層は非常に弱く, 海峡中央部に $26.0\sim 26.4\sigma_t$ の弱い密度フロントが断面に向かって右肩下がりに大きく傾いている。温度風の関係を考えれば, 密度フロントより北側にある北海道側の流入流速が相対的に弱く, これは塩分分布から示唆された青森側へ偏った流入主流域とも矛盾しない。後述される内

部波の時空間変化 (Fig. 6) をみても, 水深 40m 前後にある $15\sim 20^\circ\text{C}$ の水温躍層は 2 層近似したときの内部境界面とみなすことができ, この境界面の上下方向の変位が最も大きいことがわかる。この内部境界面は上層側の高温低塩水 (密度 $23\sim 25\sigma_t$) と下層側の低温高塩水 (密度 $25\sim 26.4\sigma_t$) の明瞭な密度躍層 (Fig. 4(a), (e)) となり, 上下層間の密度差は約 2.0 kg m^{-3} ほどにもなる。よって, 4 節以降のモデル再現計算では, 内部波の碎波等による水塊混合は考慮せず, さらに, 通過流及び振動流の傾圧性は十分に小さいと仮定し, 海底地形変化の影響を受ける順圧通過流を強制力として与えた。

3.3. A・B・C 線上における水温断面分布の日変化

Fig. 6 の左端に示した流速ベクトル時系列は, XBT 連続観測と同時に実施した ADCP の格子平均データを用いて作成した流速変化の概略を示す。この図は A・B・C 線に重なる ADCP 格子平均データから, それぞれ 2 格子のデータを抽出して描いたものである。2 格子の位置は Fig. 1 に示した A 線上の a_1 と a_2 , B 線上の b_1 と b_2 , C 線上の c_1 と c_2 で, A 線のデータは実線矢印, B 線のデータは破線矢印, C 線のデータはドット矢印で表示してある。このベクトル時系列の右側に, 観測時刻付近の XBT 観測における水温の鉛直断面図を示しており, 左側から A・B・C 線上の図を並べた。各流速ベクトルは格子地点が異なる

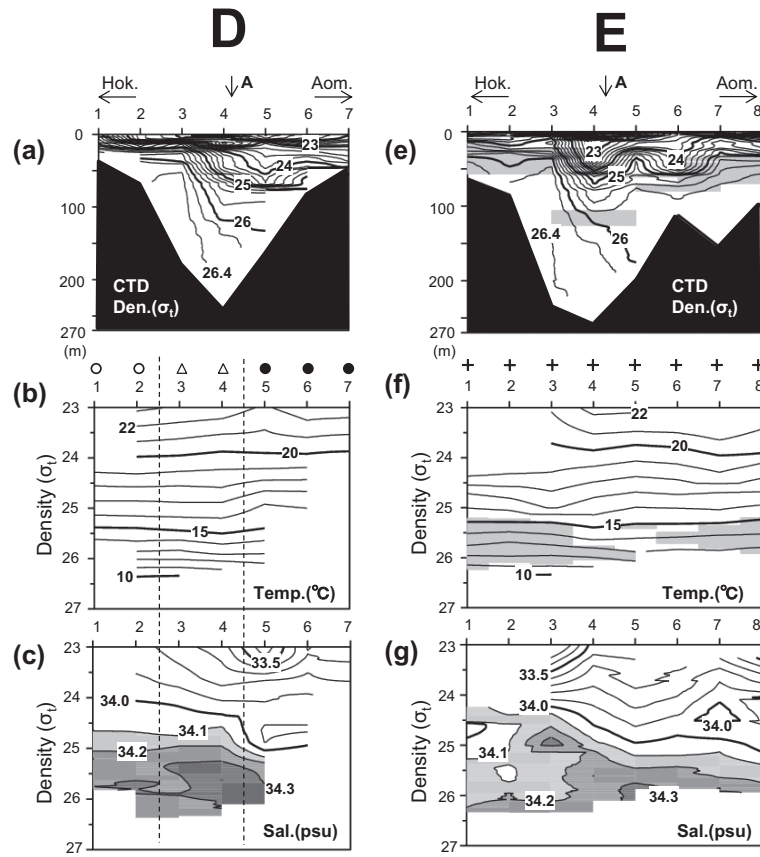


Fig. 4 Left hand side panels show vertical cross sections along the upstream-side D line: (a) density vs depth, (b) temperature vs density, and (c) salinity vs density. Right hand side panels are the same as those along D line, but along the downstream-side E line. The modified water across the sill is superimposed on the sections of (e) and (f) as the shaded area.

ることによるバラツキはあるものの、観測期間における日周期の流速変化の概略は表現されている。1回目のXBT観測のころ、つまり7日9～11時に東向き通過流が極大となり、約半日後に実施した3回目のXBT観測の8日0時ころに極小、約1日後の6回目のXBT観測(A線)の7日11時ころに再び極大となる。すなわち、1～6回目の観測で日周潮の約一周期分が観測されている。図中の①～⑨は下凸内部波の挙動を説明するための番号であり、後述されるモデル再現(Fig. 12)の下凸内部波の番号とも対応する。番号の順序はモデル再現結果をもとに、東向き通過流減少期の始めころ、下凸内部波がシル上で励起されたときをスタート①としている。なお、6回目にみられる小さな振幅の①の位置は1回目の大きな振幅の②とほぼ同じ場所にあることから、6回目の①が成長して1回目の②に繋がることを推測している。

シル地形を横切るA線上断面では、シル上で励起されたと思われる下凸内部波の時空間変化を明瞭に捉えることに成功した。下凸内部波の内部境界面変位は主に15～20 $^{\circ}\text{C}$ の水温躍層の変化として現れている。東向き通過流

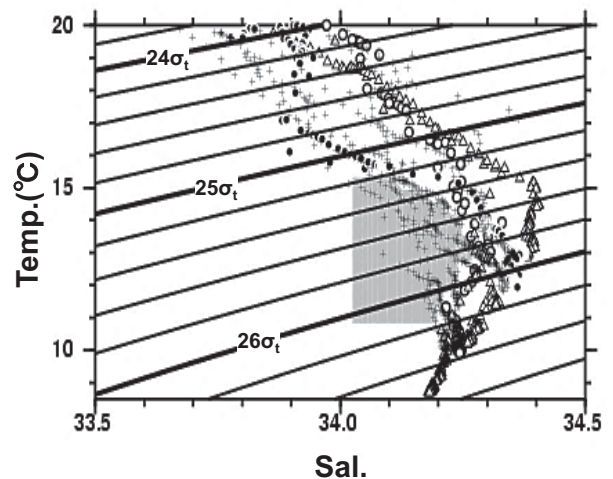


Fig. 5 T-S (temperature-salinity) diagram plotted using the four symbols shown in the panels of Fig. 4 (b) and (f). Locations of CTD points along D line, which are distinguished by the symbols “○” at Stns. 1-2, “△” at Stns. 3-4, and “●” at Stns. 5-7. All CTD points along E line are shown by a symbol “+”. T-S area including the modified water across the sill is enhanced by the shaded area.

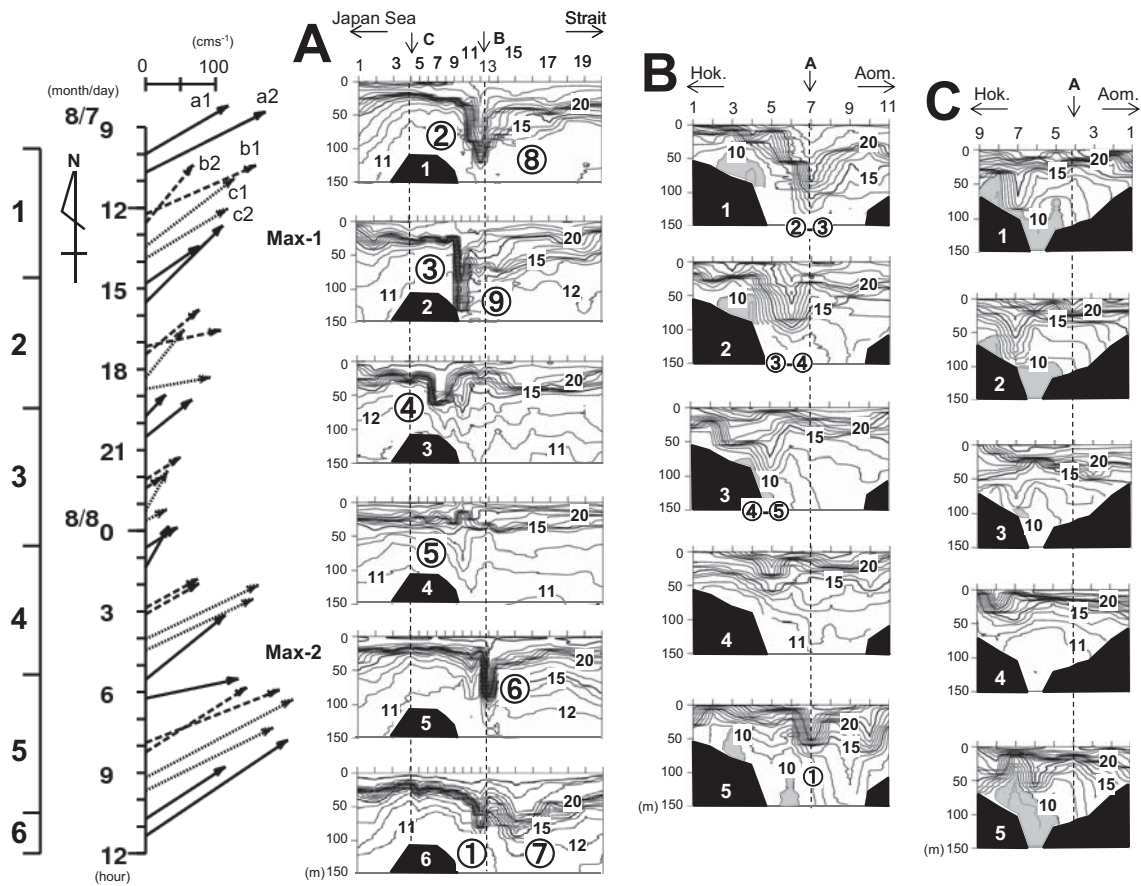


Fig. 6 Left hand side panel shows the time series of pick-up ADCP current vectors along three XBT observation lines of A, B and C. Temporal change in the vertical cross sections of temperature along A, B and C from the first time (numeral of 1) to the fifth or sixth times (numeral of 5 or 6). The amplified internal waves appeared at each sections of A line are named by the numerals from ① to ⑨.

極大から減少し始めるころ (6, 1 回目), シルの下流側では①が励起され (6 回目), その振幅が増加して②になった (1 回目) と考える. 通過流がさらに弱まる中 (2 回目), 上流側に移動した③の振幅はさらに増加して 1 度目の極大となる. その後, 極小通過流時期にかけて④の振幅は急速に減少し, 波形は不鮮明になる (3 回目). 再び, 東向き通過流が増加するとき, シルの下流側に⑤の下凸内部波が出現するが, その波形は水温躍層下の 12~14°C の等温線に認められる (4 回目). その後, ⑤は水温躍層の変化として現れる⑥となり, このとき 2 度目の極大振幅 (5 回目) となる. 通過流が極大になるにつれて (6, 1 回目), ⑥は水平幅を拡大しながらシルの下流側へ離れる⑦・⑧へ変化し, 通過流減少期 (2 回目) の⑨は再びシルに接近するように見える. それゆえ, 通過流極大から減少する時期にはシル上で振幅が増加する波 (①~③) とシルから下流側へ離れて振幅が減少する波 (⑦~⑨) の二つの下凸内部波が同時に存在しているように見える.

シルの下流側に設定した B 線では, A 線でみられた下凸内部波の海峡横断方向の拡がりと通過流に同期した 10°C 以下の低温水 (灰色表示) の拡がりの時間変化を捉えている. 低温水はシルの上流側に設定した C 線でも同期して出現しており, 通過流が強いときには北海道側底層付近に偏って広く出現しているが, 通過流が弱まった後の 4 回目では観測されなくなる. これは Fig. 3 の日平均水温場にみられた北海道側底層の低温水が潮汐周期に同期して出現する水塊であることを示す. A 線でみられた①~⑤の下凸内部波に対応すると思われる B 線上の下凸内部波を①・②-③・③-④・④-⑤で表示した. 東向き通過流が極大となるころ (5, 1 回目), B 線上でも A 線とちょうど交差する場所で小さな振幅の①が捉えられ (5 回目), その場で振幅が増加して②-③となる (1 回目). 通過流が弱まる中 (2, 3 回目), B 線上の③-④と④-⑤の下凸内部波は北海道側底層の低温水の縮退に伴い, A 線から北海道側へ偏って移動しているように見える. そして極小通過流時期の後 (4 回目), 下凸内部

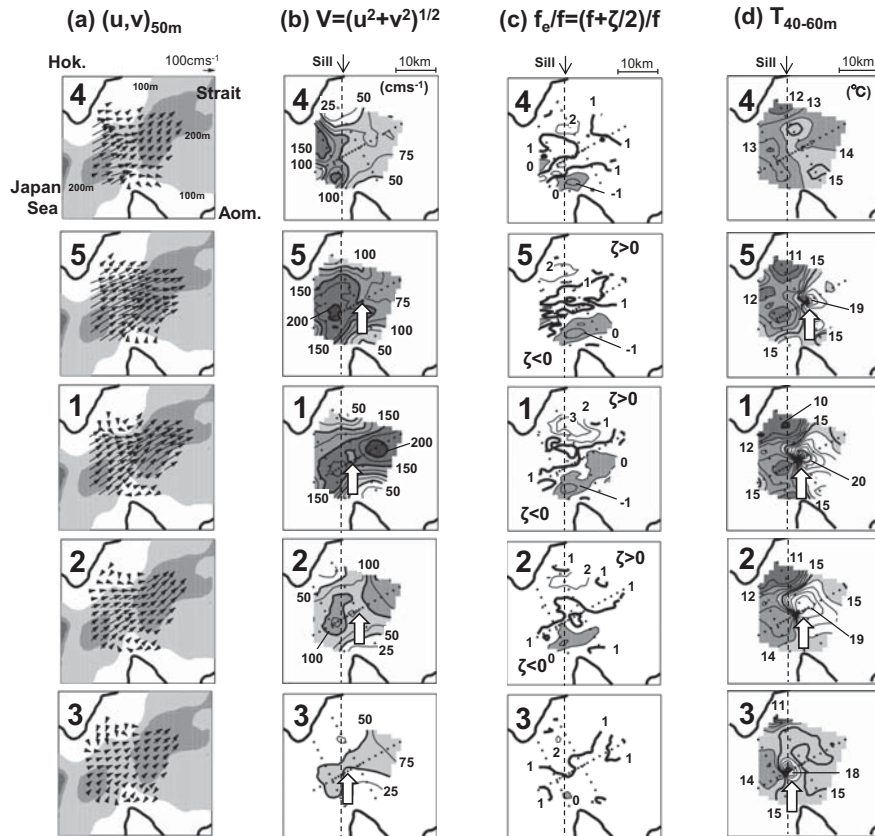


Fig. 7 Horizontal distributions of (a) current vectors with bottom topography, (b) absolute current velocity, (c) normalized relative vorticity as function of $(f + \zeta/2)/f$ and (d) temperature around the depth of 50m. Their sequence is arranged from the fourth observation (numeral of 4) near the start of accelerating stage of eastward passage flow to the third observation (numeral of 3) near the end of decelerating stage. White arrow denoted in the figures of (b) and (d) is a local maximum temperature, which well corresponds to a local minimum horizontal velocity.

波は不鮮明になる。

一方、シルの上流側に設定したC線とA線が交差する場所の水溫躍層の時間変化はほとんどみられない。ただし、北海道側底層の低温水が出現する付近の上層側において、A線上のシル下流側で出現した下凸内部波とは直接的には対応しないと思われる下凸内部波の複雑な挙動が捉えられている。

3.4. 水深50mにおける流速・水溫場の時空間変化

A線のStn. 1からC線のStn. 9までのXBT観測時間には5時間弱の時間差がある。このような時空間的な歪みがあるものの、5回の観測毎に水平的な流速分布と水溫分布の対応関係を調べた。ただし、水平分布図に現れる空間スケールの小さな現象を議論することは危険と考え、次の空間平滑化操作を行っている。まず、A～C線を取り囲む空間領域を緯度30秒×経度45秒のほぼ正方格子に区分し、ガウス関数の重みを仮定した内挿法を用いて各格子点に値を与えた。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、内挿する格子点から10格子以内に3個以上の測点が入る場合は、この影響半径を固定して内挿を行った。そうではない場合は、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。

Fig. 7(a)は東西・南北流速成分毎に平滑化を行って作成した水深50mの流速ベクトル (u, v) の水平分布図であり、灰色領域の濃淡で海底地形を示す。この平滑化流速データを用いて計算した流速絶対値 $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ の水平分布図がFig. 7(b)であり、相対渦度 $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ を計算した後、実効的な惑星渦度 $f_e = f + \zeta/2$ を観測海域の惑星渦度 $f = 9.65 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ で規格化した値 f_e/f の水平分布図がFig. 7(c)である。よって、 $f_e/f > 1$ は $\zeta > 0$ 領域、 $f_e/f < 1$ は $\zeta < 0$ 領域を示す。Fig. 7(d)の水溫水平分布図は水深40m～60mの水溫値の鉛直平均値を空間平滑化し、水深50mの値として表示している。前節で記述したように、3～4回目のXBT観測のとき、東向き通過流が極小となっていた。そこで、この極小時刻を基準に通過

流の増加・極大・減少期における下凸内部波の挙動を並び替え、4回目の図を1番上に表示し、以下、5→1→2→3回目の順に表示している。Fig.4(b)～(d)に示した縦破線はシル中心付近を通る南北線を示している。

観測期間を通して東向流が支配的であるが、通過流が極大となる5→1回目のシル下流側では、北海道側沿岸付近で反時計回り、青森側沿岸付近で時計回りの局所的な水平渦流が発生している (Fig.7(a))。それゆえ、東向通過流の極大は海峡中央部付近にあり、最大流速値はシル上で 150cm s^{-1} を超えている (Fig.7(b))。また、水平渦流の強さは北海道側で $f_e/f > 2$ 、青森側で $f_e/f < 0$ となり、惑星渦度 f よりも大きな値をもつ非常に強い水平シアー流であることがわかる (Fig.7(c))。このような流速場と水温場 (Fig.7(d))の経時的な関係について以下に記述する。東向通過流が増加し始めるころ (4回目)、水平の水温勾配は小さいものの、シルの上流側には 13°C 以下の低温水、下流側には 14°C 以上の高温水がシル地形と平行して出現している。すなわち、シル下流側における下凸内部波の励起である。下凸内部波の位置を白抜き矢印で示すが、その位置はシル付近で東向き流速が局所的に低下する場所によく一致していることがわかる。そして、東向通過流の増加に伴い (4→1回目)、下凸内部波の中心水温値は 20°C まで高温化し、同時に、北海道側では低温水の出現により 10°C まで低温化している。東向通過流の減少期 (1→3回目)の下凸内部波は、中心水温値 ($18\sim 20^\circ\text{C}$)を保ったままシル上まで移動し、4回目の観測では消滅している。このとき同時に、北海道側に出現した低水温域は高温化へ変化し、3回目の観測における低水温域はほとんど消滅している。

4. 日周期の流入駆動モデルによる内部波の再現

4.1. 基本ケースの計算条件

3節で記述した下凸内部波及び低水温域の時空間変化を解釈するために、POMの3次元多層モデルを用いて、直線海岸をもつ水路地形に有限振幅の単純なシルを設けた流入駆動の数値実験を行った。Fig.7はモデル地形を示し、上段が x - y の平面図、下段が x - z の鉛直断面図である。観測に対応した説明の都合上、平面図の上側を北側 (北海道側に対応)、右側を東側 (北太平洋側に対応)として記述する。水路の全長は 100km 、水路幅 (海峡幅に対応)は 20km とし、西 (左)側境界から $x = 25\text{km}$ 離れた場所から幅 $L = 16\text{km}$ のシル地形を水路横断方向に設け、他の場所の水深は $D = 250\text{m}$ の一定値とした。シル形状の水深 h は

$$h(x') = D - \frac{d}{2} \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{L}x'\right) \right\} \quad (3)$$

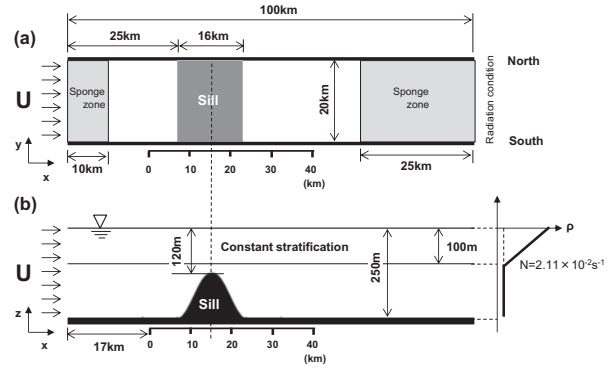


Fig.8 POM model adopted in this study. (a) Plan view of the east-westward channel model. A western open boundary with the sponge area of 10km width has a barotropic inflow forcing of U . An eastern open boundary with the sponge area of 25km width has a radiation condition. (b) Vertical view of the model. A sill topography represented by cosine function and the upper constant stratification are depicted in the panel.

である。ここで d はシルの最大高さ (頂上の最浅水深は 120m)、 x' はシル中央 ($x = 33\text{km}$)を原点とした水平距離である。計算格子の大きさは $\Delta x = \Delta y = 500\text{m}$ であり、水路を表現する x , y 方向の格子数は 200×40 個となる。 z 方向は σ 座標系で21層に分割し、密度成層を表現した。コリオリパラメータは $f = 9.63 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ (北緯 41.5°)の f 平面近似、2次の海底摩擦係数は 0.0025 とした。水路地形の両端付近にはスポンジ領域 (Fig.8上段の薄い灰色領域)を設定し、開境界付近の小さな擾乱を減衰させた。そのスポンジ条件は水平渦粘性 (渦拡散) 係数で表現し、水路西 (左)側境界の $5,000\text{m}^2\text{s}^{-1}$ から 10km 幅の間を $500\text{m}^2\text{s}^{-1}$ まで線形に減少させた。同様に、水路東 (右)側境界も $5,000\text{m}^2\text{s}^{-1}$ とし、 25km 幅の間を $500\text{m}^2\text{s}^{-1}$ まで線形に減少させ、スポンジ領域以外は $500\text{m}^2\text{s}^{-1}$ の一定値とした。また、鉛直渦動粘性 (渦拡散) 係数は $7.9 \times 10^{-4}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ の一定値とした。初期値として与えた密度場は z のみの関数とし、水温の関数で表現した (塩分は 35.0 の均一値)。先の観測結果のD線 (上流側) 中央部付近を参考にして、海面から水深 100m 間のブライト・バイサラ振動数が $N = 2.11 \times 10^{-2}\text{s}^{-1}$ となる水温値 (海面の 28°C から水深 100m の 10°C まで線形に減少させ、それ以深を 10°C の一定値)を設定した。

モデルは西 (左) 側開境界である日本海側からの流入流速 U のみで駆動される。流入流速 U の振幅は水平・鉛直方向には一様で、一定の通過流成分と日周期 $T (= 24\text{時間})$ で時間変化する潮流成分の合計として、次式で与えた。

$$U(t) = U_0 \left\{ 1 + \sin\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{\pi}{2}\right) \right\} \quad (4)$$

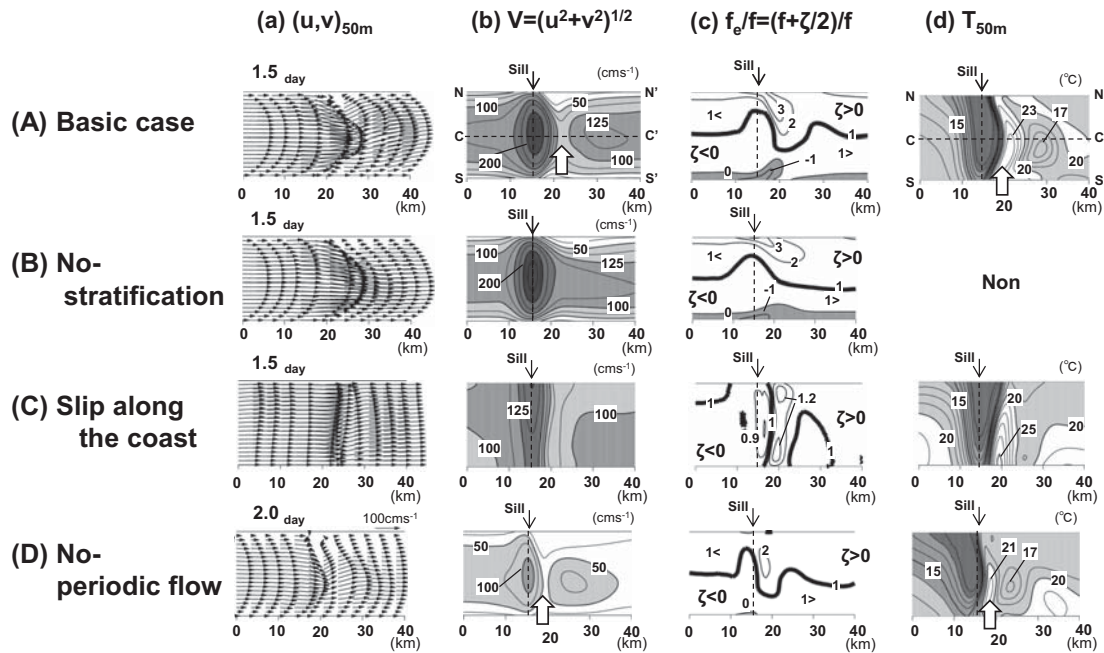


Fig. 9 The same indication as the observation results in Fig. 7, but POM model results. (A) is the basic case at the maximum eastward flow time ($t=1.5$ day). (B) is the case without the stratification, i.e., a barotropic model ($t=1.5$ day). (C) is the case changing the half-slip condition along the north and south coasts into the slip condition ($t=1.5$ day). (D) is the case without the periodic flow variation, i.e., a steady eastward passage flow at $t=2.0$ day.

この(4)式は通過流流速と潮流振幅流速が同じであることを仮定しており、東向通過流の極大時には $U=2U_0$ 、極小時には $U=0$ となり、観測結果と同様に、逆流(西向通過流)は存在しない。観測結果に似た流速場を再現するための予備計算を実施し、基本モデルケースとして $U_0=0.45\text{ms}^{-1}$ を選択した。東側開境界は放射条件を設定し、スポンジ条件との組み合わせにより、計算領域内の擾乱を抜いている。計算は2周期分(48時間)の数値積分を行ったが、ここでは2周期目の結果のみを示す。なお、計算結果の表示はFig. 8のシル付近に示した0~40km目盛の範囲である。

4.2. 観測結果のモデル再現性

Fig. 9(A)は上述した基本ケースの東向流最強時(1.5日目)におけるモデル結果である。各水平分布図は水深50mにおけるもので、Fig. 7(観測結果)と全く同じ表現とし、左から順に、(a)流速ベクトル、(b)流速絶対値、(c) f_e/f 表示した相対渦度、(d)水温である。Fig. 9(A)と比較される観測結果はFig. 7の5~1回目の観測時であり、モデルは観測された特徴をよく再現している。まず、シル上で流速 200cm s^{-1} を超える極大値を示すが、これはシルの水深変化に加えて、東向流が水平的に大きく収束していることが原因である((a), (b)図)。それゆえ、シルの下流側には観測結果とよく似た北側境界で $f_e/f > 2$ 、南

側境界で $f_e/f < 0$ となる強い水平シアー流が形成される((c)図)。水温分布はシル上で冷水域(上凸)、その下流側にはパッチ状の暖水域(下凸)と冷水域(上凸)が南側に偏りながら波列を形成している((d)図)。また、白抜き矢印で示したパッチ状の暖水域(下凸)の位置では局所的に東向流が低下し、この傾向は観測結果とも一致する((b), (d)図)。

1周期分(1~2日目)の時間変化は、水深50mの東西流速成分 $u_{50m}(x, t)$ と水温 $T_{50m}(x, t)$ のイソプレット図としてFig. 10に示し、代表線として(a)北側境界に沿ったN-N'線、(b)水路中央のC-C'線、(c)南側境界に沿ったS-S'線の3線を選んだ。Fig. 10の赤線コンターは 80cm s^{-1} の東向流速を示し、水温場の挙動から逆に判断して $Fr=1$ に近い流速値(内部波の最大伝播速度)と推測される。北側境界N-N'線の特徴は、東向流最強時付近のシル上西側半分の冷水域(上凸)であり、東向流減少期に西側へゆっくりと移動している。ここでは水平分布図は示さないが、これは北側境界に捕捉された上凸の内部ケルビン波(iKW)の構造を示す。北海道側底層の冷水の発達には、この内部ケルビン波の励起、衰退は同波動の上流伝播で説明される。同様な現象の理論的解釈はすでに、Mitsudera *et al.* (2011)によって提示されている。彼らは宗谷海峡のシル地形で励起された非線形内部ケルビン波が強い湧昇流を伴い、海面まで達した冷水が宗谷暖流

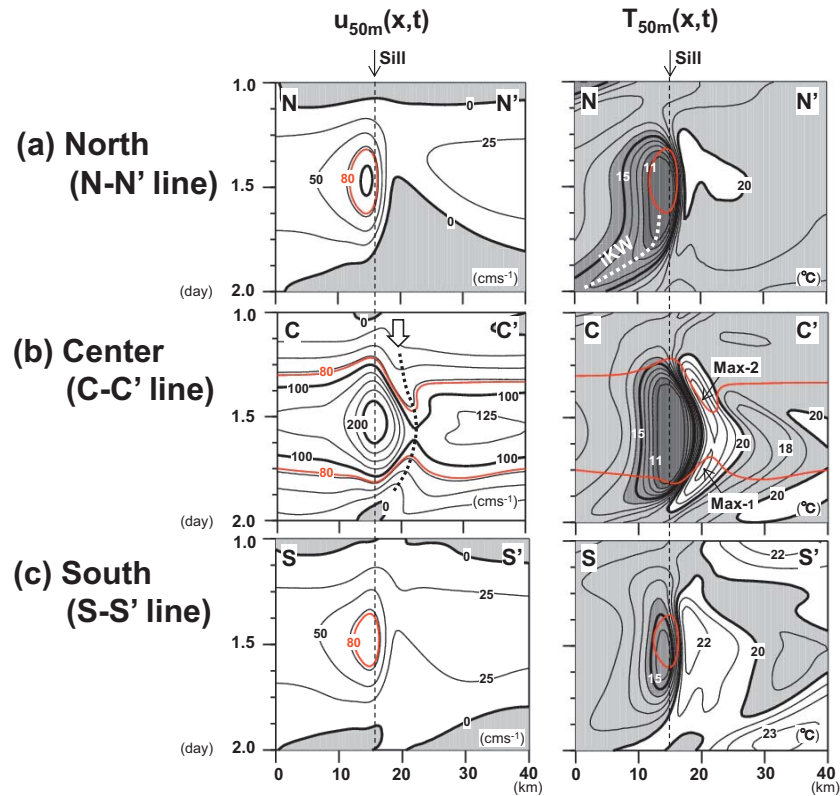


Fig. 10 Temporal variations of (left panels) eastward velocity: u_{50m} and (right panels) temperature: T_{50m} in the basic case along (a) N-N' line of the north coast, (b) C-C' line of the central channel and (c) S-S' line of the south coast. Locations of those lines are shown in Fig. 9(b). Red contour lines indicate eastward velocity of 80 cm s^{-1} at each line, which may be close to the critical velocity with $Fr \sim 1$.

の沖合に形成される冷水帯である可能性を指摘している。津軽海峡内の冷水は海面まで達してしないが、北海道側一帯にみられる底層冷水は同様なメカニズムで説明されると考える。水路中央C-C'線においても、東向流最強時付近のシル上冷水域（上凸）が顕著であるが、その下流側に暖冷水域が波状に形成されているのが特徴的である。興味深い特徴は、東向流増加期と減少期の 80 cm s^{-1} 赤線コンターにほぼ沿って、シル下流側の暖水域（下凸）の振幅（水温）増加が2回（Max-2とMax-1）みられる点であり、この2回の増幅は観測結果とも一致する。また、この暖水域（下凸）の位置に対応した場所に局所的な東向流低下もみられる（Fig. 10(b)の白抜き矢印付の破線）。南側境界S-S'線はN-N'線と同じ岸境界であるが、内部ケルビン波の伝播はみられない。これは、南側境界側シル上で励起された内部ケルビン波の伝播方向が東向き移流と同方向であるため、内部ケルビン波は常に下流へ移流され、振幅の増幅が起きなかったためと考えられる。また、東向流最強時付近のシル上冷水域（上凸）の発達も最も小さく、C-C'線でみられた波状の暖冷水域も水温変化量が小さく不明瞭である。

4. 3. 基本ケースの解釈

基本ケースのモデル結果を解釈するために、次の3ケースの追加実験を行なった。それらは基本ケースに対して、成層のみを削除したケース（順圧応答モデル）、南北岸境界をslip条件としたケース（基本ケースはhalf-slip条件）、日周期の振動流のみを削除したケースである。それぞれの結果を基本ケースと同様な表示で、東向流最強時の1.5日目の分布をFigs. 9の(B)～(C)に示した。なお、Fig. 9(D)は振動流がないため、準定常状態である2.0日目の結果である。

Fig. 9(B)の成層がない順圧応答モデルでは、シル上のみ1カ所の強流帯となる（(a), (b)図）。成層がある基本ケースにみられた2カ所に分離する強流帯の間には、下凸内部波がちょうど位置していた（Fig. 9(A)）。すなわち、この内部波は上流伝播する上流向きの流速値を伴っているため、東向流の極小域が形成されたことがわかる。なお、順圧応答モデルでも、シル下流側南北境界付近の水平シア一流は基本ケースと同程度に顕著である（(c)図）。Fig. 9(C)の南北岸境界をslip条件に変えると、水平シア一流がほとんど形成されない結果となる（(a), (b), (c)図）。すなわち、基本ケースの水平シア一流は、浅いシル上で

は連続の関係から通過流の流速値が大きくなるため、シルの上下流域に比べて、側壁との間で強い水平粘性境界層が発達したものと推測される。さらに、Fig. 9(C)のケースの水温分布は岸境界に捕捉された内部ケルビン波タイプ（非分散波）の内部波が顕著となり、基本ケースにみられたパッチ状の暖冷水域（内部波）がマスクされ、見えなくなっている（(d)図）。Katsumata and Hibiya (2002)は回転系2層モデルにおいて、シル上で励起される2つの内部波のうち、内部ケルビン波がポアンカレ波よりも顕著に励起されることを指摘しており、Fig. 9(C)はそれを支持した結果である。逆に考えれば、基本ケースや観測結果にみられた水平シア一流（水路中央部で強化される収束流）が卓越する場では、内部ケルビン波の励起が相対的に小さくなり、水路中央部（A線）で再現（観測）されたパッチ状暖水域（下凸内部波）はポアンカレ波（分散波）と理解される。ポアンカレ波の水平第1モードは水路横断方向に非対称な解析解をもつことから（例えば、Gill (1982)）、Fig. 9(A)が示す南側に偏った振幅分布は上流伝播するポアンカレ波の特徴と判断される（(d)図）。Fig. 9(D)の振動流を削除しても、シル上の一定東向流が 80 cm s^{-1} を超えるような場合（ $Fr > 1$ ）、定性的には基本ケースによく似た流速・水温分布が再現される（(a), (b), (d)図）。この分布パターンは時間的にほとんど変化しない準定常状態にあるが、少なくとも、定常風下リー波では説明できない現象である。

そこで次節では、水平シアの影響が小さい領域（ $f_e/f \approx 1$ ）にある海峡中央軸断面（A線）を想定した理想的な鉛直2次元2層モデルを構築し、観測された下凸内部波が大振幅となる物理的理由について考察する。

5. A線上で観測された内部波（ポアンカレ波）の解釈

5.1. f 平面長波近似の鉛直2次元2層モデル

回転系2層モデルを考え、上下層厚を H_1 と H_2 、還元重力加速度を g^* 、コリオリパラメータを f としたとき、水路幅 W に存在し得るモード n のポアンカレ波の分散関係式（周波数を σ_n 、水路方向の波数を k ）は次式となる（Gill (1982)）。

$$\sigma_n^2 = f^2 + g^* \hat{H} \left(k^2 + \frac{n^2 \pi^2}{W^2} \right) \quad (5)$$

ここで、

$$\hat{H} = \frac{H_1 H_2}{H_1 + H_2} \quad (6)$$

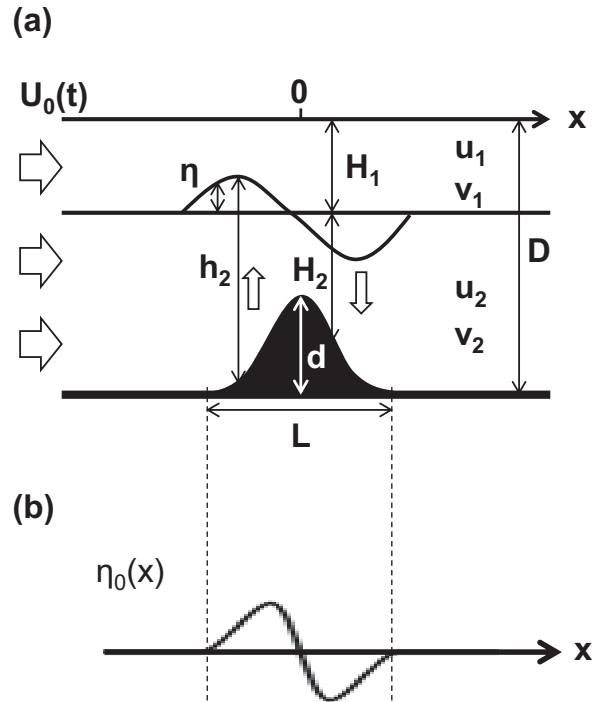


Fig. 11 Two-layer channel model adopted in this study. (a) Vertical view of the model with a sill topography represented by cosine function. (b) Horizontal shape of “elementary wave: $\eta_0(x)$ ” over the sill, expressed as the equation of (18).

$W = 20\text{ km}$ としたPOMモデルの結果（Fig. 9(A)）は、水路横断方向には第1モードのポアンカレ波（ $n = 1$ ）の構造を示し、水路軸方向の波数は海底地形変化幅に依存した $k = 2\pi/16\text{ km}$ であった。これらの値を（5）式の右辺第2項に代入すると、水路軸方向と横断方向の波数スケール比は $k^2 : \pi^2/W^2 = 1 : 0.16$ となる。本節で構築する鉛直2次元モデルは考察の簡単化のため、水路横断方向（ y 軸）の全ての物理量に対して $\partial/\partial y = 0$ を仮定した。すなわち、 $W \rightarrow \infty$ もしくはポアンカレ波の横断方向波数零（ $n^2 \pi^2/W^2 \rightarrow 0$ ）の近似である。それゆえ、本モデルで表現されるポアンカレ波の波数に関する項は、POMの水路モデルと比べて約16%過小評価されることになる。

モデル地形の x - z 平面図をFig. 11(a)に示すが、基本的な構造はPOMモデルと同じである。上下層流速の x 、 y 成分をそれぞれ u_1 、 u_2 と v_1 、 v_2 、内部境界面変位を η とした。 x 軸の原点はシル中央部とし、内部境界面変位 η を含む下層の厚さを $h_2(x, t) = H_2(x) + \eta(x, t)$ とした。モデル水路の全長は 300 km とし、その中央部に幅 L 、高さ d のシル地形を設け、外部強制流として時間変化する順圧（鉛直一様な）通過流速 U をアブリオリイに与えた。本モデルでは有限振幅のシル地形による下層厚の変化によ

て、順圧通過流 $U(x, t)$ が x 軸方向に変化することを許可しており、この問題設定が Katsumata and Hibiya (2002) とは異なる。この通過流速 $U(x, t)$ は予め計算できるため、シル上の $U(x, t)$ 変化により発生する鉛直流速も計算可能となる。この鉛直流が内部境界面を歪めて後述する基本波を励起し、これがポアンカレ波として通過流速 $U(x, t)$ で移流されるというモデルが構築される。

本モデルでは POM モデルと同様に余弦波関数でシル地形を表現し、シル外の一定水深を D 、シル中央を x 軸の原点 ($x = 0$) としたとき、シル部における水深は (3) 式と同じで

$$H_1 + H_2(x) = D - \frac{d}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{L} \right) \quad (7)$$

と表現される。水深一定領域の順圧通過流を $U_0(t)$ とすると、シル地形による通過流の空間変化は

$$U(x, t) = \frac{DU_0(t)}{H_1 + H_2(x)} \quad (8)$$

で計算される。順圧通過流の力学バランスは $\partial U / \partial t = -\partial p / \partial x$ (ここで、 p は順圧場の圧力) として表現されるが、本モデルでは内部モードの傾圧運動に対する外部強制力として $U(x, t)$ 値を与える。それゆえ、支配方程式は内部モード成分だけの表現となり、上下層の運動方程式と下層の連続式はそれぞれ次式となる。

$$\begin{cases} \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial U}{\partial x} + (U + u_1) \frac{\partial u_1}{\partial x} - f v_1 = 0 \\ \frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial U}{\partial x} + (U + u_2) \frac{\partial u_2}{\partial x} - f v_2 = -g^* \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial v_1}{\partial t} + (U + u_1) \frac{\partial v_1}{\partial x} + f u_1 = 0 \\ \frac{\partial v_2}{\partial t} + (U + u_2) \frac{\partial v_2}{\partial x} + f u_2 = 0 \end{cases} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (H_2 u_2 + (U + u_2) \eta) = -w_F \quad (11)$$

ここで、(11) 式右辺の鉛直流速 w_F が (7), (8) 式を用いて予め計算できるシル上の内部波強制項であり、その形は

$$w_F = \frac{d(H_2 U)}{dx} \quad (12)$$

となる。本論では (9)~(12) 式を用いたモデルを非線形 (Non-Linear: NL) モデルと呼び、これらの式に含まれる非線形項 $\{u_1 \partial u_1 / \partial x, u_1 \partial u_2 / \partial x, u_1 \partial v_1 / \partial x, u_1 \partial v_2 / \partial x, \partial(\eta u_2) / \partial x\}$ を全て削除したモデルを線形 (Linear: L) モデルと呼ぶ。L モデルでは上下層の流速差である $\hat{u} =$

$u_2 - u_1$, $\hat{v} = v_2 - v_1$ を導入することができ、運動方程式は次のシア方程式で表現される。

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (U \hat{u}) - f \hat{v} = +g^* \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + U \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + f \hat{u} = 0 \quad (14)$$

さらに、 $\eta \ll H_2$ の線形近似より、 $u_2 = -(H_1 \hat{u}) / D$ (または、 $u_1 H_1 + u_2 H_2 = 0$) の関係式が導かれ、これを (11) 式に代入した連続式は

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial (U \eta)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H_1 H_2}{D} \hat{u} \right) = -w_F \quad (15)$$

となる。

本モデル (鉛直 2 次元) では、3 次元の POM モデルで再現されたシル上での強い水平収束流及び海底摩擦や内部摩擦等の減衰項は考慮されず、表層付近の連続成層は均一な上層で近似され、さらに、 $\partial / \partial y = 0$ の仮定はポアンカレ波の波数を 16% ほど過小評価してしまう。それゆえ、本モデルを用いて A 線で観測された下凸ポアンカレ波の時空間変化をうまく再現するためには、POM モデル条件の修正が必要となる。まず、水深一定領域における順圧通過流の強制は一定の通過流成分と $T = 24$ 時間周期の日周潮流の振幅を分けて表現し、

$$U_0(t) = \bar{U} + U_a \sin \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \quad (16)$$

とした。与える振幅値は観測結果に似た下凸内部波をできるだけ再現するように試行錯誤の調節を行い、NL モデルではシル上の観測値に近い $\bar{U} = 1.4 \text{ m s}^{-1}$, $U_a = 1.0 \text{ m s}^{-1}$ を採用し、L モデルでは NL モデルに比べて移流効果を小さくした $\bar{U} = 0.8 \text{ m s}^{-1}$, $U_a = 0.6 \text{ m s}^{-1}$ とした (理由は後述)。両端境界 ($x = \pm 150 \text{ km}$) に設定した内部モードの放射条件により、モデル内部で発生した内部波擾乱を抜いた。モデル中央のシル地形は幅 $L = 16 \text{ km}$ 、高さ $d = 90 \text{ m}$ 、他の場所の水深は POM モデルよりも少し浅めの $D = 200 \text{ m}$ の一定値、静止状態の上層厚は $H_1 = 40 \text{ m}$ に設定した。水平計算格子は $\Delta x = 500 \text{ m}$ 、計算時間ステップは $\Delta t = 180 \text{ s}$ 、還元重力加速度は $g^* = 9.8 \times 0.002 \text{ m s}^{-2}$ の一定値、コリオリパラメータは POM モデルと同じである。時刻 $t = 0$ の初期条件は静止状態 ($U(x, 0) = 0$, $\eta(x, 0) = 0$) とし、 $t > 0$ で突然 $U(x, t)$ の強制を与える。なお、積分期間は各ケースで異なるため適宜記述する。

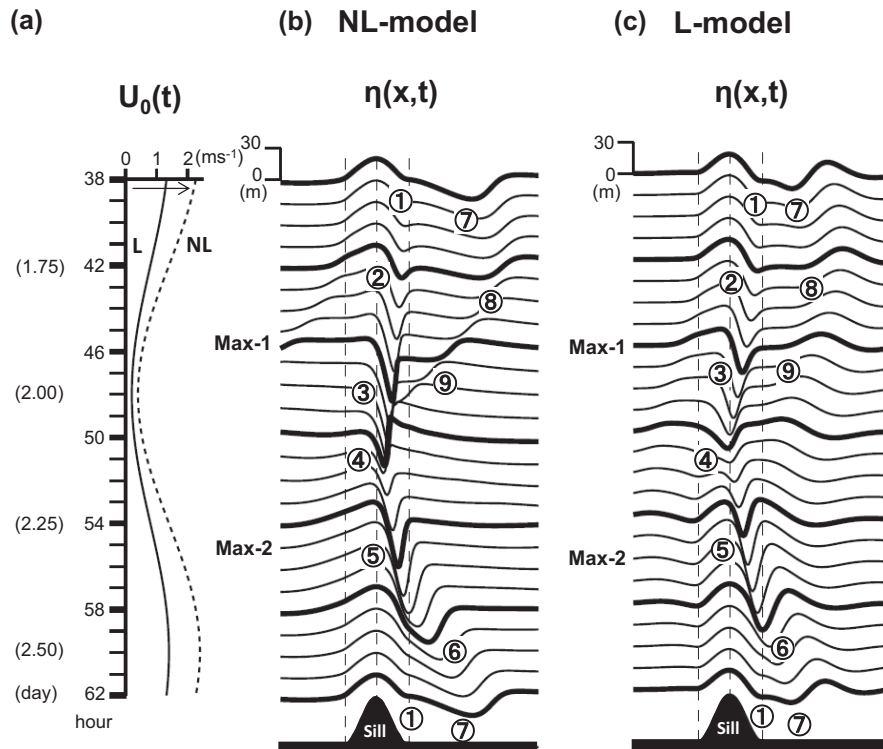


Fig. 12 (a) Time variations of the forcing flow conditions $U_0(t)$ for the cases of NL-model (dashed line) and L-model (solid line) experiments. Temporal changes in the interfacial displacement for the cases of (b) NL-model and (c) L-model experiments. The amplified internal waves corresponding to the observed waves along A line are similarly named by the numerals from ① to ⑨.

5.2. NL・Lモデルのポアンカレ波による下凸内部波の再現性

Fig. 6に示した観測結果の通過流時間変化に合わせて、通過流極大後からの24時間分（計算開始後、2周期目の38時間から3周期目の62時間まで）の内部境界面変位 $\eta(x,t)$ を1時間毎に表示したNL・Lモデル計算結果（シルの上流側24kmから下流側40kmの範囲）をFig. 12(b), (c)に示す。Fig. 12(a)は強制した通過流 $U_0(t)$ の時間変化であり、NLモデルは破線、Lモデルは実線で示した。太線で示した4時間毎の $\eta(x,t)$ の形状がA線上で観測された水温躍層の時空間変化にほぼ対応している。

両モデルは定性的にはよく似た時空間変化を示しており、鉛直2次元モデルでも観測された①～⑨の下凸内部波の特徴的な挙動（Fig. 6のA線断面）がうまく再現されている。図面に対して右向き通過流極大からの減少期、シル上で①が励起され、通過流が弱まるにつれ上流側に移動しながら③付近で1度目の極大振幅となり、通過流が極小となる④付近で振幅が減ずる。再び通過流が増加し始めると、シル上で⑤が励起され、⑥付近で2度目の極大振幅となり、さらに通過流が増加すると、シルから離れて下流に移動しながら⑦～⑧で水平幅が次第に増加した下凸波になる。

両モデルの違いは、NLはLに比べて下凸波が極大振幅となる③や⑥の振幅値が大きく、その形状の水平勾配も大きく、⑥～⑨がシルから大きく下流側へ移動する点である。また、観測された下凸内部波をより良く再現できているのはNLモデルの方であり、通過流強制の流速も現実的な大きさに近い。ここでは示さないが、NLモデルを用いてLモデルと同様の弱い通過流強制を行った場合、励起された下凸波は容易に上流側へ伝播できる結果となった。これはNLモデルで励起される下凸波はその非線形性により、振幅 $\eta(x,t)$ の増加に従って、上流へ伝播する位相速度が増加することを原因とする。一方、Lモデルは線形波であるため、振幅値には依存しない位相速度をもつ。これがNLモデルでシル付近に内部波を留める状況をLモデルで再現するためには、NLモデルよりも小さな通過流強制を設定しなければならなかった理由である。このように、定量的な再現性にはNLモデルの方が優れているが、①～⑨の下凸内部波（ポアンカレ波）の定性的な挙動の物理的解釈を行うには、Lモデルでも可能と考える。Lモデルを用いた解釈の利点は、Hibiya理論に従い、異なる時刻で励起された波の線形重ね合わせという視点で、大振幅となる内部波を理解できることにある。

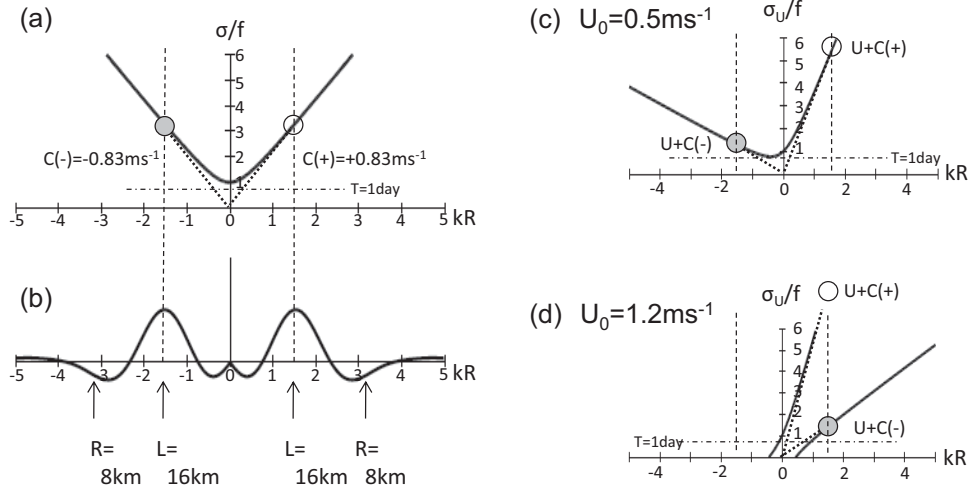


Fig. 13 (a) Dispersion curve for the Poincaré waves without the passage flow, i.e., $U_0=0$. (b) Amplitude distribution for the elementary wave induced over the sill. Wave length with the maximum amplitude is close to the sill width L of 16km. R is the Rossby radius deformation of 8km. The same dispersion curves as Fig. (a), but under the constant passage flow of (c) $U_0=0.5\text{ms}^{-1}$ and (d) $U_0=1.2\text{ms}^{-1}$, respectively. Symbols of “●” and “○” denote the upstream and downstream propagating Poincaré waves with the maximum amplitude, respectively.

5.3. シル上の強制項 w_F によって励起される基本波

微小振幅の内部波である「基本波」の重ね合わせで内部波の振幅成長の様子を解釈するという考え方は Hibiya 理論により提案された。本モデル地形の場合、シル上の強制項 w_F である (12) 式に (7), (8) 式を代入すれば、基本波の空間構造 $\eta_0(x)$ とその時間変化 $U_0(t)$ の積の形

$$w_F(x, t) = \eta_0(x) U_0(t) \quad (17)$$

として整理することができる。ここで、

$$\eta_0(x) = \frac{DH_1 d\pi \sin\left(\frac{2\pi x}{L}\right)}{L \left[D - \frac{d}{2} \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) \right\} \right]^2} \quad (18)$$

となり、その定性的な波形を Fig. 11(b) に示した。なお、Katsumata and Hibiya (2002) で提示された基本波は、(18) 式の海底地形変化による項だけでなく、回転系から生じる水路横断方向の流速成分 v に関する項 (fv に地衡流バランスした内部境界変位) も加えられている。かれらの基本波は $\partial t + (U \pm c)/\partial x$ の特性曲線上 (c は非分散長波の位相速度) において議論できる物理量 $g^* \eta / c \pm u$ の形として提示されたものである。我々のモデルでは励起された基本波がポアンカレ波の分散性によって次第にその形状を変化させ、さらに移流場 U は空間的に一定ではないという複雑な問題を扱わなければならない。本解析ではこの問題を特性曲線法ではなく、別の方法で解くことを考えた。その方法とは、ある時刻 $\tau = 0$ に海底地形変

化項のみを考慮した基本波 $\eta_0(x)$ の初期値応答 (流速は零) を移流場 $U(x, t)$ における地衡流調整過程として扱うことである。この方法では、Katsumata and Hibiya (2002) の基本波とは異なり、地衡流調整において出現するポアンカレ波の移流・分散過程を通して、水路横断方向の流速成分 v に関する項が時間経過に従って表現されることになる。

いま、時刻 $\tau = 0$ の初期値として基本波 $\eta_0(x, 0) = \eta_0(x)$ を与え、数値積分により得られた応答解 (地衡流調整過程) を $\eta^*(x, \tau)$ とする。ただし、この初期値の振幅の大きさは、時々刻々変化する $U_0(t)$ に依存する ((17) 式より)。線形論の範囲では、時刻 0 から時刻 t の間に励起された振幅が異なる基本波の応答解を全て重ね合わせることによって、時刻 t における内部境界面変位 $\eta(x, t)$ を得ることができる。すなわち、連続強制問題における解 $\eta(x, t)$ は次式のたたみ込み積分によって表現することができる。

$$\eta(x, t) = \int_0^t \eta^*(x, t - \tau) U_0(\tau) d\tau \quad (19)$$

(5) 式に $\partial/\partial y = 0$ を仮定を施すと、通過流 $U = 0$ の L モデルに存在し得るポアンカレ波の分散関係式は

$$\sigma = \pm \sqrt{f^2 + g^* \hat{H} k^2} \quad (20)$$

となる。このとき、シルから離れた水深一定領域 ($H_1 = 40\text{m}$, $H_2 = 160\text{m}$) の分散曲線図を Fig. 13(a) に示す。また、基本波を構成する線形波振幅の相対的な波数分布

$A(k)$ は, $\eta_0(x)$ を波数 k でフーリエ $\sin$ 変換した

$$A(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta_0(x) \sin(kx) dx \quad (21)$$

より求まる. $A(k)$ の関数は非常に複雑な形となるため, ここでは数値的に求めた $A(k)$ 分布の形を Fig. 13(b) に示した. 極大振幅となる波長はシル幅とほぼ同じ $L = 16\text{km}$ 付近にあり, 内部変形半径 $R = \sqrt{g^* \hat{H}}/f = 8\text{km}$ の約 2 倍の波長をもつ. この極大振幅の波長 16km のポアンカレ波 (図中の縦破線) に注目すると, x 軸の両方向に伝播する位相速度は $c(\pm) = 0.83\text{ms}^{-1}$ となる. なお, 最も浅いシル上の水深 ($H_2 = 70\text{m}$) で見積もられる位相速度は $c(\pm) = 0.75\text{ms}^{-1}$ となり, 1 割程度小さくなる. これらの位相速度は一定の通過流成分 (L モデルでは $\bar{U} = 0.8\text{ms}^{-1}$) と同程度の大きさであり, 日周潮流成分によりポアンカレ波が上流側に伝播できない期間が存在することを意味する. すなわち, 本モデルのポアンカレ波の挙動には Hibiya 理論の考察と同様, 時空間的に変化するフルード数 $Fr = U/c$ が重要なパラメータとなる.

5. 4. 定常通過流における準定常波の形成

周期的な通過流強制の応答を理解するために, 本節では定常通過流における基本波の応答及び準定常場について考察する. なぜならば, A 線で観測された水温場を日平均しても, シルの下流側で等温線が上下に大きく波打つ構造は消えず (Fig. 2(a)), POM モデルの定常通過流ケースでも, シルの下流側に準定常状態の波列が再現されるためである (Fig. 9(D)). すなわち, 大振幅となる内部波を理解する鍵が定常通過流の問題に内在されていると考える.

定常通過流の一例として, 外部強制通過流 $U_0 = 0.5\text{ms}^{-1}$ と $U_0 = 1.2\text{ms}^{-1}$ の 2 ケースを選んだ. 前者はシル上の一部で $Fr > 1$ となる例, 後者は計算領域全体で $Fr > 1$ となる例である. 一定の通過流 U がある場合, (20) 式に移流 U を考慮した 2 層モデルの分散関係式は

$$\sigma_U = Uk \pm \sqrt{f^2 + g^* \hat{H} k^2} \quad (22)$$

となり, 各ケースの分散曲線図 ($H_2 = 160\text{m}$ の場合) は Figs. 13(c), (d) になる. 線形論において, 位相速度 c のポアンカレ波は通過流流速 U で移流されるだけなので, 上流伝播する波成分は $U + c(-)$ の遅い位相速度 (灰色 ● 印) となり, 下流伝播する波成分は $U + c(+)$ の速い位相速度 (○ 印) となる. $U_0 = 1.2\text{ms}^{-1}$ の強い通過流のケース (Fig. 13(d)) では, 上流方向に伝播する波成分は上流伝播できなくなり, $U + c(-)$ (灰色 ● 印) も $U + c(+)$ (○ 印) も下流側へ移流されてしまうことがわかる.

はじめに, $U_0 = 0.5\text{ms}^{-1}$ ケースにおける基本波の初期値応答問題の数値計算結果 $\eta^*(x, \tau)$ を Fig. 14(a) (極大値で規格化して表示), この解を (19) 式のたたみ込み積分を用いて連続強制問題にした結果 $\eta(x, t)$ を Fig. 14(b) に示す. 両図ともに, 縦軸に時間 ($0 \sim 3$ 日まで), 横軸にシル近傍の $\pm 60\text{km}$ 範囲を拡大した x 軸をとり, シル領域は $x = 0\text{km}$ を挟む 2 本の細縦実線の間, $Fr = 1$ となる場所は緑縦実線で示した. なお, 基本波の波長は $L = 16\text{km}$ (波数 $k = 2\pi/L$) を代表として選び, (20) 式の分散関係式を用いて, シル地形で変化する $\hat{H}$ 値から位相速度 $c(x)$ を見積もり, 同じく, シル地形によって時空間変化する外部強制流 $U(x, t)$ を考慮して, フルード数 $Fr = U(x, t)/c(x)$ を計算した. 赤色表示が下凸領域, 青色表示が上凸領域を示す. 分散曲線図 (Fig. 13(c)) でも示されたように, 初期値応答問題の計算 (Fig. 14(a)) では上流 (下流) 伝播するポアンカレ波は遅く (速く) 上流 (下流) 伝播している. 加えて, 極大振幅値の半分弱 ($1 \sim 4$ 割程度) の振幅をもつ地衡流成分が通過流流速 U で下流側へ移流されている. この計算で注目すべきは, 上流伝播するポアンカレ波の一部がシル上の $Fr > 1$ 領域を超えることができず, シル上に捕捉されたまま振動していることである. このような応答が連続的に発生し, 重ね合わさっていると解釈するのが Fig. 14(b) の解である. この連続強制問題は Fig. 14(a) の応答解を時間方向にたたみ込み積分するため, シルから十分に離れた場所のポアンカレ波は振幅の符号が異なる下凸・上凸波の重ね合わせによって, その振幅が大きく減じられる. 一方, シル上の $Fr > 1$ 領域の下流側に捕捉された (上流伝播する) ポアンカレ波は同じ場所で何度も重なり合うことができるため, 振幅を増加させることができる. この場所では基本波の下凸波成分が常に励起されるため, 連続強制では下凸波の振幅が増加する. ただし, ポアンカレ波の分散性により, 連続強制においても下凸波の振幅は無限大にはならず, 振動を伴う有限値に落ち着いている.

Fig. 14(b) の右端図はシル上の振動を強調するために作成した, シル領域内 ($-L/2 < x < L/2$) の内部境界面変位 $\eta(x, t)$ を空間平均した値 $\bar{\eta}_L$ の相対的な時系列図である. 振動が始まる直前の時刻を準定常時間 t_0 と呼び, 振動周期を P とする. 本ケースの振動周期 P は約 23.7 時間であり, 慣性周期 (18.1 時間) よりも明らかに大きい. ここで, (22) 式の分散関係式を波数 k で偏微分して群速度 C_g を求めると

$$C_g = \frac{\partial \sigma_U}{\partial k} = U \pm \frac{g^* \hat{H} k}{\sqrt{f^2 + g^* \hat{H} k^2}} \quad (23)$$

となり, 上流伝播するポアンカレ波の $C_g = 0$ となる周波数は

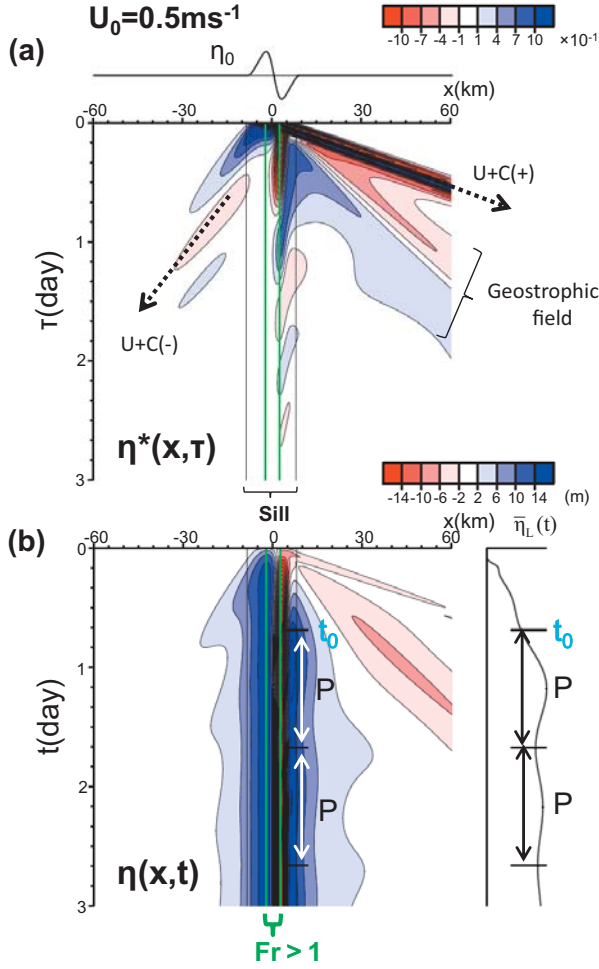


Fig. 14 x-t (space-time) diagrams of interfacial displacement for (a) the initial value problem of the elementary wave: $\eta^*(x, \tau)$ and (b) the continuous forcing problem: $\eta(x, t)$ in the case of constant passage flow of $U_0 = 0.5 \text{ ms}^{-1}$. In this case, the region of $Fr > 1$ is locally formed over the sill. The time variation of $\eta(x, t)$ averaged over the sill: $\bar{\eta}_L(t)$ is depicted on the right-hand side of Fig. (b). After the time of “ t_0 ”, the oscillation of $\bar{\eta}_L(t)$ with a period of “P” appears.

$$\sigma_U = f \sqrt{1 - \frac{U^2}{g^* H}} \leq f \quad (24)$$

となる。当然、 $U = 0$ のとき、(24) 式は $\sigma_U = f$ となる。シル上の平均水深を 115m としたとき、 $C_g = 0$ となる波の周期は (24) 式より約 24.0 時間と概算され、モデル計算された振動周期 P にほぼ一致する。すなわち、シル上で群速度 $C_g = 0$ となる波が、(24) 式を波数 k で除して得られる位相速度 $c = \sigma_U / k$ で上流伝播することにより、シル上に捕捉された振幅 $\bar{\eta}_L$ の振動が生じていると解釈される。

次に、 $U_0 = 1.2 \text{ ms}^{-1}$ ケースの計算結果も Fig. 14 と同じ

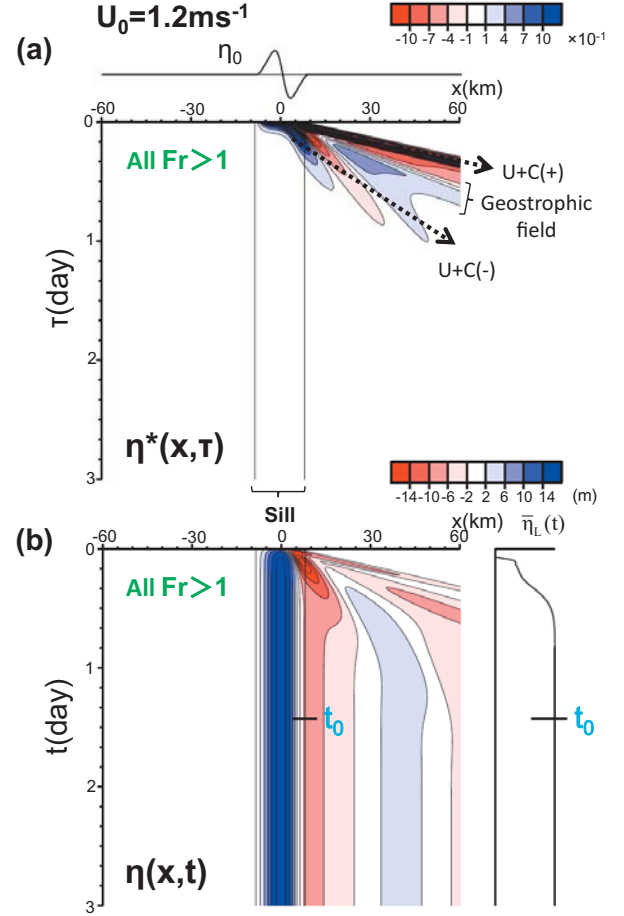
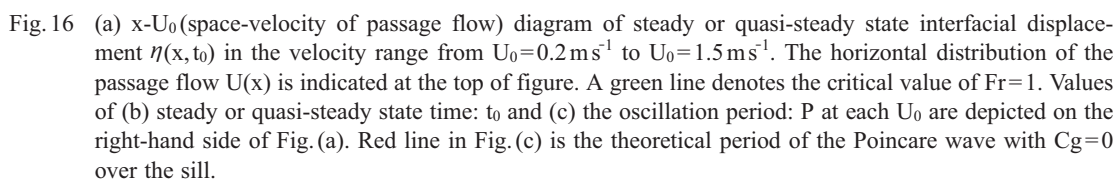


Fig. 15 The same as in Fig. 14, but the case of $U_0 = 1.2 \text{ ms}^{-1}$. In this case, all regions have $Fr > 1$, and there is no oscillation after the time of t_0 , reaching to the steady state.

表示形式で Fig. 15 に示した。分散曲線図 (Fig. 13 (d)) から予測されたように、基本波の応答 (Fig. 15 (a)) は上流伝播するポアンカレ波 $U + c(-)$ も含め、励起された擾乱は全て下流側へ移流されている。それゆえ、この応答を時間方向に積分した連続強制問題 (Fig. 15 (b)) では、振幅符号が異なる下凸・上凸波の重ね合わせが起きないシル上のみ、上凸波が残る結果となる。また、このケースには群速度 $C_g = 0$ となる波が存在しないため (Fig. 13 (d)) の分散曲線図を参照)、シル領域内の空間平均値 $\bar{\eta}_L$ にも振動はみられず、シル上では時刻 t_0 で定常状態となる。

上述の例と同じ計算を通過流強制 $U_0 = 0.2 \sim 1.5 \text{ ms}^{-1}$ の範囲、 0.02 ms^{-1} 間隔で実施し、連続強制問題において、定常または準定常時間に達した時刻 t_0 における内部境界面変位 $\eta(x, t_0)$ を Fig. 16 に示した ($x = \pm 30 \text{ km}$ の範囲を拡大表示)。緑実線は $Fr = 1$ を示し、この線より下側の領域は $Fr > 1$ である。シルから離れた水深一定領域において、 $Fr \sim 1$ となる $U_0 \sim 0.8 \text{ ms}^{-1}$ 付近では、4 日間



$U_0 < 0.8 \text{ ms}^{-1}$ の強制領域において、シルの下流側では下凸波の振幅が最も大きく、その極大値の場所はちょうど $\text{Fr} = 1$ 線に沿っていることがわかる。これは、 $\text{Fr} = 1$ 付近で上流伝播するポアンカレ波が何度も重なり合うことによって振幅が増幅されたと解釈される。このとき、準定常時間に達する時刻 t_0 は、 $\text{Fr} \sim 1$ 付近を除いて地衡流調節時間である慣性周期 $T_f \sim 18$ 時間に近い。また、シル上の振動周期 P は慣性周期よりも常に長く、 $\text{Fr} \sim 1$ 付近を除いて、群速度 $C_g = 0$ となるポアンカレ波の周期とおおむね等しいことがわかる。

このように、シル上に局所的な $Fr > 1$ が形成される定常通過流 $U(x)$ であれば、シルの下流側に準定常状態の波列が形成される。これは U の空間変化が考慮されない Katsumata and Hibiya (2002) では表現されない準定常波である。大振幅の下凸波は下流側の $Fr = 1$ 付近において上流伝播するポアンカレ波の重ね合わせにより出現する。ただし、移流 U を考慮した分散関係における $C_g = 0$ の波の振動（慣性振動よりも長周期）を伴う準定常場である。さらに、ポアンカレ波の分散性によって、定常

強制の線形波であっても $Fr = 1$ で振幅は無限大にならず、大振幅の下凸波の背後には上凸・下凸となる波列が形成される。

5.5. 一定通過流と日周期振動流の重ね合わせ強制によるポアンカレ波の応答

前節の結果は、シル上に局所的な $Fr > 1$ が形成される定常通過流 $U(x)$ であれば、シルの下流側に準定常状態の波列が形成されること示す。そして、その準定常場が形成される応答時間の目安は、地衡流調節時間の慣性周期であった。すなわち、慣性周期よりも十分長い強制周期をもつ振動流と一定通過流の重ね合わせ強制であれば、定常通過流の解釈がそのまま使えると考えられる。それを確かめるため、Fig. 12(c) に示した L モデルと同じ強制流の振幅値を用いて、強制振動流の周期だけを $T = 6$ 日 ($>$ 慣性周期 18.1 時間) に変更したモデル計算結果を Fig. 17 に示した。この $\eta(x, t)$ 図は縦軸に時間 t 、横軸に x 軸 (表示範囲は $x = \pm 60$ km) とした 3 日分 (半周期分) の $x-t$ ダイアグラムである。 $Fr > 1$ となる領域は約 0.8 日目からシル上で現れ始め、約 1.6 日目以降は全領域が $Fr > 1$ となる。このように、6 日程度のゆっくりとした周期強制であれば、Fig. 17 は Fig. 16(a) と類似した応答を示し、前節で議論した定常通過流応答としてほぼ解釈できることがわかる。

強制振動流の周期が短くなれば、強制に対する応答の

6-day period

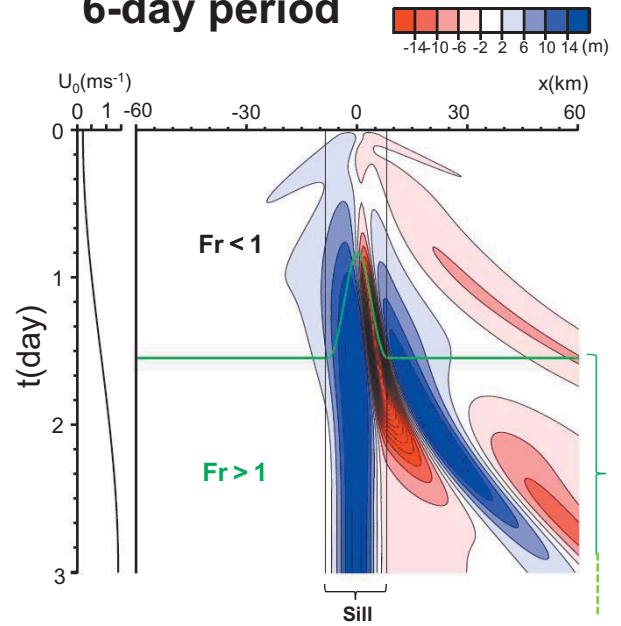


Fig. 17 $x-t$ (space-time) diagram of interfacial displacement $\eta(x, t)$ in the case of the forcing period of 6 day ($\bar{U} = 0.8 \text{ ms}^{-1}$, $U_a = 0.6 \text{ ms}^{-1}$). A green line denotes the critical value of $Fr = 1$. Time variation of the periodical flow condition $U_0(t)$ is depicted on the left hand side of this panel.

1-day period

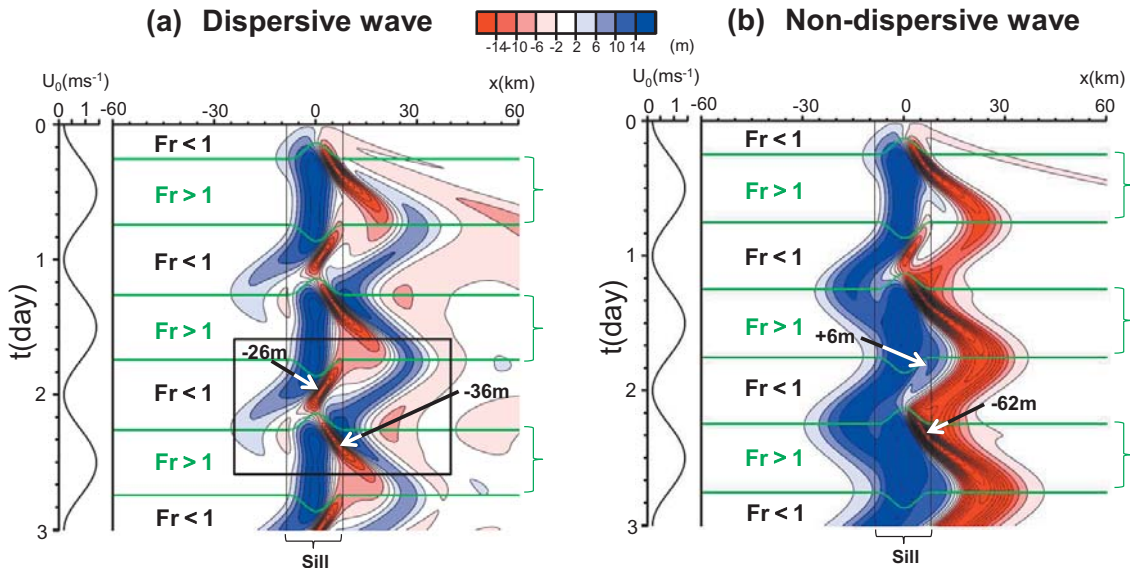


Fig. 18 $x-t$ (space-time) diagrams of interfacial displacement $\eta(x, t)$ in two cases of the forcing period of 1 day. One is the case of (a) dispersive wave, and the other is the case of (b) non-dispersive wave, which has the constant phase velocity of $c = \pm \sqrt{g^* H}$. A green line denotes the critical value of $Fr = 1$. Time variation of the periodical flow condition $U_0(t)$ is depicted on the left hand side of each panel.

時間遅れが期待される。Fig. 12(c)に示したLモデルは $T = 1$ 日(24時間)であり、準定常場の応答時間(慣性周期: 18.1時間)の目安よりもわずかに長い周期の強制であったことが改めて理解される。この $T = 1$ 日のLモデル結果を $T = 6$ 日周期強制のFig. 17と同じ表示形式にしたものがFig. 18(a)である。なお、Fig. 12(c)の結果はFig. 18(a)の黒太線内の部分を抽出している。この結果が示すポアンカレ波の分散性を強調するために、位相速度が $c = \pm \sqrt{gH}$ となる非分散波(Lモデルで $f = 0$ を設定)のモデル結果を比較としてFig. 18(b)に示した。両モデルとも $T = 1$ 日周期強制なので、全領域で $Fr > 1$ となる時期は3日間で3回出現している。シル上のみにも局所的な $Fr > 1$ が出現する期間は4時間弱と短いけれども、通過流増加期と減少期の1日2回ある。まず、非分散波の場合(Fig. 18(b))、上流伝播する下凸波は大きな振幅を保ったまま、 $Fr > 1$ のとき下流側へ移流、 $Fr < 1$ のとき上流側に伝播している。特に、通過流増加期の発達が顕著であり、その振幅は約-62mにもなる。一方、分散波の場合(Fig. 18(a))、1日2回ある $Fr > 1$ 出現時刻から数時間遅れて、通過流増加期には極大振幅が約-36m、減少期には極大振幅が約-26mとなる下凸波がシル上の下流側に形成されている。これらの下凸波はその後、非分散波の場合と同様に、下流側への移流と上流側への伝播を示しているが、その振幅を急速に減じている。このような挙動はA線で観測された2種類の内部波⑥~⑧と内部波②~④にそれぞれ対応している(Fig. 6)。両モデル実験の比較から、ポアンカレ波はその分散性により、励起直後の振幅が相対的に小さく、減衰も大きいことがわかる。また、Fig. 18(b)の結果を上流伝播する内部ケルビン波と解釈した場合、シル上では分散波であるポアンカレ波よりも非分散波である内部ケルビン波が効果的に増幅されることが示唆される。これはFig. 19(c)のモデル結果及びKatsumata and Hibiya (2002)の指摘とも矛盾しない。

6. まとめ

本研究は2011年8月に実施した津軽海峡内の竜飛鞍部(シル)上のXBT往復観測により、東向き海峡通過流に重なった日周潮流(Sub-inertialな周期強制)に同期して成長・衰退する下凸内部波を津軽海峡で初めて捉えることができた。シルの下流側で観測された下凸内部波は、通過流増加期と減少期の2回強化されているように見え、通過流増加期には北海道底層に偏った冷水の張り出しが観測された。これらの内部波や底層冷水は明瞭な季節躍層の形状変化として捉えられていた。

これらの観測結果は、回転系水路モデルに有限振幅の

シル地形を設定したPOMの3次元多層モデルに日周期変動する順圧通過流を強制することで再現することができた。本研究では再現された内部波の中で、シル上の水平収束強流により励起された波列状の内部波に注目した。これが通過流増加期と減少期に観測された大振幅の内部波に対応し、モデルの水平構造からポアンカレ波と判断された。そこで、ポアンカレ波のみが表現できる f 平面長波近似の線形2層モデルを構築し、内部波が大振幅まで成長できる物理メカニズムを調べた。

励起されるポアンカレ波の水平スケール(波数分布)はシル地形の形状に依存して決まるため、波の分散関係を満たす周期(周波数)や位相速度は強制周期には依存しない。よって、Sub-inertialな周期の通過強制においても、基本波から生じるポアンカレ波の重ね合わせによる内部波の発達・衰退の解釈(Hibiya理論)が成立する。本解析では移流場における基本波の初期値応答を地衡流調節問題と考え、この応答を時間方向にたたみ込み積分した連続強制問題として扱った。さらに、現実的な強制条件として、有限振幅のシル地形による順圧通過流の空間変化を考慮し、浅いシル上中央部でのみ局所的に、そして一時的に $Fr > 1$ となる状況が表現されている。下凸内部波の成長はシル上で短期的に $Fr > 1$ が出現する時期に限られ、その成長場所はポアンカレ波が同じ場所でも何度も重なり合うことができるシル下流側の $Fr \sim 1$ 付近にある。この成長した内部波は、全領域が $Fr < 1$ となる時期に上流伝播、 $Fr > 1$ となる時期に下流へ移流されながら、ポアンカレ波の強い分散性により次第に衰退する。津軽海峡内の竜飛鞍部(シル)上では、通過流増加期と減少期の2回ほど $Fr \sim 1$ となる時期があり、これが日周期強制における2回の下凸内部波の成長を説明できた理由と考える。

津軽海峡の場合、シル上で局所的に $Fr > 1$ となる条件は、定常通過流のみ(例えば、小潮時期)でも成立する。上述した大振幅内部波のメカニズムは、この定常通過流による準定常波の形成に関する考察をもとにしている。準定常波はシル下流側の $Fr = 1$ 付近において上流伝播するポアンカレ波の重ね合わせにより出現するが、移流により変調された分散関係において $Cg = 0$ となるポアンカレ波の振動を伴っていると解釈される。それゆえ、全領域が $Fr < 1$ となる弱い定常通過流、全領域が $Fr > 1$ となる強い定常通過流の条件では、準定常波は形成されない。本研究で提示したメカニズムは、大潮時の内部波励起の強制力は確かに大きいものの、必ずしも、他の時期と比べて大振幅の内部波まで成長できる訳ではないことを示唆する。これ確かめるためには、シル上で長期間の流速・水温観測を実施し、季節変化する成層条件に対して、海峡通過流量と大潮小潮等の強制条件変化により

励起される内部波の経時変化を調べる必要がある。加えて、本論の水平2次元の数値モデル計算（4節）ではシル上の岸境界付近で発達した水平粘性境界層が、理論上はポアンカレ波よりも効果的に増幅されるべき内部ケルビン波（Katsumata and Hibiya (2002) の指摘）を大きく衰退させ、それゆえ、海峡中央部ではポアンカレ波が支配的に観測されたと解釈している。しかし、この内部ケルビン波の衰退が正しい物理現象であるかを判断するためには、さらに現実的な海底・海岸線地形と海峡通過流及び潮流を設定した高精度の数値シミュレーションを用いた境界層発達に関する議論が必要である。

謝 辞

本研究を実施するにあたり、津軽海峡西口海域の海洋観測を快く行って頂いた北海道大学水産学部附属練習船うしお丸船長をはじめ、士官、乗組員の皆様に感謝します。また、本論文を改訂するにあたり、匿名査読者の方々（2名）と岡田正実編集委員様から非常に丁寧で有益なコメントを頂き、心より感謝致します。

参考文献

- Blumberg, A. F. and G. L. Mellor (1987): A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. p.1-16, In, Three-Dimensional Coastal Ocean Models Vol.4, ed. N. Heaps, American Geophysical Union, Washington, D. C.
- Gill, A. E. (1982): Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, 662pp.
- Hibiya, T. (1986): Generation mechanism of internal waves by tidal flow over a sill. Journal of Geophysical Research, Vol.91, No. C6, 7197-7708.
- 日比谷紀之 (1988) : 内部潮汐波の発生・伝搬機構. 沿岸海洋研究ノート, 25, 第2号, 177-190.
- 飯野恵理子・磯田 豊・矢幅 寛 (2009) : 津軽海峡通過流を駆動する水位差. 海と空, 85(1), 1-19.
- Katsumata, K. and T. Hibiya (2002): Internal wave generation by tidal flow over a sill in a rotating channel. Journal of Geophysical Research, Vol.107, No. C10, 3176, doi:10.1029/2001JC001096.
- Mitsudera, H., K. Uchimoto and T. Nakamura (2011): Rotating stratified barotropic flow over topography: Mechanisms of the cold belt formation off the Soya warm current along the northeastern coast of Hokkaido. Journal of Physical Oceanography, 41, 2120-2136.
- Nakamura, T., T. Awaji, T. Hatayama, K. Akimoto, T. Takizawa, T. Kono, Y. Kawasaki and M. Fukasawa (2000): The generation of large-amplitude unsteady Lee waves by subinertial K1 tidal flow: A possible vertical mixing mechanism in the Kuril Straits. Journal of Physical Oceanography, 30, 1601-1621.
- Nakamura, T., Y. Isoda, H. Mitsudera, S. Takagi, and M. Nagasawa (2010): Breaking of unsteady lee waves generated by diurnal tides. Geophysical Research Letters, 33, L04602, doi:10.1029/2009GL041456.
- 小林直人・磯田 豊・高津哲也・山口秀一・木村 修 (2004) : 練習船ADCPを用いた迅速な海流情報提供に向けて—ADCPの品質管理プログラム—. 北大水産彙報, 55, 97-103.
- 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(1), 12-22.

Internal tidal waves generated over the sill topography in the Tsugaru Strait

Saki OHTA^{*1}, Yutaka ISODA^{*1},
Shiho YOSHIMURA^{*2}, Kenya SYOUI^{*1},
Shun ARITA^{*1}, Kouhei KAWANO^{*1},
Xiaorong FANG^{*1} and Naoto KOBAYASHI^{*3}

Abstract

Temporal change in the internal tidal waves confined to the sill topography in the Tsugaru Strait was observed by the repeated XBT measurements in summer 2011. It is found that the sill-scale internal waves grew into large-amplitude at two times of the ascending and descending eastward passage flow with sub-inertial frequency of diurnal tidal currents. In the three-dimensional Earth's rotating channel model, the observed internal waves could be represented as the Poincare waves generated by strong tide-sill interaction. To understand physical mechanism of such temporal growth, a linearized f-plane two-layer hydrostatic model is used. From the point of view of "elementary wave" emanated from the sill at each instant of time, proposed by Hibiya's theory, it is considered that the Poincare waves appear through the geostrophic adjustment process from the initial disturbance of elementary wave. In the ascending and descending passage flow, i.e., stages of the moderate flow speed, the Froude number exceeds unity, i.e., $Fr > 1$, locally over the sill. In these two times, the effective amplification takes place near the critical position of $Fr = 1$ at the downstream side of the sill, because the upstream propagating Poincare waves are efficiently superimposed there. Similar condition of a local $Fr > 1$ over the sill is also satisfied under the steady forcing of passage flow without tidal oscillation, and hence the quasi-steady internal waves form. However, their amplitudes never infinitely increase due to the strong dispersive property of the Poincare waves.

Key words: Tsugaru Strait, sill topography, diurnal tidal current,
internal wave, Poincare wave

.....
Received 27 December 2013

Accepted 18 October 2014

*¹ Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University

*² Graduate School of Environmental Science, Hokkaido University

*³ Faculty of Fisheries, Hokkaido University