

ルソン海峡の内部潮汐とそれに起因する海水混合に関する研究

酒井, 秋絵
九州大学大学院総合理工学府大気海洋環境システム学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/2558987>

出版情報 : 九州大学, 2018, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :

平成30年度

九州大学大学院総合理工学府

大気海洋環境システム学専攻修士論文

ルソン海峡の内部潮汐と

それに起因する海水混合に関する研究

氏名 酒井秋絵

指導教員名 千手智晴

目次

1. はじめに	3
2. 観測とデータ処理	5
2.1 観測の概要	5
2.2 CTD、XCTD、XBT による観測	5
2.3 ADCP 観測	7
Fig.2-1~Fig.2-6	8
3. 結果	14
3.1 流速変動と観測航程の関係	14
3.2 水温分布	14
3.3 密度分布	15
3.4 船底 ADCP による流速分布	15
Fig.3-1~Fig.3-5	16
4. 考察	36
4.1 海嶺上の内部波	36
4.2 高次の内部波の挙動	38
4.3 内部波に起因する鉛直混合	40
Fig.4-4~Fig.4-12	43
5. 結論	55
6. 参考文献	56
7. 謝辞	58

1. はじめに

ルソン海峡は台湾とフィリピンの間に位置する海域で、東西に南シナ海と太平洋を隔てる海峡である (Fig.1)。ルソン海峡内には南北に伸びる 2 つの海嶺があり (121°00' E、121°50' E)、これらは大振幅の内部潮汐の発生源として知られている。例えば、三次元数値モデルを用いたシミュレーション (Niwa and Hibiya, 2004) では、M2 分潮の潮流によって低次モードの内部潮汐が海嶺上で効果的に発生し、南シナ海側と太平洋側の両方に伝播することを明らかにしている。

水中グライダーを用いた観測では、海嶺で発生した大振幅の内部波が東西に伝播することを示すとともに、日周期、半日周期で変動する第 1 モードの内部潮汐の構造が明らかにされている (Rainville et al., 2013)。

一方、南シナ海では、海嶺で発生した内部波が、衛星から確認できる程に大振幅になり、東沙諸島まで伝播する。Alford et al. (2010) は、この内部波の伝播経路上に流速計を係留し、内部波の鉛直構造を明らかにするとともに、内部波の通過後は乱流混合が強まることを示している (Alford et al., 2015)。また、大振幅の内部波の生成域である、北緯 20° N 付近の海嶺においては、強い潮流にともなう、内部 lee wave の発生が知られている (Pinkel et al., 2012)。

これまでのルソン海峡に関する研究では、南シナ海に伝播する大振幅の内部波や広域にわたる内部潮汐の発生域に関するものが多かった。その一方、海嶺直上での内部波の生成過程や内部波にともなう鉛直混合過程については未だに未解明な部分が多い。そこで本研究では、これまであまり注目されてこなかった、太平洋側の海嶺での詳細な観測を通して、海嶺近くで発生する内部波の時空間的な変化を明らかにするとともに、内部波に起因する鉛直混合の特徴を示すことを目的とする。

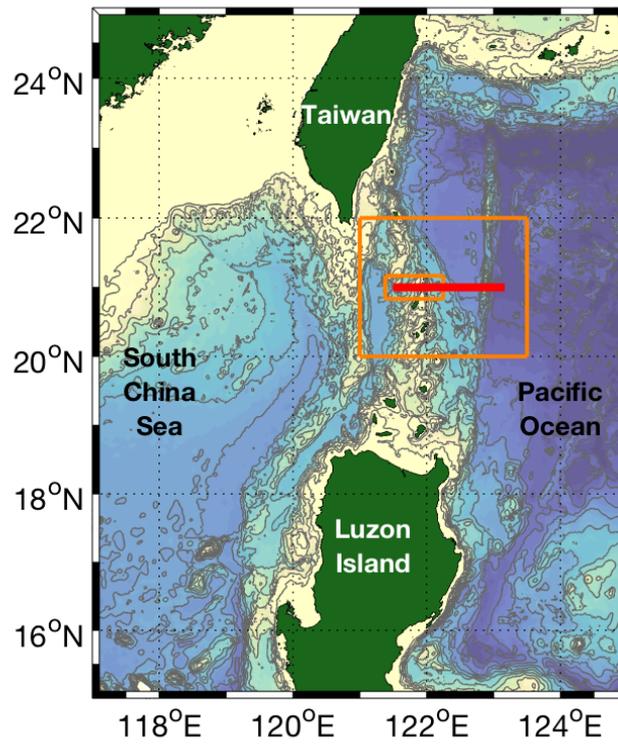


Fig.1 ルソン海峡の地図。観測線を赤線で示す。橙色の枠は Fig.2-1 の範囲を示す。

2. 観測とデータ処理

2.1 観測の概要

2017年11月22日から28日にかけて、海洋研究開発機構の白鳳丸による観測航海 (KH17-5・Leg-2) においてルソン海峡で観測を行った。北緯21度線に沿い、121°30' E から123°10' E にかけて海嶺を横切る観測線を設けた (Fig.2-1)。内部潮汐の時間的、空間的な変化を捉えるため、121°30' E から122°10' E の区間はCTD、XCTD、XBT、船底ADCPによる3往復の反復観測を実施した。また、海嶺の西側のSta.MEとSta.MWにはADCPを係留した (Fig.2-1b,c)。

観測の行程を Fig.2-2 に示す。当初は、21° N 線に沿って経度10' ごとにSta.L1 (121°30' E) からSta.L11 (123°10' E) の区間を数往復した後、海嶺付近のSta.L1からSta.L5 (122°10' E) の区間で反復観測を行う予定だった。しかしSta.L1からSta.L11に向かう途中の22日19:27 (UTC) に荒天のため、Sta.L5で観測を中止した (この行程をRun0とする)。その後、25日01:42にSta.L11から観測を再開し、Sta.L1まで観測 (Run1) を実施した後、Sta.L1からSta.L5までの区間の観測を2往復行った (Run2~5)。海嶺上を通過するSta.L3 (121°50' E) からSta.L4 (122°00' E) の区間では経度1'毎に、その他の区間では2.5'毎にXBT観測を行った。ただしSta.L3とL4の間の区間では、岩礁を避けるために測線を約1マイル北に移動した (Fig.2-1b)。そのため、この区間では同じ経度の観測点でも、Runによって緯度方向に最大で約1マイルのずれが生じた。

2.2 CTD、XCTD、XBTによる観測

水温、塩分の鉛直分布を得るために、CTD、XCTD、XBTを用いた観測を行った。CTDはシーバード社製のSBE911+を使用し、XCTD、XBT観測ではそれぞれ鶴見精機社製のXCTD-1とT-7プローブを使用した。XCTDは自由落下するプローブに搭載されたセンサーにより水温と電気伝導度を、XBTは水温を観測する。一方、深度はプローブが着水してからの経過時間から計算により求められる。用いたXBTプローブでは表層から760mまでしか観測できないため、本研究では750m以浅に注目して議論する。CTD、XCTD、XBTデータをそれぞれ1mごとに補間したものを解析の基本データセットとした。観測された水

温の鉛直断面の例を Fig.2-3 に示す (Run1)。

内部波の力学的な議論のためには密度が必要だが、XBT による観測では水温のみしか得られていない。そこで、塩分も計測されている CTD、XCTD 測点の T-S 関係から XBT 測点の塩分を推定し、密度を求めた。CTD、XCTD 観測から得られた T-S 曲線を Fig.2-4 に示す。経度毎に T-S 曲線を比較したところ、南シナ海側 (海嶺の西側、Sta.L1~L2)、海嶺近傍 (Sta.L3)、太平洋側 (海嶺の東側、Sta.L4~L5) で特徴が分類できた。海嶺近傍の Sta.L3 では、塩分極大は 34.95 を下回る値を示しており、海嶺の東西 (太平洋側および南シナ海側) よりも、極大の特徴が弱くなっている。一方、塩分極小は 34.30 を上回る値を示しており、太平洋側や南シナ海側に比べて塩分極小の特徴が弱くなっている。海嶺近傍にみられるこのような特徴は、鉛直混合によるものと考えられる。すなわち、塩分極大層ではその上下の海水との混合により塩分が低下し、同様に極小層でも、鉛直混合により塩分が増加したと考えられる。そこで、3つの海域それぞれについて水温を 1°C から 29°C まで 1°C ごとに区分し、各水温区分に対応する平均塩分を求めて、平均的な T-S 曲線を定義した (Fig.2-5)。ただし、使用した水温と塩分は 1000 m 以浅の値を用い、高温域と低温域でデータが存在しなかった水温に対する塩分は、それぞれデータが存在する最高温度、最低温度の平均塩分を適用した。

この T-S 関係 (Fig.2-5) は観測期間にわたって時間変化しないと仮定し、各 XBT 測点における水温プロファイルから塩分プロファイルを推定した。それぞれの T-S 関係が成り立つ海域については、Sta.L4 より東を太平洋側、Sta.L2 と Sta.L3 の中間地点より西を南シナ海側、両区間の間を海嶺近傍とした。その理由は、Sta.L4 における T-S 曲線は、海嶺近傍と太平洋側の両方の特徴を併せ持ち、塩分極大付近では海嶺近傍と同じ値をもつ一方、塩分極小付近では太平洋側と類似した値を示すためである。一方、海嶺近傍と南シナ海側の境界については Sta.L2 と Sta.L3 の間で水塊特性が明確に変化しているためである。一例として、Run4 の塩分断面を Fig.2-6 に示す。定義した区間の境界で塩分分布に不連続がみられるが、極大層、極小層の深さは各区間ともほぼ一致している。

上記の方法で推定した塩分値からポテンシャル水温を求め、さらにポテンシャル密度を算出し、解析に用いた。

2.3 ADCP 観測

往復観測では、白鳳丸の船底に取り付けられた ADCP (Teledyne RD Instruments 社製 Ocean Surveyor 38-kHz) を用いて流れの観測を行った。Run0 では 8 秒毎に 16 m 間隔で 80 層の流速を観測した。一方、11 月 25 日 18:58 以降の観測 (Run1~6) では、8 秒毎に 5 m 間隔で 120 層の流速を観測した。得られたデータに水平方向には経度 1'毎、鉛直方向には Run0 で 64 m、Run1~6 で 20 m の移動平均を施し、解析に用いた。

この他に、Sta.ME (20°59.892'N 121°45.136'E) と Sta.MW (21°01.851'N 121°30.732'E) に ADCP を係留した (Fig.2-1)。用いた ADCP は Workhorse Long Ranger (75 kHz、Teledyne RD Instruments 社製、Sta.ME では Model WHLS75-1-2, S/N 6960、Sta.MW では Model WHLS-1-2, S/N 3200) である。これらは 11 月 22 日に係留し、往復観測後の 28 日に回収した。

本研究では、海嶺に近い Sta.ME での観測データを用いる。Sta.ME では ADCP の観測レンジを 600 m、bin を 8 m 間隔、サンプリング間隔を 1 分にセットした。水深 1900 m のうち 506 m 以浅の流速データを得た (Fig.2-1 c)。得られた ADCP の流速データに 1~25 時間のバンドパスフィルタを施したものを解析に用いた。

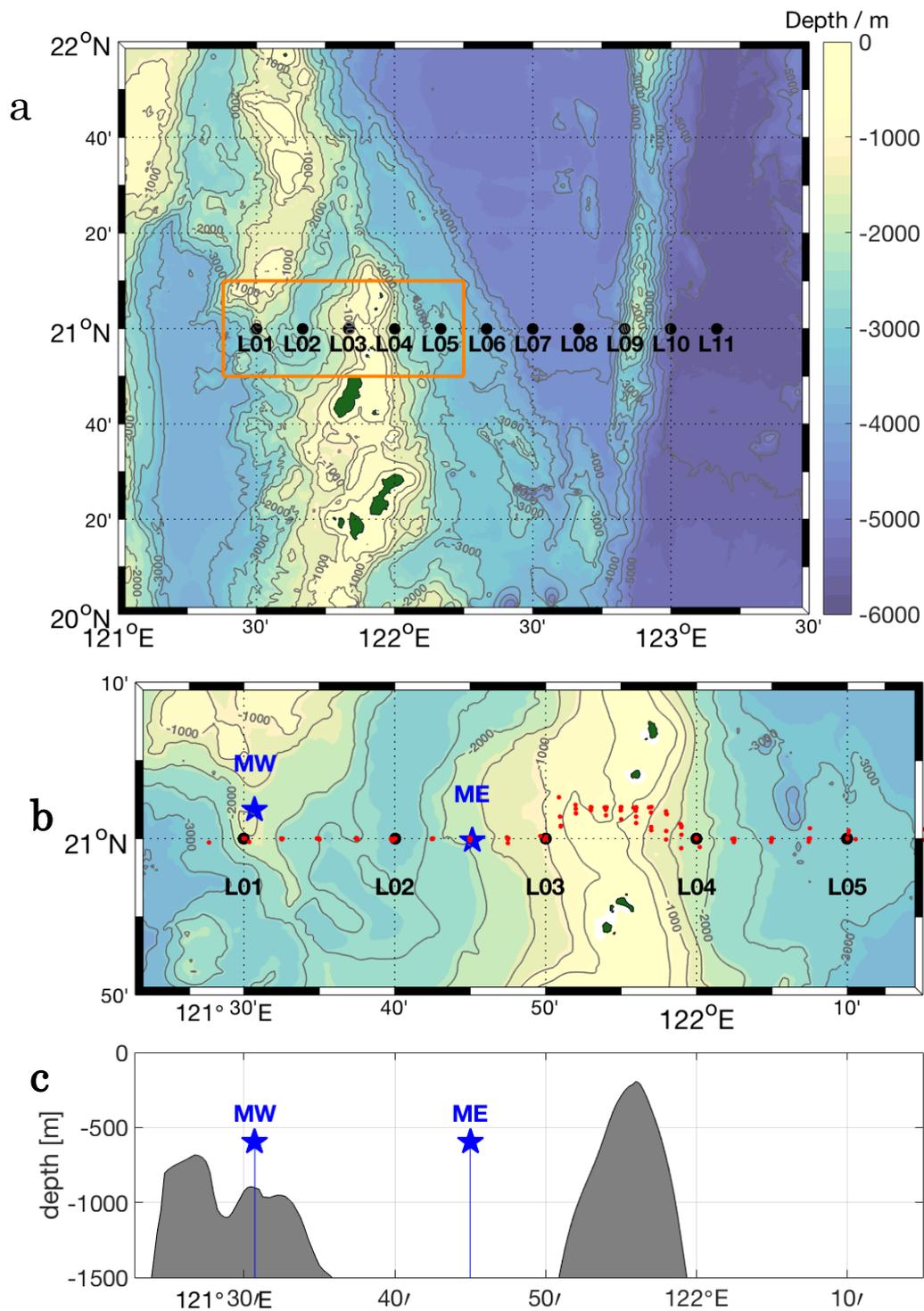


Fig.2-1. 観測点 (a) Sta.L1~L11。(b) Sta.L1~L5 の拡大地図。赤色の点は XBT 観測点を示す。青色の星印の点 (Sta.ME, MW) に ADCP を係留した。(c) Sta.L1~L5 の海底地形と ADCP 係留位置。ADCP は星印の深度以浅の流速を観測した。

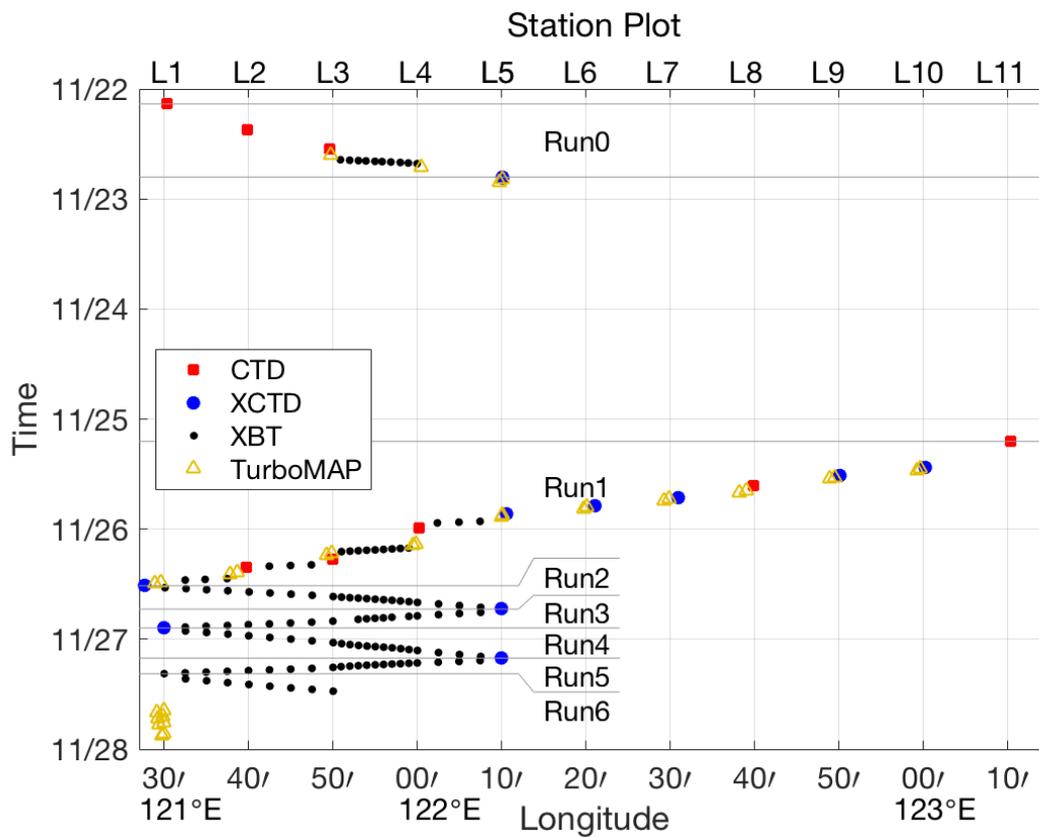


Fig.2-2 時間と経度を軸にして、実際に行った観測の行程を示す。Sta.L1 と Sta.L5 の間の行程を Run0~6 と定義した。測点の色は用いた測器の種類を示す。

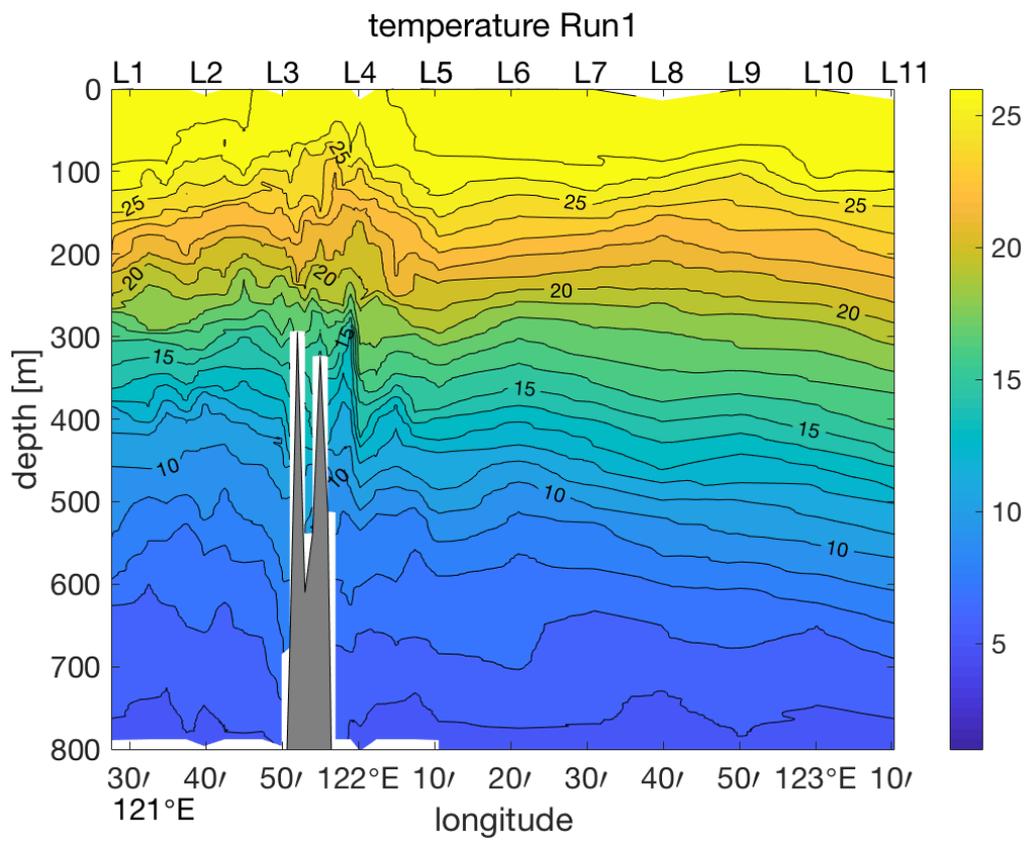


Fig.2-3 水温の観測結果の例 (Run1)。

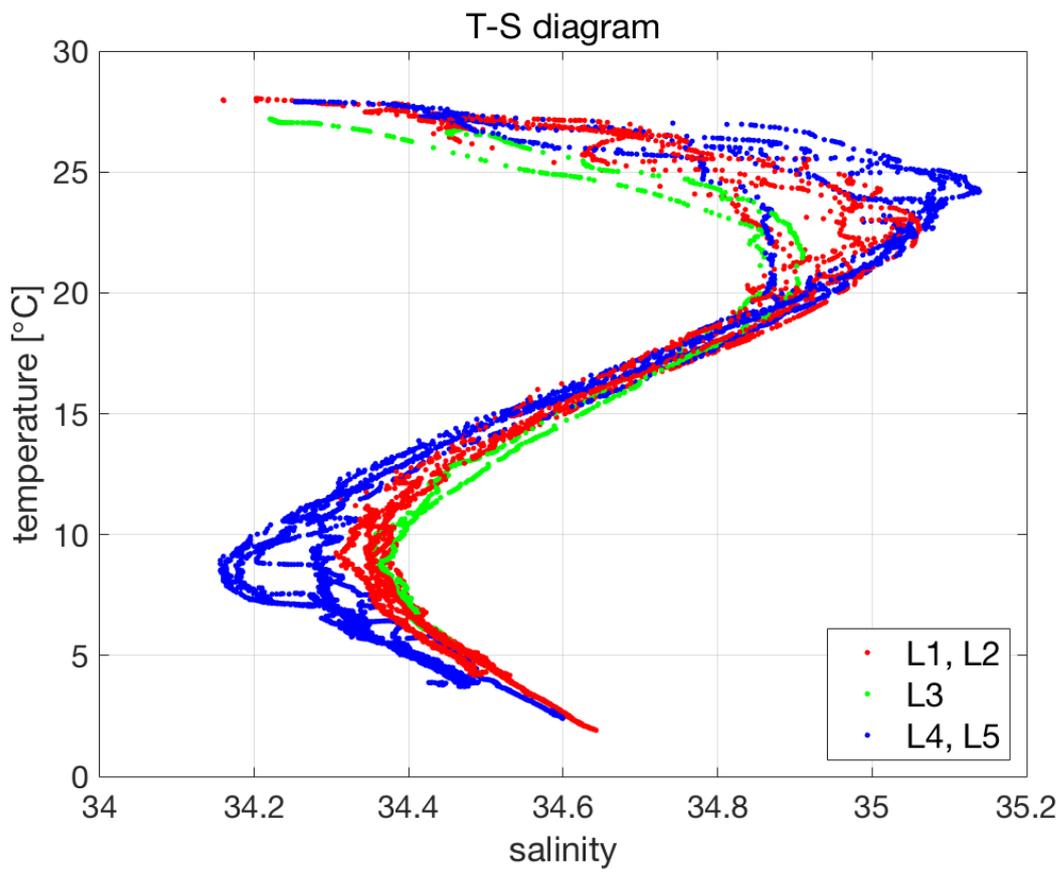


Fig.2-4 CTD、XCTD 観測による T-S 曲線

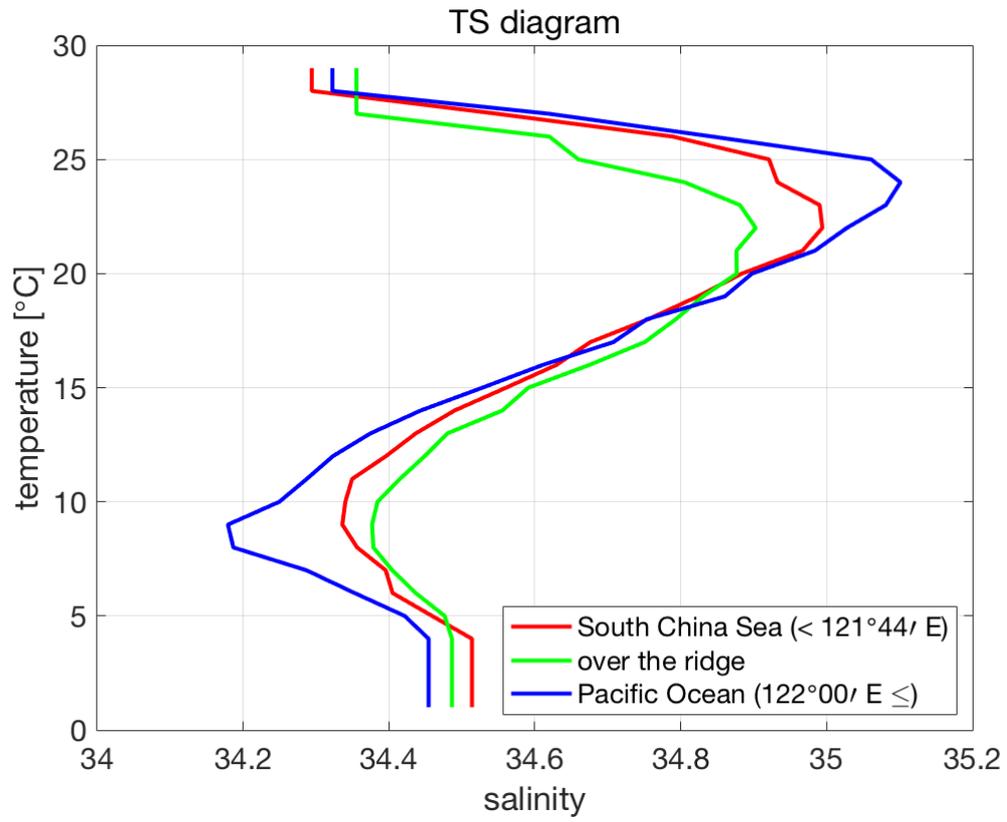


Fig.2-5 海域ごとの平均的な T-S 曲線

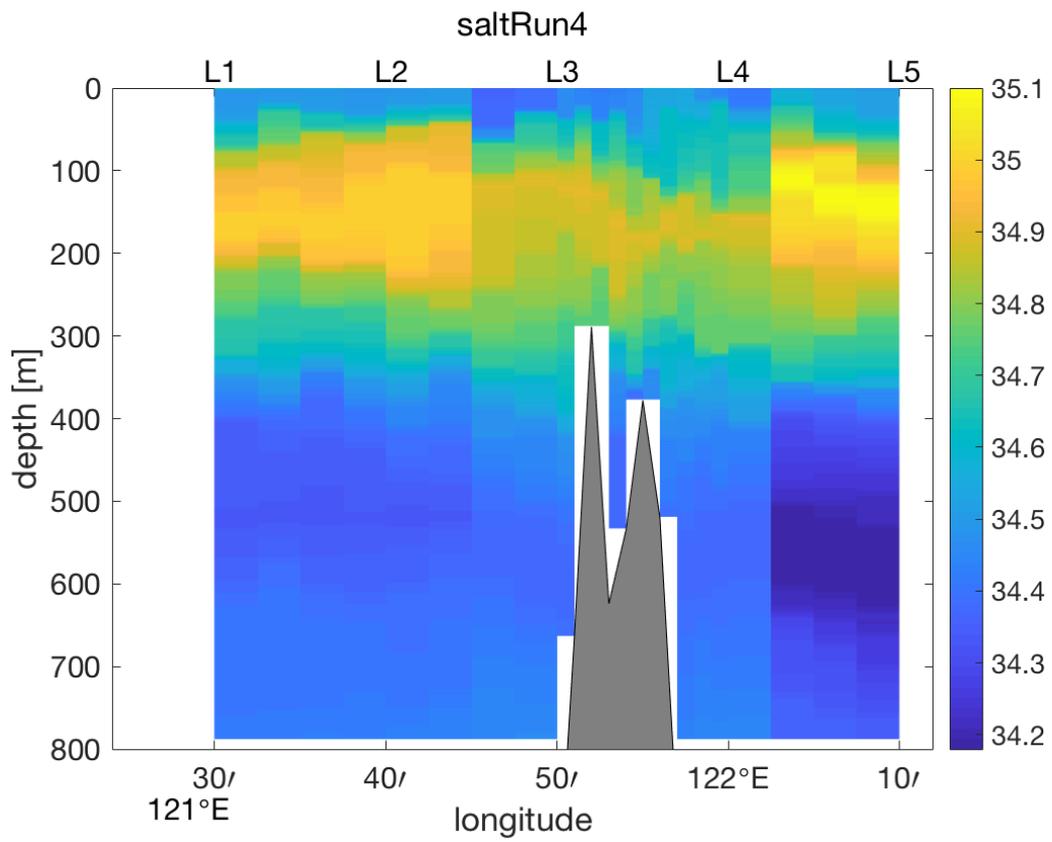


Fig.2-6 推定された塩分の断面図の例 (Run4)。

3. 結果

3.1 流速変動と観測航程の関係

Sta.ME に係留した ADCP による鉛直平均流速の時間変化を Fig.3-1 に示す。流速の東西成分は日周期の変動、南北成分は半日周期の変動を示しており、観測海域では潮流が卓越していたことがわかる。また、振幅の時間変化から観測期間を通して大潮から中潮に変化していたことがわかる。東西流成分は非対称の分布をしており、東向き流れの振幅が西向き流れの振幅よりも大きく、かつ一周期の中で東向流の時間は西向流の時間よりも短い。観測期間にわたる東西流速、南北流速の平均は、それぞれ 0.085 cm/s 、 -0.034 cm/s と非常に小さいため、観測期間中、観測海域はルソン海峡付近を北上する黒潮から外れていたといえる。

ルソン海峡では南北に海嶺が分布しているため、主に潮流の東西成分が内部潮汐の発生に寄与する。そこで本研究では、東西流速に注目し議論を進める。Run0~Run5 の期間を流速変動と比較すると、Run0 は西向流から転流し東向流になる期間、Run1 は東向き最大流速から西向き流速が最大となり、さらに弱まる期間、Run2 は西向流が弱まり転流するまでの期間、Run3 は東向流が強まり最大になるまでの期間、Run4 は東向き潮流が最大から西向きに転流するまでの期間、Run5 は西向流が強まる期間に対応することがわかる。

3.2 水温分布

Run0~Run5 で観測された水温の鉛直断面を Fig3-2 に示す。各 Run とも水深 200 m 付近と 350 m 付近に水温躍層が存在し、時間的に変動している様子がわかる。海嶺直上 (Sta.L3~L4) では、等温線が水平に 4~7 km、鉛直に 20~50 m のスケールをもつ波状の構造が認められ、内部波の存在が示唆される。一方、海嶺から離れたところでは、水平に 9 km 程度、鉛直に 20~50 m のスケールをもつ波状の構造がみられる。

図中には海嶺の 2 つの頂上が表示されているが、強流時に海嶺直上を観測した Run2 (西向流) と Run4 (東向流) では、下流側の頂上の 150 m 深付近の等温線が下に凸の構造を示している。しかしこのような構造は Run3 では明瞭でない。Run5 は西向流が強まる断面で、Sta.L2 と Sta.L3 の間および Sta.L4 付近で 180 m 深付近の等温線間隔が狭くなり、躍層が強化された構造を示している。また、東側 (上流側) の頂上から Sta.L4 の 300 m 深付近にかけて、等温線が急

上昇している。海嶺付近でのみ詳細な観測を行った Run0 では、東側の頂上の直上で鉛直方向に 250 m に及ぶ水温逆転が観測された。また西側の頂上のすぐ西側にも鉛直方向に 70 m に及ぶ等温線の落ち込みがある。

3.3. 密度分布

Run1~Run5 における密度 σ_θ の鉛直断面を Fig.3-3 に示す。等値線の分布が全体的に水温分布と類似していることから、密度はほぼ水温によって決定されていることがわかる。図中には 0.02°C 以上の水温逆転の位置を重ねて示してある。水温逆転は水深 300 m 以浅に集中しているが、海嶺の直上では、表層から海底まで逆転が分布している。さらに、Run0、Run2、Run4 では海嶺の周辺で 0.05°C 以上の逆転が比較的多くみられ、それらの鉛直スケールは数十メートルに及んでいる。

海嶺の西側の Sta.L3 と東側の Sta.L4 における密度 σ_θ の時間変化を Fig.3-4 に示す。両測点とも等密度線が鉛直に 100 m 程度の振幅で時間変動している。海嶺の西側の Sta.L3 においては、東向き流速が最大の時 (Run3~Run4) に水深 100 m の密度躍層が上昇し、西向き流速が最大の時 (Run5~Run6) に下降している。また、東向流が最大となる 11/26 21:00 から 3 時間後の 11/27 00:00 に等密度線が最も浅くなることから、密度変位は流速よりも 3 時間遅れた位相を示している。さらに、400 m 深付近の等密度線は 100 m 深付近の等密度線と逆位相で変動しており、第 2 モードの内部潮汐が示唆される。一方、海嶺の東側の Sta.L4 では、流速が東向きに強くなる Run2~Run3 で等密度線が急激に下がる位相を示しており、海嶺の東西でほぼ逆位相の変動を示している。

3.4. 船底 ADCP による流速分布

船底 ADCP による流速の鉛直断面を Fig.3-5 に示す。どの断面でも、東西流、南北流とも海嶺の直上とその周辺では流速が大きくなる傾向がある。また各断面とも、東西流、南北流が、水平的にも、鉛直的にも交互に現れる複雑な分布を示している。特に Run4 では海嶺の中央から Sta.L4 にかけて 4~7 km の幅の東向流、西向流の領域が交互に現れており、さらにこの領域は海嶺の頂上付近から Sta.L4 の表層付近に向かって斜めに分布している。類似の構造は南北成分にもみられる。このような複雑な鉛直シアを伴う流速分布は、高次の内部波の存在を示唆している。

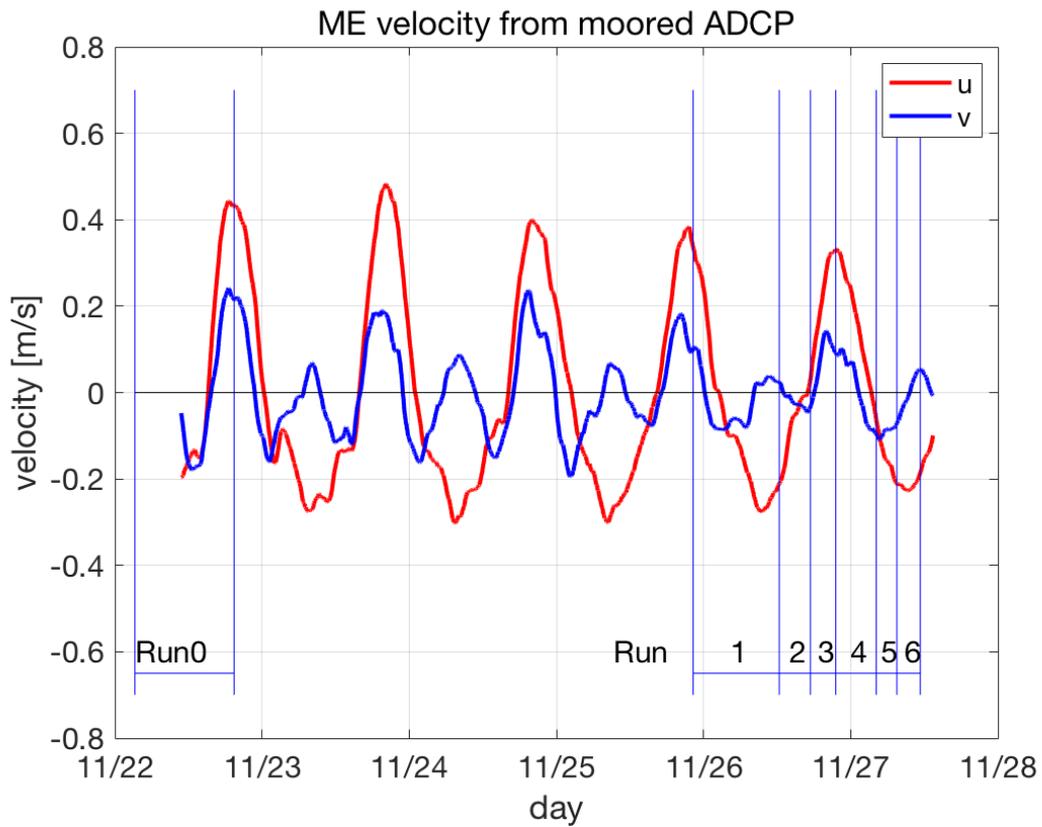


Fig.3-1 Sta.ME に係留した ADCP の鉛直平均流の時間変化。東西流成分(u 、東向きを正)を赤色、南北流成分 (v 、北向きを正) を青色で示す。観測した Run0~6 の期間を重ねて示す。

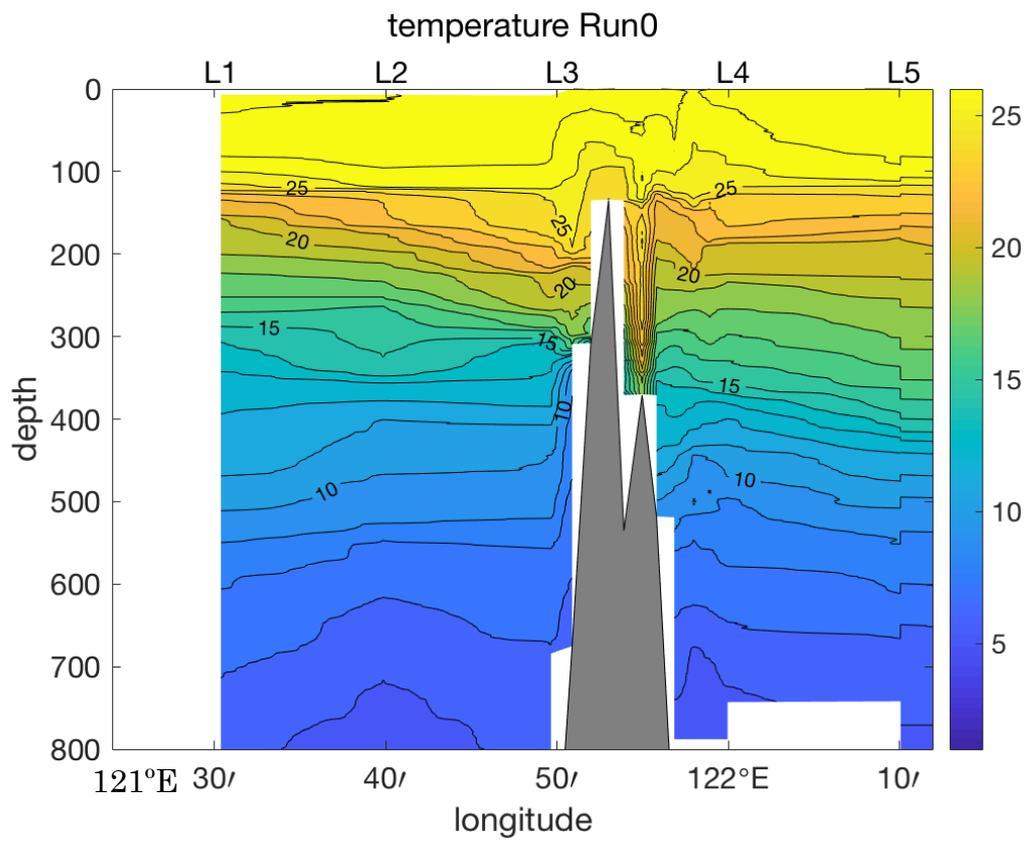


Fig.3-2a 水温の断面図 (Run0)

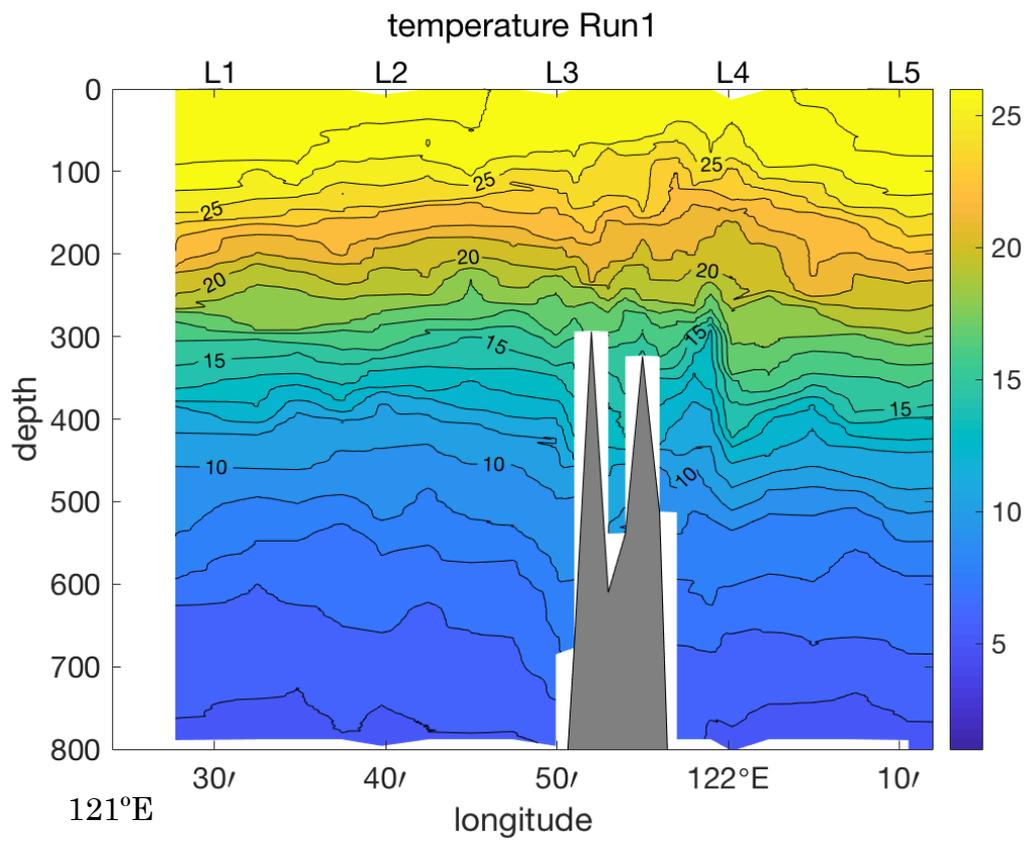


Fig.3-2b 水温の断面図 (Run1)

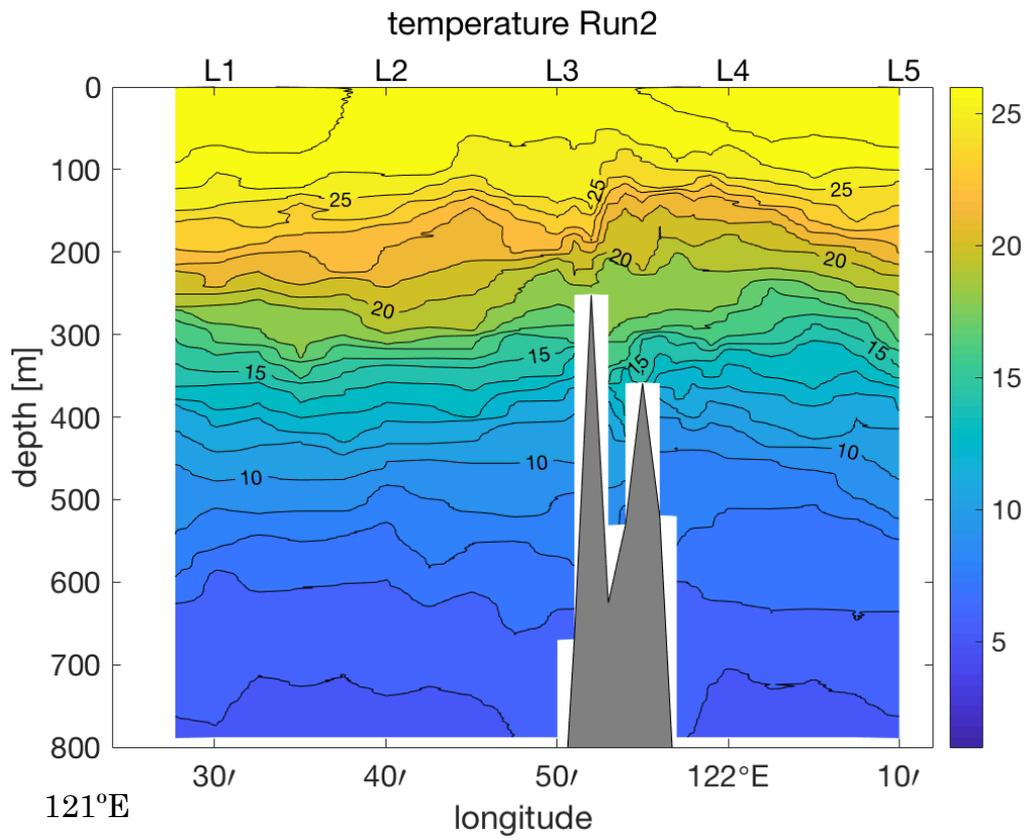


Fig.3-2c 水温の断面図 (Run2)

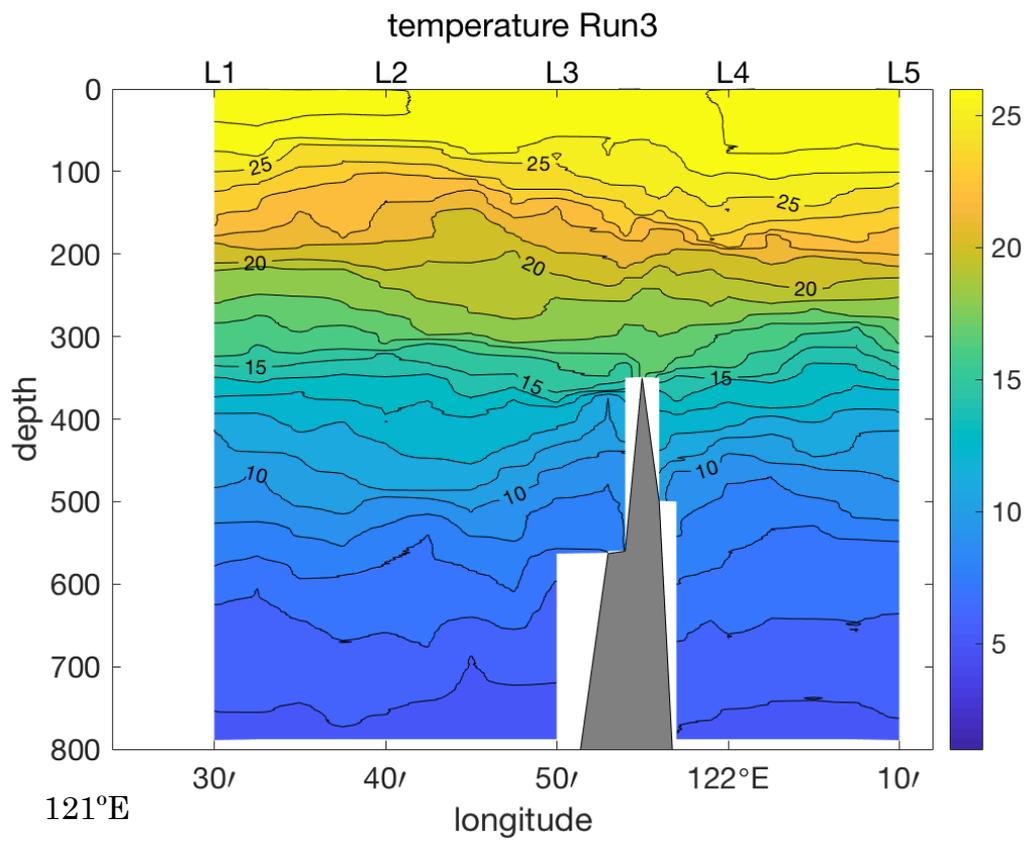


Fig.3-2d 水温の断面図 (Run3)

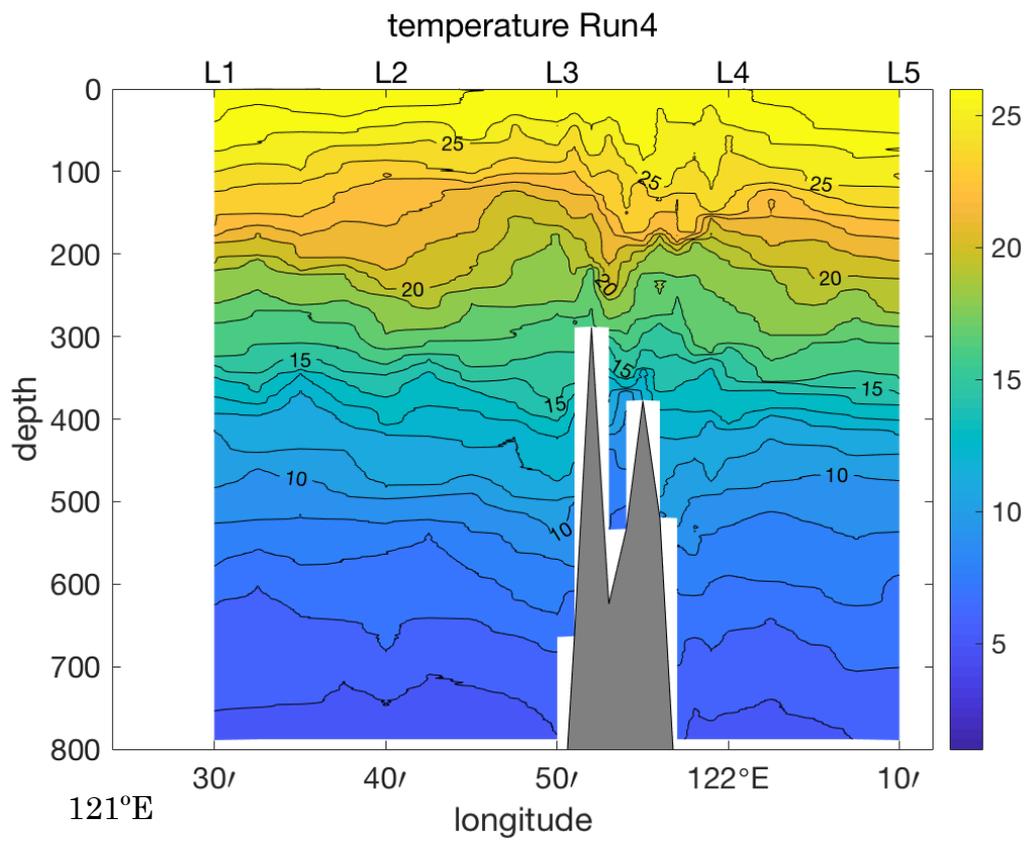


Fig.3-2e 水温の断面図 (Run4)

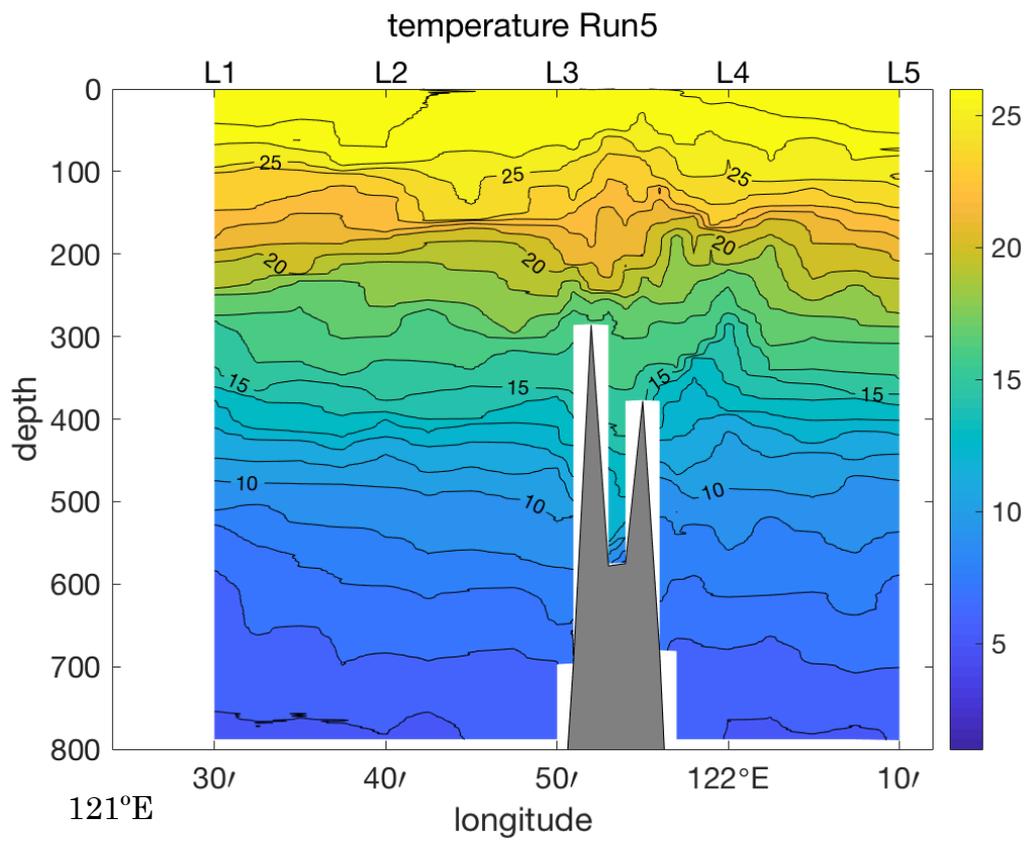


Fig.3-2f 水温の断面図 (Run5)

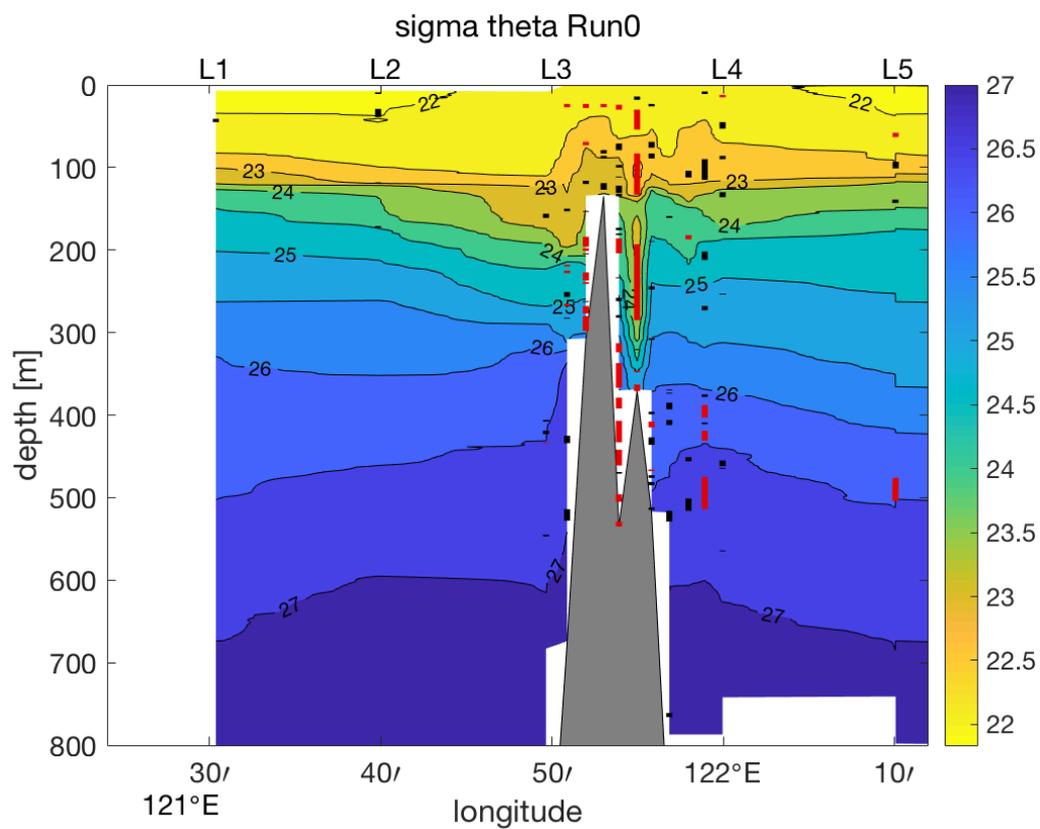


Fig.3-3a 密度 σ_θ の断面図 (Run0)。ポテンシャル水温 θ の逆転を 0.05 °C 以上 (赤) と 0.02 °C 以上 (黒) に分けて示す。

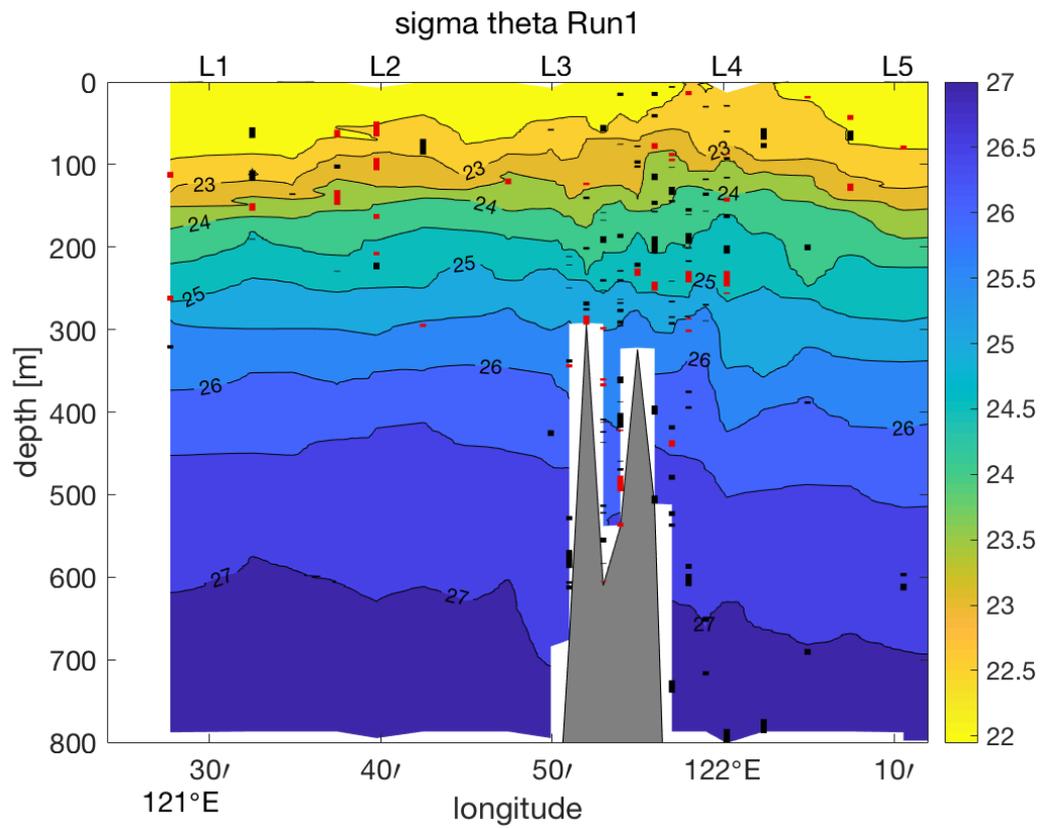


Fig.3-3b 密度 σ_θ の断面図(Run1)。ポテンシャル水温 θ の逆転を 0.05°C 以上(赤)と 0.02°C 以上(黒)に分けて示す。

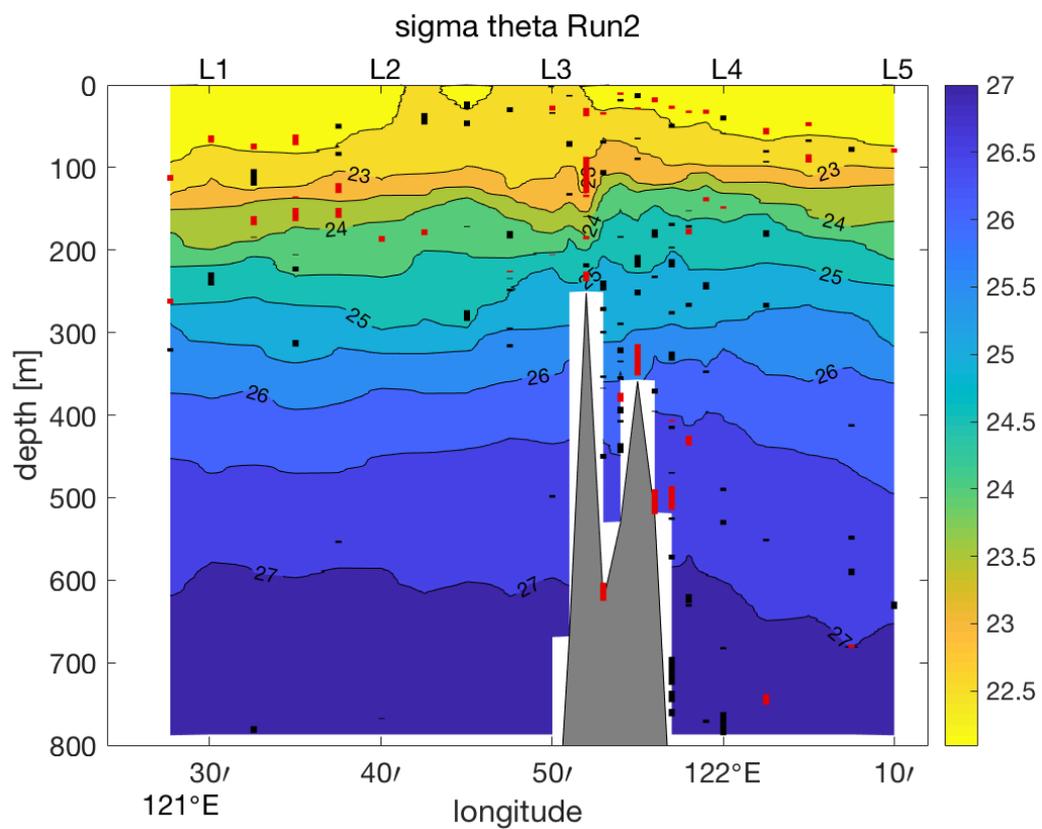


Fig.3-3c 密度 σ_θ の断面図(Run2)。ポテンシャル水温 θ の逆転を 0.05°C 以上(赤)と 0.02°C 以上(黒)に分けて示す。

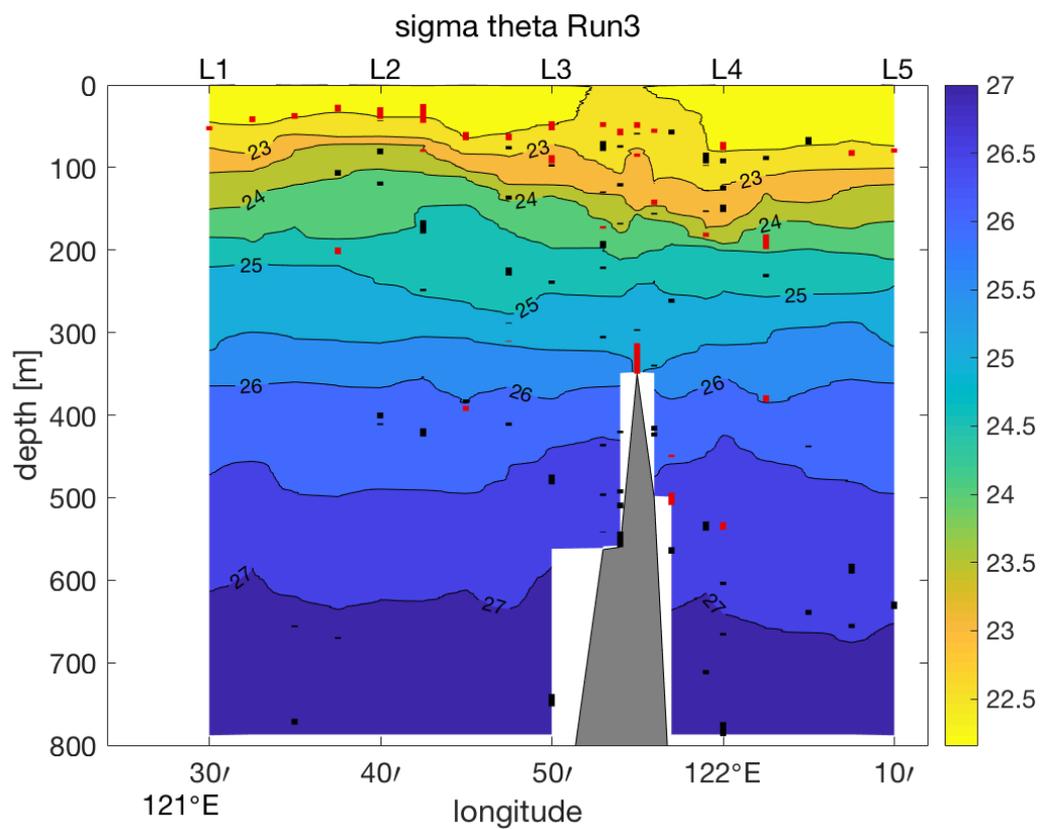


Fig.3-3d 密度 σ_θ の断面図(Run3)。ポテンシャル水温 θ の逆転を 0.05°C 以上(赤)と 0.02°C 以上(黒)に分けて示す。

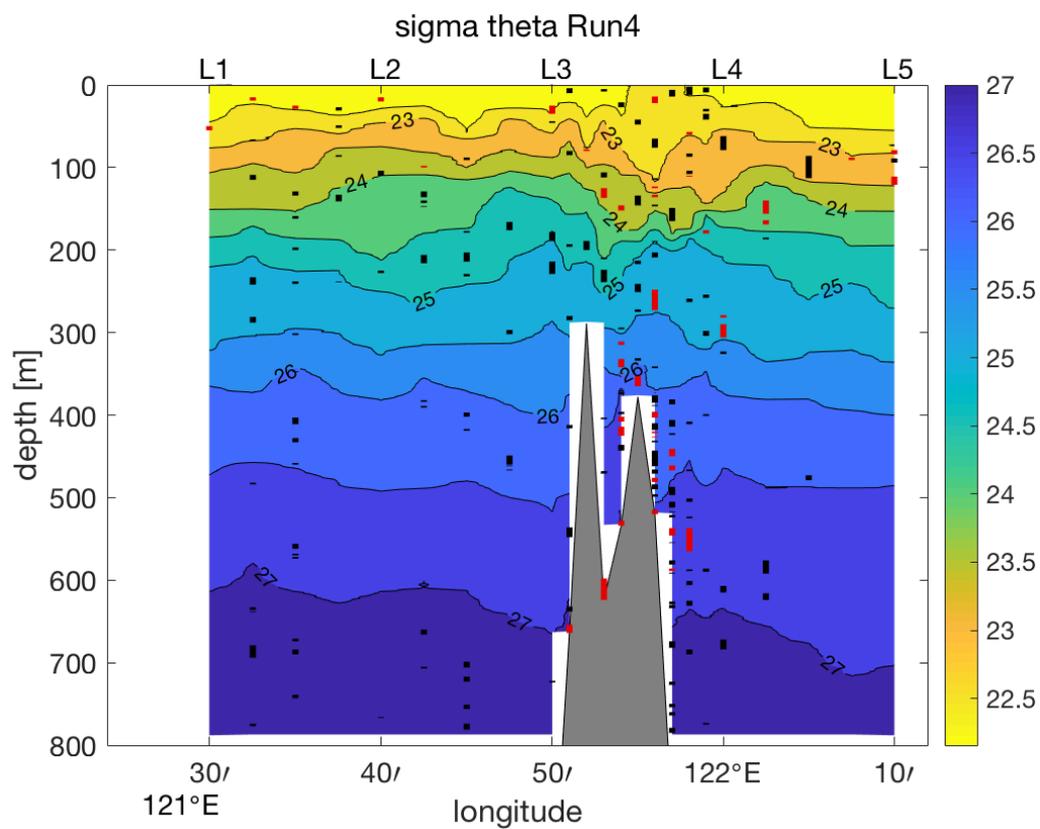


Fig.3-3e 密度 σ_θ の断面図(Run4)。ポテンシャル水温 θ の逆転を 0.05°C 以上(赤)と 0.02°C 以上(黒)に分けて示す。

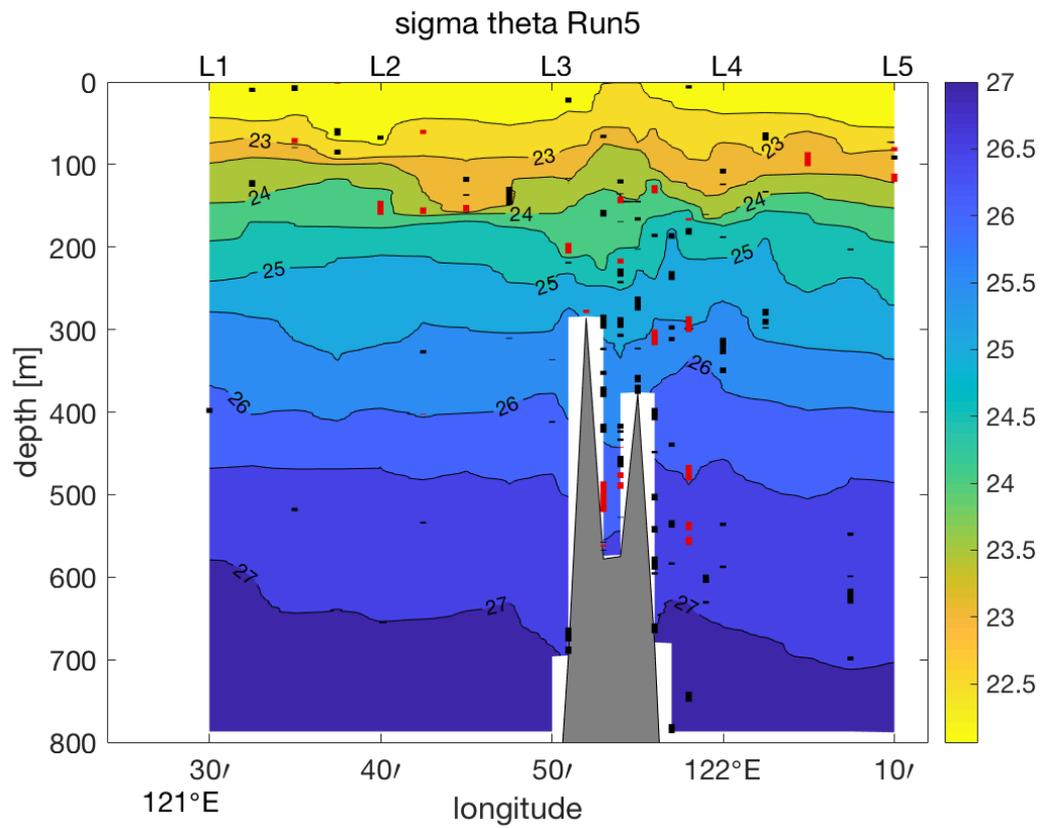


Fig.3-3f 密度 σ_θ の断面図(Run5)。ポテンシャル水温 θ の逆転を 0.05°C 以上(赤)と 0.02°C 以上(黒)に分けて示す。

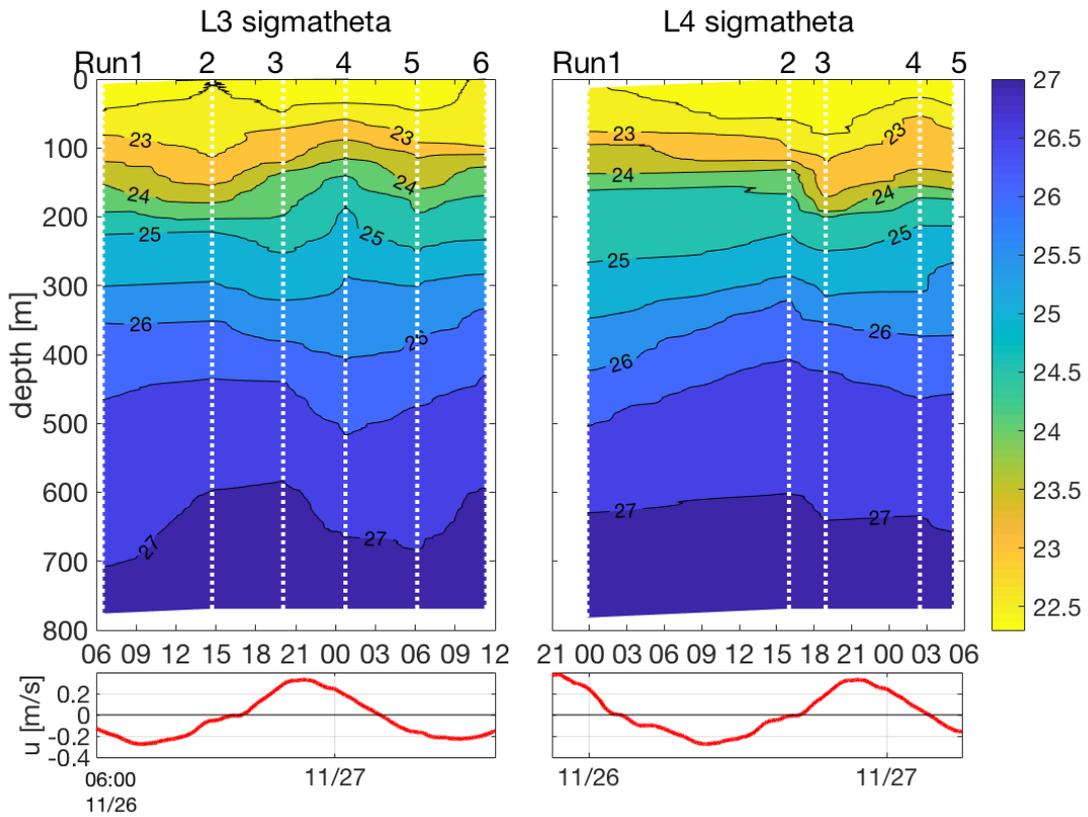


Fig.3-4 Sta.L3 と Sta.L4 における密度 σ_θ の時間断面図（上）と Sta.ME における係留 ADCP の鉛直平均東西流（下）。各 Run で観測した時刻を白色点線で示す。

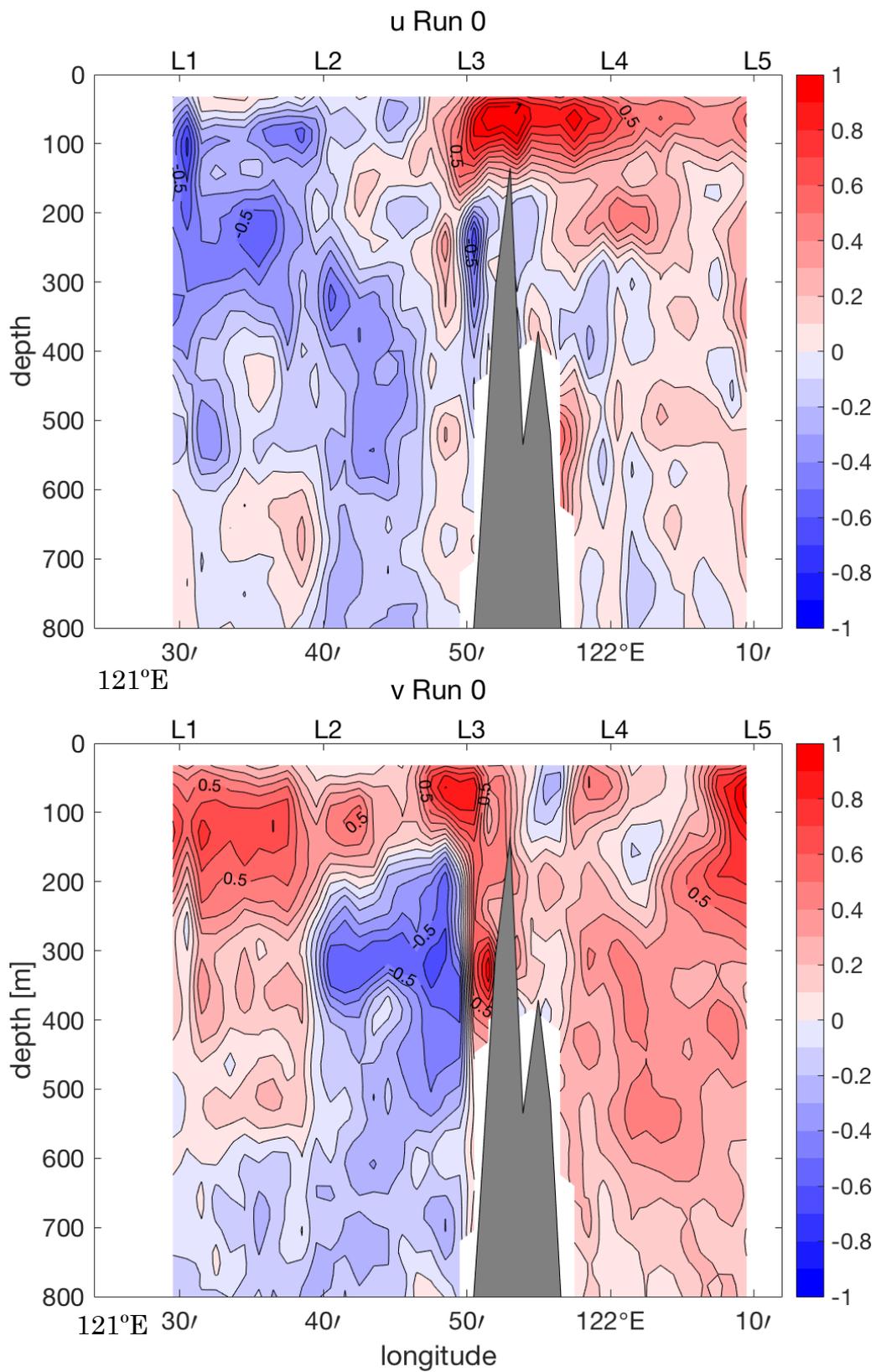


Fig.3-5a 船底 ADCP による東西流速（上）と南北流速（下）の断面図（Run0）。

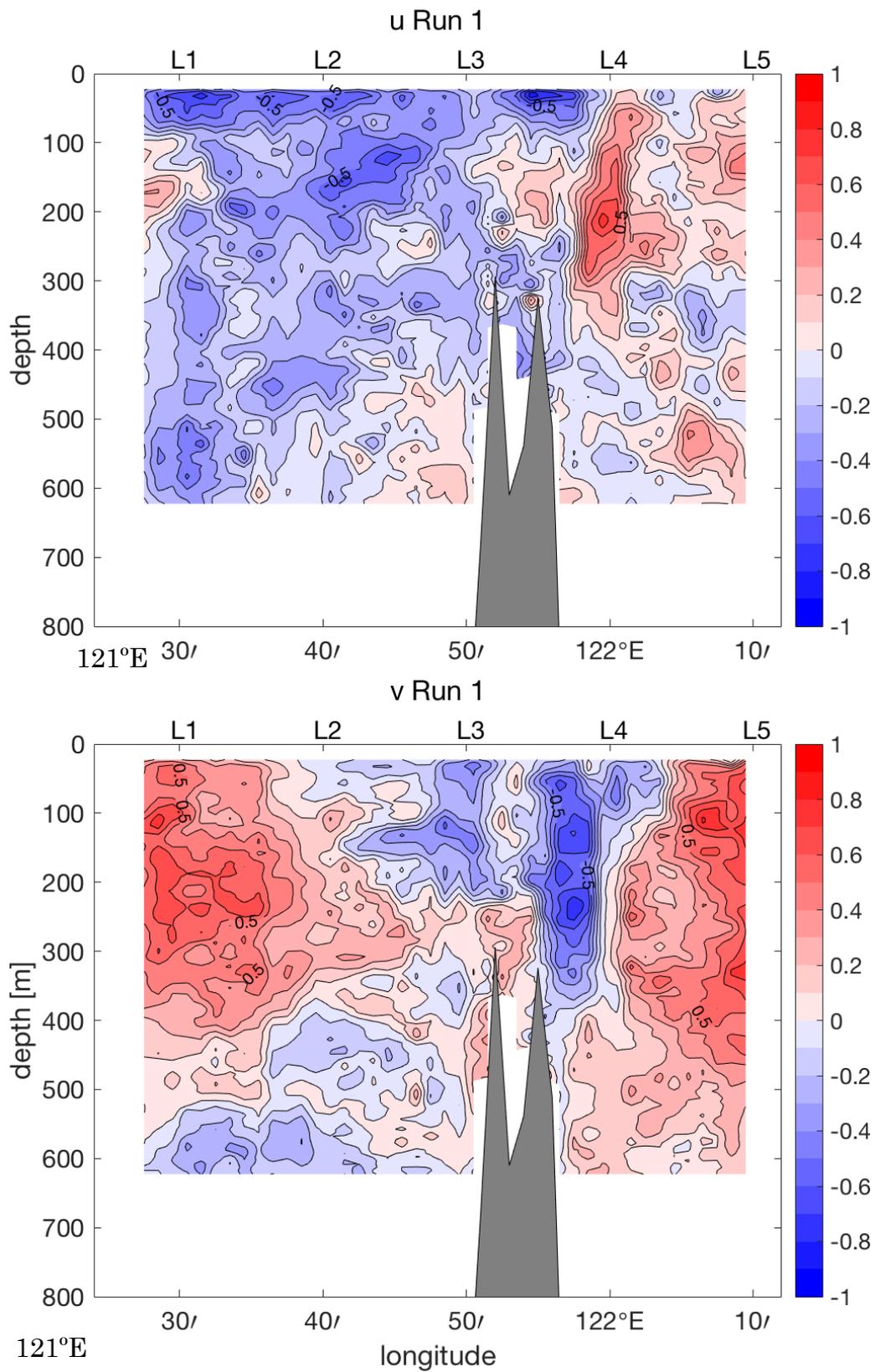


Fig. 3-5b 船底 ADCP による東西流速 (上) と南北流速 (下) の断面図 (Run1)。

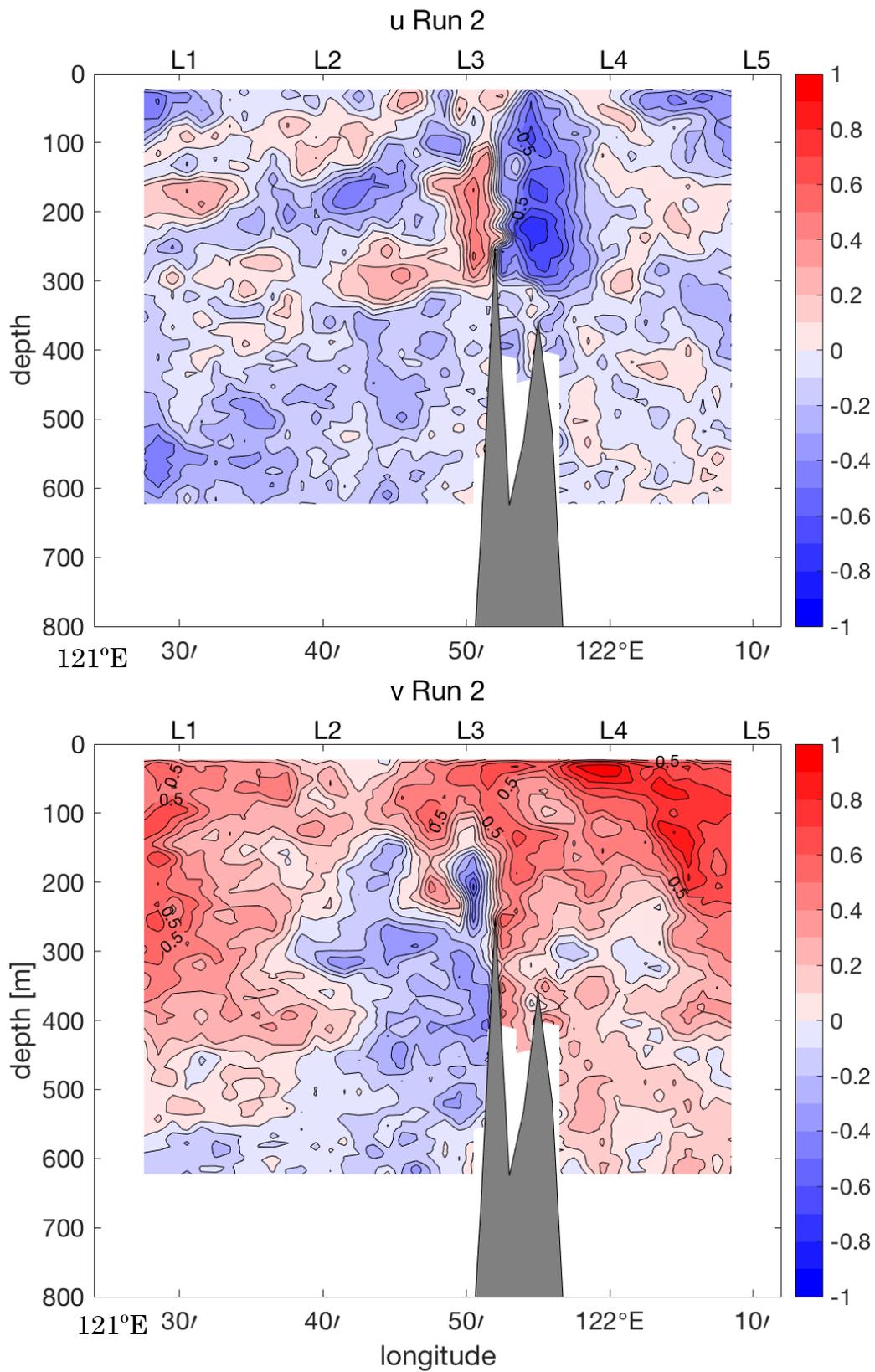


Fig. 3-5c 船底 ADCP による東西流速（上）と南北流速（下）の断面図（Run2）。

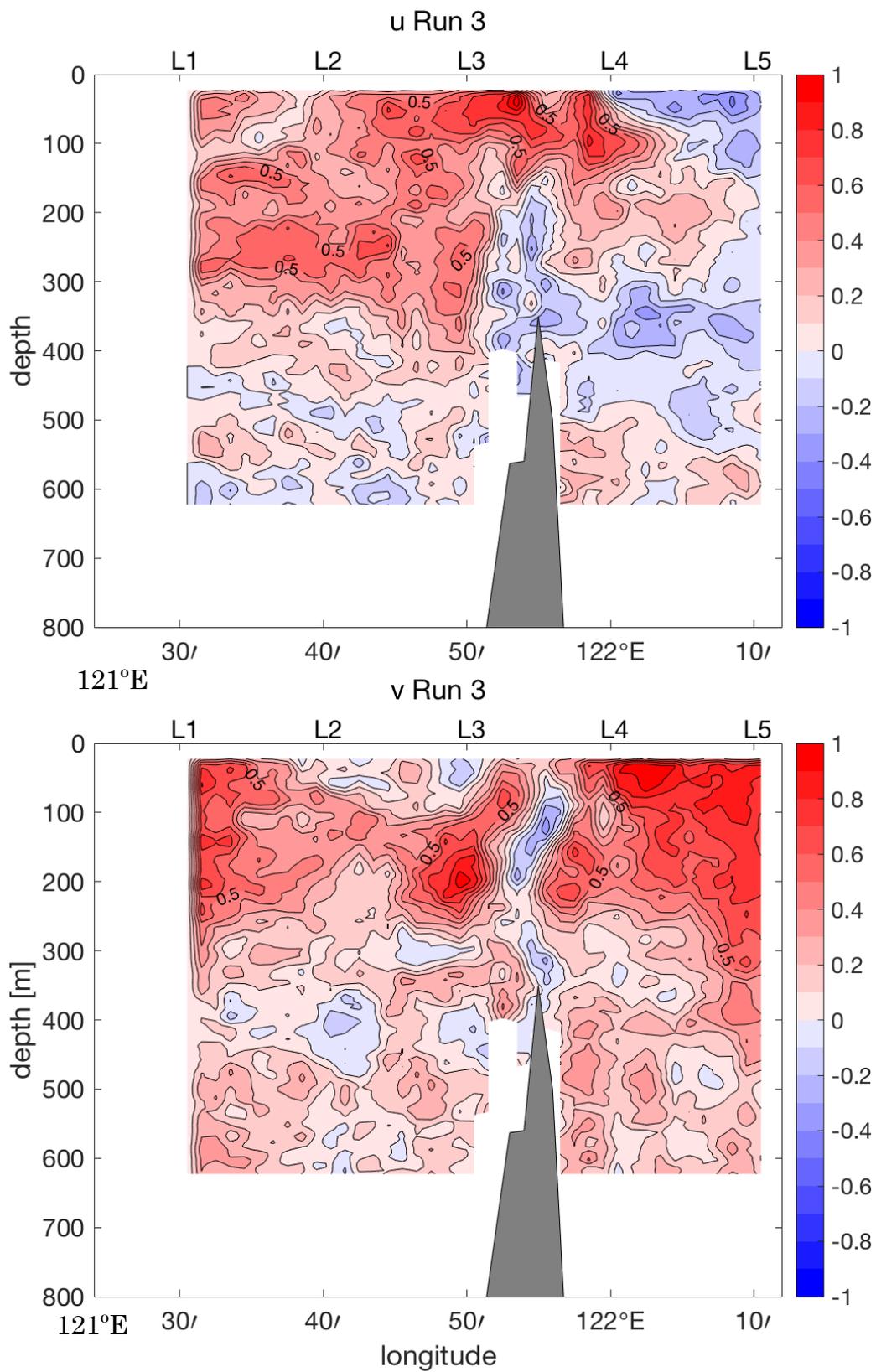


Fig. 3-5d 船底 ADCP による東西流速 (上) と南北流速 (下) の断面図 (Run3)。

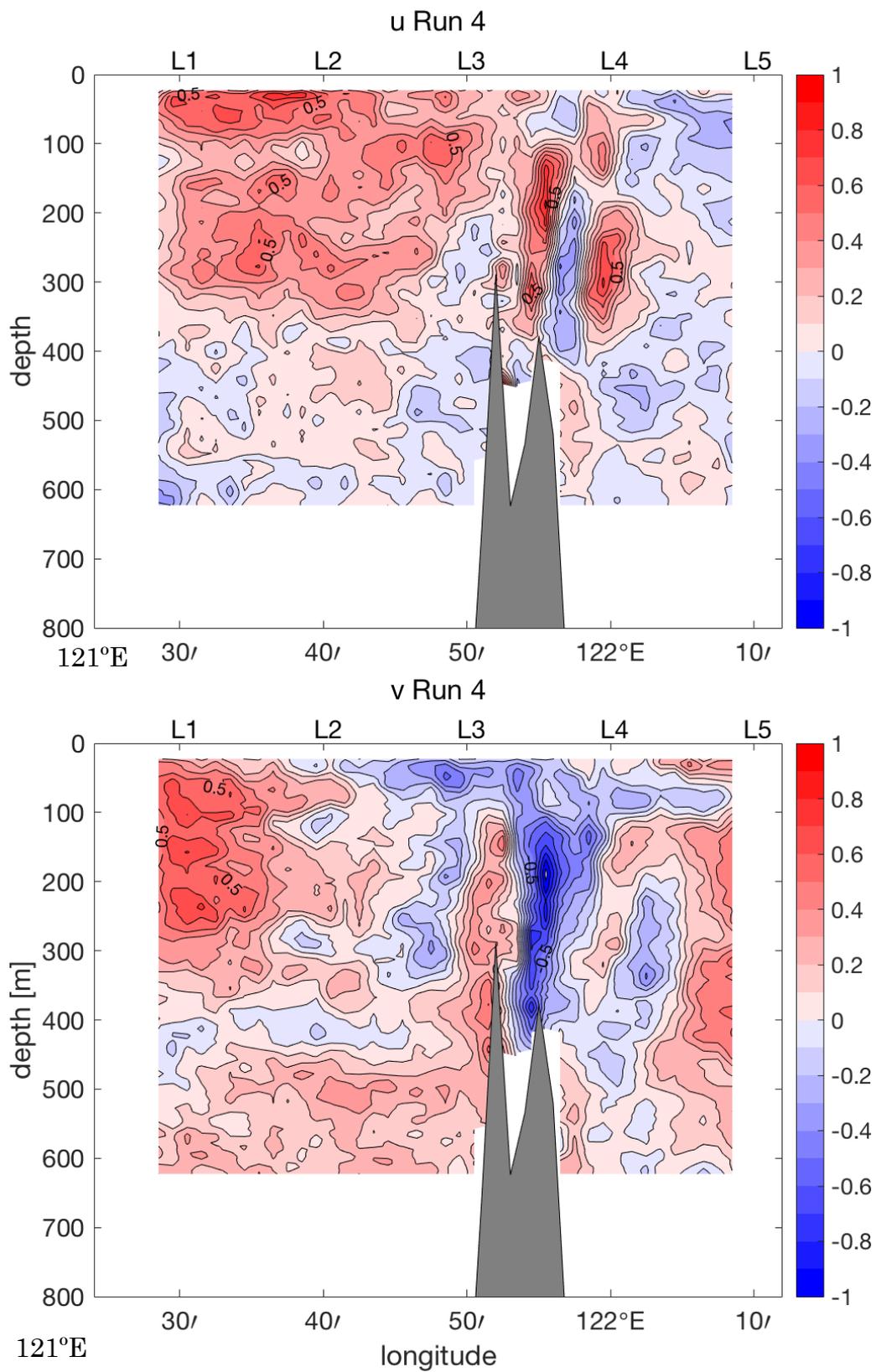


Fig. 3-5e 船底 ADCP による東西流速 (上) と南北流速 (下) の断面図 (Run4)。

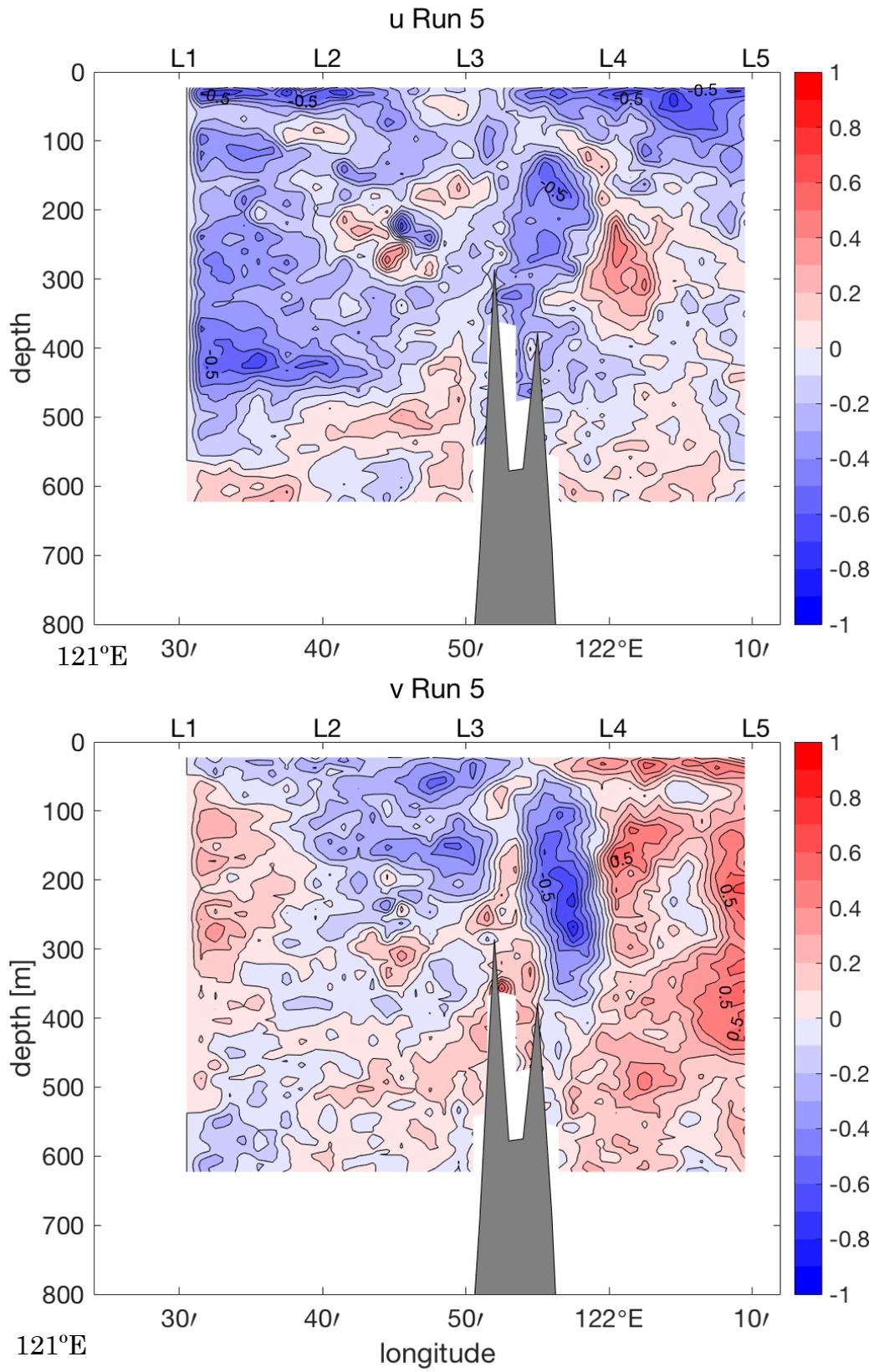


Fig. 3-5f 船底 ADCP による東西流速 (上) と南北流速 (下) の断面図 (Run5)。

4. 考察

4.1 海嶺上の内部波

前節では海嶺直上において、高鉛直波数の内部波が示唆された。特に、強流時の Run2、Run4 では海嶺直上において、等密度線が大きな振幅で波打っていた (Fig.3-3c, e)。さらに、海嶺近傍では多くの水温逆転が観測された。船底 ADCP による流速断面でも、海嶺近傍で内部波を示唆する鉛直シアを伴う複雑な構造が示された。

類似の現象はアメリカのマサチューセッツ湾、ステルワゲンバンク上においても観測されている (Hibiya, 1988)。この研究では、背景流速 $-U$ と第 i モードの内部波の位相速度 c_i の比で表されるフルード数 $Fr = -U/c_i$ により、強流時に形成された内部波の挙動について議論している。沖方向の背景流が岸方向に向かう内部波の位相速度よりも弱い時 ($Fr < 1$)、内部波は岸方向に伝播できる。沖方向の背景流と岸方向の内部波の位相速度が釣り合う時 ($Fr = 1$)、岸方向に伝播する内部波は、沖方向にも岸方向にも移動せずその場に留まる。沖方向の背景流が岸方向の内部波の位相速度よりも強い時 ($Fr > 1$)、岸方向に伝播する内部波は沖方向に流される。ステルワゲンバンクでは、バンク上の浅く背景流速が大きいところで内部波が発生し、水深が深く背景流速が小さいところへ伝播する。沖方向の背景流が内部波の位相速度よりも強い時 ($Fr > 1$)、岸方向の内部波ははじめに沖方向に流される。内部波は水深が深い場所へ移動するにつれて、背景流速が小さくなり (位相速度も大きくなり)、やがて背景流と位相速度が釣り合う場所 ($Fr = 1$) に到達し、留まる。このように、フルード数が1になる下流側の場所で、内部波が卓越する。

そこで、本研究でも海嶺直上における内部波の位相速度と背景流の関係を調べた。内部波の位相速度 c_i は、浮力振動数 N を一定とし、平らな海底を仮定すると、

$$c_i^2 = N^2 H^2 / i^2 \pi^2 \quad (1)$$

で表される (Gill, 1982)。ここで $i=1,2,3\dots$ は内部波のモードを表し、 H は水深である。

観測海域の浮力振動数 N の特徴を調べるため、全観測点における水温、塩分データを深さごとに平均し、平均的な水温、塩分の鉛直プロファイルを求めた (Fig.4-1a,b)。さらにこれらのプロファイルから、平均的な密度の鉛直プロフ

ァイルを求め (Fig.4-1c)、浮力振動数の鉛直分布を算出した (Fig.4-1d)。浮力振動数は、水深 120 m 付近で極大 ($N^2 \sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$) をとり、深さとともに小さくなり、250~350 m でほぼ一定 ($N^2 \sim 0.75 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$) の分布を示し、700 m では $N^2 \sim 0.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ になる。本研究では海嶺上における内部波を考察するので、海嶺上が含まれる 100~400 m の浮力振動数を平均した値 $N^2 = 0.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ を用いた。

一方、背景流速の推定には、2通りの手法を用いた。1つ目は、船底 ADCP データを用い、各断面の上流域の深さ 100~400 m の平均流速を背景流とする方法である。2つ目は、衛星海面高度計 TOPEX/Poseidon による海面高度データを同化した全球海洋潮汐モデル TPXO 8 (Egbert and Erofeeva, 2002) の結果を用いる方法である。TPXO8 では、空間分解能 2'毎に、流量に関する 8 分潮 (M2, S2, N2, K2, K1, O1, P1, Q1) の調和定数が与えられている。Sta.ME における ADCP 観測値の鉛直平均流 (東西成分) と、TPXO8 から計算した東西順圧流の比較を Fig.4-2 に示す。両者の位相はよく一致しており、観測値にみられる非対称性 (東向きの方が強く、時間が短い) も再現されている。しかし、TPXO8 による流速振幅は、観測値の半分程度となっている。これはモデルの水深と実際的水深が異なること、ADCP は比較的流速の大きい 506 m より上層の流速しか計測していないことが原因と考えられる。

TPXO8 の空間分解能は粗いため、海嶺が十分に解像されていない。そこで、観測線上の TPXO8 の最浅部 ($121^{\circ}55' \text{ E}$ 、1180 m) における流量を各測点の水深で割ったものを背景流とした。したがって、2つ目の方法による背景流速は測点によって異なる。例として、TPXO8 の最浅部における東西流速と海嶺直上 ($121^{\circ}52' \text{ E}$ 、289 m) における東西流速の時間変化を Fig.4-3 に示す。実際的水深はモデルの水深に比べて非常に浅いため、振幅が 3~4 倍に増幅されているが、この値は船底 ADCP による観測値 (Fig.3-5) と比べて妥当と考えられる。

東向流が卓越する Run4 と西向流が卓越する Run2 における第 1~4 モードの内部波の位相速度と背景流の分布を Fig.4-4 に示す。内部波の位相速度は水深と鉛直波数 (モード数) に依存し、水深が大きくなるほど大きくなる。また、同じ水深でも高次の内部波ほど位相速度は小さくなる (式 (1))。Run4 では ADCP による背景流速は 0.27 m/s であった。海嶺の 2つの頂上付近でこの流速と第 4 モードの内部波の位相速度がほぼ等しくなっている。一方、TPXO8 による背景流速をみると、西側の海嶺頂上 ($121^{\circ}52' \text{ E}$) 付近で第 2 モードの内部波の位相

速度を上まわり、東側の頂上（121°55' E）付近では第3モードの内部波の位相速度を上まわっている。このことから、西側の海嶺頂上付近では、第2モード以上の、東側の頂上付近では第3モード以上の内部波が卓越すると期待される。一方、Run2については、船底 ADCP による背景流速は-0.06 m/s であり、第4モードより低次の内部波の位相速度を上まわる測点はない。しかし、TPX08 による背景流速では、西側の海嶺直上では第2モード以上、東側の頂上では第4モード以上の内部波の位相速度を上まわっており、これらのモードの内部波が卓越すると期待される。

Run2 と Run4 における海嶺付近の密度分布を Fig.4-5 に示す。Run4 の西側の海嶺頂上付近に注目すると、100 m 以浅では等値線が海嶺頂上を境に東西で上に凸の構造を示している。一方、100 m 以深では等値線が下に凸の形状を示しており、第2モードの内部波を示唆する構造となっている。東側の海嶺頂上でも50 m 以浅では等密度線が上に凸、50~100 m では下に凸、さらに100 m 以深では上に凸と高次の内部波の存在を示唆している。Run2 については、Run4 ほど明瞭ではないが、西側の海嶺頂上付近で第2モードの内部波を示唆する構造を示している。

Run2 と Run4 における船底 ADCP による東西流速のプロファイルを Fig.4-6 に示す。Run4 に注目すると、西側の海嶺頂上の西側斜面では、流向が頻繁に反転する高鉛直波数の変動が卓越している。一方、東側の海嶺の東側斜面では、100m 以浅で西向き、100~250 m 深では東向き、250~400 m では西向き、それ以深では再び東向きを示し、大きな振幅の変動が目立つ。そして両方の頂上の間（121°53'~54' E）では流速の鉛直シアは比較的小さくなっている。この海域は、Fig4-4 で背景流が第4モードの内部波の位相速度を下まわる領域と一致している。Run2 においても、西側の頂上より西の領域では、100 m 以浅で西向き、100~300 m 深では東向き、それ以深では西向きとなっており、第2モードの内部波を示唆する流速構造を示している。

4.2 高次の内部波の挙動

海嶺の頂上付近で発生した内部波の挙動を物理的に考察するため、Hibiya (1988)を参考に、背景流の変化に伴う内部波の伝播の様子をラグランジュ的に追跡するシミュレーションを行った。海嶺に東西流が衝突すると、東西方向に伝播する内部波が発生する。東向きに伝播する内部波の位置 x は、背景流 $U(x,t)$ 、第

i モードの内部波の位相速度 $c_i(x)$ を用いると、

$$\frac{dx}{dt} = U(x, t) + c_i(x) \quad (2)$$

となる。一方、西向きに伝播する内部波の位置 x は、

$$\frac{dx}{dt} = U(x, t) - c_i(x) \quad (3)$$

となる。内部波の発生位置を $121^{\circ}51.0' \sim 55.5' \text{ E}$ まで $0.5'$ 間隔で 10 点設定した。発生した内部波は式 (2)、(3) に従って各モードの位相速度と背景流によって伝播する。2 時間毎に発生させた内部波の軌跡 (伝播曲線) を流速が 0 m/s に近い Run1 の頂上の通過時刻から時間ステップ 1 分で 8640 ステップまで計算した (Fig.4-7, 4-8)。内部波の位相速度の計算に用いる水深は、観測点の水深を線形に補間したものを用いた。また背景流速には、TPX08 による海嶺頂上の流量を各時刻における内部波の位置の水深で割ったものを使用した。計算は、東西に伝播する第 2、第 3、第 4 モードの内部波について行った。

東向きに伝播する内部波の伝播曲線を Fig.4-7 に示す。背景流が西向きのときに、西側の頂上 ($121^{\circ}52' \text{ E}$) 付近では第 3、第 4 モードの内部波が、東側の頂上 ($121^{\circ}55' \text{ E}$) 付近で第 4 モードの内部波が捕捉されている。この地点は海嶺の頂上よりも少し下流側 (西側) に位置する、フルード数が 1 となる地点である。流速が弱まるにつれて捕捉されていた内部波は東へと移動し、東向流へと転流後は背景流とともに下流 (東) へと伝播した。西向きに伝播する内部波 (Fig.4-8) では、背景流が東向きのときに、西側の頂上付近で第 2、第 3、第 4 モードの内部波が、東側の頂上付近で第 3、第 4 モードの内部波がそれぞれ海嶺直上の少し下流側 (東側) で捕捉されている。東向き流速が弱まるにつれて内部波は西に移動し、転流後はさらに早い速度で下流 (西) に伝播した。

第 2 モードの内部波は、背景流が東向きの時にだけ西側の頂上付近で捕捉されている。これは Run4 の密度断面 (Fig.4-5) で見られた特徴を説明する。一方、第 3 モードの内部波が東側の頂上付近で捕捉されるのは、背景流が東向きの時だけである。このような違いは、背景流にみられる非対称性によるものである。第 4 モードの内部波は、東向流の時も西向流の時も、東西両方の頂上付近に捕捉されている。このことは、海嶺の頂上付近には高次の内部波が留まりやすいことを示しており、高次の内部波に伴う流れの鉛直シアに起因する強い鉛直混合が示唆される。

4.3. 内部波に起因する鉛直混合

前節で示された内部波は、砕波などを通じて鉛直混合を引き起こすことが知られている。そこで、成層状態の不安定性を示すリチャードソン数 Ri を以下の式で求めた。

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2} \quad (4)$$

浮力振動数 $N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}\right)^{\frac{1}{2}}$ は、各観測点の密度のプロファイルに 20 m の移動平均を施し、さらに 20 m の区間のデータから最小二乗法で密度の鉛直勾配を求め計算した。流速勾配は、船底 ADCP による流速の東西、南北成分の鉛直プロファイルに経度 1' の移動平均を施し、観測点におけるプロファイルを抽出した上で、鉛直に 20 m の移動平均を施し、20 m 区間のデータから最小二乗法により求めた。

Run2 と Run4 におけるリチャードソン数の分布を Fig.4-9 に示す。Run2 では、西側の頂上の 100 m 深と二つの頂上の間、そして東側の頂上の 50 m 深付近と 200 m 以深で $Ri < 0.25$ の不安定領域が示された。これらの不安定領域は、前節で示した西側の頂上付近で卓越する第 3、第 4 モードの内部波、および東側の頂上付近で卓越する第 4 モードの内部波との関係が示唆される。Run4 では東側の頂上とその東隣りの測点で、水深 100 m 以浅と 250 m 以深に不安定領域が示され、東側の頂上の東側斜面で卓越する第 3、第 4 モードの内部波との関係が示唆される。前節では、大きな水温逆転が海嶺付近では表層から海底まで分布することを示したが、 Ri の分布と比較すると、海嶺周辺不安定領域に 0.05°C 以上の水温逆転が集中しているように見える。このことから、海嶺付近不安定領域では内部波に伴う鉛直シアのために成層が不安定になったと考えられ、さらに海水の鉛直混合が示唆される。

混合の強さを議論するため、水温の鉛直分布から Thorpe スケールを計算し、さらに Ozmidov スケールとの関連から、乱流エネルギー散逸率と鉛直拡散係数を推定した。一般に Thorpe スケールは密度の鉛直分布から算出するが、本研究では 1 m 以下の鉛直スケールをもつ細かい変動を抽出するため、1 m 毎に補間する前の XBT、XCTD データを用いることとした。また密度分布は水温分布に大きく依存していると考えられることから (Fig.3-2, 3-3)、混合の大まかな特徴

をみるには水温分布から Thorpe スケールを見積っても問題ないと考えた。

はじめに、水温の観測ノイズを除去するために XBT、XCTD データに Gille (2009) で用いられている 11 ポイントのローパスフィルタを施した。この操作により水温プロファイルに含まれる 5 Hz と 10 Hz のノイズが取り除かれる。次に、この水温プロファイルを逆転が無いように並べ替えたデータを作成した。このとき、あるデータのもとの深さを z_n 、並び替えた後の深さを z_m として深さを z_n における Thorpe 変位 d'_n を $z_m - z_n$ と定義し (Dillon, 1982)、各観測点の Thorpe 変位の鉛直分布を求めた (Fig.4-10b)。

Thorpe スケール L_T は、任意の範囲における Thorpe 変位 $d' = (d'_{start}, \dots, d'_n, \dots, d'_{end})$ の二乗平均平方根 (root mean square)、

$$L_T = \langle d'^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

で表される。各観測点の Thorpe 変位から、逆転の開始から終了までの範囲ごとに Thorpe スケールを算出した (Fig.4-10c)。

安定成層下において逆転を引き起こすことのできる乱流の最大スケールである Ozmidov スケール L_o は、乱流エネルギー散逸率 ε と浮力振動数 N により以下の式で示される。

$$L_o = \sqrt{\frac{\varepsilon}{N^3}} \quad (6)$$

また、Ozmidov スケールと Thorpe スケールの間には、以下のような関係があるとされている (Ferron et al., 1998)。

$$L_o = 0.95L_T \quad (7)$$

式 (6)、(7) より、乱流エネルギー散逸率 ε は、Thorpe スケールを用いて以下のように表すことができる。

$$\varepsilon = L_o^2 N^3 = (0.95L_T)^2 N^3 \quad (8)$$

さらに Osborn (1980) の推定式により、鉛直拡散係数 K_ρ は、

$$K_\rho = 0.2\varepsilon N^{-2} \quad (9)$$

のように推定できる (Thorpe, 2007, Thompson et al., 2006)。なお、鉛直拡散係数 K_ρ の推定の際に、浮力振動数 N の値は逆転の開始と終了の 2 点の密度差から計算した。

Run2、Run4 における乱流エネルギー散逸率 ε の分布を Fig.4-11 に示す。両断面において、比較的大きな乱流エネルギー散逸率 ($\varepsilon \sim O(>10^{-5})$ W/kg) は海嶺上に集中して現れており、海嶺から離れた場所では 300 m 以浅に分布している。Run2 では海嶺の西側の頂上の 100 m 付近と東側の頂上の直上で最も大きな乱流エネルギー散逸率 ($\varepsilon \sim O(10^{-4})$ W/kg) を示している。同様に Run4 でも、東側の頂上の直上と、そのすぐ東の測点の 200~250 m 深で大きい乱流エネルギー散逸率 ($\varepsilon \sim O(>10^{-5})$ W/kg) を示した。これらの測点では、鉛直拡散係数も大きな値 ($K_p \sim O(>10^{-1})$ m²/s) を示している (Fig.4-11)。

これらの測点付近では高次モードの内部波が卓越していたことから (4.1, 4.2 節)、高鉛直波数の内部波に伴う鉛直シアが成層を不安定にし、鉛直混合が引き起こされていると考えられる。

本研究の観測と並行して、いくつかの測点では TurboMAP (乱流微細構造プロファイラー) による観測も行われている。それによると Sta.L1~Sta.L5 における乱流エネルギー散逸率は $\varepsilon \sim O(10^{-7} \sim 10^{-6})$ W/kg である (Matsuno et al. 2018)。本研究で見積もった乱流エネルギー散逸率は $\varepsilon \sim O(10^{-5} \sim 10^{-4})$ W/kg であり、TurboMAP 観測の結果と比較すると、100 倍程度大きな値を示している。これは、水温から Thorpe スケールを計算したことや、Ozmidov スケールと Thorpe スケールの関係式の不確定性、さらには Osborn (1980) の推定式の適用可能性などが原因と考えられる。しかし、本研究で得られた海嶺近傍での高次モードの内部波と大きな乱流エネルギー散逸率、鉛直拡散係数との定性的な議論には影響しないと考えられる。

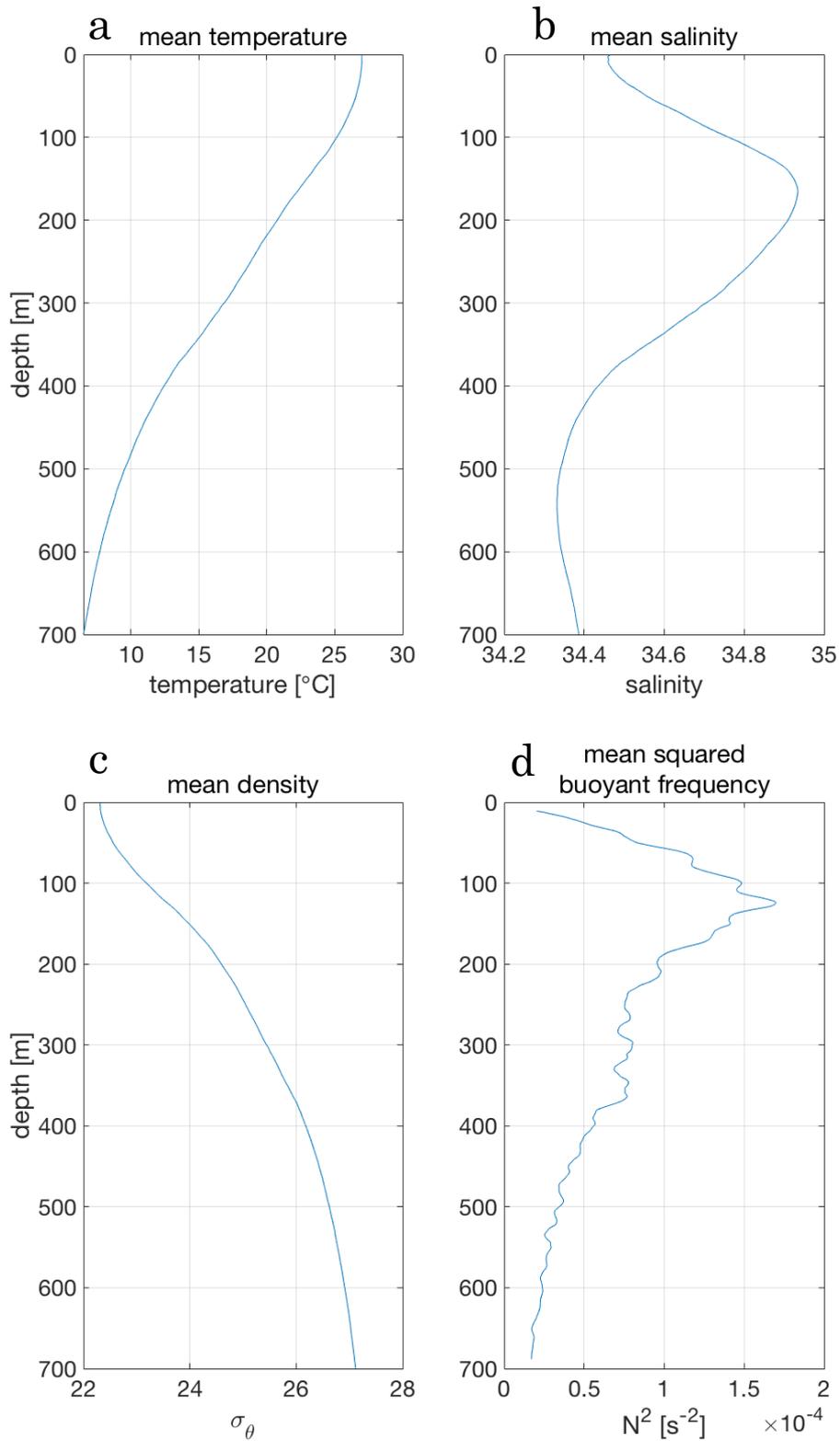


Fig.4-1 水温 (a)、塩分 (b)、密度 (c)、浮力振動数の二乗 N^2 (d) の平均プロフィール

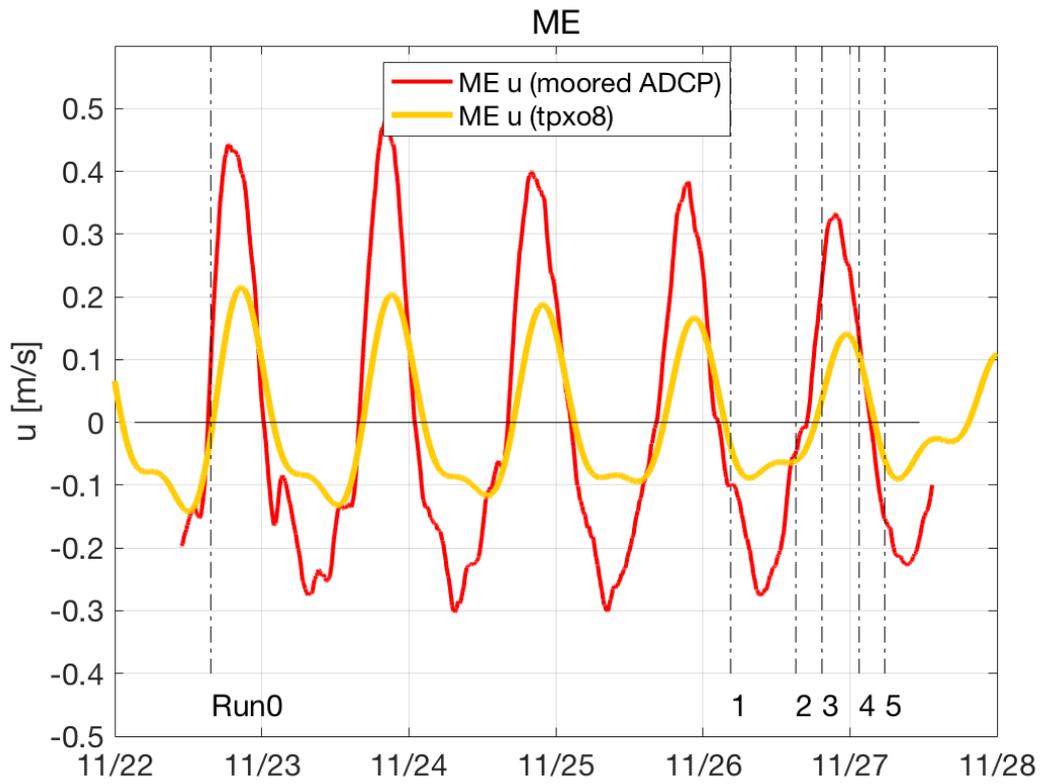


Fig.4-2 Sta.ME に係留した ADCP の東西流速（赤）と TPX08 から計算した東西順圧流速（橙）の時間変化。黒の一点鎖線は各 Run で海嶺直上（121°55' E）を通過した時刻を示す。

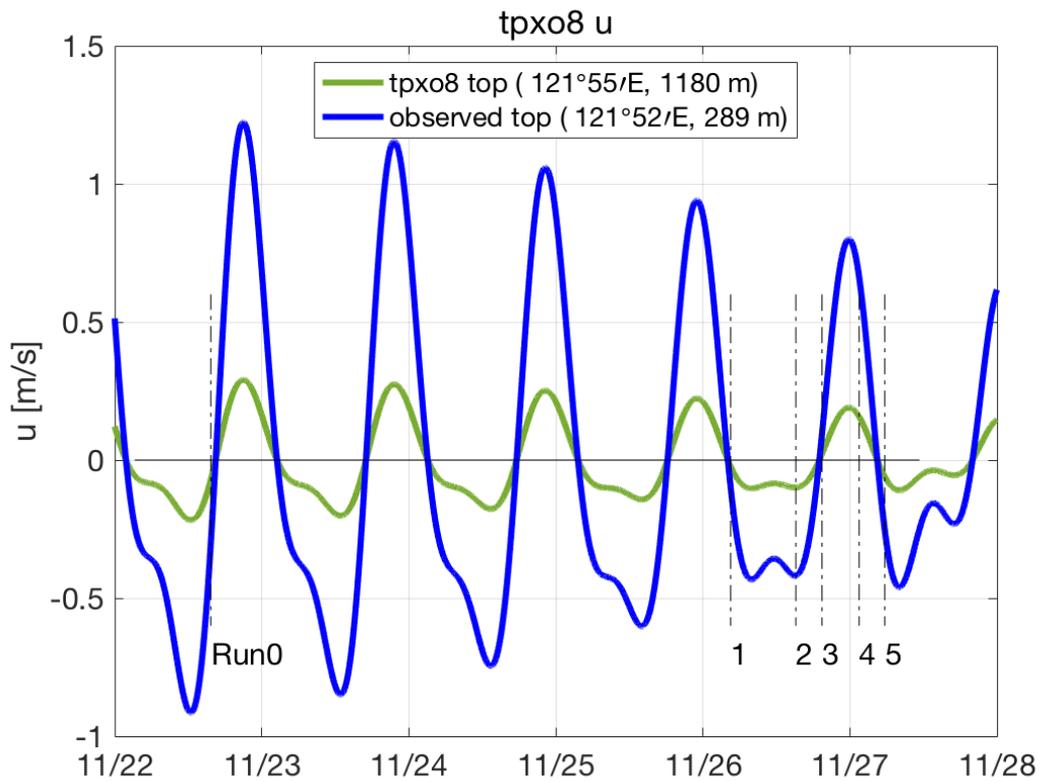


Fig.4-3 TPXO8 による最浅部 (121°55' E) の東西順圧流の時間変化 (緑) と、観測した水深から算出した海嶺頂上 (121°52' E) の東西順圧流の時間変化 (青)。黒の一点鎖線は各 Run で海嶺直上 (121°55' E) を通過した時刻を示す。

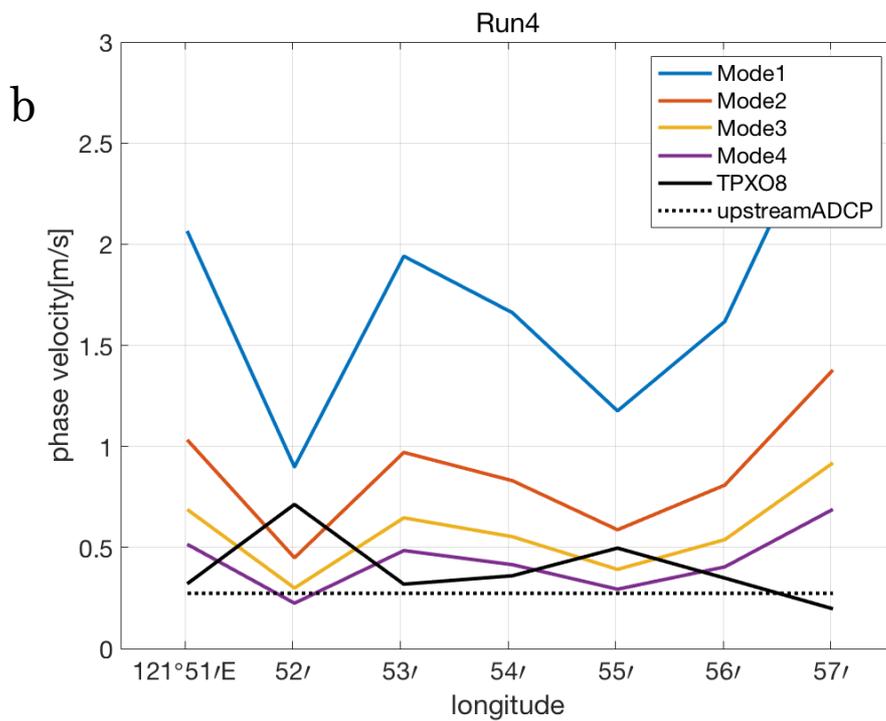
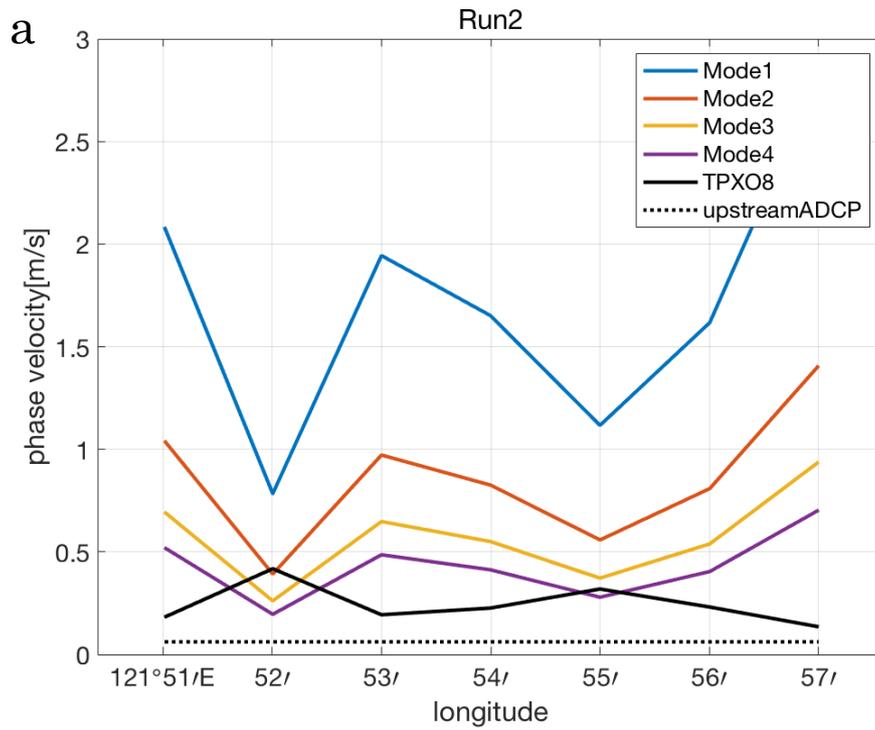


Fig.4-4 Run2 (a) と Run4 (b) における海嶺直上の第 1~4 モードの内部波の位相速度 (青、赤、黄、紫)、TPX08 による背景流速 (黒実線)、上流の船底 ADCP の 100~400 m の平均流速 (黒点線)

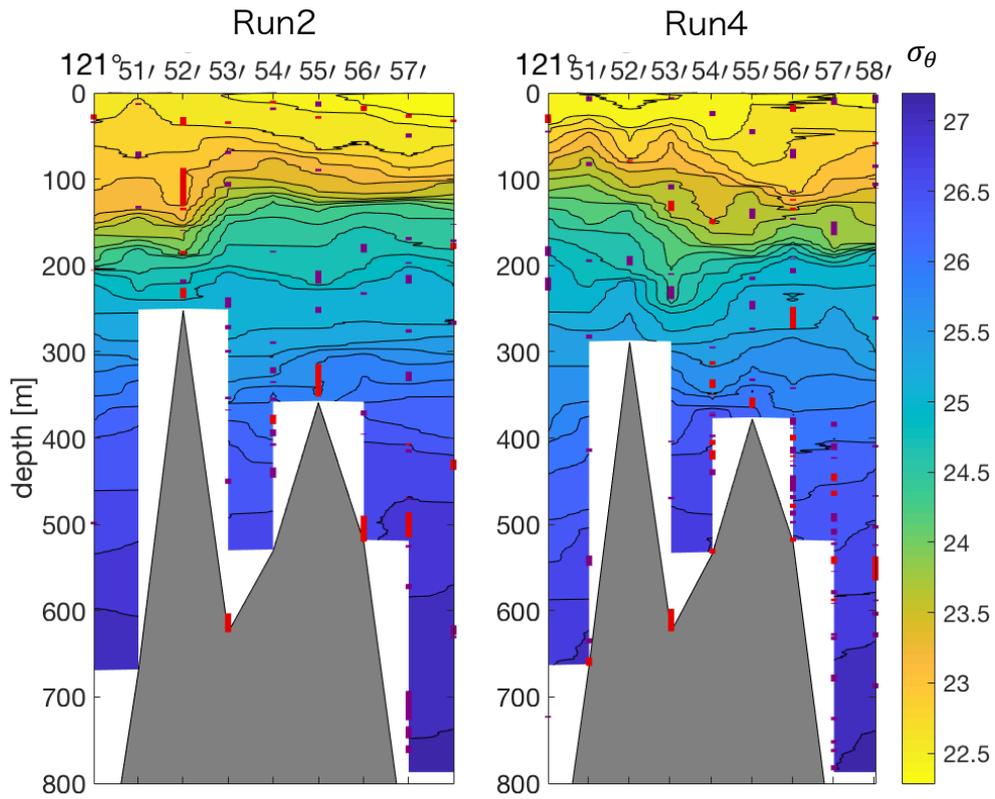


Fig.4-5 海嶺上の密度断面（左：Run2、右：Run4）。ポテンシャル水温の逆転を重ねた（赤：0.05°C以上、紫：0.02°C以上）。

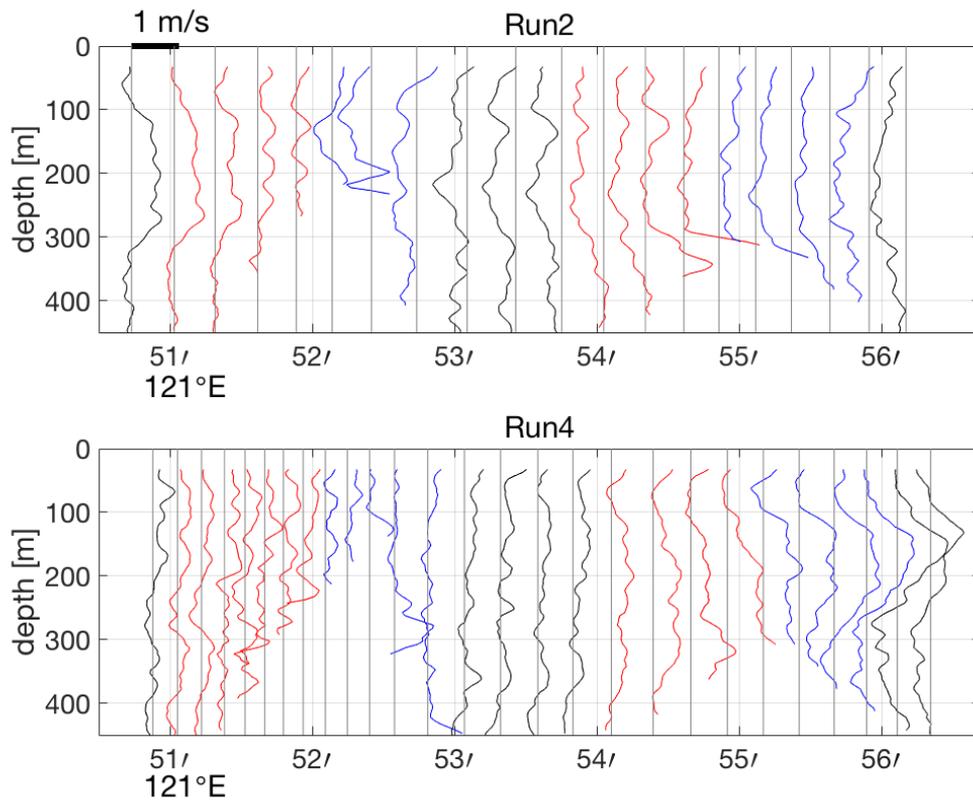


Fig.4-6 船底 ADCP による Run2、4 の東西流速プロファイル。二つの頂上の東西 1'の区間を西側斜面 (赤)、東側斜面 (青)、頂上から 1'以上離れた区間はその他 (黒) で色分けした。

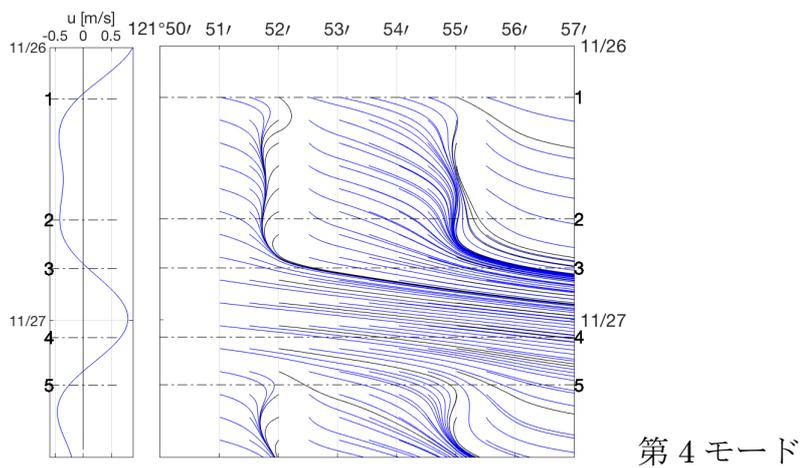
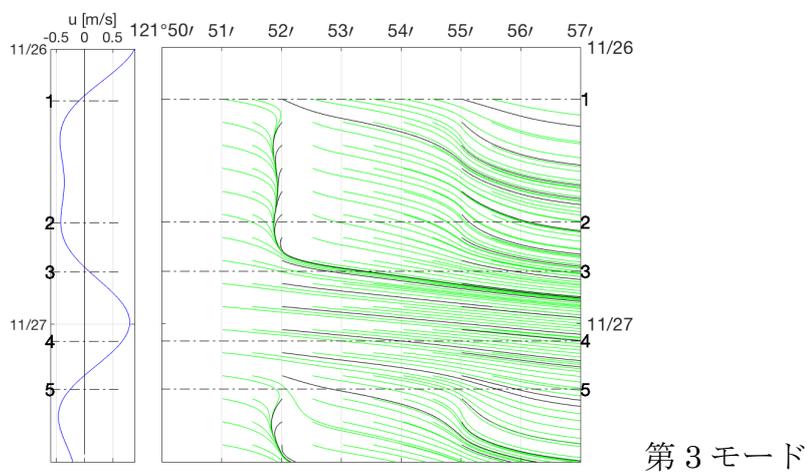
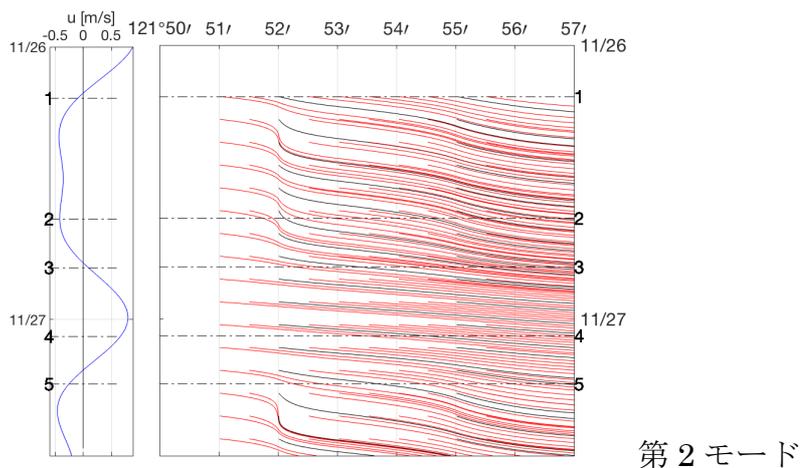
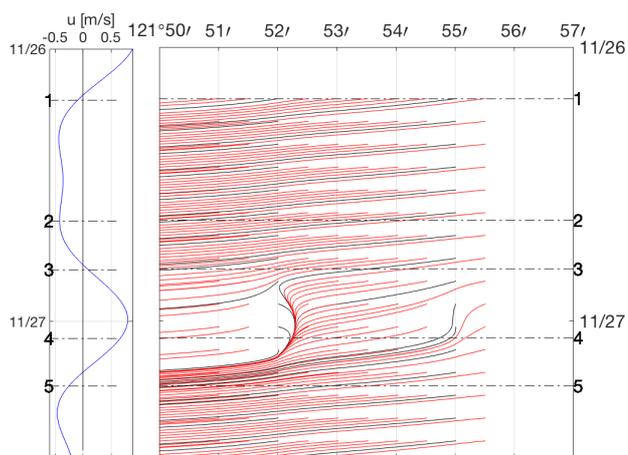
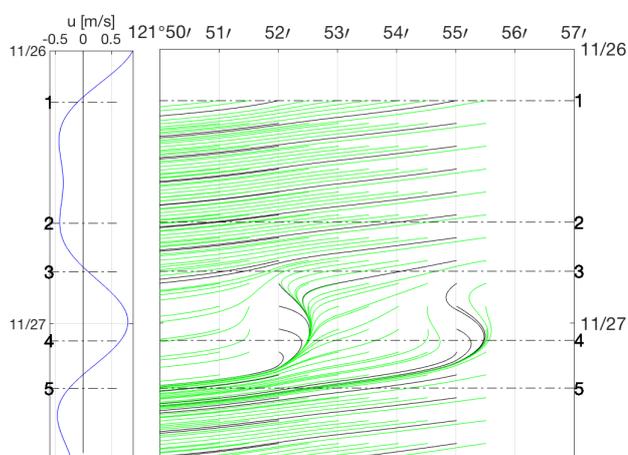


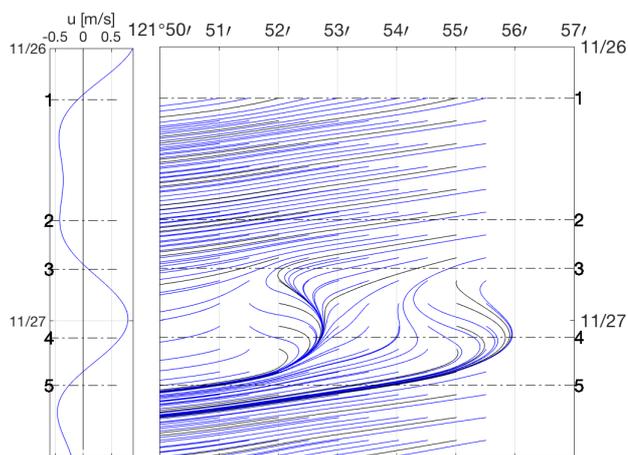
Fig.4-7 東向きに伝播する基本波の伝播曲線。東西2つの頂上から発する内部潮汐は黒でプロットした。左のグラフは TPX08 から計算した海嶺頂上 (121°52' E) における背景流を示す。



第2モード



第3モード



第4モード

Fig 4-8 西向きに伝播する基本波の伝播曲線。東西2つの頂上から発する内部潮汐は黒でプロットした。左のグラフは TPX08 から計算した海嶺頂上 (121°52' E) における背景流を示す。

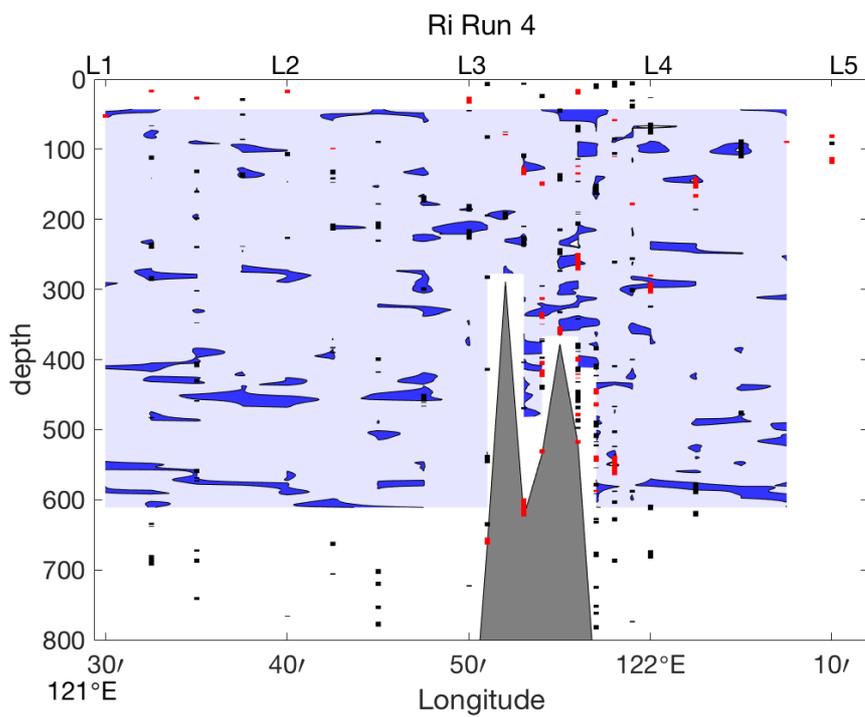
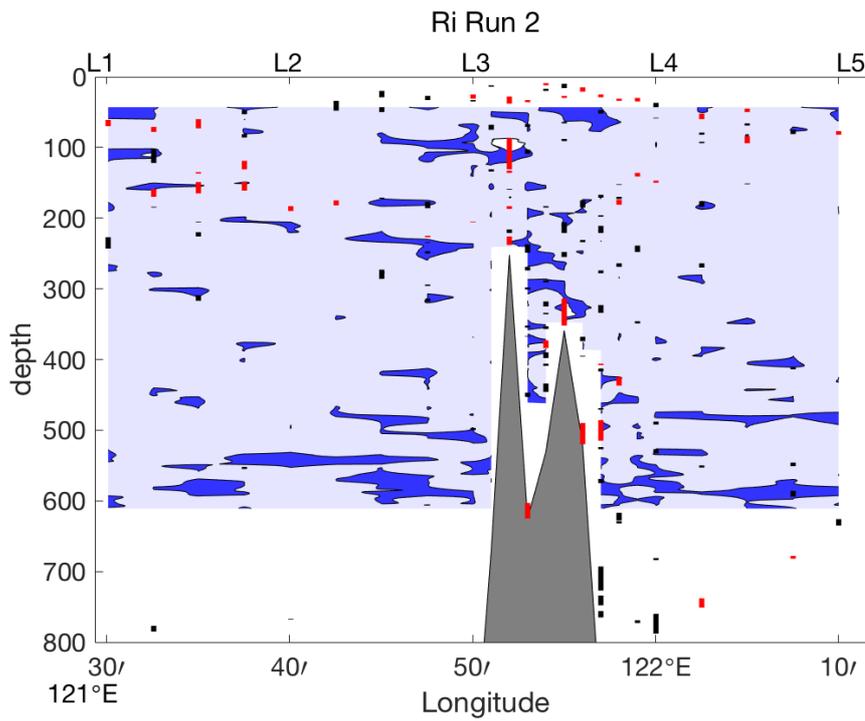


Fig.4-9 リチャードソン数の分布（上：Run2、下：Run4）。 $Ri < 0.25$ の領域を濃い青で示す。赤と黒の四角はポテンシャル水温 θ の逆転を示す（赤： 0.05°C 以上、黒： 0.02°C 以上）。

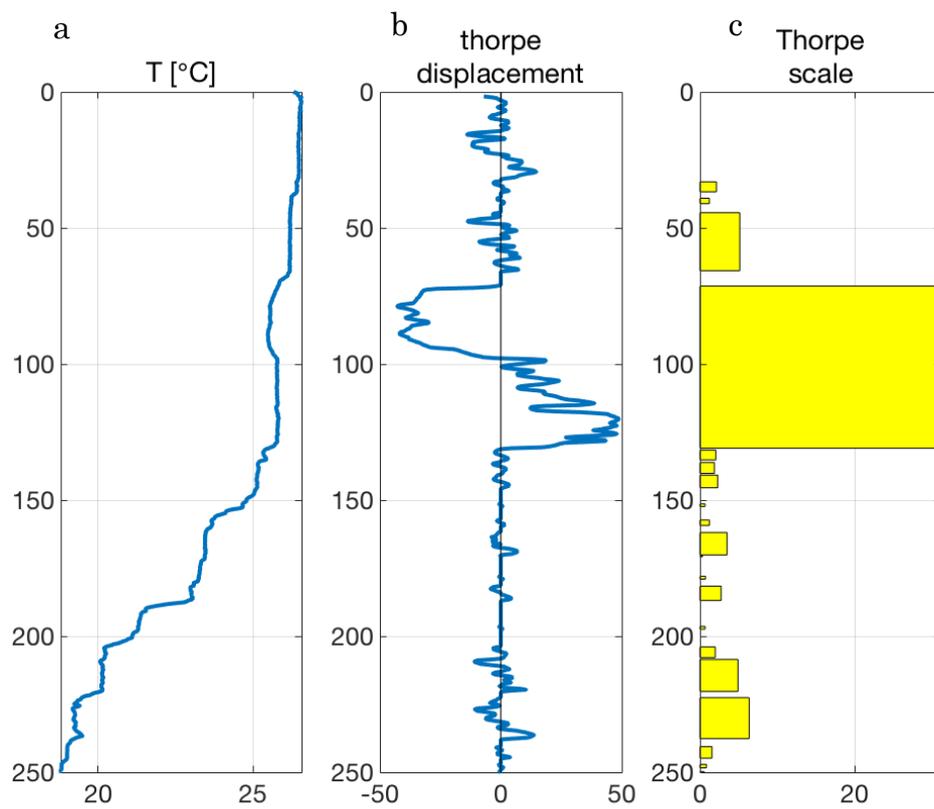


Fig.4-10 Run2 の西側頂上の測点における水温 (a)、Thorpe 変位 (b)、Thorpe スケール (c) の鉛直プロファイル

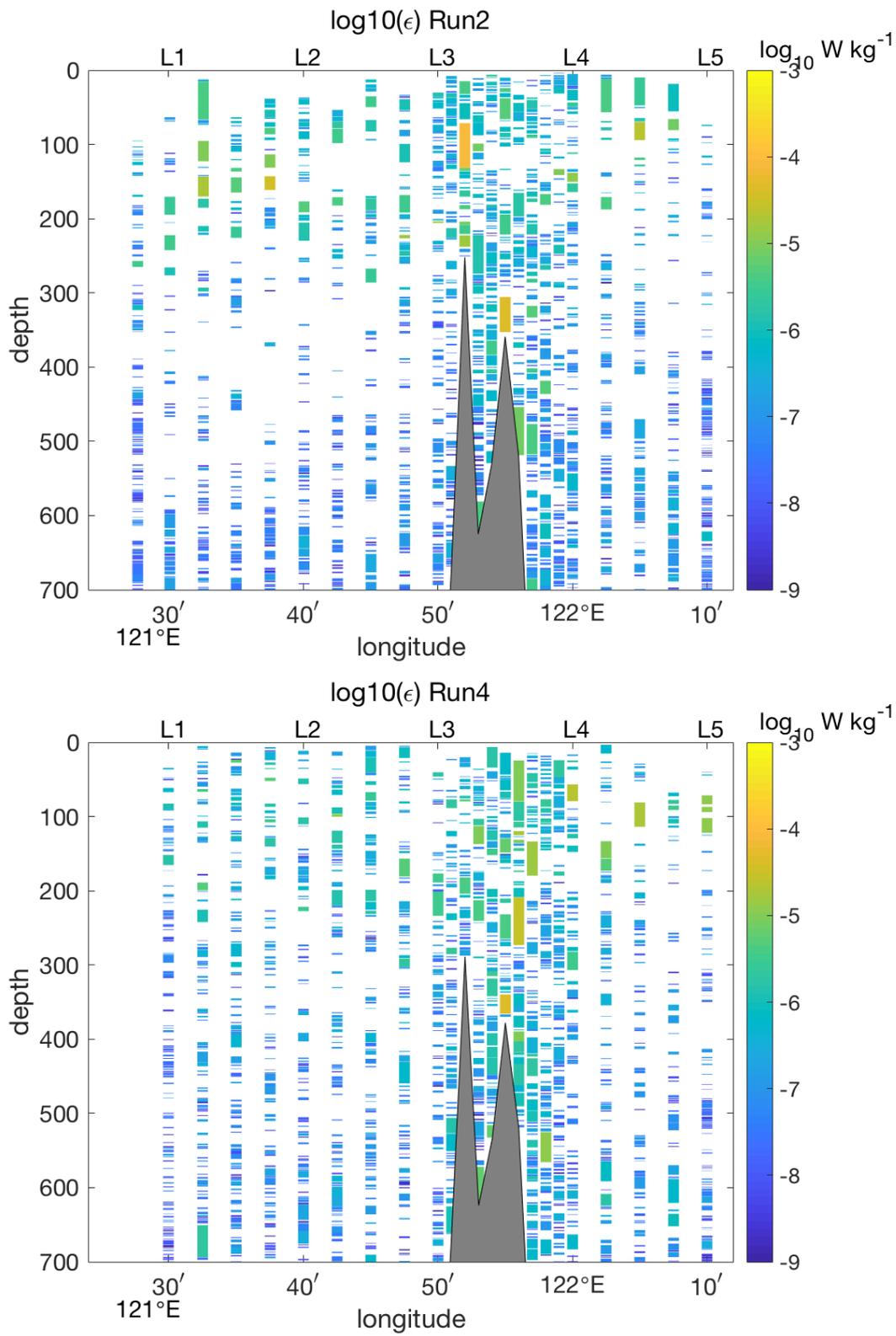


Fig.4-11 乱流エネルギー散逸率 ϵ の対数分布(Run2、Run4)

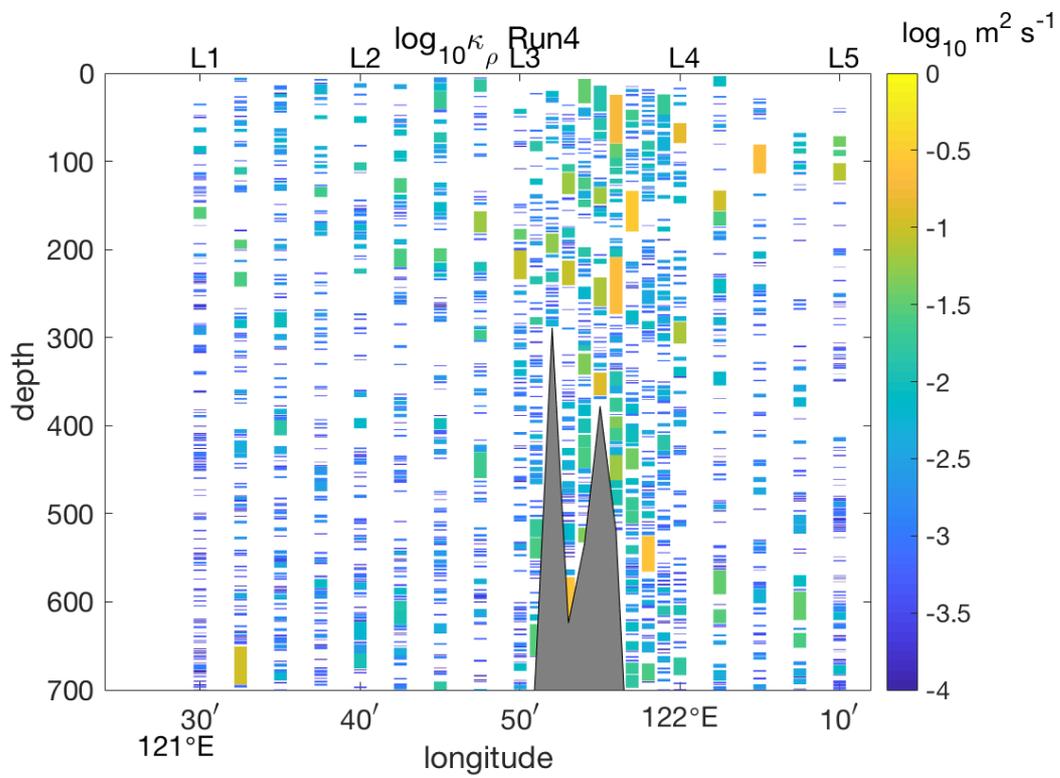
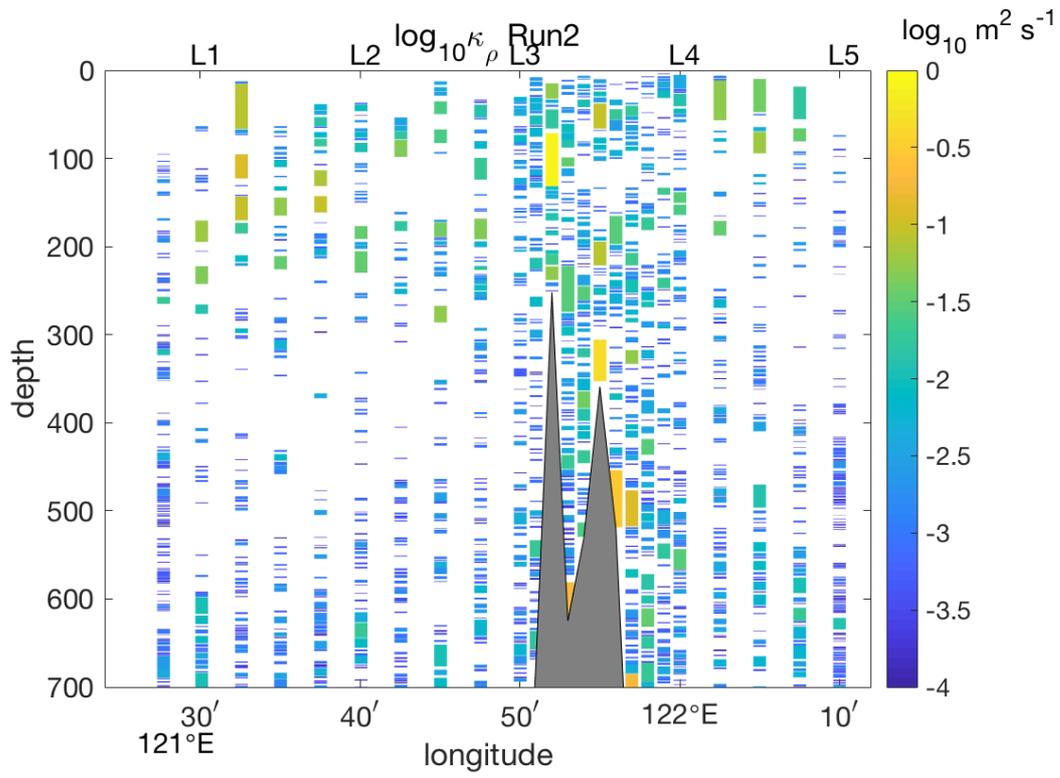


Fig.4-12 鉛直拡散係数 K_{ρ} の対数分布(Run2、Run4)

5. 結論

本研究では、ルソン海峡における内部波の発生と、それに起因する混合について調査した。内部波の空間的、時間的な変化を捉えるために、海嶺近傍で CTD、XCTD、XBT、ADCP を用いた往復観測と係留観測を行なった。

観測結果の解析の結果、海嶺の近傍では水平スケール 4~7 km、鉛直スケール 20~50 m の波状の等密度線構造がみられた。これらの構造は、測点によっては等密度線が上に凸の形状と下に凸の形状を鉛直的に交互に示し、高次モードの内部波を示唆していた。

第 2、第 3、第 4 モードの内部波の位相速度と背景流を比較した結果、強流時には両者の比であるフルード数が、海嶺の頂上で 1 を上回り、下流側の斜面上で 1 となる場所が生じることがわかった。この場所の流速プロファイルには、高次モードの内部波を示唆する複雑な流速シアがみられ、また潮流下における内部波の伝播経路のシミュレーションからも、海嶺直上に高次モードの内部波が留まりやすいことが示された。

内部波が卓越する測点付近では、リチャードソン数が 0.25 以下の不安定な領域が分布し、0.05 °C 以上の温度差の大きな水温逆転も集中していた。また、Thorpe スケールから乱流エネルギー散逸率と鉛直拡散係数を計算したところ、海嶺上で特に大きな値を示した。

以上より、ルソン海峡では強い潮流が海嶺にぶつかる際に内部潮汐が発生し、そこから派生した高次の内部波が海嶺直上に留まることで、流れの鉛直シアが形成され、それが海嶺付近の強い混合に寄与するものと考えられる。

本研究では、内部波をモード波の視点から考察し、観測された密度や流速の分布を説明した。しかし、内部波がモードを形成するためには平坦な海底地形が必要である。今後、海底傾斜と内部波の関係について、議論を深める必要がある。

6. 参考文献

Alford, M. H., Lien, R. C., Simmons, H., Klymak, J., Ramp, S., Yang, Y. J., Tang, D., and Chang, M. H. (2010) : Speed and Evolution of Nonlinear Internal Waves Transiting the South China Sea, *Journal of Physical Oceanography*, 40, 1338-1355.

Alford, M. H., Peacock, T., MacKinnon, J. A., Nash, J. D., Buijsman, M. C., Centuroni, L. R., Chao, S., Chang, M., Farmer, D. M., Fringer, O. B., Fu, K., Gallacher, P. C., Graber, H. C., Helfrich, K. R., Jachec, S. M., Jackson, C. R., Klymak, J. M., Ko, D. S., Jan, S., Johnston, T. M. S., Legg, S., Lee, I. H., Lien, R.-C., Mercier, M. J., Moum, J. N., Musgrave, R., Park, J., Pickering, A. I., Pinkel, R., Rainville, L., Ramp, S. R., Rudnick, D. L., Sarkar, S., Scotti, A., Simmons, H L. (2015) : The formation and fate of internalwaves in the South China Sea, *Nature*, 521, 7550, 65-69.

Dillon, T. M. (1982) : Vertical Overturns: A Comparison of Thorpe and Ozmidov Length Scales, *Journal of Geophysical Research*, 87, NO.C12, 9601-9613.

Egbert, G. D., and Erofeeva, S. Y. (2002): Efficient Inverse Modeling of Barotropic Ocean Tides, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 19, 123-204

Ferron, B., Mercier, H., Speer, K., Gargett, A., and Polzin, K. (1998) : Mixing in the Romanche Fracture Zone., *Journal of Physical Oceanography.*, 28, 1929–1945.

Gill, A. E. (1982) : *Atmosphere-ocean dynamics.*, Academic Press, Inc., 662

Gille, S. T., Lombrozo, A., Sprintall, J., and Stephenson, G. (2009) : NOTES AND CORRESPONDENCE Anomalous Spiking in Spectra of XCTD Temperature Profiles, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 26, 1157-1164.

Hibiya, T. (1988) : The Generation of Internal Waves by Tidal Flow Over Stellwagen Bank, *Journal of Geophysical Research*, 93, No. C1, 533-542.

Matsuno, T., Tsutsumi, E., Senjyu, T., Sakai, A., Lee, K., Yasuda, I. (2018) : Contribution of the vertical mixing to the nutrient flux in the Luzon Strait, JpGU2018, abstract, AOS11-08.

Niwa, Y. and Hibiya, T. (2004) : Three-dimensional numerical simulation of M2 internal tides in the East China Sea, *Journal of Geophysical Research*,

109, 533-542.

Osborn, T. R. (1980) : Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements., *Journal of Physical Oceanography*, 10, 83–89.

Pinkel, R., Buijsman, M., and Klymak, J.M. (2012) : Breaking topographic lee waves in a tidal channel in Luzon Strait., *Oceanography*, 25(2), 160–165.

Rainville, L., Lee, C. M., Rudnick, D. L., and Yang, K. C. (2013) : Propagation of internal tides generated near Luzon Strait: Observations from autonomous gliders, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118, 4125–4138.

Thompson, A. F., Gille, S. T., Mackinnon, J. A., and Sprintall, J. (2007) : Spatial and Temporal Patterns of Small-Scale Mixing in Drake Passage, *Journal of Physical Oceanography*, 37, 572-592.

Thorpe, S. A. (2007) : An introduction to ocean turbulence, Cambridge : Cambridge University Press, 240.

7. 謝辞

本研究を進めるにあたり、九州大学応用力学研究所の千手智晴准教授には、研究の全体的な方向性から細部の考察、さらには本論文での適切な文章の書き方に到るまで、丁寧に指導していただきました。また遠藤貴洋准教授には、Thorpeスケールの導出に関して、松野健名誉教授には内部波の考察に関して、堤英輔博士には潮汐モデルの扱い方から Matlab による作画に到るまで、数々のご指摘や助言をいただきました。ここに、厚く御礼申し上げます。

海洋研究開発機構「白鳳丸」による船舶観測の際は、船長をはじめ、乗組員の皆様、共同研究者をはじめとする乗船者の皆様には多大なるご協力をいただきました。

東京大学の日比谷紀之教授には、内部波に関してご指摘や助言をいただきました。丹羽淑博特任准教授には、潮汐モデルのデータセットを提供していただきました。永井平博士には、内部波のシミュレーションの作成方法を教えていただきました。

本研究を進めるにあたり、ご指導、ご協力してくださった皆様に深く感謝いたします。