

— 論 文 —

日本海深層の底層フロントに捕捉された fN 振動*

山内 泰孝^{1**}・荘司 堅也²・磯田 豊³・有田 駿⁴・河野 航平⁵・藤原 将平⁶・方 曉蓉³・朝日 啓二郎³・伊田 智喜³・久万 健志³・館野 愛実⁷・今井 圭理⁷・大和田 真紀⁷

要 旨

本研究では、非静水圧の力学領域において N (浮力振動数) と f (慣性振動数) がほぼ等しい成層状態で浮力振動と慣性振動の性質をあわせ持つ「fN 振動」について、その特性と実在の可能性を検証した。まず、 $N \rightarrow f$ の極限において内部波の分散関係から水平方向の群速度が極大となる場合に fN 振動の水平波数 k と鉛直波数 m の比、 k/m 、が $1/\sqrt{3}$ に等しいことと、 $N = f$ の理想的な成層条件下では群速度が零となるため、この振動は強制領域内に捕捉されることを示した。ついで、局所的なフロントを模した数値モデル実験によって、フロントに捕捉された fN 振動のエネルギーの一部が内部波として離脱することを示した。この内部波の海洋現場での発生源の候補として大和海盆底層水と日本海盆底層水の境界域に形成されている底層フロントに注目して、その近傍で観測を行い、fN 振動の間接的な証拠と考えられる $k/m \sim 1/\sqrt{3}$ を満たす内部慣性重力波の擾乱の存在を水温と溶存酸素の変動から確認した。

キーワード：深層水・日本海・底層フロント・fN 振動・内部慣性重力波

* 2014 年 10 月 1 日受領；2015 年 5 月 6 日受理

著作権：日本海洋学会，2015

1 北海道大学大学院地球環境科学院

〒060-0810 札幌市北区北 10 条西 5 丁目

2 株式会社 CSE

〒150-0002 東京都渋谷区渋谷 3-3-1 渋谷金王ビル

3 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

4 いであ株式会社

〒559-8519 大阪府大阪市住之江区南港北 1-24-22

5 日本電気株式会社

〒108-8001 東京都港区芝五丁目 7-1

6 ソフトバンクテレコム株式会社

〒105-7316 東京都港区東新橋 1-9-1

7 北海道大学水産学部 〒041-8611 函館市港町 3-1-1

** 連絡著者：山内 泰孝 (やまうち・やすたか)

TEL：090-1387-2986

e-mail：ry.1376@gmail.com

1. はじめに

日本海深層域における係留流速データの解析結果は、最も卓越した流速変動が近慣性周期帯にあることを示している (例えば, Takematsu *et al.*, 1999; Senjyu *et al.*, 2005a; Mori *et al.*, 2005)。その原因として, Mori *et al.* (2005) は気象擾乱の通過により励起された慣性振動流が表層から下方へエネルギー伝播した近慣性内部重力波、もしくは対馬暖流の流路が変化するときの地衡流調節過程で発生した内部慣性重力波の可能性を示唆している。このような近慣性エネルギーの発生は、表層もしくは亜表層を起源としている。一方, Shcherbina *et al.* (2003) は、水深方向の回転スペクトルと EOF 解析を用

いて日本海のほぼ全域における近慣性周期帯のエネルギー空間分布を調べ、500 m 以深の深層域では上方から下方をみて反時計回りの近慣性流成分が卓越し、深層域の近慣性エネルギーが鉛直上向き伝播であることと、大和海盆 (Yamato Basin; 以下, YB と略す) と日本海盆 (Japan Basin; 以下, JB と略す) の境界付近において近慣性周期帯のエネルギーが最大であることを示した。この結果は YB と JB の境界付近の深層側にも近慣性エネルギーの発生起源があることを示唆していると考えられる。

日本海深層の密度成層は大洋側と比べて非常に弱く、2000 ~ 2500 m 以深のポテンシャル水温が鉛直的にほとんど変化しない底層水 (Bottom Water; 以下, BW と略す) と、それ以浅の弱いながらも水温成層する深層水 (Deep Water; 以下, DW と略す) の 2 水塊に分類される (Gamo and Horibe, 1983)。このように、日本海底層には鉛直均一な BW (浮力振動数 $N \sim 0$) が形成されているため、BW 以浅の DW 内には必ず $N \sim f$ (コリオリパラメータ) となる深度が存在している。なお、YB と JB の間にある浅瀬域 (シル) 底層に形成されている底層フロントによって、この BW は JB 側の低温な BW (以下, JBBW と略す) と YB 側のわずかに高温な BW (以下, YBBW と略す) に分離されている (Senjyu *et al.*, 2005b)。

$N \sim f$ となる深度では、水平運動と鉛直運動が同程度の空間スケール (内部変形半径は数 100 m のオーダー) となることが期待される。それゆえ、表層付近では回転系静水圧で近似される内部慣性重力波であっても、これが BW 付近の深度まで伝播したときには回転系非静水圧の力学領域で議論する必要がある。本論の前半では、回転系非静水圧における内部慣性重力波の分散関係についての理論的考察と数値モデル実験をもとに、 $N \sim f$ となる成層状態では鉛直運動が本質の浮力振動 (N 振動) と水平運動が本質の慣性振動 (f 振動) の性質をあわせ持つ振動が存在する可能性を示す。この理想的な振動状態を本論では「fN 振動」と呼ぶ。本論の後半では、深層域からの内部波エネルギー起源の一つとして、YB と JB の境界域に形成されている底層フロントが擾乱源となる可能性を、船舶を用いたフロント横断観測とフロント近傍における約 24 時間の CTD 連続観測により検証し、その結果と数値モデル実験をもとに、フロント近傍の fN 振動から

離脱したと推測される近慣性周期の擾乱発生について議論する。

2. fN 振動

2.1 $N \sim f$ の弱い成層場に存在する内部慣性重力波の分散関係

本論では簡単化のため、 $\partial/\partial y = 0$ (y 軸は南北方向を想定) を仮定した鉛直 2 次元平面を考える。 x - z 平面 (東西断面) の流速成分を u , w とすると、 y 方向の渦度 ζ_y は

$$\zeta_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (1)$$

と定義される。密度成層を $\rho(x, z, t) = \rho_0(z) + \rho'(x, z, t)$ として基本場 ρ_0 と変動場 ρ' に分離すると、基本場の浮力振動数 N は次式で定義される。

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \quad (2)$$

ここで、 g は重力加速度である。 x - z 平面上で線形近似した渦度方程式、 y 方向の流速成分 v に関する運動方程式、微小擾乱における密度 ρ' の保存式は、それぞれ

$$\frac{\partial \zeta_y}{\partial t} - f \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (5)$$

となる (Gill, 1982)。(3) と (4) 式から v を消去し、(1), (2), (5) 式を用いて変形すると、次式で表される内部慣性重力波の方程式を得る。

$$\frac{\partial^2 \zeta_y}{\partial t^2} + f^2 \zeta_y + (f^2 - N^2) \frac{\partial w}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

ここで、左辺第 3 項が他の 2 項に比して十分に小さい場合には、(6) 式は

$$\frac{\partial^2 \zeta_y}{\partial t^2} + f^2 \zeta_y = 0 \quad (7)$$

で近似され、周波数 f の振動方程式となる。(6) 式の第 3 項が小さくなる条件には 2 つ考えられる。一つは $\partial w / \partial x \rightarrow 0$ 、もう一つは $f^2 - N^2 \rightarrow 0$ である。前者の条件が成立する例として、一般に $N \gg f$ である表層成層場において、水平スケールの大きな風強制等 ($\partial / \partial x \rightarrow 0$) により励起される鉛直シアの大きな内部慣性重力波 ($\partial u / \partial z \gg \partial w / \partial x$) がある。この場合、表層混合層内には慣性振動が励起され、そのエネルギーの一部が近慣性内部重力波として下方へ伝播すると考えられている (例えば, Niwa and Hibiya, 1997)。一方、後者の条件は、 $N \sim f$ の弱い成層状態となる深層域で成立し易いと考えられる。この場合、例え有限スケール ($\partial / \partial x \neq 0$) の強制であっても、 $N \rightarrow f$ の極限では第 3 項が十分に小さくなるとともに、(7) 式の振動方程式の f は N で置き換えることができる。それゆえ、本論では前者 ($N \gg f$) の慣性振動と区別して、後者 ($N \sim f$) の振動を fN 振動と名付ける。ただし、深層域において N と f は必ずしも一致せず、後述するように、この場合も fN 振動のエネルギーの一部が内部慣性重力波として、水平または上方へ伝播することが期待される。

本節ではまず、内部慣性重力波の分散関係式を用いて、水平方向の群速度が極大となる場合の fN 振動がある特定の有限空間スケールをもつことを示す。水平波数 k 、鉛直波数 m 、周波数 ω を持つ波動が満たす分散関係式は、(6) 式より

$$\omega^2 = \frac{f^2 m^2 + N^2 k^2}{k^2 + m^2} = \frac{f^2 + N^2 (k/m)^2}{(k/m)^2 + 1} \quad (8)$$

となる (Gill, 1982)。ここでは、鉛直スケールを固定した波 (または、鉛直波数 m が与えられたとき) の水平方向の分散性について考える。(8) 式から位相速度と群速度の水平成分 (C_H , C_{gH}) はそれぞれ次式で表現される。

$$C_H = \frac{\omega}{k} = \frac{(f^2 (m/k)^2 + N^2)^{1/2}}{(k^2 + m^2)^{1/2}} \quad (9)$$

$$C_{gH} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{(N^2 - f^2) m^2 k}{(k^2 + m^2)^{3/2} (f^2 m^2 + N^2 k^2)^{1/2}} \quad (10)$$

$N \sim f$ となる成層条件の例として $N = 0.5f, f, 2f$ を選び、(8) 式を用いて得た各分散曲線を Fig. 1 に示す。縦

軸は f で規格化した振動数 ω/f 、横軸は鉛直波数 m で規格化した水平波数 k/m (以下、波数比と呼ぶ) であり、 $k/m > 0$ の領域のみを示した。 $N = f$ のケースを除いて ($N = 0.5f, 2f$)、 $k/m \rightarrow \infty$ の短波側極限では $\omega \rightarrow N$ の浮力振動数、 $k/m \rightarrow 0$ の長波側極限では $\omega \rightarrow f$ の慣性振動数に漸近し、どちらの極限でも $C_{gH} \rightarrow 0$ となる。これは $N = 0.5f$ と $N = 2f$ で C_{gH} の符号は異なるものの ((10) 式より)、 $|C_{gH}|$ が極大となる波数比 k/m が両極限の間どこかに存在することを意味している。ところが、 $N = f$ では C_{gH} が極大となる波数比 k/m が存在せず、(10) 式からもわかるように全ての波数比 k/m で $C_{gH} = 0$ となる。そこで、 $N = f$ ではなく $N \rightarrow f$ の極限において、 $|C_{gH}|$ が極大となる波数比 k/m の値を求めることを考えた。 $|C_{gH}|$ の極大値を求めるために、(10) 式をさらに波数 k で偏微分すると、

$$\frac{\partial C_{gH}}{\partial k} = \frac{N^2 - f^2}{((k/m)^2 + 1)^{3/2} (f^2 + N^2 (k/m)^2)^{1/2}} - \frac{3(N^2 - f^2)(k/m)^2}{((k/m)^2 + 1)^{5/2} (f^2 + N^2 (k/m)^2)^{1/2}} - \frac{N^2 (k/m)^2 (N^2 - f^2)}{((k/m)^2 + 1)^{3/2} (f^2 + N^2 (k/m)^2)^{3/2}} \quad (11)$$

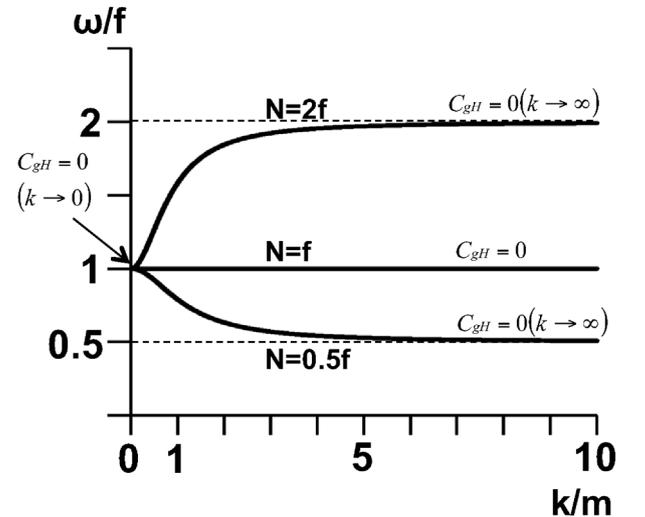


Fig. 1. Dispersion diagram for internal gravity waves in a rotating fluid under the three types of continuous stratifications with $N = f$, $N = 0.5f$ and $N = 2f$.

となる。 $N=f$ を除いて、 f/N の値を0.1～10の範囲で変化させたとき、 $\partial C_{gH}/\partial k=0$ (極大群速度)となる波数比 k/m の変化を Fig. 2 (a) に、また $f=9.374 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ の場合について (底層フロント海域の北緯39度を想定)、(9)と(10)式に基づいて求めた、その波数比に対する C_H と C_{gH} を Fig. 2 (b) に示す。 $N=f$ の前後において、 $\partial C_{gH}/\partial k=0$ となる波数比 k/m は1以下の有限値へ漸近する (Fig. 2 (a))。また、 $f/N > 1$ と $f/N < 1$ で C_H は同符号であるが、 C_{gH} は異符号となるため、 $N \rightarrow f$ 極限の C_{gH} は零値に漸近することがわかる (Fig. 2 (b))。このような特徴は、 $N \gg f$ である表層付近の内部慣性重力波について、 $k/m \rightarrow 0$ の極限において C_{gH} が零値へ漸近することとは大きく異なる。 $N \rightarrow f$ の極限で $\partial C_{gH}/\partial k=0$ となる波数比 k/m は、微小量 ε を用いて $N=f \pm \varepsilon$ とし、 $\partial C_{gH}/\partial k=0$ の式に代入して整理した後、 $\varepsilon \rightarrow 0$ の極限をとることで得られ、 $k/m=1/\sqrt{3}$ (~ 0.58) < 1 である (付録を参照)。以上の考察から、fN振動は慣性振動と同じ振動数 f を持つが、その振動のエネルギーを最も周辺に伝播させ易い、すなわち、水平方向の群速度が最大となる内部波の波数比は $k/m=1/\sqrt{3}$ であることがわかった。

2.2 数値モデル実験で再現した fN 振動と内部慣性重力波

本節では YB と JB の境界域に形成されている底層フロントを想定した水平密度勾配を初期値として設定した数値モデル実験によって、フロントに捕捉された fN 振動の水平鉛直構造と位相変化、およびフロントを擾乱源とした内部慣性重力波について検討する。後述するように、実際の底層フロント海域では $N \sim f$ となる深度は限られているが、本節では理想的な条件における波の分散特性を理解することを目的として、全計算領域で浮力振動数 $N (= 2f, f, 0.5f)$ を一定とした数値実験を行った。2.1 節と同様、 $\partial/\partial y=0$ を仮定した鉛直2次元平面の非静水圧モデルとし、(3)～(5)式の線形方程式に非線形項および数値的な発散を抑えるための水平及び鉛直渦粘性項を加えた下記の方程式を採用した。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_y}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta_y}{\partial x} + w \frac{\partial \zeta_y}{\partial z} - f \frac{\partial v}{\partial z} \\ = \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho'}{\partial x} + A_h \frac{\partial^2 \zeta_y}{\partial x^2} + A_z \frac{\partial^2 \zeta_y}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (12)$$

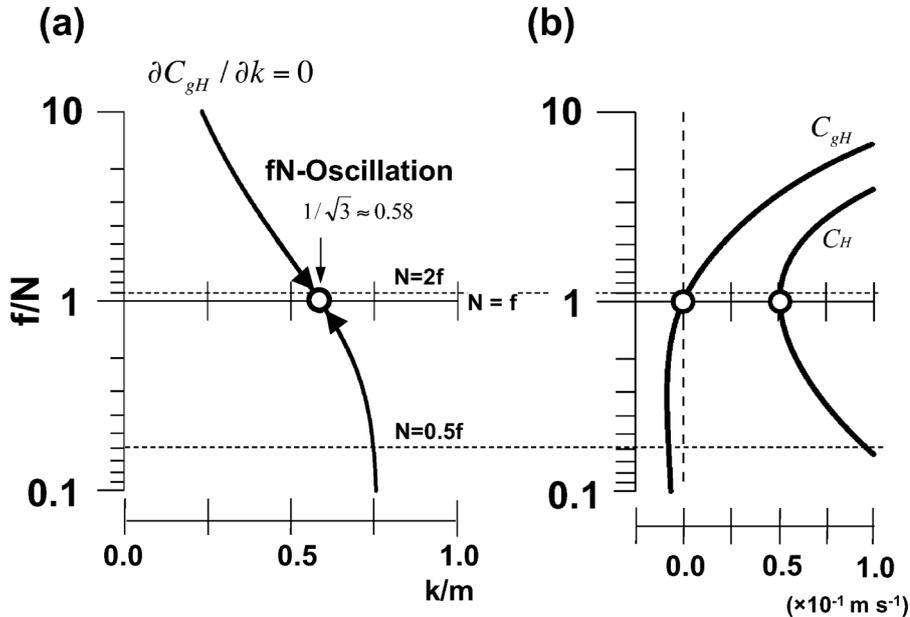


Fig. 2. (a) Maximum group velocity (C_{gH}) and (b) their horizontal phase/group velocities (C_H and C_{gH}) as a function of ratios of f/N and horizontal/vertical wavenumber (k/m).

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f v = A_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + u \frac{\partial \rho'}{\partial x} + w \frac{\partial \rho'}{\partial z} - w \frac{\rho_0 N^2}{g} = K_h \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} + K_z \frac{\partial^2 \rho'}{\partial z^2} \quad (14)$$

ここで、 A_h と A_z は水平・鉛直方向の渦動粘性係数、 K_h と K_z は水平・鉛直方向の渦拡散係数である。流線関数 Ψ を

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (15)$$

で定義すると、相対渦度 ζ_y は次のポアソン方程式で表現される。

$$\zeta_y = -\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) \quad (16)$$

計算領域は鉛直 $H = 1$ km, 水平 $10H = 10$ km の矩形

とし、上下左右の境界は全て非粘着の閉境界とした。時間差分幅は $\Delta t = 10$ s, 格子サイズは $\Delta x = \Delta z = 10$ m である。コリオリパラメータ f は底層フロントが形成されている YB と JB の境界域を想定して北緯 39 度の $f = 9.374 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, 水平・鉛直方向の渦動粘性係数と渦拡散係数は全て同じ $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ とした。最初に、基本場 ρ_0 の密度成層を全領域で $N = f$ としたケースを調べる。初期値として、観測結果を基にモデル中央 ($x = 0$) 付近に水平幅 200 m の間で線形に変化する $\Delta \rho' = 1 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ の水平密度差を与え、弱い底層フロントを表現した。フロントの鉛直スケールが $H = 1$ km であることから、波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ から想定される fN 振動の水平スケールは $\sqrt{3}H \sim 1.73$ km となる。このスケールは設定したフロント幅 (200 m) より 1 オーダ大きい。なお、計算結果の密度場は $\rho = \rho_0 + \rho'$ で表示している。

fN 振動の一周期分の位相変化を示すため、Fig. 3 に 2 慣性周期目から 1/4 周期 ($0.25T_f: T_f = 2\pi/f$) 毎の (a)

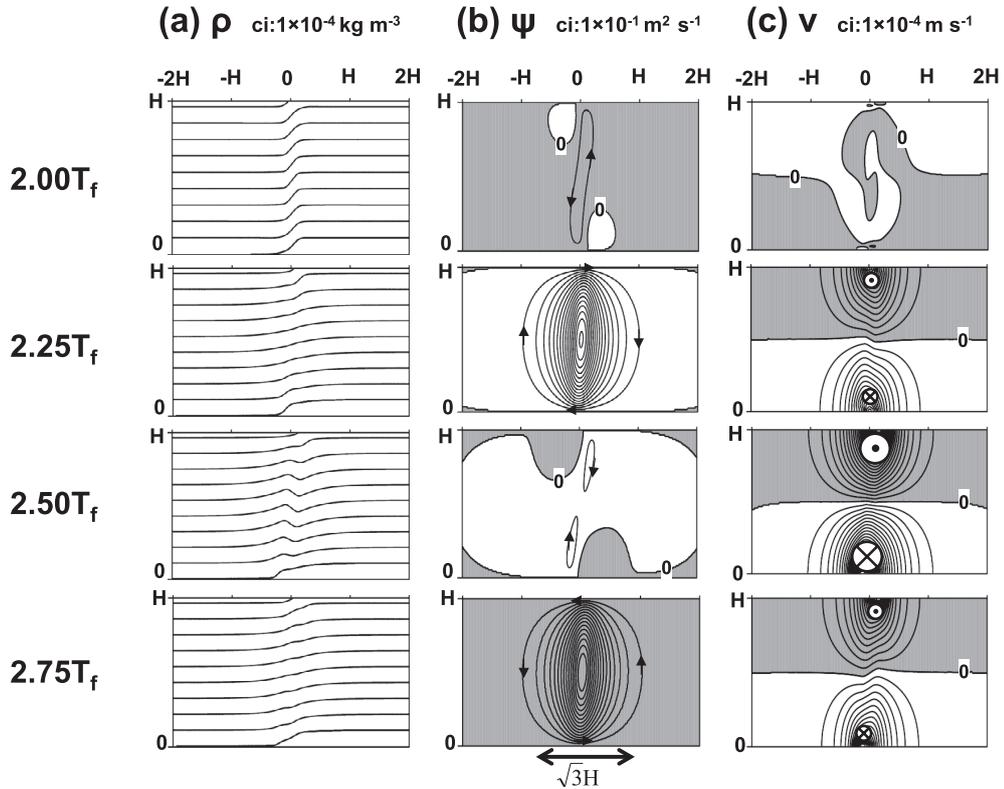


Fig. 3. The snapshot sections of (a) density, ρ , (b) stream function, Ψ , and (c) y-component of velocity, v , at $t = 2.00T_f, 2.25T_f, 2.50T_f$ and $2.75T_f$, obtained by the numerical basic model calculation.

密度 ρ , (b) 流線関数 Ψ , (c) 断面に直交する方向の流速成分 v の空間分布を示す。なお、ここでは示していない時刻 $t = 3.0T_f$ の断面図は時刻 $t = 2.0T_f$ とほぼ同じ図であり、初期に与えた密度場もこれとほぼ同じである。まず、流線関数 Ψ をみると、水平密度差を与えた $x = 0$ を中心に時計回り ($t = 2.25T_f$) と反時計回り ($t = 2.75T_f$) の鉛直循環流が1慣性周期内で交互に出現している。その水平スケールと鉛直スケールの比は、フロント幅が十分に小さいため、前節の理論解析から予想された波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ に近い。この振動する鉛直循環流に伴い、密度場にみられる弱い水平フロントが歪み、慣性周期で振動する密度偏差が生じている。流速成分 v は時刻 $t = 2.0T_f$ (または $t = 3.0T_f$) ではほぼ零であり、他の時刻には上側半分で負 (紙面に対し手前方向)、下側半分で正 (紙面向き方向) となっており、極大流速は $t = 2.0T_f$ から半慣性周期後 ($t = 2.5T_f$) にある。よって、1慣性周期で平均すれば、上側と下側で流向が反転した流速場が現れる。また、流線関数 Ψ と流速成分 v が示す振動成分に注目すれば、中央水深 ($z = H/2$) では常に $v = 0$, $-\partial\Psi/\partial z = u = 0$ で w 成分のみの浮力振動が支配的であり、逆に上下境界 ($z = 0, H$) では $\partial\Psi/\partial x = w = 0$ となるため、 u と v の位相が90度ずれた慣性振動が支配的になる。なお、上下境界の慣性振動はお互い逆位相であるが、どちらも時計回りに回転している。ただし、この上下境界で逆位相となる慣性振動はモデル海洋の上下端を閉境界条件としているために生じており、特に、上側境界の慣性振動が現実存在していると判断することは危険と思われる。

次に、浮力振動を中央水深の鉛直流 $w(z = H/2)$ 、慣性振動を海底近傍の水平流 $u(z = 50\text{ m} = H/20)$ の各々の5慣性周期の間の空間-時間 (x - t) ダイアグラムを Fig. 4(a) に示す。 $N = f$ の場合、 $w(z = H/2)$ と $u(z = H/20)$ が変動する範囲は、フロントを挟んだほぼ $\sqrt{3}H$ 以内に制限され、慣性周期 T_f の振動のみが卓越し、フロント域を脱する擾乱は存在しない。このように、 $N = f$ 条件下の fN 振動は水平方向にエネルギー伝播しないことが確認され、地衡流調節で生じる内部慣性重力波が発生せず、 $C_{gH} \rightarrow 0$ の fN 振動がフロント近傍域において繰り返される結果となった。本研究では、この状態を「永遠に終わることのない地衡流調節: NEGA (Never

Ending Geostrophic Adjustment)」と呼ぶことにする。

次に、成層を少しだけ強くした $N = 2f$ の場合と逆に弱くした $N = 0.5f$ の場合の実験を行い、 $N \neq f$ の条件下における内部慣性重力波の発生および伝播について調べた。両ケースの結果を Fig. 4(b) と Fig. 4(c) に示す。 $x = 0$ に位置するフロント近傍において、 $w(z = H/2)$ はそれぞれ周波数 $N = 2f$ と $N = 0.5f$ の浮力振動の卓越を示す一方、 $u(z = H/20)$ では両ケースともに慣性周期 T_f の慣性振動が卓越している。これは、フロントが平坦な海底地形上にあるため成層の強さに関わらず海底直上の鉛直流が零となり、その結果、鉛直流の水平勾配も零となるために (7) 式の振動方程式が成立することに対応して生じた慣性振動である。フロント域外では両ケースとも、それぞれの群速度でフロント域を脱する擾乱が観察される。ただし、Fig. 2(b) で示したように、群速度に対する両ケースの位相速度の符号が異なるため、 $N = 2f$ はフロント域から外側へ (Fig. 4(b)), $N = 0.5f$ は外側からフロント域へ (Fig. 4(c)) の位相伝播が生じている。次に、図中の黒縦線の位置 ($N = 2f$ は $x = 4H$, $N = 0.5f$ は $x = 2H$) で擾乱の周期 ($u(z = H/20)$ 図の白抜き矢印で示した時間間隔) を見積もると、 $N = 2f$ では慣性周期よりも短い $0.74T_f \sim 0.77T_f$ (周波数 $\omega = 1.30f \sim 1.35f$), $N = 0.5f$ では慣性周期よりも長い $1.11T_f \sim 1.12T_f$ ($\omega = 0.89f \sim 0.90f$) となる。これらの周期的擾乱を内部慣性重力波と考えることによって、見積もられた周期から擾乱の空間スケールを逆算することができる。そこで、(8) 式の分散関係式を波数比 k/m を求める式に変形すると、

$$\frac{k}{m} = \sqrt{\frac{f^2 - \omega^2}{\omega^2 - N^2}} \quad (17)$$

となる。それぞれのケースの値を (17) 式に代入すると、 $N = 2f$ の場合は $k/m = 0.55 \sim 0.61$, $N = 0.5f$ の場合は $k/m = 0.58 \sim 0.62$ が得られ、両ケースともに fN 振動の $k/m \sim 0.58$ 前後の値であった。以上の結果からは、成層の強さに関わらず、波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ に対応する卓越周波数をもつ内部慣性重力波が周囲へ伝播する様子が示された。

日本海の場合、 fN 振動の鉛直スケール (m^{-1}) は最大でも水深 (2~3 km) で制限されるため、その水平ス

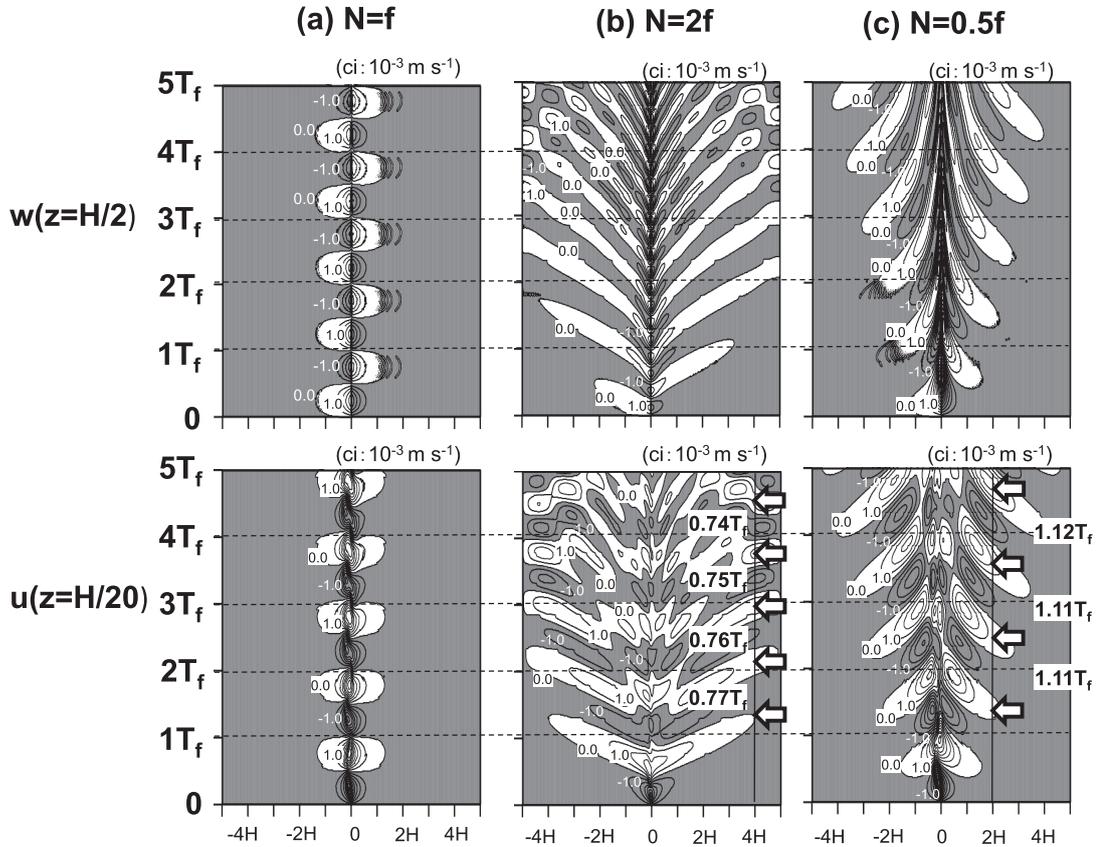


Fig. 4. Space-time diagrams of w at $z = H/2$ and u at $z = H/20$ during 5-inertial periods for N of (a) f , (b) $2f$ and (c) $0.5f$. The intervals between two arrows indicate the estimated periodicity of internal wave disturbances induced by the fN-Oscillation.

ケール (k^{-1}) は $m^{-1}/0.58 = 3.4 \sim 5.2$ km 程度の非常に狭い範囲に限定されることが予想される。このため、底層フロントに捕捉された fN 振動が実際に存在していたとしても、深層の局所的な海域で生じる振動現象を船上からピンポイントの海洋観測で捉えるのは容易ではないと考えられる。そこで我々は、底層フロントにできるだけ近い観測点においてフロント域から脱した内部慣性重力波を捉え、その周期性が波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ の関係を満たすことを確認できれば、fN 振動の存在を示唆する間接的な証拠を得たことになる考えた。

3. 海洋観測

底層フロント海域における海洋観測は、2013 年春季と

2014 年春季の 2 度実施した。2013 年の観測では広範囲の CTD 観測から底層フロント近傍点を探索し、その近傍点における CTD 連続観測により、擾乱の周期性を捉えることを目的とした。2014 年は補足的観測の位置付けであるが、2013 年よりもさらに短い観測点間隔を設定し、底層フロント横断方向のフロント先鋭度を調べることを目的とした。

2013 年の海洋観測は北海道大学水産学部附属練習船おしよ丸を用いて、4 月 16～17 日と 4 月 23 日の前半と後半の 2 回、JB と YB の間にあるシル上の底層に形成される底層フロント海域で実施した。観測項目は CTD (SEA BIRD 社製 SBE 19plus) を用いて 1 db 間隔で計測したポテンシャル水温 (Potential Temperature; 以下、PT と略す) と同社製 SBE43 で計測した溶存酸素 (Dis-

solved Oxygen ; 以下, DO と略す) である。PT の分解能は $0.0001\text{ }^{\circ}\text{C}$, 測定精度は $\pm 0.005\text{ }^{\circ}\text{C}$ であるため, $0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$ オーダの PT 変化を示す底層フロント構造は十分捉えることができる。一方, Senjyu *et al.* (2005b) の塩分断面図(彼らの Fig. 2 (b)) を参照すると, 底層フロントを挟む塩分差は 0.001 以下であり, 本 CTD の塩分測定精度では分解不可能なオーダである。飽和 DO 濃度は塩分の影響を受け, 塩分が高いほど飽和 DO 濃度は低くなる。本観測では塩分検定は行っていないが, 上述のように CTD による塩分測定精度が低いため, カタログ記載の DO 測定精度は 0.01 mL L^{-1} であっても, 底層フロント近傍における実質的な測定精度はさらに低下すると思われる。そこで, 我々は CTD 観測と同時に, 1400 db 以深では約 100 db 間隔の採水を実施し, Winkler 法による DO 検定を行った。その結果, CTD 測定 DO 値は検定値よりも系統的に低い傾向がみられ, 両者の平均値の差は 0.257 mL L^{-1} であった。この値を CTD で測定された全ての DO 値に加えた。この DO 値を経年変化などの定量的な議論に用いることは難しいが, DO 分布やその時間変化についての定性的な議論は可能であると考えて以下の解析に使用した。

Fig. 5 (a) に調査海域の海底地形と観測点位置を示す。CTD 観測点は 2 本の観測線上の Stn. A1 ~ A5 と Stn. B1 ~ B4 の 9 点 (○印) と測点間隔の狭い Stn. a1 ~ a3 の 3 点 (△印) の計 12 点で構成される。観測前半の目的は, 底層フロントの水平および鉛直構造の概略を捉え, フロント近傍点を探査することにある。まず, シルを横切る A1 → A5 の粗い測点間隔 (40 km) での観測によって底層フロントが A3-A4 間にあることを確認した。B1 → B2 の調査後, 新たに A3-A4 間の 10 km 間隔の 3 測点 (a1 ~ a3) で観測をおこない, Stn. a1-a2 間に幅が 10 km 以下のフロントがあることを確認した。その後, B3 → B4 の調査を実施し, 前半の観測を終了した。この観測では過去の研究よりも短い測点間隔で調査が行われており (例えば, Senjyu *et al.* (2005b) では $40\sim 50\text{ km}$ の測点間隔), その結果, 10 km 以内 (Stn. a1-a2 間) で水塊が変化するようなシャープなフロント構造を捉えることができた。約 6 日後に実施した観測後半の目的は, 数値モデル結果から示唆された fN 振動から派生する擾乱をフロント近傍における PT と DO の時間変化から見

出すことにある。観測前半で明らかになったフロント近傍点のうち, JB 側の Stn. a1 を固定観測点として選択し, この場所で 2.25 時間間隔の計 11 回, 約 24 時間の CTD 連続観測を実施した。測定された PT と DO の時間変化量は, ともに測定精度限界に近い (PT は $10^{-3}\sim 10^{-4}\text{ }^{\circ}\text{C}$, DO は 10^{-2} mL L^{-1} のオーダで変化), スパイク状のデータ値は全て 20 db のメディアンフィルターで削除した後, 本解析に使用した。

上記の 2013 年観測では底層フロントの水平幅が 10 km 以内というシャープな水平構造をもつことがわかったものの, このフロント幅は測点間隔に依存している。そこで, 実際のフロント幅 (フロント横断方向の先鋭度) を調査するための補足的な水温観測を翌年の 2014 年 4 月 15 ~ 16 日に実施した。使用した観測船および CTD 測器及びデータの前処理方法は 2013 年と同じである。Fig. 5 (b) に示す模式図を用いて, フロント幅確定のためにおこなった観測方法を説明する。観測線は 2013 年と同じ Stn. A1 ~ A5 線を用い, 最初の観測点を中央の Stn. A3 とした。2013 年の観測で JBBW と YBBW の海底付近の PT が各々, $0.092\text{ }^{\circ}\text{C}$, $0.106\text{ }^{\circ}\text{C}$, と大きく異なることが判明していたので, 2014 年の観測点が底層フロントの JBBW 側にあるのか, YBBW 側にあるのかの判断は, 海底近傍の PT 値で行った。2014 年の BW の PT 値は 2013 年の BW よりも約 $0.004\text{ }^{\circ}\text{C}$ の上昇がみられたため, BW の PT 値が $0.098\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以下ならば JBBW 側, $0.110\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以上ならば YBBW 側と判断した。フロント位置の同定は距離が適当に離れた JBBW 側と YBBW 側の観測点の midpoint で新たな観測をおこない, その点がどちら側であるのかを判断した後に, 再び両 BW の midpoint を設定して観測間隔を次第に狭めていく, という挟み込みの方法をとった。まず, Stn. A3 は JBBW であったため, フロントはその南側にあると予想した。南側へ 30 km 離れた Stn. a3 も JBBW であったため, さらに 30 km 離れた Stn. b1 で観測したところ, YBBW であった。続いて観測した Stn. b1 と Stn. a3 の北側 midpoint Stn. b2 は YBBW, Stn. b2 と Stn. a3 の北側 midpoint Stn. b3 は JBBW, Stn. b3 と Stn. b2 の南側 midpoint Stn. b4 は YBBW であった。この時点で Stn. b3 と Stn. b4 の観測点間隔は 3.75 km まで狭まり, フロントは Stn. b4 よりも北側にあった。このとき, 弱い南風が吹いていたため, 北東向きにゆっくり漂流しながら,

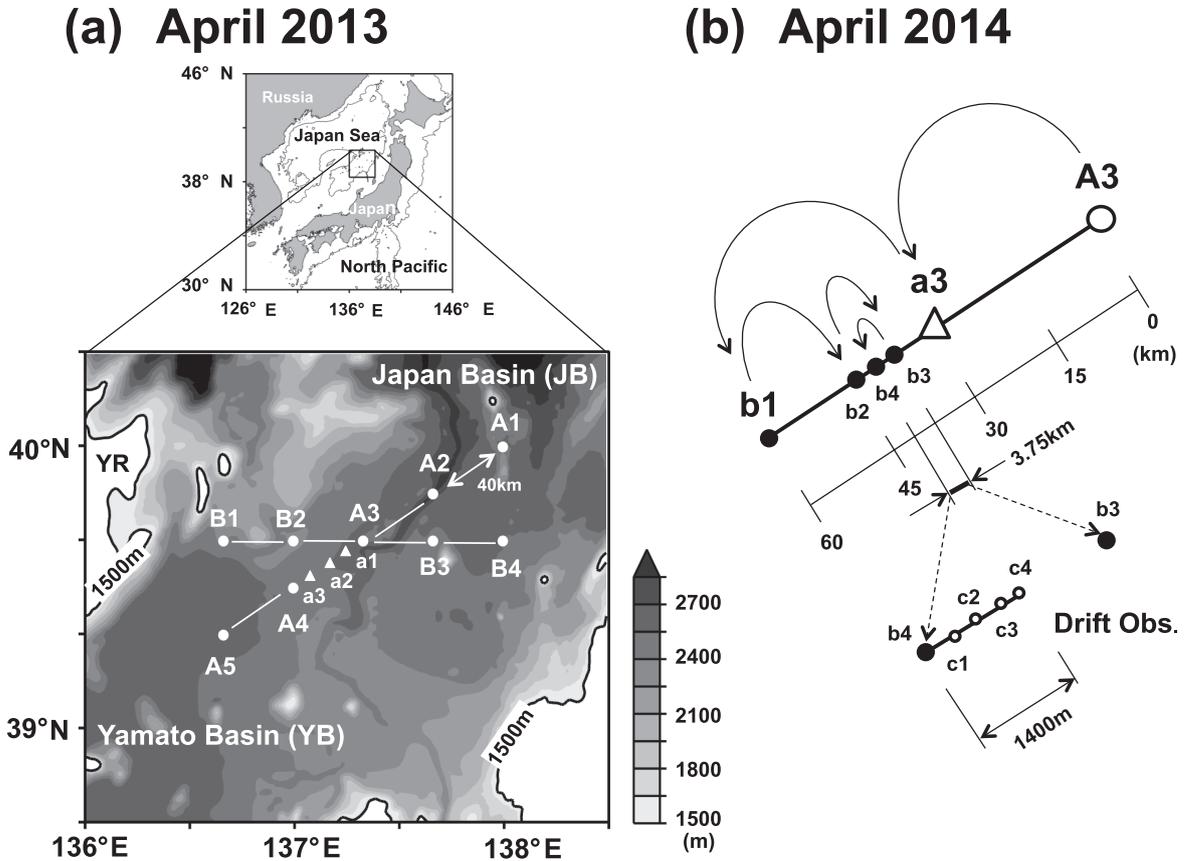


Fig. 5. (a) Bottom topography around the boundary area between JB and YB. Closed circles and triangles indicate locations of CTD observations on 16-17 and 23 April in 2013. (b) Schematic view of the selected observation points on 15-16 April in 2014.

CTD 測器を海中に入れたまま海底近傍から水深 1500 db までの上下観測を繰り返す、というドリフト観測に切り替えた。このため、観測点は不等間隔となったものの、約 1400 m 漂流している間に 4 回 (Stn. c1 ~ c4) の CTD 観測を実施することができた。その結果、本研究では数 100 m 幅という非常にシャープな底層フロントを捉えることに成功した。

4. 観測データの解析結果

4.1 底層フロント付近における PT と DO の水平鉛直構造

Fig. 6 と Fig. 7 は 2013 年に実施した 2 本の観測線 Stn. A1 → A5 と Stn. B1 → B4 のそれぞれの (a) PT と (b)

DO の鉛直断面分布図 (1500 db 以深を表示) である。Fig. 6 の A5 側に YB, A1 側に JB があり, Fig. 7 の B1 側に大和堆 (Yamato Rise: 以下 YR と略す), B4 側に日本列島がある。両図とも, DO の等値線は 0.01 mL L^{-1} 間隔, PT の等値線は $0.01 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 間隔 (太線) であるが, 約 1800 db 以深にある $0.12 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 以下の領域では $0.002 \text{ }^{\circ}\text{C}$ 間隔 (細線) にして底層フロントの構造を強調した。DO 図では 0.03 mL L^{-1} 毎の 3 段階の濃淡でも表示した。濃い灰色領域ほど低濃度である。

まず, 底層フロント方向に対してほぼ直交した断面である Stn. A1 → A5 観測線 (Fig. 6) について記述する。底層フロントの厚さは海底上 300 ~ 500 db 程度, フロントを横切る水平方向の PT 差は約 $0.01 \text{ }^{\circ}\text{C}$, DO 差は約 0.05 mL L^{-1} である。このフロントを挟んで, YB 側の

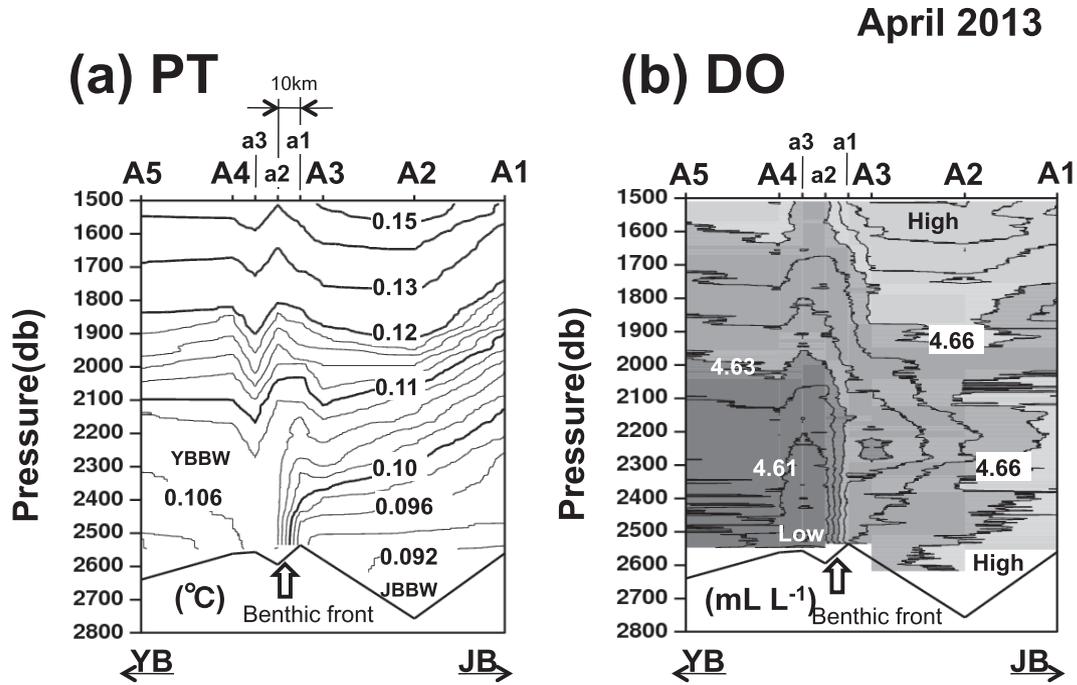


Fig. 6. Vertical sections of (a) PT and (b) DO along A-line in April 2013. The contour intervals are $2 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ for PT and $1 \times 10^{-2} \text{ mL L}^{-1}$ for DO.

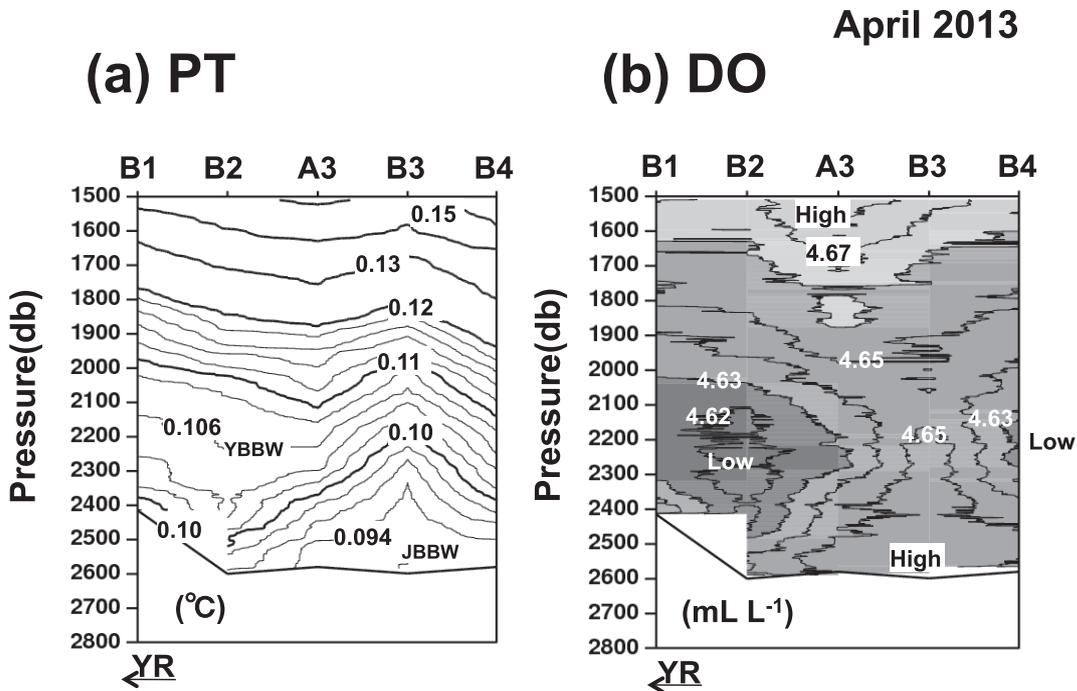


Fig. 7. Same as Fig. 6 except along B-line.

BW は相対的に高温低酸素 ((a) 図の YBBW), JB 側の BW は低温高酸素 ((a) 図の JBBW) の水塊で特徴付けられる。Stn. B1 → B4 観測線 (Fig. 7) は Stn. A3 を含む東西線なので、底層フロント付近の JB 側の PT と DO の構造を捉えていることになる。それゆえ、Stn. A3 ~ B4 の底層付近には JBBW の低温高酸素が分布していることがわかる。一方、高温低酸素の YBBW は海底から 200 ~ 300 db も離れた深度にあり、YR 側の Stn. B1-B2 に位置している。このような底層フロント付近の水塊配置から、低温の JBBW が日本列島側の底層から YB 側へ流入し、高温の YBBW が YR 側から JBBW の上部を流出している様子が推測される。

Fig. 8 (a) に Fig. 6 (a) と同じ縦横スケールで表示した 2014 年観測の底層フロント付近における PT 鉛直断面分布を示す。両図を比較してわかるように、2013 年観測と比べて測点間隔が短い 2014 年観測の底層フロントの水平構造は、0.098 ~ 0.112 °C までの 12 本の等温線が重

なって 1 つの束となった縦線として示され、フロント幅が非常に狭いことがわかる。ただし、この結果は、観測点間隔が異なっている結果であって、2014 年のフロント幅が 2013 年に比べて狭いことを示してはいない。Fig. 8 (b) はドリフト観測部分のみを抽出した PT の拡大鉛直断面分布図である (図の縦横比を同スケールで表示している)。フロントは Stn. b4 と Stn. c1 (もしくは Stn. c2) の間にあり、その水平幅は 400 ~ 500 m 以内、フロントを挟む水平水温差は約 0.012 °C である。フロントの海底からの高さは水平幅と同スケールの 300 ~ 600 db であり、底層フロント自体の水平スケールと鉛直スケールが同程度であることを示している。

4.2 底層フロント近傍点における PT と DO の時間変化

底層フロント近傍点 (Stn. a1) における約 24 時間 (11 回キャスト) 連続 CTD 観測による PT と DO の時間変化

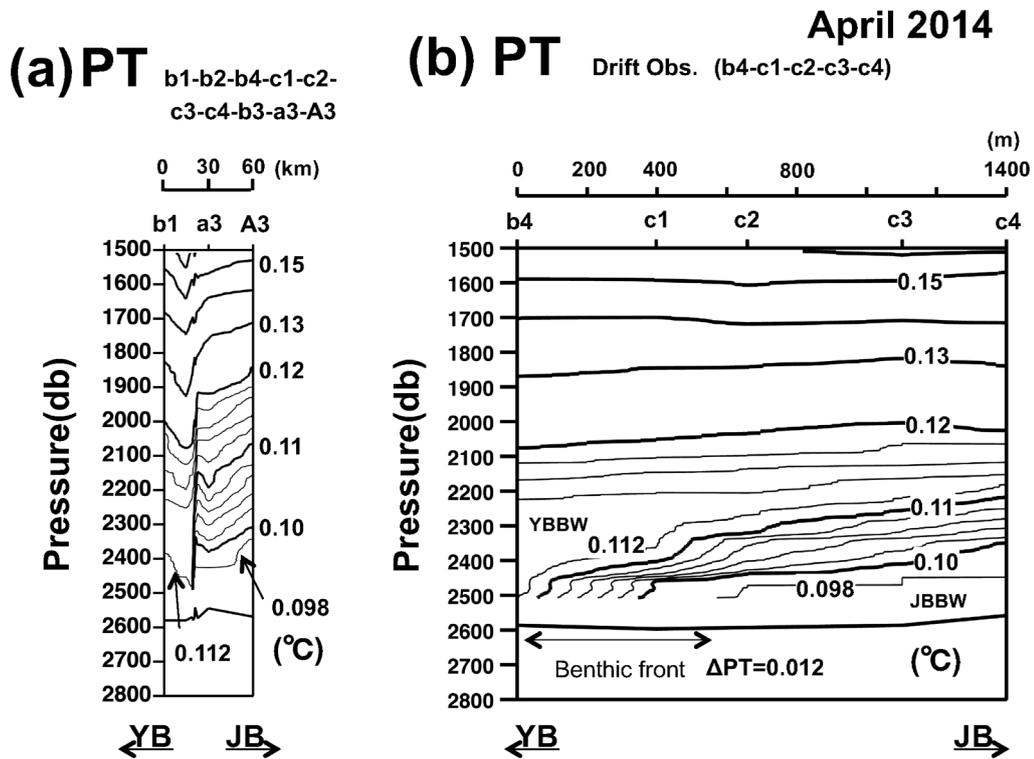


Fig. 8. (a) Vertical section of PT along A-line in April 2014, of which aspect ratio is as same as of Fig. 6. (b) Same as (a) except during the drifting-observation.

を深度 (1500 db 以深) - 時間イソプレット図として Fig. 9 に示す。等値線間隔や DO の濃淡表示は Fig. 6 および Fig. 7 と同じである。各図の上段に示した 2 つの横軸は、CTD キャストの回数と観測開始からの経過時間 (時間単位) である。ただし、Fig. 9 (a) の PT のイソプレット図では PT の鉛直勾配が $3.5 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C m}^{-1}$ 以下となる領域を灰色で表示し、弱い PT 成層または均一 PT で特徴付けられる JBBW や YBBW を強調している。

Stn. a1 は底層フロントの JB 側に位置していたので、2450 db 以深には相対的に低温高酸素で、ほぼ均一な PT である JBBW が継続して観測された。大きな時間変化は深度 2000 ~ 2200 db 付近にみられ、弱い PT 成層を伴う高温低酸素の YBBW が 1 ~ 3 キャストと 8 ~ 10 キャストの 2 回出現している。これを周期変動とみれば、その周期は概算で約 16 時間となる。本海域の慣性周期は 18.77 時間なので、それよりも短いが同程度の時間スケール

である。また、DO 図において顕著であるが、観測期間中、全体的に DO 値が低下する傾向がみられる。このことから、さらに長周期 (24 時間以上) の変動の存在が示唆される。

本研究では観測期間の 24 時間以内で議論できる変動成分のみに注目する。そのため、Fig. 9 に示した水深毎の PT と DO のデータを用いて、最小 2 乗法により得られる線形トレンド成分を除去して偏差を求め、さらに、微細な鉛直変動は議論できないと判断して、20 db 毎にサブサンプルして作成した PT 偏差と DO 偏差についての深度 (1500 db 以深) - 時間イソプレット図を Fig. 9 と同様な形式で Fig. 10 に示す。なお、等値線間隔を PT で $5 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$ 、DO で $2 \times 10^{-3} \text{ mL L}^{-1}$ に変更し、両図とも負の偏差領域を濃淡で表示している。PT 偏差の図 (Fig. 10 (a)) で特に顕著であるが、両図で YBBW の間欠的な出現が認められた深度 2000 ~ 2200 db 付近の外に深度

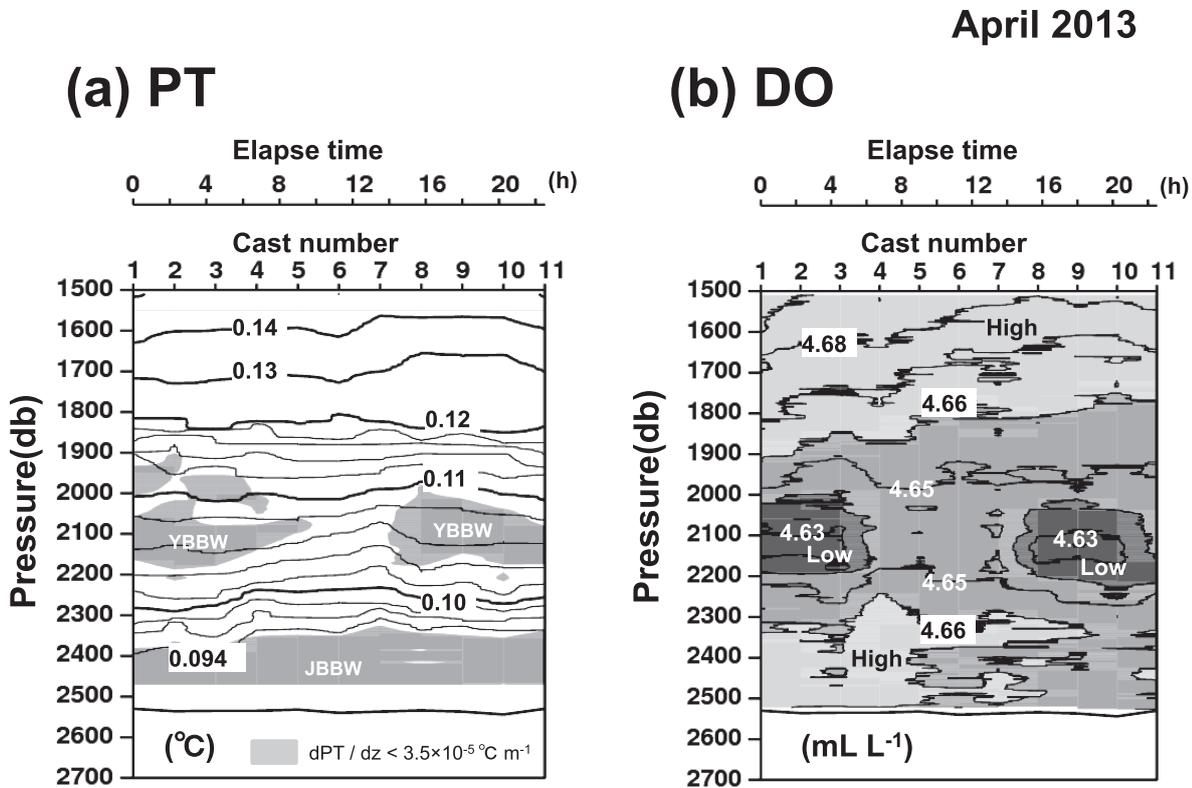


Fig. 9. Temporal variations of (a) PT and (b) DO at Stn. a1. Numerals in horizontal axes indicate elapse time from the first cast and cast numbers of CTD lowerings. Gray areas indicate those of homogeneous JBBW and weak stratified YBBW.

1500 db 付近にも似たような周期の変動がみられる。ただし、双方の深度における PT の変動は、ほぼ逆位相の関係にある。深度 1500 db 付近における DO の変動の振幅は小さい。DO は全深度に渡って YBBW の出現時間スケール (約 16 時間) よりも短い周期で変動していることが確認されたといえる。

4.3 底層フロント近傍点における密度成層と浮力振動数

Stn. al における 11 回の CTD キャストの各々で得られたポテンシャル密度 σ_θ (以下、密度と略す) の時間平均鉛直プロファイルをもとに、底層フロント近傍点における密度成層状態を浮力振動数 N で表現する。ただし、1500 db 以深の密度鉛直プロファイルが塩分値の測定精度限界付近での微小な変化に対応して、微小なばらつきを示したため、密度値 A_i (1 db ピッチ, $i = 1, 2, \dots, imax$)

の鉛直プロファイルに三角フィルター ($= 0.25A_{i-1} + 0.5A_i + 0.25A_{i+1}$) を 10000 回かけて空間平滑化することで、このばらつきを取り除いた。このとき、密度値の両末端 (A_1, A_{imax}) についてはフィルター処理を行っていない。このようにして得られた 11 回分の密度を細線, 11 回平均の密度を太線として、それらを重ねた鉛直プロファイルを Fig. 11 (a) に示す。時間変化する密度の変動幅はどの深度でも $10^{-4} \sigma_\theta$ のオーダーと小さく、11 回平均の密度場で成層状態を代表できることがわかる。

浮力振動数 N の値は、深度差 100 db の間の平均鉛直勾配をその中間深度での密度勾配として、(2) 式を用いて、1 db 間隔に求めた (100 db 毎の密度の平均鉛直プロファイルから最小二乗法により得られる直線勾配をその中間水深の密度勾配とし、この作業を 1 db 毎にずらしながら行い、(2) 式を用いることで得た)。横軸を対数表示の周波数として、得られた N 値の鉛直プロファイルを太

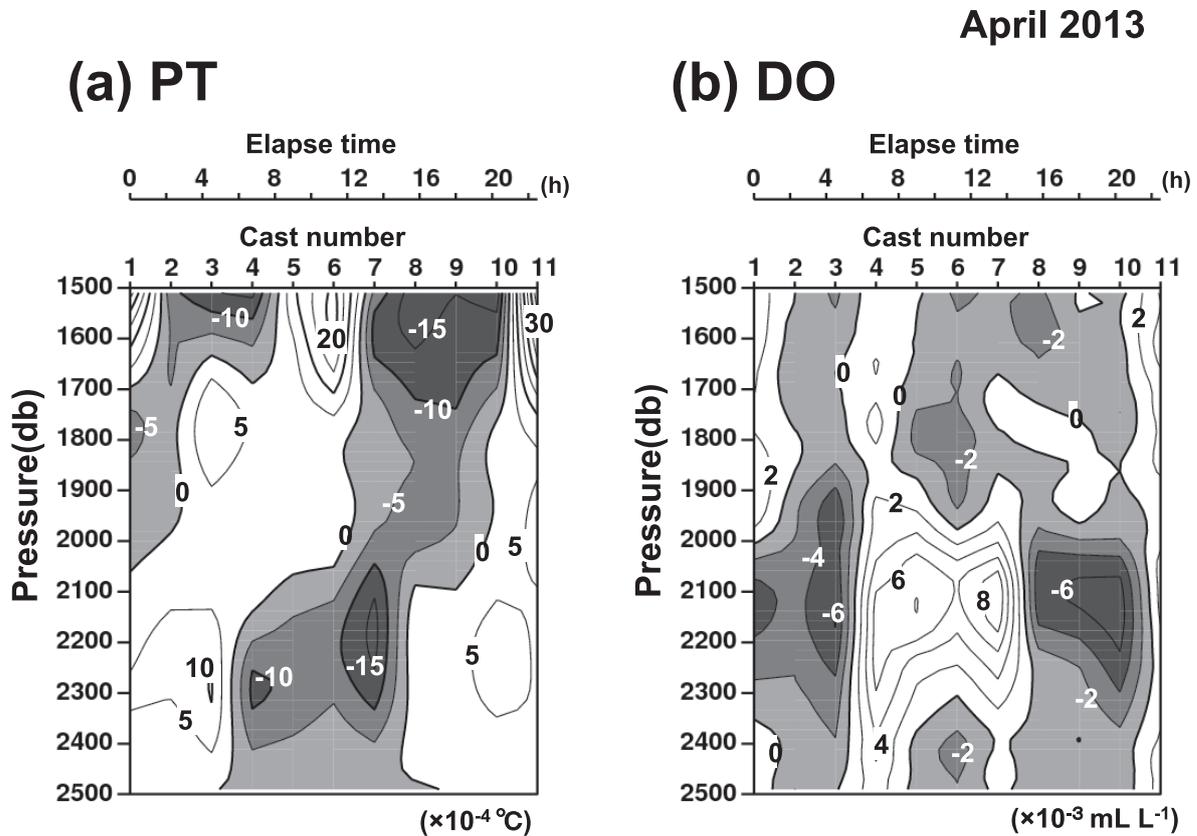


Fig. 10. Same as Fig. 9, but (a) PT and (b) DO anomalies from linear trends. Negative anomaly is shown by the gray color.

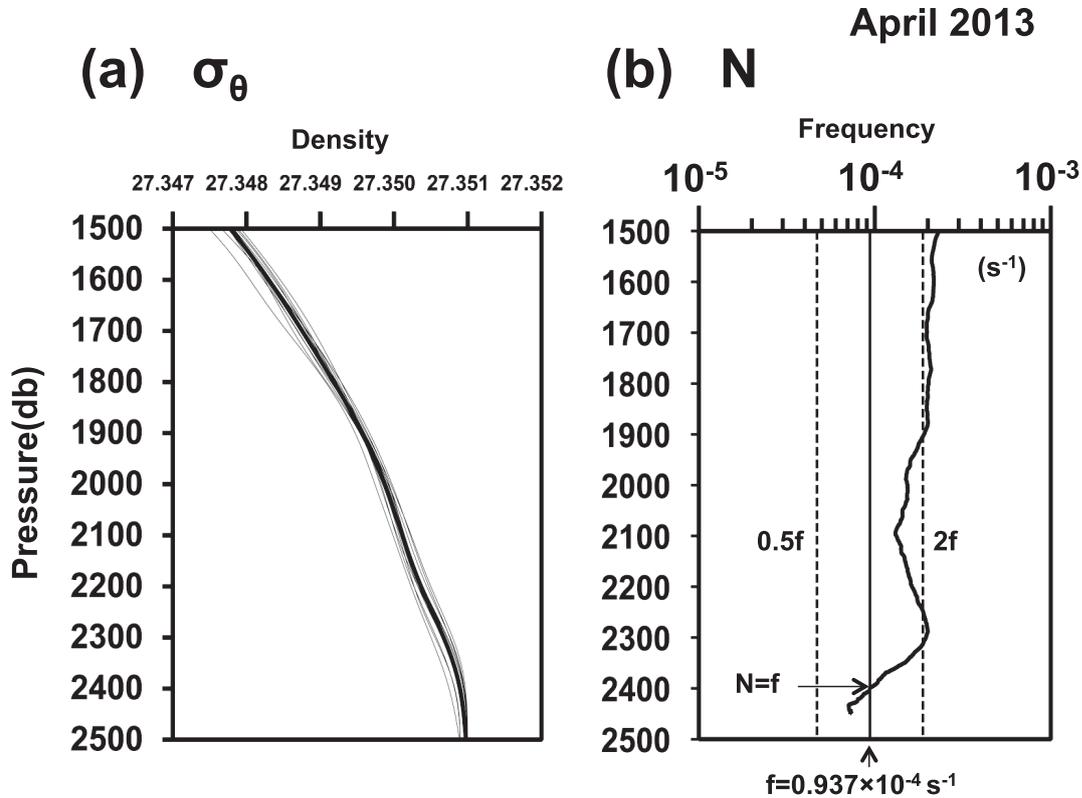


Fig. 11. (a) Vertical profiles of potential density at each of 11 casts (thin lines) and their temporal mean (thick line). (b) Vertical profile of the buoyancy frequency, N , calculated from the mean profile of potential density. The vertical lines indicate $N = f$, $0.5f$ and $2f$, respectively.

実線として Fig. 11 (b) に示す。注目すべき周波数であるコリオリパラメータ $f (= 9.374 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$ の値を縦実線で示し、補助的な周波数の目安として、 $0.5f$ と $2f$ の値を縦破線で示した。内部慣性重力波が理論上存在し得る周波数範囲は、 f と N の間 (すなわち、 $N > f$ の条件下では $f < \omega < N$, $N < f$ の条件下では $N < \omega < f$) である。 $N = f$ (18.77 時間) となる深度は JBBW 上部付近の約 2400 db にあり、その上下で f と N の大小関係が反転する。1500 db 以深における N 値の大きさは、ほぼ $2f$ (周期 9.38 時間) から $0.5f$ (周期 37.54 時間) の間にあることがわかる。

4.4 底層フロント近傍点に存在する擾乱の周期性

本節では Fig. 10 で示した PT と DO の偏差の時系列を用いて、データ長が短いために時間分解能は劣るものの、

調和解析法により極大振幅を示すときの変動周期を求め、それと周波数 f と N との関係を調べた結果を述べる。PT と DO の各々の深度毎の時系列について最小 2 乗法により得られた 6 時間から 24 時間まで 10 分間隔の周期の正弦波関数の振幅値の深度 - 周期分布図を Fig. 12 (a) と Fig. 12 (b) に示す。等値線間隔は PT が $1 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}$, DO が $1 \times 10^{-3} \text{ mL L}^{-1}$ であり、振幅値が大きいほど濃い灰色領域で強調している。この図でみるべきは、極大振幅を示す周期が PT と DO で、ともに 2 つ存在することであり、一つは N 近傍に、もう一つは f と N の間に分布している。Fig. 12 に周期 10 時間よりも短周期側の極大値を Δ 印、長周期側の極大値を \circ 印で示す。なお、図中の 2 本の白線は、Fig. 11 に示した慣性振動数 f と浮力振動数 N を周期の単位で表示している。

浮力振動の周期よりも短い周期帯 (N 線よりも短周期側) にも Δ 印が点在しているが、これは調和解析法の時

間分解能が低いことが原因と考えられる。この△印で表される短周期変動は 1500 db 以深の全深度に渡って存在する浮力振動と考えられ、内部境界面変位の上下変動に伴う PT と DO の変動と推測される。 f と N の間にある○印で表される変動は、先に述べたように、内部慣性重力波が存在してもよい領域にある。ただし、深度 1700 ~ 2100 db では PT と DO の振幅はともに小さく、そこ得られた○印で表される変動の周期の信頼性は低い。このため、PT の○印で表される変動が慣性周期 (f) 近傍にある一方、DO の○印で表される変動は大きくばらつき、両者の周期も一致していない。それ以外の深度における○印で表される変動の周期は PT と DO で似たような深度変化を示しており、両者とも深度 1500 db から N 値が f 値に接近する深度 2400 db に向かって、周期が 11 ~ 13

時間から慣性周期 (18.77 時間) へ次第に増加する傾向をもつ。

2.2 節で提示した波数比 k/m を求める分散関係式 (17) に、Fig. 12 に示した f 値と各深度毎の N 値及び○印で表される変動の周期に対応する周波数 ω の値を代入して得られた k/m 値の深度分布を Fig. 13 に示す。ここで、○印は PT の振幅極大周期、●印は DO の極大振幅周期から計算した値で、半径の大ききで相対的な振幅値を表現している。計算値のほとんどは $k/m < 1$ の範囲にあり、図中の縦実線は 2.1 節で導いた fN 振動の波数比 $k/m = 1/\sqrt{3} \sim 0.58$ である。Fig. 12 でもみたように、深度 1700 ~ 2100 db では PT と DO の両者の k/m 値は一致していないが、これは PT と DO の振幅幅がともに小さいために計算誤差が大きくなっていることが原因である

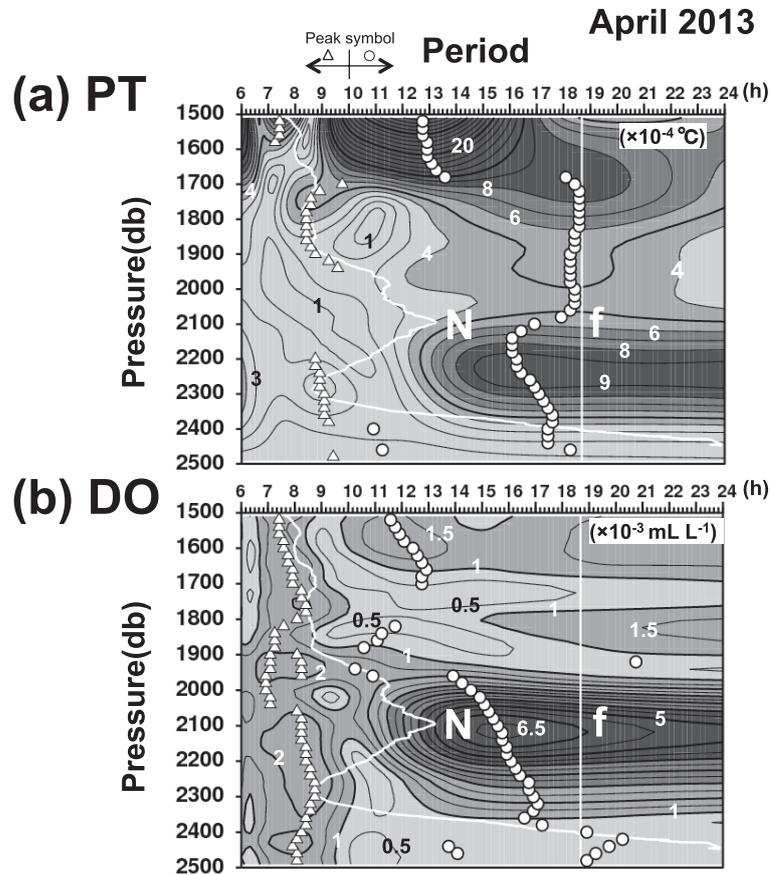


Fig. 12. Amplitudes of (a) PT and (b) DO as a function of depth and period (6 to 24 hours). Circles and triangles indicate the local maximum amplitudes. The inertial frequency, f and the buoyancy frequency, N , are shown by white solid lines.

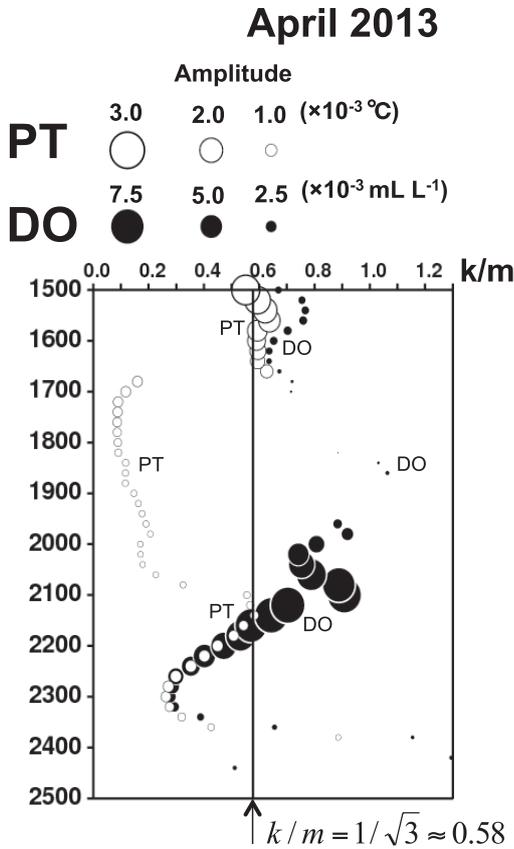


Fig. 13. Vertical distribution of ratios of horizontal/vertical wavenumber, k/m , estimated from the dispersion relation of internal gravity waves in a rotating fluid using observed variations of PT (open circles) and DO (closed circles). Radius of circle indicates relative amplitude. A vertical line is $k/m = 1/\sqrt{3}$.

と考えられる。この深度帯を除いて、PT と DO の値はともに $0.2 < k/m < 1.0$ の範囲でばらついているものの、 $k/m = 1/\sqrt{3} \sim 0.58$ の近傍にあるとき、振幅が増加する傾向がある。このことは、底層フロント近傍で観測された擾乱の周波数は波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ をもつ内部慣性重力波の分散関係に従っていることを示唆しており、底層フロントに捕捉された fN 振動の存在を示す間接的な証拠であると考えられる。

5. 底層フロントに捕捉された fN 振動を起源とする内部慣性重力波の数値実験

本節では底層フロント近傍の成層状態を模した数値モデル (2.2 節と同じ鉛直 2 次元モデル) を用いて、観測された内部慣性重力波の再現を試みる。計算領域の深度範囲 (H) を 1500 ~ 2500 db の 1 km, 水平範囲を $x = -5H \sim 5H$ とした。成層条件は、上側境界 ($z = H$) で $N = 2f$, 下側境界 ($z = 0$) で $N = 0.5f$ として、その間を線形的に変化させた (Fig. 14 (a))。よって、本モデルでは深度 2200 m 付近で $N = f$ となる。初期状態の密度場 ρ は Fig. 14 (b) に示すように、中央の $x = 0$ に幅 500 m で水平密度差 $1 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ の底層フロントを設定した。計算の時間間隔, 格子サイズおよび各パラメータの値は 2.2 節の fN 振動モデルと同じである。ただし、フロントから発生する擾乱をモデル領域から除くために、上下境界は閉境界かつ滑境界とし、左右境界は開境界, 放射条件とした。

数値積分は 8 慣性周期 ($t = 8.0T_f$) まで行った。結果の一例として、 $t = 4.0T_f$ から $t = 5.0T_f$ まで $0.25T_f$ 毎に、(a) 密度偏差 ρ' , (b) 流線関数 Ψ および (c) 断面に直交方向の流速成分 v の各 x - z 断面図を Fig. 15 に示す。さらに、フロント中央の $x = 0$, そこから少し離れた $x = 0.5H$ と $2H$ の 3 カ所における 6 慣性周期分 ($t = 2.0T_f \sim 8.0T_f$) の ρ' と Ψ の計算値を出力し、4.4 節の観測データ解析と同様な調和解析を行った。これらの位置を Fig. 15 (a) と Fig. 15 (b) に縦破線で示す。 $x = 0.5H$ はフロントに捕捉された fN 振動の右側半分の水平スケール ($\sqrt{3}H/2 = 0.87H$) に近い場所、 $x = 2H$ は fN 振動の影響を直接受けない場所として選択した。図中の横実線は $N = f$ となる深度を示す。Fig. 16 は Fig. 12 の調和解析結果と同じ形式で表現した、選択した 3 カ所の (a) Ψ と (b) ρ' の水深 - 周期分布図である。各図に示した白実線は慣性振動数 f と浮力振動数 N , 白破線は (8) 式の分散関係式に $k/m = 1/\sqrt{3}$ を代入して計算される周波数 ω の各周期表示である。

まず、Fig. 15 に示した各断面図の時刻 $t = 4.0T_f$ と 1 慣性周期後の時刻 $t = 5.0T_f$ を比べると、フロント中央 ($x = 0$) 付近ではほぼ同じパターンを示すものの、フロ

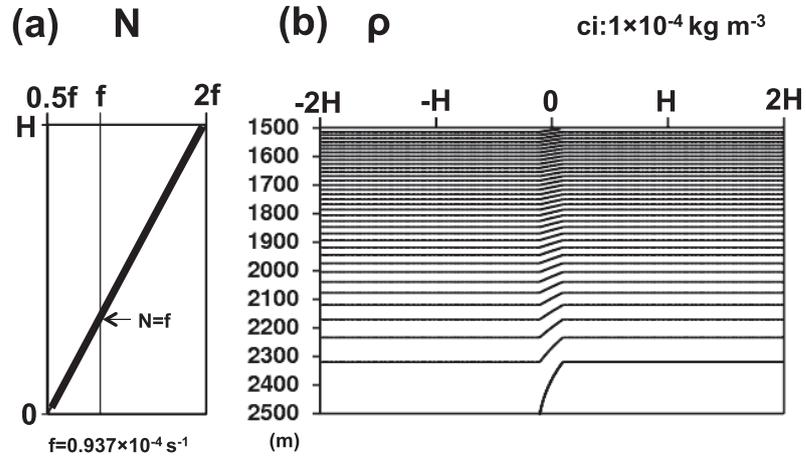


Fig. 14. (a) Vertical distribution of modeled buoyancy frequency, N , corresponding with the stratification observed around the benthic front. (b) Initial distribution of modeled density, ρ .

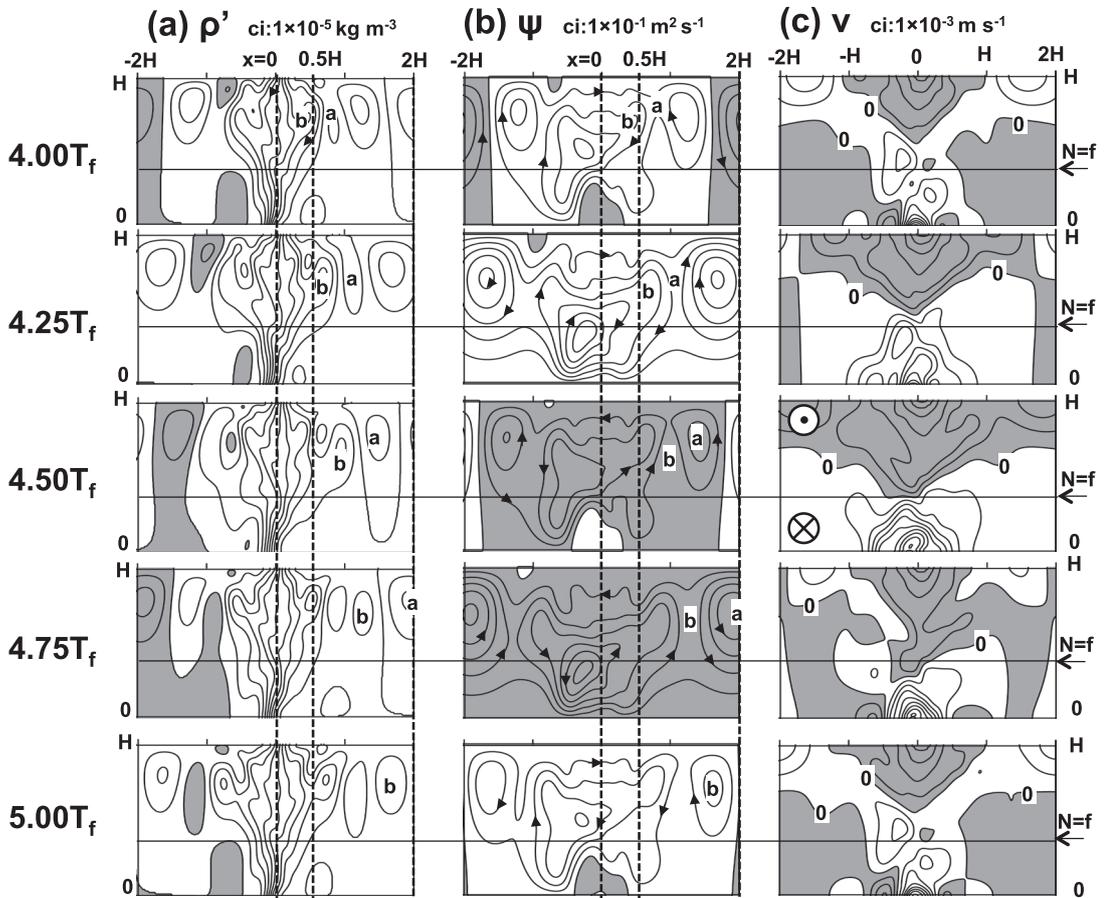


Fig. 15. Snapshot sections of (a) density anomaly, ρ' , (b) stream-function, Ψ , and (c) y-component of velocity, v , at $t = 4.00T_f$, $4.25T_f$, $4.50T_f$, $4.75T_f$ and $5.00T_f$. Locations at $x = 0$, $0.5H$ and $2H$ are indicated by vertical broken lines, and the depth of $N = f$ by horizontal solid lines.

ントから離れるに従って両者の相違が現れる。これはフロント中央付近のみで慣性周期変動が卓越することを意味している。実際、Fig. 16の $x=0$ における調和解析結果においても Ψ と ρ' の卓越周期はともに慣性周期にあり、その極大振幅が $N=f$ となる深度にあることから、フロントに捕捉された fN 振動が再現されている。なお、ここでは水平流速成分 u の結果は示さないが、本モデルも平坦な海底地形を設定しているため、Fig. 4(c)のモデル結果と同様に、 $N < f$ となる海底近傍では慣性振動が卓越している。フロントから離脱する擾乱は $N \neq f$ の条件下で生じた内部慣性重力波と考えられる。Fig. 15(a)(b)をみると、フロント中央($x=0$)で $N=f$ となる深度の fN 振動を中心として、主に上方へ向かって扇状に広がる

擾乱が観察される。右向き伝播の擾乱を例とすれば、それらは反時計回り渦流 (Fig. 15 (b) 内の a 印) および時計回り渦流 (Fig. 15 (b) 内の b 印) として表現されている。これら a, b 印の擾乱は ρ' の閉じた等値線の移動としても確認される (Fig. 15 (a))。 $x = 0.5H$ から $x = 2H$ へとフロントを離れるに従い、 Ψ の卓越周期の位置は $N > f$ となる浅い深度側、およびほぼ ω と f の間の短周期側に移動している (Fig. 16 (a))。 fN 振動の端付近に位置する $x = 0.5H$ の ρ' の卓越周期は Ψ のそれとは異なっているが (Fig. 16 (b))、これは顕著な鉛直流速変動を伴う浮力振動や内部波擾乱が Ψ よりも ρ' に現れ易いためと考えられる。フロント中央 ($x=0$) からわずか 500 m ($x = 0.5H$) 離れただけで、 ρ' に現れる fN 振動の振幅は極端

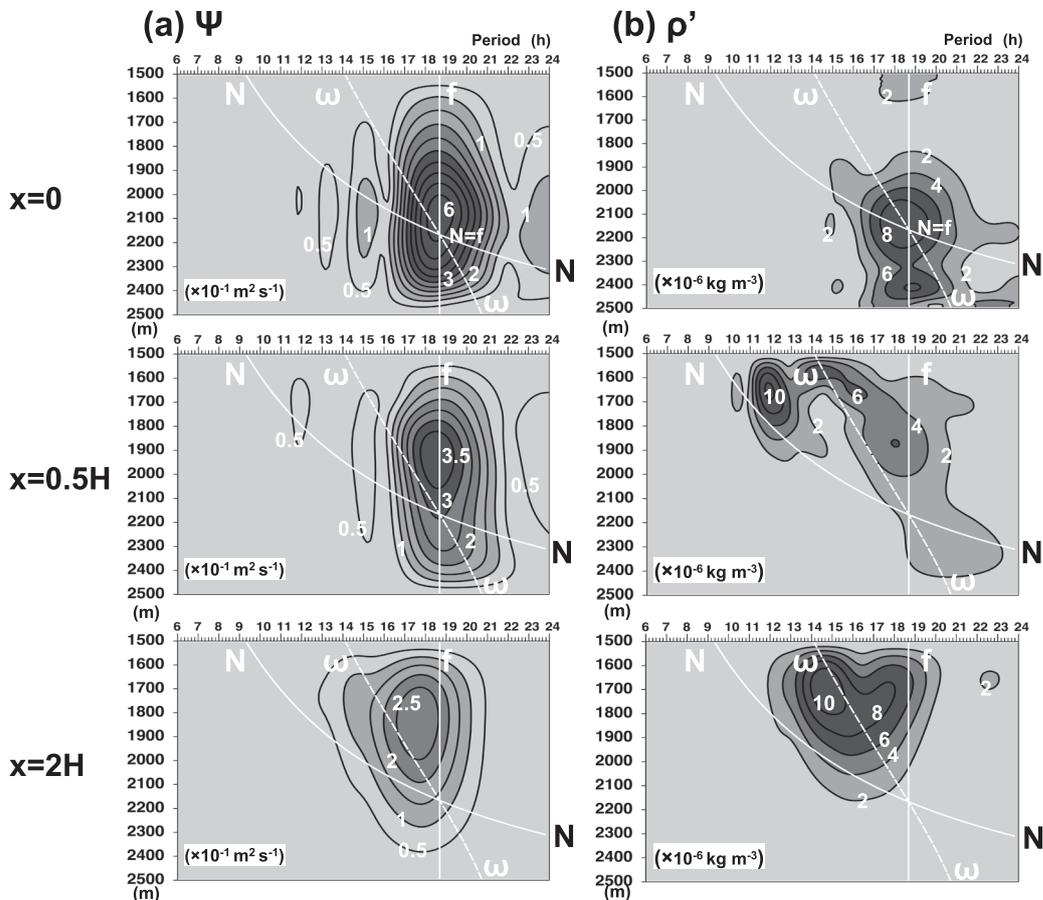


Fig. 16. Amplitudes of (a) stream function, Ψ , (b) density anomaly, ρ' , at three locations as a function of depth and period (6 to 24 hours). White lines indicate the modeled frequencies, f and N , and the frequency, ω , satisfying the dispersion relation of internal inertial waves with ratio of wavenumbers, $k/m \sim 1/\sqrt{3}$.

に小さくなり、短周期側 (N 周辺) と長周期側 (ω と f の間) の 2カ所に分離した卓越周期を示している。フロント中央 ($x=0$) から 2 km ($x=2H$) ほど離れると、 ρ' の卓越周期として、周波数 ω に相当するもののみが確認できる。 ω と f の中間領域にも極大振幅が残っているものの、これは水深毎に異なる周波数 ω をもった内部波が上方伝播した結果と推測される。

これらのモデル結果 (Fig. 16 (b)) と観測結果 (Fig. 12) の調和解析図を比べると、観測では大振幅の fN 振動が捉えられなかったことから、残念ながら、我々の CTD 連続観測地点はフロント直上を外れていたと判断される。しかし、底層フロントと連続観測地点との距離は最大でも 10 km 以内であり、モデルで再現された波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ を満たすような内部慣性重力波に伴う擾乱は十分に捉えることができる地点であったと考えられる。一方、モデルの結果は、フロントからわずか数 km 離れるだけで Fig. 12 に示した観測結果に現れたもう一つの擾乱である浮力振動を再現できないことを示している。このことから、底層フロントに捕捉された fN 振動とは異なる要因による浮力振動の励起を考える必要があるといえる。

6. 観測された浮力振動に関する追加数値実験

1 節で述べたように、ほぼ $N \sim 0$ である BW が形成されている日本海深層において、BW 以浅には必ず $N \sim f$ となる水深が存在する。例えば、底層フロント海域の北側表層から本海域へ伝播できる近慣性内部重力波は、Fig. 17 (a) の模式図に示すように、本海域の慣性周波数 f よりも大きな周波数 $f_n (> f)$ をもっている。すなわち、本海域の $N=f$ となる深度よりも浅い深度に、必ず $N=f_n$ を満たす条件が存在する。これは北方上層から伝播してきた周波数 $f_n > f$ の内部慣性重力波は $N=f_n$ となる深度で浮力振動 N になってしまうことを意味し、浮力振動励起の要因の一つと考えられる。最後に、このような状況を想定した数値モデル実験を行った。

用いたモデルは Fig. 14 と同じ成層条件であるが底層フロントは表現せず、全境界を閉境界とし、上側境界右端から適当な振動数 $f_n = 1.17f$ の鉛直流速 w_F (振幅 0.1 m s^{-1}) を強制して、北側上方から伝播してくる近慣性内部重力波を表現した。結果の一例として、鉛直流速 w の 8 慣性周期目の鉛直断面分布図を Fig. 17 (b) に示す。図中の横破線は $N=f_n$ となる深度である。内部慣性重力

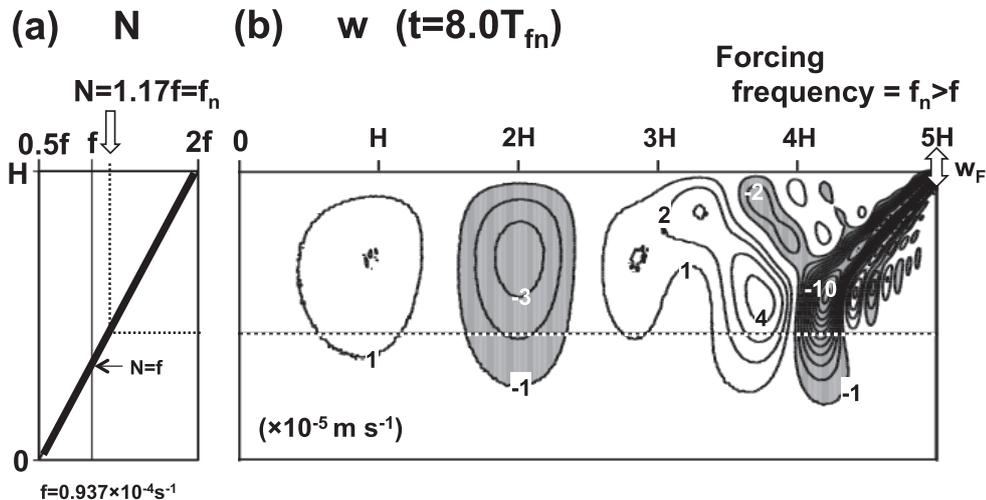


Fig. 17. (a) Vertical distribution of modeled buoyancy frequency, N , as same as Fig. 14(a). A dashed line indicates the forcing frequency of $f_n = 1.17f$. (b) Snapshot section of vertical velocity, w , after the 8-inertial periods ($t = 8T_{fn}$).

波は $N = f_n$ となる深度で浮力振動となるために、それ以深へは伝播せず、弱いながらもそこから新たに上方伝播を始めていることが確認できる。現実的な状況を考えれば、近慣性内部重力波を含む様々な周波数の内部重力波が上層より本海域へ伝播し、あらゆる深度における浮力振動を強化している様子が想像される。

7. まとめ

本研究では密度成層が非常に弱い日本海深層域を想定し、はじめに、浮力振動数 N が慣性周波数 f とほぼ同じとなる条件において存在する内部慣性重力波について考察した。まず、 $N \sim f$ となる弱い成層状態において、回

転系非静水圧における内部慣性重力波の分散関係についての理論的考察から、 $N \rightarrow f$ の極限では水平方向の群速度が極大となる空間スケールが有限 (水平波数 / 鉛直波数 = $k/m = 1/\sqrt{3}$) となり、水平的にも鉛直的にも振動できる fN 振動の存在の可能性を示した。次に、大和海盆と日本海盆の境界域で観測される底層フロントを想定した水平密度勾配を初期条件として、地衡流調節問題を数値モデルで調べた。特に、 $N = f$ 条件下の実験では水平方向の群速度が零となるため、 fN 振動がフロント域に捕捉され、「永遠に終わることのない地衡流調節 (NEGA)」状態に至ることがわかった。

我々は実際の底層フロント近傍海域においてフロント横断観測と約 24 時間の CTD 連続観測を実施し、このフ

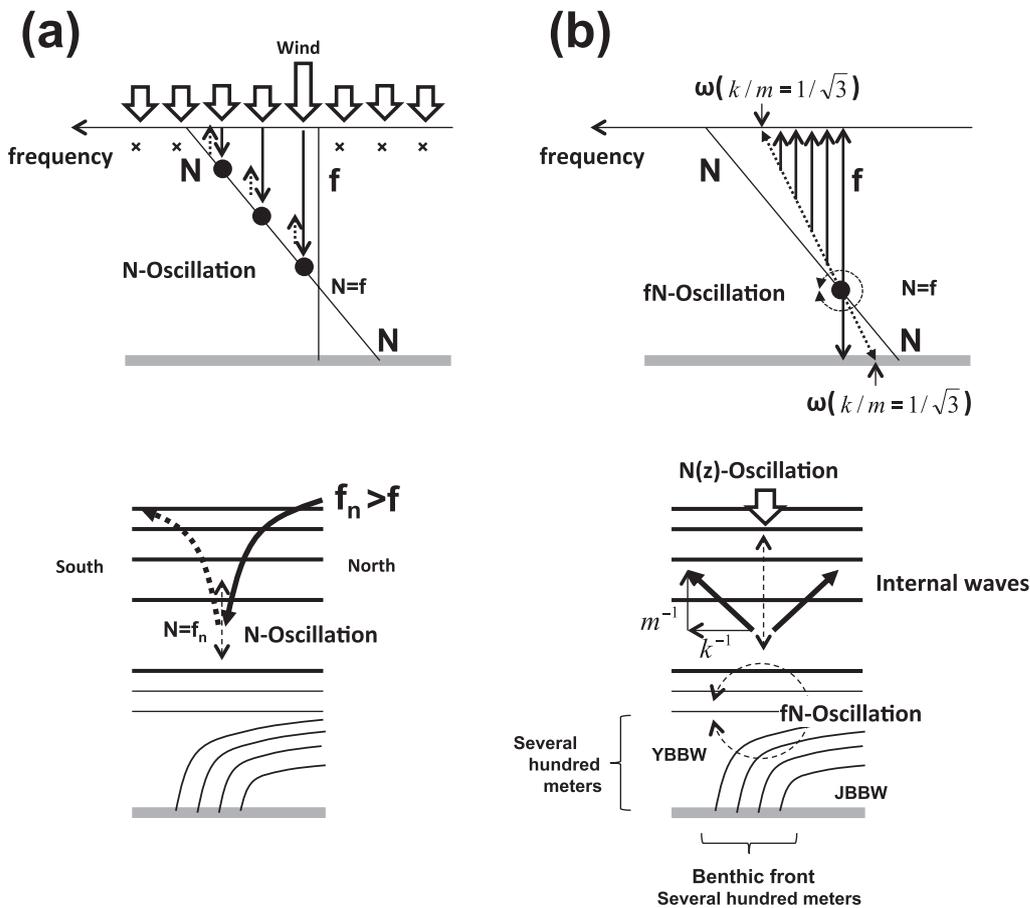


Fig. 18. Schematic view showing new findings in this study. (a) Buoyancy(N)-Oscillation generated by the downward/southward propagation of internal waves with any frequency $f_n > f$. (b) fN -Oscillation induced by the benthic front and the upward propagation of internal waves originated from this oscillation.

フロントを起源とした fN 振動の間接的な証拠を捉えることができたと考えている。フロント近傍の密度成層を模した数値モデル実験結果を参考にして本観測結果を模式的にまとめた図を Fig. 18 に示す。Fig. 18 (a) に海面付近を擾乱源とした下向き内部波伝播の様子、Fig. 18 (b) に底層フロントに捕捉された fN 振動を擾乱源とした上向き内部波伝播の様子を示す。これらの図の上段に上下方向に伝播できる内部波 (実線矢印) の周波数と浮力振動数 N および慣性周波数 f との関係、下段に成層状態、内部波の伝播方向および振動流の模式的な空間構造を示す。2014 年春季に観測された底層フロント幅は Fig. 18 (b) 下段に示すように数 100 m のオーダーであった。この結果は底層フロントが鉛直スケール (フロントの厚さ) とほぼ同程度の水平スケールを持つ非常にシャープなフロントであったことを示している。2013 年春季に実施した CTD 連続観測で捉えられたポテンシャル水温 PT と溶存酸素 DO の時間変動には 2 種類あり、一つは浮力振動の周波数帯 ($\sim N$)、もう一つは内部慣性重力波の周波数帯 ($\omega = f \sim N$) であった。

前者の浮力振動現象について、考え得る発生要因を Fig. 18 (a) にまとめた。風強制や密度場の地衡流調節などにより海面付近を起源とした擾乱の周波数は、近慣性周波数をピークとした幅広い周波数レンジ (下向き白抜き矢印) にある。ただし、内部慣性重力波として下方に伝播できる周波数帯 (下向き実線矢印) は、 \times 印以外の N と f の範囲に入るものに限られる。さらに、日本海の場合、底層に均一な BW が存在するため、BW 以浅の DW 内に $N \sim f$ となる水深が必ず存在している。それゆえ、下段の模式図に示すように、観測緯度以北から南方伝播できる周波数 $f_n (> f)$ の近慣性内部重力波は $N = f_n$ となる深度までしか進入できない。我々のモデル実験 (Fig. 17) でも、上方から伝播してきた周波数 $f_n > f$ の内部慣性重力波は $N = f_n$ となる深度で浮力振動 N となること示された。以上の考察に基づけば、日本海における全周波数帯の内部波が本研究対象海域のあらゆる深度における浮力振動を強化している可能性があり、それを今回観測したものと考える。なお、鉛直流速成分が支配的な浮力振動流は、水平流速成分しか計測できない係留流速計観測では捉えることできないため、提示した可能性の観測的証拠を示すことは非常に難しいと考える。

後者の周波数 N と f の間にある周期変動は、波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ の内部慣性重力波の分散関係に従っているようにみえ、これが底層フロントに捕捉された fN 振動の間接的な証拠と考えられる。我々が観測したシャープな底層フロントを模したモデル実験 (Fig. 15 および Fig. 16) は、フロント直上のみで fN 振動、その数 100 m 近傍に限って浮力振動とともに、波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ に従った内部慣性重力波が観察され、数 km 離れると Fig. 18 (b) の模式図に示すような比較的幅広い周波数レンジの内部波伝播が観察された。底層にあるフロント近傍の fN 振動を起源とする内部慣性重力波は上方へのエネルギー伝播が可能であり (上向き実線矢印)、このとき、波数比 $k/m = 1/\sqrt{3}$ を満たす内部慣性重力波の周波数 ω が深度毎の卓越周波数となる。その結果、上方伝播する内部慣性重力波の主要周波数帯は ω と f の範囲に制限されると考えられる。すなわち、 $N \sim f$ に近い深度ほどその範囲は狭くなり、この範囲には必ず近慣性周期の内部波が含まれている。

以上の結果は、深層域から鉛直上向き伝播できる近慣性エネルギーの起源となる物理現象として、fN 振動を伴う底層フロントの存在を示唆するものである。この結果は本海域でエネルギーが最大であることを示した Shcherbina *et al.* (2003) の結果とも矛盾しない。ただし、本研究の分散関係や数値モデル実験は、 $\partial/\partial y = 0$ を仮定したフロントを横切る鉛直 2 次元平面の議論に留まっている。今後は、水平的に広がった底層フロントの構造変化の詳細を再調査し、 $N \sim f$ 条件下における密度流及び海水交換の 3 次元的な力学過程を明らかにしていきたい。加えて、fN 振動に伴う鉛直方向のエネルギー輸送と表層起源の近慣性振動との比較に関する定量的な議論も今後の課題と考えている。

最後に、筆頭著者である山内は磯田とともに、数値モデル実験と観測データ解析および本論文の作成を担当し、荘司は 2.2 節に記述した非静水圧モデルの基本設計を担当した。有田・河野・藤原・方・朝日・伊田は 2013 年観測航海において定点観測および 24 時間連続観測を担当し、久万は DO 測定を担当した。また、方・朝日・伊田・館野は 2014 年観測航海において船舶ドリフト観測を担当し、今井・大和田は操船技術に連動した CTD 観測を担当したことを付記する。

謝 辞

日本海の底層フロント海域における 2013 年と 2014 年の海洋観測を実施するにあたり、北海道大学水産学部附属練習船おしよろ丸の船長をはじめ、士官、調査士ならびに乗組員の皆様のご協力を頂き、心より感謝致します。また、本論を改訂するにあたり、2 名の査読者と秋友和典編集委員からは文章表現や議論展開の不備の指摘および CTD 測定精度に関する数多くの有益なコメントを頂き、心より感謝致します。

付録： $N \rightarrow f$ の極限における fN 振動の k/m 値

群速度 $|C_{gH}|$ の極大値をみつけるために、本文の (11) 式を用いて $\partial C_{gH}/\partial k = 0$ とおき、この式に微小量 ε を用いた $N = f \pm \varepsilon$ を代入して整理すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{2f + \varepsilon}{((k/m)^2 + 1)^{3/2} (((k/m)^2 + 1)f^2 + (2f + \varepsilon)\varepsilon(k/m)^2)^{1/2}} \\ & - \frac{3(k/m)^2(2f + \varepsilon)}{((k/m)^2 + 1)^{5/2} (((k/m)^2 + 1)f^2 + (2f + \varepsilon)\varepsilon(k/m)^2)^{1/2}} \\ & - \frac{(k/m)^2(f^2 + 2f\varepsilon + \varepsilon^2)(2f + \varepsilon)}{((k/m)^2 + 1)^{3/2} (((k/m)^2 + 1)f^2 + (2f + \varepsilon)\varepsilon(k/m)^2)^{3/2}} = 0 \end{aligned} \quad (A1)$$

この (A1) 式において、 $\varepsilon \rightarrow 0$ の極限をとると、

$$\frac{1}{((k/m)^2 + 1)^2} - \frac{3(k/m)^2}{((k/m)^2 + 1)^3} - \frac{(k/m)^2}{((k/m)^2 + 1)^3} = 0 \quad (A2)$$

となり、(A2) 式を k/m について解くと、 $k/m = 1/\sqrt{3}$ が得られる。

References

- Gamo, T. and Y. Horibe (1983): Abyssal Circulation in the Japan Sea. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **39**, 220–230.
- Gill, A. E. (1982): Chapter 8, Gravity Waves in a Rotating Fluid, p. 247–315. In *Atmosphere-Ocean Dynamics*, edited by Williams, L. D., Academic Press, New York.
- Mori, K., T. Matsuno, and T. Senjyu (2005): Seasonal/spatial variations of the near-inertial oscillations in the deep water of the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **61**, 761–773.
- Niwa, Y. and T. Hibiya (1997): Nonlinear processes of energy transfer from traveling hurricanes to the deep ocean internal wave field. *J. Geophys. Res.*, **102**, 12469–12477.
- Senjyu, T., H.-R. Shin, J.-H. Yoon, Z. Nagano, H.-S. An, S.-K. Byun and C.-K. Lee (2005a): Deep flow field in the Japan/East Sea as deduced from direct current measurements. *Deep-Sea Research II*, **52**, 1726–1741.
- Senjyu, T., Y. Isoda, T. Aramaki, S. Otosaka, S. Fujio, D. Yanagimoto, T. Suzuki, K. Kuma and K. Mori (2005b): Benthic Front and the Yamato Basin Bottom Water in the Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **61**, 1,047–1,058.
- Shcherbina, A., L. D. Talley, E. Firing and P. Hacker (2003): Near surface frontal zone trapping and deep upward propagation of internal wave energy in the Japan/East Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 900–912.
- Takematsu, M., Z. Nagano, A. G. Ostrovskii, K. Kim and Y. Volkov (1999): Direct Measurements of Deep Currents in the Northern Japan Sea. *J. Oceanogr.*, **55**, 207–216.

fN-Oscillation trapped in the benthic front in the Abyssal Japan Sea

Yasutaka Yamauchi^{1**}, Kenya Shoji², Yutaka Isoda³, Shun Arita⁴, Kohei Kawano⁵,
Shohei Fujiwara⁶, Xiaorong Fang³, Keijiro Asahi³, Satoki Ida³, Kenshi Kuma³,
Manami Tateno⁷, Keiri Imai⁷ and Maki Owada⁷

Abstract

Because the vertical homogeneous Bottom Water (BW) with $N \sim 0$ (N is the buoyancy frequency) is formed in the Japan Sea, the abyssal water always has a depth of $N \sim f$ (f is the inertial frequency) above the BW. In the present study, we propose the theoretical existence of buoyancy/inertial oscillation under the weak stratification with $N \sim f$ in the non-hydrostatic dynamics and term it “fN-Oscillation”. Based on the dispersion relation of internal inertial waves in the limit of $N \rightarrow f$, it is concluded that fN-Oscillation with lateral maximum group velocity fulfills the requirement of a finite spatial scale for a ratio of horizontal/vertical wavenumber $k/m = 1/\sqrt{3}$. In the idealized stratification of $N = f$, in particular, this oscillation is confined to the generation area because it contains zero group velocity. Testing of numerical model experiments, including a localized front under the stratification with $N \sim f$, suggests that some of the fN-Oscillation energy trapped in this front escapes as internal waves. We observed that the benthic front existed stably between the Yamato Basin BW (YBBW) and the Japan Basin BW (JBBW) and was the plausible origin of energetic upward-propagating internal waves. The benthic front has a notably sharp structure with a horizontal scale of several hundreds meters. In the vicinity of this front, the periodic variations of temperature and dissolved oxygen were confirmed according to the internal waves, with the wavenumber satisfying approximately $k/m \sim 1/\sqrt{3}$. Such disturbances represent indirect evidence for the trapping fN-Oscillation.

Key words : Abyssal water, Japan Sea, benthic front, fN-Oscillation, Internal inertial waves

(Corresponding author's e-mail address : ry.1376@gmail.com)

(Received 1 October 2014 ; accepted 6 May 2015)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2015)

1 Graduate School of Env. Earth Science, Hokkaido University, N10W5 Kitaku, Sapporo, Hokkaido 060-0810, Japan

2 CSE Corp., Shibuya Konnoh Building 3-3-1 Shibuya Shibuya-ku, Tokyo 150-0002, Japan

3 Graduate School of Fisheries Science, Hokkaido University, 3-1-1 Minatocho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

4 Idea Corp., 1-24-22 Nanko-kita Suminoe-ku, Osaka, Osaka 559-8519, Japan

5 Nihon Denki Corp., 5-7-1 Shiba Minato-ku, Tokyo 108-8001, Japan

6 Softbank Telecom Corp., 1-9-1 Higashi-shimbashi, Minato-ku, Tokyo 105-7316, Japan

7 Faculty of Fisheries, Hokkaido University, 3-1-1 Minatocho, Hakodate, Hokkaido 041-0821, Japan

** Corresponding author : Yasutaka Yamauchi

TEL : +819013872986

e-mail : ry.1376@gmail.com