

— 2004 年度日本海洋学会岡田賞受賞記念論文 —

深層乱流に供給される内部波エネルギーの 空間分布に関する数値的研究*

丹羽 淑博†

要 旨

海洋の中・深層における乱流混合は、熱塩大循環の強さやパターンをコントロールする重要な物理過程である。この乱流混合の基になるエネルギーは、潮汐や大気擾乱などの外力によって励起された内部波エネルギーが、内部波間の非線形相互作用を通じて、乱流スケールにまでカスケードダウンすることにより供給される。したがって、乱流混合係数のグローバル分布をパラメタライズするためには、海洋内部波場のエネルギー バランスの解明が必要不可欠である。そのために、まず、内部潮汐波および大気擾乱起源の近慣性内部波の空間分布を数値実験により研究した。その結果、主要な内部波の励起が、顕著な海底地形や中緯度ストームなどによって空間的に強く限定されていることが示された。次に、内部波平衡スペクトル中のエネルギー カスケード過程を調べる数値実験を行なった。その結果、半日周期の内部潮汐波エネルギーが、緯度約 30° よりも低緯度側でのみ効率的にカスケードされることが判明した。このことは内部波の三波共鳴機構の一つである “Parametric Subharmonic Instability” (PSI) によって合理的に説明される。これらの結果から、中・深層の乱流混合係数のグローバル分布は、非一様な内部波の励起源の分布に加えて、緯度にも強く規定されることが明らかになった。

キーワード：内部重力波，乱流混合，内部潮汐波，熱塩大循環，非線形相互作用

1. はじめに

内部波は海洋中の至る所で見いだすことができる普遍的な現象である。潮汐流が海底地形上を通過する際に励起される内部潮汐波や、大気擾乱の風応力変動に応答して海洋表層に励起される近慣性周期振動は、海洋内部波の代表例である。これら以外にも、海洋中には様々な周期・波長を持つ内部波が混在しており、複

雑に変動する内部波場が形成されている。

海洋内部波の存在は近代的な海洋観測が始まった頃からよく知られており、その研究には長い歴史がある。その大きな成果として、海洋内部波場の第ゼロ次の平衡状態を表現する普遍スペクトルが確立されている。しかし、より高次の海洋内部波場の実態、内部波がいつどこでどのように励起され、どのように伝播し、そして最後はどのように消散するのかは、いまだ謎に包まれている。最近の観測手段の多様化や計算機能力の発達によって、ようやくこれらの問題に関する断片的な情報が得られるようになりつつある。

内部波の存在は、大規模スケールの海洋力学に対し

* 2006 年 4 月 13 日 受領； 2006 年 4 月 24 日 受理
著作権：日本海洋学会，2006

† 東京大学大学院理学系研究科 地球惑星科学専攻
〒 113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1
e-mail address : niwa@eps.s.u-tokyo.ac.jp

ても、大きな意味を持つ。特に、内部波によって引き起こされる海洋中・深層の乱流混合と海洋熱塩大循環との間に密接な関係があることが知られている。このことから、高精度な海洋大循環モデルの構築に向けて、内部波起源の乱流混合過程を適切にパラメタライズすることが強く要請されている。筆者が今まで行ってきた研究は、この要請に応えるための基礎研究である。そこで本稿では、まず海洋内部波の特徴と、海洋力学における内部波の役割について解説する。それをふまえて、筆者が行ってきた研究の内容を、筆者が属する研究グループの成果も交えて紹介したい。

2. 海洋内部波の特徴

内部波は密度成層流体に特有の波動で、密度成層の静止平衡状態から流体粒子が鉛直方向に変位した際に生じる浮力を復元力とする。海洋内部波の場合は、さらに水平変位に対する復元力としてコリオリ力も作用する。内部波の分散関係式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\omega^2 &= \frac{N^2 k_x^2 + f^2 k_z^2}{k_x^2 + k_z^2} \\ &= N^2 \cos^2 \theta + f^2 \sin^2 \theta\end{aligned}\quad (1)$$

ここで ω は内部波の周波数、 k_x は水平波数、 k_z は鉛直波数、 N は浮力周波数、 f は慣性周波数、 θ は波数ベクトル $\mathbf{k} = (k_x, k_z)$ の水平面からの傾きである。内部波の周波数は、波数ベクトルの傾きに応じて、慣性周波数 f ($\theta \rightarrow \pi/2$) から浮力周波数 N ($\theta \rightarrow 0$) の間を変化する。外洋域の浮力周期 ($2\pi/N$) は、主温度躍層上部の水深 100 m ~ 1,000 m で約 10 分 ~ 約 1 時間、躍層下部の深層では数時間程度になる。一方、慣性周期 ($2\pi/f$) は緯度に依存し、極域で 12 時間、緯度 30 度で 24 時間、赤道では無限大となる。

Fig. 1 は海洋内部波の実例で、ハワイ近海において投棄式流速計 (XCP) を利用して観測した水平流速の鉛直プロファイルである (Nagasawa *et al.*, 2002)。鉛直波長 O(1) m ~ O(100) m の内部波が重なって複雑に変動する流速場が形成されている。さらに、この海域にはハワイ海嶺を起源とする大規模な内部潮汐波も励起されている。Fig. 2 の実線は、その内部潮汐波を TOPEX/Poseidon の海面高度計によって捉えたもので

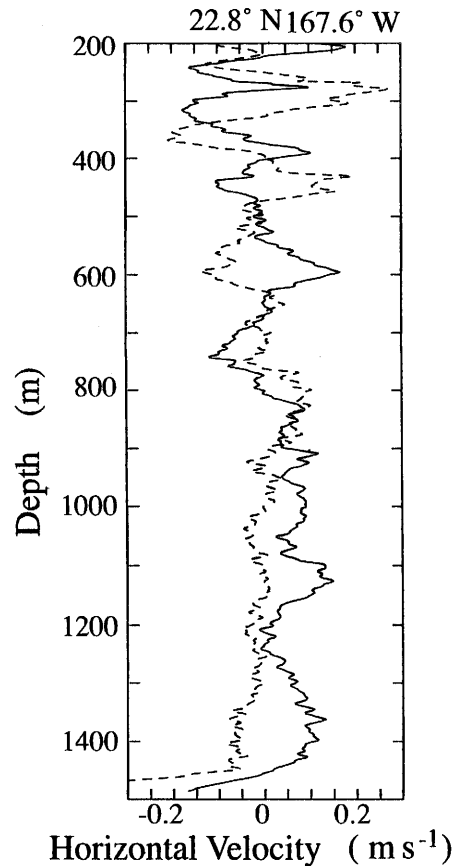


Fig. 1. Vertical profile of meridional (solid) and zonal (dashed) velocities measured using an expendable current profiler (XCP) over the Hawaiian Ridge. (Nagasawa *et al.*, 2002)

ある (Niwa and Hibiya, 2001)。衛星軌道に沿って半日 M_2 潮汐のエリアジング周期に対応する約 66 日周期の海面変位の短波長成分をプロットしたものであるが、水平波長約 150 km の内部潮汐波がハワイ海嶺から遠方へと伝播する様子が明瞭に確認できる。

このように、海洋中には大小様々なスケールを持つ内部波が至る所に存在する。しかも、顕著なのは、そのスケールレンジが非常に大きいことであり、海洋内部波の水平波長は O(100) km ~ O(1) m、鉛直波長は O(10) km ~ O(1) m の範囲に渡る。したがって、海洋中の内部波は中規模渦スケールから三次元乱流スケールの間にまたがって存在することになる。

このような海洋内部波場の力学的に重要な特徴として、第一に普遍スペクトルの存在が挙げられる。すな

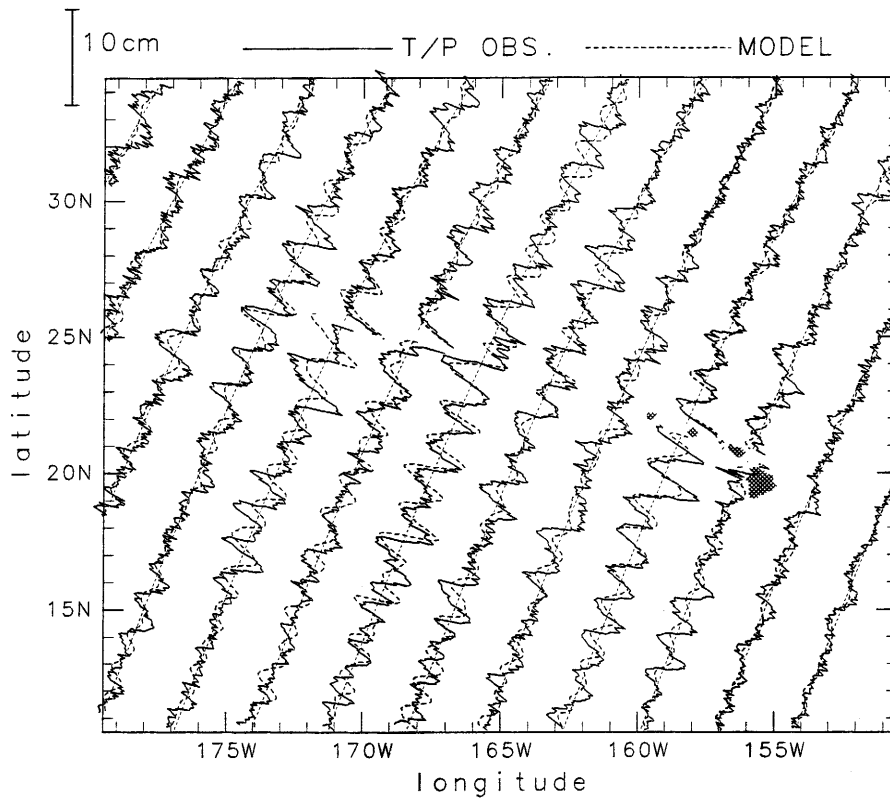


Fig. 2. High-pass-filtered amplitudes of the M_2 internal tidal surface elevation along the TOPEX/Poseidon ground tracks over the Hawaiian Ridge obtained from the TOPEX/Poseidon altimetric observation (solid lines) and from the numerical simulation (dashed lines). (Niwa and Hibiya, 2001)

わち、全世界の海洋中・深層の内部波場のエネルギースペクトルが、場所や時間によらず、ほぼ一定の形状とレベルを持つことが知られている。この内部波の普遍スペクトルは、様々な観測結果を線形内部波理論に基づいて統合することによって経験的に定式化されており、一般にGMスペクトルと呼ばれている (Garrett and Munk, 1972, 1975; Munk, 1981)。GMスペクトルは周波数 (ω) と鉛直モード数 (j) の関数として次式のように与えられる。

$$E(\omega, j) = E_{GM} N(z) \frac{2f}{\pi \omega} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 - f^2}} \times \frac{1}{j^2 + 3^2} \left(\sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j^2 + 3^2} \right)^{-1} \quad (2)$$

WKB近似によって、各水深の内部波エネルギーは、浮力周波数 $N(z)$ によって規格化される。 E_{GM} はエネルギーレベルの規格化定数で、励起源から離れた海域ではほぼ一定の値 $E_{GM} = 5.3 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ を持つことが

知られている。Fig. 3は、Fig. 1のような水平流速の鉛直プロファイルデータから計算される、鉛直シアの鉛直波数スペクトル(エネルギースペクトルに鉛直波数の二乗を掛けたもの)の模式図である。このスペクトルにおいて、鉛直波長が数km~数十mの範囲でレベルが平坦になっている部分が、GMスペクトルに対応する。

このようなGMスペクトルの有効性は、世界各海域で得られた内部波場の各種統計量を用いて検証されている (Wunsch and Webb, 1979)。Fig. 4は、北太平洋海盆の深層で測定された水平流速の時系列データから計算した周波数スペクトル(太線)をGMスペクトル(細線)と比較したものである (Niwa and Hibiya, 1999)。外力の影響を直接受ける慣性周波数や潮汐周波数のスペクトルピークを除いて、両スペクトルが形状・レベルともほぼ一致していることが確認できる。

このようなGMスペクトルがなぜ海洋中に普遍的に

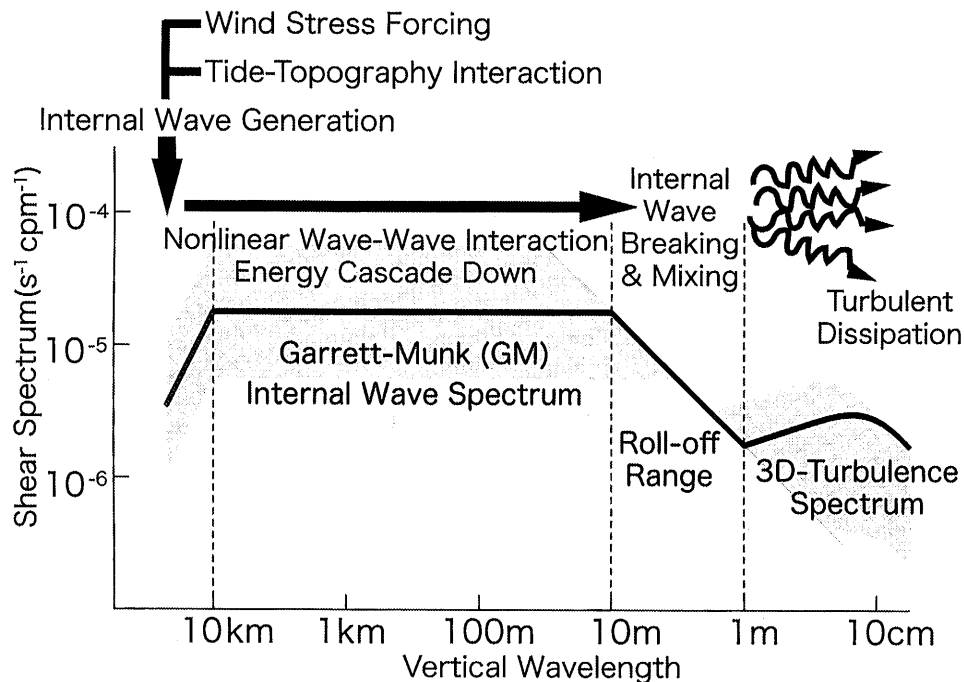


Fig. 3. Schematic representation of vertical wavenumber spectrum of horizontal current shear and energy balance in the oceanic internal wave field.

存在するのか、過去に様々な研究が行なわれてきたが、その完全な理解はいまだ得られていない。ここで注意しなければならないことは、GM スペクトルが二種類の普遍性、すなわちスペクトルの形状(波数・周波数依存性)とエネルギー レベル E_{GM} の普遍性を持つことである。

このうち GM スペクトルの形状の普遍性については、ある程度理解が得られている。そこで主役を演じるのが三波共鳴相互作用である。これは内部波の代表的な弱非線形相互作用である。内部波場を微小振幅の線形基本波の重ね合わせで表現し、それぞれの基本波の間で弱い相互作用を通じてエネルギーがゆっくりと交換されるものと仮定する。いま、波数と周波数が (\mathbf{k}_1, ω_1) と (\mathbf{k}_2, ω_2) の基本内部波に注目すると、この二組の基本波から非線形項を通じて、波数 $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2$ 、周波数 $\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$ を持つ第三の波が生成される。このとき、 (\mathbf{k}_3, ω_3) が内部波の分散関係式(1)を満足すると、非線形項を通じた共鳴が発生するため、第三波が第一・二波と同程度の振幅を持つようになるまで成長することができる。つまり、この共鳴条件を満足する場合に限って、三組の内部波の間で有意な非線形エ

ネルギー交換が行なわれることになる。海洋中の内部波場には、このような三波共鳴条件を満足する三組の内部波が無数に存在する。

GM スペクトルの普遍的な形状は、この三波共鳴相互作用によって維持されている。McComas (1977) は、三波共鳴理論から導かれるスペクトルの時間発展方程式を数値積分することによって、GM スペクトルの一部にエネルギー バンプを加えてスペクトルを乱しても、三波共鳴相互作用によってバンプは速やかに消滅して、元の GM スペクトルが復元されることを示した。さらに、McComas and Müller (1981) は、三波共鳴相互作用を通じて異なる波数帯の間でエネルギーが連鎖的に交換されることによって、GM スペクトルの低波数域から高波数域に向かってエネルギーが一定の割合で一様にかスケードする慣性領域が存在することを理論的に証明した。このことは、GM スペクトルの形状が、Fig. 3 に模式的に示したように、潮汐や大気擾乱によって低波数域に供給された内部波エネルギーと高波数域でのエネルギー消散とがエネルギー カスケードを介して丁度バランスするように、内在的に形成されていることを意味している。

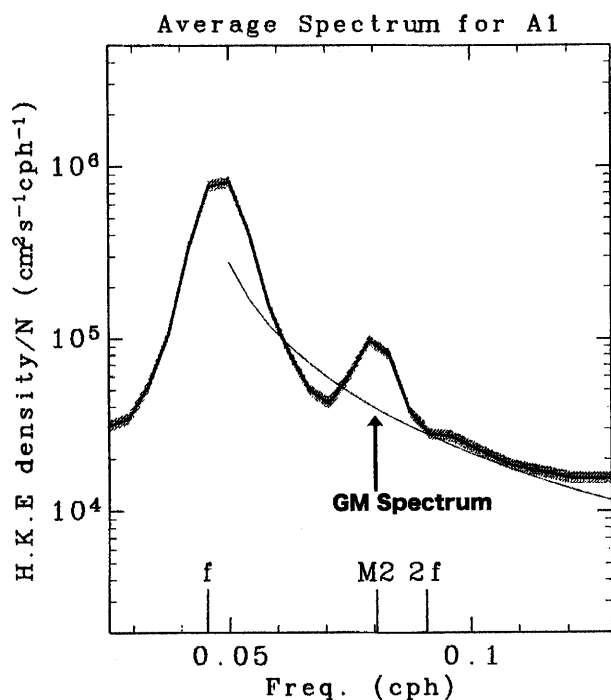


Fig. 4. Frequency spectrum of the horizontal current obtained from moored current meter deployed in the northwest Pacific basin (31°N, 165°E) at the depth of 2,600 m from September 1991 through May 1993. For comparison, the Garrett and Munk internal wave spectrum is shown by a thin solid line. The local inertial (f) and double-inertial ($2f$) frequencies and the semidiurnal tidal frequency (M_2) are marked. Shading denotes the 90% confidence range of the spectrum estimate. (Niwa and Hibiya, 1999)

それに対して、GM スペクトルのエネルギーレベル (E_{GM}) の普遍性についてはほとんど理解されていない。後に紹介する筆者らの研究が示すように、潮汐や大気擾乱から内部波へ供給されるエネルギー量は数オーダーの範囲で時空間的に大きく変化する。このことを反映して、スペクトルレベル E_{GM} も時空間的にある程度変化するが、その変化幅は外力に比べて著しく小さく 1 オーダーの範囲内に制限されている (Wunsch and Webb, 1979)。特に、励起源から離れた海域では、場所・時間によらずエネルギーレベルがほぼ一定の値 $E_{GM} \approx 5.3 \times 10^5 \text{ J m}^{-3}$ に保たれている。この普遍的なエネルギーレベルを維持するためには、伝播によ

て内部波エネルギーが空間的に再配分されることが本質的に重要だと考えられる。しかしながら、現実の海洋中における内部波の伝播は、内部波同士の非線形相互作用、海底地形による反射や散乱、中規模渦や一般流による屈折・吸収・散乱など、複数の複雑な物理過程の影響を強く受けている。そのため、海洋内部波の伝播過程の詳細は、観測データの不足も相まって十分には理解されておらず、GM スペクトルの普遍的なエネルギーレベルの維持機構の解明は、今後の重要な研究課題として残されている。

3. 海洋内部波の役割

内部波は、海洋中の短期変動の主要な成因として、様々な問題と関わりを持つ。例えば、内部波は化学・生物物質の輸送や分散を促進したり、プランクトンの挙動を規制したりするために、海洋環境や生物生産に大きな影響を与えている。

これら実際的な問題だけでなく、内部波は広義の海洋力学においても重要な役割を担っている。その一つがエネルギーカスケードの担い手としての役割である。海洋中には、風応力や起潮力によって運動エネルギーの供給が行なわれる大洋スケールからエネルギー散逸が起きる乱流スケールに向かって、エネルギーのカスケードが起きている。前節で述べたように、海洋内部波のスケールレンジは非常に大きく、これら大小二つのスケール間の大部分に渡って存在するために、内部波は海洋中のエネルギーカスケードの最も重要な担い手と見なされている。

内部波のさらに重要な役割は、海洋中・深層で碎波することによって、等密度面を鉛直方向に横切る乱流混合 (diapycnal mixing) を引き起こすことである。内部波の碎波は、上下に密度の異なる水塊を混合させる最も効率的なメカニズムの一つである。碎波に伴って、内部波のエネルギーの約 20% が乱流混合に転嫁し、水塊全体の位置エネルギーを高めるのに使われる (残りの 80% は三次元乱流運動を介して分子粘性によって消散する)。

海洋中・深層の乱流混合は特定の波数域において発生する。Fig. 3 に示したシアースペクトルにおいて、

平坦な GM スペクトルは、鉛直波長約 10 m で鋭角に折れ曲がり、さらに高波数域で乱流スペクトルへと移行する。この鉛直波長 1 m ~ 10 m の移行領域のことをロール オフ領域と呼ぶ。この領域ではリチャードソン数が臨界値に達することから、中・深層の乱流混合は、主にロール オフ領域に属する鉛直波長 10 m 以下のスモール スケールの内部波が砕波することによって引き起こされる。Fig. 3 に示したように、このロール オフ領域内の内部波エネルギーは、もともと潮汐や大気擾乱などの外力を通じて供給されたものである。したがって、中・深層の乱流混合過程と GM スペクトルのエネルギー カスケード過程とは密接にリンクしていることになる。

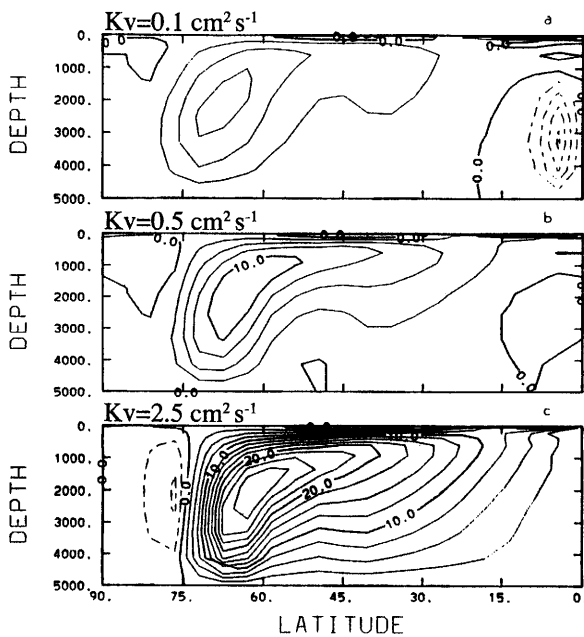


Fig. 5. Sensitivity of model-simulated thermohaline circulation to the magnitude of vertical diffusivity (K_V). Meridional overturning streamfunction for (top) $K_V = 0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, (middle) $K_V = 0.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, and (bottom) $K_V = 2.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ are shown. (Bryan, 1987)

海洋力学の観点から非常に重要なことは、内部波起源の乱流混合が、時空間スケールの非常に大きい海洋熱塩大循環を強くコントロールすることである。Fig. 5 は、熱塩大循環の数値実験 (Bryan, 1987) において、乱流混合係数 (鉛直方向の渦拡散係数 K_V) の大きさを変

えて得られた子午面循環を示しているが、循環の強さが乱流混合係数の大きさに鋭敏に依存している。この結果は通常以下のように説明される。熱塩大循環において定常的な密度成層 $\rho_0(z)$ は、近似的に次の鉛直一次元移流拡散バランスによって維持される。

$$K_V \frac{d^2 \rho_0}{dz^2} = w_d \frac{d\rho_0}{dz} \quad (3)$$

ここで w_d は深層水の湧昇速度である。一方、熱塩大循環の南北流量 V と湧昇速度 w_d の間には、次のスベルドラップ関係式がよい近似で成立する。

$$V \frac{df}{dy} = f w_d \quad (4)$$

(3)・(4) 式から、南北循環 V と乱流混合係数 K_V とが、湧昇速度 w_d を介して密接にリンクしていることが分かる。

熱塩大循環における乱流混合過程の重要性は、以下のようにも説明できる。流体の運動方程式を、定常な閉じた循環に沿って線積分すると次式を得る。

$$\int P d\alpha = - \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} > 0 \quad (5)$$

ここで右辺の P は圧力、 $\alpha \equiv 1/\rho$ は比容で $d\alpha$ は流れに沿う α の変化を表す。一方、左辺の \mathbf{F} は粘性力など重力以外の外力を表す。 $d\mathbf{l}$ は流れの方向に沿った微小線素である。ここで右辺の積分の不等式は、定常な循環を維持するために、 \mathbf{F} が流れの向き $d\mathbf{l}$ と反対方向に作用しなければならないことを表現したものである。この不等式が左辺の積分に対して成立するためには、 $d\alpha > 0$ となる加熱域における圧力 P_H が、 $d\alpha < 0$ となる冷却域における圧力 P_C よりも大きくなければならない ($P_H > P_C$)。つまり、加熱域が冷却域に比べてより深い場所に位置する必要がある。これはサンドストロームの定理と呼ばれ、熱塩大循環を維持・駆動するために必要な条件を与えるものである。

このサンドストロームの定理から、大気による加熱と冷却の作用だけでは、熱塩大循環を駆動させられないことが分かる。なぜなら、大気の加熱・冷却は共に海表面すなわち同じ圧力面において行なわれるためである。そこで必要となるのが、乱流混合の作用である。海表面に与えられた熱は、乱流混合によって下方へと

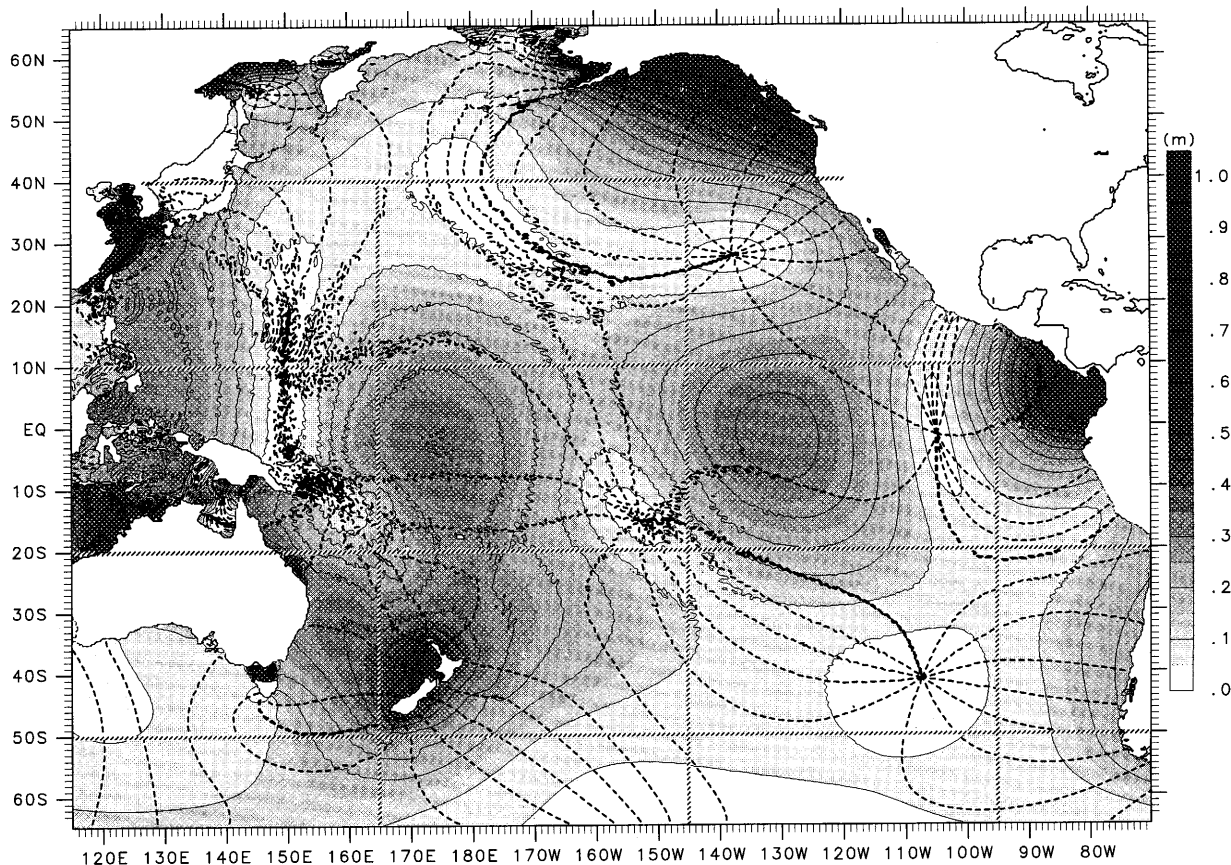


Fig. 6. Corange and cophase lines for the M_2 tidal constituent in the Pacific Ocean obtained from the numerical simulation. The range is shown by solid lines with contour internals of 0.1 m, whereas the phase is shown by dotted lines with contour intervals of 30° . (Niwa and Hibiya, 2001)

伝達される。その結果、実質的な熱源が冷却源よりも深い場所にシフトすることになる。この乱流混合の作用によって初めてサンドストロームの定理が満たされ、熱塩大循環が駆動されるようになる。このことは、乱流混合によって深層に運ばれた熱を受けた深層水が浮力を獲得し湧昇することによって、熱塩大循環が駆動されていることを意味する。このように、スモールスケールの乱流混合過程は、大気から与えられた熱エネルギーを熱塩大循環の運動エネルギーに変換するのに必要な触媒として、本質的に重要な役割を担っている。

次に問題となるのが、現実の海洋において熱塩大循環を駆動・維持するために必要となる乱流混合の大きさである。この問題を最初に取り扱った古典的な論文が、Munk (1966) の “Abyssal Recipes” である。Munk (1966) は、観測される温度、塩分、炭素同位体の鉛直プロファイルを用いた (3) 式の鉛直一次元移流拡散バランス

にフィットさせることによって、乱流混合係数の大きさを $K_V \approx 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ と見積もった。この乱流混合係数値を仮定して計算される深層水の全湧昇量は $20 \sim 30 \text{ Sv}$ となり、これは深層水の沈降域での観測やインバージョン解析から独立に推定された深層水の形成量とほぼ一致する。このことから、Munk (1966) が推定した乱流混合係数 $K_V \approx 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ が妥当なものであると考えられてきた。

ところが、この乱流混合係数を、現実の海洋中・深層において実際に検証したところ、大きな問題にぶつかった。マイクロスケールプロファイラーを用いた直接乱流直接観測 (Gregg, 1989) や人工的の化学トレーサー実験 (Ledwell *et al.*, 1993) から得られた乱流混合係数は $O(10^{-5}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ にすぎず、Munk の見積もりよりも 1 オーダーも小さかったのである。また、三波共鳴相互作用等に基づいた理論計算 (McComas and Müller,

1981; Heneyey *et al.*, 1986) からも, GM スペクトル中のエネルギーカスケードから推定される乱流混合係数が, せいぜい $O(10^{-5}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ に過ぎないことが示された。

この乱流混合係数の見積りの相違は, 大きな議論を引き起こした。例えば, Toggweiler and Samuels (1998) は, 内部波起源の乱流混合の役割を疑問視する立場から, 深層水の大半が南極周極流を駆動する風応力が副次的に作り出す局所的な鉛直循環によって表層に汲み上げられているとする, 新たな熱塩大循環の描像を提案した。この循環像に基づいて, Webb and Sugimoto (2001) は, 熱塩大循環を維持するのに必要な乱流混合係数はせいぜい $3 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 程度に過ぎないと論じた。

それに対して, 観測や理論から得られた $O(10^{-5}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の乱流混合係数を, そのまま全球的な代表値と見なしてよいのかという疑問がある。実際, 理論計算 (McComas and Müller, 1981; Heneyey *et al.*, 1986) や数値実験 (Winters and D'Asaro, 1997) から, 乱流混合係数が GM スペクトルのエネルギーレベル E_{GM} の二乗に比例して増加することが示されている。このことは, 現実の海洋では E_{GM} の変化が 1 オーダー以内に制限されているものの, 内部波の励起源の近くで E_{GM} が幾らか上昇すれば, それに鋭敏に反応して乱流混合係数が大幅に増加することを意味する。事実, その後, Polzin *et al.* (1997) を始めとする様々な乱流観測によって, 大西洋中央海嶺などの内部波の励起源の近傍において, Munk (1966) の見積りを大きく上回る $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 以上の乱流混合係数が報告されるようになった。

この観測事実を受けて, Munk and Wunsch (1998) は論文 "Abyssal Recipes II" において, 中・深層の乱流混合強度は時空間的に大きく変動し, その大部分が内部波の励起源に対応する乱流混合ホットスポットにおいて行なわれていると論じた。そして, 局在的に分布するホットスポットの影響を全海洋で平均すれば, 熱塩大循環の維持に必要な $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の乱流混合係数が実現されていると主張した。

乱流混合係数の見積りの食い違いをどのように説明するか, 熱塩大循環に対する内部波の役割をどのよ

うに評価するかに関しては, 現在もまだ活発な議論が続けられている。その中で筆者は, 基本的に上述の Munk and Wunsch (1998) の主張に従って, 中・深層の乱流混合係数のグローバル分布を解明することを最終的な目標として研究を行ってきた。そのために, Fig. 3 の海洋内部波のエネルギーバランスに基づいて, 海洋内部波の励起源の空間分布および GM スペクトル中のエネルギーカスケード過程についての数値実験によって研究してきた。未だ研究は発展途上段階にあり, ようやく乱流混合係数のグローバル分布の一部分が垣間見えてきたところであるが, 次節以降で今まで行ってきた研究内容を筆者が属するグループの成果も含めて紹介したい。

4. 海洋内部波エネルギーの空間分布の数値実験

Munk and Wunsch (1998) が指摘した乱流混合のホットスポットと考えられる海洋内部波の励起源は, 具体的にどのように分布しているのだろうか。この問題に答えるため, 海洋内部波場の主要なエネルギー供給源である内部潮汐波と大気擾乱起源の近慣性内部波の空間分布を解明するために数値実験を行なった。

4.1. 太平洋における内部潮汐波の空間分布の数値実験

Niwa and Hibiya (2001) は, 太平洋全域における内部潮汐波エネルギーの空間分布を明らかにするために, Princeton Ocean Model (POM) をベースにした数値モデルを利用して, 現実的な海底地形, 潮汐フォーシング, 密度成層を組み入れた数値実験を実施した。この数値実験では, 太平洋全域を 16 のサブ領域に分割し, 各サブ領域について独立に数値計算を行なった。水平格子間隔を $1/16^\circ$, 鉛直方向には 40 レベルをとった。海底地形は Smith and Sandwell の水深データを 10 km の移動平均したものを使用し, 基本密度成層は Levitus の年平均気候値データに基づいて与えた。現実的な潮汐フォーシングを与えるために, Matsumoto *et al.* (2000) の TOPEX/Poseidon 海面高度観測に基づいたバロトロピック潮汐の表面変位データをモデル内に同化させた。なお, この数値実験では最も卓越する半日周期の

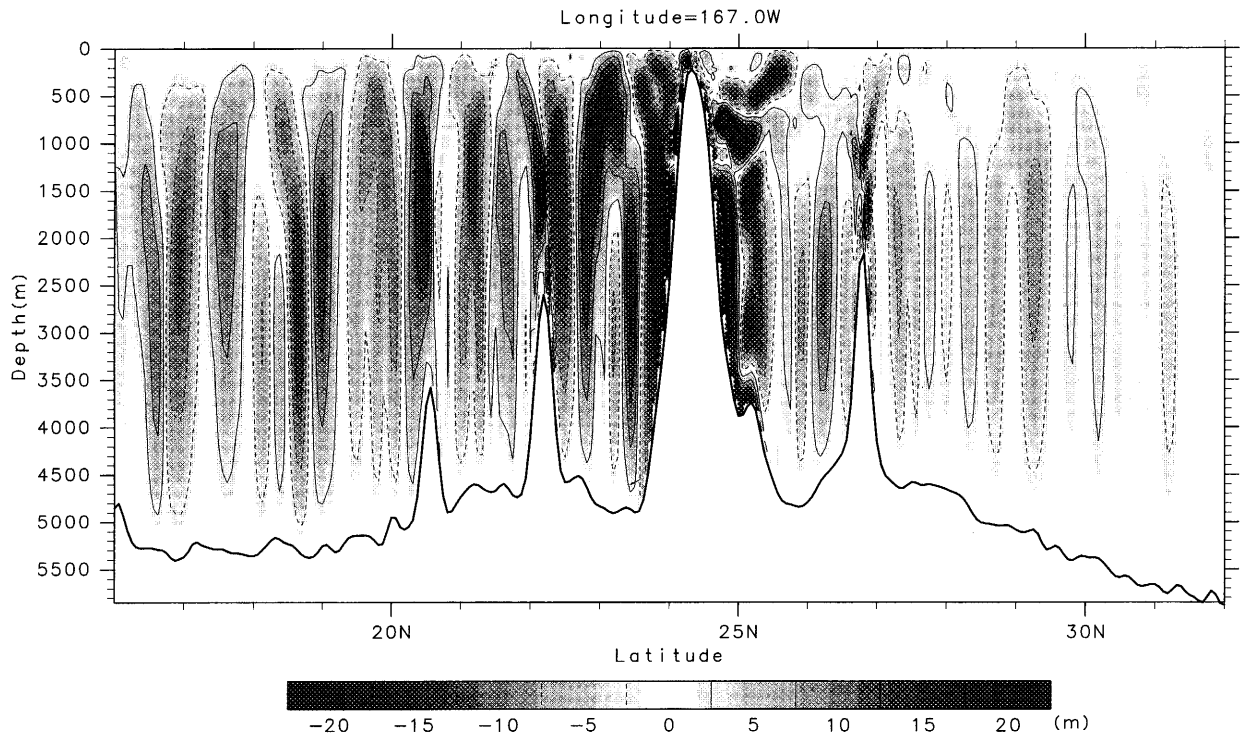


Fig. 7. Model-simulated cross-sectional snapshot along 167°E of vertical displacement due to the M_2 internal tide generated over the Hawaiian ridge. (Niwa and Hibiya, 2001)

M_2 分潮成分のみを調べた。

Fig. 6 は数値実験で得られた表面変位の振幅と位相の分布である。よく知られた大洋規模のバロトロピック潮汐の空間パターンに重なって、内部潮汐波に起因する空間スケールが $O(100)$ km の短波長変動を見ることができる。Fig. 2 はハワイ海嶺周辺において、この数値実験で得られた表面変位振幅の短波長変動 (破線) と TOPEX/Poseidon の海面高度観測の結果 (実線) とを比較したものであるが、両者が概ねよく一致していることが確認できる。

このハワイ海嶺起源の内部潮汐波の鉛直断面図を Fig. 7 に示す。海嶺の近傍では内部波に特有のビーム状の構造を見ることができる。しかし、ビーム構造は海面と海底間を一往復する間に目立たなくなり、海嶺から離れるにつれて鉛直第一モードの構造が支配的になることが分かる。

Fig. 8 は太平洋全域に M_2 内部潮汐波の全水深で積分した運動エネルギーの空間分布である。内部潮汐波の空間分布は著しい非一様性を持つことが分かる。これは主要な内部潮汐波の励起が、顕著な海底地形に限

定されているためである。

Fig. 9 はバロトロピック潮汐から M_2 内部潮汐波へのエネルギー転嫁率の分布である。内部潮汐波へのエネルギー転嫁の大部分は、Fig. 9 中の小四角形で囲んだ顕著な海底地形上で集中的に行なわれている。太平洋全域でエネルギー転嫁率を積分すると 340 GW ($1 \text{ GW} = 10^9 \text{ W}$) となるが、そのうちの 85% がこれら顕著な海底地形で発生する。特に、潮流が強い上に海底地形の変化が激しいインドネシア多島海域 (85 GW) や東シナ海の大陸棚斜面域 (41 GW) が非常に大きな内部潮汐波の励起源になっている。その他に、ハワイ海嶺 (15 GW) や伊豆小笠原海嶺 (21 GW) など外洋域の海嶺も、海底地形に対してバロトロピック潮汐がほぼ直交して入射するため、内部潮汐波の効率的な励起源になっている。その反面、アメリカ西部沿岸域の大陸斜面は強い潮流はあるものの専ら海底地形に沿って流れるため、内部潮汐波がそれほど活発に励起されることが分かる。

この内部潮汐波のエネルギー分布で興味深いことは、西部太平洋のエネルギーレベルが東部太平洋に比べて

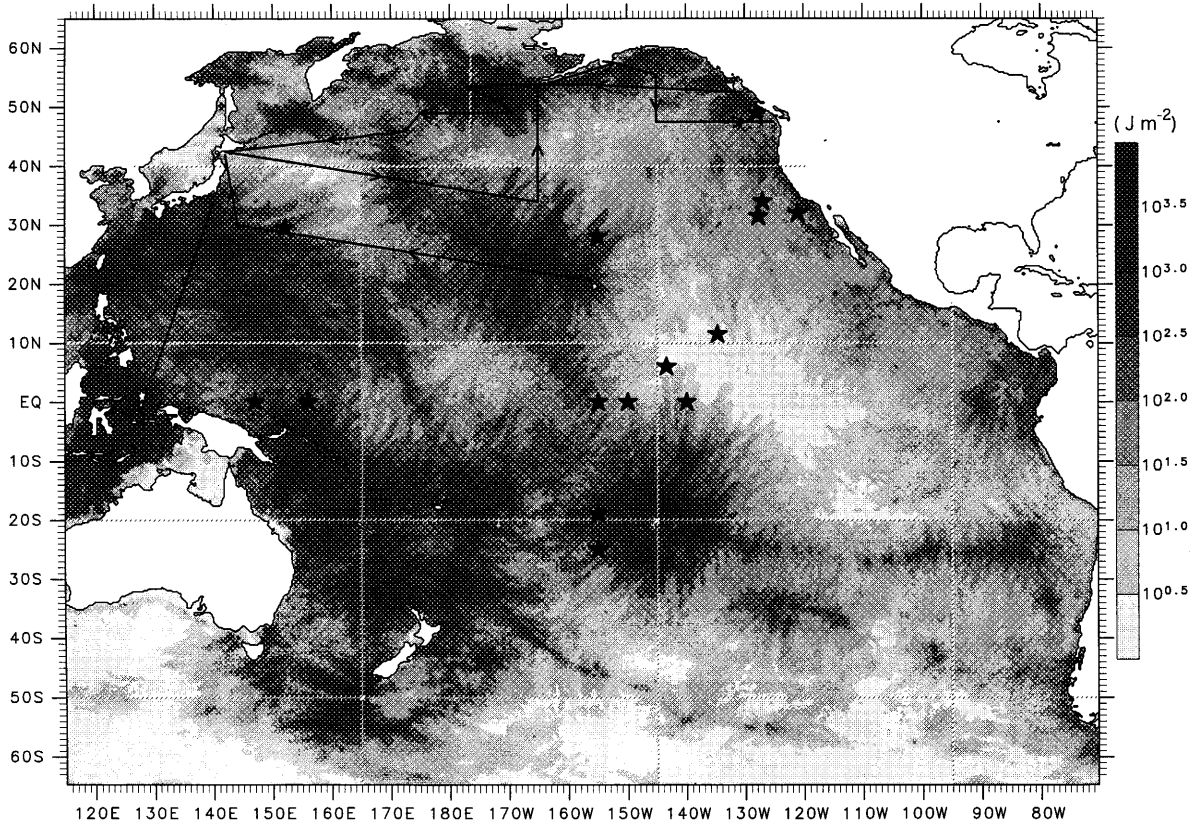


Fig. 8. Model-simulated distribution of the depth-integrated kinetic energy of the M_2 internal tide (Niwa and Hibiya, 2001). Small stars denote the locations of previous microstructure measurements of diapycnal mixing rates (Gregg, 1998) and thick solid lines denote the ship tracks along which XCP observations were carried out (Nagasawa *et al.*, 2002).

2 ~ 3 オーダーも高いことである。このことは、活発な乱流混合が西部太平洋に偏って発生している可能性を示唆している。それに対して、Fig. 8 中の星印で示されるように、アメリカの研究者を主体した過去の乱流直接観測 (Gregg, 1998) は太平洋の東部に偏って実施されてきた。このことは、過去の乱流観測から得られた $O(10^{-5}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の乱流混合係数が、全球的代表値として必ずしも適切ではないことを示している。

内部潮汐波は潮汐エネルギーの収支においても重要となる。地球の自転速度の減速などから、起潮力によってバロトロピック潮汐に供給される全エネルギー量は 3.5 TW ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$) と見積もられている (Munk, 1997)。以前は、この潮汐エネルギーの殆ど全てが浅海域の底摩擦によって消散すると考えられてきた。それに対して、本数値実験の結果 (太平洋全域の M_2 内部潮汐

波への転嫁率 340 GW) から全海洋でバロトロピック潮汐から内部潮汐波に転嫁するエネルギー量を推定したところ $1 \text{ TW} \sim 1.3 \text{ TW}$ となった (Niwa and Hibiya, 2001)。これは全潮汐エネルギーの $36\% \sim 46\%$ にも対応する。このことから現在では、外洋域の顕著な海底地形における内部潮汐波の励起を通じて引き起こされる中・深層の乱流混合も、潮汐エネルギーの重要な消散プロセスと見なされるようになってきている。

4.2. 大気擾乱起源の近慣性内部波の時空間分布の数値実験

次に、海洋内部波のもう一つの主要なエネルギー供給源である大気擾乱起源の風応力によって励起される近慣性内部波のグローバル分布を調べた。Watanabe and Hibiya (2002) は、気象庁の全球客観解析データから計

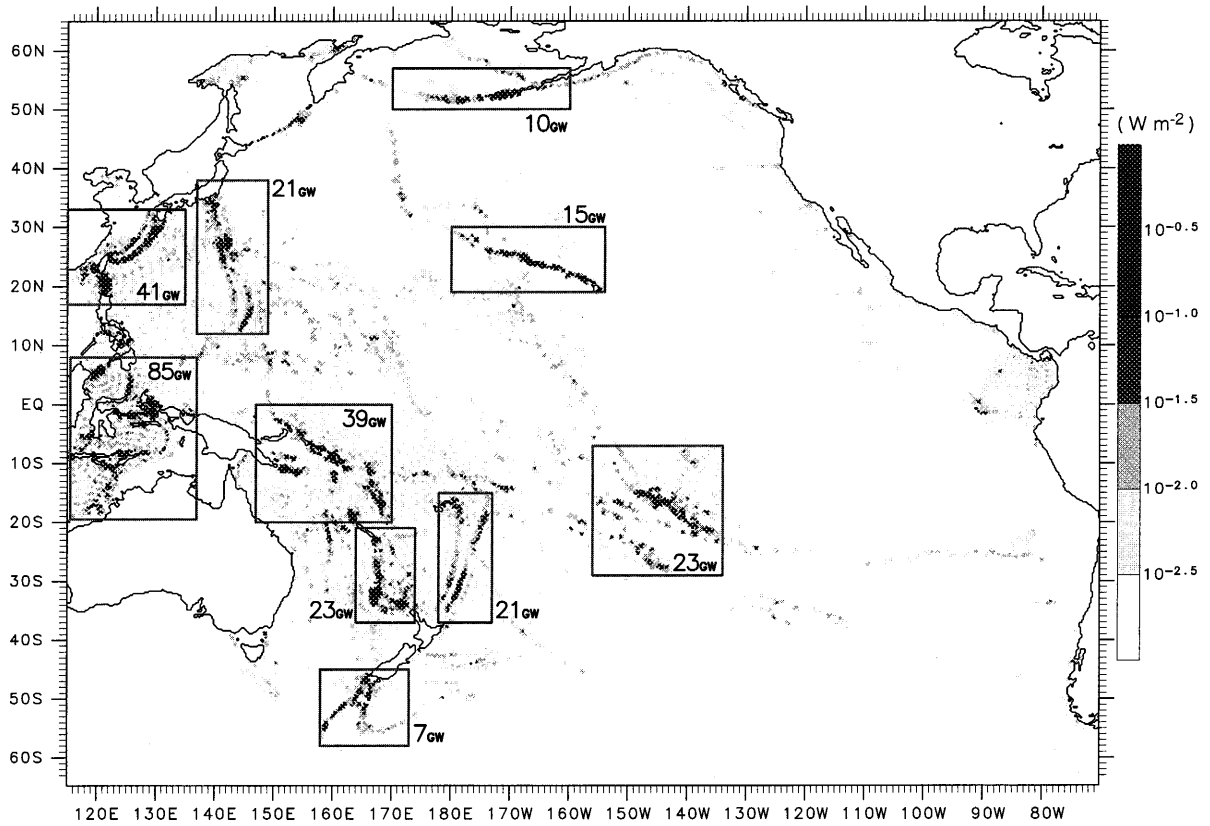


Fig. 9. Model-simulated distribution of the depth-integrated conversion rate from M_2 barotropic to baroclinic tide energy. The conversion rate integrated within the area including each prominent bottom topography is also shown. (Niwa and Hibiya, 2001)

算した 6 時間間隔の風応力データを外力として、シンプルな表層混合層スラブモデル (Pollard and Millard, 1970) を駆動させる数値実験を行なった。

Fig. 10 は、その結果得られた、風応力から表層混合層の近慣性流へ供給されるエネルギーの全球分布を季節ごとに示したものである。大気擾乱起源の近慣性内部波エネルギーも、内部潮汐波と同様、空間的に大きく変化する。特に顕著な励起域は、南北半球の冬季の緯度 $35^\circ \sim 45^\circ$ のストームトラックに沿って分布する。また、台風の通過によって、北太平洋の緯度 20° 付近の夏季と秋季にも大きなエネルギーの供給が行なわれる。

この数値実験から、全海洋で風応力から近慣性内部波に供給されるエネルギー量を見積もったところ年平均で 0.7 TW となった。ただし、この見積もりには、まだ大きな不確実性が残されており、Alford (2003) や

Jiang *et al.* (2005) による同様の数値実験では、それぞれ 0.5 TW , 1.4 TW とする結果が得られている。この見積もり結果の相違は、使用した風データベース、表層混合層の表現方法、慣性周期が短くなる高緯度域におけるデータ処理方法などが、各数値実験で異なることに起因したものである。

5. 内部潮汐波のエネルギー カスケード過程

5.1. 鉛直低次モード・半日周期 M_2 内部潮汐波のエネルギー カスケード過程の数値実験

次に、低波数域の内部波エネルギーと高波数域の乱流混合過程とを関連づけるために、鉛直低次モードの半日周期 M_2 内部潮汐波のエネルギーが GM スペクトルの中をどのようにカスケードするのかを究明する一連の数値実験を行なった (Hibiya *et al.*, 1996, 1998, 2002;

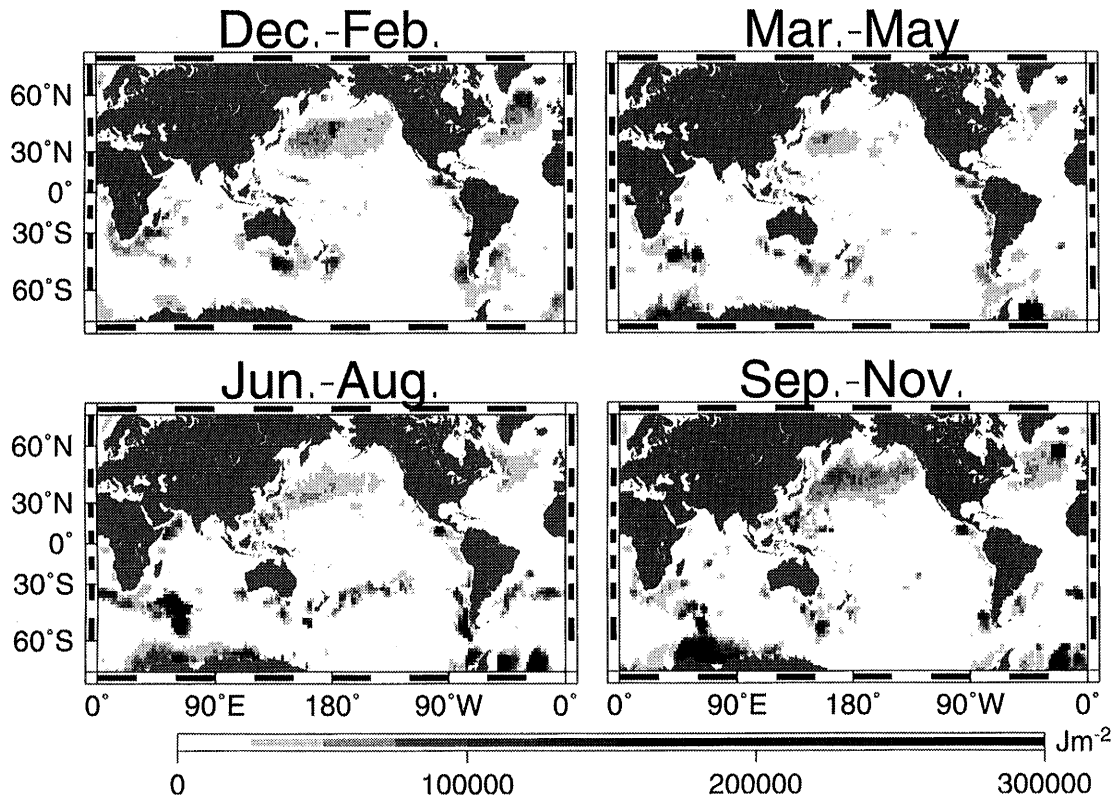


Fig. 10. Global distribution of the wind-induced inertial energy input per unit ocean surface during three months for each season which is averaged over 7 years from 1989 through 1995. (Watanabe and Hibiya, 2002)

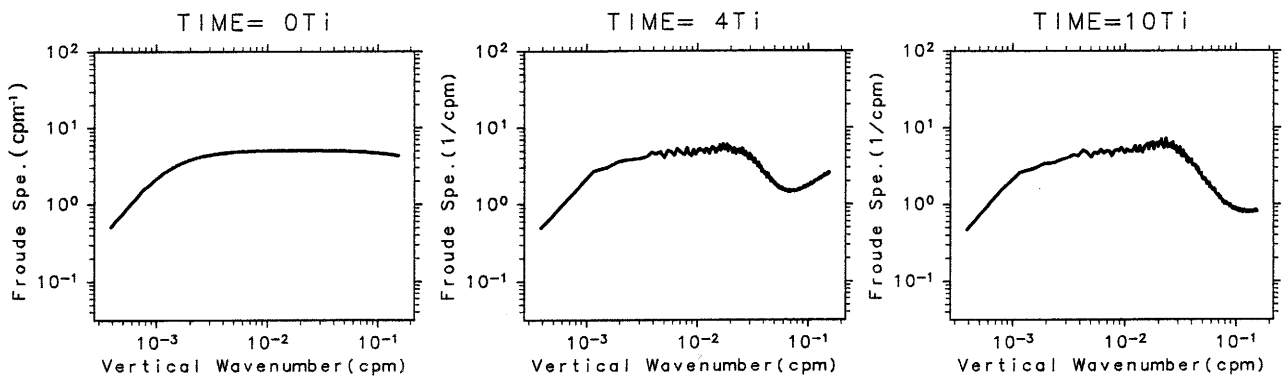


Fig. 11. Time variation of the vertical wave number spectrum of horizontal current shear. The spectra at the start of the calculation, 4 inertial periods, and 10 inertial periods are shown. Note that the Garrett-Munk internal wave spectrum is employed as an initial condition. (Hibiya *et al.*, 2002)

Furuichi *et al.*, 2005)。現時点では、三次元モデルを使って海洋内部波の励起から消散に渡る広いスケールレンジを同時に再現できない。そこで、本研究では、水平一方向の場が一様と仮定した鉛直二次元モデルを利

用して、非静水圧ナビエーストークス方程式の数値積分を行なった。Hibiya *et al.*(2002)では、モデル領域の水平・鉛直幅をそれぞれ 130 km, 1.3 km, 水平・鉛直グリッド間隔をそれぞれ 13 m, 1.25 m とした。

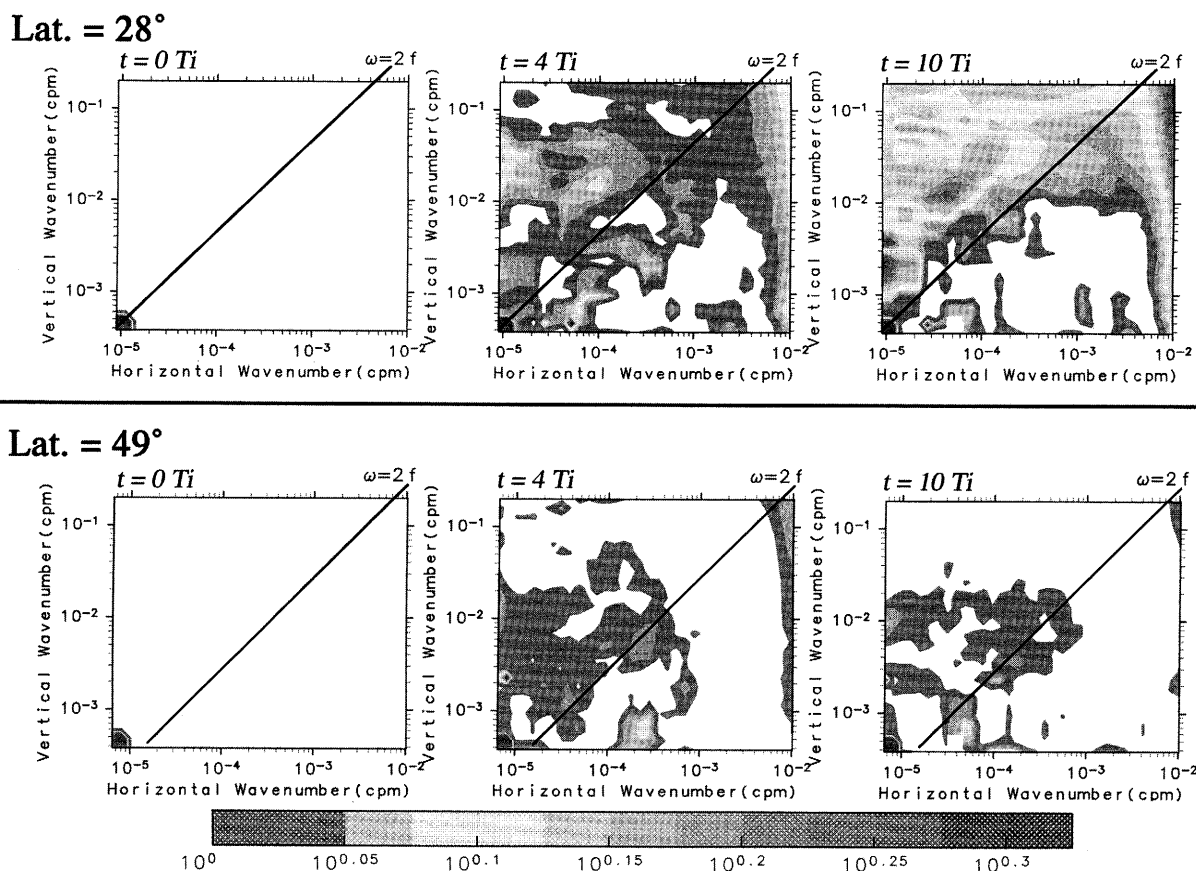


Fig. 12. (upper panel) Time variation of the ratio of the perturbed spectrum to the unperturbed, freely decaying reference spectrum in two-dimensional wave number space at 28°N after the energy spike of the first vertical mode M_2 internal tide is injected. The spectra at the start of calculation, 4 inertial periods, and 10 inertial periods are shown. Note that the energy spike is injected at the lower left portion in the spectrum. (lower panel) As in upper panel but for the spectrum at 48°N (Hibiya *et al.*, 2002)

まず始めに、平衡状態の内部波場をモデル内に再現するために、GMスペクトルに基づいて振幅を決めた線形基本波をランダムな位相で重ね合わせ、それを初期状態として数値積分を実行した。Fig. 11は、その結果得られた水平流の鉛直シアの鉛直波数スペクトルである。10慣性周期後にスペクトルはほぼ定常に落ち着き、平衡状態にある内部波スペクトルを得ることができた。特に、この平衡スペクトルには、鉛直波長25mでスペクトルが鋭角に折れ曲るロールオフ領域が再現されている。折れ曲がりの位置が実際よりも低波数側にずれているが、このようなロールオフ領域を含んだ現実的な内部波スペクトルの再現に成功したのは、我々の数値実験が初めてのことであった (Hibiya *et al.*, 1996)。

次に、再現された内部波平衡スペクトルが内部潮汐

波のフォーシングに示す応答を明らかにするために、鉛直第1モード・半日周期の内部潮汐波に対応する波数域にエネルギースパイクを与え、その後のスペクトルの時間発展を調べた (Hibiya *et al.*, 2002; Furuichi *et al.*, 2005)。

内部潮汐波の主要な励起源であるハワイ海嶺を念頭において、緯度28°のコリオリパラメータを設定して行なった数値実験の結果をFig. 12(上)に示す。これはエネルギースパイクを与えた後の二次元波数スペクトルの時間発展である。ここでは、スペクトルの応答を分かり易くするために、エネルギースパイクを与えた場合と与えなかった場合とのスペクトルの比を示している。内部潮汐波に対応するエネルギースパイクはスペクトルの左下端に与えたが、それが高波数域にカ

スケードする様子が分かる。特に、鉛直波数が $0.01 \sim 0.05$ cpm, 水平波数が $3 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-4}$ cpm のスペクトルの左上方領域に、エネルギーが集中的にカスケードすることが分かる。分散関係式から、この波数域は周期が約一日の近慣性周波数領域に対応する。

Fig. 12 (上) に見られるような高鉛直波数・近慣性周波数領域へのエネルギーカスケードは、内部波の三波共鳴相互作用の一つである Parametric Subharmonic Instability (PSI) によって引き起こされる。PSI は、Fig. 13 に示したように、低波数 k_1 ・周波数 ω_1 の内部波とそのほぼ半分の周波数 ($\omega_2 \approx \omega_3 \approx \omega_1/2$) を持つ二組の高波数 ($|k_2| \approx |k_3| \approx |k_1|$) の内部波から構成される。ここで、内部波①が鉛直低次モードの半日周期 M_2 内部潮汐波に、内部波②③が高鉛直波数の近慣性内部波に対応する。一般に、三波共鳴相互作用の下では、三組の波の中で周波数が一番高い波が低い波に対して不安定となることが知られている (Phillips, 1977)。したがって、PSI の下では、鉛直低次モード・半日周期 M_2 内部潮汐波から高鉛直波数・近慣性内部波へとエネルギーが一方向的にカスケードされることになる (Fig. 13)。Furuichi *et al.* (2005) は、パイスペクトル解析を行なうことにより、この PSI 機構によって内部潮汐波のエネルギーカスケードが支配されていることを直接的に実証した。

Fig. 14 (上) は、内部潮汐波のエネルギースパイクを与えた後の流速シアの時間発展である。PSI によって高鉛直波数・近慣性周波数領域へエネルギーがカスケードするのに伴って、鉛直スケールが数十 m の扁平な近慣性シア流構造が徐々に発達することが分かる。中・深層の乱流混合は、このような近慣性シア流にスモールスケールの内部波が捕捉され、強いドップラーシフトを受けて更に高波数域へカスケードされることによって発生すると考えられている (Watanabe and Hibiya, 2005)。実際に、このことを反映して、Fig. 12 (上) のスペクトルの右上端部の高波数領域のエネルギーレベルが、近慣性シア流の強化に伴って、上昇することが分かる。

このように、PSI は内部潮汐波から乱流混合へのエネルギーカスケードをコントロールする重要な物理機構であるが、この機構は常に有効に働く訳ではない。

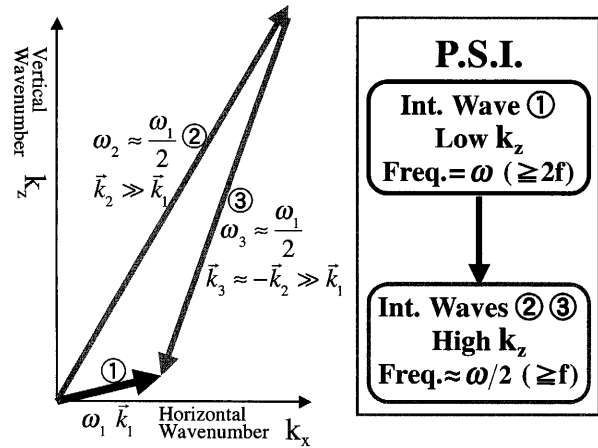


Fig. 13. (right part) Schematic representation of the parametric subharmonic instability (PSI) triad in the wavenumber space. (left part) Schematic diagram of the energy transfer caused by PSI.

Fig. 12 (下) や Fig. 14 (下) は、アリューシャン海嶺を念頭において、緯度 49° のコリオリパラメータを設定した数値実験の結果である。この緯度では、緯度 28° の場合と対照的に、内部潮汐波のエネルギーカスケードとそれに伴う近慣性シア流の強化がほとんど見られない。

このような緯度によるエネルギーカスケードの振る舞いも、PSI によって合理的に説明できる。緯度 28° において M_2 潮汐周波数 $\omega_{M_2} = 8.05 \times 10^{-2}$ cph は、この緯度の慣性周波数 $f_{28} = 3.39 \times 10^{-2}$ cph の 2.4 倍に対応する。したがって、この緯度では PSI によって M_2 内部潮汐波からその半分の周波数 $\omega_{M_2}/2 = 1.2 \times f_{28}$ の近慣性内部波が励起される。それに対して、緯度 49° では慣性周波数 $f_{49} = 6.29 \times 10^{-2}$ cph が大きくなるため、 $\omega_{M_2}/2 = 0.65 \times f_{49}$ となり、内部波の周波数の下限である慣性周波数を下回ってしまう。そのため、緯度 49° では PSI が構成されず、半日 M_2 内部潮汐波から近慣性内部波へのエネルギーカスケードが行なわれなくなってしまう。

上の議論から分かるように、内部潮汐波が PSI によるエネルギーカスケードを受けるための必要条件は、内部潮汐の周波数が慣性周波数の 2 倍以上 ($\omega_{M_2} \geq 2f$) になることである。半日周期 M_2 内部潮汐波の場合、PSI

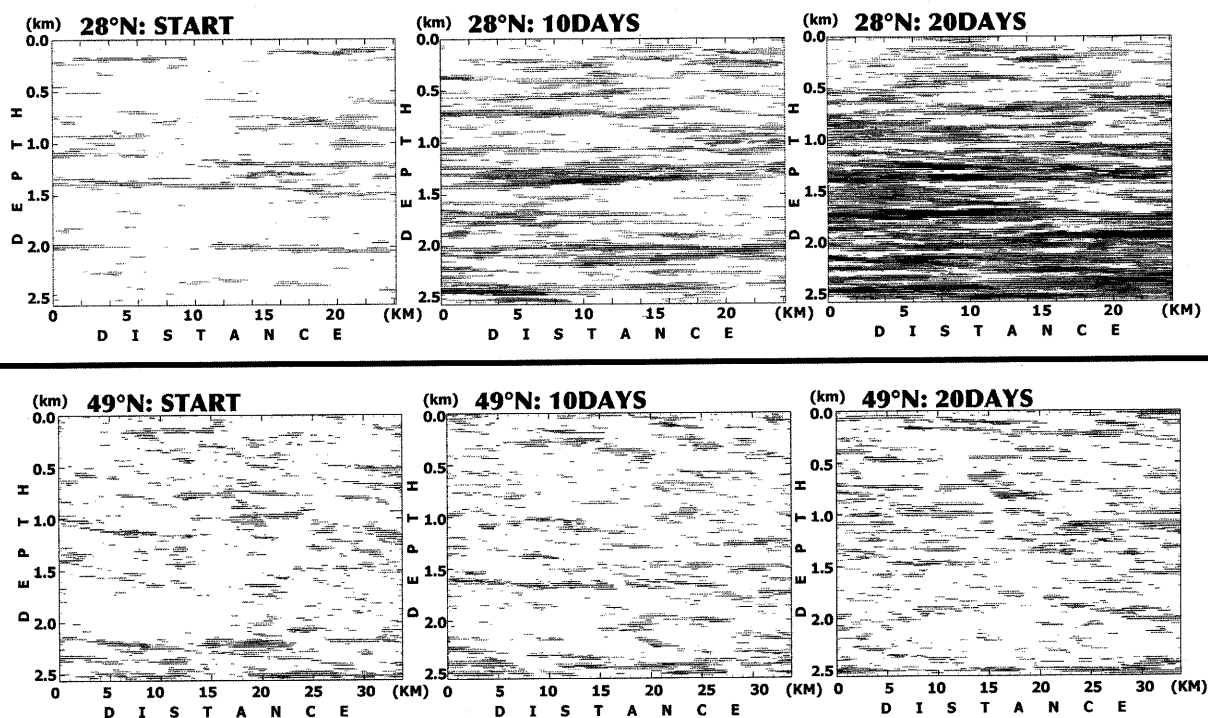


Fig. 14. (upper panel) Time variation of the vertical shear field of horizontal current at 28°N after the energy spike of the first vertical mode M_2 internal tide is injected. The shear fields at the start of calculation, 10 inertial periods, and 20 inertial periods are shown. (lower panel) As in upper panel but for the shear field at 48°N. (Furuichi *et al.*, 2005)

は $\omega_{M_2} = 2f$ となる臨界緯度 28.8 度よりも低緯度側でのみ有効に作用することになる。実際に、この PSI の緯度依存性を反映して、アリューシャン海嶺起源の M_2 内部潮汐波がハワイ海嶺起源のものに比べてより長い距離を伝播する様子が、TOPEX/Poseidon の海面高度観測によって捉えられている (Ray and Cartwright, 2001)。

5.2. 乱流混合係数の緯度依存性の観測

上述の PSI 機構の緯度依存性の帰結として、中・深層の乱流混合係数も大きな緯度依存性を持つことが予想される。このことを検証するため、Nagasawa *et al.* (2002) は、Fig. 8 中に示される内部潮汐波の励起源を通過する複数の測線に沿って、100 本以上の投棄式流速計 (XCP) を投下した。Fig. 1 はこの XCP 観測で得られた水平流速プロファイルの一例である。この流速プロファイルには鉛直スケールが数十 m の流速変動が所々に見られるが、これが PSI に起因する近慣性流シアーに対応する

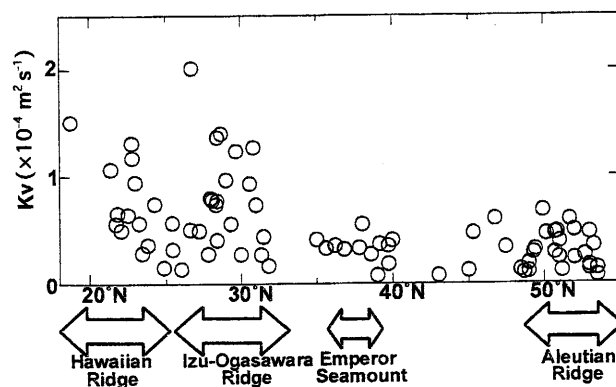


Fig. 15. Latitudinal variation of the diapycnal diffusivity estimated from fine-scale horizontal current shear measured by using expendable current profilers (XCP). (Hibiya and Nagasawa, 2004)

と考えられる。この流速シアーの強度に、Gregg (1989) が提唱したスケールリング則を適用することによって、乱流混合係数の大きさを推定した。

Fig. 15 は各海域で得られた乱流混合係数を緯度の関数としてプロットしたものである (Hibiya and Nagasawa, 2004)。乱流混合係数が PSI の臨界緯度約 30° を境にして大きく変化していることが一目瞭然で分かる。緯度約 30° より高緯度側では過去の乱流観測と同様の $O (10^{-5}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ の乱流混合係数しか得られないのに対し、緯度 30° より低緯度側では Munk (1966) の推定値 $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を超える乱流混合係数が得られている。特に、高緯度域のアリューシャン海嶺と中緯度域のハワイ海嶺や伊豆・小笠原海嶺は同程度の内部潮汐波の励起源であるにも係わらず、それらの海嶺の近くでの乱流混合係数が大きなコントラストを持つことが印象的である。

このように中・深層の乱流混合係数のグローバル分布が、Munk and Wunsch (1988) が指摘したような内部波の励起源の分布だけでなく、PSI に起因する緯度依存性にも強く規定されていることが明らかになった。

5.3. 内部潮汐波の励起源近傍での境界混合

Fig. 7 に見られるように、内部潮汐波は励起源である海底地形の近傍とそこから離れた場所では大きく異なる構造を持つ。今まで述べてきた PSI 機構は、励起源から離れた鉛直低次モードの内部潮汐波のエネルギーカスケードを支配する物理機構である。それに対して、励起源近傍の海底地形境界付近では、鉛直高次モードの内部潮汐波が複数重なってビーム状の構造が形成されており、そこでは PSI とは異なるカスケード機構が働く可能性がある。励起源の近傍では非線形性が強いために、局所的に強い乱流混合が発生する。

Niwa and Hibiya (2004) は、東シナ海周辺を対象にした高解像度の潮汐シミュレーションを行い、内部潮汐波の励起源近傍におけるエネルギー収支を調べた。Fig. 16 は台湾とフィリピン間のバシー・ルソン海峡におけるエネルギー収支である。この海峡ではパロトロピック潮汐から M_2 内部潮汐波へ約 14 GW のエネルギーが転嫁する (Fig. 16 (左))。このうち遠方へ伝播する内部潮汐波のエネルギーは約 9 GW であり (Fig. 16(中))、残り約 5 GW の励起された内部潮汐波エネルギーの約 30% は励起源のごく近傍で消散する (Fig. 16(右))。最近ハワイ海嶺周辺で実施された集中観測 (Hawaiian

Ocean Mixing Experiment) からも、ハワイ海嶺上で励起された内部潮汐波エネルギーの約 15% が、海嶺の近傍で消散すると推定されている (Klymak *et al.*, 2006)。このように、励起された内部潮汐波エネルギーの一部は、励起源近傍の海底地形境界付近で急速にカスケードすることによって、局所的に強い乱流混合を引き起こすのに使われている。

内部潮汐波の励起源近傍におけるエネルギーカスケードをコントロールする物理機構には、様々なものが考えられる。内部波ビームと海底地形の傾きが等しくなる場所で起きる臨界反射や海底地形による散乱は、その一例である。また、Mackinon and Winters (2003) は、励起源の近傍においても PSI 機構が支配的に作用し、それに起因して乱流混合の緯度依存性があらわれると主張している。その一方で、Iwamae (2005) は、励起源の近傍では内部潮汐波や背景場の GM スペクトルの内部波が緯度に関係なく強いドップラーシフトを受けることによって、乱流混合が引き起こされると論じている。しかし、現時点では内部潮汐波の励起源の近傍でどのようなエネルギーカスケード機構が支配的に働いているのかは、はっきりとは特定されていない。励起源近傍における境界混合の定量的なパラメタリゼーションは、今後の重要な研究課題である。

6. 大気擾乱起源の内部波のエネルギーカスケード過程

次に問題となるのが、大気擾乱起源の近慣性内部波 ($\omega \sim f$) のエネルギーカスケードとそれに付随する乱流混合である。大気擾乱によって表層混合層には強い慣性振動が励起され、それに伴い混合層内部に活発な乱流混合が発生するが、この乱流混合は最表層の圧力の小さい場所で発生するため、サンドストローム定理 (5) から、熱塩大循環に直接大きな影響は与えないと考えられる。熱塩大循環の観点から重要なのは、混合層から下方に伝播する近慣性内部波のエネルギーカスケードによって引き起こされる海洋中・深層での乱流混合である。しかしながら、内部潮汐波の場合に比べて、大気擾乱起源の近慣性内部波のエネルギーカスケード過程の実態は未だ解明されていない。一過性の大気擾

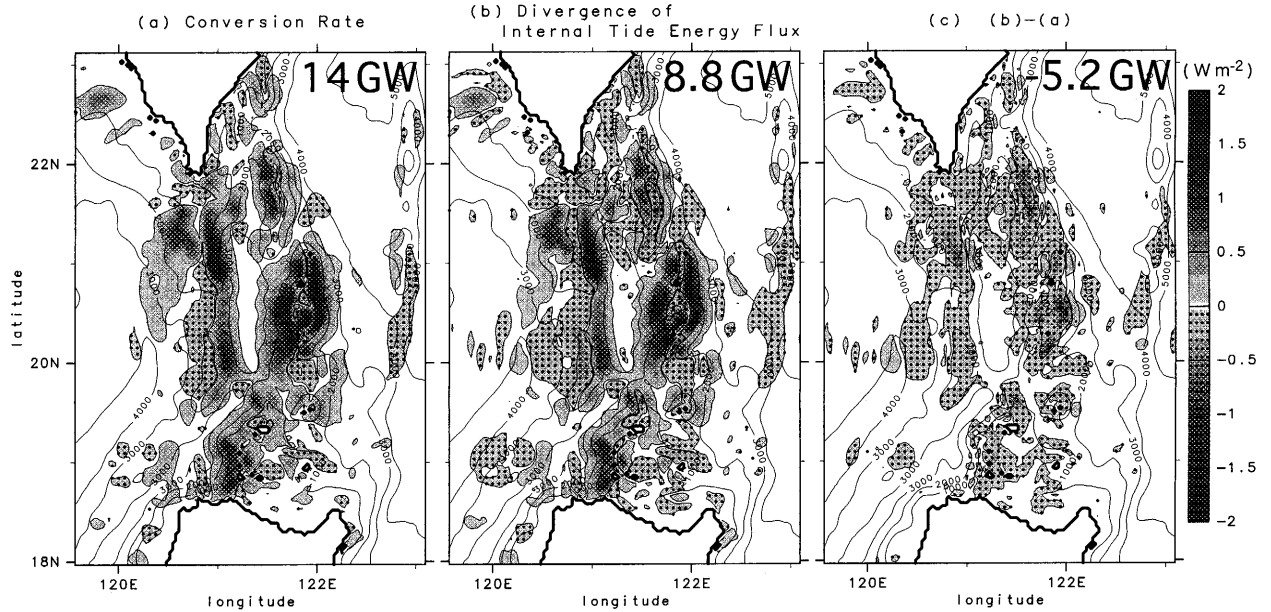


Fig. 16. Model-simulated distribution of (left) the depth-integrated conversion rate from the M_2 barotropic to baroclinic tidal energy, (middle) the divergence of the depth-integrated M_2 baroclinic energy flux, and (right) the difference between them (the baroclinic energy flux divergence minus the baroclinic conversion rate) in the Bashi/Luzon Strait. The background contours show the bathymetry (contour interval is 1,000 m). (Niwa and Hibiya, 2004)

乱に対する中・深層の応答を観測するのが困難であることに加えて、そこには近慣性内部波自身の性質に起因した難しさがある。

近慣性内部波は、GM スペクトルを構成するバックグラウンドの内部波と相互作用するだけでなく、伝播速度が小さいため一般流や中規模渦との相互作用、移流や捕捉、散乱等の影響を強く受ける。例えば、暖水渦に捕捉された近慣性内部波が渦底部で乱流混合を引き起こす様子が、Kunze (1995) により報告されている。さらに、近慣性内部波は、大きな入射角を持って海底に入射するために、反射する際に海底地形と強く相互作用する。特に、近慣性内部波は自身の水平波長に比べてスケールが小さい海底地形によって強く散乱されて、高波数域に効率的にカスケードされることが示されている (Rubenstein, 1988)。

もちろん、前節で議論した PSI 機構も、大気擾乱起源の近慣性内部波のエネルギーカスケードを担う物理機構の候補の一つである。ただし、緯度 θ_0 で励起された近慣性内部波 (周波数: $\omega_0 \sim f_0 \equiv 2\Omega \sin \theta_0$) が PSI の作用を受けられるようになるためには、低緯度側に伝

播して波が持つ周波数 ω_0 がローカルな慣性周波数の二倍以上になる緯度帯 ($\theta_1 \leq \sin^{-1}(0.5 \times \sin \theta_0)$) に到達しなければならない。緯度 $30^\circ \sim 45^\circ$ の中緯度ストームトラックで励起された近慣性内部波の場合、2,000 km 以上伝播して緯度帯 $10^\circ \sim 15^\circ$ に到達する必要がある (Nagasawa *et al.*, 2000)。しかし、先に述べたように、近慣性内部波の伝播は一般流や中規模渦、海底地形などとの相互作用に強く影響されるため、現実の海洋において大気擾乱起源の近慣性内部波が低緯度側に何千 km も伝播して PSI が有効に作用しうるかどうかは明らかでなく、今後の検証が必要である。

その一方で、筆者らは、大気擾乱の通過に伴って PSI の必要条件を満たす $\omega \geq 2f$ の内部波が直接励起されていることを明らかにした。Niwa and Hibiya (1997) は、三次元静水圧モデルを用いて、一定速度で移動する大気擾乱を持つ風応力場に対する海洋の応答を調べた。その結果、線形応答の近慣性内部波に加えて、非線形効果によって倍慣性周波数 ($\omega \sim 2f$) を持つ鉛直低次モードの内部波が活発に励起されることを明らかにした。さらに、パイスpekトル解析を行なうことによ

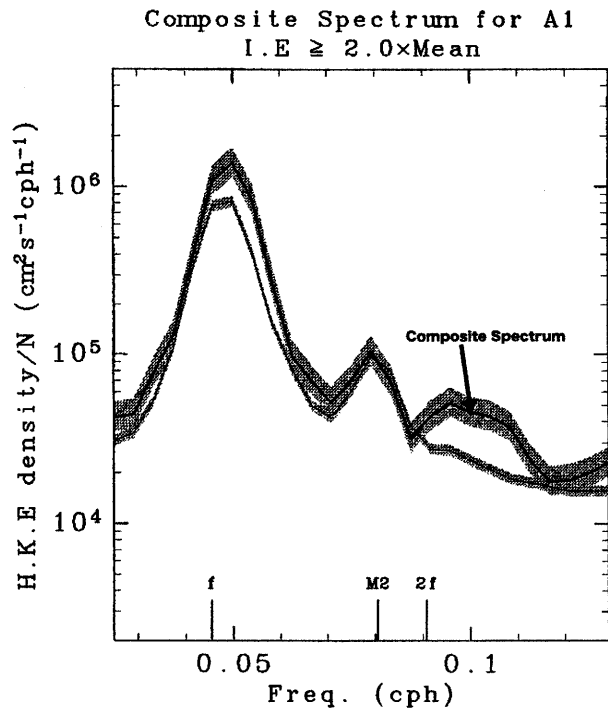


Fig. 17. Composite frequency spectrum of horizontal kinetic energy at the location of (165°E, 31°N) at the depth of 2,600 m for the time period during which the storm-generated mixed layer inertial current energy within the horizontal distance of 2,000 km from (165°E, 31°N) becomes more than twice the annual mean. The thin solid line shows the frequency spectrum of horizontal kinetic energy averaged over the whole observation period which compares to the Garrett-Munk spectrum (see Fig. 4). The local inertial (f) and double-inertial ($2f$) frequencies and the semidiurnal tidal frequency (M_2) are marked. Shading denotes the 90% confidence range of each spectral estimate. (Niwa and Hibiya, 1999)

り、この倍慣性内部波が鉛直高次モードの近慣性内部波同士の非線形相互作用によって励起されていることを示した。この倍慣性内部波の存在は、観測データからも確かめられている (Niwa and Hibiya, 1999)。Fig. 17 は、Fig. 4 で使用した流速時系列データから中緯度ストームが通過した期間を抽出したものを使って計算したコンポジット スペクトルであるが、新たなスペクトルピークが倍慣性周波数の付近に現れることが確認で

きる。このような倍慣性内部波は、近慣性内部波に比べてエネルギー レベルが低いものの、PSIを通じて効率的にカスケードするために、中・深層の乱流混合の有効なエネルギー供給源になっている可能性がある。

7. おわりに

最後に現時点までの知見を総合して得られた、乱流混合係数のグローバル分布の推定図を Fig. 18 に示す (Hibiya *et al.*, 2006)。この分布図は、XCP 観測から得られた乱流混合係数 (Fig. 15) と数値実験から得られた内部潮汐波エネルギー (Fig. 8) とを比較することによって両者の間の経験的な関係性を導き、その関係式を筆者が最近実施した内部潮汐波のグローバル数値シミュレーションの結果に適用したものである。この分布図の作成には水深 950 m ~ 1,450 m の主温度躍層付近で得られた XCP データを用いた。

第 4 節で説明した PSI の緯度依存性を反映して、乱流混合のホット スポットは高緯度域にはなく、緯度 30° 以下の顕著な海底地形の周辺に限定されて存在する。ただし、赤道低緯度帯では、Gregg *et al.* (2003) の乱流直接観測によって、ロール オフ領域を通過するエネルギーカスケードの効率が著しく低下することが指摘されている。それを考慮して、この分布図では緯度 10° 以下の乱流混合係数を強制的に減少させている。

このように、乱流混合係数のグローバル分布図を提示したのは、初めて試みである。ただし、この分布図はあくまで第一段階のたたき台であることに留意すべきである。第一に、この分布図には乱流混合の主要なエネルギー供給源の一つである大気擾乱の寄与が取り入れられていない。また、内部潮汐波の励起源近傍における境界混合の効果も十分に考慮されていない。さらに、比較的狭い水深範囲の XCP データに基づいているため、乱流混合係数分布の水深依存性も検討しなければならない。今後は、これらまだ考慮されていない中・深層の乱流混合の生成過程を一つ一つ解明して定量化していくための研究が必要である。それと平行して、この乱流混合係数の分布図を指針として、XCP や乱流プロファイラーを用いた観測をさらに拡大して実行することにより、分布図の検証・修正を行なう作業

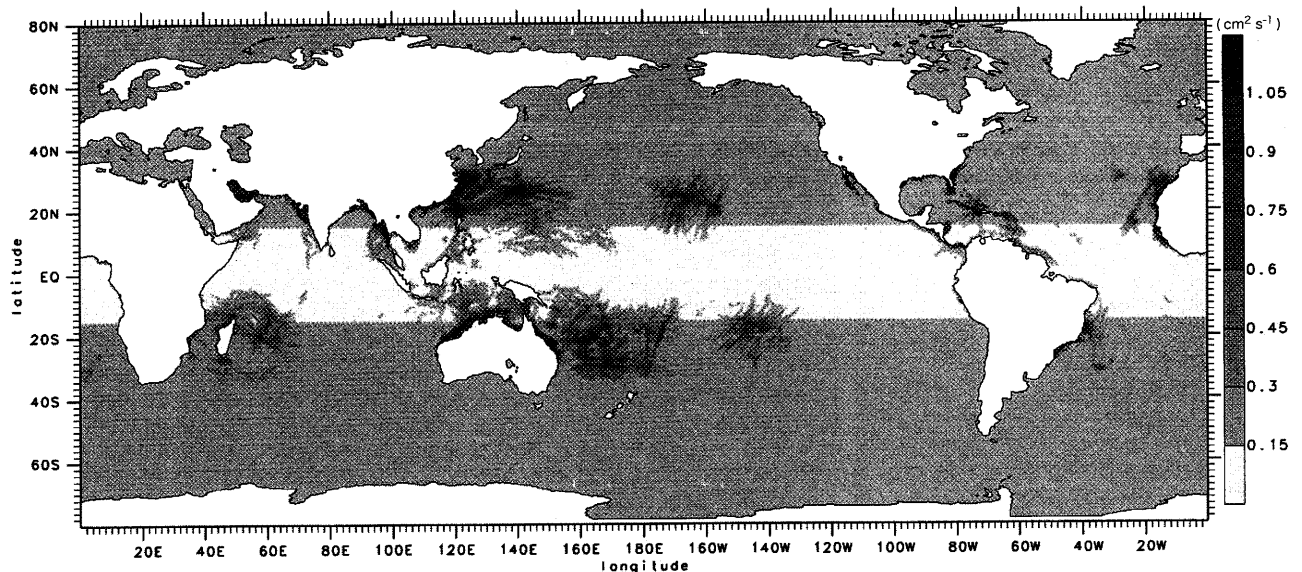


Fig. 18. Global distribution of diapycnal diffusivity estimated by incorporating the observed diapycnal diffusivities from expendable current profiler (XCP) surveys in the north Pacific into the global distribution of model-simulated energy density of the semidiurnal internal tide. (Hibiya *et al.*, 2006)

を続けていく必要がある。

熱塩大循環における内部波起源の乱流混合の役割に関しては、現在も活発な議論が続けられている。そこでの重要な争点は、全海洋で乱流混合係数を平均したときに、Munk (1966) が提唱した熱塩大循環の駆動に必要な混合係数 $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ が実現されるかどうかである。Munk and Wunsch (1998) は、この乱流混合係数を全海洋で維持するのに必要なエネルギー量を 2.1 TW と計算した。一方、第4節で論じたように、海洋全体の内部波場に供給されるエネルギー量は、内部潮汐波に $1.15 \pm 0.15 \text{ TW}$ 、大気擾乱起源の近慣性内部波に $0.95 \pm 0.45 \text{ TW}$ 、合計で $2.1 \pm 0.6 \text{ TW}$ と見積もられる。したがって、見積もりの不確定性はあるが、海洋内部波場に供給されるエネルギー量は、熱塩大循環の駆動に必要な乱流混合を維持するためのエネルギー量とほぼ整合的になっている。しかしながら、サンドストローム定理 (5) から示唆されるように、励起された内部波エネルギーが、最終的にどこで乱流混合を引き起こすかが重要である。熱塩大循環は、表層混合層や大陸棚浅海域など浅海で発生する乱流混合には直接大きく影響を受けず、中・深層とくに主温度躍層の下部で発生する乱流混合の強度に強く規定される (Tsujino

et al., 2000)。したがって、熱塩大循環に対する乱流混合の役割を正當に評価するには、励起された内部波エネルギーのうち、どの程度が中・深層の乱流混合過程に供給されるかを見積もる必要がある。そのために、内部波の励起過程だけでなく、内部波の伝播・消散を含んだエネルギー分配過程を定量的に解明することが、今後の課題である。また、この内部波エネルギーの分配過程の解明は、GM スペクトルの普遍的なエネルギーレベルを維持する機構を理解するためにも不可欠である。

過去の海洋内部波の研究は主に GM スペクトルで表現される内部波場の第ゼロ次の描像を理解することを第一目標に進められてきた。それに対して、近年は内部波起源の乱流混合係数のグローバル分布を解明することが重要な課題となっている。そのためには、現在得られている内部波場の第ゼロ次の描像からグローバルな時空間変動も含んだより高次のものへと進展させていかなければならない。本稿で紹介した筆者らが行ってきた研究の成果は、そのための第一歩である。

最終的な目標は、潮汐や大気擾乱などの外力情報から任意の海域における乱流混合係数を予測できるようになることである。そのためには、今後さらに研究を

進めて、内部波の励起、伝播、エネルギーカスケード、消散、乱流混合の各過程を全て統合した海洋内部波の予報モデルを確立する必要がある。そこから得られる乱流混合係数のグローバル分布は、熱塩大循環の数値モデリングの不確定要素を取り除き、気候変動予測システムの高精度化に大きく貢献するものと期待される。

謝辞

本研究は筆者が1993年に北海道大学大学院修士課程に入学してから現在に至るまで十数年に渡って関わってきたものです。移り変わりの激しい研究の世界において、本研究のような基礎的なテーマに長期間に渡って取り組んでこられたことは、非常に恵まれていたと思います。これもひとえに研究体制を整えるのにご尽力されるとともに、怠惰な筆者を常に叱咤激励して辛抱強くご指導して下さった日比谷 紀之教授(東大理)のお陰です。ここで改めて深く感謝の意を表します。また、金成 誠一教授(北大理)は筆者をスモールスケールの海洋物理現象の研究に導いて下さり、あらゆる機会において貴重なご指導、ご助言をいただきました。深く感謝いたします。さらに、共に研究を進めてきた研究室の方々、北海道大学理学部、東京大学海洋研究所、東京大学理学部の先生方、先輩方、同窓の皆様のご協力、ご意見、ご指導にも深く感謝いたします。最後に、栄誉ある日本海洋学会岡田賞を頂いたことは筆者にとって身に余る光栄であり、ご推薦およびご選考いただいた先生方、学会員の皆様に厚くお礼申し上げます。

References

- Alford, M. H. (2003): Improved global maps and 54-year history of wind-work on ocean inertial motions. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi:10.1029/2002GL016614.
- Bryan, F. (1987): Parameter sensitivity of primitive equation ocean general circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 970–985.
- Furuichi, N., T. Hibiya, and Y. Niwa (2005): Bispectral analysis of energy transfer within the two-dimensional oceanic internal wave field. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 2,104–2,109.
- Garrett, C. J. R. and W. H. Munk (1972): Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.*, **2**, 225–264.
- Garrett, C. J. R. and W. H. Munk (1975): Space-time scales of internal waves: A progress report. *J. Geophys. Res.*, **80**, 291–297.
- Gregg, M. C. (1989): Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *J. Geophys. Res.*, **94**, 9,686–9,698.
- Gregg, M. C. (1998): Estimation and geography of diapycnal mixing in the stratified ocean, p. 305–338. In *Physical Processes in Lakes and Oceans* (Coastal and Estuarine Studies, Vol. 54), edited by Imberger, J., AGU, Washington D.C..
- Gregg, M. C., T. B. Sanford, and D. P. Winkel (2003): Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, **422**, 513–515.
- Heney, F. S., J. Wright, and S. M. Flatte (1986): Energy and action flow through the internal wave field—an eikonal approach. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8,487–8,495.
- Hibiya, T., Y. Niwa, K. Nakajima, and N. Sugimoto (1996): Direct numerical simulation of the roll-off range of internal wave shear spectra in the ocean. *J. Geophys. Res.*, **101**, 14,123–14,130.
- Hibiya, T., Y. Niwa, and K. Fujiwara (1998): Numerical experiments of nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum. *J. Geophys. Res.*, **103**, 18,715–18,722.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2002): Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitudes. *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2001JCC001210.
- Hibiya, T. and M. Nagasawa (2004): Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parameterization. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, doi:10.1029/2003GL017998.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2006): Global mapping of diapycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (XCP) surveys. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, doi:10.1029/2005GL025218.
- Iwamae, N. (2005): Numerical study of spatial distribution of near-inertial current shear in the deep ocean. Master thesis, University of Tokyo, 40 pp.
- Jiang, J., Y. Lu, and W. Perrie (2005): Estimating the energy flux from the wind to ocean inertial motions: the sensitivity to surface wind fields. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, doi:10.1029/2005GL023289.
- Klymak, J. M., J. N. Moum, J. D. Nash, E. Kunze, J. B. Girton, G. S. Carter, C. M. Lee, T. B. Sanford, and M. C. Gregg (2006): An estimate of tidal energy lost to turbulence at the Hawaiian Ridge, in press *J. Phys. Oceanogr.*

- Kunze, E., W. R. Schmitt, and J. M. Toole (1995): The energy balance in a warm-core ring's near-inertial critical layer. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 942–957.
- Ledwell, J. R., A. J. Watson, and C. S. Law (1993): Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer release experiment. *Nature*, **364**, 701–73.
- MacKinnon, J. A. and K. B. Winters (2003): Spectral evolution of bottom-forced internal waves, p. 73–83. In *Near-Boundary Processes and Their Parameterization, Proceedings of the 'Aha Huliko' a Hawaiian Winter Workshop*, edited by P. Müller and D. Henderson, Hawaii Inst. of Geophys., Honolulu.
- Matsumoto, K., T. Takanezawa, and M. Ooe (2000): Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/Poseidon altimeter data into hydrodynamical model: a global model and a regional model around Japan. *J. Oceanogr.*, **56**, 567–581.
- McComas, C.H. (1977): Equilibrium mechanisms within the oceanic internal wave field. *J. Phys. Oceanogr.*, **7**, 836–845.
- McComas C. H. and P. Müller (1981): The dynamic balance of internal waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 970–986.
- Munk, W. H. (1966): Abyssal recipes. *Deep Sea Res.*, **13**, 707–730.
- Munk, W. H. (1981): Internal waves and small-scale processes, p. 264–291. In *Evolution of Physical Oceanography*, edited by B. S. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, Mass..
- Munk, W. H. (1997): Once again: once again-tidal friction. *Prog. Oceanogr.*, **40**, 7–35.
- Munk, W. H. and C. Wunsch (1998): Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep Sea Res.*, **45**, 1,977–2,010.
- Nagasawa, M., Y. Niwa, and T. Hibiya (2000): Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the North Pacific. *J. Geophys. Res.*, **105**, 13,933–13,944.
- Nagasawa, M., T. Hibiya, Y. Niwa, M. Watanabe, Y. Isoda, S. Takagi, and Y. Kamei (2002): Distribution of fine-scale shear in the deep waters of the north Pacific obtained using expendable current profilers. *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2002JC001376.
- 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**, 12,469–12,478.
- Niwa, Y. and T. Hibiya (1999), Response of the deep ocean internal wave field to traveling midlatitude storms as observed in long-term current measurements. *J. Geophys. Res.*, **104**, 10,981–10,990.
- Niwa, Y. and T. Hibiya (2001): Numerical study of the spatial distribution of the M₂ internal tide in the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, **106**, 22,441–22,449.
- Niwa, Y. and T. Hibiya (2004): Three-dimensional numerical simulation of M₂ internal tides in the East China Sea. *J. Geophys. Res.*, **109**, doi:10.1029/2003JC001923.
- Phillips, O. M. (1977): *The Dynamics of the Upper Ocean*. Cambridge University Press, New York.
- Pollard, R. T. and R. C. Millard Jr. (1970): Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep Sea Res.*, **17**, 813–821.
- Polzin, K. L., J. M. Toole, G. R. Ledwell, and R. W. Schmitt (1997): Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, **276**, 93–96.
- Ray, R. D. and D. E. Cartwright (2001): Estimates of internal tide energy fluxes from TOPEX/Poseidon altimetry: Central North Pacific. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, doi:10.1029/2000GL012447.
- Rubenstein, D. (1988): Scattering of inertial waves by rough bathymetry. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 5–18.
- Toggweiler, J. R. and B. Samuels (1998): On the ocean's large-scale circulation near the limit of no vertical mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1,832–1,852.
- Tsujino, H., H. Hasumi, and N. Sugimoto (2000), Deep Pacific circulation controlled by vertical diffusivity at the lower thermocline depths. *J. Phys. Oceanogr.*, **30**, 2,853–2,865.
- Watanabe, M. and T. Hibiya (2002): Global estimates of the wind-induced energy flux to inertial motions in the surface mixed layer. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2001GL014422.
- Watanabe, M. and T. Hibiya (2005): Estimates of energy dissipation rates in the three-dimensional deep ocean internal wave field. *J. Oceanogr.*, **61**, 123–127.
- Webb, D. J. and N. Sugimoto (2001): Oceanography-vertical mixing in the ocean. *Nature*, **409**, 37–37.
- Winters, K. B. and E. A. D'Asaro (1997): Direct simulation of internal wave energy transfer. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1,937–1,945.
- Wunsch, C. and S. Webb (1979): The climatology of deep ocean internal waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 235–243.

Numerical Studies about the Spatial Distribution of Internal Wave Energy Available for Deep Ocean Mixing

Yoshihiro Niwa [†]

Abstract

Internal waves are ubiquitous phenomena in the ocean with the scales ranging from mesoscales to microscales. They are generated mainly by tide-topography interactions and atmospheric disturbances. It is widely recognized that internal waves play crucial roles in the ocean dynamics. Internal wave energy, generated at large scales, is cascaded across the internal wave spectrum to small dissipation scales through nonlinear wave-wave interactions causing diapycnal mixing in the deep ocean. Thus induced diapycnal mixing is believed to have a strong influence on the global-scale thermohaline circulation. Hence, clarifying the global distribution of the diapycnal diffusivity is essential for accurate modeling of the thermohaline circulation and hence climate. As a basic study for this subject, we have carried out numerical experiments to show that both tide- and wind-generated large-scale internal waves are inhomogeneous in space and time, reflecting the distribution of prominent topographic features and traveling storms, respectively. Furthermore, we have found that the energy cascade of the low-mode semidiurnal internal tide waves is promoted only in the latitudes below 30° , which is consistent with the nonlinear resonant interaction mechanism called “Parametric Subharmonic Instability” (PSI). These results suggest that the distribution of the diapycnal diffusivity in the global ocean is strongly anisotropic depending on the latitude, as well as the generation sites of large-scale internal waves.

Key Words : internal wave, turbulent mixing, internal tide, thermohaline circulation, nonlinear interaction

(Corresponding author's e-mail address : niwa@eps.s.u-tokyo.ac.jp)

(Received 13 April 2006; accepted 24 April 2006)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2006)

[†] Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-0033, Japan