

## 内部潮汐波のグローバル分布に関する数値シミュレーション

### Numerical Simulation of the Internal Tidal Wave Field in the Global Ocean

○丹羽 淑博, 東大院理・地球惑星, 東京都文京区本郷 7-3-1, niwa@eps.s.u-tokyo.ac.jp  
日比谷 紀之, 東大院理・地球惑星, 東京都文京区本郷 7-3-1, hibiya@eps.s.u-tokyo.ac.jp  
Yoshihiro Niwa, Grad. Schl. of Science, The Univ. of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan  
Toshiyuki Hibiya, Grad. Schl. of Science, The Univ. of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan

Internal tidal waves are ubiquitous phenomena in a stratified ocean where they are generated in response to tidal flows incident upon bottom topography. In this study, we investigate the global distribution of the semidiurnal and diurnal internal tidal wave fields using a hydrostatic sigma-coordinate numerical model. The model results show that energetic internal tidal waves is generated over the limited prominent topographic features such as those in the Indonesian Archipelago, the continental shelf slope in the East China Sea, and the mid-ocean ridges such as Hawaiian Ridge. By comparing the model results with current observations, it is found that the generated internal tidal waves can propagate a very long distance of more than several thousand kilometers across the open ocean. The conversion rate from the surface to internal tides integrated over the global ocean amounts to about 800GW, and nearly 25% of which is dissipated in the deep ocean.

#### 1. はじめに

バロトロピックな潮汐流と海底地形との相互作用により励起される内部潮汐波は、全世界の海洋で観測される普遍的な現象である。この内部潮汐波は、深海における内部波平衡スペクトルの主要なエネルギー供給源であるとともに、潮汐エネルギーの重要な散逸源ともなる。また、内部潮汐波は励起源の近傍におけるシア不安定や、励起源から離れたバックグラウンドの内部波場との非線形相互干渉を通じて、海洋の中・深層での乱流混合を引き起こしている。この内部潮汐波起源の乱流混合は、深層水の湧昇とバランスすることで密度成層を維持し、ひいては深層循環を継続させるのに重要な役割を担っていると考えられている<sup>(1)</sup>。したがって、高精度な海洋大循環モデルを構築するには、内部潮汐波エネルギーのグローバルな空間分布を明らかにした上で、それに基づいた乱流混合の適切なパラメタリゼーションを行うことが必要不可欠となる。

その第一歩として、*Niwa and Hibiya*<sup>(2)</sup>は過去に太平洋全域を対象とする内部潮汐波の三次元数値シミュレーションを行った。その結果、活発な内部潮汐波の励起が伊豆・小笠原海嶺、ハワイ海嶺などの顕著な海底地形に限定され、これら海底地形の分布を反映して内部潮汐波のエネルギー分布が著しい空間的な非一様性をもつことを明らかにした。

しかしながら、*Niwa and Hibiya*<sup>(2)</sup>では計算領域を太平洋に限定したのに加え、計算資源の制約から太平洋を 17 個の独立なサブ領域に分割して計算を行ったため、サブ領域間を横断して長距離伝播するような内部潮汐波を適切に再現できないという問題があった。事実、最近の長期係留計の時系列データベースの解析から内部潮汐波が励起源から O(1000)km 以上伝播しうる可能性が指摘されている

<sup>(3),(4)</sup>。また、*Niwa and Hibiya*<sup>(2)</sup>を含め従来の研究<sup>(5)(6)</sup>は、最も卓越する半日周潮の  $M_2$  周期成分の内部潮汐波のみを対象としており、日周潮  $K_1$  周期成分など他分潮の内部潮汐波のグローバル分布については詳しく論じていない。

そこで本研究では、主要四分潮である  $M_2$  周期(12.42 時間)、 $S_2$  周期(12 時間)、 $K_1$  周期(23.92 時間)、 $O_1$  周期(25.8 時間)の内部潮汐波のグローバル分布を明らかにするために、全球を同時にカバーできる三次元数値モデルに現実的な海底地形・密度成層およびバロトロピック潮汐流を組み込んで数値シミュレーションを行った。

#### 2. 数値実験

計算領域は北極海域を除いた 80°S から 80°N の領域である (図 1)。Princeton Ocean Model (POM)を用いて静水圧・ブジネスク近似を施した Navier-Stokes 方程式を数値積分した。POM では鉛直座標として海底地形に沿った  $\sigma$  座標系を採用している。水平粘性/拡散係数は Smagorinsky モデル<sup>(7)</sup>、鉛直粘性/拡散係数は Pacanowski and Philander モデル<sup>(8)</sup>を使って計算した。数値積分は水平方向に間隔 1/15°、鉛直方向に 40 レベルの計算格子を使って行った。使用した海底地形データは解像度が 1/30° の ETOPO2 の水深データを計算グリッド内で平均したものである。基本密度成層は Levitus の年平均気候値データから求めた。また、バロトロピックな潮汐を精度よく再現するために *Matsumoto* ら<sup>(9)</sup>が求め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。本研究では主要四分潮である半日周潮の  $M_2, S_2$  分潮と日周潮の  $K_1, O_1$  分潮のフォーシングを同時に与え、初期の静止状態からモデルを 56 日間駆動した。さらに、こうして得られた最後の 16 日間の時系列に対して調和解析を施すことにより、 $M_2, S_2, K_1, O_1$

各分潮の応答の振幅・位相を計算した。ただし、 $S_2$  分潮と  $O_1$  分潮の内部潮汐場は振幅が異なる以外はその空間分布がそれぞれ  $M_2$  分潮と  $K_1$  分潮の内部潮汐場と定性的に

大きく変わらないので、本稿では主に  $M_2$ ,  $K_1$  分潮の内部潮汐波の計算結果について示す。

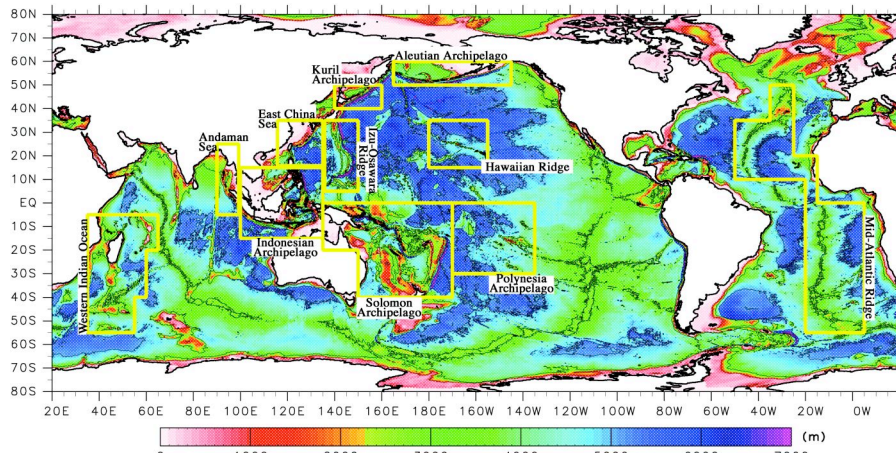


Fig.1: The whole model domain together with the bottom topography. Block-shaped areas enclosed by thick yellow line show the regions including prominent topographic features.

### 3. 結果

図 2 は半日周期の  $M_2$  周期成分の内部潮汐波の運動エネルギーを全水深で鉛直積分したものの空間分布である。Niwa and Hibiya[2001]が指摘したように、内部潮汐波の活発な励起源は急峻でかつ標高が密度躍層に到達する顕著な海底地形に限定されており、それを反映して、 $M_2$  周期成分の内部潮汐波のエネルギーレベルが西部太平洋、インドネシア多島海、西部インド洋、大西洋中央海嶺などで著しく高くなっていることが分かる。

図 3 は北西太平洋の中緯度域の  $M_2$  内部潮汐波場を拡大したもので、水深 1000m における等密度面の鉛直変位の分布である。 $M_2$  内部潮汐波の代表的な水平波長は約 150km 程度であり、伊豆小笠原海嶺やルソン海峡など励起源の近傍での鉛直変位の振幅は数十 m に達することがわかる。

一方、図 4 は日周期の  $K_1$  周期成分の内部潮汐波の運動

エネルギーの空間分布である。 $K_1$  内部潮汐波エネルギーは中緯度域に限定されていることが分かるが、これは  $K_1$  潮汐周期(23.92 時間)が地球回転の慣性周期と等しくなる臨界緯度  $33.4^\circ$  よりも高緯度側では  $K_1$  内部潮汐波が伝播波として成層流体中を自由に伝播できなくなるためである。ただし臨界緯度よりも高緯度側でも沿岸域や海底地形の近傍では地形に捕捉された  $K_1$  内部潮汐波が励起されている。 $K_1$  内部潮汐波の活発な励起源は  $M_2$  内部潮汐波に比べ限定されており、特に東シナ海周辺やインドネシア多島海など、北太平洋西部に偏って分布していることが分かる。

図 5 は  $K_1$  内部潮汐波場の拡大図であるが、ルソン海峡で  $K_1$  内部潮汐波が特に活発に励起されており、その代表的な水平波長は約 300km である。また、臨界緯度  $33.4^\circ$  以北の伊豆小笠原海嶺の最北端部において地形に捕捉されて地形周りを伝播する  $K_1$  内部潮汐波が確認できる。

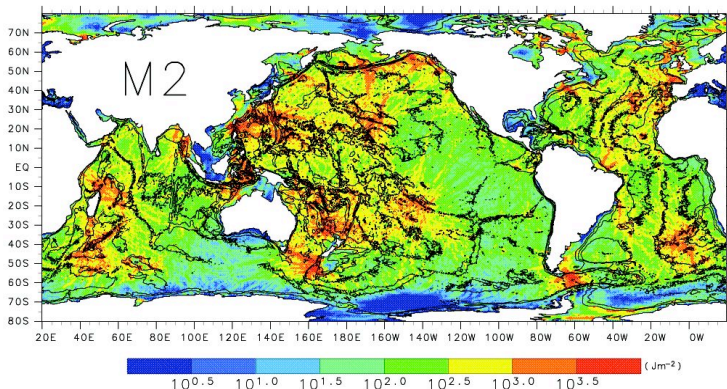


Fig. 2: Model predicted distribution of the depth-integrated kinetic energy of the  $M_2$  internal tidal wave.

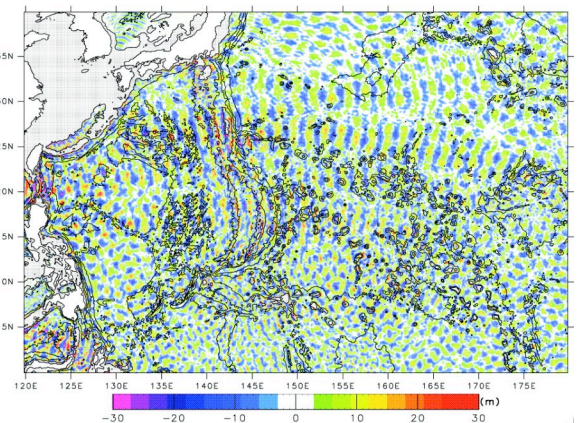


Fig. 3: The model predicted distribution of vertical isopycnal displacement of the  $M_2$  internal tidal waves at a depth of 1000m in the mid-latitude North-Western Pacific.

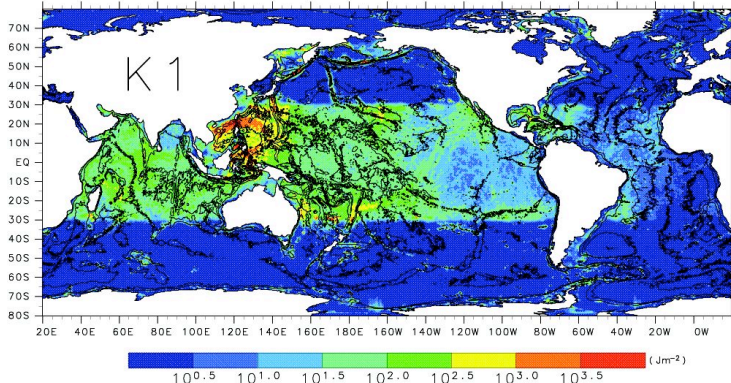


Fig. 4: As in Figure 2 but for the  $K_1$  internal tidal wave.

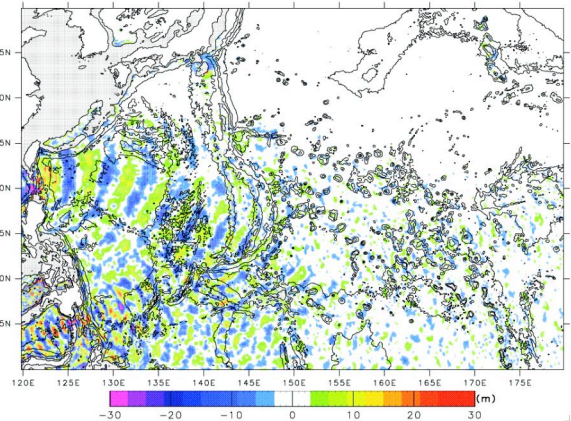


Fig. 5: As in Figure 3 but for the  $K_1$  internal tidal wave.

図 6 は初期の静止状態から計算開始 5, 10, 20, 30 日後の  $M_2$  内部潮汐波場の時間発展を示している。様々な励起源から内部潮汐波がビーム状に伝播してグローバルな内部潮汐波場が形成されている。特に、ハワイ海嶺やポリネシア諸島で励起された内部潮汐波は数千 km 以上も伝播してアメリカ西部海岸にまで到達していることが分かる。

しかし、現実の海洋の内部潮汐波は、本数値実験で考慮されていない背景の内部波場や中規模渦場と非線形相互作用をしてエネルギーを失うことによって、その伝播距離が制限される可能性がある。そこで、実際に図 6 の様に内部潮汐波が数千 km 以上伝播しうるかを検証するため観測流速データと計算結果との比較を行った。Oregon 大学の Buoy Archive Group のデータベースにある長期係留系から得られた流速データから、内部潮汐波成分が抽出できるようサンプル間隔が短かつ鉛直方向に十分な測点が

ある観測地点を 282 点選出した (図 7)。これらの観測点から得られた水平流速の時系列データからバンドパスフィルターと最小二乗法を用いて鉛直第 1 モード・半日周期の内部潮汐波成分を抽出し、そのエネルギーを計算した。

図 8 は基礎方程式にそれぞれ時定数 5 日, 15 日, 30 日, 60 日の線形ダンピング項を加えて計算を行った結果 (横軸) と観測結果 (縦軸) とを比較したものである。これを見るとダンピング時間が 5 日と 15 日の場合の計算結果は観測結果に比べてエネルギーが明らかに小さいのに対し、ダンピング時間が 30 日と 60 日の場合の計算結果は観測結果とほぼ整合的であることが分かる。このことから鉛直第一モードの内部潮汐波は海底地形の障害を受けない限り 30 日以上伝播でき、代表的な伝播速度 (約 3m/sec) を考えれば距離にして数千 km はおろか 10000km 近くも伝播しうる事が確かめられた。

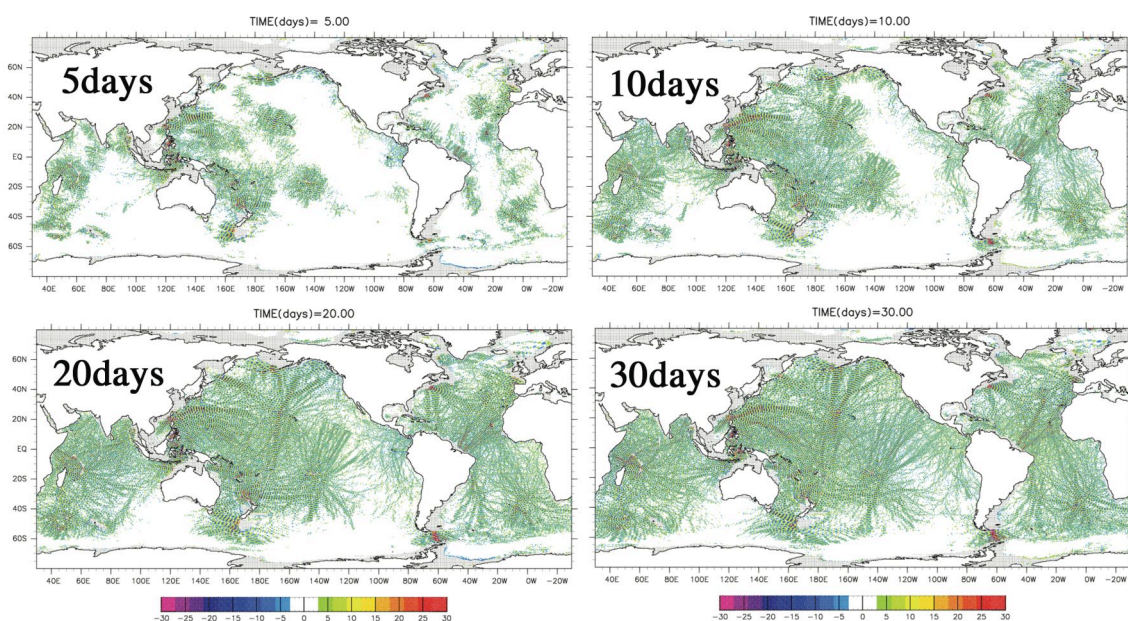


Fig. 6 : Model predicted distribution of vertical isopycnal displacement of the  $M_2$  internal tide at a depth of 1000m after 5days, 10days, 20days, 30days from the start of the calculation. The results of calculation with a 30-day damping are shown.

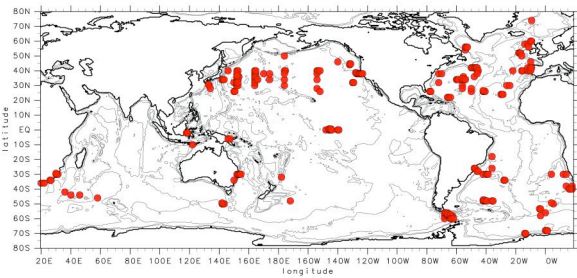


Fig.7: Locations of the long-term mooring stations at which observed current data and the model results are compared.

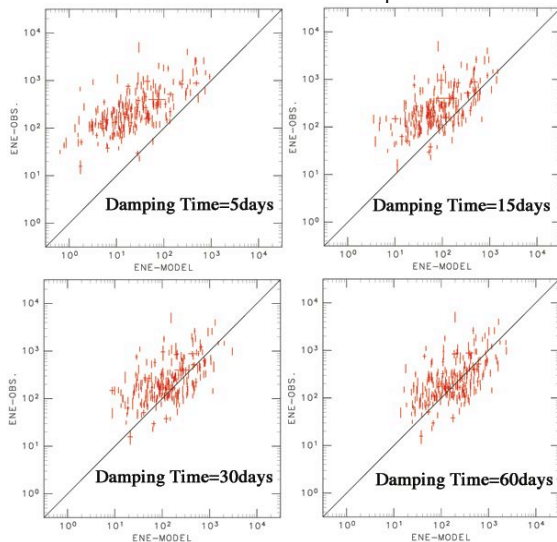


Fig.8: Scatter plot comparing the first vertical-mode semidiurnal internal tidal wave kinetic energy predicted by the model (abscissa-axis) and that observed at locations shown in figure 5 (ordinate-axis). The model results with 5-day damping (upper-left), 15-day-damping (upper-right), 30-day damping (lower-left), 60-day damping (lower-right) are compared.

次に内部潮汐波の励起消散過程を定量的に調べるためエネルギー収支解析を行った。一潮汐周期で時間平均しさらに全水深で鉛直平均した内部潮汐波のエネルギー方程式は次式で与えられる<sup>(10)</sup>。

$$\langle \overline{DIS}_{bc} \rangle = -\langle g \overline{\rho' W_{bt}} D \rangle + \left( \frac{\partial \langle \overline{P' U' D} \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle \overline{P' V' D} \rangle}{\partial y} \right) \quad (1)$$

ここで  $g$  は重力加速度、 $D$  は全水深、 $\rho'$  は内部潮汐に伴う基本密度成層からの密度偏差、 $P'$  は  $\rho'$  に伴う圧力の変動、 $(U', V')$  は内部潮汐に伴う水平流速で水平流速  $(U, V)$

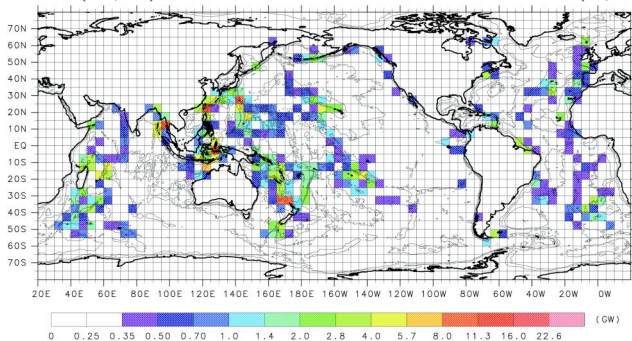


Fig.7: The conversion rate from the  $M_2$  barotropic to internal tidal energy integrated over full water column within each  $5^\circ(\text{longitude}) \times 5^\circ(\text{latitude})$  area.

の鉛直平均  $(\bar{U}, \bar{V})$  (バロトロピック潮流) からの偏差  $(U', V') \equiv (U - \bar{U}, V - \bar{V})$  で定義した、 $W_{bt}$  はバロトロピック潮汐流  $(\bar{U}, \bar{V})$  と海底地形の相互作用によって生じる鉛直流速である。ここで式(1)の各項の物理的意味は、右辺の第一項がバロトロピック潮汐流から内部潮汐波への単位面積当たりのエネルギー転嫁率を表し、右辺の第二項が内部潮汐波の伝播によるエネルギーフラックスの発散を表す。そして、左辺  $\langle \overline{DIS}_{bc} \rangle$  が単位面積当たりの内部潮汐波エネルギーの消散率を表している。

図7は  $M_2$  内部潮汐波のエネルギー転嫁率 (式(1)の右辺第一項) の空間分布である。ここにはモデル領域を  $5^\circ \times 5^\circ$  の小ブロックに分割して、各ブロック内でエネルギー転嫁率を空間積分した結果を示している。図1から分かる様に、 $M_2$  内部潮汐波の励起が顕著な海底地形がある特定の海域に限定されることがよりはっきりと確認できる。一方、図8は  $K_1$  内部潮汐波のエネルギー転嫁率の分布であるが、 $K_1$  内部潮汐波の励起海域が、アリューシャン諸島、クリル諸島(オホーツク海)、東シナ海大陸棚斜面、インドネシア多島海にほぼ限定されていることがよく分かる。

内部潮汐波へのエネルギー転嫁率を全海洋で積分すると  $M_2, S_2, K_1, O_1$  分潮でそれぞれ 552GW (1GW=10<sup>9</sup>W), 96GW, 86GW, 46GW となり合計で 782GW となった。これは起潮力からバロトロピック潮汐に与えられるエネルギーの見積もり 3428GW の約 23% に対応する。

図9は図1の太黄色線で囲まれた顕著な海底地形を含む海域で積分したエネルギー転嫁である。西部太平洋のソロモン諸島、インドネシア多島海、西部インド洋で特に内部潮汐波が活発に励起されている。また、大西洋中央海嶺に比べ面積が小さいにも関わらず、伊豆小笠原海嶺やハワイ海嶺でも内部潮汐波が効率的に励起されていることが分かる。図9に示したエネルギー転嫁率の合計は 550GW となり、全海洋の内部潮汐波エネルギーの 70% がこれら顕著な海底地形において励起されていることになる。

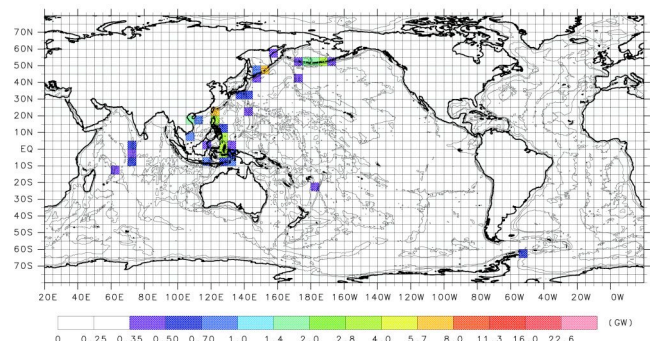


Fig. 8: As in Figure 7 but for  $K_1$  internal tide.

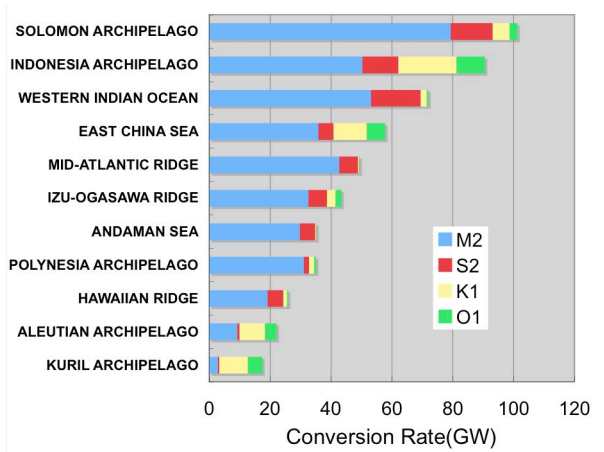


Fig9: Conversion rates of the  $M_2$ ,  $S_2$ ,  $K_1$  and  $O_1$  internal tides integrated over the prominent topographic features shown in figure 1.

図 10 は式(1)の左辺から見積もった  $M_2, S_2, K_1, O_1$  分潮の全内部潮汐波のエネルギー消散率 (式(1)の左辺) の空間分布である。エネルギー転嫁率の分布 (図 7,8) に比べてエネルギー消散率は内部潮汐波が伝播する分だけ空間的に広がりを持っており、長距離伝播する内部潮汐波が到達する沿岸域においてエネルギー消散がおきている様子が分かる。

図 11 は内部潮汐波のエネルギー消散率の水深分布である。内部潮汐波は水深 0m~500m の浅海域で特に効率的に消散していることが分かる。図 12 はエネルギー消散率の水深に対する累積分布であるが、全消散量 782GW のうち水深 1000m より深い深海域で消散する内部潮汐波エネルギーは 527GW となった。このことは、*Munk and Wunsch*<sup>(1)</sup>が見積もった海洋深層循環の維持駆動に必要とされる乱流混合エネルギー2100GW のうち内部潮汐波を通じて供給されるのは 25%程度であること意味している。

#### 4. まとめ

本研究では、主要四分潮の内部潮汐波のグローバル分布を現実的な海底地形、密度成層、潮汐フォーシングを組み入れた三次元数値シミュレーションをおこない調べた。内部潮汐波の励起は顕著な海底地形が存在する特定の海域に限定されており、特に日周期の内部潮汐波の励起がインドネシア多島海と北西太平洋の沿岸に限られていることが分かった。こうした特定の海域から伝播する内部潮汐が外洋域を数千 km 以上も伝播しうることが、長期係留流速データの解析から明らかになった。このような長距離伝播する内部潮汐は海洋内部波の普遍平衡スペクトルである Garrett-Munk スペクトル<sup>(11)</sup>の形成維持に重要な役割を果

たしていると考えられる。さらに、エネルギー解析から励起される内部潮汐波の全エネルギー約 800GW のうち、水深 1000m 以上の深海域で消散される値は約 500GW にすぎないことが分かった。この値は深層循環の維持に必要とされる乱流混合エネルギー21000GW<sup>(1)</sup>の 25%にすぎず、このことはエネルギー収支の観点から考えて深層循環の維持メカニズムをさらに再考する必要があることを意味していると考えられる。

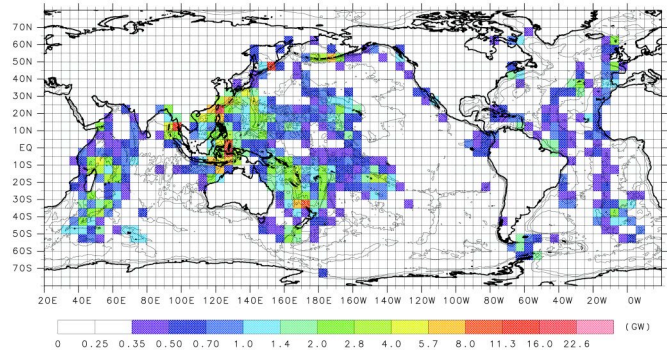


Fig.10: The dissipation rate of the  $M_2$ ,  $S_2$ ,  $K_1$ , and  $O_1$  internal tidal wave energy integrated over the full water column within each  $5^\circ(\text{longitude}) \times 5^\circ(\text{latitude})$  area.

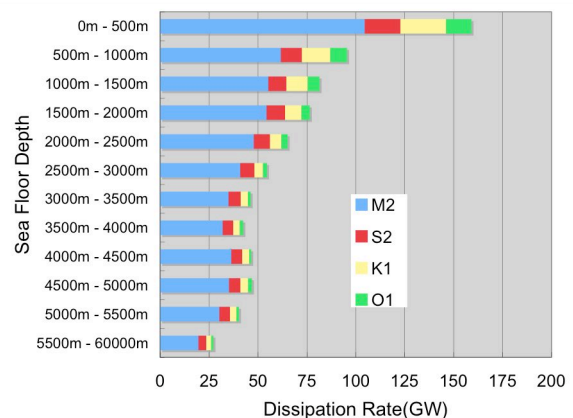


Fig.11: Depth distribution of the dissipation rate of the  $M_2$ ,  $S_2$ ,  $K_1$ , and  $O_1$  internal tidal energy.

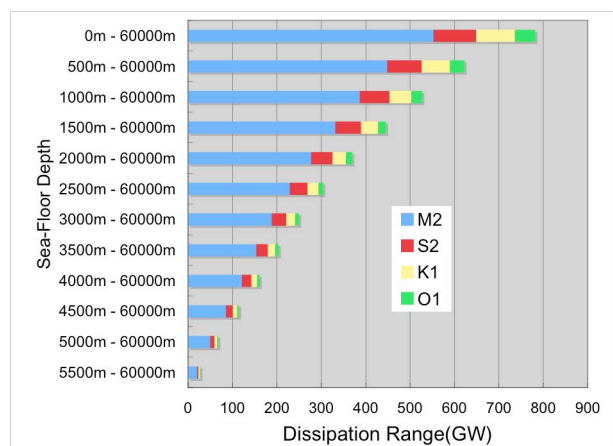


Fig.12: Cumulative depth distribution of the dissipation rate of the  $M_2$ ,  $S_2$ ,  $K_1$ , and  $O_1$  internal tidal energy.

参考文献

- (1) Munk, W. H., and Wunsch, C., “Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing”, *Deep-Sea Res.*, 45(12)(1998), pp.1977-2010
- (2) Niwa, Y., and Hibiya, T., “Numerical study of the spatial distribution of the  $M_2$  internal tide in the Pacific Ocean”, *J. Geophys. Res.*, 105(C6)(2001), pp.13933-13943
- (3) Alford, M.H., “Redistribution of energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal waves”, *Nature*, 423(6936)(2003), pp.159-162
- (4) Alford, M.H. and Zhao, Z.X., ” Global patterns of low-mode internal-wave propagation. Part I: Energy and energy flux”, *J. Phys. Oceanogr.*, 37(7) (2007), pp.1829-1848
- (5) Simmons, H.L., Hallberg, R.W., and Arbic B.K.,” Internal wave generation in a global baroclinic tide model”, *Deep-Sea Res.*, 51(25-26) (2008), pp.3043-3068
- (6) Simmons, H.L.,” Spectral modification and geographic redistribution of the semi-diurnal internal tide”, *Ocean Modelling*, 21(3-4) (2008), pp.126-138
- (7) Smagorinsky, J.S., “General circulation experiments with the primitive equations, I, The basic experiment”, *Mon. Weather Rev.*, 91(3)(1963), pp.99-164
- (8) Pacanowski R.C. and Philander S.G.H., “Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical oceans”, *J. Phys. Oceanogr.*, 11(11) (1981), pp.1829-1848
- (9) Matsumoto, K., Takanezawa T., and Ooe M., “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 (5)(2000), pp.567-581
- (10) Niwa Y., and Hibiya, T., “Three-dimensional numerical simulation of  $M_2$  internal tides in the East China Sea”, *J. Geophys. Res.*, 109(C4)(2004), doi:10.1029/2003JC001923
- (11) Munk, W. H., “Internal waves and small-scale processes”, in *Evolution of Physical Oceanography*, edited by B. S. Warren and C. Wunsch, MIT Press, Cambridge, Mass., (1981), pp. 264-291