# 一 2023 年度日本海洋学会岡田賞受賞記念論文 —

深海乱流混合のパラメタリゼーションに関する研究\*

伊地知 敬\*

要旨

深層海洋大循環を把握する上でブラックボックスとなっている深海乱流混合の全球分布を 解明するためには、グローバルに観測可能なスケールの大きい物理量から乱流混合強度を 推定する、いわゆる、パラメタリゼーションの手法に頼らざるを得ない。しかしながら、 既存の乱流パラメタリゼーションはいくつかの問題点を抱えている。海洋の中・深層にお ける乱流散逸率のパラメタリゼーションは、ファインスケールの流速シアーと密度ストレ インの両方の情報を基に内部波スペクトルの歪みを考慮しているものの、単色波近似を広 帯域な内部波スペクトルに対して適用してしまっているため、単色波近似が有効となる近 慣性重力波が卓越する内部波場で、かえって乱流散逸率を過大評価してしまう。さらに、 この乱流散逸率から乱流混合強度を見積もる際に必要となる乱流混合効率は、約20%と して従来扱われているが、乱流イベントの駆動メカニズム・発達段階に応じて異なってお り、特に、間欠的な強乱流イベントが対流不安定によって駆動される高密度海水のオーバー フロー域では50%にも達してしまう。本稿では、筆者がこれまで指摘してきた既存の乱 流パラメタリゼーションの問題点とその改善策を概説する。

**キーワード**:乱流散逸,混合効率,パラメタリゼーション,内部重力波,深層海洋大循環

## 1. はじめに

約1500年をかけて世界大洋を巡る深層海洋大循環は, 低緯度から高緯度への熱輸送や,深層から表層への栄養 塩輸送を通じて,気候変動や海洋生物生産に多大な影響 を及ぼしている。しかしながら,数値モデルで再現され る深層海洋大循環は,モデルで仮定される乱流混合パラ メータの値とその空間分布に強く依存してしまう(例え ば、Marotzke, 1997; Jayne, 2009; Oka and Niwa, 2013; Melet *et al.*, 2013, 2014)。これは、海洋中のわ ずか数 cm 程度のスケールの乱流混合が、海洋上層から の熱を下方に伝えることで、低層水・深層水に浮力を与え、 その結果、極域で沈み込み世界大洋に広がった底層水・ 深層水を湧昇させているためである(Munk, 1966)。つ まり、数万 km にもおよぶグローバルな深層海洋大循環 の実態を把握し、気候変動や海洋生物生産の予測精度を 向上させるためには、海洋中のミクロな乱流混合強度の 全球分布を解明することが非常に重要な鍵になると考え られている。

一般的に,深海における乱流強度は沿岸域のそれに比 べて3オーダー以上も弱い。高圧下の深海で微弱な乱

<sup>\* 2023</sup>年12月11日受領 2024年1月29日受理 著作権:日本海洋学会, 2024年

 <sup>\*</sup> 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:ijichi@eps.s.u-tokyo.ac.jp

流を精度良く計測する深海乱流計の開発は、主に北米の 高度な技術を有する研究機関・企業に限られており

(Lueck et al. 2002),また,その普及も十分に進んで いない。それに加えて,乱流計の投入から回収までの1 回の深海乱流観測に多大な時間と労力を要することか ら,直接観測によって全球をカバーする十分な量の深海 乱流データを得るのは今後も不可能に近い。したがって, 深海乱流混合の全球分布を解明するためには,グローバ ルに観測可能な乱流よりスケールの大きな物理量から乱 流混合強度を間接的に推定する,いわゆる,パラメタリ ゼーションの手法に頼らざるを得ない。

深海乱流は、海洋内部領域で普遍的に存在する内部重 力波が砕波することによって引き起こされる。潮汐等の 外力から供給された内部波エネルギーは、様々な時空間 スケールの背景内部波との相互作用によって小スケール へとカスケードダウンし、内部波の砕波を経て乱流エネ ルギーへと変換され、最終的に数 cm 程度のスケールで 散逸される(例えば、Hibiya *et al.*, 2002; Garrett, 2003; 日比谷, 2009)。その散逸された乱流エネルギーの一部が、 乱流混合によって背景の密度成層を維持するよう重力位 置エネルギーに再変換され、大循環場に影響する(Winters *et al.*, 1995; Scotti and White, 2014)。つまり、乱 流混合強度 *M* を定量化するためには、

$$\mathcal{M} = \underbrace{\frac{\gamma}{1 - \gamma}}_{\Gamma} \varepsilon \tag{1}$$

と表されるように、「乱流散逸率  $\varepsilon$ 」と散逸された乱流 エネルギーのうち、混合過程に使われる割合である「乱 流混合効率  $\gamma = M/(M + \varepsilon)$ 」のそれぞれを定量的に押 さえる必要がある。なお、 $\Gamma = M/\varepsilon$ は  $\gamma$  と同等なパラ メータとして混合効率の議論でよく用いられる。

深海での乱流散逸率  $\varepsilon$  は、従来、ADCP や CTD で観 測できる鉛直 O(10-100)mのファインスケールの流速シ アーや密度ストレインの強度から内部波スペクトル内を カスケードダウンするエネルギーフラックスを予測する、 いわゆる、ファインスケール・パラメタリゼーションの 式 (Gregg, 1989; Wijesekera *et al.*, 1993; Polzin *et al.*, 1995; Gregg *et al.*, 2003; Polzin *et al.*, 2014) によって 見積もられている。また、乱流混合強度の見積もりには  $\Gamma = 0.2 と 仮定した Osborn (1980) の式が海域・深度$ を問わず広く使われており、乱流混合効率 y は約 17%の全球一様な定数として扱われている。

本稿では、これら乱流散逸率と乱流混合効率のそれぞ れのパラメタリゼーションに対して、これまで筆者が指 摘してきた問題点とその改善策を概説する。さらに、深 層海洋大循環の把握に必要不可欠な深海乱流混合の全球 分布の解明に向けて、筆者の考える今後の展望をあわせ て述べてみたい。

# 2. 深海における乱流散逸率のパラメタリゼー ション

#### 2.1. 既存のファインスケール・パラメタリゼーション

既存のファインスケール・パラメタリゼーションは、様々 な時空間スケールの内部波で構成される Garrett-Munk (GM) スペクトルと呼ばれる平衡内部波スペクトル (Garrett and Munk, 1972, 1975; Cairns and Williams, 1976; Munk, 1981)を基準にして定式化されている。 GM スペクトルは、浮力周波数が $N(z) = N_0 \exp(z/b)$ で 与えられた背景密度成層に対し、

$$\hat{E}(m, \omega) = \underbrace{E_{GM} \frac{N(z)}{N_0} \frac{m_*}{(m+m_*)^2}}_{\hat{E}(m)} \frac{2}{\pi} \frac{f}{\omega^2 (1-f^2/\omega^2)^{1/2}}_{\Omega(\omega)}$$
(2)

のように、鉛直波数 $m \ge B$ 波数 $\omega \ge c$ で変数分離された形 で与えられる。ここで、 $N_0 = 5.2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 、b = 1300 m,  $m_* = 3\pi N(z)/bN_0$ , f は慣性周波数、 $E_{\text{GM}}$ はエネルギーレ ベルの規格化定数で  $2.9 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{s}^{-2}$ である。既存のパ ラメタリゼーションの基礎となる Henyey *et al*. (1986) の理論モデルでは、この GM スペクトルを持つ内部波場 に外力からエネルギーが与えられた際、内部波場が GM スペクトルの形を保ちながら、そのエネルギーレベル*E* が $E_{\text{GM}}$ から変化する場合を考え(Fig. 1a)、内部波の砕 波限界となる鉛直波数 $m = m_c \text{ c}$ 横切って乱流スケールへ と流れるエネルギーフラックス F を、水平流の鉛直シアー  $U_z$ によって水平波数 k を持つ内部波が受けるドップラー シフトの式



Fig. 1. Possible spectral shapes of internal waves (a) for  $R_{\omega} = 3$ , (b)  $R_{\omega} < 3$ , and (c)  $R_{\omega} > 3$  compared with the GM model. Reproduced with slight modifications from Garrett and Munk (1975).

$$\frac{dm}{dt} \sim -kU_z \tag{3}$$

を使って,

$$F = \hat{E}(m_c) \left\langle \frac{dm}{dt} \right\rangle \propto \left( \frac{E}{E_{\rm GM}} \right)^2 N^2 f \tag{4}$$

と定式化した。ここで、〈 〉 は $m=m_c$ において周波 数スペクル $\Omega(\omega)$  で重み付けした平均を意味する。

内部波の重要な特徴として,低周波数の内部波ほど地 球の自転の影響を受けて運動エネルギー (KE) が卓越 する一方で, 高周波数の内部波ほど浮力の影響を受けて 位置エネルギー (PE) が卓越する。GM スペクトルと相 似形を保つ内部波場では、〈KE〉/〈PE〉比は一定値3を とり, KE または PE のいずれかの情報のみから全体のエ ネルギーレベルEを見積もることができる。このことを 利用して、Gregg(1989)は、KEの指標として ADCP や XCP 等で観測されるファインスケールの流速シアー 強度  $\langle U_z^2 \rangle$  を使い,  $E/E_{GM} = \langle U_z^2 \rangle / \langle U_z^2 \rangle_{GM}$  を (4) 式 に代入した乱流散逸率のパラメタリゼーションの式を提 案した。一方, Wijesekera et al. (1993) は, PEの指 標として CTD で観測されるファインスケールの密度ス トイン強度  $\langle \xi_z^2 \rangle$  を使い、 $E/E_{GM} = \langle \xi_z^2 \rangle / \langle \xi_z^2 \rangle_{GM}$  を (4) 式に代入した乱流散逸率のパラメタリゼーションの式を 提案した。なお、 $\langle U_z^2 \rangle_{GM}$  と  $\langle \xi_z^2 \rangle_{GM}$  はそれぞれ GM ス ペクトルにおける流速シアー強度と密度ストレイン強度 である。これらのファインスケール・パラメタリゼーショ

ンのうち,特に,密度ストレインに基づくパラメタリゼー ションは,世界海洋循環実験 WOCE 等による船舶定線 観測網や Argo フロートの全球自動観測網で得られた CTD データに適用され,乱流散逸率のグローバル分布 の見積もりに広く利用されている (Fig. 2; Kunze *et al.*, 2006; Kunze, 2017; Whalen *et al.*, 2012, 2015)。

しかしながら、GM スペクトルとの相似形が崩れた歪 んだ内部波場では、〈KE〉/〈PE〉比が3からずれてしま うため、流速シアー、または、密度ストレインのみに基 づくこれらのパラメタリゼーションから正確な乱流散逸 率の見積もりを得ることは期待できない。実際、周囲に 比べて著しく強い乱流が観測される,いわゆる,乱流ホッ トスポットでは、内部波場がGMスペクトルから歪む 傾向にある。例えば、緯度 30° 付近の乱流ホットスポッ トでは、半日周期の内部潮汐波がパラメータ共振を起こ すことで慣性流シアーが卓越するため,実際の周波数ス ペクトルは GM スペクトルと比べると低周波数側に歪 んでしまう (例えば, Hibiya et al., 2002, 2012)。一方, 顕著な海底地形近傍の乱流ホットスポットでは、凹凸の 激しい海底地形と潮汐流との相互作用によって励起され る潮汐周期の倍音の内部波や急峻な斜面での臨界反射に 伴う内部波が卓越するため、実際の周波数スペクトルは GMスペクトルと比べると高周波数側に歪んでしまう (例えば, Eriksen, 1998; Hibiya *et al.*, 2012)。した がって、乱流グローバル・マッピングの肝となる乱流ホッ トスポット域では、GM スペクトルからの周波数方向の 歪みを考慮したパラメタリゼーションを適用する必要が



Fig. 2. Average dissipation rate  $\varepsilon$  estimates derived by applying strain finestructure methods using Argo profiles between (a) 250 and 500, (b) 500 and 1000, and (c) 1000 and 2000 m. Reproduced from Whalen et al. (2015). ©American Meteorological Society. Used with permission.

ある。

数十分スケールの浮力周期から一日スケールの慣性周 期までの幅広いスケールを持つ内部波の周波数スペクト ルを直接的に係留系で観測し、パラメタリゼーションに 組み込むことは実用的ではない。通常の流速・密度の鉛 直プロファイルの観測から内部波場の周波数方向の情報 を得る唯一のパラメータは、流速シアーと密度ストレイ ンとで構成される無次元数  $R_{u} = \langle U_{z}^{2} \rangle / N^{2} \langle \xi_{z}^{2} \rangle$ 、すなわ ち、〈KE〉/〈PE〉比である。海洋中の内部波スペクトルが GM スペクトルと比べて高(低)周波数側に歪んだ場合、  $R_{u}$ の値はその基準値3より小さく(大きく)なるため (Fig. 1 b.c) P は内部連場の周波数方向の正均的な否

(Fig. 1-b,c),  $R_{\omega}$ は内部波場の周波数方向の平均的な歪 みの指標とみなせる。Polzin *et al.* (1995) は、従来の 流速シアーに基づくパラメタリゼーションの式  $\varepsilon_{\text{shear}}$ に、 この $R_{\omega}$ により内部波場の周波数方向の歪みの影響を補 正した $h_{\text{GHP}}(R_{\omega}, N/f)$ を付け加えた,通称, Gregg-Henyey-Polzin (GHP) パラメタリゼーションの式

$$\varepsilon_{\rm GHP} = \underbrace{\varepsilon_0 \frac{\langle U_z^2 \rangle_{\rm GM}^2}{\langle U_z^2 \rangle_{\rm GM}^2} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{f}{f_0}}_{\varepsilon_{\rm shear}} \underbrace{\frac{1 + 1/R_{\omega}}{4/3} \sqrt{\frac{2}{R_{\omega} - 1}} \frac{\cosh^{-1}(N/f)}{\cosh^{-1}(N_0/f_0)}}_{H_{\rm GHP}}$$
(5)

を提案した。ここで、 $\varepsilon_0 = 6.7 \times 10^{-10}$  W kg<sup>-1</sup>,  $f_0$  は緯 度 30° における慣性周波数 7.3×10<sup>-5</sup> s<sup>-1</sup> である。この GHP パラメタリゼーションは、流速シアーと密度スト レインとの両方に基づいて内部波場の周波数方向の歪み を考慮した最も信頼性のあるパラメタリゼーションであ ると考えられてきた (Polzin *et al.*, 2014)。

#### 2.2. GHP パラメタリゼーションの問題点とその修正

GHP パラメタリゼーションの(5) 式によって導入された補正係数 $h_{GHP}$ の前半部分(I)は、Henyey *et al.* (1986)の理論モデル(4)式中の $\hat{E}(m_c)$ に対する 〈PE〉 の寄与を $R_{\omega}$ で補正しているに過ぎない。問題なのは、  $h_{GHP}$ の後半部分(II)が(4)式中の〈dm/dt〉をどのように $R_{\omega}$ によって補正しているかである。内部波の分 散関係をドップラーシフトの(3)式に適用して周波数 空間で重み付け平均すると、

$$\langle \frac{dm}{dt} \rangle \propto \langle \frac{k}{m} \rangle m_c \sqrt{\langle U_z^2 \rangle} = \langle \frac{N}{f} \sqrt{\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \rangle \frac{f}{N} m_c \sqrt{\langle U_z^2 \rangle}$$
(6)

と表される。 $\langle dm/dt \rangle$ の周波数に関わる部分 $\mu$ は,(2) 式中のGMモデルの周波数スペクトル $\Omega(\omega)$ で重み付 け平均すると、 $\mu_{GM}=2\pi^{-1}\cosh^{-1}(N/f)$ と解析的に求 まる。また、内部波の偏波関係を使うと、 $\langle KE \rangle / \langle PE \rangle$ 比である $R_{\omega}$ は

$$R_{\omega} = \frac{\left\langle \left(1 + f^2/\omega^2\right) \left(1 - \omega^2/N^2\right) \right\rangle}{\left\langle 1 - f^2/\omega^2 \right\rangle} \tag{7}$$

と表せ、GM モデルの周波数スペクトル $\Omega(\omega)$  で同様 に重み付け平均すると、先述の通り $R_{\omega}=3$ となる。

一方,単色の周波数  $\omega_0$ を持つ内部波では,(6)式の  $\mu$ と(7)式の  $R_{\omega}$ とがそれぞれ  $\omega_0$ で直接的に表される ので, $\omega_0$ を消去すれば,

$$\mu_{\rm single} = \sqrt{\frac{2}{R_{\omega} - 1}} \tag{8}$$

と $\mu$ が $R_{\omega}$ で直接的に表される。しかしながら、基準と なる GM モデルの場合の $R_{\omega}$ =3 で $\mu_{\text{single}}$ =1 $\neq \mu_{\text{GM}}$ と なってしまうので、GHP パラメタリゼーションでは

$$\mu_{\rm GHP} = \mu_{\rm GM} \cdot \mu_{\rm single} = \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left( \frac{N}{f} \right) \sqrt{\frac{2}{R_{\omega} - 1}} \qquad (9)$$

と定式化されている。この  $\mu_{GHP} \notin \mu_{GM}^{0} = 2\pi^{-1} \cosh^{-1}$ ( $N_0/f_0$ ) で規格化すると、(5) 式中の $h_{GHP}$ の後半部分 (II) が得られる。つまり、内部波場の周波数方向の歪 みを考慮した GHP パラメタリゼーションでさえも、単 色波で成り立つ(8) 式を GM モデルのような広帯域な 内部波スペクトルに適用してしまっているという問題点 を内包している。

この問題点を定量的に検証するため, Ijichi and Hibiya (2015) は、周波数スペクトル $\Omega(\omega) \propto \omega^{-p} (1-f^2/2)$  $(\omega^2)^{-q}$ の指数 (p,q)をGM モデルの (2, 0.5)から様々 に変化させた仮想スペクトルに対して、μとR<sub>ω</sub>とを (6),(7)式に従って計算し、その対応関係を調べた (Fig. 3)。得られたµのR<sub>w</sub>依存性は(9)式で与えら れる  $\mu_{GHP}$  の  $R_{\omega}$  依存性よりも明らかに強く,特に  $R_{\omega}$  ~ O(10) では  $\mu_{GHP}$  が  $\mu$  を 3 倍ほど過大評価してしまう ことが見て取れる。また、GM モデルのような広帯域な 周波数スペクトルを持つR<sub>w</sub>~O(1) では、スペクトル の具体的な形状がR<sub>w</sub>によって一意に定まらないため, µのR<sub>w</sub>依存性にも不確定性が含まれる一方で,内部波 スペクトルが著しく低周波数側に歪んだ $R_{\omega} \sim O(10)$  で は、内部波の周波数の下限である f にピークを持つ、ほ ぼ単色の近慣性重力波に支配されるため (Fig. 1c), μ が(8)式の単色波近似解 µ<sub>single</sub> に漸近する様子が見ら れる。つまり GHP パラメタリゼーションは、内部波ス ペクトルが著しく低周波数側に歪んだ $R_{\omega} \sim O(10)$ の内 部波場で有効な単色波近似を広帯域なスペクトルを持つ  $R_{\omega} \sim O(1)$ の内部波場に対しても適用してしまってい るため、かえって単色波近似が有効となる $R_{\omega} \sim O(10)$ の内部波場で乱流散逸率を3倍ほど過大評価してしま うことが、Henyey et al. (1986)の理論モデルに立ち 返ることによって見えてきた。



**Fig. 3.**  $R_{\omega}$  dependence of  $\mu$  for  $N/f = N_0/f_0$ . The shaded area shows the  $R_{\omega}$  dependence of  $\mu$  calculated directly from different frequency spectra. Reproduced with slight modifications from Ijichi and Hibiya (2015). ©American Meteorological Society. Used with permission.

以上の考察結果をもとに、Ijichi and Hibiya (2015) は、基準となる  $R_{\omega}$ =3 で  $\mu = \mu_{GM}$ ,  $R_{\omega} \sim O(10)$  で  $\mu = \mu_{single}$  となり、さらに  $R_{\omega} \sim O(1)$  で仮想スペクトルから 得られた  $\mu$  の  $R_{\omega}$  依存性によくフィットするように、

$$\mu_{\rm IH} = \begin{cases} L_1 R_{\omega}^{-L_2} & (R_{\omega} < 9) \\ \sqrt{\frac{2}{R_{\omega} - 1}} & (R_{\omega} > 9) \end{cases}$$
(10)

と再定式化した。ここで、 $L_1=2\mu_{GM}^2$ ,  $L_2=\log_3(2\mu_{GM})$ である。この(10)式で与えられた $\mu_{H}$ を(9)式で与 えられた $\mu_{GHP}$ の代わりに $\mu_{GM}^0=2\pi^{-1}\cosh^{-1}(N_0/f_0)$ で 規格化することで、GHPパラメタリゼーションの(5) 式は

$$\varepsilon_{\rm IH} = \underbrace{\varepsilon_0 \frac{\langle U_z^2 \rangle^2}{\langle U_z^2 \rangle_{\rm GM}^2} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{f}{f_0}}_{\varepsilon_{\rm shear}} \underbrace{\frac{1 + 1/R_{\omega}}{4/3} \frac{\mu_{\rm IH}}{\mu_{\rm GM}^0}}_{h_{\rm IH}}$$
(11)

となる。

この修正されたパラメタリゼーション(以下,IHパ ラメタリゼーション)は、Henyey et al. (1986)の理論 モデルを GM スペクトルから歪んだ内部波場に拡張して 定式化されたものだが、例えば、ドップラーシフトの(3) 式において鉛直流の発散による寄与が無視されているな ど、この理論モデルにおいても自明でない仮定がいくつ か組み込まれている。そこで Ijichi and Hibiya (2017) は、3 次元 ray tracing シミュレーションによって、GM モデルから様々に歪ませた内部波スペクトル内のエネル ギーカスケードをより一般的な設定の下で計算した。そ の結果、乱流スケールへと流れるエネルギーフラックス の各パラメータに対する依存性は、R<sub>w</sub>依存性を含めて、 IH パラメタリゼーションの(11) 式といずれもの場合 も整合的であることが示され、IH パラメタリゼーション が既存のファインスケール・パラメタリゼーションの中 で最も合理的に定式化されていることを確認することが できた。

最後に、実際の深海において、この IH パラメタリゼー ションの有効性を検証しなくてはならない。そのためには、 著しく GM スペクトルから歪んだ深海内部波場において、 乱流散逸率とファインスケールの流速シアー・密度ストレ インの同時観測を行う必要がある。筆者が東京大学大学 院理学系研究科の修士課程に進学し、日比谷教授の研究 室に所属した 2011 年に、当時国内では所属研究室だけが 所有していた CTD 搭載の深海乱流計 VMP-6000(カナダ Rockland Scientific International 社製) に電磁流速計も 搭載されることになり、深海までの乱流散逸率とファイン スケールの流速シアー・密度ストレインの同時観測が可能 になった。そこで、半日周期の内部潮汐波の顕著な励起源 (Niwa and Hibiya, 2014) であり、その内部潮汐波のパ ラメータ共振により近慣性重力波が卓越していることが期 待できる伊豆小笠原海域の臨界緯度 30°N (Hibiya and Nagasawa, 2004, Hibiya et al., 2006, 2007; Onuki and Hibiya, 2018)付近を観測海域として選定し、この電磁流 速計・CTD 搭載の深海乱流計 VMP-6000 による観測を



**Fig. 4.** Scatterplot of  $R_{\omega}$  versus  $\langle \varepsilon_{obs} \rangle / \varepsilon_{shear}$ . The thick and thin lines correspond to  $h_{\rm IH}$  and  $h_{\rm GHP}$ , respectively, for  $N/f = N_0/f_0$ . Reproduced with slight modifications from Ijichi and Hibiya (2015). ©American Meteorological Society. Used with permission.

毎年少しずつ継続的に行った。その結果, Fig. 4 で示され るように, 直接観測された乱流散逸率〈 $\varepsilon_{obs}$ 〉には明らか に強い $R_w$ 依存性があり, この強い $R_w$ 依存性が (5) 式の  $h_{GHP}$ よりも (10) 式の $h_{H}$ によく従っていることがわかっ た (Ijichi and Hibiya, 2015)。すなわち, IH パラメタリ ゼーションは, GHP パラメタリゼーションの問題点を効 果的に解消することで最も汎用性に富んだものになってい ることを確認することができた。

# 2.3. 今後の展望

乱流散逸率のグローバル・マッピングに向けて,本来, 最も汎用性に富む IH パラメタリゼーションを適用する のが理想である。しかしながら, IH パラメタリゼーショ ンの適用に必要なファインスケールの流速シアーと密度 ストレインの同時観測をグローバルに展開するのは未だ に困難である。現実的には, Argo フロートのグローバ ルな自動観測網で得られた密度ストレインのデータを中 心に使わざるを得ないだろう。そこで, 密度ストレイン に基づくパラメタリゼーションの有効性について簡単に 触れておきたい。

前節までは、 $R_{\omega}$ による補正係数hは、(5)、(11)式 の通り、流速シアーに基づくパラメタリゼーションの式  $\varepsilon_{\text{shear}}$ に対して定義したものであったが、

$$\begin{split} \varepsilon = \underbrace{\varepsilon_{0} \frac{\langle U_{z}^{2} \rangle_{\text{GM}}^{2}}{\langle U_{z}^{2} \rangle_{\text{GM}}^{2}} \frac{N^{2}}{N_{0}^{2}} \frac{f}{f_{0}}}_{\varepsilon_{\text{shear}}} \cdot h(R_{\omega}, N/f) \\ = \underbrace{\varepsilon_{0} \frac{\langle \xi_{z}^{2} \rangle_{\text{GM}}^{2}}{\langle \xi_{z}^{2} \rangle_{\text{GM}}^{2}} \frac{N^{2}}{N_{0}^{2}} \frac{f}{f_{0}}}_{\varepsilon_{\text{strain}}} \cdot \underbrace{\left(\frac{\langle U_{z}^{2} \rangle/N^{2} \langle \xi_{z}^{2} \rangle}{\langle U_{z}^{2} \rangle_{\text{GM}}/N^{2} \langle \xi_{z}^{2} \rangle_{\text{GM}}}\right)^{2} h(R_{\omega}, N/f)}_{H'}$$

と密度ストレインに基づくパラメタリゼーションの式  $\varepsilon_{\text{strain}}$ に対して定義することもできる。GHP パラメタリゼーショ ンと IH パラメタリゼーションのそれぞれの場合における,  $\varepsilon_{\text{strain}}$  に対する補正係数 H の  $R_{\omega}$ 依存性を Fig. 5 に示す。 注目すべきことに、IH パラメタリゼーションにおける補正



**Fig. 5.**  $R_{\omega}$  dependence of  $H'_{\text{IH}}$  (solid red line) and  $H'_{\text{GHP}}$  (dashed blue line) for  $N/f = N_0/f_0$ .

係数  $H_{\rm H}$  の $R_{\omega}$ 依存性は $R_{\omega} \sim O$  (1) で非常に弱くなって いる。これは、背景場が GM モデルから著しく歪まない限 り、密度ストレインに基づくパラメタリゼーションが比較 的良いパフォーマンスを示すことを意味している。実際、 Whalen *et al.* (2015) は、様々な海域での乱流集中観測 データを使って、密度ストレインに基づくパラメタリゼー ションから見積もった乱流散逸率が直接観測された乱流 散逸率とよく一致することを示している。様々な海域で  $R_{\omega}$ が時空間的に変動していること (Chinn *et al.*, 2016) を考えれば、この Whalen *et al.* (2015) の結果は、GHP パラメタリゼーションと比べ IH パラメタリゼーションの 方が実際の海洋中での $R_{\omega}$ 依存性をよく再現していること を示している。

以上のことから、Argo 観測網を利用することは広域 的に乱流散逸率を推定するのに有効な手段であると考え られるが、一方で、Argo データから推定された乱流散 逸率のグローバル分布 (Whalen et al., 2012, 2015) には、特に深海で、未だ空白域が多く残されていている (Fig. 2)。この空白域を埋めていくためにも、現在実 用化が進んでいる深海用 Argo フロートのグローバルな 観測網が今後ますます充実していくことを期待してい る。その上で、伊豆小笠原海域のような近慣性重力波が 著しく卓越した $R_{\omega} \sim O(10)$ となる海域では、密度スト レインに基づくパラメタリゼーションによる乱流散逸率 の過小評価が大きくなってくるため (Fig. 5), 例えば 流速計搭載フロートを放流するなどして流速シアーと密 度ストレインの両方に基づく IH パラメタリゼーション から乱流散逸率を見積もり、Argo データから推定され たグローバル分布を逐次,部分的に修正していくことで, より正確な乱流散逸率のグローバル・マッピングに貢献 できるのではないかと考えている。

# 3. 深海における乱流混合効率の変動性

#### 3.1. 乱流パッチごとに定義された混合効率の変動性

乱流散逸率  $\varepsilon$  から乱流混合強度 M を見積もる際に必要となる乱流混合効率パラメータ $\Gamma = M/\varepsilon$ は、乱流の駆動過程、すなわち、内部波の砕波過程に大きく依存する。 従来、海洋中の内部波は、鉛直スケールの小さな流速シ

アーの強化とともに発達する Kelvin-Helmholtz (KH) 不安定によって砕波すると考えられており(例えば、 Desaubies and Smith, 1982; Kunze et al., 1990), KH 不安定を再現した室内実験や, 流速シアーが著しく卓越 した海洋上層での乱流観測の結果に基づいて Γ=0.2, すなわち 17%の混合効率 γ [(1) 式参照] が, Osborn (1980)以来,海域・深度を問わず広く使われている(例 えば, Gregg et al., 2018)。一方, 波高の高い内部波は, 密度成層が逆転するほど強く水平移流されると、対流不 安定によって砕波する可能性もあり(Thorpe, 2018), その場合には $\Gamma \sim l$ , すなわち 50%もの混合効率 y とな ることが室内実験(Lawrie and Dalziel, 2011; Davies Wykes and Dalziel, 2014) や直接数値シミュレーショ ン DNS (Scotti, 2015) によって指摘されている。また, KH不安定によって乱流が駆動されたとしても, Fig. 6 で示されるように、ロール状構造が形成される初期乱流 の段階では、密度逆転から対流不安定的な2次不安定 が起きるため、まずΓは1に達するような大きな値を



**Fig. 6.** Temporal evolution of (top) the temperature field, (middle) mixing efficiency parameter Γ, and (bottom) ratio of the Ozmidov scale  $L_0$  to the Thorpe scale  $L_T$ , obtained from DNS of KH instabilities. Reproduced with slight modifications from Smyth et al. (2001). ©American Meteorological Society. Used with permission.

とり、時間が経って乱流が十分に発達するにつれて 0.2 程度まで減少することが DNS によって指摘されている (例えば, Smyth *et al.*, 2001; Mashayek and Peltier, 2013)。このように近年の室内実験や DNS の進展に伴 い、混合効率が乱流の駆動メカニズムや発達段階によっ て大きく変動することが指摘され、 $\Gamma = 0.2$ を全球一様 に適用することの妥当性に疑問が投げかけられるように なってきた(例えば, Caulfield, 2021)。

Γの変動性をコントロールすると考えられる無次元パ ラメータは大きく三つ挙げられる。まず一つ目のパラ メータが, KH 不安定の強度の指標になる Richardson 数  $\operatorname{Ri} = N^2 / U_z^2$  である。成層強度 N に対して流速シアー Uzが強くなってくると、生成される乱流エネルギー自 体は大きくなるものの,密度逆転の発達が抑制されて Γ が小さくなること、すなわち、Ri≪1 で Г が Ri に比例 することが KH 不安定を再現した室内実験(Rohr and Van Atta, 1987) や DNS (例えば, Venayagamoorthy and Koseff, 2016)の結果から指摘されている。二つ目 は対流不安定の強度の指標になる Ozmidov スケール  $L_0 = \sqrt{\varepsilon/N^3}$ と Thorpe スケール  $L_T$  との比  $R_{0T} = L_0/L_T$  で ある。密度逆転のスケールであるL<sub>T</sub>が大きいほど対流 不安定が活発となること、すなわち、 $\Gamma$ が $R_{\rm or}$ に反比例 することが対流不安定を再現した DNS (Scotti, 2015) や, KH不安定を再現した室内実験 (Rohr and Van Atta, 1987) と DNS (例えば, Smyth et al., 2001; Mashayek and Peltier, 2013)の結果から指摘されている。 特に、乱流が KH 不安定によって駆動された場合、Fig. 6 で示されるように、乱流が発達しΓが単調減少してい くのに伴って、 $R_{\rm or}$ が単調増加していることから、 $R_{\rm or}$ を 乱流の年齢の指標と見なすこともできる。三つ目は乱流 強度の指標になる浮力 Reynolds 数  $Re_b = \epsilon / \nu N^2$  である。  $Re_b > 100 で \Gamma \propto Re_b^{-1/2}$ となることが KH 不安定を再現 したDNS (例えば, Shih et al., 2005; Salehipour and Peltier, 2015)の結果から指摘されている。これら三つ のパラメータのうち、特にRebは、前章で述べたような 乱流散逸率 ε のパラメタリゼーションを適用して見積も ることができるため、Γのグローバル分布の推定に利用 されるなど (de Lavergne et al. 2016; Mashayek et al. 2017; Cimoli et al. 2019), DNS の研究者から注目され ている。しかしながら、実際の海洋中、特に深海において、

これらのパラメータに対するΓの依存性の検証は,まったくなされてこなかった。

深海乱流計 VMP-6000 には、通常、乱流シアーセンサー に加えて高速水温センサーが搭載され、それぞれのセン サーから乱流散逸率  $\varepsilon$  と水温分散の散逸率  $\chi_T$ が観測さ れる。Osborn and Cox (1972) による水温拡散係数  $K_T$ の式を使えば、乱流混合強度は  $\mathcal{M} = K_T N^2 = \chi_T N^2 / 2\theta_z^2$  と なるので、 Γを乱流パッチごとに

$$\Gamma_{\text{patch}} = \frac{\chi_T N^2}{2\varepsilon \theta_z^2}$$

と見積もることができる (Oakey, 1982)。ここで $\theta_z$ はポ テンシャル水温の鉛直勾配である。また、 $\Gamma$ の変動性をコ ントロールする候補として挙げた三つの無次元パラメータ のうち、Ri は電磁流速計の鉛直分解能が足りないため計 算できないが、 $R_{\text{ort}}$ と $Re_b$ は CTD を搭載した VMP-6000 から見積もることができる。Ijichi and Hibiya (2018) は, 日比谷研究室が VMP-6000 を用いて伊豆小笠原海域、ア リューシャン海域、南大洋などで取得した全ての深海乱流 データを再解析し、 $\Gamma_{\text{patch}}$ の変動性、および、 $\Gamma_{\text{patch}}$ の $R_{\text{OT}}$ やRebに対する依存性を調べた。その結果、どの海域に おいても $\Gamma_{\text{patch}}$ はO(0.1)からO(1)まで幅広く変動し,  $\Gamma_{\text{patch}} \ge R_{\text{OT}} \ge 0$ 間に過去の DNS と整合的な負の関係が 明確にあることが確認された (Fig. 7)。さらに、この $\Gamma_{patch}$ と $R_{\text{OT}}$ との間に見られた負の関係は、 $\varepsilon$ と乱流速度スケー ルu'に基づく乱流渦の最大長さスケール $\ell_l \sim u'^3/\varepsilon$  (Taylor 1935) と Thorpe スケール  $L_{\rm T}$  との比例関係  $\ell_t \propto L_T$ , および、Prandtl (1925) の混合長理論による乱流拡散係 数 $K_o \propto u' \ell_t$ とを組み合わせることで得られる単純な冪乗 則 $\Gamma_{\text{patch}} \propto R_{\text{OT}}^{-4/3}$ と極めてよく合致することがわかった。そ の一方で、DNSの研究者から特に注目されている Re, と  $\Gamma_{\text{patch}}$ との間には明確な関係を見出すことはできなかった。



Fig. 7. Observed variations in  $\Gamma_{\text{patch}}$  with  $R_{\text{OT}}$  classified by region and  $Re_b$  range. Reproduced from Ijichi and Hibiya (2018). ©American Meteorological Society. Used with permission.

Kunze (2019) は、実際には観測されないΓの *Re*<sub>b</sub> 依存 性が DNS で見られる要因として、DNS では乱流渦の成長 が計算領域の大きさまでに制限されてしまうために、*Re*<sub>b</sub> が大きい場合に本来の乱流渦の成長を再現できず、Γが 人工的に小さくなってしまったのではないかと推察してい る。このように高解像度化が進んでいる DNS といえども、 深海で観測されるような強乱流イベントを十分に再現でき ていないことが示唆されている。

## 3.2. バルクで定義された混合効率の変動性

前節で述べたように,Γ<sub>patch</sub> は個々の乱流イベントご とに変化に富み、さらに、それが $R_{\rm or}=L_{\rm o}/L_{\rm T}$ で評価で きるという、近年の DNS や室内実験によって指摘され てきたことが実際の深海においても確認された。しかし ながら、DNS では実際に観測されるような強乱流イベ ントを十分に再現できていない上に、多様な乱流イベン トで満ちたより大きな時間・空間領域における正味のΓ  $\iota\Gamma_{\text{bulk}} = \langle \mathcal{M} \rangle / \langle \varepsilon \rangle$ のように、対象とする時間・空間領 域内でのアンサンブル平均 〈 〉を使って定義されるた め、 $\Gamma_{\text{natch}}$ をアンサンブル平均した〈 $\Gamma_{\text{natch}}$ 〉=〈 $\mathcal{M}/\varepsilon$ 〉と は一般的に一致しない。したがって、Γ<sub>bulk</sub>の変動性を DNS や散発的な海洋観測に基づく Γ<sub>patch</sub>の変動性から議 論することはできない。従来のГのグローバル・マッピ ングの試み (de Lavergne et al. 2016; Mashayek et al. 2017; Cimoli et al. 2019)は、実際には観測されない DNS に基づく $\Gamma_{\text{patch}}$ の  $Re_b$  依存性を使っているだけでな く、 $\Gamma_{\text{bulk}}$  と $\Gamma_{\text{patch}}$  とが混同されているため、そもそも適 切なものではない。個々の乱流イベントを解像できない 海洋大循環モデルには、本来、各数値グリッド内でアン サンブル平均をとった Γ<sub>bulk</sub>を適用するのが適切であるよ うに、 Γ<sub>bulk</sub>の変動性の方が応用上の重要性が高いと言 える。

乱流混合強度のアンサンブル平均〈*M*〉として最も 有効と考えられるのが、トレーサーの長期的な拡散から 見積もったものである。深海における「<sub>bulk</sub>をトレーサー の拡散と乱流集中観測を組み合わせて見積もった最も重 要な観測プロジェクトが、ウッズホール海洋研究所のグ ループによってブラジル海盆で実施された Brazil Basin Tracer Release Experiment (BBTRE) である。この観 測プロジェクトでは、乱流集中観測によって大西洋中央 海嶺の西側の粗い海底地形の近傍で非常に強い深海乱流 のホットスポットが発見され,さらに,このホットスポッ ト域での長期のトレーサーの拡散から, $\Gamma_{bulk}$ が従来値 の 0.2 と非常によく合致することが示された(Polzin et al., 1997; Ledwell et al., 2000; St. Laurent et al., 2001)。この観測結果が「を従来通りの値 0.2 とするこ との大きな根拠となっているが(Gregg et al., 2018), 乱流の駆動メカニズムの異なる他の深海乱流ホットス ポット域での $\Gamma_{bulk}$ の検証例がないため,これをもって  $\Gamma = 0.2$  が全球一様なものと仮定できる根拠になるとは 言い難い。

BBTRE では粗い海底地形上で励起した小スケール内部 潮汐波が砕波することによって強い乱流が引き起こされ ていると考えられている一方で、この観測海域のすぐ近く の大西洋中央海嶺の断裂帯内にある顕著な海堆では、高 密度海水が海堆を越えて溢れ出るオーバーフローに伴っ て強い深海乱流が引き起こされていることが、ラモント・ ドハティ地球観測所とウッズホール海洋研究所のグルー プによって実施された乱流集中観測プロジェクト Dynamics of Mid-Ocean Ridge Experiment (DoMORE) によっ て指摘されている (Clément *et al.*, 2017; Clément and Thurnherr, 2018; Thurnherr *et al.*, 2020)。そこで Ijichi *et al.* (2020) は、個々の乱流イベントの駆動メカニズム が異なる BBTRE と DoMORE の大規模な深海乱流データ セットの比較検討を通じて、乱流の駆動メカニズムに応じ て $\Gamma_{bulk}$ に違いが生じるか否かを検証した。

まず前節と同様に、 $\Gamma_{patch}$ の変動性を確認した(Fig. 8-a, b, d, e)。 $\Gamma_{patch}$ の $R_{OT}$ や $Re_b$ に対する依存性は 前節と同様であったが、さらに前節で検証できていない  $\Gamma_{patch}$ の Ri 依存性が BBTRE では検証でき、 $\Gamma_{patch}$ が Ri に比例するという過去の DNS や室内実験と整合的な結 果が得られた(Fig. 8b)。データセット間の比較に関し ては、BBTRE・DoMORE ともに、 $\Gamma_{patch}$ は幅広く変動 しており、乱流強度が比較的穏やかな $Re_b < O(10^4)$  で は、ほぼ同じような分布を示しているが、乱流強度が非 常に強い $Re_b > O(10^4)$  では、サンプル数は非常に少な くなるものの、BBTRE と DoMORE とでデータセット によって $\Gamma_{patch}$ の分布に違いが見られる(Fig. 8-a, d)。 BBTRE では、 $Re_b$ が著しく大きくなるにつれて $\Gamma_{patch}$ は い。2 に向かって小さくなる傾向があり(Fig. 8a)、これ



Fig. 8. Observed variations in  $\Gamma_{\text{patch}}$  with (a, d)  $Re_b$ , (b) Ri, and (d, e)  $L_T/L_0$ , together with (c, f) vertical profiles of  $\Gamma_{\text{bulk}}$  calculated as a function of the height above the bottom. The upper panels (a–c) and lower panels (d–f) correspond to the cases of the BBTRE and DoMORE data, respectively. Reproduced with slight modifications from Ijichi *et al.* (2020).

は Fig. 8b の Ri との散布図を見ると, Ri が KH 不安定 の臨界値 1/4 を超えて小さくなることに対応している。 つまり, BBTRE における小スケール内部潮汐波の砕波 に伴う強乱流イベントは, 強い KH 不安定によって起き ていることが示唆される。一方, DoMORE では,  $Re_b$ が著しく大きくなっても $\Gamma_{patch}$ はO(1) を保つ傾向であ り (Fig. 8d), これは Fig. 8e の $L_T/L_0$ (=1/ $R_{OT}$ ) との散 布図を見ると, 大きな $L_T/L_0$ と対応している。つまり, DoMORE におけるオーバーフローに伴う強乱流イベン トが, 対流不安定によって起きていることが示唆される。

次に,アンサンブル平均 〈 〉としてデータセット内 での平均を使って,

$$\Gamma_{\text{bulk}} = \frac{\langle \chi_T \rangle \langle N^2 \rangle}{2 \langle \varepsilon \rangle \langle \theta_z \rangle^2}$$

のように $\Gamma_{\text{bulk}}$ を海底地形からの高さごとに見積もった (Fig. 8-c, f)。その結果, BBTRE では $\Gamma_{\text{bulk}}$ ~0.2 で過 去のトレーサーの結果と整合的であったが (Fig. 8c), DoMORE では $\Gamma_{\text{bulk}}$ が海底直上において最も大きく約 0.8 にもなることがわかった (Fig. 8f)。これは,数少 ない間欠的な強乱流イベントにおける $\Gamma_{\text{patch}}$ の特徴と非 常によく対応している。つまり $\Gamma_{\text{bulk}}$ は,間欠的な強乱 流パッチの影響を強く受け,特にオーバーフロー域では, 強乱流が主に対流不安定によって駆動されるため,KH 不安定によって駆動される場合に得られる従来の値 0.2 と比べて有意に大きくなることがわかった。

#### 3.3. 今後の展望

最近、DoMORE の他にもオーバーフロー域で $\Gamma_{\text{bulk}}$ が 1 に近くなるまで大きくなり得ることを指摘した研究例 が報告され始めている。Spingys *et al.* (2021) は、南 極のウェッデル海とスコシア海の間のオークニー海峡の オーバーフロー域で、水塊変性の収支を閉じるのに必要 な $\Gamma_{\text{bulk}}$ が 0.6–1 であることを指摘している。これは、 オーバーフロー域における効率的な乱流ホットスポット の存在が、従来考えられてきた以上に、深層水・底層水

#### 伊地知 敬



Fig. 9. Schematic of the internal wave mixing processes in the open ocean. Reproduced from MacKinnon *et al.* (2017). ©American Meteorological Society. Used with permission.

の水塊変性に重要であることを示唆している。今後,  $\Gamma_{\text{bulk}}$ のグローバル・マッピングに向けて,オーバーフ ロー域のような $\Gamma_{\text{bulk}}$ ~1となる対流不安定を通じて効率 的に駆動される乱流ホットスポットを同定することが重 要になってくる。

対流不安定によって駆動される効率的に優れた乱流 ホットスポットはオーバーフロー域に限られたものでは ないだろう。海洋中には様々な内部波が存在しており (Fig. 9; MacKinnon *et al.*, 2017), これらの内部波が どのような不安定によって砕波されるのか必ずしも明ら かではない。特に,大振幅の内部潮汐が励起されるルソ ン海峡のような海域では,厚さ100mを超えるような 密度逆転が観測されており (Mater *et al.*, 2015),対流 不安定が活発に起きていることが推察される。今後,ど のような振幅・周波数の内部波が対流不安定によって砕 波するのかを理想的な数値実験によって調べることで, その条件を満たすような内部波が存在する効率的に優れ た乱流ホットスポットの候補を絞っていきたい。

# 4. おわりに

以上述べてきたように,より正確な乱流混合強度の定 量化に向けて,筆者はこれまで乱流散逸率と乱流混合効 率に関する研究を行ってきた。乱流散逸率に関しては,

ファインスケールの流速シアーと密度ストレインとの比R<sub>w</sub>によって内部波スペクトルの歪みを考慮し

た GHP パラメタリゼーションでさえ, 歪みの影響 を十分に補正しきれていないこと,

- ・内部波場が著しく歪まない限り ( $R_{\omega} < 10$ ), 歪みを まったく考慮していない密度ストレインに基づく パラメタリゼーションの方が, GHP パラメタリゼー ションよりも良いパフォーマンスを出すこと,
- ・近慣性重力波が著しく卓越した乱流ホットスポット では (R<sub>w</sub>>10),流速シアーと密度ストレインの両 方に基づいて新たに提案した IH パラメタリゼー ションを適用すべきであること,
- を指摘してきた。一方, 乱流混合効率に関しては,
  - ・深海は多様な乱流イベントで満ちており、数値シ ミュレーションや室内実験によって指摘されてきた 混合効率の変動性が実際の深海においても確認さ れること、
  - 多様な乱流イベントの中でも、特に間欠的に起きる
    著しく強い乱流イベントが、混合効率の広域的な分布を決定づけること、
  - オーバーフロー域のような対流不安定によって駆動 される乱流ホットスポットでは、50%もの混合効 率が期待でき、このため、混合効率を約20%の全 球一様な定数として仮定すべきではないこと、

を指摘してきた。

最近,欧米では,間欠的な乱流現象を捉えられるよう に,シップタイムや海況の制限がある船舶での従来の乱 流観測からグライダーなどによる遠隔自動乱流観測に変 わりつつある。また,直接数値シミュレーションで再現 するのが現在でも難しい高 Reynolds 数の強乱流現象 は,乱流渦のサイズが大きくなるため,低波数側に広が る慣性小領域を部分的に解像したラージ・エディー・シ ミュレーションによって,かえってうまく再現される可 能性がある。今後,乱流混合のグローバル・マッピング の鍵となる乱流ホットスポットを同定していくために も,間欠性の高い強乱流イベントを観測で捉え,数値シ ミュレーションで再現するという技術的に難しい課題が ますます重要になってくるものと思われる。

## 謝 辞

このたびは、大変栄誉ある日本海洋学会岡田賞を頂く ことになり、身に余る光栄と厚く感謝いたします。推薦 頂きました賞選考委員の方々、および、学会員の皆様に 深く感謝いたします。筆者のこれまでの研究は、筆者が 東京大学の修士課程に進学した当時、国内では日比谷 紀之先生の研究室のみが所有していた深海乱流計に依る ものが大きく、筆者に深海乱流研究の道を導いて頂いた 日比谷 紀之先生には心より感謝申し上げます。さらに, 日々の研究生活を支えて頂いた日比谷研究室の方々、大 学院のセミナーや博士論文審査で貴重なご助言・ご質問 を頂いた東京大学の先生方に感謝の意を表します。また, 筆者が日本学術振興会の海外特別研究員に採択されウッ ズホール海洋研究所に滞在していた際, Louis St. Laurent 博士, Kurt Polzin 博士, John Toole 博士には, 貴 重な観測データを快く提供頂くとともに忌憚のないご意 見を頂きました。ここに深く感謝申し上げます。今回の 受賞を励みに、今後も海洋学の発展に少しでも貢献でき るよう努力していきたいと思います。

#### References

- Cairns, J.L., and G.O. Williams (1976): Internal wave observations from a midwater float, 2. *J. Geophys. Res.*, 81(12), 1943–1950, doi:10.1029/JC081i012p01943.
- Caulfield, C.P. (2021): Layering, instabilities, and mixing in turbulent stratified flows. Annu. Rev. Fluid Mech., 53, 113–145, doi:10.1146/ annurev-fluid-042320-100458.
- Chinn, B.S., J.B. Girton, and M.H. Alford (2016): The impact of observed variations in the shear-to-strain ratio of internal waves on

inferred turbulent diffusivities. *J. Phys. Oceanogr.*, **46**, 3299–3320, doi:10.1175/JPO-D-15-0161.1.

- Cimoli, L., C.P. Caulfield, H.L. Johnson, D.P. Marshall, A. Mashayek, A.C. Naveira Garabato, and C. Vic (2019): Sensitivity of deep ocean mixing to local internal tide breaking and mixing efficiency. *Geophys. Res. Lett.*, 46, 14622–14633, doi:10.1029/2019GL085056.
- Clément, L., A.M. Thurnherr, and L.C. St. Laurent (2017): Turbulent mixing in a deep fracture zone on the Mid-Atlantic Ridge. J. Phys. Oceanogr., 47, 1873–1896, doi:10.1175/JPO-D-16-0264.1.
- Clément, L., and A.M. Thurnherr (2018): Abyssal upwelling in midocean ridge fracture zones. *Geophys. Res. Lett.*, 45, 2424–2432, doi:10.1002/2017GL075872.
- Davies Wykes, M.S., and S.B. Dalziel (2014): Efficient mixing in stratified flows: experimental study of a Rayleigh-Taylor unstable interface within an otherwise stable stratification. *J. Fluid Mech.*, 756, 1027–1057, doi:10.1017/jfm.2014.308.
- de Lavergne, C., G. Madec, J.L. Sommer, A.J.G. Nurser, and A.C. Naveira Garabato (2016): The impact of a variable mixing efficiency on the abyssal overturning. *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 663– 681, doi:10.1175/JPO-D-14-0259.1.
- Desaubies, Y., and W.K. Smith (1982): Statistics of Richardson number and instability in oceanic internal waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 1245–1259, doi:10.1175/1520-0485(1982)012<1245:SORNAI>2.0. CO;2.
- Eriksen, C.C. (1998): Internal wave reflection and mixing at Fieberling Guyot. J. Geophys. Res., 103(C2), 2977–2994, doi:10.1029/97JC 03205.
- Garrett, C. (2003): Mixing with latitude. *Nature*, **422**, 477, doi:10.1038/ 422477a.
- Garrett, C., and W. Munk (1972): Space-time scales of internal waves. Geophys. Fluid Dyn., 3, 225–264, doi:10.1080/03091927208236082.
- Garrett, C., and W. Munk (1975): Space-time scales of internal waves: A progress report. J. Geophys. Res., 80, 291–297, doi:10.1029/ JC080i003p00291.
- Gregg, M.C. (1989): Scaling turbulent dissipation in the thermocline. J. Geophys. Res., 94(C7), 9686–9698, doi:10.1029/JC094iC07p09686.
- 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, doi:10.1038/nature01507.
- Gregg, M.C., E.A. D'Asaro, J.J. Riley, and E. Kunze (2018): Mixing efficiency in the ocean. Annu. Rev. Mar. Sci., 10, 443–473, doi:10.1146/ annurev-marine-121916-063643.
- Henyey, F.S., J. Wright, and S.M. Flatté (1986): Energy and action flow through the internal wave field: An eikonal approach. J. Geophys. Res., 91(C7), 8487–8495, doi:10.1029/JC091iC07p08487.
- 日比谷紀之(2009):海洋の中・深層における鉛直拡散強度の全球分布に 関する理論的・観測的研究,海の研究,18,115-134,doi:10.5928/ kaiyou.18.2\_115.
- Hibiya, T., M. Nigasawa, and Y. Niwa (2002): Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitudes. J. Geophys. Res., 107(C11), 3207, doi:10.1029/2001JC 001210.
- Hibiya, T., and M. Nagasawa (2004): Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline estimated using a finescale parameterization. *Geopys. Res. Lett.*, **31**, L01301, doi:10.1029/2003GL017998.
- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2006): Global mapping of dia-

pycnal diffusivity in the deep ocean based on the results of expendable current profiler (XCP) surveys. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L03611, doi:10.1029/2005GL025218.

- Hibiya, T., M. Nagasawa, and Y. Niwa (2007): Latitudinal dependence of diapycnal diffusivity in the thermocline observed using a microstructure profiler. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L24602, doi:10.1029/ 2007GL032323.
- Hibiya, T.N. Furuichi, and R. Robertson (2012): Assessment of finescale parameterization of turbulent dissipation rates near mixing hotspots in the deep ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L24601, doi:10.1029/2012GL054068.
- Ijichi, T., and T. Hibiya (2015): Frequency-based correction of finescale parameterization of turbulent dissipation in the deep ocean. J. Atmos. Oceanic Technol., 32, 1526–1535, doi:10.1175/JTECH-D-15-0031.1.
- Ijichi, T., and T. Hibiya (2017): Eikonal calculations for energy transfer in the deep-ocean internal wave field near mixing hotspots. J. Phys. Oceanogr., 47, 199–210, doi:10.1175/JPO-D-16-0093.1.
- Ijichi, T., and T. Hibiya (2018): Observed variations in turbulent mixing efficiency in the deep ocean. J. Phys. Oceanogr., 48, 1815–1830, doi:10.1175/JPO-D-17-0275.1.
- Ijichi, T., L. St. Laurent, K.L. Polzin, and J.M. Toole (2020): How variable is mixing efficiency in the abyss? *Geophys. Res. Lett.*, 47, e2019GL086813, doi:10.1029/2019GL086813.
- Jayne, S.R. (2009): The impact of abyssal mixing parameterizations in an ocean general circulation model. J. Phys. Oceanogr., 39, 1756–1775, doi:10.1175/2009JPO4085.1.
- Kunze, E. (2017): Internal-wave-driven mixing: Geography and budgets. J. Phys. Oceanogr., 47, 1325–1345, doi:10.1175/JPO-D-16-0141.1.
- Kunze, E. (2019): A unified model spectrum for anisotropic stratified and isotropic turbulence in the ocean and atmosphere. *J. Phys. Oceanogr.*, 49, 385–407, doi:10.1175/JPO-D-18-0092.1.
- Kunze, E., A.J. Williams, and M.G. Briscoe (1990): Observations of shear and vertical stability from a neutrally buoyant float, *J. Geophys. Res.*, 95(C10), 18127–18142, doi:10.1029/JC095iC10p18127.
- Kunze, E., E. Firing, J.M. Hummon, T.K. Chereskin, and A.M. Thurnherr (2006): Global abyssal mixing inferred from lowered ADCP shear and CTD strain profiles. *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 1553–1576, doi:10.1175/JPO2926.1.
- Lawrie, A., and S. Dalziel (2011): Rayleigh—Taylor mixing in an otherwise stable stratification. J. Fluid Mech., 688, 507–527, doi:10.1017/ jfm.2011.398.
- Ledwell, J.R., E.T. Montgomery, K.L. Polzin, L.C. St. Laurent, R.W. Schmitt, and J.M. Toole (2000): Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, 403(6766), 179–182, doi:10.1038/35003164.
- Lueck, R.G., F. Wolk, and H. Yamazaki (2002): Oceanic velocity microstructure measurements in the 20th century. J. Oceanogr., 58, 153–174, doi:10.1023/A:1015837020019.
- MacKinnon, J.A., Z. Zhao, C.B. Whalen, A.F. Waterhouse, D.S. Trossman, O.M. Sun, L.C. St. Laurent, H.L. Simmons, K. Polzin, R. Pinkel, A. Pickering, N.J. Norton, J.D. Nash, R. Musgrave, L.M. Merchant, A.V. Melet, B. Mater, S. Legg, W.G. Large, E. Kunze, J.M. Klymak, M. Jochum, S.R. Jayne, R.W. Hallberg, S.M. Griffies, S. Diggs, G. Danabasoglu, E.P. Chassignet, M.C. Buijsman, F.O. Bry-

an, B.P. Briegleb, A. Barna, B.K. Arbic, J.K. Ansong, and M.H. Alford (2017): Climate process team on internal wave-driven ocean mixing. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **98**, 2429–2454, doi:10.1175/ BAMS-D-16-0030.1.

- Mashayek, A., and W.R. Peltier (2013): Shear-induced mixing in geophysical flows: Does the route to turbulence matter to its efficiency? J. Fluid Mech., 725, 216–261, doi:10.1017/jfm.2013.176.
- Mashayek, A., H. Salehipour, D. Bouffard, C.P. Caulfield, R. Ferrari, M. Nikurashin, W.R. Peltier, and W.D. Smyth (2017): Efficiency of turbulent mixing in the abyssal ocean circulation. *Geophys. Res. Lett.*, 44, 6296–6306, doi:10.1002/2016GL072452.
- Marotzke, J. (1997): Boundary mixing and the dynamics of three- dimensional thermohaline circulations. J. Phys. Oceanogr., 27, 1713– 1728, doi:10.1175/1520-0485(1997)027<1713:BMATDO>2.0.CO;2.
- Mater, B.D., S.K. Venayagamoorthy, L. St. Laurent, and J.N. Moum (2015): Biases in Thorpe-scale estimates of turbulence dissipation. Part I: Assessments from large-scale overturns in oceanographic data. J. Phys. Oceanogr., 45, 2497–2521, doi:10.1175/JPO-D-14-0128.1.
- Melet, A., R. Hallberg, S. Legg, and K.L. Polzin (2013): Sensitivity of the ocean state to the vertical dis- tribution of internal-tide-driven mixing. J. Phys. Oceanogr., 43, 602–615, doi:10.1175/JPO-D-12-055.1.
- Melet, A., R. Hallberg, S. Legg, and M. Nikurashin (2014): Sensitivity of the ocean state to lee wave—driven mixing. *J. Phys. Ocean*ogr., 44, 900–921, doi:10.1175/JPO-D-13-072.1.
- Munk, W.H. (1966): Abyssal recipes. Deep Sea Res. Oceanogr. Abstr., 13, 707–730, doi:10.1016/0011-7471(66)90602-4.
- Munk, W. (1981): Internal waves and small-scale processes. *Evolution of Physical Oceanogra1phy*, B.A. Warren, and C. Wunsch, Eds., The MIT Press, 264–291.
- Niwa, Y., and T. Hibiya (2014): Generation of baroclinic tide energy in a global three-dimensional numerical model with different spatial grid resolutions. *Ocean Modell.*, **80**, 59–73, doi:10.1016/j.ocemod.2014.05.003.
- Oakey, N.S. (1982): Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **12**, 256–271, doi: 10.1175/1520-0485(1982)012<0256:DOTROD>2.0.CO;2.
- Oka, A., and Y. Niwa (2013): Pacific deep circulation and ventilation controlled by tidal mixing away from the sea bottom. *Nat. Commun.*, 4, 2419, doi:10.1038/ncomms3419.
- Onuki, Y., and T. Hibiya (2018): Decay rates of internal tides estimated by an improved wave—wave interaction analysis. J. Phys. Oceanogr., 48, 2689–2701, doi:10.1175/JPO-D-17-0278.1.
- Osborn, T.R. (1980): Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 83–89, doi:10.1175/1520-0485(1980)010<0083:EOTLRO>2.0.CO;2.
- Osborn, T.R., and C.S. Cox (1972): Oceanic fine structure. *Geophys. Fluid Dyn.*, 3, 321–345, doi:10.1080/03091927208236085.
- Prandtl, L. (1925): 7. Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. Z. Angew. Math. Mech., 5, 136–139, doi:10.1002/ zamm.19250050212.
- Polzin, K.L., J.M. Toole, and R.W. Schmitt (1995): Finescale parameterizations of turbulent dissipation. J. Phys. Oceanogr., 25, 306– 328, doi:10.1175/1520-0485(1995)025<0306:FPOTD>2.0.CO;2.
- Polzin, K.L., J.M. Toole, J.R. Ledwell, and R.W. Schmitt (1997): Spa-

14

tial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, **276**, 93–96, doi:10.1126/science.276.5309.93.

- Polzin, K.L., A.C.N. Garabato, T.N. Huussen, B.M. Sloyan, and S. Waterman (2014): Finescale parameterizations of turbulent dissipation. J. Geophys. Res. Oceans, 119, 1383–1419, doi:10.1002/2013JC008979.
- Rohr, J., and C. Van Atta (1987): Mixing efficiency in stably stratified growing turbulence. *J. Geophys. Res.*, 92(C5), 5481–5488, doi:10. 1029/JC092iC05p05481.
- Salehipour H, and W. Peltier (2015): Diapycnal diffusivity, turbulent Prandtl number and mixing efficiency in Boussinesq stratified turbulence. J. Fluid Mech., 775, 464–500, doi:10.1017/jfm.2015.305.
- Scotti, A. (2015): Biases in Thorpe-scale estimates of turbulence dissipation. Part II: Energetics arguments and turbulence simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 2522–2543, doi:10.1175/JPO-D-14-0092.1.
- Scotti, A, and B. White (2014): Diagnosing mixing in stratified turbulent flows with a locally defined available potential energy. J. Fluid Mech., 740, 114–135, doi:10.1017/jfm.2013.643.
- Shih, L.H., J.R. Koseff, G.N. Ivey, and J.H. Ferziger (2005): Parameterization of turbulent fluxes and scales using homogeneous sheared stably stratified turbulence simulations. *J. Fluid Mech.*, 525, 193–214, doi:10.1017/S0022112004002587.
- Smyth, W.D., J.N. Moum, and D.R. Caldwell (2001): The efficiency of mixing in turbulent patches: Inferences from direct simulations and microstructure observations. J. Phys. Oceanogr., 31, 1969– 1992, doi:10.1175/1520-0485(2001)031<1969:TEOMIT>2.0.CO;2.
- Spingys, C.P., A.C. Naveira Garabato, S. Legg, K.L. Polzin, E.P. Abrahamsen, C.E. Buckingham, A. Forryan, and E.E. Frajka-Williams (2021): Mixing and transformation in a deep western boundary current: A case study. *J. Phys. Oceanogr.*, 51, 1205–1222, doi:10.1175/ JPO-D-20-0132.1.
- St. Laurent, L.C., J.M. Toole, and R.W. Schmitt (2001): Buoyancy forcing by turbulence above rough topography in the abyssal Brazil basin. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3476–3495, doi:10.1175/1520-0485 (2001)031<3476:BFBTAR>2.0.CO;2.
- Taylor, G.I., (1935): Statistical theory of turbulence. *Proc. Roy. Soc. London*, **151**, 421–444, doi:10.1098/rspa.1935.0158.
- Thorpe, S., (2018): Models of energy loss from internal waves breaking in the ocean. J. Fluid Mech., 836, 72–116, doi:10.1017/jfm.2017.780.
- Thurnherr, A.M., L. Clément, L. St. Laurent, R. Ferrari, and T. Ijichi (2020): Transformation and upwelling of bottom water in fracture zone valleys. *J. Phys. Oceanogr.*, 50, 715–726, doi:10.1175/JPO-D-19-0021.1.
- Venayagamoorthy, S.K., and J.R. Koseff (2016): On the flux Richardson number in stably stratified turbulence. J. Fluid Mech., 798, R1, doi:10.1017/jfm.2016.340.
- Whalen, C.B., L.D. Talley, and J.A. MacKinnon (2012): Spatial and temporal variability of global ocean mixing inferred from Argo profiles. *Geophys. Res. Lett.*, **39**(18), L18612, doi:10.1029/2012GL053196.
- Whalen, C.B., J.A. MacKinnon, L.D. Talley, and A.F. Waterhouse (2015): Estimating the mean diapycnal mixing using a finescale strain parameterization. *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 1174–1188, doi:10.1175/JPO-D-14-0167.1.
- Wijesekera, H., L. Padman, T. Dillon, M. Levine, C. Paulson, and R. Pinkel (1993): The application of internal-wave dissipation models to a region of strong mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 269–286, doi

:10.1175/1520-0485(1993)023<0269:TAOIWD>2.0.CO;2.

Winters, K.B., P.N. Lombard, J.J. Riley, and E.A. D'Asaro (1995): Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. J. Fluid Mech., 289, 115–128, doi:10.1017/S002211209500125X.

# Studies on parameterizations of turbulent mixing in the deep ocean

# Takashi Ijichi<sup>†</sup>

## Abstract

The global distribution of turbulent mixing in the deep ocean is essential for understanding the global overturning circulation. Currently, however, this requires reliance on a technique referred to as parameterization. This method aims to estimate the strength of turbulent mixing using large-scale observable physical quantities on a global scale. However, there are several problems with the existing turbulence parameterization methods. The parameterization of turbulent dissipation rates in the deep ocean relies on both fine-scale velocity shear and density strain information to measure the distortion of internal wave spectra. However, the application of the single-wave approximation to broadband internal wave spectra leads to overestimation of turbulent dissipation rates. In particular, in regions dominated by near-inertial gravity waves, where this approximation is effective, turbulent dissipation rates are overestimated. Furthermore, the determination of the turbulent mixing intensity from the estimated dissipation rate conventionally assumes an efficiency of approximately 20%, but this efficiency varies depending on the driving mechanisms and developmental stages of turbulent events. In particular, in areas where sporadic, intense turbulent events are induced by convective instability in high-density seawater overflow regions, the mixing efficiency can sharply increase to 50%. In this paper, the existing problems with turbulence parameterization are reviewed, and potential solutions are explored.

Key words: Turbulent dissipation, Mixing efficiency, Parameterization, Internal waves, Meridional overturning circulation

> (Corresponding author's e-mail address: ijichi@eps.s.u-tokyo.ac.jp) (Received 11 December 2023; accepted 29 January 2024) (doi: 10.5928/kaiyou.33.1-2\_1) (Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2024)

 Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, The University of Tokyo 7–3–1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113–0033, Japan
 e-mail: ijichi@eps.s.u-tokyo.ac.jp