

# 南極周極流域の乱流混合過程を想定した 3 次元 ray-tracing simulation

高橋 杏

University of Washington

## 1. はじめに

深層海洋の子午面循環の構造は、主に海洋内部波の砕波によってもたらされる微細な乱流混合、およびそれに伴う鉛直拡散係数の空間分布に強く依存すると考えられている<sup>1,2</sup>。しかしながら、乱流混合強度や鉛直拡散係数の測定には特殊な測器を必要とし、また膨大な時間を要する。そこで、それらの空間分布を効率よく把握するための代替的な方法として、より観測が容易なファインスケール（鉛直波長 10 – 100 m）の流速鉛直シアや等密度面のストレインから乱流運動エネルギー散逸率  $\varepsilon$  を推定するパラメタリゼーション<sup>3,4,5</sup> が用いられてきた。このパラメタリゼーションでは、 $\varepsilon$  を「背景内部波間の非線形相互作用により乱流スケールへとカスケードダウンするエネルギーフラックス」として推定する。

本研究で着目する南極周極流は、南極大陸の周りを陸地に阻まれることなく周回する、世界最大級の海流である。ここでは、上空を吹く偏西風の変動に伴い上層に励起される近慣性内部波と、南極周極流が急峻な海底地形と衝突することに伴い深層に励起される内部風下波が、それぞれ砕波することにより、強い乱流混合が生じると考えられている<sup>6,7</sup>。

近年実施された複数の乱流直接観測では、乱流パラメタリゼーションから推定した  $\varepsilon$  が実際の値よりも最大 10 倍程度大きくなる傾向が報告されている<sup>7,8</sup>。Takahashi (2019)<sup>9</sup> では、流速・密度場と乱流混合強度の同時観測を実施し、その解析を通じて、南極周極流域の多くの場所でシアやストレインの鉛直波数スペクトルが低波数側に歪んだ形状（図 1 参照）をしており、そのことによってパラメタリゼーションによる  $\varepsilon$  の過大評価傾向が生じていると指摘した。乱流パラメタリゼーションの定式化には、シアやストレインスペクトルの標準モデルである Garrett-Munk (GM; Garrett and Munk 1975<sup>10</sup>) の背景内部波スペクトルモデルが用いられており、平坦な鉛直波数スペクトル形状が暗黙に仮定されているからである。

本研究では、内部波エネルギーの周波数-波数空間内におけるカスケード過程を直接評価することができる ray-tracing simulation<sup>3,11</sup> を用いて、鉛直波数スペクトルの歪みが乱流パラメタリゼーションの推定精度にどのような影響を与えるのかを定量的に検証した。

## 2. Ray-tracing simulation

Ray-tracing simulation では、背景内部波場を構成する内部波パケットのひとつひとつが背景内部波場の流速シアによる屈折を受け、周波数  $\sigma$  と波数  $\mathbf{k} = (k, l, m)$  を変化させながら伝播していく過程を追跡する。

内部波パケットの鉛直波数  $m$ 、周波数  $\sigma$ 、鉛直座標  $z$  の初期値は、

$$m_{i,j,n,\theta}^{init} = \pm i/400 \text{ [cpm]} \quad (i = 1, 2, \dots, 40), \quad (1)$$

$$\sigma_{i,j,n,\theta}^{init} = \pm 1.01 \times 2^{0.5(j-1)} f \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (j = 1, 2, \dots, 13), \quad (2)$$

$$z_{i,j,n,\theta}^{init} = -200n + 100 \text{ [m]} \quad (n = 1, 2, \dots, 10) \quad (3)$$

から与えられ、水平波数  $\kappa = (k, l)$  の初期値は線形内部重力波の分散関係式 (4) を用いて

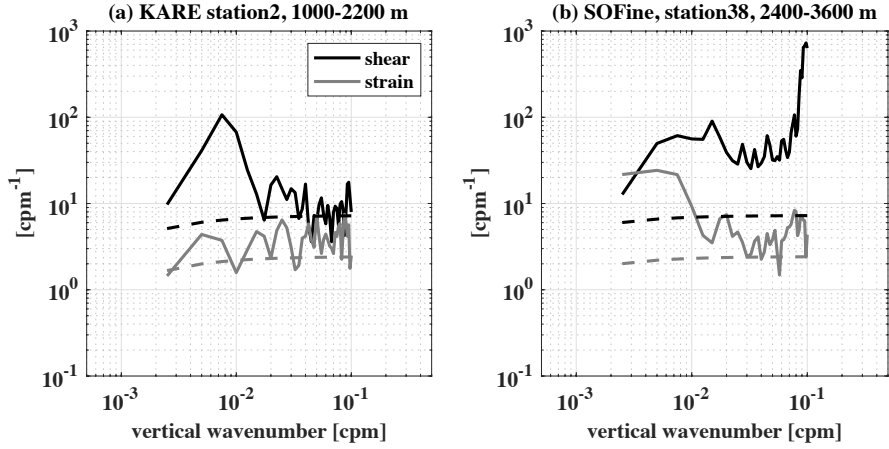


図 1：南極周極流域における現場観測で得られた鉛直波数スペクトル  
 実線は観測で得られたシアア（黒），ストレイン（灰色）の鉛直波数スペクトル。観測プロジェクト KARE<sup>8</sup>，  
 SOFine<sup>7</sup> のラベルに示された観測点/水深のデータから計算した。点線は GM スペクトルモデルを示している。

$$\kappa^2 = \frac{\sigma^2 - f^2}{N^2 - \sigma^2} m^2, \quad (4)$$

$$k_{i,j,n,\theta}^{init} = \kappa^{init} \cos \theta_{n'}, \quad (5)$$

$$l_{i,j,n,\theta}^{init} = \kappa^{init} \sin \theta_{n'}, \quad (6)$$

$$\theta_{n'} = \frac{n'\pi}{6}, \quad (n' = 1, 2, \dots, 12) \quad (7)$$

から与えられる。ここで  $f$  はコリオリ周波数， $N$  は浮力周波数である。

内部波パケットは砕波するまでの間，波活動量  $A = E/\sigma$  ( $E$  はエネルギー) を保存しながら，周波数と波数を変化させていく<sup>12</sup>。波数と位置の時間発展方程式は，

$$\frac{d\mathbf{k}}{dt} = -\mathbf{k} \cdot \nabla \mathbf{u}_{BG}, \quad (8)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{d\sigma}{d\mathbf{k}} + \mathbf{u}_{BG} \quad (9)$$

のように表され，周波数は線形内部重力波の分散関係式(4)を満たすように変化する。ここで  $\mathbf{u}_{BG}(x, y, z, t)$  は背景内部波場の流速である。

内部波パケットの鉛直波数が砕波限界  $m_{break} = 0.2$  cpm より大きくなったときに「砕波した」とみなし，そのとき内部波パケットが持っていたエネルギー  $E^{fin} = A\sigma^{fin}$  と砕波までに要した時間  $\tau$  から乱流運動エネルギー散逸率  $\varepsilon$  を計算する。

$$\varepsilon = \sum_{i,j,n,\theta}^{[m^{fin}] > m_{break}} \frac{E_{i,j,n,\theta}^{fin}}{\tau_{i,j,n,\theta}} \quad (10)$$

ここで，上付添字  $fin$  は砕波時の値を示す。

1 回の ray-tracing simulation を行うのに 124800 (= 40 × 2 × 13 × 10 × 12) 個もの内部波パ

ケットの時間発展を計算する必要があるが、今回 Oakforest-PACS を使用し、この部分を並列化させることで、計算時間を短縮させることができた。

### 3. 実験設定

本研究では、背景内部波場として与えるスペクトルモデルを変更することにより、5種類の ray-tracing simulation を行った (表1)。standard 実験では、背景内部波場として GM 内部波場を与えた。具体的には、乱雑な位相を持つ線形内部重力波が GM スペクトルモデルのエネルギー Spektral  $E_{GM}(\sigma, m)$  を満たすように重なり合っている状況を考えた。hump1 から hump4 実験では、GM スペクトルモデルに鉛直低波数の内部波束を重ね合わせることで、実際に南極周極流域で観測されたような歪んだ鉛直波数 Spektral 形状を再現したものを背景内部場として与えた。hump とは「こぶ」という意味であり、鉛直低波数側に「こぶ」を持つ Spektral の形状からこのように名付けた。5種類の実験で与えた背景内部波場の鉛直波数 Spektral を図2に示す。

表1: ray-tracing simulation の実験設定

実験名	背景内部波場
standard	GM スペクトルモデル
hump1	GM + 中振幅の近慣性内部波束 ( $\sigma \sim 1.01f$ )
hump2	GM + 高振幅の近慣性内部波束 ( $\sigma \sim 1.01f$ )
hump3	GM + 中振幅の内部波束 ( $\sigma \sim 2f$ )
hump4	GM + 中振幅の内部波束 ( $\sigma \sim 2f$ )

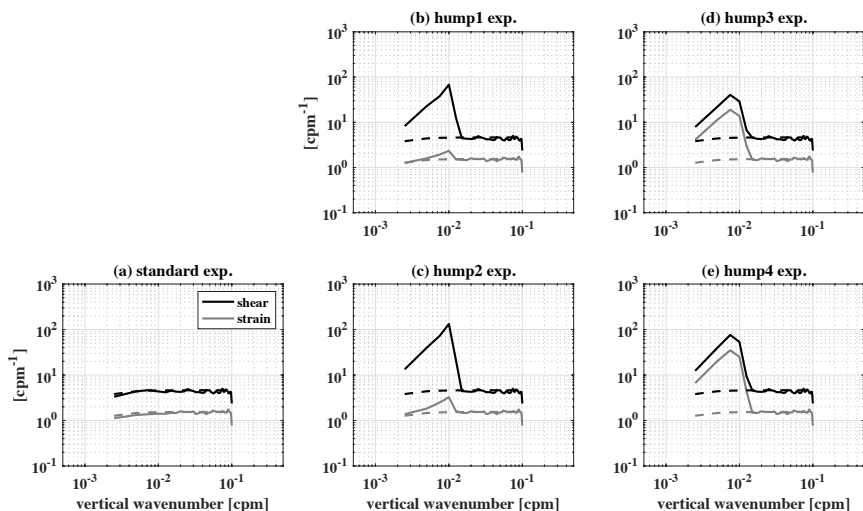


図2: ray-tracing simulation で与えた背景内部波場の鉛直波数 Spektral

実線は各実験で与えた背景内部波場のシアー(黒), ストレイン(灰色)の鉛直波数 Spektral。点線は GM スペクトルモデルを示している。

#### 4. 結果

図3には、3種類の ray-tracing simulation (standard, hump2, hump4 実験) における、内部波パケットが初期状態に持つ波活動量  $A$ 、内部波パケットが砕波するまでに要した時間  $\tau$ 、乱流運動エネルギー散逸率  $\varepsilon$  の周波数-鉛直波数分布を示す。 $\tau$  および  $\varepsilon$  の図において左下が空白になっているのは、初期に低周波数かつ鉛直低波数の内部波パケットは計算時間内 (40 慣性周期) に砕波まで至らなかったことを示している。

2つの hump 実験では、特に鉛直高波数領域で standard 実験よりも  $\varepsilon$  の値が大きくなっている一方、鉛直低波数の内部波パケットは (standard 実験と同様に) 計算時間内に砕波していないことがわかる。これは、スペクトルの hump に対応する鉛直低波数の内部波パケットは、高波数の内部波を砕波させやすくする「背景シアア」としての役割を果たすものの、自ら砕波スケールまでカスケードダウンすることはないため、 $\varepsilon$  に直接的には寄与しないことを示している。

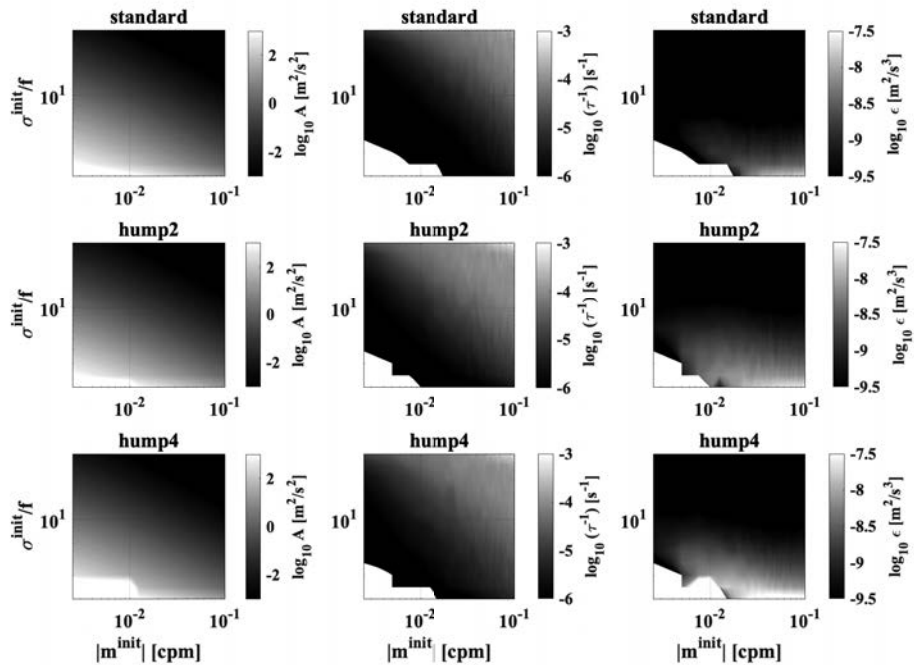


図3: standard, hump2, hump4 実験における内部波パケットの砕波の比較

内部波パケットの波活動量  $A$  (左列)、砕波に要した時間  $\tau$  の逆数 (中列)、砕波に伴う乱流運動エネルギー散逸率  $\varepsilon$  の分布を、内部波パケットが初期に持つ鉛直波数  $m^{init}$  および周波数  $\sigma^{init}$  平面上に示している。

乱流パラメタリゼーションは、GM モデルのような平坦な形状の鉛直波数スペクトルに基づいて定式化されているため、観測機器のノイズの影響を受けにくい鉛直低波数帯の情報を用いて  $\varepsilon$  を推定することが一般的である。 $\varepsilon$  に直接的には寄与しない (hump に対応する) 低波数帯から推定されたスペクトルレベルは、砕波限界に近い高波数帯のスペクトルレベルよりも大きくなるため、乱流パラメタリゼーションは真の  $\varepsilon$  を過大評価してしまうと考えられる。

各実験で与えた鉛直波数スペクトルに乱流パラメタリゼーションを適用することで推定した乱流運動エネルギー散逸率  $\epsilon_{fine}$  と式(10)から算出した  $\epsilon$  を比較したところ、hump実験では  $\epsilon_{fine} > \epsilon$  となることが確認された(図4)。さらに乱流パラメタリゼーションにおける過大評価傾向の程度は、スペクトルのエネルギーレベル  $E_{IW}$  が大きく、シアーとストレインの比  $R_\omega$  が小さいときに顕著となり、このような内部波パラメータに対する依存性は乱流直接観測<sup>8,9</sup>の結果とも整合的であった。

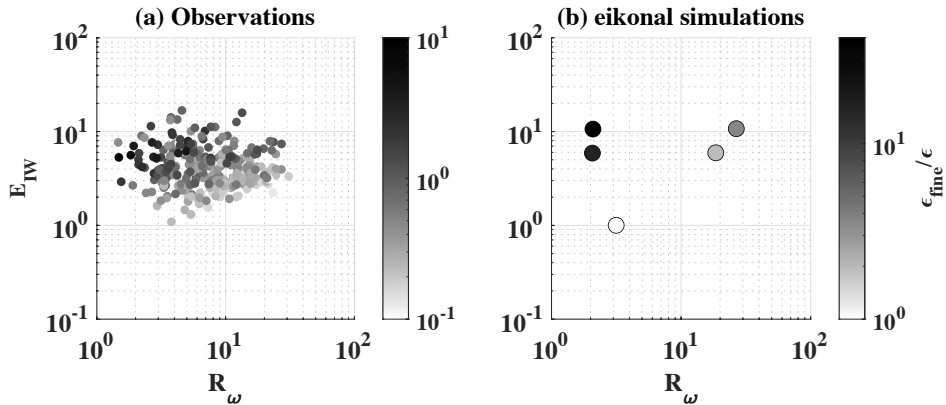


図4: (a)観測データと(b)eikonal simulationにおける乱流パラメタリゼーションの過大評価傾向と内部波パラメータ ( $E_{IW}, R_\omega$ ) の関係

ドットの色は(a)乱流直接観測または(b)eikonal simulationにおいて計算された乱流運動エネルギー散逸率  $\epsilon$  と乱流パラメタリゼーションによる推定値  $\epsilon_{fine}$  の比 ( $\epsilon_{fine}/\epsilon$ ) を示している。

## 5. まとめ

本研究では、3次元の ray-tracing simulation を用いて、低波数側に歪んだ鉛直波数スペクトルを持つ内部波場における乱流スケールへのエネルギーカスケード過程の計算を行い、南極周極流域で実施した現場観測の結果<sup>8,9</sup>を再現することに成功した。これまで、南極周極流域における乱流混合過程は、近慣性内部波や内部風下波の砕波によって生じると考えられてきた<sup>6,7</sup>。これに対して本研究で行った ray-tracing simulation の結果は、実際に観測で捉えられているような鉛直低波数(鉛直波長 $\sim 100$  m)の内部波パケットは「背景シアー」として鉛直高波数の内部波の砕波を促進するが、自ら砕波することはないため、乱流混合への寄与は間接的であることを示した。本研究の結果をまとめた Takahashi et al. (in revision)<sup>13</sup> では、既存の乱流パラメタリゼーションの改良に向けた議論も行っている。

## 謝辞

本研究は東京大学情報基盤センターの若手・女性利用者推薦制度(インターン)平成30年度採択課題として行われた(採択時には筆者は東京大学大学院に在学していた)。数値計算には東京大学情報基盤センターの Oakforest-PACS を使用した。また日比谷紀之教授(東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻)および Alberto Naveira Garabato 教授(National Oceanography Centre, University of Southampton)には研究を進める上で多くの助言をいただいた。

## 参 考 文 献

1. Munk, W., and Wunsch, C. (1998), Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing, *Deep Sea Research Part I*, 45(12), 1977-2010.
2. Waterhouse, A. F., et al. (2014), Global Patterns of Diapycnal Mixing from Measurements of the Turbulent Dissipation Rate, *Journal of Physical Oceanography*, 44(7), 1854-1872.
3. Henyey, F. S., Wright, J., and Flatté, S. M. (1986), Energy and action flow through the internal wave field: An eikonal approach, *Journal of Geophysical Research*, 91(C7), 8487– 8495.
4. Polzin, K. L., Toole, J. M., and Schmitt, R. W. (1995), Finescale Parameterizations of Turbulent Dissipation, *Journal of Physical Oceanography*, 25(3), 306-328.
5. Ijichi, T., and Hibiya, T. (2015), Frequency-Based Correction of Finescale Parameterization of Turbulent Dissipation in the Deep Ocean, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 32(8), 1526-1535.
6. Waterman, S., Naveira Garabato, A. C., and Polzin, K. L. (2013), Internal Waves and Turbulence in the Antarctic Circumpolar Current, *Journal of Physical Oceanography*, 43(2), 259-282.
7. Sheen, K. L., et al. (2013), Rates and mechanisms of turbulent dissipation and mixing in the Southern Ocean: Results from the Diapycnal and Isopycnal Mixing Experiment in the Southern Ocean (DIMES), *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118, 2774-2792.
8. Takahashi, A., and Hibiya, T. (2019), Assessment of finescale parameterizations of deep ocean mixing in the presence of geostrophic current shear: Results of microstructure measurements in the Antarctic Circumpolar Current region, *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124, 135–153.
9. Takahashi, A. (2019), Assessment of the finescale parameterizations of deep ocean mixing in the Antarctic Circumpolar Current region based on microstructure measurements and eikonal calculations, Ph.D. thesis, The University of Tokyo.
10. Garrett, C., and Munk, W. (1975), Space-time scales of internal waves: A progress report, *Journal of Geophysical Research*, 80(3), 291– 297.
11. Ijichi, T., and Hibiya, T. (2017), Eikonal Calculations for Energy Transfer in the Deep-Ocean Internal Wave Field near Mixing Hotspots, *Journal of Physical Oceanography*, 47(1), 199-210.
12. Bretherton, F. P., and Garrett C. (1968), Wavetrains in inhomogeneous moving media, *Proceedings of the Royal Society A*, 302, 529–554.
13. Takahashi, A., Hibiya, T., and Naveira Garabato, A. C. Influence of the Distortion of Vertical Wavenumber Spectrum on Estimates of Turbulent Mixing using the Finescale Parameterization, submitted to *Journal of Physical Oceanography (in revision)*.