TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

(東京海洋大学)

南太平洋西部における密度逆転の分布から求めた鉛直渦拡散係数の緯度変化

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2008-03-27 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 北出, 裕二郎, 日下, 朋子, 川村, 有二, 丹羽, 淑博, 野田, 明, 林, 敏史, 濱田, 浩明, 山崎, 紗衣子, 小池, 義夫, 松山, 優治 メールアドレス: 所属:
URL	https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/115

Journal of Tokyo University of Fisheries, Vol. 90, pp. 13–21, 2003

南太平洋西部における密度逆転の分布から求めた鉛直渦拡散係数の緯度変化

北出裕二郎*1・日下朋子*1・川村有二*1・丹羽淑博*2・野田　明*3・
林　敏史*3・濱田浩明*3・山崎紗衣子*3・小池義夫*3・松山優治*1

（Received June 20, 2003）

Latitudinal variation of vertical eddy diffusivity estimated from the distribution of overturns in the western part of the south Pacific Ocean

KITADE Yujiro*1, KUSAKA Tomoko*1, KAWAMURA Yuji*1, NIWA Yoshihiro*2, NODA Akira*3, HAYASHI Toshifumi*3, HAMADA Hiroaki*3, YAMASAKI Saeko*3, KOIKE Yoshio*3 and MATSUYAMA Masaji*1

Abstract: Conductivity, temperature and depth observations were carried out at 13 stations in the western part of the south Pacific Ocean from February 19 to 23 during the T/RV Umitaka-Maru cruise to clarify a latitudinal dependence of vertical eddy diffusivity. Observed potential temperature and salinity show numerous density inversions. The number of density inversions at low latitudes (30°-24°S) is two times larger than that at high latitudes (35°-31°S). From the observed density inversion, Thorpe scale, L_T, and vertical eddy diffusivity, K_v, are estimated to be $L_T=0.2\sim0.37$ m and $K_v=1.1\sim3.1\times10^{-5}$ (m^2s^{-1}) at high latitudes, and $L_T=0.36\sim0.70$ m and $K_v=2.8\sim8.3\times10^{-5}$ (m^2s^{-1}) at low latitudes. The average value of K_v at low latitudes is 2.5 times lager than that at high latitudes implies that parametric subharmonic instability associated with semidiurnal internal tide has an important role on the vertical mixing processes in the South Pacific Ocean. Latitudinal distribution of observed K_v with maximum near 30°S suggests importance of vertical mixing due to diurnal internal tide at this latitude.

Key words: *Density inversion, Thorpe scale, vertical eddy diffusivity, parametric subharmonic instability, south Pacific Ocean*

1. はじめに

気候変動の長期予測に欠かせない深層海洋大循環モデルにおいて，全海洋は水平に数十 km 間隔の計算格子に分割され，計算されている。しかし，海洋乱流のエネルギー源として重要な内部重力波は，この格子間隔よりも小さいため，この大循環モデルでは表現されていない。そのため，格子間隔よりも小さいサブグリッドスケールの現象の効果は，一般に粘性・拡散パラメータとしてモデルに組み込まれている。近年では，サブグリッドスケールの現象が海洋に不均一に分布し，その分布が大循環に重要な役

*1 Department of Ocean Sciences, Tokyo University of Fisheries, 5–7, Konan 4-chome, Minato-ku, Tokyo 108–8477, Japan.（東京水産大学海洋環境学科）

*2 Department of Earth and Planetary Science, University of Tokyo, Graduate School of Science, 3–1, Hongo 7-chome, Bunkyo-ku, Tokyo 113–0033, Japan.（東京大学大学院理学系研究科）

*3 Research and Training Vessel, Tokyo University of Fisheries, 5–7, Konan 4-chome, Minato-ku, Tokyo 108–8477, Japan.（東京水産大学練習船）

割を果たすと考えられている。海洋大循環を定量的に評価できるモデルの開発には，サブグリッドスケールの現象やその分布を正確にパラメータ化する必要がある。現在では，全球規模での内部波と乱流の観測が，急ピッチで進められている。

近慣性周期内部重力波や内部潮汐波は海洋の中・深層における乱流のエネルギー源として最も重要な現象と考えられ，さまざまな角度から乱流混合への寄与が検討されている。最近の Gregg *et al.*（2002）の研究では，赤道域に比べ中緯度帯での鉛直渦拡散係数が 1 桁大きいことが示されている。これは地球自転の効果の非常に小さい赤道域では，内部重力波の場における非線形相互作用が機能しなくなることに起因する。これとは別に，中緯度帯での興味深い過程として， parametric subharmonic instability（PSI）による内部潮汐波エネルギーのカスケードダウンがある（Hibiya *et al.,* 1996, 1998, 2002）。これは緯度 30° より低緯度域で半日周期帯の内部潮汐波エネルギーが非線形相互作用を通じて高鉛直波数の近慣性周期内部波エネルギーへと効果的にカスケードダウンし，乱流を引き起こすという過程である。実際に，Nagasawa *et al.*（2002）は北太平洋での一連の観測から，鉛直スケール O（10）m の水平流の鉛直シアの強度が 30°N を境に劇的に変化することを明らかにし， PSI による半日周期の内部潮汐波エネルギーのカスケードダウンが乱流生成に重要な役割を果たしていることを示した。中・深層での鉛直混合において，この PSI によるカスケードダウンが本質的に重要であるならば，南半球の中緯度帯においても同様な鉛直シアの緯度依存性が見られると推察される。南太平洋西部（オーストラリア大陸東方）には南北に伸びる海嶺や海堆が存在し，半日周期の内部潮汐波の重要な発生域となっていることが三次元モデルによる数値実験で示されている （Niwa and Hibiya, 2001）。本研究の目的の一つは，この海堆に沿って観測を実施し，鉛直渦拡散係数の分布を調べることによって， 南太平洋の中緯度帯における PSI の重要性を確認することである。

一般に，鉛直渦拡散係数の推定は，乱流プロファイラーを用いた乱流の直接計測によりなされるが，測器の特性上，観測海域や深度が極端に限られてしまう。そのため広範囲での鉛直渦拡散係数の見積もりには， 観測の容易な eXpendable Current Profiler（XCP）による鉛直スケール O（10）m の鉛直シアの測定から Gregg（1989）の経験式を用いる方法がとられている（Nagasawa *et al.,* 2002）。しかし，この方法も経済的な理由から，一般的に普及させるにはかなり難しいだろう。一方，Conductivity-Temperature-Depth プロファイラー（CTD）観測より得られる密度逆転の分布から，鉛直渦の代表スケールとして Thorpe スケール （Thorpe, 1977）を求め，鉛直渦拡散係数を推定する方法が提案されている（たとえば，Dillon, 1982）。この手法は，より一般的な CTD 観測で水温・塩分の鉛直プロファイルを測定することによってなされるもので，きわめて簡便な方法と言える。そこで本研究では，Nagasawa *et al.*（2002）とは異なる手法，すなわち Thorpe スケールから鉛直渦拡散係数を算出し，その緯度分布を調べてみることにした。

2. 観　　測

2003 年 2 月 19〜23 日に東京水産大学練習船・海鷹丸により，南太平洋西部のタスマン海からコラル海にかけての海域で観測を実施した。この海域には，南北に伸びる海堆（Lord Howe rise）が存在し，Fig. 1 の破線で示されるように 2,000 m の等深線が南北に走っている。この海堆上の平均水深は約 1,000 m で，西側には平均水深約 4,000 m のタスマン深海平原（Tasman abyssal plain）が，東側には最大水深約 3,500 m に達するニューカレドニア海盆（New Caledonia basin）がある。この海堆の東側斜面に測点を設けた。 Sta. 1〜Sta. 10 は 163°E 線に沿って 35°S から北へ 60 マイル間隔，Sta. 11〜Sta. 13 は 2,000 m の等深線に沿うように 25°S から北西方向へ 30 マイル間隔とした。本観測に用いた CTD は Sea-Bird 社の SBE911plus で，水温，電気伝導度の精度はそれぞれ 0.002℃，0.0003 S/m（塩分にしておよそ 0.002 PSU に相当） である。 この CTD システムでは，水温と電気伝導度の時定数のズレがデッキユニットによってリアルタイムで補正される。また，圧力センサーの精度は約 1 dbar であるが，分解能は 0.1 dbar 以下であるため，数十 cm 程度の鉛直スケールの構造を検出できる。この CTD を毎秒約 1 dbar の速度で降下させ，水温，塩分を測定した。

この CTD では 1 秒間に 24 個のデータが得られ

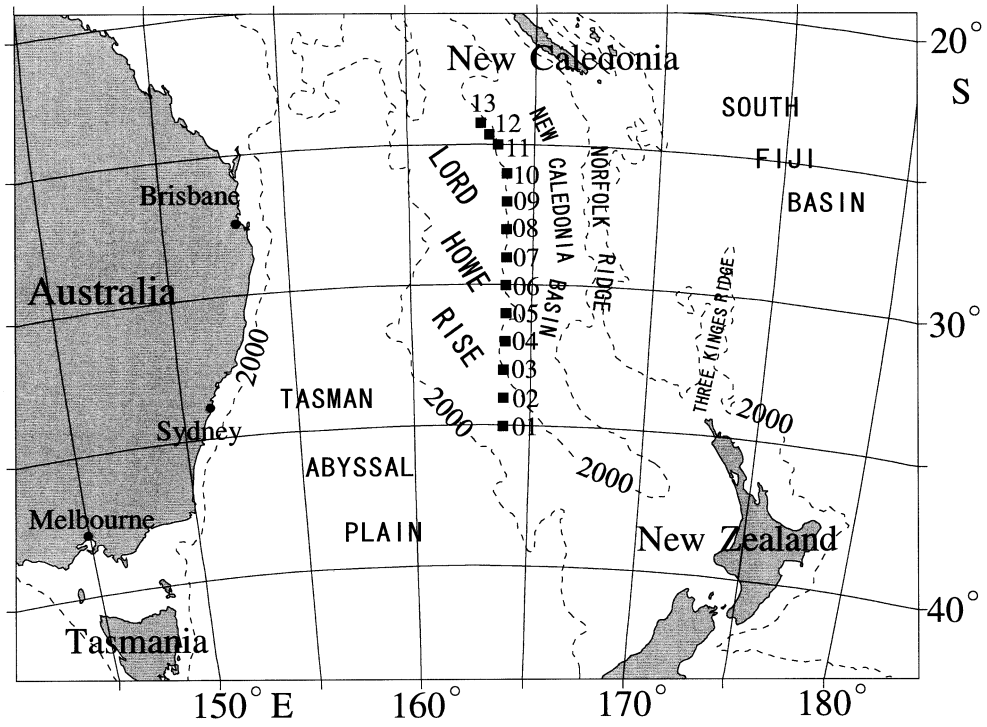


Fig. 1. Observation area. CTD stations are indicated by solid square. Dashed contour indicates 2000m in depth.

ており，船の動揺などによりCTD下降時の生の記録には深度が同じものや逆転しているものが含まれる。本研究では，船の動揺に伴うCTDの上下動によって引き起こされる密度不安定の影響を無くすため，深度が逆転した記録は使用せず，また同じ深度の記録は最初の値だけを使用した。次に，計測誤差を緩和するために，ポテンシャル水温および塩分の記録にそれぞれ25ポイント（距離1m程度に相当）の移動平均を施し，ポテンシャル密度を計算したものを基本データセットとして，以下に述べる解析に使用した。

3. 水温・塩分の分布

Fig. 2に水温と塩分の鉛直断面図を示す。季節水温躍層が100 dbar以浅に存在し，15℃から10℃で代表される主温度躍層は500 dbarから1,000 dbarに分布している。主温度躍層はSta. 2からSta. 5にかけて右下がりに分布しており，東へ向かう流れの存在を示している。この東向きの流れはタスマン海流と呼ばれ，南太平洋の西岸境界流である東オーストラリア海流の続流にあたる。Sta. 6より低緯度側では，等温線は水平に近い分布となっている。塩分の分布は100 dbar以浅ではほぼ一様で，主温度躍層に相当する深度帯（500〜1,000 dbar）に塩分躍層が認められる。塩分躍層も水温と同様にSta. 2からSta. 5にかけて右下がりに分布している。1,000 dbar付近に塩分極小層があり，それ以深では徐々に塩分が増加しているがその変化は小さい。塩分がほぼ一様であることから，密度分布はほとんど水温分布により決まると考えてよい。全体的に，水温が下層ほど低い安定な水温分布を示しているが，等値線分布で分かるほどの顕著な水温逆転が幾つか見られる（図中の○印）。

4. 密度逆転の検出とその分布

観測された鉛直プロファイルの例として，Sta. 8の深度1,150〜1,350 dbarの区間を拡大したポテンシャル水温，塩分およびσ_θのプロファイルをFig. 3

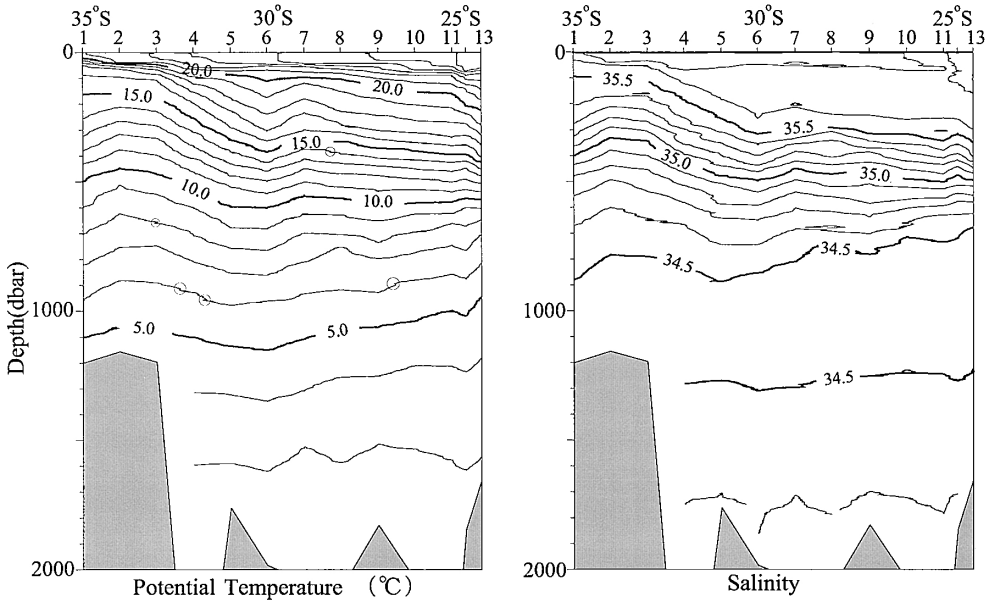


Fig. 2. Vertical sections of potential temperature and salinity.

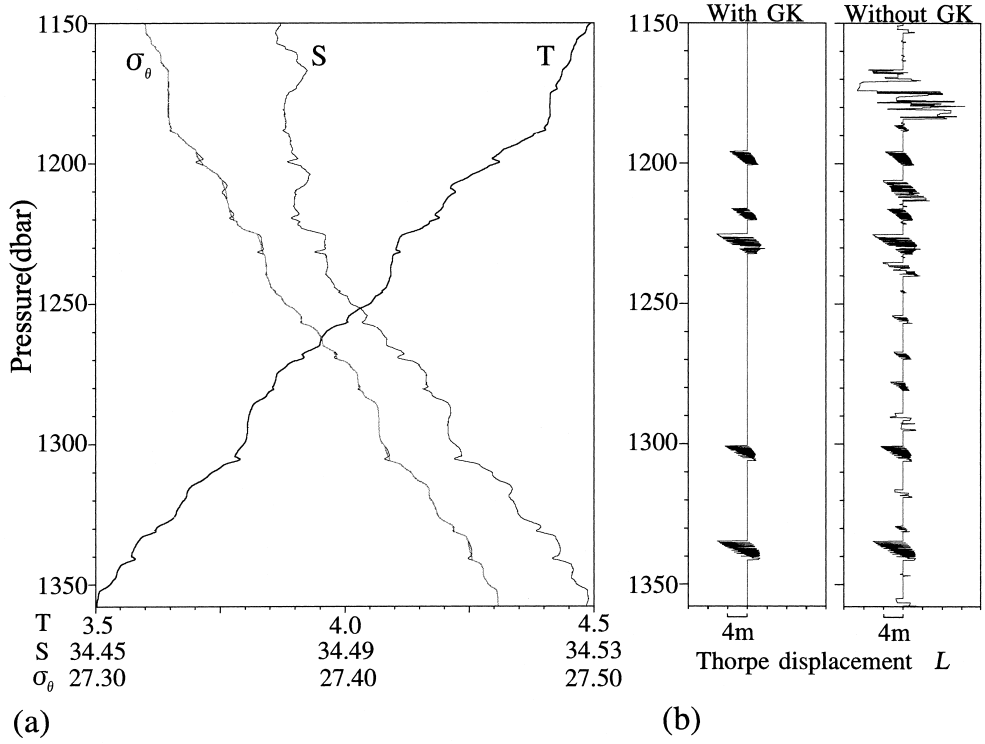


Fig. 3. (a) Vertical profiles of potential temperature, salinity and σ_θ at Sta. 8. (b) Vertical profile of Thorpe displacement with and without applying GK method.

(a) に示す。水温，塩分ともに多くの逆転が見られる。これらの逆転部分（パッチ）は数メートルの鉛直スケールを持つが，1 dbar の間に 20 個以上のデータがあることを考えると，この逆転が測定時のエラーなどではないことが分かる。水温，塩分の観測値から得た σ_θ のプロファイル（細線）には密度逆転が見られるが，これを安定な密度分布へ断熱的に並べ替えたものが灰色の太線である。この並べ替えに要する鉛直移動距離は Thorpe 変位，並べ替える前と後との密度差は Thorpe 変動と呼ばれる。

本研究で注目している密度逆転は，内部波の砕波やシア不安定などの力学的要因によって生じた overturn である（Fig. 4）。このとき，水塊が上下に入れ替わっているだけなので，図中の点線で水温・塩分の鉛直プロファイルを観測した場合，TS ダイアグラム上での分布は密度逆転域近傍の TS 分布に沿うようになると考えられる。一方，二重拡散対流や測器のエラーによって，密度逆転を示すこともあるが，その場合の TS 分布はループを描いたり，逆転域近傍の TS 分布に対して垂直方向にずれたりするだろう。密度逆転の特性を調べる方法にはいくつかあるが（Kitade *et al.,* 2003），Galbraith and Kelley (1996) の方法（この方法を以後 GK フィルターと呼ぶ）が最も堅実な方法と言える（Stansfield *et al.,* 2001）。GK フィルターでは，TS ダイアグラム上における密度逆転域の水温と塩分の分布がどれだけ直線的に分布しているかを調べる。具体的には，密度逆転域において，回帰直線により密度に換算した水温あるいは塩分の標準偏差が，Thorpe 変動の標準偏差と比べ，ある基準値より小さいものを overturn による密度逆転と判定する。本研究では，Galbraith and Kelley (1996) に倣って，この基準値 C_{GK} を 0.5 とした。Fig. 3 (b) の左は GK フィルターにより overturn によると判定された密度逆転の Thorpe 変位のプロファイルであり，右の基本データセットに存在する密度逆転よりもかなり少なくなっていることが分かる。TS ダイアグラム上で，これらの逆転の様子を見ると（Fig. 5），overturn によると判定された密度逆転域（図中の○印）は，却下されたものと比べて逆転部の密度変化が大きく，等密度線（図中破線）に直交するように分布していることが分かる。

Fig. 6 は σ_θ の鉛直断面図に GK フィルターにより検出された密度逆転域の分布を重ねたものである。密度逆転のパッチは主温度躍層より深い 700 dbar 以深に多く分布している。また同じ深度帯で比べたとき低緯度側の方が比較的多い傾向がある。たとえば，測点あたりの密度逆転パッチの数は，30°S より高緯度側の 800〜1,100 dbar で 1.2 個，低緯度側では 2.5 個である。

30°S より高緯度側（Sta. 1 から Sta. 5）と低緯度側（Sta. 6〜Sta. 13）の全層での Thorpe 変位 L の確率密度分布を Fig. 7 に示す。最も多い Thorpe 変位

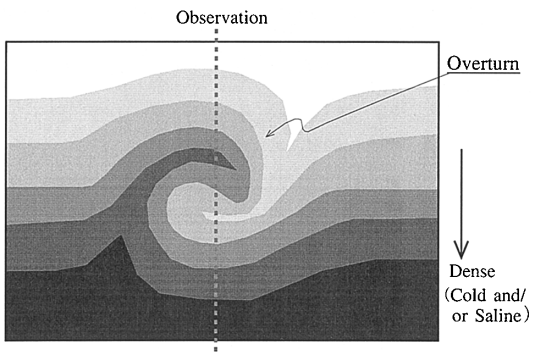


Fig. 4. Schematic view of overturn in stratified ocean.

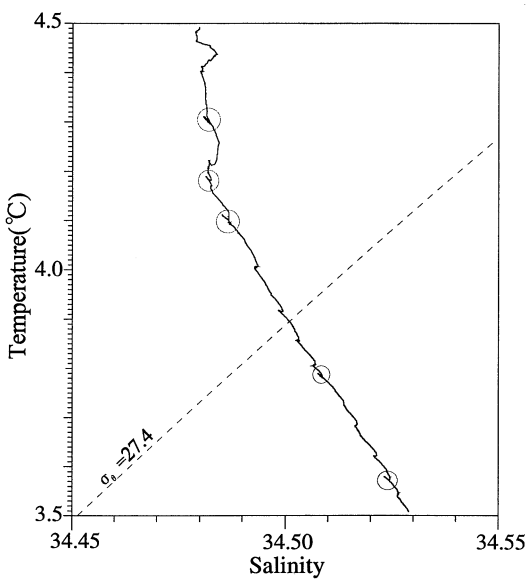


Fig. 5. TS diagram for the depth range of 1150 to 1355 dbar at Sta. 8.

が 0 の密度逆転が無いところは図中には示していない。両区間とも 1〜2 m の変位が卓越しているが，1〜2 m の変位の割合は高緯度側で多く，低緯度側では 20 m を超えるような著しい変位が存在していたことが分かる。

Thorpe スケール L_T は，Thorpe 変位 $L=0$（m）を含む全ての Thorpe 変位の rms 値であり，

$$L_T=\left(\frac{1}{M}\sum_{m}^{M}L_m^2\right)^{1/2}$$

で求められる。ここで，L_m は各データの深度における Thorpe 変位，M は全データ数で 2,000 dbar まで測定されている地点では 1 プロファイルに約 4 万個のデータがある。

5. 考　　察

5. 1. 鉛直渦拡散係数の算出

本研究で，密度逆転から求めた Thorpe スケール L_T は，実在する渦の鉛直スケールと言える。一方，乱流計による観測から運動エネルギー散逸率（$\varepsilon=7.5\nu\overline{(\partial u/\partial z)^2}$，但し，$\nu$ は動粘性係数）を求め，浮力振動数 N との関係から，渦の鉛直スケールに比例する値として Ozmidov スケール L_o

$$L_o=\left(\frac{\varepsilon}{N^3}\right)^{1/2}$$

が提案されている（Ozmidov, 1965）。従って，これらの鉛直スケールは互いに比例関係にあることが期待される。両者の関係は Dillon（1982）や Crawford（1986）によって検討され，$L_o\approx 0.8L_T$ であることが示された。この関係は海域や成層状態によって変化するが本研究では Stansfield *et al.*（2001）に倣い $L_o=0.8L_T$ とした。

ここで，エネルギー散逸率と鉛直渦拡散係数 K_ν の間には

$$K_\nu=\alpha\frac{\varepsilon}{N^2}$$

の関係がある。ただし，α は混合効率で，$\alpha\approx 0.2$ である（Oakey, 1982）。従って，K_ν は L_T により

$$K_\nu\approx 0.1NL^2{}_{\mathrm{T}}$$

と表現できる。また，エネルギー逸散率 ε は

$$\varepsilon=0.64N^3L_T^2$$

と表せる。

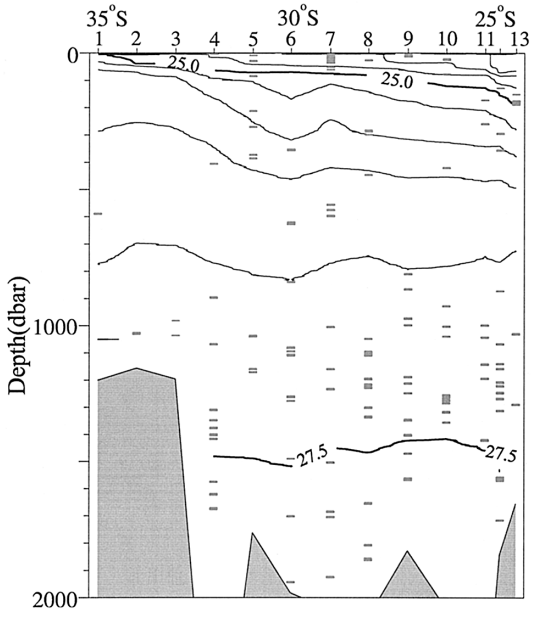


Fig. 6. Vertical section of σ_θ. Overturning regions are indicated by gray bars.

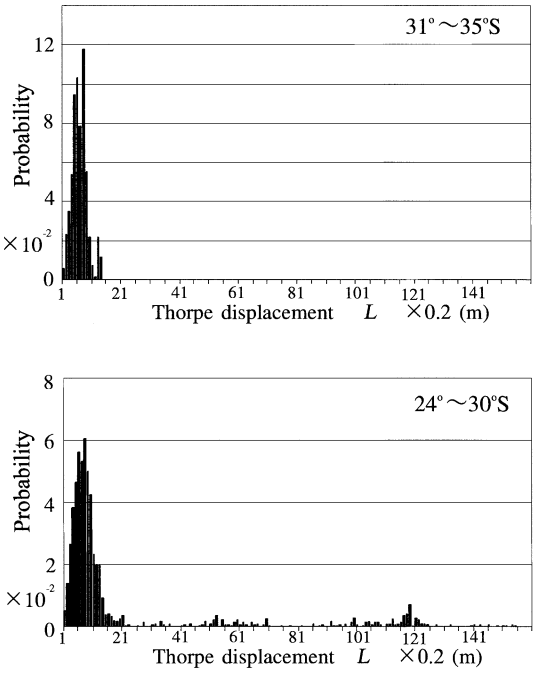


Fig. 7. Histograms of Thorpe displacement at high latitudes (31°-35°S) and low latitudes (24°-30°S). The occurrence of $L=0$ has not been plotted.

Table 1. Spatially averaged Thorpe scale, L_T, vertical eddy diffusivity, K_v, and kinetic energy dissipation rate, ε, for each critical value of GK filter, C_{GK}.

	Sta.1(35°S) − Sta.5 (30°S)			Sta.6(30°S) − Sta.13(24°S)		
Depth range	L_T(m)	K_v(m^2s^{-1})	ε(m^2s^{-3})	L_T(m)	K_v(m^2s^{-1})	ε(m^2s^{-3})
C_{GK}=0.5						
Below 50 dbar	0.17	8.6×10^{-6}	7.4×10^{-10}	0.32	2.5×10^{-5}	2.0×10^{-9}
Below 500 dbar	0.20	1.1×10^{-5}	4.4×10^{-10}	0.36	2.8×10^{-5}	1.1×10^{-9}
C_{GK}=0.6						
Below 50 dbar	0.40	4.4×10^{-5}	4.6×10^{-9}	0.62	7.0×10^{-5}	5.5×10^{-9}
Below 500 dbar	0.37	3.1×10^{-5}	1.2×10^{-9}	0.70	8.3×10^{-5}	3.5×10^{-9}

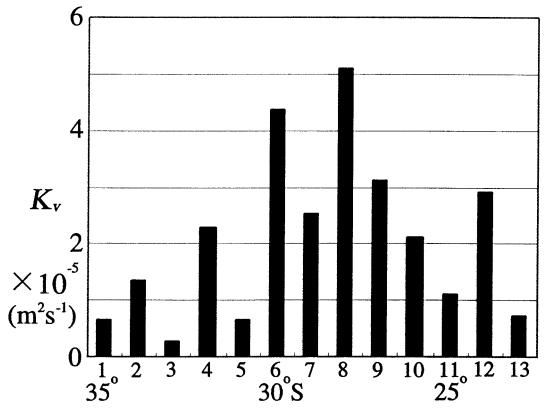


Fig. 8. Latitudinal distribution of vertical eddy diffusivity averaged below 500 dbar.

観測された Thorpe 変位と浮力振動数を用い，全データに対する平均の $\overline{NL^2_T}$，$\overline{N^3L^2_T}$ の値から拡散係数およびエネルギー散逸率を見積もる。ここで，GK フィルターを施す際に，用いた基準値 C_{GK} について触れておく。C_{GK} の値自体には理論的な裏づけは無く，水温と塩分のばらつき具合から，Galbraith and Kelley（1996）が設定したものである。つまり，基準値が小さいとばらつきが小さく，より確実に overturn による逆転だけを抽出するが，真の逆転までも却下してしまう恐れがある（Kitade *et al.,* 2003）。そこで，本研究では C_{GK}=0.5，0.6 を採用して計算した結果を Table 1 に示す。表には全体の鉛直渦拡散係数として 50 dbar 以深の値に加え，中・深層での値として 500 dbar 以深の平均値を記載した。両基準値の場合でも，低緯度帯における鉛直渦拡散係数の方が約 2.5 倍大きいことが分かる。従って，この結果は Hibiya *et al.*（1996, 1998, 2002）による一連の数値実験から得られる結論や北半球での観測結果（Nagasawa *et al.,* 2002）と良く整合している。算出された値の絶対値については，C_{GK}=0.6 としたほうが C_{GK}=0.5 と比べて，Thorpe スケールでおよそ 2 倍，鉛直渦拡散係数で 3 倍程度大きくなっている。前述のように，小さい基準値では真の逆転も却下している可能性があるため，実際の鉛直渦拡散係数は C_{GK}=0.5 で計算された結果より大きいと考えられる。

5. 2.　鉛直渦拡散係数の緯度変化

前節で 30°S を境に平均して見た場合，鉛直渦拡散係数は低緯度側で高緯度側の約 2.5 倍大きいことが確認された。つまり，中緯度帯での本観測結果は，Hibiya *et al.*（1996, 1998, 2002）の一連の実験結果を支持するものと言える。ここでは，さらに各測点（緯度）毎の鉛直渦拡散係数の分布を調べてみる。Fig. 8 に各測点（約 110 km 毎）の 500 dbar 以深における鉛直渦拡散係数の分布を示す。30°S を境にして低緯度側で高緯度側の約 2.5 倍の拡散係数を示すが，緯度変化として見ると，30°S 付近でもっとも大きく，その両側で緩やかに小さくなる傾向がある。この結果は非常に興味深い。なぜなら，30°S は半日周期の内部潮汐波がその海域における $2f$（f は局所的な慣性周波数で，$f=2\Omega\sin\Phi$ である。ただし，Ω は地球自転の角速度 $\Omega=7.29\times10^{-5}\,\mathrm{rad\,s^{-1}}$，$\Phi$ は緯度）の周波数を持つ緯度で，PSI の機構が働くか否かの境目の緯度となるからである。さらに，30°S での慣性周期（$2\pi/f$）は 1 日であり，この緯度での一日周期内部潮汐波は近慣性周期内部波となる。従って，30°S 付近での渦拡散係数の極大は半日周期内部潮汐が $2f$ の波として効果的にカスケードダウンを起こすことに加え，30°S 付近で一日周期内部潮汐波が高鉛直波数の近慣性周期内部波として発生し，鉛直混合に直接関与していることが考えられる。しかし，今回の観測は各点で，1 回ずつ観測した

結果であるため，30°付近での鉛直渦拡散係数の極大が常に存在するものであるかを判断することはできない。このことを確認するためには，係留観測を含め，同測点で繰り返し観測する必要があるだろう。

6. ま と め

南太平洋西部海域での鉛直渦拡散係数の緯度変化を調べるため，東京水産大学練習船・海鷹丸によりオーストラリア大陸東方にある海堆 （Lord Howe rise）の東斜面（南緯 35°から南緯 24°の 13 地点）で CTD 観測を実施した。観測された水温・塩分の記録から GK フィルターにより力学的要因による密度逆転を検出し，その分布を調べた。密度逆転部は 30°S より低緯度側では高緯度側と比べ約 2 倍多く分布していた。次に，Galbraith and Kelley（1996）の基準値 $C_{GK}=0.5$ と 0.6 における Thorpe スケール L_T と鉛直渦拡散係数 K_v を算出した。その結果，30°S より高緯度側では $L_T=0.2$〜0.37 m, $K_v=1.1$〜3.1×10^{-5}（m^2s^{-1}），30°S より低緯度側では $L_T=0.36$〜0.70 m, $K_v=2.8$〜8.3×10^{-5}（m^2s^{-1}）であり，K_v は 30°S より低緯度側で高緯度側の約 2.5 倍大きいことが分かった。この分布の特徴は，北太平洋で行われた Nagasawa *et al.*（2002）の観測結果とよく対応しており，南太平洋の低緯度帯においても，半日周期の内部潮汐波エネルギーが PSI によるカスケードダウンを通して鉛直混合に大きく関与しているという Hibiya *et al.*（1996, 1998, 2002）による一連の数値実験の結果を支持するものと言える。また，本研究で明らかとなった鉛直渦拡散係数が 30°S 付近に極大を持つ分布については，半日周期の内部潮汐波エネルギーが PSI を通じて効果的にカスケードダウンを起こすことに加え，30°S 付近での一日周期の内部潮汐波が高鉛直波数の近慣性周期内部重力波として直接鉛直混合に関与していると考えると矛盾無く説明できることが分かった。

謝　　辞

本研究の観測にあたり協力していただいた東京大学・大学院生の古市尚基氏，海鷹丸の乗組員の皆様ならびに専攻科学生諸氏に心から感謝いたします。本研究を進めるにあたり適切なコメントをいただきました東京大学の日比谷紀之教授に感謝いたします。本研究の一部は平成 14 年度東京水産大学教育研究プロジェクト（学長裁量経費）および人・自然・地球共生プロジェクト（代表：日比谷紀之）の援助を受けて行われました。

文　　献

W. R. Crawford: A comparison of length scales and decay times of turbulence in stably stratified flows. J. Phys. Oceanogr., 16, 1847–1854 (1986).

T. M. Dillon: The energetics of overturning structures : implications for the theory of fossil turbulence, J. Phys. Oceanogr., 14, 541–549 (1982).

P. S. Galbraith and D. E. Kelly: Identifying overturns in CTD profiles, J. Atmos. Oceanic Technol., 13, 688–702 (1996).

M. C. Gregg: Scaling turbulent dissipation in the thermocline, J. Geophys. Res., 94 (C7), 9686–9698 (1989).

M. C. Gregg, T. B. Sanford and D. P. Winkel: Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters, Nature, 422, 513–515 (2003).

T. Hibiya, Y. Niwa, K. Nakajima and N. Suginohara: Direct numerical simulation of the roll-off range of internal wave shear spectra in the ocean, J. Geophys. Res., 101, 14123–14129 (1996).

T. Hibiya, Y. Niwa and K. Fujiwara: Numerical experiments of nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum, J. Geophys. Res., 103, 18715–18722 (1998).

T. Hibiya, M. Nagasawa and Y. Niwa: Nonlinear energy transfer within the oceanic internal wave spectrum at mid and high latitude, J. Geophys. Res., 107, C11, 3207, doi: 10.1029/2001JC001210 (2002).

Y. Kitade, M. Matsuyama and J. Yoshida: Distribution of overturn induced by internal tides and Thorpe Scale in Uchiura Bay, J. Oceanogr., in press.

M. Nagasawa, T. Hibiya, Y. Niwa, M. Watanabe, Y. Isoda, S. Takagi and Y. Kamei: Distribution of fine-scale shear in the deep waters of the North Pacific obtained using expendable current profilers, J. Geophys. Res., 107, C12, 3221, doi: 10.1029/2002 JC001376 (2002).

Y. Niwa and T. Hibiya: Spatial distribution of the M_2 internal tide in the North Pacific predicted using a three-dimensional numerical model, J. Geod. Soc. Jpn., 47, 711–718, (2001).

N. S. Oakey: Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and

velocity shear microstructure measurements, J. Phys. Oceanogr., 12, 256–271 (1982).
R. V. Ozmidov: On the turbulent exchange in a stably stratified ocean, Izv. Acad. Sci. USSR, Atmos. Oceanic Phys., 1, 861–871 (1965).
K. Stansfield, C. Garrett and R. Dewey: The probability distribution of the Thorpe displacement within overturns in Juan de Fuca Strait, J. Phys. Oceanogr., 31, 3421–3434 (2001).
S. A. Thorpe: Turbulence and mixing in a Scottish Loch, Philos. Trans. Roy. Soc. London, 286A, 125–181 (1977).

南太平洋西部における密度逆転の分布から求めた鉛直渦拡散係数の緯度変化

北出裕二郎[*1]・日下朋子[*1]・川村有二[*1]・丹羽淑博[*2]・野田　明[*3]・
林　敏史[*3]・濱田浩明[*3]・山崎紗衣子[*3]・小池義夫[*3]・松山優治[*1]

([*1]東京水産大学海洋環境学科
[*2]東京大学大学院理学系研究科
[*3]東京水産大学練習船)

南太平洋西部海域での鉛直渦拡散係数の緯度変化を調べるため，東京水産大学練習船・海鷹丸によりオーストラリア大陸東方にある海堆の東斜面（35°S から 24°S の 13 地点）で CTD 観測を実施した。観測した水温・塩分の記録から力学的要因による密度逆転を検出し，その分布を調べた。密度逆転部は 30°S より低緯度側では高緯度側の約 2 倍多く分布していた。次に，この密度逆転から Thorpe スケール L_T と鉛直渦拡散係数 K_ν を算出した結果，30°S より高緯度側では L_T＝0.2～0.37 m，K_ν＝1.1～3.1×10^{-5}（m^2s^{-1}），30°S より低緯度側では L_T＝0.36～0.70 m，K_ν＝2.8～8.3×10^{-5}（m^2s^{-1}）であり，K_ν は 30°S より低緯度側で高緯度側の約 2.5 倍大きいことが分かった。また，K_ν は 28～30°S で極大値を示す傾向が認められた。これらの分布の特徴から，半日周期内部潮汐波エネルギーの parametric subharmonic instability による効果的なカスケードダウンに伴う鉛直混合に加え，一日周期内部潮汐波が近慣性周期内部重力波として直接鉛直混合に関与している可能性があると考えられた。

キーワード：密度逆転，Thorpe スケール，鉛直渦拡散係数，内部波非線形相互作用，南太平洋