

# 海洋中において大陸棚斜面を沈降する密度流の力学

東京大学海洋研究所 田中潔

Kiyoshi TANAKA, Ocean Research Institute, University of Tokyo

E-mail: ktanaka@ori.u-tokyo.ac.jp

## 概要

海洋中において大陸棚斜面を沈降する密度流の力学とそれによる海水輸送を、数値実験によって調べた。海域に依らずに普遍的に存在することが期待される海底エクマン流と傾圧不安定渦に着目して、それらの性質が地球の自転や海底斜面にどのように影響を受けるのかを調べた。実験の初期（微小振幅の傾圧不安定波が発達する期間）においては、斜面下方への海水輸送は主に海底エクマン境界層内で行われるが、その輸送は地球自転に強く制約を受けるため遅い。これに対して、実験の後半（傾圧不安定波の振幅が有限に達した後の成熟期間）においては、渦によって海水が効果的に輸送される。地球自転、海底斜面とともに傾圧不安定の発達期（微小振幅時）においては密度流の不安定性を強化するのに対して、成熟期（有限振幅時）にはそうした不安定によって生じる渦による海水輸送を弱める効果を持つ。成熟期における輸送効率は渦輸送によっておおそ決まるものの、流れの不安定性が弱まる斜面下部においては海底エクマン輸送の寄与も無視できない。

## 1 はじめに

世界における幾つかの縁辺海域では、海面冷却等によって重くなった表層の海水が、密度流となって大陸棚斜面に沿いながら海洋深層・中層に沈降している（図1）。特に北大西洋北部や南極海で沈み込んだ高密度水は、地球規模の熱塩循環の源として地球の気候形成に重要な役割を果たすことが知られている。また、近年になって日本近海においても、オホーツク海や日本海、東シナ海等でそうした大陸棚斜面や緩やかに傾斜した大陸棚を沈降する海水の存在が観測されたり、示唆されたりしている。

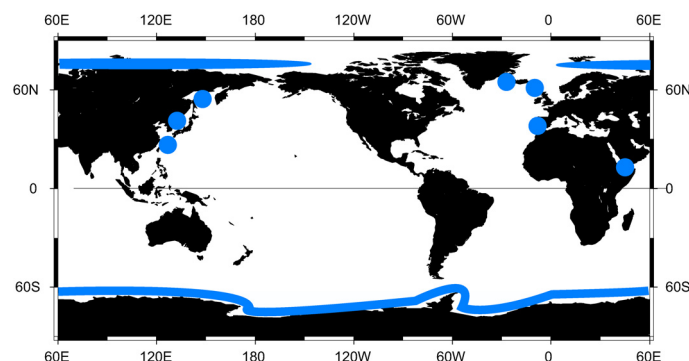


図1: 世界及び日本近海において斜面に沿う海水沈降が生じている主な海域。

斜面を沈降する密度流の力学に関しては、特に地球流体力学の観点から、どのようなメカニズムによって高密度水が等深線を横切るのかという興味深い問題がある。すなわち、高密度水は斜面上方で沈降を開始すると、水平方向に内部変形半径程度のスケールまでは地衡流調節の過程において拡がることが可能であるが、その後は斜面下向きに働く重力と上向きに働くコリオリ力が地衡流平衡する流れが形成されてしまうため、等深線を横切った沈降は容易ではなくなる。しかしながら、現実の海洋では、そうした地衡流調節のスケール以上に高密度海水の沈降が生じていることから、海水沈降の要因として現在までに、海底摩擦に起因する海底エクマン流、傾圧不安定等に起因する渦による輸送、海底峡谷等に起因する地形効果などが提唱されている（例えば、Baines and Condie, 1998）。

本報では斜面上における海水沈降を可能にする上述の要因のうち、特に海域に依らずに普遍的に存在することが期待される海底エクマン流と傾圧不安定渦に着目して、それらの性質が地球の自転や海底斜面にどのように影響を受けるのかを調べた Tanaka (2006) に基づきながら Tanaka and Akitomo (2000, 2001) の結果も併せて、斜面を沈降する密度流の力学の理解を深める。

## 2 数値モデル

図2のような三次元の非静水圧数値モデルを使用する。支配方程式は、リジッド・リッジ近似下におけるブシネスク流体の運動方程式、連続の式、密度の移流拡散方程式（各変数は慣用的表記）である：

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\rho}{\rho_0} \mathbf{g} + \nu_h \Delta_h \mathbf{u} + \nu_z \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = \kappa_h \Delta_h \rho + \kappa_z \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}. \quad (3)$$

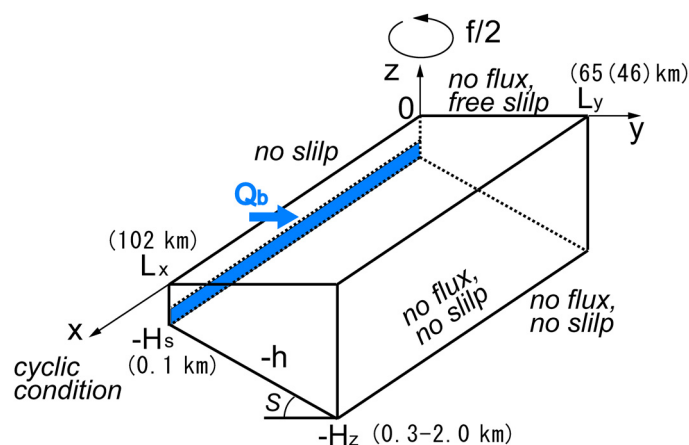


図2: 数値モデル。実験ケース GL と SL においては  $L_y = 64$  km、それら以外のケースでは  $L_y = 46$  km。Tanaka (2006) より引用。

モデルの  $x$  方向には周期境界条件、海面には非粘着条件、それ以外の境界には粘着条件を課す。実験は初期に静止・一様状態から始め、大陸棚斜面上方の鉛直壁において現実的な大きさの負の浮力  $Qb(= 2.0 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1})$  を課して流れを駆動する。乱流粘性・拡散係数 ( $\nu, \kappa$ ) は時空間的に一様である。表 1 は実験ケース、すなわち、現実的な範囲で斜面傾斜  $S$  が急な場合 ( $S=0.03$ ) と緩やかな場合 ( $S=0.005$ ) について、コリオリパラメータ  $f$  を変えながら行った 8 ケースを示す。

表 1: 実験ケース。Tanaka (2006) より引用。

case	$S$	$f(\text{s}^{-1})$ (latitude (deg.))
<i>GL</i>	0.005	$0.5 \times 10^{-4}$ (20.1)
<i>GM</i>	0.005	$0.9 \times 10^{-4}$ (38.1)
<i>GH</i>	0.005	$1.4 \times 10^{-4}$ (73.7)
<i>GU</i>	0.005	$2.0 \times 10^{-4}$ (-)
<i>SL</i>	0.03	$0.5 \times 10^{-4}$ (20.1)
<i>SM</i>	0.03	$0.9 \times 10^{-4}$ (38.1)
<i>SH</i>	0.03	$1.4 \times 10^{-4}$ (73.7)
<i>SU</i>	0.03	$2.0 \times 10^{-4}$ (-)

### 3 密度流の時間発展

図 3 は一例としてケース GH における等密度面偏差 ( $4.0 \times 10^{-2} \text{ kgm}^{-3}$ ) の時間発展を示す。初期に一様だった場が (図 3a)、時間の経過とともに波打ち始め (図 3b)、それらは有限振幅に達し (図 3c)、渦状になって高密度水が効果的に沈降する (図 3d)。波長は内部変形半径 ( $c_1/f$ :  $c_1$  は第一傾圧モードの重力波位相速度) のおよそ 10 倍であり、エネルギー解析の結果 (有効位置エネルギーから渦運動エネルギーへの変換。詳細は Tanaka (2006) を参照されたい) と併せて、傾圧不安定が生じていると判断される。

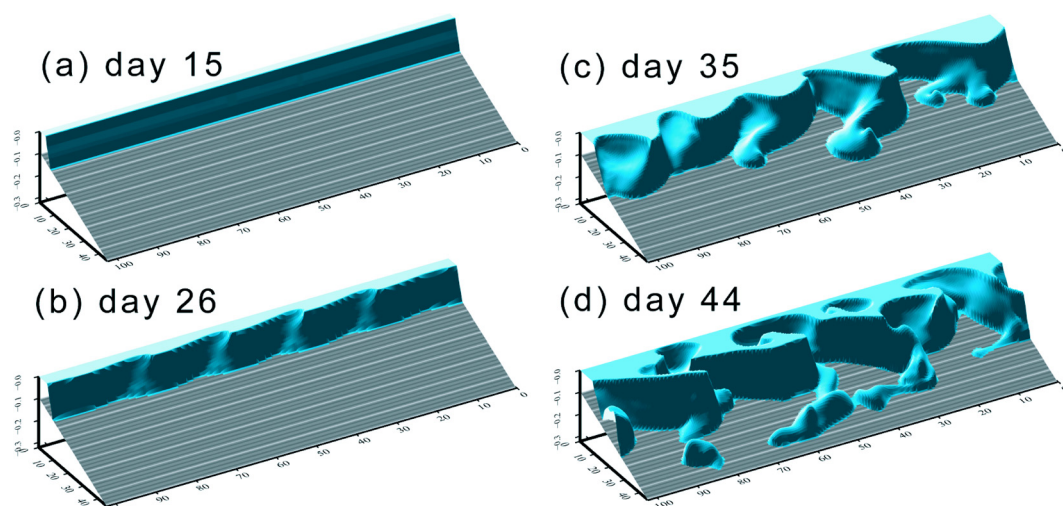


図 3: ケース GH における等密度面偏差 ( $4.0 \times 10^{-2} \text{ kgm}^{-3}$ ) の時間発展。

ここでは傾圧不安定波の振幅が微小な期間を「発達期」、有限振幅に達した後の期間を「成熟期」と称することにし、両期間を区別する時刻  $t_0$  を次式のように浮力輸送量を指標に用いて定義する：

$$\int_V v' \rho' dV = \int_V \left( \bar{v}^x \bar{\rho}^x - \kappa_h \frac{\partial \bar{\rho}^x}{\partial y} \right) dV, \quad \text{at } t = t_0. \quad (4)$$

ここで、

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u} - \bar{\mathbf{u}}^x, \quad (5)$$

$$\rho' = \rho - \bar{\rho}^x, \quad (6)$$

$$\int_V dV = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \int_{-h}^0 dz dy dx, \quad (7)$$

であり、 $h$  は水深、 $(*)^x$  (上付き添え字  $x$  が付随したオーバーバー) は  $x$  方向 (等深線に沿う方向) に関する平均量、 $(*)'$  (ダッシュ記号) は渦 (擾乱) 成分を示す。すなわち、渦擾乱による沖向きの浮力輸送が平均場におけるそれと等しくなる時刻を  $t_0$  とする。次節以降では、それぞれの段階における力学と海水輸送過程を詳しく考察する。

## 4 傾圧不安定波の発達期

### 4.1 高密度水の輸送過程

図 4 はケース GL の発達期における密度偏差 (図 4a) と沖向き水平流速 (図 4b) の鉛直断面分布を示す。高密度水の沖側への輸送は主として海底エクマン境界層内で生じ、その境界層厚さや輸送量は線形定常理論 (例えば、Pedlosky, 1987) から見積もられる量とおおよそ一致する。また、Tanaka and Akitomo(2000) で指摘したように、輸送量の決定 (境界層内における圧力勾配) に対しては密度偏差に起因する圧力勾配のみならず、流れの非線形性に起因する海面圧力勾配も極めて重要な役割を果たしている。ただし、境界層の外側の内部領域ではほぼ地衡流平衡が成立しており、系全体としてはエクマン数も小さく ( $10^{-2} \sim 10^{-1}$  のオーダー)、大部分の海水はポテンシャル渦度を長期に渡って保存すると考えられる。

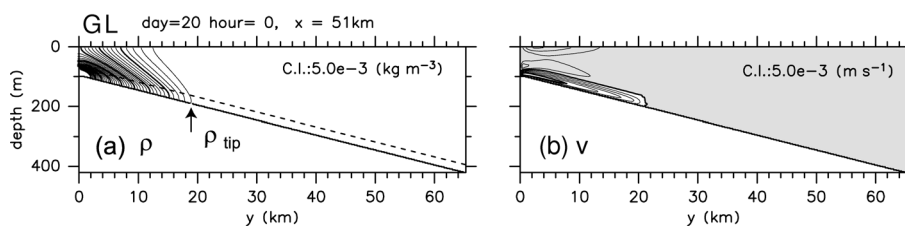


図 4: ケース GL における密度偏差及び水平流速の鉛直断面分布。図 (b) における影の部分は負値 (岸向きの流れ) を示す。Tanaka (2006) より引用。

図 5 における実線は、各実験ケースにおける密度偏差の重心位置 (沖向き方向) の時間変化を示す。発達期 (図中の丸印より前の期間) においては高密度水はゆっくり沖側に輸送され、その輸送速度は  $f$  の増加とともに減少する一方、 $S$  が大きいほど速い。このような発達期における密度分布の特性は、単純な地衡

流調節モデルによって説明可能である。すなわち、数値実験における浮力供給量と図 6 のような遞減重力 (reduced gravity) モデルを用いて、斜面の効果及びポテンシャル渦度の保存を考慮しながら、地衡流調節後における高密度水の沖向き伸張距離  $L_a$  を見積もると

$$L_a = L_q + \lambda \left( 1 + \frac{\lambda S}{H_s} \right), \quad (8)$$

$$\lambda = \frac{\Delta \rho g H_s}{f}, \quad (9)$$

となる。ここで、 $L_q$  は調節前の伸張距離を表す (詳細については Tanaka (2006) を参照されたい)。地衡流調節モデルで得られる密度偏差分布において、その重心位置は図 5 の破線となり、実験値とおおよそ一致する。これらの結果は、発達期における高密度水の沖向きへの輸送は主として海底エクマン境界層内で行われるものの、系全体的としては地球自転の効果によって沖方向への拡がり強く制約されていることを意味する。

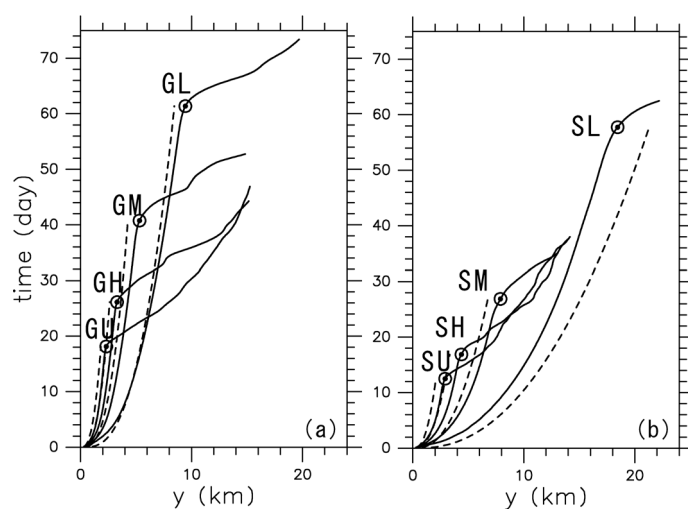


図 5: 密度偏差の重心位置の時間変化。図中の丸印は  $t_0$  (発達期と成熟期の境界) を示す。Tanaka (2006) より引用。

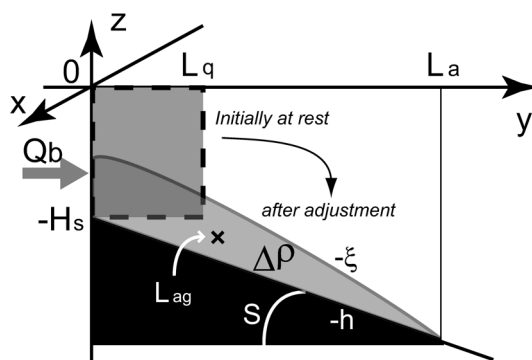


図 6: 地衡流調節モデルの概念図。Tanaka (2006) より引用。

## 4.2 傾圧不安定波の発達

図7は渦運動エネルギーの時間変化を示す。発達期における傾圧不安定波の成長は  $f$  の増加とともに早まり、また、 $S$  の増加とともに早まる。すなわち、地球自転、海底斜面ともに発達期における密度流の不安定性を強化する。これは海底斜面が急峻化すると、密度流に伴う等密度面の傾きが急峻化し、傾圧不安定のエネルギー源である有効位置エネルギーが増加するためである。また、地球自転も先に述べたように、高密度水の沖方向への拡がりを抑制することによって等密度面の傾きを急峻化する。

上記の解釈は、単純な準地衡流モデルを用いた線形解析によっても支持される。図8のような二層準地衡流モデルにおいて、数値実験の結果を基に基本場を与えると、傾圧不安定波の成長率は斜面傾斜とコリオリパラメータに対して図9のような依存性を示す（詳細については Tanaka (2006) を参照されたい）。数値実験において斜面傾斜を増加させると、それに伴って等密度面が急峻化し、それによる不安定化が地形性ベータ効果による安定化に卓越することが分かる。また、コリオリパラメータ（地球自転）の増加に伴う等密度面の急峻化も、不安定性を強化することが示されている。

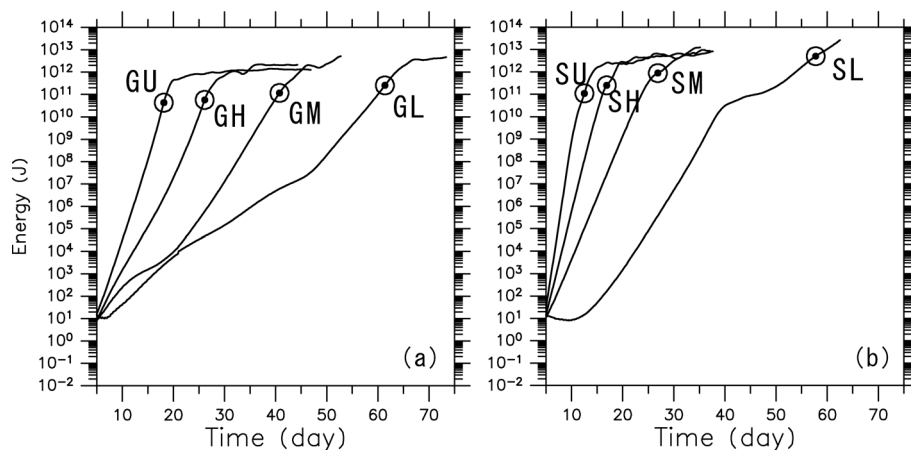


図7: 渦運動エネルギーの時間変化。丸印は  $t_0$  を示す。Tanaka (2006) より引用。

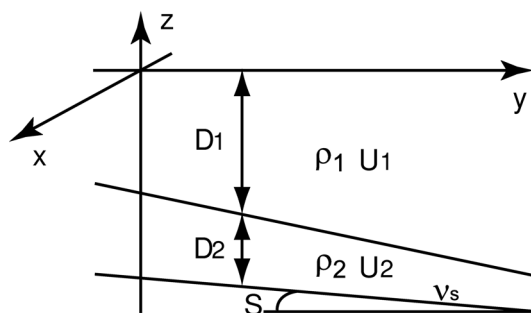


図8: 準地衡流モデルの概念図。Tanaka (2006) より引用。

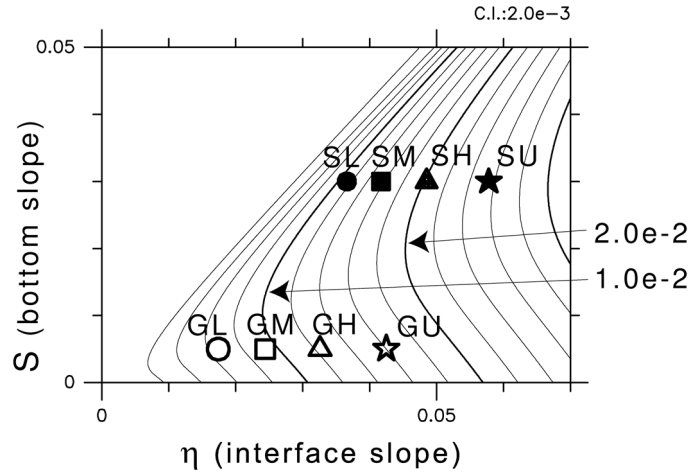


図 9: 準地衡流モデルにおける傾圧不安定波の成長率 (浮力振動数 ( $N$ ) によって規格化、すなわち  $\sigma/N$  ( $\sigma$  は次元付き成長率))。横軸は等密度面の傾き、縦軸は斜面傾斜。丸印等は数値実験において対応する等密度面の傾きと海底斜面の傾斜を示す。Tanaka (2006) より引用。

## 5 傾圧不安定の成熟期

### 5.1 渦による輸送

不安定波が成長して有限振幅に達した後の成熟期においては、高密度水は発達期に比べて効果的に沖側へ輸送される (図 5 の丸印以降)。そこで、成熟期における高密度水の輸送過程を詳しく調べるために、その輸送効率の指標となる以下の量を定義する：

$$V_{eddy} = \frac{\int_V v' \rho' dV}{\int_V \rho dV}, \quad (10)$$

$$V_{mean} = \frac{\int_V \bar{v}^x \bar{\rho}^x dV}{\int_V \rho dV}, \quad (11)$$

$$V_{dif} = \frac{\int_V -\kappa_h \frac{\partial \bar{\rho}^x}{\partial y} dV}{\int_V \rho dV}. \quad (12)$$

すなわち、 $V_{eddy}$ ,  $V_{mean}$ ,  $V_{dif}$  はそれぞれ渦、平均流、乱流拡散に起因する高密度水の沖方向への輸送速度を表す。図 10 はこれら  $V_{eddy}$ ,  $V_{mean}$ ,  $V_{dif}$  の成熟期における時間平均値を示す (なお、実験は高密度水が沖側境界  $y = L_y$  に到達した時点で終了とする)。これら輸送速度の和 ( $V_{eddy} + V_{mean} + V_{dif}$ ) と図 5 の成熟期における重心の移動速度 (時間平均値を図 10 の丸印で図示) は、 $f$  や  $S$  に対して同様の依存性を示す。図 10 に依れば、成熟期における海水輸送効率は渦輸送によっておおそ決まることから、先ず渦輸送の  $f$  や  $S$  への依存性を調べる。渦輸送速度  $V_{eddy}$  は  $f$  の増加とともに減少し、また  $S$  が大きいケースの方が小さい。 $S$  に対する依存性 (斜面による渦輸送の減少) については、地形性ベータ効果と水深の増加による傾圧不安定の弱化によって説明される (Tanaka and Akitomo, 2001)。すなわち、成熟期になると等密度面の傾きが全体として緩やかになり海底の傾斜率に近づくが、急傾斜のケースの方が緩傾斜のケースに比べてそれらの傾斜率が一層近い値となるため、密度流内において渦管の伸縮が生じにくくなる (地形性ベータ

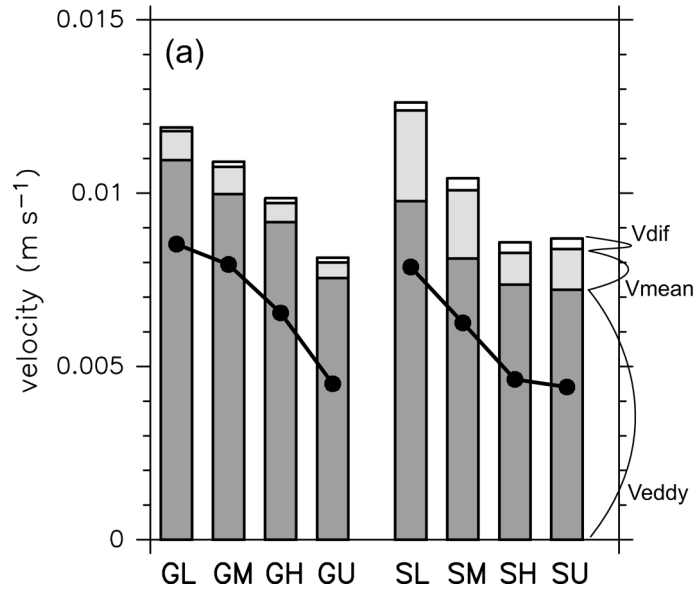


図 10: 高密度水の沖方向への輸送速度  $V_{eddy}$ ,  $V_{mean}$ ,  $V_{dif}$  (棒グラフ), 丸印は図 5 における重心の移動速度。いずれも成熟期における時間平均値。Tanaka (2006) より引用。

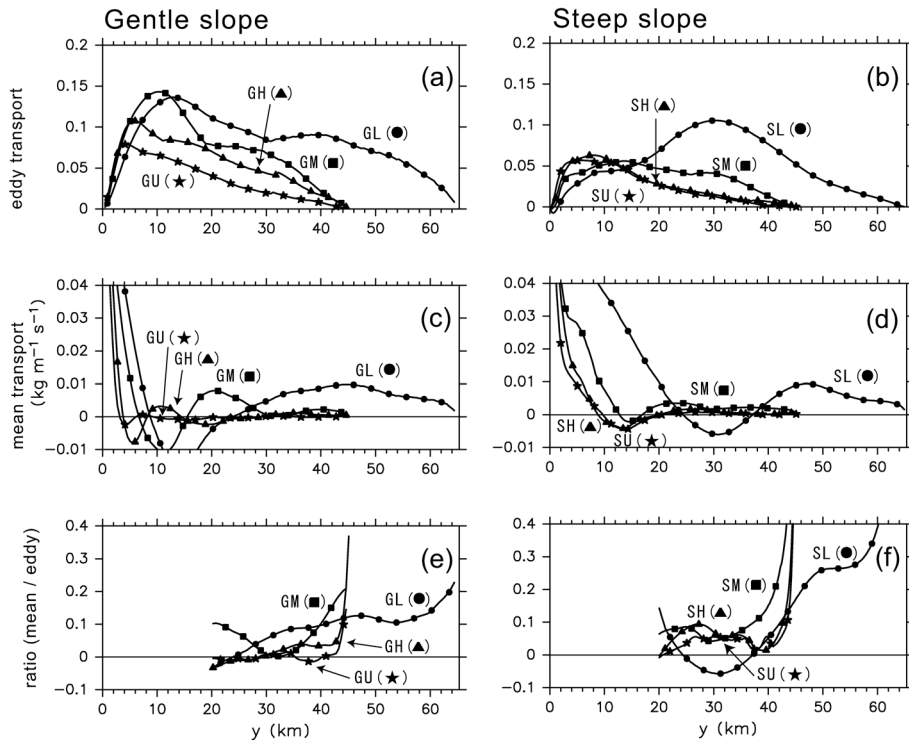


図 11: (a) (b) 成熟期における渦による沖向き密度偏差フラックス  $\int_{-h}^0 \overline{v' \rho'^x} dz$  (深さ積分、時間平均値), (c) (d) 平均流による密度偏差フラックス  $\int_{-h}^0 \bar{v}^x \bar{\rho}^x dz$ 。(e) (f) 斜面中部・下部域における渦フラックス ((a)(b)) と平均流フラックス ((c)(d)) の比。Tanaka (2006) より引用。



効果による安定化)。また、斜面傾斜の増加に伴って水深が増加するため、単位体積あたりの渦運動エネルギーも減少する(水深の増加による安定化)。こうした安定化は特に斜面下部において顕著となる。

一方、地球自転( $f$ )の強化によって渦輸送が減少する理由は、渦の空間スケールが減少することにある。図11(a)(b)は成熟期における渦による沖向き密度偏差輸送量を示し、それは $f$ が増加するほど特に斜面下部領域での減少が著しい。渦は不安定性が強い斜面上部で作られ易い傾向にあるが、例えば $f$ が大きい場合には渦が小規模なため、それらは斜面下部にあまり影響を及ぼさない。他方、 $f$ が小さい場合には大規模な渦が形成されるため、それは斜面上部だけでなく、下部領域においても大量に高密度水を輸送する。実際、実験終了時における海底付近の密度偏差分布をケースGHとGLと比較すると(図12)、ケースGHでは斜面上部に極めて強い密度偏差を持つ高密度水が偏在するのに対して、ケースGLでは高密度水が広く斜面下部にまで分布している。

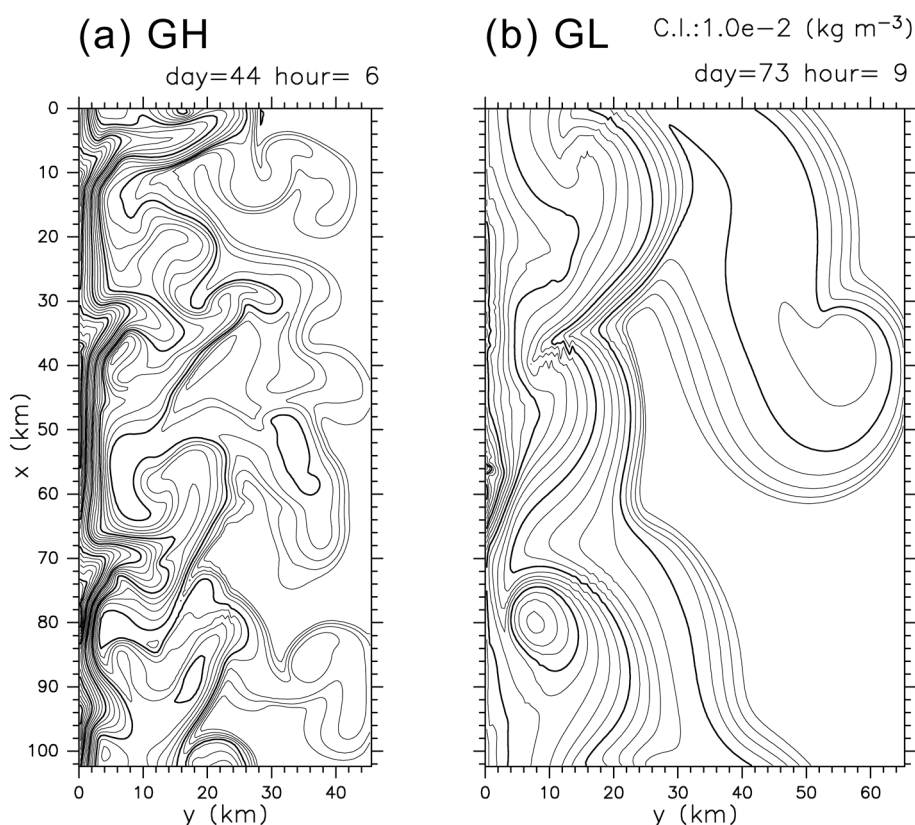


図12: 実験終了時における、海底斜面に沿う面(図4aの破線上)における等密度面分布。(a)GH、(b)GL。Tanaka (2006)より引用。

図13は実験終了時における渦の大きさを、内部変形半径( $= c_1/f$ 。 $c_1$ はモード展開より見積もられる第一傾圧モードの重力波速度)と比較して示す。渦の大きさは変形半径とおおよそ比例関係にあり(約18倍)、地球自転に強く影響を受ける一方、海底斜面に対する依存性は複雑で且つ小さい。

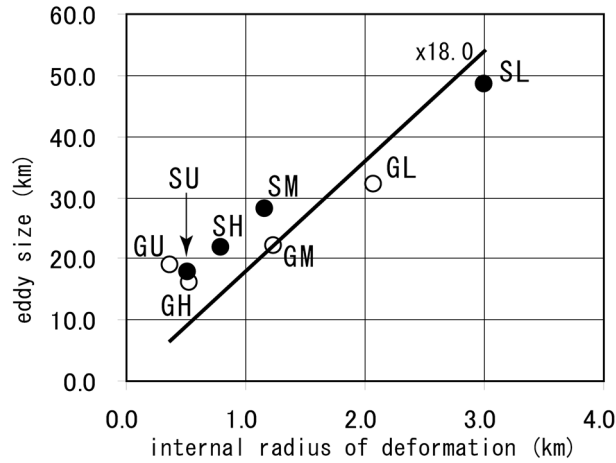


図 13: 実験終了時における渦の大きさと内部変形半径の関係。Tanaka (2006) より引用。

## 5.2 海底エクマン輸送

成熟期における海水輸送効率率は渦輸送によっておおよそ決まるものの、流れの不安定性が弱まる斜面下部においては海底エクマン輸送も重要性を増す。図 11(c)(d) は平均流による密度偏差輸送量を示す。斜面上部を除く中部・下部領域では、平均流による密度偏差輸送は海底エクマン境界層内で行われ、それは理論的に見積もられるエクマン輸送量におおよそ一致する (Tanaka and Akitomo 2001)。実験終了時の斜面下部領域における海底エクマン輸送は、渦輸送の 10 ~ 30 % 程にまで達する (図 11(e)(f))。

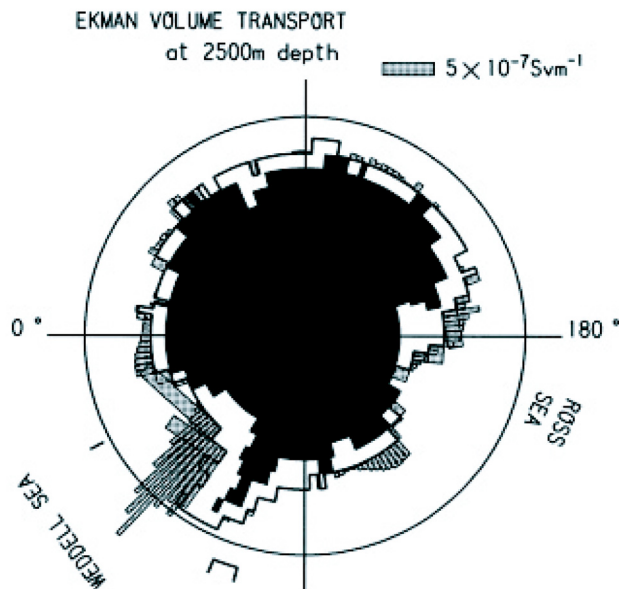


図 14: 南極海の水深 2500 m において推定される斜面下向きの海底エクマン輸送量。Tanaka and Akitomo (2000) より引用。

図 14 は海洋大循環モデル (Fujio et al., 1992) で計算された南極海の水深 2500 m における圧力場を基に、斜面下向きの海底エクマン輸送量を見積もった結果である。現実の南極海における境界層の実態については今日においても不明であるため、ここでの見積もりでは境界層の厚さを 100 m と仮定した。この値は現実と比較してやや大きめの可能性があるが、例えば地中海流出水が観測される海域では 40 m 以上の厚さを持つエクマン境界層が観測されていることから (Baringer and Price, 1997)、それほど非現実的ではないと思われる。モデルから見積もられるエクマン輸送量は南極海全域で 1.8 Sv ( $Sv = 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ) であり、観測から指摘されている南極底層水の形成量 5 ~ 11 Sv (Carmack, 1977; Mensch et al., 1996) の 16 ~ 30 % に達する。

海底エクマン層の実態については南極海に限らず不明な点が多く、また、現実には海水沈降に伴って活発な海水混合が生じるので、モデルによる見積もりを現実海洋に適用する際には更なる検討の余地は残るものの、現実においても流れの不安定性が弱まる大陸棚斜面下部域では、傾圧不安定渦だけでなく海底エクマン流も海水沈降に対して重要な役割を担っていることが示唆される。

## 6 まとめ

海洋中において大陸棚斜面を沈降する密度流の力学とそれによる海水輸送を、数値実験によって調べた。特に海域に依らずに普遍的に存在することが期待される海底エクマン流と傾圧不安定渦に着目して、それらの性質が地球の自転や海底斜面にどのように影響を受けるのかを調べた。実験は静止・一様状態から始め、大陸棚斜面上方の鉛直壁において現実的な大きさの負の浮力を課して流れを駆動し、現実的な範囲で海底斜面の傾斜  $S$  とコリオリパラメータ  $f$  を変えながらケーススタディを行った。

実験の初期 (微小振幅の傾圧不安定波が発達する期間) においては、斜面下方への海水輸送は主に海底エクマン境界層内で行われるが、その輸送は地球自転に強く制約を受けるため遅い。斜面上に広がる高密度水の全体的な分布は、海底斜面の効果も考慮した単純な地衡流調節モデルから得られる理論的な見積もりとおおよそ一致する。

微小振幅の傾圧不安定波の発達、海底斜面 ( $S$ ) の増加とともに早まり、また、地球自転 ( $f$ ) の増加とともに早まる。これは  $S, f$  の増加とともに、傾圧不安定のエネルギー源である有効位置エネルギーを増大させるためである。すなわち、海底斜面が急峻化すると、密度流に伴う等密度面の傾きも急峻化する。また、地球自転も上述のように高密度水の沖方向への広がりを抑制するため、等密度面の傾きを急峻化する。

これに対して、実験の後半 (傾圧不安定波の振幅が有限に達した後の成熟期間) においては、渦によって海水が効果的に輸送される。ただし、海底斜面 ( $S$ ) と地球自転 ( $f$ ) はともに傾圧不安定を弱め、海水輸送を弱める効果を持つ。海底斜面による傾圧不安定の弱化は、地形性ベータ効果と水深の増加による。すなわち、成熟期になると等密度面の傾きが全体として緩やかになり海底の傾斜率に近づくが、急傾斜のケースの方が緩傾斜のケースに比べてそれらの傾斜率が一層近い値となるため、密度流内において渦管の伸縮が生じにくくなる (地形性ベータ効果による安定化)。また、斜面傾斜の増加に伴って水深が増加するため、単位体積あたりの渦運動エネルギーも減少する (水深の増加による安定化)。

一方、地球自転 ( $f$ ) の増加による傾圧不安定の弱化は、渦の空間スケールが減少することによる。すなわ

ち、 $f$  が小さい場合には大規模な渦が形成されるため、斜面上部から下部の全域に渡って海水が効果的に輸送される。これに対して、 $f$  が大きいと渦が小規模となるため、不安定性が弱い斜面下部にあまり影響を及ぼさない。渦の大きさは内部変形半径とおおよそ比例関係にあり（約 18 倍）、地球自転に強く影響を受ける一方、海底斜面に対する依存性は複雑で且つ小さい。

成熟期における海水輸送効率は渦輸送によっておおよそ決まるものの、流れの不安定性が弱まる斜面下部においては海底エクマン輸送の寄与も無視できない。斜面下部領域における海底エクマン輸送は、渦輸送の 10 ~ 30 % 程にまで達する。海洋大循環モデルによって計算された南極海の水深 2500 m における圧力場を基に、海底エクマン境界層厚さを 100 m と仮定して斜面下向きの海底エクマン輸送量を見積もると、エクマン輸送量は南極海全域で  $1.8 \text{ Sv}$  ( $\text{Sv} = 10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ) となる。この値は、観測から指摘されている南極底層水の形成量の 16 ~ 30 % に達することから、現実の海洋においても、特に不安定性が弱まる大陸棚斜面下部においては、傾圧不安定渦だけでなく海底エクマン流も海水沈降に対して重要な役割を担っていることが示唆される。

## 参考文献

- [1] Baines, P. G., and S. Condie (1998), Observations and modeling of Antarctic downslope flows: A review, in *Ocean, Ice, and Atmosphere, Antarctic Res. Ser. vol. 75*, edited by S. S. Jacobs and R. F. Weiss, 29-49, AGU, Washington, D. C.
- [2] Baringer, M. O' N. and J. F. Price (1997), Mixing and Spreading of the Mediterranean Outflow. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1654-1677.
- [3] Carmack, E. C. (1977), Water characteristics of the Southern Ocean south of the Polar Front, in *A voyage of discovery*, edited by M. Angel, 15-41, Pergamon Press, Oxford.
- [4] Fujio, S., T. Kadowaki and N. Imasato (1992), World ocean circulation diagnostically derived from hydrographic and wind stress fields 1. The velocity field. *J. Geophys. Res.*, 97, 11163-11176.
- [5] Mensch, M., R. Bayer, J. L. Bullister, P. Schlosser and R. F. Weiss (1996), The distribution of tritium and CFCs in the Weddell Sea during the mid-1980s. *Progress in Oceanography*, 38, 377-415.
- [6] Pedlosky, J. (1987), *Geophysical Fluid Dynamics*, 2nd ed., 710 pp., Springer Verlag, New York.
- [7] Tanaka, K. (2006), Effects of the Earth's rotation and bottom slope on density current descending a sloping bottom. *J. Geophys. Res.*, 111, C11018, doi:10.1029/2006JC003677.
- [8] Tanaka, K., and K. Akitomo (2000), Density current descending along continental slope and the associated deep water formation: Two-dimensional numerical experiments with a nonhydrostatic model. *J. Oceanogr.*, 56, 117-130.
- [9] Tanaka, K. and K. Akitomo (2001), Baroclinic instability of density current along a sloping bottom and the associated transport process. *J. Geophys. Res.*, 106, 2621-2638.