

海洋中規模渦の統計的特性

九州大学応用力学研究所 増田 章 (Masuda akira)

Research Institute for Applied Mechanics,
Kyushu University

海は半径 100km, 周回速度 10cm/s 程度の渦で満ち満ちている。これらの中規模渦が海の流れや物質輸送に果たす役割を解明することは、海洋物理学の中心課題の一つである。ここでは、この海洋中規模渦群の統計的特性、とくに β -面上の準地衡乱流としての挙動を取り上げる。まず、自由減衰準地衡乱流に対する従来の考え方の概要を示す。通常の 2 次元乱流と異なり、 β -面の準地衡乱流では、渦径の等方的増大が Rhines 長さ以上には進まず、しかも Rhines 長さの幅を持つ帯状東西流が卓越してくるということである。その次に提示するのは準地衡乱流の発展の別の道筋である。但しそれは従来の議論になかった状況に対するものである。すなわち、密度成層があっても順圧化が起こらないとした場合、密度成層効果ないし水平発散効果が強ければ、ベータ効果は抑制され、自由減衰乱流は f -面上の乱流のように振る舞うことが示される。すなわち (1) 場は等方的に発展し、(2) 高波数で波数 k^{-3} 型の 1 次元乱流スペクトル形を持ち、(3) 時間発展は遅くなるけれども、エネルギー赤方輸送が Rhines 長さを越えて進む。

1 はじめに

海は大気と並び自然流体现象の宝庫である。乱流でも例外ではない。但し海の乱流は固有の特性を多々持つ。その辺りについては、応用力学研究所の考究録で「地球流体における乱流とくに海洋における乱流」と題して私の考えを述べた [11]。しかし、その中では海洋乱流の最も重要な主題の一つである準地衡乱流に全く触れることができなかった。本稿ではこの準地衡乱流について考察する。準地衡乱流が辿ると言われている道筋を概観すると同時に、従来の考え方になかった新しい結果の一部をご紹介しますのが目的である。

ところで海洋と大気の大規模な渦の集まりは 2 次元乱流の一例と考えられている。確かに準地衡乱流の基礎方程式は鉛直渦度の発展のみを記述する。またエネルギーとエンストロフィーの保存が根底にある。その意味で 2 次元乱流の一種と見なすことができよう。しかし実際には海洋 (地球流体) に特有の様々な効果の影響を受ける。とくに、(1) ベータ効果、(2) 密度成層と水平発散効果、(3) 海底地形効果 の三つが大きな影響を及ぼす。実は、この三者はいずれも何らかの意味で渦柱の伸縮 (水平発散) に関係する。準地衡乱流は「2 次元」乱流ではないのである。このため準地衡乱流の振る舞いは純 2 次元乱流の振る舞いと異なる。海洋と大気の大規模な渦全体の統計的特性を理解するには、上にあげた三つの地球流体力学的効果が 2 次元乱流の発展にどのような違いをもたらすかを解明していく必要がある。

次節では、中規模渦を海洋学の中に位置づけ、中規模渦と準地衡乱流との関係を論じる。第 3 節では、 β -面上の自由減衰準地衡乱流の辿る筋道の概略を、Rhines 効果を中心にして述べる。次いで

第4節では新しい結果を示す。順圧化が禁じられる状況では強い水平発散効果が、ベータ効果の発現を抑制してしまうというものである。最後に、関連するその他の課題について簡単に言及する。

2 海の中規模渦と準地衡乱流

2.1 海洋学における中規模渦の位置づけ

不規則に変化する渦に満ちた海。現在この描像はよく定着している。このことは海面温度の衛星画像を見れば一目で分かる。しかし昔は違っていた。私が学生の頃には大規模な流れは「大河のように」流れると教わった（規則的に繰り返す潮汐、不規則な波浪、小規模な渦は良く知られていた）。この静かな層流海洋像が騒がしい乱流海洋像へと変化したのは1970年代であった。北米とソ連が中心になって中規模渦の観測を大々的に繰り広げた結果、いつでもどこでも中規模渦が存在することが分かってきたからである。

海の中規模渦の代表的な特性をいくつか見ていこう [7]。渦流の周回速度は10cm/s程度であり、外洋の平均流速(1cm/s程度)より一桁大きい。一方、西岸境界層として知られる黒潮や湾流の流速(1m/s = 100cm/s程度)に比べれば一桁小さい。丁度中間の流速に相当する。数千kmの規模を有する大循環に対し、中規模渦の半径は100km程度である。黒潮や湾流の幅はほぼ100kmで、中規模渦と同程度の水平規模を有する。

鉛直構造としては、海面から海底まで同じように回転している順圧渦もあれば、表層で強いが海底に向かって弱まる傾圧渦もある。場所によっては中層で最も強い傾圧渦もある(後述のMeddy)。渦強度の水平分布を見ると、渦の発生源の一つである強流帯付近で強いと言われている。渦の形態としては、冷水リングといった強い孤立渦もあれば、不規則に連なる弱い渦もある。また、強流帯を別として概ね西向きに伝播する。これは渦がロスビー波としての性質も持っているからである。周期は数ヶ月程度である。

渦に付随した現象としては、温度の異なる海水が渦に巻き込まれ、茸型温度分布を示すものがよくある(衛星画像による)。中規模渦を生みだし駆動する原因には、大循環場・境界層の不安定(海流の蛇行・渦の切離、順圧・傾圧不安定)、海面の風応力や冷却対流による直接駆動、渦の相互作用(融合・分裂・派生)による渦の発生などがある。また渦を散逸させ崩壊させる原因には、大循環との作用(海流に巻き込まれる例など)、渦間の相互作用、波動輻射散逸、地形との衝突、小規模な拡散・混合などがある。

狭い境界層強流帯を除く外洋域では、中規模渦の方が平均流より一桁も強い。中規模渦を無視して外洋の平均流(大循環)を議論できる筈がない。従って、大循環の維持に中規模渦が果たす役割を解明し、渦が運動量・熱・物質を輸送する大きさを評価することが極めて重要な課題になってくる。このため、中規模渦の発見された1970年代から次の1980年代にかけて中規模渦に関する研究が精力的に進められた。長期係留則流により通過する中規模渦を捉える観測、中規模渦を検出し追跡する観測、全世界の中規模渦の性質と働きを抽出する資料解析、中規模渦を記述する高解像モデルを用いて渦(孤立渦・渦群の両方)の挙動を模擬する数値実験、理論解析などが盛んに行われた。Rhines (1977, 1979)[4][5] や Robinson (1983)[7] は、このような中規模渦研究の熱気から生まれた成果であろう。しかしその後の海洋渦の研究はやや中だるみの状況にある。これは中規模渦の問題が解決したからではない。通常的手段では解明が簡単に進まないからである(乱流の話はどの分野

も似たようなものである)。一つには、渦の詳細を考えなくても大循環をある程度再現できるという多くの数値実験結果によるのかもしれない。渦群の挙動を調べるより、解像度や座標系、渦粘性係数の形と値を工夫するという試みが多い傾向にある。

但し「海の天気予報」と言うべき海況予報では、中規模渦の挙動を予測することが肝要である。それは、気象予報で低気圧を予報する事が大事なのと同じである。また中層塩分極小層のような水質分布を再現するには、中規模渦による水平混合（等密度面混合）の詳細が本当は重要でないかと考えられている。実際には渦群の挙動がよく分からないまま進んでいるということである。しかし最近観測が飛躍的に進歩し、渦の挙動を把握しやすくなってきた。例えば衛星搭載の海面高度計やマイクロ波放射計を用いれば、海面に見える中規模渦の変動を測ることができる。中立浮きを流すラグランジュ式計測法も格段に進んできた。その中で一昔前の観測では決して発見できなかったであろう小規模な渦も観測されている。例えば Meddy と呼ばれる地中海流出水起源の渦が多数確認されている [6]。この渦は水深 1000m 付近に核を持つ時計回りの渦である。半径は 30km、周回速度は 30cm/s 程度で南西方向に 2-3cm/s の速度で移動していく [8]。Meddy の頻度、空間分布、寿命について既に詳しい解析が発表されているほどである [6]。この渦が地中海水塩分舌の形成に大きな役割を果たしている可能性も議論されている [11]。中規模渦群の統計的特性を実証的に研究することがようやく可能になってきたと言えよう。

2.2 準地衡乱流として扱う中規模渦群

本稿の表題は実は広すぎる。以下で論じるのは、中規模渦の集団としての振る舞い、とくに内部要因による渦群の発展の問題に限る。ベータ効果・密度成層・海底地形といった海洋の因子が普通の 2次元乱流をどのように変質させるかを調べていく。そのために以下の仮定を置く。本質的でないところはなるべく単純化する。先ず、ほぼ準地衡流と見なせるとして準地衡渦度方程式を基にする。このとき未知量は準地衡流線関数ただ一つになる。渦を駆動する力としては、不規則風応力を想定するか、または、自由減衰乱流とする。水平方向には周期境界条件を課して、厄介な境界の影響を避ける。密度成層の効果を見るには鉛直方向に 2~3 層を考える。β-面上の海としてベータ効果を導入し、平坦な海底または不規則な海底地形を置く。高波数での散逸を保証するためには重調和型の水平粘性を考える。海底摩擦（エクマン粘性）を追加する場合もある。

こういった仮定の下で準地衡渦度方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] + J \left(\psi, \nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\nu_h \nabla^6 \psi \quad (1)$$

と表される。ここで東向きに x 軸、北向きに y 軸、鉛直上向きに z 軸をもつ直角座標系をとり、時間を t で表した。また ψ は準地衡流線関数、 β は、コリオリ係数の緯度変化率で、定数とする（β-面近似）。 f_0 はコリオリ係数基準値を、 N は浮力振動数を表す。 $J(\cdot, \cdot)$ は Jacobian 演算子で、 ∇ は水平 nabla 演算子である。水平規模の小さい運動を効果的に散逸させるために重調和型の水平粘性を与えるが、 ν_h はその係数である。

準地衡乱流と通常の 2次元乱流との違いを基礎方程式で確認しておこう。後者なら渦度方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2 \psi] + J(\psi, \nabla^2 \psi) = -\nu_h \nabla^6 \psi \quad (2)$$

と簡単になる。最初の違いはベータ項 $\beta \frac{\partial \psi}{\partial x}$ の有無である。高緯度ほど大きいコリオリ力が北向きの流れに作用すると、負の渦度を生み出すことを表す。ベータ項は南北流にのみ関係し場を非等方的にする。もう一つの違いは水平発散の項にある。2次元乱流で渦度 $\nabla^2 \psi$ のところが、惑星渦度の寄与を除いた渦位

$$q \equiv \nabla^2 \psi + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)$$

に換わっている。右辺第2項を水平発散項と呼ぶことにしよう。密度成層の効果と言っても良い。この項の起源は、鉛直渦度生成の式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = f_0 \frac{\partial w}{\partial z} + \text{other terms}$$

における右辺第1項である。これは、回転系において水平収束する海水（鉛直に伸びる渦柱）に働くコリオリ力が海水を捻り、鉛直渦度を作ることを表す。この働きを準地衡流線関数で表現したものが上の水平発散項に他ならない。水平発散項を深さ方向に離散化すれば多層模型を得る。また連続成層の場合に、 H を水深として、

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + F\psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (\text{at } z = 0, -H) \quad (3)$$

を満たす固有値として定義される F が水平発散効果の大きさを与える。所謂、変形半径の自乗の逆数に当たる。層の数だけ固有値と固有モードが存在する。 F を用いると $q = \nabla^2 \psi - F\psi$ という渦位表現が各モードに対して成り立つ。 F の小さい順に順圧モード ($F = 0$)、傾圧第一モード、傾圧第二モード、... と呼ぶ。単に変形半径と言えば傾圧第一モードの変形半径を指すことが多い。

なお、海底地形の効果と底摩擦は境界条件を通して現れる。上の渦度方程式には陽に現れない。どちらも鉛直速度の形で入ってくるので渦柱の伸縮に関与する。

3 β -面上の準地衡自由減衰乱流 – 従来の考え方

海洋・大気の大規模な流れは単純な2次元流ではない。先ず自転しているのでコリオリ力(転向力)が作用する。そのコリオリ係数が緯度によって変わるのでベータ効果が働く。このベータ効果による渦度生成が生じ Rossby 波の様相が加わる。また、密度成層があるため渦度変化に渦柱伸縮項(水平発散効果)が大きな役割を果たす。この二つの効果により、海洋や大気の準地衡乱流は通常の2次元乱流と違った振る舞いをすると考えられる。

自由減衰する海洋準地衡乱流の振る舞いに大きな影響を及ぼすのはベータ効果である。Rhines がこれについて先駆的研究を行い [3], その後総説を書いている [5]。これが現在でも標準理論になっている。図1に Rhines が述べた準地衡乱流発展の型を示す。横軸は波数、縦軸は振動数、鉛直軸は離散的な鉛直モード数を表す。今のところ高々二層の海洋しか考えていないので、下の平面が順圧モード、上の平面が傾圧モードに対応する(上層と下層ではない)。各平面上では、各モードの分散関係を実線で表し相手モードの分散関係を破線で示す。また図中の英字と矢印は、以下の説明で分類されるいろいろな発展の道筋を、初期状態とそれからの発展方向、最終状態として、象徴的に表現したものである。この図に沿って概略を見ていこう。先を急がず等方性2次元乱流から始める。

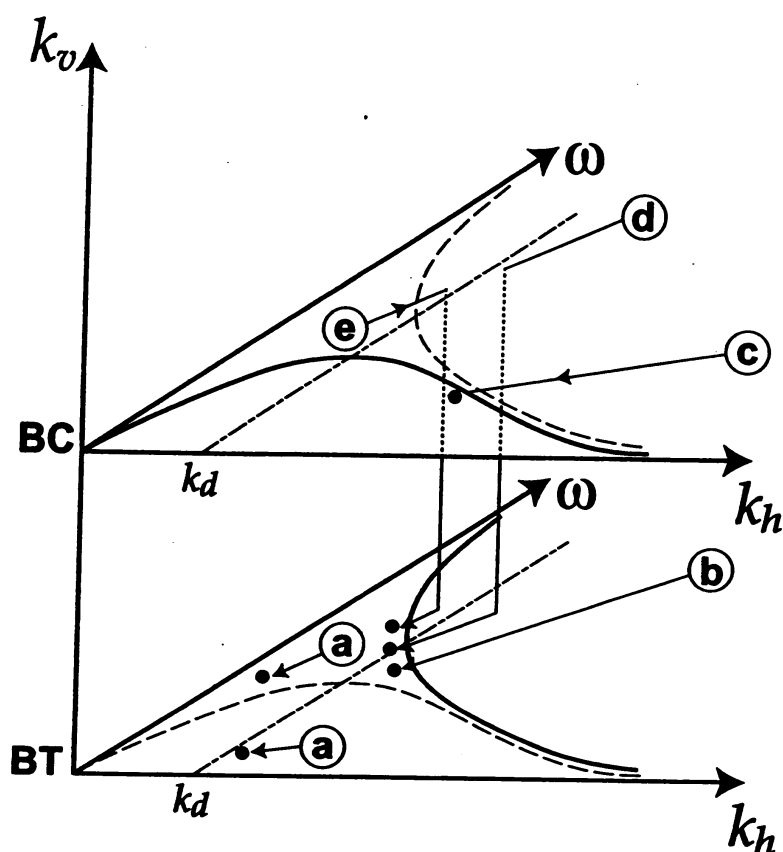


Fig.1: 準地衡乱流発展の模式図. 横軸は波数, 縦軸は振動数, 鉛直軸は離散的な鉛直モード数である. 下の平面が順圧モード, 上の平面が傾圧モードに対応する. 各平面上では, 各モードの分散関係を実線で表し相手モードの分散関係を破線で示す. また英字と矢印は, 発展の道筋を, 初期状態とそれからの発展方向, 最終状態として, 象徴的に表現したものである.

3.1 自由減衰する等方性2次元乱流

3次元等方性乱流では高波数でエネルギーを散逸する. 従ってエネルギー輸送は波数空間内で高波数側に向く. これに対し2次元等方性乱流では, エネルギー(流速の自乗)とエンストロフィー(渦度の自乗)の双方をほぼ保存しながら発展する. このためエネルギーは逆に低波数側へ流れる(赤方輸送). 実空間で見れば渦同士が合体し規模の大きな渦群へと発展していく. 一方エンストロフィーは高波数側へ輸送され, 強いシア層が狭いところに集中する. エネルギー輸送を担う波数帯では, 3次元乱流と同じくエネルギー1次元波数スペクトルが $-5/3$ 乗形になる. 同様に, エンストロフィー輸送を担う波数帯では -3 乗形のエネルギー1次元波数スペクトルが現れる. この二つのスペクトル形は実際に数値実験で確認されている. なお, 密度成層もベータ効果もない f -面上の準地衡乱流は非回転系の純2次元乱流と同じである.

3.2 2次元乱流に対するベータ効果と Rhines 効果

2次元乱流に対するベータ効果については、Rhines (1975) [3] の研究がよく知られている。彼は、平坦な海底上の密度一様流体（順圧流体）に対する数値実験を行い、 β -面上の自由減衰乱流が通常の2次元乱流と確かに異なることを示した。まず、エネルギーの赤方輸送が低波数限界まで進むことが許されなくなる。これは、渦の水平規模が大きくなるとベータ効果に付随する惑星波の伝播速度も大きくなって波として振る舞いはじめ、規模の大きな渦の成長が抑えられるためと説明される。このとき、ベータ効果を受ける南北流成分が抑えられ、東西流成分の方が大きなエネルギーを持つようになる。従って南北に連なる東西流が卓越する。これがいわゆる Rhines 効果である。図1では (b) の矢印の筋道で示される。この帯状東西流の南北波数は、惑星波の位相速度と乱流速度とが同じになる波数、すなわち、流れ場の乱流的様相が波動的様相に移行する波数として与えられる。この波数を Rhines 波数 k_R 、対応する長さを Rhines 長さ L_R と呼ぶ。すなわち U を代表乱流速度として、

$$k_R \equiv \sqrt{\frac{\beta}{2U}}; \quad L_R \equiv \frac{2\pi}{k_R} = 2\pi\sqrt{\frac{2U}{\beta}}$$

である。

なお、最初から渦の規模 L_0 が大きい（初期波数 $k_0 = 2\pi/L_0$ が小さい）場合は、非線形相互作用より Rossby 波としての性質が強い。2次元乱流のような渦径の増大は見られない。ただゆっくりと波らしく発展するのみである。図1(a)がこの発展径路を表す。以上をまとめると、順圧モードの発展は

- a) $L_R < L_0$ （弱い流れ）→ 波動として振る舞いゆっくりと規模が増大する
- b) $L_R > L_0$ （強い流れ）→ L_R の幅まで等方的に渦径が増大し帯状東西流が卓越する

のどちらかしかない。ちなみに純2次元乱流は $L_R = \infty$ に対応する。

3.3 密度成層の効果 - 傾圧性

一方、密度成層ないし水平発散が2次元乱流に及ぼす効果に関する研究は少ない。Rhines の総説 (1977) [4] によれば、平坦な海底の場合なら、密度成層がある場合も、「順圧化」が進み、結局は Rhines 効果が現れるとされている。密度成層の効果を論じた最近の研究としては Panetta (1993) [2] があげられる。彼は β -面上の準地衡2層模型を用いて数値実験を行った。不変な背景場の傾圧不安定が乱流を駆動しており自由減衰とは異なる。統計的平衡状態ではやはり順圧的な帯状流構造が実現されるという結論である。彼の実験も平坦な海底を用いている。

Rhines の実験を見ていこう。最初は表層のみに渦があるとする。図1では出発点が上の平面にあるものである。但し図の鉛直軸はモード数（鉛直波数）であり表層にあるという意味ではない。

ところで、密度成層を考えると水平発散の効果を表す径数を追加しなければならない。傾圧モードの F に基づく変形半径 $L_d = 1/\sqrt{F}$ または、これに対応する波数 $k_d = 2\pi/L_d \sim 1/\sqrt{F}$ を用いれば良い。

まとめると以下のようなになる。

- c) $L_0 < L_R < L_d$ なら, 表層と下層の結合が弱いので表層だけの順圧運動と同じになる. 表層渦の規模が増大し L_R 幅の帯状流になって落ち着く.
- d) $L_0 < L_d < L_R$ なら, 先ず変形半径 L_d まで規模が拡大する. そこで傾圧不安定により順圧化が進む. 順圧化した後, 上下層とも規模の増大が生じ, 最終的には L_R 幅の順圧帯状流が卓越する.
- e) $L_d < L_0, L_R$ なら, 傾圧不安定を介し L_d 規模の渦にエネルギーを渡し (規模縮小), その規模で順圧化が進み, その後 L_R 規模の東西流へ規模拡大する.
- f) $L_R < L_d < L_0$ なら, 傾圧 Rossby 波として振舞う. この道筋は図 1 に描いてない.

4 水平発散によるベータ効果の抑制

4.1 海底地形効果と純粋な水平発散の効果

上に述べたように密度成層がある場合でも海底が平坦な場合の筋道は一応分かっている. 実際, Cox (1987) [1] は平坦な海底を持つ海洋に対して, 渦を表現する高解像度大循環模型を用いた数値実験を行い, Rhines 長さに対応する南北幅を持つ一連の東西流が現れることを示した.

しかし海底が平坦でない場合にはどうなるのであろうか. Rhines (1977)[4] には海底地形を考慮した議論も見られるが, その結論は明瞭とは言いがたい. また Panetta (1993)[2] の実験でも平坦な海底を用いていた. やはり, 密度成層ないしは水平発散が Rhines 効果の表出のしかたにどのような変化をもたらしたのかは不明瞭である. Cox (1987) も, 海底が平坦でない場合にどうなるかは分からないと述べている.

そもそも順圧モードと傾圧モードが混在し順圧化が進むという状況では密度成層の効果を十分明らかにしたことになる. その意味で最近の Watanabe et al. (1997) [9] の研究は注目に値する. 彼らは順圧化に相当する過程が生じないという前提で, 特定波数帯に不規則強制力を与え, 2次元乱流の発展を調べた. 水平発散効果が赤方エネルギー輸送を遅らせることなどスペクトルの相似則について興味深い考察が提示されている. 但し, 海洋と大気に対する応用という視点がなかったためか, ベータ効果は全く考慮されていなかった.

一方, 高瀬・増田 (1996) [10] による数値実験では, 不規則海底地形上の密度成層を有する海の準地衡乱流場が調べられた. 非線形性と海底地形の存在により運動エネルギーの表層への集中 (表層強化) が起こることが示された. つまり不規則海底地形があれば順圧化が阻害されるのである. これが正しければ, 不規則海底地形がある現実的な場合には, 図 1 のように (順圧化を経由して Rhines 効果が発現するように) は渦場が発展しないかもしれない. これまでに行われた多くの実験結果と異なる発展の可能性が出てくる. そのため, 水平発散効果が β -面乱流に対してどのような影響を及ぼすかという問題が大きな意味を持つことになる.

ここでは 1.5 層 β -面準地衡流モデルを用いることで意図的に順圧化の影響を除きつつベータ効果を取り入れた数値実験を行う. すなわち鉛直方向に 2 層の海洋を考えるが, 下層は静止しており上層のみが運動しているとする. その目的は, β -面上の乱流の振る舞いが「純粋」な水平発散の効果でどのように変化するかを調べることである.

4.2 数値実験

基本設定は前に述べた。下層が静止しているとするので、 ψ を表層の流線関数として、 $q = \nabla^2\psi - F\psi$ とすれば良い。但し $F = f_0^2/(g'D)$ である。 D は表層の厚さであり、 g' は表層の密度と下層の密度の差に基づく換算重力である。支配方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} [\nabla^2\psi - F\psi] + J(\psi, \nabla^2\psi - F\psi) + \beta \frac{\partial\psi}{\partial x} = -\nu_h \nabla^6\psi \quad (4)$$

となる。水平発散の大きさは無次元数 $\alpha \equiv UF/\beta = 2(L_R/L_d)^2$ により量られる。 α には乱流の特性速度 U と傾圧惑星長波の位相速度 β/F との比という意味もある。

無次元波数 20 のところに幅の狭いスペクトルピークをもつ等方的不規則場を初期場とし、擬スペクトル法を用いて渦度方程式を時間積分する。自由減衰乱流を想定するが、ここではやや特殊な処理を施した。Watanabe et al. (1997) [9] でも詳しく考察されているように、水平発散効果でエネルギースペクトルの発展が著しく遅れ、エネルギー減衰が大きくなるので、スペクトルの発展が止まってしまう。そこで、スペクトルの形状にはほぼ自由な発展を許しつつ、運動エネルギーを一定値に保つ調節を数値積分の各時間刻みで行う。したがって、ここで取り扱う乱流場は自由減衰乱流とはいえない。運動エネルギーは一定であるけれども、ポテンシャルエネルギーを含む総エネルギーは増加させている。これは数値計算上の工夫で便宜的な手法である。この場合（無次元）Rhines 波数 ($\sqrt{\beta/2U}/k_0$) はどの実験でもまたどの時刻でも一定で 8.8 となる。

4.3 実験結果

4.3.1 F が小さく水平発散が効かない場合

水平発散が小さく順圧に近い状況 ($\alpha \approx 3.0 \times 10^{-8} \sim 0$) では、Rhines 効果が働き、乱流渦が東西方向に伸びて東西流が卓越する。積分開始 3000 日後の流線関数 ψ の瞬間場で見ても、乱流渦が東西に伸び領域幅にまで達している [図 2(a)]。図 2(b) は東西流の東西平均値を各時刻において緯度ごとに求めたものであるが、一旦形成された帯状東西流が長時間持続する。エネルギーの赤方輸送により、運動エネルギー 1 次元スペクトルのピークは徐々に低波数側へと移っていくけれども、Rhines 波数に到達するとそれより低波数側には移らない。この例ではスペクトルピークが波数 20 から段々減少し波数 7 に至って停止した [図 2(c)]。これは流線関数瞬間場に見られる東西流構造の南北波数とよく対応しているだけでなく、体表乱流速度 U と β から見積もった（無次元）Rhines 波数 $k_R \sim 8.8$ とほぼ一致する。また k^{-3} 型より急峻な k^{-5} 型の運動エネルギー 1 次元スペクトルが高波数で生じる。これもベータ効果によると考えられる。運動エネルギーの 2 次元スペクトルで見ると東西波数ゼロの成分すなわち東西流成分にエネルギーが集中していることがわかる [図 2(d)]。これはベータ効果によって生じた強い異方性を示す。以上全て、水平発散効果が無い順圧モードに対する Rhines 効果の現れである。

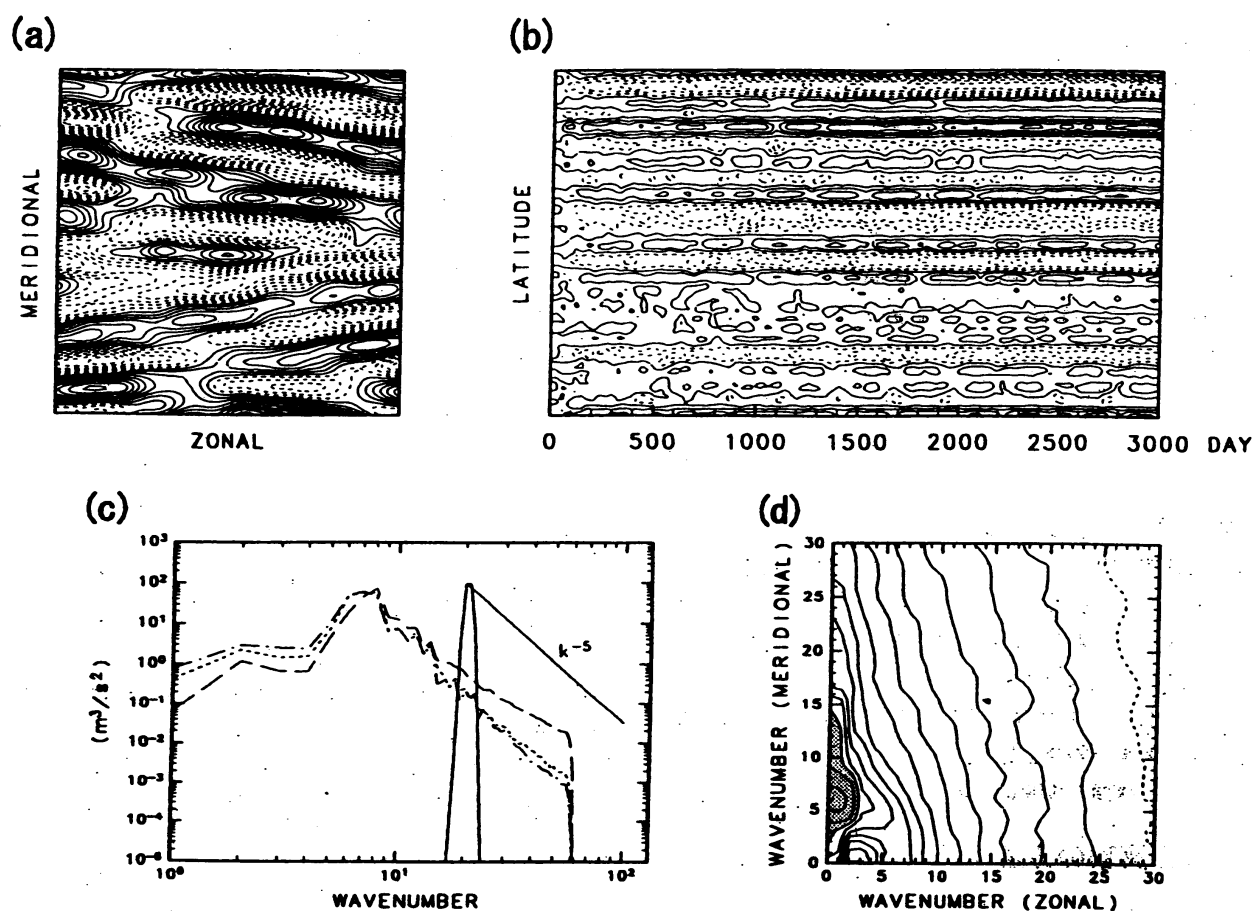


Fig.2: 順圧化を禁じた準地衡乱流の発展. F が小さく ($\alpha \sim 3.0 \times 10^{-8}$) 水平発散効果が弱い場合. (a) 3000 日目の流線関数瞬間場. 実線が正の, 破線が負の等値線を表す. 等値線間隔は $4.27 \times 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. (b) 東西流の東西平均を時刻と緯度に対して等値線で表したもの. 等値線間隔は $1.21 \times 10^{-2} \text{ ms}^{-1}$. (c) 1次元波数スペクトル (名目日の前の200日平均) の時間発展: 実線 0日目 (この場合は平均でない); 破線 600日目; 点線 1800日目; 一点鎖線 3000日目. (d) 運動エネルギーの2次元波数スペクトル (3000日目の前の200日平均) 対数値の等高線図. 等値線間隔は $0.5 \cdot 10^5 \text{ m}^4 \text{ s}^{-2}$ 以上の密度に対しては, 陰をつけている.

4.3.2 F が大きく水平発散が効いている場合

水平発散を大きくし $\alpha \sim 2.8$ とすると発展の様子は全く異なる. 積分開始3000日後の流線関数の瞬間場でも乱流渦は等方的である [図3(a)]. また, 東西平均東西流の構造が持続せず, 東西平均東西流の幅が次第に増大している [図3(b)]. 運動エネルギーの1次元波数スペクトルには Rhines 長さに対応するピークが現れない [図3(c)]. Rhines 長さより規模の大きい渦が現れており, ベータ効果が赤方エネルギー輸送を押さえられないことが分かる. 高波数領域では k^{-5} でなく k^{-3} に近い運動エネルギー1次元スペクトルが見える. これは等方性2次元乱流で予想されているスペクトル形である. 更に運動エネルギー2次元波数スペクトルは等方的である [図3(d)]. 以上の結果は全て, 水平発散の効果が大きい場合, ベータ効果が抑制され, 等方性2次元乱流に

近い乱流状態が実現されるということを示している。

図1の道筋で言うと、b) または d) の初期条件に相当する。但し順圧モードへの移行は禁じられている。一方、乱流速度は傾圧モードの位相速度より常に大きい。このため浪としての振る舞いは現れず、ベータ効果による抑制は効かない。2次元乱流らしく渦の規模が増大し続けるというわけである。

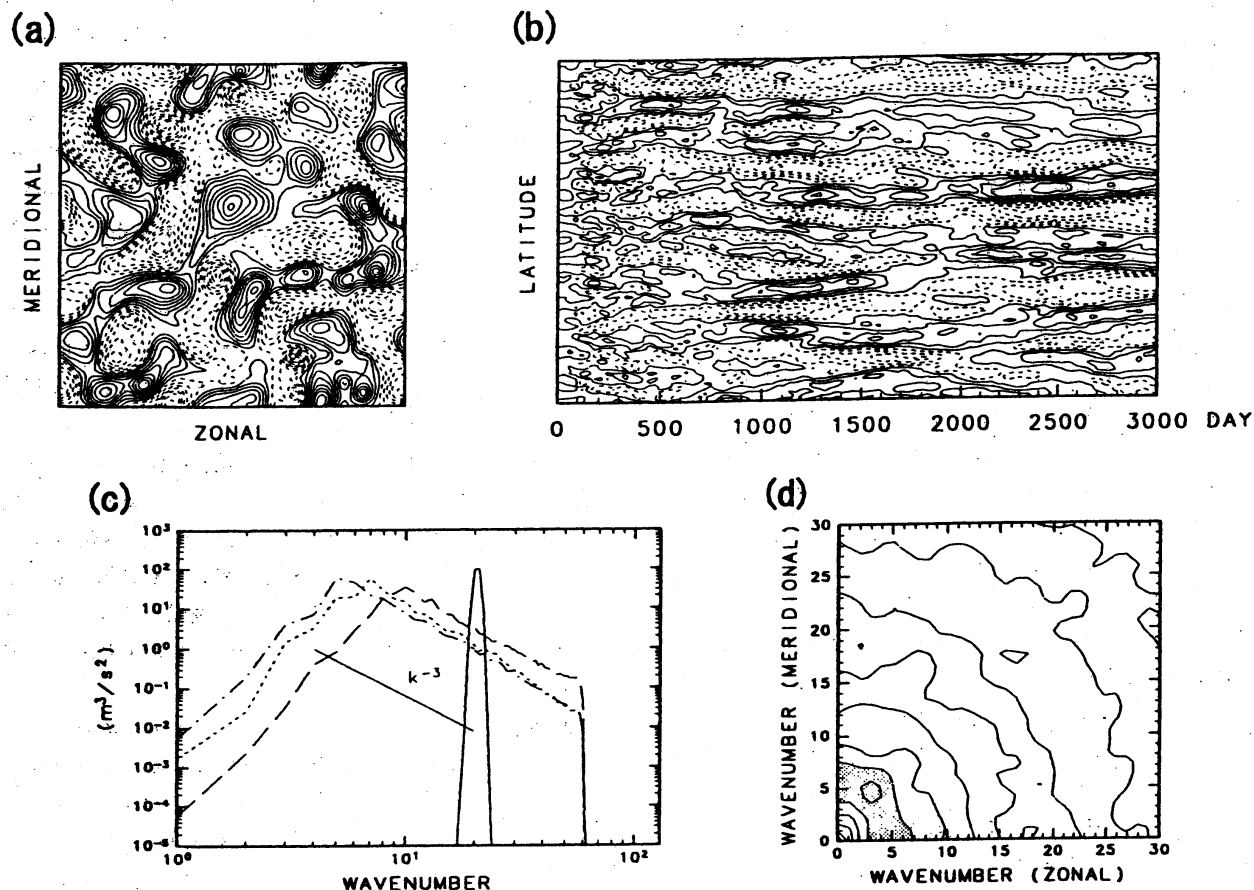


Fig.3: 順圧化を禁じた準地衡乱流の発展. F が大きく ($\alpha \sim 2.8$) 水平発散効果が強い場合である。それ以外は図3と同様。等値線間隔は (a) $5.59 \times 10^2 \text{m}^2 \text{s}^{-1}$, (b) $0.59 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$, (d) 0.5.

5 おわりに

中規模渦を海洋学の中で位置付け、海洋の中規模渦にはベータ効果・密度成層効果・海底地形効果が大きな影響を及ぼすことを強調した。次に β -面上の準地衡乱流に関する従来の考え方の概要を述べた。その後で従来の考え方では考慮されていなかった新しい発展の筋道を紹介した。順圧化を押さえた上で、水平発散効果を大きくするとベータ効果 (Rhines 効果) が発現しないというものである。その理由は次のように考えられる。

順圧の場合、渦の水平規模の増大とともに惑星波としての位相速度はいくらでも大きくなる。そのため、規模が大きくなれば必ず波の様相が効いてくる。一方、傾圧 Rossby 波の位相速度には水平発散で決まる上限が存在する。 $\alpha = UF/\beta$ が大きい状況では、乱流の特性速度の方が Rossby

長波の速度より常に大きい。波としての振る舞いは現れず普通の2次元乱流として発展が続くことになる。

本稿と密接に関連した興味深い主題には、準地衡乱流の空間・スペクトル構造、発展、表層強化、準地衡乱流による輸送・拡散過程、表層擾乱の西方伝播特性といったものがある。海洋特有の力学因子を重視し、最近の観測結果と対比させながら研究を進めたいと考えている。

参考文献

- [1] Cox, M. D., 1987: An Eddy-Resolving Numerical Model of the Ventilated Thermocline: Time Dependence, *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1044–1056.
- [2] Panetta, R. L., 1993: Zonal Jets in Wide Baroclinically Unstable Regions: Persistence and Scale Selection, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2073–2106.
- [3] Rhines, P. B., 1975: Waves and turbulence on a beta-plane, *J. Fluid. Mech.*, **69**, 417–443.
- [4] Rhines, P. B., 1977: *The dynamics of unsteady currents*, The Sea. Vol. VI.6, E. Goldberg, Editor, Willey, New York, 189–318.
- [5] Rhines, P. B., 1979: Geophysical Turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **11**, 401–441.
- [6] Richardson, R. L., Bower, A. S. and Zenk, W., 2000: A census of Meddies tracked by floats, *Progress in Oceanography*, **45**, 209–251.
- [7] Robinson, A. R., 1983: *Eddies in Marine Science*, Springer-Verlag, New York, 609pp
- [8] Takahashi, J. and Masuda, A., 1998: Mechanisms of the southward translation of Meddies. *J. Oceanogr.*, **54**, 669–680.
- [9] Watanabe, T., Fujisaka, H. and Iwayama, T., 1997: Dynamical scaling law in the development of drift wave turbulence, *Phys. Rev. E*, **55**, 5575–5580.
- [10] 高瀬 裕規・増田 章, 1996: 不規則風応力が励起する中規模乱流渦に対する海底地形の影響. 九州大学応用力学研究所所報, 第79号, 23–38.
- [11] 増田章, 2001: 地球流体における乱流とくに海洋における乱流, 九州大学応用力学研究所考究録「乱流現象解明における課題と将来展望」に寄稿.