

海洋循環中の惑星波: 2.5 層モデル

北大院・地球環境 久保川 厚 (Kubokawa Atsushi)
永倉 真紀 (Nagakura Maki)

亜熱帯循環の海洋上層構造を表す標準理論として「通気水温躍層理論」がある。海洋は、東西に境界があること、変形半径が小さいこと、海洋内部での散逸が弱いこと等により、平均的な渦位の分布は東西一様なものから大きくずれている。また、渦位傾度の向きと強さは深さにも大きく依存する。このような基本場における線形長波の基本的性質(波動の伝播特性、基本場の長波擾乱に対する安定性、強制に対する波動的応答)を、最も単純な 2.5 層通気水温躍層モデルを用いて議論する。

1 はじめに

最近、海洋循環中の波動が注目されている。これは二つの観測事実から来ている。

1. 人工衛星による海面高度データの解析から、海洋のロスビー波の西向き伝播速度が、局所的な鉛直密度成層から計算される傾圧第 1 モードよりも速いことが明らかになった。この速度の増大は海流の方向にはよらず、中高緯度すべての領域で見られる (Chelton and Schlax 1996; Pollito and Cornillon 1997 等)。
2. 10 年/数 10 年スケールの変動を考えたとき、亜熱帯循環北部の海面冷却による水温偏差は、等密度面に沿って、南の方に広がっていくのが観測される (Deser et al. 1996 等)。この伝播は、海洋循環による移流とも考えられるが、海洋が成層流体であることを考えれば、波動的な部分(等水面の上下運動)もあるはずである。

前者に関しては、Killworth et al. (1997) が観測された海洋循環の気候値を基本場とし、その密度の水平傾度も含めて西向きの波の位相速度を計算すると良く一致することを示した。さらに、Liu (1999a)、deSzoeke and Chelton (1999) は簡単な層モデルを用いて東西流中の西向き速度について同様の結果を得た。すなわち、ポテンシャル渦度の南北傾度の鉛直分布が第 1 傾圧ロスビー波の西向き伝播速度には重要であるということである。

次に、2 つ目の問題に関しては、Liu (1999b) が 2.5 層準地衡流モデルを用い、海洋循環中の波群の伝播を Ray を追うことによって調べ、さらに、数値実験との比較を行った。その結果、傾圧第一モードに似た構造の波(平均流によるドップラーシフトが起きないことから Non-Doppler Shift mode, 略して、N-mode と彼は呼んでいる)の波群は、ほぼ西(若干南向き)に進むこと、また、第 2 モードに似た波(Advection mode, 略して、A-mode)の波群は移流の向きに、移流速度より若干遅く伝わること、また、風による強制に対しては、主に N-mode が、そして、熱的強制に対しては、主に A-mode が応答することが示された。

このように最近の研究によりこれらの波動の問題はかなり分ってきているが、まだ不明な点も多い。そこで、本研究では、より明快な描像を得ることを目的として、波動の 2 次元伝播特性、鉛直構造の波数ベクトルの方向依存性、安定性、強制に対する応答の仕方等の基礎的問題について調べる。なお、基本場としては、2.5 層通気水温躍層モデルを用いる。

2 通気水温躍層モデル

海洋の上層循環は主に風により駆動され、偏西風の極側には低圧性循環である亜寒帯循環が、低緯度側には高圧性循環である亜熱帯循環が現れる。これらの循環の中心はβ効果により、西岸に押し付けられ、亜熱帯循環の大部分の領域では流れは赤道向き成分を持つ。しかし、海洋の海面密度は高緯度ほど大きいので、単純に水平面内で循環するわけではなく、亜熱帯循環では、重い高緯度の水が、軽い低緯度の水の下に潜り込むことになる。これが亜熱帯循環上層に成層を作る(潜り込むことによって、南北密度傾度が鉛直密度傾度に置き換わる)。このようにして出来る密度(水温)の成層の強い部分を通気水温躍層(ventilated thermocline)と呼ぶ(Luyten et al. 1983)。

海面から亜表層に押し込められた海水は海面風応力を直接受けない。また、海洋では粘性拡散は小さいと考えられるので、そのようにして潜り込んだ水のポテンシャル渦度は流れに沿ってほぼ保存すると考えられる。それ故、静水圧・地衡流平衡と渦位保存から流れの場を決めることができる。しかし、この海面から潜り込んでくる水は、亜表層のその密度面の全領域を占めるわけではなく、この海面からのventilationによって決まる領域(ventilated zone)の東側には、等渦位線が東岸にぶつかる流れのない領域(shadow zone)が、そして西側には、海面空は流線の伸びてこない領域(pool zone)が現れる。Pool zone内では、水は大気からの強制を受けることなく循環するため渦位は一様化すると考えられている(Rhines and Young, 1982)。2.5層モデルの基本場を Fig.1 に示す。

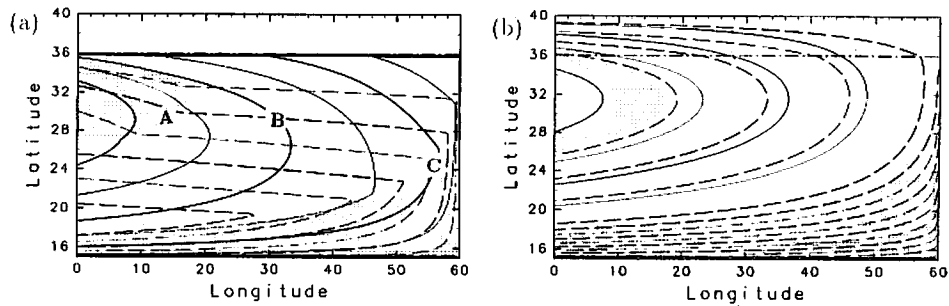


Fig.1. 基本場における等圧線(実線)とポテンシャル厚さ(渦位の逆数)の等値線(破線)。(a) 第1層, (b) 第2層。淡い影の領域は pool zone で、濃い影の領域は shadow zone。第2層目は北緯36度で海面に露出。圧力は西ほど高い。第1層の渦位は shadow zone では北ほど小さく、それ以外では北ほど大きい。第2層の渦位は南の端が最大である。用いたパラメータについては、3節参照。(a) 図の A, B, C は後で議論する場所を示す。

3 定式化-2.5層モデル

本研究では、最も簡単な2.5層モデルを考える。基礎方程式は、地衡流、連続の式、静水圧:

$$-fv_j = -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial p_j}{\partial \lambda}, \quad fu_j = -\frac{1}{a} \frac{\partial p_j}{\partial \theta} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial h_j}{\partial t} + \frac{1}{a \cos \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \lambda} h_j u_j + \frac{\partial}{\partial \theta} h_j v_j \cos \theta \right\} = -(2-j)w_e - (-1)^j w_d \quad (3.2)$$

$$p_2 = \gamma_2(h_1 + h_2), \quad p_1 = p_2 + \gamma_1 h_1 \quad (3.3)$$

である。ここで、 j は層の番号(上層を $j=1$, 2層目を $j=2$, 3層目は十分に深く流れは無視できるとする)、 a は地球半径、 t は時間、 θ は緯度、 λ は経度、 u_j, v_j は東向き、西向きの j 層での流速、 p_j は圧力、 h_j は層厚、 w_e は風応力による海洋上部エクマン層内でのエクマン流の収束発散に伴う鉛直流、 w_d

は熱的強制をパラメータ化した、2つの層を横切る鉛直流、 γ_j は reduced gravity である。 w_e を平均的な Ekman pumping、 W_e 、とそれからのずれに分け、基本場は W_e によって駆動されているとする。基本場の流速を、 $U_j, V_j, (j = 1, 2)$ 層厚を H_1, H_2 とし、それらからのずれを、 $u_j, v_j, \eta_1, \eta_2 - \eta_1$ とする。 η_1, η_2 は密度界面の変位 (下向きを正) である。

2層目が海面に露出する緯度を定め、基本場に関する方程式を解くことにより、Fig.1 の解が得られる。ここで、採用した基本場のパラメータ並びに W_e は以下の通りである。亜熱帯循環は北緯 15° から北緯 40° で、2層目の露出緯度は 36° 、東岸での層厚 H_2 は 500m ($H_1 = 0$)、reduced gravity は $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.8 \times 10^{-2} \text{ms}^{-2}$ 、Ekman pumping は $W_e = -10^{-6} \sin\{\pi(40 - \theta)/25\} \text{ms}^{-1}$ 。

このようにして求めた基本場の下で線形化した擾乱の方程式は以下のように書ける。なお、相対渦度の項は無視しているが、これは、海洋の内部変形半径が小さいことに由来する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} + \frac{1}{a \cos \theta} \mathbf{A} \frac{\partial}{\partial \lambda} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} + \frac{1}{a} \mathbf{B} \frac{\partial}{\partial \theta} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} + \mathbf{C} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \mathbf{W} \quad (3.4)$$

ここで、 $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}$ は 2×2 のマトリックスであり、 \mathbf{W} は強制項の基本場からのずれを表すベクトルである：

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} U_2 - \frac{\beta}{f} \gamma_1 Q_1 & \gamma_2 Q_{1y} \\ -\frac{\beta}{f} \gamma_1 Q_1 & -\frac{\beta}{f} \gamma_2 Q \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} V_2 & -\gamma_2 Q_{1x} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} -\frac{\beta}{f} V_1 & 0 \\ -\frac{\beta}{f} \gamma_1 Q_{1x} & -\frac{\beta}{f} \gamma_2 Q_x \end{pmatrix}, \quad \mathbf{W} = \begin{pmatrix} -w_e + w_d \\ -w_d \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

また、 $Q_j = H_j/f$ はポテンシャル厚さ (渦位の逆数) で、 $Q = Q_1 + Q_2$ 、 $\beta = a^{-1} \partial f / \partial \theta$ である。

さらに、適当な変数変換により、 η_1, η_2 に比例する項を消せて、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \end{pmatrix} + \frac{1}{a \cos \theta} \mathbf{A}' \frac{\partial}{\partial \lambda} \begin{pmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \end{pmatrix} + \frac{1}{a} \mathbf{B}' \frac{\partial}{\partial \theta} \begin{pmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \end{pmatrix} = \mathbf{W}' \quad (3.7)$$

という形に書くこともできる。

4 局所解析

ここでは、 \mathbf{A}, \mathbf{B} を一定 (場の一階微分までを考慮 $\Rightarrow \beta$ 平面近似に対応) として、局所的な波の性質を考える。その時、波動方程式は、空間スケールには寄らない。

波数ベクトルの方向を φ (東を $\varphi = 0$ 、北を $\varphi = \pi/2$) とし、その方向の距離を s とした時、方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} + \mathbf{D} \frac{\partial}{\partial s} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \mathbf{W} \quad (4.1)$$

ここで、 $\mathbf{D} = \mathbf{A} \cos \varphi + \mathbf{B} \sin \varphi$ 。 \mathbf{D} の固有値と固有ベクトルが、それぞれ、 φ 方向の位相速度と鉛直構造を表す。位相速度、群速度、安定性については、以下のようなことが言える。

- 固有値 $c_{\pm}(\varphi)$ は \mathbf{D} の成分を d_{ij} としたとき、 φ 毎に 2 つあり、

$$c_{\pm} = \frac{1}{2} [d_{11} + d_{22} \pm \sqrt{(d_{11} - d_{22})^2 + 4d_{12}d_{21}}] \quad (4.2)$$

となる。しかし、 $d_{11}(\varphi) + d_{22}(\varphi) = -d_{11}(\varphi \pm \pi) - d_{22}(\varphi \pm \pi)$ 、かつ、平方根の中は周期 π の周期関数なので、

$$c_{\pm}(\varphi) = -c_{\mp}(\varphi + \pi) = -c_{\mp}(\varphi - \pi)$$

と書け、 \pm の一方のみを取り、0 から 2π まで計算すれば、 \pm 両方の解が求まる。

- 群速度 (c_{gx}, c_{gy}) は $\cos \varphi, \sin \varphi$ を独立変数と考え、それぞれで、 c を微分することにより得られる。
 - 位相速度の極大値はその波数ベクトルに関する群速度に同じ。
 - 位相速度ゼロの波の群速度は波数ベクトルに直交。
- 安定性: 固有値の root の中の正負。この問題では、root の中は

$$\left[-\frac{\beta\gamma_1}{f} Q_1 \cos \varphi + \gamma_2 \hat{z} \cdot (\mathbf{K} \times \nabla(Q_1 - Q_2)) \right]^2 + 4\gamma^2 (\mathbf{K} \times \nabla Q_1) \cdot (\mathbf{K} \times \nabla Q_2), \quad (4.3)$$

であり、ここで、 $\mathbf{K} = (\cos \varphi, \sin \varphi)$ 、 \hat{z} は上向き単位ベクトル。不安定であるためには、擾乱による流速の方向に、2層のポテンシャル渦度傾度が逆符号であること(第2項)、そして、その時に、上層捕捉の波と2層目捕捉の波の位相速度が近いことが条件となる。

4.1 Pool zone

ここでは Q_2 が一定なので、波動は完全に2つに分離する。固有値と固有ベクトルは

$$c_N = -\frac{\beta}{f^2} P_1 \cos \varphi, \quad \mathbf{R}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$$c_A = \mathbf{U}_2 \cdot \mathbf{K}, \quad \mathbf{R}_2 = \begin{pmatrix} \hat{z} \cdot \mathbf{K} \times \nabla Q_1 \\ \frac{\beta}{f} \gamma_1 Q_1 \cos^2 \varphi \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

と書ける。ここで、 $P_1 = \gamma_1 H_1 + \gamma_2 H$ 。位相速度の見地からは非分散であり、群速度は

$$c_{gN} = \left(-\frac{\beta}{f^2} P_1, 0 \right), \quad c_{gA} = \mathbf{U}_2 \quad (4.6)$$

となる。結果を Fig.2 に図示する。

前者は、下層に渦位のアノマリを持たない。この波は、同一成層で、静止した海洋の第1傾圧ロスビー波の伝播速度、

$$c_1 = -\frac{1}{2} \beta f^{-2} \{ P_1 + (P_1^2 - 4\gamma_1 \gamma_2 H_1 H_2)^{1/2} \}, \quad (4.7)$$

より、群速度が必ず大きい。これは第2層目の渦位が一定であるため、 $\eta_1 = \eta_2$ となり、静止状態における同じ η_1 の変位による流速よりも、大きな流速が上層に生じることに由来する。

後者は第2層に渦位のアノマリを持つ。第2層の渦位は、基本場に渦位分布がないので \mathbf{U}_2 で流されるだけであるが、鉛直構造は波数方向に依存する。そのため、「非分散」という言葉からイメージされるものと違い、適当な初期値から始めた場合、2つのモードが完全に分離することはない。Fig.3 は η_1 にガウス型の初期変位を与えた場合の結果である。2層目の渦位変位には孤立した擾乱が変形せずに流されていくが見られるが、 η_1, η_2 で見ると、主要部分は2つに分離するものの、2つのピークは切り放されず、それらをつなぐ部分が伸びていく。これは、2層目の渦位が局在化していても、それに対応する1層目の渦位は局在化出来ないということに対応しており、他方、この伸びた部分は N-mode(2層目に

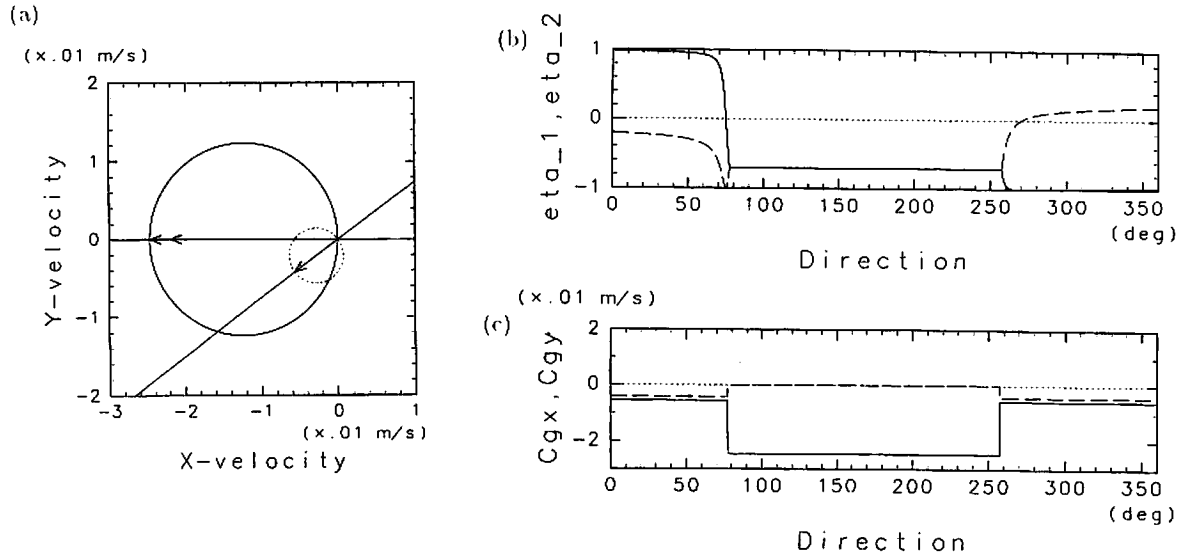


Fig.2. Pool zone(緯度 30° , 経度 15° , 図 1a の A 点) における解の波数ベクトルの方向依存性。(a) 位相速度、(b) 鉛直構造、(c) 群速度。(a) 図の実線の円は N-mode、点線は A-mode。原点からこれらの円周上に引いた線分の長さが、その方向の位相速度の大きさ。西向きの矢印の内長い方は、N-mode の群速度、短い方は静止海洋での傾圧第 1 モードの群速度、(4.7) 式。斜めの直線は U_2 の向きを表し、矢印はその大きさである。(c) 図と (b) 図の横軸は波数ベクトルの方向。(b) 図の実線と点線は、それぞれ、 η_1 と η_2 の変位であり、 $\eta_1^2 + \eta_2^2 = 1$ となるように規格化してある。(c) 図の実線と点線は、それぞれ、 c_{gx} と c_{gy} であり、点線はゼロを表す。

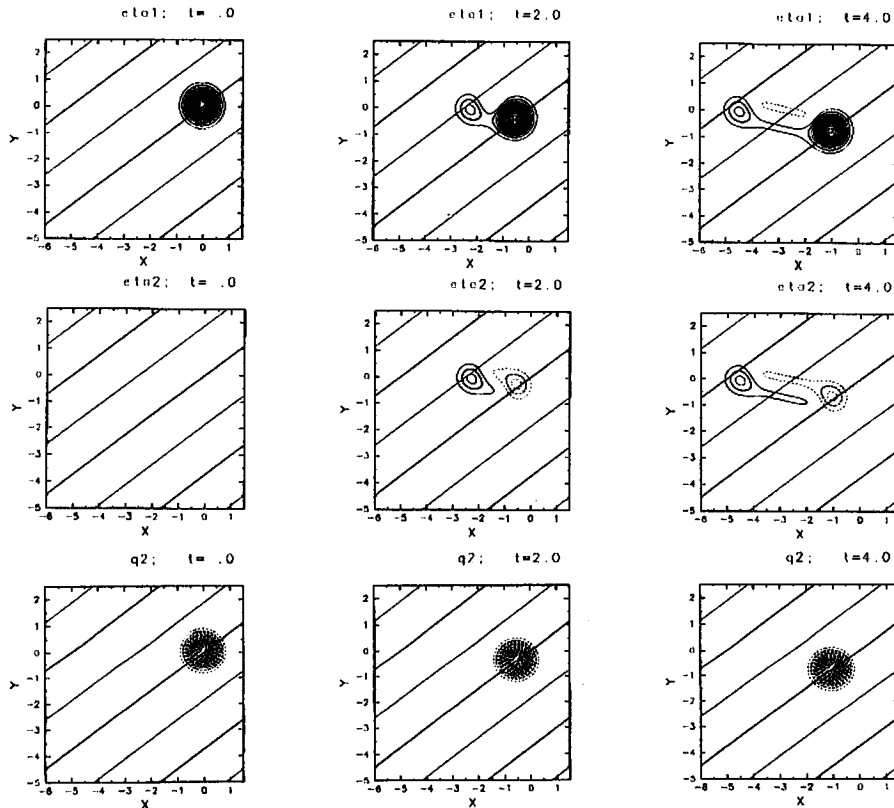


Fig.3. Pool zone(図 2 と同じ点) における解の時間発展: q_1 (上段), q_2 (中段), q_3 (下段)。時間と距離は静止海洋での傾圧第 1 モードの速度、(4.7) 式、を用いて規格化。初期条件は $q_1 = \exp\{-(x^2 + y^2)/4\}$, $q_2 = 0$ 。斜めの直線は U_2 の方向を表す。

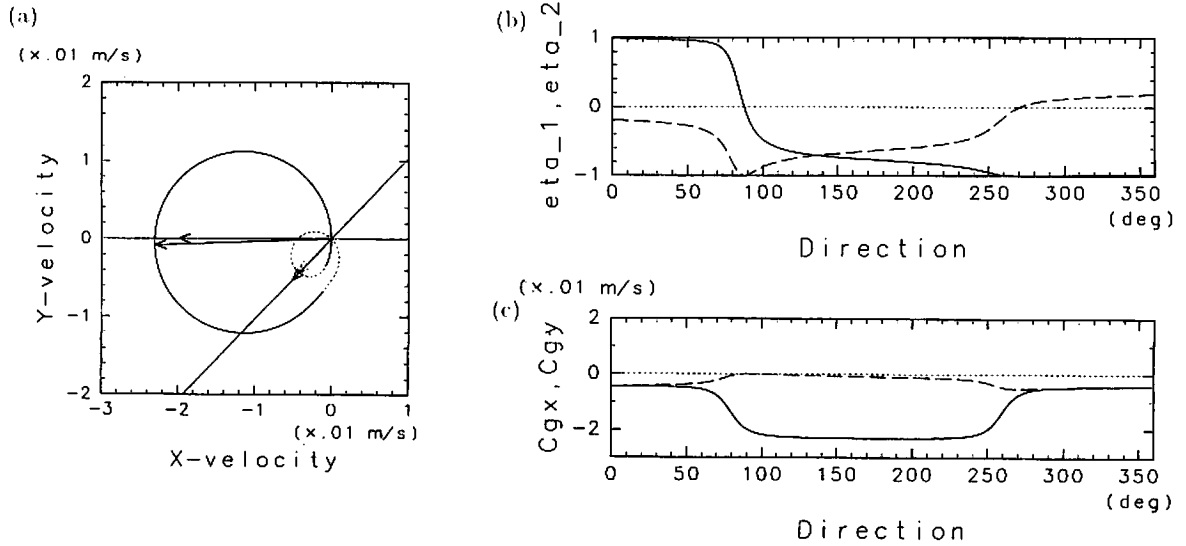


Fig.4. Fig.2に同じ。ただし、ventilated zone(緯度 30°, 経度 30°, 図 1a の B 点)。西向きの短い矢印は静止海洋での第 1 傾圧モードの速度、長い矢印は N-mode の代表的な群速度 ($\varphi = 170^\circ$ での群速度)。斜めの直線に沿う長い方の矢印は U_2 、短い方の矢印は A-mode の代表的な群速度 ($\varphi = 350^\circ$ での群速度)。

渦位変位を伴わない) なので、2 層目の渦位擾乱 (A-mode) が伝播しながら、N-mode を励起するという見方もできる。

なお、定常解の波数方向は、南北 (N-mode: 峰は東西に伸びる) と 2 層目の流速に直交する方向 (A-mode: 峰は 2 層目の移流の向きに伸びる) である。

4.2 Ventilated zone

安定性: Fig.1 より分るように、Ventilated zone の上層の渦位は北ほど大きく、2 層目の渦位は、南半分では、南ほど大きい。したがって、不安定の第一必要条件は満足している。安定性を調べるためには、安定な解は必ず存在するので、

$$\left[-\frac{\beta\gamma_1}{f}Q_1 \cos \varphi + \gamma_2 \hat{z} \cdot (\mathbf{K} \times \nabla(Q_1 - Q_2)) \right]^2 + 4\gamma^2 (\mathbf{K} \times \nabla Q_1) \cdot (\mathbf{K} \times \nabla Q_2) = 0 \quad (4.8)$$

を満足する \mathbf{K} (もしくは $\tan \varphi$) が存在するかどうかをチェックすれば良い。詳細は省くが、(4.8) に基本場の解を代入し、変形することにより、2 層目の露出面が東西方向の場合には、他のパラメタによらず、(長波に対しては) 安定であることが証明できる。

伝播特性: Pool zone と違って、 Q_2 が一定ではないため、波動には分散性が現れる。また、2 つの波動を綺麗に分離して考えることは不可能になる。固有値の式から簡単に分ることは、以下の通りである。

- N-mode の最大の位相速度の向きは、真西よりも (若干) 南向き。
- A-mode の最大の位相速度の向きは、移流方向よりも (若干) 西向きで、速度は移流よりも遅い (流れに相対的に上流に伝播)。

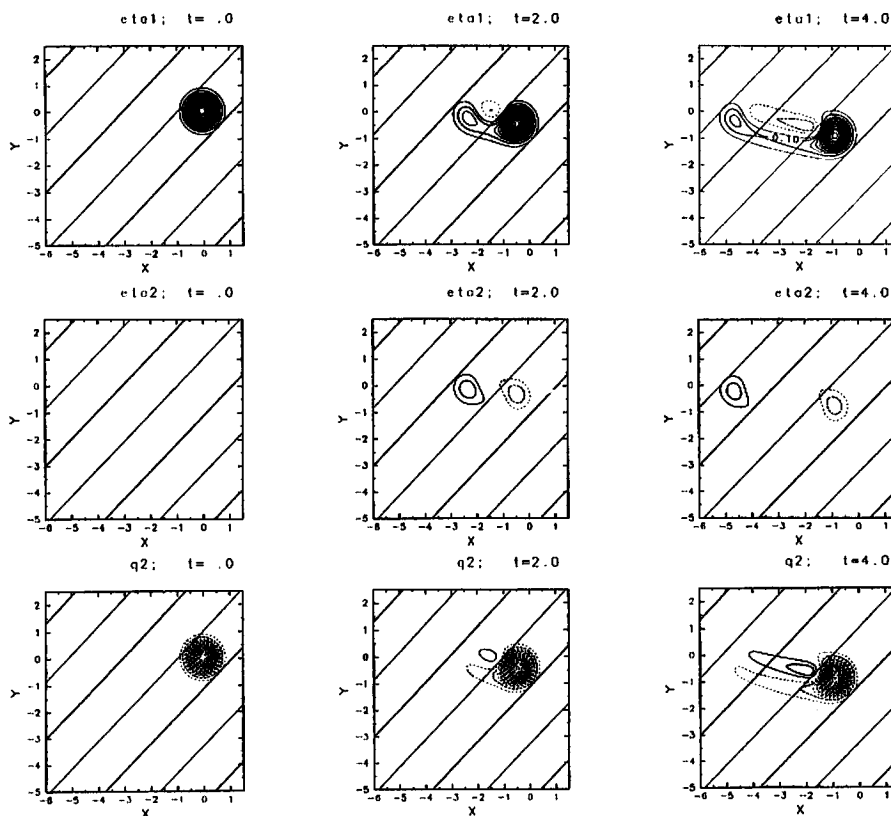


Fig.5. Fig.3に同じ。ただし、ventilated zone(緯度 30°, 経度 30°, 図 1a の B 点)。

- 定常解の波数方向は、南北(N-mode: 峰は東西に伸びる)と2層目の流速に直交する方向(A-mode: 峰は2層目の移流の向きに伸びる)。群速度の向きは波数ベクトルに直交する方向(西向きと2層目の移流の向き)である。

この場合、N-modeも下層の渦位変位を伴うため、2層目の移流効果が働き、若干南向きの成分が現れる。また、2層目の基本場の渦位は流れの方向に対して左側ほど大きいため、A-modeは移流速度よりも遅くなる。

Fig.4にFig.1のB点での結果を示す。位相速度のグラフは一筆描きとなり、上で述べたことが見て取れる。また、群速度と鉛直構造共に、 $\varphi = 80^\circ$ と 260° 近傍で変化し、この辺りが2つのモードの遷移領域であると考えられる。この領域を除けば群速度は一定に近く、主要部分はさほど壊れることなく、伝播していくものと想像される。Fig.5にFig.3と同様の図を示す。二つのピークをつなぐ部分が若干太くなっているのを除くとFig.3とそう大きな違いは見られない。しかし、2層目の渦位擾乱は、Fig.3と異なり大きく変形しており、また良く見ると、N-modeのピークは、若干南向きの伝播成分を持っていることが分かる。

4.3 Shadow zone

Shadow zoneは必ず不安定である。(4.3)式は、 $\varphi = \pm\pi/2$ でゼロとなり、それよりも φ が大きな方向に不安定領域が現れる。Fig.6に固有値解を示す。この不安定は、2つのモードの結合によって起きる傾

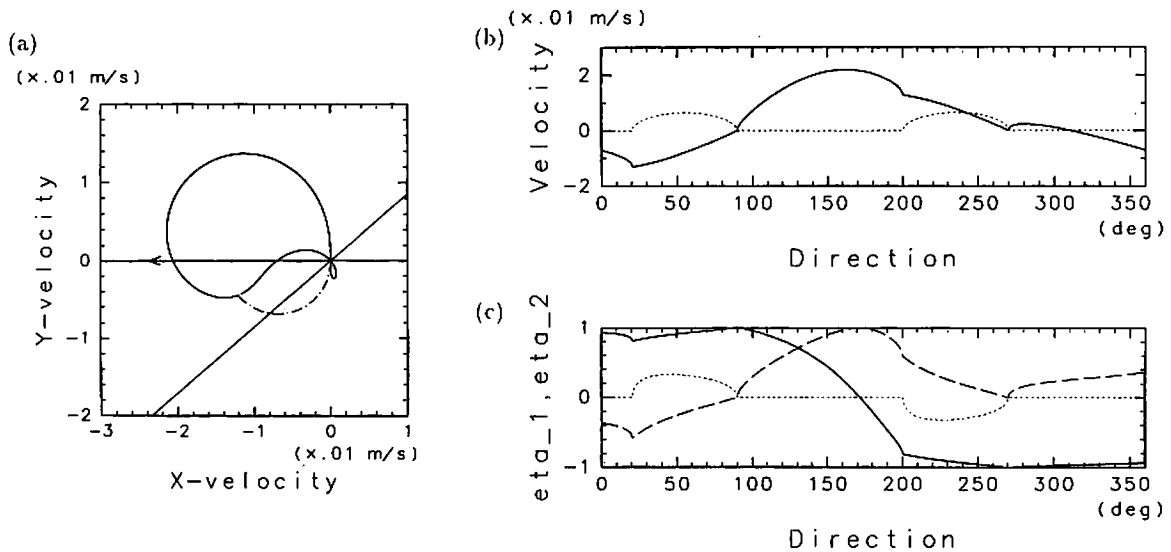


Fig.6 Shadow zone(緯度 25°, 経度 56°, 図 1a の C 点) における解の波数ベクトルの方向依存性。(a) と (b) 位相速度、(c) 鉛直構造。(a) 図の一点鎖線は虚数部分を持つところを示す。西向き矢印は静止海洋での傾圧第 1 モードの群速度、(4.7) 式。斜めの直線は 2 層目の等渦位線の方向。(b) 図の実線と点線は、それぞれ、位相速度の実数部分と虚数部分。(c) 図の実線と破線と点線は、それぞれ、 η_2 を実数としたときの η_1 の実数部分と η_2 と η_1 の虚数部分である。

圧不安定であり、長波極限での最大成長率を持つ波数ベクトルはほぼ 2 層目の渦位の等値線の方を向く。この不安定波の成長に要する時間スケールは、波数 $= (50\text{km})^{-1}$ に外挿すると 1 年のオーダーになる。不安定性は西の方ほど大きく、経度 10° 、緯度 18° では、 c_i は $2.5 \times 10^{-2} \text{ms}^{-1}$ 程度となる。Shadow zone での基本場の第 2 層の渦位は東岸で規定されており、それ故に、亜表層では流れが生じないが、この不安定性は、弱いながらも渦位の混合を引き起し、定常理論では流れがないこの領域に流れを誘起する可能性がある。

5 強制問題

次に強制項 \mathbf{W} が与えられたときの応答について考える。 \mathbf{W} 中の w_e は風のアノマリによる海洋表層からの Ekman pumping で、これは、1 層目への水の注入である。他方、 w_d は 1 層目と 2 層目の間の境界面を横切る鉛直流であり、 $w_d > 0$ の場合には上層が厚くなるので加熱に対応し、 $w_d < 0$ は冷却に対応する。

与えられた φ に対する各モードへの強制項 \mathbf{W} の射影は、 \mathbf{D} の右固有ベクトルを \mathbf{R} 、左固有ベクトルを \mathbf{L} とした時、

$$\mathbf{LW}/\mathbf{LR}$$

によって与えられる。 \mathbf{R} 、 \mathbf{L} として、定常解のもを用いることにより、以下のことが分かる。

- w_e -forcing によって、励起される定常モードは、峰が東西に伸びた ($\varphi = \pi/2$ の) 第 1 モードのみ。
- w_d -forcing によって、励起される定常モードは、峰が 2 層目の等渦位線の方に伸びた ($\varphi = \tan^{-1}(Q_{2g}/Q_{2v})$ の) 第 2 モードのみ。

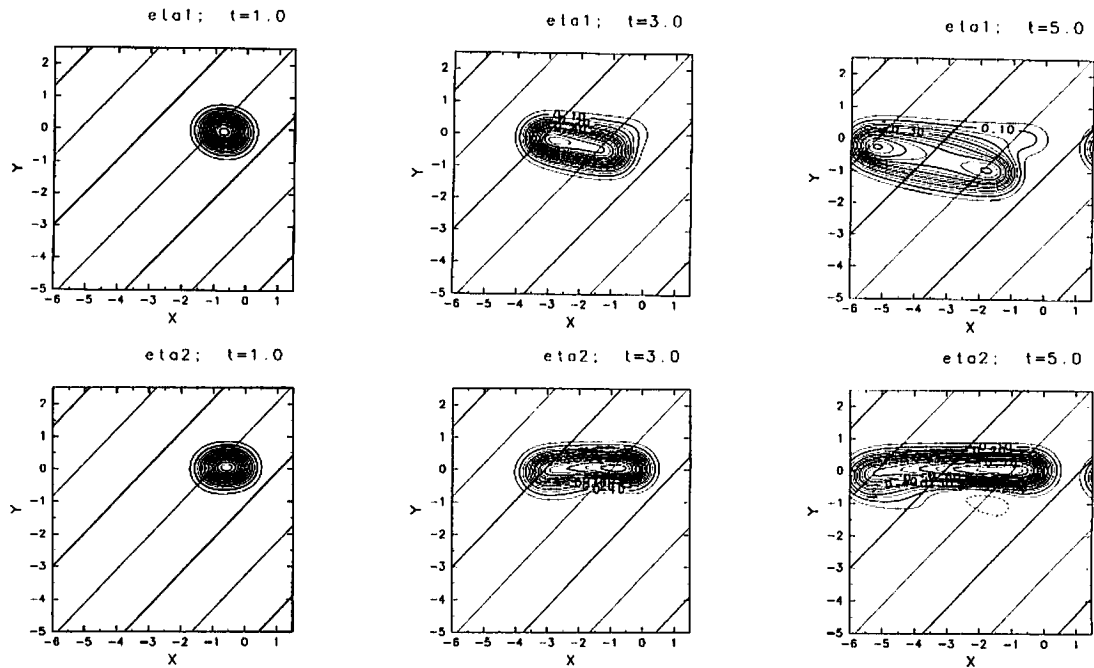


Fig.7 w_e 強制に対する応答。ventilated zone(緯度 30° 、経度 30° 、図 1a の B 点): η_1 (上段)、 η_2 (下段)。初期静止状態から、 $w_e = w_0 \exp\{-(x^2 + y^2)/4\}$ 、 $w_0 < 0$ を、 $t = 0$ から定常的に与えている。

したがって、 w_e による定常解は、強制域から西に伸び、その影響範囲は強制のある緯度帯に限られる。他方、 w_d による定常解は、2層目の基本流と同じ方向に伸びる。点 B での w_e 強制を与えたときの解の時間発展を Fig.7 に示す。強制が与えられている領域はすぐに定常に達し、N-mode を主に表す η_2 は強制域からほぼ真直ぐ西に伸びる。他方、主に A-mode を表すと考えられる η_1 は、N-mode の先端から南東方向に伸びた形となる。これは、N-mode の先端が A-mode の波源になっていることを意味する。先に述べたように、 w_e -forcing は、エクマン層から第 1 層への水の流入出である。したがって、2層目の全流体量は保存しなければいけない。しかし、ventilated zone での定常 N-mode は $\eta_2 > \eta_1 > 0$ もしくは $\eta_2 < \eta_1 < 0$ なので、 w_e 負の場合、どこかで上層の水を捨て、下層に水を引き込まなければいけない。強制域から第 1 層に入った水は β 効果により西へ流れ、N-mode の先端で収束する。また、N-mode の伝播にともない、先端部下層では、発散が起きる。この収束発散が、主に 1 層目と 2 層目の境界面の変位としての A-mode を励起する。 w_d -forcing の場合にも、それによって直接励起される A-mode は全流体量を保存するわけではないので、A-mode の先端で、N-mode が励起され続ける。しかし、Pool zone では、N-mode の 2 層目の厚さは一定であり、かつ、非分散なので、A-mode は励起されない。

6 まとめ

2.5 層通気水温躍層モデルを基本場とするときの波動の性質を局所固有値問題を解くことと数値計算により調べた。第 1 層と第 2 層で、基本場の渦位傾度と流れの場が同じではないため、波動の鉛直構造は一般に波数ベクトルの方向に依存する。第 2 層の渦位が一様な Pool zone では、2 層目に渦位の変位を

持たないモードが可能で、このモードは第1傾圧モードよりも速い速度で西に伝播する(非ドップラーモード: N-mode)。他方、2層目に与えられた渦位アノマリーは基本流によって流されるだけである(移流モード: A-mode)が、このモードの伝播によって、N-modeが常に励起されることになる。2層目に渦位傾度を伴う Ventilated zone では、波は分散性を持つようになり、2つのモードは完全には分離できなくなる。しかしながら、主要部分は Pool zone でのそれぞれのモードの性質を維持しており、違いは、N-modeの最大群速度の向きが真西から若干南にずれること、また、A-modeの伝播速度が移流速度より若干遅くなることである。2層目に流れがない Shadow zone では、2つのモードは結合し、傾圧不安定が生じる。他方、Ventilated zone は、2層目の露出面が東西である限りにおいては(長波擾乱に対しては)安定である。

大気強制に対する定常応答は、風 (w_e -forcing) に対しては、峰が真西に伸びる定常 N-mode のみであり、熱的強制 (w_d -forcing) に対しては、峰が2層目の流れの向きに伸びる定常 A-mode のみである。しかしながら、定常に達するまでの間は、(Pool zone における w_e -forcing を除いて)、強制域から伸びる定常モードの先端の非定常領域で他のモード (w_e -forcing に対しては A-mode、 w_d -forcing に対しては N-mode) が励起され続ける。Ekman pumping の強化に伴う海洋循環のスピンアップを考えた場合、定常状態ではその影響は Ekman pumping が強まった緯度帯のみに限られた水温躍層の深まり(水温上昇)として現れるが、その定常状態に達するには移流の時間スケール(A-modeが西岸に到達するのに要する時間スケール)を必要とし、それまでは、強制域よりも低緯度側広範囲に A-mode による水温変化が現れる。A-mode は、水温躍層上部での密度面の変位として現れるので、この場合には、上層のみに限られた水温上昇として現れることになる。

なお、本研究では、波動の局所的な挙動のみを見たが、循環スケールで考えた場合にも定性的には同じである。永倉(1999)にそのような計算結果が見られる。

参考文献

- Chelton, D.B. and M.G. Schlax, 1996: Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, **272**, 234-238.
- Deser C., M.A. Alexander and M.S. Timlin, 1996: Upper-ocean thermal variations in the North Pacific during 1970-1991. *J. Climate*, **9**, 1840-1855.
- de Szoeke, R.A. and D.B. Chelton, 1999: The modification of long planetary waves by homogeneous potential vorticity layers. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 500-511.
- Killworth, P.D., D.B. Chelton and R.A. de Szoeke, 1997: The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1946-1966.
- Liu, Z., 1999a: Planetary wave modes in the thermocline: non-Doppler-shift mode, advective mode and Green mode. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 1315-1339.
- Liu, Z., 1999b: Forced planetary wave response in a thermocline gyre. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1036-1055.
- Luyten, J.R., J. Pedlosky and H. Stommel, 1983: The ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 292-309.
- 永倉真紀, 1999: 2.5層水温躍層モデルにおける波動と大気強制に対する海洋の応答. 北海道大学大学院地球環境科学研究科修士論文, 131pp.
- Polite, P.S. and P. Cornillon, 1997: Long baroclinic Rossby waves detected by TOPEX/POSEIDON. *J. Geophys. Res.*, **102** C2, 3215-3235.
- Rhines, P.B. and W.R. Young, 1982: A theory of the wind-driven circulation. I. Mid-ocean gyres. *J. Mar. Res.*, **40**(Suppl.), 559-596.