北海道大学地球物理学研究報告
Geophysical Bulletin of Hokkaido University, Sapporo, Japan
No. 58, September 1995, p. 1－19

北太平洋の中層循環

西野　茂人・金成　誠一・日比谷　紀之・見延　庄士郎
北海道大学理学部地球物理学教室

（1995 年 6 月 15 日受理）

Mid-depth Water Circulation in the North Pacific

by Shigeto NISHINO, Sei-ichi KANARI, Toshiyuki HIBIYA, Shoshiro MINOBE
Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received June 15, 1995)

A structure of the mid-depth water circulation in the North Pacific is investigated by using the inverse method. This structure is compared with the distributions of the oxygen and the potential vorticity. Furthermore the circulation patterns are explained by the dynamical model which is based on the potential vorticity homogenization theory with the thermohaline process.

The inverse analysis shows the following results : 1) In the upper intermediate layer the subtropical gyre extends from 20° N to 45° N and the westward blanch of the gyre flows intensively not only in the homogenized potential vorticity region but also out of that region ; 2) In the lower intermediate layer the subtropical gyre extends from 30° N to 45° N and corresponds to the region of the homogeneous potential vorticity ; 3) The distribution of the oxygen is explained by these circulation patterns.

The model suggests that the flow outside the homogeneous region of the potential vorticity is driven by the thermohaline forcing. However, the westward flow outside the homogenized potential vorticity region is more intensive in the upper intermediate layer than in the lower intermediate layer. Therefore the thermohaline effect plays the most important role in shrinking the subtropical gyre from the upper to the lower intermediate layer in addition to the effect of shrinkage of the homogenized potential vorticity region.

I. は じ め に

中層水はサーモクラインから深層水上部にかけてみられる水系で，塩分や酸素の分布で特徴づけられる．北太平洋中層水は塩分極小層や酸素極小層で特徴づけられ，ほぼ亜熱帯全域に広がっている．

北太平洋中層水の塩分極小は亜寒帯域の海面付近から中層へもぐりこみ低緯度へとその濃度を徐々に高めながら亜熱帯域に広がっている．Reid (1965) は，北太平洋中層水の塩分極小がほぼ 125 *cl*/*ton* (σ_θ=26.8) の等比容アノマリー面に沿ってみられ，この等比容アノマリー面は冬期でも亜寒帯域の海面に露出しないことから，125 *cl*/*ton* の等比容アノマリーを北太平洋中層水の代表特性と考え，その起源は亜寒帯域の表面水にあるのではなくサーモクラインの中にあって，亜寒帯循環内での鉛直混合によって低温，低塩分，高酸素といった特性を獲得し，これが等密度面に沿って亜熱帯循環中層へ広がってゆくと説明した．これに対して Hasunuma (1978) は，混乱水域では塩分極小から下の水塊はほとんど変質していない亜寒帯系水で，塩分極小より上の水塊は亜寒帯系水と亜熱帯系水の混合水であることを指摘し，塩分極小は中層水というひとつの水塊の中心を示しているのではなく，亜熱帯系水と亜寒帯系水の混合によりできる境界の下限を示していると結論づけた．また Talley (1991) は，Kitani (1973) の研究を発展させ，オホーツク海北西部での海氷形成にともなう表面水の沈みこみとクリル海峡での鉛直混合が低塩分水を北太平洋中層水の密度層に供給すると考えた．混乱水域での塩分極小の分布とその形成過程に関しては Talley (1993) が詳しく述べている．それによると塩分極小は，親潮水域の冬期混合層内の低塩分水が混乱水域にもぐりこみ上部の高塩な混乱水の浸食を受けて形成されるものと，暖水渦や親潮の前線で混合や貫入によってより深いところに形成されるものがあり，これらによってできたものが中層の亜熱帯循環にのって運ばれてゆくことを示唆した．これまで述べてきたように，塩分極小層に関してはさまざまな考えがあり，いまだ謎の部分が多い．このような塩分極小層の形成機構を明らかにするためにも中層循環を解明することは非常に重要である．

一方，酸素極小層は海洋のほぼ全域でみられ，東部北太平洋では 0.5 *ml*/*l* 以下の最も酸素濃度の低い領域 (以後，低酸素領域と呼ぶ.) が北米大陸沿岸から北緯 15 度と 35 度に沿って舌状に張り出している．北緯 15 度に沿って張り出している低酸素領域は水深約 500 m 程度の浅いところにあるが，北緯 35 度に沿って張り出している低酸素領域は水深 1000 m から 1200 m 程度の深いところにある．このような酸素極小層の形成機構も中層循環を知ることにより説明することができる．Reid (1965) や Wyrtki (1966) は，亜熱帯循環の西向きの流れと赤道反流は酸素濃度が比較的高いが，このふたつの流れの間によどんだ水塊があり，ここでは酸素の供給が少ないために低酸素となると考え，浅い方の酸素極小層の形成機構を説明した．また Reid and Mantyla (1978) は，水深 3500 m を無流面とする 1000 m 層での地衡流の結果から，北太平洋の中層 (1000 m 層) にはふたつの高気圧性循環があり，この循環の東向きの流れが西岸の高酸素水を東に運び，西向きの流れが変質した低酸素水を西に運ぶことにより北米大陸沿岸から低酸素水が張り出すと考え，深い方の酸素極小層の形成について説明した．しかし無流面を 2000 m に浅くすると 1000 m 層での循環パターンが変わり上述したような説明ができなくなってしまうことを指摘した．

中層の塩分や酸素の分布に関しては多くの研究者によって研究されてきたが，中層の循環に関しては表層循環や深層循環に比べてあまり研究されなかった．海洋の循環を考える場合，表層は風成循環，深層は熱塩循環として大筋は説明できる．勿論，表層循環系を詳しく論ずれば，亜熱

帯前線にともなう反流や亜熱帯モード水に関わる再循環流，亜熱帯循環と亜寒帯循環の境界でのクロス流などの現象は熱塩的な効果が重要な役割を担うが，ごく表層の現象である亜熱帯反流を除いて表層循環系を駆動しているのは風であり，熱塩は駆動力としては二次的である．このように表層循環系にはさまざまな現象があり，それに対する理論やモデルもいろいろ考えられている．しかし表層と深層に挟まれた中層の循環はどうであろうか．中層付近では観測が少ないためどのような現象が起こっているのか把握するのは難しい．例えば前述した塩分極小で特徴づけられる北太平洋中層水についても，その起源や生成・変質過程，循環経路などいまだ明確なものではない．また中層付近では風の駆動力の影響も弱まり，風の影響と熱塩的な駆動力の相互作用で中層の水を動かしているので中層循環の解釈は容易ではない．しかしながら前述した Reid and Mantyla (1978) のように温度や塩分のデータをもちいて地衡流計算をすることにより中層の循環を探ることはできる．しかし中層の流速は小さいので無流面の取り方によりその循環が変わる恐れがある．そこでインバース法などにより絶対流速を求める必要がある．本論文は北太平洋の中層循環を把握するためにインバース法により循環像を求め，その循環を酸素分布や渦位分布と比較し，循環パターンの力学的解釈を簡単なモデルによっておこなう．北太平洋の中層におけるこのような研究は中層循環の力学を構築する上で非常に意義がある．

II. インバース法

インバース法(Wunsch, 1978)とは，ある海域にいくつかの閉じたボックスを設定し，そのボックス内でさまざまな特性量が保存するように地衡流の絶対流速を決定する手法である．インバース法により北太平洋の循環像を求めた例としては，Roemmich and McCallister (1989) と深澤（私信）のふたつの研究がある．Roemmich and McCallister (1989) では大きなスケールの循環像しか求めておらず，中層の酸素分布や渦位分布等と比較するにはいたらない．本研究では深澤（私信）のインバース法をもとに解析をおこなう．

解析では Levitus (1982) の年平均気候値データをもちいる．解析領域は北緯 10 度から北緯 50 度，東経 150 度から西経 110 度までの北太平洋とする．

特性量の保存等の制約条件が成り立つべきボックスは次のように設定される．解析領域を緯度 10 度×経度 10 度のエリアに区切り，各エリアをさらに等密度面によって表層水，上部中層水，下部中層水，上部深層水，下部深層水に分けることにより 10 度×10 度×各層厚のボックスをつくる．このとき表面からサーモクラインまでを表層水とし，サーモクラインの底の密度面は$\sigma_\theta=26.5$とする．この密度面が冬期に西部亜寒帯海域の比較的広い領域で表面に露出する最大密度である．また深層水は酸素極小層より深く，$\sigma_\theta=27.5$ 以深の密度層とする．そして中層水はサーモクラインから酸素極小層を含む密度面まで，すなわち$\sigma_\theta=26.5$ から 27.5 までの密度層とする．

中層水はさらに酸素極小層の空間分布から$\sigma_\theta=27.2$ の密度面で 2 層に分ける．Fig. 1 に中層の各等密度面上の酸素分布を示す．それぞれの密度面は(a)$\sigma_\theta=26.8$, (b)$\sigma_\theta=27.0$, (c)$\sigma_\theta=27.2$, (d)$\sigma_\theta=27.4$ である．斜線部は酸素濃度が 0.5 ml/l 以下の低酸素領域をあらわす．この低酸素領域は，

Fig. 1(a), (b)にみられるようにσ_θ=26.5から27.2にかけては北米大陸沿岸から北緯15度に沿って，また Fig. 1(d)にみられるようにσ_θ=27.2から27.5にかけては北米大陸沿岸から北緯35度に沿って舌状に張り出している．そして Fig. 1(c)のσ_θ=27.2の密度面が南側の浅い酸素極小層の下部と北側の深い酸素極小層の上部に位置し，ちょうどこの等密度面が南側の浅い方と北側の深い方の酸素極小層を分ける境目になる．このように酸素極小層がふたつに分かれ，その存在する緯度がちがうのは，浅い方と深い方で循環パターンが異なるためであると考えられるので，中層水はさらに浅い方の酸素極小層を含む上部中層水(σ_θ=26.5〜27.2)と深い方の酸素極小層を含む下部中層水(σ_θ=27.2〜27.5)に分けることにする．ここで塩分極小で特徴づけられる北太平洋中層水は上部中層水に含まれる．深層水も上部深層水(σ_θ=27.5〜27.7)と下部深層水(σ_θ=27.7〜海底)に分ける．上部深層水は中層から深層への遷移層であると考える．

次に各ボックスで成り立たせる制約条件について述べる．Wunsch や深澤は地衡流近似のもとで，等密度面を横切る流れはないと仮定し，各ボックス内での質量保存を制約条件としていたが，本解析では渦位（相対渦度は考えない）保存が表層を除く各ボックス内で成り立つように制約条件を与える．つまり Wunsch や深澤の制約条件は非地衡流成分の存在を許したが，本解析の制約条件は非地衡流成分の存在を許さず，中・深層の流れは完全に地衡流であると考える．このことは風の外力を直接受けない中･深層の内部領域において妥当であると考える．もっとも，インバース法では特異値分解を施し，観測誤差や制約条件の不確定性による影響を小さくするために特異値の小さいものは切り捨てるので，切り捨て誤差の程度の非地衡流は含まれる．

インバース法により得られた結果は Fig. 2, Fig. 3に示されている．Fig. 2は北太平洋のほぼ中央に位置する西経170度における東西流速の南北断面である．ただし縦軸は密度(σ_θ)である．斜線部は西向きの流れをあらわす．星印（*）は各等密度面上で流速の極大により定義した亜熱帯循環の西向流軸をあらわし，点線は流軸の鉛直的変化をあらわす．この図から明らかなように亜熱帯循環の西向流軸の位置はσ_θ=27.2付近で急激に北にシフトするが，亜熱帯循環の東向流軸の位置は深さによって変わらない．このような傾向は他の経度における南北断面でもみられ，中層の亜熱帯循環はσ_θ=27.2付近より上層では北緯20度から45度にかけて広がっていたのが，σ_θ=27.2付近より下層では北緯30度から45度の範囲に収まっている．このことから中層水をσ_θ=27.2で上部中層水（σ_θ=26.5〜27.2）と下部中層水（σ_θ=27.2〜27.5）に分けて解析することは妥当であることがわかる．Fig. 3(a)は上部中層水，(b)は下部中層水における流量の流線関数であり，この図からも亜熱帯循環が上部中層水では北緯20度から45度にかけて広がっていたのが下部中層水では北緯30度から45度の範囲に収まっていることが明らかである．また上部中層水［Fig. 3(a)］の亜熱帯循環の南には解析領域の南東の方から西に向かう流れが存在する．一方，下部中層水［Fig. 3(b)］の亜熱帯循環の南西部には低気圧性の循環がみられる．

Fig. 3のような亜熱帯循環のパターンは Fig. 1に示された酸素の空間分布とも矛盾しない．中層の低酸素領域がσ_θ=27.2を境に下層で北に移転するのは亜熱帯循環の西向き流れの流軸がσ_θ=27.2付近で急激に北にシフトすることによって亜熱帯循環の広がりが上部中層水に比べ下

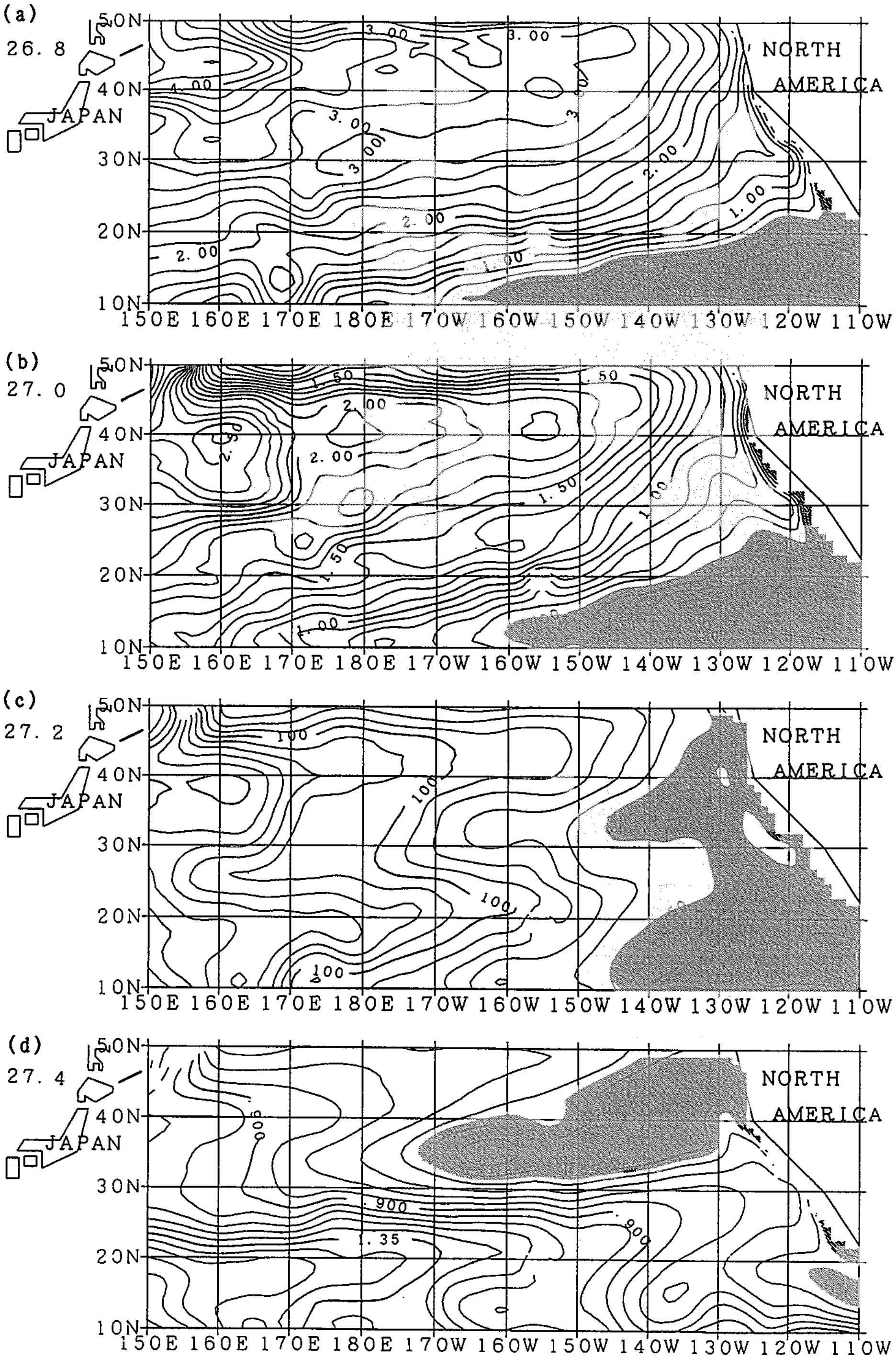

Fig. 1. Maps of dissolved oxygen (ml/l) on the isopycnal surface of (a) 26.8, (b) 27.0, (c)27.2, and (d)27.4, respectively. Oxygen concentration is less than 0. 5ml/l in the shaded regions.

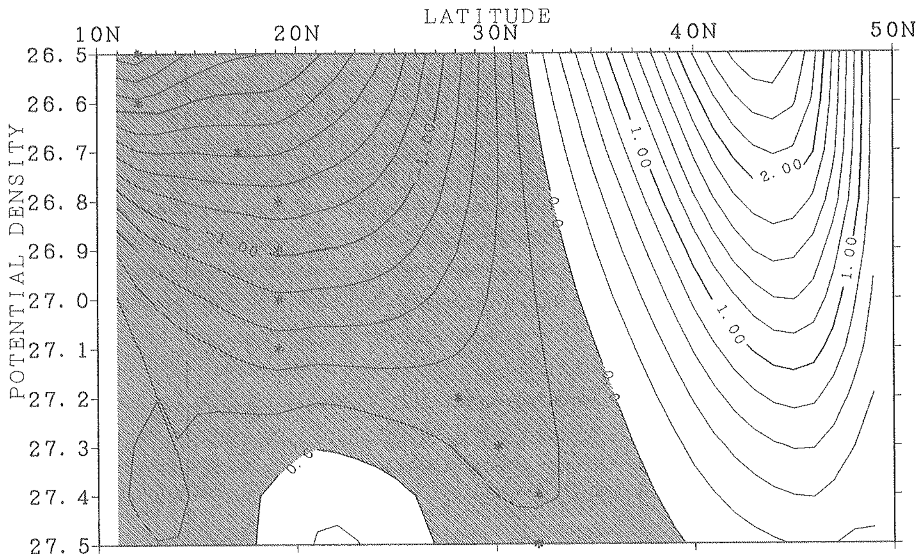

Fig. 2. A meridional section of zonal velocity as a function of potential density, σ_θ, at 170° W. Unit is $10^{-4} m/sec$. The shaded area indicates westward velocity. Stars and dashed curve represent positions of axes of the westward flow in the subtropical gyre.

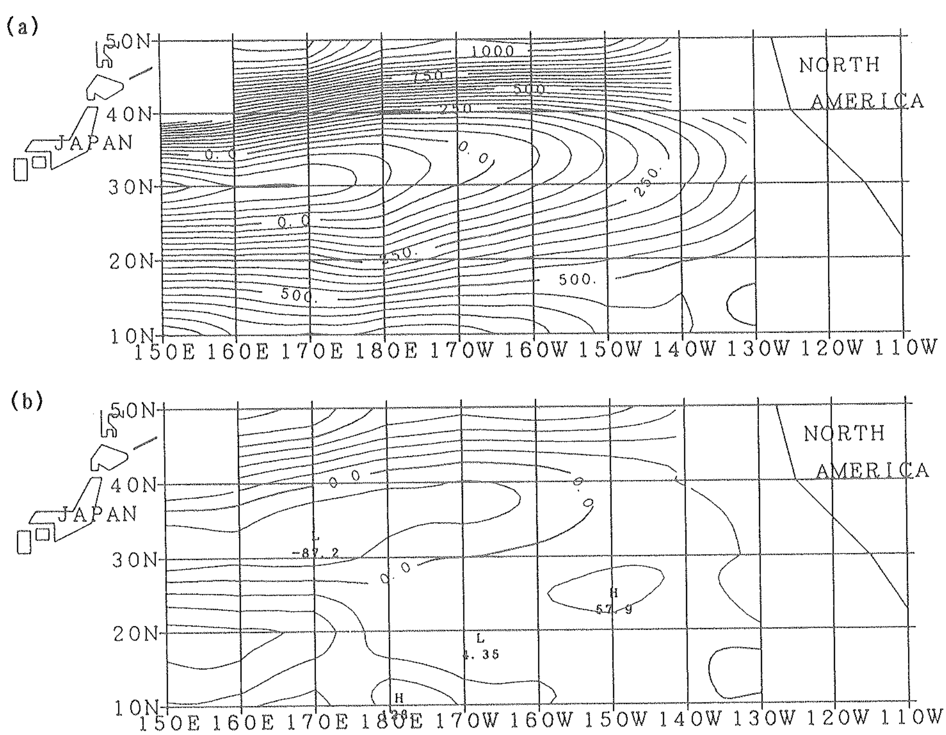

Fig. 3. Transport stream functions of (a) the upper and (b) the lower intermediate layer in the North Pacific.

部中層水で小さくなることと関係していると思われる．酸素の空間分布を詳細に説明しようとすると循環パターンだけでは不十分で，拡散や酸素消費速度等の情報が必要となるが，インバース法により得られた中層の循環パターンから酸素の空間分布の解釈を試みると次のようになる．Fig. 3(a)にみられるような上部中層水の亜熱帯循環は北西部より北太平洋中層水の起源とされる低温，低塩分，高酸素の水塊を運んでくるので，その内側は酸素濃度が比較的高く，外側はよどんだ領域なので酸素の供給がなく酸素濃度が低くなり，Fig. 1(a), (b)のような酸素分布になると考えられる．Reid (1965) は地衡流計算によって得られた流速場から同様な説明をしている．一方，下部中層水では Fig. 3(b)にみられるような亜熱帯循環の東向きの流れは西岸の比較的高酸素な水塊を東に運ぶが，流れが弱いので下流の水塊は非常に古くなり低酸素領域を形成する．亜熱帯循環より南側は深層水あるいは南緯 60 度付近の南太平洋表層に起源をもつ高酸素水の影響を受けて酸素濃度が高くなる．このとき亜熱帯循環の広がりが上部中層水に比べて小さくなっているので低酸素領域が北に現われ，Fig. 1(d)のような酸素分布になると考えられる．このように酸素の空間分布はインバース法により得られた循環パターンからある程度定性的に説明ができるが，さらに明確に酸素の空間分布を理解するためには，拡散や酸素消費速度等の情報を含め今後さらなる研究が必要である．

III. 循環パターンと渦位分布との比較

インバース法によって求められた循環パターンと Levitus (1982) の年平均気候値データから計算された渦位分布を比較し，力学的な推察を行なう．

Fig. 4 は等密度面上の渦位分布を示したものである．それぞれの密度面は(a)$\sigma_\theta=26.8$, (b)$\sigma_\theta=27.0$, (c)$\sigma_\theta=27.2$, (d)$\sigma_\theta=27.4$ である．渦位の緯度方向の変化率において，成層の緯度変化による効果がコリオリパラメータの緯度変化による効果（β 効果）の半分より大きくなっているところ，つまり両効果が同程度となり，お互いに打ち消し合って渦位の緯度方向の変化率を小さくしているところに斜線をつけてある．斜線部は北太平洋中緯度域の北側に広く分布しており，この領域は渦位の一様化されている領域である．渦位一様化領域より南側では，成層の緯度変化が小さくなるので β 効果が支配的となり，渦位は緯度とともに大きくなっている．Fig. 4(a)から(d)までの図を重ねると，渦位一様化領域は深さとともに北にシフトしながら小さくなっていることがわかる．このような渦位分布は Rhines and Young (1982) の渦位一様化理論によく合っている．Fig. 4(a), (b)のような中層でも比較的浅い等密度面には，亜熱帯循環と亜寒帯循環の境界付近から北側に渦位が大きくなっている領域が表われる．Talley (1988) は，この領域は上向きのエクマンポンピングの影響を受け等密度面が表面付近の塩分躍層まで押し上げられるため渦位が大きくなっていると説明している．

Fig. 5 は等密度面上の東西流速をベクトルで示したものである．それぞれの密度面は(a)$\sigma_\theta=26.8$, (b)$\sigma_\theta=27.0$, (c)$\sigma_\theta=27.2$, (d)$\sigma_\theta=27.4$ である．黒丸印は各等密度面上の流速極大により定義した亜熱帯循環の西向流軸を示し，その近傍をつないだ実線はそこでの流線をあらわす．また斜線

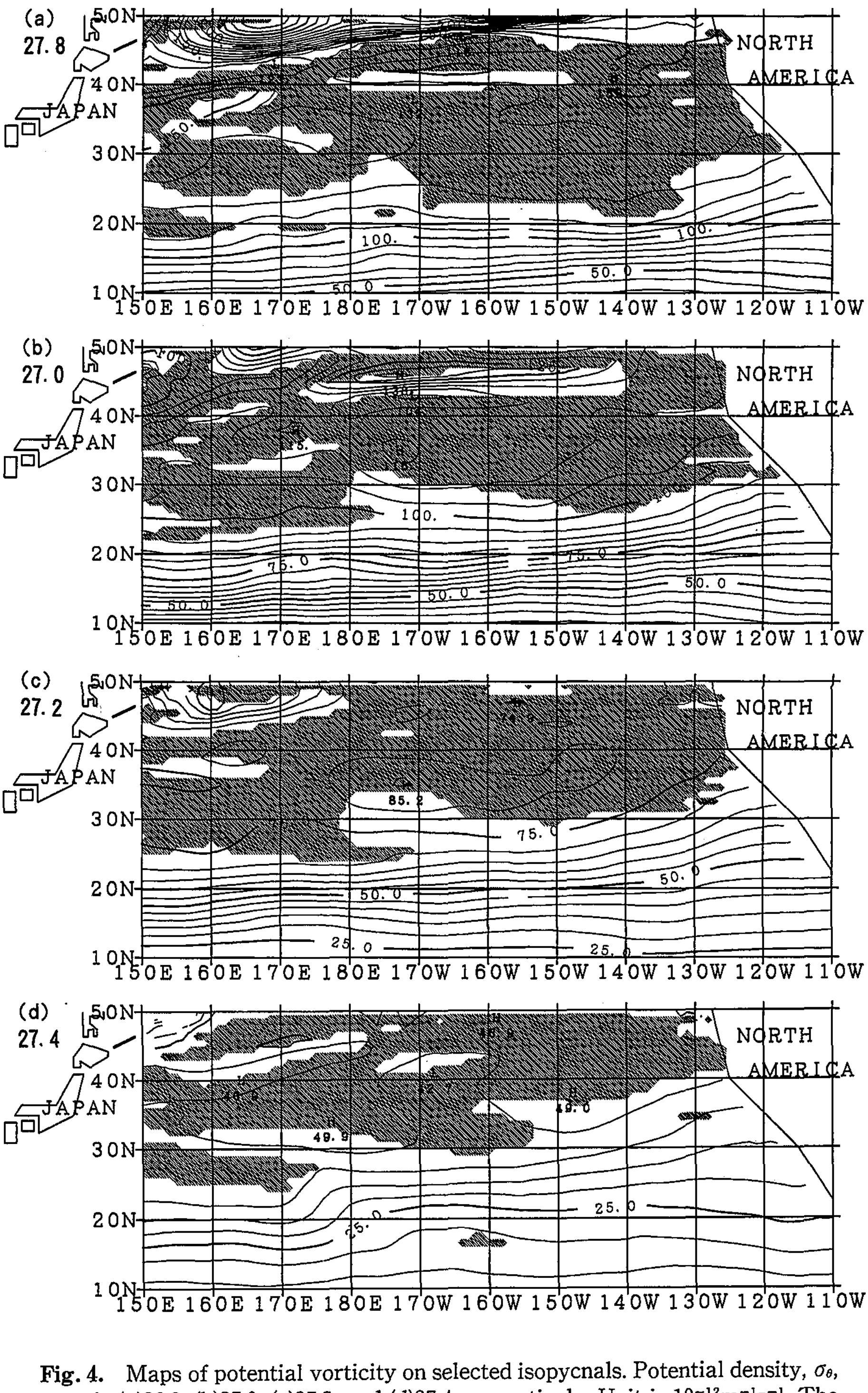

Fig. 4. Maps of potential vorticity on selected isopycnals. Potential density, σ_θ, is (a)26.8, (b)27.0, (c)27.2, and (d)27.4, respectively. Unit is $10^{-12}m^{-1}s^{-1}$. The potential vorticity is homogeneous in each shaded region.

部は渦位一様化領域を示す（Fig. 4 に同じ）．Fig. 5 (a), (b)に示されているように$\sigma_\theta=27.2$より上層つまり上部中層水では，亜熱帯循環は渦位一様化領域内にとどまらずその南でも西向きに強く流れている．しかし渦位一様化領域より南に存在する（亜熱帯循環の西向きの流れと解析領域の南東の方から西に向かう流れにより構成されている）西向流は深さとともに弱くなり，Fig. 5 (c)に示すようにやがて$\sigma_\theta=27.2$付近で渦位一様化領域内の流れと同程度となる．さらに$\sigma_\theta=27.2$より下層すなわち下部中層水では，Fig. 5 (d)に示すように亜熱帯循環はほぼ渦位一様化領域内に収まるようになる．

上部中層水における渦位一様化領域外の強い西向きの流れは Rhines and Young (1982) の理論では説明できない．彼らは，中層のようにベンチレートされない層が駆動される場合は，中規模渦による水平渦拡散によってその層の渦位を一様化するように表面の風応力の回転が鉛直粘性を通して伝わると考えた．このとき外力は風のみで熱塩的なものは考慮しなかった．このことから上部中層水における渦位一様化領域外の強い流れは，風の外力の影響によるものではなく，熱塩的に駆動されていることが考えられる．一方，下部中層水においては渦位一様化領域外の流れが小さいことから熱塩的な流れは小さいと考えられる．密度が$\sigma_\theta=27.2$付近で亜熱帯循環の西向流軸が急激に北にシフトするのは，この密度面あたりで熱塩的な流れである渦位一様化領域外の西向きの流れが小さくなるためであろう．つまり亜熱帯循環の西向流軸は，上部中層水では渦位一様化領域外の熱塩的に駆動されているものをみており，下部中層水では渦位一様化領域内で風成的に駆動されているものをみているのであろう．このようなことを検証するために次章では，ベンチレート・サーモクライン理論と渦位一様化理論を結合させた Pedlosky and Young (1983) のモデルに鉛直混合をパラメタライズした熱塩的外力を組み込んで，これを北太平洋の亜熱帯海域にあてはめることにより北太平洋の中層循環のモデル化を試みる．

IV. モ　デ　ル

前章で述べたように，循環パターンと渦位分布の比較から中層の循環を考える場合は，渦位一様化理論に熱塩的な外力を考慮しなければならないことがわかった．そこで，ベンチレート・サーモクライン理論に渦位一様化理論を結合させた Pedlosky and Young (1983) のモデルを北太平洋の亜熱帯海域にあてはめ，基本場の成層厚が風の効果で決められるとする．さらに，熱塩的外力の付加により鉛直混合を通じて成層厚が基本場からわずかに歪むと仮定する．

まず風の効果によって基本場の成層厚が決まることを考える．つまりベンチレートされるか，あるいはベンチレートされない深さでは渦位が一様化するように風の外力が粘性で下方に伝えられ流速場がつくられる．この仮定を Pedlosky and Young (1983) のモデルをもとに北太平洋の亜熱帯海域にあてはめる．

北緯 15 度から 45 度における北太平洋の亜熱帯海域で，経度方向には 80 度の大きさのモデル領域を考える．この領域の鉛直構造を表層（ベンチレート・サーモクライン），上部中層，下部中層，深層の 4 層に分ける（便宜的に表層を第 0 層，上部中層を第 1 層，下部中層を第 2 層，深層を第

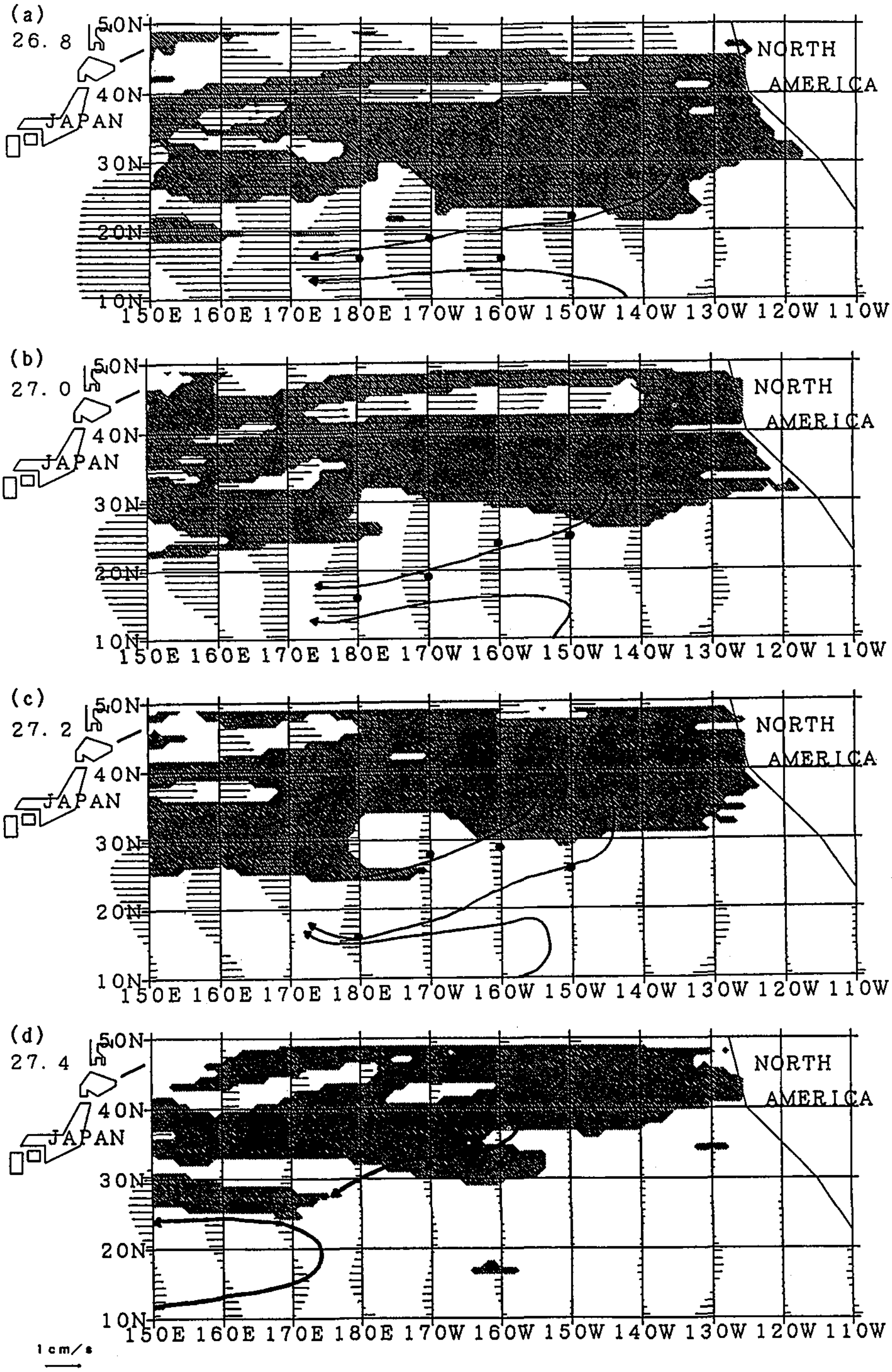

Fig. 5. Maps of zonal velocity on selected isopycnals. Potential density, σ_θ, is (a)26.8, (b)27.0, (c)27.2, and (d)27.4, respectively. In each map, a curve connecting dots indicates an axis of the westward flow in the subtropical gyre. The potential vorticity is homogeneous in each shaded region as shown in fig. 4.

3層と呼ぶことにする.)各層の密度をρ_0, ρ_1, ρ_2, ρ_3とし,層厚をh_0, h_1, h_2, h_3とする.Fig. 6はこれを模式的に表したものである.表層は24.0~26.5σ_θ,上部中層は26.5~27.2σ_θ,下部中層は27.2~27.5σ_θ,深層は27.5~27.75σ_θの密度層をもち,各層の平均密度を表層で25.25σ_θ,上部中層で26.85σ_θ,下部中層で27.35σ_θ,深層で27.63σ_θとする.

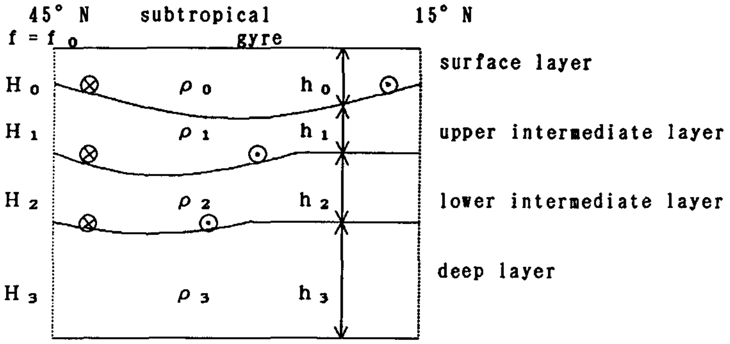

Fig. 6. A schema of the layers model. Four layers represent the surface layer, the upper intermediate layer, the lower intermediate layer, and the deep layer, respectively. The surface layer is ventilated, the upper and lower intermediate layers correspond to the intermediate water, and the deep layre is characterized by the deep water.

風の外力は(1)式のようにエクマン層下面のエクマンポンピングで置きかえられる.

$$w_e = -(\pi A/\rho f L)\sin\{(\theta-\theta_s)/(\theta_n-\theta_s)\}\pi \qquad (1)$$

ここで,Aは風応力の経度方向の振幅をあらわし,北太平洋の平均的な値である0.08 N/m^2をもちいる.また,ρは海水の平均密度,fはコリオリパラメータ,θは緯度をあらわす.θ_s, θ_nはそれぞれモデル領域である亜熱帯海域の南の境界(北緯15度)と北の境界(北緯45度)の緯度で,θ_s=15°N, θ_n=45°Nである.Lは緯度方向のスケールで,3000 kmである.

東岸の境界条件は各層で東岸(x=a)を貫く基本場の流れはないという条件を与える.ここで基本場の流れとは風の効果により生ずる流れである.東岸での層厚はH_0, H_1, H_2, H_3とする.

今,モデルの深層は動かないとする.また表層はベンチレート・サーモクライン理論に従い直接風で駆動され,中層(第1層,第2層)は風の外力が粘性で伝えられ渦位が一様化するように渦拡散により駆動されるとする.ここで基本方程式系は地衡流,静水圧,非圧縮と考える.このとき深層を除いた全層(第0層から第2層まで)でスベルドラップの関係式が成り立つ.これを東岸(x=a)から西方へ積分することにより(2)式を得る.

$$\gamma_0 h_0^2+\gamma_1(h_0+h_1)^2+\gamma_2(h_0+h_1+h_2)^2$$
$$=\gamma_0 H_0^2+\gamma_1(H_0+H_1)^2+\gamma_2(H_0+H_1+H_2)^2+\gamma_0 D_0^2 \qquad (2)$$

ここでγ_n(換算重力),D_0^2は次式のように定義される.

$$\gamma_n = g(\rho_{n+1}-\rho_n)/\rho_0 \quad (n=0,1,2) \qquad (3)$$

$$D_0^2 = -(2f^2/\gamma_0\beta)\int_x^a w_e dx \qquad (4)$$

また表面に露出していない中層（第１層，第２層）では渦位保存式(5)が成り立つ．

$$J(\psi_n, f/h_n)=0 \quad (n=1,2) \qquad (5)$$

ここでJはヤコビアン，ψ_nは基本場の流線関数をあらわす．流線関数ψ_nは次のように定義する．

$$\psi_n = \sum_{i=n}^{2} \gamma_i\left(\sum_{j=0}^{i} h_j\right) \qquad (6)$$

ただし基本場の地衡流速u_n，v_nは

$$fu_n = -\partial\psi_n/\partial y \qquad (7)$$

$$fv_n = \partial\psi_n/\partial x \qquad (8)$$

として求められる．渦位保存式(5)で，外力である粘性項（散逸項）はあらわには与えられていないので，流線関数と渦位の関係は一意には決まらない．そこでPedlosky and Young (1983) は，北の境界で各層の渦位を一定とし，中層の渦位一様化領域の渦位は北の境界で与えることにした．北の境界では各層の厚さは東岸での厚さと同じになるので，中層の渦位一様化領域の渦位は

$$f/h_n = f_0/H_n \quad (n=1,2) \qquad (9)$$

として与えられる．ここでf_0は北の境界でのコリオリパラメータである．(9)式と(2)式から各層の基本場の厚さ（成層厚）が決定され，(6)，(7)，(8)式により基本場の流速場を求めることができる．ところが，東岸を貫く基本場の流れはないという境界条件は(9)式を東岸で成り立たせなくする．このため中層の渦位が一様化されず表層だけしか動けない領域を東岸付近に設定しなければならない．

東岸の境界条件を満足させるために，$x=x_1$から東岸（$x=a$）までに表層だけしか駆動されない領域を設ける．ここでは表層だけしか動かないから，スベルドラップの関係式のみから解を求めることができる．$x=x_1$の西側では上部中層が動けるようになり，スベルドラップの関係式と上部中層の渦位保存式から解を求めることができる．この境界x_1(f)は$x=x_1$における解(h_1)の連続性から決定され，モデル領域の北東から南西にのびる曲線となる［Fig. 7 (a)の曲線］．さらに$x=x_2$より西では下部中層も動けるようになり，スベルドラップの関係式と上部中層および下部中層の渦位保存式から解を求めることができる．この境界x_2(f)は$x=x_2$における解(h_2)の連続性から決定され，$x_2(f)<x_1(f)$となるので，x_1(f)よりもモデル領域の北西の角に寄った曲線となる［Fig. 7 (b)の曲線］．これらの解を求めることにより，モデル全領域において風の効果のみによる流速場を得ることができる．これらの解はPedlosky and Young (1983) の理論と一致している．

次に鉛直混合による等密度面を横切る流れを考える．等密度面を横切る流れは鉛直方向の密度の移流拡散方程式にもとづきパタメータ化し，熱塩的外力としてモデルに組み込む．このとき中層の各層において等密度面を横切る流れの発散量はモデル領域（亜熱帯海域）の外から供給される水の量と等しいと考えられるが，どこからどれだけ供給されるのかは厳密には議論できない．

今，風と熱塩の効果で成層厚が決まるとする．ここで，前述した風の効果のみにより決まる基本場の成層厚をh_nとし風の効果と鉛直混合により決まる成層厚はh_n+h_n'であらわすことにする．

後者の場合の成層状態に鉛直一次元の移流拡散方程式を適用すると，第n層の上面を横切る流れは次式のようにあらわされる．

$$w_n=\lambda\{\Delta_{n-1}\rho/(h_{n-1}+h_{n-1}')-\Delta_n\rho/(h_n+h_n')\}/(\rho_{n-1}-\rho_n)\quad (n=1,2,3) \tag{10}$$

ここで，λは鉛直拡散係数で$0.5\times10^{-4}m^2/s$の場合を扱う．$\Delta_n\rho$は第n層の上面と下面の密度差である．また表層の密度差$\Delta_0\rho$を求める際に，表面の密度分布は北緯15度，30度，45度でそれぞれ22.5，24.0，25.5σ_θとなるように緯度方向に直線的に与える．
もし

$$\varepsilon=O(h_n'/h_n)\ll1 \tag{11}$$

であれば(10)式は

$$w_n=\lambda\{\Delta_{n-1}\rho/h_{n-1}-\Delta_n\rho h_n\}/(\rho_{n-1}-\rho_n)$$
$$+\varepsilon\lambda\{-\Delta_{n-1}\rho/h_{n-1}+\Delta_n\rho/h_n\}/(\rho_{n-1}-\rho_n) \tag{12}$$

となる．つまり，もし鉛直混合が非常に微弱で熱塩の効果による成層厚への寄与が非常に小さければ($\varepsilon\ll1$)，(12)式の右辺第2項を無視して，風の効果によって決められた成層状態に鉛直一次元の移流拡散方程式を適用し等密度面を横切る流れを見積もることができる．

中層の各層における上面と下面を横切る流れw_n，w_{n+1}があれば，これを外力として受けて中層の渦位方程式は次式のようになる．

$$\frac{D}{Dt}\frac{f}{h_n+h_n'}=\frac{f}{h_n+h_n'}\cdot\frac{w_n-w_{n+1}}{h_n+h_n'}\quad (n=1,2) \tag{13}$$

ここでD/Dtはラグランジュ微分であり，風の効果により生ずる基本場の地衡流速u_n，v_nと熱塩の効果により生ずる摂動場の地衡流速u_n'，v_n'をもちいると

$$D/Dt=\partial/\partial t+(u_n+u_n')(\partial/\partial x)+(v_n+v_n')(\partial/\partial y)$$

としてあらわされる．このとき，再び(11)式の仮定が成り立っているとすると，渦位一様化領域内では最低次 (leading order) の渦位方程式は(5)式に他ならない．一方，渦位一様化領域の外では最低次の渦位方程式は$O(\varepsilon)$だけ小さく，次式であらわされる．

$$\beta v_n'-f\cdot\frac{u_n'(\partial h_n/\partial x)+v_n'(\partial h_n/\partial y)}{h_n}=f\cdot\frac{w_n-w_{n+1}}{h_n} \tag{14}$$

渦位の緯度方向の変化率は，Fig. 4に示した渦位一様化領域の外では，コリオパラメータの緯度変化による効果(β効果)が成層の緯度変化による効果に比べ支配的である．すなわち，渦位一様化領域の外では

$$h_n(\partial f/\partial y)\gg f(\partial h_n/\partial y) \tag{15}$$

となるので，(14)式の左辺第2項は第1項に比べて小さいと考えられ，この項を無視することによって渦位一様化領域の外の流れ (v_n') を等密度面を横切る流れの発散から容易に見積もることができる．つまり等密度面を横切る流れがわかれば，渦位一様化領域の外では微弱な鉛直混合による成層の歪みh_n'，およびそれによる流速 (v_n'，v_n') が求められ，熱塩的外力が二次元的な場合の成層厚と流速場が決定される．このとき，渦位一様化領域の東岸にベンチレート境界を設け，

熱塩的に駆動される流れ（u_n'）が東岸を貫くことを許す．

このモデルでは，渦位一様化領域内の成層厚は風の効果のみで決まり，(2)式と(5)式で支配される渦性循環であるとし，渦位一様化領域の外との境界x_1(f)，x_2(f)，およびこの境界より西側では熱塩の効果による成層の歪みがない（$h_n'=0$）とする．一方，渦位一様化領域の外では風の効果による流れはなく，熱塩的外力で流れは駆動され，(5)式より$O(\varepsilon)$だけ小さい(14)式により支配されるとする．境界x_1(f)，x_2(f)より東の領域では熱塩の効果による成層の歪みが生じ，x_1(f)，x_2(f)で各層の厚さ（h_n+h_n'）に連続性をもたせると，東岸境界での各層の厚さはもはや一定ではなくなる．このため東岸を貫く熱塩的な流れが生ずる．こうすることにより渦位一様化領域の内と外での解の連続性を得ることができる．

V．結　　　　果

パラメータである北の境界での各層の厚さを実際の海洋に近い値として表層で$H_0=300\ m$，上部中層で$H_1=500\ m$，下部中層で$H_2=600\ m$，深層で$H_3=2600\ m$と与えた場合の上部中層と下部中層における流速場をそれぞれ Fig. 7 (a)，(b)に示す．図中の太線x_1(f)，x_2(f)は各層における渦位一様化領域内とその外との境界をあらわしており，この境界より西側（北側）が渦位一様化領域であり，上部中層から下部中層に深くなるにつれて北西の角に寄ることがわかる．

上部中層の流速場をあわらす Fig. 7 (a)をみると，渦位一様化領域の外側に西向きの強い流れが存在し，この流れは東から低気圧性循環にのってやってくるものと，東岸のベンチレート境界からやってくるものからできていることがわかる．この東岸境界からやってくる西向きの強い流れが，インバース法によって得られた渦位一様化領域の外に流れ出している亜熱帯循環の一部をあらわしているとも考えられる．

下部中層の流速場である Fig. 7 (b)では，渦位一様化領域の外側に北緯 25 度以南で東向きの流れが存在し，一部は低気圧性循環となり，一部はそのまま北に向かう．インバース法により求めた循環パターンにもその広がりは小さいが低気圧性の循環が存在する．ところが，インバース法ではモデルにあらわれたような北向きの流れはあらわれない．また，亜熱帯循環南西部付近での渦位一様化領域の外（南側）の流れは西向きであるものの，渦位一様化領域の東側で東岸のベンチレート境界に向かって東向きの流れが存在する．このために下部中層では亜熱帯循環が渦位一様化領域内に納まっていると考えることもできる．

このようなことから北太平洋の中層循環において東岸でのベンチレート境界が重要な役割を果たしているのかもしれない．いずれにしても，モデルの結果［Fig. 7 (a)，(b)］はインバース法によって求めた循環パターンとよく一致し，中層循環をよくモデル化していると言ってよいであろう．

モデルの各層における熱塩の効果による収束・発散（w_n-w_{n+1}/h_n）の分布を Fig. 8 に示す．ただし厳密には，Fig. 8 の値は収束・発散（w_n-w_{n+1}/h_n）にコリオリパラメータ(f)をかけたもので，熱塩的外力の大きさをあらあすものである．Fig. 8 (a)は上部中層の収束・発散の分布で，北側に

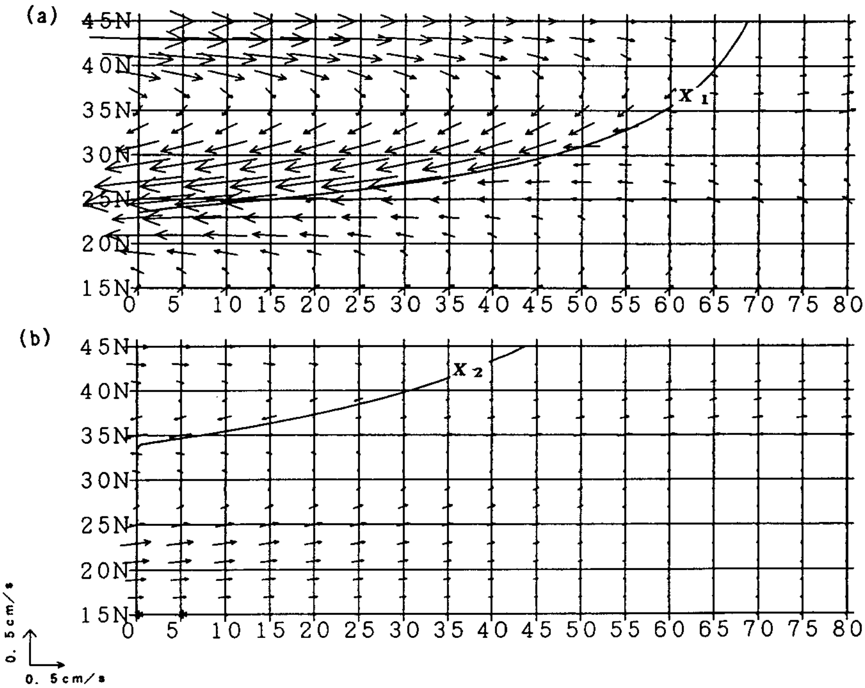

Fig. 7. Velocity fields of (a) the upper and (b) the lower intermediate layer calculated from the model that has the eastern ventilation boundary. At this boundary, non-zero zonal flow is caused by the thermal forcing. At the northern and the eastern boundaries, each layer thickness which has no thermal forced distortion is given as $H_0 = 300m$, $H_1 = 500m$, $H_2 = 600m$, and $H_3 = 2600m$. Other parameters are prescribed in the text. In the figures, curves of x_1 and x_2 indicate the boundary between inside and outside of the potential vorticity homogenized region.

斜線であらわされている収束域（$w_1 - w_2/h_1 < 0$）があり，南側は発散域（$w_1 - w_2/h_1 > 0$）となっている．これはモデルで表層(第0層)における鉛直密度勾配$\Delta_0\rho/h_0$を北で小さく南で大きくしたため，(12)式から明らかなように上部中層の上面を横切る流れw_1が北で小さく南で大きくなるからで，このとき北では収束（$w_1 < w_2$），南では発散（$w_1 > w_2$）が起こるのである．上部中層の全領域で考えると合計で0.74 v（1 Sv= 1 ×$10^6 m^3/s$）の水が発散していることになる．一方，Fig. 8 (b)は下部中層の収束・発散の分布で，全領域で発散（$w_2 - w_3/h_2 > 0$）となっており合計で0.97 Sv の水が発散している．

Tziperman（1986）はベンチレート・サーモクラインモデルを北大西洋にあてはめ，等密度面を横切る流れを鉛直方向の移流拡散方程式にもとづきパラメータ化し，熱的外力として組み込んだ．このとき各層において等密度面を横切る流れの発散量は高緯度で冷却によって形成される水塊の量と一致すると仮定した．本モデルでは北太平洋の亜熱帯海域を考えているが，北太平洋は北大西洋とちがい熱塩循環が弱く亜寒帯海域と亜熱帯海域の間での水の交換は小さい．北太平洋

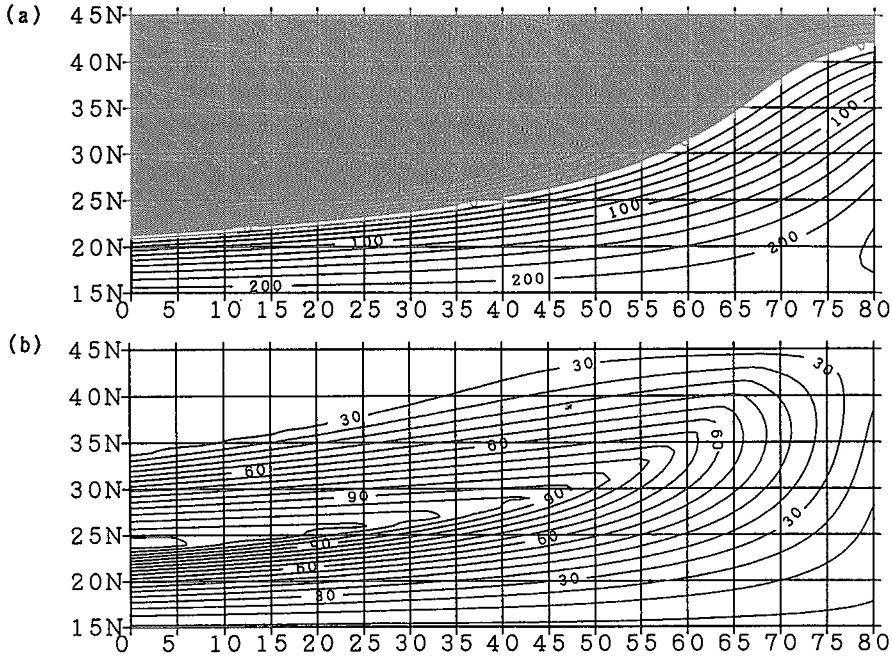

Fig. 8. Distribution of the divergence ($f/h_n \times w_n - w_{n+1}$) of the cross-isopycnal flow caused by the thermal forcing in (a) the upper and (b) the lower intermediate layer. The model parameters are the same as those in the cases shown in Fig. 7. Unit is 10^{-16} sec^{-2}. The shade indicates convergent region ($w_1 - w_2/h_1 < 0$).

は熱塩循環のコンベア・ベルト（Gordon, 1986）の終着地点であり，むしろ亜熱帯海域とその南の海域の間での水の交換の方が大きい．よって本モデルでは各層における等密度面を横切る流れの発散量はどこからどれくらい供給されるかは明確には言及できない．しかし上部中層において，特に北太平洋中層水の起源や供給量に関しては多くの研究者が注目しており，観測による成果などが期待される．

VI. 考　　察

モデルでFig. 7(a)にみられる上部中層の渦位一様化領域外の強い西向流は，Fig. 8(a)の収束域（$w_1-w_2/h_1<0$）の南の縁に位置する．渦位一様化領域の外側の収束域では負の渦位がわずかに注入され，熱塩的に駆動される流れは南に向かう．また，この領域では等密度面を横切る流れの発散（w_1-w_2/h_1）をあらわす等値線がこんでおり，流速v_1'の南北変化が大きいことを示している．つまり，ここでは鉛直流速の発散が負（$w_1-w_2/h_1<0$）で水平流速の発散の南北成分も大きな負の値（$\partial v_1'/\partial y<0$）をとり，そのため水平流速の発散の東西成分（$\partial u_1'/\partial x>0$）が大きくなるので，東から西にゆくにしたがって西向きの流れが大きくなる．

東岸のベンチレート境界でFig. 7(a)のように東岸を貫く西向きの流れがあれば，渦位一様化領域の外側にできる，鉛直流速の発散が負（$w_1-w_2/h_1<0$）で水平発散の南北成分も大きな負の値（$\partial v_1'/\partial y<0$）をとる領域でより強い西向きの流れとなる．この流れがインバース法により得られた渦位一様化領域の外に流れ出している亜熱帯循環の西向流の一部であると考えることができる．

モデルの東岸で西向きの流れをつくるためには上部中層の東岸の厚さ（$H_1+h_1'_{(x=a)}$）が南に向かうにつれてうすくならなければならない．つまり東岸で$\partial h_1'/\partial y>0$でなければならない．なぜなら上部中層の下部中層に対する流速の熱塩による成分，$u_1'-u_2'$は境界面の勾配の熱塩による成分，$\partial h_1'/\partial y$をもちいて

$$u_1'-u_2'=-\gamma_1/f\cdot\partial h_1'/\partial y$$

として与えられるので，東岸で$u_1'<0$となるためには，u_2'が小さいとすると，$\partial h_1'/\partial y>0$でなければならない．

このモデルでは(14)式から明らかなように，渦位一様化領域の外側で$w_n-w_{n+1}/h_n<0$なら$v_n'<0$となり，このときこの層の下面は，下層の流速が小さいとすると，東にゆくにつれて浅くなる（$\partial h_n'/\partial x<0$）．東岸にベンチレート境界を設けた場合，上部中層における渦位一様化領域の内と外との境界x_1(f)では$h_1'=0$であり，それより東では Fig. 8(a)にみられるように$w_1-w_2/h_1<0$なので$\partial h_1/\partial x<0$, $h_1<0$となり層の下面は浅くなる．さらに東では$w_1-w_2/h_1>0$となるので$\partial h_1'/\partial x>0$となり層の下面は次第に深くなる．一方，曲線$x_1$(f)は低緯度になると東西方面にねてくるので，渦位一様化領域より東で$w_1-w_2/h_1<0$となり層の下面を浅くする効果は低緯度ほど大きくなる．そのため東岸での層の厚さ$H_1+h_1'_{(x=a)}$は低緯度ほどうすくなり，東岸で$\partial h_1/\partial y>0$なる部分ができる．この部分が東岸で西向きの流れを形成する．

モデルで上部中層の渦位一様化領域外に強い西向流ができるのは，東岸で西向きの流れが形成され，鉛直流速の発散が負（$w_1-w_2/h_1<0$）で水平発散の南北成分も大きな負の値（$\partial v_1'/\partial y<0$）をとる領域が渦位一様化領域の外にできるからである．

一方，下部中層では Fig. 7(b)にみられるように渦位一様化領域の外に強い西向流は存在しない．下部中層では Fig. 8(b)に示されているように鉛直流速の発散（w_2-w_3/h_2）は全領域で正と

なっており，熱塩的に駆動される流れは北に向かう．また渦位一様化領域のすぐ南では，水平発散の南北成分が負の値（$\partial v_2/\partial y<0$）をとり，鉛直流速の発散（$w_2-w_3/h_2>0$）と打ち消し合うので，水平発散の東西成分（$\partial u_2'/\partial x>0$）が小さく，西方で強い西向流ができない．また Fig. 8(b) にみられるように，渦位一様化領域より東では東岸境界に向かって東向きの流れとなる．このように下部中層では渦位一様化領域の外に強い西向流ができない．

以上に考察したように，上部中層の渦位一様化領域の外にできる強い西向流が下部中層でなくなってしまうのは，上部中層で大きかった熱塩的外力が下部中層で弱まるからではなく，各層での収束・発散の分布が大きく影響しているためである．しかし，この分布は密度の鉛直方向の移流拡散にもとづきパラメータ化したものなので，今後はより厳密に収束・発散の分布を議論する必要がある．また渦位一様化領域内で$O(\varepsilon)$の力学を考えることにより，中層循環のより正確な解釈が期待できる．

VII. まとめ

北太平洋の中層（$\sigma_\theta=26.5\sim27.5$）における循環パターンを，特に酸素極小層の空間分布に着目し，インバース法をもちいることにより解析した．北太平洋の酸素極小層には酸素濃度が 0.5 ml/l 以下の低酸素領域が，北緯 15 度に沿っては$\sigma_\theta=26.5$ から 27.2 の密度層に，また北緯 35 度に沿っては$\sigma_\theta=27.2$ から 27.5 の密度層に北米大陸沿岸から舌状に張り出しており，それらは$\sigma_\theta=27.2$ の密度面で完全に分けられる．このように酸素極小層がふたつに分かれるのは中層の上下で循環パターンが変わるためであると考え，中層水を$\sigma_\theta=27.2$ の密度面で上部中層水と下部中層水に分けた．インバース法により得られた結果から，亜熱帯循環は上部中層水（$\sigma_\theta=26.5\sim27.2$）では北緯 20 度から 45 度にかけて広がっていたのが下部中層水（$\sigma_\theta=27.2\sim27.5$）では北緯 30 度から 45 度にかけての広がりしかもたないことがわかった．つまり亜熱帯循環の西向流軸が$\sigma_\theta=27.2$ 付近で上層から下層にかけて急激に北にシフトすることがわかった．これは酸素分布とも矛盾しない．また渦位分布と比較した結果，上部中層水では亜熱帯循環が渦位一様化領域の外にまで張り出し，そこでは強い西向きの流れがみられるが，下部中層水では亜熱帯循環はほぼ渦位一様化領域内に収まることが明らかになった．

インバース法により求められた循環パターン，および渦位分布との関係を力学的に解釈するために，ベンチレート・サーモクライン理論と渦位一様化理論を結合させた Pedlosky and Young (1983) のモデルに鉛直混合をパラメータ化した熱塩的外力を組み込んで，これを北太平洋の亜熱帯海域にあてはめることにより北太平洋の中層循環のモデル化を試みた．このとき，北太平洋の中層を駆動する外力は第一次近似的には風応力の粘性による輸送で，二次的に鉛直混合を通じて熱塩的外力が加わると考えた．その結果，渦位一様化領域内は渦成循環であり，その外は熱塩的な循環となると解釈した．渦位一様化領域の外の熱塩的な循環は，収束・発散の分布に大きく影響されることがわかった．亜熱帯循環の広がりが上部中層水から下部中層水にかけて小さくなるのは，渦位一様化領域が小さくなることの他に，渦位一様化領域の熱塩的に駆動される西向き

の流れが下部中層で小さくなるためと考えられる．このため亜熱帯循環の西向流軸がσ_θ=27.2付近で上層から下層にかけて急激に北にシフトすると解釈できる．

謝辞 本研究を行なうにあたり，東海大学の深澤理郎教授には，いろいろと助言して頂いた．また解析等には，北大大型計算機センターを利用した．図形の出力には，NCAR で開発された図形出力プログラムを使用した．記して厚くお礼申しあげます．

文　献

Gordon, A. L., 1986, Interocean exchange of thermocline water. J. Geophys. Res., **91**. 5037−5046.

Hasumuma, K., 1978, Formation of the intermediate salinity minimum in the northwestern Pacific Ocean. Bulletin of the Ocean Research Institute, University of Tokyo, **9**, 47pp.

Kitani, K., 1973, An oceanographic study of the Okhotsk Sea particulaly in regard to cold waters. Bulletin of the Far Seas Fisheries Research Laboratory, **9**, 45−77.

Levitus, S., 1982, Climatological Atlas of the World Ocean, NOAA Professional Paper, **13**, 173pp.

Pedlosky, J. and W. R. Young, 1983, Ventilation, potential vorticity homogeization and the structure of the ocean circulation. J. Phys. Oceanogr., **13**, 2020−2037.

Reid, J. L., 1965, Intermediate waters of the Pacific Ocean. Johns Hopkins Press, Baltimore, MD, 85pp.

Reid, J. L. and A. W. Mantyla, 1978, On the mid-depth circulation of the North Pacific Ocean. J. Phys. Oceanogr., 8, 946−951.

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.

Roemmich, D. and T. McCallister, 1989, Large scale circulation of the North Pacific Ocean. Prog-Oceanogr., **22**, 171−204.

Talley, L. D., 1988, Potential vorticity distribution in the North Pacific. J. Phys. Oceanogr., **18**, 89−106.

Talley, L. D., 1991, An Okhotsk Sea Water anomaly : implications for ventilation in the North Pacific. Deep-Sea. Res., **38**, S171−S190.

Talley, L. D., 1993, Distribution and formation of North Pacific Intermediate Water. J. Phys, Oceanogr., **23**, 517−537.

Tziperman, E., 1986, On the role of interior mixing and air-sea fluxes in determining the stratification and circulation of the ocean. J. Phys. Oceanoger., **16**, 680−693.

Wunsch, C., 1978, The North Atlantic general circulation west of 50° W determined by inverse methods. Rev. Geophys. Space Phys., **16**, 4, 583−620.

Wyrtki, K., 1966, Oceanography of the eastern equatorial Pacific Ocean. Oceanogr. Mar. Biol Ann. Rev., **4**, 33−68.