



Title	亜熱帯フロントの二層モデル
Author(s)	竹内, 謙介; TAKEUCHI, Kensuke
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 42, 229-238
Issue Date	1983-10-25
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.42.229
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/14112
Type	departmental bulletin paper
File Information	42_p229-238.pdf



亜熱帯フロントの二層モデル

竹内 謙 介

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和58年3月14日受理)

Two Layer Model of Subtropical Front

By Kensuke TAKEUCHI

Department of Geophysics, Faculty of Science,

Hokkaido University

(Received March 14, 1983)

The formation mechanism of the Subtropical Front is studied using a two layer model. The model includes a gyre circulation which simply models the Subtropical Gyre, and heat transfer through the sea surface and the interface of the two layer. The result indicates the following process. First, the gyre circulation and the differential heating work together to form a density structure, in a way so that geostrophic currents converge meridionally in a zone which lies in the central latitudes of the gyre with a direction slightly tilting anticlockwise from zonal direction. In this process, the following two factors play key rolls.

1) Difference of processes of downward propagation of effects of heating and cooling ; ie, cooling induces convection and its effect penetrates downward more efficiently than warming effect which only extends by diffusion.

2) Differences of time lengths for water columns in outer and inner regions of the gyre to complete the circulations ; ie, the water column in the outer region of the gyre needs longer time for the circulation, which consequently allows the lower layer longer time to be warmed.

Finally, the meridional convergence of the geostrophic currents concentrate the meridional temperature gradient in the surface layer and form the Subtropical Front.

1. は じ め に

亜熱帯反流や亜熱帯フロントの存在が知られるようになったのは比較的最近の事である。従来、北太平洋や北大西洋の中緯度海域は一つの大きな時計回りの循環、亜熱帯循環で占められていると考えられてきた。例えば北太平洋では $10^{\circ}\text{N} \sim 20^{\circ}\text{N}$ を西向きに流れる北赤道海流、西岸を北上する黒潮、 $30^{\circ}\text{N} \sim 40^{\circ}\text{N}$ を東に流れる北太平洋海流、及び全体としてゆっくり南に向う弱い流れ、これらが亜熱帯循環を構成している。しかし近年になり、 $20^{\circ}\text{N} \sim 30^{\circ}\text{N}$ 付近に東に分岐している海流が

ある事が解ってきた。これが亜熱帯反流である。

亜熱帯反流の名が学術論文に現られるようになったのは YOSHIDA and KIDOKORO (1967)以後の事にでしか無い。しかし、その後数多くの観測、研究が行なわれ、現在ではその存在に関しては疑問の余地が無い (RODEN, 1975; HASUNUMA and YOSHIDA, 1978; White, HASUNUMA and SOLOMON, 1978; 等)。ほとんどの研究が北大西洋に集中しているが、北大西洋でもその存在が確認されている (VOORHIS, 1969)。他の海域では観測されていないが、必ずしも存在が否定されている事を意味しない。観測の粗さによって見逃されている可能性もあるからである。

亜熱帯反流の存在する海域では水温、塩分等の南北傾度が強い。これを亜熱帯フロントと呼んでいる。むしろ最近では亜熱帯フロントに併って亜熱帯反流が存在するという考え方が支配的である。いづれにせよ亜熱帯反流と亜熱帯フロントは常に組になっている、一つの現象であると考えられる。亜熱帯フロントはほぼ東西に延びているが、やや反時計回りの方向に傾むいている。つまり北太平洋の西部では 23°N 付近に存在するのに対して中央部では 30°N 付近と北にズレている。又もう一つの特徴としてこれらの構造が非常に浅い事が挙げられる事ができ、深さはせいぜい 200~300 m 程度である。

さて、このようなフロントや海流がどうして形成されるのかについては未だに確立された理論が無い。TAKEUCHI (1983) は単純化されたモデルによる数値実験により亜熱帯フロント及び亜熱帯反流の再現に成功した。この数値実験の結果は、主とし風によって駆動された水平循環と、北で冷され南で暖められるといういわゆる南北加熱差との共同作業によってフロントが形成される事、そして亜熱帯反流はそれに併う地衡流である事を示唆している。又加熱と冷却の物理過程の相違、つまり加熱の効果は表層近くだけに留まる傾向があるのに対し、冷却の効果は対流によってより深部に到達するという相違の重要性が浮び上った。

しかし数値実験ではこれ以上形成機構をつきつめる事は困難である。そこでより単純化され、必要な要素だけを含むようなモデルにより形成機構の研究を試みたのが本研究である。当初、必要な要素として、基本になる水平海洋循環、南北の加熱差及び加熱、冷却の過程の相違が考慮された。加熱、冷却の過程の相違を最も単純に表現するため、上層がうすく、下層が厚い 2 層モデルを採用した。結果的にはこの 3 つの要素だけではフロントは形成されず、この 3 つの要素によって形成された密度場によって 2 次的に発生する地衡流の重要性が認識された。

II. モデル及び結果

モデルは Fig. 1 に示すような二層の海である。二層にしたのは前述のとうり加熱と冷却の過程の相違を表現する為である。ここでは一応上層は 20~50 m いわゆる混合層を、下層としてはその下より主温度躍層の上まで約 200~400 m のものを考えている。海面及び上、下層間の境界面を通じての熱流量は上、下層の水温 (T_1 及び T_2) によって決り、それぞれ $\alpha_a (T_a - T_1)$, $\alpha_i (T_1 - T_2)$ によって与えられる。ここで T_a は場所の関数として与えられ、海面上の気温に放射等による熱交

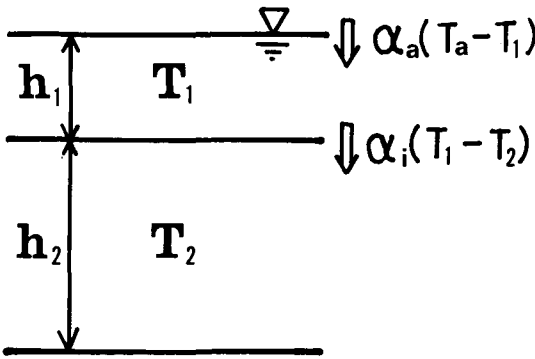


Fig.1: Schematic diagram of the model and heat flux through the sea surface and the interface between the two layers.

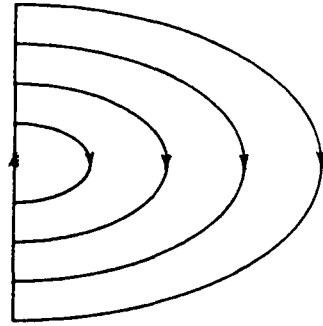


Fig.2; Stream function of the basic circulation used in the model.

換の効果を加味したもので、当然北で低く南で高くなっている。この定式化は HANEY (1971) によっている。

密度成層が安定な場合、層間の境界面を通じての熱交換が顕熱の拡散だけによるのに対し、海面を通じての熱交換は潜熱、放射等を含むため α_a は α_i に比べ大きくなる。HANEY (1971) によれば α_a はほぼ $6 \times 10^{-4} \text{ cal cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ である。 α_i 推算には渦動拡散係数等不確定要素が多いが、鉛直拡散係数として $1.0 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ 、鉛直スケールとして下層の厚さの半分 $100 \sim 200 \text{ m}$ をとると、 α_i の値は α_a の $1/5 \sim 1/10$ になる。

上層の水温が下層に比べ低くなると密度的に不安定になると考えられる（ここでは塩分の効果は考慮されていない）。その場合、直ちに上・下層間に混合が起こり均一な水温になると仮定した。さらに海面を通じて冷却が続けば上・下層が一体となって冷却される。このような効果は $T_1 \leq T_2$ の時、 α_i が無限大になるとして定式化される。

このような二層構造をもった海水柱が Fig.2 で示されるような海洋循環に乗って動く。Fig.2 の循環は亜熱帯循環系を単純化したもので、内部領域では南下速度が時間に対して三角関数的に変化する。西岸境界域を北上するには全く時間を要しないとした。又、第一近似として上、下層間には全く速度差が無い、つまり海水柱として行動するとした。 T_a は緯度の関数として与え、しかも緯度に対して線型に北に行く程低いとした。すると各々の海水柱の経験する T_a は Fig.3 のように変化する事になる。ここで水平拡散を無視すると、各海水柱の水温変化は各海水柱毎、独立に考えれば良い事になる。

この各々の海水柱の水温変化には3つの期間に分けて考える事ができる。第1期は海水柱が西岸域を北上し、最高緯度に達した時から始まり、南で加熱され高温になった海水が急激な冷却にさらされる。そのため上層の水温 T_1 は急降下するが、まだ T_1 は下層の水温 T_2 より高く、そのため T_2 はゆるやかに上昇を続ける。その結果、上・下層間の水温差は急速に縮小する。

上・下層の水温差が無くなると第2期に入る。この期間では上・下層が一体となって、つまり $T_1 = T_2$ を保ちながら冷却される。一方その間水柱は南下を続けるので T_a は上昇し、 T_a と T_1 の

差は減少する。そして $T_a = T_1$ になった時点から第3期に入る。この期間中、上層は加熱をうけて上昇し、その結果上・下層間の水温差が生じ下層も遅れながらゆっくり上昇する。この期間は水柱がその流線の最南端に達するまで続く。水柱は瞬時に西岸境界層を北上し第1期に戻る。

さてこの3つの期間のうち、 $h_1 \ll h_2$, $\alpha_i \ll \alpha_a$ を考慮すると第1期は他の期間に比べ非常に短いと考えられる。そのため第1期の長さは無限小である、つまり第3期の終了後直ちに T_1 が T_2 になるまで下降し、第2期に移行すると近似しても差しつかえ無い。以降、第2期を冷却期、第3期を加熱期と呼ぶ。それぞれの期間中、各層の水温を支配する方程式は次のとおりである。

加熱期

$$h_1 \frac{d}{dt} T_1 = \alpha_a (T_a - T_1) + \alpha_i (T_2 - T_1) \quad (1)$$

$$h_2 \frac{d}{dt} T_2 = \alpha_i (T_1 - T_2) \quad (2)$$

冷却期

$$(h_1 + h_2) \frac{d}{dt} T_1 = \alpha_a (T_a - T_1) \quad (3)$$

$$T_2 = T_1 \quad (4)$$

これらの方程式に Fig. 3 のような T_a の時間変化を与えて解けば良い。しかし、 $h_1 \ll h_2$, $\alpha_a \gg \alpha_i$ を考慮に入れば方程式(1)(2)はさらに簡単にする事ができる。上層は下層に比べ薄いため熱容量が小さく、 α_a が大きいため熱量の出入りは大きい。そのため下層の水温が問題となるような時間スケールにおいては上層の水温はほとんど平衡状態にある。つまり



Fig. 3; Change of T_a for a column of sea water as it circulates the model ocean.

(1)の左辺は右辺の2項に比べ小さく、右辺の2項がバランスしている状態にあると近似する事ができる。すると方程式(1)(2)を次のように書き換える事ができる。

$$T_1 = \frac{1}{\alpha_a + \alpha_i} (\alpha_a T_a + \alpha_i T_2) \quad (5)$$

$$h_2 \frac{dT_2}{dt} = \frac{\alpha_a \alpha_i}{\alpha_a + \alpha_i} (T_a - T_2) \quad (6)$$

結局、加熱、冷却期とも一変数、 T_2 だけの方程式となり、かつこの2つの方程式は係数を除いては同じ形をしているため、次のような非常に簡単な方程式にまとめる事ができる。

$$\frac{d}{dt} T_2 = \gamma (T_a - T_2) \quad (7)$$

ここで α の値は加熱期、冷却期で異なり、各々次のようになる。

$$\text{加熱期 } \gamma = \gamma_w = \frac{\alpha_a \alpha_i}{h_2 (\alpha_a + \alpha_i)}$$

$$\text{冷却期 } \gamma = \gamma_c = \frac{\alpha_a}{h_1 + h_2}$$

ここで再び $h_1 < h_2$, $\alpha_a > \alpha_i$ に注意すると、

$$\gamma_w / \gamma_c \doteq \alpha_i / \alpha_a$$

となり、この事は γ_c が γ_w に比べずっと大きな値を持つ事、つまり下層の水温に関しては加熱期に比べ冷却期の方が反応時間が短い事を意味している。この事は、加熱期には下層の水温は上層を通して加熱されるのに対し、冷却期には直接冷却される為と解釈する事ができる。以降の計算では、前述の α_i / α_a の推計結果を考慮し、 γ_w / γ_c を 1/10 にとっている。但し結果はこの値にはそれ程敏感では無い。

今 T_a がコサイン的に変化する、つまり

$$T_a = T_o \cos \omega t, \quad -\pi \leq \omega t \leq \pi \tag{8}$$

で与えられる時、方程式(7)は次のような解をもつ。

ここで C は任意定数である。 t_1 を冷却期から加熱期への移行が起る時刻とすると、次のようになる。

$$-\pi/\omega \leq t \leq t_1$$

$$T_2 = \frac{\gamma_c}{\omega^2 + \gamma_c^2} T_o \cos (\omega t - \varphi_c) + C_c e^{-\gamma_c t} \tag{10}$$

$$t_0 \leq t \leq \pi/\omega$$

$$T_2 = \frac{\gamma_w}{\omega^2 + \gamma_w^2} T_o \cos (\omega t - \varphi_w) + C_w e^{-\gamma_w t} \tag{11}$$

$t = t_1$ で 2 つの解は一致しなければならないし、又 $t = -\frac{\pi}{\omega}$ と $t = \frac{\pi}{\omega}$ における解も続がらなくてはならない。この 2 つの条件から C_c, C_w 及び t_1 を決める事ができる。 t_1 を決める式は次のように与えられる。

$$\cos^2 \varphi_c + \cos^2 \varphi_w = e^{\gamma_c t_1} \sin \varphi_c \sin (\omega t_1 - \varphi_c) - e^{\gamma_w (t_1 + \pi)} \sin \varphi_w \sin (\omega t_1 - \varphi_w) \tag{12}$$

さて(8)で T_a が与えられた時、 T_o と ω はそれぞれの海水柱に対し、その海水柱が乗っている基本循環の流線によって決められる。 Fig. 2 のような循環を考える場合、循環の外側の流線上の海水柱に対しては w は小さく T_o は大きい。内側の流線上のものに対しては逆である。解の形は ω によって異なるが、その時特に重要なのは加熱期における反応時間と循環の周期との関係 (ω / γ_w) である。 ω / γ_w の 3 つの値に対して T_2 及び T_1 をプロットしたものが Fig. 4 である。これによると

ω/γ_w が0.5のものでは上・下水温とも T_a によく追従しているが、 ω/γ_w が8.0のものでは T_2 の変化は T_a に比べてかなり小さく、又平均水温も低い事が示されている。

この計算結果を T_1 と T_2 の水平分布として表わしたのが Fig. 5 である。この図の一番外側の流線上の水柱に対する ω/γ_w は 0.5 である。図中点線で示したのは加熱領域と冷却領域の境界である。注目したいのは加熱領域であるが、ここでは上層水温の等温線はほとんど緯度線に平行である。この事は Fig. 4 でも解るように、 T_a と T_1 の差が非常に小さい事による。

一方下層水温では東側、中緯度付近で等温線の間隔が広がっている。これは循環の内側部分では w が大きくなるため、Fig. 4 でも見られたように下層水温が T_a に追従できず、反応が小さくなってしまふ事に起因している。しかしいずれにせよ Fig. 5 で示された水温分布中には、特に水温の水平傾度が大きな所は見当らない。つまり第1近似の段階ではフロントが形成される傾向は無いと言える。

そこで第2段階として、このような水温分布がもたらす2次流を考えその影響を調べる事にする。ここでは海水密度は水温だけで決まるとしたが、密度と水温の関係を線型で近似すれば Fig. 5 はそのまま密度分布と見る事もできる。地衡流調節の理論から、このような大きなスケールの密度場はほとんどそのままの形で地衡流とつり合うと考えられる。その場合、 $h_1 \ll h_2$ であるから地衡流はほとんど下層の水温によって決められる。海表面における地衡流 \vec{V}_g は次の式で与えられる。

$$\vec{V}_g = \vec{k} \times \frac{gh_2}{2f\alpha} \nabla_h T_2$$

ここで f はコリオリのパラメーター、 \vec{k} は鉛直上向きの単位ベクトル、 g は重力加速度、 α は熱膨張率、 ∇_h は水平グラディエントオペレーターである。このような地衡流による移動効果により上・下層の水温は影響をうける訳だが、下層については地衡流の方向が等温線と平行になるので影響は無い。上層の水温変化は次のようになる。

$$\vec{V}_g \nabla_h T_1 = \left(\vec{k} \times \frac{gh_2}{2f\alpha} \nabla_h T_2 \right) \cdot \nabla_h T_1 = \frac{gh_2}{2f\alpha} J(T_2, T_1) \quad (13)$$

ここで J はヤコビアンである。これを f を一定として計算したものが Fig. 6 である。これを見ると全域で上層水温は降下する訳だが、特に加熱・冷却域の境界線の南東側に降下の最大領域がある。さらにその南東側には水温降下の小さな領域がある。この2つの領域の境界線を考えると、北では強い水温降下がおり南では水温降下は小さい。そのためその周辺では水温の南北傾度が増す傾向にある。つまりこの海域ではフロントが形成されやすい事が示されたといえる。

この事は次のように説明される。Fig. 5 に見る通り、Fig. 6 で水温降下の大きい所では下層の等温線がより南北に傾いている。これは Fig. 4 に見られるように、冷却から加熱に切り換った直後は下層の水温の上昇が非常にゆるやかであり、結果として等温線が基本場の流線に近くなるからである。冷却から加熱へ切り換った直後上層は加熱され水温は上昇を始めるが、まだ上・下層間の水温差が小さいので下層に達する熱流量が小さい事がこの期間下層水温の上昇が弱い事の

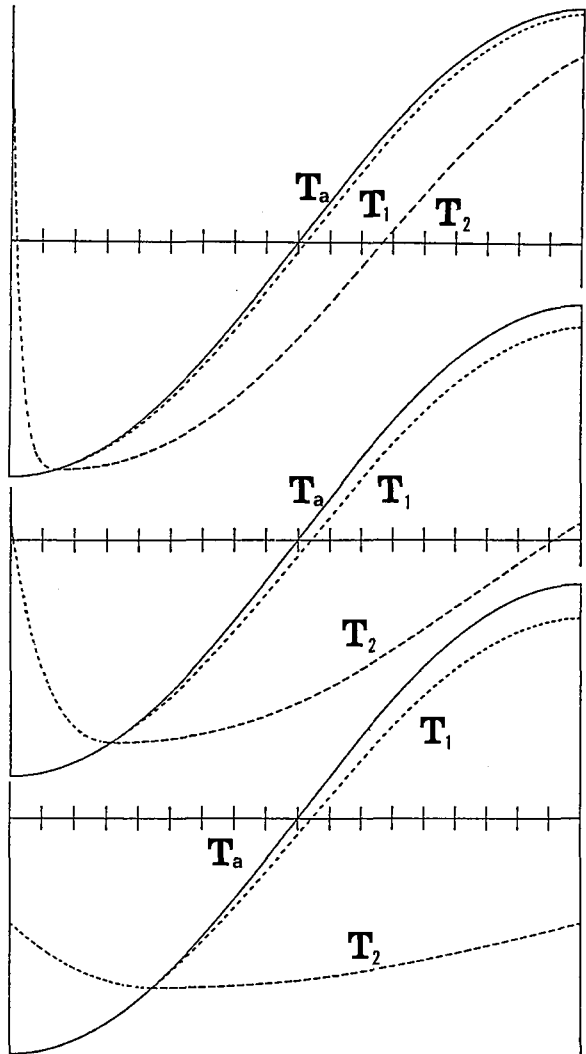
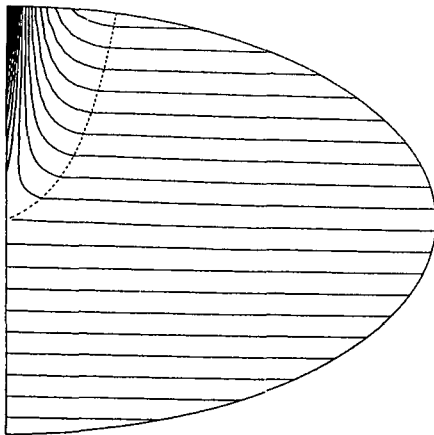


Fig. 4; Plots of upper and lower layer temperature against time along with plots of T_a , for values of ω/γ_w , from the top 0.5, 2.0 and 8.0, respectively.

UPPER LAYER



LOWER LAYER

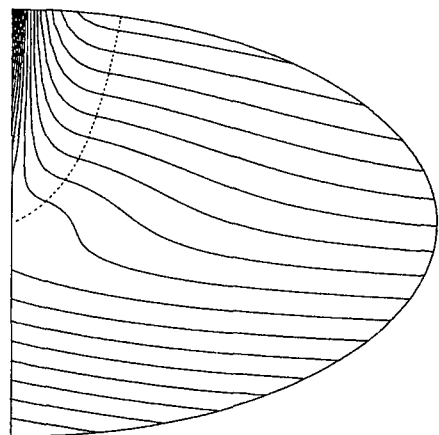


Fig. 5; Horizontal distribution of upper and lower layer temperatures. Dot-lines indicate boundaries between cooling and warming regions.

原因となっている。

一方この領域の南東側, Fig. 6において水温降下の小さい領域では等水線が比較的東西に向いている。これには2つの原因が考えられる。第1に各水柱について考えると, 時間の経過とともに上・下層の水温差が増大しその結果下層に入る熱流量が増加し, 下層水温の上昇が強まる事である。第2にこの領域にある水柱とその北西側にある水柱と比べると, この領域の水柱はより外側に流線に乗って動いている。つまり ω が小さい。そのため下層水温がよりよく T_a に追随している。この2つの原因との相乗効果が考えられる。

以上の結果は次のようにまとめる事ができる。まず基本循環と南北加熱差の働きにより Fig. 5のような水温構造が形成される。この時には加熱, 冷却の過程の相違, 外側を循環する水柱程循環に時間がかかる事, 等が重要な要因となっている。次に Fig. 5のような水温構造がもたらす地衡流による移流効果で上層水温の南北傾度が強められフロントが形成される。

III. 観測, 数値計算との対応

ここで示された亜熱帯フロントの形成機構が現実の亜熱帯フロント形成を説明しているかを調べるため, この結果を観測及び数値実験の結果 (TAKEUCHI, 1983) と比較した。その結果いくつかのよい一致を示した。

第1に亜熱帯フロントの位置である。観測によれば北西太平洋では亜熱帯フロントは $20\sim 25^\circ\text{N}$ に位置している。これは亜熱帯循環の中心緯度(約 30°N)よりやや南側という事ができる。数値実験も似たような結果を示している。このモデルの結果も西岸境界に近い所では中心緯度よりやや南側にフロントが形成されやすい事を示している。

第2にフロントの方向である。観測でも数値実験の結果でも亜熱帯フロントの位置が東へ行く程北にズレる事を示している。このモデルでもこのフロントの傾きが示されている。

第3に下層の水温分布である。このモデルでは前述のように亜熱帯フロントの北側で等温線がより南北に近い傾きをもち, その南側では東西に向いている。このような構造は観測や数値実験の結果の $100\sim 200\text{ m}$ 水深の水温分布にも見る事ができる。観測や数値実験の結果の方がよりこの特徴が強調されて見えるが, これは後述のように非線型効果によるものと思われる。前述のように, このような水温構造はフロントの形成に重要と考えられるので, この一致はここで提唱した

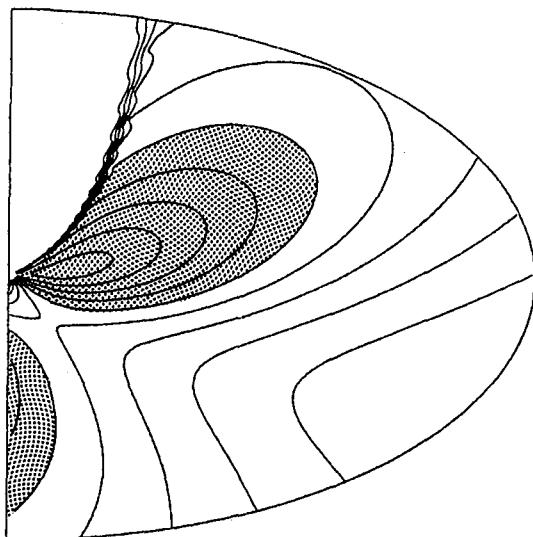


Fig. 6; Decrease of upper layer temperature caused by advection by geostrophic flow calculated from temperature distribution shown in fig. 5. Areas with larger decreases are shaded.

亜熱帯フロントの形成機構に強い支持を与えるものと考えられる。

IV. ま と め

以上の計算の結果をふまえ、次のような亜熱帯フロントの形成のシナリオをまとめる事ができる。

先ず第1ステップとして、風によって駆動された亜熱帯循環と、北で冷却、南で加熱される効果との共同作業により、次のような特徴をもつ水温場が形成される。先づ表層では等温線はほとんど東西方向である。その下の層でも循環の南東方面では等温線が比較的東西方向を向いているが、西岸近くで循環の中央緯度の海域から東北東に延びる海域帯で等温線がやや南北に傾いている。このような水温分布の形成には2つの要因が重要である。第1に加熱と冷却の影響の差で、加熱は上層のみを加熱する傾向があるのに対し、冷却は対流の助けにより上・下層を同時に冷却する。第2に循環の外側と内側では循環に要する時間が異なるという事である。

第2ステップではこのような水温場と地衡流バランスをするような流れの場ができる。この流れの場はほとんど下層の水温分布によって支配される。その結果循環の東南部ではほとんど東向きであるが、等温線が南北の傾きをもっている海域では南向きの成分をもっている。

第3ステップとしてこのような流速場による移流によって表層の水温分布が影響をうける。その受け方は、地衡流が南向き成分をもった所では水温降下が大きく、東向きの所は小さい。その結果、前述の等温線が南北の傾きをもつような海域帯のすぐ南側、つまり西岸域で循環の中央緯度よりやや南側の海域より東北東に延びる海域帯で南北の水温傾度が強められる。そのようにして最終的にフロントが形成される。

ここでは理解を容易にするために、3つのステップが一つ一つ順に起きるとして説明した。しかし実際には同時に平行して進行する。例えば第3ステップにおいて表層の水温が変化すれば、当然第1ステップにおける表層への熱流量に影響を与え、それが以降のステップに次々と影響を与える。このような過程は非線型性が強く、理解は困難である。このモデルはその過程を線型的に近似したものである。この過程を完全に再現するには数値実験によるしか無いであろう。ここではただ、この非線型性による効果がよりフロントを強める傾向にある事を示すにとどめる。

前述のように、冷却から加熱に切り換った直後は下層水温の上昇がゆるやかである。その事が結果的にこの領域で表層の水温を下げる原因となった訳だが、すると上・下層間の水温差はさらに小さくなり、下層の水温上昇はさらに弱くなる。その結果下層水温の等温線はますます基本循環の流線に近づき、地衡流の南向き成分が強まる。すると上層の水温降下はさらに大きくなる。結局フロントはより強められる傾向にある事になる。

この単純な二層モデルの結果は観測とも良い対応を示している。この事はここに示した亜熱帯フロントの形成機構を支持しているものと考えられる。

文 献

- HASUNUMA, K. and K. YOSHIDA, 1978. Splitting of the Subtropical Gyre in the western North Pacific. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **34**, 160–172.
- HANEY, R. L., 1971. Surface thermal condition for ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **1**, 241–248.
- RODEN, G. I., 1975. On North Pacific temperature, salinity, sound velocity and density fronts, and their relation to the wind and energy flux fields. *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 557–571.
- TAKEUCHI, K., 1983 ; Numerical study of the Subtropical Front and the Subtropical Countercurrent. Submitted to *J. Oceanogr. Soc. Japan*.
- VOORHIS, A. D., 1969. The horizontal extent and persistence of thermal front in the Sargasso Sea. *Deep-Sea Res.*, **16**, 331–337.
- WHITE, W. B., K. HASUNUMA and H. SOLOMON, 1978. Large Scale seasonal and secular variability of the Subtropical Front in the Western North Pacific from 1954 to 1974. *J. Geophys. Res.*, **83**, 4131–4544.
- YOSHIDA, K. and T. KIDOKORO, 1967. A subtropical countercurrent in the North Pacific-An eastward flow near the Subtropical Convergence. *J. Oceanogr. soc. Japan*, **23**, 88–91.