



| | |
|------------------|---|
| Title | 二層モデルを用いた亜熱帯前線形成機構の説明の試み |
| Author(s) | 竹内, 謙介 |
| Citation | 北海道大学地球物理学研究報告, 44, 77-84 |
| Issue Date | 1984-10-05 |
| DOI | 10.14943/gbhu.44.77 |
| Doc URL | http://hdl.handle.net/2115/14129 |
| Type | bulletin (article) |
| File Information | 44_p77-84.pdf |



[Instructions for use](#)

二層モデルを用いた亜熱帯前線形成機構の説明の試み

竹内 謙 介

北海道大学理学部地球物理学教室

(昭和59年5月28日受理)

An Attempt to explain the Formation Mechanism of the Subtropical Front using a Two Layer Model

by Kensuke TAKEUCHI

Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University

(Received May 28, 1984)

The two layer model of the Subtropical Front, proposed by Takeuchi (1983), is revised and examined to investigate the formation mechanism of the Subtropical Front. Main points of revisions are, 1) perturbational expansion is systematically carried out, 2) boundary conditions for geostrophic current induced by temperature distribution are taken into account.

As the consequence, the new model suggests a different formation mechanism as the previous model (Takeuchi, 1983). In the new model, vertical circulation in zonal plane induced by differential heating plays an important role in the formation of lower layer temperature distribution. However, the final process of the formation of the Subtropical front, where geostrophic current caused by the lower layer temperature distribution concentrates meridional temperature gradient in the upper layer and forms the front, is the same as that indicated in the previous model.

I. は じ め に

筆者は TAKEUCHI (1983) におき、二層モデルを用いて亜熱帯前線の形成機構の解明を試みた。その結果、次のような形成機構モデルを提唱した。亜熱帯前線は最終的には南北の水温傾度が上層流の南北収束によって強められる事によって形成される。この点に関しては RODEN (1975), WELANDER (1980), CUSHMAN-ROISIN (1981) 等と同じであるが、異なるのは彼等のこの南北収束が偏西風と貿易風によるエクマン流の収束に帰しているのに対し、地衡流の南北収束を考えた点である。この南北収束するような地衡流分布は表層と主温度躍層の間の層の水温分布に起因

している。問題は、何故このような水温分布が形成されるのかという点にある。

前論文ではこのような水温分布形成を風成循環と南北差加熱の効果の組合せによるものとして説明を試みた。この時の重要な要因として、海が加熱される場合、熱が上層にとどまり下層には到達しにくい事を指摘した。つまり、風成循環によって海水が亜熱帯循環中を南下する時、冷却域から加熱域に入ると上層はすぐ熱的中衡に達するのに対し、下層の水温上昇は遅れ、特に加熱域に入った直後は上層、下層の水温差が小さいため水温上昇は遅くなる。この事が下層の水温分布の形成に影響し、結果的に亜熱帯前線の形成に繋がるといえるものである。

しかし、このモデルもいくつかの問題点を含んでいた。第1に、このモデルではある海域帯で南北水温傾度が強くなる事は示されたが、はっきりとした前線の形成までは示されていない。第2に、全体の過程を2段階に分け、第1段階では地衡流による移流を無視し、第2段階でこの効果を考えたが、この取扱いは系統的ではなく、便宜的なものであった。第3に地衡流に対する境界条件を考慮しなかった点である。

そこで今回は第2、第3の問題点を考慮したモデルを考えた。その結果、前回とはやや異なる水温分布形成機構が示された。ただし、そのような下層水温構造が南北収束するような地衡流をもたらし、亜熱帯前線が形成されるという点については変わらない。

II. モデル及び結果

前回と同様、上・下二層構造を考える。ここでもこの二層は亜熱帯循環海域の内部領域（西岸境界を除く海域）での主温度躍層以浅をモデル化したものである。海面及び境界面を通じての熱流量の定式化は前回 (TAKEUCHI, 1983) と同様である (Fig. 1)

$$h_1 v_1 \nabla T_1 = \alpha_a (T_a - T_1) + \alpha_i (T_2 - T_1) \quad (1)$$

$$h_1 v_1 \nabla T_2 = \alpha_i (T_1 - T_2) \quad (2)$$

今回は海が加熱される状態を冷却される状態に分けて取り扱った。今回のモデルでは考えている海域全体が加熱領域であると仮定した。それは前回の結果からも冷却領域は加熱領域に比して小さく、瞬時に冷却が完了すると単純化してもさほど結果を歪めないと判断されたからである。

又、前モデルでは楕円弧を流線として持つような循環を考えたが、今回のモデルでは矩形の海を考え、次のような流線関数を持つ基本循環を与える。

$$X = v_0 (L - x) \cos \frac{\pi}{D} y \quad (3)$$

この流線及び座標の取り方を Fig. 2 に示した。水平流速の沿直平均はこの流線関数によって定められる。これは亜熱帯循環において、主温度躍層以浅の流量がスヴェドナップバランスによって決められている事をモデル化したものである。

さて沿直平均流速が(3)で与えられるので、さらに沿直シアの情報が求められれば流速場は決定される。ここでは単純化のため上・下それぞれの層中の流速は一定とした。そのため必要なのは上・

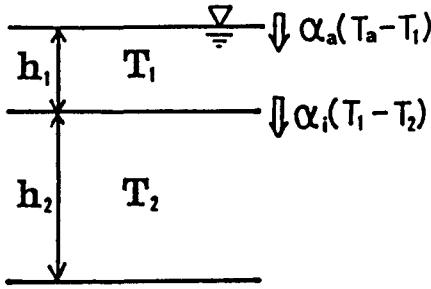


Fig. 1. Schematic diagram of the vertical structure of the model ocean and the heat flux through the sea surface and the interface between the two layers.

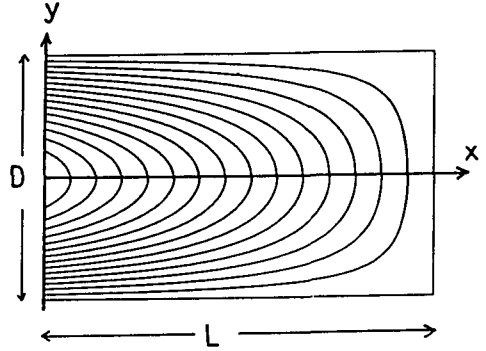


Fig. 2. Plane view of the model ocean and the stream function for the basic circulation used in the model.

下層間の流速差である。これはそれぞれの層での密度場による温度風の関係から決まるとした。このモデルでは単純化のため、海水の密度は水温のみによって決まり、又その関係は線型であるとした。

$$\rho = \rho_0 + A_T(T - T_0) \tag{4}$$

ここで ρ_0 及び T_0 は基準となる密度及び水温で、 ρ_0 は以降 1.0 として取り扱う。 A_T は熱膨張率の係数である。すると上・下層の水平流速をそれぞれ v_1, v_2 もすると、

$$f \cdot (v_1 - v_2) \times \mathbf{k} = - \left(\frac{h_1}{2} \nabla T_1 + \frac{h_2}{2} \nabla T_2 \right) a_T g \tag{5}$$

が成り立つ。ここで f はユリオリの係数、 g は重力加速度、 \mathbf{k} は鉛直上向きの単位ベクトルである。グラディエント・オペレーターは水平のみに作用している、これは以降も同様である。(3)と(5)から、 v_1, v_2 は結局次のような形に書く事ができる。

$$v_1 = \mathbf{k} \times \nabla (A_1 T_1 + A_2 T_2 + \psi) \tag{6}$$

$$v_2 = \mathbf{k} \times \nabla (B_1 T_1 - B_2 T_2 + \psi) \tag{7}$$

ここで A_1 等は次のような定数である。

$$A_1 = \frac{h_1 h_2 a_T g}{2(h_1 + h_2) f}, \quad A_2 = \frac{h_2^2 a_T g}{2(h_1 + h_2) f} \tag{8}$$

$$B_1 = \frac{h_1^2 a_T g}{2(h_1 + h_2) f}, \quad B_2 = \frac{h_1 h_2 a_T g}{2(h_1 + h_2) f}$$

(6), (7)を(1), (2)に代入すれば T_1, T_2 だけの閉じた方程式系となる。(1), (2)の移流項の部分がヤコビアンになり、又 $J(T_i, T_i) = 0$ を利用すると次の形になる。

$$J(\psi + A_2 T_2, T_1) = \frac{\alpha_a}{h_1} (T_a - T_1) + \frac{\alpha_i}{h_1} (T_2 - T_1) \tag{9}$$

$$J(\psi + B_1 T_2, T_1) = \frac{\alpha_i}{h_2} (T_1 - T_2) \quad (10)$$

ここで T_a の分布を与えれば(9), (10)を解く事ができる. ここでも前回のモデルと同様, 南北での差加熱を表現できる最も単純な次の形を採用する.

$$T_a = -\frac{\Delta T}{D} y + T_0 \quad (11)$$

ここで ΔT は北側及び南側での T_a の差である. 又, 系数 $A_2 \sim B_1$ にはコリオリ系数 f が含まれているが, ここでは一定として取り扱う. これは f の緯度変化, いわゆる β 効果が亜熱帯前線の形成には本質的で無い事を示すためである.

(9), (10)は非線型の方程式系であるのでこのままで解くのは困難である. そこで摂動法的展開によって解くことを考える. 先ず, 方程式の無次元化を次のように行なう.

$$\begin{cases} T' = \frac{\pi}{\Delta T} (T - T_0) \\ (x', y') = \frac{\pi}{D} (x, y) \\ v' = \frac{1}{v_0} v \\ X' = \frac{\pi}{v_0 D} X \end{cases} \quad (12)$$

クライムの付いた量が無次元量である. 以降簡便化のため, クライムを省略するが, 扱う量はすべて無次元量である. 無次元化された方程式は次のようになる.

$$J(\psi + U_1 T_2, T_1) = \gamma_a (-Y - T_1) + \gamma_1 (T_2 - T_1) \quad (13)$$

$$J(\psi - U_2 T_1, T_2) = \gamma_2 (T_1 - T_2) \quad (14)$$

ここで $U_1, U_2, \gamma_a, \gamma_1, \gamma_2$ は無次元の定数であり, 次のようなものである.

$$\begin{cases} U_1 = \frac{h_2^2 a_T \Delta T g}{2(h_1 + h_2) f \cdot D \cdot v_0} \\ U_2 = \frac{h_1^2 a_T \Delta T g}{2(h_1 + h_2) f \cdot D \cdot v_0} \\ \gamma_a = \frac{D \alpha_a}{\pi v_0 h_1} \\ \gamma_1 = \frac{D \alpha_i}{\pi v_0 h_1} \\ \gamma_2 = \frac{D \alpha_i}{\pi v_0 h_2} \end{cases} \quad (15)$$

これらの無次元定数の大きさを調べるため, 各パラメータに下記のような北太平洋亜熱帯循環

系についての代表的な値を代入してみる。

$$\begin{aligned}
 h_1 &= 10^4 \text{ cm} \\
 h_2 &= 4 \times 10^4 \text{ cm} \\
 A_T \Delta T &= \Delta \rho = 3 \times 10^{-3} \text{ gcm}^{-3} \\
 f &= 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \\
 D &= 3 \times 10^8 \text{ cm} \\
 \alpha_a &= 10^{-3} \text{ cm sec}^{-1} \\
 \alpha_i &= 3 \times 10^{-5} \text{ cm sec}^{-1} \\
 v_0 &= 0.5 \text{ cm sec}^{-1} \\
 g &= 980 \text{ cm sec}^{-2}
 \end{aligned} \tag{16}$$

その結果次のようになる

$$\begin{aligned}
 U_1 &\sim 3.2 \\
 U_2 &\sim 0.2 \\
 \gamma_a &\sim 19 \\
 \gamma_1 &\sim 0.57 \\
 \gamma_2 &\sim 0.14
 \end{aligned} \tag{17}$$

これを見ると、 γ_a だけが 0 (10) で、他は 0 (1) 又はそれ以下である事がわかる。そこでこのオーダーの比を表わすパラメーターとして $\varepsilon (< 1)$ を導入し、 T_1 及び T_2 と ε によって展開する。

$$T_i = T_i^{(0)} + \varepsilon T_i^{(1)} + \varepsilon^2 T_i^{(2)} + \dots \quad (i=1, 2) \tag{18}$$

これを(13)、(14)に代入すると 0 次のオーダーの方程式として次を得る。

$$\begin{cases} T_1^{(0)} = -y & (19) \\ J(\psi - U_2 T_1^{(0)}, T_2^{(0)}) = -\gamma_2 (T_1^{(0)} - T_2^{(0)}) & (20) \end{cases}$$

(19)より、第一次近似として $T_1^{(0)}$ は $-y$ ；すなわち T_a に等しい事がわかる。つまり上層がうすく熱容量が小さい、又海面での熱交換の係数が大きいため、すぐに平衡状態に達してしたうためである。下層は熱容量が大きく、境界層を通じての熱交換が小さいので移流の効果は無視できない。(19)を(20)に代入すると(21)を得る。

$$J(\psi - U_2 y, T_2^{(0)}) = -\gamma_2 (-y + T_2^{(0)}) \tag{21}$$

この方程式は、 $\psi - U_2 y = \text{const}$ という特性曲線上を海水が移動しながら右辺のような加熱を受ける時の海水温を予報する方程式になっている。但し、ここで注意したいのは、この特性曲線は実際に海水が移動する線（流線）とは異なるという事である。実際の流線には $T_2^{(0)}$ による成分が

含まれている。しかしこの成分 $T_2^{(0)}$ の移流には影響を与えない。結局、 $T_2^{(0)}$ の分布は $\psi - U_2 y = \text{const}$ の上を移動するとした時の分布と同じになるという事である。

この $\psi - U_2 y = \text{const}$ の線を図示したのが Fig. 3 である。この図で解かるように、特性曲線は2つグループに分かれる。一方は西岸から出発するもので、もう一方は東岸から出発する。このように特性曲線が2つのグループに分かれる事が結果として重要になる。又、特性曲線がこのようになるのは上層の南北温度傾度による温度風のためであり、別の言葉で言えば南北差加熱によって励起された東西の沿直面循環の効果と言う事もできる。

さて、この一つ一つの特性曲線上の海水の時間変動は次のようになる。この方程式の解は一般に次のように書ける。

$$\cos y \cdot \frac{\partial T_2^{(0)}}{\partial y} = \gamma_2 (y + T_2^{(0)}) \quad (22)$$

この方程式の解は一般に次のように書ける。

$$T_2^{(0)} = -y + \tan \gamma_2 \frac{1}{2} \left(y + \frac{\pi}{2} \right) \int_{y_1}^y \tan \gamma_2 \left(y - \frac{\pi}{2} \right) dy \quad (23)$$

ここで y_1 は任意定数であり、境界条件によって決めなければならない。境界条件はそれぞれの特性曲線の出発点、つまり特性曲線が東岸又は西岸と交わる点における $T_2^{(0)}$ を与えれば良い。

まず西岸から出発するものについて検当する。この点は海水が西岸境界流で北上し、西岸を離岸する点に相当する。このモデルでは冷却は瞬時に完了するとしているので、この時点では冷却は完了しており、加熱が開始する瞬間という事ができる。すると下層の水温は上層と等しく、さらに T_a とも等しくなっていなければならない。そこで y_1 としては各特性曲線が西岸を出発する点で y の値をとれば良い。

一方東岸から出発するものに関しては問題は単純でない。前述のように、これは上層での東向

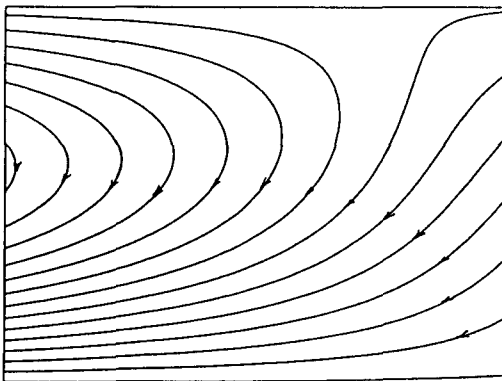


Fig. 3. Plot of characteristics $\psi - U_2 T_1^{(0)} = \text{const}$. The characteristics can be divided into two groups, one starts from the western boundary and the other from the eastern boundary.

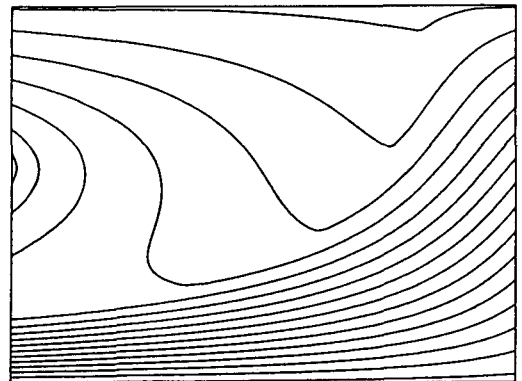


Fig. 4. Plane plot of $T_2^{(0)}$. Clear difference of distribution can be seen between two areas divided by separation line of two groups of characteristics.

きの地衡流の補流として出発する点である。しかし、ここで上層と下層がどうつながるかは明らかでは無い。そこでここでは最も単純な仮定をおく。つまりここでは上層の東向流がそのまま潜り、下層の海水となるというものである。上層水温は第一次近似で T_a に等しいので、下層水温もこの点では T_a に等しい。その結果、やはり東岸を出発する特性曲線に関しても東岸での y の値を y_1 としてとればよい。

このようにして $T_2^{(0)}$ を計算し、平面図として表わしたのが Fig. 4 である。ここで $T_2^{(0)}$ の分布が2つの領域で全く異なった様相を示しているのがわかる。それぞれの領域は、2つの特性曲線のグループがそれぞれ占めている領域である。この2つの領域を分ける境界線の南東側では水温の東西傾度を見ると東側程水温が高くなっているのに対し、境界線の西北側では逆に西の方が高くなっている。そして同じ緯度で見ると境界線上が最も水温が低くなっている。

しかしともかく0次オーダーの水温分布を見る限り前線の形成は見られない。そこで一次のオーダーを調べる事にする。一次のオーダーの方程式は次のようになる。

$$\begin{cases} J(\psi + U_1 T_2^{(0)}, T_1^{(0)}) = -\epsilon \gamma_a T_1^{(1)} + \gamma_1 (T_2^{(0)} - T_1^{(0)}) & (24) \\ J(\psi - U_2 T_1^{(0)}, T_2^{(1)}) + U_2 J(T_1^{(1)}, T_2^{(0)}) = \gamma_2 (T_1^{(1)} - T_2^{(1)}) & (25) \end{cases}$$

(24)においては未知数は右辺第一項のみであるので、 $T_1^{(1)}$ について簡単に解く事ができる。

$$T_1^{(1)} = \frac{1}{\epsilon \gamma_a} \left(U_1 \frac{\partial T_2^{(0)}}{\partial X} \cos y \right) + \frac{\gamma_1}{\epsilon \gamma_a} (T_2^{(0)} - T_1^{(0)}) \quad (26)$$

これを計算し図示したものが Fig. 5 である。前述の特性曲線の2つのグループを分ける境界線の所で不連続的な変化が見られる。但しこの等値線が階段状になっているのは数値計算上のもので、実際にはなめらかな曲線である。ともかく、ここに強い傾度が生じるのは $T_2^{(0)}$ の分布によるものである。 $T_2^{(0)}$ の分布において境界線の南東領域では東側の水温が高い。そのためその地衡流

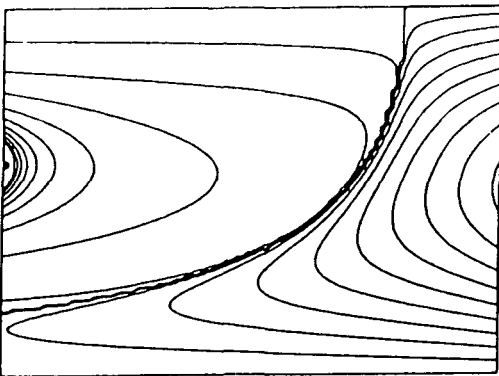


Fig. 5. Plane plot of $T_1^{(1)}$. Again the separation line of the characteristics divides the two areas, a negative area in the north west and a positive area in the south east.

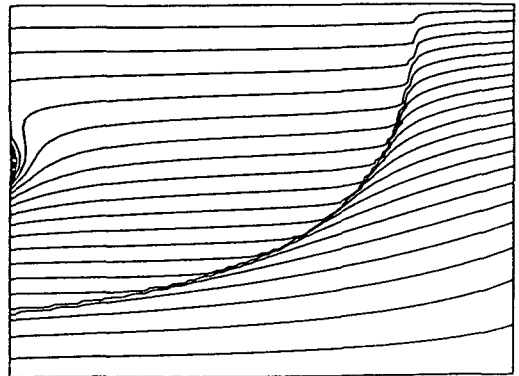


Fig. 6. Plane plot of $T_1^{(0)} + \epsilon T_1^{(1)}$. A front formation is can be seen at the separation line of the characteristics.

は上層では北向きの成分をもつ。 $T_1^{(0)}$ は南で水温が高いのでこれによる移流の効果はこの領域で水温を上昇させる。 それに対し、境界線の北西領域では水温の東西傾度が逆であるため、地衡流は上層で南向きの成分をもち、この領域での水温を下降させる。境界線をはさんで片方で上昇、もう一方で下降が起きるので、ここでは水温勾配が強くなる。

$T_1^{(1)}$ に強い勾配があれば、やはり $T_1^{(0)} + \varepsilon T_1^{(1)}$ にも強い勾配が生じる。それを図示したものが Fig. 6 である。前述の境界線付近に強い水平水温勾配が生じている。つまり前線が形成された事が認められる。

III. 考 察

まず、モデルで形成された前線と実際の亜熱帯前線の比較を行なう。北太平洋における亜熱帯前線は西岸近くでは $20^\circ \sim 25^\circ \text{N}$ 付近で見られる。亜熱帯循環の中央緯度を風の回転が最小になる緯度とすれば、ほぼ 30°N 付近である。つまり西岸近くでの亜熱帯前線の位置は亜熱帯循環の中心と亜熱帯循環の南限(約 15°N) の中間付近である。このモデルにおいても、前線の西岸付近での緯度は循環の中心と南側境界の中間付近である。但し、この位置は U_2 の値によって決るが、 U_2 には h_1 , h_2 がパラメーターとして入っている。主温度躍層以浅を二層に分けたのは熱の沿直伝達を表現する手段としてであるが、二層のとり方にはさほど必然性が無い。そのためこの位置に関する議論はあまり厳密にしても意味が無いと言える。

より重要なのは前線の傾きである。実際の亜熱帯前線は東に行くに従って北上し、中部太平洋では亜熱帯循環の中央緯度付近に存在する。又、TAKEUCHI (1984) の数値モデルにも同様の北上が見られる。この点で、このモデルにおける前線の傾きは観測とよく一致している。このモデルでは前線は東部で急激に北上し、ほぼ南北方向となって北側境界と交っている。実際の前線や数値モデルの前線は東部では北太平洋前線と融合する形となっている。このモデルは北方太平洋前線と含まないので、単純な比較は不可能である。結局、前線の位置や方向に関しては、少なくとも矛盾する点は無ないように思われる。

このモデルの最大の問題点は、下層の水温に対する境界条件で、特に東岸でのものである。この点に関してはまだ研究の余地があり、数値モデルの援用等の方法でさらに解明しなければならない。

文 献

- CUSHMAN-ROISIN, B., 1981, Effects of horizontal advection on upper ocean mixing: A case of front genesis. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1345–1356.
- RODEN, G. I., 1975, On North Pacific temperature, salinity, sound velocity fronts, and their relation to the wind and energy flux fields. *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 557–571.
- TEKEUCHI, K., 1983, Two layer model of Subtropical Front. *Geophys. Bull. of Hokkaido Univ.*, **42**, 229–238.
- TAKEUCHI, K., 1984, Numerical Study of the Subtropical Front and the Subtropical Countercurrent. Submitted to *J. Oceanogr. Soc. Japan*.
- WELANDER, P., 1981, Mixed layers and fronts in simple ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 148–152.