

黒潮流軸周辺の渦度フロント*

中村重久**

Vorticity Front around Kuroshio Flow*

Shigehisa NAKAMURA**

Abstract: Vorticity front around the Kuroshio flow is studied by using a theoretical model and a NOAA satellite thermal imagery. This vorticity front can be taken as a thermohaline or a thermal front which is located just neighbour the Kuroshio flow. This front could do to demonstrate the sea level rise during a period of the Kuroshio flow shifting to the coast. The Kuroshio shift is one of the factors at evaluating coastal hazards caused by a storm surge accompanied by a typhoon.

1. 緒言

黒潮流軸周辺の渦度フロントについて、理論的モデルおよびNOAA衛星赤外画像によって検討した結果の要点を述べる。理論的モデルは、地球自転の効果も含むので、地球上の黒潮類似の流れのある海域における渦度場を考えることと同等なことになる。

日本列島太平洋沿岸域では、台風の原因する高潮災害対策が、開発事業と表裏一体の関係にあり、この問題は、社会的にも影響する範囲が大きい（たとえば、NAKAMURA, 1981; 1988; 1992）。

このような高潮災害には、黒潮接岸にともなう沿岸潮位の上昇なども関与するものと考えられる。黒潮流軸は、太平洋北西部の表層で、熱塩フロント（あるいは水温フロント）の勾配が最大の位置に近いとされている。本文では、熱塩フロントは海水密度に関係し、渦度フロントとして動力学的にみることができるとして検討し、その特性を論じた。

2. 黒潮フロント

黒潮フロントは一体何であろうか。海の中にみられるフロントには、いろいろの種類がある（FEDOROV, 1986）。

力学的にみて、フロントには、海洋大循環のような惑星力学のスケールのものであり、また、その複雑さは、

気候学的スケールとしてとらえられる例もある。黒潮に影響をうけるフロントは、このスケールである。

また、局所的な流れの相互作用ともつながりをもったものも考えられる。さらに、巨視的地形との相互作用も認められる。海底境界層付近の現象も無視できない。

総観的にみて、外洋で認められるものと沿岸域や湧昇域で認められるものに分類できる。

地衡流としてみることができかどうかで、海域によっては、フロントが内部境界面とみなされることもある。河川流出の例は地衡流を考える必要のない例であるが、黒潮流域まで河川流出水がひろがり、黒潮の影響を受けるような場合には、海水塩分が重要な働きをする（NAKAMURA, 1990）。とくに、日本列島の南沖を流れる黒潮の場合、海陸相互作用として、水平シアー流があらわれることに注目しなくてはならない（NAKAMURA, 1992）。

上述の水平シアー流の問題を、地球規模のスケールの問題として検討するには、渦度ポテンシャルの概念を導入すると都合がよい。

ところで、渦度ポテンシャル（以下、渦度と記す）のフロントは、過去において、研究された例がある。たとえば、2次元非粘性の問題としてDRITSCHEL (1989)、GRIMSHAW and YI (1991)の例がある。準地衡流の問題として渦度フロントを検討した例としては、準地衡流に海底地形をあわせて考慮にいたした研究（SEND, 1989; GRIMSHAW and YI, 1991）がある。

3. 基礎方程式

流れの記述のために、無次元量を導入し、これによって基礎方程式を表現することを考える。ここでは、水平

* 1994年2月20日受理 Received February 20, 1994

** 京都大学防災研究所付属白浜海象観測所
〒649-22 和歌山県西牟婁郡白浜町堅田畑崎
Shirahama Oceanographic Observatory, Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Katada-Hatasaki, Shirahama, Wakayama, 649-22 Japan

スケールとして黒潮フロントの波長 L_1 をえらぶ。時間スケールは f_1 の逆数 (f_1 はコリオリ・パラメータ), 鉛直スケールは h_1 とする (cf. Fig. 1)。

このとき, 非発散性順だの現象に対する運動方程式は,

$$\begin{bmatrix} \frac{du}{dt} - fv \\ \frac{dv}{dt} + fu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\eta_x \\ -\eta_y \end{bmatrix} \dots\dots\dots(1)$$

ここに, 流速の x および y 成分を u および v とし, 海面の水位を η とする。ただし,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y},$$

$$(\eta_x, \eta_y) = (\partial\eta/\partial x, \partial\eta/\partial y)$$

なお, 海面の時間的変動はゆるやかであって, 近似的に, $\partial\eta/\partial t=0$ とする。このとき, 連続の条件として,

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = \int_h^0 [(hu)_x + (hv)_y] dz \dots\dots\dots(2)$$

より,

$$(hu)_x + (hv)_y = 0 \dots\dots\dots(3)$$

ここで, 海岸線を $x=0$ とし, 水深 $h(x)$ は単調増加関数とし, $x \rightarrow \infty$ のとき $h=h_0$ とする。式(1)から η を消去すると, 渦度方程式が得られる。すなわち,

$$\frac{d}{dt} [(f+\zeta)/h] = 0 \dots\dots\dots(4)$$

ただし,

$$\zeta = v_x - u_y$$

ここで, 流線関数 ϕ を導入して流量の表示をはかる。このとき,

$$(hu, hv) = (\phi_y, -\phi_x) \dots\dots\dots(5)$$

また, 式(4)を $dq/dt=0$ と書くことにすると,

$$hq = f - (\phi_x/h)_x - (\phi_{yy}/h) \dots\dots\dots(6)$$

したがって, 式(4)は関数 ϕ のみで表わされることになる。

ここで, 海岸線および沖合では流れがないという境界条件は, 次のように与える。

$$(\phi_{x=0}, \phi_{yx \rightarrow \infty}) = (0, 0) \dots\dots\dots(7)$$

さらに, ポテンシャル渦度の場合としての海は, ひとつの境界 $x=L(y, t)$ で2つの領域に分けられているものとする。すなわち,

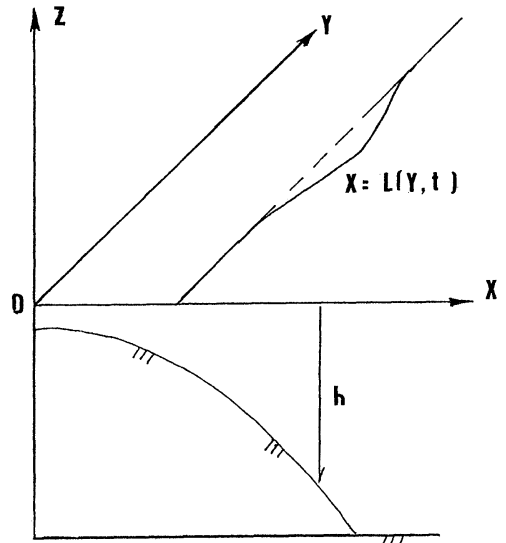


Fig. 1. Schematic model of a vorticity front as the Kuroshio front $x=L(Y, t)$ around a shelf which is shown by a bathymetric pattern $h=h(x)$ off the coast (O-Y).

A model distribution of v_0 along the X axis demonstrates a discontinuous profile at $x=1$.

$$[q(0 < x < L), q(x > L)] = (Q_1, Q_0) \dots\dots(8)$$

場合によっては, 関数 $x=L(y, t)$ は y の多価関数となることがあるかもしれない。ここで考えた境界面での運動学的条件は,

$$L_t + vL_y = u \dots\dots\dots(9)$$

ここに, 式(9)は, 流れに対する連続の条件が成立していることを示している。便宜的に, 上の境界条件を等価なラグランジュの条件におきかえるとすると, 境界では,

$$\left(\frac{dL}{dt}, \frac{dy}{dt}\right) = [u(L, y, t), v(L, y, t)] \dots\dots\dots(10)$$

つぎに, 沿岸流 $v_0(x)$ について, ポテンシャル渦度の

分布が $y \rightarrow \infty (L \rightarrow \infty, \text{かつ}, u \rightarrow 0)$ の場合にも成立つものとする。このとき、式(4)と(8)とから、

$$\begin{cases} V_{0x}(0 < x < L) \\ V_{0x}(x > L) \end{cases} = \begin{cases} -f + Q_1 h \\ -f + Q_0 h \end{cases} \quad \dots\dots(11)$$

ここで、 $V_0(x)$ が $x=l$ で不連続とならないためには、

$$V_0(x) = V + (Q_0 h_0 - f) \cdot (x - l) + Q_0 \cdot F_1 + (Q_1 - Q_0) \cdot H(l - x) \cdot F_2 \quad \dots\dots(12)$$

ただし、

$$(F_1, F_2) = \left[\int_1^x (h(x') - h_0) dx', \int_1^x h(x') dx' \right] \quad \dots(13)$$

さて、 $x \rightarrow \infty$ で v_0 は有限でなくてはならないから $Q_0 = f/h_0$ 。ここで、積分定数を $V=0$ とおくことにすると、 $V_0(l)=0$ 。

また、 $H(x)$ は、変数 x に対するヘビサイド階段関数。そして、 $x \rightarrow \infty$ で $h \rightarrow h_0$ を考慮にいれると、ここでの基本的流線関数は、

$$\phi_0(x) = - \int_0^x v_0(x') \cdot h(x') dx' \quad \dots\dots(14)$$

そして $\phi = \phi_0(x) + \phi$ と書くと、式(6)と(8)とから、

$$(\phi_x/h)_x + \phi_{yy}/h = \begin{cases} -\Delta Q \cdot h, & \text{for } l < x < L, \\ \Delta Q \cdot h, & \text{for } L < x < l, \\ 0, & \text{for } |x| > L \end{cases} \quad \dots\dots(15)$$

ただし、 $\Delta Q = Q_1 - Q_0$ 。このとき、境界条件は、

$$\phi = 0, \text{ for } x = 0 \quad \dots\dots(16)$$

$$\phi \rightarrow 0, \text{ for } x^2 + y^2 \rightarrow \infty \quad \dots\dots(17)$$

そして境界で、 ϕ, ϕ_x, ϕ_y は連続であるとする。式(15)を解くために、グリーン関数 $G(x, \xi, y - \eta)$ を導入する。この関数は、次式を満すものとする。

$$(G_x/h)_x + G_{yy}/h = \delta(x - \xi) \cdot \delta(y - \eta) \quad \dots(18)$$

ただし、

$$\begin{cases} G = 0, & \text{for } x = 0, \\ G \rightarrow 0, & \text{for } x^2 + y^2 \rightarrow \infty \end{cases} \quad \dots\dots(19)$$

ここに、

$$\phi(x, y, t) = -\Delta Q \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_l^{L(y', 0)} G(x', x; y' - y) \cdot h(x') dx' \quad \dots\dots(20)$$

これに対応する流速場は、式(5)と(15)とから、

$$\begin{cases} u(x, y, t) \\ v(x, y, t) \end{cases}$$

$$= -\frac{\Delta Q}{h(x)} \int_{-\infty}^{\infty} dy' \left[\int_l^{L(y', 0)} G_y(x', x; y' - y) \cdot h(x') dx' \right] - \frac{\Delta Q}{h(x)} \int_{-\infty}^{\infty} dy' \left[\int_l^{L(y', 0)} G_x(x', x; y' - y) \cdot h(x') dx' \right] \quad \dots\dots(21)$$

式(18)から、このようなグリーン関数が見つければ、式(21)は、式(10)と結びつけて考えることができるようになり、境界の時間的変化に対する微積分方程式が得られることになる。ここで複素積分の応用を考えるために、まず、グリーン関数を、 $h(x)$ に対する解析関数で表すことを考えよう。そこで、流線関数の発散点 (x', y') 周辺のみに着目すると、近似的に、

$$G(x', x; y' - y) = [h(x)/(2\pi)] \log(R/R_i) \quad \dots\dots(22)$$

ただし、

$$\begin{cases} R \\ R_i \end{cases} = \begin{cases} ((x - x')^2 + (y - y')^2)^{1/2} \\ ((x + x')^2 + (y - y')^2)^{1/2} \end{cases} \quad \dots\dots(23)$$

この式(23)の虚部は、式(19)における海岸線の境界条件を満す。

水深が一定ならば、式(22)は厳密解としてうけとることが可能である。

海底がゆるやかに傾斜している場合には、式(21)の積分を、境界上の複素積分におきかえる。式(20)の場合には、グリーン関数は $y' - y$ のみによるから、作業は簡単である。すなわち、 y についての微分を y' についての微分におきかえて、部分積分をすると、

$$u(x, y, t) = -\frac{\Delta Q}{h(x)} \int_{-\infty}^{\infty} h(L') G(L', y'; y' - y) dL' \quad \dots\dots(24)$$

ここに、

$$(L', dL') = (L(y', t), (\partial L / \partial y') dy') \quad \dots\dots(25)$$

ここでの作業は、長波近似としての理論 GRIMSHAW and YI (1990) を再構成して、ここで必要な当面の課題の解決のいとぐちを得ることにある。これは、GRIMSHAW and YI (1991) の研究につながっている。こうして、グリーン関数の近似による解決法によって、 $\phi(x, y, t)$ の近似を簡単に得ることも可能である。

さて、式(15)について、 $x > x_0$ の範囲で、 $h = h_0$ とし、

等深線は $0 < x < x_0$ の領域内で与えられているものとする。このとき、式(15)の解は、次のようになる。すなわち、

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(B) \cdot \exp[iky - |k|(x-x_0)] dk \quad \dots\dots\dots(26)$$

ただし、

$$\begin{bmatrix} F(B) \\ B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_{-\infty}^{\infty} B(y, t) \cdot \exp(iky) dk \\ \phi(x_0, y, t) \end{bmatrix}$$

つぎに、区間 $0 < x < x_0$ について、長波近似により式(15)の y についての微分は無視できるようになることに注目しよう。そこで、式(17)の境界条件下での、式(16)の近似解は、 $x = x_0$ における式(26)の形の解とうまく接続できることになる。

式(14)および(15)により、近似的に、

$$\begin{aligned} \phi(L, y, t) &= \int_{h_0}^L h(x) dx \int_i^x [h'_0 - h(x')] dx' \\ &+ \Delta Q \left[\frac{1}{2} H_0^2 + \frac{H_0}{h'_0} B_0(M) \right] \dots\dots\dots(27) \end{aligned}$$

ここに、 $M = (1/2)[H_0^2 - h_0^2]$ 。そして、

$$\begin{bmatrix} H_0 \\ h_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int_0^L h(x) dx \\ \int_0^L h(x) dx \\ -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |k| \cdot F_0(M) \cdot \exp(iky) dk \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots(28)$$

さて、式(5)を用いて式(9)を書きかえると、

$$h(L) \cdot L_t = [\phi(L, y, t)]_y \quad \dots\dots\dots(29)$$

式(27)の近似式を、上の式(29)に代入すると、 L についての発展方程式が得られる (cf. GRIMSHAW and YI, 1990)。

とくに、弱い非線形問題で、分散性を考えなくてもよいときは、式(29)は、

$$L_t = q_h [C_0 L_y + (1 + \frac{f}{q_h}(1-h_r))(L-L)L_y] \quad \dots\dots\dots(30)$$

ただし、

$$\begin{aligned} (c_0, h_r, r_1, q_h, h_r) &= \\ (\frac{1}{h_1} \int_0^L h(x) dx, h(L), f/q_h, \Delta Q h_1, h_1/h_0) \end{aligned}$$

したがって、この場合、小振幅の長波であれば、 Q の

正あるいは負に対応して、変動は y 軸沿いに正あるいは負の方向に速さ C_0 で伝わっていくことになる。

4. グリーン関数

ここで、問題の解を得るかぎとなるグリーン関数について検討する。このグリーン関数は、式(18)で定義されている。一般解をもとめるためには、 y についてのフーリエ変換を利用するとよい。すなわち、

$$\begin{aligned} G(x, \xi; y-\eta) &= \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_0(x, \xi; k) \exp[ik(y-\eta)] dk \quad \dots\dots\dots(31) \end{aligned}$$

式(18)より、

$$(G_{0x}/h)_x - k^2 G_0/h = \delta(x-\xi) \quad \dots\dots\dots(32)$$

ここに、

$$\begin{aligned} G_0 &= 0, \quad \text{for } x=0, \\ G_0 &\rightarrow \infty, \quad \text{for } x \rightarrow \infty \end{aligned}$$

さて、 $x > x_0$ で $h = h_0$ とすると、

$$G_0(x, \xi; k) = G_0(x_0, \xi; k) \cdot \exp[-|k|(x-x_0)] \quad \dots\dots\dots(33)$$

とくに、水深が指数関数的に変化しているものとする ($0 < x < x_0$)、

$$h(x) = h_1 \exp[s(x-L)] \quad \dots\dots\dots(34)$$

したがって、

$$h_0 = h_1 \exp[s(x_0-L)]$$

ここに、 h_1 は、変動のないときの境界の深さである。だから、 $0 < \xi < x_0$ のときには、

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} G_0(0 < x < \xi) \\ G_0(\xi < x < x_0) \end{bmatrix} \\ &= \frac{[h(x)h(\xi)]^{1/2}}{W(k)} \begin{bmatrix} \phi_1(x; k) \phi_2(\xi; k) \\ \phi_1(\xi; k) \phi_2(x; k) \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots(35) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} \phi_1(x; k) \\ \phi_2(x; k) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \sin h(ax) \\ \cos h(a(x_0-x)) + \kappa \sin h(a(x_0-x)) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

そして,

$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \kappa \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (k^2 + s^2/4)^{1/2} \\ (|k| + s/2)/\alpha \end{bmatrix}$$

また,

$$W(k) = -\alpha \cos h(\alpha x_0) - \alpha \kappa \sin h(\alpha x_0)$$

ところで, G_0 について, さらに近似をする必要がある。 $s=0$ ならば $h=h_0$ であるから,

$$\begin{bmatrix} \phi_1(x; k) \\ \phi_2(x; k)/W(k) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin h(|k|x) \\ -\frac{1}{|k|} \exp(-|k|x) \end{bmatrix} \dots\dots\dots(36)$$

ここで, G_0 を式(31)に代入すると, G は, 式(22)のような表示となる。ただし, これは, $s \ll 1$ の条件下でのみ可能である。

ところで, 海底地形の問題を考えようとするかぎり, 上の表示を, これ以上, 数学的に吟味しても, それで得るということはない。そこで, 陸棚に相当する海底地形が与えられている範囲から, 等深線のはみだしはないものとする。式(35)の $W(k)$ で $x \rightarrow \infty$ とすると(そして, 式(34)で $h_0 \rightarrow \infty$), 式(36)で,

$$\frac{\phi_2(x; k)}{W(k)} = -\alpha \exp(-\alpha x) \dots\dots\dots(37)$$

そして, 式(36)の ϕ_1 は式(35)と同じである。式(31)の G に対する近似の結果を代入することによって,

$$\begin{aligned} G(x', x; y' - y) &= -\frac{[h(x')h(x)]^{1/2}}{2\pi} \cdot [K_0(\sigma) - K_0(\sigma_i)] \\ &\dots\dots\dots(38) \end{aligned}$$

ここで, 式(23)の表示方式を利用すると,

$$\begin{bmatrix} \sigma \\ \sigma_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} SR \\ \frac{1}{2} SR_i \end{bmatrix}$$

なお, $K_0(x)$ は, x に関する第2種変形ベッセル関数であり,

$$K_0(\rho) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-k'|x| +iky) \frac{1}{k'} dk \dots\dots(39)$$

ただし,

$$\begin{bmatrix} \rho \\ k' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (x^2 + y^2)^{1/2} \\ (k^2 + 1)^{1/2} \end{bmatrix}$$

さらに, $R \rightarrow 0$ のときには,

$$\begin{aligned} K_0(\sigma) &= -\ln R - (\zeta + \ln(\frac{1}{4}s)) \\ &+ 0(R^2 \ln R, R^2) \dots\dots\dots(40) \end{aligned}$$

ここに, ζ は Euler 定数。とくに, $s \rightarrow 0$ のとき, 式(38)は, 式(22)と同型となる。

簡単のために,

$$H(R) \equiv -\frac{1}{2\pi} K_0(\sigma) \dots\dots\dots(41)$$

と書くことにすると, G に関する式(38)を式(24)に代入することによって,

$$\begin{aligned} u(x, y) &= -\frac{\Delta Q}{[h(x)]^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} [h(L')]^{3/2} \cdot [H(R') - H(R_i)] dL' \\ &\dots\dots\dots(42) \end{aligned}$$

ただし,

$$\begin{bmatrix} R' \\ R'_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [(x-L')^2 + (y-y')^2]^{1/2} \\ [(x+L')^2 + (y-y')^2]^{1/2} \end{bmatrix} \dots\dots(43)$$

つぎに, G に対する式(38)を式(21)の下段に代入して部分積分をする。式(43)で, L のかわりに l の場合には,

$$(R', R'_i) = (R'_0, R'_{i0})$$

と書くことにすると,

$$\begin{aligned} v(x, y) - v_0(x) &= \beta \int_{-\infty}^{\infty} [h(L')]^{3/2} \cdot [H(R') + H(R'_i)] dy' \\ &+ \beta \int_{-\infty}^{\infty} h_i^{3/2} \cdot [H(R'_0) + H(R'_{i0})] dy' \\ &+ s\beta \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_l^{L'} [h(x')]^{3/2} [2H(R) + H(R_i)] dx \\ &\dots\dots(44) \end{aligned}$$

ただし,

$$\beta = Q/[h(x)]^{1/2}$$

このようにして, 式(38)で表わされるグリーン関数の近似を用いて, $v-v_0$ は, 3項で記述されることになる。そのうちの2項は境界に沿う積分であり, 残りの第3項は, 変位にかかわった範囲の積分ということになる。境界の変位が小さければ, 上の3項のうち, 初めの2項で, $v-v_0$ に影響を及ぼす程度をあらかじめ知ることができる。深さの変動が小さければ, その深さのずれは小さいとみ

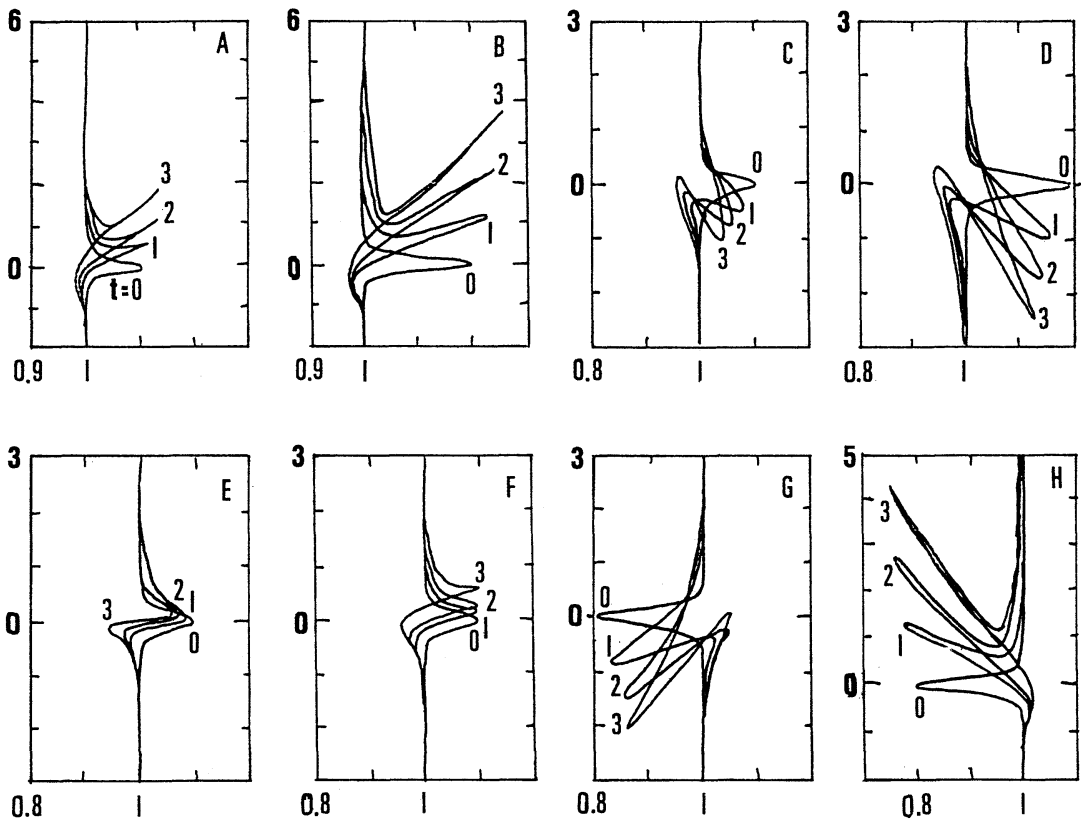


Fig. 2. Evolution of vorticity front

- 1) The parametric condition should be referred to what is shown in Table 1.
- 2) Time stepping is taken by an arbitrary scaling for convenience.

てよい。この小さいずれは、第3項に相当する (cf. SEND, 1989; GRIMSHAW and YI, 1991)。

つまり、式(44)の第2項が解析的にもとまる。事実、

$$\int_{-\infty}^{\infty} [H(R'_0) + H(R'_{10})] dy' = -1/s [\exp(\mu^+) + \exp(\mu^-)] \quad \dots\dots(45)$$

ただし、

$$(\mu^+, \mu^-) = (-\frac{1}{2} s|x-l|, -\frac{1}{2} s|x+l|)$$

ここで注意しなくてはならない点は、次式が式(39)のフーリエ変換によって得られることである。すなわち、

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K_0(p) dy = \frac{1}{2} \exp(-|x|) \quad \dots\dots(46)$$

また、式(12)の V_0 に対して、式(35)を考えるにあたって導入した $h(x)$ を用いると、

$$V_0(x) = \Delta Q \cdot h_1 [-H(\lambda) [\frac{1}{s} (1 - \exp(-s\lambda))] + q_n [\lambda - \frac{h_r}{s} (1 - \exp(-s\lambda))] \dots\dots\dots(47)$$

ここに、 $\lambda = l - x_0$ 。なお、 q_n および h_r は、式(30)で導入したものである。

線型長波の速さ c_0 は、さきに、式(30)で示されているが、結局、次のようになる。

$$c_0 = \frac{1}{s} [1 - \exp(-sl)] \quad \dots\dots\dots(48)$$

すなわち、陸棚の存在は線型長波の速さに影響を与えることになる。

5. 渦度フロントの例

渦度フロントは、弱い非線型性の場合には、いろいろのパラメータの組合わせによって、その時間的変化過程が

大きく異なる。ここでは、Table 1 のような例を対象として考え、その特徴を示すことにした。この表に対応した条件下での数値的検討は、たとえば、Fig. 2 のようになる。このような渦度フロントの時間的変化は、GRIMSHAW and YI (1991) も示している。

このような渦度フロントは、海岸線と陸棚との相互作用によって時々刻々と変形していくものと考えられる。現実には、太平洋北西部に位置する日本列島南沖の黒潮フロント周辺は渦度場であって、本文で考えた理論的モデルのある条件下での状況に対応するとみても差支えないであろう。

人工衛星 NOAA の赤外画像からみた黒潮フロントは、海面での等温度線の密なところとして認識できるものとする、本文の理論的モデルに対応したフロントの特徴が衛星画像によってとらえることが可能ならずである。ここでは、その典型例を Fig. 3 に示した。ただし、パラメータの組合せの量的評価は、巨視的に考えることができるが、ここに例示した画像では、評価は、定性的なものにとどまらざるを得ない。理論と画像との間の対応づけには、さらに今後の検討をまたねばならない面が残っている。さらに、黒潮と台風高潮との間の相互関係の究明には、幾多の解決すべき問題がある。

このような問題を解き、台風高潮などの異常潮位の予測を可能とするためには、理論に併行して、長期にわたる沖合固定点での海象の観測が必要である。

6. 結 言

本文では、黒潮フロントを、渦度フロントとして考え、単純化した海岸線付近における渦度フロントの時間的変形過程を、理論的モデルによって検討した。この変形過程には、フロント周辺のポテンシャル渦度、初期条件としてのフロントのずれ、水深、陸棚の形状、地球自転の効果などが関与している。このような変形過程を、人工衛星の赤外画像で得られた黒潮フロントの例について、定性的に検討した。黒潮フロントの変形過程と、台風高潮などの海岸災害にかかわる異常潮位との関係を明らかにし、このような災害の予測と防止軽減の道を見出すことができるように、今後も努力を継続しなくてはならない。そのためには、沖合固定点としての観測塔による海象の長期にわたる観測が必要である。今後、台風高潮を含む異常潮位やそれに関連した災害の予測や対策には、地球規模のスケールの視点に立脚して、広い視野をもった研究の推進がもめられることになるであろう。

終りに、本文の完成に査読者から有益な助言をいただ

Table 1. Nonlinear Parameters of Kuroshio Front

Case	f/q_h	a_0	q_h	h_r	s	β
A	5	0.1	-1	0	1	5
B	5	0.2	-1	0	1	5
C	-5	0.1	-1	0	1	5
D	-5	0.2	-1	0	1	5
E	0.2	0.1	-1	0	1	5
F	1.7	0.1	-1	0	1	5
G	5	-0.2	-1	0	1	5
H	-5	-0.2	-1	0	1	5

Rem :

- (1) Potential vorticity $q_h = Qh_1$ and $\gamma_1 = f/q_h$, (cf. eq. 30),
- (2) Initial condition $L(y, 0) = 1 + a_0 \sec h^2 By$,
- (3) Depth profile $h = h_1 \exp[s(x-1)]$, $h_r = h_1/h_0$ (cf. eq. 35),
- (4) Refer to eq. 44 for β , where $\beta = Q/[h(x)]^{1/2}$.

Note:

- A : Northern hemisphere (as reference), in a mid-latitude,
 B : As is "A" with a large amplitude a_0 ,
 C : Southern hemisphere (cf. "A")
 D : As is "C" with a large amplitude a_0 ,
 E : Northern hemisphere-in a lower latitudine,
 F : Northern hemisphere-in a higher latitude,
 G : As is "A" with a negative amplitude,
 H : As is "C" with a negative amplitude.

いたことを記して、感謝の意を表す。

文 献

- DRITSCHEL, D. G. (1989): Contour dynamics and contour surgery: numerical algorithms for extended, high resolution modeling of vortex dynamics in two-dimensional, inviscid, incompressible flows. *Comput. Phys. Rep.*, **10**, 77-146.
- FEDOROV, K. N. (1986): The physical nature and structure of oceanic fronts. *Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies*, Vol.19, Springer-Verlag, N.Y. 333p. (esp. 24-29).
- GRIMSHAW, R. and Z. YI (1990): Finite-amplitude long waves on coastal currents. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 3-18.
- GRIMSHAW, R. and Z. YI (1991): Evolution of a potential vorticity front over a topographic slope. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1240-1255.
- NAKAMURA, S. (1981): On factors magnifying a storm surge. *Proc. 19th Congr. IAHR*, New Delhi, B(a), paper No.5, 47-54.
- 中村重久 (1988): 近畿圏沿岸の高潮災害の要因としての

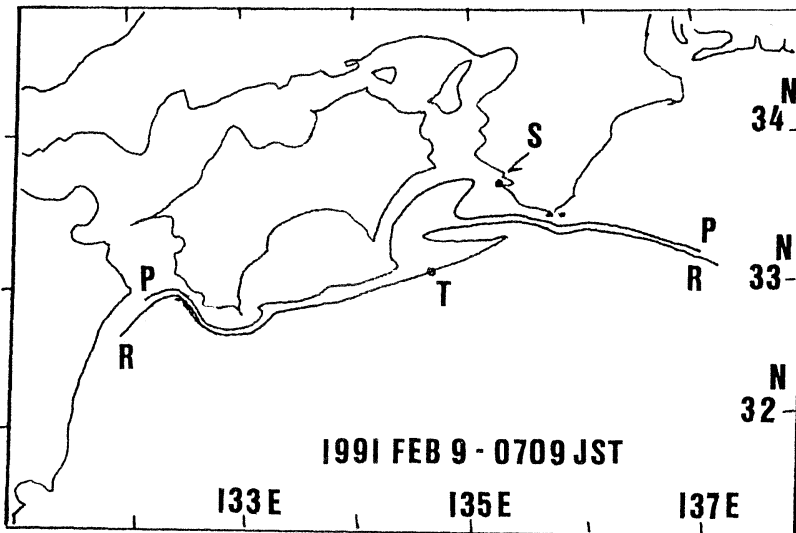


Fig. 3. One example of the satellite thermal patterns of the Kuroshio front as a vorticity front.

- 1) The marks "S" and "T" are showing the locations of Shirahama Oceanographic Tower Station(S) and the Tosabae(T) as an extension of the Muroto Knoll.
- 2) The isotherms of "P-P" and "R-R" are for 14°C and 15°C respectively. The Kuroshio front must be just neighbor the isotherms.
- 3) The Kuroshio main flow must be just south of the isotherm "R-R", and the Kuroshio front must be just around or north of the isotherm "R-R".

黒潮について. 京大防災研年報, 31, B-2, 753-773.

NAKAMURA, S. (1990): Satellite monitoring of storm runoff. Proc. 5th Conf. on Urban Storm Drainage, 2, 639-645.

中村重久 (1992): 陸棚沿岸域における台風高潮について. 京大防災研年報, 35, B-2, 215-230.

NAKAMURA, S. (1992): Satellite thermal variations of Kuroshio in relation to storm floods. Proc. Cong. for Pacific Ocean Environment and

Probing (PORSEC'92 in Okinawa), 2, 835-840.

SEND, U. (1989): Vorticity and instability during flow reversals on the continental shelf. J. Phys. Oceanogr., 19, 1620-1633.