

黒潮フロントへの海底地形の力学的影響

中村 重久

DYNAMICAL EFFECT OF BATHYMETRIC PROFILE TO KUROSHIO FRONT

By Shigehisa NAKAMURA

Synopsis

Dynamical effect of bathymetric profile pattern to Kuroshio front is studied on the bases of a theoretical solution and an observed data of the satellite thermal patterns. A front off a semifinite ocean is assumed. A subsurface bathymetric pattern is taken as an exponential cross-section vertically. Some mathematical technique is used for obtaining a final solution. Variations of the considering front just around the bathymetric pattern with some parameters. Several satellite thermal patterns can be realized referring to the theoretical solution. This result may help to promote at warning and protection for the storm surges and tsunamis.

1. 緒 言

我が国の沿岸域における自然災害は、沿岸域の高度利用とも関連している。また、我が国の高潮対策は、この50年の間に、その効果が顕著となり、それに、予報の改善も著しい。このようなことから、沿岸域における災害の問題は、解決されたと見なされることもあるようである。しかし、数十年の間の期間に、沿岸域に災害が認められなかったとしても安心するわけにはいかない。一般に、災害は、自然現象と人類とのかわりあいによって生ずるものであるから、この点について、十分な考慮を払っておく必要がある。一方、この高潮対策は、津波のような、その他の異常現象にたいしても有効な機能を示している例も認められているが、それだけで十分と言う訳には行かない。沿岸域の災害で、異常潮位にかかわる問題に應えるためには、我が国の太平洋沿岸域では、黒潮の流軸の接岸や蛇行の問題も把握しておく必要がある。

本文では、まず、理論的モデルとして、半無限海で、海底地形の効果が黒潮フロントのたいしてどのようなものであるかを検討するとともに、衛星赤外画像の例をも参考にして検討した結果の要点を述べる。

2. これまでの研究例

沿岸域における災害で、台風による高潮は、特に顕著なものであり、明治以前の古文書にも風津波として記録が残されている。この風津波の用語は、1950年代にも、学術論文でも用いられている。海底地震による津波の問題も重要であるが、最近では、津波は地震によるものとして国際的にも認められている。一方、風津波は、高潮と呼ばれ、台風によるものとされるようになっていく。それだけに、資料も、研究も、これまでに多くの例があり、そのすべてを、ここに列挙することは容易なことではない。

ここで、このような研究のうちでも歴史的なものは、Nakamura (1981) が紹介している¹⁾。台風高潮に関する研究で、最近の例年では、中村によるものがある(例えば、中村, 1988²⁾; 1991³⁾; 1992⁴⁾)。中村

は、1988 年に、台風高潮を考えるに当たって、海水と大気との間での熱エネルギーの問題を考慮すべきことに言及している。また、1991 年および 1992 年には、我が国の太平洋沿岸を想定し、陸棚沿岸における台風高潮に、ケルビン波と同様な挙動をする変動が沿岸域で認められることを示した。

また、この高潮による沿岸域の災害は、とくに、満潮時や海水位が高い場合には、甚大なものとなるおそれが高いので、このようなことにかかわる要因についても十分に考慮しておく必要がある。このような趣旨から、中村 (1994 a⁵⁾; 1994 b⁶⁾; 1995⁷⁾) は、黒潮フロントの問題について検討を重ねている。この黒潮フロントが接岸すると、それだけで、沿岸域の海水位が高くなる。これは、黒潮の流れが地球自転の効果に関連しているからである。

3. 基礎方程式

台風高潮や黒潮フロントを検討するに当たり、そのような現象の認められる海域が太平洋北西部に位置することを忘れてはならない。ここで、平均水深 D の密度一定の層を考え、そこでの流れは地衡流であるとする。また、 d は水深分布とする。ロスビー数 Ro は $d/D < 1$ であり、内部変形半径は $(g' D)^{1/2}/f$ であるとする。さらに、時間のスケールの無次元化のために $(fd/D)^{-1}$ を考え、また、ポテンシャル渦度 (以下、渦度とよぶ) の無次元スケールとして、 fd/D^2 を考える。このとき、準地衡流渦度 Z の保存は、

$$dZ/dt = Z_t + uZ_x + vZ_y = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

そして、

$$Z = \nabla^2 \phi - \phi + h(x, y) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ϕ は (u, v) の流線関数であって、

$$u = -\phi_y, \quad v = \phi_x \quad \dots\dots\dots (3)$$

ちなみに、中規模スケールの現象にたいするロスビー数は $O(10^{-3})$ である。高さ $h(x, y)$ が 10 までの範囲では、実際の海底地形の変化は十分小さいと言えるので、準地衡流の問題として考えることができるわけである。

そこで、地形の効果として、 $x^2 + y^2 \rightarrow \infty$ とともに、 $h(x, y) \rightarrow 0$ とする。境界条件として、つぎのように仮定する。

$$\phi_y = 0, \quad (x = 0) \quad \dots\dots\dots (4)$$

そして、

$$\phi_y \rightarrow 0, \quad (x \rightarrow 0) \quad \dots\dots\dots (5)$$

これは、海岸線を横断して流れがないという条件である。

さらに、 $x = L(y, t)$ によって、渦度フロントをあらわすものとし、最初の状態は $x = x_0$ に位置するものとする。このとき、 Z_0 および Z_1 を一定値とし、次のように書けるものとする。

$$Z = Z_0, \quad (x > L) \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

$$Z = Z_1, \quad (0 < x < L) \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

流れの場を、平均流と変動流に分けると便利である。このとき、

$$\phi(x, y, t) = \phi_0(x) + \phi_1(x, y, t) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$u(x, y, t) = -\phi_{1y}(x, y, t) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$v(x, y, t) = v_0(x) + \phi_{1x}(x, y, t) \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $\phi_0(x)$ にたいする式は、式 (2) で $\lim_{y \rightarrow -\infty} y \rightarrow -\infty$ とし、 $L \rightarrow x_1$, $\phi_1 \rightarrow 0$ とすると、

$$\begin{aligned} \phi_{0xx} - \phi_0 &= Z_0, & (x > x_1) \\ &= Z_1, & (0 < x < x_1) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

この式 (10) の解は、 $x \rightarrow \infty$ で、有限で、線形の安定な流れであり、

$$v_0 = -B \exp(-x/L) \quad (x > x_1) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$v_0 = -B \exp(-x_L) + (Z_1 - Z_0) \sinh x_L \quad (0 < x < x_1)$$

ただし,

$$x_L = (x - x_0) \quad \dots\dots\dots (12)$$

また, B は任意の定数 ($x = x_0$ で $\phi_0 = 0$ とすると $B = Z_0$)。しかし, ϕ_0 は自由表面の高さを表すものであって, たとえば, $x = x_0$ で $\phi_0 = D_0$ ならば, $B = Z_0 + D_0$ となる。したがって,

$$\begin{aligned} v_0(x) &= -Z_0 \exp(-x_L) & (x > x_1) & \dots\dots\dots (13) \\ &= -Z_0 \exp(-x_L) + (Z_{11} - Z_{01}) \sinh x_L. & (0 < x < x_1) & \end{aligned}$$

ただし,

$$(Z_{11}, Z_{01}) = (Z_0 + D_0, Z_1 + D_0) \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで, 式 (7) に式 (2) および (6) を代入すると, 変動成分について,

$$\nabla^2 \phi_1 - \phi_1 = F(x, y, t) - h(x, y) \quad \dots\dots\dots (15)$$

ただし, $\Delta Z = Z_1 - Z_0$ とし,

$$\begin{aligned} F(x, y, t) &= \Delta Z, & (x_1 < x < L) & \dots\dots\dots (16) \\ &= -\Delta Z, & (L < x < x_1) & \\ &= 0, & (x > L, 0 < x < L) & \end{aligned}$$

境界条件は,

$$\phi_1 = 0, \quad (x = 0) \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\phi_1 \rightarrow 0, \quad (x^2 + y^2 \rightarrow \infty) \quad \dots\dots\dots (18)$$

そして, $\phi_1, \phi_{1x}, \phi_{1y}$ は, フロント $x = L(y, t)$ の両側で連続であるものとする。境界条件 (17), (18) を満たす式 (15), (16) の解は, 形式的に, ヘルムホルツの演算子 $\nabla^2 - 1$ のグリーン関数 G を用いて記述する。すなわち,

$$G(x, x', y, y') = -(1/(2\pi)) K_0(r) \quad \dots\dots\dots (19)$$

ただし,

$$r^2 = x_2^2 + y_2^2; x_2 = x - x', y_2 = y - y' \quad \dots\dots\dots (19.1)$$

ここに, $K_0(r)$ は第2種変形ベッセル関数である。グリーンの積分定理より,

$$\phi_1(x, y, t) = \Delta Z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{L(y,t)} G_0 dx' dy' - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', y') G_0 dx' dy' \quad \dots\dots\dots (21)$$

ただし,

$$G_0(r) = G(r) - G(r_i) \quad \dots\dots\dots (21.1)$$

$$r_0^2 = (x + x')^2 + (y - y')^2 \quad \dots\dots\dots (21.2)$$

ここに, $G(r_i)$ は式 (18) で表される海岸線の境界条件を満たすようなものとする。式 (20) の第1項は, 渦度アノマリーであり, 第2項は地形の効果に対応する。

4. 積分の方法

前節で得た式 (20) の積分を遂行するために, 都合のよい方法を考える (cf. Viera and Grimshaw, 1994⁸⁾)。そこで, 渦度フロントのすべての点 (L, y) について, ラグランジュの方程式による表示をする。

$$dL/dt = u(L, y, t) \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$dy/dt = v(L, y, t)$$

ここに, 式 (8) および (9) から得られる速度場 (u, v) は, 次の通りである。

$$u(x, y, t) = J_1 + A_1 \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$v(x, y, t) - v_0(x) = J_2 + A_2$$

ただし, $G_0(r) = G(r) - G(r_L)$ を用いて,

$$J_1 = -\Delta Z (\partial/\partial y) \int_{-\infty}^{\infty} G_{0r} dy' \quad \dots\dots\dots (23.1)$$

$$J_2 = \Delta Z (\partial/\partial x) \int_{-\infty}^{\infty} G_{0r} dy' \quad \dots\dots\dots (23.2)$$

ここに,

$$G_{0r} = \int_{x_1}^{L(y, t)} G_0(r) dx' \quad \dots\dots\dots (23.3)$$

そして,

$$A_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', y') (\partial/\partial y) G_0(r) dx' dy' \quad \dots\dots\dots (24.1)$$

$$A_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', y') (\partial/\partial x) G_0(r) dx' dy' \quad \dots\dots\dots (24.2)$$

フロントの変位に関与した J_1 と J_2 の積分は, 次のように, 部分積分によって書き換えられる。すなはち,

$$J_1 = -Z \int_{-\infty}^{\infty} (G'(L') - G'(-L')) dL' \quad \dots\dots\dots (25.1)$$

$$J_2 = -Z \int_{-\infty}^{\infty} (G'(L') + G'(-L')) dy' + \Delta Q \int_{-\infty}^{\infty} (G'(x_0) + G'(-x_0)) dy' \quad \dots\dots\dots (25.2)$$

ただし,

$$\begin{aligned} G'(L') &= G(x, L', y, y'), \\ L' &= L(y', t), & dL' &= (\partial L/\partial y') dy' \quad \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

つぎに, 式 (24) における海底地形の効果の計算に当たって, 海底地形は, 次のようなガウスの関数で与えられるものとする。

$$h(x, y) = h_0 \exp(-q((x-\bar{x}_0)^2 + (y-\bar{y}_0)^2) \quad \dots\dots\dots (27)$$

このような地形は, 点 (x_0, y_0) を原点とし, 振幅 h_0 , 幅が $(1/2) q^{-1/2}$ である。式 (24) の二重積分は, Viera-Grimshaw (1994⁸⁾) によれば, 次のようになる。

5. 二重積分の変形

ここで, 式 (24) の二重積分の変形を考える。まず, 次式を考える。

$$\Gamma(x, y) = -\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(x', y') G(r) dx' dy' \quad \dots\dots\dots (28)$$

こうして,

$$A_1 = -(\partial/\partial y)(\Gamma_+ - \Gamma_-) \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$A_2 = -(\partial/\partial x)(\Gamma_+ - \Gamma_-)$$

あるいは,

$$A_1 = -(\partial/\partial y)\Gamma_+ + (\partial/\partial y)\Gamma_- \quad \dots\dots\dots (30)$$

$$A_2 = -(\partial/\partial x)\Gamma_+ + (\partial/\partial(-x))\Gamma_-$$

ただし,

$$[\Gamma_+, \Gamma_-] = [\Gamma(x, y), \Gamma(-x, y)] \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここで, つぎのような書き換えをする。すなはち,

$$[x', y'] = [x' - x, y' - y] = [r \cos \theta, r \sin \theta] \quad \dots\dots\dots (32)$$

$$[x, y] = [x - \bar{x}_0, y - \bar{y}_0] = [A \cos \phi, A \sin \phi] \quad \dots\dots\dots (33)$$

$r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2$, $A^2 = (x - \bar{x}_0)^2 + (y - \bar{y}_0)^2$ (34)
 さらに, 式 (19), (20) および式 (27) を用いることによって,

$$I' = (h_0/2\pi) \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \exp[-q'] K_0(r) r dr d\theta \quad \text{..... (35.1)}$$

ここに,

$$q = -q(r^2 + 2rA) \cos(\theta - \phi) + A^2 \quad \text{..... (35.2)}$$

したがって,

$$I' = h_0 \exp(-qA^2) \int_0^\infty K_1[(1/2\pi) \int_0^{2\pi} E_1 d\theta] r dr \quad \text{..... (36)}$$

ただし,

$$K_1 = K_0(r) \exp(-qr^2) \quad \text{..... (37)}$$

$$E_1 = \exp(-2qrA \cos(\theta))$$

あるいは,

$$I' = h_0 \exp(-qA^2) \int_0^\infty K_0(r) \exp(-qr^2) I_0(2qrA) r dr \quad \text{..... (38)}$$

ただし, $I_0(R)$ は変数 R にたいする第 1 種変形ベッセル関数。かくして,

$$\partial I / \partial y = \partial I / \partial Y = (Y/A) \partial I / \partial A \quad \text{..... (39)}$$

$$\partial I / \partial x = \partial I / \partial X = (X/A) \partial I / \partial A$$

ここに,

$$\begin{aligned} \partial I / \partial A &= 2qAh_0 \exp(-qA^2) \int_0^\infty \exp(-qr^2) K_0(r) I_1(2qrA) r^2 dr \\ &\quad - 2qAh_0 \exp(-qA^2) \int_0^\infty \exp(-qr^2) K_0(r) I_0(2q\lambda A) r dr \\ &= 2qh_0 \exp(-qA^2) \int_0^\infty \exp(-qr^2) K_0(r) I_1(2q\lambda A) r^2 dr \\ &\quad + (h_0/2qA) \exp(-qA^2) \int_0^\infty \exp(-qr^2) (2qAr) I_1(2qAr) K_z dr \\ &= -h_0 \exp(-qA^2) \int_0^\infty \exp(-qr^2) I_1(2qrA) K_1(r) r dr \quad \text{..... (40)} \end{aligned}$$

ただし,

$$K_z = K'_0(r) - 2qrK_0(r).$$

ここで, 式 (40) を式 (39) に代入し, 式 (29), (30), (31) を利用すれば, 次の式 (41) が得られる。ただし, $r \rightarrow 0$ のとき $rK_1(r)$ は有限だから, $r \rightarrow 0$ のとき積分も有限である。

$$A_1 = -h_0 \int_0^\infty \exp(-qr^2) K_1(r) [B_2(x, y, r) + B_2(-x, y, r)] r dr \quad \text{..... (41.1)}$$

$$A_2 = -h_0 \int_0^\infty \exp(-qr^2) K_1(r) [B_1(x, y, r) + B_1(-x, y, r)] r dr \quad \text{..... (41.2)}$$

ただし,

$$B_1 = [(y - \bar{y}_0)/A] \exp(-qA^2) I_1(2qAr) \quad \text{..... (42)}$$

$$B_2 = [(x - \bar{x}_0)/(y - \bar{y}_0)] B_1(x, y, r)$$

また,

$$A^2 = (x - \bar{x}_0)^2 + (y - \bar{y}_0)^2 \quad \text{..... (43)}$$

ここに, $I_1(r)$ および $K_1(r)$ は, 第 1 次の変形ベッセル関数である。ここで式 (41) の被積分関数は指数関

数的に小さくなる特徴があるから、この積分はシンプソン則を利用し、上限を適当な値に取ればよい。

最後に、式 (21) に式 (22) を代入して、式 (23) および (24) を考慮すれば、フロント (L, t) の発展の微積分方程式が得られることになる。

6. 積分路の分割

次に、周辺積分で、積分路を M 個の点で分割する。

$$[L_i(t), y_i(t)] \quad \text{for } i = 1, 2, \dots, M. \quad (44)$$

これによって、式 (21) の離散的表示ができる。すなわち、

$$(d/dt)L_i = u(L_i, y_i, t), \quad \text{for } i = 1, 2, \dots, M. \quad (45)$$

$$(d/dt)y_i = v(L_i, y_i, t). \quad \text{for } i = 1, 2, \dots, M.$$

いま、点 (y_0, L_0) および (y_{M-1}, L_{M-1}) を考え、 $L_0 = L_{M-1} = x_1$ とすると、区間 $y < y_0$ および区間 $y > y_{M-1}$ において、積分路のずれはなくなる。式 (25) の積分 J_1 および J_2 の積分路を不等辺四角形で近似する。

$$J_1(L_i, y_i) = -(1/2) \Delta Z [L_0^0 G_0(r_{ij}) + G_0(r_{ij})] \\ - (1/2) \Delta Z \sum' (L_j^1 G_0(r_{ij}) - \Delta Z \int_{L_{i-1}}^{L_{i+1}} G(r) dL') \quad (46)$$

$$\text{ただし, } L_0^0 = L_{i-1} - L_i, L_j^1 = L_{j+1} - L_{j-1}, G_0 = G(r_{ij}') - G(r_{ij}'') \quad (47)$$

なお、上の式 (27) の中の Σ' は、 $i = j$ の場合の $L_j' G(r_{ij}')$ を除いた和を意味する。

式 (27) の最後の項は、特異積分であり、たとえば、Viera-Grimshaw (1994) の用いた方法で求めるのがよい。

曲線を 2 次曲線であらわすことにすると、

$$[L', y'] = [L_i + (1/2)L_i' p + (1/2)L_0^0 p^2, y_i + (1/2)y_i' p + (1/2)y_i^0 p^2] \quad (48)$$

ただし、 p の値の絶対値は 1 より小さい。 $G(r)$ の対数的特異性は漸近式によって避けることにする。すなわち、

$$K_0(r) \sim -\ln r - \gamma \quad (r \rightarrow 0) \quad (49)$$

ここに、 γ はオイラーの定数。

このようにすると、積分は解析的に求まる。すなわち、

$$\int_{L_{i-1}}^{L_{i+1}} G(r) dL' = \int_{-1}^1 [(dL'/dp) G(r) - \alpha_i \ln |e|] dp - 2\alpha_i \quad (50)$$

ただし、

$$\alpha_i = (1/2\pi) (dL'/dp) |_{p=0} = (1/4\pi) L_i^0 \quad (51)$$

同様に、 $J_2(L_i, y_i)$ も計算する (cf. Viera-Grimshaw, 1994)。計算にあたっては、積分路に手を加えることはしない。しかし、積分路上の点の配列の粗密は曲率によって異なるので、時間積分に当たっては、4 次のルンゲークッタの方法を用いる。

このようにして計算を遂行した例としては、Viera-Grimshaw (1994) の例が上げられる。

7. 計算例

ここで、これまでの解析の結果をもとに、黒潮フロントが海底地形によって、どのように影響を受けるかについて、計算例を示して、その特徴を明らかにしたい。

ここに、渦度フロントとしての黒潮フロントの時間的发展を検討するために、フロントの沖側での渦度 Q_0 およびフロントの両側の渦度の差を ΔQ とする。海岸線からフロントまでの距離を l 、海岸線での水深を

h_0 とする。また、海底地形は式 (27) によって表され、 h_0 と q が海底地形の特徴を表す。

ここでは、Table. 1 のような条件の下での、フロントの時間的发展を検討する。このうち、分類 (Category) の **A** は、とくに h_0 の値による効果の特徴について検討するときの諸条件例出ある。分類 **B** は、海底地形にかかわる q の値の効果を見るための条件である。また、分類 **C** は、フロントの沖側の渦度 Q_0 の効果を見るのに必要な条件である。さらに、海岸線からフロントまでの距離 l の効果を海底地形のスケールと対比して検討する例が、分類 **D** である。

分類 **A** の条件の下でのフロントの時間的发展は、 h_0 の値によって異なり、Fig. 1 のようになる。すなわち、 h_0 が小さいと、フロントは時間経過によって小さい位置的変動をしめす。この変動は、 h_0 の値が大きいほど、大きくなり、複雑になる。

分類 **B** の条件の場合には、Fig. 2 のように、 q の値によるフロントの空間的変動の差異を示している。海底がゆるやかな (q が小さい) 場合には、フロントの空間的変動は大きい。

分類 **C** の条件の時には、フロントの沖側の渦度 Q_0 がいろいろの値の例について検討したものである (Fig. 3)。渦度 Q_0 の値によって、複雑で大きな変動を示す例もあることが分かる。

分類 **D** の場合には、海岸線からフロントまでの距離が海底地形のスケールに比較して大きいと、フロントの変動が大きいことが、Fig. 4 から分かる。

Table. 1 Parameters Specifying Evolution of Front

Category	Z_0	ΔZ	q	l	h_0
A - 1	0	1	3	1	0.1
2	0	1	3	1	0.2
3	0	1	3	1	0.6
4	0	1	3	1	1.0
5	0	1	3	1	1.5
6	0	1	3	1	2.5
7	0	1	3	1	3.5
8	0	1	3	1	4.0
9	0	1	3	1	5.0
10	0	1	3	1	6.0
B -11	0	1	0.5	1	1
12	0	1	4	1	1
C -13	0.1	1	3	1	1
14	0.2	1	3	1	1
15	-0.1	1	3	1	1
16	-0.2	1	3	1	1
17	-0.3	1	3	1	1
18	-0.4	1	3	1	1
D -19	0	1	3	0.4	1
20	0	1	3	0.8	1
21	0	1	3	1.2	1

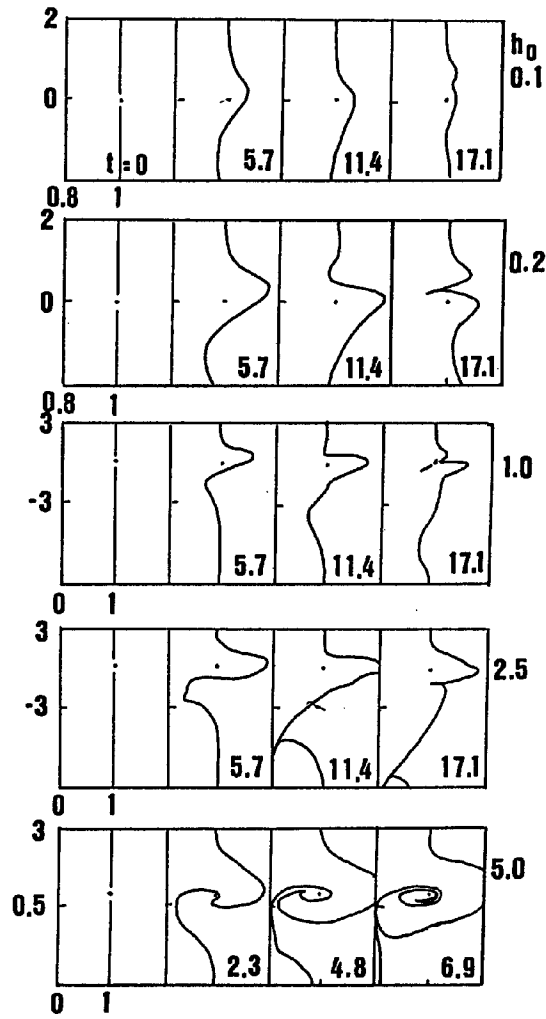


Fig. 1 Effect of h_0 for evolution of vorticity front.
 $(Q_0, \Delta Q, q, l, h_0) = (0, 1, 3, 1, h_0)$.

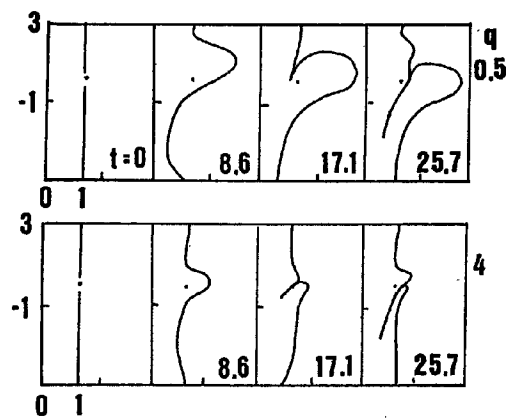


Fig. 2 Effect of steep bathymetric topography for evolution of vorticity front.
 $(Q_0, \Delta Q, q, l, h_0) = (0, 1, q, 1, 1)$.

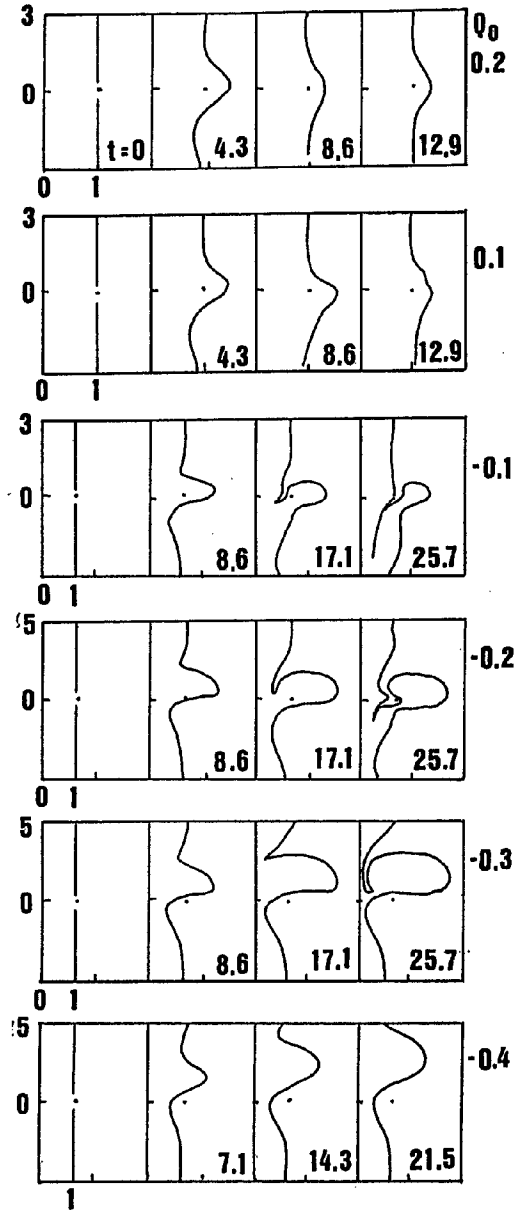


Fig. 3 Effect of vorticity off the front Q_0 for evolution of vorticity front.
 $(Q_0, \Delta Q, q, l, h_0) = (Q_0, 1, 3, 1, 1)$.

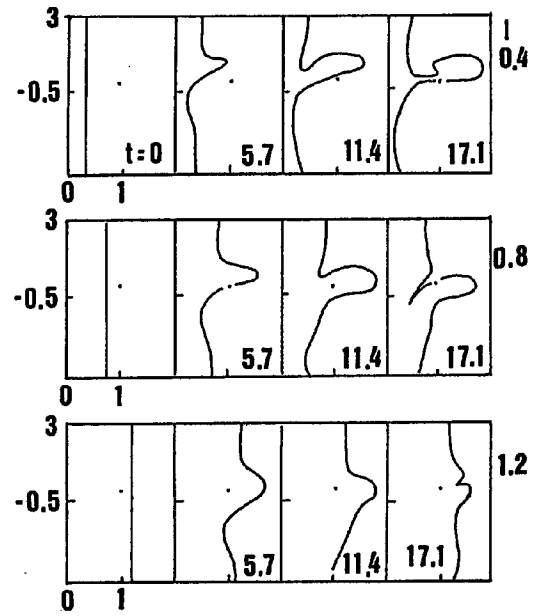


Fig. 4 Effect of delta Q for evolution of vorticity front.
 $(Q_0, \Delta Q, q, l, h_0) = (0, \Delta Q, 3, 1, 1)$.

8. 人工衛星海面赤外画像の例

人工衛星 NOAA の APT 海面赤外画像の例では、海岸線も単純ではないし、黒潮フロントの挙動も複雑であるが、以上の計算例に示したものに対応すると見られるものがある。

例えば、1995 年 4 月 12-13 日の衛星赤外画像の海面温度のフロントをここで考えている渦度フロントに

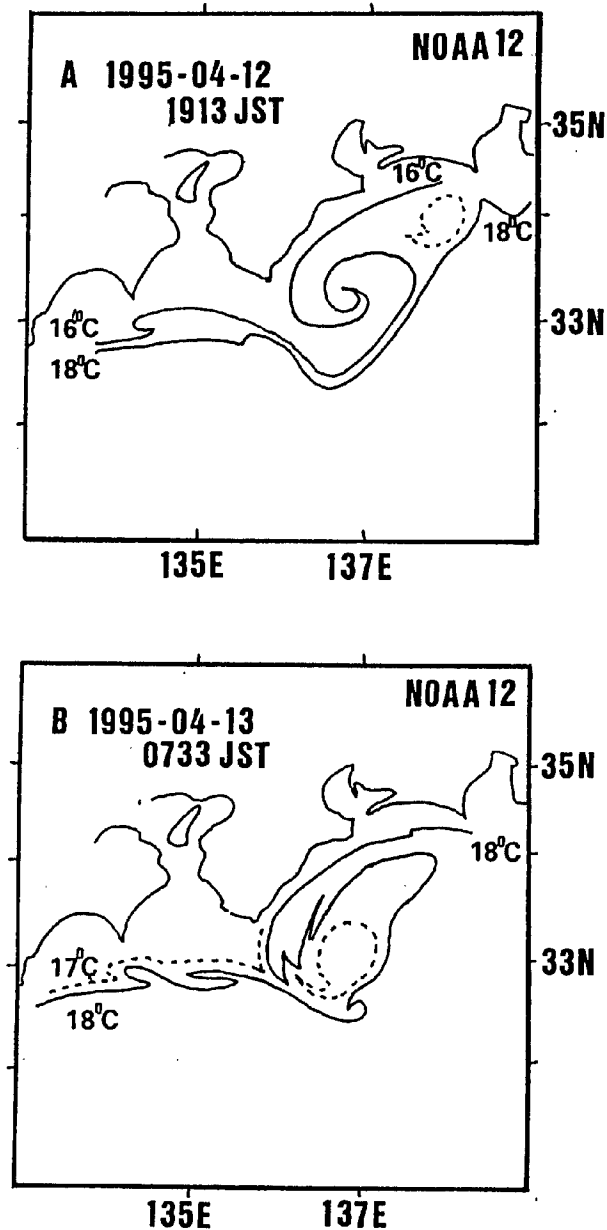


Fig. 5 An example of timely evolution of thermal front as Kuroshio front on APT imageries obtained from the satellite NOAA-12 (12 and 13 Apr. 1995).

A. 1995 April 12 (19 h 13 m JST) : the isotherms 16 and 18 °C are shown.

B. 1995 April 13 (07 h 33 m JST) : the isotherms 17 and 18 °C are shown.

対応するものとする、**Fig. 5**のように、海面の等温線がその特徴を示す。上の**Figs. 1-4**のうちのある例は、このような衛星画像でとらえられた黒潮フロントによく対応したパターンが捕らえられる。海面のみの情報でも、沖合の観測塔のデータと併せて利用することによって、黒潮の挙動についての力学的な知見を得ることができるものと考えられる。

9. 結 論

沿岸域における津波や高潮などの異常海象の予測と対策の基礎的研究の一部として、ここでは、渦度フロントとしての黒潮フロントへの海底地形の力学的影響を検討した。半無限海で沖合のフロントの海岸線からの距離と海底地形のスケールとを考慮した理論的モデルを考え、解析的な結果を示した。このような単純化したモデルによっても、黒潮フロントの時間的空間的發展の特徴が力学的に理解できる。人工衛星海面赤外画像の温度フロントを黒潮フロントとしてみたとしても、この力学的検討の結果が有効なものであることが明らかになったと言える。

参 考 文 献

- 1) Nakamura, S. : On factors magnifying a storm surge, Proc. 19th Cong. IAHR, New Delhi, B) a), paper No.5, 1981, pp.7-54.
- 2) 中村重久：近畿圏沿岸の高潮災害の要因としての黒潮について，京大防災研年報，No.31B-2，1988，pp.753-773.
- 3) 中村重久：陸棚沿岸における台風高潮について，京大防災研年報，No.34B-2，1991，pp.471-492.
- 4) 中村重久：陸棚沿岸域における台風高潮について，京大防災研年報，No.35B-2，1992，pp.215-230.
- 5) 中村重久：黒潮フロントに対する水平シアー流の効果，京大防災研年報，No.37B-2，1994a，pp.661-667.
- 6) 中村重久：黒潮流軸周辺の渦度フロント，La mer, Tome 32，1994b，pp.123-130.
- 7) 中村重久：黒潮フロントの蛇行について，京大防災研年報，No.38B-2，1995，pp.645-654.
- 8) Viera, F. and R. Grimshaw : Topographic forcing of mesoscale phenomena : filamentation, vortex formation, and detachment, J. Phys. Oceanogr., Vol. 24, 1994, pp.1433-1448.