

沿岸成層海域の流速急変の力学的機構

中 村 重 久

ON SPORADIC ACCERELATED VARIATIONS OF FLOW IN COASTAL ZONE

By *Shigehisa* NAKAMURA

Synopsis

A study is undertaken on sporadic accerelated variations of flow in coastal zone. A semi-infinite ocean with a coast on a meridional line is considerd. The ocean is assumed to be an ocean of two layer which is under control of the Earth's rotation, so called, beta effect. Fourier-Laplace transform is utilized for getting solution. Various parameters are inroduced in order to consider what patterns can be expected in the ocean. One of the pattern as the solution seems to show that the observed sporadic variations of currents in the coastal zone can be related to the possibly excited undulations of the interface of the two layer or to the internal waves caused indirectly to the approaching typhoon in advance. A specific example is introduced for helping our dynamical understanding on the basis of this work.

1. 緒 言

白浜海象観測所における主要な研究課題のひとつとして、沿岸域の災害に関連した、高潮・津波という現象がある。高潮は、気象学的条件によるもので、台風に起因する。また、津波は、地震学的条件によるもので、海底地震に起因する。また、白浜海象観測所周辺は、西太平洋北部の立地条件にあるため、黒潮の変動も無視することはできない。

近年、とくに、1990年代になり、沿岸域の災害は、変質しているように見える。地震は地球上で発生しているが、わが国にも直接被害をもたらしている。1991年の台風は、特異な経路をとったため、従来は高潮の被害のなかった地域を襲う結果となった。

これまで、海面あるいは海底での異常な変動を沿岸域の災害の要因として検討してきた。はたして、これで十分なのであろうか。

とくに、台風による高潮については、外洋の情報がほとんどないために、理論解析や数値モデルなどの手法にたよらなくてはならなかった(たとえば、中村, 1990¹⁾, 1991²⁾, 1992³⁾)。ところで、台風による高潮が巨大化し、沿岸域の災害を防止するには、今や、Nakamura (1981)⁴⁾が考えた要因のみを対象とした検討では十分ではないようである。

本文では、沿岸海域の水位変動の要因のひとつとして、沖合の流れをとりあげることとし、とくに、沿岸海域が成層している場合に焦点をしばって検討したい。これによって、高潮に先駆いた流れの急変(たとえば、中村・芹沢, 1987)⁵⁾や高潮と黒潮との相互関係(たとえば、中村, 1988)⁶⁾で不明確であった問題点の解決のいとぐちもつかまることになり、さらには、台風による高潮の予測に役立つような成果が得られるものと考えている。

2. 最近の台風高潮の実例

瀬戸内海を中心として海岸域に災害をもたらしたのは、1991年9月の台風19号とその高潮であった(中村, 1992)³⁾。また、白浜海洋観測塔を1990年には台風4例が直撃した(中村, 1991)²⁾。さらに、1985・1987年の台風、8506号と8719号とは、北上後、黒潮流軸の移動か海面水温分布に関与していた(中村, 1988)⁶⁾。

ところで、台風8506号の例(中村・芹沢, 1987)⁵⁾では、台風接近中に、白浜海洋観測塔の測器に損傷があった。従来の台風による作用としての概念では十分理解できないことである。

ここで、このような台風の沿岸海域での高潮にさきだつて、どのような原因により、どのような現象が生ずるのかを、力学的にとらえることとし、今後の台風時の沿岸海域の問題に適切な対処ができるだけの基礎づくりをすることとしたい。

3. 方程式と境界条件

ここでは、簡単のため、子午線を海岸線とするような半無限海を考える。海岸線を北へ y 軸とし、それに直交して東向きに x 軸をとる。二成層流を考え、その上層(厚さ H_1)では流速 u_1 (密度 ρ_1)、下層では厚さ H_2 で流速 u_2 (密度 ρ_2) とする。ただし、

$$\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2 \ll \rho_2$$

であるとする。海岸線は、ゆるやかに曲がっていて、これを $k(y)$ と書く。海底は、海岸線 $x=0$ から沖合 $x=L(=H_1+H_2)$ の最深部まで、ゆるやかに $h(x, y)$ で表わされるものとする。さらに、海水の運動を考えるにあたって、地球の自転を考え、 β -面近似によって問題を検討する。上層についての長さのスケール L_0 と深さのスケール H_0 とを考慮すれば、時間スケール L_0/u_0 は、上層の最大流速 u_0 に対して定まることになる。このとき着目する沿岸海域のコリオリ・パラメータは f_0 とする。ここで、重力加速度を g とすると、ロスビーの内部変形半径は $[(\Delta\rho/\rho_2)gH_0]^{1/2}/f_0$ となる。ここでは、これを水平スケール L_0 とし、考えて十分である。

運動方程式で、準地衡流近似を考えると(たとえば、Pedlosky, 1981)⁷⁾、渦度ポテンシャルの式は次のように書ける。ただし、便宜上、上層を1、下層を2とし、サフィクスとする。一般に $i=1, 2$ とすると、

$$(\partial_t + \partial_{\xi_{ix}} \partial_y - \partial_{\xi_{ix}} \partial_x) [\nabla^2 \xi_i - \beta y + \gamma_i h - \gamma_i (\rho_2 - \sigma_i \rho_1)] = 0 \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 ξ_i は無次元地衡流での圧力スケールであり、 $\rho_i, f_0 L_0 u_0, (\sigma_1, \sigma_2) = (1, \rho_1/\rho_2), (\gamma_1, \gamma_2) = (-1, H_1/H_2)$, そして、 $f = f_0 + \beta y$ 。さらに、 $\partial_p = \partial/\partial p$ と表わした。このとき、 β のスケールは $u_0 L_0^{-2}$ であり、深さのスケール H_0 は鉛直上方にとる。

そこで、 $x=0$ 付近の海岸線は $x=k(y)$ で表わされるものとする。このとき、境界条件は、つぎのように与えられるものとする。すなわち、 $\xi_i = \xi_i(x)$ に対して、

$$(\xi_i [k(y)], \xi_i [+L]) = (0, \text{const}). \dots\dots\dots (2)$$

平均流 u_i を黒潮の流れに対応させることもできる。流れの変動分を ψ_i とすると、

$$\xi_i = \int_0^x u_i(x) dx + \psi_i. \dots\dots\dots (3)$$

そして、

$$\begin{aligned} &(\partial_t + u_i \partial_x) \Phi_i + J(\psi_i, \Phi_i) \\ &\quad - \psi_{ix} [\beta - u_{ixx} + \gamma'_i h_x + \gamma_i (u_2 - \sigma u_1)] \\ &\quad - \gamma'_i u_2 h_y - \gamma'_i \psi_{2x} h_y = 0. \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここに、

$$\gamma'_i = (0, \gamma),$$

$$\begin{aligned} \Phi_i &= \nabla^2 \phi_i - \gamma_i (\phi_2 - \sigma_i \phi_1), \\ J(a, b) &= a_x b_y - a_y b_x. \end{aligned}$$

上の式 (3) より, 境界条件 (2) は,

$$(\phi_i [k(y)], \phi_i [+L]) = \left(\int_0^{k(y)} u_i dx, 0 \right). \dots\dots\dots (5)$$

と書けることになる。

4. 地形の効果

ここで長波のパターンにあらわれる地形性の変動も考慮に入れるため, ロスピーの変形半径の逆数に対応した微小量 ε を導入し, 次のように変数を書きかえる。すなわち,

$$(x, T) = (\varepsilon x, \varepsilon t). \dots\dots\dots (6)$$

さらに,

$$(k, h) = (\alpha K(y), h_0(x) + \alpha H_0(x, Y)). \dots\dots\dots (7)$$

とし, $h_0(x)$ は冲向きの海底地形を表す。

下層は表層に比較して十分に厚いと考えても, 現実的にみて, 近似として不都合はない。ここで γ を $\varepsilon^2 \gamma$ ととる。また, 下層の流速 u_2 は εu_2 とする。さらに, β のスケールも ε^2 と考えることにすると, 下層にみられる波の位相速度も小さく ε^2 のスケールとみてよい。この位相速度は下層の渦度ポテンシャルの勾配によって定まるものである。したがって, 上層の波が ε^2 のスケールで伝わる時傾圧性不安定が生ずることになる (たとえば, Charney・Straus, 1980)⁸⁾。

上層での外力のスケールが α の場合, 下層の運動のスケールは $\alpha \varepsilon^2$ 程度だろう。これを次のように書けるものとする。

$$(\phi_1, \phi_2) = (\alpha \cdot {}^0\phi_1 + \dots, \alpha \varepsilon^2 \cdot {}^1\phi_2 + \dots). \dots\dots\dots (8)$$

ここで式 (8) を式 (4) に代入すると, 第 0 次近似として,

$$(\partial_T - u_1 \partial_Y) \begin{pmatrix} [{}^0\phi_{1xx} - {}^0\phi_1] - Q_{1x} {}^0\phi_{1y} \\ [{}^1\phi_{2xx} - \sigma \gamma \cdot {}^0\phi_1] \\ + (\beta - u_{2xx}) \cdot {}^1\phi_{2y} - \gamma u_2 h_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \\ 0 \end{pmatrix}. \dots\dots\dots (9)$$

このとき, 上層の渦度ポテンシャルは, 境界面の傾きによって生じる $(u_1 - u_2)$ という地形性渦度ポテンシャルである。ただし,

$$Q_{1x} = -\beta + u_{1xx} - u_1 + u_2.$$

岸での境界条件 (5) は, この場合,

$$({}^0\phi_i(x=0), {}^0\phi_i(x=+L)) = (u_i(0) K(Y), 0). \dots\dots\dots (10)$$

だから, ${}^0\phi_1$ がもたられば, 下層の ϕ_2 もわかるはずである。

いま, $K(Y)$ が次のような例を考える。

$$(K(Y; T < 0), K(Y; T \geq 0)) = (0, K(Y)) \dots\dots\dots (11)$$

これは流れが $T=0$ で変わることに対応する。ここで, 式 (9) および (10) の条件で解くため, 空間座標にフーリエ変換, 時間座標にラプラス変換をする。そして,

$$(u_1 - c)(\phi_{xx}^A - \phi) + Q_1 \phi = 0. \dots\dots\dots (12)$$

ただし,

$$\phi^A(x; s, l) = \int_0^\infty \exp(-st) dt \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ilY) \cdot {}^0\phi_1(x, Y, T) dY.$$

ここに, $s = \delta - i\omega$ であり, ω は周波数 (実数), l は波数 (実数), $c = is/l$, そして, δ は正の実数。これに対応して境界条件を書くと,

$$(\phi^A(x=0), \phi^A(x=+L)) = (u_1(0)K^A(l)/s, 0). \quad (13)$$

ただし,

$$K^A(l) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(Y) \cdot \exp(-iYl) dY.$$

ここで, 式(12)の線型解 ϕ_1 と ϕ_2 とが独立解であって, $\phi_1(+L)=0, \phi_2(+L) \neq 0$ であるときには, ϕ_2 は式(13)の条件を満たさないから, 以後, ϕ_1 のみを考え, これを ϕ と書く。このとき, 解は,

$$\phi^A = \frac{u_1(0)K^A(l)}{s} \cdot \frac{\phi(x, c)}{\phi(0, c)} = \Phi^A \begin{pmatrix} x, c \\ 0, c \end{pmatrix}. \quad (14)$$

これを逆変換すると ${}^0\phi_1$ の解がもとまる。

$${}^0\phi_1 = \frac{u_1(0)}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} K^A(l) \cdot \exp(iYl) \cdot \phi^{AA} dl. \quad (15)$$

ここに,

$$\phi^{AA} = \int_{s-i\omega}^{s+i\omega} \frac{\exp(sT)}{is} \cdot \frac{\phi(x, c)}{\phi(0, c)} ds. \quad (16)$$

とくに, $T \rightarrow \infty$ の時, 式(15)の解は, $s=0$ における極としてもとまる。なお, $\phi(0, c)$ のゼロ点は c_n の極である(Mitsudera・Grimshaw, 1991)⁹⁾。

ここで, $c = u_1$ 以外の場合を対象とし, Q_{1x} は, $0 < x < L$ で符号が変わらないとする。

$$\begin{pmatrix} \phi_n(x) \\ \phi_n(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi(x, c_n) \\ 0 \end{pmatrix}.$$

このとき, 対応する長波のモードが認められる。

ここで, $c_n \neq 0$ の場合を考える。 $\phi(0, c) = 0$ のゼロ点が c_n だから $\phi(0, 0) \neq 0$ 。そこで, $T \rightarrow \infty$ の時の減衰を別にすると,

$${}^0\phi_1 \sim u(0)K(Y) \cdot \Phi^A \begin{pmatrix} x, 0 \\ 0, 0 \end{pmatrix} + \sum_{n=1}^{\infty} u(0)K(Y - c_n T) \cdot \frac{\phi_n(x)}{c_n \phi_c(0, c_n)}. \quad (17)$$

ただし, $\phi_c = \partial\phi/\partial c$ 。ここに, $\phi(x, 0)$ は次に示す方程式の解である。

$$u_1 \phi_{xx}(y, 0) - (u_{1xx} - \beta + u_2) \cdot \phi(x, 0) = 0,$$

$$\phi(+L, 0) = 0.$$

さて, $\beta = 0$, かつ, $u_2 = 0$ のとき, 上式の解は,

$$\phi(x, 0) = u_1(x) \cdot \int_0^{+L} u_1^{-2}(x) dx. \quad (18)$$

そして, $c = c_n$ のときの ϕ_c は式(12)からもとまる。式(12)を c について微分して,

$$(u_1 - c_n) \phi_{c_{xx}} + (\beta - u_{1xx} - u_2 + c_n) \phi_c = \phi_{yy} - \phi. \quad (19)$$

この式(19)に $\phi_n(u_1 - c_n^{-1})$ を乗じて積分すると,

$$\phi_{nx}(0) \phi_c(0, c_n) = \int_0^{+L} \phi_n \cdot Q_{1y} \cdot (u_1 - c_n)^{-2} dy = I_n. \quad (20)$$

そして, 式(15)は,

$${}^0\phi_1 \sim u_1(0) \cdot K(Y) \cdot \Phi^A \begin{pmatrix} y, 0 \\ 0, 0 \end{pmatrix} + \sum_{n=1}^{\infty} c_n^{-1} \cdot F_n(Y - c_n T) \cdot \phi_n(x). \quad (21)$$

ここに,

$$I_n F_n(Y) = \phi_{nx}(0) \cdot u_1(0) \cdot K(Y).$$

上の式(21)の解は, 線型的長波の解で, 地形の効果も含まれていて, その変動の位相速度は c_n である。

もし, $\phi(0, 0) = 0$ ならば, 式(21)ではなく, 式(16)より, $T \rightarrow \infty$ の時,

$${}^0\phi_1 \sim +T \cdot F_0(Y) \cdot \phi_0(x). \quad (22)$$

すなわち、 ${}^0\phi_1$ が T に比例することを示す。

さて、ここで、

$$u_1 = {}^0u_1 + \alpha \cdot {}^1u_1, \dots\dots\dots (23)$$

と書けるとし、 ${}^0u_1(0) = {}^0u_1(+L)$ とすると、

$${}^0Q_{1x} = -{}^0u_{1xx} + {}^0u_1.$$

このとき、式 (13) で、 $x=0$ のとき、

$$\phi_1 = \alpha^2 \left[\frac{1}{2} K^2(Y) \cdot {}^0U_{1x} + {}^1u_1 \cdot K(Y) \right]. \dots\dots\dots (24)$$

この ϕ_1 は α^2 のスケールとなる。だから、

$$\phi_1 = \alpha^2 \cdot {}^0\phi_1 + \dots, \dots\dots\dots (25)$$

と書けることになる。したがって、 ϕ_2 もこれに対応して書きかえればよい。

とくに、 $c_0=0$ のとき、

$${}^0u_1 \cdot {}^0\phi_{xx} - {}^0u_{1xx} {}^0\phi = 0. \dots\dots\dots (26)$$

ここに、

$$({}^0\phi(x=0), {}^0\phi(x=+L)) = (0, 0).$$

このときの解は、

$${}^0\phi(x) = {}^0u_1(x). \dots\dots\dots (27)$$

上の式 (22) と (27) とから、 $T \rightarrow \infty$ の時、

$${}^0\phi_1 \sim +T \cdot F_Y(Y) \cdot {}^0u_1(x). \dots\dots\dots (28)$$

ただし、

$$I_0 F = \frac{1}{2} K^2(Y) \cdot {}^0u_{1Y}^2(0) \cdot {}^0u_{1x}(0) \cdot K(Y),$$

$$I_0 = \int_0^{+L} {}^0Q_{1x} dx = -[{}^0U_{1x}]_0^{+L} + \int_0^{+L} {}^0u_1 dx.$$

ところで、 T が大きいとき、式 (25) は収束しないから、実際には、別のスケールで検討しなくてはならない。これは傾圧性不安定と関連している。

ここで、共振の場合 (${}^1u_1=0$) とジェット状の流れ (${}^0u_1 > 0; 0 < x < L$) の場合についてみれば、式 (28) の $F(Y) \cdot {}^0u_1(x)$ は、区間 $0 < x < L$ で正であり、沿岸で、 $K(x)$ を考えると、上流側は低圧、下流側は高圧ということになる。

5. 共振と不安定

これまでの結果にもとづいて、 $c_0 = O(\alpha)$ の場合の共振と不安定とを検討する。

流れは式 (23) で表わされるとするとき、式 (28) の低次の固有関数では、 β は $\varepsilon^2\beta$ に、 u_2 は ε^2u_2 におきかわる。Grimshaw・Smyth (1986)¹⁰⁾ が示しているように、 α^2 のスケールの外力によって、 α のスケールの応答があらわれるのに、 α^{-1} 程度の時間スケールが必要である。傾圧性不安定の時間的スケール ε^2 を対象としようとするかぎり $\alpha = \varepsilon^2$ とみなせばよい。このとき、新しい時間スケールとして、

$$\tau = \alpha T \dots\dots\dots (29)$$

をとればよい。このとき、解の最初の項は、

$$\alpha A(Y, \tau) \cdot {}^0u_1(x)$$

と書ける。そこで、次のように表す。

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha A(Y, \tau) \cdot {}^0u_1(x) + \alpha^2 \cdot {}^1\phi_1 + O(\alpha^3) \\ \alpha^2 \cdot \phi_1 + O(\alpha^3) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (30)$$

式 (25), (29), (30) を式 (9) 上段に代入すると次式が得られる。

$$({}^1\phi_{1xx} \cdot {}^0u_1 - {}^1\phi_1 \cdot {}^0u_{1xx})_Y + {}^1M = 0, \dots\dots\dots (31)$$

ここに,

$$\begin{aligned} {}^1M = & ({}^0u_{1xx} - {}^0u_1) A_\tau \\ & + ({}^1u_1 \cdot {}^0u_{1xx} - {}^0u_1 \cdot {}^1u_{1xx} + \beta \cdot {}^0u_1 - {}^0u_1 \cdot {}^1u_2) A_Y \\ & + ({}^0u_1 \cdot {}^0u_{1xxx} - {}^0u_{1x} \cdot {}^0u_{1xx}) AA_Y \\ & + {}^0u_1^2 \cdot A_{YY} + {}^0u_1 \cdot {}^1\phi_{2Y}. \end{aligned}$$

ここに, ${}^1\phi_1$ に対する境界条件は, 式 (5) によって与えられる。

$$\begin{pmatrix} {}^1\phi_1(x=0) \\ {}^1\phi_1(x=L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} K^2(Y) \cdot {}^0u_1(y) + K(Y)({}^1u_1 - A \cdot {}^0u_{1x}) \\ 0 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (32)$$

そこで, 式 (31) を y について積分すると, $[{}^0u_1]^{-1}$ が直交条件を満たすような荷重関数に対しては, 式 (31) と式 (32) とが対応することになるわけである。したがって,

$$\int_0^{+L} {}^1M dx + [{}^1\phi_{1x} \cdot {}^0u_1 - {}^1\phi_1 \cdot {}^0u_{1x}]_0^{+L} = 0. \dots\dots\dots (33)$$

さらに, 式 (31) および (32) から,

$$-(A\tau + \Delta A_Y) + \mu AA_Y + \lambda A_{YY} + \kappa \int_0^{+L} {}^0u_1 \cdot {}^1\phi_{2Y} dY = F_Y. \dots\dots\dots (34)$$

ただし,

$$\begin{pmatrix} I_0 \Delta \\ I_0 \mu \\ I_0 \lambda \\ I_0 \kappa \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int_0^{+L} {}^0u_1 \cdot u_2 dx - [{}^1u_1 \cdot {}^0u_{1x}]_0^{+L} - \beta \int_0^{+L} {}^0u_1 dx \\ - [{}^0u_{1x}^2]_0^{+L} \\ \int_0^{+L} {}^0u_1^2 dx \\ 1 \end{pmatrix}$$

ここに, I_0 は式 (28) に示されている。この I_0 が正で, ジェット状の流れがあって, 区間 $0 < x < L$ で, ${}^0u_1 > 0$ のとき, 外力項は

$$\begin{aligned} I_0 F = & \frac{1}{2} K^2(Y) [{}^0u_1(0)]^2 + K(Y) \cdot {}^1u_1(0) \cdot {}^0u_{1x}(0) \\ & - A(Y, \tau) \cdot K(Y) \cdot [{}^0u_{1x}(0)]^2. \dots\dots\dots (35) \end{aligned}$$

ここで, Δ の符号は碎波するかどうかに関係し, β 効果も含まれている。 μ は非線型効果を示すもので, 本文では, つねに $\mu < 0$ である。また, λ はつねに正 (cf. 式 (34))。そして, κ は上下層の結びつきを示すものである ($\kappa > 0$)。この κ は安定度に関係している。とくに, $F = 0$, かつ, $\kappa = 0$ のときには, 式 (34) の解は

$$A \operatorname{sech} [I_s(Y - cT)]. \dots\dots\dots (36)$$

ただし, 振幅を a , 速さを c とするとき,

$$\Delta - c = \mu a / 3 = 4 \lambda I_s^2.$$

式 (36) からわかるように, 孤立波に対する $a\mu\lambda$ の値は正である。それに, $\mu < 0$ と $\lambda > 0$ とを考えているから $a < 0$ ということになる。すなわち, 低圧性の孤立波の存在は可能なことになるわけである。

とくに, 下層については, 式 (29) を考え, 式 (30) を式 (4) の $i = 2$ の場合に代入すればよい。

$$(\partial_\tau + u_2 \partial_Y) ({}^1\phi_{2xx} + \sigma \gamma A - {}^0u_1) + Q_{2xx} \cdot {}^1\phi_{2Y} = -\gamma H_Y u_2, \dots\dots\dots (37)$$

ただし,

$$({}^1\phi_2(x=0), {}^1\phi_2(x=L)) = (K_Y \cdot u_2, 0).$$

6. 安定条件

ここで、式 (34), (36), (37) によって安定度を検討する必要がある。

便宜上、変数を次のように書きかえる。

$$\begin{pmatrix} \tau^* & A^* & \phi^* \\ \Delta^* & H^* & u_1^* \\ \kappa^* & h_0^* & {}^1u_1^* \\ \beta^* & \gamma^* & u_2^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda\tau & \mu A / (6\lambda) & \mu \cdot {}^1\phi_2 / (6\lambda^2) \\ \Delta / \lambda & \kappa\mu H / (6\lambda\sigma) & \kappa^0 u_1 \\ \mu\kappa / (6\lambda) & \sigma h_0 / \kappa & {}^1u_1 / \lambda \\ \beta / \lambda & \gamma\sigma / \kappa\lambda & {}^1u_2 / \lambda \end{pmatrix} \dots\dots\dots (39)$$

このとき、上層の運動方程式は、

$$-(A_f^* + \Delta^* A_f^*) + 6A^* A_f^* + A_f^* \gamma\gamma + \int_0^{+L} u_1^* \phi_f^* dx + F_f^* = 0. \dots\dots\dots (40)$$

ただし、

$$\begin{pmatrix} \Delta^* \\ F_f^* \\ F_m^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int_0^{+L} u_1^* u_2^* dx - [{}^1u_1^* \cdot u_{1y}^*]_0^{+L} \\ F_f^* \left(\frac{1}{2} \kappa^2 - A^* \kappa^* \right) + F_m^* \kappa^* \\ -6 [u_{1x}^*(0)]^2 / \kappa\mu \\ -u_{1x}^*(0) \cdot {}^1u_1^*(0) \end{pmatrix}$$

ここに、 F_f^* は外力のフィードバックであり、 F_m^* は沿岸の小さい流れによる作用である。それで $u_1^*(y)$ が与えられると F_f^* はそれに対応したものとなる。とくに、 $u_{1y}^*(+L) = 0$ (e.g. $L \rightarrow 0$) のときは、 $\kappa\mu = -[u_{1x}^*(0)]^2$ である。他方、 F_m^* は沿岸流の平均 ${}^1u_1^*(0)$ に比例する。

下層の運動は、

$$(\partial_\tau + u_2^* \partial_y)(\phi_{xx}^* + \gamma^* A^* u_1^*) + Q_{xx}^* \phi_f^* + \gamma^* H^* u_2^* = 0. \dots\dots\dots (41)$$

このとき、

$$(\phi^*(0), \phi^*(+L)) = (\kappa_y^* \cdot u_2^*(0), 0),$$

また、

$$Q_{xx}^* = \gamma^* h_{0x}^* + \beta^* - u_{2xx}^* - \gamma^* u_1^*.$$

ここで、式 (40) を考えるにあたって、 $K^* > 0$ は海岸線が沖に凸であり、 $K^* < 0$ は湾入の状態に対応する。なお、 $\lambda > 0, \mu < 0$ とする。また、流れはジェット状で一方向であるとしているから、 $K = I_0^{-1} > 0$ であり、そして、 $\gamma_0^* > 0$ 。この γ^* は、上層と下層との結びつきに関与している。

7. 流れの安定度

海底地形の効果と β 効果とを考えるために、

$$\beta_e = \beta + \gamma h_{0x} \dots\dots\dots (42)$$

を導入する。さらに、

$$(F, \kappa, H) = (0, 0, 0) \dots\dots\dots (43)$$

とする。式 (40) と (41) とから、上下両層の変動は同時に進行する。このときの解は、

$$A = 2l_s \operatorname{sech}^2 [l_s (Y - c\tau)] + d. \dots\dots\dots (44)$$

ここに、 d は平均の状態を示す。ここで、

$$\phi = A \cdot \phi(x) \dots\dots\dots (45)$$

とする (式 (38) までの ϕ とは別の記述)。式 (44), (45) を式 (40), (41) に代入すると、

$$\begin{pmatrix} c - \Gamma + \int_0^{+L} \phi u_1 dx \\ \phi_{yy} + \gamma u_1 - Q_{2x} \phi / (c - u_2) \\ \phi(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \phi(+L) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (46)$$

そして、

$$\Gamma = \Delta - 2a - 6d. \dots\dots\dots (47)$$

この式 (46)-(47) の関係は、 Γ を Δ と書きかえたとき、線型周期波でもとめたものと同じとなる。この Γ は上下両層の相互作用のない場合の孤立波 (44) の伝わる速さに関係している。この Γ がある範囲外の値をとるとき、不安定となる。しかし、その場合、流れが乱れ、波型が碎けることを意味することだけを述べ、本文では、これ以上の詳細はふれない。

とくに、

$$(a, \Delta, d, \Gamma) = (0.2, 1.2, 0, 0.8) \dots\dots\dots (48)$$

の場合については、Mitsudera・Grimshaw (1991)⁹⁾ が Fornberg・Whitham (1978)¹¹⁾ の方法を応用して計算している。これを Fig. 1 に示す。この図は、上層の海岸線での波型 A の時間変化を下層の沖合 ($x = +1$) での流線関数 ψ の時間変化とを、とくに、式 (48) の条件下で、かつ、 $\beta_e = 1, u_2 = 0$ として得たものである。この例では、孤立波の波高が大きくなると、その伝わる速さはおそくなる。

8. 海岸域の地形条件

以上のように解析結果によって、流れや海岸地形の効果を表式化できることがわかったけれども、これを直観的にとらえるには、コンピュータ・グラフィック (CG) の技法を利用するのがよい。ここでは、前節の Fig. 1 の例にならって得られた若干の結果を紹介する。すなわち、Figs. 2-5 がその例である。図と本文の式中のパラメータとの関係は、Table. 1 に示した。

第 1 に、海岸線の効果が顕著な例を Figs. 2 および 3 に示した。岬状の場合が Fig. 2、湾入部の場合だ

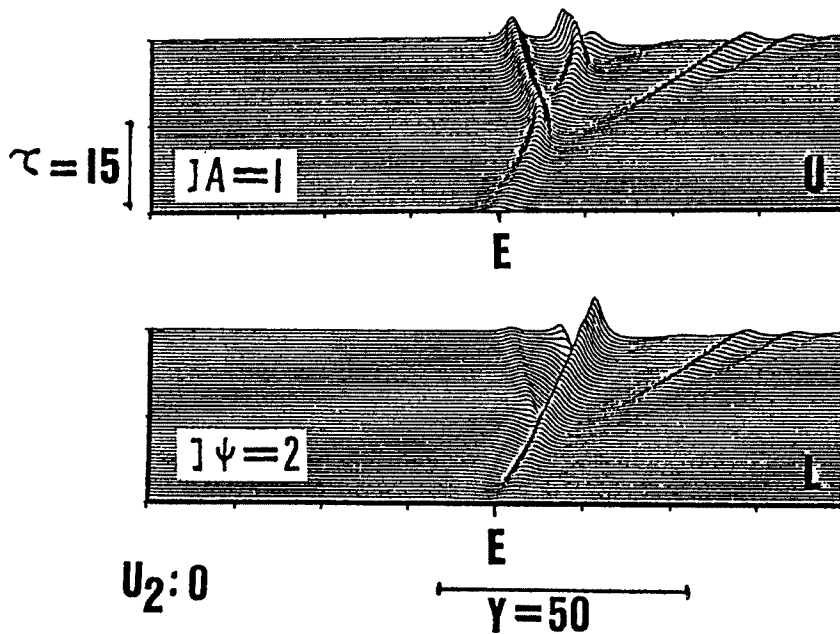


Fig. 1. Time evolution of a disturbance of the upper layer on the coast (U) and of a resonant variation of the lower layer just neighbor the coast (L).

Table 1. Condition of coastal configurations

Class	Parameters						Remarks
	F_0	Δ	β_e	U_2	γH	K_0	
1. Coastline: $ F_m \gg F_f $							
(1) Cape: $F_m K_0 > 0$	0.2	0	1	+0.5	—	—	Fig. 2 R
	0.2	0	1	0.0	—	—	Fig. 2 S
	0.2	0	1	-1.6	—	—	Fig. 2 T
(2) Bay: $F_m K_0 < 0$	-0.5	0	1	+0.5	—	—	Fig. 3 R
	-0.5	0	1	0.0	—	—	Fig. 3 S
	-0.5	0	1	-1.0	—	—	Fig. 3 T
2. Feedback: $ F_f \gg F_m $							
Separation or Descerelation	—	0	1	0.0	*	+0.2066	Fig. 4 R
	—	0	1	0.0	*	-0.2066	Fig. 4 S
	—	0	3	0.0	*	-0.2066	Fig. 4 T
3. Bathymetry:							
(1) Ridge: $H_0 < 0$	—	0	1	+0.5	-4.0	—	Fig. 5 R
	—	0	1	-0.5	-4.0	—	Fig. 5 S
(2) Canyon: $H_0 > 0$	—	0	1	-0.5	+0.4	—	Fig. 5 T

- Notations: 1. F_0 for external forcing,
 2. Δ for decaying factor,
 3. β_e for the beta effect and topographical factor,
 4. U_2 for current in the lwoer layer,
 5. γH for bathymetric condition with a stretching,
 6. K_0 for bathymetric pattern,
 7. The other notation should be refered to the text.
 8. The mark '*' is for measure of the depth ratio $H_1/H_2 (=e^2\gamma\kappa\lambda\sigma^{-1})$.

Fig. 3 である。いずれの場合でも、下層の流れ u_2 が異なると、波形の時間的变化にも相異が認められることがわかる。

つぎに、外力の作用が強い例を Fig. 4 に示した。この場合、剥離や減勢がみられる。パラメータによって異なったパターンとなる。

さらに、海底地形の効果の顕著な例を Fig. 5 に示した。海嶺がある場合でも、下層の流れによって、波形のパターンは異なる。また、海谷がある場合には、海嶺の場合と対照的な波型があらわれうることもわかる。

9. 観測例の検討

本文の初めの部分で、最近の台風高潮の実例について、その概要を述べた。そのなかで、台風接近時に、高潮発生にさきだって異常な流れの急変がある例 (中村・芹沢, 1987)⁵⁾ を紹介した。この例を、観測記録によって、さらに検討し、本文の理論的モデルとの対応があるかどうかを調べることにする。

台風8506号の影響圏内に白浜海岸観測塔が入ったのは、1985年6月30日であり、7月1日には台風は通過している。ただし、上記観測塔の記録をつぶさにみると、すでに、6月29日には、観測塔は、台風の影響圏

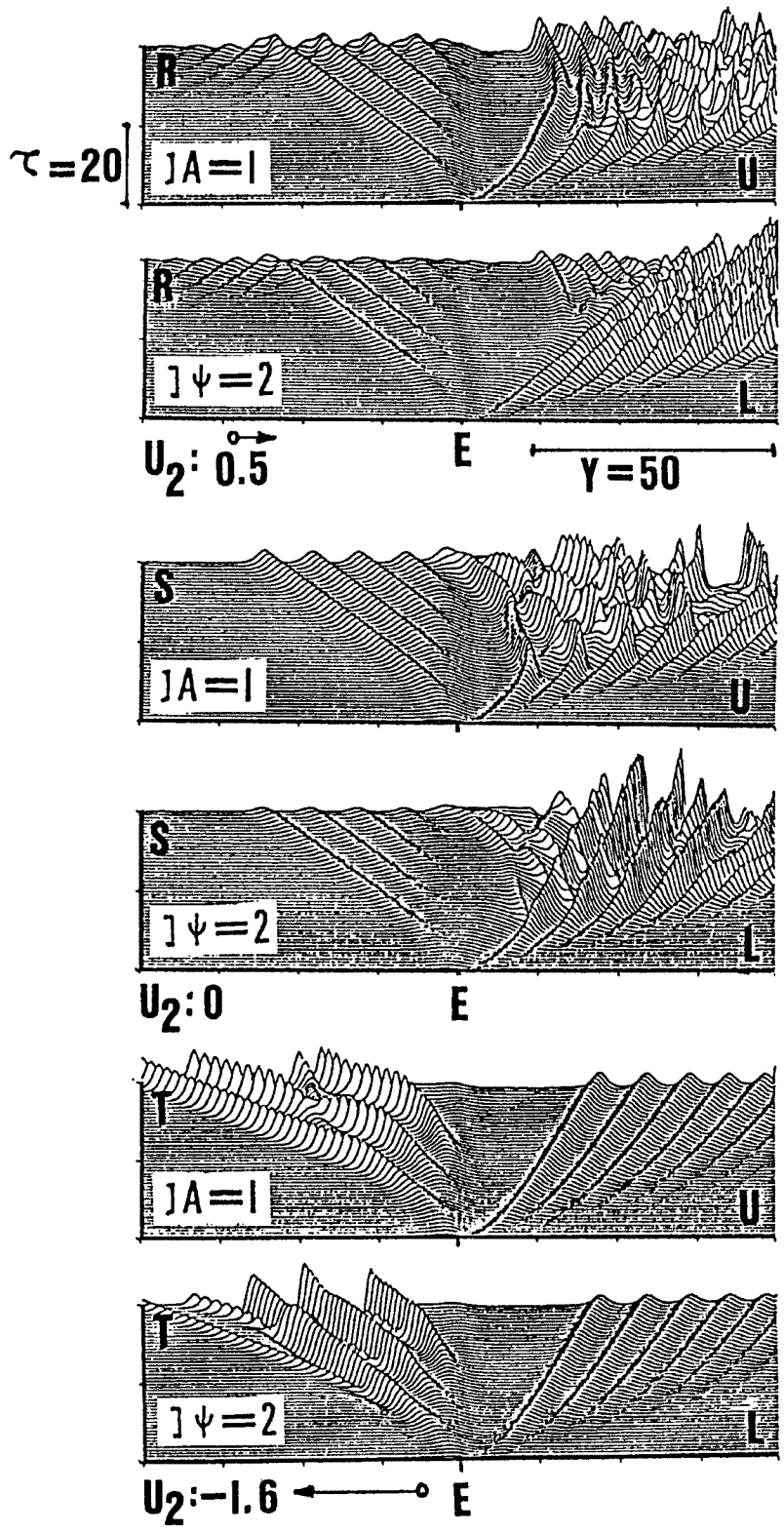


Fig. 2. Time evolution of variations of the upper and lower layers (U and L) around a cape.
 1) R (top) for a positive flow in the lower layer,
 2) S (middle) for no flow in the lower layer,
 3) T (bottom) for negative flow in the lower layer.

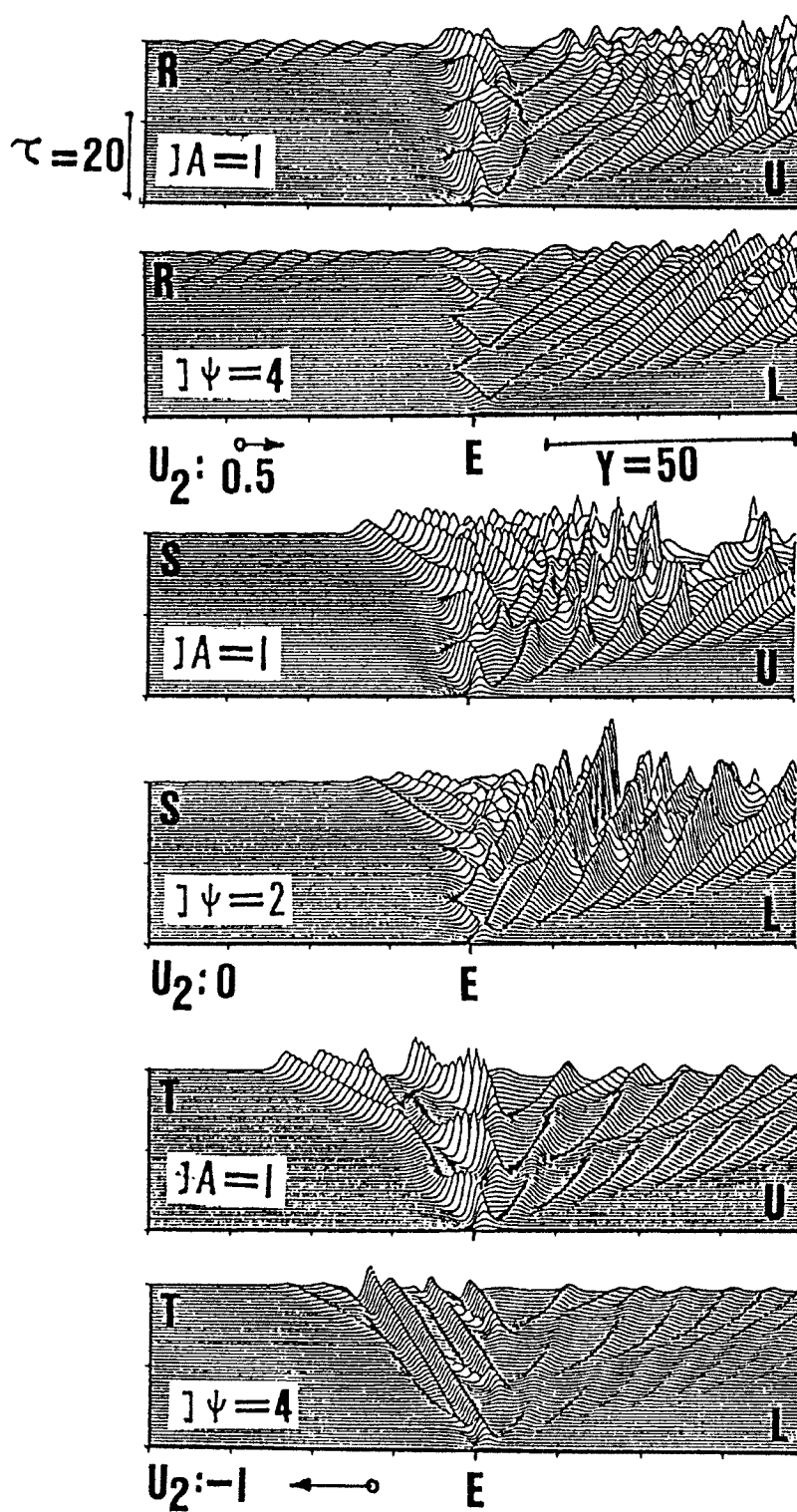


Fig. 3. Time evolution of variations of the upper and lower layers (U and L) around a bay.
 1) R (top) for a positive flow in the lower layer,
 2) S (middle) for no flow in the lower layer,
 3) T (bottom) for a negative flow in the lower layer.

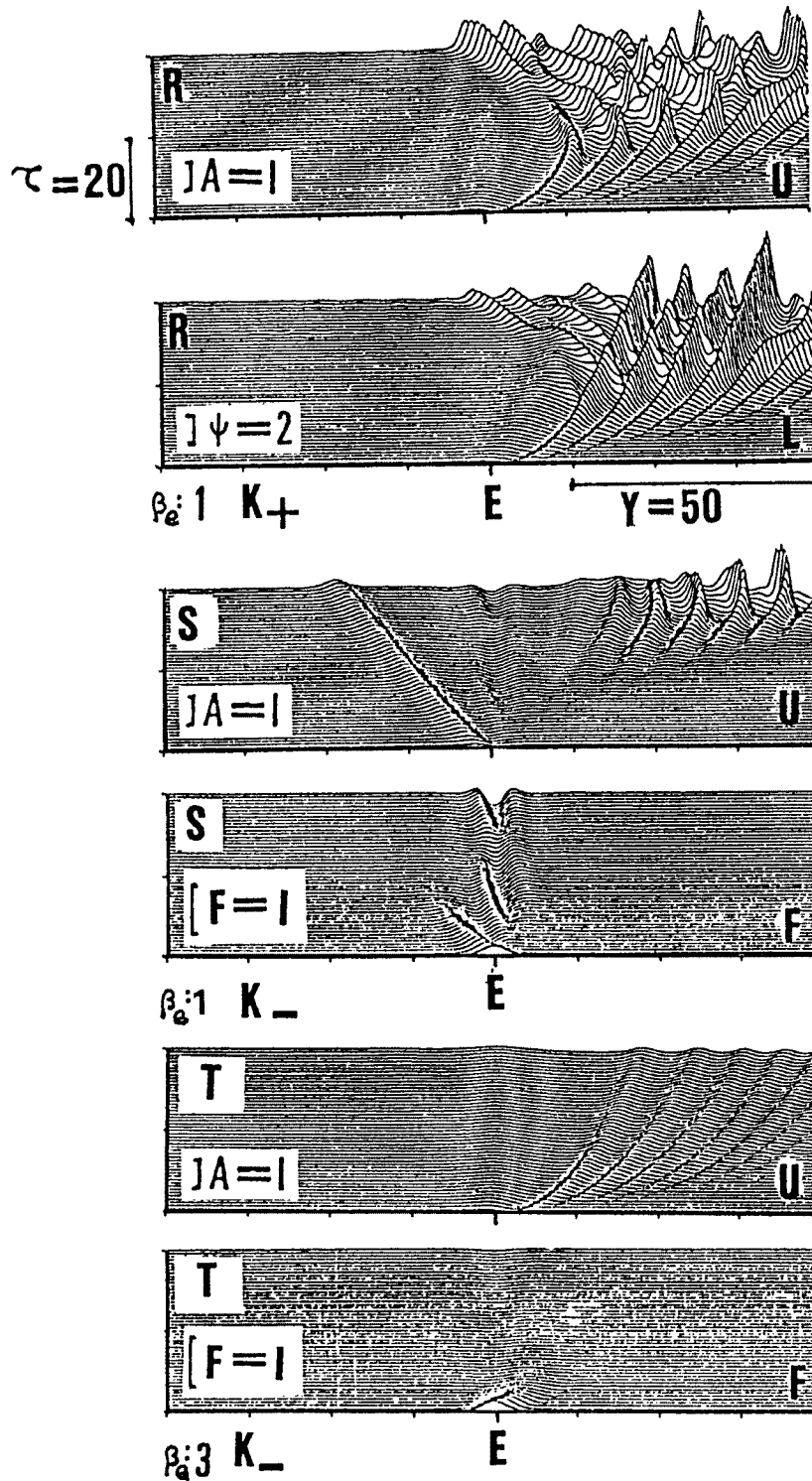


Fig. 4. Timely variations of the upper and lower layers (U and L) at separation or deceleration.
 1) R (top) for bathymetric pattern of a positive K_0 ,
 2) S (middle) for bathymetric pattern of a negative K_0 ,
 3) T (bottom) for bathymetric pattern of a negative K_0 under the stronger topographic beta effect.

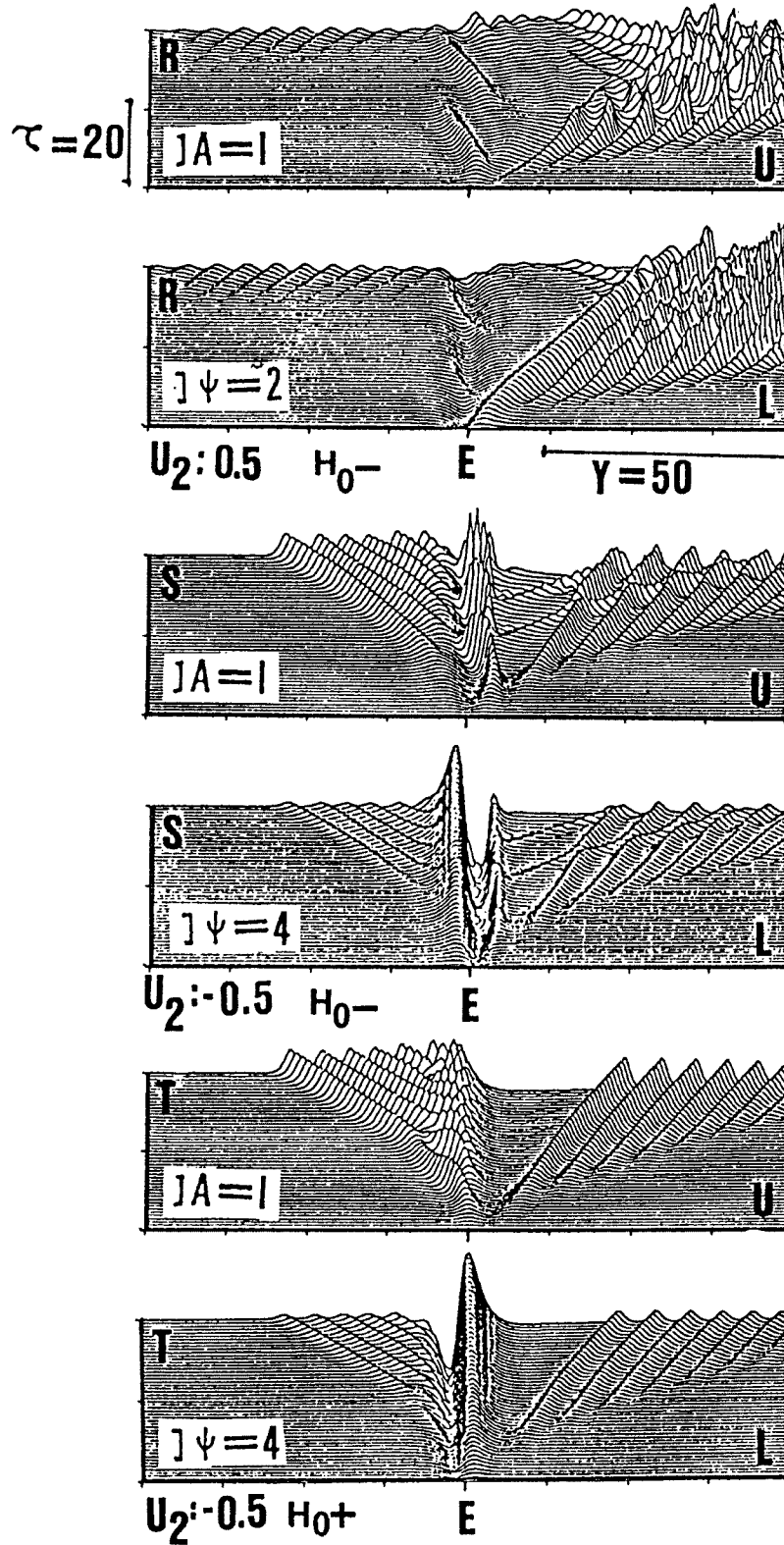


Fig. 5. Time evolution of a disturbance of the upper layer and lower layer (U and L) above a ridge or canyon.
 1) R (top) for a positive flow of the lower layer above a ridge,
 2) S (middle) for a negative flow of the lower layer above a ridge,
 3) T (bottom) for a negative flow of the lower layer above a canyon.

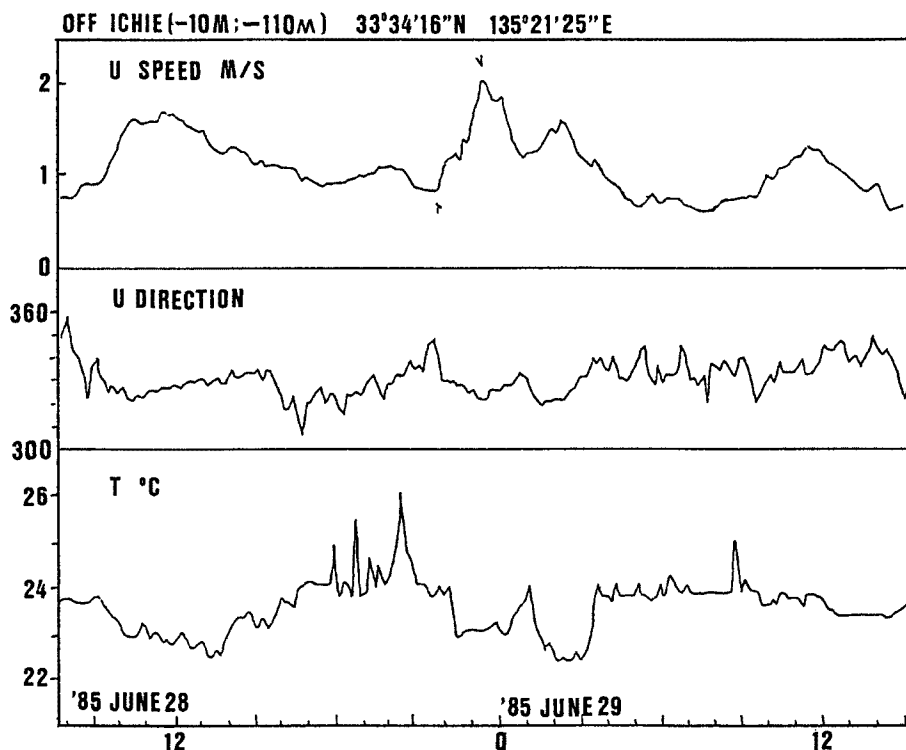


Fig. 6. An example of the observed results indicating a stratified sea water's variation in the coastal zone.

- 1) Recorded at the depth of 10 m under the sea surface,
- 2) Water depth at the site is 110 m.

内に入っている。29日0時過ぎに風向は WNW から S へと変わり、平均波の周期も 10 sec 以上となり、水温も 25°C から 24°C へと変化している (中村・芹沢, 1987)⁵⁾。ちなみに、海上保安庁で、この時期に、観測塔の南約 1.3 km の市江沖 (水深 110 m) で、海面下 10 m と海底上 20 m とでの流速観測をしていた。これを、ここで参考とする。1985年6月28-29日の海面下 10 m での流向・流速および水温の時間的変化は Fig. 6 のようになる。この図で指摘すべき特徴は、28日23時の流速急変と29日2時の極大流速とである。これらのいずれも、水温極小の時間帯によく対応している。流れはおよそ海岸線に平行であった。水温極小は下層水が海面下 10 m にまで達したことを意味する。これと対応して表層の流速が変動している。

上の観測事実を理解するには、沿岸海域の内部波の力学的理解が必要である。本文で考えた二成層海での下層水の運動は表層水の流れに関連している。そして、たとえば、Fig. 1 の一例が、Fig. 6 のような観測記録例に対応するものとして得られたのかもしれない。

すでにみたように、いろいろの条件によって、もっと複雑な現象もあるかもしれない。それが、たとえば、Table. 1 の条件に対応するかどうか問題として考える必要がある。ここで、我々は、思考モデルが実在の現象を理解することを助ける点を忘れてはならない。単に、思考モデルが実在の現象と対応するからといって、問題はすべて解決できたとは言えない。

ここでは、簡単な検討を加えるだけにしておきたい。解決すべき問題は多く、しかも、それらが相互に関連しあっているから、単純化したモデルですべての問題の解決はできとは言えない。本格的研究が必要である。

10. 結 言

以上を要するに、沿岸海域の流速急変の力学的機構を解析的に検討した。半無限二成層海を考え、地球自転による β 効果も考慮にいった。最近の台風高潮の記録例のなかから、ここで考えた解析的モデルに対応した条件下の記録とみられるものについて簡単な検討を加えた。

沿岸海域といえども、自然現象には、未だ解明すべき問題が山積みしていることを痛感する次第である。

最後に、本文をとりまとめるにあたり、海上保安庁をはじめ関連官庁等の御好意により、資料や記録の利用ができた。また、京都大学内外の関係各位にも、多大の御助力をいただいた。ここに、個々の名は列挙しないが、心から感謝の意を表す。

参 考 文 献

- 1) 中村重久: 強制ケルビン波型台風高潮のモデル, 京大防災研究所年報, 第33号, B-2, 1990, pp. 543-587.
- 2) 中村重久: 陸棚沿岸における台風高潮について, 京大防災研究所年報, 第34号, B-2, 1991, pp. 471-492.
- 3) 中村重久: 陸棚沿岸域における台風高潮について, 京大防災研究所年報, 第35号, B-2, 1992, pp. 215-230.
- 4) Nakamura, S.: On factors magnifying a storm surge, Proc. 19th Congr. IAHR, New Delhi Subject B(a), paper No. 5, 1981, pp. 47-54.
- 5) 中村重久・芹沢重厚: 白浜海岸観測塔周辺海域に対する台風8506号の影響, 京大防災研究所年報, 第30号, B-2, 1987, pp. 695-710.
- 6) 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, 京大防災研究所年報, 第31号, B-2, 1988, pp. 753-773.
- 7) Pedlosky, J.: Resonant topographic waves in barotropic and baroclinic flows, J. Atmos. Sci., Vol. 38, 1981, pp. 2626-2641.
- 8) Charney, J. G. and D. M. Straus: Form-drag instability, multiple equilibria, and propagating planetary waves in baroclinic, orographically forced planetary wave system, J. Atmos. Sci., Vol. 37, 1980, pp. 1157-1176.
- 9) Mitsudera, H. and R. Grimshaw: Generation of mesoscale variability by resonant interaction between a baroclinic current and localized topography, J. Phys. Oceanogr., Vol. 21, 1991, pp. 737-765.
- 10) Grimshaw, R. and N. Smyth: Resonant flow of a stratified fluid over topography, T. Fluid Mech., Vol. 169, 1986, pp. 429-464.
- 11) Fornberg, B., and G. B. Whitham: A numerical and theoretical study of certain nonlinear phenomena, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A289, 1978, pp. 373-404.