

## 陸棚沿岸域における台風高潮について

中村 重久

### ON TYPHOON-INDUCED STORM SURGE IN THE COASTAL AND SHELF ZONES

By *Shigehisa* NAKAMURA

#### Synopsis

This work concerns to a part of study on typhoon-induced storm surge as one of the important factors at considering the coastal hazards and related protection works. Main interest is concentrated to the problem on a nonlinear effect in the shallow waters of the coastal and shelf zones at passage of a typhoon. In order to find dynamical mechanism of the nonlinear effect, a simple theoretical model is introduced first. The result suggests that there are various possible patterns of the sea level variations as the nonlinear effect, even after eliminating the predicted astronomical tides and the reversed barometric effect. As an example of the recent storm surges, a case of the typhoon 9119 is introduced with a notice about the observed variations in relation to the patterns of the theoretical model. With the dynamical understanding of the storm surge, a more advanced prediction and protection works could be expected in practice referring to the observations and numerical simulations.

#### 1. 緒 言

わが国の海岸域における自然災害の主要因のひとつとして、台風による高潮災害がある。この高潮災害は、沿岸域に被害をもたらす、沿岸域の高度利用がすすむほど、社会的影響に大きくかかわってくる。このことにかんがみて、着者は、台風高潮の動力学的機構の究明に努めてきた（たとえば、Nakamura, 1981<sup>1)</sup>; 中村・芹沢, 1987<sup>2)</sup>; 中村, 1988<sup>3)</sup>, 1990<sup>4)</sup>, 1991<sup>5)</sup>）。台風の進路の予測を中心とした、気象学的研究計画は、SPECTRUMという国際的計画として、現在、推進されているが、その成果は、今後、公表されるものと考えられる。ただ、台風の情報が得られたとしても、それは、直ちに、台風高潮の評価や予測に有効に利用できるとはかぎらない。海面での大気と海水との間のエネルギー交換や熱輸送が重要であるし、また、海水への大気的作用についても、なお、不明な点が残っている。海岸線や海底地形は、実際上、複雑であり、また、これらの要因が、外洋水および沿岸水と相互に影響を及ぼしあっているものと考えられる。

著者は、台風高潮が岸沿いに伝わる例について、強制ケルビン波の特性が考えられうることを示し（中村, 1990<sup>4)</sup>）、さらに、陸棚の存在が、上記のケルビン波のほかに、自由波を形成することを明らかにした（中村, 1991<sup>5)</sup>）。

本文では、これまでの台風高潮に関する力学的機構究明の結果により、水深の浅い沿岸域では、陸棚よりも非線型効果が重要なことを指摘したい。そのために、最近の台風高潮の例として、1991年9月の台

風9119号による高潮の記録を解析し、あわせて、理論解析により、非線型効果にかかわる要因および高潮パターンの特徴を検討することとした。ここでは、理論によって、定性的に、高潮パターンの特徴をとらえ、観測記録との対比を試みる。

## 2. 最近の台風高潮の実例

北半球の西太平洋熱帯域で発生する台風は、何らかの形で、ほとんど毎年、日本列島を含む太平洋北西部沿岸域に影響を及ぼしている。ちなみに、ごく最近の顕著な例として、台風9119号をあげることができる。その概況は、つぎの通りである。すなわち、1991年9月13日、マーシャル諸島海域で発生した弱い熱帯性低気圧は西に進み、16日には発達して台風19号となった。26日には宮古島付近を通り、Fig. 1のように、次第に東寄りに向きを変え、27日16時過ぎ、長崎県佐世保市の南に上陸し、その後、加速しながら北東に進み、28日8時前には渡島半島に再上陸した（たとえば、和歌山県気象月報、平成3年9月、第495号）。この台風により、厳島神社（広島県）や兼六園（金沢市）など有名な文化財が大きな損傷を蒙り、船舶の転覆や建物倒壊・停電も相次いで起った（たとえば、毎日新聞、1991年9月29日の記事より）。台風による被害としては、農林災害が甚大であった。しかし、海岸域の災害も皆無であったわけではない。

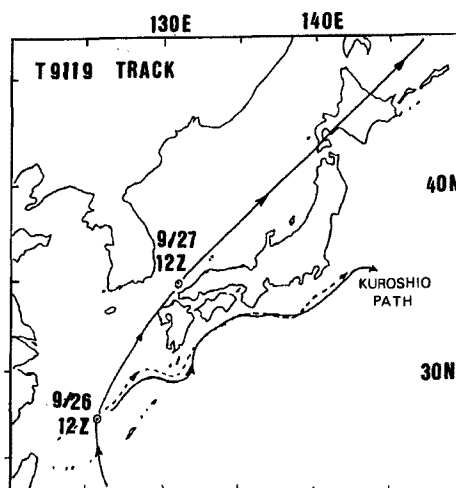


Fig. 1. Track of the Typhoon 9116 and the paths of the Kuroshio around the Japanese Islands.

ここで、このような台風による沿岸域の高潮の特徴を、以下において、力学的にとらえることを試み、今後の台風高潮の評価および対策の参考資料としたい。

## 3. 基礎方程式

### 3.1 ベクトル演算子による表示

沿岸域では、高潮や長周期の波が、従来の力学的検討で予測される高さを超える例もあるが、その力学的機構はまだ十分明らかになっていないからである。

ここで、便宜上、陸棚の幅のスケールが  $L$  の程度であり、時間のスケールが  $|f|^{-1}$  であるとする、流速のスケールは  $|f| \cdot L$  となる。鉛直方向には、深さのスケール  $h_0$  を考える。このとき、海面の変位のスケールは、 $\mu^2 h_0$  とみてよい。ただし、 $\mu^2 = f^2 L^2 / (g h_0)$ 。この  $\mu^2$  は発散パラメータである。

ベクトル演算子を用いると、基礎方程式は無次元型式で、次のように書ける。すなわち、運動方程式は、

$$\frac{du}{dt} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u} + \nabla \zeta = -\frac{\tau}{H}, \dots \dots \dots (1)$$

連続方程式は

$$\mu^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (H \mathbf{u}) = 0, \dots \dots \dots (2)$$

ただし、

$$H = h + \mu^2 \zeta \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 $u$  は流速、 $\zeta$  は海面の変位、 $h$  は静止水面下の水深、 $\tau$  は風応力と海底まさつ応力の両者を考える。 $\mathbf{k}$  は鉛直方向の単位ベクトル、そして、 $f$  は、北半球で+1、南半球で-1とする。

### 3.2 曲線座標系

海岸線や海底地形のゆるやかな変化に対しては、曲線座標系を利用すれば、直交座標系として解析しやすくなる。

ここで、Fig. 2のように、曲線座標系で、 $y$  軸を海岸線とし、沖向きに  $x$  軸をとる。海岸線は  $x=0$ 、沖合の深海は  $x \rightarrow \infty$  となる。ここで考えた曲線座標系での  $(x, y)$  と、直交座標系での  $(x', y')$  との関係は、次のようになる。すなわち、

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x'(x, y) \\ y'(x, y) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (4)$$

この場合、線素片  $ds$  については

$$ds^2 = E dx^2 + 2F dx dy + G dy^2 \dots\dots\dots (5)$$

ここに、

$$\begin{pmatrix} E \\ F \\ G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a} \cdot \mathbf{a} \\ \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \\ \mathbf{b} \cdot \mathbf{b} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $\mathbf{a}$  および  $\mathbf{b}$  は、 $x$  および  $y$  方向のベクトルで、次のように書ける。

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left( \frac{\partial x'}{\partial x}, \frac{\partial y'}{\partial x} \right) \\ \left( \frac{\partial x'}{\partial y}, \frac{\partial y'}{\partial y} \right) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (7)$$

したがって、座標変換 (4) におけるヤコビアンは、

$$J = \mathbf{k} \cdot \mathbf{a} \times \mathbf{b} = (EG - F^2)^{1/2} \dots\dots\dots (8)$$

流速については、 $u = dx/dt$ ,  $v = dy/dt$  とすると、

$$\mathbf{u} = u\mathbf{a} + v\mathbf{b} \dots\dots\dots (9)$$

このとき、 $u = \mathbf{u} \cdot \nabla x$ 、そして、 $v = \mathbf{u} \cdot \nabla y$  である。したがって、式(1)は、

$$E \frac{du}{dt} + F \frac{dv}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial x} u^2 + \frac{\partial E}{\partial y} uv + \left( \frac{\partial F}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial x} \right) v^2 + \frac{\partial \zeta}{\partial x} - Jfv = \tau \cdot \mathbf{a} / H \dots\dots\dots (10)$$

$$F \frac{du}{dt} + G \frac{dv}{dt} + \left( \frac{\partial F}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial y} \right) u^2 + \frac{\partial G}{\partial x} uv + \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial y} v^2 + \frac{\partial \zeta}{\partial y} + Jfu = \tau \cdot \mathbf{b} / H \dots\dots\dots (11)$$

ここでは、

$$d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y \dots\dots\dots (12)$$

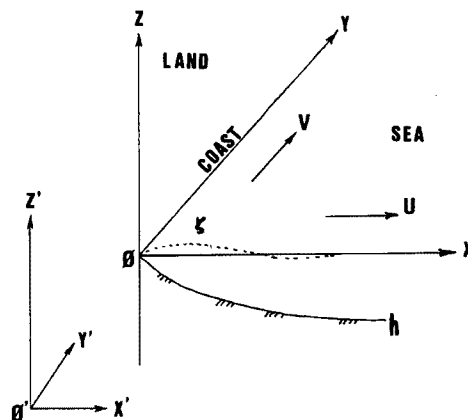


Fig. 2. Natural and reference coordinates for storm surge model in a shallow coastal zone.

つぎに、式(2)の連続方程式は、

$$\mu^2 f \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(HJ u)}{\partial x} + \frac{\partial(HJ v)}{\partial y} = 0. \quad (13)$$

式(10)および(11)より $\zeta$ を消去すると渦度方程式が得られる。すなわち、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{f+\eta}{H} \right) = \frac{1}{JH} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\tau \cdot \mathbf{b}}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\tau \cdot \mathbf{a}}{H} \right) \right], \quad (14)$$

ただし、

$$J\eta = \frac{\partial}{\partial x}(Fu + Gv) - \frac{\partial}{\partial y}(Eu + Fv). \quad (15)$$

境界条件は、海岸線 ( $x=0$ ) および沖合 ( $x \rightarrow \infty$ ) で、 $Hu=0$  とする。これは、 $x$  が一定な線に直角方向の単位ベクトル  $\mathbf{n}$  を導入すると、

$$H\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (x=0), \quad (16)$$

そして、沿岸流  $\mathbf{u}_0$  が存在するとき、沖合では流れがないならば、

$$H(\mathbf{u} - \mathbf{u}_0) \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (x \rightarrow \infty). \quad (17)$$

応力  $\tau$  は、海面に作用する風応力  $\tau_w$  と海底まさつ応力  $\tau_B$  によって、

$$\tau = \tau_w - \tau_B \quad (18)$$

と書けるものとし、また、

$$\tau_B = r(\mathbf{u} - \mathbf{u}_0) \quad (19)$$

を仮定する。一般に、

$$r = r(h) \quad (20)$$

であるが、ここでは、便宜上、 $r$  は  $h^{1/2}$  に逆比例するものとする。

#### 4. 沿岸域の流れ

沿岸域で、風のない場合、 $\tau_w = 0$  である。水深分布は単調関数  $h = h_0(x)$  であり、 $u = 0$ 、かつ、 $v = v_0(x)$  とする。ここに、 $u$  および  $v$  は流速の  $x$  および  $y$  成分である。さらに、無次元座標系で、 $x \rightarrow \infty$  のとき  $h_0(x) \rightarrow 1$  となる場合を考える。海岸線では  $\partial h_0(0)/\partial x \neq 0$  あるいは  $h_0(0) \neq 0$  を考えることもできる。沿岸流としては、 $x \rightarrow \infty$  で  $v_0(x) \rightarrow V_0$  となるものとする。

ここで、微小量  $\varepsilon$  を導入し、新しい変数

$$(Y, T) = (\varepsilon y, \varepsilon t) \quad (21)$$

を考える。このとき、 $u$  を  $\varepsilon u$  ととり、 $\mu$  を  $\varepsilon \mu$  ととることになり、まさつ力のパラメータ  $r$  を  $\varepsilon^2 r$  ととることになる。

地形について、直交座標  $(x', y')$  では、

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x + \alpha g(x, Y) \\ y \end{pmatrix} \quad (22)$$

と書けるものとする (cf. Fig. 2)。ここに、 $\alpha$  は微小量で地形分布を与えるパラメータである。このとき、海岸線は、 $x=0$ 、あるいは、 $x' = \alpha g(0, \varepsilon y')$  で表わされる。

水深については、

$$h = h_0(x) + \alpha k(x, Y) \quad (23)$$

と書けるものとし、

$$\begin{pmatrix} g(x, Y) \rightarrow 0 \\ k(x, Y) \rightarrow 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} x \rightarrow \infty \\ |Y| \rightarrow \infty \end{pmatrix} \dots\dots\dots (24)$$

を想定する。ここに、 $g$  は海岸線の屈曲を示し、 $k$  は水深変化を示す。

運動方程式(10) および (11) は、上の式(21), (22), (23) を用いて、次のように書ける。すなわち、

$$fu + \frac{\partial \zeta}{\partial Y} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial Y} + af \frac{\partial g}{\partial x} u + \frac{\epsilon r_0}{h_0} (V - v_0(x)) = O(\epsilon^2), \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ (h_0 + ak) \left( 1 + \alpha \frac{\partial g}{\partial x} \right) u \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ (h_0 + ak) \left( 1 + \alpha \frac{\partial g}{\partial x} \right) V \right] = O(\epsilon^2). \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここで、沿岸域のみに注目するときには、 $O(\epsilon^2)$  は考えなくてもよい。この場合、式(16) および (17) より、 $x=0$  および  $x \rightarrow \infty$  での境界条件は  $h_0 u = O(\epsilon^2)$  である。外力の項は  $O(\alpha)$  であるから、これに対する応答を解として求めることとしよう。ここに、

$$\begin{pmatrix} u \\ v - v_0(x) \\ \zeta - \zeta_0(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha u_1(x, Y, T) + O(\alpha^2, \alpha \epsilon, \epsilon^2) \\ \alpha v_1(x, Y, T) + O(\alpha^2, \alpha \epsilon, \epsilon^2) \\ \alpha \zeta_1(x, Y, T) + O(\alpha^2, \alpha \epsilon, \epsilon^2) \end{pmatrix}. \quad \dots\dots\dots (27)$$

ただし、 $\partial \zeta_0 / \partial x = f v_0$ 。したがって、

$$-f v_1 + \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} = f v_0 \frac{\partial g}{\partial x}, \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\left( f + \frac{\partial v_0}{\partial x} \right) u_1 + \frac{\partial \zeta_1}{\partial Y} + \frac{\partial v_1}{\partial Y} + v_0 \frac{\partial v_1}{\partial Y} = 0, \quad \dots\dots\dots (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (h_0 u_1) + \frac{\partial}{\partial Y} (h_0 v_1) = -v_0 \frac{\partial}{\partial Y} \left( k + h_0 \frac{\partial g}{\partial x} \right). \quad \dots\dots\dots (30)$$

この式(30) から流線関数  $\phi_1$  を導入できる。すなわち、

$$h_0 u_1 = \frac{\partial \phi_1}{\partial Y}, \quad h_0 v_1 + \left( k + h_0 \frac{\partial g}{\partial x} \right) v_0 = -\frac{\partial \phi_1}{\partial x}. \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここで、式(28) および (29) から、 $\zeta_1$  を消去すると、

$$-\left( \frac{\partial}{\partial T} + v_0 \frac{\partial}{\partial Y} \right) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial P_0}{\partial x} \frac{\partial \phi_1}{\partial Y} = \frac{\partial F_1}{\partial Y}. \quad \dots\dots\dots (32)$$

ただし、

$$P_0 = (f + \partial v_0 / \partial x) / h_0. \quad \dots\dots\dots (33)$$

上の式(32) の外力項は  $T$  に関係しないから、

$$F_1 = \frac{f v_0 k}{h_0} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{v_0^2 k}{h_0} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( v_0^2 \frac{\partial g}{\partial x} \right). \quad \dots\dots\dots (34)$$

ここに、式(32) は、 $O(\alpha)$  の渦度方程式で  $x=0$  での境界条件は、 $\phi_1 = 0$  と書ける。一方、沖合では、 $X = \epsilon x$ ,  $Y, T$  を独立変数として、 $V = \epsilon^{-1}(v - V_0)$ ,  $u, Z = (\zeta - \zeta_0)$  を考えることになる。したがって、ここに、 $\partial \phi_1 / \partial x \rightarrow 0 (X \rightarrow \infty)$ 。

式(32) の解が、齊次微分方程式の変数分離形の解で、 $A(Y - cT)\phi(x)$  の形をとったとする。このとき、

$$(c-v_0) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial P_0}{\partial x} \phi = 0. \quad (35)$$

ただし,  $x=0$  において  $\phi=0$ . そして,  $x \rightarrow \infty$  において  $\partial \phi / \partial x \rightarrow 0$ .

ここでは, 式(35)の解のうち, 安定な波動解のみを考える。このときの必要条件は,  $\partial P_0 / \partial x$  の符号が変らないことである。

安定な波のあらわれる条件は,

$f > 0$  ならば,  $c < v_m$  のとき,

$f < 0$  ならば,  $c > v_M$  のとき。

ここに,  $v_m = \min [v_0(x)]$ ,  $v_M = \max [v_0(x)]$ . そして, 必要条件は  $f P_0 < 0$ .

とくに,  $c = v_0$  は考えないことにして,

$$\left[ \frac{(c-v_0)^2}{h_0} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right] + f(c-v_0) \phi \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{h_0} \right) = 0. \quad (36)$$

そして, このとき,  $x=0$  で  $\phi=0$ ,  $x \rightarrow \infty$  で  $\partial \phi / \partial x \rightarrow 0$ . ここで,  $[\phi_r(x), c_r]$  と  $[\phi_s(x), c_s]$  とが顕著で, しかも,  $c_r \neq c_s$  のときは, 直交性が認められる。

$$\int_0^\infty \frac{\partial P_0}{\partial x} \phi_r \phi_s dx = 0, \quad r \neq s \quad (37)$$

もし,  $[\phi_r(x), c_r]$  ( $r=1, 2, 3, \dots, R$ ) のモードがみられるならば,

$$\phi_1 = \sum_r A_r(Y, T) \cdot \phi_r(x). \quad (38)$$

ただし,  $R$  は無限大と考えてもよい。ここで  $v_0$  が一定のとき  $R$  は有限値となる (Grimshaw, 1987<sup>6)</sup>; Gill and Schumann, 1974<sup>7)</sup>). さらに,  $f \partial P_0 / \partial x < 0$  ならば, 得られたモードはすべて完全解である。モードが完全解でない場合, 式(32)は,  $Y$  と  $T$  とのフーリエ・ラプラス変換で解くことになり, 漸近解を考えなくてはならなくなる。

ここで, 式(37)の直交性を利用し, 式(38)を式(32)に代入した結果は,

$$\frac{\partial A_r}{\partial T} + c_r \frac{\partial A_r}{\partial Y} = \frac{\partial F_r(Y)}{\partial Y}, \quad (39)$$

ここに,

$$I_r F_r = \int_0^\infty F_1 \phi_r dx, \quad I_r = \int_0^\infty \frac{\partial P_0}{\partial x} \cdot \phi_r^2 dx. \quad \dots$$

上の式(39)に対する初期条件は  $A_r(Y, 0) = 0$  であり, したがって, 解は,

$$c_r A_r = F_r(Y) - F_r(Y - c_r T). \quad (40)$$

上の式(39)は, 海岸域付近のみにみられる第1次近似の波動方程式である。

とくに,  $c_r = 0$  ならば, 式(39)の解は, 式(40)とはならないし, 数学的には永年項が残ることになる (Grimshaw, 1987<sup>6)</sup>).

## 5. 共振モード

ここで,  $n$  番目のモードに共振があらわれる場合を検討しよう。このとき,  $O(\alpha)$  の外力に対する応答

は  $O(\alpha^{1/2})$  であり、その時の時間スケールは  $O(\alpha^{1/2})$  である。ここで、十分に長い時間を物象とするものとして

$$\tau = \alpha^{1/2} T \dots\dots\dots (41)$$

と書く。このとき、解としては、初めの項では、自由長波のモード  $\alpha^{1/2} \cdot A(Y, \tau) \cdot \phi_n(x)$  がみられ、そのときの波の速さ  $c_n$  は  $O(\alpha^{1/2})$  である。振幅  $A$  は、まだ確定していない。ここで、さらに、 $\alpha = \varepsilon^2$  と仮定すると、

$$\begin{pmatrix} u \\ v - v_0(x) \\ \zeta - \zeta_0(x) \\ c_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha^{1/2} \frac{\partial A}{\partial Y} \frac{\phi_n}{h_0} + \alpha u_1 + O(\alpha^{3/2}) \\ -\alpha^{1/2} A \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} + \alpha v_1 + O(\alpha^{3/2}) \\ \alpha^{1/2} A \left[ \frac{v_0}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} - P_0 \phi_n \right] + \alpha \zeta_1 + O(\alpha^{3/2}) \\ \alpha^{1/2} \Delta \end{pmatrix} \dots\dots\dots (42)$$

ここに、 $\Delta$  は共振をさまたげる作用をするパラメータである。初めの項での流体粒子の運動は、沖合に相対的に、 $-\alpha^{1/2} A \phi_n / h_n$  で表わされる。

式(42) を式(25)、(26) に代入すると、

$$f v_1 + \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} = f v_0 \frac{\partial g}{\partial x} - \Delta A \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right), \dots\dots\dots (43)$$

$$\begin{aligned} \left( f + \frac{\partial v_0}{\partial x} \right) u_1 + \frac{\partial \zeta_1}{\partial Y} + \frac{\partial v_1}{\partial T} + v_0 \frac{\partial v_1}{\partial Y} &= \left( A_r + \frac{r_0}{h_0} A \right) \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \\ &+ A \frac{\partial A}{\partial Y} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{\phi_n}{h_0} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right) - \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right)^2 \right], \dots\dots\dots (44) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (h_0 u_1) + \frac{\partial}{\partial Y} (h_0 v_1) = -\frac{\partial}{\partial Y} \left( k + h_0 \frac{\partial g}{\partial x} \right) \cdot v_0. \dots\dots\dots (45)$$

上の式(45) から流線関数を導入できる。すなわち、上の式(43)、(44) から、

$$-\left( \frac{\partial}{\partial T} + v_0 \frac{\partial}{\partial Y} \right) \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial P_0}{\partial x} \frac{\partial \phi_1}{\partial Y} = \frac{\partial F_1}{\partial Y} + \frac{\partial N_1}{\partial x}. \dots\dots\dots (46)$$

ただし、

$$N_1 = \left( \frac{\partial A}{\partial \tau} + \Delta \frac{\partial A}{\partial Y} + \frac{r_0}{h_0} A \right) \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} + A \frac{\partial A}{\partial Y} \left[ \frac{\phi_n}{h_0} \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right) - \left( \frac{1}{h_0} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right)^2 \right]. \dots\dots (47)$$

ここに、 $F_1$  は外力で式(34) で表わされる。式(46) の解で長波型のモードが本文で必要なものである。

そこで、まず、式(46) の解で、式(32) の解を満すものをもとめる。

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial Y} = \frac{\partial A_1}{\partial Y} \phi_n + \phi_n \int_0^x \frac{B_1 \chi}{v_0} dx - \chi \int_0^x \frac{B_1 \phi_n}{v_0} dx. \dots\dots\dots (48)$$

ただし、 $B_1 = \partial F_1 / \partial Y + \partial N_1 / \partial x$ 。また、 $A_1$  は  $Y$  と  $\tau$  との関数で、振幅  $A_0$  に対する  $O(\alpha^{1/2})$  程度の補正項となる。 $\phi_n(x)$  と  $\chi(x)$  とは、いずれも、 $c = 0$  の場合の解である。したがって、その Wronskian は (正規化表示で)、

$$\frac{1}{h_0} \left( \phi_n \frac{\partial \chi}{\partial x} - \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \chi \right) = 1. \dots\dots\dots (49)$$

式(48) で  $x \rightarrow \infty$  とすると,

$$\int_0^\infty \frac{B_1 \phi_1}{v_0} dx + \left[ \frac{1}{h_0} \phi_n \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x \partial Y} \right]_{x \rightarrow \infty} = 0. \dots\dots\dots (50)$$

この式(50) からは, 永年項を含まない解  $\phi_1$  があることが予想される。

ここで, 式(47) を  $B_1$  に代入し, 式(34) の  $F_1$  と式(47) の  $N_1$  を用いると, 振幅  $A$  についての発展方程式が得られる。

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + \Delta \frac{\partial A}{\partial Y} + \nu A + \sigma A \frac{\partial A}{\partial Y} + \left[ \frac{1}{I_n h_0} \phi_n \frac{\partial^2 \phi_n}{\partial x \partial Y} \right]_{x \rightarrow \infty} = \frac{\partial F_n}{\partial Y}, \dots\dots\dots (51)$$

ただし,

$$I_n \sigma = - \int_0^\infty v_0 \phi_n^3 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial P_0 / \partial x}{h_0 v_0} \right) dx, \dots\dots\dots (52)$$

$$I_n \nu = - \int_0^\infty \frac{r_0}{h_0} \frac{\partial P_0}{\partial x} \phi_n^2 dx. \dots\dots\dots (53)$$

とくに, 深海を考えるとときには, 別に独立変数を導入しなくてはならない。ここで,  $x = \varepsilon x$ ,  $Y$ ,  $T$  のほかに,  $V = \varepsilon^{-1}(v - v_0)$ ,  $u$ ,  $Z = (\zeta - \zeta_0)$  を考える。深海では,  $g \rightarrow 0$ , そして,  $k \rightarrow 0$  とみてよいから, 基礎方程式は次のように書ける。

$$\varepsilon \left( \frac{\partial u}{\partial T} + V_0 \frac{\partial u}{\partial Y} \right) - fV + \frac{\partial Z}{\partial x} = O(\varepsilon^2), \dots\dots\dots (54)$$

$$\varepsilon \left( \frac{\partial V}{\partial T} + V_0 \frac{\partial V}{\partial Y} \right) + fu + \frac{\partial Z}{\partial Y} = O(\varepsilon^2), \dots\dots\dots (55)$$

$$\mu^2 \varepsilon \left( \frac{\partial Z}{\partial T} + V_0 \frac{\partial Z}{\partial Y} + fV_0 u \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial Y} = O(\varepsilon^2). \dots\dots\dots (56)$$

ここに, 発散パラメータは  $\mu^2 \varepsilon$  としている。

方程式 (54) - (56) の解が,

$$(u, V, Z) = \alpha^{1/2} (U_1, V_1, Z_1) + O(\alpha) \dots\dots\dots (57)$$

の形でもとまるものとする。ここで,  $\alpha = \varepsilon^2$  と考えているから, 深海について準地衡流解が得られることになる。すなわち,

$$(fU_1, fV_1) = \left( -\frac{\partial Z_1}{\partial Y}, \frac{\partial Z_1}{\partial x} \right), \dots\dots\dots (58)$$

ただし,

$$\left( \frac{\partial}{\partial T} + V_0 \frac{\partial}{\partial Y} \right) \left( \frac{\partial^2 Z_1}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 Z_1}{\partial Y^2} \right) - \mu^2 f^2 \frac{\partial Z_1}{\partial T} = 0. \dots\dots\dots (59)$$

ここで,  $X \rightarrow 0$  における解(57) は,  $x \rightarrow \infty$  における解(42) と一致する必要がある。



$$\begin{pmatrix} Z_1(x \rightarrow \infty) \\ \frac{\partial Z_1}{\partial X}(x \rightarrow \infty) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -fA\phi_n(x \rightarrow \infty) \\ -f\frac{\partial \phi_1}{\partial x}(x \rightarrow \infty) \end{pmatrix} \dots\dots\dots (60)$$

これは  $\phi$  に対する境界条件 (32) に対応する。ここで  $Y$  についてのフーリエ変換を用い、深海の条件 ( $x \rightarrow \infty$  のとき,  $U_1 \rightarrow 0$ ) を考慮すると,

$$Z_1/f\phi_n(\infty) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\eta Y - |\eta| X) \cdot A' d\eta, \dots\dots\dots (61)$$

ただし,  $A'$  は  $A$  のフーリエ変換である。

$$A' = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\eta Y) \cdot A(Y, \tau) dY.$$

ここに, 境界条件 (60) において,

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x}(x \rightarrow \infty) = \phi_n(\infty) A', \dots\dots\dots (62)$$

$$A' = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\eta| \exp(i\eta Y) \cdot A' d\eta.$$

したがって,  $A'$  は擬微分演算子とみなすことができ, ヒルベルト変換に相当するとみてよい。この種の数学的変換手法は, 深層流体中の孤立波型内部波の記述に応用されている (Grimshaw, 1987<sup>9)</sup>; Benjamin, 1967<sup>8)</sup>)。

これまでにみたように, ここで得た解には発散パラメータ  $\mu$  は何の役割も果していない。

式(51)において, 境界条件(62)を考慮するとき ( $Y$ を $y$ と書き,  $\partial\phi/\partial Y$ を $\phi_y$ と書くことにする), 発展方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + \Delta A_y + \nu A + \sigma A A_y + \lambda (A_y)'' = F_{ny}, \dots\dots\dots (63)$$

ただし,  $I_n \lambda = \phi_n^2(\infty)$ . この式(63)には, 時間的变化, 共振, 減衰, 非線型性, 波の分散性, 外力といったものが, すべて含まれている。このような K-dV 方程式と同型の式はほかの研究においてもあらわれる。

上の式(63)に対する初期条件として, 式(42)で $\tau \rightarrow 0$ が, 式(27)で $T \rightarrow \infty$ と一致する必要がある。このとき,

$$\begin{pmatrix} A(Y, 0) \\ \frac{\partial A}{\partial \tau}(Y, 0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial F_n}{\partial Y} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (64)$$

上の条件は, 振幅に対する初期条件で, 自動的に, 式(63)を満足する。これは, 式(39)で $c_r = 0$ のときの解,

$$A_r = T \frac{\partial F_r}{\partial Y}$$

と一致することになる。

### 6. 数値的にみた解の特徴

上に得られた式(63)において, とくに,  $F(Y) = F_0 \cdot \phi(\xi Y)$  という外力を考え, また,  $\phi(\xi Y) = \text{sech}^2$

Table 1. Nonlinear patterns of storm surge model

Case	Pattern	Specifying parameters*			
		$F_0$	$\nu$	$\Delta$	$\xi$
1	Solitary wave	0.5	0.0	0.0	0.3
2	Transition	1.0	0.0	4.0	0.3
3	Subcritical	1.0	0.0	-4.0	0.3
4	Weakly dissipative	0.5	0.1	0.0	0.3
5	Strongly dissipative	0.5	1.0	0.0	0.3
6	Small disturbance	-0.2	0.0	0.0	0.3

\*Notes:  $F_0$  for forcing factor,  $\nu$  for amplifying factor,  $\Delta$  for propagating factor,  $\xi$  for alongshore scaling. Reference equation is

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + \Delta A_x + \nu A + \sigma AA_x + \lambda (A_x)^2 = F_{xy},$$

with

$$F(y) = F_0 \phi(\xi y),$$

and

$$\phi(\xi y) = \text{sech}_2(\xi y).$$

( $\xi Y$ ) の場合の数値的にみた解の特徴を、Table 1 のように示した。ここに、 $F_0$  は外力の大きさ、 $\xi$  は外力の作用の  $Y$  軸方向のスケールを示す。また、 $\Delta$  は式(42) にみられる  $c_n$  に関連があり、波の伝播特性を示す。そして、 $\nu$  は、式(53) で与えられ、その中の  $P_0$  に、式(33) のように  $f$  の効果が含まれていて、減衰特性に関連した量である。

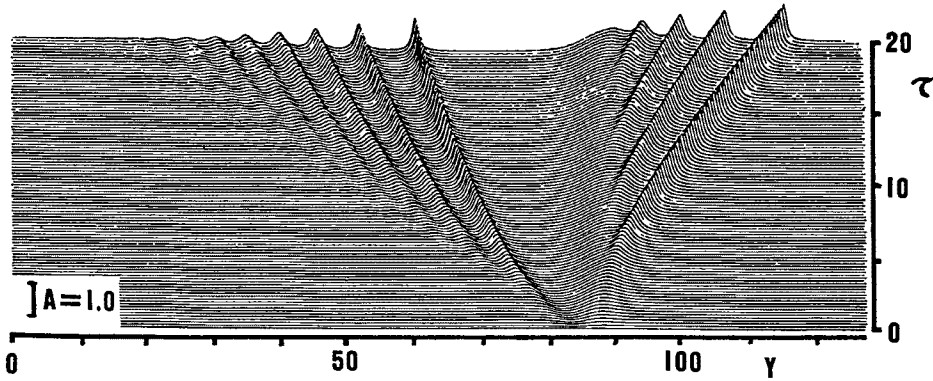


Fig. 3. Pattern for solitary wave (case 1).

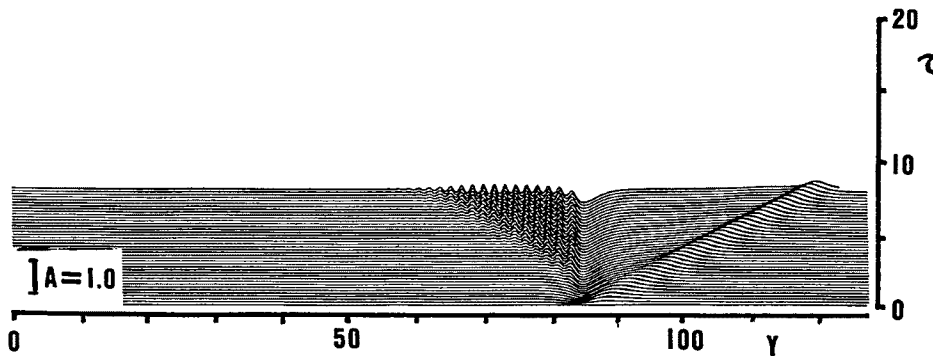


Fig. 4. Pattern for a transitional condition (case 2).

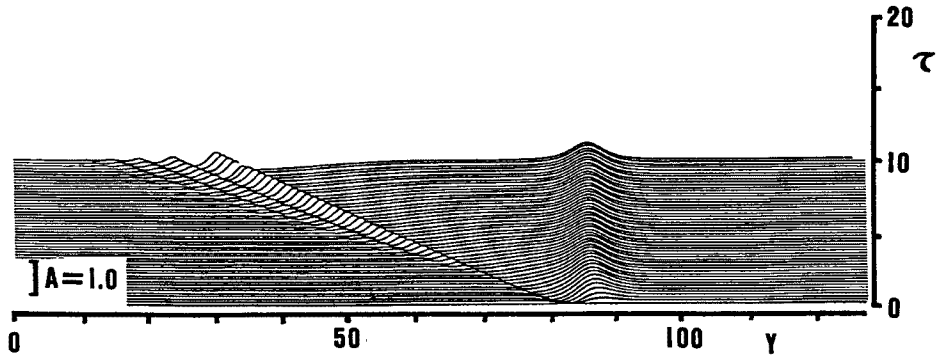


Fig. 5. Pattern for a subcritical condition (case 3).

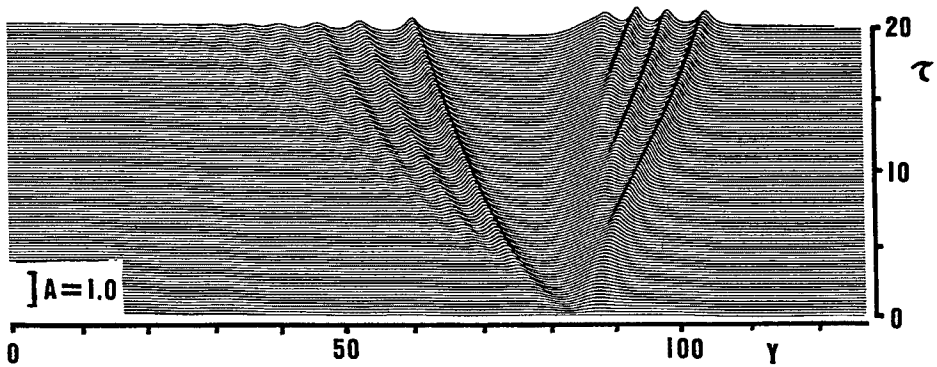


Fig. 6. Pattern for a weakly dissipative condition (case 4).

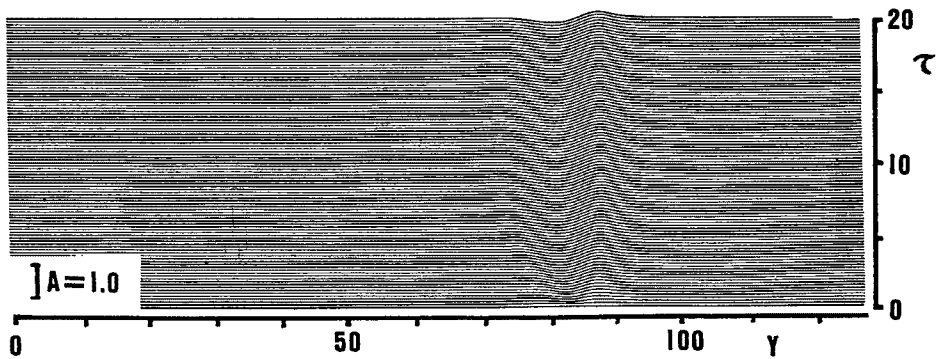


Fig. 7. Pattern for a strongly dissipative condition (case 5).

ここでは、Table 1 に、6種類の典型的なパラメータの組合せを示した。この表示例に対応した沿岸水位の時間的変化を Fig. 3-8 に示した。これから、パラメータの組合せによっては、全く異ったパターンがあらわれることがよくわかる。

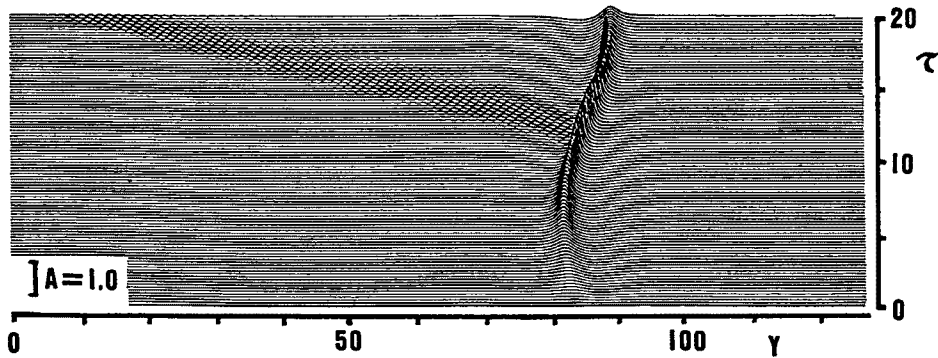


Fig. 8. Pattern for a small disturbance radiation (case 6).

### 7. 観測記録からみた台風高潮の例

これまでにも、多数の台風高潮の研究例はある。理論・実験・観測といういろいろの手法にも工夫がこらされてきた。本文も、その中の一例とみることもできるであろう。

本文の初めに紹介した台風9119号による高潮は、わが国では珍しく、瀬戸内海沿岸域に被害をもたらした。ここで、本文の理論との対比を目的として、Table 2に示すような検潮所（気象庁所管）を中心にした台風高潮の検討をする。各検潮所の記録から予想潮位（主として天文潮）の成分を除くと、各検潮所の偏差がもとまる。この偏差を、Fig. 9では実線で示した。実線のピークを矢印で示す。一方、気圧低下の静水圧効果は、1 mbの低下が1 cmの水位上昇に対応するものとして、破線で示し、その高極値を別の矢印で示した。したがって、Fig. 9の各検潮所の実線と破線との差が、海面上の風応力と非線型効果

Table 2. Location of tide station

Zone	Tide station	Lat.	Long.	Notation
NW Pacific	Tosashimidsu	32° 43' N	133° 03' E	TOS
	Murotomisaki	33 15	134 11	MUR
	Kushimoto	33 27	135 46	KUS
	Shirahama	33 41	135 21	SIR
	Wakayama	34 14	135 10	WAK
Seto Inland Sea	Kobe	34 41	135 11	KOB
	Takamatsu	34 19	134 03	TAK
	Kure	34 16	132 32	KUR
	Hiroshima	34 22	132 26	HIR
	Matsuyama	33 50	132 47	MAT
	Tokuyama	34 03	131 47	TOK
Japan Sea	Nagasaki	32 44	129 52	NAG
	Hamada	34 54	132 04	HAM
	Sakai	35 33	133 14	SAK
	Saigo	36 12	133 20	SAI
	Maiduru	35 28	135 35	MAI
	Awashima	39 12	139 34	AWA

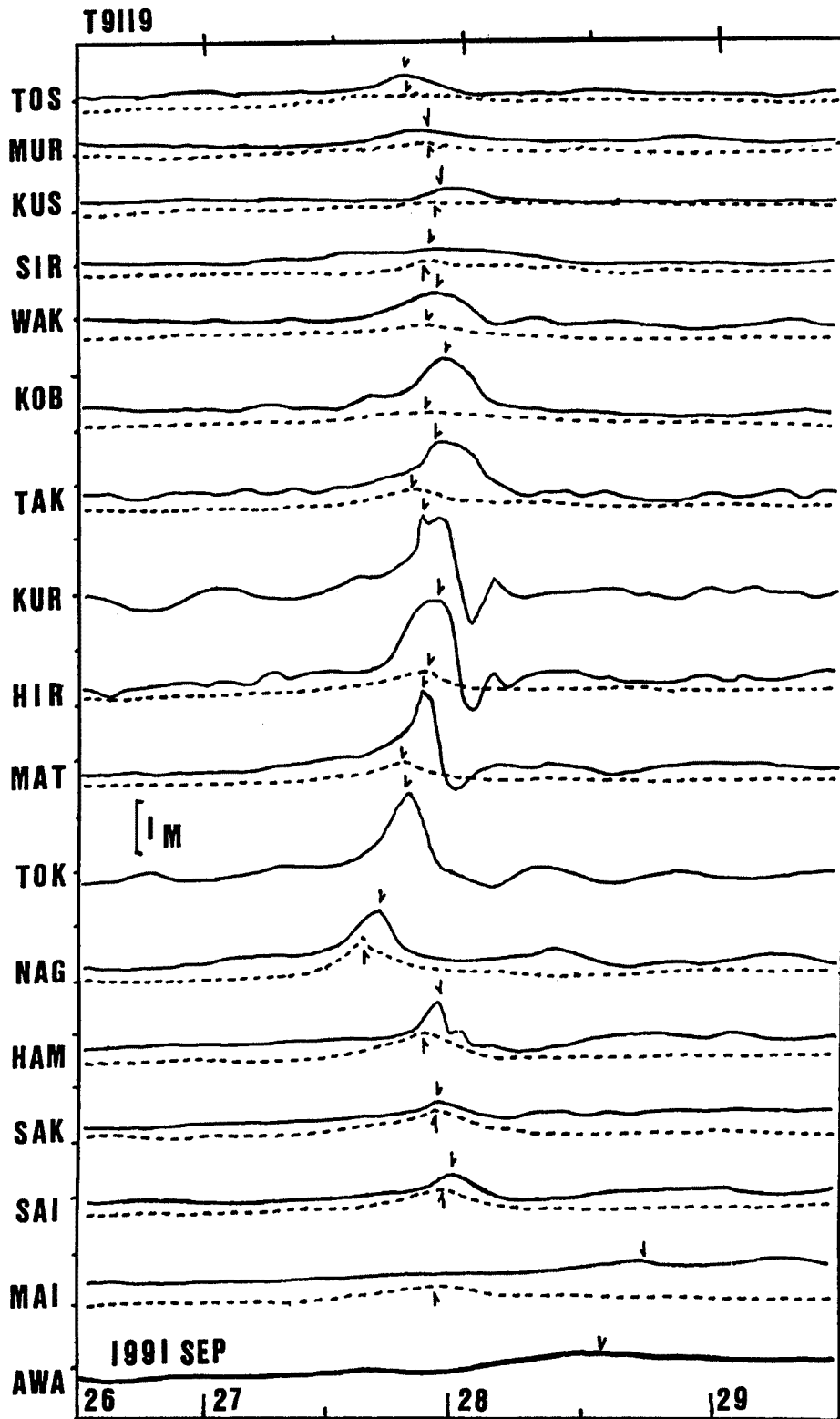


Fig. 9. Meteorological tide and reversed barometric variations.

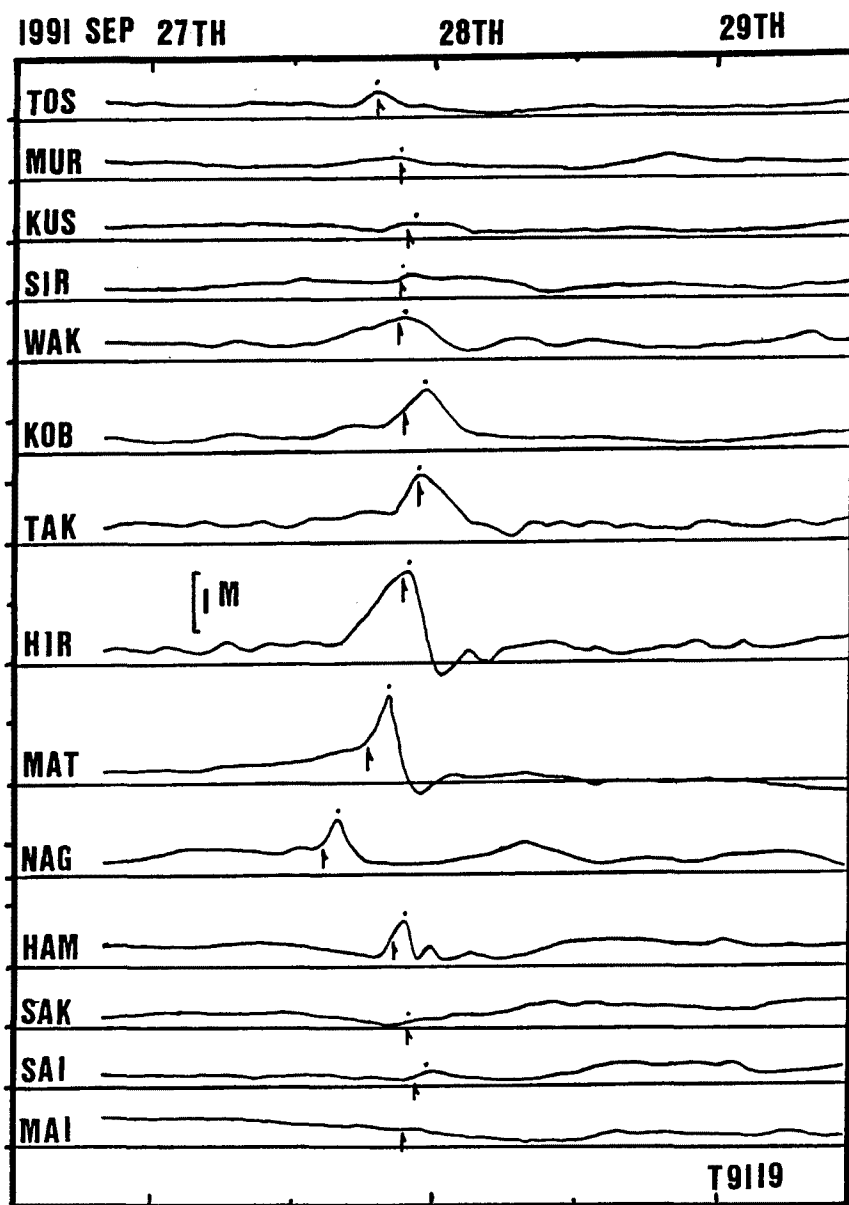


Fig. 10. Effects of nonlinear variations and wind stress induced by the Typhoon 9119.

とによるものとみなされる。この差を Fig. 10 に示した。この図をみると、太平洋沿岸域では、気圧低下の効果が顕著な外洋性高潮の特徴がある。この差の高極値を黒点で示し、気圧低極値（矢印）とのずれがわかるようにした。風の効果や非線型効果は、太平洋沿岸では顕著ではない。また、日本海沿岸では、台風経路との相対的位置関係で、気圧が低極値となってから、相当の時間経過後に、この差が高極値となる。それでも、この差がとくに顕著であるとは言えない。

台風の経路に最も近かった長崎（NAG）では、地形の影響も認められる。瀬戸内海の例では、全般に、気圧低極がみられた後に、この差の高極がみられた。しかも、この差は、西から東へと伝わっている。しかも、この差のパターンから、松山（MAT）より広島（HIR）へと、風の効果と非線型効果とが顕著に

なっている。

このように、瀬戸内海では、気圧のパターンと、風や非線型の効果のパターンとが、ほとんど同じ速さで、西から東へと伝わったことが、この差を広島付近で1 m以上にするような、共振現象につながったとみられる。もしも、このパターンが、局地的地形によるものと考えれば、瀬戸内海で Fig. 10 のような特徴はみられず、パターンそのものも複雑なものであったにちがいない。

この台風高潮の非線型効果を、Table 1 に照らしてみると、つぎのように判断される。検潮所が海岸線付近にあることに注意すれば、太平洋沿岸のパターンは、Fig. 7 (case 5) に対応する。土佐清水 (TOS) のパターンは、Fig. 8 (case 6) に対応するとみることできる。これに対して、日本海沿岸のパターンは、Fig. 5 (case 3) に相当するものようである。いずれにしても、実際に観測記録された台風高潮の力学的機構を把握するには、本文に示したような理論解析が必要である。このような力学的機構は数値シミュレーションでは明らかにすることはできない。

以上の検討から、台風高潮の非線型効果の力学的機構は、観測記録に立脚した理論解析により明らかとなり、そこで、数値シミュレーションの利用の道が開けるはずである。

## 8. 今後の問題点

台風高潮は、海岸災害の主要因のひとつである。実際の海岸線は複雑であるために、基本的な台風高潮の特徴を、これまで、うまくとらえることができない状態であった。

本文では、著者のこれまでの研究のなかでも、とくに、台風高潮における非線型効果がどのような型であられるかをパターンによって示し、そのパターンが実際の観測記録例とどのように対応するかを検討した。

ところで、わが国では、首都圏に対比できるほどに、近畿圏の経済力が大きくなってきた。これは、すなわち、近畿圏の沿岸域の高度利用が進行していることに対応している。また、一般に、沿岸域は、交通の要衝であり、社会・経済的活動の拠点である。第1次産業や第2次産業に加えて、第3次産業の伸長も著しい。さらに、沿岸域は、これらの活性を支える住民の生活の場でもある。このような観点から、台風高潮の研究においては、基本的力学機構の究明と同時に、局地的特性の究明も強力に推進される必要がある。

これに加うるに、日本列島の南には、黒潮がある。黒潮そのものの研究もさることながら、台風高潮との関連で黒潮の問題をとりあげ、その相互作用が、台風高潮による海岸災害とどのように結びついているかも、今後、検討すべき課題である。現在、我々は、このような問題に無関心であってはならない。正しく実態を把握して、将来を洞察する時である。なお、上に述べた海岸災害を含めて、災害は、自然現象と人間活動との相互関係において検討されるべきであり、それに必要な新旧の情報の収集および解析も考えなくてはならない。

ここで、1991年をかえりみるに、自然現象は、いろいろの形で、人間活動へ試練を試みている。個々の現象に対処するとともに、長期的・全球的な視野に立って、適確な予測を下す努力をしなくてはならない。

## 9. 結 言

以上を要するに、陸棚沿岸域における台風高潮について、理論解析をし、水深が浅い場合の非線型効果について、その力学的機構を明らかにした。あわせて、最近の台風9119号による高潮の例を検討し、理論解析の結果との関連についても論じた。さらに、今後の問題点についても、その要点を記した。

いづれにしても、観測記録の検証を伴わない理論解析は、災害の実態の把握につながらない。また、災害の予測や防止軽減対策の問題点を明らかにすることもできない。

最後に、本文をとりまとめるにあたり、気象庁、海上保安庁、国土地理院をはじめ関係諸官の御好意により、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、個々の名を列挙しないが、心から感謝の意を表す。

#### 参 考 文 献

- 1) Nakamura, S.: On factors magnifying a storm surge, Proc. 19th Congr. IAHR, New Delhi, Subject B(a), paper No.5, 1981, pp.47-54.
- 2) 中村重久・芹沢重厚: 白浜海洋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.
- 3) 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, 第31号, B-2, 1988, pp.753-773.
- 4) 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.
- 5) 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, 第34号, B-2, 1991, pp.471-492.
- 6) Grimshaw, R.: Resonant forcing of barotropic coastally trapped waves, J. Phys. Oceanogr., Vol.17, 1987, pp.53-65.
- 7) Gill, A.E. and E.H. Schumann: The generation of long shelf waves by the wind, J. Phys. Oceanogr., Vol.4, 1974, pp.83-90.
- 8) Benjamin, T.B.: Internal waves of permanent form in fluids of great depth, J. Fluid Mech., Vol.29, 1967, pp.559-592.