

陸棚沿岸における台風高潮について

中村 重久

ON TYPHOON-INDUCED STORM SURGE AFFECTING TO A COAST WITH A SHELF

By *Shigehisa* NAKAMURA

Synopsis

This work is a study on typhoon-induced storm surge which affects to the coastal zone including a shelf. A linearized model of semi-infinite ocean is assumed in order to know a specific dynamics of the storm surge as a Kelvin wave with some additional variations. By chance, four typhoons had landed just neighbour the Shirahama Oceanographic Tower as an offshore fixed station for oceanographical and meteorological observations in 1990. The first one of the typhoons, namely T9019, had caused a serious damage to the tower located off the south coast of Japan facing the northwestern Pacific. In addition, a recent anticipation has been raised about threat of a hazardous storm surge induced by a typhoon in relation to the national and public activities in the coastal zones. At this stage, it is necessary to know what is a hydrodynamical mechanism of a storm surge induced by a typhoon travelling parallel to the coastline facing an ocean as well as what had done for the other events in the past. A discussion could be expected to be a helpful key to solving related problems and to finding a more effective warning system or protection works in the coastal zones.

1. 緒 言

白浜海洋観測塔は、1960年以来、北西太平洋の沖合固定観測点として、連続的海象観測に努めてきた。台風高潮、波浪、津波、海浜過程などの予測や災害対策の基礎研究においては、このような沖合固定観測点による直接観測が必要である。観測船や人工衛星によって得ることのできない観測記録が得られる。

一方、白浜海象観測所は、外洋から近畿圏へと来襲する台風高潮や津波をいちやくとらえる立地条件にあるため、これらの観測結果を上記の予測や対策に有効に利用されることが望ましい。1990年代になり、近畿圏の経済活動は首都圏をしのぐほどになったと言われるようになった。その活動の中心は、とくに大阪湾沿岸域に集中している。また、交通や輸送上の要衝である。その活動は、開発の一面を有しているが、これは防災対策と表裏一体をなすものである。

このようなことを背景として、本文では、陸棚沿岸における台風高潮について、単純化したモデルを利用し、台風高潮の力学的特性の一端を明らかにすることに努めた。1990年の台風高潮の記録も対比して検討をした。

2. 最近の台風高潮

最近の台風高潮は海岸域に顕著な災害を及ぼさなくなったのであろうか。たしかに、気象庁による予警報は功を奏し、運輸省・建設省・農林水産省など関係所管の海岸構造物や港湾施設は被害軽減策として所期の目的を果している観がある。しかし、近畿圏に着目するかぎり、既往最大の台風高潮とそれによる被害が、災害対策の拠りどころであることは否定できない。このような高潮災害の防止軽減という観点から最近の台風高潮の特性をみることにしたい。

2.1 台風9019号

1990年9月19日夜、和歌山県白浜町付近に上陸した台風は、20日東北地方へと進んだ。このため、西日本の交通機関は陸海空とも欠航となった。また、白浜海洋観測塔並計測機器の一部に損傷を受け、関係者の協力を得て直後に応急措置をした。この19-20日の塔における記録は Fig. 1 に示した。風速 W_s ・風向 W_D とからみて、19日20時から21時までの間、塔は強風雨域内にあったとみられる。19日の気温 T_A もあわせて示した。水温 T_w は17時30分には破断欠測状態となり、潮位 Z 、平均波高 \bar{H} とその周期 \bar{T} も17時過に異常状態となっている。白浜海洋観測塔は、現在、更新を計画中であり、一部の残存機器による連続観測を継続している。塔の保全のために、応急的補修も実施され、安全が確保されることを願う

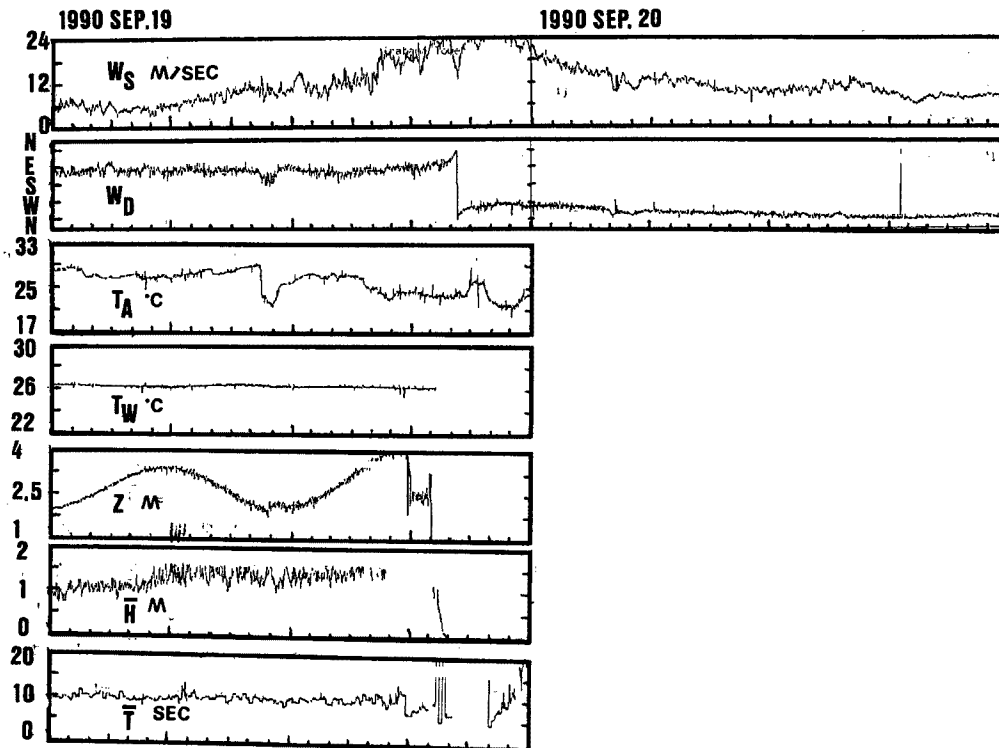


Fig. 1. Oceanographical and meteorological records at the Shirahama Oceanographic Tower (an offshore tower station) showing the effects and damage-happening by the typhoon 9019.

(1) W_s (m/sec) : wind speed, (2) W_D : wind direction, (3) T_A : air temperature, (4) T_w : water temperature, (5) Z (m) : sea level, (6) \bar{H} (m) and \bar{T} (sec) ; mean wave height and its period.

ている。

ちなみに、この台風9019号は、西日本へ接近の段階で1961年9月の第2室戸台風に類似の経路をたどっているとして、甚大な被害の予想がなされ、嚴重な警戒がよびかけられていた。

2.2 台風9020号

1990年9月30日9時頃、小型で並の台風は白浜町付近に上陸後、東北地方から太平洋へ向かい、このため、交通機関が乱れた。

2.3 台風9021号

1990年10月8日10時半頃、田辺市に上陸、同日夕、東海・関東地方を通過し、静岡県沼津市付近で温帯低気圧となった。

このように、白浜海洋観測塔の付近を3つの台風が通過し、その経路もほとんど同じであった。ちなみに、白浜検潮所（気象庁）における検潮記録から推算潮位を除いた偏差DをFig. 2のようになっていることを示した。この図からわかるように、台風9019号は、白浜で大潮時の来襲であったが、上陸時が満潮時ではなかったことが幸にして被害軽少という結果となった。台風9020号と9021号についても、いづれも、上陸時は満潮時ではなかった。

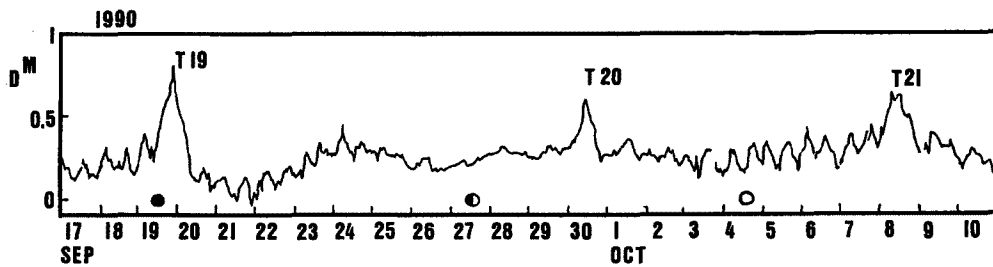


Fig. 2. Storm surges induced by the typhoons 9019, 9020 and 9021 at Shirahama (courtesy of Japan Meteorological Agency ; JMA).

(1) storm surge variations eliminated the predicted tides, (2) solid circle : new moon, (3) semi-solid circle : the first quarter phase of the lunar age, and (4) circle : full moon.

2.4 台風9028号

1990年11月30日14時頃、白浜町に上陸、三重県を北上、19時に温帯低気圧となった。このため、海陸空の交通機関は欠航などの対処をした（新聞記事等参照）。

2.5 台風高潮の要因

今後の高潮災害の予測や対策には、その要因を知らねばならない。上記の潮位・潮時のほかに、気圧低下の静水圧効果 η_1 、風の効果 η_2 、波浪の効果 η_3 、海岸線や海底地形の効果 η_4 、黒潮変動の効果 η_5 、その他の効果 η_6 などをあわせた検討が必要である。すなわち、

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 + \eta_3 + \eta_4 + \eta_5 + \eta_6 \dots\dots\dots (1)$$

ここでは、 η_1 、 η_2 と η_4 に焦点をおく。これによって、陸棚を考えなかった中村(1990)¹⁾と、陸棚を考えた本文の結果との差が明らかになるであろう。

3. 基礎方程式

問題を簡単にするため、 f 一面上の線型化したモデルについて、バロトロピック方程式系を出発点にえらぶ。すなわち、海面は、直交座標系で、はじめは静止していて x 軸と y 軸とのつくる面とし、海岸線を y 軸にとる。座標の原点 0 は、Fig. 3 のように、 y 軸上にとる。また、 z 軸は、原点から鉛直上方にとる。陸棚の幅は $x=L$ とし、 $0 < x < L$ の範囲で、陸棚の水深は $h(x)$ で与えられるものとする。とくに、 $x=L$ では $h(L)=h_L$ とし、さらに沖合では、 $h(x)=h_D(x>L)$ とする。台風による気圧の変化を P とし、また、海面での風応力および流速の x および y 軸成分を、それぞれ、 (τ_x, τ_y) および (u, v) とする。海面の変位は (1) を考慮して η とする。この場合、無次元表示による運動方程式と連続方程式とは、

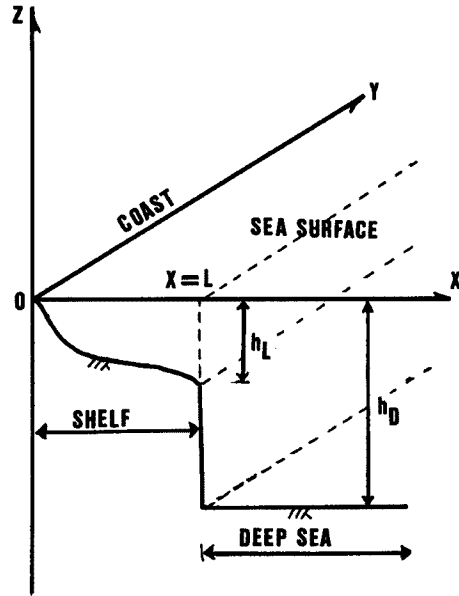


Fig. 3. A model of a semi-infinite ocean with a rectilinear coast and shelf.
 (1) L : shelf width, (2) h_L : depth at shelf edge, and (3) h_D : depth of deep sea.

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_x}{h} - \frac{\partial P}{\partial x}, \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau_y}{h} - \frac{\partial P}{\partial y}, \dots\dots\dots (3)$$

$$\mu^2 \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) + \frac{\partial}{\partial y}(hv) = 0. \dots\dots\dots (4)$$

ただし、式(4) の発散パラメータ μ は微小値と考えられるが、

$$\mu^2 = f_0^2 L_0^2 / gh_0. \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 L_0 は陸棚の幅の長さのスケール、そして、コリオリ・パラメータ f_0 の逆数は時間のスケール、 $f_0 L_0$ は速度のスケール、海面変化のスケールは $f_0^2 L_0^2 g^{-1}$ とする。海面での風応力のスケール $\rho f_0^2 L_0 h_0$ は、代表水深 h_0 と海水密度 ρ を含む。海面気圧の作用のスケールは $\rho f_0 L_0^2$ である。また、上の式(2)-(4) から、

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + f^2 u + \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} + f \frac{\partial \eta}{\partial y} = \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial t} + f \tau_y \right) / h, \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + f^2 v + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y \partial t} - f \frac{\partial \eta}{\partial x} = \left(\frac{\partial \tau_y}{\partial t} - f \tau_x \right) / h. \dots\dots\dots (7)$$

ここで、台風高潮にともなう流速変動は、波浪などに比べて小さく、近似的に無視できるものとする。また、台風高潮に対応する波長が十分に長いことを考慮して $\partial^2 \eta / \partial y \partial t$ は陸棚上で無視できるものとする。このようにして、式(6), (7) と (4) とから、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial t \partial x} \right) + h \frac{\partial^3 \eta}{\partial t \partial^2 y} + f \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} - \mu^2 \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \eta \right] = F. \dots\dots\dots (8)$$

ただし、

$$F=f\left[\frac{\partial\tau_y}{\partial x}-\frac{\partial\tau_x}{\partial y}\right]+\left[\frac{\partial\tau_x}{\partial x}+\frac{\partial\tau_y}{\partial y}\right]-\mu^2\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial^2P}{\partial t^2}+f^2P\right]. \dots\dots\dots (9)$$

この式(8), (9) で $\partial^2\eta/\partial t^2$ も $\partial^2P/\partial t^2$ も近似として無視できるものとする。また、陸棚上では、式(8) の $h\partial^3\eta/\partial t\partial^2y$ の項は考慮にいれない微小項である。

海岸線での境界条件は、 $x \rightarrow 0$ に対して

$$hu=0,$$

あるいは、

$$h\left(\frac{\partial\eta}{\partial x\partial t}+f\frac{\partial\eta}{\partial y}\right)=F_0. \dots\dots\dots (10)$$

ここに、

$$F_0=f\tau_y+\frac{\partial\tau_y}{\partial t}. \dots\dots\dots (11)$$

また、海岸線から十分遠いところで岸向きの流れはないものと考え、 $x \rightarrow \infty$ に対して

$$hu \rightarrow 0.$$

さらに、気圧と海面での風応力について、

$$(P; \tau_x, \tau_y) \rightarrow (0; 0, 0), x \rightarrow \infty. \dots\dots\dots (12)$$

とくに、 $x=L$ での運動の連続性を考え（外洋の流速を大文字で表す）、 $\eta=E$ ならば、

$$h_L u = h_D U, \dots\dots\dots (13)$$

あるいは、 $x=L$ において、

$$h_L\left(\frac{\partial^2\eta}{\partial x\partial t}+f\frac{\partial\eta}{\partial y}\right)=h_D\left(\frac{\partial^2E}{\partial x\partial t}+f\frac{\partial E}{\partial y}\right). \dots\dots\dots (14)$$

ここで、式(8) の解は、境界条件(10), (14) を考慮に入れることにより得られる。もし、陸棚の端が壁であるときは、式(14) で $h_D=0$ を考えることになる。この場合、式(14) は、式(10) で $h=h_D$ としたものと同じことになる。

本文の目的を考えると、陸棚と外洋とを考えなくてはならない ($h_D \neq 0$)。ここで、海岸線沿いの変動の波長を λ 、周波数を ω とすると、流れは $O(\omega^2/f^2)$ であり $O(L^2/\lambda^2)$ であり、微小項は無視してもよいであろう。したがって、式(8) は、

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h\frac{\partial^2\eta}{\partial t\partial x}\right)+f\frac{\partial h}{\partial x}\frac{\partial\eta}{\partial y}-\mu^2f^2\frac{\partial\eta}{\partial t}=F. \quad (0 < x < L) \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 F は式(9) の $\partial^2P/\partial t^2$ の項を除いたものである。

外洋では、 x 方向と y 方向との長さのスケールは同程度とみてよいであろう。このとき式(8) のかわりに、

$$h_D\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial^2E}{\partial x^2}+\frac{\partial^2E}{\partial y^2}\right]-\mu^2f^2\frac{\partial E}{\partial t}=F_L. \quad (x > L) \dots\dots\dots (16)$$

ただし、 F_L は式(9) の $\partial^2P/\partial t^2$ を除いたものである。そして、

$$E=E_F+E_L. \dots\dots\dots (17)$$

ここに、

$$E_F=0. \quad (x=L) \dots\dots\dots (18)$$

さらに、式(14) で $h_D=0$ のとき齊次微分方程式であるためには、境界条件として $E_L=\eta(x=L)$ を満たさ

なくてはならない。このようにして、外洋と陸棚との接続が可能となる。外洋での流れのスケールを考え、近似的に地衡流バランスが成立しているとみなされ、

$$f u_F \approx -\partial E_F / \partial y, f v_F \approx \partial E / \partial x. \quad (19)$$

この近似による誤差は $O(\omega/f, L/\lambda)$ である。また、式(6)、(7)の主要外力項の λ/L 倍が $h_D U_F$ と $h_D V_F$ ということになる。さらに、 $h_D E_F$ は $(\lambda/L)^2$ 位のスケールである。式(16)は渦度方程式であり、外力の主要部分は風応力である。また、境界条件(18)は、海岸線を横切る流れはないことを意味している。ここで、 E_F についての式(15)の解で、 $x=L$ と $x \rightarrow \infty$ での条件を満すものは、 y についてのフーリエ変換とフーリエ接合積定理を利用してとめることができる。すなわち、

$$h_D \frac{\partial E_F}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_L^{\infty} Q(x, x', y-y') F_F(x', y', t) dx'. \quad (20)$$

ただし、

$$Q(x, x', y) = R(x-x', y) - R(x+x'-2L, y), \quad (21)$$

$$R(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\gamma} \exp(ily - \gamma |x|) dl, \quad (21')$$

$$\gamma = (l^2 + \mu^2 f^2 / h_D)^{1/2}. \quad (22)$$

ここに、 $R(x, y)$ は式(16)の F_L のかわりに δ 関数を用いたときの解であり、式(16)に対するリーマン関数である。すなわち、

$$R(x, y) = -\frac{1}{2\pi} K_0(\phi), \quad (23)$$

$$\phi = \mu |f| [(x^2 + y^2) / h_D]^{1/2}. \quad (24)$$

式(23)中の K_0 は第2種変形ベッセル関数である。したがって、境界条件(14)から $x=L$ における E_F をとめなくてはならない。

$$h_D \frac{\partial^2 E_F}{\partial x \partial t} = - \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_L^{\infty} S(x', y-y') F_F(x', y', t) dx' \quad (x=L) \quad (25)$$

ただし、

$$S(x, y) = 2 \frac{\partial R(x-L, y)}{\partial x} \quad (26)$$

あるいは、

$$S(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ily - \gamma(x-L)) dl. \quad (27)$$

なお、 $x=L$ では、 $S(L, y) = \delta(y)$ で、 $x > L$ ならば、 $S(x, y)$ は変形ベッセル関数を用いて表わすことができる(式(23)参照)。さらに、 $\mu \rightarrow 0$ のときは、

$$S(x, y) \rightarrow \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{(x-L)}{(x-L)^2 + y^2} \right\}. \quad (28)$$

ここで、 $x \rightarrow \infty$ のとき、 S の値は小さくなる。一般に、 $\mu \neq 0$ ならば、上の S は指数関数的に小さくなる。式(16)の F_L に対する解は、

$$E_L = \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y-y') \eta(L, y', t) dy'. \quad (29)$$

さらに、式(14)を用いると、

$$\frac{\partial^2 E_L}{\partial x \partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial S(L, y-y')}{\partial x} \frac{\partial \eta(L, y', t)}{\partial t} dy' \quad (x=L) \dots\dots\dots (30)$$

上の式(29), (30) は η によって定まるがフーリエ変数 l は $|lL| \ll 1$ の条件を満たしてはならない。したがって、近似的には、

$$\frac{\partial^2 E_L}{\partial x \partial t} \approx -(\mu |f| / h_D^2) \frac{\partial \eta(L, y, t)}{\partial t} \quad (x=L) \dots\dots\dots (31)$$

この式(31) では、 $|l| \ll \mu |f| / h_D^2$ が必要条件のようであるが、 $\mu \rightarrow 0$ の場合や $h_D \rightarrow \infty$ の場合も式(31) が成立し、右辺がゼロに近づくので長波長の近似の条件を満たしていることがわかる。

さて、式(25), (30) を用いて、 $x=L$ における境界条件(14) を考慮すれば、

$$h_L \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} + f(h_L - h_D) \frac{\partial \eta}{\partial y} + \mu |f| h_D^2 \frac{\partial \eta}{\partial t} = h_D \frac{\partial^2 E_F}{\partial x \partial t} \dots\dots\dots (32)$$

ここで、式(19) を考慮すれば、式(32) の右辺は、近似的に $fh_D(\partial V_F/\partial t)(L, y, t)$ となる。したがって、陸棚縁辺での岸に平行な流量をもとめることもできる。もし、 $h_L = h_D$ 、かつ、 $\mu = 0$ ならば、結果は Allen (1976)²⁾ のものと同じことになる (Grimshaw, 1988)³⁾。しかし、 $h_D \gg h_L$ のときは、 $\partial \eta / \partial y$ が重要になる。式(9) を用いて部分積分をすると、

$$h_D \frac{\partial^2 E_F(L, y, t)}{\partial x \partial t} = F_0(L, y, t) + F_1(y, t) \dots\dots\dots (33)$$

ここに、 F_0 は式(11) である。もし、陸棚部が $x=L$ で閉じているときは、式(32) で、 $h_D = 0$ となり、式(33) で $F_1 = 0$ を考えればよい。なお、

$$F_1(y, t) = fR'(\tau_y) + \frac{\partial}{\partial y} [fS'(\tau_y)] + \frac{\partial}{\partial t} [R'(\tau_y)] - \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} [S'(\tau_y)] + \mu^2 f^2 \frac{\partial}{\partial t} [S'(P)], \dots\dots (34)$$

$$R'(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_L^{\infty} \frac{\partial S(x', y-y')}{\partial x'} \tau(x', y', t) dx', \dots\dots\dots (35)$$

$$S'(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_L^{\infty} S(x', y-y') \tau(x', y', t) dy'. \dots\dots\dots (36)$$

4. 陸棚上のモード

陸棚上の運動方程式は式(15) で与えられ、境界条件は、式(10) と(32) が、それぞれ $x=0$ と $x=L$ とで与えられる。この解をもとめるには Gill・Schumann (1974)⁴⁾ のモード展開法によらなくてはならない。ここで、 F, F_0, F_1 がゼロの場合を対象とし、解を変数分離形で形すこととし $\phi(x)A(y-ct)$ の形に書けるものとする。ここに、 c は長波の位相速度である。ここに、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \mu^2 f^2 \phi - \frac{f}{c} \frac{\partial h}{\partial x} \phi = 0, \quad (0 < x < L) \dots\dots\dots (37)$$

$$h \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{f}{c} p \phi \right) = 0, \quad (x \rightarrow 0) \dots\dots\dots (38)$$

$$h_L \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{f}{c} p \phi \right) + \mu |f| h_D^2 \phi = 0, \quad (x=L) \dots\dots\dots (39)$$

ただし、

$$p = 1 - (h_D/h_L), \quad (x=L)$$

$$p=1. \quad (x=0)$$

上の式(37), (38), (39) は, ϕ に対する固有値問題である。ここで, $\partial h/\partial x \neq 0$ ($0 < x < L$) とすると, 無限個のモードが可能である。すなわち, ϕ_n ($n=0, 1, 2, \dots$) に対して c_n がある。正規化したモードでは $\phi_n(0) = 1$ である。これは, $x=0$ で ϕ が有限値であることを示す。モード $n=0$ はケルビン波である。このとき, $\mu \rightarrow 0$ を考え, $c_0^{-1} \rightarrow 0$, かつ $\phi_0 \rightarrow 1$ となる (たとえば, 中村, 1990)¹⁾。

ところで, 陸棚の $x=L$ が壁であったとすると, これは, $h_D = 0$ と考えることと同じになり, 2つのケルビン波が互に逆向きに伝わっている場合 (位相速度 c_0^\pm のモード ϕ_0^\pm) を考えることになる。さらに, $h_D \neq 0$ のときに, $\mu \rightarrow 0$ では, $c_0 \sim (\text{sgn } f) h_D^{1/2} \mu^{-1}$ となる。陸棚波には, $n=1, 2, \dots$ のモードがあり, $\mu \rightarrow 0$ では c_n は有限値となる。

ここで考えたモードには直交性がある。

$$\int_0^L \frac{\partial h}{\partial x} \phi_n \phi_m dx - [p h \phi_n \phi_m]_0^L = 0, \quad (n \neq m) \quad \dots \dots \dots (40)$$

この直交性の条件に対応して各モードのノルム $\|\phi_n\|$ は次のように書ける。

$$\|\phi_n\|^2 = \int_0^L \frac{\partial h}{\partial x} \phi_n^2 dx - [p h \phi_n^2]_0^L. \quad \dots \dots \dots (41)$$

あるいは,

$$-\frac{f}{c} \|\phi_n\|^2 = \int_0^L \left[h \frac{\partial \phi_n^2}{\partial x} + \mu^2 f^2 \phi_n^2 \right] dx + [\mu |f| h_D^{1/2} \phi_n^2]_{x=L}. \quad \dots \dots \dots (42)$$

陸棚と外洋との近くで $h_D \gg h_L$ とし, 陸棚上で $\partial h/\partial x > 0$ とすると, 式(41) より $\|\phi_n\|^2 > 0$ ($x=L$ で $p \leq 0$, $x=0$ で $p > 0$)。これから, 式(42) では $f c_n < 0$ でなくてはならない。一方, 陸棚域で $x=L$ が壁であるとする $h_D = 0$ であり, 有限個のモードがあり, $\|\phi_n\|^2 < 0$ である。このモードでは式(42) から $f c_n > 0$ である。

次に式(15) の解をもとめることを考える。解を長波のモード展開形で表わせるとする。

$$\eta = \sum_{n=0}^{\infty} A_n(y, t) \phi_n(x) / \|\phi_n\|^2, \quad \dots \dots \dots (43)$$

ただし,

$$A_n = \int_0^L \frac{\partial h}{\partial x} \phi_n \eta dx - [p h \phi_n \eta]_0^L. \quad \dots \dots \dots (44)$$

さらに, 式(15) で $x=0$ と $x=L$ での境界条件(32) を考慮して,

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_n}{\partial t} + c_n \frac{\partial A_n}{\partial y} = & \int_0^L \frac{\partial h}{\partial x} \phi_n \frac{\partial \eta}{\partial t} dx - [p h \phi_n \frac{\partial \eta}{\partial t}]_0^L + \frac{c_n}{f} \int_0^L \phi_n \left[F + \mu^2 f^2 \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} \right) \right] dx \\ & - \frac{c_n}{f} \left[\phi_n \left(F_0 - h \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} \right) \right]_0^L - \frac{c_n}{f} \left[\phi_n \left(F_1 - \mu |f| h_D^{1/2} \frac{\partial \eta}{\partial t} \right) \right]_{x=L}. \quad \dots \dots \dots (45) \end{aligned}$$

ただし, F, F_0, F_1 は, 式(9), (11), (34) で与えられる。部分積分を実行するにあたり, 式(37), (38), (39) を用いると,

$$\frac{\partial A_n}{\partial t} + c_n \frac{\partial A_n}{\partial x} = G_n. \quad \dots \dots \dots (46)$$

ただし,

$$\frac{G_n f}{c} = \int_0^L \phi_n F dx - [\phi F_0]_0^L - [\phi_n F_1]_{x=L} \dots \dots \dots (47)$$

ここで、式(9)、(11) を用いて式(47) の第1項の部分積分をすると、

$$G_n = G_1 + \frac{\partial G_2}{\partial y} + \frac{\partial G_3}{\partial t} + \frac{\partial^2 G_4}{\partial y \partial t} + \mu^2 f^2 \frac{\partial G_5}{\partial t} \dots \dots \dots (48)$$

ここに、

$$G_1 = -c_n \int_0^L \tau_y \frac{\partial \phi_n}{\partial x} dx - c_n R' (\tau_y) \phi_n(L),$$

$$G_2 = -c_n \int_0^L \tau_x \phi_n dx - c_n S' (\tau_x) \phi_n(L),$$

$$G_3 = -\frac{c_n}{f} \int_0^L \tau_x \frac{\partial \phi_n}{\partial x} dx - \frac{c_n}{f} R' (\tau_x) \phi_n(L),$$

$$G_4 = \frac{c_n}{f} \int_0^L \tau_y \phi_n dx + \frac{c_n}{f} S' (\tau_y) \phi_n(L),$$

$$G_5 = -\frac{c_n}{f} \int_0^L P \phi_n dx - \frac{c_n}{f} S' (P) \phi_n(L).$$

上記のうち G_1 などは陸棚や外洋の作用を含む項から政立っている。さらに、式(37) より、 $h_D \gg h_L$ のときに、 $\phi_n(L)$ は $O(h_L/h_D)$ であり、外洋での外力の作用は無視できると言ってよい。また、陸棚の $x=L$ が壁であれば ($h_D=0$)、上記の G_1 などは考える必要はない。

ここに、式(48) は、第1次の波動方程式で、Gill・Schumann (1974)⁴⁾ や Allen (1976)²⁾ の結果を Grimshaw (1988)³⁾ が一般化したものに対応する。求むる解は、

$$A_n = \int_{-\infty}^t G_n(y - c_n(t-s), s) ds \dots \dots \dots (49)$$

あるいは、式(49) の右辺は、

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^t G_1(Y, s) ds + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^t G_2(Y, s) ds + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t G_3(Y, s) ds \\ & + \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} \int_{-\infty}^t G_4(Y, s) ds + \mu^2 f^2 \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t G_5(Y, s) ds, \dots \dots \dots (50) \end{aligned}$$

ただし、

$$Y = y - c_n(t-s).$$

外力の作用が y 方向の局地的部分に限定されているものとし、

$$B_n(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_n(y, t) dy \dots \dots \dots (51)$$

を用いると、

$$\frac{\partial B_n}{\partial t} = \int_{-\infty}^{\infty} G_1(y, t) dy + \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{-\infty}^{\infty} G_3(y, t) dy + \mu^2 f^2 \int_{-\infty}^{\infty} G_5(y, t) dy \right] \dots \dots \dots (52)$$

この式(52) の重要項は G_1 である。一般に、 t が大きくなると B_n も大きくなる。

5. 台風的作用のモデル

ここで、台風の影響が海岸線でどのようにあらわれるかを、単純化したモデルによって検討してみよう。とくに、台風が海岸線と直角の経路と平行な経路をとる場合に注目する。

5.1 台風経路が海岸線に平行な場合

台風の海面への作用を、風応力 (τ_x, τ_y) と気圧 P とで記述できるものとする。

$$\begin{pmatrix} \tau_x \\ \tau_y \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau_{0x} \\ \tau_{0y} \\ P_0 \end{pmatrix} \cdot \alpha\left(\frac{x-x_0}{X}\right) \cdot \beta\left(\frac{y-y_0}{Y}\right) \cdot \gamma\left(\frac{t}{T}\right), \dots\dots\dots (53)$$

ただし、 $\alpha(x)$ と $\beta(y)$ とは $|x| < 1$ および $|y| < 1$ のみゼロではない関数である。また、 X および Y は、 x および y 方向の台風的作用の及ぶ範囲のスケールとする。そして、 x_0 は陸棚上のある点、 V は台風の y 軸方向の速度で、ここでは、便宜上一定値とする。そして、関数 γ を次のようにとる。

$$\begin{aligned} \gamma(t) &= 0, & (t < 0) \\ &= 1, & (t \geq 0) \end{aligned}$$

式(53) の T は台風的作用に関する時間のスケールである。問題を簡単にするために、 τ_{0x} , τ_{0y} , P_0 はそれぞれ一定値で台風的作用の大きさを示すものとする。すなわち、式(53) は、台風が $x=x_0$ から岸沿いに速度 V で移動する例を表式化できることになる。したがって、式(48) から、陸棚上について、

$$\begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ G_3 \\ G_4 \\ G_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_n \tau_{0y} \\ b_n \tau_{0x} \\ a_n \tau_{0x}/f \\ -b_n \tau_{0y}/f \\ b_n P_0/f \end{pmatrix} \cdot \beta\left(\frac{y-Vt}{Y}\right) \cdot \gamma\left(\frac{t}{T}\right), \dots\dots\dots (54)$$

ただし、

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = -c_n \int_0^L \begin{pmatrix} \partial \phi_n(x) / \partial x \\ \phi_n(x) \end{pmatrix} \cdot \alpha\left(\frac{x-x_0}{X}\right) dx.$$

同様にして、外洋については、

$$\begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \end{pmatrix} = -c_n \phi_n(L) \cdot \begin{pmatrix} \tau_{0y} \\ \tau_{0x}/f \end{pmatrix} \cdot A(y-Vt) \cdot \gamma\left(\frac{t}{T}\right), \dots\dots\dots (55)$$

$$\begin{pmatrix} G_1 \\ G_4 \\ G_5 \end{pmatrix} = -c_n \phi_n(L) \cdot \begin{pmatrix} \tau_{0x} \\ \tau_{0y}/f \\ P_0/f \end{pmatrix} \cdot B(y-Vt) \cdot \gamma\left(\frac{t}{T}\right), \dots\dots\dots (55')$$

ここに、

$$\begin{pmatrix} A(y) \\ B(y) \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_L^{\infty} \begin{pmatrix} \partial s(x', y-y')/\partial x' \\ S(x', y-y') \end{pmatrix} \cdot \alpha\left(\frac{x'-x_0}{X}\right) \cdot \beta\left(\frac{y'}{Y}\right) dx'$$

上式で $\alpha(x)$ が δ 関数によって表わせるものとする、

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = -c_n X \cdot \begin{pmatrix} \partial \phi_n(x_0)/\partial x \\ \phi_n(x_0) \end{pmatrix} \cdot H(L-x_0).$$

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = X \int_{-\infty}^{\infty} \beta\left(\frac{y'}{Y}\right) \cdot \begin{pmatrix} \partial S(x_0, y-y')/\partial x \\ S(x_0, y-y') \end{pmatrix} \cdot H(x_0-L).$$

ただし、 $H(x)$ は Heaviside の階段関数である。なお、 $n \rightarrow \infty$ のときには $c_n \rightarrow 0$ となる。
ところで、台風の作用の範囲が陸棚の幅より大きく、 $x \gg L$ ならば、近似として、

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = -c_n \cdot \alpha(0) \cdot \begin{pmatrix} \phi_n(L) - \phi_n(0) \\ \int_0^L \phi_n(x) dx \end{pmatrix}.$$

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = -\alpha(0) \cdot \begin{pmatrix} \beta\left(\frac{y}{Y}\right) \\ 2 \int_{-\infty}^{\infty} R(0, y') \cdot \beta\left(\frac{y'+y}{Y}\right) dy' \end{pmatrix}.$$

ここに、 $R(x, y)$ は式(21') で与えられる。さらに、 $h_L \ll h_D$ であれば、外洋での台風による海面変動は無視できる位に小さい。

つぎに、式(55)、(55') を検討しよう。簡単のため、 $\gamma(t) = H(t)$ の場合を考える。このとき、式(55) の A_n の陸棚における表式は、

$$A_n = a_n \tau_{0y} Q_n + b_n \tau_{0x} \frac{\partial Q_n}{\partial y} + \frac{a_n \tau_{0x}}{f} \frac{\partial Q_n}{\partial t} - \frac{b_n \tau_{0y}}{f} \frac{\partial^2 Q_n}{\partial y \partial t} + \mu^2 f b_n P_0 \frac{\partial Q_n}{\partial t}. \dots\dots\dots (56)$$

ただし、

$$Q_n = \frac{Y}{(c_n - V)} \int_{y_c}^{y_v} \beta(y') dy', \dots\dots\dots (57)$$

$$y_v = (y - Vt)/Y,$$

$$y_c = (y - c_n t)/Y.$$

もし、台風の作用が陸棚上のみならわるとすれば、対象として、 $0 < x_0 < L$ 、および、 $X \ll L$ 並に $Y \ll L$ を考えればよい。このとき、式(56) の A_n が共振として残り、その他の A, B はゼロとなる。さらに、 τ_{0x} 、 τ_{0y} 、 $\mu^2 P_0$ が同程度の大きさであるとすると、その値が式(56) の A_n の値を大きく左右することになる。さらに、問題を簡単にするために、 $\beta(y) = \delta(y)$ とすると、式(57) の Q_n は次の様に書ける。すなわち、

$$Q_n = Y(c_n - V)^{-1} [H(y - Vt) - H(y - c_n t)]. \dots\dots\dots (58)$$

この式(58) は Fig. 4 によって特徴が図示されている。すなわち、台風が岸に平行に移動するとき、 $Vc_n > 0$ ならば、水位変動は大きくてもその空間的ひろがり小さい。また、 $Vc_n < 0$ ならば、水位変動は小

さくてもその空間的ひろがりは大きい。 $n=0$ の場合は、Grimshaw (1988)³⁾ の例と同じである。中村 (1990)¹⁾ は強制ケルビン波としての台風高潮を、Fandry ら (1984)⁵⁾ はオーストラリアのサイクロンの例を論じているが、本文でみたように、陸棚の存在によって、 $n \neq 0$ の場合の式(58) で表わされる変動を加味しなくてはならないことになる。この式(58) のような変動にかかわる水量は式(51) で与えられ、

$$B_n = \left[a_n \tau_{0y} t + \frac{a_n \tau_{0x}}{f} + \mu^2 f^2 b_n P_0 \right] \cdot$$

$$Y \cdot \int_{-\infty}^{\infty} B(y') dy'$$

したがって、 B_n は、 c_n や V と無関係で、時間とともに増加することがわかる。

また、外洋については、

$$A_n = -c_n \phi_n(L) \left[\tau_{0y} R_n + \tau_{0x} \frac{\partial S_n}{\partial y} + \frac{\tau_{0x}}{f} \frac{\partial R_n}{\partial t} - \frac{\tau_{0y}}{f} \frac{\partial^2 S_n}{\partial y \partial t} + \mu^2 f P_0 \frac{\partial S_n}{\partial t} \right] \dots (59)$$

ただし、

$$\begin{pmatrix} R_n \\ S_n \end{pmatrix} = (c_n - V)^{-1} \int_{c_y}^{y_y} \begin{pmatrix} A(y') \\ B(y') \end{pmatrix} dy'$$

$$Y_y = y - Vt,$$

$$c_y = y - c_n t.$$

以上により、 Q_n 、 R_n 、 S_n は、速度 V をもった台風の作用と速度 c で伝わる波とによって与えられることがわかる。

では、外洋 ($x_0 > L$ 、かつ $X \gg L$ 、 $Y \gg L$) での台風の作用はどうであろうか。この場合、 a_n および b_n はゼロであり、 A および B は、それぞれ、式(55) の A および式(55') の B によって与えられる。ここで、簡単のため、 $\beta(y) = \delta(y)$ とすると、

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = X \cdot Y \cdot \begin{pmatrix} \partial S(x_0, y) / \partial x \\ S(x_0, y) \end{pmatrix}.$$

さて、ここで、とくに、 $n=0$ の場合がケルビン波に相当することになるので、これを $n=1, 2, \dots$ の成分と対比しながら検討しよう。

この $n=0$ の場合、式(54) の a_n および b_n は、近似的に、

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} f \\ c_0 \end{pmatrix} \cdot \int_0^L \alpha \left(\frac{x-x_0}{X} \right) dx, (\mu \rightarrow 0). \dots (60)$$

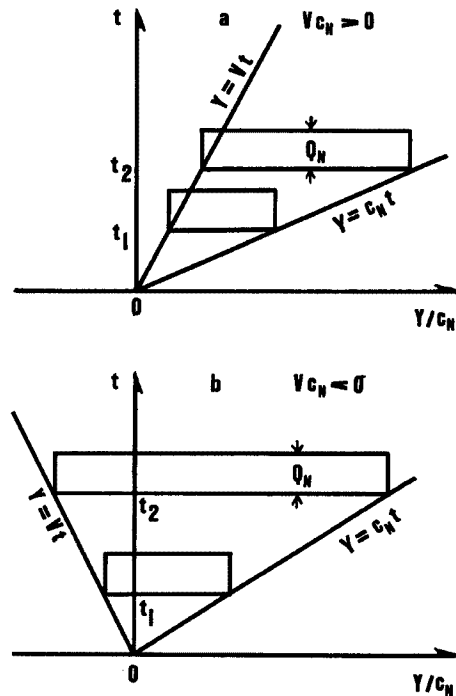


Fig. 4. Zone of response of waters on the shelf due to a typhoon moving parallel to the coastline. (1) case of $Vc_n > 0$ (top), and (2) case of $Vc_n < 0$ (bottom).

したがって、陸棚域でのケルビン波の主要項は、式(56)の $n=0$ に対するものとなる。

$$A_0 = -a_L \cdot \tau_{0x} \cdot \beta(V) + a_L \frac{\tau_{0y} c_0}{fY(c_0 - V)}$$

$$[c_0 \beta'(c_0) - V \beta'(V)] - a_L \cdot \frac{\mu^2 f P_0 c_0}{c_0 - V}$$

$$[c_0 \beta(c_0) - V \beta(V)], (\mu \rightarrow 0), \dots \dots \dots (61)$$

ただし、

$$a_L = \int_0^L \alpha \left(\frac{x-x_0}{X} \right) dx,$$

$$\beta(c) = \beta \left(\frac{y-ct}{Y} \right),$$

$$\beta' = \frac{\partial \beta}{\partial y}.$$

この式(61)は自由波としてのケルビン波の挙動を示す。 $n > 1$ の成分の応答と比較すると μ^{-1} 倍とみられるから、ケルビン波は水位変動の先端に位置することになる。Fig. 5に示した例は、このように大きなスケールの海水位変動であり、陸棚の存在によってあらわれる波である。これは、Grimshaw (1988)⁴⁾の陸棚波に対応する。これに対して、外洋上では、ケルビン波が顕著になることは十分考えられる (Fandry et al., 1984)⁵⁾。

5.2 台風が沖向きに移動する場合

ここで、台風の作用 (τ_x, τ_y, P) が次のように表わされる場合を考えよう。

$$\begin{pmatrix} \tau_x \\ \tau_y \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau_{0x} \\ \tau_{0y} \\ P_0 \end{pmatrix} \cdot \alpha \left(\frac{(x-x_0) - Vt}{X} \right) \cdot \beta \left(\frac{y}{Y} \right) \cdot \gamma \left(\frac{t}{T} \right). \dots \dots \dots (62)$$

すなわち、 $t=0$ に $x=x_0$ にあった台風が沖へ向かって速度 V で移動するとする。これを式(48)に代入する。

陸棚域については、

$$\begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ G_3 \\ G_4 \\ G_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_n \tau_{0y} \\ b_n \tau_{0x} \\ a_n \tau_{0x}/f \\ -b_n \tau_{0y}/f \\ b_n P_0/f \end{pmatrix} \cdot \beta \left(\frac{y}{Y} \right) \cdot \gamma \left(\frac{t}{T} \right). \dots \dots \dots (63)$$

ただし、

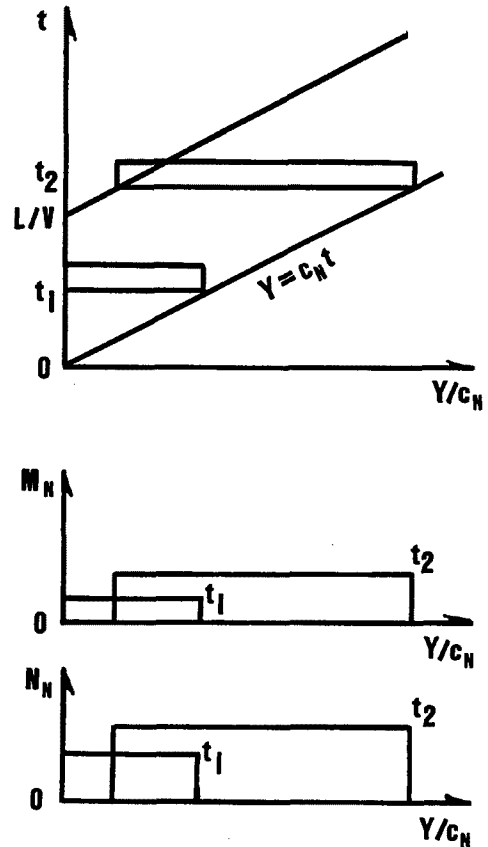


Fig. 5. Zone of response of waters on the shelf due to a typhoon moving offshore.

$$a_n(t) = -c_n \int_0^L \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \cdot \alpha \left(\frac{(x-x_0)-Vt}{X} \right) dx,$$

$$b_n(t) = -c_n \int_0^L \phi_n(x) \cdot \alpha \left(\frac{(x-x_0)-Vt}{X} \right) dx.$$

外洋については,

$$\begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \end{pmatrix} = -c_n \phi_n(L) \cdot \begin{pmatrix} \tau_{0y} \\ \tau_{0x}/f \end{pmatrix} \cdot A(y, t) \cdot \gamma \left(\frac{t}{T} \right), \dots\dots\dots (64)$$

$$\begin{pmatrix} G_2 \\ G_4 \\ G_5 \end{pmatrix} = -c_n \phi_n(L) \cdot \begin{pmatrix} \tau_{0x} \\ -\tau_{0y}/f \\ P_0/f \end{pmatrix} \cdot B(y, t) \cdot \gamma \left(\frac{t}{T} \right). \dots\dots\dots (64')$$

ただし,

$$A(y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \beta \left(\frac{y'}{Y} \right) \int_L^{\infty} \alpha \left(\frac{(x-x_0)-Vt}{X} \right) \cdot \frac{\partial S(x', y-y')}{\partial x'} dx',$$

$$B(y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dy' \beta \left(\frac{y'}{Y} \right) \int_L^{\infty} \alpha \left(\frac{(x-x_0)-Vt}{X} \right) \cdot S(x', y-y') dx'.$$

もし、外洋と陸棚との間に壁があるときには、陸棚上の問題に対して、上の式(64), (64') は考えなくてよい。

簡単のため、 $\beta(y) = \delta(y)$ と表わし、また、 $\gamma(t) = H(t)$ で表わすとき、陸棚上について式(49)に着目すると、上の式(64), (64') から、

$$A_n = \tau_{0y} M_n + \tau_{0x} \frac{\partial N_n}{\partial y} + \frac{\tau_{0x}}{f} \frac{\partial M_n}{\partial t} - \frac{\tau_{0y}}{f} \frac{\partial^2 N_n}{\partial y \partial t} + \mu^2 f P_0 \frac{\partial N_n}{\partial t}. \dots\dots\dots (65)$$

ただし,

$$\begin{pmatrix} M_n \\ N_n \end{pmatrix} = \frac{Y}{c} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \cdot \left(t - \frac{y}{c_n} \right) \cdot [H(y) - H(y - c_n t)].$$

この M_n と N_n とは、台風の間路上 $y = 0$ で生じた自由波である。このとき、 $\alpha(x) = \delta(x)$ とすると、台風が沖へ向かっている ($V > 0$) とときには、 $x_0 = 0$ の場合を考えても一般性を失わない。そして、 $t < 0$ および $t > L/V$ に対して $a_n(t)$ と $b_n(t)$ とはゼロである。解としての M_n と N_n とは、 $t = 0$ で $x = 0$ を通る台風によって生じた自由波としてみとめられるが、台風が陸棚から外洋へ出たとき ($t = L/V$, かつ、 $x = L$ において) 消滅する。このとき、 $t \rightarrow \infty$ に対して B_n はある一定値に近づく。もちろん、台風が外洋に出たあと陸棚上には、外洋における A_n が応答としてみとめられる。

$$A_n = -c_n \phi_n(L) \cdot X \cdot Y \cdot H \left(t - \frac{L}{V} \right) \cdot \left[\tau_{0y} W_1 + \tau_{0x} W_2 + \frac{\tau_{0x}}{f} \frac{\partial W_1}{\partial t} - \frac{\tau_{0y}}{f} \frac{\partial^2 W_2}{\partial y \partial t} + \mu^2 f P_0 \frac{\partial W_2}{\partial t} \right]. \dots\dots\dots (66)$$

ただし,

$$\begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} = \int_{L/V}^t \begin{pmatrix} \partial S(V\tau, y-c_n(t-\tau))/\partial x \\ S(V\tau, y-c_n(t-\tau)) \end{pmatrix} d\tau.$$

ここに、 W_1 と W_2 とは台風の作用による波と自由波との和であって、 $t \rightarrow \infty$ では、いずれも減衰してしまう。たとえば、

$$\begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\pi} \begin{pmatrix} \text{Re} \left[\frac{1}{V+ic_n} \left(\frac{1}{Vt'+iy} + \frac{1}{y-c_nt'} \right) \right] \\ \text{Re} \left[\frac{1}{V+ic_n} \left(\ln \left(\frac{y-iVt'}{y-c_nt'} \right) \right) \right] \end{pmatrix}$$

ただし、

$$t' = t - L/V.$$

また、台風が負の方向に移動するとき ($V < 0$)、 $t = 0$ において $x_0 = L$ と考えても一般性を失わない。このとき、 $\gamma(t)$ の値はどのような t に対しても 1 とみなすことができる。そこで、 $a_n(t)$ と $b_n(t)$ とは $t < 0$ および $t > -L/V$ に対してゼロとなる。 M_n 、 N_n に対する解は Fig. 5 と同様なものとなる。台風によって生じた自由波は、 $t = 0$ には $x = L$ を通り、 $t = -L/V$ には海岸線 $x = 0$ で消える。時刻が $t = 0$ 以前 ($t < 0$) には、外洋の台風による陸棚の応答がみとめられる。

$$A_n = -c_n \phi_n(L) \cdot X \cdot Y \left[\tau_{0y} W_1' + \tau_{0x} \frac{\partial W_2'}{\partial y} + \frac{\tau_{0x}}{f} \frac{\partial W_1'}{\partial t} - \frac{\tau_{0y}}{f} \frac{\partial^2 W_2'}{\partial y \partial t} + \mu^2 f P_0 \frac{\partial W_2'}{\partial t} \right]. \dots (67)$$

ただし、

$$\begin{pmatrix} W_1' \\ W_2' \end{pmatrix} = \int_{L/V}^t \begin{pmatrix} \partial S(L+V\tau, y-c_n(t-\tau))/\partial x \\ S(L+V\tau, y-c_n(t-\tau)) \end{pmatrix} \cdot H(\tau) d\tau.$$

この W_1' と W_2' とはやはり台風の作用による波と自由波との和である。なお、台風による波が $-\infty < t < 0$ で定義されていて、台風が $x = L$ を通過後 ($t \geq 0$) の波はゼロである。自由波は、台風が $x = L$ を通過後 ($t \geq 0$) に対して定義されている。たとえば、 $\mu = 0$ では S は式(25) によって与えられる。したがって、

$$\begin{pmatrix} W_1' \\ W_2' \end{pmatrix} = \frac{1}{\pi} \begin{pmatrix} \text{Re} \left[\frac{1}{V+ic_n} \left(\frac{H(-t)}{L+Vt+iy} + \frac{H(t)}{L+i(y-c_nt)} \right) \right] \\ \text{Re} \left[\frac{1}{V+ic_n} \left(H(-t) \ln(L+Vt+iy) + H(t) \ln(L+i(y-c_nt)) \right) \right] \end{pmatrix}$$

ここで、 $\mu \rightarrow 0$ において、 $n = 0$ の場合はケルビン波である。Grimshaw (1988)³⁾ は $n = 1, 2, \dots$ の場合の成分を陸棚波と称している。これは、陸棚の存在によってあらわれる成分であることを意味している。

6. 考 察

以上、最近の高潮の特性の概要を紹介し、つぎに、これに関連すると考えられる沿岸域の台風高潮の動的特性を、沿岸陸棚との関連に焦点をおいて、簡単な線型モデルによって検討した。本文のモデルによって、中村の研究 (1990)¹⁾ では明らかにならなかった陸棚の効果が、台風高潮にどのようにあらわれるかということが解析解の型で表示でき、その力学的機構を示すことができた。ところで、実際の現象としてとらえられた台風高潮は、これですべて解明できたとするわけにはいかない。海岸線も複雑であり、また、力学的に考慮しなかった要因もある。

6.1 台風高潮としての偏差

台風高潮の検討においては、検潮記録から予想潮位を除いたものを‘偏差’ D として着目する。これは、南半球のオーストラリアの高潮の検討例 (Fanary et al. 1984)⁵⁾ においても同じである。中村 (1990)⁶⁾ は、日本列島周辺の台風高潮パターン2例の検討でこの偏差 D の考察をしている。しかし、台風高潮の動的特性は、さらに、この偏差 D から気圧低下による効果を静水圧近似で評価した上で除去したものの ΔD によってとらえることができる (中村, 1990)¹⁾。だが、Fandryet al. (1984)⁵⁾ は、この ΔD を考えていない。Grimshaw (1988)³⁾ のモデルでも、この ΔD に留意していないように見え、その点は十分はつきりしていない。オーストラリアの高潮の評価で、彼らは、気圧低下の効果を正しく評価しているであろうか。

6.2 台風9019号による高潮

台風9019号は、すでに述べたように、その日本列島接近時に、1934年の室戸台風、1954年の伊勢湾台風、1961年の第2室戸台風などと類似の経路をとり、沿岸域並に海岸構造物などに甚大な被害をうけるおそれが叫ばれた。これは、現在なお、台風経路など必要な情報と予測が得られていないことにほかならない。

ここで、Fig. 6には、日本列島太平洋岸の検潮記録の一部から、各検潮所の D を太線で示した。細線は、気圧低下による効果を静水圧近似として示したものである。ここでは、尾鷲 (OWA)、浦神 (URA)、串本 (KUS)、和歌山 (WAK)、神戸 (KOB)、室戸岬 (MUR)、土佐清水 (TOS)、油津 (ABU)、枕崎 (MAK) の各検潮所の、1990年9月15-22日の期間を対象とした例を図示した。さらに、ここで ΔD をもとめた結果をFig. 7に示した。この図では、とくに、外洋に直接面した海岸域に伝置する尾鷲 (OWA)、串本 (KUS)、土佐清水 (TOS)、油津 (ABU)、枕崎 (MAK) を対象とした。

このFig. 7は、本文のモデルから導き出された高潮の特性とどのように対応するのであろうか。この図で ΔD のパターンをみると、枕崎の例でははつきりしないが、油津、土佐清水、串本、尾鷲の順に、高潮の成分 ΔD の持続時間は短かくなっている。ここで、Fig. 4をみるとわかるように、台風中心通過後に、油津と土佐清水では ΔD は高くなっている。これはケルビン波の特性と定性的によく対応している。串本および尾鷲では、地形の影響が強くあらわれているようであるが、この時、台風は加速している。ところで、本文中のモデルでは、台風の移動速度は一定と考えた。現実には、かならずしも一定ではない。モデル化による検討にあたっては、このようなことも留意するのが当然ながら必要である。

6.3 台風9028号による高潮

ここでは、Fig. 8に、日本列島太平洋岸の検潮記録の一部から、1990年11月27日-12月6日の期間の D を太線で示した。細線は、気圧低下の効果である。対象とした検潮所は、いずれも気象庁所管の、御前崎 (OMA)、尾鷲 (OWA)、串本 (KUS)、白浜 (SIR)、室戸岬 (MUR)、土佐清水 (TOS)、和歌山 (WAK)、神戸 (KOB) である。

さらに、上のFig. 8に対応した検潮所について ΔD をもとめてFig. 9に示した。ここでは、とくに、本文中のモデルとの対応に焦点をおいて、OMA、OWA、KUS、MUR、TOSを対象とした。この ΔD は、台風高潮の動力学的特性として理解すべきであろう。

このFig. 9は、本文のモデルによって検討した高潮とどのように対応するのであろうか。図中には、各検潮所での最低気圧の観測された時刻を矢印で示した。気圧はmb (またはhPa) 単位である。

このFig. 9をみると、台風が日本列島太平洋岸を北東方へ進んでいる間に、 ΔD のパターンは、御前崎から尾鷲を経て室戸岬へ向かって進行していることがわかる。この ΔD のパターンの時間的变化は、ケルビン波の特性と定性的に対応している。日本の太平洋岸の陸棚は、オーストラリア沿岸域や北米東岸

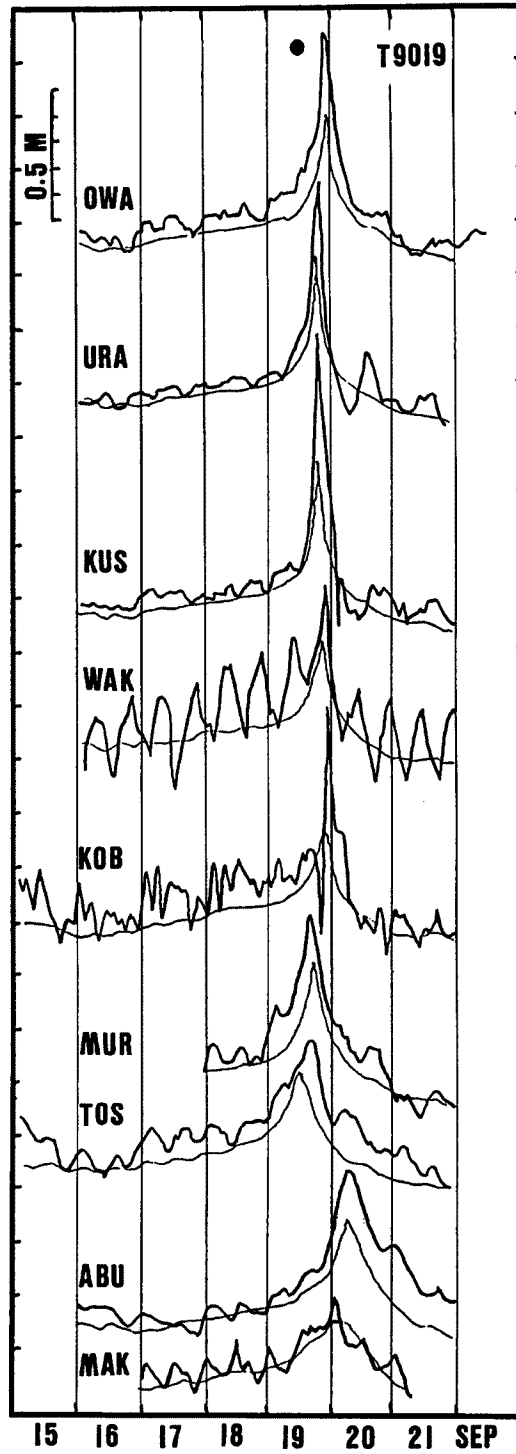


Fig. 6. Storm surge at the Typhoon 9019.
 (1) storm surge variations eliminated the predicted tides in thick lines,
 (2) notations of OWA, URA, KUS, WAK, KOB, MUR, TOS, ABU and MAK are for the stations of Owase, Urugami, Kushimoto, Wakayama, Kobe, Muroto-misaki, Tosa-shimizu, Aburatsu and Makurazaki.
 (3) barometric effects in thin lines.

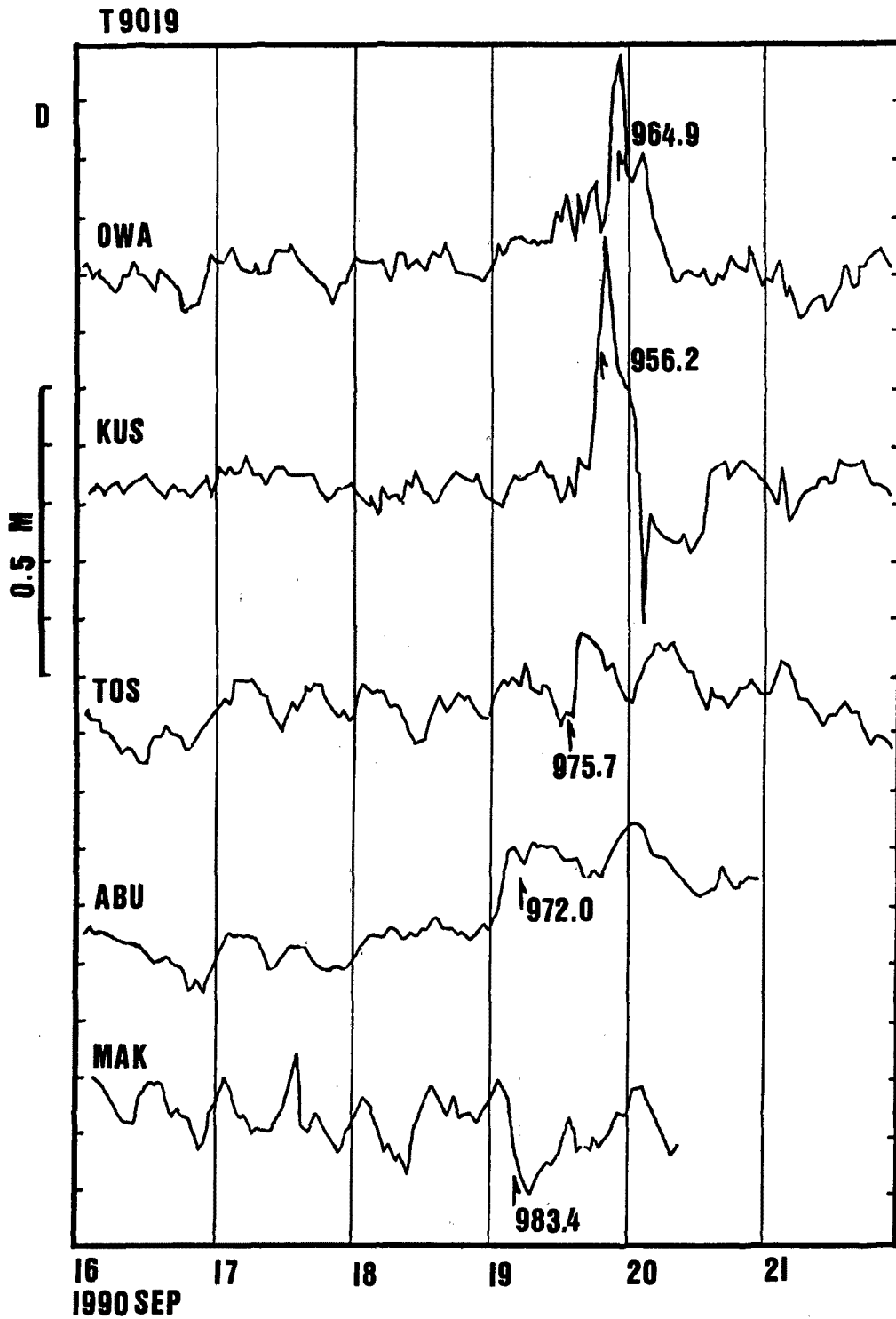


Fig. 7. Dynamical variations at the Typhoon 9019.

(1) full lines for storm surge variations except the predicted tides and barometric effects, (2) stations of OWA, KUS, TOS, ABU and MAK, (3) arrows and numerals indicate the minimum of the atmospheric pressure at the stations.

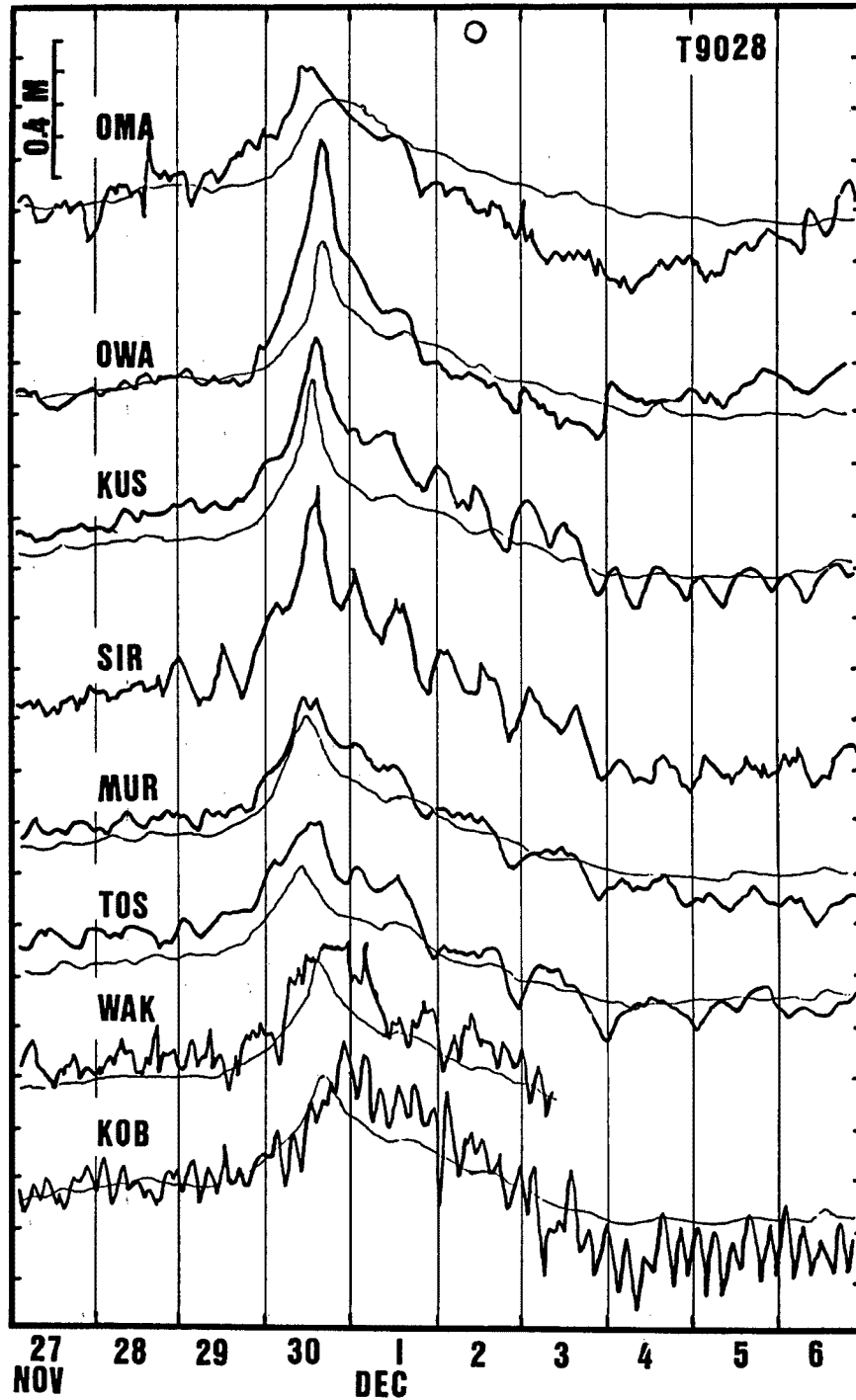


Fig. 8. Storm surge at the Typhoon 9028.
 (1) storm surge variations eliminated the predicted tides in thick lines,
 (2) notations of OMA, OWA, KUS, SIR, MUR, TOS, WAK and KOB for
 the stations of Omaezaki, Owase, Kushimoto, Shirahama, Muroto, Tosa-
 shimidzu, Wakayama and Kobe, and (3) barometric effects in thin lines.

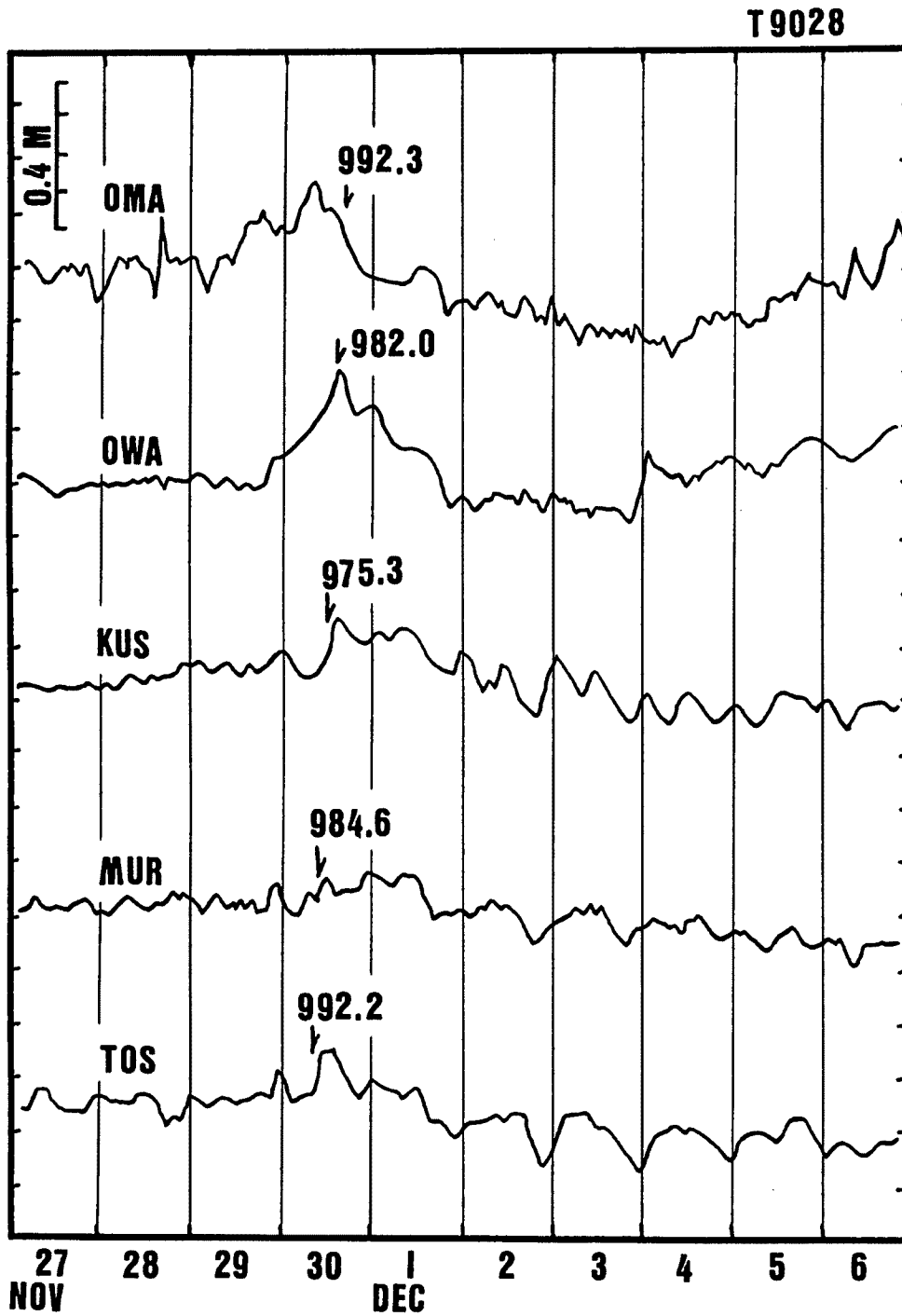


Fig. 9. Dynamical variations at the Typhoon 9028.
 (1) full lines for storm surge variations except the predicted tides and barometric effects, (2) notations of OMA, OWA, KUS, MUR and TOS are for the stations of Omaezaki, Owase, Kushimoto, Muroto-misaki and Tosa-shimidzu, (3) arrows and numerals indicate the minimum of the atmospheric pressure at the stations.

沖の陸棚に比較して小規模である。そのことを考えれば、陸棚をほとんど考えない Grimshaw (1988)³⁾ で検討しても、Fandry et al, (1984)⁵⁾ の例として考えても、基本的に大差ない。いずれにしても、外力の作用下のケルビン波が主体となるが、ケルビン波以外の変動の理解のためには Grimshaw (1988)³⁾ や本文の考え方に立脚した方がよいと考えられる。

実在の海では、海水密度が一定ではない。本文では、近似的に、一定と考えて差支えないものとして検討をすすめてきた。なお、細部については、観測例によるいろいろな検討が必要である(たとえば、Brink, 1989 a, b)⁷⁾⁻⁸⁾。この意味で、台風来襲頻度の高い日本列島太平洋岸沖において、白浜海岸観測塔があり、連続観測をしていることは重要なことであると言わなくてはならない。残念なことに、本文では、この観測塔による記録が十分活用できなかった。

7. 結 言

本文では、陸棚沿岸における台風高潮の動的特性を検討するために、単純化した線型理論モデルによる解析をした。この場合「台風高潮は基本的に強制ケルビン波と考えられる例があることを示し、また、陸棚の存在によって、高次の成分波として、自由波もあらわれることを示した。とくに、台風が海岸線に平行に進む場合と沖向きに進む場合とについて検討した。このモデルに関連して、1990年に日本列島に上陸して強い影響を及ぼした台風の例について考察し、気圧低下の効果以外に、動力学的効果を評価するには、本文のようなモデルの導入が必要なことを示した。

しかし、日本列島太平洋岸は、モデルに比較して複雑な地形条件下にあり、検潮記録の細部については、ここでは、ちがいった議論はしない。

いずれにしても、白浜海岸観測塔のような沖合固定点による海象の長期間にわたる継続的観測は必要であるし、とくに、台風時の海象観測記録が確実に得られるということが、研究上必要であるとともに、近畿圏の沿岸域高度利用という社会的実態からみても必要なものと考えられる。

最後に、本文をとりまとめるにあたり、気象庁の関係諸官には、気象資料および検潮記録などの利用にあたって好意を以て御協力いただいた。また、京都大学内外の関係各位には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) 中村重久：台風による強制ケルビン波のモデル，京大防災研年報，No.33-B2，1990，pp.543-557.
- 2) Allen, J.S.: On forced, long continental shelf waves on an f -plane, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 6, 1976, pp.426-431.
- 3) Grimshaw, R.: Large-scale, low-frequency response on the continental shelf due to localized atmospheric forcing systems, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.18, 1988, pp.1906-1919.
- 4) Gill, A.E. and E.H. Schumann: The generation of long shelf waves by wind, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 4, 1974, pp.83-90.
- 5) Fandry, C.B., L.M. Leslie and R.K. Steedman: Kelvin-type coastal surges generated by tropical cyclones, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.14, 1984, pp.582-593.
- 6) 中村重久：日本列島周辺の台風高潮パターン2例，La mer, Tome 28, 1990, pp.1-5.
- 7) Brink, K.H.: Evidence to wind-driven current fluctuations in the western North Atlantic, Jour. Geophys. Res., Vol.94 (C2), 1989 a, pp.2029-2044.

- 8) Brink, K. H.: Observation of the response of thermocline currents to a hurricane, *Jour. Phys. Oceanogr.*, Vol. 19 (7), 1989 b, pp. 1017-1022.