

コリオリ加速度を考慮した、台風による 陸棚波の沿岸への影響

富 永 政 英*

1. 緒 言

直線状の海岸が長く連なっていて、沿岸から沖へ一定の距離を保ちつつ台風（または強い低気圧）が海岸に平行に進むものとする。このとき台風域内の気圧降下によって水面が上昇し、海底が沖に向かって傾斜しているときは沿岸に沿って台風と同じ方向へ進んでゆく長波が生ずる。その波高は沖へ向って波状に変化し、遠方にゆくほど振幅が減少する。この種の波が陸棚波と呼ばれることはよく知れており、Greenspan (1956) はコリオリの影響を無視した理論的取扱いを行い、小型の台風によって沿岸に陸棚波が発生し、それが数時間の水位上昇の原因になることを示した。その理論による水位の上昇値(高潮)は実測値とほぼ一致する。

本論文ではコリオリ加速度を考慮して Greenspan の求めた数時間周期の重力波のほかに、数日周期の慣性波の性質の強い陸棚波も誘発されることを見出した。特に後者は半径数 100 km から、1000 km にわたる大型台風に伴って生じ、ときに 2, 3 日の間沿岸の水位がわずかであるが上昇している。しかし、重力波は小型台風のときのみ顕著であり、慣性波的のものは大型台風のときに顕著であることもわかった。1961 年 9 月 16 日から 18 日に日本海を東北地方沿岸に沿って北進した大型台風、第二室戸台風の実測に慣性波的な水位上昇がみられる。

2. 基礎の数理

今 図-1 のように x 軸を海岸に沿ってとり (直線状海岸とする) y 軸をそれに直角に沖に向ってとる。座標は常に右手系とする。海底はゆるやかに傾斜し、直線的に y 方向に向ってのみ傾斜する。したがって平均水面からの深さは $h = \alpha y$ ($\alpha > 0$, 傾斜を表わす) で表わされる。台風は一定の速度 U で x の正方向に向い、その中心位置は常に海岸から y_0 の距離にある。台風域の低圧によって吸い上げられた水面上昇量を静水面から ζ であるとする。緯度 ϕ におけるコリオリ因子は $f = 2\omega \sin \phi$ で、 ω は地球自転の角速度で $7.29 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ とする。 u, v を波動によって生じた x, y 方向の水の運動速度、 ρ を海水密度 (ほぼ 1.03) とすれば線型化された運動方程式は

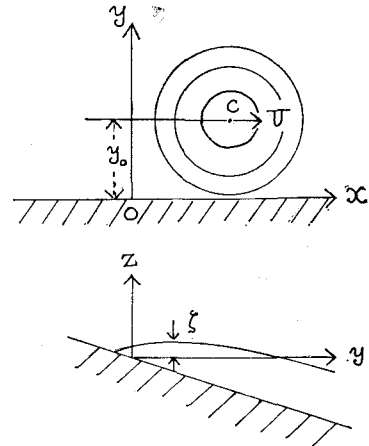


図-1 x 軸は海岸線に一致, y 軸はそれに直角に沖へ向う。C は台風の中心。

$$\left. \begin{aligned} u_t - Uu_x - fv + g\zeta_x &= -\frac{P_x}{\rho} \\ v_t - Uv_x + fu + g\zeta_y &= -\frac{P_y}{\rho} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

で表わされるが、この式の座標は台風と共に U なる速度で動くものであり、従って x とは静止系からみれば $x - Ut$ のことである。このほかに連続方程式

$$\zeta_t - U\zeta_x + hu_x + (vh)_y = 0 \dots\dots\dots (2)$$

がある。水中の圧力 P は台風の影響による静水圧からの差であってたとえ数学的に

$$P = P_0 \exp \left[-\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{a^2} \right] \dots\dots\dots (3)$$

のような分布で与えることができる。したがって P_0 とは台風の中心と外縁 (数学的には $\sqrt{x^2 + (y - y_0)^2} = r \rightarrow \infty$ であるが現実には a の 2 ~ 3 倍) との気圧差、中心から a なる距離では気圧差は $P_0/2.7$ ていどになる。静止系からみるときは x の代りに $x - Ut$ と置き、式 (3) は U なる速度で x の正方向へ動いてゆく。式 (1), (2) を $t=0$ のとき水面の変化は 0, 台風接近とともに水面昇降 ζ が初まるとして解く。それには時間 t に関しては Laplace 変換を、 x 方向に対しては Fourier 変換を施してみるとよい。今、

$$\bar{F}(k, y, s) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikx} dx \int_0^{\infty} e^{-st} F(x, y, t) dt \dots\dots\dots (4)$$

によって F の Fourier-Laplace 変換を, その逆変換を

$$F(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2 i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikx} dx \int_{-i\infty}^{i\infty} e^{sy} \bar{F} dt \quad \dots\dots\dots (5)$$

で定義する。 $t=0$ のとき $F=0$ という条件をつけると $\bar{F}_t = s\bar{F}$ であり, また $\bar{F}_x = -ik\bar{F}$ である。したがって式 (4) なる変換を (1), (2) に施すと F の代りに u, v, ζ をそれぞれ置換えて $h = \alpha y$ とおけば

$$\left. \begin{aligned} (s+ikU)\bar{u} - f\bar{v} - igk\bar{\zeta} &= ik\bar{P}/\rho \\ (s+ikU)\bar{v} + f\bar{u} + g\bar{\zeta}_y &= -\bar{P}/\rho \\ (s+ikU)\bar{\zeta} - ik\alpha y\bar{u} + \alpha\bar{v} + \alpha y\bar{v}_y &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

を得る。 k は長さの逆数の元をもち波数に相当, s は時間の逆数の元をもち周波数に対応する。式 (6) から $\bar{u}, \bar{v}$ を消去することができる

$$y\bar{\zeta}_{yy} + \bar{\zeta}_y - (k^2 y - \kappa)\bar{\zeta} = -Q \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。ここに $\kappa = -[(s+ikU)^2 + f^2]/g\alpha + ikf/(s+ikU)$ であり, また

$$Q = \frac{1}{g\rho} \{ y\bar{P}_{yy} + \bar{P}_y - [k^2 y - ikf/(s+ikU)]\bar{P} \} \quad \dots\dots\dots (8)$$

と置いた。式 (7) は $\bar{\zeta} = e^{-\kappa y} \eta$, $Y = 2ky$ と置くと

$$Y \frac{d^2 \eta}{dY^2} + (1-Y) \frac{d\eta}{dY} + \left(-\frac{1}{2} + \frac{\kappa}{2k} \right) \eta = -\frac{e^{Y/2}}{2k} Q \quad \dots\dots\dots (9)$$

なる形になって, もし左辺の第 3 項を n を $0, 1, 2, \dots$ として $n\eta$ で置き換えるならば Laguerre 方程式となり, その解は $L_n(Y)$ である。したがって式 (9) の両辺を $L_n(Y)$ で展開することができる。 $L_n(Y)$ は直交性を持ち, $L_0(Y)=1$, $L_1(Y)=1-Y$, $L_2(Y)=2-4Y+Y^2, \dots$ である。結局われわれは

$$\begin{aligned} \bar{\zeta} &= e^{-\kappa y} \sum_{n=0}^{\infty} L_n(2ky) \int_0^{\infty} e^{-Y/2} Q L_n(Y) dY / 2k(n!)^2 \\ &\times \left(n + \frac{1}{2} - \frac{\kappa}{2k} \right) \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

を得る。

Q をきめるには式 (8) に式 (3) を代入すればよい。

$$\begin{aligned} Q &= \frac{P_0 a \sqrt{\pi}}{\rho g s} \exp \left[-\frac{k^2 a^2}{4} - \left(\frac{y-y_0}{a} \right)^2 \right] \\ &\times \left\{ q(y) - \frac{ikf}{s+ikU} \right\}, \end{aligned}$$

ここに

$$q(y) = \frac{1}{a} \left\{ \frac{4y}{a} \left(\frac{y-y_0}{a} \right)^2 - (4+k^2 a^2) \frac{y}{a} + \frac{2y_0}{a} \right\}$$

である。式 (10) に含まれる積分を $n!$ で除したものは

$$\begin{aligned} &\frac{P_0 \sqrt{\pi}}{\rho g s} \int_0^{\infty} e^{-\kappa y} \exp \left[-\frac{k^2 a^2}{4} - \left(\frac{y-y_0}{a} \right)^2 \right] \\ &\times \left[q(y) - \frac{ikf}{s+ikU} \right] \frac{L_n(2ky)}{n!} 2k dy \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

となるから

$$\begin{aligned} I_n(ka) &= -e^{-k^2 a^2/4} \int_0^{\infty} e^{-\kappa y - (y-y_0)^2/a^2} q(y) \\ &\times \frac{L_n(2ky)}{n!} dy \\ J_n(ka) &= \frac{1}{a} e^{-k^2 a^2/4} \int_0^{\infty} e^{-\kappa y - (y-y_0)^2/a^2} \frac{L_n(2ky)}{n!} dy \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (12)$$

と置けば式 (11) は $-P_0 \sqrt{\pi} / \rho g s \cdot 2k [I_n - ikaf J_n / (s + ikU)]$ となって式 (10) から

$$\begin{aligned} \bar{\zeta} &= -\frac{P_0 a \sqrt{\pi}}{\rho g} 2gk\alpha e^{-\kappa y} \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\{ (s+ikU) I_n(ka) - ikaf J_n(ka) \} L_n(2ky)}{s G(s) n!} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

を得る。ここに $G(s) = (s-s_1)(s-s_2)(s-s_3) = (s+ikU)^3 + \{(2n+1)g\alpha k + f^2\}(s+ikU) - igk\alpha f$ で

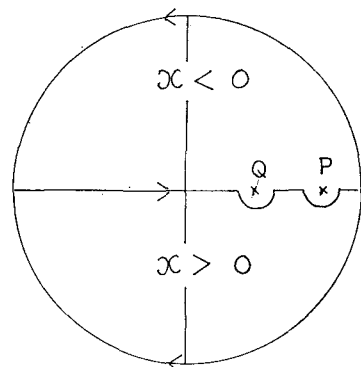
$$\begin{aligned} s_1 &= -i \left\{ kU - \frac{f}{2n+1} \right\} + O \left(\frac{f^3}{gk\alpha} \right) \\ s_2, s_3 &= -i \left\{ kU \mp \sqrt{(2n+1)g|k|\alpha} + \frac{f}{2(2n+1)} \right\} \\ &+ O \left(\frac{f^3}{gk\alpha} \right) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (14)$$

である。

式 (13) に式 (5) で表わされる逆変換を施せば目的の ζ が x, y, t の関数として求められる。そのとき $\bar{\zeta}$ は s_1, s_2, s_3 及び $s=0$ なる極をもつので, 複素 s 平面上の虚軸上にこれらの極が分布する。したがって $\bar{\zeta}$ を s 平面上で積分するとき, 虚軸に沿って $-i\infty$ から $i\infty$ まで積分路をとり, 途中 $s=0, s_1, s_2, s_3, 0$ を右側に避け, さらにきわめて半径の大きい左半円に沿って路をとることにする。大半円に沿う積分値は半径を限りなく増大するとき消え, $s=0, s_1, s_2, s_3$ における $\bar{\zeta}$ の留数を R_m ($m=0, 1, 2, 3$) とすれば

$$\begin{aligned} \bar{\zeta} &= -\frac{P_0 a \alpha}{\rho \sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k e^{-k(y+ix)} \frac{L_n(2ky)}{n!} \\ &\times \sum_{m=0}^3 R_m dk \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

なる複素 k 平面上の積分が得られる。この値を求めるために図—2 のような積分路を考える。実軸に沿って R_m の極を下方に小半円で避け, 上半面 (k の虚部が正) の大半円に沿うと



図—2 (15) の積分を評価するための積分路

$x < 0$ (静止系からみて $x < Ut$) のときこの円上の積分は消える。しかし R_m のいくつかの極のまわりの留数が残る。下半円 (k の虚部が負) を通る積分をとると $x > 0$ (静止系では $x > Ut$) において半円に沿う積分が消えるほかに、極も避けているから $\zeta = 0$ になってしまう。 R_m は

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= -ik(UI_n - afJ_n)/s_1s_2s_3 \\ R_1 &= [(s_1 + ikU)I_n - ikafJ_n]/s_1(s_1 - s_2) \\ &\quad \times (s_1 - s_3) e^{s_1 t} \\ R_2 &= [(s_2 + ikU)I_n - ikafJ_n]/s_2(s_2 - s_1) \\ &\quad \times (s_2 - s_3) e^{s_2 t} \\ R_3 &= [(s_3 + ikU)I_n - ikafJ_n]/s_3(s_3 - s_1) \\ &\quad \times (s_3 - s_2) e^{s_3 t} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

となるから、式(14)によればこれらの極を求めることができる。しかし R_3 には実軸上の極がないことは明らか、 R_0 と R_1 は $s_1 = 0$ から求まる唯一つの極を共有、 R_0 と R_2 は $s_1 - s_2 = 0$ から求まる極のうちひとつを、さらに R_1 と R_2 は $s_1 - s_2 = 0$ から求まる一つの極を共有する。しかしこれらの共有極における R_m の留数は明らかに消し合うのでこの値として残るものは(14)の $s_2 = 0$ を解いて得られる $k_{22} \doteq f^2/8(2n+1)^2 g\alpha$ のみである。これはきわめて長周期(10数日)の波動で振幅は微小だからここでは省く。

なお $s_2 = 0$ の他の根は

$$k_{21} \doteq \frac{(2n+1)g\alpha}{U^2} - \frac{f}{(2n+1)U} \quad \dots\dots\dots (17)$$

で与えられる。以上の積分評価は t の大小によらないが、もし充分時間が経過して $|x - Ut|$, すなわち動く座標からみて $|x|$ が大きいときは、気圧低下の作用が長時間およんでくる。そこで式(15)の積分のうち R_2 を含むものを考えてみよう。式(15)は無限に多くの mode から成るが、今 n 番目の mode だけとり出して $\zeta^{(n)}$ とする。 R_2 は $e^{s_2 t}$ なる時間因子を含み

$$e^{s_2 t} = \exp \left[-i \left\{ kU - \sqrt{(2n+1)g|k|\alpha} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{f}{2(2n+1)} \right\} t \right]$$

であるが、このほか式(15)の積分関数には $e^{-k(y+ix)}$ なる項がかかっている。その x の代りに静止系からみて $x - Ut$ と書き変えて

$$f(k) = -i \left[k - \left\{ \sqrt{(2n+1)g|k|\alpha} - \frac{f}{2(2n+1)} \right\} \frac{t}{|x|} \right]$$

と置けば (この x は静止系の座標) 指数関数項は $e^{i|xf(k)|}$ と表わされる。また y 方向はあまり遠くまで考えないので

$$\Psi(k) = k e^{-ky} L_n(2ky) R_2$$

は k について緩慢に変化する。そこで

$$\zeta^{(n)} = -\frac{P_0 a \alpha}{\rho \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(k) e^{i|xf(k)|} dk \quad \dots\dots\dots (18)$$

と書くことができ、 $f'(k) = 0$ となるような点 k_s (実軸

上にある) が存在し、 k_s の近くで $|x|$ 大なときこの値がとくに顕著である。 k_s はいわゆる鞍点であって $\zeta^{(n)}$ を求める積分路は図-2の上半円を含むものを取り、 k_s と k_{21} は一致しないもの

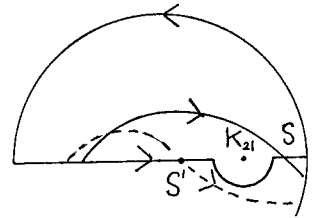


図-3 s, s' は鞍点、 k_{21} は R_2 から現われる極、点線は s' が k_{21} の左にあるときの鞍点を通過する積分路

とする。図-3 に示したように鞍点を通る積分路 (この路は実軸と $3\pi/4$ なる角をなして k_s を通過する) と上半円を含む路に沿って積分するとき k_s が k_{21} の左にあるときは contour は k_{21} を中に含むが、 k_s が k_{21} の右にあるときは contour 内に k_{21} がいない、つまり、 $k_{21} > k_s$ のときに限り k_{21} における留数が存在し、式(18)の積分に $2\pi i \times (R_2 \text{ の留数})$ を含む項が生ずる。 $f'(k) = 0$ を解けば $|k_s| = (2n+1)g\alpha(t/x)^2/4$ となるから $k_{21} > k_s$ なる条件は x を静止系からみた座標として

$$|x| > \frac{Ut}{2} \left\{ 1 + \frac{\delta}{2(2n+1)^2 + O(\delta^2)} \right\} \quad \dots\dots\dots (19)$$

に相当する。ここに $\delta = Uf/g\alpha$ で小さい値である。結局式(18)より

$$\zeta_{21}^{(n)} = -\frac{P_0 a \alpha}{\rho \sqrt{\pi}} 2\pi i \cdot [k_{21} \text{ における } R_2 \text{ の留数}] \\ \times k_{21} e^{-k_{21}(y+ix)} L_n(2k_{21}y)/n! \\ + [\text{鞍点 } k_s \text{ における積分値}] \quad \dots\dots\dots (20)$$

である。式(16)の R_2 から上式の留数は

$$\frac{ik_{21}(UI_n - iafJ_n)}{(ds_2/dk \cdot s_1s_3)_{k_{21}}} = \frac{1}{U^2} \left\{ I_n(k_{21}a) - \frac{af}{U} J_n(k_{21}a) \right\} \\ \times \left\{ 1 - \frac{2\delta}{(2n+1)^2} \right\}$$

と計算され

$$\zeta_{21}^{(n)} \doteq -\frac{2P_0 a \sqrt{\pi}}{\rho g} \cdot \frac{g\alpha}{U^2} \left\{ I_n(k_{21}a) - \frac{af}{U} J_n(k_{21}a) \right\} \\ \times \left\{ 1 - \frac{2\delta}{(2n+1)^2} \right\} i e^{-k_{21}(ix+y)} \frac{L_n(2k_{21}y)}{n!} \dots (21)$$

を得る。鞍点 k_s における $\zeta_{21}^{(n)}$ の値は $[f''(k_s)]^{-1/2}$ に比例するから $|x| \gg 1$ のとき $|x|^{-1/2}$ に比例して小さい量となるから省略した。なお式(21)は $\frac{Ut}{2} \left\{ 1 + \frac{\delta}{2(2n+1)^2} \right\} < |x| < Ut$ で成立ちそれ以外では消える。

次に式(15)のうち n 番目の mode で R_1 を含む項のみを考えよう。このとき指数関数因子は $e^{-ik(x-Ut)+s_1 t}$ であるが、 s_1 は式(14)で与えられたものでは不十分で、項を1つ先までとって $G(s) = 0$ の第1根を求めると

$$s_1 = i \left[-kU + \frac{f}{2n+1} - \left\{ 1 - \frac{1}{(2n+1)^2} \right\} \right]$$

$$\times \frac{f^3}{(2n+1)^2 g \alpha k} + O\left\{\frac{f^5}{(g \alpha k)^2}\right\} \dots\dots\dots (22)$$

を得る。 $n=0$ のときは明らかに $s_1=i(-kU+f)$ である。したがって $n \neq 0$ のときの指数関数因子は

$$\exp i\left[-kx + \frac{f}{2n+1} - \left\{1 - \frac{1}{(2n+1)^2}\right\} \times \frac{f^3}{(2n+1)^2 g \alpha k}\right]$$

で式(18)と同じ形の式を作るとき

$$f(k)=i\left[-k + \left\{\frac{f}{2n+1} - \left(1 - \frac{1}{(2n+1)^2}\right) \times \frac{f^3}{(2n+1)^2 g \alpha k}\right\} \frac{t}{|x|}\right] \dots\dots\dots (23)$$

となる。これから $f'(k)=0$ によって鞍点 k_s を求めると

$$|k_s| = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2f^3}{g\alpha} \cdot \frac{t}{|x|}} \dots\dots\dots (24)$$

を得るから前と同様の方法により $k_1 > |k_s|$, すなわち

$$|x| > \frac{8fU^2}{9g\alpha} \left(1 + \frac{16}{9}\delta\right)t$$

のとき式(18)は鞍点 k_s で顕著な値をとり、他では消滅する。しかしその値も $|x|^{-1/2}$ に比例して $|x|$ と共に小さくなるので、大きい $|x|$ を考えている現在省略してよい。そのほかに k_s を通る新しい積分路は k_1 を囲むから、 k_1 における留数に $2\pi i$ を乗じた値が現われる。したがって $n=1$ に対し

$$\zeta_1^{(1)} = \frac{2\sqrt{\pi}P_0}{9\rho g} \cdot \frac{af}{U} \left\{ I_1(k_1 a) - \frac{af}{U} J_1(k_1 a) \right\} \times \left(1 + \frac{\delta}{4}\right) ie^{-k(y+ix)} L_1(2k_1 y) \dots\dots\dots (25)$$

が $8fU^2\left(1 + \frac{16}{9}\delta\right)t/9g\alpha < |x| < Ut$ の範囲で成立する。ここに k_1 は式(22)より $s_1=0$ において $\delta < 9/32$ のとき $k_1 \doteq f\left(1 - \frac{8}{9}\delta\right)/3U$ と計算される。

式(21)で表わされる波は周期の短い(数時間の)重力波で f の影響は小さく、式(25)で表わされるものは数日の周期の重力慣性波で f の影響は大きい。後者の場合 $n=0$ なる mode のものは $2\pi/f$ なる慣性周期のものになり、 $\zeta_1^{(0)} \approx 0$ であって水平方向の運動のみが卓越する。

3. 波動の性質と数値例

上記2種の波は現実には沿岸近く($y \doteq 0$)で水面の上昇を起し、かなりの時間にわたって水がはらんする原因となることがある。いずれにせよ水面上昇の最大振幅を決定するのは台風のスケール、地理的条件であって、数値的には $I_n(ka) - \frac{af}{U} J_n(ka)$ の値の影響が大きい。 I_n , J_n は ka の関数であって台風スケールを代表する量 a と、発生した波動(というよりも一回の顕著な水面上

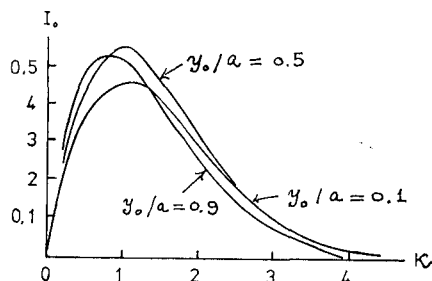


図-4 $I_0(ka)$ をグラフにしたもの。曲線にそえた数字は y_0/a の値、 $y_0/a=0$ というのは台風中心が海岸に沿って進むこと

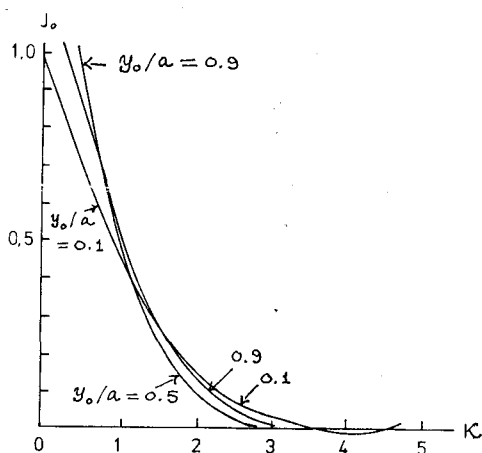


図-5 $J_0(ka)$ のグラフ、実線は $y_0/a=1$, 破線は $y_0/a=0.5$, 点線は $y_0/a=0$ の場合

昇、高潮である)の波数によって変わる。 $n=0$ のときの ka に対するこれらの変化を図示したものが 図-4, 5 である。 I_0 はほぼ 1 の近くに極大値をもつ。曲線にそえた数字は y_0/a である。 ka が 4 を越すと事実上 I_0 は非常に小さい。 J_0 の項には af/U がかかるが、台風スケールが小さく、進行速度が大なるときはこの値は小さいので J_0 の項は無視してよい。 J_0 は $ka > 2$ ではかなり小さい。式(25)の I_1 , J_1 も式(12)から計算でき、似たような傾向を示すが、 J_1 は ka が大きくなると負の値をとる。このほかに振幅を決定するのは $P_0/\rho g$ であるが、これは中心と台風域外の気圧差 P_0 によるもので普通 20~30 cm ぐらいの値になる。式(21)の重力波では gaa/U^2 が、式(25)の重力慣性波では af/U の大小が振幅をきめる一つの因子である。 $\delta = Uf/g\alpha$ は一般に小さいが、この大小も振幅の大きさに影響する。

小型台風の数値例を考えてみよう。今、北緯 45° の地点を考えると $f = 1.03 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, 台風の速度を $U =$

60 km/h (17.7 m/s), 位置を $y_0 = a/4$ とすれば $f/U = 5.82 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ である。海底傾斜を $\alpha = 10^{-3}$ 程度とすると東北地方の日本海沿岸, 太平洋沿岸の陸棚傾斜のオーダーを代表する。式 (17) によって重力波の波数を計算すると $k_{21} = 2.55 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ となり, 波長に換算すると $\lambda = 246 \text{ km}$ である。したがって周期は $T = \lambda/U = 4.1$ 時間となる。気圧分布は式 (3) に従うものとし $a = 100 \text{ km}$ とする。これは中心から 100 km 離れた台風域内の気圧は中心のそれより $P_0/2.7$ だけ高いということで, 半径 200 km では中心との気圧差は $P_0/7.4$ となりこのような台風の実半径は $200 \sim 300 \text{ km}$ の小型のものである。ゆえに $k_{21}a = 2.55$ であるから $y_0/a = 0.25$ とすれば図—4, 5 から $I_0 = 0.176, J_0 = 0.069$ となる。 af/U は $0.582, \delta = Uf/g\alpha = 0.186$ であるから式 (21) より $n=0$ mode に対し

$$|\zeta_{21}^{(0)}|_{y=0} = 0.939 \frac{P_0}{\rho g} \dots\dots\dots (26)$$

となる。 $P_0 = 30 \text{ mb}$ ならば $|\zeta_{21}^{(0)}| = 28 \text{ cm}$ となる。初めから f を省略すると, $k_{21}a = 3.13$ に対して $I_0 = 0.085$ となるが, $|\zeta_{21}^{(0)}| = 0.929 P_0/\rho g$ と計算され, この場合には f を考慮したことの影響は小さい。

次に同じ台風による $n=1$ なる mode の慣性波を考えよう。 $k_1 = f(1 - 8\delta/9)/3U = 1.62 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ となるから, 周期は $T = 2\pi / \left(\frac{f}{3} \left(1 - \frac{8}{9}\delta \right) \right) = 2.54$ 日となる。したがって $k_1a = 0.162$ で $y_0/a = 0.25$ に対し $I_1 = 0.345, J_1 = 0.840$ と計算され $I_1 - afJ_1/U = 0.144$ である。したがって式 (25) より $|\zeta_{21}^{(1)}|_{y=0} = 0.035 P_0/\rho g$ であって重力波の振幅 (26) に比べて約 $1/27$ の小さい量に過ぎない。ゆえに小型で速度大なる台風のときは長周期の高潮のおそれは少ない。

次に大型台風を考えよう。1961 年 9 月 16~18 日に第 2 室戸台風 (最低気圧は南海上で 885 mb に達した) が四国から関西を横断し, 日本海に入ってやや衰えたが中心気圧 970 mb , 毎時 45 km (12.5 m/s) の速度で日本海沿岸から約 400 km の海上を北北東に進行した。この台風の半径は 1000 km に達した大型のもので, 式 (3) の分布を仮定するとき新潟沖付近で $a = 630 \text{ km}$ と考えてよい。 P_0 は 30 mb , 中心から約 400 km の柏崎付近 (緯度 $37^\circ 21'$, $f = 8.85 \times 10^{-5}$) では気圧は 990 mb である。また $y_0/a = 0.64, \alpha = 10^{-3}$ とすることができる。最初に $n=0$ なる mode の重力波に対しては

$$k_{21} = \frac{g\alpha}{U^2} - \frac{f}{U} = 5.57 \times 10^{-5} \text{ (波長 } 113 \text{ km)}$$

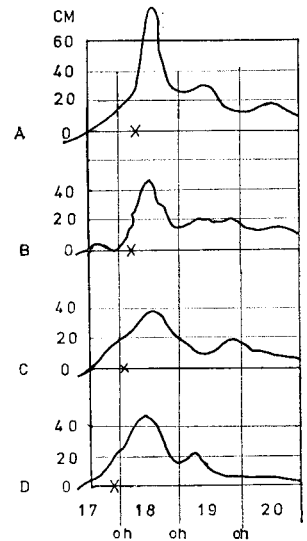
となり, 周期は 2.5 時間のものが考えられるが, $k_{21}a \approx 35$ と大きく, I_0 も J_0 も実際上は 0 である。したがっ

てこのような重力波の影響は微小である。重力慣性波の場合は $n=1$ として

$$k_1 = \frac{f}{3U} \left(1 - \frac{8}{9} \frac{Uf}{g\alpha} \right) = 2.12 \times 10^{-6} \text{ (m}^{-1}\text{)}$$

となり, 波長は $\lambda = 2958 \text{ km}$, 周期は $T = 2.47$ 日である。 $af/U = 4.44, k_1a = 1.33$ であるから $I_1 - afJ_1/U = 0.079$ と計算される。 $\delta = Uf/g\alpha = 0.113$ なるゆえ結局式 (25) から $|\zeta_{21}^{(1)}|_{y=0} = 4.35 \text{ cm}$ となる。このことは沿岸で数 cm の高潮が発生し, 水位が上昇してから半周期 1.25 日間平水位にもどらなかったことになる。式 (25) が生ずるのは $|x| < Ut$ (x は負) であるから, 台風中心が沖を通過して

から本格的な水位上昇が始まり約 1.25 日続く。磯崎 (1968) は気象擾乱によって起こる日本海岸の水位変動の実測を詳細に解析し, 前記第 2 室戸台風による高潮の実例として図—6 のようなものをあげている。この例をみると, 各地で台風の中心が沖を通過する頃から急に水位が上昇して, ピークはその後 10 時間ぐらいで現われる。また本図は平均海面を規



図—6 1961 年 9 月の第 2 室戸台風によって生じた水位上昇。横に日を取り, 縦に平均水面からの上昇量を cm でとった。A は青森県の岩崎, B は念珠関 (北緯 $38^\circ 34'$, 東経 $139^\circ 33'$), C は柏崎, D は輪島である (磯崎, 1968 による)。

準とした水位曲線で, 潮汐の影響を除いてあるので水位面上昇継続時間は 2.5 日 ~ 3 日となっており, 本論文の理論的結果のほかに風の影響もあるかも知れない。つまり, この水面上昇 (resurgence) は Coriolis 因子の影響が現われていると観察され, 重力慣性波の $n=1$ なる mode のものに相当する。

参 考 文 献

- 1) Greenspan, H.P.: The generation of edge waves by moving pressure distributions. *Jour. Fluid Mech.* 1(6), 574~592, 1956.
- 2) 磯崎一郎: 気象擾乱によって起る日本沿岸の水位変動の研究 (II), 日本海沿岸の高潮, 日本海洋学会誌第 24 巻第 4 号, 178~190, 1968.