

南黄海和东海台风潮理论模式*

刘 风 树

(中国科学院海洋研究所, 青岛)

提要 本文从理论上探讨了南黄海和东海台风潮的动力机制, 指出了垂直和平行海岸移行台风均能导致由北向南移行的孤立波; 分析了其它一些动力学现象, 并以 8114 号台风引起该海区沿岸实测风暴潮为例证, 结果与实测一致。

统观 8114 号台风引起南黄海和东海沿岸台风潮实测过程曲线¹⁾, 发现有一个孤立波从海门港由北向南移行, 另一个孤立波从海门港伴随台风由南向北移行 (见图 1)。根据作者过去的研究^[1,2,4], 仅有一个孤立波伴随台风移行, 那末这个由北向南移行的孤立波是怎样产生的呢? 现拟从理论上探讨垂直和平行海岸移行的两类风暴引起该海区风暴潮一些基本动力结构, 以期揭示该现象可能产生的原因和其它动力学特征。

假定南黄海和东海类似一扇形海域 (见图 2), 海水是正压的。在 f 平面上柱坐标 (r, θ) 的风暴潮方程式为:

$$\begin{aligned} & g \left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right) \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(h r \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \right) \right\} \\ & + g f \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial \theta} \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial r} \right) \right\} - r \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right)^2 + f^2 \right] \eta \\ & = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right) \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_r) + \frac{\partial \tau_\theta}{\partial \theta} \right] + \frac{f}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_\theta) - \frac{\partial \tau_r}{\partial \theta} \right] \\ & + r \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right)^2 + f^2 \right] P \end{aligned} \quad (1)$$
$$\eta = \zeta + P$$

这里, ζ 为风暴潮位; P 为移行低气压; f 为科氏参数; h 为水深; β 为线性底摩系数; τ_θ, τ_r 为风应力; g 为重力加速度; ρ 为海水密度; t 为时间。

该海域的水深分布大致由岸向海呈线性递增。因此, 水深可由下式来模拟:

$$h = \frac{d}{l} (r - R) \quad R \leq r \leq R + l \quad (2)$$

R 为坐标原点离海岸的距离; l 为陆架宽度; d 为陆架边缘水深。

由图 2 知:

$$\frac{l}{R} = \varepsilon < 1 \quad (3)$$

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 1349 号。

收稿日期: 1986 年 7 月 21 日。

1) 国家海洋局预报总台风暴潮组, 1982。8114 号强台风风暴潮的特点及预报。风暴潮 2: 81—87。

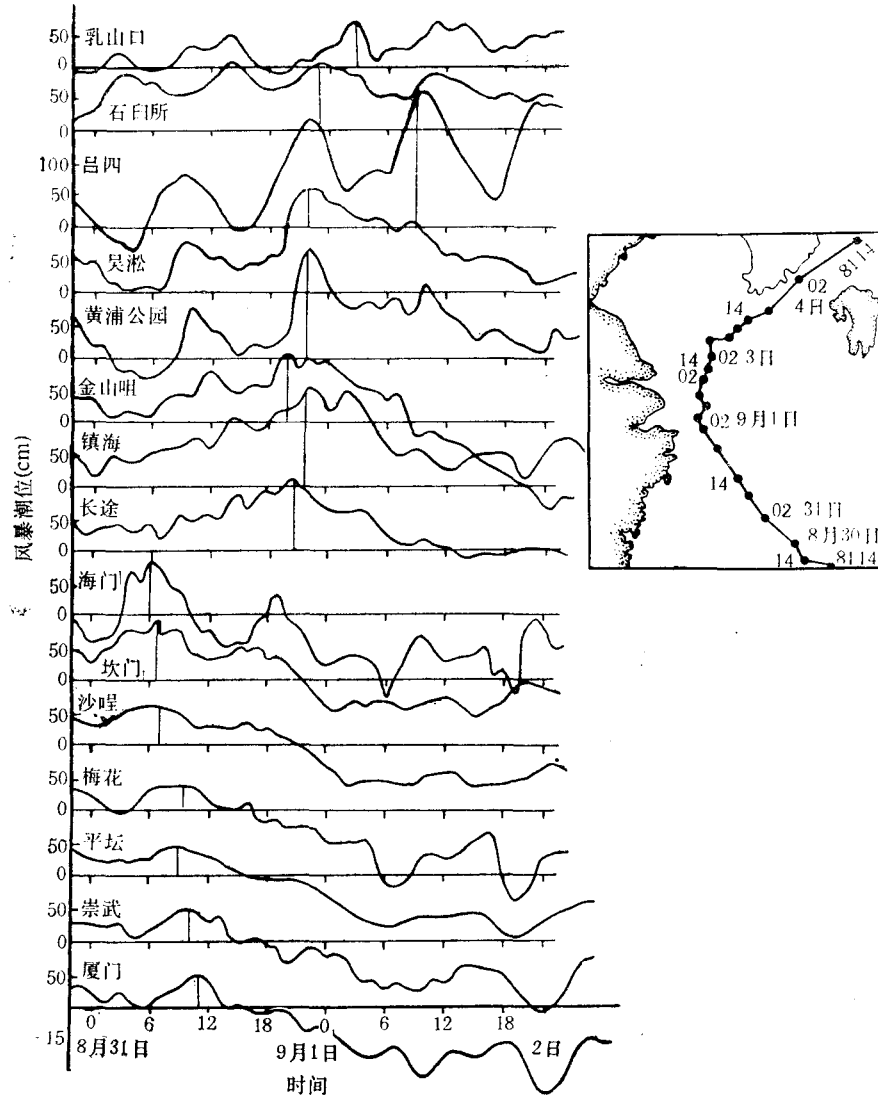


图 1 沿岸各台站 8114 号台风潮过程曲线 (1981 年 8 月 31 日—9 月 3 日)

Fig. 1 The typhoon surge curves at the tidal stations along the coast for the typhoon No. 8114 (from 31 Aug. to 3 Sept. 1981)

令:

$$\eta = \eta_0 + \varepsilon \eta_1 + \varepsilon^2 \eta_2 + \dots \quad (4)$$

将 (4) 代入 (1) 式中, 并令:

$$\frac{1}{l} (r - R) = \xi^2 \quad (5)$$

取零阶近似, 则方程式 (1) 蜕化为:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right) \left(\frac{\partial^2 \eta_0}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \right) + \frac{4fl}{R} \frac{\partial \eta_0}{\partial \theta} - \frac{4l^2}{gd} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right)^2 + f^2 \right] \eta_0 \\ & = \frac{2l}{\rho g d} \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right) \tau_\xi + f \tau_\theta \right] + \frac{4l^2}{gd} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \beta \right)^2 + f^2 \right] P \end{aligned} \quad (6)$$

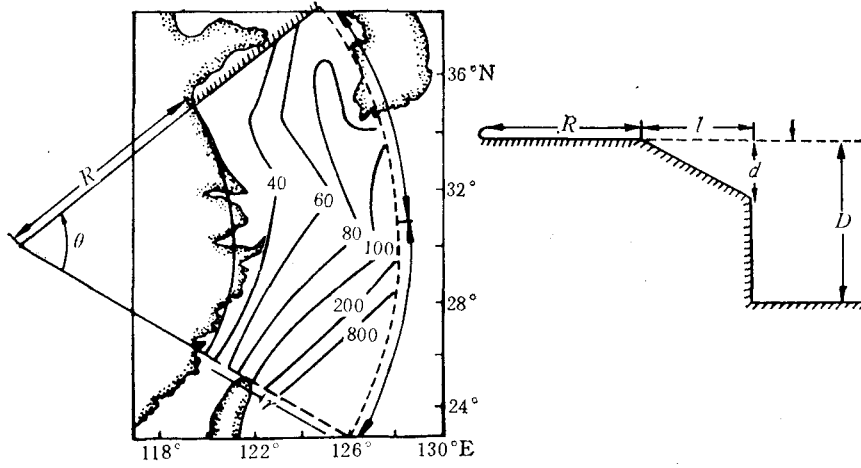


图2 模型海域

Fig. 2 Idealized region

为了求解,采用积分变换,对 $t(-\infty, \infty)$ 进行 Fourier 变换:

$$(\bar{\eta}_0, \bar{\tau}_\xi, \bar{\tau}_\theta, \bar{P}) = \int_{-\infty}^{\infty} (\eta_0, \tau_\xi, \tau_\theta, P) e^{ikt} dt \quad (7)$$

假定在陆架边缘处,风暴潮位仅由静压效应来确定,则:

$$\eta_0 = 0 \quad (8)$$

因此,方程(6)可借助 Hankel 有限变换求解:

$$\bar{\eta}_0 = \int_0^1 \bar{\eta}_0 \xi J_0(\sigma_n \xi) d\xi \quad (9)$$

$$\bar{\eta}_0 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \bar{\eta}_0 \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (10)$$

方程式的根为零阶贝塞尔函数,应为零:

$$J_0(\sigma_n) = 0 \quad (11)$$

从而方程式(6)可化为如下形式:

$$\frac{d\bar{\eta}_0}{d\theta} - \lambda \bar{\eta}_0 = F - K^2 \bar{P} \quad (12)$$

$$\lambda = \frac{R\sigma_n^2}{4fl} (\beta - ik) - \frac{Rl}{gdf} [(\beta - ik)^2 + f^2] ik;$$

$$F = \frac{2l}{\rho g d} \int_0^1 \frac{\partial}{\partial \xi} [(\beta - ik) \bar{\tau}_\xi + f \bar{\tau}_\theta] J_0(\sigma_n \xi) d\xi;$$

$$K^2 = \frac{R}{g\alpha f} ik [(\beta - ik)^2 + f^2]; \quad \bar{P} = \int_0^1 \bar{P} \xi J_0(\sigma_n \xi) d\xi.$$

研究表明^[4],不论是风场还是气压场,它们所引起的风暴潮位动力学现象都是相同的,仅其振幅大小有所差异。因此,在讨论风暴潮位基本特性时,取一种外力场已满足要求。

一、垂直海岸移行低气压引起的风暴潮

假定移行低气压场的模式为:

$$\begin{aligned} P &= P_0 e^{-[\alpha_0(t+\frac{r}{V_0})^2 + \alpha_1(\theta-\theta_0)^2]} \\ F &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

因此方程式 (12) 的解:

$$\begin{aligned} \bar{\eta}_0 &= -P_0 K^2 \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_0}} \int_0^1 \xi e^{-\frac{k^2}{4\alpha_0}} e^{-ik\frac{r}{V_0}} J_0(\sigma_n \xi) d\xi \times e^{-\alpha_1 \theta_0^2} e^{\lambda \theta} \\ &\times \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha_1}} e^{+\frac{(\lambda-2\alpha_1\theta_0)^2}{4\alpha_1}} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} + \sqrt{\alpha_1} \theta \right) \right] \right\} \quad (14) \end{aligned}$$

当如下情况成立:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} > 1, \quad \operatorname{erfc} \left(\frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} \right) &\sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(\lambda-2\alpha_1\theta_0)^2}{4\alpha_1}} \frac{2\sqrt{\alpha_1}}{\lambda-2\alpha_1\theta_0} \\ \frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} + \sqrt{\alpha_1} \theta > 1, \quad \operatorname{erfc} \left(\frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} + \sqrt{\alpha_1} \theta \right) \\ &\sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\lambda-2\alpha_1\theta_0}{2\sqrt{\alpha_1}} + \sqrt{\alpha_1} \theta \right)^2} \frac{2\sqrt{\alpha_1}}{\lambda+2\alpha_1(\theta-\theta_0)} \end{aligned}$$

经 Fourier 反演得解:

$$\begin{aligned} \bar{\eta}_0 &= - \left\{ B_0 + B_0 * e^{-\frac{2}{3} \beta t} \left[\frac{a_0}{\omega_n^2 + \frac{9}{4} b_0^2} e^{b_0 t} - A_0 e^{-\frac{1}{2} b_0 t} \sin(\omega_n t + \varphi_0) \right] \right\} \\ &+ \left\{ B_1 + B_1 * e^{-\frac{2}{3} \beta t} \left[\frac{a_1}{\omega_n'^2 + \frac{9}{4} b_1^2} e^{b_1 t} - A_1 e^{-\frac{1}{2} b_1 t} \sin(\omega_n' t + \varphi_1) \right] \right\} \quad (15) \end{aligned}$$

$$B_0 = P_0 e^{-\alpha_1(\theta-\theta_0)^2} \int_0^1 \xi e^{-\alpha_0(t+\frac{r}{V_0})^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi;$$

$$B_1 = P_0 e^{-\alpha_1 \theta_0^2} \int_0^1 \xi H_1(t, \theta, \xi) e^{-\alpha_1(t+\frac{R\theta}{c_1}+\frac{r}{V_0})^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi;$$

$$\omega_n = \frac{\sqrt{3}}{2} \{ (\sqrt{\mu_0^2 - p_1^3} - \mu_0)^{1/3} + (\sqrt{\mu_0^2 - p_1^3} + \mu_0)^{1/3} \};$$

$$H_1(t, \theta, \xi) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \left(\frac{R\theta}{g\alpha f} \right)^m / m! \frac{D_{3m} \left[2\sqrt{\alpha_1} \left(t + \frac{R\theta}{c_1} + \frac{r}{V_0} \right) \right]}{\sqrt{2\alpha_1} \left(\frac{4\beta R\theta}{g\alpha f} + \frac{1}{2\alpha_1} \right) \frac{3m+1}{2}};$$

$$\omega_n' = \frac{\sqrt{3}}{2} \{ (\sqrt{\mu_1^2 - P_1^3} - \mu_1)^{1/3} + (\sqrt{\mu_1^2 - P_1^3} + \mu_1)^{1/3} \};$$

$$\mu_0 = \frac{1}{27} \beta^3 + \frac{1}{6} \left(2f^2 - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \right) \beta - \frac{g\alpha f \alpha_1 (\theta - \theta_0)}{R};$$

$$\begin{aligned}
\mu_1 &= \frac{1}{27} \beta^3 + \frac{1}{6} \left(2f^2 - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \right) \beta + \frac{g\alpha f \alpha_1 \theta_0}{R}; \\
p_1 &= \frac{1}{9} \beta^2 - \frac{1}{3} \left(f^2 + \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \right); \\
a_0 &= \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \left(\frac{1}{3} \beta + b_0 + \frac{8fl\alpha_1(\theta - \theta_0)}{R\sigma_n^2} \right), \quad a_1 = \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \left(\frac{1}{3} \beta + b_1 - \frac{8fl\alpha_1\theta_0}{R\sigma_n^2} \right); \\
b_0 &= (\sqrt{\mu_0^2 - p_1^3} - \mu_0)^{1/3} - (\sqrt{\mu_0^2 - p_1^3} + \mu_0)^{1/3}, \\
b_1 &= (\sqrt{\mu_1^2 - p_1^3} - \mu_1)^{1/3} - (\sqrt{\mu_1^2 - p_1^3} + \mu_1)^{1/3}; \\
A_0 &= \left\{ \left(\frac{a_0}{\omega_n^2 + \frac{9}{4} b_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\frac{3}{2} a_0 b_0}{\omega_n \left(\omega_n^2 + \frac{9}{4} b_0^2 \right)} - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{\omega_n} \right)^2 \right\}^{1/2} = (Q_0^2 + d_0^2)^{1/2}; \\
A_1 &= \left\{ \left(\frac{a_1}{\omega_n'^2 + \frac{9}{4} b_1^2} \right)^2 + \left(\frac{\frac{3}{2} a_1 b_1}{\omega_n' \left(\omega_n'^2 + \frac{9}{4} b_1^2 \right)} - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{\omega_n'} \right)^2 \right\}^{1/2} = (Q_1^2 + d_1^2)^{1/2}; \\
\operatorname{tg} \varphi_0 &= \frac{Q_0}{d_0}, \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{Q_1}{d_1}, \quad r = l\xi^2 + R; \\
c_1 &= \frac{g\alpha f}{\frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + \beta^2 + f^2}; \quad x_1 = \frac{g\alpha f \alpha_1}{16\beta R \theta \alpha_1 + 2g\alpha f}
\end{aligned}$$

D_{3m} 为抛物柱函数; V_0 为低气压移行速度; * 为 Fourier 卷积符号。

因此,垂直海岸移行低气压引起的风暴潮位表达式为:

$$\eta_0 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\eta}_0 \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (16)$$

J_0, J_1 分别为零阶和一阶贝塞尔函数。

由公式 (15) 和 (16) 可以得知,垂直海岸移行低气压引起的风暴潮位是由两类不同性质的孤立波和这两类孤立波分别诱发的边缘波所组成。

1. 孤立波

(1) 由低气压直接引起的孤立波是风暴潮位的主波

$$\eta_{01} = -2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_0 + B_0 * \frac{g\alpha \left[\left(\frac{1}{3} \beta + b_0 \right) R\sigma_n^2 + 8fl\alpha_1(\theta - \theta_0) \right]}{4Rl \left(\omega_n^2 + \frac{9}{4} b_0^2 \right)} e^{-\left(\frac{2}{3} \beta + b_0 \right) \xi} \right\} \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (17)$$

公式 (17) 表明,垂直海岸移行孤立波的右侧 ($\theta - \theta_0 < 0$) 小于左侧 ($\theta - \theta_0 > 0$) (由岸面向海,下同)。当 $f = 0$, 这一现象消失。这就是说其原因是科氏力的效应,这已被实测和理论所证实^[4,5]。但应指出的是,当台风移至近岸地区,由于台风中心的左侧为向岸风,右侧为离岸风,也就必定造成左侧增水大于右侧,而气压场的效应使这一现象更加显著。当 $f = 0, \beta = 0$, 则仅存低气压本身所诱发的孤立波。

(2) 由低气压派生的孤立波

$$\eta'_{01} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ B_1 + B_1 * \frac{g\alpha \left[\left(\frac{1}{3} \beta + b_1 \right) R\sigma_n^2 - 8fl\alpha_1\theta_0 \right]}{4Rl \left(\omega_n'^2 + \frac{9}{4} b_1^2 \right)} e^{-\left(\frac{1}{3} \beta + b_1 \right) l} \right\} \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (18)$$

从公式(18)所表达的形式来看,派生波与低气压直接引起的孤立波很相似,但其性质却不尽相同。这个波是由垂直海岸移行与沿着海岸由北向南移行的两个波合成的再生波。为了明确其物理意义,现讨论(18)式括号内第一项 B_{10} 。令: $m=0$, $J_0(\sigma_n \xi) \sim 1$, 则

$$B_1 \sim \frac{V_0}{4l} e^{\frac{R\sigma_n^2 \theta \theta}{4fl}} P_0 \frac{e^{-\alpha_1 \theta_0^2}}{\sqrt{\alpha_1 2x_1}} \left\{ \frac{e^{-2x_1 \left(t + \frac{R\theta}{c_1} + \frac{R}{V_0} \right)^2}}{t + \frac{R\theta}{c_1} + \frac{R}{V_0}} - \frac{e^{-2x_1 \left(t + \frac{R\theta}{c_1} + \frac{R+l}{V_0} \right)^2}}{t + \frac{R\theta}{c_1} + \frac{R+l}{V_0}} \right\} \quad (19)$$

上式表明,由于该波受到有限陆架的制约,而使一个以波速 c_1 和 V_0 在平面 (r, θ) 上由偏北向偏南相对运动的波,局限于陆架边缘,且转化为由北向南移行的正、倒两个孤立波。其移速为:

$$c_1 = \frac{g\alpha f}{\frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + f^2 + \beta^2} \quad (20)$$

这一波速随陆架宽度(l)或摩阻系数(β)的增加而减小,当 l 很大时, $\frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \rightarrow 0$, 该波速蜕化为宽陆架情况下所获得的结果^[2]:

$$c_1 = \frac{g\alpha f}{f^2 + \beta^2} \quad (21)$$

当不考虑科氏力效应($f=0$), 该波消失。这就意味着,它是在科氏力作用下而派生的孤立波。另外,正波初位相大于倒波初位相(气压与水位反相)的 $\left(1 + \frac{l}{R}\right)$ 倍,亦即正波提前于倒波 $\frac{l}{V_0}$ 时刻到达。

应指出的是,这是在 f 平面上风暴移行于陆架上所派生的一个非常重要的波,它解释了在黄、东海沿岸实测风暴潮位资料中出现这一现象的动力学原因。

2. 边缘波

公式(15)不仅给出了两个不同性质的强制孤立波且各自伴随着一系列边缘波:

(1) 伴随着风暴本身的一些波其周期为:

$$\begin{aligned} \omega_n &= \frac{\sqrt{3}}{2} \{ (\sqrt{\mu_0^2 - p_1^2} - \mu_0)^{1/3} + (\sqrt{\mu_0^2 - p_1^2} + \mu_0)^{1/3} \} \\ \mu_0 &= \frac{1}{27} \beta^3 + \frac{1}{6} \left(2f^2 - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \right) \beta - \frac{g\alpha f \alpha_1 (\theta - \theta_0)}{R}; \\ p_1 &= \frac{1}{9} \beta^3 - \frac{1}{3} \left(f^2 + \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \right). \end{aligned} \quad (22)$$

(2) 伴随着派生的孤立波一些边缘波周期与前不同之处仅是在 μ_1 中 $\theta=0$, 亦即不随 θ 而变。

(i) $f = 0, \beta = 0$: 该波频率为,

$$\omega_n = \pm \sqrt{\frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l}}$$

这是 Stokes 波。

(ii) $f = 0, \beta > 0$: 如前一样, 两个孤立波所伴随的边缘波相同, 均不随 θ 而变。该波频率为,

$$\omega_n = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g\alpha\sigma_n^2}{l} - \beta^2}$$

上式给出了 Stokes 边缘波的一个阻尼效应的修正^[3], 虽阻尼修正简单, 但与无阻尼的 Stokes 波相较却是质的改变。当 $\beta > \frac{g\alpha\sigma_n^2}{l}$, 将出现过阻尼现象, 边缘波消失。

(iii) $f > 0, \beta = 0$: 则

$$\mu_0 = -\frac{g\alpha f \alpha_1 (\theta - \theta_0)}{R}, \quad p_1 = -\frac{1}{3} \left(f + \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} \right)$$

这是在 f 平面上无阻尼边缘波。可以看出, 在沿海岸传播的边缘波的周期不是定常的, 而是随地而异。

(iv) $f > 0, \beta > 0$: 这就给出了在 f 平面上有阻尼修正的边缘波, 这是最具有意义的一种情况。在考虑基本波 $\sigma_1 = 2.4048$ 的情况下, 取 $R = 8.5 \times 10^5 \text{m}$, $l = 5 \times 10^5 \text{m}$, $f = 10^{-4} \text{1/s}$, $\beta = 10^{-4} \text{1/s}$, $\theta_0 = 30^\circ$, $\alpha = 4 \times 10^{-3}$, $0^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$ 。

表 1 周期与各参数的关系

Tab. 1 The relationship between the periods and various parameter

$\theta(^{\circ})$		0	10	30	50	70
周期(h)	类型					
$f > 0$	$\beta = 0$	11.6	11.7	11.9	11.7	11.4
$f > 0$	$\beta > 0$	12.1	12.4	12.8	12.7	12.4

表 2 周期与各参数的关系

Tab. 2 The relationship between the periods and various parameter

周期(h)	$\sigma_1 = 2.2048$	$\sigma_2 = 5.5201$	$\sigma_3 = 8.6537$
类型			
$f = 0$ $\beta = 0$	16.2	7.1	4.5
$f = 0$ $\beta > 0$	18.4	7.2	4.5
$f > 0$ $\beta = 0$	11.9	6.6	4.4
$f > 0$ $\beta > 0$	12.8	6.7	4.6

由表 1 可知, 周期随 $|\theta - \theta_0|$ 的增加而减少, 最大周期值出现在 $\theta = 30^\circ$ 处, 亦即低气压所在的 θ_0 位置处。可以看出, 其周期与天文半日潮相当 ($T \approx 12\text{h}$), 这在实测和数值计算结果中^[2], 也含有该周期。这是一个不仅有实际意义且具有重要物理意义的波。它在天文潮和风暴潮非线性相互作用而产生的复合潮波中, 起着很大的作用。这是一个新的概念, 因此, 对于在实测资料中所出现的半日潮振动应赋予新的解释。

在 $\theta = \theta_0$ 处, 其它各类边缘波周期见表 2。由表 2 可知, 没有科氏效应的周期值大于有科氏效应的周期, 湍阻尼效应使周期增大。在各种类型情况下的高频波 (T_2 和 T_3) 大致相当。

二、平行海岸移行低气压引起的风暴潮

假定移行低气压模式为:

$$P = P_0 e^{-[a_2(t - \frac{R\theta}{V_0})^2 + a_3(r - r_0)^2]} \quad (23)$$

求解方法与前同, 得解:

$$\eta_0 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ (B'_1 - B'_0) + (B'_0 - B'_1) * \left[\frac{a_3}{\omega_n''^2 + \frac{9}{4} b_2^2} e^{-(\frac{2}{3}\beta - b_2)t} - A_2 e^{-(\frac{2}{3}\beta + \frac{1}{2}b_2)t} \sin(\omega_n'' t + \varphi_2) \right] \right\} \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (24)$$

式中,

$$\begin{aligned} B'_0 &= P_0 \int_0^1 \xi e^{-a_3(r-r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi e^{-a_2(t - \frac{R\theta}{V_0})^2}; \\ B'_1 &= P_0 \int_0^1 \xi e^{-a_3(r-r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi H_2(t, \theta) e^{-a_2(t - \frac{R\theta}{V_0})^2}; \\ A_2 &= \left\{ \left(\frac{a_3}{\omega_n''^2 + \frac{9}{4} b_2^2} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_n^2 + \frac{4fl}{V_0}}{\omega_n''} \frac{g\alpha}{4l} - \frac{\frac{3}{2} b_2 a_3}{\omega_n'' (\omega_n''^2 + \frac{9}{4} b_2^2)} \right)^2 \right\}^{1/2} \\ &= (Q_2^2 + d_2^2)^{1/2}; \\ a_3 &= \frac{g\alpha}{4l} \left[\beta \sigma_n^2 + \left(\sigma_n^2 + \frac{4fl}{V_0} \right) \left(b_3 - \frac{2}{3} \beta \right) \right]; \\ b_2 &= (\sqrt{\mu_2^2 - p_2^3} - \mu_2)^{1/3} - (\sqrt{\mu_2^2 - p_2^3} + \mu_2)^{1/3}; \\ \omega_n'' &= \frac{\sqrt{3}}{2} \{ (\sqrt{\mu_2^2 - p_2^3} - \mu_2)^{1/3} + (\sqrt{\mu_2^2 - p_2^3} + \mu_2)^{1/3} \}; \\ \mu_2 &= \frac{1}{27} \beta^3 + \frac{1}{6} \left(2f^2 - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + \frac{2g\alpha f}{V_0} \right) \beta; \\ p_2 &= \frac{1}{9} \beta^2 - \frac{1}{3} \left(f^2 + \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + \frac{g\alpha f}{V_0} \right); \\ \text{tg } \varphi_2 &= \frac{Q_2}{d_2}; \quad r = l\xi^2 + R; \end{aligned}$$

$$x_2 = \frac{g\alpha f\alpha_2}{16\beta R\theta\alpha_2 + 2g\alpha f}; \quad c_1 = \frac{g\alpha f}{\frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + f^2 + \beta^2};$$

$$H_2(t, \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \left(\frac{R\theta}{g\alpha f} \right)^m / m! \frac{1}{\sqrt{2\alpha_2}} \frac{D_{3m} \left[2\sqrt{x_2} \left(t + \frac{R\theta}{c_1} \right) \right]}{\left(\frac{4\beta R\theta}{g\alpha f} + \frac{1}{2\alpha_2} \right)^{\frac{3m+1}{2}}}.$$

由公式 (24) 可知, 平行海岸移行低气压引起的风暴潮仍是两种不同性质的孤立波和被它们共同诱发的惯性重力波所组成的。

1. 孤立波

一种是风暴本身所诱发的孤立波, 另一种是与前节类同的派生孤立波。

$$\eta_{01} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} F \left\{ \left(H_2(t, \theta) e^{-x_2 \left(t + \frac{R\theta}{c_1} \right)^2} - e^{-\alpha_2 \left(t - \frac{R\theta}{V_0} \right)^2} \right) - \left(H_2(t, \theta) e^{-x_2 \left(t + \frac{R\theta}{c_1} \right)^2} - e^{-\alpha_2 \left(t - \frac{R\theta}{V_0} \right)^2} \right) * \frac{a_3 e^{-\left(\frac{1}{2}\beta - b_2 \right)t}}{\omega_n''^2 + \frac{9}{4} b_2^2} \right\} \times \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (25)$$

公式 (25) 表明, 低气压引起的孤立波以速度 V_0 沿海岸由南向北移行, 而派生孤立波则以速度 c_1 沿海岸由北向南移行, 两波逆向。在 $c_1 > V_0$ 的情况下, 低气压未到达某站之前, 派生波已先传到。它们相互作用域在:

$$t = \frac{R(\theta_2 - \theta_1)}{c_1 + V_0}, \quad \theta = \frac{V_0\theta_1 + c_1\theta_2}{c_1 + V_0} \quad (26)$$

附近。

2. 边缘波

平行海岸移行风暴引起的边缘波与前节不同, 仅有一个波系伴随着两个孤立波逆向而行。该波频率为:

$$\omega_n'' = \frac{\sqrt{3}}{2} \{ (\sqrt{\mu_2^2 - p_2^3} - \mu_2)^{1/3} + (\sqrt{\mu_2^2 - p_2^3} + \mu_2)^{1/3} \}$$

$$\mu_2 = \frac{1}{27} \beta^3 + \frac{1}{6} \left(2f - \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + \frac{2g\alpha f}{V_0} \right) \beta;$$

$$p_2 = \frac{1}{9} \beta^2 - \frac{1}{3} \left(f + \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + \frac{g\alpha f}{V_0} \right).$$

(i) $f = 0$, $\beta = 0$ 和 $f = 0$, $\beta > 0$: 该两种波与前节相同情况下所讨论的边缘波频率一致。

(ii) $f > 0$, $\beta = 0$: 则

$$\omega_n'' = \sqrt{f + \frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + \frac{g\alpha f}{V_0}}$$

这仍是在 f 平面上无阻尼边缘波, 它的频率与风暴移速 V_0 有关。其周期值为:

$$T_1 = 7.04 \text{h} \quad (\sigma_1 = 2.4048)$$

可以看出, 由于移速的作用而使边缘波周期减小。

(iii) $f > 0$, $\beta > 0$: 该波周期值为,

$$T_1 = 8.5h (\sigma_1 = 2.4048)$$

(ii) 与 (iii) 相较可知, 由于底摩的效应使周期增大。然而与前节相同情况下的周期相比, 则由于移速的作用而减小。应指出的是, 该波与平行海岸移行于宽陆架上风暴所引起的边缘波周期^[1]在其内在结构上有着质的差别。

三、小 结

1. 垂直海岸移行低气压引起的风暴潮位是由两类不同性质的孤立波和分别诱发的边缘波所组成。平行海岸移行低气压引起的则是两类不同性质的孤立波和共同诱发的边缘波所组成。

2. 在北半球 f 平面上, 不论垂直或平行海岸移行风暴均能诱发出沿南黄海和东海西岸由北向南以速度 $c_1 = g\alpha f / \left(\frac{g\alpha\sigma_n^2}{4l} + g\alpha f \right)$ 移行的派生孤立波。由该波可解释实测资料中该波出现的动力学原因。

3. 垂直海岸移行低气压引起的边缘波, 其周期随 θ 而异, 但伴随派生孤立波的周期不随 θ 而变。两者基本周期与天文半日潮相当。该波将加强天文潮和风暴潮的非线性相互作用。

4. 平行海岸移行低气压引起的边缘波周期不随 θ 而变, 但由于受到移速的作用, 而使之比垂直型边缘波的周期减小。

参 考 文 献

- [1] 刘凤树、孙文心, 1984. 近岸海区台风潮波的研究。海洋与湖沼 15(5): 421—429。
- [2] 刘凤树, 1984. 8114 号台风潮的基本特性及其变化规律的分析。海洋与湖沼 15(6): 568—580。
- [3] 冯士祚, 1981. 常底坡有限宽陆架诱导阻尼波的一种模型。海洋与湖沼 12(1): 1—7。
- [4] Liu Fengshu, 1982. Forced waves caused by a low atmospheric pressure travelling normal to the coastline. *Collected Oceanic Works* 5(2): 38—47.
- [5] Wang Xinian and Liu Fengshu, 1982. Preliminary Study on typhoon surges along the Fujian and Guangdong Coastal areas. *Collected Oceanic Works* 5(2): 62—77.

A STUDY OF STORM SURGES IN EAST CHINA SEA AND SOUTHERN HUANGHAI SEA*

Liu Fengshu

(*Institute of Oceanology, Academia Sinica, Qingdao*)

ABSTRACT

Forced waves caused by moving storms are composed of two types of waves ($f > 0$): an isolated wave and an edge wave.

Whether the storm is moving normal to the coast or moving parallel to the coast a resurgent isolated wave propagating from north to south can be derived from the storm.

1. Storms travelling normal to the coast induce two forms of edge waves: One accompanies the storm wave and has periods relating to θ ; the other accompanies the resurgent isolated waves and has periods not relating to θ . When $f > 0$, the periods decrease slightly with $|\theta - \theta_0|$ increase.

2. Storms travelling parallel to the coast induce a form of edge waves, which do not vary with θ but are affected by a term ga/V_0 .

When $f = 0$, both types of the storm wave induce edge waves with identical periods.

* Contribution No. 1349 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.