

平行海岸移行台风引起的风暴潮波*

刘凤树

(中国科学院海洋研究所)

资料分析表明,当西北太平洋和南海生成的热带风暴(台风),在移近我国东南沿海宽广的大陆架上时,一般在该区登陆,但有时转向沿岸北上,或者沿着南海沿岸西进(见图1)。这种平行海岸移行台风所导致的风暴潮高的最大增水值,一般在60—100厘米左右。可以看出,这种类型的台风风暴潮比登陆型台风风暴潮的变化较为平缓(见图2)。

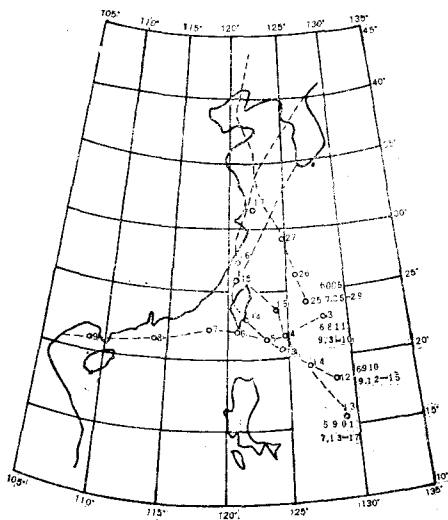


图1 平行海岸移行台风路径图

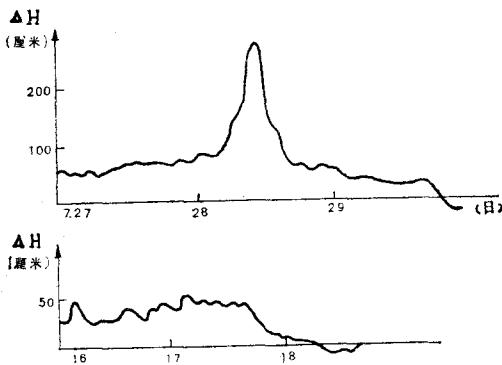


图2-1 6903(上)和7304(下)台风所引起的汕头增水曲线

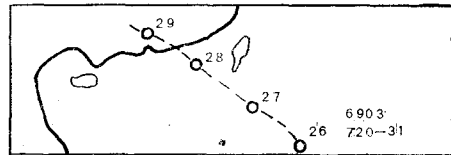
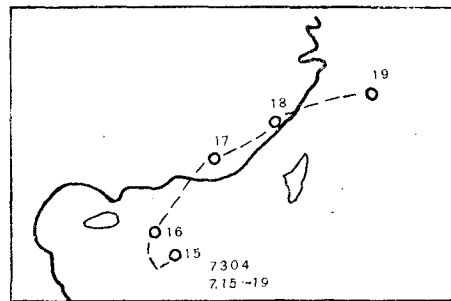


图2-2 7304和6903号台风路径

近几年来,大陆架上风暴潮的物理机制问题,国内已作过一些研究和探讨^[1-3],曾获得了超浅海风暴潮一些特征和风暴潮某些物理机制的基本特性。国外亦有不少论述,仅就本问题而言,MUNK等^[6](1956)和GREENSPAN^[7](1956)根据强制波的观点分析了在没有科氏力的影

* 本文曾蒙毛汉礼教授指导,景振华老师以及张庆华、缪金榜同志审阅并提出宝贵意见,谨致谢意。

响下, 平行海岸移行风暴所引起的海面扰动, 获得了与实测很相一致的振动周期和基本边缘波模式。然而, 如果周期或外力的水平尺度分别与 $\frac{1}{f}$ 或位移半径 $\frac{c}{f}$ 相较很大, 则科氏力应给予考虑

(c 是长波速度或为风暴移速, f 为科氏参量。REID^[9] (1958) 曾对强制波作了一般性的讨论, 同年 K. KAJIURA^[8] (1958) 进一步讨论了科氏力效应对平行海岸移行风暴在其气压场扰动下所导致的强制边缘波的影响问题。

迄今为止, 在这个问题上的研究, 仅讨论了呈线性倾斜的海底在气压场的移行扰动下所引起的强制波。实际上, 大陆架上, 由风暴所引起的沿岸水位变化, 无疑风应力的作用较气压效应更为显著, 而且不同的海底地形必将影响着它们的振幅和周期。

本文考虑风暴在一等深的大陆架上平行海岸移行, 以期获得在其气压场和风应力场以及科氏力的作用下所引起的风暴潮(流)的基本理论模式, 来讨论其特性。

假定海面的变化是由台风沿着平直海岸移行所导致的, 并认为风暴潮高(ζ)相对于水深(h)为一小量, 在忽略非线性项后, 运动方程、连续方程、边界条件和初始条件如下:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - g \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho h} \tau_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - g \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho h} \tau_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} |y| \rightarrow \infty & \quad \zeta(x, y, t) \rightarrow 0 \\ x \rightarrow \infty & \quad \zeta(x, y, t) \rightarrow 0 \\ x = 0 & \quad u(x, y, t) = 0 \\ t \rightarrow \pm \infty & \quad \zeta(x, y, t) \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

假定气压场分布有如下形式:

$$P = P_0 \exp\{-\lambda(y - vt)^2 - \alpha x\} \quad (5)$$

而相应的风场模式为:

$$\tau_x = \tau_{0x} \exp\{-m(y - Vt)^2 - \beta x\} \quad \tau_y = \tau_{0y} \exp\{-n(y - Vt)^2 - \gamma x\} \quad (6)$$

这一风场模式是采用了 B. GJEVIK^[10] 的结果。

这里, u , v 分别为 x 和 y 轴方向上的风暴潮流, ζ 为风暴潮高, P 为以水柱高度表示的气压, τ_x , τ_y 分别为在 x 和 y 轴方向上的风应力, g 为重力加速度, f 为科氏参量, λ , m , n 为参量, α , β , γ 为台风水平尺度参量, h 为水深, t 为时间, V 为风暴移行的速度。

鉴于运动方程 (1) 和 (2) 是线性的, 故可分离为气压效应和风应力效应两项的叠加。

$$u = u_1 + u_2 \quad \zeta = \zeta_1 + \zeta_2 \quad v = v_1 + v_2 \quad (7)$$

令 $y - Vt = \xi$ 。这里采用 FOURIER 变换求解。这样方程式 (1) 和 (2) 在考虑到外力模式 (5) 和 (6) 的形式下, 可得风暴潮流的形式表达式如下:

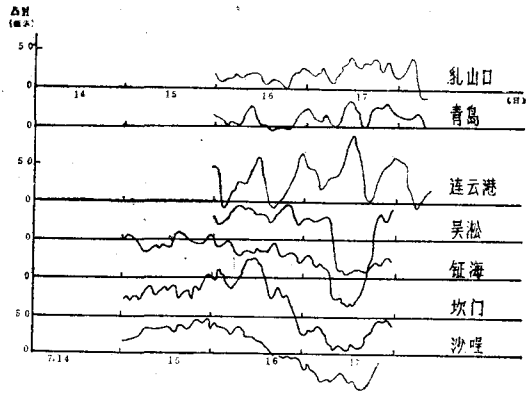


图3 5901号台风引起的沿岸各测站水位逐时变化图

$$\begin{aligned}\bar{u}_1 &= -\frac{1}{f^2 - k^2 V^2} \left\{ igkV \frac{d\bar{\zeta}_1}{dx} - igkf\bar{\zeta}_1 - ik(\alpha V + f)gFe^{-\alpha x} \right\} \\ \bar{v}_1 &= \frac{1}{f^2 - k^2 V^2} \left\{ gf \frac{d\bar{\zeta}_1}{dx} - k^2 Vg\bar{\zeta}_1 - (k^2 V + \alpha f)gFe^{-\alpha x} \right\}\end{aligned}\quad (8)$$

$$\begin{aligned}\bar{u}_2 &= -\frac{1}{f^2 - k^2 V^2} \left\{ igkV \frac{d\bar{\zeta}_2}{dx} - igkf\bar{\zeta}_2 - (ikVF_1 e^{-\beta x} + fF_2 e^{-\gamma x}) \right\} \\ \bar{v}_2 &= \frac{1}{f^2 - k^2 V^2} \left\{ gf \frac{d\bar{\zeta}_2}{dx} - k^2 Vg\bar{\zeta}_2 + (ikVF_2 e^{-\gamma x} - fF_1 e^{-\beta x}) \right\}\end{aligned}\quad (9)$$

其连续方程式为:

$$ikV\bar{\zeta} = -h \left(\frac{d\bar{u}}{dx} - ik\bar{v} \right) \quad (10)$$

这里:

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \int_{-\infty}^{\infty} ue^{ik\xi} d\xi \quad \bar{v} = \int_{-\infty}^{\infty} ve^{ik\xi} d\xi \quad \bar{\zeta} = \int_{-\infty}^{\infty} \zeta e^{ik\xi} d\xi \quad F = P_0 \sqrt{\frac{\pi}{\lambda}} e^{-k^2/4\lambda} \\ F_1 &= \frac{1}{\rho h} \tau_{ox} \sqrt{\frac{\pi}{m}} e^{-k^2/4m} \quad F_2 = \frac{1}{\rho h} \tau_{oy} \sqrt{\frac{\pi}{n}} e^{-k^2/4n}\end{aligned}\quad (11)$$

ρ 为海水密度。

一、风暴潮高的确定

将 (8) 和 (9) 式代入 (10) 中去, 则可分别获得方程式如下:

$$\frac{d^2\bar{\zeta}_1}{dx^2} - \left(k^2 + \frac{f^2 - k^2 V^2}{gh} \right) \bar{\zeta}_1 = (k^2 - \alpha^2) Fe^{-\alpha x} \quad (12)$$

$$\frac{d^2\bar{\zeta}_2}{dx^2} - \left(k^2 + \frac{f^2 - k^2 V^2}{gh} \right) \bar{\zeta}_2 = \left(\frac{f}{gV} - \frac{\beta}{g} \right) F_1 e^{-\beta x} - \left(\frac{ik}{g} + \frac{f\gamma}{ikVg} \right) F_2 e^{-\gamma x} \quad (13)$$

现将以上两式分别求解

A. 气压效应: 方程式 (12) 的通解为:

$$\bar{\zeta}_1 = Ae^{1-\mu x} + Be^{\mu x} + \frac{k^2 - \alpha^2}{\alpha^2 - \mu^2} Fe^{-\alpha x} \quad (14)$$

根据边界条件 (4) 知, 应取 $B = 0$, 且在岸边处,

$$\left(\frac{d\bar{\zeta}_1}{dx} - \frac{f}{V} \bar{\zeta}_1 \right) \Big|_{x=0} = \left(\frac{f}{V} + \alpha \right) F \quad (15)$$

因而方程式 (12) 在边界条件 (15) 的特定解为:

$$\begin{aligned}\bar{\zeta}_1 &= -\frac{1}{1 - \sigma^2} \frac{k^2 - \alpha^2}{k^2 - K^2} Fe^{-\alpha x} + \frac{(\alpha V + f)v}{C^2 - V^2} \frac{k^2 + \frac{f^2}{C^2 - V^2}}{k^2 - K^2} \frac{F}{\mu} e^{-\mu x} \\ &+ \frac{(\alpha V + f)fC^2}{(C^2 - V^2)^2} \frac{F}{k^2 - K^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\mu} e^{-\mu x} \right)\end{aligned}\quad (16)$$

这里,

$$\mu^2 = (1 - \sigma^2) \left(k^2 + \frac{f^2}{C^2 - V^2} \right) \quad \sigma = \frac{V}{C} \quad K^2 = \frac{C^2 \alpha^2 - f^2}{C^2 - V^2} \quad C^2 = gh$$

对公式 (16) 进行 FOURIER 反演。得解如下:

$$\begin{aligned} \zeta_1 = & -\frac{1}{1-\sigma^2} P(x, y, t) + \frac{(K^2 - \alpha^2) P_0}{2K(1-\sigma^2)} e^{-\lambda \xi^2 - \alpha x} \cdot \sin K \xi \cdot \operatorname{sgn} \xi \\ & + \frac{(\alpha V + f) V P_0}{(C^2 - V^2) \sqrt{1-\sigma^2}} \left\{ e^{-\lambda \xi^2} - \frac{1}{2} \left(K + \frac{f^2}{K(C^2 - V^2)} \right) e^{-\lambda \xi^2} \cdot \sin K \xi \cdot \operatorname{sgn} \xi \right\} * \frac{1}{\pi} K_0 \\ & - \frac{(\alpha V + f) C^2 P_0}{(C^2 - V^2) \sqrt{1-\sigma^2}} \frac{1}{2K} e^{-\lambda \xi^2} \cdot \sin K \xi \cdot \operatorname{sgn} \xi * \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\pi} K_0 \right) \end{aligned} \quad (17)$$

公式 (17) 给出了在气压场作用下引起的风暴潮高理论模式。

B. 风应力的效应: 方程式 (13) 在满足边界条件:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d\tilde{\zeta}_2}{dx} - \frac{f^2}{V} \tilde{\zeta}_2 \right) \Big|_{x=0} &= \frac{F_1}{g} + \frac{f}{ikgV} F_2 \\ x \rightarrow \infty \quad \tilde{\zeta}_2 &\rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

的解为:

$$\begin{aligned} \tilde{\zeta}_2 = & -\frac{F_1}{g} \frac{\left(k^2 + \frac{f}{C^2 - V^2} \right)}{k^2 - K_1^2} \frac{1}{\mu} e^{-\mu x} - \frac{F_2}{g} \frac{i(fV + \gamma C^2) \left(k^2 + \frac{f^2}{C^2 - V^2} \right)}{k(C^2 - V^2)(k^2 - K_2^2)} \frac{1}{\mu} e^{-\mu x} \\ & - \frac{F_1}{g} \frac{fC^2}{V(C^2 - V^2)} \frac{1}{k^2 - K_1^2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\mu} e^{-\mu x} \right) - \frac{F_2}{g} \frac{\left(k^2 - \frac{f\gamma}{V} \right) c^2}{ik(C^2 - V^2)(k^2 - K_2^2)} e^{-\nu x} \\ & - \frac{F_1}{g} \frac{(f - \beta V) C^2}{V(C^2 - V^2)} \frac{1}{k^2 - K_1^2} e^{-\beta x} + \frac{F_2}{g} \frac{f(fV + \gamma C^2) c^2}{ikV(C^2 - V^2)^2 (k^2 - K_2^2)} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\mu} e^{-\mu x} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

对公式 (19) 进行 FOURIER 反演, 得解如下:

$$\begin{aligned} \zeta_2 = & -\frac{(f - \beta V)}{2\rho gh K_1 V (1 - \sigma^2)} \tau_x \cdot \sin K_1 \xi \cdot \operatorname{sgn} \xi \\ & - \frac{f \tau_{0x}}{2\rho gh K_1 V (1 - \sigma^2)} \frac{1}{\sqrt{1 - \sigma^2}} e^{-m \xi^2} \cdot \sin K_1 \xi \cdot \operatorname{sgn} \xi * \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\pi} K_0 \right) \\ & - \frac{\tau_{0x}}{\rho gh \sqrt{1 - \sigma^2}} \left[e^{-m \xi^2} + \left(K_1 + \frac{f^2}{K_1(C^2 - V^2)} \right) e^{-m \xi^2} \cdot \sin K_1 \xi \cdot \operatorname{sgn} \xi \right] * \frac{1}{\pi} K_0 \\ & - \frac{\tau_y}{2\rho gh (1 - \sigma^2)} * \left[\frac{f\gamma}{VK_2^2} + \left(1 - \frac{\gamma f}{K_2^2 V} \right) \cos K_2 \xi \right] \cdot \operatorname{sgn} \xi \\ & + \frac{\tau_{0y} (fV + \gamma C^2) f}{2\rho gh V C^2 (C^2 - V^2) K_2^2 \sqrt{1 - \sigma^2}} (1 - \cos K_2 \xi) \cdot \operatorname{sgn} \xi * e^{-n \xi^2} * \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{\pi} K_0 \right) \\ & + \frac{\tau_{0y} (fV + \gamma C^2) f}{2\rho gh (C^2 - V^2) \sqrt{1 - \sigma^2}} \left[\frac{f^2}{K_2^2 (C^2 - V^2)} - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{f^2}{K_2^2 (C^2 - V^2)} \right) \cos K_2 \xi \right] * e^{-n \xi^2} * \frac{1}{\pi} K_0 \end{aligned} \quad (20)$$

这里, $K_0 = K_0 \left(\sqrt{\frac{f^2}{C^2 - V^2} \sqrt{\xi^2 + (1 - \sigma^2)x}} \right)$ 为圆柱函数

$$\mu^2 = (1 - \sigma^2) \left(k^2 + \frac{f^2}{C^2 - V^2} \right) \quad K_1^2 = \frac{C^2 \beta^2 - f^2}{C^2 - V^2} \quad K_2^2 = \frac{C^2 \gamma^2 - f^2}{C^2 - V^2}$$

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik\xi}}{k} dk = \text{sgn}\xi = \begin{cases} 1 & \xi > 0 \\ -1 & \xi < 0 \end{cases}$$

* 为卷积符号。

公式 (20) 即为风应力场作用下的风暴潮高理论模式。

从公式 (17) 和 (20) 可以看出, 当台风平行海岸移行时, 由它所导致的风暴潮高有如下一些特性:

1. 孤立波: 公式 (17) 和 (20) 清楚地表明, 不论是气压场还是平行海岸的风应力分量 (τ_y) 的作用, 均能产生与其本模式相应的孤立波。这个波是风暴潮的主波, 它控制着风暴潮剖面的基本波形 (亦可谓之“原生风暴潮”)。这种孤立波的振幅, 其大小虽与台风水平尺度参量 α 、 γ 以及科氏参量有关, 但它主要取决于台风移速 (V) 和长波传播速度 (C), 亦即它的振幅含有一个主导因子 $1/1-\sigma^2$ 。这一因子的物理意义早已被 PROUDMAN^[5] (1952) 所阐明了。但应指出的是, 当 $\sigma = 1$ 和 $\sigma > 1$ 时, 它与实测结果不相符合。理论与实测证明^[3,4], 当 $\sigma = 1$ 时, 风暴潮的振幅并不趋向无穷大, 而是由于垂直涡动的湍摩作用将趋近定值, 在 $\sigma > 1$ 的范围内, 其振幅将随台风移速的增加而减小, 并不出现负相。

2. 强制边缘波: 气压和风应力不仅导致了孤立波, 而且由它派生出一些再生波-强制边缘波。这些波具有各自与台风尺度参量有关的波动。气压场和垂直于岸的风应力 (τ_x) 则为正弦波; 平行于岸的风应力 (τ_y) 所导致的为余弦波。这些边缘波叠置于孤立波之上, 伴随风暴一起移行。

另外, 气压所引起的风暴潮波的振幅与风应力所导致的波的振幅有所差异, 这种差异虽与台风尺度参量、科氏参量和台风移速有关, 但亦随大陆架的深度而异。当水深度很大时, 压力效应相对于风应力占主导地位, 在浅水区的大陆架上, 无疑风应力效应将占优势。

从强制波的频率来看:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= KV = \sqrt{\frac{C^2\alpha^2 - f^2}{C^2 - V^2}} V \\ \omega_2 &= K_1 V = \sqrt{\frac{C^2\beta^2 - f^2}{C^2 - V^2}} V \\ \omega_3 &= K_2 V = \sqrt{\frac{C^2\gamma^2 - f^2}{C^2 - V^2}} V \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

公式 (21) 表明, 它是台风尺度参量 (α , β , γ)、科氏参量和台风移速的函数。可以看出, 这种强制波是一些非弥散波, 其群速度即为台风移行速度:

$$\frac{d\omega}{dK} = V \quad (22)$$

如果我们将波频 (21) 以 f 规格化, 则无量角频率 S 为:

$$S = \left| \frac{\omega}{f} \right| = \frac{\sigma}{\sqrt{1-\sigma^2}} \sqrt{R_0^2 - 1} \quad (23)$$

这里, $R_{01} = \frac{C\alpha}{f}$, $R_{02} = \frac{C\beta}{f}$, $R_{03} = \frac{C\gamma}{f}$ 为 ROSSBY 数它确定了风暴潮水平尺度的特性。

公式 (23) 表明, 当 $R_0 < 1$, $\sigma < 1$ 和 $R_0 > 1$ $\sigma > 1$ 时, 海面将没有边缘波出现, 而是一些呈指数形式的孤立波随风暴移行。另外, 还可以看出, 当 $R_0 = 1$ 时, 海面仍没有边缘波产生。由此得知, 强制边缘波存在的必要条件是:

$$\left. \begin{array}{l} \sigma < 1, R_0 > 1 \\ \sigma > 1, R_0 < 1 \end{array} \right\} \quad (24)$$

上述条件意味着，当位移半径（惯性尺度 $\frac{c}{f}$ ）大于风暴系统的水平尺度，一个缓慢平行海岸移行的风暴，在其移速小于长波速度的情况下，将有边缘波产生；如果位移半径小于风暴系统的水平尺度，一个移速大于长波速度的风暴沿着海岸移行时，则仍有边缘波出现，除此以外，将不会导致边缘波的出现。

取 σ 为横坐标， $\frac{\omega}{f} = S$ 为纵坐标， R_0 为参变量。在能产生边缘波的条件下，计算了频率关系式 (23)，并绘制成图（见图 4）。

从图 4 可以看出，在第一类边缘波存在的条件下 ($\sigma < 1, R_0 > 1$)，无维角频率 (S) 随着 σ 和 R_0 的增加而增加。在第二类边缘波的情况下 ($\sigma > 1, R_0 < 1$)，则无维角频率 S 随 σ 和 R_0 的增加而减小。这就提示了我们这样一个概念：当台风的水平尺度愈大时 (α, β 和 γ 愈小)，且其移速愈缓慢则有低频波的出现，反之则有高频波随风暴移行。另外，科氏力的效应将随纬度的增加而变得显著起来。

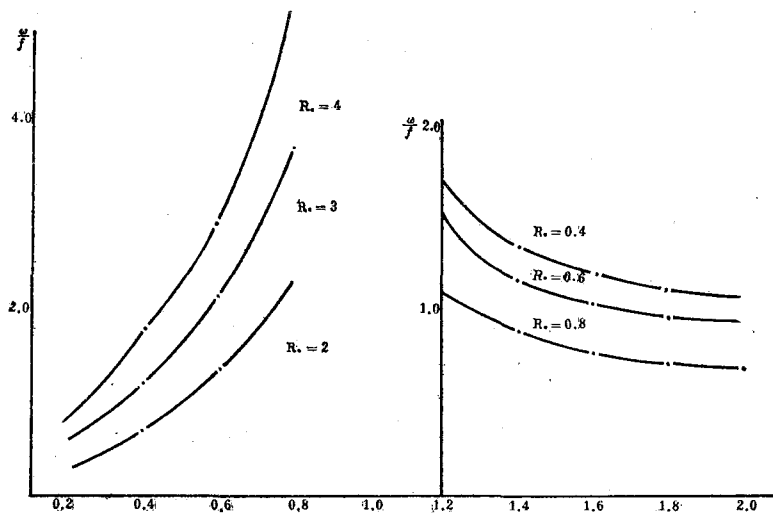


图 4 σ 与 $\frac{\omega}{f}$ 的关系曲线

二、风暴潮流的确定

现仅考察气压效应所产生的风暴潮流，将公式 (16) 代入 (8) 式中，并进行 FOURIER 反演变得解：

$$u_1 = \frac{g(\alpha V + f)}{C^2 - V^2} \left\{ P * \cos K \xi + P_0 \left[(A_1 + A_2) \cos K \xi - 2A_2 \cos \frac{f}{V} \xi \right] \cdot \operatorname{sgn} \xi * e^{-\lambda \xi^2} * \frac{d}{dx} (K_0) \right\} \quad (25)$$

$$\begin{aligned}
V_1 = & -\frac{gV}{C^2 - V^2} P - \frac{gV(K^2 + \frac{f\alpha}{V})}{2K(C^2 - V^2)} P * \sin K\xi \cdot \operatorname{sgn}\xi + \frac{g(\alpha V + f)P_0}{C^2 - V^2} \left\{ \left(\frac{fV}{K(C^2 - V^2)} A_1 \right. \right. \\
& + \left. \frac{KV}{f} A_2 - \frac{f}{VK} A_1 \right) \sin K\xi - \left(\frac{K^2 V^2}{f^2} - 1 \right) A_2 \sin \frac{f}{V} \xi \left. \right\} \cdot \operatorname{sgn}\xi * e^{-\alpha \xi^2} * \frac{d}{dx} (K_0) \\
& - \frac{g(\alpha V + f)P_0}{C^2 - V^2} \left\{ \left(K - \frac{f^2}{C^2 - V^2} \right) A_1 \sin K\xi + \left(\frac{f}{V} A_2 - \frac{K^2 V}{f} A_2 + \frac{fV}{C^2 - V^2} A_3 \right) \right. \\
& \left. \times \sin \frac{f}{V} \xi \right\} \cdot \operatorname{sgn}\xi * e^{-\lambda \xi^2} * K_0 + \frac{2g(\alpha V + f)P_0}{C^2 - V^2} e^{-\lambda \xi^2} * K_0
\end{aligned} \tag{26}$$

这里,

$$\begin{aligned}
A_1 = & \frac{1}{2\pi\sqrt{1-\sigma^2}} + A_2 & A_2 = & \frac{f^2 c^2}{2\pi C^2 (C^2 - V^2) \sqrt{1-\sigma^2} \left(K^2 - \frac{f^2}{V^2} \right)} \\
A_3 = & \frac{1}{2\pi\sigma^2 \sqrt{1-\sigma^2}} & \operatorname{sgn}\xi = & \begin{cases} 1 & \xi > 1 \\ -1 & \xi < 1 \end{cases}
\end{aligned}$$

公式 (25) 和 (26) 即为在气压场作用下, 所引起的风暴潮流理论模式。

从公式 (25) 和 (26) 可以看出, 风暴潮流仍由孤立波和强制波组成, 它具有两种不同的振动频率; 一是与气压所导致风暴潮高相同的频率, 另一个是地转波:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{\alpha^2 C^2 - f^2}{C^2 - V^2}} V \quad \omega_2 = f$$

由上式可知, 当 $f = 0$ 时, 则仅有以台风尺度参数所引起的波动:

$$\omega_1 = \frac{\alpha}{\sqrt{1-\sigma^2}}$$

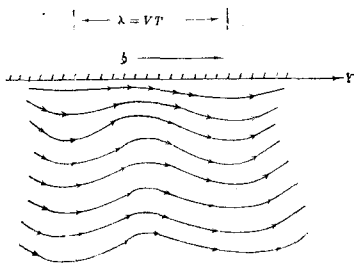


图5 蛇形流示意图

另外, 还可以看出, 沿着平行海岸运动的风暴潮流分量 V_1 是由风暴本身所引起的海流和强制波 (正弦波) 所组成, 无疑它是大于零的值 ($V_1 > 0$), 而垂直海岸分量 u_1 则是余弦形式的强制波, 故它将在一个周期内出现正向和负向的流动, 这一特性造成了沿着海岸随风暴运移的流系将具有一个特殊的现象——蛇流 (见图 5)。亦即海水以“蛇形”状沿着海岸运移, 其波长 $\lambda_1 = VT$ (T 为周期)。风暴中心附近为强流区, 风暴过后, 这一流系随之衰亡。应指出的是, 这一特征将可能暂短地对

海岸地貌有所影响, 但尚无资料验证, 故有待进一步探讨。其它具有风暴潮相同的特性, 这里不再讨论。

综上所述, 在一等深的大陆架上, 一个平行海岸移行风暴, 在其气压场和风应力场的作用下, 除有孤立波外, 尚有由它派生的再生波-强制边缘波。可以看出, 在这种波系中, 不仅地形、科氏力和风暴移速影响着波的周期, 而且由于不同的气压场和风应力场的结构, 将要导致不同周期的波。应注意的是, 沿岸“蛇行”流的存在, 可能对海岸地貌有所影响。但尚无资料验证, 故有待进一步探讨。

参 考 文 献

- [1] 秦普灏、冯士箴, 1975. 中国科学 1: 64—78.
- [2] 刘凤树, 1978. 风暴潮 I: 35—46.
- [3] 刘凤树、王喜年, 1976. 台风风暴潮机制的初步探讨 (海洋局情报所刊印单行本)。第 23—38 页。
- [4] 佐藤久, 1961, 海と空 37 (3): 20—23.
- [5] 普劳德曼, 1952. 动力海洋学 (毛汉礼译)。科学出版社。第 314—315 页。
- [6] Munk 等, 1956. Science 123 (3187): 23—38.
- [7] Greenspan, 1956. Journal of Fluid Mechanics 1: 574—592.
- [8] Kajiura, K, 1958. Journal of Marine Research 16 (2): 145—157.
- [9] Reid, 1958. Journal of Marine Research 16 (2): 109—144.
- [10] Gjevik, B, 1976. Tellus 28 (2): 165—182.

(上接53页)上进行钻探工作。宁愿等一个潮时, 经过急流考验, 认为确已停止动荡再进行海上钻探工作, 以防止在钻探中途发生走锚, 损坏钻探机械。

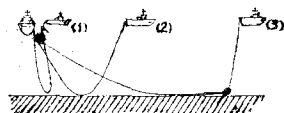


图 7


“金星”号一次停荡锚泊, 抛放时间一般需要两个半小时左右。在初抛时也花费过五个多小时, 最熟练时也近两个小时, 因抛锚时间选择在起潮迎潮时为佳, 这就有充分的时间, 以避免在抛放锚的中途

潮已回流, 调查船不能停在计划的迎流位置上, 否则对抛锚工作带来困难 (见图 5)。

5. 起锚: 首先松一节艏锚链, 使各锚松动, 然后缓缓松下流头串联锚, 将松尽时制动链制住缆索, 从缆桩上解去, 顺理清于舷外, 接上引缆和浮标, 放入海面, 再同前法解去第二条串联锚索, 收妥艏八字锚, 航行至主引缆标下流锚泊, 放工作艇捞上引缆, 收进串联锚, 钢索随收随冲洗净, 并随收在钢绳车上。务使现场有条不紊, 甲板清洁干净。收妥后随即做好抛前准备工作以备下次抛锚。

附 记

如果海区复杂, 急涨急落潮的

流向形成  形时, 可用四锚以上进行停荡。没有动力的平台驳船等钻探船, 可用他船代抛。但钻探船与抛锚船一定要密切配合, 于指定锚位抛锚, 抛锚时仍需徐徐下入海底, 保证锚的抓力不受影响, 见图 6、7。

(1) 松出一定锚索拖轮开始拖向锚。

(2) 在拖向锚位过程中锚索不宜自由落体, 随着拖进松放, 使锚索尽量减少在海底的磨擦, 以利拖轮顺利到达锚位。

(3) 拖轮抵锚位把大锚徐徐放入海底, 使锚的抓力能完全发挥作用。