

近岸海区台风潮波的研究*

刘凤树

(中国科学院海洋研究所)

孙文心

(山东海洋学院)

在近岸海区,海面对台风的反应虽是为时数天的瞬态现象,但却是灾害性的,也是浅海中一个重要的动力学问题。国内外许多学者对这一现象的研究,大多为灾害性的水位预报方法^[1,6],而对动力机制的探讨多以数值研究,即使有部分理论上的论述^[2-4,7,8,11,13],也多局限于从全流概念(xoy 平面)或考虑垂直 Reynolds 应力项(xoz 平面)的二维空间问题。

实际上,一次强台风缓慢地沿海岸移行,不仅将导致水位的异常升降,也瞬态地破坏了近岸海区的海况,因而促使原来的海水动力结构产生了变化。在各种类型的海底地形的影响下,将导致不同性质的边缘波出现。特别是,在台风作用区域的近岸海区,将有强烈的中尺度的升降流和水平环流的运动,而这些流动的垂直结构,用二维理论是无法研究的。

本文基于二维线性方程获得风暴潮位,再代入线性三维方程,在考虑线性海底地形($h = \alpha x$)的情况下,给出台风潮波三维结构的基本动力特征。

一、台风潮位的确定

假定有一不变形的风暴沿着具有倾斜海底($h = \alpha x$)的直线海岸常速移行,由其所产

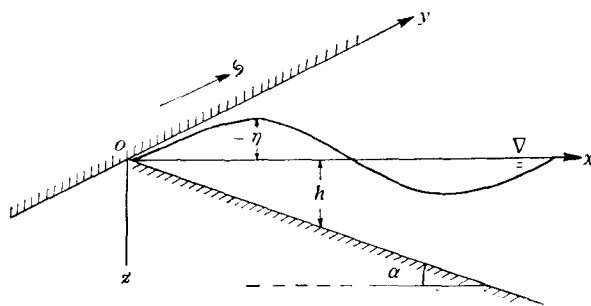


图1 坐标

生的扰动将在三维空间发生效应。置 y 轴平行海岸 ($-\infty < y < \infty$), 原点在岸界上, 正 x 轴向海 ($x < \infty$), z 轴向下为正(见图1), 在笛卡尔坐标系中, 我们取下列方程组及定

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第1023号。

收稿日期: 1982年12月28日。

解条件:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -gh \frac{\partial \eta}{\partial x} - Ru + \frac{\tau_x}{\rho}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -gh \frac{\partial \eta}{\partial y} - Rv + \frac{\tau_y}{\rho}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$\eta|_{x=0} \rightarrow \text{有界}, \quad (4)$$

$$\eta|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad \eta|_{y \rightarrow (\infty, -\infty)} \rightarrow 0, \quad (5)$$

$$(\eta, u, v)|_{t=0} = 0. \quad (6)$$

这里采用了如下常用的半无界的陆架海域地形,即令

$$h = \alpha x_0. \quad (7)$$

此外,我们采用下面沿海岸线移行的风暴的风应力场做为激发风暴潮波的强迫函数^[10]。

$$\vec{\tau} = \frac{(x+b)b\vec{\tau}_0}{(x+b)^2 + (y-V_mt)^2}. \quad (8)$$

当单纯研究风暴潮位 η 时,可以将(1)–(3)化为一个关于 η 的单一方程:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + R \right)^2 + f^2 \right] \right\} \eta - g \left(\frac{\partial}{\partial t} + R \right) \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \right] + gf \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \right] = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial t} + R \right) \nabla \vec{\tau} - \frac{f}{\rho} |\nabla x \vec{\tau}|. \quad (9)$$

这里, f 是科氏参量; R 是底摩擦参量; g 是重力加速度; h 是水深; $\vec{\tau}_0$ 是最大风应力矢量; ρ 是海水密度; b 是风应力场参量; V_m 是台风移行速度; $\nabla, \nabla \cdot, \nabla x$ 分别表示水平梯度、散度和旋度算子; t 是时间; α 是海底倾斜率。

具湍摩擦的风暴潮流,由风应力的直接效应和水位梯度效应两部分组成。后者无疑是风的间接效应。实际上,风使海域产生不均匀的风暴潮位,而由水位的梯度产生了海水的水平压强梯度力,从而导致了海水的流动。因此,为了描述一个较完整的流速场的变化,则首先必须求出风暴潮位,确定了水位梯度后,才能得到总体的流动。

在求解满足边界条件和初始条件的方程式(9)时,对 t 和 y 采用积分变换:

$$\tilde{\eta} = \int_0^\infty e^{-st} dt \int_{-\infty}^\infty \eta e^{iky} dy. \quad (10)$$

从而方程式(9)变换为如下形式:

$$x \frac{d^2 \tilde{\eta}}{dx^2} + \frac{d \tilde{\eta}}{dx} - \left(k^2 x + \frac{ikf}{s+R} + \frac{s[(s+R)^2 + f^2]}{g\alpha(s+R)} \right) \tilde{\eta} = -\frac{1}{\rho g \alpha} \widetilde{\nabla \cdot \vec{\tau}} - \frac{f}{\rho g \alpha (s+R)} \widetilde{|\nabla x \vec{\tau}|}. \quad (11)$$

风应力场变换为:

$$\widetilde{\vec{\tau}} = \frac{\pi b \vec{\tau}_0}{s - ikV_m} e^{-|k|(x+b)}, \quad (12)$$

$$i = \sqrt{-1}。$$

从而,水位变换解为:

$$\tilde{\eta} = \frac{[f(ik\tau_{0x} - |k|\tau_{0y}) - (s+R)(ik\tau_{0y} + |k|\tau_{0x})]\pi b}{2\rho(s - ikV_m)(s+R+iF)[s^2 + (R-iF)s + g\alpha|k|]} e^{-|k|(x+b)}, \quad (13)$$

$$F = \begin{cases} f & k > 0, \\ -f & k < 0. \end{cases}$$

二、风暴潮流的确定

全流型风暴潮运动方程(1)–(2)无法给出风暴潮流的垂直结构,故必须借助于三维空间风暴潮模型来研究流场的分布。即:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} - f\vec{k} \times \vec{V} = -g\nabla\eta + N_z \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2}, \quad (14)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (15)$$

在海面,

$$z = 0: w = -\frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad (16)$$

$$N_z \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} = -\frac{\vec{\tau}}{\rho}. \quad (17)$$

在海底,

$$z = h: \vec{V} = w = 0. \quad (18)$$

在初始时刻,

$$t = 0: \eta = \vec{V} = w = 0. \quad (19)$$

这里,我们采用左手坐标系, z 轴向下为正; N_z 是垂直湍摩系数; w 是垂直流速; $\vec{k}$ 为单位矢量。

仍采用上节所用的变换方法求解此问题。

$$\frac{d^2 \tilde{U}}{dz^2} - \frac{1}{N_z} (s + if) \tilde{U} = -g \left(\frac{d\tilde{\eta}}{dx} + k\tilde{\eta} \right), \quad (20)$$

$$\tilde{U} = \tilde{u} + i\tilde{v}。$$

方程式(21)满足边界条件(17)–(19)的解:

$$\begin{aligned} \tilde{U} = & \frac{\tilde{T} \operatorname{sh} \frac{1}{\sqrt{N_z}} \sqrt{s+if}(h-z)}{\rho \sqrt{N_z} \sqrt{s+if} \operatorname{ch} \frac{1}{\sqrt{N_z}} \sqrt{s+if} h} - \frac{g}{s+if} \left(\frac{d\tilde{\eta}}{dx} + k\tilde{\eta} \right) \\ & \times \left(1 - \frac{\operatorname{ch} \frac{1}{\sqrt{N_z}} \sqrt{s+if} z}{\operatorname{ch} \frac{1}{\sqrt{N_z}} \sqrt{s+if} h} \right), \quad (21) \\ & \tilde{T} = \tilde{\tau}_x + i\tilde{\tau}_y。 \end{aligned}$$

公式(22)第一项是流速的风效应,第二项是流速的水位效应。

三、讨 论

(一) 风 暴 潮 位

为了获得风暴潮位的具体概念,现对风应力引起的风暴潮位公式(13)进行了粗略计算。取 $V_m = 5\text{m/s}$, $\tau_{0x} = \tau_{0y} = 20.9\text{g/cm} \cdot \text{s}^2$, $f = 7.29 \times 10^{-5}/\text{s}$, $\alpha = 10^{-4}$, $g = 981\text{cm/s}^2$, $R = 5 \times 10^{-4}/\text{s}$, $b = 5 \times 10^6\text{cm}$ 。计算结果表明当风暴中心靠近海岸向正 y 轴方向移行,由其引起沿岸各测站的风暴潮位逐时变化可知(见图2),当风暴尚未到达之前,海面缓缓上升;当风暴到达,发生高潮,风暴过境后,海面残留着余振。

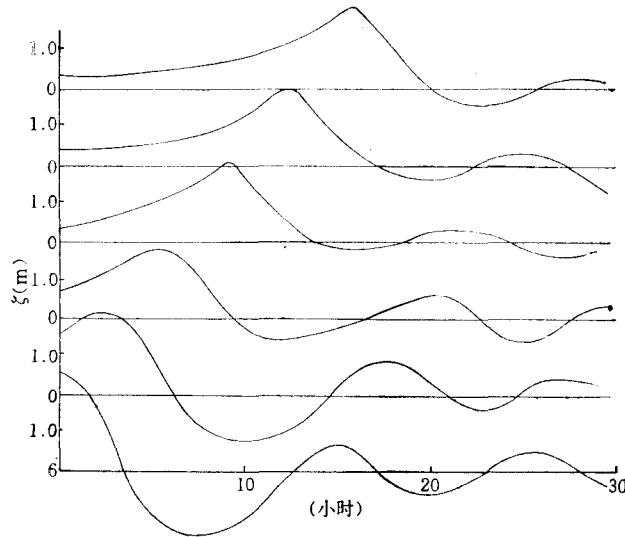


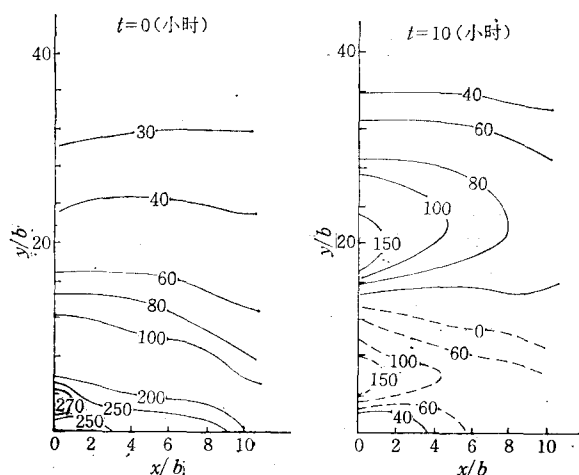
图2 沿岸各站的风暴潮位逐时变化(计算值)

在 $t = 0$, 从风暴突然作用于海面上而产生的风暴潮位大面分布(见图3)可以看出,中心附近最大潮高约 2.70m , 随空间坐标 (x, y) 的增大而迅速减小;当 $t = 10$ 小时,风暴中心已移至计算区的中部附近,相应引起最大增水区,在其后部出现一个减水中心区。如果以图2与图4比较,这一现象是余振波所致。在初始振源 $(x = 0, y = 0)$ 处,余振的振幅大于离振源较远处的振幅,且是耗散性的。

1. 孤立波

由公式(13)的反演结果表明,其中一项是由台风风场本身所引起的孤立波,在 $x > 0$, $y - V_m t > 0$, $V_m > 0$, 的情况下,根据指数积分函数定义,则风暴潮近似表达式为:

$$\eta \cong \frac{b \frac{g\alpha}{V_m} \left\{ \tau_{0x} \left[K_2(x+b) - \frac{R}{V_m} Y \right] + \tau_{0y} \left[K_2 Y + \frac{R}{V_m} (x+b) \right] \right\}}{2\rho V_m^2 \left(\frac{g\alpha}{V_m} + 2f \right) \left(\frac{f^2}{V_m^2} + \frac{R^2}{V_m^2} \right) [(x+b)^2 + Y^2]} + \frac{bf \left\{ \tau_{0x} \left[\frac{f}{V_m} (x+b) + \frac{R}{V_m} Y \right] + \tau_{0y} \left[\frac{f}{V_m} Y - \frac{R}{V_m} (x+b) \right] \right\}}{2\rho V_m^2 \left(\frac{g\alpha}{V_m} + 2f \right) \left(\frac{f^2}{V_m^2} + \frac{R^2}{V_m^2} \right) [(x+b)^2 + Y^2]} \quad (22)$$

图3 $t=0$ 和 $t=10\text{h}$ 时风暴潮位的大面分布(计算值)

实质上,这一孤立波,前一项是风散度,后一项则是风旋度所致。如果不考虑底摩擦影响($R=0$),则

$$\eta \cong \frac{b[\tau_{0x}(x+b) + \tau_{0y}Y]}{4\rho(g\alpha + 2fV_m)[(x+b)^2 + Y^2]} \left(2 + \frac{g\alpha}{g\alpha + fV_m}\right). \quad (23)$$

$$Y = y - V_mt$$

上式清楚表明,风暴潮位最大值并不发生在台风到达时刻,而是发生在台风到达之前($y - V_mt > 0$)。这一现象与实测结果一致。底摩擦效应使最大增水略有滞后。同时尚可看出,旋度风对水位的效应比散度风约大两倍多。

2. 边缘波

由指数积分函数知,在 $V_m > 0$, $y - V_mt < 0$, $x > 0$ 的情况下,产生一个与 Kajiura^[11] 所获得相同结果的边缘波,

$$\eta \cong -\frac{b\pi g\alpha}{2\rho V_m^2(g\alpha + 2fV_m)} e^{-[K_2(x+b) + \frac{R}{V_m}|Y|]} \left\{ \tau_{0x} \sin \left[K_2|Y| - \frac{R}{V_m}(x+b) \right] + \tau_{0y} \cos \left[K_2|Y| - \frac{R}{V_m}(x+b) \right] \right\}. \quad (24)$$

这一边缘波的周期:

$$T = \frac{2\pi V_m}{g\alpha + fV_m} \quad (25)$$

当不考虑科氏效应时($f=0$),则为 Munk 等^[12]所获得结果

$$T = \frac{2\pi V_m}{g\alpha} \quad (26)$$

Munk 等据此计算了以不同移速的 4 次热带风暴所引起 Atlantic City 和 Sandy Hook 两侧站的振动周期,结果与实测很相吻合。然而 Kajiura 研究指出,科氏效应对周期的影响约 10—20%,对振幅约为 20—40%。从东海我国海域平行海岸移行台风来看,其速度最大不超过 40km/h,一般在 18—40km/h 之间。如取

$$g \cong 10\text{m/s}^2, \alpha \cong 4 \times 10^{-4}, f = 7.29 \times 10^{-5}/\text{s},$$

则周期为:

$$T = 2-8 \text{ 小时}。$$

3. 惯性重力波

这一类波是曾研究过的垂直海岸移行所派生出的同一类型的波^[4]。它不随风暴移行,其表达式为:

$$\eta \cong -\frac{b\sqrt{\pi}}{4\rho V_m\sqrt{g\alpha}} \left\{ \frac{(\tau_{0x} + i\tau_{0y})}{\sqrt{X_3}} \left(D_1 - \frac{ig\alpha t D_3}{2V_m X_3} \right) e^{-\frac{R-if}{2}t} e^{-a_1 X_3} e^{-\frac{g\alpha t^2}{4X_3}} \operatorname{erf} \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X_3}} \right) \right. \\ \left. - \frac{(\tau_{0x} - i\tau_{0y})}{\sqrt{X_4}} \left(D_2 - \frac{ig\alpha t D_4}{2V_m X_4} \right) e^{-\frac{R+if}{2}t} e^{-a_2 X_4} e^{-\frac{g\alpha t^2}{4X_4}} \operatorname{erf} \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X_4}} \right) \right\}。 \quad (27)$$

由概率积分定义知:

$$\text{当 } \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X}} \right) < 1 \text{ 时, } \operatorname{erf} \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X}} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X}} + O \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X}} \right)^3 \right]。$$

$$\text{当 } \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X}} \right) > 1 \text{ 时, } \operatorname{erf} \left(\frac{i\sqrt{g\alpha t}}{2\sqrt{X}} \right) = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{\frac{g\alpha t^2}{4X}} \left[\frac{2\sqrt{X}}{i\sqrt{g\alpha t}} + O \left(\frac{2\sqrt{X}}{i\sqrt{g\alpha t}} \right)^3 \right]。$$

由此可获得该波的生成期和发展期。例如,取 $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, $\alpha = 10^{-4}$, $b = 5 \times 10^4 \text{ m}$, 在初始振源 ($x = y = 0$) 处,其临界时间:

$$t \cong \frac{2\sqrt{b}}{\sqrt{g\alpha}} \quad t \sim 2 \text{ 小时}。$$

由此可见,该波约在 2 小时内完成生成期,当时间大于 2 小时以后,该波进入发展期直至消亡。可以看出,这一时间界限取决于海底坡度、风场尺度和离初始振源的距离。亦即,随着离初始振源愈远生成期愈长,随海底坡度的增加而减小,最大振幅发生在初始振源处。且随离初始振源的距离和时间的增加而迅速减少。关于该波的周期、波速等特性参阅文献 [4, 11]。

(二) 风 暴 潮 流

台风引起的三维流速场,是由风效应和水位效应所构成。

1. 水平流速场的结构

(1) 流速的风效应

将公式 (21) 第一项反演后展开得:

$$u_1 = -\frac{b}{\rho h} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos \mu_n \frac{z}{h} \left[\frac{Q(x+b)[\tau_{0x} \sin(ft + \varphi_1) + \tau_{0y} \sin(ft + \varphi_2)]}{[(x+b)^2 + Y^2]} \right. \right. \\ \left. \left. \times e^{-\frac{N_z \mu_n^2}{h^2} t} - \frac{(x+b) \left(\frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \tau_{0x} + f \tau_{0y} \right)}{\left(\frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} + f^2 \right) [(x+b)^2 + Y^2]} \right] \right\} \\ v_1 = -\frac{b}{\rho h} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \cos \mu_n \frac{z}{h} \left[\frac{Q(x+b)[\tau_{0x} \sin(ft + \varphi_2) - \tau_{0y} \sin(ft + \varphi_1)]}{[(x+b)^2 + Y^2]} \right] \right\}$$

$$\times e^{-\frac{N_z \mu_n^2}{h^2} t} - \frac{(x+b) \left(\frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \tau_{0y} - f \tau_{0x} \right)}{\left(\frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} + f^2 \right) [(x+b)^2 + Y^2]} \Bigg\} \quad (28)$$

上式表明,风海流的流速是由两项组成,前一项是派生的惯性波流速,随着时间的增长而衰减;后一项是随台风移行的孤立波流,它控制着流场。另外,惯性波项的衰减特征时间是 $T^* = \frac{h^2}{\mu_n^2 N_z}$ 秒(取 $N_z = 10^{-1} \text{m}^2/\text{s}$ 作表)(见表 1)。

表 1

$T^*(s)$ \ $h(m)$	20	40	60	80	100	200
μ_n						
$n=0$	1.6×10^3	6.5×10^3	14.6×10^3	25.9×10^3	40.5×10^3	162.1×10^3
$n=1$	1.8×10^2	7.0×10^2	1.6×10^3	2.9×10^3	4.5×10^3	18.0×10^3

从上表可知,由于特征时间与水深有关,而水深 ($h = \alpha x$) 又与 x 坐标距离有关,可以看出,离开海岸愈远衰减时间愈慢,在水深 $h = 200\text{m}$ 处,衰减时间约为 45 小时。其振幅比海岸处约减少 14%。因此,在近岸地区该波在湍摩作用下随时间的推移而迅速消失。由此可见,这种惯性波在整个流场的时空变化中起次要的作用。

如果在公式 (28) 的第二项中,引进一个摩阻深度 $D'^{[5]}$ 。

$$D' = \sqrt{\frac{2N_z}{f}}$$

则孤波流速为:

$$u_1 = u_0 \sum_{h=0}^{\infty} \frac{\mu_n^2 D'^2 / 2h^2 \tau'_{0x} + \tau'_{0y}}{\mu_n^4 D'^4 / 4h^4 + 1} \cos \mu_n \frac{z}{h},$$

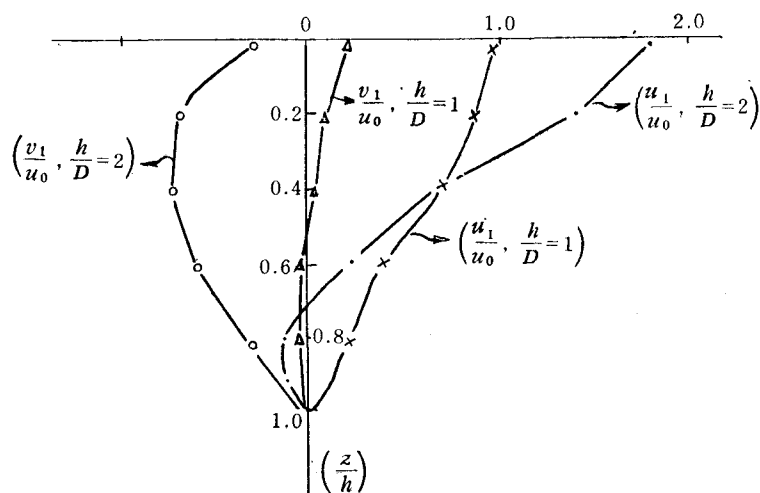


图 4 $\frac{u_1}{u_0}$ 和 $\frac{v_1}{u_0}$ 在 $\frac{h}{D'} = 1, 2$ 处的垂直分布

$$v_1 = u_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n^2 D'^2 / 2h^2 \tau'_{0y} - \tau'_{0x}}{\mu_n^4 D'^4 / 4h^4 + 1} \cos \mu_n \frac{z}{h}, \quad (29)$$

$$u_0 = \frac{b(x+b)\tau_0}{\rho h f [(x+b)^2 + Y^2]} \circ$$

$$\tau'_{0x} = \tau_{0x} / \tau_0, \quad \tau'_{0y} = \tau_{0y} / \tau_0, \quad Y = y - V_m t_0$$

计算 $h/D' = 1, 2$ 的 u_1/u_0 和 v_1/u_0 的值。结果表明,在台风域后半部,在 $h/D' = 2$ 处, u_1/u_0 的分布是,上层流向外海,近底层指向海岸,出现逆流;在 $h/D' = 1$ 处, u_1/u_0 的垂直分布均流向海外(见图 5)。在台风域前半部, u_1/u_0 垂直分布与前者相反。将这一结果绘成一流场的立体结构图(见图 6)。可以看出,在台风域内,海面有一逆时针环流区,在横断面上(面向正 y 轴)和纵断面上(面向海岸)各有一顺时针环流。

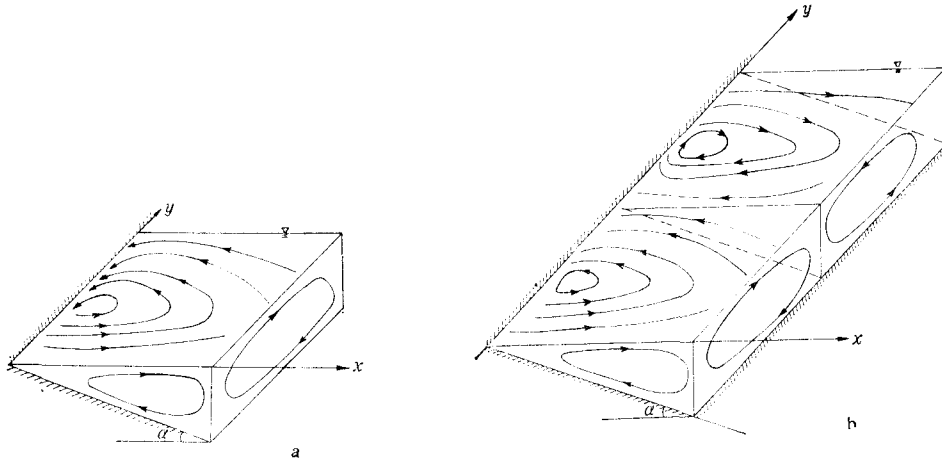


图 5

a. 台风流示意图 b. 梯度流示意图

(2) 流速的水位效应

公式 (21) 第二项中的 $\bar{\eta}$ 由公式 (13) 给出, 结果表明梯度流仍有两部分组成: 一是随风暴移行的孤立波流; 一是派生的流系。可以证明派生的流系不是梯度流的主要成分, 而其基本流场将仍是随风暴移行的孤立波流。其表达式为:

$$u_2 \cong \frac{gb \frac{g\alpha}{V_m} (x+b)^2}{\rho(g\alpha + 2fV_m) \left[\left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) + R^2 \right] [(x+b)^2 + Y^2]^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos \mu_n \frac{z}{h}}{\left(f^2 + \frac{\mu_n^2 N_z^2}{h^4} \right) \mu_n}$$

$$\times \left\{ \left(1 - \frac{Y^2}{(x+b)^2} \right) \times \left\langle \left[f \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) - R \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0y} \right. \right.$$

$$\left. - \left[fR + \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0x} \right\rangle - \frac{2Y}{(x+b)} \left\langle \left[f \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) - R \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0x} \right.$$

$$\left. + \left[fR + \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0y} \right\rangle \right\},$$

$$\begin{aligned}
 v_2 \cong & \frac{gb \frac{g\alpha}{V_m} (x+b)^2}{\rho(g\alpha + 2fV_m) \left[\left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right)^2 + R^2 \right] [(x+b)^2 + Y^2]^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \cos \mu_n \frac{z}{h}}{\left(f^2 + \frac{\mu_n^4 N_z^2}{h^4} \right) \mu_n} \\
 & \times \left(1 - \frac{y^2}{(x+b)^2} \right) \times \left\langle \left[f \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) - R \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0x} \right. \\
 & + \left[fR + \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0y} \rangle + \frac{2Y}{(x+b)} \left\langle \left[f \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) - R \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0y} \right. \\
 & \left. - \left[fR + \left(\frac{g\alpha}{V_m} + f \right) \frac{\mu_n^2 N_z}{h^2} \right] \tau_{0x} \right\rangle \}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

公式(30)表明,台风中心前部为一顺时针环流,后部为一逆时针环流区^[10](见图6)。如果与风海流相较,当 $R = 0$, 在

$$\frac{Y}{x+b} = 1$$

处,

$$\frac{u_2}{u_1} \sim \frac{2}{\left(1 + \frac{b}{x} \right) \mu_m}$$

上式表明,近岸海区风海流大于梯度流,在 $x = b$ 处,梯度流大约只有风海流的 $2/3$ ($n = 0$),当 $x \rightarrow \infty$ 时,两者才接近相等。亦即,随着 x 的增加梯度流逐渐显著。

通过实际计算(见图6),最大流速发生在台风中心附近,可达2节以上,其流线呈“蛇行”形向前运移。这与文献[2]的结论一致。

2. 垂直流速的结构

由连续方程式知:

$$w = \int_z^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz. \quad (31)$$

如将公式(29)和(30)代入(31)式,求积分则得垂直流速场的分布。分析得知,在 $y - V_m t = 0$ 处,即台风中心处,发生上升流,而在其前、后部将有下降流出现。

如果取 $f = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}$, $b = 5 \times 10^6 \text{ cm}$, $\tau_0 = 21 \text{ g/cm} \cdot \text{s}^2$, $\alpha = 5 \times 10^{-4}$, $D' \approx 52.3 \times 10^2 \text{ cm}$ 。则:

$$\frac{h}{D'} = \frac{1}{2}, \quad w = -2.0 \times 10^{-3} \text{ cm/s}.$$

$$\frac{h}{D'} = 1, \quad w = -0.42 \times 10^{-3} \text{ cm/s}.$$

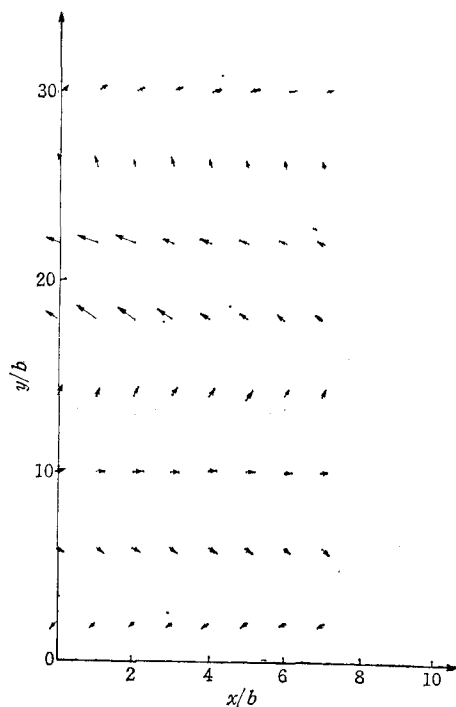


图6 $t = 10$ 小时,风暴潮流大面分布图
(计算值)

可以看出,最大垂直流速发生在近岸台风中心附近,且随离开海岸的距离增大而减少。这与 Hidaka^[9] 所获得的结果是一致的。

关于垂直流速进一步分析,将在另文予以讨论。

四、结 论

在近岸海区,被平行海岸移行的台风所引起的风暴潮波,有如下几点主要特征。

(1) 风暴潮波是以随台风移行的孤立波为主体形成。在 $y - V_m t < 0$ 处,将派生出 Kajiura 所讨论的边缘波,其余再生波不随台风移行。

(2) 台风的前部为增水区,后部为减水区。最大风暴潮位并不发生在台风中心到达处 ($y - V_m t = 0$),而是在台风到达之前出现 ($y - V_m t > 0$)。结论与实测相一致。

(3) 风海流呈逆时针的环流,其后亦将出现一个顺时针弱环流。

(4) 梯度流区与风暴潮分布趋势相应,台风中心前半部有一顺时针环流,后部为一逆时针环流区。

(5) 最大垂直流速发生在台风中心附近,且随离开海岸的距离增加而减少。其量值约在 10^{-3} — 10^{-4} (cm/s) 之间。

参 考 文 献

- [1] 海洋出版社编,1982。海洋文集(外文版) 5(2): 1—263。
- [2] 刘凤树,1980。平行海岸移行台风引起的风暴潮波。海洋科学 1: 38—45。
- [3] 刘凤树,1980。台风潮某些特性的分析。海洋学报 2(3): 14—23。
- [4] 刘凤树,1981。垂直海岸移行低气压所引起的强制波。山东海洋学院学报 11(3): 14—23。
- [5] 景振华编著,1966。海流原理。科学出版社,第123页。
- [6] Das, P. K., 1972. Prediction model for storm surges in the Bay of Bengal. *Nature* 239: 211—213.
- [7] GJEVIK, B., 1976. Storm surges along the western coast of Norway. *Tellus* 28(2): 165—182.
- [8] Greenspan, H. P., 1956. The generation of edge waves by moving pressure distribution. *J. of Fluid Mechanics* 1: 574—592.
- [9] Hidaka, K. and Y. Akiba, 1955. Upwelling induced by a circullar wind systems. *Records of Oceanog. work in Japan* 2(1): 1—120.
- [10] Kuo Han-Hsiung and T. Ichiye, 1977. A numerical study of the response of a barotropic ocean to moving hurricane. *Tellus* 29(6): 561—567.
- [11] Kajiura, K., 1958. Effect of Coriolis force on edge waves (II) specific examples of free and forced waves. *J. of Mar. Res.* 16(2): 145—157.
- [12] Munk, W., F. Snodgrass and G. Carrier., 1956. Edge waves on the continental shelf. *Science* 123(3187): 23—38.
- [13] Reid, R. O., 1958. Effect of Coriolis force on edge waves (I) Investigation of the normal modes. *J. Mar. Res.* 16(2): 109—144.

A STUDY OF TYPHOON SURGES IN NEARSHORE*

Liu Fengshu

(Institute of Oceanology, Academia Sinica, Qingdao)

and

Sun Wenxin

(Shandong College of Oceanology, Qingdao)

ABSTRACT

By means of a three-dimensional linear model with constant vertical eddy viscosity the surges and current caused by a model Typhoon wind fields are studied. The analytical solutions for elevation and horizontal current as vertical coordinate Z are obtained using Fourier and Laplace transforms. The field and curves of elevation, vertical distribution of current and current vectors are given. The results are discussed and compared with observations as well as with other authors' conclusions. It is shown that a strong anticlockwise circulation at centre of storm and a weak clockwise one at the front and the back of storm are present at a horizontal section, whereas the anticlockwise circulation at the front of storm and the clockwise circulation at its back exist at a vertical section.

* Contribution No. 1023 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.