第9卷第3期　　海 洋 科 学　　Vol. 9, No. 3
1985年5月　　MARINE SCIENCES　　May, 1985

黑潮和风应力对东中国海环流的作用*

刘凤树

（中国科学院海洋研究所）

我们曾基于底摩应力涡度、行星涡度和风应力涡度的平衡方程，在黑潮〔边界力（奚盘根等，1980；冯士筰等，1981。)〕可变海底地形的作用下，研究了东中国海环流的可能成因（刘凤树等，1984）。指出，东中国海环流的形成主要是黑潮作用的结果，风的效应仅起调节作用。本文再根据侧向应力涡度方程，分别研究风应力和黑潮对形成东中国海环流的作用。

一、模　　式

假定考察的海域是等深的正压海，忽略非线性和底摩项，在定常运动的情况下的全流方程组为：

$$A_1\nabla^2 q_x+\frac{\tau_x}{\rho}+fq_y=gh\frac{\partial\xi}{\partial x}\qquad(1)$$

$$A_1\nabla^2 q_y+\frac{\tau_y}{\rho}-fq_x=gh\frac{\partial\xi}{\partial y}\qquad(2)$$

$$\frac{\partial q_x}{\partial x}+\frac{\partial q_y}{\partial y}=0\qquad(3)$$

$$q_x=\int_0^h u\,dz\quad q_y=\int_0^h v\,dz$$

这里，q_x、q_y和τ_x、τ_y分别为x，y轴上全流分量和风应力分量；ξ为水位；f为科氏参量；g为重力加速度；A_1为水平粘滞系量；ρ为海水密度；h为水深；∇^2为拉普拉斯算子。

1．风应力效应

对方程式（1）和（2）交叉微分，并引入全流函数：

$$q_x=-\frac{\partial\psi}{\partial y}\quad q_y=\frac{\partial\psi}{\partial x}\qquad(4)$$

则得侧向涡度和风应力涡度平衡方程如下：

$$\nabla^2\psi=-\frac{1}{A_1}rot_z\tau\qquad(5)$$

假定东中国海类似扇形海域，在极坐标系中，取极角θ由北向南顺时针方向为正。进行坐标变换：

$$r=r_1e^{\xi}\qquad\theta=\theta\qquad(6)$$

则方程式（5）又可化为：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}+\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\right)^2\psi=-\frac{r_1^4e^4}{A_l}rot_z\tau(\xi,\theta)\qquad(7)$$

方程式（7）满足在岸界全流为零，在水界有水量交换的自由边界条件：

$$\psi\Big|_{\xi=0}=0,\quad\frac{\partial\psi}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0}=0;$$

$$\psi\Big|_{\xi=\beta=0}=0,\quad\frac{\partial\psi}{\partial\xi}\Big|_{\xi=\beta=0}=0;$$

$$(0\leqslant\theta\leqslant\theta_2)$$

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第1155号。本文承于克俊同志协助，特此致谢。

$$\frac{\partial\psi}{\partial\xi}\Big|_{\xi=\beta=0}=0,\quad \frac{\partial^3\psi}{\partial\xi^3}\Big|_{\xi=\beta=0}=0;$$
$$(\theta_2\leqslant\theta\leqslant\theta_1)$$

$$\psi\Big|_{\theta=0}=0,\quad \frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2}\Big|_{\theta=0}=0;$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\Big|_{\theta=\theta_1}=0,\quad \frac{\partial^3\psi}{\partial\theta^3}\Big|_{\theta=\theta_1}=0 \tag{8}$$

采用有限Fourier变换求方程式（7）满足边界条件（8）的解：

$$\tilde{\psi}=\int_0^{\theta_1}\psi\sin\lambda_n\theta d\theta \tag{9}$$

$$\psi=\frac{2}{\theta_1}\sum_{n=1}^{\infty}\tilde{\psi}\sin\lambda_n\theta \tag{10}$$

$$\lambda_n=(n-1/2)\frac{\pi}{\theta_1}$$

代入方程式（7）得：

$$\frac{d^4\tilde{\psi}}{d\xi^4}-2\lambda_n^2\frac{d^2\tilde{\psi}}{d\xi^2}+\lambda_n^4\tilde{\psi}=-2\frac{r_1^4e^{4\xi}}{A_l\lambda_n}\tau_{m\theta} \tag{11}$$

这里$rot_z\tau\approx2\tau_{m\theta}$

令：

$$\left(\frac{d}{d\xi}-\lambda_n\right)\tilde{\psi}=\eta \tag{12}$$

（12）式满足边界条件：

$\tilde{\psi}\Big|_{\xi=0}=0,\quad \frac{\partial\tilde{\psi}}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0}=0$ 的解为

$$\tilde{\psi}=\int_0^{\xi}\eta\, sh\lambda_n(\xi-\xi_1)d\xi_1 \tag{13}$$

将（13）代入（11）式中得：

$$\eta=Ae^{\lambda_n\xi}+Be^{-\lambda_n\xi}-F\left\{\lambda_ne^{4\xi}-\frac{1}{2}(4+\lambda_n)e^{\lambda_n\xi}+\frac{1}{2}(4-\lambda_n)e^{-\lambda_n\xi}\right\} \tag{14}$$

$$F=\frac{2\tau_{m\theta}r_1^4}{A_l\lambda_n^2(16-\lambda_n^2)}$$

将（14）式代入（13）式得解：

$$\tilde{\psi}=A\Phi_1(\xi)+B\Phi_2(\xi)-F_1(\xi) \tag{15}$$

$$\Phi_1(\xi)=\xi e^{\lambda_n\xi}-\frac{1}{\lambda_n}sh\lambda_n\xi$$

$$\Phi_2(\xi)=\frac{1}{\lambda_n}sh\lambda_n\xi-\xi e^{-\lambda_n\xi}$$

$$F_1(\xi)=F(\lambda_ne^{4\xi}-4sh\lambda_n\xi-\lambda_nch\lambda_n\xi)\frac{1}{16-\lambda_n^2}$$

根据边界条件（8）可求出系数A，B。

（1）在$0\leqslant\theta\leqslant\theta_2$区间（$\theta_2=35°$）

$$D=\begin{vmatrix}\Phi_1(\beta) & \Phi_2(\beta)\\ \Phi_1'(\beta) & \Phi_2'(\beta)\end{vmatrix}$$

$$AD=\begin{vmatrix}F_1 & \Phi_2(\beta)\\ F_1' & \Phi_2'(\beta)\end{vmatrix}$$

$$BD=\begin{vmatrix}\Phi_1(\beta) & F_1\\ \Phi_1'(\beta) & F_1'\end{vmatrix}$$

（2）在$\theta_2\leqslant\theta\leqslant\theta_1$区间（$\theta_1=70°$）

$$D=\begin{vmatrix}\Phi_1'(\beta) & \Phi_2'(\beta)\\ \Phi_1'''(\beta) & \Phi_2'''(\beta)\end{vmatrix}$$

$$AD=\begin{vmatrix}F_1' & \Phi_2'(\beta)\\ F_1''' & \Phi_2'''(\beta)\end{vmatrix}$$

$$BD=\begin{vmatrix}\Phi_1'(\beta) & F_1'\\ \Phi_1'''(\beta) & F_1'''\end{vmatrix}$$

$$(\Phi_{1,2}',\Phi_{1,2}''')=\left(\frac{d\Phi_{1,2}}{d\xi},\ \frac{d^3\Phi_{1,2}}{d\xi^3}\right)_{\xi=\beta}$$

$$(F_1',F_2''')=\left(\frac{dF_1}{d\xi},\ \frac{d^3F_1}{d\xi^3}\right)_{\xi=\beta}$$

将（15）式代入（10）中，得出由风应力涡度引起模型海区的环流模式：

$$\psi=\frac{2}{\theta_1}\sum_{n=1}^{M}\left\{A\Phi_1(\xi)+B\Phi_2(\xi)-F_1\right\}\times\sin\lambda_n\theta+\frac{4}{\theta_1}\sum_{n=M+1}^{\infty}\frac{r_1^4\tau_{m\theta}}{A_l\lambda_n^5}e^{4\xi}\sin\lambda_n\theta \tag{16}$$

2．黑潮的效应

在没有风应力作用的情况下（$\tau_r=\tau_\theta=0$），方程式（11）化为：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}+\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\right)^2\psi=0 \tag{17}$$

这一运动仅在边界值$|\Psi_r|$的作用下产生。它满足如下边界条件：

$$\psi\Big|_{\xi=0}=0,\quad \frac{\partial\psi}{\partial\xi}\Big|_{\xi=0}=0$$

$$\psi\Big|_{\xi=\beta}=\begin{cases}0 & \theta<\theta_2\\ |\psi_\Gamma| & \theta>\theta_2,\end{cases}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\xi}\Big|_{\xi=\beta}=0;$$

$$\psi\Big|_{\theta=0}=0,\quad \frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2}\Big|_{\theta=0}=0;$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\Big|_{\theta=\theta_1}=0,\quad \frac{\partial^3\psi}{\partial\theta^3}\Big|_{\theta=\theta_1}=0 \tag{18}$$

作一函数使边界条件齐次化，令：

$$\psi=\psi_0+\psi_b \tag{19}$$

$$\psi_b=\left(\frac{4}{\beta^3}-\frac{3\xi}{\beta^4}\right)\xi^3\psi\Big|_{\xi=\beta} \tag{20}$$

将（19）式代入（17）得：

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}+\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}\right)^2\psi_0=\frac{72}{\beta^4}\psi\Big|_{\xi=\beta} \tag{21}$$

方程式（21）的解法同前，得解：

$$\tilde{\psi}_0=A_0\Phi_1(\xi)+B_0\Phi_2(\xi)+\frac{\Gamma}{\lambda_n^3}(1-ch\lambda_n\xi) \tag{22}$$

$$\Gamma=\frac{72}{\beta^4}\left|\psi_\Gamma\right|\cos\lambda_n\theta_2$$

$\Phi_1(\xi)$，$\Phi_2(\xi)$的表示式与前同。系数A_0，B_0由边界条件（18）给出：

$$D_0=\begin{vmatrix}\Phi_1(\beta) & \Phi_2(\beta)\\ \Phi_1'(\beta) & \Phi_2'(\beta)\end{vmatrix}$$

$$A_0D_0=\begin{vmatrix}\frac{\Gamma}{\lambda_n^3}\left(ch\lambda_n\beta-1\right) & \Phi_2(\beta)\\ \frac{\Gamma}{\lambda_n^2}sh\lambda_n\beta & \Phi_2'(\beta)\end{vmatrix}$$

$$B_0D_0=\begin{vmatrix}\Phi_1(\beta) & \frac{\Gamma}{\lambda_n^3}\left(ch\lambda_n\beta-1\right)\\ \Phi_1'(\beta) & \frac{\Gamma}{\lambda_n^2}sh\lambda_n\beta\end{vmatrix}$$

由此获得在边界$|\psi_\Gamma|$作用下所导致的模型海区的环流模式如下：

$$\psi=\left(\frac{4}{\beta^3}-\frac{3\xi}{\beta^4}\right)\xi^3\psi\Big|_{\xi=\beta}+\frac{2}{\theta_2}\sum_{n=1}^{M}\left\{A_0\Phi_1(\xi)+B_0\Phi_2(\xi)+\frac{\Gamma}{\lambda_n^3}(1-ch\lambda_n\xi)\right\}\sin\lambda_n\theta+\frac{2}{\theta_1}\sum_{n=M+1}^{\infty}\frac{72}{\beta^4\lambda_n^5}\times\left|\psi_\Gamma\right|\cos\lambda_n\theta_2\sin\lambda_n\theta \tag{23}$$

二、计算结果

取如下参数分别对风生环流模式（16）和边界值作用下所导致的环流（23）进行计算。$r_1=8.5\times10^7$cm　$A_l=10^8\text{cm}^2/s$，$\theta_2=35°$，$\theta_1=70°$，$|\psi_\Gamma|=30\times10^{12}\text{cm}^3/\text{s}$，冬季$\tau_{m\theta}=2.04\ \text{g/cms}^2$，夏季$\tau_{m\theta}=-0.4\ \text{g/cms}^2$，$\beta=0.56$。

1．风生环流

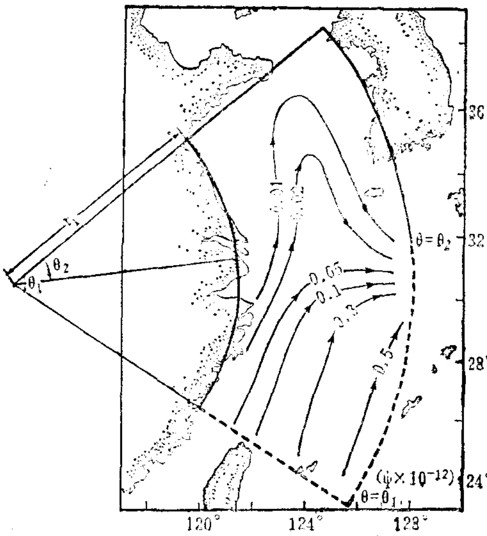

图1　冬季（1月）风生环流（计算值）
—为岸界；…为水界。

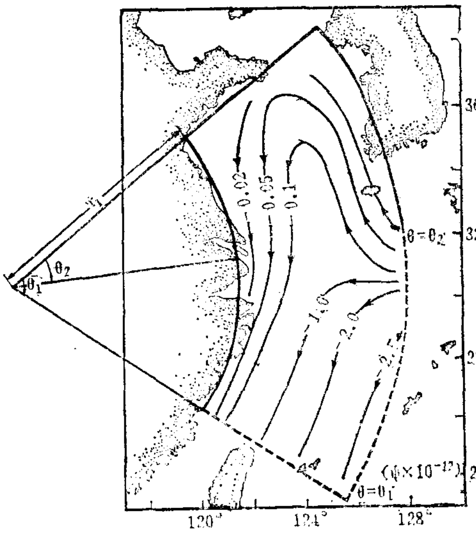

图2　夏季（7月）风生环流（计算值）
—为岸界；…为水界。

由图1可见：一支海流沿海区东部边界经济州岛和朝鲜半岛西岸进入黄海，后沿海区西部边界南流，经台湾海峡进入南海；另一支则向西南流动，在杭州湾外海124°E汇合沿岸南流。这支流的强度较前者约大两个量级（$\psi\sim 10^{12}cm^3/S$）。

在夏季（7月），整个考察海区的流场分布趋势与冬季相反（见图2），但其量值较冬季小一个量级（$\psi\sim 10^{11}cm^3/s$）。

如果将这一结果与 Byung Hochoi (1982) 基于二维非线性流体力学模式的数值研究结果相较，可以看出，在冬季则与北风(N)场作用下的流场分布相吻合；在夏季则与西南风（SW）场作用下的流場公布相一致。

2．黑潮所导致的环流

假定冬、夏两季黑潮的流量是不变的，则据公式(23)计算的结果表明，在30°N以北的黄海区有一逆时针环海流区，其中心约在34°N，124°E附近，中心最大值$|\psi|\sim 2.5\times 10^{12}cm^3/S$。在东海区则有一股由台湾海峡和以东海区（黑潮区）向东北流动，流速由海岸向外海递增，并在31°N附近辐聚，它恰与黑潮流轴相吻合（图3）。

风生环流的流函数比黑潮所引起的小1—2个量级，可见风对环流的影响仅起调节作用。

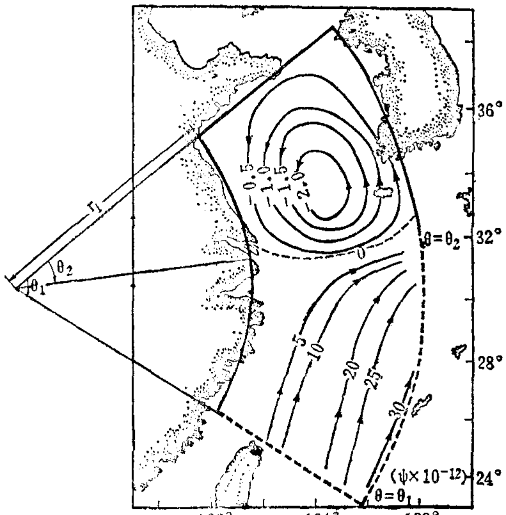

图3　黑潮所引起的环流（计算值）
——为岸界；----为水界。

THE ACTION OF WIND STRESS AND KUROSHIO SYSTEM ON THE CIRCULATION IN THE EAST CHINA SEA

Liu Fengshu
(*Institute of Oceanology, Academia Sinica*)

Abstract

The circulation in the East China Sea is described by using the balance equation of wind stress curl and lateral stress curl. Analysis shows that the Kuroshio system plays a determinant role and the wind stress only acts as an adjustment factor in generation of the circulation.