

巢纪平,冯立成. 风驱动下 f -平面准地转三维海洋环流的形成及总质量守恒的应用. 地球物理学报, 2007, 50(5):1319~1329
Chao J P, Feng L C. Formation of the f -plane quasi-geostrophic three-dimensional ocean circulation under wind-driven and the application of mass conservation. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2007, 50(5):1319~1329

风驱动下 f -平面准地转三维海洋环流的形成及总质量守恒的应用

巢纪平^{1,2},冯立成^{3,4}

1 国家海洋环境预报中心,北京 100081

2 国家海洋局第一海洋研究所,青岛 266061

3 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室,北京 100029

4 中国科学院研究生院,北京 100049

摘 要 将理想化的南中国海海盆在垂直方向上划分为 Ekman 层、惯性层和摩擦层。Ekman 层中的运动由大气风应力驱动,其底部的扰动压力将作为其下惯性层中运动的上边界条件。惯性层中的运动是由 f -平面三维非线性方程在准地转近似下位势涡度守恒控制,由此得到控制惯性层中运动关于扰动压力的三维椭圆型方程。在惯性层以下考虑到深层的海盆水平尺度很小,由此引进带有底部摩擦的线性控制方程,方程的边界条件为惯性层和摩擦层交界面上的扰动压力连续,沿海盆边界假定海水与相邻的固壁间无热量交换,由此设在海盆边界上扰动温度为零。在此基础上分别利用惯性层和摩擦层中的椭圆型控制方程计算了相应层次上冬、夏季的扰动压力和准地转流。结果表明冬季各层上以气旋式环流为主,且随深度的增加流速减小;夏季各层上以反气旋式环流为主,流速也随深度增加而减小。这在一定程度上和观测事实相符。

关键词 南中国海,准地转环流,斜压惯性运动,海水总质量守恒

文章编号 0001-5733(2007)05-1319-11

中图分类号 P732

收稿日期 2007-01-04, 2007-03-22 收修定稿

Formation of the f -plane quasi-geostrophic three-dimensional ocean circulation under wind-driven and the application of mass conservation

CHAO Ji-Ping^{1,2}, FENG Li-Cheng^{3,4}

1 National Marine Environment Forecast Center, Beijing 100081, China

2 First Institute of Oceanography, SOA, Qingdao 266061, China

3 LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China

4 Graduate University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract In this paper, we divide the idealized South China Sea basin into Ekman layer, inertial layer and friction layer in the vertical. Motion in the Ekman layer is driven by wind stress, and the perturbation pressure on the bottom will be the upper boundary condition of the inertial layer. Motion in the inertial layer is controlled by potential vorticity conservation derived from the f -plane three-dimensional nonlinear equation under quasi-geostrophic approximation, and then we can get the elliptic equation of the inertial layer. Considering that the horizontal-scale is small below the inertial layer, we introduce linear control equation with bottom friction. The

作者简介 巢纪平,男,1932年生,1954年毕业于南京大学气象系,中国科学院院士,从事动力气象、动力气候和海气相互作用研究。

E-mail: 321019chao@vip.sina.com

upper boundary condition of the equation is that the perturbation pressure on the interface of the inertial layer and the friction layer is equal. Supposing that the sea water has no heat exchange with the wall, the temperature along the basin wall can be set to zero. From the aboving, we calculated every level's perturbation pressure and quasi-geostrophic flow by using the ellipse equations in the inertial and friction layer. The results indicate that circulation in each level is cyclonic dominantly, the velocity decreases with depth, however, there is anti-cyclonic circulation in summer. It's according with the observation in some degree.

Keywords South China Sea, Quasi-geostrophic circulation, Baroclinic inertial motion, Sea water mass conservation

1 引言

南中国海(简称南海)是西太平洋最大的边缘海(图 1),其东为吕宋岛,西部和北部为亚洲大陆,南为印度尼西亚,形成一个半封闭海盆. 在其东半部为深水海域,位于 $4^{\circ}\text{N} \sim 22^{\circ}\text{N}$ 及 $110^{\circ}\text{E} \sim 120^{\circ}\text{E}$ 的水体平均深度约 2000 m,西北海域为宽幅约 200 ~ 300 km 的大陆架,西南海域则为较宽但水深较浅的巽他陆架与泰国湾. 南海通过窄而浅的水道同东海、苏禄海、爪哇海及印度洋相连. 与西太平洋的连接则为宽而深的吕宋海峡,其南北距离约为 400 km,水深在海峡中央可达 2000 m 以上.

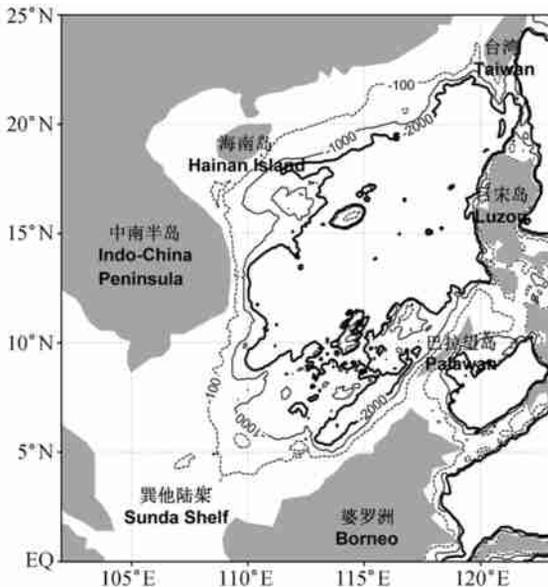


图 1 南海地形及等深线(单位: m)

Fig. 1 Geography and isobaths showing the bathymetry (unit: m) of the South China Sea

基于早期的水文观测、海表记录和船载浮标资料, Wyrki^[1]对南海环流进行了最早的系统性海洋学研究,指出南海中上层环流主要受季节性变化的季风系统及通过吕宋海峡的黑潮的影响. 随后许多学

者的工作证实了这一点. 如 Shaw 等^[2]的研究表明季节性反转的季风在上层环流的形成中起着重要的作用. Chu 等^[3]在 Wyrki^[1], Hellerman 等^[4]研究结果的基础上进一步指出在 4 ~ 8 月,弱的西南季风 ($\sim 0.1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$) 使得越南外海产生向北的沿岸急流,南海中部形成反气旋式环流; 11 月到次年 3 月,强的东北季风 ($\sim 0.3 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$) 驱动越南外海向南的沿岸急流,并在南海中部形成气旋式环流. 通过吕宋海峡的质量输送及黑潮以何种形式影响南海环流尚无定论,不同的作者给出了不同的结论^[1,5-8].

由于对流场的直接观测资料很少^[9],以往的研究多用历史水文资料^[1,10,11]或海洋数值模式进行模拟^[2,3,7,12],近年来卫星高度计资料也被一些学者应用到南海环流的研究中^[13,14]. 但从动力学的角度对南海环流进行的研究工作则较为欠缺,并且由于资料的缺乏和模式的局限性几乎没有对南海深层环流做过分析研究. 巢纪平等^[15]通过分析动力系统的本征值问题,给出了南海西边界急流形成的初步解释. 刘秦玉等^[16]和 Liu 等^[17]从 f -平面近似下斜压 Rossby 波调整的角度研究了季风驱动下的海洋环流,提出了南海海盆尺度环流满足 Sverdrup 平衡,风驱动是冬、夏季海洋环流的主要形成机制. 本文尝试不考虑斜压 Rossby 波的调整过程,只注重风驱动的结果,采用 f -平面准地转动力学来研究季节以上尺度南海环流.

本文试图用一个理想化的 f -平面准地转模型对南海三维环流的形成进行理论尝试. 将理想化的南海海盆在垂直方向上划分为 Ekman 层、惯性层和摩擦层, Ekman 层是一浅层,其中运动受大气风应力驱动,其下是由理想流体非线性方程控制的斜压准地转运动,运动遵从若干守恒律,再下面由于海盆的水平尺度愈来愈小,海盆边界的侧向摩擦变得重要而形成一摩擦层. 在这个理论模式中,考虑了海水在南边与大洋的交换以及在吕宋海峡与黑潮水的交换,并假定进、出南海海水的总质量是守恒的. 在这

三个不同物理过程耦合的分层模式的基础上,半解析、半数值地计算了冬、夏各层上的扰动压力及准地转流.

2 模式结构

考虑当冬季盛吹北风时,有一部分海水在南边流入印度洋,但又有一部分海水从吕宋海峡—是为了满足连续性要求,二是由运动造成的动压力分布在吕宋海峡形成内外压力差,驱使黑潮水流入南海.夏季在南风应力的作用下,海水运动方向与冬季相反,从南边流入南海,并从吕宋海峡流出.

作为理论研究不可能对完全真实的南海海盆进行,这里取南海的主体部分(4°N ~ 22°N, 110°E ~ 120°E)作为研究区域.设这一区域的北边界和西边界均为固体边界,南边界是完全开放的,东边界的东北部(吕宋海峡处)有一开口,其余部分则为固体边界.半封闭海的区域为: $x(0, L)$, $y(0, -Y)$, L 表示 x 轴方向长度, Y 为 y 轴方向长度.

在垂直方向上将海洋分成三层,表层是浅的 Ekman 层,厚度为 D ,受风应力驱动,由 Ekman 抽引在底部造成垂直运动,进而底部压力场或高度场的不均匀驱动中层运动.中层(惯性层)是理想流体,厚度为 H_g ,运动是非线性的,应用物理量的惯性守恒律来建立控制方程.在惯性层以下由于海盆尺度较小,海盆边界由地形产生的摩擦作用很强,这时惯性解失效,因此设为摩擦层,厚度为 H_f ,由摩擦控制下的运动来构成控制方程.设 Ekman 层和惯性层交界处 $z=0$,则惯性层和摩擦层的交界面为 $z=-H_g$,在交界面上压力场或高度场连续.

3 Ekman 层的运动方程

对于定常、线性、黏性的流体,其运动方程为

$$-fv = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$fu = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (2)$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} + g\vartheta, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$w = -\frac{1}{\rho_0} \vartheta, \quad (5)$$

式中 ρ_0 为湍流黏滞系数, $p = p/\rho_0$ 为静压力的偏

差, β 是流体的热膨胀系数, τ_0 为牛顿冷却的张弛时间, $\frac{dT}{dz}$ 为基本温度的垂直递减率(在此取成常数), ϑ 为扰动温度.

方程(1)、(2)对 x 、 y 交叉微分并由后者减去前者得到

$$f\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right). \quad (6)$$

应用连续性方程(4)并假定:在海表 $z=D$, $w=0$, $\partial u/\partial z = -v$, $\partial v/\partial z = u$;在 Ekman 层底 $z=0$, $w=w_e$, $\partial u/\partial z = -\partial v/\partial z=0$,并且如果只考虑经向风应力的作用,得到

$$z=0, w_e = \frac{1}{f}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right), \quad (7)$$

此即 Ekman 抽引.将(5)式置换 w_e ,给出

$$z=0, \vartheta = -\frac{1}{f}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right). \quad (8)$$

(7)、(8)式表明,气旋性风应力旋度在 Ekman 层底(温跃层顶)产生上升流或负温度距平.

进而,应用(3)式得

$$z=0, \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{g}{f}\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right). \quad (9)$$

如设在这一高度上运动已具有准地转性,即

$$v = \frac{1}{f}\frac{\partial p}{\partial x}, \quad (10)$$

则

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -\left(\frac{g}{f^2}\right)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}. \quad (11)$$

进一步设在海表 $z=D$, $v=0$,在 Ekman 层底 $z=0$, $v=v_w$,从而得到

$$|y| > 0, v_w = \left(\frac{gD}{f^2}\right)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}. \quad (12)$$

关于风应力在研究区域中可设为 $\tau_0 = \tau_0 e^{-x}$.

注意到 $y=0$ 是区域的北边界,由向南(北)流必然引起边界附近的涌升流(下沉流),但涌升流(下沉流)主要发生在边界附近的侧向边界层中.设边界层的宽度为 δ ,则涌升流(下沉流)可从下面的公式中计算出.由连续性方程,并考虑前面假定的 Ekman 层上、下层垂直速度,可得

$$\frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{w_e}{D}. \quad (13)$$

设涌升流(下沉流)的分布为

$$|y| < \delta, w_e = w_e^0 e^{-y/\delta} e^{-x}, \quad (14)$$

由此得侧向边界层中的离岸流(向岸流)为

$$|y| < \delta, v_b = -\frac{1}{D}w_e^0(1 - e^{-y/\delta})e^{-x}. \quad (15)$$

注意到固壁上无质量流出 (流入) $y = 0, v_b = 0$. 由于离岸流 (向岸流) 实际上由风生流引起, 因此它在 x 方向的分布与风生流相同.

取重力波波速为 $C = \sqrt{gH}$, $v_b \sim C, x, y \sim l = C/f$ (Rossby 变形半径), $w_e^0 \sim \frac{D}{C}, y \sim \frac{y}{0}, v_w \sim (D/H) (\delta/H)$, 则 (12) 式无量纲化后得

$$v_w = a^2 e^{-x}. \tag{16}$$

(15) 式无量纲化得

$$v_b = -b(1 - e^{y/l})e^{-x}. \tag{17}$$

设在 $|y| = l$ 处, 风生流与离岸流 (向岸流) 衔接, 则有

$$v_w = v_b, a^2 = -b(1 - e^{-1}), \tag{18}$$

其中 a, b 为可调因子, 确保 v_b, v_w 的量级在合理范围内.

4 惯性层中的运动方程

对于斜压、非线性、定常的理想流体, 其运动方程为

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{\partial p}{\partial x}, \tag{19}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{\partial p}{\partial y}, \tag{20}$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} + g\delta, \tag{21}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{22}$$

$$u \frac{\partial \delta}{\partial x} + v \frac{\partial \delta}{\partial y} + w = 0. \tag{23}$$

方程 (19)、(20) 对 x, y 交叉微分, 并由后者减去前者得

$$u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + (u + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \tag{24}$$

式中

$$= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{25}$$

为相对涡度. 如果 $u, v \sim 10^{-1} \text{ m s}^{-1}, x, y \sim 10^5 \text{ m}$, 估计出 $\sim 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, 而 $f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 因此 $\ll f$, (24) 式在考虑了 (22) 式后为

$$u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} - f \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \tag{26}$$

对于水平尺度大于 100 km 的运动可引进地转近似

$$u = -\frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial y}, v = \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial x}, \tag{27}$$

由此

$$= \frac{1}{f} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}. \tag{28}$$

(26) 式改写成

$$J \left(p, \frac{1}{f} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) = f^2 \frac{\partial w}{\partial z}. \tag{29}$$

考虑 (21) 式, (23) 式改写成

$$J \left(p, \frac{\partial p}{\partial z} \right) = -fgw, \tag{30}$$

再对 z 微分得到

$$J \left(p, \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) = -fg \frac{\partial w}{\partial z}, \tag{31}$$

与 (29) 式联合给出

$$J \left(p, \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{f^2}{g} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) = 0, \tag{32}$$

由此得到

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{f^2}{g} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = F(p), \tag{33}$$

F 为 p 的普适函数, 设为 ηp .

取 $z \sim H, x, y \sim l = C/f$, 式中 C 的定义同上, 考虑到下层流体有其自身的动力学约束, Ekman 层的影响通过上边界条件起作用, 因此取 $u, v \sim C, w \sim \frac{H}{l} C, p \sim C^2, \delta \sim H$. 因此 (27) 式的无量纲形式为

$$u = -\frac{\partial p}{\partial y}, v = \frac{\partial p}{\partial x}, \tag{34}$$

(33) 式的无量纲形式为

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \eta p. \tag{35}$$

5 摩擦层中的运动方程

$$-fv = -\frac{\partial p}{\partial x} - Ku, \tag{36}$$

$$fu = -\frac{\partial p}{\partial y} - Kv, \tag{37}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{38}$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} + g\delta, \tag{39}$$

$$w = -\frac{1}{\delta}, \tag{40}$$

式中 K 为摩擦系数.

(36)、(37) 式对 x, y 交叉微分, 并由后者减去前者得

$$f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -K \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right), \tag{41}$$

考虑连续性方程(38),右端涡度仍采用准地转近似,(41)式改写为

$$\frac{f^2}{K} \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}. \quad (42)$$

联合(39)、(40)式得到

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{g} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}, \quad (43)$$

将(43)式代入(42)式,得到控制方程

$$\left[\frac{f^2}{gK} \right] \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0, \quad (44)$$

取 $z \sim H, x, y \sim l = C/f$, 式中 C 的定义同上,(44)式无量纲化后得

$$\left[\frac{1}{K} \right] \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 0. \quad (45)$$

6 质量守恒

对于半封闭海南端的坐标为 $y = -Y$, 在那里海洋是开放的,但只有经向流流入或流出半封闭海,而经向速度的分布设为

$$v_{y=-Y} = v_0 c_s \frac{(z+kH)^m}{H^m} e^{-x}, \quad (46a)$$

其中 c_s 为可调参数,(46a)式的无量纲形式为

$$v_{y=-Y} = v_0 c_s (z+k)^m e^{-x}, \quad (46b)$$

式中 v_0 是无量纲的,即已经除去了 C . 再利用(34)式可得南边界的扰动压力分布

$$p|_{y=-Y} = v_0 c_s (z+k)^m \frac{(1-e^{-x})}{x} + p_{b0}. \quad (47)$$

从海洋南边开口处即 $y = -Y$ 处,如不考虑 Ekman 层(很浅)的作用,则单位时间内流出的水量为

$$M_{y=-Y} = \int_0^{l/l-k} \int_0^0 v_{y=-Y}(x,z) dx dz, \quad (48)$$

考虑(46b)式后得

$$M_{y=-Y} = -v_0 c_s \frac{k^{m+1}}{m+1} \left(\frac{1-e^{-l}}{l} \right). \quad (49)$$

这部分从半封闭海南端流出大洋的质量,在保持海洋总质量守恒的条件下,需要从右上角开口处(吕宋海峡)流入相同的质量.

设吕宋海峡的流场形式为

$$u_l^x = -u_0 c_e \frac{(z+kH)^n}{H^n} \frac{y}{4l} \left(1 + \frac{y}{4l} \right), \quad (50a)$$

其中 c_e 为可调参数,(50a)式的无量纲形式为

$$u_l^x = -u_0 c_e (z+k)^n \frac{y}{4} \left(1 + \frac{y}{4} \right). \quad (50b)$$

这样从海洋东边开口处(宽为 y_0),不考虑 Ekman 层的作用,单位时间内流入的水量为

$$N_{x=l} = \int_0^{y_0} \int_0^k u(y,z) dy dz \\ = u_0 c_e \frac{k^{n+1}}{n+1} \frac{y_0^2 (6+y_0)}{16 \times 3}. \quad (51)$$

由总水量守恒有

$$M_{y=-Y} + N_{x=l} = 0, \quad (52)$$

即

$$v_0 c_s \frac{k^{m+1}}{m+1} \left(\frac{1-e^{-l}}{l} \right) \\ = u_0 c_e \frac{k^{n+1}}{n+1} \frac{y_0^2 (6+y_0)}{16 \times 3}. \quad (53)$$

7 边界条件

7.1 惯性层中边界条件

设在海洋西边界无海水进入,即

$$x=0, u_{x=0}=0, p_{x=0}=p_0 \text{ cons.} \quad (54)$$

在海洋北边界也没有海水流入,即

$$y=0, v_{y=0}=0, p_{y=0}=p_0 \text{ cons.} \quad (55)$$

令扰动压力等于 p_0 是为了使得 $x=0, y=0$ 处的扰动压力连续. 海洋东边界的扰动压力,在吕宋海峡即 $y = (-y_0, 0)$ 处,由(50b)式利用地转关系求得

$$x = \frac{l}{l}, p_l = u_0 c_e (z+k)^n \frac{y^2 (6+y)}{16 \times 3}, \quad (56)$$

在固体边界部分即 $y = (-Y, -y_0)$ 处为

$$x = \frac{l}{l}, p_e = u_0 c_e (z+k)^n \frac{y_0^2 (6+y_0)}{16 \times 3}. \quad (57)$$

海洋南边界的扰动压力由(47)式决定.

上边界风生流部分的扰动压力可由(16)式根据地转关系得到

$$p_w = a (1 - e^{-x}), \quad (58)$$

离岸流部分的扰动压力由(17)式根据地转关系得到

$$p_b = -b (1 - e^{y/l}) \frac{1 - e^{-x}}{x}. \quad (59)$$

下边界与摩擦层相连接.

7.2 摩擦层中边界条件

摩擦层上边界和惯性层下边界的扰动压力连续. 即 $z = -H_g, p_g = p_f$.

摩擦层中下边界及侧边界均为固壁,可近似认为是绝热的,即沿固壁 $\partial \vartheta / \partial n = 0$. 但由于本文采用了实际地形资料,边界条件取为 $\partial \vartheta / \partial n = 0$ 在计算上难以实现,因此取沿海盆扰动温度 $\vartheta = 0$ 来近似.

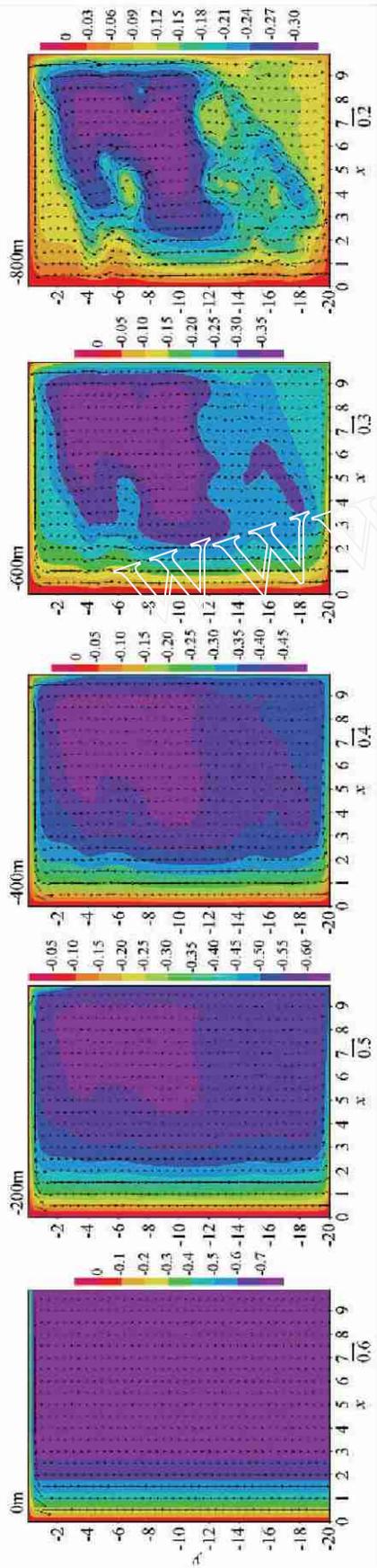


图 2 冬季惯性层中无量纲的准地转流及 p' 场

惯性层和摩擦层交界面高度为 -1000 m , 0 m 为惯性层顶.

Fig. 2 The nondimensional quasi-geostrophic flow and p' in the inertial layer in winter
 -1000 m isobath is the interface of inertial layer and the friction layer, 0 m indicates the top of friction layer.

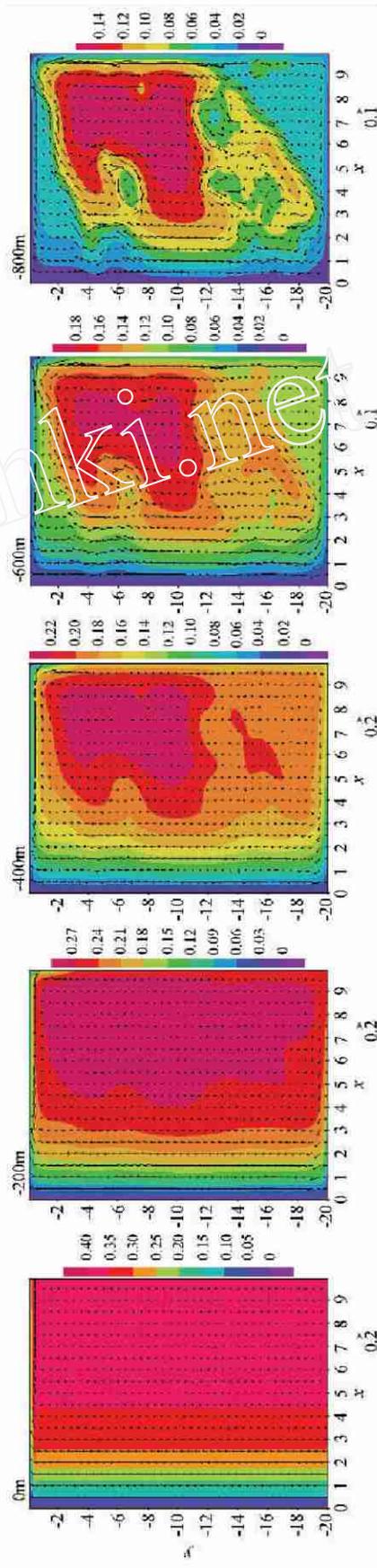


图 5 夏季惯性层中无量纲的准地转流及 p' 场

惯性层和摩擦层交界面高度为 -1000 m .

Fig. 5 The nondimensional quasi-geostrophic flow and p' in the inertial layer in summer
 -1000 m isobath is the interface of inertial layer and the friction layer.

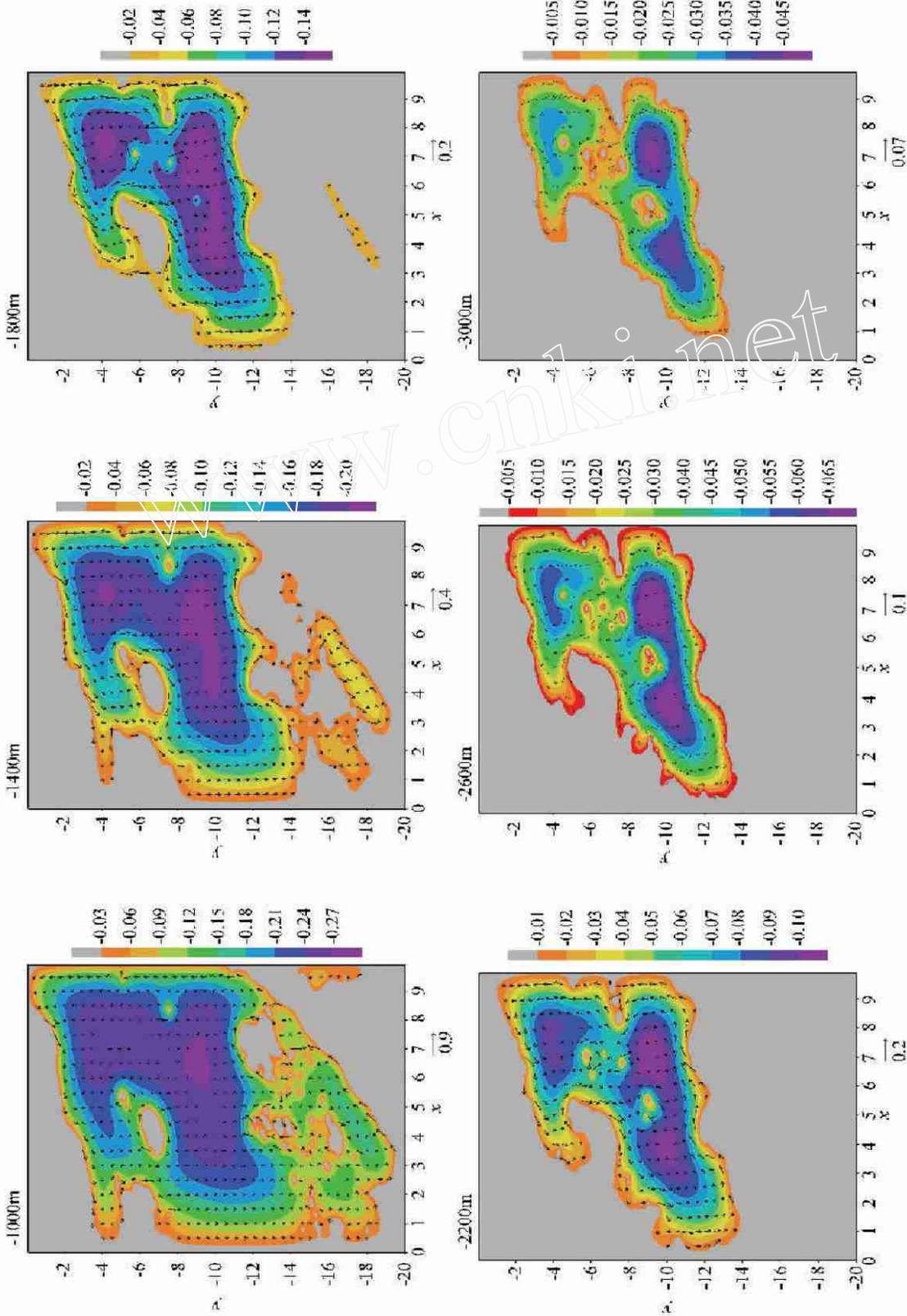


图 3 冬季摩擦层中无量纲的准地转流及 p' 场
 Fig. 3 The nondimensional quasi-geostrophic flow and p' in the friction layer in winter

8 计算实例

8.1 冬季扰动压力及流场

首先考虑冬季的情况. 对于研究区域 $4^{\circ}\text{N} \sim 22^{\circ}\text{N}$, $110^{\circ}\text{E} \sim 120^{\circ}\text{E}$, 其东西方向长 $L = 1000 \text{ km}$, 南北方向宽 $Y = 2000 \text{ km}$, 惯性层与摩擦层交界面高度设为 $z = -1000 \text{ m}$. 假定惯性层中完全为水体, 摩擦层则利用相应区域真实的海底地形边界. 其余参数取值见表 1. 计算中水平方向取 $x = 10 \text{ km}$, $y = 10 \text{ km}$, 垂直方向 $z = 200 \text{ m}$, 即将水平方向划分为 100×200 个网格, 垂直方向划分为 26 层. 利用第 7 节给出的边界条件及控制方程 (35) 和 (45) 求得区域各网格点上的 p , 再利用地转关系得到相应的 u, v 场.

表 1 试验参数设置

Table 1 Parameters in experiments

	u_0	v_0	y_0				k
冬	-0.3	-0.1	-4.0	0.795	0.046	0.5	1.0
夏	0.15	0.08	-4.0	0.624	0.142	0.5	1.0
	a	b	m	n	c_e	c_s	r
冬	-1.0	1.0	2	2	4.0	1.0	1.0
夏	0.6	-0.4	2	2	4.0	1.0	-1.0

图 2 为惯性层中的流场及扰动压力图, 可见表层除了北边界侧向边界层中由于离岸流的经向变化而由地转近似引起的纬向流外, 其余均为向南的经向流, 流速自西向东逐渐减小, 流向与等 p 线相平行. 在 -200 m 层上, 区域内出现 p 的闭合低值中心, 区域南部出现向东流, 东部出现向北流, 这样整个区域形成一个闭合气旋式环流. 再往下这一环流更加明显, 并且 p 场和流场随深度增加开始变得不规则起来, 凸现出地形的作用. 下部海水较深处对应于较大的 p 绝对值, 较浅处对应于较小的 p 绝对值, 在 -800 m 层上, 在一些原来岛屿所在位置的周围甚至形成了小的反气旋式环流. 总的来说, 从上往下 p 的绝对值减小, 流速减小, 地形作用加强.

图 3 为摩擦层中的流场及扰动压力图, 图中灰色阴影区域为海底. 在 -1000 m 层上, 由于实际地形的加入, 导致一些岛屿附近扰动压力梯度加大, 因而根据地转关系计算出的流场也出现一些虚假的大值, 但总体上流速小于 -800 m 层, 这是和实际相符合的. 摩擦层中的环流仍然以气旋式环流为主, 在四周为海水所包围的陆地周围形成一些小的反气旋式环流, 在下层 (-2200 m 以下) 海水被分割为几个

围绕深水区的的小的气旋式环流. 整个摩擦层从上往下 p 绝对值减小, 流速减小.

由于没有观测资料可供参考, 从哪个深度运动开始从惯性层进入摩擦层只能给一个估计, 上面计算取 $z = -1000 \text{ m}$ 是基于在这个深度南海海域整体上为水体, 不规则的岛屿一般在这个深度以下. 改变惯性层和摩擦层交界面的高度, 当取 $z = -2000 \text{ m}$ 时 (图略), 流场及扰动压力的变化较为缓和, 惯性层和摩擦层中从上到下扰动压力及流速仍为递减, 物理量场的形势无实质性变化.

在这个例子中, 由吕宋海峡进入南海的海水速度分布见图 4, 可见海水大部分在上层进入, 并且流速从上往下, 从中间向两边递减.

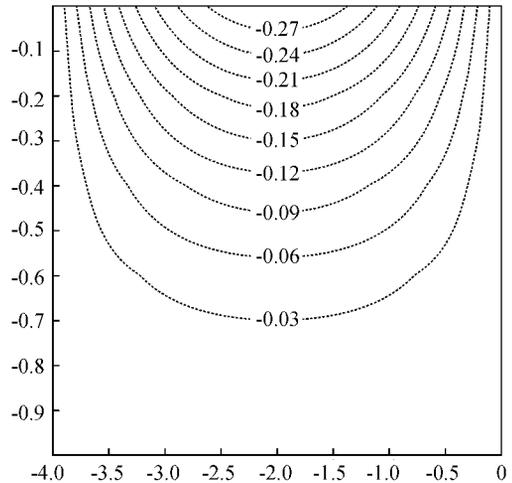


图 4 冬季吕宋海峡流速剖面

横轴表示经向方向, 纵轴为垂向, 均为无量纲形式. 等值线为无量纲流速, 负值表示向西流.

Fig. 4 The fluid velocity profile of the Luzon strait in winter

The lateral axis indicates the meridional and the vertical axis indicate the z -direction. The isobath is the nondimensional velocity, and negative value means westward flow.

8.2 夏季扰动压力及流场

夏季受南风应力影响, 参数取值见表 1. 图 5 为惯性层中的流场及扰动压力图, 在表层除了北边界侧向边界层中由于向岸流的经向变化而由地转近似引起的向东流外, 其余均为向北的经向流, 流速自西向东逐渐减小, 流向与等 p 线相平行. 在 -200 m 层上开始出现 p 的闭合高值中心, 区域南部出现向西流, 东部出现向南流, 这样整个区域形成一个闭合反气旋式环流. 再往下这一环流更加明显, 并且 p 场和流场随深度增加而变得更加不规则, 地形的作用逐渐加大. 下部海水较深处对应于较大的 p 值, 较浅处对应于较小的 p 值. 总体上, 从上往下 p 值减

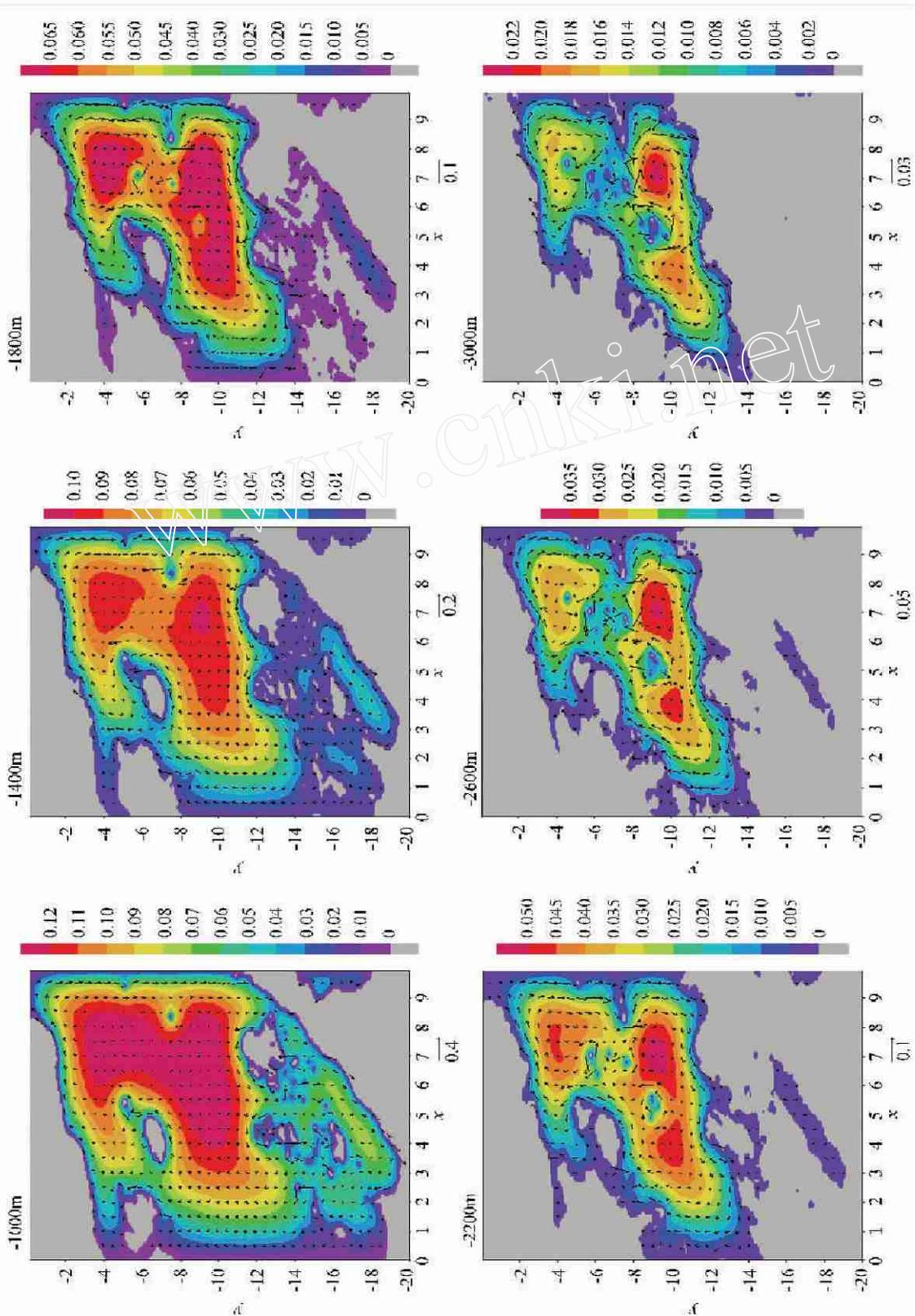


图 6 夏季摩擦层中无量纲的准地转流及 p' 场

Fig. 6 The nondimensional quasi-geostrophic flow and p' in the friction layer in summer

小,流速减小,地形作用逐渐加强.

图 6 为摩擦层中的流场及扰动压力图,图中灰色阴影区域为海底.在 -1000 m 层上,由于实际地形的加入,导致一些岛屿附近扰动压力梯度加大,因而根据地转关系计算出的流场也出现一些虚假的大值.摩擦层中的环流仍然以反气旋式环流为主,在四周为海水所包围的陆地周围形成一些小的气旋式环流,在下层(-2200 m 以下)环流被分割为几个围绕深水区的反气旋式环流.整个摩擦层从上往下 p 值减小,流速减小.

在这个例子中从吕宋海峡流出的海水的流速分布见图 7,可见流速从上到下,从中间向两边递减.

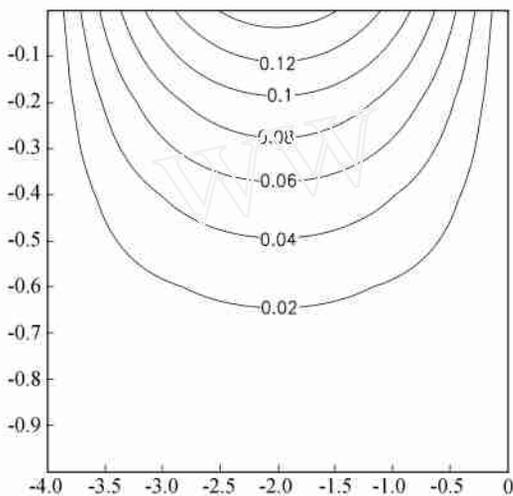


图 7 说明同图 4 但为夏季,正值表示向东流
Fig. 7 Same as Fig. 4 but for summer, the positive value means eastward flow

9 结 论

本文试图用一个理想化的 f -平面准地转模型对南海三维环流的形成进行理论尝试.在将理想的南海区域垂直方向分为 Ekman 层,惯性层和摩擦层的基础上计算了各层上冬、夏季的准地转流及扰动压力.结果表明冬季各层上以气旋式环流为主,且随深度的增加流速减小;夏季各层上以反气旋式环流为主,且随深度增加流速减小,这在一定程度上和上层已有的观测事实相一致.深层因无实际观测资料可比较,流场是否和本文的计算结果一致,上、下层的流场形势是否发生逆转,还需要进一步的探讨.但这一动力学方法的计算结果可以为这一海域建立区域模式提供参考.

需要指出的是由于理论分析必然是对实际情况

的理想化,这个理想化将会引进哪些重要的误差,因无观测可比尚不清楚.但一些具体的缺陷,如北边界上层的侧向边界层中由于采用地转近似导致出现偏离实际的地转流,及惯性层和摩擦层交界处较大的虚假流速以及摩擦层近似采用扰动温度为零而可能引起的误差等,这些都需要在以后的工作中加以改进.

参考文献 (References)

- [1] Wyrki K. Physical oceanography of the Southeast Asian waters. Naga Report, Vol. 2. Scientific Results of Marine Investigations of the South China Sea and the Gulf of Thailand 1959 - 1961. Scripps Institution of Oceanography, University of California at San Diego, 1961. 1 ~ 195
- [2] Shaw P T, Chao S Y. Surface circulation in the South China Sea. *Deep-Sea Res.*, 1994, **41**: 1663 ~ 1683
- [3] Chu P C, Rong Li. South China Sea isopycnal-surface circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 2000, **30**: 2419 ~ 2438
- [4] Helleman S, Rosenstein M. Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 1983, **13**: 1093 ~ 1104
- [5] Huang Q Z, Wang W Z, Li Y S, et al. Current characteristics of the South China Sea. In: Di Z, Yuan-Bo L, Cheng-Kui Z, eds. *Oceanology of China Seas*. Kluwer, 1994. 39 ~ 46
- [6] Qu T D. Upper layer circulation in the South China Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 2000, **30**: 1450 ~ 1460
- [7] Metzger E J, Hurlburt H E. Coupled dynamics of the South China Sea, the Sulu Sea, and the Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**: 12331 ~ 12352
- [8] Metzger E J, Hurlburt H E. The nondeterministic nature of Kuroshio penetration and eddy shedding in the South China Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 2001, **31**: 1712 ~ 1732
- [9] Xue H J, Chai F, Pettigrew N, et al. Kuroshio intrusion and the circulation in the South China Sea. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**, C02017, doi:10.1029/2002JC001724
- [10] Shaw P T. The intrusion of water masses into the sea southwest of Taiwan. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**: 18213 ~ 18226
- [11] Shaw P T. The seasonal variation of the intrusion of the Philippine Sea water into the South China Sea. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**: 821 ~ 827
- [12] 翟丽,方国洪,王凯.南海风生正压环流动力机制的数值研究. *海洋与湖沼*, 2004, **35**(4): 289 ~ 298
Zhai L, Fang G H, Wang K. Numerical study on the dynamics of wind driven barotropic circulation in the South China Sea. *Oceanologia Et Limnologia Sinica* (in Chinese), 2004, **35**(4): 289 ~ 298
- [13] Shaw P T, Chao S Y, Fu L. Sea surface height variations in the South China Sea from satellite altimetry. *Oceanol. Acta*, 1999, **22**: 1 ~ 17
- [14] 李立,许金电,靖春生等.南海海面高度、动力地形和环流的

- 周年变化——TOPEX/Poseidon 卫星测高应用研究. 中国科学 (D 辑), 2002, **32**(12): 978 ~ 986
- Li L, Xu J D, Jing C S, et al. Annual variation of sea surface height, dynamic topography and circulation in the South China Sea A TOPEX/Poseidon satellite altimetry study. *Science in China (Series D)* (in Chinese), 2002, **32**(12): 978 ~ 986
- [15] 巢纪平, 冯立成, 王东晓. 风生边界急流稳定性的渐进理论. 地球物理学报, 2006, **49**(3): 642 ~ 649
- Chao J P, Feng L C, Wang D X. Asymptotic theory of the wind-driven boundary jet's stability. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2006, **49**(3): 642 ~ 649
- [16] 刘秦玉, 杨海军, 刘征宇. 南海 Sverdrup 环流的季节变化特征. 自然科学进展, 2000, **10**(11): 1035 ~ 1039
- Liu Q Y, Yang H J, Liu Z Y. Seasonal variabilities of Sverdrup circulation in the South China Sea. *Progress in Natural Science* (in Chinese), 2000, **10**(11): 1035 ~ 1039
- [17] Liu Z Y, Yang H J, Liu Q Y. Regional dynamics of seasonal variability in the South China Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 2001, **31**: 272 ~ 284

(本文编辑 何 燕)

www.cnki.net