

黑潮季节变化对次级海洋环流的影响^{* 1}

肖 栋¹ 巢纪平^{2,3}

XIAO Dong¹ CHAO Jiping^{2,3}

1. 中国气象科学研究院, 北京, 100081

2. 国家海洋环境预报中心, 北京, 100081

3. 国家海洋局第一海洋研究所, 青岛, 266061

1. *Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081, China*

2. *National Research Center for Environmental Forecasts, Beijing 100081, China*

3. *The First Institute of Oceanography, State Oceanic Administration, Qingdao 266061, China*

2009-10-28 收稿, 2010-01-14 改回.

Xiao Dong, Chao Jiping. 2011. Influences of the Kuroshio seasonal variation on the oceanic sub-circulation. *Acta Meteorologica Sinica*, 69(4): 736-744

Abstract The Kuroshio valley is one of the most active air-sea heat exchange oceanic regions in the global oceans, and the heat carried by it plays an important role in the local air-sea interaction. The early studies in 1950 – 1960s found the relationship between the winter Kuroshio sea surface temperature and the summer precipitation over the Yangtze River valley. A 2.5-layer oceanic model is employed to investigate the influences of the Kuroshio seasonal variation on the oceanic sub-circulation from a dynamic view. Under the forcings of the heat source in winter as well as the heat sink in summer, the peak of the thermocline temperature anomaly is in the spring, lagging one season behind that of the heat source. The seasonal peak of the mixed-layer temperature anomaly is also in the spring. The anomalies of the mixed-layer temperature are positive from the winter to the summer and are negative in the autumn, which is consistent to the results of observational data. The mixed-layer temperature anomalies are generally equal to the thermocline temperature anomalies in the spring and are higher than those in the others seasons. The sub-circulations of the thermocline and mixed layers present the anticyclones in the winter shifting to the cyclones in the summer. These situations are conducive to the heat transfer to the seas nearby the eastern China in the summer.

Key words Kuroshio, Heat source, 2.5-layer oceanic model, Sub-circulation

摘 要 黑潮是全球大洋中和大气之间进行热量交换最多的海域之一, 它所携带的热量对局地的海-气相互作用具有重要影响。20 世纪 50—60 年代, 中国学者就发现冬季黑潮流域的海表温度与中国长江流域汛期降水存在着密切联系。文中利用一个两层半海洋模式主要从动力学角度探讨黑潮流域热源的季节变化对次级海洋环流的影响。结果表明, 在黑潮流域冬暖夏冷的外源强迫下, 温跃层的海温异常峰值比热源的峰值滞后一个季节, 春季的海温异常达到最大。混合层年平均海温异常为正, 从冬季到夏季均偏高, 春季最大, 仅秋季为负异常, 这与观测资料一致。混合层与温跃层的春季海温异常的量值大体相当, 在其他季节混合层的海温异常均高于温跃层。从冬季到夏季, 温跃层和混合层的次级环流呈现从气旋型环流到反气旋型环流的转变, 这样的异常环流在夏季有利于向中国东部附近海域输送热量。

关键词 黑潮, 热源, 两层半海洋模式, 次级环流

中图法分类号 P46

* 资助课题: 国家海洋局海洋领域应对气候变化业务化经费、国家科技部十一五科技支撑计划(2007BAC29B00)和中国气象科学研究院基本科研业务费。

作者简介: 肖栋, 从事动力气候学研究。E-mail: xiaodong@cams.cma.gov.cn

1 引 言

黑潮是全球大洋中海洋失热最多的海域,它所携带的热量对局地的海-气相互作用具有重要影响。吕炯等(1950,1964)发现西北太平洋特别是黑潮海域海表温度的高低和中国东部地区汛期的旱涝有密切的联系。后来的研究表明,冬季的黑潮海温和次年长江中下游地区5—6月的降水存在显著相关(巢纪平,1977;长期天气预报组,1978)。陈烈庭(1974)指出冬季黑潮的热状况除了影响本区上空的环流外,还可以影响到欧洲地区。进一步的研究表明(吴仪芳等,1983;李永康,1989;王黎娟等,2000),当冬季黑潮海温偏高(低)时,江淮流域、长江中下游及其以南地区汛期降水偏多(少)。赵永平等(1997)指出冬季黑潮海区海洋对大气的加热多时,夏季长江流域易出现降水偏多。李忠贤等(2004)通过合成分析研究了高、低海温对应的夏季环流异常。当黑潮海温偏高时,副热带高压(副高)偏强,位置偏南,夏季风偏弱,雨带位于长江中下游附近,有利于长江中下游降水偏多。谷德军等(2004)讨论了黑潮输送的异常环流对大尺度海-气相互作用的关系,指出黑潮输送的异常与太平洋年代振荡(PDO)和 ENSO 都有着密切的关系。任雪娟等(2007)指出冬季北太平洋地区存在独立于 ENSO 的海气耦合模态。朱伟军等(2010)的研究指出冬季北太平洋风暴轴活动和黑潮延伸体区域海表温度存在联系。李来芳(2009)指出,由于6月风应力在黑潮流轴以南为反气旋,以北为气旋的分布型使得黑潮流域的海温呈现北低南高分布,而这一模态的时间系数与6月降水的相关系数从冬季开始到6月达到最大。上述研究从统计分析的角度研究了冬季黑潮流域偏暖对局地大气环流异常和中国长江流域汛期降水的影响,缺乏从动力学角度来研究冬季黑潮偏暖所形成的强热源给北太平洋海洋次级环流的影响,进而缺乏对东亚或亚洲大气环流影响的研究。

综上所述,冬季黑潮海温异常对长江中下游地区汛期降水具有一定的预报意义。至于冬季黑潮海温异常增暖影响中国汛期的原因,李来芳(2009)指出热带地区表征 ENSO 变化的 EOF 第1模态的时间系数与表征黑潮异常的冬季西北太平洋海温异常的第1和第2模态的时间系数的相关都非常弱,这表明冬季西北太平洋的海表温度异常的时空分布很

可能是中纬度海区海洋内部动力过程和海-气相互作用的结果。因此,分两步来研究这个问题,第1步从动力学角度探讨黑潮流域热源的季节变化(冬暖夏冷)对次级海洋环流的影响。第2步耦合一个简单的大气模式来研究海洋和大气是如何相互作用的。

Cane(1979)提出一个简单的线性海洋两层半模式,余丰宁等(1991)将 Cane 的模式做了改进,考虑了海温的作用,数值试验表明海温对风应力的响应是有一定强度的;但是为使模式简化,将温跃层和混合层密度、温度假设是相同的。巢纪平(1999)提出了低频近似,使模式的近似度一致协调,并将混合层及温跃层的温度、密度取成不同值,这样更接近实际海况,能用来研究本文所提出的现象。

为了分析黑潮冬季偏暖年的次年黑潮海域海表温度异常的季节变化,采用 NOAA 提供的由 Smith 等(2004)改进的扩展重建的全球海表温度场(ERSST v3),分辨率为 $2^\circ \times 2^\circ$ 。资料时段为 1948 年 1 月至 2009 年 8 月。

2 模 式

2.1 控制方程

取海岸线为南北走向,研究大尺度洋流如黑潮自身的季节变化而造成邻近次尺度海洋状态的变化,大尺度洋流只出现在次表层,标以 V ,分析两层流体中的次级环流。

将海洋分为两层(图 1),上层厚度 η 不变,但具有自身的密度(ρ_1)和温度(T_1),这一层可以认为是混合层;下层厚度为 h ,密度(ρ_2)和温度(T_2)可认为是温跃层。

定义垂直平均量为

$$\begin{cases} \hat{q}^s = \eta^{-1} \int_{z_\eta}^{z_1} q dz \\ \hat{q}^b = h^{-1} \int_{z_2}^{z_\eta} q dz \\ \hat{q} = (h + \eta)^{-1} \int_{z_2}^{z_1} q dz = (h + \eta)^{-1} (h\hat{q}^b + \eta\hat{q}^s) \end{cases} \quad (1)$$

式中,上标 s 和 b 分别表示混合层和温跃层。 z_1 为海气界面, z_η 为混合层与温跃层界面, z_2 为温跃层与准静止层的界面。在上、下两层的界面上有垂

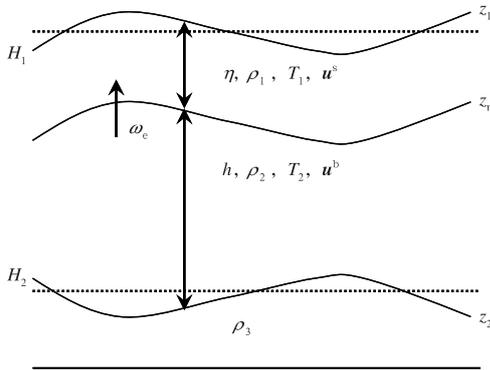


图1 海洋两层半模式结构

(巢纪平等,2002)

Fig.1 Configuration of the 2.5-layer oceanic model (after Chao, et al, 2002)

直运动。

$$w(z_1) = \frac{dz_1}{dt} \tag{2}$$

设通过 $z = z_\eta$ 面另有一挟卷速度 w_e , 于是有

$$w(z_\eta) = w(z_1) + w_e \tag{3}$$

应用连续方程后有

$$w_e = w(z_\eta) - w(z_1) = \int_{z_\eta}^{z_1} \nabla \cdot \mathbf{u} dz = \eta \nabla \cdot \mathbf{u}^s \tag{4}$$

将连续性方程从 z_1 到 z_2 积分得

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (\eta \mathbf{u}^s + h \mathbf{u}^b) = 0 \tag{5}$$

设混合层的扰动温度为 T'^s , 有方程

$$\frac{\partial T'_1}{\partial t} + w^s \left(\frac{dT_1}{dz} \right)_s = Q_1 \tag{6}$$

式中, Q_1 为混合层从背景场获得的热量。近似地取

$$w^s = \delta w_e = \delta \eta \nabla \cdot \mathbf{u}^s \tag{7}$$

式中, $\delta < 1$, 设 $\left(\frac{dT_1}{dz} \right)_s \approx \frac{\Delta \bar{T}_1}{\eta}$, $\Delta \bar{T}_1$ 为混合层上、下的背景温度差, 故有

$$\frac{\partial T'_1}{\partial t} + (\delta \Delta \bar{T}_1) \nabla \cdot \mathbf{u}^s = Q_1 \tag{8}$$

类似地, 设温跃层的扰动温度为 T'^b , 如考虑了大尺度缓变的经圈流平流作用, 在这里假定大尺度经圈流只存在于温跃层中, 则有方程

$$\frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial T'_2}{\partial y} + \left(\frac{dT_2}{dz} \right)_b w^b = Q_2 \tag{9}$$

式中, Q_2 表示温跃层从背景场获得的热量, 取 $w^b \approx \frac{1}{2} (\eta \nabla \cdot \mathbf{u}^s + h^* \nabla \cdot \mathbf{u}^b)$, 其中 h^* 为 h 的平均值, 并

设 $\left(\frac{dT_2}{dz} \right)_b \approx \frac{\Delta \bar{T}_2}{h^*}$, 于是有

$$\frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial T'_2}{\partial y} + \frac{\Delta \bar{T}_2}{2} \left[\left(\frac{\eta}{h^*} \right) \nabla \cdot \mathbf{u}^s + \nabla \cdot \mathbf{u}^b \right] = Q_2 \tag{10}$$

注意到, 在此没有考虑 $\frac{\Delta \bar{T}_2}{2} \frac{\partial V}{\partial y}$, 假定这一气候项已被其他的气候过程平衡掉, 或假定背景经圈流在研究区域中是南北均匀的。

如果设 $z_1 = H_1 + \eta_1$, $D = H_1 - H_2$, 其中, H_1 和 H_2 分别为海洋无运动状态下海气界面和温跃层与准静止层界面的距离, D 为海洋无运动状态下的厚度, 而 η_1 和 η_2 是在运动状态下对这两个平均界面的扰动。设 $P(z_1) = P_0$, 容易得出各层静压力的分布为

$$\begin{cases} P_1 = P_0 + \rho_1 g(z_1 - z) \\ P_2 = P_0 + \rho_1 g \eta + \rho_2 g(z_\eta - z) \\ P_3 = P_0 + \rho_1 g \eta + \rho_2 g h + \rho_3 g(z_2 - z) \end{cases} \tag{11}$$

在 z_2 处, $P_2 = P_3$, 由准静力平衡假定 $\nabla P'_3 = 0$, 由此得

$$\nabla \eta_1 = \frac{\rho_3 - \rho_2}{\rho_3} \nabla h + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\rho_3} \nabla \rho_2 \tag{12}$$

另外, 取准不可压缩近似, 即

$$\frac{\nabla \rho}{\rho} = -\alpha \nabla T \tag{13}$$

式中, α 为海水的膨胀系数, 由此有

$$\frac{1}{\eta} \int_{z_\eta}^{z_1} \left(-\frac{\nabla P_1}{\rho_1} \right) dz = -g' \nabla h + g(\eta_2 - \eta_1) \alpha \nabla T'_2 + \frac{1}{2} g \eta \alpha \nabla T'_1 \tag{14}$$

$$\frac{1}{h} \int_{z_2}^{z_1} \left(-\frac{\nabla P_2}{\rho_2} \right) dz = -g' \nabla h + g \left(\eta_2 - \eta_1 + \frac{h}{2} \right) \cdot \alpha \nabla T'_2 + g \eta \alpha \nabla T'_1 \tag{15}$$

式中, $g' = g \left(\frac{\rho_3 - \rho_2}{\rho_3} \right)$ 为约化重力。

在上面各种近似下, 模式的控制方程在略去非线性平流项后为

$$\frac{\partial \mathbf{u}^s}{\partial t} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u}^s = -g' \nabla h + \frac{\eta}{2} g \alpha \nabla T'_1 + (\eta_2 - \eta_1) g \alpha \nabla T'_2 \tag{16}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}^b}{\partial t} + V \frac{\partial \mathbf{u}^b}{\partial y} + f \mathbf{k} \times \mathbf{u}^b = -g' \nabla h + \eta g \alpha \nabla T'_1 + \left(\frac{h^*}{2} + \eta_2 - \eta_1 \right) g \alpha \nabla T'_2 \tag{17}$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\eta \nabla \cdot \mathbf{u}^s + h^* \nabla \cdot \mathbf{u}^b) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial T'_1}{\partial t} + \left(\frac{1}{2} \Delta \bar{T}^*\right) \nabla \cdot \mathbf{u}^s = Q_1 \quad (19)$$

$$\frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial T'_2}{\partial y} + \frac{1}{2} \Delta \bar{T}^* \left[\left(\frac{\eta}{h^*}\right) \nabla \cdot \mathbf{u}^s + \nabla \cdot \mathbf{u}^b \right] = Q_2 \quad (20)$$

2.2 正压模和斜压模

将运动分成正压模和斜压模分量,定义成

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{u}} = \frac{1}{D}(h^* \mathbf{u}^b + \boldsymbol{\gamma} \mathbf{u}^s) = \boldsymbol{\gamma} \mathbf{u}^s + (1 - \gamma) \mathbf{u}^b \\ \bar{\mathbf{u}} = \gamma(\mathbf{u}^s - \mathbf{u}^b) \end{cases} \quad (21)$$

式中, $\gamma = \eta/D$, 考虑到 $\eta \ll D$, $(\eta_2 - \eta_1) \ll h^*/2$, 同时考虑近似式

$$\mathbf{u}^b = \frac{\hat{\mathbf{u}} - \boldsymbol{\gamma} \mathbf{u}^s}{1 - \gamma} \approx \frac{\hat{\mathbf{u}}}{1 - \gamma} \rightarrow (1 - \gamma)V \frac{\partial \mathbf{u}^b}{\partial y} = V \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial y}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\gamma} \mathbf{u}^s &= \boldsymbol{\gamma} \mathbf{u}^s - \bar{\mathbf{u}} \rightarrow \boldsymbol{\gamma} V \frac{\partial \mathbf{u}^s}{\partial y} = \boldsymbol{\gamma} V \frac{\partial \mathbf{u}^s}{\partial y} - V \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} \\ &\approx -V \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} \end{aligned}$$

式中, V 是背景场速度。

由此正压模和斜压模方程分别为

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial t} + V \frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial y} + f \mathbf{k} \times \hat{\mathbf{u}} = -g' \nabla h + \frac{1}{2} g \alpha (2\eta \nabla T'^s + h^* \nabla T'_2) \quad (22)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + V \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} + f \mathbf{k} \times \bar{\mathbf{u}} = -\frac{\gamma}{2} g \alpha (\eta \nabla T'_1 + h^* \nabla T'_2) \quad (23)$$

$$\frac{\partial T'_1}{\partial t} + \frac{\Delta \bar{T}^s}{2\eta} \nabla \cdot (\boldsymbol{\gamma} \hat{\mathbf{u}} + h^* \bar{\mathbf{u}}) = Q_1 \quad (24)$$

$$\frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial T'_2}{\partial y} + \frac{1}{2} \Delta \bar{T}^b \left[\left(1 + \frac{\eta}{h^*}\right) \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} \right] = Q_2 \quad (25)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + D \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0 \quad (26)$$

假定混合层很浅,而温跃层很厚,即有 $\eta \ll h^*$, 同时不论是正压模或斜压模都是经圈半地转的,即研究的是海陆边界附近的海域,上述的方程简化成标量式为

$$f \hat{v} = g' \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{2} g \alpha h^* \frac{\partial T'_2}{\partial x} \quad (27)$$

$$f \bar{v} = \frac{\gamma}{2} g \alpha h^* \frac{\partial T'_2}{\partial x} \quad (28)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + V \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + f \hat{u} = -g' \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{2} g \alpha h^* \frac{\partial T'_2}{\partial y} \quad (29)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + V \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + f \bar{u} = -\frac{\gamma}{2} g \alpha h^* \frac{\partial T'_2}{\partial y} \quad (30)$$

$$\frac{\partial T'_1}{\partial t} + S_1 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) = Q_1 \quad (31)$$

$$\frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial T'_2}{\partial y} + S_2 \left[\left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) \right] = Q_2 \quad (32)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + D \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) = 0 \quad (33)$$

式中, $S_1 = \frac{1}{2} \frac{h^*}{\eta} \Delta \bar{T}_1$, $S_2 = \frac{1}{2} \Delta \bar{T}_2$ 。

2.3 简化求解

由式(27)、(29)和(28)、(30)分别给出

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial t \partial x} + f \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(V \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) = 0 \quad (34)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t \partial x} + f \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(V \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) = 0 \quad (35)$$

如果基本流沿 x 的变化远小于扰动流的变化,则式(34)和(35)可近似为

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial t \partial x} + f \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) + V \frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial x \partial y} = 0 \quad (36)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t \partial x} + f \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) + V \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x \partial y} = 0 \quad (37)$$

将式(33)和(27)代入式(36)得到

$$\begin{aligned} &\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{f^2}{g'D} \right) \frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial y} \right] h = \\ &\frac{1}{2} \frac{g \alpha h^*}{g} \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 T'_2}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (38)$$

类似地,将式(33)代入式(32),并应用关系式(28),给出 h 和 T'_2 的另一个关系式,为

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= \frac{D}{S_2} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) T'_2 - Q_2 \right] + \\ &\frac{1}{2} \gamma \alpha h^* \frac{gD}{f^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 T'_2}{\partial x^2} \end{aligned} \quad (39)$$

这是决定温跃层温度和厚度的联立方程。

如果基本流是时间的缓变函数,则由式(38)和(39)得到

$$\begin{aligned} &\left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{f^2}{g'D} \right) \frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial^3}{\partial y \partial x^2} \right] \cdot \\ &\left\{ \frac{D}{S_2} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) T'_2 - Q_2 \right] + \right. \\ &\left. \frac{1}{2} \gamma \alpha h^* \frac{gD}{f^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} - V \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 T'_2}{\partial x^2} \right\} = \\ &\frac{1}{2} \frac{g \alpha h^*}{g} \left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\partial^3 T'_2}{\partial t \partial x^2} \end{aligned} \quad (40)$$

对于浅混合层近似,可以认为 $\gamma \ll 1$,式(40)简化成

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y}\right) \left\{ \left[\left(1 - \frac{1}{2} \frac{g'}{g} \frac{h^*}{D} \alpha S_2\right) \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{f^2}{g'D} \right] \frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial^3 T'_2}{\partial y \partial x^2} \right\} = \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{f^2}{g'D}\right) \frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial^3}{\partial y \partial x^2} \right] Q_2 \tag{41}$$

取

$$Q_2(x, y, t) = \bar{Q}_2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{L_x - x}{L_x}\right) \sin(by) \sin\left(\frac{\pi}{4} + at\right)$$

则式(41)可化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y}\right) \left\{ \left[P_a \frac{\partial^2}{\partial x^2} - P_b \right] \frac{\partial T'_2}{\partial t} + V \frac{\partial^3 T'_2}{\partial y \partial x^2} \right\} = \left(-\frac{a}{L_x^2} \frac{\pi^2}{4} - P_b a\right) Q_2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{L_x - x}{L_x}\right) \sin(by) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} + at\right) - \frac{Vb}{L_x^2} \frac{\pi^2}{4} Q_2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{L_x - x}{L_x}\right) \cos(by) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} + at\right) \tag{42}$$

其中, $\bar{Q}_2 = 5 \times 10^{-3} \text{ K/s}$, $a = \frac{2\pi}{365 \times 24 \times 3600}$, $b =$

$$\frac{\pi}{L_y}, P_a = 1 - \frac{1}{2} \frac{g'}{g} \frac{h^*}{D} \alpha S_2, P_b = \frac{f^2}{g'D}.$$

文中所取的参数值如下: $dx = 88.96 \text{ km}$, $dy = 55.6 \text{ km}$, $dt = 6 \text{ h}$, $L_x = 4536.96 \text{ km}$, $L_y = 2279.6 \text{ km}$, $V = 3 \text{ m/s}$, $\eta = 50 \text{ m}$, $h^* = 150 \text{ m}$, $\gamma = 0.25$, $D = 200 \text{ m}$, $S_1 = \frac{1}{2} \frac{h^*}{\eta} \Delta \bar{T}_1 = \frac{1}{2} \times 3 \times 0.5 = 0.75 \text{ }^\circ\text{C}$, $S_2 = \frac{1}{2} \Delta \bar{T}_2 = \frac{1}{2} \times 5 = 2.5 \text{ }^\circ\text{C}$, $g = 9.8 \text{ m/s}^2$, $g' = 0.02 \text{ m/s}^2$, $f = 1 \times$

10^{-4} s^{-1} , $\alpha = 2.0 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, π 为圆周率。此外,

$$Q_1(x, y, t) = \bar{Q}_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{L_x - x}{L_x}\right) \sin(by) \sin\left(\frac{\pi}{4} + at\right)$$

其中, $\bar{Q}_1 = 1 \times 10^{-7} \text{ K/s}$ 。王东晓等(2002)指出径向不均匀加热会影响热带海盆定常环流,本文关注的是黑潮流域对热源的季节变化的响应,故主要考虑了热源的季节变化,如 Q_1 和 Q_2 。

3 结果分析

巢纪平(1977)指出,在(20°N,120°E)向东北至

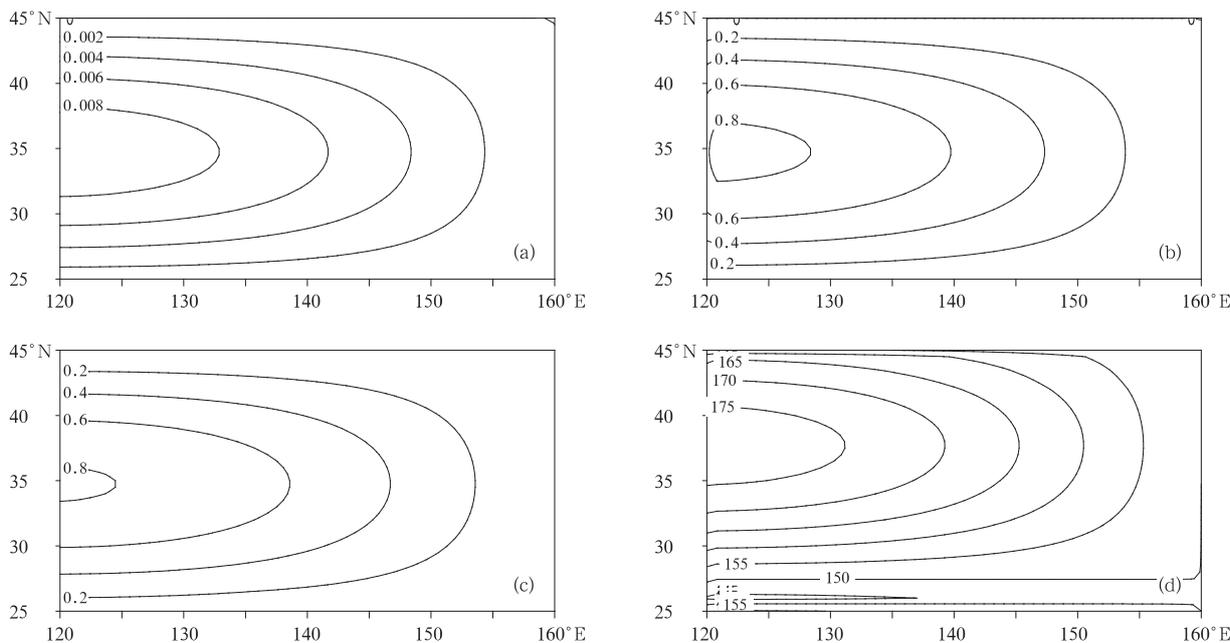


图2 黑潮流域(a)冬季热源 Q_2 (K/s), (b)春季温跃层海温异常 T'_2 (°C), (c)混合层海温异常 T'_1 (°C), (d)温跃层厚度 h (m)

Fig.2 (a) Winter heat source Q_2 (K/s), (b) spring thermocline temperature anomaly T'_2 (°C), (c) mixed-layer temperature anomaly T'_1 (°C) and (d) thermocline height h for the Kuroshio valley (m), respectively

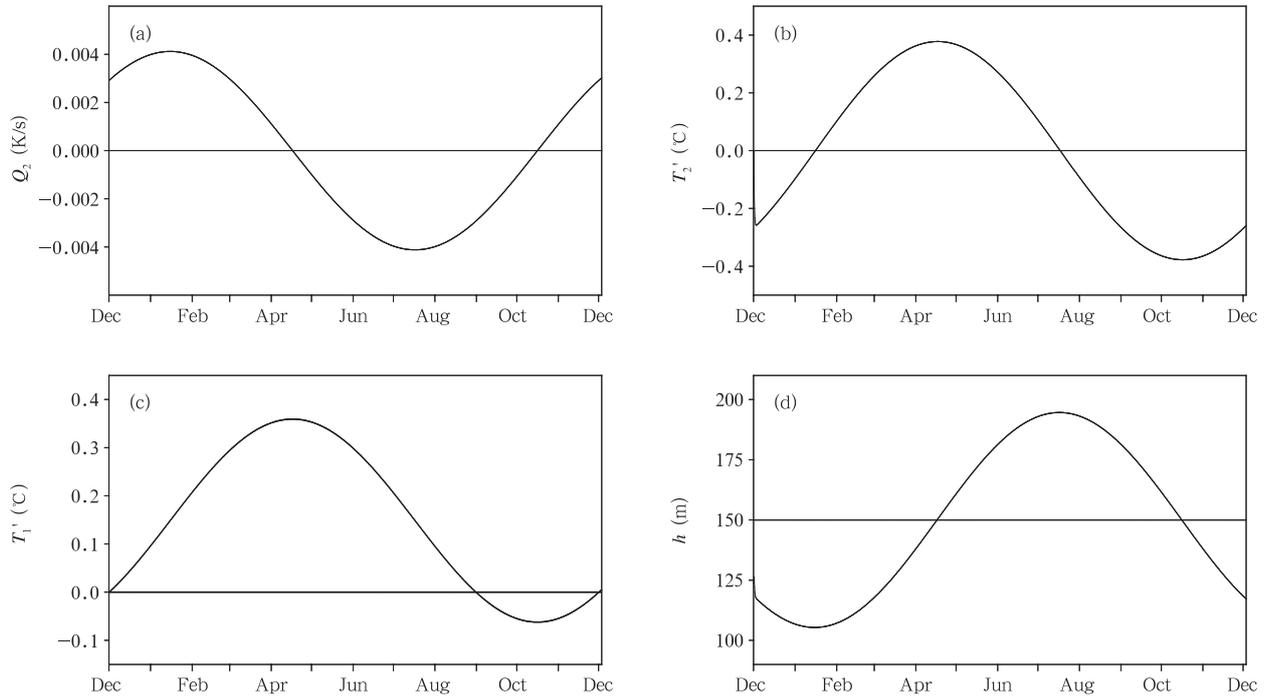


图3 黑潮流域平均的(a)热源 Q_2 , (b)温跃层海温异常 T_2' , (c)混合层海温异常 T_1' 和(d)温跃层厚度 h 的季节变化

Fig. 3 Seasonal variations of the (a) heat source Q_2 , (b) thermocline temperature anomaly T_2' , (c) mixed-layer temperature anomaly T_1' and (d) thermocline height h over the Kuroshio region, respectively

(50°N, 165°E)沿线各点的逐月变化和6月降水的相关系数在秋末至初春都呈现出显著的正相关。而且黑潮续流区净热通量分布呈现近似半椭圆型分布,因此,取研究区域为理想的矩形海盆。假设海岸线呈南北向,取所研究的黑潮流域位于(25°—45°N, 120°—160°E)。从图2a可以看出,冬季黑潮地区的热源为正值,总体上呈现为半椭圆型分布。表现为海岸附近热源强,离海岸越远,热源强度越弱,黑潮流域冬季热源的强度中心在35°N附近,南北对称分布。从图3a可以看出,热源 Q_2 冬季强,夏季弱,存在明显的季节变化。从热源的空间分布和强度的季节变化来讲,这样给定的热源适合于研究黑潮的季节变化对次级海洋环流的影响。

从冬季到夏季, Q_2 从正到负,黑潮流域是一个逐渐失去、释放热量的过程。温跃层的春季海温异常 T_2' (图2b)的分布和春季热源 Q_2 的分布型大体相似,整个流域的海温为正异常,中心最大温度异常在0.8°C以上。其中春季偏暖,秋季偏冷,从1月中旬到7月中旬温跃层海温维持正异常(图3b),其余

半年温跃层温度为负异常。可以看出,冬季黑潮所带来的热量对温跃层的海温起到了热力强迫的作用,使得温跃层海温在其后一个季节(春季)响应,即在春季达到最大。

混合层从背景场获得的外源强迫的平均值 \bar{Q}_1 比温跃层 \bar{Q}_2 小4个量级,春季的 T_1' 的分布型和 Q_2 的分布大体类似,呈现半椭圆型分布,中心温度在0.8°C以上(图2c)。从冬季开始,混合层的海温异常 T_1' 持续为正,到春季达到最大,夏季结束后转为

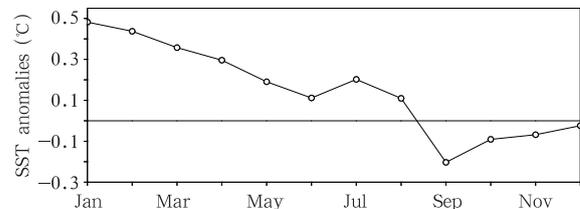


图4 基于当年冬季北太平洋海温偏高年合成的次年1至12月的北太平洋海表温度距平
Fig. 4 Compounded SST anomalies over the North Pacific from January to December in the next year based on the high North Pacific winter SST years

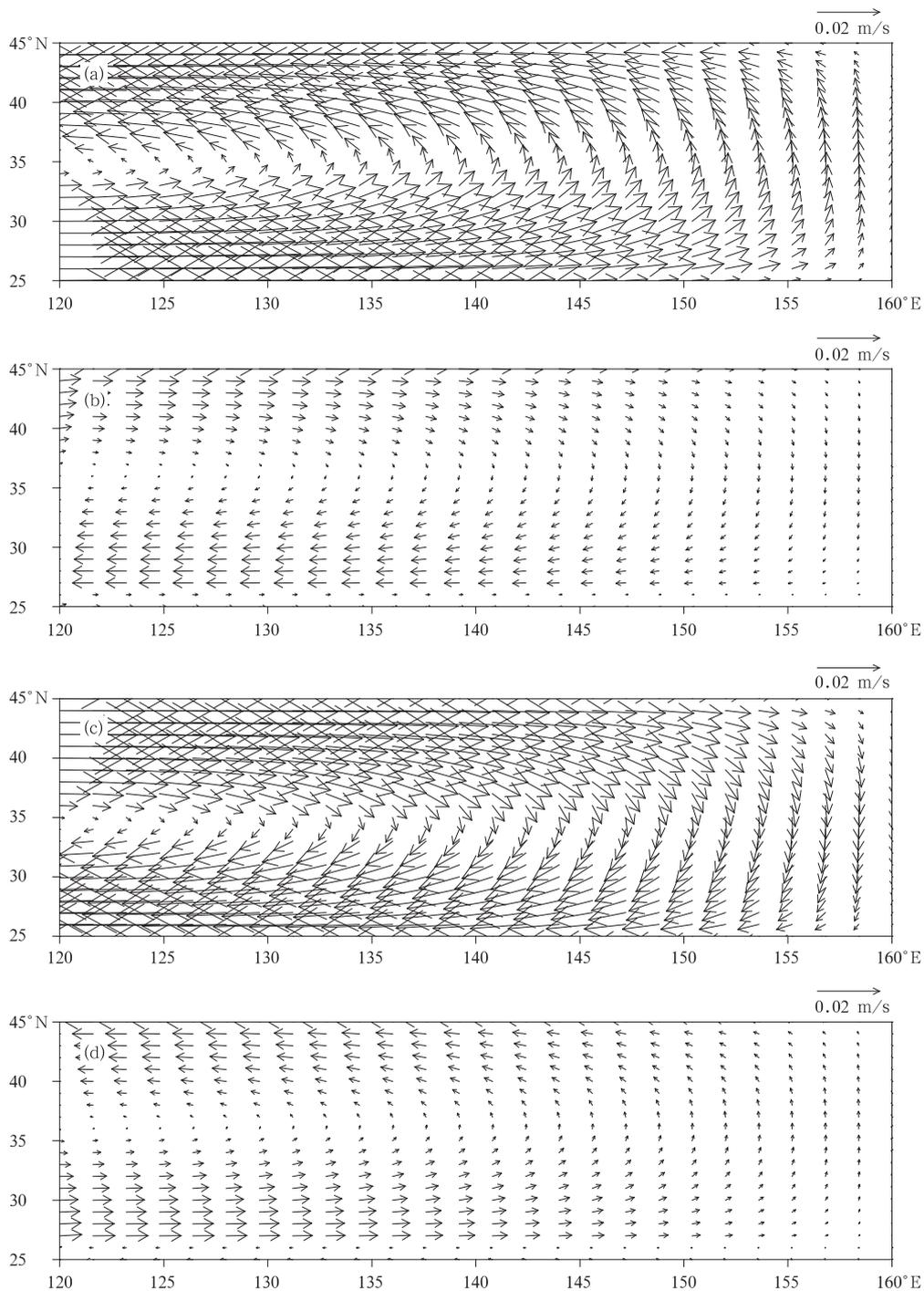


图5 混合层(a)冬、(b)春、(c)夏和(d)秋季的次级环流分布

Fig.5 (a) Winter, (b) spring, (c) summer and (d) autumn mixed-layer sub-circulation fields

负(图 3c),除了秋季以外,混合层其余 3 个季节的海温异常均为正值。可见,冬季黑潮的加热作用导致了春季这一地区海温异常达到最大,比热源的最大季节滞后一个季节。就年平均值而言,混合层海

温异常 T_1' 为正值。李来芳(2009)指出冬季黑潮偏暖时,该海域次年春季海温偏暖,表明这一地区的海温异常具有较好的持续性,这与本文的结果一致。黑潮流域温跃层厚度的分布大致呈现为半椭圆型,

而且中心略向北偏移(图 2d)。当黑潮流域冬季热源偏强时,温跃层为一年中最厚,从冬季到夏季,黑潮流域热源逐渐减弱,温跃层的厚度逐渐变浅,夏天达到最小(图 3d)。可见,温跃层的厚度和黑潮流域热源的强弱呈相反变化。

李来芳(2009)的研究表明,冬季海表温度(SST)的 EOF 第 1 模态为全场一致正异常分布,由第 1 模态的时间系数合成的高海温年的海表温度异常(SSTA)分布可以看出,由冬季至次年 6 月黑潮流域 SST 一直是偏高的,这与本文混合层海温异常的季节变化一致。而且,空间分布也呈现近似的半椭圆型,月平均的海温异常最大达 0.8°C ,与本文 T_1' 的中心值相当。只是 6 月 SSTA 的中心偏南,并指出这是由 6 月流轴以南的反气旋型大气环流异常通过埃克曼抽吸引起的,低海温年的分布与高海温年的相反。

进一步,本文采用 ERSST v3 海表温度资料,基于北太平洋(40°N — 50°N , 140°E — 180°)冬季海表面度的时间序列,对于大于一个标准差的高海温年(12 个样本年),合成其次年的北太平洋(35°N — 50°N , 120°E — 160°W)海温异常(图 4),从 1 月起海温异常逐渐减小,到 8 月仍维持正异常,从秋季开始转为负异常,这与本文混合层温度 T_1' 在黑潮偏暖年冬季至次年夏季为正异常的结论是一致的,只是本文的峰值为春季,而实际观测资料的峰值为当年 1 月,这可能是由于当年冬季的海表温度异常代表热源 Q_2 和混合层海温 T_1' 之和的缘故。

冬季黑潮流域热源偏强时,混合层流场冬季为气旋型环流异常,到春季变为弱的反气旋型环流异常,到夏季,反气旋性环流异常强盛(图 5),这种反气旋次级洋流有利于向中国大陆边界附近输送异常的热量。温跃层的环流和混合层的相似,只是流速略小(图略)。李来芳(2009)指出,冬季海表风应力为气旋性环流,从春季开始,海表风应力出现了反气旋风应力。可见,观测的海表风应力的季节变化和本文的次级海洋环流的变化是同步的。

4 结论和讨论

本文采用两层半海洋模式,从动力学角度探讨了黑潮流域热源的季节变化对次级海洋环流的影

响,主要得到如下结论:

在半椭圆型分布的冬暖夏冷的外部热源的强迫下,温跃层海温也呈现类似的半椭圆型分布,春季偏暖,秋季偏冷,偏暖季节比热源滞后一个季度(春季)。混合层的海温也是呈现半椭圆型分布,春暖秋冷,尤其是冬季至夏季都偏暖。偏暖季节仍然比热源滞后一个季度,但是,全年平均混合层海温平均偏暖,与观测资料的结果一致。冬季至夏季,黑潮流域温跃层的厚度逐渐变浅,从较强的气旋型环流异常逐渐变为较弱的反气旋型环流,到夏季逐渐增强为较强的反气旋型环流,这样的次级环流与观测的风应力变化是一致的。

冬季黑潮流域海温偏高时,给这一区域带来的热量,使得这一地区冬季和次年春、夏季节混合层海温得以维持正异常。而夏季次级海洋环流为反气旋型环流,有利于向大陆东部地区输送热量,加上风应力的分布与海洋环流的分布同为反气旋型环流,其作用将加强同期的次级海洋环流。

致谢:感谢季仲贞、王光辉和王斌研究员及刘海龙副研究员对差分格式和求解方法的建议和帮助,感谢冯立成和孙国栋博士的热心帮助。

参考文献

- 长期天气预报组. 1978. 冬季太平洋海水温度异常对我国汛期降水的影响. 中国科学院大气物理研究所集刊, 6: 1-12
- 巢纪平. 1977. 大尺度海气相互作用和长期天气预报. 大气科学, 2(3): 223-233
- 巢纪平. 1999. 热带斜压大气的适应运动和发展运动. 中国科学(D 辑), 29(3): 279-288
- 巢纪平, 陈鲜艳, 何金海. 2002. 热带西太平洋对风应力的斜压响应. 地球物理学报, 45(2): 176-187
- 巢纪平, 冯立成, 王东晓. 2006. 风生边界急流稳定性的渐近理论. 地球物理学报, 49(3): 642-649
- 陈烈庭. 1974. 1972 年冬季世界性天气异常的环流特征及其与海表水温的联系. 科学通报, 19(8): 372-375
- 谷德军, 王东晓, 袁金南. 2004. 黑潮输送的异常及其与大尺度海气相互作用的关系. 热带海洋学报, 23(6): 30-39
- 李来芳. 2009. 冬季黑潮海流热状况对东亚环流和我国大尺度降水的影响[D]. 北京: 中国科学院研究生院, 104pp
- 李永康. 1989. 黑潮海温与我国汛期降水及东亚高空流场的统计分析. 气象科学, 9(3): 263-275
- 李忠贤, 孙照渤. 2004. 1 月份黑潮区海温异常与我国夏季降水的关系. 南京气象学院学报, 23(2): 211-217
- 吕炯. 1950. 海水温度与水旱问题. 气象学报, 21(1): 1-19
- 吕炯, 张丕远, 陈恩久. 1964. 北太平洋温度场变率与长江中下游降

- 水异常. 中国科学, 13(9): 113-142
- 任雪娟, 杨修群, 韩博. 2007. 北太平洋冬季海-气耦合的主模态及其与瞬变扰动异常的联系. 气象学报, 65(1): 52-62
- 余丰宁, 巢纪平, 王立志. 1991. 热力和动力强迫对热带海洋运动影响的数值试验. 气象学报, 49(4): 458-468
- 王东晓, 陈举, 杜岩等. 2002. 热带海盆对热力强迫的线性响应. 地球物理学报, 45: 75-83
- 王黎娟, 何金海. 2000. 黑潮地区海温影响南海夏季风爆发日期的数值试验. 南京气象学院学报, 27(3): 374-380
- 吴仪芳, 李麦村. 1983. 江淮旱涝时北太平洋海温异常演变. 海洋学报, 5(1): 19-27
- 赵永平, 陈永利, 翁学传. 1997. 中纬度海气相互作用的研究进展. 地球科学进展, 12(1): 32-36
- 朱伟军, 李莹. 2010. 冬季北太平洋风暴轴的年代际变化特征及其可能影响机制. 气象学报, 68(4): 477-486
- Cane M A. 1979. The response of an equatorial ocean to simple wind stress patterns; I. Model formulation and analytic results. J Marine Res, 37(2): 233-252
- Smith T M, Reynolds R W. 2004. Improved extended reconstruction of SST (1854-1997). J Climate, 17: 2466-2477