

初始误差对双环流变异可预报性的影响

张 坤^{1,2}, 穆 穆^{1,3}, 王 强^{1,3}

(1. 中国科学院海洋研究所, 山东 青岛 266071; 2. 中国科学院大学, 北京 100049; 3. 中国科学院 海洋环流与波动重点实验室, 山东 青岛 266071)

摘要: 使用球坐标下 1.5 层约化重力浅水模式模拟海洋风生双环流, 结果显示双环流射流存在拉伸模态和收缩模态间的年际变化。以双环流从拉伸模态向收缩模态的转变过程为背景场, 利用条件非线性最优扰动(CNOP)方法, 考察初始误差对双环流变异可预报性的影响, 得到两类初始误差: 全局 CNOP 型和局部 CNOP(LCNOP)型, 两类初始误差对双环流变异的影响几乎相反。通过考察误差发展, 发现在射流从拉伸模态向收缩模态转变过程中, CNOP 型初始误差使射流弯曲程度变大, 并在预报时刻导致涡脱落; 而 LCNOP 型初始误差则使射流弯曲程度变小。相比 LCNOP, CNOP 型初始误差引起更大预报误差, 导致双环流变异的预报技巧下降更多。两类误差得到较大发展的区域可能存在正压不稳定, 使误差能够不断从背景场吸收能量进而得到快速发展。给出了两类使双环流变异预报技巧下降最大的初始误差, 在实际的数值预报中减少这两种类型的误差, 将有助于提高双环流变异的预报技巧。

关键词: 双环流变异; 条件非线性最优扰动(CNOP); 可预报性

中图分类号: P731.2 文献标识码: A 文章编号: 1000-3096(2015)05-0120-09
doi: 10.11759/hyxx20130304001

双环流(double gyre)是副热带海盆风生环流的典型模态。黑潮和湾流延伸体均为双环流的重要组成部分, 其流经海域是全球海气相互作用最强烈的区域之一^[1-2]。研究发现黑潮和湾流延伸体存在拉伸(elongation)模态和收缩(contraction)模态间的年际变化^[3-4], 这种变化会对副热带海表温度和气候产生重要影响^[3-5]。研究表明黑潮和湾流延伸体两种模态间的年际变化可以很好地被双环流射流变化表征^[6], 因此, 研究双环流变异对于理解黑潮和湾流延伸体低频变化有重要意义。

目前, 许多学者已经开展了关于双环流变异的研究, 主要考察模式参数对双环流变异的影响。Nauw 等^[7]研究了侧向摩擦对风生双环流射流不对称的影响; Moore^[8]和 Sura 等^[9]考察了不同风应力对双环流变异的影响; Primeau 等^[6]和 Primeau^[10]分别在准地转和浅水模式下通过改变黏性系数和风应力等参数考察双环流的多平衡态和低频变化。另外, 也有学者考察初始条件对双环流变异的影响, 但这方面的研究工作相对较少。例如在准地转模式下, Mahadevan 等^[11]利用线性奇异向量方法研究了双环流的可预报性, 他们指出奇异值可以衡量风生环流的可预报性, 并且认为在定常、周期和弱非周期的情形中, 风生双环流的可预报性由流场的大尺度结构决定, 而对于具有强混沌特性的流场, 其可预报性

受中尺度涡旋的影响较大。同样是在准地转模式下, Van Scheltinga 等^[12]利用条件非线性最优扰动(CNOP)方法研究了双环流稳定性, 探讨了不同风应力强迫下 CNOP 结构和发展, 他们的结果表明 CNOP 能够用于衡量风生环流平衡态的稳定性。但是这两项工作都是在准地转模式下进行的, 该模式忽略了上层厚度的变化, 而上层厚度变化及其伴随的非线性过程对双环流变异起十分重要的作用^[13-14]。相比准地转模式, 浅水模式能够考虑上层厚度的变化, 因此本文拟基于浅水模式研究双环流变异的可预报性。

本文将利用浅水模式模拟双环流及其变异, 并通过 CNOP 方法研究初始误差对双环流变异可预报性的影响。

1 模式介绍及模拟结果

1.1 模式介绍

本文使用的数值模式是球坐标下 1.5 层浅水模

收稿日期: 2013-03-04; 修回日期: 2013-04-23

基金项目: 国家自然科学基金项目(41230420); 中国科学院知识创新工程重要方向项目(KZCX2-EW-201); 青岛市基础科学研究计划项目(11-1-4-95-jch)

作者简介: 张坤(1988-), 男, 山东济宁人, 硕士, 主要研究海洋环流及其可预报性, E-mail: kunzhang@aliyun.com; 王强, 通信作者, 副研究员, E-mail: wang.qiang1017@163.com

式,下面给出模式无量纲化后的控制方程:

$$\begin{aligned} \varepsilon \left(\frac{du}{dt} - uv \tan \theta \right) - v \sin \theta &= -\frac{\varepsilon F}{\cos \theta} \frac{\partial h}{\partial \phi} + \\ E \left(\nabla^2 u - \frac{u}{\cos^2 \theta} - \frac{2 \sin \theta}{\cos^2 \theta} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) &+ F_\phi \\ \varepsilon \left(\frac{dv}{dt} - uv \tan \theta \right) + v \sin \theta &= -\varepsilon F \frac{\partial h}{\partial \theta} + \\ E \left(\nabla^2 v - \frac{v}{\cos^2 \theta} + \frac{2 \sin \theta}{\cos^2 \theta} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) &+ F_\theta \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{\cos \theta} \left[\frac{\partial(hu)}{\partial \phi} + \frac{\partial(hv \cos \theta)}{\partial \theta} \right] &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

在无量纲化过程中,上层厚度平均深度、长度尺度、水平速度尺度、平流时间尺度以及风应力大小尺度分别记为 H , r_0 (地球半径), U , r_0/U , τ_0 。方程(1)中, u 表示纬向流速, v 表示经向流速, h 是海洋上层的厚度, ϕ 和 θ 分别表示纬向和经向坐标, F_ϕ 和 F_θ 分别为:

$$F_\phi = \frac{\alpha \tau_\phi}{h} - \mu u, \quad F_\theta = \frac{\alpha \tau_\theta}{h} - \mu v \quad (2)$$

其中 τ_ϕ 和 τ_θ 分别表示风应力的纬向分量和经向分量。物质导数可表示为:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} + v \frac{\partial}{\partial \theta} \quad (3)$$

无量纲的模式参数的表达式为:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{U}{2\Omega r_0}, \quad F = \frac{g'H}{U^2}, \quad E = \frac{A_H}{2\Omega r_0^2}, \quad \alpha = \frac{\tau_0}{2\Omega \rho H U}, \\ \mu &= \frac{R_l}{2\Omega} \end{aligned} \quad (4)$$

其中, Ω , g' , A_H , R_l 分别表示地球自转角速度、约化重力加速度、侧向摩擦系数和界面摩擦系数。模式采用隐式差分,在积分过程中,能获得切线性矩阵和伴随矩阵,这为计算 CNOP 提供了极大便利。

1.2 参数设置及模拟结果

数值模拟区域为 5 600 km×2 800 km 矩形海盆,格点数为 260×125,边界条件为无滑动边界条件,时间步长设为 10 d,主要参数设置参见表 1,风应力与 Primeau 等^[6]所用的风应力相同,即为:

$$\begin{aligned} \tau^\phi &= -\tau_0 \left\{ \cos \left(\frac{2\pi y}{L_y} \right) + A_s \left[\frac{2}{\pi} \sin \left(\frac{2\pi y}{L_y} \right) - \frac{4y}{L_y} \cos \left(\frac{2\pi y}{L_y} \right) \right] \right\} \\ \tau^\theta &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

表 1 浅水模式中主要参数设置

Tab.1 The standard values of parameters in the shallow-water model

参数名称	参数值
上层厚度尺度	$H=600$ m
流速尺度	$U=0.1$ m/s ²
上层密度	$\rho=1028$ kg/m ³
风应力大小	$\tau_0=0.096$ Pa
侧向摩擦系数	$A_H=1060$ m ² /s
海盆东西方向长	$L_x=5600$ km
海盆南北方向长	$L_y=2800$ km
地球自转角速度	$\Omega=7.292 \times 10^{-5}$ /s
重力加速度	$g=9.8$ m/s ²
约化重力加速度	$g'=0.044$ m/s ²
界面摩擦系数	$R_l=1.458 \times 10^{-8}$ /s
地球半径	$r_0=6.37 \times 10^6$ m

L_y 为海盆南北方向长, A_s 是为风应力结构控制参数,本文中取 0.1。

完成设置后,先积分模式 10 a 作为启动阶段,然后继续积分 30 a。为考察双环流的不同状态,将区域 Λ ($0 \text{ km} \leq x \leq 2500 \text{ km}$, $900 \text{ km} \leq y \leq 1700 \text{ km}$) 的动能作为指数,即:

$$E_{\text{kin}}(t) = \int_{\Lambda} h(t) [u^2(t) + v^2(t)] dx dy \quad (6)$$

其中,区域 Λ 包含双环流西边界以及射流与涡旋强烈作用的区域,其动能大小可以较好地地区分双环流的状态^[15-16]: 能量高,双环流射流处于收缩模态;能量低,射流处于拉伸模态。图 1 为模式 10 a 到 40 a 区域 Λ 内动能的变化,动能存在明显年际变化。为直观了解高低动能对应的射流状态,图 2 画出模式 10 a 到 40 a 内高、低动能下对应的上层厚度平均场,

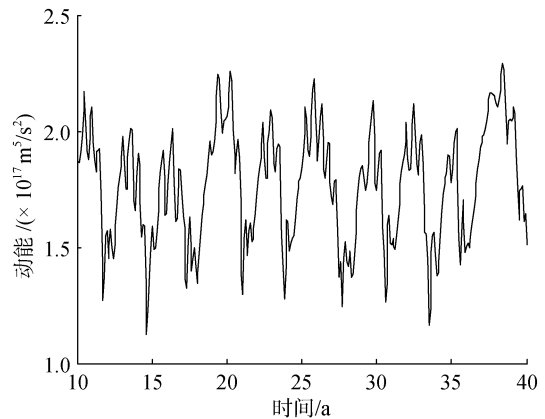


图 1 区域 Λ 动能随时间变化

Fig. 1 Time series of the kinetic energy in region Λ

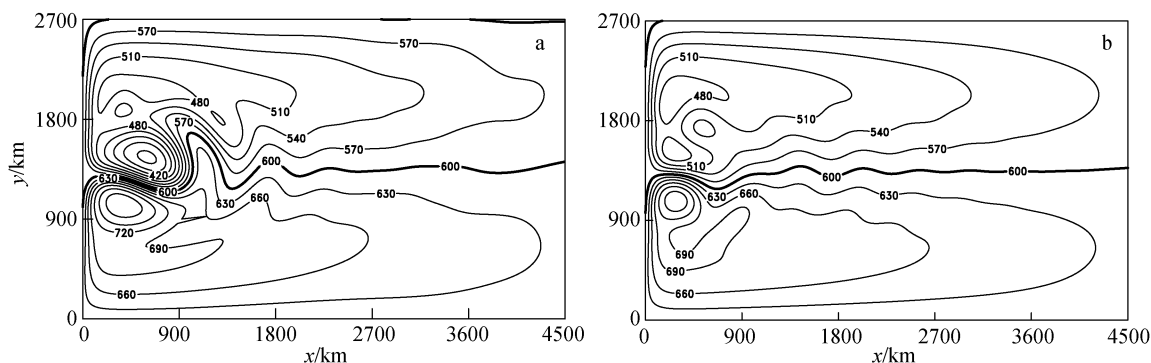


图2 高、低能量下的上层厚度平均场(m)

Fig. 2 Mean upper-layer thickness field(Units: m)

a.高能量; b.低能量

a. high kinetic energy ; b. low kinetic energy

其中加粗黑线为海洋上层厚度 600 m 等值线。动能大时, 双环流射流处于收缩模态, 动能小时, 双环流射流处于拉伸模态, 这与 Qiu 等^[17]的结果类似。

2 CNOP 方法简介及计算 CNOP 的基本设置

条件非线性最优初始扰动(CNOP-I)方法由 Mu 等^[18]首次提出, 主要用于寻找满足给定约束条件并在优化终止时刻得到最大发展的一类初始扰动。而为了研究模式参数对预报不确定性的影响, Mu 等^[19]提出条件非线性最优参数扰动(CNOP-P)方法, 主要用于寻找在给定参数扰动约束范围内, 在优化终止时刻导致最大预报不确定性的一类参数扰动。CNOP 方法能够克服线性近似方法的不足, 更好地考虑非线性过程对误差发展的作用, 并已在黑潮大弯曲路径可预报性及最优前期征兆^[20-21]、ENSO 可预报性^[22]、风生环流的稳定性^[12-23]、集合预报^[24]等领域得到成功应用。

下面对该方法简单介绍, 方程(1)离散后可形式地表示为:

$$X_t = M_t(X_0) \quad (7)$$

$X_0 = (u_0, v_0, h_0)$ 和 $X_t = (u_t, v_t, h_t)$ 是初始时刻和 t 时刻满足浅水模式(方程 1)的状态向量。于是条件非线性最优扰动问题可描述为求解 x_0^* , 使其满足以下方程:

$$J(x_0^*) = \max_{\|x_0\| \leq \delta} J(x_0) \quad (8)$$

其中, $x_0 = (u'_0, v'_0, h'_0)$ 为初始误差, $J(x_0)$ 为目标函数。由于动能可以区分双环流射流不同的状态, 所以定义目标函数为预报时刻区域 Λ 内扰动动能, 即:

$$J(x_0) = \frac{1}{2} \|M_t(X_0 + x_0) - M_t(X_0)\|^2 = \quad (9)$$

$$\frac{1}{2} \int_{\Lambda} (h_t + h'_t) [(u'_t)^2 + (v'_t)^2] dx dy$$

方程(9)中, u'_t 、 v'_t 和 h'_t 表示 t 时刻的误差。 δ 为初始扰动约束半径, 大小取 6×10^{-5} 。为估计所有可能的扰动对预报的影响, 初始扰动约束范数定义为积分整个区域内初始扰动总能量, 即:

$$\|x_0\|^2 = \frac{1}{2} \left\{ H \int [(u'_t)^2 + (v'_t)^2] dx dy + g' \int (h'_0)^2 dx dy \right\} \leq \delta^2 \quad (10)$$

其中, H 为模式参数, g' 为约化重力加速度。

背景场选取: 选模式 24.42 a 到 25.08 a 的变异过程为背景场, 优化时间为 240 d。以 24.42 a 为初始时刻, 图 3 给出 0, 90, 180 和 240 d(模式 25.25 a)时背景场的上层厚度分布。 $t=0$ d 时, 双环流射流处于拉伸模态; $t=90$ d 时, 南北两支环流交汇处的射流向南偏, 同时出现小弯曲; $t=180$ d 时, 弯曲已很明显; $t=240$ d 时, 弯曲程度达到最大。

优化算法: 采用 Spectral Projected Gradient Version 2 (SPG2)^[25]方法。

3 初始误差对双环流变异可预报性影响

3.1 CNOP 和 LCNOP

在图 3 中 0 d 的基态上计算条件非线性最优初始误差, 发现除了存在 CNOP(全局极大值点)外, 目标函数 $J(x_0)$ 在相空间内还存在一个局部极大值点(LCNOP)。CNOP 和 LCNOP 均在约束条件的边界上, 即 $\|x_0\| = \delta$ 。局部极大值也有比较明确的物理意义^[26],

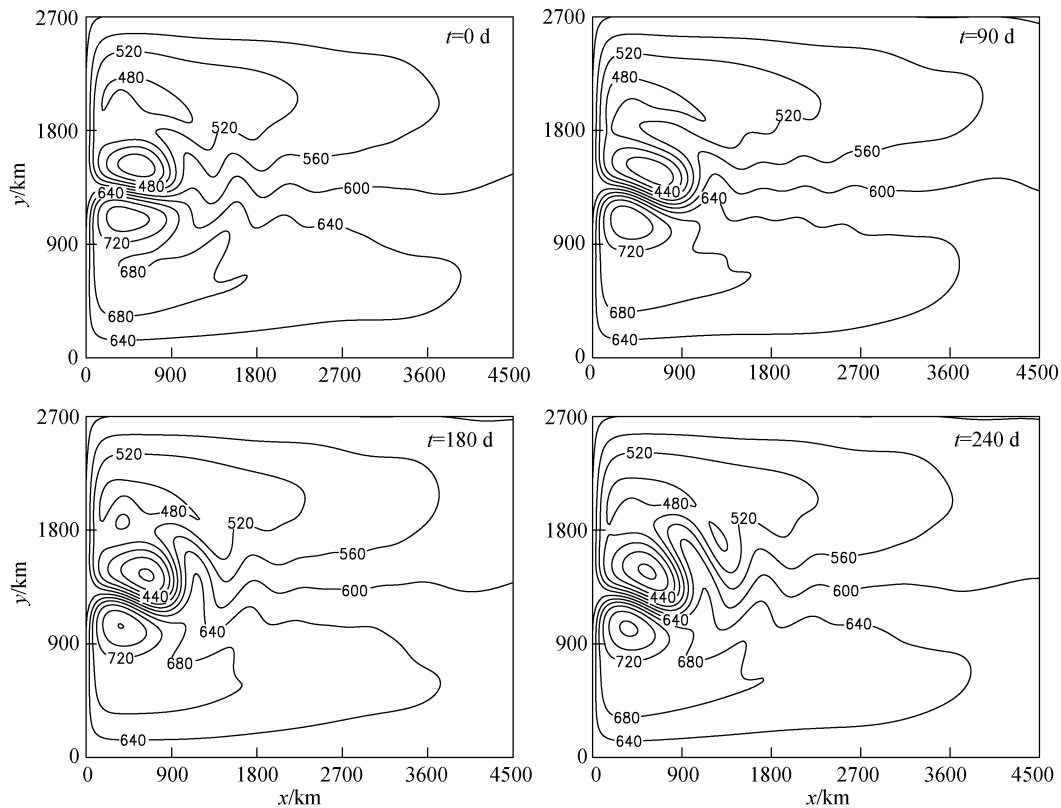


图 3 t 时背景场的上层厚度(m)

Fig. 3 The upper-layer thickness of background field at time t (Units: m)

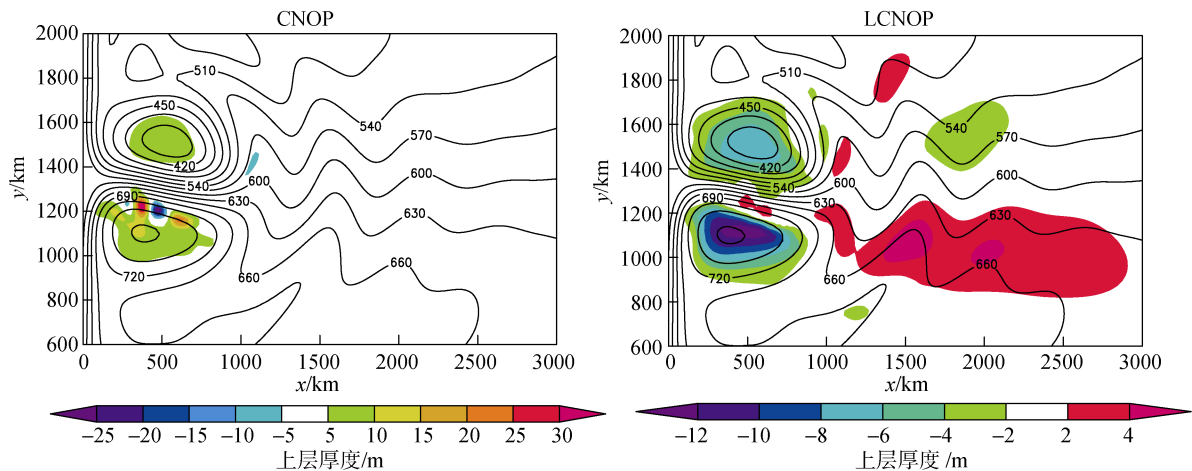


图 4 CNOP 和 LCNOP 的上层厚度分布

Fig. 4 Upper-layer thickness component of CNOP and LCNOP

等值线表示时间为 0 d 时背景场的上层厚度, 单位为 m

the upper-layer thickness of the initial background flow (contour), Units: m

因此同时考虑 CNOP 和 LCNOP 对双环流变异可预报性的影响。图 4 中阴影部分为初始误差上层厚度分量, 等值线为初始时刻背景场的上层厚度场。在 CNOP 的上层厚度分布图中, 有两个范围比较大的反气旋涡分布在海盆西侧射流的南北两侧, 处于南

侧的强度较大, 此外, 在两个反气旋中间存在一个范围小强度大的气旋涡; 而对于 LCNOP 的上层厚度分量分布, 有两个气旋涡分布在海盆西侧射流南北两侧, 处于南侧的强度较大, 此外, 在两个气旋涡之间以及下游区域存在强度小的反气旋涡。

3.2 预报误差

本部分着重研究两类初始误差对双环流变异可预报性的影响。目标函数值可以用来衡量预报误差的大小, CNOP 和 LCNOP 对应的目标函数值分别为 $9.1 \times 10^{13} \text{ m}^5/\text{s}^2$ 和 $5.7 \times 10^{13} \text{ m}^5/\text{s}^2$, 说明 CNOP 导致的预报误差大。为考察两类初始误差导致的预报误差是否显著, 分别将 CNOP 和 LCNOP 叠加到初始时刻背景场上(图 3), 积分非线性模式 240 d, 得到两个预报场。计算两个预报场相对于背景场在区域 Λ 内上层厚度的均方根误差(图 5), 均方根误差越大, 预报技巧下降越多。图 5 中, 0 d 到 120 d 内 CNOP 和 LCNOP 导致的预报误差大小基本相同, 但从 120 d 以后, CNOP 导致的预报误差增长更快, 最终, 在第 240 d 时, CNOP 和 LCNOP 导致的预报误差分别为 36.8 m 和 28.6 m。

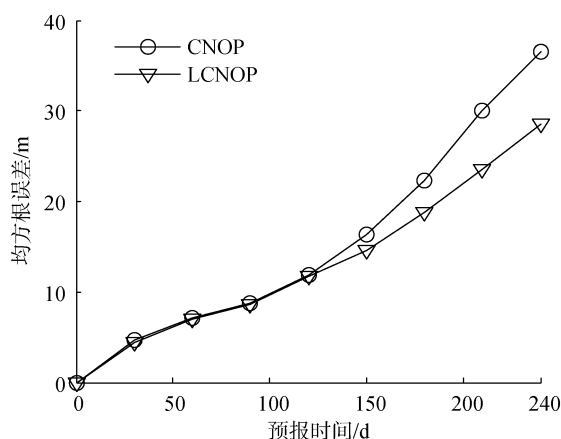


图 5 预报场与背景场区域 Λ 内上层厚度均方根误差

Fig. 5 Time series of root-mean-square error (RMSE) of upper-layer thickness between forecast states and background states in area Λ

图 6 画出了第 240 天海洋上层厚度 600 m 等值线(在模式中近似表征射流路径), 其中短虚线代表背景场射流, 实线代表叠加 CNOP 后得到的射流, 长虚线代表叠加 LCNOP 后得到的射流。叠加 CNOP 后, 在预报时刻射流弯曲处出现涡的脱落, CNOP 促进射流弯曲的形成, 弯曲在预报时刻前就达到最大, 在预报时刻涡已从弯曲脱落; 相反, 叠加 LCNOP 后, 预报时刻射流弯曲程度相比背景场减弱, LCNOP 延缓了射流弯曲的形成。在双环流射流从拉伸模态到收缩模态的变化过程中, CNOP 和 LCNOP 对射流弯曲的形成起相反的作用。

此外, 发现将 CNOP 中的上层厚度分量单独叠加到初始时刻背景场后, 在预报时刻射流路径与图 6

CNOP(包含速度分量和上层厚度分量)导致的射流路径基本相同; 而将 LCNOP 的速度分量单独叠加到初始时刻背景场后, 在预报时刻射流路径与图 6 背景场射流路径基本相同。说明上层厚度扰动对双环流变异有较大影响, 因此利用能够考虑上层厚度变化的浅水模式能够更加全面地考察双环流变异的可预报性。

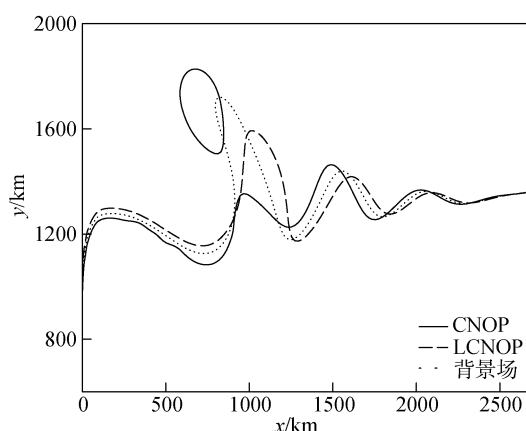


图 6 $t=240 \text{ d}$ 时背景场、叠加 CNOP 后和叠加 LCNOP 后的射流路径

Fig. 6 Double-gyre jet path at prediction time for background state, obtained after perturbed by CNOP and LCNOP

3.3 误差发展及分析

为了解 CNOP 和 LCNOP 如何影响双环流流场, 分析了误差在预报时间段内的发展。图 7 画出了叠加 CNOP 后, 在第 0, 90, 180 和 240 d 误差的上层厚度发展(阴影部分), 等值线为预报场的上层厚度。积分 90 d 时, 初始时刻 CNOP 的两个反气旋在平流作用下相应移动, 位于北侧的反气旋在 $x=1100 \text{ km}$, $y=1400 \text{ km}$ 附近得到较大发展, 该位置靠近射流弯曲, 而初始时刻位于两个反气旋中间的气旋涡则移动到 $x=800 \text{ km}$, $y=1200 \text{ km}$ 附近, 强度有很大发展; 积分 180 d 时, 射流南侧的反气旋涡被耗散掉, 相比积分 90 d 时, $x=800 \text{ km}$, $y=1200 \text{ km}$ 附近的气旋涡有较小增强, 而 $x=1100 \text{ km}$, $y=1400 \text{ km}$ 附近的反气旋涡则得到较大发展, 使得此处上层厚度增加。此外, 在 $x=1300 \text{ km}$, $y=1400 \text{ km}$ 附近形成一个强度大的气旋涡, 并使得此处上层厚度减小。在射流弯曲附近的反气旋涡和气旋涡的共同作用下, 双环流射流弯曲程度变大, 随着积分时间增加, 这对气旋和反气旋涡强度增大, 弯曲不断变大。到积分 240 d 时, 双环流射流弯曲处已出现涡旋脱落。

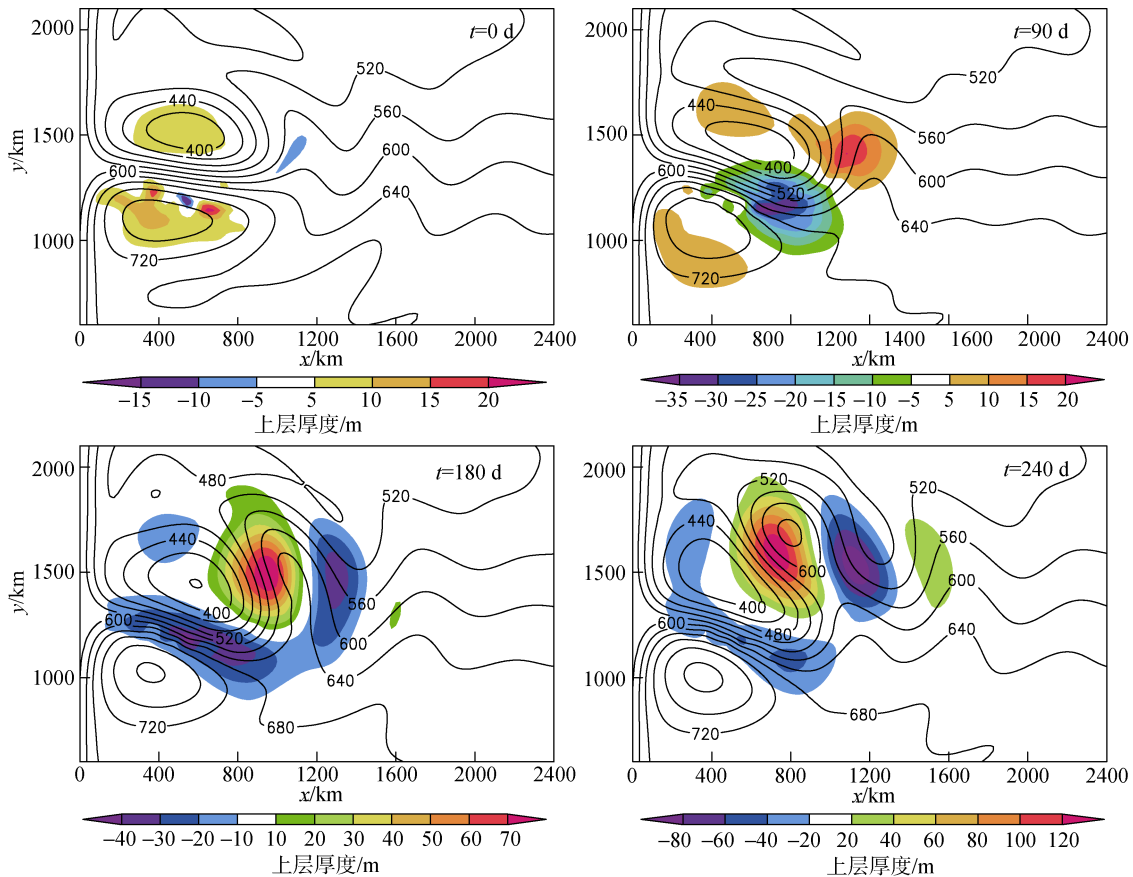


图 7 t 时 CNOP 的上层厚度发展

Fig. 7 The upper-layer thickness component evolution of CNOP at predicting time t

等值线为 t 时背景场的上层厚度, 单位为 m (图 9 同)

The contour is the upper-layer thickness of the flow at time t , Units: m (the same in Fig. 9)

从误差发展了解到 CNOP 导致射流弯曲附近涡脱落, 但是扰动在 $x=800$ km, $y=1200$ km; $x=1100$ km, $y=1400$ km; $x=1300$ km, $y=1400$ km 三个位置附近得到较大发展的原因仍不清楚。图 8 画出叠加 CNOP 后 240 d 内预报场的平均流场, 图中区域 A、B、C 分别对应 $x=1100$ km, $y=1400$ km; $x=800$ km, $y=1200$ km; $x=1300$ km, $y=1400$ km 三个位置附近。区域 A 因处在北面气旋涡和南面反气旋涡相互作用的区域, 东西方向流速非常小, 区域内有向北和向南的海流同时存在, 流速切变很大; 区域 B 内流速普遍较大, 在其左侧海流流向是西北方向, 而右侧流向基本为正西方向, 甚至有向西南流的趋势, 区域内流速方向有比较大的改变, 流速切变也比较大; 区域 C 内流速相对来说较小, 但是同样存在较大的流向改变。可见, A、B、C 三个区域内流速切变都较大, 这些区域很可能存在正压不稳定, 使得误差不断地从背景场吸收能量, 进而得到发展。

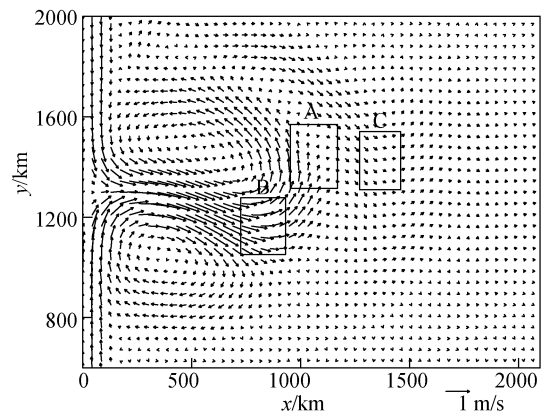


图 8 叠加 CNOP 后预报时间段内平均流场

Fig. 8 The mean velocity field of predicting period when perturbed by CNOP

图 9 给出了叠加 LCNOP 后, 积分 0, 90, 180 和 240 d 后误差的上层厚度发展(阴影部分), 等值线为预报场的上层厚度。LCNOP 的发展与 CNOP 的发展类似, 不同的是在叠加 LCNOP 后, 积分 180 d 时在

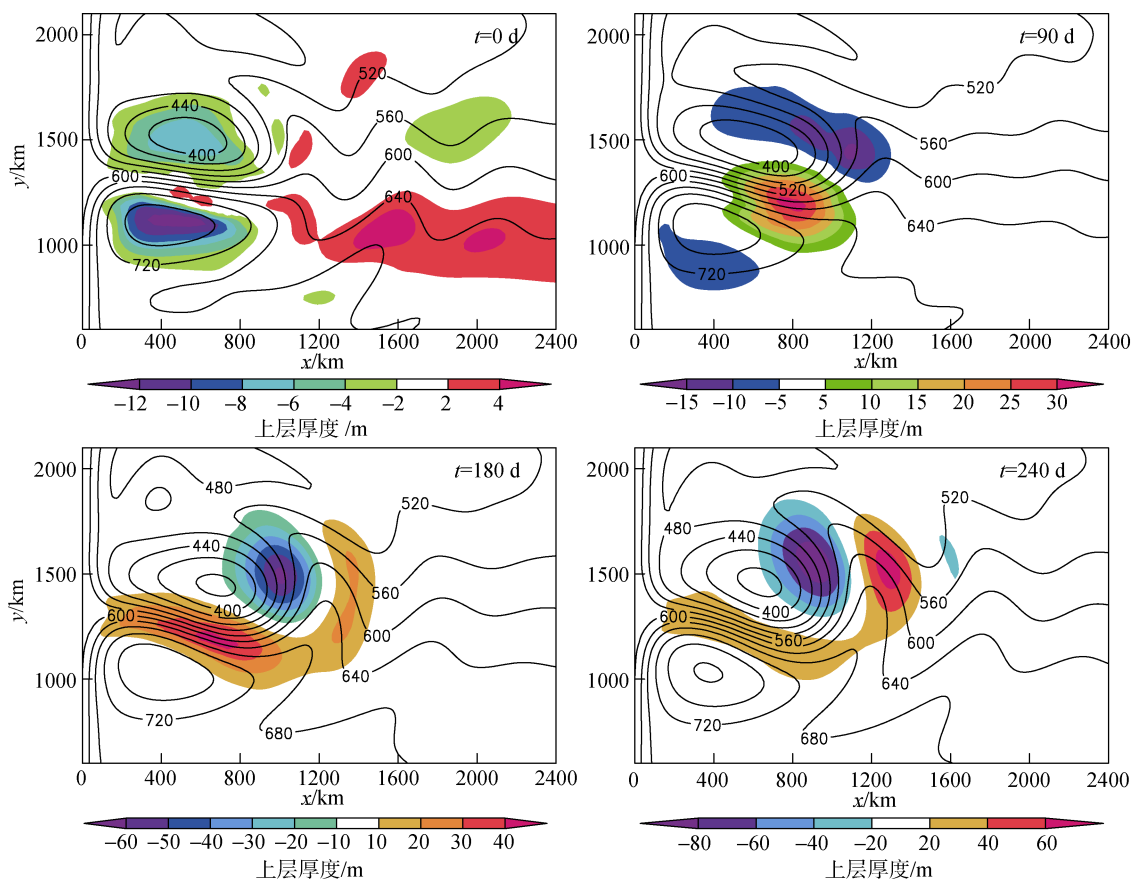


图9 t 时 LCNOP 的上层厚度发展

Fig.9 The upper-layer thickness component evolution of LCNOP

$x=1\,000\text{ km}$, $y=1\,500\text{ km}$ 附近(射流弯曲左侧区域)误差发展成为气旋涡, 该涡使得此处上层厚度增加, 而在 $x=1\,300\text{ km}$, $y=1\,400\text{ km}$ 附近(射流弯曲右侧区域)误差发展成为反气旋涡, 该涡使得此处上层厚度增加。这对气旋涡和反气旋涡的共同作用阻碍了射流弯曲增大, 使得预报时刻的射流弯曲程度相比背景场(图3)变弱。图10画出了叠加 LCNOP 后 240 d 内预报场的平均流场, 图中用 A, B, C 三个矩形框分别代表 $x=1\,000\text{ km}$, $y=1\,500\text{ km}$; $x=800\text{ km}$, $y=1\,100\text{ km}$ 和 $x=1\,300\text{ km}$, $y=1\,400\text{ km}$ 附近的区域。同 CNOP 得到较大发展的三个区域相同, 这三个区域内流速也存在较大切变, 这些区域中很可能存在正压不稳定, 使得误差不断吸收背景场能量, 进而得到发展。

4 结论与讨论

使用球坐标下 1.5 层浅水模式模拟海洋风生双环流, 利用 CNOP 方法研究初始误差对双环流变异可预报性的影响。通过计算条件非线性最优扰动, 得到 CNOP 型和 LCNOP 型初始误差。在预报时刻 $t=240\text{ d}$

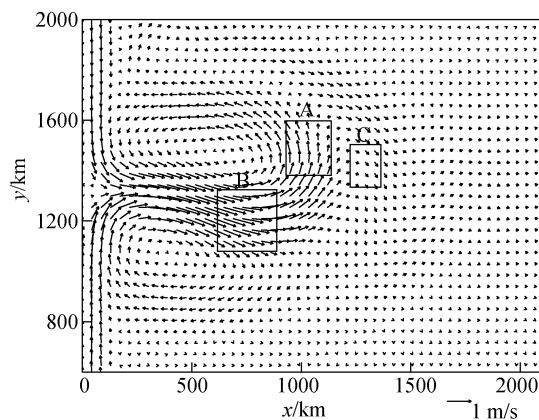


图10 叠加 LCNOP 后预报时间段内平均流场

Fig.10 The mean velocity field of predicting period when perturbed by LCNOP

时, 相比 LCNOP, CNOP 导致的预报误差更大, 预报技巧更低。通过考察误差发展, 发现 CNOP 使得射流弯曲程度变大, 并在预报时刻射流弯曲处已出现涡脱落; 相反, LCNOP 则使得射流弯曲程度变小。此外, 上层厚度扰动对于双环流变异有较大影响。CNOP

和 LCNOP 中误差得到较大发展的区域均存在较大速度切变, 这些区域可能存在正压不稳定, 使误差能够不断吸收背景场能量, 进而发展起来。本文给出了两类使双环流变异预报技巧下降最大的初始误差: CNOP 型和 LCNOP 型。如果能够在实际的数值预报中减少甚至消除这两种类型的误差, 将有助于提高双环流变异的预报技巧。

本文的研究结果表明初始误差对于双环流变异可预报性有显著影响, 未来将考虑利用 CNOP-P 方法衡量模式参数误差对双环流变异可预报性的影响。另外, 1.5 层浅水模式不能考虑斜压过程对双环流变异可预报性的影响, 下步工作将利用多层斜压模式, 考察斜压过程在预报误差发展中所起的作用。

致谢: 衷心感谢 Henk A Dijkstra 和 Arjen Terwisscha van Scheltinga 等提供的球坐标下 1.5 层浅水模式以及良好的模式运行环境, 这为本文工作提供了极大便利, 同时感谢两位专家的宝贵审稿意见。

参考文献:

- [1] Dong Shenfu, Kelly K A. Heat budget in the Gulf Stream region: The importance of heat storage and advection[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2004, 34 (5): 1214-1231.
- [2] Kelly K A. The relationship between oceanic heat transport and surface fluxes in the western North Pacific: 1970—2000[J]. *Journal of Climate*, 2004, 17 (3): 573-588.
- [3] Kelly K A, Caruso M J, Singh S, et al. Observations of atmosphere-ocean coupling in midlatitude western boundary currents[J]. *Journal of Geophysical Research-All Series*, 1996, 101: 6295-6312.
- [4] Qiu Bo. Interannual variability of the Kuroshio Extension system and its impact on the wintertime SST field[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2000, 30 (6): 1486-1502.
- [5] Nakamura H, Lin G, Yamagata T. Decadal climate variability in the North Pacific during the recent decades[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 1997, 78 (10): 5-6.
- [6] Primeau F, Newman D. Elongation and contraction of the western boundary current extension in a shallow-water model: A bifurcation analysis[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2008, 38(7): 1469-1485.
- [7] Nauw J J, Dijkstra H A, Chassignet E P. Frictionally induced asymmetries in wind-driven flows[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2004, 34 (9): 2057-2072.
- [8] Moore A M. Wind-induced variability of ocean gyres[J]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 1999, 29(2): 335-364.
- [9] Sura P, Penland C. Sensitivity of a double-gyre ocean model to details of stochastic forcing[J]. *Ocean Modelling*, 2002, 4 (3): 327-345.
- [10] Primeau F. Multiple equilibria and low-frequency variability of the wind-driven ocean circulation[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2002, 32(8): 2236-2256.
- [11] Mahadevan A, Lu J, Meacham S P, et al. The predictability of large-scale wind-driven flows[J]. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2001, 8(6): 449-465.
- [12] van Scheltinga A T, Dijkstra H A. Conditional nonlinear optimal perturbations of the double-gyre ocean circulation[J]. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2008, 15(5): 727-734.
- [13] Huang Ruixin. Numerical simulation of wind-driven circulation in a subtropical/subpolar basin[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1986, 16(10): 1636-1650.
- [14] Shimokawa S and Matsuura T. The asymmetry of recirculation of a double gyre in a two layer ocean[J]. *Journal of Oceanography*, 1999, 55 (3): 449-462.
- [15] Jiang Shi, Jin Feifei, Ghil M. Multiple equilibria, periodic, and aperiodic solutions in a wind-driven, double-gyre, shallow-water model[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1995, 25 (5): 764-786.
- [16] Pierini S. A Kuroshio Extension system model study: Decadal chaotic self-sustained oscillations[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2006, 36 (8): 1605-1625.
- [17] Qiu Bo, Chen Shuiming. Variability of the Kuroshio Extension jet, recirculation gyre, and mesoscale eddies on decadal time scales[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2005, 35 (11): 2090-2103.
- [18] Mu Mu, Duan Wansuo, Wang Bin. Conditional nonlinear optimal perturbation and its applications[J]. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2003, 10(6): 493-501.
- [19] Mu Mu, Duan Wansuo, Wang Qiang, et al. An extension of conditional nonlinear optimal perturbation

- approach and its applications[J].Nonlinear Processes in Geophysics, 2010, 17 (2): 211-220.
- [20] Wang Qiang, Mu Mu, Dijkstra H A. Application of the conditional nonlinear optimal perturbation method to the predictability study of the Kuroshio large meander[J]. Advances in Atmospheric Sciences, 2012, 29 (1): 118-134.
- [21] Wang Qiang, Mu Mu, Dijkstra H A. The similarity between optimal precursor and optimally growing initial error in prediction of Kuroshio large meander and its application to targeted observation[J].Journal of Geophysical Research: Oceans, 2013, VOL. 118, 869-884.
- [22] Mu Mu, Duan Wansuo. A new approach to studying ENSO predictability: Conditional nonlinear optimal perturbation[J].Chinese Science Bulletin, 2003, 48 (10): 1045-1047.
- [23] Duan Wansuo, Mu Mu. Conditional nonlinear optimal perturbation: Applications to stability, sensitivity, and predictability[J].Science in China Series D: Earth Sciences, 2009, 52 (7): 883-906.
- [24] Jiang Zhina, Mu Mu, Wang Donghai. Ensemble prediction experiments using conditional nonlinear optimal perturbation[J].Science in China Series D: Earth Sciences, 2009, 52 (4): 511-518.
- [25] Birgin E G, Martínez J M, Raydan M. Nonmonotone spectral projected gradient methods on convex sets[J].SIAM Journal on Optimization, 2000, 10 (4): 1196-1211.
- [26] Duan Wansuo, Mu Mu, Wang Bin. Conditional nonlinear optimal perturbations as the optimal precursors for El Nino-Southern Oscillation events[J].Journal of Geophysical Research, 2004, 109 (D23): D23105.

The impact of initial error on predictability of Double-gyre variability

ZHANG Kun^{1, 2}, MU Mu^{1, 3}, WANG Qiang^{1, 3}

(1. Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory of Ocean Circulation and Wave, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China)

Received: Mar., 4, 2013

Key words: double-gyre variability; conditional nonlinear optimal perturbation(CNOP); 1.5 layer shallow-water model; predictability

Abstract: A 1.5-layer reduced-gravity shallow-water model was used to simulate wind-driven double-gyre circulation. The modeling results show that the eastward jet has interannual variability between the contracted path and the elongated path. Taking the process when the double-gyre was changing from the elongated path into the contracted path as the background field, we investigated the impact of initial error on predictability of double-gyre variability by using conditional nonlinear optimal initial perturbation (CNOP) method. We got two kinds of initial errors: CNOP and LCNOP. Results show that CNOP and LCNOP affect the predictability of double-gyre variability oppositely. Through observing the development of the optimal initial error, we found that when the jet was changing from the elongated path into the contracted path, the CNOP strengthened the meander and at last an eddy dropped; however, the LCNOP weakened the meander. Moreover, the prediction error caused by CNOP is greater than that caused by LCNOP. We also found the areas where the optimal initial error got quick evolution generally have large velocity shear which probably results in barotropic instability. As a result, the initial error could continuously get energy from the background field and then develop into big eddies.

(本文编辑: 刘珊珊)