

ENSO 事件中纬向异常流反向与 东西侧边界反射的联系^{*}

严邦良

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 建立一个中等复杂程度的海—气耦合模式研究东、西边界反射, 纬向平流项 $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$ 在 ENSO 循环位相转换中的作用及东、西边界反射与纬向异常流 (u') 符号改变的关系。结果得到: u' 超前 Niño 3 区 SSTA 位相转变的原因是东、西边界反射造成的。Sverdrup 平衡时所产生的地转流 (u_r) 与东、西边界反射所产生的地转流 (u_r) 的方向在大部分时间里是相反的, 同时 u_r 与风应力强迫之间大约有 9 个月的滞后时间 (Kelvin 波从 180°E 出发经东边界反射产生的 Rossby 波到达 180°E 时间)。在模式 ENSO 事件消亡过程中的某一时刻以后, 边界反射产生的调整过程变为主要过程, u' 主要由 u_r 来决定, 这样就造成了 u' 的反向先于 Niño 区 SSTA 的反向。它实际上是海洋的调整过程与风应力强迫之间滞后关系的一种反映。敏感性数值试验表明, 取消东边界反射, 耦合模式能够模拟 ENSO 循环, 但其周期比控制试验的周期短一年 (3 年)。取消 $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$, 耦合模式能够模拟 ENSO 循环, 但其周期比控制试验的周期长 2 年 (6 年)。

关键词: ENSO 循环; 海—气耦合模式; 东、西边界反射

1 引言

海—气相互作用的不稳定理论可以解释 El Niño 事件产生的原因^[1, 2], 对海—气耦合系统中模态的研究表明, 在海—气耦合系统中存在不稳定海—气耦合模态^[3~7]。在这种线性理论中, 海—气相互作用不稳定一旦发生, 海—气耦合系统将处于永久的暖或冷事件中。在观测中, ENSO 循环中冷、暖事件是交替出现的, 因此, 人们还需要负反馈因子来解释冷、暖事件交替出现的现象。

“时滞振子”理论为 ENSO 循环中的位相转换及 ENSO 循环周期的长短提供了解释。“时滞振子”理论的本质是大洋西边界把西传 Rossby 波反射成东传的 Kelvin 波, 这种东传的 Kelvin 波成为 ENSO 循环中负反馈机制^[8~10]。

最近, 纬向平流在 ENSO 循环位相转换中的作用受到了人们的重视, 而且不同的研究获得了不同的结果。Picaut 等^[11]研究了纬向平流及东、西边界反射在 ENSO 循环位相转换中的作用, 他不但强调纬向平流的重要性而且还得到在 ENSO 循环位相转换

2001-05-03 收到, 2002-03-05 收到再改稿

^{*} 国家重点基础研究发展规划项目 G1998040900 第一部分和中国科学院知识创新工程重要方向项目 KZCX2-208 共同资助

中东边界反射比西边界反射重要的结果。Jin 等^[12]及 An 等^[13]也认为纬向平流对 ENSO 循环的位相转换是重要的。他们所指的纬向平流作用是纬向异常流对海表温度 (SST) 的纬向平流 $[-u'\partial(\bar{T}+T')/\partial x]$, u' 为纬向异常流, $\bar{T}$ 为海表温度的气候月平均, T' 为海表温度异常 (SSTA)。显然, $-u'\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ 在 ENSO 循环冷、暖事件中的大部分时间里应是 ENSO 循环的正反馈机制 [因为在赤道地区, 一般来说 $\partial(\bar{T}+T')/\partial x < 0$]。它要成为 ENSO 循环中的位相转换机制, u' 必须超前 SSTA 改变符号。因此, u' 超前 SSTA 改变符号的机制的研究其实是很重要的。Jin 和 An^[12,13] 用 Recharge 理论来解释 u' 符号的改变。Recharge 理论的核心是赤道太平洋地区热容量的变化对风应力异常 (主要是对纬向风应力异常) 的记忆。在海—气耦合模式中, 它表现为 $\bar{h}'$ (动力高度异常的纬向平均) 与纬向风应力异常的滞后关系。Li^[14] 的研究表明, 在研究 ENSO 循环的数值模式中, 如果去掉西边界反射, 那么风应力异常与 $\bar{h}'$ 的滞后关系不复存在。因此, u' 符号改变的机制应和边界反射相联系。从上面的回顾可以看出, 在以下几个问题上仍然需要进一步研究: 在 ENSO 循环位相转换中, 东、西边界反射哪一个更重要? 纬向异常流反向和东、西边界反射有何联系? $-u'\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ 在 ENSO 循环位相转换中起什么样的作用。

2 模式

2.1 海洋模式

海洋模式同 Zebiak^[15]、Battisti, 并采用 Battisti 版本, 亦即海洋模式中的动力学方程采用新变量 q 、 r 的形式。海洋模式热力学方程中的平均流场由热带太平洋地区大气气候月平均风场强迫海洋模式得来。用观测到的热带太平洋地区风应力异常强迫所建立的海洋模式所得到的海表温度异常的模拟结果与观测到的结果之间有很好的一致性。在观测与模拟的 Niño 3 区 (5°N~5°S, 150°~90°W) 海表温度异常 (SSTA) 之间的相关系数可达到 0.9 左右^[17]。为了读者阅读方便, 海洋动力学方程在附录中给出。

2.2 大气模式

大气模式采用 Gill^[18] 模式。在大气模式中, 有关海表温度异常所引起的加热项同文献 [15]。潜热加热项为 $Q_r = \beta(\partial u/\partial x + \partial v/\partial y)$ (无量纲形式), 其中 $\beta = 0.7$, u 为纬向风, v 为经向风异常。它与 Zebiak^[15] 模式中的潜热加热项有差别, 即它取消了对 Q_r 中辐散异常不能大于辐散的气候平均值的限制 (因为这种限制是非线性的)。这样做的目的有两个: (1) 减少由大气辐散的气候月平均季节循环的频率与 ENSO 循环的固有频率的叠加而产生的共振所引起的 ENSO 循环的不规则振荡^[19~23], (2) 为了减小潜热参数化过程中的非线性影响^[24] (因为在 Zebiak 模式的大气模式的潜热参数化过程中存在非线性过程)。

2.3 海—气耦合模式

把所建的大气模式与海洋模式耦合。耦合方案采用同步耦合方案, 耦合时间步长为半小时。对耦合模式的积分 (积分 100 年, 称为控制试验) 表明, 耦合模式能描写规则的 ENSO 循环, 其周期为 4 年。模式模拟的 Niño 3 区的海表温度异常正值可达 4℃、负值可达 -3℃左右 (参见图 9 前 15 年的图形)。

3 异常地转流与边界反射的关系

3.1 控制试验中的动力学分析

由于下节中要用非 Sverdrup 平衡来研究地转流的变化，因此，我们需要首先分析一下控制试验中的模式动力学过程。

对海洋动力学分析可以通过 Kelvin 波 (q_0)、第一 Rossby 波 (q_2) 的系数及海洋动力高度异常 (h') 的时空分布进行 (q_0 、 q_2 、 h' 的意义见文献 [16])。图 1 是海洋 Kelvin 波、第一 Rossby 波的系数及动力高度异常的时间—经度剖面图。一般来说，赤道中东太平洋地区的暖 (冷) Kelvin 波与赤道地区的西 (东) 风异常相联系 (图 2c)；赤道中西太平洋地区的 Kelvin 波的形成与西边界反射 Rossby 波有关。赤道中西太平洋地区的暖 (冷) Rossby 波与赤道太平洋地区的东 (西) 风异常相联系 (图 2c)，而赤道东太平洋地区的 Rossby 波是由东边界反射 Kelvin 波产生的。海洋动力高度异常 (图 1c) 在赤道西太平洋地区的时空分布与 Rossby 波系数的时空分布有较好的一致性。另外，Kelvin 波、Rossby 波系数、海洋动力高度异常在模式的 El Niño 或 La Niña 事件期间，都具有两个峰值。

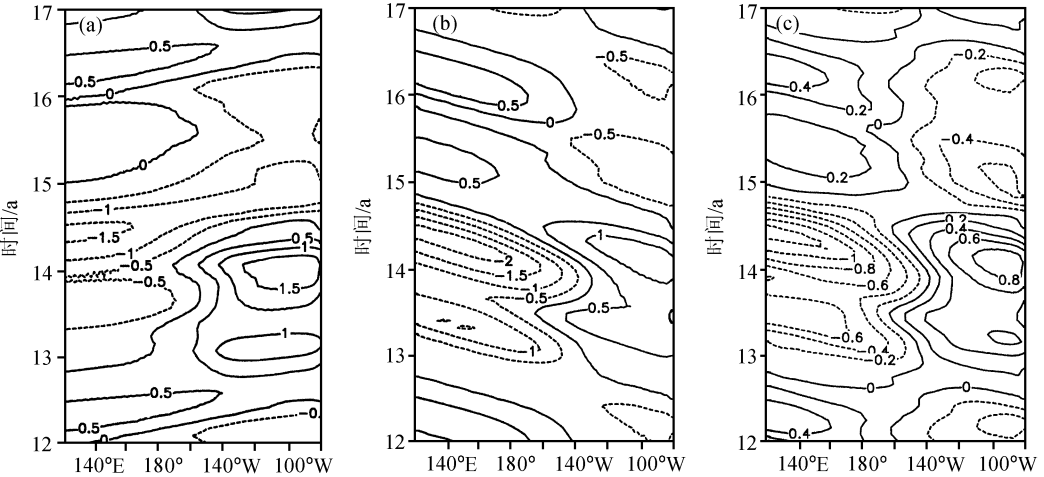


图 1 控制试验中 Kelvin 波 (a, q_0)、第一 Rossby 波 (b, q_2) 系数及海洋动力高度异常 (c, h') 时间—经度 (5°N~5°S) 剖面图 (单位: 无量纲)

3.2 非 Sverdrup 平衡所引起的地转流的变化

热力学方程中平流项 $-u'\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ 中的 $u'=u_g+u_s$ ，其中 u_g 称为地转流 (它由动力学方程[见附录(A1)~(A5)]计算，参见文献 [25])， u_s 为 Ekman 流 (它由风应力异常与摩擦力的平衡方程[附录: (A6)~(A7)]决定，参见文献 [25])。计算表明 u_s 比 u_g 小很多 (比较图 2a 与 d，并参见文献 [12, 13])。因此，在下面的研究中，我们的讨论用 u_g 来代替 u' 进行。

图 2a 是所研究的期间内，地转流 u_g 的时间—经度剖面图 (5°N~5°S)。从图中可以看到，在 u_g 为正值 (向东流) 期间，它的时空分布及其传播具有以下特点：具有 3

个正值中心和 2 个负值中心。第一个正值中心发生在 12 模式年 6 月的 160°W 附近, 其最大值可达 0.3 m s^{-1} 左右。第二个正值中心位于 $160^{\circ}\text{E} \sim 140^{\circ}\text{W}$ 之间及 13 模式年的 1 月至 13 模式年的 5、6 月期间, 它的最大值可达 0.6 m s^{-1} 以上, 并且在高值中心的存在期间一直表现出明显的向西传播特征。第三个高值中心位于 $180^{\circ} \sim 160^{\circ}\text{W}$ 之间及 14 模式年 1 月至 2~3 月期间, 最大正值可达 0.8 m s^{-1} , 并表现出明显的西传特征。负值中心位于 13 模式年的 3~4 月份及 100°W 处, 最大负值为 -0.1 m s^{-1} 左右。

在 u_g 的负值(向西流)期间, 具有 2 个负值中心及一个正值中心(向东流)。第一个负值中心位于 14 模式年的 9~10 月份及 $140^{\circ} \sim 120^{\circ}\text{W}$ 之间, 其最大负值可达 -0.7 m s^{-1} , 其中心处表现出定常的特点, 而就整个 u_g 的负值区而言, 它具有明显的西传特征。第 2 个负值中心位于 15 模式年底 16 模式年初及 $160^{\circ}\text{E} \sim 180^{\circ}$ 之间, 在其中心区传播特征不明显, 而在整体上则表现出明显的西传特征。它的正值中心位于 15 模式年的 6~7 月份及 $140^{\circ} \sim 100^{\circ}\text{W}$ 之间, 最大正值可达 0.2 m s^{-1} , 其整体上也表现出明显的西传特征。

在 ENSO 循环时间尺度上, 在无界或周期边界条件下, Sverdrup 平衡 ($\partial h' / \partial x = \tau^x$), h' 为动力高度异常, τ^x 为伪纬向风应力异常, h' 、 τ^x 为无量纲量) 是一个较好的近似^[26]。但是, 在有界海洋中, Sverdrup 平衡不能达到^[27]。在赤道附近, u_g 的局地变化 ($\partial u_g / \partial t$) 主要由 $-\partial h' / \partial x$ 、 τ^x 的非平衡来决定。因而, $-\partial h' / \partial x$ 的空间结构及随时间的演变对 $\partial u_g / \partial t$ 的时空变化将起到很重要的作用。

图 2b 是 $-\partial h' / \partial x$ 在赤道附近随时间变化。从图中可以看到, 不管是在暖事件还是在冷事件期间, $-\partial h' / \partial x$ 沿纬向的变化都是非均匀的, 这种非均匀性不仅是由于 τ^x 的纬向非均匀性引起的, 大洋东、西边界反射也起了很大作用。下面以暖事件期间(12 模式年 6 月至 14 模式年 6 月)来说明 $-\partial h' / \partial x$ 时空分布与东、西边界反射的联系。

从图 2b 可以看到, 在整个暖事件期间, $-\partial h' / \partial x$ 有 2 个正值中心地带和 2 个负值中心地带。2 个正值中心位于 170°E 以西, 形成于 13、14 模式年初, 并且具有明显向西传播的特征。它的形成主要由于 Rossby 波的传播及西边界反射的综合结果。由于在赤道中东太平洋地区的西风异常高值中心的存在, 使得 Rossby 波在赤道西太平洋地区形成一个向西传播的最低值中心带(图 1b), 因而在该地区的海洋动力高度异常也形成一个向西传播的最低值中心带(图 1c)。显然, 在最低值中心的西面 $-\partial h' / \partial x > 0$, 在其东面 $-\partial h' / \partial x < 0$ 。由于西边界反射而产生的 Kelvin 波是向东传播的, 因此, 在最大负值 Kelvin 波之东, Kelvin 波对 $-\partial h' / \partial x$ 的贡献是使 $-\partial h' / \partial x < 0$, 在其之西 Kelvin 波对 $-\partial h' / \partial x$ 的贡献是使 $-\partial h' / \partial x > 0$ 。因此, 西边界反射对 $-\partial h' / \partial x$ 的贡献大致和 Rossby 波对 $-\partial h' / \partial x$ 的贡献相反, 但后者(Rossby 波)的贡献比前者大得多。

2 个负值中心位于 $180^{\circ} \sim 120^{\circ}\text{W}$ 之间, 于 13 模式年 3 月及 14 模式年初形成, 它也具有明显的西传特征, 负值区一直可以到达西边界。在东边界附近, 由于东边界反射暖 Kelvin 波而产生的暖 Rossby 波加强了赤道东边界附近的海洋动力高度异常(见图 1), 使 $-\partial h' / \partial x$ 的趋势加强, 因而在 12 模式年底至 13 模式年初及 13 模式年底至 14 模式年初 $-\partial h' / \partial x$ 的零线向东扩展至 90°W 以东。

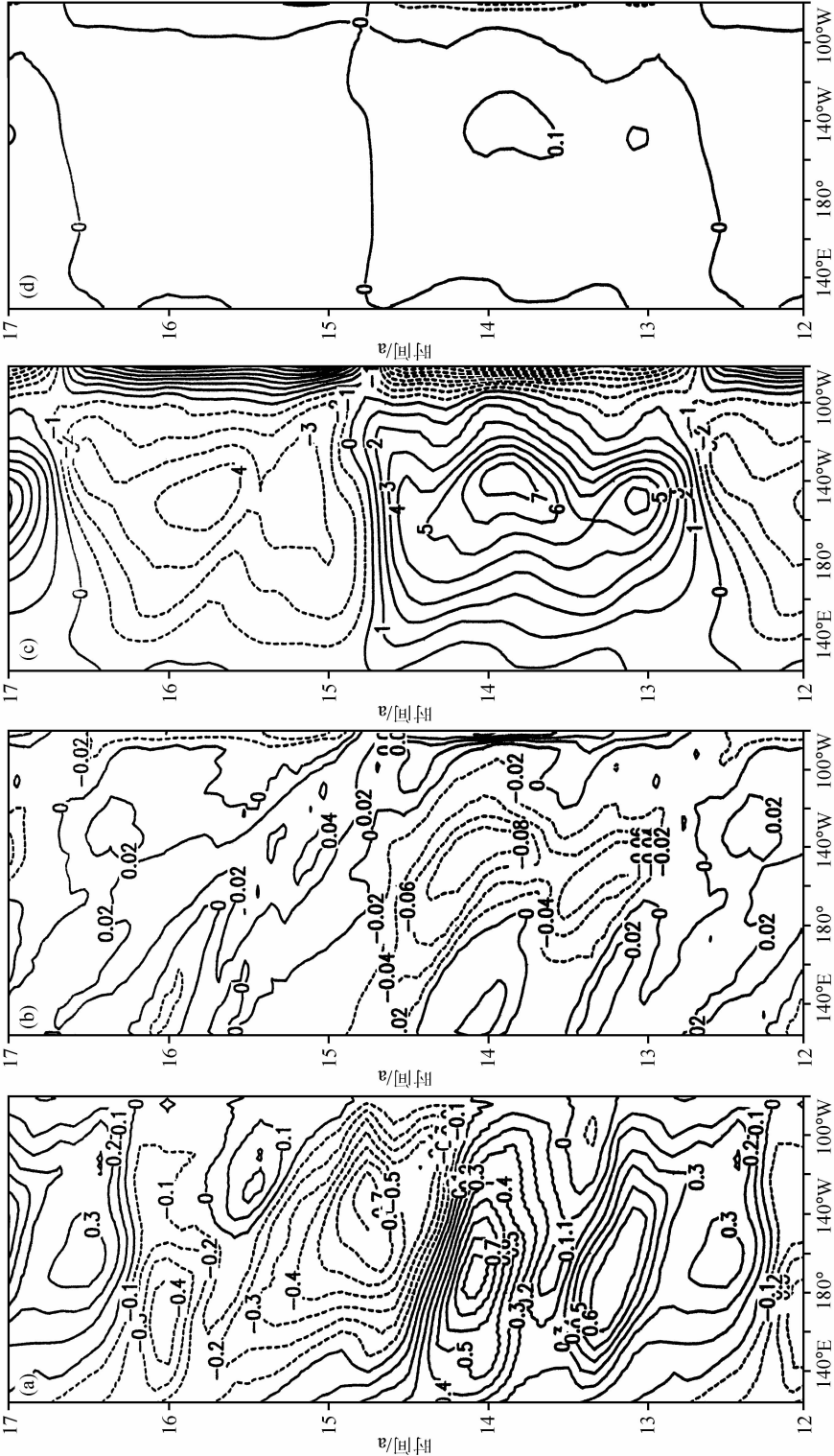


图 2 u_g (a, 单位: m s^{-1})、 $-\partial h'/\partial x$ (b, 单位: 无量纲)、控制试验中纬向风异常 (c, 单位: m s^{-1}) 和 Ekman 流 (d, 单位: m s^{-1}) 时间—经度 ($5^\circ\text{N}\sim 5^\circ\text{S}$) 剖面图

3.3 纬向异常流的位相转换与东、西边界反射的联系

边界反射对 u_g 的影响可以分为直接的和间接的。直接影响指的是由于边界反射而产生的自由波动所引起的异常流 (u_r) 对 u_g 的贡献。间接影响指的是由于边界反射从而改变海气耦合系统本身的发展过程进而改变 u_g 的部分。例如, 在暖事件期间, 由于东边界反射造成 h' 在赤道中东太平洋地区变大, 使得赤道中东太平洋地区的海表温度异常增强, 从而增强了赤道中东太平洋地区的西风异常, 进而有利于纬向异常流的维持。西边界反射产生的上翻 Kelvin 波可以减小中东太平洋地区的海气相互作用不稳定, 因而减弱西风异常, 从而不利于纬向异常流的维持。

3.3.1 边界反射对 u_g 的直接贡献

在控制试验中, 可记下东、西边界上的值。然后用这些边界值作为边界条件来强迫海洋动力学方程 (风应力强迫取为零, 称这个试验为 TEST1), 把所得的地转流记为 u_r (图 3a)。由于海洋动力学方程为线性的, 所以可以写 $u_g = u_d + u_r$, 其中 u_d (图 3b) 为 Sverdrup 平衡时海洋系统所具有的地转流。

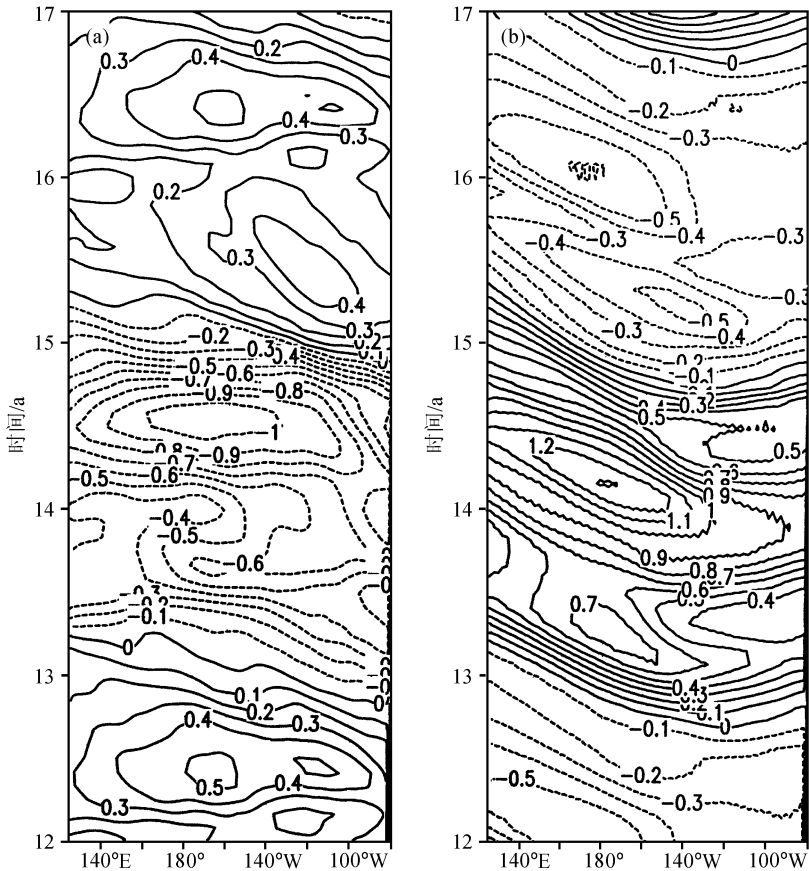


图3 u_r (a)、 u_d (b) (单位: m s^{-1}) 时间—经度剖面图 ($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$, 单位: m s^{-1})

从图 3a 可以看到, u_r 的反向总是从东边界开始。这是由于东、西风异常最小 (大) 值中心位于中东太平洋地区 (见图 2c), 它强迫出的上翻 (下沉) Kelvin 波传到

大洋东边界以后，经东边界反射产生上翻（下沉）Rossby 波，它可以产生向东（西）的 u_r 。这个东、西风异常最小（大）值中心强迫出的下沉（上翻）Rossby 波传至西边界，由西边界反射成下沉（上翻）Kelvin 波。下沉（上翻）Kelvin 波也可以产生向东（西）的 u_r 。由于东、西风异常最小（大）值中心离东边界比较近，又由于 Rossby 波的传播速度比 Kelvin 波的传播速度慢很多，因此造成了 u_r 的反向总是从东边界开始。由于波速的差异也使得 u_r 的传播的时空分布呈现不同的特点 [以 u_r 向西流（负值）区来说明]。在 130°W 以东，从 13 模式年初到 5 月及从 13 模式年 10 月份到 14 模式年 6 月份左右， u_r 表现出明显的西传特征。它主要是由于西传的下沉 Rossby 波造成的。在 $160^\circ\text{E}\sim 130^\circ\text{W}$ 之间， u_r 的传播呈驻波特征，这是由于东传的 Kelvin 波与西传的 Rossby 波在这一地区相交叠加的结果。这种叠加可以加强 u_r 的驻波特点并可以使 u_r 产生低值中心。从图 3b 可以看到，在一个 ENSO 循环周期中， u_r 也具有两个正值中心和两个负值中心。它的位相转换首先从 150°W 处开始，然后向东、西两个方向传播。并且向东传播较快，向西传播较慢，显然，这和 Kelvin 波与 Rossby 波传播速度不同有关。比较图 3b 与图 2c，我们可以看到，在中东太平洋地区， u_d 与纬向风异常的变化几乎是同位相的，在赤道西太平洋附近， u_d 的变化比纬向风异常变化的位相晚一些。比较图 3a 与图 2c，我们可以看到，它们之间几乎是反位相的，说明由边界反射产生的 u_r 对

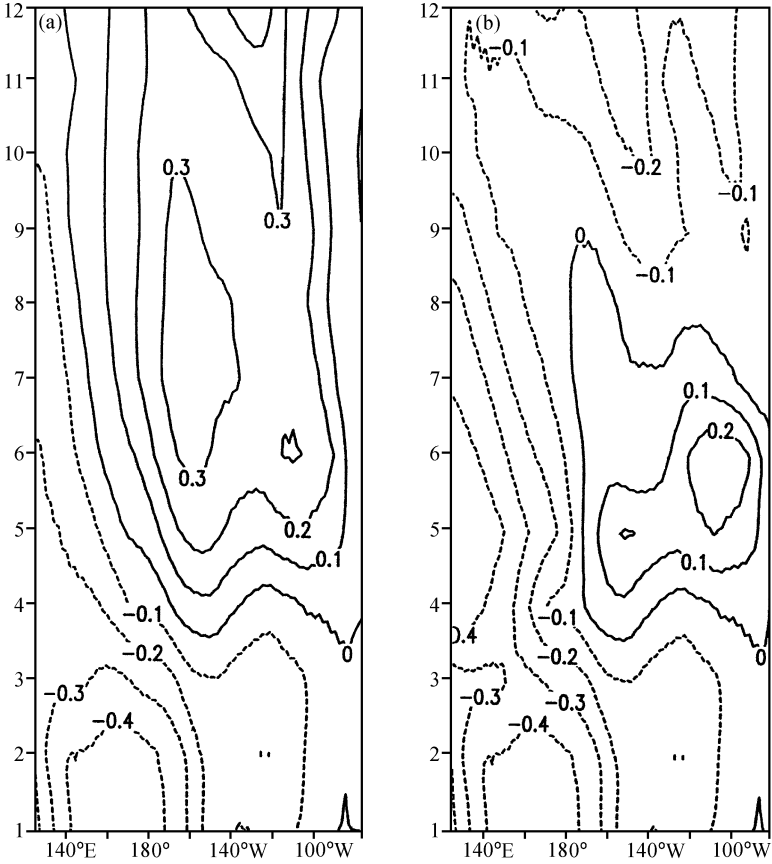


图 4 u_g (单位: m s^{-1}) 时间—经度剖面图 ($5^\circ\text{S}\sim 5^\circ\text{N}$)

(a) 控制试验; (b) W12W (无西边界反射); 纵坐标: 1 代表 12 模式年的 1 月, 其余类推

$\overline{T_x}$ 的平流项 ($-u_r \overline{T_x}$) 在大部分时间里总是 ENSO 循环的负反馈机制。

比较图 2a、图 3b 和图 2c, 我们可以看到, u_g 的反向比纬向风异常反向早 4 个月左右, 也比 u_d 的反向早 4 个月左右。从上面的分析我们可以看到 u_g 超前纬向风异常反向 4 个月左右的原因是由于边界反射所造成的。

3.3.2 边界反射对 u_g 的间接贡献

从图 2 可以看出, u_g 大约在 12 模式年的 4 月及 14 模式年的 1 月时发生流向改变。鉴于这种情况, 我们设计了 2 组数值试验, 每组有两个试验组成。在第一组试验中, 研究冷位相向暖位相转变的情况。具体做法如下: 从 12 模式年的 4 月 1 日起分别取消西 (称为 W12W)、东 (称为 W12E) 边界反射, 然后将模式再积分两年。在第二组试验中, 研究暖位相向冷位相转变时的情况。具体做法如下: 从模式 14 年的 1 月 1 日起分别取消西 (称为 W14W)、东 (称为 W14E) 边界反射, 然后将模式再继续积分两年。

图 4 是控制试验、W12W 中 u_g 时间—经度 ($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$) 剖面图。从图中可以看到, 去掉西边界反射以后, 在赤道西太平洋地区, 自 4 月 1 日以后, 图 4a 中的正 u_g 向西扩展, 而在图 4b 中, u_g 的正值并没有向西扩展。在赤道东太平洋地区, 控制试验中

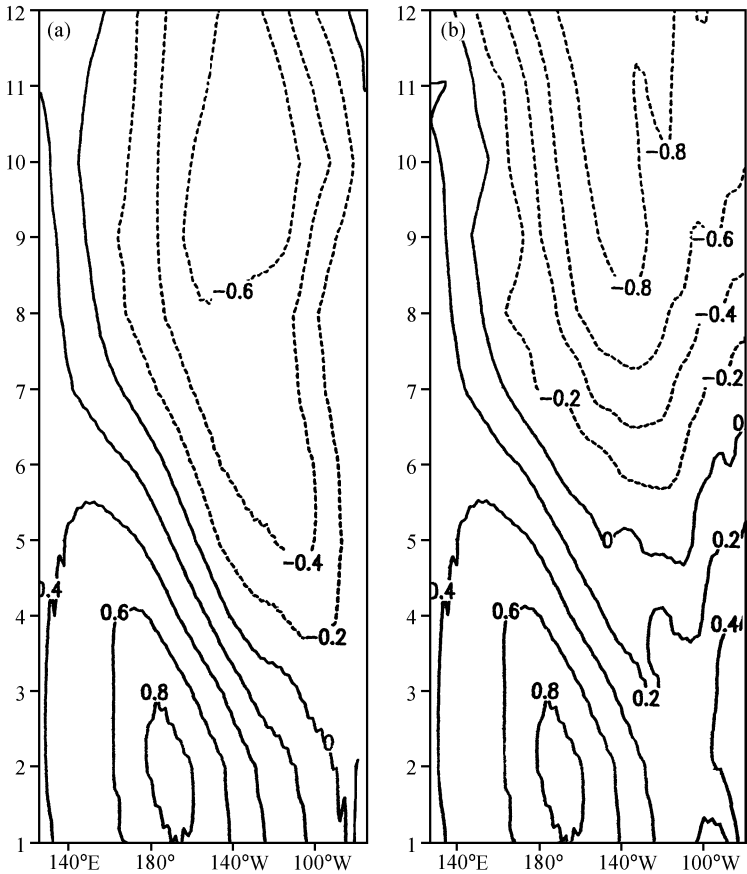


图 5 u_g (单位: m s^{-1}) 时间—经度剖面图 ($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$)
(a) 控制试验; (b) W14E (无东边界反射); 纵坐标: 1 代表 14 模式年的 1 月, 其余类推

的 u_g 比 W12W 中的要大。在 4~8 月的这段时间里,控制试验和 W12W 中沿赤道太平洋地区的东风异常的差别不大(图略),这说明在这段时间里,西边界反射对 u_g 的直接影响比间接影响大。去掉东边界反射(W12E)后,在 4~8 月这段时间里,和控制试验相比, u_g 的变化不大,只是在紧挨着东边界附近略有差异(图略)。

图 5 是控制试验、W14E 中的 u_g 的时间—经度剖面图 ($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$),比较图 5a、b 可以看到,除去东边界反射以后,东边界附近 u_g 反向比控制试验中的晚了 6~7 个月。图 6 是控制试验与 W14E 中纬向风异常的时间—经度剖面图 ($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$),从图 6b 中可以看到, W14E 中的西风异常减弱提前。比较图 5、图 6,我们可以看到,东边界反射对 u_g 变号的直接贡献比间接贡献大。在 W14W 中,在整个赤道太平洋地区,西风得到加强(图略),因而在赤道中太平洋地区, u_g 维持正号不变(图略)。

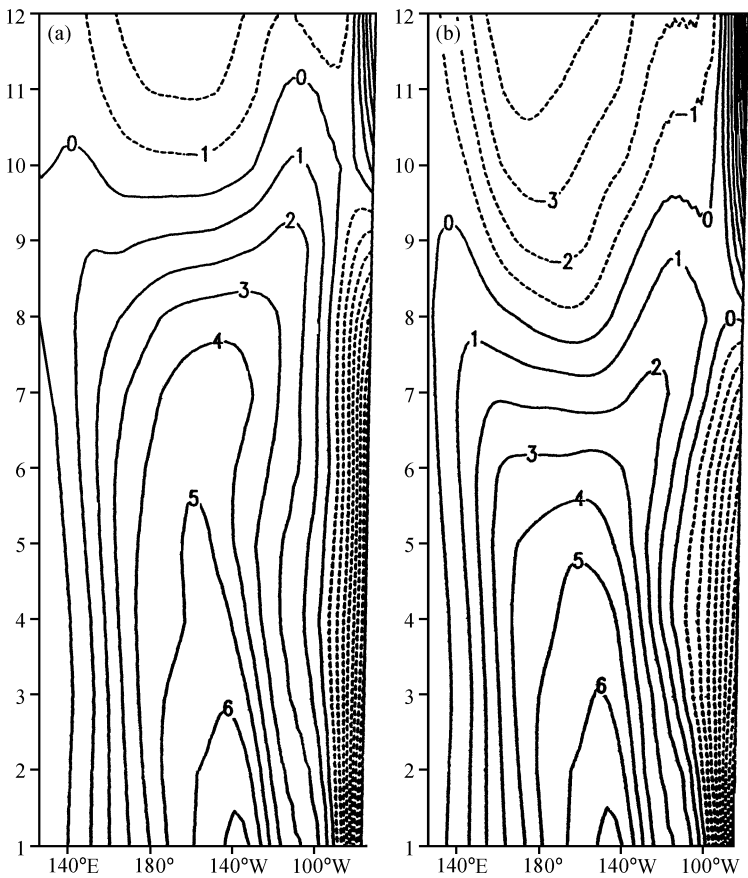


图 6 纬向风异常(单位: m s^{-1})时间—经度剖面图 ($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$),其余同图 5

在试验 W12W 和 W14W 中,我们还可以看到,由于在模式中取消了西边界反射, u_g 的反向是短时间的(在 W12W 中)或者维持原符号不变(在 W14W 中),这是因为在模式中取消西边界反射以后,模式不能完成 ENSO 循环的位相转换,最终还是使 u_g 的符号维持不变。

3. 3. 3 纬向异常流的纬向平均的位相变化与边界反射的联系

Jin 等^[12]、An 等^[13]及 Li^[14]的研究表明, $\bar{h}'$ 和 $\bar{u}'$ (动力高度异常和纬向异常流纬向平

均) 在 ENSO 循环位相转换中起重要作用, 表现为 $\bar{h}'$ 、 $\bar{u}'$ 和 SSTA (或纬向风异常) 有很好的滞后关系。本节的任务是要研究这种滞后关系的本质。An 和 Jin^[13] 用 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 与 Niño 3 区的 SSTA 的滞后关系图来说明 $\bar{u}'$ 在 ENSO 循环位相转换中的作用。仿照文献 [13], 我们也用这个方法研究 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 与 SSTA 滞后关系与边界反射的联系。图 7a、b 分别为 $-(u_d+u_r)\partial(\bar{T}+T')/\partial x$, $-\bar{u}_d\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ 与 Niño 3 区 SSTA 的滞后关系图。从图 7a 可以看到, $-(u_d+u_r)\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ 超前 SSTA 约 4 个月左右, 而在图 7b 中, $-\bar{u}_d\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ 滞后 SSTA 约 3 个月左右。比较图 7a、b, 我们可以看到, $\bar{u}'$ 对纬向风应力异常的记忆主要是由东、西边界反射来完成的, 亦即东、西边界反射是控制试验 $\bar{u}'$ 变化超前 SSTA 变化的机制。因而, 边界反射对 ENSO 循环的位相转换起重要作用。

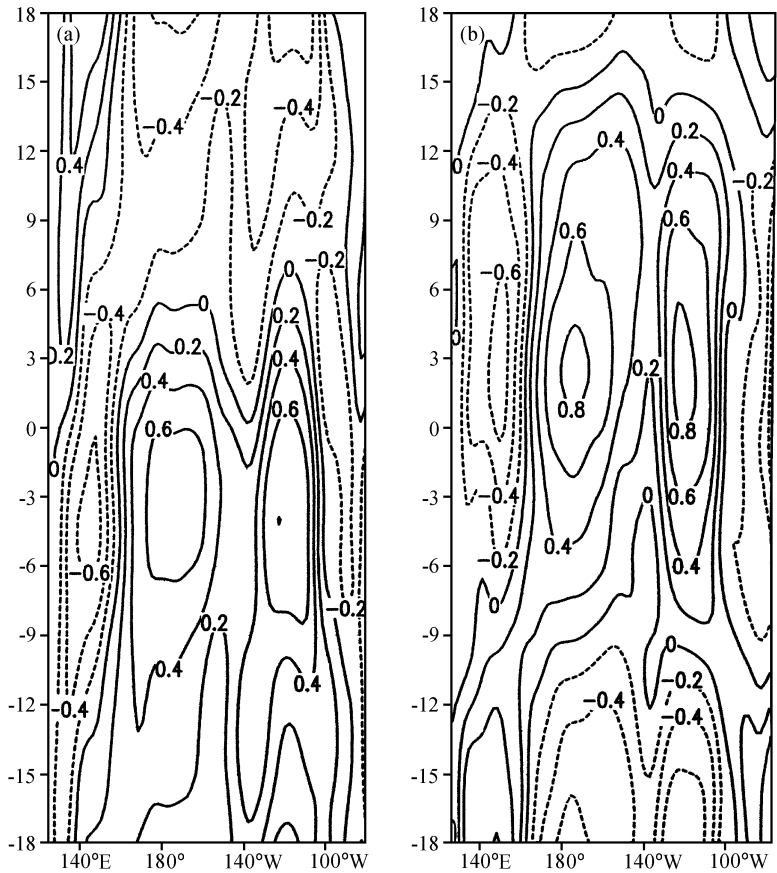


图 7 $-(u_d+u_r)\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ (a)、 $-\bar{u}_d\partial(\bar{T}+T')/\partial x$ (b) 与 Niño 3 区的 SSTA 之间的相关系数, 纵坐标为时间 (单位: 月), 负值表示 SSTA 滞后

4 纬向平流在 ENSO 循环位相转换中的作用

从上面的论述中我们可以看到, 边界反射对 $u_g(u')$ 的反向有很大影响。 $u_g(u')$ 的反向引起 $-u' \partial \bar{T}/\partial x$ 的反向 (因 $\partial \bar{T}/\partial x < 0$)。因而它可以对 ENSO 循环的位相转换起

重要作用。从图 8 中可以看到，在暖事件的大部分时间里 $-u' \partial \bar{T} / \partial x$ 与 $-u' \partial T' / \partial x$ 对 SSTA 贡献呈相反趋势。在冷事件的大部分事件里，它们对 SSTA 的贡献的趋势是相同的。这是由于在暖事件期间，赤道太平洋地区的 SSTA 呈东高西低的形势，而在冷事件期间形势正好相反。在暖事件期间，它们的合成结果在零附近振荡，但在 ENSO 循环的位相转换期间它的符号与 $-u' \partial \bar{T} / \partial x$ 相同，而且有较大值。

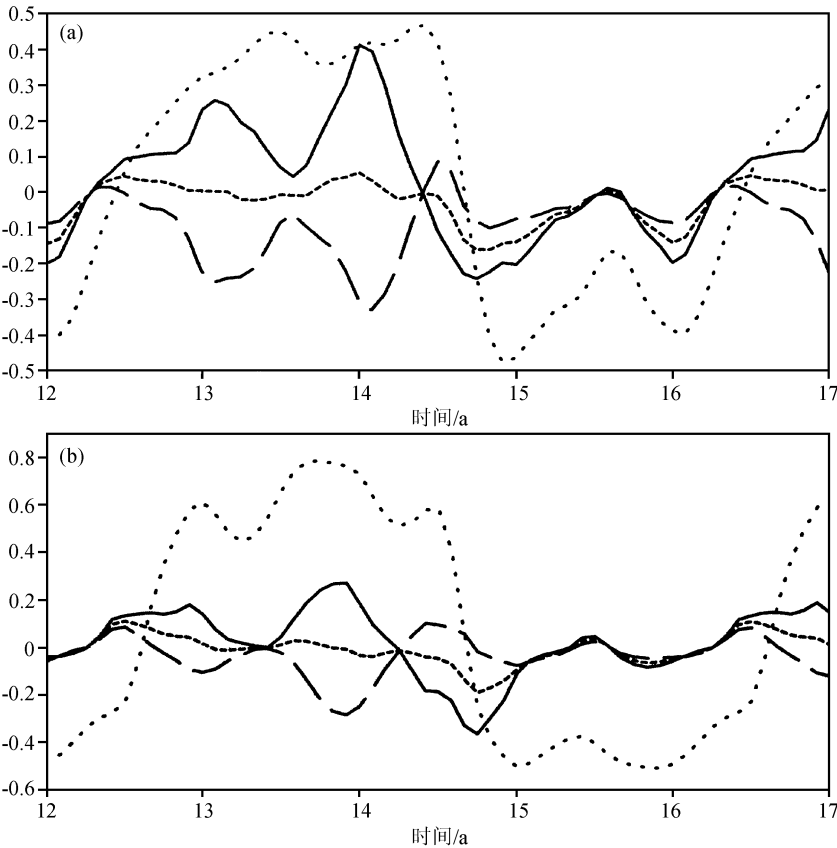


图 8 控制试验中几个量随时间的变化
(a) Niño 4 区 (5°S~5°N, 160°E~150°W); (b) Niño 3 区 (5°S~5°N, 150~90°W)
点线: SSTA (单位: 2.5℃); 实线: $-u' \partial \bar{T} / \partial x$, 长虚线: $-u' \partial T' / \partial x$,
短虚线: $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$ (单位: °C / 10 d)

$-u' \partial \bar{T} / \partial x$ 比 SSTA 的位相转换 (位相转换的时间定义为变量符号的改变) 大约超前 3~4 个月 (图 8a) 或 5~6 个月 (图 8b)。 $-u' \partial \bar{T} / \partial x$ 的变化可引起 SSTA 的变化。SSTA 的变化可加强那里的海气相互作用，从而加速了 ENSO 循环中位相转换的速度。例如，在冷事件向暖事件的转换过程中， $-u' \partial \bar{T} / \partial x$ 可导致 SSTA 变正，正 SSTA 可以引起它西面产生西风异常，西风异常可加速东太平洋地区的暖事件发生。

5 敏感性实验

上节中我们分析了 u_g 的变号与边界反射的联系，但还是不能决定 $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$ 、

东边界反射在 ENSO 循环位相转换中是否是必要的。本节的目的是用模式敏感性试验的方法, 研究东边界反射、 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 在 ENSO 循环位相转换中的必要性。在敏感性实验中, 为了排除模式初值对所研究结果的影响, 首先对模式在控制试验中积分至 14 模式年 6 月份, 从模式 14 年的 7 月 1 日起, 加入所需试验的条件。

图 9 是 Niño 3 区 SSTA 随时间的演变。在 14 模式年 6 月以前是控制试验的结果。在这以后, 虚线代表去掉东边界反射的积分情况, 实线代表去掉 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 项时的积分情况。从图中可以看到, 去掉东边界反射以后, 模式所模拟的 ENSO 循环的周期变短, 为 3 年左右。不管是冷事件还是暖事件都变成了单峰结构。去掉 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 以后, 模式模拟的 ENSO 循环周期变长, 为 6 年左右。模拟的 ENSO 循环中无论是冷事件还是暖事件的持续时间比控制试验中的都有所延长。这是因为 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 可以使 ENSO 循环位相转换加速的缘故 (参见本文 3.3 节)。

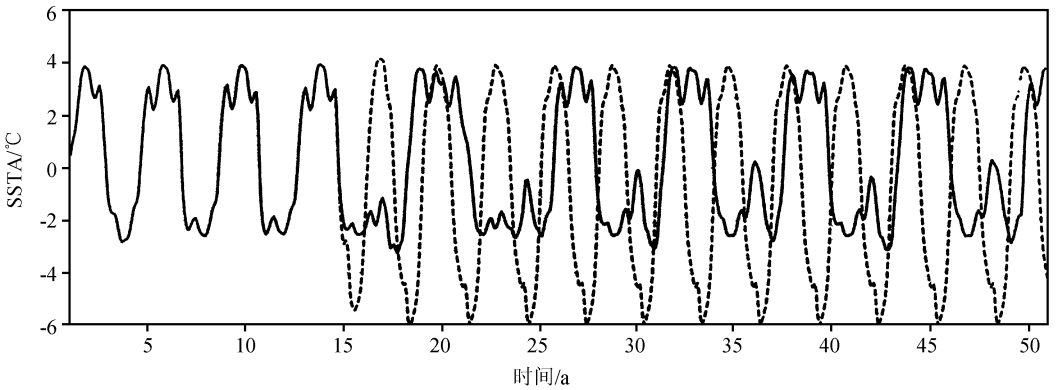


图 9 Niño 3 区 (5°S~5°N, 150~90°W) SSTA 随时间的变化
实线: 取消 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$; 虚线: 取消东边界反射

去掉西边界反射的模拟结果表明, 模式只能模拟永久的暖事件或冷事件。在冷事件或暖事件中表现出年循环的振荡。以上的试验表明, 西边界反射对 ENSO 循环的产生是必要的, 而东边界反射、 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 对 ENSO 循环不是必要的。

6 结论

为了研究东、西边界反射与纬向异常流位相转换的联系以及东、西边界反射、 $-u' \partial (\bar{T}+T')/\partial x$ 在 ENSO 循环位相转换中的作用, 首先建立了一个中等复杂程度的海—气耦合模式。对模式的积分表明, 模式能模拟规则周期的 ENSO 循环。

u' 超前 Niño 3 区 SSTA 位相转变的原因是东、西边界反射造成的。Sverdrup 平衡时所产生的地转流 (u_d) 与东、西边界反射所产生的地转流 (u_r) 的方向在大部分时间里是相反的, 同时 u_r 与风应力强迫之间大约有 9 个月的滞后时间 (Kelvin 波从 180°E 出发经东边界反射产生的 Rossby 波到达 180°E 时间)。在模式 ENSO 事件消亡过程中的某一时刻以后, 边界反射产生的调整过程变为主要过程, u' 主要由 u_r 来决定, 这样就造成了 u' 的反向先于 SSTA 的反向。它实际上是海洋的调整过程与风应力强迫之间

滞后关系的一种反映。

东、西边界反射产生的地转流 (u_r) 的反向总是由东边界开始的。这是由于在模式 ENSO 循环中, 西、东风异常的最大(小)值中心离东边界较近的原因。西、东风异常的最大(小)值中心强迫出的下沉(上翻) Kelvin 波很快到达东边界并被东边界反射而产生下沉(上翻) Rossby 波, 它可形成向西(东)的 u_r 。同样, 被风应力异常强迫出的上翻(下沉) Rossby 波被西边界反射而产生的上翻(下沉) Kelvin 波可产生向西(东)的 u_r 。由于 Rossby 波速度较慢, 而且纬向风异常最大(小)值中心离西边界较远, 因而 u_r 在西边界附近位相的改变远远落后于东边界附近 u_r 位相的改变。

平流 $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$ 在 ENSO 循环位相转换中有很重要作用。它的位相变化比 SSTA 早 3~6 个月。由平流引起的 SSTA 可以加强海—气相互作用的不稳定, 从而加速了 ENSO 循环的位相转换。

东边界反射及 $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$ 在模拟 ENSO 循环的位相转换中的必要性被检验。取消东边界反射, 模式仍然可以模拟出 ENSO 循环, 只是周期比控制试验的短 1 年左右。取消纬向平流项 $-u' \partial (\bar{T} + T') / \partial x$, 模式能模拟 ENSO 循环, 但所模拟的 ENSO 循环的周期变长, 为 6 年左右。

参 考 文 献

- 1 Bierkness, J., Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, 1969, **97**, 163~172.
- 2 Philander, S. G. H., T. Yamagata, and R. C. Pacanowski, Unstable air-sea interactions in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, 1984, **41**, 604~613.
- 3 Hirst, A. C., Unstable and damped equatorial models in simple coupled ocean-atmosphere models, *J. Atmos. Sci.*, 1986, **43**, 606~630.
- 4 巢纪平、王彰贵, 简单的热带海气耦合波——Rossby 和 Kelvin 波的相互作用, *气象学报*, 1993, **51** (3), 257~265.
- 5 巢纪平、王彰贵, 简单的热带海气耦合波——Rossby 波的相互作用, *气象学报*, 1993, **51** (4), 385~393.
- 6 张人禾, 简单热带海气耦合模式中的耦合波及其不稳定性 (I), *大气科学*, 1995, **19** (4), 455~464.
- 7 张人禾, 简单热带海气耦合模式中的耦合波及其不稳定性 (II), *大气科学*, 1995, **19** (5), 564~574.
- 8 Suarez, M. J., and P. S. Schopf, A delayed oscillator for ENSO, *J. Atmos. Sci.*, 1988, **45**, 3283~3287.
- 9 Schopf, P. S., and M. J. Suarez, Vacillations in a coupled ocean-atmosphere model, *J. Atmos. Sci.*, 1989, **45**, 549~566.
- 10 Battisti, D., and A. C. Hirst, Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model: Influence of the basic state, Ocean geometry and nonlinearity, *J. Atmos. Sci.*, 1989, **46**, 1687~1712.
- 11 Picaut, J., F. Masia, and Y. du Penhoat, An advective reflective conceptual model for the oscillatory nature of the ENSO, *Science*, 1997, **277**, 663~666.
- 12 Jin, F.-F., and S.-I. An, Thermocline and zonal advective feedbacks within the equatorial ocean recharge oscillator model for ENSO, *Geophys. Res. Lett.*, 1999, **26**, 2989~2992.
- 13 An, S.-I., F.-F. Jin, and I.-S. Kang, The role of zonal advection feedback in phase transition and growth of ENSO in Cane-Zebiak model, *J. Meteor. Soc. Japan*, 1999, **77**, 1151~1160.
- 14 Li, T., Phase transition of the El Niño Southern Oscillation: A stationary SST mode, *J. Atmos. Sci.*, 1997, **54**, 2872~2887.
- 15 Zebiak, S. E., and M. A. Cane, A mode El Niño / Southern Oscillation, *Mon. Wea. Rev.*, 1987, **115**, 2262~2278.

- 16 Battisti, D. S., Dynamics and thermodynamics of a warming event in a couple tropical atmosphere-ocean model, *J. Atmos. Sci.*, 1988, **45**, 2889~2919.
- 17 严邦良、黄荣辉、张人禾, 一个可描写 ENSO 循环基本特点的简单热带海气耦合模式, *大气科学*, 2002, **26** (2), 193~205.
- 18 Gill, A. E., Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1980, **106**, 447~462.
- 19 Jin, F.-F., J. D. Neeling, and M. Ghil, El Niño on the deve's staircase: Annual subharmonic steps to chaos, *Science*, 1994, **264**, 70~72.
- 20 Tziperman, E., L. Stone, M. A. Cane, and H. Tarosh, El Niño chaos: Overlapping of resonances between the seasonal cycle and the Pacific ocean-atmosphere oscillator, *Science*, 1994, **264**, 72~74.
- 21 Tziperman, E., M. A. Cane, and S. E. Zebiak, Irregularity and locking to the seasonal cycle in a ENSO—prediction model as explained by the quasi-periodicity route to chaos, *J. Atmos. Sci.*, 1995, **52**, 293~306.
- 22 Chang, P., L. Ji, B. Wang, and T. Li, On the interactions between the seasonal cycle and El Niño-oscillation in an intermediate couple ocean-atmosphere mode, *J. Atmos. Sci.*, 1995, **52**, 2353~2372.
- 23 Tziperman, E., S. E. Zebiak, and M. A. Cane, Mechanisms of seasonal-ENSO interaction, *J. Atmos. Sci.*, 1997, **9**, 61~71.
- 24 Goswami, B. N., and J. Shukla, A periodic variability in the Cane-Zebiak model: A diagnostic study, *J. Climate*, 1993, **6**, 628~638.
- 25 Mantua, N. J., and D. S. Battisti, A periodic variability in the Cane-Zebiak coupled ocean-atmosphere model: ocean-atmosphere interactions in the western equatorial pacific, *J. Climate*, 1995, **8**, 2897~2927.
- 26 Jin, F.-F., An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO Part I. Conceptual model, *J. Atmos. Sci.*, 1997, **54**, 811~829.
- 27 巢纪平, 厄尔尼诺和南方涛动动力学, 北京: 气象出版社, 1993, 26.

Reversed Direction of Zonal Currents Anomaly Associated with Eastern and Western Boundary Reflections

Yan Bangliang

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract An immediate atmosphere-ocean coupled model is developed to study the role of eastern and western boundary reflections, zonal advection $[-u'\partial(\bar{T}+T')/\partial x]$ in the ENSO cycle phase transition and the linking between reversed direction of zonal currents anomaly and eastern and western boundary reflections. The results show that the reason of the u' leading SSTA over Niño 3 area in phase transition is caused by boundary reflection. It is almost reverse in model ENSO cycle between u_d , formed by Sverdrup balance, and u_r , formed by boundary reflection. Meanwhile, there is about 9 months lag time between u_r and zonal wind stress anomaly (The time that Kelvin wave propagate from 180°E to eastern boundary and the time that the gravest Rossby wave propagates from the eastern boundary to 180°E). After the point during the ENSO event decaying process, model ENSO cycle is controlled by the adjustment process caused boundary reflection. During this course, u_r controls u' , which causes u' to be reverse direction early to SSTA to be. Acturelly, it shows a lag relationship between zonal wind stress anomaly forcing and oceanic adjustment process. The numerical tests of sensitivity show that when the eastern boundary reflection was removed, the model can still simulate ENSO cycle but shorter period 3

years, shorter 1 year than that in control run. When $-u'\partial(\overline{T}+T')/\partial x$ is removed, the model can simulate ENSO cycle but longer period 6 years, longer 2 year than that in control run.

Key words: ENSO cycle; coupled atmosphere ocean model; eastern and western boundary reflection

附录：海洋动力学方程

引进无量纲参数，使

$$h = H_0 \hat{h}, (u, v) = (\hat{u}, \hat{v})c, (x, y) = (\hat{x}, \hat{y})L, t = \hat{t}T, \\ (\tau^x, \tau^y) = (\hat{\tau}^x, \hat{\tau}^y)\rho_s H_0 (c^3 \beta_0)^{1/2},$$

其中，

$$c = \sqrt{g'H_0} = 2.89 \text{ m s}^{-1}, T = 1/\sqrt{c\beta_0}, L = \sqrt{c/\beta_0}, \\ \beta_0 = 2.28 \times 10^{-11} \text{ m s}^{-1}, \rho_s = 1.026 \text{ kg m}^{-3}.$$

则无量纲海洋动力学方程如下（变量已略去）：

$$\partial u / \partial t - yv = - \partial h / \partial x + \tau^x - \gamma u, \tag{A1}$$

$$yu = - \partial h / \partial y + \tau^y - \gamma v, \tag{A2}$$

$$\partial h / \partial t + \partial u / \partial x + \partial v / \partial y = - \gamma h. \tag{A3}$$

东、西侧边界条件为

$$\text{当 } x = 0 \text{ 时, } \int_{-\infty}^{\infty} u dy, \tag{A4}$$

$$\text{当 } x = L \text{ 时, } u = 0. \tag{A5}$$

Ekman 流方程为

$$\gamma_s u_s - yv_s = H_0 / H_1 \tau^x, \tag{A6}$$

$$\gamma_s v_s + yu_s = H_0 / H_1 \tau^y, \tag{A7}$$

其中， $\gamma_s=0.713, H_0=150 \text{ m}, H_1=50 \text{ m}$ 。