

ENSO 事件中次表层海温距平在 10°N 附近向西传播的机理^{*}

巢纪平

(国家海洋环境预报研究中心, 北京, 100081; 第一海洋研究所, 青岛, 266061)

蔡 怡

(国家海洋环境预报研究中心, 北京, 100081)

摘 要

在最大温度距平的极值曲面上, 对观测资料的分析表明, 在这个曲面上的次表层海温距平, 一般从西太平洋暖池附近沿赤道向东传播, 然后在东太平洋 95°W 附近向两极传播, 并在 10°N 附近(北半球比南半球清楚)向西传播, 再在 140°E 暖池海域传向赤道, 形成一个信号传播的回路。文章试图研究东太平洋次表层海温距平信号在 10°N 附近向西传播的可能机制。低空 850 hPa 风场的资料分析表明, 当 ENSO 处在暖(冷)位相时, 东太平洋沿岸附近将出现经向风, 首先在经向风的吹引下, 将产生沿岸的 Kelvin 波, 进而在经向风的辐散(辐合)作用下, 通过沿岸的上升(下沉)流在各个纬度激发出向西的 Rossby 波, 但理论表明在与观测接近的周期性经向风作用下由 Kelvin 波产生的沿岸上升(下沉)流在 10°N 附近最大, 因此在那个纬度附近 Rossby 波的振幅最大, 更易将距平意义下的冷(暖)水传向西太平洋。

关键词: ENSO, Kelvin 和 Rossby 波, 扰动向西传播, 海温距平。

1 引 言

自从“中、美西太平洋海气相互作用试验”(1985~1991年)观测到 1986/1987 年的 El Niño 事件的正的海温距平首先出现在西太平洋暖池的次表层以来^[1], 中国的气象和海洋学家十分注意西太平洋在 ENSO 事件形成、发展中的作用。在理论分析方面曾指出, 赤道西太平洋海温对风应力的响应强度远大于赤道东太平洋^[2~6], 而温跃层海温响应的振幅也远大于其上面的混合层^[7,8]。在资料分析方面, 李崇银、穆明权^[9]就 1997 年的 ENSO 事件, 分析了次表层海温距平的演变^[9]。当分析次表层温度距平演变时, 需要对次表层给出一个能对所有例子进行比较的参考面, 为此, 巢清尘、巢纪平^[10]提出最大海温距平曲面(MSTA)的概念, 这是海温距平极值所在的曲面, 它的深度分布接近于 20 °C 为参考的温跃

层曲面的深度分布, 图 1(彩图)是年平均 MSTA 的深度分布。在这个曲面上巢纪平等曾分析了 1997/1998 年 El Niño 事件中正、负海温距平发展和演变的全过程^[11], 进而又分析了 20 世纪 60 年代到 2000 年所有暖、冷事件的海温距平在这个曲面上的行为^[12]。图 2(彩图)即为近 40 a 来海温距平在 MSTA 面上的演变, 这张图取自文献^[12]但经过 9 个月的滑动平均, 由于过滤掉了一些弱的信号, 所以要比原图清楚。横坐标第 1 分区是沿赤道从西太平洋到东太平洋(图 2a), 第 2 分区是沿北美海岸附近北上到 10°N(图 2b), 然后再沿 10°N 向西到西太平洋(图 2c), 再在 140°E 附近南下到赤道(图 2d), 最后是第一分区的重复(图 2e), 这样在北半球从赤道到副热带形成一个回路。由图特别注意到, 在赤道有一个正(负)温度距平向东传播时, 在副热带 10°N 附近有一个负(正)温度距平向西太平洋传播, 再南下传到赤

* 初稿时间: 2004 年 2 月 16 日; 修改稿时间: 2005 年月日。

资助项目: 国家自然科学基金(项目号: 4176002, 40231012)资助。

作者简介: 巢纪平, 男, 江苏人, 1932 年生, 中国科学院院士。E-mail jipingchao@yahoo.com。

道就形成一个近似的 ENSO 正、负位相的循环。

本文试图对上图中为什么信号在 10°N 附近向西传播的现象给出初步的物理解释(如文献[11]的个例分析表明,在南半球也存在相似的回路但不如北半球清楚,因此下面的分析对南半球也同样合

适)。先分析东边界附近 Kelvin 波的经向传播特征,定出最易产生向西传播的 Rossby 波所在的纬度,进而分析 Rossby 波的特征。考虑到 Kelvin 波是在经向风应力强迫下激发出来的,在图 3 给出东边界附近距平经向风的周期和强度的分布。

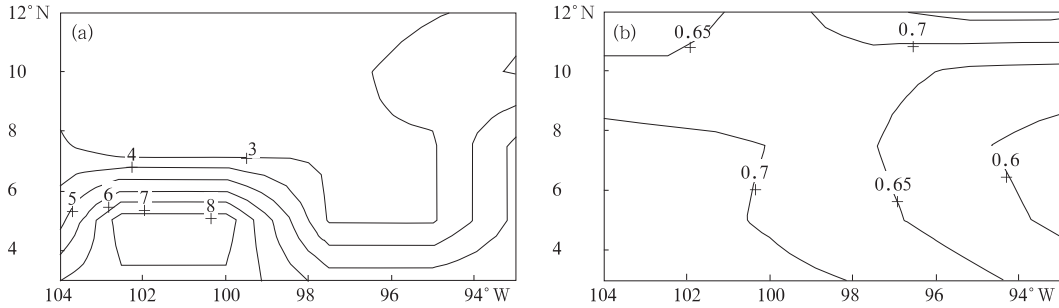


图 3 距平经向风的周期(a. 单位:月)和均方根强度值(单位:m/s)
Fig. 3 The horizontal distribution of the periods (a. unit: month) and the mean square root (b. unit: m/s) of meridian wind anomalies in 1970-2000

2 基本方程

应用 $1 \frac{1}{2}$ 层模式,即海表下是一薄的混合层,密度为 ρ_1 ,其下是温跃层,密度为 ρ_2 ,视重力为 $g' = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$,温跃层的气候深度分布如只考虑其经向分布可设成

$$H(y) = H_0 \left(1 - \frac{h^*(y)}{H_0} \right) \quad (1)$$

式中 H_0 可看成是在赤道的气候深度。重力波波速为 $c = \sqrt{g'H}$,而在赤道速度为 $c_0 = \sqrt{g'H_0}$ 。与式(1)对应的气候纬向流速为

$$u^*(y) = \frac{g'}{f} \frac{dh^*}{dy} \quad (2)$$

对气候偏差的非定常、线性化方程组为

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -g' \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{\tau^y}{H_0} \quad (3)$$

$$\delta \frac{Du}{Dt} - fv = -g' \frac{\partial h}{\partial x} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{Dh}{Dt} + H_0 \left(1 - \frac{h^*(y)}{H_0} \right) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \\ v \frac{\partial h^*}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

式中

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u^* \frac{\partial}{\partial x}$$

而 $\tau^y(t, x, y)$ 为东边界附近的经向风应力,可认为 $h^*/H_0 = \epsilon$ 是个小量,因此一般可取 $c =$

$$\sqrt{g'H_0(1-h^*/H_0)} \approx c_0.$$

3 Kelvin 波在东边界附近的传播

考虑到 Kelvin 波需满足经向的地转平衡,可取标识符 $\delta=0$,并令

$$v = \hat{v}(y, t) e^{\frac{t}{c} x} \quad (6)$$

有

$$h \sim \frac{c}{g} v \quad (7)$$

对 Kelvin 波, $u \approx 0$, 并且由于是边界附近的波,其存在区域为 $x < c/f = l_R$ - Rossby 变形半径,在另一方面由图 1(彩图)表明,在东边界附近赤道以北直到副热带纬度背景场的不均匀性并不明显,因此在分析 Kelvin 波时可以近似地不考虑背景场的不均匀性。考虑到式(5), (1)可写成

$$\frac{\partial v}{\partial t} + c \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\tau^y}{H} \quad (8)$$

由于 Kelvin 波传播区域很窄,如图 3 由观测资料的分析所示可以认为由距平经向风造成的 τ^y 在赤道以北在周期上相对来讲是均匀的(3 个月左右),强度虽然向北增大,但变化只在 0.6 ~ 0.8 m/s,可以近似地取其平均值,这样可将式(8)写成

$$\frac{\partial v}{\partial t} + c \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\tau_0}{H_0} \sin\left(\frac{2\pi t}{P}\right) \quad (9)$$

这里设 $c \approx c_0$, 近似解为

$$v(y, t) = F(y - ct) - \frac{\tau_0}{H_0} \frac{P}{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi}{P}t\right) \quad (10)$$

其中第 1 项是自由波。条件为

$$y \approx 0, \quad v = 0 \quad (11)$$

有

$$F(-ct) = \frac{P\tau_0}{2\pi H_0} \cos\left(\frac{2\pi}{P}t\right) \quad (12)$$

得到解为

$$v(y, t) = -\frac{P\tau_0}{\pi H_0} \sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{Pc}(y - 2ct)\right) \quad (13)$$

给出半个周期的积分, 为

$$\begin{aligned} \bar{v} &\equiv \int_0^{P/2} v(y, t) dt = \\ &-\frac{1}{H_0} \left(\frac{P}{\pi}\right)^2 \sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \cos\pi\left(1 - \frac{2}{Pc}y\right) \equiv \\ &-\frac{1}{H_0} \left(\frac{P}{\pi}\right)^2 \tilde{F}(P, y) \end{aligned} \quad (14)$$

由此可求得 $\bar{v}|_{\max}$ 时, P, y 的关系, 即由

$$\frac{\partial \tilde{F}}{\partial y} = 0 \quad (15)$$

得到

$$P = G(y_{\max}) \quad (16)$$

由式(14), $y = Pc/2$, $\tilde{F}(P, y) = 1$ 。如 $y_{\max} = 3000$ km, $c = 50$ cm/s, 则 $P \approx 120$ d, 接近资料给出的 3~4 个月。

在 y_{\max} 以南, 经圈风是辐散的, 由此可引起沿岸涌升流, 近似地估计为

$$h|_{P/2} \sim -H \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = \left(\frac{P}{\pi}\right)^2 \frac{\partial \tilde{F}}{\partial y} \quad (17)$$

注意到涌升流极值位置可近似地由下式决定, 即

$$\frac{\partial h|_{P/2}}{\partial y} = \left(\frac{P}{\pi}\right)^2 \frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial y^2} = 0 \quad (18)$$

考虑到

$$\begin{aligned} \tilde{F} &= \sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \cos\left(\pi - \frac{2\pi}{Pc}y\right) = \\ &-\sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \cos\left(\frac{2\pi}{Pc}y\right) \end{aligned}$$

利用倍角公式有

$$\begin{aligned} \tilde{F} - \sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \left[1 - 2\sin^2\left(\frac{\pi}{Pc}y\right)\right] = \\ -\sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) + 2\sin^3\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \end{aligned} \quad (19)$$

由此得

$$\frac{\partial^2 \tilde{F}}{\partial y^2} = 2\left(\frac{\pi}{Pc}\right)^2 \sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) \cdot$$

$$\left[1 - 4\sin^2\left(\frac{\pi}{Pc}y\right)\right] = 0 \quad (20)$$

考虑到由 $\sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) = 0$, 得到 $y_c = Pc$, 大于 y_{\max} , 此根不可取。而由式(20)第 2 个括号等于零, 有

$$\sin\left(\frac{\pi}{Pc}y\right) = \frac{1}{2} \quad (21)$$

由此得

$$y_c = \frac{Pc}{6} \quad (22)$$

可以估算, 如取 $y_{\max} = 3000$ km, 有 $y_c = 1000$ km。亦即在 10°N 附近由涌升流产生的温跃层距平较大, 图 4 给出资料分析结果, 可以看到除图的东南角有一大值区外, 距平大的区在 8°~10°N 的一条带上。

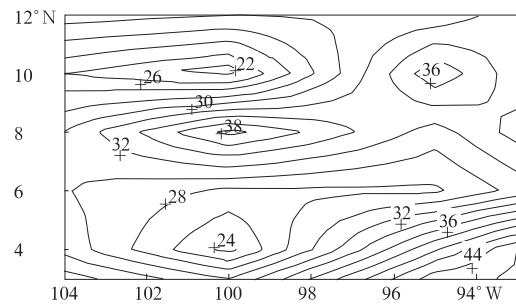


图 4 东太平洋边界附近温跃层距平的分布
(单位: m)

Fig. 4 The distribution of the depth anomalies of thermocline near the eastern Pacific Ocean boundary (unit: m)

4 Rossby 波的特征

在离开东边界一段距离经向风应力已变得很弱, 可以不计, 由式(3), (4)略去高频振荡给出

$$\begin{aligned} u &= -\frac{g'}{f} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{g'}{f^2} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial h}{\partial x}\right) \\ v &= \frac{g'}{f} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{g'}{f^2} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial h}{\partial y}\right) \end{aligned} \quad (23)$$

代入式(5)得到位势涡度方程, 为

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{H_0} \frac{dh^*}{dy} \frac{\partial}{\partial y}\right) \frac{Dh}{Dt} + \\ \beta_M \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

式中 $\lambda = c/f$ 为 Rossby 变形半径, 而

$$\beta_M = \beta - \frac{f}{H_0} \frac{dh^*}{dy} \quad (25)$$

作变换

$$h = \tilde{h}(x, y, t) \exp\left(-\frac{1}{2H_0} \frac{dh^*}{dy} y\right) \quad (26)$$

给出

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u^*(y) \frac{\partial}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha^2\right) \tilde{h} - \beta_M \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} = 0 \quad (27)$$

式中

$$\alpha^2 = \frac{1}{\lambda^2} + \left(\frac{1}{2H_0} \frac{dh^*}{dy}\right)^2 + \frac{1}{2H_0} \frac{d^2 h^*}{dy^2} \quad (28)$$

应用 WKB 方法, 设波振幅是空间和时间的缓变函数, 即

$$\tilde{h} = A(T, X, Y) e^{i\varphi} \quad (29)$$

其中位相为

$$\varphi = kx + ly - \sigma t \quad (30)$$

而

$$\sigma = -\frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad k = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad l = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (31)$$

在这里假定 σ, k, l 在整个定义域中是可变的, 但也是空间和时间的缓变函数。缓变函数取成

$$T = \varepsilon t, \quad X = \varepsilon x, \quad Y = \varepsilon y \quad (32)$$

容易算得修正(因有背景场的不均匀性在内)

Rossby 波的色散关系为

$$\sigma = u^* k - \frac{\beta_M k}{K^2} \quad (33)$$

式中 $K^2 = k^2 + l^2 + \alpha^2$ 。群速度为

$$C_{gx} = \frac{\sigma}{k} + \frac{2\beta_M k^2}{K^4} = u^* + \frac{\beta_M}{K^4} (k^2 - l^2) \quad (34)$$

$$C_{gy} = \frac{2\beta_M kl}{K^4} \quad (35)$$

注意到, 当 $u^* \approx 0$, 而 k 很小(长波)时, 沿 x 方向的群速度是向西的。

引进波作用密度, 定义为

$$E = \frac{K^4}{\beta_M} A^2 \quad (36)$$

则有守恒方程^[13]

$$\frac{\partial E}{\partial T} + \frac{\partial C_{gx} E}{\partial X} + \frac{\partial C_{gy} E}{\partial Y} = 0 \quad (37)$$

这表明, 波作用密度或波能量以群速度传播, 传播的路径称射线。对于缓慢的运动, 上式可近似地写成

$$\frac{\partial}{\partial s} (s \cdot C_{gs} E) = 0 \quad (38)$$

式中 s 为沿射线的单位向量。由此沿射线

$$C_{gs} E_s = \text{常数} \quad (39)$$

如设在射线的有限线段上群速度不变, 则在这

有限线段上波作用密度也将不变。由图 1 看到, 在 10°N 附近, 气候的温跃层深度最浅, 按定义 $h^*(y)$, 在该纬度附近应取极大值, 即 $dh^*/dy=0$, 而 $d^2 h^*/dy^2 < 0$, 因此如 $E_s \approx E$, 则由式(28) α^2 变小, 相应的 K^2 也变小, 而 $\beta_M \rightarrow \beta$, 但一般而论, 在极值区附近这一变化并不重要, 也即 K^2 的变化相对来讲要重要些, 于是为了保持 E 的不变, A^2 需增加。这表明在 10°N 附近向西传播的长波信号, 要比其他纬度清楚。

5 结 论

资料分析表明, 在 ENSO 事件中冷、暖次表层海温距平, 可在接近温跃层的最大海温距平曲面上, 形成一个传播的回路, 海温距平先从暖池沿赤道向东传播, 到东太平洋后转向极方向传播, 一般在 $8^\circ \sim 12^\circ$ 范围内转向西传播, 然后再在西太平洋向赤道传播。一般认为, 信号在赤道的向东传播, Kelvin 波是载体, 但为什么在 10° 附近转向西传播虽然有一些工作讨论^[14~17], 但研究的时间尺度都是 10 年代际的, 长于 ENSO 的时间尺度。本文结合资料分析从另一个角度初步研究了这一问题, 指出沿大洋东边界附近向极传播的强迫 Kelvin 波在 10° 附近造成的沿岸涌升流最强, 表明在这一纬度附近激发向西传播的 Rossby 波的动力最强, 分析进而指出, 在这个纬度向西传播的 Rossby 波受背景气候温跃层深度分布的影响, 波的振幅也强于其他纬度。当然这只是初步的启示性的理论分析, 进一步的研究尚待进行。

参考文献

- [1] Wang Zongshan, et al, Air-sea Interaction in Tropical Western Pacific. Proc. US-PRC International TOGA Symposium, Nov. 15-17, 1988, Beijing. Editor in Chief Chao Jiping and J. A. Young. Beijing: China Ocean Press, 1990. 15-26
- [2] 巢纪平, 张丽. 赤道不同海域对信风张弛的响应特征——对 El Nino 的研究的启示. 大气科学, 1998, 22(4): 428~442
Chao Jiping, Zhang Li. Responding characteristics of different regions over the tropical oceans to relaxation of the trade winds—a consideration to El Nino studies. Chinese Journal of the Atmospheric Sciences (in Chinese), 1998, 22 (4): 428-442
- [3] 巢纪平, 陈峰. 热带大洋东、西部对风应力经圈不对称的响应. 大气科学, 2000, 24: 723~738
Chao Jiping, Chen Feng. Responses of the tropical oceans to

- the asymmetric wind forcing. Chinese Journal of the Atmospheric Sciences(in Chinese), 2000, 24: 723-738
- [4] 巢纪平, 巢清尘. 热带西太平洋对风应力响应的动力学. 大气科学, 2002, 26: 145-160
Chao Jiping, Chao Qingchen. The dynamics of the response of tropical western Pacific to wind stress. Chinese Journal of the Atmospheric Sciences(in Chinese), 2002, 26: 145-160
- [5] 林永辉. 风应力强迫变化对赤道太平洋斜压扰动的影响. 见: ENSO 循环机理和预测研究. 北京: 气象出版社, 2003. 209-216
Lin Yonghui. The Effects of the Forcing Wind Stress changes on the Baroclinic Disturbances in Equatorial Pacific Ocean. In: Study of ENSO Cycle Mechanism and Forecasting, Beijing: China Meteorological Press, 2003. 209-216
- [6] 林永辉, 布和朝鲁. 强迫耗散作用下 Kelvin 波的解析求解. 见: ENSO 循环机理和预测研究, 北京: 气象出版社, 2003. 217-222
Lin Yonghui, Buhe Cholaw. The Analytical Solutions of Kelvin Waves Based on Forcing Dissipation. In: Study of ENSO Cycle Mechanism and Forecasting, Beijing: China Meteorological Press, 2003. 217-222
- [7] 巢纪平, 陈鲜艳, 何金海. 热带西太平洋对风应力的斜压响应. 地球物理学报, 2001, 45: 176-187
Chao Jiping, Chen Xianyan, He Jinhai. The baroclinic response of west tropical Pacific to wind stress. Chinese Journal of Geophysics(in Chinese), 2001, 45: 176-187
- [8] 巢纪平, 陈鲜艳, 何金海. 风应力对热带斜压海洋的强迫. 大气科学, 2002, 26: 578-594
Chao Jiping, Chen Xianyan, He Jinhai. The wind stress force upon the tropical baroclinic ocean. Chinese Journal of the Atmospheric Sciences(in Chinese), 2002, 26: 578-594
- [9] 李崇银, 穆明权. 厄尔尼诺的发生与赤道西太平洋暖池次表层海温异常. 大气科学, 1999, 23: 513-521
Li Chongying, Mu Mingquan. El Nino occurrence and subsurface ocean temperature anomalies in the Pacific warm pool. Chinese Journal of the Atmospheric Sciences(in Chinese), 1999, 23: 513-521
- [10] 巢清尘, 巢纪平. 热带西太平洋和东印度洋对 ENSO 发展的影响. 自然科学进展, 2001, 11: 1293-1300
Chao Qingchen, Chao Jiping. The tropical western Pacific Ocean and eastern Indian Ocean effect on ENSO development. Progress in Natural Science(in Chinese), 2001, 11: 1293-1300.
- [11] 巢纪平, 袁绍宇, 巢清尘等. 热带西太平洋暖池次表层暖水的起源——对 1997/1998 年事件的分析. 大气科学, 2003, 27: 145-150
Chao Jiping, Yuan Shaoyu, Chao Qingchen, et al. The origin of warm water mass in "warm pool" subsurface of the western tropical Pacific the analysis of the 1997-1998 El Nino. Chinese Journal of the Atmospheric Sciences(in Chinese), 2003, 27: 145-150
- [12] Chao Jiping, Yuan Shaoyu, Chao Qingchen, et al. A data analysis study on the evolution of the El Nino/La Nina cycle. Adv Atmos Sci, 2002, 19: 837-844
- [13] 陈英仪, 巢纪平. 螺旋 Rossby 波的波作用密度守恒和稳定性. 中国科学(B辑), 1983, 7: 663-672
Chen Yingyi, Chao Jiping. The stability and conservation of the wave action density of the evolution Rossby waves. Science in China ser. B(in Chinese), 1983, 7: 663-672
- [14] Huang R X(黄瑞新), Wang Qi. Interior communication from subtropical to the tropical oceans. J Phys Oceanogr, 2001, 31: 3538-3550
- [15] Capotondi A, Alexander M A, et al. Why are there Rossby wave maxima in the Pacific at and 13°N . J Phys Oceanogr, 2003, 33: 1549-1563
- [16] Capotondi A, Alexander M A. Rossby waves in the tropical north Pacific and their role in decadal thermocline variability. J Phys Oceanogr, 2001, 31: 3496-3515
- [17] Galanti E, Tziperman E. A midlatitude-ENSO teleconnection mechanism via baroclinically unstable long Rossby waves. J Phys Oceanogr, 2003, 33: 1877-1888

THE MECHANISM OF SUBSURFACE SEA TEMPERATURE ANOMALY TRANSMITTED WESTWARD ABOUT 10°N IN ENSO EVENTS

Chao Jiping

*(National Research Center for Marine Environmental Forecasting, Beijing 100081;
The First Institute of Oceanography, SOA, Qingdao 266061)*

Cai Yi

(National Research Center for Marine Environmental Forecasting, Beijing 100081)

Abstract

The data show that the temperature anomaly core of vertical Maximal Sea Temperature Anomaly (MSTA) level moves eastward from “warm pool” in Equatorial Western Pacific Ocean to 95°W in Equatorial Eastern Pacific Ocean and turns to northward and southward to 10°N, 10°S respectively and then turns to westward to 140°E and returns to “warm pool” in Equatorial Western Pacific Ocean. They make up a pairs of cycles. The north cycle is stronger than the south one. This study focus on the possible mechanism of the temperature anomaly core turning westward near eastern Pacific Ocean 10°N, 10°S. The wind fields in 850 hPa show that there is meridian wind near eastern Pacific Ocean coast when ENSO growing (fizzling). It rouses Kelvin wave and upwelling (down welling) along the coast. The Rossby waves of west propagating in various latitudes are triggered by upwelling (down welling) along the coast. The theoretic analysis shows that the upwelling (down welling) and Kelvin wave along the coast triggered by periodic meridian wind which is similar to the observation are biggest about 10°N, 10°S. So the amplitude of the Rossby wave reaches maximum at that location. It makes the anomaly cool (warm) water easily transport to western Pacific Ocean.

Key words: ENSO, Kelvin and Rossby wave, Disturbance transmitted westward, Sea temperature anomaly

