

# 气候平均风场作用下热带太平洋主流系 和赤道行星波研究<sup>①</sup>

石 强 蒲书箴\* 苏 洁 尹 杰

(国家海洋局北海分局, 青岛)

\* (国家海洋局第一海洋研究所, 青岛)

## 摘 要

本文使用一种水平高分辨度的热带太平洋风动环流模式耦合气候月平均风场, 研究了热带太平洋主流系和温跃层厚度的分布和季节变化以及赤道行星波的传播。

关键词: 气候月平均风场, 太平洋主流系, 温跃层, 赤道行星波。

## 前 言

近十几年来, 关于 El Niño 事件及海气相互作用的动力学研究已取得了不少进展, 但是, 对揭示 El Niño 循环的物理机制还要做很多工作。气候变化很大部分是海气相互作用的结果, 热带太平洋热力状况的水平、垂直变异对全球气候变化起到相当大的作用。由于海温是复杂的海洋要素, 太阳辐射、海洋长波辐射、海洋热量的水平垂直输送以及海洋地热释放等许多要素都可以影响海温变化。因此, 继续研究上层海洋的动力过程, 分析上层海洋的动力—热力过程的可能关系仍是必要的。

## 一、海洋环流模式和数值计算

### 1. 海洋环流模式

设海洋按密度差异分为上下两层, 上层流体密度为  $\rho_1$ , 下层流体密度为  $\rho_2$  的静止流层, 并且  $\rho_2 = \rho_1 + \Delta\rho$ 。海洋上层又分为表层和次表层, 表层代表海洋混合层(或称摩擦层), 直接感受海面风应力作用, 在海气动量交换作用下运动, 其运动速度为  $(u^s, v^s)$ , 表层厚度  $\eta$  取为常值; 次表层代表海洋温跃层, 运动速度为  $(u^1, v^1)$ , 次表层厚度偏差为  $h$ , 次表层的变化是海洋表层和次表层间动量和质量交换的结果。

设内界面流速等于上、下活动层流速矢量平均, 并做分层积分运算, 最后可以得到两层

<sup>①</sup> 国家海洋局青年海洋科学基金资助项目。

动量方程如下<sup>[1]</sup>:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + \frac{W_e}{2\eta} (\vec{u} - \vec{u}') + f \vec{k} \times \vec{u} = -g' \nabla h + \frac{\vec{\tau}_s}{\eta} - \frac{K}{\eta} (\vec{u} - \vec{u}') + V_H \nabla^2 \vec{u} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} + \frac{W_e}{2h} (\vec{u} - \vec{u}') + f \vec{k} \times \vec{u} = -g' \nabla h - \frac{K_B}{h} + \frac{K}{h} (\vec{u} - \vec{u}') + V_H \nabla^2 \vec{u} \quad (2)$$

$$W_e = \nabla \cdot (\eta \vec{u}) = \eta \nabla \cdot \vec{u} \quad (3)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h \vec{u}) = -w_e \quad (4)$$

$W_e$  是为保持混合层等值厚度而穿过内表面的流体卷入(卷出)速率。垂直涡动粘滞系数( $\eta$ )取值可以影响模式赤道潜流的宽度,也是模式海洋的主要耗散机制。 $\eta$  的取值是来自于观测和计算经验。例如,Charney(1960)、(1971)发现将  $\eta$  取为  $14 \sim 17 \text{ cm}^2/\text{s}$  时他们的模式与观测结果吻合最好<sup>[2,3]</sup>。Cane(1979)认为将  $\eta$  取为  $15 \text{ cm}^2/\text{s}$  是一个最好的平均估计值<sup>[1]</sup>。

模式的表层深度影响模式的物理过程。在较强风应力和较小垂直涡动粘滞系数的条件下,Cane(1979)通过对 Rossby 数和 Ekman 深度分析,将模式的表层深度取做纬度  $2^\circ$  处的 Ekman 深度,近似为  $25 \text{ m}$ <sup>[1]</sup>。在此我们也将模式表层深度这个数值,该数值和 Charney(1971)的模式计算参数值也是一致的<sup>[3]</sup>。将次表层深度取做  $175 \text{ m}$ ,这样模式海洋总深度近似赤道太平洋西中部海域的温跃层深度,与 Cane(1979)的模式参数取值是同样的。

模式海洋参数选择如下:

$$\text{表面风应力拖曳系数: } (\rho_a/\rho_w) C_D = 2.025 \times 10^{-6}$$

$$\text{模式表层海洋厚度: } \eta = 25 \text{ m}$$

$$\text{模式次表层海洋初始厚度: } H_1 = 175 \text{ m}$$

$$\text{约化重力加速度: } g' = 0.0176 \text{ m/s}^2$$

$$\text{内表面阻力系数: } K = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m/s}$$

$$\text{底层阻力系数: } K_B = 1.5 \times 10^{-5} \text{ m/s}$$

$$\text{水平涡动粘滞系数: } V_H = 60 \text{ m}^2/\text{s}$$

取斜压赤道海洋空间尺度为  $L = (c/\beta)^{2/3}$ , 时间尺度为  $T = (c\beta)^{2/3} = (\beta L)^{-1}$ , 其中  $c = (g'H)^{1/2}$ ,  $H = H_1 + \eta$ 。按照模式参数取值,其时空尺度分别为  $L = 292 \text{ km}$ ,  $T = 43.2 \text{ h}$ ,  $c = 1.88 \text{ m/s}$ 。取赤道变形半径  $L_e = (c/2\beta)^{2/3}$ ,从方程(2)、(4)简化的线性无量纲方程中,可得到次表层中自由 Kelvin 波相速度为:

$$C_k = \beta L_e^2 \sqrt{(1 - \eta/H)} = 0.83 \text{ m/s} \quad (5)$$

相当于第三斜压赤道 Kelvin 波模态的相速度。

$\beta$  平面上次表层无量纲位涡守恒方程近似为:

$$\frac{y}{(1 - \eta/H)} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} = V \quad (6)$$

其中  $V$  是海流的经向流速。

次表层水体相对初始状态的位能(热容量)为:

$$E_p = \iint \frac{1}{2} g' [(H_1 + h)^2 - H_1^2] dx dy \tag{7}$$

2 海洋模式数值解方法

海洋模式数值解区域为: 西边界为 125° E, 东边界为 77° W, 南、北边界分别为 15° S 和 15° N. 对于热带西太平洋众多的岛屿和海峡, 计算区域岸边界接近似实际地形处理。特别是在菲律宾附近, 苏拉威西海东侧的桑义赫群岛做为南北闭边界处理。在新几内亚岛附近, 马鲁古海峡做为东西开边界处理, 这样在菲律宾与新几内亚岛之间, 计算海域可以保留印度尼西亚分支流(Indonesian throughflow)效应的影响。海岸边界条件为  $\vec{N} \cdot \vec{U} = 0$ , 水边界条件为  $\partial \vec{U} / \partial \vec{N} = 0$ , 其中  $\vec{N}$  是边界的外法线方向。

时间差分方法采用 LorenZ-4 环时间差分格式<sup>[4]</sup>。当积分函数是非线性函数时, 该时间差分格式是 2 阶近似的。取时间差分步长  $\Delta t = 1h$ , 该差分步长值满足计算稳定判据的要求。

为增加海洋模式在赤道和东西边界附近的分辨率, 采用不等距差分网格。差分网格分布见表 1。海洋模式变量均写在差分网格的中心点, 即 Arakawa A 格式。空间坐标系为局地直角坐标系。为提高空间差分格式的计算精度, 空间差分在边界采用 2 阶近似的中央空间差分格式; 在计算区域内部采用 4 阶近似的中央空间差分格式。

表 1 计算空间差分网格分布( f = 111km)

范围	125° - 131° E	131° - 155° E	155° E - 90° W	90° - 95° W	95° - 77° W
格距( Δx)	1/ 3°	0. 5°	1°	0. 5°	1. 3°
范围	3° S - 3° N	3° - 6° S, N	6° - 9° S, N	9° - 12° S, N	12° - 15° S, N
格距( Δy)	0. 2°	0. 25°	1/ 3°	0. 5°	f

为了减小平滑处理对低频变量的衰减, 我们选择较小的水平涡动沾滞系数, 同时使用二维 Shapiro 理想低通滤波算子对模式变量进行平滑滤波<sup>[5]</sup>。采用计算域内部 4 阶滤波, 边界 2 阶滤波的方式, 可以有效地衰减高频惯性重力波。在本模式计算进程中每隔 4h, 对所有模式变量做 3~ 6 次滤波处理。

二、热带太平洋气候平均风场特征

取 COADS 海表面气候月平均风场(风场平均年代为 1950~ 1992 年, 共 42 年), 风场值的分辨率为 2° × 2°, 使用二维立方样条函数插值方法, 将 COADS 风场插值到海洋环境模式的非均匀网格点, 然后对风场作二维 Shapiro 2 阶理想低通滤波处理。对热带太平洋风场已有许多分析研究<sup>[6~ 9]</sup>, COADS 热带气候平均风场的信风、季风和辐合带分布以及各风系的季节变化等主要特征与以前分析结果是一致的。现在我们只简要讨论 COADS 气候月平均

风场的几点主要分析结果。

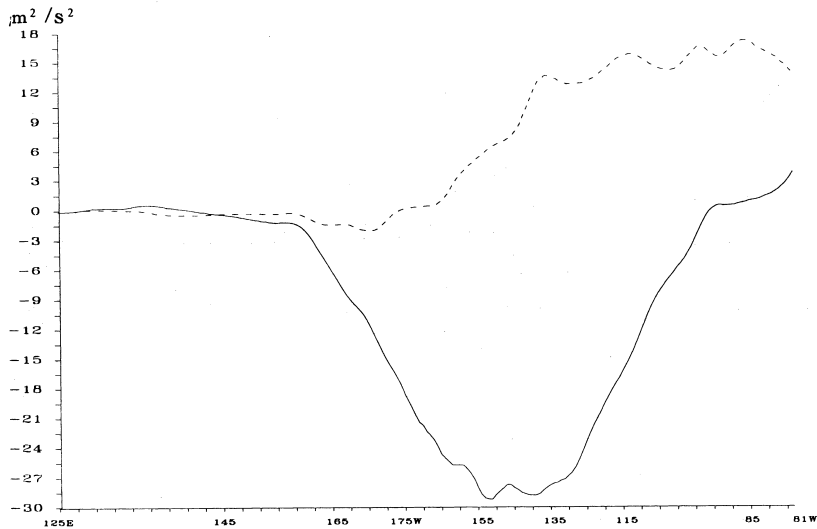


图 1 赤道带平均纬向拟风应力(实线)和经向拟风应力(虚线)



图 2 赤道带平均纬向拟风应力年平均偏差值季节变化( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )

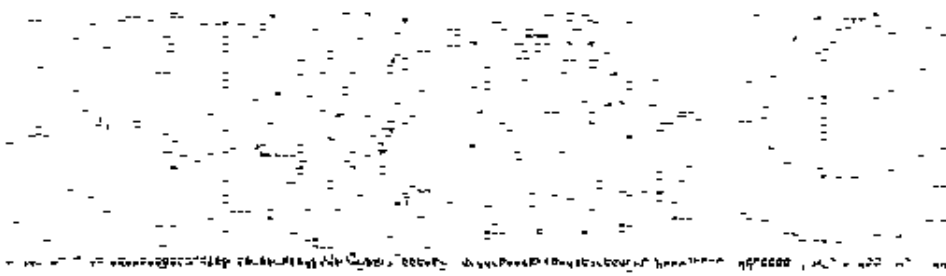


图 3 赤道带平均经向拟风应力年平均偏差值季节变化( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )

图 1 是太平洋赤道带( $3^{\circ}\text{S} \sim 3^{\circ}\text{N}$ )海面平均纬向、经向拟风应力( $\vec{\tau} = \vec{W} \cdot |\vec{W}| \text{ m}^2/\text{s}^2$ )年平均分布。 $165^{\circ}\text{E}$ 以西为西太平洋季风区,东北季风和西南季风的强度基本相同。在中东太平洋的信风区,纬向风应力的强度中心在 $155^{\circ} \sim 135^{\circ}\text{W}$ 之间,经向风应力的强度中心在 $135^{\circ}\text{W}$ 以东区域。

对于太平洋赤道带,平均纬向拟风应力分布为:西太平洋区域( $125^{\circ} \sim 150^{\circ}\text{E}$ )和东太平洋近岸区域( $90^{\circ} \sim 81^{\circ}\text{W}$ ),冬、春季节为东向风应力,夏、秋季节为西向风应力;中太平洋区域,东向风应力存在半年周期的强度变化。平均经向拟风应力分布为:西中太平洋区域( $125^{\circ}\text{E} \sim 120^{\circ}\text{W}$ ),冬、春季节为北向风应力,夏、秋季节为南向风应力;东太平洋区域( $120^{\circ} \sim 81^{\circ}\text{W}$ ),2~3 月经向风应力最小,8~10 月经向风应力最大。

图 2、3 分别是赤道带( $3^{\circ}\text{S} \sim 3^{\circ}\text{N}$ )海面平均纬向、经向拟风应力对相应年平均值偏差的季节变化。由图可见,西太平洋区域( $125^{\circ} \sim 150^{\circ}\text{E}$ )和东太平洋近岸区域( $90^{\circ} \sim 81^{\circ}\text{W}$ ),纬向风应力季节变化显著。 $90^{\circ}\text{W}$ 附近是 Walker 环流的辐散下沉区,辐散区在夏、秋季增强,冬、春季减弱,风应力扰动从辐散中心向中太平洋传播。经向风应力的北向偏差的强度大于南向偏差。Hadley 环流在冬、春季增强,夏、秋季减弱。

### 三、热带太平洋流系的变化

将气候月平均风应力场,按自然顺序连接成循环变化风应力场。模式由静止流场开始,耦合于各月平均风应力场,每月平均风场控制时间为 30 天,各月风场之间按线性变化过渡,连续计算 4 年模式时间,取第 3、4 年流场变量做热带太平洋气候平均状况研究。

从热带太平洋夏季次表层平均流矢分布(略)看出,海洋表层呈极向的风动 Ekman 漂流,次表层为向西的南赤道流,流速最强的区域位于 $3^{\circ}\text{S} \sim 3^{\circ}\text{N}$ 之间的中东太平洋。在 $5^{\circ}\text{N}$ (S)附近存在两支向东流的北、南赤道逆流。赤道潜流的东端在东太平洋与西向次表层流相遇形成辐合区,赤道潜流的西端与西太平洋的北赤道逆流相连。北赤道逆流(NECC)东端达到中美洲沿岸,其西端与北半球南赤道流转向东北的分支相接。北半球南赤道流东端与 NECC 的回转流相连;西端在西太平洋分裂为两支,一支流向北,汇入北赤道流;一支流向东北,与北赤道逆流相连。在南半球,南赤道流东端与向西的秘鲁流(PC)连接,其西部在 $165^{\circ}\text{E}$ 附近向北移动,进入赤道区域,在新几内亚岛沿岸,流系发生分裂,其中一支流转向东,进入北赤道逆流。

冬季流系与夏季流系的显著差异出现在西太平洋。西南季风使西太平洋的北赤道逆流强烈发展,阻碍了南赤道流的西伸。流系是波状分布,不稳定性增强。值得注意的是:夏季表层北赤道逆流越过赤道流入南赤道逆流,次表层北赤道逆流呈波状汇入赤道潜流。南赤道逆流夏季减弱,北赤道逆流夏季增强。次表层南赤道逆流的季节变化不大,次表层北赤道逆流端流速夏季大于冬季。

在西边界,存在一支稳定的棉兰老岛流(Mindanao Current),其北端来自北赤道流的向南分支流;南端在夏季汇入北赤道逆流,冬季经马鲁古海峡流入印度洋。在棉兰老岛流至 $145^{\circ}\text{E}$ 之间是一个涡流活跃区,哈马黑拉岛涡(Halmahera Eddy)和棉兰老岛涡(Mindanao

Eddy) 夏季比冬季强。

### 1. 赤道潜流(EUC)

赤道潜流主体的东端位于  $170^{\circ}\text{E}$  附近, 西端位于  $120^{\circ}\text{W}$  附近, 最大流速出现在中太平洋  $150^{\circ}\text{W}$  附近。  $150^{\circ}\text{W}$  以西是赤道潜流加速区,  $150^{\circ}\text{W}$  以东是赤道潜流减速区。中太平洋  $164^{\circ}\text{W}$  附近, 赤道潜流 1、7 月份流速较大, 4、9 月份流速较小, 流速呈现以 4 个月和 2 个月为周期变化。这种变化与行星波运动有关。  $140^{\circ}\text{E}$  以西部分的赤道潜流明显的受季风变化影响, 2、3 月份强度、范围缩小, 9、10 月份强度、范围增大。在西太洋  $165^{\circ}\text{E}$  附近, 夏季, 赤道潜流与转向的棉兰老岛流、北赤道逆流相联; 冬季, 赤道潜流与转向的南赤道流相联。

### 2 南赤道流(SEC)

表层南赤道流受 Ekman 效应作用, 产生向极流动, 次表层南赤道流为地转流。南赤道流最大流速出现在  $2^{\circ} \sim 3^{\circ}\text{N(S)}$  之间。在中太平洋, 表层纬向流速 2、3 月份最大, 10、11 月份最小。在赤道附近, 强烈的涌升卷挟使次表层南赤道流失去西向动量, 纬向流速出现 3、4 月份小, 9、10 月份的大的季节变化。在次表层, 南半球南赤道流西端 1、2 月份可以西进到  $126^{\circ}\text{E}$  附近, 9、10 月份东退到  $140^{\circ}\text{E}$  附近。

### 3 北(南)赤道表层逆流(NEOC, SECC)

北(南)赤道表层逆流是受风应力经向分量作用产生的东向急流。逆流的流速随  $\tau_y^{2/3}$  改变; 逆流的所在纬度随  $\tau_y^{1/3}$  改变, 对风应力的变化相对不敏感<sup>[10]</sup>。

### 4 北(南)赤道次表层逆流( NESCO, SESCO)

北(南)赤道次表层逆流是稳定的、地转平衡的东向急流。流核位于  $3^{\circ} \sim 5^{\circ}\text{N(S)}$  之间, 有时它与赤道表层逆流相接, 有时它独立存在。研究指出: 北赤道次表层逆流并不是北赤道表层逆流的垂直延伸或南赤道逆流的弱化。它形成机制可以用类似赤道表层逆流的形成机制解释<sup>[10]</sup>, 所不同的是赤道潜流正涡度的径向扩散是通过次表层径向环流完成的。

根据模式的设计, 赤道次表层逆流东向动量来自于赤道表层逆流辐合向下输送, 并且在垂直方向上连为一体。在北半球中太平洋, 赤道逆流 4 月份最小, 9 月份最大, 南半球的赤道逆流变化与此相反, 而且变化幅度小。

### 5 北赤道流(NEC)与南副热带流(SSC)

北赤道流位于  $6^{\circ}\text{N}$  以北区域, 南副热带流位于  $6^{\circ}\text{S}$  以南区域。这两个区域海洋非线性作用减小, 流系为线性模式。处在这一区域的北赤道流与南副热带流表层流为风动 Ekman 漂流, 次表层为地转流。表层流系春、冬季流速大, 夏、秋季流速小。次表层流系稳定, 季节变化不明显。

## 6 温跃层厚度偏差

海洋温跃层深度与混合层热容量和动力高度有较高的相关性(0.8~0.92)<sup>[11]</sup>。因此,在不计海洋热力学过程的情况下,海洋温跃层深度的变化可以定性地反映海洋混合层热容量的变化。

在赤道剖面(图略),温跃层正偏差出现在西太平洋暖池,冬季为负偏差,暖池热容量减少,最大正偏差出现在夏、秋季,并且正偏差向东扩展。负偏差最大值出现在中太平洋 $15^{\circ}\sim 135^{\circ}\text{W}$ ,1月份负偏差最大,5月份负偏差最小。这里是热量垂直交换最强的区域。在赤道东边界邻近区域12~3月份负偏差较大,5、6月份负偏差较小。在 $115^{\circ}\sim 155^{\circ}\text{W}$ 之间,温跃层偏差分布产生向东梯度力,赤道潜流在这一区域加速,在 $135^{\circ}\sim 120^{\circ}\text{W}$ 之间,温跃层偏差分布产生向西梯度力,赤道潜流在这一区域减速。

冬、春季节,东太平洋冷水向东扩展,使赤道槽和北半球逆流脊热容量减少,南半球逆流脊热容量增加。夏、秋季节,西太平洋暖池发展东移,使赤道槽和北半球逆流脊热容量增加,南半球逆流脊热容量减少(按(7)式计算)。因此,热带太平洋热容量季节变化主要发生在 $6^{\circ}\text{S}\sim 6^{\circ}\text{N}$ 之间的海域,赤道槽和北赤道逆流脊的变化幅度大,南赤道逆流脊变化幅度小。

## 7 温跃层厚度偏差空间分布

图4是热带太平洋夏季(6~8月)平均温跃层偏差分布。夏季,西太平洋暖池的范围增大,正距平零线的北端可达 $8^{\circ}\text{N}$ 附近,南端可达 $8^{\circ}\text{S}$ 附近。冬季,暖池容量减小,暖池退缩到 $0^{\circ}\sim 4^{\circ}\text{S}$ 的区域。温跃层距平梯度,在中、东太平洋区域较大。夏季温跃层槽脊发展,中、东太平洋温跃层距平的纬向梯度和经向梯度增大;冬季温跃层槽脊减弱,纬向梯度和经向梯度减小。

由于缺少对太平洋流系长期全面的观测资料,我们将以上结果与现有的剖面观测分析和总结结果<sup>[12~19]</sup>进行对比表明,模拟太平洋各流系的分布与观测分析的平均结果基本一致,只是对赤道潜流在东太平洋末端的模拟较差,这与赤道潜流和温跃层在东太平洋逐渐变浅并减弱的实际情况有关。

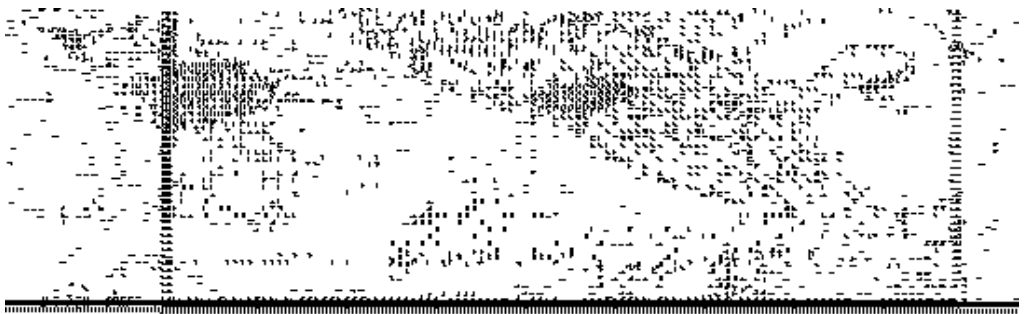


图4 夏季太平洋次表层温跃层距平分布(m)

四、赤道行星波的传播

热带海洋的大尺度变化和 El Niño 现象都与海洋行星波动密切相关, 赤道海洋中的行星波成为热带海洋学的重要研究问题。我们采用交叉相关系数分布方法研究模式海洋中的赤道行星波动。

图 5 是赤道剖面温跃层偏差值东边界变量与内部变量的交叉相关系数分布。纵坐标是交叉相关滞后时间(月), 负值为东边界变量滞后, 正值为东边界变量超前。95% 信度下的相关系数临界值为 0.4。

西太平洋季风纬向分量张弛, 在西边界激发出赤道 Kelvin 波。赤道 Kelvin 波温跃层模态以平均 0.86m/s 的相速度向东传播。在西太平洋, 季风经向分量张弛激发混合 Rossby 重力波, 其诱发的温跃层距平扰动离开西边界向东传播。在东太平洋 125°W 附近, 经向风应力激发的混合 Rossby 重力波(在赤道上, 混合 Rossby 重力波纬向速度和温跃层分量为零, 经向速度最大), 其诱发的温跃层距平扰动以近似相同的相速度(东传相速度约 0.37m/s, 西传相速度约 0.36m/s)向东、西方向传播(在近赤道位涡守恒条件下, 混合 Rossby 重力波经向流速诱发温跃层扰动, 见(6)式)。向西传播的混合 Rossby 重力波低频分支诱发温跃层扰动在中太平洋与赤道 Kelvin 波相遇, 阻碍了赤道 Kelvin 波温跃层模态的东传进程。混合 Rossby 重力波族中的驻波(波数  $k=0$ )成分, 在东太平洋 115°W 附近形成不稳定驻波。对赤道 115°W 温跃层距平最大熵谱分析表明, 显著周期为 2.4 月的不稳定驻波相速度为 0.05m/s(图略)。因此, 在气候平均条件下, 西太平洋热能量在以赤道 Kelvin 波温跃层模态向东传播中, 将在中太平洋受阻, 西太平洋的大部分热能量将被局限在 170°W 以西的海域。东太平洋沿岸热能量的纬向平流变化主要来自 125°W 附近的温跃层热能量东转和由次表层纬向流输送的西太平洋热能量。

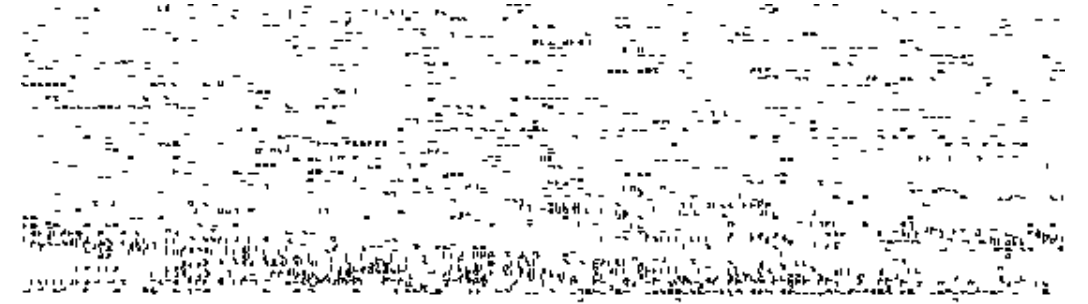


图 5 赤道剖面温跃层距平东边界值与内部值相关系数分布

图 6 是赤道剖面东边界次表层纬向流变量与内部次表层纬向流变量的交叉相关系数分布。

赤道 Kelvin 波流速模态从西边界转到东边界, 耗时约 6 个月, 平均相速度约 1.10m/s。因此, 赤道剖面上的海洋动能传播与位能明显不同, 海洋动能主要以赤道 Kelvin 波流速模



态传播到东边界,西太平洋的热量可以通过纬向流输送到东太平洋沿岸。

在非 El Niño 事件期间,Chiswell(1989)和 Ripa(1981)分别在赤道  $152^{\circ}\text{W}$ 、 $92^{\circ}\text{W}$  经向剖面观测到混合 Rossby 重力波,而且是非局地生成的<sup>[20,21]</sup>。Ripa(1981)在赤道  $92^{\circ}\text{W}$  经向剖面通过观测海水压力,分析出只有低模态 Kelvin 波通过,并没有高模态 Kelvin 波<sup>[21]</sup>,这种情形与模式研究结果是一致的。

总之,在西太平洋,海洋赤道 Kelvin 波速模态可以从西边界传播到东边界,而赤道 Kelvin 波温跃层模态在中太平洋受到混合 Rossby 重力波诱发的西传温跃层扰动的阻挡。对于绝热地转扰动,其动能与势能比例关系为  $K:E:P:E=(K_H R)^2:1$ ,其中  $R$  是正压 Rossby 半径,  $K_H$  是扰动的水平波数<sup>[22]</sup>。所以对于短波地转扰动,动能是主要的。对于长波地转扰动,大部分能量存在于势能中。因此,在气候平均条件下,赤道海洋 Kelvin 波流速模态所输送的热量对东太平洋近岸热容量季节循环有所贡献,但是不足以激发 El Niño 现象。

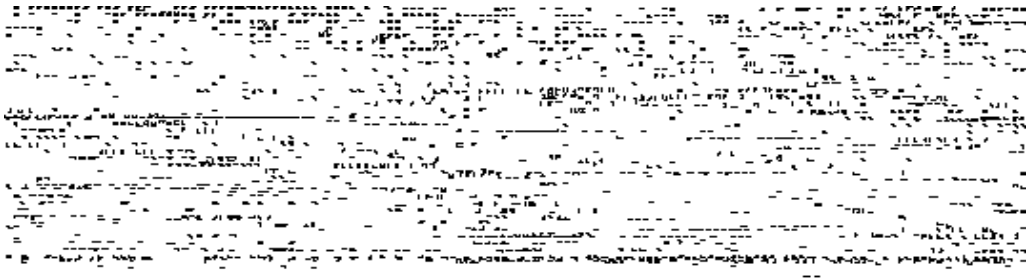


图 6 赤道剖面纬向流速东边界值与内部值相关系数分布

## 五、结 论

在气候月平均风场作用下,两层半非线性原始流体动力方程计算的流场基本能够正确反映热带太平洋上层主要流系和温跃层的空间分布和季节变化。西太平洋  $145^{\circ}\text{E}$  和东太平洋  $125^{\circ}\text{W}$  附近经向风应力可以激发出混合 Rossby 重力波。海洋赤道 Kelvin 波流速模态可以从西太平洋边界传播到东太平洋边界,而赤道 Kelvin 波温跃层模态从西太平洋边界东传后,在中太平洋受到混合 Rossby 重力波诱发的西传温跃层扰动的阻挡。

## 参 考 文 献

- [1] Cane, M. A. The response of an equatorial ocean to simple wind stress patterns: I. Model formulation and analytic results. J. Mar. Res., 37, 233~ 252, 1979.
- [2] Chamey, J. G. and S. Spiegel. Structure of wind drive equatorial currents in homogeneous oceans. J. Phys. Oceanogr., 1, 149~ 160, 1971.
- [3] Charney, J. G. Non-linear theory of a wind-driven homogeneous layer near the equator. Deep Sea Res., 6, 303~ 310, 1960.
- [4] Lorenz, E. N. An N cycle time problem differencing scheme for stepwise numerical integration. Mon Wea Rev., 99, 644~

648, 1971.

- [ 5 ] Shapiro, R. Smoothing, filtering, and boundary effects. *Rev. of Geophys and Spac Phys.* , 8. 359~ 387, 1970.
- [ 6 ] Barnett, T. P. , The principal time and space scales of the Pacific trade wind fields. *J. Atmos. Sci.* . 34, 221~ 236, 1977.
- [ 7 ] Goldenberg, S and J. J. O' Brien. Time and space variability of the tropical Pacific wind stress. *Mon. Wea. Rev.* 109, 1190 ~ 1207, 1981.
- [ 8 ] Horel, D. J. , On the annual cycle of the tropical Pacific atmosphere and ocean. *Mon. Wea. Rev.* 110, 1863~ 1878, 1982.
- [ 9 ] Wytki, K. and G. Meyers, The trade wind field over the Pacific Ocean. *Appl. Meteor.* 15. 698~ 704, 1976.
- [ 10 ] Cane, M. A. , The response of an equatorial ocean to simple wind stress patterns: II . numerical results. *J. Mar. Res.* 37, 253~ 299, 1979.
- [ 11 ] Rebert, J. P. , Donguy, J. R. and G. Eldin, Relations between sea level, thermocline depth, heat content, and dynamic height in the tropical Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.* 90, C6, 11719~ 11725, 1985.
- [ 12 ] Delcroix, T. , Eldin G. , and C. Henin, Upper ocean water masses and transport in the western tropical Pacific ( 165° E ). *J. Phys. Oceanogr.* 17, 2248~ 2262, 1987.
- [ 13 ] Gouriou, Y. , Mean circulation of the upper layers of the Western Equatorial Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.* 98, C12, 22495~ 22520, 1993.
- [ 14 ] Halpern, D. , Observations of annual and El Niño thermal and flow variations at 0°, 110°W and 0°, 95°W during 1980~ 1985. *J. Geophys. Res.* 92, C8, 8197~ 8212, 1987.
- [ 15 ] Knauss, J. A. , Further measurements and observations on the Cromwell Current. *J. Mar. Res.* 24, 205~ 240, 1966.
- [ 16 ] Lukas, R. , The termination of the Equatorial Undercurrent in the Eastern Pacific. *Prog. Oceanogr.* 16, 63~ 90, 1986.
- [ 17 ] Philander, S. G. H. , Equatorial Undercurrent: Measurements and theories. *Rev. Geophys. and . Spac Phys.* 11. 513~ 570, 1973.
- [ 18 ] Tsuchiya, M. , Subsurface countercurrents in the eastern equatorial Pacific Ocean. *J. Mar. Res.* , Suppl. 145~ 175, 1975.
- [ 19 ] Wijffels, S. , Firing, E. and J. Toole. The mean structure and variability of the Mindanao current at 8°N. *J. Geophys. Res.* 100, C9, 18421~ 18435, 1995.
- [ 20 ] Chiswell, S. M and R. Lukas, Rossby-Gravity waves in the Central equatorial Pacific Ocean during the NORPAX Hawaii to Tahiti Shuttle experiment. *J. Geophys. Res.* 94, C2, 2091~ 2098. 1989.
- [ 21 ] Ripa, P. and S. P. Hayes, Evidence for equatorial trapped waves at the Galapagos Islands. *J. Geophys. Res.* 86, C7, 6509~ 6516. 1981.
- [ 22 ] Gill, A. E. , *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, 666, 1982.