

热带大气平均环流的纬向不均匀性 和 Kelvin 波的动力作用

杨 燕 朱抱真

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 本文利用一个包含 Wave CISK 机制以及蒸发、感热与扰动风场的反馈机制, 并引入实际的下垫面温度分布和海陆差异的热带大气模式, 较好地模拟了低纬平均环流在风场、散度场及低层位势高度场上的纬向非均匀性。分析表明这种纬向非对称性是由于下垫面的热力非均匀性造成的强迫与大气内部的热力-动力反馈过程相互作用的结果。对热力强迫的响应形成了西太平洋暖水区上的西风 and 东太平洋上的东风, 而对简化模式的解析分析说明, 由于热力-动力反馈造成的 Kelvin 波的发展过程, 可以解释平均东风强于西风的事实。

关键词 热带环流 纬向不均匀性 Kelvin 波

1 引言

热带大气环流是全球大气环流的一个重要的组成部分。最初人们仅注意到它的纬向平均特征。以后随着观测资料的增多, 发现了 Walker 环流和南方涛动等现象, 人们逐渐认识到低纬环流也有很强的纬向不均匀性。与纬向平均环流相比, 这种非对称性有着更鲜明和丰富的特征。

图 1a 是多年 12、1 和 2 月平均的热带海平面气压场。从中可以看到很显著的纬向不对称性。在赤道太平洋上有一个庞大的低压区, 而南印度洋、东南太平洋和南大西洋都有一个强大的高压。图 1b 是纬向风相对纬圈平均的偏差, 有着更鲜明的纬向不均匀性, 其中最显著的是: (1) 热带西太平洋上和东太平洋上分别为西风和东风; (2) 东风比西风更强。关于热带大气环流的这种纬向不对称性的形成, 过去人们作了一些理论研究。如 Matsuno^[1]用线性浅水模式讨论了热带地区的各种波动特征以及大气对东西方向上呈现周期性分布的固定强迫源的定常响应。Gill^[2]也应用简单的浅水模式, 解析地讨论了热带大气对不同形式的孤立热源的响应以及赤道 Kelvin 波和 Rossby 波在大气响应中的作用。Webster^[3]则用观测资料推算出热带大气的热源分布, 引入实际地形, 用定常模式计算了热带大气对于这种固定强迫的响应, 并进行了理论分析。

我们知道对流活动造成的凝结潜热释放以及感热、蒸发与大尺度流场之间的相互反馈机制在低纬大气运动中起了重要作用, 但前述的这些解析模式中都没有包含这两种机制。本工作建立了一个代表一阶斜压模态的浅水模式, 其中包含了凝结潜热与大尺度流场反馈及感热、蒸发与扰动风场反馈的机制, 并引入实际的海陆分布及下垫面温度

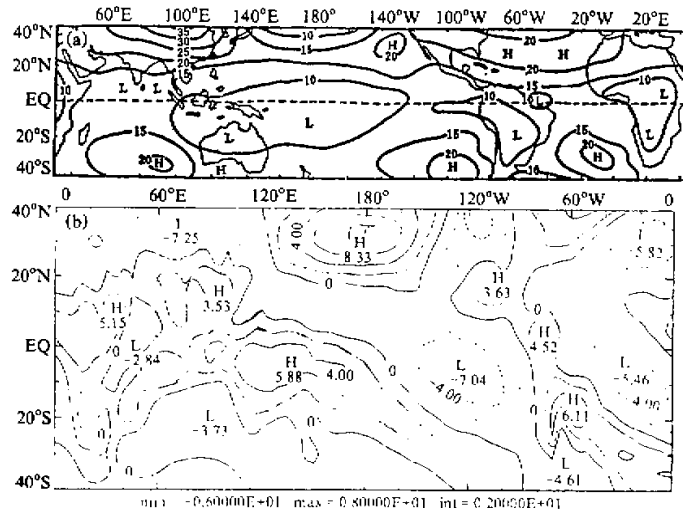


图1 实际观测的 12、1、2 月低纬平均环流

(a) 海平面气压场 (~ 1000 hPa), H 为高压, L 为低压

(b) 纬向风等风速线 (m/s) (已减去纬圈平均值)

场, 模拟低纬大气冬季平均的风场、散度场和气压场的分布, 还将通过 Kelvin 波发展的动力学分析探讨上述纬向非均匀性的成因。

2 模式

从赤道 β 平面的两层线性模式出发, 运动学方程写在各层中间, 再对应相减, 可得到

$$\begin{cases} \frac{\partial u_d}{\partial t} - \beta_y v_d = -\frac{\partial \varphi_d}{\partial x} - \gamma u_d, \\ \frac{\partial v_d}{\partial t} + \beta_y u_d = -\frac{\partial \varphi_d}{\partial y} - \gamma v_d, \end{cases} \quad (1)$$

其中,

$$\vec{v}_d = \vec{v}_3 - \vec{v}_1, \quad \varphi_d = \varphi_3 - \varphi_1,$$

下标“1”、“3”分别代表 250 hPa 和 750 hPa 的量, u 、 v 、 φ 分别为各层的扰动风场和扰动位势高度场, γ 为粘性耗散系数。这里略去了平均风的平流项。将两层的运动学方程对应相加, 则可得到关于正压模态的方程组, 形式上与方程(1)相同。

设模式上、下边界垂直速度为零, 利用静力方程可将热力学方程化为关于上、下层之间位势扰动之差 φ_d 的方程

$$\frac{\partial \varphi_d}{\partial t} + S \frac{(\Delta p)^2}{2} \nabla \cdot \vec{v}_d = -\frac{R \Delta p}{p_2 c_p} Q_2, \quad (2)$$

其中, S 为静力稳定度, c_p 为空气定压比热, R 为气体常数, Δp 为两层的气压差。此时正压、斜压模态是相互独立的, 可以设正压模态为零, 单独讨论斜压模态部分, 则有

$$\bar{v}_3 = \bar{v}_d / 2, \quad \varphi_3 = \varphi_d / 2. \quad (3)$$

以下将略去下标“d”。

为计算对流凝结潜热, 需引入水汽方程。由于水汽含量随高度成指数减少, 我们仅将水汽方程写在下层, 线性化后得

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{q} \cdot \nabla \cdot \frac{\bar{v}}{2} = -P + E', \quad (4)$$

其中, P 为降水率, E 为蒸发率, E' 为其扰动值, $\bar{q}$ 为低层大气的饱和比湿, q' 为相对于此饱和比湿的偏差。

考虑到陆地和洋面上向大气蒸发量的不同, 我们令

$$E' = \begin{cases} E'_o, & \text{洋面上,} \\ E'_o \frac{W}{W_c}, & \text{陆面上.} \end{cases} \quad (5)$$

其中 E'_o 为洋面上的蒸发率的扰动值, W 为土壤的含水量, W_c 为饱和含水量。

在陆地上需增加一个土壤含水量的方程, 它由陆面上的水份收支决定

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P - E'. \quad (6)$$

在水面上, 或预报的土壤含水量 $W > W_c$ 时, 则令 $W = W_c$, 多余的水认为通过径流失了。最大含水量 W_c 设为 10 g/cm^2 。

方程(2)中的热力强迫项 Q_2 分为感热 Q'_s 和由于对流活动释放的凝结潜热 Q_L :

$$Q_2 = Q'_s + Q_L.$$

Q_L 采用简单的参数化方案, 即

$$Q_L = L \cdot P, \quad (7)$$

降水率

$$P = \begin{cases} \frac{g}{\Delta p} E' - \eta q_s^*(\bar{T}_s) \nabla \cdot \frac{\bar{v}}{2}, & (\nabla \cdot \bar{v} < 0, \text{ 且 } q' \geq q_c \text{ 时}), \\ 0, & (\text{其他}). \end{cases} \quad (8)$$

其中, L 为凝结潜热, q_c 为开始产生降水的比湿偏差值, 是一给定的负值, η 为对流强度参数, 这里取为常数, 它决定了大尺度辐合的水汽通过凝结转化成热力强迫的效率。为体现下垫面温度高低对对流活动的影响, 在系数中引入了因子 $q_s^*(\bar{T}_s)$, 它代表在下垫面温度 $\bar{T}_s$ 下的饱和比湿。 $\bar{T}_s$ 越高, 此值越大, 越有利于对流发展。根据模式计算结果, 这里的第 1 项比第 2 项小了近一个量级, 故对流凝结潜热释放近似与大尺度流场的辐合成正比, Q'_s 和蒸发量 E'_o 采用空气动力学公式, 并采用 Emanuel^[4] 的参数化方案, 可得

$$E_o = -\rho C_q |\bar{U}_L| \bar{q}' + \rho C_q (\bar{q}_s^* - \bar{q}_s) \cdot \text{sgn}(\bar{U}_L) \cdot u_1, \quad (9a)$$

$$Q_s = \rho C_H |\bar{U}_L| (T_s^* - T_s') + \rho C_H (\bar{T}_s - T_s') \cdot \text{sgn}(\bar{U}_L) \cdot u_1, \quad (9b)$$

其中, C_q 、 C_H 为拖曳系数, $\bar{q}_s^*$ 为近地(海)面的饱和比湿, $\bar{T}_s$ 为纬向平均的下垫面温度, T_s^* 为其纬偏值, $\bar{T}$ 及 T' 分别为气温的平均值和纬偏值, $\bar{U}_L$ 为低层的平均纬向风。其中的 $\text{sgn}(\bar{U}_L)$ 为 $\bar{U}_L$ 的符号函数, 它在平均西风区为正, 平均东风区为负。

此模式中包含了两种反馈过程, 一个是 CISK 机制, 体现在(8)式中的第三项。另一个是蒸发、感热与扰动反馈机制, 体现在(9a), (9b)中的第二项。当扰动风与平均风场同号时, 此项为正, 即平均风与扰动风叠加, 使感热、潜热输送增强, 而当扰动风与平均风场反号时, 此项为负, 二者抵消, 减弱感热、潜热输送。

模式的积分区域为 $42.5^\circ\text{N} \sim 42.5^\circ\text{S}$ 的纬圈。水平差分采用跳点 C 网格, 为抑制高频波, 采用欧拉后差起步, 然后用中央差加时间滤波。以后每隔一定步数再进行一次欧拉后差。

下垫面的海温和陆温采用的是 12 月、1 月和 2 月多年平均的下垫面温度场, 是根据实测资料整编的。为突出纬向不均匀性, 将各点的温度值减去纬圈平均, 得到的纬偏场 T_s^* 分布如图 2 所示。

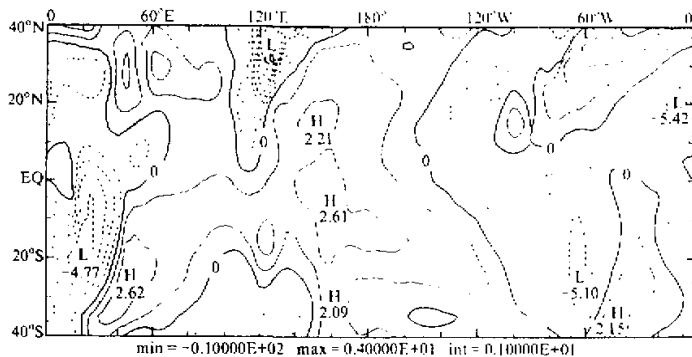


图 2 下垫面温度场纬偏值 T_s^* 分布 (实线为正值, 虚线为负值)

3 数值实验结果

利用上节建立的模式进行数值实验。初值为静止大气, 共积分 150 d。取此实验的最后 3 个月积分时段平均的散度场、风场及位势高度场, 代表冬季大气的状况。

图 3a 为模式得到的低层位势高度场, 与图 1a 观测的冬季海平面气压场比较可以看到, 在澳大利亚、印尼至西太平洋为低压中心, 而东南太平洋是高压中心, 都模拟得比较好。南大西洋的高压也有所反映。说明引言中所述热带大气平均气压场纬向不均匀性的观测事实基本上模拟出来了。但是, 南美和非洲两大大陆上的低压模拟得不好。

图 3b 是模式得到的时间平均的低层纬向风 u 的等风速线分布, 这里得到的风场可

解释为相对于纬向平均风的偏差。由图可知风场分布有很强的纬向不对称性。在赤道西太平洋盛行偏西风,而在赤道东太平洋盛行偏东风,与图 1b 的观测事实相符。强西风中心位于印尼附近,也和观测一致,但强东风中心比观测的位置略为偏东。有趣的是,与图 1b 中类似,图 3b 中赤道东太平洋的东风比西太平洋的西风强得多,这是本文重点讨论的问题。

图 3c 是平均的散度场。主要的辐合中心在 140°E 至 160°E 的赤道附近。辐合区向

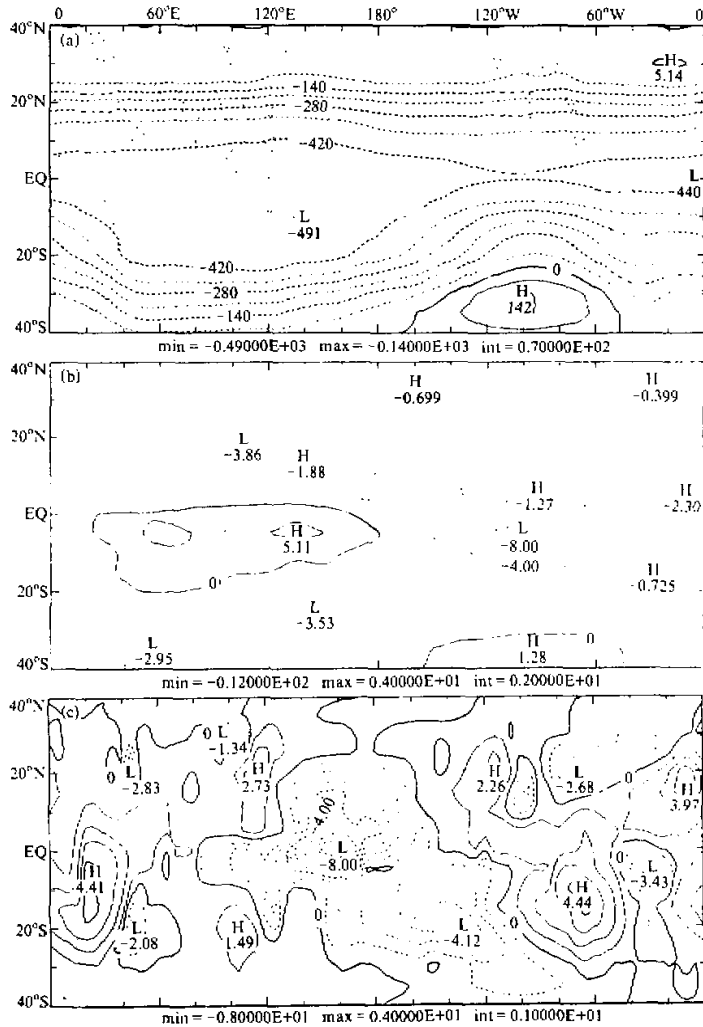


图 3 数值实验模拟的冬季低纬平均环流

(a) 位势高度场 (GPM); (b) 纬向风等风速线 (m/s); (c) 散度场 (10^{-3} s^{-1})
实线为正值, 虚线为负值

西伸展到印度洋 80°E 左右, 向东伸展到东南太平洋, 并在 20°S 附近形成一个较弱的辐合中心。主要的辐散区则位于东太平洋至南美以及非洲大陆上, 表明这里不利于对流发展。此结果与实际观测到的低纬对流活动的分布对应较好(图略), 特别是从印度洋到西太平洋的对流活跃区以及南太平洋辐合带、东太平洋的干舌等都有较好反映。

将图 3a、b、c 与图 2 比较可看出, 暖水区上较强的感热使大气低层产生低压以及风场和水汽辐合, 造成有利于对流产生的大尺度背景, 扰动在暖水区上发展并产生对流降水后, CISK 机制便起作用, 凝结潜热与风场辐合相互反馈, 就在暖水区上维持活跃的对流活动, 而冷水区和干的陆地上则产生低层辐散和下沉, 于是就形成了图 3b 中的纬向东、西风的配置。这是流场与质量场相互调整的结果, 而这种调整是通过暖水区上的热源以及冷水区上的热汇强迫出的 Kelvin 波和 Rossby 波响应来实现的。高层风场与低层反向, 构成了纬向的 Walker 环流圈。因此, 热带大气环流的纬向不对称性首先是和下垫面的热力非均匀性密切相关的。

Gill^[2]曾讨论了热带大气对孤立热源的响应问题, 但他得到的解析解中热源西部的西风响应比东部的东风强。Matsuno^[1]用一对热源和热汇作为固定强迫, 得到的东、西风响应的强度差别不大, 而我们的结果是东风强于西风, 反映了实际观测风场的另一个纬向不对称性。这个模式中增加的感热、蒸发与扰动风场之间的反馈是造成这种差别的重要原因。我们曾作了一个对比实验, 即去掉这个反馈过程, 则得到的平均东西风强度差别不大。而且赤道附近辐合区向东伸展的范围也不象图 3c 中那么大。这说明感热、蒸发与扰动风的反馈会增强东太平洋的扰动。下面我们将作进一步的动力学分析。

4 动力学分析

将(7)~(9)式代入(2)式, 可得

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + C_w^2 \nabla \cdot \vec{v} = -K_T(\varphi + \varphi_s) + Au, \quad (10)$$

其中,

$$C_w^2 = C_d^2 - \frac{LR\Delta p \eta q_s (\bar{T}_s)}{2c_p p_2},$$

$$C_d^2 = S \frac{(\Delta p)^2}{2},$$

$$K_T = \frac{\Delta p \rho C_H |\bar{U}_L|}{c_p p_2},$$

$$A = -\frac{R\Delta p \rho \bar{U}_L / |\bar{U}_L|}{2c_p p_2} \left[\frac{gL C_q}{\Delta p} (q_s^* - \bar{q}_s) + C_H (\bar{T}_s - \bar{T}) \right],$$

$$\varphi_s = RT_s^*.$$

我们设 C_w^2 、 K_T 、 $(q_s^* - \bar{q}_s)$ 和 $(\bar{T}_s - \bar{T})$ 均为大于零的常数, 则 A 正比于 $(-\bar{U}_L / |\bar{U}_L|)$, 在平均东风下 $A > 0$, 平均西风下 $A < 0$ 。

由(1)和(10)式就构成了本节所要讨论的简化模式。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma\right)u - \beta y v + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \quad (11a)$$

$$\varepsilon \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma\right)v + \beta y u + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \quad (11b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + K_T\right)\varphi + C_w^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = -K_T \varphi_s + A u, \quad (11c)$$

其中略去了代表斜压模态的下标“d”。

在(11b)中引入了长波近似示踪因子 ε 。 $\varepsilon = 1$ 时是一般的运动方程, $\varepsilon = 0$ 时纬向风满足地转关系, 相当于长波近似。这里的 C_w 即为受凝结潜热影响的重力波的相速, 可称之为湿重力波速, 而 C_d 则为干重力波速。

4.1 特征波动及其稳定性

这里仅讨论 $C_w^2 > 0$ 的情形。首先将方程组(11)无量纲化。设时间尺度为 $T_w \sim \sqrt{1/2C_w\beta}$, 长度尺度为 $L_w \sim \sqrt{C_w/2\beta}$, 得

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma'\right)u - \frac{1}{2} y v + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0, \\ \varepsilon \left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma'\right)v + \frac{1}{2} y u + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + K'_T\right)\varphi + \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = A'u - K'_T \varphi_s. \end{cases} \quad (12)$$

现在所有变量均代表无量纲量, 且

$$\begin{aligned} (\gamma', K'_T) &= (\gamma, K_T) / \sqrt{2C_w\beta}, \\ A' &= A / C_w \sqrt{2C_w\beta}. \end{aligned}$$

以下略去上标的撇号。因为是求特征波动, 故本文中暂略去强迫项 φ_s 。

在没有凝结潜热时, 时间尺度和长度尺度分别为 $T_d \sim \sqrt{1/2C_d\beta}$ 和 $L_d \sim \sqrt{C_d/2\beta}$, 由于 $C_w < C_d$, 所以 $T_w > T_d$, $L_w < L_d$, 就是说增加了凝结潜热反馈后扰动传播速度减慢, 时间尺度加长了, 而长度尺度减小了。这意味着扰动周期加长, 振荡频率降低, 而对流区的尺度减小, 扰动更加集中。凝结加热越强, 这种效应越明显。

设

$$(u, v, \varphi) = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{\varphi}) e^{ikx - i\omega t},$$

代入(12)式, 并消去 $\hat{\varphi}$ 、 $\hat{u}$, 得到关于 $\hat{v}$ 的方程, 再略去耗散和 Newton 冷却, 即令 $\gamma = K_T = 0$, 并设

$$\begin{cases} \hat{v} = V e^{-\frac{A^2}{8i\omega}}, \\ b = 1 - \frac{A^2}{4i\omega^2}, \\ y = b^{-\frac{1}{4}} Y. \end{cases} \quad (13)$$

则化为

$$\frac{d^2 V}{dY^2} + \left\{ b^{-\frac{1}{2}} \left[-\frac{k+iA/2}{2\omega} - \varepsilon(k^2 - \omega^2 + ikA) \right] - \frac{Y^2}{4} \right\} V = 0. \quad (14)$$

边界条件

$Y \rightarrow \pm \infty$ 时 V 有界.

为满足这个边条件, 要求

$$b^{-\frac{1}{2}} \left[-\frac{k+iA/2}{2\omega} - \varepsilon(k^2 - \omega^2 + ikA) \right] = n + \frac{1}{2}, \quad (n = -1, 0, 1, 2, \dots) \quad (15)$$

下面讨论感热、蒸发与风场反馈的作用。由于我们所关心的是大尺度, 长周期运动, 长波近似的条件 $2\epsilon k \ll 1$ 可认为是满足的, 于是令 $\varepsilon = 0$, 由(13)和(15)式可得

$$\frac{(k+iA/2)^2}{4\omega^2} = \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \left(1 - \frac{A^2}{4\omega^2}\right), \quad (16)$$

其中包含两类特征波动。对 Rossby 波, 有

$$\begin{aligned} \omega_R = \frac{1}{2n+1} & \left\{ -\sqrt{\frac{[k^2 + (n^2+n)A^2]^2 + k^2 A^2 + k^2 + (n^2+n)A^2}{2}} \right. \\ & \left. - \operatorname{sgn}(A)i \sqrt{\frac{[k^2 + (n^2+n)A^2]^2 + k^2 A^2 - k^2 - (n^2+n)A^2}{2}} \right\}, \\ & (n = 0, 1, 2, \dots) \end{aligned} \quad (17)$$

还有 Kelvin 波 (相当于 $n = -1$),

$$\omega_K = \sqrt{\frac{\sqrt{k^4 + k^2 A^2} + k^2}{2}} + \operatorname{sgn}(A)i \sqrt{\frac{\sqrt{k^4 + k^2 A^2} - k^2}{2}}. \quad (18)$$

其中 $\operatorname{sgn}(A)$ 为 A 的符号函数。这里仅取了(16)式的有物理意义的一组解, 使得当 $A = 0$ 时, 频散关系变为:

(1) 对 Kelvin 波

$$\omega_K = k. \quad (19)$$

(2) 对 Rossby 波

$$\omega_R = -\frac{k}{2n+1}, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (20)$$

(19)和(20)式正是 Matsuno^[1]所求得的频散关系 (但尺度不同)。而另一个解是无意义的, 故舍去。

比较(18)和(19)及(17)和(20)式可知 $A \neq 0$ 时东传 Kelvin 波和西传 Rossby 波相速都加快, 而且原来的中性波不再是中性的, 其振幅的增长或衰减视 A 的符号而定, 即受平均风场的影响。

将 ω 写为 $\omega = \omega_r + i\omega_i$, 则 ω_r 和 ω_i 分别代表波动的频率和增长率。

当 $A = 0$ 时, $\omega_i = 0$, 是中性波。 $A > 0$ (纬向平均东风) 时, 由(17)和(18)式知,

Kelvin 波的 $\omega_1 > 0$, 是不稳定增长的。当 k 较小时, 其增长率随 k 的增加而迅速增加, 当 k 较大时, ω_1 随 k 的变化很小 (图略)。此时 Rossby 波 $\omega_1 < 0$, 是衰减波。

$A < 0$ (纬向平均西风) 时的 ω_1 与 $A > 0$ 时正好差一负号。此时 Kelvin 波受到抑制, 成为衰减波, 且 k 越大, 衰减越快。而 Rossby 波成为不稳定波, 并且波长越短越不稳定。

由(18)式还可看出, Kelvin 波的相速随 $|A|$ 的增加而加快, 而且 $A > 0$ 时, Kelvin 波的增长率随 A 的增加而增加, 变得更加不稳定。这进一步说明在平均东风下蒸发、感热与风场的反馈有利于 Kelvin 波的增长。

4.2 特征波动结构及能量转换

在(12)中令 $\varepsilon = 1$, $\gamma = K_T = 0$, 并略去强迫项 φ_s , 则在 $v = 0$ 时可得到 Kelvin 波解

$$\begin{cases} u = e^{-\frac{A}{4\omega}y^2} \cdot e^{i(kx - \omega t)}, \\ v = 0, \\ \varphi = \frac{\omega}{k} e^{-\frac{k}{4\omega}y^2} \cdot e^{i(kx - \omega t)}. \end{cases} \quad (21)$$

由(12)式还可以得到波动的能量关系。将前两式分别乘以 u, v , 相加并在全球积分得

$$\frac{dE_k}{dt} = - \int_{\Sigma} \left(u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + v \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) d\Sigma - \gamma E_k = \int_{\Sigma} (\varphi \nabla \cdot \bar{v}) d\Sigma - \gamma E_k. \quad (22)$$

第三式乘以 φ 并积分得

$$\frac{dE_{\varphi}}{dt} = - \int_{\Sigma} \varphi \nabla \cdot \bar{v} d\Sigma + \int_{\Sigma} A u \varphi d\Sigma - K_T E_{\varphi}, \quad (23)$$

这里

$$E_k = \int_{\Sigma} \frac{(u^2 + v^2)}{2} d\Sigma, \quad E_{\varphi} = \int_{\Sigma} \frac{\varphi^2}{2} d\Sigma.$$

分别为总动能和总有效位能。

(22)和(23)两式右端第一项代表位能和动能转换项, (23)右端第二项为位能制造项, 是由于蒸发、感热的强迫产生的。将(22)和(23)式相加得

$$\frac{dE}{dt} = \int_{\Sigma} A u \varphi d\Sigma - F, \quad (24)$$

其中 $E = E_k + E_{\varphi}$ 为总能量, $F = \int_{\Sigma} [\gamma(u^2 + v^2) + K_T \varphi^2] d\Sigma$ 为能量耗散项。

从(24)式看出, 因为 $F > 0$, 所以要使 $dE/dt > 0$, 即扰动增长, 就必须有 $\int_{\Sigma} A u \varphi d\Sigma > 0$, 就是说在 $A > 0$ 时, 要求 u, φ 为正相关, 而 $A < 0$ 时, 要求 u, φ 为负相关, 而若相反, 则必为衰减波。令 $v = 0$, 即可讨论 Kelvin 波的结构和能量转换。

图 4a、b 分别为 $A = 0$ 和 $A = 0.38$ 时 Kelvin 波的位势高度场及风场分布。 $A = 0$ 时的结构与 Matsuno^[1]所给的相似。此时的波被限制在赤道附近, φ 场和风场均为东、西对称。而图 4b 中的结构在东、西方向却不对称。在平均东风情况下 ($A > 0$ 时) 等值

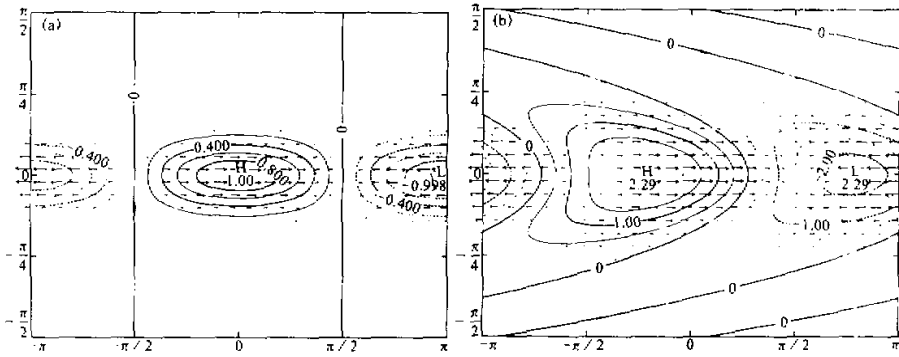


图4 Kelvin 波的位势高度场及风场分布
(a) $A = 0$; (b) $A = 0.38$ 。实线为正值, 虚线为负值

线向西北和西南伸展, 而西风情况下 ($A < 0$) 则向东北和东南伸展 (图略)。下面对此进行分析。

由 Kelvin 波的解(21)式可得

$$u \sim \exp \left(-\frac{ky^2}{4(\omega_r + i\omega_i)} + i[kx - (\omega_r + i\omega_i)t] \right) \\ \sim \exp \left(-\frac{\omega_r ky^2}{4|\omega|^2} + \omega_i t + i \left[\frac{\omega_i ky^2}{4|\omega|^2} + kx - \omega_r t \right] \right).$$

所以在经圈方向除了向极地衰减外, 还有波动分量。它与 x 方向的波动共同组成的等位相线方程为

$$\frac{\omega_i ky^2}{4|\omega|^2} + kx - \omega_r t = C,$$

这里 C 为常数。在给定时刻 t , 此方程代表一个抛物线。 $\omega_i > 0$ 时 ($A > 0$, 增长波), 它的开口向 $x < 0$ 的方向, 而 $\omega_i < 0$ 时 ($A < 0$, 衰减波), 它的开口指向 $x > 0$ 的方向, 位势高度场与 u 场仅差一个位相, 而经向结构相同, 所以 φ 场的等值线也是东-西方向不对称的。

增加了感热、蒸发与风场的反馈后, φ 场与 u 场之间的位相关系也发生了变化。由 (21) 式得

$$\begin{cases} \frac{\varphi}{u} = \frac{\omega}{k} = \frac{|\omega|}{k} e^{i\theta}, \\ \tan \theta = \frac{\omega_i}{\omega_r} = \frac{\text{sgn}(A)}{|A|} \sqrt{2k^2 + A^2 - 2\sqrt{k^4 + k^2 A^2}}. \end{cases} \quad (25)$$

当 $A = 0$ 时, $\omega_i = 0$, 故 $\theta = 0$, 即 u 、 φ 同位相。从图 4a 可证实这点。但由于此时的能

量产生项 $G = \int_{\Sigma} A u \phi d\Sigma = 0$, 所以在无耗散时, 波动是中性的。当 $A \neq 0$ 时, u 与 ϕ 有位相差。因为总有

$$2k^2 + A^2 > 2\sqrt{k^4 + k^2 A^2}.$$

所以当 $A < 0$ 时 (西风), $\theta < 0$, 即暖中心超前于东风扰动中心; 而 $A > 0$ 时 (东风), $\tan\theta > 0$, 即低层的东风扰动中心超前于低压中心 (暖中心), 图 4b 中的情况确实如此。但从图 4b 中看到, 此时 ϕ 场和 u 场的位相差不大, 它们之间仍有比较好的正相关, 即低层位势场的负中心对应东风扰动, 所以有效位能的产生项为正, 有利于波的不稳定增幅。同样当 $A < 0$ 时, ϕ 场和 u 场也有比较好的正相关, 所以是衰减波。

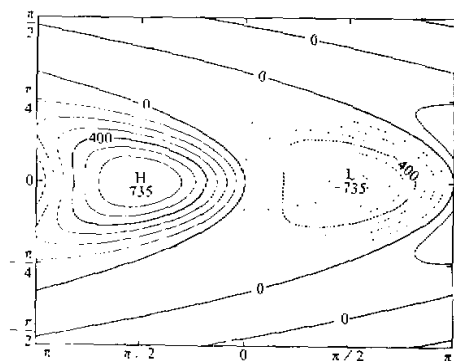


图 5 $A = 0.38$ 时 Kelvin 波的散度场
实线为正值, 虚线为负值

图 5 是 $A = 0.38$ 时的散度场。对 Kelvin 波有 $\nabla \cdot \vec{v} \sim ik u$, 不论 A 值如何, 它们总是与对应的风场差 $\pi/2$ 位相, 而且散度场的分布型式总是与 ϕ 场类似, 只是有一定位相差。

由(21)式可得

$$\frac{\phi}{\nabla \cdot \vec{v}} \sim \frac{|\omega|}{k^2} e^{i(\theta - \frac{\pi}{2})}.$$

这里 θ 由(25)式给出。 ϕ 与 $\nabla \cdot \vec{v}$ (也代表垂直速度场) 的位相关系也与 A 的大小及波数有关。当 $A = 0$ 时, $\theta = 0$, ϕ 场扰动超前于散度场 $\pi/2$ 位相, 但分布型式完全相同。于是 $\int_{\Sigma} \phi \nabla \cdot \vec{v} d\Sigma = 0$, 没

有有效位能向动能的转换, 再加上有效位能制造项也为零, 所以是中性波。

$A > 0$ 时, 由图 4b 和图 5 看出, 位势场扰动的负中心 (正的温度场扰动) 超前于低层辐合中心大约 $\pi/4$ 位相, 此时有 $\int_{\Sigma} \phi \nabla \cdot \vec{v} d\Sigma > 0$, 有效位能向动能转换, 而且由前面分析知道此时的有效位能制造项为正, 所以是不稳定波动, 有利于扰动发展。这时它是一个直接热力环流。相反当 $A < 0$ 时, 位势高度场扰动的正中心 (冷中心) 落后于低层辐合中心约 $\pi/4$ 位相 (图略), $\int_{\Sigma} \phi \nabla \cdot \vec{v} d\Sigma < 0$, 而且有效位能制造项为负, 所以是一个衰减波, 不利于扰动发展, 这里得到的结论与前面特征波动分析的结果一致。

本节对 Kelvin 波的动力分析主要得到两个结论: (1) 蒸发、感热与扰动风场的反馈在平均东风区有利于 Kelvin 波的发展; (2) 此发展的 Kelvin 波的结构是低压与东风对应, 但东风中心比低压中心偏东。由此可以对图 1b 和图 3b 中的东-西风的不对称性给以解释。在西太平洋暖水区上, 较强的感热和水汽输送有利于对流发展, 热力强迫造成了低层大范围的低压区, 由于 Kelvin 波的作用, 在其东部响应出东风。图 3a、b 正反映了这种配置关系。在平均纬向风为东风的条件下, 由于蒸发、感热的反馈, 使得 Kelvin 波增强, 与之相伴随的东风也加强; 而 Rossby 波在平均东风区受到抑制, 与其对应的西风也较弱。于是在时间平均图上, 东太平洋的平均东风就强于西部的平均西风。而且由于在平均东风区扰动风与平均风的叠加, 增强了向大气的感热、潜热交换,

有利于对流活动的发展。

5 小结

本文建立了一个包含感热、蒸发与风场反馈过程和 Wave-CISK 机制的较简单的热带模式, 引入实际的低纬下垫面温度分布和海陆差异, 模拟了冬季低纬平均环流的主要特征。本文的结果比 Matsuno^[1]和 Gill^[2]的不包含热力-动力反馈的模式在理想热源分布下所得到的解更符合实际, 比如东、西风的分布和强度的纬向差异, 以及位势高度场上构成南方涛动的两个主要中心——澳洲北部至西太平洋的低压区和东南太平洋的高压中心, 还有与下垫面热源相适应的散度场分布等, 都模拟得比较好。结果说明热带大气环流的纬向非对称性的形成是和下垫面的热力非均匀性紧密联系的。大气在暖水区上辐合上升, 在冷水区上辐散下沉, 加上热力强迫激发的 Kelvin 波和 Rossby 波的作用, 使得流场与质量场相互调整, 就形成了纬向东西风的配置。

热带的纬向非对称性还表现在中-东太平洋的东风强度明显大于西太平洋的西风, 由于模式中引入了蒸发、感热与扰动风的反馈, 所以较好地反映了这一事实。本文还通过对简化模式中的特征波动分析, 说明了这种非对称性的形成原因。若考虑扰动风场与下垫面的感热、蒸发的相互作用, 在平均东风下, Kelvin 波有正的有效位能产生, 并转换成动能, 使得原来的中性波成为不稳定发展波, 与之相关的东风也加强。而此时 Rossby 波则是衰减波, 它对应的西风也减弱。于是平均来看, 东部的东风强度就大于西部的西风, 而且东风中心偏于低压中心的东部。由此对于实际观测和模式模拟得到的纬向东西风的不对称性以及它们与低层气压场的配置关系给予了解释。由于解析模式中增加了蒸发和感热的作用, 得到的波动的发展特征以及各场的结构和位相关系更全面, 更具有普遍性。

总之, 本文的结果说明, 热带大气环流的纬向非对称性是大气内部的热力-动力反馈过程与下垫面的热力非均匀性造成的外强迫之间相互作用的结果。

参 考 文 献

- 1 Matsuno, T., 1966, Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Meteor. Soc. Japan.*, **44**, 25~42.
- 2 Gill, A. E., 1980, Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **106**, 447~462.
- 3 Webster, P.J., 1972, Response of the tropical atmosphere to local, steady forcing, *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 518~541.
- 4 Emanuel, K. A., 1987, An air-sea interaction model of intraseasonal oscillations in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2324~2340.

The Zonal Asymmetry of the Tropical Mean Circulation and the Dynamic Effect of Kelvin Wave

Yang Yan and Zhu Baozhen

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

Abstract A tropical β -plane model which includes the wave CISK mechanism and the feedback of the perturbational wind with evaporation and sensible heating and which incorporates realistic underlying surface temperature distribution and land-sea contrast is used to simulate the zonal non-uniformity of the tropical mean circulation in wind field, divergence and low-level potential height field. The result is in reasonable agreement with observations. Analyses show that this asymmetry is caused by the interaction of the forcing from thermally non-uniform underlying surface with the internal feedback mechanism between thermal and dynamic processes in the tropical atmosphere. The response to thermal forcing gives rise to the westerlies over the western Pacific warm pool and the easterlies over the eastern Pacific. Moreover, further analyses with a simplified model demonstrated that the development processes of the Kelvin wave due to thermal-dynamic feedback may explain the fact that the easterlies are stronger than the westerlies.

Key words tropical circulation zonal non-uniformity Kelvin wave

《长江黄河流域旱涝规律和成因研究》将出版

由叶笃正、黄荣辉院士等撰写的《长江黄河流域旱涝规律和成因研究》一书最近由山东科技出版社出版。此书总结了作者近年来关于长江、黄河流域旱涝规律、成因和预测方面的最新研究,系统地分析了我国长江、黄河流域旱涝发生的历史、年代际、年际以及季内变化规律及其发生的大尺度环流条件,从气候系统中各圈层相互作用的新观点来论述长江、黄河流域旱涝成因,提出了两流域旱涝形成的物理模型,并从观测事实、动力理论和数值模拟等方面提出热带太平洋热力状态,特别是西太平洋暖池热状态及其上空对流活动、青藏高原热源、季风及其低频振荡、西风带的瞬变扰动和陆面状况对两流域旱涝形成的作用及其理论。此外,本书还给出关于旱涝的数值模拟和预测试验结果。

该书为精装 16 开本,70 多万字。内容分四部分:第一部分论述长江、黄河流域旱涝发生规律;第二部分论述长江、黄河流域旱涝的大尺度环流的持续性异常;第三部分从水分、能量循环、季风、大气内动力和热力过程、海洋和地表热状况、青藏高原等方面论述此两流域的旱涝成因;第四部分论述季风与旱涝的数值模拟和长江、黄河流域旱涝的季度预测方法和预测试验。

此书适合于气候研究工作者使用,特别适于从事旱涝预测工作的广大气象台站业务工作者参考和阅读,本书亦可供有关大气和海洋学科的教师、研究生和本科生阅读,也可供从事水利、农业、防灾减灾等有关部门的人员参考。

欲购此书的单位和个人请通过本地的新华书店订购,或直接与山东科技出版社发行科联系(山东省济南市千山路 16 号,山东科技出版社发行科,邮政编码 250002)。

(英 辉)