

亚洲夏季风爆发与热源强迫下的热带大气 Rossby 波

陈哲^{1,2} 李崇银^{1,3}

1 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学国家重点实验室, 北京 100029

2 中国科学院研究生院, 北京 100049

3 解放军理工大学气象学院, 南京 211101

摘要 对南海夏季风爆发前的风场和局地对流凝结加热强迫作用进行了合成分析, 表明南海夏季风爆发前局地对流凝结加热作用对与南海夏季风爆发密切相关的低频涡对的产生起着重要作用。然后, 从动力学的角度研究了带有外部热源强迫的赤道 β 平面上的 Rossby 波, 利用 Gardner-Morikawa 变换和摄动展开方法, 得到了热源强迫下描写赤道 Rossby 的 mKdV 方程, 进而得到了不同热源形式下切变气流中赤道非线性 Rossby 波的解析解。结果表明, 不同类型的热源对赤道 Rossby 波的结构起着非常重要的作用, 同时也为南海夏季风爆发前低频涡对的形成给出了一种动力学解释。

关键词 热源强迫 非线性赤道 Rossby 波 南海夏季风 涡对

文章编号 1006-9895(2006)06-1227-09

中图分类号 P641

文献标识码 A

Asian Summer Monsoon Onset and Tropical Atmosphere Rossby Wave Forced by the Heating Source

CHEN Zhe^{1,2} and LI Chong-Yin^{1,3}

1 *State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*

2 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*

3 *Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101*

Abstract The NCEP/NCAR daily mean wind data at 850 hPa and OLR anomaly data are used. Some composite analyses for the 19 years' data from 1980-1998 are made taking the date of South China Sea summer monsoon onset as reference. The wind field and the local convective condensation heating field prior to South China Sea summer monsoon onset are studied based on the composite analyses. It shows that there is a large low value area of OLR in the tropical Indian Ocean during two pentads before the South China Sea summer monsoon onset, that is to say, strong convective activity and a large area of heating source exist in the tropic Indian Ocean. Then about on the 7th day before the South China Sea summer monsoon onset, corresponding to the heating source, a low frequency vortex pair forms in the eastern tropical Indian Ocean. In the following days, the low frequency vortex pair becomes strong and moves to the north along with heating source, the low frequency vortex pair has the trend of developing to the northwest. So the convective condensation has important effect on the vortex pair prior to the South China Sea summer monsoon onset. Then, the nonlinear equatorial Rossby wave with an external heating forcing on a beta-plane has been investigated from dynamic point of view. The mKdV (modified Korteweg-de Vries) equation with an external heating forcing is derived with the Gardner-Morikawa transformation and the perturbation expansion method.

收稿日期 2005-06-30, 2005-09-20 收修定稿

资助项目 中国科学院创新项目 KZCX3-SW-226, 国家自然科学基金资助项目 40233033

作者简介 陈哲, 女, 1980 年出生, 博士生, 主要从事非线性动力学的研究工作。E-mail: chen zhe@mail.iap.ac.cn

And then the periodic structures of equatorial nonlinear Rossby wave under different kinds of external heating forcing are obtained. Combining with the data analysis result of local convection heating before the South China Sea summer monsoon onset, it is found that different kinds of external heating is very important for the equatorial Rossby wave. With the effect of some special external heating sources, low frequency vortex pair can be found. And this work can also give a dynamic explanation for the low frequency vortex pair before the South China Sea summer monsoon onset.

Key words heat source forcing, nonlinear equatorial Rossby wave, the South China Sea summer monsoon, low frequency vortex pair

1 引言

季风是一种盛行风向随季节强烈变化并伴随有干湿期季节性交替的气候现象^[1], 季风的活动和异常直接影响许多国家和人民的生产、生活, 而且季风活动的异常也对其他天气气候的异常事件起着一定的影响。在全球的季风系统中, 亚洲夏季风是最典型、最重要的季风系统。许多研究结果显示, 亚洲夏季风首先在中国南海地区爆发, 然后向北推进而建立起东亚夏季风, 向西北推进建立起印度(南亚)夏季风^[2, 3]。因此, 南海夏季风对亚洲夏季风的爆发起着十分重要作用。而已有的研究表明, 在南海夏季风爆发之前, 赤道东印度洋上有气旋性涡对生成并加强, 当南海夏季风建立之后, 原先在赤道东印度洋的气旋性涡对便减弱消失^[4, 5]。也就是说, 这种气旋性涡对对南海夏季风的爆发起着一定的引导作用。李崇银^[6]认为这种涡对的形成与热带 Rossby 波的活动有关。而近期的研究又进一步表明, 对南海夏季风爆发有重要作用的赤道东印度洋气旋性涡对实际上主要是低频涡对^[7]。

大范围的热源可以激发出低频 Rossby 波^[8], 而吴国雄等^[9]和刘屹岷等^[10]的研究表明, 不同类型的内外部热源对副热带反气旋的形成和变化起着不同的作用。刘屹岷等^[11]对 1998 年南海夏季风进行的数值试验也表明孟加拉湾的深对流凝结加热作用可以激发出 Rossby 波列。那么, 与南海夏季风爆发密切相关的低频涡对的形成是否与赤道东印度洋地区大范围的热源活动有关? 目前, 对于这种低频涡对产生的动力学研究, 尤其是有关问题的非线性研究还比较少, 这也是本文研究的重要目的。

本文首先分析南海夏季风爆发前后的实际情况, 讨论热源强迫对局地环流场的激发作用, 然后利用带有外部热源的描写赤道 Rossby 波的正压位涡度方程来讨论不同热源形式下的切变气流中赤道

Rossby 波的解析, 为亚洲夏季风建立的重要过程提供了可能的动力学解释。

2 观测资料的分析

2.1 资料说明

本文分析研究所用的资料是 NCEP/NCAR 850 hPa 逐日风场资料和卫星观测的射出长波辐射(OLR)的距平场资料。考虑到 OLR 资料长度的限制(从 1978 年开始), 我们选取的研究时间段是 1980~1998 这 19 年, 其每日资料的水平分辨率是 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ 。为了研究低频系统的特征及其活动规律, 分析研究中将用到带通滤波器对资料进行了 30~60 天的滤波。

2.2 南海夏季风的爆发日期

在南海夏季风爆发时间的确定上, 我们采用的标准^[7]为: (1) 南海地区 850 hPa 涡度从负涡度变成正涡度并持续 5 天以上的时间; (2) 相应地区平均 OLR 值低于 230 W/m^2 的超过 5 天以上。对应 850 hPa 风场和 OLR 场的情况, 我们确立了 1980~1998 年夏季南海夏季风的爆发时间(表略), 其结果与已有的研究基本相符。

2.3 分析结果

以南海夏季风爆发当天的日期作为基准, 我们用 1980~1998 年 19 年资料进行合成分析, 分析结果发现: 在夏季风爆发前两候, 赤道印度洋地区有大面积的 OLR 低值区, 说明在亚洲夏季风建立之前赤道印度洋有较强的对流活动和大范围的加热源存在, 而且加热源的形式为东西向尺度大于南北向尺度(图 1a)。在夏季风爆发前 7 天左右, 与加热场相配合, 850 hPa 的流场上有低频气旋性涡对在赤道东印度洋上形成(图 1b), 之后, 低频气旋性涡对加强并且随着加热场的向北扩展, 低频气旋性涡对也有向西北推进的趋势(图 1c~e)。图 1 是多年资料的合成, 可以反映亚洲夏季风爆发过程的气

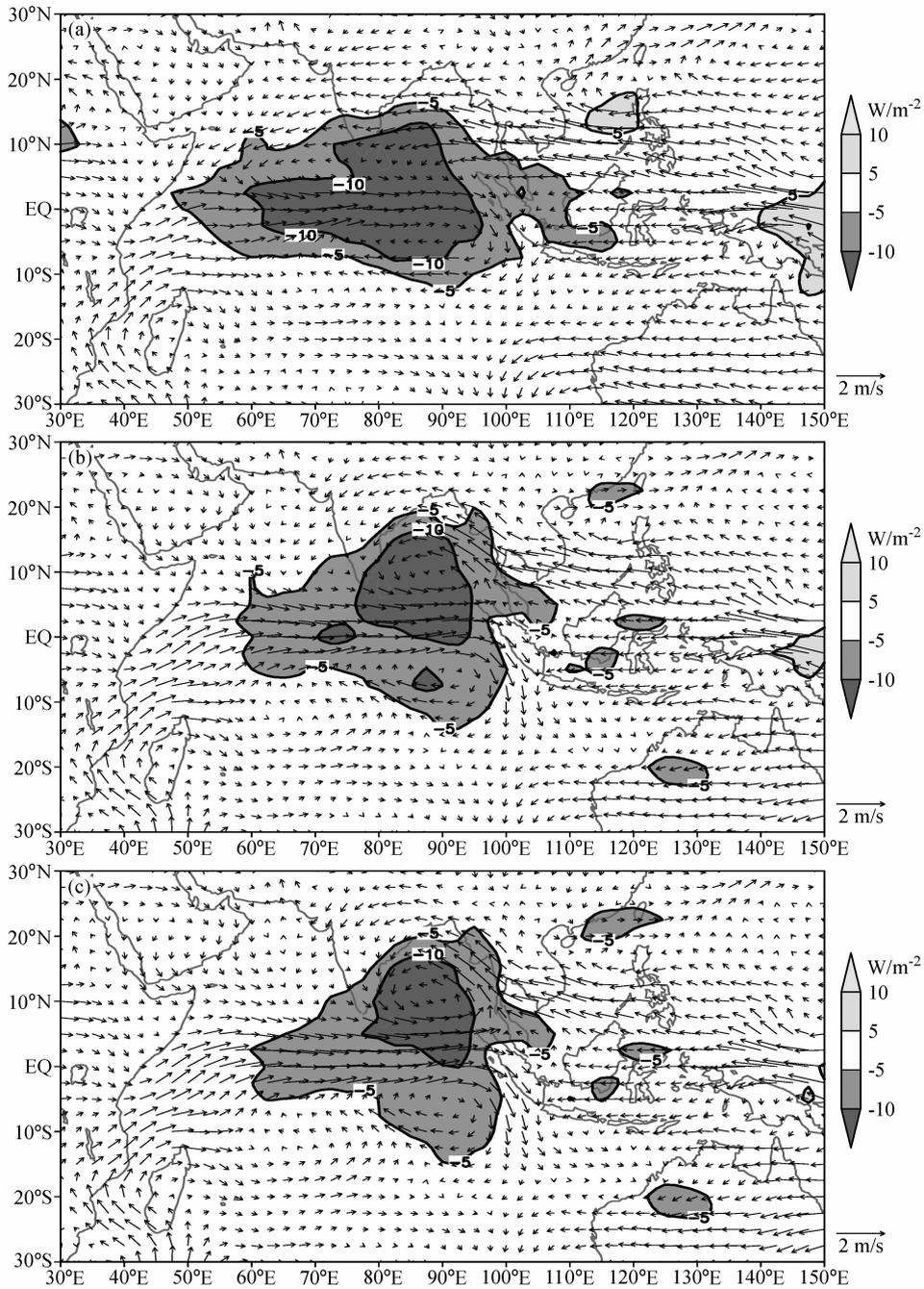


图 1 1980~1998 年平均的南海夏季风爆发前 10~2 天 850 hPa 的风场距平和 OLR 距平场 (阴影区): (a) 爆发前 10 天; (b) 爆发前 7 天; (c) 爆发前 6 天; (d) 爆发前 4 天; (e) 爆发前 2 天

Fig. 1 The wind anomaly field and OLR anomaly field (shading) at 850 hPa on the 10th day (a), the 7th day (b), the 6th day (c), the 4th day (d), and the 2nd day (e) prior to the South China Sea summer monsoon onset

候特征。每年亚洲夏季风爆发期间，实际加热场的型式和涡对的生成与本文的一些结果很类似。

3 动力模式和数学处理

依据已有研究^[12, 13]，本文的控制方程用带有

外部热源的描写赤道 Rossby 波的正压位涡度方程，即

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\beta y + \nabla^2 \psi - \frac{\beta^2 y^2}{c_0^2} \psi\right) = Q(x, y, t), \tag{1}$$

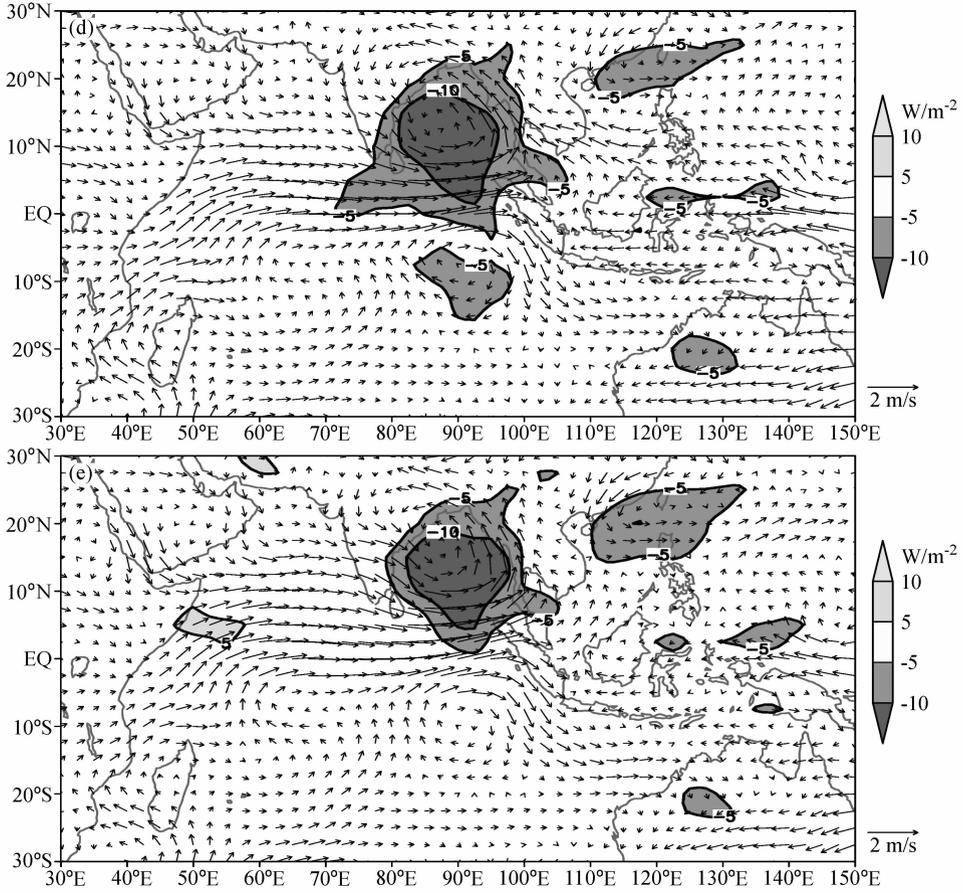


图 1 (续)
Fig. 1 (Continued)

这里, ψ 为流函数, c_0 是纯重力波波速, $Q(x, y, t)$ 是非绝热加热, ∇^2 是水平拉普拉斯算子, 定义为

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (2)$$

方程(1)中的涡度与中纬度广泛采用的准地转位涡度 $q = f + \nabla^2 \psi - \lambda^2 \psi$ (其中 $f = f_0 + \beta y$, $\lambda = f_0/c_0$) 是有区别的. 方程(1)可以应用 Gill^[14] 所采用的正规渐近展开法得到, 它已经滤去了惯性重力波、混合 Rossby 重力波和 Kelvin 波, 而保留了 Rossby 波, 因此, 利用方程(1)可以更加突出地分析研究赤道附近的 Rossby 波.

将方程(1)无量纲化, 取

$$\begin{cases} t = \left(\frac{1}{\beta L}\right)t_*, \\ (x, y) = L(x_*, y_*), \\ \psi = (UL)\psi_*, \\ Q = \eta_1 Q_*, \end{cases} \quad (3)$$

带下标“*”的量表示无量纲量. 把(3)式代入到(1)式中, 得到

$$U\beta \frac{\partial \nabla^3 \psi_*}{\partial t_*} - \frac{UL^4 \beta^3}{c_0^2} \frac{\partial(\psi_* y_*^2)}{\partial t_*} + \frac{\beta^2 U^2 L^2}{c_0^2} \frac{\partial \psi_*}{\partial y_*} \cdot \frac{\partial(\psi_* y_*^2)}{\partial x_*} + \beta U \frac{\partial \psi_*}{\partial x_*} - \frac{\beta^2 U^2 L^2}{c_0^2} \frac{\partial \psi_*}{\partial x_*} \frac{\partial(\psi_* y_*^2)}{\partial y_*} - \frac{U^2}{L^2} \left(\frac{\partial \psi_*}{\partial y_*} \frac{\partial \nabla^2 \psi_*}{\partial x_*} - \frac{\partial \psi_*}{\partial x_*} \frac{\partial \nabla^2 \psi_*}{\partial y_*} \right) = \eta_1 Q_*, \quad (4)$$

两边同除以 $U\beta$, 利用

$$L = \sqrt{c_0/\beta}, \quad (5)$$

整理得到

$$\frac{\partial \nabla^2 \psi_*}{\partial t_*} - \frac{\partial(\psi_* y_*^2)}{\partial t_*} + \frac{U}{\beta L^2} \left[\frac{\partial \psi_*}{\partial x_*} \frac{\partial \nabla^2 \psi_*}{\partial y_*} - \frac{\partial \psi_*}{\partial x_*} \cdot \frac{\partial(\psi_* y_*^2)}{\partial y_*} - \frac{\partial \psi_*}{\partial y_*} \frac{\partial \nabla^2 \psi_*}{\partial x_*} + \frac{\partial \psi_*}{\partial y_*} \frac{\partial(\psi_* y_*^2)}{\partial x_*} \right] + \frac{\partial \psi_*}{\partial x_*} = \eta_2 Q_*(x, y, t), \quad (6)$$

其中, $\eta_2 = \eta_1/U\beta$. 在低纬度地区, $U \sim 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,

$L \sim 10^6$ m, $\beta \sim 10^{-11} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 略去各个量的下标“*”, (6)式可以整理成如下形式:

$$\frac{\partial \bar{\nabla}^2 \psi}{\partial t} + J(\psi, \bar{\nabla}^2 \psi) + \frac{\partial \psi}{\partial x} = \eta_2 Q(x, y, t), \quad (7)$$

其中, J 为 Jacobi 算子,

$$J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}, \quad (8)$$

$\bar{\nabla}^2$ 是水平 Laplace 算子的变形形式,

$$\bar{\nabla}^2 \psi = \nabla^2 \psi - y^2 \psi. \quad (9)$$

为了讨论非线性长波, 可以采用长波近似中的坐标延展方法, 即采用 Gardner-Morikawa 变换^[15], 令

$$\begin{cases} X = \epsilon x, \\ T = \epsilon^3 t, \\ y = y. \end{cases} \quad (10)$$

当热源比较弱时,

$$O(\eta_2) \sim O(\epsilon^5), \quad (11)$$

这里 $\epsilon \sim 0.1$, 为一小参数。

考虑到基本气流的影响, 流函数可以写成下面的形式,

$$\psi = - \int^y \bar{u}(s) ds + \psi'. \quad (12)$$

在上述表达式中, 假定基本纬向流仅为 y 的函数, 把(10)~(12)式代入(7)式, 得到

$$\begin{aligned} & \left(\epsilon^2 \frac{\partial}{\partial T} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial X} \right) \left(\epsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - y^2 \right) \psi' + \\ & \frac{\partial \psi'}{\partial X} \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - y^2 \right) \psi' - \frac{\partial \psi'}{\partial y} \cdot \\ & \frac{\partial}{\partial X} \left(\epsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - y^2 \right) \psi' + (1 - \bar{u}'') \frac{\partial \psi'}{\partial X} = \\ & \epsilon^3 Q(X, T, y). \end{aligned} \quad (13)$$

对 ψ' 进行摄动展开, 采用如下形式

$$\psi' = \epsilon \psi_1 + \epsilon^2 \psi_2 + \epsilon^3 \psi_3 + \dots, \quad (14)$$

将方程(14)带入(13)式中, 取 ϵ 的各阶近似, 得到 $O(\epsilon)$:

$$\wp(\psi_1) = \bar{u} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - y^2 \psi_1 \right) + (1 - \bar{u}'') \frac{\partial \psi_1}{\partial X} = 0, \quad (15)$$

其中,

$$\wp() = \bar{u} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - y^2 \right) + (1 - \bar{u}'') \frac{\partial}{\partial X}, \quad (16)$$

令

$$\psi_1 = A(X, T)G(y), \quad (17)$$

且满足

$$\frac{d^2 G}{dy^2} + \left(\frac{1 - \bar{u}''}{\bar{u}} - y^2 \right) G = 0. \quad (18)$$

方程(18)及其边界条件构成了所谓的 Sturm-Liouville 型方程的本征值问题, 对于确定的基本气流 \bar{u} , 这是一个确定的本征值问题, G 是一个可以完全确定的本征函数。对于一般的速度廓线 $\bar{u}(y)$, 这是一个变系数问题, 一般是不能够求其解析解的, 即为

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 G}{dy^2} + \left(\frac{1 - \bar{u}''}{\bar{u}} - y^2 \right) G = 0, \\ & G_{y \rightarrow +\infty} = 0, \quad G|_{y \rightarrow -\infty} = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

当考虑 $\bar{u} = \text{常数}$ 时, 方程(14)退化成为 Weber 方程, 此 Weber 方程的解为

$$G(y) = e^{-\frac{1}{2}y^2} H_n(y), \quad (20)$$

其中, $H_n(y)$ 为 n 阶的 Hermite 多项式。

$O(\epsilon^2)$:

$$\begin{aligned} & \wp(\psi_2) = - \frac{\partial \psi_1}{\partial X} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - y^2 \psi_1 \right) + \\ & \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - y^2 \psi_1 \right). \end{aligned} \quad (21)$$

把(17)式代入(21)式中, 得到

$$\begin{aligned} & \wp(\psi_2) = - A \frac{\partial A}{\partial X} G \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) + \\ & A \frac{\partial A}{\partial X} G \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right), \end{aligned} \quad (22)$$

令

$$\psi_2 = A^2 E(y). \quad (23)$$

把(20)式代入(19)式中, 整理得到

$$\begin{aligned} & 2 \frac{d^2 E}{dy^2} + 2 \left(\frac{1 - \bar{u}''}{\bar{u}} - y^2 \right) E = \\ & - G \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) + G \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right). \end{aligned} \quad (24)$$

(24)式为 $E(y)$ 所满足的关系式; 但 A 的解还需要从更高阶的方程得到, 为此

$O(\epsilon^3)$:

$$\begin{aligned} & \wp(\psi_3) = - \frac{\partial \psi_1}{\partial X} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - y^2 \psi_2 \right) - \\ & \frac{\partial \psi_2}{\partial X} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - y^2 \psi_1 \right) + \frac{\partial \psi_1}{\partial y} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\partial^2 \psi_2}{\partial y^2} - y^2 \psi_2 \right) + \\ & \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - y^2 \psi_1 \right) - \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} - y^2 \psi_1 \right) - \\ & \bar{u} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial X^3} + \eta_3 Q', \end{aligned} \quad (25)$$

把(17)和(23)式代入(25)式中, 得到

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\psi_3) = & - \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) \frac{\partial A}{\partial T} - \bar{u} G \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} - \\ & \left[G \frac{d}{dy} \left(\frac{d^2 E}{dy^2} - y^2 E \right) + E \frac{d}{dy} \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) - G \cdot \right. \\ & \left. \left(\frac{d^2 E}{dy^2} - y^2 E \right) - E \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) \right] A^2 \frac{\partial A}{\partial X} + \eta_3 Q', \end{aligned} \quad (26)$$

(26)式两边乘以 G 、除以 \bar{u} 并对 y 从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 积分, 得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} G \left[\frac{\partial^2 \psi_3}{\partial y^2} + \left(\frac{1-u''}{\bar{u}} - y^2 \right) \psi_3 \right] dy = & \\ \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-G \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right)}{\bar{u}} dy \right] \frac{\partial A}{\partial T} - \left(\int_{-\infty}^{+\infty} G^2 dy \right) \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} - & \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G}{\bar{u}} \left[G \frac{d}{dy} \left(\frac{d^2 E}{dy^2} - y^2 E \right) + E \frac{d}{dy} \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) - \right. & \\ G \left(\frac{d^2 E}{dy^2} - y^2 E \right) - E \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) \left. \right] A^2 \frac{\partial A}{\partial X} + & \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\eta_3 Q' G}{\bar{u}} dy. & \end{aligned} \quad (27)$$

利用(19)式, 方程(27)式左端应为零, 所以(27)式可以化为下面的方程

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha A^2 \frac{\partial A}{\partial X} + \mu \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} = \eta_1 Q'(X, T), \quad (28)$$

其中,

$$\begin{cases} \alpha = \frac{I_1}{I_0}, \\ \mu = \frac{I_2}{I_0}, \\ \eta_1 Q' = \frac{I_3}{I_0}, \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{cases} I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{G \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right)}{\bar{u}} \right] dy, \\ I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G}{\bar{u}} \left[G \frac{d}{dy} \left(\frac{d^2 E}{dy^2} - y^2 E \right) + E \frac{d}{dy} \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - \right. \right. \\ \left. \left. y^2 G \right) - G \left(\frac{d^2 E}{dy^2} - y^2 E \right) - E \left(\frac{d^2 G}{dy^2} - y^2 G \right) \right] dy, (30) \\ I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} G^2 dy, \\ I_3 = \int_{-\infty}^{+\infty} - \left[\frac{\eta_3 Q' G}{\bar{u}} \right] dy. \end{cases}$$

方程(28)就是描写在外部热源强迫下赤道

Rossby 长波振幅演变的有源项的 mKdV (modified Korteweg-de Vries) 方程^[15], 它反映了切变基本流中非线性赤道 Rossby 长波的特征。当给定热源的具体形式时, 由(19)、(24)、(28)~(30)式就可以完全确定外部热源强迫下赤道非线性 Rossby 波的结构。

下面, 我们讨论不同形式热源作用下的非线性的赤道 Rossby 波的结构。

3.1 热源的第一种形式

当热源取成如下形式时,

$$Q'(X, y, T) = \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right) \cos^3(kX - \omega T), \quad (31)$$

这时

$$Q''(X, y, T) = \cos^3(kX - \omega T), \quad (32)$$

其中, 取 $k=0.42$, $T=0$, 热源的基本形态如图 2 所示, 它的经向尺度小于纬向尺度。

将方程(28)转化成

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha A^2 \frac{\partial A}{\partial X} + \mu \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} = \eta_1 \cos^3(kX - \omega T). \quad (33)$$

设解有如下形式

$$A = a_0 + a_1 \sin(kX - \omega T), \quad (34)$$

得到

$$\begin{cases} A_T = -\omega a_1 \cos(kX - \omega T), \\ A_X = k a_1 \cos(kX - \omega T), \\ A_{XXX} = -k^3 a_1 \cos(kX - \omega T), \\ A^2 A_X = [a_0 + a_1 \sin(kX - \omega T)]^2 a_1 k \cos(kX - \omega T). \end{cases} \quad (35)$$

把(35)式带入到(33)式中, 得到

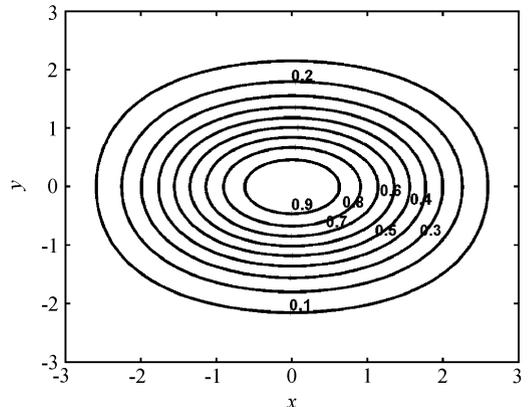


图 2 第一种热源的形式

Fig. 2 The first kind of heat source pattern

$$\begin{cases} -\omega a_1 + \alpha k a_1^3 - \mu k^3 a_1 = 0, \\ -\alpha k a_1^3 = \eta_1, \end{cases} \quad (36)$$

得到

$$\begin{cases} a_0 = 0, \\ a_1 = -\frac{\eta_1}{\mu k^3 + \omega}, \\ A = -\frac{\eta_1}{\mu k^3 + \omega} \sin(kX - \omega T). \end{cases} \quad (37)$$

由方程(37)可以看出, 非线性波的圆频率不仅与波速有关, 而且与波的振幅有关, 这是非线性波的特征。由(19)、(24)、(28)~(30)式就可以完全确定存在外部热源强迫和基流切变下赤道非线性 Rossby 波的结构。

如果考虑基本气流是常数的情况, 其中 ϵ 只取其一次项, 略掉其高次的小项, 并且 n 阶 Hermite 多项式取 $n=1$, 最后得到的流函数的解为

$$\psi = -\bar{u}y - \epsilon y \frac{\eta_1}{\mu k^3 + \omega} \sin(kX - \omega T) \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right). \quad (38)$$

把解的频率取成 $\omega = -0.0015$ 的情况(下同), 其振幅和时间的图像如图 3 所示, 这表明我们所考虑的波动是一种低频波动。接下来, 考虑基本气流很弱的时候, 取 $k=0.42, \epsilon=0.1, \eta_1=1, \mu=-1$, 流函数的图像如图 4 所示。在加热源的东西两边各有一涡对的存在, 且在热源的东边为一个反气旋性涡对, 而在热源的西边为一个气旋性涡对。在不考虑其他外强迫作用时, 气旋性涡对和反气旋性涡对的强弱相当。

3.2 第二种热源的情况

这里, 把热源项考虑成如下形式

$$Q'(X, y, T) = \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right) \text{sech}^2(kX - \omega T), \quad (39)$$

这时,

$$Q''(X, y, T) = \text{sech}^2(kX - \omega T), \quad (40)$$

其中取 $k=0.42, T=0$ 。热源的基本形态如图 5 所示, 其经向尺度大大小于纬向尺度。

所以, (28)式可以化为下面的方程,

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \alpha A^2 \frac{\partial A}{\partial X} + \mu \frac{\partial^3 A}{\partial X^3} = \eta_1 \text{sech}^2(kX - \omega T). \quad (41)$$

设 A 的形式如下:

$$A = a_0 + a_1 \tanh(kX - \omega T). \quad (42)$$

把(42)式带入(41)式中, 得到

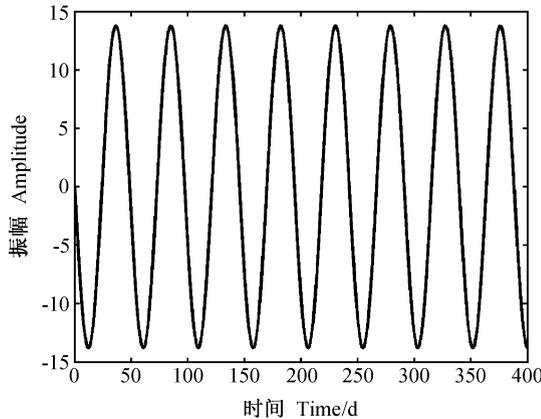


图 3 当 $\omega = -0.0015$ 时流函数振幅和时间的图像
Fig. 3 The amplitude-time image of stream function when $\omega = -0.0015$

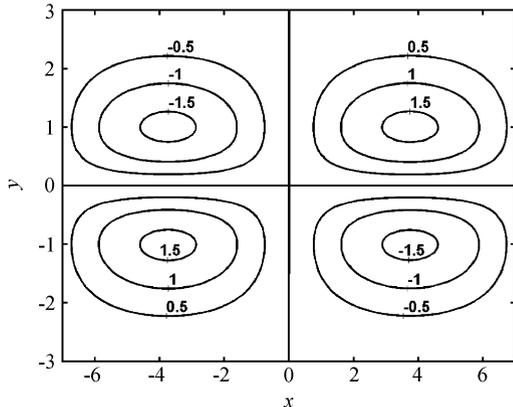


图 4 考虑第一种热源情况下的流函数图像
Fig. 4 The stream function considering the first kind of heat source

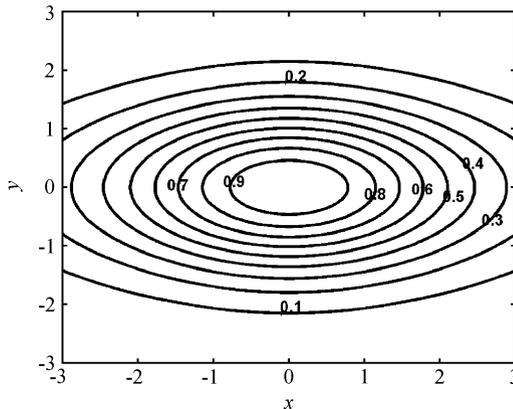


图 5 第二种热源的形式
Fig. 5 The second kind of heat source pattern

$$\begin{cases} A_T = -\omega a_1 \operatorname{sech}^2(kX - \omega T), \\ A_X = k a_1 \operatorname{sech}^2(kX - \omega T), \\ A_{XXX} = 6k^3 a_1 \operatorname{sech}^4(kX - \omega T) - \\ \quad 4k^3 a_1 \operatorname{sech}^2(kX - \omega T), \\ A^2 A_X = [a_0 + a_1 \tanh(kX - \omega T)]^2 \cdot \\ \quad k a_1 \operatorname{sech}^2(kX - \omega T), \end{cases} \quad (43)$$

整理得到

$$\begin{cases} -\omega a_1 - \alpha k a_1^3 - 4\mu k^3 a_1 = \eta_4, \\ 6\mu k^3 a_1 + \alpha k a_1^3 = 0, \end{cases} \quad (44)$$

解得

$$\begin{cases} a_0 = 0, \\ a_1 = \frac{\eta_4}{2\mu k^3 - \omega}. \end{cases} \quad (45)$$

因此,有

$$A = \frac{\eta_4}{2\mu k^3 - \omega} \tanh(kX - \omega T). \quad (46)$$

由(46)式可以看出,非线性波的圆频率不仅与波速有关,而且与波的振幅有关,同样显示了非线性波的特征。由(19)、(24)、(28)~(30)式就可以完全确定存在外部热源强迫和基流切变下赤道非线性 Rossby 长波的结构。

如果考虑基本气流是常数的情况,其中 ϵ 只取其一次项,略掉其高次的小项,并且 n 阶 Hermite 多项式取 $n=1$,最后得到的流函数的解为

$$\begin{aligned} \psi = & -\bar{u}y + \epsilon y \frac{\eta_4}{2\mu k^3 - \omega} \tanh(kX - \\ & \omega T) \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right). \end{aligned} \quad (47)$$

考虑到基本气流很弱的时候,取 $k=0.42$, $\epsilon=0.1$, $\eta_4=1$, $\omega=-0.0015$, $\mu=-1$, $T=0$,这时流

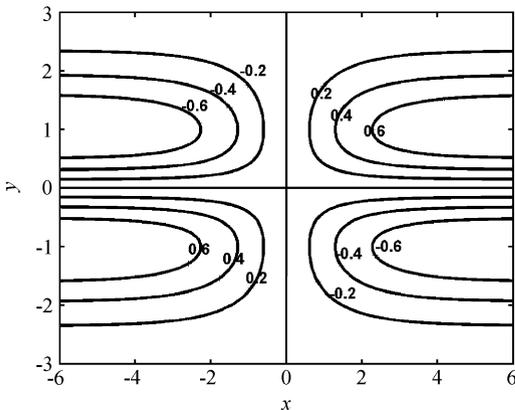


图6 考虑第二种热源情况下的流函数图像

Fig. 6 The stream function considering the second kind of heat source

函数的图像如图6所示。在加热源的东边有气旋性环流形式存在,而在热源的西边有反气旋性环流形式存在。但与第一种热源的情况相比,气旋性环流和反气旋性环流强度较弱,都不形成闭合的环流。

上述两种加热场分布中,第一种加热场的特征与实际观测到的 OLR 低值区的分布较为类似。虽然都能激发 Rossby 波,但第一种加热场及其结果较为合理。因此,赤道东印度洋低频涡对的形成,对流加热的强迫将起着重要的作用。

4 结论

本文用 NCEP 再分析资料对 1980~1998 这 19 年南海夏季风爆发前后的合成分析表明,在亚洲夏季风爆发之前,赤道印度洋地区的确有大范围加热场的存在,而且与之相伴随,850 hPa 流场上在赤道东印度洋有气旋性低频涡对的形成和加强。然后根据南海夏季风爆发前局地凝结热强迫作用的实际情况,我们从动力学的角度,利用带有外部热源的描写赤道 Rossby 波的正压位涡度方程得到了不同热源形式下的切变气流中赤道 Rossby 波的解析解,其结果表明,不同类型的热源对赤道 Rossby 波的结构起着非常重要的作用,在特定的热源形式下可以激发出低频涡对。

上面的动力学分析表明,对流凝结加热可以在赤道地区激发低频涡对,在热源的西侧形成气旋性涡对,在热源的东侧形成反气旋性涡对,这与刘屹岷等^[1]对个例进行的数值试验的结果较一致。但在我们所做多年合成的资料分析中只有赤道东印度洋的气旋性涡对较为明显,其东侧有较弱的反气旋性流场,但没有明显的反气旋性涡对出现。这可能与实际大气中存在较强的索马里跨赤道气流和下垫面复杂的海陆地形的影响有关,但本文理论结果还是能从动力学角度对赤道东印度洋的气旋性涡对的形成和亚洲夏季风的爆发过程给予较好的动力学解释。

参考文献 (References)

- [1] Webster P.J. The elementary monsoon. *Monsoons*. Edited by Fein J.S., Stephens P.L. A Wiley-Interscience Publication, 1987. 3~32
- [2] Tao Siyan, Chen Lianshou. A review of recent research on the East Asian summer monsoon in China. *Monsoon Meteorology*. Edited by Chang C.P., Krishnamurti T.N. Oxford University Press, 1987. 60~92

- [3] Lau K M, Ding Yihui, Wang Joughtai, et al. A report of the field operation and early results of the South China Sea Monsoon Experiment (CSC-MEX). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 2000, **81**: 1261~1271
- [4] 李崇银, 屈昕. 伴随南海夏季风爆发的大尺度大气环流演变. *大气科学*, 2000, **24**: 1~14
Li Chongyin, Qu Xin. Large scale atmospheric circulation evolutions associated with summer monsoon onset in the South China Sea. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2000, **24**: 1~14
- [5] Chan J C, Ai L W, Xu J. Mechanisms responsible for the maintenance of the 1998 South China Sea summer monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, 2002, **80**: 1103~1113
- [6] 李崇银. 气候动力学引论. 北京: 气象出版社, 2000. 106~310
Li Chongyin. *The Introduction to the Climate Dynamics* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 2000. 106~310
- [7] 潘静. 南海夏季风槽的活动及其对北半球天气气候的影响. 中国科学院研究生院博士学位论文. 29~30
Pan Jing. The activity of the South China Sea summer monsoon trough and its impact on the climate of the Northern Hemisphere. Ph. D. dissertation (in Chinese), Graduate University of Chinese Academy of Sciences, 29~30
- [8] Gill A E. Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1980, **106**: 447~662
- [9] 吴国雄, 刘屹岷, 刘平. 空间非均匀加热对副热带高压带形成和变异的影响 I: 尺度分析. *气象学报*, 1999, **57**: 257~263
Wu Guoxiong, Liu Yimin, Liu Ping. The effect of spatially non-uniform heating on the formation and variation of subtropical high. Part I: Scale analysis. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1999, **57**: 257~263
- [10] Liu Yimin, Wu Guoxiong, Liu Hui, et al. Condensation heating of the Asian summer monsoon and the subtropical anticyclone in the Eastern Hemisphere. *Climate Dyn.*, 2001, **17**: 327~338
- [11] Liu Yimin, Chan Johnny C L, Mao Jiangyu, et al. The role of Bay of Bengal convection in onset of the 1998 South China Sea summer monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, 2002, **11**: 2731~2744
- [12] Fu Zuntao, Chen Zhe, Liu Shikuo, et al. Periodic structure of equatorial envelope Rossby wave under influence of diabatic heating. *Commun. Theor. Phys.*, 2004, **42**: 43~48
- [13] Fu Zuntao, Liu Shida, Liu Shikuo, et al. Structures of equatorial envelope Rossby wave under the influence of new type of diabatic heating. *Chaos, Solitons and Fractals*, 2004, **22**: 335~340
- [14] Gill A E. *Atmosphere-Ocean Dynamic*. New York: Academic Press, 1982. 444~447
- [15] 刘式适, 刘式达. 物理学中的非线性方程. 北京: 北京大学出版社: 2000. 145~146, 190~191
Liu Shikuo, Liu Shida. *Nonlinear Waves in Physics* (in Chinese). Beijing: Peking University Press, 2000. 145~146, 190~191