

斜压模式中的非绝热波¹⁾

付遵涛 刘式适

(北京大学地球物理学系, 北京, 100871)

付彩霞

(哈尔滨市渔业机械化施工公司, 哈尔滨, 150078)

摘要 应用含有非绝热因子的斜压两层模式方程组, 讨论了非绝热因子对低纬超长波动的作用。分析表明各种非绝热因子都改变了原绝热超长波的性质, 主要体现在2个方面: 波的稳定性和波动的传播特性(包括传播方向和传播速度)。由此, 可以认为所谓的季节内振荡等低频振荡实际上是各种非绝热因子共同作用引起的一类非绝热波, 这类非绝热波是引起中长期天气变化和短期气候异常的重要因素。

关键词 非绝热波; 低频振荡

中图分类号 P433

0 引言

大气周期为30~ 60d(天)的低频振荡与中长期天气变化和短期气候异常有密切关系。Madden 和 Julian^[1]根据10年观测资料发现热带大气风场和地面气压场的变化中存在着40~ 50d 周期的低频振荡。在进一步的研究中^[2]证实了全球热带地区都存在着40~ 50d 周期的低频振荡, 且指出这种振荡具有纬向一波和向东传播的特性。Yasunai^[3, 4]通过卫星云图资料的分析指出印度洋季风区的云量也有30~ 40d 的周期性变化。Krishnamurti^[5]的结果证实了南亚季风槽脊活动也存在30~ 50d 振荡, 这种振荡有缓慢向北传播的特征。Murakami 和 Nakazawa^[6, 7]的研究也揭示了季内扰动风场和位势场的向东和向北传播的特性。总结低频振荡的特征, 可有如下几点: 在热带, 低频振荡的流场和温度场具有明显“斜压”结构特征; 纬向环流尺度以一波为主; 具有二维 Rossby 波列特征; 在传播过程中一般没有明显振幅衰减; 振荡周期以30~ 60d 为主。在中纬, 纬向尺度以2~ 3波为主; 具有“正压”结构特征; 以向西传播为主。在分析低频振荡的发生和发展时, Madden^[8]指出: 感热, 蒸发, 降水等起重要作用。即非绝热加热对低频振荡起关键作用。

为了深入了解大气低频振荡的规律及其发生机制, 人们广泛地开展了对低频振荡的动力学研究。Yamagata^[9]和 Hayashi^[10]分析了条件不稳定引起的凝结加热对低纬大气波动的作用,

1) 国家攀登计划“气候动力学的理论和预测”资助项目

收稿日期: 1997-06-12; 修改稿收到日期: 1997-09-01

并指出这些波动与 Ekman 抽吸相似,也可引起 CISK, Lindzen^[11]把它概况为 Wave-CISK 理论,从而补充了 Charney 和 Eliassen^[12]提出的 Ekman-CISK 理论。李崇银^[13,14]、Hayashi 和 Sui^[15]、Lau 和 Peng^[16]、Miyakara^[17]、Chang 和 Lin^[18]以及刘式适和王继勇^[19,20]等都对 Wave-CISK 机制对低频振荡的作用作了理论上和数值上的进一步研究。在低纬地区,多数为海洋,蒸发和降水量大,海水温度和大气风速越大,蒸发量也越大,水汽在大气中凝结释放潜热又加热大气,影响大气运动。因此, Emanuel^[21]和 Neelin^[22]同时提出了大气低频振荡的蒸发—风反馈理论, Lau 和 Shen^[23]又提出蒸发—SST 反馈理论。以后,刘式适和庄瑞宁^[24]、李桂龙和刘式适^[25]、赵强和刘式适^[26]就海温、蒸发—风反馈或 Wave-CISK 和蒸发—风反馈的共同作用对低频振荡的影响作了理论方面的探索。

综合上述分析,可以将大气低频振荡的动力学机制归结为大气对各种内部和外部加热过程的响应。实质上,低频振荡就是由各种非绝热因子共同作用引起的一类非绝热波。如果说绝热波(特别是 Rossby 波)是引起大范围短期天气尺度变化的重要因素的话(绝热 Rossby 波周期约为1周),那么,非绝热波(特别是非绝热 Rossby 波和非绝热 Kelvin 波)是引起中长期天气变化及短期气候异常的重要因素。

本文应用斜压两层模式,分析了蒸发—风反馈, CISK, 海温等非绝热因子所引起的非绝热波动。

1 基本方程

应用 Boussinesq 近似和静力近似的包含非绝热因子的线性斜压模式方程组可写为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - f v = - \frac{\partial \phi}{\partial x}, \\ f u = - \frac{\partial \phi}{\partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + N^2 w = + Q. \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\phi = p - p_0$ (p 为相对静止气压的偏差, p_0 为静止时的空气密度)。 f 为 Coriolis 参数, $f = f_0 + \beta y$, β_0 为 Rossby 参数,在中纬取 β 平面近似 $f = f_0$ 。在低纬取 $f = \beta_0 y$ 。在方程组(1)中, Q 为非绝热加热率。其他符号为气象常用。依刘式适^[27]半地转模式滤去高频的惯性重力波,而保留波长较长的 Rossby 波和 Kelvin 波。利用两层模式(模式大气分层见图1),取边界条件为 $w_0 = w_4 = 0$, 则

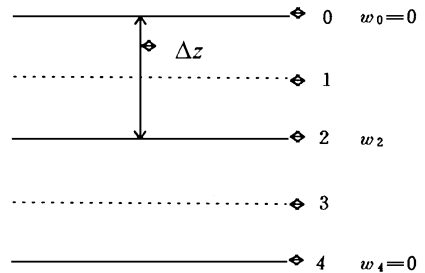


图1 两层模式大气分层

Fig 1 Schematic vertical structure of model atmosphere

$$\begin{cases} \frac{\partial u_1}{\partial t} - f u_1 = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, & \frac{\partial u_3}{\partial t} - f u_3 = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ f u_1 = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}, & f u_3 = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{0-w_2}{\Delta z} = 0, & \frac{\partial u_3}{\partial x} + \frac{\partial u_3}{\partial y} + \frac{0+w_2}{\Delta z} = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\Phi_1 - \Phi_3}{\Delta z} \right) + N^2 w_2 = Q. \end{cases} \quad (2)$$

令:

$$\begin{cases} u_2 = (u_1 + u_3)/2, & u_2 = (u_1 + u_3)/2, & \Phi_2 = (\Phi_1 + \Phi_3)/2, \\ \hat{u} = (u_1 - u_3)/2, & \hat{u}_2 = (u_1 - u_3)/2, & \hat{\Phi} = (\Phi_1 - \Phi_3)/2. \end{cases} \quad (3)$$

由(2)式和(3)式并取 $c_1 = (N \Delta z) / \sqrt{2}$ 有:

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} - f \hat{u} = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial x}, \\ f \hat{u} = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y}, \\ \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial t} + c_1^2 \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) = \frac{\Delta z}{2} Q. \end{cases} \quad (4)$$

(4)式即为讨论问题的基本出发方程组,在此基础上,下面将分别讨论蒸发—风反馈、CISK和海温3种非绝热因子的作用。

2 蒸发—风反馈

由于风速(主要是纬向风速)引起海水蒸发为水汽进入大气,当水汽凝结时潜热释放,从而加热大气,这就是所谓的蒸发—风反馈过程,这时 Q 可表示为 $Q_1 = N^2 \alpha \hat{u}$, 其中 α 为无量纲参数,且规定当 $\hat{u} > 0$ 时, $\alpha > 0$ 取 $\lambda = \alpha / \Delta z$ 把 Q_1 代入(4)式(并略去各角标)有:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - f u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ f u = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + c_1^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \lambda c_1^2 u. \end{cases} \quad (5)$$

对于中纬(5)式消元有:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \left(-c_1^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + f^2 \right) - \beta_0 c_1^2 \frac{\partial}{\partial x} + c_1^2 \lambda \left(f_0 \frac{\partial}{\partial y} + \beta_0 \right) \right] u = 0 \quad (6)$$

由此可知 u 有如下形式的解:

$$u = V e^{i(kx + ly - \omega t)} \quad (7)$$

其中 V 为常数, l 为 y 方向的波数, k 为 x 方向的波数, ω 为圆频率。(7)式代入(6)式有

$$\omega = - (k \beta_0 - \lambda f_0 l) / (l^2 + f_0^2 / c_1^2) - (i \lambda_0 \beta_0) / (l^2 + f_0^2 / c_1^2). \quad (8)$$

令:

$$\omega = \omega + i\alpha \tag{9}$$

其中 ω 为扰动频率, α 为扰动增长率. 从而有:

$$\omega = - (k\beta_0 + \lambda\alpha_0 l) / (l^2 + f_0^2/c_1^2), \quad \alpha = - (\lambda\alpha_0\beta_0) / (l^2 + f_0^2/c_1^2).$$

又当 $\lambda\alpha = 0$ 时,

$$\omega = \alpha = - (k\beta_0) / (l^2 + f_0^2/c_1^2). \tag{10}$$

(8) 式和 (10) 式相比可知: 蒸发—风反馈的存在不但导致波的不稳定, 即: $\omega = - (\lambda\alpha_0\beta_0) / (l^2 + f_0^2/c_1^2) > 0$, 而且蒸发—风反馈的存在也可导致 Rossby 波圆频率降低, 当 $\lambda\alpha$ 取一定值时, 可达到季内时间尺度, 这一结果与文献 [26] 的研究结果一致. 设:

$$A = \bar{A}(y) e^{i(kx - \omega t)} \tag{11}$$

其中 \bar{A} 为相应的振幅, k 为 x 方向的波数, ω 为圆频率.

对于低纬 (11) 式代入 (5) 式消元有:

$$\frac{d^2 V}{dy^2} - \frac{i\lambda\alpha_0\beta_0}{\omega} \frac{dV}{dy} - \left[\frac{\beta_0^2}{c_1^2} y^2 + \frac{i\lambda\alpha_0\beta_0 + k\beta_0}{\omega} \right] V = 0$$

上式可化为 Weber 型方程:

$$\frac{d^2 w}{dy^2} + \left[- \frac{i\lambda\alpha_0\beta_0 + 2k\beta_0}{\omega} - \left(\frac{\beta_0^2}{c_1^2} - \frac{\lambda\alpha_0\beta_0}{4\omega^2} \right) y^2 \right] w = 0, \tag{12}$$

其中 $w(y) = V(y) e^{\frac{i\lambda\alpha_0\beta_0}{4\omega} y^2}$. 方程 (12) 满足 $y \rightarrow \pm \infty$ 时 $w \rightarrow 0$ 的本征值为:

$$- (\beta_0^2/c_1^2 - \lambda\alpha_0\beta_0/4\omega^2)^{-1/2} (i\lambda\alpha_0\beta_0 + 2k\beta_0) / 2\omega = 2m + 1, \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \tag{13}$$

其对应的本征函数为: $w(y/L_1) = B_m e^{-\frac{y^2}{L_1^2}/2} H_m(y/L_1)$, $(m = 0, 1, 2, \dots)$.

其中 $H_m(y/L_1)$ 为 Hermite 多项式, $1/L_1^2 = \beta_0^2/c_1^2 - \lambda\alpha_0\beta_0/(4\omega^2)$; B_m 为任意常数, 从而:

$$V(y) = B_m e^{\left[-\frac{y^2}{2L_1^2} + \frac{i\lambda\alpha_0\beta_0}{4\omega} y^2 \right]} H_m(y/L_1).$$

$y \rightarrow \pm \infty, V \rightarrow 0$ 的边界条件要求: $R_e(1/L_1^2 + i\lambda\alpha_0\beta_0/4\omega) < 0$

将 (13) 式代入上式有:

$$R_e[(k + i\lambda\alpha(m + 1))/\omega] < 0, \tag{14}$$

由 (13) 式有:

$$\omega^2 = [\lambda\alpha^2(m + 1)m + k^2 + ik\lambda\alpha]c_1^2 / (2m + 1)^2. \tag{15}$$

(9) 式代入 (15) 式有 Rossby 波圆频率:

$$\left\{ \begin{aligned} \omega &= \frac{c_1^2 \operatorname{sgn}(\lambda\alpha)}{\sqrt{2} (2m + 1)} \left\{ \frac{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2] + k^2\lambda\alpha - [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2}{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2] + k^2\lambda\alpha + [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ \omega &= \frac{c_1^2}{\sqrt{2} (2m + 1)} \left\{ \frac{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2] + k^2\lambda\alpha - [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2}{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2] + k^2\lambda\alpha + [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right. \tag{16}$$

或:

$$\left\{ \begin{aligned} \omega &= - \frac{c_1^2 \operatorname{sgn}(\lambda\alpha)}{\sqrt{2} (2m + 1)} \left\{ \frac{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2 + k^2\lambda\alpha - [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2}{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2 + k^2\lambda\alpha + [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2} \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ \omega &= - \frac{c_1^2}{\sqrt{2} (2m + 1)} \left\{ \frac{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2 + k^2\lambda\alpha + [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2}{[\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2 + k^2\lambda\alpha + [\lambda\alpha^2(m + 1) + k^2]^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right. \tag{17}$$

将(9)式代入(14)式有: $k\omega + \lambda m(m+1)\omega < 0$. 这就是 ω 和 ω 的约束关系式.

当 $\lambda = 0$ 时, 绝热 Rossby 波:

$$\omega = 0, \quad \omega = \omega = -kc_1/(2m+1). \quad (18)$$

故 ω 和 ω 只取(17)式. (17)式可推广到 $m = -1$, 从而得到:

$$\begin{cases} \omega = c_1 \operatorname{sgn} \lambda \left[\frac{k^4 + k^2 \lambda^2 - k^2}{2} \right]^{1/2} / \sqrt{2}, \\ \omega = c_1 \left[\frac{k^4 + k^2 \lambda^2 + k^2}{2} \right]^{1/2} / \sqrt{2}. \end{cases} \quad (19)$$

(19)式即为非绝热 Kelvin 波的圆频率.

分析 ω 和 ω 可知, 虽然蒸发—风反馈不能产生季内振荡的长周期, 但当蒸发—风反馈存在时, 即 $\lambda \neq 0$ 时 $\omega \neq 0$, 扰动可以不稳定增长. 这无疑对季内振荡在传播过程中一般没有明显振幅衰减的解释来说是重要的. 从另一个方面说明了蒸发—风反馈对低频振荡维持的重要性.

3 CISK

由于边界层湍流摩擦作用, 使大量潮湿空气辐合抬升(即 Ekman 抽吸)促使积云对流发展, 特别是在低纬大量积雨云团的凝结潜热的释放使大气增暖和大气扰动加强, 同时高空水平辐散促使地面气压下降, 气旋式环流加强, 这就是所谓的 CISK 机制. 这时 Q 可表示为:

$$Q_2 = \eta N^2 W_b = \frac{1}{2} \eta N^2 h_E \zeta = -\frac{1}{2} \eta N^2 h_E \frac{\partial \omega}{\partial x}$$

其中 W_b 为边界层顶的垂直速度, h_E 为 Ekman 标高, $\zeta = \frac{\partial \omega}{\partial x}$ 自由大气低层的相对涡度, η 为常数且规定 $W_b > 0$ 时 $\eta > 0$, 否则 $\eta = 0$. 取 $\lambda = \eta h_E / (2\Delta z)$, 这时(4)式可化为(忽略角标):

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - f v = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \\ f u = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + c_1^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\lambda c_1^2 \frac{\partial \omega}{\partial x}. \end{cases} \quad (20)$$

对中纬(20)式消元有:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \left(-c_1^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + f^2 - \lambda c_1^2 \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \right) - \beta_0 c_1^2 \frac{\partial}{\partial x} + \lambda c_1^2 f \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \omega = 0. \quad (21)$$

从而可知(21)式也有(7)式的解, (7)式代入(21)式有:

$$\omega = - (k\beta_0 - i\lambda k^2 f_0) / (l^2 + f_0^2/c_1^2 + \lambda k l). \quad (22)$$

(9)式代入(22)式有:

$$\omega = -k\beta_0 / (l^2 + f_0^2/c_1^2 + \lambda k l), \quad \omega = \lambda k^2 f_0 / (l^2 + f_0^2/c_1^2 + \lambda k l).$$

(22)式和(10)式相比可知, 引入 CISK 机制后可使中纬 Rossby 波圆频率发生明显的变化, 当 λ 取一定值时, 可出现低频波, 且波动不稳定. 对于低纬(11)式代入(20)式消元有:

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + i\lambda k \frac{dV}{dy} + \left[-\frac{k\beta_0}{\omega} + \frac{i\lambda k^2 \beta_0 y}{\omega} - \left(\frac{\beta_0 y}{c_1} \right)^2 \right] V = 0.$$

同样有:

$$\frac{d^2 w}{dy^2} \left[\left(\frac{\lambda^2 k^2}{4} - \frac{k \beta_0}{\omega} - \frac{\lambda^2 c_1^2 k^4}{4 \omega^2} \right) - \frac{\beta_0^2}{c_1^2} \left(y - \frac{i \lambda c_1^2 k^2}{2 \beta_0 \omega} \right)^2 \right] w = 0 \quad (23)$$

(23) 式为典型的 Weber 方程, 满足 $y \pm \infty$ 时 $w = 0$ 的本征值为:

$$\left[(\lambda^2 k^2 / 4) - (k \beta_0 / \omega) - (\lambda^2 c_1^2 k^4 / 4 \omega^2) \right] c_1 / \beta_0 = 2m + 1, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (24)$$

对应的本征函数为: $w = B_m e^{-\frac{y - \frac{i \lambda c_1^2 k^2}{2 \beta_0 \omega}}{2L_2}} H_m \left[\left(y - \frac{i \lambda c_1^2 k^2}{2 \beta_0 \omega} \right) / L_2 \right]$, $(m = 0, 1, 2, \dots)$ 。

其中 $1/L_2^4 = \beta_0^2 / c_1^2$, B_m 为任意常数, $H_m \left[\left(y - \frac{i \lambda c_1^2 k^2}{2 \beta_0 \omega} \right) / L_2 \right]$ 为 Hermite 多项式。

从而有: $V(y) = B_m e^{-\left(y - \frac{i \lambda c_1^2 k^2}{2 \beta_0 \omega} \right) / L_2} H_m \left(\left(y - \frac{i \lambda c_1^2 k^2}{2 \beta_0 \omega} \right) / L_2 \right)$ 。

由(24)式有:

$$\omega = \frac{k \beta_0 \left\{ -1 - \sqrt{1 - [(2m + 1) \beta_0 / c_1 - \lambda^2 k^2 / 4] \lambda^2 k^2 c_1^2 / \beta_0^2} \right\}}{2[(2m + 1) \beta_0 / c_1 - \lambda^2 k^2 / 4]} \quad (25)$$

令: $f_1(\lambda) = (2m + 1) \beta_0 / c_1 - \lambda^2 k^2 / 4$, $f_2(\lambda) = 1 - [f_1(\lambda)] \lambda^2 k^2 c_1^2 / \beta_0^2$

由 $f_1(\lambda) = 0$ 有 $\lambda_1^2 = 4(2m + 1) \beta_0 / k^2 c_1 > 0$ 。由 $f_2(\lambda) = 0$ 有:

$$\lambda_2^2 = \frac{2(2m + 1) \beta_0 + 4 \beta_0}{k^2 c_1} \sqrt{m(m + 1)} > 0, \quad \lambda_3^2 = \frac{2(2m + 1) \beta_0 - 4 \beta_0}{k^2 c_1} \sqrt{m(m + 1)} > 0$$

比较 $\lambda_1^2, \lambda_2^2, \lambda_3^2$ 可知 $\lambda_1^2 > \lambda_2^2 > \lambda_3^2$ 。

(1) 当 $\lambda^2 > \lambda_1^2$ 时, $f_1(\lambda) < 0, f_2(\lambda) > 1$ 时, 有

$$\omega = k \beta_0 \left\{ -1 - \sqrt{f_2(\lambda)} \right\} / (2f_1(\lambda)) > 0, \text{ Rossby 波稳定, 东传。}$$

(2) 当 $\lambda^2 < \lambda_1^2$ 时:

(a) 当 $\lambda_1^2 > \lambda^2 > \lambda_2^2$ 或 $\lambda_3^2 > \lambda^2 > 0, 1 > f_2(\lambda) > 0$ 时, 有

$$\omega = k \beta_0 \left\{ -1 - \sqrt{f_2(\lambda)} \right\} / (2f_1(\lambda)) < 0, \text{ Rossby 波稳定, 西传。}$$

(b) 当 $\lambda_2^2 > \lambda^2 > \lambda_3^2$ 时把(9)代入(25)有:

$$\omega = -k \beta_0 / 2f_1(\lambda) < 0, \omega = -k \beta_0 \sqrt{f_2(\lambda)} / 2f_1(\lambda) < 0, \text{ Rossby 波不稳定, 西传。}$$

综合上述分析可知: CISK 非绝热因子可改变绝热 Rossby 波的性质, 不但可改变 Rossby 波的传播方向, 也可改变 Rossby 波的稳定性, 计算表明, 当 λ 取一定值时, 即可得到季内尺度的低频波。如取波动周期 T 的表达式为:

$$T = 2\pi / |\omega| \quad (26)$$

由(25)式可绘制出图2。从图2可以看出当 λ^2 和 m 取适当的值, 周期 T 可以达到30~40d, 且随着 m 的增大, 周期 T 更容易出现低频(30d 以上)。

(25) 式可推广到 $m = -1$, 可求得 CISK-Kelvin 波圆频率:

$$\omega = \frac{k \beta_0 \left(1 + \sqrt{1 + (\beta_0 / c_1 + \lambda^2 k^2 / 4) \lambda^2 k^2 c_1^2 / \beta_0^2} \right)}{2\beta_0 / c_1 + \lambda^2 k^2 / 2}$$

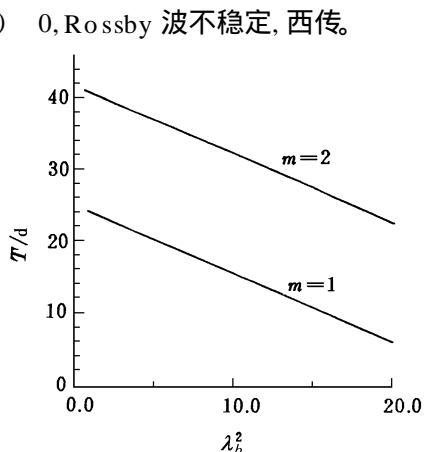


图2 T 随 λ^2 变化情况

Fig 2 Variation of T with λ^2

同样分析可知,当 λ 取一定值时,CISK-Kelvin波东传,稳定。

4 海温作用

实际观测资料分析表明^[28],海温升高,大气厚度增大,海温降低,大气厚度降低。这时 Q 可表示为: $Q_3 = -\alpha \hat{\phi}$ 其中 α 为表示海温对大气的作用参数, $\alpha > 0$ 表示海温正距平。取 $\lambda = \Delta z \alpha / 2$ 。这时(4)式可化为(忽略角标):

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - f v = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \\ f u = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + c_1^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\lambda \phi \end{cases} \quad (27)$$

对于中纬(27)式消元有:

$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \left[-\frac{k\beta_0}{\omega} - \left(1 + i\frac{\lambda}{\omega} \right) \frac{f_0^2}{c_1^2} \right] v = 0$$

故 $[-k\beta_0/\omega - (1 + i\lambda/\omega)f_0^2/c_1^2] = l^2$ (l 为 y 方向的波数)。从而:

$$\omega = - (k\beta_0 + i\lambda f_0^2/c_1^2) / (l^2 + f_0^2/c_1^2) \quad (28)$$

将(9)式代入(28)式,有: $\omega = -k\beta_0/(l^2 + f_0^2/c_1^2)$, $\omega = -\lambda f_0^2/(l^2 + f_0^2/c_1^2)$ 。可以看出:海温对中纬Rossby波的圆频率没有影响,但使其变得不稳定。

对于低纬(11)式代入(27)式消元有:

$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \left[-\frac{k\beta_0}{\omega} - \left(1 + i\frac{\lambda}{\omega} \right) \frac{\beta_0^2}{c_1^2 y^2} \right] v = 0$$

上式为Weber型方程,其本征值为:

$$-(k\beta_0/\omega)L_3^2 = 2m + 1, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (29)$$

对应的本征函数为:

$$v = B_m e^{-y^2/2L_3^2} H_m(y/L_3) \quad (30)$$

其中 B_m 任意常数, $H_m(y/L_3)$ Hermite为多项式。 $1/L_3^2 = (1 + i\lambda/\omega)\beta_0^2/c_1^2$

由(29)式有:

$$\omega^2 + i\lambda\omega - k^2 c_1^2 / (2m + 1) = 0 \quad (31)$$

把(9)式代入(31)式有:

$$\omega^2 - \omega^2 - \lambda\omega = k^2 c_1^2 / (2m + 1)^2, \quad (32)$$

$$2\omega\omega + \lambda\omega = 0 \quad (33)$$

由(33)有:

$$\omega = 0 \text{ 或 } \omega = -\lambda/2$$

当 $\omega = 0$ 时,由(32)有: $\omega = \left[-\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - 4k^2 c_1^2 / (2m + 1)^2} \right] / 2$

当 $\omega = -\lambda/2$ 时,由(32)有: $\omega = \pm \sqrt{\lambda^2/4 + 4k^2 c_1^2 / (2m + 1)^2}$

当 $\lambda = 0$ 时,有

$$\omega = 0, \quad \omega = \omega_0$$

可知只有下列式子满足条件:

$$\omega = -\lambda/2, \quad \omega = \sqrt{\lambda^2/4 + k^2 c_1^2 / (2m + 1)^2} \tag{34}$$

由(34)式可知,当 $\lambda = 0$ 时, $\omega = 0$, $|\omega| < |\omega_0|$, 既会出现不稳定, 又会出现波动的缓慢传播。当 $\alpha > 0$ 时, $\omega < 0$, 海温正距平对波动起阻尼作用。这一点和文献[28]的结果一致。

在(27)式中, 令 $U = 0$ 可得到海温作用下的 Kelvin 波的圆频率:

$$\omega = \left[-i\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 + 4k^2 c_1^2} \right] / 2\omega_0$$

当 $\lambda = 0$ 时, 应有 $\omega = kc_1$, 故有:

$$\omega = \left[-i\lambda + \sqrt{\lambda^2 + 4k^2 c_1^2} \right] / 2\omega_0 \tag{35}$$

将(9)式代入(35)式, 有: $\omega = k^2 c_1^2 - \lambda^2/4, \quad \omega = -\lambda/2$

这样在海温作用下的 Kelvin 波即可以变为低频波(见图3), 又可以变得不稳定。从图3及计算可以看出, 当 α^2 取适当值时, 波动周期可以达到低频(30~60d), 甚至可以达到甚低频(这时 T 很大)。

5 结 论

(1) 从上面的分析可以看出, 在引入非绝热加热后, 大气波动的性质发生了明显的变化:

(a) 蒸发—风反馈虽不能导致低纬波动的缓慢传播, 但是可带来波动的不稳定发展;

(b) CISK 在一定程度上既可以使波动达到季内时间尺度, 又可以带来波动传播方向的改变和不稳定发展;

(c) 海温的作用同样可带来低纬波动的不稳定和低频的出现, 但是不能改变波动的传播方向。

(2) 由此可以认为低频波就是各种非绝热因子综合作用的结果。这一点已经为文献[24, 26]的研究结果所证实。

(3) 在中长期天气变化和短期气候异常中, 非绝热因子作用下的非绝热波起着十分重要的作用。

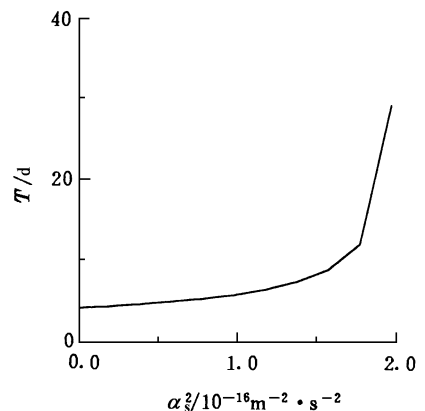


图3 T 随 α^2 变化情况

Fig 3 Variation of T with α^2

参 考 文 献

- 1 Madden R A, Julian R R. Detection of 40-50 Day Oscillations in the Zonal Wind in the Tropical Pacific J Atmos Sci, 1977, 28: 702~ 708
- 2 Madden R A, Julian R R. Description of Global-scale Circulation Cells in Tropics with a 40~ 50 Day Period J Atmos Sci, 1972, 29: 1109~ 1123
- 3 Yasunai T. Cloudiness Fluctuations Associated with the Northern Hemisphere Summer Monsoon J Meteor Soc Japan, 1979, 57: 227~ 242
- 4 Yasunai T. A Quasi-stationary Appearance of 30~ 40 Day Period in the Cloudiness Fluctuations during the Summer Monsoon over India J Meteor Soc Japan, 1980, 58: 225~ 229

- 5 Krisnamurti T N, Subrahmanyam D. The 30~ 50 Day Mode at 850 mb during MONEX. *J Atmos Sci* 1982, 39: 2088~ 2095
- 6 Murakami T, Nakazawa T. On the 40~ 50 Day Oscillations during the 1979 Northern Hemisphere Summer Part I: Phase Propagation. *J Meteor Soc Japan*, 1984, 46: 440~ 468
- 7 Murakami T, Nakazawa T. Tropical 45 Day Oscillations during the 1979 Northern Hemisphere Summer. *J Atmos Sci*, 1985, 42: 1107~ 1122
- 8 Madden R A. Seasonal Variations of the 40~ 50 Day Oscillation in the Tropics. *J Atmos Sci*, 1986, 43: 3138~ 3158
- 9 Yamasaki Y. Large-scale Disturbance in a Conditionally Unstable Atmosphere in Low Latitudes. *Papers Meteor Geophys*, 1969, 20: 289~ 336
- 10 Hayashi Y. A Theory of Large-scale Equatorial Waves Generated by Condensation Heating and Accelerating the Zonal Wind. *J Meteor Soc Japan*, 1970, 48: 140~ 160
- 11 Lindzen R S. Wave-CISK in the Tropics. *J Atmos Sci*, 1974, 31: 156~ 179
- 12 Charney J G, Eliassen A. On the Growth of the Hurricane Depression. *J Atmos Sci*, 1964, 21: 68~ 75
- 13 李崇银. 第二类条件不稳定——振荡型对流. *中国科学(B)*, 1983: 857~ 865
- 14 李崇银. 南亚季风槽(脊)和热带气旋运动与移动性CISK波. *中国科学(B)*, 1985: 667~ 674
- 15 Hayashi Y, Sumi A. The 30~ 40 Day Oscillations Simulated in an "aquaplanet" Model. *J Meteor Soc Japan*, 1986, 64: 451~ 467
- 16 Lau K M, Peng L. Origin of Low-frequency (intraseasonal) Oscillations in the Tropical Atmosphere, Part I: Basic Theory. *J Atmos Sci*, 1987, 44: 950~ 972
- 17 Miyahara S. A Simple Model of the Tropical Intraseasonal Oscillations. *J Meteor Soc Japan*, 1987, 65: 340~ 351
- 18 Chang C P, Lin H. Kelvin Wave-CISK: A Possible Mechanism for 30~ 50 Day Oscillations. *J Atmos Sci*, 1988, 45: 1709~ 1720
- 19 Liu Shikuo, Wang Jiyong. A Baroclinic Semigeostrophic Model Using Wave-CISK Theory and Low-frequency Oscillation. *Acta Meteor Sinica*, 1990, 4: 576~ 585
- 20 王继勇, 刘式适. Wave-CISK 和低纬大气低频振荡. *大气科学*, 1996, 20: 584~ 593
- 21 Emanuel K A. An Air-sea Interaction Model of the Intraseasonal Oscillation in the Tropics. *J Atmos Sci* 1987, 44: 2224~ 2240
- 22 Neelin J D, Held I M, Cook K H. Evaporation-wind Feedback and Low-frequency Variability in Tropical Atmosphere. *J Atmos Sci*, 1987, 44: 2341~ 2348
- 23 Lau K M, Shen S H. On the Dynamics of Intraseasonal Oscillations and ENSO. *J Atmos Sci*, 1988, 45: 1781~ 1797
- 24 刘式适, 庄瑞宁. 海温作用与低频振荡. *热带气象*, 1993, 9: 65~ 69
- 25 李桂龙, 刘式适. Wave-CISK, 蒸发—风反馈机制和低频振荡. *大气科学*, 1993, 17: 403~ 413
- 26 赵强, 刘式适. CISK, 蒸发—风反馈热带大气30~ 60天振荡. *气象学报*, 1996, 54: 417~ 426
- 27 刘式适. 低纬滤波模式研究. *热带气象*, 1990, 6: 106~ 118
- 28 李崇银, 李桂龙. EINO 影响热带大气季节内振荡的动力学研究. *大气科学*, 1996, 20: 159~ 168
- 29 刘式适, 刘式达. 特殊函数. 北京: 气象出版社, 1988

Diabatic Waves in the Baroclinic Model

FU Zuntao LIU Shikuo

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing, 100871)

FU Caixia

(Harbin Mechanized Constructing Fishery Corp, Harbin, 150078)

Abstract A baroclinic 2-layer model, including diabatic factor, was established to analyse the effects of diabatic factor on ultra-long waves in the tropical atmosphere. The results showed that each of diabatic factors could change the characteristics of adiabatic ultra-long waves, this could be seen in two ways: 1. the stability. 2. the propagating characteristics (including propagating direction and phase velocity). Thus, a conclusion could be obtained that low-frequency oscillation, such as intra-seasonal oscillation et al., is a kind of diabatic waves generated by diabatic factors in common. This kind of diabatic waves is an important factor to generate the long-and medium range variations and short-range climatic anomalies.

Key words diabatic waves; low-frequency oscillation