

辐射冷却与低频振荡中的宽频带现象^①

付遵涛 刘式适

(北京大学地球物理系, 北京, 100871)

提 要

利用赤道 β 平面近似和长波近似分析了辐射冷却效应对热带地区纯斜压低频波的作用, 发现辐射冷却并不仅是对波动的发展起阻尼作用。在辐射对流的微妙平衡条件下, 辐射冷却通过调整对流加热垂直廓线而影响低频波相速度和波动周期, 使之呈现出宽频带的现象。而非绝热加热强度也并非越大越好, 只有在强度适中的情况下, 低频波才会被激发和维持下去, 并出现宽频带现象。要得到适中的加热强度, 辐射冷却的影响不容忽视。

关键词 辐射冷却 宽频带现象 低频振荡
分类号 P433

1 引 言

自从 Madden 和 Julian^[1] (1971) 发现热带大气风场和地面气压场存在 40—50 天周期的低频振荡, 并且进一步证实^[2] (1972) 全球热带地区都存在这种周期的振荡以来, 热带地区的低频振荡就成为一个研究热点。随着研究的深入, 人们对热带低频振荡的认识已不仅仅局限于其流场和温度场具有明显斜压结构、纬向环流尺度以一波为主、在偏离赤道的地区有二维 Rossby 波列特征、传播过程中一般没有明显振幅衰减、振荡周期以 30—60 天为主等孤立特征, 而注重将其作为一个具有不同时间和空间尺度的相互作用系统进行研究。Yasunai^[3, 4] (1979, 1980) 通过分析卫星云图资料指出印度洋季风区的云量也有 30—40 天的周期性变化; Krishnamurti^[5] (1982) 证实南亚季风槽脊活动存在 30—50 天振荡; Zhang^[6] (1996) 则认为大气对流层低层除了表面气压和风应力, 其它如相对湿度、海表温度、感热和潜热通量等也具有明显的低频变化特征; Brantzer 和 Wallace^[7] (1996) 的研究结果显示平均量如热带对流层平均温度和降水量的变化也存在显著的 30—60 天振荡; Chao 和 Lin^[8] (1994) 与 Lau、Peng、Sui 等人^[9] (1989) 及其他研究者认为对流区的季节内振荡中包含一个或多个超级云团, 每个超级云团内部又包含多个云团, 季节内振荡、超级云团和云团具有不同的时空尺度和活动周期, 它们的相互作用使得季节内振荡得以维持和发展。

所有这些都表明, 低频振荡的周期和位相速度等都存在着宽频带特征。Kiladis 和 Weickmann^[10] (1992) 基于对 OLR 和大气环流资料的分析指出: 季节内振荡呈现出从 6 天到 70 天的显著周期, 具有 6—14 天、14—30 天、30—70 天的明显分段, 不同时间段对应不同的大气环流型和特有的过程。Zhang^[6] (1996) 也指出低频振荡的周期主要

① 1998-09-28 收到初稿, 1998-12-03 收到修改稿。本文得到“九五”攻关项目“我国短期气候预测系统的研究”的资助。

是 30 天到 90 天, 而且 50—60 天周期具有明显的峰值, 位相速度也不仅仅是通常认为的缓慢 (5m/s—10m/s) 东移。事实上, 人们早发现低频振荡在不同的区域具有不同的相速。Madden 和 Julian^[2, 11] (1972、1994) 发现与 Madden Julian Oscillation (MJO) 相关的表面气压变化在东太平洋地区呈现出快速 (约为 40m/s) 东移的特征; Milliff 和 Madden^[12] (1996) 也发现在东太平洋的赤道对流层存在着具有第一斜压模态快速 (>30m/s) 东移的信号, 并认为这一信号是印度洋和西太平洋的对流活动引起的 MJO 的频散结果; Sui 和 Lau^[13] (1989) 模拟研究认为在低频振荡中存在两种模态, 一种以 18m/s 的速度快速东移, 另一种以 9m/s 的速度缓慢东移, 且这两种模态分别对应于不同对流层高度的最大非绝热加热强迫; Lau 等^[14] (1994) 进一步说明大气环流变化具有一个跨度很大的时间和空间尺度, 不同时空尺度的低频振荡, 其物理机制也不同。

许多研究 (如 Miyahara^[15] (1987)、Lau 和 Peng^[16] (1987)、Sui 和 Lau^[13] (1989) 等表明模拟的 MJO 的传播速度对垂直非绝热加热廓线非常敏感, 且通常要比观测结果大。Lau 和 Peng^[16] (1987)、Sui 和 Lau^[13] (1989) 发现: 如果最大加热强度位于对流低层, 则模拟的 MJO 相速度的数值与观测值基本一致。但观测事实表明最大加热强度位于对流层中层, 这也许是造成模拟值与观测值不一致的原因。Slingo 和 Slingo^[17] (1988) 发现在热带大气中, 由于潜热加热和辐射冷却造成的微妙平衡导致了净的非绝热加热。由于有研究表明 MJO 的相速度对加热廓线十分敏感, 因此可认为除了对流加热对 MJO 的相速度起主导作用外, 辐射冷却通过影响垂直加热廓线也对其产生很大影响。Slingo 和 Madden^[18] (1991) 通过对比研究证明了这一点。Mehta 和 Smith^[19] (1997) 发现辐射冷却率的季节内变化对加热廓线的变化也有很大贡献, 并利用一维辐射对流平衡线性模式分析了辐射冷却对 Kelvin 波相速度的影响, 进一步说明了辐射冷却通过调整加热廓线使得相速度呈现宽频带特征。作者在通过辐射对流平衡计算冷却率对加热廓线影响时也发现, 对流加热最大值位于对流层的中层, 而辐射冷却效应的大值却位于对流层的高层和低层, 因而辐射冷却的扰动作用并不改变非绝热加热的本质特征, 但辐射冷却异常通过改变垂直加热梯度而影响对流层大气的稳定性, 并最终影响扰动的相速度。

需要指出, Mehta 和 Smith^[19] (1997) 并未考虑地球的旋转效应对低频波相速度或周期的可能影响, 同时仅考虑辐射冷却对 Kelvin 波的影响, 对低纬大气低频振荡缺乏足够说服力。我们在文献[19]和[20]的基础上, 利用赤道 β 平面近似和长波近似进一步分析了辐射冷却效应在低频振荡宽频带现象中的重要性。正如文献[19]指出, 辐射冷却并不是作为低频振荡的激发机制被提出来的, 本文同样也是考虑了对流加热激发出低频波后, 辐射冷却的调整作用。

2 基本方程

利用赤道 β 平面近似和长波近似, 含非绝热加热的纯斜压模式可写为

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\beta y u = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -Q \quad (3)$$

方程 (1) - (3) 可看作两层模式的斜压分量, 具体推导见文献[20]。其中 $u = (u_1 - u_2)/2$ 、

$v = (v_1 - v_3) / 2$ 、 $\phi = (\phi_1 - \phi_3) / 2$ ，下标 1 和 3 分别表示对流层高层和低层， c 表示斜压波速，(3) 式右端含 Q 项为非绝热加热项：

$$Q = -\varepsilon_c \frac{\partial u}{\partial x} + \varepsilon_r \phi \quad (4)$$

其中 ε_c 为对流加热系数， ε_r 为辐射冷却系数。将 (4) 代入 (3) 有

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \varepsilon_c \frac{\partial u}{\partial x} - \varepsilon_r \phi \quad (5)$$

可设 (1)、(2)、(5) 具有如下形式的解：

$$(u, v, \phi) = (U(y), V(y), \Phi(y)) \exp(ikx - i\omega t) \quad (6)$$

代入 (1)、(2)、(5) 式，则有

$$i\omega U + \beta y V = ik\Phi \quad (7)$$

$$\beta y U = -\frac{d\Phi}{dy} \quad (8)$$

$$(\varepsilon_r - i\omega)\Phi + (c^2 - \varepsilon_c)ikU + c^2 \frac{dV}{dy} = 0 \quad (9)$$

由 (7) 式有

$$\Phi = \frac{i\omega U + \beta y V}{ik} \quad (10)$$

代入 (9)、(8) 式分别得

$$U = \frac{(\varepsilon_r - i\omega)\beta y V / ik + c^2 dV/dy}{(\varepsilon_r - i\omega)\omega / k + ik(c^2 - \varepsilon_c)} \quad (11)$$

$$ik\beta y U + i\omega \frac{dU}{dy} = \beta V + \beta y \frac{dV}{dy} \quad (12)$$

将 (11) 代入 (12) 得

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{\varepsilon_c k \beta y}{\omega c^2} \frac{dV}{dy} - \left[\frac{(c^2 - \varepsilon_c)k\beta}{\omega c^2} + \frac{(\omega + i\varepsilon_r)\beta^2 y^2}{\omega c^2} \right] V = 0 \quad (13)$$

作变换

$$W(y) = V(y) \exp\left(\frac{\varepsilon_c k \beta y^2}{4\omega c^2}\right) \quad (14)$$

代入 (13) 式可得 Weber 型方程：

$$\frac{d^2 W}{dy^2} + \left[-\frac{(2c^2 - \varepsilon_c)k\beta}{2\omega c^2} - \frac{(\varepsilon_c^2 k^2 + 4\omega^2 c^2 + i4\varepsilon_r \omega c^2)\beta^2 y^2}{4\omega^2 c^4} \right] W = 0 \quad (15)$$

如令 $\varepsilon_c = 0$ 则有

$$\frac{d^2 W}{dy^2} + \left[-\frac{k\beta}{\omega} - (1 + i\frac{\varepsilon_r}{\omega}) \frac{\beta^2}{c^2} y^2 \right] W = 0 \quad (16)$$

(16) 式满足 $y \rightarrow \pm\infty, W \rightarrow 0$ 时的本征值为

$$-\left(\frac{k\beta}{\omega}\right)L^2 = 2m + 1 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (17)$$

此式和文献[20]的 (29) 式相同，对应本征函数为

$$W = B_m \exp\left(-\frac{y^2}{2L^2}\right) H_m\left(\frac{y}{L}\right) \quad (18)$$

其中 B_m 为任意常数, $H_m\left(\frac{y}{L}\right)$ 为 Hermite 多项式, 且 $1/L^2 = (1 + i\varepsilon_r/\omega)\beta^2/c^2$.

而 (15) 式满足 $y \rightarrow \pm\infty, W \rightarrow 0$ 时的本征值为

$$-\left[\frac{(2c^2 - \varepsilon_c)k\beta}{2\omega c^2}\right]L_0^2 = 2m + 1 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (19)$$

对应本征函数为

$$W = B_{m_0} \exp\left(-\frac{y^2}{2L_0^2}\right) H_m\left(\frac{y}{L_0}\right) \quad (20)$$

其中 B_{m_0} 为任意常数, $H_m\left(\frac{y}{L_0}\right)$ 为 Hermite 多项式, 且

$$1/L_0^2 = (\varepsilon_c^2 k^2 + 4\omega^2 c^2 + i4\varepsilon_r \omega c^2)\beta^2/(4\omega^2 c^4)$$

在 (19) 式中令 $\varepsilon_c = 0$ 同样可得 (17) 式.

由 (19) 式得

$$\omega^2 + i\varepsilon_r \omega + \frac{\varepsilon_c^2 k^2 m(m+1)}{(2m+1)^2 c^2} + \frac{k^2 \varepsilon_c}{(2m+1)^2} - \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} = 0 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (21)$$

在式中令 $\varepsilon_c = 0$ 同样可得由 (17) 式得到的

$$\omega^2 + i\varepsilon_r \omega - \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} = 0 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (22)$$

若令

$$\omega = \omega_r + i\omega_i \quad (\text{其中 } \omega_r \text{ 和 } \omega_i \text{ 分别为波动频率和波动增长率。}) \quad (23)$$

代入 (21) 可得

$$\omega_r^2 - \omega_i^2 - \varepsilon_r \omega_i + \frac{\varepsilon_c^2 k^2 m(m+1)}{(2m+1)^2 c^2} + \frac{k^2 \varepsilon_c}{(2m+1)^2} - \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} = 0 \quad (24)$$

$$2\omega_r \omega_i + \varepsilon_r \omega_i = 0 \quad (25)$$

由 (25) 可知 $\omega_i = 0$ 或 $\omega_i = -\varepsilon_r/2$.

当 $\omega_i = 0$ 时, 由 (24) 有

$$\omega_r = \frac{1}{2} \left\{ -\varepsilon_r \pm \sqrt{\varepsilon_r^2 - 4 \left[-\frac{\varepsilon_c^2 k^2 m(m+1)}{(2m+1)^2 c^2} - \frac{k^2 \varepsilon_c}{(2m+1)^2} + \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} \right]} \right\}$$

当 $\omega_i = -\varepsilon_r/2$ 时, 由 (24) 有

$$\omega_r = \pm \left[-\frac{\varepsilon_c^2 k^2 m(m+1)}{(2m+1)^2 c^2} - \frac{k^2 \varepsilon_c}{(2m+1)^2} + \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} - \frac{\varepsilon_r^2}{4} \right]^{1/2}$$

而当 $Q=0$ 即 $\varepsilon_r = \varepsilon_c = 0$ 时, 由 (13) 式可知绝热波满足

$$\frac{d^2 V}{d y^2} + \left[-\frac{k\beta}{\omega} - \frac{\beta^2}{c^2} y^2 \right] V = 0 \quad (26)$$

(26) 式满足 $y \rightarrow \pm\infty, V \rightarrow 0$ 时的本征值为

$$-\frac{k\beta}{\omega_0} = (2m+1)\frac{\beta}{c} \quad (27)$$

$$\text{即} \quad \omega_0 = -\frac{kc}{2m+1} \quad (28)$$

其中 $m=-1$ 为绝热 Kelvin 波, $m>0$ 为绝热 Rossby 波.

因此, 当 $\varepsilon_r = \varepsilon_c = 0$ 时应有 $\omega_r = 0$, $\omega_r = \omega_0$, 故只有下列式子满足条件:

$$\omega_i = -\varepsilon_r / 2 \quad (29)$$

$$\omega_r = -\frac{kc}{2m+1} \left[1 - \frac{\varepsilon_c}{c^2} - \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2} \right]^{1/2} \quad (30)$$

$$\text{即} \quad \omega_r = \omega_0 \left[1 - \frac{\varepsilon_c}{c^2} - \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2} \right]^{1/2} \quad (31)$$

其中 $m=-1$ 为非绝热 Kelvin 波, $m>0$ 为非绝热 Rossby 波.

以上讨论是在 $-\frac{\varepsilon_c^2 k^2 m(m+1)}{(2m+1)^2 c^2} - \frac{k^2 \varepsilon_c}{(2m+1)^2} + \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} - \frac{\varepsilon_r^2}{4} > 0$ 的条件下进行的, 而当

$$-\frac{\varepsilon_c^2 k^2 m(m+1)}{(2m+1)^2 c^2} - \frac{k^2 \varepsilon_c}{(2m+1)^2} + \frac{k^2 c^2}{(2m+1)^2} - \frac{\varepsilon_r^2}{4} < 0 \text{ 时,} \quad (32)$$

$$\omega_r = 0$$

$$\omega_i = -\frac{\varepsilon_r}{2} \pm \frac{kc}{2m+1} \left[\frac{\varepsilon_c}{c^2} + \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} + \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2} - 1 \right]^{1/2} \quad (33)$$

这时波动趋向定常.

(29) 至 (33) 式为本文讨论的基本关系式.

3 分析与讨论

由 (29) 式知波动增长率 $\omega_i = -\varepsilon_r / 2$, 这时 $\varepsilon_r > 0$, 辐射冷却对波动的发展起到阻尼作用.

$$\text{如令} \quad c_p = \omega / k \quad (\text{其中 } c_p \text{ 为波动相速度。}) \quad (34)$$

$$\text{则由 (28) 式有} \quad c_{p0} = -c / (2m+1) \quad (35)$$

其中 $m=-1$ 为绝热 Kelvin 波, $m>0$ 为绝热 Rossby 波. c_{p0} 为绝热波动相速度.

而由 (31) 式有

$$c_p = c_{p0} \left[1 - \frac{\varepsilon_c}{c^2} - \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2} \right]^{1/2} \quad (36)$$

其中 $m=-1$ 为非绝热 Kelvin 波, $m>0$ 为非绝热 Rossby 波. c_{p0} 为非绝热波动相速度.

比较 (35)、(36) 可得 $|c_p| < |c_{p0}|$, 即非绝热使得相速度变慢.

由 (30)、(34) 式有

$$c_{pr} = c_{p0} \left[1 - \frac{\varepsilon_c}{c^2} - \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} \right]^{1/2} \quad (\varepsilon_r = 0) \quad (37)$$

$$c_{pr} = c_{p0} \left[1 - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2} \right]^{1/2} \quad (\varepsilon_c = 0) \quad (38)$$

同样有

$$\begin{aligned} |c_p| &< |c_{pc}| < |c_{p0}| \\ |c_p| &< |c_{pr}| < |c_{p0}| \end{aligned}$$

而由 (34)、(37) 有

$$c_p = c_{pc} \left[1 - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2 c^2}{4k^2 c^4 - 4k^2 c^2 \varepsilon_c - 4k^2 \varepsilon_c^2 m(m+1)} \right]^{1/2} \quad (39)$$

及

$$c_p^2 = c_{pc}^2 - \frac{\varepsilon_r^2}{4k^2} \quad (40)$$

由于这时有 $4k^2 c^4 - 4k^2 c^2 \varepsilon_c - 4k^2 \varepsilon_c^2 m(m+1) > 0$, 同样可得 $|c_p| < |c_{pc}|$.

若再令

$$T = \frac{2\pi}{|\omega_r|} \quad (T \text{ 为波动周期}) \quad (41)$$

则由 (28) 式有

$$T_0 = \frac{2|2m+1|\pi}{kc} \quad (42)$$

其中 $m=-1$ 为绝热 Kelvin 波, $m \geq 0$ 为绝热 Rossby 波.

而由 (30) 式有

$$T = T_0 \left[1 - \frac{\varepsilon_c}{c^2} - \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2} \right]^{-1/2} \quad (43)$$

$$T_c = T_0 \left[1 - \frac{\varepsilon_c}{c^2} - \frac{\varepsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} \right]^{-1/2} \quad (\varepsilon_r = 0) \quad (44)$$

$$T_r = T_0 \left[1 - \frac{\varepsilon_r^2 (2m+1)^2 c^2}{4k^2 c^2} \right]^{-1/2} \quad (\varepsilon_c = 0) \quad (45)$$

其中 $m=-1$ 为非绝热 Kelvin 波, $m \geq 0$ 为非绝热 Rossby 波, 且 $T > T_c > T_0$, $T > T_r > T_0$.

从以上比较可看出, 作为一个调节因子, 辐射冷却也有助于波动向低频发展。(44) 式说明在对流凝结加热的激发下, 可以产生低频波; (43) 式则说明辐射冷却有利于对流凝结加热激发的低频波进一步向低频方向发展, 同时使低频波的相速度变慢.

考虑 (33) 式, 可知辐射冷却在两方面影响对流激发的低频波: 若辐射冷却的作用较小, 则辐射冷却因子使得对流激发低频波相速度变慢, 周期变长; 若影响超过一定的值, 则这时趋向定常衰减波. 利用辐射对流平衡模式可以确定辐射冷却系数, Mehta 和 Smith^[19] 确定的衰减时间尺度在印度洋地区约为 3 天, 即 $\varepsilon_r = 3.858 \times 10^{-6} \text{ m/s}$, 而 Chang^[21] (1977) 和 Lau^[22] (1981) 等确定为 5 天. 所以, 在不同地区不同条件下可得到不同的辐射冷却系数, 这样就可以得到宽频带的相速度和波动周期.

若取 $\varepsilon_r = \frac{1}{86400\tau}$, 则有 $\frac{\varepsilon_r^2}{4k^2} = \frac{1}{4 \times 86400^2 k^2 \tau^2}$ (其中 τ 为辐射衰减时间尺度, 单位为天), 可绘出弱加热 ($\varepsilon_c = 50 \text{ m}^2/\text{s}^2$) 作用下 Rossby 波 ($m=1$) (图 1a) 和适当加热时 ($\varepsilon_c = 984.75 \text{ m}^2/\text{s}^2$) 波动周期为 30 天的 Rossby 波 ($m=0$)、Kelvin 波 ($m=-1$) 对 τ 变化的响应 (图 1b). 图中纵坐标为相速度 c_p , 横坐标为辐射衰减时间尺度 τ .

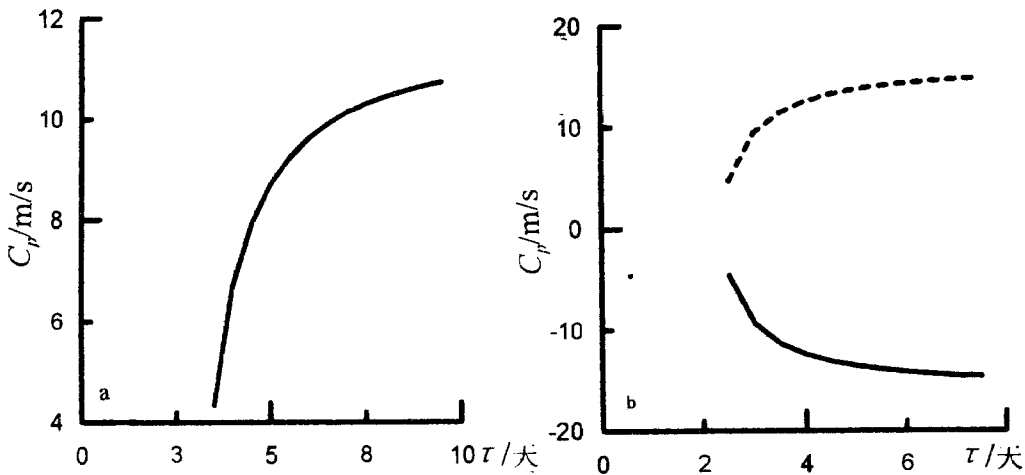


图1 相速度 C_p 随辐射衰减尺度 τ 的变化 a. $m=1$ 的 Rossby 波
b. $m=0$ 的 Rossby 波 (虚线) 和 $m=-1$ 的 Kelvin 波 (实线)

Fig. 1 The variation of phase velocity C_p with radiative damping time-scale τ .
a: for Rossby waves ($m=1$);
b: for Rossby waves ($m=0$, dashed line) and Kelvin waves ($m=-1$, solid line).

对赤道地区纬向一波来说, 各项及参数取值为 $\frac{1}{4 \times 86400^2 k^2} = 1364.4m^2$, $c = 35m/s$ 。

从图中看出, 弱加热可使 $m=1$ 的 Rossby 波出现与低频相对应的相速度。实际计算表明, 加热强度稍大即可使 $m=1$ 的 Rossby 波变为衰减波。而 $m=0$ 的 Rossby 波和 $m=-1$ 的 Kelvin 波在适当加热下可产生与波动周期为 30 天的低频波动相对应的相速度(传播方向相反), 若再考虑辐射冷却效应, 则相速度可呈现宽频带现象。图 1a 和图 1b 的比较说明这几种波对非绝热加热的响应是不同的, $m=1$ 的 Rossby 波对加热的敏感性更大些。

由式 (43) 和 (44) 有

$$T = T_c \sqrt{\frac{1 - \frac{\epsilon_c}{c^2} - \frac{\epsilon_c^2 m(m+1)}{c^4}}{1 - \frac{\epsilon_c}{c^2} - \frac{\epsilon_c^2 m(m+1)}{c^4} - \frac{\epsilon_c^2 (2m+1)^2}{4k^2 c^2}}} \quad (46)$$

据此式可绘出弱加热 ($\epsilon_c = 50m^2/s^2$) 和较强加热 ($\epsilon_c = 984.75m^2/s^2$) 作用下 Rossby 波 ($m=1$) (图 2a) 及适当加热时 ($\epsilon_c = 984.75m^2/s^2$) 波动周期为 30 天的 Rossby 波 ($m=0$)、Kelvin 波($m=-1$)对 τ 变化的响应 (图 2b)。图中纵坐标为波动周期 T , 横坐标为辐射衰减时间尺度 τ 。对赤道地区纬向一波来说, 各项及参数取值同图 1。从图 2a 可以看出, 弱加热时 $m=1$ 的 Rossby 波在辐射冷却作用下更容易出现宽频带, 而较强加热时 $m=1$ 的 Rossby 波已经为衰减波, 对辐射冷却的调节作用基本上没有反应。在图 2b 中, 两种波的曲线完全重合, 说明 $m=0$ 的 Rossby 波和 $m=-1$ 的 Kelvin 波虽然传播方向相反, 但在相同的非绝热加热条件下, 二者的周期完全相同, 而且在辐射冷却调节下, 二者的周期变化都呈现出宽频带现象。

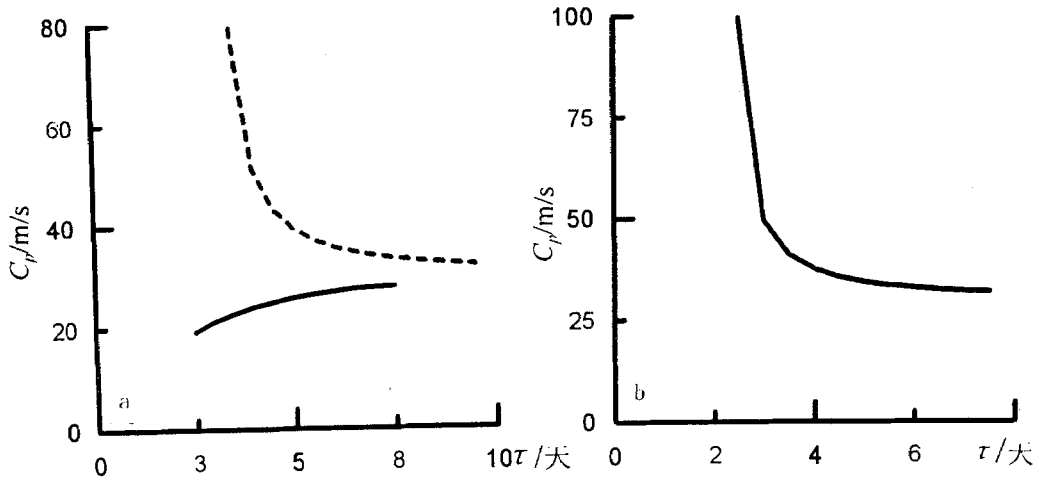


图2 波动周期 T 随辐射衰减尺度 τ 的变化 a. $m=1$ 的 Rossby 波, 实线为较强加热时, 虚线为弱加热时; b. $m=0$ 的 Rossby 波和 $m=-1$ 的 Kelvin 波

Fig. 2 The variation of wave period T with radiative damping time-scale τ .

- a: for Rossby waves ($m=1$), solid line and dashed line separately means the slightly strong heating and weak heating;
b: for Rossby waves ($m=0$) and Kelvin waves ($m=-1$).

4 结 语

(1) 作为一个被动的响应过程, 云辐射冷却通过响应对流加热而进一步调整对流加热, 使二者处于微妙平衡中。辐射冷却对加热垂直廓线的修正作用最终导致辐射冷却对对流加热激发低频波的相速度和周期的修正作用, 使其呈现宽频带现象;

(2) 云辐射并不像通常认为的仅仅对波动的发展起到阻尼作用, 它的间接作用对低频波的宽频带现象影响更大;

(3) 加热强度并非越大越有利于低频波的形成和发展。对不同类型的波动, 只有加热强度适中时才有利于低频波的形成和低频波宽频带的出现, 过强的非绝热加热只会导致波的衰减和趋向定常。

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.*, 1971, 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 850mb during MONEX. *J. Atmos. Sci.*, 1982, 39: 2088-2095.

- 6 Zhang C D. Atmospheric intraseasonal variability at the surface in the tropical western Pacific ocean. *J. Atmos. Sci.*, 1996, 53:739-758.
- 7 Bantzer C H, Wallace J M. Intraseasonal variability in tropical mean temperature and precipitation and their relation to the 40-50 day oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 1996, 53:3032-3045.
- 8 Chao W C, Lin S J. Tropical intraseasonal oscillation, super cloud clusters, and cumulus convection schemes. *J. Atmos. Sci.*, 1994, 51:1282-1297.
- 9 Lau K M, Peng L, Sui C H. et al. Dynamics of super cloud clusters, westerly wind bursts, 30-60 day oscillations and ENSO: a unified view. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 1989, 67:205-219.
- 10 Kiladis G N, Weickmann K M. Circulation anomalies associated with tropical convection during northern winter. *Mon. Wea. Rev.*, 1992, 120:1900-1923.
- 11 Madden R A, Julian P R. Observations of the 40-50 day tropical oscillation—a review. *Mon. Wea. Rev.*, 1994, 122:814-837.
- 12 Milliff R F, Madden R A. The existence and vertical structure of fast, eastward-moving disturbances in the equatorial atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1996, 53:586-597.
- 13 Sui C H, Lau K M. Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part 2: structure and propagation of mobile wave-CISK modes and their modification by low-boundary forcing. *J. Atmos. Sci.*, 1989, 46:37-56.
- 14 Lau K M, Shen P J, Kang I S. Multi-scale low-frequency circulation modes in the global atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1994, 51:1169-1193.
- 15 Miyahara S. A simple model of the tropical intraseasonal oscillations. *J. Meteor. Soc. Japan.*, 1987, 65:340-351.
- 16 Lau K M, Peng L. Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part 1: the basic theory. *J. Atmos. Sci.*, 1987, 44:950-972.
- 17 Slingo A, Slingo J M. The response of a general circulation model to cloud longwave radiative forcing. Part 1: introduction and initial experiments. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1988, 114:1027-1062.
- 18 Slingo A, Slingo J. Characteristics of the tropical intraseasonal oscillation in the NCAR community climate model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1991, 117:1129-1169.
- 19 Mehta A V, Smith E A. Variability of radiative cooling during the Asian summer monsoon and its influence on intraseasonal waves. *J. Atmos. Sci.*, 1997, 54:941-966.
- 20 付遵涛, 刘式适, 付彩霞. 斜压模式中的非绝热波. 北京大学学报(自然科学版), 1998, 34: 646-655.
- 21 Chang C P. Viscous internal gravity waves and low-frequency oscillation in the tropics. *J. Atmos. Sci.*, 1977, 34:901-910.
- 22 Lau K M. Oscillations in a simple equatorial climate system. *J. Atmos. Sci.*, 1981, 38:248-261.

RADIATIVE COOLING AND BROADBAND PHENOMENA IN LOW-FREQUENCY WAVES

Fu Zuntao Liu Shikuo

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

Abstract

We analyze the effects of radiative cooling on the pure baroclinic low-frequency waves under the approximation of equatorial β -plane and semi-geostrophic condition. The results show that radiative cooling doesn't provide the mere damping effects on the development of low-frequency waves. Under the delicate radiative-convective equilibrium, radiative effects will alter the phase speed and wave period, and bring about the broadband of phase velocity and wave period by adjusting the vertical profiles of diabatic heating. When the intensity of diabatic heating is moderate and appropriate, it is conducive to the development and sustaining of the low-frequency waves and their broadband phenomena, not the larger, the better. The radiative cooling can not be neglected in order to reach the moderate and appropriate intensity of diabatic heating.

Key words Radiative cooling Broadband phenomena Low-frequency waves