

海表温度异常对 Madden-Julian 振荡的影响*

巢纪平

(国家海洋环境预报研究中心,北京,100081)

林永辉

(中国科学院大气物理研究所,北京,100029)

王 斌

(夏威夷大学气象系,夏威夷)

摘 要

在前文^[1]的基础上,进一步研究当海表温度存在经圈方向不均匀分布或偏离气候状态(距平)时,改变水分收支平衡及边界层的湿度辐合这一物理过程对 Madden-Julian 振荡的可能影响。结果表明,它对修正的 Kelvin 波和 Rossby 波的传播性质影响不大。但当海表温度为正距平时,修正后东传 Kelvin 波振幅不稳定增长到 e 倍的时间约减小了 14.5%,其不稳定增长率随着热源特征宽度的增加而增加,当特征宽度为 2 倍 Rossby 变形半径时,不稳定增长率达极大,但当特征宽度继续增大时,其不稳定增长率又将减小。当海表温度为负距平时,修正后东传 Kelvin 波振幅不稳定增长到 e 倍的时间约增加 20%,其不稳定增长率随着冷源特征宽度的增加而减小,当特征宽度为 2 倍 Rossby 变形半径时,其不稳定增长率达极小,此后,随着特征宽度的增加其不稳定增长率随之增加,但始终小于无海表温度异常的情形。经圈尺度较小的那支修正的 Rossby 波除波长极长的波段外,波仍是阻尼的;而经圈尺度较大的那支修正的 Rossby 波,在短的波段内仍是不稳定增长的。

关键词: Madden-Julian 振荡,边界层辐合,海表温度异常,色散性和不稳定性。

1 引 言

在前文^[1]中,利用王斌等发展的短期气候模式^[2]研究了 Madden-Julian 振荡形成的物理机制。分析表明,在大尺度边界层的动力作用下,可以得到不稳定东传的长波,最不稳定的增长波为纬向一波,其东传的相速度约为 $10\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,周期约为 45d,不稳定增长率的量级为 $O(10^{-6}\text{s}^{-1})$,最不稳定的东传波增长 e 倍的时间约为 69d 左右,其合成特征函数场呈现出 Kelvin-Rossby 混合波型,合成的物理场或主体环流在赤道附近是向东传播的。这些理论结果基本上符合 Madden-Julian 振荡的一些主要观测事实。

上面的结果,虽然在总体上接近 Madden-Julian 振荡的主要观测事实,然而在所取的

* 初稿时间:1994 年 9 月 12 日;修改稿时间:1995 年 5 月 18 日。

参数范围内, 振荡的振幅增长到 e 倍的时间接近一个半振荡周期, 这样的发展速度显得慢了些。因此需要在模式引进进一步的物理过程。考虑到由边界层的湿度辐合引起的加热过程, 在一定程度上取决于边界层中饱和比湿的大小, 而当边界层已充分混合时, 饱和比湿可以近似地由海表温度的冷、暖和分布来决定, 故在本文将进一步考虑海表温度的状态对 Madden-Julian 振荡的影响。

2 模式

王斌等^[2]发展的短期气候模式由自由大气和边界层组成, 自由大气在垂直方向只包含一个斜压模, 降水加热取 CISK 的形式。在长波近似下, 自由大气的基本方程组为:

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

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

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{S_2 \Delta p}{2} (W_e + \Delta p \nabla \cdot \mathbf{V}) = -\frac{R \Delta p}{2 c_p p_2} Q_{p2} \quad (3)$$

其中, S_2 、 Q_{p2} 分别为对流层中层静力稳定度和降水加热, W_e 为边界层顶垂直速度, $f \equiv \beta y$, 为赤道 β 平面近似。

水分收支方程为:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{g} \int_{p_u}^{p_s} q dp \right) = -\frac{1}{g} \int_{p_u}^{p_s} \nabla \cdot (q \mathbf{V}) dp + E_v - P_r \quad (4)$$

其中, E_v 为蒸发, P_r 为降水, 对于低频运动, 可假定湿度的收支是定常的, 低层湿度的供给由边界层气流的辐合控制, 略去湿度平流变化项, 则式(4)可简化为:

$$P_r = -\frac{b}{g} [\Delta p (\bar{q}_3 - \bar{q}_1) \nabla \cdot \mathbf{V} + \bar{q}_{se} W_e] \quad (5)$$

其中, \bar{q}_1 、 \bar{q}_3 和 \bar{q}_{se} 分别为对流层上层、下层和边界层的垂直平均比湿, b 为水汽凝结比例系数。

考虑到下垫面海表温度不均匀分布的影响时, 可令:

$$\bar{q}_{se} = \bar{q}_e + \frac{d\bar{q}_{se}}{dT_s} (T_s - \bar{T}_s) \quad (6)$$

于是降水加热为:

$$Q_{p2} = -\frac{bL_c}{\Delta p} \{ (\bar{q}_3 - \bar{q}_1) \Delta p \nabla \cdot \mathbf{V} + W_e [\bar{q}_e + \frac{d\bar{q}_{se}}{dT_s} (T_s - \bar{T}_s)] \} \quad (7)$$

这里, 式(6)中的 $(T_s - \bar{T}_s)$ 可以有两种物理解释, 即一是, 从气候学的观点可以看成海表温度是具有水平不均匀分布的, 因此, 不同的地区和不同的季节, $T_s - \bar{T}_s$ 的值可以不同, 其中, \bar{T}_s 为热带地区海表温度的区域平均值, 在下面的研究中只考虑海表温度的经圈分布; 二是, 可认为当一次 El Niño 或 La Niña 事件发生时, 海表温度高于或低于其气候平均状态, 因此 $T_s - \bar{T}_s = \Delta T_s$ 可以看成是由于 ENSO 这类异常事件造成的海表温度的异常分布。由此可见, 这一参数化过程虽然简单, 但是有更接近实际的物理内涵。

将式(7)代入式(3)有:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} + C_0^2 \left[1 - \frac{bRL_c(\bar{q}_3 - \bar{q}_1)}{c_p P_2 S_2 \Delta p} \right] \nabla \cdot \mathbf{V} \\ = - \frac{C_0^2}{\Delta P} W_e \left[1 - \frac{bRL_c \bar{q}_e}{c_p P_2 S_2 \Delta p} - \frac{bRL_c}{c_p P_2 S_2 \Delta P} \left(\frac{d\bar{q}_{se}}{dT_s} \right) \cdot \Delta T_s \right] \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $C_0^2 \equiv \frac{1}{2} S_2 (\Delta P)^2$ 为第一斜压模重力波速, $S_2 \equiv S_0 \left(\frac{P_s}{P_2} \right)^2$, S_0 为下垫面静力稳定度。

边界层大气运动方程为:

$$\beta y u_B = - \frac{\beta y}{E_0^2 + \beta^2 y^2} \left(\beta y \frac{\partial \psi}{\partial y} + E_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (9)$$

$$\beta y v_B = \frac{\beta y}{E_0^2 + \beta^2 y^2} \left(\beta y \frac{\partial \psi}{\partial x} - E_0 \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \quad (10)$$

$$W_e = (P_s - P_e) \nabla \cdot \mathbf{V}_B \quad (11)$$

这里, $E_0 \equiv \frac{\rho_s g k_D}{P_s - P_e}$ 为边界层 Ekman 数, 模式的详细推导可参阅文献[2]。

引进特征量:

$$\left\{ \begin{aligned} (x, y) &= \left(\frac{C_0}{2\beta} \right)^{1/2} (x^*, y^*) \\ t &= T_0 t^* = (2\beta C_0)^{-1/2} t^* \\ \psi &= C_0^2 \psi^* \\ \Delta T_s &= \frac{C_0^2}{R} \Delta T_s^* \\ (u, v, u_B, v_B) &= C_0 (u^*, v^*, u_B^*, v_B^*) \end{aligned} \right. \quad (12)$$

则有无量纲方程组(略去“*”号):

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + (1 - I) \nabla \cdot \mathbf{V} + d[(1 - B) - J \Delta T_s] \nabla \cdot \mathbf{V}_B = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{2} y v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (14)$$

$$\frac{1}{2} y u = - \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} y u_B = - \frac{y}{4E^2 + y^2} \left(y \frac{\partial \psi}{\partial y} + 2E \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} y v_B = \frac{y}{4E^2 + y^2} \left(y \frac{\partial \psi}{\partial x} - 2E \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \quad (17)$$

式中:

$$E \equiv E_0 T_0; I \equiv \frac{bRL_c}{c_p P_2 S_2 \Delta p} (\bar{q}_3 - \bar{q}_1)$$

为对流层湿辐合引起的加热系数, 而

$d \equiv \frac{p_s - p_e}{\Delta p}$ 为边界层厚度; $B \equiv \frac{RbL_c \bar{q}_e}{c_p P_2 S_2 \Delta p}$ 为边界层湿辐合引起的加热系数;

$J \equiv \frac{bL_c C_0^2}{c_p P_2 S_2 \Delta p} \left(\frac{d\bar{q}_{se}}{dT_s} \right)$ 为下垫面海表温度异常引起的加热系数。

将式(14)、(15)、(16)、(17)代入方程(13)中, 经整理后给出:

$$\begin{aligned}
 & [(4E^2 + y^2)^2(1 - I) \frac{\partial^2}{\partial y^2} - 2(4E^2 + y^2)^2(1 - I) \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{1}{4}(4E^2 + y^2)^2 y^2] \frac{\partial \psi}{\partial x} \\
 & + \frac{1}{2} \{ (4E^2 + y^2)^2(1 - I) - d[(1 - B) - J\Delta T_s](4E^2 - y^2)y^2 \} \frac{\partial \psi}{\partial x} \\
 & - 2d[(1 - B) - J\Delta T_s] E y^3 \frac{\partial \psi}{\partial y} \\
 & + d[(1 - B) - J\Delta T_s] E y^2 (4E^2 + y^2) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (18)
 \end{aligned}$$

这是本文研究的控制方程(或模式),当不考虑海表温度的异常(即 $\Delta T_s = 0$)时,方程(18)回到文献[1]的控制方程。

实际上,由于在热带海表温度是有经圈(当然也有纬圈)分布的,且在西太平洋赤道附近呈高温分布(暖水),在东太平洋赤道附近呈低温分布(冷水),因此这一研究,在一定程度上可用来反映在暖水池和冷舌区上空 Madden-Julian 振荡在物理性质方面的差异。在另一方面,如前所述,暖态可以看成是扰动在 El Niño 态时的发展情况,而冷态可以看成是扰动在 La Niña 态时的发展情况。

3 截断方程

将 ψ 用 Weber 函数展开:

$$\psi = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x, t) D_n(y) \quad (19)$$

设海表温度异常的分布为:

$$\Delta T_s = T_s - \bar{T}_s = \overline{\Delta T_s} e^{-\alpha y^2} \quad (20)$$

式中, $D_n(y)$ 为 n 阶 Weber 函数, $\overline{\Delta T_s}$ 为海表温度距平, α 为热源特征宽度系数, α 值越大,表明热源特征宽度越窄。

将式(19)、(20)代入式(18)中,取对赤道偶对称的解,截断到 $n = 0, 2, 4$, 并利用 Weber 函数的正交性:

$$\int_{-\infty}^{\infty} D_m(y) D_n(y) dy = \begin{cases} n! \sqrt{2\pi} & (n = m) \\ 0 & (n \neq m) \end{cases} \quad (21)$$

以及其它有关的函数性质,由此给出方程组:

$$\begin{aligned}
 & (a_{00} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + b_{00} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x \partial x} + c_{00} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + d_{00} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + e_{00} \psi_0) \\
 & + (a_{02} \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + b_{02} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x \partial x} + c_{02} \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + d_{02} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + e_{02} \psi_2) \\
 & + (a_{04} \frac{\partial \psi_4}{\partial x} + b_{04} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial x \partial x} + c_{04} \frac{\partial \psi_4}{\partial x} + d_{04} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial x^2} + e_{04} \psi_4) = 0 \quad (22) \\
 & (a_{20} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + b_{20} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x \partial x} + c_{20} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + d_{20} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + e_{20} \psi_0) \\
 & + (a_{22} \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + b_{22} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x \partial x} + c_{22} \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + d_{22} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + e_{22} \psi_2)
 \end{aligned}$$

$$+ (a_{24} \frac{\partial \psi_4}{\partial x} + b_{24} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial x^2} + c_{24} \frac{\partial \psi_4}{\partial x} + d_{24} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial x^2} + e_{24} \psi_4) = 0 \quad (23)$$

$$(a_{40} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + b_{40} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + c_{40} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + d_{40} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + e_{40} \psi_0) \\ + (a_{42} \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + b_{42} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + c_{42} \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + d_{42} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} + e_{42} \psi_2) \\ + (a_{44} \frac{\partial \psi_4}{\partial x} + b_{44} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial x^2} + c_{44} \frac{\partial \psi_4}{\partial x} + d_{44} \frac{\partial^2 \psi_4}{\partial x^2} + e_{44} \psi_4) = 0 \quad (24)$$

式中系数 $a_{ij}, b_{ij}, c_{ij}, d_{ij}, e_{ij} (i, j = 0, 2, 4)$ 见附录 1。

4 特征值和特征函数

取方程(22)–(24)解的形式为:

$$(\psi_0, \psi_2, \psi_4) = (\Phi_0, \Phi_2, \Phi_4) e^{i(kx - \lambda t)} \quad (25)$$

将式(25)代入方程(22)–(24)中,由此给出矩阵:

$$\bar{A}X = \lambda \bar{B}X \quad (26)$$

其中, $X = (\Phi_0, \Phi_2, \Phi_4)^T$, 而

$$\bar{A} = \begin{bmatrix} c_{00}k + ik^2d_{00} - ie_{00} & c_{02}k + ik^2d_{02} - ie_{02} & c_{04}k + ik^2d_{04} - ie_{04} \\ c_{20}k + ik^2d_{20} - ie_{20} & c_{22}k + ik^2d_{22} - ie_{22} & c_{24}k + ik^2d_{24} - ie_{24} \\ c_{40}k + ik^2d_{40} - ie_{40} & c_{42}k + ik^2d_{42} - ie_{42} & c_{44}k + ik^2d_{44} - ie_{44} \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$\bar{B} = \begin{bmatrix} a_{00} + ikb_{00} & a_{02} + ikb_{02} & a_{04} + ikb_{04} \\ a_{20} + ikb_{20} & a_{22} + ikb_{22} & a_{24} + ikb_{24} \\ a_{40} + ikb_{40} & a_{42} + ikb_{42} & a_{44} + ikb_{44} \end{bmatrix} \quad (28)$$

因此,当解的形式为式(25)时,方程(22)–(24)的特征值 λ 可解矩阵

$$\bar{A} = \lambda \bar{B} \quad (29)$$

而求得。

解出 λ 的三个特征根及相应的特征函数 Φ_0, Φ_2, Φ_4 后,由式(25)和(19)求出 ψ 场,又由式(14)–(17),应用 Weber 函数展开可求出 u, v 及 u_B, v_B 场。

5 海表温度异常的影响

5.1 海表温度异常影响下的相速度和增长率

下面称 $\overline{\Delta T} > 0$ 时的情形为暖态, $\overline{\Delta T} < 0$ 时为冷态, $\overline{\Delta T} = 0$ 时称为零态(即文献[1]的情况)。当参数值取附表的标准值时,由图 1 可知,对于两支修正的 Rossby 波,不论是在暖态情形下还是在冷态情形下,其相速度和零态情形下的相速度是重合的,并且经圈尺度较小的那支修正的 Rossby 波(暖态下记为 R_{2w}^* ,冷态下记为 R_{2c}^*) 在波长极长的波段内仍是向东传的。在暖态情形下,修正的东传 Kelvin 波(K_w^*)的相速度在长波部分和零态情形下基本重合,在短波部分前者的相速度略小于后者(图 1a);而在冷态情形下,修正的东传 Kelvin 波(K_c^*)的相速度在长波部分也和零态情形下的基本重合,但在短波部分前者的相速度略大于后者(图 1b)。

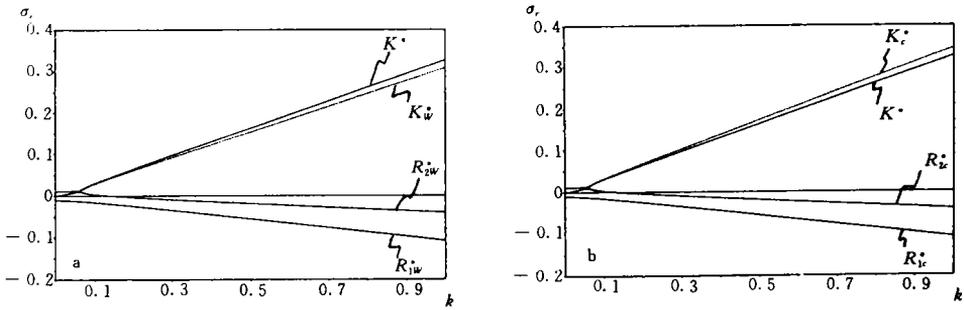


图 1 海表温度异常影响作用下的色散关系(a)暖态情形,b)冷态情形)

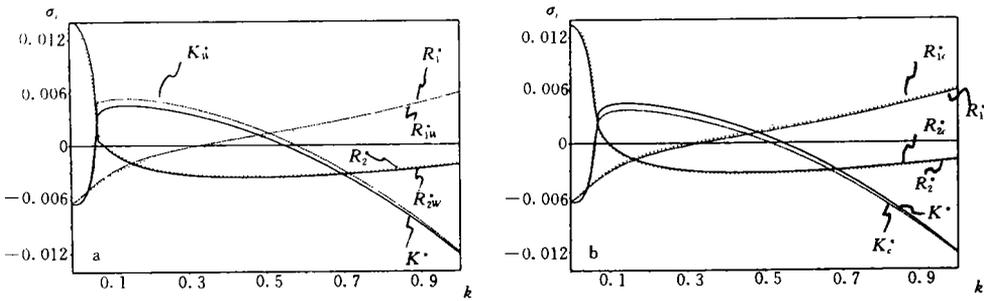


图 2 海表温度异常影响作用下的增长率(说明同图 1)

相应地,从图 2 可以看出,对于两支修正的 Rossby 波,不论是在暖态情形下还是在冷态情形下,经圈尺度较大的那支波(暖态下记为 R_{1w} ,冷态下记为 R_{1c})在短波部分仍是不稳定增长的,但 R_{1w} 有向高波数方向移动的趋势,而

R_{1c} 移向低波数方向;而经圈尺度较小的那支波在波长极长的波段内和零态情形下一样也仍是不稳定增长的。类似地,对于修正的 Kelvin 波不管是在暖态情形下还是在冷态情形下,其在长波波段都是不稳定增长的,最不稳定的波出现在波数 $k = 0.14$ 附近(即对应着纬向一波),此时,相应的东传相速度约为 $10\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,对应的周期约为 45d,但在暖态情形下,振幅不稳定增长到 e 倍的时间约为 59d,比零态情形下振幅不稳定增长到 e 倍的时间(约 69d)减少约 14.5%,即暖水区有利于东传不稳定波的发展,这似乎可以用来解释 Madden-Julian 振荡在赤道印度洋和热带西太平洋暖池上空的明显加强现象^[3];而在冷态情形下,振幅不稳定增长到 e 倍的时间约为 83d,比零态情形下振幅不稳定增长到 e 倍的时间增加约 20%,即说明冷水区不利于东传不稳定

附表 计算中参数的参考值

| 参 数 | 标 准 值 |
|---------------------------|---------|
| I | 0.18 |
| B | 2.4 |
| d | 0.375 |
| E | 0.015 |
| C_0 | 30(m/s) |
| J | 0.1 |
| α | 0.25 |
| $ \overline{\Delta T_s} $ | 0.5 |

波的发展, 东传波还没有得到充分发展就被阻尼掉了, 这和 Madden-Julian 振荡在日期变更线附近被阻尼掉而不能传到热带东太平洋地区的观测事实^[3]基本上是一致的。

5.2 相速度和增长率对参数的依赖关系

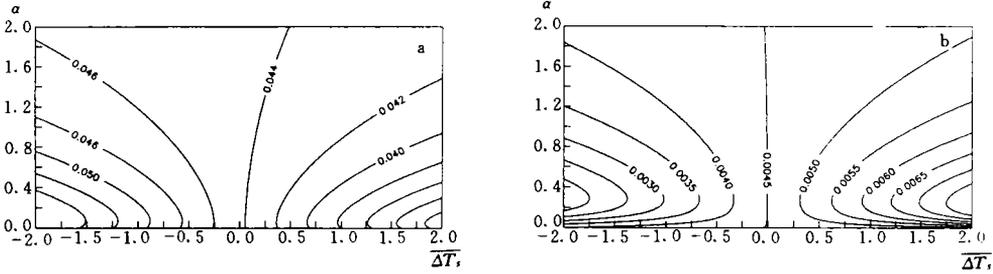


图3 $\overline{\Delta T}$ 和 α 对 Kelvin 波的影响(a)相速度, (b)增长率。在计算中取 $k = 0.14$)

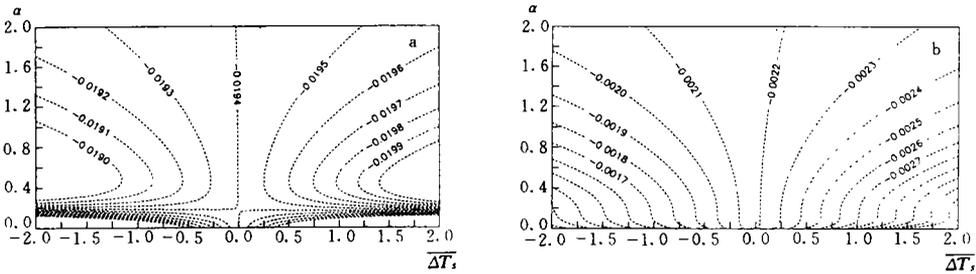


图4 $\overline{\Delta T}$ 和 α 对经圈尺度较大的 Rossby 波的影响(说明同图 3)

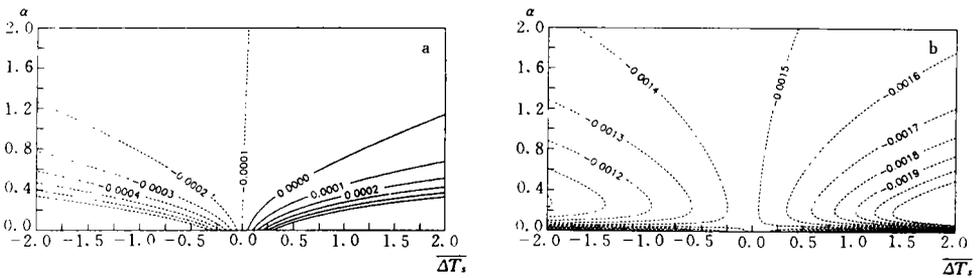


图5 $\overline{\Delta T}$ 和 α 对经圈尺度较小的 Rossby 波的影响(说明同图 3)

当 k 取 0.14 时, 由图 3a 可见, 修正的东传 Kelvin 波的相速度随着 $\overline{\Delta T}$ 的增加而减小, 在冷态情形下, 其相速度随着 α 的增加(即特征尺度的减小)而减小, 但在暖态情形下, 其相速度随着 α 的增加而增加, 当其他参数不变时, 相速度的变化范围为 $6 \sim 12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。相应地, 修正的东传 Kelvin 波不稳定增长率随着 $\overline{\Delta T}$ 的增大而增大。在冷态情形下, 当 α 很小时, 不稳定增长率随着 α 的增加而减小, 当 α 为 0.25 左右(即特征宽度为 2 倍 Rossby 变形半径)时, 不稳定增长率达极小, 此后, 随着 α 的增加, 不稳定增长率随之增加, 但始终小于零态情形下的不稳定增长率。而在暖态情形下, 当 α 很小时, 不稳定增长率随着 α 的

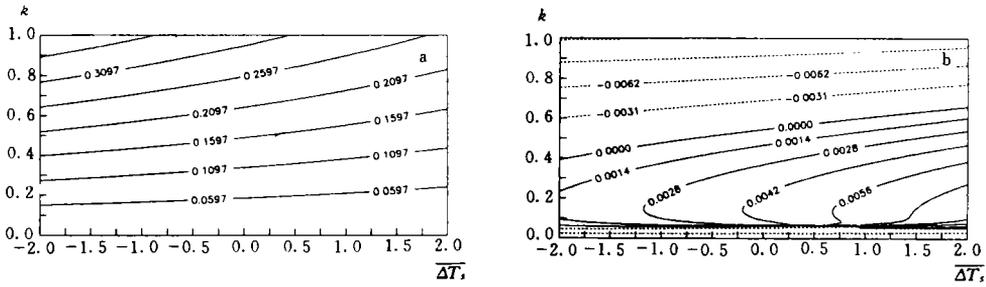


图6 Kelvin波与 $\overline{\Delta T}$ 和 k 的关系(a)相速度,b)增长率;在计算中取 $\alpha = 0.25$)

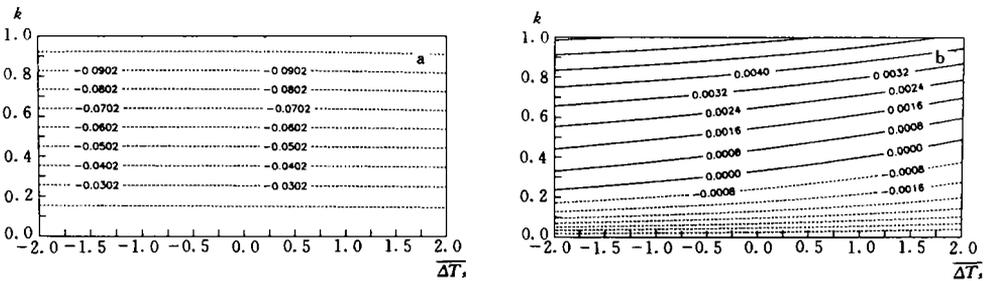


图7 经圈尺度较大的 Rossby 波与 $\overline{\Delta T}$ 和 k 的关系(说明同图6)

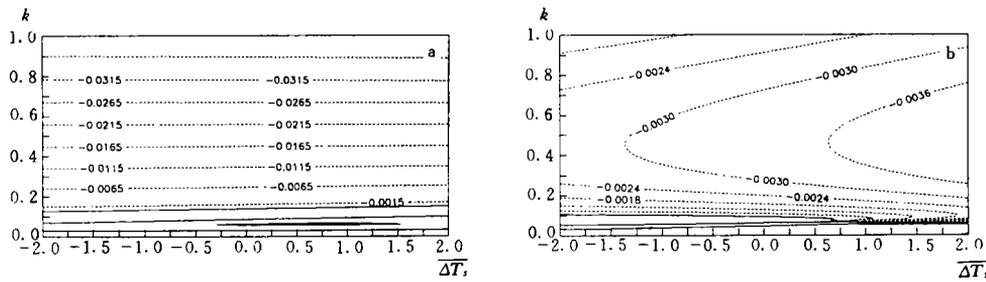
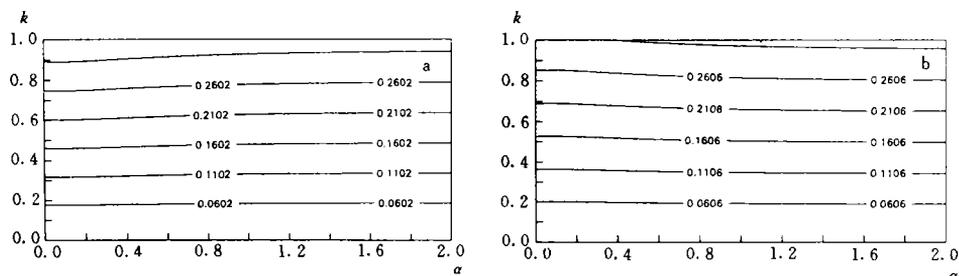


图8 经圈尺度较小的 Rossby 波与 $\overline{\Delta T}$ 和 k 的关系(说明同图6)

增加而增加,当 α 为0.25左右时,不稳定增长率达极大,此后,随着 α 的增加而减小,但始终大于零态时的不稳定增长率。

对于两支修正的 Rossby 波,当 k 取0.14时,经圈尺度较大的那支波始终是向西传播的(图4a),而经圈尺度较小的那支波在 $\overline{\Delta T}$ 较大和 α 较小时的范围内可以变成向东传播(图5a),但这两支波都是衰减的(图4b,5b)。

当 α 取0.25(即热源特征宽度为2倍 Rossby 变形半径)时,修正的东传 Kelvin 波始终是向东传的,且其相速度随着 $\overline{\Delta T}$ 的增加而减小(图6a)。修正的 Kelvin 波的不稳定增长出现在 k 取0.05—0.5之间的长波波段,且随着 $\overline{\Delta T}$ 的增加而增加(图6b)。对于修正的 Rossby 波,经圈尺度较大的那支波始终是向西传的,其在短波部分也是不稳定增长的(图

图 9 Kelvin 波相速度与 α 和 k 的关系

(a)冷态情形,b)暖态情形)

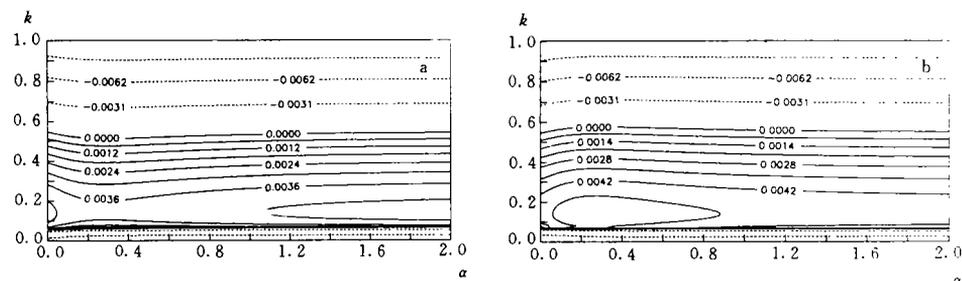
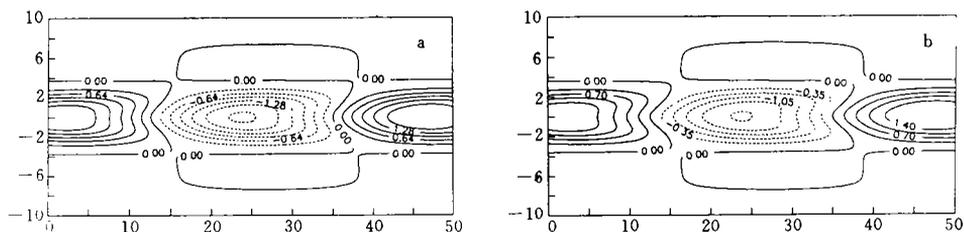
图 10 Kelvin 波增长率与 α 和 k 的关系(说明同图 9)

图 11 三波合成特征位势高度场分布

(a)暖态情形,b)冷态情形,在计算中取 $k = 0.14$ 和 $t = 30$)

7); 而经圈尺度较小的那支波在波长极长的波段内是向东的且是不稳定增长的(图 8)。

当 ΔT_s 给定时,修正的东传 Kelvin 波始终是向东传的,在冷态情形下(即 ΔT_s 取 -0.5),且随着 α 的增加相速度略微有点减小(图 9a),而在暖态情形下(ΔT_s 取 0.5),相速度随着 α 的增加而略微有点增加(图 9b)。相应地,从图 10a 可见,在冷态情形下,修正的 Kelvin 波的不稳定增长出现在波数 k 取 $0.05-0.5$ 之间,最大不稳定增长率出现在 k 取 $0.1-0.2$ 之间。暖态情形和冷态情形相同(图 10b)。至于两支修正的 Rossby 波,经圈尺度较大的那支波始终是西传的并且在短波波段仍是不稳定增长的,而经圈尺度较小的那支波在波长极长的波段内也是东传并且是不稳定增长的,而在其他波段是西传并且是衰减的,限于篇幅就不一一给图了。

6 物理场的结构和时间演变

从图 11 可以看出,不管是在冷态情形还是在暖态情形下,合成结构场都呈现混合 Kelvin-Rossby 波型,但暖态情形下的值比冷态情形下的值大一些。

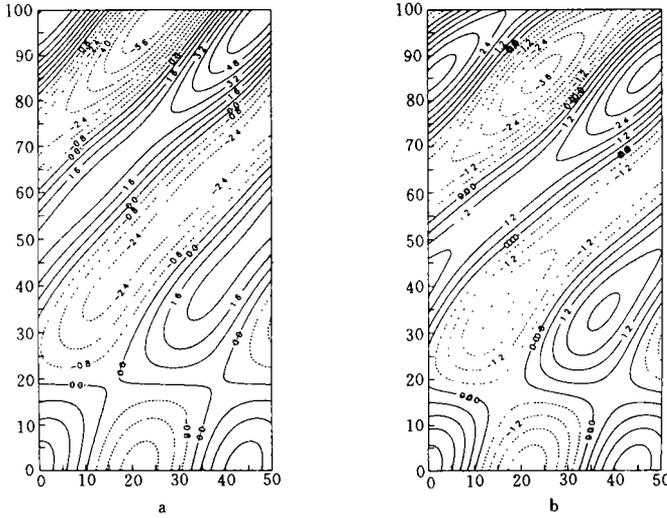


图 12 合成位势高度沿赤道的时间演变图
(纵坐标为时间,单位为 d,横坐标为无量纲长度;
a)暖态情形,b)冷态情形,在计算中 k 取 0.14)

由图 12 可知,无论在冷态还是在暖态情形下,主体环流在赤道附近都是向东运动的,但暖态情形下(图 12a)主体环流的移动速度稍慢于冷态情形下(图 12b)的移动速度,而且从值上可以看出,暖态情形下的主体环流较冷态情形下的发展的迅速,这再一次说明正距平海表温度有利于 Madden-Julian 振荡的发展。

7 结 论

由前面的分析可得出如下的结论:

(1)考虑了海表温度异常的影响作用后,在一定参数条件下,修正的 Kelvin 波向东传播的速度在 $10\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$,且在长波波段是不稳定增长的,最不稳定的波是纬向一波。当海表温度异常为正距平时,修正东传 Kelvin 波振幅不稳定增长到 e 倍的时间比不考虑海表温度异常时减少约 14.5%,而当海表温度为负距平时,其振幅不稳定增长到 e 倍的时间比不考虑海表温度异常时增加约 20%,在一定程度上,这一结果可以说明为什么 Madden-Julian 振荡易在赤道印度洋和西太平洋暖池上空发展而在热带东太平洋冷舌区其发展易受到抑制了。

(2)当海表温度异常为正距平时,修正 Kelvin 波不稳定增长率与热源特征宽度有关,当热源特征宽度为 2 倍 Rossby 变形半径时,不稳定增长率达极大。当海表温度异常为负距平时,情况正好相反。

(3)经圈尺度较大的那支修正 Rossby 波,在短波波段仍是不稳定增长的,而经圈尺

度较小的那支修正 Rossby 波在波长极长的波段内是东传且是不稳定增长的。

(4) 合成波的结构场呈现出 Kelvin-Rossby 混合波型,其主体环流在赤道附近是向东移动的,但暖态情形下的主体环流较冷态情形下的发展得迅速。

本文研究了下垫面海表温度异常分布对 Madden-Julian 振荡形成和发展的影响,虽然得出一些较符合观测事实的结果,但参数化过程过于简单,其结果只是定性的,但有关海洋对低频振荡的影响无疑是一个值得进一步研究的问题。

参考文献

- [1] 巢纪平,林永辉和王斌. 边界层动力过程在 Madden-Julian 振荡发展中的作用. 气象学报,1996,54(1):18—32.
- [2] Wang B and Li T. A simple tropical atmosphere model of relevance to short-term climate variations. J Atmos Sci,1993, 50:260—284.
- [3] Rui H and Wang B. Development characteristics and dynamic structure of tropical intraseasonal Convection anomalies. J Atmos Sci,1990,47:357—379.
- [4] Madden R A and Julian P R. Detection of a 40—50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific. J Atmos Sci,1971,28:702—708.
- [5] Madden R A and Julian P R. Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40—50 day period. J Atmos Sci,1972,29:1109—1123.

THE INFLUENCE OF SEA-SURFACE-TEMPERATURE ANOMALY ON MADDEN-JULIAN OSCILLATION

Chao Jiping

(National Research Center for Marine Environment Forecasts, Beijing, 100081)

Lin Yonghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing, 100029)

Wang Bin

(Department of Meteorology, University of Hawaii, Hawaii)

Abstract

Based on the previous paper, considering the non-uniformity in meridional direction and anomaly of sea surface temperature, the author continued to study the influence of water budget balance and moisture-convergence of boundary-layer on Madden-Julian oscillation. The results show that the influence on the propagating character of modified Kelvin and Rossby waves is not important, but for the instability, when the sea surface temperature anomaly is positive, the e-folding time for the amplification of the modified Kelvin wave reduced about 14.5%, the unstable growth increases with the characteristic scale of heating source, as the scale equals two times of Rossby deformation radius, the unstable growth reaches its maximum, when the scale continues to increase, the growth

will reduce. When the sea surface temperature anomaly is negative, the e-folding time for the amplification of the modified Kelvin wave grows about 20%, the unstable growth reduces with the increase of the characteristic scale of cooling source, as the scale equals two times of Rossby deformation radius, the unstable growth reaches its minimum, when the scale continues to increase, the growth will increase, but it is always smaller than the case unconsidering the sea surface temperature anomaly. For the two modified Rossby waves, the wave with a smaller meridional scale decays except for extra-long-waves; another wave with a larger meridional scale grows in short-wave bands.

Key words: Madden-Julian oscillation, Boundary-layer convergence, Sea surface temperature anomaly, Dispersion and instability.

附录 I

方程(22)–(24)的系数表达式:

$$a_{00} = -\frac{15}{4}I - E^2I(6 + 4E^2) + (1 - I)(\frac{3}{2} + 4E^2 + 8E^4)$$

$$c_{00} = (1 - I)(\frac{3}{2} + 4E^2 + 8E^4) + d(1 - B)(\frac{3}{2} - 2E^2) \\ - \frac{3}{8\sqrt{2}}dJ\overline{\Delta T}_i(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}}E^2dJ\overline{\Delta T}_i(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}$$

$$d_{00} = d(1 - B)(3E + 4E^3) - dJ\overline{\Delta T}_i[\frac{2}{\sqrt{2}}E^3(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}} + \frac{3}{4\sqrt{2}}E(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}}]$$

$$e_{00} = d(1 - B)(\frac{21}{4}E + E^3) - dJ\overline{\Delta T}_iE[\frac{15}{32\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\ + (E^2 - \frac{3}{2})\frac{3}{4\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + (2 - 2E^2)\frac{1}{2\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}]$$

$$a_{02} = -\frac{45}{4}I - 8E^2I(3 + E^2) - (1 - I)(30 + 56E^2 - 64E^4)$$

$$c_{02} = (1 - I)(6 + 8E^2) + d(1 - B)(6 - 4E^2) - \frac{1}{2}dJ\overline{\Delta T}_i[\frac{15}{8\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\ - \frac{3}{4\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}}] + 2E^2dJ\overline{\Delta T}_i[\frac{3}{4\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{1}{2\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}]$$

$$d_{02} = 4(1 - B)dE(3 + 2E^2) - dJ\overline{\Delta T}_i[\frac{15}{8\sqrt{2}}E(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\ + (4E^3 - E)\frac{3}{4\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{4}{2\sqrt{2}}E^3(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}]$$

$$e_{02} = -d(1 - B)(\frac{15}{2}E + 8E^3) - dJ\overline{\Delta T}_iE[\frac{105}{64\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} \\ + (E^2 - \frac{7}{4})\frac{15}{8\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} - (\frac{5}{2} + 11E^2)\frac{3}{4\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{5}{\sqrt{2}}E^2(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}]$$

$$a_{04} = -90I - 48E^2I - (1 - I)(132 - 256E^4)$$

$$c_{04} = 12(1 - I) + 12d(1 - B) - dJ\overline{\Delta T}_i[\frac{105}{32\sqrt{2}}(\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}}$$

$$\begin{aligned}
& - (3 + 2E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} + (\frac{1}{2} + 4E^2) \frac{9}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{6}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}} \\
d_{04} = & 24d(1 - B)E - dJ \overline{\Delta T}, [\frac{105}{16\sqrt{2}} E (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} \\
& + (4E^3 - 6E) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} + (E - 8E^3) \frac{9}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{12}{2\sqrt{2}} E^3 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
e_{04} = & -d(1 - B)(42E - 24E^3) - dJ \overline{\Delta T}, E [\frac{945}{128\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{11}{2}} \\
& + (E^2 - 5) \frac{105}{16\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} + (\frac{55}{4} - 24E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& + (\frac{9}{2} + 37E^2) (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{54}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
a_{20} = & -\frac{45}{2} I - 8E^2 I (3 + E^2) + (1 - I)(6 + 8E^2) \\
e_{20} = & d(1 - B)E(\frac{57}{2} + 8E^2) - dJ \overline{\Delta T}, E [\frac{105}{64\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} + (\frac{1}{4} + E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& - (\frac{1}{2} + E^2) \frac{3}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{2}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
a_{22} = & -\frac{375}{2} I - E^2 I (156 + 40E^2) - (1 - I)(165 + 184E^2 + 48E^4) \\
c_{22} = & (1 - I)(39 + 40E^2 + 16E^4) + d(1 - B)(39 - 20E^2) - dJ \overline{\Delta T}, [\frac{105}{32\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} \\
& - (1 + 2E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} + (\frac{1}{2} + 4E^2) \frac{3}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{2}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
d_{22} = & d(1 - B)E(78 + 40E^2) - dJ \overline{\Delta T}, [\frac{105}{16\sqrt{2}} E (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} + (4E^3 - 2E) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& + (E - 8E^3) \frac{3}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{4}{2\sqrt{2}} E^3 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
e_{22} = & d(1 - B)E(\frac{45}{2} - 22E^2) - dJ \overline{\Delta T}, E [\frac{945}{128\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{11}{2}} \\
& + (E^2 - 2) \frac{105}{16\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} - (\frac{3}{4} + 12E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& + (\frac{5}{2} + 21E^2) \frac{3}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{10}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
a_{24} = & -1170I - E^2 I (672 + 96E^2) - (1 - I)(1608 + 1056E^2 + 256E^4) \\
c_{24} = & (1 - I)(168 + 96E^2) + d(1 - B)(168 - 48E^2) - dJ \overline{\Delta T}, [\frac{945}{64\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{11}{2}} \\
& - (\frac{7}{2} + 2E^2) \frac{105}{16\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} + (\frac{9}{2} + 14E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& - (\frac{1}{2} + 6E^2) \frac{9}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{6}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}]
\end{aligned}$$

$$d_{24} = d(1 - B)(336E + 96E^3) - dJ \overline{\Delta T}, E \left[\frac{945}{32\sqrt{2}} E \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{11}{2}} \right. \\ \left. + (4E^3 - 7E) \frac{105}{16\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{9}{2}} + (9E - 28E^3) \frac{15}{8\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{7}{2}} \right. \\ \left. + (12E^3 - E) \frac{9}{4\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{5}{2}} - \frac{12}{2\sqrt{2}} E^3 \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$e_{24} = -d(1 - B)(438E + 96E^3) - dJ \overline{\Delta T}, E \left[\frac{10395}{256\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{13}{2}} \right. \\ \left. + (E^2 - \frac{21}{4}) \frac{945}{32\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{11}{2}} + \left(\frac{75}{4} - 25E^2 \right) \frac{105}{16\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{9}{2}} \right. \\ \left. + (135E^2 - \frac{1}{4}) \frac{15}{8\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{7}{2}} \right. \\ \left. - \left(\frac{9}{2} + 55E^2 \right) \frac{9}{4\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{5}{2}} + \frac{54}{2\sqrt{2}} E^2 \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$a_{40} = -90I - 48E^2I + 12(1 - I)$$

$$e_{40} = d(1 - B)(102E + 24E^3) - dJ \overline{\Delta T}, E \left[\frac{945}{128\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{11}{2}} \right. \\ \left. + (E^2 - 1) \frac{105}{16\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{9}{2}} - \left(\frac{9}{4} + 8E^2 \right) \frac{15}{8\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{7}{2}} \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{2} + 5E^2 \right) \frac{9}{4\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{5}{2}} - \frac{6}{2\sqrt{2}} E^2 \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$a_{42} = -1170I - E^2I(672 + 96E^2) - (1 - I)(600 + 288E^2)$$

$$e_{42} = d(1 - B)(570E + 96E^3) - dJ \overline{\Delta T}, E \left[\frac{10395}{256\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{13}{2}} \right. \\ \left. + (E^2 - \frac{13}{4}) \frac{945}{32\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{11}{2}} + \left(\frac{35}{4} - 17E^2 \right) \frac{105}{16\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{9}{2}} \right. \\ \left. + \left(\frac{39}{4} + 79E^2 \right) \frac{15}{8\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{7}{2}} \right. \\ \left. - \left(\frac{5}{2} + 31E^2 \right) \frac{9}{4\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{5}{2}} + \frac{30}{2\sqrt{2}} E^2 \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$a_{44} = -11610I - E^2I(5904 + 864E^2) - (1 - I)(12132 + 7584E^2 - 312E^4)$$

$$c_{44} = (1 - I)(1476 + 864E^2 + 192E^4) + d(1 - B)(1476 - 432E^2) \\ - dJ \overline{\Delta T}, E \left[\frac{10395}{128\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{13}{2}} - (6 + 2E^2) \frac{945}{32\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{11}{2}} \right. \\ \left. + (21 + 24E^2) \frac{105}{16\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{9}{2}} - (18 + 84E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{7}{2}} \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{2} + 8E^2 \right) \frac{27}{4\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{5}{2}} - \frac{18}{2\sqrt{2}} E^2 \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$d_{44} = d(1 - B)(2952E + 864E^3) - dJ \overline{\Delta T}, E \left[\frac{10395}{64\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{13}{2}} \right. \\ \left. + (4E^2 - 12E) \frac{945}{32\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{11}{2}} + (42E - 48E^3) \frac{105}{16\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{9}{2}} \right. \\ \left. + (12E^3 - E) \frac{9}{4\sqrt{2}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{5}{2}} - \frac{12}{2\sqrt{2}} E^3 \left(\alpha + \frac{1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}} \right]$$

$$\begin{aligned}
& + (168E^3 - 36E) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& + (E - 16E^3) \frac{27}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} + \frac{36}{2\sqrt{2}} E^3 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
e_{44} = & -d(1 - B)(1026E + 936E^3) - dJ \overline{\Delta T} E [\frac{135135}{512\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{15}{2}} \\
& + (E^2 - \frac{13}{2}) \frac{10395}{64\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{13}{2}} + (138 - 30E^2) \frac{945}{32\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{11}{2}} \\
& + (66 + 258E^2) \frac{105}{16\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{9}{2}} - (\frac{1959}{4} + 792E^2) \frac{15}{8\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{7}{2}} \\
& + (\frac{127}{6} + 73E^2) \frac{27}{4\sqrt{2}} (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{5}{2}} - \frac{162}{2\sqrt{2}} E^2 (\alpha + \frac{1}{2})^{-\frac{3}{2}}] \\
b_{00} = & b_{02} = b_{04} = b_{20} = b_{22} = b_{24} = b_{40} = b_{42} = b_{44} = 0 \\
c_{20} = & c_{02}, d_{20} = d_{02}, c_{40} = c_{04}, d_{40} = d_{04} \\
c_{42} = & c_{24}, d_{42} = d_{24}
\end{aligned}$$