

于玉斌, 郑祖光. 2010. 超强台风桑美(2006)能量发展的物理因子[J]. 大气科学, 34(4): 669-680. Yu Yubin, Zheng Zuguang. 2010. Physical factors contributing to energy development of super typhoon Saomai (0608)[J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 34(4): 669-680.

超强台风“桑美”(2006)能量发展的物理因子

于玉斌 郑祖光

中国气象局培训中心, 北京 100081

摘要 应用非线性动力系统的研究方法, 基于 NCEP/NCAR 再分析资料, 以超强台风“桑美”(2006)在我国近海的突然增强和突然减弱过程为例, 从动能角度分析热带气旋能量发展的条件, 将分析结果转化为可用于分析预测热带气旋强度变化的实用指标, 如非热成风涡度、热成风偏差及其垂直变化。结果表明: 热带气旋中心附近存在非热成风涡度负值中心, 有利于近海热带气旋突然增强; 非热成风涡度的变化与热带气旋中心气压变化有较好的一致性。当扰动自下向上传播时, 在热带气旋增强阶段热成风偏差为正值, 而在减弱阶段为负值; 当外围波扰向内核传播时, 在热带气旋增强阶段热成风偏差垂直变化为负值, 而在减弱阶段为正值, 热成风偏差及其垂直变化的这种变化在对流层中低层更明显。当扰动自下向上、自外围向内核传播时, 在热带气旋增强阶段非热成风涡度为负值、热成风偏差为正值、热成风偏差垂直变化为负值; 减弱阶段则相反。

关键词 台风 近海 能量发展 物理因子

文章编号 1006-9895(2010)04-0669-12

中图分类号 P444

文献标识码 A

Physical Factors Contributing to Energy Development of Super Typhoon Saomai (2006)

YU Yubin and ZHENG Zuguang

China Meteorological Administration Training Center, Beijing 100081

Abstract Taking super typhoon Saomai (2006) which intensified and weakened rapidly over coastal waters as an example, based on the nonlinear dynamic system research methods, the energy development conditions of tropical cyclone (TC) are analyzed from a kinetic view by the use of NCEP/NCAR reanalysis data with horizontal resolution of $1^\circ \times 1^\circ$ and vertical resolution of 11 layers. Some physical parameters that can analyze and predict TC intensity, such as non-thermal wind vorticity, thermal wind bias and its vertical shear, are derived as operational forecast indicators. Results show that the existing of a negative non-thermal wind vorticity center near the TC center is favorable to its offshore rapid intensification. Non-thermal wind vorticity variations and the TC central pressure changes are in a better consistency. When the wave disturbance propagates upward, the thermal wind bias is positive/negative in the intensifying/weakening process. When the external wave disturbance spreads to the inner core, the thermal wind bias shear is negative/positive in the intensifying/weakening phase. And the features of thermal wind bias and its vertical shear are more obvious in the lower troposphere. When the wave disturbance propagates upward and from the external to inner core of TC, non-thermal wind vorticity is positive, thermal wind bias is negative and its vertical shear is negative in the intensifying process, and vice versa.

收稿日期 2009-06-18, 2009-08-25 收修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 40875030、40730948、40575018, 上海台风研究基金项目 2008ST04

作者简介 于玉斌, 男, 1968 年出生, 博士, 研究员, 主要从事热带气旋研究。E-mail: yuyb@cma.gov.cn

Key words typhoon, offshore, energy development, physical factors

1 引言

2006 年第 0608 号超强台风“桑美”(Saomai)于 8 月 5 日上午在关岛以东南约 550 km 的洋面上发展形成一个热带低压(中国气象局, 2008), 当晚加强为热带风暴, 7 日凌晨加强为强热带风暴, 当日下午加强为台风, 9 日 14 时(北京时, 下同)突然增强为强台风, 9 日 20 时在我国近海加强为超强台风。10 日 17:25, “桑美”的中心在浙江省苍南县沿海登陆。登陆时, 中心附近最大风力达 17 级(60 m/s), 中心附近最低气压为 920 hPa。“桑美”是建国以来登陆我国大陆最强的台风, 具有近海突然增强、中心气压特别低、风速特别大、降雨特别集中、发展迅速、移动快等特点。因此, 分析“桑美”台风在近海强度的变化具有重要意义。

我国近海热带气旋在西移过程中, 一方面受外界强迫和内部非线性相互作用而发展增强, 另一方面这些作用又抑制热带气旋的发展, 特别是在登陆后受摩擦耗散的作用而减弱和消亡。2006 年超强台风“桑美”的突然增强和突然减弱, 就是明显的例证。突变, 是非线性动力系统的一个本质属性。Charney 等(1964)首先通过近地面摩擦作用将对流凝结加热与天气尺度的低压扰动联系在一起, 提出了第二类条件不稳定(CISK)机制, 成功地解释了热带气旋的形成。刘式适等(1980)从描写台风的动力方程组出发, 讨论了台风的螺旋结构并给出了螺旋结构的图样。杨大升等(1985)应用非线性理论研究了静力稳定度参数和加热对台风发生发展的作用, 刘式适等(1986)根据台风内部的空气层结和惯性稳定度讨论了台风发展的热力学和动力学条件。Gray(1982)研究表明, 在台风内核加热过程是非线性的, 而在台风外围是线性的。李崇银(1983)认为, 对流凝结加热廓线对不稳定波有显著影响。杨成彬等(1994)采用二维板对称高截断谱模式研究了环境温度场和涡度场对台风发生发展的影响, 指出整层平均的环境温度场的水平梯度和涡度场是影响台风的重要因子。郑祖光等(1996)指出, 静力稳定度以及非绝热加热是影响突变的重要因子, 水平温度梯度以及惯性稳定度也与突变有关。夏友龙等(1995)探讨了加热、惯性稳定度、

层结稳定度以及非热成风等物理因子对台风中的重力惯性波强度变化的影响, 进而把台风内核与外围的加热过程加以区别, 指出要引起内核强度突变不仅要有非线性动力过程, 也要有非线性加热过程; 而要引起外围强度突变则要有非线性动力过程以及定常的加热过程。但是, 这种理论分析尚未得到实际台风资料的检验。

过去较多地从加热和环境场等角度探讨热带气旋强度发生发展的非线性机理。陈英仪(1984)用 WKB 方法(引进缓变坐标)导出了扰动运动的波作用密度守恒, 分析了热带气旋的发生发展条件。钮学新(1991)研究表明, 在热带气旋发生发展过程中起主要作用的波动是不稳定状态下的惯性重力波, 大气中存在深厚潮湿层和水汽凝结加热可促使和加剧波动的不稳定, 因此有利于热带气旋的发生发展。郑祖光等(1994)采用尺度分析方法导出了台风内核与外围不同区域的控制方程, 利用 WKB 方法得到各区的波能方程, 研究了台风内核与外围能量发展的物理因子。

热带气旋移到我国近海时是否突然增强, 是实际预报业务的难点和关键点。热带气旋强度变化问题是大气科学领域尚未解决的重要科学问题之一(端义宏等, 2005; Krishnamurti et al., 2005)。最近, 于玉斌(2007)和于玉斌等(2008a, 2008b)较为系统地研究了超强台风“桑美”(2006)在我国近海强度突变的机理, 分析了近海热带气旋突然增强的动力和热力因子, 指出近海热带气旋突然增强具有某些前兆性。本文根据 NCEP/NCAR 再分析资料, 应用非线性动力系统的研究方法, 从非线性动力-热力学方程组出发, 建立热带气旋的动力系统, 从动能角度探讨我国近海热带气旋强度突变的机理, 用轴对称模式和 WKB 方法导出热带气旋的波能量方程, 提炼出热带气旋能量发展的物理因子, 通过实际资料的计算分析加以验证, 并初步将分析结果转化为分析预测热带气旋强度变化的实用指标, 为准确预报我国近海热带气旋强度提供参考。

2 基本方程组

取柱坐标 (r, φ, z) 的原点在热带气旋中心, 考虑有对流加热, 没有摩擦, 则轴对称的基本方程组

为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{uw}{r} + fu = 0, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru\rho) + \frac{\partial w\rho}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial r} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{c_p T} Q, \end{cases} \quad (1)$$

式中, Q 为非绝热加热, $Q = -\varepsilon_1 h(z)w$, 其中 ε_1 是小参数, $h(z)$ 是加热参数化的量。例如考虑凝结潜热加热时, $h(z)$ 与水汽比湿 $q(r, z)$ 的垂直分布有关, 其它都是气象上常用符号。

u 表示径向风, v 为切向风, 在热带气旋中通常 $u < v$, 则设

$$\begin{cases} u = u', v = \bar{V}(r, z) + v', w = w', p = \bar{p}(r, z) + p', \\ \rho = \bar{\rho}(z) + \rho', \theta = \bar{\theta}(r, z) + \theta', \end{cases} \quad (2)$$

其中, 带“—”号的表示热带气旋的基本量, 称之为环境场。依据 (2) 式, 它应满足梯度风关系和静力学关系, 也就是满足热成风关系; 带“'”号的表示扰动量。把式 (2) 代入式 (1), 并设在数值上 $\bar{V}(r, z) = \Omega(r, z) \cdot r$, 其中 Ω 是环境场涡旋运动的旋转角速度, 在热带气旋内部, 涡旋运动在水平方向和垂直方向上是不均匀的, 最明显的是热带气旋的涡旋强度自对流层下部向上减弱, 因此 Ω 与 (r, z) 有关。同时, 采用 Boussinesq 近似和静力近似, 则式 (1) 的线性化方程组为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} - (f + 2\Omega)v' = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial r}, \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + \left(f + \Omega + \frac{\partial \bar{V}}{\partial r}\right)u' + \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}w' = 0, \\ \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r}u' + \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \varepsilon_1 h\right)w' = 0, \\ \frac{\partial p'}{\partial z} = -\rho'g, \\ \frac{1}{r}(ru'\bar{\rho}) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho}w') = 0, \\ \rho' = -\frac{\bar{\rho}}{\theta}\theta'. \end{cases} \quad (3)$$

需要说明的是, 式 (3) 中含有 $\partial \bar{V} / \partial r$ 以及 $\partial \bar{V} / \partial z$, 这里的 \bar{V} 指式 (2) 中的 \bar{V} 。

令

$$\begin{cases} (u, v, w, \theta, p) = \bar{\rho} \left(u', v', w', \frac{g}{\theta} \theta', \rho' / \bar{\rho} \right), \\ f_0 = f + 2\Omega, f_1 = f + \Omega + \partial \bar{V} / \partial r, \end{cases}$$

则式 (3) 变为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - f_0 v = -\frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + f_1 u + \bar{V}_z w = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) + M^2 u + \hat{N}^2 w = 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

式中,

$$\bar{V}_z = \frac{\partial \bar{V}}{\partial z}, M^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r},$$

$$\hat{N}^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{g}{c_p T} \varepsilon_1 h.$$

式 (4) 是用来讨论热带气旋能量发展的大气运动方程组, 它经过了线性化, 目的是用这个线性方程组来分析影响热带气旋能量发展的物理因子。

3 波频率、波群速和波能量方程

采用波的多尺度概念和方法 (刘式适等, 1991), 把 M^2, \hat{N}^2, f_0, f_1 都看成是自变量 (R, Z, T) 的缓变函数, 其中 $R = \varepsilon r, Z = \varepsilon z, T = \varepsilon t, \varepsilon$ 为小参数; 又设:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U \\ V \\ W \\ P \end{bmatrix} e^{\partial/\varepsilon}, \quad (5)$$

式中, $\bar{\theta} = kR + nZ - \omega T, k = \partial \bar{\theta} / \partial R, n = \partial \bar{\theta} / \partial Z$ 分别为 R 和 Z 方向的波数, $\omega = -\partial \bar{\theta} / \partial T$ 为波动圆频率。 U, V, W, P 也都是自变量 (R, Z, T) 的函数。再设:

$$A = A_0 + \varepsilon A_1 + \varepsilon^2 A_2 + \dots, \quad (6)$$

式中, A 代表 U, V, W, P 。

把式 (5) 和式 (6) 代入式 (4), 可得 ε 的零阶近似和一阶近似, 分别是:

$$\begin{cases} -i\omega U_0 - f_0 V_0 + ikP_0 = 0, \\ -i\omega V_0 + f_1 V_0 + \bar{V}_z W_0 = 0, \\ n\omega P_0 + M^2 U_0 + \hat{N}^2 W_0 = 0, \\ ikU_0 + inW_0 = 0, \end{cases} \quad (7)$$

和

$$\begin{cases} \frac{\partial U_0}{\partial T} + \frac{\partial P_0}{\partial R} - i\omega U_0 - f_0 V_1 + ikP_1 = 0, \\ \frac{\partial V_0}{\partial T} + f_1 U_1 - i\omega V_1 + \bar{V}_Z W_0 = 0, \\ in \frac{\partial P_0}{\partial T} + i\omega \frac{\partial P_0}{\partial Z} + n\omega P_1 + M^2 U_1 + \hat{N}^2 W_1 + iP_0 \frac{\partial k}{\partial T} = 0, \\ \frac{U_0}{R} + ikV_1 + inW_1 + \frac{\partial V_0}{\partial R} + \frac{\partial W_0}{\partial Z} = 0. \end{cases} \quad (8)$$

由式(7)可得波动的频率和 R 、 Z 方向的群速度为:

$$\begin{cases} \omega^2 = \frac{k^2 \hat{N}^2 - kn(f_0 \bar{V}_Z + M^2)}{n^2} + f_0 f_1, \\ C_{gR} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{2k \hat{N}^2 - n(f_0 \bar{V}_Z + M^2)}{2n^2 \omega^2}, \\ C_{gZ} = \frac{\partial \omega}{\partial n} = \frac{2nf_0 f_1 - k(f_0 \bar{V}_Z + M^2)}{2n^2 \omega^2}. \end{cases} \quad (9)$$

利用式(8)和式(9),经过消元和推导整理,可得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_0^2}{\partial T} + \nabla \cdot (\vec{C}_g U_0^2) = & -\frac{U_0^2}{2n\omega} \frac{\partial B}{\partial R} + \frac{kU_0^2}{2n^2 \omega} \frac{\partial B}{\partial Z} + \\ & \frac{BU_0^2}{2n\omega R} - \frac{U_0^2}{2n^2 \omega} \left[k^2 \frac{\partial \hat{N}^2}{\partial T} - kn \frac{\partial}{\partial T} \right. \\ & \left. (f_0 \bar{V}_Z + M^2) + n^2 \frac{\partial f_0 f_1}{\partial T} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

式中,梯度算符 $\nabla() = (1/R)(\partial()/\partial R)\mathbf{r}^0 + \partial()/\partial Z \mathbf{k}^0$; 波群速度 $\mathbf{C}_g = C_{gR}\mathbf{r}^0 + C_{gZ}\mathbf{k}^0$; \mathbf{r}^0 和 \mathbf{k}^0 分别为 R 和 Z 方向的单位矢量; $B = f_0 \bar{V}_Z - M^2 = f_0 \bar{V}_Z - (g/\theta)(\partial\theta/\partial r)$, 表示柱坐标中的热成风偏差。在方程(10)的推导过程中,反复使用 $\partial k/\partial Z = \partial n/\partial R$, $\partial k/\partial T = \partial \omega/\partial R$, $\partial n/\partial T = \partial \omega/\partial Z$ 。

因为波能量正比于波振幅的平方,则式(10)可写成:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_g E) = & -\frac{E}{2n^2 \omega^2} \left[k^2 \frac{\partial \hat{N}^2}{\partial T} - kn \frac{\partial}{\partial T} \right. \\ & \left. (f_0 \bar{V}_Z + M^2) + n^2 \frac{\partial f_0 f_1}{\partial T} \right] - \frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} \\ & \left[C_Z - \frac{\partial B}{\partial r} - C_R \frac{\partial B}{\partial Z} \right] + \frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} \left(\frac{BC_Z}{R} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

式中,波速矢量 $\mathbf{C} = C_R \mathbf{r}^0 + C_Z \mathbf{k}^0$, 其中 $C_R = k\omega/L_0^2$, $C_Z = n\omega/L_0^2$ 分别是 R 和 Z 方向的波速; $L_0^2 = k^2 + n^2$ 是二维平面的全波数的平方。

由波能量的物理意义知, $\partial E/\partial T > 0$, 有利于热

带气旋动能随时间增大,热带气旋增强;反之,若 $\partial E/\partial T < 0$, 则热带气旋减弱。波能量方程(11)可以用来讨论热带气旋的发展。

4 热带气旋发展的物理因子分析

由式(11)知,影响热带气旋发展的物理因子非常复杂,有环境温度场和流场的非定常作用、热成风偏差(B)及其非均匀分布($\partial B/\partial R$, $\partial B/\partial Z$)等等。因而必须在一些特定条件下,讨论某些因子的作用,以下分几种情况进行讨论。

(1) 如果热成风平衡($B=0$),但基本场不定常,则式(11)变成:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_g E) \right]_1 = & -\frac{E}{2n^2 \omega^2} \left[k^2 \frac{\partial \hat{N}^2}{\partial T} - \right. \\ & \left. nk \frac{\partial}{\partial T} (f_0 \bar{V}_Z + M^2) + n^2 \frac{\partial f_0 f_1}{\partial T} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

此时若环境场定常,则波能量守恒,热带气旋强度不变。

式(12)中,当 $\partial \hat{N}^2/\partial T < 0$, $\partial f_0 f_1/\partial T < 0$, 层结不稳定度增加,惯性不稳定度增大,则 $\partial E/\partial T > 0$, 热带气旋动能随时间增大,强度增强;反之,热带气旋减弱。

(2) 如果环境场定常且热成风偏差分布均匀,则式(11)变成:

$$\left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_g E) \right]_2 = \frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} \frac{C_Z B}{R}. \quad (13)$$

可见,当波动自上而下传播时($C_Z < 0$),若使热带气旋发展($\partial E/\partial T > 0$),则需热成风偏差小于零;通常情况下,波动自下而上传播, $C_Z > 0$, 此时若使热带气旋发展($\partial E/\partial T > 0$),则需热成风偏差大于零。因此,热带气旋的发展与否不仅与扰动的垂直传播方向有关,还与热成风偏差的正负有关。

(3) 如果环境场定常,而热成风偏差分布不均匀,这时波能量方程为:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_g E) \right]_3 = & -\frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} \left[C_Z \frac{\partial B}{\partial R} - C_R \frac{\partial B}{\partial Z} \right] + \\ & \frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} \frac{C_Z B}{R}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中右端第2项已在前面讨论过,现在考察第1项的作用。当

$$C_Z \frac{\partial B}{\partial R} - C_R \frac{\partial B}{\partial Z} < 0,$$

即

$$C_z \frac{\partial B}{\partial R} < C_R \frac{\partial B}{\partial Z}$$

时, $\partial E/\partial T > 0$, 热带气旋发展。当然, 对于这两项相对大小的估计是一个复杂的问题, 它主要反映了热成风偏差的非均匀性的作用。

为了说明问题方便, 先定义温度场上的热成风及热成风涡度。类似于柱坐标中的热成风平衡关系, 设 $(g/\bar{\theta})(\partial\bar{\theta}/\partial r) = (f+2\Omega)\partial\bar{V}_\theta/\partial Z$, 而 $\partial\bar{V}_\theta/\partial Z$ 为温度场上的热成风。 $d\zeta_\theta/dZ = (1/R)\partial[\partial(R\bar{V}_\theta)/\partial Z]/\partial R$ 为温度场上的热成风涡度梯度, $(1/R)\partial(RB)/\partial R = (f+2\Omega)\partial(\zeta-\zeta_\theta)/\partial Z$, ζ 是流场的涡度, ζ_θ 是温度场上的热成风涡度, 因而 $\partial(\zeta-\zeta_\theta)/\partial Z$ 是非热成风涡度, 记为 ζ_T , 于是式 (11) 在环境场定常的情况下改写成:

$$\left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (C_g E) \right]_3 = -\frac{C_z EL_0^2}{2n^2 \omega^2} f_0 \zeta_T + \left[\frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} C_R \frac{\partial B}{\partial Z} \right] + \frac{EL_0^2}{2n^2 \omega^2} \frac{C_z B}{R}. \quad (15)$$

从式 (15) 的第 1、3 项看出, 当 $B > 0$, $\zeta_T < 0$ 或 $B < 0$, $\zeta_T > 0$ 时, $\partial E/\partial T > 0$ 热带气旋发展; 反之, 热带气旋减弱。由第 2 项知, 当扰动从热带气旋中心向热带气旋外围传播时 ($C_R > 0$) 则需 $\partial B/\partial Z > 0$; 若扰动从外围向中心传播时 ($C_R < 0$), 则需 $\partial B/\partial Z < 0$, 这两种情形下都使 $\partial E/\partial T > 0$, 热带气旋发展; 反之, 热带气旋减弱。热带气旋发展加强条件列于表 1。

上述表明, 热带气旋发展的能源是环境场的非定常作用、热成风偏差及其非均匀分布。热带气旋发展的物理因子是:

(1) 当扰动自下向上传播时 ($C_z > 0$), 若热带气旋发展, 则需 $\zeta_T < 0$ 且 $B > 0$, $C_R > 0$, $\partial B/\partial Z > 0$; 或 $C_R < 0$, $\partial B/\partial Z < 0$ 。

(2) 当扰动自上向下传播时 ($C_z < 0$), 若热带

表 1 热带气旋发展加强的物理条件

Table 1 Physical factors contributing to development of tropical cyclone

	物理因子		
	ζ_T	B	$\partial B/\partial Z$
$C_z > 0$	< 0	> 0	
$C_z < 0$	> 0	< 0	
$C_R > 0$			> 0
$C_R < 0$			< 0

注: 空格表示两因子无联系。

气旋发展, 则需 $\zeta_T > 0$ 且 $B < 0$, $C_R > 0$, $\partial B/\partial Z > 0$; 或 $C_R < 0$, $\partial B/\partial Z < 0$ 。

可见, 上面的物理因子能否用于实际计算、分析和预报, 关键在于判断扰动的传播方向, 而这种判断是一个很复杂的问题。

5 台风“桑美”加强(减弱)的物理因子分析

为了检验上述理论分析的正确性, 考察台风能量发展方程中某些因子的作用, 以下利用 1 日 4 次的 NCEP/NCAR 再分析资料 (水平分辨率为 $1^\circ \times 1^\circ$, 垂直方向为 1000 hPa 到 100 hPa 共 11 层) 进行计算分析。

2006 年 8 月 7 日 20 时~8 月 11 日 14 时的时段内, 时间间隔 6 小时 (下同), 共有 16 个时间点, 记为 t_1, \dots, t_{16} 。于玉斌 (2007) 和于玉斌等 (2008a, 2008b) 的研究表明, 2006 年 8 月 9 日 08 时、14 时、20 时为“桑美”台风急剧增强时刻 (记为第 7、8、9 时刻 t_7, t_8, t_9), 10 日 14 时台风开始减弱, 10 日 20 时、11 日 02 时为急剧减弱时刻 (记为第 13、14 时刻 t_{13}, t_{14})。据此, 图 1 和图 5 中的横坐标为时间, 1、2 表示第 1、2 时刻, 即 8 月 7 日 20 时、8 日 02 时, 时间间隔为 6 h, 依此类推。第 7、8、9 时刻为突然增强时刻, 13、14 时刻为突然减弱时刻。

5.1 非热成风涡度对台风强度的影响

简约的发展方程 (15) 中的第 1 项包含 $-C_z \zeta_T$, 第 1 项的符号由 C_z 和 ζ_T 共同决定。判断扰动的垂直方向传播是一个复杂的问题。从台风“桑美”移动到我国近海的天气动力学分析看 (图略), “桑美”的发展过程主要在对流层中下层表现得很清楚, 从地面到 500 hPa 表现为暖心低气压结构, 到对流层上层和平流层下层 (200 hPa) 这种结构趋于消失, 代之以辐散气流。这与一般台风的生命史中的温压场结构变化是相同的。因此, 可以认为台风 (特别是在发展加强阶段) 内部波扰的传播方向在对流层以自下向上为主, 即 $C_z > 0$ 。同时, 台风内部的物理量分布是不均匀的, 这一点也可以从图 4 的热成风偏差分布 (B 场) 看出来。台风外围的波扰 (如重力波、对流活动以及凝结潜热激发出来的中小尺度系统) 会向台风内核传播, 即 $C_R < 0$ 。于是, 台风能量增大 ($\partial E/\partial T > 0$) 的必要条件是 ζ_T

<0。同时，为了把柱坐标中的 ζ_T 转化为可用实际资料进行计算，改用 p 坐标的非热成风涡度 $\zeta'_T =$

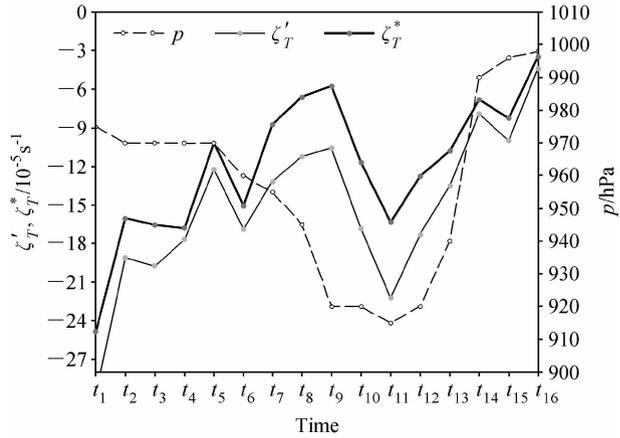


图1 “桑美”台风中心非热成风涡度 (ζ'_T)、高低层涡度差 (ζ_T^*) (单位: 10^{-5} s^{-1}) 和台风中心气压 (p) 随时间的变化

Fig. 1 Time variation of non-thermal wind vorticity ζ'_T , vorticity vertical shear ζ_T^* and the minimum pressure at the typhoon Saomai center

$\zeta_{200} - \zeta_{850} - \nabla^2(\varphi_{200} - \varphi_{850})/f$ 取代 ζ_T , 进一步简化为用高低层涡度差 $\zeta_T^* = \zeta_{200} - \zeta_{850}$ 取代 ζ_T 。

图 1 上有 3 条曲线: 台风中心气压 p (虚线)、非热成风涡度 ζ'_T (细实线)、高低层涡度差 ζ_T^* (粗实线)。图 2 和图 3 分别是台风加强阶段和减弱阶段的 ζ'_T 随时间的演变过程。分析图 1、图 2 和图 3, 表明在 $t_1 - t_{16}$ 时段内, 台风中心 (0, 0) 附近始终有一个负 ζ'_T 的中心相对应, 直到台风减弱消亡, ζ'_T 负值区减弱消退, 台风中心被 ζ'_T 正值控制。在 t_1 时刻, ζ'_T 有 -13 的中心; 此后该中心减弱, 范围缩小。在台风突然增强的 $t_7 - t_9$ 时间里, $|\zeta'_T|$ 没有相应增大, 而是减小, 于是, 图 1 上 ζ'_T 线与 p 线相交。 ζ'_T 与 p 同时达到最低点 (t_{11})。此后台风减弱阶段, 图 1 上 ζ'_T 与曲线几乎同步上升。 ζ'_T 减弱的过程在图 3 上的表现是: 在 t_{11} 时 (图 3a), (0, 0) 处的 ζ'_T 负中心的西北部有 ζ'_T 正值区出现, 随后发展南下, 范围扩大挤压负中心; 到 t_{14} (图 3c), (0, 0) 处被此正值区控制, 台风消亡。在台风“桑美”向近海移

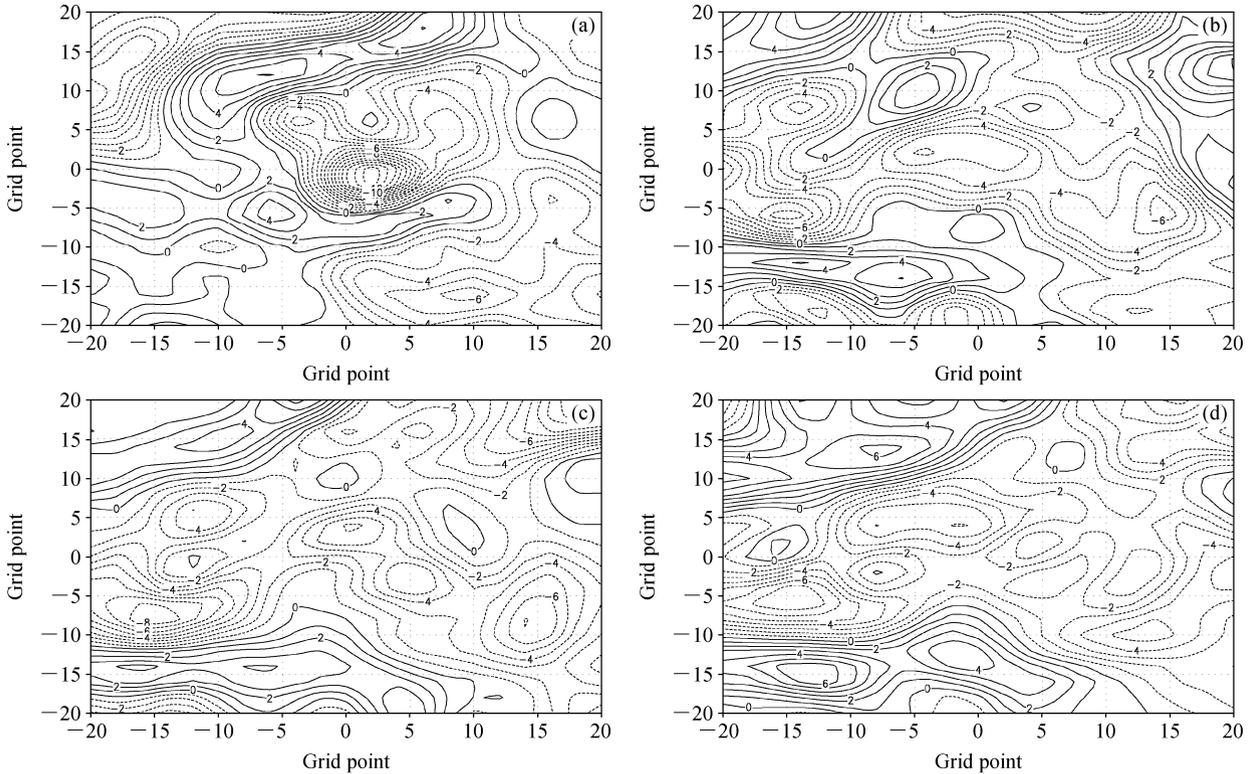


图2 “桑美”台风增强阶段的非热成风涡度 ζ'_T (单位: 10^{-5} s^{-1}): (a) 第1时刻; (b) 第7时刻; (c) 第8时刻; (d) 第9时刻。坐标 (0, 0): 台风中心, 坐标为格点序号, 向北向东为正, 向南向西为负, 格距为 1 经纬距 (下同)

Fig. 2 The non-thermal wind vorticity ζ'_T (10^{-5} s^{-1}) for the intensification period of typhoon Saomai at (a) $t=t_1$, (b) $t=t_7$, (c) $t=t_8$, and (d) $t=t_9$. In the coordinates, the positive denotes northward and eastward, the negative denotes southward and westward; the origin denotes typhoon center. (the same below)

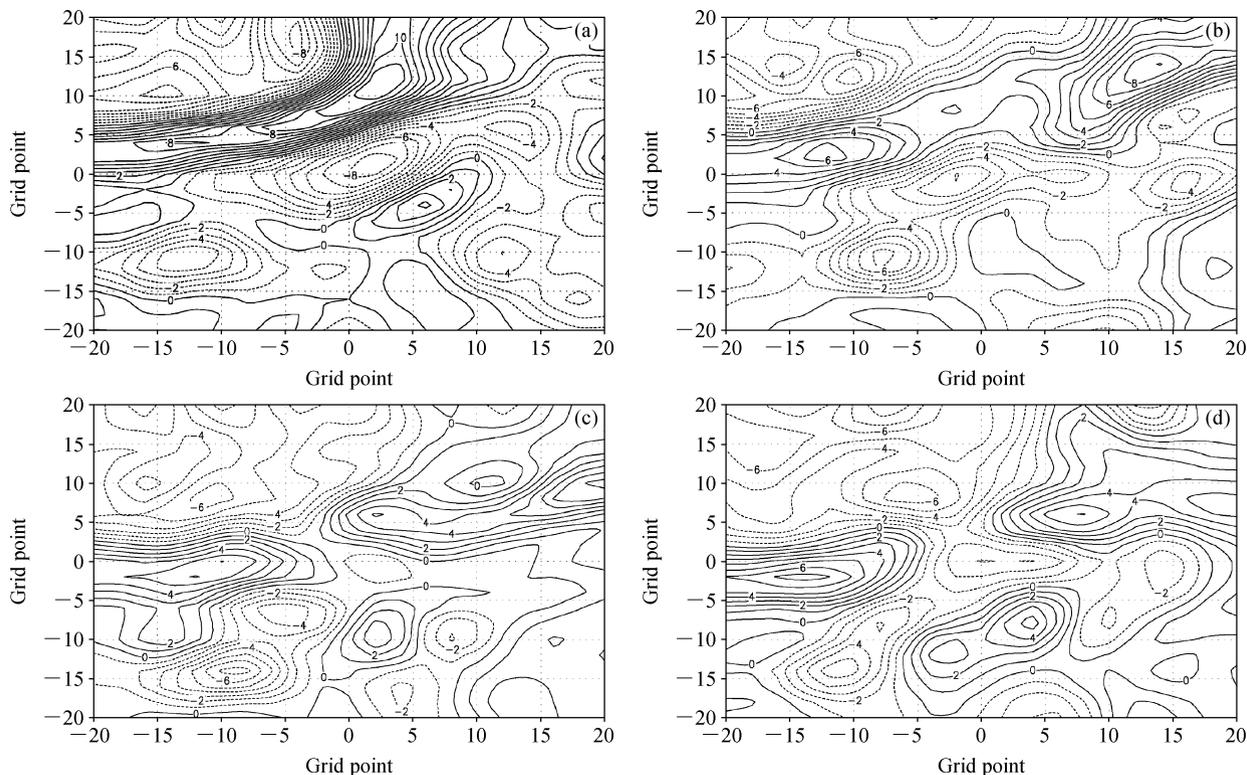


图3 同图2, 但为“桑美”台风减弱阶段: (a) 第11时刻; (b) 第13时刻; (c) 第14时刻; (d) 第15时刻

Fig. 3 Same as Fig. 2, but for the decaying period of typhoon Saomai at (a) $t=t_{11}$, (b) $t=t_{13}$, (c) $t=t_{14}$, and (d) $t=t_{15}$

动发展的过程中, 保持 $\zeta'_T < 0$, 而且在台风低气压明显加深和减弱的时段, ζ'_T 也基本上同步地呈现“V”型变化。这表明, 非热成风涡度与气压场有很好的对应关系, 是台风强度的影响因子。对 ζ_T^* 的分析, 得到与 ζ'_T 相同的结果, ζ_T^* 与 ζ'_T 随时间的演变过程一致 (图1)。在实际分析工作中, 用 ζ_T^* 代替 ζ'_T 更为方便。

5.2 热成风偏差 (B) 对台风强度的影响

利用台风“桑美”的 NCEP/NCAR 再分析资料, 计算了热成风偏差 $B = f_0 \bar{V}_z - \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial r}$ 。

从表1看出, 物理因子 B 对台风能量增大的影响取决于 C_z 和 B 的符号。判断扰动垂直传播的方向是一个复杂的问题, 在“桑美”范围内扰动自下向上传播 ($C_z > 0$) 的情况下, 台风是否发展与 $B > 0$ 关系密切。

1000 hPa 是台风强度变化最剧烈的层次, 热成风偏差 B 场也有明显的变化。图4a代表“桑美”发展和突然增强阶段的 B 场, 其特点是: ①在所讨论的台风范围内, $B > 0$ 的正值区占主导地位; ②

水平分布不均匀, 若以过中心的纬线 (横线) 为界, 台风北半部的正值总体上大于南半部, 高值中心位于台风中心的北侧, 只是在南部边缘有小片负值 ($B < 0$) 区。随着时间推移, 负值 ($B < 0$) 区逐渐由南向北扩展, 范围扩大, 图4b代表减弱阶段的特点: 正值区缩小到台风中心附近很小的范围; B 场由内向外形成正—负—正的对称配置。最终 (t_{16}) 台风中心被负值所取代 (图略)。

850 hPa ~ 500 hPa, B 的数值没有 1000 hPa 的大, 但非均匀分布仍然明显。在 850 hPa 上, “桑美”加强期中心为正值区 ($B > 0$) (图4c), 不过范围很小; 整个区域是正—负—正值分布, 正、负的高值区都在北侧。减弱期“桑美”中心则由正值变为负值 (图4d), 负值区占主导地位。在 700 hPa 上, “桑美”加强期 B 场的特点是 (图4e): “桑美”中心附近为正值 ($B > 0$) 区, 北半部为负值区, 南半部为正值区; 减弱期“桑美”中心附近则由正值变为负值 (图4f), 负值区占主导地位。在 500 hPa 上, “桑美”加强期的 B 场与 700 hPa 的分布相似 (图4g); 到了减弱期 (图4h), B 场中心数值由正

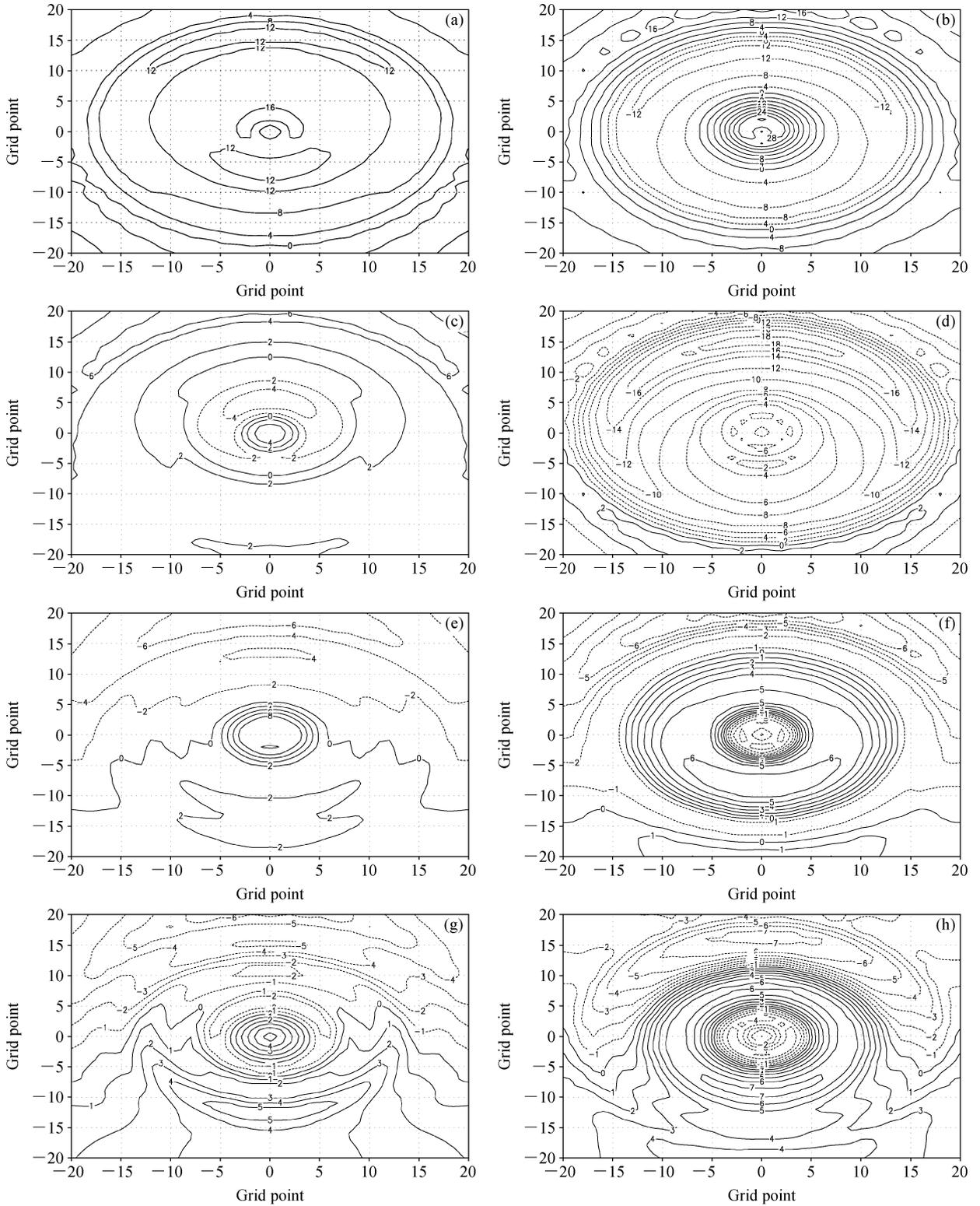


图4 台风“桑美”(a、c、e、g)突然增强时刻和(b、d、f、h)突然减弱时刻各等压面上的热成风偏差 B 分布图(单位: 10^{-7}s^{-2}): (a、b) 1000 hPa; (c、d) 850 hPa; (e、f) 700 hPa; (g、h) 500 hPa。实线: $B > 0$; 虚线: $B < 0$

Fig. 4 Thermal wind bias B (10^{-7}s^{-2}) for (a, c, e, g) the rapid intensification time and (b, d, f, h) the rapid decaying time: (a, b) 1000 hPa; (c, d) 850 hPa; (e, f) 700 hPa; (g, h) 500 hPa

值变为负值, 其它地方仍为北负南正。在 500 hPa 上, B 场随时间的变化不明显。

从上述对 B 场演变分析表明: ①在对流层的中下层, 热成风偏差 B 的等值线大体上围绕着“桑美”中心; ②1000 hPa B 的数值及其变化比 850 hPa~500 hPa 大; ③ B 的水平分布是不均匀的, 或者北正南负, 或者南正北负, 正、负高值中心位于台风中心的北侧; ④从“桑美”的增强期到减弱期, 中心附近明显地由 $B>0$ 变为 $B<0$, 正值区范围由大变小, 负值区则由小变大。

本文进一步考察“桑美”中心附近热成风偏差(取中心周围半径为 2 个经纬距的 B 平均值) 随时间的变化。图 5 给出的 4 条曲线分别是台风中心周围半径为 2 个经纬距范围内平均的 700 hPa 热成风偏差 (B , 细实线)、500 hPa B 随高度的变化 ($\partial B/\partial Z \approx \Delta B/\Delta Z$, 点划线)、非热成风涡度 (ζ_T^* , 粗实线) 以及台风中心气压 (p , 虚线)。图 5 中 B 值曲线的变化具有典型性: 在第 10 时间点 t_{10} 之前, “桑美”处于增强期, 对应着 $B>0$, 并且在 t_4 和 t_7 时间点两次达到峰值, 后者正是突然增强开始。在 t_{10} 之后, “桑美”进入减弱期, 对应着 B 值减小并且小于零。 B 值的这种正负号转变表明, 正值和负值分别对应着台风加强和减弱, 在突然增强和减弱之

前, 分别有 B 的正号和负号的积累或酝酿的过程。

5.3 热成风偏差非均匀分布的分析

前面已经看到, 热成风偏差 B 在垂直方向和水平方向上的分布都是不均匀的。利用“桑美”资料计算的结果表明, 热成风偏差非均匀分布 $\partial B/\partial Z$ 和 $\partial B/\partial R$ 的数量级都很小, 比 B 小 3 个数量级以上, 而且 $\partial B/\partial R$ 远小于 $\partial B/\partial Z$, 对台风的影响也小。因此, 以下着重分析 $\partial B/\partial Z$ 。从表 1 看出, 对台风发展的影响取决于 C_R 和 $\partial B/\partial Z$ 的符号。从图 4 也可以看出, 热成风偏差 B 的正、负高值中心大多位于“桑美”中心的南、北两侧, 外围的波扰活跃并向台风中心传播, $C_R<0$ 。按照表 1, 在“桑美”的发展加强阶段, $\partial B/\partial Z$ 应当小于零; 反之, 则减弱。图 6 给出计算结果。由于 $\partial B/\partial Z$ 的数值很小, 受到计算精度的限制, 结果只有符号(正、负号)上的意义。

图 6a 是“桑美”增强阶段的 1000 hPa $\partial B/\partial Z$ 的分布, 从图上看, 中心附近都是负值 ($\partial B/\partial Z<0$), 计算范围内负值区占主导地位, 在南半部有 2 个小片正值区。在减弱阶段(图 6b), 中心附近转为正值 ($\partial B/\partial Z>0$), 正值区范围扩大, 由内向外形成正—负—正—负—正—负的态势。

在 850 hPa 上, “桑美”增强阶段中心附近为负值 ($\partial B/\partial Z<0$) (图 6c), 计算范围内负值区占主导

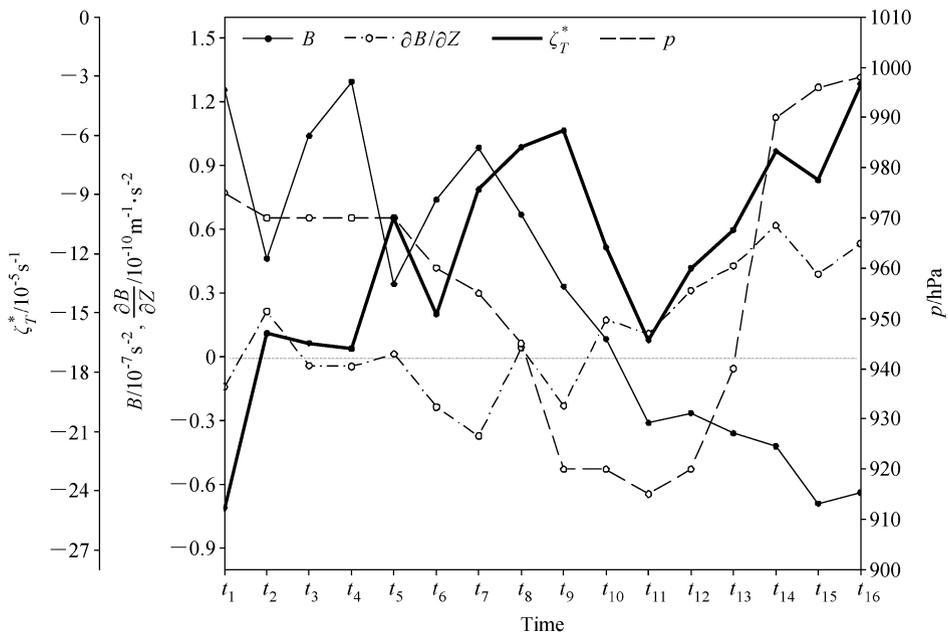


图 5 “桑美”台风 700 hPa 热成风偏差 B 区域平均值(半径为 2 个经纬距的区域平均)(单位: 10^{-7} s^{-2})、500 hPa 热成风偏差随高度的变化 $\partial B/\partial Z$ (半径为 2 个经纬距的区域平均)(单位: $10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-2}$)、高低层涡度差 ζ_T^* (单位: 10^{-5} s^{-1}) 和台风中心气压 (p) 随时间的变化
Fig. 5 Time variation of the thermal wind bias B at 700 hPa, thermal wind bias vertical shear $\partial B/\partial Z$ at 500 hPa (averaged over the 2° latitude-longitude circle area), vorticity vertical shear ζ_T^* , and the minimum pressure at the typhoon Saomai center

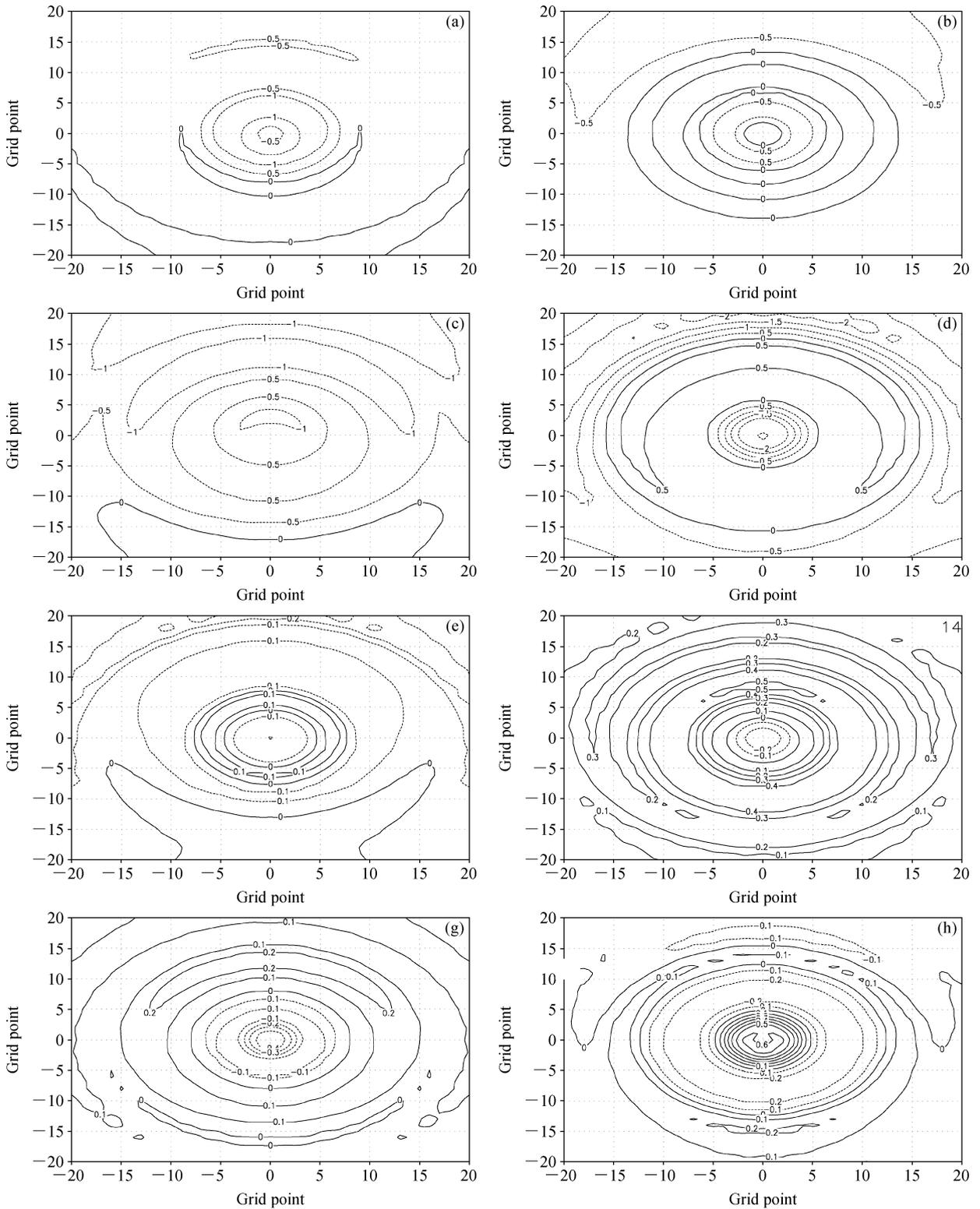


图6 台风“桑美”各等压面上的热成风偏差(B)随高度变化($\partial B/\partial Z$)的分布图(单位: $10^{-10}\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$)。其余同图4
Fig. 6 Same as Fig. 4, but for thermal wind bias vertical shear $\partial B/\partial Z$ ($10^{-10}\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-2}$)

地位,只有南缘有小块正值区。“桑美”减弱阶段中心附近仍为负值区($\partial B/\partial Z < 0$) (图6d),而环绕

中心的正值区范围很大,到了 t_{16} 中心才变成正值。
在700 hPa上,“桑美”增强阶段中心附近为负

值 ($\partial B/\partial Z < 0$) (图 6e), 大范围以负值区为主, 但正值区有所扩大: 一是台风中心外围的环状区, 二是在南半部。“桑美”减弱阶段只有中心周围仍是负值 ($\partial B/\partial Z < 0$) (图 6f), 大范围转为以正值区为主。

在 500 hPa 上, “桑美”增强阶段中心附近为负值 ($\partial B/\partial Z < 0$) (图 6g), 但大范围内以正值区为主, 这与 1000 hPa 相反。“桑美”减弱阶段中心转为正值 ($\partial B/\partial Z > 0$) (图 6h), 其外围负值区有所扩大, 大范围内正、负值区大小相当, 形成正—负—正的态势。

进一步考察“桑美”中心附近(半径为 2 个经纬距) $\partial B/\partial Z$ 随时间的变化。图 5 的点划线表示 $\partial B/\partial Z$, 可以看出, 它在第 10 时间点 t_{10} 由负值转为正值, 这种转变对应着台风由增强转为减弱, 也检验了表 1 的结果。

值得注意的是, 在图 5 上, B 曲线与 $\partial B/\partial Z$ 曲线呈现出反位相的变化: 在第 10 时间点 t_{10} 之前 B 值大于零, 之后 B 值小于零; 而 $\partial B/\partial Z$ 值在 $t_3 \sim t_9$ 小于零, t_{10} 之后大于零; 两条曲线在 $t_9 \sim t_{10}$ 附近相交, 而这个交点恰好对应着 p 曲线和 ζ_T^* 曲线的“V”形变化的低谷。这说明, 热成风偏差 (B) 与它的垂直变化 ($\partial B/\partial Z$) 呈反位相, 而且呈正负号相反的演变。它们这种反位相变化在各等压面层上也常出现(图略), 但不像图 5 这样典型的正负号相反。还说明, 热成风偏差及其不均匀分布与台风中心气压 (p) 的加强和减弱以及高低层涡度差 (ζ_T^*) 或非热成风涡度 (ζ_T') 的减小和增大之间有很好的对应关系。

6 结论与讨论

本文根据 2006 年超强台风“桑美”的 NCEP/NCAR 再分析资料, 应用非线性动力系统的研究方法, 从非线性动力—热力方程组出发, 建立热带气旋的动力系统, 从动能角度探讨我国近海热带气旋强度突变的机理, 用轴对称模式和 WKB 方法, 导出热带气旋的波能量方程, 用以讨论热带气旋能量发展的物理因子并进行计算分析, 初步将分析结果转化为可用于分析预测热带气旋强度变化的实用指标。结果表明:

(1) 在台风内部波扰自下向上传播 ($C_Z > 0$) 的情况下, 台风“桑美”中心附近有非热成风涡度负值中心对应, 有利于近海热带气旋突然增强, 非热

成风涡度的变化与热带气旋中心气压变化有较好的一致性。

(2) 在 $C_Z > 0$ 的情况下, 热成风偏差 B 在“桑美”增强阶段 $B > 0$, 而在减弱阶段 $B < 0$, 这种变化在对流层中低层表现更清楚。

(3) 台风内部物理量的水平和垂直分布是不均匀的。在外围波扰向内核传播的情况下 ($C_R < 0$), 热成风偏差垂直变化 ($\partial B/\partial Z$) 在“桑美”增强阶段 $\partial B/\partial Z < 0$, 而在减弱阶段 $\partial B/\partial Z > 0$, 这种变化也是在对流层中低层更清楚。

(4) 在 $C_Z > 0$ 、 $C_R < 0$ 的情况下, 物理因子之间以及因子与台风强度之间有如下的关系: 在“桑美”增强阶段, $\zeta_T' < 0$ 、 $B > 0$ 、 $\partial B/\partial Z < 0$; 减弱阶段则相反。在图 5 上, B 与 $\partial B/\partial Z$ 的变化呈反位相关系, 二者正负号变化的转折点对应着“桑美”中心气压以及非热成风涡度的“V”形变化的低谷。

最后作如下讨论:

(1) 本文在理论分析时引进了若干假设, 这些假设具有一定的合理性, 也有局限性, 与实际有所不同, 是为了简化问题。不同的假设所得到的理论模型不尽相同。下一步的工作拟采用其它假设建立新的模型, 继续探索台风强度演变发展的物理因子, 并与本文结果进行比较。

(2) 本文试图把理论结果转化为可用于实际分析和预报的经验指标, 为此计算分析了非热成风涡度 $\zeta_T' = \zeta_{200} - \zeta_{850} - \nabla^2(\varphi_{200} - \varphi_{850})/f$ 以及高低层涡度差 $\zeta_T^* = \zeta_{200} - \zeta_{850}$ 。在涡度的数值上, 对于强台风而言, 对流层中低层的气旋性涡度值大, 而高层正涡度值小甚至于为负涡度, 所以 ζ_T^* (或 ζ_T') < 0 , 台风发展与否可通过考察 ζ_T^* 的数值变化来确定。陈秋士 (1986) 在研究重力惯性波的不稳定与台风发展的关系时, 使用上述经验指标作了计算分析, 结果表明在台风范围内(由螺旋云带决定), 若 $\zeta_T' > 0$, 一般未来 24 小时台风加深; $\zeta_T' < 0$, 则未来 24 小时内台风减弱。这与本文结果有所不同。如何使用 ζ_T' 的正负来决定台风强度的变化, 还需研究更多的实例加以充实和验证, 并在实际预报中加以修正。

致谢 感谢赵大军硕士在本文研究过程中提供的帮助。

参考文献 (References)

Charney J G, Eliassen A. 1964. On the growth of the hurricane depression [J]. J. Atmos. Sci., 21: 68-75.

- 陈秋士. 1986. 重力惯性波的不稳定与台风和中纬度次天气尺度系统发生发展的关系 [C]// 天气学的新进展, 北京: 气象出版社, 189-213. Chen Qiushi. 1986. The relationship between the instability of inertia-gravitational wave and genesis and development of typhoon and subsynoptic scale systems in the middle latitude region [C]// Recent Progress on Synoptic Meteorology (in Chinese), Beijing: China Meteorological Press, 189-213.
- 陈英仪. 1984. 涡旋运动中的波作用密度守恒及稳定性 [J]. 中国科学 (B 辑), 5: 476-483. Chen Yingyi. 1984. Wave-action density conversation and stability of vortex motions [J]. Science in China (Series B) (in Chinese), 5: 476-483.
- 端义宏, 余晖, 伍荣生. 2005. 热带气旋强度变化研究进展 [J]. 气象学报, 63 (5): 636-645. Duan Yihong, Yu Hui, Wu Rongsheng. 2005. Review of the research in the intensity change of tropical cyclone [J]. Acta Meteorologica Sinica (in Chinese), 63 (5): 636-645.
- Gray W M. 1982. Tropical cyclone genesis and intensification [M] // Intense Atmospheric Vortices. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York.
- Krishnamurti T N, Pattnaik S, Stefanova L, et al. 2005. The hurricane intensity issue [J]. Mon. Wea. Rev., 133: 1886-1912.
- 李崇银. 1983. 对流凝结加热与不稳定波 [J]. 大气科学, 7 (3): 260-268. Li Chongyin. 1983. Convective condensation heating and unstable mode [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 7 (3): 260-268.
- 刘式适, 刘式达. 1991. 大气动力学 (下册) [M]. 北京: 北京大学出版社, 281-284. Liu Shikuo, Liu Shida. 1991. Atmospheric Dynamics (Volume 2) (in Chinese) [M]. Beijing: Beijing University Press, 281-284.
- 刘式适, 倪秉健. 1986. 惯性稳定度、层结稳定度对台风发展的影响 [C]// 台风会议文集 (1983). 上海科学技术出版社, 13-22. Liu Shikuo, Ni Bingjian. 1986. The influences of inertial stability and stratification stability on typhoon development [C]// Proceedings of Conference on Typhoon (1983) (in Chinese). Shanghai: Shanghai Science & Technology Press, 13-22.
- 刘式适, 杨大升. 1980. 台风的螺旋结构 [J]. 气象学报, 38 (3): 193-204. Liu Shikuo, Yang Dasheng. 1980. The spiral structure of the tropical cyclone [J]. Acta Meteorologica Sinica (in Chinese), 38 (3): 193-204.
- 钮学新. 1991. 不稳定状态下惯性重力波对台风发生、发展和移动的作用 [J]. 海洋学报, 13 (3): 325-332. Niu Xuexin. 1991. The effects of inertia-gravitational wave on the development and motion of typhoon in the unstable state [J]. Acta Oceanologica Sinica (in Chinese), 13 (3): 325-332.
- 夏友龙, 郑祖光, 刘式达. 1995. 台风内核与外围加热对其强度突变的影响 [J]. 气象学报, 53 (4): 424-430. Xia Youlong, Zheng Zuguang, Liu Shida. 1995. The effects of heating in the inner core and the external part of typhoon on their intensity abrupt changes [J]. Acta Meteorologica Sinica (in Chinese), 53 (4): 424-430.
- 杨大升, 丁敏芳. 1985. 台风发生的非线性动力机制 [C]// 台风会议文集 (1985). 北京: 气象出版社, 231-243. Yang Dasheng, Ding Minfang. 1985. Nonlinear dynamical mechanism of typhoon formation [C]// Proceedings of Conference on Typhoon (in Chinese), Beijing: China Meteorological Press, 231-243.
- 杨成彬, 郑祖光, 王雨. 1994. 用非线性模型研究环境温度场和涡度场对台风发生、发展的影响 [J]. 大气科学, 18 (增刊): 810-819. Yang Chengbin, Zheng Zuguang, Wang Yu. 1994. The studies of impact of environment and vorticity on formation and development of typhoon [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 18 (Suppl.): 810-819.
- 于玉斌. 2007. 我国近海热带气旋强度突变的机理研究 [D]. 中国气象科学研究院/南京信息工程大学博士学位论文. Yu Yubin. 2007. The theoretical study on tropical cyclone intensity sudden change over the coastal waters of China [D]. Ph. D. dissertation (in Chinese), Chinese Academy of Meteorological Sciences and Nanjing University of Information Science & Technology.
- 于玉斌, 陈联寿, 杨昌贤. 2008a. 超强台风“桑美”(2006)近海急剧增强特征及机理分析 [J]. 大气科学, 32 (2): 405-416. Yu Yubin, Chen Lianshou, Yang Changxian. 2008a. The features and mechanism analysis on rapid intensity change of super typhoon Saomai (2006) over the offshore of China [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 32 (2): 405-416.
- 于玉斌, 段海霞, 炎利军, 等. 2008b. 超强台风“桑美”(2006)近海急剧增强过程数值模拟试验 [J]. 大气科学, 32 (6): 1365-1378. Yu Yubin, Duan Haixia, Yan Lijun, et al. 2008b. Numerical simulation of rapid intensification change of super typhoon Saomai (2006) over the coastal water of China [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 32 (6): 1365-1378.
- 郑祖光, 夏友龙. 1994. 台风内核与外围能量发展的物理因子 [J]. 热带气象学报, 10 (4): 300-308. Zheng Zuguang, Xia Youlong. 1994. Physical factors contributing to energy development in inner core and external part of typhoon [J]. Journal of Tropical Meteorology (in Chinese), 10 (4): 300-308.
- 郑祖光, 夏友龙, 刘式达. 1996. 台风内核与外围的强度突变 [J]. 气象学报, 54 (3): 294-302. Zheng Zuguang, Xia Youlong, Liu Shida. 1996. The intensity abrupt changing in the inner core and external part of typhoon [J]. Acta Meteorologica Sinica (in Chinese), 54 (3): 294-302.
- 中国气象局. 2008. 热带气旋年鉴 (2006) [M]. 北京: 气象出版社, 95-113. China Meteorological Administration. 2008. Typhoon Yearbooks (2006) (in Chinese) [M]. Beijing: China Meteorological Press, 95-113.