

热带气旋碧丽斯 (2000) 发生的数值模拟： 非对称流的发展及转换

徐亚梅^{1,2} 伍荣生²

¹ 浙江大学地球科学系, 杭州 310027

² 南京大学大气科学系, 南京 210093

摘 要 采用 NCAR/PSU 研制的非静力双向嵌套的准尺度模式 MM5, 模拟了热带气旋碧丽斯 (2000) 从热带弱低压发展为热带风暴及台风的过程。分析表明非对称流在低层发展并通过涡动通量项向对称流转换, 使得热带弱低压快速发展达到热带风暴强度。进一步的分析表明: 涡动通量项不仅依赖于非对称流的强度, 还取决于非对称流型。当非对称流场为气旋式流入或反气旋式流出时, 非对称动量向对称动量转换, 非对称流减弱, 轴对称流加强; 反之, 当非对称流场为反气旋式流入或气旋式流出时, 动量由对称流向非对称流转换。

关键词 热带气旋 涡动通量 非对称流型 动量转换

文章编号 1006-9895 (2005) 01-0079-12

中图分类号 P444

文献标识码 A

The Numerical Simulation of the Genesis of Tropical Cyclone Bilis (2000): The Evolution and Transformation of Asymmetric Momentum

XU Ya-Mei^{1,2}, and WU Rong-Sheng²

¹ Department of Earth Sciences, Zhejiang University, Hangzhou 310027

² Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093

Abstract The evolution of tropical cyclone Bilis (2000) from a very weak tropical depression into tropical storm and typhoon is simulated using the PSU/NCAR nonhydrostatic, two-way interactive, nested grid mesoscale model MM5. It is found that the evolution of asymmetric momentum in the low level and its transformation to symmetric momentum play an important role in the genesis of Bilis. Eddy flux is the exchange term between asymmetric and symmetric momentum. Further analysis shows that the eddy flux is not only associated with the quantity of asymmetric momentum, but also depends on the streamline pattern. If the pattern is cyclonic inflow or anticyclonic outflow, the exchange of the asymmetric to symmetric momentum causes the decrease of asymmetric flow and increase of symmetric flow. Otherwise, there is momentum transport from asymmetric to symmetric flow with pattern of cyclonic outflow or anticyclonic inflow.

Key words tropical cyclone, eddy flux, asymmetric streamline pattern, transformation of momentum

1 引言

由于还没有观测数据能够完全反映热带气旋 (以下简称 TC) 形成过程的中尺度特征, TC 形成方面的研究相对较少。Ooyama^[1], Charney 和 Eliassen^[2]提出 CISK 机制解释 TC 的形成: 在条件不稳定的大气中, 大尺度涡旋通过 Ekman 次级环流提供积云对流所需要的水汽使对流发展; 积云对流释放潜热加强径向环

流, 并通过科里奥利力使涡旋加强; 小尺度的积云对流和大尺度涡旋互为正反馈, 导致了 TC 的形成。CISK 机制只有当涡旋达到一定强度后才能发挥作用。Emanuel^[3,4], Rotunno 和 Emanuel^[5]等的研究却表明条件不稳定的层结大气并不是 TC 形成的必要条件, TC 可能在中性层结的大气中形成; 认为海气相互作用才是 TC 发展的根本原因, 海面感热和潜热通量与海面风之间的正反馈, 使得涡旋得到加强发展。与 CISK

收稿日期 2003-09-10 收到, 2003-12-29 收到修改稿

资助项目 国家自然科学基金重点项目 40333025 和我国登陆台风灾害的监测及预报技术研究 (2001 PIA 20026)

作者简介 徐亚梅, 女, 1966 年出生, 博士, 副教授, 主要从事中尺度动力学和数值模拟的研究工作。E-mail: xym666@263.net

机制一样,海气相互作用理论也要求一定强度的初始涡旋。

CISK 机制和海气相互作用要求的初始涡旋比实际观测到的 TC 发生阶段的涡旋要强得多^[6]。热带弱扰动如何发展成为上述初始涡旋,是 TC 形成的关键问题。目前,对于 TC 早期发展的物理过程和机制还不很清楚。Simpson^[7,8]认为 MCV (中尺度对流涡旋) 之间的相互作用及合并对 TC 早期的发展有重要贡献。近年来的理论研究表明中层的位涡异常及低层的涡度异常对中尺度弱涡旋发展有重要作用^[9~11]。在资料不足的情况下,Davis^[12]采用 PSU/ NCAR 研制的非静力中尺度模式 MM5 模拟了大西洋飓风 Diana (1984 年) 从斜压扰动发展为飓风的过程。虽然模拟结果与实况还有一些的偏差,但基本再现了 TC 形成的几个基本阶段。模式高分辨的时空输出为深入研究 TC 形成,特别是其在早期的发展过程提供了条件。

西北太平洋是 TC 最多的洋域^[13,14]。西太平洋 TC 的发生有许多不同于其他洋域的方面。例如,TC 发生与越赤道气流、信风加强、南半球冷空气等引起的低层风加强有密切关系^[15~18]。2000 年 8 月越赤道气流事件后,热带气旋碧丽斯在西北太平洋上形成,并于 8 月 19 日 06 时(世界协调时,下同)达到热带风暴强度,进而加强为台风,22 日 14 时登陆台湾,成为登陆台湾强度最强、造成灾害最严重的台风个例之一。本文采用 MM5 模式模拟碧丽斯从热带弱低压发展为台风的过程,并在成功模拟的基础上,借助模式高分辨的时空输出,分析碧丽斯的形成,特别是早期发展过程。

2 模式、初始场及模拟结果

本文使用的模式是 PSU/NCAR 研制的非静力中尺度模式 MM5。模拟不仅要逼真再现可能起作用的大尺度系统,而且要分辨形成过程中的中、小尺度特征,还要考虑到形成阶段尺度比成熟期大得多的特点;模拟的区域要足够大,网格距要细。为此,进行两重网格的双向嵌套模拟。水平网格距分别为 18 km 和 6 km,计算范围均为 5292 km × 5292 km,1764 km × 1764 km,垂直方向 23 层。积分进行了 84 小时;积分 54 小时后,次网格向西、北分别移动了 216 km 和 540 km,图 1 给出粗细网格积分初始时刻的区域范围。

以 6 小时间隔、 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$ 的 NCEP 再分析场为 18 km 粗网格初始场和侧边界条件。初始时刻为 2000 年 8 月 17 日 12 时。在 TC 发生的 10°N 附近,初始场

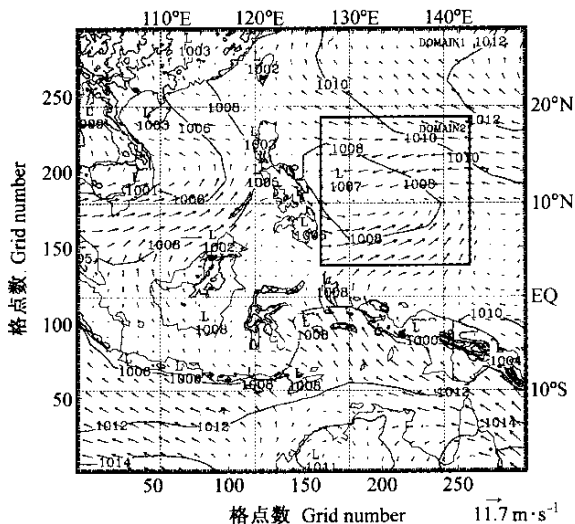


图 1 模拟区域及模式积分初始时刻的海平面气压(等值线间距 2 hPa)和风矢量

Fig. 1 Model domains and initial sea-level pressure (contour interval 2 hPa) and wind vector

在气压场上为尺度在千公里的宽广弱低压区,海平面最低气压为 1007 hPa;风场方面,西南偏西风 and 偏东风形成辐合区;中心附近风比较小;在 130°E 附近越赤道气流显著,与越赤道气流相关的是低压南侧的西南偏西风,极值达到 $11 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (如图 1)。从 15 日 12 时至 17 日 12 时,除了赤道以北的西南偏西风加强外,TC 活动区气压、涡度场分布没有很大的变化,海平面最低气压维持在 1007 hPa 左右,相对涡度为小正值区,基于现有资料及积分时效考虑,选择 17 日 12 时为初始时刻。细网格的初始场由粗网格插值获得,图 2 为 12 小时 100 m 高度平均绝对涡度曲线

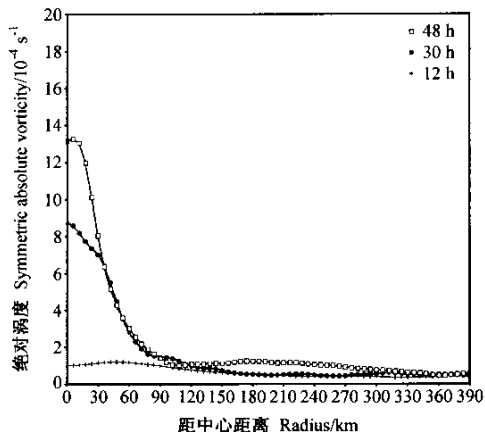


图 2 100 m 高度的平均绝对涡度曲线

Fig. 2 Symmetric absolute vorticity as a function of radius at 100 m height

(计算方法在下一节中给出), 说明在积分 12 小时, 低层绝对涡度比研究 TC 早期发展的理想试验所给定的初始值还要弱(见文献[11]的图2)模式的物理过程主要包括: Blackadar 高分辨的边界层参数化方案, Betts-Miller 对流参数化方案, 混合相显式水汽方案及 Dudhia 辐射方案。粗细网格使用同样的物理过程, 即 6 km 的细网格也使用的 Betts-Miller 对流参数化方案。

与同时刻的 NCEP 再分析场相比较, 18 km 粗网格很好地模拟了大、中尺度系统, 包括南北半球的信风、越赤道气流的强度乃至南海的涡旋, 这是细网格成功模拟 TC 形成的保障。模式积分到 75 h 达到台风强度, 表面最大风速 $33.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 海平面最低气压 968 hPa; 积分到 84 h, 海平面最低气压 955 hPa, 表面最大风 $45.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。本文关注 TC 的形成过程, 主要是早期的发展。图 3, 4, 5 给出 6 km 细网格的一些模拟结果。图 3 为海平面最低气压, 图 4 是表面最大风速。图 5 给出风暴中心位置, 模式输出的海平面最低气压的格点被定义为模拟的中心位置。观测值从中国台风年鉴^①和 JTWC (Joint Typhoon Warning Center) 获取。JTWC 资料没有海平面最低气压。中国台风年鉴的观测值从 2000 年 8 月 18 日 12 时(模式积分 24 小时, 以下时间均为模式积分小时)开始, 6 小时间隔; JTWC 早 6 小时。

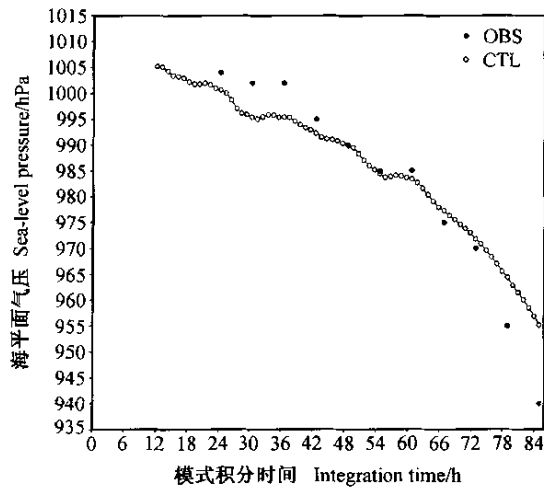


图3 模拟 (CTL) 和观测 (OBS) 的海平面最低气压
Fig. 3 Simulated (CTL) and observed (OBS) minimum sea-level pressure

我们以上述试验为控制试验, 改变初始场及物理过程的参数化方案, 进行了多个敏感性试验, 结果表明控制试验最接近实况。一般认为: 当网格距小于

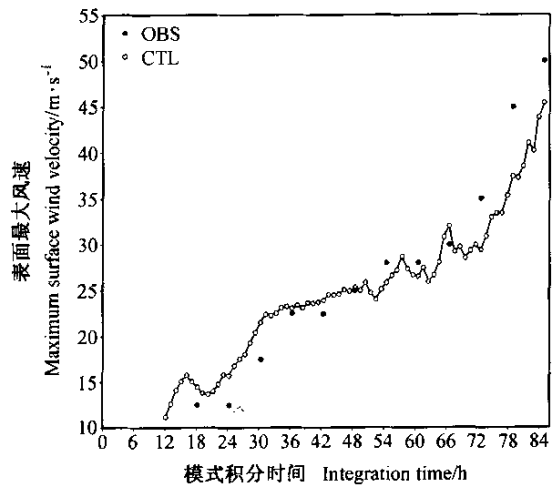


图4 模拟 (CTL) 和观测 (OBS) 的表面最大风速
Fig. 4 Simulated (CTL) and observed (OBS) maximum surface velocity

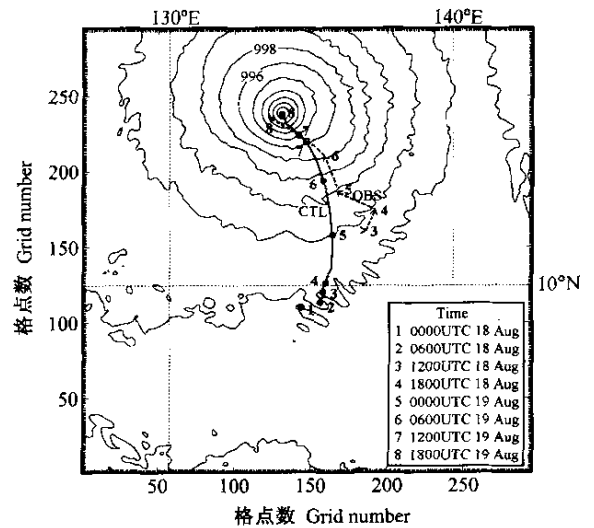


图5 TC 中心位置 (模拟: 实线 CTL; 观测: 虚线 OBS) 及 54 h 海平面气压 (等值线间距 2 hPa)
Fig. 5 Locations of the TC centers (CTL: solid line; OBS: dashed line) and sea-level pressure at 54 h (contour intervals are 2 hPa)

10 km 时, 数值模拟采用对流参数化方案不合适, 仅采用显式水汽方案。但试验表明 6 km 的细网格采用对流参数化方案模拟 TC 的形成, 无论是 TC 中心附近的最大风力还是中心位置都和现有观测资料更接近。这可能与 TC 发生过程中, 存在很小尺度的积云, 6 km 的网格不能完全分辨有关。积分 84 h 的偏差和积分时效有一定的关系, 考虑在模拟的初始场中没有使用任何人造数据, 控制试验对风暴形成的模拟令人满意。成功的模拟为深入分析 TC 形成的物理过

①热带气旋年鉴 2000 光盘版, 中国气象局编, 上海台风研究所制作。

程和物理机制提供了条件。

3 TC 发生发展的基本特征

TC 发生、发展的重要表征是中心附近切向风的加大和涡度的加强。为了了解 TC 形成、发展的基本特征,首先给出切向风和相对涡度及一些主要要素场轴对称的时空分布特征。

对任一物理量 A , 使用 Marks^[19]、Liu^[20] 的方法

将其在柱坐标 (r, θ, z) 中分解为轴对称 $(\bar{A})$ 和非轴对称 (A') 两部分:

$$A = \bar{A} + A', \quad (1)$$

其中,

$$\bar{A}(r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(r, \theta, z) d\theta, \quad (2)$$

$$A'(r, \theta, z) = A(r, \theta, z) - \bar{A}(r, z). \quad (3)$$

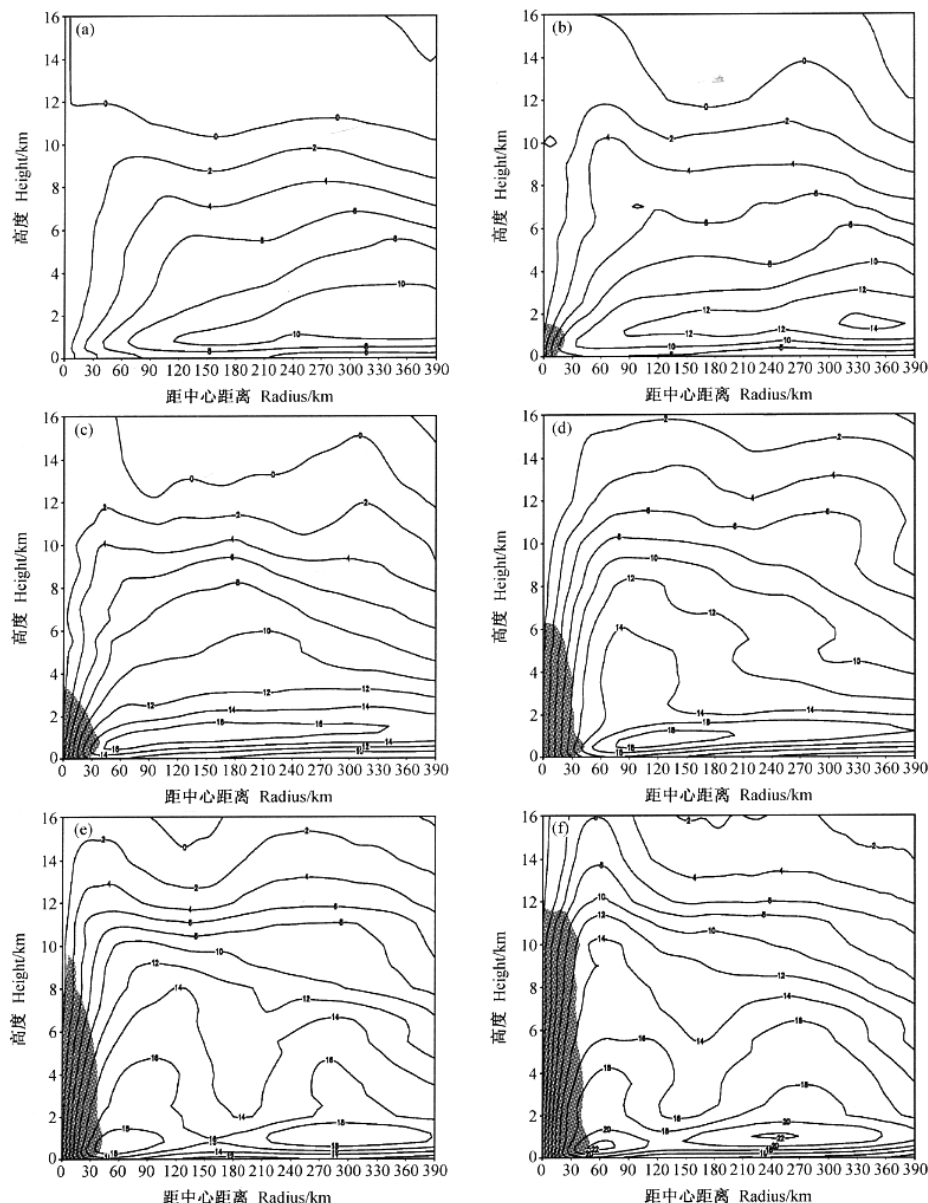


图 6 6 小时平均的轴对称切向风 (等值线间距 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) 和相对涡度 (阴影表示大于 $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$): (a) 13 ~ 18 h; (b) 19 ~ 24 h; (c) 25 ~ 30 h; (d) 31 ~ 36 h; (e) 43 ~ 48 h; (f) 49 ~ 54 h

Fig. 6 6-hour mean symmetric tangential wind (the contour interval is $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) and relative vorticity (more than $5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ shaded)

具体方法：首先在 MM5 模式格点上(6 km 细网格)计算物理量的值；然后将其从模式坐标 (x, y, σ) 转换到柱坐标 (r, θ, z) ；进而在柱坐标中用(1)式将进行分解。对于水平风，首先扣除深层的区域平均风。

图 2 所示的绝对涡度曲线说明积分 12 h 的弱涡旋在积分 30 h, 48 h 时具有典型的 TC 涡度分布特征。图 6, 7, 8, 9 给出主要要素场轴对称部分的时空演变特征。图 6 为 6 小时平均的切向风和涡度的径向垂直剖面；模式积分 12~30 h 期间，切向风首先在外围(300 km 以外)的低层(2 km 以下)加大(图 6a, b)，大风区逐渐内收，中心附近切向风、切向风径向

梯度以及涡度均明显加大(图 6c)。到 30 h 前后，中心附近表面最大风超过 $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (图 4)，达到热带风暴强度。在其后的几个小时内，低层发展缓慢，乃至出现停滞阶段，在此期间，不仅外围风变化小，中心附近低层风和涡度变化都较小(图 6d)；第三个阶段为再加强发展阶段(图 6e, f)。TC 再次表现为主要在低层的加强；积分 54 h，中心附近最大风达到 $27 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上，成为强热带风暴。图 7, 8 进一步简明的表明 TC 发生发展的过程。图 7 给出切向风和相对涡度的时间—高度剖面图，图中带箭头的虚线标出 TC 加强的主要方向。图 8 给出切向风在低层时的

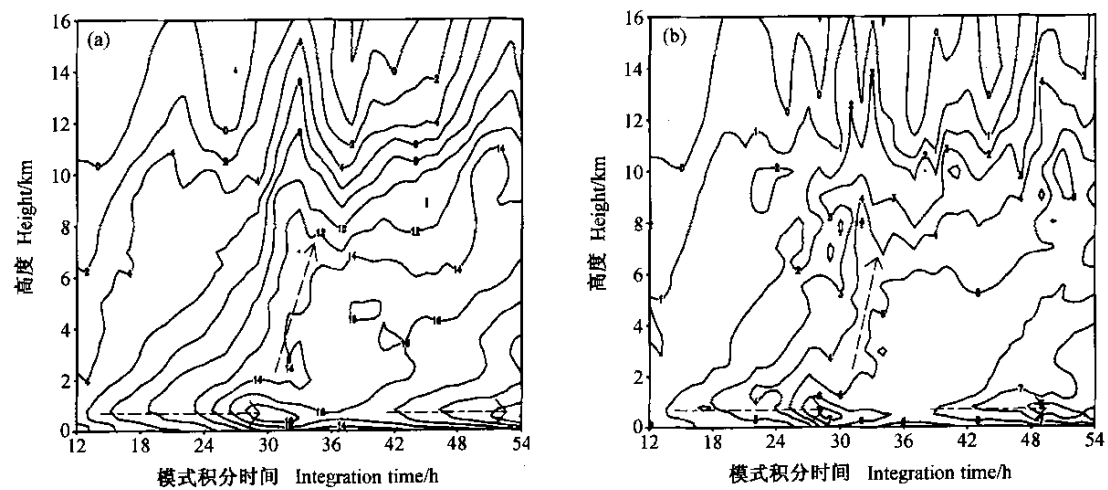


图 7 时间—高度剖面(带箭头虚线指示 TC 加强的方向):(a)距中心 72 km 切向风(等值线间距 $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$);(b)距中心 36 km 涡度(单位: 10^{-4} s^{-1})

Fig. 7 Time-height cross-section:(a) Symmetric tangential wind (the radius is 72 km, the contour interval is $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$);(b) symmetric tangential relative vorticity (the radius is 36 km, the contour interval is 10^{-4} s^{-1}). Dashed arrows denote the direction of TC augment

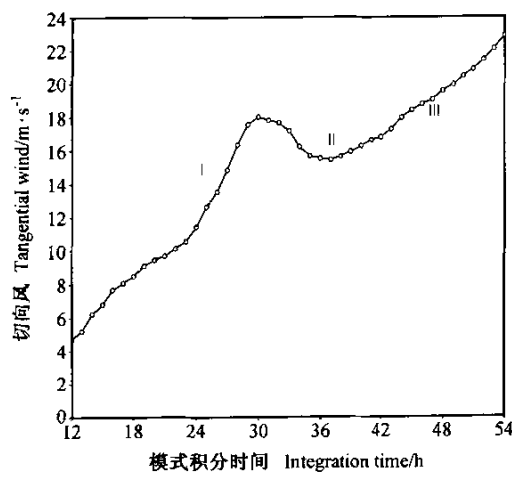


图 8 100~800 m 平均切向风随时间变化曲线(距中心 72 km)
Fig. 8 Symmetric tangential velocity averaged fom 100 m to 800 m as a function of time. The radius is 72 km

间变化曲线，说明 TC 的三个主要演变阶段：(I) 12~30 h 的低层发展阶段；(II) 30~40 h 左右低层缓慢乃至停滞发展，但向高层伸展；(III) 40 h 以后再次在低层发展、加强阶段。依 Frank^[21]观点，第 I 阶段的发展达到热带风暴强度，是 TC 发生的最重要阶段，在此阶段强度并不是匀速加强的，24~30 h 期间切向风呈现了快速增长。

为了更进一步展示 TC 在低层发生发展的特征，图 9 给出主要要素场在低层的时间—径向剖面图。除了我们前面所述的切向风、涡度在低层的两次加强发展中间出现缓慢乃至停滞发展的特征外，边界层顶附近(800 m)的上升速度也有类似的现象；动量和水汽的垂直输送也有同样特征(图略)。与外围相比，在第 I 阶段的发展过程中，中心附近比湿的增长并不显著，特别是切向风和涡度出现快速增长的 24~30 h，

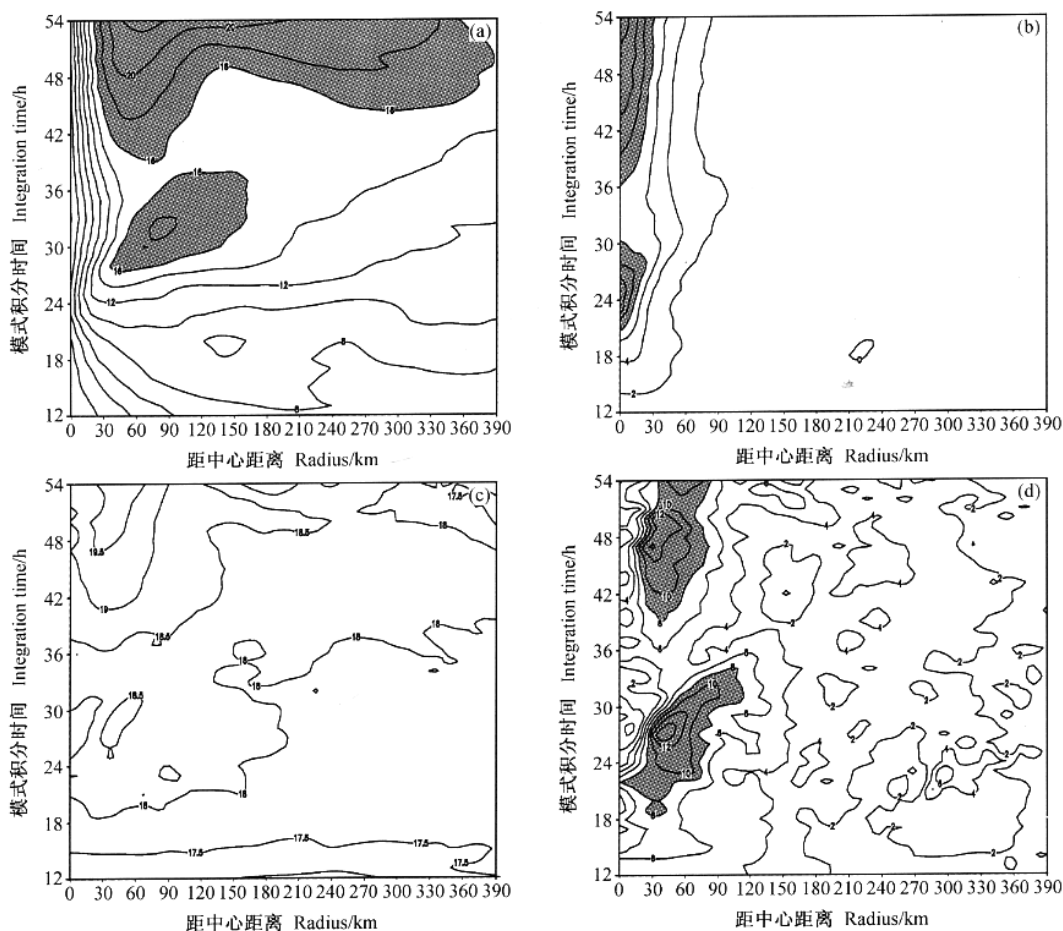


图9 轴对称的时间径向剖面:(a)切向风(等值线间距 $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$,阴影表示大于 $16\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$);(b)涡度(单位: 10^{-4} s^{-1} ,阴影表示大于 $8\times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$);(c)比湿(等值线间距 $0.5\text{ g}\cdot\text{kg}^{-1}$);(d)垂直速度(等值线间距 $2\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$,阴影表示大于 $8\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$).a,b,c为低层($<800\text{ m}$)平均值,图d为 800 m 高度的值

Fig. 9 Time-radius cross-section of symmetric variables: (a) Tangential wind velocity (the contour interval is $2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, more than $16\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ shaded); (b) relative vorticity (units: 10^{-4} s^{-1} , more than $8\times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$ shaded); (c) specific humidity (the contour interval is $0.5\text{ g}\cdot\text{kg}^{-1}$); (d) vertical velocity (the contour interval is $2\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, more than $8\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ shaded). Variables in (a), (b), and (c) are averaged from surface to 800 m , and that in (d) is at 800 m

比湿并没有快速增加的现象。但在第 III 阶段,湿度明显增加,尤其在中心与最大风速半径之间(如图 9c)形成了高湿区。

中层的发展不仅在强度上弱于低层,时相上也有明显的滞后。在低层快速发展的 $24\sim 30\text{ h}$ 期间,中层切向风和涡度虽也有所发展加强,但没有低层显著(如图 7);低层停滞发展的 $30\sim 36\text{ h}$,中层却有比较明显的加强,中心附近 $14\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 切向风的等值线和大于 $5\times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$ 相对涡度阴影区明显向高处伸展,切向风和涡度均有加强(图 6d)。以 5 km 高度为例,6小时内切向风和涡度的增长与前 24 小时的增长量相当。

图 7 所示的中层发展滞后于低层的现象,说明中层潜热释放不是碧丽斯早期发展的决定性因子。图 10 给出中层位涡($5\sim 7\text{ km}$ 平均)与低层位涡(表面

$\sim 2\text{ km}$ 的平均)之差的时间径向剖面,图中阴影部分为负值区,标明低层位涡高于中层的区域。图 10 表明在早期的发展过程中(30 h 之前),中心附近低层位涡高于中层,差值极值大于 3 PVU ($1\text{ PVU} = 10^{-6}\text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{K}\cdot\text{kg}^{-1}$)。低层位涡时间径向剖面(图略)和图 9b 所示的涡度分布在型态上十分相似,说明低层位涡值主要取决于动力因子涡度。 30 h 之前,涡度随高度减小,位涡也随高度减小。但 30 h 后,涡度还是随高度减小,而中层位涡显著增加了,位涡随高度增加;这说明热力因子(位温)取代了早期的动力因子(涡度),成为决定位涡值的主要因子。上述位涡演变的事实说明,潜热释放对于后期(30 h 后)TC的维持和发展起作用,但不是碧丽斯早期发展的主要原因。

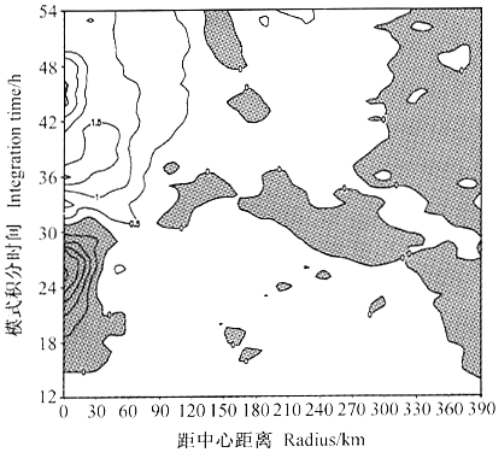


图 10 中 (5~7 km 平均) 低 (表面~2 km 平均) 层位涡之差 (等值线间距:0.5 PUV, 阴影表示小于 0)

Fig.10 Potential vorticity difference between the middle level (averaged from 5 km to 7 km) and the low level (averaged from surface to 2 km)

4 非对称流的轴对称化与 TC 早期发展

由以上分析可知，积分 30 h 前，涡旋在低层的发展是碧丽斯发生以及后来进一步发展的关键，在此期间，涡旋达到能够自身发展的热带风暴强度^[21]。为了了解这一阶段瞬时演变的基本特征，图 11 给出 18 h，24 h，30 h，36 h 的海平面气压、900 hPa 风矢和相对涡度的分布。除海平面气压降低、风速加大外，十分重要的特征是涡度分布型态上的显著变化。发展的初期，积分 18 h 非对称性十分显著，涡度的分布呈带状（如图 11a）；18~24 h 非对称流快速发展；24 h 局地涡度极值达到 $3 \times 10^{-3} s^{-1}$ （图 11b）；带状及其上面的局地强中心是 30 h 以前涡度分布的主要特征。与前期不同的是，积分 30 h 以后，涡度的分布逐渐演变为轴对称型态（图 11c，d）。

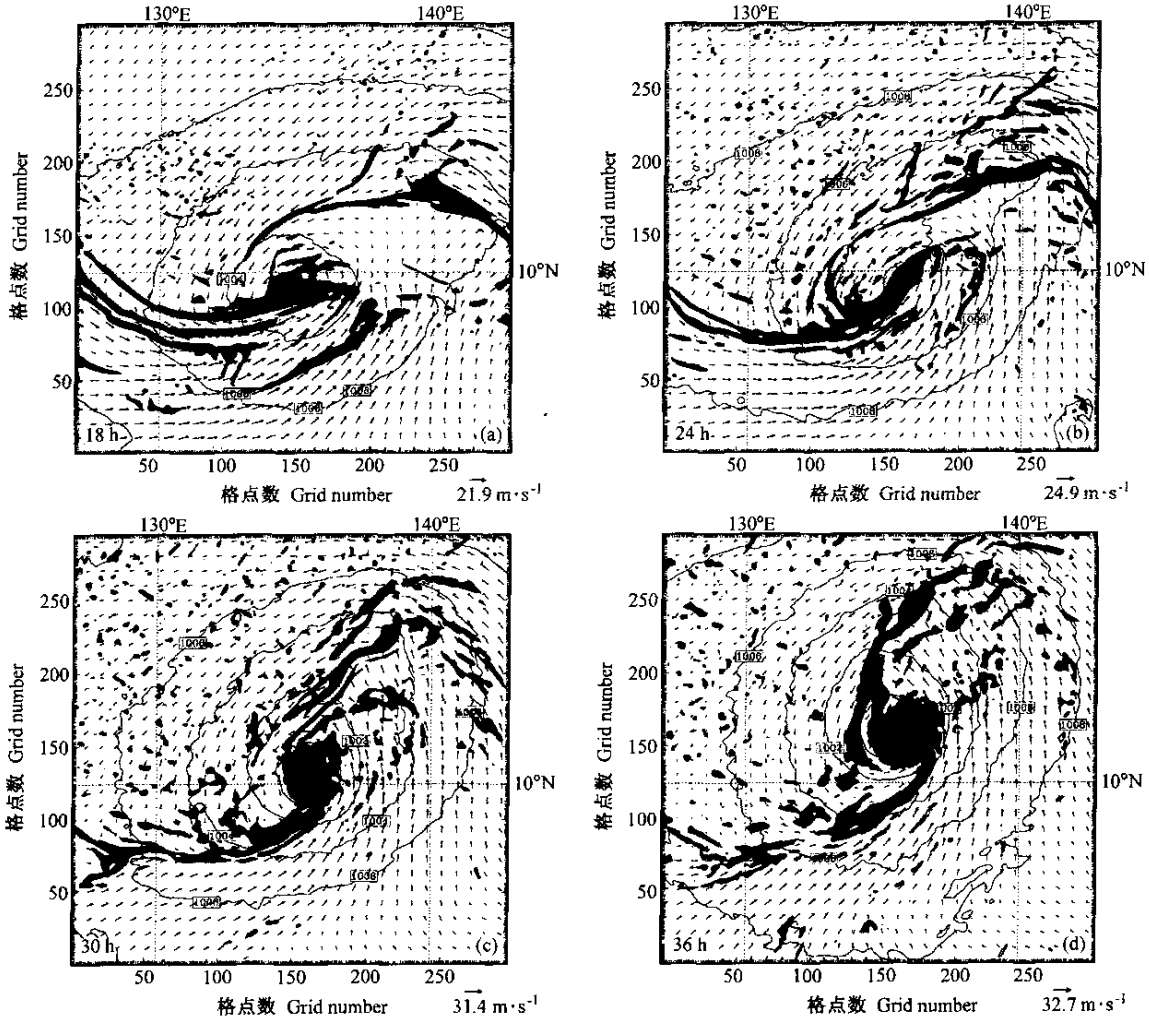


图 11 海平面气压 (等值线间距: 2 hPa) , 900 hPa 风矢及涡度 (阴影表示大于 $10^{-4} s^{-1}$) : (a) 18 h ; (b) 24 h ; (c) 30 h ; (d) 36 h

Fig. 11 Sea-level pressure (contour interval : 2 hPa) , wind vector and vertical vorticity (more than $10^{-4} s^{-1}$ shaded) at 900 hPa

4.1 影响切向风和涡度变化的因子

上面的分析表明, 涡动或称之为非对称流在 TC 的早期发展中充当重要角色。为了进一步揭示 TC 发生、发展的物理机制和过程, 下面更具体地分析非对称流和对称流在 TC 早期发展过程中的相对重要性。

柱坐标(r, θ, z)切向方向的动量方程为

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{r \partial \theta} + w \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta} - \frac{vu}{r} - fu + 2\Omega \cos \varphi w \sin \theta + F_t, \quad (4)$$

其中, u, v 分别为径向风和切向风, φ 为纬度, F_t 为切向摩擦力。将方程(4)中变量按照(1)式用轴对称和非对称部分表示, 并对方程求平均, 导出对称切向动量方程:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = - \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \bar{u}' \frac{\partial \bar{v}'}{\partial r} - \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \bar{w}' \frac{\partial \bar{v}'}{\partial z} - \frac{\bar{v}\bar{u}}{r} - \frac{\bar{v}'\bar{u}'}{r} - \bar{f}\bar{u} - \bar{f}'\bar{u}' + \bar{F}_t, \quad (5)$$

(5) 式可改写为

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = - \bar{u}'\bar{\eta}' - \bar{u}\bar{\eta} - \bar{w}' \frac{\partial \bar{v}'}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \bar{F}_t, \quad (6)$$

其中, 对称绝对涡度

$$\bar{\eta} = \bar{f} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\bar{v})}{\partial r}, \quad (7)$$

非对称绝对涡度

$$\eta' = f' + \frac{1}{r} \frac{\partial (r v')}{\partial r} - \frac{\partial u'}{r \partial \theta}, \quad (8)$$

推导(6)式时使用了关系式

$$\overline{u' \frac{\partial u'}{r \partial \theta}} = 0. \quad (9)$$

(6) 式右端为影响切向风变化的因子, 依次为:

(1) 涡动通量项 (EF) (2) 平均径向通量项 (SF) (3) 涡动倾斜项 (ETT) (4) 平均倾斜项 (STT) (5) 切向摩擦力 (FT)。可以将它们分为平均流 (对称流) 的作用 (SF, STT, FT) 和涡动 (非对称流) 的作用 (EF, ETT) 两大类。

虽然与图 7 一样, 图 12 给出距中心 72 km 的剖面, 但它代表了中心附近影响切向风变化因子的基本特征。下面首先分析对称流的作用。涡旋区的正绝对涡度决定了 SF 的作用主要取决于径向流; 辐合使得切向风加大, 辐散使其减小; 随着涡旋的加强发展, 径向流加强, 绝对涡度加大, 这一项的作用加强; 但是与此同时, 切向摩擦力的耗散作用也加强; SF 的部分作用总是被 FT 抵消; 图 12b 是 SF + FT 的值。图 12b 表明即使考虑摩擦力的耗散作用, 低层流入流引起的绝对涡度向中心的输送也是低层切向风加强的主

要动力, 在 SF 使得低层切向风加大的同时, 也加大了与上层之间的切向风梯度, 涡旋区上升运动导致切向动量的向上输送 (STT, 图 12d)。在 TC 发生、发展的整个过程中, 平均流对低层切向风的加强起了主导作用 (图 12f)。但是引发 TC 发生的关键不是对称流而是非对称流。在 24 ~ 30 h 的快速发展过程中, 非对称流的作用显著 (图 12e)。涡动通量在 TC 的发生中起了关键作用 (图 12a); 虽然非对称引起的水平动量的垂直输送 (ETT) 作用比较小, 但对于涡旋的向上扩展有一定的作用 (图 12c)。

我们进一步分析计算了引起涡度变化的因子。平均相对涡度为

$$\bar{\zeta} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r\bar{v})}{\partial r}, \quad (10)$$

利用式(6) (10) 导出柱坐标下对称相对涡度的局地变化方程:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{u}'\bar{\eta}' + r \bar{u}\bar{\eta} + \overline{r w' \frac{\partial v'}{\partial z}} + r \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + r \bar{F}_t \right), \quad (11)$$

计算(11)式右端各项, 可以了解各影响涡度变化因子的作用。计算结果同样表明: 对 24 ~ 30 h 涡度显著加强起主要作用的也是涡动通量项 (图 13, 由于 $\bar{\zeta}$ 与 $\bar{v}$ 一一对应关系, 省略其他图)。图 2、图 7b、图 13 中所示的涡度时空演变, 进一步说明了非对称流在 TC 早期的发展中起重要作用。

4.2 非对称流向对称流转换及涡旋结构的轴对称化

上面的分析表明, 非对称流对于 TC 的发生、发展起重要作用, 特别是对于早期涡旋的加强尤其重要。为了更深入地了解非对称流对 TC 发生的作用, 现进一步分析(6)式右端表示非对称作用的项 EF 和 ETT。用(4)式减去(5)式, 得出非对称切向风的变化方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v'}{\partial t} = & - u' \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - u \frac{\partial v'}{\partial r} - v \frac{\partial v'}{r \partial \theta} - w' \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \\ & w \frac{\partial v'}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{r \partial \theta} - \frac{v'\bar{u}}{r} - \frac{vu'}{r} - \bar{f}u' - \\ & f'u + 2\Omega \cos \varphi w \sin \theta + F_t' + \overline{u'\eta'} + \overline{w' \frac{\partial v'}{\partial z}}, \end{aligned}$$

最后两项与 EF 和 ETT 大小相等但符号相反, 可见 EF 和 ETT 为切向对称流与非对称流的相互转换项。它们使得轴对称切向流增加的同时, 非对称流减弱, 反之亦然。图 12a 表明, 18 ~ 24 h 期间, EF 为负值, 即对称流减弱; 显然在此其间, 非对称流发展。24 ~ 30 h, EF 为正, 对称流快速加强, 非对称流显著减

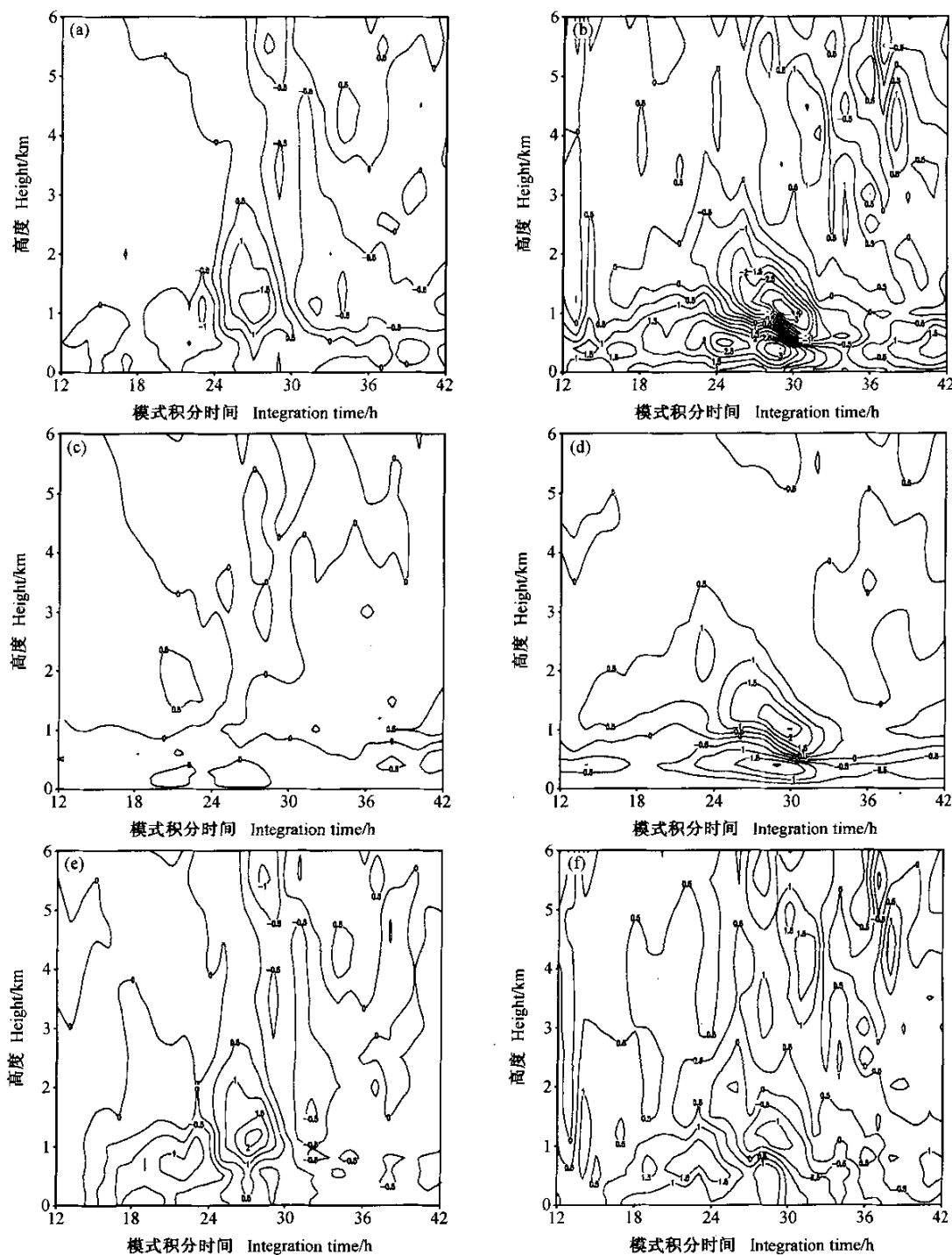


图 12 影响切向风的因子 (单位: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$): (a) 涡动通量 EF; (b) 平均径向通量 SF + 切向摩擦力 FT; (c) 涡动倾斜项 ETT; (d) 平均倾斜项 STT; (e) EF + ETT; (f) SF + FT + STT

Fig. 12 Symmetric tangential momentum tendency (units: $\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$) due to (a) eddy flux term (EF), (b) total of symmetric radial flux term (SF) and frictional term (FT), (c) eddy tilt term (ETT), (d) symmetric tilt term (STT), (e) total of EF and ETT, (f) total of SF and FT and STT

弱。结合前面的分析, TC 发生的过程可以概括为非对称流发展并向轴对称流转换的过程。从结构变化的角度看问题, TC 发生的过程其实也是结构轴对称化

的过程。图 11 是有力的依据。为了更清楚地说明结构的轴对称化, 我们定义轴对称指数 $I_{sa} = \bar{A}^2 / A^2$, A 和 $\bar{A}$ 为式 (1) 定义的物理量及轴对称部分。显然,

$I_{sA} \leq 1$, 当 $I_{sA} = 1$ 时, 表示要素场 A 为完全轴对称的; I_{sA} 越近于 1, 结构轴对称化程度越高。图 14 为相对涡度、切向风、径向风的轴对称指数随时间变化的曲线(分别称之为 SIVOR, SITV, SIRV)。图 14 反应了中心附近 200 km 的基本特征。在 TC 形成过程中, 径向风的对称化程度低。TC 达到热带风暴强度后, 虽然随强度的变化, 切向风、涡度对称化指数有起伏, 但轴对称性是它们的基本特点。比较图 14a, b, 还可以发现切向风、涡度的对称性在不同高度上的差异很小。在早期的发展过程中, 涡度场经历了对称到非对称、非对称到对称的剧烈调整。在 18 h 之前大尺度的涡旋虽然弱, 但比较均匀, 因此 SIVOR 比较高; 18~24 h 期间, 由于扰动的发展(如图 11a, b), 对称化程度显著降低; 24 h 后扰动通过涡动输送(EF)向对称流转换, 对称流加强的同时扰动减弱, 结构趋于轴对称。

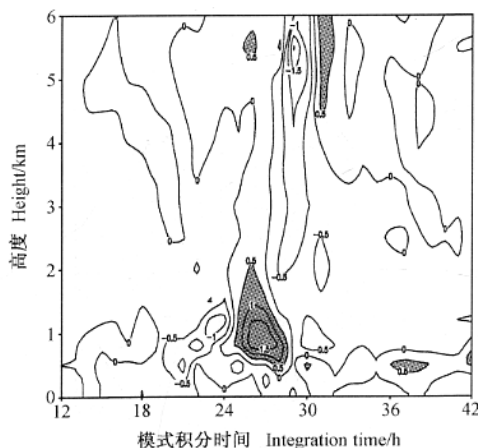
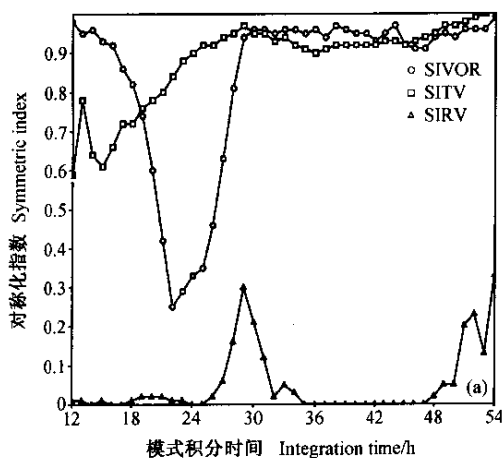


图 13 涡动通量引起的涡度变化率(单位: $10^{-4} \text{ s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$)

Fig. 13 Vertical vorticity change rate due to eddy flux (units: $10^{-4} \text{ s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$)



4.3 非对称流型与 TC 的发生

非对称流向轴对称流的主要转换项是涡动通量

F_E 。

$$F_E = -\overline{u'\eta'} = -\overline{u' \left[f' + \frac{\alpha}{r} \frac{rv'}{\partial r} \right]} = -\overline{u'\beta r \sin\theta} - \overline{u' \left(\frac{v'}{r} + \frac{\partial v'}{\partial r} \right)}. \quad (12)$$

利用傅立叶变换对风场的非对称部分在 θ 方向进行波展开,

$$\begin{cases} u' = \sum_n U_n(r) \cos(n\theta + \theta_{un}), \\ v' = \sum_n V_n(r) \cos(n\theta + \theta_{vn}), \end{cases} \quad (13)$$

其中, n 表示沿 θ 方向的波数, $U_n(r), V_n(r)$ 分别为分解的非对称径向风、切向风的波振幅, θ_{un}, θ_{vn} 为它们的初始位相。式(12)的第一项为 β 项, 它是 β 效应通过非对称径向流对平均流产生的影响, 虽然 β 效应仅对一波起作用。将(13)式代入,

$$-\overline{u'\beta r \sin\theta} = -\frac{U_1(r)}{2} \beta r \sin\theta_{u1}, \quad (14)$$

由(14)式可知, 当 $-\pi < \theta_{u1} < 0$ 时, β 项为正, 切向流加强; 当 $\theta_{u1} = -\pi/2$ 时, β 项对切向流的加强作用最显著; 与此相反, $\theta_{u1} = \pi/2$ 时, 对切向流的减弱作用最明显; $\theta_{u1} = 0$ 或 $\theta_{u1} = \pi$ 时, 无 β 效应。一般情形, 南侧流出、北侧流入, 切向流加强, 反之切向流减弱。实际计算结果表明, β 效应对轴对称切向流的作用很小, 尤其在中心附近的几百公里内, 量级为 $10^{-2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$ 。

由于(12)式的第一项很小, EF 主要取决于第二项, 将(13)式代入:

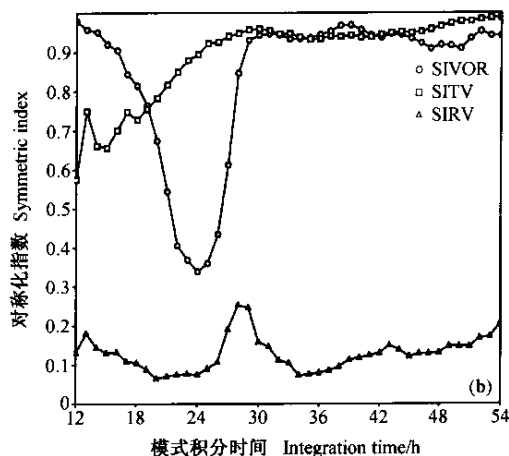


图 14 结构对称化指数:(a) 1 km;(b) 表面~2 km 平均

Fig. 14 Structure symmetric index as a function of time:(a) at 1 km, and (b) averaged from surface to 2 km

$$-u' \left(\frac{v'}{r} + \frac{\partial v'}{\partial r} \right) = - \sum_n U_n(r) \left[\frac{V_n(r)}{r} + \frac{\partial V_n(r)}{\partial r} \right] \frac{\cos n(\theta_{un} - \theta_{vn})}{2} \quad (15)$$

$$F_{En} = -U_n(r) \left[\frac{V_n(r)}{r} + \frac{\partial V_n(r)}{\partial r} \right] \frac{\cos n(\theta_{un} - \theta_{vn})}{2}, \quad (16)$$

F_{En} 是 n 波的波通量, 它实现波与对称流之间的动量转换。其值不仅与波振幅 $U_n(r)$ 和 $V_n(r)$ 密切相关, 还取决于波动径向风和切向风的位相配置。当径向风和切向风同位相时, $\theta_{un} - \theta_{vn} = 0$, F_{En} 出现负极值, 对称流提供波发展所需的动量, 波快速发展; 当径向风和切向风反位相分布时, $\theta_{un} - \theta_{vn} = \pi/n$, F_{En} 为正极值, 波动量向平均动量转换, 对称流加强; $\theta_{un} - \theta_{vn} = \pm \pi/2n$ 时, 没有相互作用。一般而言, $-\pi/\pi$

$2n < \theta_{un} - \theta_{vn} < \pi/2n$, F_{En} 的值为负, 对称流减弱, 波发展; $\pi/2n < \theta_{un} - \theta_{vn} < 3\pi/2n$, F_{En} 的值为正, 波动量向平均动量转换, 对称流加强。

利用式(13)对模式模拟的非对称切向风、径向风进行波分解。结果表明, 一波和二波是非对称流的主要部分。图 15 给出低层(500 m)的一波分布特征。在非对称发展的 18 h, 24 h (图 15a, b), 切向风和径向风的分布趋于反位相, 特别是 24 h, 位相之差接近 π , 一波流场表现为反气旋式流入(东侧), 气旋式流出(西侧); 30 h 切向风和径向风的分布趋于同位相分布(图 15c), 主要流场特征为气旋式流入(东南象限), 反气旋式流出(西北象限); 非对称向轴对称转换, TC 发展加强。在停滞发展的 36 h, 切向风和径向风位相之差接近 $\pi/2$, 波流相互作用趋于 0 (图 15d)。模拟结果与理论分析一致。

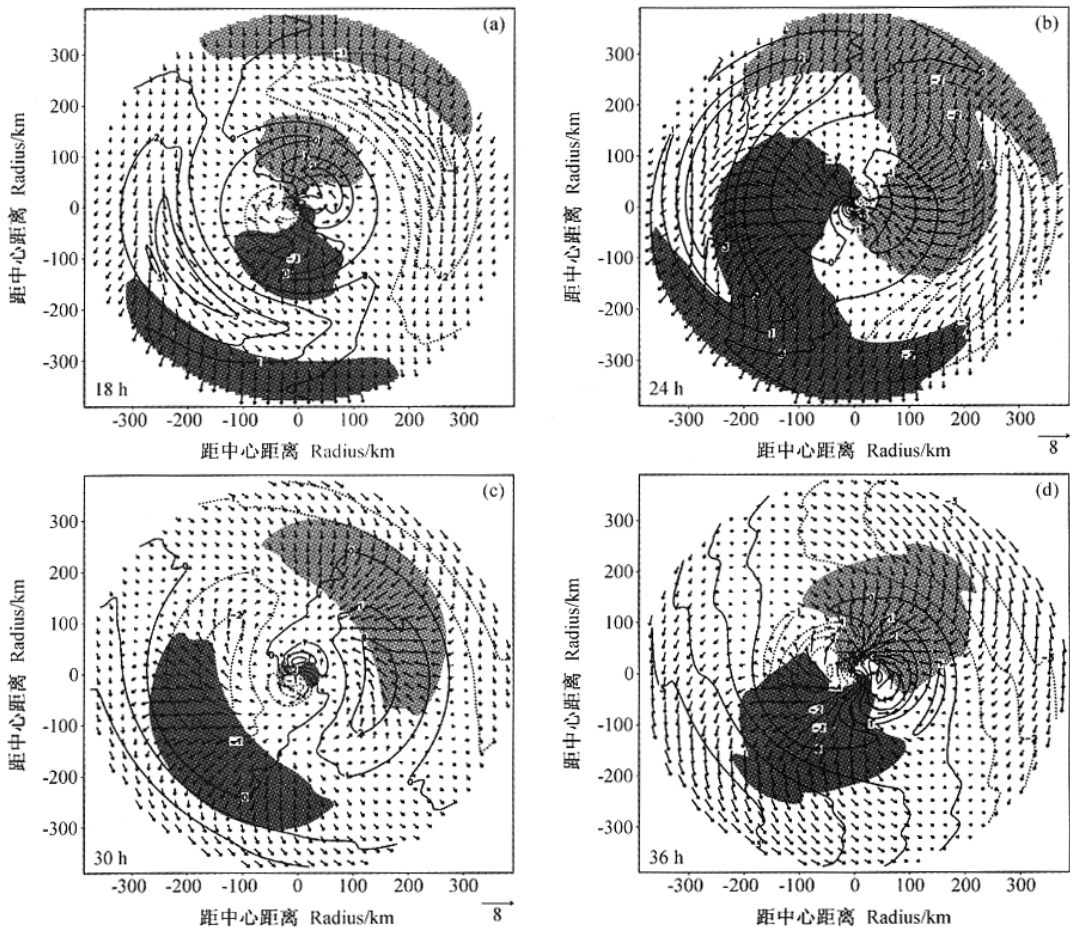


图 15 低层风场 1 波扰动 (a) 18 h; (b) 24 h; (c) 30 h; (d) 36 h。等值线: 切向风; 阴影: 径向风 (深色: $> 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 浅色: $< -2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)

Fig. 15 Number-1 perturbation of wind: (a) 18 h; (b) 24 h; (c) 30 h; (d) 36 h. Contour: tangential wind velocity; shaded: radial wind velocity, deep color: $> 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, light color: $< -2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

5 主要结论

采用 NCAR/PSU 研制的非静力中尺度模式 MM5, 模拟越赤道气流事件后碧丽斯 (2000) 从热带弱低压发展为强热带风暴的过程以及台风的过程。成功的模拟为揭示碧丽斯形成的物理过程和机制提供了条件。碧丽斯的发生首先表现为在低层的发展加强, 当发展达到热带风暴强度时, 出现缓慢乃至停滞发展, 但向中层伸展, 然后再次加强发展为强热带风暴及台风。

分析影响切向风和涡度变化的因子发现: 在早期发展过程中起重要作用的是非对称流。非对称流在低层发展, 并通过涡动通量向对称流转换, 使得碧丽斯发展加强并达到热带风暴强度进而发展为台风。涡动通量是非对称流和对称流之间的动量相互转换项。进一步的分析表明, 动量的具体转换方向取决于非对称风场的流型, 即非对称切向风和径向风的位相配置。当非对称流场为气旋式流入或反气旋式流出时, 非对称动量向轴对称转换, 非对称流减弱, 轴对称流加强, 结构的轴对称化程度提高, 涡旋强度加强; 反之, 反气旋式流入或气旋式流出的非对称流场, 动量从对称流向非对称流转换。

Lee^[17]的研究表明, 西太平洋 40% TC 的发生和低层风加强有关, 其中 19.3% 与越赤道气流有关。非对称流在这些 TC 早期发展中的作用还有待进一步的研究。

参考文献

- [1] Ooyama K. Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, 1969, **26**: 3 ~ 40
- [2] Charney J, Eliassen A. On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, 1964, **47**: 909 ~ 927
- [3] Emanuel K. An air-sea interaction theory for tropical cyclones, Part I: steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, 1986, **43**: 585 ~ 604
- [4] Emanuel K. The finite-amplitude nature of tropical cyclogenesis. *J. Atmos. Sci.*, 1991, **46**: 3431 ~ 3456
- [5] Rotunno R, Emanuel K. An air-sea interaction theory for tropical cyclones, Part II: Evolutionary study using a nonhydrostatic axisymmetric numerical model. *J. Atmos. Sci.*, 1987, **44**: 542 ~ 561
- [6] Challa M, Pferrer R L, Zhao Q, et al. Can eddy serve as a catalyst for hurricane and typhoon formation. *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55**: 2201 ~ 2219
- [7] Simpson J, Ritchie E, Holland G J, et al. Mesoscale interactions in tropical cyclone genesis. *Mon. Wea. Rev.*, 1997, **125**: 2643 ~ 2661
- [8] Simpson J, Halverson J, Ferrier B, et al. The role of "hot tower" in tropical cyclone formation. *Meteor. Atmos. Phys.*, 1998, **67**: 15 ~ 35
- [9] Montgomery M T, Enagonio J. Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex Rossby waves quasigeostrophic model. *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55**: 3176 ~ 3207
- [10] Moller J D, Montgomery M T. Tropical cyclone evolution via potential vorticity anomalies in a three-dimensional balance model. *J. Atmos. Sci.*, 2000, **57**: 3366 ~ 3387
- [11] Enagonio J, Montgomery M T. Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex Rossby waves in a shallow water primitive equation model. *J. Atmos. Sci.*, 2001, **58**: 685 ~ 706
- [12] Davis C A, Bosart L F. Numerical simulations of the genesis of Hurricane Diana (1984). Part I: Control simulation. *Mon. Wea. Rev.*, 2001, **129**: 1859 ~ 1881
- [13] Gray W M. Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.*, 1968, **96**: 669 ~ 700
- [14] 陈联寿, 丁一汇. 西太平洋台风概论. 北京: 科学出版社, 1979, 79 ~ 100
Chen Lianshou, Ding Yihui. *Introduction of the Western Pacific Typhoon* (in Chinese). Beijing: Science Press, 1979, 55 ~ 121
- [15] 李宪之. 台风生成的综合学说. 气象学报, 1956, **27**: 97 ~ 99
Li Xianzhi. Synthetical theory of typhoon formation. *Acta Meteor. Sinica* (in Chinese), 1965, **27**: 97 ~ 99
- [16] Love G. Cross-equatorial influence of winter hemisphere subtropical cold surges. *Mon. Wea. Rev.*, 1985, **113**: 1487 ~ 1498
- [17] Lee Cheng-Shang. Tropical cyclone formation under the influence of low-level wind surges in the western North Pacific. 25th Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology, San Diego, California. 2002, 367 ~ 368
- [18] 徐亚梅, 伍荣生. 南半球冷空气的入侵与热带气旋的形成. 气象学报, 2003, **61**: 540 ~ 547
Xu Yamei, Wu Rongsheng. The effects of southern hemisphere cold surges on tropical cyclone formation. *Acta Meteor. Sinica* (in Chinese), 2003, **61**: 540 ~ 547
- [19] Marks F D, Jr, Gamache J F. Dual-aircraft investigation of the inner core of the Hurricane Norbert. Part I: Kinematic structure. *J. Atmos. Sci.*, 1992, **49**: 919 ~ 942
- [20] Liu Y, Zhang D-L, Yau M K. A multiscale numerical study of Hurricane Andrew (1992). Part II: kinematics and inner core structures. *Mon. Wea. Rev.*, 1999, **147**: 2597 ~ 2616
- [21] Frank W M. Tropical cyclone formation. *A Global View of Tropical Cyclones*, Elsberry R L, Ed. Office of Naval Research, 1988, 53 ~ 90