

斜压涡旋中的通风气流与热带气旋移动的关系*

田永祥

(南京气象学院, 南京, 210044)

摘 要

应用准地转斜压模式数值模拟了热带气旋的移动。将热带气旋的流场分解为轴对称分量和非对称分量, 研究非对称流场中的通风气流矢量与热带气旋移动矢量的关系。数值试验结果表明: (1) 在热带气旋的非对称流场中, 不但有大尺度 β 涡旋, 而且还有小尺度涡旋。(2) 小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋之间的相互作用导致热带气旋移向的摆动和移速的振荡。(3) 应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流矢量与热带气旋移动矢量有很大偏差。(4) 应用改进的方法计算的通风气流矢量与热带气旋移动矢量相关密切。

关键词: 斜压模式, 热带气旋, 通风气流。

1 引 言

陈联寿(1985)^[1]曾经指出, 热带气旋结构是影响其移动的一个重要因子。随后, Chan 和 Williams(1987)^[2]、Fiorino 和 Elsberry(1989)^[3]、李天明和朱永禔(1990)^[4]应用解析的或数值的模式研究了热带气旋结构对其移动的影响。Fiorino 和 Elsberry(1989)^[3]是应用准地转正压模式数值模拟热带气旋的移动, 他们将热带气旋流函数场分解为轴对称分量和非对称分量, 并发现非对称流场中由大尺度 β 涡旋所决定的通风气流矢量与热带气旋移动矢量密切相关。但是, Fiorino 和 Elsberry 数值模拟的热带气旋只是单一地向西北方向作匀加速运动。

罗哲贤和田永祥(1994)^[5-7]应用准地转斜压模式数值模拟了热带气旋的移动。结果表明: 在模式热带气旋的非对称流场中, 不但有大尺度 β 涡旋, 而且还有小尺度涡旋; 模式热带气旋的移向和移速呈明显的摆动和振荡。本文的目的是要进一步阐明:

(1) 小尺度涡旋如何影响热带气旋的移动;

(2) 在非对称流场中考虑小尺度涡旋系统的作用, 应用 Fiorino 和 Elsberry^[3]的方法计算的通风气流矢量是否仍然与热带气旋移动矢量密切相关;

(3) 如果上述的通风气流矢量与热带气旋移动矢量的相关减弱, 那么应该如何改进计算通风气流矢量的方法。

* 初稿时间: 1993 年 6 月 9 日; 修改稿时间: 1994 年 8 月 1 日。

资助课题: 国家“八五”科技攻关 85—906—07—02—04 项目。

2 模式概述

分别取 100 和 1000hPa 为模式大气的上、下边界。把模式大气垂直等分为 3 个分离的层次,其气压间隔 Δp 为 300hPa。在模式大气的上、下边界取垂直速度 ω 为零(参见图 1)。

把准地转涡度方程写在第 1、3 和 5 模式层上,把绝热的热力学方程写在第 2、4 模式层上。假定基本气流为零,由上述诸方程导出准地转三层斜压模式的基本方程组^[5]为

$$\frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi_k = -J(\psi_k, \nabla^2 \psi_k) - \beta \frac{\partial \psi_k}{\partial x} + \frac{f_0}{\Delta p} (\omega_{k+1} - \omega_{k-1}) \quad (k = 1, 3, 5) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \omega_k - \frac{f_0^2}{\sigma_k (\Delta p)^2} (2\omega_k - \omega_1) = \frac{f_0}{\sigma_k \Delta p} \{ & -J(\psi_{k-1}, \nabla^2 \psi_{k-1}) + J(\psi_{k+1}, \nabla^2 \psi_{k+1}) \\ & - \beta (\frac{\partial \psi_{k-1}}{\partial x} - \frac{\partial \psi_{k+1}}{\partial x}) + \nabla^2 [J(\psi_k, \psi_{k-1} - \psi_{k+1})] \} \quad (k = 2, 4) \end{aligned} \quad (2)$$

式中因变量 ψ_k 为扰动流函数(以后简称流函数)、 ω_k 为垂直速度, σ_k 为静力稳定度参数。在式(2)中规定: $k = 2, \omega_1 = \omega_{k+2}; k = 4, \omega_1 = \omega_{k-2}$ 。

在第 3 模式层,即 550hPa 上,模式热带气旋的初始涡度场^[2]取为

$$\zeta_3(r) = \frac{2V_m}{r_m} [1 - \frac{1}{2} (\frac{r}{r_m})^6] \exp\{\frac{1}{b} [1 - (\frac{r}{r_m})^6]\} \quad (3)$$

式中 $r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$ 为半径, (x_0, y_0) 为热带气旋中心的坐标, V_m 为最大风速, r_m 为最大风速半径,而 b 为决定热带气旋形状的因子。根据初始涡度场 $\zeta_3(x, y)$, 求解泊松方程

$$\nabla^2 \psi_3(x, y) = \zeta_3(x, y) \quad (4)$$

得到模式热带气旋的初始流函数场 $\psi_3(x, y)$ 。参考 Kitade(1980)^[8] 给出的热带气旋流函数的垂直分布廓线,应用下面两式

$$\begin{aligned} \psi_1(x, y) &= C_1 \psi_3(x, y) \\ \psi_5(x, y) &= C_5 \psi_3(x, y) \end{aligned} \quad (5)$$

分别指定第 1 模式层(250hPa)和第 5 模式层(850hPa)上的初始流函数场。

数值试验区域是一个东—西向的通道,在通道的东西、南北方向各取 51 个格点,网格是均匀的,网格距取 50km。在通道的东—西方向取周期性的边界条件;在通道的南、北边界取扰动流函数为零。

模式方程组(1)和(2)中的雅可比项采用 Arakawa(1966)^[9] 设计的有限差分格式计算。应用超张弛迭代法求解该方程组。数值积分的时间步长取 10min,总积分时间为 4 个模式日。 $\sigma_k = 0.032 \text{m}^2 \text{s}^{-2} \text{hPa}^{-2}$ ($k = 2, 4$), $\beta = 2.0746 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$ (即取其在 25°N 的数值), $V_m = 25 \text{ms}^{-1}$ (第 3 模式层上的数值), $r_m = 100 \text{km}$, $b = 1; C_1 = 0.3, C_5 = 1.5$ 。

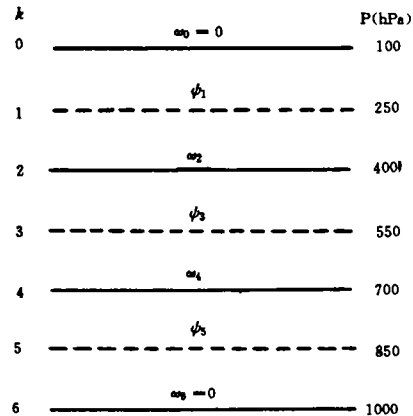


图 1 准地转三层模式垂直方向变量的排列

3 小尺度涡旋对热带气旋移动的影响

在本研究中,把总流函数 $\psi_k(x, y, t)$ 分解为轴对称分量 $\psi_s(x, y, t)$ 和非对称分量 $\psi_{ka}(x, y, t)$ 。其分解方法详见文献[5]。

如图 2 所示,在各模式层的非对称流场中,都存在有大尺度 β 涡旋对。两 β 涡旋中心之间的距离 d_i 随高度而变化。在 850、550 和 250hPa, d_i 分别为 939、932 和 467km。大尺度 β 涡旋的强度随高度而减弱。

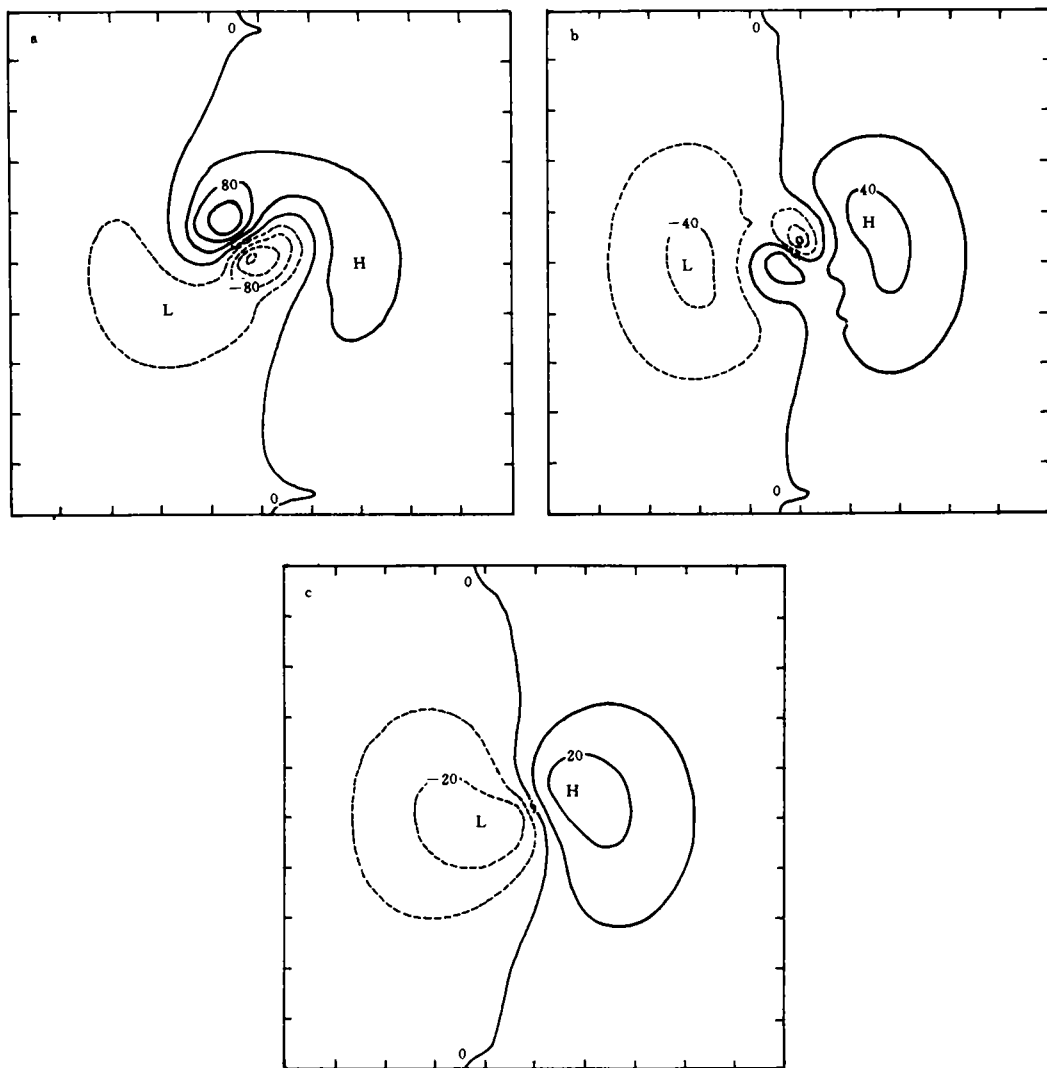


图 2 第 24 小时各模式层的非对称流函数场 ψ 。

(a, 850hPa; b, 550hPa; c, 250hPa, 等值线间隔分别为 40、20、10($10^4\text{m}^2\text{s}^{-1}$), 图框上刻度的间隔为 250km)

在 850 和 550hPa 的非对称流场中,在热带气旋中心附近还存在有小尺度涡旋对。两

个小尺度涡旋中心之间的距离 d , 分别为 228 和 162km。在 850hPa 面上小尺度涡旋强于大尺度 β 涡旋; 在 550hPa, 小尺度涡旋的强度与大尺度 β 涡旋的相当。小尺度涡旋绕热带气旋中心作逆时针旋转。小尺度涡旋的存在已为 Marks(1992)^[10] 等人的观测所证实。

文献[7]通过流函数倾向分析研究了小尺度涡旋形成的物理机制。结果表明: 线性 β 效应产生大尺度 β 涡旋, 并为小尺度涡旋的形成提供背景条件; 非线性效应, 即对称气流对非对称涡度的平流, 产生小尺度涡旋。

在整个 4 个模式日中, 在 550hPa 面上一直都存在有小尺度涡旋活动。在 $t = 16 - 25h$ 、 $31 - 42h$ 、 $53 - 64h$ 、 $84 - 90h$ 期间, 小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差。在 $t = 26 - 30h$ 、 $43 - 52h$ 、 $65 - 83h$ 期间, 小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋趋于重合。

550hPa 热带气旋的移速 V_c 随时间呈明显的振荡(图 3、图 4)。在 4 个模式日中, 热带气旋有 4 次加速和 4 次减速移动过程。在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差期间, 热带气旋移速减慢; 在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋趋于重合期间, 热带气旋移速加快。

图 3、图 5 表明, 550hPa 热带气旋的移向 θ_c 随时间呈明显的摆动。在 4 个模式日中, 热带气旋有两次明显的转向过程。第一次转向过程发生在 $t = 32 - 42h$ 期间, 热带气旋由向偏西向方转向西南、偏东、东北、偏北方向移动, 而且其移速明显减慢(表 1)。如前所述, 这期间小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差。第二次转向过程发生在 $t = 55 - 65h$ 期间, 热带气旋由向偏西方向转向东北偏北方向移动, 而且其移速减慢(表 1)。这期间, 小尺度涡旋也与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差。由此可见, 小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差是热带气旋转向的一个必要条件。

4 用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流与热带气旋移动的关系

Fiorino 和 Elsberry^[3] 的研究结果表明, 非对称流场中大尺度气旋性、反气旋性 β 涡旋之间的通风气流矢量与热带气旋移动矢量密切相

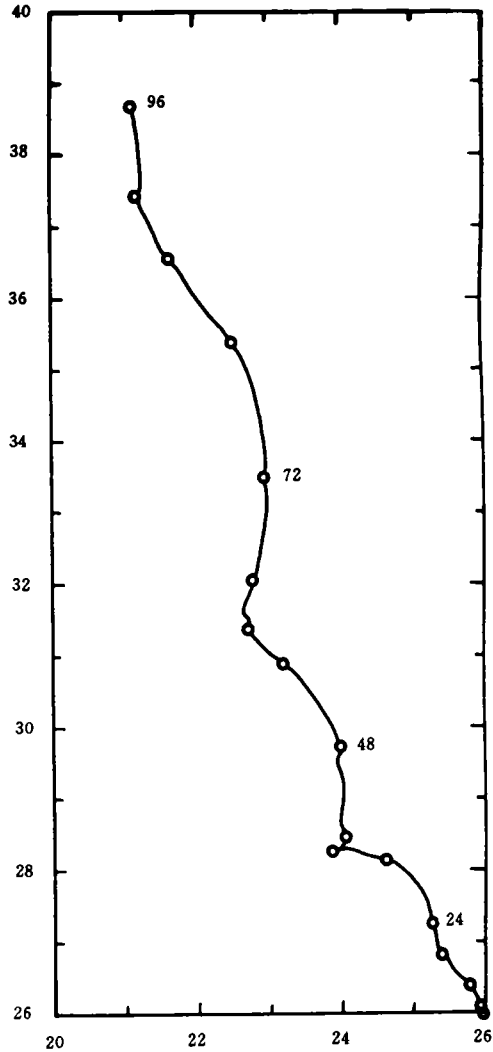


图 3 550hPa 热带气旋移动路径 (沿路径的标号的时间间隔为 6h, 图框上刻度的间隔为 50km)

关。他们提出的计算通风气流矢量方法的步骤如下。

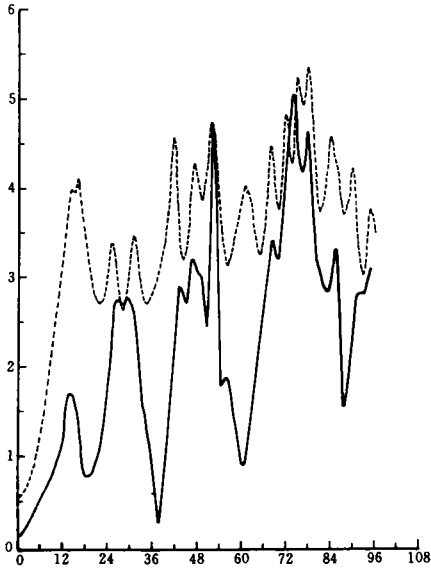


图 4 550hPa 热带气旋移速 V_c (实线) 及应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流速度 V_v (虚线) 随时间的变化(单位: ms^{-1})

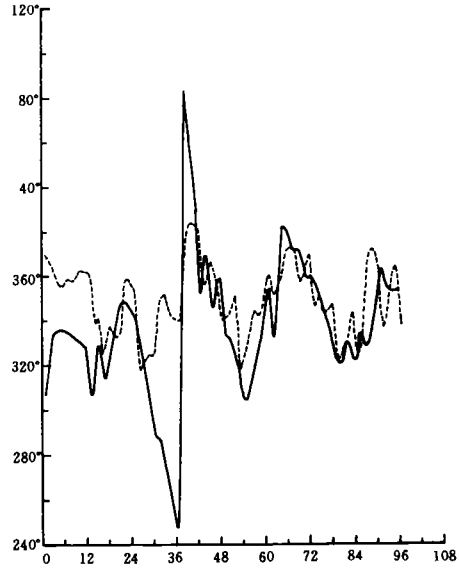


图 5 550hPa 热带气旋移向 θ_c (实线) 及应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流方向 θ_v (虚线) 随时间的变化(单位: 度)

表 1 550hPa 热带气旋移速 V_c 和移向 θ_c

t (h)	V_c (ms^{-1})	θ_c (度)	t (h)	V_c (ms^{-1})	θ_c (度)
31	2.6	287	54	1.7	304
32	2.1	288	55	1.8	303
33	1.6	279	56	1.9	311
34	1.4	267	57	1.8	319
35	1.1	259	58	1.5	325
36	0.8	254	59	1.1	333
37	0.3	242	60	0.9	346
38	0.2	95	61	0.9	359
39	0.7	69	62	1.4	326
40	1.2	52	63	1.7	343
41	1.7	39	64	2.1	22
42	2.3	354	65	2.4	22

(1) 选取以热带气旋中心为圆心, 半径 r 为 250km(或 300km)的圆形区域 A_k 。

(2) 应用公式

$$u_{ka} = -\frac{\partial \psi_{ka}}{\partial y}, \quad v_{ka} = \frac{\partial \psi_{ka}}{\partial x} \tag{6}$$

计算区域 A_k 内所有模式网格点上的非对称风速分量 $u_{ka}(x, y, t)$ 和 $v_{ka}(x, y, t)$ 。

(3) 应用公式

$$V_{ka} = \sqrt{u_{ka}^2 + v_{ka}^2} \quad (7)$$

$$\theta_{ka} = \text{tg}^{-1}(v_{ka}/u_{ka}) \quad (8)$$

分别计算非对称风速 $V_{ka}(x, y, t)$ 和风向 $\theta_{ka}(x, y, t)$ 。

(4) 在区域 A_k 内, 分别求出 $V_{ka}(x, y, t)$ 和 $\theta_{ka}(x, y, t)$ 的代数平均值, 得到通风气流速度 $V_{kF}(t)$ 和通风气流方向 $\theta_{kF}(t)$ 。

由图 4 可见, 在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差期间 ($t = 16-25$ 、 $31-42$ 、 $53-64$ 、 $84-90\text{h}$), 应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流速度 V_F 比热带气旋移速 V_C 大 $2-3\text{ms}^{-1}$ 。在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋趋于重合期间 ($t = 26-30$ 、 $43-52$ 、 $65-83\text{h}$), V_F 接近于 V_C 。

图 5 的时间变化指出, 在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差期间 (尤其是 $t = 31-42\text{h}$), 用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流方向 θ_F 与热带气旋移向 θ_C 偏差较大。在其它时间, θ_F 接近于 θ_C 。

应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流矢量与热带气旋移动矢量之间产生偏差的原因是, 这种计算方法本身没有充分考虑小尺度涡旋对热带气旋移动的影响。当小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差时, 在两个 β 涡旋中心之间的非对称气流已不再是均匀的了。在这种情况下, 应用简单的代数平均的方法计算区域 A_k 内非对称风速 V_{ka} 和风向 θ_{ka} 的平均值分别作为通风气流的速度和方向就有局限性了。因此, 有必要对通风气流矢量的计算方法进行改进。

5 用改进的方法计算的通风气流与热带气旋移动的关系

为了充分考虑小尺度涡旋对热带气旋移动的影响, 我们提出了一种改进的计算通风气流矢量的方法, 其计算程序简述如下。

(1) 选取圆形区域 A_k 。

(2) 应用式(6)计算区域 A_k 内所有模式网格点上的非对称风速分量 $u_{ka}(x, y, t)$ 和 $v_{ka}(x, y, t)$ 。

(3) 在区域 A_k 内分别求出 $u_{ka}(x, y, t)$ 和 $v_{ka}(x, y, t)$ 的平均值, 得到 $\bar{u}_{ka}(t)$ 和 $\bar{v}_{ka}(t)$ 。

(4) 应用公式

$$V_{kI} = \sqrt{\bar{u}_{ka}^2 + \bar{v}_{ka}^2} \quad (9)$$

$$\theta_{kI} = \text{tg}^{-1}(\bar{v}_{ka}/\bar{u}_{ka}) \quad (10)$$

分别计算通风气流速度 $V_{kI}(t)$ 和通风气流方向 $\theta_{kI}(t)$ 。

图 6 和图 7 表明, 无论是在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋趋于重合期间, 还是在两者存在明显的方位位相差期间, 用改进的方法计算的通风气流速度 V_I 、方向 θ_I 都分别与热带气旋移速 V_C 、移向 θ_C 密切相关。模式热带气旋的 4 次加速、4 次减速移动过程、以及两次转向过程都分别由 V_I 和 θ_I 随时间的变化反映出来。可以说, 用改进的方法计算的通风气流控制着热带气旋的移动。

由于小尺度涡旋和大尺度 β 涡旋的强度、水平尺度都随高度而变化, 所以在不同的模

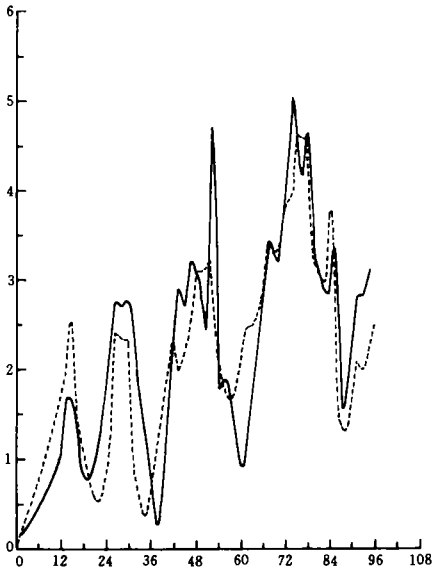


图 6 550hPa 热带气旋移速 V_c (实线)和应
用改进的方法计算的通风气流速度 V_l (虚线)
随时间的变化(单位: ms^{-1})

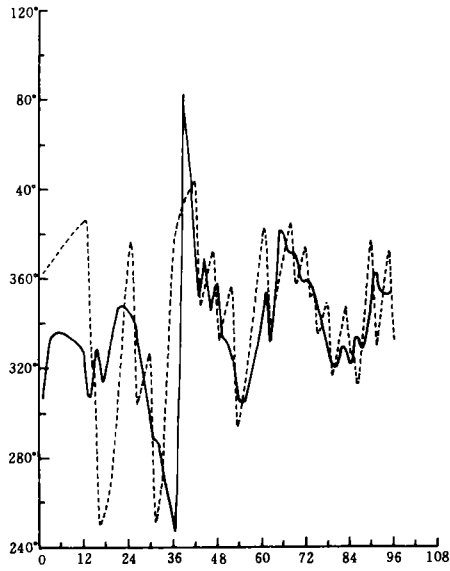


图 7 550hPa 热带气旋移向 θ_c (实线)和应
用改进的方法计算的通风气流方向 θ_l (虚线)
随时间的变化(单位:度)

式层应选取不同的圆形区域 A_k 计算通风气流矢量。我们选取 $r = 200-500\text{km}$ ($\Delta r = 50\text{km}$) 7 种圆形区域 A_k 分别计算了各模式层的通风气流矢量。对于每一种区域 A_k , 我们采用 95 个样本 ($t = 1-95\text{h}$, 每 1h 取 1 个样本) 分别计算了各模式层的通风气流矢量与热带气旋移动矢量之间的相关系数。

图 8、图 9 给出的计算结果和表 2 表明, 在 850hPa, 最佳的相关尺度 r 为 300—400km, 相应的速度相关系数 $(R_v)_{850}$ 与方向相关系数 $(R_\theta)_{850}$ 基本相同。在 550hPa, 最佳的相关尺度 r 为 300km, 相应速度相关系数 $(R_v)_{550}$ 明显地优于方向相关系数 $(R_\theta)_{550}$ 。

由上面的分析可见, 对于模式中给定的初始热带气旋, 是围绕热带气旋中心、半径 r 为 300—400km 的圆形区域 A_k 内的通风气流控制着热带气旋的移动。

表 2 通风气流矢量与热带气旋移动矢量的最佳相关尺度和相应的相关系数

层次 (hPa)	速度的相关		方向的相关	
	最佳的 r (km)	R_v	最佳的 r (km)	R_θ
850	400	0.68	300	0.68
550	300	0.85	300	0.45

6 应用实际台风资料计算的通风气流与台风移动的关系

在 SPECTRUM 期间, 目标台风 Yancy(9012)1990 年 8 月 19 日 00 时(GMT)位于台湾省东南, 即 $20.8^\circ\text{N}, 124.5^\circ\text{E}$ 。随后以 12.5ms^{-1} 的速度向西北方向移动。19 日 12 时, 台

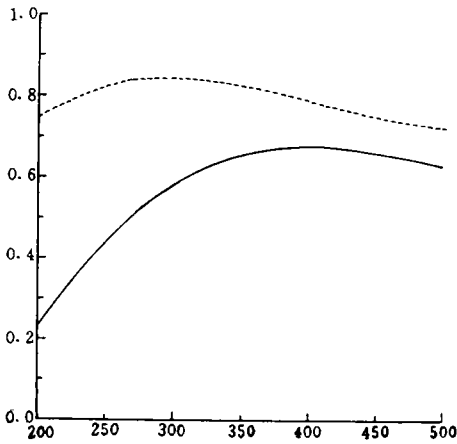


图 8 用改进的方法计算的 850、550hPa 通风气流速度与该层热带气旋移速的相关系数 $(R_V)_{850}$ (实线)、 $(R_V)_{550}$ (虚线)

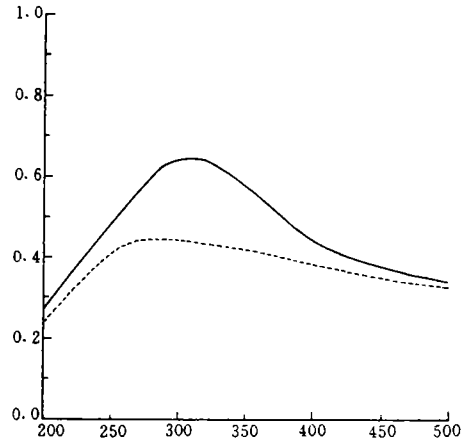


图 9 用改进的方法计算的 850、550hPa 通风气流方向与该层热带气旋移向的相关系数 $(R_\theta)_{850}$ (实线)、 $(R_\theta)_{550}$ (虚线)

风 Yancy 移至台北附近,然后折向西行,移速明显减慢(4.2ms^{-1})。20 日 00 时,台风 Yancy 移至福建泉州以东约 100km 处,随后它又转向西南偏西方向移动,移速仍为 4.2ms^{-1} 。20 日 12 时,台风 Yancy 移至厦门附近。

表 3 用 Fiorino 和 Elsberry 的方法以及改进的方法计算的台风 Yancy 500hPa 通风气流矢量与台风移动矢量的比较

t (日,时)	19.00	19.12	20.00	19.00	19.12	20.00	19.00	19.12	20.00	19.00	19.12	20.00			
θ_c	326	276	239	V_c	12.5	4.2	4.2	θ_c	326	276	239	V_c	12.5	4.2	4.2
r (km)	θ_I			V_I			θ_F			V_F					
400	34	280	234	13.0	16.7	12.2	11	290	247	25.8	20.3	14.8			
500	22	278	236	7.4	11.9	10.0	358	309	272	25.6	18.2	14.2			
600	16	273	243	6.9	9.8	7.9	2	310	285	23.5	16.8	13.7			
700	10	270	249	6.1	8.4	5.7	358	311	301	21.7	15.2	13.5			
800	357	270	256	5.3	6.8	3.4	352	312	313	20.3	13.7	13.5			

* $\theta_c, \theta_I, \theta_F$ 的单位:度, r 的单位:km, V_c, V_I, V_F 的单位: ms^{-1}

分别应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法以及改进的方法计算了 8 月 19 日 00 时—20 日 00 时 500hPa 的通风气流矢量(表 3)。首先,分析用改进的方法计算的通风气流矢量与台风移动矢量之间的关系。参见表 3,在 19 日 00 时,通风气流方向 θ_I 指向东北偏北或偏北方向,它与台风移向 θ_c 有一定的偏差;在半径 $r = 400-500\text{km}$ 的圆形区域计算的通风气流速度 V_I 更接近于台风移速 V_c 。在 19 日 12 时, θ_I 指向西,它与台风移向 θ_c 一致。图 10、图 11 和图 12 分别给出了台风 Yancy 的位势高度场、非对称位势高度场和对称位势高度场的分布。由图 11 可见,台风中心附近的通风气流引导台风向西移动。在 20 日 00 时, θ_I 指向西南偏西方向,它也与台风移向 θ_c 一致。应当指出,当台风 Yancy 靠近中国大陆时,在较大的圆形区域($r = 800\text{km}$)计算的通风气流速度 V_I 更接近于台风移速 V_c 。

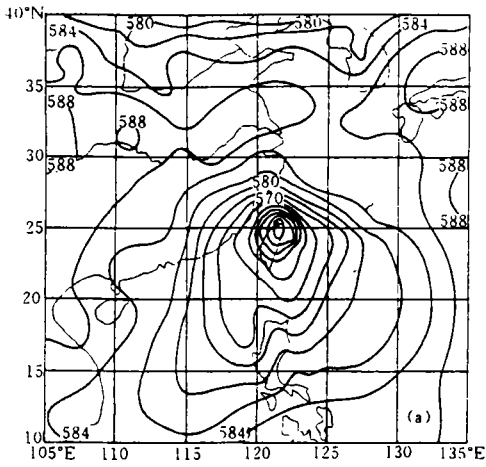


图 10 19 日 12 时台风 Yancy 500hPa 的位势高度场
(等值线间隔为 20gpm)

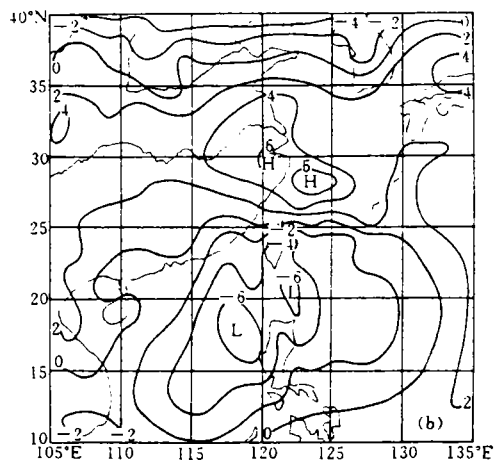


图 11 19 日 12 时台风 Yancy 500hPa 的非对称位势高度场
(等值线间隔同图 10)

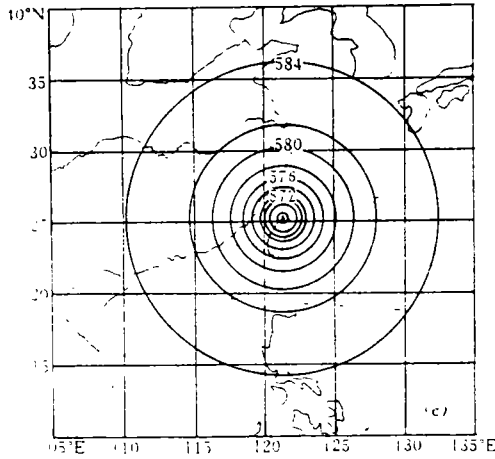


图 12 19 日 12 时台风 Yancy 500hPa 的对称位势高度场
(等值线间隔同图 10)

其次,分析使用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流矢量与台风移动矢量的

关系。由表 3 可见,除 19 日 00 时通风气流方向 θ_F 更接近于台风移向 θ_c 之外,在其它两时次 θ_F 与 θ_c 均有较大的偏差。在各时次,通风气流速度 V_F 远大于台风移速 θ_c 。

上面分析的结果表明:根据实际台风资料,应用改进的方法计算的通风气流矢量,比应用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流矢量与台风移动矢量的相关更为密切。因此,在台风路径预报工作中,我们可以根据搜集到的台风资料,应用改进的方法计算通风气流矢量,以其作为台风路径预报的一个参考指标。

7 结语和讨论

综上所述,我们可以得到如下几点结论。

(1) 应用准地转斜压模式数值模拟热带气旋的移动,在热带气旋的非对称流场中,不但有大尺度 β 涡旋,而且还有小尺度涡旋。线性 β 效应产生大尺度 β 涡旋,并为小尺度涡旋的形成提供背景条件。非线性效应,即对称气流对非对称涡度的平流,产生小尺度涡旋。

(2) 由于小尺度涡旋的作用,斜压热带气旋的移向和移速呈明显的摆动和振荡。

(3) 在小尺度涡旋与大尺度 β 涡旋存在明显的方位位相差期间,用 Fiorino 和 Elsberry 的方法计算的通风气流矢量与热带气旋移动矢量有很大的偏差。

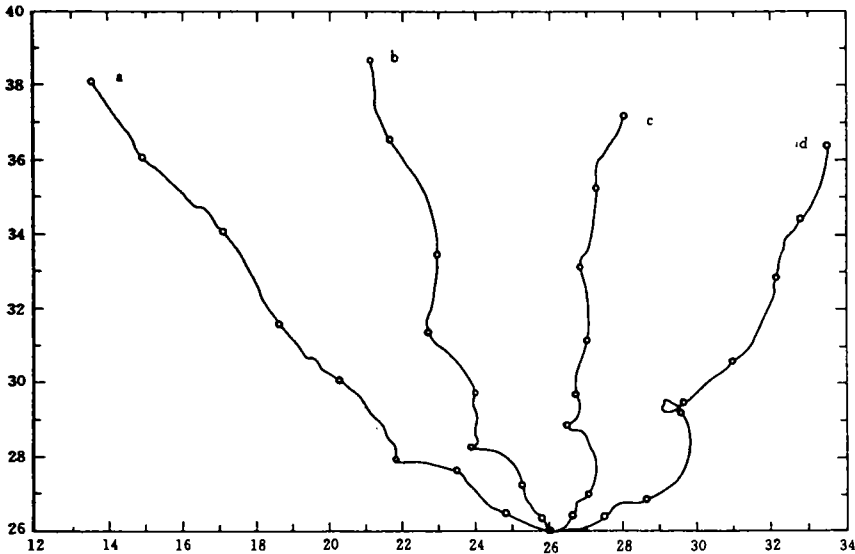


图 13 550hPa 热带气旋移动路径

(a, $\bar{u} = -1.0\text{ms}^{-1}$; b, $\bar{u} = 0$; c, $\bar{u} = 1.0\text{ms}^{-1}$; d, $\bar{u} = 2.0\text{ms}^{-1}$,
沿路径的标号的时间间隔为 12h,图框上刻度的间隔同图 3)

(4) 为了充分考虑小尺度涡旋对热带气旋移动的影响,本文提出了一种改进的计算通风气流的方法。通过对模式热带气旋和实际热带气旋的计算分析,结果表明:用改进的方法计算的通风气流矢量与热带气旋移动矢量的相关更为密切。

(5) 对于模式中给定的初始热带气旋,是围绕热带气旋中心、半径 r 为 300—400km

的通风气流控制着热带气旋的移动。

斜压大气中热带气旋移动的动力学问题是相当复杂的,它涉及到很多物理过程。本文设计的准地转斜压模式比较简单,一些重要的物理过程(例如积云对流)尚未引入模式,各种物理量在垂直方向上的输送考虑不够。因此,模式大气中的热带气旋整体结构与实际大气中的尚有一定差异。如果将各种物理过程引入模式,可以期待试验结果会有改进。

在本研究中,已假定基本气流为零。我们还试验了几种常值的弱基本气流对热带气旋移动的影响。由图 13 可见,常值的东风气流、西风气流分别引导热带气旋向西、向东移动。关于随时间和空间而变化的基本气流如何影响热带气旋移动的问题,有待今后深入的研究。

致谢:在完成本研究的过程中,曾与罗哲贤教授进行多次有益的讨论,得到了热情指导和帮助,在此谨表示诚挚的谢意!

参考文献

- [1] 陈联寿. 热带气旋运动研究和业务预报的现状和发展. 台风会议文集. 北京:气象出版社, 1985. 6—30.
- [2] Chan J C L. Williams R T. Analytical and numerical studies of the beta-effect in tropical cyclone motion. Part I: zero mean flow. *J Atmos Sci.* 1987. 44 (9): 1257—1265.
- [3] Fiorino M. Elsberry R L. Some aspects of vortex structure related to tropical cyclone motion. *J Atmos Sci.* 1989. 46 (7): 975—990.
- [4] 李天明, 朱永提. 热带气旋运动的分析和模拟. I: 非轴对称结构和路径突变. *中国科学 B 辑.* 1990. 1: 104—112.
- [5] Tian Yongxiang (田永祥). Luo Zhexian (罗哲贤). Vertical structure of beta gyres and its effect on tropical cyclone motion. *Advances in Atmospheric Sciences.* 1994. 11 (1): 43—50.
- [6] 田永祥. 非对称环流的细致结构与台风路径的摆动. *南京气象学院学报.* 1994. 17 (4): 399—404.
- [7] 田永祥. 小尺度涡旋的形成及其对热带气旋移动的影响. *应用气象学报.* 1995 (增刊): 108—115.
- [8] Kitade T. Numerical experimets of tropical cyclones on a plane with variable Coriolis parameter. *J Meteo Sci. Japan.* 1980. 58 (6): 471—487.
- [9] Arakawa A. Computational design for long-term numerical integrations for the equation of atmospheric motion. *J Comput Phys.* 1966. 1: 119—143.
- [10] Marks J F D et al. Dual-aircraft investigation of the inner-core of hurricane Norbert. Part I: kinematic structure. *J Atmos Sci.* 1992. 49 (11): 919—942.

VENTILATION FLOW IN A BAROCLINIC VORTEX RELATED TO TROPICAL CYCLONE MOTION

Tian Yongxiang

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing, 210044)

Abstract

Tropical cyclone motion is simulated numerically with a quasi-geostrophic baroclinic model. The flow field of tropical cyclone is decomposed into its axisymmetric and asymmetric components. The relation between the ventilation flow vector in asymmetric flow field and the motion vector of tropical cyclone is investigated. The results of numerical experiments indicate: (1) There are both large-scale beta gyres and small-scale gyres in the asymmetric flow field. (2) The interaction of the small-scale gyres with the large-scale beta gyres leads to the oscillation of translation speed and the vacillation of translation direction for tropical cyclone. (3) The large deviation between the ventilation flow vector calculated applying Fiorino and Elsberry's method and the motion vector of tropical cyclone exists. (4) The correlation between the ventilation flow vector calculated applying the improved method and the motion vector of tropical cyclone is very close.

Key words: Baroclinic model, Tropical cyclone, Ventilation flow.