中国科学: 地球科学 2010 年 第 40 卷 第 7 期: 947 ~ 952
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

涡旋环流区域内精细复杂结构的研究

罗哲贤[①*], 马革兰[①], 平凡[②]

① 南京信息工程大学遥感学院, 南京 210044;
② 中国科学院大气物理研究所, 云降水物理和强风暴实验室(LACS), 北京 100029
* E-mail: Luozxma@yeah.net

收稿日期: 2010-01-11; 接受日期: 2010-04-09
国家自然科学基金(批准号: 40775038, 40875031 和 40975036)资助

摘要 应用准地转正压涡度方程数值研究了涡旋精细复杂结构的形成和演变问题. 结果显示, 初始分布对称的一个大尺度主涡与 4 个β中涡通过非线性相互作用, 可以激发出大尺度分量和小尺度分量之间能量输送通量的高度局域化的非对称复杂结构. 复杂结构的主要特征是: 存在正、负通量的两支波列, 波列中有 7~8 个空间尺度<100 km 的闭合中心. 正通量区平均风速随时间衰减, 负通量区平均风速几乎维持不变, 显示了主涡风速演变的非对称性和局域性. 主涡中心有一个向负值通量闭合中心移动的趋势, 意味着能量输送通量的复杂结构与主涡中心移动之间也存在联系. 不同尺度涡旋的非线性相互作用是精细复杂结构形成和演变的根源.

关键词
涡旋
复杂结构
非线性相互作用
能量串级

台风中心位置、中心气压和地面最大持续风速是描述台风的 3 个数字特征量. 长期以来, 台风预测往往归结为这 3 个特征量的预测. 随着新的观测事实的积累, 人们认识到, 无论是登陆台风的强风区, 还是登陆台风的暴雨区, 都具有非对称性和局域性, 呈现出台风环流区域复杂的空间结构和复杂的时间演变. 如强风区往往出现在登陆台风前方右侧的象限, 又如华东登陆台风暴雨区的位置和降水强度大多呈现南北方向的非对称分布[1]. 因此, 仅仅预测上述 3 个数字特征量是不够的, 还需要预测涡旋环流区域内精细的复杂结构. 这就需要研究涡旋精细复杂结构的动力学. 尽管已有不少工作[2~6]在初始场上引入了复杂的涡度分布, 但大多考虑线性机制, 在非线性框架内的研究少见. 本文用数值方法研究了大尺度主涡与若干中尺度涡旋共存的非线性动力学, 结果显示: 不同尺度涡旋之间的非线性相互作用是大尺度主涡环流区域内精细复杂结构形成和演变的根源.

1 模式和试验概述

取准地转正压涡度方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi,\nabla^2\psi) + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = -\nu\nabla^4\psi, \qquad (1)$$

式中, ψ为地转流函数, $\nabla^2\psi$ 为相对涡度, J 为 Jacobian 算子, $\beta = \mathrm{d}f/\mathrm{d}y$, f 为柯氏参数, ∇^2 为拉普拉斯算子, ν 为双曲黏滞系数, 本文中取 $\nu=1.0\times10^{-7}$ $\mathrm{m^4\cdot s^{-1}}$, 于是双曲黏滞项将耗散作用压缩到一个小尺度的范围[7,8].

在东西和南北边界, 取周期边条件. 令初始相对涡度

引用格式: Luo Z X, Ma G L, Ping F. Investigation of fine and complex vortex circulation structures. Sci China Earth Sci, 2010, doi: 10.1007/s11430-010-4030-z

$$\xi(x,y,0)=\xi_L(x,y,0)+\xi_S(x,y,0), \tag{2}$$

式中, $\xi_L(x,y,0)$ 代表一个大尺度主涡. 令

$$\xi_L(x,y,0)=(2V_m/R_m)\times[1-0.5(r/R_m)]\mathrm{Exp}[1-(r/R_m)], \tag{3}$$

(3)式[9]中, V_m 为涡旋最大风速, R_m 为最大风速半径, r 为径向距离. 令 V_m=5 m·s^{-1}, R_m=80 km[5]. 大尺度主涡中心(x_0, y_0)位于模式区域的中心, 令(x_0, y_0)=(0, 0) km.

(2)式中的 $\xi_S(x,y,0)$ 由 4 个β中涡组成. β中涡的个数、尺度、位置和结构均与文献[5]相同, 具有以下形式:

$$\xi_S(x,y,0)=\xi'_{4\max}\sum_{\substack{i=1,4\\ \delta\tilde{r}_i<\Delta_4}}\sin^2[\pi(\delta\tilde{r}_i-\Delta_4)/2\Delta_4], \tag{4}$$

式中, $\delta\tilde{r}_1$, $\delta\tilde{r}_2$, $\delta\tilde{r}_3$和$\delta\tilde{r}_4$代表第 i 个β中涡的径向距离(i=1, 2, 3, 4). 4 个β中涡的中心分别位于(50, 0), (100, −50), (150, 0)和(100, 50) km, $\xi'_{4\max}$是β中涡的强度参数. 在文献[5]中, β中涡强度参数的取值范围为(1.74~6.96)×10^{-4} s^{-1}. 这里取中间值, 令 $\xi'_{4\max}$ = 3.48×10^{-4} s^{-1}. Δ_4是β中涡的尺度参数, 令Δ_4=50 km[5].

模式区域是一个 1800 km×1800 km 的正方形, 水平格距为 3 km, 时间步长为 30 s. 积分 24 h. 采用 Asselin[10]的时间中央差滤波方案.

2 结果和讨论

2.1 多尺度和初始时刻的非线性

令(2)式中 $\xi_S(x,y,0)$ 为零, 相对涡度的初始场 $\xi(x,y,0)$ 上只有一个大尺度主涡 $\xi_L(x,y,0)$, 归结为单尺度的问题. 用泊松迭代法可从 $\xi(x,y,0)$ 求出 $\psi(x,y,0)$, 从 $\xi(x,y,0)$ 和 $\psi(x,y,0)$ 的分布图(图 1(a))可见, 初始时刻等ξ线与等ψ线都是同心圆分布, 两者并不相交; 这种平流交角为 0 的分布型决定了初始时刻(1)式中的非线性项为 0. 需要指出的是, 即使初始时刻非线性项为 0, 但是, (1)式中的β项和耗散项仍然可以引起相对涡度的变化. 经过一段时间, 等ξ线与等ψ线明显相交, 非线性项将会起重要作用. Chan 和 Williams[9]对此做过详细讨论.

(2)式中 $\xi_S(x,y,0)$ 和 $\xi_L(x,y,0)$ 都不为 0 时, 归结为多尺度的问题. 初始时刻等ξ线和等ψ线都不再是同心圆分布, 两者相交(图 1(b)). 这种平流交角不为零的分布型决定了(1)式中的非线性项从初始时刻起就不等于 0.

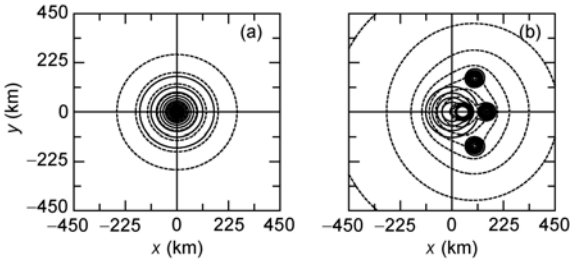

图 1 单尺度(a)与多尺度(b)初始场的比较

(a) 相对涡度(实线), 等值线间隔为 0.25×10^{-4} s^{-1}; 流函数(虚线), 等值线间隔为 0.2×10^6 m^2·s^{-1}. (b) 相对涡度(实线), 等值线间隔为 0.50×10^{-4} s^{-1}; 流函数(虚线), 等值线间隔为 0.2×0^6 m^2·s^{-1}

2.2 能量输送通量的高度局域化

对每小时输出一次的相对涡度场和水平速度场实施高斯滤波. 滤波函数为

$$\mathrm{G}^{(l)}(\boldsymbol{r})=l^{-2}\mathrm{G}(\boldsymbol{r}/l), \tag{5}$$

式中 l 为中间尺度, 令 l=150 km. 记>l 的尺度分量为大尺度分量, <l 的尺度分量为小尺度分量. $\boldsymbol{r}$=x i+y j. 令

$$\mathrm{A}_f(\boldsymbol{r})=(\mathbf{G}^{(l)}\times\mathrm{A})(\boldsymbol{r}),$$

式中卷积 $\mathrm{A}_f(\boldsymbol{r})$是一个低通滤波场, 该场只包含 A($\boldsymbol{r}$)场大尺度分量的信息. A($\boldsymbol{r}$)代表相对涡度场或水平速度场.

(2)式描述的初始相对涡度场 $\xi(x,y,0)$、滤波输出的大尺度分量场 $\xi_f(x,y,0)$ 和差值场$\Delta\xi(x,y,0)$分别列于图 2((a)~(c)). 这里, 差值场 $\Delta\xi(x,y,0)=\xi(x,y,0)-\xi_f(x,y,0)$, 描述了小尺度分量场.

大尺度分量与小尺度分量之间的能量输送通量 $\Pi(\boldsymbol{r})$[11]为

$$\Pi(\boldsymbol{r})=-(1/N)\Sigma\boldsymbol{S}_f\cdot\Sigma\boldsymbol{\tau}, \tag{6}$$

式中, $\boldsymbol{\tau}=\boldsymbol{VV}-\boldsymbol{V}_f\boldsymbol{V}_f$, 是小尺度分量产生的应力张量, $\boldsymbol{V}$ 是水平风速矢量, $\boldsymbol{V}_f$是滤波后的水平风速矢量. $\boldsymbol{S}_f$是大尺度分量产生的应变张量. $\boldsymbol{S}_f=S_{fx}$ i+S_{fy} j, $S_{fx}=v_f\times u_f+u_f\times u_f$, $S_{fy}=v_f\times v_f+u_f\times v_f$, u_f和 v_f分别为 $\boldsymbol{V}_f$的沿东西方向和南北方向的分量. Σ代表时间平均. $\Pi(\boldsymbol{r})$>0 时, 正向的能量串级发生(从大尺度向小尺度输送); $\Pi(\boldsymbol{r})$<0 时, 逆向的能量串级发生(从小尺度向大尺度输送).

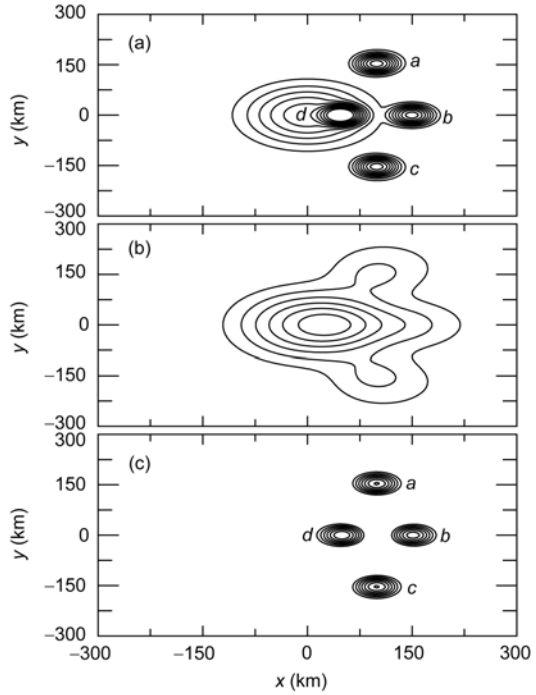

图 2　初始时刻相对涡度场(a)、滤波输出的大尺度分量场(b)和小尺度分量场(c)

等值线间隔均为 0.4×10^{-4} s^{-1}

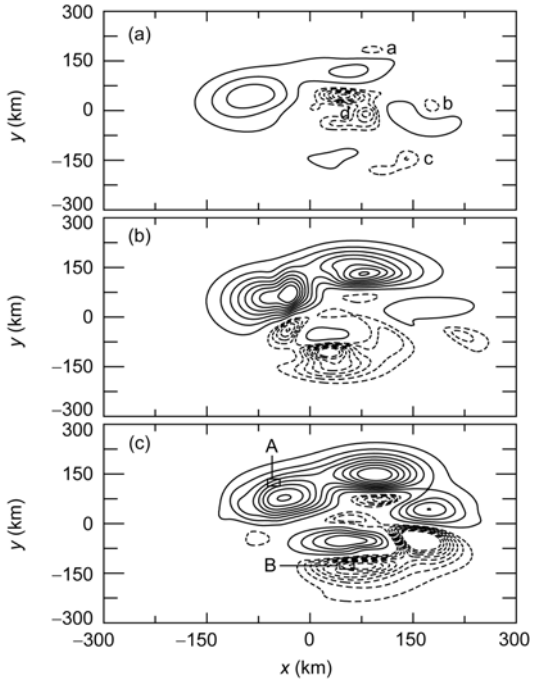

图 3　大尺度分量和小尺度分量之间的能量输送通量场

(a) 0~2 h 平均; (b) 12~14 h 平均; (c) 22~24 h 平均. 实线正值, 等值线间隔为 4.0×10^{2} m$^{4}\cdot$s^{-4}; 虚线负值, 等值线间隔为 1.0×10^{2} m$^{4}\cdot$s^{-4}

在 0~2 h 平均的能量输送通量场上, 在 4 个β中涡位置的附近, 出现了大小不等的 4 个$\Pi(\boldsymbol{r})$的负值区域 a, b, c, d(图 3(a)). 在这些区域, 能量从小尺度向大尺度输送. 在初始时刻阶段, 4 个β中涡积聚了较多的小尺度能量, 其中部分能量向大尺度分量输送是正常的. 除了这 4 个负值区域外, 还有 4 个正值区域, 形成了能量输送分布的高度局域化分布(图 3(a)). 这种高度局域化的分布在 12~14 h 平均的通量场上更加清楚(图 3(b)). 在 22~24 h 平均的通量场(图 3(c))上, 出现了两个波列. 一是正值波列, 其中有 3 个正值闭合中心; 一是负值波列, 其中有 4 个负值中心. 这些闭合中心的空间尺度在 50~100 km. 由此可见, 多尺度的非线性相互作用引起了大尺度分量和小尺度分量之间的能量输送. 这种能量输送具有高度局域化的复杂空间结构.

图 4 给出了 0~2, 12~14 和 22~24 h 平均的相对涡度场. 可见, 12~14 和 22~24 h 主涡中心两者相距约 55 km, 均位于 0~2 h 主涡中心的偏南方. 用图 4 所列 3 个相对涡度场, 求出相应流函数场、风速场和风速的极大值. 结果表明, 12~14 h 平均风速的极大值是 0~2 h 平均风速极大值的 1.20 倍.

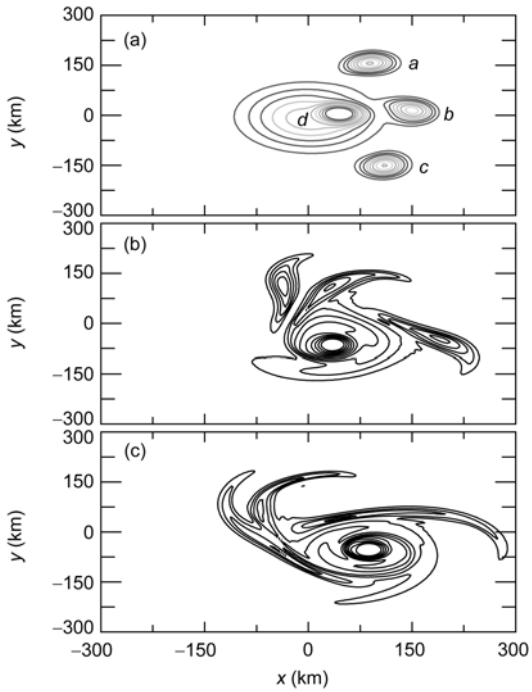

图 4　相对涡度场

(a) 0~2 h 平均; (b) 12~14 h 平均; (c) 22~24 h 平均. 等值线间隔为 0.4×10^{-4} s^{-1}

2.3 能量输送通量的瞬变特征

以往关于能量输送和转换的研究, 一般提出“区域平均”意义上的结果(如文献[12]), 区域内能量输送的细致结构及其时间变化并不清楚. 本文提出“区域内每个格点和每个时刻”意义上的结果, 可以分析细致结构及其时间变化. 目前, 中小尺度涡对主涡强度的影响问题受到一定的关注[2,3,5,6]. 本文的结果明确指出(详见下面 2.4 节), 主涡中心趋向于向负能量输送通量中心移动, 即主涡获得来自小涡输送的能量供给得以维持着自身的强度, 意味着中小尺度涡对主涡的影响主要表现为中小尺度分量向大尺度分量的能量输送, 所以我们主要分析$\Pi(\boldsymbol{r})$负值区的时空变化. 从图 3 可见, $\Pi(\boldsymbol{r})$负值区(以虚线表示)的形状、位置和面积等都随时间变化. 为了定量描述这些变化, 我们统计了 0~24 h 期间的 $Fs(i)$和 $Ng(i)$ (i=0, 1, 2, …, 24). 这里, $Fs(i)=(\Pi s(i)/\Pi s(0))\times100\%$, $Ng(i)=(\Pi g(i)/\Pi g(0))\times100\%$. $\Pi s(i)$为第 i 小时计算区域内负值通量值之和; $\Pi g(i)$为第 i 小时计算区域内负值通量的格点数之和. $Fs(i)$和 $Ng(i)$是相对于初始时刻取值$\Pi s(0)$和$\Pi g(0)$的百分数(初始时刻为 100%). 计算结果表明, $Fs(i)$和 $Ng(i)$均呈上升趋势(图 5).

2.4 能量输送通量与主涡移动的联系

在 0~24 h 期间, 我们每小时一次输出相对涡度场, 从相对涡度场确定每个小时的主涡中心位置, 主涡中心位置的连线为主涡中心的移动路径. 图 6 给出了 0~12 h 平均的能量输送通量场和 0~24 h 主涡中心的移动路径. 从图 6 可见, 在 12~24 h, 主涡中心有一个向负值通量闭合中心移动的趋势. 这是与文献[13]不同的一种新的移动方式. 文献[13]的结果是在仅有一个主涡单尺度的条件下得到的. 这里是多尺度的结果.

2.5 能量输送通量与涡旋风速随时间变化的联系

在(1)式中引入了耗散项, 在计算过程中为了抑制非线性计算不稳定引进了时间滤波和空间平滑, 因此, 计算区域的平均风速 V 随时间变化的趋势是下降的. 这里, 风速 $V=\sqrt{u^2+v^2}$, u 为沿东西方向风速, v 为沿南北方向风速.

我们将计算区域分为两个部分. 一是能量输送通量>0 的部分, 记为正值区; 一是能量输送通量<0 的部分, 记为负值区. 对这两个区, 分别计算区域平均风速 $V_m(i)$以及区域平均风速的相对值 $K_m(i)$, i=0, 2, 4, …, 24. $K_m(i)=[V_m(i)/V_m(0)]\times100\%$. K_m<100%表示风速随时间减小.

结果显示, 正值区平均风速衰减快, 负值区平均风速在 K_m=100%附近小幅振荡, 没有衰减的趋势(图 7(a)). 这个结果说明: 1) 在涡旋环流区域内, 耗散等作用引起的初始水平风速减弱的现象存在着空间差异性; 2) 在能量输送通量的负值区, 即在小尺度向

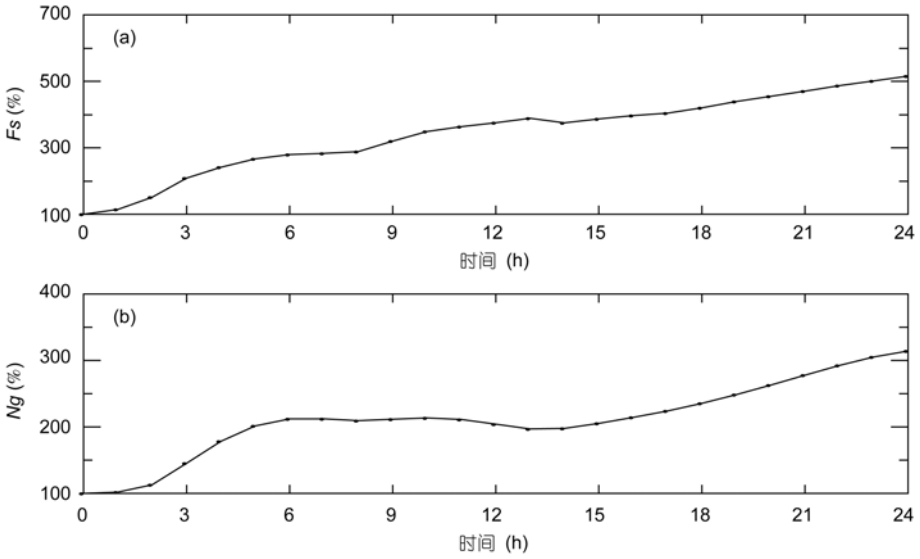

图 5 能量输送负通量总和(a)以及能量输送负通量格点值总和(b)随时间的变化

$Fs=\Pi s(i)/\Pi s(0)$, $Ng=\Pi g(i)/\Pi g(0)$, i=1, 2, …, 24; $\Pi s(0)$和$\Pi g(0)$分别为$\Pi s(i)$和$\Pi g(i)$的初始值

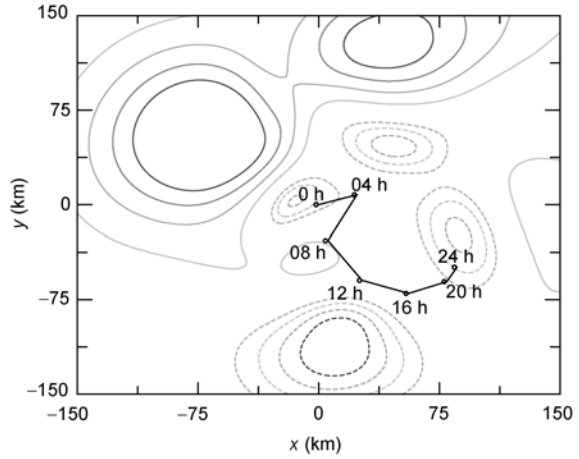

图 6　0~12 h 能量输送通量场和 0~24 h 主涡中心路径

图中实线表示正值, 等值线间隔为 4.0×10^2 m$^4\cdot$s^{-4}; 虚线表示负值, 等值线间隔为 1.0×10^2 m$^4\cdot$s^{-4}

大尺度输送能量的区域, 这种能量输送作用可以抵抗耗散等作用的影响, 使负值区区域平均的初始水平风速并无衰减趋势.

图 7(a)是能量输送通量正值区域平均或能量输送通量负值区域平均的结果. 在正值区中选一个小区 A, 在负值区中选一个小区 B(见图 3(c)所示, A 或 B 区各含有 36 个格点). A 区相对风速的平均值随时间显著衰减, B 区相对风速的平均值随时间并不衰减反而加强(图 7(b)), 进一步说明了风速随时间变化的复杂性和空间差异性.

3　结论

丑纪范[14]指出, 进行大气动力学研究时, 不可避免地要做各种各样的简化, 但是, 不能把最本质的东西略去了. 多尺度和非线性就是最本质的东西. 多尺度涡旋的非线性相互作用, 兼具多尺度和非线性, 是地球大气涡旋动力学的基础问题, 也是台风和暴雨预测实践面临的关键科学问题.

多尺度涡旋的非线性相互作用可以导致主涡的轴对称化. Enagonio 和 Montgomery[5]在初始主涡的附近放置了 4 个小涡, 在流型演变过程中, 初始小涡先后被主涡吸收, 其终态是一个准轴对称的流型. 轴对称化的机制被认为是涡旋 Rossby 波的传播[2~6]. 根据曾庆存[15]提出的旋转适应理论, 罗哲贤[16]认为小涡被主涡吸收并不是惟一的终态, 这种情况仅在 $R_\beta>1$ 的条件下成立; $R_\beta<1$ 时, 小涡不但不会被主涡吸收, 而且会吸收主涡的能量而发展加强. 这里, R_β为涡旋 β Rossby 数.

多尺度涡旋的非线性相互作用还可以导致涡旋的自组织. 涡自组织与涡轴对称化是有区别的, 如涡

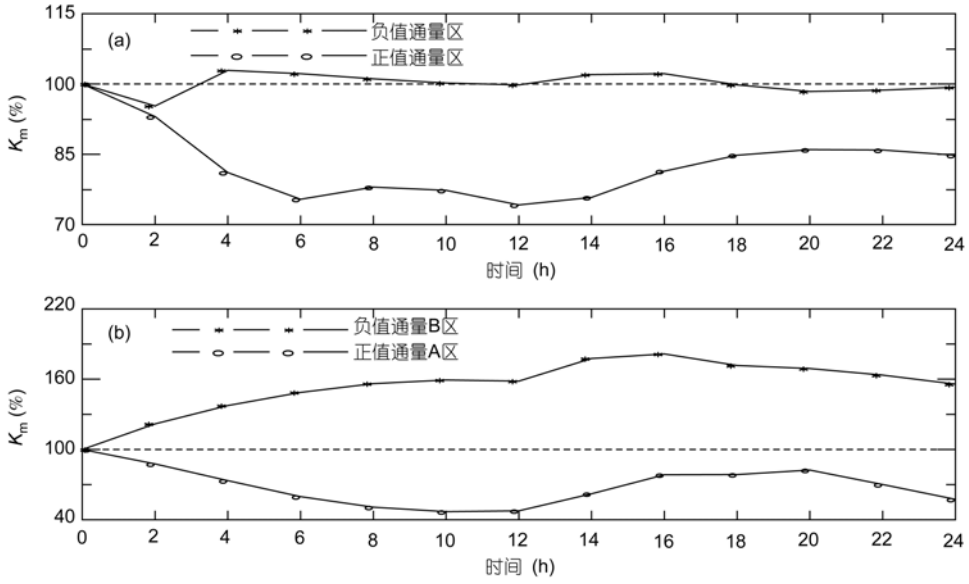

图 7　正值通量区与负值通量区风速的比较

(a) $K_m=K(i)/K(0)$, $K(i)$是第 i 小时计算区域内所有正值通量区风速的平均值或所有负值通量区风速的平均值, $K(0)$为 $K(i)$的初始值; (b) $K_m=V(i)/V(0)$, $V(i)$是第 i 小时 A 区(见图 3(c))风速的平均值或 B 区(见图 3(c))风速的平均值, $V(0)$为 $V(i)$的初始值

自组织过程并不限定初始时刻一定要有一个主涡[17]. 周秀骥等[18]提出了涡自组织的两类机制. Luo 和 Liu[19]认为小涡不仅对一个较大尺度的涡能否自组织起来有影响, 而且对自组织起来的大涡的移动路径有影响.

本文指出, 除了可以导致涡旋轴对称化和涡旋自组织外, 多尺度涡旋的非线性相互作用还有以下结果: 1) 一个较大尺度的主涡与相邻β中涡的非线性相互作用, 可以激发出大尺度与小尺度分量之间能量输送通量的高度局域化的复杂结构. 这种复杂构型的主要特征是: 正、负通量的两支波列, 波列中有 7~8 个空间尺度<100 km 的闭合中心(图 3(c)). 2) 主涡中心有一个向负值通量闭合中心移动的趋势(图 6). 3) 在正通量区域, 初始风速显著衰减; 在负通量区域, 初始风速维持不变, 清楚地显示出风速变化的非对称性和局域性特征(图 7).

陈联寿和丁一汇[20]早就指出, 大多数台风登陆后会迅速减弱消亡, 但是, 有的登陆台风可以在 2~3 天内维持不消, 其原因是台风与中尺度涡旋的相互作用. 文献[20]提出的是天气学的结果. 本文从动力学的角度清楚地证实了这个结果(见图 7(a)负通量区曲线和图 7(b)B 区曲线).

正如端义宏等[21]和陈联寿等[1]指出的, 精细复杂结构与涡强度变化之间的联系及其物理本质, 目前还有很多问题不清楚. 我们认识到, 台风涡旋精细结构的问题极其复杂, 本文仅是初步的工作, 以下问题我们还缺乏科学认识. 首先, 数值结果往往受到计算误差、计算格式和滤波方案等影响, 如果参数改变, 对结果会有什么影响, 即计算参数的敏感性问题; 其次, 大尺度与小尺度分量之间能量输送通量高度局域化复杂结构的物理成因问题; 第三, 这种能量输送通量高度局域化的复杂结构, 在实际大气登陆我国的台风环流中, 能否得到验证. 对于这些问题, 我们正在继续研究.

致谢 审稿人提出修改意见, 特此致谢.

参考文献

1 陈联寿, 罗哲贤, 李英. 登陆热带气旋研究的进展. 气象学报, 2004, 62: 541—554
2 Montgomery M T, Enagonio J. Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex Rossby waves in a three-dimensional quasi-geostrophic model. J Atmos Sci, 1998, 55: 3176—3207
3 Montgomery M T, Kallenbach R J. A theory for vortex Rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. Quart J R Meteorol Soc, 1997, 123: 435—465
4 罗哲贤, 陈联寿. 地形对涡旋 Rossby 波影响的研究. 自然科学进展, 2003, 13: 372—377
5 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—705
6 Luo Z, Liu C. An investigation into axisymmetrization of a vortex embedded in horizontal shearing current. J Geophys Res, 2007, 112: D06103, doi: 10.1029/2006JD007087
7 Ishioka K, Hasegawa J, Yoden S. Asymmetrization mechanism of jet profiles in decaying β-plane turbulence. J Atmos Sci, 2006, 64: 3354—3361
8 Basdevant C, Legras B, Sadourny R, et al. A study of barotropic model flows, intermittency, waves and predictability. J Atmos Sci, 1981, 38: 2305—2326
9 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: 1257—1264
10 Asselin R. Frequency filter for time integrations. Mon Weather Rev, 1972, 109: 18—36
11 Chen S, Ecke R E, Eyink G L, et al. Physical mechanism of the two-dimensional inverse energy cascade. Phys Rev Lett, 2006, 96: 084502
12 Li X F, Wang B. Tropical cyclone propagation in steady barotropic environmental flows. Part II. Generally horizonally-varying flows. J Atmos Sci, 1996, 53: 423—441
13 Fiorino M, Elsberry R L. Some aspects of vortex structure in tropical cyclone motion. J Atmos Sci, 1989, 46: 979—990
14 丑纪范. 大气科学中的非线性和复杂性. 北京: 气象出版社, 2002. 204
15 曾庆存. 旋转大气中运动的非线性相互作用和旋转适应过程. 中国科学, 1979, 9: 986—995
16 罗哲贤. 台风轴对称环流和非轴对称扰动非线性相互作用的研究. 中国科学 D 辑: 地球科学, 2003, 33: 686—694
17 Luo Z, Liu C. A numerical study of multiple vortex self-organization as forced by mesoscale topography. Meteorol Atmos Phys, 2008, 99: 65—76
18 周秀骥, 罗哲贤, 高守亭. 涡旋自组织的两类可能机制. 中国科学 D 辑: 地球科学, 2006, 36: 201—208
19 Luo Z, Liu C. Diversity of microenvironments and the complexity of vortexmotion. Geophys Res Lett, 2006, 33: L24805, doi: 1001029/2006GL027765
20 陈联寿, 丁一汇. 西太洋台风概论. 北京: 科学出版社, 1979. 423—428, 466—474
21 端义宏, 余晖, 伍荣生. 热带气旋强度变化研究进展. 气象学报, 2005, 63: 636—645