

随机分布的小尺度涡对涡旋自组织影响的研究^{*}

罗哲贤 李春虎

南京信息工程大学遥感学院, 南京, 210044

摘 要

以往双涡相互作用的动力学一般都在决定性的框架内研究。文中用一个平流方程模式, 实施积分时间为 30 h 的 8 组试验, 分析决定性和随机性共存系统中双涡相互作用和涡旋自组织的问题。随机性通过以下方式引入模式: 先用 Iwayama 方案生成随机分布的小尺度涡, 再将这些小尺度涡加入初始场。试验中, 初始随机分布小尺度涡的强度参数 K 分别取 0.0、0.4、0.6、0.8 和 1.0。结果表明, 没有小尺度涡的条件下 ($K=0.0$), 初始分离的两个 β 中尺度涡逆时针互旋, 其准终态流型是两个分离的涡; 引进小尺度涡后, K 取 0.8、1.0 时, 初始分离强度相同的两个 β 中尺度涡, 逐渐形成主次之分。主涡将次涡拉伸成为螺旋带, 其准终态流型是一个自组织起来的类似于台风环流的涡旋。准终态涡中心的相对涡度值随 K 值的加大而加大。结果还表明, 准终态流型不仅与初始小尺度涡的强度参数有关, 而且与初始小尺度涡的分布有关。此外, 在相同初始场的情况下, 还实施了 3 类不同边界条件的试验: 第 1 类, 在东西边界取周期条件, 在南北边界取固定条件; 第 2 类, 在所有边界均取固定条件; 第 3 类, 在所有边界均取周期条件。这 3 类试验的准终态流型相同, 都显示出一个类似于台风涡旋的环流。根据这些结果可以初步认为, 涡旋自组织的研究从决定性动力学向随机动力学的过渡是值得探索的。

关键词: 涡旋, 自组织, 涡相互作用, 小尺度涡, β 中尺度涡。

1 引 言

自组织是一个多学科关注的前沿课题^[1-5]。在大气科学领域, 20 世纪 90 年代中期, 周秀骥^[6]提出了一个重要的科学观念: 一块积云的发生发展在一定的场合可以影响到区域性灾害天气系统的形成。这一论述指出了小尺度系统(积云)在较大尺度(区域性)系统自组织过程中的作用。后来, 周秀骥等^[7]注意到云块和涡块的对应性^[8], 数值地研究了一个小尺度涡对涡旋自组织的作用。若在初始场上只有两个分离的 β 中尺度涡, 它们会逆时针互旋, 其准终态流型仍是两个分离的 β 中尺度涡。但是, 一旦引入一个小尺度涡, 两个分离的 β 中尺度涡和小尺度涡三者的相互作用可以导致一个更大尺度涡旋的自组织, 其终态流型类似一个台风环流, 台风环流有可能造成区域性的天气灾害。罗哲贤和柳崇健^[9]指出: 周秀骥等^[7]的结果在一个比较广阔的参数空间

内仍然成立。小尺度涡引入初始场的不同方式, 可以导致类台风涡旋不同的强度和不同的路径^[10], 文献^[10]的结果引起了国际上的关注。与文献^[7]相关的研究也取得了一些进展^[11-16]。

在文献^[7, 9-11]中, 模式初始场上 1 个或多个小尺度涡的尺度、强度和位置都是人为给定的。尽管人为给定参数的假设有一定的观测事实支持, 但实际大气中, 小尺度涡的分布往往是随机的, 而不是人为给定的。因此本文取消人为给定的假设, 在小尺度涡随机分布的条件下, 进一步分析涡旋自组织的问题, 试图得到新的结果。

2 模式和试验设计

取 Charney-Hasegawa-Mima (CHM) 方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\zeta^2\psi - \lambda^2\psi) + J(\psi, \nabla^2\psi) = -v\nabla^6\psi \quad (1)$$

式中 ψ 是地转流函数, $\xi = \nabla^2\psi$ 为相对涡度, λ

* 初稿时间: 2007 年 4 月 24 日; 修改稿时间: 2007 年 8 月 14 日。

资助课题: 国家自然科学基金项目(40775038, 40333028)和上海台风基金项目(20060601)。

作者简介: 罗哲贤, 从事大气动力学研究。E-mail: LuoZXma@Yeah.net

为特征波数, J 为 Jacobian 算子, ν 为耗散系数。CHM 方程被广泛用于涡自组织的研究^[17-18]。关于式(1)中 ν 和 λ 的取值, 有的工作中令 $\nu=0, \lambda=0$ (如文献[19]), 本文也令 $\nu=0, \lambda=0$ 。这时, 式(1)化为平流方程。为了抑制计算非线性不稳定, 在积分过程中引进了时间滤波和空间平滑, 这相当于引进了耗散作用。

在南北边界, 令 $\frac{\partial \psi}{\partial t}=0$; 在东西边界, 用周期性边条件。

$t=0$ 时, 令

$$\xi_j(x, y, 0) = \xi_1(x, y, 0) + \xi_2(x, y, 0) + K\xi_s(x, y, 0) \quad (2)$$

式中, 下标 j 为 A 类试验方案序号, ξ_1 、 ξ_2 描述两个分离的 β 中尺度涡, 是决定性的变量; ξ_s 描述随机分布的多个小尺度涡, 是随机性的变量。 K 为随机相对涡度的强度参数。

设 $\xi_i(x, y, 0) (i=1, 2)$ 有以下形式

$$\xi_i(x, y, 0) = \begin{cases} \xi_{i0} \sin\left(\frac{x-x_{li}}{x_{2i}-x_{li}}\pi\right) \sin\left(\frac{y-y_{li}}{y_{2i}-y_{li}}\pi\right) & x_{li} \leq x \leq x_{2i}, y_{li} \leq y \leq y_{2i} \\ 0 & \text{其余区域} \end{cases} \quad (3)$$

$\xi_s(x, y, 0)$ 用以下方式求出。首先, 设初始时刻随机动能谱遵守如下约束(文献[20])

$$E(k) \sim \frac{k^6}{(k+2k_0)^{18}} \quad (4)$$

式中 $1 \leq k \leq 200$, $k_0=30$, 为谱曲线的峰值处。若计算区域为 $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$, 则相应于 $k_0=30$ 的涡半径约等于 33 km , 属于小尺度涡。其次, 为了限制初始小尺度涡的强度, 一般令 $\bar{E}_0=0.5$ (如文献[20-21])。这里 $\bar{E}_0$ 为单位面积动能的无量纲量。在上述两个约束条件下, 可以求出 $\xi_s(x, y, 0)$ 。关于式(4)的更详细叙述可见文献[20]和[21]。

求出 ξ_1 、 ξ_2 和 ξ_s 后, 代入式(2)可求出 $\xi(x, y, 0)$ 。用泊松迭代可以求出 $\psi(x, y, 0)$ 。

计算区域为 $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$ 的正方形, 计 401×401 个格点, $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ km}$ 。时间步长 $\Delta t = 30 \text{ s}$ 。计算区域中心处 $x=0, y=0$ 。参数: $x_{11} = -335 \text{ km}$, $x_{12} = -85 \text{ km}$, $x_{21} = 85 \text{ km}$, $x_{22} = 335 \text{ km}$, $y_{11} = -150 \text{ km}$, $y_{12} = -150 \text{ km}$, $y_{21} = 150 \text{ km}$, $y_{22} = 150 \text{ km}$, 初始双涡中心之间的距离为

420 km 。 $\xi_{d0} = 4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。

计实施 8 个试验。Exp $A_j (j=1, 2, 3, 4, 5)$ 。Exp A_1 中, 随机相对涡度初始场强度参数 $K=0.0$, 即初始场上只有两个 β 中尺度涡, 无随机小尺度涡度场。Exp A_2 中, $K=1.0$; Exp A_3 、Exp A_4 、Exp A_5 中, K 分别取值 $0.8, 0.6, 0.4$ 。Exp B 是不同于 Exp A_j 的随机相对涡度初始场的试验。Exp C_1 中, 在东西、南北方向均令 $\frac{\partial \psi}{\partial t}=0$ 。Exp C_2 中, 在东西、南北方向均取周期条件。8 个试验都积分 30 h 。

3 主要结果

Holland 等^[22]研究了双涡合并的判据。结果是 $L > 3.2R$ 时不合并, $L \leq 3.2R$ 时合并。这里, L 为初始分离双涡中心之间的距离, R 为涡半径。本文初始涡沿 x 轴的半径 R_x 为 125 km , 我们取 L 为 $(460, 440, 420, 400, 380) \text{ km}$, 即 L 为 $(3.68, 3.52, 3.36, 3.20, 3.04)R_x$, 并令 $\xi_s(x, y, 0)$ 为零, 实施了 5 个试验。结果: $L > 3.2R_x$ 不合并, $L \leq 3.2R_x$ 合并。这个结果与文献[22]是一致的。其中, $L = 3.36R_x = 420 \text{ km}$ 的试验即为 EXP A_1 。

3.1 随机分布小尺度涡对涡旋自组织的作用

Exp A_1 中相对涡度场随时间的演变表明: 初始双涡沿逆时针互旋, 一直没有合并(图 1a—1f)。此外, $t=28 \text{ h}$ 时, 双涡外围的两条螺旋带的形状十分相似, 这意味着计算具有足够高的精度(图 1f)。

Exp A_2 中, 初始小尺度涡的强度参数 $K=1.0$ 。 $t=0 \text{ h}$, 除了两个 β 中尺度涡外, 还有随机分布的 30 多个小尺度涡(图 2a)。注意到图 2 图框面积为 $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$, 计算区域为 $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$, 所以图框面积为计算区域面积的 $1/4$, 即计算区域初始场上小尺度涡的数目超过了 100 个。

在 t 为 $4, 8, 12 \text{ h}$ 时, 初始双涡逆时针互旋(图 2b—2d), 这与 Exp A_1 是类似的。但是, t 取 $16, 20, 24 \text{ h}$ 时, 一个尺度较大的涡已经逐渐形成(图 2e—2g)。 $t=28 \text{ h}$, 在计算区域中心(+)的东北, 出现了一个明显的闭合环流, 其周围有两条螺旋带环绕(图 2h)。众所周知, 台风由内区和外区两个部分构成。一般而言, 内区为气旋性环流, 外区为两条螺旋带。因此, 图 2 h 所示是一个类台风环流。与 Exp A_1 的结果比较, 可见随机分布的初始小尺度涡可以导致一个类台风环流的生成。

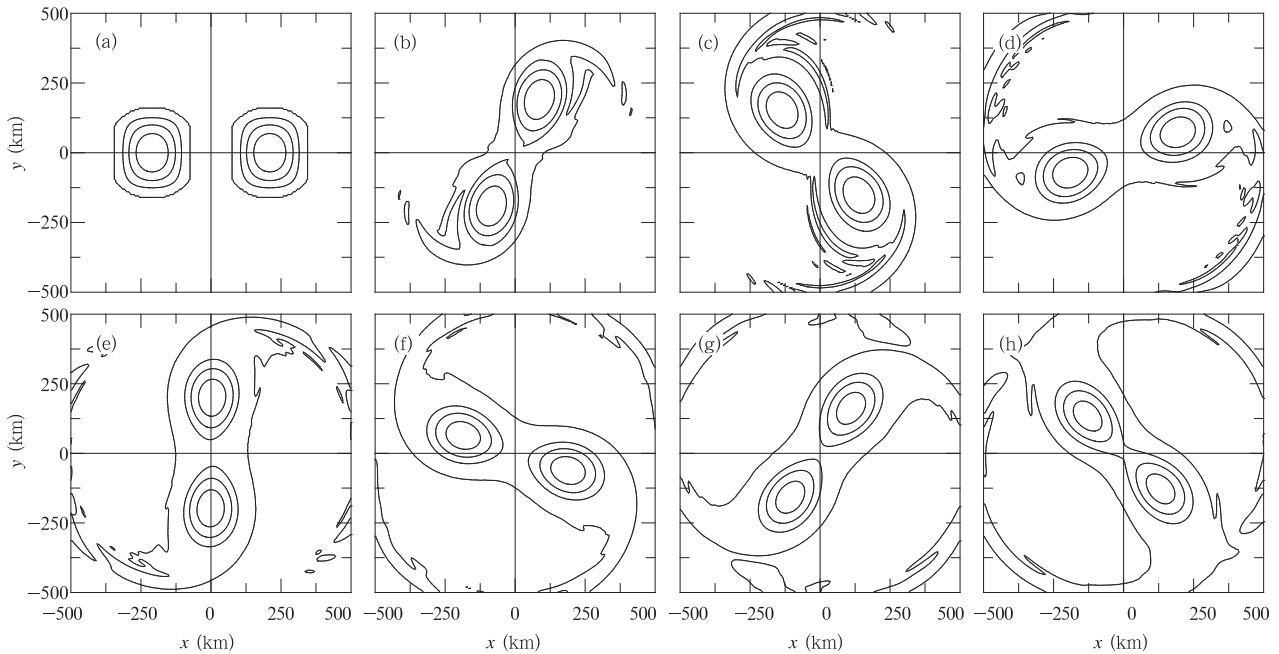


图 1 试验 A₁ 中, 相对涡度场随时间的变化

(a. $t=0$ h, b. $t=4$ h, c. $t=8$ h, d. $t=12$ h, e. $t=16$ h, f. $t=20$ h, g. $t=24$ h, h. $t=28$ h;
等值线间隔: $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; 图框面积 $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$; 计算区域面积: $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$)

Fig. 1 Temporal evolution of the relative vorticity field in Exp A₁

(a. $t=0$ h, b. $t=4$ h, c. $t=8$ h, d. $t=12$ h, e. $t=16$ h, f. $t=20$ h, g. $t=24$ h, h. $t=28$ h;
the contour interval is $1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, the region denotes $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$; the computational region is $2000 \text{ km} \times 2000 \text{ km}$)

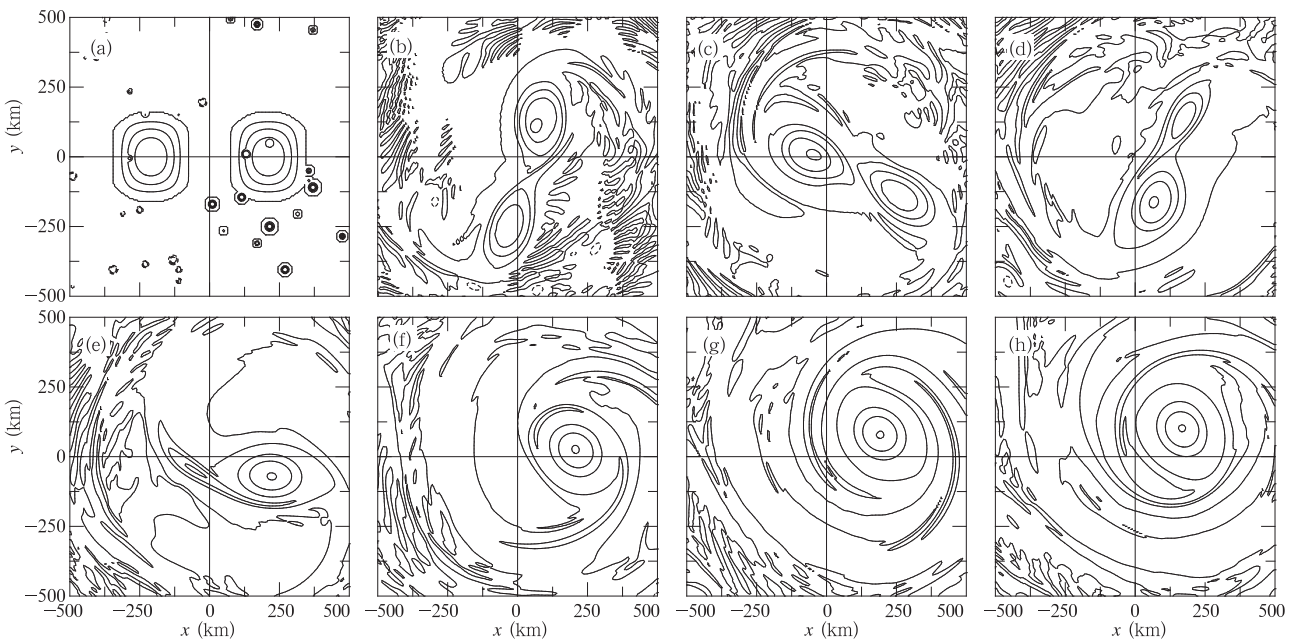


图 2 试验 A₂ 中, 相对涡度场随时间的变化 (说明同图 1)

Fig. 2 Same as Fig. 1 but for Exp A₂

进一步分析随机分布小尺度涡影响涡自组织的可能原因发现: $t=0$ 时, 初始涡最里一圈的等值线代表 $3.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。 $t=4$ h 时, 在计算区域中心 (+) 东北方的 β 中尺度涡的强度已经加强, 其最里

一圈的等值线是 $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。由于小尺度涡是随机分布的, 因此, 小尺度涡对两个 β 中尺度涡的影响不可能严格相同, 这就造成了初始强度、形状、结构都相同的两个 β 中尺度涡之间, 在强度、形状和结构上

产生差异(图 2b)。这种差异造成了两个 β 中尺度涡的主次之分。一个 β 中尺度涡为主,一个 β 中尺度涡为次。主涡将次涡拉伸、变形,使其逐渐成为主涡的螺旋带(图 2e—2f),最终形成一个类台风环流。

3.2 涡自组织对随机分布小尺度涡强度的敏感性

Exp A₃ 中,初始小尺度涡的强度参数 $K=0.8$,

小尺度涡比 Exp A₂ 要弱。 $t=20$ h 时,双涡仍未合并(图 3f),这一点与 Exp A₂ 不同(图 2f)。但在 $t=24, 28$ h, 一个类台风环流还是形成了。

初始小尺度涡的强度参数 $K=0.6, 0.4$ (Exp A₄, Exp A₅) 时,类台风环流均没有形成(图 4, 图 5)。

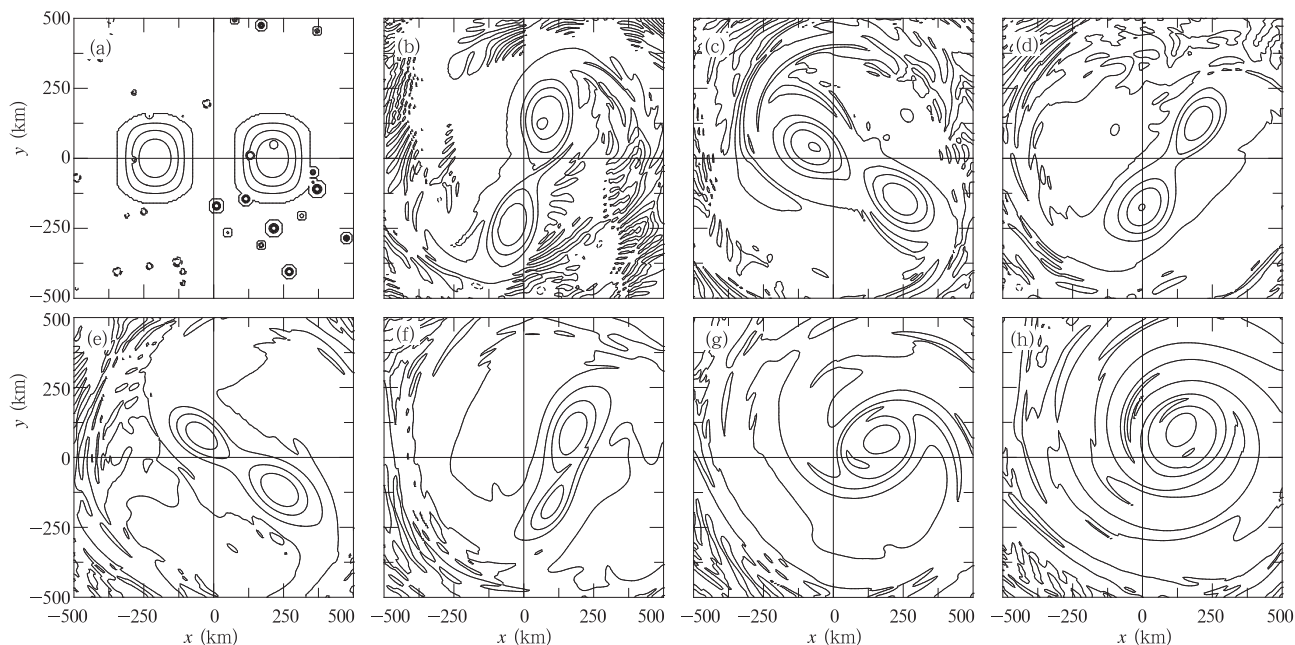


图 3 试验 A₃ 中,相对涡度场随时间的变化(说明同图 1)

Fig. 3 Same as Fig. 1 but for Exp A₃

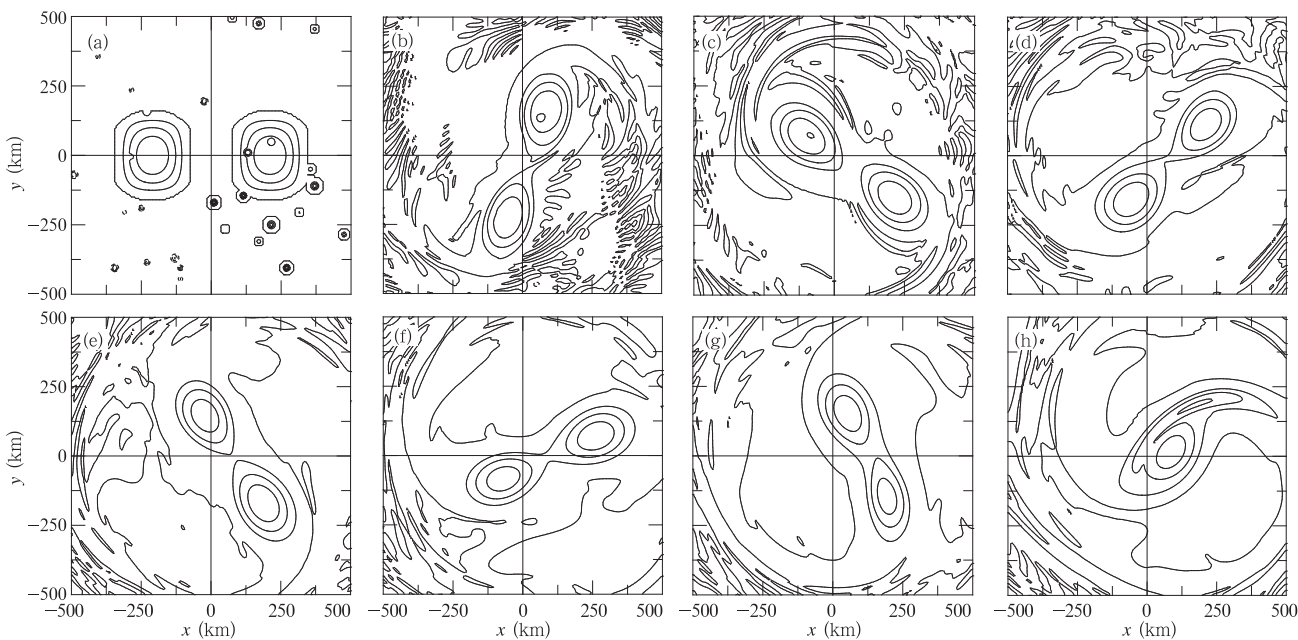
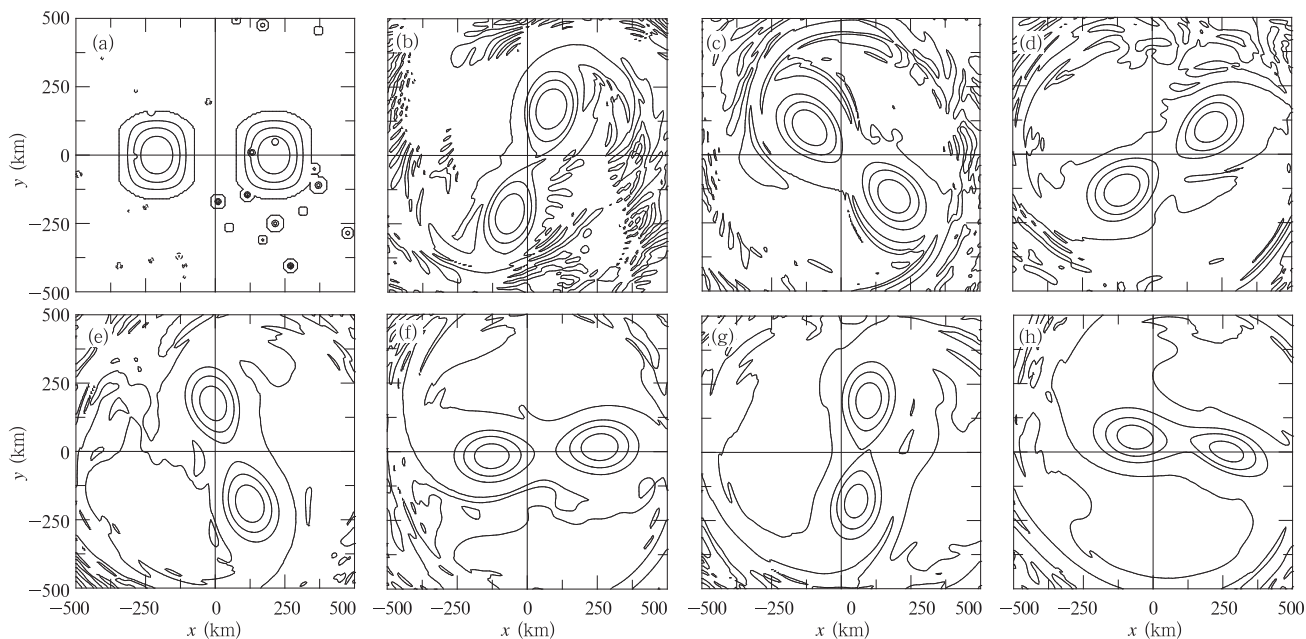


图 4 试验 A₄ 中,相对涡度场随时间的变化(说明同图 1)

Fig. 4 Same as Fig. 1 but for Exp A₄

图5 试验 A₅ 中, 相对涡度场随时间的变化 (说明同图 1)Fig. 5 Same as Fig. 1 but for Exp A₅

3.3 准终态涡强度与随机分布小尺度涡的联系

涡中心处的相对涡度值 $\xi_{\max}$ 可以反映涡的强度。Exp A₁ ($K=0.0$) 中, 初始时刻 β 中尺度涡的 $\xi_{\max} = \xi_{i0} = 4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。由于在积分过程中引进了时间滤波和空间平滑, 这相当于引进了耗散作用, $\xi_{\max}$ 有减小的趋势 (图 6)。

在 EXP A_j ($j=2, 3, 4, 5$) 中, K 分别等于 0.4、

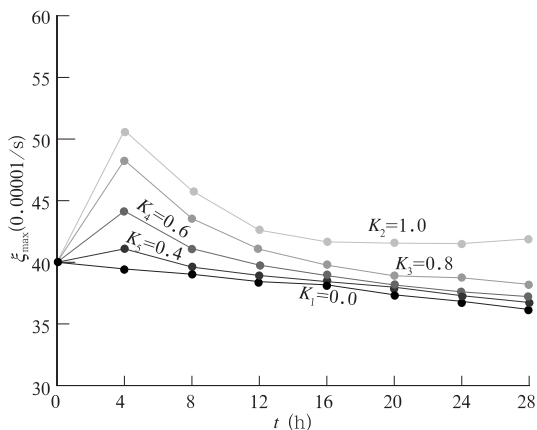
图6 试验 A_j ($j=1, 2, 3, 4, 5$) 中, 涡中心处相对涡度值随时间的变化

Fig. 6 Temporal evolution of the relative vorticity at the vortex center in Exp A_j ($j=1, 2, 3, 4, 5$) (where K_i ($i=1, 2, 3, 4, 5$) is the intensity parameter in Exp A_j ($j=1, 2, 3, 4, 5$), respectively)

0.6、0.8 和 1.0。 $t=0$ 时, 在这 4 个试验的初始场上, 在 β 中尺度涡范围内, 虽然都有小尺度涡 (图 2a、3a、4a、5a), 但是这些小尺度涡都不在 β 中尺度涡的中心处, β 中尺度涡中心处的 $\xi_{\max}$ 仍为 $4.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。

Exp A₂ ($K=1.0$) 中, $\xi_{\max}$ 先是随时间增大, $4 \text{ h} < t < 16 \text{ h}$, $\xi_{\max}$ 减小, $t \geq 16 \text{ h}$, 变化平缓。Exp A₃ ($K=0.8$)、Exp A₄ ($K=0.6$) 和 Exp A₅ ($K=0.4$) 中, $\xi_{\max}$ 也有先增大后减小的趋势 (图 6)。

用 $t=28 \text{ h}$ 涡中心的相对涡度 $\xi_{\max}$ 近似描述准终态涡的强度。初始小尺度涡的强度参数 K 取 0.0、0.4、0.6、0.8、1.0 时, $\xi_{\max}$ 分别为 3.62×10^{-4} 、 3.67×10^{-4} 、 3.72×10^{-4} 、 3.82×10^{-4} 、 $4.19 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 说明随着初始随机分布小尺度涡强度的加大, 准终态涡的强度也加大; 使类台风环流的强度在一定程度上增强。

我们设两个 β 中尺度涡中心之间的距离为 D 。 $t=0$ 时, 5 个 Exp A_j 试验的距离 D 均等于 420 km。Exp A₁ ($K=0.0$), D 随时间缓慢减小, 这意味着双涡一边互旋, 一边略有接近。Exp A₄ ($K=0.6$)、Exp A₅ ($K=0.4$), D 随时间明显减小 (图 7)。这 3 种情况下, 在整个积分过程中双涡均未合并。EXP A₂ ($K=1.0$) 和 EXP A₃ ($K=0.8$) 时, 双涡分别于 $t=20 \text{ h}$ 和 $t=24 \text{ h}$ 合并了 (图 7)。

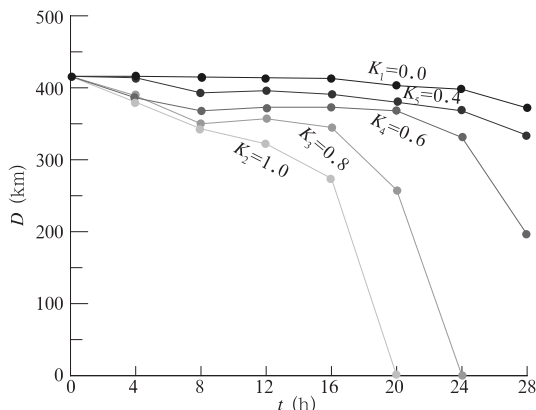


图7 试验 A_j ($j=1,2,3,4,5$) 中, 双涡中心之间距离随时间的变化

Fig.7 Temporal evolution of the distance between the dual vortex centers in Exp A_j ($j=1,2,3,4,5$) (where K_i ($i=1,2,3,4,5$) is the intensity parameter in Exp A_j ($j=1,2,3,4,5$), respectively)

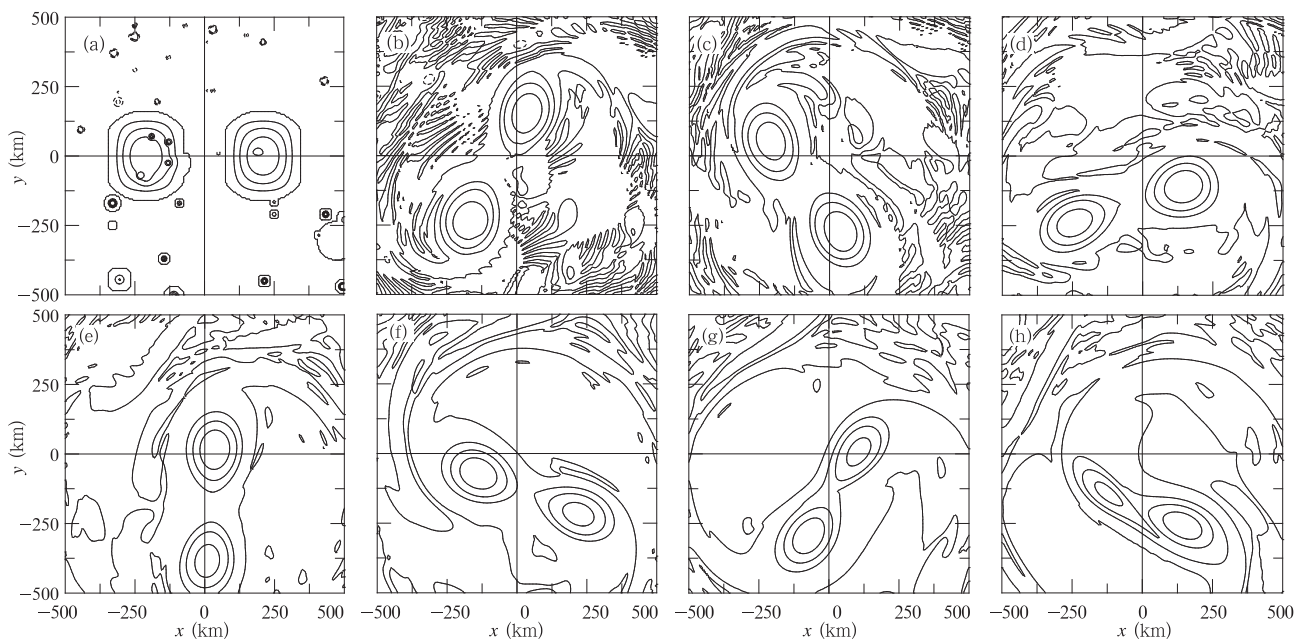


图8 试验 B 中, 相对涡度场随时间的变化 (说明同图 1)

Fig.8 Same as Fig.1 but for Exp B

EXP A_2 中, 在东西方向取周期条件, 南北方向令 $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$ 。EXP C_1 中, 在东西、南北方向均令 $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$ 。EXP C_2 中, 在东西、南北方向均取周期条件。结果说明: EXP C_1 、EXP C_2 两个试验结果与 EXP A_2 几乎完全相同(图略)。

3.4 不同初始条件和不同边界条件的作用

满足式(4)的随机涡度场可以有无数个。Exp A_2 的初始随机涡度场只是其中的一个。与 Exp A_1 的结果对比可见: Exp A_2 的这个随机涡度场可以引起一个较大尺度涡的自组织。

自然, 如果选取很多个满足式(4)的初始随机场, 可能产生不同的终态结果。Exp B 是一个例子。此例中, 初始随机场与 Exp A_2 不同(图 8a), 其终态流型是双涡没有合并(图 8)。

文献[7、9、11]的结果均是在人为给定小尺度涡的假定下得到的。本文研究的结果说明, 即使取消这个假定, 小尺度涡的引入仍然可以激发一个较大尺度的涡自组织起来。关于很多个初始小尺度随机涡度场对涡自组织总体的影响, 需要另文研究。

此外, 分析了 3 种不同边界条件对结果的影响。

4 结论和讨论

10 多年前, 周秀骥^[6]认为: 一块积云的发生发展在一定的场合可以影响到区域性灾害天气系统的形成。这个科学观点受到了一系列研究工作的支持^[7、9-11]。尽管其中有些研究(如^[10])已受到国际上

的关注,但是,在这些工作的初始场上,所有的系统都是人为给定的,是决定性的。最近,周秀骥^[23]指出:“大量观测资料表明,大气中存在着多种特征的随机扰动因子,大气过程是确定的,也是随机的。”云物理结构的随机起伏及其对降水形成的决定性影响是一个典型的例子,也是暖云降水理论的基础^[24]。另一个例子是台风。Ooyama^[25]认为,台风生成与台风路径预测不能作为一个决定性的问题来处理。Simpson 等^[26]直接指出,中尺度涡旋与台风的相互作用本质上是随机的。因此,可以认为,地球大气中的涡运动是由决定性和随机性两类因子共同决定的。但是,在一个决定性和随机性共存的系统中,随机性究竟有多么重要,这个问题并未解决^[27]。

因此,应该在文献[7,9-11]工作的基础上,引进随机性的因子继续研究。为此,本文在模式初始场上引进随机分布的多个小尺度涡,并且分析了这些小尺度涡对涡旋自组织的影响。结果指出:在初始分离的两个 β 中尺度涡沿逆时针方向互旋但不合并的场合,引进随机分布的小尺度涡以后,一个类似于台风的涡旋可以自组织起来。其涡旋中心的相对涡度值可以增加。注意到以往涡旋动力学双涡相互作用的一系列研究都限于决定性动力学的框架,我们初步认为,从决定性动力学向随机动力学的过渡是值得探索的。

参考文献

- [1] Yong I M, Crawford S W. Interactions and self-organization in the soil-microbe complex. *Science*, 2004, 304: 1634-1637
- [2] Koppel van de J, Bakker W D, Herman J P, et al. The self-organization and vegetation collapse in salt marsh ecosystems. *American Naturalist*, 2005, 165: 1-12
- [3] Kong Y H, Wu F M, Huang H, et al. Self-organized crystallization mechanism of non-equilibrium 2:1 type phyllosilicate systems. *Science in China, series D*, 2002, 45 (1): 45-52
- [4] Hasi B M, Jian W, Li Q Q, et al. Self-organizing feature map neural network classification of the ASTEK data based on wavelet fusion. *Science in China, Series D*, 2004, 47(7): 651-658
- [5] Jiang P, Xie S S, Yao J N, et al. Two-dimensional self-organization of 1-nomanethiol capped gold nanoparticles. *Chinese Sci Bull*, 2001, 46(12): 946-998
- [6] 周秀骥. 21 世纪的大气科学——纪念中国气象学会成立 70 周年. *气象学报*, 1994, 52(3): 257-260
- [7] 周秀骥, 罗哲贤, 高守亨. 涡旋自组织的两类可能机制. *中国科学 D 辑*, 2006, 36(2): 201-208
- [8] Chen Y, Yau M K. Spiral bands in a simulated hurricane. Part I: vortex Rossby wave verification. *J Atmos Sci*, 2001, 58: 2128-2145
- [9] Luo Z, Liu C. An investigation into the sensitivity of idealized vortex interactions to initial conditions and island topography. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L01809, doi: 10.1029/2005 GL024543
- [10] Luo Z, Liu C. Diversity of microenvironments and the complexity of vortex motion. *Geophys Res Lett*, 2006, 33, doi: 10.1029/2006GL027765
- [11] Luo Z, Liu C. An investigation into axisymmetrization of a vortex embedded in horizontal shearing currents. *J Geophys Res*, 2007, 112: D06103, doi: 10.1029/2006JD007087
- [12] Luo Z, Liu C. A validation of fractal dimension of cloud boundaries. *Geophys Res Lett*, 2007, 34: L03808, doi: 10.1029/2006GL028472
- [13] Luo Z. Nonlinear interaction of axisymmetric circulation and non-axisymmetric disturbances in hurricanes. *Science in China, D series*, 2004, 47: 58-67
- [14] 罗哲贤. 多尺度系统中台风自组织的研究. *气象学报*, 2005, 63(5): 672-682
- [15] 沈武, 周嘉陵, 马镜娴等. 非轴对称双涡相互作用的研究. *气象学报*, 2006, 64(4): 453-463
- [16] 周嘉陵, 马镜娴, 陈联寿等. 多涡自组织的初步研究. *气象学报*, 2006, 64(4): 464-473
- [17] Iga K, Watanabe T. The scaling law of quasi-geostrophic turbulence with weak energy dissipation. *J Meteor Soc Japan*, 2003, 81(5): 895-907
- [18] Clercx H J H, Heijst G J F van. Energy spectra for decaying 2D turbulence in a bounded domain. *Phys Rev Lett*, 2000, 85 (2): 306-309
- [19] Reinaud J N, Dritschel D G, Koudella C R. The shape of vortices in quasi-geostrophic turbulence. *J Fluid Mech*, 2003, 474: 175-192
- [20] Iwayama T, Shepherd T G, Watanabe T. An 'ideal' form of decaying two-dimensional turbulence. *J Fluid Mech*, 2002, 456: 183-198
- [21] Bracco A, LaCasce J, Pasquero C, et al. The velocity distribution of barotropic turbulence. *Phys Fluids*, 2000, 12: 2478-2488
- [22] Holland G J, Dietachmayer G S, Ritchie E A. Contributions by mesoscale systems to the meandering motion of tropical cyclones. I: theory. *World Meteorological Organization Technical Document-No. 472*, 1991, IV. 62-IV. 71
- [23] 周秀骥. 大气随机动力学与可预报性. *气象学报*, 2005, 63(5): 806-811
- [24] 周秀骥. 暖云降水微物理机制的研究. 北京: 科学出版社, 1964: 105pp

- [25] Ooyama K V. Conceptual evolution of the theory and modeling of the tropical cyclone. *J Meteor Soc Japan*, 1982, 60: 369-380
- [26] Simpson J, Ritchie E A, Holland G J, et al. Mesoscale interactions in tropical cyclone genesis. *Mon Wea Rev*, 1997, 125: 2643-2661
- [27] Rind D. Complexity and climate. *Science*, 1999, 284: 105-107

AN INVESTIGATION INTO EFFECT OF RANDOMLY DISTRIBUTED SMALL SCALE VORTICES ON VORTEX SELF-ORGANIZATION

Luo Zhexian Li Chunhu

Remote Sensing College, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044

Abstract

Previous studies concerning the interaction of dual vortices have been made generally in the deterministic framework. In this paper, by using an advection equation model, eight numerical experiments whose integration times are 30 h are performed in order to analyze the interaction of dual vortices and the vortex self-organization in a coexisting system of deterministic and stochastic components. The stochastic components are introduced into the model by the way that the Iwayama scheme is used to produce the randomly distributed small-scale vortices which are then added into the initial field. The different intensity of the small-scale vortices is described by parameter K being 0.0, 0.4, 0.6, 0.8, and 1.0, respectively. When there is no small-scale vortex ($K=0.0$), two initially separated meso-beta vortices rotate counterclockwise mutually, and their quasi-final flow pattern is still two separated vortices; after initially incorporating small-scale vortices ($K=0.8, 1.0$), the two separated meso-beta vortices of initially same intensity gradually evolve into a major and a secondary vortex in time integration. The major vortex pulls the secondary one, which gradually evolves into the spiral band of the major vortex. The quasi-final flow pattern is a self-organized vortex with typhoon-like circulation, and the relative vorticity at its center increases with increase in K value, suggesting that small-scale vortices feed the self-organized vortex with vorticity. This may be a possible mechanism responsible for changes in the strength of the self-organized vortex. Results also show that the quasi-final pattern not only relates with the initial intensity of the small-scale vortices, but also with their initial distribution. In addition, three experiments are also performed in the case of various boundary conditions. First, the periodic condition is used on the E-W boundary, but the fixed condition on the S-N boundary; second, the fixed condition is set on the all boundaries; and third, the periodic condition is chosen on the all boundaries. Their quasi-final flow patterns in the three experiments are the same each other, exhibiting a larger scale typhoon-like circulation. Based on these results mentioned, Authors think that the transition of vortex self-organization study from the deterministic system to the coexisting system of deterministic and stochastic components is worth exploring.

Key words: Self-organization of vortex, Interaction of vortices of different scales, Small-scale vortices, Meso-beta vortices.