

# 涡旋自组织的两类可能机制\*

周秀骥\*\* 罗哲贤 高守亭

( 中国气象科学研究院, 北京 100081; 南京信息工程大学空间信息科学系, 南京 210044;  
中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

**摘要** 在准地转模式的框架内实施四组数值试验, 研究涡旋自组织的问题, 初步提出了涡旋自组织的两类可能机制. 中尺度地形的引进可以使分离的涡合并为一个较大尺度的涡旋; 中 $\gamma$ 涡与中 $\beta$ 涡相互作用的引进, 可以使分离的涡自组织形成一个类似于台风环流的涡旋.

**关键词** 涡旋 自组织 中尺度地形 不同尺度相互作用

本世纪以来, 自组织现象受到我国科技工作者的广泛关注, 研究领域涉及到硅酸盐化学<sup>[1,2]</sup>, 遥感数据分类<sup>[3]</sup>, 纳米材料<sup>[4-6]</sup>, 介质阻挡放电<sup>[7]</sup>, 森林火灾<sup>[8]</sup>, 泥石流灾害<sup>[9]</sup>, 沙堆形成<sup>[10,11]</sup>, 城市地理<sup>[12]</sup>, 经济地理<sup>[13]</sup>, 黄土高原强风暴<sup>[14]</sup>, 青藏高原涡旋<sup>[15]</sup>等. 这些工作一般归于实验或数据诊断的范畴, 动力学的机制研究十分少见.

自组织现象也受到国外的重视. 如涡旋自组织是 2003 年国际涡旋动力学会议的第一优先专题. 近来, 侧边界强迫的机制<sup>[16,17]</sup>已经提出. 不过总的看来, 自组织的机制研究仍然较少.

周秀骥<sup>[18]</sup>在展望大气科学未来的发展时指出: 今后将建立中尺度全球变化的动力学模式, 模式中包括每一块积云的生成和发展. 在一定条件下, 一块积云的发展可能引起大范围状态实质性的显著变化.

我们初步认为, 既然不同侧边界强迫有能力影响到自组织的终态<sup>[16,17]</sup>, 那末, 不同下边界强迫是否能够影响自组织也值得考虑. 同时, 据文献<sup>[19]</sup>, 云团位置与涡团位置相当. 如在云图上, 台风一般有两条螺旋云带; 在涡度场上, 相应地有两条涡量带. 因此, 我们先不直接分析中 $\gamma$ 尺度积云的作用, 而是先分析中 $\gamma$ 尺度涡的作用. 这样, 文献<sup>[18]</sup>所述的实质性显著变化的主要原因就可以归于中 $\gamma$ 涡与中 $\beta$ 涡或更大尺度系统之间的非线性作用. 基于上述, 本文将分析涡旋自组织的两类可能机制. 一是中尺度地形作用, 一是中 $\gamma$ 涡与中 $\beta$ 涡的相互作用. 由于涡旋自组织与强灾害天气联系密切, 结果有应用意义, 也可供上述多学科参考.

## 1 模式

带有地形项和 $\beta$ 项的 Charney-Hasegawa-Mima

收稿日期: 2005-03-02; 接受日期: 2005-09-01

\* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 40333028, 40433007)

\*\* E-mail: [Liupin@cams.cma.gov.cn](mailto:Liupin@cams.cma.gov.cn)

(CHM)方程有以下形式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2\psi - \lambda^2\psi) + J(\psi, \nabla^2\psi) \\ & + \frac{f_0}{H_0}J(\psi, h) + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = -v\nabla^6\psi, \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $\psi$  为地转流函数,  $\lambda$  为特征波数,  $J$  为雅可比算符,  $f_0 = 2\Omega\sin\varphi$ ,  $\Omega$  为地球自转角速度,  $\varphi$  为纬度,  $H_0$  为均质大气高度,  $h$  为地形面高度,  $\beta = df/dy$ ,  $-v\nabla^6\psi$  为耗散项.

$h=0, \beta=0$  时, (1)式化为CHM方程. CHM方程被广泛用于涡旋自组织的研究, 如文献[20, 21]. 有的工作令耗散项为零[22], 本文也令耗散项为零. 另一方面, (1)式是一个非线性系统. 为了抑制非线性计算不稳定, 必须在积分时引进平滑或滤波方案. 平滑或滤波的引进实际上相应于耗散作用的引进.

令  $\lambda=0, D=0$ , 则(1)式为

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi, \nabla^2\psi) + \frac{f_0}{H_0}J(\psi, h) + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0. \quad (2)$$

令  $\lambda=0, D=0, h=0, \beta=0$ , 则(1)式为

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + J(\psi, \nabla^2\psi) = 0, \quad (3)$$

(3)式是一个平流方程. 平流方程也被用于涡旋自组织的研究[23].

本文用两个模式实施数值研究.

第一个模式方程是(2)式. 其中地形项由下式决定:

$$h(x, y) = \begin{cases} h_{\max}\cos(r\pi/(2R)) & r < R \\ 0 & r > R. \end{cases} \quad (4)$$

这里  $h_{\max}$  为地形最大高度.  $r = \sqrt{(x-x_h)^2 + (y-y_h)^2}$ ,  $(x_h, y_h)$  为地形中心的坐标,  $R$  为地形半径.

$t=0$  时, 令相对涡度

$$\xi(x, y, 0) = \xi_{h1}(x, y, 0) + \xi_{h2}(x, y, 0) \quad (5)$$

这里,

$$\xi_{hk}(x, y, 0) = \begin{cases} \xi_{0k}\exp(-\alpha_k(c_k r_k)^2) & r_k < R_k \\ 0 & r_k > R_k, \end{cases} \quad (6)$$

式中  $k=1, 2$ .  $\xi_{0k}$  为初始涡的强度.  $\alpha_k, c_k$  为形状参

数.  $r_k = \sqrt{(x-x_{k0})^2 + (y-y_{k0})^2}$ ,  $(x_{k0}, y_{k0})$  为两个初始涡中心的坐标.

在南北边界, 令  $\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0$ ; 在东西边界, 取循环

边条件.

计算区域为  $1000 \text{ km} \times 1000 \text{ km}$  的正方形, 设计算区域中心处  $(x_0, y_0) = (0.0, 0.0)$ . 水平格距  $d = 5 \text{ km}$ ,  $\Delta t = 6 \text{ s}$ . (4)式中  $h_{\max} = 4.0 \text{ km}$ ,  $R = 150 \text{ km}$ ,  $(x_h, y_h) = (-100.0, 100.0) \text{ km}$ . (5), (6)式中,  $\xi_{01} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ,  $\xi_{02} = 1.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ,  $\alpha_1 = \alpha_2 = 3.0$ ,  $c_1 = c_2 = 6.5$ ,  $R_1 = R_2 = 75 \text{ km}$ .  $\varphi_0 = 40^\circ \text{N}$ .

第二个模式方程是(3)式.

$t=0$  时, 令相对涡度

$$\xi(x, y, 0) = \xi_1(x, y, 0) + \xi_2(x, y, 0) + \xi_3(x, y, 0), \quad (7)$$

(7)式中的  $\xi_1(x, y, 0)$  描写了一个近似偏心涡旋的较复杂的中  $\beta$  涡结构, 由下式定义:

$$\xi_1(x, y, 0) = \begin{cases} \xi_0 \sin\left(\frac{0.5(x-x_1)}{x_2-x_1}\pi\right)G(y), & (x_2-x_1, x_1, y_2, y_1) \\ \xi_0 \sin\left(\frac{x-x_2}{x_d}\pi\right)G(y), & (x_3-x_2, x_2, y_2, y_1) \\ 0 & \text{其余域} \end{cases} \quad (8)$$

(7)式中的  $\xi_2(x, y, 0)$  描写了一个椭圆型中  $\beta$  涡, 由下式定义:

$$\xi_2(x, y, 0) = \begin{cases} \xi_0 \sin\left(\frac{x-x_4}{x_5-x_4}\pi\right)G(y), & (x_5-x_4, x_4, y_2, y_1) \\ 0 & \text{其余域} \end{cases} \quad (9)$$

(7)式中的  $\xi_3(x, y, 0)$  描写了一个中  $\gamma$  涡, 由下式定义:

$$\xi_3(x, y, 0) = \begin{cases} \xi_0 \sin\left(\frac{x-x_2}{x_d}\pi\right)G(y), & (x_8-x_7, x_7, y_2, y_1) \\ 0 & \text{其余域} \end{cases} \quad (10)$$

这里,

$$G(y) = \sin\left(\frac{y-y_1}{y_2-y_1}\pi\right),$$

侧边界条件与第一个模式相同。

计算区域为 2000 km×2000 km的正方形. 计算区域中心处 $(x_0, y_0)=(0.0, 0.0)$ . 水平格距 $d=5$  km,  $\Delta t=6$  s. (8~10)式中, $\xi_0=2.0\times 10^{-4}\text{s}^{-1}$ ,  $y_1=-175$  km,  $y_2=175$  km. (8)式中,  $\xi_1(x, y, 0)$ 涡中心的坐标为 $(-216.0, 0.0)$ km.  $x_d=50$  km,  $x_1=-325$  km,  $x_2=-200$  km,  $x_3=-195$  km,  $x_3=-100$  km,  $\xi_1(x, y, 0)$ 描述一个准椭圆涡, 该涡短轴直径为 225 km; (9)式中,  $\xi_2(x, y)$  涡中心的坐标为 $(210.0, 0.0)$ km.  $x_4=65$  km,  $x_5=335$  km,  $\xi_2(x, y)$ 描述一个椭圆涡, 该涡短轴直径为 270 km; 它们均为中  $\beta$  涡 (见图 2(a)). (10)式中,  $x_7=-100$  km,  $x_8=-80$  km,  $\xi_3(x, y, 0)$ 描述一个中  $\gamma$  涡(见图 3(a)).

用第一个模式实施 2 个试验, 记为试验 $A_1, A_2$ . 试验 $A_1, h_{\max}=0$ ; 试验 $A_2, h_{\max}=4.0$  km. 这是有无地形的对比试验.

用第二个模式实施 2 个试验, 记为试验 $B_1, B_2$ . 试验 $B_1$ 中, 令 $\xi_3(x, y, 0)=0$ ; 试验 $B_2$ 中, 令 $\xi_3(x, y, 0)$ 不为零, 初始场上有一个中  $\gamma$  涡. 试验 $B_1, B_2$ 是有无中  $\gamma$  涡与中  $\beta$  涡相互作用的对比试验.

(2)与(3)式相比, 多了地形项和  $\beta$  项. 这两项都是线性项, 对模式的稳定性等影响不太大. 模式性能主要由非线性项决定.

(3)式描述的是一个非线性的守恒系统. 这个系统有两个守恒量, 即总能量和总涡度拟能. 这是解析的结果. 数值研究时, 如上所述, 通过平滑和滤波引进了耗散作用, 实际上研究的是一个弱耗散的非线性系统. 对二维准地转流的弱耗散非线性系统而言, 这两个解析的守恒量具有选择耗散的性质. 即在同样耗散的条件下, 总能量衰减的速度慢, 总涡度拟能衰减的速度快. 在上述参数的条件下, (3)式积分的结果表明, 经过 8 个模式日弱耗散的作用, 总能量仅减少 1.8%, 总涡度拟能减少 33.0%, 清楚地显著了选择耗散的性质. 此外, 在轴对称初始涡旋的条件下, 实施了合并临界距离的试验, 结果与文献[24, 25]一致. 上述选择耗散和临界距离的结果表明了本文模式的可用性.

## 2 主要结果

### 2.1 中尺度地形在自组织涡结构形成过程中的作用

在试验 $A_1$ 的初始场上, 有两个半径约 75 km的中  $\beta$  涡, 分别记为西涡和东涡. 两个涡旋中心相距 190 km(图 1(a)).  $t=48$  h, 由于双涡逆时针互旋, 东涡已移至西涡的西北方向(图 1(c)). 以后继续互旋(图 1(e)~(g)).

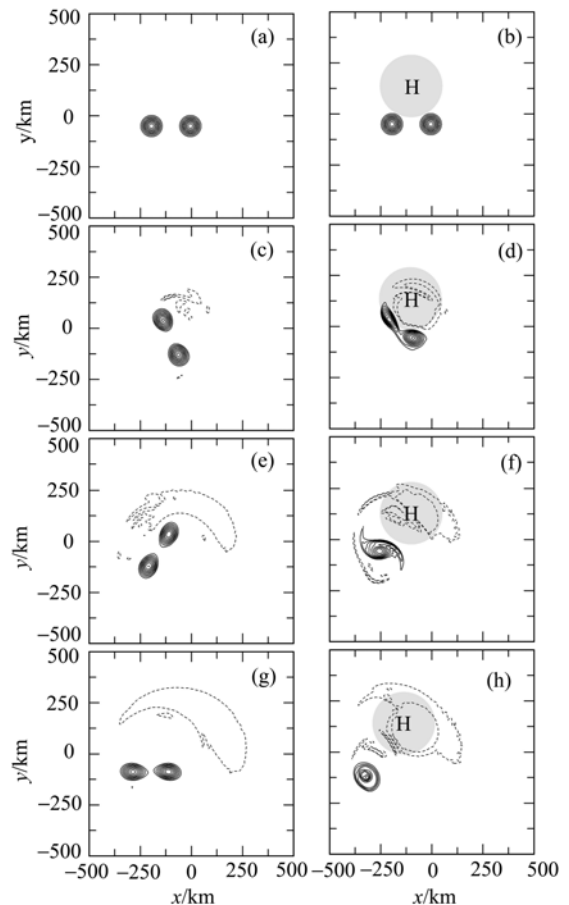


图 1 试验 $A_1$ 和 $A_2$ 中, 相对涡度场随时间的变化  
试验 $A_1$ :(a), (c), (e), (g); 试验 $A_2$ :(b), (d), (f), (h). 实(虚)线为正(负)值. 正值等值线间隔为  $0.2\times 10^{-4}\text{s}^{-1}$ ; 负值等值线间隔为  $0.2\times 10^{-5}\text{s}^{-1}$ ; 阴影为地形区域

在试验 $A_2$ 中, 引进了半径为 150 km的中尺度地形(图 1(b)).  $t=48$  h时, 两个涡最外两圈的等值线连在一起(图 1(d)).  $t=96$  h时, 一个自组织的涡结构已经形成(图(f)).  $t=120$  h时, 演变为一个准轴对称的涡

(图 1(h)).

图 1 清楚地显示了中尺度地形条件下涡旋自组织的现象. 现在继续分析地形作用与涡旋自组织之间的联系.

$t = 0$  时, 除了两个中 $\beta$ 涡区域内相对涡度  $\xi \neq 0$ , 其余区域(包括地形阴影区) $\xi = 0$ . 注意到  $\nabla^2 \psi = \xi$ , 也就是说,  $\psi(x, y)$  是源  $\xi(x, y)$  激发的流. 流不等于零的区域比源的区域要大. 在接近涡的阴影区域,  $\psi(x, y)$  可以不等于零. 由于涡位于地形区南侧, 与阴影区不等于零的流相应的基本上是爬坡风(偏南风). 在爬坡的过程中, 厚度值  $H_1$  不断减小. 又因为是中尺度地形, 爬坡过程中柯氏参数  $f$  的变化可以忽略不计. 因此, 为了使位势涡度  $(f + \xi) / H_1$  守恒,  $\xi$  值必须要减小, 即从零涡度变为负涡度. 这样,  $t = 48$  h 时, 在山脉阴影区出现了一片负涡度区(图 1(d)). 这个负涡度区的出现, 形成了两个  $\xi > 0$  的涡和一个  $\xi < 0$  的弱涡共存的局面. 从无地形的双涡互旋(图 1(c))变成了有地形的三涡(其中一个涡很弱)相互作用(图 1(d)). 在图 1(d)上, 西边狭长的涡受东边涡气流的引导, 会向偏南方向移动; 但是东边涡受西边涡气流的引导向偏北方向移动时, 受到地形上空负涡度区的阻挡, 因而两个涡中心的距离会减小, 导致一个新的自组织涡结构的出现(图 1(f)).

## 2.2 中 $\gamma$ 涡与中 $\beta$ 涡的相互作用和自组织涡结构的形成

试验  $B_1$  中, 初始场上放置了两个非轴对称的中  $\beta$  涡(图 2(a)). 随着积分时间的增加, 初始竖椭圆涡逐渐变成圆形涡, 完成了轴对称化过程; 但初始偏心涡始终维持椭圆形状, 没有出现涡旋自组织的现象(图 2(b)~(h)).

在试验  $B_2$  的初始场上, 有一个竖椭圆中  $\beta$  涡, 一个偏心中  $\beta$  涡和一个中  $\gamma$  涡. (图 3(a)). 若除去中  $\gamma$  涡, 则试验  $B_1$  和  $B_2$  相同. 也就是说, 两个试验的差别仅在于是否引进了中  $\gamma$  涡和中  $\beta$  涡的相互作用.

在试验  $B_1$  和  $B_2$  中, 双涡互旋, 涡片生成, 涡片脱离涡主体等现象均十分相似(图 2, 3). 两者的差别是: (1) 试验  $B_1$  互旋慢, 试验  $B_2$  互旋快. 在前 4 个模式日期间, 试验  $B_1$  中, 互旋角度接近  $270^\circ$ , (图 2(a)~(e));

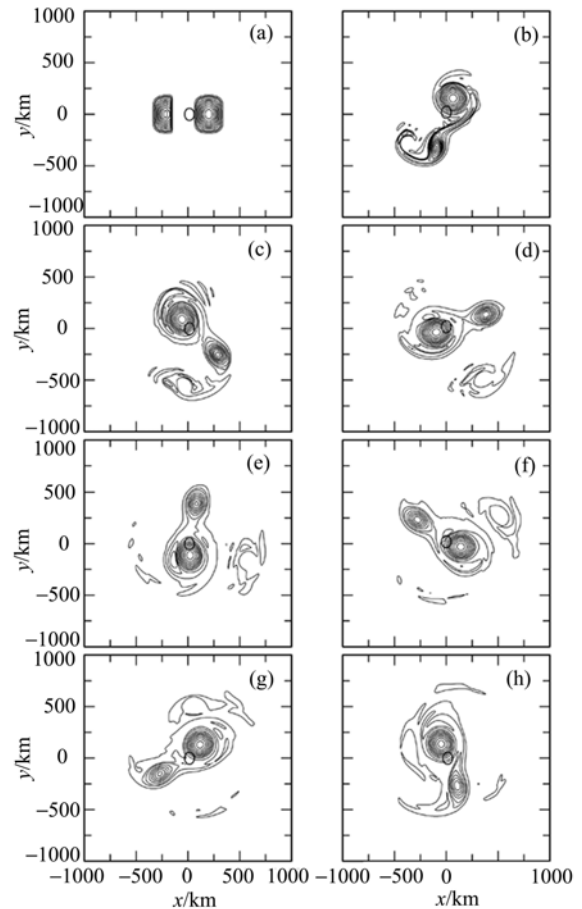


图 2 试验  $B_1$  中相对涡度  $\xi(x, y)$  随时间的变化

(a)  $t = 0$  h; (b)  $t = 24$  h; (c)  $t = 48$  h; (d)  $t = 72$  h; (e)  $t = 96$  h; (f)  $t = 120$  h; (g)  $t = 144$  h; (h)  $t = 168$  h; 等值线取值从小至大依次为 0.2, 1.0, 2.0, 4.0, 6.0, 8.0, 10.0, 12.0, 14.0, 16.0,  $18.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , 点 O 为计算区域中心

试验  $B_2$  中, 互旋角度接近  $360^\circ$  (图 3(a)~(e)). (2) 第(1~5)个模式日期间, 椭圆涡和偏心涡两个中心之间(0~168)h时段平均的距离  $L_m$  不等. 试验  $B_1$ ,  $L_m = 532$  km; 试验  $B_2$ ,  $L_m = 457$  km. (3) 试验  $B_1$  始终是两个独立的涡, 试验  $B_2$  中出现了涡旋自组织的现象. 自组织起来的涡有两条螺旋带, 具有类似于台风环流的结构.

图 3 清楚地显示了涡旋自组织的过程. 这个自组织过程涉及到三种空间尺度. 第一, 初始竖椭圆涡和偏心涡, 为中  $\beta$  涡. 第二, 初始中  $\gamma$  涡. 第三, 自组织起来的类似于台风结构的准圆形涡, 其半径约为 560 km, 为天气尺度涡(图 3(h)).

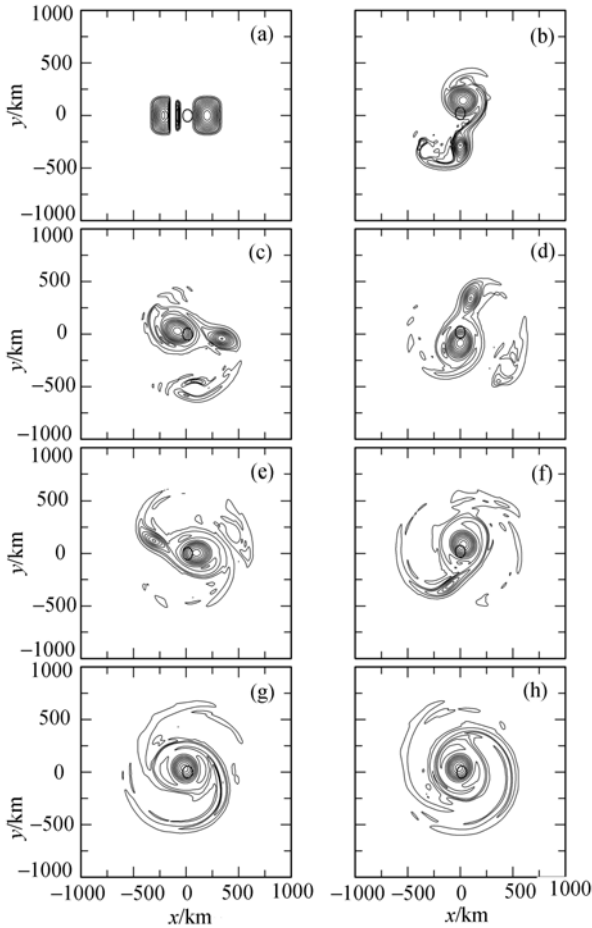


图 3 试验 B<sub>2</sub> 中相对涡度  $\xi(x, y)$  随时间的变化  
 (a)  $t=0$  h; (b)  $t=24$  h; (c)  $t=48$  h; (d)  $t=72$  h; (e)  $t=96$  h; (f)  $t=120$  h; (g)  $t=144$  h; (h)  $t=168$  h; 说明同图 2

现在分析中  $\gamma$  涡-中  $\beta$  涡相互作用影响涡旋自组织的过程. 无中  $\gamma$  涡(图 2) 时, 在双涡互旋过程中, 在主涡的东北方, 出现了一个弱的中  $\beta$  涡(图 2(f)). 这个弱的中  $\beta$  涡与主涡也有互旋, 这个互旋不利于涡旋自组织的实现. 加入中  $\gamma$  涡后, 上述的弱中  $\beta$  涡始终没有形成(图 3(a)~(f)), 涡旋自组织得以实现(图 3(f)~(h)).

注意到积分时已令模式方程(3)式的耗散项为零, 由(3)式可见, 引起相对涡度局地变化的物理过程仅存非线性项. 因而, 可以推论, 非线性作用是导致涡自组织的根本原因. 这里, 非线性作用具体指的是包含上述三种尺度涡在内的不同尺度的相互作用, 相互演变以及能量的相互转换.

为了清楚地分析不同尺度能量的相互转换, 我们将图 2, 3 所示的空间域的问题, 转化为波数域的问题, 即对相对涡度场  $\xi(x, y)$  实施双富氏变换, 求出不同尺度模态  $(k, l)$  的谱密度  $\Phi(k, l)$ . 这里,  $k, l$  分别为  $x$  方向和  $y$  方向的波数,  $\Phi(k, l)$  反映了波数  $(k, l)$  相对应的空间尺度模态的能量. 本文设计的从  $\xi(x, y)$  求  $\Phi(k, l)$  的双富氏变换算法, 经逆富氏变换验算, 相对误差在  $10^{-3}$  量级以下. 计算时, 令  $k, l=1, 2, 3, \dots, 101$ . 求  $\Phi(k, l)$  前, 已用  $L=500$  km,  $V=10$   $\text{ms}^{-1}$  将  $\xi(x, y)$  无量纲化, 故  $\Phi(k, l)$  为无量纲量.

试验 B<sub>1</sub> 和 B<sub>2</sub> 中, 相对涡度场  $\xi(x, y)$  随时间的演变已列于图 2, 3. 与之相应的谱密度场  $\Phi(k, l)$  随时间的演变列于图 4, 5.

图 4, 5 的结果, 可以归纳为以下三点.

(1) 在 0~24 h 期间, 无论是试验 B<sub>1</sub>, 还是试验 B<sub>2</sub>, 等值线均沿波数  $k$  的方向, 从高波数向低波数压缩. (对比图 4(a) 与图 4(b); 图 5(a) 与图 5(b)). 说明: 沿  $k$  方向较小空间尺度系统的能量向较大空间尺度系统的能量转移了.

(2) 既然谱密度  $\Phi(k, l)$  反映了能量在  $(k, l)$  空间的分布,  $\Phi(k, l)$  的高值区就反映了能量集中的波数区间. 因此, 我们着重分析高值区的演变特征.

试验 B<sub>1</sub> 中, 初始时刻几个高值区脊线与横坐标的夹角  $\alpha$  约为  $90^\circ$  (图 4(a)).  $t=24$  h 时, 高值区的中心位于图框左下角 ( $k=1, l=1$ ) 处,  $\alpha$  近似等于  $45^\circ$  (图 4(b)).  $t=48$  h, 72, 96 h 时,  $\alpha$  依次为  $120^\circ, 0^\circ$  和  $60^\circ$  左右(图 4(c)~(e)).  $t=120$  h 时  $\alpha$  近似等于  $135^\circ$  (图 4(f)).  $t=144$  h 时, 夹角  $\alpha$  约为  $30^\circ$  (图 4(g)),  $t=168$  h 时, 夹角  $\alpha$  约为  $100^\circ$  (图 4(h)). 夹角  $\alpha$  的不断变化反映了谱密度高值区脊线方向和位置的不断变化, 也反映了不同空间尺度系统能量转换频繁不断.

试验 B<sub>2</sub> 中, 初始时刻, 高波数谱密度分布与试验 B<sub>1</sub> 不同(图略), ( $k < 11, l < 11$ ) 低波数段两者分布十分相似(图 4(a), 5(a)).  $t=24, 48, 72$  h 时, 高值区脊线与横坐标之间的夹角分别为  $80^\circ, -10^\circ$  和  $70^\circ$  左右(图 5(b)~(d)).  $t=84$  h 以后, 谱密度  $\Phi=0.50$  的高值基本上集中在  $(k < 6, l < 6)$  的低波数区(图 5(e)~(h)).  $t=168$  h,  $\Phi=0.50$  的高值区进一步缩小, 集中在  $(k < 5, l < 5)$  的低波数区. 在 (84~168)h 期间, 谱密度等值线的分布

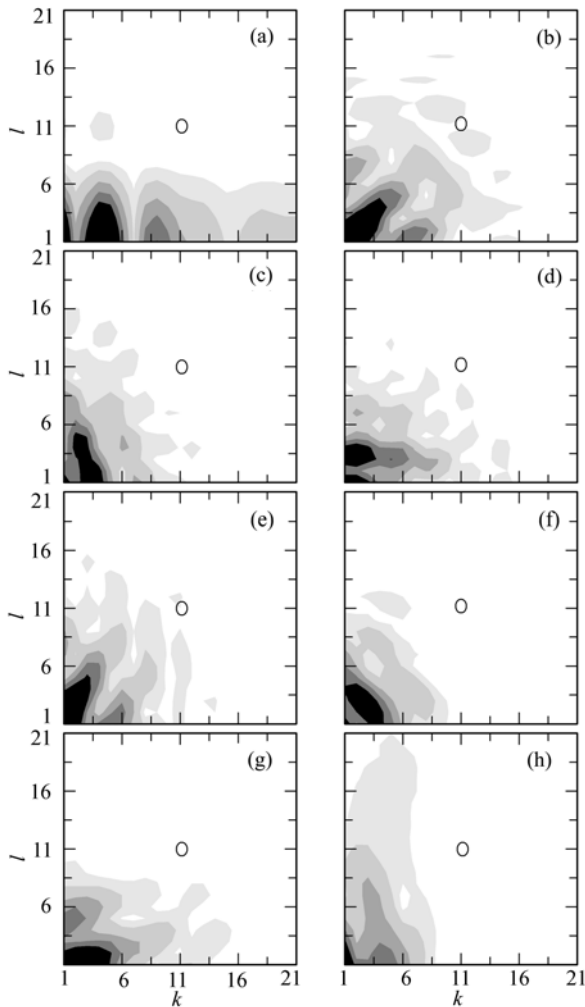


图 4 试验B<sub>2</sub>中谱密度场 $\Phi(k, l)$ 随时间的演变

(a)  $t=0$  h; (b)  $t=24$  h; (c)  $t=48$  h; (d)  $t=72$  h; (e)  $t=96$  h; (f)  $t=120$  h; (g)  $t=144$  h; (h)  $t=168$  h; 不同深度阴影区分界线的取值从小到大依次为: 0.10, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00(无量纲). 图框区域( $k \times l$ )=(21  $\times$  21), 实际计算范围( $k \times l$ )=(101  $\times$  101)

形式稳定少变, 这意味着, 不同空间尺度系统能量转换的速率已经明显变慢, 除了继续向更低波数系统输送能量这个缓慢的趋势外, 不存在比较激烈的不同尺度之间的相互作用. 这一点与试验B<sub>1</sub>的结果很不相同.

(3) 试验B<sub>2</sub>中, 相对涡度场 $\zeta(x, y)$ 随时间的演变大致可分为两个阶段. 第一阶段是双涡共存(图 3(a)~(f)); 第二阶段是涡合并以后的单涡形态(图 3(g)~(h)). 两个阶段的转折时间为 $t=144$  h.

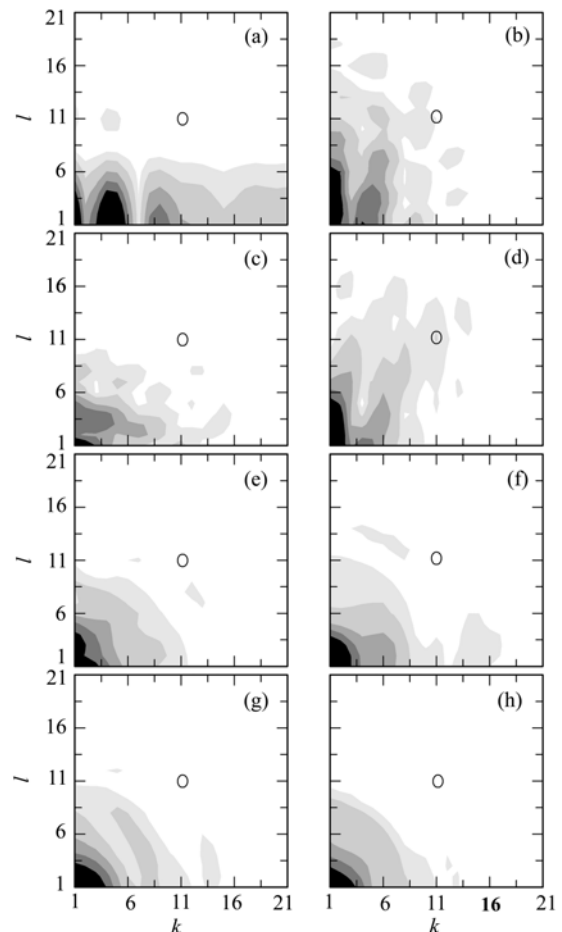


图 5 试验B<sub>2</sub>中谱密度场 $\Phi(k, l)$ 随时间的演变

(a)  $t=0$  h; (b)  $t=24$  h; (c)  $t=48$  h; (d)  $t=72$  h; (e)  $t=96$  h; (f)  $t=120$  h; (g)  $t=144$  h; (h)  $t=168$  h; 不同深阴影区分界线的取值从小到大依次为(无量纲)图框区域际计算范围( $k \times l$ )为: 0.10, 0.25, 0.50, 0.75, 1.00=(101  $\times$  101)

试验B<sub>2</sub>中, 谱密度 $\Phi(k, l)$ 随时间的演变大致也可分为两个阶段. 第一阶段, 夹角 $\alpha$ 和分布型式多变(图 5(a)~(d)), 不同尺度系统能量转换频繁发生; 第二阶段, 分布型式相对稳定, 比较激烈的不同尺度系统之间能量的转换已经不太明显(图 5(e)~(h)). 两个阶段的转折时间为 $t=96$  h.

可见: 对于涡自组织而言, 与相对涡度场相比, 谱密度 $\Phi(k, l)$ 随时间的演变具有一定的前兆性. 这一点在涡自组织预测方面可能有应用潜力.

如上所述, 无论双涡是否合并, 均存在着能量从高波数向低波数方向的转换. 这是描述二维准地转流的非线性系统的一个基本性质, 这也是实际流体

(如地球大气)中普遍存在涡自组织现象的一个理论根源.

相对涡度  $\xi(x, y)$  的谱密度  $\Phi(k, l)$  随时间的演变, 可以描述能量从高波数向低波数方向转换的特征. 但是, 这种描述是定性的, 图示性的. 本文提出一种定量的描述方法.

首先, 在  $(k, l)$  平面上定义一个谱密度的临界值  $\Phi_C$ ; 其次, 在  $(k, l)$  平面上确定谱密度的高值区, 在该区内,  $\Phi(k, l) > \Phi_C$ . 这个高值区可以是连成一片的, 也可以分为几块. 再次, 在  $(k, l)$  平面上, 统计高值区内格点的总数, 记为高值谱密度的面积指数  $S_i$ . 最后, 计算各个时刻的面积指数  $S_i$ .  $S_i$  随时间的变化曲线可以直观地定量描述不同尺度系统能量向低波数方向转换的特征.

令  $\Phi_C = 0.50$ . 在试验  $B_1$  和  $B_2$  中, 面积指数  $S_i$  均呈下降趋势(图 6(a), (b)). 在图 6 上, 在第 8 个模式日,

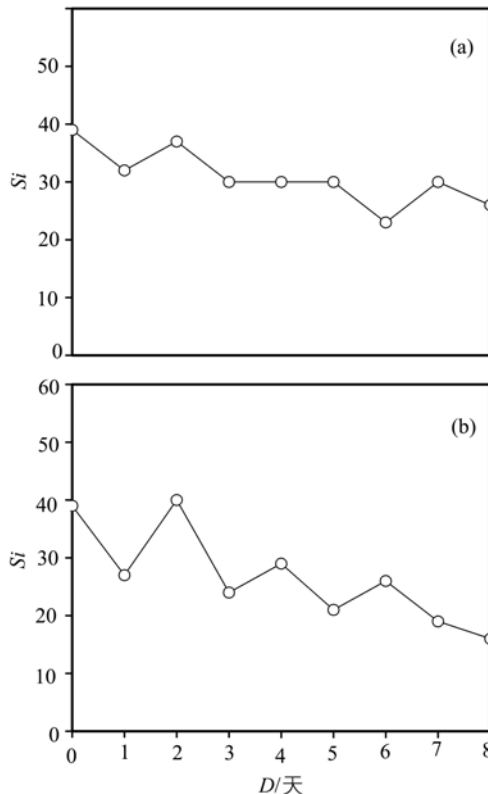


图 6 试验  $B_1$  和  $B_2$  中, 高值谱密度面积指数  $S_i$  随时间的变化

(a) 试验  $B_1$ , (b) 试验  $B_2$

高值谱密度的格点均位于低波数范围.  $S_i$  的下降意味着能量从较大的波数域向较小的低波数域集中. 对比图 6(a), (b), 显然, 中  $\gamma$  涡与中  $\beta$  涡相互作用的引入(试验  $B_2$ ), 使这种能量集中的速率加快.

### 3 讨论

早在十多年前, 周秀骥<sup>[18]</sup>就指出: 大气科学家应该走出自己专业领域的天地, 与经济学家, 海洋学家, 水文学家, 生态学家, 地球物理与化学家, 地质学家们密切结合起来. 本世纪以来, 自组织的研究在多个学科领域取得进展<sup>[11-15]</sup>, 为这种结合创造了有利的环境. 自组织作为一个全新的物理模型, 大大地拓宽了人们对若干重要观测现象的传统思维. 例如, 洋面上台风的生成发展与灾害天气密切联系, 台风形成问题一直受到重视, 先后有几个理论提出. 这些理论尽管互不相同, 但都离不开开积云对流潜热释放. 如果从自组织的角度来思考, 即使在没有热力强迫的场合, 非线性作用也可以把几个中尺度涡自行组织起一个类似台风环流的涡旋来. 两个中  $\beta$  涡自组织形成台风 Oliver, 就提供了一个观测方面的例子<sup>[26]</sup>. 本文在数值研究方面给出了一个例子(图 3). 重要的是, 这个例子表明, 中  $\gamma$  涡与中  $\beta$  涡的相互作用对自组织过程有重要影响. 这是本文的主要结果. 这方面的结果在自组织动力学的研究中未见报道. 此外, 国外分析了水平侧边界对自组织过程的作用<sup>[16,17]</sup>, 本文认为, 下边界中尺度地形面对自组织过程也有重要影响(图 1), 这是另一个结果.

根据数值试验的结果, 我们提出了涡旋自组织的两类可能机制. 一是中尺度地形的作用. 在位势涡度守恒的约束下, 在中尺度地形面的上空出现了一片负涡度区; 这个负涡度区的存在使得地形南侧互旋的两个涡之间的距离减小, 越过了双涡合并距离的临界值, 自组织形成一个较大的涡. 二是中  $\gamma$  涡与中  $\beta$  涡的相互作用. 无中  $\gamma$  涡时, 两个中  $\beta$  涡互旋过程中生成另一个弱中  $\beta$  涡, 这个弱中  $\beta$  涡不利于涡旋自组织; 中  $\gamma$  涡的引入, 破坏了这个弱中  $\beta$  涡的形成, 使涡旋自组织得以实现.

自组织是典型的非线性行为<sup>[27]</sup>, 体现了自然科学中的复杂性<sup>[28-30]</sup>. 自组织是多学科面临的一个共

同课题,周秀骥<sup>[18]</sup>认为:未来将建立中尺度全球变化的动力学模式,模式中包括每一块积云的生成和发展.在一定的条件下,一块积云的发展可能引起大范围状态的显著变化.这是大气科学的一个重要课题.我们注意到,在沙堆自组织和泥石流自组织的研究中,也存在着类似的情况.在临界状态附近,少量沙子或几毫米的降雨增量,就可能引起沙堆的崩塌或山体的滑坡.我们相信,不同学科自组织的研究会相互启迪,相互促进.

周秀骥<sup>[18]</sup>提出的科学问题极其复杂,需要长期的努力.本文仅在准地转正压无幅散流这个十分简化的条件下做了初步的工作.尽管这个简化条件被广泛应用于自组织的研究,但是,用比较复杂的模式分析自组织问题仍然非常必要;我们正在这方面继续研究,期望会使认识逐步深化.

## 参 考 文 献

- 孔佑华, 吴锋民, 黄辉, 等. 绿泥间蜡石及其寄主表现单晶的自组织成因. 中国科学, D辑, 2000, 32(2): 188~194[PDF]
- 孔佑华, 吴锋民, 黄辉, 等. 非平衡 2:1 型层硅酸盐体系的自组织结晶机理. 中国科学, D辑, 2001, 31(4): 321~326[摘要]
- 哈斯巴干, 马达文, 李青甫, 等. 基于小波融合的 ASTER 数据自组织特征映射神经网络分类研究. 中国科学, D辑, 2003, 33(9): 895~902[摘要]
- 何声太, 姚建年, 解思深, 等. 表面包敷 1-壬基硫酸醇的银纳米粒子形成过程及其自组织有序阵列. 中国科学, A辑, 2001, 31(6): 534~538[摘要]
- 孙刚, 武杰, 张敏刚. 关于纳米结构自组织合成的分析. 系统辩证学学报, 2003, 11(2): 80~81
- 马余强. 软物质的自组织. 物理学进展, 2002, 22(1): 73~98
- 董丽芳, 李雪辰, 尹增谦, 等. 大气压介质阻挡放电中的组织斑图结构. 物理学报, 2002, 51(10): 2296~2301
- 宋卫国, 范维澄, 汪秉宏. 中国森林火灾的自组织临界性. 科学通报, 2001, 46(6): 501~505
- 王裕宜, 詹钱登, 陈晓清, 等. 泥石流体的应力应变自组织临界特性. 科学通报, 2003, 48(9): 976~980[摘要]
- 李仕雄, 姚令侃, 蒋良维. 影响沙堆自组织临界性的内因与外因. 科技通报, 2003, 19(4): 279~281
- 李远富, 姚令侃, 邓域才. 单石坡沙堆模型自组织临界性实验研究. 西南交通大学学报, 2000, 35(2): 121~125
- 郑锋. 自组织理论方法对城市地理学发展的启示. 经济地理, 2002, 22(6): 652~654
- 谭遂, 杨开忠, 荀丽娜, 等. 一种基于自组织理论的城市与区域空间格局演变模型研究. 经济地理, 2003, 23(2): 149~153
- 周丽峰, 张科翔. 陕西中部一次强风暴天气过程分析. 陕西气象, 2003, 第 3 期, 23~25
- 陈陟, 周明煜, 钱粉兰, 等. 我国西部高原大气边界层中的对流活动. 应用气象学报, 2002, 13(2): 142~155
- Maassen S R, Clercx H J, van Heijst G J F. Self-organization of quasi-two-dimensional turbulence in stratified fluids in square and circular containers. Physics of Fluids, 2002, 14(7): 2150~2169[DOI]
- Maassen S R, Clercx H J H, van Heijst G J F. Self-organization of decaying quasi-two-dimensional turbulence in stratified fluids in rectangular containers. J Fluid Mech, 2003, 495: 19~33[DOI]
- 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: 257~260
- Chen Y, Yau M K. Spiral bands in a simulated hurricane Part 1. vortex Rossby wave verification. J Atmos Sci, 2001, 58: 2128~2145[DOI]
- Iga K, watanabe T. The scaling law of quasi-geostrophic turbulence with weak energy dissipation. J Meteor Soc Japan, 2003, 81(5): 895~907[DOI]
- Clercx H J H, van Heijst G J F. Energy spectra for decaying 2D turbulence in a bounded domain. Phys Rev Lett, 2000, 85(2): 306~309[DOI]
- Watanabe T, Iwayama T, Fujisaka H. Scaling law for coherent vortices in decaying drift Rossby wave turbulence. Phys Rev E, 1998, 57(2): 1636~1643[DOI]
- Reinaud J N, Dritschel D G, Koudella C R. The shape of vortices in quasi-geostrophic turbulence. J Fluid Mech, 2003, 474: 175~192[DOI]
- Lander M, Holland G J. On the interaction of tropical cyclone-scale vortices 1: observation. Quart J Roy Meteor Soc, 1994, 119: 1347~1361[DOI]
- Meunier P, Ehrenstein V, Leweke T, et al. A merging criterion for two dimensional co-rotating vortices. Physics of Fluids, 2002, 14(8): 2257~2766
- Simpson S E. Meso-scale interactions in tropical cyclogenesis. Mon Wea Rev, 1997, 125: 2643~2661[DOI]
- 刘式达, 刘式适. 非线性动力学研究中的几个问题. 自然科学进展, 2002, 12: 1~7
- 丑纪范. 大气科学中的非线性和复杂性. 北京: 气象出版社, 2002, 1~204
- 柳崇健, 刘英. 一种新的耗散技术及其在中尺度数值天气预报模式中的应用. 中国科学, D辑, 2002, 32: 255~262[摘要]
- 李天明, 朱永祺. 热带气旋运动的分析和模拟 1. 中国科学, B辑, 1990, (1): 104~112