

中尺度对流系统演变中的非线性对流-对称不稳定

寇 正 陆 汉 城

解放军理工大学气象学院, 南京 211101

摘 要 应用 ARPS(Advanced Regional Prediction System)模式用数值试验的方法分析了中尺度对流系统中非线性对流-对称不稳定的发展, 结果表明, 非线性对流-对称不稳定的发展过程首先是对流的发展, 为对称不稳定的发展创造了条件, 而对称不稳定发展的结果使对流组织化, 环流加强, 生命史增长, 并且对流发展与对称不稳定的释放存在一个正反馈过程, 从而给出了其中物理过程相互作用的概念模型。

关键词 中尺度对流系统 非平衡动力学 非线性对流-对称不稳定

文章编号 1006-9895(2005)04-0636-09

中图分类号 P433

文献标识码 A

The Nonlinear Convective-Symmetric Instability During the Development of Mesoscale Convective System

KOU Zheng and LU Han-Cheng

Meteorological College, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101

Abstract The development of nonlinear convective-symmetric instability in the mesoscale convective system is analyzed by numerical experiments using ARPS (Advanced Regional Prediction System). The results show that, for the developing process of nonlinear convective-symmetric instability, at the beginning, convection develops, and it prepares the condition for the development of symmetric instability, then, the evolution of symmetric instability makes the convection systematization, strengthens the circulation and keeps the convection for a long time. There is a positive feedback between convection development and release of symmetric instability, and accordingly the concept of the interaction between the physical processes is presented

Key words mesoscale convective system, unbalanced dynamics, nonlinear convective-symmetric instability

1 引言

观测研究表明, 中尺度对流系统 [Mesoscale Convective System (MCS)] 是组织化积云对流形成的对流风暴, 它是一类强烈对流系统, 在组织化过程中能持续制造新的对流风暴, 它的一个重要特征是: 在准二维的垂直剖面上, 有一个强的中尺度垂直环流。组织化积云对流形成的强风暴系统的一个中心科学问题是对流如何组织、加强并形成尺度较大、持续时间较长, 并具有传播云系的深对流系

统^[1], 它涉及不同物理过程之间的相互作用。而非线性对流-对称不稳定是一种新的中尺度不稳定的概念, 它是中尺度非平衡动力学的重要内容, 它描述的也是一类物理过程之间的相互作用。

经典的湿对称不稳定^[2]是发生在斜压湿大气中的倾斜对流, 对于无限潮湿大气, 它发生的条件可以描述为湿大气中等相当位温面的坡度大于等绝对动量面的坡度, 亦即湿位涡小于零; 而在有下沉补偿气流的有限大气中, 对称不稳定的判据要复杂得多, 与不稳定发展相对应的倾斜环流圈具有倾斜上

升支强而窄，下沉支宽而弱的特点。因此，它常被用于解释带状云和带状降水的形成。

Xu^[3]在分析雨带形成的机制中，指出一种称为“向上尺度(upscale)”发展的雨带形成过程，即首先出现的是较小尺度的由湿对流不稳定发展形成的对流单体，随后单体通过对称不稳定的释放形成中尺度雨带。对于积云单体“向上尺度(upscale)”发展形成雨带在实际观测中也有实例^[4]，文献^[4]强调在弱的对称不稳定层结下积云对流释放的凝结潜热支持了这种情况下对称不稳定的发展和雨带的形成，这也表明对流的发展和组织受对称稳定性的影响。而在实际大气中，经常可以观测到对流不稳定与对称不稳定同时出现^[5]，Seaman^[6]称这种条件下发展的中尺度不稳定为非线性对流-对称不稳定，他强调了与对流动量输送和科里奥利旋转有关的非平衡动力学的重要性，他认为非线性对流-对称不稳定有助于深对流单体组织化，这可用于解释 Xu^[3]关于“向上尺度(upscale)”发展雨带的形成。陆汉城和钟科^[7]利用高分辨数值模式资料分析了台风眼壁区的倾斜上升运动，认为非线性对流-对称不稳定是其可能的发展机理。

本文通过数值试验，较详细地分析了非线性对流-对称不稳定发展使对流组织化的物理过程，讨论了其中热力和动力过程的相互作用，以及科里奥利旋转在非线性对流-对称不稳定发展过程中的作用。

2 数值试验设计与初始场的给出

我们共设计了 2 类敏感性试验，表 1 给出了敏感性试验的参数设置。

表 1 敏感性试验参数设置

试验	Expt	试验参数	Parameter
试验 A		$U_z=2\times10^{-3}\text{s}^{-1}$, $f=2\Omega\sin30^\circ$	
Expt A		(斜压旋转系统 Baroclinic rotational system)	
试验 B		$U_z=2\times10^{-3}\text{s}^{-1}$, $f=0$	
Expt B		(无旋系统 Nonrotational system)	

试验 A 是控制试验，用于分析非线性对流-对称不稳定发展的物理过程；试验 B 与试验 A 比较，用于分析科里奥利旋转效应的作用。试验 A、B 均积分 10 h。

本文采用的是美国 Oklahoma 大学强风暴预报中心发展的非静力中尺度数值模式 ARPS(Ad-

vanced Regional Prediction System)。其控制方程为全弹性、可压缩、非静力的大气运动方程，包括动量、热量、质量、水物质和湍流能量等预报方程和状态方程，模式空间差分采用 Arakawa-C 格式，时间差分采用中央差及重力波和声波分离的显示处理方案。更详细的情况可参见文献^[8]。

模式采用 $y-z$ 的二维积分平面，根据研究问题的不同，格点数在 y 、 z 方向分别为 603 和 43 或 63 和 43，格距在 y 、 z 方向分别为 1 km 和 500 m，模式积分区域为 600 km $\times$ 20 km 或 60 km $\times$ 20 km。

模式上下边界采用刚体边界条件，模式顶部加入 Rayleigh 吸收层，水平侧边界采用辐射边界条件，摩擦计算采用 1.5 阶 TKE(Turbulent Kinetic Energy)闭合方案，微物理过程采用暖云方案。模式积分初始时刻对流的激发，采用热泡的方式，热泡范围在水平方向为 10 km(对应 y 方向区域为 600 km)或 500 m(对应 y 方向区域为 60 km)，垂直方向为 1500 m，中心温度为 4℃。

为了保持积分过程中加入斜压场不致于有很大变形，我们将模式做了一定的修改，使修改后的参考态不单是 z 的函数，同样也是 y 的函数，这样模式积分平衡的初始场是通过以下过程来形成。

(i) 选取如图 1 所示的一个探空资料，对流有

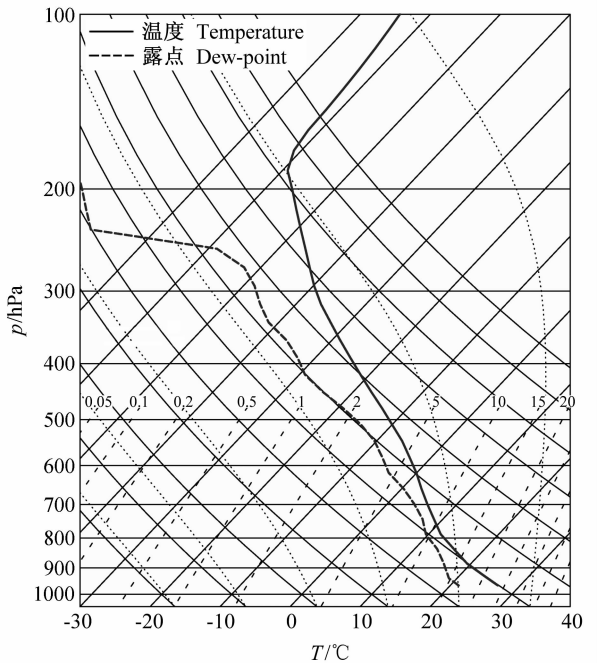


图 1 初始场模式水平区域中心点探空曲线($T-\ln p$ 图)
Fig. 1 The sounding curve of the central point of model horizontal region in the initial field ($T-\ln p$ chart)

效位能为 $3959 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$, 该探空为一个典型的飚线个例的探空资料。

(ii) 根据给定的风的垂直切变(在垂直方向约 15 km 以上, 风的垂直切变近似为零), 取模式底层风速为零, 确定出水平均匀的初始场的速度 u 。

(iii) 根据热成风平衡关系 $[f\partial u/\partial z = -(g/\theta_v) \cdot (\partial\theta_v/\partial y)]$ 及确定的 u 场, 求出初始虚温(θ_v) 场的水平变化。由给定的探空确定模式区域水平中心点虚温的垂直分布, 根据前面得到的虚温场的水平变化得到初始的虚温场。在试验 B 中, 由于未考虑科里奥利旋转作用, 虚温场是水平均匀的。

(iv) 为了使对流有效位能保持水平均匀, 在模式初始场中加入了水汽场(q_v) 的水平变化, 斜压暖区加湿, 斜压冷区降湿。同样, 模式水平区域中心点的水汽的垂直分布由选取的探空确定, 再由前面给出的水汽场的水平变化得到初始的水汽场。对于试验 B, 由于虚温场是水平均匀的, 所以没有进行水汽场的水平调整, 对流有效位能自然是均匀的(试验初始场的图略)。

3 数值试验结果分析

数值试验的分析主要是对试验 A 斜压旋转系统(以下称 BCF)模拟的结果进行讨论, 并且与试验 B 无旋系统(以下称 BTNF)的结果进行比较, 分析非线性对流-对称不稳定发展的物理过程。对流-对称不稳定发展主要经历两个阶段: 第一阶段, 深对流发展, 使物理量场重新分布, 因而产生了对称不稳定发展的条件; 第二阶段, 与科里奥利旋转有关的惯性力释放对称不稳定的能量, 对流-对称不稳定发展, 加强了中尺度环流, 使对流组织化, 出现维持时间更长、尺度更大的中尺度对流系统的发展。下面具体分析上述的对流-对称不稳定的两个发展阶段。

3.1 对流输送引起物理量场重新分布——对称不稳定的形成

由于首先在模式区域中心加入热泡触发对流, 在区域中心必将激发对流的发展, 伴随对流的发展, 将会产生由对流引起的物理属性(如动量等)的垂直输送。在试验 A 初始的斜压大气中, 纬向风(u) 随高度增加风速增加, 在对流对纬向动量的垂直输送作用下, 低层较小的纬向动量向上输送到高层, 等绝对动量($m = u - fy$) 面向上抬升, 在高层

将产生纬向动量的异常。而当考虑对流运动时, 空气微团在做上升运动的同时由于水汽凝结将有凝结加热, 空气微团的位温将升高, 由于环境的位温是随高度增加的, 因此这时等位温(θ) 面也将抬升。图 2 给出了积分 40 min 试验 A 的位温和绝对动量场。

这种由于对流运动产生的绝对动量的垂直输送仅在产生对流的区域才会出现, 因此高层出现的纬向动量的异常区域也是与出现对流的区域相对应的。在这一区域的南北两侧边缘, 由于纬向动量的水平差异, 分别出现了较强的位涡 [$P = (1/\rho)(\partial m/\partial z \partial \theta/\partial y - \partial m/\partial y \partial \theta/\partial z)$] 正值和负值中心(图 4 与图 3b 相对照)。值得注意的是, 除了高层有成对的正、负位涡中心, 在中低层同样有与对流相关的正、负位涡中心。Seaman^[6] 只强调了对流产生的高层的位涡异常, 而我们后面的分析表明, 对流产生的低层的位涡异常同样重要。在对流区域北侧即斜压冷侧的负的位涡(P) 区域将可能出现对称不稳定。对于积云尺度的动力过程, 对流引起的动量场的异常要强于它引起的质量场和温度场的异常^[9] (比较图 3 位温和绝对动量场的扰动可以说明), 这一特点将利于斜压冷侧的负的位涡区域对称不稳定的形成与发展, 因此, 与深对流相关的绝对动量的垂直输送对于试验 A 中 BCF 系统发展过程中对称不稳定的形成是至关重要的。

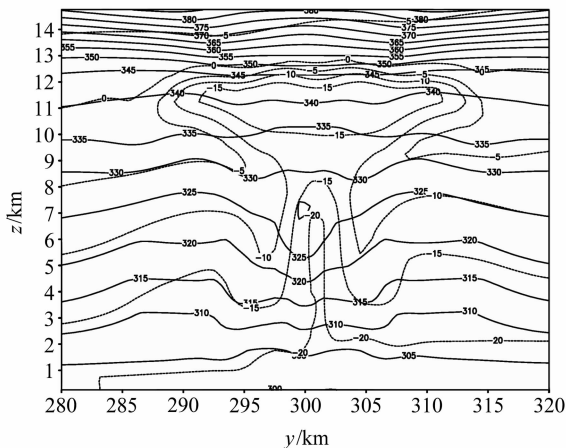


图 2 试验 A 积分 40 min 绝对动量场(虚线, 间隔为 $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) 及位温场(实线, 间隔为 5 K)

Fig. 2 The absolute momentum field (dash lines, interval is $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) and the potential temperature field (solid lines, interval is 5 K) after 40 min integration in Expt A

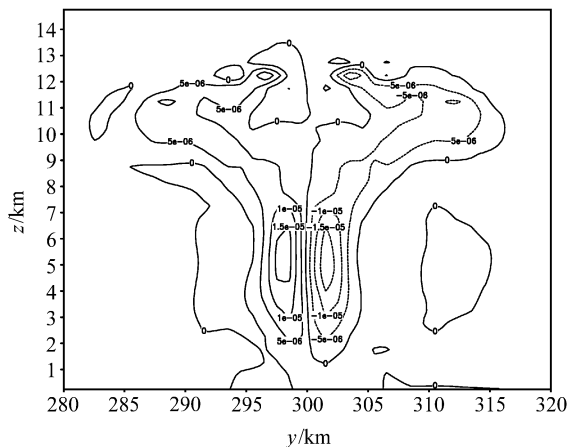


图 3 试验 A 积分 40 min 位涡场 (等值线间隔为 $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$)
Fig. 3 The potential vorticity field after 40 min integration in Expt A (isoline interval is $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$)

3.2 对流-对称不稳定的发展

当对流运动不断向高层输送低层较小的绝对动量, 使对流区北侧即斜压冷侧的与负的位涡区域对应的对称不稳定不断发展, 而对称不稳定的发展可以由以下方程简单地描述:

$$\frac{dv'}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} - fu', \tag{1}$$

$$\frac{dw'}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\theta'_v}{\theta_v}, \tag{2}$$

其中, 带撇号的表示对于初始场 (满足热成风平衡) 的扰动。

经典的对称不稳定是发生在基流平衡条件下的非平衡扰动的不稳定增长。这里进行的数值试验是

从平衡的初始场出发, 讨论对流发展时物理量场重新分布引起的对称不稳定发展, 而此时出现的对称不稳定应该是一种对流引起的非平衡环境场下的不稳定。当对流向上输送低层较小的纬向风动量时, 对称不稳定区域有负的绝对动量异常, 根据 (1)、(2) 式, 该区域将出现次地转风, 又在科里奥利旋转的作用下, 将产生向北 (正) 的经向风加速; 而对于垂直运动的加速由于与对流运动产生的垂直加速度同时存在, 往往难以区分。此时的对称不稳定最显著的特点是向北 (正) 的经向风加速, 而通过改变经向风场, 又将是对流发生的环境场产生影响, 从而改变对流的发展。我们后面的分析表明这种改变是利于对流发展的, 这样对流发展与对称不稳定的发展就形成了一个正反馈的环流圈。

下面我们分析数值试验出现的负位涡区对称不稳定的发展情况。为分析与图 4 高层和中低层的两个负位涡中心对应区域的不稳定发展, 我们分别进行了 y 方向积分区域分别为 600 km 和 60 km 的试验。

3.2.1 中低层对流-对称不稳定的发展

我们先分析中低层对称不稳定的发展。中低层对称不稳定的发展需要相对集中和持续的对流发展, 去改变物理量场的分布, 形成相对固定的负位涡区, 从而有利于产生对称不稳定。下面分析一段时间维持较强对流情况下经向风、位涡、垂直运动以及流函数的变化。

在积分 120~150 min, 40~60 km 的区域维持较强盛对流的发展, 垂直速度维持在 $6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右, 而在维持的负位涡区附近伴随有经向风的增

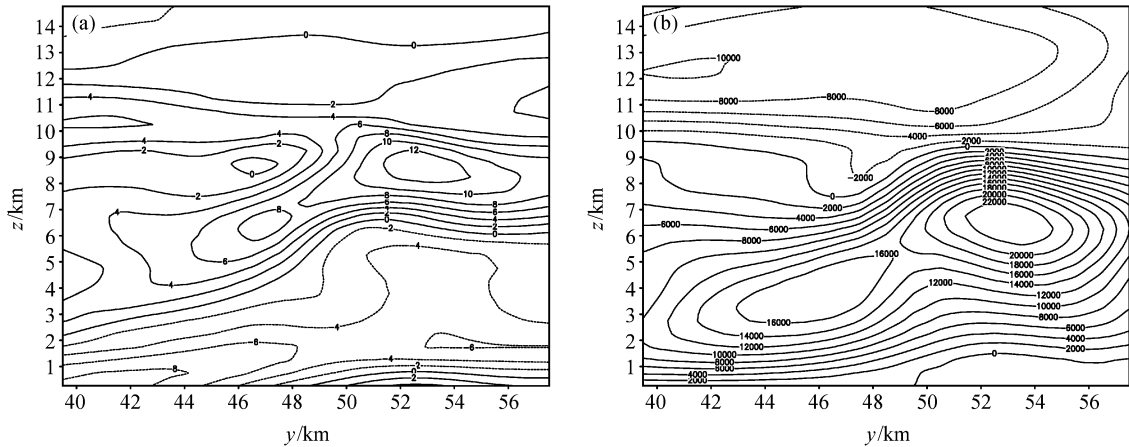


图 4 试验 A 积分 150 min 的 (a) 经向风场 (等值线间隔为 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) 及 (b) 流函数 (等值线间隔为 $2000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)
Fig. 4 (a) The meridional wind field (isoline interval is $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) and (b) the stream function (isoline interval is $2000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) after 150 min integration in Expt A

长。积分 120 min 时(图略),相应区域经向风风速较弱,在 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,强上升运动基本为垂直分布,在强上升运动的北侧为较强的负位涡区,环流圈基本为垂直的;积分 130 min 时(图略),经向风风速增强到 $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,上升运动开始出现倾斜分布,在低层出现另一较弱的上升中心,上升运动北侧的负位涡区维持,并由积分 120 min 时的逗点分布开始转为倾斜带状分布,这种分布利于倾斜环流的发展,中低层的环流圈也由垂直方向开始转为倾斜方向,倾斜环流圈的位置基本与负位涡区的位置重合;积分 140 min 时(图略),相应区域经向风继续加速,原来中层经向风的鞍形分布变为一呈倾斜方向的带状分布,呈倾斜分布强上升运动与负位涡区继续维持,负位涡区在中层的发展使中层经向风不断加速,环流在中层也开始呈现倾斜状态;到积分 150 min 时,经向风加速最为明显,在中层出现了大于 $8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的经向风(图 4a),倾斜的强上升运动与负位涡区已开始减弱,这时的倾斜环流圈也最明显(图 4b),由于负位涡区的减弱,对称不稳定的发展逐渐消亡。在这一发展过程中,中低层的负位涡区与中低层的倾斜环流圈有良好的对应关系,这一中低层倾斜环流圈的发展可以认为是一次对称不稳定的发展过程。与经典的对称不稳定相比,环流圈的尺度小,与对流环流圈的尺度相当,这与相应负位涡区的产生与维持同对流环流发展相联系是一致的。从时间尺度来讲,同样也接近对流特性。

同试验 A 相比,虽然试验 B 同样会有负位涡区的出现与维持,但试验 B 为无旋系统的发展,没有科里奥利力的作用,对称不稳定能量就不会释放,因此,试验 B 与试验 A 相比,在相应负位涡区附近不会有经向风的增长和强垂直运动的维持。考虑试验 A 与试验 B 可能存在最强盛对流出现时间的差异,我们通过一定时段的时间平均来忽略上述影响。

通过比较积分 90~150 min 试验 A 与试验 B 平均经向风、垂直运动和流函数发现,在试验 A 相应负位涡区有倾斜环流的差异(图 5),经向风试验 A 较试验 B 强 $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右,垂直上升运动试验 A 较试验 B 也强 $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右。由于这一倾斜环流的差异,使试验 A 与试验 B 在云水和雨水上有明显的差别。试验 A 和 B 均存在 3 个云水中心,两

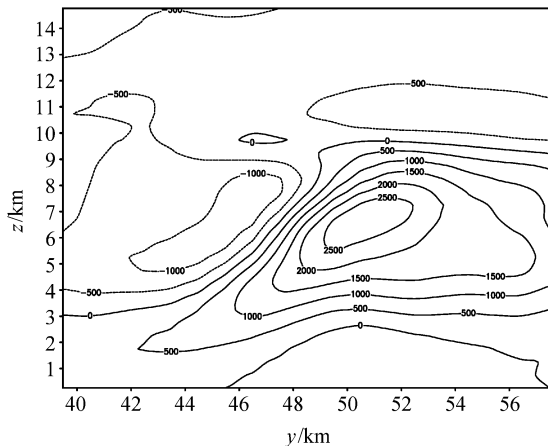


图 5 试验 A 与试验 B 积分 90~150 min 平均流函数差异(等值线间隔为 $500 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

Fig. 5 The difference of average stream function for 90 - 150 min integration between Expts A and B (isoline interval is $500 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

者的差异主要在 42~50 km 之间的云水分布(图略)。在这一区域,试验 A 中强云水的范围大,就差异中心强度而言,试验 A 中云水比试验 B 中大 30% 左右,这一主要的云水差异与试验 A 与试验 B 平均上升运动的差异是一致的。试验 B 雨水的分布近于垂直,而试验 A 左侧雨水的分布有一倾斜突起,使试验 A 中的雨带加宽(图 6)。从雨水差异中心强度来看,试验 A 中雨水比试验 B 中也大 30% 左右,产生这一差异的原因也是与对称不稳定发展过程中倾斜环流的发展有关。

通过以上试验 A 与试验 B 的结果比较可以看出,在包含科里奥利旋转的试验 A 中,由于有对流-对称不稳定的发展,使试验 A 中的中尺度对流系统发展更强烈,体现为有更强的中尺度环流发展和更多的云水产生,相应有更宽的雨带,和更强的降水。

上述主要分析了试验 A 积分 120~150 min 的一次对流-对称不稳定的发展。在试验 A 积分 230~260 min,同样有一次对流-对称不稳定的发展(图略)。试验 A 与试验 B 积分 200~260 min 各平均场的差异与积分 90~150 min 试验 A 与试验 B 平均场的差异类似,同样存在倾斜环流的差异,并且差异更加明显,雨带的轴线在试验 A 中更加倾斜,使雨带更宽,说明试验 A 积分 200~260 min 过程中倾斜环流发展更强。

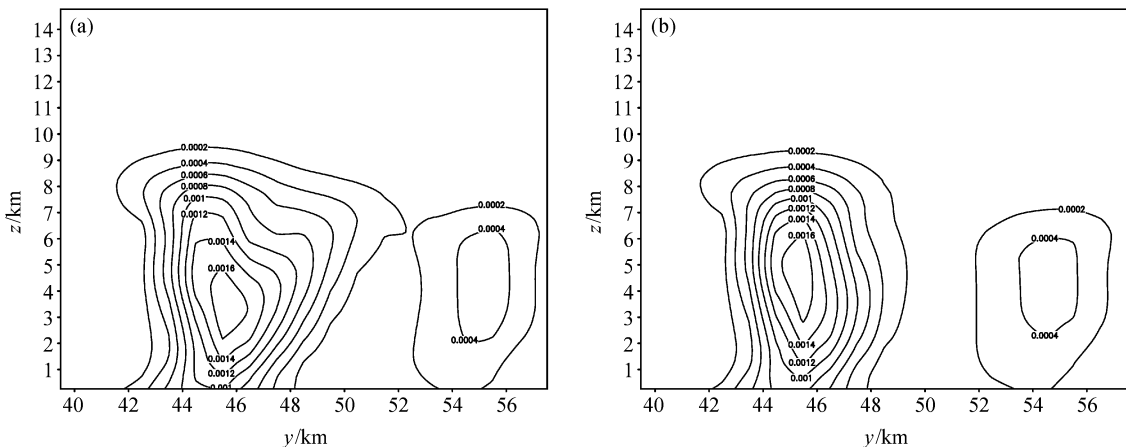


图 6 试验 A (a) 及试验 B (b) 积分 90~150 min 平均雨水(等值线间隔为 $0.0002 \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$)
Fig. 6 The average rain water for 90~150 min integration in (a) Expt A and (b) Expt B (isoline interval is $0.0002 \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$)

由以上关于对流-对称不稳定的分析可知，中低层对流通通过动量垂直输送可以在对流区域北侧产生负的位涡区，在对流相对持续维持的情况下，负位涡区会激发对称不稳定的发展。这种情况下发展的对称不稳定虽然也可出现倾斜环流，但它的空间与时间尺度更接近于对流运动，这是由于倾斜环流的形成和发展所依赖的负位涡区直接与对流运动的垂直动量输送有关，科里奥利旋转是释放对流-对称不稳定所必须的，它的释放有助于对流的更进一步发展，使环流增强，云水加大，雨带加宽，强度增加。

3.2.2 高层对流-对称不稳定的发展

下面分析高层对称不稳定的发展。当对流把低层较小动量输送到高层，在高层将出现纬向次地转风，在科里奥利旋转的作用下，在高层将产生正的经向风的加速。由图 4 可以看到，对流引起的位涡异常在高层呈现向外扩展的形式，并且对流北侧负位涡区的范围比中低层负位涡区的范围大，随着对流的不断发展，高层不断有负位涡区形成。由于对流在高层的辐散外流不断向外扩散，高层负位涡区的范围会越来越大，而负位涡区的维持是利于激发高层对称不稳定的发展。因此，在对流发展到一定阶段，高层总会有对称不稳定不断发展，伴随高层正的经向风的不断加强，这一点与中低层对流-对称不稳定的发展不同，低层对称不稳定的发展所依赖的负位涡区的维持必须有持续时间相对较长且位置较固定的对流的发展，因而低层往往在一定时间内在一定范围才有对称不稳定的发展，从这一点讲

高层对称不稳定的发展更普遍。
分析试验 A 积分 530~570 min(与 β 中尺度强风暴的生命史相当)经向风的分布，发现其演变有如下特点：在积分 530~570 min，对流位置维持在 150 km 左右。在 530 min 时(图略)，对流北侧高层(9~11 km)经向风超过 $9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的范围还较小；到 550 min 时(图略)，这一范围有所扩大且向下游(北侧)扩展，对流北侧高层(9~11 km)出现了经向风加速；到了 570 min(图 7)，这一加速更加明显，对流北侧高层(9~11 km)经向风超过 $9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的范围更大且更向下游(北侧)扩展，在 $y=180 \text{ km}$ 附近，9~10 km 范围内出现了大于 $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的经向风，在 $y=240 \text{ km}$ 以北，对流北侧高层(9~11 km)已出现大于 $9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的经向风中心。由上面分析

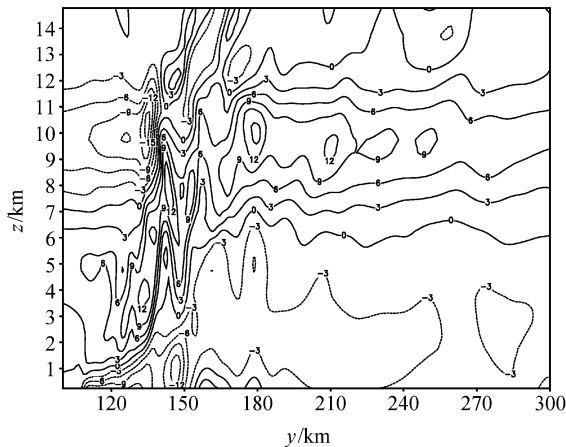


图 7 试验 A 积分 570 min 经向风场(等值线间隔为 $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)
Fig. 7 The meridional wind field after 570 min integration in Expt A (isoline interval is $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)

可以看出, 高层对流冷侧(北侧)的正经向风(南风)有明显的加速, 且经向风的加速主要集中在较浅薄的层次, 中心高度在 10 km 左右, 垂直范围在 2 km 左右。这一经向风的增加可以认为是高层对流-对称不稳定的发展, 并且也符合经典对称不稳定在浅薄的层次容易发展增强的特点。另外, 这一浅薄层次经向风的分布有类似急流的特点, 在发展增强的过程中伴随有大风中心向下游(向北)的传播, 这一传播可以认为是对流-对称不稳定的传播, 而中低层对流-对称不稳定为原地增长, 基本不传播, 这也是高层发展的对流-对称不稳定与中低层发展的对流-对称不稳定又一差异。

在试验 B 中, 由于没有科里奥利旋转的作用, 高层就不会有对称不稳定的发展, 因此也就不会有高层正的经向风的加速。由试验 B 积分 530~550 min 的经向风的分布可知(图略), 在这一积分过程中, 对流位置维持在 $y=180$ km 附近, 在对流北侧高层 10 km 左右的经向风的等值线基本维持在 $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 并且范围没有明显增大, 说明试验 B 中没有明显的高层对流北侧正的经向风的加速。与试验 A 同一时刻的高层对流冷侧正的经向风相比, 试验 B 中的风速明显要小。这样明显的差异是由于试验 A 高层对称不稳定的加速作用, 并且这应该是一种时间的累积效应, 因为前面已经分析, 在对流发展到一定阶段, 高层将有更多的区域有对称不稳定的发展。高层对称不稳定发展引起的高层正的经向风的加速, 使对流北侧的经向外流加大, 这起到了高空通风的作用, 这一作用利于对流垂直运动的加强和对流北侧环流圈的发展(图略), 使对流可以更进一步发展; 同时加速的经向大风中心向下游(北侧)传播的特点, 可以加强或激发下游(北侧)对流的发展。

比较积分 6~7 h 试验 A 与试验 B 中尺度对流系统发展的差异可以看出, 试验 A 中的中尺度对流系统的发展有明显的多单体风暴的特点(图 8a), 在对流系统中有多个单体发展, 表现为多个上升运动中心并存, 在云水分布图中有多个单体积云的发展。虽然试验 B 中的中尺度对流系统的发展也呈多单体暴的特点(图 8b), 但与试验 A 相比, 从上升运动的范围来看, 试验 A 中的上升区比试验 B 中的宽广; 从上升运动中心来看, 在积分 6~7 h, 试验 B 主要有 2 个强单体发展, 而在试验 A 中却

有 4 个单体发展, 2 个较强和 2 个较弱。单从上升运动中心强度来看, 试验 B 中 $y=220$ km 附近单体的上升运动的极值超过 $3.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 要强于试验 A 最强单体即 $y=205$ km 附近单体的上升运动的极值, 但试验 A 中有更多单体发展与维持, 在强单体的下游(北侧) $y=215$ km、225 km 附近仍然有两个相对较弱的单体存在。这与试验 A 中高层对称不稳定的发展和传播有关, 更多单体的发展与维持将使对流运动的范围扩大, 利于产生更宽的雨带和更强的降水。在积分 8~9 h 也有上述类似的差异, 这说明在试验 A 中由于高层对称不稳定的发展, 利于对流系统的维持, 使单体有更长的生命史。另外, 在积分 6~7 h, 试验 A 中有完整的倾斜环流圈发展(图略), 而在试验 B 中环流圈却是近垂直的(图略)。积分 6~7 h 试验 A 与试验 B 垂直运动的差异使试验 A 与试验 B 云水和雨水也有了较明显的差异。试验 A 中云带较宽广(图略), 与 4 个对流单体的发展相对应有 4 个强的云水中心, 并且由于高层对称不稳定对经向风的加速使高层有较明显的向冷侧(北侧)扩散的云带; 而试验 B 中云带(图略)较狭窄, 与 2 个强单体对应主要有 2 个云水强中心, 与试验 A 相比试验 B 中由于没有科里奥利旋转, 高层经向风没有明显加速, 因此, 高层向冷侧(北侧)的扩散云带不明显。与云带的差异类似, 试验 A 中的雨带明显宽于试验 B 中的雨带(图 8c、d), 试验 A 同样存在 4 个雨水强中心, 而试验 B 中却只有相应的 2 个。这众多差异主要与试验 A 中高层对称不稳定的释放有关, 当然中低层对称不稳定的释放也有一定贡献。

综上所述, 对流通过垂直动量输送可以在高层对流区域北侧即斜压冷侧产生负的位涡区, 在对流发展到一定阶段, 高层的负位涡区比较普遍, 而负位涡区会激发高层对称不稳定的发展。科里奥利旋转同样是释放高层对称不稳定所必须的, 对称不稳定释放主要的结果是使高层对流冷侧正的经向风加速, 加强了高空的辐散气流和对流冷侧的环流圈, 使环流圈发展为倾斜状态。同时, 随着大值正经向风向北侧的传播, 有利于下游的对流增长和维持。总之, 高层对称不稳定的释放有助于对流的更进一步发展, 使对流更持久, 云带、雨带变宽。

通过以上分别对高、低层对流-对称不稳定的发展的分析, 我们把对流-对称不稳定整个的发展

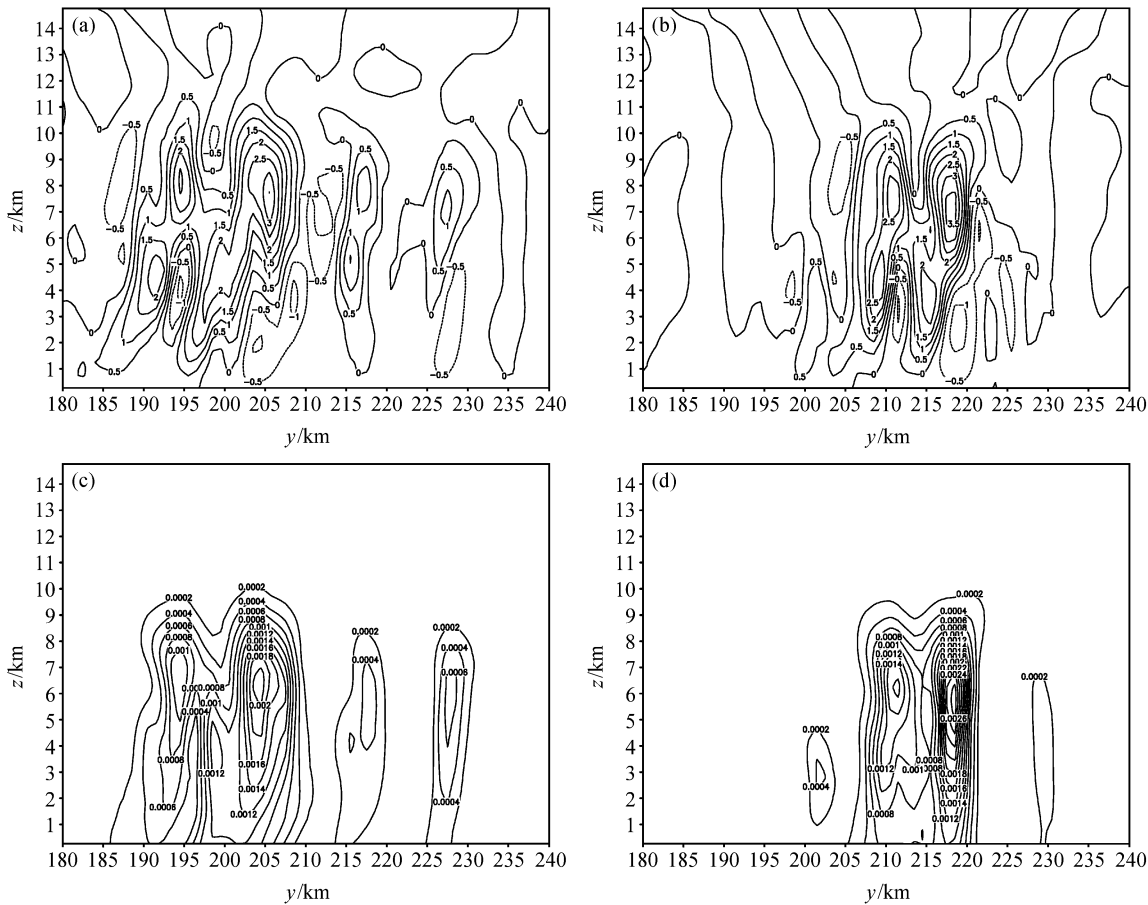


图 8 试验 A (左图) 及 试验 B (右图) 积分 6~7 h 平均垂直风场(a, b, 等值线间隔为 $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)及平均雨水(c, d, 等值线间隔为 $0.0002 \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$)

Fig. 8 The average vertical wind (a, b, isoline interval is $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) and the average rain water (c, d, isoline interval is $0.0002 \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$) for 6–7 h integration in Expt A (left panel) and Expt B (right panel)

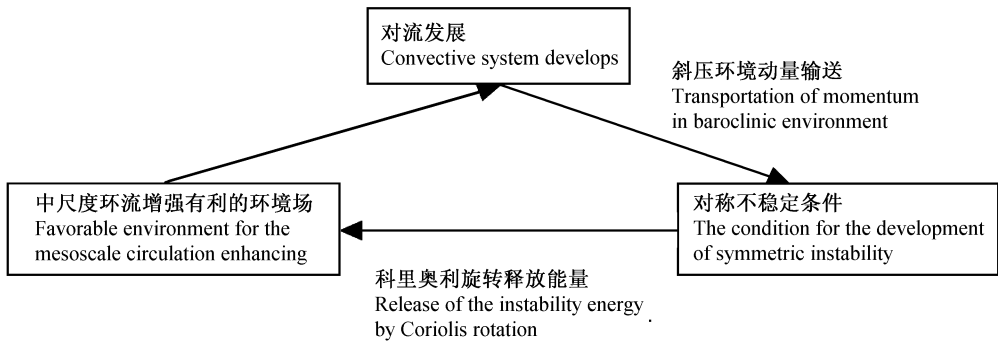


图 9 对流-对称不稳定发展过程示意图
Fig. 9 The sketch map of the developing process of convective - symmetric instability

过程总结为图 9。首先对流系统发展，使物理量场重新分布，它为对称不稳定的发展创造了条件。此时对称不稳定发展的主要特点是：中高层经向风的加速，使对流发展的垂直环流圈出现倾斜，而科里奥

利旋转是释放对称不稳定能量释放所必须的。与对称不稳定发展伴随的经向风的加速，又促使对流更进一步加强，这样就形成了是一个正反馈的过程，从而产生尺度更大、生命史更长的组织化积云对流。

4 结论和讨论

本文通过数值试验,讨论了非线性对流-对称不稳定发展的物理过程,得到以下主要结论:

(1) 由于对流在中低层通过动量垂直输送可以在对流区域北侧即斜压冷侧产生负的位涡区,在有较强对流维持的情况下,使物理量场重新分布,产生的负位涡区会激发对称不稳定的发展,这种在对流情况下发展的对称不稳定虽然也可出现倾斜环流,但它的空间与时间尺度更接近于对流运动,这与它形成和发展所依赖的负位涡区的存在直接与对流运动相联系是一致的,科里奥利旋转是释放对流-对称不稳定所必须的,它的释放有助于对流的更进一步发展,使环流增强,云水加大,雨带加宽,强度增加。

(2) 由于对流通量动量垂直输送可以在高层对流区域北侧即斜压冷侧产生负的位涡区,所以,在对流发展到一定阶段,高层的负位涡区比较普遍,而负位涡区会激发高层对称不稳定的发展。科里奥利旋转同样是释放高层对称不稳定所必须的,对称不稳定释放主要的结果是使高层对流冷侧正的经向风加速,加强了高空的辐散气流和对流冷侧的环流圈,使环流圈发展为倾斜状态。同时,随着大值正经向风向北侧的传播,有利于下游的对流增长和维持。总之,高层对称不稳定的释放有助于对流的更进一步发展,使对流更持久,云带、雨带变宽。

(3) 中低层的对流-对称不稳定的激发需要相对固定区域的持续对流的发展,不稳定基本为原地增长;高层的对流-对称不稳定往往发生于对流系统连续发展之后,不稳定是向对流下游传播的。

(4) 对流-对称不稳定是一种混合的不稳定,对流运动是一种热力不稳定,它的发展为属于动力不稳定的对称不稳定的发展创造了条件,而之后对称不稳定的发展又使二维剖面的中尺度垂直环流中的对流进一步加强,这是一个正反馈的过程。

这里我们讨论了全场为对流不稳定的情形,对

于局域为对流不稳定的情形以及不同探空的情形均有待进一步讨论。

参考文献(References)

- [1] 陆汉城, 杨国祥. 中尺度天气原理和预报. 北京: 气象出版社, 2000. 1~3
Lu Hancheng, Yang Guoxiang. *Mesoscale Synoptic Principle and Forecast* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 2000. 1~3
- [2] Bennetts D A, Hoskins B J. Conditional symmetric instability—a possible explanation for frontal rainbands. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1979, **105**: 945~962
- [3] Xu Qin. Conditional symmetric instability and mesoscale rainbands. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1986, **112**: 315~334
- [4] Jascourt S D, Lindstrom S S, Seman C J, et al. An observation of banded convective development in the presence of weak symmetric stability. *Mon. Wea. Rev.*, 1988, **116**: 175~191
- [5] Emanuel K A. On assessing local conditional symmetric instability from atmosphere sounding. *Mon. Wea. Rev.*, 1983, **111**: 2016~2033
- [6] Seman C J. A numerical study of nonlinear nonhydrostatic conditional symmetric instability in a convectively unstable atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1994, **51**: 1352~1371
- [7] 陆汉城, 钟科. 1992 年飓风 Andrew 眼壁区倾斜上升运动发展的可能机制——非线性对流对称不稳定. 大气科学, 2002, **26**(6): 83~90
Lu Hancheng, Zhong Ke. A possible developing mechanism of the slantwise updraft in the eyewall of the 1992 Hurricane Andrew—nonlinear convective and symmetrical instability. *Chinese Journal of Atmospheric sciences* (in Chinese), 2002, **26**(6): 83~90
- [8] Xue Ming, Droegemeier K K, Wong V. The Advanced Regional Prediction System (ARPS)—A multiscale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. Part I: Model dynamics and verification. *Meteor. Atmos. Physics*, 2000, **75**: 161~193
- [9] Emanuel K A. Forced and free mesoscale motions in the atmosphere. Collection of Lecture Notes on Dynamics of Mesometeorological Disturbances, Proceedings of CIMMS Symposium, Y. K. Sasaki, N. Monji, and S. Bloom, Eds. University of Oklahoma/NOAA, 1980, 191~259