

圆形涡旋大气中的横波不稳定*

李红金 陆汉城 宋晓亮 李 鲲

(解放军理工大学气象学院, 南京 211101)

摘 要 讨论涡旋大气中, 存在沿切向基流传播的横波型扰动, 并采用数值方法讨论了柱坐标系下圆形涡旋系统斜压气流中这类扰动的不稳定, 这是一类中尺度的重力惯性波的不稳定。研究了涡旋环境大气的层结稳定度参数 N^2 、切向风垂直切变 \bar{V}_z 、凝结潜热、涡旋特性及科里奥利参数 f_0 对不稳定增长率的影响。圆形涡旋中同样存在横波不稳定的 Eady 模态和中尺度模态, 得到了中尺度模态的扰动场分布特征: 流场的不规则“猫眼”结构及慢速传播的扰动均集中在低层, 而快速传播的扰动均集中在高层的扰动特征。

关键词: 圆形涡旋; 横波; 数值方法

1 引言

在横波不稳定研究中, 张可苏^[1]将 f 平面的 Eady 模态推广到非地转情况, 得到了斜压基流的双模态不稳定谱, 其中中尺度模态的波动是重力惯性波, 它在垂直剖面上具有非对称的“猫眼”流型, 而且这种不稳定的增长可产生足够强的垂直运动和低层辐合, 成为启动和组织深厚对流云团的一种动力学机制。很多研究发现对称不稳定和非地转斜压横波不稳定是爬线等带状中尺度强对流系统产生、维持和发展的可能机制, 对称和横波不稳定的区别是扰动在基流中的传播方向不一样。大气中的台风和气旋为常见的旋转运动, 对于圆形涡旋中中尺度强对流活动的发生, 发展机制, 刘式适^[2]、杨大升^[3]提出了它们与惯性重力波的不稳定有关, 费建芳、陆汉城^[4]则提出了圆形涡旋中与切向基流垂直的径向传播的惯性重力内波不稳定是一种对称不稳定。由于可以将圆形涡旋中的切向流视为基本气流, 一种沿切向流传播的扰动发展机理是人们普遍关心的问题, 最近不少研究认为这是一种涡旋 Rossby 波^[5]。本文提出了在圆形涡旋中是否具有横波型扰动不稳定的问题。如果圆形涡旋中存在横波不稳定机制, 那么其不稳定谱分布如何, 与哪些因子有关, 对应扰动结构如何? 由于讨论沿基流传播扰动的方程组的复杂性, 其解析解较难求, 因此本文采用数值解法对涡旋中横波型扰动的稳定性进行了讨论研究。这类横波型不稳定的扰动是在梯度风平衡基流中传播的, 它可能具有重力惯性波的性质, 因而在此文分析的基础上, 将另文分析它区别于涡旋 Rossby 波的特征。

2 控制方程组及数值模型

取原点在涡流中心的柱坐标系 (r, φ, z) , 设涡旋的基态满足: 静力平衡、梯度风平衡和广义热成风平衡 (即区别于地转平衡的一种涡旋大气中的热成风平衡),

$$\begin{cases} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} = -g, \\ \frac{\bar{V}^2}{r} + f_0 \bar{V} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial r}, \\ (2\Omega + f_0) \frac{\partial \Omega r}{\partial z} = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r}, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $\bar{V} = \Omega(r, z)r$, Ω 为背景场涡旋旋转角速度。

令

$$\begin{cases} u = u', v = \bar{V} + v', w = w', \\ p = \bar{P} + p', \theta = \bar{\theta} + \theta'. \end{cases} \quad (2)$$

在仅讨论横波型扰动时, 即设扰动量 $\partial / \partial r = 0$, 因而扰动沿切向流传播的柱坐标系 Boussinesq 近似下线性化方程组为

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) u - f_1 v = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) v + f_2 u + w \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} + \frac{\partial p'}{r \partial \varphi} = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) w - \theta + \frac{\partial p'}{\partial z} = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{V}}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \theta + M^2 u + N^2 w = Q, \\ \frac{\partial v}{r \partial \varphi} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

其中,

$$\begin{cases} \bar{V} = \Omega(r, z)r, \quad f_1 = f_0 + 2\Omega, \quad f_2 = 2\Omega + f_0 + r \frac{\partial \Omega}{\partial r}, \\ M^2 = f_1 \frac{\partial \Omega r}{\partial z} = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial r}, \quad N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \\ (u, v, w, \theta) = \bar{\rho} \left(u', v', w', \frac{g}{\bar{\theta}} \theta' \right), \end{cases} \quad (4)$$

u 、 v 分别为径向、切向扰动速度, \bar{V} 为切向基流, Q 为非绝热加热项。

由连续性方程引入流函数 ψ , 即设

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \psi}{r \partial \varphi}. \quad (5)$$

设流函数形式解为

$$\psi = \Psi(z) e^{i(\sigma t + k r \varphi)}, \quad (6)$$

形式解中 k 是沿切向基流传播的波数。不考虑加热项, 则方程组 (3) 可化为只含一个未知数的特征方程:

$$(\sigma + \bar{V}k)[f_1 f_2 - (\sigma + \bar{V}k)^2] \frac{d^2 \Psi}{dz^2} - \left[(f_1 + f_2) M^2 k - (\sigma + \bar{V}k) \left(f_1 \frac{\partial f_2}{\partial z} + f_2 \frac{\partial f_1}{\partial z} \right) \right] \frac{d\Psi}{dz} + k^2 (\sigma + \bar{V}k) [(\sigma + \bar{V}k)^2 - N^2 + \frac{1}{k} (\sigma + \bar{V}k) \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial z^2}] \Psi = 0, \quad (7)$$

取边界条件为

$$\Psi_{z=0} = 0, \quad \Psi_{z=H} = 0. \quad (8)$$

2.1 Ω 不随高度变化

当 Ω 不随高度变化时, 由 (7) 及 (8) 式可求得特征方程特征值为

$$\begin{cases} \sigma_1 = -\bar{V}_0 k, \\ \sigma_{2,3} = -\bar{V}_0 k \pm \sqrt{\frac{f_1 f_2 m^2 + k^2 N^2}{m^2 + k^2}} \quad \left(m = \frac{n\pi}{H} \text{ 为垂直方向波数} \right). \end{cases} \quad (10)$$

2.2 Ω 仅为 z 线性函数

$\Omega = \Omega_0 + (\partial\Omega/\partial z)z$, 其中 $\partial\Omega/\partial z$ 为常值。则有 $\partial\Omega/\partial r = 0$, 此时 $f_1 = f_2 = f$; $\partial^2 \bar{V}/\partial z^2 = 0$; 对于固定 r , 有 $a = \partial\bar{V}/\partial z = r\partial\Omega/\partial z$ 为常值, 则方程 (7) 可化为

$$(\sigma + \bar{V}k)[f^2 - (\sigma + \bar{V}k)^2] \frac{d^2 \Psi}{dz^2} - 2 \left[M^2 f k - 2(\sigma + \bar{V}k) f \frac{\partial \Omega}{\partial z} \right] \frac{d\Psi}{dz} + k^2 (\sigma + \bar{V}k) [(\sigma + \bar{V}k)^2 - N^2] \Psi = 0. \quad (11)$$

方程 (11) 不易求解析解, 因此采用数值解法, 取适于矩阵解法的扰动方程组:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial}{r \partial \varphi} \right) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{r^2 \partial \varphi^2} \right) + f \frac{\partial u}{\partial z} + 2 \frac{\partial \Omega}{\partial z} u + \frac{\partial \theta}{r \partial \varphi} = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial}{r \partial \varphi} \right) u - f \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial}{r \partial \varphi} \right) \theta + M^2 u - N^2 \frac{\partial \psi}{r \partial \varphi} = 0. \end{cases} \quad (12)$$

设波解为

$$\begin{bmatrix} u \\ \theta \\ \psi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} iU(z) \\ \Theta(z) \\ \Psi(z) \end{bmatrix} e^{i(\sigma t + k r \varphi)}, \quad (13)$$

代入方程组 (12), 得

$$\begin{cases} (\sigma + \bar{V}k) \left(\frac{d^2 \Psi}{dz^2} - k^2 \Psi \right) + f \frac{dU}{dz} + 2 \frac{\partial \Omega}{\partial z} U + k\Theta = 0, \\ (\sigma + \bar{V}k)U + f \frac{d\Psi}{dz} = 0, \\ (\sigma + \bar{V}k)\Theta + M^2 U - N^2 k\Psi = 0, \end{cases} \quad (14)$$

边界条件: $\Psi_{z=0} = 0, \Psi_{z=H} = 0$ 。

在垂直方向上将区间 $[0, H]$ 分为 n 层, 采用交错网格, 将 Ψ 放在 $0, 1, \dots, n$ 层上; U, Θ 放在 $1/2, 3/2, \dots, (2n-1)/2$ 层。方程组 (14) 离散后可得到相应的矩阵方程:

$$\sigma \mathbf{A} \mathbf{X} = \mathbf{P} \mathbf{X}, \quad (15)$$

σ 为特征值, \mathbf{A}, \mathbf{P} 是由基流参数 f_0, α, M^2, N^2 等组成的实矩阵, \mathbf{X} 为定义在各离散点的特征向量 $U_{\frac{1}{2}}, \Theta_{\frac{1}{2}}, \Psi_1, U_{\frac{3}{2}}, \Theta_{\frac{3}{2}}, \Psi_2, \dots, U_{\frac{2n-1}{2}}, \Theta_{\frac{2n-1}{2}}$ 。通过求解矩阵特征值

得到方程组的数值解，从而求得横波型扰动的特征值。

3 涡旋系统中斜压气流的不稳定谱

对于直角坐标系中平直斜压气流的横波不稳定谱，张可苏^[1]讨论了切变层厚度及 Richardson 数 $Ri(N^2/\bar{V}_z^2)$ 对双模态不稳定谱的影响，得到 n 越大计算精度越高； Ri 减小时不稳定增长率增大且截断波长变短两个主要结论。

在本文的数值计算中，矩阵方程 $\sigma \mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{P}\mathbf{X}$ ， σ 为特征值，当其为复数且虚部小于零时存在不稳定。 \mathbf{A} 、 \mathbf{P} 是由基流参数 f_0 、 α 、 M^2 、 N^2 、 Ω_0 等组成，因为 $M^2 = f \partial \bar{V} / \partial z = fa$ ， $f = f_0 + 2\Omega$ ，故下面主要讨论参数 N^2 、 f_0 、 α 及 Ω_0 对不稳定增长率的影响。关于垂直分辨率对计算精度的影响，张可苏^[1]已经作了很多证明，根据张可苏研究所得结论垂直分辨率取 $n=40$ 已能达到中尺度谱段所要求的垂直分辨率，而 20 层模式对于 Eady 模态足够精确。由于目前计算条件的改善，可取足够高的分辨率讨论中尺度谱的问题，为得到较高的精确度，下面的分析计算中取 $n=80$ ，并考虑中下层扰动是主要的，取 $H=5$ km。计算表明用矩阵法对三种 Ri 算出的不稳定谱，具有与张可苏基本一致的结果，即在涡旋大气中存在两组不稳定模态：Eady 模态和中尺度的重力惯性波模态。下面分析不同参数条件下，不同模态不稳定增长率的变化。

3.1 常定基本涡旋流中的不稳定性

3.1.1 层结稳定度参数 N^2 对涡旋大气横波型扰动的发展的影响

N^2 及 \bar{V}_z^2 是影响 Ri 的因子。在给定 \bar{V}_z^2 时，讨论由 N^2 的变化情况下引起 Ri 变化对横波不稳定增长率的影响。

取 $a = 4.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ， $f_0 = 0.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ， $\Omega = \Omega_0 + (a/r)z$ ，这里取 $\Omega_0 = 0$ ， $r = 400$ km，从而 \bar{V}_z^2 是给定的，计算表明由 N^2 的变化引起 Ri 减小时，Eady 模态和中尺度模态都发生不稳定谱的左移，截断波长变短（图 1）。这种情况与平直基流状态下结果一致。其中 Eady 模态的增长率随 Ri 的减小而增大，但在中尺度模态中当 Ri 从大值减小变化到临界值（在计算所取的几个之中是 0.625）时，增长率增大， Ri 超过这临界值时，中尺度模的增长率随 Ri 减小而减小，意味着层结稳定度减小并不有利于中尺度谱段内扰动的增长率增大，这与张可苏^[1]研究的不稳定增长率随 Ri 的减小而增大的结论有所不同，其原因有待探究。

图 1 给出了矩阵法解得的层结稳定大气 $N^2 = 0.2 \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ ， $0.625 \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ ， $5 \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ 情况下，对应的不稳定增长率随波长的分布（其中 r 取一定值为 400 km）。

3.1.2 常定基本涡旋流中切向流的垂直切变（或斜压性）对横波不稳定的影响

巢纪平^[6]采用有限振幅扰动方法讨论风速垂直切变对强对流发展和结构的影响，提出了即使在层结稳定条件下，风的垂直切变也要引起对流运动发展的重要动力作用。当风速随高度增加情况下，具有倾斜对流结构的中尺度环流最有利于不稳定对流的发展。本文采用类似的切向基流，这是一种有利于对流不稳定发展的理想模型，对于固定 $r = 400$ km 有 $\bar{V} = \bar{V}_0 + az$ ， \bar{V}_0 为常值， a 为风切变值。取层结稳定度 $N^2 = 0.625 \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ 为常数，这是一种因风切变改变 Ri 的情况， f_0 和 Ω_0 的取值相同

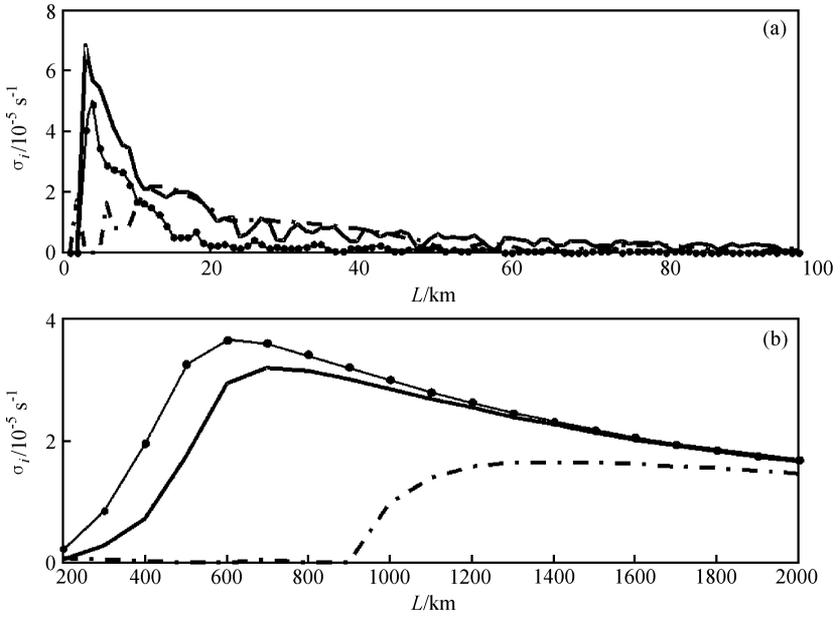


图 1 在不同的定值 Ri 情况下不稳定增长率随波长的分布

(a) 中尺度模态; (b) Eady 模态

点实线: $Ri=0.2$; 实线: $Ri=0.625$; 点虚线: $Ri=5.0$

(Ri 变化由 N^2 引起, 每个 Ri 定值对应的 N^2 值为 $Ri \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$)

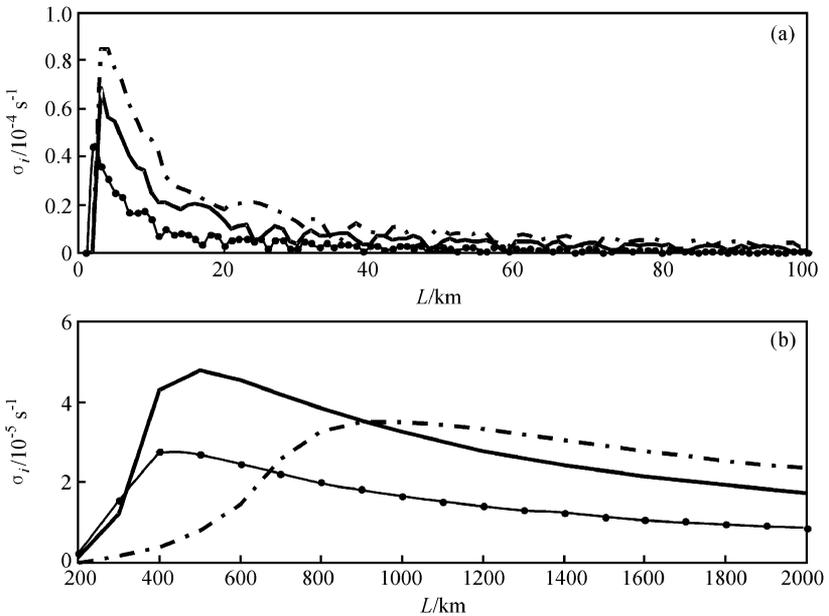


图 2 在不同的定值 a 情况下不稳定增长率 σ_i 随波长的分布

(a) 中尺度模态; (b) Eady 模态

点实线: $a=2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$; 实线: $a=4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$; 点虚线: $a=6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

于 3.1.1 节研究的情况。计算表明：双模态峰值都具有随切变值的增大而增大的性质，中尺度模态和 Eady 模态的增长率达到同量级的地步，截断波长变长。但 Eady 模态的不稳定峰值随 a 的增大向长波方向移动，中尺度模态只是略右移。这表明强的垂直切变有利于稍大尺度的不稳定扰动的发展。图 2 给出了 $a = 2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $6 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 时不稳定增长率的分布图。

3.2 初始涡旋基流线性变化的不稳定性

3.2.1 f_0 的变化对横波不稳定的影响

$N^2 = 0.625 \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ (层结稳定性为常数), $a = 4.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (风切变为常值), 从而 Ri 为常数时, 取科里奥利参数 $f_0 = 0.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $0.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ (即地转参数变化) 分别对应的不稳定谱(图 3)。双模态不稳定增长率均随 f_0 的增大而增加, Eady 模态峰值左移, 截断波长变短, 中尺度模态最优波长几乎不动。由于径向风在科里奥利力的作用下有利增强切向风速使涡旋加强, 它对扰动发展也有影响, 因此 f_0 的增加有利于横波扰动不稳定的增强。

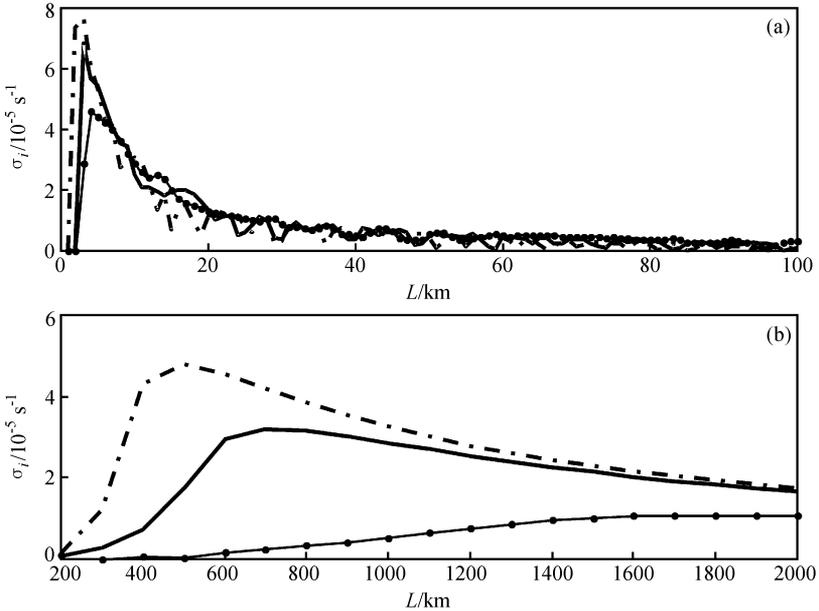


图 3 在不同的定值 f_0 情况下不稳定增长率 σ_i 随波长的分布

(a) 中尺度模态; (b) Eady 模态

点实线: $f_0 = 0.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; 实线: $f_0 = 0.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; 点虚线: $f_0 = 1.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

3.2.2 Ω_0 的变化对横波不稳定的影响

由图 4 可看出随 Ω_0 的增大, 双模态的不稳定增长率都呈增大的趋势, 但对不稳定扰动的影响不大, 中尺度模态几乎不变, Eady 模态略有增加, 并且截断波长左移。

3.3 考虑凝结潜热时对横波不稳定的影响

图 5 计算中的凝结加热项是根据文献[7]提供的加热垂直廓线分布: 集中高层加热、集中低层加热与无加热三种分布情况。其中集中高层加热与无加热两种分布对 σ_i 影响几乎完全相同; 而集中低层加热对增长率影响大。故本文中取集中低层加热这一

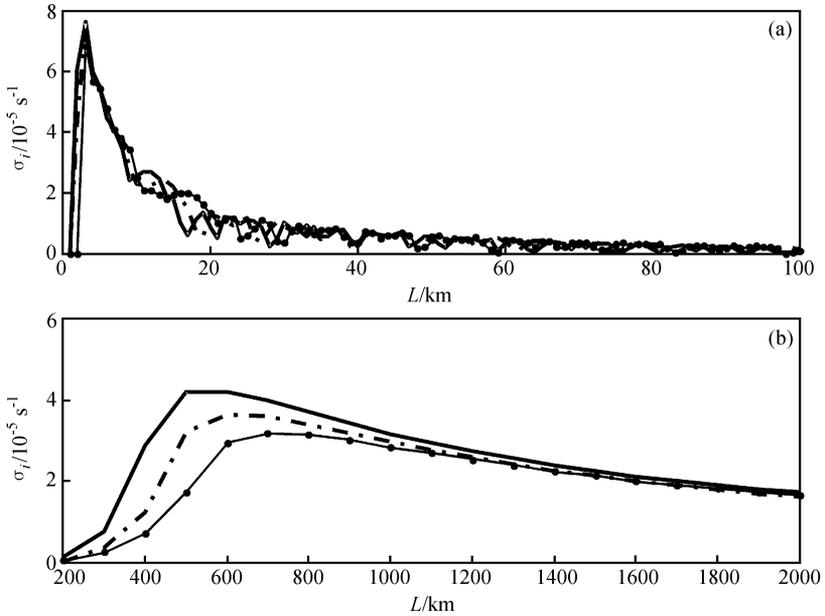


图4 在不同的定值 $r\Omega_0$ 的情况下不稳定增长率 σ_i 随波长的分布 (单位: m s^{-1})
 (a) 中尺度模态; (b) Eady 模态。点实线: $r\Omega_0 = 0$; 虚线: $r\Omega_0 = 4$; 直线: $r\Omega_0 = 8$

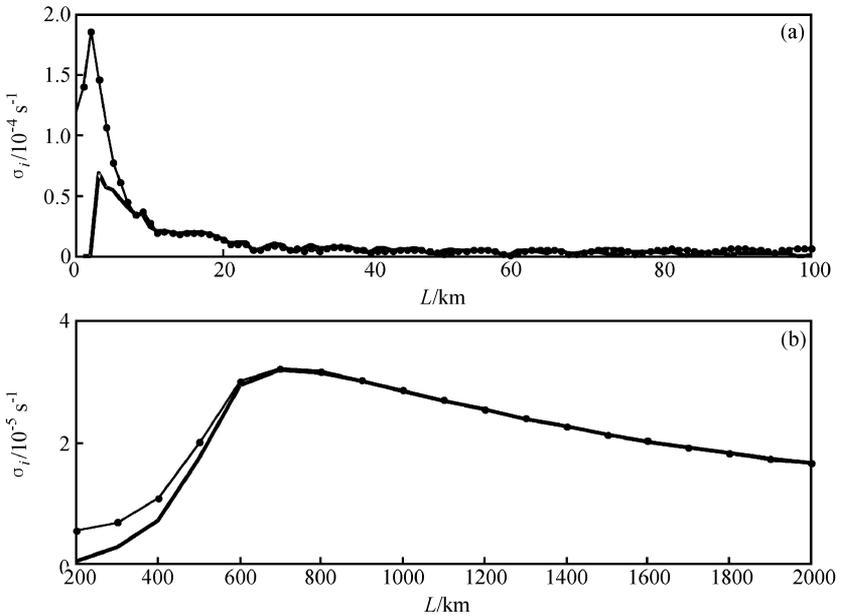


图5 不稳定增长率 σ_i 随波长的分布
 (a) 中尺度模态; (b) Eady 模态。点实线: 考虑凝结潜热项; 实线: 无加热项

情形, 与无加热进行比较讨论。集中低层加热的温度廓线采用 $Q(z) = \sin(\pi z/H) + (1/2)\sin(2\pi z/H)$ 形式。从图 5 可知考虑凝结加热后, 天气尺度 Eady 模态变化不大, 峰值对应的波长仍处于 700 km, 大小几乎无变化, 由 $3.18 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 变为

$3.22 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; 而中尺度模态峰值对应的波长变化不大, 由 3 km 减小到 2 km 处, 但增长率大小却由原来的 $6.83 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 增加到 $1.86 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 增加了一个量级。由此可见, 低层凝结潜热的释放对不稳定扰动的发展起着极其重要的作用。

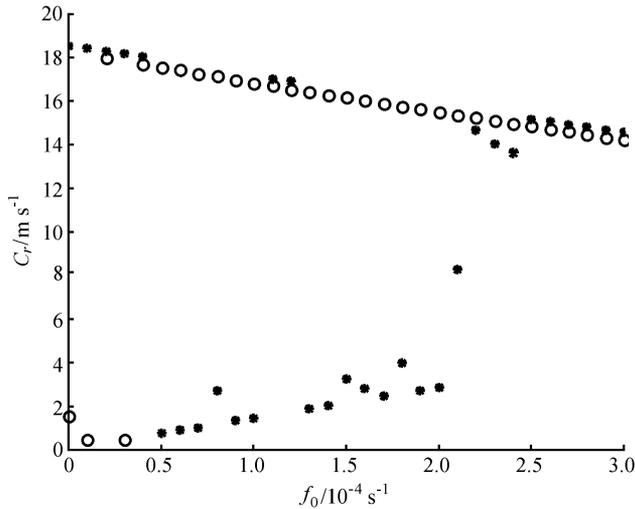


图 6 C_r 随 f_0 的分布

空心圆: 考虑凝结潜热项; 星点: 无加热项

图 6 为波长 $L=100 \text{ km}$ 时, 考虑加热 (仍为集中低层的分布廓线) 与无加热两种情况对扰动相速随 f_0 分布 (随其他参数的分布与此类似) 的影响, 当无加热时对于不同的 f_0 有快传播扰动 (扰动相速趋向于最大风速 20 m s^{-1}), 也有慢传播扰动 (扰动相速趋向于最小风速 0 m s^{-1}); 而当考虑凝结加热时, 扰动大部分为快传播扰动。然而对于加热与无加热两种情况, 取不同的波长进行分析计算可得, 快速传播的扰动均在高层传播; 慢速传播扰动均在低层传播。

4 扰动结构及物理量场分布特征

图 7 为考虑凝结潜热项时弱稳定层结大气, $N^2=0.625 \times 16 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$, 物理量场的垂直扰动结构 ($f_0=0.9 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\Omega_0=0 \text{ s}^{-1}$, $L=100 \text{ km}$)。扰动集中在高层, v 、 u 、 θ 随高度迅速递增; 图 8 为不考虑凝结加热, 此时流场垂直扰动具有负极值, 扰动主要集中在低层, v 、 u 、 θ 向上迅速衰减。在这两种情况中物理量场的垂直扰动结构, v 、 θ 具很好的正相关性, u 、 Ψ 具有负相关性。

由表 1 也可清楚看出, 对于波长 $L=100 \text{ km}$ 的扰动, 考虑凝结潜热后不稳定增长率和扰动波相速增加一个量级, 涡度、散度也增加一个量级。由此可得: 考虑加热, 扰动为快速传播波动, 集中在高层; 而无加热时, 扰动为慢速传播波动, 集中在低层。

表 1 有加热与无加热情况下物理量的比较

σ_i/s^{-1}	$C_r/\text{m s}^{-1}$	ζ/s^{-1}	D/s^{-1}
考虑加热项	6.66×10^{-6}	16.99	2.0×10^{-7}
无加热项	9.85×10^{-7}	1.36	0.8×10^{-7}

图 9 是无加热情况下 ψ 、 θ 物理量场的配置, 呈双圈环流的不规则猫眼结构, 逆时针环流(H)对应增暖区(W), 顺时针环流(L)对应降温区(C)。根据 $v = \partial \psi / \partial z$, $w = \partial \psi / (-R \partial \varphi)$ 推出辐合, 辐散区, 再由 u 导出涡度分布, 得涡度和散度水平方向上交替顺序排列具有重力惯性波沿基流传播的结构特征, 与张可苏^[1]得到的结果相同, 这种结构有利于启动和组织强对流的发生、发展。当考虑凝结潜热时, 流场集中在高层并且由双圈环流变为单圈环流(图略)。

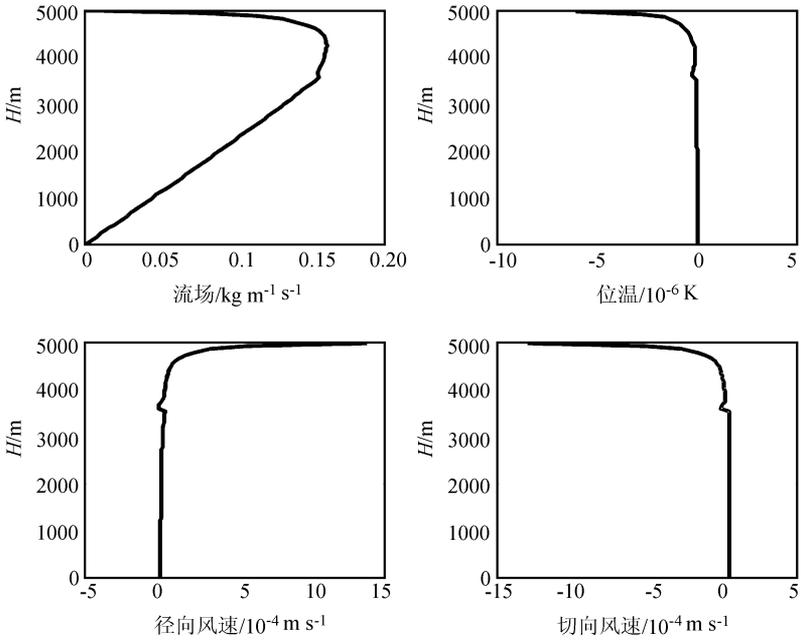


图 7 考虑加热时物理量场的垂直扰动结构

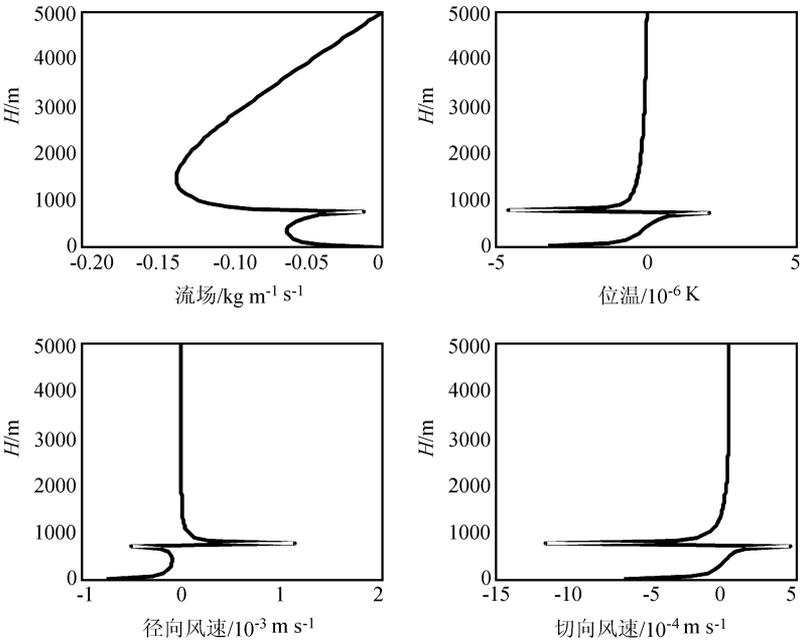


图 8 无加热情况时物理量场的垂直扰动结构

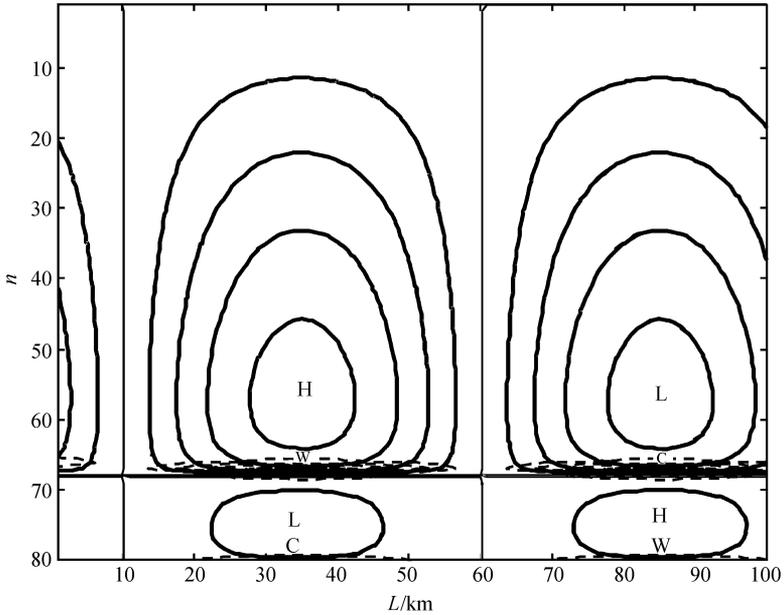


图 9 无加热情况下物理量场的配置

实线：流场分布（单位： $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ）；虚线：位温场分布（单位：K）

5 结论与讨论

本文通过数值计算的方法探讨了圆形涡旋大气中横波不稳定问题，发现圆形涡旋中同样存在横波不稳定机制，较大的不稳定增长率成为启动和组织强对流发生和发展的一种动力学机制。并且分别讨论切向风垂直切变、层结稳定度及科里奥利参数、凝结潜热等对于不稳定谱分布的影响，得出以下结论：

(1) 给定风垂直切变值，由 N^2 的减小而引起 Ri 的减小，Eady 模态对应的不稳定增长率增大，不稳定谱左移，截断波长变短，这与张可苏^[1]的研究结论一致。而中尺度模态存在一临界值，大于此临界值对应不稳定增长率增加；在临界值以下，随着 N^2 的减小而减小，这与经典的横波不稳定中不稳定增长率随 Ri 的减小而增大的结论不同。

(2) 给定层结稳定度，由风速垂直切变增加引起 Ri 的减小，双模态对应不稳定增长率明显增大，截断波长变长。

(3) 涡旋大气中受科里奥利力的作用，随 f_0 的增大，双模态不稳定增长率增加，Eady 模态对应不稳定谱左移，截断波长变短。 Ω_0 对不稳定扰动影响不大。

(4) 凝结潜热项对 Eady 模态影响不大，几乎不变；对于中尺度模态，峰值所处位置几乎不变，但不稳定增长率明显增加。

圆形涡旋系统中，横波不稳定扰动结构（波长 $L=100 \text{ km}$ 情况）在无加热情况下，扰动主要集中在低层， v 、 u 、 θ 向上迅速衰减，流场仍呈不规则“猫眼”流型，这与张可苏所得结果^[1]相同；涡度与散度具有同量级；当有凝结潜热项时，扰动转到高层，

且流场变为单圈环流，不稳定增长率和扰动波相速增加一个量级。通过分析计算可得，对于不同的波长，集中在高层传播的扰动为快波，集中在低层传播的扰动为慢波。

参 考 文 献

- 1 张可苏, 斜压气流的中尺度稳定性 I: 对称不稳定, II: 横波型不稳定, 气象学报, 1988, **46**, 258~266, 385~392.
- 2 刘式适、刘式达, 大气动力学 (下册), 北京: 北京大学出版社, 1992, 525~527.
- 3 杨大升, 动力气象学, 北京: 气象出版社, 1980, 274~277.
- 4 费建芳、陆汉城, 圆形涡旋中的惯性重力内波不稳定和对称不稳定, 大气科学, 1996, **20** (1), 54~62.
- 5 Montgomery, M. T., and J. Enagonic, Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex Rossby wave in a three-dimension quasigeostrophic model, *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55**, 3176~3207.
- 6 巢纪平, 风速垂直切变对于对流的发展和结构的影响, 气象学报, 1964, **34**, 94~102.
- 7 张颖、张铭, Wave-CISK 与快速增长的对称不稳定, 大气科学, 1997, **21** (4), 499~505.

Transverse Wave Instability of Circular Vortex Atmosphere

Li Hongjin, Lu Hancheng, Song Xiaoliang, and Li Kun

(*Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101*)

Abstract The transverse wave disturbance along tangential base flow of circular vortex is discussed. By using numerical method we study this instability of baroclinic flow which is mesoscale inertia wave instability on the cylindrical coordinate. The influence of stratification stability N^2 , Coriolis parameter f_0 , the vertical shear of tangential wind \bar{V}_z of the ambient atmosphere and the latent heat on the growth rate of instability is studied. From the above analysis and calculation, we can learn that there are Eady mode and mesoscale mode of transverse wave instability in circular vortex as well. Furthermore we also learn that distribution character of mesoscale mode disturbance field of transverse wave instability, anomalous "cats eye" structure of lower level and the character of the slowly spreading disturbance converges at low level and the quickly spreading disturbance converges at high level.

Key words: circular vortex; transverse wave; numerical method