

热带气旋螺旋云带动力不稳定的性质^{* 1}

黄 泓 张 铭

HUANG Hong ZHANG Ming

解放军理工大学气象学院大气环流与短期气候预测实验室,南京,211101

Laboratory of Atmospheric Circulation and Short-range Climate Forecast, Meteorological College, P. L. A. University of Science and Technology, Nanjing 211101, China

2006-09-26 收稿,2007-01-18 改回.

Huang Hong, Zhang Ming. 2008. Unstable dynamical properties of spiral bands in tropical cyclones. *Acta Meteorologica Sinica*, 66(1):81-89

Abstract Spiral bands are the asymmetric feature of tropical cyclones, which play an important role in the changes of path and intensity in tropical cyclones. So the study on their dynamical property constitutes an important part in the whole research on tropical cyclones. A nondivergent barotropic model and a barotropic primitive equation vortex model are linearized respectively. Then the spectrum points and spectrum functions of their perturbations are computed using normal mode method to study the unstable problem of perturbations in basic flow, thereby, the unstable dynamic property of spiral bands in tropical cyclones are discussed. It shows that unstable spiral bands appear in the both models after substituting an appointed profile of basic flow into them. The flow of the former model is vortex movement, wherein spiral-band structure only appears within the two peak values of unstable perturbations. When the radius is larger than 140 km, there is no wave structure along radial direction, so no spiral-band structure appears. This radius, i. e. $r=140$ km, corresponds to the stagnation radius of vortex Rossby wave. The spiral bands appearing inside this radius can be called as inner spiral band, wherein those appearing outside this radius can be called as outer spiral band. That's to say, only eye wall(the most unstable perturbation center within maximum wind radius) and inner spiral band-like structures appear in the former model, but eye wall, inner and outer spiral bands-like structures can be seen in the second model. The results mentioned above show that the nondivergent barotropic model filtering inertial-gravitational wave is more suitable to discuss the formation and structure of unstable inner bands, but when the formation of unstable inner and outer spiral bands is to be studied, the function of horizontal convergence and divergence can not be ignored. Therefore, barotropic vortex model shall be used now. In this model, the properties of the most unstable perturbations are different with radius, which shows characteristics of vortex Rossby wave and inertial-gravitational wave respectively. So such perturbations shall be looked as the unbalanced unstable mixed wave of these two kinds of waves. If the unstable inner bands and outer bands are to be discussed together, the instability theory of unbalanced mixed waves of vortex Rossby wave and inertial-gravitational wave shall be a better choice.

Key words Tropical cyclone, Spiral bands, Unbalanced instability, Mixed vortex, Rossby- inertia gravitational wave

摘 要 热带气旋螺旋云带的不对称特征,在热带气旋的路径和强度变化中起着重要作用,对其动力性质的研究是整个热带气旋研究中的重要组成部分。文中分别对一个正压无辐散涡旋模型和正压原始方程涡旋模型进行线性化,采用标准模方法计算扰动的谱点和谱函数,研究扰动在基本流场中的不稳定问题,从而讨论了热带气旋中螺旋云带动力不稳定的性质。将一指定的基流廓线代入这两个模型,均会出现不稳定扰动。前者的流动为涡旋运动,仅在不稳定扰动的两个峰值之间可以看出螺旋状的结构特征,在距涡旋中心 140 km 的外围,不稳定扰动沿径向没有波动分布,没有螺旋云带状结构。此处相应于涡旋

* 资助课题:国家自然科学基金项目(中 β 系统的波谱研究及其在灾害性天气预报中的应用,40575023)。

作者简介:黄泓,主要从事中尺度动力学和数值预报的研究。E-mail: hhong7782@163.com

Rossby 波的停滞半径 (stagnation radius), 在此半径之内出现的螺旋结构称为内螺旋云带, 而在此半径之外出现的螺旋云带称为外螺旋云带。也就是说前者仅出现了眼壁 (最大风速半径之内的最大扰动中心)、内螺旋云带, 而后者则出现了眼壁、内螺旋云带和外螺旋云带。这说明滤去重力惯性波的正压无辐散涡旋模型 (前者) 只适合于解释热带气旋不稳定内螺旋云带的形成和结构, 当综合考虑不稳定内、外螺旋云带的形成时, 水平辐合、辐散的作用不能忽略, 此时必须要用正压涡旋模型 (后者)。在该模型中因最不稳定扰动随涡旋半径的不同, 其分别体现了涡旋 Rossby 波和重力惯性波的特点, 故其是不稳定的涡旋 Rossby-重力惯性混合波, 其不稳定的性质是非平衡的。由此可知, 要同时解释内、外螺旋云带的生成和结构, 则非平衡的涡旋 Rossby-重力惯性混合波不稳定理论应是更合适的选择。

关键词 热带气旋, 螺旋云带, 非平衡不稳定, Rossby-重力惯性, 混合波

中图法分类号 P457.8

1 引言

热带气旋是发生在热带海洋上一种具有暖心结构的强烈气旋性涡旋, 总是伴有狂风暴雨, 常常给受影响的地区造成严重的灾害。在中国和东亚地区, 发展强烈的热带气旋称为台风。热带气旋预测的准确程度与国民经济发展密切相关, 要减轻热带气旋灾害, 首先要给出热带气旋活动的正确预报。在过去的 30 年里, 热带气旋的机理研究和预测技术均取得了显著进展 (陈联寿, 2001; McAdie, et al., 2000; 徐祥德, 1999), 但对热带气旋强度及其变化的预报进展却不是很大 (Avila, 1998; DeMaria, et al., 1999, 端义宏等, 2005), 这除了因为海洋上的观测资料不是很充分, 模式的分辨率和物理过程的描写仍不够细致外, 对热带气旋包括其螺旋云 (雨) 带的动力性质了解不够也是原因之一。螺旋云带的不对称特征 (刘适等, 1980), 在热带气旋的路径和强度变化中起着重要作用, 对其动力性质的研究是整个热带气旋研究中的重要组成部分; 故对热带气旋中螺旋云带动力不稳定性质的研究不仅具有理论意义, 而且具有应用价值。

螺旋云带首次被发现是在第二次世界大战以后 (Maynard, 1945; Wexler, 1947)。当人们用雷达对飓风进行探测研究时, 惊奇地发现风暴内部的降水回波并不是均匀分布的, 而是有几条很清楚的螺旋雨带。此后不少人用重力惯性内波来解释螺旋云带 (刘适, 1981)。然而在 20 世纪 80 年代初, 张铭和曾庆存 (1981) 利用柱坐标中 5 层原始方程准谱模式作了螺旋云带的数值模拟, 并对其发生、发展和消亡过程作了探讨; 指出热带气旋发展成熟时螺旋云带的性质是复杂的, 与典型的重力惯性波有差异, 其性质尚待进一步研究。与此同时, Chen (1984)、黄瑞新和巢纪平 (1980) 用 WKB 方法得到了涡旋中的

波作用量守恒并讨论了涡旋中波动的演变。

Guinn 和 Schubert (1993) 也指出: 螺旋云带分为内螺旋云带和外螺旋云带, 其中内螺旋云带位于热带气旋中心附近, 在雷达回波上非常明显, 但是由于卷云的覆盖, 在卫星云图上总是看不出来; 外螺旋云带通常位于距离热带气旋中心 500 km 以外的地方, 可能非常的长而狭窄。内核雨带区域中雨带和空气都围绕着热带气旋中心旋转, 外部区域大量空气移动穿过热带气旋。该文还利用位涡动力学观点, 详细地研究了飓风螺旋云带的形成, 指出内、外螺旋云带的形成具有不同的方式, 内螺旋云带可通过 Rossby 波的产生、涡旋的合并和远离热带气旋中心的热源对涡旋的影响来形成, 外螺旋云带的形成则是因正压不稳定性及热带辐合带中断期间非线性效应的结果。

Tuttle 和 Gall (1995) 利用波列分析技术分析雷达反射场, 发现热带气旋中的小尺度螺旋云带不同于量级为 100 km 尺度的螺旋云带, 其典型地包含几个小尺度带。这些发源于接近眼壁的螺旋云带向外传播, 其径向距离和传播速度量级分别为 10 km 和 4 m/s, 在 95 km 处 (最大风速半径的 3 倍), 还存在一个静止波特征。

基于前人的研究成果, Montgomery 和 Kallenbach (1997) 提出了涡旋 Rossby 波的理论, 并开发了对其进行研究的理论框架, 把热带气旋中的螺旋云带描述为涡旋 Rossby 波。关于涡旋 Rossby 波, 余志豪 (2002) 作出了精辟论述。但是进一步的研究发现, 在距离气旋中心 80 km 以外的半径, 由于径向位涡梯度变得太弱, 所以涡旋 Rossby 波不能解释此处出现的外螺旋雨带。Chow 等 (2002) 指出热带气旋内核区域中的位涡分布的振荡可以作为产生重力惯性波的源, 生成带状结构和移动的螺旋雨带。内核区域位涡分布的这种振荡或旋转是由于热带气旋眼壁中涡旋

Rossby 波的活动所致(Wang,2002a,2002b)。

2000年,Wang(2001;2002a,2002b)开发了一个三维热带气旋模式来研究发生在热带气旋内核中复杂的相互作用和反馈关系。在他的数值模拟中指出,外螺旋雨带最常在距离热带气旋中心80—150 km的范围内生成和发展。对于这种现象可以有几种可能的解释。一种解释是由于流出层中砧状云下降气流的影响(Willoughby, et al., 1984)。因此外螺旋雨带的位置主要由眼壁上部径向流出风速和冰物质(雪和霰)的终速决定。这可能发生在距离强热带气旋100 km的半径处,与模式模拟结果一致,下降气流对于生成外螺旋云带和限制热带气旋强度有重要作用。另外一种解释就是Montgomery和Kallenbach(1997)提出的涡旋Rossby波理论,指出外螺旋云带在涡旋Rossby波的停滞半径附近产生。既然这两种机制是同时存在的,所以还需要作更进一步的研究,以评估在生成外螺旋云带时,哪一种机制占主导作用。

由以上的回顾可知,可用多种物理机制来解释热带气旋内、外螺旋雨带的生成和传播,而且这些机制之间并不是相互排他的。前人工作已表明,线性化是描述成熟热带气旋的好方法(Chan, 2004)。将方程线性化后,可采用标准模方法计算扰动的谱点和谱函数,进而研究扰动在基本流场中的不稳定问题(曾庆存,1990,1991),并可研究扰动的演变;采用这种方法的好处是可得基本流场和扰动的失稳情况;而WKB方法也能研究不稳定,然其则更有利于研究非均匀介质中扰动的演变问题(Chen, 1984);但该方法要有一个先决条件,就是非均匀介质要是缓变的;这一点很难判断,往往要借助经验。这两种方法研究问题的着重点不同,所采用的数学方法也不一样,然而在其各自研究范围内,都发挥了重要作用。

在理论研究上,强热带气旋的基流可看作是圆对称的,虽然热带气旋本质上是斜压系统,但是作一个最粗略的近似,其低层可视为一个正压涡旋(张铭,1995)。这样至少可以分析正压过程中热带气旋内、外螺旋云带的动力不稳定性。因内螺旋雨带与涡旋Rossby波密切相关的观点目前已被人们普遍接受,故本文的研究则从一个正压无辐散涡旋模型开始,该模型滤去了声波和重力惯性波,只剩下涡旋波,这是对热带气旋的最大简化,也是目前研究涡

旋Rossby波被广泛使用的模型,用该模型可捕捉不稳定涡旋Rossby波的重要性质。然而,要对热带气旋内、外螺旋云带的动力不稳定性有全面的认识,只考虑涡旋Rossby波是否合适,重力惯性波的作用究竟如何,使用无辐散模型恰当否,这些问题均需作进一步论证。为此我们在正压无辐散涡旋模型的基础上,又引入了正压涡旋模型,对热带气旋螺旋云带动力不稳定的性质作进一步研究。

2 数学模型

观测表明,热带气旋的涡旋区仅稍微偏离于圆对称系统(Shapiro, et al., 1993),因此一个有效的零阶近似就是考虑梯度风平衡的圆形涡旋上的线性化动力学,即采用线性化的方法,将平均的平衡流场从整个场中分离出来,从而考虑一个关于扰动的线性化方程。

正压无辐散涡旋模型是指 f 平面上二维无辐散非粘滞流体模型,此模型近年来广泛应用于研究热带气旋中的涡旋Rossby波。该模型可用涡度守恒方程描述。对于 f 平面上的二维无辐散流体,柱坐标中线性化的涡度方程可写为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{d\bar{\eta}}{dr} \frac{\partial \Psi}{\partial \lambda} - \bar{\Omega} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} \quad (1)$$

其中

$$\zeta = \nabla^2 \Psi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \lambda^2} \quad (2)$$

式中, Ψ 为扰动流函数, $\zeta = \nabla^2 \Psi$ 为扰动涡度; $\bar{V}(r)$ 为基本场的切向风速, r 为半径, λ 为方位角, $\bar{\eta} = f + d(r\bar{V})/(rdr)$ 为基流的绝对涡度; f 为科氏参数,取为常数($0.5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$); $\bar{\Omega} = \bar{V}/r$ 为基流的角速度。基流 \bar{V} 满足梯度风平衡

$$f\bar{V} + \frac{\bar{V}^2}{r} = \frac{d\phi}{dr} = \frac{dC_0^2}{dr} \quad (3)$$

该模型的边条件为

$$\Psi = 0, r = 0; \Psi = 0, r = \bar{r} \quad (4)$$

在此, \bar{r} 为涡旋的外半径,即涡旋外边界。

由于基流的角速度是半径 r 的函数,故即使是采用较简单的正压无辐散涡旋模型,即式(1),通常也很难求得解析解。为此我们引入标准模,将方程的初值问题转化为特征值问题,然后离散化,数值求解该特征值问题,即数值求解其波谱和谱函数,并对求得的波谱和谱函数进行分析。

设标准模为

$$\Psi = \Psi(r)e^{i(n\lambda - \sigma t)} \quad (5)$$

将其代入式(1)后将该方程离散化,再考虑相应的边界条件

$$\Psi_1 = 0, \Psi_{N+1} = 0 \quad (6)$$

上式中下标 1 表示涡旋中心,下标 $N+1$ 表示涡旋外边界,这样离散化后的方程和相应的边界条件可构成一个矩阵的广义特征值问题:

$$\sigma \mathbf{A} \mathbf{X} = \mathbf{B} \mathbf{X} \quad (7)$$

其中 \mathbf{A}, \mathbf{B} 为 $(N-1) \times (N-1)$ 阶实矩阵。 σ 为特征值,即波谱;当 σ 为复数时,则存在不稳定,其实部为不稳定扰动的传播频率,虚部为不稳定增长率; $\mathbf{X} = \mathbf{X}(\Psi_2, \Psi_3, \Psi_4 \dots \Psi_N)^T$ 为相应于该特征值 σ 的特征函数,即谱函数;其给出了各半径上的流函数值,亦即给出了流函数的结构。由于该正压无辐散涡旋模型中仅包含涡旋波,即涡旋-Rossby 波,故该模型中存在的稳定是涡旋波的不稳定。

正压涡旋模型则采用柱坐标中线性化的正压方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial U}{\partial \lambda} - \tilde{f}V = -C_0^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial V}{\partial \lambda} + \hat{f}U = -C_0^2 \frac{\partial \Phi}{r \partial \lambda} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \bar{\Omega} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + \left(\frac{\partial U}{r \partial r} + \frac{\partial V}{r \partial \lambda} \right) = 0 \end{cases} \quad (8)$$

其中 $C_0^2 = \bar{\phi}$, $U = C_0^2 u$, $V = C_0^2 v$; $\tilde{f} = f + 2\bar{V}/r = f + 2\bar{\Omega}$, $\hat{f} = f + \bar{\Omega} + d\bar{V}/dr$, u, v, ϕ 分别为扰动场的径向速度、切向速度和位势高度, $\bar{\phi}$ 为基本场位势高度。此时基流 \bar{V} 亦满足梯度风平衡即式(3)。对以上模

型,其边条件为

$$r = 0, U = 0, r = \bar{r}, dU/dr = 0 \quad (9)$$

这里 \bar{r} 同样为涡旋外半径。

利用与上相同的方法,也可将正压涡旋模型离散化后,数值求解其波谱和谱函数。此时设标准模为

$$\begin{bmatrix} U \\ V \\ \Phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i \hat{U}(r) \\ \hat{V}(r) \\ \hat{\phi}(r) \end{bmatrix} e^{i(n\lambda - \sigma t)} \quad (10)$$

代入方程组(8),并略去 $\hat{U}, \hat{V}, \hat{\phi}$ 上的“ $\hat{\cdot}$ ”号,可得以下常微分方程组

$$\begin{cases} n\bar{\Omega}U + \tilde{f}V - C_0^2 \frac{d\phi}{dr} = \sigma U \\ \hat{f}U + n\bar{\Omega}V + \frac{C_0^2}{r}n\phi = \sigma V \\ \frac{drU}{r dr} + \frac{n}{r}V + n\bar{\Omega}\phi = \sigma \phi \end{cases} \quad (11)$$

其与由式(9)得到的边条件构成了一个常微分方程组的特征值问题。将该常微分方程组的特征值问题离散化,则其也可转化为矩阵的广义特征值问题求解,具体做法可参见黄泓等(2003)的工作,不过正压涡旋模型中包含的波动很复杂,以下还要专门讨论。

3 基流的构造

目前对热带气旋尺度涡旋进行的研究时,多采用一些经验函数定义切向风速的径向变化。本文的速度场由一个 3-region 涡度反演而得(Nolan, et al., 2002),以下简称廓线 A。其涡度的表达式为

$$\bar{\zeta}(r) = \begin{cases} \zeta_1 & 0 \leq r \leq r_1 - d_1 \\ \zeta_1 S[(r - r_1 + d_1)/2d_1] + \zeta_2 S[(r_1 + d_1 - r)/2d_1] & r_1 - d_1 \leq r \leq r_1 + d_1 \\ \zeta_2 & r_1 + d_1 \leq r \leq r_2 - d_2 \\ \zeta_2 S[(r - r_2 + d_2)/2d_2] + \zeta_3 S[(r_2 + d_2 - r)/2d_2] & r_2 - d_2 \leq r \leq r_2 + d_2 \\ \zeta_3 & r_2 + d_2 \leq r \leq r_3 - d_3 \\ \zeta_3 S[(r - r_3 + d_3)/2d_3] & r_3 - d_3 \leq r \leq r_3 + d_3 \\ 0 & r_3 + d_3 < \infty \end{cases} \quad (12)$$

在该式中, $\bar{\zeta}$ 为基流的相对涡度,其中 $S(x) = 1 - 3x^2 + 2x^3$ 是三次 Hermitian 多项式,其满足 $S(0) = 1$, $S(1) = 0$ 以及 $S'(0) = S'(1) = 0$ 。 d_1, d_2, d_3 和 $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ 等变量具体的取值同 Nolan 等(2002)。确定了基

流的涡度 $\bar{\zeta}$ 后,可反演对应的速度 \bar{V} (图 1)。由该图可知,最大风速为 54 m/s,最大风速半径为 36 km。最大涡度为 0.0053 s^{-1} ,最大涡度半径为 26 km。涡度梯度较大的区域则集中在半径 15 km 至 40 km。

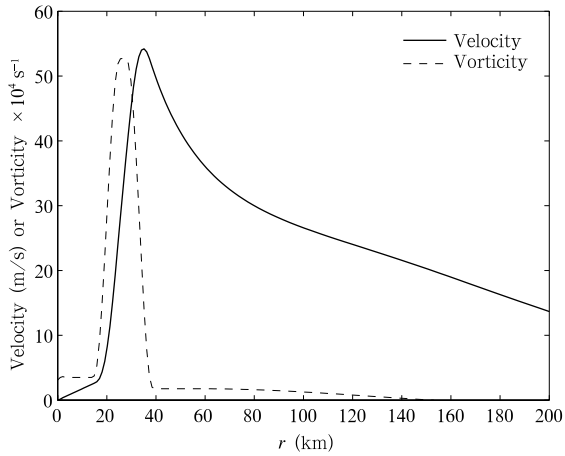


图 1 基本气流的相对涡度(虚线)及切向速度(实线)图
Fig. 1 Relative vorticity and tangential velocity for the basic-state vortices

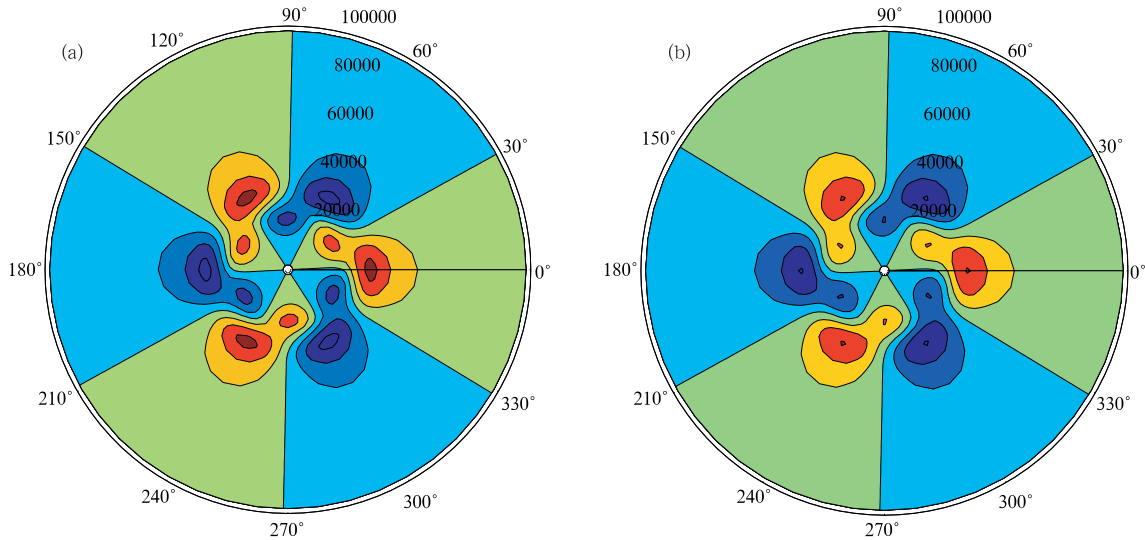


图 2 正压无辐散涡旋模型中不稳定扰动流函数(a. 单位: m^2/s)和涡度(b. 单位: s^{-1})的水平分布
Fig. 2 Horizontal distribution of stream function (a. unit: m^2/s) and vorticity of (b. unit: s^{-1}) unstable perturbation in nondivergent barotropic model

出现在基流最大风速半径处。在该半径以外,不稳定扰动迅速衰减。在两个不稳定扰动的峰值之间,可以看出螺旋状的结构特征。然而在计算区域外围,该不稳定扰动沿径向没有波动分布,在此范围没有出现螺旋云带状结构。这说明此时涡旋 Rossby 波的传播的确存在一个停滞半径,大约在 140 km 附近。从正压无辐散模型的计算结果可见,该模型中的扰动并没有表现出外螺旋云带的特征。这给我们提出了一个问题,正压无辐散涡旋模型真的可以同时解释内、外螺旋云带的生成吗?

4 计算结果及讨论

通过将廓线 A 的表达式代入以上两个模型,发现这两个模型都会出现不稳定扰动,其中以 3 波最不稳定,故以下分析计算结果时,均取切向波数为 3。

从正压无辐散涡旋模型的计算结果来看(图 2),最不稳定扰动流函数与相对涡度的分布趋势基本相同。因流函数的等值线就是流线,故其能很好表征扰动的流动。由图可见,该不稳定扰动的流动为涡旋运动,最大涡度集中在基流相对涡度径向梯度较大的内核区域,即最大风速半径附近;扰动涡度和流函数均有两个峰值,分别对应于基流相对涡度最大值及切向风速最大值出现的位置,最大扰动则

为此我们考察正压涡旋模型的计算结果。由图 3 可见,此时最不稳定扰动的结构与正压无辐散涡旋模型中的有较大差异。在 40 km 以外,该不稳定扰动开始表现出螺旋云带状结构,螺旋臂从涡旋近中心顺时针旋出。在整个涡旋半径范围内,不仅有切向波动,而且有径向波动,螺旋臂狭窄而且细长。此时的不稳定扰动由 3 部分组成,包括眼壁(最大风速半径之内的最大扰动中心),内螺旋云带(r 小于 140 km 范围内的螺旋云带)和外螺旋云带(r 大于 140 km 范围内的螺旋云带)。

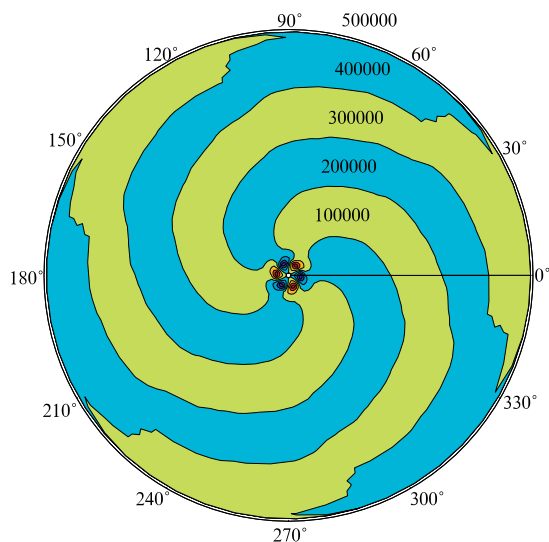


图3 正压涡旋模型中不稳定扰动位势高度场的分布(单位:gpm)

Fig. 3 Horizontal distribution of geopotential height of unstable perturbation in barotropic primitive equation vortex model (unit:gpm)

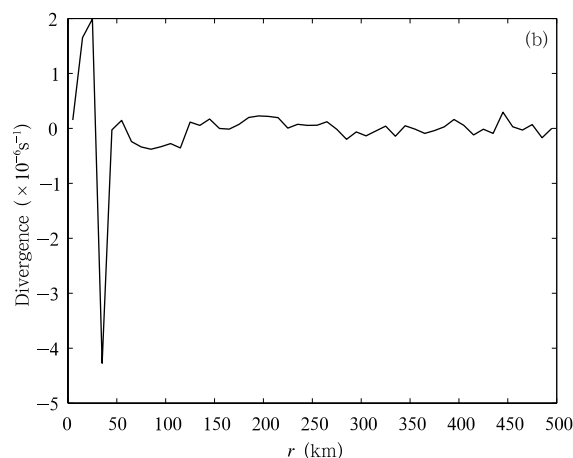
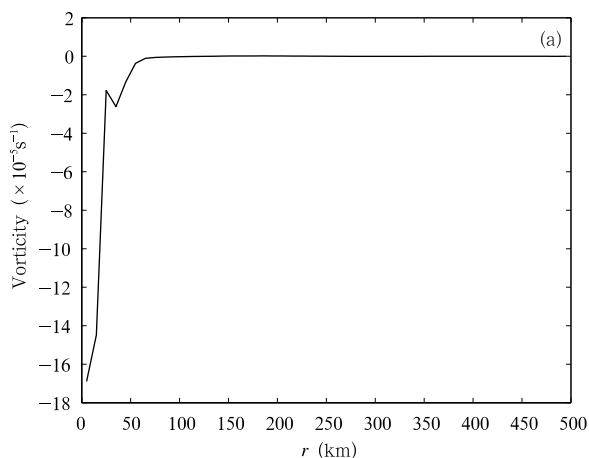


图4 正压涡旋模型中 $\lambda=0$ 处不稳定扰动相对涡度(a)和水平散度(b)的径向分布

Fig. 4 Radial distribution of relative vorticity (a) and horizontal divergence (b) of unstable perturbation at $\lambda=0$ in barotropic primitive equation vortex model

和涡度,当散涡比大于10时,扰动以辐合、辐散为主,而该值小于0.1时,扰动以涡旋运动为主。由图5可见,在最大扰动振幅出现的半径20—40 km的范围内,此处散涡比很小,运动以涡旋运动为主;而在100 km以外,散涡比逐渐增大,其峰值出现在450 km附近,其值将近40,也就是说,在该处,散度

为分析其性质,我们对该不稳定扰动相对涡度和散度的径向分布作了计算。由图4可见,在距离涡旋中心140 km范围以内,该不稳定扰动的涡度始终大于散度一个量级以上,最大可达两个量级以上,也就是说在此半径之内,扰动以涡旋波的性质为主。而在140 km以外,涡度迅速衰减,散度的量级开始与涡度量级相当,并逐渐超过涡度量级,且散度沿半径方向出现了正、负值的交替变化,而该变化在半径大于140 km的范围仍保持。

从正压无辐散模型的计算结果可见,当半径 r 大于140 km,基流旋转的影响基本消失,此半径即涡旋 Rossby 波的停滞半径;然而在正压涡旋模型中,辐合、辐散的作用仍存在并逐渐超过了基流的旋转作用;因此在该半径以外形成的外螺旋云带必然与散度有密切关系。为了对该不稳定扰动的性质作更好地说明,本文引入了散涡比 μ ,其表达式为

$$\mu(r) = \frac{|D(r)|}{|\zeta(r)|} \quad (13)$$

这里 D 、 ζ 分别为在半径 r 处该不稳定扰动的散度

比涡度大了一个量级,运动以辐合、辐散为主。

为进一步分析正压涡旋模型中最不稳定扰动的性质,我们作了图6。由该图可见,在散涡比远小于1的地方,即在涡旋内圈($r=20$ —40 km范围内),式(9)中的 ϕ 和 U 的结构相似,这表明该处运动是准平衡的,而在涡旋外圈, ϕ 和 U 的结构则有较大

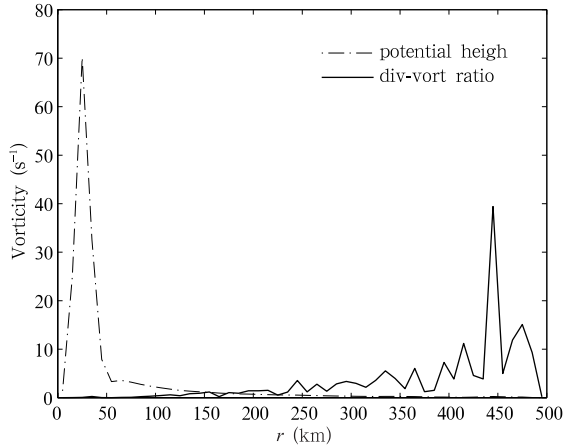


图 5 正压涡旋模型中最不稳定扰动位势高度(虚线, 单位: 10^{-4} gpm)和散涡比(实线)的径向分布

Fig. 5 Radial distribution of geopotential height (unit: 10^{-4} gpm) and divergence-vorticity ratio of the most unstable perturbation in barotropic primitive equation vortex model

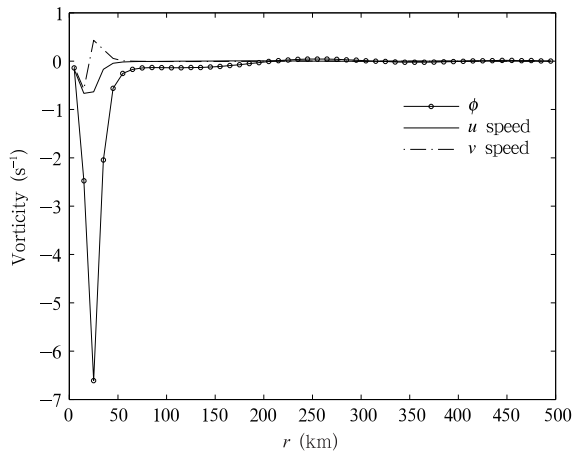


图 6 正压涡旋模型中最不稳定扰动的谱函数配置 (ϕ , 单位: 10^{-3} gpm; u, v , 单位: m/s)

Fig. 6 Spectrum-function distribution of the most unstable perturbation in barotropic primitive equation vortex model (ϕ , unit: 10^{-3} gpm; u, v , unit: m/s)

差异,该处的散涡比也大于 1,该处运动表现出明显的非平衡特点。众所周知,涡旋波是准平衡的,而重力惯性波是非平衡的。对该最不稳定扰动而言,其在涡旋内圈表现出准平衡性而在外圈表现出非平衡性;由此可知,该扰动的性质既不是纯粹的涡旋 Rossby 波,也不是纯粹的重力惯性波。张可苏(1998)曾指出,中尺度扰动可能与热带扰动同源,故可很自然地认为该扰动的性质是涡旋 Rossby-重力

惯性混合波;随着半径 r 的不同,其分别具有涡旋 Rossby 波和重力惯性波的性质,但在最大扰动处则体现了涡旋 Rossby 波的性质。我们还对该模型中的波谱作了分析,发现在本文所取的基流下,出现了重力惯性波连续谱和涡旋波连续谱的重叠,此时已无纯粹的涡旋波的连续谱(黄泓,2006),这也说明以上的推断是正确的。

我们还用其他基流作过计算,如基流 \bar{V} 取为(廓线 B)

$$\bar{V} = V_{\max}(r/r_{\max}) \cdot \exp[0.5(1 - r^2/r_{\max}^2)] \quad (14)$$

这里 r 为涡旋半径;而 V_{\max} 为最大风速, r_{\max} 为最大风速半径,其取值与以上廓线 A 相同,即分别取为 54 m/s 和 36 km。分析表明,取该廓线涡旋中最不稳定的螺旋云带也有以上特点,其性质是涡旋 Rossby-重力惯性混合波。限于篇幅,在此不再赘述,也请参阅黄泓(2006)的文章。

5 结 语

本文利用正压无辐散涡旋模型和正压涡旋模型对热带气旋中波动的动力不稳定作了研究,结果均出现了不稳定的螺旋云带。在涡旋中只要背景流场(环境流场) \bar{V} 不均匀,就会出现与环境涡度 $d\bar{V}/dr$ 有关的项,其作用相当于准地转方程中的 $\beta \equiv df/dy$ 项,这样就有涡旋波存在。行星波(Rossby wave)是准地转的涡旋波,地形 Rossby 波(Topography Rossby wave)也是涡旋波。在热带气旋尺度的涡旋中,若用无辐散近似将重力惯性波滤去,则剩下的涡旋波因其空间尺度较小,是非地转的,然其仍是准平衡的(流场和气压场大体满足平衡方程),此波现称之为涡旋 Rossby 波(因 Rossby 波已被特指为准地转的行星波,故此波不宜再用该名称称呼之)。在正压原始方程中,则存在两支重力惯性波和一支涡旋波,在热带气旋的环境场中,因基流的最大值很大而空间尺度较小,此时会出现重力惯性波连续谱区和涡旋 Rossby 波连续谱区的重叠,在该重叠谱区中的波动从频率上已不能区分为快波和慢波,由这些波动组成的波包其性质是涡旋 Rossby-重力惯性混合波波包,该波包中不稳定扰动的性质则是非平衡的不稳定(黄泓,2006)。如上所述,该不稳定波动的结构(谱函数),在从涡旋中心到半径 20—40 km 范围内,运动以涡旋运动为主;而在距中心 150—180 km 处,运动以辐合、辐散为主,表现出明显的非平衡特点;故该不

稳定波动在不同半径上分别具有涡旋 Rossby 波和重力惯性波的性质,这是值得我们注意的。这同时也表明,采用正压原始方程模式,可深入全面揭示热带气旋螺旋云带的本质。当综合考虑内、外螺旋云带的生成、发展时,水平辐合、辐散的作用不能忽略,其对螺旋云带的生成具有重要意义;扰动在涡旋 Rossby 波停滞半径以外的非平衡性是形成外螺旋云带的重要原因。

总之,正压无辐散涡旋模型的不稳定只能刻画热带气旋眼壁附近内螺旋云带的生成和特点,而正压涡旋模型的不稳定则可同时揭示热带气旋内、外螺旋云带的生成和特点。由此可知,涡旋 Rossby 波的不稳定理论仅适合于讨论热带气旋中内螺旋云带生成的动力机制,而讨论热带气旋中内、外螺旋云带的生成机制,则非平衡的涡旋 Rossby-重力惯性混合波不稳定理论应该是更合适的选择。本文的结论与文献(Guinn, et al., 1993)提出的要用不同机制来解释内、外螺旋云带的理论也是有差别的,本文仅用一个不稳定模态就可同时揭示内、外螺旋云带的生成和结构,而该不稳定模态的性质则是涡旋 Rossby-重力惯性混合波。

虽然本文指出热带气旋中内、外螺旋云带不稳定模态的性质是涡旋 Rossby-重力惯性混合波,但因在此使用正压模型的局限,不能考虑斜压性和热力作用等的影响,故热带气旋中螺旋云带的性质仍需要作深入研究,这也是我们今后的工作方向。

References

- Avila L A. 1998. Forecasting tropical cyclone intensity changes: An operational challenge // Preprints, Symposium on Tropical Cyclone Intensity Change. Amer Meteor Soc, Phoenix, Arizona, 11-16
- Chanh Q Kieu. 2004. Analytical theory for the early stage of the development of hurricanes: Part I, <http://arxiv.org/abs/physics/0407073>
- Chen Lianshou. 2001. An overview on Progress in Research on Tropical Cyclone Motion // Chen Lianshou, et al. National Workshop on Tropical Cyclones. Beijing: China Meteorological Press, 1-9.
- Chen Yingyi. 1984. Conservation of wave action and evolution in the eddy. *Scientia Sinica(Series B)*, 27(10):1059-1068
- Chow K C, Chen K L, Alexis K H L. 2002. Generation of moving spiral bands in tropical cyclones. *J Atmos Sci*, 59: 2930-2950
- DeMaria M, Kaplan J. 1999. An updated statistical hurricane intensity prediction scheme for the Atlantic and eastern North Pacific basins. *Wea Forecasting*, 14: 326-337
- Duan Yihong, Yu Hui, Wu Rongsheng. 2005. Review of the research in the intensity change of tropical cyclone. *Acta Meteor Sinica (in Chinese)*, 63(5):636-642
- Guinn T A, Schubert W H. 1993. Hurricane spiral bands. *J Atmos Sci*, 50: 3380-3403
- Huang Hong. 2006. A study on Perturbations in Tropical Cyclone-scale Vortex [D]. Nanjing: PLA University of Science and Technology, 5.
- Huang Hong, Zhang Ming. 2003. Study on destabilization of spiral wave in barotropic vortex. *Journal of Tropical Meteorology (in Chinese)*, 19(2): 197-202.
- Huang Ruixin, Chao Jiping. 1980. The linear theory of spiral cloud bands of typhoon. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 4(2): 148-158
- Liu Shikuo, Yang Dasheng. 1980. The spiral structure of typhoon. *Acta Meteor Sinica (in Chinese)*, 38(3):193-205
- Liu Shikuo. 1981. Inertia-Gravitational Wave in Typhoon // Conference on Typhoon. Shanghai: Shanghai Science & Technology Press. 180-189
- Maynard R H. 1945. Radar and weather. *J Meteor*, 2:214-226
- McAdie C, Lawrence M B. 2000. Improvements in tropical cyclone track forecasting in the Atlantic basin, 1970-1998. *Bull Amer Meteor Soc*, 81: 989-998
- Montgomery M T, Kallenbach R J. 1997. A theory for vortex Rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricanes. *Quart J Roy Meteor Soc*, 123: 435-465
- Nolan D S, Montgomery M T. 2002. Nonhydrostatic, threedimensional perturbations to balanced, hurricane-like vortices. Part I: Linearized formulation, stability, and evolution. *J Atmos Sci*, 59: 2989-3020
- Shapiro L J, Montgomery M T. 1993. A three-dimensional balance theory for rapidly rotating vortices. *J Atmos Sci*, 50: 3322-3335
- Tuttle J D, Gall R L. 1995. Radar analysis of Hurricane Andrew and Hugo // Preprints, 21st Conf. On hurricane and Tropical Meteorology, Miami, FL, Amer Meteor Soc, 608-610
- Wang Y. 2001. An explicit simulation of tropical cyclones with a triply nested movable mesh primitive equation model: TCM3. Part I: Model description and control experiment. *Mon Wea Rev*, 129: 1370-1394
- Wang Y. 2002. Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part I: Overall structure, potential vorticity and kinetic energy budgets. *J Atmos Sci*, 59: 1213-1238
- Wang Y. 2002. Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part II: The role in tropical cyclone structure and intensity change. *J Atmos Sci*, 59: 1239-1262

- Wexler H. 1947. Structure of hurricanes as determined by radar. *Ann N Y Acad Sci*, 48: 821-844
- Willoughby H E, Jin H-L, Lord S J, et al. 1984. Hurricane structure and evolution as simulated by an axisymmetric, nonhydrostatic numerical model. *J Atmos Sci*, 41: 1169-1186
- Xu Xiangde. 1999. Comprehensive Dynamic Model of Tropical Cyclone Anomalous Motion Track // 11th National Workshop on Tropical Cyclones. Beijing: Meteorological Research Institute, 15-17.
- Yu ZhiHao. 2002. The spiral rain bands of tropical cyclone and vortex Rossby waves. *Acta Meteor Sinica(in Chinese)*, 60(4):502-507
- Zeng Qingcun, Li Rongfeng, Zhang Ming. 1990. Spectra and their characteristic functions of rotary two-dimensional flow I. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 14(2): 129-142.
- Zeng Qingcun, Li Rongfeng, Zhang Ming. 1991. Spectra and their Characteristic Functions of Rotary Two-dimensional Flow II. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 15(1): 1-15
- Zhang Kesu. 1998. The meso-scale stability of baroclinic flow II: Transversal instability. *Acta Meteor Sinica (in Chinese)*, 46(4):385-391
- Zhang Ming, Zeng Qingcun. 1983. Preliminary Numerical Simulation Results of Spiral Bands in Typhoon // Conference on Typhoon. Shanghai: Shanghai Science & Technology Press, 92-100
- Zhang Ming. 1995. A study of the unstability in the barotropic vortex. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 19(6): 677-686
- ### 附中文参考文献
- 陈联寿. 2001. 热带气旋运动研究进展的综述 // 陈联寿等. 全国热带气旋科学讨论会论文集. 北京: 气象出版社, 1-9
- 端义宏, 余辉, 伍荣生. 2005. 热带气旋强度变化研究进展. *气象学报*, 63(5):636-642
- 黄泓, 张铭. 2003. 正压涡旋中螺旋波失稳问题的研究. *热带气象学报*, 19(2): 197-202
- 黄泓. 2006. 热带气旋尺度涡旋中扰动的研究[D]. 南京: 解放军理工大学, 5
- 黄瑞新, 巢纪平. 1980. 台风中螺旋云带的线性理论. *大气科学*, 4(2): 148-158
- 刘式适, 杨大升. 1980. 台风的螺旋结构. *气象学报*, 38(3):193-205
- 刘式适. 1981. 台风中的重力惯性波 // 台风会议论文集. 上海: 上海科学技术出版社, 180-189
- 徐祥德. 1999. 热带气旋异常运动轨迹综合动力学模型 // 全国第11届热带气旋科学讨论会论文. 北京: 中国气象科学研究院, 15-17
- 余志豪. 2002. 台风螺旋雨带-涡旋 Rossby 波. *气象学报*, 60(4): 502-507
- 曾庆存, 李荣凤, 张铭. 1990. 旋转二维可压缩流体的谱和特征函数 I. *大气科学*, 14(2): 129-142
- 曾庆存, 李荣凤, 张铭. 1991. 旋转二维可压缩流体的谱和特征函数 II. *大气科学*, 15(1): 1-15
- 张可苏. 1998. 斜压气流的中尺度稳定性 II: 横波型不稳定. *气象学报*, 46(4):385-391
- 张铭, 曾庆存. 1983. 台风中螺旋云带数值模拟的初步结果 // 台风会议论文集. 上海: 上海科学技术出版社, 92-100
- 张铭. 1995. 正压涡旋不稳定问题的研究. *大气科学*, 19(6): 677-686