

南海夏季风爆发前后扰动演变及其数值研究

高士欣¹ 张立凤² 高锋³

1 总参气象水文中心, 北京 100081

2 中国人民解放军理工大学气象学院, 南京 211101

3 吉林省专业气象台, 长春 130061

摘 要 以球面正压涡度方程为数学模型, 建立了线性和非线性的数值积分模式, 通过在模式中设置不同的基本流场和初始扰动场, 研究基流和初始场对扰动发展的作用, 揭示在球面正压大气中扰动发展的动力学机制。数值试验结果表明: 在线性模式中, 扰动的移动和发展与基流的分布有着很密切的关系, 基流影响着扰动纬向传播的速度和方向; 在非线性模式中, 当基流稳定时, 扰动的移动以及传播与线性模式的结果相同, 但与线性情况的最大区别在于, 此时扰动能量的增长存在上限。同时发现, 扰动的发展既依赖于基本气流的分布, 也依赖初始扰动的结构; 南海夏季风爆发前后的基本流场是正压不稳定的, 且这种不稳定在季风爆发时达到最强, 这可以成为季风爆发的动力学解释。

关键词 球面正压大气 扰动 基流 线性和非线性模式 南海夏季风 扰动演变 正压不稳定

文章编号 1006-9895(2007)05-0898-11

中图分类号 P433

文献标识码 A

The Numerical Research on the Disturbance Evolution before and after the South China Sea Summer Monsoon Onset

GAO Shi-Xin¹, ZHANG Li-Feng², and GAO Feng³

1 Center of Meteorology and Hydrology, PLA General Staff, Beijing 100081

2 Institute of Meteorology, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101

3 Professional Observatory of Jilin Province, Changchun 130061

Abstract Using the normal mode method, people can get the necessary condition and the increase rate of the linear instability. But, the normal mode method only can be used to deal with the small disturbance of single wavelength, and at the beginning of the disturbance evolvement. When the shearing do not exist in the basic stream fields, all the diagnostic waves are discrete spectra, in the circumstances the normal is reasonable. As there are shearing in the basic stream fields, the continuous spectra must be considered. In fact, the space structure of the disturbance correlates with time. In the finite period of time, the initial disturbance fields notably affect the produce and evolvement of disturbance. In this paper, the simple linear and nonlinear integral models are established by predigesting the spherical barotropic vorticity equation. The integral results of the spherical barotropic vorticity equation can be gotten using the linear and nonlinear integral models. The mechanisms of disturbance evolvement are investigated through setting different basic stream fields and initial disturbance fields in the integral model. The 40-year mean disturbance evolvement before and after SCSSM (the South China Sea Summer Monsoon) onset is also calculated by using the linear and nonlinear integral models. In the spherical barotropic vorticity equation, the motion and evolvement of disturbance field depend on the configuration and distribution of the basic stream field. The result of numer-

ical experiment shows that: (1) There is the special relationship between the basic stream field and the motion and evolvement of disturbance field. Configuration of the basic stream field impacts the velocity and direction of the latitudinal and longitudinal transmittal. The large-scale disturbance moves westward, contrarily, the small-scale disturbance affected by the basic stream field moves eastward. (2) The energy transformation is related to the distribution of the basic stream field and the structure of the initial disturbance. As the basic stream field is the climatological mean basic stream before the SCSM onset, the energy increase as time goes on, which also indicates that this kind of basic stream is of barotropic instability. (3) In the nonlinear integral model, when the basic stream is stable, the velocity and direction of the transmittal is the same as the result in the linear model. In addition, the climatological mean basic stream before the SCSM onset is barotropic instability. But, there is the upper limit of the unstable energy increase. (4) The nonlinear function is simulated in the numerical experiment. It shows that the nonlinear effect in the area where the disturbance energy goes up faster is far more obvious than that where the energy goes up slower. (5) The configuration of developing disturbance is changing with time in the initial problem, the energy increase is unsymmetrical. The action of the initial field engenders the local area increasing, which is the most different from the normal mode method. (6) The basic stream field before monsoon onset is of barotropic instability, which is possible dynamic mechanism of the SCSM onset. (7) During the course of SCSM onset, the evolution of the disturbance first appears in the Southern Hemisphere, and then the energy transmits to the middle equatorial Pacific Ocean. That proves the monsoon onset is global atmosphere circumfluence adjusting.

Key words spherical barotropic atmosphere, disturbance, basic stream field, linear and nonlinear model, barotropic instability, evolution, the South China Sea Summer Monsoon (SCSM)

1 引言

长波理论和不稳定理论是大气动力学中两个公认的里程碑。长波理论成功地描述出瞬息万变的大气中存在的主要波动过程, 不稳定理论则把流体力学中发展模 (developing mode) 和衰减模 (decaying mode) 的概念引进大气运动方程。从流体动力不稳定的观点来说, 大气中的各种天气和气候系统可以看成是叠加在基本流动上的小扰动的不稳定发展而来, 因此大气运动的不稳定性问题是动力气象的中心问题之一。不稳定理论被广泛用于研究大气环流的演变, 气旋与反气旋的发生、发展与消亡, 阻塞的形成、维持与崩溃等等。随着大气科学的迅速发展, 当今人类密切关心的气候变化与预测、全球变化等问题, 也需要从动力稳定性方面去进行深入的理论研究。

经典的线性不稳定性理论将控制方程进行线性化, 考察小扰动的不稳定性, 运用标准模 (normal mode) 方法推演线性不稳定的必要条件、增长率及最不稳定的波长等等。但该方法的缺点是它仅处理单波形式的小扰动问题, 仅适用于扰动发展的初始阶段。当不存在基本气流时, 则无论是准地转模式还是原始方程模式, 其所有的特征波动均对应于离散谱, 这时应用标准模方法是合理的; 然而, 当基

流存在切变时, 标准模往往即不正交也不完备, 此时要考虑连续谱的作用^[1, 2]。由于用标准模方法得到的不稳定扰动振幅的增长随时间呈指数增长形式, 但指数形式增长在初期是较缓慢的, 甚至还不如线性增长快, 这就很难解释扰动在初期较短时间内迅速生成和强发展。同时, 标准模方法得到的不稳定扰动的振幅结构, 其空间分布不随时间改变, 仅其大小随时间呈指数形式的增长, 这与实际情况不符。事实上, 扰动的空间结构与时间密切相关, 在讨论有限时段内扰动的生成和发展, 初始场有十分显著的影响。同时, 切变气流中 Rossby 波的演变始终是大气动力学的一个重要的研究内容, 定量研究 Rossby 波的演变主要有两种途径, 一条是使用波包和群速度的概念^[3, 4], 通过假设波包型的初始扰动, 采用 WKBJ 的方法^[5], 已经进行了许多关于 Rossby 波列传播规律的研究^[6] 和 Rossby 波在不均匀基本气流中演变规律的研究^[7]。另一条途径是通过讨论基本气流的稳定性研究扰动的发展和消亡。同时, 赵强等^[8, 9, 10]的研究表明基本气流垂直切变将导致赤道长 Rossby 波动不稳定并影响其纬向传播速度以及基本流切变对非线性赤道 Rossby 波动的影响; 沈新勇等^[11, 12]的研究在一定程度上说明基本气流的水平切变和垂直切变可以为扰动的发展提供能量来源; 张铭等^[13]通过球坐标

正压原始方程谱点的计算,发现南亚夏季风爆发前有正压不稳定发生。尽管这些研究揭示了扰动演变的许多规律,但是完整的求解运动方程的初值问题仍具有十分重要的意义。

本文就是要避免传统标准模方法对于扰动发展研究存在的局限性,对描述球面大气运动的最简单的数学模型——球面正压涡度方程,通过时间和空间离散化的方法,建立线性和非线性的数值积分模式。因为在模式积分求解中需要已知纬向基本气流和初始扰动场,所以通过设置不同的纬向基流和初始场,可以从理论上研究球面正压大气中扰动的演变与基流和初始场的关系。同时,利用设计的基本场和扰动场分开的求解球面正压涡度方程的数值模式,通过对 40 年 NCEP 资料分析,提取出南海夏季风爆发前后的平均场和扰动场作为背景场和初始场,研究季风爆发前后平均环流上的稳定性,尝试用大气内部动力学的观点给出一种季风爆发的动力学机制。

2 初值问题的提出以及模式的设计

球面正压涡度方程的数学表达式为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi}\right)(\nabla^2 \psi + f) = 0, \quad (1)$$

其中,

$$\nabla^2 = \frac{1}{a^2} \left[\frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \right], \quad (2)$$

$$\begin{cases} u = -\frac{\partial \psi}{a \partial \varphi} \\ v = \frac{\partial \psi}{a \cos \varphi \partial \lambda} \end{cases} \quad (3)$$

设基流是只随纬度变化的带状西风 $\bar{u}(\varphi)$, 则有

$$\begin{cases} u = \bar{u}(\varphi) + u', \\ v = v', \\ \psi = \bar{\psi} + \psi'. \end{cases} \quad (4)$$

将式(4)代入式(1)中,得到扰动涡度方程,

$$\begin{aligned} &\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \nabla^2 \psi' + B \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \psi'}{\partial \lambda} + \\ &L \left(\frac{u'}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v'}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \nabla^2 \psi' = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中,

$$B \equiv \frac{2\Omega \cos \varphi}{a} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{u} \cos \varphi) \right], \quad (6)$$

B 为基本场的绝对涡度梯度, L 为示踪系数, 当

$L=0$ 时, (5) 式为线性方程, 而当 $L=1$ 时, (5) 式为非线性方程。

考虑方程解析求解的困难, 本文采用数值求解的方法。在空间和时间上对方程(5)离散化, 采用均匀经纬度网格, 水平网格距为经向 $\Delta\theta=2.5^\circ$, 纬向 $\Delta\varphi=2.5^\circ$, 这样全球范围被划分为 $I \times J$ 个网格, $I=2\pi/\Delta\theta$, $J=\pi/\Delta\varphi+1$ 出于简化的考虑, 并考虑到在南北两极, 矢量分布具有不确定性, 基于极地涡旋状态的条件限制, 我们取离散后在南北两极格点上的 $\psi'_{j=1, J}=0$ 。空间差分采用中央差, 时间差分采用参考文献[14]所采用的时间迭代积分方案。并保证离散化后的方程满足原方程所具有的总涡度守恒、位涡拟能守恒以及总动能守恒的性质。

3 线性模式中扰动的演变

在 $L=0$ 时, 方程(5)是线性方程, 为揭示纬向基流结构和初始扰动场对扰动演变的影响, 设计如下的数值试验。

试验 1: 基本流场为理想流场, 初始扰动场为理想扰动场。

理想的带状纬向基流设为

$$\begin{aligned} U(\varphi) = &A_1(1 - \cos \varphi) e^{3[1 - (1 - \cos^2 \varphi)/\cos^2(\pi/4)]} + \\ &A_2(1 + \cos \varphi) e^{3[1 - (1 + \cos^2 \varphi)/\cos^2(\pi/4)]} - A_3 e^{2(1 - \cos^2 \varphi/0.1)}. \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $A_1=1.8$, $A_2=3.5$, $A_3=0.7$ 。图 1a 给出了(7)式理想基流的分布。从图 1 中看出, 基本气流呈现双峰结构, 即在南北半球中纬度各存在一个西风急流, 北半球的急流比南半球强, 在赤道地区为一个东风急流, 其类似于北半球为冬季时的基本气流场。

理想初始扰动流函数设为

$$\psi'(\lambda, \varphi, 0) = \psi_0 \cos\left(\frac{2\pi\lambda}{H}\right) \sin\left(\frac{2\pi\varphi}{P}\right), \quad (8)$$

H 和 P 表征纬向和经向扰动的波长, 则 $2\pi/H$ 和 $2\pi/P$ 为纬圈和经圈方向的波的数目, 这样可以取不同的初始场结构。

试验 2: 基本流场为实际流场, 初始扰动场仍为理想扰动场。实际基本气流取了 40 年合成的南海季风爆发前纬向平均的 850 hPa 纬向风场(见图 1b), 从图 1 中可以看到此时的基本流场存在着以下特点: 在南北两个半球都存在着西风急流, 南半球的急流强于北半球, 在赤道和南半球高纬度地区

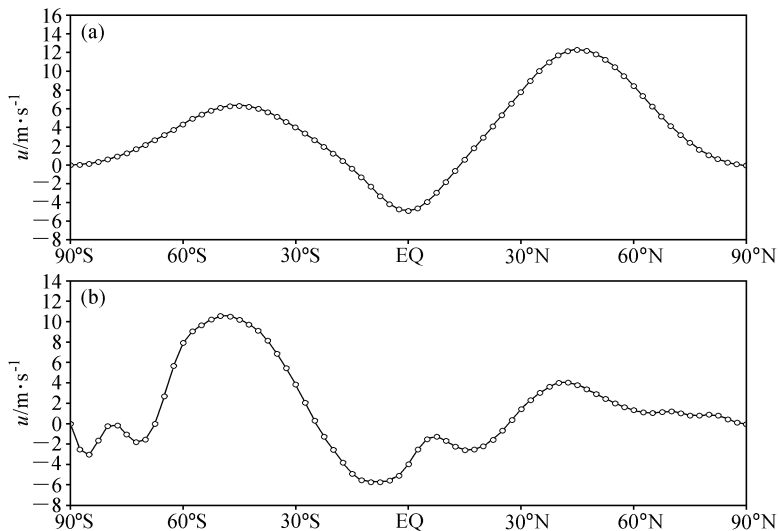


图1 基本流场：(a) 理想情况；(b) 气候平均场

Fig. 1 The perfect (a) and climate mean (b) basic stream fields

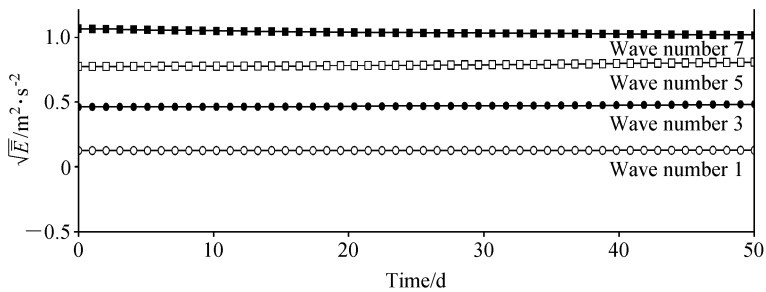


图2 扰动能量 ($\sqrt{E}$) 随积分时间的变化

Fig. 2 The energy ($\sqrt{E}$) of initial disturbance field changing with time

有东风急流，且高纬度地区东风急流中又出现了相对西风。初始场仍为(8)式给出的理想初始扰动流函数。

3.1 理想基本流场

因正压模式方程(5)中只有动能，为检验所建立的模式的积分稳定性，首先考察了模式积分得到的扰动能量随时间的变化，定义全球平均扰动动能为

$$E = \frac{1}{n \times m} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m (\overline{u_{i,j}^{'2}} + \overline{v_{i,j}^{'2}}), \quad (9)$$

其中， n 、 m 分别为纬向和经向的格点数。图2给出了扰动能量 $\sqrt{E}$ 随时间的变化，从中可以看到扰动能量随时间基本上是不变的，这反映了扰动动能是守恒的，说明理想基流是稳定的，同时也说明了本文设计数值求解方程(5)的模式是积分稳定的。

分析不同纬向波的数目不同的扰动结构随时间

演变(图略)，可以发现，在理想初始扰动场和理想基流的情况下，当纬向波数小于5时，南北两个半球的扰动随着时间的演变基本上是相同的，扰动主要表现为随时间西移，中心振幅不变，但由于南北半球的基本气流存在差异，造成南北半球不同纬度上扰动的移动速度不同，特别是在南北纬 45° 处基流最强的地区，扰动在北半球的西移速度比南半球要慢。当纬向波数大于5时，在西风基流控制的地区，扰动还出现东移现象。图3给出了南北纬 45° 处7波扰动流函数的时间经度剖面图，可以发现，在 45°N 处(图3a)，曲线向东倾斜，扰动向东移动； 45°S 处(图3b)，曲线向西倾斜，扰动向西移动，其原因是南北半球 45° 处的基本西风大小不同。特别要指出的是，此时南北半球的扰动中心还出现了明显的向赤道移动现象，且北半球的变化更加明显。当积分到第50天时，北半球的扰动基本上都

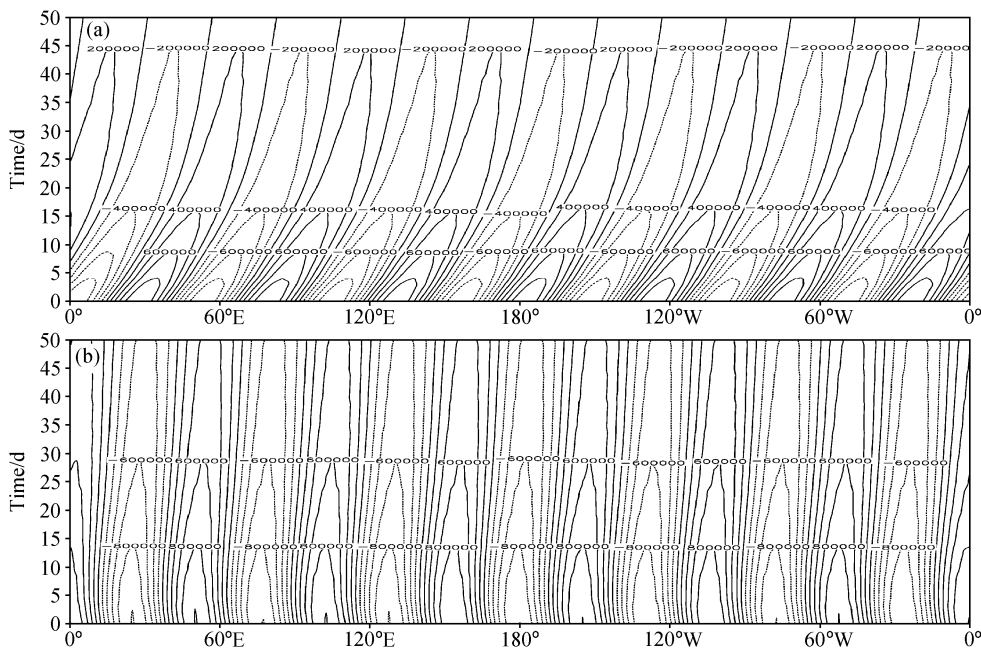


图3 理想基流情况下7波流函数扰动(单位: m^2/s) 经度-时间剖面图: (a) 45°N ; (b) 45°S

Fig. 3 Longitude-time cross section of stream function disturbance (m^2/s) for wavenumber 7 in the condition of the perfect basic stream field: (a) 45°N ; (b) 45°S

集中到低纬地区。且随着波数的增加,扰动在南北半球的经向移动的速度差异也就越明显。波数越大,在北半球扰动向赤道传播越快,振幅最大值减少也越明显。不同波数扰动演变的差异,正反映了基本气流结构和初始扰动结构对扰动演变的影响。

3.2 实际基本流场

图4给出了在实际基本流场上,不同波数初始扰动的能量随时间的演变。从图4中可看出不同波数的初始扰动能量都是随着时间增长的,说明这种气候平均基本场是正压不稳定的,有基本动能向扰动动能的转换。仔细分析扰动能量的增长曲线还可以看出,扰动能量增长的曲线基本上是一条直线,能量表现为线性增长。但不同波数的初始扰动,能量的增长率是不同的,波数越小,能量增长越快,波数为1、2、3的较大尺度波动能量增长最快。这反映了初始场的结构对扰动发展的影响。

分析扰动场随时间的演变发现,扰动的发展与扰动初始场的结构有关,在这里即与纬向的波数有关。虽然能量演变显示,对于所有波数,全球扰动能量都是增长的,但是当扰动初始场的纬向波数不同时,扰动能量增长最大的区域出现在不同的纬度上。当波数小于5时,在 60°S 附近的能量增长最

快,表现为在同样的积分时间上,该纬度处的扰动中心值比其他纬度大。而对于波数大于7波的扰动,在 60°S 附近扰动中心值强度没有增加,同时原来的高值中心在向赤道移动的过程中减弱,反而在南半球的更高纬度处出现了扰动振幅的增长。张立凤^[15]对球面正压大气的波谱进行分析,得到南海夏季风爆发前的气候平均纬向风场是正压不稳定的,且可以算出5个不稳定模态。增长率较大的不稳定扰动流函数的最大振幅中心都出现在南半球 60°S 附近,若将流函数的负值区称作“槽”,正值区称作“脊”,不稳定扰动的槽脊线在南半球都呈西北-东南向倾斜,且这种分布形式可延伸到北半球。然后在北半球转向呈东北-西南倾斜。这与本文数值试验中计算出的波数小于5波的扰动结构相同,以3波扰动为例(图5)。这说明用数值求解的方法也可得到季风爆发前的气候场是正压不稳定的。由于波谱分析采用的是标准波型法,将初值问题转化成了边界问题,不能研究不稳定扰动随时间的演变和发展过程。而本文考虑球面正压大气中扰动的发展问题,可通过时间积分求得扰动解随时间变化,全球能量随时间的演变。扰动能量随时间增大,说明扰动是不稳定的。但这种不稳定扰动的结构随时

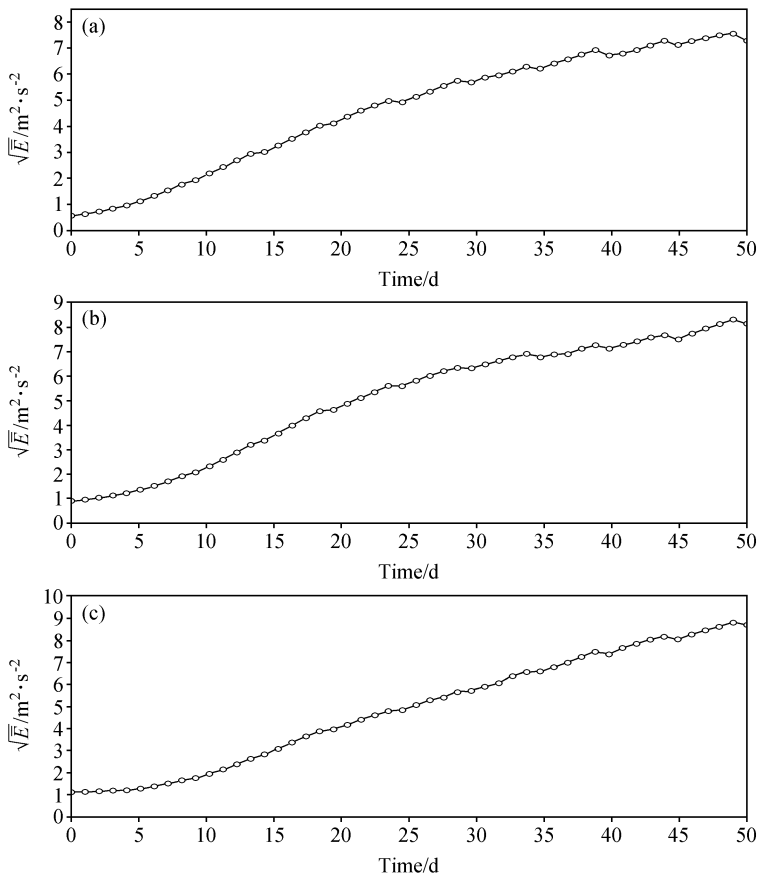


图 4 气候平均基本流场条件下扰动能量 $(\sqrt{E})$ 随时间的演变：(a) 3 波；(b) 5 波，(c) 7 波

Fig. 4 The energy $(\sqrt{E})$ of initial disturbance field changing with time in the condition of the climate mean basic stream field: (a) Wavenumber 3; (b) wavenumber 5; (c) wavenumber 7

间是变化的，但当积分很长时间后（即扰动得到充分发展），扰动的结构与标准模方法得到的不稳定扰动的结构相似，这个结果也说明线性积分模式的设计是正确的。

4 非线性模式中扰动的演变

对研究非线性模式中扰动的演变，我们分为两部分，第一部分对线性模式中的两个试验方案用非线性模式分别进行积分，研究非线性作用对扰动演变的影响。第二部分运用非线性模式研究南海季风爆发前后 40 年合成的基本流场上理想和实际扰动的演变。

4.1 非线性模式中扰动的演变的特点

对线性模式中的两个试验方案用非线性模式分别进行积分，研究非线性作用对扰动演变的影响，分析其结果可发现，对于理想基流和理想的初始扰

动场，扰动能量随时间几乎是不变的（图略），说明扰动也是非线性稳定。这也说明非线性模式的设计也是积分稳定的，离散化后的方程保证了原微分方程的能量守恒性质。

当基本流场采用实际气候平均场时，对比图 2 可发现非线性模式中扰动能量随时间演变的趋势与线性模式的结果不同。图 6 给出了此时不同波数能量随时间的演变，从图上可见扰动能量的演变明显存在两个阶段，在积分开始时，扰动能量随时间几乎是线性增长，在图中能量曲线近似为一条直线。在扰动增长到 20 天左右时，能量随时间基本保持不变，即当能量增长到一定程度时，能量曲线基本保持常值，不再增长，而在线性模式中能量随时间是一直增长的。这是由于扰动发展到一定阶段后，非线性项起作用，抑制了扰动的继续增长。实际大气演变是非线性，由于非线性的作用使扰动不会随

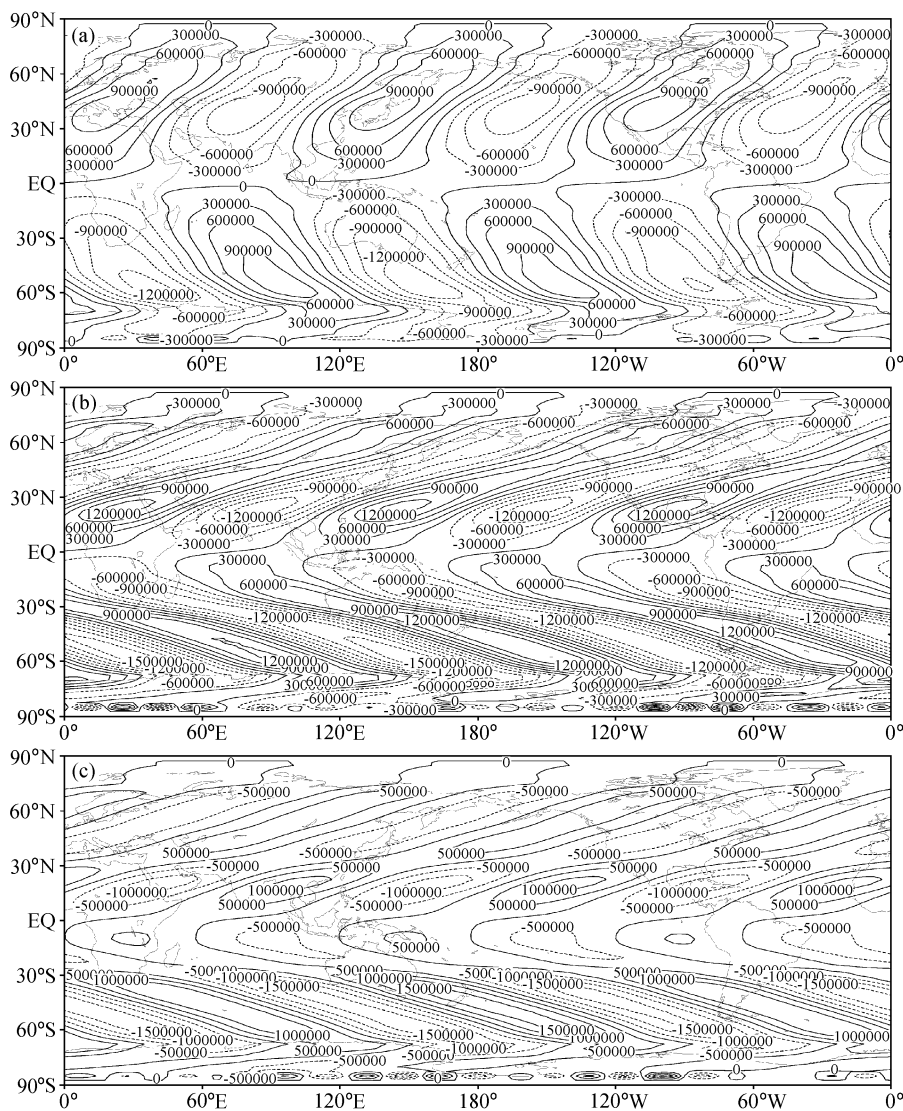


图 5 实际基流上线性模式计算的 3 波流函数扰动 (单位: m^2/s) 随时间的演变: (a) 积分第 10 天; (b) 积分第 20 天; (c) 积分第 30 天

Fig. 5 Variation with time of the initial wavenumber 5 stream function disturbance (m^2/s) field calculated by a linear model in the condition of the climate mean basic stream field: (a) The 10th day of integration; (b) the 20th day of integration; (c) the 30th day of integration

时间无限制的发展下去, 非线性模式中扰动能量的增长方式与实际天气系统的演变相似。

对于纬向 3 波扰动流函数随时间的演变 (图略), 与图 5 对比发现, 在前十天, 非线性模式与线性模式计算出的扰动流函数随时间演变基本相同。但是当扰动发展到一定阶段, 从 20 天以后, 两个模式的结果开始出现不同, 特别是在 60°S 附近, 在线性模式中扰动振幅 (能量) 可以得到快速增长, 并随时间振幅一直增长, 而在非线性模式中, 扰动振幅并没有无限增长下去。这说明非线性对扰动能量增长快的地区的影响要远远大于能量增长慢的地区。这也是小扰动方法的必然结果, 小扰动的假设

只是在扰动的发展初期成立, 若扰动是发展的, 随时间扰动振幅不断增大, 非线性将起作用, 所以扰动增长越快的区域, 非线性的作用越早表现出来。在非线性模式中, 不同波数的初始扰动的发展也存在着差异, 相对来说, 波数较小的扰动, 更容易出现能量的增长。

4.2 南海夏季风爆发前后实际急流下理想扰动场的演变

为了揭示南海季风爆发的动力机制, 或南海季风爆发前后基本流场的动力特征, 设计了如下三种数值试验:

试验 1: 初始场为理想扰动场, 基本场为 40 年

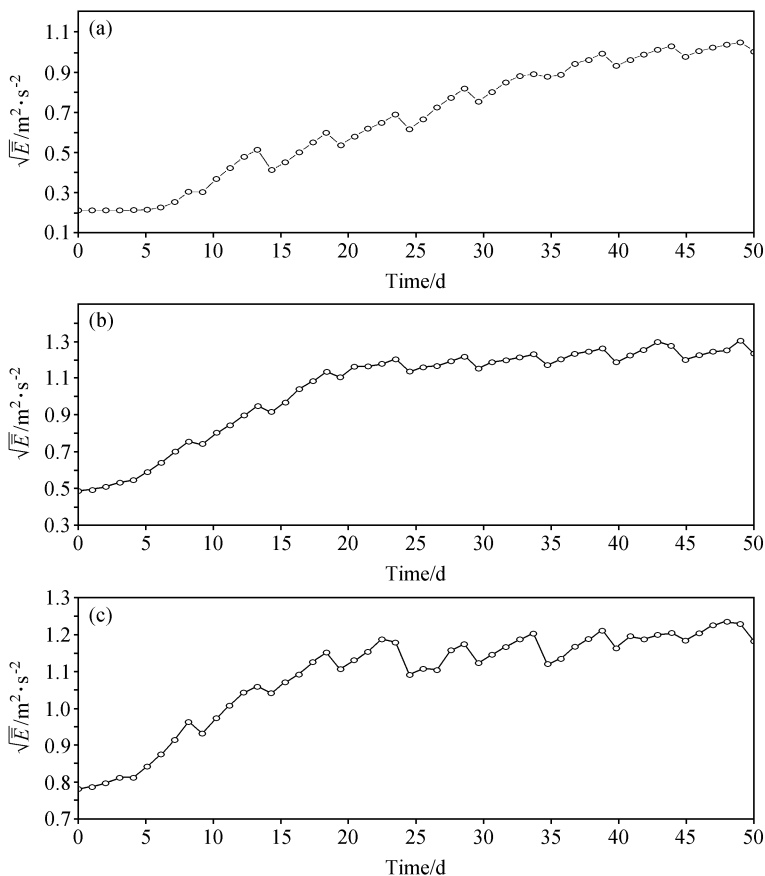


图 6 不同波数能量 $\sqrt{E}$ 随时间演变：(a) 1 波；(b) 3 波；(c) 5 波

Fig. 6 The energy ($\sqrt{E}$) of initial disturbance field changing with time in the condition of the climate mean basic stream field: (a) Wave-number 1; (b) wavenumber 3; (c) wavenumber 5

合成的月平均及纬向平均的纬向风场；

试验 2：初始场为理想扰动场，基本场为 40 年合成的候平均及纬向平均的纬向风场；

试验 3：初始场为理想扰动场，基本场为 40 年合成的纬向平均的逐日纬向风场。

理想扰动场采用 (8) 式的数学表达式。对于实际基本流场的提取采用以下方式，根据文献[9]中给出的用 NCEP 资料确定的南海季风爆发日期，可以计算每年季风爆发前后的平均物理量场，设 $f_i(t, \lambda, \varphi, p)$ 为第 i 年的某一物理量， $F_i(\lambda, \varphi, p)$ 为 $f_i(t, \lambda, \varphi, p)$ 在季风爆发前或后 $\Delta t = t_2 - t_1$ 时间的平均值，即

$$F_i(\lambda, \varphi, p) = \overline{f_i}(\lambda, \varphi, p), \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

其中，

$$\overline{f_i}(\lambda, \varphi, p) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} f_i(\lambda, \varphi, p, t) dt, \quad (11)$$

t_1 和 t_2 的取值是根据需要而定的，不同的时间平均长度， t_1 和 t_2 取值不同。求出每年的平均值 $\overline{F_i}$ 后，再进行 40 年的平均，

$$\overline{F} = \frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} \overline{F_i},$$

即可得到 40 年合成的南海季风爆发前后的基本场。本文计算中所用的基本场为 850 hPa 的纬向风场，分别计算了 40 年合成的月平均、候平均和日平均。所用资料为 NCEP 提供的 1958 年~1997 年 40 年逐日再分析资料。特别要说明的是，这里的平均都是以季风爆发日为界限，月平均是指季风爆发前后 30 天的平均场；候平均是季风爆发前后 30 天中每 5 天的平均，即季风爆发前第 30 天至第 26 天为第 1 候，第 25 天至第 20 天为第 2 候，以此类推可得到 12 个候平均场。季风爆发所对应的候为第 7 候；日平均是对季风爆发前后各 30 天的风场进行 40 年的合成，可得到 61 个日平均场。

在试验 1 中，我们采用的月平均基本流场分别为季风爆发前、后 1 个月的以及 40 年合成的 3 月月平均的基本流场。从图 7a 中发现，南北半球扰动能量的变化存在着很大的差异，在 60°S 以南出现能量的大值区，说明扰动能量在那里得到增长，且大值区还向低纬度地区扩展。图 7b 是在 3 月份月平均基流上积分第 10 天的扰动能量分布，同样在 60°S 附近也出现了能量大值区，但是与图 7a 相比，扰动能量的最大值偏小。这说明在此基流中扰动能量增长得慢，同时也说明扰动能否发展与基本气流的结构有着很密切的关系，在南海季风爆发前的月平均基流上扰动最容易得到发展。值得注意的是，在 3 月份平均的基本场中，南半球的急流最强，但扰动能量增长并不是最大，这说明扰动能量增长快慢并不直接与东西风急流的强弱有关，而是与基本气流的结构即基流切变有密切的关系。从扰动能量的演变看，随积分时间的增长，能量的分布不同于扰动的分布，能量的大值区反映了扰动在此处得到了发展，所以从全球能量分布看扰动的发展也是不均匀的。这点与标准模方法的结果不同，标准模方法得到的不稳定，其增长率是常数，不稳定扰动是在全球同时增长，这是由

于标准模方法是把方程的初值问题转化为边值问题求解，不能研究初值对扰动演变的影响，而我们所建立的数值模式既能考虑初值的作用又能考虑基本场的影响。所以，对于叠加在基本场上的扰动发展问题，初始场的分布可以影响扰动的演变形式及能量变化形式。

对于数值试验 2，采用的候平均基本流场为季风爆发前后共 12 个候的基本流场。从图 8 可以发现，扰动总能量的演变表明叠加在基流上的扰动是不稳定的或基流是不稳定的，总能量增长的快慢代表扰动发展的快慢。从叠加在季风爆发当候和前 5 候的扰动能量的演变来看，这 6 种基流中都存在着较强的扰动发展。在积分的前 20 天内，南海季风爆发当候的扰动能量增长率较大。图 8 中表现为前者的能量曲线在后两者之上，在 20 天以后，第 3 候的扰动能量增长最快，随积分时间的增大达到了最大。对于季风爆发后各候平均基流上的扰动能量的发展来看，虽然随时间也是增大的，但都小于季风爆发当候的情况，这说明在南海季风爆发前，随着南海季风爆发日期的临近，扰动能量逐渐增大，即存在基本场能量向扰动能量的转换，且这个转换量大于季风爆发后的基本场和扰

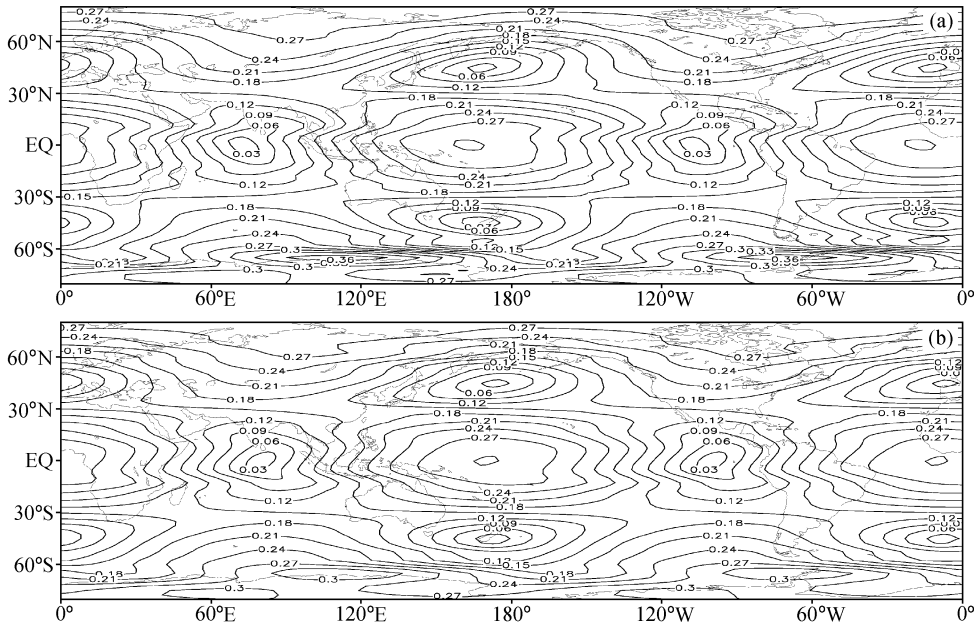
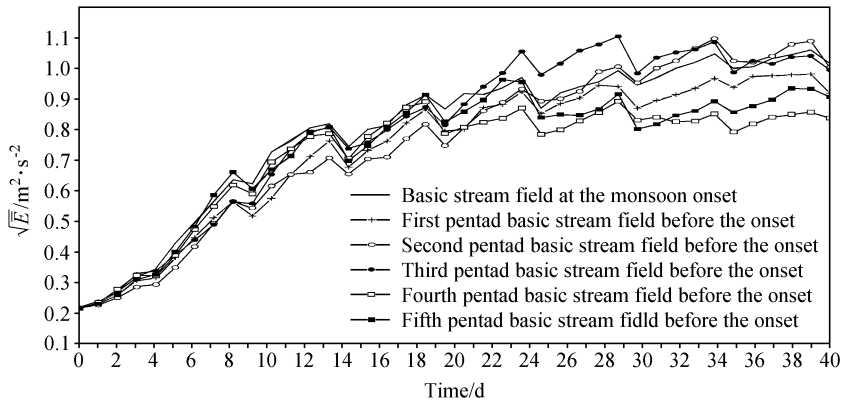


图 7 叠加在不同基流上 1 波扰动能量 (单位: m^2/s^2) 分布随时间的演变: (a) 南海季风爆发后 1 月基本气流上第 10 天; (b) 40 年 3 月份月平均基本气流上第 10 天

Fig. 7 Distribution of initial wavenumber 1 energy disturbance (m^2/s^2) in different basic stream fields: (a) The 10th day on the basic stream field of the one month after the South China Sea monsoon onset; (b) the 10th day on the basic stream field of the March mean of 40 years

图 8 扰动总能量 ($\sqrt{E}$) 随时间的演变图Fig. 8 The energy ($\sqrt{E}$) of initial disturbance field changing with time

动场的能量转换。

对于数值试验 1、2 的结果分析表明, 随着南海季风爆发日期的临近, 基流能量向扰动能量的转换增强, 叠加在基流上的扰动得到发展, 那么, 是不是在南海季风爆发前后这种增长达到最大呢? 为此, 我们在积分模式时取日平均基流为基本场, 进行数值试验 3, 计算了各基流上扰动能量的演变。对季风爆发前后各 30 天的基流计算结果分析表明, 随着南海季风爆发日期的临近, 扰动能量增长速度加快, 即扰动发展加快 (图略), 可见南海季风爆发前, 基本气流中是正压不稳定, 随着爆发日期的临近, 基流的能量释放 (扰动能量的获得) 逐渐增强, 这可以认为是南海季风爆发的一种动力学机制。

5 结语

本文对球面正压涡度方程建立了基本气流与扰动分开的数值模式, 用数值的方法研究在球面大气中扰动的线性与非线性发展与基本场和初始场的关系, 揭示了基本流场和初始场对扰动演变的影响, 探讨了南海夏季风爆发的动力学机制, 得到以下结论:

(1) 扰动的经向和纬向移动依赖于基本气流的分布和初始扰动的结构, 尺度较大的扰动西移, 尺度较小的扰动移动方向受基流控制还可东移。在经向上扰动振幅中心随时间向赤道移动。

(2) 扰动能量的变化既与基本流场的分布有关又与初始扰动的结构有关, 在实际气候基本场中, 无论是线性模式还是非线性模式都可出现扰动能量随时间增加的现象。

(3) 扰动能量的线性增长和非线性增长规律不同, 二者最大的区别是在非线性情况下存在能量增长的上限。

(4) 非线性的作用对扰动能量增长快的区域的影响远大于增长慢的地区。

(5) 对于初值问题发展型扰动的结构随时间是不不断变化的, 其扰动能量的增长也不是均匀的, 初始场的作用可使扰动的增长表现出局地性, 这是与标准模方法得到增长扰动的最大不同。

(6) 南海季风爆发前后的基本流场上扰动能量是随时间增大的, 说明此时的基本流场是正压不稳定, 这种正压不稳定在季风爆发时达到最大, 这可能是季风爆发的一种动力学机制。

参考文献 (References)

- [1] 卢佩生, 卢理, 曾庆存. 正压准地转模式的谱和扰动的演变. 中国科学 (B 辑), 1986, (11): 1225~1233
Lu Peisheng, Lu Li, Zeng Qingcun. Evolution of large scale disturbances and their interaction with mean flow in a rotating barotropic atmosphere. *Science in China (Ser. B)* (in Chinese), 1986, (11): 1225~1233
- [2] Bishop C H, Heifetz E. Apparent absolute instability and the continuous spectrum. *J. Atmos. Sci.*, 2000, **57**: 3592~3608
- [3] Rossby C G. On the propagation of frequencies and energy in certain types of oceanic and atmospheric waves. *J. Atmos. Sci.*, 1945, **2**: 187~204
- [4] Yeh Tu-cheng. On energy dispersion in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1949, **6**: 1~16
- [5] Eckart C. *Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres*. London: Pergamon Press, 1960. 290pp
- [6] Dickinson R E. Planetary Rossby waves propagating vertical-

- ly through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, 1968, **25**: 984~1002
- [7] 卢佩生, 曾庆存. 正压大气中扰动的演变. 大气科学, 1981, **5**: 1~8
Lu Peisheng, Zeng Qingcun. On the evolution process of disturbances in the barotropic atmosphere. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 1981, **5**: 1~8
- [8] 赵强, 刘式达, 刘式适. 切变基本纬向流中非线性赤道 Rossby 长波. 地球物理学报, 2000, **43**: 746~753
Zhao Qiang, Liu Shida, Liu Shikuo. Nonlinear equatorial Rossby long waves in a shear flow. *Chinese Journal of Geophysics* (in Chinese), 2000, **43**: 746~753
- [9] 赵强, 刘式适. 切变基本纬向流中赤道 Rossby 包络孤立波. 大气科学, 2001, **25**: 133~141
Zhao Qiang, Liu Shikuo. Equatorial Rossby envelope solitary waves in a mean zonal flow with shear. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2001, **25**: 133~141
- [10] 赵强, 刘式适. 基本流场切变对赤道长 Rossby 波的影响. 气象学报, 2001, **59** (1): 23~30
Zhao Qiang, Liu Shikuo. Influence of the sheared basic flows on long equatorial Rossby waves. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2001, **59** (1): 23~30
- [11] 沈新勇, 赵南, 何金海. 切变基流对赤道大气波动稳定性的作用. 南京气象学院学报, 2006, **29** (4): 462~469
Shen Xinyong, Zhao Nan, He Jinhai. Effects of shear flow on the stability of equatorial atmospheric waves. *Journal of Nanjing Institute of Meteorology* (in Chinese), 2006, **29** (4): 462~469
- [12] 沈新勇. 两种类型中尺度涡旋 Rossby 波的相速度及其物理机制. 气象科学, 2006, **26** (4): 355~364
Shen Xinyong. Phase speeds of two kinds of meso-scale vortex Rossby wave and their physical mechanisms. *Scientia Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2006, **26** (4): 355~364
- [13] 张铭, 朱敏, 张立凤. 球面正压大气的不稳定与南亚夏季风爆发动力机制的探讨. 大气科学, 2006, **30** (2): 193~201
Zhang Ming, Zhu Min, Zhang Lifeng. Instability of barotropic atmosphere on sphere and dynamical mechanism of Indian summer monsoon onset. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2006, **30** (2): 193~201
- [14] 左瑞亭. 新一代高分辨率格点大气环流模式的研制. 中国人民解放军理工大学博士学位论文. 2003
Zuo Ruiting. Development of new generation grid point atmospheric general circulation model with high resolution. Ph. D. dissertation (in Chinese), PLA University of Science and Technology. 2003
- [15] 张立凤. 球面正压大气的波谱分析及南海夏季风爆发的动力学机制. 中国人民解放军理工大学博士学位论文. 2004
Zhang Lifeng. Wave spectra analysis in spherical barotropy atmosphere and dynamic mechanism of South China Sea summer monsoon onset. Ph. D. dissertation (in Chinese), PLA University of Science and Technology. 2004