

一个同时采用两种地图投影坐标系的大气环流模式

陈月娟 郭晓岚

(中国科学技术大学) (美国芝加哥大学)

提 要

为了进一步研究高原和山地对大气环流的热力和动力作用,我们设计了一个九层的全球原始方程模式。模式中除考虑了地形作用外,还包含了太阳辐射和地、气的长波辐射、大尺度凝结和积云对流等因子的影响。为了能继续采用有限差分近似,并且既能较好地描述中高纬地区的环流状况,又不影响对低纬地区环流的模拟,本模式同时采用了两种地图投影坐标系(麦卡托投影用于中低纬地区,极射赤平投影用于高纬区)。文中给出了冬季海平面气压、风场、降水分布和垂直环流的模拟结果,并把它们与观测值作了比较。

一、引 言

近几年来,美国芝加哥大学采用五层有限区域原始方程模式研究青藏高原对夏季季风环流的动力和热力影响的结果表明,高原和山地对夏季季风的形成和发展起着重要的作用^[1-2]。但是由于某些原因,在考虑加热日变化的情况下,对方程组的积分只能进行到8天。在1982—1983年,我们对该模式中的对流调整和对太阳辐射的吸收的计算方法作了一些修改,使得对方程组的积分可以做到25天以上。同时我们还用这个模式对冬季季风进行了模拟试验。所得到的风场,气压场和降水分布与实况都相当一致^[3]。尽管如此,我们仍感到侧边界条件的影响是严重的,主要表现为一些很大的风速值和降水率总是出现在侧边界附近,而且由大尺度凝结和积云所产生的加热率越来越大。为了避免侧边界条件的影响,我们把局地模式发展成全球模式。又为了在模式中继续使用有限差分法,并且既可以较好地描述高纬地区的环流状况,又不影响对中低纬地区环流的模拟,我们在中低纬地区用麦卡托投影面作为坐标平面,在南、北半球的高纬地区用极射赤平投影面作为坐标平面,并用这个模式对冬季和夏季的环流分别作了十天的试验。

试验中所用的初始资料是从美国国家大气研究中心的气候格点资料磁带中读得的多年平均的12月和6月的海平面气压值,100、300、500、700和850hPa的位势高度和500、700、850hPa的露点值,使用前作了平滑。初始温度场和风场是用静力平衡方程和地转风公式由位势高度值计算出来的。在赤道附近地区计算初始风场时用了二级近似,

1985年5月30日收到,8月17日收到修改稿。

即:

$$u = \frac{\partial}{\partial y} (f u_e) / \frac{\partial f}{\partial y}$$

$$v = \frac{\partial}{\partial y} (f v_e) / \frac{\partial f}{\partial y}.$$

二、模式中采用的两种地图投影坐标系

众所周知,有各种坐标系和地图投影用于天气分析和预报。在数值天气预报和数值模拟工作中不少人采用球坐标系。前面所提到的五层局地原始方程模式也是采用球坐标系。但是对于采用有限差分的全球模式来说,由于纬圈向极地逐渐变小,用球坐标系难以处理极地的流场,也难以计算极地的有限差分。麦卡托投影坐标系被广泛地用于中低纬地区,但在高纬特别是极地区域,它也不适用。极射赤平投影坐标系则相反,它可以使极地和高纬地区的气象场得到恰当的描述,而对低纬区则效果不好。为了解决这一问题,1957年 Phillips 提出同时采用麦卡托投影坐标和极射赤平投影坐标的办法。1959年他用浅水波方程作过数值试验^[4]。他所采用的初始气压和风的资料都是人为给定的理想场(Haurwitz 波)而不是实测值。他的最初结果表明计算是稳定的,但是在两种投影面相接的边界上产生了一些数值上的误差。在这两种坐标面上气流速度不同,以致于在两坐标面相接处出现风场的不连续。他以后的工作(1959年)表明,只要采用适当的有限差分格式,并在两种投影面相连接处使用适当的插值方法,上述问题是可以解决的。尽管如此,这种同时采用两种地图投影坐标系的方法一直未被人们采用。只是最近,在 NOAA 的一个组试图重新发展这种方法。

在我们的模式里,在中低纬地区用麦卡托投影面作为坐标面,在南、北半球的高纬地区各有一个极射赤平投影面作为坐标平面。其中心分别位于南极和北极。这两个极射赤平投影面与麦卡托投影面分别在南、北纬 $44^{\circ}39'$ 处相接,如图 1 和图 2 所示。图 1 是三个坐标平面的相对位置示意图。图 2 是在北半球极射赤平投影图上表示的麦卡托投影区和极射赤平投影区。其中以北极为中心,边长为 $2L$ 的方形区域是极射赤平投影面上的

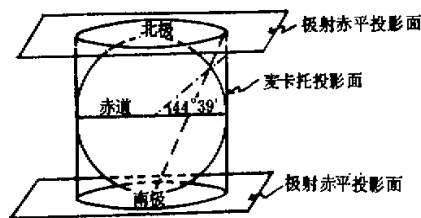


图 1 模式中的三个坐标平面

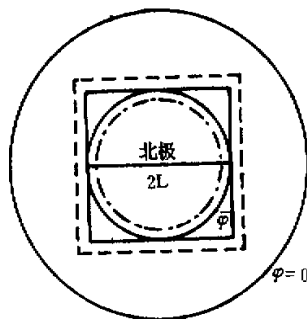


图 2 在北半球极射赤平投影图上表示的麦卡托投影区和极射赤平投影区

计算区。从 $\varphi(44^{\circ}39'N)$ 到赤道 (φ_0) 再向南延伸到 $-\varphi(44^{\circ}39'S)$ 为麦卡托投影面上的计算区。 φ 的选取主要考虑到在两种投影面交接处的格距所对应的地面上的距离应尽可能相等或差异尽可能小, 以避免从一种投影面过渡到另一种投影面时由于格距差异而引起的不连续现象。

为了计算的需要, 我们把麦卡托投影面上的计算区向南北两边各延伸一个格距, 到相当于图 2 中的点划线的位置, 作为此计算区的边界。把极射赤平投影面上的计算区向四边延伸一个格距, 到图 2 中的虚线位置, 作为它的边界。由图 2 可以看出这两个计算区的边界上的格点都分别落在另一个投影图的计算区内。因此, 这两个计算区边界上格点的要素值都可以通过内插的方法分别从另一个投影面上的计算值来确定。

在本模式所使用的方程式里和在两种投影坐标系相互之间的换算过程中用到了下面的一些关系式:

在麦卡托投影坐标系中:

$$\begin{aligned}x &= a\lambda \\y &= -a \ln \frac{\cos \varphi}{1 + \sin \varphi} \\u &= a\lambda \cos \varphi = \dot{x}/m \\v &= a\dot{\varphi} = \dot{y}/m \\m &= \sec \varphi\end{aligned}$$

在极射赤平投影坐标系中:

$$\begin{aligned}x &= 2a \cos \lambda \cos \varphi / (1 + \sin |\varphi|) \\y &= 2a \sin \lambda \cos \varphi / (1 + \sin |\varphi|) \\u &= -a\dot{\lambda} \cos \varphi \sin \lambda - a\dot{\varphi} \cos \lambda = \frac{\dot{x}}{m} \\v &= a\dot{\lambda} \cos \varphi \cos \lambda - a\dot{\varphi} \sin \lambda = \dot{y}/m \\m &= \frac{2}{1 + \sin |\varphi|}\end{aligned}$$

其中 φ 和 λ 分别是纬度和经度, a 是地球半径, m 是地图投影放大系数。在北半球, 麦卡托投影面上的水平速度分量 (u, v) 与极射赤平投影面上的水平速度分量 (为区别起见, 这里用 u', v' 表示) 之间有下列的关系式:

$$\begin{aligned}u' &= -u \sin \lambda - v \cos \lambda \\v' &= u \cos \lambda - v \sin \lambda \\u &= -u' \sin \lambda + v' \cos \lambda \\v &= -u' \cos \lambda - v' \sin \lambda\end{aligned}$$

三、模式的分层和方程组

此模式是个九层的原始方程模式, 为了考虑大气与下垫面的相互作用, 模式中还包含了一个下垫面的顶层。在垂直方向上用的是混合 P, σ 坐标系。在 400hPa 以上采用 P

坐标,共分四层;400hPa以下采用 σ 坐标系,分为五层,其中最下面一层是边界层,固定地取地面上50hPa厚度为这一层的厚度。对 σ 的定义和文献[1]相同。

本模式采用在地图投影坐标系中的水平运动方程、连续方程、热通量方程和水汽平衡方程,并采用其通量形式。由于对方程组的积分是在地图投影面上进行的,为了保证在没有外热源和摩擦力的情况下系统的质量和总能量守恒,我们把方程组写成如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u}{m^2} \right) = -\frac{1}{p_i^*} \left[\nabla \cdot (p_i^* u \mathbf{V}) + \frac{1}{m^2} \frac{\partial p_i^* u \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + u \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_i^*}{m^2} \right) \right] + \frac{v}{m^2} (f + FUV) + \frac{1}{m^2} PGF_x + \frac{1}{m^2} F_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v}{m^2} \right) = -\frac{1}{p_i^*} \left[\nabla \cdot (p_i^* v \mathbf{V}) + \frac{1}{m^2} \frac{\partial p_i^* v \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + v \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_i^*}{m^2} \right) \right] - \frac{u}{m^2} (f + FUV) + \frac{1}{m^2} PGF_y + \frac{1}{m^2} F_v \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{T}{m^2} \right) = -\frac{1}{p_i^*} \left[\nabla \cdot (p_i^* T \mathbf{V}) + \frac{1}{m^2} \frac{\partial p_i^* T \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + T \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_i^*}{m^2} \right) \right] + \frac{R\omega T}{m^2 c_p p} + \frac{\varepsilon}{m^2 c_p \rho} + \frac{1}{m^2} F_T \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q}{m^2} \right) = -\frac{1}{p_i^*} \left[\nabla \cdot (p_i^* q \mathbf{V}) + \frac{1}{m^2} \frac{\partial p_i^* q \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + q \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_i^*}{m^2} \right) \right] - c + \frac{1}{m^2} F_q \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_i^*}{m^2} \right) = -\nabla \cdot (p_i^* \mathbf{V}_g / m) - 4 \left[50 \nabla \cdot (\mathbf{V}_g / m) - \frac{1}{m^2} p_i^* \dot{\sigma}_{3/4} \right] \quad (5)$$

其中 (FUV) 是由球坐标转换成地图投影坐标系时得出的项。

在极射赤平投影坐标系中:

$$FUV = \frac{yu - xv}{2a^2}$$

在麦卡托投影坐标系中:

$$FUV = \frac{u \lg \varphi}{a}$$

方程中 ε 是非绝热加热率,包括大气对太阳辐射的吸收、大气和地面的红外辐射、对流热交换、感热和潜热释放等所引起的对大气的加热或冷却。 C 是由于大尺度凝结和对流凝结过程所引起的混合比随时间的变化率。 F_u , F_v , F_T 和 F_q 分别是风速、温度、水汽的水平和垂直扩散项。计算 ε 、 C 、扩散项和气压梯度力项 PGF 的方法同文献[1]。只是在有关对流调整和有云情况下大气对太阳辐射吸收的计算方案作了较大的改动(新计算方案详见参考文献[3])。

以上方程组用于 σ 坐标面上。对于在400hPa以上采用气压坐标的四层中,只要在方程(1)–(4)中令 $p_i^* = 1$, $\sigma = P$ 就行了。而在最下面的一层(边界层)中则令 $p_i^* = 1$ 和 $\sigma = \sigma_B$ 就可以了。

在大气顶,地面和400hPa处的运动学条件为:

$$P = 0 \quad \omega = 0$$

$$P = P_i, \quad \dot{\sigma}_B = 0$$

$$P = 400\text{hPa} \quad \omega = p_i^* \dot{\sigma}$$

在边界层顶部

$$\dot{\sigma} = 50\dot{\sigma}_B/p_i^* \quad \dot{\sigma}_B = m^2 \nabla \cdot (\mathbf{V}_g/m)$$

其中 $\omega = \frac{dp}{dt}$, $\dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt}$. σ_B 为边界层中的 σ 值, $\mathbf{V}_g$ 为边界层中的水平风速.

在我们的试验里, 水平网格取为正方形, 在麦卡托投影面上格距为

$$\Delta x = \Delta y = 555.99\text{km}$$

(等于 5 个纬距). 在极射赤平投影面上格距为 462.9km. 积分时间步长为 15 分钟. 采用的积分方法是每 6 个小时的第一小时用欧拉向后法, 其余五小时用中央差.

每积分一个时间步长, 在 p_i^* , T , u , v 和 ϕ 在两种坐标面上的新值都求出来之后, 计算一次麦卡托计算区的南北边界上格点的值和极射赤平投影计算区的侧边界上格点的值. 为了避免在边界处产生不连续现象, 每积分 3 个小时(即 12 个时间步长)后在边界附近作一次平滑.

四、模拟结果和讨论

用这个模式我们对冬季和夏季情况分别作了十天的数值积分. 由于篇幅所限, 在这里我们主要对冬季的某些结果作一简单介绍:

图 3a 给出模拟的一月上旬海平面气压场. 可以看出, 在一月上旬, 欧亚大陆有一个很强的高压区维持着, 而在北太平洋、北大西洋则是持续的低压区. 太平洋的东南部、印度洋的南部和大西洋的南部则是高压区. 非洲大陆是一低压区. 与初始资料相比所不同的是原来在印度洋南部并延伸到澳大利亚的高压区缩小了. 原来在澳大利亚北边洋面上的低压区伸展到澳大利亚陆地上空. 原先在北美和大西洋中部为一高压带, 积分五天后高压中心在北美大陆分开了, 在南美洲有一个低压发展起来. 积分到十天, 这个低压加深到 1007hPa. 气压的这种分布与观测到的一月份海平面气压分布(图 3b)是一致的. 从风场来看, 在低纬区, 从太平洋中部、印度洋中部直到非洲东岸, 第 8 层上(约 880hPa)初始风场基本上是平直的东风, 经过五天积分后, 这一带的风向明显地改变成东北风. 图 4 是计算出的风场, 实线为流线, 虚线是风速较大地区的等风速线. 由图 4 可见积分到十天时这一带的风场变成: 绕过青藏高原的西风气流在亚洲东岸转向南, 在我国南海和菲律宾一带分成两支. 一支向西去经过印度洋到非洲东海岸转向南, 穿过赤道, 然后再转向东. 另一支从菲律宾一直向南再转成西北风和西风, 并与由太平洋中部吹来的东北风汇合, 在澳大利亚北边的海面上形成很强的辐合区. 这正是这一地区冬季季风的环流形势. 这与南亚、印度洋地区观测到的平均风场是很相像的.

为了看清青藏高原附近地区沿经向的环流情况, 我们把计算出的垂直速度和水平速度沿 90°E 作了垂直剖面图(图 5a), 对比观测到的经向环流图(图 5b)(作图时垂直速度均扩大 200 倍)可以看出: 在高原南部低纬区的一个哈特莱环流模拟得很好, 在高原上空的一个小的反环流也模拟出来了, 但是位置偏低一些.

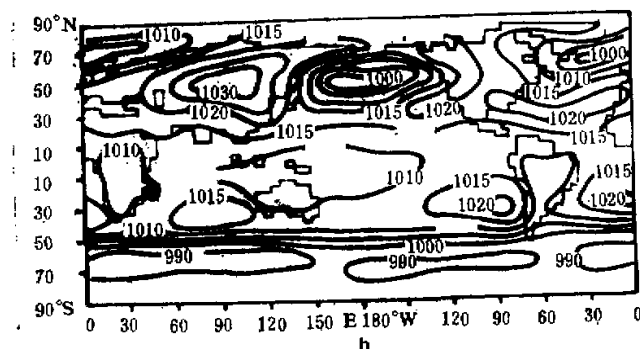
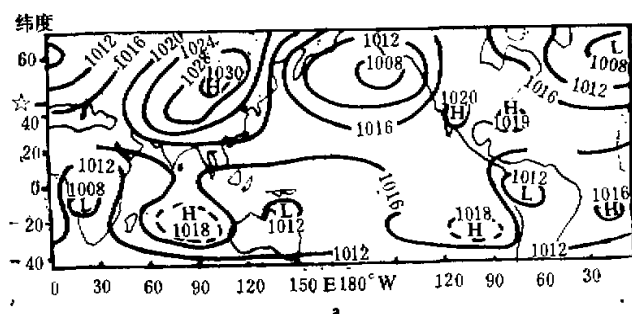


图3 模拟的(a)与观测的(b)1月份平均海平面气压

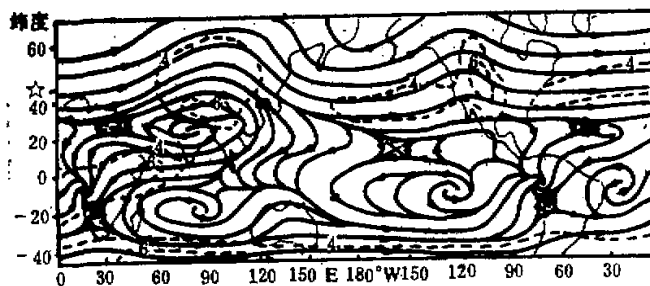
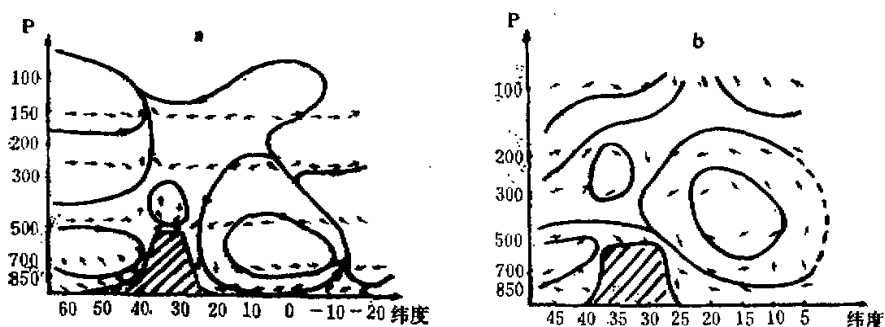
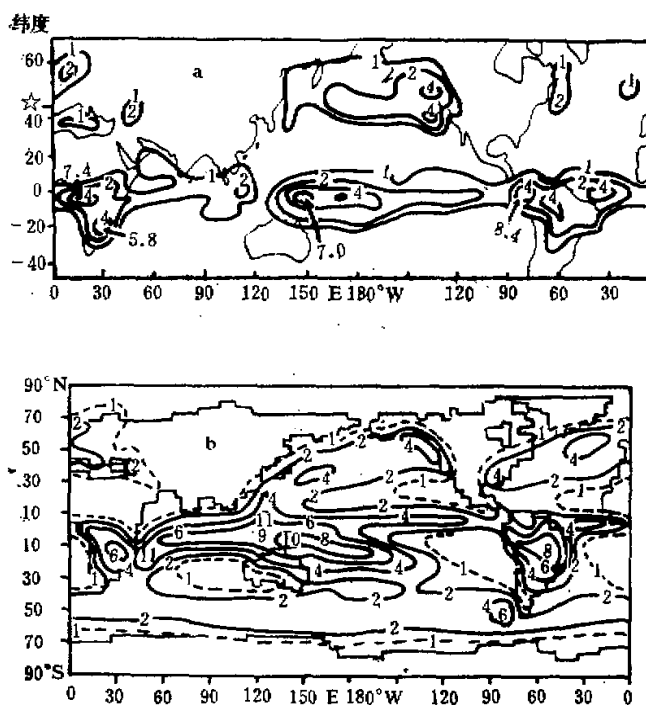


图4 模拟的一月份第8层(约880hPa)的流线(粗实线)和等风速线(虚线)

本模式对降水量也作了计算。模拟的一月份降水率分布如图6a所示,可以看出在非洲南部、南美洲、澳大利亚以北的洋面上为强的降水区。亚欧大陆、北美大陆、非洲北部和北纬15°到30°之间的洋面上降水少,而在太平洋北部和大西洋北部降水稍多一些。这与观测到的一月份平均降水分布是相符的,只是在印度洋北部和太平洋中部模拟的降水量比观测值稍小一些。(观测的一月份平均降水分布如图6b所示)。

以上是对冬季环流的模拟结果。我们也用此模式对夏季环流进行了模拟,结果表明模拟的欧亚大陆上的季风低压、印度洋和南亚地区的季风以及索马里急流等都与实况比

图5 模拟的(a)与实测的(b)^[1]一月沿 90°E 平均经圈环流剖面图图6 模拟的(a)与观测的(b)^[1]一月份平均降水率

较一致。特别值得一提的是：用这个全球模式得到的索马里急流无论是在位置上还是在强度上都比用五层局地模式得到的结果好。关于这个问题，我们将在适当的时候在另一篇文章中予以讨论。这里不再详述。

通过对冬夏两季环流模拟结果的分析，我们认为这种模式对大气环流的模拟基本上是成功的。由上面给出的海平面气压场、风场图也可以看出，在两种投影坐标面相接的地方风场的不连续并不明显（所有图中☆的位置所对应的纬度即是两种坐标面相接的纬

度)。由冬夏两季模拟的 700hPa 和 500hPa 的高度场和温度场同样可以看出,在两种坐标面相接触处并没有出现不连续现象。在积分过程中,我们每隔 3 小时(即 12 个时间步长)在交界处附近作一次平滑。如果不作平滑,则不连续现象就会在交界处出现。在海平面气压图上更为明显一些。但是作平滑以后出现另一个问题,即使得在两图面相接触处有质量或能量的流失(或增加)。这是本模式需要改进和完善的地方。

参 考 文 献

- [1] 郭晓岚、钱永甫, 1981, Influence of the Tibetan Plateau on Cumulative and Diurnal Changes of Weather and Climate in Summer, *Monthly Weather Review*, Vol. 109, No. 11.
- [2] 郭晓岚、钱永甫, 1982, Numerical Simulation of the Development of Mean monsoon Circulation in July, *M. W. R.*, Vol. 110, No. 12.
- [3] 郭晓岚、陈月娟, Winter Monsoon Simulated by the Five-layer Primitive Equation Model.(待发表)
- [4] Norman A. Phillips, 1959, Numerical Integration of the Primitive Equations on the Hemisphere, *M. W. R.*, 87, 333—345.
- [5] Michael E. Schlesinger and W. Lawrence Gates, 1980, The January and July Performance of the OSU Two-level Atmospheric General Circulation Model, *J. A. S.*, Vol. 37, 1914—1943.
- [6] James C. Sadler and Barry E. Harris, 1970, The Mean Tropospheric Circulation and Cloudiness Over Southeast Asia and Neighboring Areas, Hawaii Institute of Geophysics, University of Hawaii.
- [7] 叶笃正、高由禧等, 1979, 青藏高原气象学, 科学出版社.

A GLOBAL MODEL WITH OVERLAPPING MERCATOR AND STEREOGRAPHIC GRIDS

Chen Yuejuan

(University of Science and Technology of China)

H. L. Kuo

(University of Chicago, U. S. A.)

Abstract

A global nine-layer primitive equation model is developed to investigate the dynamic and thermodynamic influences of plateaus and high mountains on the atmospheric circulation. Besides topography, the effects of solar radiation, longwave radiation, large scale condensation, cumulus convection and surface fluxes of heat and momentum are also included in the model. In order that the finite-difference approximations represent quite accurately the circulation in both higher and lower latitudes, we use Mercator's projection in lower latitudes and Stereographic projection in higher latitudes.

The simulated 10-day averaged sea-level pressure, wind field, precipitation distribution and vertical circulation in winter are given and they are compared with the observations.