

大气环流模式

〔美〕 J. CHANG



气象出版社

P434
551

大气环流模式

[美] 张时禹
史久恩 史国宁 等译
周诗健 校

气象出版社

内 容 简 介

本书译自美国科学出版社出版的《计算物理方法》丛书第17卷。全书由五个部分组成,均由国际上从事大气环流模式研究的著名气象学家撰写。其内容包括:1.天气预报和气候模拟数值模式的计算问题;2.英国气象局大气环流五层模式;3.美国国家大气研究中心(NCAR)全球环流模式;4.美国加州大学大气环流模式基本动力过程的计算方案;5.用谱方法模拟全球大气环流。

本书基本上概括了本世纪七十年代动力气象学和动力气候学在欧、美、澳大利亚等国的最新研究成果,并从计算物理方法角度来探讨大气环流模式的研究和应用,既有助于提高数值天气预报的能力,也有助于气候形成和变动的研究。可供气象业务工作者、科研人员、高等院校师生,以及与大气环流数值模拟有关的海洋、水文、地球物理、地理和计算物理等工作者和研究生参考。

JULIUS CHANG

General Circulation Models of the Atmosphere
Academic Press New York 1977

* * *
大 气 环 流 模 式

[美] 张时禹

史久恩 史国宁 等译

周诗健 校

责任编辑 曾令慧

* * *
高 等 出 版 社 出 版

(北京西郊白石桥路46号)

商务印书馆上海印刷厂常熟分厂印订

新华书店北京发行所发行 全国各地新华书店经售

*
开本: 787×1092 1/32 印张: 11 字数: 245千字

1987年10月第一版 1987年10月第一次印刷

印数: 1 1700册 定价: 2.60元

ISBN 7-5029-0027-6
P.0018

译者的话

随着大气科学的迅速发展以及计算工具和方法的不断改进,关于认识大气行为和预报未来的天气变化及气候趋势的问题,已经越来越得到人们的重视。

通过求解大气的数值模式来模拟和预报大气行为的具体思想,在 Richardson(1922)的那个时代就提出来了。自从 1956 年 Phillips 对大气环流进行数值模拟以来,这方面的研究进展很快,尤其是世界气象组织(WMO)开展全球天气研究计划(GARP)以后,以及由于观测资料逐步完善,大气科学理论的进步和电子计算机在气象问题上的应用,使得在计算机上进行数值天气预报和气候数值模拟成为可能。随着这方面的进展,人们对大气环流演变的物理过程的了解也加深了,这对于建立实际天气预报的数值模式有很大帮助。

五十年代初期,数值预报的实际预报能力只不过 24 小时,现在已经延长到 7—10 天。实际的数值预报模式在许多方面都采用了大气环流数值试验的成果,大气环流模式已开始用于实际天气预报的试验和业务工作。从气候数值模拟研究的进展来看,大气环流的数值模拟对于了解气候系统对各种外部条件(如太阳辐射、轨道参数等)变化和内部特征(如云量、水汽含量和下垫面影响等)变化的敏感性,气候异常与边界条件的关系等都是很有效的。根据气候模拟中所采用的模式,可以了解气候变化的过程和机制以及各种物理量变化的细节。

“大气环流模式”一书是美国科学出版社出版的《计算物

理方法》丛书第 17 卷，由张时禹主编(Julius Chang)，全书由五篇文章组成，均由国际上从事大气环流模式研究有成就的科学家撰写，它基本上概括了本世纪七十年代动力气象学和动力气候学在欧美、澳大利亚等国的最新研究成果，并从计算物理方法角度来探讨大气环流模式的研究和应用。其中前四篇文章偏重在差分方法来讨论，后一篇则从谱方法来讨论，介绍比较系统、全面，在今后一段时间内有一定的参考价值。

本书由史国宁(第一篇)，周诗健(第二篇)，何积斐(第三篇)，史久恩(第四篇)，陈雄山(第五篇)分别译出，并相互作了校对。沈念祖描绘了书中大部分插图。译稿中有些内容还请有关专家作了审阅，最后由周诗健总校并统一整编定稿。

我们希望本书能对从事这方面工作的气象工作者以及其他有关科技人员有所裨益，并敬请广大读者批评指正。

序 言

在 Richardson 1922 年开创性的计算试验之前，人们就清楚地认识到描述地球大气运动的数值计算工作的重要性。Von Neumann 在本世纪四十年代中期开始制造电子计算机，其主要目的就是为完成数值天气预报的计算任务。从那时以来，大气环流模式一直摄取着提高计算效率的各种方法的精华，并且首当其冲地推动着运算速度更快和容量更大的计算机的研制，从而使解的分辨率更高并能考虑更复杂的物理过程。因此，大气环流模式的状况能够很好地说明当今计算工作的潜力和限制。就这点而论，我们介绍大气环流模式，应该使那些力图用其它复杂物理系统的三维模式进行运算的人们广泛地感到兴趣。

现有的大气环流模式越来越多地用于求解与环境有关的实际问题之中。仅此而论，对较多读者介绍这一专题看来也是需要的。因此，笠原秋良撰写的第一篇是一个概述，他介绍了在模拟物理过程和计算程序中各种可供选择的方法。随后两篇是综合评述，它们说明了在任何一种实际运用中，一些实际考虑是如何影响我们在详细的物理描述和合理的计算时间之间采取的折衷处理方法。由 G. A. Corby, A. Gilchrist 和 P. R. Rowntree 所撰写的第二篇介绍了一种节省计算时间的基本模式，而由 W. M. Washington 和 D. L. Williamson 所撰写的第三篇则包含较多的物理细节，具有较大的灵活性。最后两篇是研究关于大气环流模式的两种不同计算格式的计算细节。其中第四篇由荒川昭夫和 V. R. Lamb 撰

写，他们通过从均匀不可压缩流体的一般考虑出发到确定特定计算方案细节的处理方法，对有限差分方法进行了深入分析。相反，在 W. Bourke, B. McAvaney, K. Puri 和 R. Thurling 所撰写的最后一篇中，则提出了谱方法的基本内容，这是一种替代方法，并且也是能说明这种方法效能的多层谱模式的补充。

张时禹 (J. Chang)

B. Alder

S. Fernbach

目 录

译者的话

序言

第一篇 天气预报和气候模拟中数值模式的计算问题

.....	1
I. 引言	1
II. 大气的基本方程	5
III. 数值预报的基本方法	10
IV. 预报模式中的物理过程	18
V. 数值积分方法	30
VI. 初始条件	63
VII. 未来的展望	66
第二篇 英国气象局大气环流五层模式	76
I. 引言	76
II. 坐标系和网格	78
III. 基本方程和有限差分近似	80
IV. 耗散项(侧向涡旋粘滞)	84
V. 大尺度降水和潜热	86
VI. 简化的边界层参数化	86
VII. 表面交换过程的描述	93
VIII. 陆地和冰面的处理方法	97
IX. 对流交换	98
X. 辐射模型	103
XI. 模式对一月和七月的模拟结果	108

第三篇 美国国家大气研究中心全球大气环流模式介绍	123
I. 美国国家大气研究中心全球大气环流模式的起源和发展	123
II. 连续方程	127
III. 数值近似法	145
IV. NCAR 模式的应用	180
第四篇 加利福尼亚大学大气环流模式基本动力过程的计算方案	189
I. 大气环流模式概述	189
II. 数学模拟的原理	192
III. 均质不可压缩流体的有限差分格式	195
IV. 基本控制方程	224
V. 模式的垂直差分格式	230
VI. 模式的水平差分格式	254
VII. 水汽和臭氧连续方程的垂直和水平差分形式	269
VIII. 时间差分	279
IX. 小结和讨论	280
第五篇 用谱方法模拟全球大气环流	285
I. 引言	285
II. 谱代数学	285
III. 多层谱模式	303
IV. 谱模式的数值天气预报	321
V. 谱模式的大气环流数值试验	330
VI. 结论	340
附 录	341
参考文献	344

第一篇 天气预报和气候模拟中 数值模式的计算问题

笠原秋良

(国家大气研究中心, 美国科罗拉多州博尔德)

I. 引言

认识大气的活动特征以及预报天气变化和气候趋势, 具有重要的经济意义和社会意义, 这一点已无需在这里多说。目前我们正在朝着 L. F. Richardson (1922) 所说的“人类的梦想”稳步前进, 我们应该经常瞻视我们的前景, 了解我们当前存在的问题。

对全球大气活动特征进行预报确实是一个使科学家感到棘手的难题。大气的运动是受一些物理定律支配着的, 这些物理定律可以用流体动力学方程和热力学方程来表示。如果仅从这个观点出发的话, 那末预报大气活动将会比预报诸如经济系统之类要易行得多, 因为支配经济系统的基本规律是很难从定量上来加以确定的。虽然我们可以对天气变化的原因作种种纯理论的探讨, 但是要想对大气作定量的描述却是一种极其复杂的事, 这是由于大气的运动包含了各种各样的尺度和天气现象。研究大气和海洋运动理论的科学称为地球物理流体动力学, 它与一般的流体动力学不同之处在于其运动尺度和机制方面。

在研究传统的流体动力学时，实验室试验始终是很有用的方法。但是对于地球物理学中的运动来说，却很难在实验室中进行可靠的模拟，这是由于这类运动的特殊性造成的。随着高速电子计算机的出现，已有可能作为初值问题求出预报方程的数值解，从而可以通过改变初始条件和改变控制方程中的各种参数来进行试验。这种控制方程组就称为数学模式，当对这种方程组使用数值近似时，则称之为数值模式。

通过求解大气的数值模式来预报大气活动的具体想法是由 Richardson(1922)提出来的，他实际上已经使用了当时仅有的一点气象资料进行过数值计算。当然他没有获得成功；在能够做出象今天这样成功的天气预报之前，必须要先经过一些重要的理论上的和技术上的突破。Richardson 的工作的实际意义在于，他具体明确地提出了数值预报所面临的主要问题，并为解决这些问题奠定了基础 (Charney, 1951; Platzmn, 1968)。

在 1945 年前后，普林斯顿高级研究所的 John von Neumann 开始制造主要用于天气预报的计算机。在该研究所中成立了一个气象研究小组专攻数值天气预报问题，对所设计的模式进行一步一步的研究，以逐渐逼近真实大气的特征 (Thompson, 1976)。仅仅几年的工夫，即由 Charney 等人 (1950) 发表了第一个成功的数值预报结果。

从 1950 年到 1960 年，许多国家均对数值天气预报开展了研究，建立了各种预报模式。在这时期一个值得一提的成就是，有人使用对简化的大气方程进行数值积分的方法，第一次成功地对大气环流作了数值模拟 (Phillips, 1956)。

大气的大尺度运动主要是水平的，并且是近似地转平衡的。大尺度的水平风近似沿平行于等压线的方向吹，在北半

球的高压区周围呈顺时针方向，而低压区周围却呈反时针方向；在南半球情况正好与北半球相反。由高压指向低压的气压梯度力与等压线垂直，且与科里奥利力近近平衡。（科里奥利力是由于地球自转所产生的一种视示力，与气流成直角，在北半球面向气流流向时它由左指向右，在南半球方向相反。）大尺度运动的这种状态称为准地转平衡。

从 1950 年到 1960 年这一时期的数值预报模式均在基本方程中采用准地转近似。在经过相当多的试验和实践之后，发现准地转模式在描述大气活动特征方面有某些缺陷。造成这些缺陷的原因是由于准地转假定在研究全球尺度的运动和处理摩擦效应和热源方面有其局限性。尽管作过许多工作以希改进预报模式，把非地转影响考虑进去，但是这些努力只取得有限的成功。同时，也逐渐认识到了在预报全球范围的运动时，使用原始方程而不使用准地转假定是比较有前途的方法 (Smagorinsky, 1958)。

原始方程是在地球自转影响下的欧拉运动方程，它可以通过流体静力平衡的假定加以简化（见 III.B）。原始方程模式所包含的动力约束比准地转模式少，但在作一天的预报时需要较多的机时。目前，由于电子计算机的运算速度和贮存能力有了很大提高，以及用来解决流体动力问题的数值方法有了很大进展，许多先进的大气预报模式和模拟模式都是以原始方程为基础的。

我们来看一下过去 20 年来数值天气预报的进展情况。图 1 为根据美国国家海洋和大气管理局国家气象中心编制的北美 500 百帕（约 6 公里高度）36 小时预报的 S_1 评分计算出的预报技巧的年平均结果 (Shuman, 1972)。 S_1 评分是高度梯度的归一化平均绝对误差。我们从图上可以看到一种普遍的

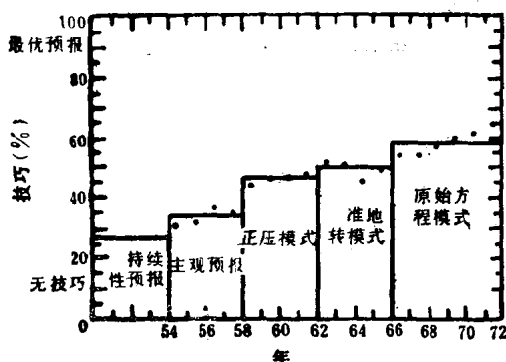


图1 美国国家气象中心编制的北美 500 百帕 36 小时预报的年平均“技巧”得分
(资料取自 Shuman, 1972)

上升趋势，表明预报技术在稳步提高。如果没有预报模式，则只能依靠天气演变的连续性来作预报，或称持续预报。这种方法是说今天的天气将会持续下去。即使是使用这个简单的规则也有 27% 的技术评分，因此，使用任何一种方法进行预报，在评判其技术评分时，必需与这个最低评分进行比较。1954 年到 1958 年这一期间的平均评分比有经验的预报员用主观方法作出的持续预报要好。从 1958 年到 1966 年预报结果有改进，这是由于不断引用了各种各样的准地转模式的结果，起先未考虑要素场随高度的变化，以后又把垂直变化考虑进去了。1966 年，一个六层原始方程模式(Shuman 和 Hov-ermale, 1968)开始用于业务，以后又不断地改进。原始方程模式能获得较好的技术评分说明了这样一个事实，即不用准地转假定乃是向改进大气模式迈进了一步。为了能获得最好的预报，还需要作相当大的改进，我们经常在思索的问题是：

怎样才能进一步改善短期预报技术呢？

在建立供天气预报和气候模拟用的数值模式时，要遇到数学、物理和计算三方面的问题。在本文中，我们将概述数值模式方面的基本问题，其重点放在数学问题和计算问题上，以为后面各章详细论述各种数值模式奠定基础。

II. 大气的基本方程

A. 运动方程

首先给出大尺度气流的大气基本方程。用固定在空间中的广义空间坐标可以把拉格朗日运动方程写成 (Lamb, 1932, Ertel, 1938)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial K}{\partial \dot{q}_k} \right) - \frac{\partial K}{\partial q_k} = - \frac{\partial \Phi^*}{\partial q_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial q_k} + F_k, \quad k=1, 2, 3 \quad (2.1)$$

式中 $q_k (k=1, 2, 3)$ 表示广义空间坐标的三个分量， $\dot{q}_k = dq_k/dt$ ($k=1, 2, 3$) 表示广义速度的三个分量。这里 t 表示时间， p 表示气压， ρ 表示密度， F_k 表示摩擦项的第 k 个分量。 K 表示用固定在空间中的绝对坐标系作为参照系时的动能。 Φ^* 表示地球的重力位势。全导数 $\frac{d}{dt}$ 可表为

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \sum_j \dot{q}_j \frac{\partial}{\partial q_j} \quad (2.2)$$

式中 Σ 表示对于 j 从 1 到 3 求和。

从 (2.1) 式推导出相对于旋转地球的球坐标中的运动方程。球坐标 (λ, ϕ, r) 由经度 λ 、纬度 ϕ 和离开球心的径向距离 r 确定。假定坐标系围绕通过两极的轴以常定角速度 Ω 旋转。我们将广义空间坐标 q_k 和相应的速度分量 $\dot{q}_k$ 表为

$$\begin{aligned} q_1 &= \lambda + \Omega t, \quad q_2 = \phi, \quad q_3 = r \\ \dot{q}_1 &= \dot{\lambda} + \Omega, \quad \dot{q}_2 = \dot{\phi}, \quad \dot{q}_3 = \dot{r} \end{aligned} \quad (2.3)$$

在球坐标中, λ , ϕ 和 r 的增量方向的速度分量为

$$u = r \cos \phi \dot{\lambda}, \quad v = r \dot{\phi}, \quad w = \dot{r} \quad (2.4)$$

这里相对于旋转坐标系来说, u, v 和 w 分别为纬向、经向和垂直方向的速度分量。相对于绝对坐标系来说, 经向速度分量 u_0 为

$$u_0 = r \cos \phi (\dot{\lambda} + \Omega) \quad (2.5)$$

因此, 相对于绝对坐标系来说, 我们使用(2.4)和(2.5)式可将动能 K 写成

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{2} (u_0^2 + v^2 + w^2) \\ &= \frac{1}{2} [r^2 \cos^2 \phi (\dot{\lambda}^2 + 2\dot{\lambda}\Omega) + r^2 \dot{\phi}^2 + \dot{r}^2] + \Phi^* - \Phi \end{aligned} \quad (2.6)$$

式中

$$\Phi - \Phi^* = -\frac{1}{2} (\Omega r \cos \phi)^2 \quad (2.7)$$

上式右边为离心力位势。地球的重力位势 Φ^* 和离心力位势 $-\frac{1}{2} (\Omega r \cos \phi)^2$ 之和称为位势, 用 Φ 表示。

考虑到 Φ^* 仅为 q_k 的函数(实际上仅为 r 的函数), 将 Φ^* 对 $\lambda, \phi, r, \dot{\lambda}, \dot{\phi}$ 和 $\dot{r}$ 取偏微分, 并将其结果代入(2.1), 然后使用速度分量的表达式(2.4), 我们得到

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} + \frac{uw}{r} - \frac{uv}{r} \tan \phi - fv + \hat{f}w &= -\frac{1}{\rho r \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} \\ &\quad - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} + F_\lambda \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} + \frac{vw}{r} + \frac{u^2}{r} \tan \phi + fu &= -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + F_\phi \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\frac{dw}{dt} - \left(\frac{u^2 + v^2}{r} \right) - \hat{f}u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} + F_r \quad (2.10)$$

式中

$$f = 2\Omega \sin \phi, \quad \hat{f} = 2\Omega \cos \phi$$

相对于旋转地球来说,全导数 $\frac{d}{dt}$ 则为

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial r} \quad (2.11)$$

(2.8)和(2.9)式中的第二项和第三项以及(2.10)式中的第二项是由于坐标系曲率所造成的视加速度项。(2.8)式中的 fu 和 $\hat{f}w$ 项、(2.9)式中的 fu 项以及(2.10)式中的 $\hat{f}u$ 项也是视加速度项,但它们却是由于坐标系旋转而产生的。由于坐标系旋转所造成的视加速度称为科里奥利加速度。

B. 运动方程的简化

对大尺度的大气运动进行尺度分析可以看出,运动方程(2.8)——(2.10)中的某些项较其他项为小。为了合理简化运动方程,根据大气层很浅薄这一特点引用一个近似(Phillips, 1966; Hinkelman, 1969)。我们所关心的大气垂直范围为地面以上的 100 公里左右,因此大气的厚度与地球半径相比甚小。

把径向距离 r 用 $a+z$ 表示,其中 a 为地球的平均半径,而 z 表示相对于半径 a 的高度。浅薄大气近似为:在动能 K 表达式中出现的任何未经微分的径向距离 r 可用 a 来代替,而 r 的微分形式可用 dz 来代替,即

$$r = a \quad \text{和} \quad dr = dz \quad (2.12)$$

在上述近似下,动能 K 和位势 Φ 的新的表达式变成了

$$K = \frac{1}{2} [a^2 \cos^2 \phi (\dot{\lambda}^2 + 2\dot{\lambda}\Omega) + a^2 \dot{\phi}^2 + \dot{z}^2] + \Phi^* - \Phi \quad (2.13)$$

和

$$\Phi = \Phi^* - \frac{1}{2} (a \Omega \cos \phi)^2 \quad (2.14)$$

将表达式(2.13)代入(2.1)式的 K 中, 并令

$$\begin{aligned} q_1 &= \lambda + \Omega t, \quad q_2 = \phi, \quad q_3 = z \\ \dot{q}_1 &= \dot{\lambda} + \Omega, \quad \dot{q}_2 = \dot{\phi}, \quad \dot{q}_3 = \dot{z} \end{aligned} \quad (2.15)$$

我们就得到了如下的简化方程

$$\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) v = - \frac{1}{a \cos \phi} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right) + F_\lambda \quad (2.16)$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u \tan \phi}{a} \right) u = - \frac{1}{\rho a} \frac{\partial p}{\partial \phi} - \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} + F_\phi \quad (2.17)$$

$$\frac{dw}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} + F_z \quad (2.18)$$

式中

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.19)$$

和

$$u = a \cos \phi \dot{\lambda}, \quad v = a \dot{\phi}, \quad w = \dot{z} \quad (2.20)$$

我们还假定, 定常的视位势(Φ) 面可以近似地看作一球面, 因此 Φ 仅取决于垂直坐标 z 。我们还进一步假定, 大气厚度是如此之小, 以至可以认为 Φ 随 z 呈线性改变。因此

$$\partial \Phi / \partial \lambda = \partial \Phi / \partial \phi = 0, \quad \partial \Phi / \partial z = g \quad (2.21)$$

式中 g 表示视地球重力加速度, 我们取 $g = 9.8$ 米/秒²。由于把 g 看作常数而造成的误差当 $z = 100$ 公里时约为 3%。

把简化的方程组(2.16)—(2.18) 与原始方程组(2.8)—(2.10) 进行比较, 我们发现(2.8)式中的 uw/r 和 $\hat{f}w$ 项、(2.9)式中的 vw/r 项以及(2.10)式中的 $(u^2 + v^2)/r$ 和 $\hat{f}u$ 项在