

考虑剩余经圈环流后的定常 二维气候模式

朱 迅

(美国华盛顿大学大气科学系)

提 要

本文从动力学能量输送和热力学能量平衡的思想出发, 提出一个含有剩余经圈环流的定常二维气候模式。模式包括了含有极冰—反射率、水汽—温度等重要反馈机制的物理过程。模式模拟出的定常温度场与实际大气很相近。模式试验的结果表明: 大气二氧化碳浓度倍增能使低纬地面增温 $1 \sim 2^{\circ}\text{C}$ 、高纬地面增温 $6 \sim 8^{\circ}\text{C}$ 。 -10°C 冰盖线从纬度 70° 左右移至 50° 左右约需太阳常数减小6%。

由于人类活动对大气环境的影响, 全球性气候问题已成为目前大气科学研究中的一个热门课题。人们已利用各种简化的气候模式或复杂的大气环流模式来探讨某些反馈过程对全球气候的影响。不少模式的研究表明, 当大气二氧化碳浓度倍增时, 全球地面平均温度可升高 $2 \sim 3^{\circ}\text{C}$, 且高纬度地面的增温要比中低纬度大得多^[1,2]。大气中的辐射传输物质(二氧化碳、水汽、臭氧等)的含量和分布以及大气运动对能量的南北输送是决定大气温度分布的两个重要因子。由此, 本文初步提出了一个介于简单和复杂之间、并同时包含若干重要反馈物理过程的定常二维气候模式。采用某些动力和热力参数化方法后, 本模式的计算量并不是很大, 而同时包含了大气中一些重要的物理过程。

一、动力学模式

静力近似下的原始方程组为

$$\frac{Du}{Dt} - f \cdot v + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = X \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + f^*u + \frac{\partial\Phi}{\partial y} = Y \quad (2)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{R}{H} \theta e^{-\kappa z/H} \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial(v \cos\varphi)}{\cos\varphi \partial y} + \frac{\partial(\rho_0 w)}{\rho_0 \partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{D\theta}{Dt} = Q \quad (5)$$

其中 $z = -H \ln p/p_s$ 是对数气压坐标,

$$f^* = f + \frac{u \tan\varphi}{a} = 2\Omega \sin\varphi + \frac{u \tan\varphi}{a}$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos\varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + w \frac{\partial}{\partial z} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

$\theta = T e^{\kappa z/H}$ 是位温, $H = RT_s/g$ 是标高, $\kappa = R/C_p = 2/7$, $\rho_0 = \rho_s e^{-z/H}$ 是大气平均密度, X 、 Y 是摩擦项, Q 是非绝热加热率。

对方程(1)–(5)作纬向平均, 我们可得下面的近似方程组作为推导二维气候模式的出发点

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{f} \bar{u} = \bar{X} - \frac{\partial(\bar{u}'v' \cos^2\varphi)}{\cos^2\varphi \partial y} - \frac{\partial(\rho_0 \bar{u}'w')}{\rho_0 \partial z} \quad (6)$$

$$\bar{f} \bar{u} + \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial y} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} = \frac{R}{H} \bar{\theta} e^{-\kappa z/H} \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\bar{v} \cos\varphi)}{\cos\varphi \partial y} + \frac{\partial(\rho_0 \bar{w})}{\rho_0 \partial z} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{Q} - \frac{\partial(\bar{v}'\theta' \cos\varphi)}{\cos\varphi \partial y} - \frac{\partial(\rho_0 \bar{w}'\theta')}{\rho_0 \partial z} \quad (10)$$

其中 $\bar{f} = \sin\varphi \left(2\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos\varphi} \right)$ 。在导出(7)式时, 我们已用到了平均纬向气流

满足梯度风平衡的近似。方程(6)和(10)的右端后两项体现了大气的涡旋运动对物理量南北输送的作用。Charney和Drazin证明对于定常、绝热和无摩擦大气, (10)式的左边

第三项和右边第二项相互抵消。基于这一点，我们可引入下面的剩余经圈环流

$$\overline{v^*} = \overline{v} - \frac{\partial(\rho_0 \overline{v' \theta'} / \overline{\theta}_z)}{\rho_0 \partial z} \quad (11)$$

$$\overline{w^*} = \overline{w} + \frac{\partial(\overline{v' \theta' \cos \varphi} / \overline{\theta}_z)}{\cos \varphi \partial y} \quad (12)$$

把(11)和(12)式代入(6)–(10)式可得

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{v} \cdot \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{w} \cdot \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{f} \overline{v} = \overline{X} + (\rho_0 a \cos \varphi)^{-1} \nabla \cdot \tilde{F} \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\overline{f} \overline{u})}{\partial z} + \frac{R}{H} e^{-\kappa z/H} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial(\rho_0 \cos \varphi \overline{v^*})}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_0 \cos \varphi \overline{w^*})}{\partial z} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t} + \overline{v} \cdot \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} + \overline{w} \cdot \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} = Q - \frac{\partial}{\rho_0 \partial z} \left[\rho_0 (\overline{v' \theta'} / \overline{\theta}_z + \overline{w' \theta'}) \right] \quad (16)$$

其中

$$F^y = \rho_0 a \cos \varphi \left[\overline{u_z v' \theta'} / \overline{\theta}_z - \overline{u' v'} \right]$$

$$F^z = \rho_0 a \cos \varphi \left[\left(\overline{f} - \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \right) \overline{v' \theta'} / \overline{\theta}_z - \overline{u' w'} \right]$$

$$\nabla \cdot \tilde{F} = \frac{\partial(F^y \cos \varphi)}{\cos \varphi \partial y} + \frac{\partial F^z}{\partial z}$$

为 EP 通量及其散度。由无辐散的连续性方程(15)，可引入流函数 $\overline{\psi}^*$

$$\rho_0 \cos \varphi \overline{v^*} = \frac{\partial \overline{\psi}^*}{\partial z}$$

$$\rho_0 \cos \varphi \overline{w^*} = - \frac{\partial \overline{\psi}^*}{\partial y}$$

在大气环流中，涡动对纬向平均角动量平衡的维持主要是通过大尺度波动来完成的。根据线性波动理论，我们可把 $\nabla \cdot \tilde{F}$ 近似地表示成^[3]

$$\nabla \cdot \tilde{F} \approx \overline{v' q'}$$

其中 q' 为扰动位势涡度。至此, 我们可引入混合长理论, 把方程(13)和(16)中的涡动项作如下参数化表示

$$\overline{v'q'} = -K_y \frac{\partial \overline{q}}{\partial y}, \quad \overline{v'\theta'} = -K_y \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y}, \quad \overline{w'\theta'} = -K_z \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}$$

其中^[3]

$$\frac{\partial \overline{q}}{\partial y} = \frac{2\Omega \cos\varphi}{a} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\cos\varphi \partial y} (\overline{u} \cos\varphi) \right] + \frac{2\Omega \sin\varphi}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \overline{\theta}_y / \overline{\theta}_z \right]$$

由于涡动对各种物理量的输送特性并不相同, 故不同物理量的涡动传输系数亦不相同。但我们知道在实际大气中, 位温和位涡度可看作近似的保守量。因此这里的涡动传输系数可取同一值, 即可看成是对微量保守物质的传输, 从而减少了一个不确定参数。这也是本文把平均运动方程转化成含有EP通量形式的目的之一, 也是本二维气候模式区别于其他二维气候模式(如[4])的主要特征。

在本文中, 我们仅考虑定常的加热外源, 即研究太阳处于赤道上空时的定常气候状态, 从而在我们的模式中可假定 $\partial/\partial t=0$ 。

把上述关系代入(13)–(16)便给出了我们的动力学模式

$$\overline{u} = -\frac{R}{fH} \int_0^z e^{-\kappa z/H} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial y} dz \quad (17)$$

$$\frac{\partial \overline{\psi}^* \partial \overline{u}}{\partial z \partial y} - \frac{\partial \overline{\psi}^* \partial \overline{u}}{\partial y \partial z} - \overline{f} \frac{\partial \overline{\psi}^*}{\partial z} + \rho_0 \cos\varphi \left(\alpha_R \overline{u} + K_y \frac{\partial \overline{q}}{\partial y} \right) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial \overline{\psi}^* \partial \overline{\theta}}{\partial z \partial y} - \frac{\partial \overline{\psi}^* \partial \overline{\theta}}{\partial y \partial z} = \rho_0 \cos\varphi \overline{Q} + \cos\varphi \left[\rho_0 \overline{\theta}_z \left(K_y \left(\overline{\theta}_y / \overline{\theta}_z \right)^2 + K_z \right) \right] \quad (19)$$

在(17)中我们已假定下边界的平均纬向气流为0, 在(18)中我们已把平均气流的摩擦用雷利摩擦系数(α_R)表示了。在热源 \overline{Q} 和涡动系数 K_y 、 K_z 给定的条件下, 可以用迭代法求解微分方程(18)、(19), 得到平均位温 $\overline{\theta}$ 和剩余经圈环流的流函数 $\overline{\psi}^*$ 。方程组(18)和(19)的求解步骤在附录中给出。

二、热力学参数化

大气的非绝热加热包括辐射传输、感热输送和潜热释放。下面分别考虑这些物理过程的参数化计算。

1. 太阳辐射的吸收

地球大气中对太阳辐射吸收的主要物质为水汽和臭氧。我们用Lacis和Hansen^[5]的参数化方案计算吸收率

$$\text{水汽} \quad A = A_{\text{wv}}(y_1) - \alpha_p A_{\text{wv}}(y_1)$$

$$\text{臭氧} \quad A = A_{\text{oz}}^{\text{uv}}(x_1) + 1.4 A_{\text{oz}}^{\text{vis}}(x_1)$$

其中 y_1 、 x_1 分别为水汽和臭氧的有效吸收量^[5]， α_p 为近地面层地气系统的反射率。在臭氧吸收率的计算中，我们已采用了汪宏七和周秀骥^[6]的结果加以简化，即低层反射率的影响主要是对可见光的吸收率增加一个因子(~ 1.4)。太阳辐射对大气的加热率由下式给出

$$Q = - \frac{S e^{kz/H}}{C_p \rho_0} \frac{dA}{dz}$$

其中 $S = \frac{S_0}{\pi} \cos \phi$ 是在大气上界的太阳辐射强度。太阳常数 S_0 取 $1353 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 。

2. 红外冷却率的计算

对于红外辐射，目前在大气中起主要作用的吸收物质是水汽、二氧化碳和臭氧。精确计算辐射加热率需要对分子的吸收光谱区间有较详细的了解及积分计算。石广玉和曲燕妮^[7]最近对不同辐射模式及不同光谱资料的大气红外冷却率进行了比较。结果表明，在20km以下不同计算所导致的误差并不很大。相对于目前这个模式(0—20km)其它物理过程的参数化近似来说，可采用任何一种近似模式。这里为方便起见，我们采用 Sasamori^[8]提出的一组吸收率的经验公式来计算红外辐射强度，即

$$F^{\downarrow}(z) = \sigma T^4(z_1) \bar{A} - 4\sigma \int_{T(z)}^{T(z_1)} \bar{A} T'^3 dT'$$

$$F^{\uparrow}(z)_s = \sigma T^4(0) + 4\sigma \int_{T(0)}^{T(z)} \bar{A} T'^3 dT'$$

而红外辐射加热率为

$$Q = - \frac{e^{kz/H}}{C_p \rho_0} \frac{d}{dz} (F^{\uparrow} - F^{\downarrow})$$

模式中二氧化碳的体积混合比取为 330ppm。

3. 感热和潜热的输送及其加热率

下垫面向上的感热和潜热输送主要取决于大气边界层的特性。在这个模式中，我们采用 Liou 和 Ou^[4]的二维气候模式中的经验公式，则向上输送的感热与潜热通量之和为

$$F_{\text{HM}} = 37 \left(\left| \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{L}{C_p} \frac{\partial q_w}{\partial z} \right| \right)^{0.276} \quad (\text{单位: } \text{W} \cdot \text{m}^{-2}) \quad (20)$$

其中 $\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{L}{C_p} \frac{\partial q_w}{\partial z}$ 的单位是 $^{\circ}\text{C} \cdot \text{km}^{-1}$ ； q_w 是比湿。这部分能量被输出大气之后的释放

和分布主要与云的形成有关, 而云的处理正是目前气候模式中最困难并从而导致不确定性最大的一个环节^[21]。在这个二维气候模式中, 我们将这部分能量作如下简单的参数化处理。在其中并不包括云层一辐射一动力之间的反馈效应。

我们假定全球平均的感热通量(F_H)与潜热通量(F_M)之比(Bowen比)为0.25, 即 $F_H/F_M=0.25$ 。然后感热通量以边界层垂直温度梯度为权重按标高为1 km的指数递减函数分配到整层大气中, 而潜热分布的南北方向和垂直方向的分布函数分别为

$$D_y = 1 + 0.626 \cos 6\varphi \quad (21)$$

$$D_z = \begin{cases} D_0 \sin\left(\frac{\pi}{z_T} z\right) \exp\left(-\frac{z}{4}\right) & 0 \leq z \leq z_T \\ 0 & z > z_T \end{cases}$$

式中的归一化系数 D_0 和云顶高度 z_T 为

$$D_0 = \frac{\pi^2 + (z_T/4)^2}{\pi z_T (1 + e^{-z_T/4})}$$

$$z_T = [8 + (T_s - 243)/6] \text{ (km)}$$

其中 T_s 为地面温度。上面给出的分布函数具有下述特点: 南北方向极大潜热加热率出现在赤道和 $\varphi = 60^\circ$, 潜热加热在垂直方向的伸展范围正比于地面温度, 而最大的加热层约在3—4 km左右。

把以上各节计算得出的加热率相加, 便可得到方程(16)的总加热率 \bar{Q} 。

三、其它物理过程的参数化及其相互反馈

1. 下垫面对太阳辐射的吸收

太阳辐射经大气中臭氧和水汽吸收后, 下列部分的辐射能量被下垫面吸收

$$F_{SO} = (1 - A_{O_3})(1 - A_{H_2O})(1 - \alpha_p) S$$

其中 A_{O_3} 和 A_{H_2O} 为臭氧和水汽的整层吸收率, 而 α_p 为行星反射率。根据文献[9]有

$$\alpha_p = A_c \alpha_c + (1 - A_c) \alpha_s$$

其中 α_s 和 α_c 分别为晴空和有云时的行星反射率, A_c 为云量。参照(21)式, 取

$$A_c = \frac{D_y - 0.5 D_y(\min)}{D_y(\max)} = 0.5 + 0.385 \cos 6\varphi$$

而取有云时的反射率为^[9]

$$\alpha_c = 0.67 + 0.24 \alpha_s - 0.56 \mu$$

其中 μ 为太阳高度角的余弦。根据目前下垫面海、陆、冰的分布特点, 可取地面反射率为如下的连续函数

$$\alpha_s = \begin{cases} 0.8 & T_s \leq 260^\circ \text{K} \\ 0.8 - 0.03(T_s - 260) & 260^\circ \text{K} < T_s < 280^\circ \text{K} \\ 0.2 & T_s \geq 280^\circ \text{K} \end{cases}$$

由于上述参数化中的地面反射率直接依赖于地面温度，本模式中已包含了极冰一反射率的反馈机制。

2. 海洋环流对热量的南北输送

海洋环流在大气能量平衡中也起着一定的作用。海洋的风生环流强度正比于风应力，而风场强度正比于大气的南北温度梯度，从而我们可假定风生环流和深海环流的强度都正比于大气下边界的南北温差。这一参数化过程隐含了海洋环流和大气斜压性之间的反馈机制。参照Carissimo等^[10]的计算，我们假定海洋环流对热量输送的通量为

$$F_{OC} = \begin{cases} \frac{T_s(0^\circ) - T_s(65^\circ)}{30} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{2 \times 10^{15} \sin 3\varphi}{2\pi a \cos \varphi} \right] & (\text{单位: } W \cdot m^{-2}) \quad \varphi \leq 65^\circ \\ F_{OC}(60^\circ) & \varphi > 65^\circ \end{cases}$$

在大气边界层加入上述因子之后的净热力学通量为 $F_{SO} + F^\downarrow(0) - F_{HM} - F_{OC} - \sigma T_s^4$ 。

3. 对流调整过程

当垂直温度递减率超过 $6.5^\circ \text{C} \cdot \text{km}^{-1}$ 时，采用如下的对流调整方案

$$\int_{z_1}^{z_2} C_p T_A \rho_0 dz = \int_{z_1}^{z_2} C_p T_B \rho_0 dz$$

其中 $-dT_B/dz = 6.5^\circ \text{C} \cdot \text{km}^{-1}$ 。

4. 水汽分布及其反馈机制

在模式中我们取大气的相对湿度分布为

$$RH = RH^* [(e^{-z/H} - 0.02)/0.98]^{\Omega_1} \quad (22)$$

其中 $RH^* = 0.72 + 0.09(1 - \cos 2\varphi)$

$$\Omega_1 = 1.00 - 0.03(T_s - 288)$$

而下垫面的相对湿度则取为

$$RH_s = 1.00 - 0.06(1 - \cos 2\varphi)$$

由于相对湿度随温度变化很小，因此当地面温度略有增加时，大气的绝对湿度可增加很大。大气中水汽量的增加能导致对太阳辐射吸收和对红外辐射温度效应的增强。这对地面温度是一个正反馈过程。另一方面，水汽量的增加也会使由(20)式决定的下垫面向上的潜热输送增加，这对地面温度来说，是个负反馈过程。

5. 涡动系数的参数化

方程组(18)和(19)中的涡动项是指大气的大尺度涡动传输，从而涡动系数本身也与大气的运动状态有关，即涡动传输是一个非线性过程。在模式中我们采用Stone^[11]的参

数化方案

$$K_y = 0.144 \frac{g H^2}{T \bar{f}^2} \left| \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right| \left(\frac{g}{T} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right)^{1/2} \quad (23)$$

由尺度分析可得

$$\left| \overline{w'\theta'} / \overline{v'\theta'} \right| = \left| \bar{\theta}_y / \bar{\theta}_z \right|$$

从而有

$$K_z = (\bar{\theta}_y / \bar{\theta}_z)^2 K_y$$

大型涡动对于热量的输送显然是一个负反馈过程。

四、定态气候场的模拟

把上两节提出的各过程的参数化方案代入方程组(18)和(19), 根据一定的边界条件, 我们可解得定常的平均温度场和剩余经圈环流场(求解步骤见附录)。图1是根据上述参数化模式计算得出的目前大气的纬向平均温度场。与实际大气春季平均温度场相比较(图2), 我们认为模拟的结果还是很满意的。模式能真实地模拟出随纬度增加而降低的对流层顶, 赤道地区的表面温度约为 26°C 左右, 而地面 -10°C 的冰盖线在纬度 74° 。图3和图4

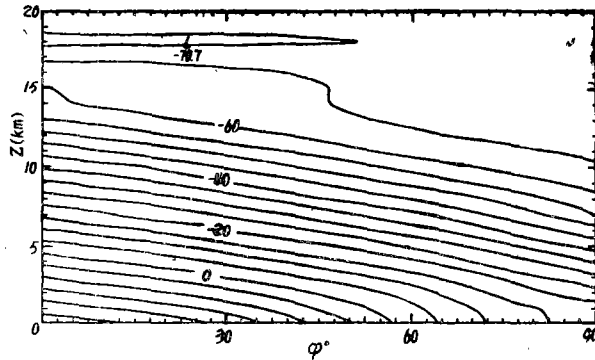


图1 由模式模拟出的现在气候的纬向平均温度场

分别给出了剩余经圈环流场 ($\cos^{-1} \varphi e^{z/H_0} \bar{\psi}^*$, $H_0 = 7 \text{ km}$) 和非绝热加热场 ($\overline{Q_e^{-kz/H}}$)。从图3可直观地看出剩余经圈环流从低纬度向高纬度输送能量的方式。图4则表明大气

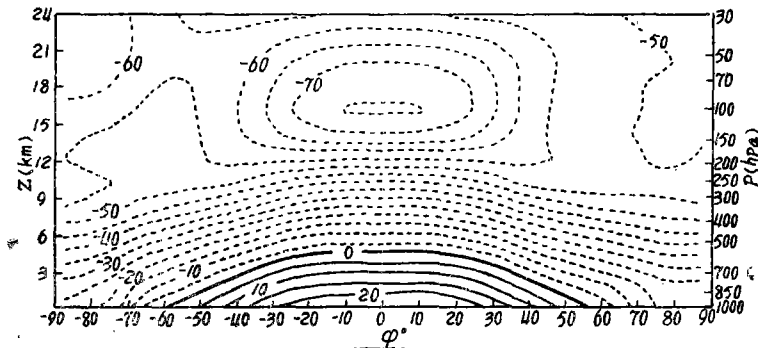


图2 由观测得到的春季平均温度场
(取自文献[12])

的主要热源出现在中低纬度的低层。比较图3和图4可看出剩余经圈环流和非绝热环流^[13]之间存在很大的相关。

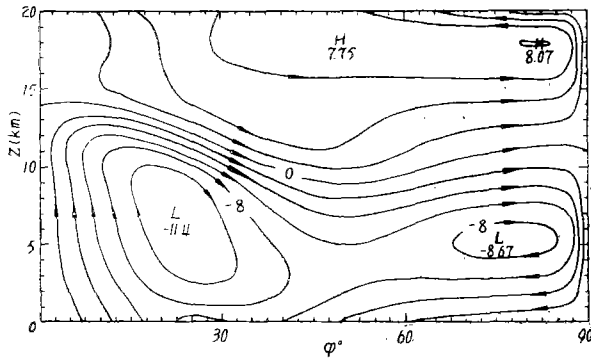


图3 模式模拟的剩余经圈环流场的流函数
($\cos^{-1}\varphi e^{z/H_0} \bar{\psi}$, 单位为 $10^3 \cdot m^2 \cdot s^{-1} \cdot kgm^{-3}$)

本模式对定态气候场模拟的主要不足之处是在赤道及低纬地区($0^\circ-15^\circ$)出现过大的经向温度梯度。这是由于模式对某些物理过程的参数化处理没有考虑到低纬地区大气动力学的特殊性而引起的。例如Stone对于涡动传输的参数化公式(23)是考虑大气斜压不稳定理论而导出,这在赤道地区可能不适用。此外,在我们的模式中也没有考虑赤道地区

对基本气流的惯性不稳定而进行适当调整。这些不足之处在模式的进一步发展过程中将加以改进。

为了分析各物理过程所起的作用,表1给出了在各纬度的一些重要物理量的值。从中看出:进入大气上界的有效太阳辐射($(1 - \alpha_p)S$)随纬度增加而迅速递减,而在大气上界向外的红外辐射($F^\uparrow(20\text{ km})$)则随纬度缓慢递减。有意义的气候模式应能适当、正确地模拟出大气和海洋从低纬向高纬地区的能量输送。地球大气所能吸收的太阳辐射($A_{H_2O} + A_{O_3}$)约为16%左右。地球的反射率在中低纬接近

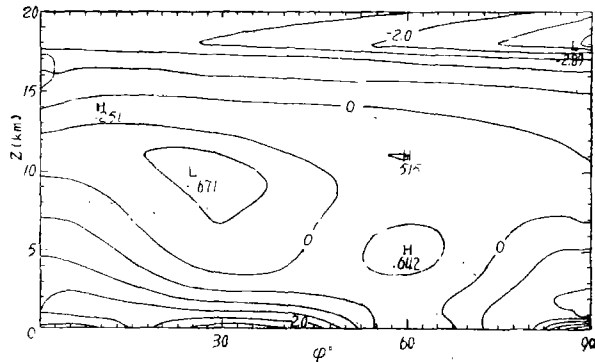


图4 模式计算出的非绝热加热率
($\bar{Q} e^{-kz/H}$, 单位为 $^\circ C/d$)

0.25,在高纬度则随纬度增加而迅速增大。下垫面向上的感热及潜热输送从低纬度的 $130 W \cdot m^{-2}$ 左右下降至高纬度的0及负值。海洋环流对大气在 34° 以内是热汇, 34° 以外则为热源。上面这些结果与实际大气都很符合^[1,41]。

表 1 某些物理量在各纬度的值

	5°	15°	25°	35°	45°
S	429.4	416.3	390.6	353.1	304.8
$F^{\uparrow}(20\text{km})$	243.2	239.8	234.8	228.3	220.5
$A_{\text{H}_2\text{O}}$	0.15	0.14	0.14	0.13	0.12
A_{O_3}	0.024	0.026	0.028	0.031	0.036
α_p	0.27	0.24	0.22	0.22	0.29
F_{HM}	133.5	126.9	116.7	104.0	87.7
F_{OC}	25.6	20.9	11.8	-1.07	-17.4
	55°	65°	75°	85°	
S	247.2	182.1	111.6	37.5	
$F^{\uparrow}(20\text{km})$	211.4	201.9	192.4	185.1	
$A_{\text{H}_2\text{O}}$	0.12	0.11	0.11	0.14	
A_{O_3}	0.042	0.053	0.075	0.16	
α_p	0.48	0.62	0.76	0.80	
F_{HM}	68.3	52.2	33.9	-7.8	
F_{OC}	-33.4	-71.2	-71.2	-71.21	

注: S、 F^{\uparrow} 、 F_{HM} 、 F_{OC} 的单位都是 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$

五、气候敏感性试验

图 5 给出的是当大气二氧化碳含量倍增及太阳常数改变时地球大气温度的变化。我们看到,二氧化碳含量倍增的结果能使低纬度地面升温 1—2 °C,而高纬度地面升温 6—8 °C。这一结果与 Manabe 和 Wetherald^[14] 的大气环流模式的计算结果相一致。太阳常数增加 4% 后大气增温效应与二氧化碳倍增的效果相类似,但比大气环流模式算出的结果要小近一倍。这可能是由于二维模式对一些物理过程的参数化(如云、下垫面特性等)过分简化的缘故。从图 5 还可看出,目前模式中太阳常数增加和减少所对应的温度变化形式是不同的。对于前者,地面增温随纬度变化很大,而后者则变化很小。比较图 5 的 c 和 d 可看出模式所具有的非线性反馈特性。太阳常数从 96% 减小到 94%,中低纬度地面的降温可从 5 °C 改变至 12 °C。图 6 和图 7 分别给出了太阳常数减小 6% 时的温度场和剩余经圈环流场。我们看到,这时 -10 °C 冰盖线已从目前气候的纬度 74°(图 1)移至 54°。由于大气斜压性的降低,剩余经圈环流亦比目前气候状态(图 3)要弱。

从图 5 的 a 和 b 还可看出地面的增温效应随着纬度的增加在对流层上部逐渐减弱。这是由于地面增温在本模式中引起大气中水汽含量增多(公式(22)),从而增强了水汽的红外辐射冷却效应并促使大气在下部平流层内反而降温。与此相反,图 5 c 和 d 则表明

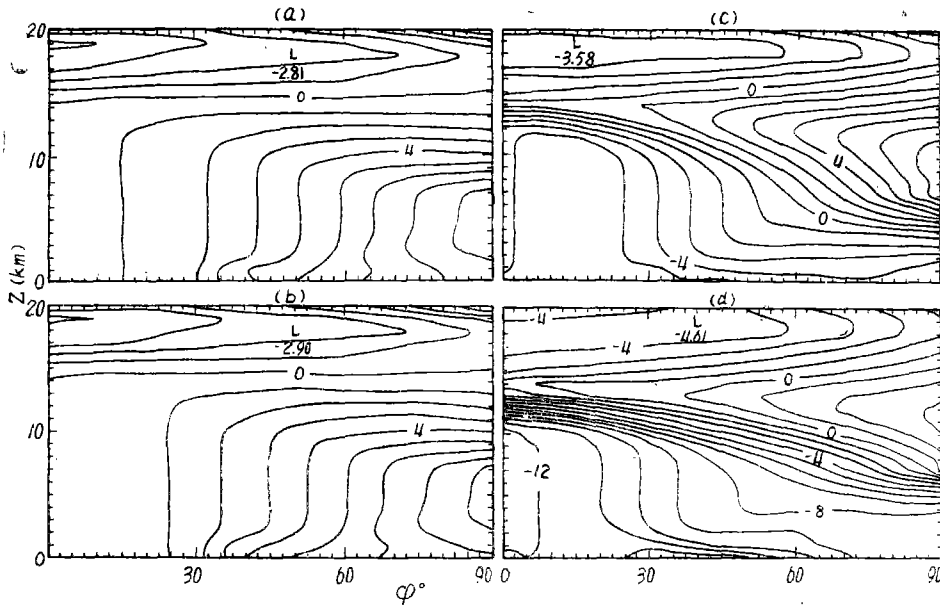


图5 二氧化碳倍增及太阳常数改变时地球大气温度的变化
 a. 二氧化碳倍增; b. 太阳常数增加4%;
 c. 太阳常数减少4%; d. 太阳常数减少6%

大气中水汽含量的减少使得中高纬对流层上部的大气有增温现象。图5 c 和 d 中平流层的降温则可能主要是太阳常数减小之后臭氧加热率降低的原因。

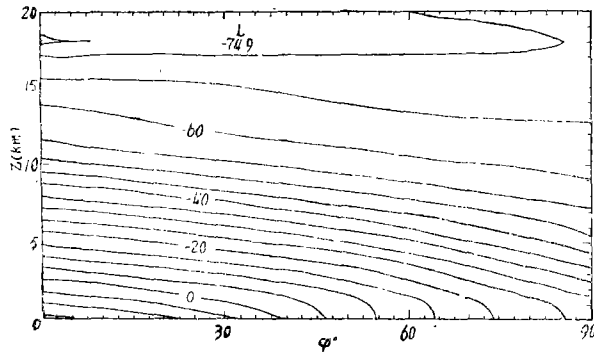


图6 同图1, 但对太阳常数减少6%

六、结果与讨论

本文从剩余经圈环流南北向输送大气能量的思想出发, 提出了一个定态的二维气候模式。模式包含了许多重要物理过程。由于各种简单的参数化方法在模式中的适当应用, 本模式在运算量不十分大的条件下, 仍能得到与实际较符合的预期结果。模式的计算

结果表明, 大气二氧化碳倍增能使低纬地面增温 $1-2^{\circ}\text{C}$, 高纬地面增温 $6-8^{\circ}\text{C}$ 。
 -10°C 冰盖线从目前纬度 70° 左右移至 50° 左右约需太阳常数减少 6 %。

本模式的进一步发展将考虑大气的非定常特性及包括云—辐射—动力等重要反馈过程。

致谢: 学报审稿同志对本文初稿中计算结果的讨论提出了有益的建议, 这使本文得到改进, 谨此致谢。这项工作是在美国科学基金会的资助(基金 NSF Grant ATM—8314111)下完成的。

参 考 文 献

- [1] Budyko, M.I., *The Earth's Climate, Past and Future*, 307, Academic Press, 1982.
- [2] Houghton, J.T., *The Global Climate*, 233, Cambridge Univ. Press, 1984.
- [3] Palmer, T.N., Properties of the Eliassen-Palm flux for planetary scale motions, *J. Atmos. Sci.*, 39(1982), 992—997.
- [4] Liou, K.N. and Ou, S.C., A two-dimensional radiative-turbulence climate model. I: Sensitivity to cirrus radiative properties, *J. Atmos. Sci.*, 41(1984), 2289—2309.
- [5] Lacis, A.A. and Hansen, J. E., A parameterization for the absorption of solar radiation in the Earth's atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 31(1974), 118—133.
- [6] 汪宏七、周秀骥, 有云浑浊大气中的臭氧及氧气的光离化系数, *大气科学*, 8(1984), 283—292.
- [7] 石广玉、曲燕妮, 辐射模式对红外冷却率计算的影响, *大气科学*, 10(1986), 391—401.
- [8] Sasamori, T., The radiative cooling calculation for application to general circulation experiments, *J. Applied Meteor.*, 7(1968), 721—729.
- [9] Lian, M.S. and Cess, R.D., Energy balance climate models: A reappraisal of ice-albedo feedback, *J. Atmos. Sci.*, 34(1977), 1058—1062.
- [10] Carissimo, B. C., Oort, A. H. and Vonder Harr, T. H., Estimating the meridional energy transports in the atmosphere and ocean, *J. Phys. Ocea.*, 15(1985), 82—91.
- [11] Stone, P. H., The effect of large-scale eddies on climatic change, *J. Atmos. Sci.*, 30(1973), 521—529.
- [12] 吴国雄、刘还珠, 全球大气环流时间平均统计图集, 212, 气象出版社, 1987.
- [13] Dunkerton, T., On the mean meridional mass motions of the stratosphere and mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, 35(1978), 2325—2333.
- [14] Manabe, S. and Wetherald, R. T., On the distribution of climate change resulting from an increase in CO_2 content of the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 37(1980), 99—118.

附录：微分方程组(18)和(19)的求解

对形如(18)和(19)的微分方程组的数值求解需要些特殊的技巧。先把方程组改写成

$$-\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y} + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \bar{f} \right) \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} = B_1 \equiv -\rho_0 \cos \varphi \left(\alpha_R \bar{u} + K_y \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right)$$

$$-\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} = B_2 \equiv \rho_0 \cos \varphi \bar{Q} + \cos \varphi (2\rho_0 \bar{\theta}_z K_z)$$

对上方程组求解 $\frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z}$

$$\frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y} = \Delta_y / \Delta, \quad \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} = \Delta_z / \Delta$$

其中

$$\Delta = \begin{vmatrix} -\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \bar{f} \\ -\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} & \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \end{vmatrix}, \quad \Delta_y = \begin{vmatrix} B_1 & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \bar{f} \\ B_2 & \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \end{vmatrix}, \quad \Delta_z = \begin{vmatrix} -\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} & B_1 \\ -\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} & B_2 \end{vmatrix}$$

由此可得

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\Delta_y}{\Delta} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Delta_z}{\Delta} \right) \quad (A1)$$

所以, 当 $\bar{\theta}$ 已知时, $\bar{\psi}^*$ 可通过求解泊松方程得到, 而 $\bar{\theta}$ 则通过向前的时间差分求解下列的平流方程(即(16))得到

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} + B_2 \quad (A2)$$

注意到(A2)的右端项不随时间改变, 故这一解法相当于一种迭代法。在模式中, 我们取差分的垂直格距为1km, 水平格距为5纬度。由线性稳定性的判据可估计出所需时间步长

$$\Delta t \lesssim 12 \text{ h}$$

在我们的模式中, 时间步长一开始取1.5 h, 而后逐渐增大到6 h。每次求得 $\bar{\theta}$ 后需重新计算 $\bar{\theta}$ 、 K_y 及用 Gauss—Seidel 迭代法求解(A1)。为计算精确, 我们对 y 和 z 分别以 a 和 H 进行无量纲化。当两次求得的 $\bar{\theta}$ 在各格点上的差值都小于 $0.05^\circ\text{C}/6 \text{ h}$ 即小于非绝热加热率 ($\approx 2^\circ\text{C}/\text{d}$) 的十分之一时认为已达到定态。对适当的初值一般需计算 200 步左右。在我们模式中用的初始温度分布为

$$T = \begin{cases} 280(1 - 0.14 \sin^3 \varphi) - 6.5z \\ 210 \end{cases} \quad \text{当上式计算之 } T \text{ 小于 } 210^\circ \text{K}$$

下边界和上边界条件设为 $\bar{w} = 0$, 而侧边界条件为 $\bar{v} = 0$, 雷利摩擦系数 α_R 取 10^{-7} s^{-1}

A STEADY TWO-DIMENSIONAL CLIMATE MODEL WITH RESIDUAL CIRCULATION

Zhu Xun

ABSTRACT

Based on dynamical energy transport and thermodynamic energy balance in the earth's atmosphere-ocean system a steady two-dimensional climate model with residual circulation is proposed. In the model, some important physical processes with feedbacks such as ice cap-albedo, water vapor-temperature, etc. are included. The simulated steady temperature field is very close to that of the real atmosphere. Numerical experiments show that doubling of the atmospheric carbon dioxide results in temperature increase of $1 \sim 2^\circ \text{C}$ at the low latitude surface and $6 \sim 8^\circ \text{C}$ at the high latitude surface. It is shown that a 6% decrease in the solar constant is required for the -10°C ice edge to move from its present latitude $\sim 70^\circ$ to $\sim 50^\circ$.