

行星大气温度分布的气候理论

吕越华

巢纪平

(中央气象局天气气候研究所)

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

应用郭晓岚的辐射通量计算格式,本文设计了一个二维能量平衡的气候模式,用此模式计算了地球大气、火星大气和金星大气中的温度分布,理论结果和观测接近。

一、引 言

温度是描写行星气候状态的一个最基本的物理量,在太阳系中行星所接受到的唯一重要能源是太阳能。太阳作为约 6000°K 的黑体,所发射的能量主要集中在 0.47 μ 附近的可见光谱区,行星接受太阳能的大小因它们离太阳的距离而异,行星能够反射掉一部分太阳辐射外,吸收剩下的部分,增高行星表面的温度,并以红外辐射的形式将能量再辐射回太空。如果行星没有大气,能量在行星内部也不储存,则在这一简单的辐射平衡下,行星的表面温度将为:

$$T = [(1 - \Gamma)\hat{Q}/4\sigma]^{1/4}$$

式中 Γ 是行星反照率, σ 是 Stefan-Boltzmann 常数, $\hat{Q}$ 表示太阳辐射能通量。在这里已假设行星是理想黑体。

由于行星大气的存在将改变上面这一简单结果。大气除吸收太阳辐射外,其中所含的某些气体成份(如水汽、二氧化碳、臭氧等)对来自行星表面的红外辐射也是很好的吸收体和辐射体。这些吸收体在吸收了来自行星表面的热辐射后,并将以与自身温度相适应的长波辐射将能量辐射回太空。因此,行星大气所含吸收气体的成份、含量直接影响辐射能量的传输和热量平衡,从而也就在一定程度上决定了行星大气的温度分布。

在辐射平衡的计算中,需要对影响辐射通量的各个吸收谱段进行积分,即使对大型电子计算机来讲,其计算量也是繁重的,因此提出过各种简化的计算方案(参见[1]),郭晓岚^[2]对长波辐射通量也提出过一种简化的计算格式。设 k_ν 为对频率 ν 的质量吸收系数, ρ_c 为吸收介质的密度,对某一物理量(例如温度 T),它的对高度的微商算子 d/dz ,反映了这个物理量的局地变化尺度(倒数),郭晓岚提出可按

$$k_\nu \rho_c \geq d/dz \quad (1)$$

将吸收谱分成强吸收区(取 $>$ 号)和弱吸收区(取 $<$ 号),这样区分后计算只对强、弱吸收区

中的平均情况进行。应用这一辐射通量的简化格式,他计算了地球大气近地面温度的日变化,取得了与观测十分接近的理论结果。

在本文中,我们将推广郭晓岚这一辐射通量的计算方案,建立一个描写行星大气温度分布的热力平衡模式。根据地球、火星、金星大气中吸收介质的成份,计算了这些行星大气中温度的分布,理论结果和观测比较起来基本上接近。这也表明,这样的辐射通量计算方案当用于大气环流数值试验或长期数值天气预报问题时,看来也是可行的。事实上,我们已经把这一简化的辐射通量计算方案,用到所设计的长期数值天气预报模式中^[3,4]。

二、理论模式

在辐射热通量和湍流热通量相平衡的状态下,有基本方程:

$$\frac{K}{a^2} \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial T}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_v \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \sum_{\nu} k_{\nu} \rho_c (D_{\nu} + U_{\nu} - 2E_{\nu}) + k' \rho_c Q = 0 \quad (2)$$

式中 K , k_v 分别为水平和垂直湍流交换系数, a 为行星半径, ρ_c 为吸收物质的密度, k_{ν} 为频率 ν 的辐射吸收系数, k' 为对太阳辐射能通量 Q 的吸收系数, D_{ν} , U_{ν} 分别为在频率 $\Delta\nu$ 范围内向下及向上的长波辐射通量, E_{ν} 为在 $\Delta\nu$ 范围内的黑体辐射通量, $\sum_{\nu}$ 表示对吸收谱的求和; $\chi = \sin \theta$, θ 为纬度。另外,辐射能传输方程为:

$$\frac{\partial D_{\nu}}{\partial z} = k_{\nu} \rho_c (D_{\nu} - E_{\nu}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial U_{\nu}}{\partial z} = k_{\nu} \rho_c (E_{\nu} - U_{\nu}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = k' \rho_c Q \quad (5)$$

按郭晓岚提出的准则(1),在强、弱吸收区中分别定义平均吸收系数为:

$$k_{s,w} = \frac{\int_{s,w} k_{\nu} E_{\nu} d\nu}{E_{s,w}} = \frac{\int_{s,w} k_{\nu} G_{\nu} d\nu}{G_{s,w}} \quad (6)$$

$$E_{s,w} = \int_{s,w} E_{\nu} d\nu, \quad G_{s,w} = \int_{s,w} G_{\nu} d\nu \quad (7)$$

式中下标 s , w 分别表示强、弱吸收区, $E_{s,w}$ 表示强、弱吸收区中物质的平均辐射通量,并且

$$E_s = rE, \quad E_w = (1 - r)E, \quad E = f\sigma T^4 \quad (8)$$

其中 r 表示在强吸收区中物质的辐射能占总的辐射能量 E 的百分数,引进“灰体系数 f ”是考虑到在有些情况下辐射物质只接近黑体,在(6)、(7)式中

$$G_{s,w} = D_{s,w} + U_{s,w} \quad (9)$$

由(3)、(4)式,根据上述定义,下列关系式成立。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_{i,w}^2 \rho_c^2\right) G_{i,w} = -2k_{i,w}^2 \rho_c^2 E_{i,w} \quad (10)$$

将方程(2)改写成

$$k_i \rho_c (G_i - 2E_i) + k_w \rho_c (G_w - 2E_w) \\ = -\left\{ \frac{K}{a^2} \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial T}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k' \rho_c Q \right\} \quad (11)$$

将算子 $\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_i^2 \rho_c^2\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_w^2 \rho_c^2\right)$ 作用于(11)式两端, 应用(10)式消去 $G_{i,w}$, 得到

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_i^2 \rho_c^2\right) \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_w^2 \rho_c^2\right) \left\{ \frac{K}{a^2} \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial T}{\partial \chi} \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k' \rho_c Q \right\} = 2 \left\{ k_i \rho_c r \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_w^2 \rho_c^2 \right) \right. \\ \left. + (1 - r) k_w \rho_c \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - k_i^2 \rho_c^2 \right) \right\} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (12)$$

按定义(1)有

$$k_w^2 \rho_c^2 \ll \frac{d^2}{dz^2} \ll k_i^2 \rho_c^2 \quad (13)$$

考虑到此式后, 方程(12)简化成

$$-k_i^2 \rho_c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left\{ \frac{K}{a^2} \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial T}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right. \\ \left. + k' \rho_c Q \right\} = 2 \left\{ k_i \rho_c r \frac{\partial^2}{\partial z^2} - (1 - r) k_w \rho_c k_i^2 \rho_c^2 \right\} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (14)$$

对此式积分两次得到

$$-\left\{ \frac{K}{a^2} \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial T}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k' \rho_c Q \right\} \\ = 2 \left\{ -\frac{r}{k_i \rho_c} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - (1 - r) k_w \rho_c E \right\} + C + C_1 z \quad (15)$$

当 $z \rightarrow \infty$ 时, 由于各量均为有限, 所以 C_1 必须为零, 取近似式

$$\frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{1}{4f\sigma \tilde{T}^3} \frac{\partial E}{\partial z}, \quad \frac{\partial T}{\partial \chi} \approx \frac{1}{4f\sigma \tilde{T}^3} \frac{\partial E}{\partial \chi}$$

并引进光学厚度

$$\xi = \frac{k'}{k_i} \frac{1}{\xi_0} \int_z^\infty k_i \rho_c dz, \quad \xi_0 = \frac{k'}{k_i} \int_0^\infty k_i \rho_c dz \quad (16)$$

于是(15)式变成

$$D \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial E}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial \xi} (k_i + k_r) \frac{\partial E}{\partial \xi} - N^2 E = -\xi_0 S^* Q + C \quad (17)$$

式中

$$D = \frac{\xi_0^2 K}{(k' \rho_c)^2 a^2}, \quad k_r = \frac{8f\sigma \tilde{T}^3}{k_i \rho_c}$$

$$N^2 = \frac{8f(1-r)\sigma\tilde{T}^3 k_w \rho_c \xi_0^2}{(k' \rho_c)^2}, \quad S^* = \frac{4f\sigma\tilde{T}^3 \xi_0}{k' \rho_c} \quad (18)$$

k_r 与 k_t 相比较, 可以称为辐射能量的交换系数, 而 N^2 称为牛顿辐射冷却系数。由此可见, 在强辐射区中, 辐射能的传输过程相当于一种扩散作用, 而在弱辐射区中则为一般的辐射冷却过程。另外, 方程 (5) 这时为

$$\frac{\partial Q}{\partial \xi} = -\xi_0 Q \quad (19)$$

注意到, 方程 (17) 对 ξ 是两阶的, 但还包括一个待定的积分常数 C , 所以需要有三个边界条件, 这三个边界条件如下:

1) 在大气上界没有向下的长波辐射通量, 即

$$D_s = D_w = 0 \quad (20)$$

同时假定在大气上界只存在纯粹的辐射平衡过程(即湍流消失)这样由 (2) 式得到

$$k_s \rho_c (D_s + U_s - 2E_s) + k_w \rho_c (D_w + U_w - 2E_w) + k' \rho_c Q = 0 \quad (21)$$

由条件 (13), 根据 (10) 式可以近似地得到

$$G_s = 2E_s \quad (22)$$

由此三式得出

$$U_{w0} = 2(1-r)E_0 - \frac{k'}{k_w} Q_0 \quad (23)$$

另一方面, 由 (20), (22) 得到

$$U_{s0} = 2rE_0 \quad (24)$$

假定在大气上界全球外逸的长波辐射通量的总和应与实际接受到的太阳辐射通量的总和相平衡, 即

$$\int_0^1 (U_{s0} + U_{w0}) dX = \int_0^1 Q_0 dX \quad (25)$$

则由 (23)、(24)、(25) 三式最后得到

$$\xi = 0, \quad \int_0^1 E_0 dX = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) \int_0^1 Q_0 dX \quad (26)$$

这是求解所需要的第一个边界条件。

2) 假定在大气上界温度垂直梯度为零, 即为一等温层, 于是有

$$\xi = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \xi} = 0 \quad (27)$$

3) 在行星表面满足热量平衡条件, 即

$$\tilde{D} + Q = U - k_t \frac{\partial T}{\partial x} \quad (28)$$

或者改写成

$$\xi = 1, \quad k_t \frac{\partial E}{\partial \xi} = S^*(Q + \tilde{D} - U) \quad (29)$$

由 (3)、(4) 在强吸收区中, 并考虑到 (22) 式后, 得:

$$D_s - U_s = -\frac{2rk'}{k\xi_0} \frac{\partial E}{\partial \xi} \quad (30)$$

在另一方面,在弱吸收区中,由(10)式并考虑到(13)式的条件后得到

$$\frac{\partial^2 G_w}{\partial \xi^2} = -2(1-r) \frac{\xi_0^2 k_w^2}{k'^2} E \quad (31)$$

由(3)、(4)在弱吸收区中有

$$\frac{\partial G_w}{\partial z} = k_w \rho_c (D_w - U_w) \quad (32)$$

再对 z 微分一次,并换成 ξ 坐标后,得到

$$\frac{\partial^2 G_w}{\partial \xi^2} = -\frac{k_w \xi_0}{k'} \frac{\partial (D_w - U_w)}{\partial \xi} \quad (33)$$

由(31)和(33)式,即有

$$\frac{\partial (D_w - U_w)}{\partial \xi} = 2(1-r) \frac{\xi_0 k_w}{k'} E \quad (34)$$

从 $\xi = 0$ 到 $\xi = 1$ 积分此式,并考虑到 $D_w|_{\xi=0} = 0$ 后得到

$$(D_w - U_w)|_{\xi=1} = 2(1-r) \frac{\xi_0 k_w}{k'} \int_0^1 E d\xi - U_w|_{\xi=0} \quad (35)$$

应由(23)式消去此式最后一项,于是有

$$\xi = 1 \quad D_w - U_w = 2(1-r) \frac{\xi_0 k_w}{k'} \int_0^1 E d\xi - 2(1-r) E_0 + \frac{k}{k_w} Q_0 \quad (36)$$

由于 $\tilde{D} - U = (D_s - U_s) + (D_w - U_w)$, 将(30)和(35)式代入(29)式以消去 $(\tilde{D} - U)$ 得到

$$\xi = 1, \quad (k_t + k_r) \frac{\partial E}{\partial \xi} = N^2 \int_0^1 E d\xi - \frac{k'}{k_w \xi_0} N^2 E_0 + S^* \left(e^{-\xi_0} + \frac{k'}{k_w} \right) Q_0 \quad (37)$$

另外,取对赤道的对称解,问题的侧向条件为

$$\chi = 0, 1, \quad (1 - \chi^2)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial E}{\partial \chi} = 0 \quad (38)$$

现在来定积分常数 C , 取方程(17)从 $\chi = 0$ 到 $\chi = 1$, $\xi = 0$, 到 $\xi = 1$ 的积分,应用条件(27)(37)和(38)得到

$$C = S^* r \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) \int_0^1 Q_0(\chi) d\chi \quad (39)$$

于是基本方程为

$$\begin{aligned} D \frac{\partial}{\partial \chi} (1 - \chi^2) \frac{\partial E}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial \xi} (k_t + k_r) \frac{\partial E}{\partial \xi} - N^2 E \\ = -\xi_0 S^* Q(\xi, \chi) + S^* r \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) \int_0^1 Q_0(\chi) d\chi \end{aligned} \quad (40)$$

问题的边界条件为(26)(37)和(38).

如考虑到(19)式,则

$$Q(\xi, \chi) = e^{-\xi_0 \xi} Q_0(\chi) \quad (41)$$

设大气的行星反照率为 $\Gamma(\chi)$, 则行星大气上界接受到的净的太阳辐射通量为

$$Q_0(\chi) = (1 - \Gamma(\chi)) S(\chi) \quad (42)$$

$S(\chi)$ 为到达大气上界的太阳辐射通量

三、问题的解

将已知函数 $Q_0(\chi)$ 用 Legendre 多项式展开成

$$Q_0(\chi) = \sum_n Q^{(n)} p_n(\chi) \quad (43)$$

将解也作类似的展开

$$E(\xi, \chi) = \sum_n E^{(n)}(\xi) p_n(\chi) \quad (44)$$

由于 n 取偶数, 故解 (44) 自动满足条件 (38).

当 $n = 0$ 时, 这相当于沿纬向的平均情况, 考虑到

$$\int_0^1 Q_0(\chi) d\chi = \int_0^1 \sum_n Q^{(n)} p_n(\chi) d\chi$$

当 $n = 0$ 时, $p_0(\chi) = 1$, 当 $n = 2, 4, \dots$ 等偶数时, 由

$$\frac{d}{d\chi} (1 - \chi^2) \frac{dp_n(\chi)}{d\chi} + n(n+1)p_n(\chi) = 0$$

取积分, 得到

$$n(n+1) \int_0^1 p_n(\chi) d\chi = \left. \frac{dp_n(\chi)}{d\chi} \right|_{\chi=0}$$

由于 n 为偶数, 上式右端为零, 故

$$\int_0^1 p_n(\chi) d\chi = 0, \quad n = 2, 4, \dots$$

所以

$$\int_0^1 Q_0(\chi) d\chi = Q^{(0)}$$

由此当 $n = 0$ 时的微分方程为

$$\frac{d^2 E^{(0)}}{d\xi^2} - q^2 E^{(0)} = \tilde{S}^* \left[r \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) - \xi_0 e^{-\xi_0 \xi} \right] Q^{(0)} \quad (45)$$

边界条件为

$$\xi = 0, \quad E^{(0)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) Q^{(0)} \quad (46)$$

$$\xi = 1, \quad \frac{dE^{(0)}}{d\xi} - q_0^2 \int_0^1 E^{(0)} d\xi = \tilde{S}^* \left[(e^{-\xi_0} - 1) + r \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) \right] Q^{(0)} \quad (47)$$

式中

$$q_0 = \frac{N}{\sqrt{k_s + k_r}}, \quad \tilde{S}^* = \frac{S^*}{k_s + k_r},$$

方程 (45) 满足条件 (46)、(47) 的解为

$$E^{(0)}(\xi) = a^{(0)}e^{-q_0\xi} + b^{(0)}e^{q_0\xi} + \frac{\tilde{S}^*\xi_0}{q_0^2 - \xi_0^2}e^{-\xi_0\xi}Q^{(0)} - \frac{\tilde{S}^*r\left(1 + \frac{k'}{k_w}\right)}{q_0^2}Q^{(0)} \quad (48)$$

其中

$$a^{(0)} = \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) + \frac{\tilde{S}^*}{2q_0} \left[\frac{1}{r} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) + 1 - \frac{q_0^2}{q_0^2 - \xi_0^2} - \frac{q_0\xi_0}{q_0^2 - \xi_0^2} \right] \right\} Q^{(0)} \quad (49a)$$

$$b^{(0)} = \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) + \frac{\tilde{S}^*}{2q_0} \left[\frac{1}{r} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) - 1 + \frac{q_0^2}{q_0^2 - \xi_0^2} - \frac{q_0\xi_0}{q_0^2 - \xi_0^2} \right] \right\} Q^{(0)} \quad (49b)$$

当 $n = 2, 4, \dots$ 时, 方程 (40) 为

$$\frac{d^2 E^{(n)}}{d\xi^2} - q_n^2 E^{(n)} = -\tilde{S}^*\xi_0 e^{-\xi_0\xi} Q^{(n)} \quad (50)$$

边界条件为:

$$\xi = 0, \quad E^{(n)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) Q^{(n)} \quad (51a)$$

$$\xi = 1, \quad \frac{dE^{(n)}}{d\xi} - q_0^2 \int_0^1 E^{(n)} d\xi = \tilde{S}^* \left[(e^{-\xi_0} - 1) + r \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) \right] Q^{(n)} \quad (51b)$$

式中

$$q_n = \sqrt{\frac{N^2 + D_n(n+1)}{k_t + k_r}}$$

这时解为

$$E^{(n)}(\xi) = a^{(n)}e^{-q_n\xi} + b^{(n)}e^{q_n\xi} + \frac{\tilde{S}^*\xi_0}{q_n^2 - \xi_0^2}e^{-\xi_0\xi}Q^{(n)} \quad (52)$$

式中

$$a^{(n)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) Q^{(n)} - \frac{\tilde{S}^*\xi_0}{q_n^2 - \xi_0^2} Q^{(n)} - b^{(n)} \quad (53a)$$

$$b^{(n)} = \frac{1}{2} \left[\left(q_n - \frac{q_0^2}{q_n} \right) Chq_n + \frac{q_0^2}{q_n} \right]^{-1} \times \left\{ \tilde{S}^* \left[r \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) - 1 + \left(1 - \frac{\xi_0}{q_n} \right) \frac{q_0^2}{q_n^2 - \xi_0^2} + \frac{q_n^2 - q_0^2}{q_n^2 - \xi_0^2} e^{-\xi_0} - \left(q_n - \frac{q_0^2}{q_n} \right) \frac{\xi_0}{q_n^2 - \xi_0^2} e^{-q_n} \right] + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k'}{k_w} \right) \left[\left(q_n - \frac{q_0^2}{q_n} \right) e^{-q_n} + \frac{q_0^2}{q_n} \right] \right\} Q^{(n)} \quad (53b)$$

四、地球大气温度的分布

地球大气的行星反照率 $\Gamma(\chi)$ 取 Vonder-Haar 和 Suomi 根据卫星观测得到的资料^[5], 由他们给出的全年、一月和七月的平均值再考虑了太阳辐射在大气上界的通量值后, 求得大气上界净得的太阳辐射通量 Q_0 的 Legendre 多项式的展开式系数如表 1, 单位为卡/厘米²·分。

表 1

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$Q_0^{(*)}$ 全 年	0.173	-0.000	-0.115	-0.000	0.001	-0.000	0.002	-0.000	0.008	-0.000	0.002
一 月	0.126	0.000	-0.158	-0.000	0.034	0.000	-0.006	-0.000	0.007	0.000	-0.005
七 月	0.226	-0.007	-0.062	-0.002	-0.042	-0.002	0.007	-0.003	-0.016	-0.001	-0.009

由表可见, 净的太阳辐射通量, 尤其是全年基本上对赤道是对称的, 因此取 n 为偶数的解是合理的。

首先计算全球平均 ($n = 0$) 的年平均温度的垂直分布。光学厚度的积分表达式 (16) 中的体积吸收系数 $k_v \rho_v$, 取各种吸收介质值的和。在地球大气的低层吸收辐射的气体主要是水汽和 CO_2 , 而根据 Goody^[6], 水汽的质量吸收系数取 200 厘米²/克, 二氧化碳的质量吸收系数取 80 厘米²/克; 按 Kondratyev^[7], 水汽的高度分布取 $6.0 \times 10^{-6} \times e^{-\beta_{\text{H}_2\text{O}} z}$ 克/厘米³, 其中 $\beta_{\text{H}_2\text{O}} = 0.40$ /公里, 高度 z 的单位取公里表示; CO_2 的分布按 $5.6 \times 10^{-7} \times e^{-\beta_{\text{CO}_2} z}$ 克/厘米³ 取值, 其中 $\beta_{\text{CO}_2} = 0.10$ /公里。 k'_v , k_v 分别取平均值约 0.25 厘米²/克和 150 厘米²/克。由此算得 $\xi_0 = 0.3895$, 而 ξ 随高度的分布见表 2。

表 2 各高度上 ξ 的数值

z (公里)	0	2	4	6	8	10	12	14	16
ξ	1.0	0.7166	0.5059	0.3491	0.2324	0.1455	0.0807	0.0325	0.0106
z (公里)	18	20	22	24	26	28	30	∞	
ξ	0.007	0.0046	0.0030	0.0019	0.0012	0.0005	0.0001	0	

其它各有关参数皆取平均值: $S_{\text{中纬, 全年平均}} = 0.45$ 卡/厘米²·分, $\Gamma_{\text{中纬, 全年平均}} = 0.35$, $f = 0.6 - 1.0$, $r = 0.536$, $k_w = 1.2$ 厘米²/克, $\bar{T} = 285^\circ\text{K}$, $\sigma = 0.824 \times 10^{-10}$ 卡/厘米²·分 $^\circ\text{K}^4$ 。湍流交换系数 k_t 取 5 卡/厘米·秒·度。

各纬度一、七月温度随高度分布的计算结果见图 1 中的 a, c , 图 1 中 b, d 是标准大气的温度分布。计算表明, 在对流层内, 温度递减率约 $6.5^\circ\text{C}/\text{公里}$, 对流层顶随各纬度不同在 13~16 公里附近, 在 16~30 公里附近, 温度随高度缓慢增加, 这些结果基本上反映了各纬度一、七月平均温度廓线的特征。

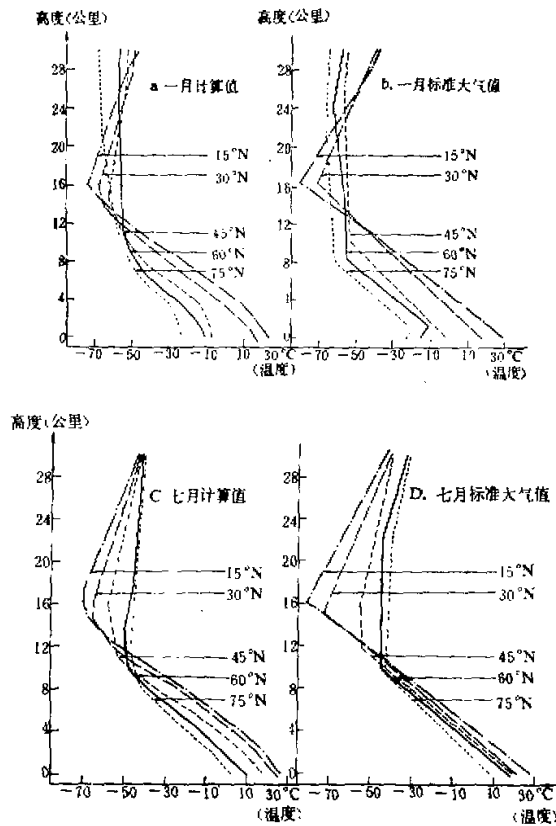


图1 一、七月平均温度垂直分布廓线

计算还表明: 当水汽含量增加一倍时, 地面温度增加 3.2°C , 1 公里处增加 1.6°C , 2 公里处增加 0.4°C , 再向上温度降低, 降低最多处在 6 公里附近, 约 -1.3°C 。当 CO_2 含量增加一倍时, 地面温度将升高 2.7°C , 2 公里处升高 2.2°C , 到对流层中、高层变化就不明显了。当水汽含量和 CO_2 含量都增加一倍时, 地面温度升高 4.8°C , 2 公里处升高 1.6°C , 中层温度稍有降低, 在平流层中变化不明显。

图 2, 3 中给出年平均和一月、七月的温度随纬度和高度分布的计算结果。在计算中水平湍流交换系数 K 取 10^7 卡/厘米·秒·度。除了到达大气上界的太阳辐射通量和行星反照率是随纬度、季节变化外, 其余参数皆不随纬度、季节而变。就 CO_2 而言, 如图 4 所示, 在北半球平均值随纬度变化不大, 最小值在极区为 313.9ppm, 最大值在赤道附近为 315.2ppm, 两者之比为 0.99, 同时也无明显的季节差别^[8,9]。因此在计算中只考虑随高度改变。

对于水汽, 在 14 公里高度以上, 其含量随纬度、季节、高度变化很小, 14 公里以下, 在中高纬度含量差别较大, 也有季节变化, 如一月份中纬度大致是高纬度的 3 倍, 七月份是 1.5 倍^[10], 但为了计算简单起见, 没有考虑这种差别。这样算得的结果, 使对流层顶高度

3 分别给出对火星温度分布的探测结果^[13], 在图中的左边并附上计算所取的 CO_2 含量随高度的分布。由图可见, 我们的计算值介于两次观测值之间, 基本上是接近观测结果的。

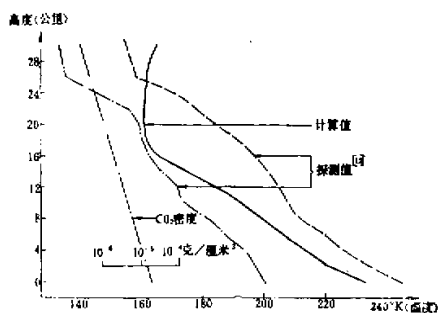


图 5 火星大气的温度垂直分布廓线

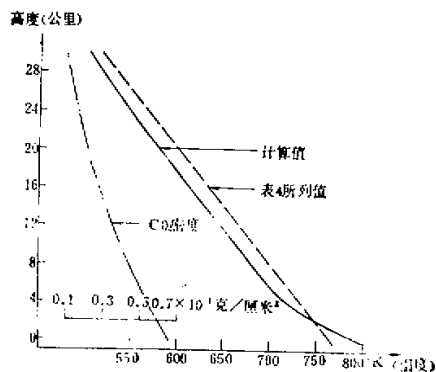


图 6 金星大气的温度垂直分布廓线

六、金星大气的温度分布

金星大气的主要成份也是 CO_2 , 表面密度约 6.3×10^{-2} 克/厘米²^[14], 随高度的分布情况见表 4, 在表中同时给出论文 [14] 中的金星大气的温度分布。

表 4 金星大气密度、温度随高度分布^[14]

高度(公里)	0	3	6	9	12	15	18	21	24	27	30
密度(克/厘米 ²)	63.1	55.3	47.5	40.2	34.4	29.1	24.6	20.6	17.0	14.1	11.2
温度(°K)	768	742	715	690	664	638	613	588	565	540	515

金星大气上界的太阳辐射通量约 0.85 卡/厘米²·分, 行星反照率约 0.75^[15], 其它参数取 $r = 0.53$, $k' = 0.004$ 厘米²/克, $k_w = 1.0 \times 10^{-4}$ 厘米²/克, $k_t = 100$ 厘米²/克, $\bar{T} = 770^\circ\text{K}$, k_s 取 50 卡/厘米·秒·度, 计算结果见图 6。由图可见金星表面温度计算值为 800°K , 高于表 4 所给的值, 但在 2 公里以上则比较接近。计算只到 30 公里, 图中并附有计算中所取 CO_2 含量的高度分布。

七、结 束 语

应用我们所设计的简化的辐射—湍流热量平衡气候模式, 计算了地球、火星和金星大气中的温度分布, 在允许的参数范围内计算结果与实况接近, 这表明这样一个简单的模式也可以用到大气环流数值试验模式和长期数值预报模式中去。同时这也表明, 进一步和影响温度场的动力过程结合起来, 有可能提出更完整的行星大气的气候理论。

* 关于 CO_2 的质量吸收系数的取值是根据 [15] [16] 的平均值。

参 考 文 献

- [1] Kondratyev, K. Ya, Radiation Processes in the Atmosphere, WMO. No. 309, 1972.
- [2] 郭晓岚 (H. L. Kuo), *Pure & Applied geophysics*, 109, 1870—1876, 1973.
- [3] 长期数值天气预报研究小组, 中国科学, 第二期, 162—172, 1977.
- [4] 长期数值天气预报研究小组, 中国科学, 第一期, 75—84, 1979.
- [5] Vonder-Haar, T. H and Suomi, V. E., *Science*, 163, No. 3868, 667—669, 1970.
- [6] Goody, R. M., *Atmospheric Radiation, 1. Theoretical Basis*. Clarendon Press, Oxford, 436, 1964.
- [7] Kondratyev, K. Ya., *Radiative Heat Exchange in the Atmosphere*, Pergamon. Press, 411, 1965.
- [8] Bolin, B. and Keeling, C. D., *Journal of Geoph. Res.*, 68, 3899—3920, 1963.
- [9] Report of the study of man's impact on climate (SMIC), Inadvertent Climate modification, MIT Press, 234, 1971.
- [10] R. A. McClatchey, *Optical Properties of the Atmosphere*. AD—753075.
- [11] Manabe, S. and R. F. Strickler, *J. Atmos. Sci.*, 21, 361—385, 1964.
- [12] Conway Leovy, Yale Mintz, *J. Atmos. Sci.*, 26, No. 6, 1167—1190, 1969.
- [13] Rasool, S. I, J. S. Hogan, R. W. Stewart and L. H. Russell, *J. Atmos. Sci.*, 27, 841—843, 1970.
- [14] Avdnevsky V. S., M. Ya. Marov, and M. K. Rozhdestvensky, *J. Atmos. Sci.* 27, 561—568, 1970.
- [15] Кондратьев К. Я. И Н. И. Москаленко, Тепловое излучение планет, Гидрометеониздат Ленинград, 262, 1977.
- [16] Avduevsky, V. S. M. Ya. Marov, A. I. Noykina, V. I. Polezhaev and F. S. Zavelevich, *J. Atmos. Sci.*, 27, 569—579, 1970.

A CLIMATIC THEORY OF TEMPERATURE DISTRIBUTION OF CERTAIN PLANETARY ATMOSPHERE

Lü Yue-hua

(Institute of Weather and Climate, Central Meteorological Bureau)

Chao Ji-ping

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

Using Kuo's scheme for computing radiant fluxes, a two-dimensional climatic model based on energy balance has been designed. By use of this model, the distribution of atmospheric temperature of the Earth, the Mars and the Venus have been computed. The results of computation are close to the observed.