

水汽红外冷却率的精确计算

许 黎 石 广 玉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用一种新的红外透过率模式计算了对流层和平流层水汽的长波(0—2380 cm^{-1})冷却率分布。在计算中,我们精确处理了频率积分以及非均匀大气路径效应。结果表明:在近地面层,大气窗区(730—1200 cm^{-1}) (主要是水汽连续吸收)对总的冷却率贡献很大,在1公里处大约占72%;通常所用的处理非均匀大气路径及漫射辐射的CG近似和1.66漫射因子近似,基本上适用于水汽冷却率的计算。在整个对流层和平流层,它们所带来的最大误差不超过0.16K/日和0.19K/日。同时,我们还考查了水汽吸收系数的温度效应,计算截止高度和高度积分步长的取法以及用准灰体近似代替精确的频率积分等对水汽红外冷却率计算的影响。

一、引 言

大气水汽分子的吸收光谱几乎遍布整个红外光谱区域。由水汽分子所产生的红外热辐射的吸收、发射和透射对大气各层之间的辐射能量交换、地面所接受的长波辐射能以及地气系统向外空的能量散失具有重要的作用。这些辐射过程都将影响到大气的热结构。因此,精确计算水汽所产生的大气红外冷却率对大气环流和气候模式化研究具有重要意义。

Rodgers 和 Walshaw (1966)^[1] (以下简记为 RW) 用带模式方法计算了包括水汽在内的大气红外冷却率,取得了比以往任何方法(如辐射图法)都为精确的结果。在他们的计算中,使用CG近似处理大气非均匀路径,使用1.66的漫射因子处理漫射辐射。另外,对8~13 μm 水汽连续吸收采用0.1 cm^2/g 的平均吸收系数而不考虑其强自加宽和温度效应。继RW之后,又有许多作者[如 Ellingson 和 Gille (1978)^[2]; Roewe 和 Liou (1978)^[3]; Liou 和 Ou (1981)^[4]]进行了类似的计算,所使用的方法仍然局限于带模式,只是所划分的光谱区间的数目以及所选用的带模式参数有所不同罢了。但是,Chou 和 Arking (1980)^[5]发现:与精确的逐线积分法结果相比,通常应用的带模式法所带来的最大冷却率误差可能高达11%。不过,他们的计算高度局限于30公里以下,也就是局限于压力加宽的洛仑兹线型适用的范围之内。

Shi (1981)^[6]提出了一种精确计算和表示大气气体成份红外透过率函数的方法,其基本原理是:根据我们目前所考虑的辐射过程的独立性,将吸收系数进行重排,把对频率的

积分变换成对吸收系数的积分,同时利用相关 K 分布法精确处理大气非均匀路径。当把这种方法应用于大气红外冷却率计算时,可以得到与逐线积分相媲美的结果^[7]。由于这种透过率模式适当考虑了混合加宽的 Voigt 线型,所以计算高度可以一直扩展到整个平流层。本文的目的在于将这种新的透过率模式应用于水汽红外冷却率的计算,并系统地考虑其他作者在计算中所使用的各种近似方法可能带来的误差。

二、水汽冷却率的计算

1. 基本方程

根据通常对大气冷却率计算所作的假定^[2],可得高度 z 处的波数 ν 、方向 μ 的辐射强度为:

$$I_{\nu}(z; \mu) = B_{\nu}(z) - \int_0^z T_{\nu}(z, z'; \mu) \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} dz' + [B_{\nu}(G) - B_{\nu}(0)]T_{\nu}(z, 0; \mu), \quad (0 \leq \mu < 1) \quad (1a)$$

$$I_{\nu}(z; \mu) = B_{\nu}(z) + \int_z^Z T_{\nu}(z, z'; \mu) \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} dz' - B_{\nu}(Z)T_{\nu}(z, Z; \mu), \quad (-1 \leq \mu \leq 0) \quad (1b)$$

其中, $B_{\nu}(z)$ 是 z 高度上的普朗克函数, $B_{\nu}(G)$ 是地面的普朗克辐射, μ 是天顶角余弦, Z 为计算截止的高度上界, $T_{\nu}(z, z'; \mu)$ 是强度透过率:

$$T_{\nu}(z, z'; \mu) = \exp(-\tau_{\nu}(z, z')/\mu), \quad (2)$$

式中 $\tau_{\nu}(z, z')$ 是按下式计算的光学厚度,

$$\tau_{\nu}(z, z') = \int_{z'}^z k_{\nu}(z'')\rho(z'')dz'', \quad (3)$$

式中 $k_{\nu}(z'')$ 和 $\rho(z'')$ 分别为水汽吸收系数和水汽密度。如果我们定义通量透过率 $T_{\nu}(z, z')$ 为:

$$T_{\nu}(z, z') = 2 \int_0^1 T_{\nu}(z, z'; \mu) \cdot \mu \cdot d\mu, \quad (4)$$

那么,由指数积分

$$E_n(\tau) = \int_1^{\infty} e^{-\tau t} t^{-n} dt \quad (5)$$

可得:

$$T_{\nu}(z, z') = 2E_3(\tau_{\nu}(z, z')). \quad (6)$$

在我们的“精确计算”中(见下),当 $\tau \leq 1.1$ 时,用 $E_1(\tau)$ 的级数展开式及 $E_n(\tau)$ 的递推公式计算 $E_3(\tau)$; 而当 $\tau > 1.1$ 时,则用高斯求积公式计算之。于是,向上和向下的辐射通量即可写为:

$$F_{\nu}^{\uparrow}(z) = \pi B_{\nu}(z) - 2\pi \int_0^z E_3(\tau_{\nu}(z, z')) \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} dz' + 2\pi [B_{\nu}(G) - B_{\nu}(0)]E_3(\tau_{\nu}(z, 0)), \quad (7a)$$

$$F_{\nu}^{\downarrow}(z) = \pi B_{\nu}(z) + 2\pi \int_z^Z E_3(\tau_{\nu}(z, z')) \frac{dB_{\nu}(z')}{dz'} dz'$$

$$-2\pi B_p(Z)E_3(\tau_p(z, Z)), \quad (7b)$$

而高度 z 处的净辐射通量 $F_p(z)$ 则为:

$$F_p(z) = F_p^\downarrow(z) - F_p^\uparrow(z), \quad (8)$$

最后得冷却率 $C_{rz}(z)$:

$$C_{rz}(z) = -\frac{1}{C_p \rho_a(z)} \frac{\partial F_p(z)}{\partial z}, \quad (9)$$

式中 C_p 为空气的定压比热, $\rho_a(z)$ 为空气密度。

2. 波数积分

为了求得整个光谱区间的水汽长波冷却率, 我们必须把由(7)式或(8)式所表示的单色辐射通量对波数进行积分。考虑到普朗克函数随波数的变化特性, 我们将 $0-2380\text{cm}^{-1}$ 的红外光谱区域划分为 21 个光谱区间。其中, 水汽转动带 13 个, $6.3\mu\text{m}$ 振转带 8 个。另外, 我们将 $8-14\mu\text{m}$ 窗区水汽连续吸收带分为 4 个区间, 它们与水汽转动带的二个区间和 $6.3\mu\text{m}$ 振转带的二个区间重迭在一起, 详见表 1。

表 1 光谱区间的划分 (cm^{-1})

转动带	0—40, 40—80, 80—120, 120—160, 160—220, 220—280, 280—350, 350—430, 430—530, 530—610, 610—730, 730—810, 810—940
连续吸收带	730—810, 810—940, 940—1110, 1110—1200
$6.3\mu\text{m}$ 振转带	940—1110, 1110—1200, 1200—1350, 1350—1430, 1430—1590, 1590—1810, 1810—2110, 2110—2380.

按照文献[6], 在我们的计算中将宽度为 $\Delta\nu_i$ 的第 i 个光谱区间的平均透射率表示成一组指数函数的和:

$$\bar{T}_i(P, T, \omega) = \frac{1}{\Delta\nu_i} \int_{\Delta\nu_i} \exp(-K_s(P, T)\omega) d\nu = \sum_{n=1}^N P_n \exp(-K_n(P, T)\omega) \quad (10)$$

式中 ω 为水汽含量, P 和 T 分别表示压力和温度, $K_n(P, T)$ 可视为一组等效吸收系数, P_n 系与之相对应的权重。于是, $\Delta\nu_i$ 区间内的辐射传输问题就被简化为 N 个单色辐射的传输问题, 区间积分的净辐射通量 $F_i(z)$ 可写为[6, 7]:

$$F_i(z) = \sum_{n=1}^N P_n F_n(z) = \sum_{n=1}^N P_n [F_n^\downarrow(z) - F_n^\uparrow(z)], \quad (11)$$

在本文中取 $N=9$ 。最后, 将 i 对所划分的 21 个光谱区间求和, 即可得到整个红外光谱区的有关结果。

3. 大气非均匀路径与 Curtis-Godson (CG) 近似

在文献[6]中, 为了精确处理大气非均匀路径, 作者首先表明了吸收系数的温度依赖关系和压力依赖关系的可分性; 然后用精确的逐线积分法计算了 1000, 333.3, 50, 5 和 0.1hPa 五个压力以及 200, 296 和 325K 三个温度下的吸收系数, 并以 50hPa 压力的吸收系数为参考, 将上述五个压力的吸收系数进行重排, 再用多项式回归方法拟合各压力之间的等效吸收系数; 最后得到任意压力 P 和温度 T 下的等效吸收系数 $K_n(P, T)$ 的计算公式为:

$$K_n(P, T) = K_n(P_r, T_r) \exp(A_n + B_n x + C_n x^2 + D_n x^3 + E_n x^4 + F_n x^5) \times \left(\frac{T}{T_r}\right)^{AA+BB \cdot T} \quad (12)$$

式中,

$$x = L_n \left(\frac{P}{P_r} \right), \quad (13)$$

P_r 和 T_r 是数值拟合时所用的参考压力和温度, 不具有重要的物理意义, 分别取为 0.1bPa 和 296K. 若用其他压力和温度作为参考, 那么表示吸收系数压、温依存性的系数 A_n , B_n , $\dots$, F_n , AA 和 BB 就要相应地取不同的数值. 有关数据均取自文献[6].

显然, 利用方程 (12), (10) 和 (11) 我们就可以精确计算大气的垂直非均匀路径而无须再作其他近似. 通常, 为了处理大气的垂直不均匀性, 在带模式方法中一般使用压力换算近似或 CG 近似. 按照 RW (1966)^[4], 可将 CG 近似表述为: 一条非均匀大气路径的透过率将近似等于具有吸收物质量 $\int dm$ 和半宽度 $\bar{\alpha} = \int \alpha dm / \int dm$ 的一条常压 (等效) 路径的透过率. 我们知道, 在 Lorentz 线型范围内, 谱线半宽度与压力成正比, 所以这条常压路径的等效压力 $\bar{P}$ 必为:

$$\bar{P} = \int P dm / \int dm = \int P \cdot \rho dz / \int \rho dz, \quad (14)$$

在我们的比较计算中, 使用 (14) 式所确定的压力高度, $\int dm$ 求得的吸收物质量代入 (13), (12), (10) 和 (11) 式, 作为大气非均匀路径压力效应的 CG 近似处理. Houghton (1963)^[8] 在计算平流层太阳红外辐射吸收中, 对非常压路径的吸收使用过类似的近似. 虽然 (14) 式是就 Lorentz 线型而导出的, 但 Goody (1964)^[9] 表明: 使用 CG 近似的限制是很少的, 亦可将其用于其他线型.

4. 角度积分

由于指数积分 $2E_3(\tau)$ 的行为与指数函数 $\exp(-\gamma\tau)$ (其中 γ 是一个数值因子) 有某种相似, 故有许多作者试图不进行由 (2) 式所给出的对透过率函数的天顶角角度积分, 而取^[9]:

$$T_r(z, z') = \exp(-\gamma \cdot \tau_r(z, z')), \quad (15)$$

γ 称为漫射因子, 其最佳值为 1.66.

5. 大气窗区水汽连续吸收

虽然直到目前为止, 对 8—12 μ m 窗区连续吸收的机制仍不十分清楚 (吸收线远翼吸收或/和水汽分子的多聚体, 主要是双水分子或/和压力诱导带或/和气溶胶吸收), 但是, 若干理论研究表明^[5, 1], 窗区水汽连续吸收对大气低层特别是地面的长波辐射通量和冷却率计算有重要影响.

Roberts 等 (1976)^[10] 将水汽连续吸收消光系数 σ_c 表示为:

$$\sigma_c = C(\nu, T) \cdot \omega \cdot [p + r(P - p)], \quad (16)$$

其中 ω 为水汽含量, p 为水汽分压, P 为大气总压; r 表示外气体加宽与自加宽的相对度量, 其值可能在 $0 \sim 0.005$ 之间. $c(\nu, T)$ 是水汽自加宽吸收系数, 根据与 Burch 等 (1974)^[11] 的实验室测量结果的最佳拟合, Roberts 等 (1976)^[12] 得出在 296K 的标准温度下,

$$C^0(\nu) = a + b \cdot \exp(-\beta\nu), \quad (17)$$

其中 a, b, β 为三个拟合参数, 在 $8-30\mu\text{m}$ 区域, 其值分别为:

$$a = 1.25 \times 10^{-22} \text{mol}^{-1} \text{cm}^2 \text{atm}^{-1}$$

$$b = 1.67 \times 10^{-19} \text{mol}^{-1} \text{cm}^2 \text{atm}^{-1}$$

$$\beta = 7.87 \times 10^{-3} \text{cm},$$

而 $C^0(\nu)$ 的温度关系可表示为:

$$C(\nu, T) = C^0(\nu) \cdot \exp[T_0(1/T - 1/296)], \quad (18)$$

式中温度参数 T_0 取为 1800K^[10].

三、结果与讨论

1. “精确结果”

根据第二节所给出的基本方程, 我们计算了热带模式大气 (McClatchey 等 (1972)^[12]) 从地面到 60 公里的水汽红外冷却率的“精确”结果, 如图 1 所示. 所谓“精确”, 指的是使

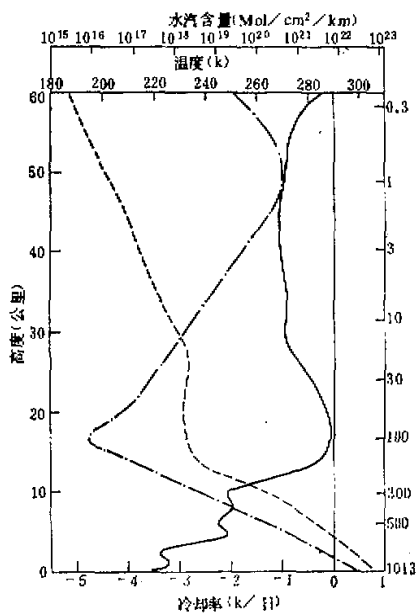


图 1 热带大气水汽长波冷却率

——冷却率 -●-●-温度 -----水汽

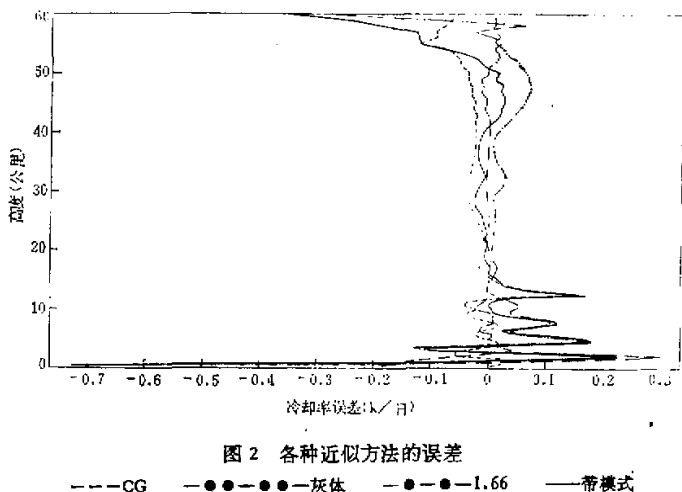
用我们的红外透过率模式,用透过率函数的指数和拟合精确处理频率积分;在处理大气非均匀路径时接弃 CG 或压力换算之类的近似;用精确的指数积分处理漫射辐射以代替 1.66 的漫射因子近似。这种方法的精度已证明可与精确的逐线积分相比拟^[7]。图中同时给出了所用热带模式大气的温度和水汽分布。

由图我们可以看出,在整个对流层,水汽的长波辐射对大气产生一种冷却作用,使大气低层不稳定,产生超临界直减率。与其他气体的长波冷却率比较可知:水汽的长波不透明性是对流层存在的最重要的原因。在地面 1—2 公里附近,水汽红外冷却率高达 3—4K/日,这主要是大气窗区水汽连续吸收的贡献(见下)。

由图 1 我们还可以看到,在平流层中上部由水汽所产生的长波冷却率在某些高度上较之 CO_2 和 O_3 的虽然要小,但仍然有 1K/日左右。当需要精确研究中层大气的辐射能量交换时,应将水汽考虑在内。

2. CG 近似、漫射因子近似和准灰体近似的误差

如第二节所述,为了处理大气非均匀路径通常使用压力换算近似或 CG 近似。为了处理漫射辐射用 1.66 漫射因子近似以及用带模式(实质上是一种准灰体近似)来处理频率积分。在水汽红外冷却率计算中这几种近似所可能引入的误差表示在图 2 中。请注意:我们这里所说的准灰体近似系指在每一所划分的光谱区间中,不使用(11)式计算通量以及冷却率,而是先按(10)式求出该区间各高度上的平均透过率函数,再按通常的作法进行冷却率的计算。这种作法使得我们可以将准灰体近似的影响从 CG 和 1.66 近似中分离出来。



由图我们可以看到,CG 近似和 1.66 漫射因子近似基本上适用于水汽长波冷却率的计算,它们所带来的最大误差不超过 0.16K/日和 0.19K/日,这与其他作者的结果一致。但是,准灰体近似在近地面层和高层却带来较大的误差。其原因是:在某一光谱区间用一

平均透过率(或平均吸收系数)来代替指数和拟合中的各指数透过率将过低估计线中心的吸收,同时对线翼吸收却又估计过高。在大气上层,由于吸收物质密度小,线翼几乎是透明的,透过率主要取决于线中心的吸收;而在大气低层,由于吸收物质密度大,线中心几乎是完全不透明的,线翼吸收决定了透过率。因此,平均透过率(即准灰体近似)的使用有可能在大气高层和低层带来最大的误差。

在图 2 中,我们还画出了当 CG 近似、漫射因子近似以及准灰体近似同时使用时(通常的带模式法就是如此)所产生的冷却率误差。由于在某些高度上上述三种误差有可能部分地相消或相加,故总的误差并非三者误差的简单相加,值得注意的是在近地面 1 公里处,误差可高达 0.7K/日,大约为 20%,这主要是由准灰体近似产生的。显然,在研究近地面层的辐射物理过程时,使用更为精确的透过率模式是必要的。

3. 计算截止高度与高度积分步长的影响

由方程 (7b) 可以看出,计算中所取的截止高度 Z 的大小将影响向下的辐射通量从而影响冷却率。从理论上讲, Z 当然应取无穷大,然而这既不可能也没必要。研究一下截止高度 Z 对冷却率计算的影响是有意义的。使用精确的透过率模式我们研究了这一问题,结果如图 (3a) 所示。图中曲线 I、II、III、IV 分别给出了当 $Z = 15, 28, 40$ 和 60 公里时水汽长波冷却率的结果。由图可以看出,在平流层范围内,截止高度 Z 以下大约 10 公里范围的冷却率都将受到程度不同的影响。在这些计算中,我们已经考虑了 Z 高度以上大气层的贡献,如果不考虑这种贡献的话,会导致极不合理的结果(图中曲线 V)。

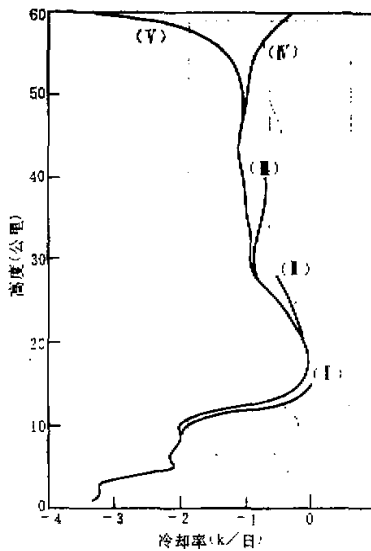


图 3(a) 截止高度 Z 对冷却率计算的影响

(I) $Z = 15$ (II) $Z = 28$ (III) $Z = 40$
(IV) $Z = 60$ (V) 忽略顶层修正

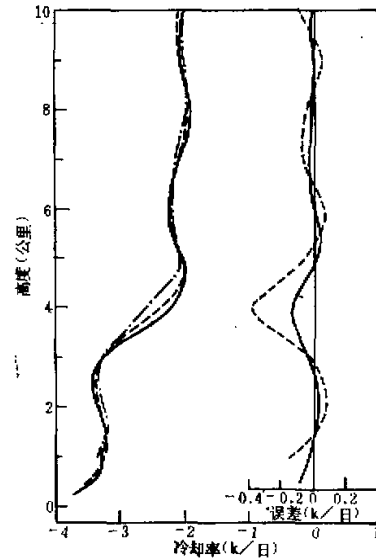


图 3(b) 高度积分步长 dx 对冷却率计算的影响

—— $dx = 0.25$ 公里 —— $dx = 0.5$ 公里
- · - · - $dx = 1$ 公里

图(3b)所表示的是计算中所取的高度积分步长 dz 对冷却率的影响。由于大气中的水汽含量随高度迅速减少,所以在大气低层积分步长应当小一点,而在高层则可加大以节约计算时间。图中给出了以 $dz = 0.25$ 公里为基准的 $dz = 0.5$ 和 1 公里时的误差。可以看出当 $dz = 0.5$ 、1 公里时,最大误差在 4 公里处,分别为 0.14K/日 和 0.38K/日 ,随着高度的增加,误差逐渐减小,故图中未绘出 10 公里以上的结果。

4. 吸收系数的温度效应对冷却率的影响

在冷却率计算中正确地计入温度效应是一个复杂而又困难的问题。这不但是因为吸收线的半宽度、强度与温度有关,而且,还因为它们与温度的依赖关系可能是逐线而异的,而大气气体分子的光谱带通常又含有大量的吸收线。所以对这个问题通常都采用某种近似处理。文献[6]的红外透过率模式使我们有可能比较精确地来研究这个问题。图 4 左半部曲线(a)给出了考虑(实线)与不考虑(虚线)线吸收与连续吸收的温度依赖性时的冷却率结果,右半部实线是其所对应的冷却率误差。由图可以看出,大约在 7 公里以下,不考虑吸收系数的温度依存性会使冷却率估计偏低,3 公里附近的最大误差高达 0.4K/日 ,在 7 公里以上至大约 50 公里附近,温度效应的忽略却又使冷却率计算结果偏大,最大误差 0.2K/日 左右。图中左半部的(b)组曲线及右半部虚线只是就连续吸收所计算的。忽略连续吸收的温度效应所带来的冷却率误差在 $\pm 0.2\text{K/日}$ 左右。这些结果表明:如果我们需要比较精确的水汽长波冷却率,应当同时考虑线吸收和连续吸收系数的温度效应。

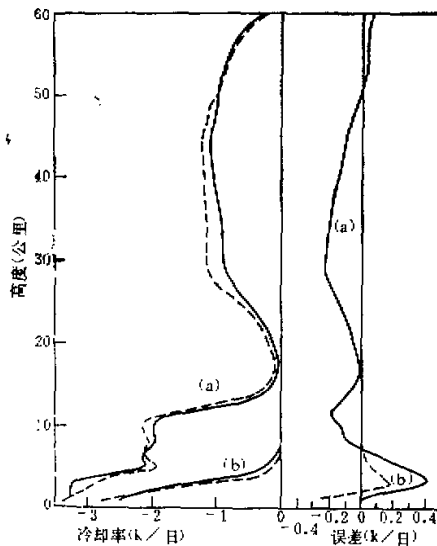


图 4 水汽吸收系数的温度效应对长波冷却率计算的影响

——考虑温度效应 ----不考虑温度效应
(a) 线吸收+连续吸收 (b) 连续吸收

5. 大气窗区水汽长波冷却率

8—14 μm 的大气窗区, 既存在水汽的线吸收又存在水汽连续吸收。但实验证明: 线吸收要比连续吸收小得多, 同时连续吸收系数随波长的变化要比线吸收缓慢得多, 因此在大气窗区我们可以用透过率相乘定律来处理连续吸收与线吸收的重迭, 并称之为精确算法。表 2 和图 4、图 5 给出了若干不同情况的冷却率计算结果。(i) 在 3 公里以下的近地面层线吸收所产生的长波冷却率大约是连续吸收的 1/4。非常有意思的是: 当忽略线吸收, 并取 $r = 0.005$ 时所计算的冷却率与用精确方法同时考虑线吸收和连续吸收的结果相比, 在整个对流层其误差不超过 0.07K/日; (ii) 730—1200 cm^{-1} 大气窗区的水汽长波冷却率(线吸收+连续吸收)在近地面层对总的冷却率有重要贡献, 在 1, 2, 3 公里高度上分别占 72%, 64%, 45%。因此, 在大气低层的冷却率计算中不考虑窗区的贡献, 有可能带来严重误差; (iii) 如前所述, 在方程 (16) 中 r 是表征外气体加宽与自加宽的相对度量的, 在 Selby 和 McClatchey (1975)^[13] 的 LOWTRAN 3 中, 取 $r = 0.005$, 而 Roberts 等 (1976)^[14] 却认为 r 在 0~0.002 之间, Kneizys 等 (1980)^[14] 在 LOWTRAN 5 中又取 $r = 0.002$ 。为了考查 r 取值对水汽连续吸收冷却率计算的影响, 我们分别取 $r = 0.001, 0.002, 0.005$ 进行了数值试验。结果如图 5 和表 2 所示。当 r 取 0.001 和 0.005 时, 其在 3 公里处的最大差别约为 0.2K/日。由于缺乏比较可

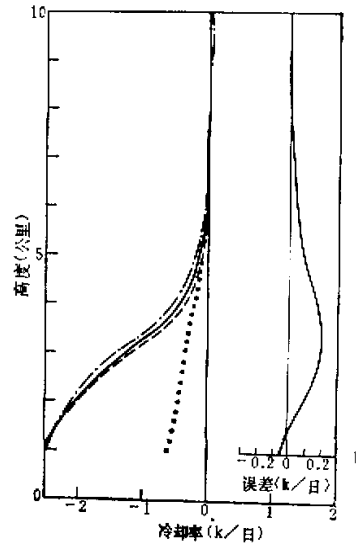


图 5 r 取值对水汽连续吸收冷却率的影响, 窗区线吸收的冷却率

—— $r = 0.001$ - - - $r = 0.005$
 — — — $r = 0.002$ ······ 线吸收

表 2 730—1200 cm^{-1} 大气窗区的水汽长波冷却率 (K/日)

高度 (公里)	水汽连续吸收			线吸收	连续吸收+线吸收	
	$r = 0.001$	$r = 0.002$	$r = 0.005$		精确算法	直接相加
1	-2.5253	-2.5122	-2.4649	-0.6159	-2.4196	-3.1281
2	-2.0028	-2.0310	-2.0993	-0.4637	-2.0876	-2.4947
3	-1.1960	-1.2520	-1.4040	-0.3753	-1.4637	-1.6273
4	-0.3790	-0.4204	-0.5484	-0.2290	-0.6166	-0.6494
5	-0.1190	-0.1414	-0.2070	-0.1208	-0.2585	-0.2622
6	-0.0469	-0.0593	-0.0968	-0.0760	-0.1373	-0.1353
7	-0.0128	-0.0179	-0.0340	-0.0450	-0.0656	-0.0629
8	-0.0015	-0.0025	-0.0066	-0.0256	-0.0300	-0.0261
9	0.0012	0.0018	0.0028	-0.0140	-0.0132	-0.0121
10	0.0014	0.0023	0.0046	-0.0060	-0.0042	-0.0036

信的数据,而 $r = 0.002$ 的结果较为适中,故在我们所有的其他计算中均取 $r = 0.002$.

四、结 语

本文用一种精度可与逐线积分相比拟,但计算时间却又节省得多的红外透过率模式精确计算了水汽红外冷却率。以此为基础,我们详细研究了冷却率计算中通常所用的各种近似方法可能带来的误差。其主要结论是:(i) 处理大气非均匀路径效应的 CG 近似和处理漫射辐射的 1.66 漫射因子近似不带来明显的误差。(ii) 类似于带模式之类的准灰体近似在大气低层,特别是近地面层有可能带来较严重的误差,在 0.5 公里处的误差为 0.55K/日,大约为 16%。(iii) 大气窗区(主要是水汽连续吸收)长波辐射,在大气低层对总的水汽长波冷却率有重要的贡献。在研究大气底层的辐射能量收支时,应当精确地处理这个问题。(iv) 吸收系数(包括线吸收和连续吸收)的温度效应对长波冷却率的计算有重要的影响。忽略温度效应,在 3 公里处有可能造成 12% 的误差,而在平流层大部分高度上的误差可高达 20%,从而影响整个通量和冷却率的分布。

参 考 文 献

- [1] Rodgers, C. D. and Walshaw C. D., 1966, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **92**, 67—92.
- [2] Ellingson, R. G. and Gille J. C., 1978, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 523—545.
- [3] Roewe, D. and Liou K. N., 1978, *J. Appl. Meteor.*, **17**, 92—106.
- [4] Liou, K. N. and Ou S. C., 1981, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2707—2716.
- [5] Chou, M. D. and Arking A., 1980, *ibid.*, **37**, 855—867.
- [6] Shi, G. Y., An Accurate Calculation and Representation of the Infrared Transmission Function of the Atmospheric Constituents, D. thesis, Dept. of Science, Tohoku University of Japan, 1981. p. 191.
- [7] ———, *Scientia Sinica*, 1984, Series B. **27**, 947—957.
- [8] Houghton, J. T., 1963, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **89**, 319—331.
- [9] Goody, R. M., *Atmospheric Radiation. I. Theoretical Basis*. Oxford University Press, 1964, 436pp.
- [10] Roberts, R. E. et al., 1976, *Appl. Opt.*, **15**, 2085—2090.
- [11] Burch, D. E. et al., AFCRL-TR-74-0377.
- [12] McClatchey, R. A. et al., 1972, *Optical Properties of the Atmosphere*, 3rd ed., AFCRL-72-0497.
- [13] Selby, J. and McClatchey, R. *Atmospheric Transmittance from 0.25 to 28.5 micron: Computer Code LOWTRAN 3*, Report No. AFCRL-TR-75-0255, Air Force Geophysics Lab, Hanscom AFB, MA, 1975.
- [14] Kneizys, F., et al., *Atmospheric Transmittance Radiance: Computer Code LOWTRAN 5*. Report No. AFGL-TR-80-0067, Air Force Geophysics Lab, Hanscom AFB, MA, 1980.

AN EXACT CALCULATION OF INFRARED COOLING RATE DUE TO WATER VAPOR

Xu Li Shi Guangyu

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The long-wave ($0-2380\text{ cm}^{-1}$) cooling rate due to water vapor in the troposphere and the stratosphere has been calculated by a new infrared transmission model in this paper. An exact scheme is used for treating the integration over wave number and the inhomogeneous path in the atmosphere. It is shown that the atmospheric window region ($730-1200\text{ cm}^{-1}$) (mainly water vapor continuum) has a significant contribution to the total cooling near the surface, with 72% at the level of 1 km; the CG approximation for an inhomogeneous path and the diffusivity factor of 1.66 for diffuse radiation are fairly applicable for calculating the cooling rate due to water vapor, with maximum error of 0.16 K/day and 0.19 K/day, respectively, over entire the troposphere and the stratosphere. In this study, we also examined the influences of the temperature-dependence of the absorption coefficients of water vapor, the upper level cutoff and the integration step for altitude, and substituting a quasi-grey approximation for the exact integration over wave number, on the calculation of infrared cooling rate due to water vapor.

《第二次全国概率统计天气预报会议论文集》即将出版

《第二次全国概率统计天气预报会议论文集》将于 1986 年底由科学出版社出版。

本文集收集了会议上宣读的 39 篇论文, 这些论文中有老一辈气象工作者的真知灼见, 也有广大中青年气象工作者的优秀成果。

本文集中有相当一部分是台站气象工作者应用概率统计方法预报天气成功的经验总结, 对广大气象台站进一步开展概率统计天气预报有较大参考意义。

本书内容丰富, 涉及面广, 并有若干较新的成果。其中有: 门限自回归、非量度的多维变换、随机函数典型分解的应用、相关系数的不稳定性、逐步筛选因子的聚类分析、不规则格点上辛贝格夫多项式的应用、时空谱分析、模糊数学的应用、随机动力模式、卡曼滤波、薛定谔方程的应用、农业气候区划等。

本书可供广大气象台站天气预报工作者参考, 对气象科研工作者、高等院校师生、研究生以及水文、地质、地貌、医学等部门的工作者, 亦有较大的参考意义。

需要本书的同志可向当地新华书店预订, 也可直接与科学出版社联系, 定价每册 3.30 元。

(周家斌)