

沙尘辐射强迫锋生过程的数值模拟*

申 绍 华

(国家海洋环境预报中心, 北京 100081)

陈 受 钧

(北京大学地球物理系 100871)

提 要

本文分别利用二和三维数值模式研究了沙尘暴辐射强迫的锋生过程和孤立的沙尘暴单体辐射加热对锋面环流系统的影响。结果表明,沙尘爆发时,沙尘辐射加热在大气低层导致锋生,在大气中层产生一明显的等熵位温层。水平速度场在沿锋面移动方向表现出明显的辐合(散)特征。晚上,沙尘辐射冷却导致大气低层锋消。

孤立的沙尘暴单体辐射加热在盛行风方向强迫出一个明显的垂直环流圈,它在白天较强,晚上较弱和反向。水平风场对沙尘的辐射强迫响应在不同高度上是不同的。

关键词: 沙尘暴, 辐射, 锋生。

1 引言

沙尘爆发同一定的天气系统相联系。对于不同的天气系统,沙尘暴的辐射强迫作用是不同的。近年来,许多学者对沙尘暴产生的天气条件和沙尘辐射对天气系统的影响进行了大量的观测、分析和一定的理论研究。

Brazel^[1]等人(1986)分析了美国亚利桑那州 1950—1980 年期间沙尘爆发时的各种天气特征,他们发现:伴随沙尘暴发生的天气形势可分为四类:(1) 锋面天气系统,(2) 风暴和对流,(3) 热带扰动,(4) 上层切断低压。他们对 1972 年 2 月 22 日和 4 月 13 日两次锋面沙尘暴的分析表明:沙尘辐射对于锋面的维持和加强有着重要的作用。徐国昌^[2](1979)对 1977 年 4 月 22 日甘肃河西地区的一次强沙尘暴天气的分析表明:伴随着沙尘暴的发生,地面气压发生明显变化,对流层低层有一浅薄锋面,沙尘辐射加热对这个锋面的维持、加强和减弱有着重要的影响。Carlson^[3,4]等人(1972,1980)的研究表明:沙尘爆发时,沙尘层附近有一明显的等熵位温层存在,沙尘辐射加热强迫的次级环流将改变某些局地环流系统的特征。

在实际大气中,沙尘暴一般表现为在一定水平范围内的孤立单体,其分布沿各个方向都是变化的^[5]。因而沙尘暴辐射加热在水平各方向上强迫的次级环流是不同的,它们对天气环流的发展变化有重要的影响,正如 Brazel^[1]等人(1986)指出的那样:沙尘的输送和抬升(下沉)在非大尺度盛行风方向的大小依赖于沙尘暴发生的强度、天气类型和各类因子强迫出的次级风特征,其中辐射加热对次级风的产生和变化有重要的作用。

* 1992 年 9 月 2 日收到最后修改稿,高等学校博士点科研基金资助,项目编号:9200125。

本文的目的是研究沙尘暴辐射强迫的锋生过程和孤立的沙尘暴单体对锋面环流的影响。为了简明起见,我们首先假定沙尘暴是无限长,利用二维数值模式研究沙尘辐射强迫的锋生过程。然后,采用三维数值模式研究孤立的沙尘暴单体辐射加热强迫的次级环流和水平风场的变化特征。

2 数值模式

2.1 基本方程

在 (x, y, z) 坐标系里,静力平衡、不可压缩的原始方程可以表示为:

$$\frac{du}{dt} = fv - \theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z^m \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_H^m \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_H^m \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -fu - \theta \frac{\partial \pi}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z^m \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_H^m \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_H^m \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z^q \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_H^q \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_H^q \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + F_R \quad (3)$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z^q \frac{\partial q}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_H^q \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_H^q \frac{\partial q}{\partial y} \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = -g/\theta \quad (6)$$

式(1)–(6)中 $\pi = c_p(p/p_0)^{R/c_p}$, $p_0 = 1000$ hPa, R, c_p 分别是气体常数和气体等压比热。 k_H^m, k_H^q 和 k_H^q 分别是动量、热量和水汽的水平湍流交换系数, k_z^m, k_z^q 和 k_z^q 分别是动量、热量和水汽的垂直交换系数。 f 为柯氏参数, F_R 为沙尘和其它吸收气体产生的辐射加热率。

考虑到大气中沙尘暴辐射加热产生的大气质量调整,本文引进物质面 S 作为模式的顶端。在 S 上, θ 为常数,令 $w_s = \frac{dS}{dt}$ 。假定在地面和物质面上 $w = 0$,从 $z = 0$ 到 $z = S$ 积分式(5),可得到下面物质面方程:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -u \frac{\partial S}{\partial x} - v \frac{\partial S}{\partial y} - \int_0^S \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz \quad (7)$$

对于土壤层有:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z'} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial z'} \right) \quad (8)$$

式(8)中 k_s 为土壤热扩散系数, T_s 为土壤内深度 z' 处的温度。

2.2 次网格参数化的处理和地表面能量方程

在沙尘暴情况下,边界层内的湍流混合主要是由感热产生的。根据 Westphal 等人^[6](1987)的研究结果,我们把边界层内湍流垂直交换系数分为对流和稳定两种情况来处理,以地表热量通量为零作为两种情况过渡时的临界值。总的湍流参数化方案为^[7,8]:

$$k_z^m(z) = \begin{cases} \left. \begin{aligned} & k_z^m|_{z_i} + (z_i - z)^2 / (z_i - h)^2 \left\{ k_z^m|_h - k_z|_{z_i} + (z - h) \left[\frac{\partial}{\partial z} k_z^m|_h \right] \right. \\ & \left. \left. + 2(k_z^m|_h - k_z^m|_{z_i}) / (z_i - h) \right\} \right\} & z_i \geq z \geq h \\ & k_z^m|_{z_i} & z > z_i \\ & (z/h) k_z^m|_h & z < h \end{aligned} \right\} & (\overline{w'\theta'})_0 \geq 0 \\ \left. \begin{aligned} & 1.1(R_{ic} - R_i) l^2 E / R_i, & \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 \\ & (1 - 18 R_i)^{-\frac{1}{2}} l^2 E & \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0 \end{aligned} \right\} & (\overline{w'\theta'})_0 \leq 0 \end{cases} \quad (9)$$

$k_z^g(z)$, $k_z^q(z)$ 同上式有相同的形式。式(9)中 h , z_i 分别是表面层和边界层高度。 R_i 和 R_{ic} 分别为 Richardson 数和临界 Richardson 数。 E 是局地切变, l 是湍流混合长度。 R_{ic} 和 l 采用 McNider 等人^[7](1981)的结果, 即: $R_{ic} = A \Delta z^B$, $A = 0.15$, $B = 0.75$, Δz 为模式格距, 单位是厘米。

$$l \begin{cases} = 0.35 z & z < 200 \text{ m} \\ = 70 \text{ m} & z \geq 200 \text{ m} \end{cases} \quad (10)$$

表面层中的 $k_z^m|_h$, $k_z^g|_h$ 和 $k_z^q|_h$ 可由 Businger 的相似理论迭代求得。在边界层之上, 本文取 $k_z^m|_{z_i} = k_z^g|_{z_i} = k_z^q|_{z_i} = 1.0 \text{ cm}^2/\text{s}$ 。由于水平湍流扩散项主要起平滑作用, 并不代表实际的物理过程。因此, 本文采用 Pepper^[9]等人(1979)提出的一种长过滤隐式方法来代替水平湍流扩散项。

在对流情况下, 假定 $h = 0.04 z_i$, z_i 由下式给出^[8]:

$$\frac{\partial z_i}{\partial t} + u \frac{\partial z_i}{\partial x} + v \frac{\partial z_i}{\partial y} = w_i^* + \frac{1.8(w_* + 1.1u_*^3 - 3.3u_*^2 f z_i)}{g \frac{z_i^2}{\theta} \frac{\partial \theta^+}{\partial z} + 9w_*^2 + 7.2u_*^2} \quad (11)$$

式中 w_* 和 w_i^* 分别是对流速度和 z_i 处的垂直速度, $\frac{\partial \theta^+}{\partial z}$ 为 z_i 上部的位温递减率。 u_* 和 θ_* 分别为摩擦速度和特征位温。

在稳定情况下, 假定表面层高度为常数, 它等于模式的第一层高度。相应的边界层高度由下式确定^[13]:

$$\frac{dz_i}{dt} = w_i^* + 0.66 \frac{u_*^2}{|f| z_i} \left(1 - \frac{3.2 z_i |f|}{u_*} \right)^3 \quad (12)$$

地表面能量方程可以写成^[8]:

$$F_{\sigma S}^{\downarrow} + F_{\sigma L}^{\downarrow} + \rho L u_* q_* + \rho c_p u_* \theta_* - \rho_s c_s K_s \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{\sigma} - \sigma T_{\sigma}^4 = 0 \quad (13)$$

式(13)中 $F_{\sigma S}^{\downarrow}$, $F_{\sigma L}^{\downarrow}$ 分别是地面接收到净的太阳辐射通量和长波辐射通量。 ρ , ρ_s 分别为空气和土壤密度。 L 是气体潜化热, c_s 是土壤比热, σ 是 Stefan 常数。地面温度 T_{σ} 用牛顿迭代法求解式(13)得到, 迭代精度 ϵ 取为 10^{-5} 。

2.3 辐射传输模式

对于入射光为直接太阳辐射的辐射传输方程为^[10]:

$$\begin{cases} \frac{dF\uparrow}{d\tau} = r_1 F\uparrow - r_2 F\downarrow - S_0 w \beta_0 e^{-\tau/H_0} \\ \frac{dF\downarrow}{d\tau} = r_2 F\uparrow - r_1 F\downarrow + S_0 w (1 - \beta_0) e^{-\tau/H_0} \end{cases} \quad (14)$$

式中 τ 是大气光学厚度, S_0 是上边界的太阳直接辐照度, β_0 是后向散射比, H_0 是太阳仰角的正弦, w 是散射比。 r_1 , r_2 是 β_0 , H_0 , w 和不对称因子的函数, 其表达式见文献[10]中的式(3)和(4)。 $F\uparrow$ 和 $F\downarrow$ 分别是向上和向下的太阳辐射光辐照度。

多次散射的长波辐射传输方程为:

$$\begin{cases} \frac{dF_b^\downarrow}{d\tau} = -F_b^\downarrow + (1-w)B_v(\tau) + w\beta_0 F_b^\uparrow + w(1-\beta_0)F_b^\downarrow \\ \frac{dF_b^\uparrow}{d\tau} = F_b^\uparrow - (1-w)B_v(T) - w\beta_0 F_b^\downarrow - w(1-\beta_0)F_b^\uparrow \end{cases} \quad (15)$$

其中 F_b^\uparrow 和 F_b^\downarrow 分别为向上和向下的长波辐射辐照度, $B_v(T)$ 是 Planck 函数。

对于式(14)–(15)的边界条件为:

$$\begin{cases} F^\downarrow|_{top} = 0, F^\uparrow|_a = \alpha(F^\downarrow|_a + S_0 w H_0 e^{-\tau/H_0}) \\ F_b^\downarrow|_{top} = 0, F_b^\uparrow = B_v(T) \end{cases} \quad (16)$$

这里下标 'top', 'G' 分别表示在大气顶端和地面的值, α 是地面反照率。

沙尘和其它吸收气体在高度 z 上产生的增温率为:

$$\begin{cases} F_{R|z} = -\frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial F_M(z)}{\partial z} \\ F_M(z) = \sum_{i=1}^N (F_i^\uparrow(z) - F_i^\downarrow(z)) \end{cases} \quad (17)$$

上式忽略了由于 $F_M(z)$ 散度引起的气压变化(参见文献[13])。 i 是波段序号, $F_i^\uparrow(z)$ 和 $F_i^\downarrow(z)$ 分别表示在 i 波段 z 高度上总的向上、向下的辐射通量。

在计算中,将大气分为 N 层,短波取 26 个波段,长波取 22 个波段。沙尘的粒子谱分布和折射率采用 Carlson 等人^[4](1980)的观测结果。水汽和其它气体的吸收系数和散射系数参见文献[10–12]。沙尘和水汽的吸收系数是温度和水汽含量的函数。在求解辐射方程时,首先利用式(3)–(4)得到的温度和水汽求出沙尘和水汽的吸收和散射系数,它也是波长的函数。然后,求出相应的 w , β_0 , τ , r_1 和 r_2 。最后利用二级近似和累加法求解式(14)–(16),得到各高度上总的向上、向下的辐照度。由式(17)可得到各高度上的增温率。具体的计算过程参见文献[10, 11]。因为沙尘的辐射加热率远大于其它气体的辐射加热率,所以,取 CO_2 和 O_2 的为常数,分别为 $5.11 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-2} \text{ hPa}^{-1}$ 和 $0.236 \text{ g cm}^{-2} \text{ hPa}^{-1}$ 。

3 模式的差分格式和初边值条件

3.1 差分格式和计算区域

模式采用交错差分网格,在垂直方向上除了物质面上的 u , v , θ 和 q 是重合的外, θ 和 q 相对于其它变量位于半格点上。在水平方向, w 位于半格距上。在模式差分方案中,时间差分采用向前迎风差分,平流项采用三次样条差分,垂直湍流扩散项采用隐式差分方法,

科氏力项采用半隐式差分方案。其它空间差分均采用中央差分。Pielke^[13](1984)给出了这些差分方程的详细推导。

对于二维数值模拟, 计算的水平范围为 2000 km。对于三维数值模拟, 水平范围为 2000km × 1000 km, 其中 x 方向为 2000 km, y 方向为 1000 km。为防止在边界上波反射的影响, 在计算区域外两侧各增加了 300 km 作为模式的外区域。在大气垂直方向采用不等距分层, 土壤内采用均匀分层。大气和土壤各分为 22 层, 模式中的物理参数见表 1。

表 1 模式中物理参数的取值(参数/取值)

$Z_0/4\text{ cm}$	$\nu/0.15\text{ cm}^2\text{ s}^{-1}$	$c_p/0.24\text{ Calg}^{-1}\text{ K}^{-1}$	$P_0/1001\text{ hPa}$	$\Delta\theta/20\text{ K}$
$A/0.3$	$F_w/0.006$	$K_g/0.03\text{ cm}^{-2}\text{ S}^{-1}$	$T_0/285\text{ K}$	$\theta_0/280\text{ K}$
$f/30\text{ N}$	$Z_i/600\text{ m}$	$C_g/0.32\text{ Calg}^{-1}\text{ K}^{-1}$	$q_0/0.006$	$N_1/1 \times 10^{-2}\text{ S}$
$\text{day}/4\text{ 月}21\text{ 日}$	$\delta/0.07$	$\rho_a/1.5\text{ gcm}^{-3}$	$h_0/8.153\text{ km}$	$N_2/9 \times 10^{-2}\text{ S}$
$K_0/0.35$	$S_0/1.96\text{ lyKmin}^{-1}$	$\sigma/1.38 \times 10^{-12}\text{ lyK}^{-4}\text{ s}^{-1}$	$\bar{z}/16\text{ km}$	$Li/400\text{ km}$
$P_i/100\text{ hPa}$	$u_0/5\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$			

3.2 初条件

本文的目的是研究沙尘暴辐射加热对锋面系统的影响。假定初始时刻 u , q 等于常数, 位温由下式给出^[14],

$$\begin{cases} \theta(x, z, 0) = \theta_0 + \left(\frac{N_1^2 \theta_0}{g}\right)z + \frac{\Delta\theta}{\pi} \tan^{-1}\left(\frac{X}{L_*}\right) & z \leq h \\ \theta(x, z, 0) = \theta_0 + \left(\frac{N_2^2 \theta_0}{g}\right)z - \frac{\theta_0 h}{g} (N_2^2 - N_1^2) & z > h \\ h(x, 0) = h_0 + \left(\frac{g \Delta\theta}{\pi \theta_0}\right) (N_2^2 - N_1^2)^{-1} \tan^{-1}\left(\frac{X}{L_*}\right) \end{cases} \quad (18)$$

N_2 和 N_1 分别为上、下层大气的 Brunt-Vaisala 频率, $N_i^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_i}{\partial z}$ ($i=1, 2$)。 L_* 是初始斜压带的长度尺度。 h 是上、下界面的初始高度, h_0 为常数。

初始时刻的风场由热成风平衡关系求得,

$$\begin{cases} v_0(x, z, 0) = \left(\frac{g \Delta\theta}{\pi \theta_0 f L_*}\right) \left[1 + \left(\frac{X}{L_*}\right)^2\right]^{-1} (z - z_c(x)) & z \leq h \\ v_0(x, z, 0) = v_0(x, h(x), 0) & z > h \\ u_0(x, z, 0) = U_0 \end{cases} \quad (19)$$

式中 $z_c(x)$ 是为保持质量守恒, 对 v_0 进行垂直积分确定的常数^[14]。 U_0 是给定的初始值。

3.3 边条件

$$z=0, \begin{cases} u = v = w = 0 \\ q_0 = F_w q_0|_{s,s} + (1 - F_w)q(1) \end{cases} \quad (20)$$

$$z=S, \begin{cases} u = u_0, v = v_0 \\ \pi = \pi(S) - \frac{g(S - \bar{S})}{\left[\theta(S) - \frac{1}{2}\gamma_{top}(S - \bar{S})\right]} \\ q(s), \theta(S) = \text{常数} \end{cases} \quad (21)$$

侧边界条件:

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \pi}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial \pi}{\partial y} = \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (22)$$

(三维情况)

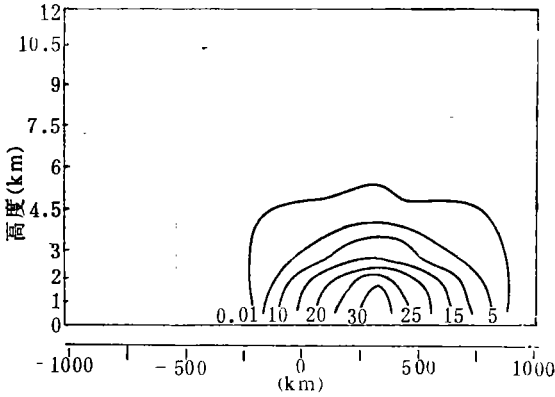


图 1 沙尘的消光系数 β 。(在 $\lambda=0.55 \mu\text{m}$, 单位为 10^{-4}m^{-1}) 的水平垂直分布

式(20)和(21)中 F_w 为表面湿度, γ_{top} 是模式顶的位温递减率。

为了去掉初始场中风、温度场不协调产生的惯性振荡,在模式积分前,对模式进行了12小时的初始化调整。在此之后,对模式积分并考虑沙尘暴的辐射效应,积分时间步长为 90 s。

4 二维数值模拟的结果和分析

在这部分,利用二维模式研究沙尘暴辐射强迫的锋生过程。即假定,沙尘暴沿 y 方向是无限长。这时方程(1)–(6)中

$\frac{\partial}{\partial y}$ 项消失。在动力初始化调整后,对模式积分 24 小时,并考虑了沙尘暴的辐射效应。积

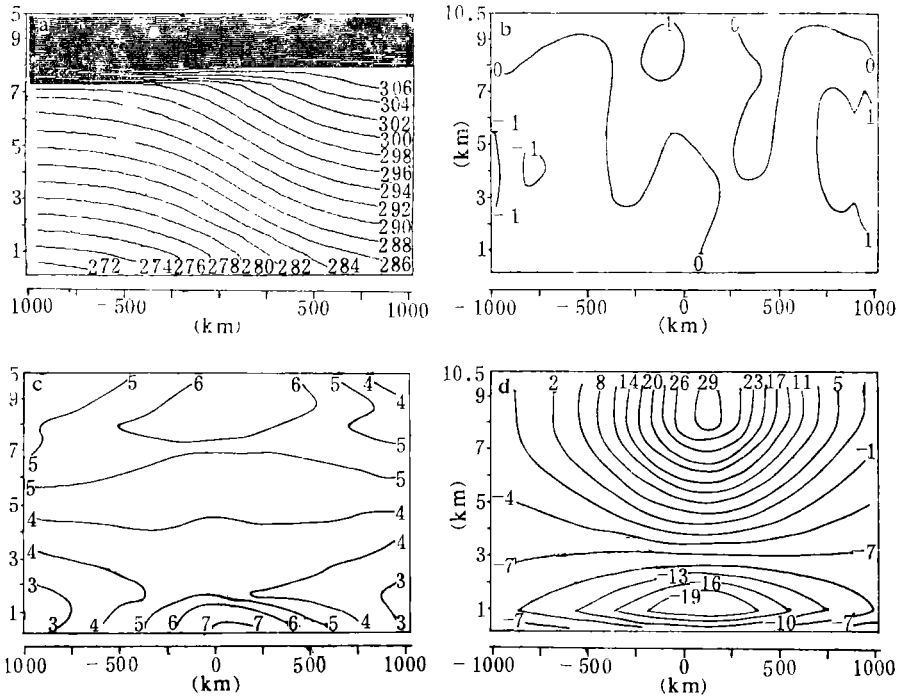


图 2 动力调整 12 小时的 (a) 位温 θ (K, 间隔 2K)、(b) 垂直速度 w (cm/s, 间隔 1cm/s)、(c) 水平风 u (m/s, 间隔 1m/s) 和 (d) 水平风 v (m/s, 间隔 3m/s) 的分布

分开始的时间对应于当地时间 06:00 时。

图 1 是根据 Carlson 等人^[4](1980)的观测结果给出的典型沙尘暴分布。

图 2 为 12 小时动力调整后的风、温度场。调整的结果使位温场斜压性减少，区域左侧为下沉运动，右侧为上升运动。位温场变化较慢，风速迅速调整，沿 x 方向的风速 u 达 7 m/s, y 方向的高、低空急流(v)强度减弱。

图 3 给出了积分 8 小时的风场和温度场。从图中可以看到：沙尘辐射加热使风场和温度产生明显的变化。沙尘区左侧上方的等位温线向外疏散，左侧下方的等位温线变得稀疏。但在沙尘暴右侧下方，等位温线明显变密，水平温度梯度加强，有明显的锋生。实际上，积分 4 小时，沙尘区右下侧就有弱的锋生(图略)。在沙尘区中心大约 2.5~5km 高度上有明显的等熵位温层形成，它是同沙尘顶端的辐射加热相联系的。事实上，由于沙尘的辐射加热率远大于其它吸收气体，在沙尘顶部 $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ 减小。但等熵混合层的强度、厚度和所在高度依赖于大气中初始位温分布和沙尘层的高度。Carlson 等人^[3](1972)发现，沙尘爆发时，大气中低层常形成较深厚的混合层，其厚度大约从 850 hPa—500hPa。这同本文的结果是一致的。图 3b 表明，上升运动明显加强，最大值达 6.7 cm/s, 上升运动区也增大。沙尘区两侧盛行下沉运动，最大值为 -2.5cm/s。图 3c-d 表明，在 3.5 km 以下沿锋面移动方向的速度 u 明显辐合，它主要是由 u 的水平梯度产生的。在锋面上侧 2.5km 和 5 km 有两个极值中心，其大小分别为 -9.5 m/s 和 -8.48 m/s, 两个极值中心连线同锋面方向一致。 u 的水平和垂直切变在锋面带上变得非常强。在锋面附近， v 的水平和垂直切变

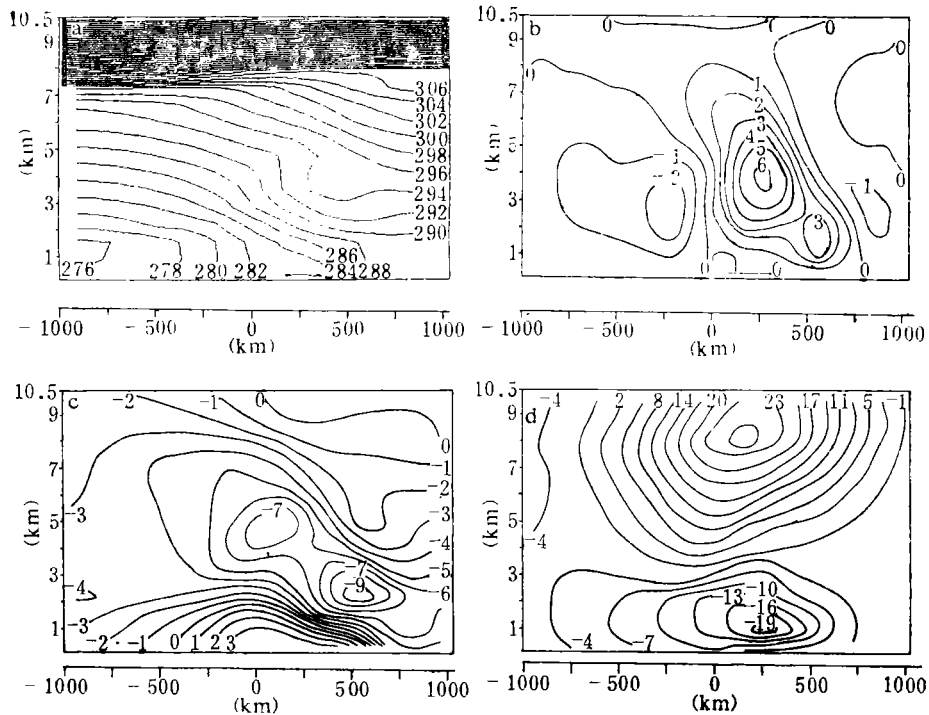


图 3 沙尘辐射加热情况下，积分 8 小时的(a) θ 、(b) w 、(c) u 和(d) v 的分布(单位和等值线间隔同图 2)

也进一步加强。相对于图 1, 低层急流中心增加了大约 5 m/s, 但高层急流中心值减少了大约 4 m/s。

从积分 8 小时到 12 小时, 太阳辐射加热逐渐减弱。计算结果表明, 在这一段时间内, 沙尘区上空的等熵混合层继续加深, 地面附近的锋区进一步加强, 但锋面坡度减小, 并导致总的水平辐合量减小, 相应的垂直上升速度减弱。Carlson^[9] (1972) 的观测分析曾表明, Saharan 沙尘爆发时, 在 850—500hPa 层含沙量能维持一定的时间。我们的计算结果也说明了沙尘的辐射加热对沙尘区中低层沙尘的维持有着重要的作用。

积分 12 小时以后, 太阳辐射加热为零, 沙尘放出长波辐射冷却大气。图 4 表明, 到积分 16 小时, 冷却的结果使锋面强度迅速减弱, 锋区仅维持在 1 km 以下, 并在平流作用下向区域右侧移动。沙尘区上空的等熵混合层厚度减小, 并表现为弱不稳定。垂直速度除了在沙尘区低层仍维持 1 cm/s 的上升运动外, 其它区域均为下沉运动, 最大值为 -2.5 cm/s。垂直速度场的分布同白天的情况反位相, 这表明有锋消。u 也明显减弱, 连接速度 u 极值中心的轴线变成水平, 辐合减弱。v 场的分布和它的强度也都发生明显的变化。计算结果还表明, 进一步冷却将使等位温线变平, 沙尘区中心上空的等熵混合层消失, 整个区域盛行下沉运动和弱的上升运动。这些结果表明, 夜间, 沙尘的辐射效应有利于锋消。

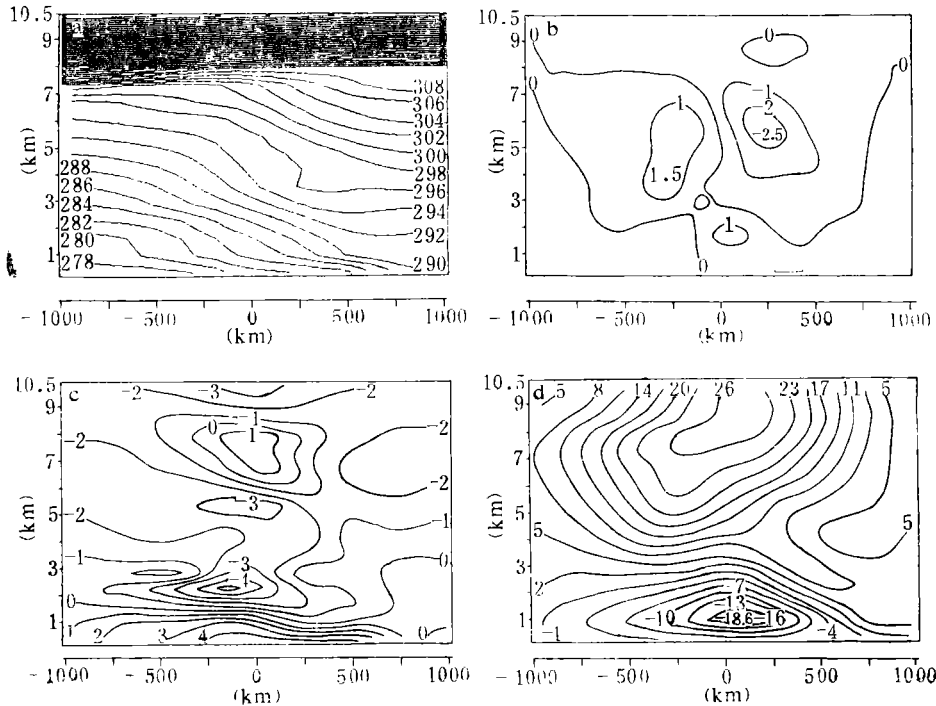


图 4 沙尘辐射加热情况下, 积分 16 小时的 (a) θ , (b) w , (c) u 和 (d) v 分布 (单位和等值线间隔同图 2)

5 三维数值模拟的结果和分析

在这部分里, 我们利用三维数值模式研究孤立的沙尘暴单体对锋面环流的辐射强迫作用。由于实际的沙尘暴空间分布非常复杂, 下面讨论的沙尘暴分布是根据一些观测结

果给出的一组理想化廓线。我们假定沙尘暴中心在 $x-z$ 剖面上的分布同图 1, 沙尘暴在近地面层的水平分布和沙尘暴中心在 $y-z$ 剖面上的分布见图 5。模式积分 28 小时, 从积分 4 小时后考虑沙尘的辐射效应, 积分开始时刻对应于局地时间 02:00 时。

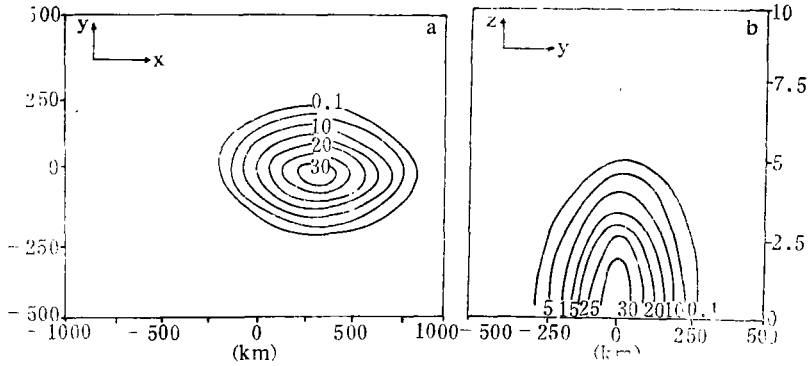


图 5 沙尘在近地面层(a)和在 $y-z$ 剖面上(b)的分布(以消光系数 β_e 表示, β_e 单位为 $10^{-4} m^{-1}$)

数值结果表明, 在 $y=0$ 的 $x-z$ 剖面上(图略), 白天沙尘辐射加热导致大气锋生, 晚上沙尘辐射冷却导致大气低层锋消, 类似于前面二维的情况, 但垂直上升运动在白天明显较二维情况强, 最大值可达 8.8 cm/s , 并形成一个垂直环流圈。沙尘区上空的等熵位温层很弱, 这是因为沙尘辐射加热强迫出在 y 方向的水平速度切变增加了大气的水平湍流交换, 使热量迅速扩散, 等熵位温层难以建立, 这同 Galindo^[15] 的结果一致。

下面主要讨论在孤立沙尘暴单体辐射强迫下, 在 2 km 和 5 km 高度上温度和速度场的水平变化特征。

图 6 给出了在 2 km 高度上 12 小时(白天)和 20 小时(晚上)位温和垂直速度场的变化

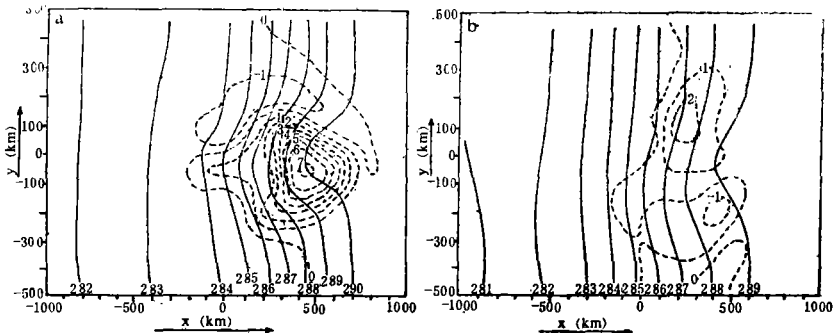


图 6 2 km 高度上, 位温 θ (实线)和垂直速度 w (虚线), 在(a)积分 12 小时(b)积分 20 小时的水平分布 ($\Delta\theta=1\text{K}$, $\Delta w=1\text{cm/s}$)

特征。从图中可以看到, 2 km 高度上沙尘区位温的变化同相应的地面位温变化是反位相的。强的上升和下沉运动主要位于沙尘区, 其中上升运动中心位于 $y=0$ 的下方, 中心值达 7cm/s , 下沉运动中心位于 $y=0$ 的上方, 但强度较弱。这表明, 垂直环流圈主要发生在 y 方向, 它在沙尘区上升, 在沙尘区以外高层强风速方向一侧下沉。晚上, 垂直环流圈的上升和

下沉支同白天的反向,但上升支的强度明显减弱,这定性地说明了 Brazel 等人^[1](1986)的一些观测结果。

图 7 表明,在 2 km 高度上,白天水平流场在沙尘区附近形成强的极值中心,中心位于沙尘区 x, y 的正方向一侧。晚上,水平流场发生较大的调整。即 u, v 的极值中心强度和它们的水平梯度都发生明显的变化。

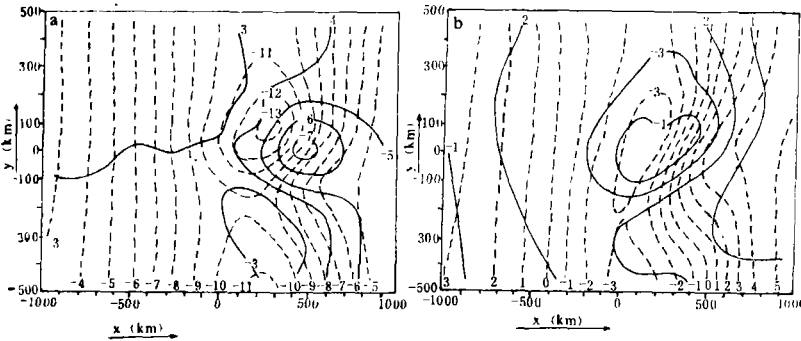


图 7 2km 高度上水平速度 u (实线), v (虚线) 在 (a) 积分 12 小时、
(b) 积分 20 小时的水平分布
($\Delta u = \Delta v = 1 \text{ m/s}$)

在 5 km 高度上(图 8), 白天沙尘区左侧的位温梯度减弱, 右侧的位温梯度加强, 同 2 km 高度上位温的变化相反。造成这种变化的主要原因是沙尘辐射冷却最大值高度比加热最大值高度要高^[16]。上升运动在这个高度上仍很强, 最大值达 7 cm/s。晚上, 上升运动减弱, 上升和下沉区的位置正好同 2 km 高度上的上升和下沉区位置相反, 构成一个完整的垂直环流圈, 但这个环流圈同白天的垂直环流是反相的。这些结果表明, 白天孤立的沙尘暴单体辐射强迫的垂直环流圈比较深厚, 可延伸到 5 km 以上的高度。晚上相应的垂直环流圈反向且比较浅薄。

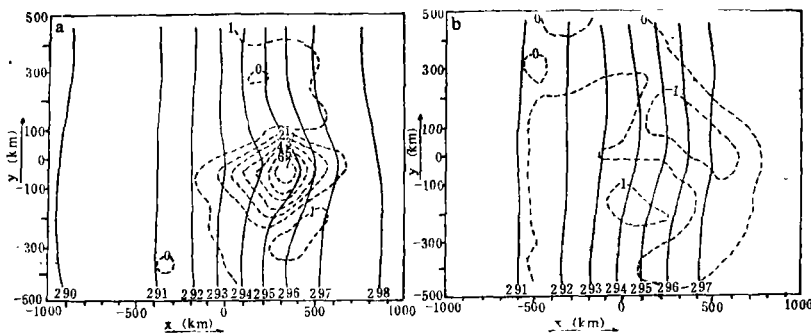


图 8 5km 高度上位温 θ (实线) 和垂直速度 w (虚线) 在 (a) 积分 12 小时、
(b) 积分 20 小时的水平分布
($\Delta \theta = 1 \text{ K}$, $\Delta w = 1 \text{ cm/s}$)

从图 9 可以看到, 在 5 km 高度上, 白天 u 的极值中心值达 -7 m/s , 它的水平切变在沙尘区 x 正方向一侧为正的涡度, 造成这个地区辐合。 v 也在沙尘区形成一个明显的极值中心, 它在 x 和 y 的正方向产生辐合。显然, u, v 共同作用的结果使垂直上升运动达到很高的

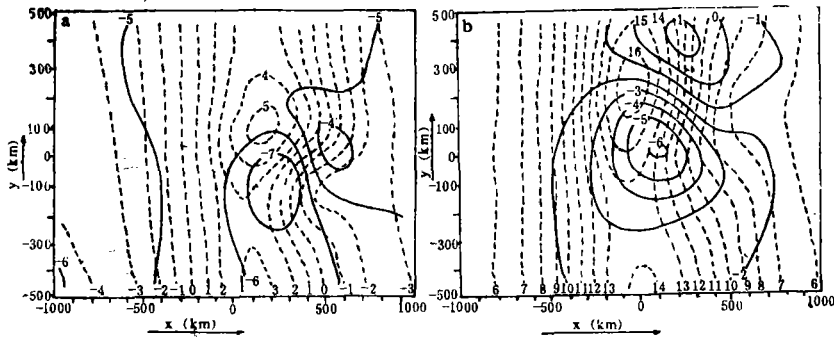


图 9 5km高度上水平速度 u (实线), v (虚线)在(a)积分12小时、(b)积分20小时的水平分布
($\Delta u = \Delta v = 1\text{m/s}$)

值。晚上, u 的两个极值中心仍很明显,它在沙尘区中心的右上侧产生辐散,在下侧产生辐合,正好对应这个高度的下沉和上升区。 v 从积分12小时的 5m/s 变为 16m/s 。

6 总结

本文分别利用二维和三维数值模式研究了沙尘爆发时,沙尘辐射强迫的锋生过程和孤立的沙尘暴辐射效应对锋面环流的影响,结果表明:

沙尘爆发时,沙尘的辐射强迫对天气系统的影响是非常重要的。白天,沙尘辐射加热在大气低层导致锋生,产生很强的上升运动。由于沙尘的持续加热,使得大气中层出现不稳定,最终在大气中层形成一等熵混合层。沿锋面移动方向的水平速度表现出明显的辐合(散)特征。垂直于锋面方向的高空急流减弱,低空急流加强。晚上,沙尘的辐射冷却导致大气低层锋消,垂直速度场主要为下沉运动,水平速度场也发生相应的变化。

孤立的沙尘暴辐射加热(冷却)在盛行的大尺度风方向强迫出一个明显的垂直环流圈,它位于大约 1km 以上的高度。白天,这个垂直环流圈非常深厚,上升支较强,下沉支较弱。晚上,垂直环流圈反向、变薄。在沙尘区周围有明显的水平速度切变存在,它增加湍流的水平交换及辐合。水平风场对沙尘辐射的响应在不同高度上是不同的。

虽然本文是针对典型的沙尘暴分布进行研究,没有考虑沙尘变化的反馈作用,这可能会对所得结果有一定的影响,如沙尘分布和浓度的变化将影响大气辐射的分布和强度,从而影响锋面的移动和强度。但本文的计算结果同现有的一些观测结果一致^[1-4],说明本文的结果反映沙尘辐射对锋面环流强迫的基本特征。进一步的研究需要考虑沙尘对锋面环流的辐射强迫和环流对沙尘输送影响这两者的耦合效应。

致谢:本文承谢义炳教授指导,吴国雄、纪立人和颜宏等教授曾对本文提出宝贵意见,在此表示感谢。

参考文献

- [1] Brazel A J, Nicking W C. The relationship weather types to dust storm generation in Arizona. *J Climatology*, 1986, 6:255—275.
- [2] 徐国昌, 陈敏连, 吴国雄. 甘肃省“4.22”特大沙尘暴分析. *气象学报*, 1979, 37(4):26—35.
- [3] Carlson T N, Prospero J M. The large-scale movement of Saharan air outbreaks over the northern equatorial Atlantic. *J Apply Meteor*, 1972, 11:283—297.
- [4] Carlson T N, Benjamin S G. Radiative heating for Saharan dust. *J Atmos Sci*, 1980, 37:193—213.
- [5] Goudie A S. Dust storm in space and time. *Process in Phy Geol*, 1983, 7:502—508.

- [6] Westphal D L, Toon O B, Carlson T N. A two-dimensional numerical investigation of the dynamics and microphysics of Saharan dust storm. *J Geo Res*, 1987, 92:3027—3049.
- [7] McNider R T, Pielke R A. Diurnal boundary layer development over sloping terrain. *J Atmos Sci*, 1981, 38:2198—2212.
- [8] Mahrer Y, Pielke R A. A numerical study of the air flow over irregular terrain. *Contrib Atmos Phy* 1977, 50:99—113.
- [9] Peper D W, Keen C D, Long P E. Modeling the dispersion of atmospheric pollution using spline and chapeau function. *Atmos Environ*, 1979, 13:223—237.
- [10] 尹宏, 韩志刚. 气溶胶大气对太阳辐射的吸收. *气象学报*, 1989, 47(1):118—123.
- [11] 石广玉. 计算 9.6 微米臭氧带冷却率的一种新方法. *中国科学, B 辑*, 1984, 4:378—385.
- [12] McClatchy R A, et al. Optical properties of the atmosphere. Ed. AFCRL-75-0255, 1975.
- [13] Pielke R A. Mesoscale meteorological modeling. Academic press, New York, N.Y., 1984.
- [14] Hoskins B J. Non-Boussinesq effects and further development in a model of upper tropospheric frontogenesis. *Q J Roy Meteorol*, 1972, 98:532—541.
- [15] Galindo I. Determination of radiative heating rates of the Saharan dust during GATE. *Proceeding of the symposium on radiation in the atmosphere*. 1977:562—564.
- [16] 申绍华. 对流层气溶胶和云的大气辐射加热特征. *大气科学*, 1991, 15(1):89—98.

THE NUMERICAL SIMULATION OF FRONT- TOGENESIS PROCESS FORCED BY DUST RADIATIVE HEATING

Shen Shaohua

(National Research Center For Marine Environment Forecast, Beijing 100081)

Chen Shoujun

(Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

In this paper, the frontogenesis process forced by dust radiative heating and effect of radiative heating of an isolated duststorm on the frontal circulation system are investigated by two- and three-dimension numerical models. The results show that as the duststorm outbreak, the radiative heating results in frontogenesis in lower troposphere layer in daytime and produces an obvious isentropic mixed layer above duststorm center. The horizontal velocity field along the direction of front movement displays the characteristics of typical convergence pattern. At night, the frontolysis occurs due to the radiative cooling of dust.

An obvious vertical circulation along large-scale wind direction is forced by the radiative heating of the isolated duststorm. The vertical circulation is stronger in daytime and become weaker at night. The direction of the vertical circulation in daytime is opposite to that at night. The response of the horizontal wind fields on radiative heating from dust are different at different heights.

Key words: Duststorm, Radiation, Frontogenesis.