

地面辐射雾和低层云对夜间边界层影响的数值研究

张福深

(中国科学院大气物理研究所)

周明煜 吕乃平

(国家海洋局海洋环境预报研究中心)

提 要

本文通过模式计算,讨论了夜间地面辐射雾和低层层积云的演变过程及其对边界层结构的影响。模式综合考虑了液态水和水汽对长波辐射通量的贡献。模式主要由两部分组成:(1)用湍流能量方程闭合的一维边界层模式;(2)长波辐射通量的计算。模式的计算结果与观测事实基本一致。

一、引 言

地面辐射雾和低层云是经常发生在边界层内的两种天气现象,它们的出现将引起边界层内气象场结构的变化。过去曾有许多人对辐射雾进行过观测和研究。六十年代以来,还有一些人试图通过数值模拟来研究辐射雾。但由于缺少系统的观测资料,他们的研究或忽略了某些重要的物理过程,或考虑的物理过程过于简单,因此并未得到辐射雾生长和消亡的真实图象。1971年以来,英国皇家气象局对辐射雾进行了系统的研究工作^[1],从外场观测和模式计算两方面研究了影响辐射雾的各种物理因子。本文则试图在模式中综合考虑地面长波辐射、湍流输送、水汽凝结率、水汽和液态水的长波辐射等影响辐射雾的主要因子的作用。同时,由于本文旨在研究演变过程,因此未考虑平流项的作用。

人们对低层层积云及其覆盖下的边界层也进行过许多研究。在他们的工作基础上,Chen 和 Cotton (1982)^[2]对层积云及其覆盖下的混合层进行了数值模拟。本文将通过模式计算进一步讨论在夜间边界层内低层云的形成过程及其对边界层的影响。

二、模 式

在正压大气、水平均匀条件下,沿 X 和 Y 方向的平均水平风速 $\bar{U}$, $\bar{V}$, 平均位温 $\bar{\theta}$, 平

均总水混合比 $\bar{q}_w$ 和地表温度 $\bar{T}_s$ 的闭合方程组为^[3-5]:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = f(\bar{V} - V_s) + \frac{\partial}{\partial z} K_m \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = -f(\bar{U} - U_s) + \frac{\partial}{\partial z} K_m \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_m \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0 C_p} \left(\frac{\partial \bar{F}^\uparrow}{\partial z} - \frac{\partial \bar{F}^\downarrow}{\partial z} \right) + \frac{LC}{C_p} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{q}_w}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_m \frac{\partial \bar{q}_w}{\partial z} \quad (4)$$

$$\bar{\theta} = (1000/\bar{P})^{0.286} \bar{T} \quad (5)$$

$$K_m = (0.2\bar{\varepsilon})^{1/2} l \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} = & K_m \left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{g}{\bar{\theta}} K_m \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \\ & - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'e'} + \overline{p'w'}/\rho) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial t} = & C_s^{-1} [\varepsilon_s \bar{F}^\downarrow(0) - \varepsilon_s \sigma \bar{T}_s^4 - \rho_0 C_p \overline{w'\theta'_0}] \\ & - 1.18\Omega(\bar{T}_s - T_s) \end{aligned} \quad (8)$$

这里 $f = 10^{-4}$ /秒是柯氏参数, U_s 和 V_s 分别是沿 X 、 Y 轴方向的地转风分量, $\bar{P}$ 是平均气压, K_m 是动量湍流交换系数, L 是水汽的凝结潜热, C_p 是等压热容量, C 是凝结率, $\bar{F}^\uparrow$ 和 $\bar{F}^\downarrow$ 分别是高度 z 处向上和向下的长波辐射通量, $\bar{\varepsilon}$ 是单位质量平均湍流动能, l 是混合长, ε 是湍流能量耗散率, C_s 是土壤层单位面积上的热容量, ε_s 是地面辐射率, σ 是 Boltzman 常数, Ω 是地球旋转角速度, T_s 是土壤层温度, 其值等于地面温度的日平均值。

$$\bar{q}_w \equiv \bar{q}_v + \bar{q}_L \quad (9)$$

q_v 和 q_L 分别是水汽和液态水的混合比。本文假定空气中不存在过饱和水, 且无降水。即当 q_w 大于或等于饱和混合比 q_s 时发生凝结, 且 q_w 超过 q_s 的部分全部为液态水。因此有

$$\bar{q}_w = \begin{cases} \bar{q}_v & (\bar{q}_v < \bar{q}_s) \\ \bar{q}_s + \bar{q}_L & (\bar{q}_v = \bar{q}_s) \end{cases} \quad (10)$$

设 C' 是 t 时刻的凝结率, 则

$$C' = (\bar{q}_L^t - \bar{q}_L^{t-1})/\Delta t \quad (11)$$

$$\bar{\varepsilon} \equiv \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (12)$$

由量纲分析可得到^[6]

$$\varepsilon = (0.2\bar{\varepsilon})^{3/2}/l \quad (13)$$

本文假设^[7,8]:

$$-\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'e'} + \overline{p'w'}/\rho) = \frac{\partial}{\partial z} K_e \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial z} \quad (14)$$

$$K_e = 1.2K_m \quad (15)$$

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{\lambda} + \phi_m(z/L)/\kappa z \quad (16)$$

$$\lambda = 0.00027(\sqrt{u_*^2 + v_*^2})/f \quad (17)$$

$\phi_m(z/L)$ 是无因次风切变, 其表示式取 Businger 等人(1971)^[9]给出的形式:

$$\phi_m(z/L) = \begin{cases} 1 + 4.7z/L & L > 0 \\ (1 - 15z/L)^{-1/4} & L \leq 0 \end{cases} \quad (18)$$

L 是 Monin-Obukhov 长度, 其形式为

$$L = - \frac{u_*^3}{\kappa g / \bar{\theta} w' \bar{\theta}'} \quad (19)$$

κ 是 Von Karman 常数, u_* 是摩擦速度, g 是重力加速度.

$$C_s = 0.95(\lambda_s C_s / Q)^{1/2} \quad (20)$$

λ_s 是土壤热传导系数, C_s 是单位体积土壤的热容量.

三、长波辐射通量的计算

本文采用比辐射率近似, 并且假定水滴对辐射的作用可以完全用吸收来描述.

1. 晴空大气水汽的长波辐射

设 μ_V 为地面到 z 高度单位截面气柱内的有效光学厚度, 则

$$\begin{aligned} \mu_V &= \int_0^z \rho_0 \bar{q}_V (\bar{P}/P_0)^{0.9} dz' \\ &= \int_{P(z)}^{P(0)} \frac{\bar{q}_V}{g} (\bar{P}/P_0)^{0.9} dP \end{aligned} \quad (21)$$

令 $\varepsilon_d(\mu_V)$ 和 $\varepsilon_u(\mu_V)$ 分别为单位截面有效光学厚度为 μ_V 的气柱向下和向上的灰体比辐射率, 则其值为^[10]

$$\varepsilon(\mu_V) = \begin{cases} \sum_{n=1}^4 a_n \mu_V^{n/2} & \mu_V < 0.001 \text{ (克/厘米}^2\text{)} \\ \sum_{n=0}^4 b_n (\ln \mu_V)^n & \mu_V \geq 0.001 \text{ (克/厘米}^2\text{)} \end{cases} \quad (22)$$

采用类似于 Garrot 等人(1981)^[11]的处理方法, 把上边界以上气层内水汽向下辐射的能量等效成具有同样水汽含量和某一平均温度 T_e 的水汽层向下辐射的能量, 即

$$\bar{F}_{top}^\downarrow = B(T_e) \varepsilon_d(\mu_{tot} - \mu_{top}) \quad (23)$$

其中 $B(T_e) = \sigma T_e^4$ 是具有温度 T_e 的黑体的总辐射强度.

由此得到上边界以下任一高度 z 处的向下和向上平均辐射能量通量密度 $\bar{F}^\downarrow$, $\bar{F}^\uparrow$ 分别为

$$\bar{F}^\downarrow = \int_{\mu_{top}}^{\mu_{tot} - \mu_u} B(\bar{T}) \frac{d\varepsilon_d(\mu_u')}{d\mu_u'} d\mu_u'$$

$$+ \bar{F}_{top}^{\downarrow} \left[\frac{\varepsilon_d(\mu_{tot} - \mu_v) - \varepsilon_d(\mu_{top} - \mu_v)}{\varepsilon_d(\mu_{tot} - \mu_{top})} \right] \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \bar{F}^{\downarrow} = & \int_0^{\mu_v} B(\bar{T}) \frac{d\varepsilon_d(\mu_v')}{d\mu_v'} d\mu_v' \\ & + [1 - \varepsilon_n(\mu_v)] \{ \varepsilon_g \sigma \bar{T}_g^4 + (1 - \varepsilon_g) \bar{F}^{\downarrow}(0) \} \end{aligned} \quad (25)$$

2. 纯云大气和混合大气的长波辐射

设 μ_L 为单位气柱内云层液态水含量(克/米²), 则

$$\mu_L = \int_0^z \rho_0 \bar{q}_L dz \quad (26)$$

用 $\varepsilon_{eff}^{\uparrow}$, $\varepsilon_{eff}^{\downarrow}$ 分别表示单位截面云柱向上和向下的有效比辐射率, 则有^[12]

$$\varepsilon_{eff}^{\uparrow, \downarrow} = 1 - \exp(-\alpha_0^{\uparrow, \downarrow} \mu_L) \quad (27)$$

其中 $\alpha_0^{\uparrow} = 0.13$, $\alpha_0^{\downarrow} = 0.158$.

有云存在时, 实际大气是同时含有液态水和水汽的混合大气. 对混合大气可按照 Herman 和 Goody (1976)^[13] 给出的方式引入混合比辐射率 $\varepsilon_m^{\uparrow, \downarrow}$,

$$1 - \varepsilon_m^{\uparrow, \downarrow} = (1 - \varepsilon_{clear}^{\uparrow, \downarrow})(1 - \varepsilon_{eff}^{\uparrow, \downarrow}) \quad (28)$$

其中 $\varepsilon_{clear}^{\uparrow, \downarrow}$ 是晴空大气的比辐射率, 其值由(22)式给出.

以 $\varepsilon_m^{\uparrow}$ 和 $\varepsilon_m^{\downarrow}$ 分别代替式(24)、(25)中的 ε_d 和 ε_n , 便可得到混合大气的长波辐射通量表达式.

四、定解条件和差分格式

1. 定解条件

a. 下边界条件

$$z = z_0, \quad \bar{U} = \bar{V} = 0$$

$$\bar{q}_w = \bar{q}_{w0}(z)$$

$$\bar{\theta}_0 = \bar{T}_g(z)(1000/P_0)^{0.216}$$

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial z} = 0$$

b. 上边界条件

$$z = H \text{ (本文取为 1976 米),}$$

$$\bar{q}_w(z) = \text{const}$$

$$\bar{\theta}(z) = \text{const}$$

$$(\bar{U}, \bar{V}) = (U_g, V_g)$$

$$e(z) = 0$$

c. 初始条件

$t = 0$, $\bar{q}_w = \bar{q}_{w0}(z)$, $\bar{\theta} = \text{const}$, 初始水平风速和平均湍流能量为模式在中性、无水汽情况下得到的平衡解.

2. 差分格式

用 Φ 表示任一平均量, 则方程(1)–(4)和方程(7)可一般地写成

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_m \frac{\partial \Phi}{\partial z} + S \quad (29)$$

其中 S 表示源项或除湍流切应力外的其它作用力。

对空间坐标, 取对数加线性坐标变换

$$\zeta = z/A + B \ln(1 + z/C) \quad (30)$$

本文取 $A = 30$ 米, $B = 0.176$, $C = z_0 = 0.01$ 米, z_0 是地面粗糙度。

令

$$G = \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \quad R = K_m \frac{\partial \zeta}{\partial z},$$

则在 ζ 坐标系中式(29)的形式为

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = G \frac{\partial R}{\partial \zeta} \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} + R G \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \zeta^2} + S \quad (31)$$

对 ζ 进行等间距差分 ($\Delta \zeta = 1$), 且取下述差分方案:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_i^{n+1} = \frac{\Phi_i^{n+1} - \Phi_i^n}{\Delta t} \\ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} \right)_i^{n+1} = (\Phi_{i+1}^{n+1} - \Phi_{i-1}^{n+1})/2 \\ \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \zeta^2} \right)_i^{n+1} = \Phi_{i+1}^{n+1} + \Phi_{i-1}^{n+1} - 2\Phi_i^{n+1} \end{cases} \quad (32)$$

其中 $i = 1, 2, \dots, 67$, 由此得到差分方程:

$$A_i \Phi_{i+1}^{n+1} + B_i \Phi_i^{n+1} + C_i \Phi_{i-1}^{n+1} = \Delta t S_i + \Phi_i^n \quad (33)$$

其中

$$A_i = -[(R_{i+1}^{n+1} - R_{i-1}^{n+1})/4 + R_i^{n+1}] G_i^{n+1} \Delta t$$

$$B_i = 1 + 2R_i^{n+1} G_i^{n+1} \Delta t$$

$$C_i = -[-(R_{i+1}^{n+1} - R_{i-1}^{n+1})/4 + R_i^{n+1}] G_i^{n+1} \Delta t$$

利用追赶法求解(33)式, 取时间步长 $\Delta t = 60$ 秒(见图1)。

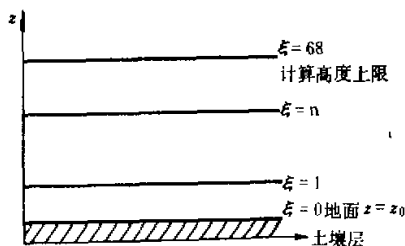


图1 网格空间分布图

五、计算结果及其分析

1. 地面辐射雾的形成及其对边界层结构的影响

当地面附近空气的水汽含量较大风速较小时, 由于长波辐射的冷却作用可在地面附近形成一层辐射雾. 为了模拟出地面辐射雾, 本文取 $u_g = 2.5$ 米/秒, $v_g = 0$, $\bar{q}_{no} = 90\% \bar{q}_{so}$, $T_s = 288\text{K}$, 初始时刻 $\bar{\theta}(z) = 20^\circ\text{C}$, 100 米以下空气相对湿度为 90%, 100 米以上 $\bar{q}_w(z) = (4 - 3z/2000)$ 克/千克, 对模式进行了计算.

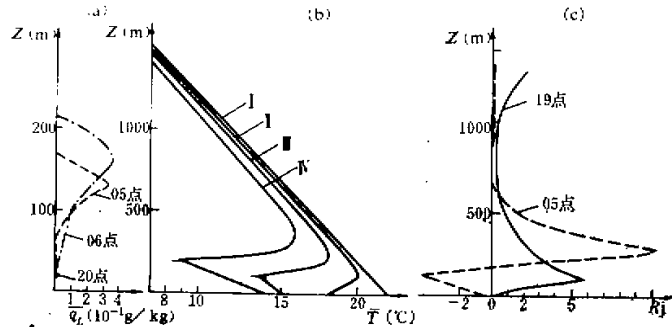


图 2a 辐射雾形成后液态水混合比分布曲线

图 2b 辐射雾形成前后温度分布曲线

I—18 点, II—20 点, III—00 点, IV—06 点.

图 2c 理查孙数分布曲线

图 2a 为不同时刻液态水混合比 $\bar{q}_L$ 的分布曲线. 由图 2a 可以看出 20 点左右开始凝结出液态水. 起初只在地面附近很小的范围内 (20 米左右) 存在液态水. 随着时间的增加, 辐射雾加厚, 液态水含量也加大, 06 点雾顶高度达到 200 米左右, 最大液态水混合比为 0.35 克/千克. 其原因是初始时刻地面附近空气温度较高, 水汽含量较大, 降温后可迅速使水汽含量达到饱和. 同时, 在湍流输送和辐射冷却的综合作用下, 雾顶以上空气的水汽含量增加, 温度降低, 导致雾层加厚. 由图 2a 还可以看出, 同一时刻液态水混合比先随高度增加而增加, 在雾层上部达到极大值, 在雾顶迅速减少, 这是由于上面的空气较干, 与湿空气混合后, 湿空气的液态水含量减少.

图 2b 表明, 没雾时, 地面附近存在一逆温层, 在逆温层以上温度分布接近干绝热递减分布. 雾形成后, 雾顶以下温度随高度增加而减小, 在雾顶附近达到极小值, 然后随高度增加而迅速达到一极大值, 上层温度分布也接近干绝热递减分布. 造成这种差别的主要原因是辐射雾形成前后的长波辐射冷却率不同. 在雾的形成过程中, 水汽凝结率的作用是使该层温度增加. 图 2b 中雾层内温度随时间降低的事实表明, 凝结率的加热作用远小于长波辐射的冷却作用.

图 3a 的左端和右端分别为 20 点和 06 点的向下、向上辐射通量 $\bar{F}^\downarrow$, $\bar{F}^\uparrow$ 的分布曲线. 图 3b 为辐射冷却率 C_R 的分布曲线. 由图 3a 可以看出, 辐射雾形成前, $\bar{F}^\downarrow$ 在地面最大, 随高度的增加缓慢减小. 辐射雾形成后, 由于液态水的比辐射率较大, 因此, 地面得

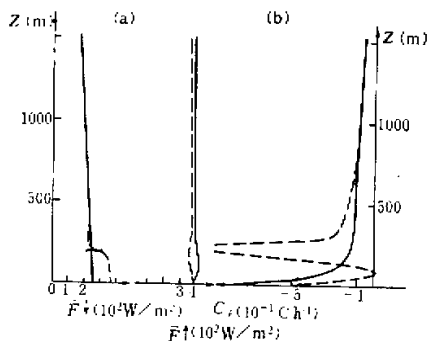


图 3a 向下和向上长波辐射通量分布曲线
b: 长波辐射冷却率分布曲线
——20点, ---06点

到的 $\bar{F}^\uparrow$ 增加,在雾内 $\bar{F}^\uparrow$ 随高度的增加稍有减小,在雾顶附近迅速减小,随后与雾形成前的 $\bar{F}^\uparrow$ 曲线重合。20点, $\bar{F}^\uparrow$ 先随高度增加而增加,在130米处大到极大值,然后随高度的增加缓慢减小。06点, $\bar{F}^\uparrow$ 先随高度的增加而减小,在雾顶达到一极小值,然后随高度增加而增大,在350米左右达到极大值,然后又随高度的增加缓慢减小。由图3b可以看出,20点, C_R 为负值,其值在地面最大,且随高度的增加迅速减小,200米左右为 $-0.15^\circ\text{C}/\text{小时}$,200米以上随高度的增加缓慢减小。06点, C_R 在地面附近较小,甚至在某些层次上出现正值,在雾顶附近迅速增加,达到 $-5^\circ\text{C}/\text{小时}$,然后又随高度的增加迅速减小。这表明,辐射雾形成后,可使雾顶附近空气的冷却率大大增加。

本文还取 $U_g = 5$ 米/秒,其它条件同上,对模式进行了计算。结果表明,计算12小时没有辐射雾形成。但若同时将水汽的初始分布取为 $\bar{q}_w = 0.95\bar{q}_s$ ($z \leq 200$ 米),地面边界条件取为 $\bar{q}_w = 0.95\bar{q}_s(\bar{T}_g)$,计算3小时后,开始形成辐射雾。这表明,同样条件下,地转风越大(风速越大),越不利于辐射雾的形成。而初始水汽含量越大,地面水汽含量越大,越有利于辐射雾的形成。事实上,一方面由于地面的长波辐射冷却,低层空气迅速降温,趋近饱和状态。另一方面,湍流交换使得下层湿空气的水汽向上面的干空气传输,下层水汽含量减小。能否形成辐射雾,取决于这两种机制相互作用的结果。而风速大时,湍流交换加强,不利于辐射雾的形成。

上述结果与 Brown 等人 (1976)^[14,15] 给出的结果基本一致。他们得到的雾顶高度为200米左右,最大液态水混合比为0.1—0.3克/千克,最大长波辐射冷却率在 -4 — $-6^\circ\text{C}/\text{小时}$ 之间。

2. 低云层积云对夜间边界层结构的影响

取 $u_g = 5$ 米/秒,初始时刻 $\bar{q}_w = 0.9\bar{q}_s$ ($z \leq 200$ 米),地面边界条件为:

$$\bar{q}_w = 0.9 \times 0.622 \frac{e_s}{P - e_s},$$

e_s 为饱和水汽压,其它条件同前,可得到下面的计算结果。

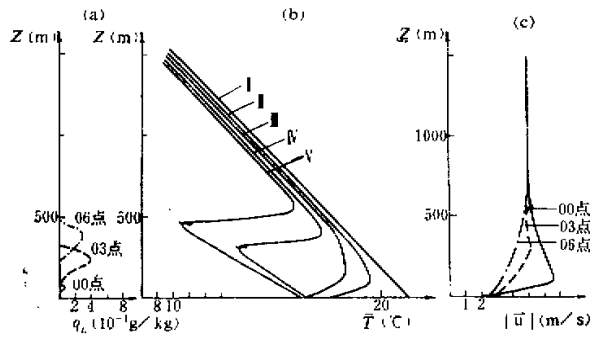


图 4a 低层云形成后液态水混合比分布曲线

图 4b 低层云形成前后温度分布曲线

I—18 点, II—20 点, III—00 点, IV—03 点, V—06 点。

图 4c 低层云形成前后风速分布曲线

图 4a, 4b 和 4c 分别为不同时刻 $\bar{q}_L$, $\bar{T}$ 和水平风速 $|\mathbf{U}| = (\bar{U}^2 + \bar{V}^2)^{1/2}$ 的分布曲线。由图 4a 可以看出, 在 00 点开始出现辐射雾。随着时间的推移, 液态水含量不断增加, 辐射雾的厚度也增加。03 点以后, 雾底开始从地面抬升, 形成厚度为 200 米左右的层积云, 06 点云底高度在 220 米左右, 云顶高度在 450 米附近, 最大液态水混合比为 0.4 克/千克。图 4b 上的温度分布曲线表明, 在 20 点和 00 点, 地面附近存在一个逆温层, 逆温层以上为一近中性层结。03 点以后, 云顶以下为一不稳定层结, 地面温度维持在 15°C 左右, 层内温度随高度的增加而减小, 在云顶达到极小值, 云顶以上为一强逆温层, 逆温层以上为近中性层结。

英国皇家气象局在 Cardington (Ryder 等人, 1982)^[4]曾进行过观测。其结果是云层厚 300 米左右, 液态水含量随高度增加且在云顶达到 0.5 克/米³的极大值, 地面温度为 11°C, 云顶温度为 3°C, 在云顶逆温层中温度增加 8°C 左右。本文计算出的液态水混合比和温度分布曲线与上述结果基本一致。

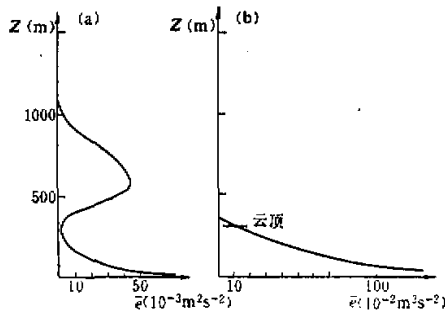


图 5a 低层云形成前湍流能量分布曲线

图 5b 低层云形成后湍流能量分布曲线

由图 4c 的风速分布曲线可以看出,在 00 点低层风速梯度较大,且在 100 米附近有一极大值,但在 03 点以后,由于云顶以下湍流交换较强,因此,低层风速梯度减小,低层风速极大值逐渐消失。

图 5a, 5b 分别为低层云形成前后湍流能量 $\bar{\epsilon}$ 的分布曲线。可以看出,在 20 点 $\bar{\epsilon}$ 在地面附近较大,其值从地面(除紧贴地面的一点外)向上随高度的增加而减小,在 300 米左右达到极小值,300 米以上又随高度的增加而增加,在 600 米附近达到一极大值,然后又随高度的增加而减小。03 点时, $\bar{\epsilon}$ 在地面附近很大,并随高度的增加而减小(除紧贴地面的一点外),450 米以上 $\bar{\epsilon}$ 基本上为零。两条曲线不仅形状不同, $\bar{\epsilon}$ 的大小也不同,在 300 米以下,03 点的 $\bar{\epsilon}$ 比 20 点的 $\bar{\epsilon}$ 大一个量级以上。造成这种差异的主要原因是低层云云顶以下为不稳定层结,有利于湍流运动的发展,湍流能量加大。同时云顶以上存在一强逆温层,不利于湍流能量的向上输送。

六、结 论

本文的计算结果表明,当低层空气水汽含量较大,风速较小时,在夜间可形成稳定的辐射雾。有辐射雾存在时,雾顶以下温度随高度的增加降低,雾顶温度最低,雾顶以上为一较强的逆温层。当低层空气较湿,风速较大时,在夜间可先形成地面辐射雾,随后辐射雾抬升形成低层云。有低层云存在时,云顶以下为一不稳定层结,云顶温度最低,云顶以上为一强逆温层。这两种天气现象出现后,均可使低层风速切变减小。

模式算出的主要结果与观测事实基本一致。但由于模式本身的局限性,以及目前观测资料的限制,无法做细致的比较,本文得到的结果只是初步的,还有待于进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Mason, J., 1981, The physics of radiation fog, *J. Meteor. Soc. of Japan*, 60(1), 486—498.
- [2] Chen, C. and W. R. Cotton, 1983, A one-dimensional simulation of the stratocumulus-capped mixed layer, *Boundary-Layer Meteorology*, 25(3), 298—321.
- [3] Zilitinkevich, S. S., D. L. Leichtmann and A. S. Monin, 1967, Dynamics of the atmospheric boundary layer, *IZV. Atmos. and Oceanic Physics*, 3, 299—333.
- [4] Monin, A. S. and A. N. Yaglom, *Statistic Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, Vol. 1, MIT Press, Cambridge, Mass., 373—412, 1971.
- [5] Brost, R. A. and J. C. Wyngaard, 1978, A model study of the stably stratified planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 35(8), 1427—1440.
- [6] Donaldson, C. du P., Construction of a dynamic model of atmospheric turbulence and the dispersal of atmospheric pollutants, (D. A. Haugen, ed.) *Workshop in Micrometeorology*, American Met., 1973.
- [7] Shir, C. C., 1973, A preliminary numerical study of atmospheric turbulence flows in the idealized PBL, *J. Atmos. Sci.* 30, 1327—1339.
- [8] Bodin, S. Applied numerical modeling of the atmospheric boundary layer, *Developments in Atmospheric Sciences*, 11 (A. Longhetto, ed.), 1—75, 1980.
- [9] Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971, Flux Profile relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 28, 181—189.
- [10] Rodgers, C. D., 1967, The use of emissivity in atmospheric radiation calculation, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 93(395), 43—54.
- [11] Garrot, J. R. and R. A. Brost, 1981, Radiation cooling effects within and above the nocturnal boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 38, 2730—2746.
- [12] Stephens, G. L., 1978, Radiative profiles in extended water clouds, parameterization scheme, *J. Atmos. Sci.*,

- 35, 2123—2132.
- [13] Herman, G. and R. Goody, 1976, Formation and persistence of summertime Arctic stratus clouds, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1537—1553.
- [14] Roach, W. T., Brown, R. et al., 1976, The physics of radiation fog: I-A field study, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **102**, 313—333.
- [15] Brown, R. and W. T. Roach, 1976, The physics of radiation fog. II-A numerical study, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **102**, 335—354.
- [16] P. Ryder 等, 1982, 层状云和雾的物理学, 气象科学讲座选编, 南京气象学院编译, 57—71.

A NUMERICAL STUDY ON RADIATION FOGS, LOWER STRATOCUMULUS AND THEIR EFFECTS ON NOCTURNAL BOUNDARY LAYER

Zhang Fushen

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Zhou Mingyu Lu Naiping

(*National Research Center for Marine Environment Forecasts*)

Abstract

The evolution process of nocturnal radiation fogs and lower stratocumulus and their effects on the boundary layer structure are studied with the calculation of a model. This model takes account of the long-wave radiation fluxes of both liquid water and water vapor. The model mainly consists of two parts: a) an one-dimensional boundary layer model which is closed with the turbulent energy equation; b) the calculation of long-wave radiation fluxes. The calculated values are accordant with observed data.