

# 大气层结对冷锋环流的影响\*

钱滔滔 吕克利

(南京大学大气科学系, 南京, 210008)

## 摘要

利用原始方程模式讨论了不同大气层结对冷锋环流的影响及其在激发锋区中尺度强对流系统中的作用, 结果表明: 层结对锋区环流有非常大的影响, 随层结稳定度的减小, 锋区非地转越锋环流和上升运动迅速增强, 锋前暖区有可能产生中尺度强对流和多重中尺度上升运动带, 并有利于对称不稳定的激发; 层结对冷锋环流的影响和锋区中尺度强对流系统形成的作用主要由中低层的大气层结状态决定。

关键词: 不稳定层结, 冷锋环流, 强对流系统。

## 1 引言

在绝热干大气模式中, 得到的非地转环流通常是很弱的。为得到可与实际观测到的冷锋环流相比拟的结果, 很多人考虑非绝热加热的作用, 得到了与实际比较符合的较强的冷锋环流。Sawyer<sup>[1]</sup>和 Mak<sup>[2]</sup>曾用减小静力稳定度代替凝结潜热释放研究锋面环流。吕克利<sup>[3]</sup>利用半地转锋生模式讨论过大气层结对锋生过程的影响。但是, 上述所有工作主要是对锋生过程进行的, 而且是用准地转模式或者半地转模式。准地转模式虽然能模拟锋的形成, 但锋的形成需要无限长的时间, 而且形成的锋是垂直的, 不随高度倾斜; 半地转模式克服了准地转模式的缺陷, 但在模拟锋区垂直运动和越锋垂直环流上并不成功<sup>[4]</sup>, 与实际锋面相比, 半地转模式得到的锋区垂直速度偏小, 上升运动区的范围偏大。越锋垂直环流是非常重要的, 这不仅因为它与锋面系统的本身动力学密切相关, 而且还对锋区中尺度强对流系统的产生起重要作用。此外, 半地转模式只能讨论稳定层结下的锋面环流, 不能讨论层结不稳定的情况。观测显示, 锋区中爬线型深厚强对流系统却是在不稳定层结下发生的, 这就意味着, 要研究冷锋锋区中强中尺度对流系统的产生, 必须利用原始方程模式。文中将利用二维原始方程模式, 讨论稳定和 unstable 层结下的冷锋环流及其对锋区中强中尺度对流系统(例如爬线, 多重雨带等)形成的作用。

## 2 模式方程组

为简单起见, 设冷锋为沿  $y$  方向无限伸展的平直锋面, 由此可设变量(背景位温场  $\theta$

\* 初稿时间: 1994 年 10 月 17 日; 修改稿时间: 1995 年 8 月 25 日。

资助课题: 自然科学基金。

除外)与  $y$  无关, 得到描述冷锋演变的二维  $(x, z)$  模式方程组为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - J(\Psi, \alpha_0 \zeta) = f \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x} - f \frac{\partial \theta_g}{\partial z} - \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} f v_g + \frac{\partial}{\partial x} (K v_e \frac{\partial \zeta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (v \frac{\partial \zeta}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \alpha_0 J(\Psi, v) = -f(\alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z} - u_g) + \frac{\partial}{\partial x} (K v_e \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (v \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \alpha_0 (\Psi, \theta) = E - \alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial \theta_g}{\partial z} + \frac{f \theta_0}{g} v \frac{\partial \theta_g}{\partial z} + \frac{\theta_0}{g} N^2 \alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (K k_e \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\partial \theta}{\partial z}) \quad (3)$$

$$\zeta = \alpha_0 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}) \quad (4)$$

式中  $\theta$  是锋面尺度位温场,  $v$  是锋面尺度沿锋面速度场, 在初始时刻设  $v$  与  $\theta$  满足热成风关系,  $\zeta$  是  $y$  方向涡度分量, 即  $\zeta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial x}$ ,  $u_g$  和  $v_g$  分别是越锋 ( $x$  方向) 和沿锋 ( $y$  方向) 的背景风场分量, 并设只是  $z$  的函数,  $\theta_g$  是背景位温场, 在  $y = 0$  处, 取  $\theta_g = 0$ , 并与  $u_g$ ,  $v_g$  满足热成风关系,  $E$  是非绝热加热,  $\alpha_0 = 1/\rho_0$  为比容, 由下式决定:

$$\alpha_0 = \alpha \left[ 1 - \frac{g z}{c_p \theta_0} \right]^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (5)$$

其中  $\alpha$  是地面比容, 设为常值.  $v$  和  $k_e$  分别是动量和热量湍流涡动输送系数, 是为了抑制锋的加强和发展而引入的,  $K$  是远大于 1 的数; 以使水平湍流输送系数远大于垂直输送系数, 文中取  $K = 100$ ,  $\Psi$  是流函数, 满足

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = \frac{u}{\alpha_0}, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{v}{\alpha_0} \quad (6)$$

在绝热的干冷锋条件下, 由于水平速度比垂直速度大二个量级以上, 因此, 静力近似可以成立, 这样, 式(4)可以用下面的静力近似形式代替:

$$\zeta = \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}) \quad (4)$$

动量和热量的湍流涡动输送系数可以表示为

$$k_e = \begin{cases} k_0 [1 + C (\frac{g - \Delta \theta}{\theta_0 k_0 v_0} (\frac{\Delta z}{\theta_0})^3)^{\frac{1}{2}}] & \Delta \theta < 0 \\ k_0 & \Delta \theta \geq 0 \end{cases} \quad (7)$$

$$v = 0.7 k_e, \quad v_0 = 0.7 k_0$$

式中  $\Delta \theta$  是垂网络上位温的差值, 取  $k_0 = 5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $C = 0.75$ .

当  $v_g = 0$ ,  $E = 0$  时, 方程组(1) — (4) 就化为 Orlandi 和 Ross<sup>[5]</sup> 给出的方程组。

## 2.1 边界条件

为求解方程组(1) —(4), 取以下边界条件。在下边界上

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{f\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad \Psi = 0, \quad \zeta = 0, \quad z = 0 \quad (8)$$

在模式上边界, 设为刚性边界, 即, 在  $z = H$ ,

$$\begin{cases} \Psi = \text{常值} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial z}, v, \theta \text{ 均固定为其初始时刻值} \end{cases} \quad (9)$$

模式侧边界采用辐射边界(开边界), 即假定变量  $\Phi$  在  $\tau + 1$  时刻, 在边界点 IM 上的表达式为

$$\Phi_M^{\tau+1} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{\Delta t}{\Delta x} C_{\varphi} \\ 1 + \frac{\Delta t}{\Delta x} C_{\varphi} \end{bmatrix} \Phi_M^{\tau} + \begin{bmatrix} 2 \frac{\Delta t}{\Delta x} C_{\varphi} \\ \frac{\Delta t}{\Delta x} C_{\varphi} \end{bmatrix} \Phi_{M-1}^{\tau} \quad (10)$$

其中  $C_{\varphi}$  的计算公式为

$$C_{\varphi} = \begin{cases} 0 & C_{\varphi}^* & 0 \\ C_{\varphi}^* & 0 < C_{\varphi}^* < \frac{\Delta x}{\Delta t} \\ \frac{\Delta x}{\Delta t} & C_{\varphi}^* & \frac{\Delta t}{\Delta x} \end{cases} \quad (11)$$

$$C_{\varphi}^* = - \frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{\Phi_{M-1}^{\tau} - \Phi_{M-1}^{\tau-2}}{\Phi_{M-1}^{\tau} + \Phi_{M-1}^{\tau-2} - 2\Phi_{M-2}^{\tau-1}}$$

## 2.2 初始条件

初始风场由锋面尺度风场  $v(x, z)$  和背景风场  $u_g(z), v_g(z)$  组成, 本文不考虑  $v_g$ , 令其为 0, 锋面尺度风场  $v$  给定为

$$v(x, z) = - \frac{x}{2x_0} V_m \{ 1 - \tanh[\beta(x + \alpha z - x_0)] \} + V_m \exp\{-R_j^{-2}[(z - z_j)^2 + (r(x - x_j))^2]\} \quad (12)$$

$V_m$  是锋面尺度风场的强度, 取为  $V_m = 30 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\alpha = 100$ ,  $\beta = (50 \text{ km})^{-1}$ ,  $x_j = x_0 = 500 \text{ km}$ ,  $z_j = 4 \text{ km}$ ,  $R_j = 4000/\sqrt{2}$ ,  $r = 0.03$ 。 $v$  场廓线如图 1a 所示, 这种锋面尺度风速分布最大风速位于 4km 高度上, 且沿  $y$  的正方向吹。初始位温场  $\theta$  由  $v$  场根据热成风关系以及在右边界上利用  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta_0}{g} N^2$  按给定的大气层结分布得到(如图 1b 所示)。给定的背景风场  $u_g$  为

$$u_g(z) = 2.00 + 3.0 \tanh(z/5000) \quad (13)$$

其廓线如图 1c 所示。

## 2.3 大气层结分布

考虑 4 种层结分布廓线:

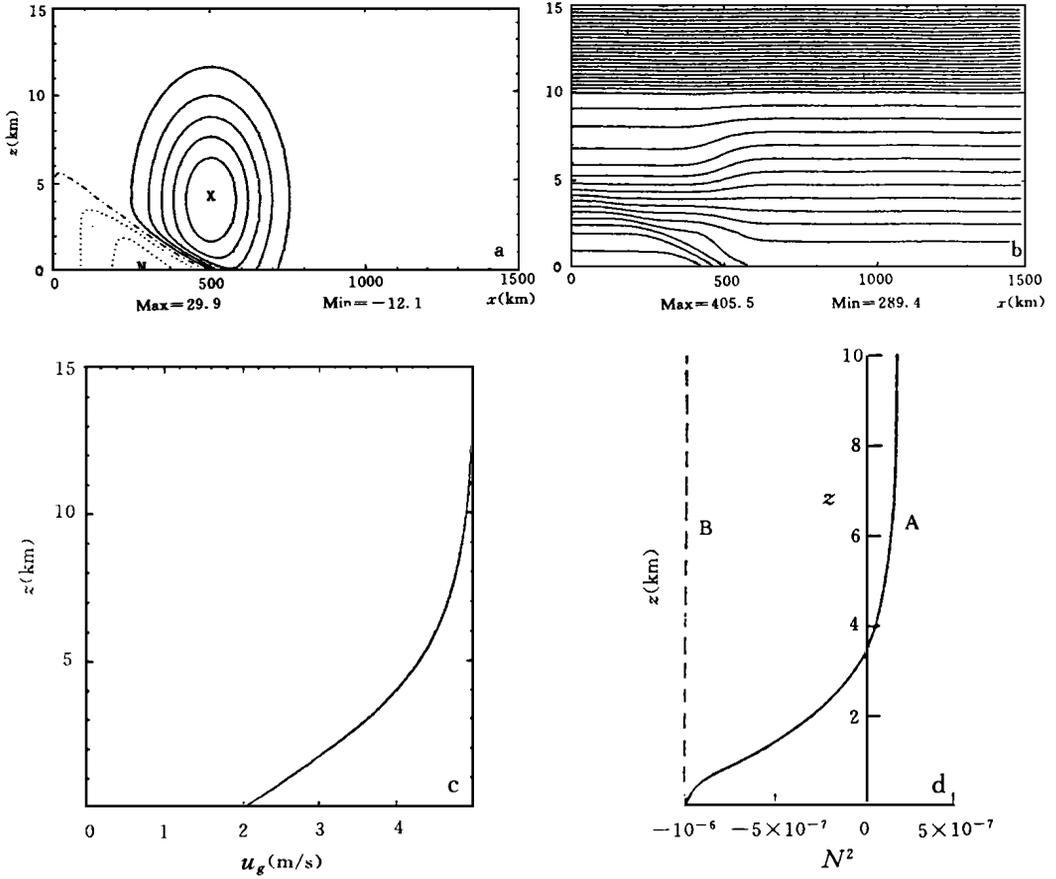


图 1 锋面尺度  $v$  和  $\theta$  场, 背景风场  $u_g$  及层结  $N_3^2$  的分布

(a.  $v$  场, 单位: m/s, 间隔: 5; b.  $\theta$  场, 单位: K, 间隔: 3; c.  $u_g$  场; d.  $N_3^2$  分布)

$$(1) \quad N_1^2 = \begin{cases} \frac{2}{3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & z < 2000\text{m} \\ \frac{4}{3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & 2000\text{m} < z < 10000\text{m} \\ 4.83 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & 10000\text{m} < z \end{cases} \quad (14)$$

$$(2) \quad N_2^2 = \begin{cases} \frac{1}{6} \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & z < 2000\text{m} \\ \frac{1}{3} \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & 2000\text{m} < z < 10000\text{m} \\ 4.83 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, & 10000\text{m} < z \end{cases} \quad (15)$$

$$(3) \quad N_3^2 = -315.0 \left[ \left( 10 \frac{z}{H} + 1 \right) e^{-\left( 10 \frac{z}{H} + 1 \right)} - 0.05 \right] \times 10^{-8} \text{ s}^{-2} \quad (16)$$

$$(4) \quad N_4^2 = -10^{-6} \text{ s}^{-2} \quad (17)$$

$N_1^2, N_2^2$  是分段线性层结分布, 代表稳定层结状态, 其下层的静力稳定度比上层小,  $N_2^2$  的大气状态比  $N_1^2$  的稳定度小得多。  $N_3^2$  是中低层为弱不稳定层结, 高度为弱稳定层结, 其廓线取自文献[6] (如图 1d 实线所示)。  $N_4^2$  是整层弱不稳定层结(图 1d 的虚线所示)。考虑在这 4 种层结状态下, 冷锋环流的变化, 在何种层结大气中, 更易于在锋区激发出强中尺度对流系统。

### 3 计算结果与分析

计算范围  $x$  方向为 0—1500km, 垂直方向为 0—15km, 水平格距  $\Delta x = 20\text{km}$ , 垂直格距  $\Delta z = 200\text{m}$ 。为减小截断误差, 利用跳点网格, 即动力学量  $\Psi, \zeta, v$  在整格点上给出, 热力学量  $\theta$  在半格点上确定。扩散系数  $k$  和  $\nu$  在水平方向为半格点垂直方向为整格点给定。空间差分用中心差, 时间差分用蛙跳格式, 时间步长  $\Delta t = 60\text{s}$ 。扩散项滞后一个时步, 非线性 Jacobi 项用守恒格式计算。计算结果每 30 时步作一次平滑, 以抑制模态分裂。诊断方程(4)用追赶法求解。

图 2 给出了  $N^2 = N_1^2$  时  $t = 12\text{h}$  的位温  $\theta$ , 扰动流函数  $\Psi (= \Psi - \Psi_g)$  和垂直速度  $w$  场, 以及实测冷锋的垂直速度分布, 其中  $\Psi_g$  是背景场的流函数, 它由  $u_g = \alpha \frac{d\Psi_g}{dz}$  给出。图中 “X” 表示  $\Psi$  正极大值所在位置, “N” 表示负极大值所在位置。计算显示, 在积分开始后, 有两个主要的越锋环流圈在发展, 这些环流圈不断加强, 直到达到准稳定状态。图 2a 显示, 在冷锋前的暖区一侧为负环流圈, 冷区一侧为正环流圈, 负环流远强于正环流。这种环流配置使锋前产生上升运动, 锋后形成下沉运动(图 2b)。与负环流大大强于正环流的状态相对应, 上升运动也明显大于下沉运动, 前者达到  $2.3\text{cm/s}$ , 后者只有  $-0.9\text{cm/s}$ , 上升运动区的水平范围在底层约为  $200\text{km}$  左右。显见, 在  $N_1^2$  的层结状态下, 上升运动数值不大, 如果没有凝结

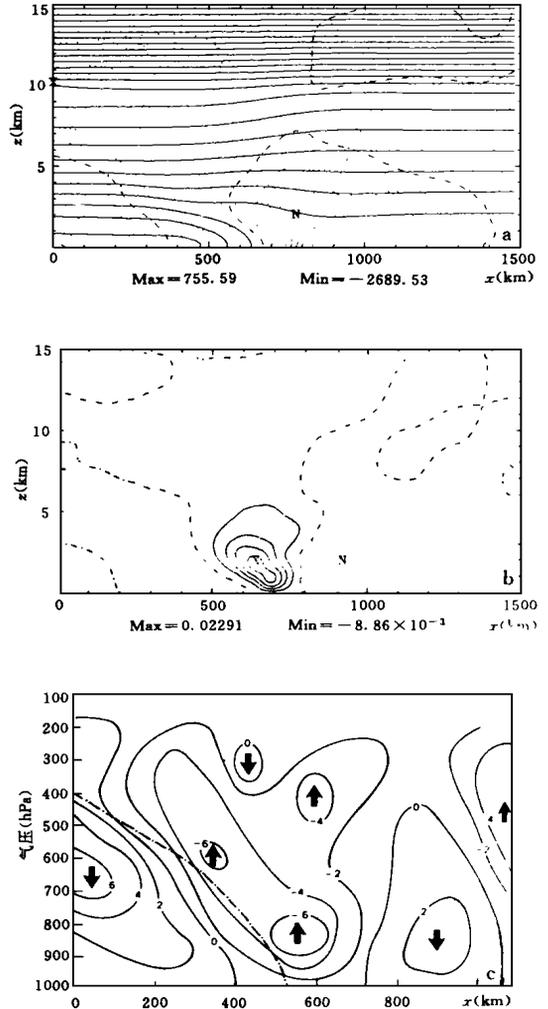


图 2 层结  $N_1^2$  时的冷锋环流( $t = 12\text{h}$ )  
和实测冷锋垂直速度分布

(a.  $\theta$  和  $\Psi$  场( $\Psi$ —虚线, 单位:  $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ , 间隔: 250;  
 $\theta$ —实线, 单位:  $\text{K}$ , 间隔: 5); b.  $w$  场, 单位:  $\text{m/s}$ ,  
间隔:  $5 \times 10^{-3}$ ; c. 实测冷锋  $w$  场(引自文献[4])

加热等过程起作用,不足以在锋前产生深厚强对流系统的。图 2c 是 Ogura 和 Portis<sup>[4]</sup> 给出的实测冷锋的垂直速度分布,比较图 2c 和 2b, 显见二者垂直运动的配置是非常相似的。在冷锋前约 300km 的低空都有一下沉运动区,在地面锋的上空都有上升速度的极大值,这里是较强对流活动区,这表征暖区存在深对流,而图 2b 只有上升运动区,没有高空极大中心存在,这进一步说明,在  $N_1^2$  的层结状态下,锋区不能产生强深对流系统。此外,图 2c 显示,在锋后冷区,600hPa 中层有一强冷空气下沉区(约为  $-6.0\text{cm/s}$ ),而图 2b 显示,锋后冷区只有弱的下沉运动(约为  $-0.9\text{cm/s}$ , 没有强下沉运动出现,这一方面是由 Ogura 和 Portis 给出的冷锋是完全发展的成熟冷锋,因而有强的冷区下沉运动,另一方面,本文给出的  $N_1^2$  只是  $z$  的函数,与  $x$  无关,这就意味着,文中减小了冷区的静力稳定度,从而使锋后的下沉运动减弱。

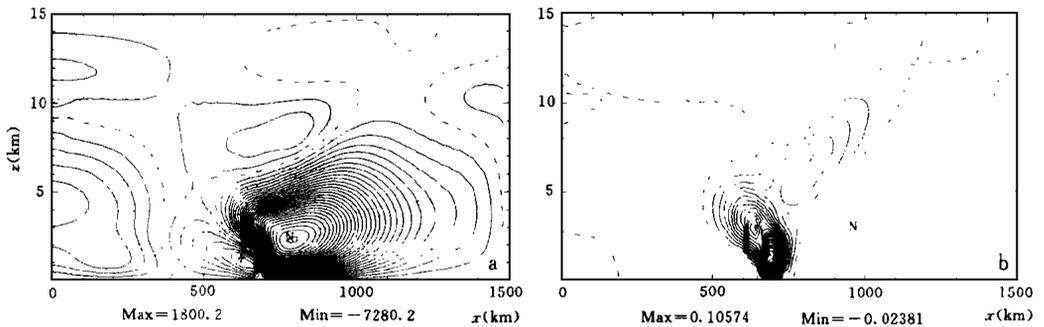


图 3 层结  $N_2^2$  时的冷锋环流( $t=12\text{h}$ )

(a.  $\Psi$  场(实线,单位:  $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ , 间隔: 250) 和

$Ri (< 1)$  分布(虚线,单位:  $\text{m/s}$ , 间隔:  $5 \times 10^{-3}$ ); b.  $w$  场, 余同图 2)

图 3 是  $N_2^2$  层结情况下  $t=12\text{h}$  时的越锋垂直环流  $\Psi$  场和  $Ri$  (Richardson 数) 的叠加, 以及垂直速度的分布图。图 3 的中下层层结稳定度比图 2 的  $N_1^2$  小得多, 与图 2 相比, 随中下层层结稳定度的减小, 锋区垂直环流有很大的增强, 由  $N_1^2$  时的 755.5 和  $-2689.5$  增强到  $N_2^2$  时的 1800.2 和  $-7280.2$ , 为  $N_1^2$  时的 2 倍多。在锋区附近,  $\Psi$  的等值线变得非常密集, 反映在垂直速度场上, 上升运动显著增大, 由原来的  $2.29\text{cm/s}$  增大到  $10.57\text{cm/s}$ , 较大上升运动区的垂直伸展也由  $N_1^2$  时的  $5\text{km}$  扩展到  $N_2^2$  时的  $10\text{km}$  高度, 显示后一情况中深厚对流的存在。可见, 层结稳定度的减小(特别是中下层层结稳定度的减小)使锋区垂直环流迅速增强, 上升运动也随之明显加强, 锋前暖区出现强深对流。由图还可发现, 在  $N_2^2$  情况下, 上升运动区内出现了多重中心, 特别是在对流层的中下层, 形成了两条中尺度上升运动带。这种多重上升运动带的形成, 原因是多方面的, 但是, 由于水平范围仅为几十公里, 并且与  $Ri$  小值区的分布较为吻合, 这与对称不稳定理论预测比较一致, 因此, 似乎可以认为, 这种中尺度多重上升运动带的形成可能是对称不稳定发展的结果<sup>[7]</sup>, 因为对于大气, 对称不稳定可以在  $Ri < 1$  的区域中激发出来<sup>[5]</sup>。此外, 计算显示, 随层结稳定度的减小,  $Ri$  小值区明显扩大, 从而使对称不稳定更易发展, 导致在锋区产生中尺度扰动, 就是说, 使锋前产生具有中尺度结构的锋区雨带的可能性增大。吕克利<sup>[3]</sup> 利用

半地转模式也得到过类似的结果。Mak<sup>[2]</sup> 曾用减小静力稳定度代替凝结潜热释放研究不稳定问题, 指出, 减小大气低层静力稳定度与凝结加热在效果上相当。这里的结果印证了上述结论, 即减小低层静力稳定度与凝结潜热释放都能使锋区的非地转垂直环流得到加强。

图 4 是  $N^2 = N_3^2$  时, 即大气中下层为弱不稳定层结, 高层为弱稳定层结,  $t = 12\text{h}$  的扰动流函数  $\Psi$  场和垂直速度  $w$  的分布图, 以及锋区最大上升速度  $w_{\max}$  的时间变化。由图显见, 到  $t = 12\text{h}$ , 越锋垂直环流  $\Psi$  已分别达到 5498.6 和 -22750.0, 比层结  $N_1^2$  和  $N_2^2$  时增强好几倍, 而且锋前的负环流比锋后的正环流增强更多, 这显示, 减小层结稳定度对锋前环流的影响比锋后更大。从  $w$  场容易看出, 上升速度的增大非常明显, 在  $t = 12\text{h}$  已达到  $43.7\text{cm/s}$ , 比  $N_1^2$  时增大近 20 倍, 比  $N_2^2$  时也大 4 倍多。由此可见层结稳定度对冷锋环流及其垂直速度影响之大。

图 5 给出了层结为整层弱不稳定的  $N_4^2$  下的冷锋环流和垂直速度场。由图不难发现,  $N_4^2$  层结下的冷锋环流与  $N_3^2$  的非常相似, 在强度上有所加强, 达到 5619.7 和 -24610.1, 环流的配置与形状与  $N_3^2$  时几乎没有差别, 在垂直速度场的分布和最大上升速度  $w_{\max}$  的时间变化上, 二者之间也很相似, 只在强度上有所增强, 达到  $46.4\text{cm/s}$  和  $-32.5\text{cm/s}$ 。比较图 1d 的  $N_3^2$  和  $N_4^2$  廓线, 显见二者在大气最低层都是  $-10^{-6}$ , 在  $3.5\text{km}$  以下都是不稳定层结, 中上层二者差别很大, 前者为弱稳定层结, 后者仍为不稳定层结, 因此, 二者锋区环流的相似性, 显然是由于  $N_3^2$  和  $N_4^2$  在中下层大气中的相似造成的, 这再次证明, 层结对冷锋环流及其垂直运动的作用主要是由中下层层结分布决定的, 上层层结的影响不大。把图 4b、图 5b 与图 2c 实测冷锋的垂直速度分布图相比, 显见,  $N_3^2$  和  $N_4^2$  情况下的垂直速度场与实测冷锋的非常相似, 上升运动范围都伸展到  $10\text{km}$  高空, 明显显示出深对流的存在。此外,  $N_3^2$  和  $N_4^2$  的锋后冷区的下沉运动虽然没有锋前上升运动强, 但也达到  $-7.0\text{cm/s}$  以上, 比实测冷锋锋后冷区存在的下沉运动(约为  $-6.0\text{cm/s}$ ) 还大些, 这也与实测

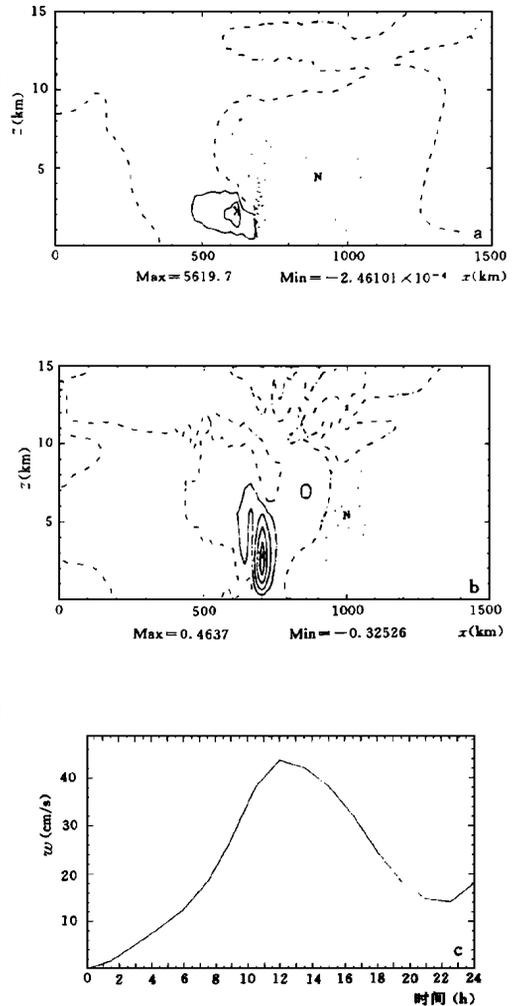


图 4 层结  $N_3^2$  时的冷锋环流

(a.  $\Psi$  场, 单位:  $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ , 间隔: 2000; b.  $w$  场, 单位:  $\text{m}/\text{s}$ , 间隔: 0.1; c.  $w_{\max}$  随时间的变化)

相一致,只是计算的上升速度更强,这正如前面指出的,可能是因为本文的  $N^2$  只是  $z$  的函数,从而减小了锋后的层结稳定度,进而导致上升速度的增大。可以这样认为,中下层层结的不稳定是产生锋区中尺度强对流系统的可能因子之一。

#### 4 结 语

通过对不同大气层结分布下越锋垂直环流的计算,不难发现层结稳定度特别是中下层层结对冷锋环流的影响是非常大的,其主要结果是:

(1) 在锋区有两个主要越锋环流圈在发展,锋前暖区一侧为负环流,冷区一侧为正环流,负环流远强于正环流,对应于这种环流配置,锋前产生上升运动,锋后形成下沉运动,上升运动明显大于下沉运动。

(2) 随层结稳定度的减小,锋区越锋垂直环流和上升运动迅速增强,在冷锋前暖区形成中尺度深厚强对流系统,并有可能出现多重上升运动中心,在对流层下层形成范围仅为几十公里的多重上升运动带,并与  $Ri$  小值区相联系,说明它的产生可能与对称不稳定有关。

(3) 层结稳定度的减小有利于对称不稳定发展,使冷锋前产生中尺度雨带的可能性增大。

(4) 对锋面环流的影响而言,层结稳定度的减小与凝结潜热释放在效果上是相同的,都是使锋区越锋环流加强,特别是对锋前环流的影响更大。

(5) 层结对锋区越锋垂直环流的影响主要是受中下层层结分布控制,上层层结的作用不大。

#### 参考文献

[ 1 ] Sawyer T S. The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis. Proc Roy Soc, London, 1956, A234: 346—362.

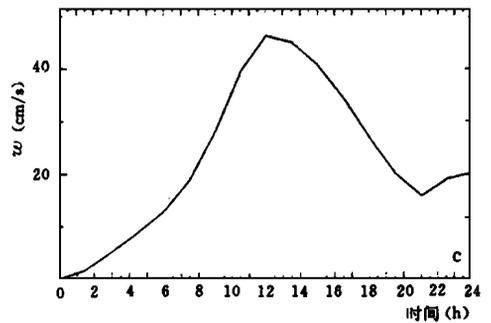
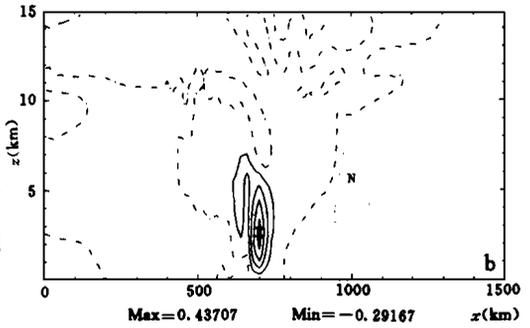
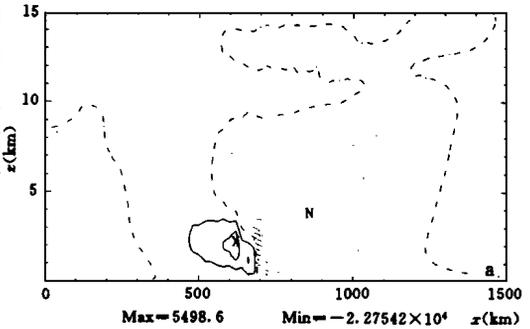


图5 层结  $N^2$  时的冷锋环流  
(a.  $\Psi$  场, 单位:  $\text{kg}/(\text{m s})$ , 间隔: 2000; b.  $w$  场, 单位:  $\text{m}/\text{s}$ , 间隔: 0.1; c.  $w_{\text{max}}$  随时间的变化)

- [ 2 ] Mak M K. On moist quasi-geostrophic barotropic instability. *J Atmos Sci*, 1983, 40: 2349—2369.
- [ 3 ] 吕克利. 大气层结和天气尺度位温扰动对冷锋锋生的作用. *大气科学*, 1991, 15: 82—89.
- [ 4 ] Ogura Y and portis D. Structure of the cold front observed in SESAME-AVE and its comparison with the Hoskins-Bretherton frontogenesis model. *J Atmos Sci*, 1982, 39: 2773—2792.
- [ 5 ] Orlanski I and Ross B B. The circulation associated with a cold front, part I: Dry case. *J Atmos Sci*, 1977, 34: 1619—1633.
- [ 6 ] Kro H L and Seitter K L. Instability of shearing geostrophic currents in neutral and partly unstable atmospheres. *J Atmos Sci*, 1985, 42: 331—345.
- [ 7 ] Bennetts D A and Hoskins B S. Conditional symmetric instability — a possible explanation for frontal rainbands. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1979, 105, 945—962.

## INFLUENCES OF STRATIFICATION ON COLD-FRONTAL CIRCULATION

Qian Taotao Lu Keli

(*Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing, 21008*)

### Abstract

The effects of stratification on variation of cold frontal circulation and formation of severe mesoscale convection in the frontal zone are studied by using the primitive equation model, the results show that the variation of stratification has very important influences on the frontal circulation, with the decreasing of the static stability the cross-frontal ageostrophic circulation and upward motion are enhanced rapidly, and the possibility in producing mesoscale severe convection and multiple rainbands ahead of the front is also increased, and it is advantageous to excite symmetric instability in frontal zone, however, the effects of stratification on cold-frontal circulation and formation of mesoscale severe convective system are mainly determined by stratified states in the lower atmosphere.

**Key words:** Instable stratification, Cold front circulation, Severe convection system.