

大尺度凝结加热与中尺度位温扰动 对冷锋锋生的作用*

吕克利 布和朝鲁

(南京大学大气科学, 南京 210008)

提 要

文中导得简化的包括大尺度凝结潜热的半地转锋生模式, 利用该模式讨论了大尺度凝结加热和中尺度位温扰动对冷锋锋生的影响, 给出了锋生过程中各物理量的演变图。计算结果表明, 大尺度凝结加热对冷锋锋生具有加强作用, 增大锋生率, 增大上升运动速度, 缩小上升运动区的范围, 使之更具有中尺度系统特征, 使非地转越锋环流增强并发生倾斜, 凝结加热和中尺度位温扰动的结合是锋前暖区多重雨带形成的可能机制之一。

关键词: 大尺度加热; 中尺度扰动; 锋生。

一、引 言

Hoskins 和 Bretherton^[1]利用半地转模式研究了变形场作用下的干锋生过程, Thorpe 和 Emanuel^[2]利用 Ertel 定理和 θ_e 守恒导得了大尺度凝结加热的简单近似公式, 探讨了凝结加热对冷锋锋生过程的影响, 在模式中他们取相当位涡 q_e 与初始位涡 q_0 之比为常值, 显然, 这样做过于简单, 因为这意味着, q_e 在积分(锋生)过程中保持不变。Hoskins 等^[3]研究了边界附近的波状扰动对多重锋区雨带形成的作用, 结果表明这种扰动只能产生锋前低层浅薄的多重垂直运动带, 这与实际观测显示的锋区多重雨带具有深厚的垂直结构不符。吕克利和 Cho^[4]进一步研究了大气层结和中尺度位温扰动对锋区多重垂直运动带形成的影响, 指出中尺度位温扰动是触发锋区多重雨带的可能机制之一, 并显示出, 位于不同高度上的中尺度扰动的影响有明显的差别。

本文在等熵、饱和、假湿绝热的假定下, 导出了大尺度凝结加热的近似表达式, 它比 Thorpe 和 Emanuel 的表达式更合理。利用导得的模式探讨了湿模式大气中的冷锋锋生过程, 并对锋生过程中多重雨带的激发作了研究。

二、模 式

与文献[1]相同, 考虑锋面在 y 方向是平直、无限的, 因此, 可用二维 (x, z) 问

1993年2月8日收到, 6月15日收到再改稿。

* 本文获得国家自然科学基金资助。

题来讨论锋生过程。根据文献[1]的分析,沿锋面方向的风是地转风,即 $v = v_g$, 而越锋方向 (x 方向) 是非地转的, 就是说, 锋生问题可以用半地转近似 (又称地转动量近似) [5] 来描述。

我们考虑变形场中的锋生过程, 因此, 整个流场由流函数为 αxy 的变形场 ($\alpha > 0$) 和非地转纬向速度场组成, 即 $u = -\alpha x + u_a'$, $v = \alpha y + v_g$, $w = w'$, 其中 v_g 为沿锋面的地转风, u_a' 为越锋纬向非地转风, 将 u, v, w 表达式代入 Boussinesq 近似下的连续方程, 即得

$$\frac{\partial u_a'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

由此定义非地转流函数 ψ

$$u_a' = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w' = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (2)$$

引入地转坐标 X, Z, T :

$$X = x + v_g / f, \quad Z = z, \quad T = t, \quad (3)$$

立即得到地转空间中关于锋生的控制方程 (详见文献[1])

$$D\theta - f^{-1}q \frac{\partial \psi}{\partial X} = E, \quad (4)$$

$$Dq - f^{-1}\zeta \frac{\partial q}{\partial Z} \frac{\partial \psi}{\partial X} = \zeta \frac{\partial E}{\partial Z}, \quad (5)$$

$$f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} + \frac{g}{f\theta_0} \frac{\partial}{\partial X} \left(q \frac{\partial \psi}{\partial X} \right) = -\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial E}{\partial X} - 2f\alpha \frac{\partial v_g}{\partial Z}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial Z} = \frac{g}{f\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial X}, \quad (7)$$

以及

$$\zeta = f / \left(1 - f^{-1} \frac{\partial v_g}{\partial Z} \right), \quad (8)$$

$$q = \zeta \frac{\partial \theta}{\partial Z}, \quad (9)$$

$$w = -\frac{\zeta}{f} \frac{\partial \psi}{\partial X}, \quad (10)$$

$$u_a' = \frac{g}{f^2 \theta_0} \frac{\zeta}{f} \frac{\partial \theta}{\partial X} \frac{\partial \psi}{\partial X} + \frac{\partial \psi}{\partial Z}, \quad (11)$$

式中 $D = \partial / \partial T - \alpha X \partial / \partial X$, ζ, q, θ, E 分别为绝对涡度的垂直分量、位涡度、位温和非绝热凝结加热。

为求解方程组(4)–(7), 必须给出边界条件。为简单起见, 在矩形区域的四个边界上, 我们取 $\psi = 0$, 在上下边界上取 $w = 0$ 。作为初始位温场, 我们考虑由三部分组成, 即大气层结决定的背景温度场、天气尺度冷锋结构温度场和中尺度位温扰动场 (这种中

尺度扰动场可以由各种因子例如地形造成), 即

$$\theta = \theta_0 + \frac{N^2 \theta_0}{g} Z + \Delta \theta_s \tanh\left(\frac{X}{L_s}\right) + \theta_m, \quad (12)$$

式中右边第三项即为天气尺度冷锋结构温度场, θ_m 为中尺度位温扰动。作为中尺度位温扰动, 我们取

$$\theta_m = \sum_{i=1}^n \Delta \theta_{mi} \exp\left[-\left(\frac{X-X_i}{L_{mi}}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{Z-Z_i}{Z_{mi}}\right)^2\right], \quad (13)$$

计算中, 取 $N^2 = 10^{-4} / \text{s}^2$, $\Delta \theta_s = 8 \text{ K}$, $L_s = 1000 \text{ km}$, $\Delta \theta_{mi} = 0.4 \text{ K}$, $L_{mi} = 200 \text{ km}$ 。

对加热 E , 本文只考虑大尺度凝结加热的影响。假定湿锋生过程是假湿绝热、饱和、等熵过程, 则对上升运动区有 $E = -\frac{L}{c_p} \frac{dr_s}{dt} \approx -\frac{L}{c_p} w \frac{\partial r_s}{\partial Z}$, 式中 r_s 是饱和比湿。利用 (10) 式, 得到

$$E \approx \frac{L}{c_p} \frac{\zeta}{f} \frac{\partial \psi}{\partial X} \frac{\partial r_s}{\partial Z}. \quad (14)$$

对下沉运动区, $E=0$ 。问题归结为如何对 $\partial r_s / \partial Z$ 进行参数化以确定 E 。在锋生过程是假湿绝热、饱和以及等熵的情况下, 容易得到^[6]

$$\frac{\partial r_s}{\partial Z} \approx \frac{c_p}{L} (\gamma_m - \gamma_d) \quad (15)$$

式中 γ_m, γ_d 分别为湿绝热递减率和干绝热递减率。将 (15) 式代入 (14) 式, 对 $w > 0$ 得到

$$E = -(\gamma_d - \gamma_m) \frac{\zeta}{f} \frac{\partial \psi}{\partial X}, \quad (16)$$

对 $w < 0$, 有

$$E = 0 \quad (17)$$

如此, 可以写出

$$E = -(\gamma_d - \gamma) \frac{\zeta}{f} \frac{\partial \psi}{\partial X}, \quad (18)$$

其中, 当 $w > 0$ 时, $\gamma = \gamma_m$; 当 $w < 0$ 时, $\gamma = \gamma_d$ 。

将 (18) 式代入 (6) 式, 得到包括大尺度凝结加热的简化的 Sawyer-Eliassen 方程, 它描述越锋非地转环流, 即

$$f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} + \frac{g}{f \theta_0} \frac{\partial}{\partial X} \left[(q - R \zeta) \frac{\partial \psi}{\partial X} \right] = -2f \alpha \frac{\partial v_g}{\partial Z}, \quad (19)$$

式中右端项为地转强迫项, 它与变形因子和热成风相联系。 $R = \gamma_d - \gamma$, 当 $w > 0$ 时,

$R = \gamma_d - \gamma_m$, 当 $w < 0$ 时, $R = 0$ 。现在, 在 S-E 方程中, 凝结加热与绝对涡度的垂直分量联系起来, 推广了 Thorpe 与 Emanuel 给出的 S-E 方程。由 (19) 式显见, 在上升运动区, 因 $R > 0$, 因此当涡度 $\zeta > 0$ 时, 加热起减小位涡的作用, 即位涡由绝热时的 q 变为非绝热时的 $\tilde{q} (\equiv q - R\zeta)$, 或者说, 加热起减小稳定度的类似作用^[2]。随锋生过程中 ζ 的增大, 到 $q \leq R\zeta$ 时, S-E 方程的椭圆性将被破坏, 发生锋的崩溃。由于锋前是气旋式涡度区 ($\zeta > 0$), 锋后是反气旋式涡度区 ($\zeta < 0$), 因此, 大尺度凝结加热的加入, 将在锋前减小稳定度, 使上升运动加大, 锋生加速。在一般情况下, 水汽含量多时, γ_m 约为 γ_d 的 $1/2$, 因此, 我们在计算时, 对湿锋生过程, 取 $R = \gamma_d / 2$ 。

三、计算例子

为便于比较, 我们分别计算了干冷锋锋生和湿冷锋锋生以及中尺度位温扰动对干、湿冷锋锋生的影响, 并探讨冷锋锋生过程中锋区多重雨带形成的可能机制。计算是在半地转空间中进行的, 其水平范围为 5000 km, 垂直范围为 10 km。计算时取地转坐标的水平格距为 39 km, 垂直格距为 250m, 时间步长为 5min。由于变形场的作用, 在物理空间中的水平格距, 在锋面附近随时间变得越来越小, 在锋面崩溃时变为 0。计算结果最后返回物理空间, 并给出物理空间中的图象。

1. 干、湿模式中的冷锋锋生

对于锋生过程, 由于 $E = 0$, 因此, 只要在描述非地转环流的 S-E 方程(19)中取 $R = 0$ 即可。对湿锋生过程, 则在(19)式中, 当 $w > 0$ 时, 取 $R = \gamma_d / 2$, 当 $w < 0$ 时, 取 $R = 0$ 。图 1 给出了锋生过程中位温场的演变, 图 1a 是初始位温场, 它是由(12)式在 $\theta_m = 0$ 时得到的, 图中显示干冷锋的温度结构。在变形场和地转强迫作用下, 冷锋开始锋生。图 1b 是第 21 小时干锋生过程中的位温场, 由图显见, 锋生最明显的是发生在近地面的下层和对流层顶(模式顶)附近的上层, 这里温度梯度增大最快, 由位温梯度 $\partial\theta / \partial x$ 的时间变化公式很容易看出这一点。由热流量方程对 x 微分, 得到

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial\theta}{\partial x} \right) = - \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial\theta}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial\theta}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial\theta}{\partial z} + R \frac{\partial w}{\partial x}, \quad (20)$$

由于非地转纬向气流在地面和对流顶附近辐合, 即 $\partial u / \partial x < 0$, 由 (20) 式知, 这将引起这区域中温度梯度的随时间增大, 表现出明显的锋生。在区域内部, 由于 $\partial w / \partial x > 0$, 同时, 非地转纬向气流在这里变化不大, 因此, 由 (20) 式可知, 区域内部锋生相对于上下边界而言要弱得多, 锋生主要发生在地面和对流层顶附近 (参见图 1 和 2 的 b 和 c)。此外, 由图不难发现, 随时间增大, 锋区的倾斜加大, 这是由于在锋生期间锋区的地转气流不断增大, 导致冷锋向暖区移动所致。比较图 1b 和 1c, 显见凝结潜热释放对锋生的影响, 首先, 它使地面和对流顶附近的锋生率急剧增大, 这是因为随着湿锋生过程进行, 上升运动中心向下移动和下沉运动中心向上移动比干锋生更快更大, 在地面和对流顶附近, $\partial w / \partial x > 0$, 且数值大, 因此, 由 (20) 式易知, 在这里 $\partial\theta / \partial x$ 将加速增大。这从图 2 的 b 和 c 可以清楚看到。在第 21 小时, 对于锋生, 最大的 $\partial\theta / \partial x$

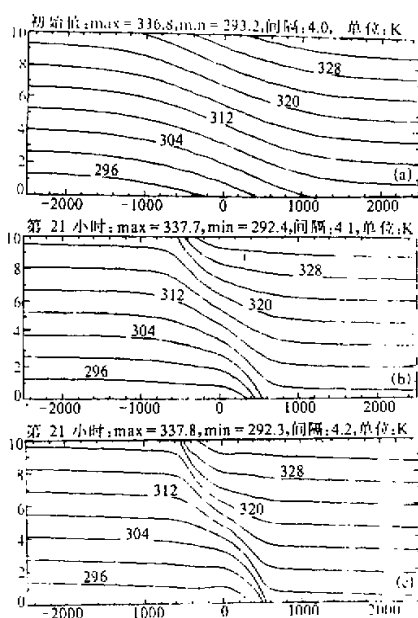
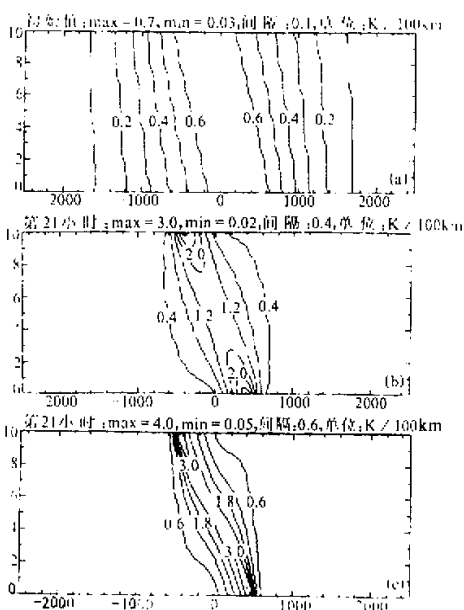


图 1 冷锋锋生过程中的位温场

(a) 初始位温场; (b) 干锋生位温场 (第 21 小时); (c) 湿锋生位温场 (第 21 小时)

图 2 锋生过程中 $\partial\theta/\partial x$ 的变化

(a) 初始场; (b) 干锋生 (第 21 小时); (c) 湿锋生 (第 21 小时)

为 $3.0 \text{ K} / 100 \text{ km}$, 对湿锋生, $\partial\theta/\partial x$ 达到 $4.0 \text{ K} / 100 \text{ km}$, 比前者增大 30% 多。其次, 凝结加热使锋面更加倾斜, 对干锋面, 地面锋约在 $+400 \text{ km}$ 处, 对流顶锋约在 -400 km 处, 对湿锋生, 地面锋位于 $+500 \text{ km}$ 处, 对流顶锋位于 -500 km 处, 这从图 2 最大 $\partial\theta/\partial x$ 的所在位置也很容易发现。

凝结加热对锋生过程中垂直速度的影响非常明显, 图 3 给出了锋生过程中垂直速度场的分布。初始时刻上升运动和下沉运动都很小, 只有 0.33 cm/s , 其中心位于 $z = 5 \text{ km}$ 处, 随着锋生过程的进行, 由于锋前辐合加大, 锋面不断加强, 锋区范围不断缩小, 造成锋区垂直运动数值增大, 范围逐渐缩小, 上升运动中心逐渐下降, 下沉运动中心逐渐上升。对干锋生过程, 到第 21 小时, 上升速度增大 3 倍, 达到 0.96 cm/s , 中心位置下降到 3.4 km 。比较图 3b 和 3c, 显见凝结加热的作用使上升运动数值迅速增大, 在第 21 小时达到 3.58 cm/s , 比初始值增大近 11 倍, 比干锋生增大 3.7 倍以上, 而且中心位置进一步下降到 2 km 处, 这是因为凝结潜热释放起减小静力稳定度的作用 (由 (19) 式容易看出这一点), 而垂直运动有向小的静力稳定度区移动的倾向。同时, 凝结加热 ($R > 0$) 相当于使位涡度 q 减小, 这就使原已是强斜压区的锋区斜压不稳定发展, 导致上升运动迅速加强。其次, 由图 3 显见, 凝结加热的加入, 使上升运动区的水平范围大大缩小, 使之更具有中尺度的特征。

我们还计算了锋生过程中的非地转流函数场 (图略), 初始时刻, 非地转流场是匀称的、较弱的越锋环流, 在锋生过程中, 由于地转强迫的作用, 越锋环流逐渐加强, 结

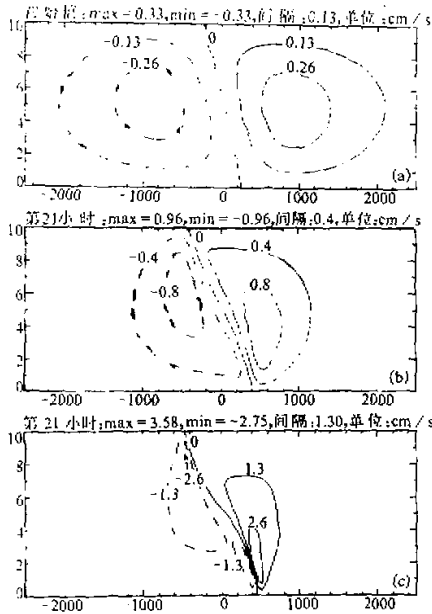


图3 锋生过程中的垂直速度 w 场
(a) 初始场, (b) 干锋生 (第 21 小时),
(c) 湿锋生 (第 21 小时)

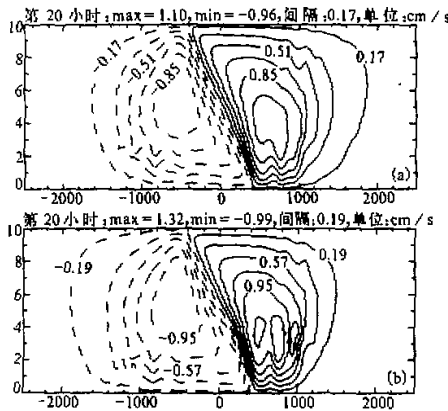


图4 锋生过程中中尺度
位温扰动作用下的 w 场
(a) 干锋生 (第 20 小时), (b) 湿锋生 (第 20 小时)

构上也发生了变化, 变成类似于倾斜对流型。计算指出, 凝结加热大大加强越锋环流, 比干锋生时更加类似于倾斜对流型。

我们进一步计算了锋生过程中的绝对涡度场、地转风场和非地转风场, 计算显示 (图略), 在变形场的地转强迫作用下, 绝对涡度、地转风和非地转风场都迅速增大, 而凝结潜热的释放促进了这种增大, 其影响是非常重要的, 凝结加热使绝对涡度比干模式时增大近 5 倍, 使沿锋的地转风增大近 1 倍, 非地转纬向风速也有很大增强, 从干模式的 4.5 m/s 增大到湿模式的 7.0 m/s 。

2. 中尺度位温扰动

为考虑中尺度位温扰动在湿冷锋锋生过程中的作用, 我们在初始位温场中加上 (13) 式所示的中尺度位温扰动四个 (即在 (13) 式中取 $n=4$), 看看在干、湿锋生过程中, 中尺度扰动的影响有什么不同。本计算例子中, 所有中尺度位温扰动的振幅 $\Delta\theta_m$ 都取为 0.4 K , 其水平尺度 L_m 都为 200 km , 垂直范围 Z_m 都为 2 km , 中心位置高度都位于 $Z_i = 2 \text{ km}$ ($i=1, 2, 3, 4$), 水平方向中心位置在 $x_0 = -2500 \text{ km}$, $x_1 = -2000 \text{ km}$, $x_3 = 2000 \text{ km}$, $x_4 = 2500 \text{ km}$, 计算结果给出在图 4 中。在初始时刻, 给定的中尺度位温扰动造成很弱的 (约 0.47 cm/s) 中尺度垂直运动中心 (图略), 经过 20 个小时, 在干锋生过程中, 此弱的中尺度中心不复存在, 变为波状分布 (图 4a), 而在湿锋生过程中, 由于凝结潜热释放的作用, 初始中尺度扰动造成的多重上升运

动中心大大加强, 在 2—5 km 的垂直范围内, 在锋前的 600 km 水平区域中加强成三个上升运动中心, 其强度已增强到 1.32 cm/s , 比初始时刻增大近 3 倍, 水平范围也大大缩小, 比初始时刻缩小近 1 倍, 而在下沉运动区, 多重中心已变为波状分布 (图 4b)。

这说明中尺度位温扰动, 在湿锋生过程中有可能激发锋前暖区多重雨带的形成, 可能是多重雨带形成的驱动机制之一。我们^[4]曾经在干锋生模式中利用减小中下层静力稳定度的办法模拟出锋前暖区多重上升运动带的形成, 指出, 减小静力稳定度与加入大尺度凝结加热对锋生及多重上升运动带的形成具有同样的效应, 本文的结果证明了这一点。

上述计算结果与文献[2]的工作相比, 锋区的上升速度有明显的增大, 在他们的工作中, 初始时刻上升速度为 $w=0.68\text{ cm/s}$, 24 小时后增大到 3.7 cm/s , 24 小时内增大近 5.5 倍。在我们的工作中, 初始上升速度 $w=0.33\text{ cm/s}$, 到第 21 小时达到 3.58 cm/s , 21 小时内增大 10.8 倍多, 到第 24 小时, 上升速度更增大到 5.6 cm/s , 为初始值的 17 倍, 远比文献[2]的数值为大。这是因为在他们的工作中, 由于取 q_e/q_0 固定, 因此, 稳定度不变, 垂直速度增大较慢, 而在我们的模式中, 锋前的气旋式垂直涡度 ζ 不断增大, 造成稳定度减小, 致使垂直速度加速增大。当然, 即使在我们的工作中, 垂直上升速度还是比较小, 这可能是因为我们没有考虑对流凝结加热的作用, 以及在模式中取比较大的静力稳定度的缘故。此外, 我们得到的非地转流函数型比文献[2]的结果更接近于倾斜流型, 其它的物理量也似乎更合理些^[7]。

四、结 语

综上所述, 我们得到了以下结果:

(1) 利用假绝热、饱和、等熵假定, 导得了湿锋生过程中控制非地转环流的简单的 S-E 方程, 把大尺度凝结加热与锋区的绝对涡度联系起来, 改进了 Thorpe 和 Emanuel 的 S-E 方程和结果。

(2) 大尺度凝结加热使锋区加强、锋生速率加快。

(3) 大尺度凝结加热使下层静力稳定度减小, 导致上升速度迅速增大, 上升速度中心向下迅速移动, 上升运动区的水平范围大大缩小, 使之更具有中尺度特征。

(4) 凝结加热使沿锋面的地转风增大, 导致锋面向暖区更快移动。

(5) 凝结潜热释放造成锋区的绝对涡度急速增大, 位涡度迅速减小, 从而使锋生速度加快, 并增强地转强迫作用。

(6) 大尺度凝结加热使地转强迫产生的越锋非地转环流变形、增强, 使之在结构上更类似于倾斜对流。

(7) 大尺度凝结加热和中尺度位温扰动的共同作用是锋前暖区多重雨带形成的可能机制之一。

参 考 文 献

- [1] Hoskins, B.J., and F.P. Bretherton, 1972, Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11—37.
- [2] Thorpe, A.J. and K.A. Emanuel, 1985, Frontogenesis in the presence of small stability to slantwise convection, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1809—1824.
- [3] Hoskins, B.J., E.C. Neto and H.R. Cho, 1984, The formation of multiple fronts, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 881—896.

- [4] 吕克利. H.R. Cho, 1991, 大气层结和中尺度位温扰动对锋区多重垂直运动带形成的影响, *气象学报*, **49**, No.3, 278—287.
- [5] Hoskins, B.J., 1975, The geostrophic momentum approximation and the semigeostrophic equation, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 233—242.
- [6] 杨大升等. 1980. 动力气象学, 气象出版社.
- [7] Williams, R.T., 1967, Atmospheric frontogenesis: a numerical experiment, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 627—641.

Effects of Large-Scale Condensation Heating and Mesoscale Potential Temperature Disturbances on Cold Frontogenesis

Lu Keli and Bueh Cholaw

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

A simplified semigenstrophic frontogenesis model including large-scale latent heating is derived in this paper. Using such model, the influences of latent heat release and mesoscale potential temperature disturbances on cold frontogenesis are discussed. The results show that large-scale latent heating leads to a significant increase of frontogenesis rate and updraft and also reduces the scope of ascent motion mostly. The frontal circulation, therefore, has even more obvious mesoscale features. Because of the condensation heat release, the structure of ageostrophic circulation in the frontal area is even more similar to the slantwise convection pattern. The combination of mesoscale potential temperature disturbance and the condensation heating is one of the possible mechanisms causing multiple rainbands in the warm sector ahead of the front.

Key words: large-scale condensation heat; mesoscale disturbances; frontogenesis.