

# 潜热释放和初始位温扰动对锋生的影响\*

王亦平

侯定臣

(江苏省盐城市气象局, 盐城, 224001)

(南京气象学院, 南京, 210044)

## 摘 要

在 Chan 和 Cho 工作的基础上, 用中  $\alpha$  尺度位温扰动代替了原来的中  $\beta$  尺度位温扰动, 并且增加了一个高度函数  $H(Z)$ , 模式还改变了相对湿度的分布, 取了可供比较的两个试验, 并运行了半地转湿大气锋生模式程序, 积分一段时间后, 绘出有关的物理量的等值线图, 分析、比较了非绝热加热及初始位温扰动对物理量的影响。

试验结果表明: 初始位温扰动为中  $\alpha$  尺度比中  $\beta$  尺度更接近实际情况, 对流层湿度分布不均匀, 非绝热加热的作用比初始位温扰动的影响明显些。

关键词: 锋生, 非绝热加热, 初始位温扰动, 物理量场。

## 1 引 言

半地转锋生模式是近年来研究大气锋生问题的一种常用模式, 它具有形式简单、物理概念明确等优点, 它较好地再现了锋区结构的主要特征, 一定程度上揭示了大气锋区形成和演变的规律。以往关于锋生的研究, 主要是干模式, 即没有考虑空气中的水汽, 其中最具有代表性的是 Chan 和 Cho 的工作<sup>[1]</sup>。他们详细地研究了中  $\beta$  尺度的位温扰动与雨带的关系, 通过尺度分析和数值模拟发现, 雨带可以由地面温度场的中尺度扰动引起。在天气尺度下的一定量级的温度中尺度扰动, 由于尺度缩小所诱导的非地转流动, 水平尺度较小, 其特征仅仅限制在垂直范围内, 它们是形成浅薄雨带的原因。他们在天气尺度温度场上叠加了一个中尺度扰动, 所得的温度分布, 在锋区暖侧出现了一个暖带, 这与中国长江流域梅雨锋的锋区结构相似。

尺度分析表明, 在中  $\beta$  尺度, 由位温扰动所诱导的温度和垂直速度扰动是有效的, 强度正比于  $L_m^2/D_m$ , ( $L_m$  是水平尺度,  $D_m$  是垂直尺度), 而且浅的、宽的扰动比高的、窄的扰动更有效地诱导雨带。如果一个位温扰动所对应的温度扰动是正的话, 那么该位温扰动将引起上升运动, 反之亦然。

本文是在 Chan 和 Cho 工作的基础上, 用中  $\alpha$  尺度位温扰动代替中  $\beta$  尺度位温扰动, 并且认为对流

层湿度分布是不均匀的, 它们将对物理量场产生什么样的影响, 这是本次试验的目的。

## 2 模式概述

本文使用的模式是英国 Reading 大学二维半地转锋生模式。三维速度场表示为:

$$U_T = -\alpha x + u \quad V_T = \alpha y + v \quad W = \omega$$

式中  $\alpha = \alpha(t)$  ( $\alpha$  为形变量)。

模式的方程由 Hoskins 等人导出, 所用的坐标系为地转动量坐标系, 即:

$$X = x + v/f \quad Z = z \quad T = t$$

式中  $v$  是锋线走向垂直方向的地转风。

模式通过求解关于修正的位势函数  $\Phi$  的方程:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\theta_0 f^3}{\rho g} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = f^2 \quad (1)$$

及非地转流函数方程:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho g \frac{q}{f^3 \theta_0} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ = -2Q - \frac{g\rho}{f^3 \theta_0} \frac{\partial s}{\partial x} \end{aligned} \quad (2)$$

来得到诊断所需的各物理量场分布。

在上面的方程中:

$$\begin{aligned} q &= \frac{\zeta}{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial z} & \zeta &= f / (1 - f - 1 \frac{\partial v}{\partial x}) \\ \Phi &= \varphi + \frac{1}{2} v^2 & u &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial z} \end{aligned}$$

\* 初稿时间: 2000 年 10 月 4 日; 修改稿时间: 2001 年 2 月 12 日。

$$v = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad \omega = -\frac{1}{\rho} \frac{\zeta}{f} \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

$$\theta = \frac{\theta_0}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad \frac{d\theta}{dt} = s \quad Q = \rho \frac{\alpha}{f} \frac{\partial v}{\partial z}$$

其中  $q$  是位涡,  $\varphi$  是重力位势,  $\zeta$  是绝对涡度,  $\rho$  是假密度,  $\theta$  是位温,  $Q$  是地转锋生强迫函数。

得到各物理量场的分布后,通过积分控制方程:

$$\frac{D\theta}{Dt} = S \quad (3)$$

$$\frac{Dq}{Dt} = \frac{\zeta}{\rho} \frac{\partial S}{\partial z} \quad (4)$$

$$\frac{Dr}{Dt} = -\frac{S}{L} C_p \quad (5)$$

其中,  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} - \alpha x \frac{\partial}{\partial x} + \omega \frac{\partial}{\partial z}$ ,  $r$  为比湿,  $S$  为凝结加热,从而得到新的物理量场分布。

### 3 模式的改进和试验设计

本文采用的是显式湿模式,即认为凝结潜热的加热只可能发生在部分上升运动区,在该区实际比湿超过饱和比湿,并且假定凝结出来的水汽都以降水的形式降落到地面。为了较好地处理这个问题,我们参考了文献[5]中的处理方法。

这种显式模式要求给定位温和相对湿度的初始分布,再计算出其他物理量的分布,然后再用该模式进行数值积分。

初始位温场的分布由表示环境平均位温的  $\bar{\theta}$ 、大尺度位温分布  $\theta_s$  和中尺度的位温扰动  $\theta_m$  所决定,即:

$$\theta = \bar{\theta} + A\theta_s + \theta_m \quad (6)$$

$$\bar{\theta} = \frac{\partial \theta}{\partial z} = \theta_z \cdot z \quad (7)$$

式中  $\theta_z = 3.274$

$$\theta_s = \frac{2\Delta\theta_s}{\pi} \arctg\left(\frac{x}{L}\right) \quad (8)$$

式中  $\Delta\theta_s = 12 \text{ K}$   $L = 3.5 \times 10^5 \text{ m}$

$A$  为  $\theta_s$  的系数,它随高度而变化,它的取值如下:

$$A = \begin{cases} 0 & 0 \text{ m} \leq z < 1 \times 10^3 \text{ m} \\ \frac{z - 1 \times 10^3}{4 \times 10^3} & 1 \times 10^3 \text{ m} \leq z < 5 \times 10^3 \text{ m} \\ 1 & 5 \times 10^3 \text{ m} \leq z \leq 1 \times 10^4 \text{ m} \end{cases} \quad (9)$$

这样取值的目的是,为了改变原来把整个对流层都当作斜压层的做法,而把垂直高度 1 km 以下的对流层当作正压层,1~10 km 当作斜压层。

$\theta_m$  是为了模拟梅雨锋区南侧的暖区,在位温场上迭加的一个中尺度位温扰动,其形状见图 1,文献[1]中的位温扰动公式为:  $\theta_m = \Delta\theta_m \cdot \exp[-(x - x_0)^2/L_m^2]$ ,其中  $\Delta\theta_m = -1 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $x_0 = 700 \text{ km}$ ,  $L_m = 100 \text{ km}$ ,由于梅雨锋南侧的位温扰动是中  $\alpha$  尺度,所以我们在试验中取  $L_m = 400 \text{ km}$ ,并且在原公式的基础上增加了一个高度函数  $H(z)$ ,即

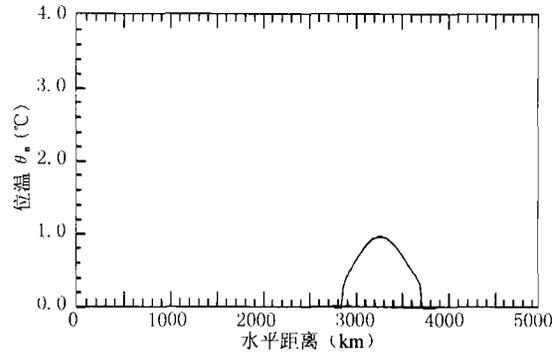


图 1 初始位温  $\theta_m$  扰动的形状

$$\theta_m = \Delta\theta_m \cdot \exp[-(x - x_0)^2/L_m^2] \cdot H(z) \quad (10)$$

$H(z)$  的取值如下:

$$H(z) = \begin{cases} 1.0 & 0 \text{ m} \leq z < 2.5 \times 10^3 \text{ m} \\ 2.0 - z \times 0.4 \times 10^{-3} & 2.5 \times 10^3 \text{ m} \leq z < 5 \times 10^3 \text{ m} \\ 0.0 & 5 \times 10^3 \text{ m} \leq z \leq 1 \times 10^4 \text{ m} \end{cases} \quad (11)$$

其形状见图 2 中曲线 1(实线)。我们取  $\Delta\theta_m = 1 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $x_0 = 700 \text{ km}$ ,  $L_m = 400 \text{ km}$ 。

本文的试验是改变相对湿度的分布,取了可供比较的两个试验,相对湿度的分布取

$$R = C \times B(z) \quad (12)$$

其中  $C = 0.6 + 0.3 \text{tg}\left(\frac{x - L}{L}\right) +$

$$0.35 \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{(0.4 \times 10^5)^2}\right] \quad (13)$$

$L = 3.5 \times 10^5 \text{ m}$ ,  $B(z)$  是相对湿度的系数。

试验 1 中取  $B(z) = 85\%$ ,即认为整层大气水汽分布是均匀的;

试验 2 中  $B(z)$  随高度变化,它的取值如下:

$$B(z) = \begin{cases} 0.85 + \frac{3}{50}z & 0 \leq z < 2.5 \times 10^3 \text{ m} \\ 0.85 - \frac{7}{150}(z - 2.5) & 2.5 \times 10^3 \text{ m} \leq z \leq 1 \times 10^4 \text{ m} \end{cases} \quad (14)$$

其形状见图2中曲线2(虚线)。

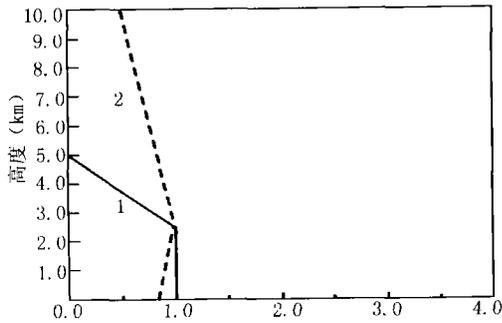


图2  $\theta_m$  中  $H(z)$  随高度变化(实线)和试验2中湿度系数  $B(z)$  随高度变化的示意(虚线)

因此,水汽分布在垂直高度 2.5 km 上达到最大,这主要是考虑到梅雨锋降水的水汽是由低空急流(高度约 2~3 km) 输送的。这样,在 2.5 km 高度上,相对湿度可达 98%,这更接近实际情况。

各物理量的初始场给定后,代入  $\Phi$  方程和  $\psi$  方程,迭代若干步,求解上述两个方程,迭代次数由所需的迭代精度而定,然后由控制方程积分,每步积分的结果再代入  $\Phi$  方程和  $\psi$  方程求解,然后再由控制方程作下一步积分,如此周而复始,直至停止。

积分到一段时间后,我们绘出有关的物理量的等值线图,图形绘制设置在实际空间中而不是半地转空间,水平方向取 3000 km,垂直方向取为 10 km。

本文所研究的区域为  $(5000 \times 10)$  km<sup>2</sup>, 水平格点

数为 129 个,水平格距为 39062.5 m,垂直格点数为 41 个,垂直格距为 250 m,时间积分步长取为 900 s。

### 4 试验结果分析

在研究梅雨锋的结构时,把从地面到对流层顶的这一部分当作斜压层,并且认为由上升运动引起的水汽饱和、凝结以及非绝热加热均发生在整个对流层里。这样做的结果,由于水汽凝结潜热的释放,上升运动加强,而上升运动的加强又使水汽凝结加剧,上升运动和凝结潜热(非绝热加热)形成一个正反馈过程。因此,一旦条件具备,在很短的时间内(例如 24 h)就可以形成锋面,这比干模式更接近实际情况。

下面我们对二个试验从位涡场、经对涡度场、垂直速度场及加热场进行分析对比。首先看一下初始场各物理量的等值线图。从位涡场(图 3a)可以看到,在水平方向 700 km、垂直高度 1.6 km 处有一位涡大值中心,中心强度达  $0.51 \times 10^{-6}$  位涡单位(1 位涡单位 =  $10^{-6} \text{ km}^{-2} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ );绝对涡度场(图 4a)上,地面水平方向 700 km 处有一大值区,中心强度达  $1.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ ,垂直速度场(图 5a)上,上升运动中心强度为  $1.01 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ ,下沉运动中心在水平方向 -500 km、垂直高度 6 km 处,中心强度为  $-1.13 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ ,  $W_+/W_-$  仅为 0.90,垂直速度场

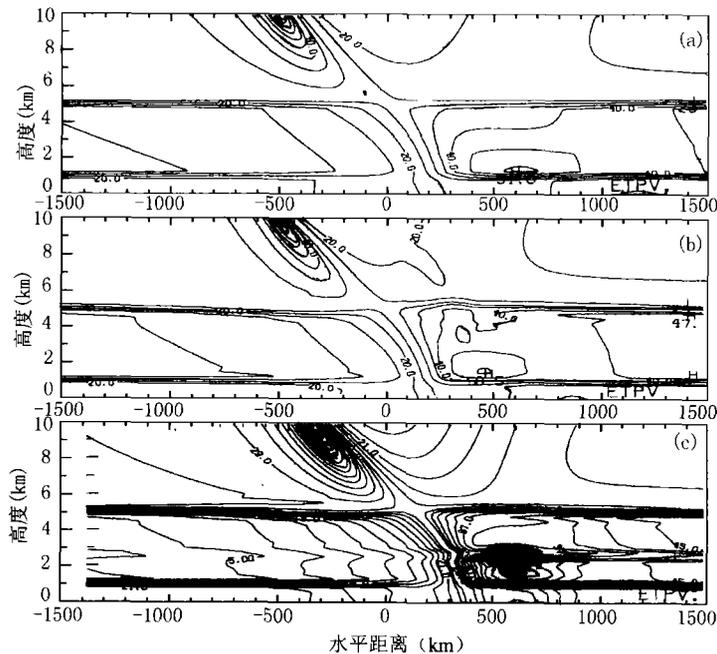


图3 位涡场

(a. 初始, b. 试验 1, c. 试验 2, 单位:  $10^{-8}$  位涡单位, 1 位涡单位:  $10^{-6} \text{ km}^{-2} / \text{kg} \cdot \text{s}$ )

并没有出现我们预想的双重锋区,一种可能的解释是:由于温度扰动的位置位于锋区附近,温度扰动对垂直速度场的影响被斜压区所对应的冷区下沉、暖区上升的垂直环流所掩盖。

试验 1,即认为整个对流层的湿度系数为 85%,积分 9.2 h 后,位涡场(图 3b)与初始位涡场(图 3a)相比,在水平方向 500 km、垂直高度 4 km 处出现一位涡增大中心,在水平方向 250 km、垂直高度 7 km 处,位涡减小;从加热场(图 6a)可见,加热中心在水平方向 500 km、垂直高度 5 km 处,加热区范围大,上下延伸相当;对比加热场(图 6a)与位涡场(图 3b),可见,位涡增大区正好位于最大加热层的下方,位涡减少区位于最大加热层的上方。这可以从式(4)得到解释,即在最大加热层的下方,故位涡增大;在最大加热层的上方,故位涡减小。同时,在有凝结潜热释放的地方,等值线变得不光滑,这说明非绝热加热能够引起位涡扰动,非绝热加热的作用比初始位温扰动的作用要明显些。另外,在垂直速度场(图 5b)上,出现了一条宽 400 km 的强上升运动带,对应的雨量强而集中, $W_+/W$ -高达 3.6,对比垂直场(图 5b)和加热场(图 6a),可以看到强上升中心正好对应着加热中心,说明非绝热加热能够增强上升运动;反过来,上升运动又可以得到更多的凝结潜热,这是一个正反馈过程。加热场(SDOT)最大值

的强度和位置的变化及最大值的强度和位置的变化图略。绝对涡度场(图 4b)与初始场(图 4a)相比较,绝对涡度在水平方向 500 km 处增大,但最大涡度中心仍在地面,绝对涡度轴线倾斜度减小。由上述可得,非绝热加热对位涡场、垂直速度场以及绝对涡度场的影响比初始温度扰动更加明显。

试验 2 考虑了湿度系数随高度的变化,积分 5.2 h 后,位涡场(图 3c)与初始位涡场(图 3a)相比,在水平方向 700 km、垂直高度 2.5 km 下方出现一位涡增大中心,上方有位涡减小;从加热场(图 6b)来看,加热中心在水平方向 600 km、垂直高度 2.5 km 处,整个加热区限制在 2.7 km 以下。加热场(图 6b)与位涡场(图 3c)对比,可以看到,在最大加热层上方有位涡减小,下方有位涡增大,这同样可由式(4)得到解释。位涡场上也可以看到位涡扰动,这说明非绝热加热能够引起位涡扰动,其作用要比初始温度扰动的作用更明显。从垂直速度场(图 5c)上,我们可以看到,潜热释放主要集中在对流层低层,雨区水平范围也比较窄, $W_+/W$ -为 2,这与梅雨锋降雨的实况不相符合。对比加热场(图 6b)和垂直速度场(图 5c),可以看到,强上升中心对应着加热中心,再一次说明了它们之间正反馈的关系。绝对涡度场(图 4c)与初始场(图 4a)相比较,可以看到,水平方向 600 km、垂直方向 5 km 以下绝对涡度值增大,2 km 高度上虽然出现一大值中心,但最大

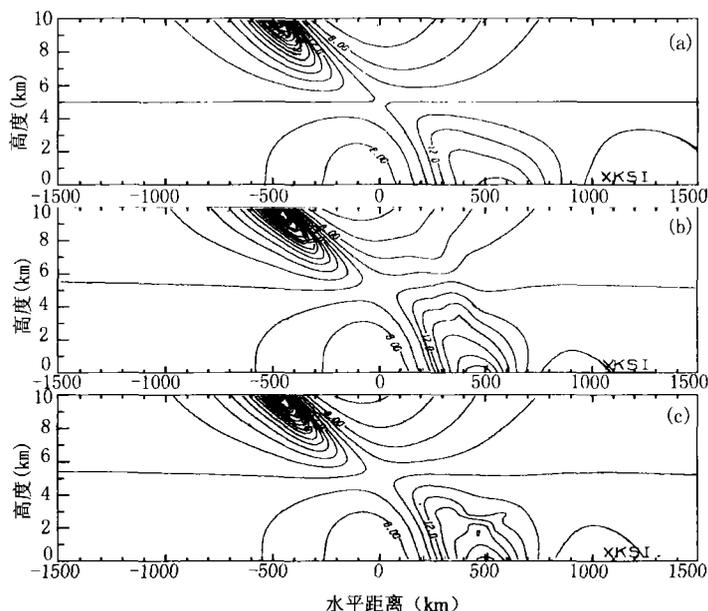


图 4 绝对涡度场

(a. 初始, b. 试验 1, c. 试验 2, 单位:  $10^{-5} \text{s}^{-1}$ )

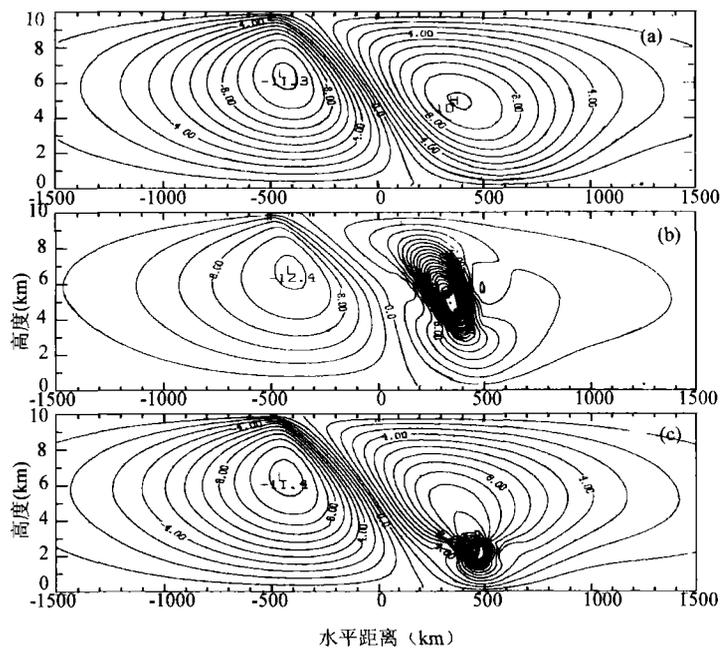


图 5 垂直速度场

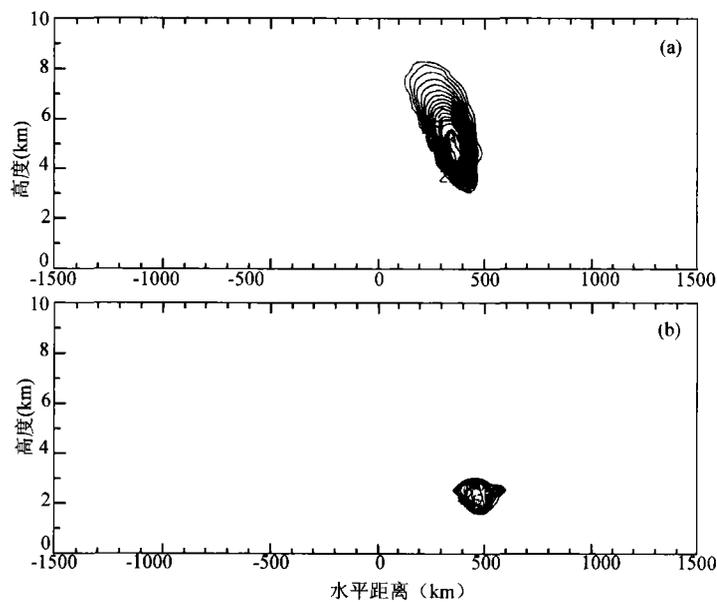
(a. 初始, b. 试验 1, c. 试验 2, 单位:  $10^{-3} \text{m/s}$ )

图 6 加热场

(a. 试验 1, b. 试验 2, 单位:  $10^{-5} \text{K/s}$ )

涡度中心仍在地面,绝对涡度轴线变得垂直。由上述可见,非绝热加热对各物理量的影响要比初始温度的影响要明显。

比较一下试验 1 和试验 2 的结果,从加热场的对比(图 6a 和图 6b),试验 1 的加热中心在对流层中部,向上、向下伸展广,试验 2 的加热中心在对流

层低层,这是因为在试验 1 中,垂直高度上水汽分布均匀,水汽凝结区则相对均匀,因此非绝热加热也相对均匀;而试验 2 中,垂直高度上水汽分布并不均匀,2.5 km 高度上湿度最大,凝结潜热在此高度上释放得最多,因此,加热中心在此高度上,整个加热区限制在对流层低层。比较一下两次试验中的

$W_+/W_-$ ,  $\zeta$  轴线倾斜程度以及雨带的分布,我们可以看出,试验 1 的结果比试验 2 的结果更符合实际一些。

## 5 结论与讨论

(1) 非绝热加热能够使雨带变窄,绝对涡度轴线倾斜度减小,  $W_+/W_-$  增大,非绝热加热的影响比初始温度扰动的影响明显;

(2) 有温度扰动的初始场与无扰动的初始场相比,有温度扰动的位涡初始场能够使扰动地区低层位涡增大,高层位涡减小;有温度扰动的垂直速度场上可以出现双重锋区,从而影响降水,所以初始温度扰动对某些物理量场的影响有着不容忽视的作用;

(3) 比较试验 1 和试验 2 的结果,我们认为整层相对湿度乘以系数 85% 的试验 1 比湿度随高度变化的试验 2 的结果更接近实际情况。

由于模式还处于试验阶段,与实际情况有一定的差距,在以后的试验工作中以下几点需要改进

(1) 是初始扰动的位置,即扰动的位置不是在

水平方向 700 km 处,而是在上游更远一些的地方,那样,在垂直速度场上的锋区就会更明显些;

(2) 改变湿度的垂直分布。在试验 2 中,0.0~2.5 km 的湿度系数由 85% 线性递增至 100%,2.5~10.0 km 的湿度系数由 100% 线性递减到 50%,湿度最大值在 2.5 km 上,如果我们把湿度最大值的位置考虑得高一些,湿度系数按更合理的关系递减到 50%,结果可能更接近于实际情况;

(3) 用试验 1 及试验 2 求解后的垂直速度场(图 5)中,上升中心的数值都明显增大,而下沉中心值变化很小,这不太符合锋区附近垂直环流(上升运动和下沉运动)同时增强的天气实践;同样,加热场(图 6)中没有“冷却中心”,不符合在 500 km 范围内必有狭窄的锋生地温度梯度增强的实践。

(4) 对 A 的设定也有一定的缺陷。 $1 \times 10^3 \text{ m} \leq z \leq 5 \times 10^3 \text{ m}$  时,  $0 < A < 1$ ,反不如对流层上层(500 hPa 以上)的斜压性强,这不太符合天气学中锋区附近斜压性强,而且在对流层的中下部(850~500 hPa)最强,等温线密集的实际情况。

## 参考文献

- 1 Douglas S, Chan T, HanRu Cho. Meso- $\beta$ -scale potential vorticity anomalies and rainbands. Part I: Adiabatic dynamics of potential vorticity anomalies. *J Atmos Sci*, 1989, 46: 1713~1723.
- 2 Han-Ru Cho, Douglas Chan. Meso- $\beta$ -scale potential vorticity anomalies and rainbands. Part II: Moist model simulations. *J Atmos Sci*, 1991, 48: 331~341.
- 3 Thorpe A J, Emanuel K A. Frontogenesis in the presence of small stability to slaluisse convection. *J Atmos Sci*, 1985, 42: 1809~1824.
- 4 寿绍文. 中尺度天气动力学. 北京: 气象出版社, 1993. 252pp
- 5 Corbg G A, Gilchrist A, Rowntree P R. 英国气象局大气环流五层模式, 大气环流模式. 北京: 气象出版社, 1987. 287pp

## LATENT HEAT AND EFFECTS OF INITIAL POTENTIAL TEMPERATURE DISTURBANCE RELEASE ON FRONTOGENESIS

Wang Yiping

Hou dingchen

(*Yancheng Meteorology Bureau, Jiangsu Province 224001*) (*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

### Abstract

Based on the work of Chan and Cho, a meso- $\beta$  scale potential disturbance was replaced by a meso- $\alpha$  scale potential disturbance, and add an elevation function- $H(z)$ , as:

$$\theta_m = \Delta\theta_m \cdot \exp[-(x-x_0)^2/L_m^2] \cdot H(z)$$

The distributions of relative humidity were changed two experiments which could be compared each other, and run the NSI semi-geostrophic humid atmosphere frontogenesis model produce. After run a period, some contour charts of some physical variables were drew, the effects of diabatic heating and initial potential temperature disturbance on were analyzed and compared physical variables.

**Key words:** Frontogenesis, Diabatic heating, Initial potential temperature disturbance, Physical variable fields.