

地面暖带附近锋生的数值试验*

侯定臣¹⁾ 高学浩²⁾ 庄小兰¹⁾

(1)南京气象学院气象系, 2)基础科学系, 南京, 210044)

摘要 采用半地转方程的二维锋生模式,研究了地面暖带附近锋生过程中,大尺度斜压区、地面暖带和潜热释放之间的相互作用。结果表明:变形场中的孤立暖带,当它位于大尺度斜压区暖空气一侧时,可在有限时间内形成强锋区(有潜热加热时锋生速度更快);当暖带与大尺度斜压区配合时,可出现双锋区结构,强锋区可能先在暖带中出现。在暖带深厚并有潜热释放时表现更明显且有利于双锋区结构的维持。锋生强迫作用和位温扰动是梅雨锋附近两条中- α 尺度雨带形成的可能机制。

关键词 地面暖带,半地转锋生模式,双锋区结构,数值试验

分类号 P441, P435

实际研究表明,大气中锋区的形成过程^[1,2]可以通过半地转近似的二维锋生理论作出较好的描述。但以往的工作主要限于研究大尺度斜压区的加强过程,强调在此过程中形成了相应的锋生次级环流为暖区上升,冷区下沉。这与实际大气中锋区附近的带状降水区的配合有较大差别。Thorpe 等人^[3]在二维锋区中考虑了潜热的作用后,结果锋区暖侧上升运动范围缩小,最大上升速度增加,垂直速度零线向暖侧偏移,这比较接近观测事实,但仍不能解释锋区附近出现多条雨带的现象。Hoskins 等^[4]曾把多条雨带的出现与地面温度场中的扰动(即相对冷带和暖带)联系起来,虽然他们得到了涡度和垂直速度场的多重锋区分布,但强度太弱(这可能与没有考虑潜热加热有关)。为了更接近大气的实际情况,本文采用半地转二维锋生模式,研究在变形场作用下,大尺度斜压区和位于暖区的相对暖带以及潜热加热三者之间的相互作用,讨论它们对锋区结构和锋生速度的影响,并探讨锋区附近两条雨带发生的机制。

1 模式概述和试验设计

本文所用的半地转锋生模式与文献[2,3]相同。流场由一个变形场(形变量为 2α , 膨胀轴沿 y 方向)和非地转气流 (u, w) 迭加而成,即 $U_T = -\alpha x + u, V_T = \alpha y + v, W = w$ 。采用地转动量坐标系 $X = x + V_g/f, Z = z, T = t$, 模式方程组为

$$\frac{\partial \theta}{\partial T} - \alpha X \frac{\partial \theta}{\partial X} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\zeta}{\rho} \frac{\partial S}{\partial Z} \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \right) + \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\rho g q}{\theta_0 f^3} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) = -2 \frac{\rho \alpha}{f^2} \Phi_{xz} - \frac{\rho g}{\theta_0 f^3} \frac{\partial S}{\partial X} \quad (2)$$

* 系国家自然科学基金资助项目
收稿日期:1993-04-19; 改回日期:1993-11-19

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} + \frac{\theta_0 f^3}{\rho g q} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} = f^2 \quad (3)$$

其中 $\zeta = f(1 - f^2 \Phi_{xx})^{-1}$ 是绝对涡度的垂直分量; $q = \rho^{-1} \zeta \theta_z = (g\rho)^{-1} \theta_0 \zeta \Phi_{zz}$ 为位涡, $S = d\theta/dT$ 是非绝热加热率。式中位温 $\theta = g^{-1} \theta_0 \Phi_z$, 垂直速度 $W = -\zeta \Psi_x (\rho f)^{-1}$ 。

方程(2)和(3)分别是次级锋生环流方程和位涡定义式, 可用来确定积分(1)式所需的 W 。对(1)式积分时, 在干模式中可令 $S=0$, 对湿模式, 则按文献[3]中的方法将 S 参数化, 即设大气为饱和的且不考虑下沉气流中的蒸发冷却效应, 引入相当位涡 $q_r = \frac{\zeta \partial \theta}{\rho \partial Z}$, 可近似取

$$S = (q - q_r) \times \frac{1}{2} \left(-\frac{\partial \Psi}{\partial X} + \left| \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right| \right)$$

则方程组改写为

$$\frac{\partial q}{\partial T} - \alpha X \frac{\partial q}{\partial X} + W \frac{\partial q}{\partial Z} = \frac{1}{2} \frac{\zeta}{\rho} \frac{\partial}{\partial Z} \left[(q - q_r) \left(-\frac{\partial \Psi}{\partial X} + \left| \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right| \right) \right] \quad (1)'$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \right) + \frac{\partial}{\partial X} \left(\rho \bar{q} \frac{g}{f^2 \theta_0} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) = -2\rho \frac{\alpha}{f^2} \Phi_{xz} \quad (2)'$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} + \frac{\theta_0 f^3}{\rho g q} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} = f^2 \quad (3)'$$

$$\bar{q} = \begin{cases} q_r & (W > 0 \text{ 时}) \\ q & (W \leq 0 \text{ 时}) \end{cases}$$

据分析¹³, W 、 q 和 ζ 的最大值与 $(q_r/q_0)^{1/2}$ 成正比, 考虑到锋区附近条件性对称稳定度很弱¹⁵, (q_r/q_0) 可取为 0.07¹³, 但为减少迭代次数, 节省机时, 本文取 $(q_r/q_0) = 0.17$, $q_0 = 2.67 \times 10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K} \cdot \text{kg}^{-1}$, 模式中的其他参数, 分别取 $\alpha = 10^{-5} \text{s}^{-1}$, $f = 10^{-4} \text{s}^{-1}$, $g = 9.8 \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$, $\theta_0 = 288.15 \text{K}$, 再利用 Boussinesq 近似 ($\frac{\partial \rho}{\partial x} = 0$) 且取 $\rho = 1.225 \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

求解方程(3)'时, 边界条件将根据上、下界面的位温分布给出。设位温 θ 由反映大气平均层结的 θ_n (它只是高度 Z 的函数)、反映大尺度斜压区的位温水平分布 θ_x 和较小尺度的温度扰动 θ_m 组成。它们分别表示为

$$\theta_n = \begin{cases} \theta_0 & (Z = 0, \text{下边界}) \\ \frac{\rho \theta_0}{f} H + \theta_0 & (Z = H, \text{上边界}) \end{cases}$$

$$\theta_x = \frac{2\Delta\theta}{\pi} \lg^{-1} \left(\frac{X}{L_s} \right), \quad \Delta\theta = 12 \text{K}$$

$$\theta_m = \begin{cases} \frac{\Delta\theta_m}{2} \left(1 + \cos \frac{X - X_m}{L_m} \right) & -\pi L_m < (X - X_m) < \pi L_m, \Delta\theta_m = 4 \text{K} \\ 0 & X - X_m < -\pi L_m, X - X_m > \pi L_m \end{cases}$$

式中的 L_s 、 L_m 和 X_m 随锋生过程而改变, 其变化规律为 $X = X_m e^{-t}$ 。当 $T=0$ 时, 取 $L_m = 350 \text{km}$, $L_{m0} = 224 \text{km}$, $X_{m0} = 1406 \text{km}$; 当 $T=19.25 \text{h}$ 时, L_m 、 L_{m0} 、 X_{m0} 为 $T=0$ 时的值的一半。

模式的积分在半地转空间 (X, Z) 内进行, 水平范围为 5000km , 垂直方向 10km , 格距分别为 40km 和 0.25km , 时间步长为 900s 。最后的计算结果将变回到在物理空间 (x, z) 内绘图, 文中所用位温数值均为减去 θ_0 以后的值。

对试验设计, 我们主要通过改变上下边界的位温分布 (即 θ_x 和 θ_m 的取舍), 以及潜热的加入与否考察大尺度锋区、暖带 ($\Delta\theta_m > 0$) 和潜热 3 个因子的相互作用。图 1 为试验中, $T=0$ 时的

$\theta_0, \theta_m, \theta_0 + \theta_m$ 的水平分布, 而各试验的具体规定列于表 1。

各试验中, 当绝对涡度 ζ 最大值比 f 大一个量级以上时停止积分, 这一时间区间可近似表示形成强锋区所需的时间(因为当 ζ 量级过大时, 半地转假设和地转动量近似不再适用)。

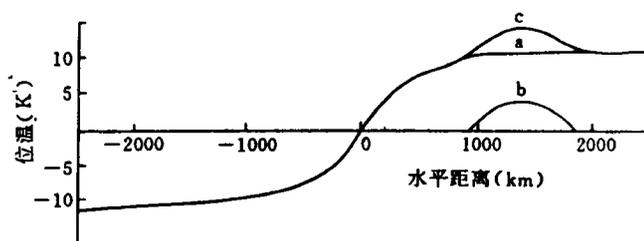


图 1 $T=0$ 时 θ_0 (a), θ_m (b) 和 $\theta_0 + \theta_m$ (c) 的水平分布

表 1 各试验的设计

试验名称	θ_0	θ_1	θ_m 下边界	θ_m 上边界	潜热加热
BS*	有	有	无	无	无
BSH*	有	有	无	无	有
BM	有	无	有	无	无
BMM	有	无	有	有	无
BSM	有	有	有	无	无
BSMM	有	有	有	有	无
BSMH**	有	有	有	无	有
BSMMH**	有	有	有	有	有

注: * 见文献[3], 本文用于比较, ** 湿模式

2 孤立暖带的锋生过程

BM 和 BMM 两个试验, $T=0$ 时 θ, W 分布如图 2 所示。其边界 θ 分布为孤立暖带, 暖带的强度从边界向流体内部迅速减弱, 暖带区域有上升运动, 两侧空气下沉。BMM 中上升运动较强, 这显然与上边界温度扰动的存在有关。暖带区域低层为高涡度中心, 高层为低涡度中心(图略)。

上述特征可由方程(3)分析得到, 按文献[4], (3)式可改写为

$$\theta_{xx} + \frac{\theta_0 f^3}{\rho g q} \theta_{zz} = 0$$

当边界位温取 $\theta = \theta_0$ 无水平扰动时, θ_x, θ_z 和 ζ 呈均匀分布。边界上有暖带时, $\theta_{xx} < 0$, 必有 $\theta_{zz} > 0$, 即稳定度向上增加。由于位涡不变, 必有低层涡度大于高层。设暖带垂直伸展高度的特征值为 H_m , 则上式表明

$$\frac{\Delta \theta_m}{2L_m^2} \sim \frac{\Delta \theta_m}{2H_m^2} \frac{\theta_0 f^3}{\rho g q}$$

即 $H_m \sim \left(\frac{\theta_0 f^3}{\rho g q}\right)^{1/2} L_m \approx 10^{-2} L_m$, 且有 $T=0$ 时 $H_{m0} = 2.24 \text{ km}$, 这与图 2 的量值一致。至于暖区上升、两侧下沉的热力正环流, 是变形场强迫作用下温度梯度加大时维持热成风平衡所必需的。

试验结果表明, $T=21 \text{ h}$ 时, 由于 L_m 减小, 位温扰动仅见于边界附近 1 km 以内, 上升速度增大, 中心高度下降, 两个试验中的最大上升速度已基本相同。下界面涡度中心强度的增长, 在 BM 和 BMM 试验中相同但明显小于 BS 试验(见表 2)。这说明: (1) 孤立暖带的锋生速度比大尺度斜压区要慢; (2) 上边界暖带对锋生环流的影响随积分时间增加而减小。

表 2 3 试验中地面涡度中心的强度

试 验	$T=0h$	$T=21h$	比 值
BM	1.56 <i>f</i>	3.43 <i>f</i>	2.2
BMM	1.43 <i>f</i>	3.12 <i>f</i>	2.2
BS	1.40 <i>f</i>	3.50 <i>f</i>	2.5

3 暖带与大尺度斜压区相迭加时的锋生

θ_m 与 θ_s 互相迭加时, θ_m 对应的暖带与 θ_s 对应的强斜压区被一弱斜压区分开(如图 1)。 θ_s 对流体内部影响的尺度满足 $0.414\Delta\theta_s/L_s^2 = (\theta_0 f^2 / \rho g q)(\Delta\theta_s / H_s^2)$, 即 $H_s = 10^{-2} L_s / \sqrt{0.414} \approx 5.4\text{km}$, 比 H_m 大得多, 所以中层位温分布主要为大尺度斜压区, 暖带仅见于边界附近。图 3a 是 BSM 试验 $T=0$ 时的位温和沿锋区方向(穿越纸面)的地转风场分布, 最大位温梯度与 θ_s 相联系, 暖带在风场上对应风向切变。涡度场(图 3b)在 500km 和 700km 处出现两个高值中心, 构成明显的双锋区结构。右侧的高涡度中心(编号 1)与暖带对应, 强度为 1.645*f*, 比孤立暖带时有明显增大, 也超过了 θ_s 对应的中心(编号 2)。而编号 2 的涡度中心却比 BS 试验略有减小(见表 3, 表 2)。

表 3 BSM, BSMM 试验中涡度中心强度

试验	中心编号	$T=0h$	$T=21h$	比值
BSM	1	1.64 <i>f</i>	14.99 <i>f</i>	9.14
	2	1.35 <i>f</i>	2.77 <i>f</i>	2.05
BSMM	1	1.53 <i>f</i>	10.47 <i>f</i>	6.97
	2	1.36 <i>f</i>	2.64 <i>f</i>	1.94

试验积分到 $T=21h$ 时, 暖带及对应的风向切变(图略)垂直范围明显缩小, 下界面正涡度中心强度高达 15*f*(BSM)和 10.5*f*(BSMM)。继续积分 1 小时, BSMM 中的涡度中心值也达 15*f*。由此可见, 上界无暖带时锋生速度较快, 达到 $\zeta=10f$ 的时间, 比上界有暖带时要早 1 小时。比较表 2 和表 3 可以发现, 在两类试验中, 与暖带对应的涡度中心其绝对涡度在 21 小时内的增长, 从原来相差 2.2 倍提高到 7~9 倍, 而与大尺度斜压区对应的涡度中心随时间的增长在两次试验中相差不大。这说明, 当暖带迭加在大尺度斜压区的暖侧时, 对应的涡度中心增长迅速并首先出现动量不连续。这种锋生的选择性是由于两者的锋生作用在暖带附近是互相促进的。而在单纯斜压区中因缺乏互相促进作用而变化不大。这在只有地面暖带而无高层暖带时(BSM)更为明显。

在该类试验中, 垂直运动场的变化值得重视。初始垂直速度场上(图 3c)具有有限宽度的上升区, 3km 以下 W 的等值线显示出来的强上升运动带, 大体与地面两个高涡度中心相对应,

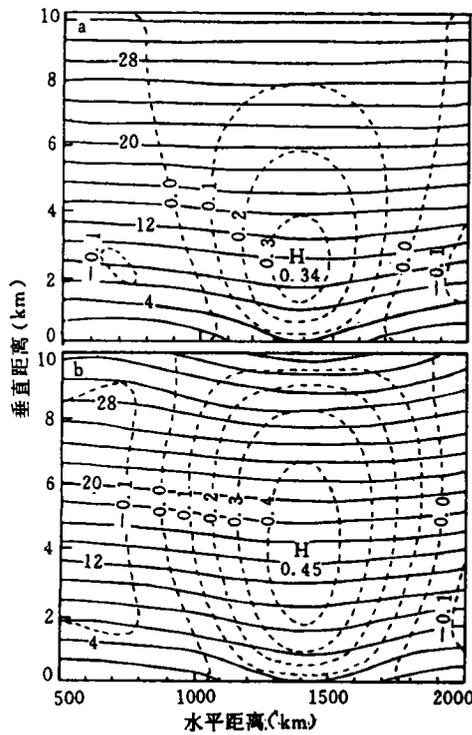


图 2 BM(a)和 BMM(b)试验 $T=0$ 时的 θ (实线)和 W (虚线, 单位 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)分布

最大上升速度出现在地面暖带附近,其强度($0.67\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)比单纯大尺度斜压区的情况(BS)略小。BSMM 试验中上升速度值较大,达 $0.78\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。BSM 试验表明 $T=21\text{h}$ 时的垂直速度场(如图 4 所示)上暖区原有的弱下沉气流已经消失,表现为宽广的上升运动区。两个强上升带仅见于边界附近 1km 范围内,水平间距 300km 。最大上升速度达 $1.4\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$,与 BSMM 试验结果相同(图略),从而表明上边界暖带的作用是随时间减小的。

4 凝结潜热的作用

包含潜热作用的 BSMH 和 BSMMH 两个试验(湿试验)中,位于下界面上的涡度中心强度增长较为迅速,积分到 17 小时已达 $10f$ 左右,到 19 小时最大涡度已达 10^2f 量级,因而此时的积分结果意义不大,仅做参考,故在 $T=19\text{h}$ 后停止积分。

图 5a 是 $T=17.5\text{h}$ 时,BSMH 试验的位温场。由图可见暖带出现于 5km 以下,其伸展高度与积分开始时(同 BSM,见图 3a)相差不多。在 BSMMH 试验(图略)中,甚至到 $T=19.25\text{h}$ 时的暖带仍与开始时一样贯穿整层。

图 5b 是 $T=17.5\text{h}$ 时 BSMH 试验的垂直速度场,与图 4 比较可看出潜热对垂直速度的影响主要有 4 方面:(1)使上升中心强度加大。实际上,至 $T=17.5\text{h}$ 时, W_{\max} 已比无潜热时约大一倍。(2)上升中心强度与下沉中心强度的比值增大, $T=17.5\text{h}$ 时已达 2.0(无潜热时仅为 1.3)。(3)上升运动区范围缩小,虽维持积分开始时的有限宽度上升区,但呈下窄上宽的分布, $0.1\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 等值线范围低层宽约 400km ,高层宽 1000km 。在 BSMMH 试验中下窄上宽特征更为明显(这可从 $0.2\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 等值线的走向(图 5b 的粗虚线)得到证实)。(4)维持垂直速度场的双锋区结构。图 5b 中两个强上升带的伸展厚度可达 1.5km ,比无潜热时明显增大。由此推测湿试验中暖带的加强显然是上升区潜热释放的结果。

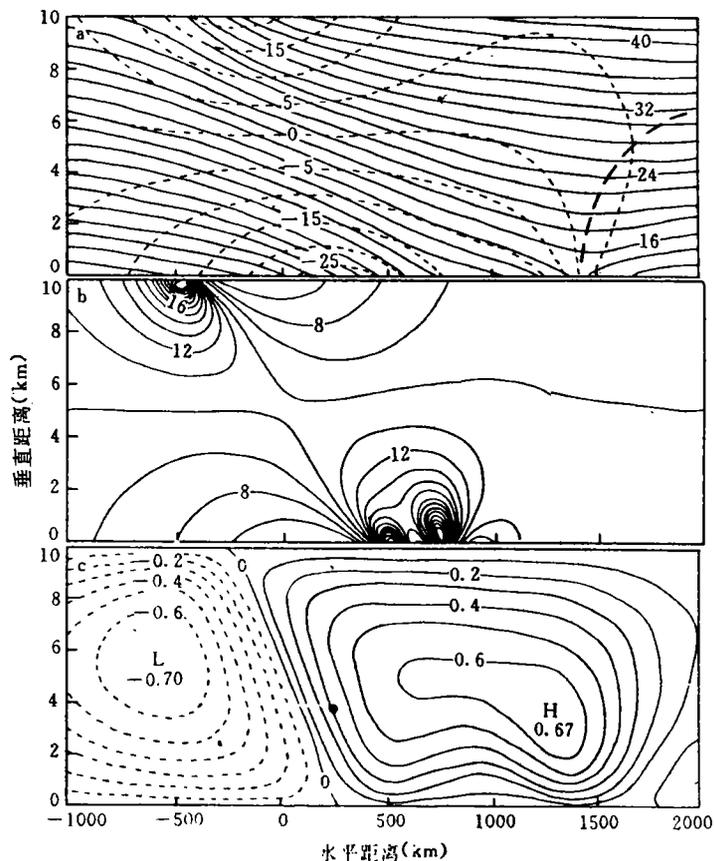


图 3 BSM 试验中 $T=0$ 时各要素场分布 a. θ (实线)及 V_z (虚线, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$),粗虚线为暖带轴线, b. ζ (10^{-4}s^{-1}), c. W (单位同图 2)

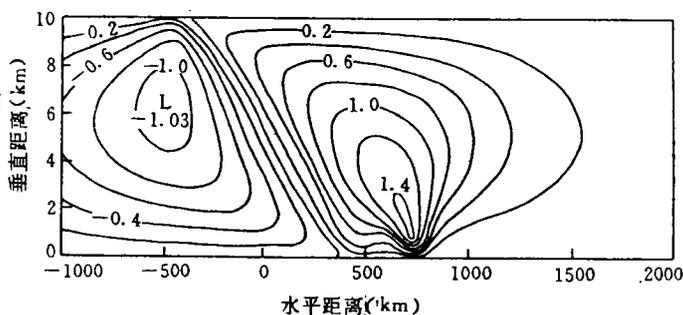


图 4 BSM 试验 $T=21\text{h}$ 时的垂直速度分布(单位同图 2)

由(2)式可知,主要发生在中下层的潜热加热使低层位涡增大,高层位涡减小^[6]。由于位涡变化表现为稳定性和绝对涡度的同号变化,湿试验中暖带附近地面上必有低稳定度中心的减弱和高涡度中心的加强。实际上,在湿试验中与暖带相对应的涡度中心 ζ_{max} 达到 $10f$ 量级的时间比干试验提前4~5小时(表4),而与大尺度斜压区相对应的涡度中心受潜热影响并不大。这表明,锋生的选择性即涡度在暖带附近增长迅速这一现象在有潜热释放时更加明显。

表5是地面位涡中心的强度变化,表中中心编号1、2分别与表4中的涡度中心1、2对应。由表可知与暖带配合的位涡中心增长较快,这种差异在BSMMH试验中更为明显。因为最大上升中心偏于暖带上空,这里潜热释放较为集中,而BSMMH试验中暖带上空上升速度在初始阶段就比BSMH试验大。

表4 湿试验地面涡度中心强度变化

试验	中心编号	$T=0h$	$T=5h$	$T=10h$	$T=15h$	$T=17.5h$	$T=19.25h$
BSMH	1	1.64f	2.04f	2.78f	5.68f	15.19f	96.62f
	2	1.35f	1.56f	1.84f	2.35f	2.83f	3.19f
BSMMH	1	1.53f	1.88f	2.68f	5.60f		303.6f
	2	1.36f	1.51f	1.75f	2.14f		2.72f

表5 湿试验中位涡中心强度变化(单位 $10^{-6}m^2 \cdot s^{-1} \cdot K \cdot kg^{-1}$)

试验	中心编号	$T=0h$	$T=5h$	$T=10h$	$T=15h$	$T=19h$
BSMH	1	0.27	0.31	0.40	0.65	1.77
	2	0.27	0.29	0.34	0.41	0.51
	比值	1.00	1.07	1.18	1.59	3.47
BSMMH	1	0.27	0.31	0.41	0.70	2.20
	2	0.27	0.29	0.33	0.38	0.45
	比值	1.00	1.07	1.24	1.84	4.89

总之,潜热加热除了使上升运动增幅外,还有利于暖带的加强和双锋区结构的维持,并使锋生速度显著加快。如果减小 q_s 的数值以加大潜热释放,以上作用会更加明显。另外,潜热加热也使上边界暖带的作用变得突出。

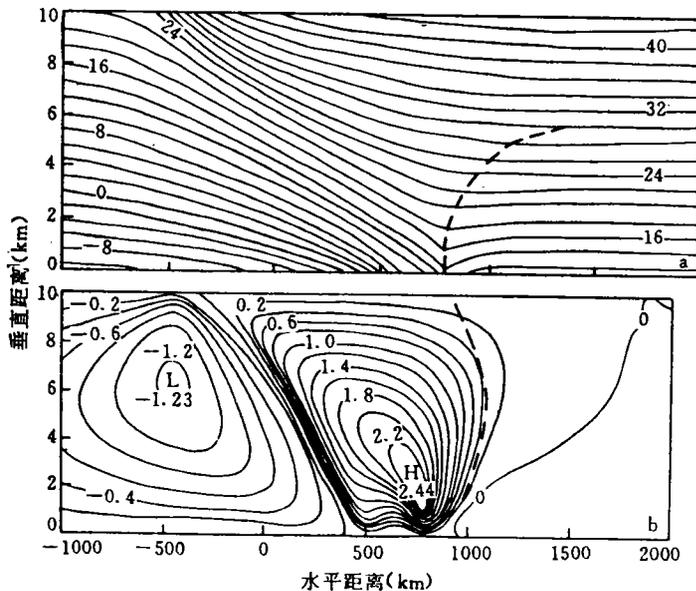


图5 BSMH试验 $T=17.5h$ 时的(a) θ (粗虚线为暖带轴线)和(b)垂直速度场(粗虚线为BSMMH试验 $T=17.5h$ 时 $W=0.2cm \cdot s^{-1}$ 等值线)

5 小结和讨论

综上所述可知:

(1)变形场中一个孤立暖带所对应的锋生过程十分缓慢,垂直环流很弱。但当它迭加在大尺度斜压区的暖空气一侧时,暖带中心相对涡度的增长明显加快,可在有限时间内形成强锋区或不连续面。再考虑潜热加热时,锋生过程进一步加快,形成强锋区所需时间可缩短到十几小时,这说明实际大气中的温度扰动对锋区的形成可能有重要影响。

(2)大尺度斜压区和暖区的暖带迭加时,涡度和垂直速度的分布出现双锋区结构。考虑潜热加热时,上升运动区范围缩小,强度增大。有限宽度上升区和两个强上升带在湿模式中易于维持。这表明暖带的存在是双雨带形成的一种可能机制。

(3)大尺度斜压区和暖带结合时,锋生表现出一种选择性,即强锋区首先在暖带附近形成。这种选择性受到上边界暖带和潜热的影响,上、下边界均有暖带且有潜热释放时,最有利于暖带附近的锋生。

上述结论有着重要的天气学意义,梅雨锋区可以看作是行星尺度锋区暖空气一侧的温度扰动。本文得出的暖带附近雨带首先发展的结论是对特定的位温分布而言的,如果改变 $\Delta\theta$ 和 $\Delta_m\theta$ 值,可能会有不同结果。另外,所用模式是高度简化的,得出的垂直速度量值与雨量反演的结果有较大差距,只能大体说明实际大气中的物理过程,进一步的模拟有赖于模式的改进,但本文的结果表明,变形场的锋生强迫作用可能是大气中复杂的雨区和多条雨带形成的一种重要机制。

参 考 文 献

- 1 Hoskins B J. Atmospheric frontogenesis; some solutions. *Quart J R Met Soc*, 1971, 97(1): 139~153
- 2 Hoskins B J. The mathematical theory of frontogenesis. *Annual Reviews in Fluid Mechanics*, Annual Reviews, 1982, 14: 131~151
- 3 Thorpe A J, Emanuel K A. Frontogenesis in the presence of small stability to slantwise convection. *J Atmos Sci*, 1985, 42: 1809~1824
- 4 Hoskins B J, Caetano Neto, Cho H R. The formation of multiple fronts. *Quart J R Met Soc*, 1984, 110: 881~896
- 5 侯定臣. 梅雨锋附近的条件性对称稳定度. *热带气象*, 1990, 6(1): 131~140
- 6 Hoskins B J, McIntyre M E, Robertson A W. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart J R Met Soc*, 1985, 111(3): 897~946

NUMERICAL EXPERIMENT ON FRONTOGENESIS NEAR WARM BUMP

Hou Dingchen¹⁾ Gao Xuehao²⁾ Zhuan Xiaolan¹⁾

(¹⁾Department of Meteorology, (²⁾Department of Basic Sciences, NIM, 210044, Nanjing, PRC)

Abstract Investigated by a two-dimensional semi-geostrophic equation frontogenesis model are the front generation near a warm bump and the interactions among a large scale baroclinic zone, a warm bump and latent heat release. Results show that, when a isolated warm bump in the deformation field lies on the warm-air side of the baroclinic zone, a strong frontal zone will emerge within a limited time; frontogenesis will be speeded up with latent heating available; if a large scale baroclinic zone coexists with the warm bump, a bi-frontal structure will come into being, which will be maintained if latent heat release continues; the strong frontal zone might appear first in the bump, especially when the latter is deep and provided with released latent heat. The frontogenetic forcing and potential temperature perturbation represent possible mechanisms for the formation of the two meso- α scale rainbands near the Meiyu front.

Keywords warm bump, semi-geostrophic frontogenetical model, bi-frontal structure, numerical simulation