

对流凝结潜热激发飊线的数值试验*

张 维 桓 张 铭

(空军气象学院)

提 要

本文用一个斜压准二维模式对飊线进行了数值试验。试验表明对流凝结潜热的释放至少对某一类飊线的生成具有重要作用。在飊线生成过程中扰动的非线性集中的现象是明显的。

一、引 言

关于飊线的生成机制目前尚未完全弄清楚^[1]。国内外的一些研究工作认为它与重力惯性波的超高速不稳定^[2], 大气非线性的追赶效应^[3-4] 和非线性重力惯性波^[5-6] 等有关。曾庆存指出^[2], 实际飊线既不象典型的超高速不稳定模式, 也不象 [3-4] 中那样简单。要较好地计算飊线的发展和演变, 要考虑对流和凝结潜热释放等因子。

观测表明, 飊线这种中尺度强对流天气系统产生于有利的大形势背景之中而由有组织的小尺度的积云对流驱动。大尺度斜压不稳定释放的有效位能和有机组织的积云对流中水汽相变所释放的潜热能为其主要能源。飊线是一种多能源的强风暴系统。

一般飊线过境时都有较大的降雨强度, 一小时降水量可达 40—60 mm。但由于飊线移动较快, 局地总降雨量有时不见得很大, 然而跟踪移动的飊线系统, 则单位时间内潜热释放的数量显然取决于飊线的降水强度, 而不是局地的总降水量, 因而飊线从潜热释放中得到的能量是很可观的。

除了理论研究之外, 采用数值试验的手段也是研究飊线的重要途径之一。目前飊线的数值试验已在国外广泛展开, 并侧重于对飊线细微结构的模拟^[7-8], 但在国内, 这方面的工作尚不多见。我们用一个中尺度的准二维斜压原始方程模式对飊线的生成进行了数值试验。由于目前大多数中尺度的理论研究是把中尺度模式看作是静力平衡的^[9], 国外大多数中尺度数值模式也是这样处理的, 故本模式仍采用静力平衡假定。本模式采用了简单的参数化方法来考虑积云对流的凝结加热作用。本试验的主要目的是探讨对流凝结加热对飊线生成的作用。

二、试 验 模 式

1. 模式概况

本模式采用 σ 坐标系统, 在模式中为了简单未考虑地形。

飊线一般可以看成是一个准二维系统^[2]。国内外的理论研究和数值试验一般也将其作

* 本文于 1985 年 3 月 23 日收到, 1985 年 11 月 15 日收到修改稿。

为一个二维系统来考虑。但实际飚线不是严格二维的, 为更好地描述实际情况, 我们设 y 方向有基本气压梯度和温度梯度。它们的大小根据试验要求事先予以确定, 一经确定则在对时间积分中不再改变。这样在 x 方向就有事先确定的基本气流 u_g (u_g 与时间 t 无关), 并设其满足地转风、热成风关系, 一般取 u_g 随 σ 呈线性变化。注意到 $u = u_g + \tilde{u}$, 则采用以上假定修正后的斜压准二维原始方程组为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + (u_g + \tilde{u}) \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \dot{\sigma} \frac{\partial u_g}{\partial \sigma} + \dot{\sigma} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \sigma} - f v \\ = -\frac{\partial \phi}{\partial x} - H \frac{\partial P}{\partial x} + D_x \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (u_g + \tilde{u}) \frac{\partial v}{\partial x} + \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} + f \tilde{u} = D_y \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} + (u_g + \tilde{u}) \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} + \dot{\sigma} \frac{\partial H}{\partial \sigma} \\ = \kappa H \left(\frac{\dot{\sigma}}{\sigma} + \dot{P} \right) + Q + D_H \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \int_0^1 \left[\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + (u_g + \tilde{u}) \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} \right] d\sigma \quad (4)$$

$$\dot{\sigma} = - \int_0^\sigma \left[\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + (u_g + \tilde{u}) \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} \right] d\sigma - \sigma \frac{\partial P}{\partial t} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = -\frac{H}{\sigma} \quad (6)$$

式中 $\dot{\sigma} \equiv \frac{d\sigma}{dt}$, $P \equiv \ln p_s$, 取 f 为常数, $\dot{P} \equiv \frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + (u_g + \tilde{u}) \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y}$, $H \equiv RT$, $\kappa \equiv R/c_p$, $Q = \frac{R}{\rho} \frac{\varepsilon}{C_p}$ 为非绝热加热项, $D_x = K_H \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + K_\sigma \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \sigma^2}$, K_H 和 K_σ 分别为水平和垂直方向的湍流扩散系数, 同样有 $D_y = K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + K_\sigma \frac{\partial^2 v}{\partial \sigma^2}$, $D_H = K_H \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + K_\sigma \frac{\partial^2 H}{\partial \sigma^2}$ 。

根据上述考虑, 模式中 $\frac{\partial P}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial u_g}{\partial \sigma}$ 对取定的个例, 其值取为常数。 $\frac{\partial H}{\partial y}$ 则视为 σ 的函数, 当 $\frac{\partial P}{\partial y}$, $\frac{\partial u_g}{\partial \sigma}$ 取定后可依以下热成风关系来确定 $\frac{\partial H}{\partial y}$:

$$\frac{\partial u_g}{\partial \sigma} = \frac{1}{f\sigma} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{1}{f} \frac{\partial P}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial \sigma} \quad (7)$$

(7) 式中的 $\frac{\partial H}{\partial \sigma}$ 可取为气候平均值, 甚至还可略去该项。这是由于本模式中 $\frac{\partial P}{\partial y}$ 取值较小, 依尺度分析(7)式等号右边第二项较等号左边的项要小一个量级。这样即有 $\frac{\partial H}{\partial y} \doteq f\sigma \frac{\partial u_g}{\partial \sigma}$, 为 σ 的线性函数。

2. 差分格式

模式垂直方向按 σ 等距分为 5 层, 层次的编号由上到下分别为 $K=1, 2, 3, 4, 5$, 其 σ 值为 $0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$, 上下边界为 $\sigma=0$ 和 $\sigma=1$ 。垂直差分格距 $\Delta\sigma \equiv h = 0.2$ 。变量 $\tilde{u}, v, H$ 定义在上述层次上, 而 $\phi, \dot{\sigma}$ 则定义在两层之间。模式中取 x 方向为飚线的移动方向, 在该方向取 30 个格点, 其编号为 $J=1, 2, \dots, 30$, 格距 $\Delta x = 50$ km, x 方向的水平范围为 1450 km, 所有的变量均定义在同一格点上。空间差分内点采用中央差分, 边界点则采用单向差分。

我们注意到在中尺度数值实验中仍然可以采用分解算法^[10], 将动力学过程分离为波动过程和平流过程, 分别进行计算后再加以综合。故本模式亦采用分解算法。模式中波动过程的时间步长取为 4 min, 而平流过程的时间步长则取为 20 min, 在计算 5 步波动过程之后计算一步平流过程。

3. 边界条件

模式在下边界考虑了下垫面的拖曳感热作用, 取:

$$K_{\sigma} \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \sigma^2} = -\frac{\rho_0 g}{\bar{p}_s h} \cdot C_D \cdot \sqrt{(u_{s5} + \tilde{u}_5)^2 + v_5^2} \cdot (u_{s5} + \tilde{u}_5) - \frac{K_{\sigma}}{h^2} \cdot \left(\tilde{u}_5 - \tilde{u}_4 + h \frac{\partial u_s}{\partial \sigma} \right) \quad (8)$$

$$K_{\sigma} \frac{\partial^2 v}{\partial \sigma^2} = -\frac{\rho_0 g}{\bar{p}_s h} \cdot C_D \cdot \sqrt{(u_{s5} + \tilde{u}_5)^2 + v_5^2} \cdot v_5 - \frac{K_{\sigma}}{h^2} \cdot (v_5 - v_4) \quad (9)$$

$$K_{\sigma} \frac{\partial^2 H}{\partial \sigma^2} = \frac{\rho_0 g}{\bar{p}_s h} \cdot C_D \cdot \sqrt{(u_{s5} + \tilde{u}_5)^2 + v_5^2} (H_s - H_{5\frac{1}{2}}) - \frac{K_{\sigma}}{h^2} (H_5 - H_4) \quad (10)$$

(8)、(9)、(10)中 $u_s, \tilde{u}, v, H$ 的下标表示垂直方向的层次标号, ρ_0 为海平面空气密度, $\bar{p}_s$ 为标准海平面气压, C_D 为拖曳系数, g 为重力加速度, 均取作常数。 $H_{5\frac{1}{2}}$ 为 R 与近地面百叶箱中测得的气温 $T_{5\frac{1}{2}}$ 的乘积, H_s 为 R 与地温 T_s 的乘积, 为方便本模式中 $H_s - H_{5\frac{1}{2}}$ 取为常数。若 $H_s > H_{5\frac{1}{2}}$ 则系统由下垫面获得感热。

上边界则取为 $\frac{\partial F}{\partial \sigma} = 0$, F 表示量 u, v, H 。 $\frac{\partial^2 F}{\partial \sigma^2} = \frac{F_2 - F_1}{h_2}$, F 的下标表示垂直方向层次的编号。侧边界取绝热、刚壁、无滑脱边条件, 并考虑了侧边界的粘性效应。

4. 对流凝结潜热的参数化

本模式未显含水汽, 而是采用以下的简单积云对流参数化方法^[11]来间接考虑对流降水的凝结潜热释放作用。设非绝热加热 Q 仅为对流降水释放的凝结潜热, 则其在格点上的值 $Q_{J,K}$ 设为:

$$Q_{J,K} = \begin{cases} -\eta \cdot G_K \cdot \bar{\sigma}_{J,5} & \dot{\sigma}_{J,5} < 0 \\ 0 & \dot{\sigma}_{J,5} \geq 0 \end{cases}$$

G_K 为一个经验的垂直加热分布函数, 由上而下各层取值为: $G_1=1.0$, $G_2=0.84$, $G_3=$

$0.78, G_4=0.76, G_5=0.75$ 。 $\bar{\sigma}_{J,5}=\frac{1}{4}(2\dot{\sigma}_{J,5}+\dot{\sigma}_{J-1,5}+\dot{\sigma}_{J+1,5})$, $\dot{\sigma}_{J,5}$ 为第 5 层(边界层顶)格点 J 上的垂直速度。 η 为一个比例系数,其大小反映了相对湿度的大小。

本模式的参数取为 $f=1\times 10^{-4}\text{ s}^{-1}$, $K_R=10\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$, $K_\sigma=1\times 10^{-8}\text{ s}^{-1}$, $C_D=1.2\times 10^{-3}$, $T_s-T_{5\frac{1}{2}}=2.0^\circ\text{C}$, $\eta=1\times 10^4\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$ 。在实验中并取 $\frac{\partial u_g}{\partial \sigma}=-10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\frac{\partial P}{\partial y}=-6.0\times 10^{-9}\text{ m}^{-1}$, 即取地面($\sigma=1$ 处)的地转风 u_{g0} 为 $5.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 在 $\sigma=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ 的层次上, 地转风 u_g 分别取为 $6.0, 8.0, 10.0, 12.0, 14.0\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。另外, 以下若不特别声明, 则风向和风速指的是扣除了基本气流 u_g 后的扰动量, 即 $\tilde{u}, v$, 模式中 x 轴则指向东。

三、试 验 结 果

我们取如图 1 的理想场作为试验的初始场, 地面气压(p_s)取得较均匀, 在 $J=12$ 格点处气压最低, 为 1008.1 hPa , 在 $J=29$ 处气压最高为 1010.9 hPa 。在 $K=3$ 层(约为 500 hPa 高度)位势高度在 $5560-5590\text{ gpm}$ 之间, 温度在 $-19.9^\circ\text{C}-20.8^\circ\text{C}$ 之间。这样的温压场斜压性不是很强的。但在风场上则在 $K=5$ 层(约 900 hPa 高度) $J=12$ 格点处给出一条东北风和西南风构成的切变线, 风速均为 6 ms^{-1} 左右, 在切变线上有整层的上升运动, 在 $K=3$ 层即约在 700 hPa 高度其值最大, 接近 $0.7\times 10^{-2}\text{ hPa}\cdot\text{s}^{-1}$ 。我们试验的主要目的是要考察一下在有整层上升运动的切变线上, 当存在对流凝结加热时, 飚线是否能够生成。

天气学实践告诉我们, 在强对流天气发生前, 大气低层有辐合线, 在地面上这条辐合线往往是一条露点锋, 其南侧为偏南暖湿气流, 下湿上干, 常常形成强的条件不稳定(或位势不稳定)层结。以上初始场, 在 $K=12$ 格点处中低层有风速切变和较强的上升运动, 故在物理上可以假定该处大气是条件不稳定的, Ekman 层顶的上升运动启动了积云对流, 故就有了积云对流凝结加热。根据初始垂直运动的大小可算出在最大加热的格点上相当于有 $7-8\text{ mmh}^{-1}$ 的降水强度。

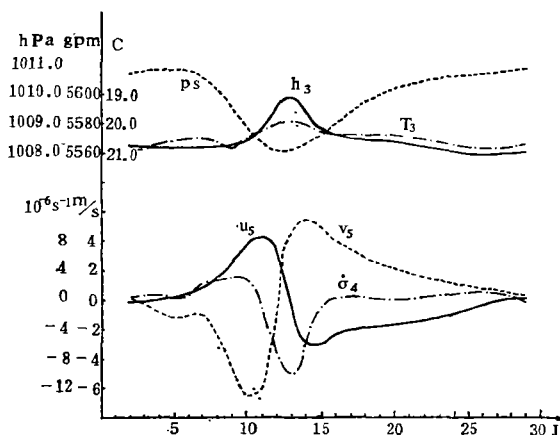


图 1

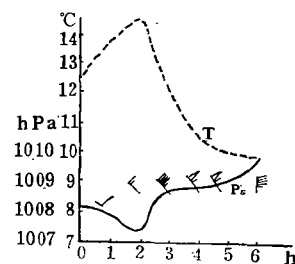


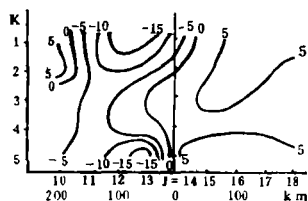
图 2

模式运行两小时后, 在 $J=12$ 格点 $K=5$ 层上东北风加大到 14 ms^{-1} , 在 $J=14$ 格点

则西南风达 $8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 可以认为此时飚线已基本生成。在 $J=12$ 格点附近 $K=5$ 层即 Ekman 层顶的最大上升运动两小时的平均值约为 $0.7 \times 10^{-2} \text{ hPa s}^{-1}$, 故两小时总计产生的对流降水约为 20—25 mm。由于有较大对流降水的产生, 故可以假定以后层结将趋于稳定, 故此时我们停止加热, 即取 $Q=0$, 模式继续运行。我们看到, 扰动动能继续增加, 至第 4 小时飚线发展到最盛并向东移动了 50 km, 移至 $J=13$ 格点。飚线前的偏南风为 $9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 而飚线后的偏北风增长到 $22 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

图 2 给出了数值试验中 $J=13$ 格点上气象要素随时间的变化, 在第 2 小时到第 3 小时可见风向突变, 北风陡增, 气压涌升, 温度骤降, 这些均与实际飚线过境时的情况类似。

图 3 和图 4 分别给出第 3 小时 $x-\sigma$ 剖面上风速的南北分量 v 和相对于飚线的风速东西分量 u^* 的分布图, 在此 $u^* = \tilde{u} + u_c - c$, c 为飚线的移速。从大的方面看来它们均与 Ogura 等人分析的 1976 年 5 月 22 日美国的一个中纬度飚线的相应的图类似 (参见 [12] 中的图 4, 图 5), 特别要指出的是在 3 公里以下其与文献 [13] 中相应的图符合得更好 (参见 [13] 中的图 3.23(a)、(b), 这二个图只给出了 3 公里以下的情况)。在飚线前 $v > 0$; 在飚线后 $v < 0$, 且近飚线处低层 v 有强负值中心, 并伴有一个强的正涡度中心。还要指出的是, 在飚线后 u^* 的强正值中心上方 2—3 km 的低空有 u^* 的强负值中心, 这意味着飚线上方在边界层顶附近有强烈的流出。



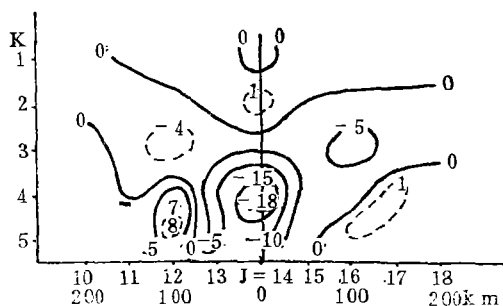


图 5

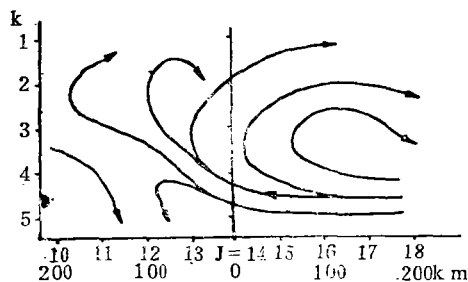


图 6

层中的中尺度辐合线生成。辐合线附近有利于位势不稳定层结的形成,一旦形成位势不稳定,辐合线上空的垂直运动使低层空气抬升到自由对流凝结高度,导致小尺度的积云对流,积云对流又为中尺度运动提供凝结潜热,使低层辐合加强,Ekman 层顶上升运动加大,小尺度的积云对流更加发展……如此形成正反馈。中尺度环流为有组织的积云对流提供水汽,组织起来的积云对流向中尺度环流提供凝结加热,导致中尺度环流的发展——飊线的形成。故模式飊线是中、小尺度运动相互作用的产物。

陶诗言指出^[14],中尺度天气系统的发生和维持受积云凝结加热的影响比大尺度系统要大。在此试验中,由天气实践中常见的中尺度辐合线到飊线的形成大约只消耗了 20—25 mm 的降水量,而这样的降水量在我国大部分地区夏半年是常见的,尤其是南方。因而我们的试验表明,对流凝结加热反馈机制可以是一类飊线生成的主要机制。

文献[3]指出,大气中的飊线是一种气象要素的不连续线,飊线中的气压跳跃及风力和气温的不连续变化与空气动力学中的激波和水力学中的水跃等现象相似,是一种典型的非线性现象。大气重力惯性波在传播过程中由于非线性作用,会发生集中现象,扰动的快速部分赶上前面较慢的部分,最后发生畸变,形成飊线。

本试验中模拟飊线生成的过程充分显示了这一点。在图 7 中给出了 $\sigma = 0.9$ 层上 $\tilde{u}$ 的水平分布随时间的演变。初始时扰动的波峰位于 $J = 11$ 格点处,波谷位于 $J = 14$ 处,由于波峰上传播速度快,波谷处慢,到第 3 小时波谷仍旧位于 $J = 14$ 处,而波峰移动到 $J = 13$ 处,“追赶”上了 100 km,致使波长变短,波轮廓发生畸变。相应的 v 分量亦如此(见图 8)。随着飊线的加强,波峰和波谷之间 $\tilde{u}$ 和 v 的梯度越来越大。由于扰动的散度 $D = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}$,涡度 $\Omega = \frac{\partial v}{\partial x}$,这就表明随着速度场的非线性集中,在图 7 的波峰和波谷之间的格点上辐合和正涡度将越来越强。强烈的辐合必然有强烈的上升运动,因此飊线中的强涡度中心,中尺度气压系统,辐合辐散及恶劣的天气现象(风向骤变,雨大风狂)可以看成是扰动非线性集中的结果。

我们还曾用该模式对 1975 年张家口—北京的飊线^[15] 和 1982 年 6 月 17 日鲁南—苏北的飊线^[16]进行了数值模拟。由前一飊线的数值计算中可见,大气的斜压性对该飊线的生成起着重要的作用,但对流凝结加热仍不可忽视。若不考虑凝结加热,系统的风速虽然可以增大,但不足以发展到飊线的强度。而对后一飊线的数值试验表明,对流凝结加热

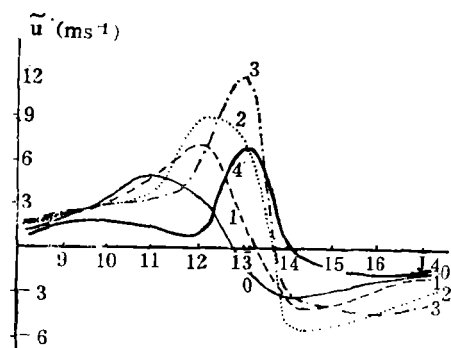


图 7

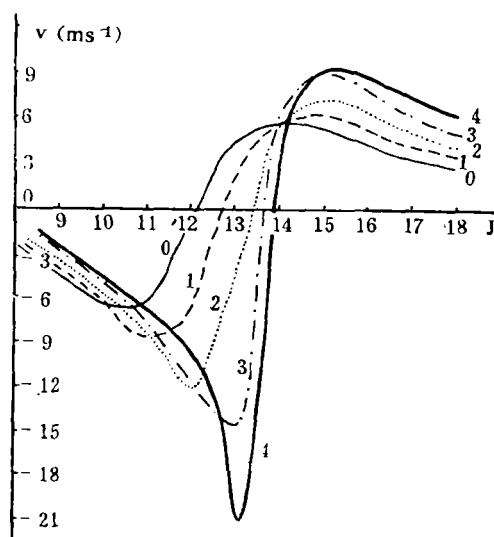


图 8

对该飚线的生成起着主要作用,若不考虑凝结加热,则几乎没有扰动风速的增长,系统得不到发展。有关这方面的详细讨论我们将另文给出。

五、结 语

以上数值试验结果表明,对流凝结潜热的释放至少对某一类飚线的生成具有重要作用,对流凝结加热的反馈作用是该类飚线生成的主要机制。在飚线生成的过程中,扰动的非线性集中现象是明显的。

我们的模式计算是稳定的,它类似于美国广泛使用的区域中尺度模式^[17]。我们的数值试验取得了一定的成果,但由于该模式是二维的,网格距也不够细,同时积云对流参数化也过于简单,故试验的结果仍具有某些局限性。因而用一个网格距更细的三维湿模式来对飚线进行数值实验是十分必要的,这也是我们今后工作的方向。

参 考 文 献

- [1] 邹美恩、陶诗言, 湖南强风暴暖盖环境场研究, 大气科学, 8, 2, 135—142。
- [2] 曾庆存, 数值天气预报的数学物理基础, 第一卷 486—488, 科学出版社, 1979。
- [3] 李麦村, 飚线形成的非线性过程, 中国科学, 第6期, 592—601, 1976。
- [4] Tepper, M., On the generation of pressure-jump lines by the impulsive addition of momentum to simple current systems, J. Met., 12, 4, 1955。
- [5] Houghton, D. D., Effect of rotation on the formation of hydraulic jumps, J. Geophys. Res. 74, 1351—1360, 1969。
- [6] 黄思训、吕荣庆、张铭, 大气中非线性重力惯性内波和飚线的形成, 华东中尺度天气试验论文集(第一集), 1984。
- [7] Klemp, Joseph, B., ..., The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, J. A. S., 35, 6, 1070—1006, 1978。
- [8] Soong, S. T., et al., A numerical simulation of the formation of a mid-latitude squall line, Preprints Tenth Conference on Severe Local Storms, 263—264, 1977。
- [9] 丁一汇, 高等天气学, 中国科学院研究生院教材。
- [10] 张维桓、张铭, 适用于中尺度数值研究的分解算法, 空军气象学院学报, 1986年第1期。

- [11] Ooyama, K., A Dynamic model for the study of tropical cyclone developments, Dept. of Meteor. and Oceanog., N. Y. Univ., 26 pp, 1963.
- [12] Y. Ogura、刘明涛, 中纬度飑线的运动学和热力学结构, 空军气象学院气象译文汇编, 1983, 1 期。
- [13] 杨国祥, 中小尺度天气学, 空军气象学院印。
- [14] 陶诗言等, 中国之暴雨, 科学出版社, 1980。
- [15] 许秦、周晓平, 非静力平衡大气中的斜压惯性不稳定, 大气科学, 6, 4, 1982。
- [16] 杨国祥、舒慈勋, 高空冷涡飑线形成维持中的边界层作用, 空军气象学院学报, 1984 年 1 期。
- [17] 殷显曦摘译, 美国中尺度气象研究的现状和进展, 气象科技, 1982 年第 6 期。

A NUMERICAL EXPERIMENT OF SQUALL-LINE FORMATION WITH CONVECTIVE CONDENSATION HEATING

Zhang Weihuan Zhang Ming

(*Meteorological Institute of Air Force*)

Abstract

A numerical experiment of squall-line formation with a baroclinic quasi-two-dimensional PE-model has been made. The result shows that latent heat released by cumulus convection plays an important role in the formation of a certain kind of squall-line. In the process of the formation of squall-line, the perturbation nonlinear concentration is clearly shown.