

气旋形成与扰动发展机理的数值试验

刘 瑞 芝

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

应用六层全隐式原始方程模式,对地面气旋形成与扰动发展的机制进行了数值试验。

首先,构造了接近实际的理想带状温压场和相应的扰动场。试验表明在带状环流上如果在低空加上一个类似锋区的扰动,便会有锋面气旋很快地发展起来,并逐渐趋于锢囚阶段,和实际大气的锋面气旋生命史很相似。但若扰动在对流层中层,则地面气旋形成过程较慢,强度也弱。如果初始扰动位于对流层高层,则地面形成的气旋在结构上和切断低压类似,不像锋面气旋。

一、引 言

锋面气旋一般活动在中高纬度,它将带来大风和降水灾害性天气,是东亚一个重要的天气系统。因此,气旋形成和发展的物理机制探讨是一个重要课题。

在我国经常出现的气旋有蒙古低压、东北低压与江淮气旋。前人的工作指出,东北低压的发展以高空因子为主^[1]。江淮气旋的发展中,凝结潜热起重要作用^[2]。除了上述气旋之外,大部分地面气旋都在近地面锋面上形成和发展起来,显然低空的斜压性是形成这类气旋的主要机制。也就是说,地面气旋的形成和发展不一定是由高空温压场所决定。从斜压流体动力学的理论分析可知,地面边界的作用常常是产生涡旋的重要条件。看来低空的斜压结构也是一个重要的控制因素。为了验证这样的看法,我们进行了一些数值试验研究,结果是肯定的。同时我们也对不同高度上的扰动在形成地面气旋中的作用作了比较研究。

二、理想场的构造

为了使数值模拟和实际情况接近,我们先构造了一种接近大气实际分布的理想温压场,其中考虑了中纬度的锋区及对流顶的存在;初始扰动为各等压面上均具有四个强度不同的行星波,初始地面气压场则无扰动。这样地面气旋形成和发展就由温压场结构所决定了。理想温度场分为带状部分和非带状部分。

1983年5月16日收到,6月30日收到修改稿。

1. 带状部分

$$\bar{T}(r, \zeta) = T_{00} - AG(r) - r_{sr}(\zeta) \quad (1)$$

$$G(r) = \begin{cases} e^{-br^2} - e^{-br_0^2} & (r < r_0) \\ 0 & (r \geq r_0) \end{cases}$$

$r < r_0$ 则

$$sr(\zeta) = \begin{cases} \ln \frac{1}{\zeta} & \left(\text{若 } \ln \frac{1}{\zeta} < \ln \frac{1}{\zeta_0} \right) \\ \ln \frac{1}{\zeta_0} - B(e^{-\sigma^2} - e^{-\sigma_0^2}) & \left(\text{若 } \ln \frac{1}{\zeta} \geq \ln \frac{1}{\zeta_0} \right) \end{cases}$$

$r \geq r_0$ 则

$$sr(\zeta) = \begin{cases} \ln \frac{1}{\zeta} & \left(\text{若 } \ln \frac{1}{\zeta} < \ln \frac{1}{\zeta_0} \right) \\ \ln \frac{1}{\zeta_0} & \left(\text{若 } \ln \frac{1}{\zeta} \geq \ln \frac{1}{\zeta_0} \right) \end{cases}$$

式中 $\ln \frac{1}{\zeta} = \ln \frac{1}{\zeta_0} - B(e^{-\sigma^2} - e^{-\sigma_0^2})$, r 为与北极的距离, $\zeta = \frac{P - P_t}{P_t - P_t}$ 为垂直坐标.

P_t 与 P_t 分别为大气上界及地面气压, r 为垂直温度递减率, 这里取气候平均值, 考虑在 45°N 有锋区, r_0 为 25°N 到北极点的距离, 对流顶的高度为 $\ln \frac{1}{\zeta}$, 在 r_0 处为 $\ln \frac{1}{\zeta_0}$.

式中 T_{00} , A , r , B , b , c , ζ_0 均可算出. 所得带状部分温度场为温度向极地递减, 极地温度最低; 而 100mb 温度则向极地递增, 极地温度最高. 各层在 45°N 有锋区, 25°N 以南温度均与 25°N 处相同.

2. 非带状部分

$$T'(\lambda, r, \zeta) = -E_0 E_1(\lambda) \cdot E_2(r) \cdot E_3(\zeta) \cdot \cos m(\lambda - \lambda_0) \quad (2)$$

其中 E_0 为常数, 即温度扰动的振幅, 而

$$E_1(\lambda) = \begin{cases} [e^{-\epsilon_1(\lambda - \lambda_0)^2} - \epsilon_1] f_1 & (|\lambda - \lambda_0| < \tilde{\lambda}) \\ 0 & (|\lambda - \lambda_0| \geq \tilde{\lambda}) \end{cases}$$

$$\epsilon_1 = e^{-\epsilon_1 \tilde{\lambda}^2}, \quad f_1 = \frac{1}{(1 - \epsilon_1)}$$

$$E_2(r) = \begin{cases} [e^{-\epsilon_2(r - r'_0)^2} - \epsilon_2] f_2 & (|r - r'_0| < \tilde{r}) \\ 0 & (|r - r'_0| \geq \tilde{r}) \end{cases}$$

$$\epsilon_2 = e^{-\epsilon_2 \tilde{r}^2}, \quad f_2 = \frac{1}{(1 - \epsilon_2)}$$

$$E_3(\zeta) = \begin{cases} [e^{-\epsilon_3(\ln \frac{1}{\zeta} - \ln \frac{1}{\zeta_0})^2} - \epsilon_3] f_3 & \left(\left| \ln \frac{1}{\zeta} - \ln \frac{1}{\zeta_0} \right| < \tilde{\zeta} \right) \\ 0 & \left(\left| \ln \frac{1}{\zeta} - \ln \frac{1}{\zeta_0} \right| \geq \tilde{\zeta} \right) \end{cases}$$

$$\epsilon_3 = e^{-\epsilon_3 \tilde{\zeta}^2}, \quad f_3 = \frac{1}{(1 - \epsilon_3)}$$

式中 λ 为经度, λ_0 取为 $\frac{\pi}{4}$, $\tilde{\lambda}$ 取 $\frac{3}{4}\pi$, r'_0 为扰动中心在 r 方向的位置, $\tilde{r}$ 为扰动在 r 方向的范围, ζ_0 为扰动中心在垂直方向的位置, $\tilde{\xi}$ 为扰动在垂直方向的范围. $c_1, c_2, c_3, r'_0, \tilde{r}$ 均可算出. ζ_0 及 $\tilde{\xi}$ 分别由试验需要订出. 这样的温度扰动以 $(\lambda = \lambda_0, r = r'_0, \zeta = \zeta_0)$ 点为中心, 而且只局限在下列范围之内 $(|\lambda - \lambda_0| < \tilde{\lambda}, |r - r'_0| < \tilde{r}, |\ln \frac{1}{\zeta} - \ln \frac{1}{\zeta_0}| < \tilde{\xi})$.

将上述温度场带状部分与非带状部分叠加即得到

$$T(\lambda, r, \zeta) = \bar{T}(r, \zeta) + T'(\lambda, r, \zeta) \quad (3)$$

它表示一个四个波的温度场, 但各个温度强度有相当大的差别, 以一个槽为主, 其余依次向两旁递减 (如图 1).

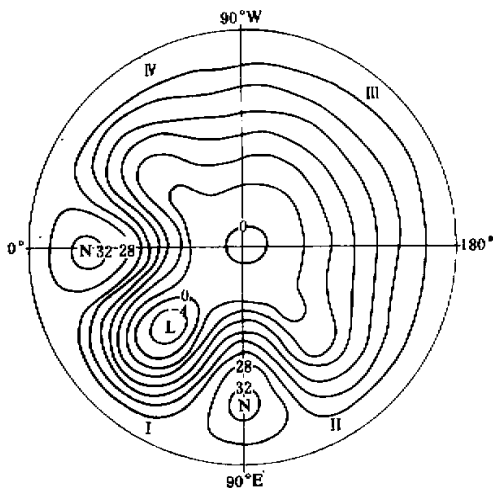


图 1 理想温度场 (L: 冷, N: 暖)

高度场用静力方程由上述理想温度场求出.

当理想场扰动部分中 $\ln \frac{1}{\zeta_0}$ 及 $\tilde{\xi}$ 取不同值时, 得出扰动中心在垂直方向的不同位置与不同的扰动范围, 由此就可用来研究扰源的垂直结构不同时对地面气压的形成和发展的影响.

三、一些数值试验的结果及分析

应用上节中所述方法构造出六层等压面的理想温压场, 这六层是 100、300、500、700、850 及 1000mb. 应用 π 面六层全隐式原始方程进行计算^[3] ($\pi = f(\zeta)$), 每个个例均作五天“预报”.

试验一: 取温度扰动在地面最强, 扰动随着高度的增加而减弱, 至 500mb 扰动消失. 求各层高度场时, 不但与本层温度有关, 而且与下层高度有关, 所以除地面高度为零, 各层

均有高度扰动存在。

图1给出的即是这种情况下的初始地面温度场分布。温度扰动最强的槽线位于 45°E ,为了方便起见,令其为波I,其两侧扰动强度较弱的波标为波II及波IV,最弱的波标为波III。

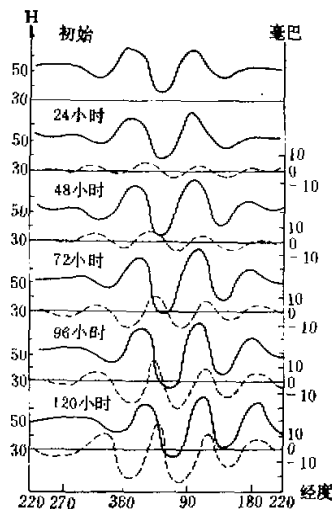


图2 试验一中500毫巴高度 H (实线)沿 50°N 分布及逐日地面气压分布图

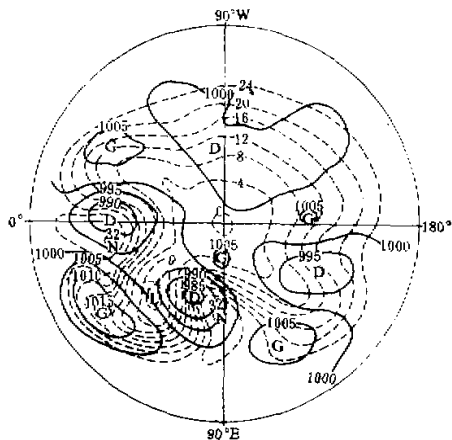


图3 试验一中72小时地面气压与温度分布图(实线:等压线,虚线:等温线)

图2给出地面气压逐日分布图,图中横坐标为经度,纵坐标为地面气压强度与1000 mb之差值,实线表示500 mb高度沿 50°N 分布。可见在初始时刻地面虽无气压扰动,但至24小时便形成与高空系统相匹配的气压场,高空槽前对应地面上有气旋,高空槽后对应地面上有反气旋,其形势和众所周知的高空槽与地面锋区的关系完全一致。以后地面气压系统逐日发展,高空与地面系统对应关系一直匹配得很好。为清晰起见,下面我们着重分析对应于波I的地面气压的形成与发展过程,也就是图2中24小时位于 65°E 的气旋。从图2可见该气旋是北半球最强的一个气压系统,开始形成时强度较弱,以后逐日加深,到第三天已加深到985mb,第五天加深到975mb。图3给出了72小时地面气压与地面温度分布图,图中实线为等压线,虚线为等温线,从该图清楚看到位于 85°E 的气旋有明显的锋区配合,形成锋面气旋,而且很快发展。以后两天气旋与暖舌逐渐向西北伸展,冷高压逐渐向东南前进,气旋继续加深。至第五天与相应的高空温压场位相一致,地面暖舌已变得非常狭窄,开始进入锢囚阶段,这是一个典型的气旋生成、发展、到减弱的个例。再分析高空系统演变过程,图2给出500mb高度沿 50°N 纬圈的逐日分布,从图中可见波I最强,逐日发展、东移,从开始位置到第五天东移了15个经度。其强度自第四天开始有所减弱。

波II与波IV位于波I的两侧,初始时刻强度相同,但逐日演变情况不同,波II逐日加强较波IV快,但槽的位置基本不动,而波IV强度增加慢,东移速度快,5天内东移了20

个经度。波 II 位于波 I 下游、距波 I 最近,它的迅速加强反映出上游效应的结果。

分析图 2 中 500mb 等高线与地面等压线,波 II 虽逐日发展比波 IV 快,但所对应的地面低压却不如波 IV 的深。这是因为波 IV 槽前对应的地面低压有明显的地面锋区相配合,起了很大的作用(参见图 3 所给的第三天地面温压场分布图),可见低空锋面扰动发展是较快的。

试验二: 取温度扰动中心位于 700 毫巴,高度扰动在 500 毫巴最强,850 毫巴及地面气压场、地面温度场在初始时刻均无扰动。

计算结果是: 24 小时后便已形成与高空系统相匹配的地面气压场,以后逐日发展。高空与地面系统对应关系在以后几日内一直匹配得很好(见图 4)。因此,500 毫巴各波演变情况及地面气压形成和发展的情况均与试验一所得结果相似。不同之处是在试验二中 500 毫巴各系统强度逐日加深较慢,东移速度较快;地面气压系统形成后发展也较缓慢,至第五天最强的低压系统强度为 990 毫巴;地面温度场及 850 毫巴温度场的扰动在第三天便形成,至第五天更为显著。第五天地面温度场的分布是与气压场的分布相吻合的,但尚未形成明显的锋区,因此地面气旋和反气旋发展缓慢。从逐日温压场演变趋势来看,地面是可以形成锋面气旋的,但时间要晚一些,当地面有明显的锋面形成后,气旋将会迅速发展。

试验三: 温度扰动中心在 500 毫巴,高度扰动以 300 毫巴及 100 毫巴最强,初始时刻地面无温度场、气压场扰动。

试验结果与前两个试验所得结果差异很大。地面气压场在 24 小时形成后逐日发展、东移,气压系统的强度较弱。但是气压系统的分布与 500 毫巴槽线位置的关系不像通常天气图中所见的那样,而是像切断低压——高空槽与地面低压相对应。

500 毫巴温压场位相在五天内始终一致,系统逐日减弱,东移速度较前两个试验要快。可见当温压场扰动中心在对流层中上层时,地面不可能形成锋面气旋。

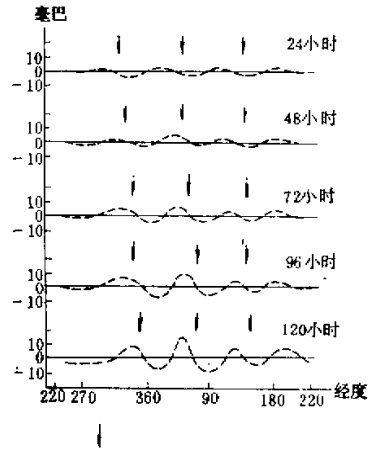


图 4 试验二中逐日地面气压分布图
(气压—1000mb)
箭头表示对应 500 毫巴的槽线位置

四、物理量分析

这里分别对上述三种试验中波 I 所对应的上游地面反气旋、下游气旋及两者之间地区各选一点进行物理量分析,这三点分别记为“上游”,“下游”和“中点”。

由气压倾向方程可以直接地得到地面的气压变化,它是地面单位截面积上整层空气柱质量辐散与辐合的总效果。在我们所用的 π 坐标模式中倾向方程的差分公式如下:

$$\left(\frac{\delta p_{\pi}}{\delta t}\right)_{i,j} = - \sum_{k=1}^K \left(\frac{1}{\pi'}\right)_k \delta \pi (\text{div } V)_{i,j,k} \quad (4)$$

式中

$$(\operatorname{div} V)_{i,j,k} = (MN)_{i,j} \left[\frac{\partial_x U^*}{\partial x} + \frac{\partial_y V^*}{\partial y} \right]_{i,j,k} \quad (5)$$

$$U^* = \frac{p_{ex} u}{M} \quad V^* = \frac{p_{ey} v}{N}$$

$\pi = f(\zeta)$, $\zeta = \frac{p - p_0}{p_{es}}$, $p_{es} = p_s - p_0$, p_s 与 p_0 分别为地面气压及 100 毫巴, $\pi' = \frac{\partial \pi}{\partial \zeta} \cdot M$, N 分别为 x 及 y 方向地图投影放大系数。

用(5)式计算了第 72 小时上述三点在各标准等压面上的质量散度。图 5a 至 5c 依次分别给出了上述三种试验的散度垂直分布结果, 垂直坐标为气压, 水平坐标为散度(单位为 10^{-4} 毫巴/秒)。图 5a 为试验一的结果, 5b 为试验二的结果, 5c 为试验三的结果。现以图 5a 为例对试验一的结果进行分析。波 I 下游有低空辐合、高空辐散, 在 500 毫巴附近散度为零, 整层大气总效果是以辐散为主。因此有 $\frac{\partial p}{\partial t} < 0$, 有利于地面低压发展。在上游所计算的散度垂直分布与此相反, 低空辐散、高空辐合, 600 毫巴附近散度为零, 整层大气总效果以辐合为主, 因此有 $\frac{\partial p}{\partial t} > 0$, 有利于地面高压加强。对应高空槽线附近的散度沿垂直方向呈辐散辐合交替分布, 总的效果不明显, $\frac{\partial p}{\partial t} \approx 0$, 分析所计算的结果是高空槽前近地面气旋区气流辐合上升, 高空有较强的辐散; 高空槽后近地面反气旋区气流下沉辐散, 而高空有较强的辐合。这和对天气图所作个例分析得到的结果相同。

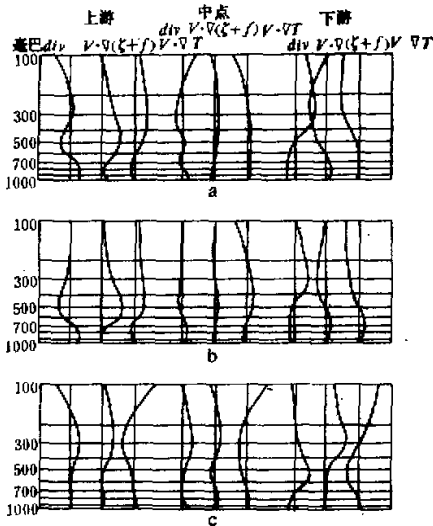


图 5 三种试验中, 72 小时的质量散度、绝对涡度平流和温度平流垂直分布图

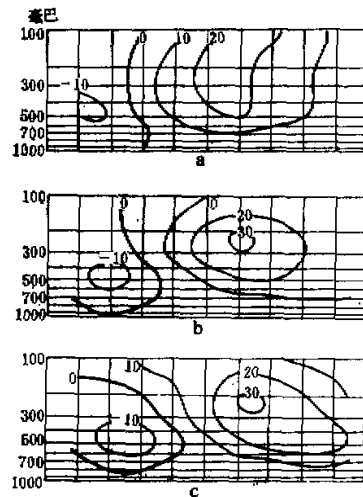


图 6 试验二中 24 小时(a), 48 小时(b)及 72 小时(c)相对涡度的空间分布图

气旋和反气旋发展的机制也可以从涡度平流和温度平流来讨论。为此, 我们又计算了波 I 上下游及槽线附近所选取的各点 72 小时的绝对涡度平流 ($V \cdot \nabla(\zeta + f)$ 单位为

10^{-11}秒^{-2}) 与温度平流($V, \nabla T$ 单位为 10^{-5} 度/秒)。所得结果见图 5。从图 5a 中涡度平流和温度平流的垂直分布曲线可见, 在波 I 下游整层气柱绝对涡度平流主要为负值, 温度平流也为负值, 使地面有负变压。在波 I 的上游情况相反, 整层涡度平流及温度平流的总效果均为正值, 使地面有正变压。在中间点的整层涡度平流及温度平流总效应很小, 接近于零, 以致地面变压不显著。这可用 И. А. Кибель 所给的高度倾向公式来说明。

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{c^2}{2\pi f g} \int_0^1 \int_{-\infty}^{\infty} G_B^{H'} A_D dx'_i dy'_i d\zeta' - \frac{R}{2\pi g} \int_0^1 \int_{-\infty}^{\infty} G_T^{H'} A_T dx'_i dy'_i d\zeta' \quad (6)$$

式中 A_D 和 A_T 分别为绝对涡度平流及温度平流, $G_B^{H'}$, $G_T^{H'}$ 均为格林函数。И. А. Кибель 给出了 $G_B^{H'}$ 及 $G_T^{H'}$ 分布图。考虑近地面高度倾向时 $G_B^{H'}$ 为正值, $G_T^{H'}$ 为负值。而今, 在波 I 下游 $A_D < 0$, $A_T < 0$, 两种作用是相同的, 故得到 $\frac{\partial H}{\partial t} < 0$ 有利于气旋发展。在上游 $A_D > 0$, $A_T > 0$, 故得到 $\frac{\partial H}{\partial t} > 0$ 有利于反气旋发展。

图 5b 给出了试验二的物理量分析结果。所得的质量散度、涡度平流及温度平流的垂直分布与试验一一致, 不同之处是各物理量的整层效应均比试验一弱。这与试验二中波 I 所对应的地面气压系统发展得慢以及强度较弱的结果相一致。

图 5c 给出了试验三的物理量分析结果, 所得结果与图 5a 及图 5b 有所不同。波 I 上游与下游的涡度平流及温度平流的垂直分布反相, 其作用部分抵消, 不过从散度分布——尤其是中间点的散度垂直分布可看出均有利于地面低压发展, 但强度都较弱。上述结果正反映了试验三中波 I 所对应的地面是切断低压形势。

在试验二中曾指出初始时刻近地面虽无扰动存在, 但位于对流层中低层的扰动可以下传形成地面气旋。为了进一步探讨这一问题, 本文又作了另一物理量分析。沿波 I 上、中、下游取十个点, 求其 24 小时(图 6a), 48 小时(图 6b)及 72 小时(图 6c)相对涡度的垂直分布。图 6 给出了计算结果。垂直坐标表示气压, 横坐标表示自上游至下游所取十个点的分布。从逐日相对涡度的空间分布可见, 位于 200 毫巴至 300 毫巴的涡度中心逐日加强, 正涡度的范围逐日向低空扩张。这正反映高空扰动逐日下传, 待近地面锋区形成后, 地面气旋将迅速发展。

五、小 结

从上述数值试验及物理量分析, 可见我们所模拟的气旋发展是符合一般规律的。从我们的试验分析得到以下几点结论:

- (1) 低空存在锋面, 可以引起气旋的迅速发展。
- (2) 对流层中低层有强扰动时, 地面虽无锋区存在, 但扰动可以下传形成地面气旋, 不过气旋发展较慢。
- (3) 扰动中心位于对流层中上层时, 若地面无锋区存在, 则一般不易有锋面气旋发展, 只能形成切断低压一类的系统。

参 考 文 献

- [1] 朱抱真, 从平流动力分析论春季东北低压的发展, 气象学报, 24 卷 3 期, 1953.
[2] 黄士松等, 江淮气旋发生发展和暴雨过程及有关预报问题的研究, 大气科学, 第一期, p. 27—41, 1976.
[3] 刘瑞芝, 全隐式六层原始方程的数值试验, 大气科学, 8 卷 1 期, 1984.

A NUMERICAL EXPERIMENT OF CYCLOGENESIS AND THE DEVELOPMENT OF DISTURBANCES

Liu Ruizhi

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

A numerical experiment has been carried out to study the mechanism of cyclogenesis and the development of disturbances. We first design an idealized field of temperature and pressure, which consists of the jet-like zonal circulation and some non-zonal waves superimposed on it. This idealized field is very similar to the actual synoptic situation. Then we use a six-level splitting primitive model to make the prediction with this idealized field as an initial one. The results show that if a disturbance like a frontal zone in the lower troposphere is superimposed on the zonal circulation, a frontal cyclone will quickly develop and then gradually become an occluded one. Its life cycle is similar to that of the actual frontal cyclone in the synoptic map. However, if there is a disturbance superimposed on the zonal circulation in the middle troposphere, the cyclone will be slowly formed near the surface and its intensity is weaker. Finally, if the initial disturbance is located at the high-level, a situation like a cut-off low rather than a frontal cyclone will develop.