

一次江淮气旋发生发展 动力因素的计算分析

斯 公 望*

(杭州大学地理系气象专业)

提 要

本文对一次江淮气旋的发生发展过程计算了 500 mb 等压面上的涡度平流, 对流层下部的温度平流、大气层结稳定度、大气加热率等各项动力因素对其发生发展所起的作用。计算结果发现, 在江淮气旋的发生期, 大气加热率所起的作用占主要地位; 在江淮气旋强烈发展时期, 500 mb 上的涡度平流, 对流层下部的温度平流、大气加热率都有重要作用, 但对对流层下部的温度平流作用最大。

大气的加热场采用从温度场与流场倒算的方法。计算所得的加热场与降水场有较好的对应, 故可认为该大气的加热作用主要是由水汽凝结潜热的释放所致。

计算分析得到如下结论: 江淮气旋的发生时期, 水汽凝结潜热的释放对气旋的发生起着主要的动力作用; 而在江淮气旋进一步猛烈发展时期, 温度平流对气旋发展的贡献最大, 也即大气本身的斜压性是它进一步发展的重要因素。

一、引 言

冬春季节, 在我国长江中下游地区经常有温带气旋发生, 预报员称为江淮气旋, 它是这个地区产生暴雨的主要天气系统之一。江淮气旋发生之后, 很快就可以移动出海, 并在海上强烈发展, 造成大风。这对海上交通运输, 特别是群众渔业生产有很大的危害。因此江淮气旋发生发展的预报就成为对沿海交通运输, 群众渔业生产进行气象保障的一个重要课题。

关于温带气旋的发展有人归纳为两种类型¹⁾, 一种是锋面波的斜压不稳定产生气旋发展; 另一种是对流层上部高空波动的正涡度平流作用引起地面上气旋发展。这两类温带气旋的发展其动力作用和能量转换方式是完全不同的。

江淮气旋发生发展过程的个例分析指出²⁾, 它是在高空一个正涡度区重叠到地面静止锋上时发生的。卫星云图的观测也发现³⁾, 江淮气旋发生前在其上游方向有辐散卷云羽的稠密云团出现。这说明江淮气旋的发生是与高空槽前的正涡度平流的动力作用有关的。另一方面, 南京大学气象系对一次江淮气旋的中尺度分析发现³⁾, 在气旋形成的同时雨量

* 庄垂铎、薛贤书、蔡加令、姚春林、张家法等同志参加了本文部分工作。

1) 杭州大学地理系: 我国南方气旋发生发展个例分析。

2) 上海中心气象台: 今年(1973年)4—5月江淮气旋发生发展的云图初步分析。

3) 南京大学气象系: 一次江淮气旋发生发展及暴雨过程的分析研究。

显著加大,他们提出了水汽凝结潜热的释放对气旋发展的重要作用,但是对于江淮气旋的发生发展过程各种动力因素中那一种是主要的还不十分清楚。

本文的目的是通过一次江淮气旋发生发展过程其主要动力因素的计算分析,来了解其发生与发展时期各种动力因素作用的相对重要性,以期了解江淮气旋发生发展的物理机制,进一步为设计预报江淮气旋发生发展的数值模式建立一定的物理根据。

二、计算的基本公式和计算方法

我们采用地面或海面的相对涡度局地变化来表示地面气旋(或反气旋)的发展,海平面相对涡度的局地变化可表示为

$$\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_s}{\partial t} - \frac{\partial \zeta_T}{\partial t} = -\mathbf{V}_s \cdot \nabla(\zeta_s + f) - \frac{\partial \zeta_T}{\partial t} \quad (1)$$

式中 ζ_0 为 1000 mb 的相对涡度; ζ_s 为 500 mb (近似为无辐散面) 的相对涡度; ζ_T 为 1000—500 mb 的热成风相对涡度; \mathbf{V}_s 为 500 mb 上的风向量; f 为柯氏参数。

在地转近似下,热成风涡度的变化可以表示成

$$\frac{\partial \zeta_T}{\partial t} = \frac{g}{f} \nabla^2 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2)$$

式中 h 为 1000—500 mb 的厚度, ∇^2 为等压面上的拉普拉斯算; g 为重力加速度。

厚度的变化又可以表示为

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{R}{g} \int_{p_0}^{p_s} T d \ln p \right) = -\frac{R}{g} \int_{p_0}^{p_s} \frac{\partial T}{\partial t} d \ln p \quad (3)$$

其中 R 为气体常数; $p_0 = 1000$ mb; $p_s = 500$ mb。

根据热力学第一定律,温度的变化可以表示成

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla T - \left(\frac{1000}{p} \right)^{-\kappa} \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} + \frac{H}{c_p} \quad (4)$$

式中 θ 为位温; H 为大气的加热率; c_p 为空气的定压比热; $\kappa = \frac{AR}{c_p}$, A 为功热当量。

将 (2)、(3)、(4) 式代入 (1) 式,就得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} = & -\mathbf{V}_s \cdot \nabla(\zeta_s + f) - \frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} (-\mathbf{V} \cdot \nabla T) d \ln p \\ & - \frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} \left[-\left(\frac{1000}{p} \right)^{-\kappa} \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} \right] d \ln p - \frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} \frac{H}{c_p} d \ln p \\ = & A_\zeta - \frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} A_T d \ln p - \frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} S d \ln p - \frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} \frac{H}{c_p} d \ln p \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $A_\zeta = -\mathbf{V}_s \cdot \nabla(\zeta_s + f)$; $A_T = -\mathbf{V} \cdot \nabla T$; $S = -\left(\frac{1000}{p} \right)^{-\kappa} \omega \frac{\partial \theta}{\partial p}$ 。

(5) 式就是我们进行计算的基本公式。这也是 Petterssen 发展公式的另一种表示形式^[2]。它表示出 500 mb 的涡度平流, 1000—500 mb 气层之间的温度平流、大气的层结稳定度以及大气加热率对地面气旋发生发展所起的贡献。

计算 (5) 式中各项时, 需要先计算相对涡度 ζ 与散度 D 。在球面坐标中的计算公式如下:

$$\zeta = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{u}{r} \tan \varphi \quad (6)$$

$$D = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} - \frac{v}{r} \tan \varphi \quad (7)$$

上式中 r 为地球半径, λ 为经度; φ 为纬度.

我们用实测风资料进行计算.

用运动学方法计算垂直运动的速度, 其计算公式为

$$\omega_p = \omega_{p_1} + \int_p^{p_1} D dp \quad (8)$$

其中 ω_p 为上层等压面的垂直速度 (是在 p 坐标上的垂直速度), ω_{p_1} 为下层等压面上的垂直速度. 在实际作计算时可取

$$\omega_p = \omega_{p_1} + \frac{1}{2} (D_{p_1} + D_p)(p_1 - p) \quad (9)$$

如若我们忽略地形的作用, 即可取 $p = p_0 = 1000 \text{ mb}$, $\omega_{p_0} = 0$, 则海平面以上各层等压面的 ω_p 值即可求得.

由于用运动学方法计算垂直运动存在着累积误差^[3], 因此必须采用调整技术. 我们采用以下的调整公式

$$\omega'_R = \omega_R - \frac{k(k+1)}{K(K+1)} (\omega_K - \omega_T) \quad (10)$$

式中 K 为由 1000 mb 至大气顶每间隔 $\Delta p = 100 \text{ mb}$ 的总层次; k 为要调整的层次; ω_K 为 K 层上计算所得的垂直速度值; ω_T 为大气顶的垂直速度值, 其值假定等于零; ω_R 为给以调整层次的垂直速度计算所得的值; ω'_R 为垂直速度的调整值.

在进行垂直速度的调整时, 我们假定把 100 mb 当作大气顶, 故 $\omega_K - \omega_T$ 就变成了累积误差值.

下面我们在将公式 (5) 中各项的公式与计算方法分述如下:

1. 500 mb 的涡度平流 $A_\zeta = -\mathbf{V}_s \cdot \nabla(\zeta + f)$. 涡度平流在球面坐标中其计算公式为

$$A_\zeta = -\frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \frac{v}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} - v\beta \quad (11)$$

式中 $\beta = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{2Q \cos \varphi}{r}$, Q 为地转角速度.

2. 温度平流作用项 $-\frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} A_T d \ln p$. 首先, 关于积分的计算采用以下分层

$$\int_{p_i}^{p_0} A_T d \ln p = \int_{p_i}^{p_1} A_T d \ln p + \int_{p_1}^{p_{1.5}} A_T d \ln p + \int_{p_{1.5}}^{p_0} A_T d \ln p \quad (12)$$

式中 $p_1 = 700 \text{ mb}$; $p_{1.5} = 850 \text{ mb}$. 公式 (12) 中右边每个积分采用以下计算公式

$$\int_{p_i}^{p_{i+1}} A_T d \ln p = \frac{1}{2} [(A_T)_{p_{i+1}} + (A_T)_{p_i}] \ln \frac{p_{i+1}}{p_i} \quad (13)$$

如此, 若计算得 1000 mb 、 850 mb 、 700 mb 、 500 mb 上的 A_T 值, 即可求得 $1000-500 \text{ mb}$ 气层之间的温度平流积分值. 其中温度平流在球面坐标上的计算公式为

$$A_T = -\frac{u}{r \cos \varphi} \frac{\partial T}{\partial \lambda} - \frac{v}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \quad (14)$$

计算得 A_T 的积分值以后, 按其值的空间分布再计算该积分值的拉普拉斯, 这就计算得到温度平流对地面气旋发展的贡献。

3. 大气层结稳定度的作用项 $-\frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_1}^{p_0} S d \ln p$. 该项积分的计算同温度平流作用项。

计算对流层下部各等压面上的 S 值时, $\frac{\partial \theta}{\partial p}$ 用以下方法取值:

$P = 1000 \text{ mb}$, 因 $\omega = 0$, $S = 0$, 故可以不去计算 $\frac{\partial \theta}{\partial p}$ 的值。其它等压面上有:

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right)_{850} = \frac{\Delta \theta}{\Delta p} = \frac{\theta_0 - \theta_7}{300}, \quad \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right)_{700} = \frac{\theta_{8.5} - \theta_5}{350}, \quad \left(\frac{\partial \theta}{\partial p} \right)_{500} = \frac{\theta_7 - \theta_3}{300},$$

$\theta_0, \theta_{8.5}, \theta_7, \theta_5, \theta_3$ 各为 1000 mb、850 mb、700 mb、500 mb、400 mb 上的位温。

计算得到 1000 mb、850 mb、700 mb、500 mb 的 S 值以后, 即可求得 1000—500 mb 气层间的 S 积分值, 再对该积分值的空间分布求拉普拉斯, 即可计算得大气层结的稳定度对地面气旋发展的贡献。

4. 大气加热率的作用项 $-\frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_1}^{p_0} \frac{H}{c_p} d \ln p$. 这一项除了加热率 H 的计算方法以外其余计算方法均与温度平流、大气层结稳定度作用项相同。大气加热率的计算采用从热力学第一定律用温度场和流场来倒算的方法。

$$\frac{H}{c_p} = \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T + \left(\frac{1000}{p} \right)^{-\kappa} \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (15)$$

式中 $\frac{H}{c_p}$ 为由大气加热率引起的温度变率。

在 (15) 式中, $\frac{\partial T}{\partial t}$ 采用间隔 12 小时的实测温度变率。

(15) 式中的 $\mathbf{V} \cdot \nabla T$ 与 $\left(\frac{1000}{p} \right)^{-\kappa} \omega \frac{\partial \theta}{\partial p}$ 取 12 小时之间的平均值。这样按 (15) 式计算得到的 $\frac{H}{c_p}$ 值表示 12 小时内平均的大气加热率所引起的温度变率。相应地将

$$A_{\zeta}, -\frac{R}{f} \int_{p_1}^{p_0} A_T d \ln p, -\frac{R}{f} \int_{p_1}^{p_0} S d \ln p$$

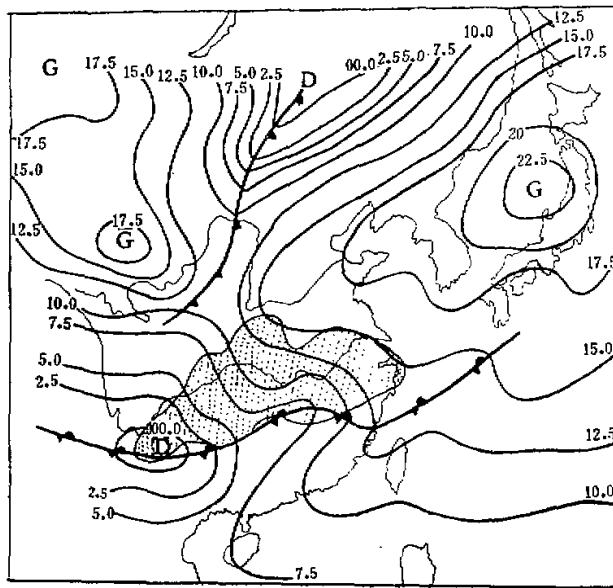
三项也取 12 小时内的平均值。在实际作计算时, 水平空间的微商都用中心差分来计算, 计算的空间网格为 (2.5 经度) \times (2.5 纬度)。

三、计算的结果

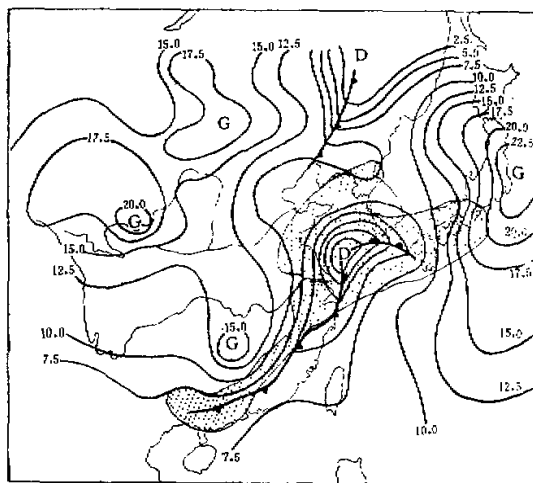
应用上述计算公式与方法, 我们对 1974 年 4 月 20 日一次江淮气旋的发生发展过程的动力因素进行了计算。

这次江淮气旋发生发展的天气过程可概述如下(图 1、2):

在 19 日 20 时(北京时, 以下同)的地面图上可见在长江以南有一条静止锋。20 日 02 时(图未列出), 静止锋在鄱阳湖附近形成了一个气旋波, 并向东北移动, 于 20 日 08 时在江苏南部发展成为一个气旋。接着该气旋又向东北方向移动出海, 并在海上猛烈发展。图 3 为该气旋中心的气压变化曲线。由图可见, 气旋的主要加深发展是在 20 日 08 时—20 时。因此我们把 4 月 19 日 20 时—08 时这 12 小时称为发生期; 20 日 08 时—20 日 20 时这 12 小时称为发展期。



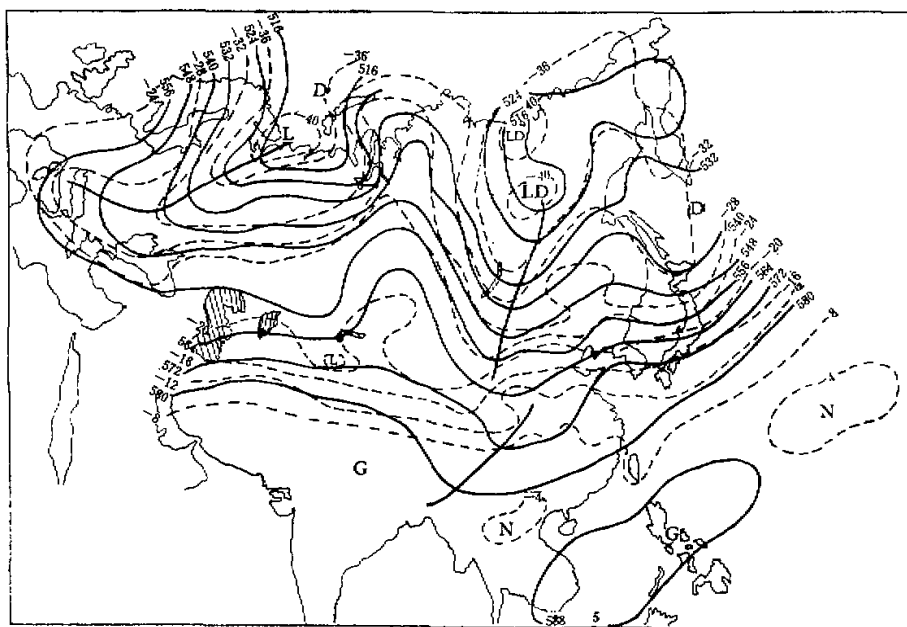
a) 4月19日20时



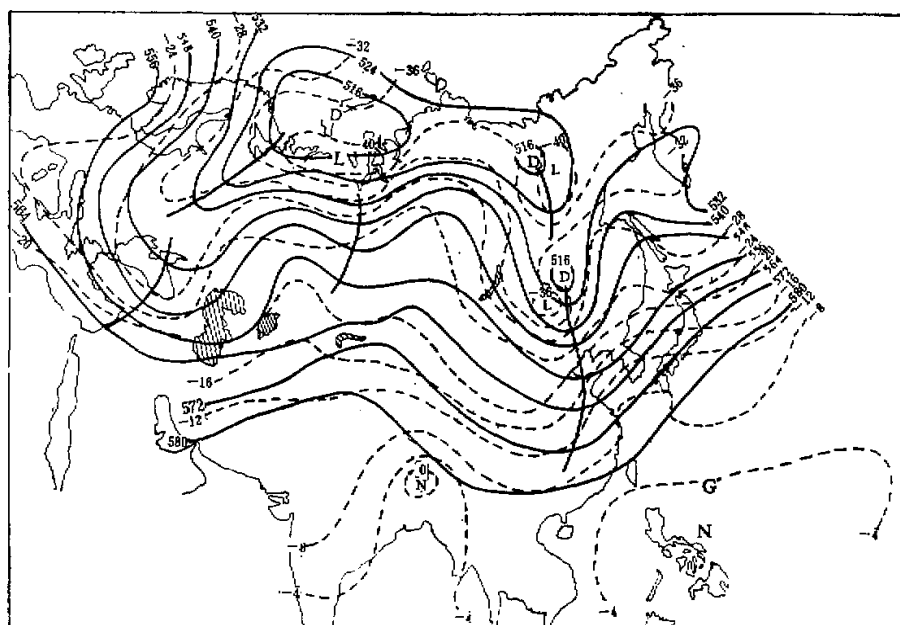
b) 4月20日20时

图1 1974年4月19日20时—20日20时(北京时间)地面图
(图上等压线的气压值为所示的数值加上1000 mb, 阴影区为雨区)。

值得注意的是在气旋发展之前, 静止锋后就存在着一片东西向的雨区。这片雨区与500 mb 高空南支西风带上华西一个槽前的西南气流相配合(见图2)。随着这个高空槽的东移发展, 这片雨区也沿着静止锋东移, 其东部范围广大, 雨量加大, 其西部范围缩小, 逐渐形成一块“逗点”状的雨区。就在这块静止锋雨区范围扩大雨量加大的过程中, 气旋波在雨区中产生和发展。这就提出了雨区对于气旋发生发展的作用问题。



a) 4月19日20时



b) 4月20日20时

图2 1974年4月19日20时—20日20时(北京时间)500 mb高空图
(实线为等高线,虚线为等温线)。

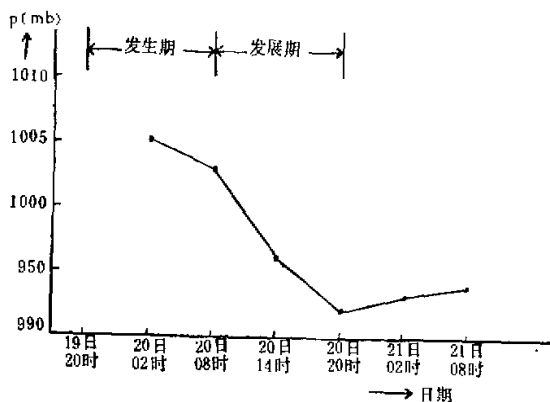


图3 气旋中心压变化曲线

还值得提出的是,在南支西风槽东移发展过程中,北支西风带有一个高空槽(地面上有一条冷锋配合在其后方发展东移。后来,北支西风槽逐渐赶上南支西风槽,两个槽在我国东部并合为一个深的大槽(图2, b),在这时,地面气旋发展已明显地位于北支西风槽的前方。

对这次江淮气旋发展的天气过程,我们计算了19日20、20日08时、20日20时三个时次的气旋发展动力因素,其计算的区域与网格如图4所示。

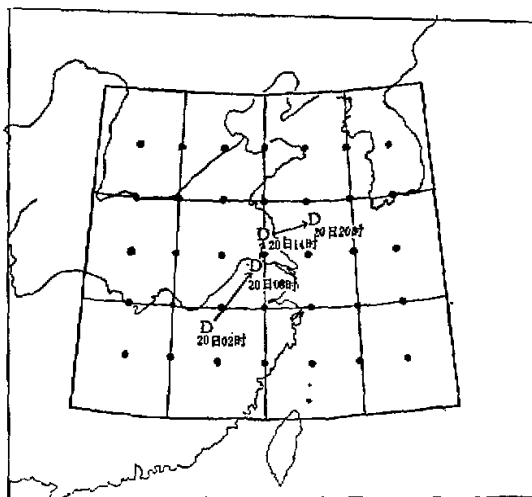


图4 计算的区域和网格

(“D”表示19日20时—20日20时的气旋中心位置)

图5为气旋发展区内一个网格点上的垂直运动垂直分布曲线。就图可见,当气旋移近该网格点时(4月20日08时),该地的上升运动大大加强,同时最大上升的高度以及它与相对应的无辐层高度相应降低。当气旋东移,该网格点处在地面反气旋控制下时,对流层下部就转为下沉运动。

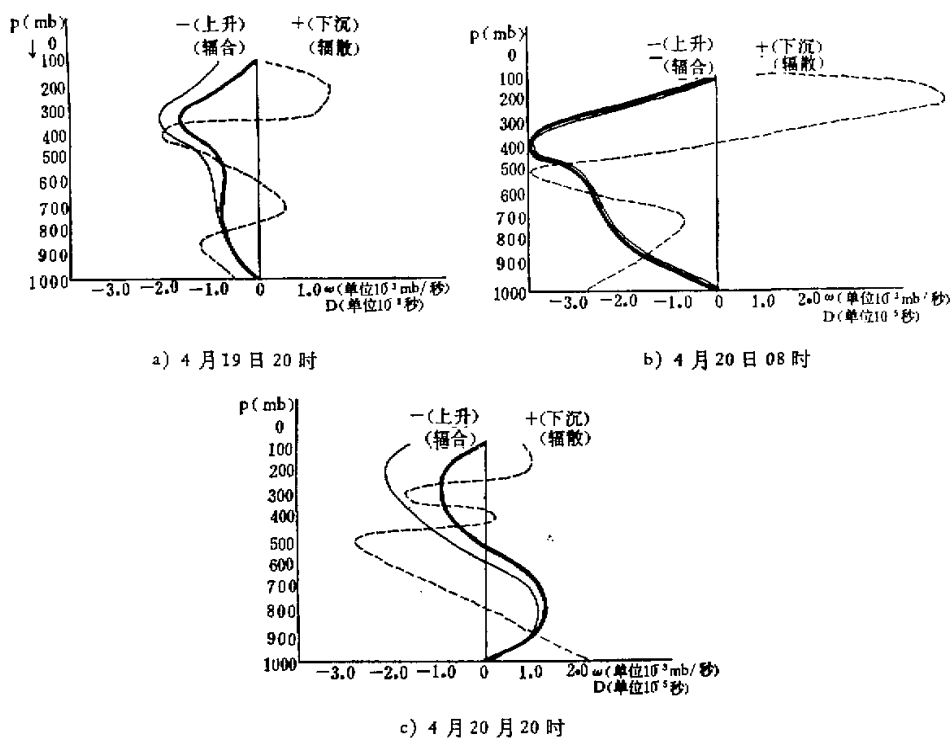


图5 (32.5°N, 115°E) 网格点垂直运动的垂直分布曲线
图中实线为垂直运动的计算值。粗实线为调整后的垂直运动值。虚线为辐散垂直分布。

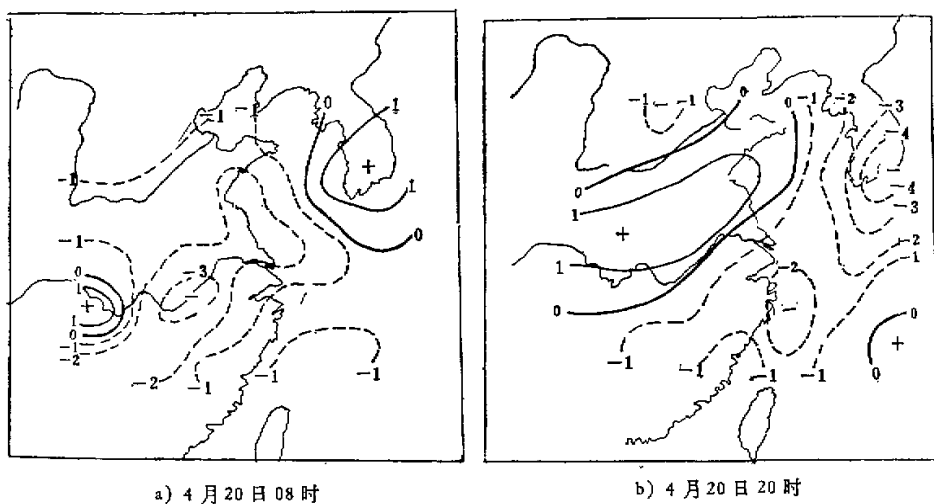


图6 700 mb 等压面垂直运动分布图
(ω 的单位 10^{-3} mb/秒, 负值为上升运动, 正值为下沉运动)

图 6 为气旋发展过程的 700 mb 上垂直运动分布图。由图可见,在气旋的发生期(4 月 19 日 20 时—20 日 08 时),气旋发生区都是上升运动,最大的上升运动区落在气旋中心的后方,与这时期 12 小时的降水量图(图 8)相比较,最大的上升运动区与最大的雨量区有很好的对应。但当气旋在海上猛烈发展时期(4 月 20 日 20 时),最大上升运动区偏于气旋中心的前方,在气旋中心的西方有一片下沉运动区。这时期对流层中下部垂直运动与地面气旋的配置情况大致与 Danard^[3] 所计算的例子类同。这种情况表示暖空气上升,冷空气下沉,有效位能转换成水平运动的动能。从气旋的发生期与在海上猛烈发展时期,对流层中下部的垂直运动场与地面气旋中心配置的形式不同,也反映出这两个时期制约地面气旋发展的动力因素是有所差异的。

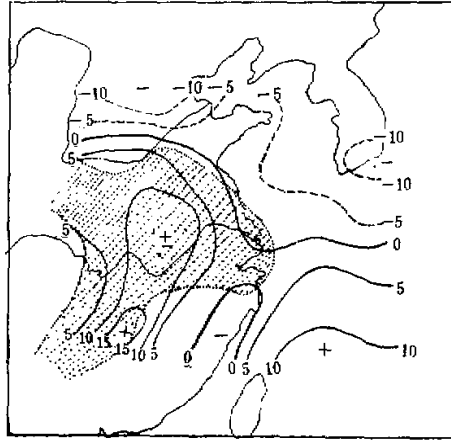


图 7 4 月 19 日 20 时—20 日 08 时 12 小时平均的
700 mb 加热场引起的温度变率分布图
(温度变率单位 10^{-3} 度/秒,阴影区为 20 日 08 时的雨区)

图 7 为气旋发生期 12 小时平均的 700 mb 加热场所引起的温度变率分布图。图上正的温度变率区相当于加热区,空气有热源供给热量;负的温度变率区相当于失热区,空气有汇失去热量。由图上可见,在气旋发生期,热源区在陆地区域主要位于高空槽前的暖空气区内,并与降水区域有较好的配合。进一步将该加热区与同时期 12 小时的降水量图(图 8)相比较,发现主要的降水带与加热区也有较好的配合,但两者的中心略有偏移。这样,我们认为这个加热场的源主要是由水汽的凝结潜热的释放而来的。

水汽潜热的释放又可以由两种不同尺度的垂直运动引起,一种是天气尺度系统的大尺度垂直运动;另一种是小尺度积云对流性垂直运动。因而水汽凝结潜热释放对大气的加热率表示成^[4]

$$H_{潜} = -LF(\omega + \sigma\omega_c) \quad (16)$$

式中 L 为凝结潜热; σ 为积云对流所占面积的百分数; ω_c 为平均对流性垂直运动; F 为凝结函数,其表示为

$$F = \left(\frac{\partial q_t}{\partial p} \right)_T + \left(\frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_p \frac{dT}{dp} \quad (17)$$

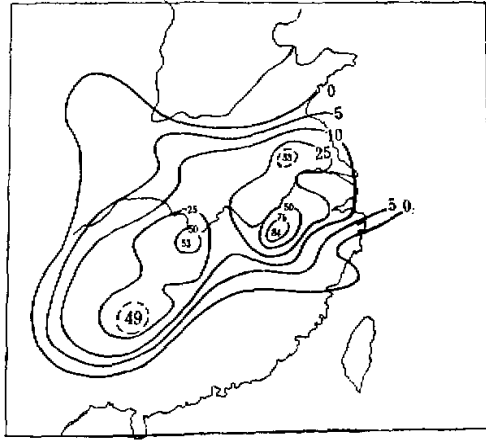
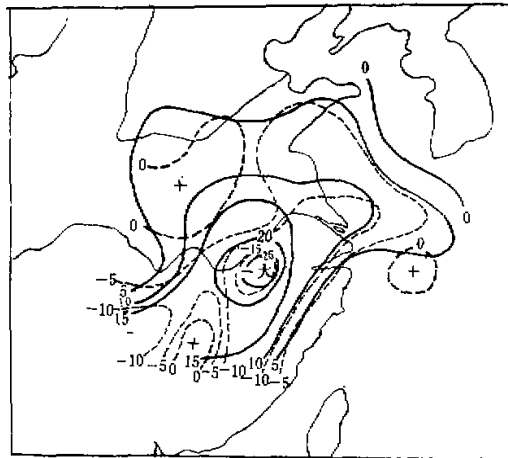


图8 4月19日20时—20日09时12小时降水分布图(单位:毫米)

式中 q_s 为饱和比湿。

在这次江淮气旋发展的区域内出现有雷暴区,说明存在着对流性的水汽潜热加热作用。为了估计积云对流在江淮气旋发生发展中的作用,我们采用以下粗略的估计方法,即计算出大尺度的垂直运动引起的潜热释放所造成的湿度变率 $\left(-\frac{L}{c_p} F \cdot \omega\right)$, 然后与从温度场和流场倒算出来的总加热场所引起的温度变率相比较,如果后者明显地大于前者,则可以认为小尺度的积云对流有明显的作用;若后者小于前者,则可认为大尺度的凝结所起的作用是主要的。在计算 $-\frac{L}{c_p} F \cdot \omega$ 时,采用我们前述所计算得的垂直运动,水汽凝结



函数 F 的计算与文献^[1]相同。这里给出气旋发生期这 12 小时内 700 mb 上由大尺度垂直运动造成的水汽凝结潜热加热引起的温度变率(图 9), 由图可见, 在大范围地区大尺度垂直运动的水汽凝结潜热加热大于总加热所引起的温度变率, 而后者大于前者的区域比较小, 数值也较小, 其它层次上的情况大致类同。这说明大气加热场主要是由天气尺度关系的大尺度垂直运动造成的水汽凝结潜热释放所致。这说明对地面温带气旋的发展, 天气尺度系统(如南支西风带高空槽等)的作用比中小尺度的积云对流的作用要显著一些。但是对水平特征尺度为几百公里的较小尺度气旋的发展, 积云对流潜热加热的作用则更为主要^[6]。

如在第二节中所述, 我们分别计算出 12 小时平均的 A_T 、 $\int_{p_s}^{p_0} A_T d \ln p$ 、 $\int_{p_s}^{p_0} S d \ln p$ 、 $\int_{p_s}^{p_0} \frac{H}{c_p} d \ln p$ 的空间分布。然后按这些物理量的空间分布, 计算 4 月 20 日 08 时及 4 月 20 日 20 时地面气旋中心处的各项气旋发展动力因素, 它表示出各项动力因素在发生期与发展期对地面气旋发展的贡献。计算结果列表如下:

日 期	A_T	$-\frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} A_T d \ln p$	$-\frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} S d \ln p$	$-\frac{R}{f} \nabla^2 \int_{p_s}^{p_0} \frac{H}{c_p} d \ln p$
4 月 20 日 08 时气旋中心	6.2×10^{-10}	7.9×10^{-10}	-21.0×10^{-10}	25.3×10^{-10}
4 月 20 日 20 时气旋中心	12.9×10^{-10}	25.6×10^{-10}	-13.6×10^{-10}	16.4×10^{-10}

(表中单位秒⁻¹)

从上表可见, 该江淮气旋在静止锋上发生时期, 500 mb 涡度平流, 对流层下部的温度平流, 水汽潜热的释放引起的加热率都对地面气旋发展起作用, 但前两个因素作用较小, 水汽潜热的释放对于气旋的发生是最重要的因素。到气旋猛烈发展时期, 随着北支西风槽与南支西风槽的合并, 高空槽加深, 高空锋区也加强, 因此 500 mb 涡度平流, 对流层下部的温度平流、大气加热率对地面气旋的发展都起着较大的作用。对气旋发展贡献最大的是温度平流项的作用, 这反映出大气的斜压性对气旋进一步加深发展的重要性。

四、结论与讨论

通过对 1974 年 4 月 20 日一次江淮气旋的计算分析, 我们得到的结论是: 江淮气旋在静止锋上发生时期, 由降水产生的水汽凝结潜热的释放对气旋的发生起着主要的作用; 而在江淮气旋进一步猛烈发展时期, 高空的涡度平流, 对流层下部的温度平流, 大气的加热率都对气旋发展作出重要的贡献, 但其中以温度平流对气旋的发展贡献最大, 也即大气本身的斜压性因素是它进一步发展的重要因素。

结合以前对江淮气旋发展的天气过程的分析, 我们认为江淮气旋的初始发展是与南支西风槽提供的高空涡度平流作用有关, 但是对其发生起主要作用的则是高空槽前天天气尺度的系统性垂直运动所引起的水汽凝结潜热的释放。

1) 上海气象局台风协作组, 华东地区一次台风暴雨的定量分析, 《气象科技资料》, 1974 年第 2 期。

这种水汽凝结潜热由降水产生,由此说明降水对气旋的发生有一定作用。Danard 的研究指出^[5],与潜热释放造成的低空辐合大大地超过干绝热过程造成的低空辐合,从而得出低空涡度的产生是与潜热释放密切有关的。我们对这次江淮气旋的计算分析也证明,气旋的初始发展涡度的产生与潜热释放的作用密切相关。因而在作气旋发生发展的预报,不能忽略水汽的动力作用。

由于我们这项工作所采用的计算公式是比较近似的,其中把 500 mb 等压面当成无辐散面包含着一定的误差(实际的辐散面大约在 400—300 mb 之间,而且无辐散面也不是一个等压面);另外在公式(5)中也忽略了摩擦、地形等因素的作用。对这些因素它们在气旋发生中的作用还有待进一步的研究。

参 考 资 料

- [1] S. Petterssen and S. J. Smebye, On the development of extratropical cyclones, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 1971, 97.
- [2] S. Petterssen, *Weather Analysis and Forecasting*, McGRAW-HILL, 1956, 1 (有中译本)
- [3] P. J. Smith, An analysis of kinematic vertical motion. *Mon. Weath. Rev.*, 1971, 99(10).
- [4] K. Gambo, Treatment of the interaction between the large-scale and convective motion in relation with the cloud amount and the stability factor, Proceedings WMO/IUGG symposium on numerical weather prediction in Tokyo Nov. 26—Dec. 4 1968, Japan Meteorological Agency, Tokyo.
- [5] M. B. Danard, On the influence of released latent heat on cyclone development, *J. Appl. Met.*, 1984, 3(1).
- [6] T. Nitta, On the development of the relatively small scale cyclone due to the release of latent heat by condensation, *J. Met. Soc. Japan*, 1964, 42(4).