

论江淮气旋生成的一种机制

李 崇 银

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文从理论上探讨了夏季江淮气旋生成的一种机制。理论分析和理论计算说明,江淮气旋的生成是积云对流与天气尺度的气旋性扰动间正反馈的结果,其机理类似于热带海洋上台风的形成。较深厚的积云对流所造成的凝结加热和涡度混合是气旋生成的主要原因。没有积云活动,仅仅是大尺度凝结加热不大可能促成这种气旋的生成。

一、前 言

近年来我国气象工作者对江淮气旋的发生发展问题进行了一些研究,对这个问题有了较深的了解。这些研究都一致指出,凝结潜热的释放对于气旋的发生发展起着主要的作用^[1-3]。一个特别有意思的现象是经常在静止锋上先有降水现象,然后才有气旋的生成。因此人们认为气旋的生成是凝结正反馈的结果。

虽然都已认识到这类气旋的生成主要是凝结加热的作用,但可能由于分析资料的限制,目前不少气象工作者仅认为是大尺度凝结加热的影响,是“大尺度凝结和大尺度环流间在局部地区形成了强烈的正反馈”^[4]。但是,为什么这种大尺度凝结加热的反馈常常在长江流域下游的夏季产生呢?为什么大尺度凝结和大尺度环流之间只会在某些局部地区形成强烈反馈呢?这些问题都难于回答。其实,说大尺度凝结在局部地区的反馈,倒不如说在局部地区由于积云对流造成了较强的凝结加热,积云对流的正反馈作用导致了气旋的生成。其机制类似于热带海洋上台风的形成。我们说类似台风的形成,是因为它们虽然在机理上都是积云对流与天气尺度系统之间的正反馈,但在台风形成过程中积云活动更强,对流凝结潜热的释放更厉害,低压的发展也就更猛烈。

关于台风的形成,Charney 和 Eliassen^[5] 提出了第二类条件不稳定(CISK)理论,这个理论认为,由于 Ekman 层的摩擦辐合作用,通过积云对流与天气尺度系统间的相互促进,导致台风低压的发展。最近, Mak^[6] 提出了积云角动量混合导致台风形成的理论。它在考虑积云对流所产生的凝结加热的同时,还考虑了积云对流的动力作用,即角动量混合,它与[5]的不同在于引进积云摩擦作用而不考虑地面摩擦作用。其结果同原来的 CISK 机制相当一致。

积云对流既然可以造成角动量混合,当然也可以造成涡度的混合。本文将从理论分

析说明,积云对流所造成的凝结加热和涡度混合,可以引起对流不稳定,导致气旋的形成.它也是积云对流与气旋环流间的正反馈过程:气旋性涡度引起积云对流,积云对流造成涡度混合,导致较强的经向运动和垂直运动,积云对流加强,潜热释放更盛,气旋性涡度增大.……如此循环,使气旋性扰动发展成气旋.

二、数学模型

水平运动方程可以写成:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = -\frac{\partial \phi}{\partial x} + f v + F(x) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -\frac{\partial \phi}{\partial y} - f u + F(y) \quad (2)$$

这里 u, v 和 ω 是 x, y 和 p 方向的速度分量, ϕ 是位势, f 是科氏参数, $F(x)$ 和 $F(y)$ 是 x 方向和 y 方向的积云摩擦力.

根据 Schneider 和 Lindzen^[7] 的研究,积云摩擦一般可以写成:

$$F(x) = -\frac{\partial}{\partial p} [M(u - u_c)] \quad (3)$$

$$F(y) = -\frac{\partial}{\partial p} [M(v - v_c)] \quad (4)$$

这里 M 是积云的垂直质量通量, u_c 和 v_c 是云中空气的水平速度分量. 根据[7]的理论,在深厚积云中,垂直速度足够大,牵引力来不及改变其速度 V_c , 因此 V_c 可认为近似守恒. 一般,可认为 u_c 和 v_c 近似等于云底高度上天气尺度系统的水平风速.

将(3)和(4)式代入(1)和(2)式,然后进行涡度运算,略去小项后我们得到涡度方程如下:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \beta v + \frac{\partial}{\partial p} [M(\zeta - \zeta_c)] = 0 \quad (5)$$

其中 $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ 是相对涡度.

为了讨论方便,我们将作进一步简化. 首先,我们取极对称坐标 (y, p) , 对于研究台风、气旋等一类近于轴对称的系统,这种坐标比较简便;其次,对于江淮气旋这样的系统,我们不计 β 的作用,即假定科氏力为常数;第三,已有的天气分析表明,在江淮气旋发生阶段,凝结加热最重要,而平流作用不明显,因此我们可以近似地略去平流项. 这样,我们可以得到如下控制方程组:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + f D + \frac{d}{dp} [M(\zeta - \zeta_c)] = 0 \quad (6)$$

$$D + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{pS}{R} \omega = Q \quad (9)$$

这里 D 是水平散度, 在我们所取坐标系中 $D = \frac{\partial v}{\partial y}$; $S \equiv -\frac{R}{p} \left(\frac{\partial T}{\partial p} - \frac{RT}{C_p p} \right)$ 是 p 坐标系中大气的静力稳定度参数; R 是理想气体常数; C_p 是大气的定压比热; Q 是单位质量大气的凝结加热率.

由(8)式我们可以把(9)式改写成

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial p \partial t} + S \omega = -\frac{R}{p} Q \quad (10)$$

取局地地转近似, 涡度 ζ 可以表示成

$$\zeta = \frac{1}{f} \nabla^2 \phi \quad (11)$$

这样, (10)式变为

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial p \partial t} + \frac{S}{f} \nabla^2 \omega = -\frac{R}{fp} \nabla^2 Q \quad (12)$$

关于凝结加热率 Q , Charney 和 Eliassen 取了如下参数化形式:

$$Q = -\eta(p) \int_{p_i}^{p_s} \omega \frac{dq}{dp} dp \quad (13)$$

其中 q 是比湿, $\eta(p)$ 是加热的垂直分布函数, p_s 和 p_i 分别为云底和云顶气压. 这种参数化意味着凝结加热率正比于潮湿空气的辐合量. 取(13)式的近似, 我们可以得到

$$Q \approx -\eta(p) \bar{\omega} \int_{p_i}^{p_s} \frac{dq}{dp} dp \approx -\eta(p) \bar{\omega} q_s \quad (14)$$

其中 $\bar{\omega}$ 表示云内空气的平均垂直速度. (14)代入(12)式, 则有

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial p \partial t} + \frac{S}{f} \nabla^2 \omega = \frac{R \eta q_s}{fp} \nabla^2 \bar{\omega} \quad (15)$$

令

$$(\zeta, \omega) \equiv (\zeta(p), \omega(p)) e^{c_1 + i t v}$$

由(6)和(15)式我们可以得到

$$\sigma \zeta - f \frac{d\omega}{dp} + \frac{d}{dp} [M(\zeta - \zeta_c)] = 0 \quad (16)$$

$$\sigma \frac{d\zeta}{dp} - \frac{f}{\zeta} \nabla^2 \omega = -\frac{R \eta q_s}{fp} \nabla^2 \bar{\omega} \quad (17)$$

这样, (16)和(17)式给出了在我们所讨论的系统中, 涡度变化与垂直速度、积云对流加热以及积云引起的涡度混合之间的关系.

三、两层模式分析

讨论最简单的情况, 在垂直方向我们取两层, 模式顶 $p_0 = 150 \text{ mb}$, 模式底 $p_1 = 950 \text{ mb}$, 它也是积云底, $p_{i+1} - p_i = \frac{\Delta}{2} = 200 \text{ mb}$.

假定在模式顶有 $\omega_0 = 0$, $M_0 = 0$, 在模式底有 $\omega_4 = 0$, 将(16)式写在 1 层和 3 层上, 将(17)写在 2 层和(4)层上, 我们得到

$$\sigma \zeta_1 - f \frac{\omega_2}{\Delta} + \frac{M_2 (\zeta_2 - \zeta_4)}{\Delta} = 0 \quad (18)$$

$$\sigma \zeta_3 + f \frac{\omega_2}{\Delta} - \frac{M_2 (\zeta_2 - \zeta_4)}{\Delta} = 0 \quad (19)$$

$$\sigma \frac{\zeta_3 - \zeta_1}{\Delta} - \frac{s_2 l^2}{f} \omega_2 = - \frac{R \eta_2 q_2 l^2}{f p_2} \bar{\omega} \quad (20)$$

$$\sigma \frac{\zeta_4 - \zeta_2}{\Delta/2} = - \frac{R \eta_4 q_4 l^2}{f p_4} \bar{\omega} \quad (21)$$

令 $\zeta_2 = (\zeta_1 + \zeta_3)/2$, $\bar{\omega} = \frac{1}{2} \omega_2$

(19) — (18), 然后代入(20)式可以得到

$$-2f \frac{\omega_2}{\Delta} + \frac{2M_2 (\zeta_2 - \zeta_4)}{\Delta} - \frac{s_2 l^2}{f} \omega_2 = - \frac{\Delta R \eta_2 q_2 l^2}{2f p_2} \omega_2 \quad (22)$$

(18) + (19), 则得到

$$\zeta_2 - (\zeta_1 + \zeta_3) = 0$$

由(22)式我们有

$$\frac{2M_2}{\Delta} \zeta_4 = - \left[\frac{2f}{\Delta} + \frac{\Delta s_2 l^2}{f} - \frac{\Delta R \eta_2 q_2 l^2}{2f p_2} \right] \omega_2 \quad (23)$$

(18)式代入(21)式则可得

$$\left(\sigma + \frac{M_2}{\Delta} \right) \zeta_4 = - \left(\frac{f}{\Delta} + \frac{\Delta R \eta_4 q_4 l^2}{4f p_4} \right) \omega_2 \quad (24)$$

由(23)和(24)式我们最后得到增长率 σ 的表达式如下:

$$\sigma = \frac{M_2 \Delta s_2 \left(-1 + \frac{R \eta_2 q_2}{2 p_2 s_2} + \frac{R \eta_4 q_4}{2 p_4 s_2} \right)}{\frac{2f^2}{l^2} + \Delta^2 s_2 \left(1 - \frac{R \eta_2 q_2}{2 p_2 s_2} \right)} \quad (25)$$

若定义

$$H_2 = \frac{R \eta_2 q_2}{2 p_2 s_2} \quad (26)$$

$$H_4 = \frac{R \eta_4 q_4}{2 p_4 s_2}$$

它们分别表征 2 层和 4 层上的凝结加热状况, 则

$$\sigma = \frac{M_2 \Delta s_2 (-1 + H_2 + H_4)}{\frac{2f^2}{l^2} + \Delta^2 s_2 (1 - H_2)} \quad (27)$$

由(27)式可以看到, 扰动的不稳定是明显的, 即在一定的加热条件下 ($H_2 < 1$, $H_2 + H_4 > 1$) 扰动有正的增长率. 扰动可以由积云对流加热 (H 表示) 和积云引起的涡度混合作用 (M 表示) 而得到发展. 并且, 不稳定同扰动的水平尺度 ($1/l$) 有关.

四、计算结果和讨论

根据(27)式我们可以计算扰动发展的增长率,图1给出了增长率的计算结果.在计算中我们取 $f = 0.728 \times 10^{-4}$ 秒 $^{-1}$,即 $30^\circ N$ 的值;考虑到在气旋生成过程中积云的发展不及台风生成过程中强,我们取 $M = 4.0$ 毫巴/小时,它比台风情况下积云质量通量略小,因为 Yanai 等^[5]认为台风中积云的质量通量为 5.0 毫巴/小时;静力稳定度参数一般随高度增加,在大气底层约为 1×10^{-2} 米 2 秒 $^{-2}$ 毫巴 $^{-2}$,我们在计算中取 $s_2 = 2.0 \times 10^{-2}$ 米 2 秒 $^{-2}$ 毫巴 $^{-2}$;一些研究认为在台风中凝结加热率近于 $6^\circ K/\text{天}$ ^[6],考虑到我们的对象不是台风,因此对流凝结加热率应该比 $6^\circ K/\text{天}$ 为小,取 $H_2 = 0.85$,相当于有 $4.2^\circ K/\text{天}$ 的加热率 ($s_2 = 2.0 \times 10^{-2}$ 米 2 秒 $^{-2}$ 毫巴 $^{-2}$).

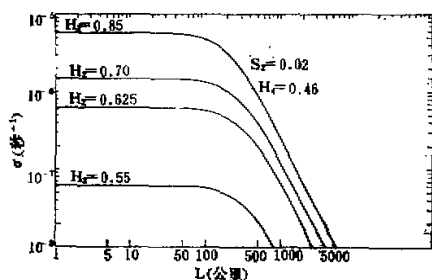


图1 不同加热情况下增长率随扰动尺度的变化

从图1我们可以看到,若 $H_2 = 0.85$, $\sigma \approx 0.6 \times 10^{-5}$ 秒 $^{-1}$,相应的 σ 倍增时间约为 1.5 天;而最不稳定的水平空间尺度 ($2L$) 大致为 200 公里.这些特征数值比较接近江淮气旋形成阶段的情况.我们已经提到, $H_2 = 0.85$ 相当于 $4.2^\circ K/\text{天}$ 的凝结加热率,这样的加热率要相当强的对流和相当深厚的积云活动才能达到,但是它又不及热带海洋上形成台风的那种更强的积云对流.

在静止锋降水过程中,较强的积云对流只出现在某些锋面的局部地区,这可能正是江淮气旋只在一些静止锋降水过程中出现,并只发生在静止锋的局部地区的原因.

从图1我们还可以看到,如果加热率比较小(例如 $H_2 = 0.625$,它相当于有 $3.4^\circ K/\text{天}$ 的加热率)则 σ 倍增时间将要十几天,这显然难于导致气旋的生成.我们知道,纯粹的大尺度凝结加热(无积云对流)并不大,一般很难达到 $3^\circ K/\text{天}$.因此,大尺度凝结加热导致江淮气旋生成的可能性很小.

综合上面的分析,我们认为在静止锋产生的大面积降水过程中,在对流性降水出现的局部地区,由于积云对流与天气尺度的气旋性扰动间的正反馈,可以导致地面气旋发展.江淮气旋的发生极可能就是这样的过程,积云对流所产生的较强的凝结加热和涡度混合是气旋生成的主要因素.

公式(27)中参数 H_2 和 H_1 是一个综合参数,既包括凝结加热率还包括静力稳定度参数.在相同加热条件下, H_2 越小表示静力稳定度参数越大.在 $4.2^\circ K/\text{天}$ 加热情况下, $H_2 = 0.55, 0.70, 0.85$ 大致分别对应着 $s_2 = 3.1, 2.4, 2.0 \times 10^{-2}$ 米 2 秒 $^{-2}$ 毫巴 $^{-2}$.从图亦可以看到,静力稳定度对于增长率的影响是很大的,稳定度参数越小,即层结越不稳定,扰动则较易于发展,而且能发展的扰动的空间尺度亦可以大一些;从另一角度讲,层结越稳定 (s_2 越大),要使某一尺度的扰动发展所需要的对流凝结加热就越大,但在层结较稳定的情况下,积云对流不可能强烈发展,对流凝结加热也就不可能很大,因此,在较稳定的层结下不可能有扰动的明显发展.这同通常的天气事实是完全一致的.

还需要指出, 本文讨论的是积云对流(主要是深厚积云)与天气尺度扰动间的相互促进, 因此, $L = 20$ 公里以下的情况已无太大意义, 我们不须讨论图 1 中较小尺度的情况。因为深厚积云本身的水平尺度就有 10 公里左右, 对于较小尺度扰动的情况, 上面的一套方程并不完全适用。在过去的一些研究中也存在这个问题^[5,6]。

本文取了极对称坐标, 如果改取轴对称坐标, 结果基本相同, 只是数学推导上有所不同, 其解包含在 Bessel 函数中。

参 考 文 献

- [1] 黄士松等, 大气科学, 1976 年第 1 期。
- [2] 斯公望, 大气科学, 1976 年第 2 期。
- [3] 陈嘉滨等, 一个切变线降水气旋生成的数值模拟, 暴雨学术会议文集, 1978。
- [4] 朱抱真、宋正山, 关于夏季东亚大气环流的研究, 大气科学, 1979 年第 3 期。
- [5] Charney, J. G., Eliassen, A. On the Growth of the Hurricane Depression. *J. Atmos. Sci.*, 21, 68—75, 1964.
- [6] Mak, M. K. On the growth of the hurricane depression induced by cumulus momentum mixing. 13th Technical Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology of the American Meteorological Society, Miami Beach, Fla, 1980.
- [7] Schneider, E. K., Lindzen, R. S. A discussion of the parameterization of momentum exchange by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 30, 611—627, 1976.
- [8] Yanai, M. et al., Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, 30, 611—627, 1973.
- [9] Sarachik, E. S. Two-level models of CISK, *Dynamics of the Tropical Atmosphere*, 303—307, 1972.

ON THE MECHANISM OF THE GENESIS OF CYCLONE OVER THE CHANGJIANG AND HUAIHE RIVER BASIN

Li Chong-yin

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper the mechanism of the genesis of cyclone over the Changjiang-Huaihe River Basin is discussed.

Theoretical analysis and calculation show that the genesis of the cyclone is a cooperative interaction of the cumulus and the synoptic-scale cyclonic disturbance, i.e. the positive feedback of condensation heating and vorticity mixing by cumulus. The mechanism is similar to the formation of typhoon over the tropic ocean.

The growth of disturbance directly depends on cumulus heating and static stratification.

The large-scale condensation heating is not able to lead to form this kind of cyclone.