

对流运动中水平旋转气流动力作用 的数值分析

徐文俊 马骥德*

(中国科学院兰州高原大气物理研究所)

解 东 孔 福

(兰 州 大 学)

提 要

用轴对称动力方程组研究对流运动中水平旋转气流的作用,结果表明,有水平旋转气流存在时,将使对流运动中下部的上升气流明显加强,上部减弱,使调整后的垂直气流结构强度增加,强中心高度变低,对流厚度变薄。这有利于解释超级单体的稳定持续发展和对流强度大而云层并不厚的观测事实。

通过对气压场调整的分析,可以认为水平旋转气流对垂直运动的作用是通过气压场的变更而实现的。

一、前 言

超级单体雹暴是一种破坏性很强的冰雹云,昔阳的资料^[1]表明,仅占全部下雹过程12%的超级单体,其成灾面积却占总受灾面积的80%以上,由此可见,在对冰雹云的研究中,特别注重对超级单体的研究是十分必要的。超级单体冰雹云之所以能造成较大的成灾面积,是由于它具有比一般对流云长得多的持续稳定期^[2],下雹过程就发生在这个时期。这种稳定持续的对流活动,为云中雹块的成长提供充裕的时间,也为大面积降雹提供时间条件。因此,在研究超级单体冰雹云时,特别注重研究为什么它会具有持续的稳定期是十分必要的。

观测指出,超级单体冰雹云具有勾状回波和被它包围的弱回波区^[3],大的雹块就是从弱回波区后面的回波墙中下落的。Browning^[4]认为,弱回波区中是强的垂直上升气流,以它为中心,存在着水平旋转气流,勾状回波也是这种气流的反映。这种不同于一般积云对流的宏观现象,是超级单体冰雹云所特有的。近年来,三维数值模拟^[5]研究了强对流云中旋转气流产生的原因,我们也用涡度方程和积云动力方程组探讨了对流运动中水平旋转涡度的形成规律和特征^[6,7]。另一方面,我们认为,水平旋转气流产生以后,为超级单体提供了一般积云对流所没有的动力,促使它得以在连续下雹的过程中,维持准稳定状态。本

* 张翠华同志参加了计算。1983年9月20日收到修改稿。

文用数值方法, 讨论了由于水平旋转气流的作用、垂直上升气流结构、气压场和温度场将发生明显的变化, 并讨论了这种变化的机制。

二、基本方程组和数值方法

写出柱坐标中的轴对称方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\Delta_2 u - \frac{u}{r^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \beta \theta + \mu \Delta_2 w \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial r} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = -s w + \mu \Delta_2 \theta \quad (3)$$

$$\frac{\partial r u}{r \partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} = \sigma w \quad (4)$$

考虑(4), 改写(2)和(3), 我们有

$$\frac{\partial \rho w}{\partial t} + A w = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho \mu \Delta_2 w \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho \theta}{\partial t} + A \theta = \rho \mu \Delta_2 \theta \quad (6)$$

对(1)和(2)作散度运算, 可得平衡方程为

$$\Delta_2 p = -D \cdot A \quad (7)$$

上述各式中, u, w 是坐标 r 和 z 方向的速度, θ 和 p 是扰动位温和气压, $\rho(z)$ 是空气密度,

$\beta = \frac{g}{\theta} = 0.033 \text{ 米} \cdot \text{秒}^{-2} \cdot \text{度}^{-1}$, 湍流交换系数 $\mu = 500 \text{ 米}^2 \cdot \text{秒}^{-1}$, 静力稳定度 $s \approx \gamma_{a,b} - \gamma$, γ_a 和 γ_b 分别是干、湿绝热直减率, $\sigma = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \approx 10^{-4} \text{ 米}^{-1}$. 算子

$$\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r},$$

$$D = \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) i + \frac{\partial}{\partial z} k.$$

向量 $A = A u j + A w k$, 其中

$$A u = \frac{\partial r \rho u^2}{r \partial r} + \frac{\partial \rho w u}{\partial z} - \frac{\rho v^2}{r},$$

$$A w = \frac{\partial r \rho u w}{r \partial r} + \frac{\partial \rho w^2}{\partial z} - \rho \beta \theta,$$

$$A \theta = \frac{\partial r \rho u \theta}{r \partial r} + \frac{\partial \rho w \theta}{\partial z} + \rho s w.$$

v 是切线方向的速度分量, 即水平旋转气流。

解上述方程组的边界条件为: 在中轴 $r=0$ 处, 有对称条件, 对任一物理量 φ 有

$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0$, 且有 $u=0$; 侧边界离对流中心很远, 上边界认为是对流层顶, 可看作不受对流

运动影响, 有 $w = \theta = p = 0$; 下边界 $z = 0$ 处有 $w = 0$ 和 $\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$.

对流运动以初始位温扰动而启动, 该扰动温度场厚 1.6 公里, 半宽度为 1.2 公里, 扰动中心位于中轴, 高度在 1.2 公里, 最大扰动温度为 0.5 度. 对流运动在凝结高度以下按干绝热过程, 在凝结高度以上按湿绝热过程, 图 1 是 s 的分布, 在 4.4 公里以下, 除近地面一薄层外, 大气层结是不稳定的, 最大不稳定性 $s = -1.4$ 度·公里⁻¹, 位于 2.4 公里处.

数值计算按中心差格式. 水平和垂直的空间格距均为 0.4 公里, 计算的垂直区间为 12 公里, 共有 31 个格点. 由于轴对称, 水平方向计算仅在半空间进行, r 方向最大宽度为 16 公里, 共有 41 个格点. 计算中按稳定性要求选择可变的时间步长.

由于本文所要说明的问题是, 水平旋转气流 v 的存在, 将使对流运动发生何种变化, 为此我们首先计算在 $v = 0$ 时对流运动发展演变的情形, 称个例 I. 以后在 $v \neq 0$ 的情形, 按 v 的不同大小和垂直配置 (见表 1), 计算了四个个例, 命名为 II—V, 通过和 I 的对比, 说明水平旋转气流存在时, 使对流运动发生改变的情形.

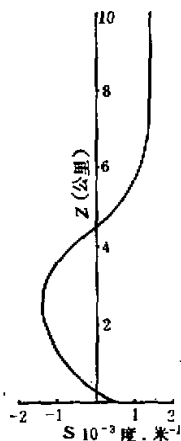


图 1 s 随高度的分布

表 1

z_{max}	20 (米·秒 ⁻¹)	15 (米·秒 ⁻¹)
4.4 公里	II	III
5.2 公里	IV	V

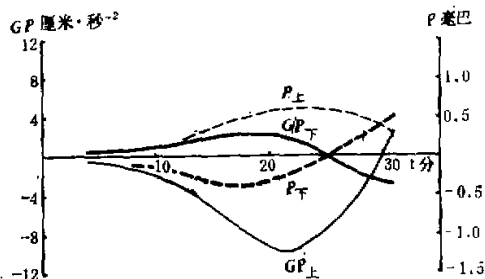


图 2 对流上部(细线)和下部(粗线)的气压梯度力 GP (实线) 和扰动气压 p (虚线) 的最大值随时间演变 (在 $v = 0$ 时)

三、水平旋转气流 $v=0$ 时, 对流运动的发展(个例 I)

用方程(4)–(7)进行数值计算. 结果表明, 对流运动在 27 分钟以后已达稳定, 这时最大上升速度 $w_m = 33$ 米·秒⁻¹, 位于 7.6 公里处, 对流运动最大扰动增温 $\theta = 4.5$ 度, 位于 4.4 公里, 该层是不稳定层的顶部. 对流运动的最强发展期在 $t = 20$ 分左右. 比较 w_m 和其所在高度 zw_m 随时间的变化, 表明它们的演变规律接近, 说明垂直气流越强, 其对流发展的高度也越大, 呈近似的正比关系. 与对流运动发展的同时, 扰动气压场也有明显变化. 图 2 中横坐标时间的单位是分, 纵坐标中最大垂直气压梯度力 GP 的单位是厘米·秒⁻², 气压的单位是毫巴. 图中粗(细)实线是对流下(上)部的最大垂直气压梯度力,

用 $GP_F(GP_L)$ 标明, 粗(细)虚线是对流下(上)部的最大扰动气压值, 用 $P_F(P_L)$ 标明。由图 2 可见, 在对流发展期, 中下层的辐合区为负压, 中上层辐散区为正压, 但在对流稳定以后变成整层正压。与此相应, 在对流发展期, 垂直气压梯度力 GP 在对流中下层为正。有利于对流发展, 在对流中上层为负, 阻碍对流运动向上发展, 其最大值接近热力浮力的大小, 别的数值模拟也有类似结果^[8]。在对流稳定期的垂直气压梯度力 GP 的配置和对流最强发展期恰好相反, 变成上正下负。与垂直运动对比可以发现, 对流最强发展期, 也是气压梯度力 GP 达最大的时期。

四、水平旋转气流在对流运动中的作用

在上节 $v = 0$ 计算的基础上, 我们在对流发展已经稳定的 $t = 28.5$ 分时, 使水平旋转气流 v 加入运算, v 的最大值 v_m 在水平方向位于 $r = 2.8$ 公里处, 在垂直方向位于 z_m 上, 选择 $z_m = 4.4$ 和 5.2 公里作个例计算, 这是因为, 观测表明^[9] 最大旋转发生在云的中下部。在 z_m 高度上, 我们将 v_m 位于 $r = 2.8$ 公里处, 这是因为弱回波区直径一般在 $4-6$ 公里^[3,10]。 v 的垂直分布呈指数形, 这是因为, 轴对称模式中切向速度可由涡度垂直分量的面积分求得, 后者和上升速度之间具有近似的正比关系^[6,9]。一般指出, 上升速度随高度呈指数分布^[11], 因而, 我们选择水平旋转气流在垂直方向的指数分布是合适的。为比较旋转气流强度的影响, 分别选择 $v_m = 20$ 和 15 米·秒⁻¹ 作对比, 顺便指出, Browning^[12] 曾分析出雹暴中的旋转气流可达 30 米·秒⁻¹, Ellrod 等^[13] 认为弱回波区中的气流呈 45° 倾斜, 表明水平气流和垂直气流大小相当。根据不同 v 的配置计算个例编号如表 1。现将试验结果分析如下:

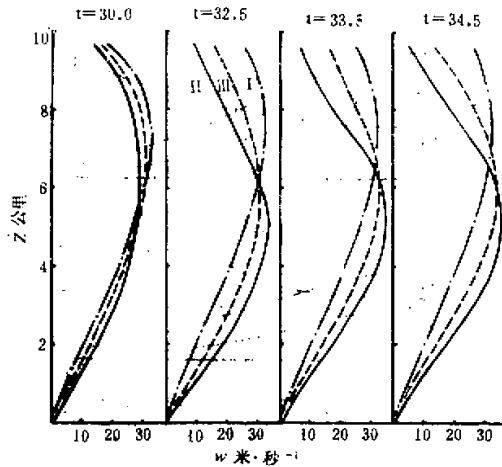


图 3 各时刻垂直升速沿中轴的分布
点划线为个例 I, 实线为个例 II, 虚线为个例 III。纵轴是高度 z (公里), 横轴垂直是速度 w (米·秒⁻¹)

1. 垂直上升气流

图 3 是各时刻垂直升速在中轴上的分布,横轴是 w (米·秒⁻¹),纵轴是高度(公里),图中点划线是个例 I 的,实线是个例 II 的,虚线是个例 III 的,图中的上方是对流发展的时间。

各时间剖面上的点划线形状相似,表示 $v = 0$ 的计算中,对流发展已趋稳定。加入 v 进行计算后,对流运动有新的发展,一个明显的特点是在中下部上升气流迅速增强,这从图 3 的实线和虚线的变化可以看出。以 II 为例, $t = 28.5$ 分 v 加入运算时,在 $z = 3.6$ 公里处,垂直速度仅为 19.4 米·秒⁻¹,经 4 分钟后增至 29.8 米·秒⁻¹,平均每分钟增长 2.6 米·秒⁻¹。在 34.5 分时达到新的稳定阶段,其最大值 $w_m = 35.4$ 米·秒⁻¹ 位于 5.2 公里高度上。与 $v = 0$ 的 I 相比, w_m 增长 2.5 米·秒⁻¹,最强上升气流所在位置 z_{wm} 下降了 2.4 公里。在个例 III 中,由于 $v_m = 15$ 米·秒⁻¹,其相应的变化都比 II 小, $w_m = 33.5$ 米·秒⁻¹ 位于 6 公里高度上,中下层上升速度变大约 5 米·秒⁻¹ 左右,但基本趋势相仿。个例 IV 和 V 提高了 v_m 的所在位置 z_{vm} ,但结果和个例 II, III 类似,因而没有在图 3 中画出。

图 4 是 $t = 33.5$ 分时垂直升速沿径向 r 的分布,上图是 4.4 公里高度上的,下图是 2.8 公里高度上的,曲线 I, II 分别是个例 I 和 II 的,曲线 II/I 代表 II 比 I 的相对增长率,由 w_{II}/w_I 计算。图中表示 II 比 I 的 w 都要大,中心部位比边缘的大得更多。但以相对增值来看,边缘处的增加更大。

于是我们可以认为:对流运动中水平旋转气流的存在,可以使中下层的垂直升速增强,在强旋转的情形下,还可增大最强上升气流 w_m 的值,与此同时,上部对流减弱,强中心高度下降,对流伸展的厚度减小。观测指出^[4],超级单体雹暴一般具有强的雷达反射率,但云体厚度并不比其它冰雹云厚,水平旋转气流的动力作用也许是造成这种结构上差异的一个原因。

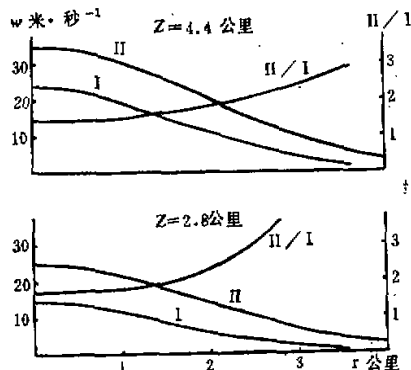


图 4 个例 I, II 在 33.5 分时 w 沿 r 方向的分布。上图是 4.4 公里的,下图是 2.8 公里的。

2. 扰动气压场

图 5 是 $t = 33.5$ 分中轴上扰动气压的分布,曲线 I 是 $v = 0$ 的结果,曲线 II 是个例 II 的,纵轴是高度,横轴是扰动气压(毫巴)。由图可见,加入 v 的作用后, P 的变化是很大的。一个明显的特点是,几乎在整个对流高度内,扰动气压 P 均为负值,最大负压位

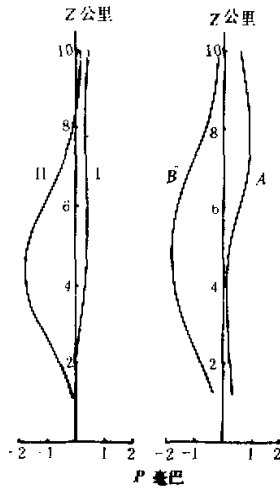


图5 $t = 33.5$ 分时扰动气压 P 沿中轴分布, 左图为例 I, II, 右图为例 II 中 u, w, θ 的贡献(曲线 A)和 v 的贡献(曲线 B)。

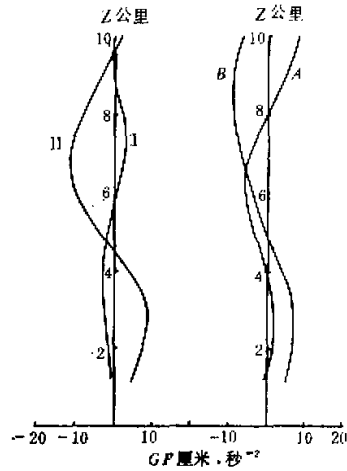


图6 除横轴表示 GP 厘米, 秒⁻² 外, 其余均同图 4。

于 4.4 公里处, 在 32.5 分时可达 -1.8 毫巴。这和 $v = 0$ 的情形是绝然不同的, 后者在对流发展最强期的扰动气压分布是上正下负 (见图 1 虚线), 最大值为 0.6 和 -0.4 毫巴, 在 $r = 3$ 公里附近, 正值达 0.8 毫巴, 负值达 -0.6 毫巴, 而在对流稳定后, 整层扰动气压均为正值 (见图 5 曲线 I)。最大值 0.6 毫巴位于对流中部,

出现这种变化, 在物理上是容易明白的, 当气流场中有水平旋转气流存在时, 为了维持空气质点作圆周运动, 必须有一向心力作用在空气质点上, 这就要求气压场作相应的调整, 以产生向心的气压梯度力, 气压场的这种配置关系, 就是平衡方程 (7) 要求的必然结果。

由于 (7) 式是一个线性方程, 可将它分解成

$$\Delta_1 p_1 = f_1 \quad (8)$$

和

$$\Delta_2 p_2 = f_2, \quad (9)$$

其中 $f_1 = f_1(u, w, \theta)$, $f_2 = \rho \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v^2}{r} \right)$, 总扰动气压 $p = p_1 + p_2$ 。为了特别分析水平旋转气流 v 在形成扰动气压场 p 中的贡献, 在上述计算的同时, 令 $v = 0$ 并以该时刻同样的 u, w, θ 场, 通过 (8) 式求算 p_1 , 它仅表示 u, w, θ 对 p 的贡献, 并由此推出由 v 造成的贡献 $p_2 = p - p_1$ 。图 5 右面曲线 A 是中轴处 p_1 的分布, 曲线 B 是 p_2 的分布。由图可见, 这时 u, w, θ 对 p 的贡献 (曲线 A) 和 $v = 0$ 的 (曲线 I) 类似, 从上到下均为正值, 只是 A 曲线上部较大。代表水平旋转气流 v 贡献的曲线 B, 从上到下全为负值, 最大值 -2.0 毫巴位于 4.4 公里处, 而且这种分布是不随时间变化的。由于代表 p_2 的曲线 B 其绝对值一般均比代表 p_1 的曲线 A 大得多, 因此其综合结果 p 的分布曲线 II, 基本上受 v 所贡献的 p_2 支配, 于是我们不难理解, 扰动气压 p 的分布, 在有 v 时 (曲线 II) 和 $v = 0$ 时 (曲线 I) 有明

显的差别。

通过不同个例比较,发现 v 的大小对 P 场的变化影响极大。个例 III 中,其分布趋势大致同 II,但 P 的最大值仅达 -0.8 毫巴,其中 v 贡献的 P_2 极大值为 -1.0 毫巴,均比 II 中约减小一半。 v 的不同垂直配置对 P 也有一定影响,在个例 IV 中, P 的最大值为 -1.6 毫巴,其中 v 的贡献为 -1.8 毫巴,均比 I 中的数值为小。

通过上述分析,我们认为,强雹暴中水平旋转气流对气压场的调整作用是明显的,其调整的程度和水平旋转气流 v 具有近似的二次关系。水平旋转气流的垂直配置对扰动气压场的调整也有一定影响。这可能是超级单体冰雹云和一般积云对流动力特性不同的内在原因。

3. 垂直扰动气压梯度力

和扰动气压场相应,我们分析一下垂直气压梯度力 $GP = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$ (单位: 厘米·

秒⁻²) 沿中轴的分布。图 6 是 $t = 33.5$ 分时的结果,曲线符号解释同图 5,只是横轴代表 GP 。在水平旋转气流作用下, GP 的分布曲线 II 明显不同于曲线 I,前者的基本配置是上负下正,这种配置关系对于试验 I 仅出现在发展期(见图 1 的实线),而在稳定期即转变成上正下负(图 6 曲线 I)。试验 II 中 GP 的最大正值 8.9 厘米·秒⁻²,位于 2.8 公里附近,最大负值 -11.7 厘米·秒⁻²,位于 6.8 公里处,换算成扰动位温相当于 2.7 和 -3.5 度。由此可见,在加入 v 以后,对流运动有新的发展(见图 3)是由于中下层有相当于 2.7 度温度扰动的气压梯度力向上作用之故,这可从分析垂直运动方程(5)看出。这种位于中下层的正的 GP ,不但使 GP 为正的气层(4.4 公里以下)中的空气得到加速,而且也波及它的上部直至 6.4 公里处,使该处的垂直升速达 32.4 米·秒⁻¹,比个例 I 的 30.7 米·秒⁻¹ 略大。最大速度值位于 5.2 公里处(详见图 3 分析)。在对流运动中上部的负值 GP ,严重抑制了上升气流的发展,使 6.4 公里以上的垂直升速有所下降。由此可以说明,水平旋转气流加入后,垂直升速的结构发生改变,中下部加强,上部减弱,强中心下移,是由于上述气压梯度力垂直配置发生改变的结果。

在 $v_m = 15$ 米·秒⁻¹ 的例 III 中, GP 变小很多,最大值仅为 4.1 和 -6.9 厘米·秒⁻²。在试验 IV 中, v_m 位于 5.2 公里处,所得最大 GP 正值为 7.2 ,负值为 -10.8 厘米·秒⁻²,均比个例 II 稍小。

在对垂直气压梯度力的贡献中,我们分别分析 u, w, θ 的贡献 GP_1 和 v 的贡献 GP_2 ,这就是图 6 右面的曲线 A 和 B。由图可见, v 对 GP 的贡献(曲线 B)是对流中下部为正,中上部为负,而且不随时间改变。 u, w, θ 对 GP 的贡献也是下正上负(除对流顶层为正值外),它的配置关系和试验 I 在稳定期的结果(曲线 I)也是不同的,这表明, v 的加入,即使是 u, w, θ 对 GP 的贡献,和 $v = 0$ 的也是不同的,这也反映了试验 I 和 II 中的 u, w, θ 场的差别。

上面我们虽然分别分析了水平旋转气流 v 和别的项(u, w, θ)在形成气压场中各自的贡献,但归根结蒂均可说是 v 造成的贡献。因为,在 v 加入后,导致气流场 u, w 的再次变化,也是 v 所引起的。因此,可以一般地说,以 II 为例,加入水平旋转气流后,由于最强相当于 2.7 度位温扰动的附加气压梯度力的作用,使对流气流的中下部获得新的上升

运动,并在新的配置情形下达到稳定。

4. 扰动温度场

在对流中下部,中轴处扰动位温在个例 II 中比在 I 中约高 0.1°C 左右,在离轴较远的地方差异较大,在 $r = 1.2$ 公里处可达 $0.3-0.4^{\circ}\text{C}$,在 2.8 公里处可达 $0.6-0.7^{\circ}\text{C}$ 。其相对差异由 θ_{II}/θ_I 计算,可从中心的 1 变到 $r = 3.2$ 处的 3 左右。这种变化差异在径向的分布和上升速度(图 4)类似。

综上所述,由于水平旋转气流 v 的出现,对流运动中各要素场将发生改变,通过分析可以看出, v 的存在,通过方程 (7) 将对扰动气压场 p 作调整,经过若干时间的适应过程,在本例的计算中是 5 分钟,使各物理量由于旋转气流加入而在新的状态下达到平衡,这时,各量的垂直和水平结构均有较大的变化。

应当指出,超级单体冰雹云中的水平旋转气流是和云中其它各要素场的生长发展紧密相联的,而不是像本文所说的在对流发展到某一时(这里是对流已稳定时)突然产生的。但是,作者之一在另一篇文章中已经指出^[7],反映旋转气流的涡度的最强发展期,滞后于最强对流发展期约 3 分钟左右,换言之,在对流运动强烈发展期已经过去,对流发展比较缓慢时,才有水平旋转运动的大发展。对流运动和水平旋转气流发展之间的这种相对关系,使我们粗略认为,水平旋转气流似乎是对流运动将趋稳定时突发而增长产生的。本文只是探讨了水平旋转气流出现后,对各要素场发生变化的动力学关系,不是也不可能真实地模拟它们的全部发展演变过程,因此,作这样的处理是可以被接受的。

五、总结和问题

本文用轴对称柱坐标模式,首先计算出热对流发展到稳定的结果,在此基础上,加入水平旋转气流 v 的作用,模拟计算了随 v 的大小和垂直结构变化,所造成的对流运动中各要素场变化的情形。所得结果归纳如下:

1. 由于水平旋转气流 v 的离心作用,首先产生一个附加的气压场 P_2 ,该值满足方程 (9),计算得到 P_2 均为负值,在个例 II 中,其最大值可达 -2.0 毫巴,位于最大 v_m 的所在高度。和 P_2 相应,有垂直气压梯度力 $GP_2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_2}{\partial z}$,该值在中下层为正,最大可达 7 厘米 $\cdot$ 秒 $^{-2}$,相当于 2°C 扰动温度,在中上层为负,抑制对流发展。

2. 随着扰动气压场 P_2 的产生,在对流中下层发生一个新的上升运动,在中轴高 3.6 公里处,可使原有的上升速度 19.4 米 $\cdot$ 秒 $^{-1}$ 提高到 29.8 米 $\cdot$ 秒 $^{-1}$ 。稳定后的垂直速度场的结构有了改变,最大值 35.4 米 $\cdot$ 秒 $^{-1}$ 位于 5.2 公里处,其下部垂直升速明显上升,上部明显下降,出现对流强中心下移强度变大,强对流厚度变薄的结构。

3. 气流场 u, w 的改变,有和它相应的扰动气压场 P_1 产生。在对流稳定以后,反映在 GP_1 上,有无旋转气流时的垂直配置恰好相反,前者为上负下正,后者为下负上正,这反映了稳定以后不同 u, w 场的结果。 GP_1 和 GP_2 的合成,在对流运动中下层产生 $GP = 8.9$ 厘米 $\cdot$ 秒 $^{-2}$ 的最大垂直气压梯度力。

4. 随着对流运动的变化,扰动温度场也有变化。在对流中轴附近变化较小,仅为 0.1°C

左右,随着远离中轴,扰动温度变化可达 $0.5-0.6^{\circ}\text{C}$ 左右。

5. 水平旋转气流的不同垂直配置对云中物理量的影响较小,但 v 的强度变化可造成物理量场的显著变化。由此可以理解,为何具有强烈旋转特征的超级单体雹暴,会有和一般积云对流十分不同的特征。

本计算是在热对流发展到稳定以后的某一时刻,加入水平旋转气流参予运行,然后讨论 v 的出现如何给对流运动以新的结构。这种处理一般来说是允许的,因为旋转气流随着对流运动的发生发展是迅猛的,且它的发展强盛期是在对流运动发展强盛期之后,因而可当作是在对流将趋于稳定时突发加入旋转气流。但是严格说来,对流运动中的旋转气流,它们的发生发展应是对流运动相互依存相互影响的,因此,应该有一个统一的模式,既反映对流运动的发展,也反映旋转气流的生长,并在此基础上讨论其如何相互影响,尤其讨论旋转气流的出现如何影响对流运动,并依此说明超级单体雹暴的一些特殊现象。

参 考 文 献

- [1] 王昂生等,气象学报 Vol. 38, No. 1, 64—72, 1980.
- [2] Browning, K. A., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 22, 664—668, 1965.
- [3] Browning, K. A., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 22, 669—677, 1965.
- [4] Browning, K. A., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 21, 634—639, 1964.
- [5] Schlesinger, R. E., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, 690—713, 1978.
- [6] 徐文俊,大气科学,4卷3期,212—219, 1980.
- [7] 徐文俊,高原气象,1卷1期,43—52, 1982.
- [8] Soong, S. T. and Y. Ogura, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 30, 879—893, 1973.
- [9] Kropfli, R. A. et al., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 33, 520—529, 1976.
- [10] Marwitz J. D., *J. Appl. Meteor.*, Vol. 10, 487—492, 1971.
- [11] Austin, P. M et al., *J. Atmos. Sci.*, Vol. 30, 1101—1111, 1973.
- [12] Browning, K. A. et al., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 102, 499—533, 1976.
- [13] Elirod, G. P. et al., *J. Appl. Meteor.* Vol. 15, 1083—1091, 1976.
- [14] 黄美元等,人工防雹导论,科学出版社, 81 页, 1980.

A NUMERICAL ANALYSIS OF DYNAMICAL EFFECTS OF HORIZONTAL ROTATING CURRENT ON CONVECTIVE MOVEMENT

Xu Wenjun Ma Jide

(Lanzhou Institute of Plateau Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Xie Dong Kong Fu

(Lanzhou University)

Abstract

A set of axisymmetric dynamic equations is used for investigating the effects of horizontal rotating current on convective movement. It is concluded that the configuration of updraft may be changed in the presence of horizontal rotating current. By comparison with convection in the absence of horizontal rotating current, the vertical distribution of changed updraft has an appreciable characteristic i.e., the strength of updraft increases in the middle-lower part of convection and decreases in the middle-upper part of convection, thus the maximum vertical velocity becomes greater and its height moves down. Furthermore, the thickness of strong convective region reduces. These results should help to interpret such observation facts as supercell's longer life duration, larger strength, and thinner cloud layer than other hailstorm.

The adjustment of disturbance pressure field is analysed. It is speculated that the effect of horizontal rotating current on updraft will be realized through the adjustment of pressure field.