

边界层动力“抽吸泵”对青藏高原低涡的作用

李国平^{1, 2} 徐 琪¹

1 成都信息工程学院大气科学系, 成都 610041

2 中国科学院大气物理所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029

摘 要 考虑热带气旋类青藏高原低涡为受加热和摩擦强迫并满足热成风平衡的轴对称涡旋系统, 通过求解线性化柱坐标系中涡旋模式的初值问题, 分析了高原边界层动力“抽吸泵”对高原低涡结构及发展的作用, 得出了特定热力、动力作用下高原低涡水平流场和垂直流场的典型结构特征, 并讨论了低涡发展与边界层抽吸作用的关系。结果表明: 高原上较强的边界层动力“抽吸泵”作用对高原低涡的流场结构及发展有重要影响。当边界层动力“抽吸泵”表现为“抽”的效应时, 有利于边界层中对流活动的发展; 反之表现为“吸”的效应时, 有利于边界层以上的高原低涡的加强。

关键词 边界层 抽吸 高原低涡 结构 发展

文章编号 1006-9895(2005)06-0965-08

中图分类号 P461

文献标识码 A

Effect of Dynamic Pumping in the Boundary Layer on the Tibetan Plateau Vortices

LI Guo-Ping^{1, 2} and XU Qi¹

1 *Department of Atmospheric Sciences, Chengdu University of Information Technology, Chengdu 610041*

2 *State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*

Abstract The plateau vortex in this study is one type of vortex generated over main part of the Tibetan Plateau. It is mainly on 500 hPa isobaric surface, its horizontal scale is from 400 to 500 km, its life circle is from one to three days, and temperature structure of most plateau vortex is warm. The vortex over the Tibetan Plateau is advantageous to a severe weather process. It usually induce rain storm or thunderstorm on large scale in the upper reaches of the Yangtze River (especially in Sichuan basin) even in the east of China, when it develops and moves eastward out of the Tibetan Plateau.

The genesis and movement of the plateau vortex are intensely influenced by the environmental conditions of the Tibetan Plateau, for example, the structure of warming core of the plateau vortex is closely related to the powerful surface heating of the Tibetan Plateau. The surface sensible heating play an important role in the genesis of vortex, and the contribution of the latent heat of convective condensation is mainly in the intensification of vortex. The researches based on the atmospheric experiments on the Tibetan Plateau show that there is a powerful dynamic pumping (i. e. Ekman Pumping) in the deeper boundary layer of plateau atmosphere, and this pumping is very important to the formation of convective activities and embryonic vortices. Thus some of the vortices over the Tibetan

收稿日期 2004-08-09, 2005-01-05 收修定稿

资助项目 国家重点基础研究发展计划项目 2004CB418300, 国家自然科学基金项目 40375023, 四川省杰出青年学科带头人培养基金后续支持计划和成都信息工程学院科技发展基金项目 CSRF200302

作者简介 李国平, 男, 1963 年出生, 教授, 主要从事灾害性天气系统动力学、陆面物理过程与气候变化、GPS 气象学的研究。
E-mail: liguoping@cuit.edu.cn

Plateau in the initial stage are very similar to the vortices like TCLV (Tropical Cyclone-Like Vortices).

The vortices over the Tibetan Plateau are assumed to be axisymmetrical and thermal-wind balanced systems forced by diabatic heating and friction, and are solved as an initial-value problem of linearized vortex equation set in cylindrical coordinates, the role of dynamic pumping of the boundary layer in the structure and intensification of plateau vortices is analyzed, the horizontal and vertical flow fields of vortex are drawn, the relationship between growth of vortex and dynamic pumping of the boundary layer is discussed in detail.

The results show that due to deeper boundary layer and stronger vertical motion than in plain, dynamic pumping of the boundary layer over the Tibetan Plateau is more powerful than in plain and plays an important role in the genesis and intensification of vortices. Moreover, dynamic pumping of the boundary layer is closely related to the distribution of horizontal divergence field of vortex over the Tibetan Plateau. The relationship between dynamic pumping of the boundary layer and convective activities or vortices over the Tibetan Plateau is as follows: when pumping is “up”, it is beneficial to the development of convective activities in the boundary layer of the Tibetan Plateau; when pumping is “down”, it is beneficial to the development of vortices above the boundary layer of the Tibetan Plateau.

Key words boundary layer, pumping, vortex over the Tibetan Plateau, structure, growth

1 引言

青藏高原低涡(简称高原低涡)是指发生在青藏高原主体的低涡,主要活动在 500 hPa 等压面上、平均水平尺度为 400~500 km,垂直厚度一般在 400 hPa 以下,多数为暖性结构,生命周期为 1~3 天,它不但是青藏高原雨季中主要的降水系统,而且在一定条件下东移出高原后往往引发高原东侧(特别是四川地区)一次大范围的暴雨、雷暴等灾害性天气过程^[1~3]。由于高原下垫面特性和周围环境的综合效应,使高原低涡(特别是暖性低涡)的性质、发生规律更类似于热带气旋而不同于温带气旋,这种现象在低涡发展初期更为明显。而热带气旋类低涡(Tropical Cyclone-Like Vortices,以下简称 TCLV;也称 Tropical-Cyclone-Type Systems)是指一类与热带气旋相似的低压系统,它具有与热带气旋相似的涡旋眼和地面风场最强等结构特征以及发展机制,多在热带或副热带等不同纬度的洋面上生成、发展,例如某些极涡和地中海气旋^[4]。由于暖性高原低涡的生成环境和结构特点与 TCLV 类似,所以可用研究 TCLV 的方法来研究这类暖性高原低涡。

随着我国 1979 年第一次和 1998 年第二次青藏高原大气科学试验以及其他一些国际合作试验(如中日青藏高原热量平衡和水平平衡观测试验,1993~1999)的相继开展,国内外不少学者对青藏高原的天气系统开展了大量、系统性的研究,加深了人们

对青藏高原天气系统以及高原对这些系统作用的认识。但以往对高原低涡的研究多侧重于天气学统计、天气诊断分析、能量计算和数值模拟,在为数不多的动力学研究中,采用的方法基本上是涡度发展倾向方程、对称不稳定、热成风适应理论及非线性波动分析等^[5~7],研究多的是高原地形和地面加热作用对低涡的影响;在边界层对低涡影响的研究方面,高守亭^[8]较早研究了行星边界层内低涡的环流结构。但总体而言,细致地研究高原边界层对青藏高原低涡的动力作用,特别是用研究热带气旋类低涡的方法进行此类研究的工作还不多见。对青藏高原科学试验获得的观测资料的研究表明:高原边界层的高度比平原地区的边界层高度要高^[1],并且高原地区深厚的边界层中存在强 Ekman“抽吸泵”的动力机制^[9]。另外,以地面感热为主的热力强迫在高原低涡生成过程中的重要作用已得到普遍认可。于是,在这种独特的边界层动力和热力机制作用下,中低层强湍流或上升运动有利于高原对流云向上发展,形成高原地区常见的“爆米花”云结构,进一步可发展成深厚、成熟的超级对流云团,使高原地区成为中国东部地区产生洪涝灾害的对流云系统或扰动胚胎(如低涡系统)的重要源地^[9]。

本文借鉴研究热带气旋类低涡的方法,将暖性青藏高原低涡视为受加热和摩擦强迫作用,且满足热成风平衡的轴对称涡旋系统,通过求解线性化的柱坐标系中的涡旋模式,得出了边界层动力作用下低涡的流函数解,比较细致地用定性分析的方法重

点讨论了边界层动力“抽吸泵”或称 Ekman 抽吸 (Ekman Pumping) 对高原低涡流场结构以及发展的作用。本研究用动力学分析方法比较直接、具体地研究了高原边界层对低涡结构的动力作用, 研究结果不但有助于深入认识高原边界层对可产生致洪暴雨的高原低涡系统的结构及发展的影响, 为今后开展定量计算和数值模拟工作奠定动力学理论基础, 而且对于从动力学机制上认识已从大量卫星观测资料揭示的高原边界层“抽吸泵”对高原对流活动的重要作用^[9~12]也有参考价值。

2 高原低涡的动力学方程组及其分析

2.1 动力学方程组

考虑所研究的高原低涡为受加热和摩擦强迫且满足热成风平衡的轴对称涡旋系统, 取柱坐标系的原点位于涡旋中心, 则有动力学方程组

$$\frac{du}{dt} - \frac{v^2}{r} - fv = -\frac{\partial\varphi}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{uv}{r} + fu = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0}\theta, \quad (3)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\rho \partial z} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = Q, \quad (5)$$

其中, r 为半径, z 为高度, t 为时间, u 、 r 、 w 分别为径向风速、切向风速和垂直风速, φ 为位势, θ 为位温, θ_0 为常数形式的位温, f 为科里奥利参数, g 为重力加速度, Q 为非绝热加热率, $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial r + w\partial/\partial z$ 。在大气边界层之上即对于低涡的主体部分, (1)式若不考虑径向加速度(即 $du/dt \approx 0$), 并对 z 微商同时利用静力学平衡关系式(3), 则可导出低涡的切向风应满足梯度风平衡,

$$\left(f + \frac{2v}{r}\right) \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta}{\partial r}. \quad (6)$$

利用位温公式, 由(6)式可得:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\theta_0}{g} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R/c_p} \left(f + \frac{2v}{r}\right) \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{T}{p} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (7)$$

(7) 式表明: 对于北半球低涡系统, 在其切向风速随高度减小或保持不变的情况下(即 $\partial v/\partial z \leq 0$), 有 $\partial T/\partial r < 0$, 这时低涡的温度场呈现暖心结构。由此可见, 低涡的这种温度场结构特征不但是高原下垫面加热的结果, 也是低涡满足静力学平衡

和梯度风平衡在动力学、热力学上的要求。

由质量连续方程(4)可知: 在径向垂直剖面($r-z$ 面)上流场满足二维无辐散条件, 则可引入流函数 Ψ , 将低涡流场表示为

$$(\rho u, \rho w) = \left[-\frac{\partial\Psi}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Psi)}{\partial r} \right]. \quad (8)$$

需要说明的是, 在水平面上与垂直运动伴随的水平辐合、辐散产生的位势运动则应由速度位势函数来表示。

将(6)、(2)、(5)、(8)式联立, 可构成如下的涡旋模式

$$\left(f + \frac{2v}{r}\right) \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial\theta}{\partial r}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu + \frac{u}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + u \frac{\partial\theta}{\partial r} + w \frac{\partial\theta}{\partial z} = Q, \quad (11)$$

$$(\rho u, \rho w) = p \left[-\frac{\partial\Psi}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial(r\Psi)}{\partial r} \right]. \quad (12)$$

在低涡系统的上边界(即低涡顶部, $z=z_t$ 处), 设 $\Psi(r, z_t)=0$, 即流动是封闭的; 而低涡系统下边界取在大气边界层顶, 并设系统在下边界处于定常状态, 则 $\partial/\partial t$ 项可忽略。由(10)式可得:

$$u \left[f + \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right] + w \frac{\partial v}{\partial z} = 0. \quad (13)$$

引入绝对涡度 $\zeta = f + \partial(rv)/r\partial r$, 则(13)式变为

$$\zeta u = -w \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (14)$$

利用大气边界层上、下边界条件可得:

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{v_0 - 0}{h_b - h_s} = \frac{v_0}{h_b - h_s}, \quad (15)$$

其中, h_b 为边界层高度, h_s 为近地层高度, 在低涡系统的下边界(即大气边界层的上边界), 利用动量总体输送系数(即无量纲拖曳系数) C_D 和径向水平风速 $U = \pm(u_0^2 + v_0^2)^{1/2}$ 可将下边界的垂直速度 w_0 参数化为^[13]: $w_0 = C_D U$, 则有

$$\zeta_0 u_0 = -\frac{C_D U v_0}{h_b - h_s}. \quad (16)$$

同样, 利用边界层的上、下边界条件可得:

$$\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{w_0 - w_c}{h_b - h_s}, \quad (17)$$

其中 w_c 为边界层顶的垂直速度, 也称 Ekman 抽吸速度, 可用来表示边界层动力“抽吸泵”的强度。在低涡系统的下边界, 将(17)式代入(4)式并且忽略

密度随高度的变化,可得:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru_0) + \frac{w_0 - w_c}{h_b - h_s}. \quad (18)$$

(16)、(18)两式联立消去 $(h_b - h_s)u_0$ 项,可得低涡系统在其下边界的垂直速度,

$$w_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\zeta_0} C_D U v_0 r \right) + w_c. \quad (19)$$

由(12)式又可得:

$$w = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho} \Psi r \right). \quad (20)$$

则在低涡的下边界应有

$$w_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho} \Psi_0 r \right). \quad (21)$$

比较(19)、(21)两式,可确定出低涡的下边界条件为

$$\Psi_0 = \frac{\rho}{\zeta_0} C_D U v_0 + \frac{\rho w_c r}{2}. \quad (22)$$

则最终确定出高原低涡流场的上、下边界条件分别为

$$\Psi(r, z_i) = 0, \quad (23)$$

$$\Psi_0 = \frac{\rho}{\zeta_0} C_D U v_0 + \frac{\rho w_c r}{2}. \quad (24)$$

2.2 分析方法

设处于发展阶段初期的高原低涡是一个平衡的、小振幅的、强度较弱的涡旋系统,相对于静止的基本状态而言,该涡旋可视为是一个小扰动,设 $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$, $\theta = \bar{\theta} + \theta'$, $\Psi = \bar{\Psi} + \Psi'$,则可用微扰法将2.1节中得到的低涡动力学方程组和边界条件线性化。再设系统的基本状态开始处于静止,则有 $\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = \bar{\Psi} = 0$, $\bar{\zeta} = f$, $\bar{\theta} = \theta_0$ 为常数,下标0表示下边界的值。另外,由于大气边界层厚度比低涡系统厚度约小一个量级,为讨论方便起见,此时近似取低涡系统下边界高度 $z \approx 0$ (相当于取薄层近似),同时,在地面引入线性拖曳系数,即 $k = C_D U$,可得受加热和摩擦强迫的高原低涡的线性化方程组为

$$f \frac{\partial v'}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial r}, \quad (25)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + f u' = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = Q, \quad (27)$$

$$(\rho u', \rho w') = \left[-\frac{\partial \Psi'}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial (r \Psi')}{\partial r} \right]. \quad (28)$$

边界条件为

$$\Psi'(r, z_i) = 0, \quad (29)$$

$$\Psi'(r, 0) = \frac{\rho k}{f} v'_0 + \frac{\rho w_c}{2} r. \quad (30)$$

3 边界层抽吸对低涡流场结构及发展的作用

3.1 高原边界层的特征

一方面,高原地区强烈的太阳辐射给地表以充足的加热,使大气边界层底部受到强大的地面加热作用,从而奠定了边界层对流产生、发展的热力基础;另一方面,高原地区复杂的地形、地貌使高原边界层内的风场经常具有较强的不均匀性,不同层次之间常出现垂直切变,而强切变的存在加强了对流混合,这又为对流发展提供了强大的动力基础。研究表明,青藏高原上空湍流边界层高度比平原地区明显偏高,湍流交换强度也比平原地区要强^[9]。根据大气边界层理论有关公式,边界层高度 $h_b = \pi (2k_z/f)^{1/2}$,边界层顶垂直速度 $w_c = h_b \zeta_g / 2\pi = (k_z/2f)^{1/2} \zeta_g$,式中 k_z 是平均湍流系数, ζ_g 是地转风涡度。对于平原地区,边界层高度一般为1000 m,相应的湍流垂直输送系数(简称湍流系数)的平均值约为 $5.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$,边界层顶的垂直速度约为 $1.6 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$;而高原边界层的高度可达2200 m,则平均湍流系数约为 $24.5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$,边界层顶的垂直速度也增大为 $3.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。可见,高原边界层的Ekman抽吸作用或动力“抽吸泵”强度比平原地区大许多,对边界层对流活动和高原低涡的发生、发展具有重要的作用。

此外,方程(27)中的非绝热加热率 Q (以地面加热为主)和流场下边界条件(30)式包含的地面拖曳系数(动量总体输送系数) C_D 也反映了高原的环境条件和边界层特征。因为青藏高原地面热源比平原地区的要强大得多(特别是在夏季)已是一个公认的研究结论^[1, 2],并且高原地面拖曳系数 C_D 的数值也是平原地区的4~5倍^[14]。

3.2 高原低涡的流函数解

地面感热通量可表示为

$$F_H = \rho c_p C_H U (T_s - T_0), \quad (31)$$

其中, c_p 为空气的定压比热, C_H 为地面热量的总体输送系数, ρ 为空气密度, T_s 为地面温度, T_0 为地面气温。由此可得单位质量空气的地面感热加热

率

$$Q' = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_H}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{0 - F_H}{z_t - 0} = \frac{c_p C_H U (T_s - T_0)}{z_t}. \quad (32)$$

为了更好地反映感热加热的水平分布状况, 参考文献[13]的作法, 引入地面感热加热率参数 $\beta_1(r)$ ($0 < \beta_1 < 1$). 在涡眼区, β_1 较大(接近 1); 在涡眼以外区域, β_1 较小($\beta_1 < 1$), 且越往外 β_1 越小, 即 $\partial\beta_1/\partial r < 0$. 则(32)式可化为

$$Q' = \beta_1 \frac{c_p C_H U (T_s - T_0)}{z_t}. \quad (33)$$

$\frac{\partial[f \cdot (26)\text{式}]}{\partial z} - \frac{\partial[\frac{g}{\theta} \cdot (27)\text{式}]}{\partial r}$ 并利用(25)式得

$$\frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{g}{f^2 \theta} \frac{\partial Q'}{\partial r}. \quad (34)$$

又由(28)式得

$$\frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \Psi'}{\partial z^2}. \quad (35)$$

比较(34)、(35)式, 可得

$$\frac{\partial^2 \Psi'}{\partial z^2} = \frac{\rho g}{f^2 \theta} \frac{\partial Q'}{\partial r}. \quad (36)$$

(33)式经线性化后代入(36)式, 可得

$$\frac{\partial^2 \Psi'}{\partial z^2} = \frac{\rho g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \theta z_t} \frac{\partial(\beta_1 U')}{\partial r}. \quad (37)$$

由于初生的低涡系统其强度主要受切向速度支配, 可设 $U' = v'_0$, 则(37)式变为

$$\frac{\partial^2 \Psi'}{\partial z^2} = \frac{\rho g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \theta z_t} \left(\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r} \right). \quad (38)$$

(38)式对 z 积分两次并利用边界条件, 可得低涡的流函数解为

$$\Psi' = \frac{\rho g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \theta z_t} \left(\frac{z^2}{2} - \frac{z z_t}{2} \right) \left(\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r} \right) + \left(\frac{\rho k v'_0}{f} + \frac{\rho r w_c}{2} \right) \left(1 - \frac{z}{z_t} \right). \quad (39)$$

3.2.1 对低涡水平流场的作用

将(39)式代入(28)式, 可得地面感热加热和边界层抽吸作用下低涡的水平流场为

$$u' = \frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{f^2 \theta z_t} \left(z - \frac{z_t}{2} \right) \left(\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r} \right) + \left(\frac{k v'_0}{f} + \frac{r w_c}{2} \right) \frac{1}{z_t}. \quad (40)$$

由于地面感热对高原低涡结构和发展的影响在文献[15]中已有详细讨论, 本文不再赘述。下面,

我们重点讨论边界层抽吸与低涡水平流场的关系。当 $w_c > 0$ 时, Ekman 抽吸速度为正, 此时边界层抽吸作用称为“抽”, 即大气边界层顶有上升运动, 根据(40)式有 $u' > 0$, 则水平流场由涡心向外流出, 表现为水平辐散, 且高度越高, 辐散越弱。即这种情况下边界层内为水平辐合, 边界层以上为水平辐散。而当 $w_c < 0$ 时, Ekman 抽吸速度为负, 此时边界层抽吸作用称为“吸”, 即大气边界层顶有下沉运动, 根据(40)式, 有 $u' < 0$, 水平流场向涡心流入, 表现为水平辐合, 且高度越高, 辐合越强。即这时边界层内为水平辐散, 边界层以上为水平辐合。

3.2.2 对低涡垂直流场的作用

由(28)式, 得

$$w' = \frac{1}{r \rho} \frac{\partial(r \Psi')}{\partial r},$$

并利用(39)式, 可有

$$w' = \frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f^2 \theta} \left[-z \left(1 - \frac{z}{z_t} \right) \right] + \left[\beta_1 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v'_0}{\partial r} + \frac{\partial^2 v'_0}{\partial r^2} \right) + v'_0 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \beta_1}{\partial r} + \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial r^2} \right) \right] + \left[\frac{k}{f} \left(\frac{v'_0}{r} + \frac{\partial v'_0}{\partial r} \right) + \frac{1}{\rho} \left(w_c + \frac{r}{2} \frac{\partial w_c}{\partial r} \right) \right]. \quad (41)$$

在近地层,

$$w'_0 = \frac{k}{f} \left(\frac{v'_0}{r} + \frac{\partial v'_0}{\partial r} \right) + \frac{1}{\rho} \left(w_c + \frac{r}{2} \frac{\partial w_c}{\partial r} \right). \quad (42)$$

当 $w_c > 0$ 时, 气流从大气边界层顶向上运动(即边界层动力“抽吸泵”表现为“抽”), 如果 $\partial w_c / \partial r > 0$, 即上升运动随涡旋半径的增大而加强(上升运动“内弱外强”型, 如图 1a), 根据(41)式有 $w' > 0$, 即低涡(上部或主体)伴随上升运动; 如果 $\partial w_c / \partial r < 0$, 即上升运动随涡旋半径增大而减弱(上升运动“内强外弱”型, 如图 1b), 且 $|\partial w_c / \partial r| > 2w_c / r$, 即假设 Ekman 抽吸速度随涡旋半径增大而减小并且减小幅度较大时, 有 $w' < 0$, 即低涡伴随下沉运动。

当 $w_c < 0$ 时, 气流从大气边界层顶向下运动(即边界层动力“抽吸泵”表现为“吸”), 如果 $\partial w_c / \partial r > 0$, 即下沉运动随涡旋半径的增大而减弱(下沉运动“内强外弱”型, 如图 2a), 且 $\partial w_c / \partial r > |2w_c / r|$, 即假设 Ekman 抽吸速度随涡旋半径的增大而减小并且减小幅度较大时, 则有 $w' > 0$, 即有利于低涡的垂直流场为上升

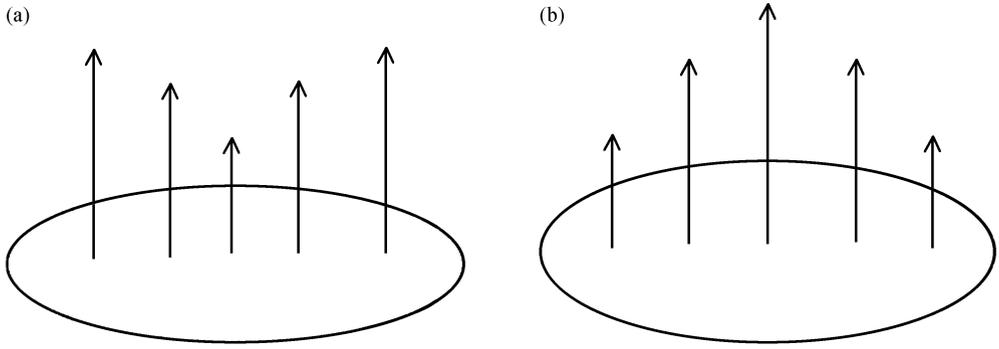


图 1 低涡内水平分布型式不同的两种上升运动
Fig. 1 Two types of ascending motion with different horizontal distributions in the vortex

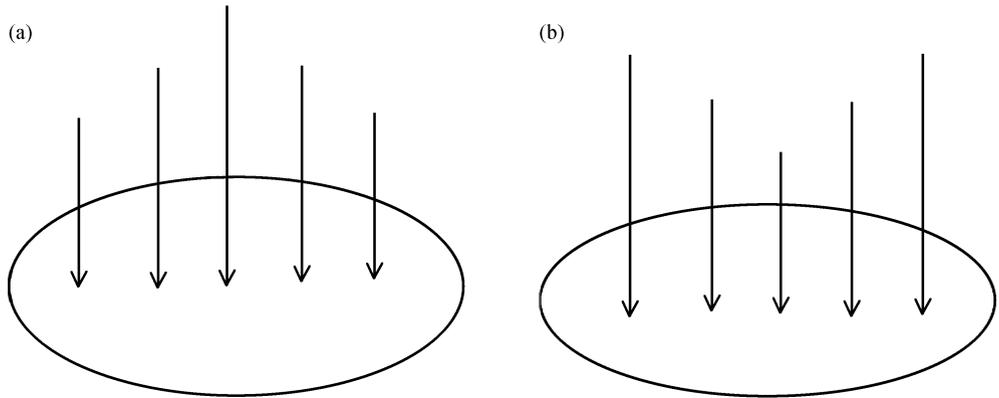


图 2 低涡内水平分布型式不同的两种下沉运动
Fig. 2 Two types of sinking motion with different horizontal distributions in the vortex

运动；如果 $\partial \omega_c / \partial r < 0$ ，下沉运动随涡旋半径增大而增大(下沉运动“内弱外强”型，如图 2b)，则有 $\omega' < 0$ ，即有利于低涡的垂直流场为下沉运动。

另外，由公式(41)可知，垂直运动的强度与地面摩擦作用成正比。如前所述，由于高原边界层中存在较强的湍流摩擦作用，故也有利于产生较强的垂直运动。

3.3 对低涡发展倾向的作用

在地面，由(25)式得 $\partial v'_0 / \partial t = -f u'_0$ ，再利用(40)式可得

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t} = -\frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f \theta} \left(\beta_1 \frac{\partial v'_0}{\partial r} + v'_0 \frac{\partial \beta_1}{\partial r} \right) - \frac{1}{z_t} \left(k v'_0 + \frac{r f \omega_c}{2} \right). \quad (43)$$

当低涡发展时，要求 $\partial v'_0 / \partial r > 0$ 。以下要讨论的问题是：在低涡的切向风速达到最大值的区域（即涡旋眼壁），有利于低涡系统不稳定发展的条件。在

低涡眼壁， $\partial v'_0 / \partial r = 0$ ，则有

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t} = - \left[\frac{g c_p C_H (\bar{T}_s - \bar{T}_0)}{2 f \theta} \frac{\partial \beta_1}{\partial r} + \frac{k}{z_t} \right] v'_0 - \frac{r f}{2 z_t} \omega_c. \quad (44)$$

当 $\omega_c > 0$ 时，边界层顶有上升运动，则 $\partial v'_0 / \partial t < 0$ ，低涡强度随时间衰减(称为“旋转减弱”)，同时边界层内的对流运动是增强的，这与文献[10~12]所叙述的边界层对流活动的观测事实是吻合的。当 $\omega_c < 0$ 时，边界层顶有下沉运动，则 $\partial v'_0 / \partial t > 0$ ，低涡强度随时间增强(称为“旋转加强”)，同时边界层内的对流运动是减弱的。因此，就系统发展趋势而言，边界层动力“抽吸泵”对边界层中的对流活动和边界层以上的高原低涡的作用正好相反。

另外，高原低涡系统的不稳定增长率与纬度成正比，即纬度越低，越有利于低涡发展。因此，如果不考虑高原水汽条件较差这一条件，即使在同样的热力强迫下，高原低涡也不会发展到热带气旋那

样的强度,这也是热带气旋类高原低涡与热带气旋的重要区别之一。

4 结论

通过以上动力学分析和讨论,本文在高原边界层动力抽吸效应对高原天气系统的作用方面得到以下几点初步认识:

(1) 高原上深厚的边界层有利于产生较强的湍流垂直输送和较强的 Ekman 抽吸作用,即相对于平原地区,高原具有较强的边界层动力“抽吸泵”。

(2) 高原边界层抽吸对高原低涡的流场结构及发展具有重要作用。

(3) 边界层抽吸与低涡水平散度场的分布有密切关系。

(4) 当边界层动力“抽吸泵”表现为“抽”的效应时,上升运动为“内弱外强”型,或当边界层动力“抽吸泵”表现“吸”的效应时,下沉运动为“内强外弱”型,都有利于低涡流场产生上升运动。

(5) 边界层抽吸作用与边界层对流运动发展和边界层以上低涡发展的配置关系正好相反。当边界层动力“抽吸泵”表现为“抽”的效应时,有利于边界层中对流运动的发展;当边界层动力“抽吸泵”表现为“吸”的效应时,有利于边界层以上的高原低涡的发展。

本文的动力学分析工作还主要是定性讨论,而反映高原环境和边界层作用的相关参数(如动力泵抽吸强度、地面拖曳系数、地面加热率)的定量分析、边界层动力抽吸效应对低涡发展的定量作用以及高原与平原边界层作用差异的定量化都有待于进一步的数值计算研究。另外,边界层顶部常覆盖有逆温层,它将抑制垂直运动和湍流的发展,因此建立更加细致、逼真的边界层模型也有助于边界层动力抽吸作用的深入研究。

参考文献 (References)

[1] 叶笃正,高由禧. 青藏高原气象学. 北京: 科学出版社, 1979. 122~126
Ye Duzheng, Gao Youxi. *Qinghai-Xizang Plateau Meteorology* (in Chinese). Beijing: Science Press, 1979. 122~126

[2] 乔全明,张雅高. 青藏高原天气学. 北京: 气象出版社, 1994. 120~155
Qiao Quanming, Zhang Yagao. *Synoptic Meteorology of Qinghai-Xizang Plateau* (in Chinese). Beijing: China Mete-

orological Press, 1994. 120~155

- [3] 杨克明,毕宝贵,李月安,等. 1998年长江上游致洪暴雨的分析研究. 气象, 2001, **27**(8): 9~14
Yang Keming, Bi Baogui, Li Yue'an, et al. On flood-causing torrential rainfall in the upstream district of Changjiang River in 1998. *Meteorological Monthly* (in Chinese), 2001, **27**(8): 9~14
- [4] Kevin W, Watterson I G. Tropical cyclone-like vortices (TCLV) in a limited area mode-comparison with observed climatology. *J. Climate*, 1997, **10**: 2240~2259
- [5] 高守亭. 流场配置及地形对西南低涡形成的动力作用. 大气科学, 1987, **11**(3): 263~271
Gao Shouting. The dynamic action of the disposition of the fluid fields and the topography on the formation of the south-west vortex. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 1987, **11**(3): 263~271
- [6] 盛华,陶诗言. 青藏高原和落基山对气旋的动力影响,气象学报, 1988, **46**(2): 130~141
Sheng Hua, Tao Shiyan. Dynamic effect of Qinghai-Xizang and Rocky Mountains on the lee cyclones. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1988, **46**(2): 130~141
- [7] 李国平. 青藏高原动力气象学. 北京: 气象出版社, 2002. 135~193
Li Guoping. *Dynamic Meteorology of the Tibetan Plateau* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 2002. 135~193
- [8] 高守亭. 行星边界层内低涡的环流结构. 气象学报, 1983, **41**(3): 285~295
Gao Shouting. The circulation structure of the vortex within the planet boundary layer. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1983, **41**(3): 285~295
- [9] 周明煜,徐祥德,卞林根,等. 青藏高原大气边界层观测分析与动力学研究. 北京: 气象出版社, 2000. 57~78
Zhou Mingyu, Xu Xiangde, Bian Lingen, et al. *Observational Analysis and Dynamic Study of Atmospheric Boundary Layer on Tibetan Plateau* (in Chinese). Beijing: China Meteorological Press, 2000. 57~78
- [10] 陈陟,周明煜,钱粉兰,等. 我国西部高原大气边界层中的对流活动. 应用气象学报, 2002, **13**(2): 142~155
Chen Zhi, Zhou Mingyu, Qian Fenlan, et al. Convective activities in the atmospheric boundary layer over the plateau in western China. *Journal of Applied Meteorological Science* (in Chinese), 2002, **13**(2): 142~155
- [11] 江吉喜,范梅珠. 夏季青藏高原上的对流云和中尺度对流系统. 大气科学, 2002, **26**(20): 263~270
Jiang Jixi, Fan Meizhu. Convective clouds and mesoscale convective systems over the Tibetan Plateau in summer. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2002, **26**(20): 263~270
- [12] 过仲阳,林琿,江吉喜,等. 青藏高原上中尺度对流系统东

- 移传播成因. 地球信息科学, 2003, **5**(1): 5~10
- Guo Zhongyang, Lin Hui, Jiang Jixi, et al. Mining eastward-moving MCSs features over the Tibetan Plateau. *Geo-Information Sciences* (in Chinese), 2003, **5**(1): 5~10
- [13] Gray S L, Craig G C. A simple theoretical model for the intensification of tropical cyclones and polar lows. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1998, **124**: 919~947
- [14] 李国平, 赵邦杰, 卢敬华. 青藏高原地面总体输送系数的研究. 气象学报, 2002, **60**(1): 60~67
Li Guoping, Zhao Bangjie, Lu Jinghua. Characteristics of bulk transfer coefficients over the Tibetan Plateau. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2002, **60**(1): 60~67
- [15] 李国平, 赵邦杰, 杨锦青. 地面感热对青藏高原低涡流场结构及发展的作用. 大气科学, 2002, **26**(4): 519~525
Li Guoping, Zhao Bangjie, Yang Jinqing. A dynamical study of the role of surface sensible heating in the structure and intensification of the Tibetan Plateau vortices. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2002, **26**(4): 519~525