

热源强迫的边界层低涡解及其应用*

刘晓冉^{1,2}, 李国平¹

(1. 成都信息工程学院 高原大气与环境研究中心, 成都 610225;

2. 重庆市气候中心, 重庆 401147)

(李家春推荐)

摘要: 考虑边界层低涡为受非绝热加热和摩擦强迫并满足热成风平衡的轴对称涡旋系统, 采用 Boussinesq 近似, 通过求解柱坐标系中涡旋模式的初值问题, 分析了热源强迫对低涡流场结构的影响. 结果表明: 热源强迫对低涡的流场结构有重要影响, 并且这种影响的具体表现形式与加热的径向分布有密切关系. 对边界层涡旋解讨论的结果可以解释青藏高原低涡系统的某些重要结构特征.

关键词: 涡旋; 边界层; 解析解; 强迫; 结构

中图分类号: P431 **文献标识码:** A

引言

大气边界层是对流层下部直接受地面影响的气层, 主要位于大气低层 1~3 km, 在地面和大气之间的动量、热量和水汽等交换过程中起着十分重要的作用^[1]. 像青藏高原低涡这种边界层低涡是夏季高原上主要的降雨系统, 在有利的环流形势配合下, 个别高原低涡能够东移出高原而发展, 往往引发高原东侧地区(特别是四川盆地)一次大范围的暴雨、雷暴等灾害性天气过程^[2-4], 并且天气诊断和数值模拟的结果都表明, 非绝热加热对这类低涡的产生、发展具有重要作用^[5-9]. 但关于边界层低涡的动力学研究相对比较少. 本研究采用 Boussinesq 近似方程组, 将边界层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, 分析了各种热源强迫对低涡流场结构的作用, 并且将讨论结果用来解释高原低涡的一些重要特征. 本研究不但有助于深入认识热源强迫对可产生致洪暴雨的高原低涡系统结构的影响, 也为今后开展高原低涡的定量计算和数值模拟工作奠定了动力学理论基础.

* 收稿日期: 2006-06-13; 修订日期: 2007-03-04

基金项目: 国家重点基础研究发展计划项目(2004CB418300); 国家自然科学基金资助项目(40375023)

作者简介: 刘晓冉(1982—), 男, 河南洛阳人, 硕士(Tel: + 86-28-85966639; Fax: + 86-28-85966503;

E-mail: liuxiaoran8283@126.com);

李国平(联系人, Tel: + 86-28-85966386; Fax: + 86-28-85966503; E-mail: liguoping@cuit.edu.

cn).

1 边界层低涡的动力学模型及其分析方法

1.1 低涡模型

考虑所研究的边界层低涡为受加热和摩擦强迫且满足热成风平衡的轴对称 ($\partial/\partial\theta = 0$) 涡旋系统, 取柱坐标系 $\{r, \theta, z\}$ 的原点位于涡旋中心, 且假定径向是平衡运动, 同时满足静力平衡条件, 并应用 Boussinesq 近似^{[10] 135-137}, 则描写这类低涡运动的方程组为

$$-\frac{v^2}{r} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r}, \quad (1)$$

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

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\rho'}{\rho}, \quad (3)$$

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

$$\frac{\theta'}{\theta} = -\frac{\rho'}{\rho} = \frac{T'}{T}, \quad (5)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} = \frac{\theta}{c_p T} Q, \quad (6)$$

其中, r 为半径, z 为高度, t 为时间, u, v, w 分别为径向风速、切向风速和垂直风速, θ_0, ρ_0, T_0 分别为静止背景大气的位温、密度和温度, p' 和 θ' 分别是气压和位温扰动, f 为 Coriolis 参数, g 为重力加速度, Q 为非绝热加热率, c_p 为空气的定压比热, $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial r + w\partial/\partial z$.

用 $r \times (2)$ 式并注意到 $u = dr/dt$, 则有绝对角动量守恒

$$\frac{dM}{dt} = 0, \quad (7)$$

其中 $M = r(v + fr/2) =$ 常数, 为空气质点的绝对角动量.

由绝对角动量守恒式有

$$v = \frac{M}{r} - \frac{1}{2}fr. \quad (8)$$

上式表明: 低涡切向速度是随着半径的增加而减小. 当 $r < \sqrt{2M/f}$ 时, $v > 0$, 为气旋式气流. 当 $r = \sqrt{2M/f}$ 时, $v = 0$, 处于临界情况; 而当 $r > \sqrt{2M/f}$ 时, $v < 0$, 将出现弱的反气旋式气流.

将(1)式对 z 微商同时利用静力学平衡关系式(3)和状态方程(5), 则可知低涡的切向风应满足梯度风平衡关系

$$\left(f + \frac{2v}{r}\right) \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial r} = \frac{g}{T} \frac{\partial T'}{\partial r}. \quad (9)$$

上式表明: 由于边界层摩擦力作用, 低涡内风速随高度的增加而减弱, 即 $\partial v/\partial z < 0$, 则有 $\partial T'/\partial r < 0$, 这时低涡的温度场呈暖心结构. 由此可见, 低涡的这种温度场结构特征不但是下垫面加热的结果, 也是低涡满足静力学平衡和梯度风平衡在动力学和热力学上的要求.

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 ϕ , 将低涡流场表示为

$$(u, w) = \left[-\frac{\partial \phi}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial(r\phi)}{\partial r} \right]. \quad (10)$$

则(9)、(2)、(6)、(10)式可构成平衡的涡旋模型

$$\left[f + \frac{2v}{r} \right] \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial r}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial r} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} = \frac{\theta}{c_p T} Q, \quad (13)$$

$$(u, w) = \left[-\frac{\partial \psi}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial r} \right]. \quad (14)$$

在低涡系统的下边界(即低涡底部, $z = 0$ 处), 设 $\psi(r, 0) = 0$, 即流动是封闭的. 低涡系统的上边界取为边界层顶, 则根据大气边界层理论有关公式^{[10] 77-109}, 在大气边界层顶(即 $z = h_B = \pi \sqrt{2k/f}$) 低涡的垂直速度可取为

$$w_B = \frac{1}{2} h_E \zeta_g = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2k}{f}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rv_B) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rv_B \sqrt{\frac{k}{2f}} \right], \quad (15)$$

其中 w_B 是边界层顶的垂直速度, h_E 是 Ekman 标高, v_B 和 ζ_g 分别是低涡系统上边界(即边界层顶)处的切向速度和地转风涡度, k 是边界层的垂直湍流系数.

又由(14)式得

$$w_B = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\psi_B). \quad (16)$$

比较(15)、(16)两式, 可确定出低涡在边界层顶的边界条件为

$$\psi_B = v_B \sqrt{\frac{k}{2f}}, \quad (17)$$

则最终可确定出高原低涡流场的上、下边界条件分别为

$$\psi(r, h_B) = \psi_B = v_B \sqrt{\frac{k}{2f}}, \quad (18)$$

$$\psi(r, 0) = 0, \quad (19)$$

其中 h_B 是边界层顶高度.

1.2 分析方法

设处于发展阶段初期的边界层低涡是一个平衡的、小振幅(即强度较弱)的涡旋系统, 相对于静止的基本状态而言, 该涡旋可视为小扰动, 则可用微扰法将 1.1 小节中得到的低涡动力学模型线性化. 设 $u = u + u'$, $v = v + v'$, $w = w + w'$, $\psi = \psi + \psi'$, $Q = Q + Q'$, 并假定系统的基本状态初始时处于静止, 则有 $u, v, w, \psi, Q = 0$. 这样, 受加热和摩擦强迫的低涡的线性化方程组和边界条件为

$$f \frac{\partial v'}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial r}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + fu' = 0, \quad (21)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \frac{\theta}{c_p T} Q', \quad (22)$$

$$(u', w') = \left[-\frac{\partial \psi'}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi')}{\partial r} \right]. \quad (23)$$

$$\psi'(r, h_B) = v'_B \sqrt{\frac{k}{2f}}, \quad (24)$$

$$\phi'(r, 0) = 0. \quad (25)$$

由(20)、(21)和(22)式经过数学推导可得

$$\frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{g}{c_p T_f^2} \frac{\partial Q'}{\partial r}. \quad (26)$$

又由(23)式得

$$\frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2}. \quad (27)$$

比较(26)、(27)式,可得

$$\frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} = \frac{g}{c_p T_f^2} \frac{\partial Q'}{\partial r}. \quad (28)$$

2 径向分布型热源对低涡的作用

2.1 低涡的流函数解

如果不考虑非绝热加热 Q' 随高度的变化,将(28)式对 z 积分两次并利用边界条件可得低涡的流函数解为

$$\phi' = \frac{g}{2c_p T_f^2} \frac{\partial Q'}{\partial r} (z^2 - h_B z) + \frac{v_B z}{2\pi}. \quad (29)$$

2.2 对低涡水平径向流场的作用

将流函数解(29)式代入(23)式可得低涡的水平流场为

$$u' = -\frac{g}{c_p T_f^2} \frac{\partial Q'}{\partial r} \left[z - \frac{h_B}{2} \right] - \frac{v_B}{2\pi}. \quad (30)$$

将(30)式代入柱坐标系中并注意到运动的轴对称特点,则得低涡的水平散度场为

$$D' = -\frac{g}{c_p T_f^2} \left[\frac{\partial^2 Q'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q'}{\partial r} \right] \left[z - \frac{h_B}{2} \right] - \frac{\zeta_g'}{2\pi} \quad (31)$$

其中 $\zeta_g' = \partial v_B' / \partial r + v_B' / r$, 为边界层顶的扰动地转风涡度.

上式第1项是热源强迫(即加热径向分布不均匀)引起的散度项,第2项是大气边界层 Ekman 抽吸作用引起的散度项. 对于热源强迫项,在 $\partial^2 Q' / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q' / \partial r > 0$ (即加热场的径向分布呈“内冷外热”型)的区域,水平散度场随高度的变化为:当 $z < h_B / 2$ 时, $D' > 0$, 即低涡的低层为辐散,但随着高度升高,辐散减弱;当 $z = h_B / 2$ 时, (31) 式第1项的热源强迫散度项 $D' = 0$, 此为热源强迫的无辐散层;当 $z > h_B / 2$ 时, 热源强迫散度项 $D' < 0$, 即高层为辐合,且高度越高,辐合越强. 由此可见,热源强迫的散度场在 $z = h_B / 2$ 处为一水平无辐散层,其上为辐合层,其下为辐散层,因此可将 $z = z_C = h_B / 2$ 看作动力变性高度,在此高度上, $\partial^2 Q' / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q' / \partial r > 0$ (“内冷外热”型)区域内的气流由低层辐散气流转变为高层辐合气流. 而对于 $\partial^2 Q' / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q' / \partial r < 0$ (“内热外冷”型)的区域,可得到与上述区域相反的结论,即低层辐合气流转变为高层辐散气流. 对于 Ekman 抽吸作用项,若边界层顶有气旋性涡度时, $\zeta_g' > 0$, 通过 Ekman 抽吸作用引起低涡的辐合运动;若边界层顶有反气旋性涡度时, $\zeta_g' < 0$, 通过 Ekman 抽吸作用引起低涡的辐散运动.

2.3 对低涡水平切向流场变化的作用

利用切向流场倾向 $\partial v' / \partial t$ 来讨论热源强迫对低涡切向流场结构变化的作用. 将(30)式代入(21)式可得

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = \frac{g}{c_p T_f} \frac{\partial Q'}{\partial r} \left(z - \frac{h_B}{2} \right) + \frac{f v_B'}{2\pi} \quad (32)$$

上式第 1 项是由于热源径向的分布不均匀所强迫的切向流场的时间变化项, 第 2 项是边界层 Ekman 抽吸作用引起的切向流场的时间变化项. 对于热源强迫项, 当热源加热中心与低涡中心一致时, $\partial Q'/\partial r < 0$, 则在动力变性高度之下, $\partial v'/\partial t > 0$, 切向流场随时间增强, 并且增幅随高度减小; 而在动力变性高度之上, $\partial v'/\partial t < 0$, 切向流场随时间减弱, 并且减幅随高度增大. 当热源加热中心与低涡中心不一致时, $\partial Q'/\partial r > 0$, 则在动力变性高度之下, $\partial v'/\partial t < 0$, 切向流场随时间减弱, 并且减幅随高度减小; 而在动力变性高度之上, $\partial v'/\partial t > 0$, 切向流场随时间增强, 并且增幅随高度增大. 对于 Ekman 抽吸作用项, 若边界层顶有气旋性气流时, $v_B' > 0$, 可使低涡切向流场加强; 若边界层顶有反气旋性气流时, $v_B' < 0$, 则低涡切向流场减弱.

2.4 对低涡垂直流场的作用

将流函数解(29)式代入(23)式可得低涡的垂直速度解

$$w' = \frac{g}{2c_p T_f^2} \left(\frac{\partial^2 Q'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q'}{\partial r} \right) (z^2 - h_B z) + \frac{z \zeta_g'}{2\pi} \quad (33)$$

同样, 上式第 1 项是由于热源径向的分布不均匀所强迫的垂直速度项, 第 2 项是边界层 Ekman 抽吸作用引起的垂直速度项. 对于热源外强迫对垂直运动的影响, 由于 $z^2 - h_B z < 0$, 所以在低涡“内冷外热”型加热分布区域($\partial^2 Q'/\partial r^2 + r^{-1} \partial Q'/\partial r > 0$), $w' < 0$, 热源强迫出下沉运动, 在“内热外冷”型加热分布区域($\partial^2 Q'/\partial r^2 + r^{-1} \partial Q'/\partial r < 0$), 才出现通常认为的热源强迫产生的上升运动. 所以热力强迫出的垂直运动的具体形式与热源的径向分布有很大关系. 对于 Ekman 抽吸作用项, 若边界层顶有气旋性涡度时, $\zeta_g' > 0$, 通过 Ekman 抽吸作用引起低涡的上升运动, 并且上升运动随高度增强; 若边界层顶有反气旋性涡度时, $\zeta_g' < 0$, 通过 Ekman 抽吸作用引起低涡的下沉运动, 并且下沉运动随高度增强.

3 垂直分布型热源强迫对低涡的作用

3.1 感热型热源强迫

3.1.1 低涡的流函数解

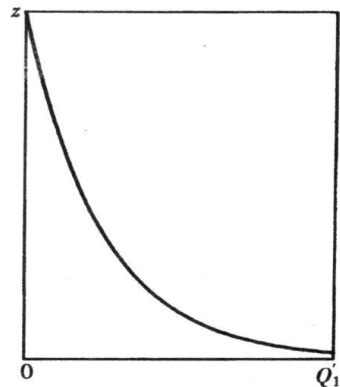
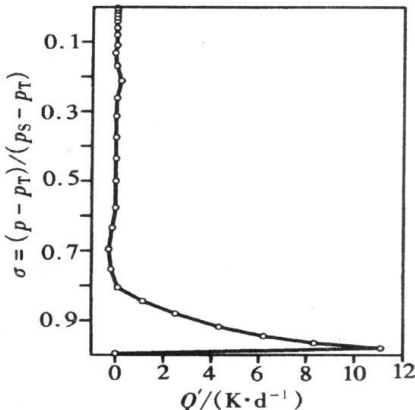


图 1 7 月份青藏高原感热加热率的垂直廓线(引自文献[11]), p_T 为大气上界气压, p_S 为地面气压

图 2 感热加热随高度 z 的变化示意图

首先考虑非绝热加热以感热为主的情形. 根据观测资料计算的 7 月份青藏高原地区感热

加热率的垂直分布廓线(如图 1), 可设感热加热随高度的变化形式(如图 2)为

$$Q' = Q'_1(r) e^{-\mu z}, \quad (34)$$

即感热加热随高度呈指数递减, 其中 μ 是感热的垂直递减参数, Q'_1 是平均感热加热强度. 将(34)式代入(28)式, 对 z 积分两次并利用边界条件可得此时低涡的流函数解为

$$\psi' = \frac{g}{c_p T f^2 \mu^2} \frac{\partial Q'_1}{\partial r} \left[e^{-\mu z} - 1 - \frac{z}{h_B} (e^{-\mu h_B} - 1) \right] + \frac{v_B z}{2\pi}. \quad (35)$$

3.1.2 对低涡水平径向流场的作用

将流函数解(35)式代入(23)式可得低涡的水平流场为

$$u' = \frac{g}{c_p T f^2 \mu} \frac{\partial Q'_1}{\partial r} \left(e^{-\mu z} - \frac{1 - e^{-\mu h_B}}{\mu h_B} \right) - \frac{v_B}{2\pi}. \quad (36)$$

相应地, 低涡的水平散度场为

$$D' = \frac{g}{c_p T f^2 \mu} \left[\frac{\partial^2 Q'_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q'_1}{\partial r} \right] \left(e^{-\mu z} - \frac{1 - e^{-\mu h_B}}{\mu h_B} \right) - \frac{\zeta_g}{2\pi}. \quad (37)$$

上式第 1 项即感热强迫的散度场同样存在一个动力变性高度: $z_C = \mu^{-1} \ln [\mu h_B / (1 - e^{-\mu h_B})]$. 在 $z = z_C$ 的高度, 感热强迫的散度 $D' = 0$; 在此高度以上, $\partial^2 Q'_1 / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q'_1 / \partial r > 0$ (感热呈“内冷外热”型) 区域内的气流由低层辐散气流转变为高层辐合气流. 而对于 $\partial^2 Q'_1 / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q'_1 / \partial r < 0$ (感热呈“内热外冷”型) 的区域, 可得到与上述区域相反的结论, 即低层辐合气流转变为高层辐散气流.

3.1.3 对低涡水平切向流场变化的作用

将(36)式代入(21)式可得

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = - \frac{g}{c_p T f \mu} \frac{\partial Q'_1}{\partial r} \left(e^{-\mu z} - \frac{1 - e^{-\mu h_B}}{\mu h_B} \right) + \frac{f v_B}{2\pi}. \quad (38)$$

对上式第一项, 当感热加热中心与低涡中心一致时, $\partial Q'_1 / \partial r < 0$, 则在感热强迫动力变性高度之下, $\partial v' / \partial t > 0$, 切向流场随时间增强, 并且增幅随高度减小; 而在动力变性高度之上, $\partial v' / \partial t < 0$, 切向流场随时间减弱, 并且减幅随高度增大. 当感热加热中心与低涡中心不一致时, $\partial Q'_1 / \partial r > 0$, 则在感热强迫动力变性高度之下, $\partial v' / \partial t < 0$, 切向流场随时间减弱, 并且减幅随高度减小; 而在动力变性高度之上, $\partial v' / \partial t > 0$, 切向流场随时间增强, 并且增幅随高度增大.

3.1.4 对低涡垂直流场的作用

将流函数解(35)式代入(23)式可得低涡的垂直速度解

$$w' = \frac{g}{c_p T f^2 \mu^2} \left[\frac{\partial^2 Q'_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q'_1}{\partial r} \right] \left[e^{-\mu z} - 1 - \frac{z}{h_B} (e^{-\mu h_B} - 1) \right] + \frac{z \zeta_g}{2\pi}. \quad (39)$$

对上式第 1 项, 当高度 z 满足条件: $e^{-\mu z} - 1 - (z/h_B)(e^{-\mu h_B} - 1) < 0$ 时, 在 $\partial^2 Q'_1 / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q'_1 / \partial r > 0$ 的区域, 有 $w' < 0$, 即感热强迫出下沉运动; 在 $\partial^2 Q'_1 / \partial r^2 + r^{-1} \partial Q'_1 / \partial r < 0$ 的区域, 强迫出上升运动.

3.2 潜热型热源强迫

3.2.1 低涡的流函数解

根据观测资料计算的夏季青藏高原地区潜热加热率的垂直分布廓线(如图 3), 可设潜热加热在垂直方向呈正弦式分布(如图 4)为

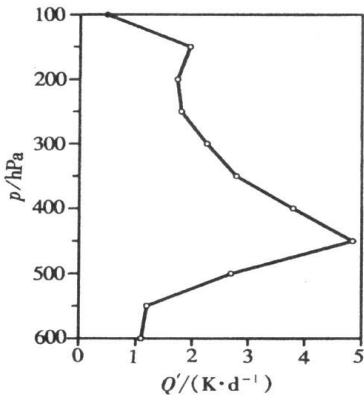


图3 夏季青藏高原潜热加热率垂直廓线
(引自文献[12])

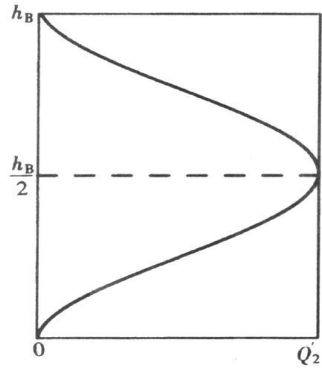


图4 潜热加热随高度 z 的变化示意图

$$Q' = Q_2(r) \sin\left(\frac{\pi z}{h_B}\right), \tag{40}$$

即最大加热层位于低涡系统的中层附近, 其中 Q_2' 是平均潜热加热强度. 将(40)式代入(28)式, 对 z 积分两次并利用边界条件可得此时低涡的流函数解

$$\psi' = -\frac{gh_B^2}{c_p T \pi f^2} \frac{\partial Q_2'}{\partial r} \sin\left(\frac{\pi z}{h_B}\right) + \frac{v_B z}{2\pi}. \tag{41}$$

3.2.2 对低涡水平径向流场的作用

将流函数解(41)式代入(23)式可得低涡的水平流场

$$u' = \frac{gh_B}{c_p T \pi f^2} \frac{\partial Q_2'}{\partial r} \cos\left(\frac{\pi z}{h_B}\right) - \frac{v_B}{2\pi} \tag{42}$$

以及低涡的水平散度场

$$D' = \frac{gh_B}{c_p T \pi f^2} \left[\frac{\partial^2 Q_2'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q_2'}{\partial r} \right] \cos\left(\frac{\pi z}{h_B}\right) - \frac{\zeta_g}{2\pi}. \tag{43}$$

上式第1项即潜热强迫的散度场同样也存在动力变性高度 $z_C = h_B/2$, 在 $z = z_C$ 的高度, 潜热强迫的散度 $D' = 0$; 在此高度以上, $\partial^2 Q_2'/\partial r^2 + r^{-1}\partial Q_2'/\partial r > 0$ (潜热为“内冷外热”型) 区域内的气流由低层辐散气流转变为高层辐合气流. 而对于 $\partial^2 Q_2'/\partial r^2 + r^{-1}\partial Q_2'/\partial r < 0$ (潜热为“内热外冷”型) 的区域, 可得到与上述区域相反的结论, 即低层辐合气流转变为高层辐散气流.

3.2.3 对低涡水平切向流场变化的作用

将(42)式代入(21)式可得

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{gh_B}{c_p T \pi f} \frac{\partial Q_2'}{\partial r} \cos\left(\frac{\pi z}{h_B}\right) + \frac{fv_B}{2\pi}. \tag{44}$$

对上式第1项, 当潜热加热中心与低涡中心一致时, $\partial Q_2'/\partial r < 0$, 则在潜热强迫动力变性高度之下, $\partial v'/\partial t > 0$, 切向流场随时间增强, 并且增幅随高度减小; 而在动力变性高度之上, $\partial v'/\partial t < 0$, 切向流场随时间减弱, 并且减幅随高度增大. 当潜热加热中心与低涡中心不一致时, $\partial Q_2'/\partial r > 0$, 则在潜热强迫动力变性高度之下, $\partial v'/\partial t < 0$, 切向流场随时间减弱, 并且减幅随高度减小; 而在动力变性高度之上, $\partial v'/\partial t > 0$, 切向流场随时间增强, 并且增幅随高度

增大.

3.2.4 对低涡垂直流场的作用

将流函数解(41)式代入(23)式可得低涡的垂直运动解

$$w' = - \frac{gh_B^2}{c_p T \pi^2 f^2} \left[\frac{\partial^2 Q_2'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Q_2'}{\partial r} \right] \sin \left(\frac{\pi z}{h_B} \right) + \frac{z \zeta_g'}{2\pi}. \quad (45)$$

对上式第一项, 由于 $\sin(\pi z/h_B) > 0$, 在 $\partial^2 Q_2'/\partial r^2 + r^{-1}\partial Q_2'/\partial r > 0$ 的区域, 出现 $w' < 0$, 即潜热强迫出下沉运动; 在 $\partial^2 Q_2'/\partial r^2 + r^{-1}\partial Q_2'/\partial r < 0$ 的区域, 潜热强迫出上升运动.

4 在热带气旋类高原低涡结构分析中的应用

青藏高原低涡是指夏半年发生在青藏高原主体上的一种次天气尺度低压涡旋, 是夏季高原地区的一种主要天气系统, 它主要活动在 500 hPa 等压面上, 平均水平尺度 400~500 km, 垂直厚度一般在 400 hPa 以下, 多数为暖性结构, 生命期 1~3 d^[2-4]. 而青藏高原地区的大气行星边界层厚度可达 2 250 m. 由于青藏高原本身的平均海拔高度为 4 000 m, 则高原大气边界层厚度位于 600 hPa 到 400 hPa 之间^[13], 因此高原低涡是一种典型的边界层低涡.

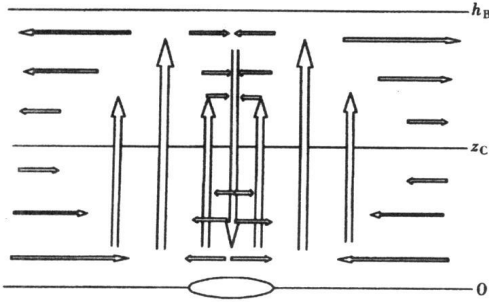


图5 热带气旋类高原低涡流场结构的垂直剖面示意图

长期以来, 人们对强热带气旋(台风)中涡眼(空心)结构已有较深入的认识和研究, 但对中高纬度的低压气旋是否存在类似于台风的涡眼结构及其成因了解不多. 热带气旋类低涡(tropical cyclone-like vortices, 简称 TCLV) 是指一类与热带气旋相似的低压涡旋系统, 它具有与热带气旋相似的眼结构、暖心结构以及地面风场最强等结构特征和发展机制, 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^[14-16]. 地面感热作用的数值试验和能量诊断分析揭示出高原低涡初期和成熟期扰动动能的来

源方式类似于热带大气中能量的转换方式^[3]. 卫星云图资料表明盛夏时高原低涡的云型与海洋上热带气旋非常类似, 螺旋结构十分明显; 高原低涡也具有与热带气旋相似的眼结构、暖心结构等特征^[4]. 所以说由于高原独特下垫面特性和周围环境场的综合效应, 使夏季高原低涡(特别是暖性低涡)的性质以及发生规律更类似于热带气旋或 TCLV 而不同于温带气旋, 这种现象在低涡发展初期更为明显, 可以将这类暖性高原低涡类视为 TCLV, 只是由于高原不像海洋上那样有充分的水汽供应, 因而高原低涡不像台风那样可以强烈发展, 生命史也较短.

根据前面各类热源强迫对边界层低涡流场结构作用的讨论, 在低涡的中心区域呈“内冷外热”型(即 $\partial^2 Q'/\partial r^2 + r^{-1}\partial Q'/\partial r > 0$) 加热分布时, 则低涡中心低层($z < z_c$) 会强迫出辐散气流和随时间减弱的切向流场, 高层($z > z_c$) 强迫出辐合气流和随时间增强的切向流场, 并且易在涡心产生下沉运动, 有利于形成涡眼结构, 在卫星云图上表现为无云区或空心区^[4]; 而在低涡眼壁以外的外围区域的热源径向分布形式容易满足“内热外冷”型(即 $\partial^2 Q'/\partial r^2 + r^{-1}\partial Q'/\partial r < 0$), 则在低涡外围的低层产生辐合气流和随时间增强的切向流场, 高层产生辐散气流和随时间减弱的切向流场, 并且产生上升运动. 高原低涡的这种结构与台风类似, 因此可认为高原低涡的结构此时转化为热带气旋类低涡.

综合以上低涡水平流场和垂直流场的分析结果,可归纳出热带气旋类高原低涡的典型流场结构模式(见图5)。

5 几点结论

通过以上对边界层低涡模型解析解的动力学分析和讨论,本文在热源强迫对热带气旋类高原低涡的作用方面得到以下几点初步认识:

- 1) 由于边界层加热和摩擦共同作用,高原低涡的温度场呈暖心结构。
- 2) 热源强迫的边界层低涡的散度场存在一个动力变性高度,高度的位置与边界层顶高度有关。
- 3) 通过边界层 Ekman 抽吸作用,当边界层顶有气旋性涡度时,能引起边界层低涡的水平辐合运动和随高度增强的上升运动,并可增强低涡的切向流场。
- 4) 如果低涡的中心区域为“内冷外热”型加热分布,则热源强迫的低涡中心区域下层为辐散气流和随时间减弱的切向流场,上层为辐合气流和随时间增强的切向流场,并伴有下沉运动,从而形成涡眼结构,有利于热带气旋类高原低涡的产生。

最后应指出的是,本研究的动力学分析工作还有待深入,对热源强迫作用定性讨论还不够全面,分析结果也是初步的、概念性的。另外,高原边界层低涡的数学物理模型也有待完善。

致谢 本文作者感谢成都信息工程学院科技发展基金的资助。

[参 考 文 献]

- [1] Stull R B. 边界层气象学导论[M]. 杨长新译. 北京:气象出版社, 1991, 1-23.
- [2] 叶笃正,高由禧. 青藏高原气象学[M]. 北京:科学出版社, 1979, 122-126.
- [3] 罗四维. 青藏高原及其邻近地区几类天气系统的研究[M]. 北京:气象出版社, 1992, 7-55.
- [4] 乔全明,张雅高. 青藏高原天气学[M]. 北京:气象出版社, 1994, 120-155.
- [5] Delf osso L, Chen S J. Numerical experiments on the genesis of vortices over the Qinghai-Xizang Plateau[J]. *Tellus A*, 1986, **38**(3): 236-250.
- [6] Shen R J, Reiter E R, Bresch J F. Some aspects of the effects of sensible heating on the development of summer weather systems over the Tibetan Plateau[J]. *J Atmos Sci*, 1986, **43**(20): 2241-2260.
- [7] BIN Wang, Oranski I. Study of a heavy rain vortex formed over the eastern flank of the Tibetan Plateau[J]. *Mon Wea Rev*, 1987, **115**(7): 1370-1393.
- [8] 罗四维,杨洋,吕世华. 一次青藏高原夏季低涡的诊断分析研究[J]. *高原气象*, 1991, **10**(1): 1-12.
- [9] 陈伯民,钱正安,张立盛. 夏季青藏高原低涡形成和发展的数值模拟[J]. *大气科学*, 1996, **20**(4): 491-502.
- [10] 刘式适,刘式达. 大气动力学[M]. 北京:北京大学出版社, 1991, 77-109, 135-137.
- [11] 刘新,吴国雄,李伟平,等. 夏季青藏高原加热和大尺度流场的热力适应[J]. *自然科学进展*, 2001, **11**(1): 33-39.
- [12] 李伟平,吴国雄,刘屹岷,等. 青藏高原表面过程对夏季青藏高原高压的影响——数值试验[J]. *大气科学*, 2001, **25**(6): 809-816.
- [13] ZHANG Guang-zhi, XU Xiang-de, WANG Ji-zhi. A dynamic study of Ekman characteristics by using 1998 SCSMEX and TIPEX boundary layer data[J]. *Adv Atmos Sci*, 2003, **20**(3): 349-356.
- [14] Gray S L, Craig G C. A simple theoretical model for the intensification of tropical cyclones and polar lows[J]. *Q J R Meteorol Soc*, 1998, **124**(547): 919-947.

- [15] Walsh K J E, Watterson I G. Tropical cyclone-like vortices (TCLV) in a limited area model: comparison with observed climatology[J]. *J. Climate*, 1997, **10**(9): 2240-2259.
- [16] Nguyen K C, Walsh K J E. Interannual, decadal, and transient greenhouse simulation of tropical cyclone-like vortices in a regional climate model of the South Pacific[J]. *J. Climate*, 2001, **14**(13): 3043-3054.

Analytical Solutions for the Thermal Forcing Vortices in the Boundary Layer and Its Applications

LIU Xiao-ran^{1,2}, LI Guo-ping¹

- (1. Center for Plateau Atmospheric and Environmental Research,
Chengdu University of Information Technology,
Chengdu 610225, P. R. China;
2. Chongqing Climate Center, Chongqing 401147, P. R. China)

Abstract: Using the Boussinesq approximation, the vortex in the boundary layer was assumed to be axisymmetrical and thermal-wind balanced system forced by diabatic heating and friction, and was solved as an initial-value problem of linearized vortex equation set in cylindrical coordinates. The impacts of thermal forcing on the flow field structure of vortex were analyzed. It is found that thermal forcing has significant impacts on the flow field structure, and the material representative forms of these impacts are closely related to the radial distribution of heating. The discussion for the analytical solutions for the vortex in the boundary layer can explain some main structures of the vortex over the Tibetan Plateau.

Key words: vortex; boundary layer; analytical solutions; thermal forcing; structure