

空间非均匀加热对副热带高压带形成和变异的影响：尺度分析*

吴国雄 刘屹岷 刘平

(中国科学院大气物理研究所,
大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室(LASG), 北京, 100029)

摘 要

利用全型垂直涡度倾向方程, 讨论了空间非均匀非绝热加热 (Q) 对副热带高压形态变异的影响。通过简单的空间尺度分析指出, Q 的垂直非均匀分布比其水平非均匀分布对副热带高压带断裂成闭合中心的影响更大。在时间尺度较长时, 低空的 β 效应和高层的涡度平流对副热带高压形态的形成有重要作用。在它们影响下, 低空副热带高压出现在表面感热加热西侧、深对流凝结加热东侧; 而高空副热带高压出现在表面感热加热的东侧、深对流凝结加热的西侧。

关键词: 全型涡度方程, 表面感热加热, 深对流凝结潜热加热, 空间非均匀加热。

1 引 言

包含热力作用及外部耗散的全型垂直涡度倾向方程^[1]可写为

$$\frac{d\zeta}{dt} + \beta v + (f + \zeta_s) \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{1}{\theta} \left[\rho_e \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\theta} \right) - \frac{dC_D}{dt} \right] + \frac{1}{\theta} \nabla \theta \cdot \mathbf{F}_\zeta + \frac{1}{\theta} \bar{\zeta}_s \cdot \nabla Q, \quad \theta = 0 \quad (1)$$

其中全微分算子 $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla$, ζ 为相对涡度, $\bar{\zeta}_s$ 为三维绝对涡度矢量, \mathbf{F}_ζ 为涡度方程的耗散项, Q 为外部热源, 热力参数

$$C_D = \alpha \zeta \theta_s / \theta, \quad \theta_s = 0 \quad (2)$$

代表由于 θ 面倾斜所致的水平涡度分量向垂直涡度分量的映射, 而 Ertel 位涡

$$P_E = \alpha \bar{\zeta}_s \cdot \nabla \theta \quad (3)$$

为常数。上述各式中涡度 ζ 的下标 z 和 s 分别表示相对涡度的垂直分量和水平分量, θ 的下标代表偏微分自变量。其它均为气象常用符号。方程 (1) 左边与传统的涡度方程相似。可

* 初稿时间: 1998 年 1 月 8 日; 修改稿时间: 1998 年 7 月 1 日。

资助课题: 国家自然科学基金委员会重点项目“副热带高压带的变异机理”(49635170) 和优秀国家重点实验室项目(49823002)。

以证明,当 θ 面呈水平分布时,方程(1)即为传统的涡度方程^[1],其中的 β 项和辐散项对涡度发展的贡献已为人们熟知。方程(1)右端第1项表示大气内部热力和动力结构对涡度发展的影响。文献[1]中已证明,当气块沿倾斜等熵面下滑,且 C_D 为负值时,其涡度将发展,称为倾斜涡度发展(slantwise vorticity development 简称为SVD)。当 θ 面很陡立时,SVD所诱发的涡度发展可远远大于辐散项的作用,导致激烈天气过程的发生。方程右面的第2项为摩擦耗散作用。近地表的摩擦一般使系统减弱。方程右边的第3项为外热源强迫作用项。在不考虑摩擦耗散和SVD作用,而仅考虑外热源作用场合,方程(1)简化为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \zeta + \beta v = (1 - \kappa)(f + \zeta) \frac{\omega}{p} - (f + \zeta) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{\theta} \bar{\zeta} \cdot \nabla Q, \quad \theta = 0 \quad (4)$$

上式中 Q 为热力学方程中的非绝热加热率。当只考虑垂直方向非均匀分布的表面感热加热率(Q_{SH})和凝结潜热释放加热率(Q_{CO})时,热力学方程可写为

$$\frac{d\theta}{dt} = Q = Q_{SH} + Q_{CO} \quad (5)$$

其中

$$\begin{cases} Q_{SH} = - \frac{\theta}{\rho c_p T} \frac{\partial F_{SH}}{\partial z} - \frac{1}{c_p} \left(\frac{\theta}{\rho T} \right)^* \frac{F_{SH}}{H} \\ Q_{CO} = \frac{L}{c_p} \left(\frac{\theta}{\rho T} \right)^* \frac{\rho_w P}{H} \end{cases} \quad (6)$$

式(6)中, F_{SH} 为表面感热通量, ρ_w 和 ρ 分别为水和空气的密度, P 为降水率($\text{mm} \cdot \text{d}^{-1}$), H 为加热的垂直特征尺度, $(*)$ 表示 H 层中的平均值。 L 为水汽潜热, $L\rho_w P$ 固定表示单位气柱中因降水 P 所致的凝结潜热释放量。其它为气象中常用符号。如取 F_{SH} 为 100 Wm^{-2} , P 为 10 mm d^{-1} , H 为 10^4 m , $\left| \left(\frac{\theta}{\rho T} \right)^* \right|$ 的量级为 10^0 ,则 Q_{SH} 和 Q_{CO} 量级为 10^{-5} K s^{-1} 。

文中针对惯性和静力稳定的大气,分别讨论副热带地区表面感热加热(Q_{SH}),深对流凝结加热(Q_{CO}),以及水平加热差异等因子对涡度强迫的贡献,由此去研究外部热源强迫对北半球副热带高压带形态变异的影响。

2 感热加热对副热带反气旋形态的影响

首先考虑垂直向非均匀受热。由于SH以近地层加热为主,这时,除了近地面层外,式(4)中的非绝热加热项

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)_{SH} = \frac{(f + \zeta)}{\theta} \frac{\partial}{\partial t} (Q_{SH}) < 0, \quad \theta = 0 \quad (7)$$

还由于SH使近地层出现上升运动,因此式(4)中右端第1项和第2项也为负值。这就是说,SH产生了很强的反气旋涡源。在时间尺度很短时,SH区上空将出现深厚的反气旋。对时间尺度长的SH,局地变化项可略,大气可取为准定常态。这时有

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \zeta + \beta v < 0 \quad (8)$$

由于副热带地区低空为东西风交界处, $u = 0$, 水平平流作用很小。根据式(8)在 SH 的作用下, 纬向均匀的副热带反气旋带便出现断裂: 在 β 效应作用下, SH 上空出现强的北风 ($v < 0$), 其西侧为反气旋, 东侧为气旋(图 1b)。又由于在南暖北冷的背景温度场中, 西风随高度增加, 使副热带高空受西风控制, $u > 0$ 。根据式(8), 那里的平流作用使均匀风带出现波动, 在 SH 区的下游出现反气旋式环流(图 1a)。

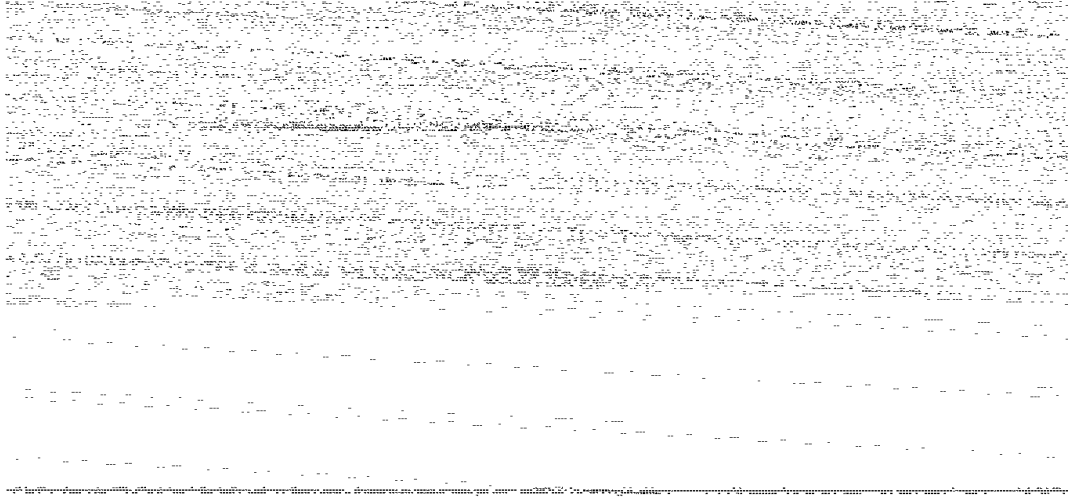


图 1 沿副热带(30°N)表面感热加热率(Q_{SH})的垂直分布对副热带高压带形态变异的影响

(图中左侧箭头表示纬向平均流场空间分布; 阴影区为加热中心, “A”和“C”分别表示“ Q_{SH} ”

所激发的反气旋和气旋偏差环流。a. 高层; b. 低层; c. 近地层)

在热带和副热带地区, Burger 数 ($= N^2 H^2 / f^2 L^2$, 其中 $N = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$ 为浮力振荡频率, L 为水平尺度) 比较大。尤其是在近地面层, Burger 数很大, 温度平流作用很弱。Hoskins 和 Karoly^[2] (1981) 利用线性理论证明, 在这种场合加热中心应该有偏南风, 也就是说, 地面低压应偏向热源西侧。其实, 从热力学考虑, 感热加热除引起表层内能增加, 还引起气压下降, 等熵面(θ) 下凹, 表面有暖性气旋式涡度生成。这一“热低压”西侧的偏北气流对应着气旋性涡度制造, 使“热低压”中心西移。于是在准平衡状态, 近地面加热中心处的正涡度制造便为该处的负的地转涡度平流(南风)所平衡。因此近地层的低压中心应位于热源的西侧(图 1c)。

盛夏副热带大陆西岸有很强的感热加热($F_{SH} > 100 \text{ W m}^{-2}$)^[3]。副热带低层出现北太平洋和北大西洋副热带高压, 陆面上为低气压; 高层的反气旋则出现在陆地上, 大洋上空为低槽^[3], 与图 1 的情况相似。隆冬强烈的感热加热出现在大陆东岸沿海地区。使低空大洋上出现气旋, 大陆上出现反气旋; 对流层高层大洋上为脊, 陆地上为槽^[3], 也与图 1 的情况吻合。由此可推论, 表面感热加热对冬、夏气候基本态的形成十分重要。

取表面感热通量 F_{SH} 为 100 W m^{-2} , 其垂直特征厚度为 Δz 为 1 km, 相应的位温差 $\Delta \theta$

为 10 K, 由式(7) 估得 $\left(\frac{\alpha_{\zeta}}{\alpha}\right)_{SH}$ 的量级为 -10^{-10} s^{-2} 。它在 24 h 内即可强迫出强大的副热带反气旋系统。足见感热加热对大气环流的形成非常重要。

3 深对流降水对副热带反气旋形态的影响

深对流降水引起高层凝结潜热释放 (Q_{CO})。其特征尺度 H 可取 7 km 左右。在其下方直至近地层产生了正涡源, 即:

$$\left(\frac{\alpha_{\zeta}}{\alpha}\right)_{CO} = \frac{(f + \zeta)}{\theta} \frac{\partial}{\partial z} (Q_{CO}) > 0, \quad \theta \neq 0 \quad (9)$$

在时间尺度很短时, 它将加强气旋的发展。在时间尺度很长时, 与上节讨论结果相反, 沿副热带东西风的分界处, β 效应将使南风发展 ($v > 0$), 在其西侧为气旋式环流, 其东侧为反气旋式环流(图 2b)。在高层为副热带西风平流作用占主导的区域, 则在对流降水区西侧为反气旋式环流, 东侧为气旋式环流(图 2a)。在近地面层, 与第 2 节所讨论的一样, 在 β 作用下低压中心位于加热中心西侧(图 2c)。

图 2 同图 1, 但为凝结潜热加热率 (Q_{CO}) 垂直分布的影响

(阴影区为加热中心。a. 高层; b. 中层; c. 近地层)

注意到, 与对流降水相伴随的大尺度上升运动和加热本身(式(4)右端第 1 项和第 2 项)的效应与式(9)所示反号, 在涡度的变化中起着抵偿潜热释放的作用。为估计此两项的相对大小, 取 24 h 平均的“垂直运动” ω 为 $10^{-4} \text{ hPa s}^{-1}$, 降水量为 10 mm, θ 的垂直差为 10 K, 则 CO 引起的 $\left(\frac{\alpha_{\zeta}}{\alpha}\right)_{CO}$ 约为 10^{-10} s^{-2} , 而上升运动 ω 和加热本身引起的 $\frac{\alpha_{\zeta}}{\alpha}$ 为 $10^{-11} \sim 10^{-12} \text{ s}^{-2}$ 。看来后两者的效应不足以抵消垂直非均匀凝结潜热释放的效应。这就是说, 强对流降水在 1 d 内即可诱发副热带高压的变异。

传统上认为, 当西太平洋副热带高压向大陆西伸时, 利于降水在华东、华南发生。上述

分析(图 2) 则表明, 华东、华南降水的出现本身也能诱发中低空 ($u = 0$ 处) 偏南气流的发展及西太平洋副热带高压西伸。看来两者有互为因果的作用。北半球夏季从西太平洋到亚洲季风区有强度很大的对流性降水, 西太平洋副热带高压在低空到 500 hPa 的发展应与季风降水的强烈发展有关。

4 水平非均匀加热对副热带反气旋形态的影响

取式(4) 右端最后一项的纬向分量, 即

$$\left(\frac{\alpha}{a}\right)_x^q - \frac{1}{\theta_z} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial Q}{\partial x}, \quad \left(\frac{\alpha}{a}\right)_y^q - \frac{1}{\theta} \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial Q}{\partial y} \quad (10)$$

它表示水平非均匀加热对涡度发展的贡献受到风垂直切变的影响。利用热成风关系, 有

$$\left(\frac{\alpha}{a}\right)_x^q - \frac{g}{fT\theta_z} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial Q}{\partial x}, \quad \left(\frac{\alpha}{a}\right)_y^q - \frac{g}{fT\theta_z} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial Q}{\partial y} \quad (11)$$

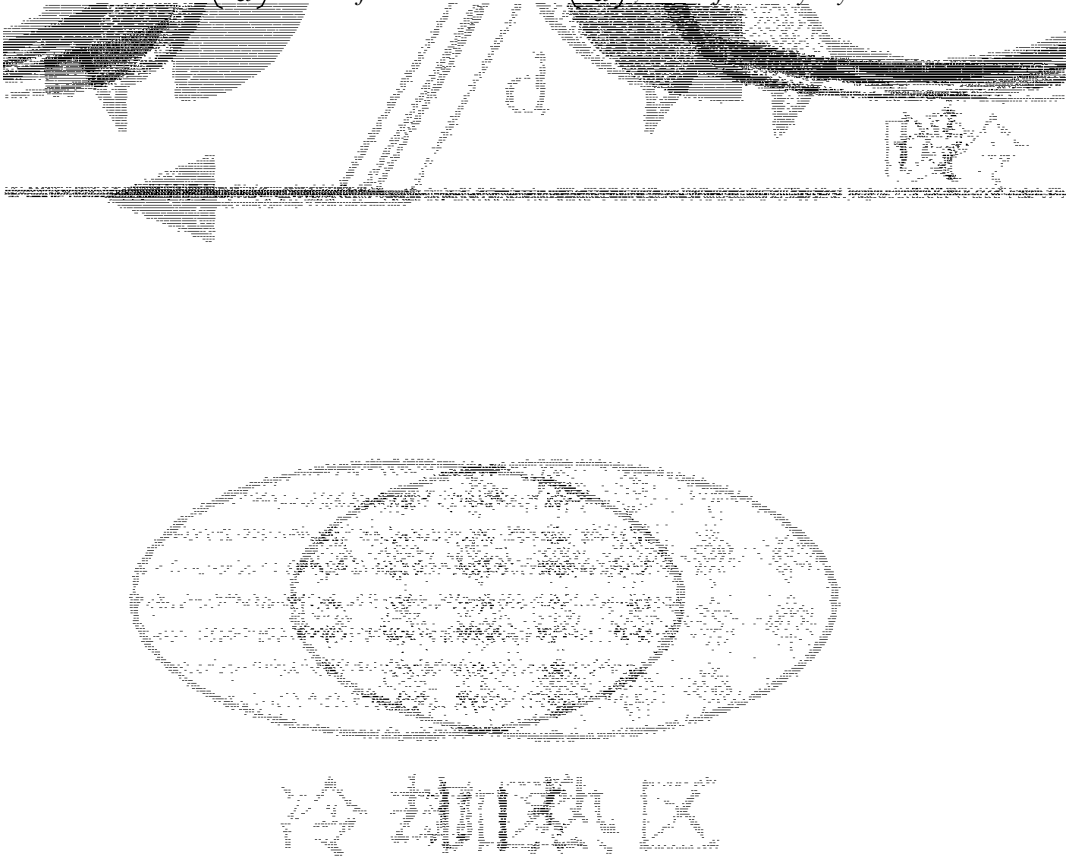


图 3 水平非均匀加热场和温度场的配置对副热带高压带形态变异的影响

(a 和 b 表示两者同位相配置; c 和 d 表示两者反位相配置; b 和 d 表示近地层流场的分布)

