

青藏高原热力作用 对初夏经圈环流的影响

雷兆崇

提 要

本文利用1979年6月逐日的实测风资料,用间接推算法计算了 $90^{\circ}E$ 经圈剖面上的平均加热场,进而利用平均经圈环流诊断方程计算了不均匀的非绝热加热所驱动的平均经圈环流,并与转盘模拟实验、大气环流数值试验以及自然正交函数分解的结果进行了比较。本文指出1979年6月高原中部平均经圈环流以及逐日经圈环流作自然正交函数分解所得到的第二特征向量场,主要是由于不均匀的非绝热加热强迫形成的,从而显示了青藏高原热力作用对于初夏经圈环流的巨大影响。同时,本文还揭露了六月份北半球大气环流季节转换期间经圈环流演变的特征。

经圈环流的成因是大气环流理论中一个基本的课题,长期以来,它一直受到人们的重视和研究^[1],尤其是它沿纬圈的平均情况研究得更多。低纬度的平均经圈环流是 *Hadley* 环流。但是,人们早就发现低纬经圈环流沿着纬圈有着非常显著的不均一性^[2],平均的 *Hadley* 环流仅是少数几个经度带贡献的结果。如所周知,夏季青藏高原作为一个巨大的热源,必然对于它所在的经度带内的平均经圈环流产生极大的影响,从而形成有别于经典的平均经圈环流型的特殊结构。

*Hahn*和*Manabe*^[3]曾利用一个11层的大气环流数值模式,在给定太阳辐射的季节变化和海平面温度的条件下进行时间积分,根据数值计算的结果他们曾讨论过青藏高原的动力和热力作用对于南亚季风环流的影响。中国科学院大气所模拟组^[4]用流体模拟实验的方法,研究了夏季青藏高原及其紧邻地区环流的三维结构和成因。本文则利用1979年6月逐日各层实测风场的资料,计算了非绝热加热强迫形成的经圈环流,并与统计分析以及上述大气环流数值模拟和转盘模拟实验的结果进行了比较。

一、平均经圈环流诊断方程

郭晓岚在1954—1956年间做了一系列工作,逐步讨论大气中平均经圈环流的形成问题。在文献[5]中,他不是简单的假设各种气象要素不随经度变化,而是通过对流体力学和热力学方程沿纬圈求平均,得到了一个平均经圈环流的诊断方程。为了简化计算,

我们没有考虑地球曲率的影响。现将此方程的推导简述如下：

大气环流具有准静力平衡的性质，采用 P 坐标系比较方便。将风速分量 u 、 v 、 ω ($= -\frac{dP}{dt}$) 以及位势 ϕ 、温度 T 分解为沿纬圈的平均值 (用 $[\]$ 表示) 与对这种平均值的偏差 (用 $*$ 表示) 两部分，再把 $[u]$ 、 $[\phi]$ 、 $[T]$ 又分为两部分： u_0 、 ϕ_0 、 T_0 和 u_1 、 ϕ_1 、 T_1 ，前者 (下标为 0) 代表变化缓慢的准平衡部分，它们满足地转风关系和热成风关系

$$f u_0 = - \frac{\partial \phi_0}{\partial y} \quad (1)$$

$$f \frac{\partial u_0}{\partial p} = - \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial p \partial y} = \frac{R}{p} \frac{\partial T_0}{\partial y} \quad (2)$$

而后者 (下标为 1)，即 u_1 、 ϕ_1 、 T_1 和平均经向风速 v_1 、平均垂直速度 ω_1 则表示加在这种准平衡状态上的轴对称扰动，是与平均经圈环流直接有关的部分。

为简化微分方程的形式，假设

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix}$$

即令

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix} = c \begin{pmatrix} u_1 \\ v_1 \end{pmatrix}$$

其中 ν 表示运动学粘滞系数， c 是比列常数。同样地，再假设

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - K \nabla^2 \right) T_1 = c' T_1$$

其中 K 表示热传导系数， c' 也是比列常数。由于空气的 *Prandtl* 数接近于 1，可进一步令 $c' = c$ 。于是，线性化的沿纬圈平均的运动方程、连续方程和热力学能量方程可以写作

$$c u_1 = Z_0 v_1 - \omega_1 \frac{\partial u_0}{\partial p} - g \frac{\partial [\tau_x]}{\partial p} - \frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y} - \frac{\partial [u^* \omega^*]}{\partial p} \quad (3)$$

$$c v_1 = -f u_1 - \frac{\partial \phi_1}{\partial p} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial p} = - \frac{R T_1}{p} \quad (5)$$

$$-c \frac{p}{R} \frac{\partial \phi_1}{\partial p} + v_1 \frac{\partial T_0}{\partial y} + \Gamma \omega_1 = \frac{[Q]}{c_p} - \frac{\partial [T^* v^*]}{\partial y} - \frac{\partial [T^* \omega^*]}{\partial p} \quad (6)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial \omega_1}{\partial P} = 0 \quad (7)$$

其中, $Z_0 = f - \frac{\partial u_0}{\partial y}$ 是纬向基本气流的绝对涡度, $\tau_x = \rho v \frac{\partial u_0}{\partial z}$ 是纬向基本气流的涡动应力, $\Gamma = T_0 \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial p}$ 是静力稳定度参数, R 是空气的气体常数, Q 是对于单位质量空气的加热率, 其余符号意义如常。

根据(7)式, 可以引入平均经圈环流流函数 ψ , 使得

$$v_l = \frac{\partial \psi}{\partial p} \quad \omega_l = - \frac{\partial \psi}{\partial y}$$

在(3)–(6)式中消去变数, 略去含 $\frac{\partial^2 T_0}{\partial y^2}$ 的项后就得到平均经圈环流诊断方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p} \left(A \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + \frac{2R}{p} \frac{\partial T_0}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} + R \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{p} \frac{\partial T_0}{\partial y} \right) \frac{\partial \psi}{\partial y} - \\ - \frac{R\Gamma}{p} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = f \frac{\partial \chi}{\partial p} + \frac{R}{p} \frac{\partial H}{\partial y} \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$A = f Z_0 + c$$

$$\chi = g \frac{\partial [\tau_x]}{\partial p} + \frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y} + \frac{\partial [u^* \omega^*]}{\partial p}$$

$$H = \frac{[Q]}{c_p} - \frac{\partial [T^* v^*]}{\partial y} - \frac{\partial [T^* \omega^*]}{\partial p}$$

χ 可称为动量强迫函数, H 可称为热量强迫函数。设 A 不随 p 变化, 则关于 ψ 的二阶偏微分方程(8)的特征判别式为

$$\Delta = \frac{1}{\rho^2} \left\{ \left(\frac{\partial \ln T_0}{\partial y} \right)^2 - \frac{f Z_0 + c}{g} \frac{\partial \ln \theta_0}{\partial z} \right\}$$

在实际大气中, 除了靠近锋面的个别区域外, 一般均满足 $\Delta < 0$, 因此方程(8)基本上是椭圆型方程。

作为一个近似, 假设静力稳定度参数 Γ 与 p 成反比, 即设

$$\Gamma = - \frac{B}{p}$$

其中 B 为常数, 再引入变换

$$\begin{cases} \psi = \sqrt{\frac{p}{p_0}} \Psi \\ \xi = \frac{1}{l} \ln \frac{p_0}{p} \end{cases}$$

其中 $l^2 = \frac{A}{RB}$, p_0 可取作 1000 毫巴, 则方程(8)变为

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - r \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial \xi} - \frac{l^2}{4} \Psi = -E(y, \xi) \quad (9)$$

其中
$$r = \frac{2}{Bl} \frac{\partial T_0}{\partial y}$$

$$E(y, \xi) = -\sqrt{\frac{p}{p_0}} \left\{ \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{f}{R} \left(\frac{RB}{fZ_0 + c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \chi}{\partial \xi} \right\}$$

进一步令

$$\eta = (1 - r^2)^{-\frac{1}{2}} (y + r\xi)$$

于是方程(9)就化为标准形式

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} - \frac{l^2}{4} \Psi = -E(y(\xi, \eta), \xi) \quad (10)$$

此方程说明：平均经圈环流主要是由于作为强迫函数的涡动动量输送、非绝热加热、涡动热量输送等的不均匀分布所造成的。方程右端的非齐次项可由观测值决定，因此可以用数值方法求解平均经圈环流流函数。

由于此诊断方程是线性的，因此构成强迫函数的各项可以单独进行计算，从而分别考察诸因子对平均经圈环流形成的贡献。郭晓岚^[5]实际计算了动量强迫函数所产生的经圈环流，得到一个三圈环流的图形。同时他还认为 $f \frac{\partial \chi}{\partial p}$ 要比 $\frac{R}{p} \frac{\partial H}{\partial y}$ 大一个量级，

因此认为大气中的平均经圈环流为 $f \frac{\partial \chi}{\partial p}$ 的强迫运动。叶笃正和朱抱真在文献[1]中对此提出了不同看法，指出“郭晓岚所估计的 $\frac{R}{p} \frac{\partial H}{\partial y}$ 可能系根据辐射估计，因而偏低，

而他们所取的 $\frac{\partial \chi}{\partial p}$ 是根据实际观测资料估计的，若取大气的实际加热分布则 $\frac{R}{p} \frac{\partial H}{\partial y}$

项不一定比 $f \frac{\partial \chi}{\partial p}$ 项小。下面我们的实际计算结果证实了这一点，不均匀的非绝热加热确实也是经圈环流形成的一个重要原因。

二、通过青藏高原中部的经圈剖面上的加

热场及其强迫形成的经圈环流

大气的热量得失主要取决于辐射过程、湍流热交换以及与凝结、蒸发相伴随的潜热转换等。由于资料所限，我们没有采用直接的方法来计算加热场，而是用间接的方法，由风场资料进行倒算。根据热力学能量方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}_h \cdot \nabla T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\omega}{c_p \rho} = \frac{Q}{c_p}$$

我们得到单位质量空气的加热率

$$Q = c_p \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \vec{V}_h \cdot \nabla T + c_p \omega \Gamma \quad (11)$$

其中 $\Gamma = \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{1}{c_p \rho} = \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\Gamma_d}{\rho g}$ 是静力稳定度参数，在计算中取为常数。

利用静力学方程和热成风关系，(11) 变成

$$Q = -\frac{c_p p}{R} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial p} + \frac{c_p p f}{R} \left(-u \frac{\partial v_g}{\partial p} + v \frac{\partial u_g}{\partial p} \right) + c_p \omega \Gamma \quad (12)$$

实际资料的分析指出，在计算一个月的平均加热场时，上式右边第一项的量级为 10^{-7} 卡/克·秒，而右边其他各项量级均为 10^{-6} 卡/克·秒，因此该项可以略去，再用实测风代替地转风，于是我们得到

$$Q = \frac{c_p p f}{R} \left(-u \frac{\partial v}{\partial p} + v \frac{\partial u}{\partial p} \right) + c_p \omega \Gamma \quad (13)$$

垂直速度的计算采用了通常的连续方程法，垂直方向的求导和积分均用样条函数法。于是我们根据1979年6月逐日 $85^\circ E$ 、 $90^\circ E$ 、 $95^\circ E$ 三个经圈剖面上的风场资料计算出每天的 Q 场，再对时间求平均就得到

1979年6月 $90^\circ E$ 经圈剖面上的平均加热场(如图1所示)，它基本上可以代表高原中部的情形。由于 $35^\circ N$ 以北的测风资料是直接从天气图上读取的，未经加工处理，计算结果的可靠性较差，而 $35^\circ N$ 以南的风场资料经过客观分析处理，计算结果则比较规则。虽然算出的 Q 值不可避免地存在误差，但总的加热场分布形势是基本可信的。

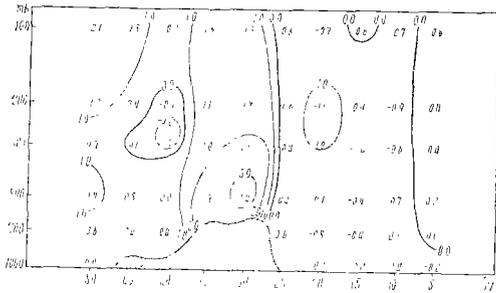


图1 1979年6月 $90^\circ E$ 经圈剖面上的平均加热场(10^{-5} 卡/克·秒)

在图1中，高原的热力作用表现得十分明显，在高原上空直至100毫巴层都是热源，而从高原南侧直到 $5^\circ N$ ，基本上各层都是热汇。在 $90^\circ E$ 经圈上， $22^\circ N$ 以下垫面都是海洋，所以低纬度的热汇主要是位于印度洋上空。Kubota^[6] 计算的七月份能源分布图中， $90^\circ E$ 附近的热源和热汇分布与上述结果是大体相似的。

以这一加热场代替沿纬圈平均的加热场，利用平均经圈环流诊断方程计算了此热力强迫函数所形成的经圈环流，结果如图2所示。计算时取稳定度因子 $B = 45$ 度， $\frac{\partial T_0}{\partial y} = -1.0 \times 10^{-7}$ 度/厘米，相应地 $r = -0.6757$ ， $l = 6.578 \times 10^{-4}$ 。求解 Helmholtz 方程(10)时，先用局地格林函数法赋初值，然后用超张弛法进行叠代，而边界条件假设取零值。

图2显示出高原上空为一强大的上升气流，其中一股气流往北斜升，构成中高纬的直接环流圈。另一股气流在高原上升可达150毫巴的高度，然后折向南，在副热带区域

下沉，在这支下沉气流的下面则有自南向北的气流在高原南侧爬坡上升。这一环流圈便是南亚夏季的季风环流圈。在它的南面还有一个 *Hadley* 环流圈。

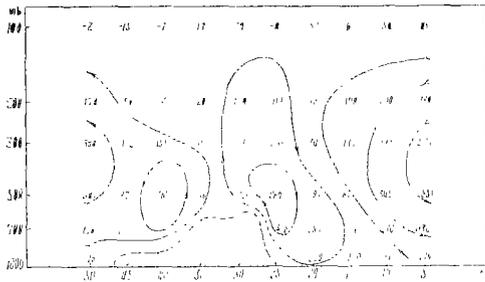


图2 非绝热加热强迫形成的经圈环流的流函数(米·毫巴/秒)

对照图 1，显而易见高原及其南侧的季风环流圈正是由于青藏高原热源和印度洋冷源的强迫作用形成的，虽然其旋转方向与 *Ferrel* 环流圈相同，但是性质却相反，它是一个直接环流圈，是大气动能的制造者。夏季由于高原的强烈加热作用，使得高原上空温度升高，在低纬造成了自北向南的温度梯度，它与通常由太阳辐射沿经向不均匀分布所造成的行星温度梯度的方向相反^[8]，起着相互抵消、削弱的作用，而这一季风环流圈的形成则标志着前者的作用已经超过了后者。

与大气物理研究所模拟组的转盘模拟实验结果相比较，我们算出的非绝热加热强迫经圈环流与文献[4]中的照片[八]所显示的流场是相似的，只不过照片中高原南北两侧的小环流圈的中心，在我们的计算结果中更加偏向于南北两方。

与 *Hahn* 和 *Manabe* 由大气环流数值试验得到的七月、 $80^{\circ}E-95^{\circ}E$ 的平均经圈环流相比较（参阅文献[3]图4.7），他们利用 *GFDL* 模式，在同样的初始状态下计算了有山和无山的情形，在有山时算得的高原及以北区域的流场与我们算得的热力强迫环流很相似，而高原南侧的季风环流圈和 *Hadley* 环流圈也存在，不过位置有所不同。在无山时，他们算出的 *Hadley* 环流特别明显，没有季风环流圈，高原所在纬度上空为下沉气流。由此也可看出，我们计算得到的加热场及其强迫环流已经反映了高原地形的热力作用。

三、1979年6月高原中部的平均经圈环流

上面计算出的热力环流在实际大气中是否存在呢？为了回答这一问题，我们利用风场资料直接计算了经圈环流流函数。

将经圈平面上的 v, w ($= \frac{dZ}{dt}$) 场，分解为无旋部分 v_x, w_x 与无辐散部分 v_p, w_p 之和，即

$$\begin{cases} v = v_x + v_p \\ w = w_x + w_p \end{cases} \quad (14)$$

而 $\frac{\partial w_x}{\partial y} - \frac{\partial v_x}{\partial z} = 0$ (15)

$$\frac{\partial v_p}{\partial y} + \frac{\partial w_p}{\partial z} = 0 \quad (16)$$

v_ψ 和 w_ψ 表示了经圈平面上流场的旋转部分, 根据(16)式可以定义一个经圈环流函数 ψ' (与前面根据(7)式定义的 ψ 稍有不同), 使得

$$v_\psi = -\frac{\partial\psi'}{\partial z} \quad w_\psi = \frac{\partial\psi'}{\partial y}$$

由(14)、(15)式, 显然有

$$\nabla^2 \psi' = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad (17)$$

此处定义 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

由实际风场资料在给定边界条件 (ψ' 取零值) 下解 Poisson 方程(17)便得到 ψ' 。实际计算表明, 上式右端的 $\frac{\partial w}{\partial y}$ 比 $\frac{\partial v}{\partial z}$ 小 3—4 个量级, 完全可以略去, 上式简化为

$$\nabla^2 \psi' = -\frac{\partial v}{\partial z} \quad (18)$$

我们计算了 1979 年 6 月逐日 $85^\circ E$ 、 $90^\circ E$ 、 $95^\circ E$ 三个经圈平面上的 ψ' , 并对空间 ($85-95^\circ E$) 和时间求平均, 得到 1979 年 6 月高原中部的平均经圈环流函数 $\overline{\psi'}$, 其代表的流场如图 3 所示。

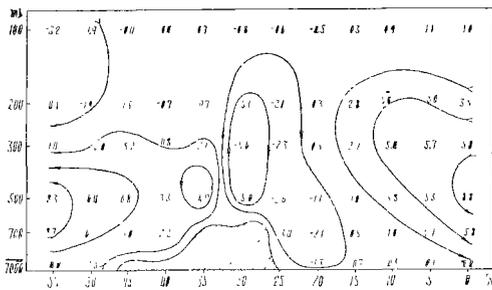


图 3 1979 年 6 月高原中部的平均经圈环流函数 (米²/秒)

将图 2 与图 3 相对照, 可见 $90^\circ E$ 经圈平面上的加热场强迫形成的经圈环流与高原中部实际存在的平均经圈环流是很相似的, 不过图 2 中高原南北侧的一对小环流圈在图 3 中则刚好位于高原地区上空, 这一点与转盘实验的结果更为一致。因此可以认为, 1979 年 6 月高原中部的平均经圈环流主要是热力作用形成的。

四、经圈环流函数的自然正交分解

在计算出的 1979 年 6 月逐日 $85-95^\circ E$ 平均经圈环流函数图上, 环流型式变化较

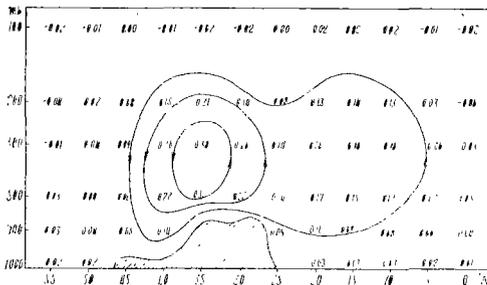


图 4 第一特征向量

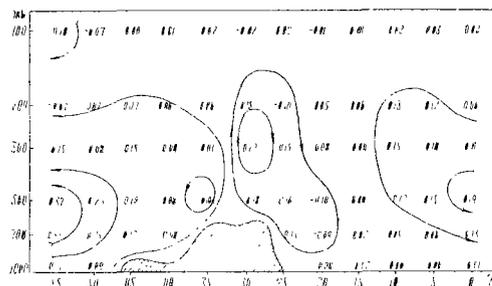


图 5 第二特征向量

大,不能一目了然地看清高原热力作用的影响。为了考察高原热力作用对瞬时的经圈环流的影响,我们将上述逐日平均经圈环流函数作了自然正交分解,其第一、第二特征向量如图4、图5所示,而它们的时间系数如图6所示。

均方根拟合精确度(其定义见文献[9]) $d_1 = 0.614$, $d_2 = 0.785$ 。

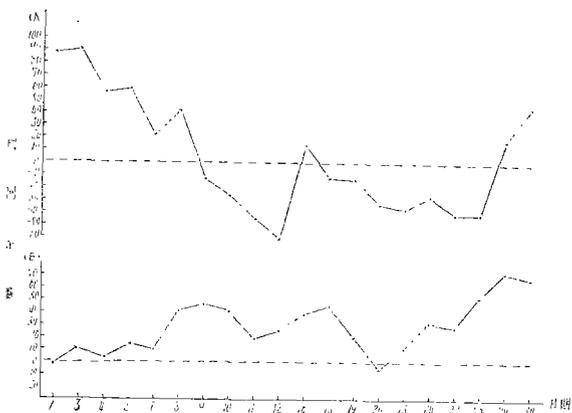


图6 时间系数曲线 A 第一特征向量 B 第二特征向量

第一特征向量所表示的基本上是一个中低纬的单圈环流,其中心在青藏高原北部。从第一特征向量时间系数的演变规律看,从6月1日至8日时间系数全部是正的,而自6月9日以后,除个别天外,基本上都是负的。因此在前一段时期(6月1日—8日),第一特征向量所对应的高原中部平均经圈环流分量场在 $35^{\circ}N$ 以南主要为上升运动,在 $35^{\circ}N$ 以北主要为下沉运动,而后期则刚好相反。时间系数的这一演变特征可能与整个亚洲地区大气环流的季节转换有关。

由此推测第一特征向量所代表的经圈环流型的形成原因也可能与大型水平涡旋的热量输送、动量输送等因子有关,目前由于受资料限制,还有待于进一步的研究证实。

文献[9]对1979年5—7月逐候的水平流场作了自然正交分解,发现各等压面第二特征向量的时间系数均在6月第4候改变符号,也就在这一时段,东亚、南亚和东南亚地区乃至整个亚洲地区的大气环流均发生了明显的变化,我国长江中下游进入梅雨期。而我们这里计算的第一特征向量的时间系数改变符号却提早了大约一个星期,经圈环流的这一变化是大气环流季节转换的前奏,对季风“爆发”和梅雨开始期的中期预报也许有一定的价值,尚待进一步深入研究。

第二特征向量的时间系数演变有两个明显的特点:首先,除了6月1日和20日的系数为绝对值很小的负数外,其余各天都为正数,这说明形成第二特征向量场的物理因素是比较稳定的;其次,显然存在着其数值由小变大的趋势,这说明该种物理因素在从初夏至盛夏的季节转换过程中是不断增强的,因此我们推测它可能是由于热力作用形成的。将图2与图5相对照,二者确实是很相似的,可见第二特征向量正是代表了非绝热加热强迫形成的经圈环流,换言之,热力作用对瞬时经圈环流的形成也有直接的、举足轻重的影响。

第二特征向量在青藏高原上空及其南侧的环流圈便是前面提到的由于青藏高原热源和印度洋冷源共同作用形成的季风环流圈,它在夏季高原地区的经圈环流中占有十分重要的地位,是该地区经圈环流冬夏季节转换的重要特征。当第一特征向量场的时间系数为正时,不利于这一季风环流圈在合成流场中形成,反之,为负时,则有利于其形成。分析逐日的高原中部平均经圈环流流函数图可以看到,这一季风环流圈正是在第一特征

向量的时间系数从正转负的时候(6月9日)才明显出现的。

1979年6月初高原中部的平均经圈环流在低纬某种程度上还保持着冬季的特点。以6月1日为例(图7),中低纬基本上是一个大的直接环流圈,它与经圈剖面上的温度场有很好的对应关系。如前所述,一方面由于太阳辐射的不均匀分布,存在着自南向北的行星温度梯度;另一方面,由于自春季、尤其是自5月以来高原的强烈加热作用,还叠加着从高原分别指向南北两侧的温度梯度。在高原北侧二者方向一致,对应的经圈环流也比较强;而在高原南侧,二者方向相反,但行星温度梯度略占优势,所以仍维持着一较弱

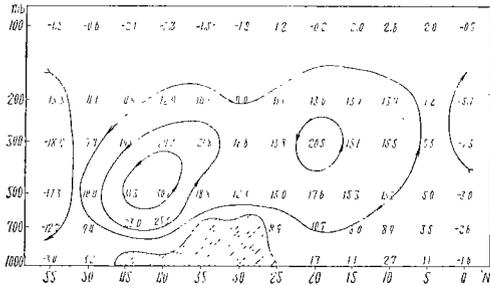


图7 1979年6月1日高原中部的平均经圈环流函数(米²/秒)

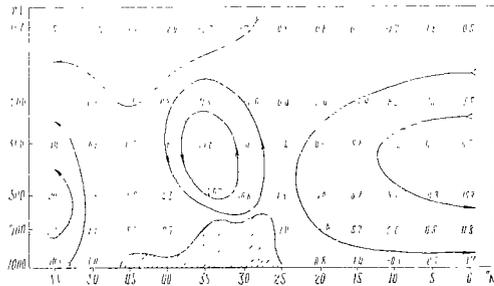


图8 1979年6月8日高原中部的平均经圈环流函数(米²/秒)

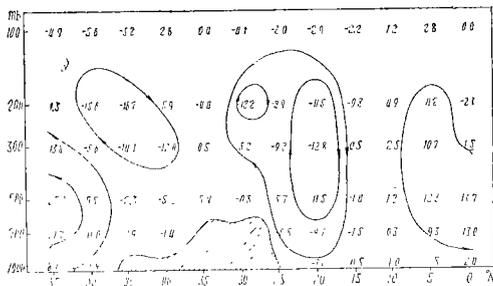


图9 1979年6月9日高原中部的平均经圈环流函数(米²/秒)

的直接环流圈。其后,随着高原的热力作用继续增强,最强的上升气流区从高原北侧移至高原上空,南面的 *Hadley* 环流圈则开始脱离高原地区。从6月8日(图8)到6月9日(图9),经圈环流有一个明显的突变,6月9日在高原及其南侧出现了季风环流圈,而且从此以后它就一直在逐日的经圈剖面图上存在,只不过其范围和强度时有变化而已。

此外,除了第二特征向量,其余各个特征向量的时间系数均正负相间,如果求时间平均,它们对应的逐日分量场会相互抵消,这可能是1979年6月月平均的经圈环流(图3)与第二特征向量(图5)之所以相似的原因。

五、结 束 语

本文从平均经圈环流诊断方程出发,利用风场资料直接计算了经圈垂直剖面上的加热场及其强迫形成的经圈环流,其结果与转盘实验和数值模拟的结论大体相似,与实测资料统计分析得到的月平均经圈环流及自然正交函数分解的第二特征向量更为接近,这表明青藏高原的热力作用在初夏已经是一个比较稳定的、经常起作用的因子,它对于1979年6月高原中部的月平均经圈环流的形成起了决定性的作用,而对于逐日瞬时经圈环流的形成它虽然不一定是第一位的因子,但其影响仍然是举足轻重的。与南亚、东亚季

风区相反, 夏季太平洋中部和大西洋中部的低纬地区仍为经典的 *Hadley* 环流, 因此在讨论沿整个纬圈平均的经圈环流时, 热力作用的影响有相互抵消的趋势, 其相对重要性可能有所降低, 但从它在各个经带所起的重要作用来看, 也不容完全忽略其影响。

本文的工作仅是初步的, 青藏高原的动力作用对经圈环流的影响以及前面提到的经圈环流演变与整个大气环流季节转换的关系、季风环流与我国降水的关系等问题都还有待于进一步的研究。

本工作是在章基嘉老师和陈久康老师的指导下进行的, 并得到南京气象学院实习台和计算机房的大力支持, 特此向他们致谢。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正, 朱抱真, 大气环流的若干基本问题, 科学出版社, 1958。
- [2] 陈秋士等, 1958年7月亚洲东南部西南季风区和太平洋信风平均流场和平均经圈环流, 气象学报, 34卷, 1期, 1964。
- [3] Hahn, D.G. and Manabe, S., The Role of Mountains in the South Asian Monsoon Circulation, *J. Atm. Sci.*, Vol. 32, No. 8, 1975.
- [4] 中国科学院大气物理研究所二室模拟组, 青藏高原流场三维结构的模拟实验, 大气科学, 1977, 4。
- [5] Kuo, H.L., Forced and Free Meridional Circulation in the Atmosphere, *J. Met.*, Vol. 13, No. 6, 1956.
- [6] Isao Kubota, Seasonal Variation of Energy Sources in the Earth Surface Layer and in the Atmosphere over the Northern Hemisphere, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, Vol. 48, No. 1, 1970.
- [7] 叶笃正等, 东亚和太平洋上空平均垂直环流, 大气科学, 3卷, 1期, 1979。
- [8] 张家诚, 经向海陆分布对大气环流的热力作用, 气象学报, 38卷, 3期, 1980。
- [9] 王益兴, 气象向量场的自然正交展开方法及其应用, 南京气象学院学报, 1981, 1。

The Influence of Thermodynamic Effect of Qinghai-Tibet Plateau on Early Summer Meridional Circulation

Lei Zhaochong

ABSTRACT

Based on the daily wind data of June, 1979 is calculated by an indirect method the mean thermal field at 90°E meridional cross-section and then the mean meridional circulation (MMC) driven by heterogeneous non-adiabatic heating with the diagnostic equation for the MMC. The numerical results are compared with those of rotating dishpan experiments and numerical experiments in general circulation as well as with analytical results of empirical orthogonal function. Both the MMC and the second eigenvector field obtained using the empirical orthogonal analysis from daily meridional circulations in June, 1979 over the central Plateau are due to heterogeneous non-adiabatic heating, which shows the significant influence of thermodynamic effect of Qinghai-Tibet Plateau on early summer meridional circulation. Finally, the evolution of the MMC during the seasons of the general circulation transition in the northern hemisphere is made clear.