

大气热力强迫和动力强迫的调配 及平均经圈环流的仿真模拟*

吴国雄 蔡雅萍

(大气科学和地球流体力学国家重点实验室(LASG),中国科学院大气物理研究所,北京,100080)

提 要

通过研究平均经圈环流(MMC)及其所受的内外强迫作用的相互配置,指出对 MMC 的热力和动力强迫满足确定的调配率。这一调配率受大气内在的斜压性、静力稳定度及绝对湿度制约。

利用辐射加热和凝结加热参数化方案,结合欧洲中期天气预报中心(ECMWF)的分析资料,对 1 月份平均经圈环流进行数值仿真模拟。结果表明,热带对流加热可以形成双层 Hadley 环流结构;涡动动量输送对双 Hadley 环流的形成也有一定影响。中高纬度的 MMC 则主要由外动量强迫及大气的动量和热量输送特征决定。

关键词:平均经圈环流,热力强迫,动力强迫。

1 引言

平均经圈环流(MMC)作为大气环流成员之一,与平均纬圈环流、水平环流、西风带及温度分布等有不可分割的联系。MMC 作为一种次级环流,只有当大气的静力平衡和地转平衡状态被破坏后才被激发出来。它引起大气产生相应调整,重建新的静力平衡和地转平衡状态(Eady, 1950)^[1]。叶笃正和朱抱真(1958)^[2]指出,大气平均状态中的三个经圈环流是地球自转、非均匀加热、涡动输送过程和摩擦的共同作用所形成和维持的。对全球角动量收支和感热收支的分析(吴国雄等, 1988)^[3]则表明,MMC 的水平支的惯性矩平衡着角动量在近地表的制造和在自由大气中的输送;而其垂直支的绝热变温效应则平衡着大气中的非绝热加热和涡动热输送。

在对 ECMWF 1979—1984 年平均资料的分析中,吴国雄和刘还珠(1987)^[4]发现,低纬度的 Hadley 环流在垂直方向上存在双圈结构,这也为后来 Hoskins 等(1989)^[5]的计算所证实。由于热带平均经向风的分析对初值形成方案十分敏感(Hollingsworth and Cats, 1981)^[6],Trenberth and Olsen (1988)^[7]曾认为, Hadley 环流的这种双层结构可能与分析误差有关。然而,双 Hadley 环流结构只出现在冬半球,而且从冬到夏呈现规律性的变化(参见文献[4] 20—21 页图),却不能用分析误差去解释。事实上, Schineider 和 Linzen (1977)^[8]的数值试验表明,热带地表的温度梯度可激发近地层的直接环流,而高层的潜热

* 1992 年 3 月 11 日收到原稿,1992 年 6 月 11 日收到修改稿。本研究得到国家基础性研究重大关键项目“气候动力学和气候预测理论的研究”的资助。

释放和积云摩擦可造成高层的直接环流。因此, Hadley 环流的双层结构可能是存在的。但是他们的理想化的模拟结果与资料分析的差异较大, 地表温度梯度所激发出的环流只出现在 800hPa 以下。本文试图用数值分析和数值仿真模拟相结合的方法去研究 MMC 的形成和维持, 由此揭示出双 Hadley 环流生成的可能机制。在第 2 节中, 我们首先讨论 MMC 及其源汇项的配置。第 3 节着重讨论潜热释放和辐射冷却在 Hadley 环流形成中的作用。第 4 节比较各种内外强迫作用在 MMC 维持中的贡献。若干结论在第 5 节给出。

2 平均经圈环流的源汇分布

纬向平均的动量方程和热力方程可分别表示为:

$$[u]_t = \xi[v] - [u]_p[\omega] - (a \cos^2\varphi)^{-1}[u^*v^* \cos^2\varphi]_p - [u^*\omega^*]_p + S \quad (1)$$

$$[\theta]_t = -a^{-1}[\theta]_p[v] - [\theta]_p[\omega] - (a \cos\varphi)^{-1}[v^*\theta^* \cos\varphi]_p - [\theta^*\omega^*]_p + Q \quad (2)$$

其中 $\xi = f - (a \cos\varphi)^{-1}[u \cos\varphi]_p$ 为纬向平均绝对涡度, “[]” 和 “*” 分别表示纬向平均及对纬向平均的偏差。等号右端第 1、2 项代表纬向平均经圈环流对纬向平均量的贡献, 而第 3 至第 5 项分别代表涡动的水平和垂直输送等内强迫及外强迫源对纬向平均量的贡献。把这些强迫项用下述符号表示:

$$\begin{cases} F_1 = - (a \cos^2\varphi)^{-1} f [u^*v^* \cos^2\varphi]_p = fx_1 \\ F_2 = - f [u^*\omega^*]_p = fx_2 \\ F_3 = fS \\ F = \sum_{i=1}^3 F_i = fx = f(x_1 + x_2 + S) \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} H_1 = -\alpha (a \cos\varphi)^{-1} [v^*\theta^* \cos\varphi]_p \\ H_2 = -\alpha [\omega^*\theta^*]_p \\ H_3 = \alpha Q \\ H = \sum_{i=1}^3 H_i \end{cases} \quad (4)$$

其中 $\alpha = (p/p_0)^*R/(ap)$ 。定义静力稳定度参数 A , 斜压性参数 B , 和惯性稳定度参数 C 如下:

$$\begin{cases} A = - (a^2\rho\cos\varphi)^{-1} [ln\theta]_p \\ B = (a^2\rho\cos\varphi)^{-1} [ln\theta]_p \\ C = (\cos\varphi)^{-1} f\xi \end{cases} \quad (5)$$

再根据纬向平均连续方程

$$(a \cos\varphi)^{-1}[v \cos\varphi]_p + [\omega]_p = 0 \quad (6)$$

定义流函数 ψ ,

$$\begin{cases} [v] = (\cos\varphi)^{-1}\psi_p \\ [\omega] = - (a \cos\varphi)^{-1}\psi_p \end{cases} \quad (7)$$

最后利用纬向平均地转关系

$$[f + u \tan\varphi/a][u] = -a^{-1}[\Phi]_p \quad (8)$$

静力关系

$$[\Phi]_p = - [RT/p], \quad (9)$$

及位温定义

$$[\theta] = [T][p_0/p]^{\kappa} \quad (10)$$

可得热成风关系:

$$[f + 2u \tan\varphi/a][u]_p = \alpha[\theta]_p \quad (11)$$

根据关系式(3) - (11), 可把动量方程(1) 和热量方程(2) 分别写成:

$$f[u]_i = C\psi_p + \delta B\psi_p + F \quad (12)$$

$$\alpha[\theta]_i = -B\psi_p - A\psi_p + H \quad (13)$$

其中 $\delta = f/\mathcal{F} = f/[f + 2a^{-1}u \tan\varphi] \approx 1$. 在定常状态, (12)、(13) 构成联立方程组:

$$\begin{cases} B\psi_p + C\psi_p = -F \\ A\psi_p + B\psi_p = H \end{cases} \quad (14)$$

其系数行列式为

$$\Delta = B^2 - AC = [\rho g^2]^{-1} ([u]_z \mathcal{F})^2 (1 - Ri f \xi \mathcal{F}^{-2}) \quad (15)$$

或者

$$\Delta = B^2 - AC = -[\rho g a^2 \cos^2\varphi]^{-1} f P_E$$

式中 P_E 为 P 座标下的 Ertel 位涡

$$P_E \equiv -g(f\vec{k} + \nabla \times \vec{v}) \cdot \nabla\theta,$$

Ri 为 Richardson 数

$$Ri \equiv N^2([u]_z)^{-2}$$

在地球大气中, $Ri \gg 1$, 且 $f\xi\mathcal{F}^{-2} \approx 1$, 因此有

$$\Delta = B^2 - AC < 0 \quad (16)$$

或等价地

$$fP_E > 0 \quad (16)'$$

式(16)' 意味着大气是对称稳定的。于是从式(14) 可得解

$$\begin{cases} \psi_p = -a \cos\varphi[\omega] = -\frac{1}{\Delta}(CH + BF) \\ \psi_p = a \cos\varphi[v] = \frac{1}{\Delta}(AF + BH) \end{cases} \quad (17)$$

当 $F = H \equiv 0$, 即(14) 为齐次时, 由于 $\Delta \neq 0$, 根据达朗贝尔法则, MMC 只有零解, 即:

$$[v] = [\omega] \equiv 0, \text{ (当 } F = H = 0 \text{ 时)} \quad (18)$$

这意味着:

(1) 平均经圈环流是由大气的动量源或热量源的外强迫作用及内部涡动动量输送和热量输送的内强迫作用造成的。它的强度和分布受到三个参数的影响, 即大气的静力稳定度、惯性稳定度和斜压性。当没有强迫作用或内外源处于平衡状态时, MMC 不可能存在。

(2) 在经圈环流中心, $\psi_p = \psi_p = 0$. 这时由式(17) 有

$$\begin{cases} BF + CH = 0 \\ AF + BH = 0 \end{cases} \quad \text{(在 MMC 中心处)} \quad (19)$$

既然 $\Delta = B^2 - AC \neq 0$, 该线性齐次方程组只有零解

$$F = H = 0$$

也就是说, 在 MMC 中心处, 作用于大气的外部动量源和热量源分别为涡动动量输送和热量输送所平衡。

(3) 对于 MMC 上、下水平支上 $[\omega] = 0$ 的点, 由式(14) 有,

$$[v] = \frac{H}{\cos\phi B} = -\frac{x}{\xi}, \text{ (当 } [\omega] = 0 \text{ 时)} \tag{20}$$

在北半球, $\xi > 0, B < 0$, 因此有

$$[v] < 0, \text{ (当 } x > 0, \text{ 或 } H > 0 \text{ 时)}$$

$$[v] > 0, \text{ (当 } x < 0, \text{ 或 } H < 0 \text{ 时)}。$$

在南半球, $\xi < 0, B > 0$, 因此有

$$[v] > 0, \text{ (当 } x > 0, \text{ 或 } H > 0 \text{ 时)}$$

$$[v] < 0, \text{ (当 } x < 0, \text{ 或 } H < 0 \text{ 时)}。$$

也就是说, 动量源(汇) 和(或) 热量源(汇) 区对应着向赤道(向极地) 的水平非地转运动。

(4) 对于 MMC 纯上升支及下沉支上 $[v] = 0$ 的点, 由(14) 有

$$[\omega] = -\frac{1}{a \cos\phi} \psi_p = \frac{1}{a \cos\phi} \frac{fx}{B} = -\frac{1}{a \cos\phi} \frac{H}{A}, \text{ (当 } [v] = 0 \text{ 时)} \tag{21}$$

由于在两半球均有 $f/B < 0$, 因此

$$-[\omega] > 0, \text{ (当 } x > 0 \text{ 或 } H > 0)$$

$$-[\omega] < 0, \text{ (当 } x < 0 \text{ 或 } H < 0)$$

也就是说, 动量和(或) 热量的源(汇) 区对应着上升(下沉) 运动。

综上所述, 纬向平均动量和(或) 热量的源汇分布与 MMC 分布之对应关系可用图 1a 表述如下: 在一个直接环流的上升支和近地层对应着动量和(或) 热量的源; 在其下沉支和对流层顶附近对应着汇。在一个间接环流的上升支和对流层顶附近对应着动量和(或) 热量的源; 在其下沉支和近地层对应着汇。当热带存在双 Hadley 环流时, 则源汇分布应如图 1b 所示。这时, 热带必存在双层的动量和热量的源和汇。

值得注意的是, 在满足式(20)、(21) 的那些点上, 对 MMC 的热力强迫和动力强迫之间存在着确定的比例关系, 它们受大气内在的斜压性, 静力稳定度及惯性稳定度所调

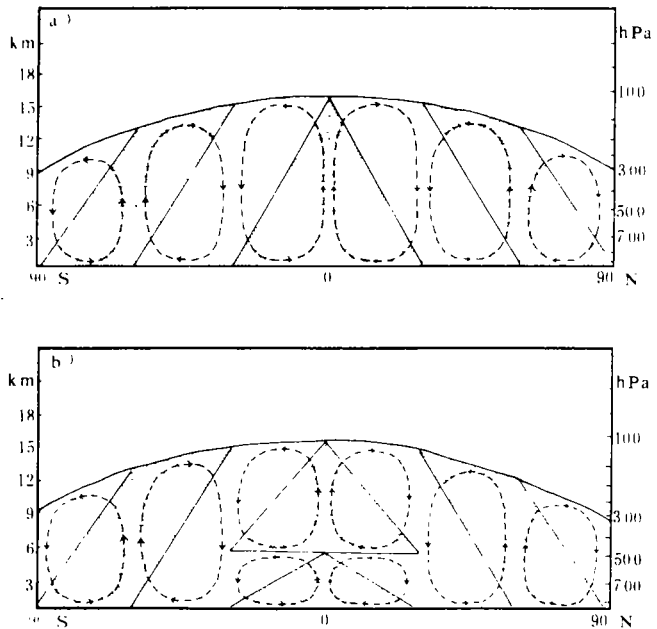


图 1 平均经圈环流和动量、热量强迫源(阴影区) 和汇(无阴影区) 的相对配置
(a) 典型的三圈环流情况, (b) 热带 Hadley 环流存在双层结构时)

制。换言之,对 MMC 的动力强迫和热力强迫存在下述调配关系:在 $[\omega] = 0$ 的点上,动量源与热量源之比正比于绝对涡度与斜压性之比;在 $[v] = 0$ 的点上,动量源和 f 的积与热量源之比正比于斜压性与静力稳定度之比,或者说正比于位温面相对于等压面水平倾角的正切。

3 热源强迫与 Hadley 环流

应用热成风关系(11),从动量方程(12)和热量方程(13)可导出经圈环流满足的方程为:

$$\begin{aligned} & (A\psi_\varphi)_\varphi + 2B\psi_{\varphi\varphi} + (C\psi_p)_p + B_p\psi_\varphi + B_\varphi\psi_p \\ & = (F_1 + F_2 + F_3)_p + (H_1 + H_2 + H_3)_\varphi = F_p + H_\varphi \end{aligned} \quad (22)$$

在导出上式时利用了近似式 $|[u]|/(a\Omega\cos\varphi) \ll 1$ 。该偏微分方程的性质由 $\Delta = B^2 - AC$ 的符号(或 Richardson 数的大小)决定。由于大气一般具有对称稳定性($fP_E > 0$),从式(16)或式(16)'知,式(22)是一个椭圆型方程。由于齐次椭圆型方程不能在内部取得极大值,又由于对全球积分而言 ψ 的边值近似为零,于是当式(22)中 $F = H \equiv 0$ 时,有解 $\psi \equiv 0$ 。这同样表示,当没有强迫作用或当内外源在各处均处于平衡状态时,大气中不可能存在平均经圈环流。此外,由于式(22)是一个线性方程,因此 MMC 可以看成是各种强迫作用产生的环流之和。

为求式(22)的数值解,在垂直方向把大气分为 40 层,间隔为 25hPa,在水平方向从南极到北极取网格点间隔为 3° ,共得 61×41 个网格点。在两极及 $p = 0$ 处, ψ 边值取为零。在 $p = 1000\text{hPa}$ 处,由式(17)求得 ψ_p 后,再由中央差分法解得 ψ 的下边界值。我们这里要研究 1 月份的环流,网格点上所需要的 $[u]$, $[T]$, $[u^*v^*]$, $[u^*\omega^*]$, $[v^*T^*]$, $[\omega^*T^*]$ 和外动量源 F_3 及热源 H_3 均利用文献[4]所提供的相应资料内插得到。它们是从 ECMWF 13 层的五年(1979 年 9 月至 1984 年 8 月)平均 1 月份资料计得的。把这些格点值代入式(22),便可由超张弛法求解该椭圆型方程,得到 MMC 的分布。

不考虑其它因子作用时,把上述非绝热加热 H_3 的分布代入式(22),求解得到的 MMC 如图 2 所示。非绝热加热在中高纬度的作用较小,在低纬度所激发的强大的直接环流中心分别位于 250hPa 和 800hPa,强度分别为 14×10^3 和 $12 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$ 。由于感热加热所激发的环流很弱,且位于 900hPa 以下(见文献[8]),可见这种热带环流主要应该由潜热加热和辐射加热造成。

为研究辐射加热和热带对流活动对平均经圈环流的影响,我们引入如下的辐射加热参数化方案:

$$Q_{rad} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\kappa} \frac{Te(\varphi, p) - [T(\varphi, p)]}{\tau(p)} \quad (23)$$

式中 $[T(\varphi, p)]$ 为 1 月份纬向平均温度分布, $\tau(p)$ 为 p 座标中的辐射加热时间尺度,

$$\tau(p) = \begin{cases} 30\text{d} & (p > 300\text{hPa}) \\ (0.01p - 1) \times 15\text{d} & (200\text{hPa} \leq p \leq 300\text{hPa}) \\ 15\text{d} & (p < 200\text{hPa}) \end{cases}$$

$Te(\varphi, p)$ 为辐射平衡温度

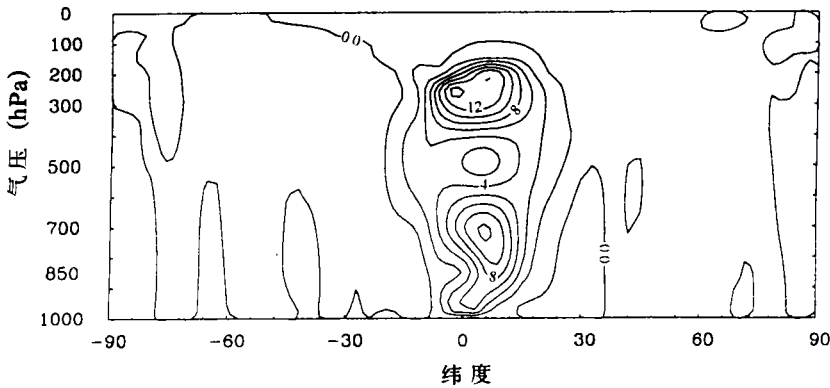


图2 1月份大气的外部热源 H_3 所激发的平均经圈环流

(等值线间隔为 $2 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$ 。外部热源 H_3 取自文献(4),由 ECMWF 五年资料从热力学方程求得)

$$T_e(\varphi, p) = 0.5 \left\{ T(\varphi) + \Gamma H_0 \ln \frac{p}{p_0} + |T(\varphi) + \Gamma H_0 \ln \frac{p}{p_0}| \right\} + 213$$

其中 Γ 为干绝热递减率,假定为常数, H_0 为标准大气的高度, $(T(\varphi) + 213)$ 为理想化的 1000hPa 辐射平衡温度。假定 1 月份 $T(\varphi)$ 在 15°S 取极大值,则可令

$$T(\varphi) = 25 \{ 1 - 2\sin^2[0.86(\varphi + 15)] \} + 60$$

上述辐射平衡温度 T_e 的取值给出均一的大气上界温度分布(constant skin temperature) 以保证大气上界纬向风有界。式(23)表明,辐射冷却正比于温度对辐射平衡状态的偏差值。Rodgers 和 Walshaw(1966)⁽⁹⁾ 证明,由式(23)所表达的辐射方案对地球大气而言是相当精确的。

本研究中凝结加热取如下参数化形式

$$Q_{\text{con}} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\epsilon} \tilde{Q}(p) \exp\left[-\left(\frac{\varphi - \varphi_0}{d\varphi}\right)^2\right] \quad (24)$$

上式中 φ_0 为凝结加热中心纬度, $d\varphi$ 模拟热带降水带的高斯半宽。 $\tilde{Q}(p)$ 模拟凝结加热的垂直分布:

$$\tilde{Q}(p) = \begin{cases} C_Q(p - p_t)/(p_1 - p_t) & p_t \leq p \leq p_1 \\ C_Q & p_1 \leq p \leq p_2 \\ C_Q(p_b - p)/(p_b - p_2) & p_2 \leq p \leq p_b \end{cases} \quad (25)$$

它满足

$$\int_{p_t}^{p_b} \tilde{Q}(p) \frac{dp}{g} = L\rho_{\text{water}} P_r \quad (26)$$

上式中, p_t 和 p_b 分别为凝结层顶和底的高度,而 p_1 和 p_2 各为均匀凝结层的顶和底的高度; L 为凝结潜热, P_r 为降水率, ρ_{water} 为水的密度。

积云摩擦参数化取简单的通量形式

$$F_{\text{con}} = -g \frac{\partial}{\partial p} [M_c(u - uc)] \quad (27)$$

其中 M_c 为积云质量通量,它通过下述关系

$$Q_{\text{con}} = \omega_c \frac{\partial \theta}{\partial p} = -gMc \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (28)$$

由 Q_{con} 求得。

由观测的年降水量从式(25)(26)可算出 C_Q , 通过调节 $d\varphi$ 可模拟热带降水的分布。假定潜热的释放通过浅薄对流和深厚对流完成, 两者之比为 8 : 7, 则可取如下表参数

	p_1 (hPa)	p_2 (hPa)	p_3 (hPa)	p_d (hPa)	P_r (m/y)
深对流层	100	200	300	500	0.8
浅对流层	500	800	850	900	0.7

为模拟冬季状况, 在式(24)中, 取 $\varphi_0 = 6^\circ S, d\varphi = 3^\circ$ 。把上述参数代入式(23)、(24) 便可得非绝热加热的分布。由此模拟得到的平均经圈环流如图 3 所示。积云对流在加热区南北侧均强迫出直接经圈环流(图 3a)。然而南侧环流较弱, 中心在 250hPa 附近。北侧环流较强, 在近赤道 250hPa 和 850hPa 附近各激发出强度为 13×10^3 和 $11 \times 10^3 \text{ kgs}^{-3}$ 的环流中心。高低纬度的辐射加热差异在低纬激发出的直接环流中心在 500hPa 附近, 但强度仅为凝结加热所激发的 1/3(图略)。因此积云加热和辐射加热共同激发的环流(图 3b)基本上与图

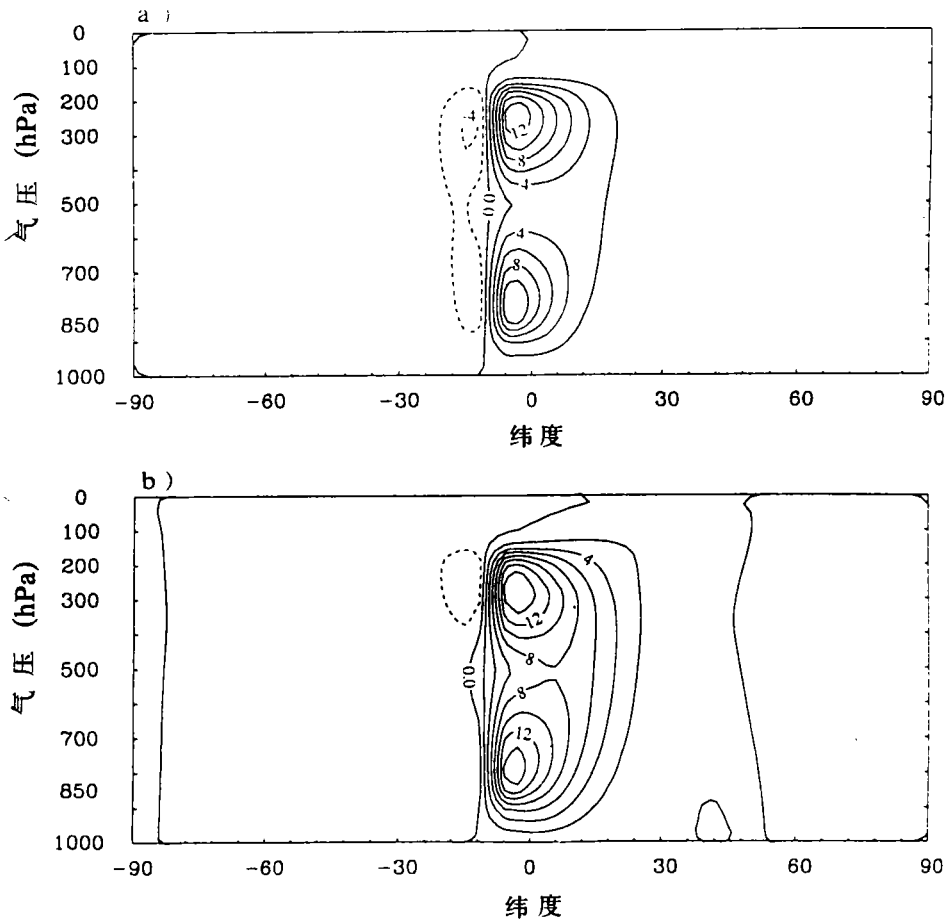


图 3 用凝结加热参数化方案(24)和辐射加热参数化方案(23)模拟得到的 1 月平均经圈环流 (等值线间隔 $2 \times 10^3 \text{ kgs}^{-3}$ 。(a) 凝结加热所激发的平均经圈环流, (b) 凝结加热和辐射加热共同激发的平均经圈环流)

3a 相似。比较图 3 和图 2 可见,由式(23)和(24)的参数化方案所描述的加热率能较好地模拟大气中的纬向平均加热,它们所强迫的 MMC 十分相似。

4 纬向平均经圈环流的模拟

由辐射加热和凝结加热所激发的 MMC 不能产生足够的热输送以平衡高低纬的加热差异,由此造成的行星大气之南北温差和西风急流会变得十分巨大,导致正压和斜压不稳定扰动的发展。此外,地形和海陆热力差异也能产生大气扰动。扰动的发展有效地减少南北温差。扰动的动量和热量输送则破坏大气的地转平衡和静力平衡,从而激发出非地转次级环流,以使大气恢复新的平衡关系(Eady, 1950^[1]; Green, 1970^[10])。为分析扰动输送对 MMC 的激发作用,我们把从文献[4]得到的 $(F_1 + F_2)$ 及 $(H_1 + H_2)$ 分别代入模型(22)中,算得的 MMC 如图 4 所示。这种内动量强迫和热量强迫各在南北半球激发出三圈环流。由涡动动量强迫产生的环流中心一般位于 500hPa 左右;且中纬度的间接环流比热带直接环流要强 1—3 倍。值得注意的是,在夏半球 Hadley 环流呈现为完整的单一环流圈。

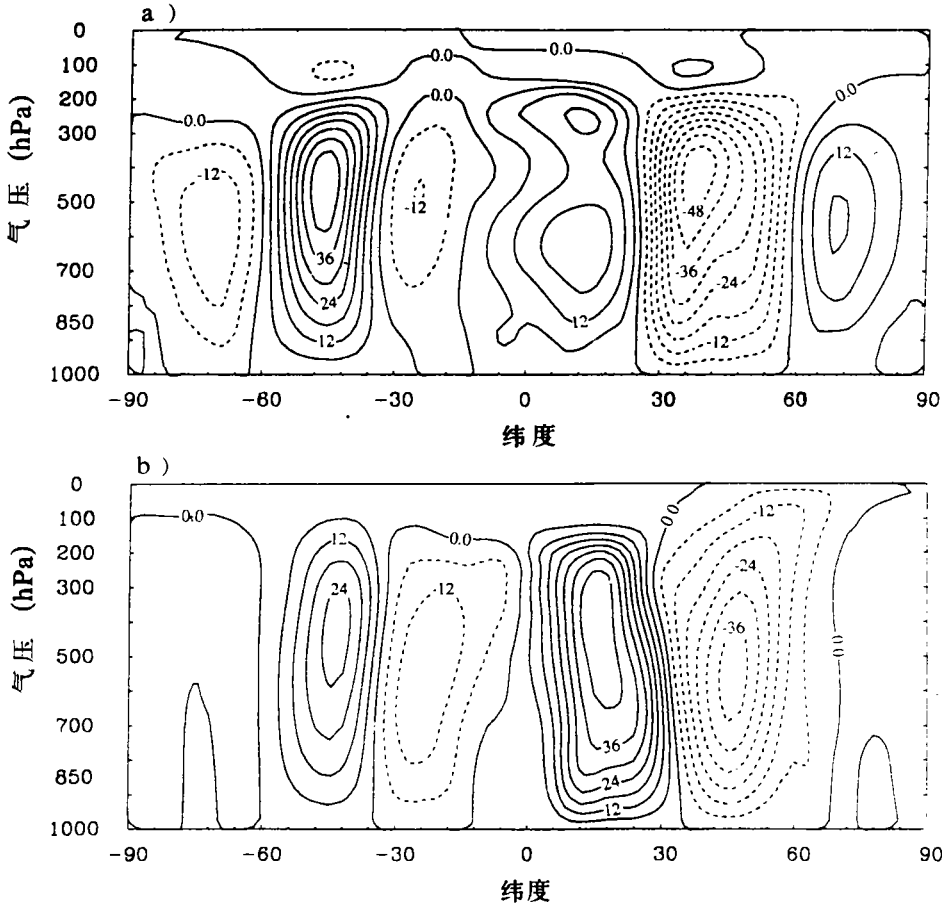


图 4 1 月份大气波动输送过程所强迫的平均经圈环流 (等值线间隔为 $6 \times 10^2 \text{kg s}^{-3}$ 。(a) 水平和垂直涡动动量输送所激发的平均经圈环流, (b) 水平和垂直涡动感热输送所激发的平均经圈环流)

而在冬半球在 250hPa 和 650hPa 附近却各有一个强度约为 $2 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$ 的中心。由于南北半球 1 月份涡动输送的最大差异是行星尺度涡动的输送,由此推知冬半球上层 Hadley 环流的存在与冬半年行星尺度涡动发展及其角动量输送特征有一定关系。涡动热量输送所激发出的环流的中心的纬度位置在南半球与动量输送所激发出的环流的位置大致吻合 (25°S , 和 45°S); 在北半球前者比后者北移了 10° 左右。

分析表明,积云摩擦的动量强迫效应诱发的 MMC 较弱(图略)。这里直接用文献〔4〕所提供的外动量源 F_3 来研究其对 MMC 的贡献。图 5 所展示的即为 F_3 所激发的 MMC。其中心多集中在对流层下层。除南极环流和北半球 Ferrel 环流各出现在 750hPa 和 800hPa 外,其余各中心均出现在 900hPa。其中北半球低层的 Hadley 环流强度达 $15 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$ 。根据第 2 节讨论,激发图 5 所示的 MMC 的外动量源汇主要集中在近地层,且与地面风带分布有很好的对应关系。换言之,摩擦力矩应是激发这类近地层环流的主要因子。值得注意的是北半球热带地区在 300hPa 附近还存在着一个弱小的直接环流,强度为 $3 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$ 左右,比动量内强迫产生的略强。在此两直接环流间为一间接环流。看来,热带上层 Hadley 环流的形成也与对流层上层存在动量源有关。

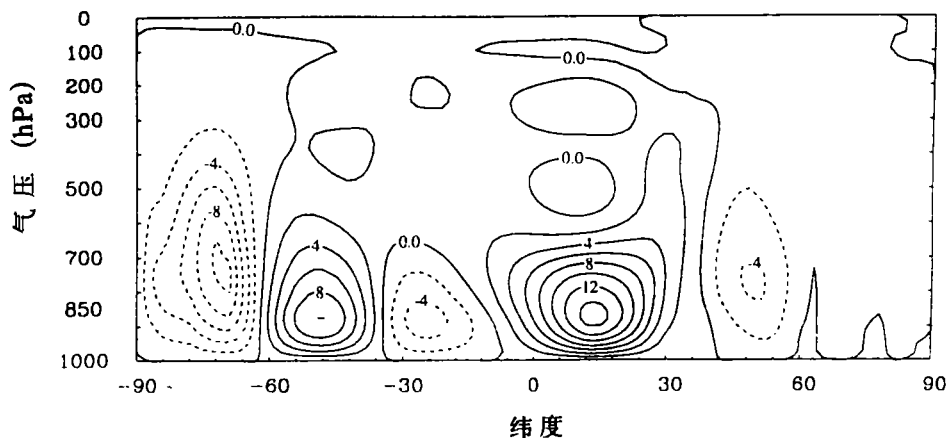


图 5 1 月份大气的外动量源(F_3)所激发的平均经圈环流
(等值线间隔为 $2 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$, 外部动量源 F_3 由 ECMWF 资料从 u 动量方程求得〔4〕)

综上所述,250hPa 附近的上层 Hadley 环流中心主要由非绝热加热造成,但也受外动量强迫和涡动动量输送的影响。此三者贡献的比例约为 15 : 3 : 2。

如把式 (23) 和 (24) 所表示的非绝热加热方案与本节由资料计算得的所有强迫作用 (H_1, H_2 及 F) 加在一起代入式 (22), 则由其激发出的 MMC (图 6a) 在两半球均呈明显三圈结构,与用 1 月份实测 $\langle v \rangle$ 和 $\langle \omega \rangle$ 所计算得到的 MMC (图 6b, 取自〔4〕) 十分一致。在模拟和分析中,北半球的 Hadley 环流都具有明显的双层结构。模拟结果还表明,在下层 Hadley 环流的形成中,动力强迫和热力强迫的贡献相当。

5 结论

MMC 是由大气的外动量和(或)热量强迫以及内输送过程所激发出来的。纬向平均

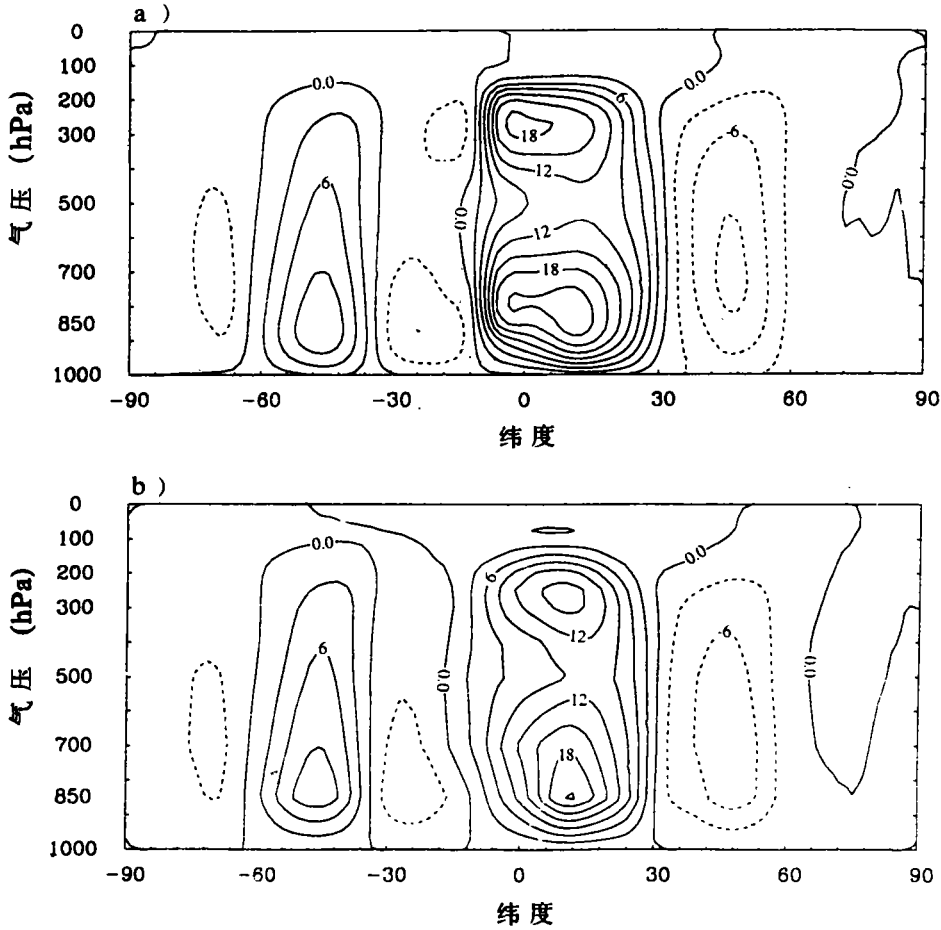


图 6 1 月份平均经圈环流的分布
等值线间隔 $3 \times 10^3 \text{kg s}^{-3}$ 。

(a) 用辐射、凝结加热参数化方案及其它内外强迫模拟得到的平均经圈环流(详见正文);
(b) 由纬向平均风(v)和(ω)计得的平均经圈环流(摘自(4))

的动力强迫(F)和热力强迫(H)之间存在确定的比例关系。在垂直运动(ω)为零的点上,动力强迫与热力强迫之比正比于绝对涡度与斜压性之比。在水平运动(v)为零的点上,动力强迫与柯氏参数之积和热力强迫之比正比于斜压性和静力稳定度之比。

热带深对流导致的潜热释放可在对流层上部形成热源并导致上层 Hadley 环流形成。外动量源及涡动输送过程对上层 Hadley 环流的形成也有贡献,但作用比前者弱。在下层 Hadley 环流的形成中,热力强迫和动力强迫的贡献相当。在中纬度间接环流的形成中,非绝热加热作用较小。外动量强迫和涡动的动量和热量输送过程均起着重要的作用。

参考文献

[1] Eady E T. The cause of the general circulation of atmosphere. Roy Meteor Soc Cent Proc, 1950, 156—172.
[2] 叶笃正和朱抱真. 大气环流的若干基本问题. 科学出版社, 1958, p156.

- [3] 吴国雄, Tibaldi S. 平均经圈环流在大气角动量和感热收支中的作用. 大气科学, 1988, 12 (1): 8—17.
- [4] 吴国雄, 刘还珠. 全球大气环流时间平均统计图集. 气象出版社, 1987, p212.
- [5] Hoskins B J, Hsu H H, James I N, Masutani M, Sardeshmukh P D and White G H. Diagnostics of the global atmospheric circulation based on ECMWF analyses 1979—1989. Reading University, 1989, p217.
- [6] Hollingsworth A and Cats G. Initialization in the tropics. ECMWF workshop on 'Tropical meteorology and its effects on medium range weather prediction at middle latitudes'. ECMWF, Reading, England, 1981, 105—142.
- [7] Trenberth K E and Olson J G. ECMWF global analyses 1979—1986; Circulation statistics and data evaluation. NCAR Technical Note, NCAR/TN-300+STR, 1988, p94.
- [8] Schineider E K, Linzen R S. Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. Part I: Linearized calculations. J Atmos Sci, 1977, 34: 263—279.
- [9] Rodgers C D, Walshaw C D. The computation of infrared cooling in planetary atmospheres. Quart J Roy Meteor Soc, 1966, 92: 67—92.
- [10] Green J S A. Transfer properties of the large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere. Quart J Roy Meteor Soc, 1970, 96: 157—185.

MODULATION OF ATMOSPHERIC THERMAL AND MECHANICAL FORCING AND NUMERICAL MODELING OF MEAN MERIDIONAL CIRCULATION

Wu Guoxiong Cai Yaping

*(Laboratory of Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics (LASG),
Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080)*

Abstract

Upon investigating the relative locations of internal and external forcing and the resultant mean meridional circulation, it is found that thermal forcing and mechanical forcing for the formation of atmospheric mean meridional circulation are modulated by a certain ratio. This ratio is determined by the inherent baroclinity, static stability and absolute vorticity of the atmosphere.

By employing a parameterization scheme for radiative heating and condensation heating, together with the analysis data of the European Center for Medium-range Weather Forecasts, the mean meridional circulation for January was simulated numerically. It was found that latent heat release in the tropics may result in the formation of double-layered Hadley circulation, so may the eddy momentum transfer processes. On the other hand, mean meridional circulations in extra-tropics are mainly determined by external momentum forcing and atmospheric properties of eddy momentum and heat transfer.

Key words: Mean meridional circulation, Thermal forcing, Mechanical forcing.