

对 1991 年全球越赤道气流的分析 和数值模拟

廖洞贤

(南京气象学院, 南京 210044)

王向东

(国家气候中心, 北京 100081)

摘 要 利用 1991 年国家气象中心全年分析资料, 对全球各层 (50~1 000 hPa) 越赤道气流 (CEF) 进行了分析。指出: 主要季风区和 1979 年的相同, 但在南美北部为弱季风区, 而 1979 年为信风区。除南美北部外, 主要信风区与 1979 年相同。还比较了这两类地区的特点, 特别是非绝热加热分布随季节变化的特点, 还用 T21L5 模式进行了数值模拟。结果表明: 考虑地形和加热的方案最优, 除个别情况外, CEF 与实况很接近; 单纯加热方案次之, 能定性地模拟 CEF 沿赤道的分布, 但强度相差较大; 单纯地形方案最差。为了进行解释, 还作了简单情况的理论分析。分析显示: 考虑加热和地形作用, 并不等于单纯地形和单纯加热的叠加, 其间有非线性作用; 而且, 这种非线性作用对 CEF 的产生是直接的、重要的; 单纯加热只有通过其对地面气压场的影响才能产生 CEF。

关键词 越赤道气流 地形 加热 季风 数值模拟

1 引言

近 20 年来, 由于热带地区资料特别是卫星资料的增多, 人们对热带环流的研究越来越多, 越来越深入, 其中对季风的研究尤其引人注目。考虑到大尺度季风往往与越赤道气流 (以下简称 CEF) 有关, 而后者又与南北半球之间许多物理量, 如角动量、热量、水汽等的交换, 以及两半球的相互影响有关, 如何从全球的角度来考虑 CEF 的发生发展, 显然是非常重要的。

从 60 年代中期 Findlater^[1]发现 Somali 急流以来, 许多气象学者都对 CEF 进行了研究, 其中包括从观测事实、数值模拟到理论分析等工作^[2~4]。但其中大多数是与季风有关的, 从全球角度研究的还较少。有的虽进行了全球分析, 但理论解释还不够。因而, 这类研究是不全面的。看来, 进行再研究仍然是必要的。

本文利用 1991 全年国家气象中心分析资料 (水平网格为 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$), 对全球各层 (从 50~1 000 hPa) 越赤道气流进行了分析, 并比较了季风区和信风区的特点, 还用 T21L5 模式进行了数值模拟, 比较了单纯地形、单纯加热及地形和加热共同作用的结果。最后还利用对称反对称运动理论进行了分析和解释。

2 CEF 的时空变化

1991 年 CEF 的时空分布主要是 (图 1、2):

(1) 在东半球和南美北部, 风向随季节而变, 前者较强, 后者较弱。冬季, 在 50°E 、 105°E 和 125°E 附近, 低层有风速大于 4 m/s 的偏北风中心; 但在大气高层, CEF 是与低层相反的偏南风。夏季, 在同样地区, 低层为偏南风, 于 45°E 附近最强达 10 m/s 以上; 在高空, CEF 为偏北风。在过渡季节风速大为减弱, 也没有大范围稳定的风向。

(2) 在东太平洋和大西洋, 风向不随季节而变, 全年 CEF 为偏南风, 风速分布比较均匀; 在高空则为比较均匀的偏北风。

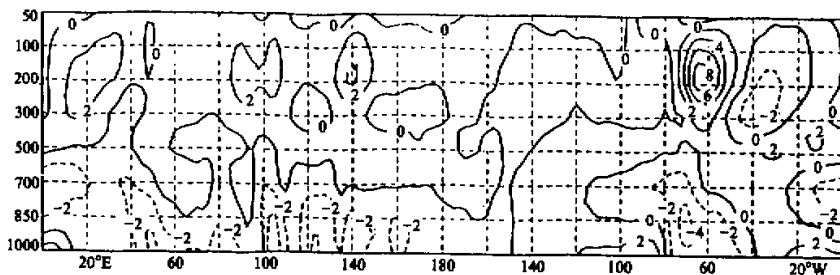


图 1 1991 年 1,2,12 月赤道上空平均经向风速气压-经度剖面图

单位: m/s

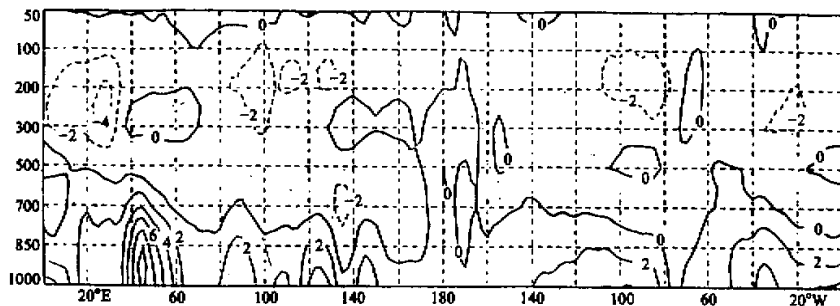


图 2 1991 年 6~8 月赤道上空平均经向风速气压-经度剖面图

单位: m/s

如果把 1991 年和汤明敏等^[5]分析的 1979 年的 CEF 相比, 可以说它们的时空分布基本相同, 但也有差别, 比如:

(1) 在南美北部, 1991 年为弱的季风区, 1979 年为信风区;

(2) 不论冬夏, 1991 年在季风区, CEF 的强中心在 1000 hPa 附近, 而 1979 年在 850 hPa 附近;

(3) 在 1991 年, 不论冬季还是夏季, 也不论在季风区还是信风区, CEF 的方向都

比较一致, 而 1979 年则不太一致。

3 赤道附近地区的海陆、地形和加热分布

为了解释 CEF 的时空分布, 我们对赤道附近地区的海陆、地形和加热分布 (水平网格均为 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$) 进行了分析。

3.1 海陆分布

令海面为零, 陆面为 1, 则赤道上某点 $(i, 0)$ 的海陆度 OL_{i0} 定义为

$$OL_{i0} = \frac{1}{2N} \sum_{j=0}^N (OL_{Nij} - OL_{Sij}), \quad i = 0, 1, \dots, M-1 \quad (1)$$

其中 M 是赤道上总的网格点数, ij 是网格点标号, N 是从赤道向北极 (或南极) 沿经线 2000 km 范围内总的网格点数, OL_{Nij} 是 $\varphi \geq 0$ 时在网格点 (i, j) 周围 4 点的平均值, OL_{Sij} 是 $\varphi \leq 0$ 时在网格点 (i, j) 的相应平均值。

从定义 (1) 可以看出: 如 $OL_{i0} > 0$, 表明在 $\varphi \geq 0$ 地区的陆面大于 $\varphi \leq 0$ 地区的陆面, 或相对地, 前者陆面大而后者海面大, 这样引起加热分布的不均匀, 在北半球夏季, 低空易引起偏南的 CEF; 在北半球冬季, 低空易引起偏北的 CEF。如 $OL_{i0} < 0$, 表明在 $\varphi \geq 0$ 地区的陆面小于 $\varphi \leq 0$ 地区的陆面, 或相对地, 前者海面大而后者陆面大, 这样在北半球夏季, 由于南北半球季节相反, 低空也易引起偏南的 CEF; 在北半球冬季, 低空也易引起偏北的 CEF。

图 3 是用 (1) 式计算的 OL_{i0} 随经度的分布。图 4 是 1991 年平均夏季和平均冬季 CEF 之差的气压-经度剖面图。

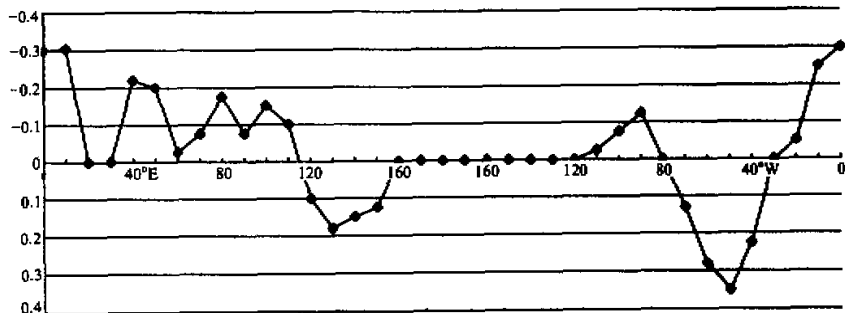


图 3 近赤道地区 OL 分布

单位: m

从图中可以看出: 除 $20^\circ\text{W} \sim 20^\circ\text{E}$ 地区外基本上季风区在 $|OL|$ 大的地区, 信风区在 $|OL|$ 小的地区。对于 $20^\circ\text{W} \sim 20^\circ\text{E}$ 地区我们还将下面进行分析。

3.2 地形

定义 (1) 只考虑了赤道地区海陆下垫面的不同引起的加热分布的不均匀, 但由于地势高低的不同, 在陆面上空也可以引起加热分布的不均匀。为此, 定义

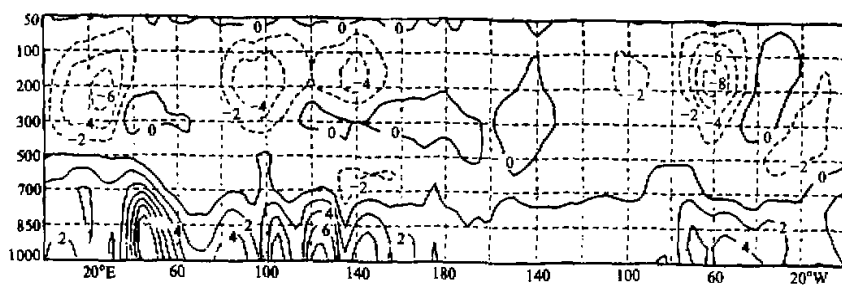


图 4 1991 年平均夏季和平均冬季 CEF 之差的气压-经度剖面图

单位: m/s

$$OR_{i0} = \frac{1}{2N} \sum_{j=0}^N (OR_{Nij} - OR_{Sij}), \quad (2)$$

其中 OR_{Nij} 是 $\varphi \geq 0$ 时在网格点 (i, j) 周围 4 点的海拔高度平均值, OR_{Sij} 是 $\varphi \leq 0$ 时在网格点 (i, j) 的相应平均值。N 的意义和 (1) 式相同。

定义 (2) 实际上是定义 (1) 在以地形海拔高度为权得到的海陆度, 因而, 它所代表的物理意义是相似的。图 5 是近赤道地区的 OR_{i0} 分布。比较图 3 和图 5, 我们可以看出: 两者形状相似, 但在 $20^\circ\text{W} \sim 20^\circ\text{E}$ 地区后者的波幅比前者要小, 且有正有负。看来这对解释这个地区 CEF 不太强似乎较合理些。

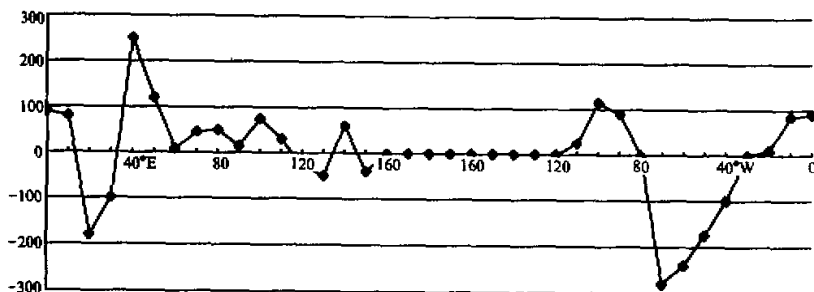


图 5 近赤道地区 OR 的分布

单位: m

3.3 加热

根据 Hoskins 等^[6]用 1983~1988 年资料计算的自地面至 50 hPa 冬、夏两季非绝热加热 Q 的水平分布, 我们可以求得其对赤道的反对称量 Q_A 的分布。 Q_A 定义为

$$Q_A(\lambda, \varphi) = \frac{1}{2} [Q(\lambda, \varphi) - Q(\lambda, -\varphi)]. \quad (3)$$

Q_A 的计算结果如图 6 和图 7 所示。分别比较图 1 和图 6 及图 2 和图 7 可以看出: 在北半球热带, 夏季在 $10^\circ\text{E} \sim 170^\circ\text{W}$ 和 $80^\circ\text{W} \sim 40^\circ\text{W}$ 的地区, 除 60°E 西侧有一小的负区外, 北半球加热为正, 南半球为负; 在北半球冬季正好相反。这些地区也正是 CEF 随季节而变最明显的地区。可是, 在 $160^\circ\text{W} \sim 80^\circ\text{W}$ 和 $30^\circ\text{W} \sim 10^\circ\text{E}$ 地区冬夏加热

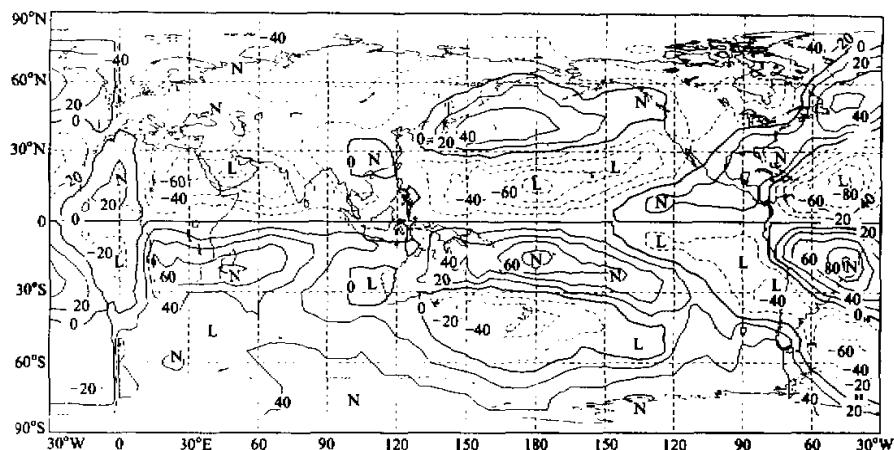


图 6 1983~1988 年平均冬季加热场的反对称分量场

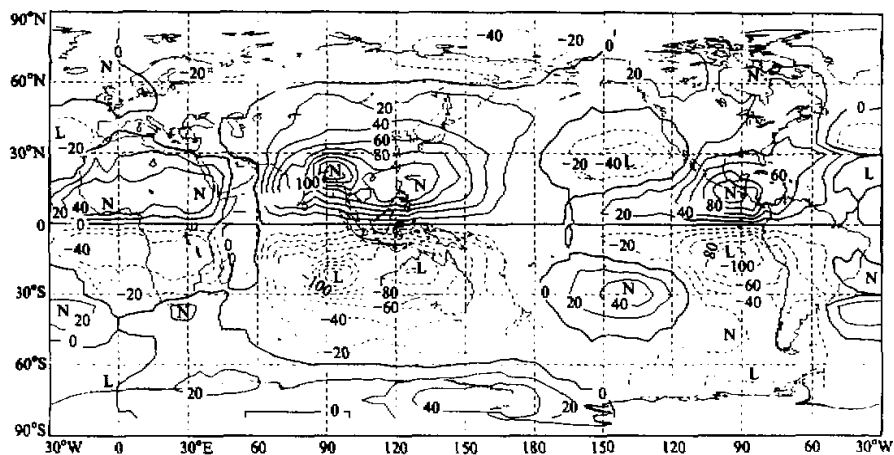


图 7 1983 年至 1988 年平均夏季加热场的反对称分量场

符号基本未变, 只是范围有些变化。而这些地区也正是 CEF 方向较少随季节变化的信风区 (见图 4)。所以, 前面提到的在 $20^{\circ}\text{W} \sim 20^{\circ}\text{E}$ 地区, $|OL|$ 和 $|OR|$ 大而 CEF 变化小的原因, 主要是该区加热符号变化较小且强度也较小的缘故。

4 数值模拟

为了定量地分析产生 CEF 的原因, 我们用 T21L5 模式进行了如下两个数值模拟。

方案 1: 设地形高度处处为零, 但加热资料用 Hoskins 的 6 年平均夏季非绝热加热垂直积分值换算得到。具体算法是: 设

$$H(\lambda, \varphi, p) = H_0(\lambda, \varphi) \exp \left[- \left(\frac{p - p_m}{d} \right)^2 \right], \quad (4)$$

式中 $p_m = p_0 / 2$, p_0 是地面气压, $d = 300$ hPa。用 $Q(\lambda, \varphi)$ 代表 Hoskins 计算的值, 则

$$Q(\lambda, \varphi) = \int_{p_1}^{p_0} H(\lambda, \varphi, p) dp, \quad (5)$$

其中 $p_1 = 50$ hPa。利用 (5) 式对 (4) 式积分可以求得 $H_0(\lambda, \varphi)$, 利用 (4) 式可以求出各等压面上的 $H(\lambda, \varphi, p)$ 。从而, 通过插值求得各 σ 面的 $H(\lambda, \varphi, \sigma)$ 。至于初始场, 则用 1991 年 4 月北半球等压面上的风、温度、海平面气压的纬向平均, 对称地延拓到南半球, 再插值到 σ 面, 经过绝热非线性初始化得到。

方案 2: 考虑实际地形, 且考虑非绝热加热, 初始场和方案 1 相同。

图 8 是方案 1 的模拟结果。和图 2 相比可以看到, 在东半球 120°E 以西低层偏南风是主要的, 但强度和范围比实况都要小得多, 尤其是 45°E 附近, 没有很强的偏南气流。 $160 \sim 70^\circ\text{W}$ 的东太平洋低层仍为偏南风, $70 \sim 30^\circ\text{W}$ 为偏北风, 与实况相反。究其原因, 可能和不考虑地形时地面成为海平面, 使山区空气柱拉长, $Q(\lambda, \varphi, p)$ 变小有关。不过, 从两张图的差别来看, 以上解释似乎不够充分, 可能还有其他原因。

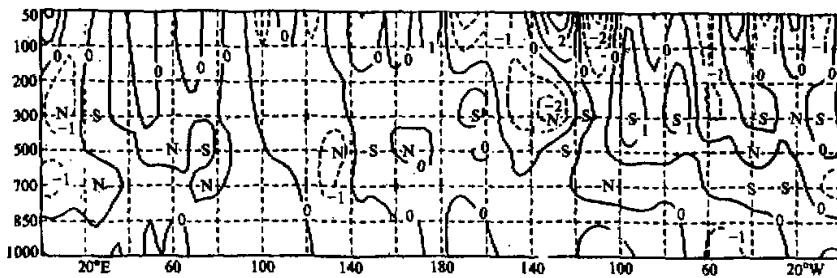


图 8 用方案 1 积分 100 天平均 CEF 气压-经度剖面图

单位: m/s

我们还作过考虑了实际地形, 而不考虑非绝热加热的数值模拟 (图略), 但不论在低空或高空都是偏南和偏北的 CEF 交替出现, 与气候特征相差较远。

图 9 是用方案 2 模拟的结果。和图 2 相比, 可以看到, 在 45°E 附近都存在一支强度超过 10 m/s 的偏南急流中心, 两者的水平及垂直分布都很相似。而且, 这个地区是计算中赤道地区最早出现偏南 CEF 的地区。此外, 模拟结果在 90°E 、 130°E 和 150°E 附近还都存在一支偏南 CEF, 与实况极为相似, 但强度偏弱; 而在 105°E 附近模拟结果为一偏北 CEF, 与实况相反。在 80°W 以西的东太平洋, 低层模拟结果以偏南 CEF 为主, 与实况相似。同样, 在 50°W 以东至 10°E 的大西洋低层模拟结果也与实况比较一致。但在 80°W 到 60°W 之间模拟的强度达 4 m/s 的偏南 CEF, 而实况为弱的偏南风。这些结果说明: 在同时考虑了地形和非绝热加热情况下, 低层 CEF 的主要气候特征能很好地模拟出来。

高层的模拟结果也基本和实况相似。

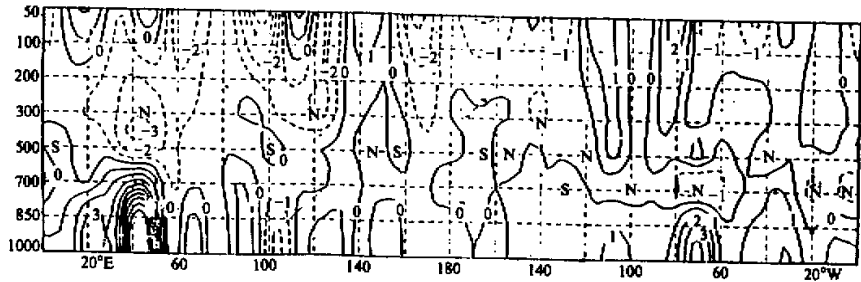


图 9 用方案 2 积分 100 天平均 CEF 气压-经度剖面图

单位: m/s

为什么方案 2 明显地比方案 1 好? 除了上面所分析的原因外, 是否还有其他原因? 何况图 5 显示, OR 与 CEF 的分布又非常相似呢? 这些都值得我们作进一步的分析。

5 定性解释

5.1 控制方程

考虑如下形式的原始方程:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + m(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} + \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} = -m(\nabla \Phi + RT \nabla P) - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{F}_V, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + m\vec{V} \cdot \nabla T + \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} = \kappa T \hat{\omega} + \frac{q}{c_p} + F_T, \quad (7)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -m\vec{V} \cdot \nabla P - D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma}, \quad (9)$$

式中 $m = 1 / \cos \varphi$, 是 Mercator 投影的放大系数, $P = \ln p_0$, $\sigma = p / p_0$, p_0 是地面气压, $D = m^2 \left\{ \frac{\partial(u/m)}{\partial x} + \frac{\partial(v/m)}{\partial y} \right\}$, $\hat{\omega} = \frac{\omega}{p}$, $\omega = \frac{dp}{dt}$, $\omega = \dot{\sigma} p_0 + \frac{\sigma dp_0}{dt}$, x, y 是向东、向北的直角坐标, $\kappa = R / c_p$ 。

5.2 描写对称运动和反对称运动的方程组

任一标量 F 可分解为

$$F(x, y, \sigma, t) = F_S(x, y, \sigma, t) + F_A(x, y, \sigma, t), \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} F_S(x, y, \sigma, t) &= F_S(x, -y, \sigma, t), & F_A(x, y, \sigma, t) &= -F_A(x, -y, \sigma, t), \\ F_S &= \frac{1}{2}[F(x, y, \sigma, t) + F(x, -y, \sigma, t)], & F_A &= \frac{1}{2}[F(x, y, \sigma, t) - F(x, -y, \sigma, t)]. \end{aligned}$$

对于风, 则

$$\vec{V} = \vec{V}_S + \vec{V}_A, \quad (11)$$

其中

$$\vec{V}_S = u_S \vec{i} + v_S \vec{j}, \quad \vec{V}_A = u_A \vec{i} + v_A \vec{j},$$

u, v 是风速沿 x 和 y 方向的分量。这样

$$D = D_S + D_A, \quad \zeta = \zeta_S + \zeta_A,$$

其中

$$\begin{aligned} D_S &= \nabla \cdot \vec{V}_S = \nabla^2 \chi_S, & D_A &= \nabla^2 \chi_A, \\ \zeta_A &= \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{V}_S = \nabla^2 \psi_A, & \zeta_S &= \nabla^2 \psi_S, \\ \vec{V}_S &= \vec{k} \times \nabla \psi_A + \nabla \chi_S, & \vec{V}_A &= \vec{k} \times \nabla \psi_S + \nabla \chi_A. \end{aligned}$$

大气的对称运动和反对称运动可以定义为

$$(\vec{V}, T, \Phi) = (\vec{V}_S, T_S, \Phi_S), \quad (12)$$

$$(\vec{V}, T, \Phi) = (\vec{V}_A, T_A, \Phi_A). \quad (13)$$

根据定义 (10) ~ (13), 利用廖洞贤等^[7]用过的方法, 我们可以得到描写对称运动和反对称运动的方程组。

对称运动:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}_S}{\partial t} + m(\vec{V}_S \cdot \nabla) \vec{V}_S + m(\vec{V}_A \cdot \nabla) \vec{V}_A + \dot{\sigma}_S \frac{\partial \vec{V}_S}{\partial \sigma} + \dot{\sigma}_A \frac{\partial \vec{V}_A}{\partial \sigma} \\ = -m(\nabla \Phi_S + RT_S \nabla P_S + RT_A \nabla P_A) - 2\vec{\Omega} \times \vec{V}_S + \vec{F}_{V_S}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_S}{\partial t} + m(\vec{V}_S \cdot \nabla T_S + \vec{V}_A \cdot \nabla T_A) + \dot{\sigma}_S \frac{\partial T_S}{\partial \sigma} + \dot{\sigma}_A \frac{\partial T_A}{\partial \sigma} \\ = \kappa(T_S \hat{\omega}_S + T_A \hat{\omega}_A) + \frac{q_S}{c_p} + F_{T_S}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial P_S}{\partial t} = -m(\vec{V}_S \cdot \nabla P_S + \vec{V}_A \cdot \nabla P_A) - D_S - \frac{\partial \dot{\sigma}_S}{\partial \sigma}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial \Phi_S}{\partial \sigma} = -\frac{RT_S}{\sigma}. \quad (17)$$

反对称运动:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}_A}{\partial t} + m(\vec{V}_S \cdot \nabla) \vec{V}_A + m(\vec{V}_A \cdot \nabla) \vec{V}_S + \dot{\sigma}_S \frac{\partial \vec{V}_A}{\partial \sigma} + \dot{\sigma}_A \frac{\partial \vec{V}_S}{\partial \sigma} \\ = -m(\nabla \Phi_A + RT_S \nabla P_A + RT_A \nabla P_S) - 2\vec{\Omega} \times \vec{V}_A + \vec{F}_{V_A}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_A}{\partial t} + m(\vec{V}_S \cdot \nabla T_A + \vec{V}_A \cdot \nabla T_S) + \dot{\sigma}_S \frac{\partial T_A}{\partial \sigma} + \dot{\sigma}_A \frac{\partial T_S}{\partial \sigma} \\ = \kappa(T_S \hat{\omega}_A + T_A \hat{\omega}_S) + \frac{q_A}{c_p} + F_{T_A}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{\partial P_A}{\partial t} = -m(\vec{V}_S \cdot \nabla P_A + \vec{V}_A \cdot \nabla P_S) - D_A - \frac{\partial \dot{\sigma}_A}{\partial \sigma}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial \Phi_A}{\partial \sigma} = -\frac{RT_A}{\sigma} \quad (21)$$

从运动的定义 (12) 和 (13) 可以看出: 只有在反对称运动中才有越赤道气流, 因在对称运动中, 赤道处 v_A 恒等于零。因此, 要产生越赤道气流只能在影响反对称运动的因素中寻找。

5.3 对数地面气压倾向方程和垂直速度表达式

设垂直边界条件是: 在 $\sigma=0, 1$ 处, $\dot{\sigma}_S = \dot{\sigma}_A = 0$ 。于是, 从连续方程 (16)、(20) 可以得出

$$\frac{\partial P_S}{\partial t} = -\int_0^1 (D_S + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_S + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_A) d\sigma, \quad (22)$$

$$\frac{\partial P_A}{\partial t} = -\int_0^1 (D_A + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_A + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_S) d\sigma. \quad (23)$$

对方程 (16)、(20) 作从 0 到 σ 的积分有

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_S &= \sigma \int_0^1 (D_S + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_S + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_A) d\sigma \\ &\quad - \int_0^\sigma (D_S + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_S + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_A) d\sigma, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_A &= \sigma \int_0^1 (D_A + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_A + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_S) d\sigma \\ &\quad - \int_0^\sigma (D_A + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_A + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_S) d\sigma, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \hat{\omega}_S &= m\bar{V}_S \cdot \nabla P_S + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_A \\ &\quad - \frac{1}{\sigma} \int_0^\sigma (D_S + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_S + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_A) d\sigma, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \hat{\omega}_A &= m\bar{V}_S \cdot \nabla P_A + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_S \\ &\quad - \frac{1}{\sigma} \int_0^\sigma (D_A + m\bar{V}_S \cdot \nabla P_A + m\bar{V}_A \cdot \nabla P_S) d\sigma, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\Phi_S = \Phi_{0S} + R \int_\sigma^1 T_S d\ln\sigma, \quad (28)$$

$$\Phi_A = \Phi_{0A} + R \int_\sigma^1 T_A d\ln\sigma. \quad (29)$$

5.4 初始条件

设在 $t=t_0$ 时, 大气是静止、等温、无耗散且 $\nabla_p \Phi$ 处处为零; 并设

$$q = \begin{cases} y\hat{q}(1-r_1^2)\sin\pi\sigma, & r_1 \leq 1 \\ 0, & r_1 > 1 \end{cases} \quad (30)$$

式中 $r_1 = (1/r_0)[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]^{1/2}$, 表示一半径为 r_0 、中心轴线位于 (x_0, y_0)

的非绝热加热率的水平和垂直分布。于是

$$\partial \bar{V} / \partial t = 0, \quad (31)$$

且

$$\dot{\sigma}_S = \dot{\sigma}_A = \dot{\omega}_S = \dot{\omega}_A = q_S = 0, \quad (32)$$

$$\nabla \Phi_S + RT_S \nabla P_S + RT_A \nabla P_A = \nabla \Phi_A + RT_S \nabla P_A + RT_A \nabla P_S = 0, \quad (33)$$

从而

$$\frac{\partial \bar{V}_S}{\partial t} = \frac{\partial \bar{V}_A}{\partial t} = \frac{\partial T_S}{\partial t} = \frac{\partial D_S}{\partial t} = \frac{\partial D_A}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_S}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_A}{\partial t} = \frac{\partial P_S}{\partial t} = \frac{\partial P_A}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_S}{\partial t} = 0, \quad (34)$$

而

$$\frac{\partial T_A}{\partial t} = \frac{q_A}{c_p}, \quad (35)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_A}{\partial t} = \kappa \int_{\sigma}^1 q_A d \ln p. \quad (36)$$

5.5 加热的作用

在初始条件下可以证明:

$$\frac{\partial^2 P_A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 P_S}{\partial t^2} = 0, \quad (37)$$

$$\frac{\partial^2 D_A}{\partial t^2} = -\kappa m^2 \left(\int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A d \ln \sigma + \nabla \cdot q_A \nabla P_S \right), \quad (38)$$

$$\frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = -\kappa (m^2 \int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A d \ln \sigma + \nabla \cdot q_A \nabla P_S), \quad (39)$$

$$\frac{\partial^2 \zeta_S}{\partial t^2} = -(\kappa m^2 \bar{k} \cdot \nabla q_A \times \nabla P_S). \quad (40)$$

于是

$$\frac{\partial^2 \psi_S}{\partial t^2} = \int_{\kappa_{r_0}} \kappa G m'^2 \bar{k}' \cdot \nabla q'_A \times \nabla P'_S dA' + \frac{1}{2\pi R} \int_{\Gamma_{r_0}} \frac{\partial^2 \Psi'_S}{\partial t^2} ds',$$

式中 $G = (1/2\pi) \ln(R/r)$, $r = [(x' - x)^2 + (y' - y)^2]^{1/2}$, dA' 是面积元素, ds' 是线元素。

这样, 利用 $\partial G / \partial x = -\partial G / \partial x'$, $\partial G / \partial y = -\partial G / \partial y'$, 而 G 在圆周 Γ_{r_0} 上为零的特性, 并把它用于上式, 再利用 Ψ_S , χ_A 和 v_S 的关系, 可以得到

$$\frac{\partial^2 v_S}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \psi_S}{\partial x} + \frac{\partial \chi_A}{\partial y} \right) = \int_{\kappa_{r_0}} G \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} F_{\zeta}(M') + \frac{\partial}{\partial y'} F_D(M') \right\} dA', \quad (41)$$

式中

$$F_{\zeta} = \kappa m^2 \bar{k} \cdot \nabla q_A \times \nabla P_S, \quad (42)$$

$$F_D = \kappa m^2 \left(\int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A d\ln\sigma + \nabla \cdot q_A \nabla P_S \right). \quad (43)$$

还可以推得

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 P}{\partial t^3} = & \kappa m^2 \int_0^1 \left\{ \int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A + \nabla q_A \cdot \nabla P \right\} d\ln\sigma \\ & + q_A \nabla P \cdot \nabla P + \nabla \cdot q_A \nabla P \Big|_1 d\sigma. \end{aligned} \quad (44)$$

现在讨论只有加热 (即 $P = \text{常数}$) 时的情形。这时, (39)、(41)、(44) 式成为

$$\frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = -\kappa m^2 \int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A d\ln\sigma, \quad (45)$$

$$\frac{\partial^2 v_S}{\partial t^2} = \kappa \int_{\kappa_0} G \frac{\partial}{\partial y'} \{ m'^2 \int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A d\ln\sigma \} dA', \quad (46)$$

$$\frac{\partial^3 P}{\partial t^3} = \kappa m^2 \int_0^1 \int_{\sigma}^1 \nabla^2 q_A d\ln\sigma d\sigma. \quad (47)$$

利用上面三式, 注意 $G > 0$, 并利用 (36) 式, 我们可以推得, 在地面以上的高空将出现:

(1) 在北半球热源所在地, $D > 0$, 而且, 高度越高强度越大, 从而产生上升气流; 在南半球热汇所在地, $D < 0$, 而且, 高度越高强度越大, 从而产生下沉气流。

(2) 热源、热汇中心所在经度, 在赤道地区将产生偏北的 CEF, 而且, 热源热汇强度愈强, CEF 愈强。

(3) 在热源所在地, 将产生高压, 在热汇所在地则将产生低压。而且, 在地面上, 在热源中心所在, P 将随时间减小; 在热汇中心所在, P 将随时间增加。如初始时 P 分布均匀, 则在热源和热汇中心将分别出现低压和高压。如两者均在同一高度上, 将产生偏南的 CEF。

5.6 加热和地形的非线性作用

首先, 我们看 (39) 和 (41) 式右端各项的相对大小。容易看出, 在低层, 特别是近地面层, 所有含积分号 $\int_{\sigma}^1$ 的项都很小。这说明了为什么只考虑加热, 近地面模拟的 CEF 很小, 而既考虑加热又考虑地形时, 模拟的 CEF 和实况很接近的原因。现在, 我们就来考虑近地面层的情况。这时, (39)、(41) 式可以化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} & \approx -\kappa m^2 \nabla \cdot q_A \nabla P_S, \\ \frac{\partial^2 v_S}{\partial t^2} & \approx \int_{\kappa_0} \kappa G \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} m'^2 \bar{k} \cdot \nabla q'_A \times \nabla P'_S + \frac{\partial}{\partial y'} m'^2 \nabla \cdot q'_A \nabla P'_S \right\} dA'. \end{aligned}$$

利用上面两式, 我们可以分析下列几种特殊的情况:

(1) 热源中心和山顶重合, 热汇中心在气压均匀的海洋上。因在山顶及其附近, $\nabla P \approx 0$, $\nabla^2 P > 0$, 这时, 在热源中心将产生辐合中心, 在热汇中心 $D = 0$ 。又因为在山顶附近, $\nabla P \approx 0$, $\nabla^2 P > 0$, 故 v_S 也将增加, 产生偏南的 CEF。

(2) 热源中心在 $\nabla^2 P$ 正中心, 在其附近 q_A 和 P 等值线同相, 同时, 在热源中心, $\nabla^2 P_S$ 也为正中心, q_A 和 P_S 等值线同相, 按上面第 1 式将产生辐合中心, 在热汇中心, $D=0$, 这样, 在赤道地区将产生偏南的 CEF。

(3) 热源中心附近某处 ∇P 分布均匀, 且 ∇q 和 ∇P 符号相同, 绝对值也均较四周为大, 如两者正交且交角为正 (如在半山附近因凝结释放的加热), 则在该处西侧将产生偏南的 CEF, 东侧将产生偏北的 CEF。

6 结论和存在的问题

根据前面的分析和数值模拟结果, 我们可以得出如下结论:

(1) 1991 年 CEF 的时空分布和汤明敏等^[5]分析 1979 年的结果相似, 但前者在南北部是一个弱的季风区, 和后者不同。根据分析, 该地区也是一个加热随季节变化明显的地区, 季风区的出现不是偶然的。

(2) 反对称加热对产生 CEF 是一个重要因素, 特别在高空。但在低层, 尤其是在近地面层, 由加热和地形产生的非线性作用应当是直接的、重要的。单纯的加热只有通过其引起的地面气压变化才可能产生 CEF。

此外, 还存在如下问题, 有待今后解决:

(1) 在第 3 节对海陆度的定义中只考虑了海陆分布的经向差异而未考虑纬向差异, 因此, 用它来分析海陆差异对 CEF 的影响有一定的不足, 尤其是对夏季十分突出的索马里急流, 过去的研究表明, 印度洋与非洲大陆的热力对比对其起着决定性的作用, 同时, 局地的近似南北向的东非高地起了加强和定位作用。因此, 纬向的差异是十分重要的。

(2) 模拟中所用的初始资料是历史资料的时间平均, 和实况相差太远。

(3) 定性分析中没有考虑地形的动力作用。

参 考 文 献

- 1 Findlater, J., 1966, Cross-equatorial jet stream at low level over Kenya, *Met. Mag.*, London, **95**, 353~364.
- 2 Findlater, J., 1967, Some further evidence of cross-equatorial jet stream at low level over Kenya, *Met. Mag.*, London, **96**, 216~219.
- 3 Krishnamurti, T. N., et al., 1983, A three-dimensional planetary boundary layer model for the Somali jet, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 894~908.
- 4 Lau, K. M. and Hork Lim, 1982, Thermally driven motion in an equatorial-plane: Hadley and Walker circulations during the winter monsoon, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 336~353.
- 5 汤明敏、黄士松、朱德佩, 1985, 全球越赤道气流的时空变化分析, *热带气象*, **1**(4), 287~296.
- 6 Hoskins, B. J., Hsu, H. H., James, I. N., Masutani, M., Sardeshmukh, P. D. and White, G. H., 1989, Diagnostics of the global atmospheric circulation, WCRP-27 (WMO/TD-No. 326), International Council of Scientific Union.
- 7 Liao Dongxian and Zou Xiaolei, 1987, Symmetric and asymmetric motions in the barotropic filtered model atmosphere, *Acta. Meteor. Sin.*, **1**, 10~19.

Analysis and Numerical Simulation of the Cross Equatorial Flow of 1991

Liao Dongxian

(*Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044*)

Wang Xiangdong

(*National Climate Center, Beijing 100081*)

Abstract The global cross equatorial flow (hereafter referred to as CEF) of 1991 was analyzed. It has been found that both for the low- or high-level of the atmosphere, CEF has close relations with the antisymmetric diabatic heating. In the monsoon regions the heating varies with seasons and has opposite signs in winter and summer; in the trade wind regions the sign of heating varies little with seasons, but the variations in intensity and extent are evident. With the data in the spring of 1991 as initial conditions, three numerical simulations have been carried out by using the T21L5 spectral model. The results show that inclusion of heating without orography (S1), or of orography without heating in the model (S2), there are obvious disagreements with observations in the simulations. In the former case, the locations of the main flows are simulated well, but their intensities are quite weak compared with those of the observed ones. In the latter case, irrespective of their locations or intensities, the results are not satisfactory. However, if heating and orography are both incorporated in the model (S3), the simulation is fairly in agreement with the observation except in certain districts or details. Finally, theoretical analyses and interpretations of the above results have been presented. The results show that when diabatic heating and orography are both included in the model, not only linear actions, but also nonlinear interactions between them exist. Therefore, the impact of S3 is much greater than that of S1 or S2 on the simulation.

Key words cross equatorial flow seasonal changes diabatic heating monsoon
orographic forcing numerical simulation