

中纬度平均经圈和纬圈环流 维持的物理过程(一)

陈秋士

(北京大学地球物理系)

提 要

本文主要从分解计算的角度,讨论中纬度平均经圈环流和纬圈环流的维持,并把动量和感热的涡动输送联系起来,说明它们之间的内在联系和统一的物理机理。

大尺度涡动输送、加强和摩擦等强迫作用不断造成纬向平均环流的热成风不平衡,而热成风调整过程又不断使不平衡向平衡调整。平均经圈环流就是在这种强迫变化和调整过程的相互作用中产生的。我们引进了一个由强迫变化决定的温度场、流场的时间变率向量 $\mathbf{M}$ 。时间变率向量 $\mathbf{M}$ 的旋度在 π 方向的投影等于强迫作用所造成的非热成风产生率,它也等于平均经圈环流向量的旋度在 π 方向的投影。

当连续方程采用 Boussinesq 近似时,在纬向平均温度场和流场不随时间变化的条件下,则时间变率向量和平均经圈环流向量相等,这时可直接根据时间变率向量来决定平均经圈环流。我们讨论了用这一方法决定的北半球冬季平均经圈环流,它和实际观测的三圈环流是一致的。

一、引 言

大气中长波、超长波和平均纬向环流处在不断的相互作用中。整个大气环流的维持和变化就是在这些相互作用中实现的。但是,为了认识相互作用的实质,我们必须从两个不同的方面来分别考察。例如在研究平均纬向气流与扰动的相互作用时,可先假定纬向气流是不变的,考察它对扰动的影响。纬向气流的斜压和正压不稳定的研究,正是研究这一问题,它说明各种不同情况的纬向气流对扰动发展的影响。另一方面,我们也可以不考虑扰动的变化,研究各种不同情况的扰动对纬向平均运动的反作用。只有在这两方面的规律已分别了解的基础上,再把它们综合起来,才能对它们相互作用的实质有所说明。

从这种观点出发,斜压和正压不稳定性的研究,不能只看成是运动状态的线性近似,而是要看成是从实际相互作用中抽象出来的、不可缺少的一个阶段的研究。

我们曾经用分解分析方法,即从热成风平衡不断破坏和不断向平衡调整的方法,说明了纬向平均气流对扰动发展影响的物理过程^[1,2]。

在本文中, 则用同样的方法说明扰动对平均纬向气流反作用的物理过程。这里纬向平均气流以及相应的经圈环流也是在纬向平均气流的热成风不断破坏和不断调整中变化的。

关于扰动对纬向平均气流的影响, 过去已有大量的诊断研究^[3-5]、理论研究^[6]和数值试验研究^[7]。它们往往从动量涡动输送和感热涡动输送来分别讨论各自对平均纬向环流的影响。但在准地转运动中, 动量涡动输送和感热涡动输送是不可分割地联系在一起的。在它们的联系中可以出现新的特点, 例如在本文中, 把它们分解为平衡涡动输送和不平衡涡动输送两部分, 它们对纬圈和经圈环流的维持, 将有着不同的作用。

本文在数学处理上力求简单, 而把注意力放在物理讨论方面。作为例子, 讨论了纬圈环流维持和副热带高压维持的各个环节之间的内部联系。由于把两层模式中的动能分解成垂直平均的正压动能和垂直切变的斜压动能两部分, 经计算发现, 不能只把扰动动能向纬向平均动能的转换归结为正压过程, 和温度槽落后于流场槽相联系的、从扰动斜压动能向纬向平均动能(包括斜压部分和正压部分)的转换, 在大气环流维持中也起着十分重要的作用。

二、纬向平均运动方程和它的简化

大气运动可分解为纬圈平均运动和扰动运动。对于任一物理量 F , 令

$$[F] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F d\lambda \quad (2.1)$$

式中 λ 为经度, 并且有

$$F = [F] + F^* \quad (2.2)$$

将(2.1)和(2.2)式用于支配大气运动的方程, 则得纬向平均运动方程组为:

$$\frac{\partial[u]}{\partial t} + [v] \frac{\partial[u]}{a \partial \varphi} + [\omega] \frac{\partial[u]}{\partial p} - \left(2\Omega + \frac{[u]}{a \cos \varphi} \right) [v] \sin \varphi = -[F_\lambda] + [D_\lambda] \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial[v]}{\partial t} + [v] \frac{\partial[v]}{a \partial \varphi} + [\omega] \frac{\partial[v]}{\partial p} + \left(2\Omega + \frac{[u]}{a \cos \varphi} \right) [u] \sin \varphi \\ & = -\frac{\partial[\phi]}{a \partial \varphi} - [F_\varphi] + [D_\varphi] \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial[\phi]}{\partial p} \right) + [v] \frac{\partial}{a \partial \varphi} \left(\frac{\partial[\phi]}{\partial p} \right) + \frac{c^2}{p^2} [\omega] = -\frac{R}{p c_p} [Q] - [G] \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} ([v] \cos \varphi) + \frac{\partial[\omega]}{\partial p} = 0 \quad (2.6)$$

式中 $[F_\lambda]$ 、 $[F_\varphi]$ 和 $[G]$ 代表扰动对平均气流的影响, 它们分别为:

$$[F_\lambda] = \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial}{a \partial \varphi} ([u^* v^*] \cos^2 \varphi) + \frac{\partial[u^* \omega^*]}{\partial p} \quad (2.7)$$

$$[F_\varphi] = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{a \partial \varphi} ([v^*]^2 \cos \varphi) + \frac{\partial[v^* \omega^*]}{\partial p} + \frac{[u^*]^2 \tan \varphi}{a} \quad (2.8)$$

$$[G] = \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\left[v^* \frac{\partial \phi^*}{\partial p} \right] \cos \varphi \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left[\omega^* \frac{\partial \phi^*}{\partial p} \right] \quad (2.9)$$

$[Q]$ 表示单位质量热流入量的纬圈平均; $[D_\lambda]$ 和 $[D_\varphi]$ 分别表示 λ 和 φ 方向上摩擦力的纬圈平均; $C^2 = \frac{R^2 T}{g} (\tau_\lambda - \tau)$; 其它均为一般常用符号。

方程(2.3)–(2.9)用于中纬度时,可简化为:

$$\frac{\partial [u]}{\partial t} = 2Q \sin \varphi [v] + M + D \quad (2.10)$$

$$2Q \sin \varphi [u] = - \frac{\partial [\phi]}{\partial y} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial [\phi]}{\partial p} \right) = - \frac{c^2}{p^2} [\omega] - \frac{R}{p c_p} [Q] - G \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial [v]}{\partial y} + \frac{\partial [\omega]}{\partial p} = 0 \quad (2.13)$$

静力学关系为:

$$\frac{\partial [\phi]}{\partial p} = - \frac{R}{p} [T] \quad (2.14)$$

式中

$$M = - \frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y}; \quad G = - \frac{\partial}{\partial y} \left[v^* \frac{\partial \phi^*}{\partial p} \right];$$

$$D = [D_\lambda]; \quad dy = a d\varphi.$$

方程(2.10)–(2.14)为纬向平均环流变化的准地转模式。

三、平均经圈环流

1. 纬圈平均方程的分解和决定平均经圈环流的因子

引入变数替换,令

$$\xi = - \ln \frac{p}{p_0} \quad (3.1)$$

式中地面气压 p_0 为一常数,因而

$$p = p_0 e^{-\xi} \quad (3.2)$$

由静力学关系有

$$z = - \frac{RT_m}{g} \ln(p/p_0) \quad (3.3)$$

令 $H_0 = RT_m/g$ 为平均温度 T_m 的均质大气高度,利用(3.3)式,(3.2)式可改写为:

$$\xi = z/H_0 \quad (3.4)$$

即 ξ 为以均质大气 H_0 为单位的无量纲数。

令垂直运动 $W = \frac{d\xi}{dt}$, 所以

$$\omega = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{p} \omega = \frac{1}{H_0} \frac{dz}{dt} \quad (3.5)$$

利用上述的变数替换, 方程(2.10)和(2.12)可以改写为:

$$\frac{\partial[u]}{\partial t} = f[v] + M + D \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial[T]}{\partial t} = -\frac{C^2}{R} [W] + \frac{1}{c_p} [Q] + G' \quad (3.7)$$

式中

$$G' = -\frac{\partial}{\partial y} [v^* T^*] \quad (3.8)$$

热成风关系为:

$$\frac{\partial[u_g]}{\partial \xi} = -\frac{R}{f} \frac{\partial[T]}{\partial y} \quad (3.9)$$

为了说明平均经圈环流发生的物理过程, 我们把大气运动分解为许多小的时间阶段, 在每个阶段中方程(3.6)和(3.7)可分解为两部分, 分别求解, 而后再按分解算法把它们联结起来。这两部分可分别称为强迫变化和调整变化, 其中强迫变化的方程为:

$$\left(\frac{\partial[u]}{\partial t}\right)_f = M + D \quad (3.10)$$

$$\left(\frac{\partial[T]}{\partial t}\right)_f = \frac{1}{c_p} [Q] + G' \quad (3.11)$$

调整变化的方程为:

$$\left(\frac{\partial[u]}{\partial t}\right)_{adj} = f[v] \quad (3.12)$$

$$\left(\frac{\partial[T]}{\partial t}\right)_{adj} = -\frac{C^2}{R} [W] \quad (3.13)$$

我们令

$$[u'_T] = \frac{\partial[u]}{\partial \xi} - \frac{\partial[u_g]}{\partial \xi} = \frac{\partial[u]}{\partial \xi} + \frac{R}{f} \frac{\partial[T]}{\partial y} \quad (3.14)$$

表示非热成风。这时由强迫变化引起的非热成风可以表示为:

$$\left(\frac{\partial[u'_T]}{\partial t}\right)_f = \frac{\partial(M+D)}{\partial \xi} + \frac{R}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{c_p} [Q] + G'\right) \quad (3.15)$$

上式表明, 当动量的强迫项 $M+D$ 造成流场上西风垂直切变的变化, 和温度场的强迫项 $\frac{1}{c_p} [Q] + G'$ 所造成的地转西风随高度改变的变化不等时, 可引起非热成风的产生。强迫作用产生的非热成风, 调整过程使它调整向热成风平衡。因此, 上述分解从物理意义上看, 纬向平均运动的变化和维持, 是处在强迫作用不断造成纬向热成风不平衡、和不断向平衡调整的过程中。

根据文献[9]的讨论, 当强迫项造成 $\frac{\partial[u]}{\partial \xi} > \frac{\partial[u_g]}{\partial \xi}$, 即 $[u'_T] > 0$ 时, 则在调整过程中出现如图 1a 所示的北部上升, 南部下沉的热力间接环流。同理, 当强迫作用造成

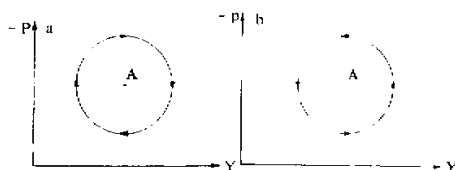


图 1 平均经圈环流示意图

a: A 点 $\frac{\partial[u'_T]}{\partial t} > 0$; b: A 点 $\frac{\partial[u'_T]}{\partial t} < 0$

$\frac{\partial[u]}{\partial \xi} < \frac{\partial[u_\xi]}{\partial \xi}$, 即 $[u'_T] < 0$, 则调整过程造成如图 1b 所示的北部下沉和南部上升的热力直接环流。应该指出, 对应于图 1a 的流场旋度在 x 方向的投影

$$(\text{rot}[\mathbf{V}])_x = \frac{\partial[w]}{\partial y} - \frac{\partial[v]}{\partial \xi} \quad (3.16)$$

是正确的, 而对应于图 1b 的热力直接环流的 $(\text{rot}[\mathbf{V}])_x$ 则为负的。也即 $\frac{\partial[u'_T]}{\partial t}$ 的符号, 和在调整过程中产生的 $(\text{rot}[\mathbf{V}])_x$ 的符号相一致。

2. 流场和温度场的时间变率向量和纬圈环流向量

现在引入一个向量

$$\mathbf{M} = -\frac{1}{c}(M + D)\mathbf{j} + \frac{R}{fc}\left(\frac{1}{c_p}[Q] + G'\right)\mathbf{k} \quad (3.17)$$

式中 $\mathbf{j}$ 和 $\mathbf{k}$ 分别为 y 和 ξ 方向的单位向量。 $\mathbf{j}$ 方向的分量为动量涡动通量的散度 $M = -\frac{\partial[u^*v^*]}{\partial y}$ 和摩擦 D 所造成的动量变率。当 $(M + D) > 0$ 时, 表示西风加强, 这时 $\mathbf{M}$ 在 y 方向的分量是负的。而 $\mathbf{k}$ 方向的分量为感热的涡动通量的散度 $G' = -\frac{\partial[T^*v^*]}{\partial y}$

和非绝热加热 $[Q]$ 所造成的温度变率。当 $\frac{1}{c_p}[Q] + G'$ 造成温度增加时, $\mathbf{M}$ 在 $\mathbf{k}$ 方向的投影是正确的。根据向量 $\mathbf{M}$ 分量的物理含义, 我们可称它为温度场和流场的时间变率向量。向量 $\mathbf{M}$ 的旋度在 x 方向的投影为

$$\begin{aligned} (\text{rot} \mathbf{M})_x &= \frac{\partial M_\xi}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial \xi} \\ &= \frac{R}{cf} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{c_p} [Q] + G' \right) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} (M + D) \end{aligned} \quad (3.18)$$

比较(3.15)和(3.18)式可看出

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\partial[u'_T]}{\partial t} \right)_t = \left(\frac{\partial[u'_T]}{\partial t} \right)_t = (\text{rot} \mathbf{M})_x \quad (3.19)$$

式中 $u'_{iT} = u'_T/c$ 为以 c 为单位的非热成风。(3.19) 式表明, $\mathbf{M}$ 向量的旋度在 x 方向的投影 $(\text{rot} \mathbf{M})_x$ 等于无量纲的非热成风产生率。从前面的讨论可看出, $(\text{rot} \mathbf{M})_x$ 和调

整过程中所产生的、用来表示平均经圈环流的 $(\text{rot } [\mathbf{V}])_z$ 有相同的符号。因此,我们希望找出向量 $\mathbf{M}$ 和平均经圈环流 $[\mathbf{V}]$ 之间的联系。我们令

$$L_0 = c/f \quad (3.20)$$

表示变形半径,或适应过程的特征尺度。令

$$y = L_0 \eta \quad (3.21)$$

式中 η 为 y 方向坐标的无量纲数(其单位为 L_0)。设 $u = cu_1$, 这时热成风关系 (3.9) 可改写为:

$$\frac{\partial[u_1]}{\partial \xi} = -\frac{R}{c^2} \frac{\partial[T]}{\partial \eta} \quad (3.22)$$

将方程(3.6)和(3.7)分别对 ξ 和 η 求导,并利用(3.9)式,消去时间变化项,则有

$$\frac{f}{c} \frac{\partial[v]}{\partial \xi} - \frac{c}{f} \frac{\partial[w]}{\partial \eta} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} (M + D) + \frac{R}{fc} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{c_p} [Q] + G' \right) \quad (3.23)$$

(3.23)式相当于沿纬向平均的经圈平面上的 ω -方程。利用(3.21)式和 $[v_1] = [v]/L_0$ (显然 $[v_1]$ 和 $[w]$ 的量纲均为秒⁻¹), (3.23)式可改写为:

$$\frac{\partial[v_1]}{\partial \xi} - \frac{\partial[w]}{\partial \eta} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} (M + D) + \frac{R}{c^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{1}{c_p} [Q] + G' \right) \quad (3.24)$$

在无量纲的 ξ, η 坐标中,令

$$[\mathbf{v}_1] = [v_1]\mathbf{j} + [w]\mathbf{k} \quad (3.25)$$

和

$$\mathbf{M} = -\frac{1}{c} (M + D)\mathbf{j} + \frac{R}{c^2} \left(\frac{1}{c_p} [Q] + G' \right) \mathbf{k} \quad (3.26)$$

因此(3.24)式可改写为:

$$(\text{rot } [\mathbf{V}_1])_z = (\text{rot } \mathbf{M})_z \quad (3.27)$$

它是联系 $\mathbf{M}$ 和平均经圈环流向量 $[\mathbf{V}_1]$ 之间的关系式之一。

3. 决定平均经圈环流的方法

对连续方程(2.13)引入变量替换(3.1)式和相应的无量纲化,则可改写为:

$$\frac{\partial[v_1]}{\partial \eta} + c^2 \frac{\partial}{\partial \xi} (e^{-\xi} [w]) = 0 \quad (3.28)$$

写成向量形式,则有

$$\nabla \cdot e^{-\xi} [\mathbf{V}_1] = 0 \quad (3.29)$$

令

$$\mathbf{B} = e^{-\xi} [\mathbf{v}_1] \quad (3.30)$$

由于向量 $\mathbf{B}$ 是水平无辐散的,故有一流函数 χ 存在,使得

$$\left. \begin{aligned} B_\eta &= -\frac{\partial \chi}{\partial \xi} \\ B_\xi &= \frac{\partial \chi}{\partial \eta} \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

由(3.30)式有

$$\left. \begin{aligned} [v_1] &= -e^\xi \frac{\partial \chi}{\partial \xi} \\ [w] &= e^\xi \frac{\partial \chi}{\partial \eta} \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

根据方程(3.31), 方程(3.27)可改写成

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial \eta^2} + e^{-\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(e^\xi \frac{\partial \chi}{\partial \xi} \right) = e^{-\xi} (\text{rot } \mathbf{M})_x \quad (3.33)$$

上式为一椭圆型方程, 已知右端即可在适当边界条件下解出 χ 和 $[v_1]$ 来。

若考虑运动只限于对流层扰动的厚度小于 H , 这时连续方程 (3.29) 可采用类似于 Boussinesq 的方程, 设 $e^{-\xi}$ 为一常数, 则有 $\nabla \cdot [\mathbf{V}] = 0$, 于是方程(3.33)可简化为:

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \chi}{\partial \xi^2} = (\text{rot } \mathbf{M})_x \quad (3.34)$$

由方程(3.10)–(3.13)还可导出准地转运动中水平运动的位涡度方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t} (e^{-\xi} [q]) = \nabla \cdot (e^{-\xi} \mathbf{M}) \quad (3.35)$$

这里

$$[q] = -\frac{\partial [u_1]}{\partial \eta} + \frac{R}{c^2} e^\xi \frac{\partial}{\partial \xi} (e^{-\xi} [T]) \quad (3.36)$$

为位涡度, 当讨论较长时间平均的流场和温度场时, $[q]$ 不随时间变化, 有

$$\nabla \cdot (e^{-\xi} \mathbf{M}) = 0$$

和前面一样, 如果讨论只限于对流层, 扰动系统的高度为 H_0 , 可设 $e^{-\xi}$ 为常数, 因而有

$$\nabla \cdot \mathbf{M} = 0 \quad (3.37)$$

比较矢量 $[\mathbf{V}_1]$ 和 $\mathbf{M}$, 它们的散度均为零, 而旋度满足 (3.27) 的相等关系。因此如果它们边界条件相似, 则有

$$[\mathbf{V}_1] = \mathbf{M} \quad (3.38)$$

在这种情况下, 可用向量 $\mathbf{M}$ 来决定平均经圈环流 $[\mathbf{V}_1]$ 。

我们利用 Oort^[6] (1971) 北半球冬季的涡动输送和 Newell 等^[3] 北半球冬季的非绝热加热和地面摩擦应力资料, 经计算得出向量 $\mathbf{M}$ 在不同厚度层内随纬度的分布, 如图 2 所示。如用 $\mathbf{M}$ 来代替 $[\mathbf{V}_1]$, 可以看出, 在低纬靠赤道附近, 有上升气流, 低纬高空有向极地气流, 近地面有向南气流, 在 25° – 30°N 有一下沉气流, 在 65°N 附近有上升气流, 因此 Ferrel 逆环流还是比较清楚的。此外, 在高纬高空有弱的向极地气流。从图 2 可以看出平均经圈环流的特征为三圈环流。为了进一步说明 $[\mathbf{V}_1]$ 和 $\mathbf{M}$ 中各个物理成分的联系, 我们定性地讨论一下 $\mathbf{M}$ 中的三个不同的分量。其中涡动输送分量 $\mathbf{M}_e$ 为:

$$\mathbf{M}_e = -\frac{1}{c} \mathbf{M} \mathbf{j} + \frac{R}{c^2} \mathbf{G} \mathbf{k} = \frac{1}{c} \frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y} \mathbf{j} - \frac{R}{c^2} \frac{\partial [v^* T^*]}{\partial y} \mathbf{k} \quad (3.39)$$

叶笃正和朱抱真^[3], Newell^[3], Oort^[6]等许多作者给出了动量和感热的输送结果。动量向北的涡动输送通量 $[u^* v^*]$ 在 30°N 上空 200hpa 处达极大值, 故在 200hpa 上 30°N 以北有 $M = -\frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y} > 0$; 而在 30°N 以南则有 $M = -\frac{\partial [u^* v^*]}{\partial y} < 0$ 。此外, 在 60°N

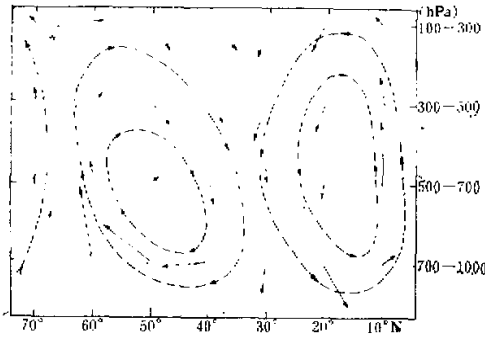


图2 流场和温度场的时间变率向量 M 随高度和纬度的分布
矢量长度和 M 的绝对值成比例。

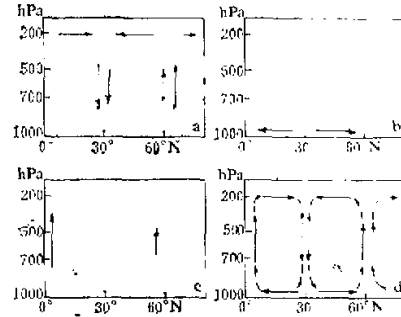


图3 时间变率向量 M 的分解示意图
(a) 由涡旋输送引起的 M_e ; (b) 由摩擦引起的 M_D ; (c) 由加热引起的 M_Q ; (d) 三者的合成 M 。

以北还有一弱的负值区。故 $-\frac{1}{c} Mj$ 的分布如图 3a 所示。而感热的涡旋输送通量 $[V^*T^*]$, 在 55°N 附近的整个对流层均为大的正值区。在 55°N 以北,

$$G' = -\frac{\partial}{\partial y} [V^*T^*] > 0,$$

最大中心在 $60^\circ-70^\circ\text{N}$ 之间。而在 45°N 以南的地区, $G' = -\frac{\partial [v^*T^*]}{\partial y} < 0$, 并在 30°N 附近达最小值。这时整个 M_e 的分布如图 3a 所示。如果从涡旋输送造成的非热成风来考虑, 由(3.19)式则有

$$\left(\frac{\partial [u'_{17}]}{\partial t}\right)_e = \frac{1}{c} \frac{\partial M}{\partial \xi} + \frac{R}{c^2} \frac{\partial G'}{\partial \eta} \quad (3.40)$$

在北半球冬季 30°N 以北的对流层, $\frac{\partial M}{\partial \xi} > 0$, 即动量的涡旋输送造成西风随高度增大的流场切变 $\frac{\partial [u]}{\partial \xi}$ 增强。而对流层中感热涡旋输送的水平辐合 $G' = -\frac{\partial [V^*T^*]}{\partial y}$, 从 30°N 以北自南向北逐渐增强, 由负值变为正值, 因而 $\frac{\partial G}{\partial \eta} > 0$ 。感热的涡旋输送将使南北温差减小, 造成了 $\frac{\partial [u_x]}{\partial \xi}$ 的减弱。从(3.40)式来看, 右端两项均为正值, 不能互相对消。所以涡旋输送的强迫作用造成的非热成风 $\left(\frac{\partial [u'_{17}]}{\partial t}\right)_e > 0$ 。随着非热成风的产生, 必然同时伴随着适应过程, 在适应过程中将造成如图 1a 所示的 $(\text{rot} [V])_e > 0$ 的热力间接环流。从前面可以看出, 中纬度 Ferrel 环流是动量和热量的涡旋输送造成纬向平均西风的不平衡, 然后又向热成风平衡调整的过程中产生的^[1]。

现讨论 M 中由于摩擦和加热引起的分量, $M_D = \frac{-1}{c} D j$ 表示由摩擦 D 引起的分量。 D 表示单位质量动量的摩擦耗损, 它主要发生在地面边界层。在中纬度, 地面为西风, 摩擦消耗西风动量, D 为负值。低纬度为东风, 摩擦增加西风动量, D 为正值。 M_D 的分

布如图 2b 所示。 $M_0 = \frac{R}{c^2} \frac{1}{c_p} [Q]k$ 表示非绝热加热引起的 M 分量。 $[Q]$ 表示单位质量的加热率, 它决定于水汽凝结、辐射、和下垫面感热输送造成的加热。它的分布比较复杂。冬半年北半球水汽凝结加热的最大区发生在赤道和 50°N 附近的地区。 M_0 的分布大致如图 3c 所示。图 3d 为 $M = M_e + M_d + M_0$ 的三个分量的合成图。从该图可看出, 它和定量计算的结果图 2 非常相似。

参 考 文 献

- [1] 陈秋士, 1963, 简单斜压大气中热成风的建立和破坏(一)、(二), 气象学报 Vol. 33, 51—63, 153—162.
- [2] 陈秋士, 1974, 中纬度大尺度天气系统发展的物理过程, 数值预报和数理统计预报会议论文集, 76—109, 科学出版社.
- [3] 叶笃正、朱抱真, 1957, 大气环流若干基本问题, 科学出版社.
- [4] Lorentz, E., 1967, The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, WMO (中译本, 北京大学地球物理系译, 科学出版社, 1976).
- [5] Newell et al., 1974, The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes, The MIT Press, Vol. 2.
- [6] J. Peldlosky, 1970, Finite amplitude baroclinic waves, J. Atmos. Sci. Vol. 27, 15—30.
- [7] Manabe, S. and B. G. Hunt, 1968, Experiments with a stratospheric general circulation model, I, Radiative and dynamic aspects, Mon. Wea. Rev. Vol. 96, 477—502.
- [8] Oort, A. and E. M. Rasmusson, 1971, Atmospheric circulation statistics, NOAA Professional Paper 5.

PHYSICAL PROCESSES FOR MAINTAINING THE MEAN MERIDIONAL AND ZONAL CIRCULATION OF THE ATMOSPHERE IN THE MIDDLE LATITUDES (I)

Chen Qiushi

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

The maintenance of mean meridional and zonal circulation is discussed by a splitting method with which the dynamical equations are splitted into two parts: the forcing effects and the thermal wind adjustment process. The forcing effects, such as the large-scale eddy fluxes, diabatic heating and friction, destroy the zonal thermal wind balance and the non-thermal wind can be returned to balance again in the adjustment process through the mean meridional circulation, from which the observed mean meridional cells are understood.

It is found that the vector form of the mean meridional circulation is approximately equal to a vector $\mathbf{M}$, which is a combination of some forcing terms. Therefore, the mean meridional circulation can be directly deduced from the observational result of $\mathbf{M}$. This conclusion has been varified based on observational data shown in Fig. 2.