

平均经圈环流在大气角动量 和感热收支中的作用

吴国雄*

(中国科学院大气物理研究所)

Stefano Tibaldi

(欧洲中期天气预报中心)

提 要

本文研究相对坐标系中近地表角动量的制造和自由大气中角动量的辐散之间的平衡机制,并与绝对参考系中的机制进行比较。

对1982年元月全球角动量和感热的收支分析证明,被激发的平均经圈环流具有下述特征:其下部水平支施加于大气的惯性矩与近地表角动量的制造相平衡,上部水平支反号的惯性矩与涡动角动量通量的辐合(散)相平衡;而其垂直支的绝热加热效应则平衡着自由大气中热通量的辐散和/或大气的非绝热加热。因而,无论动力上还是热力上,平均经圈环流在大气总环流中都起着重要的作用。

一、引 言

从发现平均经圈环流(MMC)开始,气象学家就注意到MMC与平均地表纬向风之间的对应关系^[1]。其中一个重要课题就是地表风如何克服地表摩擦耗散而得以维持。Jeffreys^[2]首先指出它必有赖于跨纬度的角动量输送。Starr^[3]进一步发现,天气系统南北向轴线的水平倾斜能实现这种跨纬度的输送过程。尽管当时可用资料稀少,仍有不少作者试图算出该输送的数值。Widger^[4]和 Mintz^[5]的计算表明,涡动角动量通量的是从热带指向中纬度。这与后来其它的计算(例如,Qort 和 Rasmusson^[6])是一致的。如无动量供应,则由于涡动角动量通量的辐散,副热带急流必将迅速被耗散殆尽。

在动量通量计算的同期,White^[7]、Priestly^[8]、叶笃正和朱抱真^[9]、Kung^[10]和 Newton^[11]等计算了地球表面因摩擦或地形导致的角动量的制造。结果表明,热带和高纬地区为角动量源区,中纬度为角动量汇区。

1987年1月26日收到,4月1日收到修改稿

本文的主要计算是作者在ECMWF工作期间完成的。

从上述两方面的计算可以描写大气的角动量收支 (AMBA). Kidson 等^[12]、Newton^[13,14]、Oort 和 Bowman^[15]对不同纬度带的收支计算表明,山脉矩和摩擦矩基本上能被涡动动量通量的辐散所平衡。然而制造项主要在近表面;而通量辐散项集中在自由大气中,尤其是近对流层顶附近。近地表的动量交换是如何“传送”到上层大气的呢? Widger^[4]推想,这主要靠垂直向的涡动动量通量,但该通量很弱,不足以平衡上、下层的收支。由于经圈环流对地转 (Q -) 角动量的垂直输送特别大^[16,17], Palmén^[16,18]、叶笃正和朱抱真^[19]等指出,在绝对参照系中,正是这种地转角动量的垂直通量平衡着上、下层角动量的收支。

本文第二节首先研究相对坐标系中角动量平衡的关系,并与绝对参照系中的关系加以比较。第三、第四节分别研究了 1982 年元月份全球大气的角动量和感热收支;分析了 MMC 在这些大气收支中的作用;以及大气环流的动力、热力特征与平均经圈环流的联系。第五节给出若干讨论。

二、大气的角动量平衡

一般有两种计算角动量平衡 (AMBA) 的方法。一种是 Palmén 和 Alaka^[16]提出的绝对通量计算方案;另一种是直接使用相对系中的 u -动量方程。对 AMBA 机制的理解与采用的参照系有关。

1. 绝对参照系中大气角动量的平衡

设单位质量气块的绝对角动量为

$$\mu = (a \cos \varphi Q + u) a \cos \varphi \quad (2.1)$$

则沿纬圈 φ 的总的绝对角动量为

$$M = 2\pi a \cos \varphi \mu = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi (a Q \cos \varphi + u) \quad (2.2)$$

令“—”和“*”分别代表沿纬向的平均及对该平均的偏差,于是,在纬向平均意义下,绝对坐标系中的 AMBA 可由下式描述:

$$\frac{D\bar{\mu}}{Dt} = - \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{\mu^* v^*} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\mu^* \omega^*}) \right] + S' \quad (2.3)$$

式中

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{a \partial \varphi} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial p}$$

(2.3) 式右端两项分别表示涡动对角动量输送的辐合及角动量源。前者集中在上部对流层;后者主要在近地表面。

对定常气候而言,当一个质点在经圈方向移过一闭合路线回到原处时,绝对角动量不变,即 $D\bar{\mu}/Dt = 0$ 。于是,从拉格朗日观点来看,沿直(间)接平均经圈环流移动的质点经过地表时获得(失去)角动量 S' ;移经自由大气时,由于涡动扰动而失去(得到)角动量 $\nabla \cdot \overline{\mu^* \mathbf{V}^*}$,如图 1a 所示。

展开(2.3)式左端,然后对该式沿纬圈积分,可得收支方程

$$\frac{\partial \bar{M}}{\partial t} = - \left[\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} (C_{\varphi} + F_{\varphi}) + \frac{\partial}{\partial p} (C_p + F_p) \right] + S \quad (2.4)$$

其中

$$\begin{cases} C_{\varphi} = \bar{M} \bar{v} = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi (\Omega a \cos \varphi + \bar{u}) \bar{v} \\ C_p = \bar{M} \bar{\omega} = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi (\Omega a \cos \varphi + \bar{u}) \bar{\omega} \\ F_{\varphi} = \overline{M^* v^*} = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi \overline{u^* v^*} \\ F_p = \overline{M^* \omega^*} = 2\pi a^2 \cos^2 \varphi \overline{u^* \omega^*} \end{cases} \quad (2.5)$$

方程 (2.4) 和 (2.5) 即为 Palmèn 和 Alaka^[16] 提出的用于计算 AMBA 的方程, 其后为 Palmèn^[16]、Palmèn 和 Newton^[17] 以及 Newton^[18] 等沿用。

注意到 (2.5) 式中相对角动量的垂直环流通量要比地转 (Ω -) 角动量小一至两个量级, 加之 Hadley 环流的向上支比向下支携带有更多的地转角动量, 因此, Hadley 环流能够把地转角动量从对流层下部向对流层上部输送 (参见叶笃正和杨大昇^[9])。

2. 相对参照系中大气角动量的守恒

在局地地球面坐标中, 纬向平均动量方程为

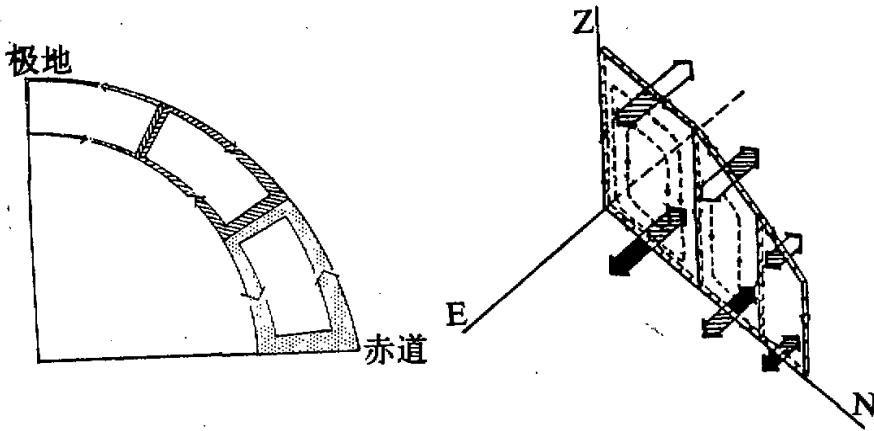


图 1 定常大气中角动量平衡图示

(a) 绝对角动量沿大气平均经圈环流的变化。(b) 相对角动量收支和平均经圈环流。黑、白箭头分别代表角动量的制造和耗动通量的辐合; 阴影箭头代表经圈环流施加于大气的惯性矩。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = [f\bar{v}] - \left[\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{u} \bar{v} \cos^2 \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (\bar{u} \bar{\omega}) \right] - [E_{\varphi} + E_p] + s \quad (2.6)$$

其中 $f = 2\Omega \sin \varphi$, 上式右端四项分别代表惯性项、环流动量通量和耗动量通量的辐合以及动量源。耗动项由下式定义:

$$\begin{cases} E_{\varphi} = -\frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\overline{u^* v^*} \cos^2 \varphi) \\ E_p = -\frac{\partial}{\partial p} (\overline{u^* \omega^*}) \end{cases} \quad (2.7)$$

尺度分析表明, (2.6) 式右端第二项及 E_p 项比其它项都小。因而, 在定常态, 近似地有

$$[f\bar{v}] - E_\varphi + s \approx 0 \quad (2.8)$$

因此, 在相对坐标系中, 从欧拉观点看, 近地表角动量的制造近似地被负的惯性矩所平衡, 而自由大气中角动量的辐散 (对应着 $E_\varphi > 0$) 被大小相似的正的惯性矩所平衡, 如图 1b 所示。相对坐标系中角动量的平衡因而与绝对坐标系有很大差异: 在这种相对参照系中, 角动量的垂直通量在角动量收支中的作用可以忽略不计。

3. 两种参照系中 AMBA 计算方案的比较

Palmén^[10] 曾扼要地分析 (2.4) 和 (2.6) 式的联系。为更清楚地讨论两者的关系及相应的物理图象, 我们把 (2.4) 式重新组合如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{M}}{\partial t} = & - \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} C_{\varphi \varrho} + \frac{\partial}{\partial p} C_{p \varrho} \right] - \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} C_{\varphi u} + \frac{\partial}{\partial p} C_{p u} \right] \\ & - \left[\frac{\partial F_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial F_p}{\partial p} \right] + S \end{aligned} \quad (2.9)$$

其中

$$\begin{cases} C_{\varphi \varrho} = 2\pi a^3 \cos^3 \varphi \bar{\varrho} \bar{v} \\ C_{p \varrho} = 2\pi a^3 \cos^3 \varphi \bar{\varrho} \bar{\omega} \\ C_{\varphi u} = 2\pi a^2 \cos^3 \varphi \bar{u} \bar{v} \\ C_{p u} = 2\pi a^2 \cos^3 \varphi \bar{u} \bar{\omega} \end{cases} \quad (2.10)$$

现在, 地转角动量通量对 AMBA 的贡献只出现在 (2.9) 式右端第一项中。由于

$$- \frac{\partial}{\partial p} C_{p \varrho} = -2\pi a^3 \cos^3 \varphi \bar{\varrho} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} \quad (2.11)$$

$$- \frac{\partial}{\partial \varphi} C_{\varphi \varrho} = -2\pi a^3 \cos^3 \varphi \bar{\varrho} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v} \cos \varphi) + 2\pi a^2 \cos^3 \varphi f \bar{v} \quad (2.12)$$

这种贡献可分为两部份。第一部份由 (2.11) 和 (2.12) 式右端第一项表示, 是由于质量的积累引起的地转角动量的变化; 第二部份由 (2.12) 式右端第二项表示, 为经圈环流施加于大气的惯性矩。虽然后者比前者小一至两个量级, 但当 (2.11) 和 (2.12) 式相加, 只有后者作为小的余差留下, 即

$$- \left[\frac{\partial}{\partial \varphi} C_{\varphi \varrho} + \frac{\partial}{\partial p} C_{p \varrho} \right] = 2\pi a^2 \cos^3 \varphi f \bar{v} \quad (2.13)$$

于是, 地转角动量从 Hadley 环流的下半部向上半部的辐合等价于沿 Hadley 环流的水平支的经向运动引起的惯性矩。同样的讨论适用于 Ferrel 和极地环流。

把 (2.5) 代入 (2.4) 式, 或把 (2.10) 代入 (2.9) 式, 并用 $2\pi a^2 \cos^3 \varphi$ 去除结果方程, 可得如下的 u -方程

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = [f\bar{v}] - \left[\bar{v} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \varphi} - \frac{\bar{u}}{a} \tan \varphi \right) + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \right] - [E_\varphi + E_p] + s \quad (2.14)$$

其中

$$S = 2\pi a^2 \cos^3 \varphi s \quad (2.15)$$

显然 (2.14) 式逐项和 (2.6) 式的对应项完全一致。因此在计算 AMBA 时, (2.4) 和 (2.6)

式在数学上是等价的。然而在应用绝对通量式(2.4)时,(2.11)和(2.12)式右端的第一部分比第二部份大得多,在计算地转通量 C_p 和 C_φ 时极小的误差就会导致 AMBA 可观的误差,引起计算不平衡。这种不平衡在量级上有时可与角动量制造的大小相比(例见 Newton^[14]),因而使物理图象模糊不清。其实,如(2.11)–(2.13)式所示,第一部份(大项)的总和和对总的收支毫无贡献。因此,直接使用 u -动量方程(2.6)进行 AMBA 计算要好得多。在下面,我们将不采用(2.4)式,而是取(2.6)式的时间平均来进行收支计算。

三、角动量收支和 MMC

为认识 MMC 在大气运动中的作用,我们从 ECMWF 存档的、每日四次的分析资料中提取 1982 年元月的资料进行收支计算。

图 2 给出垂直累加角动量通量 $F_\phi = \int_0^{1000} 2\pi a^2 \bar{u} \bar{v} \cos^2 \varphi \frac{dp}{g}$ 的分布。在北半球,行星

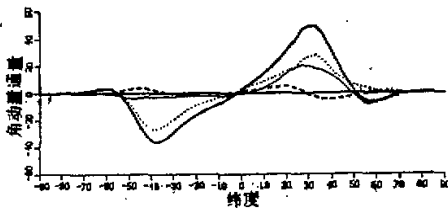


图 2 垂直累加角动量通量 F_ϕ 随纬度的变化
细实线和点线分别为波带(1–3)和(4–9)的输送;粗
实线和虚线分别为总涡动和经圈环流的输送
单位: Hadley (1Hadley = $10^{13} \text{kgm}^2 \text{s}^{-1}$)

波(波数 1–3)对西风角动量的输送与天气波(波数 4–9)相当;在南半球,天气波支配着输送过程。全球多数纬带上的角动量通量是向极的,冬半球的强度要强于夏半球。涡动通量的南北辐合随纬度的变化在图 3 中由细实线表示;环流通量的辐合由虚线表示;而平衡上述通量辐散的角动量“源”则由粗实线表示。从图 3 看出,涡动和环流均把角动量从热带输向中纬度;环流通量的极大值位于涡动通量极大值的近赤道一侧。于是,角动量在热带的制造和在中纬度的耗散基本上被南北向的角动量通量所平衡,与 Newton^[13,14] 的结论一致。

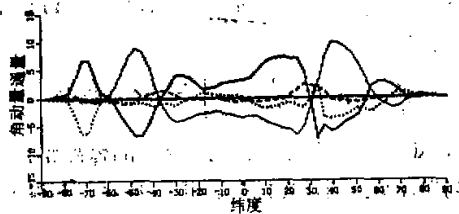


图 3 F_ϕ 的纬向辐合 $\left(-\frac{\partial F_\phi}{\partial \varphi}\right)$

细实线、虚线和粗实线分别表示总涡动和经圈环流的通
量辐合以及所需的角动量源
单位: Hadley.

图 4 为水平涡动动量通量 $\overline{v^* u^*}$ 的经圈剖面。它更清楚地显示出南北半球动量输送的上述差异。除此以外,它还清楚地指示出不同尺度的波动对动量的输送在垂直方向上

分布的差异。行星尺度输送的最大值在上部对流层和平流层, 而天气尺度输送的最大值中心局限于对流层顶附近。在北半球高纬度, 行星波动支配着南向的动量输送, 表明该尺度波动系统在高纬度强烈的西北-东南走向。

在气压坐标的矩形网格 $\Delta\varphi = 0.5(\varphi_{j+1,k} - \varphi_{j-1,k})$, $\Delta p = 0.5(p_{j,k+1} - p_{j,k-1})$ 中, 角动量收支方程可写成:

$$\begin{aligned} & 2\pi a^3 \left(\cos^2\varphi \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \right)_{j,k} \Delta\varphi \Delta p / g + 2\pi a^2 [(\bar{u}\bar{v}\cos^2\varphi)_{j+1,k} - (\bar{u}\bar{v}\cos^2\varphi)_{j-1,k}] \Delta p / 2g \\ & + 2\pi a^2 [(\bar{u}\omega\cos^2\varphi)_{j,k+1} - (\bar{u}\omega\cos^2\varphi)_{j,k-1}] \Delta p / 2g \\ & - 4\pi a^2 Q(\bar{v}\sin\varphi\cos^2\varphi)_{j,k} \Delta\varphi \Delta p / g \\ & = -2\pi a^2 [\Sigma(\phi_E - \phi_W)\cos\varphi]_{j,k} \Delta\varphi \Delta p / g - 2\pi a^3 (F\cos^2\varphi)_{j,k} \Delta\varphi \Delta p / g + S \\ & \equiv R_a \end{aligned} \quad (3.1)$$

式中左端前三项分别代表旋转加速及角动量的水平和垂直辐散, 第四项代表经圈环流施加于大气的负惯性矩, 与它相应的 ω 项的惯性矩很小, 已被略去。右端各项分别代表山脉矩、表面摩擦矩、以及其它各种类型的角动量的源汇, 诸如小尺度扰动和重力波等引起的源和汇。右端各项之和定义总的源 R_a 。在下面计算中, R_a 作为余差项, 由左端各项之和算出。对左端的第二和第三项, 还计算了不同波数域的贡献。计算结果表明, 旋转加速项较小; 环流动量通量的垂直辐散项一般被其水平辐散项所抵消 (图略)。AMBA 中三个主要项 (见图 5) 为涡动角动量通量的水平辐散、环流的惯性矩及制造项。从图 5 可看到若干重要特点。首先, 近地面角动量的源出现在热带和高纬度, 汇主要位于中纬度。表面角动量制造大部分为经圈环流下水平支的惯性矩局地平衡; 只有很有限的部分为涡动及环流的垂直输送所平衡。其次, 在自由大气中, 涡动把角动量从热带输向中纬度 (图 5a)。这种涡动输送则被经圈环流上水平支的惯性矩所平衡 (比较图 5a 和 5b)。

对于定常状态的大气, 其西风旋转加速

速为零。根据上述分析, 平均经圈环流在大气运动中的动力作用, 的确可用图 1b 描述。概言之, 作为次级环流的平均经圈环流是依如下形式激发出来的: 其下水平支惯性矩的方向必须能够平衡近表面角动量的制造; 其上水平支反向的惯性矩必须能够平衡自由大气

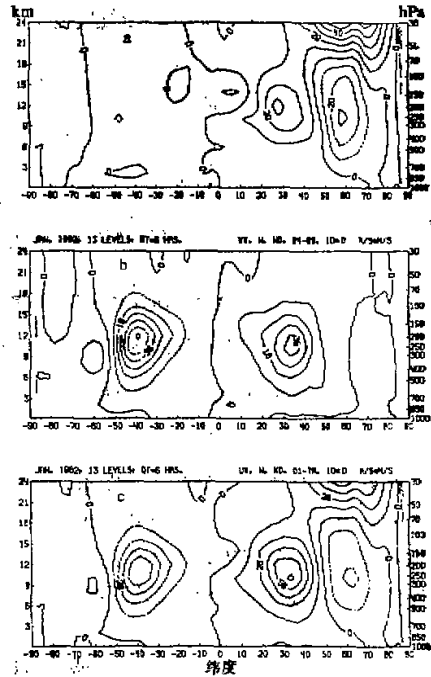


图 4 不同波数域中涡动动量通量的经向剖面
单位: m^2s^{-2} 。(a) 波数 1—3; (b) 波数 4—9;
(c) 总涡动

中涡动角动量通量的辐合(散)。大气大尺度运动动力学指出,水平运动是主要的运动过程。这与上述讨论是一致的。

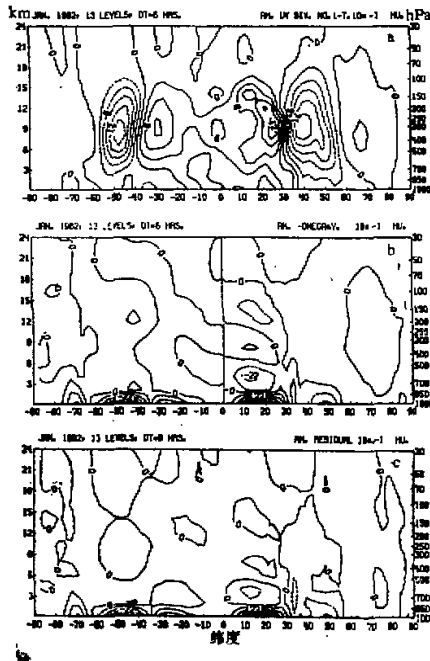


图 5 1982 年元月大气角动量收支中主要项的分布

(a) 水平涡动角动量通量的经向辐散 $\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[2\pi a^3 \bar{u}^2 \cos^2 \varphi \frac{\Delta p}{g} \right] \Delta \varphi$; (b)

经圈环流的水平支的负惯性矩 $-4\pi a^3 \bar{\omega} \sin \varphi \cos^3 \varphi \Delta \varphi \frac{\Delta p}{g}$; (c) 角动量“源” R_s 。

单位: 10^{-1} Hadley

如果沿一纬圈中无净的质量积累,则惯性矩的垂直积分为零。于是,角动量在地表的制造和在自由大气中的辐散彼此平衡。另一方面,北半球秋末和冬初地表气压的增加必须伴有西风急流的增强,因为低纬度惯性矩的垂直积分为正值。这也许可以说明为什么北半球副热带地区向极涡动动量通量的最大值出现在秋天而不是在冬天^[6]。

四、感热收支和 MMC

图 6 给出了垂直累加的感热通量 $\int_{30}^{1000} 2\pi a \cos \varphi C_p \overline{VT} \frac{dp}{g}$, 与角动量输送的情况相似,

北半球行星波和天气波对感热的输送均很重要,南半球天气波动支配着感热的输送。这在剖面图 7 上表现得更清楚。各波段的涡动均把感热从低纬向高纬度输送,不过,天气波的输送集中在中纬度对流层,极值中心位于 700hPa 附近。行星波通量不仅在中纬度对流层,极值中心位于 700hPa 附近。

近有中心, 在平流层还存在另一极大值中心。由于 β -效应, 低层的中心位于更高的纬度, 这与 Lau^[20, 21] 的分析结果一致。高层的中心也许与行星波在向上传播中不断放大有关。

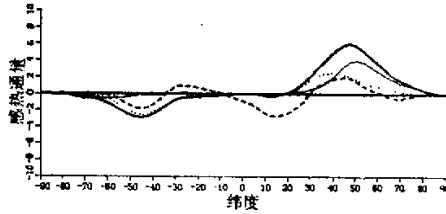


图6 垂直累加感热通量随纬度的变化

说明同图2, 单位: 10^{12} kw

在网格 $\Delta\varphi \times \Delta p$ 中感热的收支方程为

$$\begin{aligned} & 2\pi a^2 C_p \left(\cos\varphi \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right)_{i,k} \Delta\varphi \cdot \frac{\Delta p}{g} + 2\pi a^2 C_p [(\overline{vT \cos\varphi})_{j+1,k} - (\overline{vT \cos\varphi})_{j-1,k}] \frac{\Delta p}{2g} \\ & + 2\pi a^2 C_p [(\overline{\omega T \cos\varphi})_{j,k+1} - (\overline{\omega T \cos\varphi})_{j,k-1}] \frac{\Delta\varphi}{2g} - 2\pi a^2 (\alpha\bar{\theta})_{i,k} \Delta\varphi \frac{\Delta p}{g} \\ & - 2\pi a^2 (\bar{Q} \cos\varphi)_{i,k} \Delta\varphi \cdot \frac{\Delta p}{g} \equiv R_T \end{aligned} \quad (4.1)$$

左端四项分别代表局地增暖, 水平向和垂直向的热通量辐散, 以及环流垂直支的绝热加热。余差 R_T 定义为上述各项之和, 它表示为保持大气平衡所需的非绝热加热。对左端第二、第三项, 还根据不同波段的贡献进行分解。对 1982 年元月的资料进行分析的结果表明, 局地增暖很小; 环流通量的水平辐合和垂直辐合彼此低偿; 涡动热通量的垂直辐散只在中纬度近对流层底部才重要。其余三项(图 8), 即涡动热通量的水平辐合、平均环流的绝热冷却和非绝热加热项, 控制着多数区域的热收支。在 850hPa 以上, 热带地区的非绝热加热近似地由 Hadley 环流垂直支的绝热冷却所平衡; 在热带外地区, 涡动热通量的辐合(散)与环流的绝热冷却(加热)大小相当, 控制着中高纬的热平衡(比较图 8a 和 8b)。因此, 从热力观点看, 平均经圈环流必须以如下形式被强迫产生: 在自由大气中, 该强迫环流垂直支的绝热加热在热带地区能平衡非绝热加热, 在中高纬地区足以平衡涡动热通量的辐合辐散。

五、结 论

(1) 平均经圈环流通过其水平支的惯性矩, 在大气的角动量平衡中起重要的作用。正是该惯性矩平衡着近地表角动量的制造和自由大气中涡动动量通量的辐散。

(2) 在自由大气中, 大气的非绝热加热和涡动热通量的水平辐散则必须由经圈环流垂直支的绝热加热所平衡。

(3) 大气运动的动力和热力结构通过平均经圈环流紧密地联系在一起。具体地说,

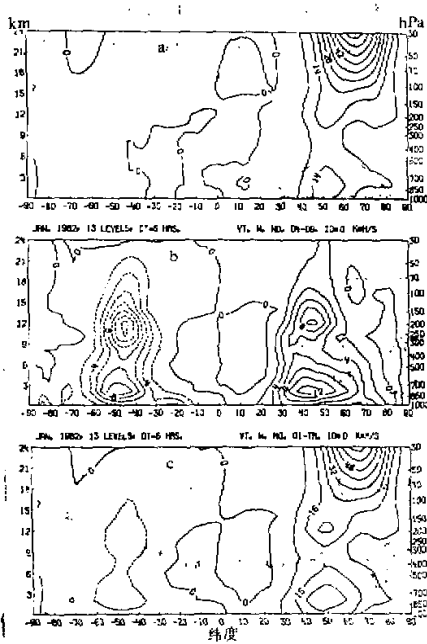


图7 不同波数域中水平热量(温度)

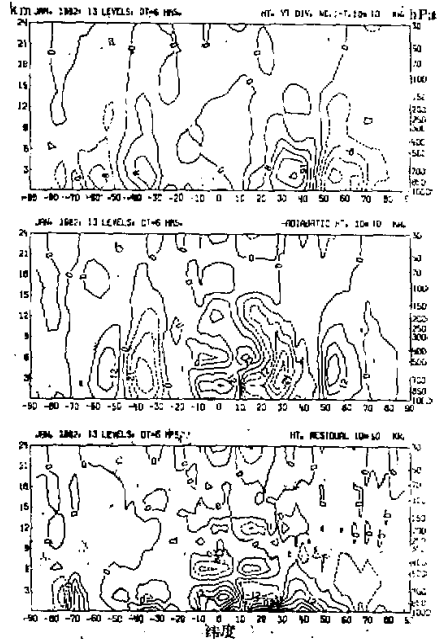
通量 $v \cdot T^*$ 的经向剖面单位: km s^{-1} , 说明同图 7.

图8 1982年元月大气感热收支中主要项的分布

(a) 水平涡动感热通量的经向辐散 $-\frac{\partial}{\partial p} \left[2\pi a \cos \varphi C_p v^* T^* \frac{\Delta p}{k} \right]$ $\Delta \varphi$; (b) 纬向平均绝热冷却; (c) 纬向平均“非绝热加热” R_T .单位: 10^{10}kw .

为使大气恢复地转平衡和静力平衡而被激发产生的平均经圈环流具有如下特征: 其水平支的惯性矩能平衡角动量的制造和输送, 其垂直支的绝热加热能平衡自由大气中热量的制造和输送。

(4) 对大气感热收支的分析必须小心. Newton (1972) 曾估计, 质量通量计算中每 $3 \times 10^6 \text{ton} \cdot \text{s}^{-1}$ 的误差能导致 $\overline{vT}$ 计算中 $0.1 \times 10^{12} \text{kw}$ 的误差. 由于涡动和环流热通量的辐散在低对流层很大, 而那里 v 和 T 的计算误差也较大, 因此在该处计得的热通量精确度较低. 用 σ -面上的分析资料进行类似计算也许能检验计算结果对计算方案的敏感性. 然而, 在地形附近, σ -面的几何高度变化很大, 因而对结果的解释必须十分小心. 另一种途径是修改低对流层的纬向积分方案, 使得纬向平均量, 如 $\bar{v}$, $\bar{\omega}$, $\bar{T}$ 等, 更具代表性. 无论如何, 一个明显的事实是: 对平均经圈环流的性质和动力学的深入理解不仅有赖于对更精确的资料的应用, 还依赖于资料加工的方法.

致谢: 欧洲中期预报中心为本研究提供全部计算设施. A. Hollingsworth 博士和 A. Simmons 博士在本研究中给予有益的讨论. Brancovic 先生帮助我们提供需要的计算资料. 作者在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Lorenz, E. N., 1967, The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, WMO, Geneva.
- [2] Jeffreys, H., 1926, On the dynamics of geostrophic winds, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* Vol. 52, p. 85—104.
- [3] Starr, V. P., 1948, An essay on the general circulation of the earth's atmosphere, *J. Meteor.*, Vol. 5, p. 39—43.
- [4] Widger, W. K., 1949, A study of the flow of angular momentum in the atmosphere, *J. Meteor.*, Vol. 6, p. 291—299.
- [5] Miniz, Y., 1954, The observed zonal circulation of the atmosphere, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Vol. 35, p. 208—214.
- [6] Oort, A. H., and E. M. Rasmusson, 1971, Atmospheric circulation statistics, NOAA, Professional paper 5.
- [7] White, R. M., 1949, The role of mountains in the angular momentum balance of the atmosphere, *J. Meteor.*, Vol. 6, p. 353—355.
- [8] Priestley, C. H. B., 1951, A survey of the stress between the ocean and atmosphere, *Australian J. Sci. Res.*, p. 315—328.
- [9] 叶笃正、杨大昇, 1955, 北半球大气中角动量的年变化和它的输送机构, *气象学报*, Vol. 26, p. 281—294.
- [10] Kung, E. C., 1968, On the momentum exchange between the atmosphere and earth over the northern hemisphere, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 96, p. 337—341.
- [11] Newton, C. W., 1971a, Mountain torques in the global angular momentum balance, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 28, p. 623—628.
- [12] Kidson, J. W., D. G. Vincent and R. E. Newell, 1969, Observational studies of the general circulation of the tropics: long term mean values, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 95, p. 258—287.
- [13] Newton, C. W., 1971b, Global angular momentum balance: earth torques and atmospheric fluxes, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 28, p. 1329—1341.
- [14] Newton, C. W., 1972, Southern hemisphere general circulation in relation to global energy and momentum balance requirements, *Meteor. Monog.*, Vol. 13, chap. 9, p. 215—246.
- [15] Oort, A. H., and H. D. Bowman, 1974, A study of the mountain torque and its interannual variations in the northern hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 31, p. 1974—1982.
- [16] Palmén, E., and M. A. Alaka, 1952, On the budget of angular momentum in the zone between equator and 30 N, *Tellus*, Vol. 4, p. 324—331.
- [17] Palmén, E., and C. W. Newton, 1969, Atmospheric circulation systems, Academic Press.
- [18] Palmén, E., 1955, On the mean meridional circulation in low latitudes of the northern hemisphere in winter and the associated meridional and vertical flux of angular momentum, *Scient. Rept. 9*, Contract AF 19 (122)-48, Gen. Cir. Proj., U.C.L.A., 41pp.
- [19] 叶笃正、朱抱真, 1958, 大气环流的若干基本问题, 科学出版社, p. 159.
- [20] Lau, N.-C., 1979a, The structure and energetics of transient disturbances in the northern hemisphere winter circulation, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, p. 982—995.
- [21] Lau, N.-C., 1979b, The observed structure of tropospheric stationary waves and the local balance of vorticity and heat, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, p. 996—1016.