

扰动位能理论及其应用—— 扰动位能的概念、表达及其时空结构

李建平¹ 高丽^{1, 2}

1 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029

2 中国科学院研究生院, 北京 100049

摘 要 针对局地环流能量转换问题, 该工作系列讨论扰动位能理论及其应用。此文是第一篇, 提出了扰动位能的新概念, 将其分解为大气扰动位能(简称扰动位能)和表面扰动位能两个部分, 给出了扰动位能各阶矩项的数学表达形式, 结合资料指出二阶以上的扰动位能高阶矩项相对于其一阶矩项和二阶矩项来说是小量, 可忽略, 并指出扰动位能二阶矩项的全球平均恰好等于传统的有效位能, 但两者在物理意义上明显不同。结合 NCEP/NCAR 再分析资料, 研究了扰动位能的时空结构以及与大气动能之间的联系。扰动位能一阶矩项在热带地区为正、高纬度地区为负; 二阶矩项在热带和高纬度地区出现极大值, 在副热带及中纬度地区出现极小值, 即在南北方向上呈现三峰二谷的特征; 在局地上, 由于一阶矩项在数值上较二阶矩项绝对占优, 因此, 扰动位能的分布与其一阶矩项的情形相似。在垂直方向上, 扰动位能主要集中在对流层下层, 其数值随高度的增加而迅速减少, 在 50 hPa 以上均可以忽略不计。扰动位能有明显的季节变化, 其在高纬度地区在冬半球比夏半球大很多; 南、北半球平均的扰动位能一阶矩项季节变化的幅度约是相应二阶矩项的二十倍。随着季节变化扰动位能定常波的槽脊在北半球有显著的东西方向移动, 而在南半球则只表现为振幅上的增减。分析表明, 从区域或局地尺度上大气动能的季节变化与扰动位能一阶矩项的关系密切, 二者呈显著反向变化关系, 而与二阶矩项的关系不确定; 但在全球或半球尺度上, 大气动能与扰动位能二阶矩项的比率随季节基本保持不变, 约是 20%。此外, 对大气总动能时空结构的分析也得到了与前人不同的新结果。关于利用此文提出的概念和理论对局地环流能量收支的分析、表面扰动位能的作用以及它们在大气环流变化研究中的应用, 将在以后的文章中给出。

关键词 扰动位能 能量 有效位能 大气参考状态 动能

文章编号 1006-9895(2006)05-0834-15

中图分类号 P433

文献标识码 A

Theory on Perturbation Potential Energy and Its Applications —Concept, Expression and Spatio-Temporal Structures of Perturbation Potential Energy

LI Jian-Ping¹ and GAO Li^{1, 2}

1 State Key Laboratory of Numerical Modelling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

2 Graduate University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049

Abstract On the issue of energy transform in local circulation, the theory on perturbation potential energy (PPE) and its application are investigated in a series of researches. First of all, a new concept on perturbed potential energy

收稿日期 2006-05-12, 2006-06-07 收修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 40325015、40221503

作者简介 李建平, 男, 1969 年出生, 博士, 研究员, 主要从事气候学、季风、非线性动力学、数值计算等方面的研究。

E-mail: ljp@lasg.iap.ac.cn

is presented in part I of the series. The PPE may be partitioned into the atmospheric section (denoted as the PPE) and the surface section (termed the surface PPE), and mathematical expressions of every-order moment term of the PPE are given. Combined with data analyses, it can be pointed out that all of higher order moment terms of the PPE than two order are small in magnitude and may be omitted in comparison with the first and second order moment terms of the PPE, and that the second-order moment term of the PPE averaged over the globe just is equal to traditional available potential energy (APE), but there is evident difference in physical sense between them. Based on the NCEP/NCAR reanalysis data, the spatio-temporal structures of the PPE and their linkages with the atmospheric kinetic energy (AKE) are examined. The first-order moment term of the PPE is positive over the tropics and negative over high-latitude regions, whereas the second-moment term of the PPE is featured by maxima over both the tropics and high latitudes and by minima over both the subtropics and middle-latitude regions, that is to say, which is featured by three peaks and two valleys in the meridional direction. Locally, as the first-order moment term of the PPE is superior to the second-order one in order of magnitude, the distributions of the PPE are quite similar to the first-order moment term. In the vertical direction, the PPE mostly exists in the low troposphere and quickly decreases in magnitude as height increases, which can be omitted above 50 hPa level. On the other hand, the PPE is characterized clearly by evident seasonal variations and is larger in the winter hemisphere than in the summer hemisphere over high-latitude regions. The amplitudes of seasonal variations for the first-order moment term of the PPE averaged in the Southern or Northern Hemispheres are appropriately twenty times larger than those of the corresponding second-order moment term. Against the seasons, the troughs and ridges of the PPE stationary waves show significant zonal movements in the Northern Hemisphere, however, those in the Southern Hemisphere only show the changes in amplitudes. The analyses further show that on local-regional scales, there exists a significant negative correlation between the AKE and the first-order moment PPE on seasonal march, but the relationship between the AKE and the second-order moment term is uncertain. However, on global or hemispheric scale, the ratios of the AKE to the second-order moment term of the PPE are basically invariable and about 20%. Furthermore, the analyses on the spatio-temporal structures of the total AKE exhibit some new results different from those of the previous researches. Moreover, some further relative problems explored by using the concept and theory of the PPE, such as analysis of energy budget in local circulation, role of the surface PPE, and their applications to the studies on atmospheric general circulation variability, will be given in the future papers of the series.

Key words perturbation potential energy, energetics, available potential energy, atmospheric reference state, kinetic energy

1 引言

大气的运动需要外界提供能量,因此,从能量学的观点来揭示和了解大气环流运动的规律无疑有重要意义。大气通过吸收太阳辐射而使其全位能增加,再由全位能转变成动能。而实际观测分析结果表明大气的动能较全位能小很多,不到全位能的千分之一^[1, 2],这说明大气中的全位能只有很小的一部分能够被释放而转化成动能。如果利用热机的观点来看,大气是一个效率很低的热机系统^[1, 3]。因此,可以将大气中的全位能分解为两个组成部分,一个是可释放转化成动能的部分,另一个是不可释放的部分,它们分别可称为全位能的有效(可利用)和无效(不可利用)部分。由此,人们开展了能量有效性问题的研究,通过大气有效位能的概念

来探讨全位能和动能的转换、能量循环以及大气环流运动的维持。

Lorenz^[4]首先发展了 Margules^[5]关于风暴有效能量的概念,给出了精确的和近似的全球平均有效位能的表达式及其收支方程,这一创造性的工作大大推动了大气能量学的研究。此后,人们以 Lorenz 这一经典有效位能概念为基础,从不同方面进行了发展,并在大气、海洋能量学得到了广泛应用^[6~14]。但是,以往研究中所采用的有效位能概念大多是针对全球平均而言的,反映的是大气系统的整体能量有效性,因而这种能量有效性理论框架无法适用到局地能量学的研究中。

事实上,一方面,大气能量的收支、分布和转化具有明显的局地特征,另一方面,许多重大天气气候现象的发生发展往往与大气系统内部存在的局

地能量源(汇)密切相关,局地能量的异常变化必然会对局地大气环流的变化产生重要影响。因此,考察区域性能量转化效率及机制对于了解局地大气环流的变动非常重要,这就是局地能量有效性的问题。这个问题是无法用经典意义下的全球平均有效位能理论来解决的,所以,有必要提出适用于反映局地能量有效性问题的新概念来加以研究。本工作正是针对这一问题开展研究的,在以往工作的基础上,提出了可以针对局地能量转换分析的新概念——扰动位能,并将其用于局地全位能与动能的转化研究中。本文是第一篇,给出基本的框架,引入扰动位能的概念,给出其计算公式,探讨其时空分布特征以及与大气的动能之间的可能联系;后几篇利用这个概念进行进一步的理论分析,并应用到局地大气环流能量的转换及其年际、年代际的变化研究之中。

本文中使用的观测资料是 NCEP/NCAR 月平均再分析资料^[15] (1961~2000 年),分辨率为 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$,垂直方向上从 1000 hPa 到 10 hPa 共 17 层,文中的气候平均值均是此 40 年的平均。

2 扰动位能及其表达

单位截面积上无穷高气柱的全位能为:

$$P = \int_{z_s}^{\infty} \rho(gz + c_v T) dz = \frac{1}{\gamma_d} \int_0^{p_s} T dp + z_s p_s, \quad (1)$$

其中, ρ 是空气密度, g 是重力加速度, z 是高度, $z_s = z_s(\lambda, \varphi)$ 是地形高度, λ 和 φ 分别是经度和纬度, c_v 是干空气定容比热, T 是空气温度, p 是气压, $\gamma_d = g/c_p$ 是干绝热直减率, c_p 是干空气定压比热, $p_s = p_s(\lambda, \varphi)$ 是地面气压。因为大气参考状态涉及到绝热过程,所以需要将式(1)转换到等熵坐标系中,

$$P = \frac{1}{\gamma_d} \int_0^{p_s} \theta (p/p_0)^\kappa dp + z_s p_s = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \cdot \int_{\theta_s}^{\theta_t} p^{1+\kappa} d\theta + \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \theta_s p_s^{1+\kappa} + z_s p_s, \quad (2)$$

其中, $\theta = T(p_0/p)^\kappa$ 为位温, $\kappa = R/c_p$, θ_t 和 θ_s 分别表示大气上界和地面位温, p_0 是参考气压(通常取为 1000 hPa); R 是干空气气体常数。为了讨论方便,从式(2)知等熵坐标中的大气全位能可分解为两个部分,

$$P = P_a + P_s, \quad (3)$$

这里,

$$P_a = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \int_{\theta_s}^{\theta_t} p^{1+\kappa} d\theta$$

为等熵坐标下全位能的气柱内大气部分,简称为大气全位能,

$$P_s = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \theta_s p_s^{1+\kappa} + z_s p_s$$

为等熵坐标下全位能的表面部分,称为表面全位能。

大气经绝热调整到大气参考状态时,其全位能为

$$\tilde{P} = \tilde{P}_a + \tilde{P}_s, \quad (4)$$

其中,

$$\tilde{P}_a = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \int_{\tilde{\theta}_s}^{\tilde{\theta}_t} \tilde{p}^{1+\kappa} d\tilde{\theta}, \quad (5)$$

$$\tilde{P}_s = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \tilde{\theta}_s \tilde{p}_s^{1+\kappa} + z_s \tilde{p}_s. \quad (6)$$

这里,“~”表示某时刻大气对应的参考状态下的物理量。由此可以得到单位截面积上实际大气的全位能与其经绝热调整到对应的参考状态时的全位能之差为

$$P' = P - \tilde{P} = P'_a + P'_s, \quad (7)$$

其中, $P'_a = P_a - \tilde{P}_a$, $P'_s = P_s - \tilde{P}_s$ 。这个差 P' , 我们称之为局地扰动位能,显然与前人关于全球平均意义下的有效位能的概念不同,它包含两个部分 P'_a 和 P'_s ,前者与气柱内大气的位能有关,是局地扰动位能的气柱内部分,称为大气扰动位能(简称为扰动位能);后者则与地形有关,是扰动位能的表面部分,称为表面扰动位能。为了得到扰动位能的解析表达,需要明确大气经绝热调整前后上下边界上的位温之间的关系,我们已有的工作^[16]已证明了根据绝热过程的性质和为了保证质量守恒性,在绝热调整前后必然满足不变性 $\tilde{\theta}_t = \theta_t$, $\tilde{\theta}_s = \theta_s$ 。这是绝热大气过程中一个非常重要的属性,由此可以得到,

$$P'_a = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \int_{\theta_s}^{\theta_t} (p^{1+\kappa} - \tilde{p}^{1+\kappa}) d\theta, \quad (8)$$

$$P'_s = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_0^\kappa} \theta_s (p_s^{1+\kappa} - \tilde{p}_s^{1+\kappa}) + z_s (p_s - \tilde{p}_s). \quad (9)$$

这就是等熵坐标系中扰动位能和表面扰动位能的表达式。因为我们知道大气是一个统一的整体,任何时刻大气经绝热调整到其参考状态的过程都不可能

在局地完成,而必须在全球范围才能得以实现,因此,局地的大气参考状态是没有意义的,而只能是全球意义上的参考状态,这就意味着上述公式中 $\tilde{p}=\bar{p}$,这里 $\tilde{p}=\bar{p}(\theta)$ 是等熵面上气压的全球平均。

因为通常所用观测资料采用等压坐标系,所以为了便于实际计算,有必要给出上述公式(8)和(9)在等压坐标系中的表达式。同时,为了突出问题的主要方面,下面我们暂时不讨论表面扰动位能 P'_s ,只考虑扰动位能 P'_a 情形。若令 $p=\bar{p}+p'$,则有

$$p^{1+\kappa}-\bar{p}^{1+\kappa}=(1+\kappa)\bar{p}^{1+\kappa}\cdot\left[\frac{p'}{\bar{p}}+\frac{\kappa}{2}\left(\frac{p'}{\bar{p}}\right)^2+\frac{\kappa(\kappa-1)}{3!}\left(\frac{p'}{\bar{p}}\right)^3+\cdots\right],\quad(10)$$

因此,

$$P'_a=\sum_{i=1}^{\infty}P'_{ai}=\frac{1}{\gamma_d p_{00}^{\kappa}}\int_{\theta_s}^{\theta_t}\bar{p}^{1+\kappa}\cdot\left[\frac{p'}{\bar{p}}+\frac{\kappa}{2}\left(\frac{p'}{\bar{p}}\right)^2+\frac{\kappa(\kappa-1)}{3!}\left(\frac{p'}{\bar{p}}\right)^3+\cdots\right]d\theta,\quad(11)$$

其中, $P'_{ai}(i=1,2,\cdots)$ 取决于扰动气压 p' 的 i 次幂,称为扰动位能的第 i 阶矩项,这里的矩是针对扰动气压的幂次而言的。

根据Lorenz的结果^[4],等熵坐标系中等熵面上的气压偏差 p' 与等压坐标系中等压面上的位温偏差 θ' 存在近似关系

$$p'(\theta)\approx-\theta'\frac{\partial\bar{p}}{\partial\theta},$$

由此得等压坐标系中扰动位能的第 i 阶矩项的表达式,

$$P'_{ai}=\frac{\prod_{j=0}^{i-1}(1+\kappa-j)}{i!\gamma_d(1+\kappa)p_{00}^{\kappa}}\int_0^{p_s}p^{1+\kappa-i}\theta'^i\left(-\frac{\partial\bar{p}}{\partial p}\right)^{-i+1}dp.\quad(12)$$

由此可知,扰动位能的一阶矩项取决于等压面上扰动位温的大小,而高阶矩项除了与等压面上扰动位温有关外,还与平均位温的垂直梯度有关。因为

$$\frac{\theta'}{\bar{\theta}}=\frac{T'}{\bar{T}},$$
$$\theta'=T'\left(\frac{p_{00}}{p}\right)^{\kappa},$$

进一步可得,

$$P'_{ai}=\frac{p_{00}^{(i-1)\kappa}\prod_{j=0}^{i-1}(1+\kappa-j)}{i!\gamma_d(1+\kappa)}\int_0^{p_s}\frac{T'^i}{p^{(i-1)(1+\kappa)}}\left(-\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial p}\right)^{-i+1}dp.\quad(13)$$

实际上,二阶以上的扰动位能高阶矩项相对于二阶矩项来说是小量,在讨论扰动位能时可以被忽略,这一点可从表1给出的1961~2000年全球平均整层大气扰动位能中第二到五阶矩项的计算值得到印证。对于局地情况(图略)亦是如此,而此时,扰动位能中的一阶矩项又是大量(可从后面的结果进一步得到证明)。因此,以下的分析和计算只考虑扰动位能的一阶矩项与二阶矩项两个部分,其具体表达式分别如下:

$$P'_{a1}=\frac{1}{\gamma_d}\int_0^{p_s}T'dp,\quad(14)$$

$$P'_{a2}=\frac{\kappa p_{00}^{\kappa}}{2\gamma_d}\int_0^{p_s}\frac{T'^2}{p^{1+\kappa}}\left(-\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial p}\right)^{-1}dp.\quad(15)$$

这两部分的和为扰动位能的近似值,即 $P'_a\approx P'_{a1}+P'_{a2}$ 。显然,扰动位能的一阶矩项可正可负,而二阶矩项恒正。

通过与Lorenz^[4]关于有效位能理论结果的对

表 1 1961~2000 年全球平均整层大气扰动位能中第二到五阶矩项的计算值(单位: 10⁶ J)

Table 1 Calculated values from the second- to fifth-order moment terms of column-integrated atmospheric perturbation potential energy averaged over the globe for the period of 1961 – 2000 (units: 10⁶ J)

	二阶矩项 P'_{a2}	三阶矩项 P'_{a3}	四阶矩项 P'_{a4}	五阶矩项 P'_{a5}
	Second-order	Third-order	Fourth-order	Fifth-order
月份	moment	moment	moment	moment
Month	term P'_{a2}	term P'_{a3}	term P'_{a4}	term P'_{a5}
Jan	4.85	0.34	0.19	0.09
Feb	5.00	0.36	0.20	0.09
Mar	5.02	0.41	0.24	0.12
Apr	4.80	0.43	0.27	0.17
May	4.62	0.44	0.30	0.21
Jun	4.59	0.49	0.31	0.21
Jul	4.80	0.58	0.35	0.23
Aug	4.94	0.60	0.37	0.25
Sep	4.81	0.53	0.32	0.21
Oct	4.54	0.36	0.20	0.09
Nov	4.47	0.28	0.16	0.06
Dec	4.61	0.30	0.17	0.07
年平均值	4.75	0.43	0.26	0.15
Annual mean				

比可发现, 这里扰动位能二阶矩项的全球平均正好等于后者所给出的有效位能的表达式。但显然两者在物理意义上很不同, 前者针对的是局地意义下, 而后者针对的是大气整体情况, 并且是前者的一个特例。另外, 本文的扰动位能概念是针对局地大气的能量学而提出, 比 Lorenz 的有效位能概念具有更广泛的意义, 可以用来讨论局地或区域大气能量变化和转换关系。由于资料的限制及为了简化处理但不失问题的主要方面, 以下计算中不考虑地形和

表面气压的影响, 垂直积分从 1000 hPa 到 10 hPa。

3 扰动位能的时空结构

3.1 扰动位能的全球分布

图 1 给出带面积加权的年平均整层大气扰动位能的一阶矩项 P'_{a1} 、二阶矩项 P'_{a2} 及它们总和的全球分布。由图 1a 可见, 扰动位能的一阶矩项呈现较明显的纬向带状分布特征, 在赤道及低纬度地区为正而在中高纬地区为负, 且大体以南北纬 35° 为界。

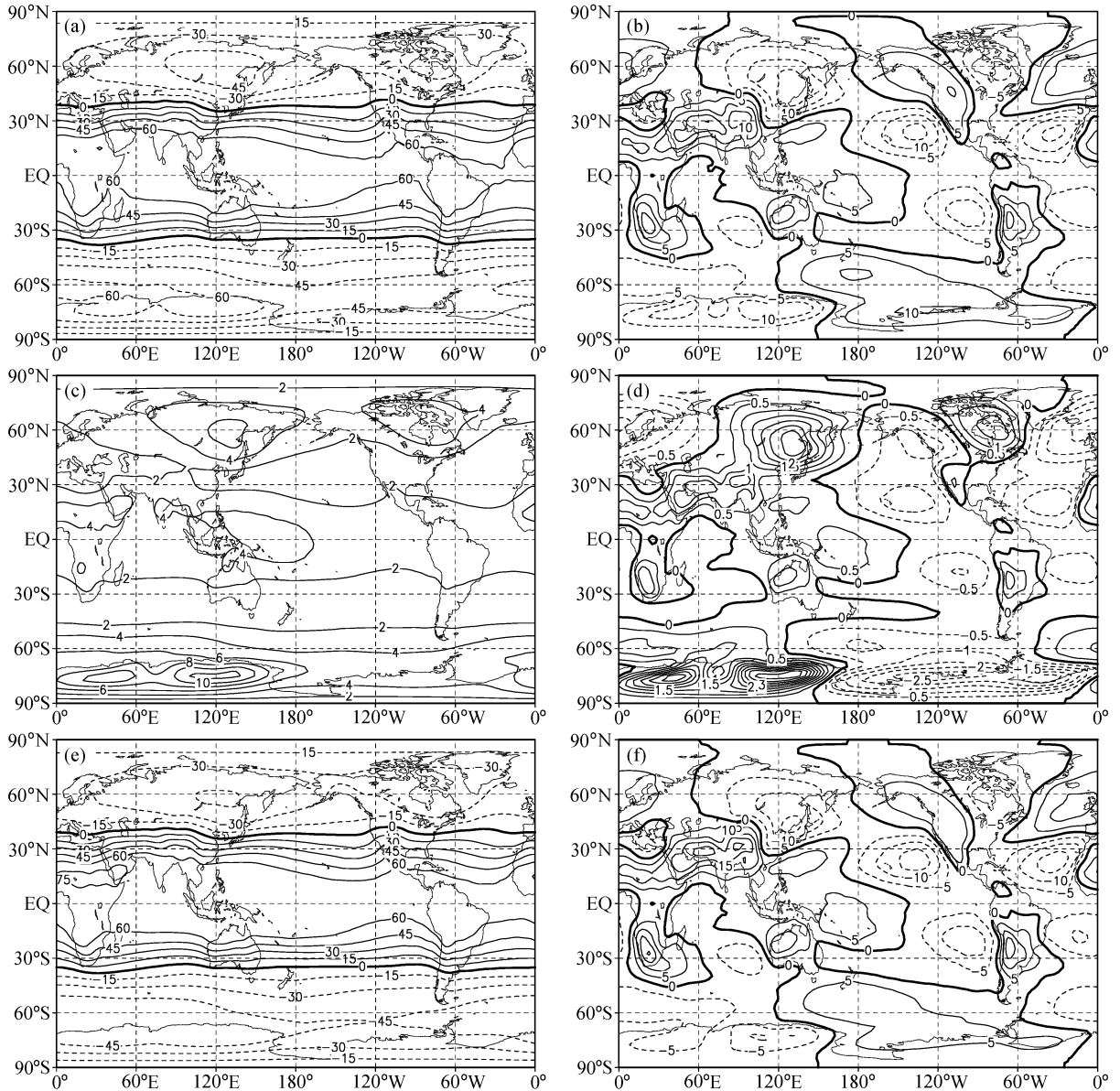


图 1 带面积加权的年平均整层大气扰动位能 (a、c、e) 及其纬偏场的全球分布 (b、d、f): (a) 与 (b) 是一阶矩项; (c) 与 (d) 是二阶矩项; (e) 与 (f) 是一阶矩项和二阶矩项的总和。a~f 的等值线间隔分别为 15, 5, 2, 0.5, 15, 5 (单位: 10^6 J/m^2)

Fig. 1 Global distribution of column-integrated area-weighted atmospheric perturbation potential energy (a, c, e) and its departure from zonal mean (b, d, f) for annual-mean conditions: (a) and (b), the first-order moment term; (c) and (d), the second-order moment term; (e) and (f), the sum of the first two-order moments. The contour intervals are 15, 5, 2, 0.5, 15 and 5 (units: 10^6 J/m^2) in (a)–(f), respectively

扰动位能一阶矩项的这种经向分布表明,赤道及低纬度地区为扰动位能一阶矩项的源区,而中高纬地区为其汇区,这与太阳净辐射的南北分布密切相关。扰动位能一阶矩项虽然总体上呈现纬向分布,但从纬向偏差场上可见其在纬向上仍有较清楚的结构(图 1b),即在北半球中高纬地区表现出波数为 2 的波状分布,两个槽分别位于亚洲大陆和北美大陆的东面,两个脊分别位于欧洲和北美的西面。在南半球副热带地区呈现出波数为 3 的波状分布,三个脊分别位于南非、澳大利亚和南美上空,三个槽分别位于大西洋、印度洋和太平洋上;在南半球中高纬地区则表现出 1 波的分布特征。扰动位能一阶矩项的上述纬向特征明显地受到地面海陆分布的影响。另外,扰动位能一阶矩项在亚澳季风区及非洲季风区比同纬度地区高很多(图 1b),表明季风区是一阶矩项的重要源区。

从扰动位能的二阶矩项的全球分布(图 1c)可见,其值显然恒正,与一阶矩项(图 1a)相比,二阶矩项在数值上明显比一阶矩项小很多,且其纬向带状分布特征不如一阶矩项那么明显,特别是在北半球,这一方面可能与二阶矩项的垂直结构较一阶矩项的复杂有关,另一方面也与南、北半球的海陆分布的不同有关。从南北经向上看,扰动位能二阶矩项呈现三峰二谷的特点,极大值区位于热带和南北两半球的高纬度地区,在副热带及中纬度地区出现极小值。由图 1d 可知,在纬向上扰动位能二阶矩项在北半球和南半球中高纬地区也分别表现出 2 波和 1 波的结构,但均与一阶矩项的位相相反;而在热带和副热带地区,二阶矩项的纬向结构与一阶矩项的基本相同。此外,与扰动位能一阶矩项相似,亚澳季风区及非洲季风区也是二阶矩项的极大值中心区(图 1c、d)。

扰动位能的全球分布(图 1e、f)基本上与扰动位能一阶矩项的分布形势相似,这主要是因为数值上一阶矩项比二阶矩项大很多所致。这表明,对于局地大气能量学的研究中必须考虑一阶矩项的作用。

3.2 扰动位能的垂直结构

纬向平均的年平均扰动位能一阶矩项、二阶矩项及它们总和的垂直-经向分布如图 2 所示,图中还给出了它们的全球和南、北半球平均值的垂直廓线。对于年平均情形,扰动位能一阶矩项、二阶矩

项及它们总和各自在南、北半球的分布是相似的(图 2a、c、e),在数值上它们随高度的增加而迅速减少(图 2b、d、f),在 50 hPa 以上均可以忽略不计,这主要是由于高层空气密度很小的缘故。扰动位能二阶矩项的垂直分布在热带地区与其他地区存在一个明显的差别,就是在对流层中层(700~400 hPa 之间)有一个极大值(图 2c)。从半球平均的垂直廓线来看,南、北半球扰动位能一阶矩项基本上是对称的(图 2b),只是符号正好相反,在北半球为正,在南半球为负;二阶矩项在南半球大于北半球,且在 700~400 hPa 之间随高度基本不变(图 2d)。由于一阶矩项的全球平均为零,所以全球平均的扰动位能的垂直廓线与二阶矩项的情形完全相同,而南、北半球平均的扰动位能的垂直廓线呈现出明显的不对称性(图 2f),这是二阶矩项的影响所致。这说明只有在很大的尺度上(如全球尺度或半球尺度)扰动位能的二阶矩项才是重要的,而在区域尺度或局地尺度上一阶矩项则占主导作用。

3.3 扰动位能的季节变化

扰动位能有明显的季节变化。图 3 给出冬季和夏季带面积加权的整层大气扰动位能一阶矩项、二阶矩项及它们总和的垂直平均的全球分布。比较图 1 和图 3 可知,无论是扰动位能的一阶矩项、二阶矩项还是它们的总和都是冬半球的分布与年平均的情形相似。在北半球冬季时,扰动位能一阶矩项的最大中心分别位于南非、澳大利亚和南美等南半球副热带的大陆上(图 3a),在北半球夏季时,则最大中心移到北半球的副热带大陆上(图 3b),尤其以青藏高原和伊朗高原上空的极大中心最为显著,另外两个极大中心分别位于非洲撒哈拉和墨西哥。扰动位能一阶矩项的 0 线在北半球冬季时,分别位于约 30°N 和 45°S 附近,在北半球夏季时则分别移到 60°N 和 30°S 附近,这与太阳辐射的季节变化有关。扰动位能一阶矩项的南北 0 线随季节移动幅度的南北不对称性可能与北半球的陆地面积比南半球的大很多有关。另外一个特点是高纬度地区扰动位能一阶矩项的数值在冬半球明显要比夏半球大很多。从冬夏扰动位能一阶矩项的纬向偏差场上(图略)可见,在北半球,随着季节的变化其槽脊有显著的东西方向移动,从冬季到夏季基本上反位相,槽区变成了脊区,脊区变成了槽区;然而,在南半球其槽

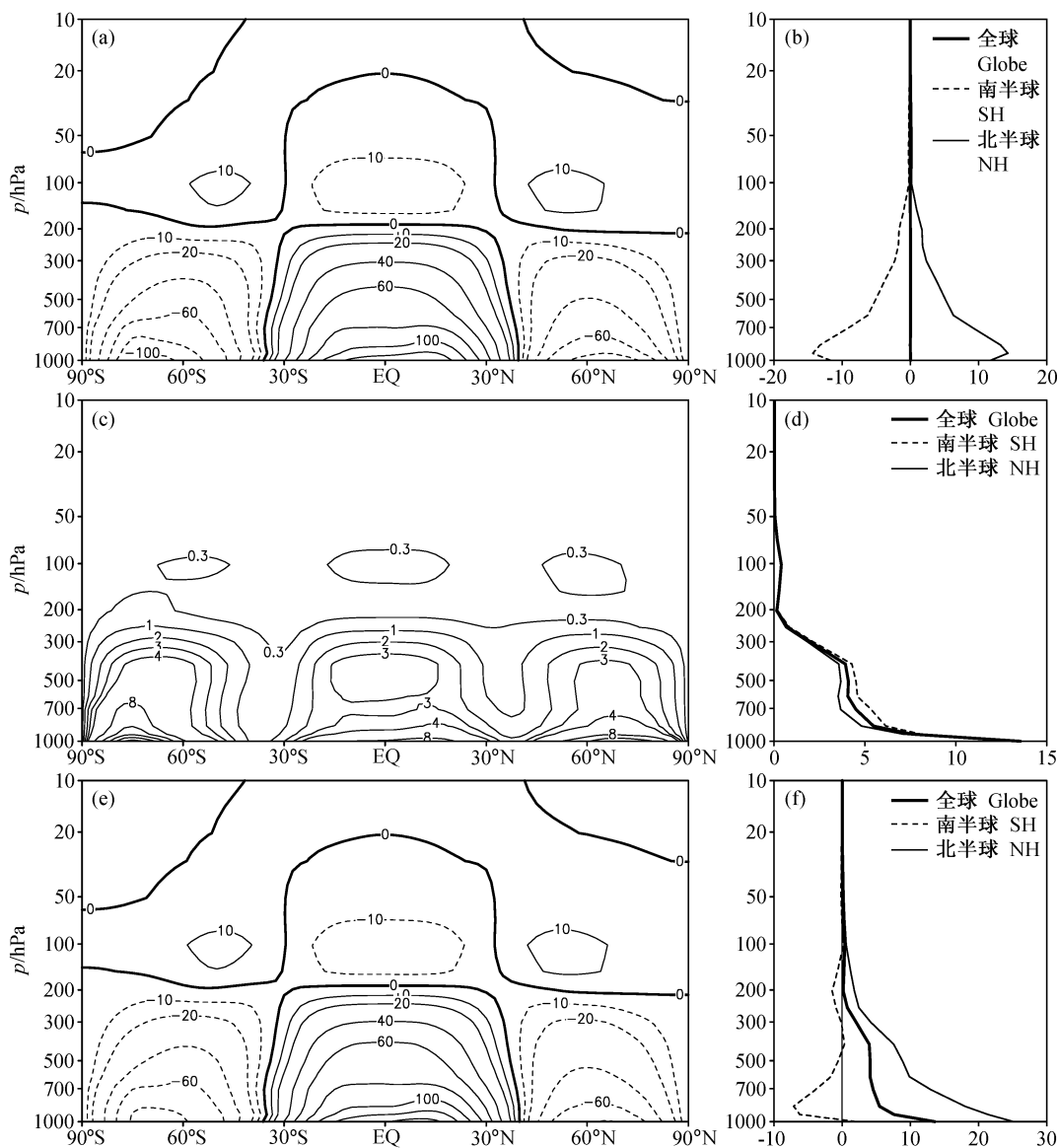


图2 带面积加权的年平均扰动位能的纬向平均分布(a、c、e, 单位: 10^2 J/m^2) 以及全球、南半球、北半球平均的垂直廓线(b、d、f, 单位: 10^2 J/m): (a) 与(b) 是一阶矩项; (c) 与(d) 是二阶矩项; (e) 与(f) 是一阶矩项和二阶矩项的总和。a、e的等值线间隔为20, 同时给出了间隔为10的等值线; c的等值线间隔为4, 并给出了间隔为0.3、1、2、3的等值线

Fig. 2 Zonal mean distribution of area-weighted atmospheric perturbation potential energy (a, c, e, 10^2 J/m^2) and vertical profiles of the average over the globe, SH and NH (b, d, f, 10^2 J/m): (a) and (b), the first-order moment term; (c) and (d), the second-order moment term; (e) and (f), the sum of the first two-order moments. The contour interval is 20 in (a) and the contour 10 is also given, but 4 in (c) and the contours 0.3, 1, 2 and 3 are given; the interval in (e) is the same as (a)

脊位置基本保持不变, 只是振幅有所加强, 这种南北半球纬向结构季节变化的不对称性是值得注意的现象。

在热带和副热带地区, 扰动位能二阶矩项的分布在北半球冬季时基本上是以赤道为对称的, 最大中心分别位于印度尼西亚、中非和南美北部(图3c), 而在北半球夏季时其分布则呈现明显的非对

称结构, 最大中心移到北半球的副热带大陆上(图3d), 以青藏高原和伊朗高原上空的增强最为显著, 这与一阶矩项的情形类似。另一个与一阶矩项相类似的特点是高纬度地区扰动位能二阶矩项在冬半球比夏半球大很多。同时, 从纬向偏差场上看, 冬夏扰动位能二阶矩项在南北半球高纬度地区槽脊的变化与也分别一阶矩项情形相似(图略)。这些表明

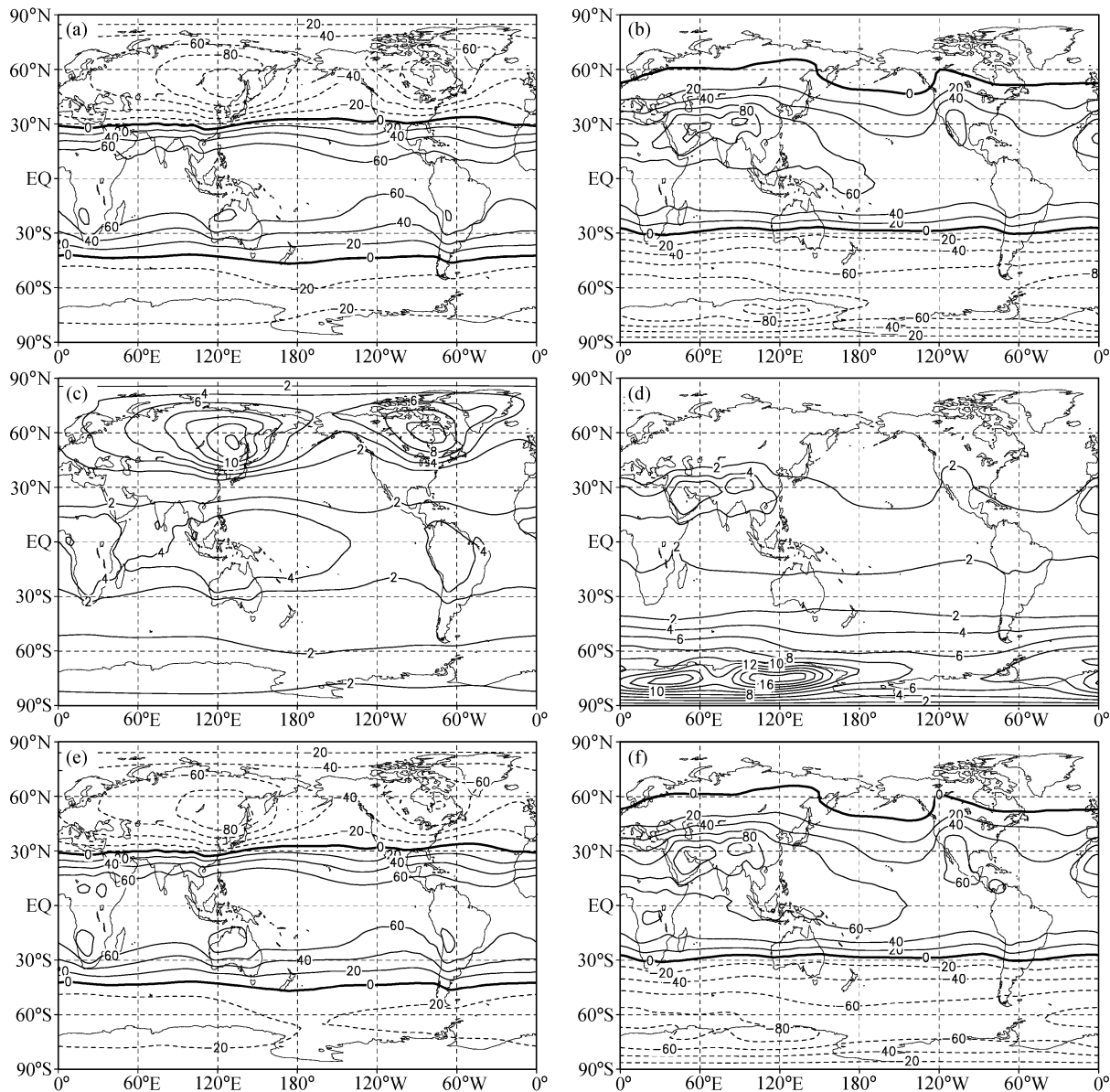


图 3 12~2 月 (a、c、e) 和 6~8 月 (b、d、f) 平均的带面积加权的整层大气扰动位能的分布：(a、b) 一阶矩项，等值线间隔是 $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ ；(c、d) 二阶矩项，等值线间隔是 $2 \times 10^6 \text{ J/m}^2$ ；(e、f) 一阶矩项和二阶矩项的总和，等值线间隔是 $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$

Fig. 3 Global distribution of area-weighted column-integrated atmospheric perturbation potential energy for Dec - Feb (DJF) mean (a, c, e) and Jun - Aug (JJA) mean (b, d, f): (a) and (b), the first-order moment term and interval in $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$; (c) and (d), the second-order moment term and interval in $2 \times 10^6 \text{ J/m}^2$; (e) and (f), the sum of the first two-order moments and interval in $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$

扰动位能一阶矩项和二阶矩项之间有很多相似之处。

与年平均情况一样，扰动位能的冬夏分布形势和变化 (图 3e、f) 与扰动位能一阶矩项的相似。

从冬夏扰动位能的差可以较好地反映其年变化 (图 4)。在热带地区，由于太阳辐射变化不大而整层大气扰动位能的一阶矩项、二阶矩项以及扰动位能本身的年变化较小，这些量的年变化在陆地上比

在海洋上要大。扰动位能的一阶矩项和扰动位能由冬到夏在北半球基本上是增大 (除了北半球热带地区)，而在南半球则相反，增大和减弱最显著的地区分别位于大陆的上空 (图 4a、c)。对于二阶矩项来说，则表现出不同的特征 (图 4b)，由冬到夏在北半球中高纬地区和南半球的热带地区是增大，而在北半球的副热带地区和南半球中高纬地区是减小，不过，增大和减弱的中心也位于大陆的上空。

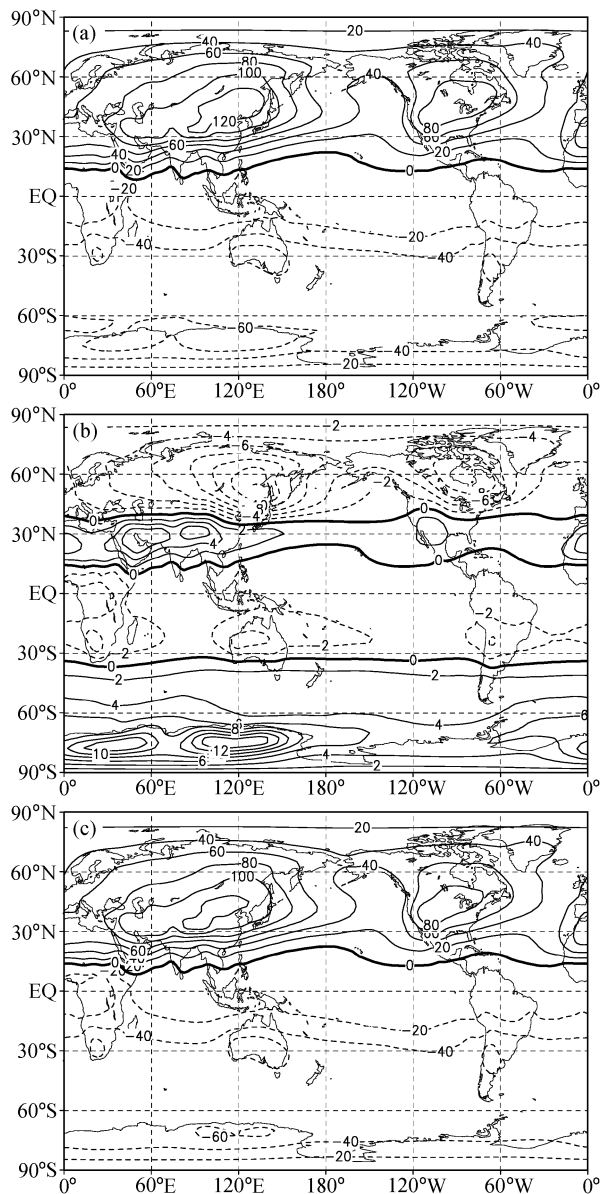


图4 夏季(6~8月)与冬季(12~2月)带面积加权的整层大气扰动位能之差:(a)一阶矩项,等值线间隔是 $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$; (b)二阶矩项,等值线间隔是 $2 \times 10^6 \text{ J/m}^2$; (c)一阶矩项和二阶矩项的总和,等值线间隔是 $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$

Fig. 4 Differences between area-weighted column-integrated atmospheric perturbation potential energy in summer (JJA) and winter (DJF): (a) The first-order moment term, interval in $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$; (b) the second-order moment term, interval in $2 \times 10^6 \text{ J/m}^2$; (c) the sum of the first two-order moments, interval in $20 \times 10^6 \text{ J/m}^2$

为了更好地了解一阶矩项的季节变化,图5和图6分别给出了全年、冬季和夏季的整层大气扰动位能一阶矩项、二阶矩项与它们总和的纬向平均分

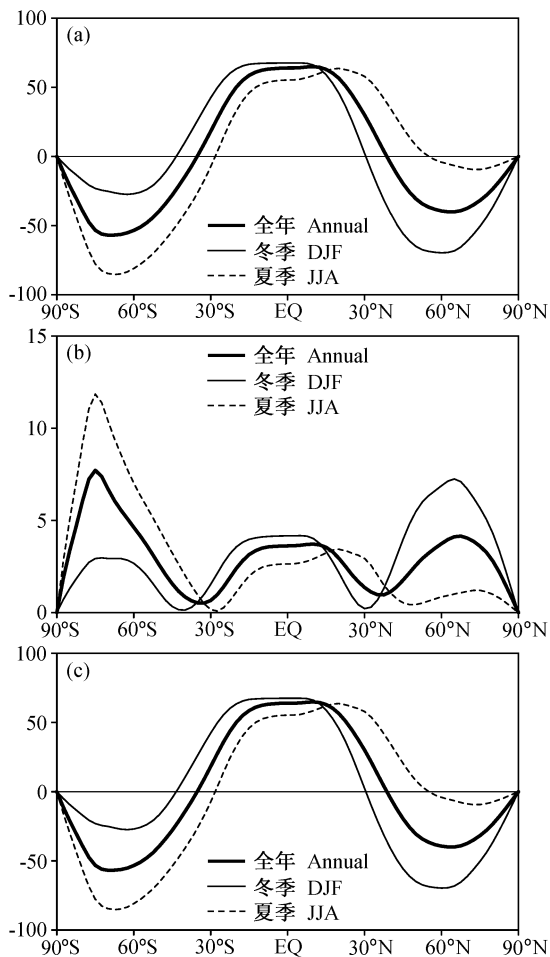


图5 全年、12~2月和6~8月平均的带面积加权的整层大气扰动位能的一阶矩项(a)、二阶矩项(b)及它们的总和(c)的纬向平均分布(单位: 10^6 J/m^2)

Fig. 5 Zonal mean profiles of the first-order moment term (a), the second-order moment term (b) and their sum (c) of area-weighted column-integrated atmospheric perturbation potential energy for annual mean, DJF mean and JJA mean (units: 10^6 J/m^2)

布,以及冬季和夏季的全球和南、北半球平均的垂直廓线。由图5可见,在中高纬地区,扰动位能一阶矩项在冬季的减弱和二阶矩项在中高纬地区在冬季的增强是十分明显的,其中值得注意的是二阶矩项在南半球中高纬地区的季节变化比北半球的大,需要进一步研究。由图6可知,随着高度的增加,扰动位能的季节变化逐渐减小,全球平均值的季节变化很小。对于南、北半球平均来说,从各个层次的数值上看,一阶矩项在夏季都显著地大于冬季(图6a),二阶矩项的南半球平均与此类似,而其北半球平均与此相反(图6b)。

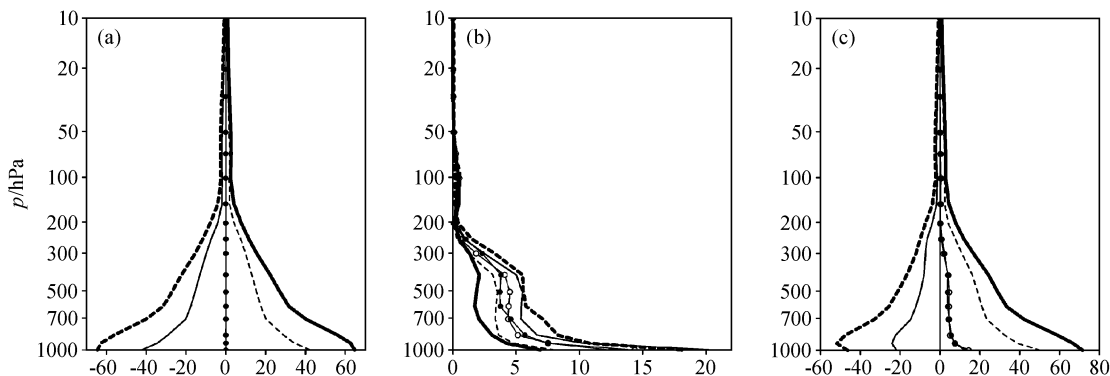


图 6 冬季(12~2 月)和夏季(6~8 月)扰动位能的一阶矩项(a)、二阶矩项(b)及它们总和(c)的全球与南、北半球平均的垂直廓线(单位: 10^2 J/m)。实心圆和空心圆分别是冬、夏的全球平均, 细虚线和粗虚线分别是冬、夏的南半球平均, 细实线和粗实线分别是冬、夏的北半球平均

Fig. 6 Vertical profiles of the first-order moment term (a), the second-order moment term (b) and their sum (c) of atmospheric perturbation potential energy averaged over the globe, SH and NH in winter (DJF) and summer (JJA) (units: 10^2 J/m). Close and open circles are for the global, thin and thick dashed lines for the SH and thin and thick solid lines for the NH in winter and summer, receptively

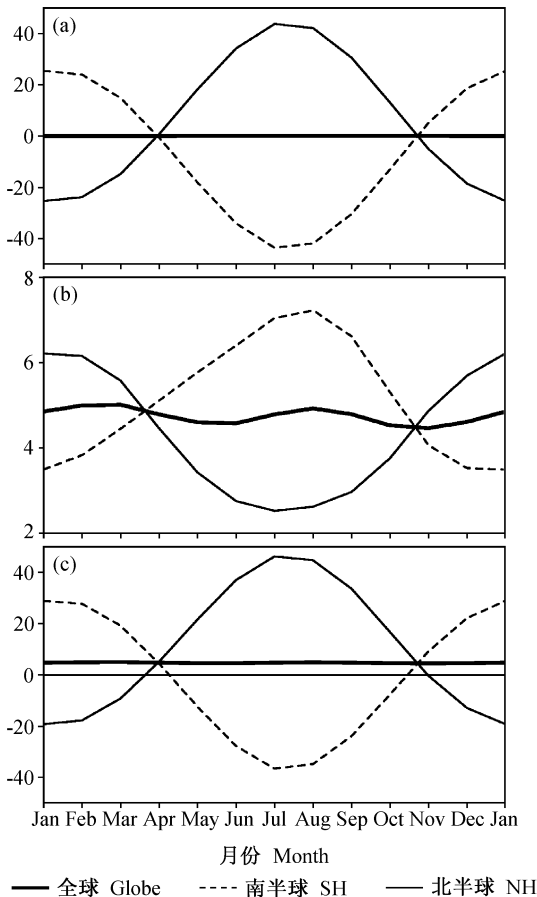


图 7 南半球、北半球和全球平均的整层大气扰动位能的一阶矩项(a)、二阶矩项(b)及它们总和(c)的季节变化(单位: 10^6 J)

Fig. 7 Seasonal variations of the first-order moment term (a), the second-order moment term (b) and their sum (c) of column-integrated atmospheric perturbation potential energy averaged over SH, NH, and the globe (units: 10^6 J)

图 7 给出了南、北半球和全球平均的整层大气扰动位能的季节变化, 可见半球平均的整层大气扰动位能的季节变化是显著的, 但全球平均的季节变化很小, 基本稳定。对于一阶矩项, 北半球平均值夏季最大, 冬季最小, 南半球平均值正好相反, 它们季节变化的幅度约为 70×10^6 J。对于二阶矩项, 南、北半球平均值的变化与一阶矩项的相反, 其季节变化的幅度约为 3.5×10^6 J, 约是一阶矩项的二十分之一。为了维持平衡, 存在着平均一阶矩项从冬半球向夏半球、平均二阶矩项从夏半球向冬半球的越赤道输送。

4 扰动位能与动能之间的联系

年平均、冬季和夏季整层大气总动能的分布如图 8 所示。由于副热带急流和极地急流的存在, 使得总动能在中纬度有极大值。对于年平均情形, 由图 8a 可知, 总动能在北半球有两个极大值中心, 一个位于东亚至日本以东的西北太平洋上空, 另一个位于北美大陆东部及其以东的大西洋; 在南半球则有与以往的结果明显不同之处^[3], 即并不是在 $30^{\circ}\text{S} \sim 60^{\circ}\text{S}$ 之间沿整个纬圈呈现连续的高值带, 而是在 $120^{\circ}\text{W} \sim 80^{\circ}\text{E}$ 之间的中纬度地区存在较连续的极大值带, 在 $80^{\circ}\text{E} \sim 120^{\circ}\text{W}$ 之间则分裂成南北两个高值带, 一个位于 $20^{\circ}\text{S} \sim 30^{\circ}\text{S}$ 之间的副热带地区, 另一个位于 $50^{\circ}\text{S} \sim 70^{\circ}\text{S}$ 之间的高纬度地区。这种差异可能是由于过去资料上的局限性所致。对于冬季和夏季的情形(图 8b、c), 总动能在冬半球的分布与年平

均的相似,强度比夏半球明显强很多,在一些地区冬、夏季的差别可达7~8倍左右;另外,在中纬度总动能的极大值带在夏半球比冬半球时呈现出很强的纬向性。从总动能夏季和冬季之差(图8d)可见,差值在北半球为负,南半球为正,差别最大的地区在

副热带急流和极地急流处。比较图8d和图4可知,局地总动能的结构在季节上的差异与扰动位能一阶矩项的正好相反(即当一阶矩项强时,总动能减弱,反之亦然),且它们的极值中心之间也有很好的对应关系,而与二阶矩项的没有明显对应关系。

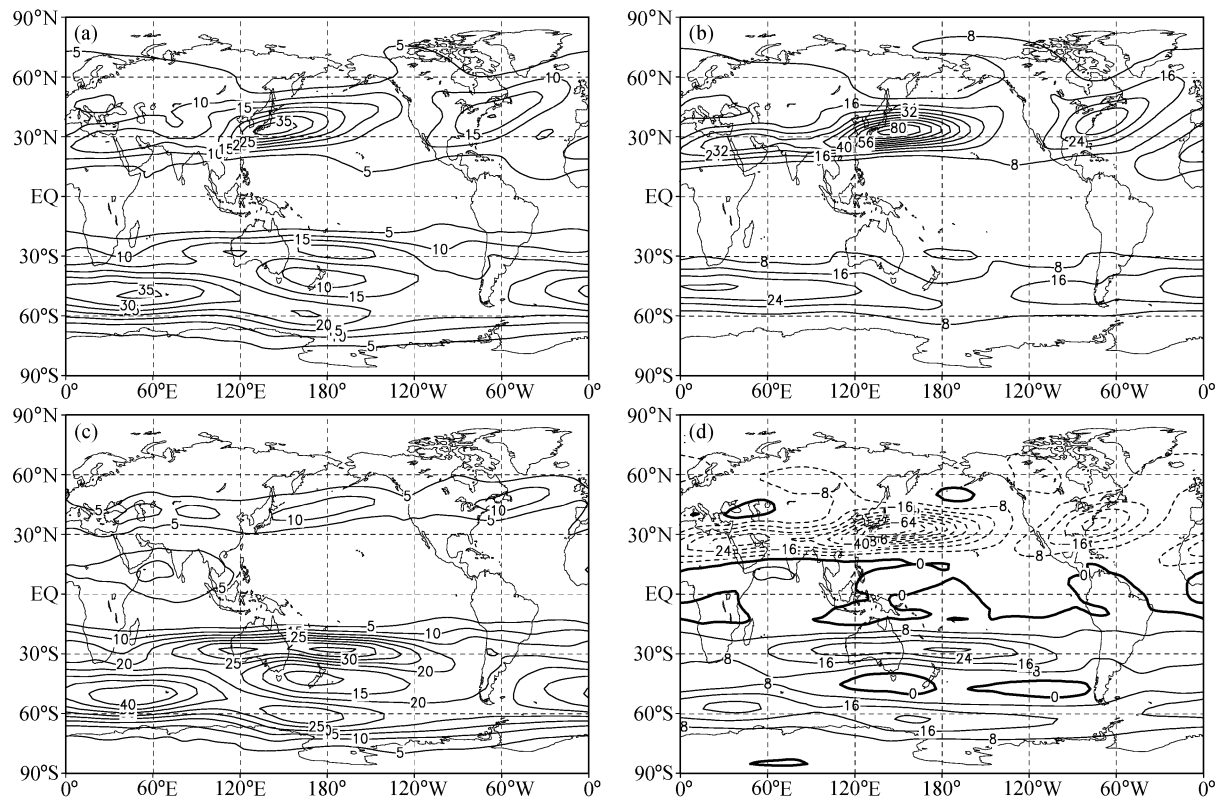


图8 整层大气总动能的分布:(a)年平均;(b)冬季;(c)夏季;(d)夏季与冬季的差。a~d等值线间隔分别为5,8,5,8(单位: 10^5 J/m^2)
Fig. 8 Distribution of column-integrated atmospheric kinetic energy (units: 10^5 J/m^2): (a) Annual mean; (b) winter; (c) summer; (d) summer-winter difference. Contour intervals are 5, 8, 5, 8 in (a)–(d), respectively

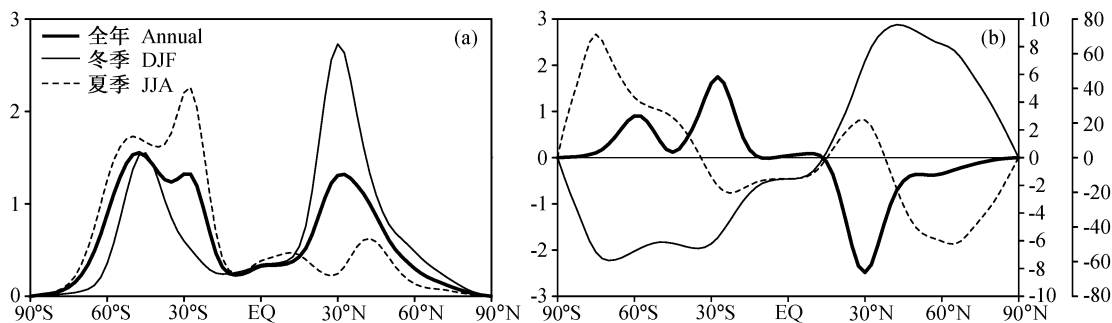


图9 (a) 全年、12~2月和6~8月平均的带面积加权的整层大气总动能的纬向平均分布(单位: 10^6 J/m^2);(b) 带面积加权的整层大气总动能(粗实线,左边纵坐标)、扰动位能的一阶矩项(细实线,最右边纵坐标)和二阶矩项(虚线,次右边纵坐标)的夏季与冬季之差的纬向平均分布(单位: 10^6 J/m^2)

Fig. 9 (a) Zonal mean distribution of column-integrated area-weighted atmospheric kinetic energy for annual mean, DJF mean and JJA mean (10^6 J/m^2); (b) zonal mean distribution of differences between winter and summer for column-integrated area-weighted atmospheric kinetic energy (thick solid line, left coordinate), the first-order moment term (thin solid line, right coordinate) and the second-order moment term (dashed line, sub-right coordinate) of column-integrated area-weighted atmospheric perturbation potential energy (10^6 J/m^2)

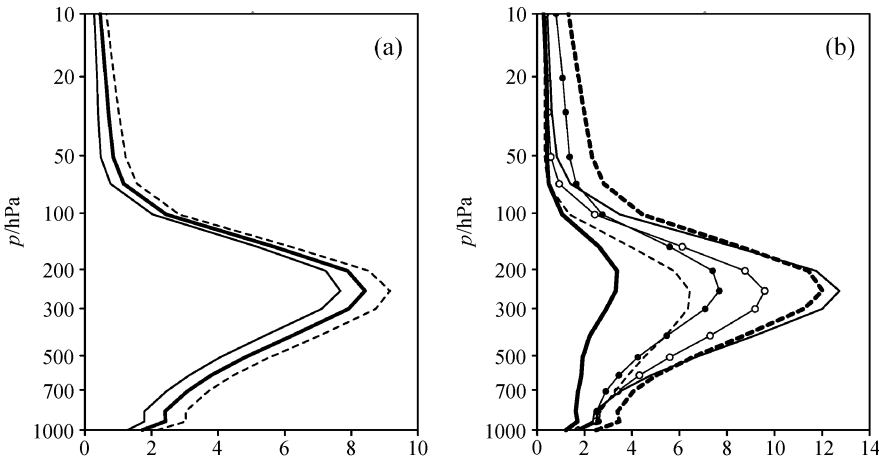


图 10 大气总动能的垂直廓线 (单位: 10 J/m^3): (a) 年平均情形, 粗实线、细虚线和细实线分别是全球和南、北半球的平均; (b) 冬季和夏季情形, 实心圆和空心圆分别是冬、夏的全球平均, 细虚线和粗虚线分别是冬、夏的南半球平均, 细实线和粗实线分别是冬、夏的北半球平均
Fig. 10 Vertical profiles of atmospheric kinetic energy (J/m^3): (a) Annual mean (Thick solid, thin dashed and thin solid lines denote that averaged over the globe, SH and NH, respectively); (b) winter and summer (Close and open circles are for the globe, thin and thick dashed lines for the SH and thin and thick solid lines for NH in winter and summer, receptively)

图 9a 给出了全年、冬季和夏季平均的带面积加权的整层大气总动能的纬向平均分布。对年平均而言, 大气总动能在北半球呈单峰分布, 极大值位于 30°N 附近, 在南半球则呈现双峰分布, 极大值分别位于 50°S 和 25°S 附近, 这与前人单峰分布的结果不同^[3]。大气总动能的季节变化较大, 在南北两个半球冬季均呈现单峰分布, 而在夏季均呈现双峰分布 (图 9a), 且在北半球比南半球的季节变化大 (图 9b)。同前面的结果一致, 纬向平均大气总动能的结构在季节上的差异与扰动位能一阶矩项的呈反位相 (图 9b), 但与二阶矩项的并没有一致的对对应关系。

大气总动能的垂直结构可见图 10 给出的全球和南、北半球平均的大气总动能的垂直廓线。无论是年平均还是其他季节, 大气总动能的最大值出现在 250 hPa 层左右, 而根据前面的结果可知扰动位能的极大值出现对流层低层 (图 2 和图 6), 因此, 在位能向动能的转换过程中必然存在扰动位能的垂直输送。

图 11 给出了南、北半球和全球平均的整层大气总动能的季节变化, 可见半球平均的整层大气总动能有较大的季节变化, 相比之下全球平均的情况则变化小很多。通过与图 7 比较可知, 南、北半球和全球平均的整层大气总动能的季节变化与扰动位能二阶矩项的变化情况极为相似, 似乎呈一固定的比例。这一点可以通过表 2 提供的南半球、北半球

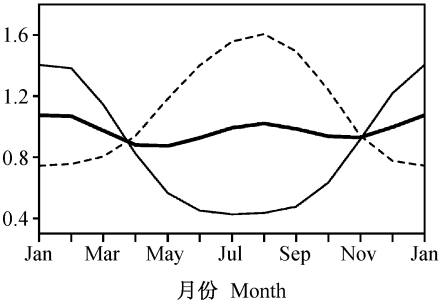


图 11 南半球、北半球和全球平均的整层大气总动能的季节变化 (单位: 10^6 J)
Fig. 11 Seasonal variation of column-integrated atmospheric kinetic energy (10^6 J) averaged over the SH, NH, and the globe

和全球平均的整层大气总动能和扰动位能二阶矩项的比值得到反映, 对于全球平均而言, 它们的比值较半球尺度情况更稳定, 平均而言约为 20% , 说明从全球尺度上大气总动能的季节变化与扰动位能二阶矩项的关系密切。但从区域尺度或局地上看, 上述两者之间的关系不明确, 如图 13 所示的一些急流区和季风区内的情况, 同时, 从图中可见有些地区大气动能比扰动位能二阶矩项的数值还大不少, 特别是在南北两半球副热带急流区 (图 13), 而且在这些地区在不同的季节大气动能比扰动位能二阶矩项甚至大 $80\sim 100$ 倍以上 (图略), 表明在区域或局地的尺度, 扰动位能二阶矩项并不能代表全位

表 2 1961~2000 年南半球、北半球和全球平均的整层大气扰动位能的二阶矩项 P'_{a2} 、总动能 K 和它们的比值 K/P'_{a2}
Table 2 The second-order moment term P'_{a2} of column-integrated atmospheric perturbation potential energy, column-integrated total kinetic energy K and their ratio K/P'_{a2} averaged over the SH, NH and the globe, respectively, for the period of 1961 – 2000

月份 Month	$P'_{a2}/10^6 \text{ J}$			$K/10^6 \text{ J}$			$K/P'_{a2}(\%)$		
	南半球 SH	北半球 NH	全球 Globe	南半球 SH	北半球 NH	全球 Globe	南半球 SH	北半球 NH	全球 Globe
Jan	3.51	6.20	4.85	0.74	1.40	1.07	21	23	22
Feb	3.84	6.15	5.00	0.76	1.38	1.07	20	22	21
Mar	4.46	5.58	5.02	0.80	1.14	0.97	18	21	19
Apr	5.12	4.47	4.80	0.94	0.82	0.88	18	18	18
May	5.79	3.44	4.62	1.18	0.57	0.87	20	16	19
Jun	6.42	2.77	4.59	1.40	0.45	0.93	22	16	20
Jul	7.06	2.54	4.80	1.56	0.43	0.99	22	17	21
Aug	7.24	2.64	4.94	1.61	0.44	1.02	22	17	21
Sep	6.63	2.98	4.81	1.49	0.48	0.99	23	16	21
Oct	5.32	3.77	4.54	1.24	0.63	0.94	23	17	21
Nov	4.08	4.87	4.47	0.94	0.92	0.93	23	19	21
Dec	3.54	5.69	4.61	0.78	1.22	1.00	22	21	22
年平均 Annual mean	5.25	4.26	4.75	1.12	0.82	0.97	21	19	20

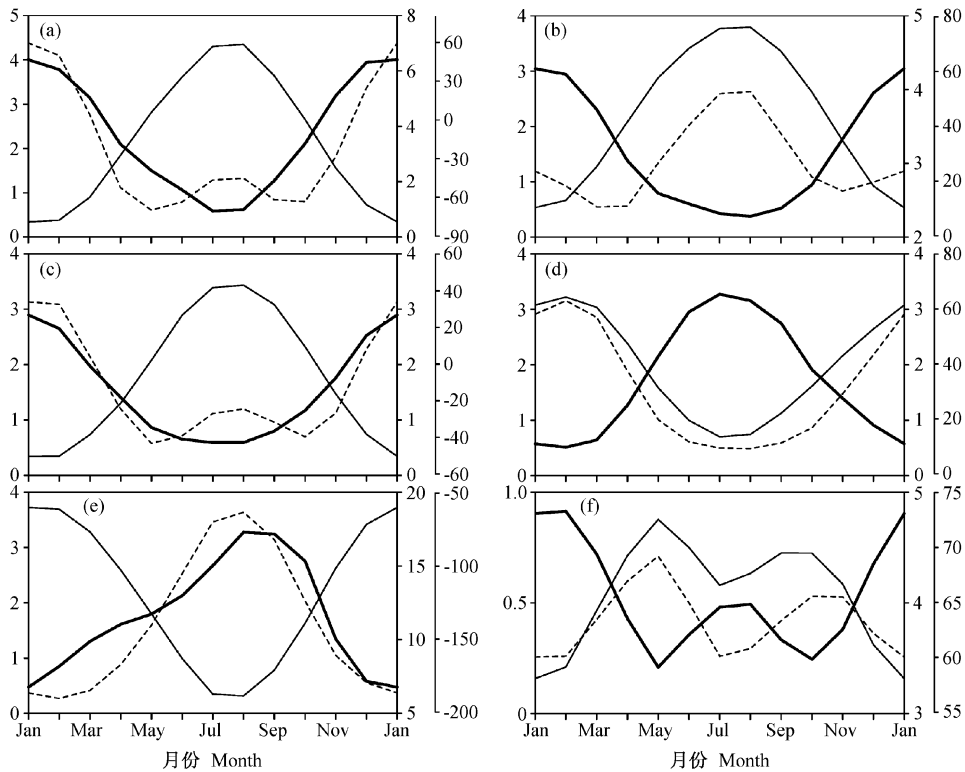


图 12 区域平均的整层大气总动能(粗实线, 左边纵坐标)、扰动位能的一阶矩项(细实线, 最右边纵坐标)和二阶矩项(虚线, 次右边纵坐标)的季节变化(单位: 10^6 J/m^2): (a) $(30^{\circ}\text{N}\sim 50^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 180^{\circ}\text{E})$; (b) $(10^{\circ}\text{N}\sim 40^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 140^{\circ}\text{E})$; (c) $(30^{\circ}\text{N}\sim 50^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 40^{\circ}\text{W})$; (d) $(20^{\circ}\text{S}\sim 30^{\circ}\text{S}, 150^{\circ}\text{E}\sim 150^{\circ}\text{W})$; (e) $(0^{\circ}\sim 25^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 125^{\circ}\text{E})$; (f) $(55^{\circ}\text{S}\sim 65^{\circ}\text{S}, 0^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{E})$
Fig. 12 Seasonal variations of region-averaged column-integrated atmospheric kinetic energy (thick solid line, left coordinate), the first-order moment term (thin solid line, right coordinate) and second-order moment term (dashed line, sub-right coordinate) of column-integrated atmospheric perturbation potential energy (10^6 J m^{-2}): (a) Region $(30^{\circ}\text{N}\sim 50^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 180^{\circ}\text{E})$; (b) region $(10^{\circ}\text{N}\sim 40^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 140^{\circ}\text{E})$; (c) region $(30^{\circ}\text{N}\sim 50^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 40^{\circ}\text{W})$; (d) region $(20^{\circ}\text{S}\sim 30^{\circ}\text{S}, 150^{\circ}\text{E}\sim 150^{\circ}\text{W})$; (e) region $(0^{\circ}\sim 25^{\circ}\text{N}, 100^{\circ}\text{E}\sim 125^{\circ}\text{E})$; (f) region $(55^{\circ}\text{S}\sim 65^{\circ}\text{S}, 0^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{E})$

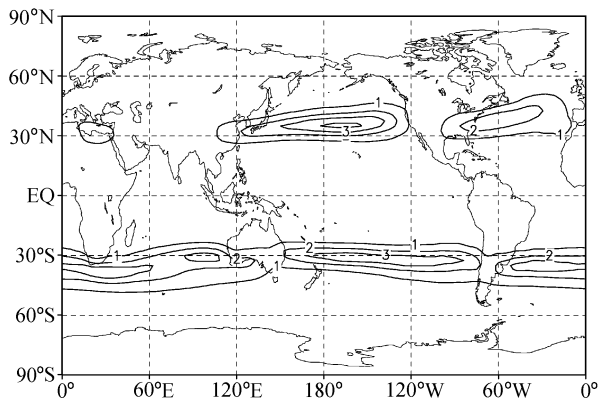


图 13 年平均整层大气总动能与扰动位能的二阶矩项之比的分布 (等值线间隔为 1)

Fig. 13 Distribution of the ratio of annual-mean column-integrated atmospheric kinetic energy to the second-order moment term of atmospheric perturbation potential energy, interval in 1.0

能中可以释放的那一部分 (即全位能变为动能的部分)。然而, 大气动能却与扰动位能一阶矩项的关系密切, 两者呈现非常清楚的反向变化关系 (图 12), 其实对于任何局地上的情况都是如此 (图略), 这种结果是符合能量学观点的, 说明扰动位能对于局地环流动能维持的重要性。

5 结果与讨论

为了有效地研究局地能量转化问题, 本文提出了扰动位能的新概念, 它与传统意义上的有效位能是有明显差别的。扰动位能分为大气扰动位能 (简称扰动位能) 和表面扰动位能两个部分, 本文给出了扰动位能各阶矩项的数学表达形式, 计算结果表明二阶以上的扰动位能高阶矩项相对于其一阶矩项和二阶矩项来说是小量, 可忽略。扰动位能二阶矩项的全球平均恰好与传统的有效位能相一致, 但两者的物理意义明显不同。

通过观测资料计算分析了扰动位能的全球分布、垂直结构和季节变化特征, 结果表明: (1) 扰动位能一阶矩项在热带地区为正, 高纬度地区为负; 二阶矩项的极大值出现在热带和高纬度地区, 极小值在副热带及中纬度地区; 在局地上, 一阶矩项在数值上比二阶矩项大很多, 因此, 扰动位能的分布与其一阶矩项的情形相似。(2) 扰动位能的最大值出现在对流层下层, 随着高度的增加其数值迅速减少。(3) 扰动位能有明显的季节变化, 其在高纬度地区在冬半球比夏半球大很多, 扰动位能的年

变化在陆地上比在海洋上要大, 且由冬到夏扰动位能增大和减弱最显著的地区分别位于大陆的上空。南、北半球平均的扰动位能二阶矩项季节变化的幅度约是相应一阶矩项的二十分之一。随着季节变化, 扰动位能定常波的槽脊在北半球有显著的东西方向移动, 而在南半球则只表现为振幅上的增减, 这种变化可能与南半球中高纬地区下垫面在纬向上的均一性有关。

分析表明, 大气动能的季节变化与扰动位能一阶矩项和二阶矩项的关系与空间尺度有关。从区域或局地尺度上, 大气动能的季节变化与扰动位能一阶矩项之间呈现显著反向变化关系; 但在全球或半球尺度上, 大气动能与扰动位能二阶矩项的比率似与季节无关, 其值大约为 20%。此外, 本文对整层大气总动能时空结构的分析也得到了与前人不同的新结果。

值得注意的是, 扰动位能与一些研究中提出的局地有效位能存在本质的差异。Smith^[17,18]、Johnson^[19]和 Edmon^[20]为了研究区域能量收支问题曾提出局地有效位能概念以及相应的能量收支表达形式。究其做法, 是在 Lorenz 有效位能概念的基础上考虑了边界作用, 在收支方程中增加了侧边界流动项, 因此, 区域有效位能在本质上和 Lorenz 理论是一样的, 都略去了一阶矩项项。而本文研究发现, 对于区域能量有效性研究, 扰动位能一阶矩项是主要的, 而且二阶矩项在副热带急流区与大气动能相比是小量, 用其无法解释动能的来源, 因此, 略去一阶矩项来讨论区域动能的产生和维持就很不合理了。本文的结果说明对于局地大气能量学的研究必须考虑扰动位能一阶矩项的作用。

扰动位能对于研究局地环流能量变化、转换和循环是非常重要的物理量, 这一概念对于研究局地或区域性的天气气候变化是有应用价值的。在我们后面的几篇文章中, 将利用本文提出的概念和理论对局地环流能量收支、表面扰动位能的作用等进行分析, 并探讨它们在大气环流变化研究中的各种应用。

参考文献 (References)

- [1] Lorenz E.N. *The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere*. Geneva: World Meteorological Organization Publication, 1967. 97~107
- [2] 杨大升, 刘余滨, 刘式适. 动力气象学. 北京: 气象出版社, 1983. 303~304
Yang Dasheng, Liu Yubin, Liu Shikuo. *Dynamical Meteor-*

- ology. Beijing: China Meteorological Press, 1983. 303~304
- [3] Peixoto J P, Oort A H. 气候物理学. 吴国雄, 刘辉等校译. 北京: 气象出版社, 1995. 289~291
- Peixoto J P, Oort A H. *Physics of Climate*. Springer-Verlag, New York; American Institute of Physics Press, 1992. 308~364
- [4] Lorenz E N. Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 1955, **7** (2): 157~167
- [5] Margules M. Über die energie der stürme. *Jahrb Zentralanst Meteor*, 1903, **40**: 1~26
- [6] Winn-Nielsen A, Chen T-C. *Fundamentals of Atmospheric Energetics*. New York, Oxford: Oxford University Press, 1993. 376pp
- [7] Dutton J A, Johnson D R. The theory of available potential energy and a variational approach to atmospheric energetics. *Advances in Geophys.*, 1967, **12**: 333~436
- [8] Taylor K E. Formulas for calculating available potential energy over uneven topography. *Tellus*, 1979, **31**: 236~245
- [9] Boer G J. Zonal and eddy forms of the available potential energy equations in pressure coordinates. *Tellus*, 1975, **27** (5): 433~442
- [10] Lorenz E N. Available energy and the maintenance of a moist circulation. *Tellus*, 1978, **30**: 15~31
- [11] Oort A H, Ascher S C, Levitus S, et al. New estimates of the available potential energy in the world ocean. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**: 3187~3200
- [12] Shepherd G. A unified theory of available potential energy. *Atmos. Ocean.*, 1993, **31**: 1~26
- [13] Siegmund P. The generation of available potential energy, according to Lorenz' exact and approximate equations. *Tellus*, 1994, **46A** (5): 566~582
- [14] Huang R X. Available potential energy in the world's oceans. *J. Marine Res.*, 2005, **63**: 141~158
- [15] Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, et al. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1996, **77**: 437~471
- [16] 高丽, 李建平, 任宏利. 绝热大气过程的若干性质. 自然科学进展, 2006, **16** (2): 243~247
- Gao Li, Li Jianping, Ren Hongli. Some characteristics of the atmosphere during an adiabatic process. *Progress in Natural Science*, 2006, **16** (6): 644~648
- [17] Smith P J. A computational study of the energetics of a limited region of the atmosphere. *Tellus*, 1969, **21** (2): 193~201
- [18] Smith P J. On the contribution of a limited region to the global energy budget. *Tellus*, 1969, **21** (2): 202~207
- [19] Johnson D R. The available potential energy of storms. *J. Atmos. Sci.*, 1970, **27**: 727~741
- [20] Edmon H J Jr. A reexamination of limited-area available potential energy budget equations. *J. Atmos. Sci.*, 1978, **35**: 1655~1659