

副热带对流层高层夏季准定常涡旋系统 动力成因的初步探讨*

朱正心

(南京气象学院)

提 要

本文采用一个高截断的斜压谱模式,探讨了在热力强迫作用下副热带夏季对流层高层准定常涡旋系统形成和维持的动力机制。模式中考虑了纬向不对称的热力强迫作用,带状流与波动分量之间的非线性相互作用以及随纬度而变的基本气流的共同影响,所得到的一类稳定平衡态的高层流场特征说明了上述准定常涡旋系统的一些主要特点,并进而讨论了热力强迫的控制作用等问题。

一、引 言

北半球夏季副热带对流层高层的环流特征与南半球有着显著的不同,这就是在南亚及北美墨西哥地区上空存在着准定常的高空反气旋系统,而在两大洋上空则为低槽区。其中尤以南亚反气旋最为强大,伸展范围几及半个纬圈,对东半球副热带区域的气候形成及天气分布具有重大影响^[1-5,7]。本文试图采用类似于[8]中研究阻塞动力机制的方法来探讨这些准定常涡旋系统的动力成因。当然,与阻塞形势相比,它们在地理位置及形态特征上是很不相同的。但也存在不少类似之处:它们都是行星尺度的对流层中高层准定常反气旋系统,不同的只是南亚高压等出现的高度更高,尺度更为庞大而且更稳定;它们都倾向于出现在一些特度的地理区域内,并有着明显的季节性,这显然都与行星尺度的海陆热力及地形的强迫作用有关。这些类似之处启示着两者可能有着某些类同的动力成因。这种类似性也曾为 Krishnamurti 等^[3]所注意到,并把南亚高压作为类似于阻塞的大尺度热山屏障作了数值试验。

二、模 式

由于本文的目的是试图用解析方法来探讨动力机制,而不是作详细的数值模拟,因此模式必须要作一些简化或理想化的处理。首先,作为第一近似,采用了准地转方程组

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y, p) \frac{\partial}{\partial x} \right] \nabla^2 \psi^* + \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \psi^*}{\partial x} = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}(y, p) \frac{\partial}{\partial x} \right] \frac{\partial \psi^*}{\partial p} + J \left(\psi^*, \frac{\partial \psi^*}{\partial p} \right) - \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} + \frac{\sigma}{f_0} \omega = - \frac{R}{c_p p f_0} Q \quad (2)$$

以上基本方程与[8]类似,其中 ψ^* 为扰动流函数, $\bar{u}(y, p)$ 为基本气流风速,其余符号

* 本文于1984年12月19日收到,1985年8月3日收到修改稿。

皆是常用的。与[8]不同的是基流风速不再是常值,而是纬度的函数。这是因为考虑到副热带南部为东风,向北逐渐转向西风,到中纬度为西风急流的实际纬向风速分布,基流风速必须处理成随纬度变化而不应是常值。这与阻塞形势完全处于西风带内的环境条件是不同的。而副热带纬向风速的这种分布又是与 Hadley 环流有关的。

采用常用的垂直两层模式,考虑到副热带夏季主要加热层次较高,把中间层次取在 400 hPa 上,并通过下边界垂直速度引进 Ekman 摩擦,可得:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi - \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi - \bar{u}_r(y) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \epsilon - \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} - r \nabla^2 (\psi - \epsilon) \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda) \epsilon - \lambda J(\psi, \epsilon) + \bar{u}(y) \lambda \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - \bar{u}_r(y) \lambda \frac{\partial \psi}{\partial x} - \bar{u}(y) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \epsilon - \bar{u}_r(y) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi \\ \left(\beta - \frac{\partial^2 \bar{u}_r}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + r \nabla^2 (\psi - 2\epsilon) - s Q \quad (4)$$

其中 ψ, ϵ 分别为 400 hPa 上的流函数及热成风流函数, $\bar{u}(y)$ 及 $\bar{u}_r(y)$ 为基流风速及热成风速,

$$\lambda = \frac{2f_0^2}{\sigma p_0^2}, \quad s = \frac{Rf_0}{c_p p_0^2 \sigma}, \quad r = \frac{f_0 g}{RT_A} \sqrt{\frac{\nu}{2f_0}}$$

ν 为湍流粘性系数, T_A 为下边界的温度, 取为常数。

区域取 β 平面上长 $2\pi L$ 宽 πD 的一个纬向通道, $L = 3 \times 10^6 \text{m}$, $D = 0.9 \times 10^6 \text{m}$ 。这样, 区域东西长约半个纬圈, 南北宽为 28 个纬度, 此区域约相当于中心位于 30°N , 从 $16^\circ - 44^\circ \text{N}$ 的副热带区域, 区域南北为刚壁, 东西方向为周期性边条件。然后, 对基本方程(3)、(4)作谱分解。取以下三个基函数:

$$F_A = \sqrt{2} \cos \frac{y}{D}, \quad F_K = 2 \cos \frac{x}{L} \sin \frac{y}{D}, \quad F_L = 2 \sin \frac{x}{L} \sin \frac{y}{D}$$

以此基函数展开 ψ, ϵ 及 Q 。其中加热场 Q 取以下理想化的形式

$$Q = Q_A F_A + Q_K F_K \quad (5)$$

右端两项分别代表沿纬圈平均的径向加热差以及纬向不对称加热差, 后者可视为主要由海陆热力差异所造成。

基流风速采用二次多项式来拟合。

$$\bar{u}(y) = a_1 + b_1 y + c_1 y^2, \quad \bar{u}_r(y) = a_2 + b_2 y + c_2 y^2 \quad (6)$$

选择适当的系数 a_1, \dots, c_2 , 可模拟出大致符合实际的纬向平均风速分布。把(5)、(6)等代入(3)、(4)并依次乘以 F_A, F_K 及 F_L , 然后对全域积分平均可得截谱方程组:

$$-\dot{\psi}_A - r(\psi_A - 2\epsilon_A) \quad (7)$$

$$-L\dot{\psi}_K = -(\beta_1 - \bar{\mu})\psi_L + \bar{\mu}_r \epsilon_L + rL(\psi_K - 2\epsilon_K) \quad (8)$$

$$-L\dot{\psi}_L = (\beta_1 - \bar{\mu})\psi_K - \bar{\mu}_r \epsilon_K + rL(\psi_L - 2\epsilon_L) \quad (9)$$

$$-(D^{-2} + \lambda)LK\dot{\epsilon}_A = a_1(\psi_L \epsilon_K - \epsilon_L \psi_K) - rLK D^{-2}(\psi_A - 2\epsilon_A) - S_1 Q_A \quad (10)$$

$$-(K^{-1} + \lambda)LK\dot{\epsilon}_K = a_1(\psi_A \epsilon_L - \psi_L \epsilon_A) + [\bar{\mu}(1 + \lambda K) - \beta_2] \epsilon_L \\ + \bar{\mu}_r(1 - \lambda K)\psi_L - rL(\psi_K - 2\epsilon_K) - S_1 Q_K \quad (11)$$

$$-(K^{-1} + \lambda)LK\dot{\epsilon}_L = a_1(\psi_A \epsilon_A - \psi_A \epsilon_K) - [\bar{\mu}(1 + \lambda K) - \beta_2] \epsilon_K$$

$$+ \bar{\mu}_T(1 - \lambda K)\psi_K - rL(\psi_L - 2\epsilon_L) \quad (12)$$

其中

$$\bar{\mu} = a_1 + \frac{1}{2}b_1\pi D + \frac{1}{3}c_1\pi^2 D^2 - \frac{1}{2}c_1 D^2$$

$$\bar{\mu}_T = a_2 + \frac{1}{2}b_2\pi D + \frac{1}{3}c_2\pi^2 D^2 - \frac{1}{2}c_2 D^2$$

$$K = (D^{-2} + L^{-2})^{-1}, \quad \alpha_1 = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \cdot \frac{\lambda K}{D}, \quad S_1 = sLK$$

$$\beta_1 = (\beta - 2c_1)K, \quad \beta_2 = (\beta - 2c_2)K$$

三、平衡态解及其特征

高截断的谱方程组(7)~(12)的定常解是可以解析地求得的。

$$\bar{\epsilon}_K = \left[1 + \left(\frac{2-d_1}{d_2} \right)^2 \right]^{-1} \left\{ \frac{(2-d_1)}{d_2} \eta \frac{Q_A}{Q_K} \pm \sqrt{\left[1 + \left(\frac{2-d_1}{d_2} \right)^2 \right] \frac{S_1 Q_A}{\alpha_1 d_2} - \eta^2 \frac{Q_A^2}{Q_K^2}} \right\} \quad (13)$$

$$\bar{\epsilon}_A = -\bar{\epsilon}_K \frac{Q_K}{Q_A} + \frac{e_1}{\alpha_1 d_2} \quad (11)$$

$$\bar{\epsilon}_L = -\left(\frac{2-d_1}{d_2} \right) \bar{\epsilon}_K + \eta \frac{Q_A}{Q_K} \quad (15)$$

$$\bar{\psi}_A = 2\bar{\epsilon}_A \quad (16)$$

$$\bar{\psi}_K = d_1 \bar{\epsilon}_K - d_2 \bar{\epsilon}_L \quad (17)$$

$$\bar{\psi}_L = d_2 \bar{\epsilon}_K + d_1 \bar{\epsilon}_L \quad (18)$$

其中 $d_1 = [2r^2L^2 + \bar{\mu}_T(\beta_1 - \bar{\mu})] / [(\beta_1 - \bar{\mu})^2 + r^2L^2]$

$$d_2 = rL[\bar{\mu}_T - 2(\beta_1 - \bar{\mu})] / [(\beta_1 - \bar{\mu})^2 + r^2L^2]$$

$$e_1 = \bar{\mu}_T d_2(1 - \lambda K) + rL(2 - d_1)$$

$$e_2 = \bar{\mu} \lambda K + \bar{\mu}_T d_1(1 - \lambda K) - (\beta_2 - \bar{\mu}) + rLd_2$$

$$\eta = \frac{e_1(2-d_1) + e_2 d_2}{\alpha_1 d_2^2}$$

可以看到在同样的热力强迫条件下可得到两类不同的平衡态解, 我们称之为第 I、II 类平衡态, 对应于(13)式中取正号或负号。

平衡态稳定性的讨论方法与[8]相类似, 限于篇幅不再给出。下面将用计算实例来说明以上两类平衡态的流场特征及稳定性。计算中各物理参数的取值是: 温度垂直递减率为 $0.6^\circ\text{C}/100\text{ m}$, 湍流粘性系数 $\nu = 1.647\text{ m}^2/\text{s}$, $S = 0.9699 \times 10^{-5}\text{ g/s}\cdot\text{cal}$ 。基流取为

$$\bar{u} = -1.5 + \frac{11}{\pi D} y + \frac{21}{\pi^2 D^2} y^2, \quad \bar{u}_T = \frac{3}{\pi D} y + \frac{9}{\pi^2 D^2} y^2$$

这样的基流分布大致反映了南部为微弱东风, 向北转为西风的实际状况(见图3虚线所示)。表1给出了取不同加热差强度时的一些平衡态计算个例。由表1可看到第II类平衡态均不能稳定维持, 且其流场特征与实际副热带流场相去甚远, 故不予讨论。

第I类平衡态则一般是稳定的, 仅在海陆加热差太强时表现出弱的不稳定。现在来考虑其流场特征及与加热场的配置情形。

表 1 不同加热差强度的一些平衡态个例

Q_A	Q_x	平衡态种类	$\bar{\psi}_A$	$\bar{\psi}_K$	$\bar{\psi}_L$	$\bar{\epsilon}_A$	$\bar{\epsilon}_K$	ϵ_L	$\max \sigma_r$	稳定性
$10^{-5} \text{cal/g}\cdot\text{s}$			$10^7 \text{m}^2/\text{s}$						10^{-7}s^{-1}	
0.06	0.16	I	0.1269	-0.3589	0.8305	0.0635	-0.0317	0.3889	-0.2628	稳定
		II	0.8461	-0.6286	0.6507	0.4231	-0.1696	0.3517	0.2604	不稳
0.06	0.17	I	-0.3190	-0.1804	0.8865	-0.1595	0.0460	0.3877	-0.5220	稳定
		II	1.2919	-0.7489	0.5075	0.6459	-0.2383	0.3093	0.5380	不稳
0.06	0.18	I	-0.6088	-0.0738	0.9017	-0.3044	0.0917	0.3795	-0.6366	稳定
		II	1.5817	-0.8039	0.4149	0.7909	-0.2734	0.2788	0.6700	不稳
0.06	0.19	I	-0.8484	0.0058	0.9046	-0.4242	0.1247	0.3699	-0.3198	稳定
		II	1.8214	-0.8373	0.3426	0.9107	-0.2968	0.2537	0.7505	不稳
0.06	0.20	I	-1.0613	0.0694	0.9020	-0.5307	0.1504	0.3603	0.0278	不稳
		II	2.0343	-0.8593	0.2829	1.0172	-0.3139	0.2322	3.4270	不稳
0.05	0.17	I	-0.7619	-0.0201	0.8256	-0.3809	0.1035	0.3411	-0.3449	稳定
		II	1.7349	-0.7544	0.3361	0.8674	-0.2637	0.2398	0.6411	不稳

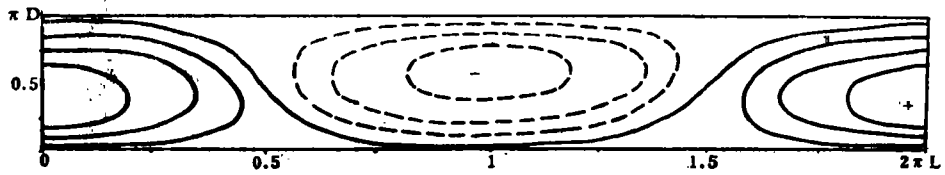


图 1 加热场分布(等值线间隔 $10^{-6} \text{cal/g}\cdot\text{s}$)

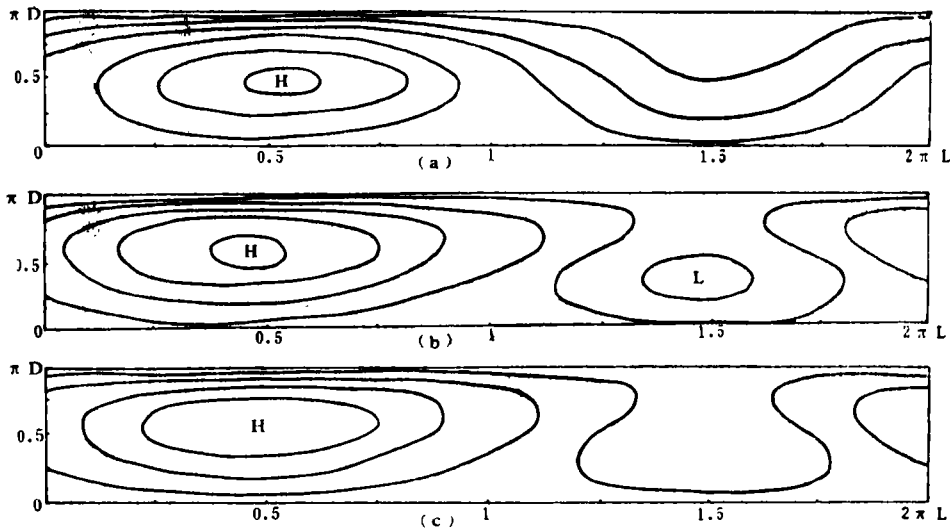


图 2 第 I 类平衡态在 200 hPa 上的流函数分布

(等值线间隔为 $10^7 \text{m}^2/\text{s}$, 相当于高差 72.92 gpm; (a) 当 $Q_A=0.06 \times 10^{-5}$, $Q_x=0.17 \times 10^{-5} \text{cal/g}\cdot\text{s}$ 时, (b) 当 $Q_A=0.06 \times 10^{-5}$, $Q_x=0.19 \times 10^{-5} \text{cal/g}\cdot\text{s}$ 时, (c) 当 $Q_A=0.05 \times 10^{-5}$, $Q_x=0.17 \times 10^{-5} \text{cal/g}\cdot\text{s}$ 时)

图 1 给出了相应于图 2 (b) 时的加热场分布。这种理想化的加热场与东半球夏季南亚北非大陆上为热源而太平洋为热汇的实际状况大致相类似。当然, 实际加热场要远为复杂得多^[6], 取这样理想化的分布是为了大致反映行星尺度的热力强迫作用, 而不拘泥于细节方面的一致。图 2 给出了三种不同加热场条件下所形成的第 I 类平衡态的高层流场。可以看到, 其流场形态特征与北半球夏季高层准定常涡旋系统有一定的类似之处: 其高压部分纬向伸展范围很大, 占据了大部分区域, 形态与南亚高压这样的高空反气旋系统颇相象; 其槽区范围较小, 形态与洋中槽类似, 此外, 从高压与热源中心的配置来看, 高压中心位于热源中心以东, 约在海陆交界处(即冷热源交界处)附近或稍偏西处, 这个位置比实际情况偏东些, 南亚高压外围线的中部虽也一般位于夏季受到强烈加热的北非南亚大陆的中部偏东地区。但毕竟比以上理论模式所得到的高压中心偏西。造成此种偏差的原因可能主要是由于采用了准地转近似及理想化的加热场所致。不过, 从流场的主要特征来看与实际情况还是具有一定的相似之处的。

下面再来分析此类平衡态高层流场的纬向风速分布状况。图 3 给出了纬向平均的东西风速分布廓线, 虚线表示原先所给出的基流风速。可看到此类平衡态高层流场的纬向风速分布与实际副热带区域南部为东风, 向北转为西风, 到中纬度为西风急流的状况是一致的。图 4 还给出了高压中心经度上东西风速分布的廓线, 其情形与纬向平均的风速廓线类似, 但风速数值要大得多, 象 b、c 两种情况下在南部已形成显著的东风急流。显然, 这是由于反气旋本身所造成的风速迭加在纬向平均的气流上所致, 事实上亚洲南部强大而稳定的东风急流的存在也是与南亚反气旋的作用分不开的。

从以上的分析中可看到, 在热力强迫作用下形成的这类平衡态在流场形态、纬向风速分布以及稳定性方面都在一定程度上说明了实际副热带准定常涡旋的一些典型特征。这种类似性可能并不是偶然的, 因为虽然在以上的高截谱模式中作了不少简化及理想化的处理, 但仍然包含了纬向不对称的热力强迫作用、带状流与波动分量之间的非线性相互作用等这样一些本质性的物理因子, 而准定常涡旋系统很可能就是在这些物理因子共同作用下所形成的一类稳定的准平衡态。对于热力强迫的作用, 以往已有不少研究工作^[3, 5], 结论也是比较一致的。显然, 若无此种强迫作用则南亚高压等涡旋系统将不复存在, 例如南半球夏半年对流层上层就不存在这样的涡旋系统, 很明显这是由于其海陆热力差异远较北半球弱所致。此外, 平流非线性作用在这些涡旋系统中可能也是起着不可忽略的作用的。Holton 等(1972)^[9]的工作表明, 如果采用线性模式, 则副热带区域会出现很大的涡度收支不平衡, Colton 等(1973)则认为非线性平流可以作为一个重要的涡度汇, 这些工作从某种意义上也说明了如果不考虑平流非线性就不能很好地反映副热带准定常涡旋系统的动力过程。在我们以上的平衡态解中, 忽略强迫作用及非线性作用中的任何一个, 都是无解的, 因此可以认为, 这些涡旋系统与中高纬的阻塞形势一样^[8], 是以上本质性的物理因子共同作用下所形成的一类平衡态。当然, 除此之外还有基本纬向气流分布的影响, 即 Hadley 环流的作用, 这一点与阻塞形势是不同的。

必须指出, 由于模式是高度简化的, 所得的结果与实际情况并不完全相符。特别是高压中心位置偏东, 这是有待于改进的。设想如果采用非地转模式, 将会更好地反映出中低纬度较强加热时的动力过程。目前的工作仅是一个初步的探讨。

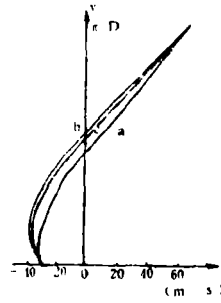
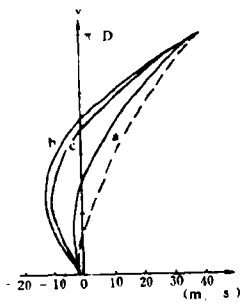


图 3 200 hPa 上纬向平均的东西风速廓线 图 4 200 hPa 上高压中心所在经度上东西风速分布廓线
(a、b、c 三条廓线分别与图 2 a—c 相对应)

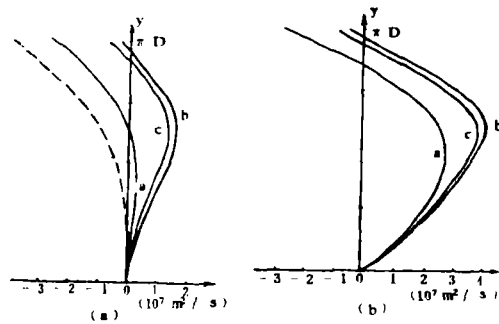


图 5 (a) 200 hPa 上纬向平均流函数分布廓线, (b) 高压中心所在经度上流函数分布廓线
(单位: 同图 2)

四、热力强迫对平衡态的控制作用

1. 强迫源对准定常涡旋的位置及强度的影响

首先讨论纬向不对称的热力差异强度 Q_k 对平衡态的影响。由图 2 (a) 与 (b) 的对比可看到在同样的经向加热差 Q_A 的条件下, 当 Q_k 增大时高压部分呈现出增强扩展, 中心向西北移动的趋势; 而低槽部分反而减弱。这种变化趋势与夏季副热带高层涡旋系统的月际变化有某些类似之处。例如南亚高压及墨西哥高压均在盛夏 7 月时达最强, 位置也偏西, 8 月份次之, 其它月份则偏弱偏东得多。反之, 洋中槽在 7 月时显得比 6 月时浅弱⁽⁷⁾, 而海陆加热差也是在 7 月达最强, 其余月份较弱。很显然, 准定常涡旋系统的这种变化是受到热力强迫变化的控制的。

下面将通过平衡态解进一步讨论这种控制作用。对于位置的影响比较容易分析, 令 $\Phi_0 = \arctg(\overline{\epsilon}_L / \overline{\epsilon}_K)$ 为 400 hPa 上厚度波的位相角, $L\Phi_0$ 相当于温度中心偏东于热源中心的距离, 则由 (13)、(15) 式可得

$$\operatorname{tg} \Phi_0 = - \left(\frac{2-d_1}{d_2} \right) \cdot \left[1 + \left(\frac{2-d_1}{d_2} \right)^2 \right] / \left[\left(\frac{2-d_1}{d_2} \right)^2 + \sqrt{\left[1 + \left(\frac{2-d_1}{d_2} \right)^2 \right] \frac{s_1 Q_k^2}{\alpha_1 \eta Q_A} - 1} \right] \quad (19)$$

由上式容易看出当 Q_k 增大时 Φ_0 是减小的, 即温度中心向西移, 还可证明 400 hPa 上高

度中心也西移,迭加的结果是使 200 hPa 上高压中心向西移动。

至于对强度的影响则较为复杂,由于流场是由带状分量及波状分量迭加而成的,因此必须考察热力强迫对平衡态的这两种分量各自的影响,对波状分量的影响可由下式表示:

$$\overline{\epsilon}_k^2 + \overline{\epsilon}_l^2 = \frac{s_1 Q_A}{\alpha_1 d_2} \quad (20)$$

此式说明平衡态的波状分量振幅仅与 Q_A 有关,即 Q_k 的增加并未引起波动增幅。那末为何在此情况下高压增强扩展而低槽减弱呢? 这将主要取决于带状分量的变化。为简便起见,我们将用图 5 来说明热力强迫对带状分量(即纬向平均的高度场)的影响。

由图 5 (a) 中曲线 a(对应于 Q_k 较小时)及曲线 b(对应于 Q_k 较大时)的比较可看出,当海陆加热差 Q_k 增大时,按纬向平均的高压带明显增强北移。这样,当 Q_k 增大时波状分量的振幅虽无变化,但由于纬向平均的高压带的增强北移,致使迭加的结果出现其高压部分增强扩展,而低压部分则削弱为一槽区。

必须指出,由于系统是非线性的,即在模式中考虑了带状分量与波动分量之间的非线性相互作用,所求得平衡态是这个强迫耗散的非线性系统的一种特殊状态。因此,以上所得到的热力强迫对平衡态流场特征的控制作用是不能用线性理论来予以解释的。例如,当加热场的波状分量振幅 Q_k 增强时,按线性理论应是使流场的波动分量增强,即槽脊均加深,而带状流无变化,但在非线性平衡态情况下就不是如此,而是出现了纬向平均的高压带增强北移,从而高压增强扩展,低槽减弱的现象。

当纬向不对称加热增强时纬向平均的高压带增强北移的现象与北半球副热带的实际情况有一定的吻合之处。北半球夏季副热带高压系统增强北移而南半球夏季副高反而比冬季有所减弱,这种截然相反的现象其根本原因可能就在于北半球的海陆热力差异强所引起。

其次,来简单地讨论纬向平均的经向加热差强度 Q_A 的影响。对比图 5 (a) 中高度廓线 a(Q_A 较大时)与廓线 c(Q_A 较小时)可以看到,当 Q_A 减小时,纬向平均的高压带也呈现增强北抬的趋势。同样,此种现象也是不能用线性理论予以解释的。经向加热差 $Q_A F_A$ 表示整个副热带平均而言是南部加热,北部降冷的状况。从冬到夏,此加热差是逐渐减小的,而海陆加热差则在盛夏时达最强,实际上副热带高层准定常涡旋强度位置的变化,应当说是纬向不对称的海陆加热差及经向加热差共同作用的结果。

加热场强度变化与准定常涡旋的位置强度的这种关系,对于研究环流年际之间差异的原因,可能也是具有参考意义的。

2. 强迫源的临界强度与平衡态存在的必要条件

热力强迫的强度不仅影响着平衡态的流场特点,而且还影响着其能否形成维持。由平衡态解(13)存在实根的必要条件可引出

$$Q_k \geq \sqrt{\frac{n^2 \alpha_1 d_2 Q_A}{\left[1 + \left(\frac{2-d_1}{d_2}\right)^2\right] S_1}} \quad (21)$$

上式亦可写为

$$Q_A \leq \frac{\left[1 + \left(\frac{2-d_1}{d_2}\right)^2\right] S_1 Q_K^2}{\eta^2 \alpha_1 d_2} \quad (22)$$

(21)、(22)式表明,并不是只要存在海陆加热差 Q_K ,平衡态就一定存在,而是有着量值上的要求的。在一定的经向加热差 Q_A 条件下, Q_K 必须大于某种临界强度时平衡态才能形成维持。反之,固定 Q_K , 则 Q_A 必须小于某个临界强度时才有平衡态存在。这两个必要条件说明了象北半球夏季副热带高层南亚高压墨西哥高压及洋中槽这样类型的平衡态的形成维持,要求纬向不对称的海陆加热差必须达到或超过某种强度而经向加热差又小于一定程度时方可成立。这种热力强迫的临界强度的存在可能用来解释北半球每年两次冬季型环流与夏季型环流之间的转变,因为夏季型环流实际上也就是南亚高压等涡旋系统建立并大大加强的形势,其内在原因可能就在于加热场的逐渐变化达到一定程度时所形成的。

参 考 文 献

- [1] Mason, R. B., and C. E. Anderson, The development and decay of the 100 mb summertime anticyclone over Southern Asia, *Mon. Wea. Rev.*, 91,3—12,1963.
- [2] 陶诗言、朱福康, 夏季亚洲南部 100 mb 流型的变化及其与西太平洋副热带高压进退的关系, *气象学报*, 34, 385—395, 1964.
- [3] Krishnamurti, T. N., et al., Tibetan high and upper tropospheric tropical circulations during Northern Summer, *Bull. AMS.*, 1234—1249, 1973.
- [4] Raghavom, K., Tibetan anticyclone and tropical easterly Jet, *Pure and Applied Geophysics*, 110, 2130—2142, 1973.
- [5] 叶笃正、张捷廷等, 青藏高原加热作用对夏季东亚大气环流影响的初步模拟实验, *中国科学*, 301—320, 1974.
- [6] Kubota, I., Seasonal variation of energy sources in the earth surface layer and in the atmosphere over the Northern Hemisphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, 48, 30—45, 1970.
- [7] 朱福康等, 南亚高压, 科学出版社, 1980年。
- [8] 朱正心、朱抱真, 纬向不对称热力强迫下超长波的非线性平衡态与阻塞形势, *中国科学B辑*, 361—371, 1982.
- [9] Holton, J. R., and D. E. Colton, A diagnostic study of the vorticity balance at 200 mb in the tropics during the Northern Summer, *J. Atmos. Sci.* 29, 1124—1130, 1972.

ON THE DYNAMIC MECHANISM OF THE SUBTROPICAL QUASI-STATIONARY VORTICES IN NORTHERN SUMMER UPPER TROPOSPHERE

Zhu Zhengxin

(Nanjing Institute of Meteorology)

Abstract

In this paper the dynamic mechanisms of the subtropical planetary scale quasi-stationary vortices in upper troposphere, such as the South Asian high and the ocean troughs are studied by using a highly truncated, baroclinic spectral

model, in which the thermal forcing and the nonlinear interaction between zonal flow and waves, as well as the basic zonal wind changing with latitudes are incorporated. It is revealed that there is a sort of equilibrium state in which stability and features of upper flow field might reflect the main characteristics of the vortices. The control effects of thermal forcing are also discussed.

召 开 全 国 会 员 代 表 会 议 中 国 气 象 学 会 新 理 事 会 诞 生

以总结学会工作经验, 报告学科发展进程, 选举理事会领导成员为中心内容的中国气象学会全国会员代表会议, 于1986年12月20—23日在北京召开。

会议听取和审议了第二十届理事会的工作报告。代表们一致认为: 近四年来气象学会的工作富有成效, 进入了兴旺发展的时期。大气物理、大气化学、大气探测、动力气象、天气、气候、卫星气象、农业气象、航空气象、气象电子技术等十个专业委员会做了四年来学术活动和学科进展的报告。表明我国大气科学的各个分支都有了长足的进步。

新生的中国气象学会第二十一届理事会, 以无记名投票的方式, 选举了王绍武、王鼎新、王鹏飞、王锡友、申亿铭、朱永提、刘式达、曲延禄、许经林、许健民、伍荣生、杨国祥、李泽椿、沙昌煦、易仕明、周秀骥、陶诗言、郭昌明、黄士松、章基嘉、曾庆存、彭光宜、葛学易等23人为常务理事。选举陶诗言为理事长, 章基嘉、黄士松、曾庆存、周秀骥、王锡友为副理事长, 章基嘉兼任秘书长。理事会还一致决议, 聘请叶笃正、谢义炳为名誉理事长, 聘请程纯枢、王宪钊、刘好治、冯秀藻、吕东明、初光、邹竞蒙、束家鑫、张丙辰、高由禧、殷宗昭、谢光道、曾宪波为名誉理事。

(宓 舒)