第11卷 第1期
1988年3月

南京气象学院学报
Journal of Nanjing Institute of Meteorology

Vol.11, No.1
Mar., 1988

夏季热带对流层上层超长波的振荡机制

林 海*

提 要

本文应用波数—频率空间的动能方程，采用ECMWF/WMO资料，讨论了1983年6月11日至8月13日64天热带对流层上层200百帕东风带纬向平均气流以及各种尺度波动动能的振荡机制。

动能20天左右的周期振荡特别明显，纬向平均气流、2—7波动能都具有20天周期的振荡。1波动能似乎存在40天左右的周期振荡。另外，1波、4波及7波动能的准一周振荡也很显著。

纬向平均气流动能20天左右的振荡主要是由于平均气流与波动相互作用的强弱变化引起的。波动动能的振荡原因是多方面的，有效位能的转换、侧边界的气压做功以及波动间的非线性作用都很重要。

波动动能的高、低频振荡之间存在明显制约关系。在低频振荡出现峰值时，高频振荡的振幅最大；在低频振荡出现低值时，高频振荡的振幅最小。

在文献[1]中，我们用波数空间的能量方程，讨论了波动的维持机制，但只考虑了64天平均的情况，没涉及时间演变，因而不能解释波动的增长及衰减。Kao[2](1978)将波数空间的能量方程推广到波数—频率空间，使得研究实际大气中各种尺度、各种频率的振荡机制成为可能。本文采用波数—频率空间的动能方程，研究夏季热带对流层上层超长波的振荡机制。

一、波数—频率空间的动能方程

仿照Kao[2]的方法，将波数空间的能量谱Q(k, t)在时间轴上($0 \leqslant t \leqslant 2\pi$)进行傅里叶变换

$$Q(k,n)=Q_r(k,n)+iQ_i(k,n)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}Q(k,t)e^{-int}dt \qquad (1)$$

n为时段2π内的振动次数，即频率。其逆变换为

1986年9月8日收到，12月9日收到修改稿

* 本院1985届硕士，现在四川省气科所工作

$$Q(k,\ t)=\int_{-\infty}^{\infty}Q(k,\ n)e^{int}dn$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty}|Q(k,\ n)|e^{i[nt+\alpha_Q(k,n)]}dn \qquad (2)$$

其中$|Q(k,n)|$为$Q(k,n)$的振幅，$\alpha_Q(k,n)=\mathrm{arctg}\frac{Q_i(k,n)}{Q_r(k,n)}$为$Q(k,n)$的位相角。将文献[1]中的方程(7)和(9)的各项表示成(2)式的形式，则波数—频率空间的动能方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}[|E_K(k,n)|\sin(nt-\frac{\pi}{2})]=n|E_K(k,n)|\sin nt$$

$$=|N_K(k,n)|\sin[nt+\alpha_{NK}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|M_K(k,n)|\sin[nt+\alpha_{MK}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|A_K(k,n)|\sin[nt+\alpha_{AK}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|A_{KB}(k,n)|\sin[nt+\alpha_{AKB}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|N_{KB1}(k,n)|\sin[nt+\alpha_{NKB1}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|N_{KB2}(k,n)|\sin[nt+\alpha_{NKB2}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|G_K(k,n)|\sin[nt+\alpha_{GK}(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$(k,n\neq 0) \qquad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[|E_K(0,n)|\sin(nt-\frac{\pi}{2})]=n|E_K(0,n)|\sin nt$$

$$=|M_K(0,n)|\sin[nt+\alpha_{MK}(0,n)-\alpha_{EK}(0,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|A_K(0,n)|\sin[nt+\alpha_{AK}(0,n)-\alpha_{EK}(0,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|A_{KB}(0,n)|\sin[nt+\alpha_{AKB}(0,n)-\alpha_{EK}(0,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$+|G_K(0,n)|\sin[nt+\alpha_{GK}(0,n)-\alpha_{EK}(0,n)-\frac{\pi}{2}]$$

$$(n\neq 0) \qquad (4)$$

当 n = 0 时，即为时间平均的情况。

二、资料及计算过程

采用ECMWF/WMO资料，取纬度范围为40°N—40°S，1 000、850、700、500、300、200、100百帕7层5个要素u、v、ω、T、z，时段为1983年6月11日至8月13日，每天1200GMT 1个时次。原始资料网格距为2.5°×2.5°，由于我们主要关心行星尺度的波动，并且为了在纬圈上进行快速傅里叶变换(FFT)，故将原始资料内插到5°×5.625°(纬距×经距)的网格点上。

首先计算文献[1]中方程(7)和(9)内各项的值。用64天的资料重复计算，得到各项的时间序列。同样利用快速傅里叶变换，对各序列进行时间傅里叶变换，得到波数—频率空间的动能的振幅和位相角以及方程(3)、(4)左边的各项。

在做时间序列的傅里叶变换时，由于每天一次的抽样，也会在频率域产生混叠效应，因此取输出的最大频率数为31(即可分辨的最小周期约为2天)。另外，由于在时间域上的截断，将在频率域上产生皱波效应，为了减小这种截断误差，使用汉宁(Hanning)窗的方法，即在进行时间傅里叶变换之前，先将时间序列乘以汉宁函数

$$x(t)=\frac{1}{2}-\frac{1}{2}\cos\frac{2\pi t}{T_c} \qquad 0\leqslant t\leqslant T_c$$

式中T_c是截断区间，这里是64天。

在计算$G_K(k,n)$的振幅与位相角时，应用方程(3)，其它项的振幅与位相角都是已知的，则

$$|G_K(k,n)|=\sqrt{A^2+B^2}$$

$$\alpha_{GK}(k,n)=-\frac{\pi}{2}-\mathrm{arc\,tg}\frac{A}{B}$$

A、B是由(3)式中其它项确定的

$$A=n|E_K(k,n)|\sin\alpha_{EK}(k,n)+|N_K(k,n)|\cos\alpha_{NK}(k,n)$$

$$+|M_K(k,n)|\cos\alpha_{MK}(k,n)+|A_K(k,n)|\cos\alpha_{AK}(k,n)$$

$$+|A_{KB}(k,n)|\cos\alpha_{AKB}(k,n)+|N_{KB1}(k,n)|\cos\alpha_{NKB1}(k,n)$$

$$+|N_{KB2}(k,n)|\cos\alpha_{NKB2}(k,n)$$

$$B=|N_K(k,n)|\sin\alpha_{NK}(k,n)+|M_K(k,n)|\sin\alpha_{MK}(k,n)$$

$$+|A_K(k,n)|\sin\alpha_{AK}(k,n)+|N_{KB1}(k,n)|\sin\alpha_{NKB1}(k,n)$$

$$+|N_{KB2}(k,n)|\sin\alpha_{NKB2}(k,n)+|A_{KB}(k,n)|\sin\alpha_{AKB}(k,n)$$

$$-n|E_K(k,n)|\cos\alpha_{EK}(k,n)$$

三、不同尺度波动动能的振荡特征

图1是20°N—5°S纬带200百帕动能谱$E_K(k,n)$在波数—频率空间的分布。可以清楚地看出，纬向平均气流的动能($k=0$)在20天周期附近有一极大值；1波动能在32天以上和8天左右的周期上出现最大；波数2—7的波动动能20天左右的周期振荡都很明显。另外，1波在5天左右，3、4波在7天左右，6、7波在8天左右的周期上动能谱亦有极值中心。

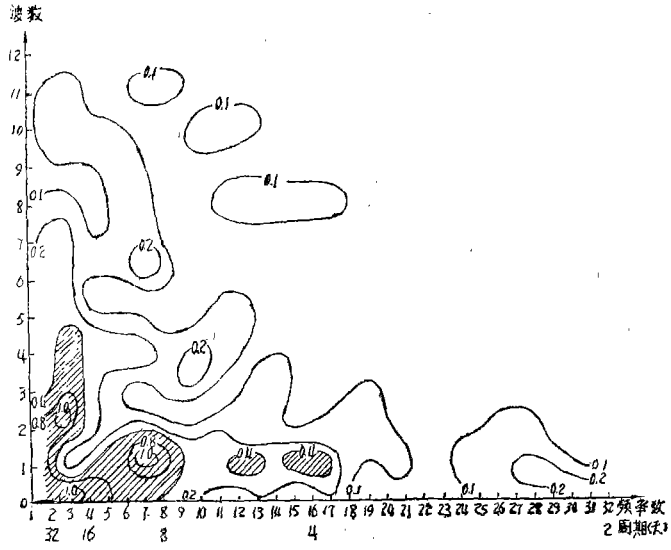

图1 20°N—5°S纬带200百帕动能谱的波数—频率分布(单位:米^2·秒$^{-2}$)

我们还分别计算了纬向波数$k=0$—7的波动动能时间序列的功率谱[3]，图2a—2e给出了$k=0$—4的情况。发现各波动能的功率谱都有峰值出现。在信度$\alpha=0.05$下，经过红噪声检验，确认存在以下的动能振荡：纬向平均气流动能20天左右；1波动能40天及8天左右；2—7波20天左右；4波、7波7天左右。

由上可见，夏季在热带对流层上层，东风气流与超长波动能20天左右的周期振荡是普遍存在的。考虑到动能与动量的关系，可以认为这与动量40天左右的周期振荡有关。

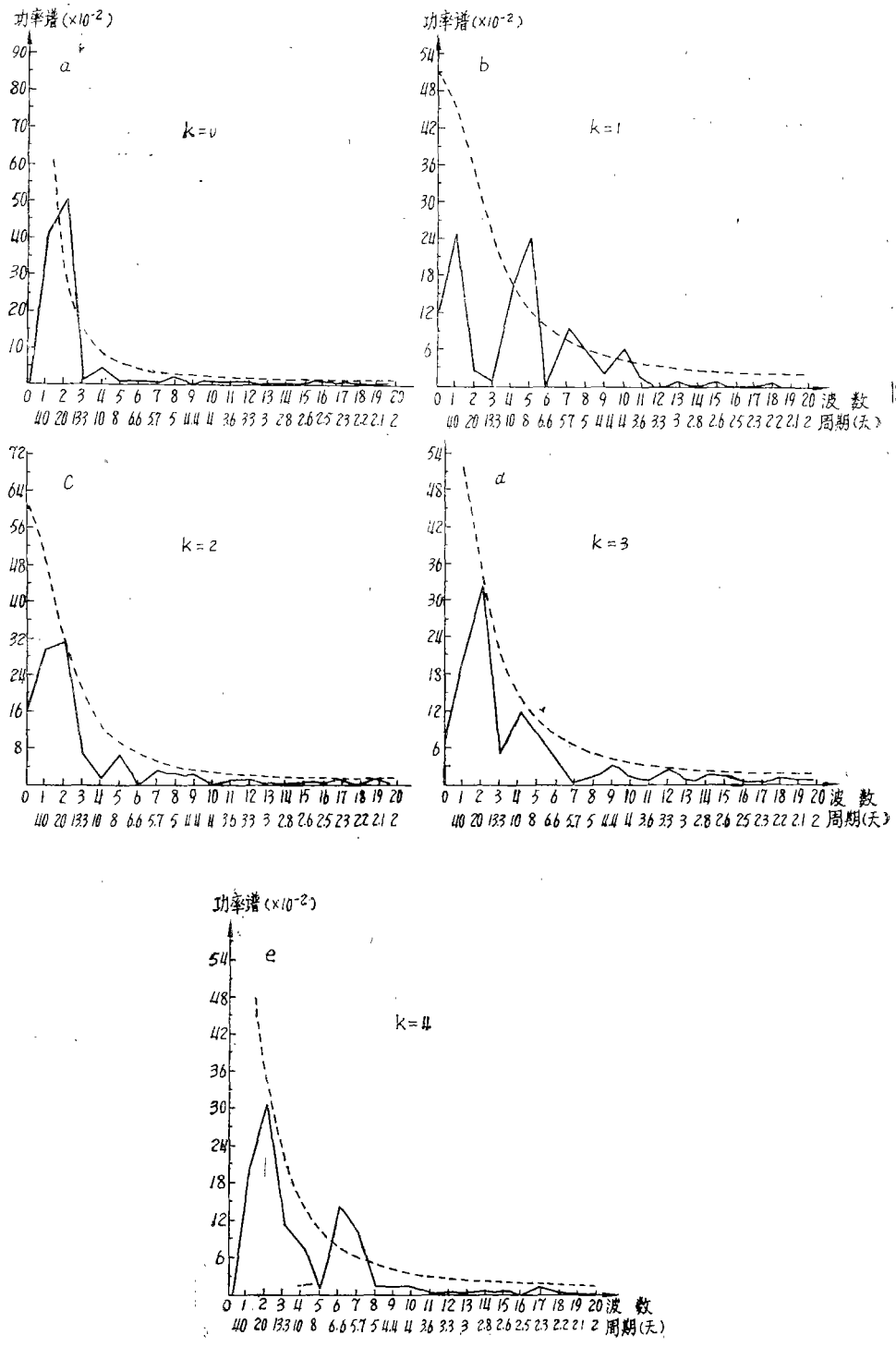

图 2　纬向波数k ＝0—4 的动能功率谱

实线：动能功率谱　虚线：红噪声谱

四、不同尺度波动动能的振荡机制

1．纬向平均气流（k＝0）

前面已指出，纬向平均气流的动能存在20天左右的周期振荡。为了更清楚地表示这种周期振荡，并且讨论其机制，我们首先利用Murakami[4](1979)的方法，对纬向平均气流动能的时间序列在T_0＝20天、T_1＝15天的频率带上进行带通滤波。图3是纬向平均气流动能的时间变化曲线和带通滤波曲线，可见在64天中出现了3次很明显的振荡。

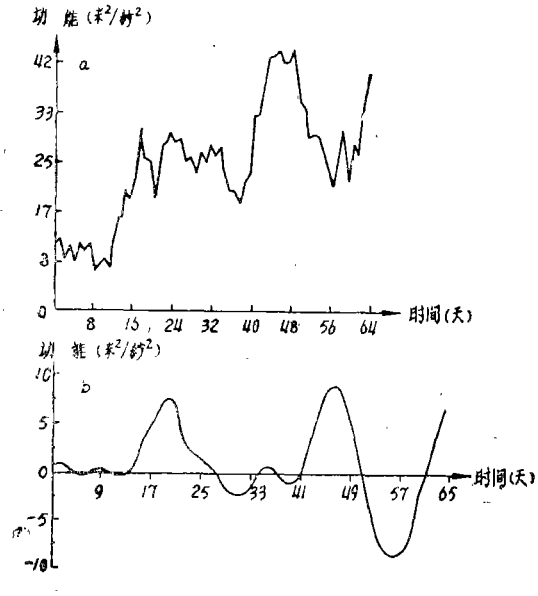

图3 a k＝0动能的时间变化曲线（单位：米²·秒⁻²）
b k＝0动能时间序列在周期为15－25天的带通滤波曲线。零值为时间平均位置

为了讨论动能的增长与衰减机制，我们利用带通滤波曲线，将动能振荡的每次循环分为4个阶段：第Ⅰ阶段表示动能的低值期，在这个阶段$E'_K \leqslant (E_K)'_{min} \times 85\%$；第Ⅱ阶段为动能上升阶段；第Ⅲ阶段表示动能的大值期，在这个阶段$E'_K \geqslant (E_K)'_{max} \times 85\%$；第Ⅳ阶段为动能的下降阶段。带通滤波后$E'_K$表示振荡动能对平均动能的偏差。然后，计算文献[1]中方程(7)和(9)右端各项在这4个阶段的平均值，并对各次循环进行合成平均，得到表1。

表1 文献[1]中方程(9)各项在振荡各阶段的合成平均 单位：米²·秒⁻²·日⁻¹

阶段	Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ	Ⅳ	阶段	Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ	Ⅳ
持续时间	(3)	(6)	(2)	(9)	持续时间	(3)	(6)	(2)	(9)
$\partial E_K/\partial t$	-0.04	1.93	-0.14	-1.70	A_{KB}	16.24	9.28	16.93	11.47
M_K	6.33	7.45	4.27	4.11	G_K	-24.12	-16.22	-20.94	-17.44
A_K	1.51	1.42	-0.43	0.16	$A_{KB}+G_K$	-7.88	-6.94	-4.01	-5.97

注：括号内数值为本阶段的平均持续天数，下同

从表1中我们看到，动能变化率$\partial E_K(0,t)/\partial t$在上升阶段（第Ⅱ阶段）为正，在下降阶段（第Ⅳ阶段）为负，而在第Ⅰ与第Ⅲ阶段的值很小。有效位能向动能的转换(A_K)

在第Ⅰ阶段与第Ⅱ阶段为正值，而在第Ⅲ与第Ⅳ阶段量值较小，它与纬向平均动能振荡的关系不明确。边界的气压做功项(A_{KB})在4个阶段都为较大的正值，它是平均纬向气流动能的主要来源，但在动能的极小值与极大值阶段达到最大，而在动能上升阶段与下降阶段相对较小，与动能变化关系不明确。雷诺与分子粘性耗散作用(G_K)在4个阶段都为较大的负值，它是纬向平均气流动能的汇，从第Ⅰ阶段到第Ⅱ阶段G_K显著增大(耗散减弱)，它对动能的上升起了一定的作用。考查A_{KB}与G_K的综合作用($A_{KB}+G_K$)，它在第Ⅰ阶段最小，第Ⅲ阶段最大，与动能E_K的变化同位相，但与动能变化率$\partial E_K/\partial t$相比，它落后了四分之一个周期。因此，A_{KB}与G_K的共同作用虽然与纬向平均气流动能变化呈正相关，但不是其动能振荡的主要原因。我们看到，通过纬向气流与波动的相互作用而引起的动能传输项(M_K)在4个阶段都为正值，而且在动能上升阶段最大，在动能下降阶段最小，与$\partial E_K/\partial t$同位相，所以它是纬向平均气流动能周期为20天左右振荡的主要原因。

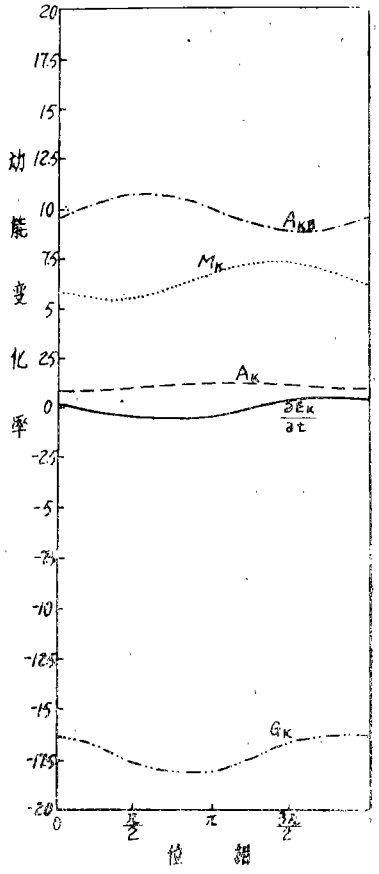

图4　纬向平均气流动能20天周期振荡各项作用与动能变化率(米^2·秒$^{-2}$·日$^{-1}$)的关系

由于已经算得动能以及各种作用的振幅与位相角，所以很容易用余弦关系将它们表示出来。图4是k＝0的情况。图中各振荡的平衡位置为64天的平均值。可见A_K基本上不随时间变化；A_{KB}是主要的动能源；G_K是动能汇；A_{KB}对动能振荡起抑制作用，G_K则起一定的加强作用；M_K与动能变化率$\partial E_K(0,3)/\partial t$的位相一致，它是纬向平均气流动能振荡的原因。

我们来看各种作用对纬向平均气流和波动动能最大变化率的贡献。在方程(3)、(4)中，取$nt=\pi/2$，则

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}E(k,n)\right)_{max}=n\,|E_K(k,n)|$$

$$=a_1|N_K(k,n)|+a_2|M_K(k,n)|+a_3|A_K(k,n)|$$

$$+a_4|N_{KB1}(k,n)|+a_5|N_{KB2}(k,n)|$$

$$+a_6|A_{KB}(k,n)|+a_7|G_K(k,n)| \qquad (k\neq 0) \qquad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}E(0,n)\right)_{max}=n\,|E_K(0,n)|$$

$$=a_2|M_K(0,n)|+a_3|A_K(0,n)|$$

$$+a_6|A_{KB}(0,n)|+a_7|G_K(0,n)| \qquad (6)$$

其中$a_i=\sin[\alpha_i(k,n)-\alpha_{EK}(k,n)]$ $i=\overline{1,7}$，$\alpha_i(k,n)$是方程(5)、(6)中与a_i相乘项的位相角。

根据输出结果，我们算得方程(5)、(6)中各项的值，得到表2。

表2中的数值表示了各项对动能最大增长率的贡献。如果将它们的符号都反过来，则表示各项对动能最大衰减率的贡献。可见，与合成平均的结果和余弦图一致，对于$k=0$，边界气压做功项(a_6A_{KB})对动能振荡起抑制作用；有效位能的转换作用(a_3A_K)基本上没有贡献，而对纬向平均气流动能振荡起主要作用的则是纬向气流与波动相互作用引起的动能传输。另外，雷诺与分子粘性作用(a_7G_K)也对动能振荡有一定的加强作用。

表2 方程(5)、(6)对$k=0$—5波几种频率振荡的值 单位：米^2·秒$^{-2}$·日$^{-1}$

波数 k	周期(天) τ	$\left(\frac{\partial E_K}{\partial t}\right)_{max}=a_1N_K$	$+a_2M_K$	$+a_3A_K$	$+a_4N_{KB1}$	$+a_5N_{KB2}$	$+a_6A_{KB}$	$+a_7G_K$	
0	21	0.50	0.00	0.44	-0.04	0.00	0.00	-0.88	0.98
1	9	0.69	0.25	0.10	0.05	-0.45	-0.04	0.19	0.59
2	21	0.31	-0.33	0.11	-0.54	0.62	0.09	0.13	0.23
3	21	0.11	-0.38	-0.01	0.05	0.11	-0.15	0.38	0.11
4	21	0.11	-0.30	0.10	-0.23	0.02	0.03	0.12	0.37
5	6	0.21	0.07	0.02	0.03	-0.06	-0.04	0.16	0.02

2.超长波1波($k=1$)

a) 40天左右的振荡

Madden与Julian[5](1971)利用坎顿岛10年(1957—1967)无线电探空资料进行谱分析，首先指出热带对流层风与地面气压都存在40—50天准周期振荡。他们发现这种准周期振荡是全球性的现象，并且影响整个热带对流层。在后来的一篇文章中[6](1972)，他们将这种振荡描述为纬向波数为1的扰动向东北方向的传播。朱乾根、何金海[7](1985)在研究亚洲季风中期振荡的高空环流特征时，也发现100百帕若干地区高度场和亚洲季风区域大范围水汽输送场的40—50天振荡清楚地显示出向东、向北移动。

前面我们从1波动能的功率谱分析和波数—频率空间也发现1波动能也存在40天左右的振荡。下面讨论这一振荡的原因。

由于选取的资料共为64天，因此对于40天左右的周期振荡只能出现一次循环。图 5 是 $T_0=40$天，$T_1=35$天的频率带通滤波曲线，我们将这一循环同样分为 4 个阶段，计算各种作用的平均，得到表 3 。

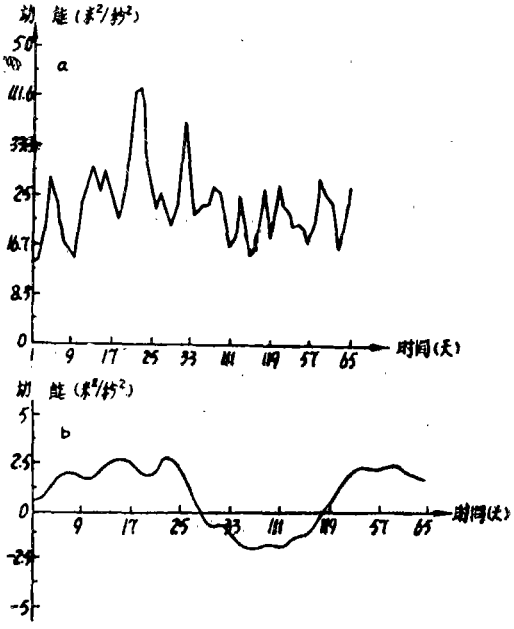

图 5　a　k = 1 动能的时间变化曲线
　　b　k = 1 动能时间序列在35－45天的带通滤波曲线

表 3　文献[1]方程(7)中各项在1波40天左右振荡各阶段的平均　单位：米²·秒⁻²·日⁻¹

阶段 持续时间 (天)	Ⅰ (7)	Ⅱ (13)	Ⅲ (6)	Ⅳ (15)
$\partial E_K/\partial t$	0.00	0.42	0.03	-0.47
N_K	2.90	0.14	-1.67	4.37
M_K	0.03	-0.53	-0.51	-0.07
A_K	5.87	11.62	5.01	9.41
N_{KB1}	-4.81	-3.12	-3.58	-4.81
N_{KB2}	-1.75	-1.08	-0.49	-1.03
A_{KB}	1.48	-3.96	1.68	-4.69
G_K	-3.72	-2.65	-0.41	-3.65
A_K+A_{KB}	7.35	7.66	6.69	4.72

从表 3 中可以看出，波动间的非线性相互作用所引起的动能传输(N_K)除了在动能极大值阶段(第Ⅲ阶段)为负，在其它阶段都为正值。从数值上看，在动能上升阶段它反而减小，而在动能下降阶段它增加，因此在夏季热带对流层上层 1 波动能40天左右的振荡中，1 波与其它波的相互作用亦有40天左右的周期变化，但它与动能变化率的位相正好相反，即 1 波动能40天左右的振荡不是由波动间非线性相互作用造成的。

纬向平均气流与 1 波的相互作用(M_K)对 1 波动能变化率的贡献在 4 个阶段都很小，并且其变化也与动能的振荡不一致，所以它也不是 1 波动能40天左右振荡的原因。

有效位能向动能的转换项(A_K)在 4 个阶段都为正值，且其量值比其它项大几倍，它代表东西向垂直环流的作用，是 1 波动能的主要来源。比较各阶段它的大小，发现在动能上升阶段与下降阶段数值较大，而在动能极小与极大阶段则较小。因此，A_K 对 1 波动能的增长有正的贡献，但对动能的衰减起反作用，所以单独考虑有效位能的转换作用不能解释 1 波动能40天左右的周期变化。

与A_K相反，边界的气压做功项(A_{KB})在第Ⅰ阶段与第Ⅲ阶段出现较大的正值，而在第Ⅱ与第Ⅳ阶段出现较大的负值，显然它是 1 波动能衰减的原因，但对动能的增长有负的贡献，所以单独考虑边界气压做功亦不能解释 1 波动能40天左右的周期振荡。

我们再来考虑A_K与A_{KB}的共同作用(A_K+A_{KB})，可见在4个阶段它都为正值，且在动能增长阶段(第Ⅱ阶段)最大，在动能衰减阶段(第Ⅳ阶段)最小，正好与动能变化率同位相，所以有效位能的转换项与边界气压做功项的共同作用是1波动能40天左右周期振荡的主要原因。

另外，我们来看1波与其它波相互作用的边界幅散项(N_{KB1},N_{KB2})与摩擦项(G_K)，这3项作用在4个阶段都为负值，它们是1波动能的汇。从数值上看，从第Ⅰ阶段到第Ⅱ阶段，负的数值减小，而从第Ⅲ阶段到第Ⅳ阶段负的数值增加，它们与1波动能变化率同位相，即在动能上升阶段通过这几项作用所支出的动能减小，而在动能下降阶段支出的动能增加，所以N_{KB}与G_K的周期变化对1波动能40天左右的振荡也有相当重要的贡献。

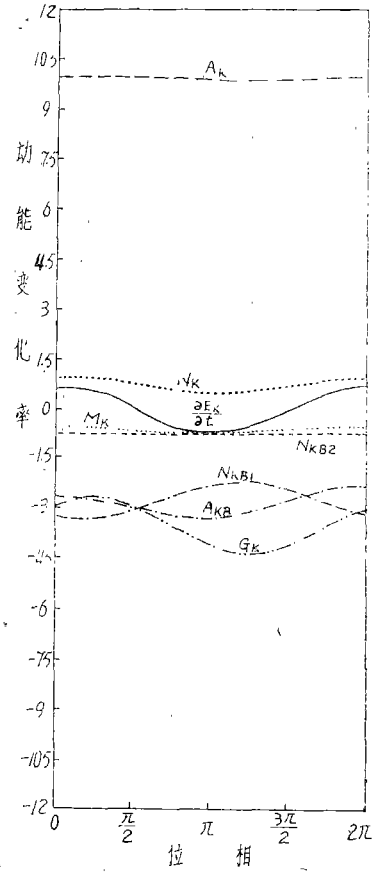

图6 1波动能9天左右振荡过程中各项作用与动能变化率的关系

b) 9天左右的振荡

除了周期为40天左右的低频振荡外，1波动能还存在9天左右的振荡。

对于这种频率较高的振荡，我们研究了各种作用对动能最大变化率的贡献。从表2可见，对于1波动能9天左右的振荡，a_1N_K、a_2M_K、a_6A_{KB}与a_7G_K对动能的最大增长率都有正的贡献，而a_4N_{KB1}则为负值。

图6是1波动能9天左右振荡各种作用的余弦关系。可见N_K、A_{KB}及G_K与$\partial E_K(1,7)/\partial t$同位相，说明它们是引起动能这种振荡的原因，而$N_{KB1}$与它们反位相，$A_K$、$M_K$与$N_{KB2}$的变化很小。所以1波动能9天左右的振荡是由于1波与其它波相互作用向1波传输动能的强弱变化、边界的气压做功等作用的强弱变化的结果。

3. 2—4波

从前部分我们知道，超长波2—4波的动能都存在20天左右的周期振荡，另外4波动能还存在1周左右的周期变化。

表4是对2—4波动能变化起作用的各项在4个阶段的合成平均。

对于2波，N_K与M_K在4个阶段都为负值，说明通过非线性相互作用，2波不仅向纬向平均气流输送动能，而且也向其它尺度的波动输送动能，它是其它尺度波动和纬向平均东风气流的动能源。M_K除了在第Ⅰ阶段绝对值较小，在其它3个阶段变化很小。从第Ⅰ阶段到第Ⅱ阶段N_K负值增大，2波向其它波输送的动能增加，从第Ⅲ阶段到第Ⅳ阶段N_K负值减小，2波向其它波输送的动能减小，即N_K与$\partial E_K(2,3)/\partial t$反位相。$A_K$

表 4　文献[1]方程(7)中各项在 2 — 4 波动能20天左右振荡各阶段的合成平均(分别示于4a、4b、4c)

4 a　k = 2　T ≈20天

阶段 持续时间 (天)	Ⅰ (2.5)	Ⅱ (5)	Ⅲ (3.5)	Ⅳ (8.5)
$\partial E_K/\partial t$	0.03	1.35	0.07	-0.67
N_K	-1.03	-3.10	-2.19	-1.18
M_K	-0.53	-2.69	-2.65	-2.25
A_K	3.66	7.17	6.33	6.92
N_{KB1}	-2.14	-0.38	-1.61	-2.57
N_{KB2}	0.26	-0.37	-0.32	-0.97
A_{KB}	0.18	0.91	1.07	0.35
G_K	-0.37	-0.19	-0.56	-0.97
A_K+N_{KB1}	1.52	6.79	4.72	4.35

4 b　k = 3　T ≈20天

阶段 持续时间 (天)	Ⅰ (3)	Ⅱ (7)	Ⅲ (3.5)	Ⅳ (7)
$\partial E_K/\partial t$	0.08	0.42	0.08	-0.49
N_K	1.88	-0.69	2.49	0.53
M_K	-0.47	-0.49	-1.25	-0.15
A_K	2.26	1.62	1.50	1.54
N_{KB1}	-1.62	-0.52	-5.04	-2.41
N_{KB2}	-0.34	-0.76	-0.57	0.14
A_{KB}	0.92	2.06	3.97	3.15
G_K	-2.55	-0.11	-1.02	-3.28

4 e　k = 4　T ≈20天

阶段 持续时间 (天)	Ⅰ (2)	Ⅱ (5.5)	Ⅲ (2.7)	Ⅳ (7.3)
$\partial E_K/\partial t$	0.01	0.49	0.00	-0.50
N_K	0.71	-0.45	-1.99	0.10
M_K	-0.13	0.56	0.39	-0.13
A_K	2.08	2.07	0.94	3.42
N_{KB1}	0.86	-0.55	0.41	-1.62
N_{KB2}	-0.29	0.01	0.04	-0.20
A_{KB}	-0.38	0.89	1.33	0.47
G_K	-2.84	-1.94	-1.12	-2.54

在 4 个阶段都为较大的正值，它是 2 波动能的主要来源，且在第Ⅱ与第Ⅳ阶段最大，第Ⅰ、第Ⅲ阶段则较小，因而 A_K 对动能增长有明显作用，但不能解释动能的衰减。N_{KB1} 在4个阶段都为负值，且其变化与 $\partial E_K/\partial t$ 同位相，G_K也有类似的作用。考查A_K与N_{KB1}的共同作用 (A_K+N_{KB1})，从第Ⅰ阶段到第Ⅱ阶段它增加很多，从第Ⅲ阶段到第Ⅳ阶段它则减小，因此有效位能的转换和 2 波与其它波相互作用的侧边界辐散的共同作用是 2 波动能20天左右周期振荡的主要原因。A_{KB} 在 4 个阶段都为正值，它的变化也与 $\partial E_K/\partial t$ 同位相，但数值较小，所以边界的气压做功与摩擦耗散作用的强弱变化对 2 波动能的周期变化也有一定作用。

考查 3 波与 4 波动能20天振荡的合成平均表，我们发现，边界气压做功项 A_{KB} 的强弱变化对动能振荡起主要作用。对于 3 波，A_{KB} 在 4 个阶段都有较大的正值，说明气压做功项是 3 波动能的主要来源，并且变

化明显，与$\partial E_K/\partial t$同位相，因此，A_{KB}是3波动能振荡的主要原因。对于4波，除了A_{KB}的作用以外，M_K的周期变化也很明显，并且也与$\partial E_K/\partial t$同位相，所以侧边界气压做功与纬向气流和4波的相互作用的强弱变化是4波动能振荡的原因。另外，摩擦耗散的强弱变化对3波与4波动能的周期振荡亦有一定作用。

从表2可见，对于超长波2—4波动能20天左右的振荡，a_4N_{KB1}与a_6A_{KB}都有正的贡献，a_4N_{KB1}对2波更为重要，而a_6A_{KB}对3、4波的动能增长与衰减起主要作用。另外，我们注意到a_1N_K对超长波动能20天左右的振荡有负的贡献，这与冬季中纬度的情况不一样[8]。a_7G_K对2—4波的动能增长与衰减都有正的贡献。

对于4波动能7天左右的振荡，其主要原因是边界气压做功项A_{KB}的强弱变化，这也可以通过4波动能7天左右振荡各项的余弦关系(图略)看出，A_{KB}与$\partial E_K(4,10)/\partial t$同位相。

4.高、低频率振荡的相互关系

从前面知道，1波与4波的动能都明显地存在两种频率不同的周期振荡。那么高、低频振荡之间有没有相互关系呢？

图7是1波动能时间序列在$T_0=40$天、$T_1=35$天以及$T_0=8$天、$T_1=4$天的频率带

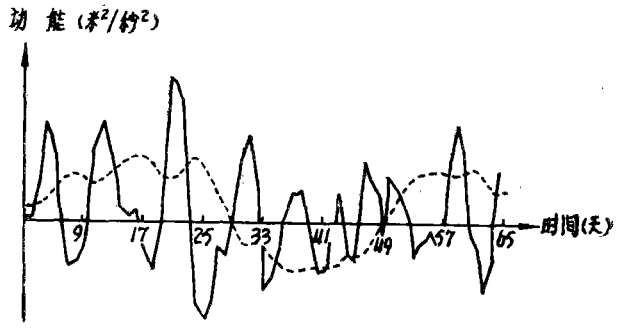

图7 1波动能时间序列在35—45天的带通滤波曲线(虚线)
和1波动能时间序列在4—12天的带通滤波曲线(实线)

通滤波曲线。通过比较，发现40天左右的振荡对8天左右的振荡的振幅有明显制约关系。在40天振荡高峰期，8天振荡的振幅最大；而在40天振荡的低值期，8天振荡的振幅最小。所以1波动能的高、低频振荡也有类似于Nakazawa的OLR准40天周期与短周期的相互作用(见文献[9]图1)。4波动能20天左右与一周左右的振荡间也存在类似的关系(图略)。

五、结 语

据以上讨论，得到以下几点结论：

1.动能20天左右的周期振荡特别明显，纬向平均气流、2—7波的动能都具有20天周期的振荡。1波的动能则存在40天左右的低频振荡。另外，1波动能9天左右、4波

和 7 波动能 1 周左右的振荡也很明显。

2.纬向平均气流的动能20天左右的周期振荡主要是由平均气流与波动相互作用的强弱变化引起的。

3.波动动能的振荡原因是多方面的。1 波动能40天左右的周期振荡主要是由于 1 波有效位能的转换和侧边界气压做功的共同作用引起的；而有效位能向动能的转换和 2 波与其它波相互作用所引起的动能边界辐散的共同作用的强弱变化是 2 波动能20天周期振荡的主要原因；3 波、4 波动能20天和 4 波动能 1 周左右的周期振荡是由南北边界气压做功的强弱变化引起的。

4.动能的高、低频振荡之间存在制约关系。在低频振荡出现峰值时，高频振荡的振幅最大；在低频振荡出现低值时，高频振荡的振幅最小。

本文是在导师朱乾根、何金海指导下完成的，陈彪也与作者进行了有益的讨论，在此一并致谢。

参 考 文 献

[1] 林海，夏季热带对流层上层超长波的维持机制，南京气象学院学报，10卷，3 期，297—309，1987。

[2] Kao, S. K., Equations of kinetic and available potential energy evolution in wave—number frequency space, Pageoph, 118, 867—879, 1978.

[3] 黄嘉佑、李黄，气象中的谱分析，气象出版社，1984。

[4] Murakami, M., Large—scale aspects of deep convective activity over the GATE data, Mon. Wea. Rev., 117, 994—1013, 1979.

[5] Madden, R. A. and Julian, R. R., Detection of a 40—50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific, J. Atmos. Sci., 28, 702—708, 1971.

[6] Madden, R. A. and Julian, R. R., Description of global—scale circulation cells in the tropics with a 40—50 day period, J. Atmos. Sci., 29, 1109—1123, 1972.

[7] 朱乾根、何金海，亚洲季风建立及其中期振荡的高空环流特征，热带气象，1985，1，9—18。

[8] Kao, S. K. and Chi, C. N., Mechanism for the growth and decay of long— and synoptic—scale waves in the mid—troposphere, J. Atmos. Sci., 35, 1375—1387, 1978.

[9] 何金海，热带环流和季风研究动向分析——威夷国际会议一瞥，南京气象学院学报，1986，1，97—102。

MECHANISM FOR THE OSCILLATION OF THE ULTRA-LONG WAVES IN THE UPPER TROPOSPHERE OVER THE TROPICS IN SUMMER

Lin Hai

ABSTRACT

By using the equation of the kinetic energy in the wavenumber-frequency domain together with the ECMWF/WMO data, the mechanism for the oscillation of the kinetic energy of the mean zonal flow and ultra-long waves at the 200 hPa level over the tropics in the period of 64 days from June 11 to August 13, 1983 is discussed.

The oscillation of kinetic energy with a period around 20 days is very obvious. The kinetic energy of the mean zonal flow and waves of wavenumbers 2-7 are all of this oscillation. The kinetic energy of the wave of wavenumber 1 seems to oscillate with a 40-day period. Besides, for waves of wavenumbers 1, 4 and 7, the period around a week of the kinetic energy is also clear.

The important reason for the 20-day oscillation of the mean zonal flow is the interaction between the mean flow and waves. However, the reason why the kinetic energy of the waves oscillates is somewhat complex. The conversion of the energy available, the work done by the boundary pressure and the nonlinear interaction between waves are all important.

There exists a relation between high and low frequency oscillations of kinetic energy. When the low frequency oscillation gets to its peaks, the amplitude of the high frequency oscillation becomes maximum. When the low frequency oscillation gets to its valleys, the amplitude of the high frequency oscillation becomes minimum.