

## 多年月平均 500 毫巴图上 60°N 和 30°N 緯圈的波譜分析\*

朱 福 康

(中央气象局气象科学研究所)

### 提 要

本文对北半球多年月平均 500 毫巴图上 60°N 和 30°N 緯圈的高度和緯圈平均的經向运动动能进行了波譜分析, 探討了前 3 个波幅和位相角的季节变化, 以及在高低緯度之間的差异。主要結果如下:

1 位势場的高度主要貢獻, 集中在准靜止长波范围內, 并具有明显的季节变化。

2 波数为 1 的波在高低緯度性質有显著的不同, 其分界綫大約在 50°—60°N 之間。此外, 准靜止的长波愈向低緯度去逐渐有向西偏移的現象。例如, 在 30°N 上准靜止的长波比 60°N 上要偏西  $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$  波长。

3 60°N 緯圈平均的經向运动动能主要部分亦集中在准靜止长波范围內。虽然峯值有明显的季节变化, 但最大的极值都出現在波数  $n = 2-4$  之間。30°N 緯圈平均的經向运动动能譜有着明显的季节变化, 大致可分成如下 3 个类型:

(1) 冬季型: 緯圈平均的經向运动动能譜存在着两个极值, 最大的极值稳定于准靜止长波范围內 ( $n = 3$  附近), 次极值位于移动性行星波范围內 ( $n = 5-8$ )。

(2) 夏季型: 緯圈平均的經向运动动能譜只有一个极值, 稳定于波数为 6—7 的波內。

(3) 过渡型: 緯圈平均的經向运动动能譜分布較平坦, 沒有稳定的极值存在。

### 一、引 言

在大气环流研究中, 通常把大气的运动分成二部分, 即扰动和平均气流。但是要知道大气环流的扰动分量本身也是十分复杂的。近年来人們趋向于依据不同尺度的大气扰动来分析大尺度大气运动。利用波譜分析将各种不同尺度的扰动分离开来, 这是分析大气扰动的方法之一。

将某一緯圈的等压面高度分解为各种不同尺度的波以后, 所得的波譜大致可粗略地划分为如下几个部分: “波数为零的波表示緯圈的平均高度, 波数 1—4 的波称为准靜止长波, 它們的存在与全球冷热源的分布和大地形的效应相联系的; 波数 5—8 的波对应于在緯向气流中移动性的行星波; 波数 8 以上的波則对应于快速移动的气旋和反气旋”<sup>[1]</sup>。但由本文所得的結果来看, 这种分类法在夏季低緯度并不完全适合。波譜分析还可以用

\* 本文 1962 年 9 月 29 日收到, 1963 年 7 月收到修改稿。

来研究各种不同尺度扰动的动能、角动量和可感热量输送等物理量的分布。例如, A. B. Kahn 和 B. Saltzman 等人<sup>[1-6]</sup>都进行了大量的工作,取得了不少成果。目前国内也有人从事这方面的工作<sup>[7]</sup>。

本文对北半球多年月平均 500 毫巴图<sup>[8]</sup>上 60°N 和 30°N 緯圈的高度和緯圈平均的經向运动动能进行了波譜分析,想由此对大气环流的季节性变化作一些描述,其中特别注意在高低緯度盛行长波波数的分布及其季节的变化。最后把所得的结果与从天气气候学方法所得出的一些統計結果,进行了比較,发现两者是很一致的。至于高低緯度之間大气环流相互影响問題,我們只作粗浅的闡明,至于更深入的研究尚待下一步作詳細的分析。

## 二、計算方法

設位势場( $\psi$ )是緯度( $\varphi$ )和經度( $\lambda$ )的函数  $\psi(\varphi, \lambda)$ ,可按下列富利哀級数展式表示:

$$\begin{aligned}\psi(\varphi, \lambda) &= \bar{\psi}(\varphi) + \sum_{n=1}^{\infty} c_n(\varphi) \cos n[\lambda - \delta_n(\varphi)] = \\ &= \bar{\psi}(\varphi) + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n(\varphi) \cos n\lambda + b_n(\varphi) \sin n\lambda],\end{aligned}\quad (1)$$

而

$$\left. \begin{aligned}\bar{\psi}(\varphi) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\varphi, \lambda) d\lambda, \\ a_n(\varphi) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\varphi, \lambda) \cos n\lambda d\lambda, \\ b_n(\varphi) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \psi(\varphi, \lambda) \sin n\lambda d\lambda.\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

富利哀系数  $a_n$  和  $b_n$  根据实际位势場的讀数  $\psi(\varphi, \lambda)$  代入(2)式即可求得。其中任何一个波的振幅和位相角按下式求取:

$$\left. \begin{aligned}c_n &= \sqrt{a_n^2 + b_n^2}, \\ \delta_n &= \frac{1}{n} \arctan\left(\frac{b_n}{a_n}\right).\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

这里  $c_n$  是第  $n$  个波的振幅,而  $\delta_n$  是該波的位相角。从(1)式看出,位相角  $\delta_n$  实际上就是第  $n$  个波的波脊所在的經度位置。由于第  $n$  个波沿整个緯圈共有  $n$  个波脊,所以由(3)式求得的位相角仅是  $n$  个波脊中一个。另外,因  $\arctan\left(\frac{b_n}{a_n}\right)$  在  $0-2\pi$  之間有二个值,正确的

值可从  $\delta_n = \frac{1}{n} \arcsin\left(\frac{b_n}{c_n}\right)$  中选取,即

$$\delta_n = \frac{1}{n} \arctan\left(\frac{b_n}{a_n}\right) = \frac{1}{n} \arcsin\left(\frac{b_n}{c_n}\right).$$

若我們利用地轉风假設:

$$\left. \begin{aligned}u &= -\frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \frac{\partial \psi}{r \partial \varphi}, \\ v &= \frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \frac{\partial \psi}{r \cos \varphi \partial \lambda}.\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

其中  $r$  为地球半径,  $\Omega$  为地球旋轉角速度。相应于位势場的富利哀展式(1)可以轉化为地轉风速的緯向分量 ( $u$ ) 和經向分量 ( $v$ ) 的富利哀展式:

$$\left. \begin{aligned} u(\varphi, \lambda) &= \bar{u}(\varphi) + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n^{(u)}(\varphi) \cos n\lambda + b_n^{(u)}(\varphi) \sin n\lambda], \\ v(\varphi, \lambda) &= \sum_{n=1}^{\infty} [a_n^{(v)}(\varphi) \cos n\lambda + b_n^{(v)}(\varphi) \sin n\lambda]. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中平均緯向风速  $\bar{u}(\varphi)$  为:

$$\bar{u}(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\varphi, \lambda) d\lambda = -\frac{1}{2\Omega r \sin \varphi} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \varphi}. \quad (6)$$

而

$$\left. \begin{aligned} a_n^{(u)} &= -\frac{1}{2\Omega r \sin \varphi} \frac{\partial a_n}{\partial \varphi}, \\ b_n^{(u)} &= -\frac{1}{2\Omega r \sin \varphi} \frac{\partial b_n}{\partial \varphi}, \\ a_n^{(v)} &= +\frac{1}{2\Omega r \sin \varphi \cos \varphi} n b_n, \\ b_n^{(v)} &= -\frac{1}{2\Omega r \sin \varphi \cos \varphi} n a_n. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Syōno 等人<sup>[9]</sup>曾經討論过, 他們將 1949 年 1 月份內 20 天的 20°N 到 60°N 500 毫巴高度值, 对前 18 个波进行了求解。他們发现波数在 8 以上的波随着波数的增加波幅减小得很快, 而波数在 12 以上的各波之波幅已落入資料的可能誤差范围以內。所以計算位势場波譜分析中只需要对前 12 个波数求解。本文作者曾將 1958 年 1 月 1 日到 2 月 15 日共 46 天 500 毫巴等压面上逐日 40°—70°N 緯圈范围内平均位势場(取 72 个讀数), 对前 10 个波数进行了求解, 发现波数大于 8 各波的波幅都不大于 2 什位势米(見表 1), 亦即位于分析誤差范围以內。另外, 我們还分別計算了每天前 10 个波的百分率[計算的方法見后面公式(9)]。所得的結果表明, 前 8 个波的百分率之和全在 90% 以上, 而其中有 95% 以上的天数的百分率超过方差的 96% 以上。这說明前 8 个波的逼近程度已經很好了。

表 1

波 幅 \ 波 数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
>10 (什位势米)	24(天)	19	7	2	0	0	0	0	0	0
8—10	9	5	14	1	0	0	0	0	0	0
6—8	4	8	6	13	3	0	0	0	0	0
4—6	7	5	10	18	14	4	0	0	0	0
2—4	2	5	9	7	16	23	9	4	0	0
≤2	0	4	0	5	13	19	37	42	46	46

### 三、500 毫巴准靜止长波的季节变化

本节討論前 3 个波 ( $n = 1, 2$  和 3) 波幅和位相角的季节变化。这方面的工作过去已有許多学者进行过研究, 例如, T. Fujita<sup>[10]</sup> 曾对多年平均 500 毫巴图上 50°N 緯圈的高

度进行过类似的研究。本节分析的重点,注意 500 毫巴上 60°N 和 30°N 准静止长波的季节变化。将这 2 个纬圈的位势函数  $\psi(\varphi, \lambda, t)$  对经度 ( $\lambda$ ) 进行富利哀展开(沿纬圈取 36 个函数),数学展式近似地采用下式:

$$\psi(\varphi, \lambda, t) = \bar{\psi}(\varphi, t) + \sum_{n=1}^{12} [a_n(\varphi, t) \cos n\lambda + b_n(\varphi, t) \sin n\lambda]. \quad (8)$$

为了更清楚地描述各长波的重要性,我们引进了下列一个指数:

$$I_n(\varphi, t) = 100 \times c_n^2(\varphi, t) / 2\sigma^2(\varphi, t). \quad (9)$$

其中

$$\sigma^2(\varphi, t) = \sum_{\lambda=1}^{36} [\psi(\varphi, \lambda, t) - \bar{\psi}(\varphi, t)]^2 / 36,$$

$$\bar{\psi}(\varphi, t) = \sum_{\lambda=1}^{36} \psi(\varphi, \lambda, t) / 36.$$

指数  $I_n$  表示第  $n$  个波在方差  $\sigma^2$  中所占的百分率,百分率越大也说明该波的重要性越大。

图 1 表示了前 3 个波及其总和  $I(t)$  的逐月变化。在 30°N 或 60°N 纬圈上,前 3 个

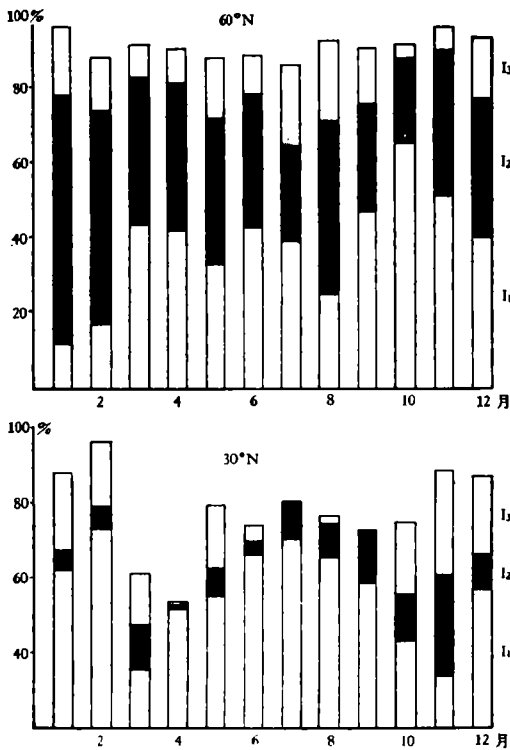


图 1 前 3 个波及其总和  $I(t)$  的逐月变化

60°N 和 30°N 有着明显的差别,变化的位相几乎都是完全相反的,这说明 60°N 和 30°N 纬圈之间存在着完全不同的月际变化。第 2 和第 3 个波却没有如此明显的差异。

图 3 是前 3 个波逐月的位相变化曲线,实线分别表示 30°N 和 60°N 纬圈上各个波的位相变化曲线,虚线采取 T. Fujita 计算的 50°N 纬圈上的结果<sup>[10]</sup>,以便比较。从图 3 可概

绝对优势。60°N 纬圈上  $\sum_{n=1}^3 I_n(t)$  没有明显的季节变化,稳定在 80% 以上;在 30°N

纬圈却有着明显的季节变化,冬季占 90% 左右,夏季占有 70—80%,而过渡季节百分率显著地下降,尤其在 3—4 月份只占 50—60%。另外,在 60°N 纬圈上  $I_2(t)$  和  $I_1(t)$  的数值相差不大,在 1—2 月份  $I_2(t)$  大于  $I_1(t)$ ,这可以说在 60°N 第 1、第 2 波具有相同的重要性。而 30°N 纬圈上  $I_1(t)$  具有绝对的优势,  $I_2(t)$  的百分率较小,一般在 10% 左右。第 1 波振幅的大小与极地涡旋的非对称性相联系的, La Seur<sup>[11]</sup> 曾经对这类问题讨论过。

为了对各个波波幅的月际变化作一估计,我们制作了图 2。各个波波幅的月际变化率采用下式表示:

$$P_n(t) = c_n^2(t) / c_n^2(t-1).$$

由图 2 可见,第 1 个波的波幅月际变化在

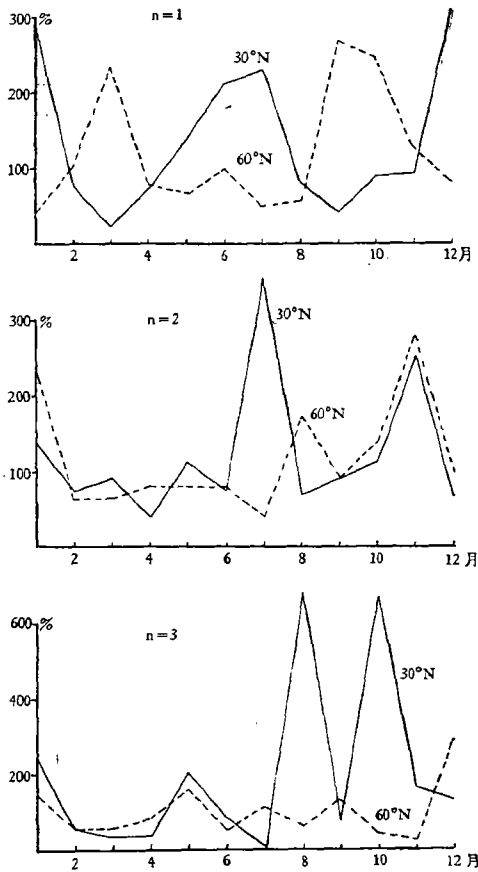
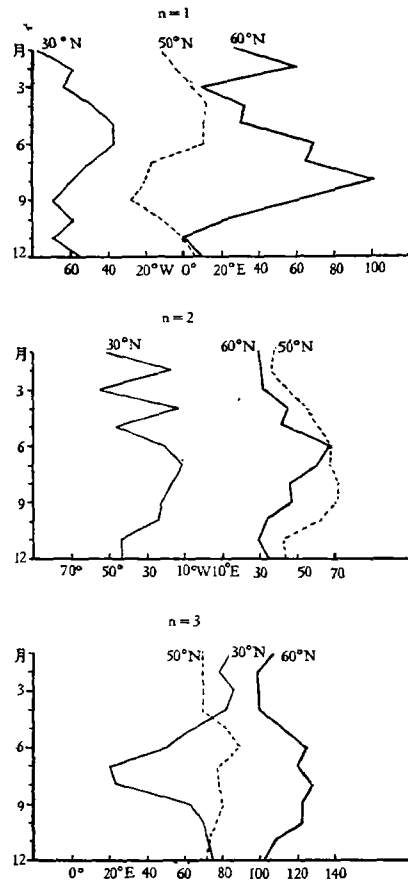
图 2 前 3 个波波幅逐月的月际变化率  $P_n(t)$ 

图 3 前 3 个波的逐月的位相变化曲线

括为下列几个特点：

(1) 准静止长波的位相具有明显的年变化。从冬到夏长波逐月向东移动，而从夏到冬则逐月向西后退。

(2) 在 30°N，第 1 波位相从 1 月份开始逐月向东移动，6 月份波脊达到最东，在 40°W 附近，7 月份转为后退。这种转折现象与北半球进入夏季流型相联系的，T. Fujita 在 50°N 上所得的结果，同样指出有这种转折现象（见图 3 虚线）。在 60°N 上这种变化就不明显了。在上面我们曾指出，第 1 波的波幅在 30°N 和 60°N 有位相相反的月际变化。由此看来，在 30°N 和 60°N 第 1 波的振幅和位相的季节变化是不一致的。由于我们没有对各纬度的高度场作展开，当然不能具体地确定出其中间的分界线。根据叶篤正等<sup>[12]</sup>所分析的天气学例子来看，发现角动量输送随纬度的分布也有类似的结果，并指出这两种变化相反带的分界线约在 55°N 附近。洼田正八<sup>[13]</sup>也得到相同的结果，把 55°N 纬圈称之为节线。似乎大体上也可以估计第 1 波季节变化不同性质的分界线也在 50°—60°N 之间。

(3) 从高纬度到低纬度准静止长波有明显的向西偏移的趋势。由图 3 可见不论那一个月份在 30°N 准静止长波的位相皆位于 60°N 的西面，平均来说 30°N 纬圈上准静止长

波的位置比  $60^{\circ}\text{N}$  偏西  $\frac{1}{4} - \frac{1}{2}$  波长。T. N. Krishnamurti<sup>[14]</sup> 曾采用了  $47.5^{\circ}\text{N}$  的冬季 500 毫巴平均高度和 200 毫巴上副热带急流的平均纬度位置随经度的分布进行了福利展开, 所得的第 1 波的结果, 亦发现二者之间存在着很好的反位关系。此外, 准静止长波在低纬度比高纬度具有较大的偏移, 表 2 是  $30^{\circ}\text{N}$ ,  $50^{\circ}\text{N}$  和  $60^{\circ}\text{N}$  纬圈上前 3 个波位相的年平均经度位置。

表 2

$\varphi$ \ $n$	1	2	3
$60^{\circ}\text{N}$	40°E	41°E	112°E
$50^{\circ}\text{N}$	5°E	55°E	86°E
$30^{\circ}\text{N}$	57°W	30°W	64°E

#### 四、 $60^{\circ}\text{N}$ 和 $30^{\circ}\text{N}$ 纬圈平均的经向运动动能谱及其季节变化

本节用经向运动动能谱描述大气环流的平均情况, 探讨高低纬度盛行的长波波数。我们所以用经向运动动能谱来描述大气环流的平均情况, 因为经向运动动能谱本身有其独特的性质。从日常的天气经验可知, 高纬度系统强度一般比低纬度的要大, 呈现出的振幅亦较大; 而低纬度系统一般是比较弱而且平浅, 所以有些低纬度的系统在位势场上不容易表现出很清楚的体系。用位势场的波谱描述低纬度大气环流的状态时, 一般只能揭露出一些势力较强的系统, 至于势力比较弱的系统便不容易分析出来。所以从位势场的波谱或纬向运动动能谱的分布来看, 不论在高纬度或低纬度主要的极值都集中在较小的波数(即波数 1, 2 和 3 之间)。但是, 如果用经向运动动能谱来分析, 则上述这些缺陷便可以避免。

假使采用地转风假设, 单位质量纬圈平均的地转经向运动动能谱可以写成:

$$\bar{K}_e = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} v^2 d\lambda = \sum_n \frac{1}{4} [a_n^{(v)^2} + b_n^{(v)^2}] \quad (10)$$

其中  $a_n^{(v)}$  和  $b_n^{(v)}$  按照第二节所述的数学表达式(7)计算。

图 4 是  $60^{\circ}\text{N}$  和  $30^{\circ}\text{N}$  纬圈上逐月的纬圈平均的经向运动动能谱。

##### 1. $60^{\circ}\text{N}$ 纬圈平均的经向运动动能谱的季节分布

从图 4 可见,  $60^{\circ}\text{N}$  纬圈上经向运动动能主要集中在准静止长波  $n = 2-4$  的波带范围内,  $n > 4$  的经向运动动能迅速地减弱, 对总的经向运动动能无显著的贡献。纬圈平均的经向运动动能谱的最大极值虽然在夏半年有减弱现象, 但极值的位置仍维持在  $n = 2-4$  波段范围内, 因此在  $60^{\circ}\text{N}$  上无论高度或纬圈平均的经向运动动能谱的主要贡献都集中在准静止长波范围内 ( $n = 2-4$ )。主要的季节变化表现在峰值上, 从冬半年到夏半年峰值有明显降低, 夏半年到冬半年趋势相反, 在 8 月份降至最低值, 1 月份达到最高值。图 5 是纬圈平均的经向运动动能谱前 12 个波之和, 即  $\sum_1^{12} \bar{K}_e(n)$ ,  $60^{\circ}\text{N}$  纬圈上的年变化是非常明显的, 8 月份的纬圈平均的经向运动动能只有 1 月份的 20%, 而  $30^{\circ}\text{N}$  纬圈上季节变化是不太大的。同时可见, 不论那一个月份  $60^{\circ}\text{N}$  的纬圈平均的经向运动

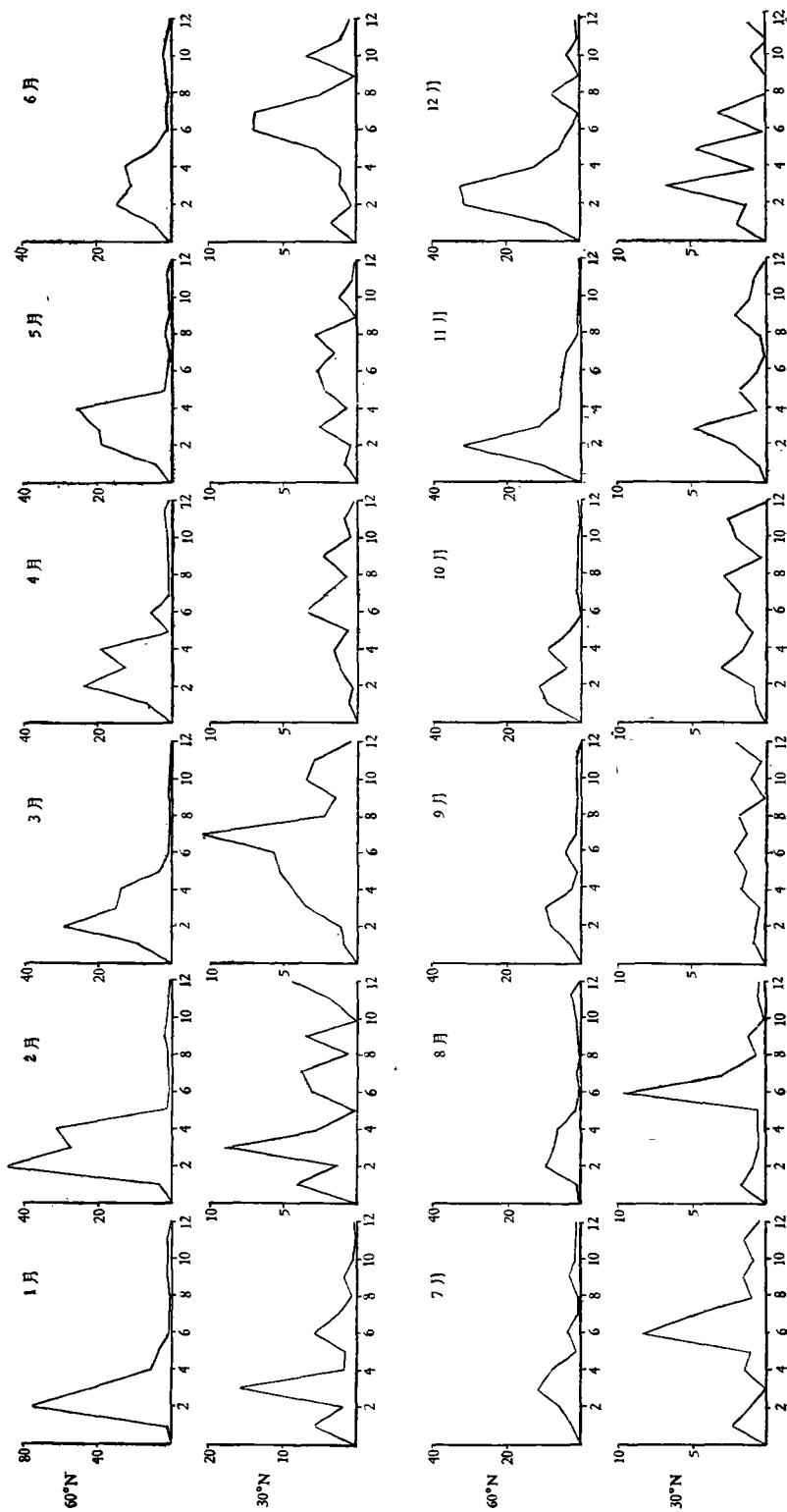


图 4 60°N 和 30°N 逐月的緯圈平均的經向运动动能譜  
 横坐标——波数  $n$  纵坐标——緯圈平均的經向运动动能  $K_v \times 10^8$  (厘米/秒)<sup>2</sup>

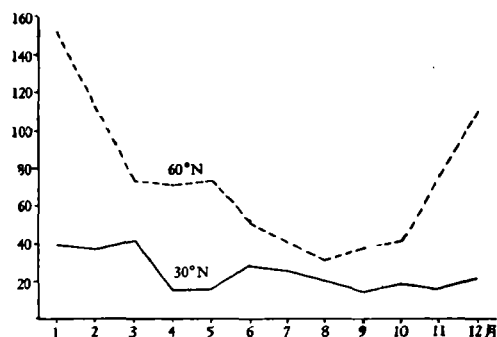


图5  $\sum_1^{12} \bar{K}_w(n)$  的逐月变化曲线

(纵坐标的单位同图4)

动能都比  $30^\circ\text{N}$  的大,在冬半年其差别尤其明显。

## 2. $30^\circ\text{N}$ 纬圈平均的经向运动动能谱的季节分布

$30^\circ\text{N}$  纬圈平均的经向运动动能谱的季节变化却甚显著。冬季经向运动动能主要集中在准静止长波范围内,极值位于  $n=3$  的波上,虽然在移动性行星波范围 ( $n=5-8$ ) 内另有一个次极值,但显著性很差。R. M. White 和 D. S. Cooley<sup>[6]</sup> 曾计算过冬季3个月  $45^\circ\text{N}$  纬圈上500毫巴的经向运动动能谱,也明显地存在着两个极值,主极值在波数  $n=4$  上,而次极值位于波数  $n=8$  上。虽然极值所在的波数与我们所计算的  $30^\circ\text{N}$  纬圈上的多年平均情况有些偏移,但谱态分布是相似的。由此可见,冬季  $30^\circ\text{N}$  纬圈平均的经向运动动能谱与  $45^\circ\text{N}$  和  $60^\circ\text{N}$  纬圈的谱态似乎基本上是相同的。而夏季(6—8月)  $30^\circ\text{N}$  和  $60^\circ\text{N}$  的纬圈平均的经向运动动能谱有截然不同的性质。冬季位于准静止长波范围内的极值,在夏季  $30^\circ\text{N}$  纬圈平均的经向运动动能谱上完全消失了,主要的经向运动动能集中在  $n=5-8$  波段范围内,极值稳定于  $n=6-7$  的波上,其他各波的经向运动动能迅速地削弱,没有其他明显的次极值存在。特别有趣的是,在春秋过渡季节各波的经向运动动能的大小差异都很小,构成一个较为平坦的谱分布,几乎不存在显著性的极值,其分布与冬季和夏季的谱态都有显著的不同。总之,在  $30^\circ\text{N}$  纬圈上各月纬圈平均的经向运动动能谱存在着三种不同的谱分布即:

(1) **冬季型**: 纬圈平均的经向运动动能谱存在着两个极值,主极值稳定于准静止长波范围内( $n=3$ 附近),次极值位于移动性行星波范围内( $n=5-8$ )。

(2) **夏季型**: 纬圈平均的经向运动动能谱只有一个极值,稳定于波数为6—7的波内。

(3) **过渡型**: 纬圈平均的经向运动动能谱分布较为平坦,没有稳定的极值存在。

在北半球  $30^\circ\text{N}$  上,冬季500毫巴属于西风气流的领域,而在夏季  $30^\circ\text{N}$  则位于副热带高压带活动的范围,西风带移至  $40^\circ\text{N}$  以北。从天气学分析的經驗指出,冬季西风带的长波数目平均为3—4个<sup>[15]</sup>,盛夏在北半球副热带范围内流型表现有6—7个波,其稳定波长平均约为50—60个经度<sup>[16]</sup>。因此,与上面我们所计算的结果相比较,发现两者是很一致的。



## 五、結 論

本文的主要結論可概述如下:

(1) 平均位勢場的高度主要貢獻均集中在准靜止长波範圍內, 并具有明显的季节变化。

(2) 波数为 1 的波在高低緯度性質有显著的不同, 其分界綫大約在 50°—60°N 之間。此外, 准靜止的长波愈向低緯度去逐漸有向西偏移的現象。例如, 在 30°N 上准靜止的长波比 60°N 上要偏西  $\frac{1}{4} - \frac{1}{2}$  波长。

(3) 60°N 緯圈平均的經向运动动能主要部分亦集中在准靜止长波範圍內。虽然峯值有明显的季节变化, 但最大的极值都出現在波数  $n = 2-4$  之間。30°N 緯圈平均的經向运动动能譜有着明显的季节变化, 大致可分成冬季型、夏季型和过渡型等 3 类。

但本文的工作还是停留在平均状况的描述上, 至于要闡明大气环流演变的机制, 則需要作进一步的工作。

**致謝:** 本工作是在陶詩言先生直接指导下完成的, 特此表示感謝。本文的計算工作是在张光秀同志的协助下完成的。

## 参 考 文 献

- [1] Benton, G. S. & Kahn, A. B., *J. Meteor.*, **15** (1958), 404—410.
- [2] Kahn, A. B., *J. Atmo. Sci.*, **19** (1962), 150—158.
- [3] Saltzman, B. B., *J. Meteor.*, **15** (1958), 259—263.
- [4] Eliasan, E., *Tellus*, **10** (1958), 206—215.
- [5] Henry, R. M. & Hiss, S. L., *J. Meteor.*, **15** (1958), 397—403.
- [6] White, R. M. & Cooley, D. S., *J. Meteor.*, **13** (1956), 67—69.
- [7] 陈受鈞, 大型天气轉变过程中北半球波譜的分析, *气象学报*, **32** (1962), 308—321.
- [8] 陶詩言, 北半球 500 毫巴图, 中央气象科学研究所出版, 1957.
- [9] Syōno, S. Kasahara, A. & Sekiguchi, Y., *J. Meteor. Soc. Jap.* **33** (1955), 23—30.
- [10] Fujita, T., *Paper in Meteor. & Geophy.*, **7** (1956), 7—28.
- [11] La Seur, N. E., *J. Meteor.*, **11** (1954), 43—57.
- [12] 叶篤正等, 緯向式环流型生成和崩溃时期中各种物理量輸送及能量轉变的变化(一), *气象学报*, **31** (1961), 246—267.
- [13] Kubota, S., *Paper in Meteor. & Geophy.*, **5** (1954), 144—152.
- [14] Krishnamurti, T. N., *J. Meteor.*, **18** (1961), 657—670.
- [15] Winston, J. S., *J. Meteor.*, **17** (1960), 522—531.
- [16] 陶詩言、朱福康、吳天祺, 夏季中国大陆及其邻近海面副热带高压活动的天气学研究, 中国夏季副热带天气系統若干問題的研究, 科学出版社, 1963.

## POWER-SPECTRA ANALYSIS ON THE MEAN MONTHLY MAPS OF 500 MB LEVEL AT LATITUDES 60°N AND 30°N

CHU FU-KANG

*(Institute of Meteorology, Central Meteorological Service)*

### ABSTRACT

Spectra analyses on the potential field and the zonally-averaged kinetic energy of meridional motions on the mean monthly 500 mb maps of Northern Hemisphere at latitudes of 60°N and 30°N have been made. The seasonal variations of the amplitudes and phase angles of the first three waves and the differences between high and low latitudes of these quantities, are studied in detail. The results are as follows:

1) The chief contributions of the normal potential field are mainly concentrated at the long quasi-stationary waves and show significant seasonal variations.

2) The waves of wave number one have significant differences in the latitudes north or south of about 50°–60°N. The quasi-stationary long waves displace gradually to the west as they approach to the lower latitudes. For example, the quasi-stationary waves at 30°N have been deviated by 1/4 to 1/2 wave lengths to the west from that at 60°N.

3) The primary component of the zonally averaged meridional kinetic energy along 60°N is also concentrated in the quasi-stationary waves. The maximum value appears in the waves of wave number  $n=2-4$ , the peak value having significant seasonal variations. The spectra of the zonally-averaged meridional kinetic energy along 30°N can be roughly classified into three types according to their seasonal variations:

a) Winter type: the zonally-averaged meridional kinetic energy along 30°N has the highest maximum value at the quasi-stationary waves near wave number three and the secondary maximum value at the travelling planetary waves (near  $n=5-8$ ).

b) Summer type: the zonally-averaged meridional kinetic energy along 30°N has only one maximum value at the wave of wave number 6–7.

c) Transient type: the spectrum of the zonally-averaged meridional kinetic energy along 30°N is rather flat and has no a stationary peak value.