

大型天气转变过程中北半球波谱的分析*

陈 受 鈞

(北京大学地球物理系)

提 要

本文对大型天气转变过程中北半球500毫巴上波谱进行了分析。结果表明,波数为5的波在这次转变过程中起主要作用。在纬向式环流崩溃过程中,中纬度角动量的输送是向北的^[6],这个向北的输送主要是由波数为5的波动完成的。在纬向式环流生成过程中,中纬度角动量的输送是向南的^[6],它也主要是由波数为5的波动完成的。

一、引 言

近几年来,在研究大气中大型扰动时,开始注意到不同尺度和不同形式的涡旋的作用。应用调和分析法,我们可以将大型扰动的某些参数(如动能、角动量输送等)按照波数分解而得到“波谱”。大气中的波谱一般可以分成下列四组“波动”¹⁾:波数为零,即平均纬圈环流。波数为1—4的波动,是由地球上地形的热力和动力作用所产生,可称为准常定波。波数为5—8的行星波,和波数在8以上快速移动的短波。应用这种方法已经得到很多有意义的结果^[1-3]。由于这些结果主要是一个月或几个月的平均情况,因此只具有统计性质。

叶篤正等^[6]曾就一次高低指数环流型式的转变过程进行了物理机制的分析,得出在高指数期和低指数期大气中主要物理量转换过程是相反的。这对了解大型扰动在物理量的平衡过程中的作用有重要的意义。本文试图应用波谱分析的方法来讨论在大型扰动变化过程中不同尺度的波动的变化及所起的作用。为了便于和叶篤正等的结果比较起见,我们选用和他们计算的同一个例子来讨论。

二、计算方法

任一等压面沿纬圈(φ)的高度分布 $[z(\lambda, \varphi)]$ 可以展开成富氏级数:

$$z(\lambda, \varphi) = \frac{1}{2} a_0(\varphi) + \sum_{k=1}^n a_k(\varphi) \cos k\lambda + b_k(\varphi) \sin k\lambda. \quad (1)$$

式中 λ 为经度, k 为波数, $a_k(\varphi)$, $b_k(\varphi)$ 为富氏系数,分别为:

$$\left. \begin{aligned} a_k(\varphi) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} z(\lambda, \varphi) \cos k\lambda d\lambda, \\ b_k(\varphi) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} z(\lambda, \varphi) \sin k\lambda d\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

* 本文1962年3月收到,9月收到修改稿。

1) 存在着这四组性质不同的波是肯定的,具体划分标准可能还不一致,但差别不大。实际上应根据波长来划分,由于纬圈长度在各纬度上是不同的,这里的波数是按中纬度(45°N)来表示的,对高纬和低纬应作相应修正。

(1) 式亦可写成:

$$z(\lambda, \varphi) = \frac{1}{2} a_0(\varphi) + \sum_{k=1}^n |z_k(\varphi)| \cos k(\lambda - \sigma_k(\varphi)). \quad (3)$$

式中 $|z_k(\varphi)|$ 和 $\sigma_k(\varphi)$ 是波数为 k 的波动的振幅与位相:

$$\left. \begin{aligned} |z_k(\varphi)| &= (a_k^2(\varphi) + b_k^2(\varphi))^{\frac{1}{2}}, \\ \sigma_k(\varphi) &= \frac{1}{k} \tan^{-1} \frac{b_k(\varphi)}{a_k(\varphi)}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

在地转假定下, 经向和纬向地转风速为

$$v = \frac{g}{fR \cos \varphi} \frac{\partial z}{\partial \lambda}, \quad u = -\frac{g}{fR} \frac{\partial z}{\partial \varphi}. \quad (5)$$

式中 R 为地球半径, 由(1)式及(5)式可得经向运动与纬向运动的动能(式中为动能的一倍)¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} v^2 &= \frac{g^2}{2(fR \cos \varphi)^2} \sum_{k=1}^n k^2 (a_k^2(\varphi) + b_k^2(\varphi)), \\ u^2 &= \frac{g^2}{2(fR \Delta \varphi)^2} \sum_{k=1}^n [(a_k(\varphi_1) - a_k(\varphi_2))^2 + (b_k(\varphi_1) - b_k(\varphi_2))^2], \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中 φ_1, φ_2 为两相邻的纬度, $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

在单位时间单位气压厚度内, 通过某一纬圈的大型扰动水平输送的角动量为:

$$J = \frac{2\pi R^2 \cos^2 \varphi}{g} \overline{uv},$$

式中 \overline{uv} 表示沿纬圈平均, 应用(1)式和(5)式, 则有:

$$J = \frac{\pi g \cos \varphi}{f^2 \Delta \varphi} \sum_{k=1}^n k [a_k(\varphi_1) b_k(\varphi_2) - a_k(\varphi_2) b_k(\varphi_1)]. \quad (7)$$

单位时间单位气压厚度内涡旋动能与平均动能之间的转换率为:

$$\{K', \bar{K}\} = \frac{2\pi R}{g} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \overline{uv} \cos^2 \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\bar{u}}{\cos \varphi} \right) d\varphi.$$

考虑全球, 上式可写成^[3],

$$\{K', \bar{K}\} = \sum_{k=1}^n \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} J(k) \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\bar{u}}{R \cos \varphi} \right) d\varphi. \quad (8)$$

计算的日期是 1956 年 2 月 16 日到同月 29 日和 1956 年 3 月 3 日到同月 10 日。将北半球 500 毫巴等压面图沿纬圈每隔 10 个经度内插求得高度数值, 这样共得 36 个高度数值, 应用 36 项的公式作调和分析(与 Whittaker 和 Robinson^[15]公式相似), 并用 Whittaker 和 Robinson 方法检查分析结果。由于大气中的波谱一般收敛很快, 为了减少计算工作量, 只分析到波数 10 为止, 这样仍有足够的代表性。

1) 应用富氏级数的正交性容易证明: 如两函数 $f(x)$ 与 $g(x)$, 在波数 k 处的谱分别为: $a_{kj}, b_{kj}, a_{kg}, b_{kg}$, 则 $f(x) \cdot g(x)$ 在波数 k 处的谱为: $\frac{1}{2}(a_{kj}a_{kg} + b_{kj}b_{kg})$ 。

分析范围自 20°N — 70°N , 每隔 10 个纬度进行, 这一范围基本上包括了整个北半球中高纬度地区。

三、环流形势变化过程

§ 3.1. 1956 年 2 月 16—29 日经向环流崩溃的过程

从 1956 年 2 月 16 日到 29 日, 北半球从一个典型的低指数经向环流转变成为一个典型的高指数纬向环流。陶诗言^[7]曾经讨论过天气过程的转变。实际上在 2 月初低指数环流已经形成, 到 16 日, 北半球有四个长波系统, 在大西洋、乌拉尔和太平洋上有着极为发展的阻塞高压, 在中欧、亚洲大陆东岸有很深的闭合冷涡旋。这种形势到 21 日以前基本上变化不大, 甚至略为增强。21 日以后到 24 日是形势变化最大的阶段, 首先在格陵兰地区产生小冷槽, 随着这个冷槽的发展, 破坏了在大西洋上空维持了 20 多天的阻塞系统, 中高纬度上的西风环流从 24 日起开始增强, 到 29 日形成了典型的高指数纬向环流, 北半球的长波系统也由四个转变成三个。

如果比较仔细的分析这一期间环流形势的转变过程, 则还可以看出这种形势的转变仅限于中高纬度。我们作出了 20°N — 70°N 间平均纬向风速随时间的变化图 (图略)。在 45°N — 65°N 之间纬圈环流强度从 16 日起不断减小, 到 21 日最小, 以后又逐渐增强。而在 45°N 以南地区, 纬圈环流从 16 日起是不断增强的, 到 21 日最强, 以后趋于减弱。因此以 45°N 为界, 北面和南面天气过程转换的方向是相反的, 这是大型天气过程转换的一般特征^[8]。

§ 3.2. 1956 年 3 月 3—10 日经向环流发展过程

在 2 月 29 日, 北半球为典型的纬向环流, 这种形势一直持续到 3 月 3 日。这时在 500 毫巴上中高纬度西风平直, 在东亚沿岸、北美和欧洲有三个明显的槽。以后, 大西洋上空的高压脊向北发展, 加拿大地区和欧洲的低压向南发展, 7 日后, 太平洋地区高压脊也开始发展。10 日在 500 毫巴上欧洲北部已经形成一个明显的阻塞高压, 在其东南方有一个很深的切断低压, 阿拉斯加上空有闭合高压。东亚沿岸和北美的低压槽也有很大的发展, 北半球已成为一个典型的低指数环流。

我们作出了这一阶段中沿纬圈平均西风随时间的变化 (图略)。在 35°N 以北 65°N 以南, 3 日以后西风强度是不断减弱的。其中尤以 3 日—7 日更为显著。在 45°N 和 55°N 上, 四天之内减弱了 6 米/秒左右。

四、波动的位相与振幅

我们只讨论准常定波和行星波变化的情况, 为简单起见, 分别以波数 3 和 5 的波动来表示¹⁾。图 1 是在 30°N — 60°N 纬圈上这两种波动的位相和振幅随时间的变化。在低指数经向环流期, 无论在那一个纬度上, 波数为 3 和 5 的波都是自东向西移动的 (即一般所说的

1) 作出了其他波动的位相和振幅的变化, 分别与波数 3 和 5 的波动相似。

后退现象)。平均速度每天约为 10 个经度左右, 这是在低指数期波动运动的一般特征^[8,9]。但是到形势开始转变的前一天(即 2 月 20 日), 波动开始转成向东移动, 其移动速度由于纬圈环流的增加而增至平均约为每天 20 经度左右。

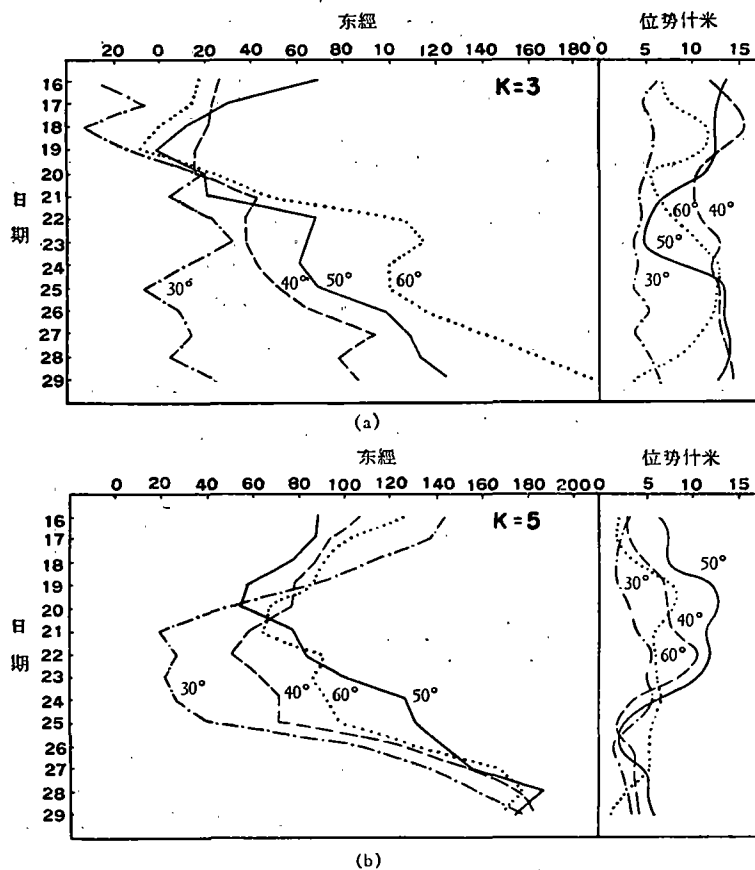


图 1. 波数为 3 和 5 的波动位相与振幅随时间的变化
 (· - - - - 为 30°N 上的波动, - - - - - 为 40°N 上的波动,
 ———— 为 50°N 上的波动, 为 60°N 上的波动)

两相邻纬度 φ_1 和 φ_2 ($\varphi_2 > \varphi_1$) 上波动的位相差表示了波动槽脊倾斜的情况。如 $\sigma(\varphi_2) > \sigma(\varphi_1)$ 。则槽线是东北向西南倾斜的, 而 $\sigma(\varphi_2) < \sigma(\varphi_1)$ 则槽线是西北向东南倾斜的。一般说来, 前者角动量向北输送, 而后者则向南输送^[10]。从图 1 上可以看出, 波数为 3 的波槽基本上是东北-西南向的, 没有显著的变化。而波数为 5 的波槽则有很明显的变化, 在 20 日以前 50°N 以北的波槽是东北向西南倾斜的, 而在 50°N 以南则是西北向东南倾斜的, 20 日以后, 由于 50°N 和 60°N 上波动已经开始东移, 但是在 30°N 和 40°N 上波动仍向西移, 直到 21 日以后才开始东移, 同时各纬度上波动移动速度不同, 从而使 50°N 以北槽线转成西北-东南向, 而 50°N 以南槽线成为东北-西南向。这种变化必然产生角动量输送方向的改变, 这一点我们在后面还将讨论。

在 40°—60°N 上波数为 3 的波的振幅在 20 日以后有明显的减弱到 24 日又显著加强。而波数为 5 的波的振幅变化情况刚好相反, 在 20 日左右振幅显著增大, 而到 24 日又

明显的减弱,这种变化的相反情况是值得注意的。

五、动能的波谱

§ 5.1. 1956年2月16—29日动能的波谱变化

經向运动动能的波谱¹⁾ 图2是2月16—21日和24—29日在 30°N — 60°N 上的平均經向能谱。前一时段表示 45°N 以北是經向环流,以南是緯向环流的情况。后一时段是 45°N 以北是緯向环流,而以南是經向环流的情况。从图上我們可以看出,在这两个时段中經向能谱的分布是很不相同的。在16—21日, 50°N 上(60°N 上的情况与此相似)平均經向能谱主要集中在波数为3与5处,在 30°N 上,經向能谱的分布比較均匀,有几个不明显的高点,分别位于波数为3,6及8处。而在24—29日期間經向能谱有显著的改变,在 50°N 上,波数为5的能谱显著减弱,因此只有波数为3的一个高点,相反的在 30°N 上,則波数为6,7的能谱显著增加形成另一个明显的高点。在 40°N 上正处于环流形势转变的交界处附近,因此其經向能谱变化不大。

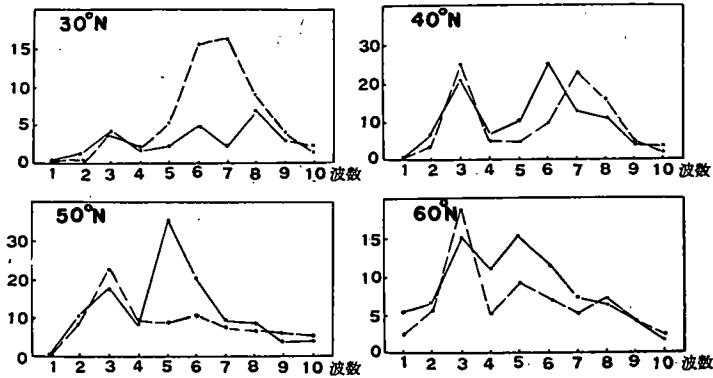


图2 30°N 、 40°N 、 50°N 、 60°N 上經向运动动能的平均波谱
(———为2月16—21日平均, - - - - -为2月24—29日平均,
单位: $\text{米}^2/\text{秒}^2$ 图中值为动能的一倍)

从上面的結果可以得出:在同一緯圈上前一时段和后一时段平均經向能谱的分布是很不相同的,但是在 50°N 上16—21日的平均經向能谱和 30°N 上24—29日平均經向能谱是相似的,另外 50°N 上24—29日的平均經向能谱和 30°N 上16—21日的平均經向能谱也是相似的。綜合各緯圈上經向能谱的变化情况,可得出在高指数緯向环流阶段經向动能在波数为3处最大,而在低指数經向环流阶段(中低緯度)在波数为3和5—7处有两个最大值。

Saltzman^[3]在計算1949年1月平均經向能谱时,得到在 47.5°N 上波数为3和6处有两个最大值。其他作者也有相似的結果^[2,5]。从上面的分析我們可以知道,这两个明显的高点是由緯向环流和經向环流的两种能谱組成的,因为大气中有着緯向和經向环流的轉換,因此在月平均經向能谱上才有两个明显的高点。

1) 以下簡称为經向能谱。

再分析图 2, 我們还可以看出在 30°N 和 50°N 上波数 1—4 的波动与波数 8 以上的短波, 无论是在經向环流阶段还是緯向环流阶段其經向动能基本上是一样的, 没有很大的变化(表现为在波数为 3 处有一个最大值), 而經向动能最大的变化是发生在波数为 5—7 的行星波波段内(表现为在經向环流时經向动能增大, 在緯向环流时經向动能减小)。这或许表明在此例的指数循环过程中, 虽然我們看到环流形势发生很大的变化, 实际上只有某一些尺度的波动起着主要作用。有发展和减弱的现象, 而这种波动的波长正是在斜压大气中最不稳定的波长^[11], 其他尺度的波动(准常定波和短波)的变化是很小的。

下面讨论一下經向能谱随时间的变化, 从图 3 可以看出, 在 50°N 和 30°N 上經向能谱的变化是很迅速的。在 50°N 上(图 3a) 从 24 日开始波数为 5 的經向动能迅速减小, 从 $40 \text{ 米}^2/\text{秒}^2$ 下降到 $10 \text{ 米}^2/\text{秒}^2$, 在准常定波波段中, 波数为 3 的波动在 21—24 日一度减弱, 以后又恢复到原来强度, 而其他波动的变化不大。在 30°N 上(图 3b) 刚好相反, 从

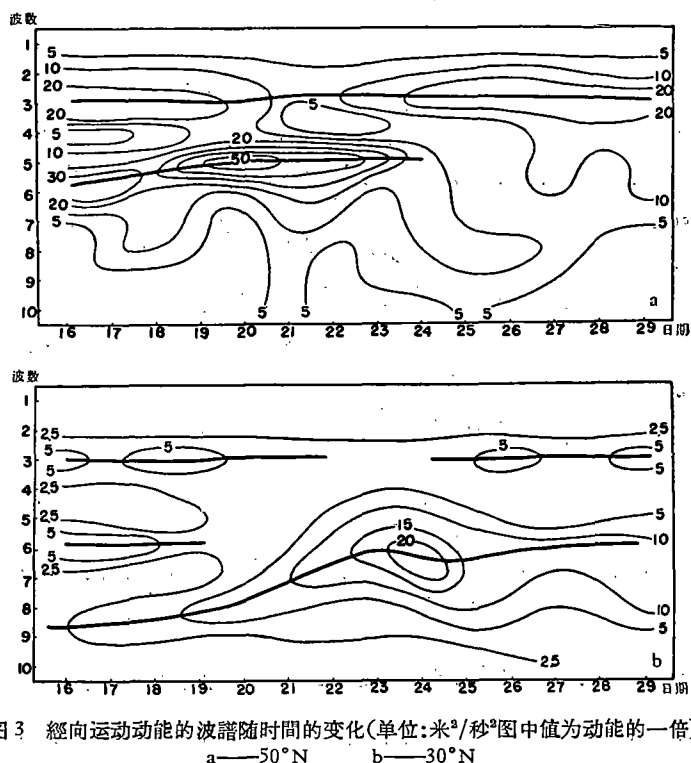


图 3 經向运动动能的波谱随时间的变化(单位: $\text{米}^2/\text{秒}^2$ 图中值为动能的一倍)
a— 50°N b— 30°N

21 日开始波数为 6—7 的經向动能显著增加, 从 $5 \text{ 米}^2/\text{秒}^2$ 增至 $10 \text{ 米}^2/\text{秒}^2$ 左右(这一波动的能量可能是由较高波数的能量传递过来的, 因为在图上有从短波到长波能量的連續增加。在 40°N 上(图略), 正当环流转变过程的交界处, 經向能谱随时间的变化不明显。这种现象似乎表明大气中波数为 5—7 的行星波的增长和减弱的过程都是很迅速的, 波动能迅速增长的现象能用斜压不稳定理论定性的解释, 但是迅速减弱的现象尚缺乏足够的理论。

緯向运动动能的波谱¹⁾ 图 4 是在 55°N 和 35°N 上緯向能谱随时间的变化。 55°N

1) 以下簡称为緯向能谱。

上(图 4a) 在經向环流阶段緯向动能主要集中在波数为 1 处,这是由于緯圈环流对极点是 不对称的,环流极点不在北极点的緣故,这一現象 LaSeur^[12] 曾詳細討論过。到 24 日能 譜发生显著的变化,波数为 1 的动能迅速减小,而波数为 2—3 的动能迅速增大,这表明环 流极点趋近于北极点,而緯向风速沿緯圈的分布却出现了不均一的情况。

在 35°N 上(图 4b) 緯向动能的最大值主要在波数为 2—3 处,随时间的变化不明显, 但在环流形势发生迅速变化的时期(20—24 日);其强度迅速减小,以后又回到原来的强 度。

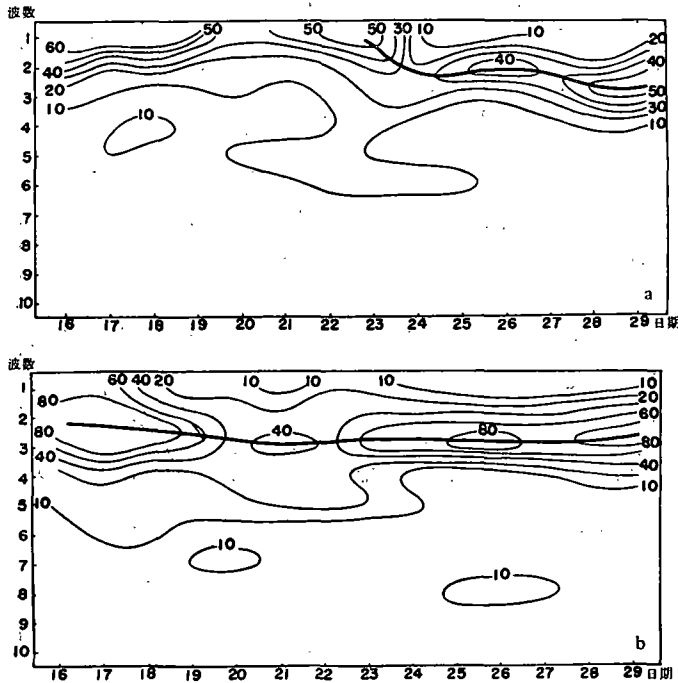


图 4 緯向运动动能的波譜随时间的变化(单位:米²/秒²图中值为动能的一倍)
a—55°N b—35°N

§ 5.2. 1956 年 3 月 3—10 日动能波譜的变化

图 5 是 50°N 和 30°N 上經向能譜随时间的变化。3 日和 10 日的經向能譜有着显著 的差别。3 日只有一个动能集中区在波数为 3 的地方,而到 10 日則有两个集中区,它們 分别在波数为 3 和 5—6 处。波数为 3 的經向动能,前后差别不大,而波数为 5—6 的經向 动能,10 日比 3 日增加了 10 米²/秒²左右。

3 日到 10 日經向能譜的变化是这样的,在 50°N 上(图 5a) 3 日以后除了在波数为 3 处有一个最大值外,随着形势的变化发展成两组明显的波;波数为 5 和 8—9 的波。这两 组波的經向动能的变化并不相同,波数为 8—9 的波动的經向动能逐渐减小,其动能最大 区連續的向波长较长区移动。而波数为 5—6 的波的經向动能却是不断增加的,到 9 日这 两个經向动能集中区在波数 5—6 处合并,合并后經向动能有明显的增大。

在 30°N 上,我們可以看到相似的情况。3 日以后波数为 6 的波的經向动能連續增

加,而波数为 9 的波开始一度发展后即明显的减弱,其动能亦向波长较长区移动,并在 8 日与波数 5—6 的波合并。

这一时段内纬向动能的波谱如图 6 所示,基本上集中在波数为 3 处。当经向环流发展时,波数为 3 的波的动能增大,同时在波数为 5 处出现了另一个最大值。这是由于西风风速沿纬圈分布更不均一,而使纬向气流的高频部分增加,其增加特点和经向能谱的变化是一致的。

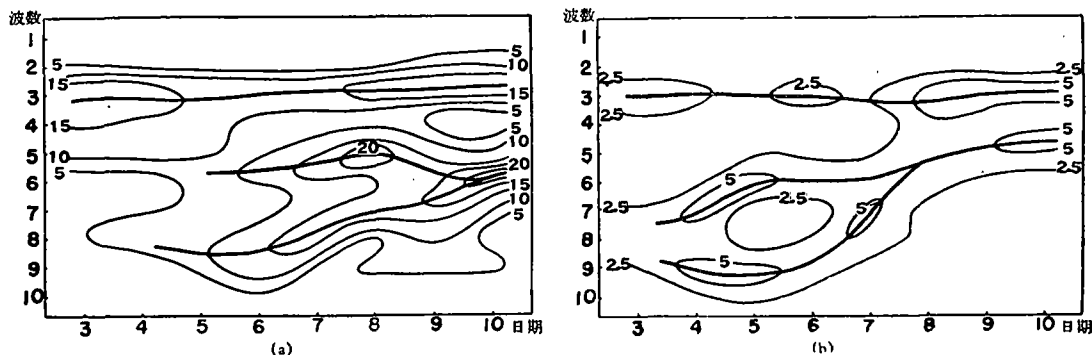


图 5 经向动能的波谱随时间的变化。(单位:米²/秒²,图中值为动能的一倍)。

a—50°N

b—30°N

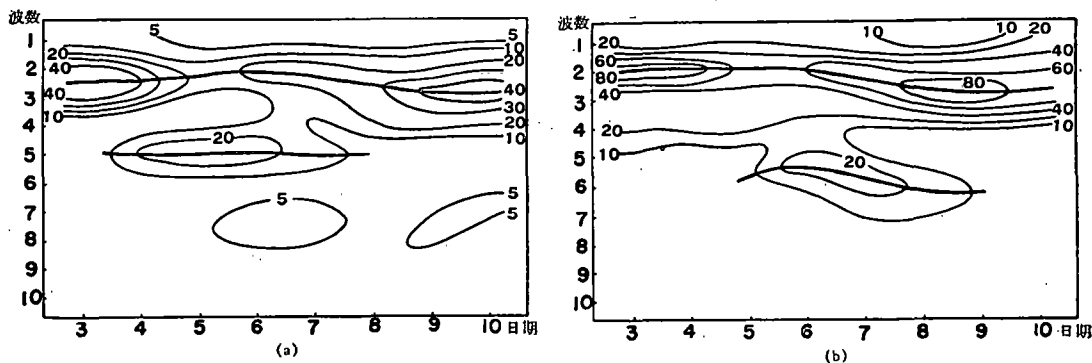


图 6 纬向运动动能的波谱随时间的变化。(单位:米²/秒²,图中数值为动能的一倍)

a—55°N

b—35°N

六、角动量涡旋输送的波谱

§ 6.1. 1956 年 2 月 16—29 日角动量涡旋输送的波谱

叶篤正等^[6]曾指出在这一段时间内 1000—200 毫巴之间涡旋输送的角动量值,在 50°N 以北是由向北(正值)逐渐转变成向南(负值),而在 50°N 以南是由向南(负值)逐渐转变成向北(正值)。输送的方向是相反的,最显著的变化发生在环流形势开始转变的前一天 20—21 日之间。在这两天间输送方向发生了相反的变化。我们计算了 500 毫巴上 10 个波的角动量输送总量随时间的变化(图 7 中各图的下半部分)。输送的方向与量级和叶篤正等的结果是一致的,因此我们可以近似的用 500 毫巴上 10 个波的角动量输送来讨论大气中涡旋输送角动量的一般情况。

角动量涡旋输送的波谱如图 7 中各图上半部所示, 在 21 日以前通过 35°N 和 45°N 10 个波输送的角动量是向南的(见图 7a, 7b), 主要集中在波数为 2 和 5 的波动上, 表现为

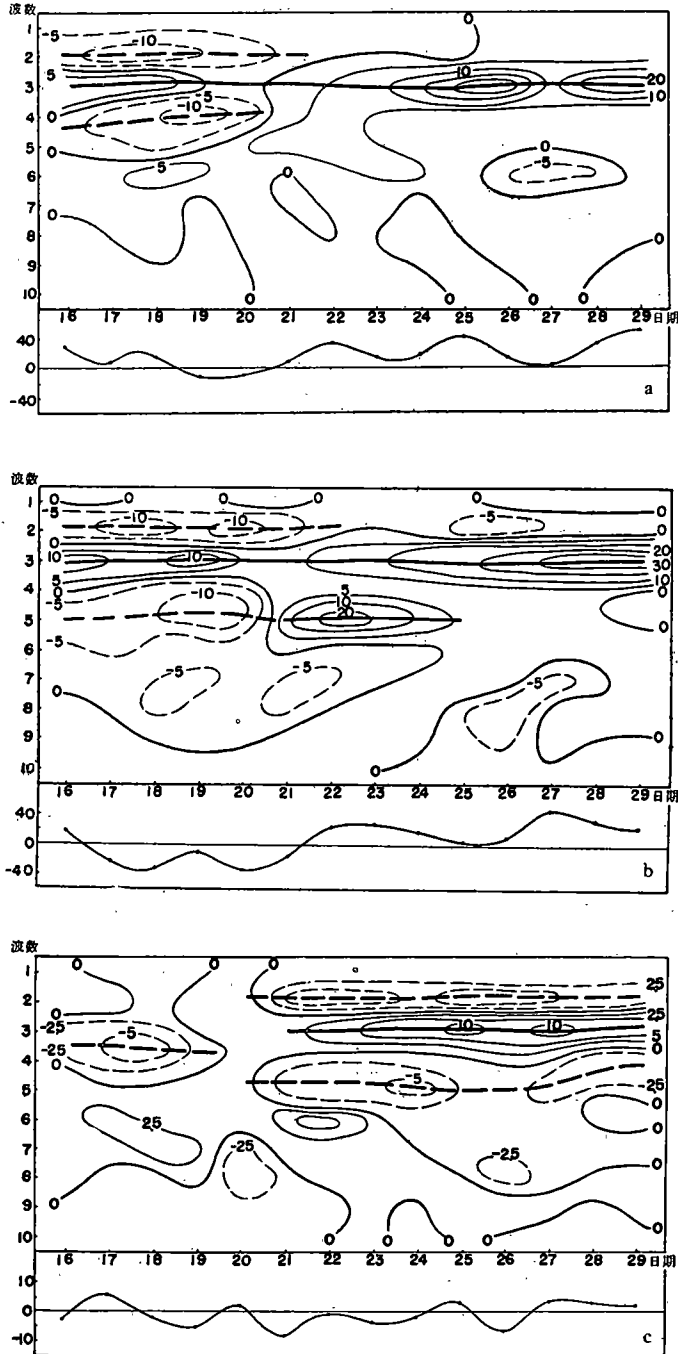


图 7 涡旋输送的角动量的波谱随时间的变化(上半部)及 500 毫巴上 10 个波动输送的角动量随时间的变化(下半部), 正(负)值向北(南)输送(单位: 10^{22} 克·厘米²/秒²·毫巴)
a— 35°N b— 45°N c— 55°N

有很大的負值,約为 -10×10^{22} 克·厘米²·秒⁻²/毫巴,而其他波动基本上是将角动量向北輸送,在波数为 3 处最大。21 日以后开始发生显著的变化,波数为 2 和 5 的負值区很快的減弱,而轉为正值,其中以波数为 5 的改变最大,从 -10×10^{22} 轉变到 10×10^{22} 克·厘米²·秒⁻²/毫巴,波数为 3 的正值区沒有发生显著的变化。

通过 55°N (图 7c) 角动量輸送波谱随时间的变化和 35°N 基本上是相反的。在 21 日以前波数为 2 和 5 的波动輸送的角动量基本上是向北的(正值),但是到 21 日以后这两个波动的輸送量均有显著的減弱,并轉成向南(負值),与此同时总的角动量輸送值也趋于向南。在 65°N 上有相似的变化,但主要发生在波数为 2 的波动上(图略)。

从上面的分析可以得出,在緯向和經向环流轉換过程中角动量輸送的相反过程是由波数为 2 和 5 的波动所完成的,而其中以波数为 5 的波动起着更为主要的作用。

§ 6.2. 1956 年 3 月 3—10 日角动量涡旋輸送的波谱

这一段时期内角动量涡旋輸送的波谱示于图 8。在 35°N 上波数为 1 和 3 的波动将角动量向北輸送,而其他波动均将角动量向南輸送,但主要集中在波数为 5—6 和 8—9 的波动上。6 日以后发生显著的变化,波数为 5—6 和 8—9 的波的角动量輸送值由負值轉变成正值,其中尤以波数为 5 的波更为显著,从 -5×10^{22} 轉变成 5×10^{22} 克·厘米²/秒²·毫巴。波数为 3 的正值区也增大。

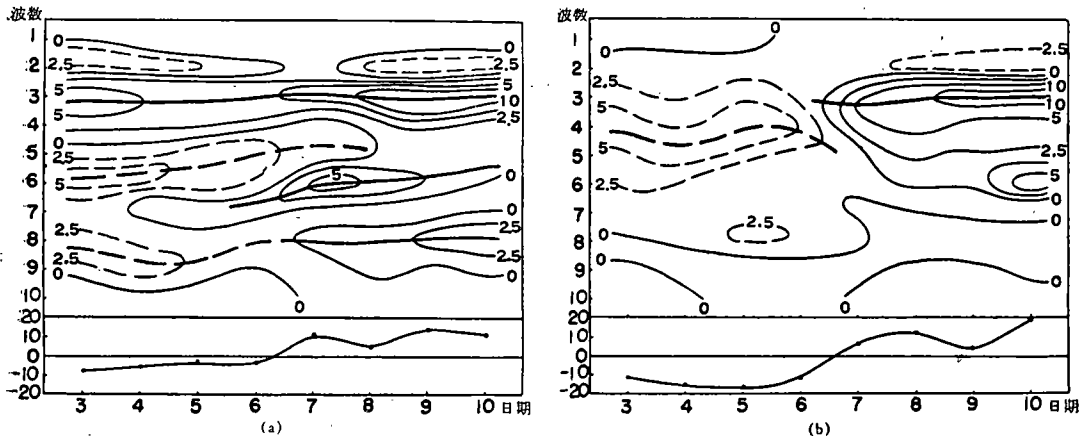


图 8 角动量涡旋輸送的波谱随时间的变化,下半部为 10 个波动輸送角动量总和
(——为正值(向北), - - - - 为負值(向南),单位: 10^{22} 克·厘米²/秒²·毫巴)
a—35°N. b—55°N

在 55°N 上我們也能看到同样的变化,波数为 4—5 和 8 的波在 7 日以前均将角动量向南輸送,但在 7 日以后轉变成向北。

从上面的分析我們可以发现,無論是在經向环流发展还是緯向环流发展的过程中,涡旋角动量輸送方向相反的情况,主要是由波长为 5000 公里左右的波所完成的。

七、緯圈环流的变化

緯圈环流的变化率可以简单写成

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{1}{R^2 \cos \varphi} \frac{\partial \overline{uv \cos^2 \varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z}$$

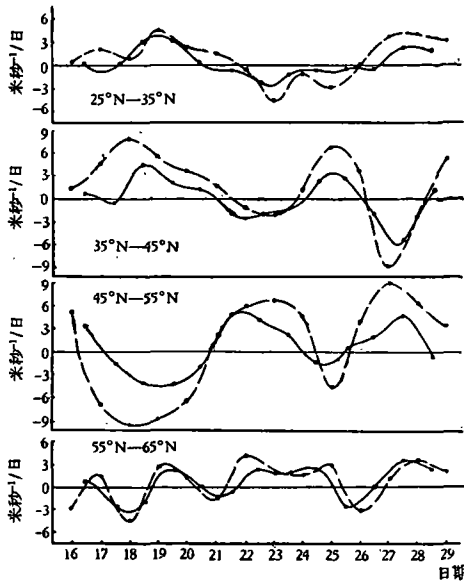


图9 500毫巴上10个波产生的角动量辐合(虚线)与 $\partial \bar{u} / \partial t$ (实线)的比较

此式表明緯圈环流强度变化是由于角动量水平涡旋输送在經向辐合,和角动量垂直涡旋输送在垂直方向辐合而产生。一般說来前者的作用比后者为大^[13],因此我們主要討論角动量水平输送在經向辐合对緯圈环流变化的作用。为了验证这样討論的正确性,我們先作出1956年2月16—29日在500毫巴上10个波动输送的角动量在經向的辐合所引起的 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$,并与实际的 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ 值相比较,結果如图9所示,实线为观测值,虚线为计算值。从这两条曲线来看,它們是很近似的,一般說来计算值在 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ 为正时略大于观测值,在 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ 为負时略小于观测值,这可能是由于略去其他因子的緣故。

§ 7.1. 1956年2月16—19日角动量输送經向辐合量的波譜

水平输送角动量在經向辐合量的波譜,如图10所示。35—45°N之間(图10a)在21日以前角动量最大辐合量在波数为5的地方,因此使 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t}$ 略为增加,但是21日以后这一波动所产生的角动量输送辐合量显著减弱,在某些时候甚至轉变成負值,因而引起緯向气流的减弱。

45°—55°N之間角动量输送辐合量波譜的变化(图10b),与35—45°N之間正好相反,在21日以前波数为5的波动输送的角动量在經向是辐散的(負值)。而在21日之后,很快的轉成正值,使緯向环流开始增强,26日以后緯圈环流进一步增加是由于波数为3的波动所产生的角动量输送辐合的緣故。

§ 7.2. 1956年3月3—10日角动量输送經向辐合量的波譜

在这个例子中35°N以北緯圈环流是不断减弱的。在3—7日之間尤为明显。从角动量經向辐合量的譜随时间的变化(图11)可以看出,在35°—45°N之間波数为3的波在环流形势轉变过程中均为正值(辐合),其效应是使緯圈环流增强。使緯圈环流减弱的角动量输送經向辐散值主要集中在波数为5—6处。3—7日間平均达 -5×10^{22} 克·厘米/秒²·毫巴左右。55°—65°N之間的情况是相似的,在7日前緯圈环流明显减弱时,波数为4—5的角动量输送在經向是辐散的。而7日以后,緯圈环流的变化較小。这个波的角动量输送在經向亦开始轉变成辐合。

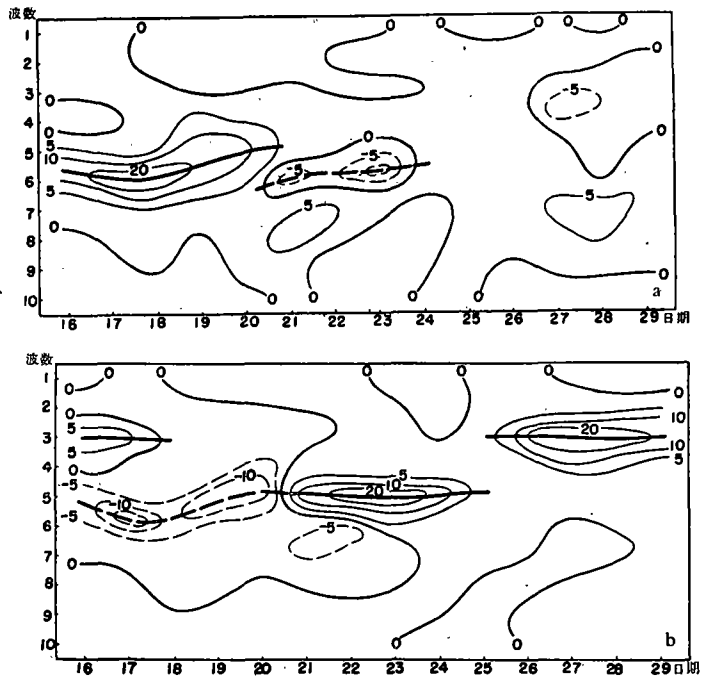


图 10 角动量涡旋输送量沿经向辐合量的波谱随时间的变化
(正值为辐合(实线), 负值为辐散(虚线), 单位: 10^{20} 克·厘米²/秒²·毫巴)
a—35°N—45°N b—45°N—55°N

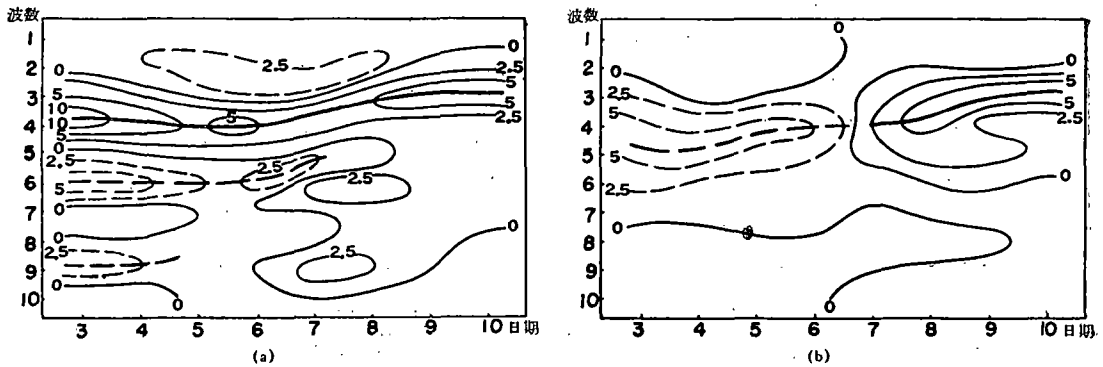


图 11 角动量涡旋输送在经向辐合量的波谱。
(图例说明同图 10, 单位: 10^{20} 克·厘米²/秒²·毫巴)
a—35°N—45°N b—55°N—65°N

在这里我们再次看到在大型天气过程转换时纬圈环流的变化同样是由波长为5000公里左右的波动所决定,在高低指数相互转换过程中,这一尺度的波动所起的作用是相反的。

八、涡旋动能—平均动能转换的波谱

计算了1956年2月16—29日这一段时间中,25°N—65°N之间500毫巴上由10个波动所产生的涡旋动能—平均动能之间的转换率,平均为 6.1×10^{17} 尔格/秒,其值为正,即从涡旋动能转换成平均动能。图12是动能转换的波谱。就平均情况来看,波数为3和5的转换率最大,这和 Saltzman^[3,14]的结果相似。从图10还可以看出波数为3和5的波

动,所产生的动能转换率随时间的变化是不同的。在低指数期和高指数期(分别为16—20日和24—29日),波数为3的波动的转换率最大(波数为5的转换率较小),但是在环流形势发生迅速变化的时候(20—24日),这波数为3的转换率显著减小,甚至有时转成负值,就在这个时候波数为5的转换率却增至最大。而到24日以后显著减小。这或许表明在高指数期和低指数期波数为3的波动,在涡旋动能—平均动能转换中起主要作用,但是在指数转变过程中涡旋动能—平均动能之间的转换却是由波数为5的波动所完成。因此就平均情况来看,在大气中这两种尺度的波动的转换率最大。

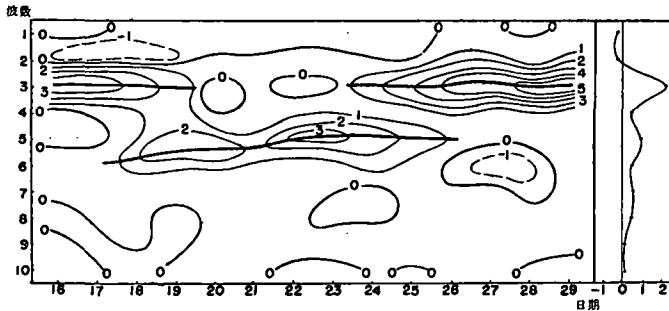


图12 涡旋动能—平均动能转换的波谱随时间的变化。
(单位: 10^{17} 尔格·秒⁻¹/毫巴)。正值为涡旋动能→平均动能,负值为相反方向的转换。

九、讨 论

应用调和分析的方法我们得出在500毫巴上存在着三种波,波数为3的准静止长波,波数为5的行星波和波数为9的短波(短波在高指数到低指数转变过程中较明显)。而在大型天气转变过程中波数为5左右的波起着主要作用。

准静止长波或称极长波,主要是由大地形和海陆分布的作用下产生的。在一个季节里有其准常定性,其经向动能及角动量输送方向不发生显著的中期变化,因此对纬圈环流的长期维持起一定的作用,但对指数循环的中期变化过程中起的作用却比较小。

行星波的变化决定于大气的斜压性及与其他波动之间的相互作用。理论上的分析表明^[16],在波动发展和阻尼时,角动量输送的方向是不同的。我们通过个例分析也得到这个结论。因此我们可以认为,对于中期的大型天气过程的转变这种波起着主要作用。

斜压大气中的短波一般是稳定的^[16]。因此产生后即很快的阻尼。其对大型天气过程转变的作用尚待进一步研究。这里我们所提出的波数仅仅是由两个个例分析所得到的结果。对于其他年份或其他季节,波动的波数可能和上述结果有所不同,但是如果按波动性质来看,上面的讨论可能还是合适的。

郭晓嵐^[17]应用正压模式考虑纬圈平均气流与波动之间的作用,得出高低指数循环的模式¹⁾。上面的分析表明,在指数循环的过程中,行星波和纬圈气流之间的作用是很重要的。其过程和郭晓嵐所指出的很相似。

致谢: 本文承谢义炳、叶篤正、陶诗言教授指正,谨致以深切谢意。

1) 正压模式只能得出指数循环的一部分过程,有的作者认为必须考虑大气的斜压性。在这方面的意见还不一致^[18]。

参 考 文 献

- [1] Syono, S., Kasahara, A. Sekiguti, Y., Some statistical properties of the atmospheric disturbance on 500 mb level, *J. meteor. Soc. Jap.*, **33**, (1955), 23—30.
- [2] White, R. M., Cooley, D. S., Kinetic-energy spectrum of meridional motion in the mid-troposphere, *J. meteor.*, **13** (1956), 67—69.
- [3] Saltzman, B., Some hemispheric spectral statistics. *J. meteor.*, **15** (1958), 259—263.
- [4] Henry, R. M., Hess, S. L., A study of the largescale spectra of some meteorological parameters, *J. meteor.*, **15**, (1958), 397—403.
- [5] Benton, G. S., Kahn, B., Spectra of large-scale atmospheric flow at 300 millibars. *J. meteor.*, **15** (1958), 404—410.
- [6] 叶篤正, 陈隆勳, 孙淑清等, 一次北半球大型天气转变时期中的各种物理量的平衡过程, 科学记录, **3** (1959), 287—293.
- [7] 陶詩言, 阻塞形势破坏时期的东亚一次寒潮过程, 气象学报, **28** (1957), 63—74.
- [8] Namias, J., Clapp, P. F., Observational studies of general circulation patterns, *Comp. of meteor.*, 1951, 551—567.
- [9] Yeh, T. C., On energy dispersion in the atmosphere, *J. meteor.*, **6** (1949), 1—16.
- [10] Starr, V. P., An essay on the general circulation of the earth's atmosphere, *J. meteor.*, **5** (1948), 39—43.
- [11] Charney, J. G., The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. meteor.*, **4** (1947), 125—162.
- [12] LaSeur, N. E., On the asymmetry of the middlelatitude circumpolar current, *J. meteor.*, **11** (1954), 43—57.
- [13] Lorenz, E. N., Flow of angular momentum as a predictor for the zonal westerlies, *J. meteor.*, **9** (1952), 152—157.
- [14] Saltzman, B., Fleisher A., Spectrum of Kinetic energy transfer due to large-scale horizontal Reynolds stresses, *Tellus.*, **12**, (1960), 110—111.
- [15] Whittaker, E. T., Robinson G., The calculus of observations, *London. Blackie.*, 1926.
- [16] 叶篤正, 朱抱真, 大气环流的若干基本问题, 科学出版社, 1957.
- [17] Kuo, H. L., Vorticity transfer as related to the development of the general circulation, *J. meteor.*, **8** (1951), 307—315.
- [18] Pfeffer, R. L., ed. Dynamics of climate. Oxford Pergemon press. 1960.

A SPECTRAL ANALYSIS OF HEMISPHERICAL FLOW DURING A LARGE SCALE SYNOPTIC VARIATION

CHEN SHOU-JUN
(Peking University)

ABSTRACT

The spectra of kinetic energy, transfer of angular momentum and energy transformation between eddy and zonal kinetic energy are analysed for a period of large-scale synoptic variation. It is shown that the wave of wave number five plays an important role in the change of circulation. During the breakdown of zonal circulation the angular momentum transfer is northward^[6], and this northward transfer is accomplished mostly by the wave of wave number 5. During the formation of zonal circulation the transfer of angular momentum is southward^[6] and this is also mostly accomplished by the wave of wave number 5.