

西风带中槽脊的移动与发展的估计*

黄士松**
(南京大学气象系)

提 要

本文考虑到西风宽度有限并存在急流,波动的南北宽度有限并其相对于急流轴的位置可有不同,以及槽脊热力结构的特征等因子,研究了槽与脊的移动速度,讨论了槽脊的发展问题。所得的结果经过试验与实际情况很一致,认为对槽与脊的移动发展的预报甚有实际应用意义。

一、前 言

西风带槽与脊的位置如何,直接影响着中高纬度一个地区的具体天气,这是大家都熟悉的。而有关副热带高压(下面简称副高)东西向与南北向移动的研究指出^[1,2],副高的移动和副高北侧西风与南侧东风的增强或减弱有密切关系。显然,西风带中槽脊的移进移出、增强、减弱为引起副高北侧西风水速变化的原因之一,这样,西风带槽脊的位置发展如何也对副热带高压的移动有着一定的影响。因此,西风带槽脊的移动及其发展无论对中高纬度的天气以及对副高的位置的预报上都是极为重要的问题之一。然而,到目前为止,对于槽脊移动发展的预报问题并未完全得到解决,原因是决定槽脊的移动发展的因子是很多的,如同 Rossby^[3], 赵九章^[4], Petterssen^[5], 郭晓嵐^[6], Fleagle^[7] 等等许多研究结果所指出的那样。但是,在这些理论研究中,其考虑模式有许多地方是和实际情况不太符合的,结果其实际应用价值往往就有一定限度。从实际出发,我们注意到西风带是具有一定的南北宽度的,其风速分布且有南北切变与急流。把槽与脊作为西风带波扰,我们看到在对流圈中层高层的主长波虽位于西风急流轴区之内,但也有一些波动的位置并不如此,有的位于急流轴之北,有的则位于其南,尤其是对流圈中层下层的一些小波动更是如此;而且,所有这些波动其南北宽度亦是有限的,波幅在某一纬度最大而向南北减小为零。本文考虑了这些重要的实际情况,试就一层模式进行理论研究,看看上述因子对槽与脊的移速起着怎样的作用。同时,注意到槽与脊的热力结构实际上也有很多类型,本文乃对水平温度场这个因子的作用进行了研究。此外,关于槽脊的发展问题亦作了讨论。所得结果,经过预报试验,与实际情况很一致,故认为对槽与脊的移动发展的预报甚有实际应用意义。

二、槽与脊的移速公式

考虑到西风带宽度有限并存在急流,波动的南北宽度有限,且其相对于急流轴的位置

* 本文1964年8月7日收到。

** 汤明敏同志曾参加部分工作。

可有不同等因子，設某起始瞬時的流場可表示為：

$$\left. \begin{aligned} u &= U \cos \frac{2\pi}{L_y} y, \\ v &= V \cos \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) \cos \frac{2\pi}{L_x} x \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 U, V, α 為常數，上式示出流場是由基本氣流 u 與波擾 v 所組成。基本氣流為平直西風，寬度為 $\frac{L_y}{2}$ ，急流軸與 x 軸（指向東）重合，其速率為 U 。波擾的波長為 L_x ，波寬為 $\frac{L_y}{2}$ ，波幅在 $y = -\alpha$ 處最大； α 可為正值、零值或負值，相應表示最大波幅部分的位置或位於 x 軸之南、或與 x 軸重合或位於 x 軸之北。由(1)式可知，此流場中的渦度 ζ 與散度 D 分別為

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = -V \frac{2\pi}{L_x} \cos \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) \sin \frac{2\pi}{L_x} x + U \frac{2\pi}{L_y} \sin \frac{2\pi}{L_y} y, \\ D &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -V \frac{2\pi}{L_y} \sin \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) \cos \frac{2\pi}{L_x} x. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

由此可知，在這起始流場中，相對渦度沿 x 方向的分布在槽綫上（ $x = -nL_x - \frac{L_x}{4}$ ）有极大值，在脊綫上（ $x = nL_x + \frac{L_x}{4}$ ， $n = 0, 1, 2 \dots$ ）有极小值，即在槽綫上或在脊綫上有这样的特性

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

當然，在以後的時間內，流場會發生變化，槽綫脊綫可以不再是正南北向，槽綫上(3)式不能滿足。這裡我們仍作这样一个假定：設在起始後一段不太長的時間內，即使流場改變了，槽脊綫且變成歪斜，但在槽綫與脊綫上仍近似地保持着(3)式所示的特征，即 $\frac{\partial \zeta}{\partial x} \approx 0$ 。

現取隨着槽綫(或脊綫)上某給定點一道移動的坐標系統，設其在 x 方向的移速為 C ，則按(3)式特性，在移動過程中，在槽綫(或脊綫)上該給定點上 $\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ 隨時間的變化為

$$\frac{\delta}{\delta t} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + C \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \equiv 0. \quad (4)$$

則可求得槽(脊)綫上該給定點的移速為

$$C = - \frac{\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} \right)}{\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}}, \quad (5)$$

上式中的 $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ 可用下列渦度方程代換

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \beta v - (f + \zeta) D, \quad (6)$$

則得

$$C = \frac{\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + u \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial v}{\partial x} \beta + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial y} + v \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x \partial y} + D \frac{\partial \zeta}{\partial x} + (f + \zeta) \frac{\partial D}{\partial x}}{\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}} \quad (7)$$

由(1)与(2)式可求出(7)式中的各项,之后,以槽线上($x = -\frac{L_x}{4}$)或脊线上($x = \frac{L_x}{4}$)的值代入,经整理最后乃得起始时刻槽(脊)线的瞬时移速为

$$C = \pm 2V \frac{L_x}{L_y} \sin \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) + U \left(1 - \frac{L_x^2}{L_y^2}\right) \cos \frac{2\pi}{L_y} y - \frac{\beta L_x^2}{4\pi^2} + \left(f \frac{L_x}{2\pi} + U \frac{L_x}{L_y} \sin \frac{2\pi}{L_y} y\right) \frac{L_x \tan \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha)}{L_y} \quad (8)$$

式中右端第一项有 \pm 者,正号对槽线而言,负号对脊线而言。这个公式黄土松、汤明敏由另一方法亦曾推导求得^[8]。

(8)式示出槽与脊的移速是和西风带的宽度,急流风速的大小,槽或脊的南北向宽度与东西向范围,南北向最大风速 V 以及槽或脊最大波幅部分位置距西风急流轴的距离 α 等因子密切联系的。并且,如同(8)式所示,由于槽线上与脊线上各处的移速不同,槽与脊在移动过程中均将逐渐变形;而不同形状大小的槽脊,不同的 U 与 V 值,将会有各式各样的不同的变形情况。例如设在某一给定的基本气流情况下,槽与脊均向东移行,假定(8)式中右端第二项与第三项之和为正并在 x 轴上最大而向南北两侧减小;第一项与第四项,其绝对值均在 $y = -\alpha$ 处最小而向南北两侧增大,且在脊线上第四项与第一项符号相反,在槽线上两项符号相同;假若第四项要较第一项数值为大,则槽线北部的移速大大超过南部的移速,而脊线北部与南部的移速相差将较小。如此,在移动过程中,一个原先正南北向的槽线或脊线均将变成约自东北北向西南南歪斜的性状,而槽线歪斜得较为显著,脊线较不显著,这也是一般实际中常可见到的现象。

我们注意到,倘 $L_x = \infty, L_y = \infty$,即相当于基本气流为平直均匀西风、波扰的振幅南北一样,则(8)式变为 Rossby 公式

$$C = U - \frac{\beta L_x^2}{4\pi^2}$$

此时 C 为常数,整个槽与脊将以同一速度移动,槽脊在移动过程中将不变形。显然,实际上并不是这样的。

由(8)式可以注意到,当 $y = \pm \frac{L_y}{4} - \alpha$ 时, C 将为无穷大,因此,(8)式只适用在 $\frac{L_y}{4} - \alpha > y > -\frac{L_y}{4} - \alpha$ 的区间。事实上,在 $y = \pm \frac{L_y}{4} - \alpha$ 处即是波幅为零处,在该处槽与脊系统的特性已完全消失,对该处或附近讨论槽脊的移动已完全失去实际意义,故可不计。反之,对于槽线或脊线上波幅最大部分的移动的估计是实际预报工作中最为重要的问题,我们将着重进行讨论。因波幅最大部分的位置无论位于西风急流轴之北($\alpha < 0$)或位于急流轴之南($\alpha > 0$)时,均有 $y + \alpha = 0$,则由(8)式得知,无论是槽或脊,其波幅最大部分的移速均为

$$C = U \left(1 - \frac{L_x^2}{L_y^2}\right) \cos \frac{2\pi}{L_y} \alpha - \frac{\beta L_x^2}{4\pi^2} \quad (9)$$

顯然，(9)式是容易而且可方便應用的。我們注意到，式中的 $U \cos \frac{2\pi}{L_s} a$ 就是最大波幅所在緯度位置的风速，設該位置緯度為 φ_M ，以 U_{φ_M} 表示該緯度的平均风速，以緯度/24 小時為單位，而 L_x 與 L_s 亦以緯度為單位，則(9)式可寫為

$$C = \left(1 - \frac{L_x^2}{L_s^2}\right) U_{\varphi_M} - 0.0055 L_x^2 \cos \varphi_M. \quad (10)$$

因此，只要在实际等压面上定出 φ_M ， L_x ， L_s 与 U_{φ_M} 值即可求得槽或脊在 24 小时內的移动距离（以緯度為單位）。假若上下游槽与脊的未来 24 小时的位置都計算出，因 L_s 与 U_{φ_M} 不会很快改变，則可根据新的 L_x 再作一次 24 小时的預報。如此則可連續应用 (10) 式計算未来 24, 48 小时槽脊位置的預報。

应当指出的，(8)式与(10)式是在远較 Rossby 模式^[3]更为符合实际大气的情況下求得的，应用起来，明确方便。而实践經驗指出，槽(脊)綫波幅最大部分的移速一般亦基本上反映出整个槽(脊)綫的移动情况，故在实际工作中只需应用(10)式就可。更应特別指出的，(1)式所給定的基本气流的风速廓綫虽为一余弦曲綫，但試驗結果說明，实际上(10)式可应用于任何形式的风速廓綫，甚至可应用于出現二支西風急流的风速廓綫的情况，而且效果很好。現举例說明如下。

三、預報应用实例

据試驗，(10)式应用于 500 毫巴面預報，效果甚好。这里，我們选用了對槽綫作預報的二次实例，予以說明。

在应用(10)式时，首先在槽綫上选取一条波幅最大的等高綫。根据該等高綫在槽綫上的緯度 φ_1 和它在上游第一个脊綫上的緯度 φ_2 求出平均值 $\bar{\varphi} = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$ 。这里可能有二种情况：第一种情况是， $\bar{\varphi}$ 位于整个槽綫长度所包括的緯距范围之内，即 $\bar{\varphi}$ 位于槽綫上，此时 $\bar{\varphi}$ 即可定作(10)式中的 φ_M ，例如下面的例(一) a 与例(二)所示的情况。第二种情况是， $\bar{\varphi}$ 位于整个槽綫所包括的緯距范围之外，此时，根据試驗經驗，就必须改取該等高綫的最低緯度 φ_1 和它在下游第一个脊綫上的位置緯度 φ_2' 的平均值 $\bar{\varphi}' = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2')$ 作为(10)式中的 φ_M ，如同下面例(一) b 所示的例子。第一种情况是最一般的，第二种情况可在較小波动时遇見。

L_x 因而也有二种不同的取法。第一种情况，当 $\bar{\varphi}$ 位于槽綫之內时， L_x 应取为所要預報的槽和上游第一个槽之間沿緯圈 φ_M 的距离，这同其他人应用 Rossby 公式的一般經驗式相同^[9,10]。反之，当 $\bar{\varphi}$ 位于槽綫范围之外时，即上述第二种情况，則 L_x 必須取为該預報槽和下游第一个槽之間沿緯圈 φ_M 的距离。

西風风速应至少取上游第一脊与下游第一脊之間的地區范围或更大范围的平均西風风速，对于高緯度波长短的波槽，应取上游第一槽与下游第一槽之間地區范围的平均风速。但在应用(10)式时，我們不要求出該地區范围的平均西風南北分布的整条风速廓綫，我們只需求出包括 φ_M 的南北 5 个緯距間緯圈帶內的平均地轉风速作为 U_{φ_M} 即可。当然，假若已作出了整条风速廓綫，那么可由风速廓綫迅速地求出 U_{φ_M} 值。

L_s 为风速廓綫南端与北端风速为零的位置之間的緯距的二倍。假若实际风速廓綫的南北两端未到达风速为零的緯度位置，則可按廓綫两端趋势方向向外延至风速为零的緯

度位置。但在实际工作中,为节省时间起见,可不求作整条风速廓线,南面的零风速的位置纬度可直接根据等压面图上副热带高压东西向脊线的平均位置纬度得出;北面的零风速的位置纬度倘不能直接由等压面图决定,则可制作北方地区的一段西风风速廓线,再按其趋势方向外延得出,这样做亦是甚为简便的。

例(一)(a) 1957年4月18日12Z 500毫巴图示出在西太平洋有一明显的低槽(见

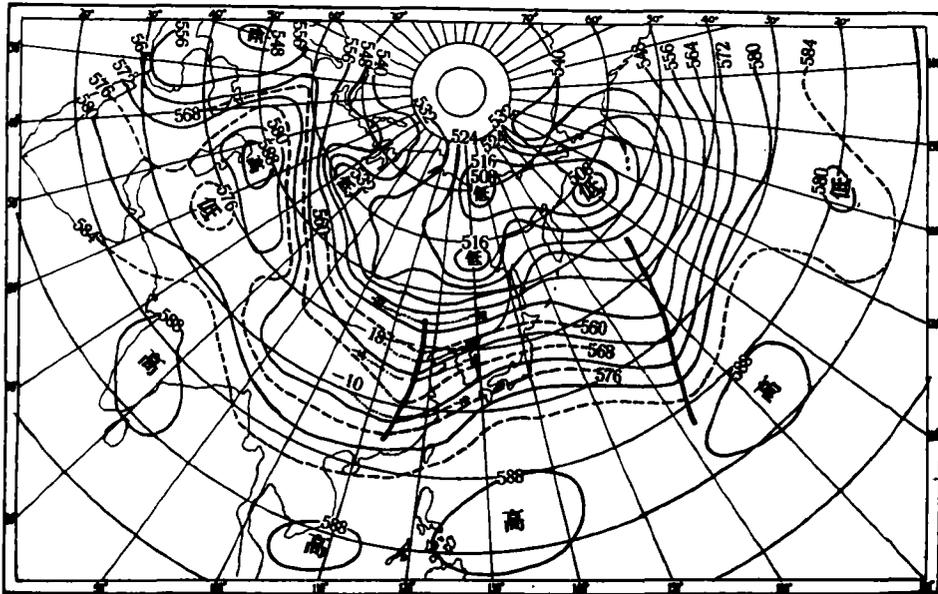


图1 1957年4月18日12Z 500毫巴图
(实线为等高线,虚线为内插的等高线,点线为等温线,粗实线为槽线)

图1),槽线约位于165°E—175°E之间,自46°N向南伸达19°N左右。该槽以5560位势米等高线的波幅最大,其最南位置(在槽线上)为34°N,最北位置(在槽后第一脊的脊线上)为47°N,故 $\varphi_M = 40.5^\circ N$ 。因40.5°N位于该槽线所包括的范围之内,波长乃取为该槽和

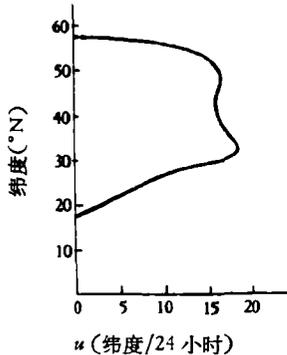


图2 1957年4月18日12Z 500毫巴140°E—180°—170°W范围平均西风廓线
(虚线部分为外延线段)

上游第一槽之间的距离,沿40.5°N纬圈,求得 $L_r = 42.1$ 个纬度。根据140°E—180°—170°W范围内的平均风速的南北分布廓线(图2)求得 $U_{0.5} = 15.7$ 纬度/24小时。按风速廓线将北端外延至风速为零的纬度位置。求得 $L_r = 2 \times 40 = 80$ 个纬度。如此由(10)式计算得 $C = 4.1$ 纬度/24小时。实际上该槽线在24小时内沿40.5°N移行了4.5个纬度,与计算结果极为一致。4月19日12Z的500毫巴图如图3所示。

例(一)(b) 同是1957年4月18日12Z的500毫巴图上(图1),在我国大陆东部有一小波槽,槽线约自43°N南伸达25°N,该槽以5680米等高线的波幅最大,最低点在槽线上位于30.5°N,最北点倘取为槽后经度30°E处的大脊上的59°N,则平均纬度 $\bar{\varphi} = 45^\circ N$ 位于所讨论的槽线的范围之外,显然是不合适的。倘考虑自苏联贝加尔湖南端至我国新疆罗布

泊的小槽，則此槽与东部槽之間的波脊甚不明显，5680 米等高綫是由东部槽的最低点一直往西北行向高緯的，无从定出其最高点。在这种情况下，据試驗結果，我們可取 5680 米等高綫在下游第一脊綫上的緯度位置 38.5°N 作为最高点，这样最低点与最高点的平均緯度 34.5°N ，位于所討論的槽綫范围内，故即取 $\varphi_M = 34.5^{\circ}\text{N}$ 。对于这种情况，波长 L_x 亦

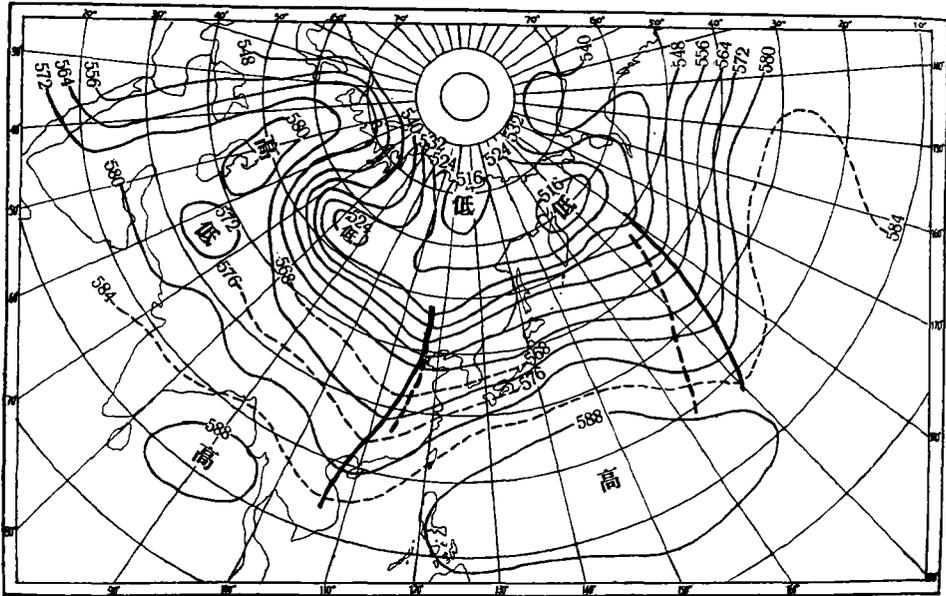


图3 1957年4月19日12Z 500毫巴图
(粗虛綫为24小时前的槽綫位置,其他说明同图2)

应取为該槽与下游第一槽之間沿 34.5°N 的距离，故得 $L_x = 43.7$ 个緯度。由 $90^{\circ}-140^{\circ}\text{E}$ 間范围内的风速廓綫，求得 $U_{34.5} = 9.5$ 緯度/24 小时。根据风速分布廓綫，将南北两端分別外延至零风速的位置，可求得 $L_r = 2 \times 46.0 = 92$ 个緯度。这样，由(10)式計算得 $C = -1.3$ 緯度/24 小时。比較图1与图3我們看到該槽綫沿 34.5°N 实际上向西后退了 1.1 个緯度，与計算結果甚为一致。应当指出的是，对于 18 日我国东部的小槽按一般方法估計是可能向东移行的，然而(10)式能正确地示出向西后退，这說明了(10)式的实际应用意义。此外，我們注意到原在大陆东部的小槽在西退时其强度很少改变，19 日 12Z 在槽綫上 5680 米等高綫的位置反較 18 日 12Z 的稍偏北，然而由于上游的北方貝加尔湖南端的一个小槽和南方不丹与东巴基斯坦一带的一个小槽均向东移，結果在 19 日 12Z 三个小槽合并成一个长槽，約自 50°N 向南伸达 15°N 左右，这里也就很清楚地說明正确地估計出原在大陆东部小槽的移动情况是何等的重要。

例(二) 1959年7月22日00Z的500 mb 图示出約沿 114°E 附近有一低槽自 60°N 向南伸达 33°N 附近(見图5)，取 5640 米为波幅最大的等高綫，則 $\varphi_M = 55^{\circ}\text{N}$ ，波长取与上

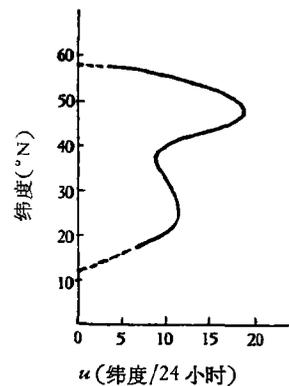


图4 1957年4月18日12Z 500毫巴面上 $90^{\circ}-140^{\circ}\text{E}$ 范围内平均风速廓綫
(说明同图2)

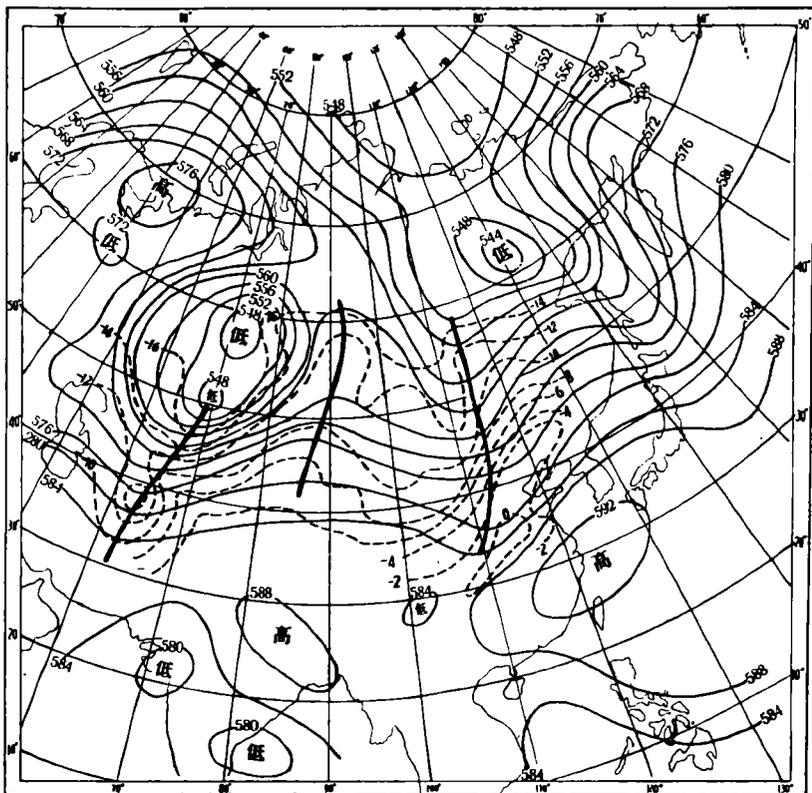


图5 1959年7月22日00Z 500毫巴图
(实线为等高线,虚线为等温线,粗实线为槽线或脊线)

游第一槽之间的距离, $L_x = 25.2$ 个纬度. 为了有较好的代表性, 基本气流应取 $70^\circ - 150^\circ E$

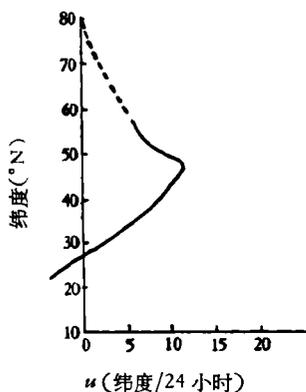


图6 1959年7月22日00Z
500毫巴面上 $70^\circ - 150^\circ E$ 范围内平均风速分布廓线
(说明同图2)

范围的平均风速, 由风速廓线估计得 $U_{55^\circ} = 6.0$ 纬度/24小时, 将廓线北端外延至零风速位置, 则可求得 $L_x = 2 \times 52.5 = 105$ 个纬度. 如此求得 $C = 3.7$ 纬度/24小时. 实际上该槽线在 $55^\circ N$ 纬圈上向东移行了约 5 个纬度. 23日00Z 500毫巴图如图7所示. 计算值与实际值相差一个多纬距, 说明这一次情况还需很好考虑影响槽脊移行的另一些因子.

此外, 值得顺便指出的是, 1959年7月22日00Z原位于我国东海的一个副热带高压中心, 24小时后移至日本长崎之西的洋面上, 副高中心东移是和副高北面有低槽移入并加强, 使副高北侧西风加大, 到达 $0.39\Delta\bar{u} + 0.09b^2 \cos\varphi < 0$ 的要求^[1](见原文第18式)⁰有关. 不过, 此时由于副高北面纵半轴变短, 南面纵半轴变长, 到达 $\bar{a}_1 b_1^2 < \bar{a}_2 b_2^2$ 的条件, 反而出现了稍微北进的趋势^[2]. 另外, 在原约位于 $114^\circ E$ 的低槽东移时,

1) 原文中第321页第13行, 第325页第8行与25行中的 $U \sin \frac{2\pi}{L_y} \alpha$ 应改为 $2U \sin \frac{2\pi}{L_y} \alpha$, 第325页28行中的 $0.78 \Delta\bar{u}$, 应改为 $0.39 \Delta\bar{u}$.

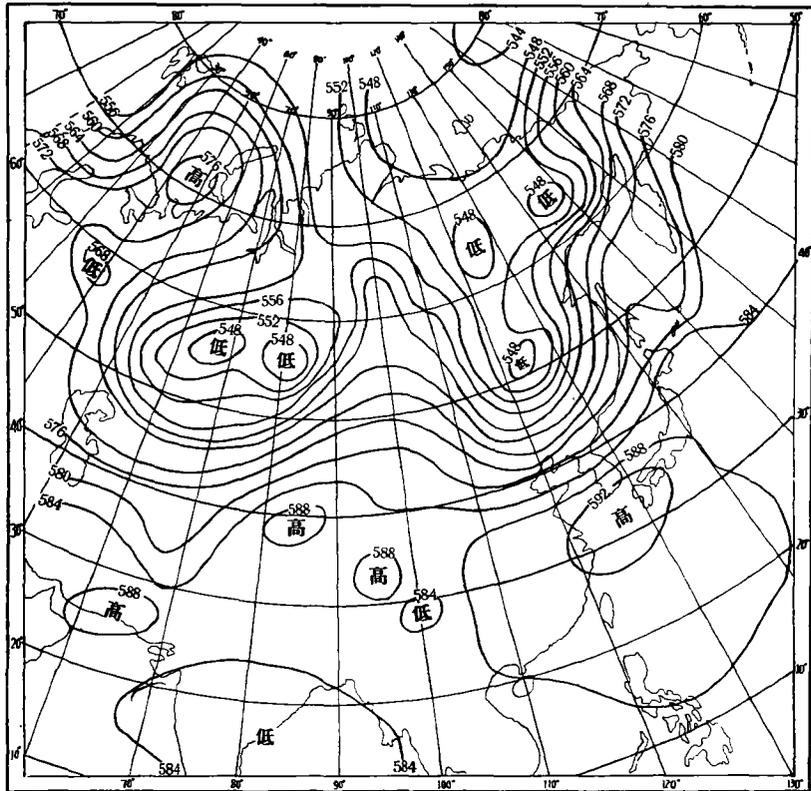


图7 1959年7月23日00Z 500毫巴图

由于它后面的高脊亦东移进入苏联的贝加尔湖、蒙古人民共和国、我国的甘肃、宁夏一带地区，这对于我国大陆东部的副高脊发生稍向西北扩展有一定的作用。这里也说明作副高移动的预报时对西风带槽脊移行的估计是重要的。

上面所列举的均为短期预报实例，结果甚好。我们相信(10)式也可以应用于五天平均图上槽脊移动的中期预报，正如 Rossby 公式的应用一样^[9]。

四、水平温度场对槽脊移行的影响

从上节的计算实例看来，(10)式基本上已给出了决定槽脊移行的主要因子。只要恰当地选取因子参数，可应用(10)式正确地作出槽脊移行的预报。然而也就上面的例子所示，预报值与实况总还存在一点差异，尤其是例(二)的情况。这除了分析与定槽线位置因带主观性而引起一些不一致的地方之外，可能尚有二个主要方面的原因所造成，一是由于因子参数的选择不够有代表性而引起的或多或少不能避免的误差，另一方面是由于存在着在(10)式中所未包括的其它影响槽脊移动的因子之故。例如 Rossby^[11]就曾指出等温线的位相和振幅与西风带波动移行的关系，给出另一个著名的波动移行公式

$$C = U \left(1 - \frac{A_s}{A_T} \right).$$

式中 U 为西风速率， A_s 为流线波幅， A_T 为等温线波幅。当然，实际情况并不如此简单。

不过,实践经验指出,温度场也确实有些影响,这里我们将作进一步的研究。

为了更好地表示出温度场的影响,我们取 (x, y, z, t) 座标中如下形式的涡度方程:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \beta v - (f + \zeta)D - \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right), \quad (11)$$

式中右端括弧中的二项为水平力管强度,其中 α 为比容。倘用状态方程及地转风关系代换,则上式可改写为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - v \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \beta v - (f + \zeta)D + f \left(u_g \frac{\partial \ln T}{\partial x} + v_g \frac{\partial \ln T}{\partial y} \right). \quad (12)$$

式中 T 为温度, u_g 与 v_g 分别为地转风沿 x 与 y 方向的分量。

如同本文第二节中的处理一样,将(5)式中的 $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ 以(12)式代换后,其中与(6)式中相同的各项可由(1)与(2)式求出,并以在槽线或脊线上的值代入;而因考虑的在起始时为正南北向对称的槽或脊,在槽线或脊线上显然有

$$\frac{\partial u_g}{\partial x} \approx 0, \quad v_g \approx 0.$$

此外,作为近似,出现的 u_g 与 $\frac{\partial v_g}{\partial x}$ 可用(1)式代算。最后,则可求得槽线或脊线上任意一点在起始时刻的瞬时移速为

$$\begin{aligned} C = & (\pm) 2V \frac{L_x}{L_y} \sin \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) + U \left(1 - \frac{L_x^2}{L_y^2} \right) \cos \frac{2\pi}{L_y} y - \frac{\beta L_x^2}{4\pi^2} + \\ & + \left(f \frac{L_x}{2\pi} + U \frac{L_x}{L_y} \sin \frac{2\pi}{L_y} y \right) \frac{L_x}{L_y} \tan \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) (\mp) \\ & (\mp) f \frac{L_x^3}{8\pi^3} \left[\frac{U}{V} \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} \cos \frac{2\pi}{L_y} y (\pm) \frac{2\pi}{L_x} \frac{\partial \ln T}{\partial y} \cos \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha) \right] \sec \frac{2\pi}{L_y} (y + \alpha). \end{aligned} \quad (13)$$

式中(±)或(∓)者,上面的符号指对槽线而言,下面的符号指对脊线而言。(13)式示出槽脊的移速可视为由二方面因子所决定,一是动力性质的,即该式右端前四大项,亦即是(8)式所表示的;二是热力性质的,即(13)式右端有方括弧的最后一项。所有这些因子都可从实际天气图上求得。此式虽对 (x, y, z, t) 坐标求得的,但完全可以近似地应用于等压面图上。

对于槽线或脊线上波幅最大处一点的移速乃为

$$\begin{aligned} C = & \left(1 - \frac{L_x^2}{L_y^2} \right) U_{\varphi_M} - \frac{\beta L_x^2}{4\pi^2} (\mp) \\ & (\mp) f \frac{L_x^3}{8\pi^3} \left[\frac{U_{\varphi_M}}{V} \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} (\pm) \frac{2\pi}{L_x} \frac{\partial \ln T}{\partial y} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

式中 $U_{\varphi_M} = U \cos \frac{2\pi}{L_y} \alpha$ 为基本气流在槽线或脊线上波幅最大处的风速。(13)式与(14)式中最后一项即表示槽线或脊线附近温度场特性对槽脊移动的影响,指出相同的温度场性状对槽与对脊的移动速度的作用是不相同的。

现在我们着重讨论温度场对波幅最大处槽线或脊线的移速的影响,并令这一项以 C_T 表示,由(14)式有

对槽线说

$$C_T = -\frac{fL_x^3}{8\pi^3} \left(\frac{U_{\varphi M}}{V} \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} + \frac{2\pi}{L_x} \frac{\partial \ln T}{\partial y} \right), \quad (15)$$

对脊线说

$$C_T = \frac{fL_x^3}{8\pi^3} \left(\frac{U_{\varphi M}}{V} \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} - \frac{2\pi}{L_x} \frac{\partial \ln T}{\partial y} \right). \quad (16)$$

槽线或脊线附近温度分布的特性是可以多种多样的,图 8 即为可能见到的一些例子,槽线上有圆点处为槽波幅最大的所在位置.图中(a)(f)(g)型槽线上温度分布,因 $\frac{\partial \ln T}{\partial y} < 0, \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} > 0$, (15) 式中的二项作用可以相互抵消,而(d)型槽线,因 $\frac{\partial \ln T}{\partial y} \approx 0, \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} \approx 0$, 均使 $C_T \approx 0$. 故凡属(a),(d),(f),(g)型热力结构的槽线,温度场对槽线移动的影响是很小的,其移速主要由(14)式中前两项所决定,即主要由动力因子所决定.图 8 中的(c)型流线,温度分布特征使 $\frac{\partial \ln T}{\partial y} < 0, \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} \approx 0$, 因而 $C_T > 0$; 而(b),(e)型流线,因 $\frac{\partial \ln T}{\partial y} < 0, \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} < 0$, (5) 式中的二项同符号, $C_T > 0$. 故对(b),(c),(e)的槽线,温度场结构有使槽线向东移行的作用.此时即使按(10)式计算得 $C = 0$, 槽线仍将东移;或槽线的实际移速将较由(10)式计算所得的速度为大.反之,倘槽线附近的等温线如图(h)型的情况,因 $\frac{\partial \ln T}{\partial y} > 0, \frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2} > 0$, 则(15)式的 $C_T < 0$, 此时温度场特征有使槽线向西移行的作用,即使按(10)式计算得 $C = 0$, 槽线仍

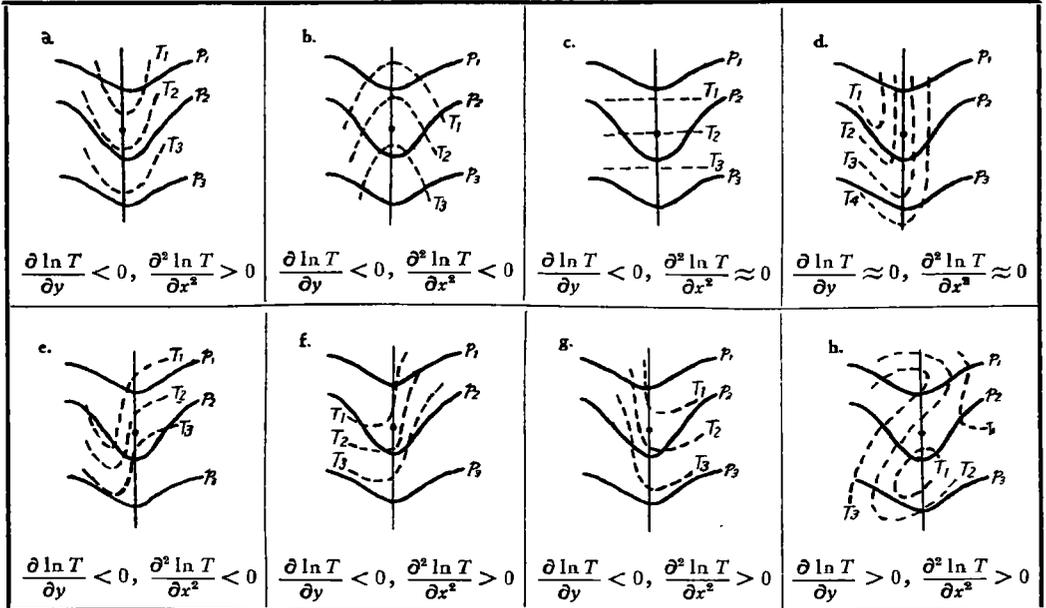


图 8 平面图上一些不同热力结构的低槽举例

(实线为等压线,虚线为等温线,槽线上有圆点处为振幅最大的所在位置纬度,所示的 $\frac{\partial \ln T}{\partial y}$ 与 $\frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2}$ 正负值为槽线上波幅最大处附近的温度分布特征)

将西退。

图 9 为一些可能见到的不同热力结构的高压脊，脊綫上有圆点处即为脊波幅最大的所在緯度位置。在图中 (b), (c), (f), (h) 各种情况下，因 $\frac{\partial \ln T}{\partial y}$ 与 $\frac{\partial^2 \ln T}{\partial x^2}$ 的符号相同，由 (16) 式 $C_T \approx 0$ ，故凡脊綫附近的等温綫分布呈这些型式时，脊的移动速度主要由动力

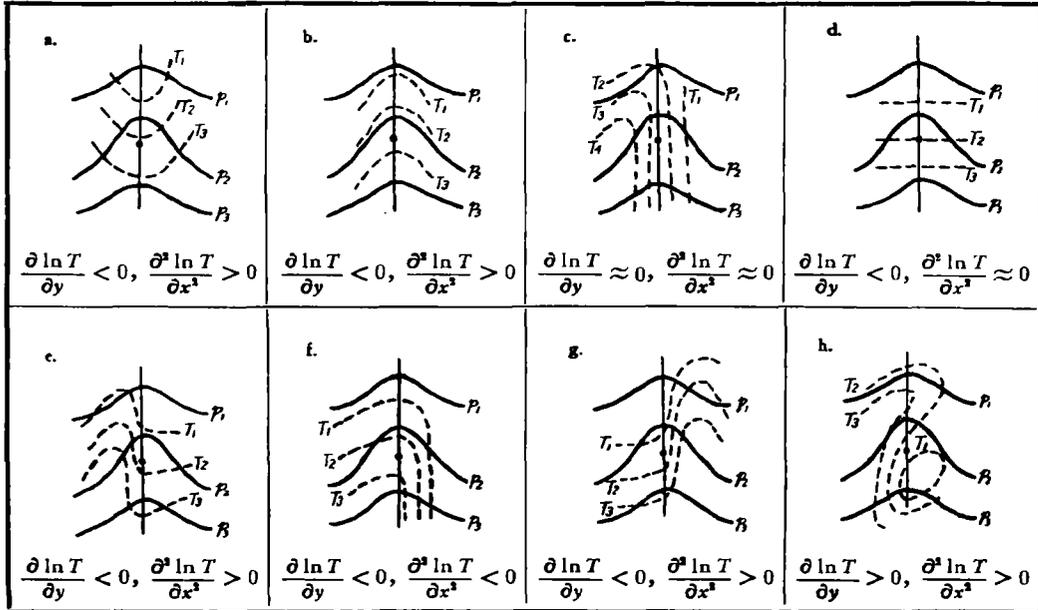


图 9 平面图上一些不同热力结构的高压脊举例

(说明同图 8)

因子决定，温度場結構的作用很小。反之，当等温綫分布呈图中 (a), (d), (e), (g) 型的时候，因肯定有 $C_T > 0$ ，温度場乃有使脊綫东移的较大作用，在 (a), (e), (g) 情况下其作用尤显。

在前节所举的实例中，例(一) b 的槽綫，如图 1 所示，其附近的等温綫分布情况介于图 8(a)型与(c)型之間，(15)式中的 C_T 当为一甚小的正值，結果，由(10)式計算得 $C = -1.3$ 緯度/24 小时，而实际上为 -1.1 緯度/24 小时。例(二)的槽綫，如图 5 所示，其附近的等温綫分布情况介于图 8 中的 (d) 型与 (e) 型之間，而与 (e) 型更为相似，因此 (15) 式中的 C_T 具有一不太小的正值，結果，由(10)式計算得 $C = 3.7$ 緯度/24 小时，而实际上为 5.0 緯度/24 小时，其差值 1.3 緯度/24 小时，当为較明显的温度場的作用。

总之，温度場結構特征对槽脊移行速度在某些情况下是有一定的影响的，然而，一般說来，温度場的作用并不会太大的，西风带中槽脊的移行主要决定于在文中第二节所討論的各种因子，因此，对于槽脊移行的預报，(8)与(10)式基本上就可以滿足要求。

五、槽脊发展的討論

相对涡度 ζ 在槽綫上有极大值，在脊綫上有极小值，在移动过程中，槽綫或脊綫上的 ζ 值的变化当表示出槽脊的发展情况。現考虑槽綫或脊綫有东西向的移动，并取随着槽綫或脊綫上某一給定点移行的坐标，則有

$$\frac{\delta\zeta}{\delta t} = \frac{\partial\zeta}{\partial t} + c \frac{\partial\zeta}{\partial x}. \quad (17)$$

$\frac{\delta\zeta}{\delta t}$ 即表示槽綫或脊綫上該給定點上的發展。因為在槽(脊)綫上有 $\frac{\partial\zeta}{\partial x} = 0$ ，因此

$$\frac{\delta\zeta}{\delta t} = \frac{\partial\zeta}{\partial t}, \quad (18)$$

式中的 $\frac{\partial\zeta}{\partial t}$ 以(12)式代入，乃有

$$\frac{\delta\zeta}{\delta t} = -v \frac{\partial\zeta}{\partial y} - \beta v - (f + \zeta)D + f \left[u_g \frac{\partial \ln T}{\partial x} + v_g \frac{\partial \ln T}{\partial y} \right], \quad (19)$$

設所考慮的槽(脊)綫為正南北向的，顯然，在槽(脊)綫上有這樣的特徵

$$v \approx 0, \quad v_g \approx 0. \quad (20)$$

如此，(19)式變為

$$\frac{\delta\zeta}{\delta t} = -(f + \zeta)D + f u_g \frac{\partial \ln T}{\partial x}. \quad (21)$$

由此可知，對於一個正南北向的槽與脊，其強度變化可以簡便地根據槽綫或脊綫上的散度與溫度分布特徵來估計。

對於一個正南北向而且是東西對稱的槽或脊，假若其流場正如(1)式所表示的那樣，則在槽綫或脊綫上 $D = 0$ 。因此，對於這一種槽脊說，其強度變化完全可以根据下列的簡單關係來決定

$$\frac{\delta\zeta}{\delta t} = f \frac{u_g}{T} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (22)$$

由此可知，凡溫度槽或溫度脊的位置分別落后於氣壓槽或脊，而氣壓槽綫或脊綫上具有明顯的東西向的水平溫度梯度時，則槽或脊將加強。Fjortoft^[12] 的研究雖曾指出，槽脊加強，必須有溫度槽或脊落后於低壓槽或脊，但由(22)式可知，這只是一個必需條件而已，倘氣壓槽綫或脊綫上沒有明顯的與之垂直的溫度梯度時，槽脊仍不能加強。因此，根據(22)式可知，凡落后於氣壓槽或脊的溫度槽或脊愈強，等溫綫與低壓槽綫或高壓脊綫之間的交角倘愈小，等溫綫密度沿氣壓槽綫或脊綫上及其附近倘愈大，而且溫度愈低，地轉風速愈大，則槽或脊加強將愈劇。反之，倘溫度槽或脊的位置分別位於氣壓槽或脊之前，則槽與脊勢將減弱。這與一般實踐經驗是完全符合的。在本文第三節中所列舉的實例也很好說明(22)式的正確性。

文中例(一)b所講的低槽，如圖1所示，其等溫綫分布介於圖8中(a)與(c)型之間，槽綫上 $\frac{\partial \ln T}{\partial x} \approx 0$ ，故24小時之內如圖3所示，該段槽強度很少變化。

例(二)所討論的沿約114°E的低槽，如圖5所示，等溫綫分布近於圖8中的(d),(e)型，冷舌位於槽後，沿槽綫上，等溫綫密度極大， $\frac{\partial \ln T}{\partial x}$ 有大的正值，結果，比較圖5與7可見，該槽深度在24小時之內發生強烈的發展。反之，圖5中約位於90°E的脊和約位於65°E的槽，其溫度分布使沿脊綫上與槽綫上均具有 $\frac{\partial \ln T}{\partial x} \approx 0$ 的特性，則根據(22)

式应有 $\frac{\delta \zeta}{\delta t} \approx 0$, 强度不变, 实际上, 经过 24 小时后, 如图 7 所示, 该脊与槽的强度的确极少变化。

由(22)式及上述例子的讨论看来, 极为明显, 槽脊的发展和它们的热力结构特征是有极为密切的关系的, 在一般情况下, 对于较为对称的槽脊, 我们可以根据温度分布性状应用(22)式就能够作出定性的相当可靠的预报。然而, 必须指出, 温度场并非是决定槽脊强度变化的唯一因子, 对于更一般的非对称的槽脊, 正如(19)式所指出的, 我们必须很好考虑涡度平流与散度场特征等因子的作用。关于在等压面图上如何估计散度, 如何根据等高线性状来估计涡度平流, 可参考 Успенский^[13] 的讨论。

六、结 论

(14)式是根据和实际情况较为符合一致的模式求得的, 既包括了影响槽脊移动的功力因子, 也包括了影响槽脊移动的热力因子, 是一个在理论上考虑比较全面而在应用上比较简便的槽脊移速公式。不过, 应用试验的结果指出, 在一般情况下, 槽脊移动的速度主要决定于功力因子的作用, 热力因子的作用不会太大。因此, 在业务工作中, 可首先按(10)式进行计算, 之后再按(15)或(16)式估计热力因子作用予以适当订正, 最后即可作出比较正确的槽脊移行的预报。

(10)式虽然只是表示槽脊线上波幅最大处的移速, 而且是在基本气流风速廓线呈余弦曲线的条件下推导得到的, 但试验结果说明, 实际上, (10)式所示的移速能反映出整条槽线或脊线的移动特性, 而且可应用在基本气流呈任何形式的风速廓线的情况。然而, 必须指出, 欲使应用(10)式时有很好的效果, φ_M , L_x , U_{φ_M} 与 L_s 如何选取是一个关键环节。尤其是应当考虑多大范围地区内的平均风速作为基本气流以求 U_{φ_M} 值, 应当取与上游槽(脊)之间距离、还是与下游槽(脊)之间距离、还是取其平均距离作为 L_x 最为合适, 都需要进行更多的试验作出经验总结更好地肯定。本文第三节中有关如何决定实际 U 与 L_x 值的意见, 只是初步试验的结果, 不应作为定论。

天气经验指出, 槽线或脊线上的发展基本上反映出整个槽或脊的强度变化, 因此(22)式是一个有很大的实际应用意义的发展公式。而且只要沿槽或脊线上计算出若干点的散度, 那么很简便地根据(21)式可更正确地估计出槽或脊的发展。

实例说明(10), (14), (21), (22)式应用在每天 500 毫巴图上效果很好, 但我们认为它们不但可以应用在短期预报, 而且同样也可应用到 500 毫巴的五天平均图作中期预报, 当然这需要进行一定的试验。

参 考 文 献

- [1] 黄土松, 气象学报, **33** (1963), 320—332.
- [2] 林元弼, 南京大学学报(气象学), 1963年, 1—2期, 42—56.
- [3] Rossby, C. G., *J. Marine Res.*, **2** (1939), 38—55.
- [4] 赵九章, *J. Met.*, **3**(1946), 103—114.
- [5] Petterssen, S., *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **78**(1952), 337—342.
- [6] 郭晓岚, *J. Met.*, **9**(1952), 260—278.
- [7] Fleagle, R. G., *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **83**(1957), 1—20.

- [8] 黄土松、湯明敏, 南京大学学报(气象学), 1963年, 1—2期, 37—41.
[9] Namias, J., *Methods of Extended Forecasting*, U. S. Weather Bureau 1943.
[10] Staff Members, Univ. of Chicago, *J. Met.*, 13 (1956), 421—432.
[11] Rossby, C. G., *Univ. of Chicago, Misc. Rept.* 5 (1945).
[12] Fjortoft, R., *Compendium of Meteorology*, 454—463, Amer. Met. Soc., 1951.
[13] Успенский, Б. Д., “短期天气预报指导”上册, 136—147, 科学出版社, 1957.

ON THE ESTIMATION OF MOVEMENT AND DEVELOPMENT OF THE TROUGHS AND WEDGES IN THE WESTERLIES

S. S. HWANG

(*Department of Meteorology, Nanking University*)

ABSTRACT

By taking into considerations of the factors such as the intensity of the westerly jet, the latitudinal width of the westerly current, the wave length, the width and latitudinal position of the wave, the distance between the jet axis and the latitude with largest wave amplitude, and the thermal structure of the wave, the movement and development of the troughs and wedges in the westerlies are theoretically studied. Formulas for estimating the movement and development are respectively obtained. Application to 24 hours forecasting is tested and illustrated by synoptic examples. It shows that the tested results are good. And it is suggested that the theoretical results can also be applied to five-day mean maps in the extended forecasting.