

一个大型天气过程转变的分析*

廖翔云 周紫东

(中央气象局气象科学研究所)

提 要

本文选取了 1958 年 1 月 9 日—14 日亚洲上空一次横槽南下的例子,进行了天气学分析和数值分析。分析指出,这次横槽是与 500 毫巴上乌拉尔高压脊后有一速度散度的辐合区和对流层下部从西南向东北方向的暖空气输送区的建立和破坏有关联。由上述这两个区域的建立和破坏,引起了呈东北—西南轴向的乌拉尔阻塞高压发生一次建立和崩溃过程。随着阻塞高压的崩溃,使横槽南下,并引起一次寒潮过程。在横槽南下的过程中,我们还分析了涡度方程各项对涡度变化所起的作用。结果指出,涡度平流项是最重要的。而散度项的计算值则过大,且与涡度变化的实际结果不相称。最后,作者求出了涡度方程各项的五天积分数值,并考察了各项的贡献。

一、引 言

高空流型剧烈转变的中期预报,是预报业务上迫切需要解决的问题,而摸清流型转变的物理机制,是比较彻底解决这一问题的基础。可是,目前我们对中期形势预报的一些有关流型演变过程,还没有足够的了解。针对这种情况,我们选取 1958 年 1 月 9 日—14 日一次横槽转变的过程作为例子,进行了一些分析,企图从中了解这次过程转变的一些物理原因,并收集了一些有意义的事实。

我们把涡度方程用做“诊断”方程,来分析这次过程中引起大气涡度变化的主要因素。先利用如下的绝热方程:

$$\omega = \frac{p}{\bar{\Gamma}_p \cdot \Delta p \cdot R} \cdot \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right) dt. \quad (1)$$

倒算所需等压面上的垂直速度。

这里, $\bar{\Gamma}_p = \frac{1}{\rho g}(\gamma_0 - \gamma)$ 为静力稳定因子, h 是气压间隔 Δp 的厚度, ω ($= \frac{dp}{dt}$) 是时间间隔为 $t_2 - t_1$ 间的平均垂直速度。其他均为一般的习惯用量。

按公式 (1) 计算 500 毫巴, 600 毫巴, 400 毫巴上的垂直速度时, h 分别用 OT_{300}^{∞} , OT_{300}^{∞} 作为所需的厚度资料。 $\bar{\Gamma}_p$ 分别取 0.065 度/毫巴, 0.060 度/毫巴, 0.070 度/毫巴。500 毫巴上的散度场由 600 毫巴和 400 毫巴上的垂直速度算出的。

为了验证用绝热方程所算出的垂直速度的可靠程度,还用涡度方程数值计算求出 1 月 12 日 500 毫巴上的垂直速度。然后将计算结果分别与地面图上的天气实况相比较,结果表明,用绝热方程计算的垂直速度与天气分布极为一致,而用涡度方程计算的垂直速度

* 本文 1962 年 3 月 8 日收到。

就差得多。又用实测风计算了1月10日—11日西欧地区的散度场,并将其与绝热方程求得的散度场相比较,结果在大部分地区或强的天气系统,它们有一致的符号。这说明用绝热方程计算的垂直速度是可靠的。

二、天气过程的描述

1958年1月9日—14日,亚欧地区高空形势有较大的变化,各天500毫巴高度场见图1a—e。

这是阻塞形势破坏,东亚上空横槽转竖槽并引起一次寒潮的天气过程。

9日和10日,当过程开始时,亚洲上空是个极显著的阻塞形势,在乌拉尔有个阻塞高压,在亚洲的北冰洋沿岸也出现了一个高压带,这使得北纬 60° 以北的东亚上空建立了一个明显的东北—西南轴向的高压区。在阻塞高压东南方为一宽广的气旋区,在气旋区的北方有一个小冷槽,它沿着阻塞高压前的东北气流移动。在阻塞高压南部,有一东移的小气旋,这个小气旋在东移过程中并入了气旋区北方的一个向西南移动的小冷槽的西端,使该冷槽在北纬 50° — 60° 的东亚上空成为一个比较典型的横槽。12日以后,阻塞高压趋于崩溃。起先,在阻塞高压北部开始减弱,正变高中心出现在贝加尔湖西北地区;之后,高压脊变宽,并在减弱部位分成两个高压中心,使阻塞高压显著减弱。此间,横槽缓缓向东南移动,在阻塞高压迅速减弱的同时,槽开始南移。到14日阻塞高压就已完全崩溃,乌拉尔高压区已为浅槽所代替。随着乌拉尔阻塞高压的破坏,在东亚上空就出现了一次横槽南移发展的寒潮天气过程。

我们计算了一些物理量,如500毫巴上的垂直速度场(见图1a)、散度场(图略)和1000—500毫巴间平均温度输送场(图略),计算结果表明,在过程初始阶段,在乌拉尔地区所出现的东北—西南轴向的高压区,是由于在西欧及新地岛以北,对流层下部发生了强烈的大范围的暖空气向东北方向的输送,同时在500毫巴上空有一相应的辐合¹⁾(指速度散度的辐合,下同)区域出现的结果。这样一个高压区的建立,促使其前方气旋区域内的冷槽南移和加深,并在等高线辐散区域内形成了横槽。

几天以后,脊后暖空气输送衰退,并有一范围不大、强度很强的冷空气输送伴随辐散区进入了阻塞高压脊的西北部,而原先阻塞高压脊上的辐合区却往南偏东退却,使阻塞形势破坏,脊前的基本气流转成了西北气流,原先等高线呈辐散状的横槽区变成了辐合状,使涡度的 y 分量转换为 x 分量²⁾,横槽顺西北气流迅速南移,地面冷高压相应南下扩散,在我国形成了一次寒潮。

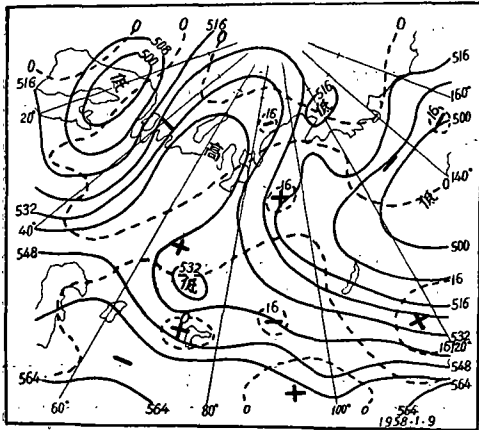
1) 计算所得的散度场存在与一般涡度方程散度作用相反的规律性。

2) 我们定义 $\xi_x = \frac{1}{l} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$, $\xi_y = \frac{1}{l} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}$ 分别为涡度的 x 和 y 分量,可以容易得到这两个分量的变化方程为:

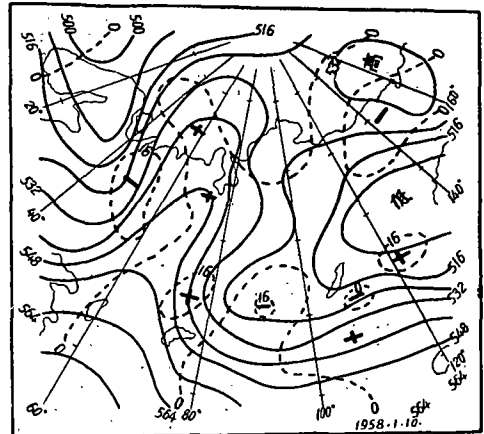
$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) \xi_x = -\xi_x \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - l \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y},$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \right) \xi_y = -\xi_y \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - l \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}.$$

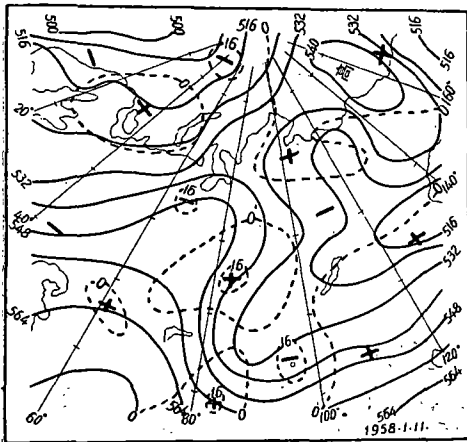
l 表示地球自转参数, ϕ 表示位势高度, 量 $\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}$ 标志了涡度的 x 和 y 分量间的转换项。



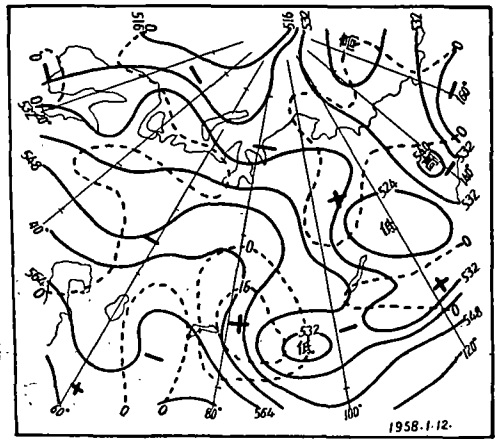
a. 1958年1月9日



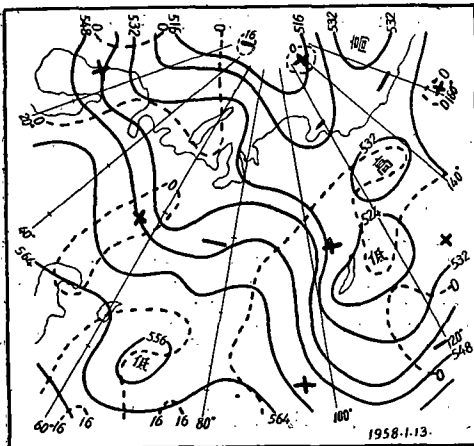
b. 1958年1月10日



c. 1958年1月11日



d. 1958年1月12日



e. 1958年1月13日

图 1 a-c. 1958 年 1 月 9—13 日每日 12.00 时 500 毫巴位势高度场 (实线; 单位: 位势什米) 和 24 小时平均垂直速度 ω ($= \frac{dp}{dt}$) 场 (虚线; 单位: 10^1 毫巴/24 小时)

平均时段: 指每日世界时 12.00 时前后 24 小时

三、涡度方程的数值分析

用实际资料分析涡度方程各项在横槽过程中对涡度变化所起的作用。

(1) 计算方法

出发方程为如下的涡度方程：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla \eta + \eta \frac{\partial \omega}{\partial p} - \omega \frac{\partial \eta}{\partial p} - \left(\nabla \omega \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial p} \right) \cdot \vec{k}. \quad (2)$$

符号所表示的意义和惯用的一样。

求方程(2)的24小时时间积分,取12小时的时间步长,用Simpson积分公式进行计算,同时把有关空间微商写成差分形式。水平方向的差分间距取成500公里,垂直方向的差分间距取成200毫巴,得到在500毫巴上涡度的24小时变化的计算公式为：

$$\Delta \eta = \Delta \eta_1 + \Delta \eta_2 + \Delta \eta_3 + \Delta \eta_4,$$

其中,

$$\begin{aligned} \Delta \eta_1 = C_1 \left\{ \frac{1}{3} [(\phi_2 - \phi_4)(\eta_1 - \eta_3) - (\phi_1 - \phi_3)(\eta_2 - \eta_4)]_{t=0} + \right. \\ \left. + \frac{4}{3} [(\phi_2 - \phi_4)(\eta_1 - \eta_3) - (\phi_1 - \phi_3)(\eta_2 - \eta_4)]_{t=12} + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} [(\phi_2 - \phi_4)(\eta_1 - \eta_3) - (\phi_1 - \phi_3)(\eta_2 - \eta_4)]_{t=24} \right\}, \end{aligned}$$

$$\Delta \eta_2 = \tilde{\eta}_5 \frac{\omega_{600} - \omega_{400}}{200}, \quad \Delta \eta_3 = C_3 \omega_{500} (\bar{h} - h),$$

$$\Delta \eta_4 = C_4 [(\omega_1 - \omega_3)(h_1 - h_3) + (\omega_2 - \omega_4)(h_2 - h_4)].$$

| | | | |
|--|---|---|---|
| | 3 | 0 | 1 |
| | | | |

图 2

公式内符号的下角附标如右图2所示; $\tilde{\eta}_5$ 为每日世界时12.00时500毫巴上的 η 值; ω_{600} , ω_{400} 和 ω_{500} 分别表示600毫巴、400毫巴和500毫巴上的垂直速度; h 为300毫巴—700毫巴间的厚度; $(\bar{\quad}) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 (\quad)_i$; C_1, C_3, C_4 是常数, 它们只和纬度

有关。

(2) 计算结果

计算所得结果有以下几点：

1) 各项量级大小: 把各天(1958年1月9—13日)计算的 $\Delta \eta_1, \Delta \eta_2, \Delta \eta_3, \Delta \eta_4$ 做出亚欧地区232个网格点上的大面积代数值累加及绝对值累加,而后取点数平均,结果如表1。

从表中可以看出,涡度方程中散度项和涡度平流项同量级,垂直输送项和涡管转化项同量级,而前两项在数值上比后两项大一个量级。

2) 24小时时间间隔里, 涡度平流项最能反映实际涡度变化。这与 Vanderman^[2] 的结果一致。在实际涡度变化数值大的地区, 涡度平流虽然在强度上差得很多, 但一般能指示出涡度变化的符号。对主要系统来说, 涡度平流基本上正确描写了横槽过程的正涡度

表 1

(单位: 10^{-5} 秒 $^{-1}$ /24 小时)

| 时 間 物理量 | 9 | | 10 | | 11 | | 12 | | 13 | |
|----------------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|
| | 绝对值 | 代数值 | 绝对值 | 代数值 | 绝对值 | 代数值 | 绝对值 | 代数值 | 绝对值 | 代数值 |
| $\Delta\eta_1$ | 3.72 | -0.16 | 2.83 | 0.27 | 2.71 | 0.08 | 2.80 | 0.15 | 2.03 | 0.27 |
| $\Delta\eta_2$ | 6.43 | 0.98 | 7.83 | 1.08 | 7.68 | 0.09 | 5.89 | -1.51 | 5.12 | -0.19 |
| $\Delta\eta_3$ | 0.54 | 0.09 | 0.50 | -0.03 | 0.53 | 0.07 | 0.57 | 0.18 | 0.54 | 0.08 |
| $\Delta\eta_4$ | 0.28 | -0.11 | 0.22 | 0.04 | 0.25 | -0.05 | 0.30 | -0.04 | 0.25 | -0.01 |

变化区。误差主要表现在 11 日和 12 日当横槽缓缓向东南移动并进入东经 90° 以东地区时, 涡度平流数值表现太强, 并且平流中心位置也偏在实况中心东南面, 而 13 日当横槽南移、发展时, 涡度平流又太弱。

3) 辐散项所得结果有些使人惊奇, 它在数值上过大, 不但超过涡度平流项, 而且与涡度变化的实际结果也不相称。

4) 垂直输送项和涡管转换项一般比涡度平流项和散度项要小一个量级, 只在水平风速强的地区, 它们才有较大的数值。这两项本身在大范围内的符号分布很一致, 但它们在较大范围内相互间的优势符号却是相反的。因此, 就大范围而言, 垂直输送项和涡管转换项对变高的作用是相互抵消的。然而在个别地方这两项贡献却相当大, 也不相消, 例如, 12 日在横槽附近就是这种情况。

前面已经指出, 这次流型转变的关键在于高空反气旋的崩溃。从涡度方程的数值分析结果看, 可以认为涡度方程(主要是涡度平流)能描写这次横槽南移的主要特征, 但对高空反气旋崩溃过程的描写则较差。

(3) 五天积分数值分析

依照上面用的数值积分方法, 把积分时间延长为五天, 得到如下结果:

1) 涡度方程右边四项五天积分在亚欧地区 232 个网格点上的大面积代数值累加和绝对值累加见表 2。

表 2

(单位: 10^{-5} 秒 $^{-1}$ /24 小时)

| 物理量 | $\Delta\eta_1$ | $\Delta\eta_2$ | $\Delta\eta_3$ | $\Delta\eta_4$ | $\sum_1^4 \Delta\eta_i$ | $\Delta\eta_1 + \Delta\eta_2 + \Delta\eta_4$ | $\Delta\eta_2 + \Delta\eta_4$ |
|-------|----------------|----------------|----------------|----------------|-------------------------|--|-------------------------------|
| | 代数值累加 | 120.2 | -0.1 | 71.1 | -30.6 | 1059.9 | 160.7 |
| 绝对值累加 | 932.6 | 335.1 | 198.7 | 94.8 | 1813.0 | 1226.1 | 293.5 |

从数值上看, 涡度平流最占优势, 而且它比 24 小时积分的累加值大, 但绝对值累加与代数值累加间相差却有限, 这说明在这五天內, 涡度平流有一个比较稳定的方向。散度项五天积分的绝对值累加小于涡度平流项的值, 而代数值累加却是四项中最小的数值。这个事实告诉我们, 涡度方程里散度项对涡度变化的作用随着时间增长及空间范围的扩大而有抵消的现象。当然, 现有分析是无法肯定在用涡度方程作五天预报时对散度项的取

舍程度。垂直輸送項和渦管轉項的累加值和 24 小时积分情况一样,它們随积分時間增长而增大,兩項之間相互抵消。从数值上看似乎垂直輸送項要比較大一些,这是由于計算时所取差分步长不一致的結果^[2]。

从以上数值分析看,可以認為,对于五天預报而言,渦度平流在数值大小及描写渦度变化的正确性上都是最重要的。

2) 从渦度平流五天积分結果及实际渦度变化图(图略)可知,渦度平流基本上描写出这五天的演变过程,它能反映一般渦度变化的符号,只是強度和位置差一些(其誤差比 24 小时要大,但大体类似)。五天渦度平流积分的偏差分布和五天散度場的平均图一致。

渦度平流五天积分值比实际渦度变化值大一些,尤以东經 80° 以东、北緯 40°—50° 地区为最显著。这个地区,正好处于五天平均高度形势場上橫槽南面的西风气流区域内,在这五天中,橫槽区向該区域有不断的渦度輸送,但这些渦度,在該区域内有着很大的消耗(或轉变成了其他形式的能量),因此,在积分值和实际变化值間出現了显著的偏差。

本文用渦度方程对东亚高空流型的一次轉变作了一些定性分析,这个工作是初步的。我們認為,为了提高数值預报的质量,必須从动力学观点来掌握流型轉变过程的一些基本的天气学事实。另外,关于地轉渦度方程的預报性能問題,还值得作进一步的研究。

致謝 高庄、王振恆兩同志帮助計算,刘治軍同志帮助制图,謹此致謝。

参 考 文 献

- [1] Årnason, G. and Carstensen, L. P., "The Effects of Vertical Vorticity Advection and Turning of the Vortex Tubes in Hemispheric Forecasts with a Two-Level Model." *Monthly Weather Review*, Vol. 87, No. 4, 1959.
- [2] Lloyd W. Vanderman, "Comparison of Barotropic and Baroclinic Numerical Forecasts and Contributions of Various Effects." *Monthly Weather Review*, Vol. 87, No. 2, 1959.

АНАЛИЗ РАЗВИТИЯ ОДНОГО КРУПНОМАСШТАБНОГО СИНОПТИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Льау Сиан-юнь Чжоу Ци-дун

(Центральный институт метеорологии)

Резюме

В данной статье синоптическим и численным способами проанализировано развитие макросиноптического процесса за 9—14 января 1958 г., и показано, что развитие ложбины, ось которой направлена с северо-востока на юго-запад, тесно связано с заблокированным антициклоном. Последний установлен под действием конвективной системы западнее урала и адвекцией тепла к северо-востоку.

Используя фактические данные, вычислили в отдельности все слагаемые уравнения вихря скорости. Оценена их роль в изменении вихря. Оказывается, что адвекция вихря играет главную роль, а член с дивергенцией вносит противоположенный общепринятому закону вклад.

Проинтегрированы в отдельности все слагаемые уравнения вихря на пять дней и проанализирован их суммарный вклад.