

# 中纬度地形影响大尺度运动简化方程 及其物理过程的初步分析\*

陈 秋 士

(北京大学地球物理系)

## 提 要

将  $\sigma$ -坐标的运动方程组进行尺度分析, 考虑水平尺度为  $10^3$  公里的系统, 得到一组封闭的简化方程组。在涡度方程中, 凸起的地形脊对流场的影响和一固定的气旋式流场相当; 在热力学方程中和一固定的高温区相当。因此, 引入了地形相当涡度和地形相当温度的概念来近似表示这种影响。

当把运动分解为平流变化和调整变化的相互作用来考察, 并且平均气流和切变气流均为西风时, 调整变化所造成的垂直运动和边界条件的强迫作用相反, 有利于保持大尺度运动的准水平性。但在某些特殊条件下, 调整变化可和边界的强迫作用相一致, 可进一步加强边界条件的影响。

## 一、引 言

关于地形时大尺度运动影响的研究, 国内外已作了大量的工作<sup>[1-4]</sup>, 特别是在数值试验模拟方面。但怎样从物理上来理解地形的影响, 仍有必要作进一步的阐明。受地形影响的物理过程, 过去较多的是从正压涡度方程来说明的。事实上, 地形不仅直接影响着正压流场, 而且还同时影响着随高度改变的切变流场和温度场, 对于象后者这种受斜压影响的物理过程以及它与大尺度系统发生发展的关系, 目前还讨论得很少, 本文将着重说明这一问题。

采用  $\sigma$ -坐标研究地形的影响, 是目前使用较多的一种方法。我们首先通过对  $\sigma$ -坐标的涡度、散度和热力学方程进行尺度分析, 得到一组能够说明中纬度大地形影响的物理特性的简化方程。这组方程实际上是一组  $\sigma$ -坐标地转近似方程组。

为了理解中纬度大尺度天气形势变化的物理过程, 在资料<sup>[5-7]</sup>中, 曾把形势变化分成很多时间间隔或分解时间步长, 在每个分解时间步长中, 包含平流变化和调整变化两部分, 平流变化常可造成地转风不平衡, 调整变化则使非地转风向地转风调整。正是这种平流变化和调整变化的相互作用, 造成了形势变化和发展。这种物理过程, 无论在平原地区还是在地形复杂的地区, 都是共同的。在有地形影响时, 平流变化将受到下边界条件的限制, 使地转风平衡破坏的因子表现出它的特殊性。只有把握了这种特殊性, 地形对天气系统影响的物理过程, 才能有比较好的了解。资料<sup>[5,6]</sup>是在没有考虑地形影响的基础上讨论的, 本文则把上述讨论推广到有地形影响的情形。

\* 本文于 1979 年 1 月 17 日收到, 6 月 29 日收到修改稿。

## 二、基本方程

我们采用  $\sigma$ -坐标, 即  $\sigma = P/\pi$ ,  $\pi = \pi(x, y, t)$  表示地面气压。动力学方程为

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -f\vec{k} \times \vec{V} - \nabla\phi - RT\nabla\ln\pi + \vec{F} \quad (2.1)$$

热力学方程为

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\alpha}{c_p} \left( \pi\dot{\sigma} + \sigma \frac{\partial\pi}{\partial t} + \sigma\vec{V} \cdot \nabla\pi \right) + \frac{1}{c_p} Q \quad (2.2)$$

这里  $Q$  为单位质量的热流入量。连续方程为

$$\frac{1}{\pi} \left( \frac{\partial\pi}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\pi \right) + \nabla \cdot \vec{V} + \frac{\partial\dot{\sigma}}{\partial\sigma} = 0 \quad (2.3)$$

静力学方程为

$$\frac{\partial\phi}{\partial\sigma} = \frac{-RT}{\sigma} \quad (2.4)$$

方程(2.1)–(2.4)是我们讨论的基本方程, 其中的符号均为一般常用的符号。将动力学方程进行  $\nabla \times$  和  $\nabla \cdot$  的运算, 则得涡度方程和散度方程为

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla(f + \zeta) - (f + \zeta)\nabla \cdot \vec{V} - \vec{k} \cdot (\nabla RT \times \nabla\ln\pi) - \vec{k} \cdot \nabla \times \left( \dot{\sigma} \frac{\partial\vec{V}}{\partial\sigma} \right) + \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{F} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \vec{k} \cdot \nabla \times (f + \zeta)\vec{V} - \nabla RT \cdot \Delta\ln\pi - \nabla \cdot \left( \dot{\sigma} \frac{\partial\vec{V}}{\partial\sigma} \right) - \nabla^2 \left( \phi + \frac{1}{2}\vec{V} \cdot \vec{V} \right) - RT\nabla^2\ln\pi + \nabla \cdot \vec{F} \quad (2.6)$$

在绝热的情况下, 热力学方程可以改写为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla T + \frac{c^2}{\sigma R} \dot{\sigma} + \frac{\alpha_0^2}{R} \left( \frac{\partial\ln\pi}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla\ln\pi \right) \quad (2.7)$$

这里

$$c^2 = \frac{R^2 T}{g} (r_d - r), \quad \frac{c^2}{\sigma R} = \frac{\alpha_0 \pi}{c_p} - \frac{\partial T}{\partial\sigma} \quad (2.8)$$

$$\alpha_0^2 = \alpha c_0^2, \quad \alpha = R/c_p = 0.286, \quad c_0^2 = RT \quad (2.9)$$

边界条件为

$$\sigma = 0 \text{ 时, } \dot{\sigma} = 0; \quad \sigma = 1 \text{ 时, } \dot{\sigma} = 0. \quad (2.10)$$

这时, 把在  $P$ -坐标中通过边界条件所表现的地形影响, 直接通过方程的某些项来表示。

## 三、基本方程的简化及其物理意义

本节主要通过简化方程来讨论直接表示地形影响的一些项的物理意义。

### 1. 连续方程

地面气压场  $\pi(x, y, t)$  实际上可分为两部分,

$$\pi(x, y, t) = \pi_0(x, y) + \pi'(x, y, t) \quad (3.1.1)$$

准定常的  $\pi_0(x, y)$ , 表示由于地面海拔高度不一样造成的; 非定常的  $\pi'(x, y, t)$ , 表示

由地面气压系统发展变化造成的。将(3.1.1)代入(2.3), 则有

$$\frac{1}{\pi_0 + \pi'} \left( \frac{\partial \pi'}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \pi_0 + \vec{V} \cdot \nabla \pi' \right) + \nabla \cdot \vec{V} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.1.2)$$

我们考虑如下尺度的系统: 水平尺度  $L \sim 10^6$  米, 水平风速  $V \sim 10$  米/秒, 扰动的移速  $c \sim 10$  米/秒, 柯氏参数  $f \sim 10^{-4}$  秒 $^{-1}$ ,  $\pi \sim 10^3$  毫巴, 经过水平尺度  $L$ , 气压扰动的改变  $\Delta \pi' \sim 10$  毫巴, 由于地形造成的场面气压的改变  $\Delta \pi_0 \sim 10^2$  毫巴 (在西藏高原附近可达  $5 \times 10^2$  毫巴)。这时

$$u \frac{\partial}{\partial x} \sim V \frac{\partial}{\partial y} \sim \frac{V}{L}, \quad \frac{\partial}{\partial t} \sim c \frac{\partial}{\partial x} \sim \frac{c}{L} \sim \frac{V}{L},$$

$$\frac{\partial}{\partial \sigma} \sim 1. \text{ 相对涡度 } \zeta \text{ 和水平散度 } \nabla \cdot \vec{V} \text{ 仍和 } P\text{-坐标中的相似, } \zeta \sim \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \sim \frac{V}{L}, \quad \frac{\nabla \cdot \vec{V}}{\zeta} \sim$$

$10^{-1}$ ,  $\dot{\sigma}$  和  $P$ -坐标中  $\omega/\pi$  相当, 在  $P$ -坐标中, 大尺度  $\omega \sim 10^{-3}$  毫巴/秒  $\sim 4$  毫巴/小时, 因此  $\dot{\sigma} \sim \Sigma \sim \omega/\pi \sim 10^{-6}$  秒 $^{-1}$ 。考察方程(3.1.2)各项, 可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\pi} \frac{\partial \pi'}{\partial t} &\sim \frac{1}{\pi} \frac{V \Delta \pi'}{L} \sim 10^{-7} \text{秒}^{-1} \\ \frac{1}{\pi} \vec{V} \cdot \nabla \pi_0 &\sim \frac{1}{\pi} \frac{V \Delta \pi_0}{L} \sim 10^{-6} \text{秒}^{-1} \\ \frac{1}{\pi} \vec{V} \cdot \nabla \pi' &\sim \frac{1}{\pi} \frac{V \Delta \pi'}{L} \sim 10^{-7} \text{秒}^{-1} \\ \nabla \cdot \vec{V} &\sim \frac{V}{L} \times 10^{-1} \sim 10^{-6} \text{秒}^{-1} \\ \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} &\sim \Sigma \sim 10^{-6} \text{秒}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.3)$$

这时, 方程(3.1.2)可简化为

$$\nabla \cdot \vec{V} = -\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} - \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 \quad (3.1.4)$$

上式右端第一项表示在  $\sigma$ -坐标中单位高度空气柱在垂直方向上的伸长和压缩。当空气柱由  $A'$  移到  $A''$  时(图 3.1a), 它的高度是不变的, 即  $\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0$ , 相应地, 水平散度为

$$\nabla \cdot \vec{V} = -\vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 \quad (3.1.5)$$

这时, 如果把这一空气柱的移动描绘到相应的  $P$ -坐标中去, 如图 3.1 b, 空气柱的高度在  $P$ -坐标中是变化的, 即  $\frac{\partial \omega}{\partial P} \neq 0$ , 这时, 水平散度

$$\nabla \cdot \vec{V} = -\frac{\partial \omega}{\partial P} \neq 0 \quad (3.1.6)$$

由(3.1.5)和(3.1.6)所表示的水平散度本质上是一致的, 只是在  $P$ -坐标中, 水平散度是通过  $\omega$  的边界条件隐含在  $\frac{\partial \omega}{\partial P}$  中的, 而在  $\sigma$ -坐标中, 则更明显地表示成和地形相联系的形式。  $-\vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0$  表示地形高度在水平方向上的变化所引起的水平散度, 也可简称为地形散度。如图 3.1 b 所示, 空气柱由  $A'$  移到  $A''$  时, 这时空气下山,  $\nabla \cdot \vec{V} = -\vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 < 0$ , 造成水平辐合。同理, 当空气柱由  $A$  移到  $A'$  时, 空气上山, 这时  $\nabla \cdot \vec{V} = -$

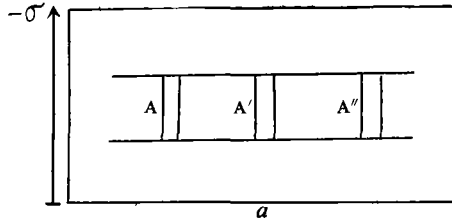


图 3.1 a

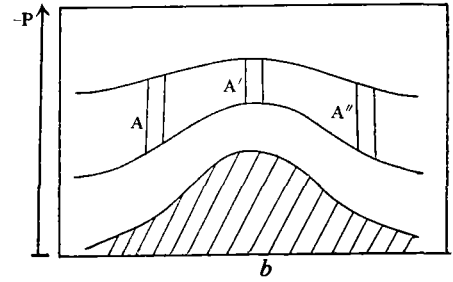


图 3.1 b

$\vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 > 0$ , 造成水平辐散。值得注意的是:  $-\vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0$  的值不仅和地形坡度  $\nabla \ln \pi_0$  的绝对值的大小有关, 而且和空气质点所在高度的风速  $\vec{V}(x, y, \sigma, t)$  有关。

## 2. 涡度方程和地形相当涡度

我们考查涡度方程(2.5)中各项,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} \sim \vec{V} \cdot \nabla \zeta \sim \frac{V}{L} \cdot \frac{V}{L} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2},$$

$$\vec{V} \cdot \nabla f \sim V \frac{f}{a} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}, \text{ 这里 } a \text{ 为地球半径。}$$

$$\zeta \nabla \cdot \vec{V} \sim 10^{-11} \text{秒}^{-2}, f_0 \nabla \cdot \vec{V} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}, (f - f_0) \nabla \cdot \vec{V} \sim \beta y \nabla \cdot \vec{V} \sim 10^{-11} \text{秒}^{-2},$$

$$\vec{K} \cdot \nabla \times \left( \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \right) \sim \dot{\sigma} \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma} \sim \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \sim \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \sim \frac{\sum V}{L} \sim 10^{-11} \text{秒}^{-2}$$

$\delta T$  表示温度的水平改变的尺度, 有  $\delta T/T \sim 10^{-1}$ ,  $RT \sim 10^4 \text{米}^2/\text{秒}^2$ ,  $-\vec{K} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi) \sim \frac{\partial RT}{\partial x} \frac{\partial \ln \pi}{\partial y} \sim \frac{\partial RT}{\partial y} \frac{\partial \ln \pi}{\partial x} \sim \frac{\partial RT}{\partial x} \frac{\partial \ln \pi_0}{\partial y} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}$ 。并考虑在自由大气中, 摩擦力  $\vec{K} \cdot \nabla \times \vec{F}$  是个小量, 因此, 方程(2.5)可以简化。将连续方程(3.1.4)代入, 则有

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla (f + \zeta) + f_0 \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 + f_0 \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} - \vec{K} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi_0) \quad (3.2.1)$$

上式右端第二项表示由于地形散度引起的涡度变化。在如图 3.1 中, 当空气柱下山由  $A'$  移动  $A''$  时,  $f_0 \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 > 0$ , 造成气旋式涡度增加; 反之, 当空气柱上山时, 造成反气旋式涡度增加。

$$\text{我们令} \quad \zeta_e = f_0 (\ln P_0 - \ln \pi_0) \quad (3.2.2)$$

这里  $P_0$  为标准海平面气压, 为一常数。利用(3.2.2), 则(3.2.1)可改写为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla (f + \zeta) - \vec{V} \cdot \nabla \zeta_e + f_0 \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} - \vec{K} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi_0) \quad (3.2.3)$$

因此,  $\zeta_e$  和涡度场的分布相当, 我们称  $\zeta_e$  为地形相当涡度。由  $P$ -坐标中的静力学关系

$$\ln P_0 - \ln \pi_0 = - \int_0^H \frac{g dZ}{RT} = - \frac{gH}{RT_m} \quad (3.2.4)$$

这里  $H$  为地面海拔高度。令  $H_0 = \frac{RT_m}{g}$  表示温度为  $T_m$  时的均质大气高度, 则

$$\zeta_e = f_0 H / H_0 \quad (3.2.5)$$

根据上式,由海拔高度即可求出  $\zeta_e$  的值来。在海拔高度  $H$  大的区域,  $\zeta_e$  的值较大。对于同样高度的山脉,当  $f_0$  值较大时,  $\zeta_e$  的值较大。

现在讨论方程(3.2.3)右端最后一项  $-\vec{K} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi_0)$  的含义。 $P$ -坐标和  $\sigma$ -坐标位势梯度有下列关系

$$-\nabla_p \phi = \nabla_\sigma \phi - \sigma \alpha \nabla \pi = \nabla_\sigma \phi - \alpha \nabla P \quad (3.2.6)$$

这里  $\alpha$  为比容,有  $\alpha = \frac{RT}{P}$ , 上式右端第二项表示单位质量空气在等  $\sigma$  面上所受的水平

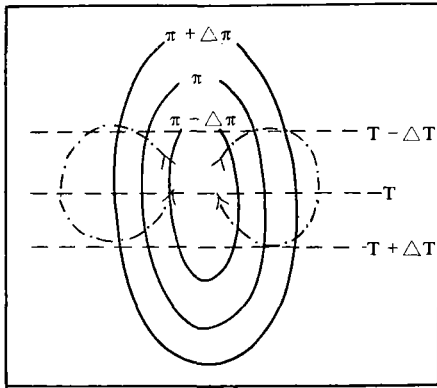


图 3.2

--- 等温线  
—— 等  $\pi$  线  
- - - -> 流线

气压梯度力  $-\alpha \nabla P$ , 它的方向指向  $\pi$  减小的方向。在有地形时指向地形脊, 显然它和  $-\Delta_\sigma \phi$  方向是相反的。当  $\sigma = 1$  时,  $\sigma \nabla \pi = \nabla \pi$ ; 当  $\sigma = 0$  时,  $\sigma \Delta \pi = 0$ 。将这项进行  $\vec{K} \cdot \nabla \times$  的运算后, 有  $-\vec{K} \cdot \sigma \nabla \alpha \times \nabla \pi = -\vec{K} \cdot \nabla RT \times \nabla \ln \pi_0$ , 它表示等  $\sigma$  面上等比容线(或等温线)和等压线所组成的力管场。当山脉为一有南北向长轴的椭圆形山脉, 且等温线北冷南暖时(图 3.2), 这时无论在山脉的东侧还是西侧, 都会造成暖空气上升(向着  $\pi$  减小的方向)和冷空气下沉(向着  $\pi$  增加的方向)的运动。就图 3.2 所示的温度场而言, 它能在热成风方向的向风坡上引起气旋式涡度增强; 在热成风方向的背风坡上, 引起反气旋式涡度增强。

将(3.2.3)对  $\sigma$  微商, 则得流场切变涡度变化的方程, 除去对流层顶附近外, 垂直温度层结的水平梯度  $\nabla \frac{\partial T}{\partial \sigma}$  要比  $\nabla T$  小一个量级, 即  $\left| \nabla \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right| / |\nabla T| \sim 10^{-1}$ 。因此, 该方程可减化为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma} \right) = -\frac{\partial}{\partial \sigma} \left[ \vec{V} \cdot \nabla (f + \zeta) \right] - \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \cdot \nabla \zeta_e + f_0 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \sigma^2} \quad (3.2.7)$$

上式和  $P$ -坐标中类似的流场切变涡度变化的方程相比, 只在方程右端多一个与地形影响有关的第二项。

### 3. 热力学方程和地形相当温度

在热力学方程(2.7)中, 考虑

$$\frac{\partial T}{\partial t} \sim \vec{V} \cdot \nabla T \sim \frac{V}{L} \delta T \sim 10^{-4} \text{度秒}^{-1}$$

$$\frac{c^2}{\sigma R} \dot{\sigma} \sim \frac{10^4}{10^2} \cdot \Sigma \sim 10^{-4} \text{度秒}^{-1} \quad \alpha_0^2 / R \sim \kappa T \sim 10^2 \text{度利用(3.1.3), 有}$$

$$\frac{\alpha_0^2}{R} \frac{\partial \ln \pi}{\partial t} \sim 10^{-5} \text{度秒}^{-1}, \quad \frac{\alpha_0^2}{R} \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 \sim 10^{-4} \text{度/秒}$$

$$\frac{\alpha_0^2}{R} \frac{1}{\pi} \nabla \pi' \sim 10^{-5} \text{度秒}^{-1}$$

因此(2.7)简化为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla T + \frac{c^2}{\sigma R} \dot{\sigma} + \frac{\alpha_0^2}{R} \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 \quad (3.3.1)$$

上式右端最后一项表示地形影响造成的温度变化。在图 3.1 中,当空气由  $A'$  移到  $A''$ (下山)时,  $\frac{\alpha_0^2}{R} \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 > 0$ , 造成增温。在对应的  $P$ -坐标系中,当空气由  $A'$  移到  $A''$  时,气柱是实际向下伸展了,这项反映了下沉压缩造成的增温。同理,当空气由  $A$  移到  $A'$ (上山)时,  $\frac{\alpha_0^2}{R} \vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 < 0$ , 造成温度减小。反映了  $P$ -坐标中上升膨胀造成的降温。

$$\text{令} \quad T_e = \frac{\alpha_0^2}{R} (\ln P_0 - \ln \pi_0) \quad (3.3.2)$$

利用上式, (3.3.1)为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla T - \vec{V} \cdot \nabla T_e + \frac{c^2}{\sigma R} \dot{\sigma} \quad (3.3.3)$$

这时  $T_e$  和某一温度分布相当,我们称它为地形相当温度。利用(3.2.5),则有

$$T_e = \frac{\alpha_0^2}{R} H/H_0 \quad (3.3.4)$$

#### 4. 散度方程的简化和地转风平衡

现在考查方程(2.6)中的各项,有

$$\frac{\partial D}{\partial t} \sim \frac{V}{L} \frac{V}{L} \times 10^{-1} \sim 10^{-11} \text{秒}^{-2}, \quad f_0 \zeta \sim f_0 \frac{V}{L} \sim 10^{-9} \text{秒}^{-2},$$

$$(f - f_0) \zeta \sim \beta y \frac{V}{L} \sim \beta L \frac{V}{L} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}$$

$$\zeta^2 \sim \frac{V}{L} \frac{V}{L} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}, \quad \beta u \sim \beta V \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}$$

$$\nabla^2 \phi \sim \frac{\delta \phi}{L^2} \sim \frac{g \delta z}{L^2} \sim \frac{10 \times 10^2}{10^{12}} \sim 10^{-9} \text{秒}^{-2}$$

$$\nabla^2 \left( \frac{1}{2} \vec{V} \cdot \vec{V} \right) \sim \frac{VV}{L^2} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2},$$

$$RT_0 \nabla^2 \ln \pi \sim 10^4 \times \frac{10^2}{L^2} \frac{1}{10^3} \sim 10^{-9} \text{秒}^{-2}$$

$$R(T - T_0) \nabla^2 \ln \pi \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2}, \quad \nabla RT \cdot \nabla \ln \pi \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2},$$

$$\nabla \cdot \left( \dot{\sigma} \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \right) \sim \frac{1}{L} \Sigma V \sim 10^{-11} \text{秒}^{-2}$$

因此,散度方程可以简化为

$$f_0 \zeta = \nabla^2 \phi + RT_0 \nabla^2 \ln \pi \quad (3.4.1)$$

这里  $T_0$  可看成常数或只与  $\sigma$  有关。将(3.4.1)对  $\sigma$  微商

$$f_0 \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma} = \nabla^2 \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} + R \frac{\partial T_0}{\partial \sigma} \nabla \ln \pi \quad (3.4.2)$$

$$\nabla^2 \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \sim \frac{\nabla^2 RT}{\sigma} \sim \frac{R \delta T}{L^2} \sim 10^{-9} \text{秒}^{-2}$$

$$R \frac{\partial T_0}{\partial \sigma} \nabla \ln \pi \sim \frac{10^3}{L^2} \times 10^{-1} \sim 10^{-10} \text{秒}^{-2},$$

$$f_0 \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma} \sim f \frac{V}{L} \sim 10^{-9} \text{秒}^{-2},$$

(3.4.2) 可改写为 
$$f_0 \frac{\partial \zeta}{\partial \sigma} = V^2 \left( \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) = -\frac{R}{\sigma} V^2 T \quad (3.4.3)$$

因此, 热成风涡度的平衡关系在  $P$ -坐标和  $\sigma$  坐标中有完全相似的形式。

我们令 
$$\phi_e = \phi + RT_0 \ln \frac{\pi}{1000} \quad (3.4.4)$$

则(3.4.1)可改写为

$$f_0 \zeta = \nabla^2 \phi_e \quad (3.4.5)$$

它和  $P$ -坐标具有相似的形式。我们称  $\phi_e$  为等  $\sigma$  面的相当位势高度。由静力学关系, 假设气柱温度为  $T_0$  时, 则

$$RT_0 \ln \frac{\pi}{1000} = \phi_{1000} - gH \quad (3.4.6)$$

这时(3.4.4)为 
$$\phi_e = \phi - (gH - \phi_{1000}) \quad (3.4.7)$$

$gH - \phi_{1000}$  为地面与 1000 毫巴等压面的位势高度差。因此, 某一等  $\sigma$  面的  $\phi_e$  为  $\pi = 1000$  毫巴,  $T = T_0$  时, 该等  $\sigma$  面所应有的位势高度。

根据(3.4.1)或者由方程(2.1)进行量级分析, 可得地转风关系

$$-f_0 \vec{K} \times \vec{V} = \nabla \phi + RT_0 \nabla \ln \pi \quad (3.4.8)$$

或者 
$$-f_0 \vec{K} \times \vec{V} = \nabla \phi_e \quad (3.4.9)$$

### 5. $\sigma$ -坐标的准地转近似模式

根据前面的分析, 我们可得到  $\sigma$ -坐标准地转近似的封闭方程组。我们令

$$\eta_s = f + \zeta + \zeta_e \quad (3.5.1)$$

利用静力学关系(2.4), 得

$$-\vec{K} \cdot \nabla RT \times \nabla \ln \pi_0 = J \left( \sigma \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}, \ln \pi_0 \right) \quad (3.5.2)$$

这里  $J$  为 Jacobin 算子, 利用方程(3.4.5)和(3.4.9), 则涡度方程为

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi_e}{\partial t} = J(\phi_e, \eta_s) + f_0^2 \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma^2} + J \left( \sigma \frac{\partial \phi}{\partial \sigma}, \ln \pi_0 \right) \quad (3.5.3)$$

热力学方程变为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) = -J(\phi_e, T_s) - \frac{c^2}{\sigma^2} \dot{\sigma} \quad (3.5.4)$$

这里 
$$T_s = T + T_e \quad (3.5.5)$$

将(3.5.3)进行 $\nabla^2$ 运算, 并利用(3.2.7)和热成风关系(3.4.3)则得 $\dot{\sigma}$ 的诊断方程

$$\frac{1}{\sigma^2} \nabla^2 (c^2 \dot{\sigma}) + f_0^2 \frac{\partial^2 \dot{\sigma}}{\partial \sigma^2} = \frac{1}{f_0} \frac{\partial}{\partial \sigma} [J(\phi_e, \eta_s)] + \frac{1}{I_0} \frac{R}{\sigma} \nabla^2 [J(\phi_e, T_s)] \quad (3.5.6)$$

和 $P$ -坐标中 $\omega$ 方程相比, (3.5.6)除去分别用 $\phi_e, \eta_s, T_s$ , 代替 $\phi, \eta, T$ 外, 均和 $\omega$ 方程相似。方程(3.5.3), (3.5.4), (3.5.6)和(3.4.4)组成关于 $\phi_e, \phi, \pi, \sigma$ 的封闭的方程组, 它的具体计算顺序有

$$\begin{array}{c} \phi^{(n)}, \pi^{(n)} \rightarrow \phi_e^{(n)} \rightarrow \dot{\sigma}^{(n)} \rightarrow \phi_e^{(n+1)}, \phi^{(n+1)} \rightarrow \pi^{(n+1)} \\ \text{(初值)} \quad \quad \quad \uparrow \text{转入下一时间步长} \leftarrow \end{array}$$

在上列计算顺序中, 先根据初值 $\phi^{(0)}$ 和 $\pi^{(0)}$ 由(3.4.4)计算 $\phi_e^{(0)}$ , 而后再由 $\dot{\sigma}$ 方程(3.5.6)算出 $\dot{\sigma}$ , 而后再根据(3.5.3)和(3.5.4)求出下一时刻的 $\phi$ 和 $\phi_e$ , 并通过(3.4.4)求出该时刻的 $\pi$ 来, 以此逐步外推。从上面可以看出, 在连续方程中, 未考虑 $\pi$ 的局地变化, 但 $\pi$ 随时间改变仍可由 $\phi_e$ 的变化通过诊断关系(3.4.4)得到。

#### 四、流场温度场热成涡度变化的初步分析

##### 1. 平流变化和调整变化的分解

根据文献[5]—[7], 天气形势的变化, 是在热成风不断建立和不断破坏中发展的。而准地转过程则表示地转风平衡以极快的速度实现的。下面按照文献[7]将方程(3.2.3)和(3.3.3)分为平流变化和调整变化两部分, 平流变化为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla (f + \zeta) - \vec{V} \cdot \nabla \zeta_e - \vec{k} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi_0) \quad (4.1.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla T - \vec{V} \cdot \nabla T_e \quad (4.1.2)$$

为了和方程(4.1.1)中考虑地形散度相协调, 连续方程也分为两部分, 平流变化可由地形散度表示

$$D = -\vec{V} \cdot \nabla \ln \pi_0 \quad (4.1.3)$$

这时相应的调整变化的方程为

$$\left( \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) = f_0 \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (4.1.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) = -\frac{c^2}{\sigma^2} \dot{\sigma} \quad (4.1.5)$$

$$D = -\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (4.1.6)$$

和文献[7]中的 $P$ -坐标类似, 还应包含散度方程的平流变化和调整变化, 这时调整变化为

$$\frac{\partial D}{\partial t} = f \zeta - \nabla^2 \left( \phi + RT_0 \ln \frac{\pi_0}{1000} \right)$$

在准地转模式中, 相应的散度方程的平流变化可忽略<sup>[7]</sup>。



## 2. 流场上切变涡度的平流变化

将方程(4.1.1)写在如图4.1的两层模式上,对任意函数可引进下列符号,

$$\hat{F} = \frac{1}{2}(F_1 - F_3); F_2 = \frac{1}{2}(F_1 + F_3) \quad (4.2.1)$$

令 $\hat{\zeta}$ 和 $\hat{V}$ 分别表示流场上的切变涡度和切变风,由(4.1.1)或(3.2.7)可得

$$\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} = -\hat{V} \cdot \nabla(f + \zeta) - \hat{V} \cdot \nabla \hat{\zeta} - \hat{V} \cdot \Delta \zeta_e \quad (4.2.2)$$

上式右端前两项,在文献[6]中已作过讨论, $-\hat{V} \cdot \Delta \zeta_e$ 表示流场上的切变涡度随正压涡度平流, $-\hat{V} \cdot \nabla(f + \zeta)$ 表示正压流场的绝对涡度向流场切变涡度的转化。上式右端第三项 $-\hat{V} \cdot \nabla \zeta_e$ 表示相当地形涡度向流场切变涡度转化。如果切变气流的方向如图4.2

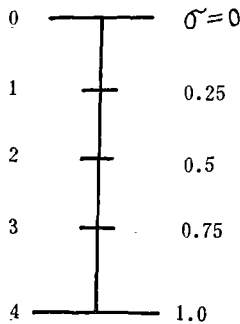


图 4.1

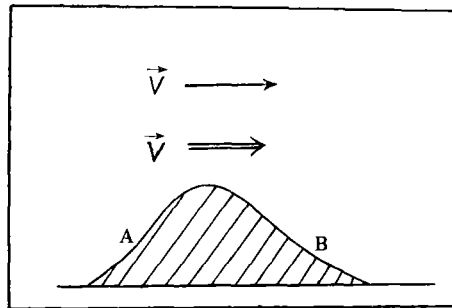


图 4.2

所示,代表西风随高度增大的切变气流因在图4.2的A,B之间,相当地形涡度等价于一个正的气旋性涡度中心。在切变气流向风坡的A点, $-\hat{V} \cdot \nabla \zeta_e < 0$ ,则 $\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} < 0$ ,造成负的切变涡度,即上层反气旋式涡度大于下层。在切变气流背风坡的B点, $-\hat{V} \cdot \nabla \zeta_e > 0$ ,即 $\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} > 0$ ,造成正的切变涡度,即上层气旋式涡度大于下层。这种流场上切变涡度的变化,是由于切变气流受地形影响,在不同的高度上产生了不同的地形散度,从而使流场涡度在不同高度上有不同的改变而造成的。

## 3. 温度场热成风涡度的平流变化和地形对非热成风产生的影响

将(4.1.2)进行 $\Delta$ 运算,则有

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} = -\hat{V} \cdot \nabla(\nabla T) - (\Delta \hat{V}) \cdot \nabla T - \hat{V} \cdot \nabla(\nabla T_e) - (\nabla \hat{V}) \cdot \nabla T_e + 2A(\hat{V}, T_s) \quad (4.3.1)$$

这里

$$A(\hat{V}, T_s) = \frac{\partial \hat{V}}{\partial x} \cdot \nabla \frac{\partial T_s}{\partial x} + \frac{\partial \hat{V}}{\partial y} \cdot \nabla \frac{\partial T_s}{\partial y}$$

(4.3.1)右端第一、二项在文献[6]中已讨论过。第一项表示温度场热成风涡度平流,第二

项表示温度梯度向扰动温度场热成风涡度转化, 第三项和第四项均由地形影响引起的。 $\vec{V}$  表示所讨论的某一厚度层内的垂直平均的水平气流或正压气流。 $-\vec{V} \cdot \nabla(\nabla T_e)$  表示地形相当温度场所具有的热成风涡度随正压气流平流。在图 4.2 的  $AB$  之间, 地形相当温度为—高值区, 它对应的温度场热成风涡度是负的。在如图 4.2 所表示的正压气流  $\vec{V}$  时, 在向风坡  $A$  点, 此项造成的温度场热成风涡度的平流变化是正的, 即造成相对冷的中心, 在背风坡的  $B$  点, 温度场热成风涡度的变化是负的, 即造成相对暖的中心。

(4.3.1) 右端第四项  $-\vec{V} \cdot \nabla T_e = -(\Delta V_n) \frac{\partial T_e}{\partial n}$ , 这里  $n$  表示地形等高线的法线方向。此

项表示, 对于大范围较平直的地形坡度, 当垂直于地形等高线方向的流场分量具有水平不均一性时, 将造成温度场热成风涡度的平流变化。例如, 对于大范围南北向排列的山脉, 如北美的洛基山, 当高空有西风急流越过时, 由于这项的作用, 在急流中心的背风坡, 可使温度场上造成相对暖的负的热成风涡度。此项的作用在于使地形相当温度的梯度转化为温度场的热成风涡度。 $2 \cdot I(\vec{V}, T_s)$  和流场的变形场形式的分布有关, 一般认为它是一个小量。

当流场和温度场的平流变化不相一致时, 可造成非热成风的产生。令

$$\zeta'_T = \hat{\zeta} - \frac{1}{f} \frac{R}{\sigma} \nabla^2 T \quad (4.3.2)$$

表示非热成风涡度。对于准地转运动, 在每一个分解时间步长的开始, 均满足地转风平衡,

故有

$$4 f_0 \vec{V} \cdot \nabla \hat{\zeta} = \frac{R}{\sigma} \vec{V} \cdot \nabla (\Delta T) \quad (4.3.3)$$

和

$$-\frac{R}{\sigma} (\Delta \vec{V}) \nabla T = 4 f_0 \vec{V} \cdot \nabla \hat{\zeta} \quad (4.3.4)$$

将(4.2.2)减去(4.3.1)  $\times \frac{R}{f\sigma}$ , 并利用(4.3.3)和(4.3.4)则有

$$\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t} = -\hat{\zeta} \cdot \nabla (2\zeta + f) - \hat{\zeta} \cdot \nabla \zeta_e + \frac{R}{f\sigma} \vec{V} \cdot \nabla (\nabla T_e) + \frac{R}{f\sigma} (\nabla \vec{V}) \cdot \nabla T_e - 2 \frac{R}{f_0 \sigma} I(\vec{V}, T_s) \quad (4.3.5)$$

应该指出, 方程(4.3.5)右端和  $\dot{\sigma}$  方程(3.5.6)右端的形式不同, 只是在于将(4.3.5)右端展开, 并利用了(4.3.3)和(4.3.4), 它们在物理含义上完全是相同的。因此  $\sigma$  方程右端的物理含义同样是表示了平流变化所造成的非热成风涡度。

方程(4.3.5)右端第一项, 在文献[6]和[8]中已经讨论过。右端第二和第三项, 是地形造成的非热成风涡度的主要项。在如图 4.2 的正压气流和切变气流的条件下, 在背风坡的  $B$  点, 第二项造成流场切变涡度是正的。第三项造成温度场热成风涡度是负的, 两者的共同作用将产生正的非热成风涡度, 即  $\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t} > 0$ 。相反, 在图 4.2 向风坡的  $A$  点, 造成流场切变涡度是负的, 温度场热成风涡度为正, 亦即造成负的非热成风涡度,

$\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial t} < 0$ 。(4.3.5)右端最后两项,一般情况下数值较小,初步定性讨论可暂不考虑。

#### 4. 调整变化和地形对调整变化的影响

在每一分解时间步长中,平流变化造成热成风偏差后,调整变化则使非热成风向热成风平衡调整。将调整变化的方程(4.1.4)–(4.1.7)写成两层模式的形式,利用 $\hat{\sigma}_0 = \hat{\sigma}_4 = 0$ ,则有

$$\frac{\partial \hat{D}}{\partial t} = f \hat{\xi} - \nabla^2 \hat{\phi} \quad (4.4.1)$$

$$\frac{\partial \hat{\xi}}{\partial t} = -f \hat{D} \quad (4.4.2)$$

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t} = -\frac{c^2}{\sigma^2} \hat{\sigma}_2 \quad (4.4.3)$$

$$\hat{D} = -2 \hat{\sigma}_2 \quad (4.4.4)$$

和  $P$ -坐标相似,非热成风是通过垂直运动来调整的。由(4.4.1)和(4.4.4),则有

$$\frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial t} = -\frac{1}{2}(f \hat{\xi} - \nabla^2 \hat{\phi}) \quad (4.4.5)$$

由上式可知,当流场上热成风涡度大于温度场热成风涡度时,在调整变化中促使上升运动,即 $\hat{\sigma} < 0$ ,并且下层辐合,上层辐散;当流场上热成风涡度小于温度场热成风涡度时,促使下沉运动,即 $\hat{\sigma} > 0$ ,上层辐合,下层辐散。

根据这种调整变化中的垂直运动,可以讨论气流越过山脉时的基本特点。在图 4.2 所表示的平均正压气流和切变气流均为西风的情况下,我们考察气流越过山脉时的情形。这时由于地形的影响,平流变化所产生的非热成风涡度,在向风坡  $A$  点是负的,则在调整变化中如图 4.3  $a$  所示,在  $A$  点上层辐合,下层辐散, $\hat{\sigma} > 0$ ,即下沉运动。同理在背风坡  $B$  点,地形影响使平流变化造成的非热成风涡度是正的,在  $B$  点则调整变化造成上层辐散,下层辐合,上升运动即 $\hat{\sigma} < 0$ 。如果把气流越过山脉时,大气运动的总的特点,表示在  $P$ -坐标剖面示意图 4.3  $b$  上。这时如图所示,在向风坡  $A$  点,在边界条件 $\hat{\sigma} = 0$ 的限制下,平均正压气流上坡时的运动方向由  $A'D$  所示。但发生  $A'D$  方向的平流变化时,必然伴随着 $\hat{\sigma} > 0$ 的调整变化。设调整变化用  $A'E$  或  $DC$  表示,而大气的实际变化是平流变化和调整变化之和,用  $A'C$  表示。同理,在背风坡的  $B$  点,当平均正压气流沿下坡方向作  $B'M$  运动时,必然伴随着 $\hat{\sigma} < 0$ 的调整变化,用  $B'K$  表示,则实际变化应为  $B'F$ 。从上面可以看出,在具有如图 4.3 所示的正压气流和切变气流的条件下,与地形影响下平流变化相伴随的调整过程,总是抑制由地形强迫所产生的垂直运动,使运动仍近于保持准水平的状态。显然,把图 4.3  $b$  上沿  $A'C$  方向的运动,如果看成是发生在靠近地面的厚度层内,由于受地面刚体壁 $\hat{\sigma} = 0$ 的边界约束,沿着  $A'C$  方向和等 $\sigma$ 面相交的运动是无法实现的,这时气流中与等 $\sigma$ 面相交的运动分量将转化为绕流运动。也即调整变化可把靠近地面厚度层内运动的爬坡分量转化为绕流分量。调整变化反映了大

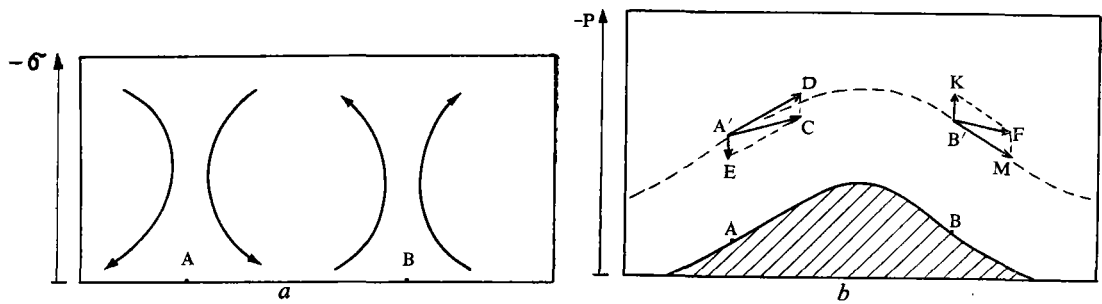


图 4.3

气内部运动对地形边界影响的反馈过程。只有把握了地形边界条件和大气内部运动的相互作用，地形影响才能有较好的理解。在前面所讨论的例子中，当地形坡度愈大时，地形引起的非热成风涡度也愈强，相应地调整变化中  $\sigma$  的绝对值也愈大，显然，调整变化使爬坡风向绕流转化的作用也愈大。

廖洞贤等<sup>[9]</sup>对新疆，青海、甘肃的对流层下层的地形影响的调查认为，就大范围来说，在高山陡坡地区，和等高线垂直的风速分量常很小，风向接近于和等高线相平行。从本文的观点来看，出现这一事实是很自然的。因对流层下层空气质点，以垂直于等高线方向移近山脉时，地形边界条件将迫使它上坡爬升，但调整变化又使爬坡分量向绕流转化。因此，在空气质点不断移近山脉的过程中，爬坡分量将不断通过向绕流转化而减小<sup>1)</sup>。

应该指出，上述讨论只是在一定条件下的结果，在某些条件下，由平流变化所造成的垂直运动，和与之相联系的调整变化所造成的垂直运动，可具有同一个方向，即它们之间可互相促进。例如，在图 4.4 a 的基本气流的分布的情形下，对流层下层为东风，

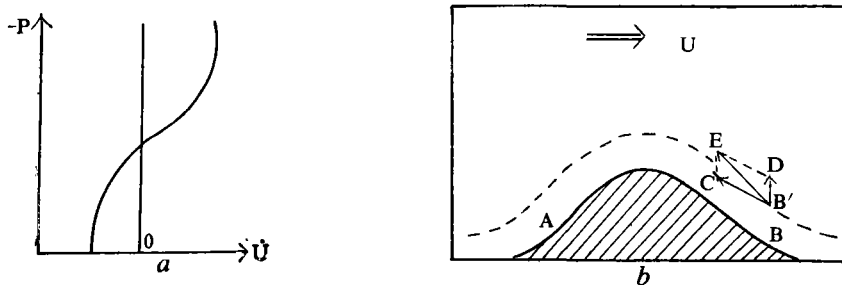


图 4.4

上层为西风，这时切变气流为西风，平均正压气流很小或者近于零。由于正压气流数值很小，由(4.3.5)所表示的地形影响所产生的非热成风涡度，主要是相当地形涡度向切变流场涡度转化项  $-\hat{V} \cdot \nabla \zeta$  造成的。在切变气流向风坡的 A 点造成负的非热成风涡度，在切变气流背风坡的 B 点则产生正的非热成风涡度。因此，在调整变化中，B 处产生上升运动，A 处出现下沉运动。由于对流层下层的东风，如图 4.4 b 所示，在对流层下层

1) 最近丑纪范曾从不同的角度讨论了这一问题(见全国第二次数值预报会议资料)

的  $B'$  点, 偏东风气流沿地形的爬坡运动如图  $B'C$  所示。这时调整变化是上升运动, 我们用  $B'D$  表示。而实际运动则为两者的和, 用  $B'E$  表示。从上面的分析可以看出, 这时调整变化不仅没有抑制平流变化中的上升运动, 而且还使对流层下层沿地形上坡的上升运动进一步加强。

例如 1963 年 8 月 4—8 日, 在河北省太行山东侧地区, 曾发生特大暴雨。从当时大范围流场条件来看, 在 8 月 4—8 日的平均图上(图略), 保定、石家庄、邢台地区的对流层下层, 均为偏东风气流, 在 500 毫巴高度以上, 则为偏西风气流, 其基本气流的分布和图 4.4  $a$  相似。这时太行山东侧地区发生了持续性的大暴雨, 并且降水量的分布基本上沿太行山东侧呈南北向的排列。显然, 这次暴雨过程, 除了天气系统本身发展和水汽供给等的影响外, 如图 4.4  $b$  所示的地形影响的机制, 起了重要作用。在本文所讨论的调整变化中, 没有考虑水汽的凝结过程。根据文献[10]的分析, 水汽凝结作用可强烈影响适应过程, 它可使图 4.4  $b$  表示的调整变化  $BD'$  大大加强, 更加促进凝结降水过程的发展。从这个例子可以看出, 向风坡平流变化和调整变化同时加强上升运动的机制, 对了解地形对降水的影响, 有十分重要的意义。

### 5. 地形对非热成风影响的实例说明

为了以实例说明平流变化中地形所产生的影响, 我们可以想象, 当高空急流较强, 也即切变气流较大时, 并且在地形坡度又很大的地区, 由平流变化所造成的非热成风涡度一定会很大。这时在分解时间步长  $\Delta t$  时间内的调整变化, 将不能使非热成风完全向热成风调整。因此, 经过调整变化后, 将仍会有非热风涡度残存下来。对于这种非热成风涡旋, 应该可以被我们观测到。在兰州台<sup>[11]</sup>的工作中, 根据实测风场和实测厚度场的分析, 发现当西风急流越过高原时, 在西藏高原东侧地区, 确实可存在显著的非热成风涡旋。

现在我们举 1973 年 8 月 18 日 08 时的一个例子。图 4.5.1 是该时刻 200—300 毫巴实测切变流场分布图。它是根据文献[11]所提供的资料分析的。这时在高原上空 200—300 毫巴间有切变气流, 它可从葛尔木上空的强的切变西风看出来。这个强的切变西风正好越过地形坡度较大的高原东侧, 因此, 在高原东侧坡, 平流变化在切变流场上将产生较强的气旋性涡度。从图 4.5.1 可以看出, 这时在高原东侧出现一个切变气流的气旋性涡旋。图 4.5.2 为图 4.5.1 同时刻的 200—300 毫巴厚度图。图 4.5.3 则为切变气流和厚度场重叠在一起的分布图。从图 4.5.3 可以看出, 在高原东侧, 切变流场的气旋式涡旋中心并不与厚度场的冷中心相对应。相反, 在切变流场的正涡度中心是一个相对暖的区域。除高原东侧外, 等厚度线和切变流线近于重合。这个图说明了在高原东侧, 的确存在着非热成风涡旋, 而其它地区非热成风较小。图 4.5.3 是用  $P$ -坐标表示的, 如果插值到  $\sigma$ -坐标, 将不会引起性质上的改变。图 4.5.3 表示的事实, 可以说明下列几点: (1) 把大气运动分解为平流变化和调整变化的分解分析方法, 是和大气运动本身的内在特性相一致的, 把它推广到讨论地形影响后, 通过地形对平流变化的影响, 能够初步说明在地形影响下, 出现实测非热成风的特点。(2) 当地形影响显著时, 大气运动将出现较强的非地转风或非热成风。显然准地转模式是不能正确描述这一现象的。(3) 我们知

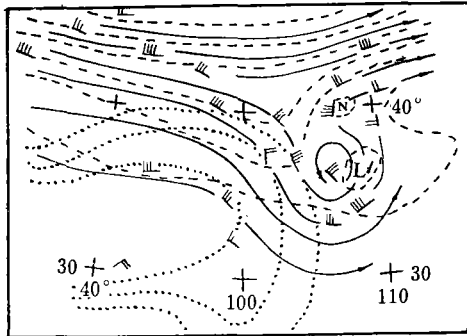


图 4.5.1 1973 年 8 月 18 日 08 时 200—300 毫巴切变流场分布图  
 →切变流场的流线  
 ---地形等高线(示意图)

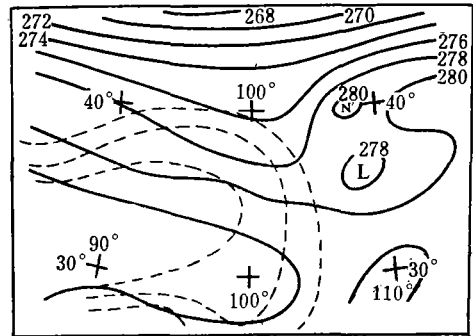


图 4.5.2 1973 年 8 月 18 日 08 时 200—300 毫巴厚度场分布图  
 ——(实线)等厚度线  
 --- (虚线)地形等高线(示意图)

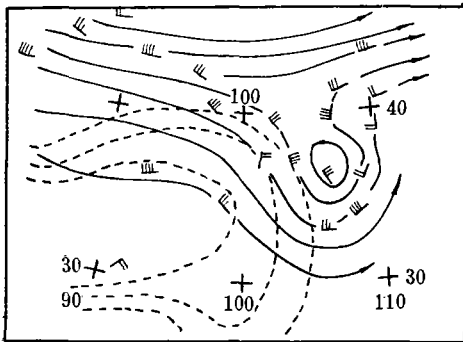


图 4.5.3 同时刻的 200—300 毫巴切变流场和厚度场叠置图  
 →切变流场的流线  
 --- (虚线)等厚度线

道,在实际大气中当出现地转偏差后,可通过重力波的频散过程使运动向地转风调整,但在数值模式的计算方法中,正确描述重力惯性波频散过程的能力是较差的,在模式中出现较强的非地转风后,可出现不符合实际的大的重力波。从前面的讨论知道,在地形影响下,较强的非地转风是真实存在的,特别是地形坡度较陡的地区,它并不是计算误差造成的。因此,要使模式能正确地描述地形影响,应使模式的计算方法能正确描绘较强非地转风所引起的重力惯性波的现象。

## 五、小 结

1. 为了讨论地形对中纬度大尺度影响的物理过程,我们对 $\sigma$ -坐标的涡度方程、散度方程、连续方程和热力学方程进行了尺度分析,得出了 $\sigma$ -坐标封闭的简化的准地转近似方程组。

2. 当存在地形影响时,凸起的山脉在涡度方程中对流场的影响,可和一固定的气旋式流场所起的作用相当。热力学方程对温度场的影响,可和一固定的暖温度中心相当。因此,可引入地形相当涡度和地形相当温度的概念来近似地表示这种影响。

3. 我们可以从平流变化和调整变化的相互作用来分析地形影响的物理过程,当基本气流的正压部分和切变部分均为西风时,则调整变化在向风坡造成下沉运动,背风坡造成上升运动。它和边界条件的强迫作用造成的垂直运动的方向相反,有利于运动保持准水平性,在近地面层则可造成运动的抬升分量向绕流分量转化。但当基本气流的下层为东风,上层为西风的切变气流时,调整变化所产生的垂直运动可和边界条件的强迫作用相一致,进一步加强边界条件的影响。这种作用对降水的地形影响有十分重要的意义。

本文的讨论是极其初步的, 应该作进一步的物理分析和实例计算。有关这些问题将另文讨论。

### 参 考 文 献

- [1] 叶笃正、朱抱真, 大气环流若干基本问题, 1957. 科学出版社.  
 [2] 朱抱真, 大地形和热源的动力控制与超长波活动的关系的初步研究, 气象学报, 34 (1957), 285—298.  
 [3] Manabe, S and Terpstra, T. B, The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments, J. Atmos. Sci., 31(1974), 3—42.  
 [4] Egger, J., The Linear response of a hemispheric two level model to forcing by topography, Mon. Wea. Rev., 104(1976), 351—361.  
 [5] 陈秋士 简单斜压大气中热成风的建立和破坏(一)、(二), 气象学报, 33(1963), 51—63, 153—162.  
 [6] 陈秋士 中纬度大尺度系统发生发展的物理过程, 数值预报和统计预报文集, 1974, 76—109, 科学出版社.  
 [7] 陈秋士 分析天气系统发展的物理过程的一种分解计算方法, 第二次全国数值预报会议文集, 科学出版社, 1978.  
 [8] 陈秋士 地球自转参数随纬度变化影响超长波不稳定性的物理过程, 北京大学学报, 第二期 20—34, 1978.  
 [9] 廖洞贤、王超, 关于西北三省区地形对天气作用的调查, 气象科技资料, 1977. 天气分析预报附刊.  
 [10] 陈秋士, 惯性波的对流不稳定和台风形成初期阶段的物理分析, 气象学报, 34 1964, 433—442.  
 [11] 青藏高原低值系统协作组, 盛夏青藏高原低涡发生发展的初步研究, 中国科学, 1978 第三期, 341—350.

## THE SIMPLIFIED EQUATIONS AND THE PHYSICAL PROCESSES OF THE MOUNTAIN EFFECTS ON LARGE SCALE MOTION IN MIDDLE LATITUDES

Ghen Qiu-Shi (Ghen Chiu-Shih)

(Department of Geophysics, Peking University)

Abstract

A simplified equation system in  $\sigma$ -coordinate system is obtained by scale analysis for horizontal scale,  $L \sim 10^3 \text{ km}$ . The mountain effect on the wind field in vorticity equation is equivalent to a fixed cyclonic center, but on temperature field in thermodynamic equation, it is equivalent to a fixed high temperature center. In order to describe these effects, the concepts of the topographic equivalent vorticity and the topographic equivalent temperature are introduced.

The large scale atmospheric motion under the influence of topographic is also divided into two parts: the advecting change and adjusting change. Each of these parts and their interaction are discussed. Under the condition of the mean and vertical shear westerly current over a mountain, the ageostrophic wind or non-thermal wind may be produced by the advecting process then the vertical motion is caused by the internal adjusting process. But in this case this vertical motion is opposed to that forced directly by boundary condition. However, under some special cases the vertical motion caused by the internal adjusting process and directly by boundary condition may have same direction. These properties is very important to estimate the vertical motion in the weather forecasting.