

## 四层模式热成风适应\*

陈秋士 励名德

(北京大学地球物理系)

### 提 要

本文用四层模式分析了热成风适应。在适应过程中将发生四种波速不同的惯性波来调节流场和温度场的关系。它们的前阵面的速度分别为 306 米/秒, 114 米/秒, 36.2 米/秒, 19.2 米/秒。层次愈高, 快速惯性波的作用愈大; 惯性外波在 750 毫巴以下才有它的重要性。

计算指出: 大气中辐合辐散以及垂直运动在垂直方向上互相迭置的现象, 是一定条件下热成风适应的结果。本文计算了各种情况的初始条件下温度场和气压场的相互调整。例如 375 毫巴上单纯非地转风的流场的反气旋涡旋, 适应后可建立起对流层暖性、平流层是冷性的高压系统。将初始非热成风的暖温度中心, 放在对流层下层和放在对流层中层适应后的结果将不一样。前者只能在对流层下层形成一浅薄的热低压, 而后者可在对流层上层建立起一个强大的反气旋, 甚至一直影响到平流层。最后, 结合气旋发展时所产生的非热成风的特点, 讨论了它们的适应。

### 一、引 言

在文献 [1, 2] 中已经指出, 中高纬度大尺度天气系统都是在热成风不断建立和不断破坏的过程中发展的, 此外还提出了根据这种观点分析形势变化的方法。这种方法的主要精神在于: 将连续相互作用的统一过程分解成若干个时间比较短暂的小阶段, 每个阶段首先考虑热成风的破坏, 而后再分析非热成风向热成风的调整。无论过程变化是准地转的还是非地转的, 这种方法都是可以采用的。在文献 [2] 中通过斜压不稳定的分析, 可以看出这种方法在揭示系统的发展的因子时, 是十分有效的。因此我们要具体地了解一个系统的发展过程时, 应该逐步分析热成风是在怎样的机制下受到破坏的? 各种不同形式的破坏所产生出的非热成风的具体特点怎样? 而后再根据这种非热成风的具体结构, 搞清楚它们是如何进行流场温度场的相互调整的? 调整过程中上下层的关系怎样? 如果把这些方面都一一加以阐明, 天气系统的具体发展过程, 就可以比较清晰地呈现在我们面前。

本文不打算讨论某一个具体天气系统的发展, 只是为这工作做准备。下面要讨论在各种非热成风结构下, 达到热成风适应的一般问题, 它是了解天气系统发展本质所不可缺少的一部分。关于这问题的简单情况, 在文献 [1] 中已初步阐明, 本文是用比较复杂的多层结构来作进一步的分析。尽管这里对问题的讨论是一般的, 但下面采用的例子在一定

\* 本文 1963 年 2 月 7 日收到, 同年 9 月收到修改稿。

程度上,也是和某些天气系统的发展相联系的.

## 二、基本方程

如果单纯地考虑起始非地转风如何达到地转平衡的,根据文献[1]的分析,可以近似地采用文献[1]中方程(2.5), (2.10), (2.16)和(2.17),并考虑边界条件

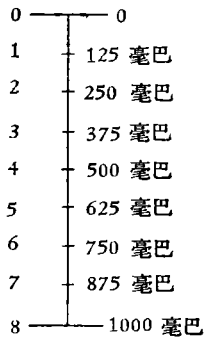


图 1

$$p_1 = 0 \text{ 时, } p_1 \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial H}{\partial p_1} \right) \text{ 有界,} \quad (2.1)$$

$$p_1 = 1 \text{ 时, } \omega_8 = \rho_0 g \frac{\partial H_8}{\partial t}. \quad (2.2)$$

其中  $H_8$ ,  $\omega_8$ ,  $\rho_0$  分别表示 1000 毫巴等压面上的高度场、垂直运动和密度;其它符号均与文献[1]中相同.

我们把大气的垂直结构分成四层,具体地划分如图 1. 将文献[1]中方程(2.5), (2.10), (2.16)和(2.17)沿垂直方向进行差分,则得

$$\frac{\partial \zeta_i}{\partial t} = -fD_i \quad (i = 1, 3, 5, 7), \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial t} = f\zeta_i - g\Delta H_i \quad (i = 1, 3, 5, 7), \quad (2.4)$$

$$D_i + \frac{1}{P} \frac{\omega_{i+1} - \omega_{i-1}}{0.25} = 0 \quad (i = 1, 3, 5, 7), \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (H_3 - H_1) + \frac{C_2^2}{Pg} \frac{0.25}{0.25^2} \omega_2 = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (H_5 - H_3) + \frac{C_4^2}{Pg} \frac{0.25}{0.5^2} \omega_4 = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (H_7 - H_5) + \frac{C_6^2}{Pg} \frac{0.25}{0.75^2} \omega_6 = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (H_8 - H_7) + \frac{C_8^2}{Pg} 0.125 \omega_8 = 0, \quad (2.9)$$

其中  $C_j^2 = \frac{p_j R}{\rho_j g} (\gamma_a - \gamma_j)$ ,  $j = 2, 4, 6, 8$ . 我们近似地采取  $\gamma_2 = 0.00^\circ\text{C}/100$  米,  $\gamma_4 = 0.64^\circ\text{C}/100$  米,  $\gamma_6 = 0.64^\circ\text{C}/100$  米,  $\gamma_8 = 0.58^\circ\text{C}/100$  米, 这里相当于近似取 375 毫巴以上为平流层. 考虑  $\rho_2 = 400$  克/米<sup>3</sup>,  $\rho_4 = 690$  克/米<sup>3</sup>,  $\rho_6 = 950$  克/米<sup>3</sup>,  $\rho_8 = 1200$  克/米<sup>3</sup>, 则

$$\begin{cases} C_2^2 = 1.78 \times 10^4 \text{ (米/秒)}^2, & C_4^2 = 7.22 \times 10^3 \text{ (米/秒)}^2 \\ C_6^2 = 7.86 \times 10^3 \text{ (米/秒)}^2, & C_8^2 = 9.76 \times 10^3 \text{ (米/秒)}^2 \end{cases} \quad (2.10)$$

在方程(2.3)–(2.9)中,包括 17 个未知数:  $\zeta_i$ ,  $D_i$ ,  $H_i$  ( $i = 1, 3, 5, 7$ ),  $H_8$  和  $\omega_j$  ( $j = 2, 4, 6, 8$ ), 再结合边界条件(2.2), 共得 17 个方程,故组成一封閉的偏微分方程组. 这就是本文所讨论的基本方程组.

## 三、惯性波方程及其解

由(2.4)式和(2.5)式,则得

$$\frac{\partial}{\partial t}(\omega_{j-2} - 2\omega_j + \omega_{j+2}) = \frac{P}{4} f \zeta'_{Tj} \quad (j = 2, 4, 6), \quad (3.1)$$

其中

$$\zeta'_{Tj} = (\zeta_{j-1} - \zeta_{j+1}) - \frac{g}{f} \Delta(H_{j-1} - H_{j+1}) \quad (3.2)$$

表示第  $j$  层的非热成风涡度。当某些层出现非热成风后，根据(3.1)式可推知相应层次垂直运动的变化。将(2.4)式的諸方程相加，并利用(2.5)式，則得

$$\frac{\partial \omega_8}{\partial t} = -\frac{P}{4} f \sum_{i=1,3,5,7} \zeta'_i = -\frac{P}{4} f \zeta'_m, \quad (3.3)$$

其中

$$\zeta'_i = \zeta_i - \frac{g}{f} \Delta H_i \quad (i = 1, 3, 5, 7) \quad (3.4)$$

表示  $i$  层的非地轉风涡度，而  $\zeta'_m$  为四层非地轉风涡度之和。将(3.1)式和(3.3)式对  $t$  微商，并利用式(2.3)和(2.6)–(2.9)可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \omega_2}{\partial t^2} &= -f^2 \omega_2 + C_2^2 \Delta \omega_2 + \frac{C_4^2}{4} \Delta \omega_4 + \frac{C_6^2}{9} \Delta \omega_6 + \frac{C_0^2}{4} \Delta \omega_8, \\ \frac{\partial^2 \omega_4}{\partial t^2} &= -f^2 \omega_4 + C_2^2 \Delta \omega_2 + \frac{C_4^2}{2} \Delta \omega_4 + \frac{2}{9} C_6^2 \Delta \omega_6 + \frac{C_0^2}{2} \Delta \omega_8, \\ \frac{\partial^2 \omega_6}{\partial t^2} &= -f^2 \omega_6 + C_2^2 \Delta \omega_2 + \frac{C_4^2}{2} \Delta \omega_4 + \frac{C_6^2}{3} \Delta \omega_6 + \frac{3}{4} C_0^2 \Delta \omega_8, \\ \frac{\partial^2 \omega_8}{\partial t^2} &= -f^2 \omega_8 + C_2^2 \Delta \omega_2 + \frac{C_4^2}{2} \Delta \omega_4 + \frac{C_6^2}{3} \Delta \omega_6 + C_0^2 \Delta \omega_8. \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

其中  $C_0^2 = \frac{C_8^2}{8} + C^2$ ，而  $C^2 = \sqrt{gH_0}$ ，这里  $H_0 = \frac{P}{\rho_0 g}$  为均质大气高度。方程(3.5)为惯性波方程组。如果大气为絕热大气，即温度垂直层結  $\gamma_j = \gamma_a$  ( $j = 2, 4, 6, 8$ )，則方程(3.5)可退化为

$$\frac{\partial^2 \omega_8}{\partial t^2} = -f^2 \omega_8 + C^2 \Delta \omega_8.$$

它相当于 Обухов<sup>[3]</sup> 所討論的正压大气的情况，这时只有惯性外波，沒有惯性內波。本文中温度层結是由上节所給定的， $C_{j(j=2,4,6,8)}$  由(2.10)式决定，并且  $C^2 = 8.33 \times 10^4$  (米/秒)<sup>2</sup>， $C_0^2 = 8.46 \times 10^4$  (米/秒)<sup>2</sup>。

根据(3.1)式和(3.3)式可以給出初条件

$$\omega_j|_{t=0} = 0, \quad j = 2, 4, 6, 8 \quad (3.6)^{1)}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \omega_2}{\partial t} \Big|_{t=0} &= -\frac{1}{16} f P [3\zeta'_{T_{20}} + 2\zeta'_{T_{40}} + \zeta'_{T_{60}} + \zeta'_{m0}] = g_2(x, y), \\ \frac{\partial \omega_4}{\partial t} \Big|_{t=0} &= -\frac{1}{8} f P [\zeta'_{T_{20}} + 2\zeta'_{T_{40}} + \zeta'_{T_{60}} + \zeta'_{m0}] = g_4(x, y), \\ \frac{\partial \omega_6}{\partial t} \Big|_{t=0} &= -\frac{1}{16} f P [\zeta'_{T_{20}} + 2\zeta'_{T_{40}} + 3\zeta'_{T_{60}} + 3\zeta'_{m0}] = g_6(x, y), \\ \frac{\partial \omega_8}{\partial t} \Big|_{t=0} &= -\frac{1}{4} f P \zeta'_{m0} = g_8(x, y), \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

1) 如果在初始时刻，垂直运动不为零，也可由同样方法解之。

其中附标“0”表示初值。方程(3.5)可在上列柯希問題下求解。

用 Fourier 变换方法解式(3.5), 令

$$\begin{aligned}\tilde{\omega}_j(m, n, t) &= F[\omega_j(x, y, t)] = \iint_{-\infty}^{\infty} \omega_j e^{i(mx+ny)} dx dy \quad (j = 2, 4, 6, 8), \\ G_j(m, n) &= F[g_j(x, y)] \quad (j = 2, 4, 6, 8),\end{aligned}$$

可得常微分方程组

$$\left. \begin{aligned}\frac{d^2 \tilde{\omega}_2}{dt^2} + f^2 \tilde{\omega}_2 &= -(m^2 + n^2) \left[ C_2^2 \tilde{\omega}_2 + \frac{C_4^2}{4} \tilde{\omega}_4 + \frac{C_6^2}{9} \tilde{\omega}_6 + \frac{C_8^2}{4} \tilde{\omega}_8 \right], \\ \frac{d^2 \tilde{\omega}_4}{dt^2} + f^2 \tilde{\omega}_4 &= -(m^2 + n^2) \left[ C_2^2 \tilde{\omega}_2 + \frac{C_4^2}{2} \tilde{\omega}_4 + \frac{2}{9} C_6^2 \tilde{\omega}_6 + \frac{C_8^2}{2} \tilde{\omega}_8 \right], \\ \frac{d^2 \tilde{\omega}_6}{dt^2} + f^2 \tilde{\omega}_6 &= -(m^2 + n^2) \left[ C_2^2 \tilde{\omega}_2 + \frac{C_4^2}{2} \tilde{\omega}_4 + \frac{C_6^2}{3} \tilde{\omega}_6 + \frac{3}{4} C_8^2 \tilde{\omega}_8 \right], \\ \frac{d^2 \tilde{\omega}_8}{dt^2} + f^2 \tilde{\omega}_8 &= -(m^2 + n^2) \left[ C_2^2 \tilde{\omega}_2 + \frac{C_4^2}{2} \tilde{\omega}_4 + \frac{C_6^2}{3} \tilde{\omega}_6 + C_8^2 \tilde{\omega}_8 \right].\end{aligned}\right\} \quad (3.8)$$

初条件为

$$\tilde{\omega}_j|_{t=0} = 0, \quad \tilde{\omega}'_j|_{t=0} = G_j \quad (j = 2, 4, 6, 8). \quad (3.9)$$

再由 Laplace 变换解方程组(3.8), 则得解为

$$\tilde{\omega}_j(m, n, t) = 2 \sum_{k=1}^4 \beta_{jk} \frac{\sin(t \sqrt{\alpha_k(m^2 + n^2) + f^2})}{\sqrt{\alpha_k(m^2 + n^2) + f^2}} \quad (j=2, 4, 6, 8). \quad (3.10)$$

其中

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= 9.38580 \times 10^4 \text{ (米/秒)}^2, \quad \alpha_2 = 1.29954 \times 10^4 \text{ (米/秒)}^2, \\ \alpha_3 &= 0.131358 \times 10^4 \text{ (米/秒)}^2, \quad \alpha_4 = 0.036905 \times 10^4 \text{ (米/秒)}^2.\end{aligned}$$

$\beta_{jk}$  为初条件(3.9)的线性组合。将(3.10)进行富氏逆变换, 利用

$$\begin{aligned}F^{-1} \left[ G_j(m, n) \frac{\sin(t \sqrt{\alpha_k(m^2 + n^2) + f^2})}{\sqrt{\alpha_k(m^2 + n^2) + f^2}} \right] &= \\ &= \frac{f}{2\pi\alpha_k} \iint_{\rho < C'_k t} g(\xi, \eta) \frac{\cos \sqrt{f^2 t^2 - \rho^2/L_k^2}}{\sqrt{f^2 t^2 - \rho^2/L_k^2}} d\xi d\eta.\end{aligned}$$

这里  $\rho = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ ,  $C'_k = \sqrt{\alpha_k}$ ,  $L_k = \frac{C'_k}{f}$ , 可得

$$\begin{aligned}\omega_j(x, y, t) &= \sum_{k=1}^4 \frac{f}{\pi\alpha_k} \iint_{\rho < C'_k t} \left[ \sum_{i=2,4,6,8} b_{jk_i} g_i(\xi, \eta) \right] \frac{\cos \sqrt{f^2 t^2 - \rho^2/L_k^2}}{\sqrt{f^2 t^2 - \rho^2/L_k^2}} d\xi d\eta \quad (j = \\ &= 2, 4, 6, 8),\end{aligned} \quad (3.11)$$

上式即为方程(3.5)在条件(3.6)和(3.7)下的解。其中  $C'_1 = 306$  米/秒,  $C'_2 = 114$  米/秒,  $C'_3 = 36.2$  米/秒,  $C'_4 = 19.2$  米/秒。  $L_k$  为适应的特征尺度, 表 1 给出它们不同纬度的值,  $b_{jk_i}$  的值为常数系数(未刊出)

表 1

$L_K$ \ 緯度	60°	45°	30°	20°
$L_1$ (公里)	2423	2970	4196	6135
$L_2$	903	1105	1563	2285
$L_3$	287	351	496	726
$L_4$	152	186	263	385

四、适应机制的进一步分析

热成风适应过程作为局部的小阶段的特点包含在天气系统的发展过程中，揭示出它的机制就可以了解天气系统发展的机制的组成部分。我们选取了一个如图 2 的例子，当  $t = 0$  时，满足

$$\left. \begin{aligned} \zeta'_1 = \zeta'_3 = \zeta'_7 = 0, \\ \zeta'_3 = \begin{cases} a, & \text{当 } (x, y) \in K \text{ 时}, \\ 0, & \text{当 } (x, y) \notin K \text{ 时}, \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

其中  $K$  为如图 3 所示半径为  $R$  的圆。(4.1) 式表明 375 毫巴的  $K$  圆内有非地转风，在  $K$  圆外以及其它各层均满足地转风关系。(4.1) 式所对应的热成风表示在第二层和第四层上都有非热成风涡度，第四层上表现为流场上的热成风涡度大于温度场上的。根据作者利用文献[2]中(5.5)式针对实际气旋发展过程中非热成风破坏的计算结果，发现在气旋上空的急流高度附近，高空槽前的正涡度平流，常大于下层的，并且这种流场上的热成风涡度的变化往往不能为温度场引起的变化所平衡。因此，在每一瞬间常造成类似于(4.1)式的非热成风涡度。所以在本例中即将阐明的适应机制，一定程度上也可反映气旋发展时的某些特点。

将(4.1)式代入(3.7)式，则对应问题的初条件为：

$$\left. \begin{aligned} \omega_2|_{t=0} = \omega_4|_{t=0} = \omega_6|_{t=0} = \omega_8|_{t=0} = \frac{\partial \omega_2}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \\ \frac{\partial \omega_4}{\partial t} \Big|_{t=0} = \frac{\partial \omega_6}{\partial t} \Big|_{t=0} = \frac{\partial \omega_8}{\partial t} \Big|_{t=0} = \begin{cases} -\frac{P}{4} fa & (\text{当 } (x, y) \in K \text{ 时}), \\ 0 & (\text{当 } (x, y) \notin K \text{ 时}). \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

将它代入(3.11)式，则得

$$\omega_j(x, y, t) = \sum_{k=1}^4 \iint_{\rho \leq C_k^j t} \beta_{jk} \frac{\cos \sqrt{f^2 t^2 - \rho^2 / L_k^2}}{\sqrt{f^2 t^2 - \rho^2 / L_k^2}} d\xi d\eta \quad (j=2, 4, 6, 8). \quad (4.3)$$

其中  $\beta_{jk}$  为与初条件(4.2)和  $b_{jki}$  有关的数，(4.3) 式中每一项可以和文献[1]中类似，把它积分出来。在图 3 中，令  $R = 500$  公里， $a = 4 \times 10^{-5}$  秒<sup>-1</sup>，相当于在 375 毫巴上绕区域  $K$  有切向风速为 10 米/秒的非地转风。取纬度为 45°，将(4.3)式中关于区域  $K$  中心  $o$  点

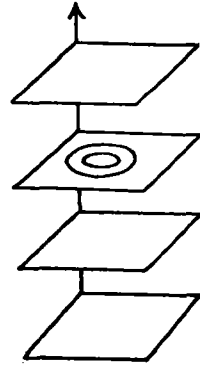


图 2

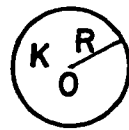


图 3

的垂直运动随时间的变化计算出来,结果如图 4a 所示.根据计算可说明以下三点:

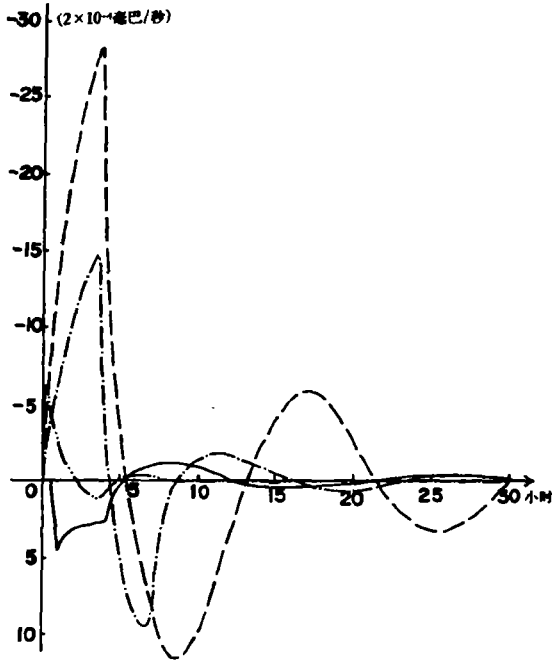


图 4a 区域 K 中心垂直运动随时间变化图  
(—— 250 毫巴, —— 500 毫巴,  
- - - - 750 毫巴, - · - · - 1000 毫巴)

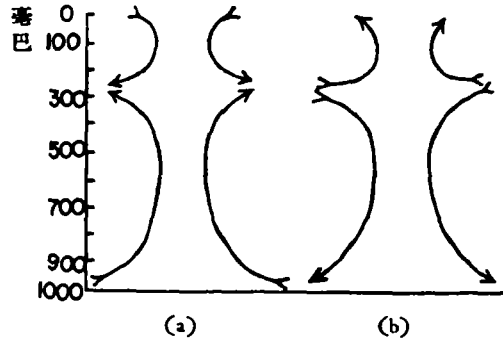


图 4b

1. 从(4.3)式可知,初始非地转风可引起垂直运动的惯性波,在每一层上,它们是由前障面速度分别为 306 米/秒, 114 米/秒, 36.2 米/秒, 19.2 米/秒的 4 个波所组成.在扰动发生一定时间后,被扰动的点将形成随时间衰减的振动.即当  $t \rightarrow \infty$  时,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \omega_j = 0, \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\partial \omega_j}{\partial t} = 0 \quad (j = 2, 4, 6, 8). \quad (4.4)$$

图 4 给出各层中心零点垂直运动的衰减过程.根据(3.1)式和(3.3)式结合(4.4)式可得:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \zeta'_i = 0 \quad (i = 1, 3, 5, 7), \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \zeta'_{Tj} = 0 \quad (j = 2, 4, 6, 8), \quad (4.5)$$

表示随着时间的增长,各层均趋向于地转风和热成风平衡.

在文献[1]中,曾在简单两层模式下分析过惯性内波,它的波速分布在零和 63 米/秒之间.从本文的情况来看,波速总的说来是在 306 米/秒和零之间,比文献[1]中包含了更快速的波.最快的部分主要是由于边界条件(2.2)所引起的惯性外波,它和 *Обухов*<sup>[3]</sup>在正压情况下所考虑的惯性波相当.此外,由于考虑了平流层,该层静力稳定度特别大,这种作用将引起较快的惯性内波的波速,因此即使在惯性内波部分,也包含着比文献[1]中更快速传播的波.

2. 在图 4a 中,如果光滑掉惯性振动,只保留为了完成适应所必需的比较缓慢的垂直运动,这时在 500, 750, 1000 毫巴上均为上升运动,在 250 毫巴上为下沉运动,如图 4b(a).在文献[2]中,作者已指出:在准地转过程中所考虑的垂直运动主要就是这一部分.它和惯性波开始发生时的垂直运动的方向是一致的,不过惯性波中的瞬时的强度要比经过光

滑后的大得多。由图 4a 可以看出垂直运动在 500 毫巴最大，因此 500 毫巴应为无辐散层。令  $\omega_3 = \frac{\omega_2 + \omega_4}{2}$  近似地表示对流层顶高度的垂直运动，可得出对应图 3 中零点的对流层顶是上升的。利用(2.2)式可计算 1000 毫巴等压面高度的变化，结果如图 5，平均大约下降了 26 位势米。从上面计算结果可以看出，它和高空槽前气旋发展时的实际情况基本是相似的。

相反地，如果初条件(4.2)中  $a$  为负数，这近似于高空槽后流场上有较强的负涡度平流或温度场有强的冷平流所产生的非热成风涡度。适应的结果垂直运动的符号都应反过来，如图 4b(b)，即对流层发生下沉运动，平流层发生上升运动；无辐散层仍在 500 毫巴，对流层顶是下沉的，地面发生加压现象。这和高空槽后反气旋发展时的观测结果相似。

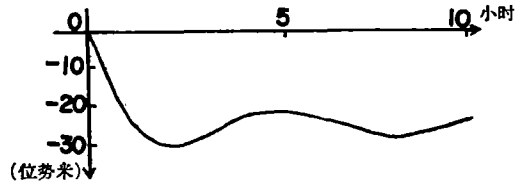


图 5 1000 毫巴高度场的变化

很久以来，人们就发现在实际大气中的辐散和散合，以及上升运动和下沉运动，在垂直方向常有互相迭置的现象，这种现象一般称之为 Dine's 补偿。从本文结果来看，这种现象的产生，是和气旋反气旋发展时所必然伴随着的热成风适应过程分不开的。

在文献[1]中，曾利用两层模式分析了 500 毫巴层上的垂直运动，指出：当温度场的热成风涡度大于流场的热成风涡度时，促使下沉运动；而在相反的情况下，则促使上升运动。在本文的例子中，对于 500 毫巴的垂直运动，这结论仍是正确的。

3. 为了了解各种前障面速度不同的波在适应过程中的作用，图 6—9 分别描绘了不同高度不同波速的惯性波的特点。从 250 毫巴的图 6 来看，凡是前障面速度快的波，适应速度也快。在四种波中，以前障面速度为 114 米/秒和 36.2 米/秒的波的振幅最大，波速为 306 米/秒的惯性外波和 19.2 米/秒的慢的内波无关紧要。在 500 毫巴和 750 毫巴的

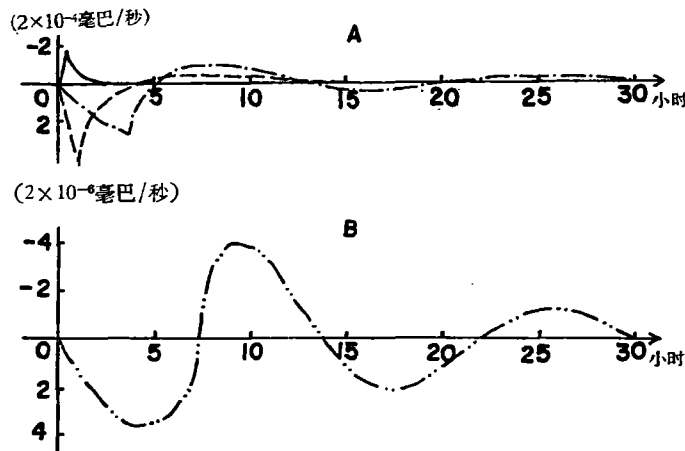


图 6 250 毫巴不同波速的惯性波所引起的 0 点的垂直运动随时间的变化  
 (——表示波速为 306 米/秒的，—— 114 米/秒，- - - - 36.2 米/秒，  
 - · - · - 19.2 米/秒；波速为 19.2 米/秒的波，振幅太小，故在 6B 中，它的  
 纵坐标比 6A 放大了 100 倍)

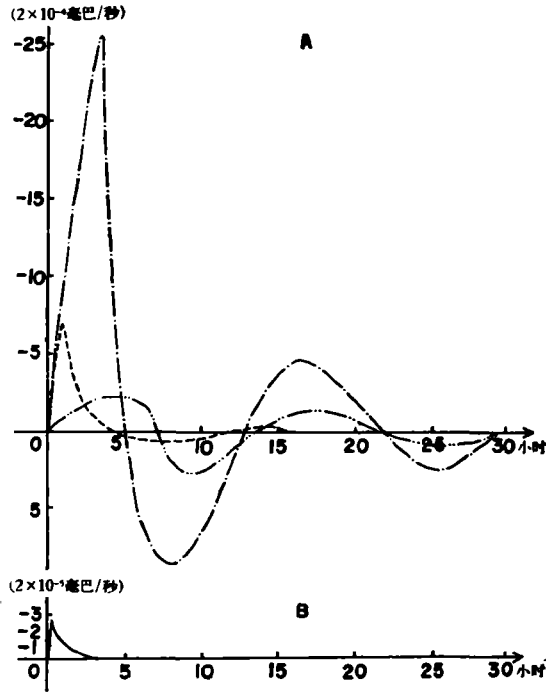


图7 500 毫巴 0 点垂直运动随时间的变化  
(说明同图6, 图7B的纵坐标比图7A放大了10倍)

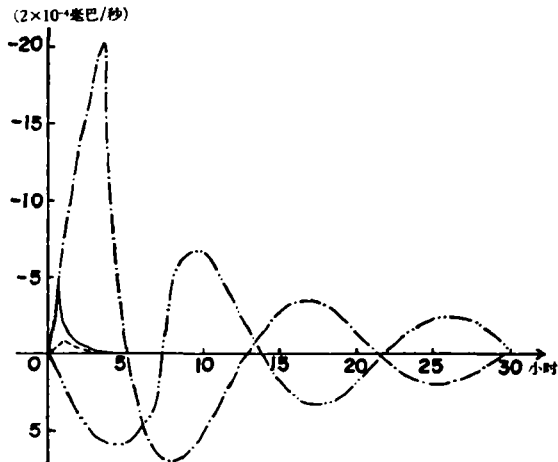


图8 750 毫巴 0 点的垂直运动随时间的变化  
(说明同图6)

图7和图8上,起主要作用的是36.2米/秒的惯性内波,其次是19.2米/秒的慢波。在图9的1000毫巴上,则以306米/秒的快速惯性外波振幅最大。总的说来,惯性外波只在750毫巴以下的高度才有一定的重要性,它对高层系统的作用可以忽略。在不同高度上不同速度的惯性内波的作用也不一样,高度愈高,速度愈快的惯性内波作用愈大。因此,



适应速度在大气上层要比对流层中层快一些。当然，这里的分析是在一定的初始条件下得出的，当初始条件改变后，不同波速的波的振幅的相对大小，可能也会发生一些改变。

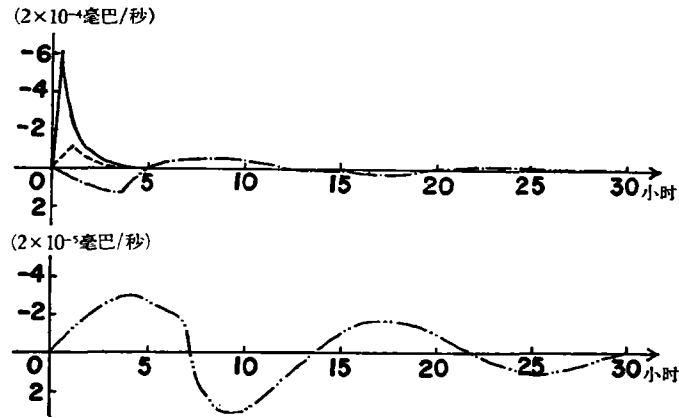


图9 1000毫巴0点垂直运动随时间的变化  
(说明见图6, 图9下图的纵坐标比图9上图放大了10倍)

### 五、最终状态方程及其解

前面已证明, 适应的最终状态将满足地转风关系。引入流函数  $\bar{\psi}$ , 上面一横表示最终状态, 故有  $g\bar{H} = f\bar{\psi}$ 。根据(2.3), (2.5)–(2.9) 和 (2.2) 式, 可得描写最终状态的方程

$$\left. \begin{aligned} \Delta\bar{\psi}_1 + \frac{f^2}{C_2^2}(\bar{\psi}_3 - \bar{\psi}_1) &= Q_{10}, \\ \Delta\bar{\psi}_1 + \Delta\bar{\psi}_3 + \frac{4f^2}{C_4^2}(\bar{\psi}_5 - \bar{\psi}_3) &= Q_{30}, \\ \Delta\bar{\psi}_1 + \Delta\bar{\psi}_3 + \Delta\bar{\psi}_5 + \frac{9f^2}{C_6^2}(\bar{\psi}_7 - \bar{\psi}_5) &= Q_{50}, \\ \Delta\bar{\psi}_1 + \Delta\bar{\psi}_3 + \Delta\bar{\psi}_5 + \Delta\bar{\psi}_7 - \frac{4f^2}{C_0^2}\bar{\psi}_7 &= Q_{70}. \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

其中角号“0”表示初始状态, 而

$$\left. \begin{aligned} Q_{10} &= \Delta\psi_{10} + \frac{fg}{C_2^2}(H_{30} - H_{10}), \\ Q_{30} &= \Delta\psi_{10} + \Delta\psi_{30} + \frac{4fg}{C_4^2}(H_{50} - H_{30}), \\ Q_{50} &= \Delta\psi_{10} + \Delta\psi_{30} + \Delta\psi_{50} + \frac{9fg}{C_6^2}(H_{70} - H_{50}), \\ Q_{70} &= \Delta\psi_{10} + \Delta\psi_{30} + \Delta\psi_{50} + \Delta\psi_{70} - \frac{4fg}{C_0^2}H_{70}. \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

用 Fourier 变换法解(5.1)式, 令

$$F[\bar{\psi}_i(x, y)] = \tilde{\psi}_i(m, n), \quad F[Q_{i0}] = \tilde{Q}_{i0} \quad (i = 1, 3, 5, 7),$$

$$\left. \begin{aligned} -\left(m^2 + n^2 + \frac{f^2}{C_2^2}\right) \tilde{\psi}_1 + \frac{f^2}{C_2^2} \tilde{\psi}_3 &= \tilde{Q}_{10}, \\ -\left(m^2 + n^2\right) \tilde{\psi}_1 - \left(m^2 + n^2 + \frac{4f^2}{C_4^2}\right) \tilde{\psi}_3 + \frac{4f^2}{C_4^2} \tilde{\psi}_5 &= \tilde{Q}_{30}, \\ -\left(m^2 + n^2\right) (\tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_3) - \left(m^2 + n^2 + \frac{9f^2}{C_6^2}\right) \tilde{\psi}_5 + \frac{9f^2}{C_6^2} \tilde{\psi}_7 &= \tilde{Q}_{50}, \\ -\left(m^2 + n^2\right) (\tilde{\psi}_1 + \tilde{\psi}_3 + \tilde{\psi}_5) - \left(m^2 + n^2 + \frac{4f^2}{C_0^2}\right) \tilde{\psi}_7 &= \tilde{Q}_{70}. \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

解上列代数方程组则得:

$$\tilde{\psi}_i = \sum_{j=1,3,5,7} \left( \sum_{k=1}^4 \frac{\beta_{ijk}}{\frac{1}{L_k^2} + (m^2 + n^2)} \right) \tilde{Q}_{j0} \quad (i = 1, 3, 5, 7). \quad (5.4)$$

其中  $L_k$  与表 1 中的适应的特征尺度一致,  $\beta_{ijk}$  为数值系数, 将 (5.4) 式进行逆变换, 利用

$$F^{-1} \left[ \frac{\tilde{Q}_{j0}}{\frac{1}{L_k^2} + (m^2 + n^2)} \right] = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} Q_{j0}(\xi, \eta) K_0 \left( \frac{\rho}{L_k} \right) d\xi d\eta,$$

其中  $\rho = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ , 故可得

$$\tilde{\psi}_i = \sum_{k=1}^4 \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[ \sum_{j=1,3,5,7} \beta_{ijk} Q_{j0}(\xi, \eta) \right] K_0 \left( \frac{\rho}{L_k} \right) d\xi d\eta \quad (i = 1, 3, 5, 7). \quad (5.5)$$

将 (5.2) 式代入 (5.5) 式, 则

$$\tilde{\psi}_i = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^4 \iint_{-\infty}^{\infty} \left[ \sum_{j=1,3,5,7} (d_{ikj} \Delta \psi_{j0} + e_{ikj} H_{j0}) \right] K_0 \left( \frac{\rho}{L_k} \right) d\xi d\eta, \quad (5.6)$$

其中  $d_{ikj}$ ,  $e_{ikj}$  为常数系数 (它们的数值未刊出)。已知  $\psi_{j0}$ ,  $H_{j0}$ , 即可由 (5.6) 式求出适应的最终状态来。

## 六、几种不同的垂直结构下, 流场和气压场的相互调整

流场温度场的相互调整问题, 对了解大尺度系统中气压变化的本质, 具有十分重要的意义。Rossby<sup>[4]</sup> 和 Обыхов<sup>[3]</sup> 在研究正压情况时, 都得出气压场是向流场调整的。Bolin<sup>[5]</sup> 曾利用描述海洋运动的层结流体模式, 得出: 当流场随高度不变时, 气压场是向流场适应的; 但当流场随高度变化很大时, 在适应后, 流场的改变将很大。叶篇正<sup>[6]</sup> 考虑了水平尺度的影响, 指出尺度愈大时, 适应后流场的改变将愈大。Монин<sup>[7]</sup> 也利用了斜压大气模式计算了一个流场气压场相互调整的例子, 发现适应后流场的改变将很小, 气压场向流场适应。作者为了澄清这些结果, 在文献 [1] 中指出, 在对流层中上层 (250—750 毫巴) 的斜压系统当水平尺度大于适应的特征尺度  $L_0$  时, 流场主要是向温度场调整的; 在水平尺度小于  $L_0$  时, 温度场主要向流场调整。在本文中由于考虑了更多层次, 可以进一步在各种不同形式的垂直结构下, 说明这个问题。通过这个问题的讨论还可以弄清楚: 当不同高度出现了非地转风后, 通过适应过程, 大气运动在垂直方向上是怎样相互影响的。下面将计算几个不同的例子。

### 1. 起始只有流场的情况

例一：设  $H_{10}, H_{30}, H_{50}, H_{70}$  为常数

$$\psi_{10} = \psi_{30} = \psi_{50} = \psi_{70} = A \left[ 2 + \left( \frac{R}{L_1} \right)^2 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}}, \quad (6.1)$$

其中令  $R = 1000$  公里,  $A = 5 \times 10^6$  米<sup>2</sup>/秒,  $L_1 = 2423$ ——相当于表 1 中纬度为  $60^\circ$  时  $L_1$  的值。起始时, 各层只有流场, 没有位势场。流场的速度分布随高度不变, 分布特点如图 10 的反气旋涡旋, 在距涡旋中心 750 公里处风速为 9.7 米/秒。将 (6.1) 式代入 (5.6) 式, 即可求得适应后的最终状态, 图 11 为计算结果。总的看来, 各层的流场均未起太大的变化, 气压场主要向流场适应。值得注意的是, 在 125 和 375 毫巴反气旋不仅没有减弱, 反而增强, 在 625 和 875 毫巴微有减弱。适应后各层等压面都建立起高位势区, 在第 1, 3, 5, 7 等层的涡旋中心, 分别上升了 146, 112, 100 和 97 位势米。因此反应在厚度场上, 反气旋应为暖中心。

上述气压场主要向流场适应的结果, 和流场上非地转风随高度不变的起始条件有很大关系。如果在 (6.1) 式中, 只是某一层的流场有起始非地转风, 其它各层均为零, 则适应的结果将不一样。例如下面的例子。

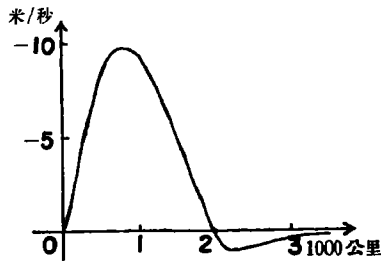


图 10 适应前的起始流场分布  
(各高度均相同, 负号表示反气旋式流场)

例二：设  $\psi_{30} = A \left[ 2 + \left( \frac{R}{L_1} \right)^2 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}},$   
 $\psi_{10} = \psi_{50} = \psi_{70} = 0,$   
 $H_{10}, H_{30}, H_{50}, H_{70}$  为常数, } (6.2)

在(6.2)式中  $A, R$  等数值仍和(6.1)式中一样, 这时特点在于只有 375 毫巴一层有起始反气旋流场。适应后, 如图 12, 各层都建立了反气旋。375 毫巴上流场的改变是相当大的, 最大风速变为 5.6 米/秒, 减小了 43%。该层的起始

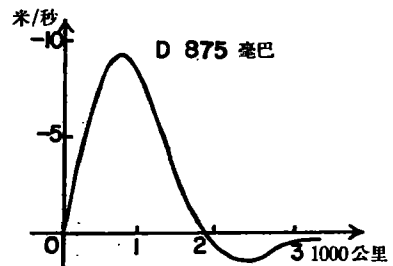
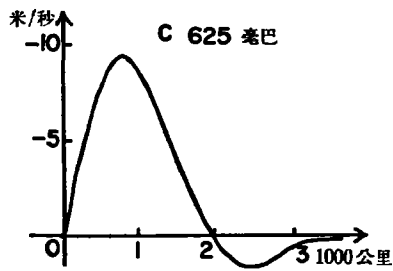
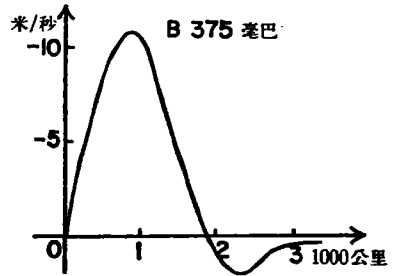
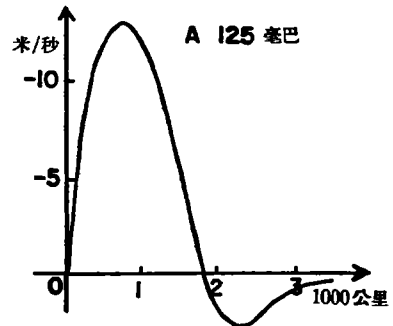


图 11 适应后的流场分布

流場还向上和向下影响, 适应后分别在 125 和 625 毫巴建立了强度大致相同的反气旋。在 875 毫巴也建立了一个很弱的反气旋, 最大风速约为 1 米/秒, 适应后的位势場如图 13

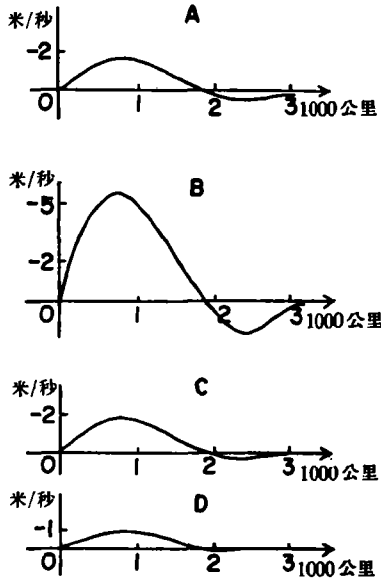


图 12 适应后的流場分布  
(A 125 毫巴, B 375 毫巴,  
C 625 毫巴, D 875 毫巴)

(125 毫巴基本上和 625 毫巴类似, 未刊出)。从厚度場的热力結構看, 反气旋在对流层是暖性的, 平流层是冷性的, 它有点和副热带高压或阻塞高压相类似。因此, 在对流层頂高度, 如果存在有使流場上的反气旋渦度強于位势場的非地轉风产生的机制, 則在与之相伴随的不断适应的过程中, 可造成平流层为冷性, 对流层为暖性的反气旋的产生。

比較例一和例二可見, 例二中流場的改变要大得多。这和例二中起始温度場的热成风渦度为零, 适应的結果, 要使流場上的热成风向温度場調整有关。

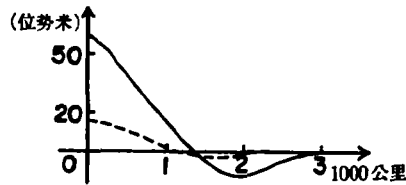


图 13 适应后的位势場  
(—— 375 毫巴, - - - 625 毫巴)

如果例二中的起始流場放在別的高度, 适应的特点将不一样。如放在 125 毫巴上, 即

例三:

$$\left. \begin{aligned} \psi_{10} &= A \left[ 2 + \left( \frac{R}{L_1} \right)^2 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}}, \\ \psi_{30} &= \psi_{50} = \psi_{70} = 0, \\ H_{10}, H_{30}, H_{50}, H_{70} &\text{ 分别为常数.} \end{aligned} \right\} \quad (6.3)$$

适应后的結果如图 14, 在 125 毫巴上, 反气旋流場改变很小, 最大风速为 9.4 米/秒, 只減少了 3%, 而气压場則如图 15, 产生了一个高压。从上下之間的影响来看, 图 14 均为反气旋, 但随高度向下減弱得非常快, 到了 625 毫巴已很微弱, 风速只有 0.1 米/秒。这种現象自然要反映在厚度場上, 从图 13 和图 15 可以看出, 在图 15 中 125 与 375 毫巴之間的厚度, 要比图 13 上 375 与 625 毫巴之間的厚度要大得多。根据本例的結果可以看出, 高度愈高, 适应过程中流場的作用将更显著。在 125 毫巴上基本已表现出气压場向流場調整的特点。并且, 125 毫巴向下的影响要比 375 毫巴向下的影响弱得多。因此, 平流层暖性高压的建立, 以及与之有关的增温現象, 高层流場的动力影响应该是一个值得重視的因子。

和前面的例子类似, 如果起始流場分別放在 625 或 875 毫巴上, 适应后該层的流場的改变比在 375 毫巴上还要大。例如放在 875 毫巴这一层, 适应后最大风速约为 4.2 米/秒, 減小了約 57%。这时, 875 毫巴上的反气旋流場, 也可向上影响, 在 125 毫巴建立起一个

风约为 1.2 米/秒的反气旋。它比由图 14 所表示的 125 毫巴向下对 875 毫巴的影响要大得多。因此，非地转风流场通过适应过程上下相互影响时，对于同样尺度的扰动，由上层

向下的影响要比由下层向上的影响弱得多。并且高度愈高，向下的影响愈弱。但根据起始流场放在下层的计算结果(未刊出)表明，由下层向上的影响，并不是距离愈远愈小，例如起始流场放在 625 毫巴时，对 125 毫巴的影响比 875 毫巴对 125 毫巴的影响还要弱一些。

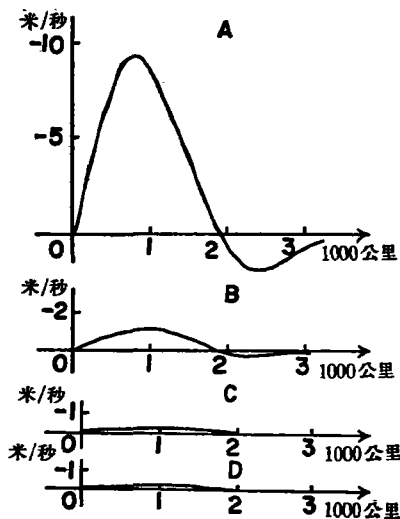


图 14 适应后的流场分布  
(说明同图 12)

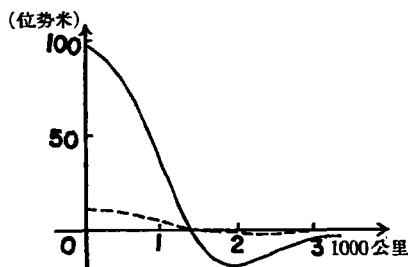


图 15 适应后的位势场  
(—— 125 毫巴, - - - 375 毫巴)

## 2. 起始只有温度场和气压场的情况

例一：

$$\left. \begin{aligned} \psi_{10} = \psi_{30} = \psi_{50} = \psi_{70} = 0, \\ H_{10}, H_{30}, H_{50} \text{ 分别为常数,} \\ H_{70} = -\frac{Af}{2g} \left[ 2 + \left(\frac{R}{L_1}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2K^2}} + \text{常数,} \end{aligned} \right\} \quad (6.4)$$

其中各种常数仍和(6.1)中一样。上式表明在 875 毫巴气压场上有一低压，在温度场上，625—875 毫巴之间为一高温区，它的起始平均温度分布如图 16。图 17 为适应后的计算结果，在 875 毫巴形成了一气旋式流场，最大风速为 2.7 米/秒。这个气旋随高度迅速减弱，在 625 毫巴已变为风速为 1.6 米/秒的反气旋，再向上反气旋迅速减弱，125 毫巴已没有什么表现了。和 6.1 节内讨论的在 875 毫巴的非地转风流场向上的影响相比较，在同样的非地转风强度下，气压场向上的影响要弱得多。图 18 为适应前后 875 毫巴的位势场，适应后中心气压升高了 40%。从 625 和 875 毫巴之间的温度场(未刊出)来看，改变是比较小的，适应后中心平均温度由图 16 的 5.6°C 减小到 5.2°C，约减小了 5%。

在实际大气中，我们考虑静力学适应比起地转风适应来，是更高级的快速的适应。在任何时刻，某一高度上的气压值，必须迅速调整到和该高度以

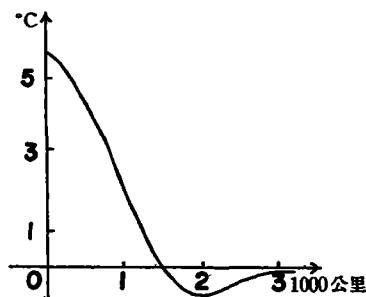


图 16 625—875 毫巴初始场的平均温度分布

上的空气柱的重量相一致。当由于加热作用或温度平流作用造成温度或密度的变化时，这种作用首先通过静力学适应影响到气压场，而后再进行气压场和流场的相互调整。如果由于近地面层加热作用造成类似(6.4)的气压场，则通过地转风适应，往往只能造成浅薄的热低压。

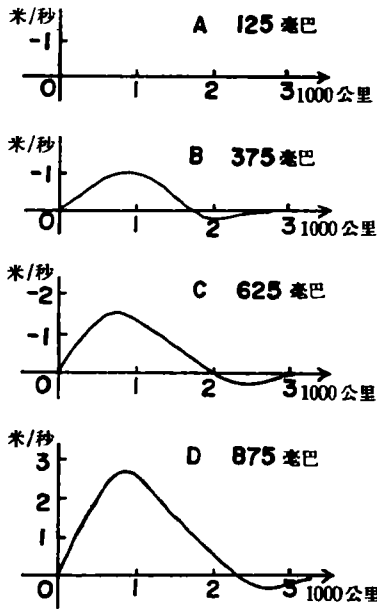


图 17 适应后各层的流场分布  
(纵坐标正号表示气旋式涡度，  
负号表示反气旋式涡度)

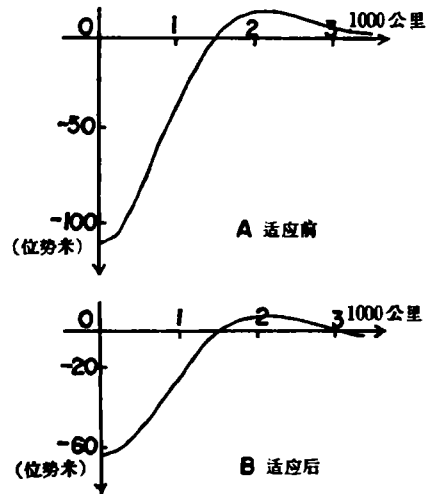


图 18 875 毫巴的位势场

例二：

$$\left. \begin{aligned} \psi_{10} = \psi_{30} = \psi_{50} = \psi_{70} = 0, \quad H_{10}, H_{30} \text{ 分别为常数,} \\ H_{50} = -\frac{Bf}{g} \left[ 2 + \left(\frac{R}{L_1}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}} + \text{常数,} \\ H_{70} = -\frac{Bf}{g} \left[ 2 + \left(\frac{R}{L_1}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}} + \text{常数,} \end{aligned} \right\} \quad (6.5)$$

其中  $B = 1.518A$ 。B 选取得与 A 不同，目的在于使 375 与 625 毫巴之间的平均温度分布和上例中 625 与 875 毫巴之间的平均温度的水平分布相同，即仍可用图 16 表示。在(6.5)式中，625 和 875 毫巴之间的平均温度场为均一的。图 19 为适应后的计算结果，在对流层中下层 625 毫巴和 875 毫巴为气旋，在 375 毫巴形成一相当强大的反气旋，最大风速达 7.2 米/秒。这一反气旋可一直影响到 125 毫巴，在对流层是暖性的，平流层是冷性的。

如果某种加热或其它增温作用直接发生在对流层中层，例如 375 和 625 毫巴之间的一层，通过静力学适应，可近似地造成类似于(6.5)式气压场的分布。这时再经过地转风调整，调整后的结果不同于加热发生在下层的情形，它可在对流层中上层建立起一个强大的热高压，甚至一直影响到平流层。

在夏季西藏高原上空的环流特点与同纬度的其它区域，例如太平洋区域比较起来，有很大的不同。在高原上空的对流层中，上层维持一个相当强大的热高压，这高压可一直影

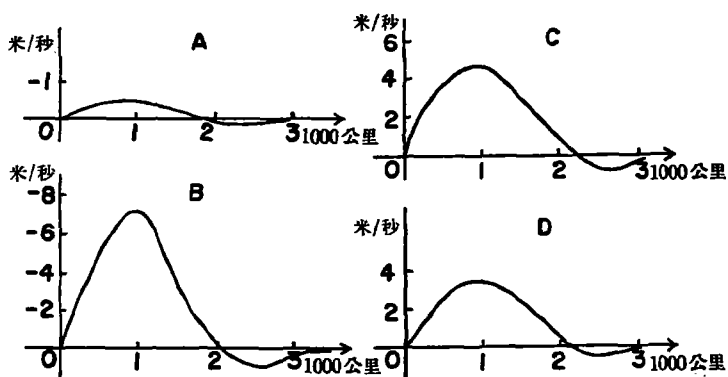


图 19 适应后各层的流場分布  
(說明同图 17)

响到平流层,在平流层是冷性的。叶篤正<sup>[8]</sup>等曾經认为夏季西藏高原是热源,热力作用对这种高压形成是重要的。实际上,高原的平均高度差不多在 600 毫巴,夏季下垫面受热后,通过湍流导热和反辐射等作用可直接加热对流层中层。而高原四周的自由大气的受热条件与它不一样,可在高原与其四周之間造成很強的温度梯度。这种加热作用可影响气压場,造成某一瞬間地轉风或热成风的破坏,在每一小阶段中的非热成风的特点,可类似(6.5)式;因此在热成风不断破坏和不断适应的过程中,可导致高原上空強大高压的形成。因此夏季高原上空高压的維持和建立的过程中,对流层中层的直接加热,可能是一个非常值得重視的因子。

从前面几个例子,可以进一步說明适应过程中,流場气压場相互調整的特点。如果在非地轉风的起始条件中,非热成风不显著,例如(6.1)式的例子,則适应后流場的改变不大。如果起始条件中非热成风比較显著,如(6.2),(6.3),(6.4)和(6.5)式等的例子,适应前后各层流場气压場的改变比較大。但这时如果从热成风調整的角度,来考察流場温度場变化的規律性时,有时会比单纯从某一层的流場和气压場来考察要清楚一些。因为在非热成风条件下,主要是通过垂直运动来調整风随高度变化和温度場的改变的。对于温度場的改变來說,慣性內波的作用將比較重要。在(6.4)和(6.5)式的例子中,适应前后温度場的改变要比等压面上流場和位势場的变化小得多。文献[1]中关于流場温度場相互調整和水平尺度的关系的結論,对本文仍是基本正确的。不过在本文中,适应的特征尺度有不同的数值,并且在不同高度起主要作用的特征尺度也不一样。比較(6.2)和(6.3)式的例子,可以看出,适应前后流場上热成风的改变,在(6.3)的例子中要比(6.2)的例子来得小,这是因为在高层起主要作用的特征尺度比較大的緣故。在(6.4)和(6.5)式的例子中,由于起主要作用的慣性內波的特征尺度比較小,故适应前后温度場的改变均不显著。

### 3. 起始即有温度場又有流場的情况

关于起始既有温度場又有流場的情形比較复杂,它的結構可以有各种各样的配置。現在只针对气旋发展时热成风破坏的某些特点,选取两个例子說明一下。至于气旋发展

中热成风破坏和适应的詳細过程,将另文討論。

根据利用文献[2]中(5.5)式针对气旋发展时热成风破坏的計算发现,除了在第四节中已經指出的,在高空槽前强的正涡度平流所造成的流場上的正的热成风涡度外;在鋒面气旋发展初期,对流层中下层由于 $\Delta[\mathbf{V} \cdot \nabla T]$ 的作用,可造成温度場上負的热成风涡度。两者相結合,将进一步加强非热成风的产生。在气旋发展末期, $\Delta[\mathbf{V} \cdot \nabla T]$ 的作用較小,以高层涡度平流的作用为主<sup>1)</sup>。根据上述情况,我們选取如下的两个例子。

例一: 設  $\psi_{10} = \psi_{30} = \psi_{70} = 0$ ,

$$\left. \begin{aligned} \psi_{30} &= -\frac{1}{2} A \left[ 2 + \left(\frac{R}{L}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}}, \\ H_{10}, H_{30} &\text{ 分别为常数,} \\ H_{50} &= -0.8 \frac{fA}{g} \left[ 2 + \left(\frac{R}{L}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}} + \text{常数,} \\ H_{70} &= -1.5 \frac{fA}{g} \left[ 2 + \left(\frac{R}{L}\right)^2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}} + \text{常数.} \end{aligned} \right\} (6.6)$$

其中常数仍和前面一样。在(6.6)中,对流层中下层对应着暖的区域,在375毫巴同时有非地轉风的气旋式流場,这和鋒面气旋发展初期所产生的非热成风結構大致相似。图20为适应后的結果,在对流层中下层为一气旋,但随高度减弱,在375毫巴为一反气旋。它的特点基本上和鋒面气旋发展的初期結構相似,高层对应着一个暖脊。

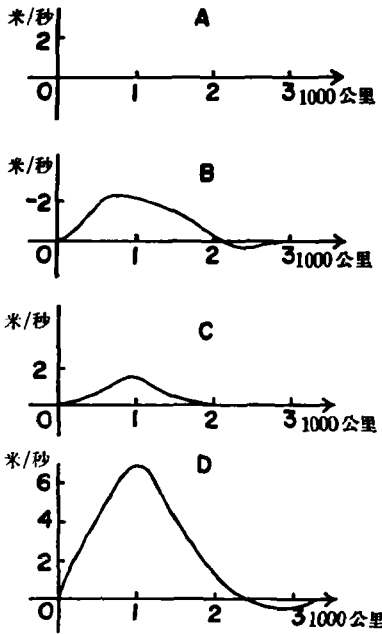


图 20 适应后的各层流場分布  
(說明同图 17)

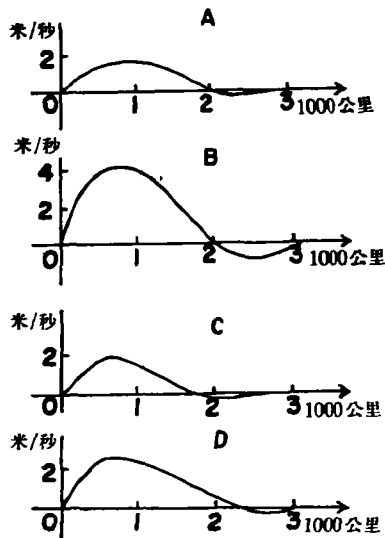


图 21 适应后各层的流場分布  
(說明同图 17)

1) 关于它的具体計算結果,将在另文中給出。



$$\left. \begin{aligned}
 \text{例二: } \quad & \psi_{10} = \psi_{50} = \psi_{70} = 0, \\
 & \psi_{30} = -A \left[ 2 + \left( \frac{R}{L} \right)^2 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}}, \\
 & H_{10}, H_{30}, \text{ 分别为常数,} \\
 & H_{50} = -0.2 \frac{fA}{g} \left[ 2 + \left( \frac{R}{L_1} \right)^2 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}} + \text{常数}, \\
 & H_{70} = -0.4 \frac{fA}{g} \left[ 2 + \left( \frac{R}{L_1} \right)^2 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] e^{-\frac{r^2}{2R^2}} + \text{常数}.
 \end{aligned} \right\} \quad (6.7)$$

(6.7) 式和 (6.6) 式的不同, 主要在于 375 毫巴的流場較強, 而下层的温度場則較弱。它和鋒面气旋发展末期非热成风产生的結構大致相似。适应后的結果如图 21。在四个高度上都表现为气旋, 它是一个深厚的系統, 在 375 毫巴上強度最大, 在对流层中上层是冷性的, 平流层下层是暖性的。系統的結構大致和錐四气旋或高空冷渦相似。因此, 对于高空冷渦或錐四气旋的产生, 高空強的渦度平流所产生的动力作用, 将是一个重要的因子。

## 七、結 論

前面的討論只說明了大气运动的一个方面——被破坏了的热成风是如何重新建立起来的。但实际系統的发展, 热成风的建立和破坏是紧密联系的, 是不断发生相互作用的。只有将这两方面結合起来, 才能更好地揭示出实际天气形势变化的本質。本文把一个方面孤立出来加以分析, 只是理解这个問題的第一步。

**致謝:** 本文承蒙叶篤正先生提出寶貴意見, 謹致以深切的感謝; 閻永泉同志和方向法同志帮助绘图, 亦致謝意。

## 参 考 文 献

- [1] 陈秋士, 气象学报, **33** (1963), 51—63.
- [2] 陈秋士, 气象学报, **33** (1963), 153—162.
- [3] Обухов, А. М., Изв. АН СССР, сер. Геогр. и геофиз., **13** (1949), 281—306.
- [4] Rossby, C. G., J. Marine Res., **1** (1937), 15—27.
- [5] Bolin, B., Tellus **5** (1953), 373—385.
- [6] Yeh, T. C. (叶篤正), J. Met of Japan, The 75th Anniversary Volume (1957), 130—134.
- [7] Монин А. С., Изв. АН СССР, Сер. Геофиз. (1958), 479—514.
- [8] 叶篤正、罗四維、朱抱真, 气象学报, **28** (1957), 108—121.

## ON THE FORMATION OF THE THERMAL WIND IN THE FOUR-LAYER BAROCLINIC ATMOSPHERIC MODEL

CHEN CHU-SHIH AND LEE MING-DE

(*Peking University*)

### ABSTRACT

A four-layer baroclinic atmospheric model is adopted to investigate how the non-thermal wind adjusts itself to the thermal wind state. The adjusting process is performed by four gravitational inertial waves whose wave front speeds are about 306 m/sec, 114 m/sec, 36 m/sec, and 19 m/sec respectively. It is found that the higher the level the more important is the faster internal inertial wave in the process of adjustment, and that the external wave may be important only below the 750 mb level. The calculated results also indicate that the alternation of the divergence and convergence in the vertical, which is normally termed Dines' compensation, results from the formation of thermal wind under certain initial condition.

Calculations of the adjusting process with different initial non-geostrophic states are carried out in order to study the development of the large scale weather system. For example, a non-geostrophic vortex in wind field on the 375 mb level can result in a high with the warm center in the troposphere and the cold center in the stratosphere. Two cases of non-geostrophic state with the same temperature distribution but situated at different layers of the troposphere will result in quite different flow patterns through the adjusting process. A warm center not in geostrophic equilibrium at lower layer, can only give result to a shallow warm low in the lower troposphere, but in the case of warm center not in geostrophic equilibrium at middle layer, an intense anticyclone forms in the high troposphere and even in the lower stratosphere. Finally a preliminary discussion is given to the adjustment of the non-thermal wind which is produced by the process of the formation of the extratropical cyclone.