

简单斜压大气中热成风的建立和破坏*(二)

陈秋士

(北京大学地球物理系)

五、关于热成风破坏的初步说明

本文第一部分的分析只是近似地反映大气运动的一个方面——起始非热成风怎样达到热成风平衡的。在实际大气中,还存在另外一些因子,不断促使热成风破坏,并在热成风不断破坏和不断适应的基础上,形成了天气系统的变化和发展。自由大气中,造成热成风破坏的因子是多种多样的,例如非绝热加热,非线性平流作用,垂直方向的输送(例如 $\omega \frac{\partial \zeta}{\partial p}$ 等),以及适应过程中的惯性波的作用等等。如就尺度为 1000 公里的系统的短期变化而言,根据(2.11)式和(2.19)等可知,在支配这些运动的方程中,不仅包含着决定热成风适应的因子,也包含着非线性平流和 β 等作用所造成的热成风破坏。

本文第二部分,将初步讨论在温度平流和涡度平流的作用下,非热成风是怎样产生的。并通过斜压不稳定和中纬度平均经圈环流问题,作为两个例子,初步阐明热成风适应和破坏的统一过程。

1. 温度平流和涡度平流作用下非热成风的产生

由 $\zeta' = \zeta - \frac{g}{f} \Delta H$ 表示非地转风涡度, $\zeta'_T = \frac{\partial \zeta'}{\partial p}$ 表示非热成风涡度。平流作用下的涡度变化为:

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_{\text{平流}} = -\mathbf{V} \cdot \nabla(f + \zeta). \quad (5.1)$$

涡度平流在垂直方向的不均一性,产生流场上的热成风涡度的改变

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial p}\right)_{\text{平流}} = -\frac{\partial}{\partial p} [\mathbf{V} \cdot \nabla(f + \zeta)]. \quad (5.2)$$

温度平流变化为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_{\text{平流}} = -\mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right), \quad (5.3)$$

温度平流在水平方向的不均一性,可产生温度场上热成风涡度的改变

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\Delta \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)\right]_{\text{平流}} = -\Delta [\mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)]. \quad (5.4)$$

将(5.2)和(5.4)式相减,即得出非热成风涡度的变化

$$\left(\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t}\right)_{\text{平流}} = -\frac{\partial}{\partial p} [\mathbf{V} \cdot \nabla(f + \zeta)] + \frac{g}{f} \Delta [\mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)]. \quad (5.5)$$

* 本文第一部分刊登于本学报第 33 卷第 1 期, 51—63 页。

上式表示,当涡度平流随高度变化所引起的流场上热成风涡度的改变,和温度平流水平方向不均一所引起的热成风涡度变化不一致时,将造成非热成风涡度的产生.在实际大气中这情况是经常存在的,非热成风一经产生,即伴随着向热成风适应的调整过程. $\left(\frac{\partial \zeta_r'}{\partial t}\right)_{平流}$

称为由于平流作用所引起的非热成风产生率,它是描述大气运动特点的一个重要的参量.

我们举一个例子来说明这问题.如图 17,考虑一个西风带的长波系统.在对流层选

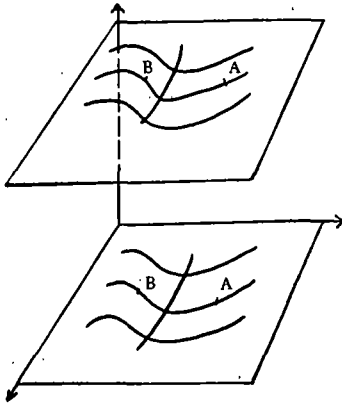


图 17

出任意两个等压面,假定起始时刻,各层均满足地转风关系.为简单起见,假定开始时各等压面上等温线和流线(或等高线)一致.按热成风原则,平均西风 and 扰动系统的强度,均随高度增大.槽线和脊线分别为相对涡度的极大和极小区.在平流的作用下,槽前 A 处的正涡度平流,在上层将大于下层的;槽后 B 处上层的负涡度平流也大于下层的.在 A 处和 B 处的流场上,分别产生了正的和负的热成风涡度.而在温度场上,由于我们所考虑的初始情况,温度平流为零,因此在开始时,并不引起热成风涡度的变化.按照(5.5)式,在一瞬间 A 处和 B 处都产生了非热成风.非热成风产生后,必然立即伴随着适应过程.根据第一部分讨论的垂直运动发生的原理,在槽

前 A 处,流场的热成风涡度大于温度场的热成风涡度,将发生上层辐散,下层辐合的上升运动;同理,在槽后 B 处,则发生下沉运动.这里假定起始时,等温线和等高线一致,只是为了说明问题的方便.在一般情况下,槽前有暖平流,槽后有冷平流,将更加加强前面所分析的非热成风产生的效应.由此可看出,与中纬度西风槽相联系的槽前上升,槽后下沉的结构,很大程度上是由于热成风破坏,从而在产生适应的过程中形成.

现在把这种分析方法应用到低纬度东风波动.在低纬度东风波发生的区域,基本气流的結構比较复杂,有些地区东风随高度增强,有些地区东风随高度减弱.扰动的强度在对流层中下层一般是随高度增大的.在东风随高度减弱的区域,用热成风不断破坏和适应的观点,分析东风波所联系的垂直运动时,应该在槽前,即槽线的西部发生下沉运动,在槽后,即槽线东部发生上升运动.相反地,在基本东风随高度增强的地区,槽线西部应为上升区,槽线东部应为下沉区.根据 Riehl^[10] 东风波的实际分析发现,在东风气流随高度减弱地区,坏天气集中在槽线以东,在东风随高度增强的地区,坏天气集中在槽线以西,这和我们所推论的结果相一致.

上面的结果尽管是定性的,但也可看出,当把运动过程分解为热成风破坏和适应两个方面来了解时,物理过程就比较容易清楚了.

2. 准地转变化过程与非地转变化过程

在中高纬度大尺度运动中,运动常近似地满足地转风状态;产生这个现象的物理原因何在呢?在很多理论工作中,运动方程大都采用准地转近似的形式,如(2.11), (2.18)和(2.19)式,在物理上应如何理解它呢?现在初步说明这问题.

設在初始时刻,有非热成风涡度 ζ'_{T_0} , 它的近似适应时间为 τ , 称 ζ'_{T_0}/τ 为热成风适应速率. 在形势变化过程中, 如果热成风破坏速率远小于热成风适应速率, 即

$$\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t} \ll \zeta'_{T_0}/\tau, \quad (5.6)$$

这时一經产生出的非地轉风, 很快就适应了, 在每一时刻, 均满足 $u' \ll u_g$, 即运动基本上是准地轉的. 对于这种运动, 描述它的方程基本上可采用(2.11), (2.18)和(2.19)式的准地轉近似的形式. 从这組方程的绝对意义上来看, 它一方面仍保持着由于平流作用(近似地只是地轉风平流)所产生的热成风破坏的机制; 另一方面对于适应过程, 它相当于假定适应速率为无限大, 温度場流場相互調整以达适应状态的时间, 可在无穷小的时间内完成. 因此它过滤了描述适应需要經過一段时间的惯性波过程. 对于垂直运动, 它忽略了与惯性波相联系的快速部分, 而保存着达到温度場流場相互調整所必須的緩慢的变化.

在广大低緯地区, 和中緯度系統发展比較強烈的地区, 尽管地轉风有相当程度的近似, 但也可观测到明显的地轉偏差. 这种現象的物理原因, 同样可以用与前面类似的观点来理解它. 它相当于在形势变化过程中, 满足

$$\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t} \lesssim \frac{\zeta'_{T_0}}{\tau}, \quad (5.7)$$

即适应速率相对于破坏速率而言, 仍是有限的. 在每一瞬間产生的非地轉风还不能完全达到地轉风平衡, 只能 $u' \lesssim u_g$, 地轉与非地轉风同时存在. 根据本文第二节的分析, 对于这种变化过程的近似方程可采用(2.11), (2.19), (2.20)式或(2.21)式. 在这組方程中直接包含着非地轉风.

在赤道两侧 5 个緯度以内的地区, 情况可能还要特殊些, 实际流場和地轉风已没有什么关系. 它相当于

$$\frac{\partial \zeta'_T}{\partial t} \gg \frac{\zeta'_{T_0}}{\tau}, \quad (5.8)$$

这时热成风适应本身已没有什么意义了, 运动的特点可能更近于不考虑地球自轉的流体力学問題.

上面只是提出这些不同类型运动的初步看法, 深入研究这些不同类型运动的动力学本質, 应该是十分有意义的工作. 对于前两种变化过程, 热成风适应都起着相当重要的作用, 从热成风不断适应和破坏的观点来理解它应该是合适的.

六、热成风适应和破坏与长波的斜压不稳定

1. 简单斜压情况下, 微扰方程的解

为了和第一部分結果相一致, 仍采用两层模式, 涡度方程:

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} + \mathbf{V}_1 \cdot \nabla \zeta_1 - f \frac{2\omega_2}{p} = 0, \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \zeta_3}{\partial t} + \mathbf{V}_3 \cdot \nabla \zeta_3 + f \frac{2\omega_2}{p} = 0. \quad (6.2)$$

絕热方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (H_1 - H_3) + \frac{1}{2} (\mathbf{V}_1 + \mathbf{V}_3) \cdot \nabla (H_1 - H_3) - \frac{2c^2}{\rho g} \omega_2 = 0. \quad (6.3)$$

为了使問題更简单清楚起見, 渦度方程中忽略了 $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$, 这和 Fultz^[11] 在圆盘实验的条件相似, 在那里同样有斜压不稳定发生.

采用准地轉近似, 假定

$$u_i = U_i + u'_i = -\frac{g}{f} \frac{\partial \bar{H}_i}{\partial y} - \frac{\partial \psi'_i}{\partial y}; \quad v_i = v'_i = \frac{\partial \psi'_i}{\partial x}. \quad (i = 1, 3) \quad (6.4)$$

这里 U_1 和 U_3 分别表示 250 毫巴和 750 毫巴的基本气流, 設 $U_1 > U_3$, 并为常数. 利用 (6.4) 式将 (6.1) — (6.3) 式綫性化, 則

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_1 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\Delta \psi'_1 - \frac{f^2}{c^2} (\psi'_1 - \psi'_3) \right] + \frac{f^2}{c^2} (U_1 - U_3) \frac{\partial \psi'_1}{\partial x} = 0, \quad (6.5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_3 \frac{\partial}{\partial x} \right) \left[\Delta \psi'_3 + \frac{f^2}{c^2} (\psi'_1 - \psi'_3) \right] - \frac{f^2}{c^2} (U_1 - U_3) \frac{\partial \psi'_3}{\partial x} = 0. \quad (6.6)$$

仿照 Phillips^[12] 在下列区域求解: 在 x 方向 ψ_i 以 l 为周期, 在 y 方向, $-W \leq y \leq W$, 并采用边界条件:

$$y = \pm W \text{ 时, } \psi'_i = 0 \quad (i = 1, 3).$$

設 (6.5) (6.6) 有特解:

$$\psi_i \sim a_i(t) \cos \mu y e^{ikx}. \quad (i = 1, 3) \quad (6.7)$$

这里 $\mu = \frac{\pi}{2W}$, $k = \frac{2\pi}{l}$, l 相当于波长. 将 μ , k 和第一部分的 (5.10) 比較, 可以看出

$$\mu^2 + k^2 = \frac{1}{L^2}. \quad (6.8)$$

L 为 (5.10) 所表示的扰动的水平尺度, 它和扰动沿緯圈的波长和南北方向的寬度有关, 如扰动在南北方向是均一的, L 为緯圈波长的 $\frac{1}{2\pi}$ 倍.

将 (6.7) 式代入 (6.5) 和 (6.6) 式, 可化为一个决定 $a_i(t)$ ($i = 1, 3$) 的常微分方程組, 該方程組的特征方程的根为

$$\lambda = -ik \left(\frac{U_1 + U_3}{2} \right) \pm \frac{2kV}{(\alpha + 2)} \sqrt{(4 - \alpha^2)}. \quad (6.9)$$

这里

$$\alpha = \frac{\mu^2 + k^2}{f/c^2} = \frac{2L_0^2}{L^2}. \quad (6.10)$$

L_0 为适应的特征尺度, $V = \frac{1}{2} (U_1 - U_3)$.

在 (6.9) 式中, 当 $\alpha < 2$ 时, 考虑 (6.10) 式, 也即当 $L > L_0$ 时, 上述根可出現正的实数部分, 运动将是不稳定的. 因此造成緯向气流斜压不稳定的扰动的临界水平尺度, 正好和适应的特征尺度 L_0 相一致. 在很多作者的工作中, 如文献 [12], [13] 等, 当扰动波长大于某一定数值后, 扰动才能是不稳定的. 但具体数值由于各作者的模式和参数不同而有所

出入。在我们的条件下,考虑在纬度 60° 的区域,由本文第一部分中表 3,临界水平尺度 $L = L_0 = 500$ 公里。如果考虑扰动的宽度为 30 个纬度带宽,将这 L 值按 (6.8) 式换算成临界波长,这时临界波长约为 3500 公里,大于此波长的扰动才能是不稳定的。

现在分析 $\alpha < 2$ 时,解的具体特点,特解(6.7)式可写成

$$\psi_3 = Ae^{\sigma t} \cos \mu y \cos k \left(x - \frac{u_1 + u_3}{2} t \right),$$

$$\psi_1 = cAe^{\sigma t} \cos \mu y \cos \left[k \left(x - \frac{u_1 + u_3}{2} t + \psi \right) \right].$$

这里

$$\sigma = \frac{kV}{\alpha + 2} \sqrt{4 - \alpha^2}, \quad c = \sqrt{4 - \frac{3\alpha^2}{4}}, \quad \tan \psi = \frac{(\alpha + 2)}{\alpha kV} \sigma = \frac{2}{\alpha} \sqrt{4 - \alpha^2}$$

(对于阻尼波 $\tan \psi = -\frac{2}{\alpha} \sqrt{4 - \alpha^2}$), A 是由初值决定的任意常数。

由上面可以看出,对于不稳定波,250 毫巴上 ψ_1 的振幅要比 750 毫巴 ψ_3 的振幅稍大, ψ_1 的位相要落后于 ψ_3 的。在阻尼波时, ψ_1 的位相要超过 ψ_3 。当 $\alpha = 2$ 时,相角差为 0,并且波是中性的。在上述各种情况下,波的传播速度均为 $\frac{1}{2}(U_1 + U_3)$ 。这里的结果和很多其它作者讨论的相类似。

2. 从热成风适应和破坏来分析斜压不稳定

我们现在关心的不是上述斜压不稳定的结果本身,而是想了解斜压不稳定是在什么物理原因下发生的?为什么它必须有一个临界水平尺度,而且只有大于这个临界水平尺度才能发生不稳定呢?这个扰动增长的临界水平尺度为什么又和热成风适应的特征尺度 L_0 相一致呢?我们希望通过这些问题的回答,进一步了解斜压不稳定的物理本质,并希望通过它,对有关中纬度系统发生和发展的一般规律,能得到进一步的启发。

在实际大气中,热成风的破坏和建立,是处在连续的不停息的相互作用中。如果希望在物理上很好地理解它,我们可以把不间断地连续作用的过程,分解成若干个时间比较短暂的小的阶段。在每一个阶段中,首先考虑热成风的破坏,根据热成风破坏的规律,计算出所应该产生的非热成风;然后再根据这产生出的非热成风,分析它向热成风的调整过程。如果考虑变化过程是准地转的,则在每一个小阶段 Δt 内所产生出的非热成风,在 Δt 时间内均已达到完全适应,在每一小阶段的开始和终结均为地转风状态。因而在每一小阶段中,分析非地转风向地转风调整时,只需考察适应后的最终状态就可以了,对于垂直运动的产生,也只需考虑达到适应所必须的慢的变化。如果所考虑的变化过程是非地转的,则在每一小阶段中产生的非热成风,在 Δt 时间内并不能完全达到适应,故在每一小阶段的开始和终结,地转风与非地转风将同时存在。在每一小阶段中分析非地转风向地转风适应时,必须考虑惯性波的传播,以及 Δt 时间内所可能发生的地转风调整。因此对非地转过程的分析将要比准地转过程复杂一些。这样,不管是准地转的还是非地转的连续相互作用的统一过程,都可采用上述方法,在每一个比较短的时间间隔内,分解成两个对立的方面,分别加以分析。这种方法,用来从物理上分析天气系统的发展,将更清楚地揭示出各种因子

的影响。如果用来定量地分析问题,它也是一种近似方法,和很多数值预告所采用的方法的基本精神相一致。如果每个阶段的时间间隔趋向于无穷小,用这种方法所计算的过程就逼近于真实的过程。

现在用这种方法来分析斜压不稳定发生的过程。根据上节的解,波的移动速度为 $\frac{1}{2}(U_1 + U_3)$ 。为了清楚起见,我们取运动坐标以 $\frac{1}{2}(U_1 + U_3)$ 的速度和系统一起移动,在该坐标中,将纯粹观察到系统的发展。根据(5.4)式并利用(6.4)式,运动坐标中,在温度场上由于平流作用所引起的热成风涡度变化为

$$\frac{g}{f} \left[\frac{\partial \Delta(H_1 - H_3)}{\partial t} \right]_{\text{平流}} = \frac{1}{2} (U_1 - U_3) \Delta(v'_1 + v'_3), \quad (6.11)$$

上式表示,扰动流场在基本温度场梯度方向投影的水平不均一,可引起温度场热成风涡度的改变¹⁾。而在流场上,运动坐标中涡度平流上下层分别为:

$$\left[\frac{\partial \Delta \psi'_1}{\partial t} \right]_{\text{平流}} = -\frac{1}{2} (U_1 - U_3) \frac{\partial \Delta \psi'_1}{\partial x}, \quad (6.12)$$

$$\left[\frac{\partial \Delta \psi'_3}{\partial t} \right]_{\text{平流}} = -\frac{1}{2} (U_3 - U_1) \frac{\partial \Delta \psi'_3}{\partial x}, \quad (6.13)$$

两者相减并利用式(6.4),则流场上热成风涡度的变化为

$$\left[\frac{\partial \Delta(\psi'_1 - \psi'_3)}{\partial t} \right]_{\text{平流}} = -\frac{1}{2} (U_1 - U_3) \Delta(v'_1 + v'_3). \quad (6.14)$$

由式(6.11)和(6.14)可知,在运动坐标中,温度场上每一点热成风涡度的变化,正好和流场上热成风涡度的变化大小相等,方向相反。

现在具体考察一个不稳定波的例子。如图 18 所示, ψ'_1 的位相落后于 ψ'_3 的,这时对应着的平均温度场位相应落后于 ψ'_1 的。考察图 18 中的 A 点,该点位在温度槽的中心,上下层流场的槽后。

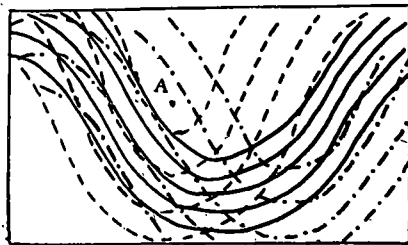


图 18

- 250 毫巴流线
- - - 750 毫巴流线
- 250—750 毫巴之间平均温度线

下层流场的槽后。在运动坐标中,根据(6.12)式,250毫巴流场的涡度是向右移动的,故A点的涡度平流为负的,而下层750毫巴涡度根据(6.13)式是向左移动的,在A点的涡度平流为正的。将上下层结合起来,A点流场上将产生出负的或暖的热成风涡度。而在温度场上,根据(6.14)和(6.11)式的对比,在A点正好产生出和流场大小相等,方向相反的正的或冷的热成风涡度。因此在一瞬间A点将产生出非热成风。现在我们可以把不稳定的发展过程,分成很多小的阶段,而后再在每一个小阶段中分别考虑

它的热成风破坏和适应。这时我们考虑一个 Δt 的时间间隔,在A点首先产生出在温度场和流场上大小相等,方向相反的非热成风,而后再来分析非热成风向热成风适应的过程。

1) (5.4)式可改写为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\Delta \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) \right]_{\text{平流}} = -\Delta \mathbf{V} \cdot \nabla \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) - \mathbf{V} \cdot \nabla \left[\Delta \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right) \right], \quad (5.4a)$$

式中,右端第一项表示流场在温度梯度方向投影的水平不均一,可引起温度场上热成风涡度的制造;右端第二项表示温度场上热成风涡度平流。(6.11)式所表示的相当于这里右端第一项。

由于假定运动是准地轉的，故对于适应过程只需考虑适应后最終状态的特点。如果适应后流場主要是向温度場調整的，那末在 A 点冷熱成風渦度將增加。因 A 点位于冷槽中心，而且温度場在运动坐标中是不移动的，故这时扰动温度場的振幅也将增加。在我們所考虑的斜压結構和准地轉过程的条件下，流場上扰动的增长，必須和温度場上扰动的增长同时发生。因此，这时能否发生不稳定的判据，就在于是否有温度場主要向流場調整的适应过程，根据第一部分的分析，在温度場和流場的相互調整过程中，适应主要向那一方面变化，取决于扰动的水平尺度 L 和 L_0 的对比。因此，当 $L > L_0$ 时，图 18 所表示的扰动为不稳定的。如果在 250 毫巴流場的位相超前于下层流場的情况下，即温度槽超前于上层的气压槽时，也可采用和前面一样的方法来分析对应冷槽中心所产生的非热成風渦度，这时可得：在流場上非热成風渦度是正的或冷的，而在温度場上則为負的或暖的，它們大小相等，負号相反。因此，当 $L > L_0$ 时，由于流場主要向温度場适应，适应后将使冷槽的振幅減少，故扰动为阻尼的。当 $L = L_0$ 时，流場和温度場的非热成風正好对消，扰动將不发生变化，只以 $\frac{1}{2}(U_1 + U_3)$ 的速度移动，因而为中性的¹⁾。

前面的分析是針對冷槽中心 A 点而言的，如果选取其它的点，也可得到同样的結果。如果模式如 Phillips^[12] 考虑 β 的作用，可在量的細節上得到一些修正，但发生不稳定的物理原因，仍和这里所闡明的相一致。

如果从渦度观点考察斜压不稳定的物理机制时，相当于風随高度变化但不具有渦度（也即沒有經向梯度）的基本气流，但温度場上經向梯度仍存在，当基本气流受有扰动后，如果能使扰动流場的渦度不断增长，这将发生斜压不稳定。根据前面分析可以看出，当基本气流受有扰动后，可使平均温度場向扰动温度場的热成風渦度轉化，通过适应过程，温度場的热成風渦度再轉化为流場的热成風渦度。当 $L > L_0$ 时，在热成風不断破坏和适应的过程中，可使流場上的热成風渦度和温度場的热成風渦度同时增长，因此，发生斜压不稳定現象。这可称为斜压不稳定的渦度机制。这結果按照 Lorenz^[14] 換成能量的說法，相当于：緯圈环流所具有的平均有效位能，当受有扰动后，可轉化为扰动有效位能，再通过槽前暖空气上升和槽后冷空气下沉，使扰动有效位能轉化为扰动能。在准地轉过程的条件下，扰动动能的不断增长必須和扰动有效位能的增长同时发生。也即是說，当扰动有效位能从平均有效位能取得能量后，它一方面供給扰动动能以能量，另一方面还必须保持自身的增长。这只有在 $L > L_0$ 时才可能，否則上述能量轉变过程將不可能发生。

实际大气中，运动是非綫性的，斜压結構也比我們的模式复杂得多。但上述結果，在一定条件下，对理解天气系統的发展，仍有重要的价值。对于短期变化，运动可近似看成絕热无摩擦的，这时系統发展的能量主要来源于內能和位能的释放，以及动能的重新分布。对于能量主要来源于內能和位能的释放的系統而言，在热成風不断破坏和适应的过程中，应该只有当温度場和流場的热成風渦度同时增強时，系統才得到发展。对西风带的长波系統，这种現象可能很大程度上是正确的。对于气旋发展，根据 Palmén^[15] 的計算所指出：气旋发展时位能和动能是同时增強的。这說明了上述机制，在一定程度上也反映了

1) 对 $L < L_0$ 的情形，根据(6.9)式可知，这时波速比較复杂，但用和这里类似的分析方法；也可得到中性波的結果。

气旋发展的过程。很多实际系统,能量当然也可能同时来源于动能的重新分布,这时比单纯的斜压不稳定问题要复杂一些。

从上面可以看出,当采用热成风不断建立和破坏的方法来分析斜压不稳定性时,可以使问题的物理本质,得到更清楚的揭发。下面我们将再举一个中纬度平均经圈环流的例子,来说明这方法的应用。

七、热成风建立和破坏与中纬度反环流

关于平均经圈环流的形成问题,已有很多作者进行过讨论。Phillips^[12]曾经根据斜压不稳定波的作用,说明了中纬度反环流的形成。而后,在文献[16]中又进一步利用非线性模式发现:当高低纬之间加热场维持线性变化的情况下,如果不引进大型扰动,只能形成单一的 Hadley 环流;如果引入大型扰动后,中纬度将出现反环流,从而构成三圈环流。郭晓嵐^[17]又根据动量等大型涡动输送的实际资料,从理论上计算了平均经圈环流,也得出类似于文献[16]的结果。因此可以看出:中纬度反环流的产生与大型扰动的存在有紧密的联系。我们不免要问:为什么有这种联系呢?这种联系的本质何在?下面将初步阐明这一问题。

在讨论纯粹纬圈环流的情况下,从第三节中关于适应过程中垂直运动发生的原理,可以推知:当西风随高度增加大于南北温度梯度所对应的热成风时,将发生南部下沉,北部上升的反环流;在相反的情况下,如果温度场上所对应的热成风,比实际西风随高度增加为大,这时应该发生正环流。

实际大气中,中纬度平均纬圈环流的地转风状态,也是在地转风不断破坏和不断适应的动态过程中保持的。令

$$\bar{u}'_T = \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{H}}{\partial y} \right),$$

这里 \bar{u} 表示 u 沿纬圈的平均, \bar{u}'_T 表示纬圈环流的非热成风。将(5.5)式沿纬圈平均后,再对 y 方向积分,并考虑准地转近似,得¹⁾:

$$\left(\frac{\partial \bar{u}'_T}{\partial t} \right)_{\text{平均}} = - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \right) + \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial}{\partial y} \overline{v' \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)'} \right) \quad (7.1)$$

这里 $u' = u - \bar{u}$, $v' = v - \bar{v}$, $\frac{\partial H'}{\partial p} = \frac{\partial H}{\partial p} - \frac{\partial \bar{H}}{\partial p}$ 。而 $\overline{u'v'}$, $\overline{v' \frac{\partial H'}{\partial p}}$ 分别表示动量和热量的平均大型涡动输送。(7.1)式表明:当南北热量的涡动输送所引起的平均温度梯度的变化,和动量输送所造成的西风随高度变所对应的热成风的改变不相一致时,将造成平均纬圈环流的热成风的破坏。

在 Phillips 的工作^[12]中,单纯考虑了斜压不稳定波,这种波在中纬度可以向北输送热量,使平均南北温差减小,但它对动量涡动输送的作用为零。因此在每一瞬间,必然形成平均纬圈环流的热成风破坏,造成温度梯度所对应的热成风小于风随高度的变化,这时在

1) 利用了 $\nabla_{\sigma}^2 = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v^2}{2} - \frac{u^2}{2} \right) - \frac{\partial uv}{\partial y} = - \frac{\partial uv}{\partial y}$ 。以及适当的边界条件。

不断适应的过程中,将产生反环流。在文献[16],[17]等工作中,不仅考虑了热量涡动输送,而且考虑了动量涡动输送,这将更符合实际情况。根据 Mintz^[18],叶篤正等^[19]实际计算可知:中緯度动量涡度输送的辐合主要发生在高层,这种作用可使西风随高度增加,它将更加加强单纯由热量输送所造成的热成风破坏的作用。因此在不断破坏和不断适应的过程中,中緯度必然为反环流。但当大型扰动不存在时,由(7.1)式所决定的非热成风的产生率为零。在南北有加热梯度存在的情况下,热成风破坏主要决定于加热作用所造成的南北温差的增加,故在不断适应的过程中自然只有单一的正环流。这样从热成风不断破坏和不断适应的观点,就可以比较清楚地说明中緯度反环流和大型扰动相联系的本質。

八、結 論

(1) 本文将天气形势变化的过程,分解成热成风适应和破坏两个方面,并分别地加以分析,以达到对形势变化的本質的进一步的理解。从热成风适应速率和破坏速率的对比,初步闡明了准地轉过程和非地轉过程发生的物理原因。

(2) 利用简单的两层模式,討論了热成风适应过程中垂直运动发生的原則。对于大尺度系統垂直运动发生的原因,热成风适应所強迫而成的将是一个十分重要的因子。

(3) 在 250—750 毫巴間的斜压系統,当系統的水平尺度 $L > L_0$ 时,热成风适应过程主要是向温度場調整的,当 $L < L_0$ 时,則相反。因此,对流层中上层具有斜压結構的长波系統的发展,温度場作用将占相当重要的地位。

(4) 当涡度平流随高度变化所引起的流場上的热成风涡度的改变,与温度平流在水平方向的不均一性所产生的热成风涡度的改变不相一致时,可造成非热成风的产生。

(5) 用热成风不断破坏和不断适应的观点和方法,在准地轉过程的条件下,分析了斜压不稳定发生的物理过程。同时,揭发了斜压不稳定的涡度机制,并进一步討論了能量机制。

(6) 本文探討了大型扰动和中緯度平均經圈环流(反环流)的联系的物理本質,指出,中緯度反环流是由于大型扰动的热量输送和动量输送造成緯圈环流的热成风破坏,而后再从而发生适应的过程中,強迫而成的。

(7) 在討論上述两个問題的过程中,我們不仅闡明了具体問題的实質,而且也闡明了热成风不断破坏和不断适应的观点和方法的基本精神与具体作法。这个观点本身反映了中緯度形势变化的共同性質,而这两个例子只是这个性質在两个具体情况下的体现。我們可以类似地用它来分析实际天气系統的发展。

致謝: 本文承蒙叶篤正先生提出宝贵意見,謹致以深切的感謝。

参 考 文 献

- [10] Riehl, *Tropical Meteorology*, 1954, 222, McGraw-Hill Comp.
- [11] Fultz, D. 等, *Met. Monographs* 1959, 4, No. 21, Amer. Met. Soc.
- [12] Phillips, N. A., *Tellus* 6 (1954), 272—286.
- [13] Fjortoft, R., *Compendium Met.* Boston, Amer. Met. Soc. 1951, 454—463.
- [14] Lorenz, E. N., *Tellus* 7 (1955), 157—167.
- [15] Palmén, E., *Tellus* 10 (1958), 1—23.
- [16] Phillips, N. A., *Q. J. R. Met. Soc.* 82 (1956), 123—164.

[17] Kuo, H. L. (郭晓嵐), *J. Met.*, 13 (1956), 561—568.

[18] Mintz, Y., *Tellus* 3 (1951), 195—200.

[19] 叶篤正、邓根云, 气象学报, 27 (1956), 307—322.

ON THE FORMATION AND THE DESTRUCTION OF THERMAL WIND IN A SIMPLE BAROCLINIC ATMOSPHERE

CHEN CHU-SHIH
(Peking University)

ABSTRACT

(Vid Acta Meteorologica Sinica Vol. 33, No. 1, 51—63)

更 正

气象学报第 33 卷第 1 期陈秋士：“简单斜压大气中热成风的建立和破坏 (一)”一文中有下列錯誤, 特此更正。

頁	行	誤	正
52	倒 2	$\omega_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial p_1}$	$\omega_1 \frac{\partial \xi_1}{\partial p_1}$
53	12	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \rho$	$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \xi$
53	倒 7	$f\rho$	$f\xi$
53	倒 4	$f\rho$	$f\xi$
54	1	$f\rho$	$f\xi$
54	3	$f\rho$	$f\xi$
54	倒 3	$\frac{2c^2}{pg}$	$\frac{2c^2}{Pg}$
54	倒 2	$\frac{2}{p} \omega_2$	$\frac{2}{P} \omega_2$
54	倒 1	$\frac{2}{p} \omega_2$	$\frac{2}{P} \omega_2$
55	5	$\frac{g}{f} \Delta(H_1 - H) > 0$	$\frac{g}{f} \Delta(H_1 - H_2) > 0$
55	10	$g\Delta H_2 > f\Delta\psi$	$g\Delta H_2 > f\Delta\psi_2$
56	13	$\frac{P}{4} f\xi T_0$	$-\frac{P}{4} f\xi T_0$
56	倒 10	$\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$	$\sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$