

慣性波的对流不稳定和台风形成初期阶段的物理分析*

陈秋士

(北京大学地球物理系)

提 要

本文主要討論在低緯度,当大气中水汽供給充分,并滿足 $\gamma > \gamma_m$ 的条件不稳定状态时所发生的热成风适应过程。这时适应过程的特点和文献[11]中所討論的完全不同。在起始时,如果流場上的热成风涡度大于溫度場的热成风涡度,当扰动的水平尺度小于适应的特征尺度 L_0 时,可引起慣性波的对流不稳定。这种不稳定的作用,可在較短的时间內(約 24 小时)造成上层是反气旋、下层是气旋和中心为暖中心的猛烈的涡旋形成。此外,本文还討論了台风形成启动机制的动力学本质。指出:在热成风破坏方面,假如存在着造成流場上热成风涡度大于溫度場热成风涡度的非热成风产生的机制,即可构成台风形成的启动机制。

一、引 言

台风的形成問題,长期以来就受到气象工作者們的注意。人們很早就了解到水汽凝結潛热是台风的重要能源。Haque^[1] 和 Syōno^[2] 从湿絕热条件不稳定的因子討論了台风的形成。在 Syōno 的工作中給出了不稳定临界尺度随緯度增加而減小的結果。但在近年来, Lilly^[3] 和郭晓嵐^[4] 进一步討論了这个問題。郭晓嵐^[4] 发现类似于 Syōno^[2] 等所討論的大尺度的不稳定性的增长率很小,不足以形成台风;而最有利的增长尺度的运动是积云尺度的运动。Kasahara^[5] 利用了非綫性模式,假定初始状态为条件不稳定的静止大气,由一起始的垂直运动的扰动作为引发机制进行了数值試驗。計算的結果沒能得到台风的发展,而只发展了小尺度运动。因此,在非綫性情况下也沒能根本改变綫性的結果¹⁾。

在分析上述这些工作以后,我們認在建立台风形成理論时,应認真注意下列两点:

1) 尽管台风的能源和积云的发展等相似,主要是水汽凝結潛热释放。但它是一种大尺度的热对流現象,它的形成单纯依靠重力不稳定是不够的;必須揭发出新的、使大尺度热对流运动也能得到发展的机制²⁾。

2) 台风的形成,不能只从它形成区域内热力和动力的特点来考虑,必須把它和大范围形势联系起来,特別是要注意周围系統对它的影响。天气經驗也肯定这一点,例如 Richi^[9,10] 关于台风形成启动机制的看法亦說明了这个問題。

本文的目的,主要在于初步闡明上述两个問題。作者在文献[11,12]中曾經指出:大

* 本文 1963 年 7 月收到。

1) Charney and Ogura^[6] 和 Syono^[7] 也根据非綫性模式作了类似的数值試驗,同样沒能得到颱風的产生。作者未見到这两篇文献,而是从 Yanai^[8] 的工作中看到的。

2) 在 Yanai^[9] 工作中,曾和 Fultz 圆盘实验相对比,并提出因颱風有暖中心的結構,沿半径方向的溫度梯度的斜压性可造成大尺度热对流。

尺度天气形势的变化,是在热成风破坏和适应两个对立的方面的連續相互作用下发生的。适应过程主要是通过产生辐合辐散和垂直运动来完成的。而在短期形势变化中,热成风破坏主要是由于温度平流和涡度平流所引起的热成风涡度的变化不相一致造成的。对于实际天气形势的演变过程,可把它近似地分为很多短暂的小阶段。在每一小阶段中,我們首先在物理上对适应和破坏分别加以分析,而后再把它统一起来;这样就可以更好地把握现实形势变化的物理本质。本文将沿着这一途径来討論台风的形成。通过本文的分析,我們一方面說明了有关台风形成的一些問題,另一方面也可以反过来看出这种观点和方法的优越性。

本文对台风形成的分析,只着重它的物理方面,热成风破坏和适应的过程沒有包含在統一的数学模式中。有关这一問題的严格討論,将在另一文中給出。在那里将可看出,台风形成的物理过程和本文所討論的仍基本一致。此外,我們只着重台风形成的大尺度动力学的性质,沒有考虑它的細微结构。

二、热成风适应过程中慣性波的对流不稳定

1. 慣性波不稳定的判据

首先討論热成风适应过程。根据文献[11]的結果,当单纯近似地描述适应过程时,在两层模式的条件下,基本方程为:

$$\frac{\partial \Delta \varphi_1}{\partial t} = -g \Delta H_1 + f \Delta \psi_1, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \Delta \varphi_3}{\partial t} = -g \Delta H_3 + f \Delta \psi_3, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \Delta \psi_1}{\partial t} = -f \Delta \varphi_1, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \Delta \psi_3}{\partial t} = -f \Delta \varphi_3, \quad (1.4)$$

$$\Delta \varphi_1 = -\frac{2}{P} \omega_2, \quad (1.5)$$

$$\Delta \varphi_3 = \frac{2}{P} \omega_2, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (H_1 - H_3) - \frac{2c^2}{gP} \omega_2 = 0, \quad (1.7)$$

上列方程中符号的意义均見文献[11]。采用这組簡化方程的物理意义也可以从快波与慢波的关系来理解。在实际大气中,大气运动过程同时包含着慢波与快波。对于近似地考虑热成风适应过程来说,快波过程是更主要的。采用这組方程的目的,就是希望过滤掉与平流作用(包含地球自轉涡度的平流 βv) 相联系的慢波,而单纯保存着属于快波的慣性波。

根据文献[11],由(1.1)–(1.7)式可得决定慣性内波的方程为:

$$\frac{\partial^2 \omega_2}{\partial t^2} = \frac{c^2}{2} \Delta \omega_2 - f^2 \omega_2. \quad (1.8)$$

现在考虑低纬大气具有下列性质的区域: 水汽供给充分, 并处于饱和状态; 温度的垂直层结满足 $\gamma > \gamma_m$. 在这个区域, 当空气垂直上升时它的温度将按饱和湿绝热递减率 γ_m 变化, 因而在 (1.7) 和 (1.8) 式中 $c^2 < 0$. 我们令 $c^2 = -c_m^2$, 其中 $c_m^2 = \alpha_m RT$, 而 $\alpha_m = \frac{R}{g}(\gamma - \gamma_m)$. 在这条件下, 惯性波方程(1.8)可改写为:

$$\frac{\partial^2 \omega_2}{\partial t^2} = -\frac{c_m^2}{2} \Delta_2 \omega_2 - f^2 \omega_2. \quad (1.9)$$

方程 (1.9) 是十分复杂的. 严格说来, 系数 c^2 依赖于垂直运动 ω_2 本身. 当上升运动时, $c^2 = -c_m^2 < 0$; 当下沉运动时, 则按干绝热变化, $c^2 > 0$. 因此, 方程(1.9)为一非线性方程. 对于这种类型的方程, 目前还几乎没有得到研究. 本文只近似地在垂直运动上升区域研究这方程的性质. 考虑 $c^2 = -c_m^2 < 0$ 为常数, 这时方程(1.9)为椭圆型的. 我们对垂直运动在边界没有限制的条件下求解¹⁾. 由 Hadamard 的例子可知, 椭圆型方程的初值问题常是不稳定的. 下面我们考察方程(1.9)的稳定性.

设(1.9)式的特解为:

$$\omega_2 \sim e^{\sigma t + i(mx + ny)}.$$

m, n 为任意实数, 而

$$\sigma^2 = \frac{c_m^2}{2} (m^2 + n^2) - f^2. \quad (1.10)$$

令

$$m^2 + n^2 = \frac{1}{R^2}. \quad (1.11)$$

这里 R 称为扰动的水平尺度, 它和扰动的波长或半径有紧密的关系. 利用 (1.11) 式, 将 (1.10) 式改写为:

$$\sigma = \pm \frac{c_m}{2} \sqrt{\frac{1}{R^2} - \frac{1}{L_0^2}}. \quad (1.12)$$

这里

$$L_0 = c_m / \sqrt{2} f. \quad (1.13)$$

和文献[11]中的 (3.13) 式一样, 它为适应的特征水平尺度. 表 1 给出了当 $\gamma_m - \gamma$ 取不

表 1

$L_0 \backslash \varphi$	0°	5°	10°	15°	20°	30°	厘米
$\gamma_m - \gamma$							
$-0.01^\circ\text{C}/100$	∞	788	398	257	202	138	14.2 米/秒
-0.02	∞	1102	558	374	282	194	19.9 米/秒
-0.05	∞	1422	718	480	363	249	25.6 米/秒

同数值时, 在不同纬度 L_0 的数值. 由 (1.12) 式可见, 当

$$\frac{1}{R^2} - \frac{1}{L_0^2} \geq 0 \text{ 时, 或者} \\ R \leq L_0 \text{ 时, 为 } \left. \begin{array}{l} \text{不稳定} \\ \text{中性} \end{array} \right\} \quad (1.14)$$

1) 在边界有限的条件下, 例如在圆柱形边界上给垂直运动以适当的限制, 这里的讨论仍适合.

式(1.14)表明,当扰动的水平尺度小于热成风适应的特征水平尺度时,在适应过程中的惯性波可发生不稳定现象。我们称它为适应过程中的惯性波的对流不稳定,或惯性波的不稳定。

2. 惯性波不稳定发生的物理机制

这种不稳定性发生的原因何在?为什么它的判据随着扰动的水平尺度而变化?现在我们根据文献[11]中所给出的热成风适应机制来说明这个问题。设在起始时刻,流场上的热成风涡度大于温度场上的热成风涡度。为清楚起见,可以任意设想一个具体的例子,例如如图1,在250毫巴等压面上有气旋式流场,而750毫巴的流场为零,250毫巴和750毫巴等压面的位势场均为常数。适应过程发生后,按照垂直运动发生的原理^[11],这时将引起上升运动。这种上升运动将伴随着上层辐散下层辐合,造成流场上热成风涡度的减小。由(1.3)~(1.6)式可得出流场上的热成风涡度的变化速率为:

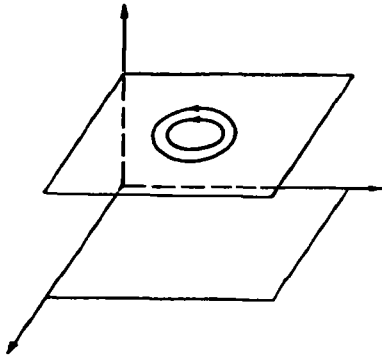


图 1

上的热成风涡度大于温度场上的热成风涡度。为清楚起见,可以任意设想一个具体的例子,例如如图1,在250毫巴等压面上有气旋式流场,而750毫巴的流场为零,250毫巴和750毫巴等压面的位势场均为常数。适应过程发生后,按照垂直运动发生的原理^[11],这时将引起上升运动。这种上升运动将伴随着上层辐散下层辐合,造成流场上热成风涡度的减小。由(1.3)~(1.6)式可得出流场上的热成风涡度的变化速率为:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Delta\psi_1 - \Delta\psi_3) = f \frac{4\omega_2}{P}. \quad (2.1)$$

另一方面,在 $\gamma > \gamma_m$ 的情况下,上升运动将引起中心温度的增加。根据(1.7)式可得出温度场上热成风涡度的变化速率为:

$$\frac{\partial \Delta(gH_1 - gH_3)}{\partial t} = \frac{2c_m^2}{PR^2} \omega_2. \quad (2.2)$$

这里应用了

$$\Delta\omega_2 = -\frac{1}{R^2} \omega_2. \quad (2.3)$$

$\frac{1}{R^2}$ 为算子 Δ 的特征值。根据(1.11)式可知, R 即为扰动的水平尺度。从(2.2)式可见,上升运动所造成温度场上的热成风涡度也是减小的。

在初始时刻,当流场上的热成风涡度大于温度场上的热成风涡度时,适应过程中必然发生上升运动。现在我们考察上升运动发生后,能否达到热成风适应的条件。这时根据(2.1)式和(2.2)式可看出,温度场和流场上的热成风涡度将同时发生变化。如果满足:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta(\psi_1 - \psi_3) < \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial t} \Delta(H_1 - H_3). \quad (2.4)$$

因上升运动时, $\frac{\partial}{\partial t} \Delta(\psi_1 - \psi_3)$ 和 $\frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial t} \Delta(H_1 - H_3)$ 均为负的,故(2.4)式相当于:

$$\left| \frac{\partial}{\partial t} \Delta(\psi_1 - \psi_3) \right| > \left| \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial t} \Delta(H_1 - H_3) \right|. \quad (2.5)$$

(2.5)式表示流场热成风涡度减小的速率大于温度场热成风涡度减小的速率。这时可以看出,初始场上流场的热成风涡度有可能因减小较快,在某一时刻追上温度场的热成风涡度,从而达到热成风的平衡点。如起始非热成风是在有限的区域内存在,和文献[11]中讨

論的相类似,这时可通过惯性波向四周传播的过程来完成热成风适应。将(2.1)和(2.2)式代入(2.4)式即得:

$$R > L_0. \quad (2.6)$$

比較(2.6)式和(1.14)式可知,当惯性波为中性时,热成风平衡点是可能达到的。

在相反的情形下,如果:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta(\psi_1 - \psi_3) > \frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial t} \Delta(H_1 - H_3). \quad (2.7)$$

这时,流場上热成风涡度減小的速率,将比温度場上热成风涡度減小的速率要小;因而上升运动反而使初始場非热成风偏差增大,热成风平衡点将无法达到。将(2.1)和(2.2)式代入(2.7)式即得:

$$R < L_0. \quad (2.8)$$

和(1.14)式相比較可知,它是和惯性波的不稳定情形相当的。因此,惯性波不稳定发生的物理本质在于:当初始流場的热成风涡度大于温度場的热成风涡度时,如果在适应过程中流場和温度場变化滿足(2.7)式,則热成风平衡点无法达到,并使适应过程永远处在进行中。

因 $c^2 < 0$ 的条件,只在上升运动的区域才正确。根据热成风适应的垂直运动的原则,可以看出:只有当初始状态,流場的热成风涡度大于温度場的热成风涡度的情况下,才可能发生惯性波的对流不稳定。

3. 不稳定情况下涡旋的发展

惯性波的不稳定会导致什么结果呢?本节要进一步分析这个问题。我們考虑在初始条件:

$$\begin{cases} \omega_2|_{t=0} = 0, \\ \frac{\partial \omega_2}{\partial t}|_{t=0} = -\frac{P}{4} f \zeta'_{T_0}. \end{cases} \quad (3.1)$$

下,求方程(1.9)的解。这里

$$\zeta'_{T_0} = (\Delta\psi_{10} - \Delta\psi_{30}) - \frac{g}{f} \Delta(H_{10} - H_{30}). \quad (3.2)$$

表示起始非热成风,并且 $\zeta'_{T_0} > 0$ 。

設在起始时刻,温度場是均匀的即:

$$H_1 - H_3 = \text{常数}.$$

而在流場上高层的气旋式涡度大于下层的,并設:

$$\psi_{10} - \psi_{30} = -a J_0\left(\frac{r}{R}\right).$$

这里 $J_0(x)$ 为零阶 Bessel 函数。令 $a = 1 \times 10^6$ 米²/秒为常数。因为

$$\Delta J_0\left(\frac{r}{R}\right) = -\frac{1}{R^2} J_0\left(\frac{r}{R}\right),$$

故 R 即为扰动的水平尺度,設令 $R = 200$ 公里。这时在初始时刻,250 毫巴和 750 毫巴之間的流場上,非热成风为轴对称涡旋。最大风速在 $r = 400$ 公里处,这里 $V_{\theta_1} - V_{\theta_3} =$

2.89 米/秒, V_θ 表示切向风速. 在 $r = 200$ 公里处, $V_{\theta_1} - V_{\theta_0} = 2.2$ 米/秒. 非热成风涡度为 $\zeta'_{r_0} = \frac{a}{R^2} J_0\left(\frac{r}{R}\right)$, $\frac{a}{R^2} = 2.5 \times 10^{-5}$ 秒⁻¹.

我们要考察 $\gamma_m - \gamma = -0.02^\circ\text{C}/100$ 米时, 上述初始条件所引起的涡旋的发展. 这时, 初始条件(3.1)式改写为:

$$\begin{cases} \omega_2|_{t=0} = 0, \\ \left. \frac{\partial \omega_2}{\partial t} \right|_{t=0} = -\frac{P}{4} \frac{f}{R^2} a J_0\left(\frac{r}{R}\right). \end{cases} \quad (3.3)$$

在初始条件(3.3)式下, 并近似地把 $c^2 = -c_m^2 < 0$ 看成常数, 来求方程(1.9)的解. 所得的解可以近似地用来讨论扰动中心周围上升区域的特点. 这时, 满足方程(1.9)的解为:

$$\omega_2 = -\frac{P}{4} \frac{f}{R^2} \frac{a}{\frac{c_m}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{R^2} - \frac{1}{L_0^2}}} \text{sh}\left(\frac{c_m}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{R^2} - \frac{1}{L_0^2}} t\right) J_0\left(\frac{r}{R}\right). \quad (3.4)$$

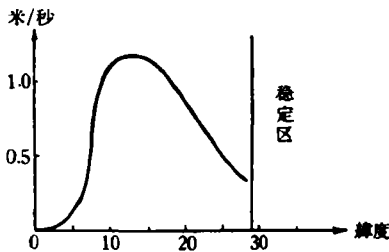


图2 不同纬度涡旋中心垂直速度分布图

令 $t = 20$ 小时, 可以计算出涡旋中心垂直速度来¹⁾. 计算结果如图2. 随着涡旋中心所在位置纬度的不同, 可以有不同的数值. 因在 $\gamma - \gamma_m = 0.02^\circ\text{C}/100$ 米, 纬度为 29° 时, $L_0 = 200$ 公里; 即在这个纬度, 扰动的水平尺度与不稳定的临界尺度相等, 故在纬度大于 29° 的地区为稳定区. 在纬度为 12° 左右, 垂直运动达极大值, 可达 1.18 米/秒. 随着纬度减小下降很快. 纬度为 5° 时, 仅为 0.07 米/秒. 这里纬度较低, 热成风适应的强迫作用较小, 因而垂直运动较小.

根据(3.4)式并利用(1.4)和(1.6)式, 可得 750 毫巴涡度的改变为:

$$\begin{aligned} (\Delta\psi_{3t} - \Delta\psi_{30}) &= -f \frac{2}{P} \int_0^t \omega_2 dt \\ &= f^2 \frac{a}{2R^2 \frac{c_m^2}{2} \left(\frac{1}{R^2} - \frac{1}{L_0^2}\right)} \text{ch}\left(\frac{c_m}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{R^2} - \frac{1}{L_0^2}} t\right) J_0\left(\frac{r}{R}\right). \end{aligned} \quad (3.5)$$

令

$$\delta V_{\theta_3} = V_{\theta_{3t}} - V_{\theta_{30}}$$

表示 750 毫巴涡旋切向风速的改变. 根据(3.5)式可以计算不同半径的 δV_{θ_3} 的值. 图3表示当 $t = 24$ 小时, 通过不稳定作用, 在不同纬度引起 $r = 200$ 公里处涡旋切向风速的改变. 从图3可以看出, 在纬度 20° 处切向风速在 24 小时内的改变可达 40.5 米/秒. 在 $\varphi = 5^\circ$ 处, δV_{θ_3} 仅为 0.72 米/秒. 因此可明显地表示出, 在赤道两侧、南北纬 5° 之间的范围内, 尽管适应的

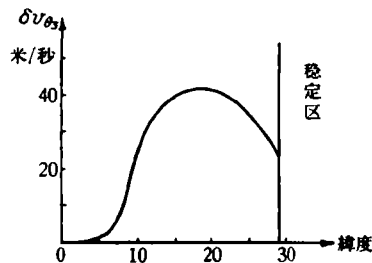


图3 涡旋中心在不同纬度时, 750 毫巴等压面上 $r = 200$ 公里处涡旋的切向风速的改变

1) 采用 500 毫巴的温度为 -5°C 换算的.

对流不稳定的条件是容易具备的,但强的涡旋几乎不能发展。造成这种现象有两方面的原因,一方面是由于适应过程中所导致的垂直运动较小(见图2);另一方面由于 f 较小,辐合辐散所能引起的涡度变化变得很小。

根据(1.3)和(1.5)式,也同样可计算250毫巴高度上涡旋的切向风速的改变。在下层增长着气旋式环流的同时,在250毫巴也增长着反气旋环流。这样,通过不稳定作用可建立下层为气旋、上层为反气旋的涡旋。

利用(1.7)和(2.4)式可以计算250毫巴—750毫巴之间平均温度的改变。图4表示在不同纬度上,涡旋中心的平均温度经过20小时后的改变。通过不稳定作用,涡旋中心温度将迅速增加,建立起暖中心。中心温度增加最大的地点在 $\varphi = 15^\circ$ 处,经过20小时,可增温 9.5°C 。在 $\varphi = 5^\circ$ 处,中心增温 0.3°C 。

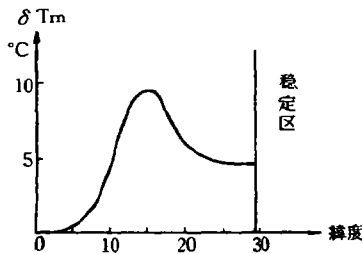


图4 不同纬度涡旋中心的温度的改变

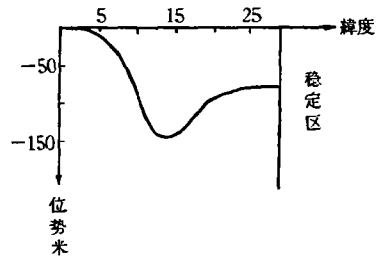


图5 不同纬度涡旋中心750毫巴等压面高度的变化
(负号表示等压面高度降低)

根据(1.1)—(1.4)和(1.7)式,可以计算250毫巴或750毫巴等压面高度的变化。通过不稳定作用,750毫巴等压面高度将下降。图5表示在不同纬度处,涡旋中心的750毫巴等压面高度在20小时后的改变。在 $\varphi = 15^\circ$ 时,下降最大;经过20小时,中心等压面高度下降了150位势米。 $\varphi = 5^\circ$ 的地方,下降4.63位势米。在750毫巴等压面下降的同时,250毫巴等压面也发生升高。

4. 小 结

从前面分析可以看出,通过惯性波的不稳定,在24小时左右的时间,就可发展成切向风速增加达40米/秒左右的猛烈的涡旋。在涡旋的发展过程中,将发生强烈的上升运动;因而引起上层气压升高,下层气压降低,中心温度将改变为暖中心。这种作用所形成涡旋的结构和台风十分一致。

应该指出,由(1.14)式所给出的惯性波不稳定的判据,和Syōno^[2]所给出不稳定临界尺度随纬度增加而减小的结果是有相似之处的,但两者所考虑问题的出发点是不一样的。根据郭晓嵐^[4]和Yanai^[8]等的分析,Syōno^[2]等所给出的大尺度扰动的增长率是很小的,而对应着临界尺度的增长率实际为零。由于我们从热成风适应的观点考虑问题,结果将不一样。在前面的例子中,当涡旋中心所在的纬度为 29° 时,扰动的尺度和惯性波不稳定的临界尺度相等。但从图2—5等可见,这时所引起扰动的增长率还是非常大的。例如从图3可知,在24小时内,可在750毫巴, $r = 200$ 公里处引起涡旋的切向风速改变达23米/秒。在本文的例子中,给定的初始非热成风的条件是不大的;如果增大起始非热成风

的数值,所引起的改变还可以增大。这样从热成风适应的观点来考虑问题时,就克服了大尺度热对流现象不能得到发展的困难。当然,在本文的情况下,究竟那种尺度的运动能得到迅速的增长,这首先决定于起始非热成风的尺度的特点。根据文献[11]中的分析,非热成风的产生是和当时扰动所在区域及其周围的形势特点分不开的。这样,涡旋的发展就不是孤立的现象,必须和较大范围系统的影响联系起来。

采用热成风破坏和统一的观点,从物理上来分析系统的发展时,还有一个重要优点。这就是它能把流场、温度场和气压场三者作为内在协调的整体同时给出,而不必象文献[2]中要把流场和气压场分别加以考虑。

满足 $c^2 = -c_m^2 < 0$ 的条件,要包含两方面的内容。一方面它要求大气温度的平均垂直递减率要足够大,也即对流层下层温度要足够高,使得地面空气按湿绝热上升后仍大于对流层上层例如 250 毫巴的温度;另一方面要求湿层发展得相当高,使足够深厚的对流层空气,平均处于饱和状态。当这两方面条件同时具备时,方满足 $c^2 = -c_m^2 < 0$ 。在热带海洋上,近地面层空气温度基本上受海面温度所控制,因此第一方面的条件相当于要求海面有较高的温度。根据热带大气的平均情况进行计算,一般要求海面温度在 $26^\circ - 27^\circ$ 以上。至于第二方面要求,在一般热带大气中是不满足的。一般情况下,湿层只集中在对流层下部;或者在有信风逆温的地区,只在逆温层以下。只有当存在有东风波、切变线等热带扰动的地区,湿层才能发展到很高的高度。因此,一般海面温度在 $26 - 27^\circ\text{C}$ 以上,并且存在有热带扰动的地区,才可以满足 $c^2 = -c_m^2 < 0$ 。Palmen^[14] 在讨论台风的形成时,很早就注意到:只有海面温度大于 $26^\circ - 27^\circ\text{C}$ 以上时,台风才能发生。这和我們第一方面要求相一致。Riehl^[15] 根据事实也发现:台风只能在已存在的扰动、波或切变上形成。这和我們的第二方面要求相一致。

由前面热成风适应的分析,还可看出:在赤道南北两侧 5 个纬度范围以内的地区,和低纬度其它地区的动力学性质比较起来,有相当大的不同。这个地区内,尽管惯性波不稳定的条件是容易满足的,但并不能导致涡旋的生成。这和赤道两侧 5° 以内的地区往往不能有台风形成的经验事实是一致的。这种情况说明:在这一地区,热成风适应以及与其相伴随的形势变化,已经是无关紧要了。因此在研究一般低纬度大尺度运动时,把这地区分割出来,注意它的特殊性,看来是必要的。

前面的计算,只考虑了惯性波不稳定的情形。当初始非热成风扰动的尺度较大时,根据(1.4)式,当 $R > L_0$ 时,这时惯性波是中性。在这种情况下,初始非热成风扰动不可能通过适应过程不断增长;对于一定的起始非热成风,只能使流场和温度场得到一定程度的改变。关于它的讨论,我们将在以后联系有关问题时给出¹⁾。

三、台风形成启动机制的物理分析

前面主要说明了,如起始有适当的非热成风存在,则在适应过程中通过惯性波的对流不稳定,可以迅速导致和台风结构相似的涡旋形成;而且这种涡旋形成的一些条件,也是和台风形成的天气经验相一致的。因此我们有理由认为,上述过程至少是台风形成的一

1) 作者另一文“东风波的不稳定与台风的形成”中将讨论到它。

个非常重要途径。但起始的流场上热成风涡度大于温度场热成风涡度的非热成风存在,也是热成风适应过程能导致涡旋发展的重要关键。实际大气的形势变化是处在热成风建立和破坏的统一之中的,热成风适应过程只是从大气运动抽象出来的一个方面。这种初始条件的要求,就相当于要求在热成风破坏方面必须要有能造成相应的非热成风产生的机制。只要通过这种机制,使相应的非热成风一经产生,在惯性波不稳定的条件满足时,扰动就可以依靠与它相伴随的适应过程自动发展起来。因此,根据这种分析,我们可得到下列看法: 实际大气中台风的形成是在热成风建立和破坏的统一中实现的。在热成风破坏方面,要求有流场上热成风涡度大于温度场热成风涡度的非热成风的产生。我们称这种非热成风产生的机制为台风形成的启动机制。

根据文献[12]中的分析,这种非热成风涡度主要是由于平流作用所引起的流场上热成风涡度的改变,并和温度场上热成风涡度的改变不相一致所造成的。但在低纬度,温度梯度是比较弱的,温度场上暖中心的出现只在台风已发展后才明显。因此,这种启动机制主要应表现在高层有较强的绝对涡度平流,并且这种涡度平流要强于下层的。可以预计,造成这种启动机制的天气形势将会是多种多样的。但在这些形形色色的天气形势之中,应该包含着共同的本质。在作者等的另一文中¹⁾将通过台风形成时的实际天气分析,来对这个问题作比较详细地讨论。

Riehl^[9,10]曾根据高空形势的特点,提出过台风形成启动机制天气模式。从作者与桑建国的一文中将可以看出,如果不考虑 Riehl 所作的解释,只考虑所提供的天气形势模式本身,它是符合本文关于启动机制所要求的条件的。但 Riehl 的模式只是满足这种动力学性质要求的很多可能的天气形势模式中的一种,而不能说明所有台风的形成。

启动机制是台风形成必不可少的条件之一。它表明作为大尺度热对流系统的台风形成时,不能只依靠形成区域的垂直温度层结、水汽条件以及地球自转等条件所决定,还必须依赖周围大尺度系统对它的影响。启动机制就是体现这种影响的实质。在 Kasahara^[5]的数值试验中,其所以没有能造成大尺度台风的形成,没有考虑这种启动机制的作用可能是重要原因之一。不少作者曾把高空辐散作为台风形成的启动机制,从本文观点来看可能这是不够的。根据本文的看法,当造成适当的热成风破坏后,依靠惯性波不稳定,在扰动发展过程中必然伴随着上层辐散、下层辐合以及强烈的上升运动;但这些现象只是适应过程的必然结果。因此在台风形成过程中,它的高空的确存在着辐散现象;但这可能只是台风发展的同时所伴随的结果,而不是最初导致涡旋发展的原因。

致謝: 本文承蒙叶篤正先生指正,謹致以深切的謝意。

参 考 文 献

- [1] Haque, S. M., *Q. J. R. M. S.*, **78** (1952), 394—406.
- [2] Syōno, S., *Tellus*, **5** (1953), 179—195.
- [3] Lilly, D. K., *Mon. Wea. Rev.*, **88** (1960), 1—17.
- [4] Kuo, H. L. (郭晓嵐), *Tellus*, **13** (1961), 441—459.
- [5] Kasahara, A., *J. Met.*, **18** (1961).
- [6] Charney, J. G. and Ogura, Y., *Hurricanes. Lecture at the 40th anniversary Meeting, Amer. Met. Soc.*

1) 陈秋士与桑建国,“台风形成启动机制的天气分析”(手稿)。

Boston, Mass.

- [7] Syōno, S., Proceedings of the International Symposium on Numerical Weather Prediction, (1960) Tokyo.
- [8] Yanai, M., *J. Met. of Japan*, II **39** (1961), 282—309.
- [9] Riehl, H., *J. Met.*, **5** (1948), 247—264.
- [10] Riehl, H., *J. Appl. phys.*, **21** (1950), 917— 925.
- [11] 陈秋士, *气象学报*, **33** (1963), 51—63.
- [12] 陈秋士, *气象学报*, **33** (1963), 153—162.
- [13] Palmén, E., *Geophysica*, **3** (1948), 26—38.
- [14] Riehl, H., *Tropical meteorology*, McGraw-hill Comp. 1954.

THE CONVECTIVE INSTABILITY OF THE INERTIAL WAVE AND THE PHYSICAL ANALYSIS OF THE FORMATION OF THE TYPHOON IN EARLY STAGE

CHEN CHU-SHIH
(*Peking University*)

ABSTRACT

The purpose of the present paper is mainly to discuss whether the non-thermal wind adjusts itself towards the thermal wind equilibrium state or not in the low latitudes. If the atmosphere is situated in conditional unstable state, i.e. $\gamma > \gamma_m$, and the water-vapour is saturated, the adjusting process of the thermal wind is entirely different from that discussed in [11]. Initially, if the thermal wind vorticity of wind field is larger than that of the temperature field, and the horizontal scale of the disturbance is smaller than L_0 (the characteristic scale of the adjusting process), the convective instability of the inertial wave will occur. In this condition, the thermal wind equilibrium state will never be reached and the ascending motion induced by the adjusting process will be accelerated continuously. This instability of inertial wave may rapidly result in a violent vortex, with an anticyclone on 250 mb level, a cyclone on 750 mb level and a warm center in temperature field. This structure is the same as the typhoon.

Besides, the physical and the dynamical essence of the starting mechanism of the formation of the typhoon is also discussed. It may be approximately considered that the typhoon is formed within the inherent unity of the destruction and the formation of the thermal wind equilibrium. If there exists the mechanism that may produce non-thermal wind, with the thermal wind vorticity in wind field larger than that in temperature field, then a rapid development of the large scale vortex through the instability of the inertial wave will be induced. This is a mechanism of the initiation of the typhoons.