

TUTT对台风形成作用的动力学研究*

李 崇 银

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

基于第二类条件不稳定理论, 本文对热带对流层上部槽(TUTT)在台风形成中的作用进行了动力学研究。结果表明, TUTT对台风生成有一些促进作用, 但相对于边界层的Ekman抽吸以及积云动量输送作用却是很弱小的。因此, 对于台风的发生发展, 还是应该更多着眼于热带对流层中低层的情况。

一、引 言

热带对流层上部槽出自气候概念。在对流层上部的西太平洋副热带高压环流和南亚高压环流之间, 一般总存在一个相对的低压槽区(TUTT), 就其范围和强度而言, 都不及东西两侧的高压环流, 因此它并不太引人注意。七十年代以来, 国内外一些研究发现, TUTT的活动同台风的发展有一定的关系^[1, 2], 认为TUTT的激发是热带扰动发展成台风的重要机制之一。

但是, 天气分析结果还不能完全令人信服, 因为从文献[1]的分析例子来看, 1971年6月20日在西太平洋上生成了一个台风, 在这个台风生成的前后一段时间TUTT均存在, 与其相配的高空冷涡也一直存在, 这就难于说明台风生成一定是TUTT的激发。文献[2]给出了一个TUTT影响台风形成的示意图, 即对流层上部冷涡中心附近有下沉运动产生, 从而诱发其附近对流层中有上升运动, 有利于台风的发生发展。然而这种图象也有待理论证明。

本文试图从CISK理论探讨TUTT对台风发生发展的作用。为了便于同其他物理过程比较, 在模型中我们还引入了行星边界层的Ekman抽吸作用以及积云动量垂直输送所引起的次级环流的作用。

二、理 论 模 型

依据CISK理论, 并用极对称坐标代替轴对称坐标^[3], 同时引入积云垂直动量输送, 控

* 本文于1985年12月26日收到。

动方程可写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f v - \frac{\partial}{\partial p} [M(u - u_c)] \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = -f u \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{s}{R} p \omega + \frac{\dot{Q}}{c_p} \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (5)$$

这里 u 、 v 和 ω 分别是 x 、 y 和 p 方向的速度分量; ϕ 是重力位势; T 是温度; \dot{Q} 是单位质量空气的凝结加热率; $s = -\frac{p}{R} \left(\frac{\partial T}{\partial p} - \frac{RT}{p c_p} \right)$ 是静力稳定度; M 是积云质量的垂直通量; u_c 是云顶速度。

方程(2)表明我们所用模型采用了“平衡”扰动近似, 而由量级分析表明, 在该方程中积云动量输送项相对可以忽略(见文献[6])。

通过一些推演, 由(1)–(5)可以得到

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial y} = -f \frac{\partial \omega}{\partial p} - \frac{\partial^2}{\partial p \partial y} [M(u - u_c)] \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial p} - \frac{s}{f} \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{R}{p f c_p} \frac{\partial \dot{Q}}{\partial y} \quad (7)$$

本文考虑了三种物理过程对台风发生发展的影响, 其中行星边界层的摩擦作用已由为 (Harney等所讨论^[4]), 边界层摩擦综合导致次级环流的形成, 水汽凝结反馈使低压涡旋得以发展, 积云发展产生的动量断的垂直不均匀, 根据 Eliassen的研究也可以导致次级环流的形成^[5], 也将得到对流凝结加热反馈, TUTT的作用能否造成对流层的次级环流, 特别是能否造成水汽的上升和凝结, 尚无确切的论据。因此, 关于对流凝结加热可包括两部分, 一部分是边界层摩擦的次级环流引起的, 另一部分是积云动量输送的次级环流引起的。即 \dot{Q} 可写成

$$\dot{Q} = -\sigma \omega_* \eta(p) - \beta \eta(p) M_* \frac{\partial u_*}{\partial y} \quad (8)$$

这里 $\eta(p)$ 是加热垂直分布函数; α 和 β 分别是比例系数; 带下标“*”号的量是某参考层上的物理量。将(8)式代入(7)式可得到

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t \partial p} - \frac{s}{f} \frac{\partial \omega}{\partial y} = -\frac{R \eta}{p f c_p} \frac{\partial}{\partial y} \left(\alpha \omega_* + \beta u_* \frac{\partial u_*}{\partial y} \right) \quad (9)$$

取

$$(u, \omega) = (U, W) e^{\sigma t + i l y} \quad (10)$$

则由(6)和(9)式可以得到

$$\sigma U = -\frac{f}{il} \frac{dW}{dp} - \frac{d}{dp} [M(U - U_c)] \quad (11)$$

$$\sigma \frac{f}{il} \frac{dU}{dp} = sW - H \left(\frac{\alpha}{f} W_* + \frac{\beta il}{f} M_* U_* \right) \quad (12)$$

其中 $H = \frac{fR\eta}{pc_p}$ 为一加热参数。

三、两层模式分析

考虑简单的两层模式，设大气顶为150百帕，模式大气底为950百帕，也就是积云底。由(11)和(12)式可以得到

$$\sigma U_1 = -\frac{f}{il} \frac{W_2 - W_0}{\Delta} - \frac{M_2(U_2 - U_c) - M_2(U_0 - U_c)}{\Delta} \quad (13)$$

$$\sigma U_3 = -\frac{f}{il} \frac{W_4 - W_2}{\Delta} - \frac{M_4(U_4 - U_c) - M_2(U_2 - U_c)}{\Delta} \quad (14)$$

$$\sigma \frac{f}{il} \frac{U_3 - U_1}{\Delta} = s_2 W_2 - H_2 \left(\frac{\alpha}{f} W_4 + \frac{i\beta}{f} M_3 U_3 \right) \quad (15)$$

这里 $\Delta = 400$ 百帕是气压间隔。 W_4 表示边界层顶的垂直速度，按Ekman抽吸原理，并近似取 $U_3 = U_4$ ，可以得到

$$W_4 = \frac{i\Delta}{f} K U_3 \quad (16)$$

其中 K 为边界层摩擦系数，一般可取 $K = 1.72 \times 10^{-6} \text{秒}^{-1}$ 。

由于在对流层上部有TUTT的影响，假定其冷涡的作用完全由垂直运动来补偿，那么在模式大气顶层其垂直速度 W_0 不应为零。如果这种垂直速度同第一层上的涡度相关联，则可以有关系式

$$\omega_0 = -N\xi_1 = N \frac{\partial u_1}{\partial y}$$

其中 N 是待定参数。由上式又可得到

$$W_0 = il N U_1 \quad (17)$$

另外，在模式大气顶和大气底可认为积云质量通量为零，即 $M_0 = M_4 = 0$ 。这样，(13)–(15)式可写成

$$\sigma U_1 = -\frac{f}{il\Delta} W_2 + \frac{fN}{\Delta} U_1 - \frac{M_2}{\Delta} (U_2 - U_3) \quad (18)$$

$$\sigma U_3 = \frac{f}{il\Delta} W_2 - K U_3 + \frac{M_2}{\Delta} (U_2 - U_3) \quad (19)$$

$$\sigma \frac{f}{il} \frac{U_3 - U_1}{\Delta} = s_2 W_2 - \frac{i\Delta H_2}{f} \left(\frac{\alpha\Delta}{f} K + \beta M_3 \right) U_3 \quad (20)$$

取 $U_2 = \frac{1}{2}(U_1 + U_3)$, 则由(18)–(20)式可以得到一个关于 σ 的二次代数方程如下:

$$\left(1 + \frac{2f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \sigma^2 + \left[\left(1 + \frac{f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \left(K - \frac{fN}{\Delta}\right) + \frac{M_2}{\Delta} - \frac{H_2}{s_2} \cdot \left(\frac{\alpha}{f} K + \frac{\beta}{\Delta} M_3\right)\right] \sigma + \left(K - \frac{fN}{\Delta}\right) \frac{M_2}{2\Delta} - \frac{fN}{\Delta} \left[K - \frac{H_2}{s_2} \left(\frac{\alpha}{f} K + \frac{\beta}{\Delta} M_3\right)\right] = 0 \quad (21)$$

下面针对几种特殊情况来求解(26)式:

(1) 如果 $M = 0$, $N = 0$, 由(21)式可以求得

$$\sigma = \left[\frac{H_2}{s_2} \frac{\alpha}{f} - \left(1 + \frac{f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \right] K / \left(1 + \frac{2f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \quad (22)$$

这相当于Charney等讨论过的情况, 即Ekmán-CISK。扰动的不稳定发展依赖于对流凝结加热(H_2)和边界层摩擦(K)。

(2) 如果 $K = 0$, $N = 0$, 由(21)式可以求得

$$\sigma = \left[\frac{H_2}{s_2} \frac{\beta}{\Delta} M_3 - \frac{M_2}{\Delta} \right] / \left(1 + \frac{2f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \quad (23)$$

这相当于Mak曾讨论过的情况^[6], 即CMM-CISK。扰动的不稳定发展依赖于对流凝结加热和积云质量的垂直通量(M)的分布。

(3) 如果 $K = 0$, $M = 0$, 由(21)式可以求得

$$\sigma = \left(1 + \frac{f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \frac{fN}{\Delta} / \left(1 + \frac{2f^2}{l^2 \Delta^2 s_2}\right) \quad (24)$$

这就是对流层上部槽对热带扰动发展增长率的影响, 显然, 这种影响有利于台风的发展。但是, 这种影响没有积云对流同低压涡旋间的相互促进, 不属于第二类条件不稳定。

四、模式大气结果

为了计算不同物理过程情况下扰动不稳定发展的增长率, 首先需要从模式热带大气状态确定参数 H_2 、 M 、 α 、 β 和 N 。

因热带地区 $f \sim 0.4 \times 10^{-4} \text{秒}^{-1}$, 对于两层模式可取 $\eta_2 = 1$, $p_2 = 550$ 百帕。这样, 由其表达式可求得 $H_2 \sim 2.087 \times 10^{-8}$ 百帕 $^{-1} \cdot \text{秒}^{-1}$ 。根据资料分析结果, 积云质量通量可取 $M_2 = 1.4 \times 10^{-3}$ 百帕 $\cdot \text{秒}^{-1}$, $M_3 = 1.0 \times 10^{-3}$ 百帕 $\cdot \text{秒}^{-1}$ 。

对于台风一类系统的初期发展阶段, 一般可取对流凝结加热率为 $Q/c_p \sim 18^\circ\text{C}/\text{日}$, 这相当于每天有近80毫米的降水量。平均来讲, 边界层顶的抽吸速度可取 $\omega_* \sim -2.3 \times 10^{-3}$ 百帕 $\cdot \text{秒}^{-1}$, 则 $\frac{\partial u_*}{\partial y} \sim -10^{-5} \text{秒}^{-1}$ 。这样, 通过(8)式可定出参数 $\alpha \sim 9.017 \times 10^2 \text{米}^2 \cdot \text{百帕}^{-1} \cdot \text{秒}^{-1}$, $\beta \sim 1.736 \times 10^7 \text{米}^2 \cdot \text{百帕}^{-1} \cdot \text{秒}^{-1}$ 。

根据Gray的研究^[7], 对于台风系统, 在对流层上层的反气旋涡度 $\xi_1 \sim -8 \times 10^{-6} \text{秒}^{-1}$ 。模式大气顶因TUTT的作用, 产生的垂直速度近似可取 $\omega_0 \sim 1.476 \times 10^{-4}$ 百帕 $\cdot \text{秒}^{-1}$, 相当于 $W_0 \sim 0.76$ 厘米 $\cdot \text{秒}^{-1}$ 。这样可以确定出参数 $N \sim 0.1845 \times 10^2$ 百帕。

有了上述参数,由(22)、(23)和(24)式可分别计算出扰动不稳定发展的增长率。增长率与扰动尺度的关系如图1所示,其中实线是边界层抽吸作用的结果,即Ekman-CISK;虚线表示积云动量输送的作用,即CMM-CISK;点线表示TUTT的影响。很明显,相对于Ekman抽吸和积云动量输送作用,TUTT对扰动不稳定增长率的影响是很微弱,约小一个数量级。

虽然本文仅考虑了简单的两层模式情况,但由前面所得到的表达式,仍可以计算不稳定波的大致结构。

对于 $N=0$, $M=0$ 的情况可求得

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= -(\sigma+K)U_3/\sigma \\ W_0 &= 0 \\ W_2 &= \frac{ilH_2}{fs_2} \left(\frac{\alpha\Delta}{f} KU_3 \right) + \frac{\sigma f U_3}{ils_2\Delta} \left(1 + \frac{\sigma+K}{\sigma} \right) \\ W_4 &= \frac{il\Delta}{f} KU_3 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

对于 $N=0$, $K=0$ 的情况可求得

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= -\sigma U_3 / \left(\sigma - \frac{M_2}{2\Delta} \right) U_1 \\ W_0 &= 0 \\ W_2 &= \left[\frac{\sigma f}{ils_2\Delta} \left(1 + \frac{\sigma}{\sigma - \frac{M_2}{2\Delta}} \right) + \frac{ilH_2}{fs_2} \beta M_3 \right] U_3 \\ W_4 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

对于 $M=0$ 的情况可求得

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= -(K+\sigma)U_3 / \left(\sigma - \frac{fN}{\Delta} \right) \\ W_0 &= ilNU_1 \\ W_2 &= \left[\frac{\sigma f}{ils_2\Delta} \left(1 + \frac{K+\sigma}{\sigma - \frac{fN}{\Delta}} \right) + \frac{ilH_2}{fs_2} \frac{\alpha\Delta}{f} K \right] U_3 \\ W_4 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

取扰动波长 $L \sim 600$ 公里,风速 $U_3 \sim 10$ 米/秒,那么不同情况下扰动的结构如图2所示。图中实线是Ekman-CISK的结果;虚线是CMM-CISK的结果;点线是TUTT对Ekman-CISK的修正。很显然,三种情况下,扰动结构的差别甚小,特别是TUTT的影响是很弱的。

五、结 语

本文基于第二类条件不稳定理论,对TUTT的热力作用(对流层上部冷涡)给予台风发

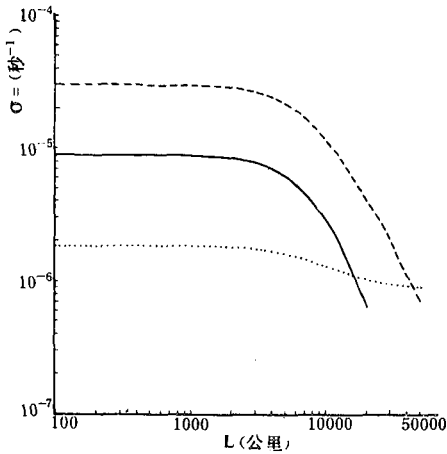


图 1 扰动不稳定增长率 (σ) 与扰动波长 (L) 的关系

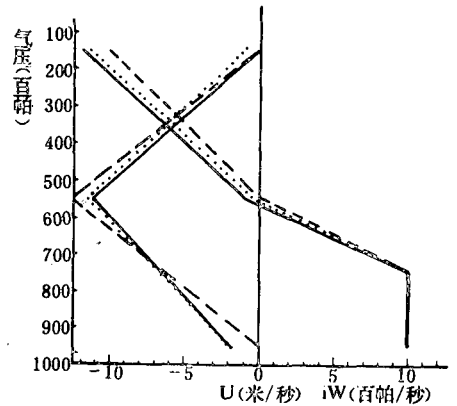


图 2 扰动的大致结构

生发展的影响进行了初步动力学研究。结果表明, 对流层上部冷涡所激发的附近对流层上部的上升运动对台风扰动的不稳定发展有一些促进作用, 但是相对于 Ekman 抽吸和积云动量输送作用, TUTT 的影响是相当小的。

在另一研究中, 作者已讨论过对流层上部切变气流对台风发生发展的动力作用^[8]。通过 CISK 机制, 对流层上部的气旋性切变气流不利于台风发展, 而反气旋性切变气流对台风发展有利。这些理论结果虽然同天气分析的结论相同, 但是影响也是比较弱, 不能同对流层下部切变气流的影响相比。

本文的初步研究结果, 以及文献[8]中关于对流层上部切变气流对台风发生发展影响的结论, 比较清楚地告诉我们: 对于台风的发生发展, 对流层上部的环境条件有一定的影响, 但这种影响相对于对流层中低层物理过程的作用来是相当弱的, 因此我们应该更多着眼于对流层中低层的环境条件和物理过程。

参 考 文 献

- [1] Sadler, J. C., A role of the tropical upper tropospheric trough in early season typhoon development, Mon. Wea. Rev., 104, 1266—1278, 1976.
- [2] 许建民等, 夏季西北太平洋热带对流层上部冷涡的分析, 气象学报, 37, 22—31, 1979.
- [3] Mak, M., An inquiry on the nature of CISK, Part I, Tellus, 33, 531—537, 1981.
- [4] Charnery, J. G. and Eliassen, A., On the growth of the hurricane depression, J. Atmos. Sci., 21, 68—75, 1964.
- [5] Eliassen, A., Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex, Astro. Norvegia, 5, 19—60, 1952.
- [6] Mak, M., On the growth of the hurricane depression induced by cumulus momentum mixing, 13-th Technical Conference on Hurricanes and Tropical Meteorology, Miami, FL, 1980.
- [7] Gray, W. M., Hurricanes / their formation, structure and likely role in the tropical circulation, Supplement to Meteorology over the Tropical Oceans, 1979.
- [8] 李崇银, 环境流场对台风发生发展的影响, 气象学报, 41, 275—283, 1983.

A DYNAMIC STUDY ON THE ROLE OF TUTT IN THE GENERATION OF TYPHOON

Li Chongyin

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

A bstract

Based on the conditional instability of the second kind (CISK), a dynamical study on the role of the tropical upper tropospheric trough (TUTT) for the generation of typhoon has been carried out. The results show that TUTT plays a certain role in the generation of typhoon, but this effect is very weak in comparison with Ekman pumping and the cumulus momentum transport. Therefore, for the generation and development of typhoon, the circulation pattern of the middle- and lower-troposphere in tropics should be paid more attentions too.