

专题评述

热带大气动力学研究

李 崇 银

(中国科学院大气物理研究所)

热带大气控制着约地球面积的一半,热带大气的运动、热带地区的天气气候情况对人类有重要的影响;地球大气运动的基本能源是太阳辐射,而热带大气获得太阳能最多,加之热带大气有充足的水份,从运动能量的观点,热带大气又是能源之所在。因此,热带大气运动的研究是气象学的重要课题,越来越引起人们的重视。但是,目前人们对热带大气运动规律的了解还相当不够,热带地区天气预报(包括数值预报)的准确率还很低;而热带地区观测资料的缺乏又给认识热带大气运动增加了困难。为了揭露热带大气运动的规律,近几年来进行了一系列综合观测实验,例如巴巴多斯海洋和气象实验(BONEX),热带大西洋实验(GATE),季风实验(MONEX)等,给进一步分析研究热带大气运动提供了宝贵的资料。同时,动力学理论研究也取得了一些有意义的结果,不仅解释了观测事实,也有助于进一步了解热带大气运动的基本规律。本文仅就热带大气动力学近期研究的一些重要问题及结果作一概括论述。

一、热带大气运动的尺度特征

中高纬度地区大气运动的最基本状态是在纬向西风带上叠加着的波动,而这些波动又主要是大气长波。从大气动力学观点知道,这些长波的产生和维持主要是由于 β 效应和斜压不稳定的驱动。

Charney^[1]将特征尺度方法用于热带大气运动,首先对热带大气运动系统进行了尺度分析,其结果表明,在不考虑加热的情况下,垂直尺度能同均质大气高度相比拟的热带系统,其运动基本上是正压的。巢纪平和伍荣生^[2]进一步对扰动的经向尺度作了限制,引入热带系统最大经向宽度 $l_e \approx 1.4 \sqrt{\frac{u}{\beta}}$, 并且以罗斯贝数 $R_o \gg 0 (10^{-1})$ 表示热带的大尺度运动,尺度分析的结果表明,只有当纬向尺度甚大于 l_e 时,运动才趋于正压化,而类似于Charney的结果;否则,运动将有其三维特征。

在热带地区地转关系不好,流线分析较为适用,这是我们过去所熟知的关于热带大气运动状况的基本观点。仔细分析热带大气运动的情况,尤其是通过卫星资料的分析,我们

会发现,在热带地区类似中纬度长波那样的系统虽然也有,但并不多见,经常所见到的是热带涡旋系统(包括热带低压和热带云团)以及纬向尺度非常长的超长波系统。李麦村等^[2]将热带超长波分为纬向超长波和经向超长波两类,对热带大气运动的长波、纬向超长波和经向超长波都进行了尺度分析,得到了适合这些运动的近似方程。他们发现纬向超长波和长波一样,是正压无辐散的,而对于经向超长波,涡度方程中要保留辐散项。

同中纬度地区的天气系统一样,热带地区之所以主要存在涡旋运动和超长波两类系统,也有其特殊的物理过程^[4]。

在热带地区大气常处于条件不稳定状态,由于辐射及地形强迫等作用,经常可以引起积云对流的发生。一系列的研究表明,对流凝结加热及其同扰动间的反馈,即通过 CISK 机制,可以产生台风和热带低压等一类涡旋运动。而热带涡旋系统的水平尺度一般为几百公里到一千公里左右。

关于热带地区的超长波系统,可以再作一简单分析。在不考虑外界因素影响下,引入大气运动的特征量,我们可以得到无量纲方程组:

$$\begin{aligned} R_0 \left(\frac{\partial u_1}{\partial t_1} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \right) &= - \frac{\partial \phi_1}{\partial x_1} + f_1 v_1 \\ R_0 \left(\frac{\partial v_1}{\partial t_1} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \right) &= - \frac{\partial \phi_1}{\partial y_1} - f_1 u_1 \\ \delta^2 \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t_1} + u_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x_1} + v_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial y_1} \right) &= - \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial y_1} \right) \end{aligned}$$

这里 $R_0 = \frac{U}{FL}$ 是 Rossby 数; $\delta^2 = \frac{L}{L_0} M$, 而 $M = \frac{U}{C_0}$ 是马赫数, $L_0 = \frac{C_0}{F}$ 是地转适应过程的特征长度; L 和 U 分别为大气运动的特征水平尺度和特征速度; C_0 为大气牛顿声速。

在热带地区,一般可取特征科氏参数 $F = 10^{-5} \text{ 秒}^{-1}$, 因此 $L_0 \approx 10^7$ 米,即热带地区地转适应的特征长度要比中纬度地区近乎大一个数量级。在这里,对于 $L \approx 10^6$ 米的运动系统, $R_0 \approx 0(1)$, $0(\delta^2) \approx 10^{-2}$, 即运动虽是无辐散的,但并不满足准地转关系。而对于 $L \approx 10^7$ 米的超长波系统,则有 $R_0 \approx 10^{-1}$, $0(\delta^2) \approx 0(R_0)$, 即运动是准无辐散的,又是准地转的。热带地区的超长波系统具有类似中纬度长波的特征,因此,在热带地区,超长波系统像中纬度长波一样,可以经常看到。

热带地区超长波系统的激发机制有两种,其一是地形和定常热源,它激发出定常行星波(超长波),另一个是对流凝结加热的作用。

热带辐合带(ITCZ)是热带地区的重要天气系统,它是一个呈长条状的强天气带,因此 Mason^[5]曾把它划归为热带地区唯一的行星尺度系统。但卫星资料的分析表明,辐合带是由多个云团和低压涡旋呈纬向排列组成的,它是通过边界层作用^[6,7]和 CISK 机制^[8]而产生的。ITCZ 中的每个低压涡旋其尺度一般为几百公里到一千公里,ITCZ 本身又无明显行星尺度扰动的特征,因此,把 ITCZ 视为行星尺度系统并不很合适。根据其形成的主要物理机制,以及其宽度(组成它的涡旋和云团的尺度),在运动尺度上将 ITCZ 归为热带涡旋一类系统可能更恰当。而热带超长波才是热带地区的行星尺度系统。

低纬度地区常有东、西风的交界面存在,研究表明,在那里扰动常处于正压不稳定状

态^[9]。这可能正是低纬度地区东、西风交界面附近总是有较强对流和天气系统发生发展的重要原因之一。

二、CISK 的进一步研究

对流凝结加热是热带大气运动的重要能源,但是仅仅考虑积云对流活动并不能产生台风那样的涡旋系统。Charney 和 Eliassen^[10]提出的 CISK 机制考虑了积云对流与天气尺度低压扰动间的相互作用,较好地解释了台风的发生发展。在 Charney 等的 CISK 理论中,Ekman 层的抽吸是一个关键性的物理过程,因此可以称之为 Ekman-CISK。

Charney 等在研究 CISK 时没有考虑基本气流的存在,我们将切变基本气流引入 CISK 模式,得到了很有意思的结果^[11, 12]。在有垂直切变基本气流情况下,不稳定发展的增长率将受到削弱,与台风发展的“垂直通风条件”相一致;对流层低层的气旋性切变基本气流有利于台风的发生发展;对流层上层切变基本气流的影响同过去 Simpson 的分析研究结果相一致,气旋性切变基本气流有削弱作用,反气旋性切变基本气流则有利于台风的发展和维持。

Ekman 抽吸作用是造成低层湿空气辐合的重要过程,但并不是唯一过程,一些波动系统例如重力波、Kelvin 波等,同样可以造成低层湿空气的辐合,并且类似 Ekman 抽吸作用,也可以引起第二类条件不稳定。Lindzen^[13]把它们概括称之为波动-第二类条件不稳定 (wave-CISK)。Lindzen 用一个简单的模式研究了重力波-CISK,考虑在不转动的层结 Boussinesq 流体中的二维线性波,扰动方程可以写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho g \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = -Q \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

其中 Q 是对流凝结加热的强迫作用; ρ_0 是密度的基本分布,可以写成

$$\rho_0 = \rho_0(0)e^{-z/H} \quad (H \approx 7.5 \text{ 公里}) \quad (5)$$

将水平速度 u , 垂直速度 w , 气压 p 和加热 Q 都写成如下形式:

$$A = \hat{A}(z)e^{ik(x-ct)} \quad (6)$$

最后可以得到

$$\frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} + \lambda^2 \tilde{w} = \frac{g}{C^2} Q \rho_0^{-1} \quad (7)$$

其中

$$\lambda^2 = \frac{g}{HC^2} - \frac{1}{4H^2} \quad (8)$$

$$\tilde{w} = \rho_0^{-1/2} \phi \quad (9)$$

对加热 $\bar{Q}$ 进行参数化, 我们就可以求解方程 (7), 从而讨论 wave-CISK 的一般情况。同 wave-CISK 相联系, 总存在着平均积云加热; 且最不稳定的 wave-CISK 扰动对应着 3 公里左右的垂直波长。

积云对流活动不仅仅提供凝结潜热, 它对水平动量的输送已越来越引起人们的注意。Schneider 和 Lindzen^[24] 在运动方程中引入积云所引起的动量交换, 并把它以积云摩擦的形式表示成

$$F_c = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} [M_c (\mathbf{V} - \mathbf{V}_c)] \quad (10)$$

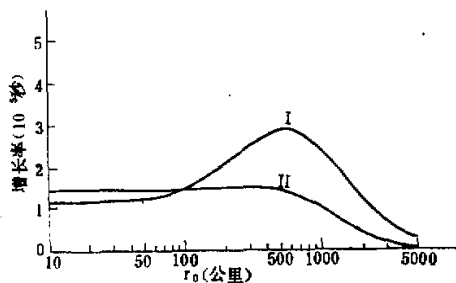


图 1 CMM-CISK (I) 和 Ekman-CISK (II) 的比较

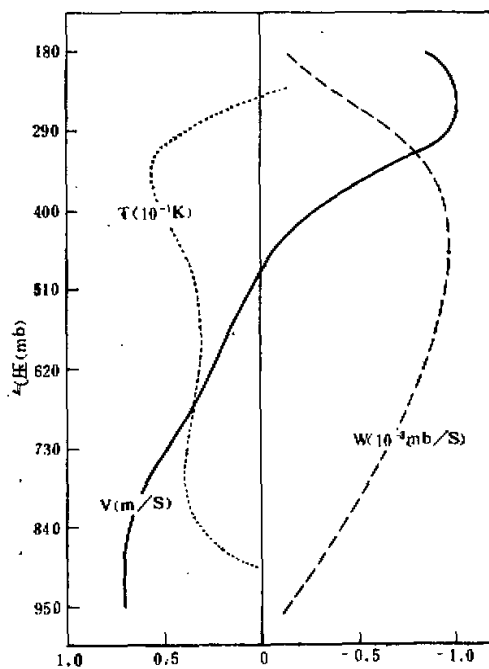


图 2 CMM-CISK 扰动的垂直结构

其中 M_z 是云的垂直质量通量, V_z 是云体的水平移动速度。热带地区由于深厚积云发展剧烈, 垂直速度较大, 上升过程中 V_z 将来不及改变, 故可视 V_z 为常量。

最近, Mak^[15] 基于积云能量交换同 Ekman 抽吸一样可以引起二级环流, 提出了积云动量混合-第二类条件不稳定 (CMM-CISK) 的概念。同样考虑积云对流与天气尺度间的正反馈过程, 只是未引入 Ekman 抽吸而借助于积云摩擦。Mak 和李崇银^[16] 还在更一般的模式中同时引入 Ekman 抽吸和积云摩擦作用, 讨论了 CISK 机制。分析和计算都表明积云动量混合同 Ekman 抽吸一样可以产生 CISK。图 1 给出的是 CMM-CISK 同 Ekman-CISK 增长率随扰动尺度的变化。CMM-CISK 最不稳定波的尺度选择很清楚, 同时, Ekman 抽吸和积云摩擦还有相互促进的作用。图 2 是 CMM-CISK 扰动的垂直结构, 它很类似台风的基本特征。

CISK 理论中, 其对流凝结加热一般都用参数化表示, 但如果用垂直速度参数化表示则会出现惯性重力波的不稳定现象, 即当加热较强时, 增长率会随波长变短而无限增大。这是不合理的, 因此 Mak 最近的研究指出应该用湿度参数化表示对流凝结加热^[17]。

三、台风动力学

台风的动力学理论研究开始于六十年代初期, 其开创性工作是 Charney 和 Eliassen 所提出的 CISK 概念以及郭晓岚^[18] 所提出的积云对流参数化。美国学者把六十和七十年代称之为台风研究的黄金时代, 因为这期间人们对台风的动力-热力结构有了较深入的了解; 台风发展的机制有了理论依据; 并且成功地对台风进行了数值模拟。

关于台风的动力学结构大家都比较熟悉, 毋需多述。这里我们只强调一下台风结构的不对称性, 关于这一点, 近年来的飞机和卫星观测了解得更清楚。图 3 给出了对流层低层 (900 毫巴) 和对流层上层 (240 毫巴) 切向风分量的分布^[19], 其非对称结构表现得极为清楚。

螺旋云带是台风的重要特征, 我国学者对此进行了有意义的动力学研究。刘式适和杨大升^[20] 从理论上证明了台风螺旋结构的形成是台风中重力惯性内波的作用所致, 并且指出, 这种曳式螺旋波也有频数作用。其后的研究又进一步指出^[21], 任何一种扰动波, 当有风速垂直切变和较差转动存在时, 都可以由基态流场中吸取能量而发展成曳式螺旋波, 而曳式螺旋重力波的

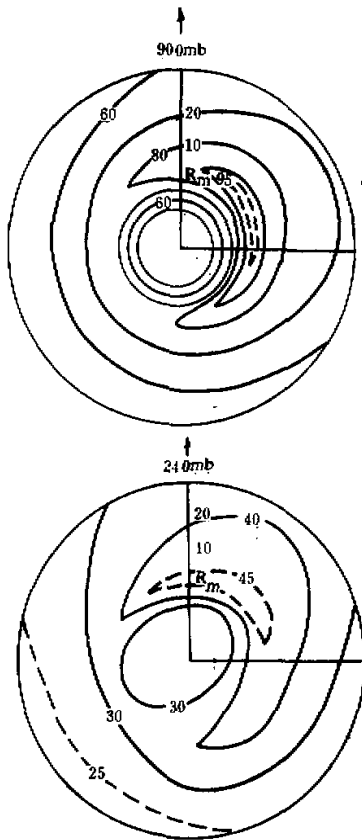


图 3 台风水平风场的非对称结构
(海里/小时)

能量存在着向外和向上的输送,故螺旋云带将沿着群速度方向出现径向和垂直发展的现象。最近,通过数值模式成功地模拟出了台风螺旋云带的形成和演变^[22]。数值模拟表明,台风螺旋云带处在地面气压槽中;云带通过时低层温度上升,风向顺转;云带在低层对应着风场辐合,在高层对应着风场辐散。这些结果都同实际台风相一致。

近来台风眼区结构的研究也取得了很有意义的结果^[23]。首先,台风眼并非呈圆形而是一个椭圆,并且其长轴周期性地从 120° 方位到 0° 方位作气旋性转动,周期约为 49 分钟,在这期间偏心率也在 0.0 到 0.9 范围振荡(图 4)。另外,在眼区以外的强风带中,风速及其天气分布也极不均匀,一般在眼中心的西南方向以及东北东-东南方向有最强的雷达回波,是最严重的天气区;而在眼区的东北方向天气相对比较缓和。同时,在强回波频繁活动区,其间又有中尺度系统,它们类似于龙卷和飑线。这些嵌入台风环流的中尺度系统是由强烈对流活动所产生。

关于台风眼存在着扩大、旋转又缩小的变化过程,我国学者曾从对称环流间相互作用的观点,对此作过初步动力学讨论^[24],并论证了台风眼的存在,以及眼区范围存在着胀缩现象。

关于台风的发生发展,目前公认的是第二类条件不稳定理论。这个理论抓住积云对流和天气尺度扰动间的相互作用,合理地解释了一些主要观测事实。基于这个理论以及实际大气中台风的发生发展,最近郭晓岚^[25]给出了一个简单图象(图 5)。图中 IV 区表示台风眼区,其主要特征是有缓慢的下沉运动和较高的温度;III 区是所谓眼墙,它由深厚的积云组成;II 区是边界层流入区,那里有大量潮湿空气的辐合,并可细分为 II_a 和 II_b 两部分,其分界线为台风的最大风速带;I 区在 II_a 区之上,在那里空气近乎是无粘的,单个空气质点的绝对动量在其运动过程中几乎是守恒的,且径向速度很弱;V 区是平均的流出区,一般在 $400-100$ 毫巴范围。这个图象既给出了台风结构的基本特征,也表明了台风发生发展的主要机制。郭晓岚指出第 I 区径向速度很弱,空气辐合主要集中在边界层,这似乎同辐合量的计算结果不太一致,可能在 I 区仍有不小的流入速度。

实验室里模拟台风的成功^[26],更进一步证实了积云对流所引起的潜热释放,并几乎加热对流层顶以下的整个大气柱,是台风形成和维持的关键因素。

美国 Colorado 州立大学的一些研究者近来对经典的台风发生发展的 CISK 机制提出了异议。主要依据为:辐合量的计算表明,边界层辐合仅占扰动辐合量的 15—20%,主要流入发生在边界层以上;台风中心一般并不在热带云团中心而是在云团的外面。他们特别强调大尺度环境流场的作用,认为大尺度环境流场在一定条件下可造成对流层上层和下层风场的反向垂直切变,由于动量的垂直交换,使低层气旋性环流和上层反气旋性环

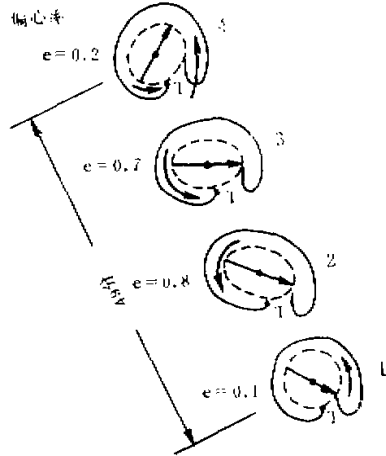


图 4 台风眼的演变。T 表新月尖

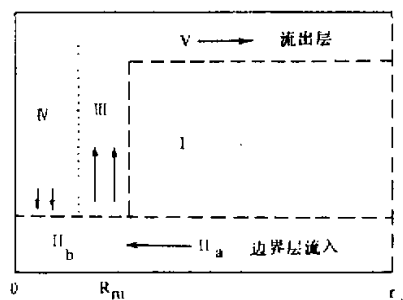


图 5 台风流场图象(径向剖面)

流都加强,再通过气压场向风场的调整,促使台风的形成。但是,他们的观点尚未被人们所接受。

另外,关于台风的研究,目前国外还有一种趋向,即侧重于研究积云对流,包括其微物理过程,有人正着手进行积云模型直接用于台风数值模式(不再作参数化)的研究。

四、热带大气中的波动

同中高纬度地区大气运动一样,热带大气中也存在着定常行星波,这种波动的主要特征是水平尺度大而且准静止。北半球夏季对流层上层的南亚高压、墨西哥高压、太平洋中部槽和大西洋中部槽是最明显的热带定常行星波。最近黄荣辉和岸保^[27, 28]用多层准地转模式讨论了定常行星波的形成和传播,其结果表明,热带地区的对流层上层和平流层低层有准静止行星波振幅的第二峰值,并有从中纬度对流层低层指向低纬度对流层上层和平流层低层的行星波传播波导;地形和定常热源对于低纬度准静止行星波的形成起着决定性的作用。

1966年柳井和丸山^[29]分析西太平洋热带地区的风场资料时,发现在平流层低层的风场有4—5天的周期变化。进一步的研究表明这种周期变化是由波长为10000公里、位相速度为23米/秒左右的西进混合罗斯贝-重力波的传播引起的。松野最先对混合罗斯贝-重力波进行了理论研究^[30],在 β 平面近似下,线性化扰动方程组可写成

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v + \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u + \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + C_2^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (13)$$

其中 $\phi = gh$ 为位势, $C_2^2 = gH$ 为纯重力波波速。令

$$(u, v, \phi) = (U, V, \Phi) e^{i(kx + \omega t)} \quad (14)$$

则可得到

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \left(\frac{\omega^2}{C_s^2} - k^2 + \frac{\beta k}{\omega} - \frac{\beta^2}{C_s^2} y^2 \right) V = 0 \quad (15)$$

因为考虑的是低纬度地区的波动, 因此边界条件为 $V = 0$ 当 $y \rightarrow \pm\infty$ (16)

$$\text{当满足条件 } \frac{C_s}{\beta} \left(\frac{\omega^2}{C_s^2} - k^2 + \frac{\beta k}{\omega} \right) = 2n + 1 \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (17)$$

$$\text{时, 方程 (15) 的解为 } V(\xi) = A e^{-\frac{1}{2}\xi^2} H_n(\xi) \quad \xi = \sqrt{\frac{\beta}{C_s}} y \quad (18)$$

这里 $H_n(\xi)$ 是 n 阶 Hermite 多项式。

由于 $C = -\omega/k$, (17) 式可以得到三个根, 其中

$$C_{1,2} \approx \pm C_s \sqrt{1 + \frac{\beta(2n+1)}{C_s k^2}} \quad (19)$$

为向东和向西传播的惯性重力波, 而

$$C_3 \approx -\frac{\beta}{k^2 + \frac{\beta}{C_s}(2n+1)} \quad (20)$$

为向西传播的罗斯贝波。当 $n=0$ 时, 若 k 小则向西传播的波属于重力波, 若 k 大则向西传播的波属于罗斯贝波。一般就把 $n=0$ 的波称之为混合罗斯贝-重力波。

在文献 [3] 中, 其作者还认为, 对于纬向超长波尺度的运动, Rossby 波和重力波是可分的, 而经向超长波就是热带的混合罗斯贝-重力波。

Wallace 和 Kousky^[3] 还发现, 平流层下部风场的东西分量存在着 10—12 天的较长周期变动, 这种周期性变化被认为是 Kelvin 波, 其波长为 20000—40000 公里, 东移速度为 25 米/秒。图 6 给出了赤道附近地区波动的分类情况。

近来, 我国气象工作者在讨论赤道附近地区的大气波动时, 考虑了纬向风速切变的影响^[3], 结果表明, 如果存在东风切变, 则不仅有上面所指出的向西传播的罗斯贝波和向东、西两个方向传播的重力波, 并使它们的相速度发生改变。而且, 东风切变的存在还激发出一种向东传播的罗斯贝波, 这种波动的振幅从赤道向南北两个方向迅速衰减为零。同时, 东风切变也对 Kelvin 波有影响, 一般可使 Kelvin 波的相速减慢。

中高纬度和低纬度地区重力惯性波的比较研究表明^[3], 同中高纬度地区不同, 低纬度地区重力惯性波的能量频散主要是沿经向的。而尺度较小的水平对称扰动, 则通过向全

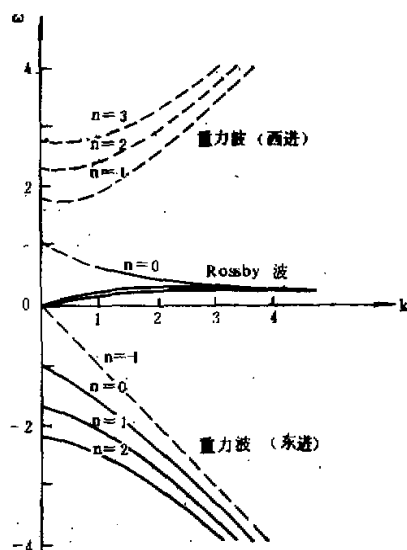


图 6 赤道附近地区大气波动的分类

平面的能量频散将能量输送给其他地区和其他尺度的波动。这些特征有可能是低纬度大气向中高纬度大气输送能量的一种方式。

关于热带地区平流层低层 Kelvin 波和混合罗斯贝-重力波的生成机制,人们都推断它们是由于积云对流的强迫产生的。后来, Holton^[34]用一个数值模式进行了试验研究,他假定在热带的有限区域里有周期振荡的对流加热,结果在热带平流层低层激发出了类似 Kelvin 波及混合罗斯贝-重力波那样的扰动。但周期振荡的对流加热如何产生呢? Holton 的试验难于回答这个问题。最近我们的研究表明,对流凝结加热通过 CISK 机制,不仅能产生常定型不稳定波,还可以产生一种振荡型不稳定波(我们称之为 CISK-振荡型不稳定波),而且加热情况不同,其振荡周期又有所区别^[35]。因此,我们认为 Kelvin 波和混合罗斯贝-重力波极可能正是这种振荡型不稳定波所驱动。

准两年周期振荡是热带大气运动的重要现象,这种振荡有四个主要特点:周期基本上为两年;振荡现象一般由 30 公里高空向下传播,而且在传播过程中振幅不变化,但到对流层顶附近其振幅便迅速削弱;振荡向下传播速度为每月一公里;在赤道附近为对称的风带。关于准两年周期振荡的理论解释,最先人们企图根据太阳辐射的 26 个月周期变化给予说明,但这种风场对温度场的地转响应理论所得到的流场振荡应该由 30 公里向下迅速阻尼,因此不能正确解释观测现象。后来一些学者建立了所谓动力理论^[36],即认为准两年振荡是由于长周期的垂直传播的重力波和纬向风相互作用的结果。

五、季风动力学

季风本来是一个气候学的概念。随着观测资料的增多,有关季风的活动及其天气现象已有较多研究。近些年来,有关季风的动力学研究也已开始进行,动力理论和数值模拟都取得了一定的成果^[37]。南亚季风,特别是夏季季风是全球最为典型的,1978—1979 年对此专门进行了观测试验(MONEX),许多研究尚在进行,这里仅就近几年的有关研究简要介绍如下:

1. 过赤道气流

一提到西南季风,人们往往都会联想到过赤道气流,因为过赤道偏南气流在科氏力作用下可以在北半球产生西南气流。最为人们熟习和注意的是阿拉伯海西部的索马里急流,一般位于 1—2 公里高度,强度可达 25—50 米/秒。它最先由 Findlater^[38]通过分析气球、雷达和飞机观测资料所确定。理论分析和数值模式计算都认为索马里急流起源于南半球高斯克林高压,系过赤道气流维持位涡守恒所产生,而东非高地的地形作用对急流的形成也是重要的因素。近来的研究还发现,在南亚地区除了索马里急流这支最强的过赤道气流外,在 105°E 等地区也有明显的过赤道气流^[39]。

关于过赤道气流,我们要特别指出一点,过赤道气流的产生除了南半球冷空气活动以及有利的地形影响外,夏季亚洲大陆地面为一强大的热低压的大型环流演变也有重要的作用。夏季亚洲大陆地面为较强的低压控制,而南半球洋面为强的地面冷高压,因此,明显的经向气压梯度为过赤道气流提供了极好的背景,这正是南亚地区过赤道气流以至西南季风较其他地区更为显著的重要原因之一。

2. 西南季风的形成

过赤道气流是西南季风形成的重要因素,这一点是人们都同意的。但是,我们还要强调指出,仅仅靠过赤道气流并不能形成南亚的西南季风。理论和模拟试验^[40]都表明,如果仅有过赤道气流,在刚过赤道一段地区虽可以形成西南气流,但最后气流必将回转至赤道,形成在赤道附近的螺旋型气流。模拟实验清楚地表明,只有当西藏-伊朗高原有加热的时候,索马里以东的过赤道气流才能形成夏季南亚地区的典型西南季风。同时,季风低压的活动,特别是季风低压造成的对流凝结加热对西南季风的维持和活动也有重要影响。

总之,南亚西南季风的形成是几种物理过程综合作用的结果。过赤道气流、夏季西藏-伊朗高原的热力影响以及阿拉伯海和印度地区季风低压的活动是形成和维持南亚夏季季风的基本因素,也是南亚夏季季风较别的地区更为显著的基本原因。并且上述诸因素又是彼此相联系的,不应把它们分割开而过分强调其中某一因素的作用。

3. 中层气旋的生成机制

中层气旋(Mid-Tropospheric cyclones)是南亚夏季风期间常见的系统,它的活动不仅直接同西南季风相联系,而且它会带来严重的天气,因此一直为人们所重视。关于中层气旋的生成理论近几年也有一些研究, Carr^[41]曾指出,凝结潜热的释放对于 MTC 的形成起着重要的作用,有些类似 CISK 机制。最近, Mak 等^[42]根据 1979 年 MONEX 资料进行了理论计算,结果表明,在涡旋形成的初期阶段正压不稳定起着主要的作用。即涡旋的形成同西南季风的直接活动有关。但同时,对 MONEX 的飞机观测资料的分析^[43]又表明,4—8 公里及 30 公里左右尺度的对流系统对于动量和热量等的垂直输送有重要作用,即积云对流活动对 MTC 的发展是极为重要的。因此,可以初步认为, MTC 的形成最初是一种正压过程,而其发展和维持却主要为对流凝结加热所驱动。

本文是应邀在全国第一次动力气象学术会议上作的专题报告,承杨大升、廖洞贤教授等的帮助,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., A note on largescale motions in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **20**, 607—609, 1963.
- [2] 巢纪平, 伍荣生, 热带运动的尺度分析, *大气科学*, 第 4 卷, 103—110, 1980.
- [3] 李麦村, 姚樟荣, 热带大气运动的长波和超长波(一), *大气科学*, 第 5 卷, 113—122, 1981.
- [4] 李崇银, 热带大气运动的尺度, *科学探索*, 1982, 3.
- [5] Mason, B. J., Future development in meteorology: an outlook to the year 2000, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **96**, 349—369, 1970.
- [6] Holton, J. R., et al., Boundary Layer Dynamics and the ITCZ, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 275—284, 1971.
- [7] Chang, C. P., A dynamical model of the intertropical convergence zone, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 190—201, 1973.
- [8] Charney, J. G., Tropical cyclogenesis and the formation of the intertropical convergence zone, *Mathematical Problems in the Geophysical Sciences*, 1971.
- [9] 杨大升, 刘式适, 热带东、西风界面附近的扰动流场, *气象学报*, 第 37 卷第 3 期, 1979.
- [10] Charney, J. G. and Eliassen, A., On the growth of the hurricane depression, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68—75, 1964.
- [11] 李崇银, 环境流场对台风发生发展影响的研究, *气象学报*, 第 41 卷, 275—284, 1983.
- [12] 李崇银, 垂直风切变中的 CISK, *大气科学*, 第 7 卷, 427—431, 1983.
- [13] Lindzen, R. S., Wave-CISK in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 156—119, 1974.
- [14] Schneider, E. K. and R. S. Lindzen, A discussion of the parameterization of momentum ex-

- change by cumulus convection, *J. Geophys. Res.*, 81, 3158—3160, 1976.
- [15] Mak, M. K., On the growth of the hurricane depression induced by cumulus momentum mixing, 13th Technical Conference on Hurricane and Tropical Meteorology of the American Meteorological Society, December 1—5, Miami Beach, 1980.
- [16] Mak, M. K. and Li Chong-yin, An Inquiry on the Nature of CISK. Part II: Effect of cumulus momentum mixing on hurricane intensification, (to be published).
- [17] Mak, M. K., An inquiry on the nature of CISK. Part I, *Tellus*, 33, 531—537, (1981).
- [18] Kuo, H. L., On formation and intensification of the tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection, *J. Atmos. Sci.*, 22, 40—63, 1965.
- [19] Shea, D. J. and W. M. Gray, The hurricane's inner core region: I. symmetric and asymmetric structure, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1544—1564, 1973.
- [20] 刘式适, 汤大升, 台风的螺旋结构, *气象学报*, 第38卷, 193—204, 1979.
- [21] 黄瑞新, 巢纪平, 台风中螺旋云带的线性理论, *大气科学*, 第4卷, 148—158, 1980.
- [22] 张 铭, 曾庆存, 非对称台风的数值模拟试验, (待发表).
- [23] Fujita, T. T., In search of mesoscale wind fields in landfalling hurricanes. (same to [15]).
- [24] 吴中海, 台风的中小尺度动力结构, 1978 年台风会议文集, 上海科技出版社, 1981.
- [25] Kuo, H. L., Modern development of hurricane theory, (Same to [15]).
- [26] 张捷迁, 魏丁文, 何卓华, 台风结构和中国东南沿海地形对台风影响的初步实验研究, *中国科学*, 1975 年第3期.
- [27] Huang, Rong-hui and K. Gambo, The response of a model atmosphere in middle latitudes to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Met. Soc. Japan*, 59, 220—237, 1981.
- [28] Huang, Rong-hui and K. Gambo, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Met. Soc. Japan*, 60, 78—108, 1982.
- [29] Yanai, M. and T. Maruyama, Stratospheric wave disturbances propagating over the equatorial Pacific, *J. Met. Soc. Japan*, 44, 291—294, 1966.
- [30] Matsuno, T., Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Met. Soc. Japan*, 44, 25—43, 1966.
- [31] Wallace, J. M. and V. E. Rousky, Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, 25, 900—907, 1968.
- [32] 杜行远, 周紫东, 赤道地区大气的超长波波动, *气象学报*, 1982 年第3期.
- [33] 肖永生, 中高纬度地区与低纬度地区重力惯性波特征的比较分析, *气象学报*, 1982 年第4期.
- [34] Holton, J. R., Waves in the equatorial stratosphere by tropospheric heat sources, *J. Atmos. Sci.*, 29, 368—375, 1972.
- [35] 李振银, 第二类条件不稳定-振荡型对流, *中国科学 (B)*, 1983 年第9期.
- [36] Lindzen, R. S. and J. R. Holton, A theory of the Quasi-Biennial Oscillation, *J. Atmos. Sci.*, 25, 1095—1107, 1968.
- [37] Krishnamurti, T. N. (Editor), Monsoon Dynamics, 1978.
- [38] Findlater, J., Cross-equatorial jet streams at low level over Kenya, *Meteorol. Mag. Lond.* 95, 353—364, 1966.
- [39] 陈于湘, 夏季西太平洋赤道气流的谱分析, *大气科学*, 第4卷, 363—368, 1980.
- [40] 陈瑞荣, 夏季南半球过赤道气流对亚洲大气环流影响的实验研究, *科学通报*, 第28卷第2期, 1983.
- [41] Carr, F. H., Mid-tropospheric cyclones of Summer Monsoon, Monsoon Dynamics, 1383—1412, 1978.
- [42] Mak, M. K. and C-Y. J. Kao, An instability study of the onset-vortex of the South-West monsoon, 1979, *Tellus*, 34, 358—368, 1982.
- [43] Mak, M. K., Aircraft measurements in onset-Vortex of the South-West monsoon, 1979, (to be published).

STUDY ON DYNAMICS OF TROPICAL ATMOSPHERE

Li Chongyin

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)