热带气旋云螺旋的研究

A. Lahiri

根据对迈阿密附近热带气旋的调查,Sen 和 Hiser (1957) 发现热带气旋的云螺旋通常符合等角螺旋。我们发现印度洋热带气旋的特征也是如此。所画的平均轨迹和流线非常近似等角螺旋。

在本文中，已得出具有象等角螺旋流线的一般轴对称风场，并指出散度和涡度的比值等于在这种情况下的螺旋角余切。用这个结果已证明，在热带气旋中潜热的产生速率正比于螺旋角的余切，并已确定出比较清楚的关于云螺旋的卫星和雷达特征。

1. 引 言

对热带海洋上气旋风暴的分析一直因缺乏资料,尤其是印度洋区域的分析,则更为困难,更具任意性，因为在阿拉伯海和孟加拉湾缺乏甚至完全没有观测资料。利用卫星和雷达图片能较确切地描述热带台风内部发生的动力学和物理学过程，这些卫星和雷达图就成了用来分析热带天气的主要工具。

卫星和雷达图像已广泛地用于判断热带气旋的强度和位置。Sikka(1971) 研究了从卫星图片得到的热带气旋的位置和强度，和从常规天气图分析所得结果是很一致的。根据对迈阿密附近的一些飓风调查,Sen 和 Hiser 证实降水的特征带，一般在形式上和等角螺旋是一致的。他们发现在螺旋带系统前面 300—400 英里的地方,通常存在着沿飓风方向移动的狭窄的明显回波线。根据他们所做的工作，已广泛利用通过将等角螺旋拟合热带气旋的雷达图像来确定热带气旋风暴的中心位置。这种方法的准确率和常规天气图分析差不多。

为了估计强度、最大风速等以及评价用卫星图像作的预报，已经作了许多经验性的研究。Fett 等(1966)把热带气旋按照云系的排列和它们的水平范围进行分类。通过对云团直径作拟合回归判断最大风速。Dvarak(1973，1975)以更系统的方式研究了这个问题，并且根据他所讲的按中心特征和外带特征的两种分类，把能够变为飓风的各种热带扰动进行了分类。除了使用统计关系外，还要通过绘图估计现时强度和未来发展。

在经验性的研究工作中所遇到的主要困难是，它未提供任何关于风场的动力参数的信息。而且，从这些研究中得到的最大风等，对特定地点的平均风暴是真实的，而和一些个别观测情况有显著的不同。Smith(1972) 根据从不同高层云运动的计算所确定的风场,估计散度、涡度以及经向和纬向风。对于从云图估计这些参数，没有直接方法。

2. 基本假设

在本文中，试图确定云螺旋的基本观测特征。对评价模式的潜力和实际应用没作什么工作。我们根据以下假设采取了简化模式：

(a) 台风是轴对称和常定的。

(b) 流线是等角螺旋。

当用这些假设简化数学公式时，对第一个假设不需要特别考虑，虽然一些观测曾表明在热带风暴中具有明显的不对称性。

云图显示不出最大风半径(RMW)内的螺旋，因此不可能从云图上获得流线型式。因为RMW 的范围是从 20—75 公里，对于天气图的分析，不需要多注意RMW 以内的流线型式。在最大风半径之外，

角也进一步证实了多角形现象,不过,这种证据只出现在存在高云罩的时候。

3. 可能的解释

由于多角云带和多角眼壁是屡见不鲜的,因而,它们不能用对流单体的随机组合来解释。如果我们接受螺旋云带是水平传播的内重力波对对流所作的调整的理论,那么,似乎不同波数和时间的重迭引起的相互影响型式会产生多角形云带。应用 Willoughby (1978)的理论确实产生了这种形式(图 2)，纯运动学的结果与波经向传播的理论或与波的动力学细节都没有关系。

马德华摘自 Bulletin of the American Meteorological Society, Vol. 63, No.11, p.1294—1300

云是很好地沿流线排列。借助气旋的雷达和卫星图象，我们已证实云螺旋符合等角螺旋：(1)科克巴扎(Coxbazar)气旋(1971年3月3日)，(2)阿拉伯海(Arabian Sea)气旋(1971年11月)，(3)班格拉的世(Bangladesh)气旋(1972)，(4)卡克那达(Kakinada)气旋(1969)和海湾气旋(1974)。此外，借助于Hughes(1952年)绘制的平均轨迹，我们发现迹线是角度的余切值为0.05的角螺旋。相对于等角螺旋的偏差可归因于对具有不同强度的风暴进行平均，主观分析和热带风暴固有的不对称性所造成的误差。

3. 散度和涡度

在轴对称的假定下，水平风的向量只能表示为半径 r 和垂直坐标 z 的向量函数。

$$\boldsymbol{V}=\boldsymbol{V}(r,z) \tag{1}$$

因此，沿着和垂直于 $\boldsymbol{r}$ 求解向量 $\boldsymbol{V}(r,z)$，

$$\boldsymbol{V}=\left[\mu(r,z)\frac{\boldsymbol{r}}{r}+\lambda(r,z)\frac{\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{r}}{r}\right] \tag{2}$$

这里 λ 和 μ 是 r 和 z 的标量函数，$\boldsymbol{k}$ 是单位垂直向量。速度的向东和向西的分量其相应方程为：

$$u\boldsymbol{i}+v\boldsymbol{j}=\left[\ \boldsymbol{i}\left(\frac{x\mu(r,z)}{r}-\frac{y\lambda(r,z)}{r}\right)\right]+ +\left[\boldsymbol{j}\left(\frac{y\mu(r,z)}{r}+\frac{x\lambda(r,z)}{r}\right)\right] \tag{3}$$

这里 u,v 是朝东和朝北的速度分量，$\boldsymbol{i},\boldsymbol{j}$ 是向东和向北方向的单位向量，x,y 是沿纬圈和经圈度量的坐标。所以，对这种风场或流线的微分方程是

$$\frac{dy}{dx}=\frac{v}{u}=\frac{y\mu(r,z)+x\lambda(r,z)}{x\mu(r,z)-y\lambda(r,z)} \tag{4}$$

把此方程和 $r=$常数，$\exp(-a\theta)$的等角螺旋族的微分方程

$$\frac{dy}{dx}=\frac{ay-x}{ax+y} \tag{5}$$

相比，发现 $\mu(r,z)=-a\lambda(r,z)$ (6)

因此，可重写方程(2)为

$$\boldsymbol{V}(r,z)=\lambda(r,z)\left[\boldsymbol{k}\times\left(\frac{\boldsymbol{r}}{r}\right)-a\left(\frac{\boldsymbol{r}}{r}\right)\right] \tag{7}$$

$$V_r(r,z)=-aV_\theta(r,z) \tag{8}$$

这里 V_r 和 V_θ 表示 $\boldsymbol{V}(r,z)$的径向和切向分量。把这代入散度和涡度的柱坐标表达式中：

$$D(r,z)=\frac{1}{r}\frac{\partial rV_r}{\partial r}=-\frac{a}{r}\frac{\partial}{\partial r}\frac{rV_\theta}{r}=-a\zeta(r,z) \tag{9}$$

这里的 $\zeta(r,z)$是涡度，$D(r,z)$是散度。这个方程表明，散度和涡度是相互成比例的。观测表明，随着气旋的发展，云螺旋越来越趋于圆状。因此，常数 a 值随着风暴的增长而变小。这样方程(8)和(9)体现了众所周知的事实，即散度和径向速度随风暴的增长而减小。

4. 潜热的考虑

参照风暴的增长，来了解云螺旋的组织化参数 a 的物理意义，我们要考虑风暴里边的积云对流加热。按照Charney和Eliassen(1964)的工作，我们将通过用单一参数 m 表示活跃的对流区空气的平均饱和值。

$$\bar{q}(r,z)=m(z)\bar{q}_s(r,z) \tag{10}$$

从而将积云对流的湍流输送过程参数化，这里 $\bar{q}$ 和 $\bar{q}_s$ 分别是平均比湿和饱和比湿，把单位横截面的垂直气柱中的水汽辐合率写成(Charney 和 Eliassen，1964)

$$I=-\int_0^\infty\frac{\bar{m}}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\overline{\rho}r\overline{V}_r\bar{q}_s)dz+(\bar{m}\overline{\rho}\,\overline{W}q_s) \tag{11}$$

这里 $\overline{\rho}$ 是空气的平均密度，$\bar{m}$ 是 m 的平均值，$\overline{V}r$ 和 $\overline{W}$ 是平均径向和垂直速度，并且下标"0"表示在 $z=0$ 即摩擦层顶的值。对稳定空气就连续方程

$$\frac{\partial\overline{\rho}\,\overline{W}}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\overline{\rho}r\overline{V}_r(r,z)=0 \tag{12}$$

求积分，我们可以把方程(11)第二项写成

$$(\bar{m}\bar{q}_s)_0(\overline{\rho}\overline{W})_0=(\bar{m}\bar{q}_s)_0\int_0^\infty\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\overline{\rho}\overline{V}_r)\,dz \tag{13}$$

将(13)代入(11)则有

$$I=\int_0^\infty\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}[(\bar{m}\overline{\rho}\bar{q}_s)_0-\bar{m}\overline{\rho}\bar{q}_s]rV_r dz \tag{14}$$

就卫星测云半径 R 积分这个方程，改变积分次序，应用方程(8)，则得潜热的总释放为

$$H=\int_0^R LI\,2\pi r dr=2\pi aRL\int_0^\infty [(\bar{m}\overline{\rho}\bar{q}_s)_0-\bar{m}\overline{\rho}\bar{q}_s]_{r=R}\overline{V}_\theta(R,z)dz \tag{15}$$

这里 L 是蒸发潜热。

方程(15)表明，风暴中的潜热生成速率正比于螺旋常数 a。因此，在成熟阶段，这里 H 是很小的，a 近似零，并且螺旋趋向于圆形。

孟遂珍　译自 MAUSAM(印度气象、水文和地球物理杂志)32卷第2期

殷显曦校