

飓 风 理 论

K A Emanuel

美国麻省理工学院气象与物理海洋学研究中心

编者按 本文内容曾由作者 K. A. Emanuel 于 1990 年 8 月在维也纳国际理论与应用力学联合会和国际测地与地球物理联合会 (IUTAM/IUGG) 召开的强气旋与热带风暴小型工作会议 (TC Workshop) 上作过报告, 对飓风理论提出了许多有趣的科学问题。这次会议是国科联为了响应联合国国际减灾 10 年 (IDNDR) 的决议而召开的。参加这次会议的有 J. Lighthill (英国), R. P. Pearce (英国), G. B. Tucker (澳大利亚), K. A. Emanuel (美国), B. Johns (英国), Y. Kurihara (日本), 郑哲敏 (中国), M. E. McIntyre (英国), M. P. Singh (印度) 9 位专家。这次会议形成了开展热带气旋风暴灾害 (Tropical Cyclone Disasters) 研究的建议。这项建议已被国科联国际减灾 10 年专门委员会 (ICSU Special Committee) 确定为三大重点研究项目之一, 并拟于 1992 年在中国召开亚洲热带气旋风暴灾害学术会议 (Asian Symposium on Tropical Cyclone Disasters)。我们发表这篇译文, 是希望能引起我国力学界, 气象学界, 海洋学界, 水力学界, 计算数学界等等领域的同志们, 对飓风、台风问题的关注, 积极参加有关研究工作和国际性活动。

关键词 热带气旋; 对流; 湿对流; 有限振幅不稳定性

1 引 言

飓风仍是流体力学中的一个令人不解之谜。其情况之所以如此, 一方面是因为这一现象比较难以观测, 又没有找到实验室模拟的途径。此外, 飓风很少受到理论流体力学家的注意, 也许这是由于人们有一种可以理解的倾向——回避同复杂的热力学现象有关而又缺乏实验模拟手段的问题。然而, 飓风涉及大量的流体力学现象, 如旋转分层流, 边界层, 对流, 海气相互作用等, 从而提供了一大批饶有兴味而又重大的研究课题。本文综述了飓风理论的新进展, 列出了尚待解决的重要科学难题。

2 成熟飓风——一台自然界的卡诺机

每年在热带海洋形成约 80 个通常称为“热带气旋”的旋转环流, 其中约 60% 达到了够格称得上“飓风”的强度 (最大风速超过 32 米/秒)。飓风是特指大西洋与东太平洋气旋的专门术语 (在世界其他地方类似的风暴则采用别的名称)。Anthes (1982) 从气候学观点对这些风暴进行了极好的综述, 并描述了所观察到的特征。这里, 我们采用飓风这个术语, 而不

用**热带气旋**这个一般性的术语。

成熟的飓风可理想化为静压同旋转相平衡的轴对称涡旋。气旋的周向流动在海面附近达到最大强度，然后向上渐渐减小，并在接近风暴顶部处（约离地面15公里）变成反气旋。这种流动构形对应于一种暖核结构，其等压面上的最大温度扰动远远超过 10°C 。在涡旋的中心这种扰动集中在高空。周向风速为最大的半径范围，在海面附近是10—100公里，通常，它随高度上升而增大。在最大风速半径内，核几乎是刚体旋转，而在核外，风速随半径增大而逐渐减小，近似地服从 $r^{-1/2}$ 幂律。在100—1000公里的有限半径范围以外，觉察不到低空环流。虽然飓风的几何尺度可以相差1个数量级，但是用最大风速或中心气压降来度量的飓风强度，同它的几何尺度没有明显的关系（Merril 1984）。尽管轴对称流是气旋流动的良好近似，但上层大气的反气旋通常是极不对称的，其流体团被约束在1个或2个反气旋的弯曲射流中。

成熟飓风的横向环流是由热力原因直接产生的（除了在台风眼处）。它由约1—2公里厚的摩擦边界层中的径向内流，大部分沿着离中心5—100公里处向外倾斜的薄口眼壁上升的内流，以及风暴顶部薄层内的径向外流构成。在台风眼内往往几乎是碧空无云，而眼壁看来象是由包围台风眼的对流云构成的一个大型体育场。在台风眼内的横向环流是靠机械能维持的，同接近中心处慢慢下沉的暖空气的热能只有间接关系。在眼壁外的云和降雨通常组织成一条或多条气旋式弯曲螺旋带，宽度为10公里量级，高度为3—15公里。成熟飓风的轴对称

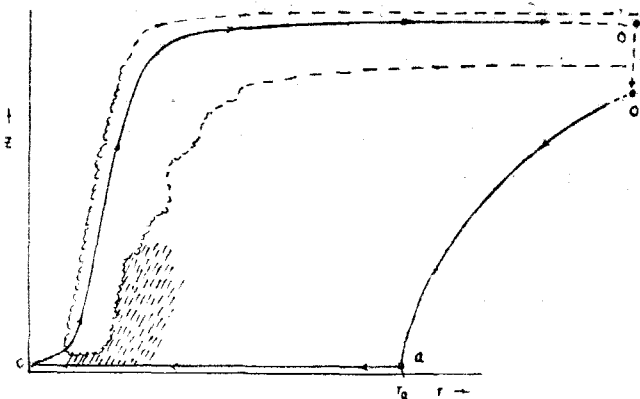


图1 飓风卡诺循环。空气从点a出发，螺旋式地流向风暴中心，从固定温度 T_0 的海面获得熵。然后从c点绝热上升，在风暴顶部附近流出，达到半径较大处记作o点，多余的熵通过电磁辐射到 co' 之间空间，在低得多的温度 T_1 下失去或输出。此循环由沿着 $o'a$ 间的绝对涡线积分而封闭，曲线 $c-o$ 、 $o'-a$ 也是绕风暴轴的等绝对角动量面

结构概括在图1中。

Kleinschmidt (1951) 首先认识到，飓风的能源来自热带大气和海洋的热力学不平衡。这并不是反映在大气同海洋的实际温差上（在热带，温差通常小于 1°C ），而是反映在海面附近空气的非饱和状态上。水的蒸发将热量从海洋带到大气，而由于海洋的有效热容量要比覆盖于其上的大气的热容量大得多，所以，要使对流层同海洋达到热力学平衡，需要从海洋输入约 10^8 焦耳/米²的能量。

热量从海洋传输到大气的速率是海面风速的函数。如果海洋表面是平面，则传输率将同风速成正比，但是由于海面粗糙度增大了，所以传输率将更强地依赖于风速。真正的传热率是一个有争议的待研究的课题。传热率对风速的依赖关系是使飓风得以发展的主要反馈机制。从本质上来说，飓风可以认为是一种风诱起的海面热交换不稳定性：海面风速增大使得海洋输出的热量增大，这又导致了风暴中的风力增强，如此等等。

笔者(Emanuel 1986)已将成熟飓风的能量循环理想化为一种卡诺机(Carnot engine)，它将从海洋中提取的热能转变为机械能。在定常态，这种机械能平衡了大多发生在海气界面

的摩擦损耗。理想化的卡诺循环如图 1 所示。卡诺定理可以容易地从伯努里方程和热力学第一定律导出。伯努里方程说：沿着定常系统中的流线或绝对涡线有

$$d\left(\frac{1}{2}|\mathbf{V}|^2\right) + d(gz) + \alpha dp + \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (1)$$

其中 \mathbf{V} 是速度矢量， g 为重力加速度， z 是离海面的高度， α 为比容， p 为压强， \mathbf{F} 是单位质量的摩擦力， $d\mathbf{l}$ 为沿流线或绝对涡线的距离增量。能量方程可以由热力学第一定律导出，湿系统中的热力学第一定律可表达为

$$T ds = C_p dT + d(L_v q) - \alpha dp \quad (2)$$

其中 s 为空气的总比熵（包括水蒸汽）， C_p 为空气的定压比热， L_v 为蒸发潜热， q 为单位质量空气中水蒸汽的质量。以上所述忽略了水的热容量和水对空气水蒸汽混合物密度的影响 [准确的结果见 Emanuel (1988)]。

从 (1) 和 (2) 消去 αdp 得

$$d\left(\frac{1}{2}|\mathbf{V}|^2 + gz + C_p T + L_v q\right) - T ds + \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (3)$$

上式可以沿着封闭环路积分（图 1），该环路头三个分支是流线，第四个分支是绝对涡线。于是

$$\oint T ds = \oint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} \quad (4)$$

上式说明在定常态，加热平衡了摩擦。

大部分输送到飓风中的热量来自海面。当空气沿着海面径向向内流动时，由于湍流量与来自海洋的辐射传热量相结合，观察到的空气温度几乎保持为常数。所以沿着第一分支，我们可得

$$\int_a^c T ds = T_s \Delta s \quad (5)$$

其中 $\Delta s (\equiv s_c - s_a)$ 是风暴中心同周围空气的熵之差。热力学第一定律可以用来推导熵的公式（忽略水的热容量及其他小量）：

$$s = C_p \ln T - R \ln p + L_v q / T \quad (6)$$

其中 R 是空气的气体常数。所以

$$T_s \Delta s = RT_s \ln(p_a/p_c) + L_v(q_c - q_a) \quad (7)$$

其中下标 c 和 a 分别指在海面上风暴中心同起始点的物理量。风暴中心空气达到饱和限制了熵增：

$$T_s \Delta s_{\max} = RT_s \ln(p_a/p_c) + L_v(q_c^* - q_a) \quad (8)$$

其中 q_c^* 是风暴中心的饱和混合比，它是 p_c ， T_s 的函数。由克劳修斯-克拉珀龙方程近似积分，我们可得到良好的近似公式

$$q_c^* = \frac{3.802 \text{毫巴}}{p_c} \exp\left[\frac{17.67 T_s}{243.5 + T_s}\right] \quad (9)$$

这里， T_s 以摄氏温标表达。

在卡诺循环的第二分支，空气在风暴眼壁深处的对流云中上升，然后流出对流云而到很

大的半径处。指出如下一点是很重要的：当水蒸汽被适当地考虑到该系统的热力学状态的表述中时，这一分支非常接近于可逆的绝热过程，所以 $ds=0$ 。某些研究人员定义了干熵 [即 (6) 中没有最后一项]，这时不得不处理上升区的庞大的干熵源，在上升区发生潜热大量地转换成感热。用我们所提出的方法处理问题时，绝热源仅是流动本身的函数，而不是外源。若将凝结热源看作为外源就会导致经常重复的说法：飓风是由水蒸汽凝结驱动的。这一观点非常类似于工程师宣称电梯是由向下加速的配重而驱动向上的观点。这种观点虽然从能量观点来看是正确的，但在概念上是很糟糕的，不如将电梯及其配重看作同一个系统，它们一起由马达所驱动，这样就更加自然一些。这里，我们采用了同样的策略，研究最为守恒的热力学变量——总比熵。

外流接近的渐近高度由如下要求确定：它对于外界是浮力中性的。也就是说，外流的温度光滑地同外界温度廓线相衔接而不存在间断。周围大气通过这一要求控制涡旋内部结构的能力，是同飓风是亚临界涡旋（即内惯性重力波可以迎着外流向内传播）的事实相一致的。

在卡诺循环的第三分支上，空气在同温层下层慢慢下降，通过电磁辐射将热散失到空间，并几乎保持为常温 T_0 。所以在这一分支

$$\int_0^{\theta'} T ds = -T_0 \Delta s \quad (10)$$

Δs 由 (7) 给定。

真实的飓风是个开放系统，它同周围环境不断交换质量。但是，卡诺循环却可以通过沿着第四分支积分伯努里方程而封闭。该分支是系统的绝对涡线，它亦是绕风暴中心的等绝对角动量面。由于我们不再跟随空气团了，所以，由热力学第一定律得到的关系式不再严格地成立。然而，Emanuel (1988) 已经指出，由于周围大气呈对流中性，所以沿着这一分支几乎没有热力学贡献。于是将 (7) 与 (10) 相加，由 (4) 即可以得到摩擦功的表达式

$$\varepsilon T_s \Delta s = \oint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} \quad (11)$$

其中 ε 是卡诺循环的热力学效率：

$$\varepsilon \equiv (T_s - T_0) / T_s$$

对于热带典型大气情况， $\varepsilon \sim 1/3$ 。

在循环中大部分摩擦能量损耗发生在表面边界层和空气原有的角动量最后必须得到恢复的外流较大半径处。后一损耗可理想化为发生在无穷大半径处。可以由绕风暴中心绝对角动量守恒来估算这种损耗：

$$M = rV + (1/2)fr^2 \quad (12)$$

其中 V 是周向速度， f 是地球角速度当地铅直分量的 2 倍。由 (12) 可得

$$V^2 = \left(\frac{M}{r} - \frac{1}{2}fr \right)^2 = \frac{M^2}{r^2} - fM + \frac{1}{4}f^2r^2 \quad (13)$$

于是在卡诺循环第三分支上的动能损失为

$$\int_0^{\theta'} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} \approx \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \Delta V^2 = -\frac{f}{2} (M_c - M_a) = \frac{1}{4} f^2 r_a^2 \quad (14)$$

这里假定在循环开始时速度 V 为零。

边界层内的摩擦损失可以通过沿第一分支积分伯努里方程 (1) 来同径向压降相联系:

$$\int_a^c \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} = - \int_a^c \alpha dp = - \int_a^c RT \ln p = RT_s \ln \frac{p_a}{p_c} \quad (15)$$

式中利用了理想气体定律 $\alpha = RT/p$. 于是, 摩擦损失与压降成正比.

将(14), (15)代入(11), 得到

$$\varepsilon T_s \Delta s = RT_s \ln \frac{p_a}{p_c} + \frac{1}{4} f^2 r_a^2 \quad (16)$$

式中由 (8) 给出 Δs 的上界.

(16) 中最后一项反映了输入到上部反气旋中的能量, 它总是使反映在压降项中的海面气旋强度减小. $\ln(p_a/p_c)$ 必须为正的, 这一规定限制了 r_a 的大小.

将 (8), (9) 用于 (16), 给定 r_a, p_a, q_a, T_s, T_o , 可以得到 p_c 的下界. 除非 r_a 特别大, 它对这一计算结果没有什么影响. 图 2 给出了该下界 (略去 r_a) 同 T_s, T_o 的函数关系, p_c 取标准的

平均海面压力, 假定海面环境相对湿度为 75%. 这一计算的一个特点是, 当 T_s 充分大或 T_o 充分小时无解. 在这一范围[超飓风 (hypercane) 范围]内, 卡诺循环由于从等温膨胀中

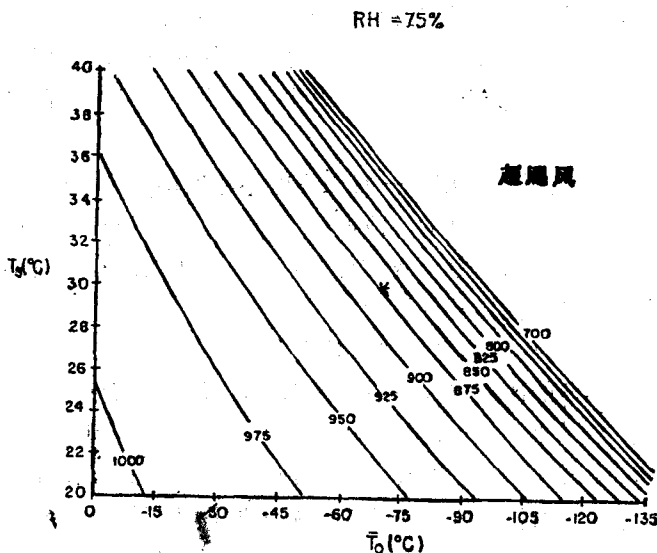


图 2 最小持续中心气压 (毫巴) 同海面温度 (T_s) 及平均出流温度 (T_o) 的函数关系. 假定海面环境气压为 1015 毫巴, 海面环境相对湿度 (RH) 为 75%

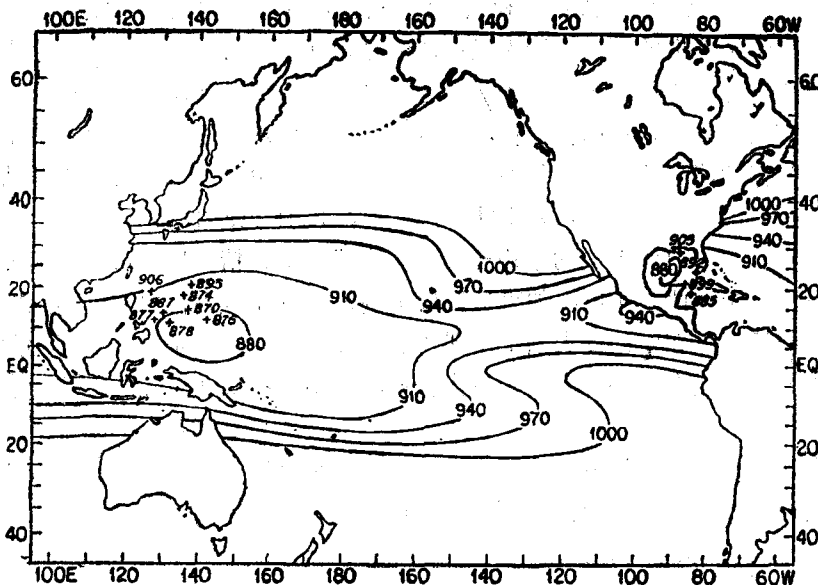


图 3 9 月份气候条件下, 热带气旋最小持续中心气压 (毫巴). 用斜体数字及 + 号表示历史上记录的某些最强热带气旋的中心气压

输入大量热量而变得不稳定：风暴愈强，中心气压就愈低，这使等温输热也愈大，从而风暴更强，如此等等。

用9月份的气候条件，由(16)计算的最小中心气压 p_c 以及历史上记载的最强飓风的位置与中心气压均示于图3。显然，只有几个飓风其强度达到了计算的上界，而大多数飓风则没有达到该上界（没有在图3中画出）。

从图3，人们提出了两个谜一样的问题：既然许多热带海洋上空飓风势能很大，为什么飓风并不那么多？即使飓风发生了，为什么只有如此之少的飓风其强度能达到理论计算的上界？

3 台风的成因——有限振幅不稳定的一个例子

相当长时间以来，预报员已经知道，即使环境条件十分有利，飓风也决不会自发产生。相反，它们总是由大概具有独立动力学源的现存环流形成。然而，某些早期的理论力图用线性理论来研究热带气旋的成因。

3.1 线性稳定性理论的失败

早期的研究仅仅着重于湿对流的动力学（见Yanai 1964的综述）。这些研究的结果认为，最小水平尺度的扰动应该发展得最迅速，因此它不能解释飓风的尺度。Charney & Eliassen (1964) 认识到这个缺陷后，提出了所谓的第二类条件不稳定理论(CISK)，该理论要求对流的强弱正比于涡旋的摩擦边界层诱起的上升运动，以解释飓风的尺度。这里，象其他类似的研究工作一样，使用了干空气热力学，并尽可能地将加热当作外因——假定它正比于摩擦诱起的铅直速度，并用任意函数在铅直方向对它进行分布，CISK理论虽然同对流不稳定的概念不明显地相关，但隐含着要求有一个对流能库在起作用。如果能正确地选择特定的一些参数，便可获得大尺度的并随时间增长的扰动。

尽管CISK理论常常是有争议的，但它仍受到部分气象学家的欢迎。这一方面是因为Charney & Eliassen (1964) 提出的积云对流的表达式在数学上十分简洁，另一方面，也许还因为以后科学家提出的“积云同大尺度环流是相互合作而不是竞争”这个概念的巨大吸引力。CISK理论完全忽视了早期的研究者[如Kleinschmidt (1951)，Riehl (1954)]所强调的来自海洋的增强热通量的重要性，并可以看出，该理论强烈地依靠着热带大气内贮存的势能。这种贮存的能量反映在大气的热力学层结中，即边界层中空气向上移动足够的距离后浮力就变为正值：这就叫条件不稳定状态。然而，Betts(1982)和Xu & Emanuel(1989)近期的研究指出，热带海洋上空的平均热力学量廓线几乎是精确地为常值，大多数其他形式的高瑞利数对流也是如此。所以，如果边界层中熵没有变化，则自由大气的温度也几乎不变。由于特定的地形，在中纬度大陆上空偶尔有贮存的能量，于是CISK理论预言：在温暖的季节，初生的飓风应在中纬度大陆上较为普遍，而不应出现在海洋上，这一点是直接同观测结果相矛盾的。

上述重要证据表明，必须摒弃CISK理论作为一种有用的假说，并从大气和海洋的热力学相互作用概念出发，探索有限振幅不稳定理论。

3.2 完全非线性积分的结果

已经有一系列飓风数值模拟成功的结果，这可以追溯到日本学者大山的工作(Ooyama 1969)。这种模拟已进展到这样一步：至少在轴对称模型中，可以明显地（但比较粗糙地）

分辨出积云本身。事实上，所有数值模拟都包含维持飓风所必须的海气热通量表达式，而且几乎所有的数值模拟都从显然不稳定的热层结开始。这就造成了解释气旋初始旋转上升原因含混不清之处，因为正如Fjørtoft (1953) 原先已经证明的那样，人为的不稳定对流（限于二维）将导致能量向大尺度转移。这一现象无疑发生在日本学者山前 (Yamasaki 1977) 的轴对称数值模拟的工作中，他的积分是从高度不稳定的层结开始，但他的模型不含海面热通量。其结果是：雷暴尺度的气旋只需要40小时发展成为成熟的飓风，这大大地小于在自然界通常所观察到的时间尺度。在另一个极端，Rotunno & Emanuel (1987) 是对分辨积云对流的轴对称非流体静压模型进行积分的，是从积云对流为中性的初始状态开始的。他们所模拟的气旋的演化过程如图4所示。图中给出了三个数值实验结果，其不同之处仅仅在于初始涡旋的幅度和几何尺度。很明显，仅当初始涡旋足够强和集中时，扰动才会随时间增长。在这个数值模拟中，增长可看成是有限幅度不稳定的结果。这一点同自然现象相一致：即静止大气是亚稳态的。所模拟的成熟气旋具有同所观察到的飓风有相同的结构与幅度。而且幅度几乎同上述的用卡诺循环进行理论计算的结果完全相同。如果假定在数值模型和自然现象中，导致不稳定的有限振幅特性的物理原因是相同的，那么，我们便可用此模型产生的流场来探讨自然现象。不过，情况往往是：复杂数值模型的输出结果象自然现象本身一样费解。

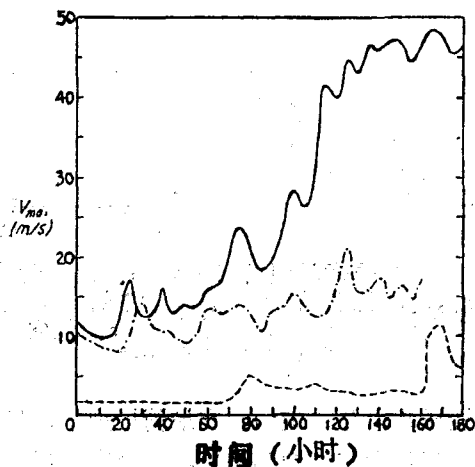


图4: Rotunno & Emanuel (1987) 三个飓风数值模拟中最大周向速度同时间(小时)的关系, 实线指监控模拟; 虚线指实验条件与监控模拟相同, 但初始幅度为2米/秒; 点划线指第三个实验, 其初始涡旋的大小为监控模拟的径向尺寸的2倍

3.3 最简非线性模型

了解复杂现象的一条途径是，将它们简化成最反映其本质的理想的数学模型。这时，人们希望能去粗取精、去伪存真。但必须小心，不要泼洗澡水连孩子一起泼掉（最糟糕的是留了错误的孩子。）

笔者构造了最简飓风模型 (Emanuel 1989) (该模型可以在PC机 (personal computer) 上运行，有完备的文本，如蒙索取，可以提供)。模型中，流动是轴对称的，并且在摩擦边界层以外，处于静压与梯度风平衡状态。模型的方程变换到新坐标系中去，其中一个坐标 R 正比于绕风暴中心的单位质量的绝对角动量：

$$\frac{1}{2} f R^2 \equiv rV + \frac{1}{2} f r^2 \quad (17)$$

其中假定 f 为常数。由于不存在摩擦时， R 守恒，所以这一表述方式在摩擦边界层外消除了径向平流。而且，按照斜向对流理论 (例如 Emanuel 1983)，对流中性状态是指空气团沿着角动量面而不是沿着铅垂平面浮力呈中性。

最简模型的结构如图5所示。因变量有：模型顶部及边界层顶部的物理半径 r ；在中层计算及在边界层顶部诊断的质量流函数 ψ ；中层与底层用饱和熵 s^* 表达的温度；底层及边

界层内的真实熵 s 。(饱和熵是指在相同温度、压强下,空气达到饱和以后所具有的熵,它是一个状态变量。)

飓风不稳定的有限振幅特性看来取决于存在许多不同类型的湿对流,在本模型中仅用两类来代表:仅穿透下层的低空对流与遍及所模拟的大气层的高空对流。这两种形式对流的区别是:前者没有降水,后者有降水。在高空降雨云团内,从海洋中取得的潜热大部分转变成感热。可是因为所有凝结水最终还要再蒸发成水汽,低空云不产生加热,但低空云通过高熵的边界层空气同对流层下层的低熵空气交换确实可使大气达到稳定。边界层上方对流层下层空气的亚饱和状态所产生的熵的极小值是热带大气的正常特性,它对于了解热带气旋发生的有限振幅性质是十分关键的。在最简模型中,只要存在低层大气的当地对流不稳定(即 $s > s_m^*$, s_m^* 是低层大气的饱和熵),就会产生低空云。高空云则发生在 $s > s^*$ 时。

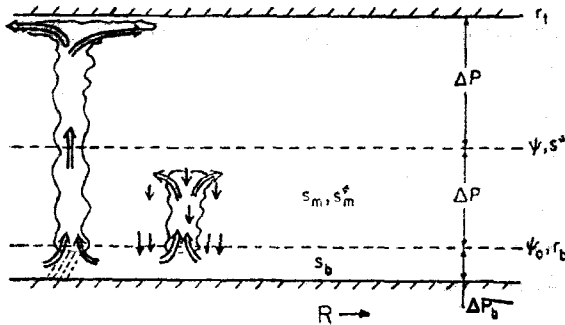


图5 简单平衡模型的铅直结构。因变量是物理半径 r_t, r_b , 饱和熵 s^*, s_m^* , 真实熵 s_b, s_m 。 $s_b > s^*$ 时有高空云, $s_b > s_m^*$ 时有低空云。低空云不降水, 所以也不产生加热

支支配模型性态的主要量纲参数是:柯氏参数 f , 对流层高度 H , 出现在计算海洋动量通量与热通量公式中的无量纲交换系数 C_D , 以及海气热力学非平衡的度量

幅性质是十分关键的。在最简模型中,只要存在低层大气的当地对流不稳定(即 $s > s_m^*$, s_m^* 是低层大气的饱和熵),就会产生低空云。高空云则发生在 $s > s^*$ 时。

支配模型性态的主要量纲参数是:柯氏参数 f , 对流层高度 H , 出现在计算海洋动量通量与热通量公式中的无量纲交换系数 C_D , 以及海气热力学非平衡的度量

$$\chi_s = (T_s - T_t)(s_0^* - s_a) \quad (18)$$

其中 T_s 为海洋温度, T_t 为对流层顶气温, s_0^* 是海面饱和熵, s_a 是海平面上正常热带大气的熵。量 $s_0^* - s_a$ 代表大气海洋系统热力学非平衡程度。如果基本方程组适当地加以无量纲化,要描述整个系统就只要极少数的无量纲数,其中最重要的是描述初始涡旋及对流层下层熵极小值大小的那些无量纲数。对于时间、长度、速度的标度因子如表1所列。请注意,所有标度均依赖于 χ_s , 它们同斜压气旋的那些标度完全不同。

表1 飓 风 标 度

量	标 度*	典 型 值
长 度	$\chi_s^{1/2} f^{-1}$	1000 公里
时 间	$C_D^{-1} H \chi_s^{-1/2}$	16 小时
周向速度	$\chi_s^{1/2}$	60 米/秒
径向速度	$(1/2) C_D \chi_s f^{-1} H^{-1}$	10 米/秒
铅垂速度	$C_D \chi_s^{1/2}$	6 厘米/秒

* 标度参数: H 为对流层高度, f 为地球自转角速度当地铅垂分量的2倍, C_D 为海面通量的无量纲交换系数, χ_s 为由方程(18)定义的热力学非平衡参数。

图 6 给出了四次试验中最大（无量纲）风速随（无量纲）时间演化的过程。监控试验从幅度为 0.22 的暖核涡旋开始，该涡旋先随时间衰减，最终增长成准定常的强气旋。第二次试验除了初始幅度为 0.05 外，其他与第一次试验全同，这个涡旋根本不增长，这就说明了简单模型中不稳定的有限振幅特性。第三和第四次试验除了略去低空云外，其他与第一二次试验完全相同，这些些模拟显示了线性不稳定的特性，也就是说，小扰动也能增长。显然，简单模型中，气旋产生的有限振幅特性依赖于弱降雨对流的存在。这究竟是因为什么呢？

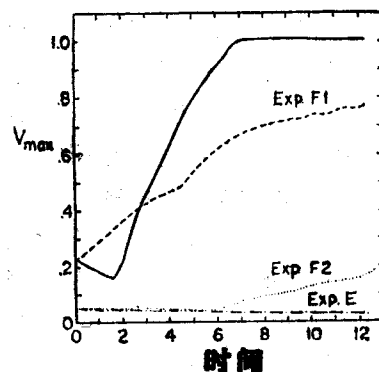


图 6 用简化模型进行四次试验中最大无量纲速度随无量纲时间的演化。实线表示监控试验，试验 E 与监控试验条件相同，但初始扰动幅度较小。试验 F₁ 和 F₂ 除了不考虑低空云外，其他与上面两个试验情况相同

3.4 湿对流调节性质

考虑两种极其不同的对流过程。对第一种过程，我们只允许非降水对流。假定我们通过绝热抬升对流层中部（干）空气来冷却对流层中层。这就使气柱失稳而发生对流。然而，因为这种对流没有降水，其总体平均效应没有发生加热，所以绝热冷却没有遇到阻碍。而这种对流确实驱动空气柱返回中性稳定状态，这是通过将对流层中层的低熵空气输入边界层中而实现的（对流层中部空气的熵通常大大低于边界层中空气的熵）。因此，非降水对流迫使边界层的熵跟上自由大气温度的变化。对第二种对流过程，我们假定所有云中的凝结水都以雨的形式降落，于是，对流层中部冷却时，至少有一部分冷却作用被降雨云团释放的热量所抵消。因此，降水对流是用迫使自由大气温度跟上边界层的熵发生变化来驱动大气回到中性稳定状态的。把上述这两个例子推广到一般情形，我们可以断言，只有对流层中部强迫冷却的那一部分才被处在条件中性稳定大气的对流加热所抵消。这一部分近似地等于降雨效率，即凝结水中通过降雨而离开系统的比例数。

从上述论证，我们便可理解热带气旋发生的有限振幅特性。如果有一弱涡旋同海面接触，则摩擦内流将迫使涡核附近的自由大气上升（其他过程可以强迫真实气旋中的上升运动）。由于开始时，对流的降水效率肯定小于 1，所以不是所有绝热冷却都同干空气（低熵）上升有关，中间对流层的空气将为对流加热所阻止，中心的核区将发生冷却。而且，接近涡核的边界层熵将由于下沉作用而减小，从而使空气柱对湿对流呈中性稳定。于是，我们仅看到固壁上平衡、层结的涡旋的经典下旋运动，但其静稳定度 N^2 则为近似地等于 $N^2(1 - \epsilon_p)$ 的有效稳定度所代替，其中 ϵ_p 是降水效率。

同这一趋势相反的情况是从海洋到边界层的热（主要是潜热）通量异常，它是由异常海面风所引起的。开始时，由于对流下沉，从对流层中部会将低熵空气输入而减小了边界层熵，热通量只能部分地补偿这一减小。海面热通量近似地随海面风速的 1 次方变化，可是阻力却以接近于风速的 2 次方增大（摩擦诱起的铅直运动也以相同规律增大），从而甚至可能使冷却也随起始涡旋的幅度而增大。然而，过了一段时间以后，对流层中部的熵增加了，这是由于低降水效率的对流使边界层高熵空气向上流动所致，如果对流层中部的熵增加到一定程

度, 则因下沉造成的低熵空气进入边界层不再能够补偿增大的海面热通量, 边界层的熵就与自由大气温度的上升一起增加。这时涡旋就增大了。这显然是一种非线性效应。考察简单模型与完整模型二者的热力学场支持了这一直观的看法。这种思想的明显的观测检验方法是, 要弄清楚对流层的厚空气柱达到饱和是否热带气旋得以发展的充要条件。

4 结语和尚待解决的问题

成熟的飓风是热带海洋与大气之间热力学非平衡所驱动的一台卡诺机。在边界层内, 螺旋式地径向内流的空气, 通过由风诱起的巨大热通量使它同海洋几乎达到热力学平衡, 然后几乎(湿)绝热地上升到高空, 并在那里通过向空间进行电磁辐射, 将过剩的热量输出或损失掉。卡诺循环的机械能等于热力学效率 ε 乘以海面温度以及海面饱和熵(飓风中心气压下)同未扰边界层熵之差的积。效率 ε 可表达为

$$\varepsilon = (T_s - T_o) / T_s$$

其中 T_s 是海面温度, T_o 是风暴高空出流中输出或损失热量处的平均温度。其典型的数值为 1/3。

至少从 Kleinschmidt (1951) 时代起, 已经认识到成熟飓风的能源。但关于飓风的能量与动力学问题一直有争论。观测证据与预报经验都支持飓风是由有限振幅不稳定产生的思想, 也就是说, 所观察到的弱扰动, 即使在有利的环境条件下也往往是衰减的; 尽管几乎处处存在着能量库, 但毕竟飓风是罕见的。

60年代初, 人们提出了所谓第二类条件不稳定理论, 以解释飓风的发生。此理论将海洋表面作为动量汇, 而不是作为热源; 空气旋转上升靠的是贮存在大气中的对流能。由于种种原因, 这一理论是令人怀疑的。首先, 仔细分析海面热带大气表明几乎没有贮存的对流能, 少数地方(如春季的北美中部)有大量贮存的对流能, 但在那些地方并不知道产生了起始气旋。而且 CISK 基本上是线性不稳定理论。顾名思义, 它认为起始气旋应是所有对流不稳定大气的普遍特性。

笔者 (Emanuel 1986) 提出了另一种理论, 此理论将热带气旋发生看成是热带大气有限振幅风诱起的海面热交换 (WISHE) 不稳定所引起的, 也就是说, 要靠海面热通量同海面风之间的正反馈作用。我们认为, WISHE 模型是发生在对边界层大气绝热位移呈中性稳定的背景大气之中的, 所以不存在贮存的对流能。在对流层中层内, 低熵空气中的凝结水的重新蒸发看来是导致不稳定有限振幅特性的原因, 从而使低熵空气以超过来自海面热焓通量的速率下沉而进入边界层。当对流层中层空气的熵已增加到足以大大削弱低熵下沉到边界层内的作用时, 强化就发生了。尽管这些思想, 同复杂的数值模拟是相一致的, 但它们还要用真实的热带气旋来系统地加以检验。

即使已经找到热带气旋发生的有限振幅特性的正确原因, 这种发生还有待解释触发扰动的机理, 所以它依然还是一个问题。观测表明, 动力学上互不相关的根源引起的各种环流都可以触发热带气旋。这类环流有: 东风波(指热带, 尤其是在非洲次撒哈拉地区西部上空及中太平洋的自东向西气流中的波状扰动); 亚热带的斜压性的发展; 以及偶尔出现在开阔水面上的大陆中尺度雷暴复合体等。所以, 完整的飓风有限振幅理论可能还要给定触发扰动所具备的特性。

除了发生问题以外, 对飓风行为的某些方面还很不了解。如果已经触发了飓风, 并得以

发展, 则只有其中极少数能达到图 3 所示的强度上界。另一方面, 许多数值模拟工作 (例如 Rotunno & Emanuel 1987) 都一致表明, 风暴正好会被加强到上界。为什么自然现象与此不同呢? 一种可能性是多数飓风受到冷水团的限制, 这些飓风肯定要把海洋的季节温跃层下部予以上翻而进行混合。所观察到的海面温度变化可以大到 5°C , 而为了逆转海气热力学不平衡状态却只要冷却 2.5°C 左右就够了。尽管用海气耦合模型作全面的模拟还要进行, 但初步的研究表明, 所引起的冷却事实上可能限制了许多飓风的强化。

对流云的螺旋带使飓风的卫星照片具有特定的形貌, 人们对这一现象也很不了解。现有的理论有: Ekman 层不稳定; 从眼壁向外传播的惯性重力波等。这些理论还没有用观测数据来进行严格的检验。某些强飓风有同心的眼壁, 其演化过程是这样的: 眼壁向内收缩, 其内壁耗散, 在较大半径处形成新的眼壁 (Willoughby et al 1982)。对这一现象还没有可以满意接受的理论。

最后, 飓风转向问题仍是当前活跃研究的焦点。多数理论同正压涡旋在 β 平面上的漂移有关 (在 β 平面上, 地球转速的铅垂分量随纬度线性变化)。这些理论都预言, 飓风相对于平均风应该向西和向极地漂移, 但它们都没有考虑飓风背景势涡量梯度的非均匀性, 也没有将飓风看成强正压涡旋, 并在对流层上部还有反气旋。看来, 考虑了这些因素非常可能从根本上改变我们对飓风运动的认识。

飓风提出了大量有待解决而又引人入胜的问题。令人奇怪的是, 它们很少受到理论工作者的注意。所以, 飓风问题还是一片沃土, 是流体力学研究的重要课题。

参 考 文 献 (17篇, 略)

李家春译自: *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 23 (1991);
179—196. (董务民校)

(上接第 407 页)

板冲开。最后, 形成有规律的振荡并发出很大的声音 (Goldshtik 1981)。

要注意, 即使没有隔板, 涡旋室内也会产生强烈的自振荡, 不过现在还未完全了解这种现象的本质。如果用力将隔板拉离涡旋室出口孔, 则在某些条件下会在隔板后形成射流, 并且它在涡旋室外也保持流动单一方向状态。但若隔板在同样流态下从边上移开, 放开出口孔, 就会形成近轴区伴随强烈抽吸的双涡胞流态, 而不是单涡胞射流。

另一意外的效应是将一细棍插入涡旋冷却器出口孔中轴处, 会出现“反向旋转” (Finko 1973)。

8 结 语

写本综述的最初动机是笔者在第 6 届全苏力学会议 (Tashkent, USSR, 1986) 的一篇特邀报告。该报告已收录在出版的会议文集中了 (Goldshtik 1987)。

本文中提到的几乎所有问题在即将出版的专著“具有伴谬性质的粘性流动” (作者 M. A. Goldshtik, V. N. Shtern & N. I. Yavorskii, 于 1989 年在苏联新西伯利亚出版) 中都作了详细讨论。

参 考 文 献 (56篇, 略)

杨 帆译自: *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 22 (1990); 441—472. (董务民校)