

# 环境流体力学 (上)\*

J. C. R. Hunt

[英] 剑桥大学应用数学和理论物理系

## 目 录

- |                |                        |
|----------------|------------------------|
| 一、 引言          | 三、 人类活动和环境的一些相互作用      |
| 二、 环境中的某些流体流动  | 3.1 流体作用在建筑物上的力        |
| 2.1 水平均匀流动     | 3.2 表面建筑物的绕流           |
| 2.2 非均匀表面上的边界层 | 3.3 大气中污染物的扩散          |
|                | 3.4 向水道排放污染物的绕流效应和动力效应 |

**提要** 1. 本文讨论了环境流体力学的一般领域和这个研究课题的应用。

2. 在理论、计算、物理模拟和现场研究方面, 评述了大气和海洋中流体流动的一些问题, 因为它们对于环境问题实际上很重要。例如在表面层、混合层、空气流过粗糙度不断变化的表面和流体流过沙波或海湾岩床等情况下出现的分层效应。

3. 也讨论了人类活动和环境的相互作用产生的一些流体力学问题, 例如作用在建筑物上的定常流动、振荡流动和旋涡流动的流体力(简略涉及波能); 障碍物的绕流和下游流动(包括高层建筑附近风对人的影响); 空气中(包括稠密气体的影响)和水道中(包括“热”污染)污染物的扩散。

## 一、引 言

国际理论和应用力学大会的一个显著特点是有一些大会报告。这些报告介绍了把理论和应用力学同其它物理科学及生物科学的各分支学科结合起来的研究领域不断发展的状况。我很高兴, 继续按这传统被邀请在今年的大会上作关于环境流体力学的报告。环境流体力学这个术语是很含混的。所以我可以自行其是, 在我的报告中提出自己的定义: 流体环境的各种运动形式的研究, 这些运动为人类和动植物所利用, 并由这些生物的活动直接影响、改变和控制。

我的报告内容将集中在流体环境和人类活动的相互作用上。表 1 给出了一些例子。后面我还要再讨论这个问题。当然, 动植物怎样利用环境流动以及如何受环境流动影响的问题也是很有意义的。现在把大气运动, 特别是风和人的活动的相互作用叫做“风的工程。”这个问题已由 Cermak [1] 广泛评述过了。

\* 国际理论和应用力学联合会 (IUTAM) 1980 年 8 月 17—23 日在加拿大多伦多召开的第 15 届国际理论和应用力学大会 (ICTAM) 的总报告之一 ——译者

表1 人类和环境流动相互作用的例子

流体运动	对人类活动的影响	开发	对流动的影响
风和大气运动	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 破坏建筑物和危害人们</li> <li>2. 建筑物、人和动植物的热损失</li> <li>3. 土地侵蚀、蒸发和灌溉</li> <li>4. 飞机的滑翔</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 风能</li> <li>2. 建筑物通风</li> <li>3. 污染的扩散</li> <li>4. 帆伞</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 建筑物防护</li> <li>2. 空气污染</li> </ol>
入海口和海洋	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 破坏建筑物</li> <li>2. 江河及海岸的侵蚀</li> <li>3. 水灾</li> <li>4. 河流冲刷及淤积</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 水力发电和潮汐发电</li> <li>2. 热和污染物扩散</li> <li>3. 航运</li> <li>4. 通过斜温层的热机</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 大坝和拦潮坝</li> <li>2. 热的排放</li> <li>3. 改变江河流向</li> </ol>
通过多孔介质的流动	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 农业</li> <li>2. 建筑物、大坝等的耐久</li> </ol>		<ol style="list-style-type: none"> <li>1. 抽水和开发石油</li> <li>2. 污染物的传递</li> </ol>

表1示出了流体力学在环境问题中有多么不同的应用，也显示了流体力学研究有多么广阔的范围，从多孔介质的低雷诺数的湍流等问题。然而，专门为了解决这些问题的流体力学研究多少还是有用的，至少在短期里，这取决于是否提出怎样把流体力学研究成果应用到实际的一些想法。否则，工程师、设计师和政治家都将不应用这些成果就作出他们的决定。下面列举一些应用的途径（参考文献对这些课题有进一步的讨论）：*a*）提供一些基本概念和尺度“律”，它们对环境问题给予指导，尤其是作出决定（例如作用在冷却塔上的共振频率一定的脉动压力是怎样随风速变化的？参看3.1节）。*b*）提供概念性的框框，使一些实用规范和设计准则可以在其中进一步发展（例如山对平地污染物浓度的影响。参看3.2节）。*c*）改进环境工程设计（从减少烟囱风载的小装置到拦潮坝）和长远的战略性规划（例如工业区位置和环境限制的关系。参看3.3，3.4节）。*d*）改进环境问题产生的“联机”预测或预报（例如利用气象资料或地下水资料预测空气或地下水所含污染物在某些事故后的扩散情况。参看2.2节）。*e*）改进环境问题的常规物理模拟及计算模拟的方法、精度和正确解释（参看2.1节）。

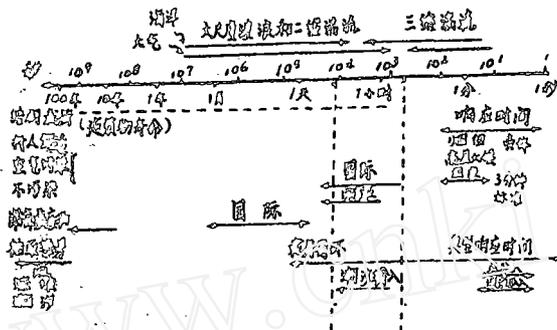
环境流体力学这门涉及气象学、海洋学、水文学课题的杂交学科，它的范围是什么呢？由于它的重点是相互作用，比如是气象学和土木工程问题之间的相互作用，所以这门科学的学生发现他们必须研究大气中的空气流动问题（例如流过山地和粗糙度变化表面时的中性分层流）。这些问题在计算风载时是很重要的实际问题，但是对一般大气运动或天气预报问题却很少影响。因此这些问题很自然地遭受气象学家的忽视。问题也许可以这样来回答：这门学科常常包含一些专门化了了的，但为建立得较好的流体/地球科学所忽视的角落！

这门学科的多学科交叉性质意味着，它的学生可以使用流体/地球科学以及工程流体力学的所有研究方法。这使这门学科具有特殊的吸引力；观测方法既包括可以控制的实验室实验，也包括自然现象的范围、尺度以及完全光学的、热的和力学的感知！

同实验室的流动不一样，环境流动的一个主要复杂问题是环境中随机过程的特包含重要的信息，时间尺度范围在若干秒以上！必然地，任何研究，不管是理论研究或现场研究，或实验室研究，通常都不得不集中到某一段特殊的时间或流谱的某一部分进行研究。表2示出了一些不同的环境问题有非常不同的时间范围。应注意，长时间尺度的现象也依赖于小时间尺度流动（例如湍流扩散）。

本述评提出的最近研究的一些例子，都是与目前实际流体力学问题有关的。这种挑选必然相当多地反映我本人和我的许多同事的兴趣。我希望，如果有许多很好的文献没有被引用，那就请那些同这里引用的参考文献显然有关或类似的文献的作者原谅我的疏忽。

表2 环境问题的时间范围



## 二、环境中的某些流体流动

### 2.1 水平均匀流动

大部分实际环境流动问题中，流动在水平方向和垂直方向都是非均匀的。但作为比较的基础，以及作为分析和物理模拟水平非均匀流动的初始条件，我们将评述分析和模拟大气和海洋中水平均匀流动的一些突出的特点和方法。

a. 表面层流动 接近地面的大气运动是实际中非常关心的问题，它们有自己特有的非常普遍的结构，也很类似于海底附近的海洋流动和河床附近的江河流动。同后面要描述的其它一些流动不同，靠近地面的平均流动和平均温度分布受湍流动力学所控制。但是就象环境流体力学中的经常情况那样，湍流的统计性质也经常由有限多个物理参数所制约。于是活当利用量纲分析和物理洞察力，就能把平均速度  $U(z)$  和温度分布  $z$  的泛函形式在对湍流动力学没有任何详细了解的情况下推导出来。

用下角标或向量符号把速度场表示成  $u_i^* = (U_i + u_i)$  或  $u^* = (U + u, V + v, W + w)$

式中大小写字母分别表示平均量和脉动量（图1 a）。字母上方横线表示系综，或统计平稳流情况下表示时间平均。温度场为  $\theta^* = (\bar{\theta} + \theta)$ 。选坐标系使平均的表面风在  $x$  方向上。

Monin 和 Obukhov（参看 Monin and Yaglom [2]）的物理论断，以及近来在大气中和实验室中对表面产生的猝发运动的观测（图2），显示了在表面层（ $\leq 50$  米厚，接近中性大气）上， $dU/dz$  和  $d\theta/dz$  应当由表面剪应力  $\rho U_*^2 (= -\overline{u'w'})$  和表面热流  $H = \rho c_p \overline{w'\theta}$  来表示，式中  $\rho$  和  $c_p$  分别是密度和比热， $z$  是离地面高度。量纲分析告诉我们：

$$\frac{dU}{dz} = \frac{U_*}{\kappa z} \phi_m\left(\frac{z}{L}\right), \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{-(H/\rho c_p)}{\kappa z U_*} \phi_H\left(\frac{z}{L}\right) \quad (2.1a)$$

式中 $K$ 是 von Karman 常数,  $\phi_m$ 和  $\phi_H$ 是未知函数,  $L = -u_*^2 / [gk / (H/\rho c_p)]$  是 Monin-Obukhov 垂直特征长度, 在此长度范围内浮力和湍流剪应力的的大小不相上下 (典型地在寒冷冬天和不稳定晴天分别为  $L \sim \pm 20$  米)。如果象观测结果那样, 当  $z/L \ll 1$  时,  $\phi_m$ 和  $\phi_H$ 有下列函数形式:

$$\phi_m = 1 + \alpha z/L, \quad \phi_H = 1 + \beta z/L \quad (2.1b)$$

则 (2.1a) 可以积分得

$$\left. \begin{aligned} U(z) &= \frac{u_*}{K} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) + \frac{d(z-z_0)}{L} \right] \\ \theta(z) &= \frac{(H/\rho c_p)}{K u_*} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_T} \right) + \frac{\beta(z-z_T)}{L} \right] \end{aligned} \right\} (2.2)$$

式中常数  $z_0$ 和  $z_T$ 称为“粗糙度”长度; 例如  $z_0$ 约为表面粗糙元高度的  $1/10 - 1/30$ , 在浅草地上为  $0.1$  米, 在城市地区为  $1$  米。

量纲分析不足以建立诸如平均流场, 湍流结构, 特别是速度分量变量  $\sigma_u^2, \sigma_v^2, \sigma_w^2$ , 由

$$\frac{\partial^2 \langle u^2 \rangle}{\partial k^2} \sim \frac{1}{k^2} \quad (2.3)$$

定义的长度尺度  $L_u^2, L_v^2, L_w^2$  的

$$\langle u^2 \rangle(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{u(x)u(x+r)} \exp(ikr) dr$$

定义的功率谱, 以及湍流能耗散  $\epsilon$  等的关系的。由不可压缩均匀流体的 Navier - Stokes 方程 (N-S 方程)

$$\rho \left( \partial_t u_i^2 + \partial_j (u_j^2 \partial u_i^2 / \partial x_j) \right) = -\partial_j p + \rho g \delta_{i3} + \rho \nu \partial^2 u_i / \partial x_j^2 \quad (2.4a)$$

$$\partial u_j / \partial x_j = 0 \quad (2.4b)$$

出发, 可导出决定湍流平均动能  $\bar{q}^2 = (1/2) \overline{u_i \cdot u_i}$  的方程

$$\left( \partial_t \bar{q}^2 + \partial_j (\bar{q}^2 \partial x_j) \right) + \overline{\partial u_j / \partial x_j} \bar{q}^2 = -\overline{u_i u_j} \partial U_i / \partial x_j + \overline{g u_3} \theta / \alpha - \epsilon \quad (2.5)$$

式中  $\epsilon = \nu \overline{\partial u_i / \partial x_j \cdot \partial u_i / \partial x_j}$ ,  $\epsilon_1 = \nu \overline{\partial u_i / \partial x_j \cdot \partial u_i / \partial x_j}$ ,  $\epsilon_2 = (\nu/2) \overline{\partial u_i^2 / \partial x_j \cdot \partial x_j}$ 。在水平均匀

表面附近, (2.5) 左端的所有湍流变量的梯度和通量都很小, 这时 (2.5) 化成

$$0 = -\overline{uw} \partial U / \partial z - B - \epsilon \quad (2.6)$$

此方程表示由速度梯度引起的湍流能的产生, 由动能转换成重力能一位能引起的动能的产生 (如果  $B < 0$ ) 或损失 (如果  $B > 0$ ), 以及湍流的粘性耗散之间的平衡。所有这些量都可能而且现在都被直接测量了。对于  $\epsilon$ , 则要求测量湍流最小尺度的梯度 [ $\sim (\nu^3/\epsilon) \leq 1$  厘米, 在大气中] (例如 Kaimal [4])。

能量平衡方程 (2.6) 可以再改写成下式:

$$0 = (kz/u) dU/dz - kz/L - kz\epsilon/u_*^2 \quad (2.7)$$

因此 (2.1b) 表明,  $\epsilon$  可以表示成  $\epsilon = u_*^3/L_\epsilon$ , 式中耗散长度尺度为

$$L_\epsilon = kz / [1 + (\alpha - 1) z/L] \quad (2.8)$$

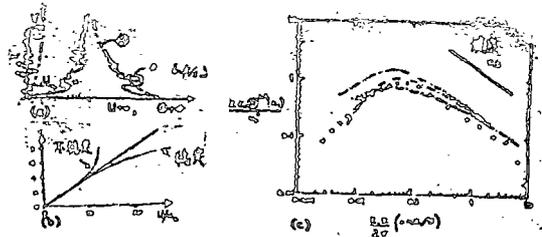


图 1 (a) 中性边界层内典型平均速度分布和脉动速度分布

(b) 对表面剪应力归一化的平均速度分布在稳定、中性和不稳定条件下的情况 ( $L \approx 20$  米,  $\infty, -20$  米;  $z_0 \approx 0.01$  米)

(c) 流动方向速度的谱, 大气表面层的谱  $\langle u^2 \rangle(k)$ , 这里是高维的 Kolmogoroff 形式, 同风洞谱很符合 [19] (除低波数  $k$ )

在平均湍流里，借助于能从大尺度到小尺度的惯性传递，湍流的粘性耗散可由大尺度的湍流强度和尺度来确定，这样

$$\varepsilon \sim \alpha_w^2 / L_x^{(w)} \quad (2.9)$$

在惯性波数区里这些惯性传递过程导致一个局部统计平衡，谱具有 Kolmogorov 形式

$$\Theta^{(w)}(k_i) \propto \varepsilon^{2/3} k_i^{-5/3} \quad (2.10)$$

一个值得注意但仍很少了解的观测结果是，(2.9) 和 (2.10) 在非均匀流动的宽广区域如边界层的表面区域里也成立。例如，给定实验事实  $\alpha_w \propto u_*$ ，则 (2.8) 和 (2.9) 给出而测量结果进一步肯定

$$L_x^{(w)} \propto L_c \propto z / [1 + (\alpha - 1) z / L] \quad (2.11)$$

(只有垂直分量的长度尺度才由局部表面流动确定；对其他分量则不成立)。因此，通过用  $z$  来表示  $\varepsilon$ ，速度分量  $u, v, w$  的谱的惯性区可以表示成(在中性稳定条件附近)如下形式:

$$k_i \Theta^{(w)}(k_i) / u_*^2 \propto [k_i z / (1 + (\alpha - 1) z / L)]^{-2/3}, \text{ 对于 } 2/L_c \leq k_i \leq (\varepsilon / \nu^3)^{1/4} \quad (2.12)$$

这两个结果表明，通过参数  $\alpha$ ，由于弱分层引起的速度梯度的增加怎样确定下述事实：对于给定的  $U(z)$ ，湍流速度减小；积分  $L_x^{(w)}$  和耗散尺度  $L_c$  减小；惯性区的谱的依赖关系随高度和稳定性而变化。这些关系使许多大气湍流数据可以关联起来并可以更好加以了解。

**b. 混合层** 从 Monin—Obukhov 的尺度可得：在大气边界层的上面部分(或海洋边界层的下面部分)， $z/L$  足够大到密度分层控制了或至少很强烈地影响了这个流动，但非常强的机械混合例如强风和急流引起的混合例如强情况除外。

对于有限强对流的情况， $-z/L > 1$ ，这时方程 (2.7) 表明，大部湍流能实际上是在地面以上由一直伸展到逆温层高度  $z_i$  处的很大的一些对流单体产生的(图3) [5, 6]。结果，在这种混合层的大部分(这里  $z \gg L$ ) 中，湍流速度不是由表面剪应力  $u_*$  确定，而是由对流速度尺度  $w_e$  确定，而  $w_e$  又由  $H_c$  和全深度  $z_i$  确定，这样

$$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w \sim w_e = [g H_c z_i / (\rho c_p \Theta)]^{1/2} \quad (2.13)$$

因为控制着边界层的剪应力里，湍流的产生集中到表面附近，随着能量的产生，在该处猝发向上进入主边界层，所以从 N—S 方程直接计算湍流已超过现有计算机的能力，至少一直到最近 Ferziger, Reynolds 和他们在 Stanford 的同事的工作为止是这样。但在对流湍流里这里能量的产生是分布在混合层里的，对 N—S 方程的直接作出许多对时间的积分而得到一个系统是可行的，只要把不能在实际网格间距上进行计算的最小尺度运动的效应都用人工粘性来近似代替。Deardorff 的计算 [7] 可以看作是和图 2 中大气数据的很好的比较。

**c. 卷带和混合层增长** 混合层的厚度  $z_i$  的预测在实际中很重要，因为它决定了渗透到大气、海洋及其他许多决定于密度差的流动中的物质(例如污染物或滋养物)的深度(参看 3.2 节)。

实验室和现场的研究表明，经常被称为卷带速度  $u_e$  的  $dz_i / dt$ ，决定于  $\sigma_w$  或  $w_e$ ，以及混合层上空上升的逆温层两边的密度跃变或温度跃变  $\Delta \Theta$ ；一个典型的关系为

$$u_e \equiv dz_i / dt = \sigma_w f(Ri) \quad (2.14)$$

式中局部 Richardson 数  $Ri = g \Delta \Theta z_i / (\Theta \sigma_w^2)$ 。

人们已对此过程提出了两个特殊的机制。第一个是能量型的湍流涡(例如涡环)携带物质冲击并穿过交界面。显然动能愈小， $\Delta \Theta$  愈大， $dz_i / dt$  就愈小(Linden [8])；第二机制是，如果  $Ri$  足够大，湍流涡冲击表面但不穿过，这时垂直速度就明显减小而水平速度飘落则稍微增大。擦过交界面的涡向下对流而进入混合区，暖空气扩散而穿过交界面。因此交界

面保持很薄 (Crapper and Linden [9])。如果水平速度涨落的跃变足够大, 则由于局部 Kelvin-Helmholtz 不稳定性引起的内波和混合将可能发生。而由于波从交界面向上传播到上部稳定的空气内, 一些能量就要损失掉。

了解这些卷带过程是目前研究的一个重要目标, 其中包括实验室模拟 [10], 以能量为基础的半经验计算 (例如 [11]) 和现场观测 [12] 等。

**d. 物理模拟** 大气边界层的许多观测结果和实际上重要的问题已用许多不同方法在实验室模拟。在模拟均匀和非均匀边界层的很宽范围的那些实验模型, 和为模拟一些边界层的特性 (例如很强的对流, 海风, 山丘绕流, 龙卷风等) 而设计的那些实验模型之间, 可以作出一个很有用的区别。有关第二个方面的进一步的例子后面还要讲到。这里将我们简要讲讲第一个方面, 实际上也就是讲风洞。

有一件并非显然的事情, 即在风洞中厚度为  $h(x)$  的发展的单向边界层里 (图 3), 有多大范围的速度场  $\mathbf{U} + \mathbf{u}$  可以模拟均匀的大气边界层? 这里  $\mathbf{U} = [U(x, z), 0, 0]$ ,  $h \sim \chi U_n / U_\infty$ ,  $U_\infty$  是自由流速度; 当  $\ln(h/z_0) \gg 1$  时,  $U_n / U_\infty \sim 1 / \ln(h/z_0)$ 。在大气边界层中速度随着高度不同而变化, 即  $\mathbf{U} = [U(z), V(z), 0]$ ; 厚度  $h \sim U_n / f$ , 这里  $U_n / U_\infty \sim 1 / \ln(h/z_0)$ ,  $(U_n, V_\infty, 0)$  是梯度风 [13]。在风洞壁附近, 这两种分布都满足 (2.1); 而在外部,  $\mathbf{U}$  和  $\mathbf{v}$  两种分布分别相差  $O(U_n)$  和  $O(U_n^2)$ 。因此大气边界层的平均流和湍流的许多特性, 特别在表面附近, 可以在  $Re$  足够大的大风洞里很好地模拟 (图 3)。例如现时正在运转的最大风洞之一的截面为 8 米  $\times$  2.7 米, 长为 21 米, 它在英国的 Southampton [15]。为了得到风洞整个长度里都有厚的边界层 (例如 2 米厚), 经常利用栅网及其他一些加厚边界层的装置或激励器, 例如 Counihan [16] 研制的椭圆楔涡量发生器, 或者以各种不同角度置于流动中的反向射流系统 [17]。后一方法能随意改变湍流结构, 它使我们有可能进行某些引人入胜的实验 (图 3)。如果要模拟热分层现象, 只要空间允许, 边界层就会自然地沿风洞发展。甚至不稳定和稳定分层的大气表面层里的湍流谱和变量也能很好在风洞里

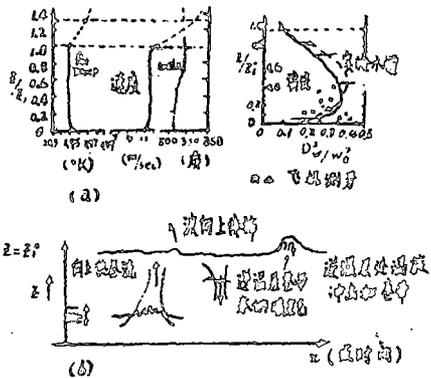


图 2. (a) 对流边界层中的温度分布, 方向分布, 平均速度分布和湍流速度分布, 湍流速度分布有实际观测值的比较 [4, 91]. (b) 对流边界层里面和上方的运动指示图 (6)

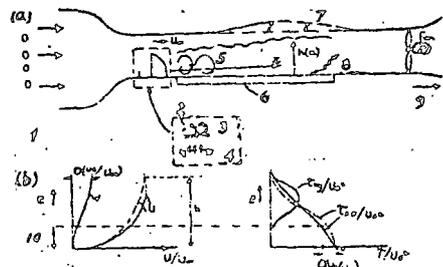


图 3 a) 模拟大气流动的典型风洞, 显示了被动式激励器或用来加厚边界层的激励器, 以及 (附加) 主动式激励器的应用。 (b) 显示了风洞和大气 (中性) 边界层中速度分布和剪应力分布的定性差别 ( $U, V$  的差别小,  $\tau$  的差别大) 1. 来流加热/冷却装置 2. 射流 3. 可变反向射流 4. 表面射流 5. 来自激励器的涡旋 6. 加热/冷却地板 7. 可调节顶盖 8. 来自地板的涡旋和温度 9. 通大气或回路 10 表面层

模拟 ( $Z/z_0 \leq 0.2$  的整个区域) (例如 [18—20]) (图 1 c)。

大气中或海洋湖泊上层的湍流和混合由对流控制的那些地方, 已用热水槽很好模拟了。Deardo 和 Willis 从 1.14 米 × 1.22 米 × 0.76 米水槽中得到的湍流数据同大气数据很符合 (图 2) [5]。

## 2.2 非均匀表面上的边界层

a. 粗糙度的变化 流过非均匀表面的湍流问题已得到最彻底的研究, 因为相对来说它较简单, 因为它在估算风载和风能时有重要实际意义。这种湍流问题是调整从流过相当光滑的表面 (虽然在  $U_* z_0 / \nu > 5$  这个意义上对空气动力学来说还是粗糙的) 到流过较粗糙的表面的流动, 例如风吹过海面 ( $Z_0 \sim 1$  毫米) 到吹过草地 ( $Z_0 \sim 1$  厘米), 或从吹过开阔的农村 ( $Z_0 \sim 3$  厘米) 到吹过城市地区 ( $Z_0 \sim 1$  米) (图 4)。

这个由比值 ( $Z_{02} / Z_{01}$ ) 表征的改变基本上由湍流所控制。它的基本特性为: i)  $U(z)$  在“影响增长区”或称厚度  $J_{\sigma}(x)$  变化区里是减小的, 最大的减小量在表面上。当

$$\ln(z/z_0) \gg \ln(Z_{02}/Z_{01}) \text{ 时, } \Delta U_* \approx -\frac{U_* \ln(Z_{02}/Z_{01})}{K \ln(z/z_0) Z_{01}} \quad (2.15)$$

ii) 在粗糙度变化处, 表面剪应力 ( $U_*^2 + u_*'^2$ ) 达到最大值, 然后缓慢减小到新值  $U_{*2}$ ,  $\Delta U_*$  与  $|\Delta U_R|$  同级量, 但比  $|\Delta U_R|$  小。因此湍流强度 (例如  $\sigma_w / U(z)$ ) 增加。



图 4 从通过一个表面 ( $Z_0 = Z_{01}$ ) 到流过更粗糙表面 ( $Z_0 = Z_{02}$ ) 的流动之间的调整区域。有一个建筑物在此调整区域里

调整层的结构和厚度  $J_{\sigma}(x)$  由湍流中扰动的向上游的湍流扩散、剪应力  $\Delta U_*^2$  和涡量  $\partial U / \partial z$  来确定。所以并不奇怪, 厚度  $J_{\sigma}(x)$  近似地和烟云  $\hat{Z}(x)$  的上边缘相同, 此烟云由粗糙度变化线上放出, 它的问题已较好地了解了。

根据量纲分析和相似理论 [22], 微粒从发放源起经过时间  $T$  后, 其高度  $z$  增加的平均速率应为  $d\bar{z} / dt = b U_*$ , 式中  $b$  是普适常数 (在中性条件下)。Taylor 的扩散理论和湍流统计测量给出  $z$  的平均分布  $\bar{z}$ , 因此当  $\ln(z/z_0) \gg 1$  时,

$$\bar{z}(x) \approx \hat{Z}(x) \approx 0.4x / [\ln(z/z_0) - 1] \quad (2.16)$$

这些讨论至少很可能象涡粘性 / 扩散法那样是物理上真实的。涡粘性 / 扩散法是揭示粗糙度变化不大的调整层形式的相似性和揭示表面卷流中平均浓度  $C$  的相似性的另一种方法:

$$U(z) \frac{\partial}{\partial z} [U_* C] = \frac{\partial}{\partial z} (K U_* \frac{\partial}{\partial z}) [U_* C] \quad (2.17)$$

然而方程 (2.17) 的解给出了有用的答案 [25, 26]。

显然工程师们对粗糙度变化的研究已有充分的把握: 用于计算建筑物风载的实用的 Da-nish 编码, 对于调整层内和调整层上方的高层建筑物的不同部分的风载, 给出了精确的依据 (图 4) [27]。但从扩散和风能的观点看, 同样重要的是谱的低频部分要比高频部分有大得多的可调性, 但至今我们还不知道这种可调性有多大 [28]!

对于表面风的方向要调整到新的粗糙度, 需要量级为  $U_* / f$  的距离,  $U_*$  是地转风速。在较粗糙的地形上, 风是气旋式地改变方向的 (也就是在北半球为反时针方向) [29]。

b. 表面坡度的变化 对流过山丘和山脉的空气流的一些现代研究课题是: 预测可能破坏

建筑物和森林的风速增加；但风速的增加却有利于产生更多风蚀；预测可能发生在山坡上的空气污染物的表面浓度的增加；预测由于高速流度和表面应力引起的土壤侵蚀；了解对飞机运动的影响。这些应用的确已经形成了研究方向。对于流过河底沙滩和沿海水底变化地形的流动也在进行类似的研究。

1) 流过小坡度山丘的无粘流动 von Karman 考虑过古老的风磨工程 (Putman [30])，我们按他的想法，首先认为流过  $z = Hf(x/L)$  的山丘的是均匀无粘位势流动，式中  $f \leq 1$ ， $f(1) = 1/2$ ，于是  $L$  是半长度。如果表面速度  $U$  和压力  $P$  从它们的上升流动相应值  $U_0$  和  $P_0$  改变了  $\Delta U(x, y)$ ， $\Delta P$ ，则如同根据薄层位势流动理论已知的那样，求解

$$\nabla^2 \psi = 0, \text{ 在 } z=0 \text{ 上满足 } W = U_0 (H/L) f'(x/L, y/L) \quad (2.18)$$

我们便得到  $\Delta U/U_0 = -\Delta P/P_0 = (H/L) \sigma_0(x, y)$ ，式中  $\sigma_0$  是  $O(1)$  形式的因子；可分别在二、三维空间中给出为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_0 &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df(\xi)d\xi}{\xi - (x/L)} d\xi \\ \sigma_0 &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\partial/\partial \xi)[f(\xi) - (x/L)] d\xi d\eta}{\{[\xi - (x/L)]^2 + [\eta - (y/L)]^2\}^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

对于钟形山丘  $f = 1/(1+\xi^2)$ ， $\sigma_0$  的最大值为  $1/4$ ；对于坡度为  $f = 1/(1+\xi^2)$  ( $\xi < 0$ ) 的山丘， $\sigma_0$  的最大值为  $0.5$ 。

如果上风速分布是均匀的，即  $U_0 = U_0(H) [1 + \alpha z]$ ，则如果  $\alpha H \ll 1$ ， $U$  仍由 (2.18) 给出；但现在的扰动压力梯度要大得多，这是因为山丘把气流流线扰动到直至量级为  $L$  的高度，这样

$$\Delta p \sim (H/L) U_0(H) U_0(L) \quad (2.20)$$

ii) 弯曲力的影响 前应力 (不管是流动的或粘性的) 影响流过山丘或驼峰的一般流动到什么程度？内区或前应力控制着流动的山丘表面的影响区的尺度  $l$  是多大？

考虑  $H \ll L$  的二维小坡度山丘。假设山丘或驼峰上方距离为  $\Delta z [= (z - Hf(x/L))]$  的地方，速度为平流的迎风边界层流动的  $U_0(\Delta z)$  加上一个扰动  $\Delta U$ ，这样  $U = U_0(\Delta z) + \Delta U(x)$ ，如果  $\Delta W = (H/L) f'(x/L) U_0 + \Delta U$ ，则  $x$  方向动量方程为

$$\rho (U_0 \partial \Delta U / \partial x + \Delta W \partial U_0 / \partial x) = -\partial \Delta p / \partial x + \partial \Delta \tau / \partial x \quad (2.21)$$

式中  $\Delta \tau$  是应力变化。对于流过驼峰的层流，驼峰长度小于边界层厚度  $h$  或与  $h$  不相上下，这里  $\Delta \tau = \rho \nu \partial \Delta U / \partial z$ ， $(l/L) \sim [\nu / U_0(L) L] \sim [\nu / U_0(D) l]$ 。 (2.22)

反之对于湍流，在表面附近  $\Delta \tau$  和  $\Delta U$  有关，就象流过粗糙度变化的表面的流动那样 (参看 (2.17))。这样，从 (2.16) 得到  $l$  的量级为

$$\frac{U_0 l \ln(l/z_0) \Delta U}{K l} \sim 2 K_0 U_0 / l$$

因此

$$l/L \sim 2K^2 / [K_0 (l/z_0)], (K \approx 0.4) \quad (2.23)$$

对粗糙度变化处的流动的一个类似的分析表明， $l$  和  $x \sim -L_1$  处流过粗糙度变化表面的流动的扰流区厚度有相同的数量级，也和  $x \sim -L_1$  处放出的卷流的厚度有相同的数量级。对于在粗糙度变化处和表面仰角变化小之处的现场和实验室测量结果 [31, 32]，显示了这两种扰动之间的相似处和不同处。

在内部区域上方  $z > l$ ，如果  $L \sim h$ ，则入射边界层剖面 [对于  $O(u_0/U_\infty)$ ] 实际上是均

匀的, 于是扰动速度可以近似地从位势理论得到 [即 (2.18)], 只要  $W$  的边界条件实际上是在内区的外边缘处应用, 这里  $U_0(L) \sim U_0(L_1)$ , 即  $W \sim (H/L_1)^{1/2} (x/L_1) U_0(L_1)$

因而可以应用薄翼理论, 也就是意味着  $\Delta U \sim (H/L_1) U_0(L_1)$  及  $\Delta p \sim \rho (H/L_1) U_0^2(L_1)$  (2.24)

外区的压力梯度引起剪应力的很大变化

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} \sim \frac{0.3 (H/L_1)}{U_0^2} \frac{U_0^2(L_1)}{\ln(L/L_0)} \quad (\text{或典型地为 } 4 H/L \text{ 到 } 5 H/L)$$

靠近地面的速度  $\Delta U(\Delta z)/U_0(\Delta z) \sim (H/L_1) \sigma \ln^2(L/L_0)/\ln^2(L/L_0)$

或对于钟形山丘典型地为  $2 H/L_1$ .

因此在边界层流动中  $\tau$  和  $\Delta U$  在表面附近的相对增加, 要比均匀位势流理论给出的大——这对于任何一个在小山上散步的人或骑自行车的人都是很熟悉的现象! 这种分析方法 [33, 34] 和建立在类似于 Reynolds 应力的假设的基础上的计算结果是很好符合的 [35]。两种方法的预测结果同最近的现场及风洞的测量结果很符合, 所测的流动是在坡度为  $1/3$  的草木丛生山丘上的, 风速、表面剪应力和表面压力都是变化的 [36—38]。

流动外部区域的湍流结构对平均流动的影响不太大, 但湍流结构会因平均流的变化而畸变, 在内部区域这种畸变是很不同的 (图 5)。

外部压力梯度所引起的表面剪应力的相当大的变化在山巅处是正的, 但在背风面则是负的。如 Smith [39] 指出的,



图 5 流过低矮山丘或沙波的中性湍流

在层流中这些应力对于坡度平缓或  $H/L_1$  小的驼峰会引起分离流动, 并且要比引起均匀流动中翼型上的分离流动所需的比值  $H/L_1$  小得多。

湍流也表现同样的效应, 但它们对表面粗糙度变化很敏感这一点则是不同的 [32]。有一些很好的分离和大剪应力变化的例子发生在有沙波的江河流动中。例如在 Columbia 河中, 沙波高 2.5 米, 波长 7.4 米在背风面发现  $\Delta U/U_0$  约为  $-1$ , 此背风面的坡度约为  $-1/5$  [40]。又如在 British Columbia 的 Knight 入海口处岩床上的流动, 已观察到分离流动, 该处岩床坡度约为  $1/3$  (Farmer and Huppert [41])。

波状表面上的湍流理论也已提出, 用来计算水波的增长 [42], 或河底小波纹及沙丘的增长 [43]。

iv) 二维分离流动的运动学 许多障碍物表面上的三维甚至二维绕流太复杂, 以致难以用较容易理解的理论来描述, 并且还有许多不同流型特征, 这些流型互有区别, 特别当流动主要由分离流动和旋涡流动的程度和位置来决定时。那么我们怎样来定义和描述这些平均流动呢? 一种方法是应用初等拓扑学的术语和概念, 很大程度上它们被用来分析平均流线的型式, 这些流线是用向量  $(U, W)$  定义在流动的  $x-z$  平面上的; 或者用来分析障碍物表面周围的平均剪应力型式, 此剪应力由向量  $\epsilon$  定义在表面  $x=y_0$  上 [44—46]。

这样的分析有助于把我们的注意力集中到流动的一些特殊情况上, 例如  $Re \sim 100$  时圆顶表面山丘上的分离流动包含 2 个节点, 2 个鞍点, 4 个分离点, 但没有附着点! 这种流型已在实验中观测到, 并在层流计算中发现了 [44, 47]。

这些研究表明, 在高 Reynolds 数流动里没有靠近流线的表面围绕着三维面障碍物尾流中的回流区, 所以一般地说没有联结着障碍物上的分离点到后面的附着点的流线,

v) 绕山丘和岩床等的稳定分层流动 例如 Score 的观测和照片 [48] 表明, 当接近山丘的空气流是稳定分层流动时, 迎风面流动就滞止下来, 最大表面风的位置移到下风侧,

空气流倾向于在环绕着山丘的水平面上而不是越过山顶流动。当必须对风磨的位置进行实际计算时 [30]，或需估算来自污染源的可能表面浓度时，都希望作一些定量估算来确定何时在何范围内发生这种现象。

我们首先考虑流过三维缓坡山丘的流动的最简单情况，这里迎风面风速  $U_0$  是常数，并有一个均匀稳定的密度梯度  $-\partial\rho/\partial z$  或 Brunt-Vaisala 频率  $N = [g(-\partial\rho/\partial z)/\rho_0(N)]^{1/2}$ ，首先假定稳定性并不强到足以阻止流动越过山丘，这样流动的动能必须足够大，即

$$U_0^2 \gg NH \quad (2.30)$$

然后可用线性化方法来计算离的内前切层外的垂直速度  $w$ 。事实上  $w$  必需满足无粘方程

$$(U^2 + w^2/\rho_0^2) \rho_0 = 0 \quad \text{在 } z=0 \text{ 上满足 } w/U_0 = (H/L_1) f' \quad (2.31)$$

从这个方程可以看出表面风速的增量  $\Delta U$  是 Froude 数  $Fl = U_0 / (NH_0)$  的函数，或者是总 Richardson 数  $(NL_1)^2 / U_0^2$  的函数。

对 (2.31) 的以表面坡度  $df/d(x/L_1)$  表达的位势流动 (即  $NL_1/U_0 = 0$ ) 的 Green 函数解已在 (2.19) 中给出。对于  $Fl \gg 1$  的流体静力极限，对  $\Delta U$  的一个类似的解可以用表面位移  $f(x/L_1)$  表达的形式推导出来，这样，当  $NH/U_0 \ll 1 \ll Fl$  时，

$$\Delta U(x,y)/U_0 = -\Delta p(x,y)/\rho_0 = Fl^{-1} (NH/L_1) f''(x,y) \quad (2.32)$$

用  $f$  代替  $\partial f/\partial x$  代入 (2.19) 的积分函数中，就可以把  $\Delta U$  计算出来 [49, 50]。

表面风速的增量是中性情况时的  $O(Fl)$  倍 (换言之，根据能量的考虑这意味着  $\Delta U \sim H/N$ )，而且当  $Fl \sim 1$  时，表面风速最大和流线最靠近表面的位置移到山丘的背风面。当存在一个很弱的逆温层覆盖在迎风面的混合层上也发现类似的结果 [51]。这就解释了为什么从山区发电厂排出的  $SO_2$  在地面上有最大的浓度，有时则在大山脊的背风面上发现 [52]。

由于  $Fl$  是减小的，压力分布的大变化，包括极小值从山嶺移到背风面，会严重影响山丘背风面分离流区域的范围和位置。这是关于背风波结构的非常深刻的讨论。对于无限均匀层流， $\Lambda = 2\pi U_0/N$ 。当波长和整个山丘长不相上下时，大振幅 (山丘高度的量级) 背风波就会出现。波的压力场抑制了背风面的分离，但可能促使向下游分离，可能形成滚转。典型的钟形山丘的全长约为  $4L_1$ 。我们希望分离将发生在基本背风坡的第一个凹槽处，也就是当  $x_{sep}/L_1 = \pi U_0 / \omega L_1 = \pi Fl$  时  $x_{sep} = 1/2$ 。但如果  $\Lambda \gg L_1$ ，则由背风波引起的压力场不可能维持背风面上的流动，分离将回到山顶附近。所以对于比山丘全长大得多的  $\Lambda$ ，例如  $4L_1$ ，我们预料  $x_{sep}/L_1 = 0$ 。因此对于  $U_0 / (NH_0) = Fl \approx 2/\pi$ ，有  $x_{sep}/L_1 = 0$  (图6) [55, 56]。无限分层流动中的这种情况，同大气中逆温层下的山丘绕流之间，同入海口岩床的绕流之间有显然的类似之处，需要进一步加以研究 [41]。

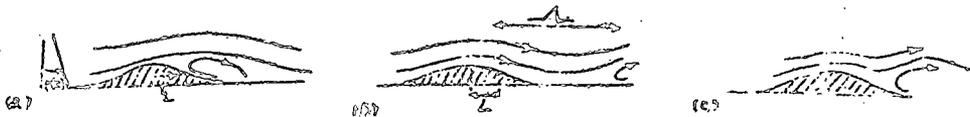


图6 稳定分层对中等坡度山丘的分离的影响

(a)  $\Lambda = 2\pi U_0/N$  (b)  $\Lambda \approx 4L_1$

(c)  $\Lambda \approx 2L_1$

1) 原文无公式编号 (2.28)~(2.29)。象这类原文的问题译文未予修正。——译者

当障碍物是三维时, 如果  $U_0/(NH) \gg 1$ , 则流体没有足够的能量越过山丘而是环绕着山丘流过。但是, 是不是所有流线都是环绕着流过呢? 在山顶下距离为  $\Delta z$  的流线上, 如果  $\Delta z \sim U_0/N$ , 则流体质点有足够的动能  $(\rho/2)U_0^2$  越过山顶。这告诉我们, 关于分层流动什么时候围绕着山丘流过, 什么时候越过山顶流过, 其判断准则是山丘迎风面流线的高度  $H$ , 应分别满足  $1 - (H_2/H) \leq F$  或  $\geq F$ , 式中  $F = U_0/(NH)$ , 这个结果告诉我们, 当  $F \geq 1$  时, 所有中心线流线都能越过山顶。

建立在Drazin理论[53]基础上的这些预言, 对于  $F \ll 1$  的情况已发现和绕轴对称障碍物如半球、锥体、钟形山丘等的流动结构的实验室观测结果很一致, 也和一些现场观测结果符合[54, 55]。

(汪金通 董务民译)

(未完待续)

## 多孔材料动态实验方法述评

[美] Stanford 研究所 L. Seamen

摘要 人们已经发展了几种获得多孔材料动态本构关系的方法。主要是透射波技术、冲击反射技术和拉格朗日分析。本文评述了这些方法并考察了它们适用的范围, 以指导我们在将来的研究工作中选择方法, 也指出在哪些方面尚无满意的实验技术。在动态条件下要测量偏应力的方法, 尤其是为了多维的计算模型所必需的数据 这些方法就更加必要了。

符号:  $t$  ——时间;  $u$  ——质点速度;  $x$  ——通过靶板的距离。

### 引 言

实验工作者希望获得完整的计算多孔材料本构关系的数据, 多孔材料却对他们提出了特殊的问题。多孔材料的弹-塑性性能不再遵从已经建立的理论关系; 卸载显著地不同于加载, 并且在许多实体材料中观察到的陡峭冲击阵面, 在多孔材料中却由一个逐渐上升的波所代替。另外, 多孔材料的网络组织结构会损坏实验工作者的测量探头, 或使他们的记录模糊不清。然而现有的实验技术表明, 借助于仔细的设计和对所需要的那类数据的知识, 就能得到描述多孔材料应力-应变关系各个侧面的满意结果。

实验通常是模拟一种实际的条件, 或者得到用计算方法处理实际过程所用的应力-应变关系。这里仅仅考虑要建立一个计算模型或者应力-应变关系的情况。这种处理要求人们非常