

- [76] Peterlin, 同上.  
 [77] Kotilainen, 同上.  
 [78] Strattmann, 同上.  
 [79] Hornbogen, 同上.  
 [80] Sowerby, 同上.  
 [81] Pilecki, 同上.  
 [82] Katagiri, 同上.  
 [83] Yokobori et al., 同上.  
 [84] 钱学森, 物理力学讲义.  
 [85] 宫本博, 钢铁の破坏, (1972).  
 [86] 新金属材料, (1977).

## 关于湍流中的相干结构

中国科学院力学研究所 组铁林

长期以来,湍流实验一直在影响着人们对湍流本质的认识。近十几年来,同湍流的理论研究相比,实验观测处于明显的领先地位。在剪切湍流的实验中,值得重视的一个进展是发现了一种准秩序的相干( Coherence)结构。这种结构包括大尺度间歇( intermittent)现象和猝发( burst)过程。它表明湍流不应再看作一种完全无秩序的运动。了解和深入研究这种准秩序的相干结构是非常吸引人的。它将有助于弄清楚湍流发生和发展的机制,从而促进对湍流研究的突破。本文主要是把国际上有关相干结构的研究概况做一简单评介。

在现代的实验中,曾经对发现相干结构起过重要作用的流场显示技术(如氢气泡技术),仍然一直被采用。热线风速仪虽然面临激光测速仪的挑战,但到目前为止,作为定量测量,还在广泛地应用着。其附属的数据处理系统,因电子技术和计算技术的飞跃发展,已得到很大的改进。值得注意的是在近代湍流测量中,主要不是在测量工具,而是在统计方法上有了很大变化;为适应对相干结构的测量,引进了条件抽样方法。这种方法,实验时先根据待测事件的特征,设计取舍标准(即检出标准),然后按此标准抽样并进行平均。下面要介绍的除少数早期报告外,大部分近期结果都采用了这种技术。

### 一、不平静的内层

人们很早就把湍流边界层划分为:底层、壁面律层(服从对数律)和尾迹层。后来又认为在尾迹层和自由流之间还有一薄的相互作用层,称为上层( Super layer)。在下面的讨论中前二者统称为内层,后二者统称为外层。对于这些层次间的相互作用的了解,远不及划分它们那样简单。而层次间的相互作用的性质及其定量估计,则是研究边界层湍流结构时不能回避的重要问题。

30年代就有人( Fage & Townson, 1932)用超倍显微镜通过观察底层中流体颗粒的运动,发现其并非层流。事实上,底层的流向均方根脉动速度和平均流速之比( $\sqrt{u'^2}/U$ )约为0.3,比其他任何层都高。到了50年代又有人( Hama, 1953; Hama, et al., 1957; Corrsin, 1957)用染色流体切向引入底层,发现在底层中有流向的流条( Streak)结构,在空间有一定的规律性,流动很慢,展向呈无序波状。60年代以后,大量的压力空时关联和压速空时关联的测量进一步表明,在剪切湍流

中可能存在相干结构。1963年美国斯坦福大学开始用流场显示技术对湍流边界层内层的相干现象进行了研究。他们的工作最初发表于1967年 (Kline, et al.), 后来于1971 (Kim, et al.), 1973, 1974 (Offen & Kline) 又有进一步的报告。他们第一次形象地观察到了这种结构的发生和发展过程。这一实验是在一宽 8 英尺、深 10 英寸的敞口水槽中进行的。保持二维流动, 自由流速  $U_{\infty}$  为 0.25 和 0.50 英尺/秒。雷诺数  $R_x$  为  $3.4 \times 10^5$  和  $6.2 \times 10^5$ , 按动量厚度计算的雷诺数  $R_{\theta}$  为 666 和 1100。所用的氢气泡技术如图 1 所示。他们把这种发生于内层的相干现象称之为“猝发”过程, 这一过程可以大致分为三个阶段 (图 2)。

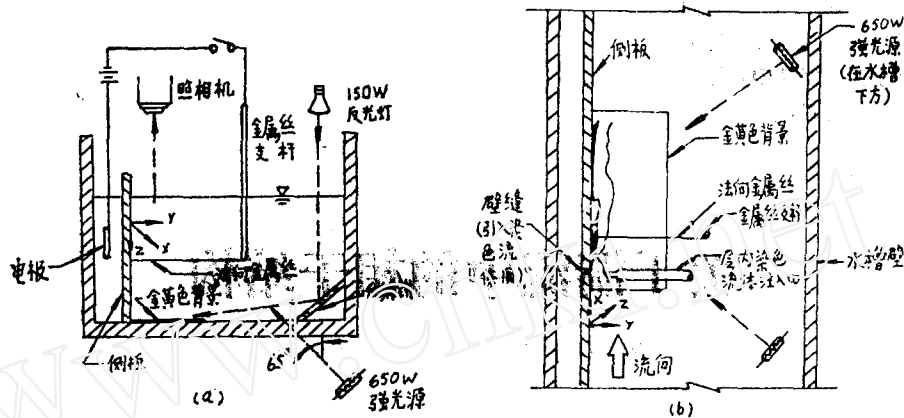


图1. 氢气泡实验技术布置图 (a) 端视图, 水流方向垂直于图面; (b) 顶视图。引自 Offen & Kline (1974)

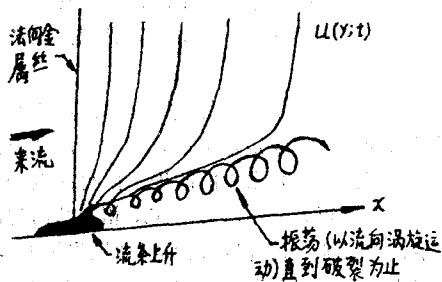


图2. 用氢气泡技术观测到的“猝发”过程示意图。引自 Kim, et al. (1971)

1. **流条上升** 壁面上的低速流条缓慢地顺流而下, 并离开壁面上升。当达到距壁面一定高度  $y^+ \approx 10$  时 ( $y^+ = yu_* / \nu$ ,  $u_*$  为摩擦速度,  $\nu$  为运动粘性系数, 以下凡以“+”表示的无量纲参数, 均乘以  $u_* / \nu$ ), 就突然急剧上升, 同时向下游运动。这时由于把低速流体质量带离壁面, 所以在瞬时速度分布曲线上形成了一个狭窄的弯曲区, 出现了拐点。

2. **振荡** 从弯曲区顺流而下, 可以看到振荡迅速增长, 可延续 3—10 个周期。这种振荡主要以流向的涡旋运动出现, 其波及范围可达边界层厚度的一半。涡旋向下游运动时, 尺寸和强度都不断增大。另外有两种少见的振荡形式是横向涡旋和一种反复出现的振荡。

3. **破碎** 最后以一种更为紊乱的随机运动结束了有秩序的振荡。这样, 一个猝发过程宣告结束, 同时意味着下一个重复的过程即将开始。

在他们后期的报告中 (Offen & Kline, 1974) 又进一步考虑了所谓扫掠 (Sweep) 和流条上升的关系。其所得结果和下面要介绍的美国俄亥俄大学的报告基本一致。

1969年 Corino & Brodkey (美国俄亥俄大学) 也发表了有关相干结构的报告。他们在透明的水管内层引入中性悬浮微粒。然后将高速电影机装在滑动机构上随流拍照。按直径计算的雷诺数  $R_b = 20,000$  ( $R_b \approx 900$ ), 景深为  $20\nu / u_*$ 。和斯坦福大学的工作相比, 其优越之处在于可以较仔细地观察到破碎阶段和破碎后的情况。他们也类似地分了以下几个阶段 (图 3)。

1. **减速段** 开始在  $0 \leq y^+ \leq 30$  范围内, 有一低速流块 (parcel) 以近似于 50% 当地速度的速

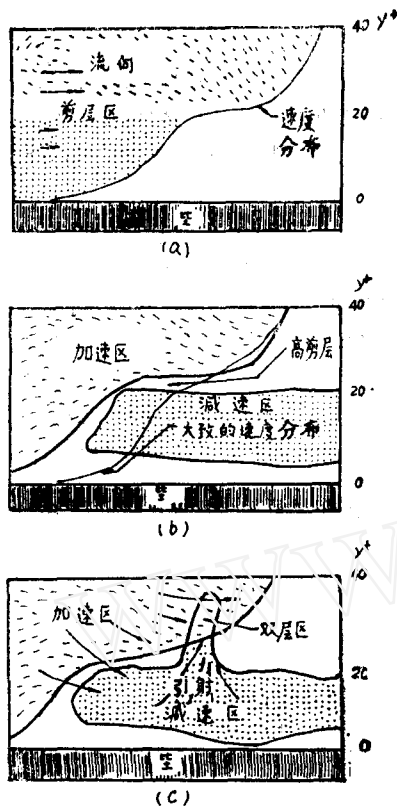


图3. 用高速摄影技术观察到的猝发过程  
(引射前后)示意图

(a) 减速区的形成; (b) 出现加速区,  
并在二区间形成高剪层; (c) 发生引射。

引自Corino & Brodkey (1969)

总结各家的观测结果, 一般认为典型的猝发过程主要包括引射和扫掠两个步骤。这一重复发生的现象虽然在空间和时间上仍然是随机的, 但却有一个明确的统计上的平均周期(准周期)和结构外形。在随后的定量测量中证实了猝发过程和湍流密切相关。

流场显示技术最大优点是可以统观全局, 形象化, 便于了解其准秩序特征, 方法比较简单。其中有的(如氢气泡技术)还可以粗略地进行定量的估计。然而, 要获得比较准确的定量数据, 必需借助于热线风速仪或其他近代的测量仪器和方法。

## 二、猝发的定量测量

根据各家的测量表明, 猝发过程的结构外形大致如图5所示, 流向扩展范围 $\Delta x^+ \approx 1000-1500$ , 法向可能观察到的范围 $y^+ \leq 100$ , 展向间距 $z^+ \approx 50$ , 展向波长 $\lambda^+ z \approx 100-150$ , 该结构还以一定的仰角和后掠角并以 $0.8U_\infty$ 的速度向下游对流; 猝发的无量纲平均周期 $\bar{T}_B U_\infty / \delta^* \approx 30$  ( $\bar{T}_B$ 为猝发平均周期,  $U_\infty$ 为自由流速,  $\delta^*$ 为边界层位移厚度); 可以细致地给出猝发期间的瞬时流向速度分布; 绝大部分雷诺应力都产生在猝发期间; 从壁面压力和压速空时关联的测量中可以描绘出类似的结构尺度; 用各种方法测出的内层涡对结构被认为是猝发过程的一个重要部分。另外, 在流向脉动速度的概

度随流运动。这相当于Kline等人所观察到的低速流条。

2. **加速段** 在减速段之后, 接着在其偏上方出现了一更大的高速流块, 从而加速了低速流块, 并在高、低速流块之间形成一高剪层。这相当于Kline等人观察到的流条上升阶段。

3. **引射 (ejection)** 低速流块受到加速后不久, 在高剪层出现了一种猝然向上引射的现象。这种引射十分强烈和紊乱并持续相当长一段时间。引射发生于低速流块的有限尺度内, 大约为 $7 < z^+ < 20$ ,  $20 < x^+ < 40$  ( $z$ ,  $x$ 分别是展向和流向坐标)。但其所波及的范围很大, 造成包括底层在内的一相当大区域的湍流运动。这一阶段相当于Kline等人所观察到的振荡和破碎。

4. **扫掠** 当引射将结束时, 一流体从上游以近似于当地法向平均速度的速度, 如同扫掠一样, 流入引射区, 带走了残余的低速流体。这样, 就结束了一个周期。这一阶段在Kline等人的早期报告中并未明确地指明。

上述两个实验都是开创性的工作, 引起了湍流研究工作者的极大注意, 并从各个方面证实了这一发现是可信的。例如, 1971年Grass (敦伦大学大学学院) 用类似的氢气泡技术, 也发现了引射和内侵 (in-rush) 现象。前者对应于 $v > 0$  ( $v$ 为法向脉动速度), 后者对应于 $v < 0$ 。所谓内侵相当于Corino和Brodkey所说的扫掠。1974年Falco (英国剑桥大学) 在低速风洞中, 采用引入烟的办法, 发现边界层中有一种称为标准涡 (typical eddy) 的结构。这种涡从侧面看形同蜗牛, 从上方看有如蘑菇。此涡亦有类似的喷出 (Spurting), 弯曲和滚动等几个发展阶段。这种涡也反映了下面要介绍的外层结构。此外, 斯坦福大学和俄亥俄大学 (Nychas, et al., 1973) 的后期工作也都进一步证实了这一现象。

总结各家的观测结果, 一般认为典型的猝发过程主要

包括引射和扫掠两个步骤。这一重复发生的现象虽然在空间和时间上仍然是随机的, 但却有一个明确的统计上的平均周期(准周期)和结构外形。在随后的定量测量中证实了猝发过程和湍流密切相关。

流场显示技术最大优点是可以统观全局, 形象化, 便于了解其准秩序特征, 方法比较简单。其中有的(如氢气泡技术)还可以粗略地进行定量的估计。然而, 要获得比较准确的定量数据, 必需借助于热线风速仪或其他近代的测量仪器和方法。

率密度测量中发现引射和扫掠是造成分布为非正态型的根本原因；在小空间尺度的热线探针的测量中发现与引射过程联系的微涡尺度远小于古典的Tollmien-Schlichting尺度。

以下分别介绍一下有关几个方面的各家的测量结果。

1. **猝发的空间尺度及其平均周期** 斯坦福大学后期(1971, 1973, 1974)用热线风速仪和条件抽样的办法,测得的有关猝发的主要数据如下:低速流条的平均无量纲展向波长 $\lambda^+ z \approx 100$ ;展向空间尺度 $Z^+ = 50$ ;猝发在流向延续的长度 $\Delta x^+ \approx 1000-1500$ ;猝发的平均周期 $\bar{T}_B = 0.001102u_\infty^{-2}$ ,  
 $\frac{\bar{T}_B U_\infty}{\delta^*} \approx 30$ 。

Rao等人(印度Bangalore科学学院)1971年曾利用窄带滤波的办法进行条件抽样,在低速风洞中用热线风速仪研究了猝发的频率和周期。他还综合了各家的结果,最后表明,在 $500 < R_0 < 9000$ 范围内,猝发平均周期和斯坦福大学的结果基本一致( $\bar{T}_B U_\infty / \delta^* \approx 30$ )。他认为这一周期应以外层参数而不是以底层参数为尺度。

Willmarth等人(美国密西根大学)1971年利用探针检出的办法,对 $uv$ (流向和法向脉动速度的乘积)进行条件抽样并将 $uv$ 分为四个象限。第二象限( $u < 0, v > 0$ )相当于减速流体的引射,第四象限( $u > 0, v < 0$ )相当于高速流体的扫掠。然后按此得出引射的无量纲平均周期 $\frac{\bar{T}_B U_\infty}{\delta^*} \approx 32$ ,  
扫掠的平均周期 $\frac{\bar{T}_S U_\infty}{\delta^*} \approx 30$ 。

Morrison等人(澳大利亚Queensland大学)1971年将他们1969年在管流中测得的频率波数谱做了进一步分析,其最大谱密度产生于展向波数 $k_z^+ \approx 0.047$ ,从而得出展向波长 $\lambda_z^+ = \frac{2\pi}{0.047} \approx 134$ 。

Gupta等人(美国南加利福尼亚大学)1971年在底层沿展向排列了10个热线,得到了一系列流向速度的展向空时关联,用条件抽样的办法得到展向波长 $\lambda^+ z \approx 100$ ( $R_0 < 4700$ )及 $\lambda^+ z \approx 150$ ( $R_0 \approx 6500$ )。

Blackwelder(1976, 1977, 美国南加利福尼亚大学)用热线排针(rake)和条件抽样的办法测得展向波长 $\lambda^+ z = 100-150$ ,流向扩展范围 $\Delta x^+ > 1000$ 。

Kreplin(1977, 西德马克斯-普朗克大学)在油( $\nu = 6 \times 10^{-2}$ 厘米<sup>2</sup>/秒, 25℃)槽中用热线测壁面的流向和展向脉动速度及其法向梯度,然后根据空时关联得出相干结构的展向间距 $Z^+ \approx 50$ 。

关于猝发的对流速度,各家的数据大致认为在加速区以后以 $0.8U_\infty$ 的速度向下游运动。此外这一相干结构还在展向呈一后掠角(对 $x-y$ 平面)并向上倾斜(对 $x-z$ 平面)运动着。Lu & Willmarth(1973)认为展向后掠角大致为 $20^\circ$ , Kreplin(1977)认为倾斜角在 $4.5^\circ$ 上下。这些数据还需要进一步验证。

2. **猝发期间的流向瞬时速度分布** 测得比较成功的是Blackwelder & Kaplan(1972, 1976)。他们以流向脉动速度梯度为检出标准(高于某一值时取之,低于某一值时舍之),在 $y^+ = 16$ 处用排针(包括10个探针)从猝发事件发生前16.6毫秒到事件发生后36.7毫秒,测出了 $R_0 = 2550$ 时 $y^+ < 100$ 范围内的瞬时流向速度分布(图4)。延迟时间 $\tau = 0$ 时对应于检出点, $\tau < 0$ 时对应于低速流块的加速(图中靠近壁面处瞬时速度亏损部分逐渐缩小), $\tau > 0$ 时相当于扫掠阶段,检出前相当于引射。这一测量较为细致地描绘了猝发过程瞬时流向速度分布的变化情形。

3. **猝发与雷诺应力** Corino & Brodkey(1969)认为70%的雷诺应力产生于引射期间。

Grass(1971)认为引射对雷诺应力的贡献在整个边界层都是可观的;内侵在内层近壁处对雷诺应力的贡献更为重要。

Kim等人认为在 $0 \leq y^+ \leq 100$ 区间,基本上所有的湍流都在猝发期间发生。

Lu & Willmarth(1973)在风洞中利用上述把 $uv$ 分为四个象限的办法,得出引射期间对雷诺

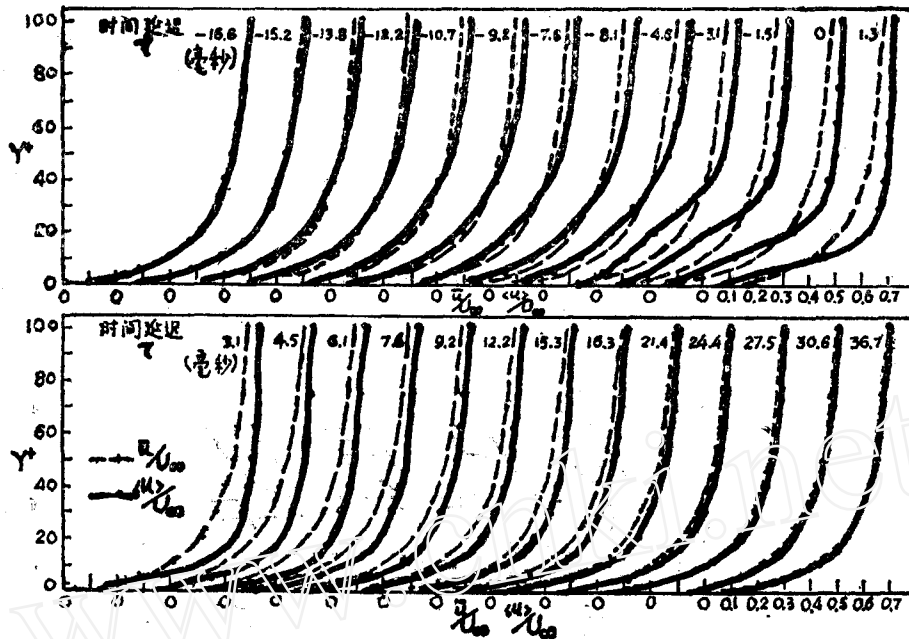


图4. 猝发期间速度分布图

$\bar{u}$ 为流向平均速度； $\langle u \rangle$ 为条件平均后的流向瞬时速度；时间延迟为0时，对应于检出点。试验条件： $R_0 = 2550$ ； $U_\infty = 14.0$ 英尺/秒； $u_*$ （摩擦速度）= 0.25英尺/秒。  
引自Blackwelder & Kaplan (1972)

应力贡献最大，其余部分主要由扫掠引起。二者之比在 $y^+ > 100$ 时为1.4 : 1，此比值随 $y^+$ 减小而增大， $y^+ = 25$ 时为1.9 : 1。此外，他们还认为99%的雷诺应力是在55%的引射和扫掠的期间产生的。

Brodkey等人(1974)在低雷诺数的水槽中，测得在 $y^+ > 15$ 时二者之比为1.6 : 1，当 $y^+ < 15$ 时，引射对雷诺应力的贡献反而低于扫掠。

Zaric (1977, 南斯拉夫贝尔格莱德大学)用条件取样的办法测得：各占总时间不过15%的引射和扫掠在内层对湍流的贡献都接近于或大于80%。二者之比和Brodkey等人(1974)的结果类似。

**4. 猝发与壁面脉动压力** 1958年以后就有人开始测量空时压力脉动关联(Willmarth, 1958; Harrison, 1958)，多年来积累了大量的数据。发现了猝发现象之后，促使人们进一步去研究猝发与压力脉动的关系。压力测量受到压力传感器尺寸(直径D)的限制。减少压力传感器尺寸(例如从 $D = 100\nu/u_*$ 到 $D = 10\nu/u_*$ )，可以成倍地提高测得的均方根压力脉动(Emmerling, 1973)。这说明在底层有值得注意的小尺度压力涡，需要进一步搞清它和相干结构的关系。为了测得小尺度压力涡及其随时间的变化，还有一个值得一提的用干涉仪测量的方法(Emmerling, 1973)。在风洞试验段壁面的一定纵横间距上钻一片小测压孔，上面覆盖一35微米厚的硅橡胶薄膜，壁压脉动将引起薄膜变形，此时，用干涉仪测出其干涉条纹，并用高速电影机拍下来。此法的优点是可以测出压力随空间位置和时间的连续变化图象。

从压力的空时关联和压速空时关联中，可以看出存在有相干结构(Favre, et al., 1958; Willmarth & Wooldridge, 1962, 1963; Tu & Willmarth, 1966; Blake, 1970; Emmerling, 1973)。Emmerling (1973)测得二维高振幅压力脉动的相干结构以 $0.4U_\infty - 0.8U_\infty$ 的速度向下游运动。这一结构的空尺度在展向和流向大约都相当于 $58^\circ$ ，向下游运动的距离约为 $8^\circ$ 。在压速空时关联的测量中，Willmarth (1963)认为该相干结构在x-y平面的姿态比大约为4 : 1，即流向为

2 $\delta$ , 法向为 $\delta/2$ 。

5. **猝发过程的涡对结构** 用涡描绘边界层, 特别是湍流边界层的结构, 是一个十分重要的观点 (Willmarth, 1975), 许多人认为只有涡及其脉动或变形才能正确解释猝发过程。这里所说的涡对只是猝发过程中一种比较明显的涡结构。

Bakewell & Lumley (1967, 美国宾夕法尼亚大学) 在管流中以甘油为介质研究了底层结构。采用流向脉动速度空时关联特征函数正交分解的办法, 得出结论认为, 起控制作用的大尺度相干结构是以无序分布流向排列旋转方向相反的涡对所组成。

斯坦福大学1967年及其以后的报告中, 也提到了在流条两侧存在有类似的涡对。

Willmarth & Lu (1971) 所做的流向脉动速度及其涡量的关联测量中, 也发现对称于  $x-y$  平面有一旋转方向相反的涡对。

Blackwelder (1977) 给出了一个猝发过程及其涡对结构的形象模型 (图5)。

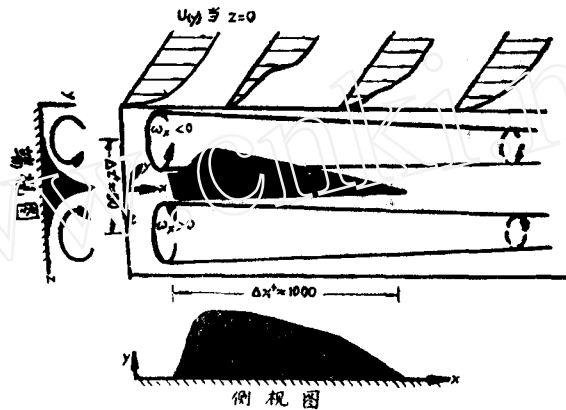


图5. 猝发过程的低速流条及涡对结构 (扫掠前) 示意图  
引自 Blackwelder (1977)

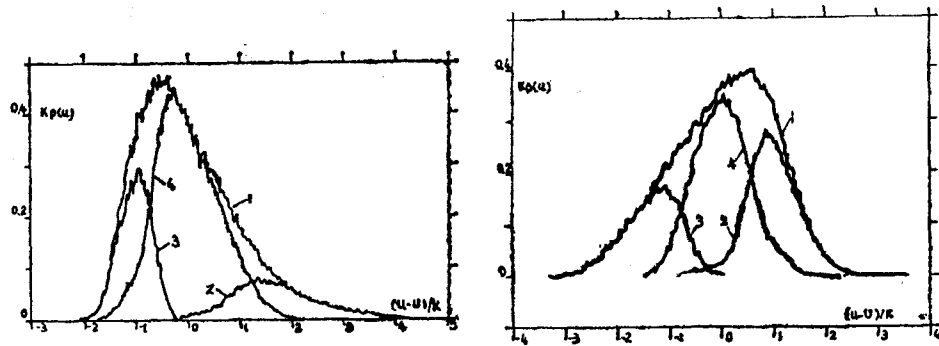
6. **其他有关的统计测量** Dumas (1973) 曾进行过流向和法向脉动速度三元空时关联测量。从中可以反映出猝发期间的相干特征。

Willmarth (1977) 用一个比通常的尺寸小一个量级的X型热线探针 (100微米) 在边界层内层测得了大振幅 (速度梯度变化非常剧烈) 的小间歇流结构。他认为在  $y^+ < 500$  之内, 湍流的微结构尺度远小于通常定义的湍尔莫戈罗夫尺度。在他的实验中湍尔莫戈罗夫尺度约为170微米, 而真正的微结构应该在10微米以下。这一微结构可能和高、低速流块间形成的高剪切薄层以及随后发生的引射有关。值得注意的是这一微尺度和引起湍流降阻的通常的高分子尺度相当。这对于正确理解高分子降阻机理和通过高分子降阻现象认识湍流结构是有一定的参考价值的。

Zaric (1977) 用条件抽样的办法对内层脉动速度和温度的概率密度分布进行了测量。其结论是, 总的概率密度分布是由三个不同的概率密度分布所组成。无间歇的背景湍流的概率密度分布近似于正态分布。引射和扫掠这两个间歇相的出现使原来的类正态分布变为非正态型。当  $y^+ < 15$  时, 高动量的内侵 (或扫掠) 起控制作用使分布出现正倾斜;  $y^+ > 15$  时, 因低动量引射起主导作用, 分布变为负倾斜;  $y^+ \approx 15$  时, 分布接近正态型 (图6)。

### 三、外层的间歇现象

1955年开始, 就有人 (Cörrsin & Kistler, 1955; Fiedler & Head, 1966) 进行过边界层外层的测量和流谱观测。但是和内层一样, 一直到1968年以后, 这方面的测量报告才逐渐增多 (Kibens,



(a) 图6. 速度概率密度分布 (P(u)) 图 (b)

$u$ 为流向脉动速变;  $U$ 为平均流速; (a)为 $y^+ = 4$ , (b)为 $y^+ = 28.2$ ; 1为总信号; 2为扫掠相; 3为引射相; 4为无间歇相

引自Zaric (1977)

1968; Kaplan & Laufer, 1969; Kovaszny, 1970, 1972, 1977; Antonia, 1972a, 1972b; Blackwelder & Kovaszny, 1972; Hedley & Keffer, 1974; Fulachier, et al., 1974; Roshko, 1975; Browand, 1975等)。这些测量多半都采用了条件抽样技术。外层因可以忽略背景湍流, 条件抽样相对要容易一些。上述各家的检出方式各不相同。有的以流向脉动速度为标准; 有的其检出标准采用脉动速度对空间或对时间的导数以及其他种种形式。

所谓间歇现象是指在外层具有湍流特性的凸块 (bulge, 即湍流区) 和非湍流区交替出现的现象。虽然各家所用的检出方式不同, 但所得描绘湍流区出现几率的间歇因子 $\nu(y)$ 的定性趋势是一致的 (内边缘趋近1, 外边缘趋近0)。

根据二元空时关联的测量结果 (Kovaszny, 1972), 湍流凸块在流向可以扩展到10倍边界层厚度以上的距离才衰变掉。其空间尺度在垂直于流向的平面大约为一个边界层厚度, 在流向则为3—4个边界层厚度。根据温度的三点三元关联测量 (Fulachier, et al., 1974), 展向宽度要比二元关联测得的结果小一半多。

非湍流区的流向脉动速度比湍流区略小, 但不为零。这一脉动是因湍流而引起的无涡量的非湍流脉动。法向脉动速度的二元等关联线可以扩展到边界层外的自由流区。这可以理解为边界层内湍流运动根据连续条件对外部势流的按摩 (massages)。在高 $M$ 数时, 这样的外流场形成了一种噪声发射源。

Kovaszny (1970) 在与势流的交界面附近对势流脉动强度的测量, 证实了Rhills (1955) 关于均方脉动衰变与从交界面起的距离的四次方成反比的理论。

流向的平均速度在湍流区常为正, 在非湍流区常为负。湍流凸块锋面 (下游) 的平均流向速度常比背面 (上游) 的大, 这说明凸块在连续地受拉伸。锋速比外流场流速略低一些, 背速比锋速低5%, 凸块的平均速度约为 $0.93U_\infty$ 。这可能是由于凸块起始于一个低水平的动量区 (靠近内层), 当它达到新位置 (靠近外层的外缘) 时, 仍保留一定的速度亏损。

许多测量表明, 外层的雷诺应力主要来自湍流凸块的大尺度相干结构, 可高达80%。Antonia (1972b) 还发现湍流区平均雷诺应力是壁面剪切应力的一半。这说明外层大尺度结构的强度近似地决定于壁面剪切力。

涉及上层的流场和非湍流场之间的夹带 (entrainment) 过程, 对湍流的许多问题有很大意义。Laufer (1972) 认为, 当自由流流过湍流凸块的顶端和锋面时, 二者之间形成了一个混合和扩散区, 但其范围尚不十分清楚。Kovaszny (1967) 和Phillips (1972) 都讨论过上层的问题。前者

认为其夹带速度 (即上层的特征速度)  $V_0 = U_\infty \frac{d}{dx} (\delta - \delta^*)$ , 其厚度尺度为 $10\nu/V_0$ ; 后者认为

其厚度和速度尺度都应按阔尔莫戈罗夫微涡尺度(厚度为 $(\nu^3/\epsilon_0)^{1/4}$ , 速度为 $(\epsilon_0 r)^{1/4}$ )计算。

#### 四、自由湍流

自由湍流指无固体边界的射流、尾流或混合层。与上述边界层湍流的不同之处是它们的平均速度分布曲线常有拐点, 对所有的波数都是不稳定的。早在1956年Townsend用热线测二维湍流尾流时, 就发现过大尺度涡结构。不过, 当时他认为这种结构对湍流能的贡献不大。

Brown & Roshko (1971) 在流场显示中曾发现, 在充分发展的二维湍流混合层中存在大尺度的二维涡。从侧向看, 它们清楚地保持着相干特性。

Laufer (1974, 1975) 发现, 在初始发展阶段的圆形湍流射流中, 存在有湍流环。

Papailion 等人 (1974) 观察到, 在二维湍流尾流中存在有大尺度涡。

现代的观点认为, 大涡结构的合并过程对自由湍流的发展以及同其周围流体间的传递起着决定性的作用 (Winant & Browand, 1974; Browand, 1975; Brown & Roshko, 1971; Roshko, 1975; Browand & Weidman, 1976)。

#### 五、理论上的探讨

早期就曾有人 (Sleznberg, 1965; Schubert & Corcos, 1967) 提出过内层结构的线性理论。他们认为壁面律层是主动者, 底层是被动的。底层不过是记录了在它上面所发生的湍流, 如同足迹 (foot-print) 的作用一样。这种理论, 在工程中常被采用, 但在理论上存在缺陷, 因为实际上在底层外缘存在有强非线性相互作用。

近年来根据上述实验, 有人从理论上做了尝试。归纳起来不外乎波和涡两种模型; 不论哪种模型, 应当反映大尺度准序和有限尺度无序运动这一双尺度结构, 亦即需要把脉动量分解为相应的两部分。

Landahl (1972, 1973, 美国麻省理工学院) 提出了一个描绘猝发过程的波破裂模型。他把湍流脉动分解为一种与边界层厚度同量级的大尺度波 (初始波) 和与底层厚度同量级的小尺度波 (二次波)。小尺度振荡激发剪切流产生大尺度波; 大尺度波破裂又变为小尺度波。这样, 就构成了一个自身维持重复发生的猝发过程。发生破裂的条件是载在大尺度波上的小尺度波的群速度等于大尺度波的相速度。强非线性作用主要局限在破裂期间。这一理论曾用于转捩的最后阶段, 和实验符合得很好。对于充分发展的湍流, 因具有高度的三维性, 此模型还需要进一步完善。

Kovaszny (1972, 1974, 1977) 同样把除掉平均流动的湍流场分为二级: 一个较规则的大尺度运动和一个近似均匀各向同性的小尺度运动。把大尺度运动看成是确定型的。随机性概念的引入是由于这些实质上是确定型的结构在时间和空间上随机出现。Kovaszny 把具有大尺度运动特性的湍流滴 (blobs, 相当于上述的凸块) 做了适当的简化并用线化的动量方程得出了一些初步的结果。这种先求出满足动量方程的涡结构再进行统计计算的做法是我国周培源同志早已提出过的。

Lumley (1967) 作为一种可能性也提到过随机弥散的确定型的湍流元, 他曾建议用特征函数正交分解的办法计算非均匀剪切流动。

以上都是提出过一些数学模型的。此外还有许多人设想过各种物理图案。

Offen & Kline (1975) 曾建议过一个涡结构的自循环过程。他们认为在流条上升过程, 其周围伴随有一个三维涡结构。这一结构随流条顺流而下, 同时增大其空间尺度。到一定阶段, 从上游流下一个高动量的扫掠, 这一扫掠促使已增大的涡结构诱导底层的小涡上升 (流条上升) 或引射。同时, 大涡被小涡诱导使之趋向壁面并破裂。这一相互作用过程, 导致原来的猝发结束和新的猝发过程开始。他们还给出了一个在展向交替猝发的三维图象。

Willmarth (1975) 曾讨论了脉动压力场和猝发的关系。他认为导致不稳定从而出现流条上升或引射是由于出现了瞬时脉动逆压梯度。他和 Offen 及 Kline 都注意到流条有如在湍流边界层内又出



现一小边界层, 流条上升或引射相当于通常的边界层分离。

Blackwelder (1977) 最近提出了一个新看法。他认为流条两侧的涡对与Görtler涡十分相像。这类涡本来是在层流中由于凹壁面或凹形流线而引起的。在充分大的空间和时间中, 边界层外缘因间歇流的波动有可能产生一平均的凹形流线, 从而激发了Görtler型的不稳定性, 导致发生破裂。他认为这种涡对像泵一样, 可以把低速流体泵离壁面。

另外还有Morrison, et al. (1971) 曾用波的模型解释过底层的结构。Kaplan (1973) 把涡的相互作用过程解释为, 壁面旋涡层(底层附近)中高度变形的流体元受到来自大尺度运动的附加应变, 这使流体元不能再维持原状, 从而发生破裂。Blackwelder & Kaplan (1976) 提出过一个特徵涡模型。他们认为猝发过程可用无序振幅、无序分布的特徵涡来描绘。Laufer (1972, 1975) 为了说明外层间歇流和猝发的关系, 曾提出一个在大间歇旋涡结构下面发生一系列猝发的模型。

## 六、讨 论

当前, 湍流实验的一个明显趋向是研究准秩序性相干结构的本质及其动力学特性。这种结构在剪切湍流发展过程中可能起着根本性作用。越来越多的证据说明这一观点是可信的。这种准秩序结构, 至少在有限时间内, 具有确定的特征空间尺度和时间尺度。

通过这一研究, 有许多过去的概念需要重新认识, 例如, 湍流能量单一地从大尺度涡逐级向小尺度涡传递以及把剪切湍流看成是定常的等等, 特别是过去那种长时间平均等通常的统计方法基本上抹煞了准秩序性这一重要信息。在今后的公式化过程中, 应当充分反映大尺度准秩序和小尺度无秩序这一双重结构。在实验过程中, 近期采用的条件抽样的办法, 从根本上克服了抹煞准秩序性这一缺陷。

自由湍流中的大尺度间歇现象的测量和数学化, 比起边界层问题要容易一些。到目前为止, 绝大部分的边界层实验还局限于低雷诺数条件下, 因此必需谨慎对待。虽然已经注意到三维的大尺度间歇结构和小尺度结构的流条上升之间有一定的相之间的联系, 但二者的因果关系至今尚不清楚, 内层的猝发和外层的间歇, 谁是主动者, 谁是被动者, 还有待研究。在探索一个真正能被大家接受的理论的同时, 还需要进一步的实验工作。

在实验工作中, 发展各种完备的测量方法和统计方法以便研究非定常的对流速度场是面临的新任务之一。发展小尺度涡的测量手段, 对于搞清楚内层的猝发机制很有必要。进一步的定量研究, 采用涡量测量可能是最有前途的方法, 目前这种方法尚不成熟。近代发展的激光测速方法以及其他如全息干涉法等都有待发挥它们在研究这一问题中的作用。条件抽样方法还处于发展阶段。在检出标准的确定和假湍流的排除等方面, 还有待改进。

此外, 不但在充分发展的湍流中, 甚至在湍流发展的早期阶段, 都有可能是这一类大尺度相干结构在起着主导作用。这一点正在提醒着许多人重新考查从层流到湍流的转换问题(Laufer, 1975)。

总之, 相干结构的研究工作正处于方兴未艾阶段。这里有广阔的天地, 有待于湍流工作者去开垦和耕耘。从近期国际报道的趋势看, 有不少后继者在不太长的时期里就做出了有价值的成果。应当相信, 只要认准目标, 决心去干, 总会有所发现, 有所前进的。

## 参 考 文 献

- Antonia, R. A. (1972a), *Phys. Fluids*, 15, 1669.  
Antonia, R. A. (1972b), *J. Fluid Mech.* (以下简称JFM), 56, 1.  
Bakewell, P. & Lumley, J. L. (1967), *Phys. Fluids*, 10, 1880.  
Blackwelder, R. F. (1977), "Compte-Rendu Proceedings  
Trois Journées D'étude Sur Écoulement turbulent avec  
transfert de chaleur et de masse près d'une paroi  
Les 3, 4 et 5 Mai 1977 à Orsay" (以下简称CRP Orsay) G1

- Blackwelder, R. F. & Kaplan R. E. (1972) , Int. Union Theor. Appl. Mech. 12th.
- Blackwelder, R. F. & Kaplan, R. E. (1976), *JFM*, 76, 89.
- Blackwelder, R. F. & Kovaszny, L. S. G. (1972), *Phys. Fluids*, 15, 1545.
- Blake, W. K. (1970) , *JFM*, 44, 637.
- Brodkey, R. S., et al. (1974) , *JFM*, 63, 209.
- Browand, F. K. (1975) , Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows, Plenum Press, New York, p. 315.
- Browand, F. K. & Weidman, P. D. (1976) , *JFM*, 76, 127.
- Brown, G. & Roshko, A. (1971) , *JFM*, 64, 775.
- Corino, E. R. & Brodkey, R. S. (1969) , *JFM*, 37, 1.
- Corrsin, S. & Kistler, A. L. (1955) , NACA Rep. 1244.
- Dumas, R. et al. (1973) , C. R. Acad. Sci. Ser. Mech. Prepr., №131.
- Emmerling, R. (1973) , AGARD Conf. Noise Mech. Prepr., №131 (参 Willmarth, W. W. (1975)) .
- Falco, R. E. (1974) , AIAA 12th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper №74—99.
- Favre, A., et al. (1958) , *JFM*, 3, 344.
- Fiedler, H. & Head, M. R. (1966) , *JFM*, 25, 719.
- Fulachier, L., et al. (1974) , Comptes Rendus 278, P.683 & P.999.
- Grass, A. J. (1971) , *JFM*, 50, 233.
- Gupta, A. K., et al. (1971) , *JFM*, 50, 493.
- Hama, F. R., et al. (1957) , *J. Appl. Phys.*, 28, 388.
- Hedley, T. B. & Keffer, J. F. (1974) , *JFM*, 64, 645.
- Kaplan, R. E. & Laufer, J. (1969) , Proc. Int. Congr. Mech. 12th. 1969, P. 236.
- Kaplan, R. E. & Blackwelder, R. F. (1973) , *Bull. Amer. phys.*, Sec [ 2 ] 18, 1473.
- Kim, H. T., et al. (1971) , *JFM*, 50, 133.
- Kline, S. J. et al. (1967) , *JFM*, 30, 741.
- Kovaszny, L. S. G. (1967) , *Phys. Fluids*, 10, Suppl., S25—S30.
- Kovaszny, L. S. G. (1970) , *Annu. Rev. Fluids. Mech.*, 2, 95—112.
- Kovaszny, L. S. G. (1972) , Ist. Naz. Alta. Mat. Symp. Math., 9.
- Kovaszna, L. S. G. (1977) , Second Australasian Conference on Heat and Mass Transfer, The Univ. of Sydney, 1977, p.295.
- Kreplin, H. P. (1977) , CRP Orsay, D. 1.
- Landahl, M. T. (1972) , *JFM*, 56, 775.
- Landahl, M. T. (1973) , Pap., Int. Symp. Fluid Dyn., 1973.
- Laufer, J. (1975) , *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 7.
- Lu, S. S. & Willmarth, W. W. (1973) , *JFM*, 60, 481.
- Morrison, W. R. B., et al. (1971) , *JFM*, 47, 639.
- Nychas, S. G., et al. (1973) , *JFM*, 61, 513.
- Offen, G. R. & Kline, S. J. (1974) , *JFM*, 62, 223.
- Offen, G. R. & Kline, S. J. (1975) , *JFM*, 70, 209.
- Phillips, O. M. (1972) , *JFM*, 51, 97.

- Rao, K. N., et al. (1971), *JFM*, 48, 339.
- Roshko, A. (1975), *Turbulent Mixing of Nonreactive and Reactive Flows*, Plenum Press, New York, p.295.
- Schubert, G. & Corcos, G. M. (1967), *JFM*, 29, 113.
- Willmarth, W. W. (1958), *JAS*, 25, 332.
- Willmarth, W. W. & Wooldridge, C. E. (1962), *JFM*, 14, 187.
- Willmarth, W. W. & Wooldridge, C. E. (1963), *AGARD Rep.*, 456.
- Willmarth, W. W. & Lu, S. S. (1971), *JFM*, 55, 481.
- Willmarth, W. W. (1975), *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 15, Academic Press, p.159.
- Willmarth, W. W. (1977), *CRP Orsay*, A, 1.
- Winant, C. D. & Browand, F. K. (1974), *JFM*, 63, 237.
- Zaric, Z. (1977), *CRP Orsay*, M, 1.

## 叶轮机械气动计算正、反问题的一些分析

中国科学院力学研究所 陈静宜

**摘要** 本文指出了叶轮机械气体流面上运动方程组的矛盾型方程组性质,在此基础上分析了正、反问题之间的等价性,并介释了与方程类型判据不一致性存在矛盾的原因;对三维流动方程组和流线曲率法方程组的类型判据也进行了讨论。

目前,在叶轮机械气动计算中,广泛采用着以流面理论为基础的正、反问题计算方法。我们知道,正、反问题方程类型的判别准则是不同的,例如在 $S_2$ 流面计算中,为保持方程按椭圆型求介,对正问题应使气流全速度不超过音速,而对反问题应使气流子午分速不超过音速,可见,只要子午分速尚不超音,就可以采用亚音速的方法来进行超、跨音速叶轮机械 $S_2$ 流面的反问题计算,但对于正问题计算却不行,为了克服这一障碍,有一种作法是采用反问题的迭代来求介正问题,显然存在这样的疑问:既然正、反问题方程类型的判据不同,这种作法是否正确?如果正确,又应如何介释与类型判据不同的矛盾。

正、反问题的分类是以流面理论为基础的,因此我们就从引进流面关系式后带来什么效果开始分析,为方便起见,采用直角坐标系中的绝对运动方程组,并假设运动为定常。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (1)$$

$$\begin{cases} v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \end{cases} \quad (1a)$$