

# 逆压梯度下近壁湍流的喷射和扫掠

张强<sup>1</sup>, 陆利蓬<sup>1,2</sup>

(1. 北京航空航天大学能源与动力工程学院, 北京 100083; 2. 中国科学院力学研究所非线性连续介质力学开放实验室, 北京 100080)

**[摘要]** 采用 Fourier 谱展开和紧致有限差分格式, 选用两组共振三波为相干结构的初值, 计算了其在零压和逆压梯度作用下的演化。对演化后期流场的 2, 4 象限的运动进行了详细的分析。结果发现, 在逆压梯度下, 扫掠对雷诺应力的贡献要强于喷射。无论是在零压梯度还是逆压梯度下,  $\overline{uv}$  和  $\overline{u^2}$  在法向的输运主要是靠  $Q_2$  和  $Q_4$  这两种运动来完成的。零压梯度下喷射部分对输运的贡献大于扫掠的部分。而在逆压梯度下喷射部分对输运的贡献明显减少, 扫掠的作用要强于喷射。

**[关键词]** 相干结构; 湍流边界层; 逆压梯度; 直接数值模拟

**[中图分类号]** O357.5 **[文献标识码]** A **[文章编号]** 1009-1742(2003)11-0047-04

在工程实际中, 有压力梯度的流动是非常普遍的, 例如在航空发动机内部的叶栅通道的流动中, 由于压力梯度的作用, 边界层中的湍流经常处于非平衡状态, 流动非常复杂。尤其是逆压梯度造成的边界层分离, 会产生叶轮机效率降低, 引发失速, 导致喘振等严重后果。喷射和扫掠是湍流边界层猝发过程中两种典型的运动。正是这种底层低速流体向外喷射及外层高速流体回填的过程, 为湍流的维持和发展提供了能量。周恒等对以往以共振三波概念建立的相干结构模型进行了改进<sup>[1]</sup>, 以不稳定波串中的一个周期作为相干结构的初值, 通过数值模拟方法研究了其演化过程。在此基础上, 陆利蓬, 李兆瑞研究了单个相干结构在逆压、零压、顺压以及变压梯度下的演化问题<sup>[2]</sup>, 得到了许多与实验一致的结果。但是在实际流动中, 相干结构在时间上和空间上都是多频率出现的, 而且它们之间有很强的相互作用。因此有必要研究逆压梯度作用下相干结构的相互作用及其对喷射、扫掠运动的影

响。

## 1 理论分析及数值方法

笔者所研究的相干结构的初值由一般共振三波模型给出, 即由 3 个三维波叠加并取一个周期内的值作为相干结构的初值。取两组初值直接数值模拟两个相干结构的相互作用。具体方法详见文献 [1, 2]。

本文的计算域为: 在展向取约 2.5 个周期的长度, 流向取约 5 个周期的长度, 法向取 100 个粘性长度。计算域  $(x, y, z)$  上的网格为  $50 \times 100 \times 32$ , 时间步长为 0.02 s。

对流项的空间离散采用五阶迎风紧致格式计算<sup>[3]</sup>。对于散度, 在内点采用六阶对称紧致有限差分格式。在邻近边界点上, 用四阶对称紧致有限差分格式; 在边界上, 采用三阶精度的紧致有限差分格式。粘性扩散方程采用四阶精度对称紧致有限差分格式<sup>[4]</sup>。

**[收稿日期]** 2003-08-01; **修回日期** 2003-08-07

**[基金项目]** 国家自然科学基金资助项目 (10172016); 国家重点研究发展规划资助项目 (1999022305); 国家自然科学基金重点基金资助项目 (50136010)

**[作者简介]** 张强 (1978-), 男, 辽宁本溪市人, 北京航空航天大学研究生

### 2 计算结果及讨论

笔者对逆压、零压流动进行了计算，其中压力梯度参数分别为  $\beta_1 = -0.1$  和  $\beta_1 = 0$ 。

#### 2.1 雷诺应力最大值处的 $u, v$ 分布

图1, 图2分别为逆压梯度下扰动速度  $u, v$  的三维分布和在  $x$ (流向) -  $y$ (法向) 平面上的分布。从图1a, 图1b对比发现： $u$  正的峰值对应  $v$  负的峰值， $u$  负的峰值对应  $v$  正的峰值； $u, v$  的正负区域基本上相反，从图2a, 图2b中也可看出  $u, v$  的正负区域基本上相反。这反映出外层高速流体冲入内层，内层的低速流体向外喷出，这与喷射扫掠的过程一致，并且  $u$  正和  $v$  负的幅度要明显大于  $u$  负和  $v$  正的幅度，这能形象地说明在猝发过程中，扫掠的强度要大于喷射的强度。

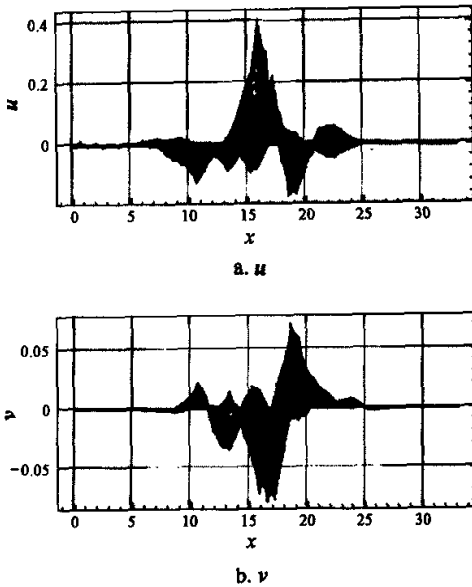


图1 扰动速度  $u, v$  的三维分布

Fig.1 Contours of  $u, v$

#### 2.2 $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$ 对雷诺应力的贡献比较

图3a, 图3b是零压和逆压下  $(\overline{uv})_i / \overline{uv}$  随  $y^+$  变化的情况。 $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  分别为扰动速度  $u, v$  对  $\overline{uv}$  的四个象限的贡献，其分别对应于：1.  $u > 0, v > 0$ ；2.  $u < 0, v > 0$ ；3.  $u < 0, v < 0$ ；4.  $u > 0, v < 0$ 。在零压梯度下贡献最大的是代表喷射的  $Q_2$ ，代表扫掠的  $Q_4$  次之。同活跃的  $Q_2$ ,

$Q_4$  相比， $Q_1$  和  $Q_3$  贡献较小；相反，在逆压梯度下，情况与零压有很大不同。扫掠部分  $Q_4$  稍大于喷射部分  $Q_2$ ； $Q_1$  和  $Q_3$  在接近壁面时贡献加大。这一结论与文献 [5] 的结果基本一致。可见逆压梯度下猝发过程中扫掠要强于喷射。这也和上面雷诺应力最大值处的  $u, v$  分布结果相一致。

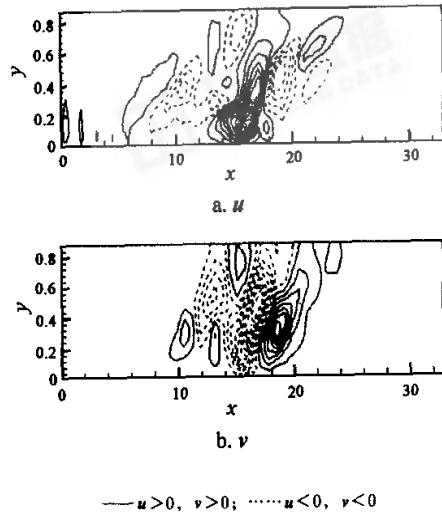


图2 扰动速度  $u, v$  在  $x-y$  平面上的分布

Fig.2 Contours of  $u, v$  in  $x-y$  plane

#### 2.3 不同象限对三阶量 $\overline{uvv}$ 和 $\overline{vu^2}$ 的贡献

三阶相关量  $\overline{uvv}$  和  $\overline{vu^2}$  表征雷诺应力和湍动能的法向输运。图4给出雷诺应力法向输运的计算和实验结果。由图4可见笔者的计算结果与实验相符。无论是在零压梯度还是逆压梯度下， $\overline{uv}$  在法向的输运主要是靠  $Q_2$  和  $Q_4$  这两种运动来完成的。由图4a可以看出，在零压梯度下，喷射的部分 ( $Q_2$ ) 对  $\overline{uv}$  的输运作用沿法向始终大于扫掠的部分 ( $Q_4$ )。但是在逆压梯度下 (图4b)，喷射部分 ( $Q_2$ ) 明显变小，要小于扫掠的部分 ( $Q_4$ )，也就是说在逆压梯度作用下扫掠强于喷射，这与前面的结论是一致的。此外还可以看出，在零压梯度下喷射的部分 ( $Q_2$ ) 对  $\overline{uv}$  的输运作用在  $y^+ = 40$  左右达到最大值 (图4a)，而逆压梯度下  $Q_2$  的作用始终是随着  $y^+$  而增大的 (图4b)。图5给出了湍动能法向输运的计算与实验结果。同样可见笔者的计算结果与实验相符。无论是在零压梯度还是逆压梯度下，湍动能法向的输运主要是靠  $Q_2$  和  $Q_4$  这两种运动来完成的。由图5a可以看出在零压梯度下，

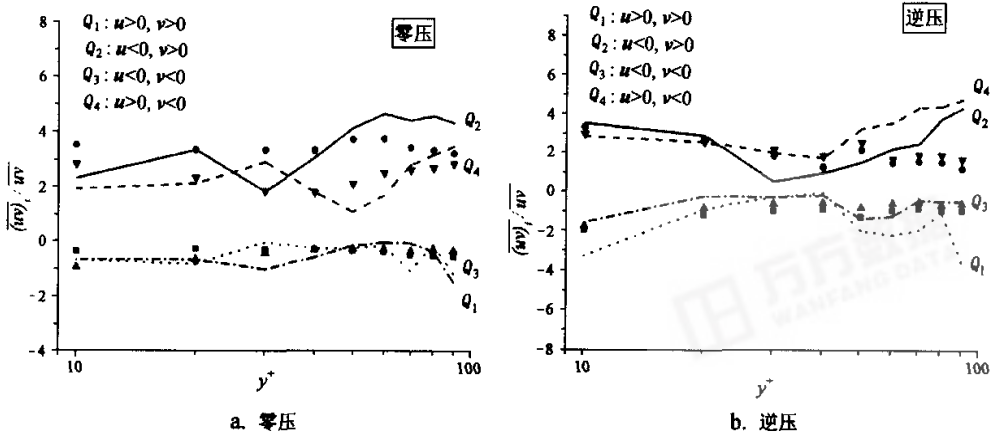


图 3 零压、逆压下  $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  对雷诺应力的贡献  
 Fig.3 Contribution of  $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  to Reynolds-stress

喷射的部分 ( $Q_2$ ) 对湍动能法向的输运大于扫掠的部分 ( $Q_4$ )。而且在  $y^+ = 30$  附近, 喷射的部分 ( $Q_2$ ) 和扫掠的部分 ( $Q_4$ ) 对湍动能法向的输运都达到了最大值。而在逆压梯度下 (图 5b) 喷射部分 ( $Q_2$ ) 明显变小, 数值上小于扫掠的部分 ( $Q_4$ )。这也表明在逆压梯度作用下扫掠对湍动能的法向输运强于喷射, 而且  $Q_2, Q_4$  的作用随  $y^+$  而增加。

### 3 结语

在逆压梯度下, 扫掠对雷诺应力的贡献要强于喷射。无论是在零压梯度还是逆压梯度下,  $\overline{uv}$  和  $\overline{u^2}$  在法向的输运主要是靠  $Q_2$  和  $Q_4$  这两种运动来完成。零压梯度下喷射部分对输运的贡献大于扫掠的部分。而在逆压梯度下喷射部分对输运的贡献明显减少, 扫掠的作用要强于喷射。

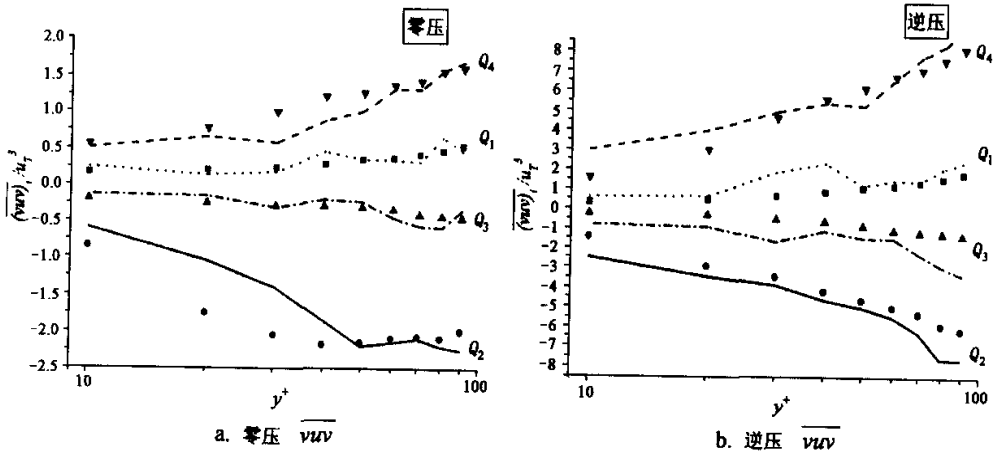


图 4 零压、逆压下  $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  对  $\overline{vuv}$  的贡献  
 Fig.4 Contribution of  $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  to third-order moment  $\overline{vuv}$

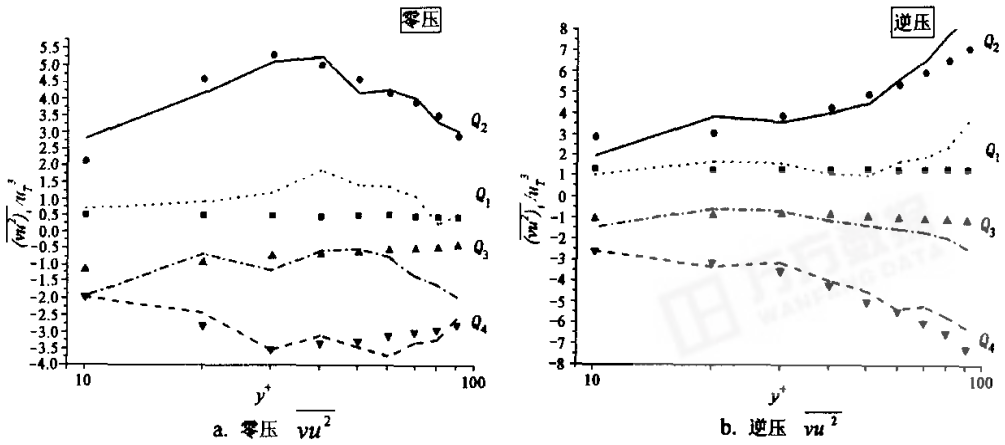


图5 零压、逆压下 $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$ 对 $\overline{uu^3}$ 的贡献  
 Fig.5 Contribution of  $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4$  to third-order moment  $\overline{uu^3}$

参考文献

[1] 周恒, 陆昌根, 罗纪生. 湍流边界层近壁区单个相干结构的模拟[J]. 中国科学, A辑, 1999, 29(4): 366~372

[2] 陆利蓬, 李兆瑞. 压力梯度作用下相干结构的演化[J]. 中国工程科学, 2002, 4(11): 50~56

[3] 陆利蓬, 姜楠. 有压力梯度湍流边界层条纹结构的流动显示[J]. 水动力学研究与进展, A辑, 1997, 12(4): 387~392

[4] Lu Lipeng, Chen Maozhang. A theoretical model for Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in near-wall region[J]. Science in China, A, 2000, 43(2): 199~204

[5] Yasutaka Nagano, Toshihiro Tsuji, Tomoya Houra. Structure of turbulent boundary layer subjected to adverse pressure gradient[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1998, 19: 563~572

### The Ejection and Sweep in the Wall Region of a Turbulent Boundary Layer Under Adverse Pressure Gradient

Zhang Qiang<sup>1</sup>, Lu Lipeng<sup>1,2</sup>

(1. Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China; 2. Laboratory for Nonlinear Mechanics of Continuous Media, Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100080, China)

[Abstract] The evolution of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer under adverse pressure gradients was studied by using DNS method. The motions of the second and the fourth quadrant were analyzed. The results show that to the shear stress, the contribution of sweep motions is stronger than that of ejections under adverse pressure gradient. And the sweeps contribute to the transport of shear-stress and kinetic energy of turbulence more strongly than the ejections under adverse pressure gradient.

[Key words] coherent structures; turbulent boundary layer; adverse pressure gradients; direct numerical simulation