

拟序结构下空泡近壁区运动规律研究

储 训¹, 牛 权²

(1. 扬州大学水利科学与工程学院, 江苏 扬州 225009; 2 安徽建筑工程学院, 安徽 合肥 230000)

摘要: 从湍流的近壁拟序结构对近壁区小粒径空泡的运动规律的影响出发, 对空泡产生的机理做了新的探讨。从理论上推导出基于典型湍流边界层模式的非拟序结构下空泡的近壁区运动方程, 并导出基于湍流近壁拟序结构作用的空泡近壁区运动方程。两种不同条件下的运动方程比较表明, 湍流近壁区的拟序结构对空泡的产生具有决定性的意义, 正是由于拟序猝发作用的存在, 才使得空泡对壁面的空蚀作用得以发生。

关 键 词: 拟序结构; 空泡; 湍流; 近壁区; 运动规律

中图分类号: O357.5

文献标识码: A

文章编号: 1001-6791(2004)03-0291-05

20 世纪 60 年代, Kline 等^[1~4]在氢气泡方法的实验中, 发现湍流边界层近壁处的所谓层流底层并非是层流, 而是有许多条带结构, 并观察到一种有序的“猝发”过程拟周期性的发生, 这些过程虽然在强度和空间尺度上无序, 但存在一个明确的被称为“猝发周期”的统计平均周期和一定的结构外形, 这一被称为湍流拟序结构或相干结构的流态是近几十年来湍流研究中最重要发现。它为流体力学各领域的研究开辟了一条新途径。对拟序结构的研究, 不仅有助于认识流动过程的本质, 也有助于在工程中进一步深入研究流动过程中发生的各种现象。由于空泡对水力机械的剥蚀破坏都是直接与固壁的相互作用, 因此近壁湍流拟序结构下的“猝发”现象与空蚀作用直接相关。对空泡与近壁湍流拟序结构关系的研究不仅有助于进一步弄清空蚀的作用机理, 还具有重要的理论意义和广泛的实用价值。

1 湍流近壁区拟序结构概述

边界层近壁处的条带具有非常复杂的结构, 在 Kline 等的实验中, 氢气泡发生线平行于壁面而垂直于来流, 在近壁区 $y^+ = yu\tau/\nu \approx 2.7$ 处氢气泡线开始出现方向不规则扰动, 并聚集成细长的条带; 条带缓慢地向下游移动, 且逐渐向外发展, 当其到达过渡层末区 $y^+ \approx 38$ 处, 条带发生激烈振动、扭曲, 最后到达 $y^+ \approx 101$ 时发生强烈振荡将条带完全打碎并产生极大脉动。伴随这一过程, 一部分底层流体向外“喷射”将强烈的湍流脉动输送到外层, 与此同时由于流动的连续性, 外层一部分流体卷向底层, “扫掠”壁面。这股补充的水体受到压力波的加速, 以与边壁成 $5^\circ \sim 15^\circ$ 的角度扫掠壁面, 并略带侧向推挤, 经过这一被称为“猝发”的过程, 湍流的边界层又恢复平静, 直到下一次猝发条带又重复上述过程, 整个猝发“喷射”与“扫掠”过程, 如图 1 所示^[5,6]。

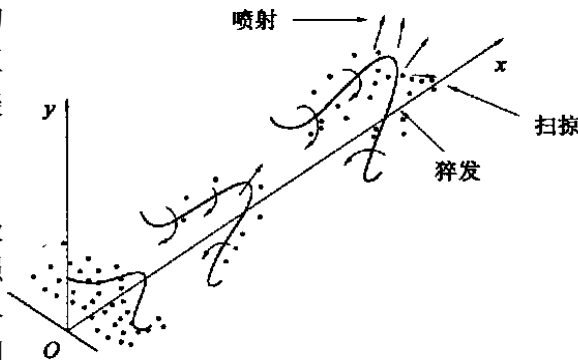


图 1 湍流猝发过程示意图

Fig. 1 Diagram of turbulent burst course

不同的流动形态其湍流的拟序结构虽然有着很大的差异, 但本文主要就平板、圆管等常见具有普遍意义流

收稿日期: 2003-03-03; 修订日期: 2003-06-30

作者简介: 储 训(1942-), 男, 江苏扬州人, 扬州大学教授, 硕士, 主要从事流体机械与泵站工程研究。

E-mail: yzchux@pub.yz.jsinfo.net

态的拟序结构下湍流边界层的空泡近壁的运动进行讨论。

2 无拟序结构下空泡在近壁区的运动

当空泡在边壁附近运动时, 由于壁面的存在引起了流速的不均匀, 改变了空泡运动中粘性阻力的大小, 并导致了升力产生, 其运动较为复杂。

由两相流理论可知: 空泡在流体中还受到垂直于速度向量的横向升力 F_m 力、升力 F_s 力影响。在边壁附近, 由于无滑移条件存在, 空泡显然受到较大的 F_s 力。通常边壁附近 F_m 力较 F_s 力小 1~2 个数量级, 可以忽略^[7]。

湍流中近壁区空泡在无拟序结构下的运动方程可表示为

$$m_b \frac{du_{bx}}{dt} = m_l \frac{du_x}{dt} + 4\pi\mu_{bc1}(u_x - u_{bx}) + \frac{m_l}{2} \left(\frac{du_x}{dt} - \frac{du_{bx}}{dt} \right) + 4r_b^2 \sqrt{\rho\pi\mu} \int_0^{\frac{du_x}{dt} - \frac{du_{bx}}{dt}} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (1)$$

$$m_b \frac{du_{by}}{dt} = m_l \frac{du_y}{dt} + 4\pi\mu_{bc2}(u_y - u_{by}) + \frac{m_l}{2} \left(\frac{du_y}{dt} - \frac{du_{by}}{dt} \right) + 4r_b^2 \sqrt{\rho\pi\mu} \int_0^{\frac{du_y}{dt} - \frac{du_{by}}{dt}} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau + \frac{k d^2 \mu}{\eta} (u_y - u_{by}) \quad (2)$$

若令 $\alpha = \frac{36\mu}{d_b^2(2\rho_+ \rho_l)}$, $\beta = \frac{3\rho}{2\rho_+ \rho_l}$, $\zeta = \frac{12\rho}{2\rho_+ \rho_l} \sqrt{\frac{\mu\rho_l}{\pi d_b^2}}$, $\gamma = \frac{k d^2 \mu}{\eta}$

式中 ρ 为空泡内的气体密度; ρ_l 为液体密度; 考虑到: $\rho \gg \rho_l$, 则得 $\alpha \approx \frac{36\gamma}{d_b^2}$, $\beta \approx 3$, $\zeta \approx 12 \sqrt{\frac{\mu\rho}{\pi d_b^2}}$ 。由此式(1)、式(2)分别转化为

$$\frac{du_{bx}}{dt} = \alpha(u_x - u_{bx}) + \beta \frac{du_x}{dt} + \zeta \int_0^{\frac{du_x}{dt} - \frac{du_{bx}}{dt}} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (3)$$

$$\frac{du_{by}}{dt} = \alpha(u_y - u_{by}) + \beta \frac{du_y}{dt} + \zeta \int_0^{\frac{du_y}{dt} - \frac{du_{by}}{dt}} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} d\tau + \gamma(u_y - u_{by}) \quad (4)$$

式(3)、式(4)是微分方程, 直接求解很难, 考虑到积分变换可以化简微分方程以及方程积分区域的限制, 利用 Laplace 变换, 对这两式进行求解, 可得空泡运动方程表达式

$$L^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{s-p}} \right] = L^{-1} \left[\frac{p}{\sqrt{s}(\sqrt{s-p})} + \frac{1}{\sqrt{s}} \right] = \frac{p}{\sqrt{\pi t}} \int_0^\infty \exp \left(-\frac{\tau^2}{4t} \right) \exp(p\tau) d\tau + \frac{1}{\sqrt{\pi t}} \quad (5)$$

两边求 Laplace 逆变换, 并忽略 Basset 力:

$$\begin{aligned} L^{-1} \left[\frac{(1-\beta)\alpha}{s+\alpha} \bar{u}_x(s) \right] &= (1-\beta) L^{-1} \left[\frac{b_1}{(\sqrt{s-s_1})} \bar{u}_x(s) + \frac{b_2}{(\sqrt{s-s_2})} \bar{u}_x(s) \right] = \\ &= \frac{(1-\beta)\alpha}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \cos(\sqrt{\alpha}\tau) \exp \left(-\frac{\tau^2}{4(t-\tau)} \right) d\tau \cdot u(t) dt \\ u_{bx}(t) &= \beta u_x(t) + (1-\beta) \alpha \int_0^t u_x(\tau) \exp[\alpha(\tau-t)] d\tau \end{aligned} \quad (6)$$

按同样的步骤可得

$$u_{by}(t) = \beta u_y(t) + (1-\beta)(\alpha + \gamma) \int_0^t u_y(\tau) \exp[(\alpha + \gamma)(\tau-t)] d\tau \quad (7)$$

式(6)与式(7)表示近壁区运动空泡在时刻 t 的速度 $u_b(t)$ 与空泡在 $0 \leq \tau \leq t$ 时间内所经历的路径上的流体

速度 $u(t)$ 的关系。湍流边界层的附壁流场一般认为可被划分为几个区^[8,9]: 粘性底层、过渡区(对数律层)以及尾流律区。其中前 2 个构成了湍流边界层的内区, 尾流律区构成了外区。由于湍流边界层的内区中法向速度 $v_0 \ll$ 流向速度 u_x , 所以可近似认为内区中法向速度 $v_0 \approx \text{const}_0$ 。

湍流边界层的附壁流场各层的特征^[8]如表 1 所示。

表 1 湍流边界层分层
Table 1 Layers in the turbulent boundary layer

名 称	内 区 (10% ~ 20%) δ		外 区 (80% ~ 90%) δ
	粘性底层	过渡区	(尾流律区)
距壁面相对距离	$0 < y^+ < 5$	$5 < y^+ < 40$	$40 < y^+ < \delta^+$
流速分布	线性 $u^+ = y^+$	对数律 $u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.0$	尾流律 $\frac{u_\infty - \bar{u}}{u_\tau} = f_1(y/\delta)$
喷射和扫掠对雷诺应力的贡献	扫掠占主导		当 $y^+ > 100$ 时, 喷射占主导

表中: $y^+ = y u_\tau / \nu$, $u^+ = \frac{u_x}{u_\tau}$, y^+ 、 u^+ 为量纲为一的数; y 为与固体壁面的距离; $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ 为摩阻流速; τ_w 为壁面的切应力。

由于粘性底层很薄, 一般为 0.1 mm 数量级, 而空泡的直径多数大于或等于这个数量级, 因而粘性底层对空泡的运动影响可以忽略, 本文只考察直径约为 0.1 mm 量级的空泡, 所以内区流场对空泡运动的影响区域将只考虑对数律区:

在对数律区 $5 < y^+ < 40$ 范围中, 将表中相应的流速分布公式代入式(6)和式(7), 计算得

$$u_{bx}(t) = u_\tau (2.5 \ln y^+ + 5.0) [\beta + (1 - \beta)(1 - e^{-\alpha})] \quad 5 < y^+ < 40 \tag{8}$$

$$u_{by}(t) = v_0 [\beta + (1 - \beta)(1 - e^{-(\alpha + \gamma)t})] \quad 5 < y^+ < 40 \tag{9}$$

3 拟序结构下空泡在近壁区的运动

3.1 拟序结构下粒子在近壁区的运动方程

根据 Kolmogorov 理论^[5]对于较小尺度的涡旋运动, 其控制参数包括: 单位质量的能量耗损率 ε 和流体运动粘性系数 ν , 由量纲分析可得涡旋运动的速度为

$$u_v = (\nu \varepsilon)^{1/4} \tag{10}$$

按各向同性湍流的理论, 湍流边界层处单位质量能量耗损率可表达为

$$\varepsilon = \alpha_1 \nu \left(\frac{u_0}{\lambda} \right)^2 \tag{11}$$

式中 α_1 为系数, 量纲为一, $\alpha_1 = 15$; u_0 为边界层外流体的流速; λ 为与 ε 相联系的小涡旋长度尺度, 这里研究湍流边界层处拟序结构中的扫掠过程, 可考虑用近壁区长度尺度 νu_τ 代替, 由式(10)、式(11)得:

$$u_v = (\nu \varepsilon)^{1/4} = \alpha_1^{1/4} (u_0 u_\tau)^{1/2} \tag{12}$$

因为扫掠流团与周围流场之间的相对运动速度 u_c 应该是各向异性的, 所以不同方向上的 u_c 存在差异。另外 u_c 也和阻力系数 c_D 相关, 即阻力系数 c_D 越大, 则扫掠流团的速度 u_{sw} 就越小, 扫掠流团与外区流体之间的相对运动速度 u_c 就越大。所以扫掠流团与外区流体之间的相对运动速度可定义为

$$u_c = (u_0 - u_{sw}) = \alpha_2 u_\nu c_D \tag{13}$$

式中 α_2 为修正系数, 量纲为一; c_D 为阻力系数, 其表达式为

$$c_D = \begin{cases} 24/Re & Re = |\bar{u} - \bar{u}_{sw}| d/\nu \leq 1 \\ (24/Re)(1 + 0.15 Re^{0.637}) & 1 \leq Re \leq 1000 \\ 0.44 & Re > 1000 \end{cases}$$

3.2 扫掠流团在 X 、 Y 方向上的速度方程

(1) 在 X 方向(流动方向)上的速度方程^[9~11] 由式(13)可得扫掠流团的速度公式为

$$u_{sux} = u_0 - \alpha_2 u_{\omega} c_D \quad (14)$$

式中 u_{sux} 为 X 方向(流动方向)上扫掠流团与外区流体之间的相对运动速度; u_{ω} 为 X 方向(流动方向)上涡旋的运动速度。

由于一般在湍流状态下均满足 $Re > 2300$, 故取 $c_D = 0.44$, 可得扫掠流团的速度表达式

$$u_{sux} = u_0 \left[1 - \alpha_3 \left(\frac{u\tau}{u_0} \right)^{1/2} \right] \quad (15)$$

式中 $\alpha_3 = 0.44\alpha_1^{1/4}\alpha_2$; $u\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ 为摩阻流速, τ_w 为壁面切应力, $\tau_w = \tau_+ + \tau_-$, 其中 τ_+ 是湍流边界层中的粘性应力, τ_- 为雷诺应力。

以过渡区的雷诺应力代表壁面的雷诺应力, 则可得出以下结论:

当扫掠流团以一定角度冲击壁面时, 壁面的切应力为 $\tau_w \approx \tau_{bt} \approx (10 \sim 60) \tau_-$, 这里 τ_{bt} 表示猝发雷诺应力, $60\tau_-$ 可以认为是雷诺应力达到极限的情况。由于时均值满足 $\tau_+ \approx \tau_-$, 所以 $\tau_w \approx (10 \sim 60) \tau_-$ 。

对于湍流边界层的粘性底层中的流速分布, 可表示为

$$u = u_0 \frac{y_0 y / \nu + \frac{0.5(y_0 y / \nu)^2}{\exp\left(\frac{y_0 \delta}{\nu}\right) - 1}}{\exp\left(\frac{y_0 \delta}{\nu}\right) - 1}$$

上式两边对 y 求导, 并经简化可得

$$u_{sux} = u_0 [1 - \alpha_3 (10 \sim 60) y / u_0 \delta]^{0.25} = u_0 [1 - \alpha_3 (10 \sim 60) / Re_\delta]^{0.25} \quad (16)$$

式中 $Re_\delta = \frac{u_0 \delta}{\nu}$, 称为边界层厚度雷诺数; $\alpha_3 = 0.44\alpha_1^{1/4}\alpha_2 \approx 0.28$ 。

所以扫掠流团在 X 方向上的最终速度表达式可表示为

$$u_{sux} = u_0 \left[1 - 0.28 \left(\frac{10 \sim 60}{Re_\delta} \right)^{0.25} \right] \quad (17)$$

(2) 在 Y 方向(与壁面垂直的法线方向)上的速度方程 扫掠流团从边界层外卷向边界层内区近壁层, 所通过的距离为边界层的厚度 δ , 整个过程经历的时间为猝发周期 T_b , 则 Y 方向扫掠流团的平均速度为 $\bar{u}_{suy} = \delta / T_b$, 由于扫掠流团在下扫过程中的运动相当复杂, 受到各种因素的影响, 作为近似, 把 $\bar{u}_{suy}$ 用 u_{suy} 来表示, 当扫掠流团运动到近壁层内区, 可以认为所受作用力大致已经平衡, 处于近匀速运动状态。

猝发周期 T_b , 可用外部流动参数, 即边界层外的自由流速 u_0 和边界层厚度 δ 来衡量, $T_b = b \delta / u_0$, 其中 b 为常数, 量纲为一, $b \approx 5$ 。由上述 u_{suy} 与 T_b 得

$$u_{suy} = u_0 / b \quad (18)$$

3.3 扫掠流团相对壁面的冲击角

扫掠流团相对壁面的冲击角 θ 的大小直接关系到壁面受沙粒的磨损是垂直变形磨损, 还是水平微切削磨损。由式(17)、式(18)可得

$$\tan \theta = \frac{u_{suy}}{u_{sux}} = \frac{1}{b [1 - \alpha_3 (10 \sim 60) / Re_\delta]^{0.25}} \quad (19)$$

扫掠流团相对壁面冲击角的最终表达式为

$$\theta = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{5 \left[1 - 0.28 \left(\frac{10 \sim 60}{Re_\delta} \right)^{0.25} \right]} \right\} \quad (20)$$

4 结 论

- (1) 对于光滑边壁而言, 在近壁湍流猝发的扫掠阶段, 扫掠流团的流向速度是由边界层的外区尺度 δ 和 u_0 决定, 而与内区尺度无关;
- (2) 扫掠流团的法向速度是由边界层的外区尺度 u_0 决定, 而与内区尺度无关;
- (3) 扫掠流团相对壁面冲击角也是只与边界层的外区尺度 u_0 有关;
- (4) 由于湍流的拟序结构是间歇性的过程, 如前述存在一个猝发周期 T_b , 扫掠流团相对壁面冲击的周期一般也用猝发周期 T_b 来表示, 如令 $f = 1/T_b$, 则 f 表示扫掠流团相对壁面的冲击频率, 对空蚀而言即空蚀频率, 对泥沙磨损而言即磨损频率, 就空蚀与泥沙磨损的联合作用可以统称磨蚀频率。由实验方法或前述的理论公式都可以求出猝发周期 T_b , 则磨蚀频率 f 可以得到, 磨蚀频率 f 表征了空泡与泥沙对壁面的破坏频率。因而壁面受沙粒及空泡的破坏程度, 既取决于扫掠流团的速度与冲击角, 也取决于磨蚀频率 f 。

参考文献:

- [1] Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A, *et al.* The structure of turbulent boundary layers[J]. J Fluid Mech, 1967, 30: 741– 773.
- [2] John Lumley, Peter Blossey. Control of turbulence[J]. Annu Rev Fluid Mech, 1998, 30: 311– 327.
- [3] Wade Schoppa, Fazle Hussain. Coherent structure dynamics in near wall turbulence[J]. Fluid Dynamics Research, 2000, 26(2): 119– 139.
- [4] Sechet P, Guennec B le. The role of near wall turbulent structures on sediment transport[J]. Water Research, 1999, 33(11): 3 646– 3 656.
- [5] 是勋刚. 湍流[M]. 天津: 天津大学出版社, 1994. 85.
- [6] 林建忠. 湍流动力学[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 2000. 126.
- [7] 黄社华. 两相流中刚性颗粒的物理性质对其运动规律的影响[A]. 1994 全国水动力学研讨会文集[C]. 北京: 清华大学出版社, 1994.
- [8] 梁在朝. 工程湍流[M]. 武汉: 华中理工大学出版社, 1999. 47.
- [9] 黄细彬, 袁银忠, 王世夏. 含沙掺气高速水流对壁面磨蚀的分析[J]. 河海大学学报(自然科学版), 2000, 28(2): 27– 31.
- [10] 刘宇陆, 蔡树棠. 湍流相干结构的机理研究(II)——粗糙壁边界层相干结构的物理模型[J]. 应用数学和力学, 1996, 17(3): 189– 195.
- [11] 黄社华, 程良骏. 水轮机通流部件表面磨损波纹与湍流边界层中的不稳定波[J]. 华中理工大学学报, 1994, 22(11): 96– 101.

Research on movement rules of spherical bubble near wall under turbulent coherent structure

CHU Xun¹, NIU Quan²

(1. College of Hydraulic Science and Engineering, Yangzhou University, Yangzhou 225009, China;

2. Anhui Civil Engineering College, Hefei 230000, China)

Abstract: Starting with the influence on the movement rules of small cavities, the mechanisms of emerging a single spherical bubble are study from the aspect of the turbulent coherent structure near the wall. A dynamic equation is established for the bubble and single spherical sand under the norr turbulent coherent structure near the wall, and then under the turbulent coherent structure near the wall. Through comparison, it can be seen that the turbulent coherent structure near the wall influences directly the cavitation of the bubble.

Key words: coherent structure; spherical bubble; turbulent; near wall; movement rules