

水流冲击超声速气体射流实验研究

张孝石 许昊 王聪 陆宏志 赵静

Experimental study on underwater supersonic gas jets in water flow

Zhang Xiao-Shi Xu Hao Wang Cong Lu Hong-Zhi Zhao Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 054702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.054702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

水下火箭水平射流初期特征研究

Horizontal jet characteristics of an underwater solid rocket motor at the beginning of working

物理学报.2015, 64(23): 234702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.234702>

双液滴同时垂直撞击壁面的数值研究

Simulation investigation of two droplets vertically impacting on solid surface simultaneously

物理学报.2017, 66(2): 024702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024702>

稠密可压缩气粒两相流动中的等熵声速计算建模及物理规律

On modeling and physical laws of isentropic speed of sound in dense gas-particle two-phase compressible flows

物理学报.2016, 65(9): 094702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094702>

方腔内 Cu/Al₂O₃ 水混合纳米流体自然对流的格子 Boltzmann 模拟

Numerical simulation of natural convection of square enclosure filled with Cu/Al₂O₃-water mixed nanofluid based on lattice Boltzmann method

物理学报.2015, 64(2): 024703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024703>

剪切流场中双重乳液稳态形变

Steady deformation characteristics of double emulsion droplet in shear flow

物理学报.2016, 65(20): 204704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204704>

流场环境下复杂囊泡的动力学行为

Dynamics of complex vesicles in shear flow

物理学报.2015, 64(16): 168201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.168201>

水流冲击超声速气体射流实验研究*

张孝石¹⁾ 许昊¹⁾ 王聪^{1)†} 陆宏志²⁾ 赵静²⁾

1) (哈尔滨工业大学航天学院, 哈尔滨 150001)

2) (中国运载火箭技术研究院研究发展中心, 北京 100076)

(2016年9月11日收到; 2016年12月3日收到修改稿)

通过水洞实验对有水流速度影响的水下超声速气体射流进行实验研究, 通过高速摄像系统记录射流形态演变过程, 采用动态测力系统测量射流演变过程中射流周围环境压力的脉动特征. 对剪切层涡旋结构进行分析, 得到水流冲击射流的剪切涡流动形态演化和压力脉动特征. 实验结果表明, 射流主体形态的非定常运动依赖于水流速度, 无水流速度时, 射流主体受到重浮力影响向上弯曲较大, 并且可以捕捉到射流的振荡诱导喷嘴口平面处主频为 200 Hz 的压力脉动, 当存在水流速度时, 射流主体向下游发展过程中的偏斜程度较小, 射流与水流相互作用形成剪切涡, 在水流作用下射流主体向下游发展过程中卷入射流剪切层, 与射流主体掺混形成较大尺度的涡结构, 喷嘴口平面处主频消失.

关键词: 水平射流, 剪切流, 重浮力, 振荡特性

PACS: 47.61.Jd, 47.27.wg, 82.35.Np, 47.85.-g

DOI: 10.7498/aps.66.054702

1 引言

水下高速射流的动态不稳定性机理的理论和实验研究主要针对完全发展的水下射流和气-水掺混问题. 理论研究着重于气体射流气-水界面稳定性的机理分析, 并在射流剪切稳定性方面开展了很多工作. 剪切流动不稳定性是水下气体射流的一个非常突出的问题, 会引起界面失稳, 致使气体射流破裂及散乱气泡的形成. 1982年, Aoki等^[1]研究发现气体射流的反吹并冲击风吹嘴是风吹嘴耐火材料受侵蚀的主要原因, 并把这种现象定义为回击. 回击现象是在射流发生颈缩后出现的. 在Aoki等^[1]研究基础上, Taylor等^[2]开展射流实验研究, 研究结果与Ozawa和Mori^[3]的结论不同, 即射流回击频率并不是随着气体流量的增加而减小. Yang等^[4,5]通过实验研究了回击频率、气泡长大和相关的风嘴侵蚀问题, 实验表明风吹嘴附近较小的气泡溃灭、空蚀是材料被破坏的主要原

因. Wei等^[6]在水箱中进行了旋转和非旋转气体射流的回击现象的对比分析. Aoki等^[1]实验采用的是直通道喷嘴, 射流的最大速度只能达到声速. 文献^[6—11]在Aoki实验基础上, 采用收敛-扩张型超声速喷嘴进行了水下射流实验研究, 实验结果表明欠膨胀、完全膨胀和过膨胀都存在回击现象. Loth和Faeth^[7]通过水下欠膨胀气体射流实验证明近场区中外部存在膨胀区域. Surin等^[8]通过实验研究表明射流中心区的射流强度影响水下气体射流不稳定性的脉动机理. Weiland等^[9]通过高速摄像技术分析了水下气体射流气-液界面的稳定特性. Dai等^[10]通过射流实验研究了水下超声速气体射流的动力学特性, 并利用压力传感器获得射流内部压力特征, 结果表明喷嘴处回击现象与流场中射流内部压力脉动存在相关性. Shi等^[11]基于以上研究, 通过射流实验研究提出了水下超声速气体射流力学机理的激波反馈假设.

目前, 国内外科科研人员对射流做了大量实验与仿真研究, 但射流方向有水流流速影响的相关研究

* 国家国际科技合作专项 (批准号: 2015DFA70840) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: alanwang@hit.edu.cn

较少. 本文通过水洞实验, 设计了水下航行体尾部超声速射流实验, 分析了有流速条件下水下射流的形态演变过程与压力脉动特性, 并通过涡量输运方程分析了有水流流速条件下涡结构的产生机理.

2 实验装置与模型

2.1 实验装置

实验主要依托循环式高速通气空泡水洞实验系统进行, 该实验系统主要包括水洞及其操控系统(图 1), 其中工作段的长度为 1 m, 横截面为 260 mm × 260 mm 的正方形. 为了便于观察, 工作段上下及前后侧面都装有透明的有机玻璃, 可以通

过高速摄像观察空泡形态. 水洞尾水罐设计有移除实验过程通气产生气泡的结构, 可进行长时间连续通气实验. 模型及调节系统、光学测试系统、流体力测试系统以及其他辅助系统如图 2 所示. 测力系统由安装于喷管截面的传感器信号采集与记录系统等部分组成, 其中传感器数据线由支撑处引入. 实验过程中采用 Photron FASTCAM SA-X 型高速摄像机进行射流形态演变拍摄, 根据射流演变速度, 设定高速相机拍摄参数: 拍摄帧率为 3000 frame/s、图像分辨率为 1024 pixel × 1024 pixel、曝光时间为 1/7000 s. 由于高速摄像机的拍摄帧率高、曝光时间短, 需要增加拍摄光照强度来保证实验照片的清晰度, 实验过程中使用三盏功率为 1000 W 的新闻灯构成背景光源.

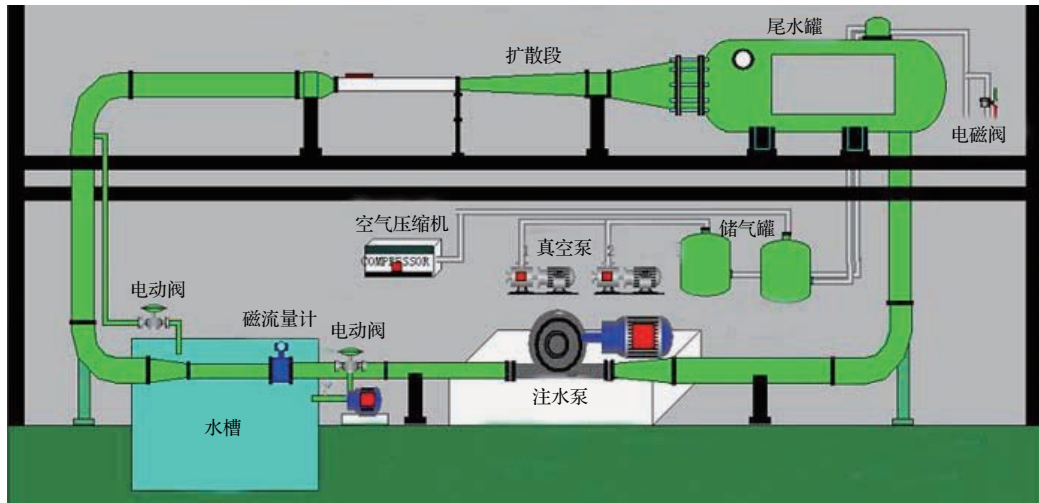


图 1 (网刊彩色) 水洞示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of water tunnel.

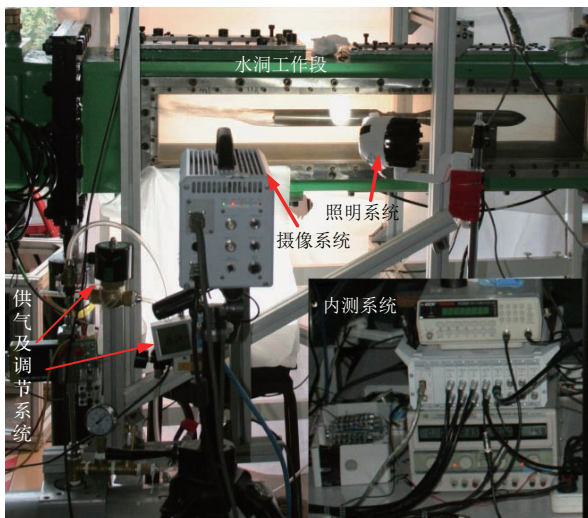


图 2 (网刊彩色) 实验装置

Fig. 2. (color online) Experimental setup.

通过数据采集系统采集非稳定压力信号, 采样频率为 1 kHz, 高速相机及通气系统实施同步触发. 调节水洞电机转速并通过电磁流量计换算得到水洞的水流速度, 水洞流速在 0—18 m/s 连续可调, 实验过程使用数据采集系统进行控制, 通过电信号使得高速摄像机、压力信号采集、供气电磁阀同步触发并存储实验数据和实验照片.

2.2 实验模型

图 3 为水下射流工作原理示意图, 实验采用铝合金材质模型, 模型长度 $L = 335$ mm, 直径 $D = 40$ mm. 图 3 中空气压缩机提供气源与稳压罐连接, 稳压罐可以保证压力的稳定性, 并与模型内部通气管连接, 通气管与模型尾部的气室连接; 压

力传感器P1通过黄色管道安装于模型尾部,在工作段底部安装传感器P2,用于测量射流发生后的压力变化.以模型底部界面中心为原点建立坐标

系,其中传感器P1与喷管的距离 $z = 12\text{ mm}$,传感器P2布置在工作段底端,距离喷管中心轴线距离 $x = 6\text{ mm}$, $z = -140\text{ mm}$.

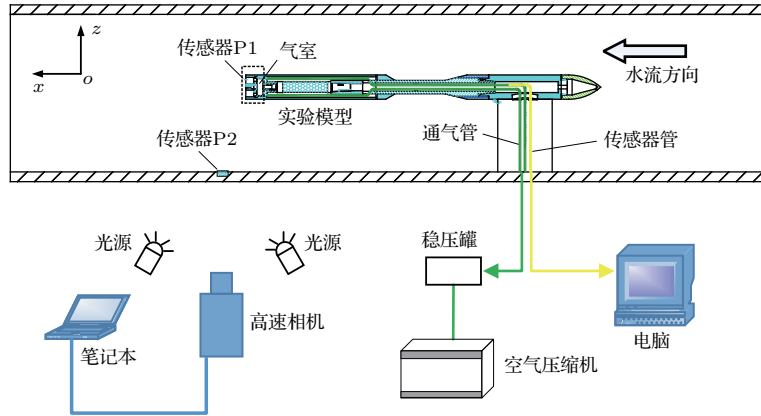


图3 (网刊彩色) 实验装置示意图

Fig. 3. (color online) Schematic of experimental setup.

喷管形状、模型结构及测压孔位置如图4所示.实验采用的喷管为轴对称拉瓦尔喷管,由于模型尺寸小,喷管加工难度大,如根据特征线法设计并加工喷管,受到加工精度的限制,喷管的几个关键位置的精度和尺寸很难控制,因此采用了由直线段构成的渐缩-渐阔型拉瓦尔喷管.由于所采用喷管的膨胀比较小,也能形成较好的流动品质.

马赫数均为2.46,出口压力小于环境压力,超音速射流在喷出喷口后形成斜激波,变为亚音速流动状态,亚音流速与激波形成的位置及形状有关.

3 实验结果

3.1 喷管通气启动过程射流形貌分析

实验过程中以系统同步触发时为 $t = 0$,图5为喷管出气过程($t = 1.7\text{—}30.6\text{ ms}$)的射流瞬态演变过程, v 为水洞中模型前方水流速度.根据射流演化速度和射流形态捕捉的需要,选取相邻两张图像的时间间隔为 1.7 ms ,由于重力场的存在,空泡在水中会因浮力作用而向上浮,实验得到的重浮力影响下射流形态演变过程与文献[12]中的实验结果相似.根据静止水中射流的瞬态形态演变过程,射流可以分为三个发展阶段,如图6所示.1)初始段:喷管出口位置到气流核心区域末端;2)过渡段:初始段下游区域气水混合区的形成发展区域;3)充分发展的主体段,随着主体段区域向下游发展气体射流的动量迅速衰减,且在浮力作用下主体段表层向上弯曲.

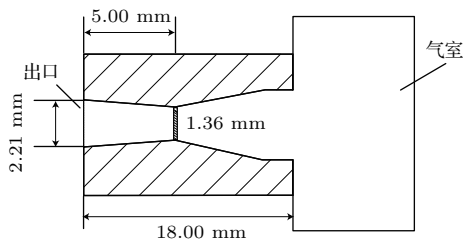


图4 喷管示意图

Fig. 4. Schematic of the nozzle.

拉瓦尔喷管喉部和出口直径分别为1.35 mm和2.15 mm,喷管喷喉比为2.536,出口设计马赫数为2.46.将管内流动简化为一维进行计算,当入口压力与环境压力的比值达到1.04时,喉部达到声速;压力比达到2.31时,管内激波移动至出口处,波前马赫数达到设计马赫数2.46,波后马赫数为0.52;压力比为2.31—15.81时,出口为过膨胀超音流,出口马赫数维持2.46不变;压力比大于15.81时出口变为超音速欠膨胀状态.实验中各喷流均处于压力比为2.31—15.81的超音速过膨胀状态,喷管出口

受到重浮力的影响,射流气体的形态发生了较大变化.出现这种现象的主要原因是气体射流在液相环境下发展受限,射流气体表面受力不均匀.在射流形成初始阶段射流主体动量较大、气体通道较窄,射流主体受到重浮力的影响较小(1.7—5.1 ms).

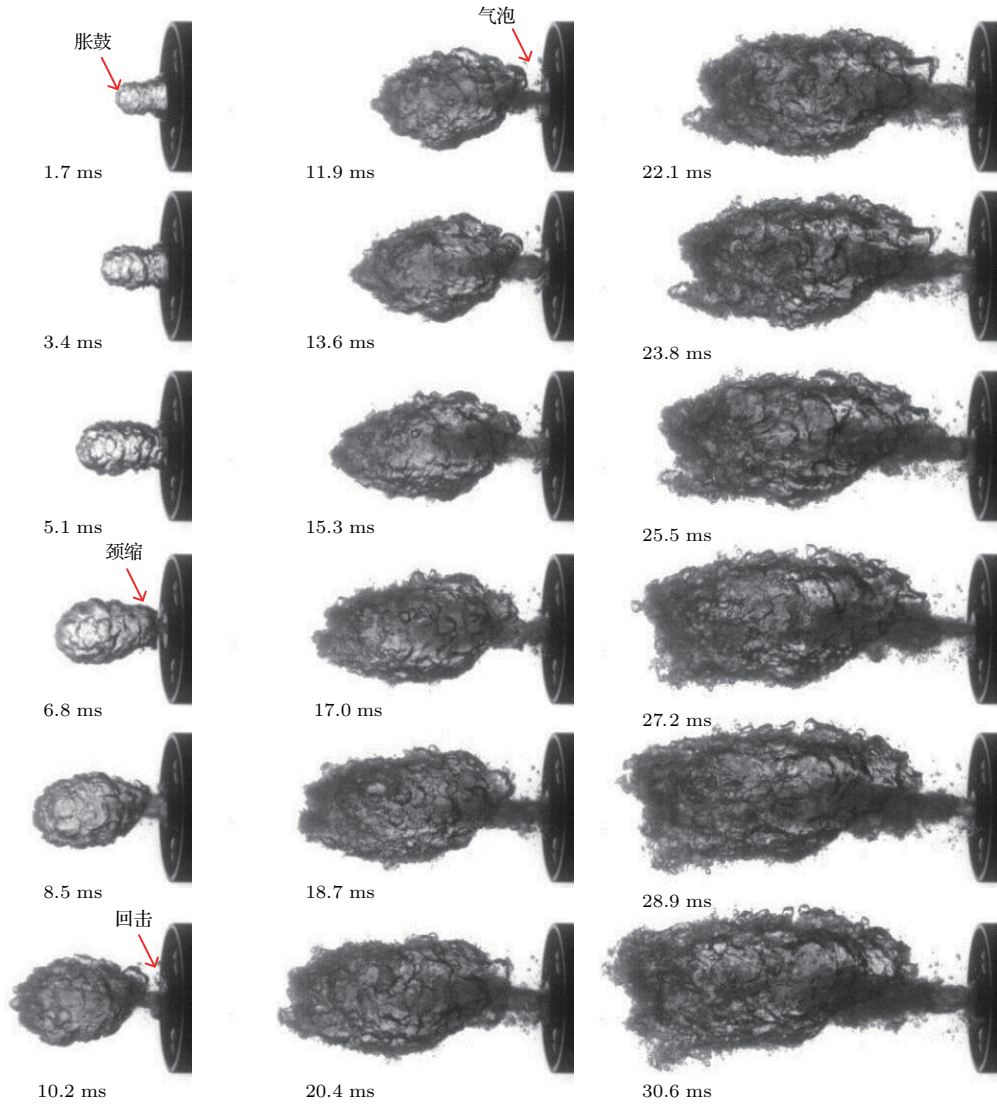


图5 初期气体射流发展过程 ($v = 0 \text{ m/s}$)

Fig. 5. Evolution of air jet in early stage ($v = 0 \text{ m/s}$).

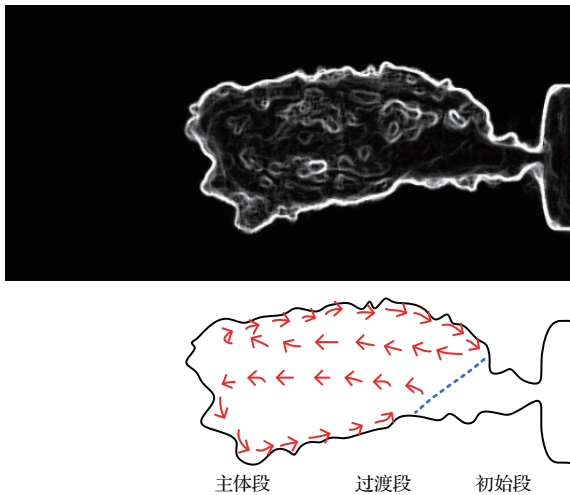


图6 射流示意图 ($v = 0 \text{ m/s}$)

Fig. 6. The sketch of air jet ($v = 0 \text{ m/s}$).

但随着射流主体不断向下游发展,射流主体体积持续增大,受重浮力影响也逐渐增大而发生上浮现象(6.8—20.4 ms),高速运动的气流会受到气泡上方高密度水的惯性阻力作用而发生反弹,射流流动方向发生改变出现低头趋势($t = 22.1\text{—}30.6 \text{ ms}$). $t = 5.1 \text{ ms}$ 时刻开始出现颈缩-胀鼓, $t = 10.2 \text{ ms}$ 时刻出现回击现象,这种特征现象与文献[13]实验得到的射流振荡相似.这主要是由于处于过膨胀的超声速射流形成的气泡内存在激波结构,并会沿射流方向交替出现压力振荡,当射流气泡内压力低于边界外的环境水压时,射流气泡就会出现颈缩现象,导致射流通道缩小,颈缩位置上游气泡内压力增大,从而引发胀鼓^[14],连续的颈缩-胀鼓则引发回击现象.

为研究水流对水下射流流动形态的影响,图7为有水流速度影响下射流形态发展示意图.从图7可以发现,有水流作用会增强对近区流动形态和剪切涡结构的影响,水流的存在使得射流主体受到浮力,沿垂向的偏转程度受到限制,射流在出口附近受到水流的影响而形成近似对称的小尺度剪切涡结构,并随着射流向下游发展,射流在剪切流的作用下形成剪切涡和反向涡对.

图8为射流在有流速的水环境中的发展过程,可以明显地看到剪切层中剪切涡的发展变化.射流刚进入水环境时,射流主体以近似于对称的形式发展(1.7—10.2 ms)且这段时间内没有形成剪切涡,

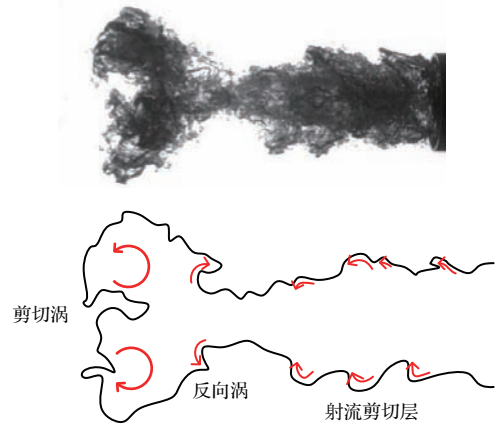


图7 射流示意图 ($v = 3.7 \text{ m/s}$)

Fig. 7. The sketch of air jet ($v = 3.7 \text{ m/s}$).

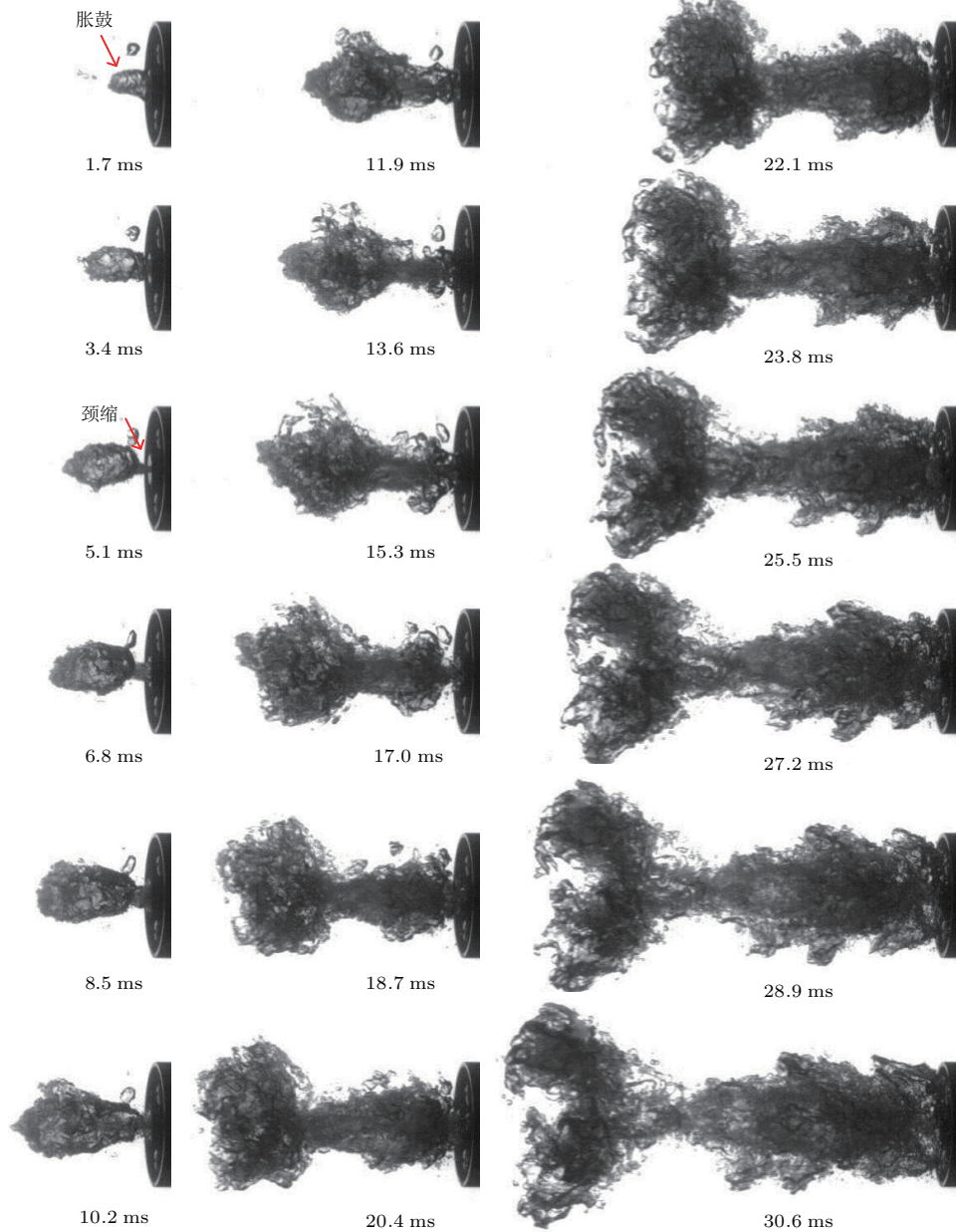


图8 初期气体射流发展过程 ($v = 3.7 \text{ m/s}$)

Fig. 8. Evolution of air jet in early stage ($v = 3.7 \text{ m/s}$).

$t = 1.7$ ms 时发生胀鼓, $t = 5.1$ ms 时发生颈缩现象, $t = 10.2$ ms 时出现回击现象; 从 $t = 11.9$ ms 开始, 随着射流主体的发展, 由于运动方向与水流方向相同, 水流速度比射流发展速度快, 受到剪切流的影响, 剪切涡开始形成和发展, 由于射流剪切涡的非定常性, 射流在同向水流相互作用过程中边缘不断失稳, 导致射流边缘较小的涡结构从射流边缘脱落, 被水流拉伸变形, 随着水流挟带与射流边缘脱落, 且上侧剪切涡和下侧剪切涡的涡量分布基本对称, 射流主体两侧剪切涡在流向和垂向尺度均随着与喷管距离的增加而增大, 但随着与喷口距离的增大, 射流主体受到初始动量的驱动逐渐衰减, 射流主体与水流相互作用形成肾涡与反肾涡 (17—20.4 ms). 在射流出口附近, 由于模型尾部低压区的影响, 射流的回击使得模型尾部的空泡不断

聚集 ($t = 20.4$ ms), 最后达到和模型直径相同的宽度 ($t = 30.6$ ms). 与无水流速度重浮力影响下射流主体相比, 无水流速度射流主体的偏斜程度较大.

3.2 不同水流速度下剪切涡形态分析

图 9 为四种不同流速尾部射流演化过程, 其中来流方向由右至左, 通过高速摄像得到射流边界在出口附近受到剪切流的影响形成的涡结构演化过程. 从图 9 中可以看出射流进入有流速的水环境后, 高速相机获得的射流演变照片显示, 水下射流剪切层涡旋结构主要受到水流速度的影响, 比较图 9 中四种不同流速条件下射流在出口附近的演变形态可知, 不同水流速度条件下受到水流冲击而形成的剪切涡结构排列方式存在明显差异.

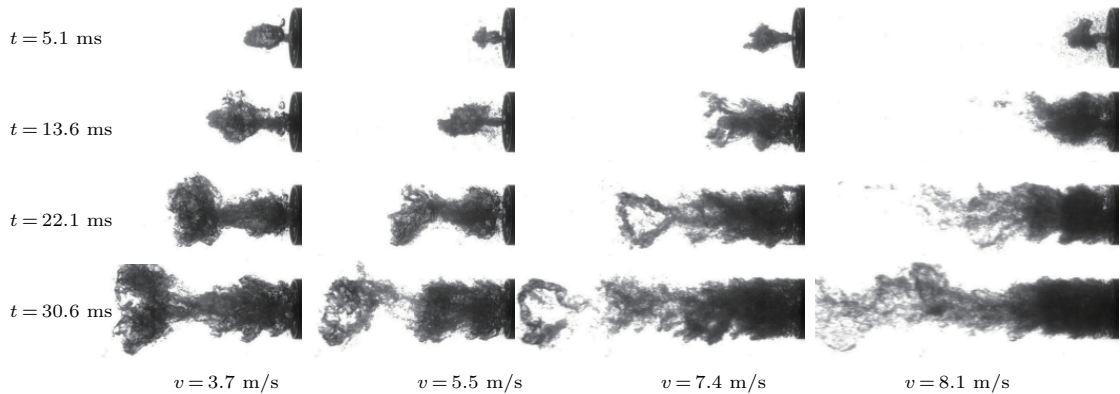


图 9 不同水流速度下的射流演变过程

Fig. 9. The evolution of air jet for different water velocity.

当水流速度 $v = 3.7$ m/s 时, 射流在喷管口形成后, 其运动方向基本与水流运动方向平行, 由于射流与环境水流之间存在速度差, 在射流主体边界产生速度不连续的间断面, 间断面内的流动失稳导致射流表面弯曲并随着剪切层卷起, 随后形成明显的剪切涡旋结构, 随着剪切涡的运动发展, 涡旋结构不断卷吸环境流体形成近似对称的涡旋结构. 当水流速度 $v = 5.5$ m/s 时, 射流初期出现了一次较小的扰动, 且射流形貌和水流速度较低时相比发生了微妙的改变. 这是由于随着水流速度增大模型尾部压强逐渐降低, 且射流初期气体流动动量较低, 射流主体受到水的惯性作用而发生反弹, 射流在低压区聚集后, 在模型尾部形成尾空泡后继续向下游发展. 随着射流向下游发展, 射流由初始段两侧呈近似轴对称剪切涡逐渐演变为不连续无规则涡结

构向下游发展, 并发生大尺度涡旋结构脱落. 随着流速增大到 7.4 m/s 和 8.1 m/s, 此时剪切流影响较强, 当射流充分发展, 射流在出口附近上下两侧剪切层内形成基本对称形态; 从高速摄像中可以清晰地观察到上游壁面涡区的出现, 射流主体在模型尾部充分发展, 宽度和模型尾部一致, 随着射流动量的持续增大, 射流才进一步向下游发展.

3.3 射流振荡研究

分析 $t = 0.10$ — 0.15 s 时水下喷管受到剪切流影响的流动特性, 在这一时间内喷管口附近射流场已经得到充分发展. 图 10 为压力传感器 P1 的压力随时间变化曲线; 图 11 为对应压力-时间变化曲线的射流形态变化. 从图 10 中可以得到模型尾部压强的最大振动幅值为 10 kPa, 其中图 10 下

图为空泡颈缩回击的一个过程, 与图 11 对比分析可以发现, 空泡颈缩后(图 11 (b)), 上游空泡内压力不断增大并膨胀(图 11 (c)), 导致喷口附近压力上升(图 10 位置 (c)), 压力不稳定发生波动后降低(图 10 位置 (e)), 随后发生回击现象压力再次升高(图 10 位置 (g)), 当回击空泡溃灭后压力波动消失(图 10 (i)).

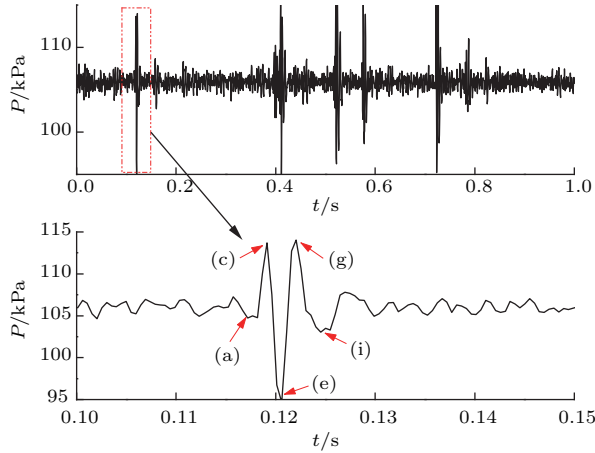


图 10 流场监测点 P1 压强-时间变化曲线
Fig. 10. Pressure signal from P1.

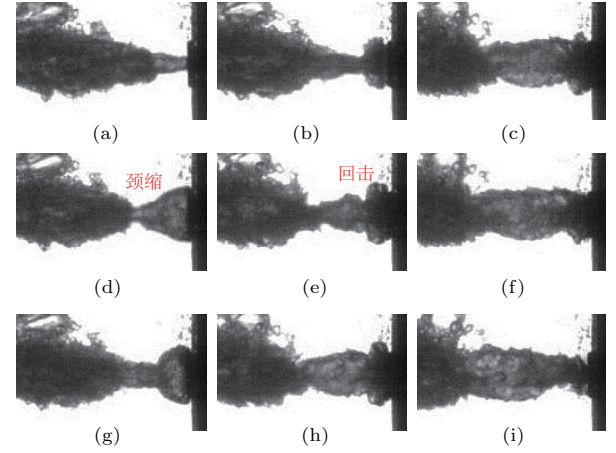


图 11 射流形态演化
Fig. 11. Evolution of air jet.

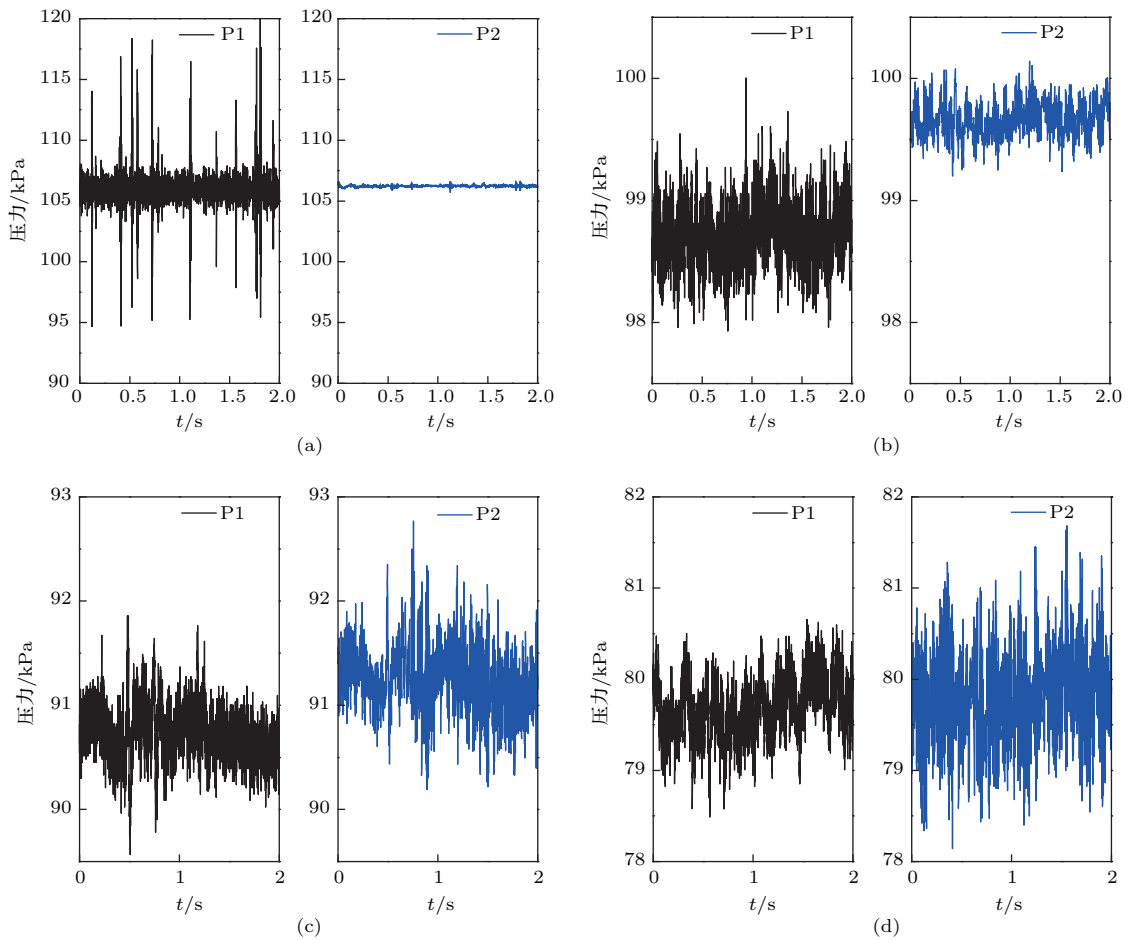


图 12 不同流速下的压力传感器压力信号 (a) $v = 0$ m/s; (b) $v = 3.7$ m/s; (c) $v = 5.5$ m/s; (d) $v = 7.4$ m/s
Fig. 12. Pressure signal for different water velocity. (a) $v = 0$ m/s; (b) $v = 3.7$ m/s; (c) $v = 5.5$ m/s; (d) $v = 7.4$ m/s.

首先, 对 $v = 0$ m/s 情况下压力监测点 P1 和 P2 的压力信号进行分析, 射流的振荡诱导了喷管附近水环境的脉动, P1 监测点存在压力振荡且有较宽的频带, 其主频率范围为 0—700 Hz, 频率峰值约为 200 Hz; P2 的压力脉动频率相对集中, 频率范围为 100—200 Hz, 能量较小, 频率峰值约为 130 Hz, P1 的压力振荡高于 P2 的压力振荡. 随着流速的增加, 尾部传感器 P1 被尾空泡

包裹在空泡内, 压力振荡基本消失, 传感器 P2 产生约 150 Hz 的频率, 并随着水流速度的增大而增强, 这是因为随着水流速度的增大, 水流剪切空泡脱落的强度增大. 因此, 气体射流边界受到剪切流、环境压力和射流泡内压力等因素的影响, 喷管出口附近射流气-水界面出现不稳定振荡, 进而诱发气-水界面内、外气流和水环境的脉动.

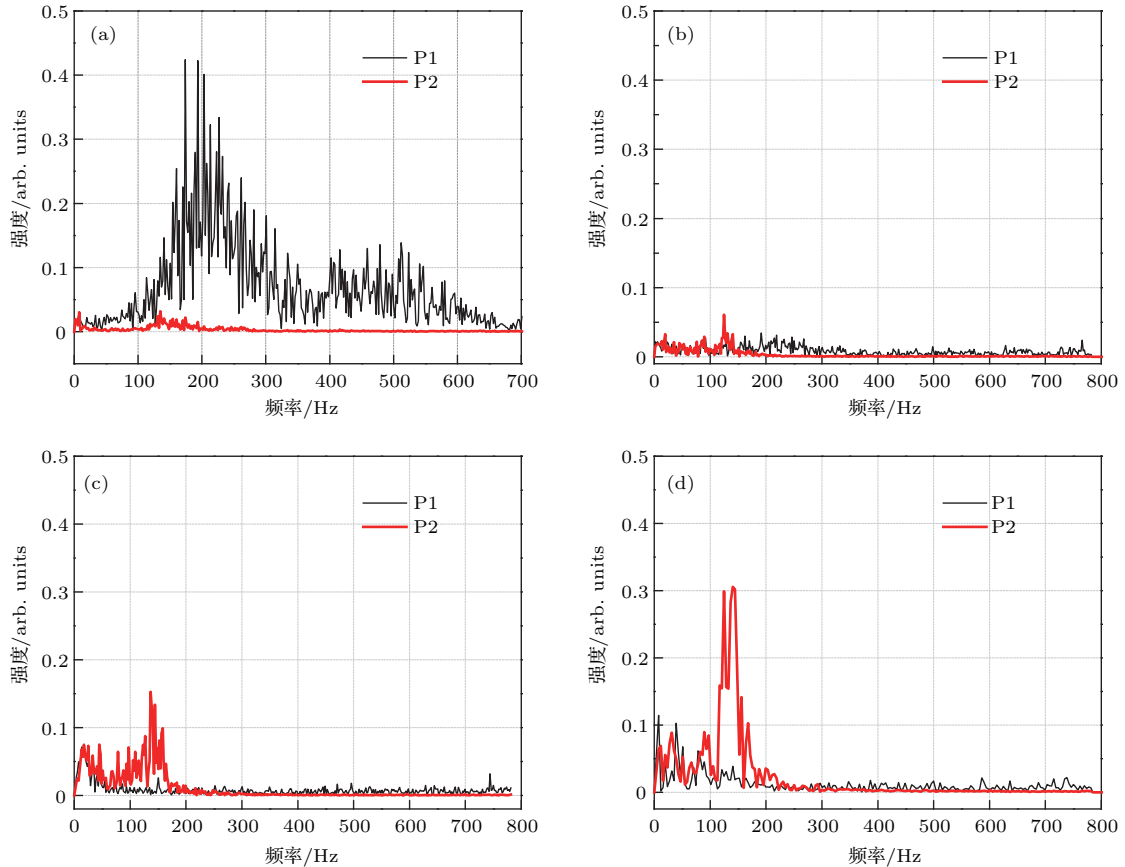


图 13 (网刊彩色) 射流压力的频谱分析 (a) $v = 0$ m/s; (b) $v = 3.7$ m/s; (c) $v = 5.5$ m/s; (d) $v = 7.4$ m/s
 Fig. 13. (color online) Frequency spectra of the jet pressure. (a) $v = 0$ m/s; (b) $v = 3.7$ m/s; (c) $v = 5.5$ m/s; (d) $v = 7.4$ m/s.

4 剪切涡形态理论分析

4.1 Kelvin-Helmholtz 不稳定性

射流从喷管进入模型尾部复杂的尾涡结构中, 射流与水流的两相界面之间存在极大的速度差, 在射流边界产生速度间断面, 根据 Kelvin-Helmholtz (KH) 失稳理论, 此速度间断面是不稳定的, 发生在界面上的扰动将随时间历程迅速增大, 而后界面非线性增强, 最终造成界面的卷曲和掺混, 形成剪切涡 [15]. 根据线性理论, 不考虑表面张力时界面扰动

的时间增长率为

$$\alpha = \sqrt{\frac{k^2 \rho_1 \rho_2 (u - v)^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} - \frac{kg(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 + \rho_2}}, \quad (1)$$

式中 k 为波数, ρ 为密度, g 为重力加速度, u 为射流速度, 重力方向由 ρ_2 指向 ρ_1 . 从 (1) 式可以看出, 扰动的增长速度随波数和速度差的增加而迅速加快. 对于水中超音速气体射流, 文献 [16] 指出界面扰动将在亚音速区任意位置迅速增长, 最终造成射流的断裂和掺混, 而在超音速区扰动将逐渐消失或被输运至下游, 不会无限增长, 因此能够维持相对稳定的射流形态.

尾部超音喷流实验中同时存在喷流-尾流、尾流-自由流两个速度剪切层. 其中射流喷出喷管后, 在下游几个喷管直径距离之内速度迅速衰减, 由间歇稳定的超音射流转为不稳定的亚音射流. 由于波数较大的短波扰动具有更大的时间增长率, 失稳后的喷流破碎产生大量气泡, 这些气泡在喷流-尾流剪切层的掺混作用下与尾流不断混合, 形成图 14(a) 所示非均质气-液两相尾流, 其中颜色越深的部分含气量越大. 由于尾流-自由流剪切层的速度差远小于喷流-尾流剪切层, 只在 10 数量级, 表面张力对大波数扰动的抑制作用明显. 但由于尾流中混入了气体, 其平均密度小于自由流, 因此在其上界面发生了 Rayleigh-Taylor (R-T) 失稳现象, 即使对波数较大的扰动表面张力也无法保持其稳定性. 因为大多数短波扰动的发展速度比长波扰动更快, 所以会在尾流-自由流上界面形成大量小尺度的剪切涡, 而下界面剪切涡往往尺寸更大但数量较少, 如图 14(b) 所示.

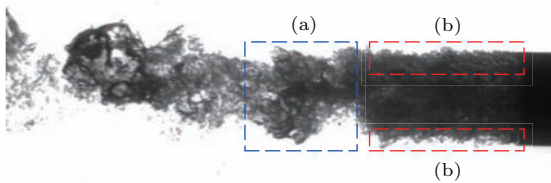


图 14 典型状态射流形态 ($v = 8.1 \text{ m/s}$)
Fig. 14. The typical state of the air jet ($v = 8.1 \text{ m/s}$).

4.2 涡量理论分析

针对尾部气体射流大尺度旋涡的变化建立了一个初步的模型来说明在气-水交界面速度梯度引起的涡线弯曲和伸缩, 表现为涡量的方向和大小都发生变化, 旋涡在变化中形成并排列为肾涡和反肾涡对. 为进一步分析流场射流发展中涡量分布的关

系, 引入涡量输运方程^[17]:

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nu \nabla^2 \omega, \quad (2)$$

式中 ω 为涡量, \mathbf{V} 为气-水交界面的速度, ν 为黏度, 黏性扩散影响较小, 因此忽略 $\nu \nabla^2 \omega$ 项, 涡量输运方程为

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \nabla) \mathbf{V}. \quad (3)$$

图 15 为涡结构示意图, 在 $x-y$ 平面内, 以涡流面的一侧 ($y > 0$) 作为分析对象, 假设无流速时 x 方向涡量为 $-\omega_0$, 当水流速度 $u_1 = v_x$ 时, 在 $t = 0+$ 时刻尾部射流开始, 假设射流速度 $u_2 = u_2(x)$, 射流水平方向和垂直方向的速度是与 x 相关的函数, 但与 y, z 无关, 且 z 方向涡量为 $\omega_z = \omega_0$, x 和 y 方向涡量都为 0, 则有

$$u = u(x), \quad v = v(x), \quad w = 0, \quad (4)$$

式中 $u(x)$ 是水流速度 u_1 与射流速度 u_2 形成的剪切层速度. 在以上条件下得到三个涡量运输方程:

$$x \text{ 方向: } \frac{\partial \omega_x}{\partial t} = 0, \quad (5)$$

$$y \text{ 方向: } \frac{\partial \omega_y}{\partial t} + u(x) \frac{\partial \omega_y}{\partial x} = \eta_0 \frac{dv}{dx}, \quad (6)$$

$$z \text{ 方向: } \frac{\partial \omega_z}{\partial t} + u(x) \frac{\partial \omega_z}{\partial x} = \eta_0 \frac{dw}{dx}. \quad (7)$$

根据 (5)–(7) 式, x 方向速度 u 和 y 方向速度 v 的变化引起 z 方向上涡量的产生, 求解得到三个方向的涡流为

$$\omega_x = -\omega_0, \quad \omega_y = \omega_0 t \frac{dv}{dx}, \quad \omega_z = \omega_0 t \frac{dw}{dx}. \quad (8)$$

(8) 式为不同水流方向的涡量分量, ω_z 为水流速度方向涡量的变化, 剪切层上速度变化引起了涡量分量 ω_z 的变化, 如图 15 所示.

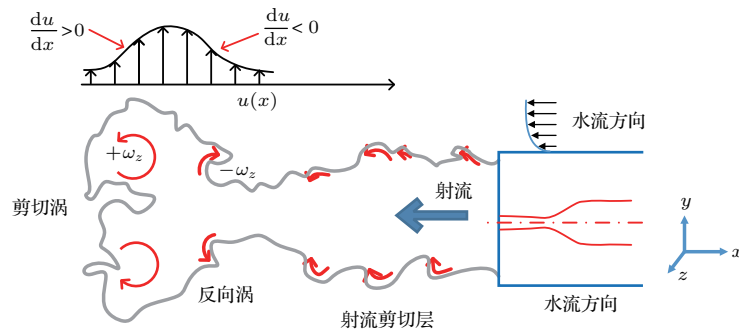


图 15 (网刊彩色) 涡结构示意图
Fig. 15. (color online) The sketch of double-decked structure.

5 结 论

本文通过水洞实验研究了有水流作用下水下射流流动机理,对比分析了无水流速度时受重浮力影响条件下和有水流速度条件下的射流形态、压力脉动特性.实验表明这两种条件下的水下超音速射流均会出现胀鼓、颈缩和回击等典型现象,但射流形态上存在较大差异,无流速条件下射流受重浮力影响明显地上浮;与静止水中的射流情况相比,受到水流速度影响的射流演变过程更加复杂.射流进入水环境后,由于射流主体速度低于水流速度,水流沿射流主体方向产生剪切流,导致射流表面弯曲并卷起形成剪切涡.由于射流远离喷口后受到剪切层影响较小,因此在远离喷口范围内射流的流动形态随着剪切涡的运动发展,涡旋结构不断卷吸环境流体,射流主体形成近似对称的的涡旋结构.无流速条件下,射流的振荡诱导了喷管附近水环境的脉动,喷口截面监测点P1压力振荡频率范围为0—700 Hz,频率峰值约为200 Hz;P2压力振荡频率范围为100—200 Hz,频率峰值约为130 Hz.随着流速的增加,尾部传感器被射流主体包裹在空泡内,压力振荡基本消失,P2传感器存在150 Hz左右的频率,并随着水流速度的增大而增强.

参考文献

- [1] Aoki T, Masuda S, Hatono A, Taga M 1982 *Injection Phenomena in Extraction and Refining* (England: New-castle upon Tyne) p21
- [2] Taylor I F, Wright J K, Philp D K 1988 *Can. Metall. Quart.* **27** 293
- [3] Ozawa Y, Mori K 1983 *Transactions of the Iron and Steel Institute of Japan* **23** 764
- [4] Yang Q, Gustavsson H 1990 *Scand. J. Metall.* **19** 127
- [5] Yang Q, Gustavsson H 1992 *Scand. J. Metall.* **21** 15
- [6] Wei J H, Ma J C, Fan Y Y, Yu N W, Yang S L, Xiang S H 1999 *ISIJ Int.* **39** 779
- [7] Loth E, Faeth G M 1989 *Int. J. Multiphas. Flow* **15** 589
- [8] Surin V, Evchenko V, Rubin V 1983 *J. Eng. Phys.* **45** 1091
- [9] Weiland C, Yagla J, Vlachos P 2008 *CD-ROM Proc. XXII ICTAM Adelaide, Australia, August 2008* p25
- [10] Dai Z, Wang B, Qi L, Shi H 2006 *Acta Mech. Sinica* **22** 443
- [11] Shi H, Wang B, Dai Z 2010 *Science China Physics, Mechanics and Astronomy* **53** 527
- [12] Wang C, Wang J F, Shi H H 2014 *CIESC Journal* **65** 4293 (in Chinese) [王超, 汪剑锋, 施红辉 2014 化工学报 **65** 4293]
- [13] Shi H H, Guo Q, Wang C, Wang X G, Zhang L T, Dong R L, Jia H X 2010 *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics* **42** 1206 (in Chinese) [施红辉, 郭强, 王超, 王晓刚, 章利特, 董若凌, 贾会霞 2010 力学学报 **42** 1206]
- [14] Shi H H, Wang B Y, Dai Z Q 2010 *Scientia Sinica (Physica, Mechanica Astronomica)* **40** 92 (in Chinese) [施红辉, 王柏懿, 戴振卿 2010 中国科学: 物理学 力学 天文学 **40** 92]
- [15] Drazin P 2004 *Hydrodynamic Stability* (Cambridge: Cambridge University Press) p288
- [16] Chen K, Richter H 1997 *Int. J. Multiphas. Flow* **23** 699
- [17] Haven B, Kurosaka M 1997 *J. Fluid Mech.* **352** 27

Experimental study on underwater supersonic gas jets in water flow*

Zhang Xiao-Shi¹⁾ Xu Hao¹⁾ Wang Cong^{1)†} Lu Hong-Zhi²⁾ Zhao Jing²⁾

1) (*School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

2) (*Research and Development Center, China Academy of Launch Vehicle Technology, Beijing 100076, China*)

(Received 11 September 2016; revised manuscript received 3 December 2016)

Abstract

The objective of this study is to investigate the flow structure of underwater supersonic gas jets in water flow. Supersonic gas jets submerged in a liquid flow field is experimentally studied in a water tunnel. In the experiments, a high speed camera system is used to observe the evolution of the gas jet bubble, and a dynamic pressure measurement system is used to measure the pressure fluctuation under different flow velocities simultaneously. We seek to study the mechanism of the vortex structure and the pressure fluctuation phenomenon during the gas jet evolution. The obtained results conclude that the main body formation and the pressure fluctuation of the gas jets depend heavily on the ambient flow speed. The instantaneous patterns of gas jets remarkably go upward due to the gravity effect in the still water. A shear vortex will be formed by jet-flow interaction when the ambient fluid flows. Larger vortexes are formed when the main body of the jet evolves downstream and mixes with the jet shear layer. The evolution pattern and pressure fluctuation characteristics of the gas-liquid interface are educed through a detailed analysis of the shear layer vortex structure. Backward reflection of pressure fluctuation is formed accompanying the jet bulging, necking, and back-attack. Consequently, the pressure fluctuation is transferred to the fluid at the nozzle surface and the test section. The pressure measurement system is used to confirm the pressure fluctuation phenomenon. Two measuring positions are set, i.e., pressure transducers are embedded at the nozzle surface and the test section. The pressure fluctuation with magnitude of 10 kPa is measured by the nozzle surface transducer in still water. The pressure fluctuation induced by the gas jets near the nozzle exit disappears simultaneously when the ambient fluid flows. However, the amplitude of pressure fluctuation decreases at the nozzle surface but increases at the test section with the increasing flow velocity. Power spectrum analysis is carried out and shows that the mechanical energy of the water tunnel gas jets is mainly distributed in the frequency band of 0–700 Hz. A jet induced large pressure fluctuation with a dominant frequency about 200 Hz can be captured near the nozzle surface in still water. With increasing water velocity, the dominant frequency of the unsteady pressure fluctuation decreases significantly at the nozzle surface. Conversely, the flow velocity leads to an increase in the spectral intensity of the pressure at the test section.

Keywords: horizontal jet, shear flow, gravity and buoyancy, oscillation characteristics

PACS: 47.61.Jd, 47.27.wg, 82.35.Np, 47.85.-g

DOI: 10.7498/aps.66.054702

* Project supported by the International Science and Technology Cooperation Program of China (Grant No. 2015DFA70840).

† Corresponding author. E-mail: alanwang@hit.edu.cn