



论文

水下超声速气体射流的力学机制研究

施红辉^{①*}, 王柏懿^②, 戴振卿^②^① 浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018;^② 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100190* E-mail: hhshi@zstu.edu.cn

收稿日期: 2009-05-25; 接受日期: 2009-11-16

国家自然科学基金(批准号: 10672144)、浙江省自然科学基金(编号: Y107073)和中国科学院“百人计划”基金资助项目

摘要 介绍了对水下超声速气体射流的力学机制的实验研究. 在自行设计研制的实验系统里, 高压空气通过缩放喷嘴(拉伐尔)喷入一个 3 维水槽中. 射流在不同的工况下运行, 即过膨胀、适配和欠膨胀状态. 用一台 CCD 摄像机, 对射流流场进行了可视化. 实验发现, 超声速气体射流在水中的喷射, 总是伴随着很强的流体振荡, 而这种振荡与射流气相介质中的激波反馈现象有关. 对射流压力场进行了详细的测量, 证实了气相介质中的激波反馈现象. 但是, 这里讲的激波反馈不同于超声速气体射流在开放大气空间中释放时的声学反馈(声学反馈引起尖锐刺耳的声调). 它是这样一个过程: 封闭在射流气袋中的激波引起射流内部的大幅度的、周期性的压力脉动; 然后, 压力脉动引起射流振荡, 包括大幅度气体膨胀现象的出现. 为了验证这种激波反馈现象, 我们对流场进行了详细的压力测量. 设计了三种压力测量装置, 即浸没在水中的压力探头; 在喷管装置侧壁上的压力测量; 在喷管装置前壁上的压力测量. 实现了对喷嘴下游、喷嘴附近以及喷嘴上游的压力测量, 而且各压力测量结果体现了很好的一致性. 研究表明, 射流的每一次振荡, 都引起一次压力的突然增加, 激波反馈的平均频率为 5~10 Hz.

关键词水下超声速气体射流
压力脉动
流动可视化
激波反馈

在许多不同的工程技术领域里, 可以经常看到水中气体射流的现象, 例如, 废水的曝气处理^[1-3], 水下切割技术^[4]以及水下运载器的喷气推进^[5]等. 当喷射速度较低时, 浸没气体射流通常变成气泡流, 这一过程已能较好地被理论模型描述^[6]. 贺小燕等人^[7]用 Level Set 方法, 对水下超声速气体射流进行了数值计算. 然而, 正如施红辉等人^[8]已指出的那样, 水下超声速气体射流现象包含了许多复杂的力学机制, 因此必须进行详细的研究以解明该流场.

该问题曾在 20 世纪 70 年代在冶金领域被广泛地

研究过, 因为在给炼钢炉添加氧气和惰性气体时, 发现了冶金炉风嘴耐火材料的严重侵蚀. Hoefele 和 Brimacombe^[9]用高速摄影和压力测量的方法, 研究了气体分别通过直线型和收缩-扩张型风嘴喷入液体时的流场. 他们发现, 随着气体喷射压力的增加, 压力脉动的频率在减少; 而频率减少的过程, 实际上伴随着液体中的气体经历着从泡状流向射流的流型转变. 于是他们提出了一个设想: 可以通过增加喷射速度的办法, 把气流吹离固体壁面, 从而减少风嘴侵蚀. 基于 Hoefele 和 Brimacombe^[9]的工作, Mori 等人^[10]以

及 Ozawa 和 Mori^[11]继续研究了优化风嘴运行的工作条件. 他们发现, 当喷嘴出口的射流速度达到声速时, 气体射流在水中和在水银中都实现了泡状流-射流的转变. 他们也报道了随着射流速度的增加, 气泡敲击频率减少的实验结果.

在 1982 年, Aoki 等人^[12]发表了一篇重要的论文, 阐述了造成风嘴耐火材料侵蚀的主要原因, 是气体射流沿主流方向反吹并且冲击风嘴的前表面. 他们把这种射流反吹现象定义为“回击”, 他们发现它是在射流发生颈缩后出现的. 根据 Aoki 等人^[12]的思路, Taylor 等人^[13]开展一项试验研究, 证明了 Ozawa 和 Mori 的结论^[11], 即回击频率随着气体流量的增加而减小, 是不正确的. 随后, Yang 等人^[14]以及 Yang 和 Gustavsson^[15]也研究了回击频率、气泡长大和相关的风嘴侵蚀问题. 他们提出风嘴侵蚀机理的新解释: 当较小直径的气泡在固体表面上崩溃后, 空蚀出现并造成了材料破坏. Wei 等人^[16]在一个模拟水箱中, 比较了旋转和非旋转气体射流的回击行为.

尽管过去的研究者们对水下气体射流已经进行了大量的研究^[9-16], 但是许多流体力学问题还没有被搞清楚. 例如, Aoki 等人^[12]只试验了直通道的喷嘴, 这意味着最大射流速度只能达到声速. 根据我们近来对水下超声速气体射流的研究, 已经发现无论射流处于欠膨胀、完全膨胀还是过膨胀, “回击”都会出现^[17,18]. 我们认为, “回击”仅仅是一个对事件表象的描述, 它并没有涉及到流场的物理实质, 因此有必要从空气动力学和流体力学的观点来研究这个问题. 空气动力学的知识告诉我们, 在超声速气流中扰动是不会向上游传播的. 另一方面, 当超声速气体射流喷入空气中时, 所谓的“声学反馈”现象^[19,20]也是人们所熟知的. “声学反馈”是由于声波沿着射流剪切层(亚声速)逆流传播回喷嘴造成的, 这个反馈是尖锐刺耳声调的来源. 而声波的产生, 来自激波与射流边界层、旋涡、温度或密度的不均匀处的相互作用^[21]. Loth 和 Faeth^[22]以及威隆溪等人^[23]对浸没欠膨胀气体射流静压分布的测量结果表明, 射流内部存在一个影响着射流膨胀的激波胞室结构. 同时, 水下超声速气体射流是高度湍流和不稳定的^[24,25]. 当射流内的激波遇到不稳定的气/液界面时, 激波将重新聚集其能量, 然后反射回去并冲击喷嘴表面. 这个反射和冲击接着引起了喷嘴表面上的气泡的迅速膨胀. 因此, “回击”实际上是一种激波反馈现象.

1 实验装置与方法

图 1 示出了实验系统图. 它主要包括: 空气压缩机, 储气罐, 压力调节阀, 电磁阀, 透明水箱以及喷嘴组件. 空气压缩机可以提供 3 MPa 压力的压缩空气. 储气罐的容积为 0.8 m³, 它能在维持压缩空气压力恒定的情况下, 保证 5 秒的工作时间. 压力调节阀用于调节喷嘴组件的气体驻室内的滞止压力. 电磁阀用于启动或关闭气体喷射. 水箱由透明有机玻璃板制成, 长 280 cm, 宽 50 cm, 高 55 cm. 在实验中, 喷嘴组件被浸没在水面下 15 cm 处, 水温为室温. 在进行流场可视化时, 一台 CCD 摄像机(BASLER A602f type)被用于观察水下超声速气体射流的流动行为, 光源是一台频闪灯. 为了详细测量流场的压力, 设计了 3 种压力测量装置, 第 1 种是用压力探针排测量在喷嘴出口下游处的水下超声速气体射流内的压力; 第 2 种是喷嘴组件装置侧壁上的压力测量; 第 3 种是在组合喷嘴装置的前端面的压力测量. 这 3 种装置的结构在下面介绍.

图 2 示出了静压测量探针排的结构. 三个探针等间距地垂直拍成一排, 相邻探针间的距离为 1 cm, 探针由 1.5 mm 直径的不锈钢管制成. 探针被安装在一

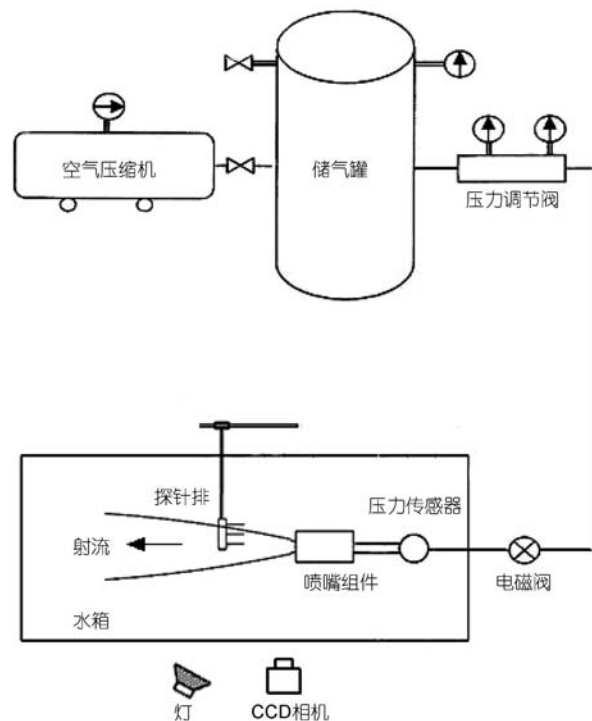


图 1 水下超声速气体射流实验装置系统图

个铝合金支架的前端, 每一个探针与被安装在铝合金支架后端的对应的压电阻压力传感器(NS-2 型)相联接. 探针具有尖锐的头部, 静压测孔被钻在离探针头部 12 mm 距离的地方. 探针排被安装在一个三维移动平台上, 可实现在沿下游方向不同位置处的压力测量. 用该探针排, 可以同时测量射流中心、气/水混合区以及水中的压力.

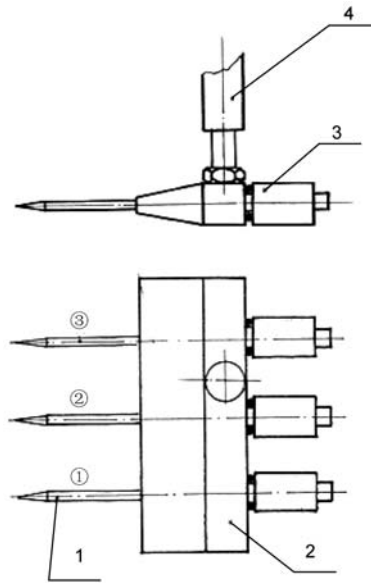


图 2 静压测量探针排的结构

(1) 静压探针; (2) 探针排支架; (3) 压力传感器; (4) 支撑体

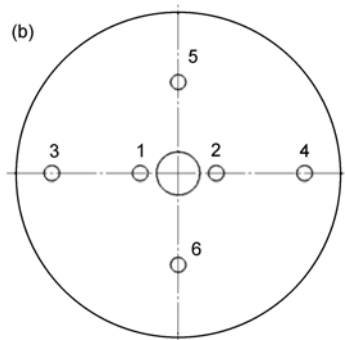
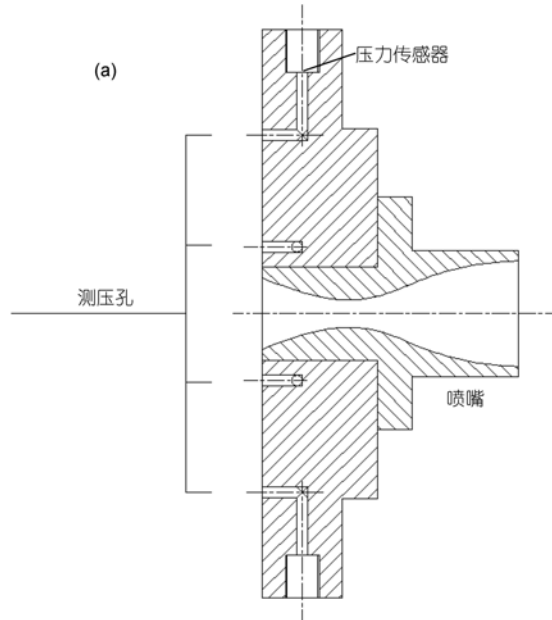


图 4 组合喷嘴结构图
(a) 截面图; (b) 前视图

图 3 是喷嘴组件的设计结构图. 喷嘴组件主要由 Laval 喷嘴(3)、外壳(2)和气体驻室(6)组成. 喷嘴组件被固定在支撑板(7)上面, 在尾部的联接部(8)与压缩空气的管线连接. 气体驻室的滞止压力, 由压电容压力传感器(1) (Setra 280E 型)监控, 传感器连接到一台电压表上. 实验中, 所需的滞止压力通过操作压力调节阀来实现(见图 1). 在喷嘴侧壁上, 有 2 个测压孔(4), 其中第 1 个测孔离喷嘴出口距离为 10 mm, 第 2 个测孔离喷嘴出口距离为 50 mm, 测压孔与压电阻传感器(5)相联. 用这个装置, 可以测出当激波反馈发生后, 在喷嘴出口上游处的流体中诱导的压力脉动. 本文中, 只给出从第 1 个测孔测量出的结果.

图 4 是组合喷嘴装置的设计图. 试验喷嘴被塞入

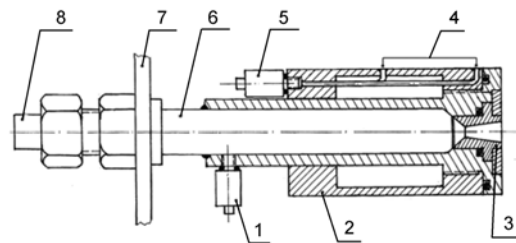


图 3 喷嘴组件结构

(1) 压电容压力传感器; (2) 喷嘴外壳; (3) Laval 喷嘴; (4) 侧壁上的压力测孔; (5) 压电阻压力传感器; (6) 气体驻室; (7) 支撑板; (8) 高压气体接头

一个法兰中, 在法兰上开有 6 个测压孔. 测孔 No. 1 和 2 距离喷嘴中心 7 mm, 测孔 No. 3 和 4 距离喷嘴中心 17 mm, 测孔 No. 5 和 6 距离喷嘴中心 12 mm. 这 6 个测孔分别与 6 个压电阻压力传感器相连接(NS-2 型). 这个装置被用来测量当激波反馈驱动射流反吹回来的时候, 流体冲击喷嘴前壁面时的压力. Taylor 等人^[13]曾经用过这个设计. 图 3 所示的设计, 具有能随意更换喷嘴的优点, 因为这样可以满足对不同喷射马赫数的要求. 试验了 2 套 Laval 喷嘴, 它们的喉部直径分别为 4.3 和 5.4 mm. 表 1 给出了喷嘴的几何尺寸, 表 2 给出了过膨胀、完全膨胀和欠膨胀的运行条件.

表 1 两套超声速喷嘴的几何尺寸

序号	喷嘴出口马赫数 Ma	喷嘴出口直径 (mm)	
		喉部直径 4.3 mm	喉部直径 5.4 mm
1	1.50	4.7	5.9
2	1.75	5.1	6.4
3	2.00	5.6	7.0

表 2 三种运行工况的滞止压力

马赫数 Ma	滞止压力($\times 10^5$ Pa)		
	过膨胀	完全膨胀	欠膨胀
1.50	3.0121	3.7652	4.5182
1.75	4.3953	5.4941	6.5930
2.00	6.5481	8.1852	9.8222

2 实验结果

2.1 水下超声速气体射流的流动特性

图 5 和 6 分别给出了从 $Ma=2.0$ 的喷嘴喷出的水下完全膨胀和欠膨胀空气射流的影像. 该喷嘴的喉部和出口直径分别为 4.3 和 5.6 mm. 在图 5(a)中, 射流处于正常状态, 即射流核心被湍流边界层包围; 此时射流形状基本服从相似率, 即射流直径沿下游方向基本上呈线性增长. 但是, 在图 5(b)中可以看出射流已开始膨胀, 然后射流逆流反吹, 在冲击喷嘴之后造成了一个直径大于喷嘴装置外径(55 mm)的大气泡环(见图 5(c)~(d)). 在图 6 所示的四个连续影像中, 射流的突然膨胀和反向冲击喷嘴表面的过程可见于图 6(c)和(d). 实验表明, 水下过膨胀空气射流的行为, 与图 5 和 6 所示的相类似^[18,26].

尽管 Aoki 等人^[12]以及 Yang 和 Gustavsson^[15]的

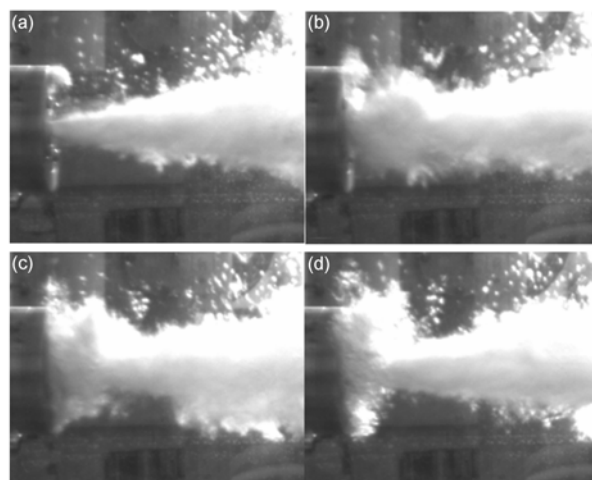


图 5 水下完全膨胀空气射流的振荡($Ma=2.0$ 喷嘴)

相邻两幅照片间的时间间隔为 10 ms. 射流方向自左向右. 喷嘴装置外径为 55 mm. (a) 起始阶段; (b) 10 ms 后; (c) 20 ms 后; (d) 30 ms 后

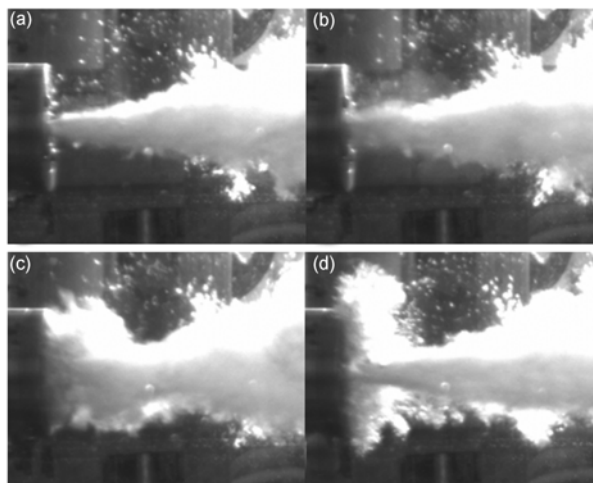


图 6 水下欠膨胀空气射流的振荡($Ma=2.0$ 喷嘴)

相邻两幅照片间的时间间隔为 10 ms. 射流方向自左向右. 喷嘴装置外径为 55 mm. (a) 起始阶段; (b) 10 ms 后; (c) 20 ms 后; (d) 30 ms 后

高速摄影结果已表明, 对于最大速度可以达到气体声速的水下高速气体射流, 总是伴随着射流膨胀和所谓的“回击”现象, 图 5 和 6 的实验结果揭示了, 对于水下超声速气体射流, 射流振荡和反向冲击表现得更加明显, 而且有时在流场中起着主导作用. 这意味着水下超声速气体射流不会比水下亚声速气体射流更稳定, 这与 Chen 和 Richter^[24]以及 Weiland 等人^[25]的理论分析结果相反. 这个分歧说明了需要对

水下气体射流的不稳定性机理给出新的解释. 事实上, 超声速气体中有激波存在, 并且激波被封闭在气/水边界里面, 因为水/气边界的密度比达到了 $\sim 10^3$. 射流边界在诸多因素的影响下, 例如湍流、气/液混合、Kelvin-Helmholtz 不稳定性 and Richtmyer-Meshkov 不稳定性的影响, 是不稳定的, 因此会发生如 Aoki 等人^[12]已观察到的射流颈缩. 当激波遇到缩小的边界时, 会发生激波反射(可理解为反馈). 接着, 激波反馈携带着气/液两相流向上游运动并冲击喷嘴表面.

2.2 射流内的压力测量

根据高速摄影的实验结果, 可以获得激波反馈的频率为 $f = 5 \text{ Hz}$ ^[18,26]. 在不同的实验条件下, 这个频率可以达到 $f \approx 10 \text{ Hz}$ ^[27]. 现在, 我们分析图 7 示出的在射流下游处的、用图 2 所示的测量装置测得的静压实验结果. 测量位置位于喷嘴出口下游 2 cm 处, 射流是从 $Ma = 1.5$ 马赫数的喷嘴中喷出的欠膨胀空气射流. 图 7(a)~(c)分别给出了在射流中心的压力、在气/液混合区的压力、在水中的压力. 很明显, 静压力沿着射流径向方向逐渐减小(图中的零压力代表大气压力), 这个趋势与 Loth 和 Faeth^[22]的测量结果相一致.

图 7(a)的压力信号包含了三个流体力学过程. 压力范围在 0~18 kPa 的低幅高频压力, 是由射流湍流引起的. 压力范围高于 30 kPa 的高幅低频压力大约有 17 个峰值信号, 可以算出其频率为 $f = 4.25 \text{ Hz}$. 因此可以认为这个高压是由激波反馈引起的. 压力范围在 18~30 kPa 的中等幅度压力大约有 60 个峰值信号, 可以算出其频率为 $f = 15 \text{ Hz}$, 这个频率是激波反馈频率的 3.52 倍. 根据我们最近的研究^[27,28], 已发现激波反馈在喷嘴表面造成一个大直径的气泡环之前, 出现了较小膨胀幅度的射流胀鼓现象. 胀鼓的气泡有时会接触喷嘴表面, 但它不会崩溃; 一般情况下, 胀鼓气泡被迅速吹向下游. 一个激波反馈的出现, 通常事先伴随着多次(个)射流胀鼓的出现. 胀鼓频率可以达到反馈频率的 3 倍甚至更多. 所以, 图 7(a)中的中等幅度压力是由射流胀鼓引起的.

2.3 喷嘴侧壁上的压力测量

图 8 给出了用图 3 所示的测量装置测得的, 在不同运行条件下的, 从 $Ma = 1.5$ 喷嘴喷出的超声速空气射流在喷嘴上游位置诱导的压力. 当射流喷入开放

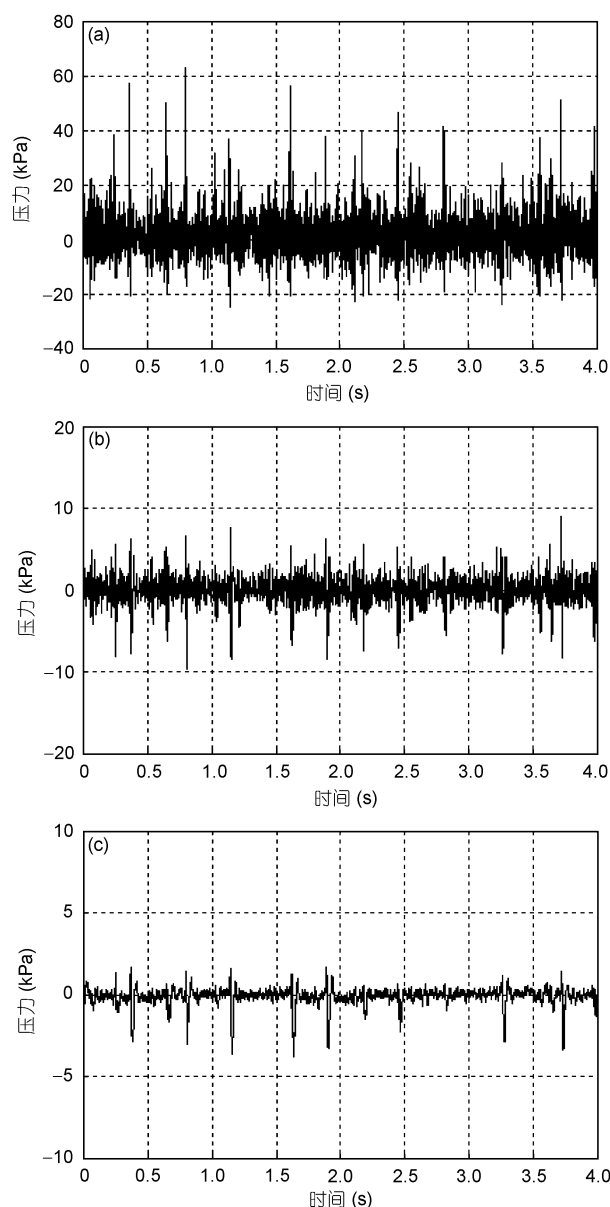


图 7 在下游 2 cm 处的射流静压力

水下欠膨胀空气射流($Ma = 1.5$ 喷嘴). (a) 1 号探针的压力信号; (b) 2 号探针的压力信号; (c) 3 号探针的压力信号

空气中时, 图 8(a)示出不能测得明显的压力脉动. 图 8(b)~(d)是当射流喷入水中时的测量结果. 通过比较图 8(b)~(d)和图 7(a)中的压力幅值, 可知喷嘴侧壁上的压力大大小于射流中心的压力. 很明显, 在欠膨胀、完全膨胀和过膨胀的三种情况下, 都发现了射流的周期性脉动(振荡). 图 9 比较了在喷嘴出口下游处的射流中心的压力(1 cm 离开距离)和在喷嘴出口上游处的喷嘴侧壁上的压力. 图 9(a)中压力值大于 30

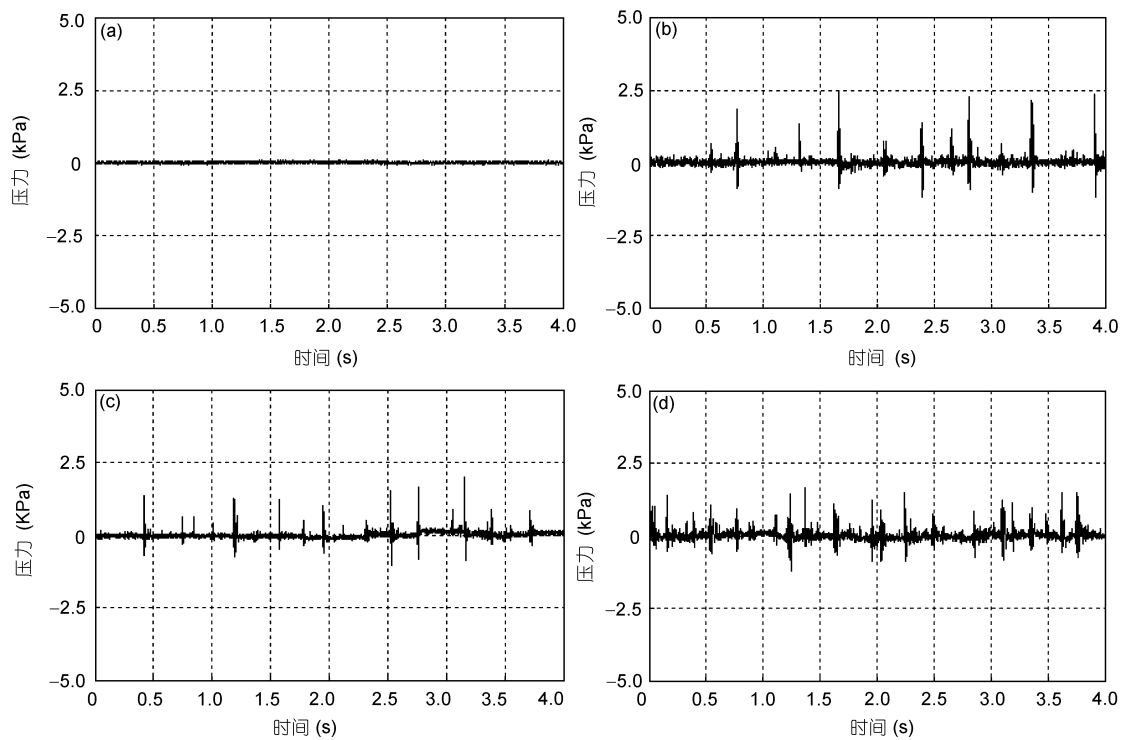


图 8 在喷嘴侧壁上的上游压力

在不同运行条件下的超声速空气射流($Ma=1.5$ 喷嘴). (a) 空气中的完全膨胀空气射流; (c) 水中的完全膨胀空气射流; (b) 水中的欠膨胀空气射流; (d) 水中的过膨胀空气射流

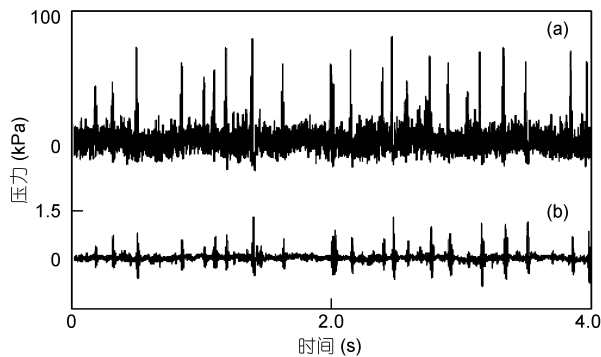


图 9 上游和下游压力的比较

水下欠膨胀空气射流($Ma=1.5$ 喷嘴). (a) 在下游 1 cm 处的射流压力; (b) 在喷嘴侧壁处的上游压力

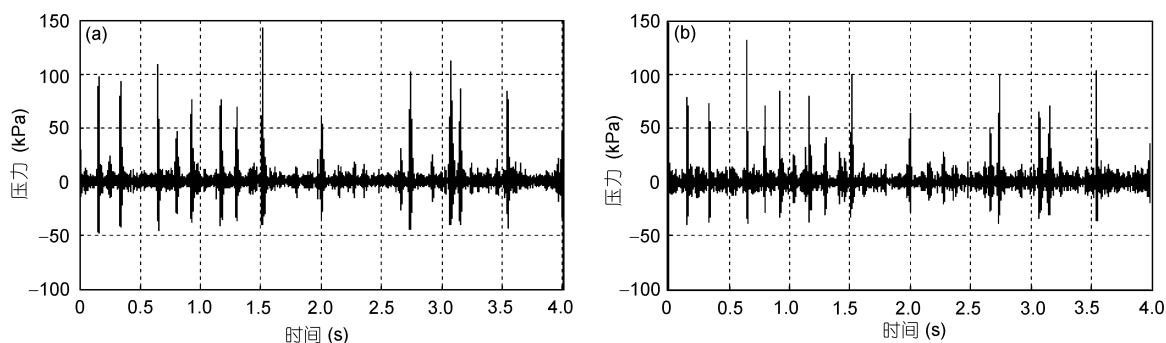
kPa 的 22 个压力峰值, 其频率为 $f=5.5$, 完全对应着在相同的时刻在图 9(b)中出现的压力峰值. 这充分证明了上游的流体脉动是由于来自下游的激波反馈通过流体冲击喷嘴前端面而造成的.

2.4 在喷嘴前壁面上的压力测量

用图 4 所示的装置, 测量了不同喷嘴和不同射流

膨胀条件下的, 在组合喷嘴前端面的压力. 图 10 给出了从 $Ma=2.0$ 马赫数喷嘴喷出的水下过膨胀空气射流的 2 个例子, 其中图 10(a)是从 No.1 测孔测出的压力, 图 10(b)是从 No.3 测孔测出的压力. 在图 10(a)中, 压力值高于 25 kPa 的峰值数目有 16 个; 而在图 10(b)中, 压力值高于 25 kPa 的峰值数目有 17 个. 这些测量提供了清楚的实验证据, 证明了激波反馈的确驱动了流体逆流运动并冲击在喷嘴表面上; 而且, 正是因为这种周期性的冲击, 才造成了在喷嘴表面上以及喷嘴上游处的周期性压力脉动.

应该注意到, 在喷嘴前端壁上的压力, 既高于射流内部的压力, 也高于喷嘴侧壁上的压力. 其原因是因为喷嘴前端壁上的测孔面对着冲击来流, 因此测出的是流体全压而不是静压. 另一方面, 如果反馈携带的冲击流体是液体, 那么冲击压力就是“水锤压力” $P=\rho CV^{[29]}$, 这里 ρ 代表液体密度, C 代表液体声速, V 代表冲击速度. 这个压力值大大超过了单纯气体射流造成的冲击压力.

图 10 喷嘴前壁面上的压力. 水下过膨胀空气射流($Ma = 2.0$ 喷嘴)

(a) 来自 No.1 测孔的压力信号; (b) 来自 No.3 测孔的压力信号

3 关于流场的讨论

通过频谱分析, 得知本文研究的水下超声速气体射流的机械能量, 主要分布在 $0 \sim 500$ Hz 的频率带宽中^[17,26]. 图 11 给出了一个典型的频谱. 我们发现, 无论射流是处于欠膨胀、完全膨胀还是过膨胀状态, 射流脉动(振荡)都出现了. 这个实验结果与最近公开的美国海军的秘密研究报告的结果相一致^[30]. 图 5 和 6 中所示的、用 CCD 摄像机进行流场可视化时获得的基本流型, 已经在二维水箱中进行的、水下水平和垂直超声速气体射流的实验中得到了重现^[31].

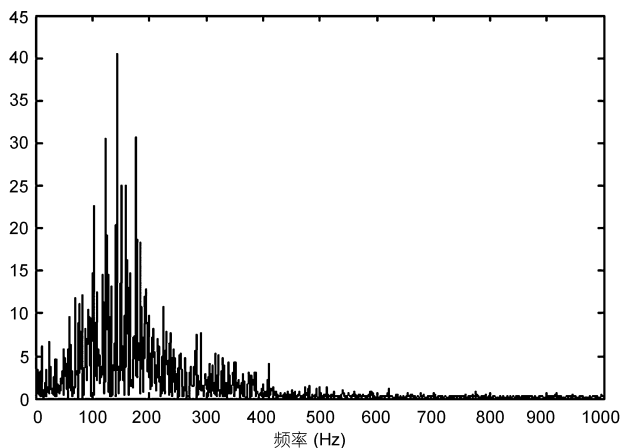


图 11 在下游 1 cm 处的射流静压力的频谱

水下完全膨胀空气射流($Ma = 1.5$ 喷嘴)

水下超声速气体射流的流型基本上可以分为两种, 第一种是相对稳定的湍流射流, 射流直径沿下游方向呈线性增长; 第二种是带有间歇性突然膨胀和反向冲击喷嘴的不稳定的射流. Chen 和 Richter^[24]以及 Weiland 等人^[25]的射流不稳定性分析, 实际上描述

的是第一种流型. 他们的模型较好地描述了当射流经历了泡状流向射流转变之后, 水下超声速气体射流比亚声速气体射流更加稳定. Aoki 等人^[12]的对水下声速气体射流的实验研究, 证实了第二种流型的存在, 尽管与第二种流型相比第一种流型所经历的时间要短许多. 这种流动现象曾经被称为“回击”. 虽然对于是否应该将它描述为“激波反馈”还可能存在争议, 但是这已经比忽略激波的作用的做法更加真实了^[32,33].

无因次参数斯特鲁哈数 St 是描述流场不稳定性的参数, 它的定义是

$$St = \frac{fD}{V_j}, \quad (1)$$

这里 V_j 是射流速度, D 通常是射流直径或喷嘴出口直径, f 是频率. Chen 等人^[34]发现, 对于在开放空气中喷射的完全膨胀的空气射流, 尖锐刺耳声调的斯特鲁哈数的大小在 10^{-1} 量级. 在他们的实验中, 最大声强度大约是 120 dB, 等于 20 Pa. 由于本文实验的目的不是为了测量尖锐刺耳声调, 图 8(a)中的 2.5 kPa 的压力刻度设置得偏大, 因此测不出空气中的声学反馈.

马里兰大学的研究小组实施了水下推进发动机的模型试验^[35,36]. 将亚声速空气和氦气喷入水中, 他们发现斯特鲁哈数在大小在 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 量级. 对于本文研究的水下超声速气体射流, 可以算出 St 在 10^{-4} 量级. 在气/水系统中获得的斯特鲁哈数, 比在气/气系统中的斯特鲁哈数要小 2~3 个数量级. 这意味着水下气体射流振荡的机理, 不同于在气/气系统中的尖锐刺耳声调的机理. 事实上, 因为水/气界面上的巨大的密度差($\sim 10^3$ 倍), 声波信号将无法从气相介质通

过水/气边界传入水中, 而这个边界也不可能发展成为速度超过水的声速的超声速剪切层. 液体的较大的惯性衰减了气体射流的速度. 水下超声速气体射流更像一个被水包围的“气袋”. 于是, 引入 Rayleigh-Plesset 方程^[37]

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 = \frac{1}{\rho} \left(p_i - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu}{R} \dot{R} \right), \quad (2)$$

这里 $R(t)$ 是气泡的边界. p_i 和 p_∞ 分别是气泡内和无限远处的压力, 它们可以是时间 t 的函数. σ , μ 和 ρ 分别是表面张力, 液体黏性和液体密度. 已知周期性的环境压力 p_∞ 的扰动, 能够造成气泡振荡^[37]. 根据图 7 所示的压力测量结果, 得知气泡内的压力 p_i 是非线性振荡的, 这将肯定导致气泡的振荡, 而这正是引起射流膨胀及其反向冲击的根源. 压力 p_i 的振荡又来源于激波的作用. 向气泡中连续供应可压缩性气体, 最终将使得气泡爆裂.

4 结论

通过使用 CCD 摄像机、静压探针排、特殊设计的喷嘴组件以及组合喷嘴装置, 详细研究了水下超声速气体射流的力学机制. 在这些装置的辅助下, 比较彻底地了解了射流内部压力脉动产生的原因, 还

有流体冲击喷嘴表面和振荡压力向上游传播的过程. 实验已经证实, 在水面上加与不加消波器, 对获得的实验结果没有影响, 这与 Loth 和 Faeth^[22] 的测量结果一致.

对于水下超声速气体射流, 由于湍流、气/液混合、Kelvin-Helmholtz 不稳定性、Richtmyer-Meshkov 不稳定性的影响^[38], 射流的气/液边界是不稳定的. 不稳定的结果之一是出现了射流的颈缩, 但是气体的可压缩性又使得射流颈缩的部位发生小幅度的胀鼓. 伴随着多次胀鼓, 被封闭在射流内的激波重新聚集它们的能量. 然后, 这个能量的释放导致激波反射和射流的整体膨胀. 激波的反馈又携带流体逆流冲击喷嘴表面, 并在喷嘴表面上形成一个大的气泡环. 源自于喷嘴出口下游位置的射流的脉动压力, 随着射流反向冲击喷嘴表面, 被传播到了喷嘴出口上游的位置. 上述过程将周期性地重复着.

用“气袋”模型, 即被不可压缩流体包围的一个可压缩的“气袋”, 能够较好地解释射流振荡的现象. 激波和气体的可压缩性导致了气泡内的非线性振荡压力, 所以, 气泡开始振荡. 因为可压缩性气体是被连续地输入气泡中, 气泡内压力的增加最终导致气泡爆裂, 然后下一个循环接着开始.

致谢 作者感谢浙江理工大学研究生王晓刚和郭强在整理本文的图表时给予的帮助. 施红辉感谢浙江省“151 人才”出国留学基金的资助, 这使得他能够在美国约翰·霍普金斯大学进修期间完成了对本文的修改.

参考文献

- Chang I S, Judd S J. Air sparging of a submerged MBR for municipal wastewater treatment. *Proc Biochem*, 2002, 37: 915—920[DOI]
- Rensen J, Roig V. Experimental study of the unsteady structure of a confined bubble plume. *Int J Multiphase Flow*, 2001, 27: 1431—1449[DOI]
- Zhao K Y, Cheng W, Liao W L, et al. The void fraction distribution in two-dimensional gas-liquid two-phase flow using image process method. *J Hydrodyn Ser B*, 2006, 18(2): 127—134
- Matsumoto O, Sugihara M, Miya K. Underwater cutting of reactor core internals by CO laser using local-dry-zone creating nozzle. *J Nuclear Sci Tech*, 1992, 29(11): 1074—1079[DOI]
- 宫健, 何宝培. 气水两相流观察实验. 见: 第六届全国实验流体力学学术会议论文集. 太原: 中国力学学会及中国空气动力学学会, 2004. 118—122
- Longuet-Higgins M S, Kerman B R, Lunde K. The release of air bubbles from an underwater nozzle. *J Fluid Mech*, 1991, 230: 365—390[DOI]
- 贺小燕, 马汉东, 纪楚群. 水下气体射流初期数值研究. *水动力学研究与进展(A 辑)*, 2004, 19(2): 207—212
- 施红辉, 王柏懿, 戚隆溪, 等. 水下超声速气体射流. 见: 第七届全国水动力学学术会议暨第十九届全国水动力学研讨文集. 北京: 海洋出版社, 2005. 75—81
- Hoefele E O, Brimacombe J K. Flow regime in submerged gas injection. *Metall Trans B*, 1979, 10: 631—648[DOI]

- 10 Mori K, Ozawa Y, Sano M. Characterization of gas jet behavior at a submerged orifice in liquid metal. *Trans ISIJ*, 1982, 22: 377—384
- 11 Ozawa Y, Mori K. Characteristics of jetting observed in gas injection into liquid. *Trans ISIJ*, 1983, 23: 764—768
- 12 Aoki T, Masuda S, Hatano A, et al. Characteristics of submerged gas jets and a new type bottom blowing tuyere. In: *Injection Phenomena in Extraction and Refining*, Wraith A E (ed.). Newcastle: Department of Metallurgy and Engineering Materials (University of Newcastle upon Tyne), 1982. A1-A36
- 13 Taylor I F, Wright J K, Philp D K. Transient pressure and vibration events resulting from high speed gas injection into liquid. *Can Metall Q*, 1988, 27(4): 293—301
- 14 Yang Q X, Gustavsson H, Burström E. Erosion of refractory during gas injection – a cavitation based model. *Scandinavian J Metall*, 1990, 19: 127—136
- 15 Yang Q X, Gustavsson H. Effects of gas jet instability on refractory wear – a study by high-speed photography. *Scandinavian J Metall*, 1992, 21: 15—26
- 16 Wei J H, Ma J C, Fan Y Y, et al. Back-attack phenomena of gas jets with submerged horizontally blowing and effects on erosion and water of refractory. *ISIJ Int*, 1999, 39(8): 779—786
- 17 Dai Z Q, Wang B Y, Qi L X, et al. Experimental study on hydrodynamic behaviors of high-speed gas jets in still water. *Acta Mech Sinica*, 2006, 22: 443—448[DOI]
- 18 王柏懿, 戴振卿, 戚隆溪, 等. 水下超音速气体射流回击现象的实验研究. *力学学报*, 2007, 39(2): 267—272
- 19 Kandula M. Shock-refracted acoustic wave model for screech amplitude in supersonic jets. *AIAA J*, 2008, 46(3): 682—689[DOI]
- 20 Gutmark E, Schadow K C, Bicker C J. Near acoustic field and shock structure of rectangular supersonic jets. *AIAA J*, 1990, 28(7): 1163—1170[DOI]
- 21 Chatterjee A, Vijayaraj S. Multiple sound generation in interaction of shock wave with strong vortex. *AIAA J*, 2008, 46(10): 2558—2567[DOI]
- 22 Loth E, Faeth G M. Structure of underexpanded round air jets submerged in water. *Int J Multiphase Flow*, 1989, 15(4): 589—603[DOI]
- 23 戚隆溪, 曹勇, 王柏懿. 水下欠膨胀高速气体射流的实验研究. *力学学报*, 2000, 32(6): 667—675
- 24 Chen K, Richter H J. Instability analysis of the transition from bubbling to jetting in a gas injected into a liquid. *Int J Multiphase Flow*, 1997, 23(4): 699—712[DOI]
- 25 Weiland C, Yagla J, Vlachos P. Submerged gas jet interface stability. CD-ROM Proc. XXII ICTAM, Paper No. 11872, 25-29 August 2008, Adelaide: IUTAM
- 26 戴振卿. 水下超音速气体射流的实验研究. 硕士学位论文. 北京: 中国科学院力学研究所, 2006
- 27 王晓刚. 二维水下超音速气体射流的动力学行为研究. 硕士学位论文. 杭州: 浙江理工大学, 2009
- 28 王晓刚, 王超, 郭强, 等. 二维水槽中高速气体射流的振荡流型研究. *浙江理工大学学报*, 2009, 26(4): 613—618
- 29 Shi H H, Takayama K, Nagayasu N. The measurement of impact pressure and solid surface response in liquid/solid impact up to hypersonic range. *Wear*, 1995, 187: 352—359[DOI]
- 30 Patrick H V L. Small submerged supersonic gas jets: Results of a series of exit-stability and noise tests. Research Report, No. AD0627328, Naval Ordnance Test Station, China Lake Calif, USA, 1966
- 31 Shi H H, Guo Q, Wang C, et al. Oscillation flow induced by underwater supersonic gas jets. In: *Proc. 27th Symp. on Shock Waves*, Paper No. 30097, 18-24 July 2009, St. Petersburg: International Institute of Shock Waves, 2009
- 32 Meidani A R N, Isac M, Richardson A, et al. Modelling shrouded supersonic jets in metallurgical reactor vessels. *ISIJ Int*, 2004, 44(10): 1639—1645[DOI]
- 33 Weiland C, Yagla J, Vlachos P. Experimental study of the stability of a high-speed gas jet under the influence of liquid cross-flow. In: *Proceeding ASME/JSME 5th Joint Fluids Engineering Summer Meeting*, Vol.1, Paper No. FEDSM2007-37303, San Diego: ASME, 2007. 599—610
- 34 Chen R H, Saadani S B, Chew L P. Effect of nozzle size on screech noise elimination from swirling underexpanded jets. *J Sound Vib*, 2000, 252(1): 178—186[DOI]
- 35 Linck M B, Gupta A K, Bourhis G, et al. Combustion characteristics of pressurized swirling spray flame and unsteady two-phase exhaust jet. *AIAA Paper*, 2006, 2006—0377
- 36 Arghode V K, Gupta A K, Yu K H. Effect of nozzle exit geometry on submerged jet characteristics in underwater propulsion. *AIAA Paper*, 2008, 2008-1158
- 37 Plesset M S, Prosperetti A. Bubble dynamics and cavitation. *Ann Rev Fluid Mech*, 1977, 9: 145—185[DOI]
- 38 Wang X L, Itoh M, Shi H H, et al. Experimental study of Rayleigh-Taylor instability in a shock tube accompanying cavity formation. *Jpn J Appl Phys*, 2001, 40: 6668—6674[DOI]