

引用格式: 李继群, 张丹迪, 佟立丽. 浸没排气过程声信号与流场振荡规律研究[J]. 声学技术, 2023, 42(2): 131-136. [LI Jiqun, ZHANG Dandi, TONG Lili. Study on acoustic signal and flow field oscillation in submerged air-jetting process[J]. Technical Acoustics, 2023, 42(2): 131-136.] DOI: 10.16300/j.cnki.1000-3630.2023.02.001

浸没排气过程声信号与流场振荡规律研究

李继群, 张丹迪, 佟立丽

(上海交通大学机械与动力工程学院, 上海 200240)

摘要: 采用流体体积(Volume of Fluid, VOF)模型和威廉姆斯-霍金斯(Ffowcs Williams and Hawkins, FW-H)模型对浸没排气过程声信号进行数值模拟, 研究竖直向下浸没排气过程声信号产生机制及理论依据。将模拟结果与实验结果进行对比, 验证模型的适用性和准确性。研究结果表明, 声信号与流场流动状态相关, 气泡间分离和气体再注入过程引起的气泡体积剧烈振动是影响气泡流声信号产生的关键因素。在同一深度处, 在径向上声压随位置的变化服从指数衰减, 在周向上声信号呈现球源信号传播特点。

关键词: 浸没排气; FW-H模型; 气泡流声信号

中图分类号: TL334

文献标志码: A

文章编号: 1000-3630(2023)-02-0131-06

Study on acoustic signal and flow field oscillation in submerged air-jetting process

LI Jiqun, ZHANG Dandi, TONG Lili

(Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: In order to analyze the acoustic signal of vertical downward air-jetting, the volume of fluid (VOF) model and Ffowcs Williams and Hawkins(FW-H) model are used to simulate the submerged gas air-jetting process. The accuracy of the selected model and the calculated results are verified by experiments. Based on the calculated flow field parameters, the generation mechanism and theoretical basis of acoustic signal are analyzed. The simulation results show that the flow field parameters have important effects on the acoustic signal. During vertical submerged downward air-jetting, the sound signal of bubble flow is significantly influenced by the considerable oscillation of bubble volume, which is caused by the bubble separation and air reinjection. At the same depth, sound pressure had the exponentially attenuates in the radial direction, and the acoustical signal around the circumference shows the characteristics of spherical source signal propagation.

Key words: submerged air-jetting; FW-H model; acoustic signal of bubble flow

0 引言

当核动力装置或反应堆发生失水事故或瞬态工况时, 为降低安全壳超压失效的风险, 将高温高压气体通过过滤系统排入抑压水池、乏燃料水池, 该过程具有高效传热传质特性, 然而也可能伴随剧烈的系统结构冲击以及强烈的声音信号, 严重威胁系统的安全运行。在安全卸压系统启动初期, 会有短暂的空气排放阶段, 该过程涉及浸没排气现象^[1], 会伴随着较强烈的声信号。浸没排气过程产生的声

信号会影响操纵人员检查及判断, 因此有必要探究浸没排气过程流场和声学信号的作用机制, 阐明流场动态行为与噪声的内在关系, 可为噪声预测分析和控制应用等提供指导依据。

针对浸没排气过程, 诸多学者通过理论推导研究气泡脱离过程中产生的声信号。1952年, Lighthill通过对含有质量及动量源项的连续方程和动量方程进行耦合, 提出声类比理论。Minnaert等^[2]对气泡振动频率特性进行理论研究, 将液体中不凝气泡的小振幅振荡线性化, 提出气泡固有频率的计算公式。Zhang等^[3]结合Keller气泡半径方程, 在正弦衰减声信号的假设下, 推导出气泡振动频率。Manasseh等^[4]利用声信号判断两相流流型, 分析气泡脱离过程中的声信号特性。Deane等^[5]推导气泡脱离过程中声压的理论公式, 认为声源可简化为脉动球源。对于气泡脱离过程中的理论研究, 主要集

收稿日期: 2021-10-12; 修回日期: 2022-01-21

基金项目: 中核集团领创基金。

作者简介: 李继群(1997—), 女, 黑龙江哈尔滨人, 硕士研究生, 研究方向为核反应堆热工水力。

通信作者: 佟立丽, E-mail: lltong@sjtu.edu.cn

中于气泡振动频率计算和验证。

随着计算流体力学的发展,基于 Lighthill 声类比理论气动声学数值模拟方法的日臻成熟。有些学者借鉴单相气动声学的数值求解方法,对水下推进、水下吹除排水等过程中涉及的两相高速射流的声信号进行研究,如陈启林^[6]通过实验和数值模拟研究水下超声速燃气射流噪声。也有学者关注小喷口(直径 0.1~1 mm)低流量条件下的声信号,如蒿超凡等^[7]通过商用软件 ANSYS 研究小孔径单个气泡竖直向上脱离过程的声信号产生机理。综上,目前对于气体浸没排放过程声音信号的研究主要集中于高速射流排放过程的降噪,且对于气泡流声信号的研究主要集中于小孔径、竖直向上的排气过程。对于反应堆抑压排放过程安全卸压系统启动初期,气体浸没排放过程产生声音信号的研究较少。由于排气流量和速度降低以及排气方向改变,导致气体动态特性与高速射流特性具有较大差异,从而影响声信号,因而有必要对安全壳抑压排放过程中涉及的较大口径、较低流速的浸没排气过程声信号的产生机理进行研究。

本文采用计算流体力学方法,针对核动力装置安全卸压系统启动初期涉及的浸没排气现象,采用流体体积(Volume of Fluid, VOF)两相流模型和威廉姆斯-霍金斯(Ffowcs Williams and Hawkings, FW-H)声学模型对气泡流的声信号进行模拟,通过分析大孔径排气流场与声音信号特征,建立流场中流型演化与声场间的关系。阐明竖直向下气泡流的声信号产生机理以及流场振荡规律,为后续开展含不凝气体的蒸汽浸没排放过程中声信号的求解提供基础。

1 数值模型

1.1 理论模型

流场计算的准确性是准确表达声信号的基础,通过计算射流附近的气液相体积分数分布情况,从而求解速度、压力等流场信息,进而对声音信号进行求解^[8],本文应用 VOF 两相流模型求解流场参数,FW-H 声学模型求解声音信号。

VOF 模型通过体积分数加权平均将多相物性参数和变量分配到计算域中,认为各相之间不融合,通过求解单相或多相的体积分数连续方程,能够捕捉相界面。所建立的连续性方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = q \quad (1)$$

计算域中存在 1、2、3... m 相,对于第 n 相($n \leq m$),通过求解整个计算域中的单一的动量方程,得到速度场。动量方程为

$$\sum_{n=1}^m \alpha_n = 1 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

式中: α_n 为第 n 相体积分数; ρ 为介质密度; q 为迁移的质量源项; u 为速度; f_i 为体积力; p 为压力; τ_{ij} 是雷诺应力张量; δ_{ij} 为克罗内克(Kronecker)函数; i 为分量下标, $i=1,2,3$,即 $x_i=\{x,y,z\}$, x 、 y 、 z 为三维坐标, $u_i=\{u,v,w\}$, u 、 v 、 w 为三个方向的速度, j 为求和下标。

在使用此模型时,需要注意的是柯朗数 N_c 较大时,可能会出现收敛困难的情况^[9],柯朗数的计算公式为

$$N_c = \frac{u \Delta t}{\Delta L} \quad (4)$$

式中: Δt 是时间步长; ΔL 是网格尺寸。

FW-H 方程基于 Lighthill 声类比理论,将含源项的质量、动量方程耦合,非线性流场和线性声场进行类比,将相异于经典声波方程的部分视为等效声源。通过表征声压与密度间关系的状态方程进行简化,可得脉动分量方程:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial q'}{\partial t} - \frac{\partial f'_i}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (5)$$

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + \delta_{ij} [(p - p_0) - c_0^2 (\rho - \rho_0)] \quad (6)$$

式中: p' 为声压; c_0 是远场声速; p_0 为远场静水压力; ρ_0 为远场密度; q' 为脉动质量源项; T_{ij} 是 Lighthill 压力张量; f'_i 为体积力。FW-H 方程中声源积分面既可以选择不可渗透的壁面,也可以选择可渗透的内部面。

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{T_{ij} H(f)\} + \frac{\partial}{\partial t} \{[\rho_0 v_n + \rho(u_n - u_{sn})] \delta(f)\} - \frac{\partial}{\partial x_i} \{[P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - u_{sn})] \delta(f)\} \quad (7)$$

式中: $f=0$ 为计算表面,认为 $f>0$ 是无限大区域; H 是 Heaviside 函数; δ 是 Dirac delta 函数; i 为分量下标, $u_i=\{u,v,w\}$ 为流体速度; u_n 是流体垂直于计算表面的速度分量; u_{sn} 是移动固体表面垂直于计算表面的速度分量; p_{ij} 是压应力张量。

1.2 物理模型与网格模型

实验装置为直径 1 m、高为 1.2 m 的 S304 不锈钢圆柱形容器,实验容器前后两侧开有可视化窗口,其直径为 0.6 m,用于观测气体流动形态。实验装置简体中轴处安装竖直向下长为 0.52 m、壁厚为 3 mm、内径为 26 mm 的排气管。实验装置中水

位为1 m, 单孔排气管的浸没深度为0.32 m。

基于竖直向下浸没排气过程实验装置原型, 建立如图1所示的三维计算域模型, 将笛卡尔坐标原点建立在装置上端面中心位置, 重力沿 z 轴负方向竖直向下; 气体竖直向下喷射, 气体喷注速度为负; 排气管出口处位置为-520 mm。

模型的计算域网络划分如图2所示, 其中以声源积分面为边界, 结合分块技术对计算域进行结构化网格划分, 子块和子块之间利用interface进行连接, 即声源积分面利用界面(interface)进行处理。为保证计算精度, 对排气管及其喷孔流场边界层进行局部加密处理。

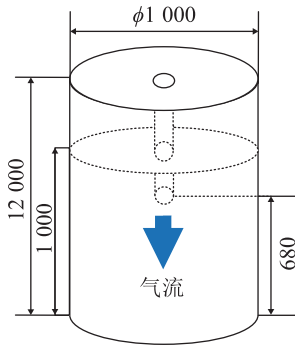


图1 浸没排气实验装置的模型(单位: mm)
Fig.1 The model of experimental device for submerged air-jetting (Unit: mm)

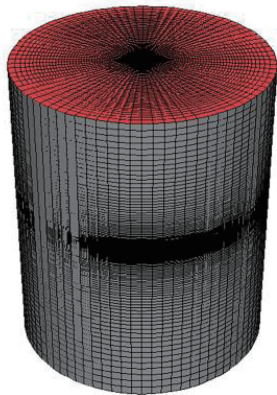


图2 模型的计算域网格划分
Fig.2 Computational domain meshing of the model

1.3 边界条件及初始条件

为探究浸没排气过程气泡声信号产生机理, 采用临界韦伯数 We^* 和当前韦伯数 We 判定气泡流和射流, 以此确定气体入口速度。当临界韦伯数大于当前韦伯数时, 处于气泡流区, 表达式为

$$We^* = 10.5 \left(\rho_g / \rho_l \right)^{-0.5} \quad (8)$$

$$We = \frac{\rho_g v_g^2 l}{\sigma} \quad (9)$$

其中: ρ_g 为气相密度; ρ_l 为液相密度, v_g 为气相在

喷口处速度; l 为特征长度; σ 为液相表面张力系数。本文模拟工况喷口处气相速度 v_g 为 $15.63 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 其临界韦伯数 We^* 为 302.21, 韦伯数 We 为 105.21, 该工况处于气泡流。

模拟中排气管进口处采用气体速度入口边界条件; 计算域上方边界为压力出口边界处理, 并设置气相回流的体积分数为1; 排气管及喷孔壁面作为绝热壁面处理, 无能量通过壁面进行交换; 时间步长为 10^{-4} s 。水面上方为气空间, 气相体积分数为1。

2 模型验证

2.1 网格无关验证

网格划分直接影响流场中计算节点的分布, 进而影响气液界面的捕捉。本文分别采用 2.3×10^5 、 5.8×10^5 、 1.03×10^6 和 2.37×10^6 的网格单元数量, 进行网格无关性验证, 声源积分面内外侧网格的轴向部分划分方法一致, 保证网格拼接无误。

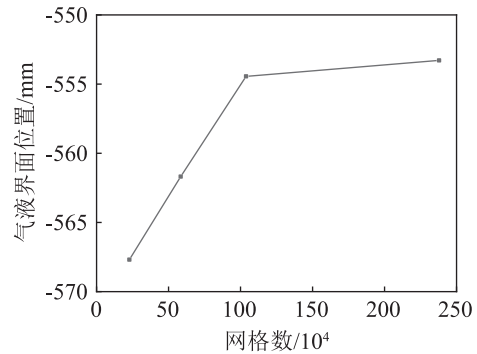


图3 不同网格单元数的气液界面位置
Fig.3 Gas-liquid interface positions for different numbers of grids

图3为计算0.1 s时不同网格单元数量对气液界面位置的影响, 网格划分数目在 1.03×10^6 条件下, 计算的气液界面位置 -554 mm 与网格数为 2.37×10^6 时得到的位置的误差为0.2%, 两相界面基本稳定, 因此采用 1.03×10^6 的网格划分方案。

2.2 声源积分面无关验证

采用FW-H模型进行计算时, 声源积分面需要包含流场中声源, 其位置的选取对准确进行声音信号数值模拟具有重要影响。本文分别采用半径 R 为 90 mm、120 mm 和 150 mm 的同轴圆柱型声源积面对气泡流声音信号进行计算, 其划分方法示意图如图4和图5所示。

图6为绘制不同声源积分面进行计算后得到的 $(120, 0, -520)$ 位置处压力波动曲线, 此计算监测点位置在与喷口浸没深度相同、距离喷口中心径向

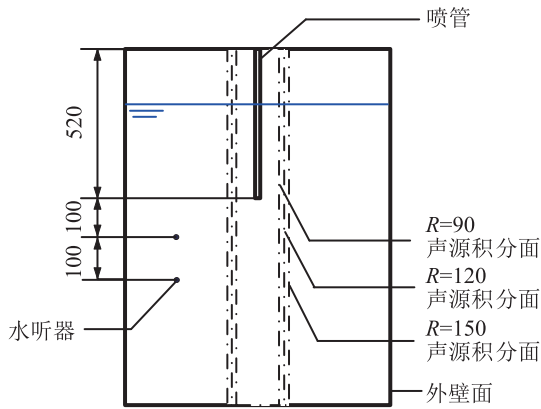


图4 声源积分面位置(单位: mm)

Fig.4 Locations of acoustic source integral surfaces (Unit: mm)

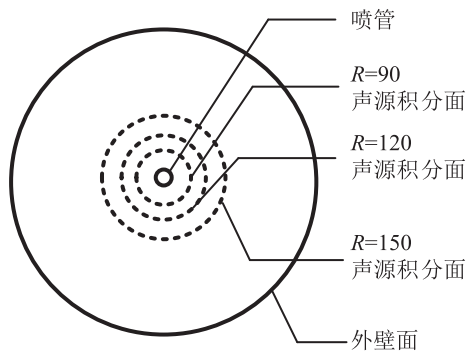


图5 声源积分面俯视图(单位: mm)

Fig.5 Top view of acoustic source integral surfaces (Unit: mm)

120 mm处。从图6中可以看出采用不同声源积分面划分方式计算得到的压力脉冲波重合性较好,说明在相同网格划分方式下,声源积分面的位置对压力波动计算结果影响较小。

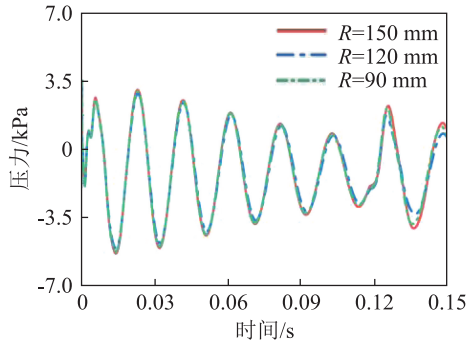


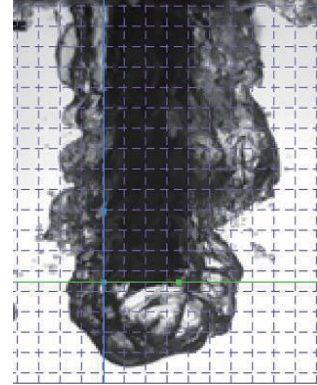
图6 流场内的压力波动曲线

Fig.6 Pressure fluctuation plot in flow field

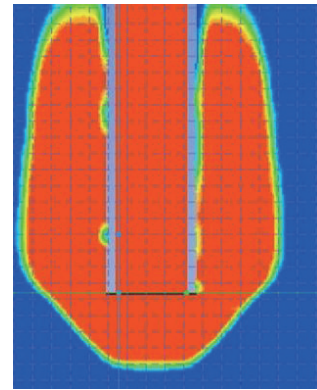
2.3 流场典型特征验证

针对本文气泡流工况分别进行实验研究和数值模拟工作。实验采用可视化观察和高速摄像以获取喷嘴附近气体形态结果,如图7(a)所示。采用VOF两相流模型进行数值模拟计算,得到如图7(b)所示的 $y=0$ 时的剖面气体体积分数云图。对比0.28 s时刻喷嘴位置处计算得到的体积分数云图中气泡尺寸

与实验拍摄图中气泡尺寸可以看出,模拟计算的气泡尺寸与实验结果吻合较好,喷嘴处横截面上气泡直径相差1.4%,说明计算得到气液界面较为准确。



(a) 喷嘴附近气体形态



(b) 气液相分布云图

图7 高速摄像获取的喷嘴附近气体形态及计算得到的气液相分布云图

Fig.7 The gas morphology near the nozzle obtained by high-speed camera and the calculated gas-liquid phase distribution nephogram

3 声信号产生机理及特点

为分析声信号的产生机理,将声压时域曲线的峰值和气泡瞬态体积分数云图相对应,分析流型演变过程与声信号变化趋势的关系。图8给出(120, 120, -620)计算监测点位置处声压时域变化趋势,发现大孔径低流量气泡流的声信号呈现正弦衰减趋势。图9和图10分别给出排气起始阶段,0.022 s时刻体积分数云图和压力分布云图。在排气阶段开始时,气体瞬间从喷嘴涌入,产生声压峰值如图8中a点所示,由于气体注入静止的液相中,气体流动受阻,喷嘴处压力增加,压力的瞬时变化促使声压信号的产生。

图11为不同时刻的 xOz 平面的气体体积分数分布云图。在气体排入液相的初始阶段,排气方向与

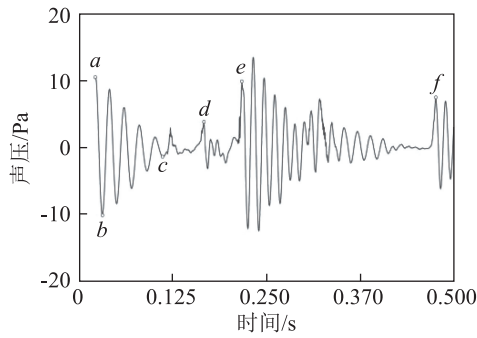


图8 监测点处声压变化曲线

Fig.8 Acoustic pressure change curve at the monitoring point

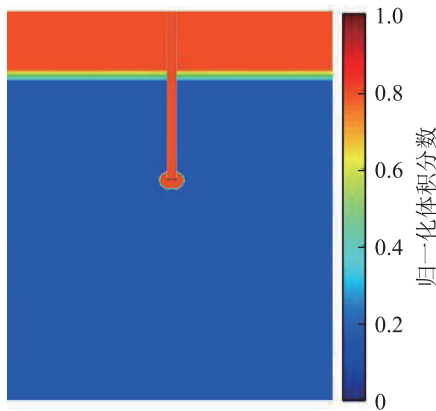


图9 0.022 s横截面归一化体积分数云图

Fig.9 Nephogram of the cross-section normalized volume fraction at 0.022 s

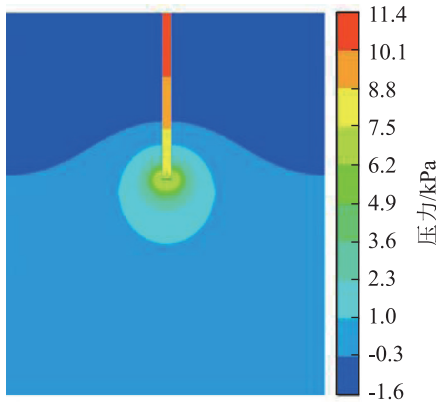


图10 0.022 s横截面压力分布云图

Fig.10 Nephogram of pressure distribution on the cross-section at 0.022 s

重力方向相同，气体流动受到惯性力及静止液相的阻碍，气体溢出喷口后速度减小，动能降低。由于气团受到的浮升力与阻碍气团上升的液相部分阻力平衡，随着时间的推移，气团沿径向方向膨胀，呈椭球状，如图 11(a)。随着气团体积增加，气泡整体沿喷管方向向上移动，气团平稳向上迁移，其末端与喷口位置齐平，如图 11(b)、11(c)。在此过程中气团体积没有剧烈变化，声信号没有产生明显激励，如图 8 中 a~c 阶段，声压为正弦衰减。

当气体持续不断向下排放注入水池中，气团在

浮升力和惯性的作用下，喷口以下部分向下膨胀，而气团上部分紧贴排气管不断上浮，其体积分数的分布云图如图 11(d)~11(f)。连接上方气团与下方从喷口处重新形成气团的气体薄层逐渐紧缩塌陷，进而被液相部分占据，上下两部分分离，此时声信号产生峰值，如图 11(d)、11(e)。

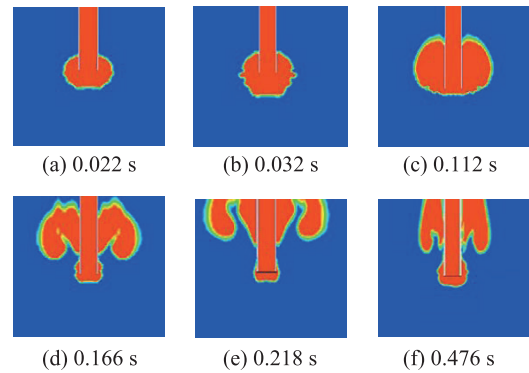


图11 不同时刻的体积分数分布云图

Fig.11 Nephograms of volume fraction at different times

低流量的气体浸没排放过程中，颈缩塌陷，气团上下部分分离，由于气液界面破碎，压力瞬变从而导致流场振荡，产生明显的声信号。根据 Manasseh^[10]提出的在气团塌陷瞬时，周围液体射流，进而激发气团振动。由于气团振动，气团半径加速度对于竖直向下喷放过程中声信号的产生有直接影响。图 12 为(120, 120, -620)计算监测点位置处 1.5 s 内声压与压力计算值，压力与声压变化周期、趋势基本相同。气团颈缩塌陷，导致气体体积瞬时变化，伴随流场内部压力与声压变化。

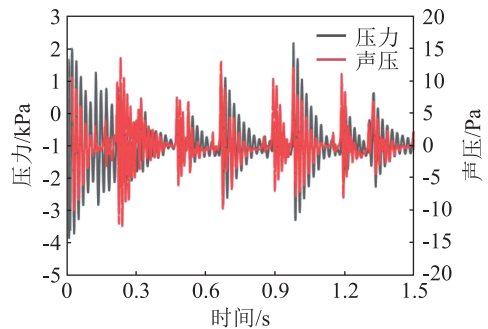


图12 声压和流场压力曲线

Fig.12 Curves of acoustic pressure and flow field pressure

在喷口下方 100 mm 深度处，以喷口中轴线，半径为 169.7 mm， θ 每隔 30° 取一个计算监测点，共 12 个监测点。图 13 为这 12 个周向分布计算监测点的声压情况。在竖直浸没排放过程中，同一深度位置距中轴线径向距离相等的位置处声压值基本相同，在周向上声传播各向同性，服从球源声信号传播特点。

在竖直浸没排放过程中，与喷口相同深度处，

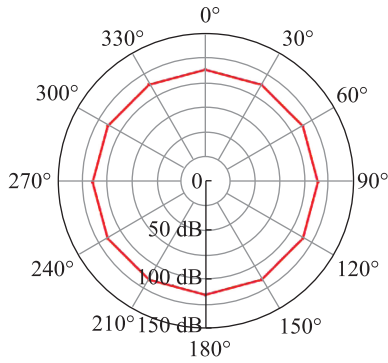


图13 周向声压级分布图

Fig.13 Acoustic pressure level distribution along the circumference

沿径向分布的声信号计算值,如图14所示。径向分布声压时域信号的衰减趋势相同。

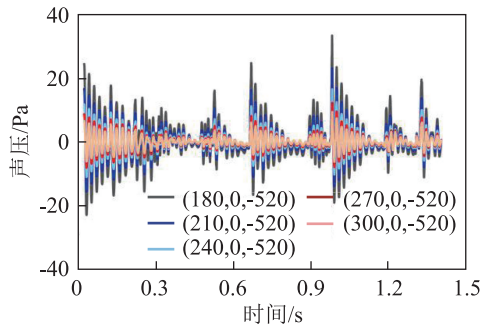


图14 径向声压分布图

Fig.14 Acoustic pressure distribution in the radial direction

同一深度横截面上计算得到的声压幅值随径向位置变化服从指数衰减。在0.6~0.9 s内,喷嘴出口同深度位置,声压峰值随径向表达式距离服从指数衰减:

$$L_p = 20 \lg \left(\frac{P'}{P_0'} \right) \quad (10)$$

其中: P' 为声压; P_0' 为参考声压; 对于空气, $P_0' = 2 \times 10^{-5}$, 单位 Pa; 对于水, $P_0' = 1 \times 10^{-5}$, 单位 Pa。由式(10)将声压转换成声压级,声压级随距离变化服从线性衰减规律,声压级范围为105~128 dB。声压及声压级随径向距离的变化曲线如图15所示。

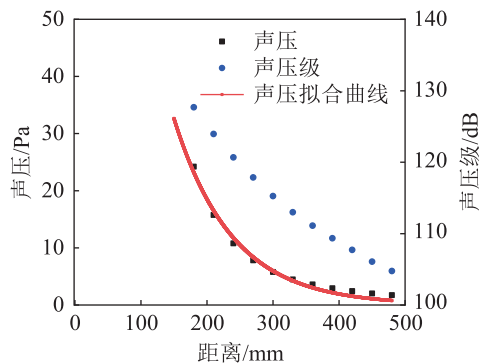


图15 声压随径向距离变化曲线

Fig.15 Variation of acoustic pressure with distance in the radial direction

4 结论

本研究采用VOF模型捕捉竖直向下浸没排气过程气液两相界面,基于气泡流行为特性,采用FW-H模型对声信号进行数值模拟。该模拟结果与实验结果进行对比,验证了模拟方法及模型的准确性。讨论分析了气泡流下声学信号特征,阐明声学信号的产生机制和作用特点,主要结论如下:

(1) 由于气团的膨胀速度、气团半径的加速度对于声压有直接影响,气团的颈缩断裂是竖直浸没排气过程声信号产生的主要原因。

(2) 同一深度横截面上,距中轴线相同径向距离处的声信号具有各向同性,可以将气泡流产生的声源考虑为球源;不同径向位置处声信号周期、衰减趋势具有相似性,最大声压值与距离服从指数衰减规律。

参考文献

- [1] ZHANG D D, TONG L L, CAO X W. Experimental study on flow oscillating mechanism of non-condensable gas jet through one- or multi-hole sparger in quiescent water[J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2021, **163**: 108532.
- [2] MINNAERT M. XVI. On musical air-bubbles and the sounds of running water[J]. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1933, **16** (104): 235-248.
- [3] ZHANG Y N, LI S C. Effects of liquid compressibility on radial oscillations of gas bubbles in liquids[J]. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 2012, **24**(5): 760-766.
- [4] MANASSEH R, LAFONTAINE R F, DAVY J, et al. Passive acoustic bubble sizing in sparged systems[J]. *Experiments in Fluids*, 2001, **30**(6): 672-682.
- [5] DEANE G B, CZERSKI H. A mechanism stimulating sound production from air bubbles released from a nozzle[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2008, **123**(6): 126-132.
- [6] 陈启林. 水下燃气射流数值仿真与试验研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2016.
CHEN Qilin. The numerical simulation and experimental research on underwater gas jet[D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2016.
- [7] 蒿超凡, 胡长青. 水下上浮气泡声学特性数值模拟[C]//中国声学学会水声学会2019年学术会议, 2019.
- [8] WANG M, FREUND J B, LELE S K. Computational prediction of flow-generated sound[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2006, **38**: 483-512.
- [9] ANSYS, Inc. Volume of fluid (VOF) model theory[EB/OL]. (2021) [2021-11-12]. https://ansyshelp.ansys.com/account/secured?returnurl=/Views/Secured/corp/v212/en/flu_th/flu_th_sec_vof_limits.html?q=vof
- [10] MANASSEH R. Sound generation on bubble coalescence following detachment[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2008, **34**(10): 938-949.