

开放空腔壳体入水扰动流场结构及空泡失稳特征

路中磊 魏英杰 王聪 曹伟

Experimental and numerical investigation on the flow structure and instability of water-entry cavity by a semi-closed cylinder

Lu Zhong-Lei Wei Ying-Jie Wang Cong Cao Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 064702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.064702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

爆轰加载下弹塑性固体 Richtmyer-Meshkov 流动的扰动增长规律

A growth study of the Richtmyer-Meshkov flow in the elastoplastic solids under explosive loading

物理学报.2017, 66(7): 074701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074701>

基于高速摄像实验的开放腔体圆柱壳入水空泡流动研究

An experimental study of water-entry cavitating flows of an end-closed cylindrical shell based on the high-speed imaging technology

物理学报.2016, 65(1): 014704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014704>

高超声速平板边界层流动显示的试验研究

Experimental study on flow visualization of hypersonic flat plate boundary layer

物理学报.2015, 64(1): 014704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014704>

垂直气液两相流混沌吸引子单元面积分析

Element area analysis of chaotic morphology of vertical gas-liquid two-phase flow

物理学报.2016, 65(3): 034701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.034701>

油气水三相流段塞流不稳定周期轨道探寻

Detecting unstable periodic orbits from oil-gas-water three-phase slug flows

物理学报.2013, 62(8): 084701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084701>

开放空腔壳体入水扰动流场结构及空泡失稳特征*

路中磊 魏英杰[†] 王聪 曹伟

(哈尔滨工业大学航天学院, 哈尔滨 150001)

(2016年10月14日收到; 2016年12月16日收到修改稿)

采用高速摄像实验和数值计算相结合的方法, 对开放空腔壳体入水过程中空腔内气体涨缩对入水空泡的扰动机理和扰动作用下空泡局部失稳特征开展研究. 基于实验观测结果, 对比开放空腔和封闭空腔两种壳体入水空泡形态差异性, 获得开放空腔壳体入水空泡波动特征, 并根据能量守恒定律和能量转化关系, 定性分析空腔自激励机理和扰动引起的空泡波动机理. 基于数值计算结果, 结合实验观测到的空泡阶段性局部失稳现象, 定量分析空泡局部的结构性失稳特征和流动性失稳特征, 并参照边界层理论和漩涡理论, 揭示了空泡局部失稳机理. 结果表明: 入水冲击压缩空腔气体形成扰动源, 对流场结构形成周期性扰动, 导致空泡波动; 撞水前空腔气体经冲击压缩密度升高, 导致入水后气体首次膨胀阶段部分气体外泄, 改变分离点流动, 空泡局部结构失稳; 空泡壁面流动具有类边界层流动特性, 波动形态空泡形成多级回流现象, 并逐级作用在空泡凹陷位置, 使局部掺混区厚度增加, 产生涡旋、转捩流动, 空泡局部云化失稳; 空泡逐级在波谷位置闭合、脱落, 伴随大尺度漩涡生成, 脱落过程形成拟序结构流场, 漩涡导致脱落空泡迅速溃灭, 但不会对附着空泡的流动产生影响.

关键词: 开放空腔壳体, 扰动, 流场结构, 空泡失稳

PACS: 47.20.Ma, 47.27.nb, 47.55.Ca, 47.55.db

DOI: 10.7498/aps.66.064702

1 引言

入水空泡是运动体撞击自由液面后形成的水下含气空腔, 是入水运动最典型的流动特征之一^[1,2]. 作为气液两种介质界面, 空泡的流动方式具有多样性^[3], 其形态和稳定性与流场结构有关, 对近空泡壁面的流场扰动表现极为敏感^[4]. 在扰动条件下, 空泡易出现波动、不对称、脱落、甚至溃灭等流动性和结构性失稳现象, 改变运动体的流体动力环境, 导致一系列复杂的流体力学问题, 气液界面流动稳定性问题一直是国内外学者的研究热点之一^[5-7].

开放空腔壳体作为一种特殊的结构体具有广泛应用^[8,9], 其入水空泡具有典型的非稳定流动特征. 开放空腔壳体入水过程是以开放端朝向液面首

先发生撞击, 而后液体涌入形成一个谐振腔, 气、液两相流体相互作用, 产生复杂变化的流场结构^[10], 从而引起空泡结构形态的失稳现象^[11]. 开放空腔壳体入水空泡演化是一个复杂的流动分离过程, 涉及扰动条件下的空泡结构形态和表面流动特征. 对空腔扰动引起的空泡失稳机理的研究, 有利于增加对入水空泡稳定性的认知.

针对入水空泡的研究由来已久, 最早可以追溯到在十九世纪末, Worthington 和 Cole^[12] 首先对球体和液滴入水空泡的生成和溃灭现象开展观测. 而对于空泡流动稳定性问题的研究则相对较晚, 较为系统性的研究始于 20 世纪 60 年代, Silberman 和 Song^[13] 针对通气空泡的波动脱落问题, 研究了空泡内压力对空泡稳定性的影响. Brennen^[14] 通过水洞试验阐述了空泡壁面波动特征和产生机理, 并

* 国家自然科学基金(批准号: 11672094)、黑龙江省自然科学基金(批准号: A201409)和哈尔滨市科技创新人才研究专项基金(批准号: 2013RFLXJ007)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: weiyingjie@gmail.com

对比了头型特征对入水空泡形态的影响。Grumstrup 等^[15]采用高速摄像方法观测深闭合引起的空泡壁面周期性波动和多次局部脱落特征,并基于势流理论给出了闭合后独立空泡波动模型.早期对于入水空泡的研究多以实验观测为主,获得的实验数据有限,难以全面掌握空泡的流动特征.随着计算流体力学的发展,针对这种瞬时、非定常、强湍流的多相流动问题,数值方法研究得到了广泛应用,能够全面获取流场信息,弥补实验数据的单一性. Bergmann 等^[16]、Abraham 等^[17]、张学伟等^[18]分别采用计算流体力学方法对入水空泡演化问题开展了研究.

目前针对开放空腔壳体入水空泡流动问题的研究相对较少,特别是关于开放空腔结构对流场扰动和空泡界面稳定性问题的研究,国内外几乎未有公开发表的文献资料.考虑到扰动作用下入水空泡非稳定性流动的数学模型仍处于探索阶段,本文采用实验和计算流体力学相结合的方法,研究了开放空腔壳体入水过程中由空腔扰动引起的空泡流动失稳问题,重点分析空腔扰动作用下空泡界面结构性失稳特征和流动性失稳特征,并结合能量转换和边界层理论揭示空泡失稳的形成机理.

2 研究方法

2.1 实验系统及方法

实验系统如图 1 所示,由透明钢化玻璃水槽(尺寸 1.5 m × 0.8 m × 0.9 m)、高速摄像机(型号 Photron FASTCAM SA-X)、直流吸盘式电磁铁释放机构(吸力 100 N)、背景辅助照明灯阵(总功率 3600 W)以及计算机组成.实验液体采用 15 °C 自来水,水深 0.75 m;拍摄帧率 2000 fps,曝光时间 0.49 ms,图像分辨率 1024 × 512.壳体模型通过电磁铁固定在液面上方一定高度,通过重力加速到预期的入水速度,计算机控制高速摄像机和电磁铁释放同步触发,对入水全过程进行拍摄,并通过计算

机记录影像数据.

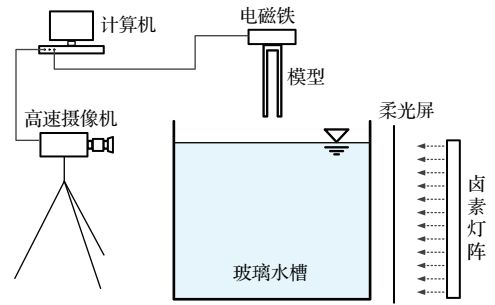


图 1 实验系统示意图

Fig. 1. Schematic of the water-entry experiment.

开放空腔壳体是一种具有中空腔体的筒状结构,入水过程开放端面向液面,封闭端背向液面,为提高入水后运动姿态的稳定,质心位于浮心下方.基于对比实验考虑,设计了尺度、质量均相同的封闭空腔圆柱壳体和开放空腔圆柱壳体两种实验模型,实验模型如图 2 所示,具体参数如表 1 所列.

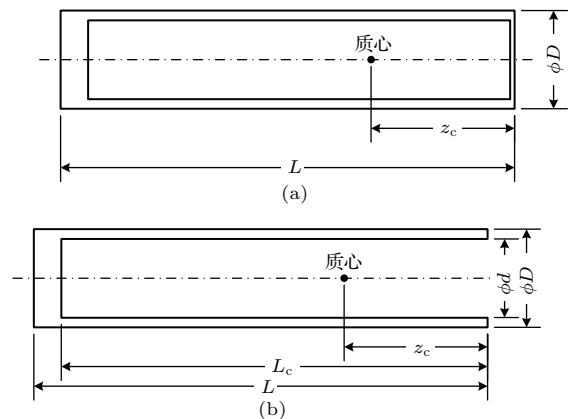


图 2 实验模型示意图 (a) 封闭空腔壳体; (b) 开放空腔壳体

Fig. 2. Sketch of profile of models: (a) Sealing cylinder; (b) semi-closed cylinder.

采用 MATLAB 软件编程对实验记录的影像数据进行处理,图像处理基于 Soleb 算子边界检测提取空泡轮廓形态,并根据像素坐标与实际坐标间的转换关系,得到空泡的扩展半径 $a(z, t)$.

表 1 模型参数

Table 1. Parameters of models.

外径 D/m	内径 d/m	长度 L/m	腔体长度 L_c/m	质心位置 z_c/m	质量 M/kg
0.04	0.032	0.20	0.19	0.08	0.345

2.2 数值方法

采用与实验相同的模型和入水条件, 考虑空气可压缩特征, 流体动力与弹道耦合计算, 模拟开放空腔圆柱壳体的垂直入水运动过程. 图3给出了计算流域及边界条件设置. 定义时间零点 $t = 0$ 为开放端撞击液面时刻; 建立惯性柱坐标系, 坐标原点 o 位于自由液面中心, z 轴沿重力方向.

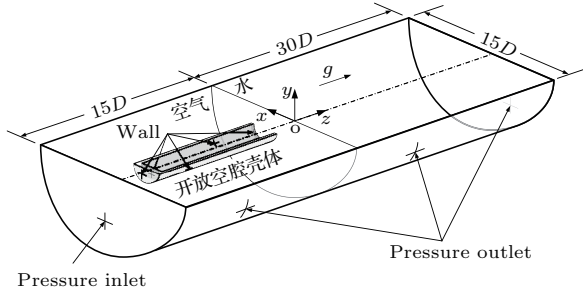


图3 计算流域及边界条件示意图

Fig. 3. Schematic of computation domain and boundary conditions.

入水运动涉及气液两相流体介质满足非定常混合介质 Navier-Stokes (N-S) 方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] \\ &+ \rho_m g_i, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m C_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m u_i C_p T)}{\partial x_i} &= -\frac{\partial(u_i p)}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

式中, ρ_m 为混合密度, μ_m 为混合黏度, u_i 为速度矢量 i 方向分量, C_p 为定压比热容, p 为压强, T 为温度, k_{eff} 为有效热导率.

考虑气体的可压缩性, 空气满足理想气体状态方程:

$$p = \rho_g \frac{R}{M_w} T, \quad (3)$$

式中, 空气摩尔质量 $M_w = 2.897 \times 10^{-2}$ kg/mol, 理想气体常数 $R = 8.314$ J/(mol·K).

引入流体体积函数 (volume of fluid) 多相流模型, 混合相参量表示为体积分数的函数

$$\phi_m = \alpha_1 \phi_1 + \alpha_g \phi_g, \quad (4)$$

式中, α 为体积分; 下标 m , l 和 g 分别表示混合相、液相和气相.

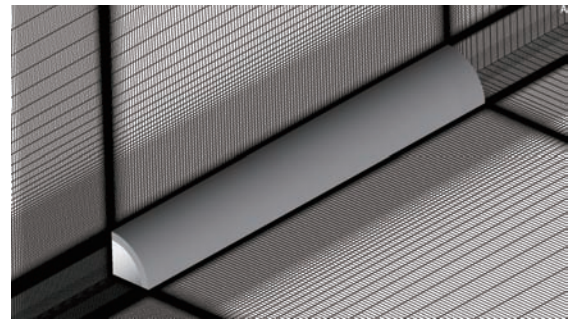
引入分离涡 (detached eddy simulation, DES) 湍流模型, 湍动能 k 和比耗散率 ω 的输运方程表达式分别为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m k u_i)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - \frac{\rho_m k^{3/2}}{l_{\text{DES}}}, \\ \frac{\partial(\rho_m \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \omega u_j)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - \rho_m \beta \omega^2 \\ &+ \frac{2}{\sigma_{\omega 1}} (1 - F_1) \frac{\rho_m}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中, 湍流尺度 $l_{\text{DES}} = \min(\sqrt{k}/(\beta^* \omega), C_{\text{DES}} \Delta)$, Δ 为最小网格尺度, 系数 $C_{\text{DES}} = 0.61$.

本文采用有限体积法 (finite volume method, FVM) 对 N-S 方程组离散化求解. 瞬态项采用二阶精度时间隐式分离离散方式, 对流项采用二阶迎风流离散格式, 扩散项采用二阶中心差分离散格式, 其中梯度项采用基于单元体的最小二乘法插值格式 (least squares cell-based), 压力插值采用 Body Force Weighed 插值格式, 压力-速度耦合迭代采用 Coupled 算法.

计算域划分为内外两个子区域, 均采用结构化六面体网格划分方式, 图4给出两个流场局部网



(a)



(b)

图4 计算网格 (a) 外流场; (b) 内流场

Fig. 4. Mesh generation for field domain: (a) External field; (b) internal field.

格三维视图. 对边界层、空泡流动区以及潜在的流动参数高梯度变化区域的网格进行密集划分处理, 以便更好地捕捉流场结构扰动特征.

3 入水空泡演化特征及空腔扰动机理

3.1 空泡波动特征

在相同入水条件下分别开展了封闭空腔壳体 and 开放空腔壳体两种模型入水实验, 通过对比实验阐述开放空腔壳体入水空泡的结构和流动特征. 图 5 给出了两种模型的入水空泡演化照片, 其形态和演化规律均呈现出较大的差异. 封闭空腔模型入水空泡具有稳定的椭球体结构, 轮廓清晰, 尾部回

射流明显, 并在回射流触及分离点后空泡整体云化失稳; 而开放空腔模型的初始入水空泡尺度较小, 并在入水后极短时间内形成连续波动的空泡结构, 波动具有明显的周期性特征, 空泡壁面的光滑程度不均匀, 局部呈现云化状态, 并伴随局部脱落现象.

对实验照片中空泡轮廓提取和处理, 图 6 给出了一个波动周期内典型时刻的入水空泡的轮廓对比结果. 开放空腔壳体入水空泡轮廓线以封闭空腔壳体空泡轮廓线为基线, 呈现上下波动规律; 空泡的波峰、波谷出现深度位置基本固定, 即 $\partial a / \partial z = 0$ 的极值点深度与时间无关; 随着入水深度的增加, 空泡波动幅度持续衰减, 尺度逐渐与封闭空腔壳体入水空泡趋于一致.

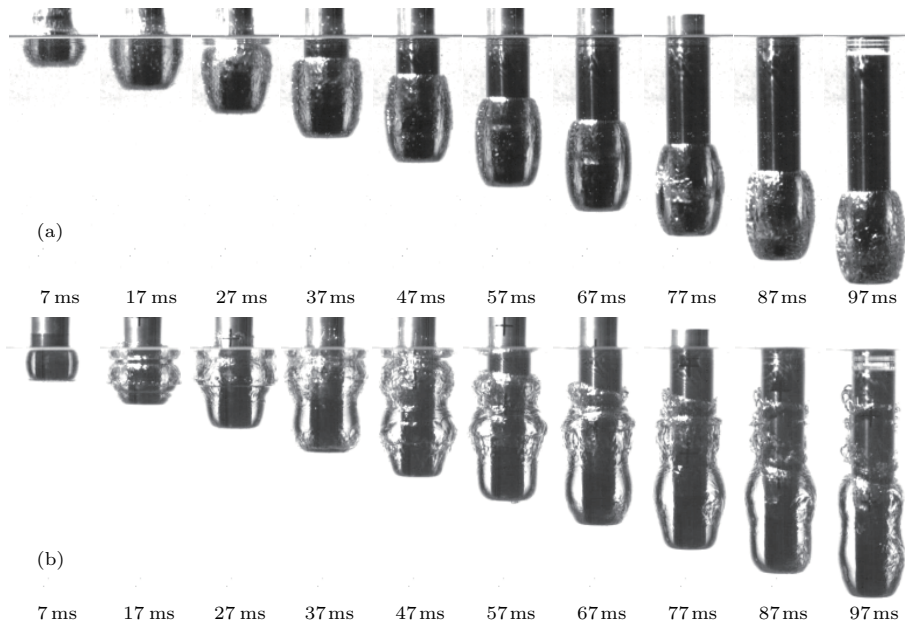


图 5 入水空泡演化照片 (a) 封闭空腔壳体; (b) 开放空腔圆柱壳
Fig. 5. The photos for water-entry cavity: (a) The sealing cylinder; (b) the semi-closed cylinder.

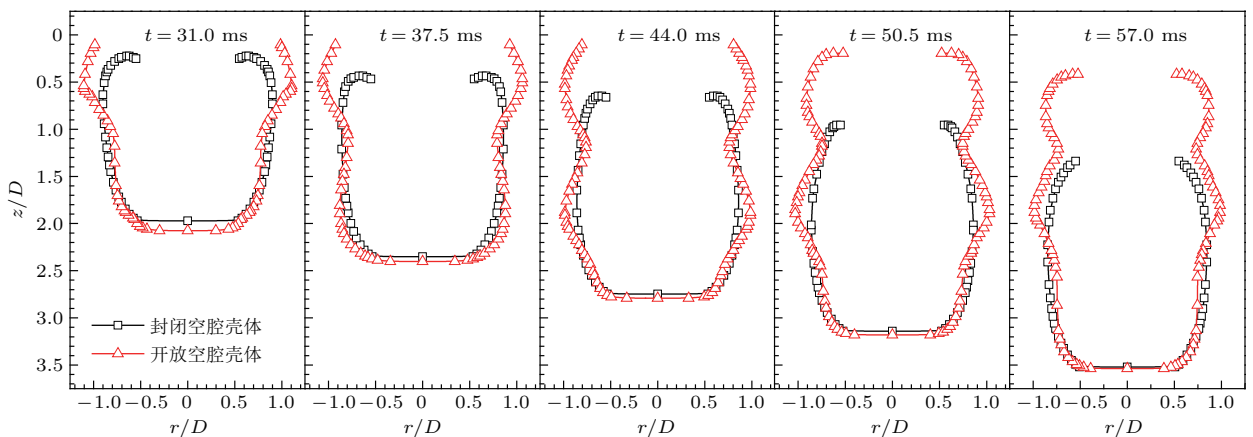


图 6 (网刊彩色) 典型时刻空泡轮廓对比
Fig. 6. (color online) Comparisons of the cavity profile at typical time.

3.2 空腔扰动机理

开放空腔结构是引起入水空泡波动演化方式的根本原因. 由于气液两种介质属性存在差异, 导致入水冲击作用下腔内气体压缩、液体涌入, 产生初始压缩行程, 并以腔内气体压力和腔外环境压力作为回复力, 形成空气弹簧往复涨缩运动. 涨缩运动在壳体开放端形成周期性射流, 引起外部流场环境的扰动, 改变入水空泡的形态特征. 这种扰动源于开放空腔壳体自身的结构特征, 是一种自激扰动现象.

从能量守恒的角度分析, 入水空泡的扩展动能源于运动体克服阻力产生的能量损失, 运动体通过沾湿面将动能传递给液体, 使液体产生流动, 在撞水面外缘流动分离, 形成入水空泡. 由于存在开放空腔结构, 传递给液体的动能将部分用于压缩空腔内气体, 并以压力势能形式存储于空腔内部, 空泡扩展动能减小; 当气体再次膨胀, 势能释放转化为液体动能, 空泡扩展动能增加. 随着气体涨缩, 分离点液体获得横向扩展能量不同, 最终导致入水空泡扩展差异. 因此, 空泡扩展能量可以分解为: 通过克服惯性阻力作用直接将壳体动能传递给周围液体, 定义为冲击动能; 通过空腔内气体涨缩间接将壳体动能传递给周围液体, 定义为扰动动能.

根据 Logvinovich 独立膨胀原理^[19], 任意空泡截面尺度仅与撞水面通过此截面时的流动状态相关, 因此可以推断, 任意深度位置的横向扩展流动与开放端经过此深度时刻壳体传递给液体的冲击动能和扰动动能有关. 冲击动能由壳体运动产生, 其数值与动压力成正比, 即与壳体运动速度相关, 对于低速入水问题, 运动速度衰减相对缓慢, 冲击动能输出较为稳定; 扰动动能由气体涨缩产生, 数值与开放端流量成正比, 即与气体涨缩强度相关, 由于开放端射流速度远远大于壳体运动速度, 扰动动能变化相对剧烈. 空泡的基本扩展尺度由冲击动能决定, 空泡的波动幅度由扰动动能决定, 扰动动能与冲击动能之比将决定入水空泡失稳程度.

为进一步定量分析开放空腔壳体入水空泡的冲击动能和扰动动能比例关系和变化规律, 定义空泡膨胀系数:

$$\xi = (A_c - A_s)/A_s, \quad (8)$$

式中, A_c 为截面上空泡最大截面积, $A_c(z) = \pi a_{\max}^2$, a_{\max} 为深度为 z 的空泡截面最大半径; A_s

为特征面积, $A_s = 0.25\pi D^2$. 空泡膨胀系数是表征任意截面空泡扩展能力的参数, 当空泡壁面克服压力将动能完全转化为势能时, 空泡横截面面积达到最大值, 因此 ξ 可以反映空泡获得的扩展能量大小. 图 7 给出实验得到的空泡膨胀系数沿深度分布的规律, 封闭空腔壳体入水空泡膨胀系数变化平稳, 空泡的扩展能量全部来自冲击动能, 冲击动能输出较为稳定; 开放空腔壳体入水空泡膨胀系数变化剧烈, 波动幅度沿深度增加逐渐减弱, 周期变化的扰动动能与冲击动能共同作用决定空泡截面扩展尺度, 在入水初期扰动动能较大, 空泡膨胀剧烈, 随着深度增加, 扰动动能减小, 冲击动能逐渐成为主导, 空泡扩展尺度趋于一致, 波动现象逐渐消失. 对膨胀系数进行均值化处理, 开放空腔壳体的空泡膨胀系数平均值 $\bar{\xi}_{\text{开放空腔}}$ 略小于封闭空腔壳体空泡膨胀系数均值 $\bar{\xi}_{\text{封闭空腔}}$, 且两种壳体用相同时间下沉至 $6D$ 深度位置, 表明两种壳体消耗动能相同, 但开放空腔壳体用于空泡扩展的能量相对较少, 这种现象经分析认为是能量残存和耗散导致的. 一方面由于气体始终处于压缩状态, 空腔内残存了部分能量用于压缩气体; 另一方面由于气体涨缩和开放端湍动射流, 部分动能转化为湍动能, 并最终耗散.

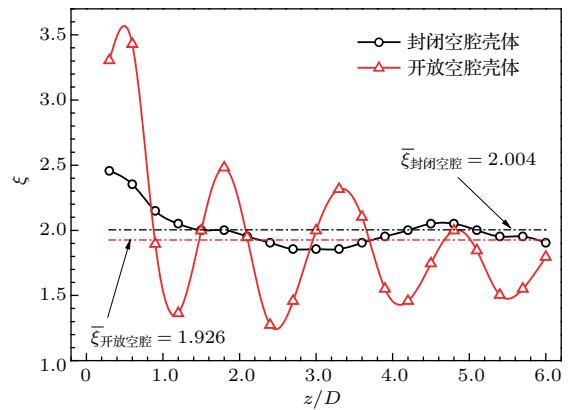


图 7 膨胀系数随深度变化规律

Fig. 7. Time evolution of expansion coefficient of the cavities.

4 空腔扰动作用下入水空泡失稳现象及形成机理

对比实验中传统封闭壳体形成的稳定形态空泡, 传统稳定的入水空泡轮廓具有一定相似性, 即形态稳定, 而开放空腔壳体入水空泡则表现出波动形态特征和气液掺混界面的局部云化特征, 空腔扰

动作用将破坏了空泡的形态稳定性. 对于实验中低 Froude 数入水条件, 空泡波动幅度较小, 不足以使空泡破碎, 仅对空泡形态产生影响, 同时也将引起流场环境的扰动, 引发后续流动失稳. 根据亥姆霍兹速度分解定理, 基于连续介质假设, 空泡壁面流体微团运动可分成径向无旋扩展运动和轴向有旋剪切变形运动, 前者引起的空泡形态变化定义为结构性失稳; 后者引起的空泡表面流动变化定义为流动性失稳.

扰动条件下入水空泡流动将趋于复杂化, 局部流场结构的变化将对空泡流动起到决定性作用. 对这种近空泡壁面流场结构和气液界面稳定性的研究, 目前还没有成熟有效的数学模型, 单纯使用实验手段也难以开展, 特别是针对空泡壁面气液掺混区域的非均匀转捩流动特征, 采用计算流体动力学方法研究开放空腔壳体入水空泡演化问题是行之有效的. 下面结合实验现象和数值计算结果, 对空腔扰动作用下入水空泡阶段性、局部性的失稳特征进行分析.

4.1 腔内气体外泄引起的结构性失稳特征

对于入水空泡结构性失稳现象, 除扩展差异产生的形态上波动之外, 还表现在空腔首次射流引起的流动分离点处空泡极度扩展. 图 8 给出了开放空腔壳体入水空泡首次波动阶段的实验照片. 射流发生前, 空泡呈椭球形, 表面光滑透明, 流动相对稳定; 射流发生后, 空泡于分离点位置(开放端外缘)形成环状凸起, 并急速扩展, 凸起表面伴随有波纹出现. 与后续波动周期相比, 首次波动具有空泡扩展尺度大、周期短等特征, 特别是分离点处的空泡半径 $a(t)$ 出现极度扩展现象, 扩展直径远大于壳体外径, 破坏了空泡的分离流动.

相对空泡后续波动而言, 空泡首次波动引起分离点流动失稳, 直接诱因是开放端射流. 射流形式和强度均与初始空腔内的气体状态相关, 结合理想气体状态方程, 考虑到低 Froude 数条件 ($Fr < o(10)$), 为简化问题, 忽略热力学效应, 假设气体为正压流体. 为书写方便省略了气体密度下标, 压力是气体密度的单一函数 $p(\rho)$, 因此可以通过气体密度变化描述空腔内气体状态.

图 9 给出了空腔内气体平均密度随时间的变化规律. 撞水前 ($t < 0$), 空腔与大气连通, 壳体运动引起开放端气压降低, 空腔内气体密度小于环境

气体密度. 当开放端临近液面时, 空腔内部气流速度减缓、压力升高, 形成冲击压缩作用, 简称为冲压过程. 冲压作用使空腔内气体密度增加, 并超过环境气体密度 ($\rho_0 > \rho_\infty$), 使入水撞击时刻空腔内具有一定初始压力. 撞水后 ($t > 0$), 由于惯性作用, 液体涌入空腔, 进一步压缩其内气体, 同时冲击引起压力脉动, 密度出现小幅高频振荡. 密度达到最大值标志着压缩完成, 此后气体开始膨胀, 在开放端形成射流, 由计算结果发现气体膨胀末态密度小于初始密度 ($\rho_1 < \rho_0$), 空腔内气体质量可以表示为

$$M_g = \frac{1}{4} \pi d^2 \rho (L_c - h), \quad (9)$$

式中, h 为空腔内液体上升平均高度. 由于 $\rho_1 < \rho_0$, $h(t) \geq 0$, $h(0) = 0$, 因此 $M_{g1} < M_{g2}$, 表明首次射流过程中出现空腔气体外泄现象.

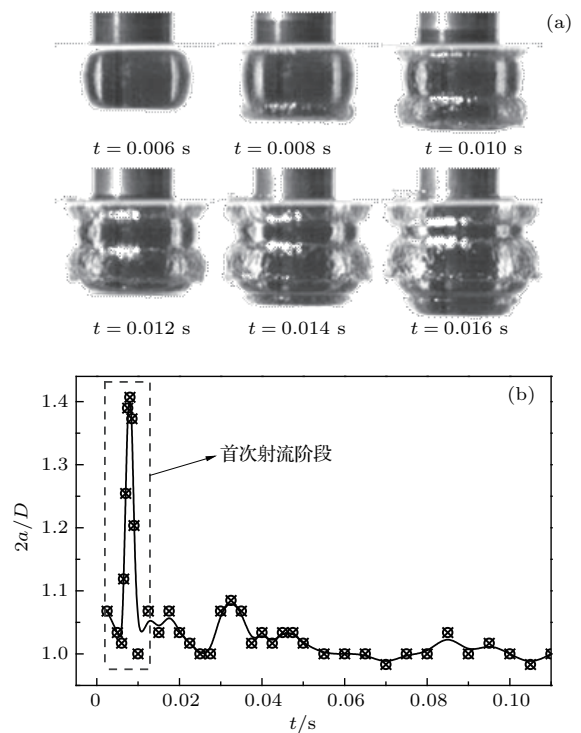


图 8 开放端首次射流阶段空泡流动特征 (a) 实验照片; (b) 分离点位置空泡直径的变化规律
Fig. 8. Flow performance of cavity during air jet stage: (a) Photographs; (b) diameter at detach point.

为了进一步研究气体外泄现象是一次性行为还是伴随每一次射流的周期性行为, 图 10 给出了前三次空腔压缩-膨胀过程中气体相对密度变化规律, 对于后两个涨缩周期 ($n = 2, 3$), 末态气体密度逐渐递增, 即 $\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$, 表明在静压力作用下随着壳体下沉气体整体压缩. 此外, 除了首次空腔涨缩过程外, 气体的膨胀行程均小于压缩行程, 因

此判断仅首次空腔射流伴随有明显的气体外泄现象. 气体外泄现象是入水前冲压作用所致, 冲压作用将引起空腔具有初始压力, 初始压力并不会影响最大压力数值, 但将减小流入空腔内的液体流量, 因此表现出首次压缩行程小于第二次压缩行程, 当液体全部排出后, 空腔内部压力仍高于开放端环境压力, 继而形成气体射流.

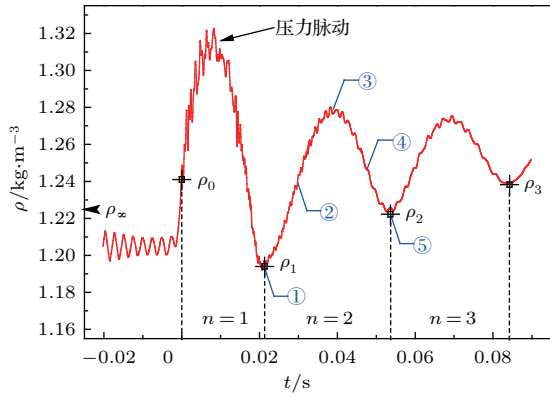


图9 空腔内气体平均密度时程曲线
Fig. 9. Density of air in the cell.

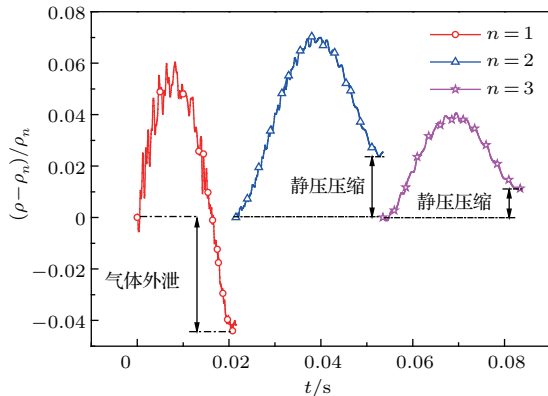


图10 逐级波动气体相对密度变化规律
Fig. 10. Relative density for different periods of cavity waves.

气体射流是首次空腔波动出现极度膨胀失稳的主要原因. 对于液体射流而言, 将改变分离点处

分离流动速度大小、方向, 通过改变空泡外部液体流场结构去影响空泡的尺度特征; 但对于气体射流而言, 射流将排开撞水端的液体, 直接将气体注入空泡内部, 通过改变空泡内部气体流场结构去影响空泡的发展. 图11给出了空腔首次射流阶段气体外泄过程的空泡表面压力分布和空腔内气体流线, 由于气体密度和黏度仅为液体的1/1000, 气体射流到达空泡壁面时仍具有较高速度, 对空泡壁面形成冲击, 产生局部高压, 促使空泡径向扩展, 并引起极为剧烈的气体流场扰动, 破坏其稳定的流动状态, 出现云化现象. 气体射流除了破坏空泡的稳定性之外, 还增加了泡内压, 在空泡开口处形成对流, 阻止闭合现象的发生.

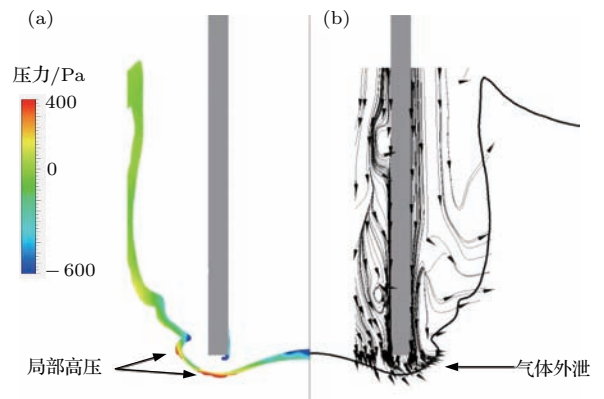


图11 (网刊彩色) 空腔气体外泄 (a) 空泡壁面压力分布; (b) 空腔内气体流线

Fig. 11. (color online) Air escape: (a) Pressure on the cavity surface; (b) streamline of air flow from the cell to the cavity.

4.2 局部云化流动性失稳

对于流动性失稳特征, 主要表现为空泡表面的局部云化现象. 图12给出了一个波动周期内空泡流动的实验照片, 在空泡凹陷(波谷)位置处, 空泡表面出现大量波纹, 逐渐由透明状态转化为云雾状

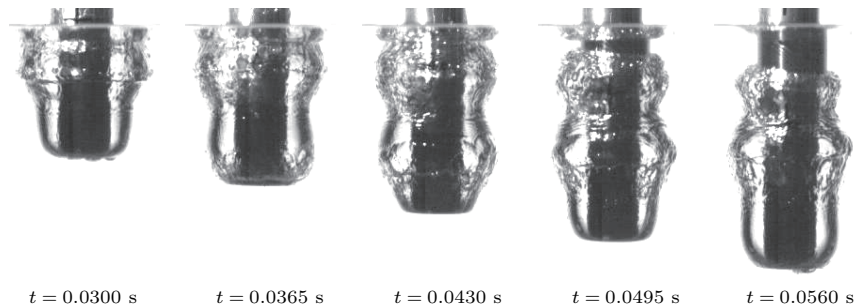


图12 空泡壁面局部云化失稳
Fig. 12. Interfacial instabilities on the local cavity.

态, 这种云化特征将沿轴向蔓延, 逐渐覆盖到空泡凸起(波峰)区域, 同时随着时间的发展云化程度减弱, 但波及范围也愈加广阔, 空泡壁面不再光滑, 气液掺混现象明显, 空泡壁面流动环境受到影响.

云化现象是多相流动中气液相互掺混而形成的云雾状混合流体, 具有典型的湍流流动特征. 空泡壁面作为气液两相介质界面, 其由一层较薄的气液混合流动区域构成, 定义此区域为气液掺混区, 为液体体积分数 $5\% \leq f_w \leq 95\%$ 的空间范围, 其内部流动极为复杂, 流动特征受流体介质属性、流场结构环境等因素影响, 决定着空泡能否稳定地存在.

图 13 给出了空腔扰动作用下的气液掺混区域流场结构特征, 依次列出了 $n = 2$ 波动周期内的五个特征时刻(对应图 9 中①—⑤)对称面上的体积分数分布、压力分布、速度分布和代表涡量的 Q 值分布云图. 波动形态的气液掺混区域具有厚度差异, 空泡凸起(波峰)位置相对狭窄, 空泡凹陷(波谷)位置相对广阔. 掺混区域的压力场分布具有局部差异性特征, 波峰处压力梯度沿径向分布, 以径向扩展流动为主, 等压线稀疏, 压力变化微弱; 波谷处压力梯度沿轴向分布, 以沿空泡壁面绕流为主, 等压线密集, 压力变化显著. 速度矢量场分布同样表现出局部差异性特征, 波峰处流动相对稳定, 速度沿轴向近似均匀分布; 波谷处流动相对紊乱, 出现涡状速度矢量场分布. 速度环量引起漩涡结构的产生, 对涡结构的描述采用基于伽利略变化的速度梯度张量第二不变量 Q 准则^[20], Q 值为涡量与剪切应变率的平方差, $Q < 0$ 代表流动以剪切变形为主, $Q > 0$ 代表流动以旋转效应为主. 漩涡集中出现在空泡波谷位置, 且在掺混区内侧表现明显, 即气体含量较高区域更易形成流体漩涡, 与实验中空泡局部云化失稳位置一致.

下面通过气液掺混区域流动机理来揭示空泡局部云化失稳机理. 空腔气体涨缩在开放端形成周期性射流, 可将其视为空腔内中心处存在周期变化的动量源 $K(t)$, 其数值与射流强度成正比, 即 $K(t) \propto d^2h/dt^2$. 考虑到当空泡扩展完成后空泡界面径向运动微弱, 掺混区域流体的动量方程可以表示为

$$\rho_m \frac{\partial u}{\partial t} + \rho_m u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu_m \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + K(t). \quad (10)$$

考虑到稳定空泡状态条件, 径向流动速度变化微弱, 为简化问题, 忽略瞬态项和高阶项, 得到空腔扰动作用下掺混区域压力梯度表达式:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = K(t) - \rho_m u \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (11)$$

其中射流强度远远大于掺混区域流动强度, 即 $|K_{\max}| \gg |\rho_m u \partial u / \partial z|$. 对于开放端射流加速过程 ($t \in [t_n + 0.5T_c, t_n + T_c]$), $d^2h/dt^2 \leq 0$, $K(t) < 0$, 形成顺压梯度 $\partial p / \partial z < 0$; 对于开放端射流减速过程 ($t \in [t_n, t_n + 0.5T_c]$), $d^2h/dt^2 \geq 0$, $K(t) > 0$, 形成逆压梯度 $\partial p / \partial z > 0$, 其中 T_c 为气体涨缩周期. 因此, 在空腔扰动的任意周期内, 气液掺混区域沿轴线依次形成交替出现的顺压梯度和逆压梯度, 分别位于波动空泡的迎流面(沿运动方向由波峰到波谷)和背流面(沿运动方向由波谷到波峰)区域. 对于(11)式中对流项 $\rho_m u \partial u / \partial z$, 其作用主要是延迟了逆压梯度形成的时间, 使低压区由空泡波峰位置向上一级空泡波谷位置移动.

基于掺混区交替出现的顺压梯度和逆压梯度特征及其分布情况, 这种空泡壁面流动与边界层流动极为相似. 根据普朗特边界层理论, 在黏滞力作用下, 边界层内流体运动速度将逐渐衰减, 并沿流动方向依次出现顺压梯度 ($\partial p / \partial z < 0$) 和逆压梯度 ($\partial p / \partial z > 0$), 边界层内流动如图 14 所示, 在逆压梯度作用下沿壁面形成回射流, 产生漩涡、转捩等复杂紊乱流动现象, 并使边界层厚度增加. 就本文中空腔扰动强度而言, 空泡失稳仅发生在局部区域, 整体上呈现相对稳定的形态特征, 掺混区域流体仍以黏性流动为主导, 符合边界层流动特征, 因此, 对于稳定波动空泡壁面流动可以视其为一种“类边界层流动”形式.

进一步验证波动空泡壁面的这种类边界层流动, 图 15 给出了 $f_w = 30\%$ 界面压力分布和液体流场流线分布, 逆压梯度出现在空泡波峰到波谷的背流面, 但对于新一级波动空泡 ($5 \leq z/D \leq 8.5$), 低压区具有明显的上移过程, 导致这一现象的原因是由于空腔气体涨缩强度逐级减弱, 开放端动量源数值变小, (11)式中对流项作用变得明显所致. 在逆压梯度作用区域相应产生回射流流动, 回射流出现在逆压梯度区域的末段, 并在低压区(逆压梯度与顺压梯度结合处)出现流动分离, 速度反向, 与边界层流动特征表现一致.

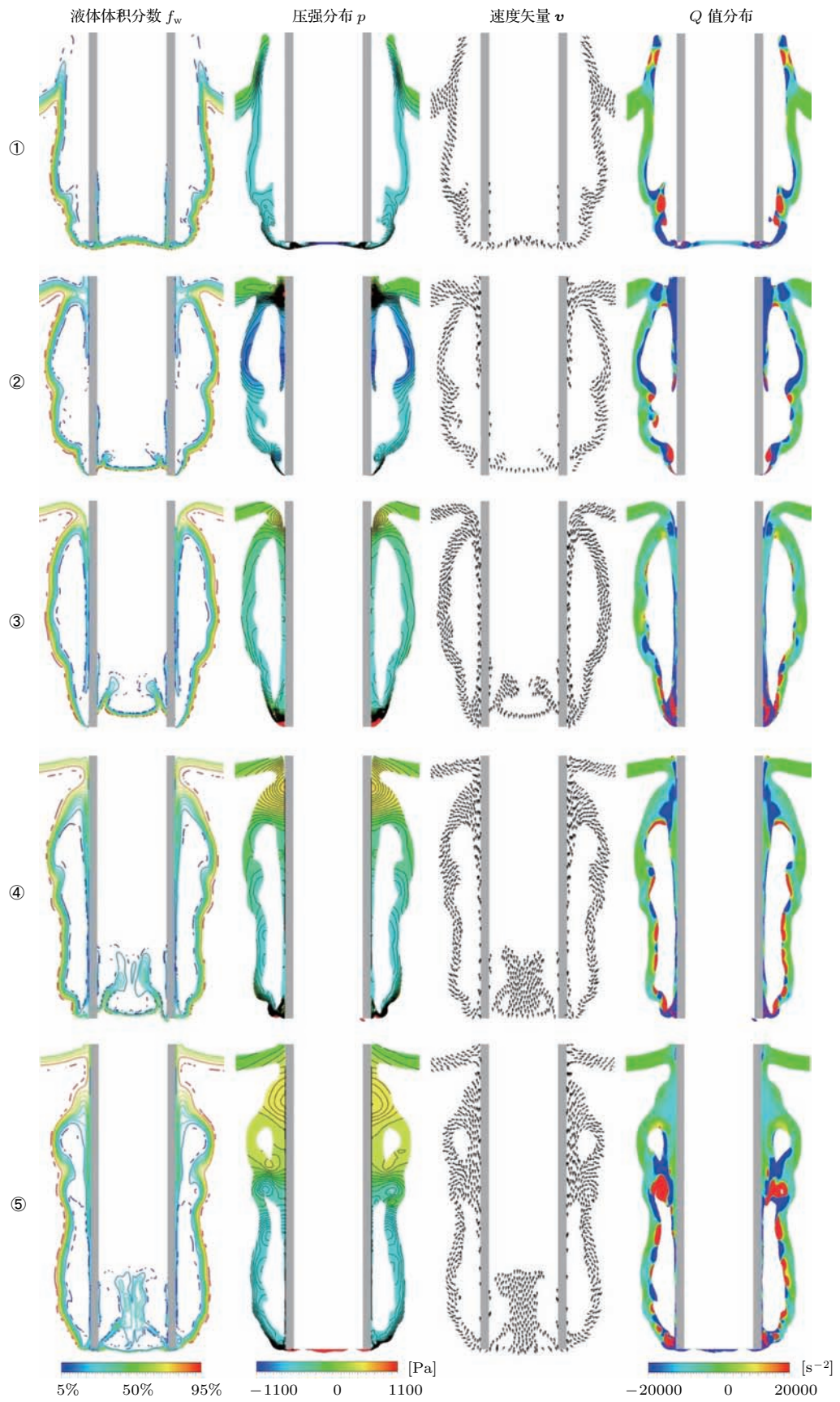


图 13 (网刊彩色) 气液掺混区域流场结构
 Fig. 13. (color online) Flow structure in the multiphase field.

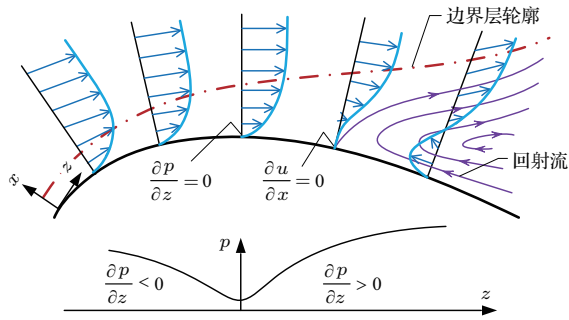


图 14 (网刊彩色) 边界层流动示意图
Fig. 14. (color online) Schematic of boundary-layer flows.

空泡局部云化失稳现象是类边界层流动的结果. 图 16 给出了 $n = 2$ 波动周期内的空泡壁面湍流特征, 同样选取 $f_w = 30\%$ 的气液界面. 随着空腔内气体涨缩扰动的开始, 空泡出现波动形态, 同时近壁面流动变的紊乱, 这种紊乱状态逐渐蔓延至整个空泡壁面, 且紊乱程度也逐渐增加. 恰是这类边界层流动方式, 导致了空泡波谷位置的流动紊乱, 流场结构复杂多变, 掺混区厚度增加, 产生漩涡、转捩等明显的湍动流动特征, 促使气液相互掺混, 使掺混区厚度增加, 在宏观上则表现为空泡的云化现象.

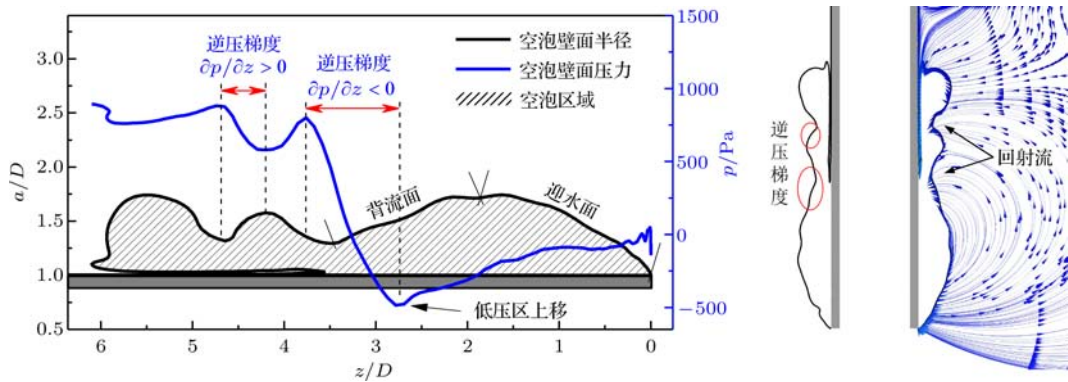


图 15 (网刊彩色) 空泡壁面压力分布及近场流线分布
Fig. 15. (color online) Pressure distribution on the cavity surface and streamline near the cavity surface field.

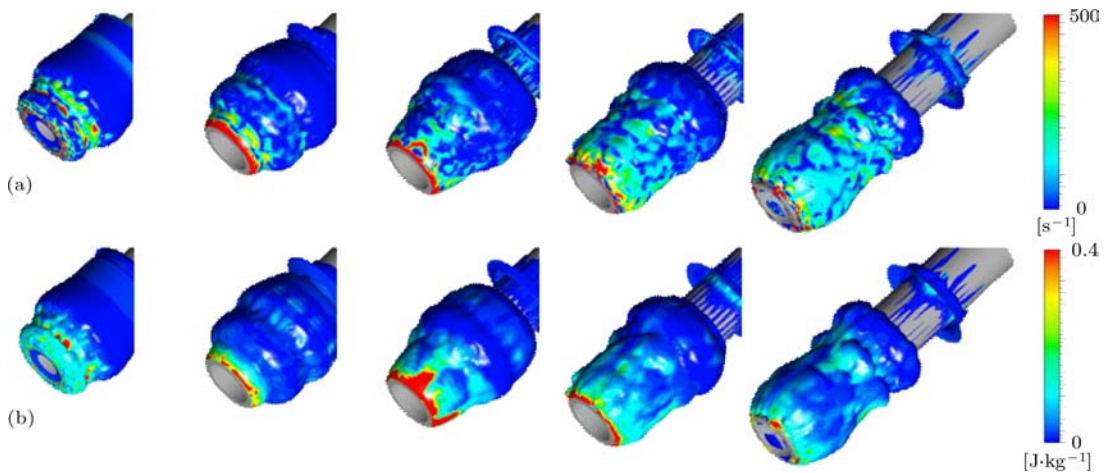


图 16 (网刊彩色) 空泡壁面湍流特征 (a) 涡量; (b) 湍动能
Fig. 16. (color online) The turbulent characteristic on the cavity surface: (a) Vorticity; (b) turbulence kinetic energy.

4.3 空泡局部脱落的漩涡结构特征

空腔扰动将改变空泡的脱落方式, 图 17 给出了空泡脱落阶段的实验照片, 空泡于最顶端波谷位置出现颈缩脱落现象, 脱落的空泡迅速破碎、溃灭, 但附着空泡几乎未受到脱落现象的影响, 仍保持原

波动形态. 对比封闭空腔壳体入水空泡脱落过程, 开放空腔壳体形成的空泡长度 b 出现阶跃变化规律, 局部脱落使空泡长度瞬间减小, 但脱落后的附着空泡将继续增长, 增长速率略有减缓. 空泡脱落将直接改变空泡的结构特征, 同时也改变了空泡壁面的流动状态.

空泡脱落现象是入水空泡流动后期的重要特征之一. 传统实心回转体入水空泡呈现一次性整体脱落的特征, 发生在分离点位置, 是空泡尾部回射流破坏分离流动的结果. 开放空腔壳体入水空泡则表现出截然不同的脱落方式, 呈现多次逐级局部脱落, 均发生在空泡波谷位置, 具有周期规律性.

空泡的闭合规律决定空泡的脱落方式, 空泡闭合主要受到泡内压力、空泡形态和流场环境三种因素的影响. 对于泡内压力的影响, 闭合现象发生在空泡扩展完全之后的稳定区域, 泡内气体流速和压缩程度均较小, 因此可忽略泡内压力的影响. 对于空泡形态的影响, 考虑波动形态空泡截面尺度的差异性, 空泡波谷位置的直径相对较小, 其颈缩行程也较短, 便于较早发生闭合. 对于流场环境的影响, 由于空泡未完全包裹壳体, 其长度较短, 重力引起

静压梯度作用不明显, 近空泡壁面的类边界层流动将起到决定性作用, 在波谷位置, 回射流将施加局部高压, 加速空泡波谷颈缩的发展. 空泡的波动形态和类边界流动方式是由空腔扰动的结果, 决定了空泡的多级局部脱落方式; 脱落后的空泡又将改变流场结构特征, 形成更加复杂的流场环境, 进一步影响空泡流动的发展.

空泡局部脱落伴随着漩涡的产生, 图 18 给出了空泡脱落过程中气液掺混区涡量场 Q 值分布 (左侧) 和局部流线 (右侧). 空泡于波谷位置出现颈缩、闭合现象, 分离出独立气团形成空泡局部脱落, 脱落位置 $Q < 0$, 以剪切变形流动为主 (标示①); 脱落的空泡与附着空泡主体分离, 不再受到类边界层流动影响, 其界面掺混区涡量消失 (标示②); 涡量主要集中于脱落空泡内部, 形成漩涡流动 (标示③);

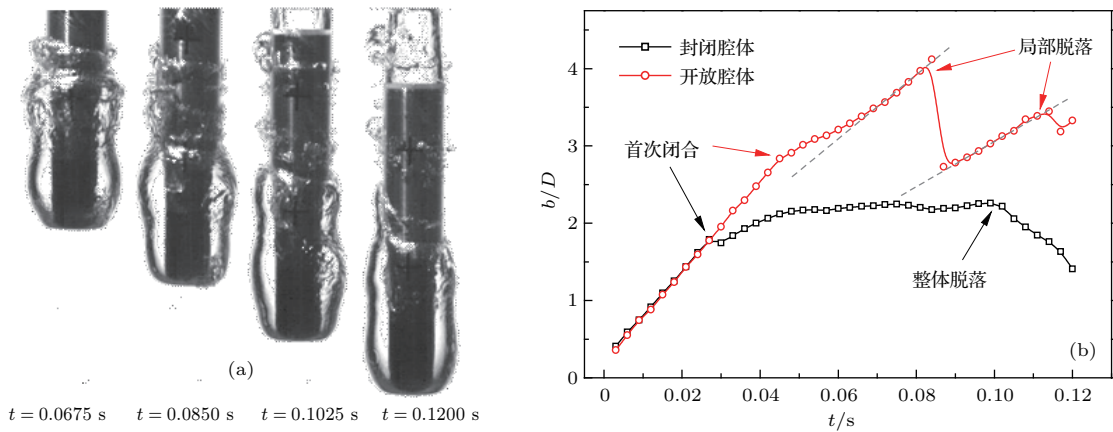


图 17 (网刊彩色) 局部空泡周期性脱落特征 (a) 空泡脱落照片; (b) 空泡长度时程图

Fig. 17. (color online) Flow performance of periodic cavity shedding: (a) Photographs; (b) length of cavity.

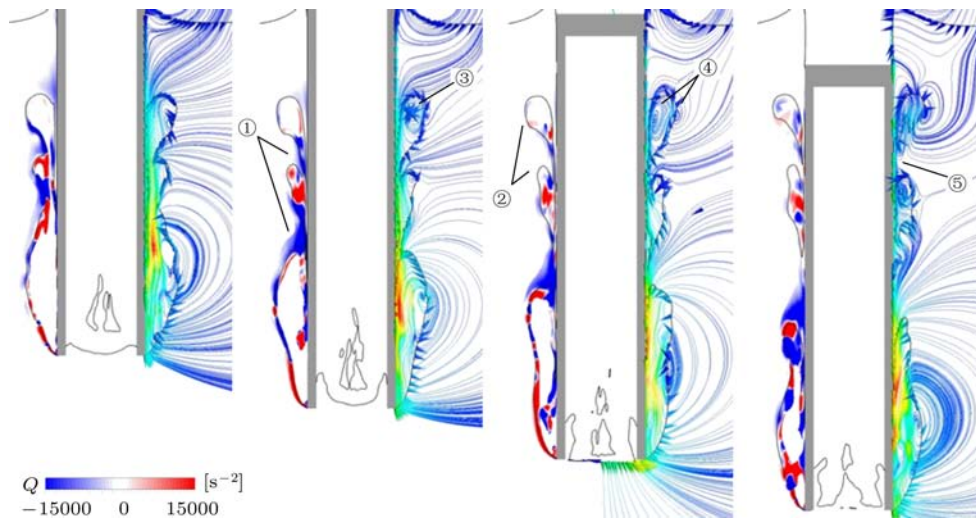


图 18 (网刊彩色) 空泡脱落过程 Q 值分布及局部流线

Fig. 18. (color online) Q distribution and streamline during part shedding of cavity.

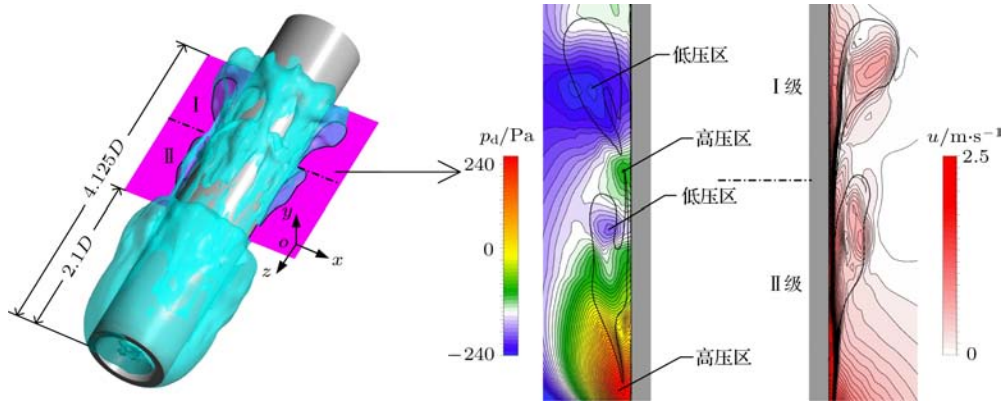


图 19 (网刊彩色) 脱落空泡对称面流场压力和速度分布

Fig. 19. (color online) Pressure distribution and velocity distribution in the cavity shedding domain.

漩涡呈现双涡管结构, 位于内侧向内旋转的涡旋处于空泡气相流域, 位于外侧向外旋转的涡旋处于空泡外液体流域 (标示④); 脱落空泡的流线不穿过附着空泡, 而是形成一个相对独立的流场环境, 脱落空泡与附着空泡以及脱落空泡之间均没有相互影响 (标示⑤).

图 19 给出了脱落空泡局部流场动压和速度分布规律, 从 I 级脱落空泡和 II 级脱落空泡的流场结构可以判断, 空泡周期性脱落形成一种拟序结构流场环境. 局部低压和局部高压交替出现, 分别形成于脱落空泡内部的漩涡区域和空泡闭合位置的剪切流区域; 低压区域位于外侧, 作用范围逐渐扩展, 强度增加, 高压区域位于内侧, 作用范围逐渐萎缩, 强度衰减; 低压作用区域速度出现峰值, 梯度呈环形向外辐射, 具有典型的湍动涡结构特征. 根据亥姆霍兹漩涡理论, 漩涡内部有一涡量的密集区, 即涡核. 其内部为强迫涡, 流体速度与半径成正比, 其外部为自由涡, 流体速度与半径成反比. 对于空腔扰动产生的涡脱结构中涡量较小, 涡核半径远远小于脱落空泡尺度, 且涡量全部集中于涡核区域, 从而说明了脱落空泡与附着空泡之间、脱落空泡之间几乎没有相互影响.

5 结 论

本文结合实验和数值计算结果, 研究了开放空腔壳体入水空泡波动及阶段性局部失稳问题, 通过分析空腔气体涨缩对流场结构的扰动方式, 揭示了入水空泡阶段性局部失稳特征和形成机理, 得到如下结论.

1) 入水后开放空腔被涌入到的液体封闭而形成一个相对独立的谐振腔, 空腔内气体涨缩将形成开放端周期性射流, 对局部流场产生扰动作用. 扰动动能源于壳体动能, 并与冲击动能共同作用形成入水空泡, 由于扰动强度周期性变化, 导致入水空泡呈现波动形态.

2) 在开放端撞水前, 空腔气体经冲压作用而处于压缩状态, 导致空腔气体膨胀阶段将有部分气体外泄, 即空腔首次射流伴随气体外泄. 外泄气体将直接注入空泡, 改变稳定的分离流动, 并打破近开放端空泡内外稳定的压力差环境, 使局部空泡直径极度扩展.

3) 开放端周期性射流扰动将在空泡壁面上形成顺压梯度和逆压梯度交替出现分布, 形成一种类边界层流动. 根据边界层理论, 在近空泡壁面波谷位置依次出现回射流现象, 引起局部气体掺混区增厚, 并在掺混区内出现转捩、漩涡等强湍流流动, 且这种混乱流动将沿空泡壁面蔓延扩散, 使空泡局部呈现云化流动状态.

4) 在空泡扩展差异和局部回射流共同作用下, 空泡于波谷位置依次出现闭合脱落. 脱落空泡与附着空泡间以剪切变形流动为主, 将产生大尺度脱体漩涡, 涡量集中在脱落空泡内部, 使脱落后的空泡迅速破碎、溃灭, 但对附着空泡几乎没有影响. 空泡脱落形成一种拟序结构流场环境, 使压力场、速度场均呈现周期性分布.

参考文献

[1] May A 1951 *J. Appl. Phys.* **22** 1219

- [2] He C T, Wang C, He Q K, Qiu Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134701 (in Chinese) [何春涛, 王聪, 何乾坤, 仇洋 2012 物理学报 **61** 134701]
- [3] Birkhoff G, Caywood T E 1949 *J. Appl. Phys.* **20** 646
- [4] Weninger K R, Cho H, Hiller R A, Putterman S J, Williams A 1997 *Phys. Rev. E* **56** 6745
- [5] May A 1970 *J. Hydrodyn.* **4** 140
- [6] Waugh J G 1968 *J. Hydrodyn.* **2** 87
- [7] Jiang Y H, Xu S L, Zhou J 2016 *J. Ballistics* **28** 81 (in Chinese) [蒋运华, 徐胜利, 周杰 2016 弹道学报 **28** 81]
- [8] Stern S A, Tallentire F I 1985 *J. Spacecraft Rockets* **22** 668
- [9] Wilson Q, Sahota B S 1980 *Proceedings of the 12th Annual Offshore Technology Conference* Houston, USA, May 5–8, 1980 p5
- [10] Lu Z L, Wei Y J, Wang C, Sun Z 2016 *J. Beijing Univ. Aeronaut Astronaut* **42** 2403 (in Chinese) [路中磊, 魏英杰, 王聪, 孙钊 2016 北京航空航天大学学报 **42** 2403]
- [11] Lu Z L, Wei Y J, Wang C, Sun Z 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014704 (in Chinese) [路中磊, 魏英杰, 王聪, 孙钊 2016 物理学报 **65** 014704]
- [12] Worthington A M, Cole R S 1900 *Phil. Trans. Roy. Soc.* **189A** 175
- [13] Silberman E, Song C S 1961 *J. Ship Res.* **5** 13
- [14] Brennen C 1970 *J. Fluid Mech.* **44** 33
- [15] Grumstrup T, Keller J B, Belmonte A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 114502
- [16] Bergmann R, van der M D, Gekle S, van der Bos A, Lohse D 2008 *J. Fluid Mech.* **633** 381
- [17] Abraham J, Gorman J, Reseghetti F, Sparrow E, Stark J, Shepard T 2014 *Ocean Eng.* **76** 1
- [18] Zhang X W, Zhang J Z, Wei Y J, Wang C 2008 *J. Vibr. Shock.* **40** 52 (in Chinese) [张学伟, 张嘉钟, 魏英杰, 王聪 2008 振动与冲击 **40** 52]
- [19] Logvinovich G V (Translated by Lederman D) 1972 *Hydrodynamics of Free-Boundary Flows* (Jerusalem: IPST Press) pp104–118
- [20] Haller G 2005 *J. Fluid Mech.* **525** 1

Experimental and numerical investigation on the flow structure and instability of water-entry cavity by a semi-closed cylinder*

Lu Zhong-Lei Wei Ying-Jie[†] Wang Cong Cao Wei

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

(Received 14 October 2016; revised manuscript received 16 December 2016)

Abstract

The purpose of this present study is to address instability flowing characteristics and mechanism of the water-entry cavity created by a semi-closed cylinder. For this purpose, an experimental study and a numerical study of the water-entry of a semi-closed cylinder are carried out. According to the results of the experiments and comparison, the cavitating flows between the semi-closed cylinder water entry and the sealing cylinder water entry, and the fluctuation flow pattern form of the semi-closed cylinder cavitation is found around the body. The flow characteristics of the cavity shape are gained by analyzing the image data. A further insight into the mechanisms of perturbation to the flow structure and the cavity fluctuation by the air in the opening cell are studied based on the law of conservation of energy in water entry. According to the results of simulation and comparison with the cavity visualization of experiment, three instability flow phenomena of cavity are formed during the different stages of water-entry, i.e., flow separation destroyed, local flow transformed near cavity, and unique cavity shedding pattern. A further insight into the characteristics of the flow and the distribution of pressure and velocity during the stage of the cavity unstabilized flow is gained. Finally, the formation mechanism of the cavity unstabilized flow is studied based on the boundary layer theory and Helmholtz vortex theory. The obtained results show that the water poured into the cell of cylinder after the opening end has impacted free surface causes the internal air to compress and expand, and as a consequence of these effects, periodic disturbances of flow structure occur around the cavity, then the cavity presents an identical periodic wave flow with air piston motion and the flow stability of cavity is destroyed. At the eve of impacting, the opening end approaches the free surface, which leads to the inflow velocity attenuation rapidly and the pressure increasing in the cell, which creates an initial pressure higher than ambient pressure. Because of the high pressure, air efflux from the cell forms a gas jet injected into the cavity for the first air expansion stage, then the detaching flow is destroyed and the cavity extension diameter is enlarged. The flow in the gas-liquid mixing domain of cavity is seen as an approximate boundary layer flow pattern where favorable pressure gradient on the upwind side and adverse pressure gradient on the lee side appear alternately. As this flow pattern, re-entrant flow acting on the trough of wave cavitation results in the fact that the laminar-turbulent transition is weakened in the trough field and the local gas-liquid mixing domain is thickened to be involved in unstabilized structure as cloud cavitation. The wave cavity presents a partial and multiple shedding pattern occurring at the trough positions in sequence. There is no mutual interference between shedding cavity and the main cavity. Following the cavity shedding, vortex shedding is formed. The vorticity concentrates on the inside of shedding cavity, and the pressure and velocity present a coherent structure.

Keywords: semi-closed cylinder, perturbation, flow structure, cavitation flow instability

PACS: 47.20.Ma, 47.27.nb, 47.55.Ca, 47.55.db

DOI: 10.7498/aps.66.064702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11672094), the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province, China (Grant No. A201409), and the Special Foundation for Harbin Science and Technology Innovation Talents of China (Grant No. 2013RFLXJ007).

[†] Corresponding author. E-mail: weiyingjie@gmail.com