



论文

水滴撞击液膜过程携卷气泡的机理研究

李梓萌¹, 余世帆¹, 张天源¹, 赵哲晟¹, 张阿漫^{1,2}, 李帅^{1,2*}

1. 哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001

2. 哈尔滨工程大学南海研究院, 三亚 572024

*联系人, E-mail: lishuai@hrbeu.edu.cn

收稿日期: 2024-11-14; 接受日期: 2025-03-10; 网络出版日期: 2025-05-06

国家自然科学基金(编号: 12372239)、船舶结构安全全国重点实验室基金(编号: Naklas2024ZZ004-J)、黑龙江省重点研发计划项目(编号: JD24A002)、黑龙江省自然科学基金优秀青年项目(编号: YQ2022E017)和国家级大学生创新创业训练计划项目(编号: 202310217180, 202410217142)资助

摘要 水滴撞击液膜是普遍存在于大自然和工业应用之中的物理现象, 对其开展基础研究具有重要的科学意义和工程应用价值. 本文针对水滴撞击液膜瞬态物理过程开展实验与数值模拟研究, 特别关注飞溅液冠闭合后产生大尺度气泡的影响因素和力学机理. 首先, 利用高速摄影技术捕捉携卷气泡全过程; 然后, 联合有限体积法和流体体积法(VoF)建立了不可压缩两相流数值计算模型. 研究发现, 韦伯数和无量纲液膜厚度均是影响是否产生大尺度气泡的重要参数, 本文首次提出了产生大尺度气泡的临界判别条件, 同时给出了不同参数范围内产生气泡的概率. 数值研究表明, 水面飞溅液冠内侧的空气中不断形成涡环, 并逐步向空穴底部运动, 涡核位置的局部压力大幅下降, 进而促进液冠的闭合运动和气泡的形成, 传统的伯努利方程会明显低估涡量集中区域的压降值. 最后, 气液密度比 α 是另一个影响气泡形成的因素, 随着 α 的增大, 液冠运动速度显著加快, 更易于形成气泡.

关键词 水滴撞击, 液膜, 气泡, 有限体积法**PACS:** 47.55.db, 47.55.Ca, 47.11.Df

1 引言

几个世纪以来, 液滴撞击水面后的力学行为在海洋科学^[1-4]、喷墨打印^[5]、热表面快速喷雾冷却^[6]、农药喷洒^[7]、表面材料图层处理^[8]、喷漆和涂装^[9]、发动机燃油效率^[10-14]等诸多领域均有涉及, 在流体力学理论与相关工业制造方面均得到了广泛的关注和研究. 液滴与水面接触后会产生一系列复杂多变的流体

力学现象, 例如冠状水花飞溅^[15]、液滴聚结^[16-18]、沃辛顿(Worthington)射流^[19]、小气泡^[20,21]和次生液滴的形成^[22]以及液滴弹跳^[23]等, 这些现象往往会相伴出现^[24-27].

在水滴入水过程中, 惯性力、表面张力和重力之间存在复杂的相互竞争机制. 研究这一问题通常采用韦伯数 $We \equiv \rho U^2 D / \sigma$ (其中 ρ 是液体密度, U 是液滴速度大小, D 是液滴直径, σ 是液体表面张力系数)衡量惯

引用格式: 李梓萌, 余世帆, 张天源, 等. 水滴撞击液膜过程携卷气泡的机理研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2025, 55: 124711

Li Z, Yu S, Zhang T, et al. Bubble entrainment from droplet impact on a liquid film (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2025, 55: 124711, doi: 10.1360/SSPMA-2024-0551

性力与表面张力的相对大小, 弗劳德数 $Fr \equiv U^2/gD$ (其中 g 是重力加速度) 衡量惯性力与重力的相对大小. Oguz 和 Prosperetti^[28] 发现尺度远小于液滴的小气泡的夹带受空腔达到最大深度与表面张力波之间竞争作用的影响. Pumphrey 和 Elmore^[29] 认为, 发生气泡夹带的控制参数 We 和 Fr 有上限和下限, 液滴的大小、形状、冲击能量等因素都会对其产生影响, 随后 Wang 等人^[30] 修正了 Pumphrey 和 Elmore^[29] 提出的 We - Fr 空间相图. Ray 等人^[24] 发现随着 We 的增大, 空腔半径和波隆起角 (Wave Swell Angle) 会随之增大, 但仅当波隆起角处于特定范围内, 才会发生小气泡夹带. Xu 等人^[31] 发现随着液滴惯性力的增大, 小气泡的直径先增大后减小.

当液滴撞击能量超过一定阈值时, 飞溅液冠会闭合并在水面形成一个尺寸显著大于液滴尺寸的球形气泡, Engel^[32] 称之为大尺度气泡, 其在形成机制、物理特性上与气泡存在显著差异. 低表面张力会导致大气泡破裂后产生大量小于 $15\ \mu\text{m}$ 的液滴^[33], 有助于提高液滴的分散性和气溶胶的形成效率, 可进一步影响大气化学过程以及污染物的传播. 在工业应用的多数情景中并不希望大气泡的产生, 例如在涂装过程中应尽量避免产生气泡^[34], 防止涂层不均匀或有遗漏. Xu 等人^[35] 探究了在无量纲环境压力 P^* 和韦伯数 We 变化范围内, 夹带各种形式气泡的临界条件, 使深水条件下大气泡夹带的物理规律更加完善. Zou 等人^[36] 通过针管内液滴撞击自由液面实验表明, 液滴的形状振荡会影响大气泡出现概率, 进一步揭示了液滴入水形态对大气泡形成的关键作用. 另外, 许多研究都阐明了涡环对流体演化的重要影响, Thoraval 等人^[37] 认为大气

泡的夹带是由液滴撞击过程中高度弯曲的气液界面产生的涡环引起的. Deka 等人^[38] 深入研究了涡量的强度, 发现其取决于撞击条件和液滴形状, 只有当涡量达到一定强度时, 液冠才能在中心线合并. 裴传康和魏炳乾^[39] 发现液滴形状的扁平化, 驱动涡环强度增强. 当液冠闭合携卷气泡后, 空腔内部的涡环使空腔侧壁持续向外扩展, 增大气泡的横向体积.

以上研究多聚焦于无穷水深情况下液滴撞击液面的动力学行为, 而许多实际情况中的液池深度较浅 (与液滴尺寸在同一数量级), 液池下壁面对流动的影响不可忽略. 通常情况下, 液池底部作为一种无滑移的刚性边界会限制流体在垂向和径向的运动, 进而影响空腔的发展. van Hinsberg 等人^[40] 从空腔发展的不同阶段分析了空腔与壁面之间剩余液膜厚度随时间的变化规律, Shetabivash 等人^[41] 发现空腔半径和深度的演化速率随液膜厚度的增加而降低. 其次, 液膜厚度会直接影响液冠中流体的组成和结构, 进而影响液冠演化. Osama 等人^[42] 认为进入液冠部分的液滴质量与液膜厚度有关, 对于较薄的液膜, 液滴贡献的质量占主导地位, 随着液膜厚度的增加, 液膜贡献的质量逐渐增加. 徐多广等人^[43] 研究了液膜厚度对液冠高度的影响, 发现浅液池撞击产生的液冠高度会更高.

目前, 针对液膜厚度对飞溅液冠结构的影响已有较为系统的研究, 但对于在液面上携卷大气泡的影响机理相关研究工作仍有不足. 针对该问题, 我们通过实验研究发现, 在浅液池系统中, 无量纲液膜厚度 ($h^* = h/D$) 较大时, 更容易在液面上方形成稳定的大气泡. 如图 1 所示, 当液膜厚度与液滴直径相当时 ($h^* =$

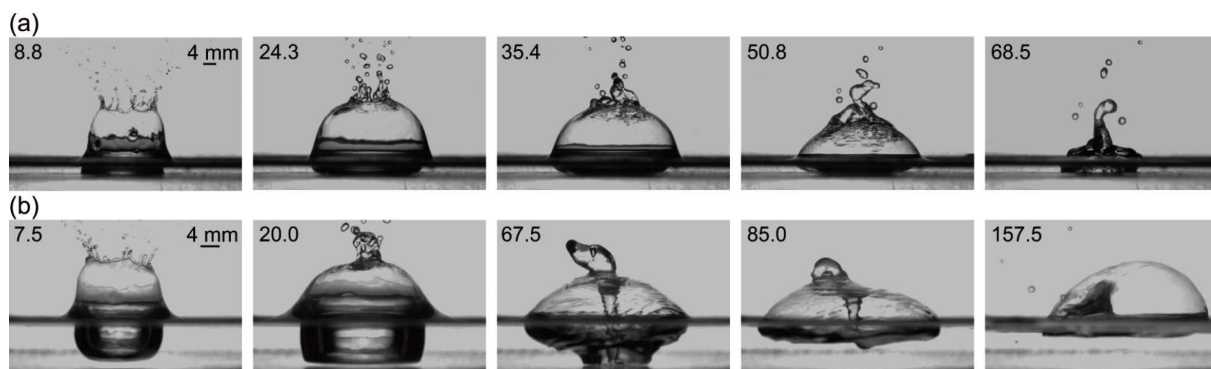


图 1 不同液膜厚度的实验对比, 图中左上角标记了每幅图时间 (单位: ms), 其中 (a) $h = 3.7\ \text{mm}$, $U = 6.50\ \text{m/s}$, $D = 4.0\ \text{mm}$, $We = 2402$, $h^* = 0.92$; (b) $h = 7.8\ \text{mm}$, $U = 5.58\ \text{m/s}$, $D = 5.5\ \text{mm}$, $We = 2427$, $h^* = 1.43$

Figure 1 Experimental comparison of different liquid film thicknesses, the time of each picture is marked in the upper left corner of the figure (unit: ms), where (a) $h = 3.7\ \text{mm}$, $U = 6.50\ \text{m/s}$, $D = 4.0\ \text{mm}$, $We = 2402$, $h^* = 0.92$; (b) $h = 7.8\ \text{mm}$, $U = 5.58\ \text{m/s}$, $D = 5.5\ \text{mm}$, $We = 2427$, $h^* = 1.43$.

0.92), 液冠无法在中心轴汇聚, 后期液冠下塌, 未携卷稳定气泡. 在保持 We 不变的条件下, 增大液膜厚度至 $h^* = 1.43$, 壁面对空腔运动的限制作用逐渐减弱, 液冠在中心轴上闭合形成大气泡, 同时形成向下射流, 在表面张力作用下, 大气泡稳定存在于液面上方.

除液膜厚度外, 流体的性质(如表面张力、密度)显著影响 We , 对撞击后形成的冠状结构的发展演化有着直接影响. Macklin和Metaxas^[44]在浅液池飞溅中观察到, 从冠状物上脱落的液滴更加明显, 并认为浅液池飞溅基本上由 We 决定. Pan等人^[45]开发了一种高速喷射技术, 能够产生速度高达23 m/s的液滴, 发现大 We 和厚液膜会使飞溅的液冠闭合. 后续Pan和Hung^[46]又通过实验观察进一步分析了液滴撞击液膜产生不同现象的过渡条件. 由于形成气泡的液冠边缘十分薄弱, Guo等人^[47]强调了气泡夹带对于液膜厚度以及液滴速度的依赖. Ersoy和Eslamian^[48]发现随着液膜厚度的增加, 液滴撞击后二者相互作用的扩散速度通常会减慢. 周博通等人^[49]探究了飞溅临界值随 We 的变化关系. 近年来, Ribeiro等人^[50]研究了液膜厚度对大尺度气泡产生初始阶段的影响, 还发现增加液膜的厚度会使气泡圆顶变厚, 气泡的维持时间很大程度上取决于撞击圆顶的二次液滴数量. 对于不同溶液类型, Fan等人^[51]研究液滴撞击庚烷液膜, 发现韦伯数越小, 气泡存在的时间越长. 在相关数值研究方面, 早期研究液滴入水时多采用边界积分方法, Oguz和Prosperetti^[28], Weiss和Yarin^[52]作出许多贡献, 但缺乏对空气流动的考虑. 随着计算机技术的发展, 有限体积法被广泛运用于连续介质流动问题, Josserand等人^[53], Wang等人^[54]和Berberović等人^[55]采用VoF方法, 也做了诸多有益的研究工作. 目前, 韦伯数已被证实为液冠飞溅的关键参数, 但气液密度比作为另一重要参数, 对液冠动力学行为的影响规律也有待被揭示.

鉴于以上, 本文针对水滴撞击液膜携卷气泡的物理过程展开基础性研究, 全文的逻辑结构如下: 第2节介绍实验与数值模拟方法; 第3节将模拟结果与实验进行对比验证, 并掌握薄液膜情况下大尺度气泡形成的参数范围和临界条件; 第4节将揭示产生大尺度气泡的力学机理, 分析液冠生长过程中压力场、涡量场的演化规律, 探明韦伯数和气液密度比等特征参数的影响机制.

2 水滴撞击液膜实验方法与数值模拟

2.1 控制参数

本文所涉及的物理参数见表1, 取以下三个特征量对本研究涉及的变量进行无量纲化: 水滴直径 D 作为特征长度, 液体密度 ρ_l 为特征密度, 大气压力 p_0 为特征压力.

2.2 实验设置

实验装置如图2所示. 实验室温为20℃, 压力状态为常压 1.013×10^5 Pa, 在尺寸为20 cm × 20 cm × 20 cm 的亚克力水箱中进行, 其宽度大于液滴直径的40倍, 因此侧壁对撞击动力学无显著影响. 液膜厚度由向水箱中加入蒸馏水的体积和水箱底面积确定, 液膜厚度变化范围为3–20 mm. 水滴流速通过电动蠕动泵精确控制, 电机转速设置为3 r/min, 流速为0.6 mL/min, 采用3 mm内径滴管时两次水滴下落的时间间隔为5.0 s. 通过对液膜发展全过程现象的观察可以发现, 无论最终是否出现携卷气泡的情况, 水滴撞击后液膜充分演化至再次归于平静的时间均小于1.5 s, 时间尺度的相对大小均小于0.3, 确保了相邻两个水滴从下落至入水并产生气泡的整个过程中不会相互造成干扰. 通过改变

表 1 物理量及无量纲参数^{a)}

Table 1 Physical quantities and dimensionless parameters^{a)}

物理量	单位	无量纲参数	定义
轴向坐标 z	mm	无量纲轴向坐标	$z^* = \frac{z}{D}$
径向坐标 r	mm	无量纲径向坐标	$r^* = \frac{r}{D}$
水滴的入水速度 U	m/s	无量纲液膜厚度	$h^* = \frac{h}{D}$
液膜厚度 h	mm	无量纲压强	$p^* = \frac{p}{p_0}$
水滴直径 D	mm	气液密度比	$\alpha = \frac{\rho_g}{\rho_l}$
表面张力系数 σ	N/m	韦伯数	$We = \frac{\rho_l U^2 D}{\sigma}$
密度 ρ	kg/m ³	无量纲时间	$t^* = \frac{t}{D \sqrt{\frac{\rho_l}{p_0}}}$
时间 t	ms	无量纲涡量	$\Omega = \omega D \sqrt{\frac{\rho_l}{p_0}}$
压强 p	Pa	—	—
涡量 ω	s ⁻¹	—	—

a) 各物理量下的物理含义为: “l”表示液体; “g”表示气体; “0”表示初始状态

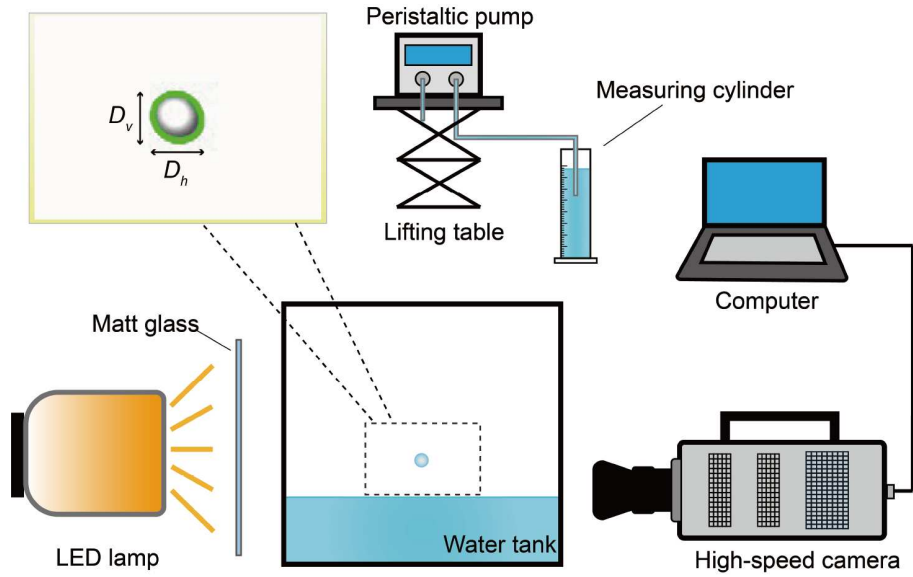


图 2 (网络版彩图)实验装置示意图

Figure 2 (Color online) Schematic of experimental setup.

升降台的高度,来控制液滴入水的速度,液滴自由下落高度范围为0.15–2.50 m,液滴速度变化范围为1.7–7.0 m/s.为了获取不同体积的液滴,我们采用了两种尺寸的滴管(内径分别为3和4 mm),由此得到了直径范围为3.6–5.6 mm的液滴.液滴体积约为0.02–0.09 mL,入水后对液膜厚度的影响可以忽略不计.采用高速摄像机(Phantom V2012)记录实验现象,分辨率设置为 512×512 pixels,帧率为22626 fps,曝光时间为1.8 μ s.

对实验结果进行图像处理得到水滴直径、入水速度及表面张力系数.由于下落过程中液滴形状振荡变化^[56],无法保持球状,所以实际等效直径通过式(1)计算^[37]:

$$D = (D_v D_h^2)^{1/3}, \quad (1)$$

其中 D_v 是垂直方向的直径, D_h 是水平方向的直径.通过MATLAB程序识别水滴的轮廓并以此计算液滴质心的位置,结合前后50帧数据(液滴的质心位置与时间间隔)确定当前帧的水滴下落速度,最后再将下落过程中所有帧的速度进行多项式拟合,由此获得水滴入水时的准确速度,误差主要来源于图像分辨率限制所造成的测量误差,最大不超过 $\pm 0.35\%$.将实验中液滴的形态与理论计算得到的形态曲线^[57]进行对比,选取吻

合效果最好的表面张力系数,测得的表面张力系数误差不超过0.7%.

2.3 数值模型

本文基于开源CFD平台OpenFOAM^[58]求解Navier-Stokes方程开展数值模拟.在本文研究的工况下,液滴入水时的最大速度约为7 m/s,以此为特征速度计算得到的马赫数约为0.02,表明流体可压缩性的作用可以忽略.因此,我们采用不可压缩两相流求解器interFOAM开展数值模拟,该数值模型已得到广泛的使用和验证^[35,40,55,59].使用Navier-Stokes方程描述流体运动,涉及求解连续性方程(2)和动量方程(3):

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \mu [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \rho \mathbf{g} + \sigma \kappa \nabla \gamma, \quad (3)$$

其中 $\mathbf{u}$ 为速度矢量, p 为压力, μ 为动力黏度, $\mathbf{g}$ 为重力加速度, γ 为体积分数, κ 为界面曲率,其定义为 $\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \gamma}{|\nabla \gamma|} \right)$.本文采用VoF模型捕捉气液相界面,

在每个控制体中,所有相的体积分数之和为1.求解过程中,通过引入体积分数作为系数,确保了流体的物理属性(4)和(5)在界面附近能够正确变化,从而准确地模

拟不同流体的相互作用:

$$\rho = \gamma\rho_l + (1-\gamma)\rho_g, \quad (4)$$

$$\mu = \gamma\mu_l + (1-\gamma)\mu_g, \quad (5)$$

其中下标 l, g 分别代表液相和气相的性质. 基于求解得到的速度场, 通过求解相分数的质量守恒方程(6)来更新每个网格内的体积分:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\gamma) + \nabla \cdot \left[\gamma(1-\gamma)c_\gamma |\mathbf{u}| \frac{\nabla \gamma}{|\nabla \gamma|} \right] = 0. \quad (6)$$

数值扩散会导致界面模糊, 所以对流项的离散化十分重要. 方程左侧的 c_γ 是为了保持界面清晰锐利而加入的人工界面压缩系数^[60], 当 $c_\gamma = 0$ 时不产生界面压缩, $c_\gamma = 1$ 时正常压缩, $c_\gamma > 1$ 时高压缩^[55]. c_γ 过低无法抑制数值耗散, 过高会引起数值振荡^[61], 故本文中取为1. 该方程右侧等于零表明在没有外力的影响下, 体积分数的时间变化完全由对流项和这个校正项决定.

水滴撞击液膜的全过程总体上呈现轴对称的特性, 为平衡计算效率与精度, 本文在柱坐标系中设置楔形计算域进行轴对称模拟, 数值模型如图3所示. 计算域的底部边界条件设置为刚性壁面, 右侧面和顶部设置为一般边界, 左侧面设置为对称边界. 计算域的轴向截面为矩形(50 mm × 60 mm), 大于10倍的液滴半径. 经过时间步长及网格无关性检验后, 最终选取库朗数为0.2, 网格数量为975000, 水滴撞击液膜的主要中

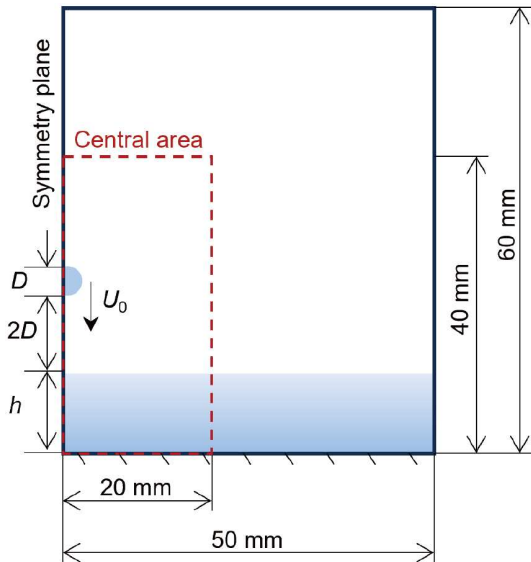


图 3 (网络版彩图)数值计算模型示意图

Figure 3 (Color online) Schematic of numerical simulation model.

心区域(20 mm × 40 mm)网格尺寸为0.03 mm × 0.03 mm, 其余区域的网格尺寸根据膨胀系数进行适当的逐渐放大.

初始条件的设置遵循实验, 环境压力为 1.013×10^5 Pa, 液相密度为 998.2 kg/m^3 , 运动黏度系数为 $1.005 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. 气相的密度为 1.225 kg/m^3 , 运动黏度系数为 $1.46 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. 表面张力系数为 0.07 N/m . 液膜厚度根据具体实验参数设置, 水滴形态设置为球形, 中心位置初始化为距离液膜表面为 $2.5D$ 的地方, 此处的速度 U_0 根据自由落体运动公式(7)求得:

$$U_0 = \sqrt{U^2 - 4gD}, \quad (7)$$

其中 U 为液滴下缘与液膜表面接触时的速度.

3 携卷气泡的演化条件

3.1 实验现象描述

本节利用高速摄影详细记录了气泡形成过程, 并将实验结果与数值模拟进行对比, 以验证模型的有效性. 选取实验中的典型工况(均以水滴最低点接触液面的时刻为初始时间), 分析了不同入水速度(韦伯数)下的实验现象.

工况一为高速入水情形($U = 6.32 \text{ m/s}$), 其携卷气泡的全过程如图4所示. 撞击初期由于流体间的相互作用, 液滴的动能转化为液膜的变形能, 在平底盘状空腔周围会形成液体扰动, 以柱面波的形式向外传播. 1.0 ms 时刻, 液滴撞击液膜产生冠状水花, 水花几乎水平地从液冠边缘向外飞溅. 至 2.4 ms 时, 液冠边缘开始向中心对称轴靠拢, 由于上升动量的作用, 流体向外的动能与表面张力之间存在竞争, 在液冠边缘较薄的位置存在不稳定性, 次级液滴从冠缘顶部的破裂处喷出. 随着冠缘处不断飞溅出液滴, 这些次级液滴的大小与冠缘处瞬时质量的积累成正比^[50], 到 5.8 ms 时, 冠缘明显向内径向移动, 而空腔的扩展已接近缸壁, 壁面对空腔轴向运动的限制愈加显著. 12.6 ms 时液冠到达最大高度 16.2 mm , 17.5 ms 冠缘在中心轴处汇合, 空腔闭合形成大气泡(箭头所指位置), 并产生向上向下的射流, 与此同时空腔底部与壁面之间仅存在一层与初始状态相比很薄的水膜. 图5展示了相同液膜厚度的低速工况($U = 2.09 \text{ m/s}$), 在 12.0 ms 时, 溅起冠状水花的最大高度仅为 4.2 mm , 但此时冠缘的厚度大于高速工况64.2%.

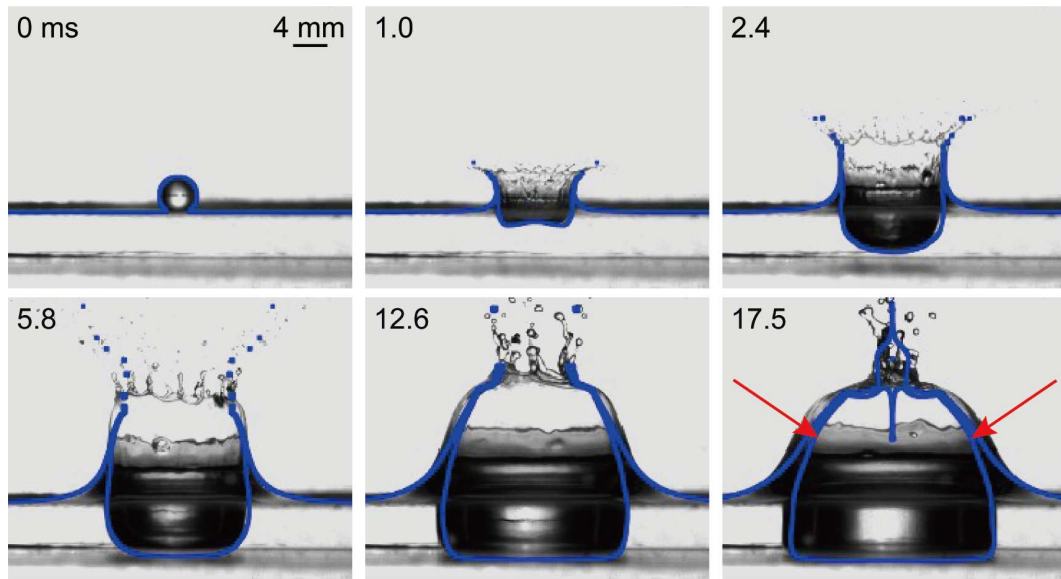


图 4 (网络版彩图)高速实验与数值模拟结果对比($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $We = 2609$, $h^* = 1.53$, 对应的 t^* 分别为 0, 2.2, 5.3, 12.7, 27.6, 38.3)

Figure 4 (Color online) Comparison of high-speed experiment and numerical simulation result ($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $We = 2609$, $h^* = 1.53$, the corresponding t^* is 0, 2.2, 5.3, 12.7, 27.6, 38.3).

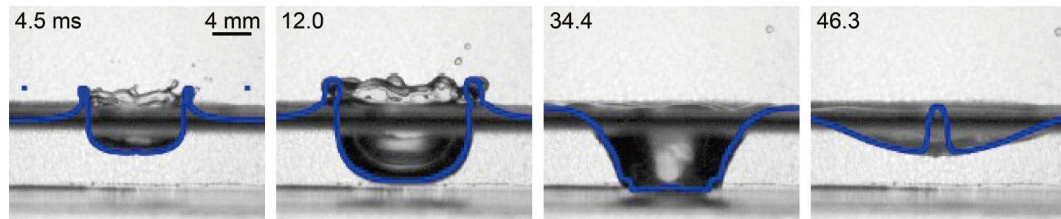


图 5 (网络版彩图)低速实验与数值模拟结果对比($h = 7.0$ mm, $U = 2.09$ m/s, $D = 4.4$ mm, $We = 275$, $h^* = 1.59$, 对应的 t^* 分别为 10.3, 27.5, 78.8, 106.0)

Figure 5 (Color online) Comparison of low-speed experiment and numerical simulation result ($h = 7.0$ mm, $U = 2.09$ m/s, $D = 4.4$ mm, $We = 275$, $h^* = 1.59$, the corresponding t^* is 10.3, 27.5, 78.8, 106.0).

在随后的运动过程中, 空腔内毛细波的传播十分明显, 至34.4 ms毛细波已经传到了靠近壁面的位置. 待毛细波运动至中心轴处, 液膜与壁面的相互作用将消失, 空腔底部向水面运动并形成Worthington射流. 与高速工况相比, 低速下不会使液冠产生径向向中心轴运动的趋势, 并且冠缘处撕裂出的次级液滴数量也比高速工况少许多, 说明惯性力不足以克服表面张力的作用掐出新液滴.

数值模拟与实验结果在整体上呈现出良好的吻合度, 能准确模拟出不同入水速度和液膜厚度的液冠运动情况. 但在液冠上缘处的径向运动和毛细波的传播方面, 存在一些细微的差别, 主要可归因于水滴下落

过程中形状的振荡. 在实验中, 水滴下落的动态过程受到了周围环境的影响, 可能会引起形状的微小变化, 进而影响液滴与液膜的相互作用. 而数值模拟基于一定的假设和球形简化, 无法完全捕捉到这种微小振荡^[62]对结果的影响.

3.2 携卷气泡的区间范围

大量实验表明, 水滴撞击液膜过程携卷气泡的条件由多个物理参数共同控制^[45-47]. 如第3.1节中所述, 高速下落的液滴会在撞击液膜后形成较大尺度的气泡, 本节将探讨气泡形成的临界条件. 在实验中, 雷诺数 $Re \sim O(10^4)$, 故暂不考虑黏性对本研究的影响. 本节

将主要讨论韦伯数和无量纲液膜厚度对气泡生成的影响.

图6为不同无量纲液膜厚度(h^* 的区间)与不同韦伯数(We 的区间)下能否携卷气泡的参数区间相图, 其中蓝色为产生气泡的工况, 橙色为不产生气泡的工况. 对于无量纲液膜厚度而言, 在 $h^* < 0.6$ 的范围内, 不会有气泡产生. 这是因为当液膜厚度较薄时, 水滴撞击液膜后的动量迅速传递到液膜底部, 主要推动液膜的径向流动, 在空腔快速增大的同时, 部分动量推动液冠沿轴向快速上升, 由于薄液膜无法提供足够的液体量, 导致液冠上升过程中容易受到空气扰动的影响, 难以闭合形成气泡. 结合实验现象观察发现, 当 $h^* > 3$ 时, 壁面对空腔发展的影响越来越小; 当 $h^* > 4$ 后, 该参数在本研究的速度范围内不再敏感. 对于韦伯数而言, 当 $We < 1500$ 时, 不会有气泡产生; 当 $We > 2900$ 时, 普遍观察到携卷气泡现象. 不产生气泡的数据点在整个参数区间内均有分布, 但在较低 We 时更为集中. 综合 h^* 和 We 的分析, 发现携卷气泡的产生存在临界条件. 随着 We 的增大, 液滴的动能增加, 液膜受到的冲击更为剧烈, 有助于气泡的产生. h^* 会影响液膜对液滴冲击能量的吸收与分散能力, 并影响液滴撞击后液冠内流体的构成^[42], 进而影响气泡的产生. 为厘清 h^* 对控制气泡产生的 We 的影响效果, 我们开展了大量的实验. 由于实验中气泡闭合存在一定的不确定性, 临界条件难以控制, 因此我们额外补充了数值模拟的计算结果使临界韦伯数 We_c 的拟合更加准确. 根据实验和数值模拟

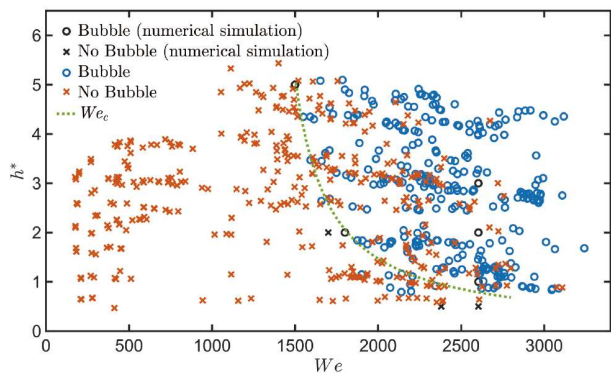


图 6 (网络版彩图) 韦伯数-无量纲液膜厚度相图(We 从175变化至3242, h^* 从0.47变化至5.44, 临界韦伯数与无量纲液膜厚度之间的关系为 $h^* = 1068 / [(We_c - 1500)^{1.006} + 207]$)

Figure 6 (Color online) Weber number-dimensionless liquid film thickness phase diagram (We changes from 175 to 3242, h^* changes from 0.47 to 5.44, the relationship between critical Weber number and dimensionless liquid film thickness is $h^* = 1068 / [(We_c - 1500)^{1.006} + 207]$).

的结果并考虑到 h^* 和 We 之间的非线性关系, 通过最小二乘法进行拟合(图中绿色虚线), 得到临界韦伯数 We_c 的表达式为 $h^* = 1068 / [(We_c - 1500)^{1.006} + 207]$. 随着 h^* 的增大, We_c 会逐渐降低, 这表明在液膜较厚的条件下, 不需要水滴具有很大的惯性力就可以产生气泡. 当无量纲厚度较小($h^* < 1$)时, 气泡闭合需要较大的 We , 当 h^* 处于1附近时, 产生气泡的 We 则需要在2000左右, 当 h^* 达到4.3时, 仅需 $We = 1550$ 即可生成气泡, 证明深水域内携卷气泡对惯性力的依赖较小. 此外, 图中显示了产生气泡与不产生气泡的工况间存在较多重叠区域, 这是由于实验中干扰因素较多, 如二次液滴砸向液冠阻碍其运动、液冠生长过程的不稳定性等, 都会导致液冠最终无法闭合形成大气泡, 因此, 气泡携卷的成功率并非确定, 而是存在一定的概率^[63].

如上所述, We 和 h^* 在一定程度上会联合作用影响气泡产生概率. 随着 We 和 h^* 的逐渐增加, 气泡生成概率 P 在整体上呈现协同上升趋势, 如图7所示. 随着 We 的增大, P 快速上升, 尤其在高韦伯数区间内($We > 2400$), 这一上升趋势更为显著, 气泡形成概率均超过76%. 较大的液膜厚度有助于提高气泡生成概率, 在 $We > 2700$ 且 $h^* > 3.8$ 时, P 基本达到100% (实验中的干扰因素较多, 概率仅能保证趋近于100%). 这表明当壁面对流体运动的影响逐渐降低时, 较高的 We 足以使液冠克服表面张力并抵消环境因素的影响, 顺利产生一个大尺度气泡. 相比之下, 在较小的液膜厚度和较低的韦伯数区域内($1500 < We < 1800$ 且 $0.6 < h^* < 3.8$), 气泡生成的概率很低.

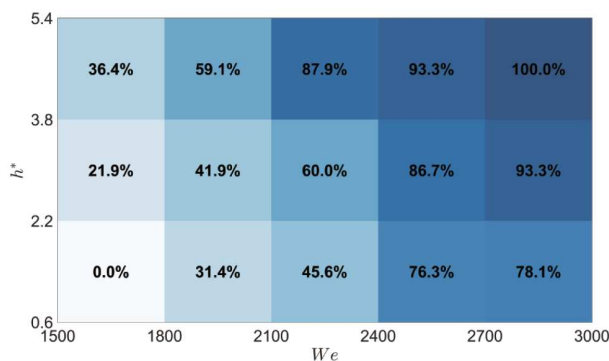


图 7 (网络版彩图) 韦伯数和无量纲液膜厚度区间范围内产生气泡的概率分布

Figure 7 (Color online) Probability distribution of bubbles in the range of Weber number and dimensionless liquid film thickness.

3.3 携卷气泡力学机理分析

为分析携卷气泡的力学机理, 我们对数值模拟中得到的涡量场和压力场进行了分析. 水滴撞击液膜后, 速度梯度导致气液界面处的切应力显著增加, 这种切应力会在撞击区域周围形成涡环(逆时针方向为红色, 顺时针方向为蓝色), 涡环诱导的压差变化显著影响液冠的运动, 从而进一步影响两相流交界面附近的压力分布, 具体过程如图8所示. 在水滴撞击液膜后的初始时刻, 水滴的撞击使液膜向上飞溅, 此时空腔外部产生正向涡环, 促进液冠向上和向外的生长. 在 $t^* = 1.1$ 的局部放大图中, 可以观察到水滴下端与自由液面接触的撞击区域内也会产生少量的涡量, 二者之间物质界面的运动由流动产生的应力平衡控制, 有时还会夹带微小气泡^[64]. 压力梯度的变化在撞击区附近十分集中, 水滴和液膜之间的物质界面附近存在压力峰值, 为108274 Pa, 撞击区域周围的压力呈现等压扇形分布,

在短时间内压力峰值与时间以 $1/\sqrt{t}$ 变化^[53]. 涡量从液冠表面分离形成涡环, 并以螺旋式向远场泻涡, 空腔内的涡环均是在液冠边缘产生后, 向空腔底部运动, 如图8(b)所示. 在 $t^* = 7.7$ 时刻, 空腔聚集的涡量多于液冠内测, 涡量的集中引起局部压力的降低, 进而引起空气的流动形成减压区, 液冠两侧的气相存在明显的压差, Δp 的最大值为171 Pa, 此时液冠不再向外运动, 而是有向内运动的趋势. 到达 $t^* = 20.8$ 时, 涡环逐渐向下移动并分散, 压力场中的显著减压区域也从液冠边缘向下移动, 涡流和压差促使液冠边缘向内弯曲并持续向中心轴运动. 随着时间的推移, 在 $t^* = 38.3$ 时, 液冠闭合形成显著高压区, 致使流体向上向下运动, 液膜内外的压力差有微幅的增大, 此时 Δp 的最大值为182 Pa. 在液冠边缘没有形成涡环、两侧没有明显压降的时刻, 液冠的压降满足Yakimov^[65]研究入水相关问题得到的式(8):

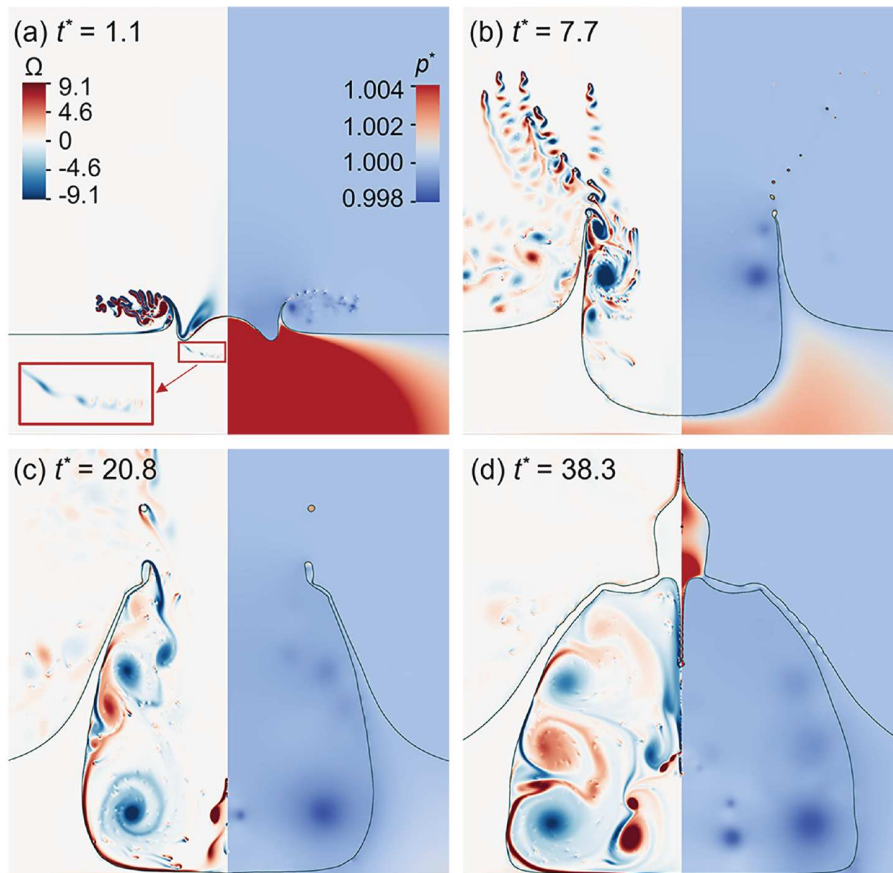


图 8 (网络版彩图) 涡量场(左侧)和压力场(右侧)随时间的演化($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $We = 2609$, $h^* = 1.53$)
 Figure 8 (Color online) Evolution of vorticity field (left) and pressure field (right) over time ($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $We = 2609$, $h^* = 1.53$).

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho_g (V_0^2 + 2V_0 V_1), \quad (8)$$

其中, V_0 为气流速度, 假设与液滴入水速度相同, V_1 为液膜的飞溅速度. 误差最大为 12.6%, 一旦在液冠边缘形成涡环, 如图 7(b) 所示, 理论与数值模拟的误差会达到 70.1%, 压降将不能再用伯努利方程描述.

液冠的闭合过程主要由空腔内部与外界环境之间的压差驱动, 液冠边缘在涡环的卷携下向中心轴运动, 并最终相互接触, 闭合形成气泡. 图中的低压区与涡量集中区域相对应, 揭示了流场涡环影响附近压差, 共同控制气泡形成的方式.

4 参数化影响因素分析

4.1 韦伯数的影响

在第 3.2 节中, 我们发现韦伯数对于携卷气泡现象有着极大的影响, 接下来, 我们通过对不同表面张力系数下的液膜演化来系统探究韦伯数的影响规律. 测量点选取每个时刻液冠边缘的中间位置, 图中测量点位移的波动是液冠顶端掐出次级液滴所致.

从图 9 中可以观察到液膜形态的演化情况, 发现改变不同的表面张力系数大小, 凹坑的形态基本一致, 而韦伯数主要影响液冠的生长. 在水滴撞击液膜初期, 液

面凹坑与液冠形态基本保持一致, 液冠高度都迅速增加, 从 $t^* = 16.4$ 起, 液冠的变化趋势逐渐呈现出差异. 发展到 $t^* = 32.8$ 时, $We = 3000$ 的液冠展现出更明显的位移变化, 溅起的液膜更薄, 生长距离更远. 相比之下, $We = 1000$ 液冠生长缓慢. We 越小液冠生长速度越慢, 表面张力对液冠生长主要起抑制作用. 为了更好地研究液冠后期的演化特性, 在此处定义局部邦德数 $Bo = \rho g h_s^2 / \sigma$ (h_s 为飞溅液冠的液膜厚度) 来表征液冠重力与表面张力之间的竞争关系. 相较于之前时刻, $t^* = 43.8$ 时 $We = 3000$ 的冠缘处 $Bo = 3.78$, 远高于液冠其余部位 ($Bo = 0.09$), 说明冠缘处重力的作用不可忽略, 并导致 $We = 3000$ 的液冠高度在其演化后期增幅越来越小.

图 10 记录了不同韦伯数下液冠在不同时刻的位置, 当 $We = 1000$ 时, 液冠在 $t^* = 38.3$ 时达到最大高度 $H_{\max}^* = 5.32$, 而实验中 $We = 458$ 的工况仅能到达的最大高度为 4.12. 当 $We = 2000$ 时, 在 $t^* = 52.6$ 时达到最大高度 $H_{\max}^* = 6.00$, 随后开始下落. 此时, $We = 2000$ 的液膜展现出不稳定性, 液冠边缘不断脱落次级液滴. 只有当韦伯数进一步升高时, 液冠的惯性力才能克服表面张力, 驱动液冠运动至中心轴. 如图 6 所述, 在系统中的两种流体分别为常温常压下的空气和水的情况

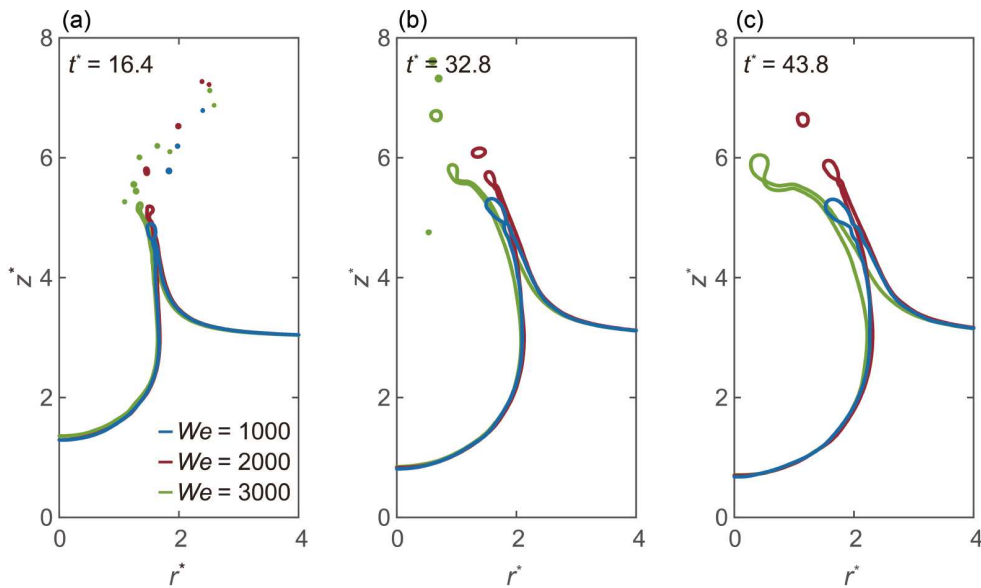


图 9 (网络版彩图) 不同韦伯数下溅起液膜的形态对比 ($h = 13.8$ mm, $U = 3.90$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 3.00$)

Figure 9 (Color online) Morphological comparison of splashed liquid films under different Weber numbers ($h = 13.8$ mm, $U = 3.90$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 3.00$).

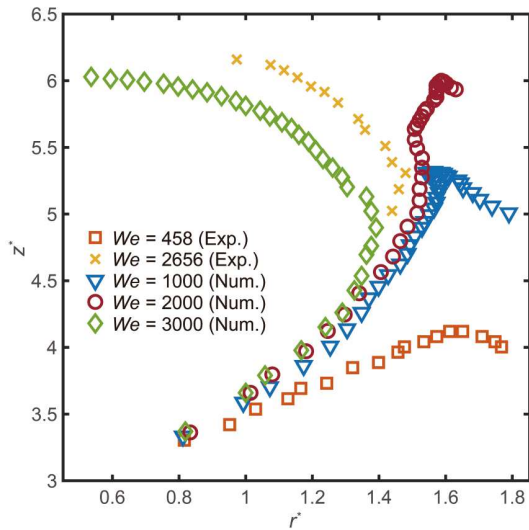


图 10 (网络版彩图)不同韦伯数下液冠位移变化曲线($h = 13.8$ mm, $U = 3.90$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 3.00$)

Figure 10 (Color online) Curve of liquid crown displacement under different Weber numbers ($h = 13.8$ mm, $U = 3.90$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 3.00$).

下, $We = 2000$ 且 $h^* = 3.00$ 时可以产生气泡,而在本节所述的数值模拟中,通过改变表面张力的方式调整 We 至2000,系统无法产生气泡.这意味着, We 无法单一作为衡量气泡是否形成的决定性参数,两种流体的密度比可能也会影响气泡的形成.

4.2 密度比的影响

理解密度比如何影响液冠的动态行为,不仅有助于预测液冠的最大扩散和闭合时间,也对精确控制液体撞击的工程应用具有重要意义.通过改变气体密度来控制密度比,不同密度比下溅起液膜的形态变化对比如图11所示.在 $t^* = 5.5$ 后,密度比对于液冠的影响作用逐渐显现,密度比最大的液冠很快就向内弯曲;密度比越小,液冠与水平正方向的夹角也会越小.从图11(c)可以看出,较低的密度比显示出更高、更细长的液冠,而较高密度比下脱落的液滴会更大、溅起的液冠会更厚.当 $\alpha = 1/1250$ 时,液冠于 $t^* = 52.6$ 到达最大高度,此时的无量纲高度和半径分别为5.99, 3.23,随后开始下落,无法闭合形成大气泡.同理, $\alpha = 1/2000$ 的工况也无法闭合形成气泡.

图12为不同密度比下液冠顶端的位移变化图, $\alpha = 1/1250$ 和 $\alpha = 1/2000$ 的条件下液冠的增长速度和高度半径都较高.这是由于当空气的密度远低于液体密度时,由气体中涡环引起的压降不足以使液冠闭合,此时液冠的驱动力主要来自其自身惯性.由于气体的密度较低,环境对液冠的阻力较小,因此液体惯性能够更加有效地传递,推动液冠向外扩展.同时,由于阻力较小,液冠在达到峰值高度后仍能保持较好的稳定性,保持较长的形态.而较高的密度比则与之完全相反,液冠高度峰值后迅速下降,表明液冠更易受到周围较密的气体环境的阻力影响.随着密度比的增加,液冠到

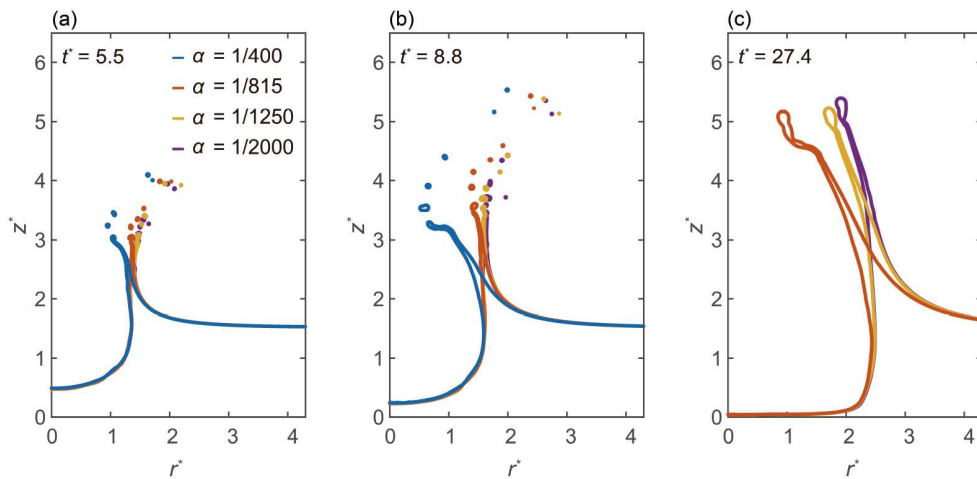


图 11 (网络版彩图)不同密度比下溅起液膜的形态演化对比($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 1.53$. 液冠闭合形成气泡后不在图内显示)

Figure 11 (Color online) Morphological comparison of splashed liquid films under different density ratios ($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 1.53$. Bubbles formed after the liquid crown is closed are not shown in the figure).

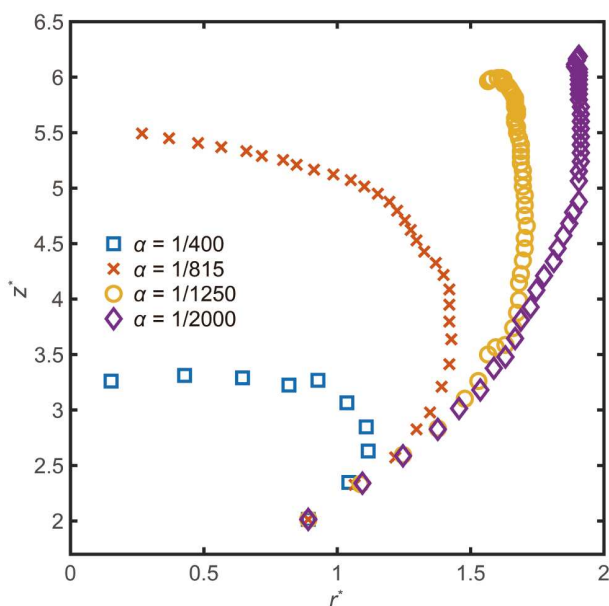


图 12 (网络版彩图)不同密度比下液冠顶端的位移变化($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 1.53$)

Figure 12 (Color online) Curve of liquid crown displacement under different density ratios ($h = 7.0$ mm, $U = 6.32$ m/s, $D = 4.6$ mm, $h^* = 1.53$).

达最大半径处的时间逐渐减小,而后期密度比越小的液冠,向中心轴运动所需的时间越长.通过以上的分析,可以看到密度比对液冠的生长行为有显著影响,并会因此对液冠闭合的临界值产生影响.

5 结论

本文针对水滴撞击液膜过程携卷气泡的力学机理问题,通过大量的机理实验数据确定了是否产生大尺

度气泡的参数区间,掌握了特征参数对液滴撞击液膜动力学过程的影响规律.在此基础上,基于有限体积法和VoF界面捕捉方法,建立了水滴撞击液膜两相流模型,并与实验结果对比验证了模型的有效性,对携卷气泡的力学机理及相关特征参数展开了深入研究,得到的主要结论如下.

We 和 h^* 是影响液滴撞击液膜携卷气泡过程中两个关键的无量纲参数,较小的 We 无法为液冠闭合提供足够的能量,较薄的 h^* 无法为液冠闭合提供足够的流体,二者从而抑制大气泡的产生.根据实验统计,当 $h^* < 0.6$ 或 $We < 1500$ 时,将不会产生大气泡;当 $1500 < We < 3000$ 或 $0.6 < h^* < 5.4$ 时,随着 We 和 h^* 的逐渐增加,气泡产生概率呈现增长态势;当 $We > 2700$,且 $h^* > 3.8$ 时,实验中产生大气泡的概率趋近100%.

液滴撞击液膜产生的空腔发展过程中,由于空气流动效应将在空腔内部产生压降,促使液冠边缘向内弯曲并持续向中心轴移动,进而在液膜中形成大气泡.结合数值模拟发现,在液冠边缘会不断产生涡环并向空腔底部运动,导致空腔内压力下降,涡量集中区域处的压降不再符合伯努利方程推导得出的经典压差公式;在非涡环控制区域,两者的偏差不超过15%.

韦伯数不是液滴撞击液膜携卷气泡的唯一主导参数,气液密度比 α 同样会对气泡是否出现产生较大的影响.气液密度比越大,液膜的运动越容易受到空腔内压降的影响,液冠越容易产生闭合的趋势.研究发现, α 同时控制液冠的生长高度和半径,较低的 α 工况中会出现更细、更高的液冠,液冠虽难以闭合形成气泡,但在达到峰值后的高度和半径将维持更长时间;随着 α 的增大,液冠闭合速度越来越快.

参考文献

- Prosperetti A, Oguz H N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain. *Annu Rev Fluid Mech*, 1993, 25: 577–602
- Franz G J. Splashes as sources of sound in liquids. *J Acoust Soc Am*, 1959, 31: 1080–1096
- Shi J, Zhou L, Yang L Y. Influence of sea spray droplets on drag coefficient in high wind speed (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2013, 62: 512–520 [史剑, 周林, 杨隆颖. 高风速下海洋飞沫水滴对拖曳系数的影响. *物理学报*, 2013, 62: 512–520]
- Sarker A, Boruah M P, Randive P R, et al. The role of compound droplet size on transition from jetting to bubble entrapment during its impact on liquid. *Phys Fluids*, 2021, 33: 102103
- Wang Y H, Ru C H, Wang Y, et al. Splashing phenomenon of inkjetting droplet impacting on hydrophobic surface (in Chinese). *Print Dig Media Tech Study*, 2024, 4: 203–210 [王泳杭, 汝长海, 王勇, 等. 喷墨液滴撞击疏水表面的溅射现象研究. *印刷与数字媒体技术研究*, 2024, 4: 203–210]
- Chen P P, Wang X S, Zhang Y. Simulated research into the dynamic process of water-drop impact on the hot ghee surface (in Chinese). *J Saf*

- Environ, 2011, 11: 213–218 [陈萍萍, 王喜世, 张毅. 水滴撞击高温酥油表面的动力学过程模拟试验研究. 安全与环境学报, 2011, 11: 213–218]
- 7 Fu Y, Li G L, Zheng T H, et al. Effects of raindrop splash on aggregate particle size distribution of soil plough layer (in Chinese). *Trans CSAE*, 2017, 33: 155–160 [付玉, 李光录, 郑腾辉, 等. 雨滴飞溅对耕作层土壤团聚体粒径分布的影响. 农业工程学报, 2017, 33: 155–160]
- 8 Greenspan H P. On the motion of a small viscous droplet that wets a surface. *J Fluid Mech*, 1978, 84: 125–143
- 9 Ye Q, Domnick J. Analysis of droplet impingement of different atomizers used in spray coating processes. *J Coat Technol Res*, 2017, 14: 467–476
- 10 Geppert A, Chatzianagnostou D, Meister C, et al. Classification of impact morphology and splashing/deposition limit for *n*-hexadecane. *Atomiz Spr*, 2016, 26: 983–1007
- 11 Ribeiro D F S, Silva A R R, Panão M R O. Insights into single droplet impact models upon liquid films using alternative fuels for AERO-engines. *Appl Sci*, 2020, 10: 6698
- 12 Ferrão I, Vasconcelos D, Ribeiro D, et al. A study of droplet deformation: The effect of crossflow velocity on jet fuel and biofuel droplets impinging onto a dry smooth surface. *Fuel*, 2020, 279: 118321
- 13 Moreira A L N, Moita A S, Panão M R. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful? *Prog Energy Combust Sci*, 2010, 36: 554–580
- 14 Cossali G E, Santini M, Marengo M. Single-drop empirical models for spray impact on solid walls: A review. *Atomiz Spr*, 2005, 15: 699–736
- 15 Cossali G E, Coghe A, Marengo M. The impact of a single drop on a wetted solid surface. *Exp Fluids*, 1997, 22: 463–472
- 16 Blanchette F, Bigioni T P. Partial coalescence of drops at liquid interfaces. *Nat Phys*, 2006, 2: 254–257
- 17 Blanchette F, Bigioni T P. Dynamics of drop coalescence at fluid interfaces. *J Fluid Mech*, 2009, 620: 333–352
- 18 Hao P F, Lv C J, Niu F L, et al. Water droplet impact on superhydrophobic surfaces with microstructures and hierarchical roughness. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2014, 57: 1376–1381
- 19 Worthington A M. A Study of Splashes. London, New York, Bombay, Calcutta: Longmans, Green, and Co, 1908
- 20 Morton D, Rudman M, Jong-Leng L. An investigation of the flow regimes resulting from splashing drops. *Phys Fluids*, 2000, 12: 747–763
- 21 Ray B, Biswas G, Sharma A. Bubble pinch-off and scaling during liquid drop impact on liquid pool. *Phys Fluids*, 2012, 24: 082108
- 22 Yarin A L, Weiss D A. Impact of drops on solid surfaces: Self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. *J Fluid Mech*, 1995, 283: 141–173
- 23 Hao C, Li J, Liu Y, et al. Superhydrophobic-like tunable droplet bouncing on slippery liquid interfaces. *Nat Commun*, 2015, 6: 7986
- 24 Ray B, Biswas G, Sharma A. Regimes during liquid drop impact on a liquid pool. *J Fluid Mech*, 2015, 768: 492–523
- 25 Bach G A, Koch D L, Gopinath A. Coalescence and bouncing of small aerosol droplets. *J Fluid Mech*, 1999, 518: 157–185
- 26 Yarin A L. Drop impact dynamics: Splashing, spreading, receding, bouncing... *Annu Rev Fluid Mech*, 2006, 38: 159–192
- 27 Cole D. The Splashing Morphology of Liquid-Liquid Impacts. Dissertation for Doctoral Degree. Townsville: James Cook University, 2007
- 28 Oguz H N, Prosperetti A. Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surfaces. *J Fluid Mech*, 1990, 219: 143
- 29 Pumphrey H C, Elmore P A. The entrainment of bubbles by drop impacts. *J Fluid Mech*, 1990, 220: 539–567
- 30 Wang A B, Kuan C C, Tsai P H. Do we understand the bubble formation by a single drop impacting upon liquid surface? *Phys Fluids*, 2013, 25: 101702
- 31 Xu Z, Wang T, Zhang Z, et al. Pinch-off of a regular bubble during the impact of droplets on a liquid pool. *Phys Fluids*, 2024, 36: 092113
- 32 Engel O G. Crater depth in fluid impacts. *J Appl Phys*, 1966, 37: 1798–1808
- 33 Motzkus C, Gensdarmes F, Géhin E. Parameter study of microdroplet formation by impact of millimetre-size droplets onto a liquid film. *J Aerosol Sci*, 2009, 40: 680–692
- 34 He Z Q, Liu L D, Wu Z X, et al. Research on improvement and prevention of PVC sealing bubble (in Chinese). *Coat Prot*, 2022, 43: 35–39 [何智卿, 刘立东, 吴忠喜, 等. PVC细密封胶气泡优化方向及预防控制方案探讨. 涂层与防护, 2022, 43: 35–39]
- 35 Xu Z, Wang T, Che Z. Cavity deformation and bubble entrapment during the impact of droplets on a liquid pool. *Phys Rev E*, 2022, 106: 055108
- 36 Zou J, Ji C, Yuan B G, et al. Large bubble entrapment during drop impacts on a restricted liquid surface. *Phys Fluids*, 2012, 24: 057101
- 37 Thoraval M J, Li Y, Thoroddsen S T. Vortex-ring-induced large bubble entrainment during drop impact. *Phys Rev E*, 2016, 93: 033128
- 38 Deka H, Ray B, Biswas G, et al. The regime of large bubble entrapment during a single drop impact on a liquid pool. *Phys Fluids*, 2017, 29: 092101
- 39 Pei C K, Wei B Q. Numerical investigation of cavity formation mechanism for micron-waterdrop impact on deep pool (in Chinese). *Acta Phys*

- Sin, 2018, 67: 331–339 [裴传康, 魏炳乾. 微小水滴撞击深水液池空腔运动的数值模拟及机理研究. 物理学报, 2018, 67: 331–339]
- 40 van Hinsberg N P, Budakli M, Göhler S, et al. Dynamics of the cavity and the surface film for impingements of single drops on liquid films of various thicknesses. *J Colloid Interface Sci*, 2010, 350: 336–343
- 41 Shetabivash H, Omimi F, Heidarinejad G. Numerical analysis of droplet impact onto liquid film. *Phys Fluids*, 2014, 26: 012102
- 42 Osama M, Deegan R D, Agbaglah G G. Mass transfer during drop impact on a thin film. *J Fluid Mech*, 2024, 997: A15
- 43 Xu D G, Xu W, Yuan D K. Experimental study on influence of liquid depth on morphological characteristics after droplet impact (in Chinese). *J Exper Fluid Mech*, 2023, 37: 46–55 [徐多广, 许婉, 袁德奎. 液池深度对水滴撞击水面后形态特征影响的实验研究. 实验流体力学, 2023, 37: 46–55]
- 44 Macklin W C, Metaxas G J. Splashing of drops on liquid layers. *J Appl Phys*, 1976, 47: 3963–3970
- 45 Pan K L, Cheng K R, Chou P C, et al. Collision dynamics of high-speed droplets upon layers of variable thickness. *Exp Fluids*, 2008, 45: 435–446
- 46 Pan K L, Hung C Y. Droplet impact upon a wet surface with varied fluid and surface properties. *J Colloid Interface Sci*, 2010, 352: 186–193
- 47 Guo J H, Dai S Q, Dai Q. Experimental research on the droplet impacting on the liquid film. *Acta Phys Sin*, 2010, 59: 2601–2609
- 48 Ersoy N E, Eslamian M. Phenomenological study and comparison of droplet impact dynamics on a dry surface, thin liquid film, liquid film and shallow pool. *Exp Therm Fluid Sci*, 2020, 112: 109977
- 49 Zhou B T, Yang Z G, Yi X, et al. Characteristics of secondary droplets produced during impact process of a water droplet on water film of different thicknesses (in Chinese). *J Tongji Univ (Nat Sci)*, 2023, 51: 1124–1132 [周博通, 杨志刚, 易贤, 等. 水滴在撞击不同厚度水膜条件下产生的二次液滴特性. 同济大学学报(自然科学版), 2023, 51: 1124–1132]
- 50 Ribeiro D F S, Panão M R O, Barata J M M, et al. Insights on bubble encapsulation after drop impact on thin liquid films. *Int J Multiphase Flow*, 2023, 164: 104450
- 51 Fan X, Wang C, Li M, et al. Dynamic behavior of single droplet impacting on heptane pool with different depths. *Eur J Mech-B Fluids*, 2018, 72: 144–151
- 52 Weiss D A, Yarin A L. Single drop impact onto liquid films: Neck distortion, jetting, tiny bubble entrainment, and crown formation. *J Fluid Mech*, 1999, 385: 229–254
- 53 Josserand C, Zaleski S. Droplet splashing on a thin liquid film. *Phys Fluids*, 2003, 15: 1650–1657
- 54 Wang H, Liu S, Bayeul-Lainé A C, et al. Analysis of high-speed drop impact onto deep liquid pool. *J Fluid Mech*, 2023, 972: A31
- 55 Berberović E, van Hinsberg N P, Jakirlić S, et al. Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution. *Phys Rev E*, 2009, 79: 036306
- 56 Korshunov A I. Oscillations of a water droplet separated from the connection. *Fluid Dyn*, 2015, 50: 585–589
- 57 Berry J D, Neeson M J, Dagastine R R, et al. Measurement of surface and interfacial tension using pendant drop tensiometry. *J Colloid Interface Sci*, 2015, 454: 226–237
- 58 Weller H G, Tabor G, Jasak H, et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Comput Phys*, 1998, 12: 620–631
- 59 Zhang T, Zhang A M, Zhang S, et al. Free-surface jetting driven by a cavitating vortex ring. *J Fluid Mech*, 2025, 1003: A4
- 60 Weller H G. A new approach to VOF-based interface capturing methods for incompressible and compressible flow. Technical Report. OpenCFD Ltd., 2008. 35
- 61 Deshpande S S, Anumolu L, Trujillo M F. Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. *Comput Sci Disc*, 2012, 5: 014016
- 62 Wang S Z, Huang X, Chen L, et al. Bouncing droplets on micro-grooved non-wetting surfaces. *Phys Fluids*, 2023, 35: 027118
- 63 Cao G, Yu S X, Yan T J, et al. Blister formation phenomenon for droplet impact under different liquid pool depths (in Chinese). *J Exper Fluid Mech*, 2019, 33: 95–99 [曹刚, 余思潇, 颜廷洞, 等. 不同液池深度下液滴撞击成泡现象. 实验流体力学, 2019, 33: 95–99]
- 64 Tran T, de Maleprade H, Sun C, et al. Air entrainment during impact of droplets on liquid surfaces. *J Fluid Mech*, 2013, 726: R3
- 65 Yakimov Y L. Effect of the atmosphere with the fall of bodies into water. *Fluid Dyn*, 1975, 8: 679–682

Bubble entrainment from droplet impact on a liquid film

LI Zimeng¹, YU Shifan¹, ZHANG Tianyuan¹, ZHAO Zhesheng¹, ZHANG A-Man^{1,2} & LI Shuai^{1,2*}

¹ College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China

² Nanhai Institute of Harbin Engineering University, Sanya 572024, China

*Corresponding author (email: lishuai@hrbeu.edu.cn)

The impact of droplets on liquid films is a common physical phenomenon observed in both natural and industrial settings. We conducted both experimental and numerical studies on the transient process of bubble entrainment during droplet impact, focusing particularly on the mechanisms behind the closure of the splashing crown and the formation of large bubbles (significantly larger than the droplet itself). Using high-speed photography, we captured the entire process of bubble entrainment, while an incompressible two-phase flow model was developed employing the finite volume method and the volume of fluid (VoF) method. Our findings indicate that bubble formation is influenced by the Weber number and the dimensionless liquid film thickness. We established a critical condition for bubble formation and quantified the probability of bubble generation across a broad range of parameters. Numerical simulations revealed the continuous generation of vortex rings within the splashing crown, which gradually move toward the cavity bottom. A notable pressure drop was observed at the vortex core, which facilitates crown closure and is largely underestimated by the traditional Bernoulli equation. Additionally, we identified the gas-liquid density ratio, α , as another key factor affecting bubble formation. A higher α accelerates crown closure, thereby promoting bubble formation.

droplet impact, liquid film, bubble, finite volume method

PACS: 47.55.db, 47.55.Ca, 47.11.Df

doi: [10.1360/SSPMA-2024-0551](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2024-0551)