



疏水表面振动液滴模态演化与流场结构的数值模拟

叶欣 单彦广

Numerical simulation of modal evolution and flow field structure of vibrating droplets on hydrophobic surface

Ye Xin Shan Yan-Guang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 144701 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210161

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210161>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

油滴撞击油膜层内气泡的变形与破裂过程的数值模拟

Numerical simulation of deformation and rupture process of bubble in an oil film impacted by an oil droplet

物理学报. 2018, 67(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180133>

气力提升系统气液两相流数值模拟分析

Numerical simulation of gas-liquid two-phase flow in gas lift system

物理学报. 2020, 69(6): 064705 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191755>

非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

液滴撞击圆柱内表面的数值研究

Numerical study of droplet impact on the inner surface of a cylinder

物理学报. 2018, 67(18): 184701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180364>

剪切变稀液滴撞击不同浸润性壁面的数值模拟研究

Numerical simulation of shear-thinning droplet impact on surfaces with different wettability

物理学报. 2020, 69(6): 064702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191682>

超临界压力CO₂在水平圆管内流动传热数值分析

Numerical analysis on flow and heat transfer of supercritical CO₂ in horizontal tube

物理学报. 2020, 69(4): 044401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191513>

疏水表面振动液滴模态演化与流场结构的数值模拟*

叶欣 单彦广†

(上海理工大学能源与动力工程学院, 上海 200093)

(2021年1月24日收到; 2021年2月17日收到修改稿)

为了研究疏水表面垂直振动液滴的运动规律, 本文建立了振动液滴的三维模型, 考虑了振动液滴的动态接触角变化过程, 通过流体体积函数和连续表面张力 (volume of fluid-continuum surface force, VOF-CSF) 方法实现了液滴受迫振动的数值模拟, 得到了液滴的四种模态 (2, 4, 6 和 8) 动态演化过程、内部流场结构以及动态接触角的变化规律. 随着振动加速度的改变, 液滴可表现出丰富的模态, 而具体模态依赖于振动加速度的频率变化. 以此为基础, 本文对液滴的内部流场结构做了进一步的分析. 在模态 2 和模态 4 时, 液滴内部流动从底部向上产生“Y”型流动, 而在模态 6 和模态 8 时呈现对称的涡流动. 且共振模态阶数越高, 液滴内部速度平均值越大. 液滴振动时的动态接触角明显偏离静态接触角, 表明液滴振动模型有必要考虑动态接触角. 模拟结果与文献中的实验结果做了对比, 结果符合良好.

关键词: 振动液滴, 模态, 微流动, 数值模拟**PACS:** 47.61.Jd, 47.55.D-, 62.25.Jk, 33.20.Tp**DOI:** 10.7498/aps.70.20210161

1 引言

固着表面振动液滴在强化传热、调控蒸发自组装过程以及微流控芯片等领域中有着重要的应用^[1-7]. 早在 19 世纪就有学者开始研究液滴的振动, Kelvin^[8] 和 Rayleigh^[9] 对共振频率下引起无黏自由液滴的动态行为进行了研究. 1932 年 Lamb^[10] 提出了自由液滴在不同的共振模态下的振动频率计算公式, 称为 Rayleigh 共振频率公式. Strani 和 Sabetta^[11] 在不计重力的情况下, 对附着于固体表面上的非黏性液滴的轴对称振动进行了研究, 与 Lamb 的研究不同在于, Strani 和 Sabetta 从理论上分析了钉扎在固体表面上的液滴振动, 发现钉扎在固体表面上的液滴的第一模态形状类似于自由液滴的第二模态形状; 研究还发现第 n 振动模态中

的无量纲固有频率可以表示为接触半径与液滴半径之比的函数. 之后, 大量论文讨论自由液滴振动的性质, 主要探讨液滴的振动方向、共振频率、运动方向等方面的特征^[12-17].

为深入研究液滴的振动特性, 大多数文章通过实验研究液滴的振动特性. Brunet 等^[14], Noblin 等^[15] 及 Dong 等^[16] 对在倾斜表面、垂直及水平方向上振动的液滴运动特征进行了研究. 周建臣等^[17] 实验研究了液滴在不同频率下的垂直振动特性, 研究发现液滴对外界驱动的不同响应与接触线的振荡行为、变形程度密切相关. 近些年诸多学者通过实验研究自由液滴表面出现重力波的振动频率范围^[18-21]. Noblin 等^[18] 研究了接触角和滞后作用对液滴振动模态的影响, 实验通过改变垂直振动的频率和振幅观察到接触线固着-移动两种类型的振动模态. Shin 和 Lim^[19], Kim 和 Lim^[20] 以及 Park 等^[21]

* 国家自然科学基金 (批准号: 51676130) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shan@usst.edu.cn

针对疏水玻璃片上垂直振动液滴内部的流动规律进行了研究, 实验研究得到液滴垂直振动的 2, 4, 6, 8 四种振动模态, 在模态 2 和模态 4 下液滴内部呈现“Y”型流动, 而在模态 6 和模态 8 频率下呈现对称的涡流动, 此外通过粒子图像测速法测量 (particle image velocimetry, PIV) 发现模态 4 的流速大于模态 2, 模态 6 和 8 的流速几乎相同. Ramos^[22] 针对超疏水表面微液滴在不同振幅下的振动特性, 得出超疏水表面微液滴可看作自由液滴的结论. 只有少数文章通过数值模拟研究固体表面上液滴的振动问题^[23–25]. James 等^[25] 实现了固体表面上单个液滴在低频和小振幅垂直振动下的数值模拟, 研究发现振动导致自由液滴表面形成重力波, 当振幅高于临界值时会引发液滴破裂.

基于以上实验研究发现, 液滴内部流动具有清晰的三维特征, 并且接触角变化是关键参数之一. 目前关于液滴振动的研究主要是通过实验测定振动频率、振幅和周期等因素对液滴内部流动产生的影响^[19–21]. 而在实验研究中, 由于透镜效应, 导致无法准确测量到液滴自由界面附近边缘层的流动特征. 因此, 本文在考虑动态接触角的情况下, 建立了三维液滴振动模型, 实现了液滴在疏水表面上垂直振动的三维数值模拟, 获得了液滴在不同频率下垂直振动的四种模态, 预测了不同共振模态下液滴的内部流场结构, 有助于弥补实验测量时由于存在透镜效应而导致液滴自由界面附近边缘层流场不准确的局限性.

2 数学模型

2.1 物理问题及假定

当基底受到强迫振动时, 液滴随基底垂直上下振动, 当驱动加速度超过某一临界值时, 液滴的内表面和外表面由于振动的影响产生压力差, 在压力差的作用下形成表面波. 随着振动的进行, 表面波叠加形成叶瓣, 导致液滴发生形变. 液滴在上下振动时, 其内部的流动受到几何形状的限制, 在重力和黏性力的共同作用下, 形成涡流动或回流. 故在不同频率下的垂直振动, 液滴内部形成不同的流场结构.

根据已有的实验研究^[19–21] 可知液滴在特定的频率下会呈现共振模态. 当液滴处于共振模态时, 表面波叠加形成叶瓣, 叶瓣与叶瓣之间会出现节

点, 液滴的振动模态阶数等于节点数. 在共振模态时液滴表面形成的叶瓣是以中心线为轴对称分布, 叶瓣大小和数量相同, 所以液滴内部的微流动是轴对称的. 本文主要研究液滴在垂直振动下的 2, 4, 6 和 8 四种共振模态及其内部微流动, 故对三维液滴的振动过程做出如下假设:

1) 液滴内部的流动是不可压缩的, 并且在垂直振动下是轴对称的;

2) 由于液滴的振动周期远远小于同质量同体积的液滴蒸发的时间, 所以液滴振动过程不考虑自然蒸发;

3) 由于本次模拟的液滴半径约为 1.14 mm, 小于毛细长度 l_c ($l_c = \sqrt{\sigma/(\rho_1 g)}$, 约为 2.73 mm, 其中 g 是重力加速度, ρ_1 是液滴密度, σ 是表面张力), 相较于表面张力, 重力对液滴形状的影响可忽略不计, 因此将疏水表面上的微液滴视为球冠形.

基于以上假设, 本文采用 VOF-CSF 模型^[26,27] 对三维液滴的振动过程进行模拟.

2.2 VOF 模型

本文模拟的液滴振动涉及气液两相和相界面的形变, 需要得到气液两相的交界面, 因此可以采用 VOF 模型^[26]. 设定空气为主相, 液态水为次相. 气液两相共用一套动量方程, 通过引进相体积分数这一变量, 实现对每一个计算单元相界面的追踪, 气液界面采用几何重建法处理. 模型控制方程如下.

连续性方程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \mathbf{v}_s) = 0, \quad (1)$$

其中 α_s 为次相体积分数; \mathbf{v}_s 为次相速度. 主相体积分数不能通过该方程求解, 主相与次相体积分数之和为 1,

$$\alpha_p + \alpha_s = 1. \quad (2)$$

动量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) \\ & = -\nabla p + \nabla [\mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \rho \mathbf{g} + F, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, p 为静态压力; \mathbf{v} 是流体速度, F 是表面张力所导致的源项; ρ 和 μ 分别代表平均密度和动力黏度:

$$\rho = \alpha_s \rho_s + (1 - \alpha_s) \rho_p, \quad (4)$$

$$\mu = \alpha_s \mu_s + (1 - \alpha_s) \mu_p, \quad (5)$$

(4) 式和 (5) 式中下标 p 和 s 分别表示主相和次相.

2.3 连续表面张力 (CSF) 模型

动量方程 (3) 式中的表面张力 F 采用 Brackbill 等 [27] 提出的 CSF 模型进行处理. CSF 模型主要是将 VOF 计算中附加的表面张力处理为一体积力, 把该体积力作为源项加入到动量方程中. 本文模拟中只涉及水和空气相, 所以 (3) 式中的体积力 F 在 CSF 中的表达式如下:

$$F = \sigma \frac{\rho \kappa_s \nabla \alpha_s}{\frac{1}{2}(\rho_p + \rho_s)}, \quad (6)$$

式中, σ 为气液两相表面张力; κ_s 为次相与主相之间的界面曲率, 通过垂直于相界面的表面局部梯度计算得到:

$$\kappa_s = -(\nabla \cdot \mathbf{n}), \quad (7)$$

式中, \mathbf{n} 为相界面单位向量, \mathbf{n} 通过次相体积分数梯度计算得到, 如下式所示:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \alpha_s}{|\nabla \alpha_s|}. \quad (8)$$

在 VOF 模型中采用连续表面张力模型时需要给定壁面接触角, 用于调整壁面附近单元表面的法向, 壁面附近的实际单元的表面法向量表示为:

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_w \cos(\theta) + \mathbf{t}_w \sin(\theta), \quad (9)$$

式中, \mathbf{n}_w 和 \mathbf{t}_w 分别是壁面的单位法向量和切向量; θ 为接触角.

2.4 接触角模型

(9) 式取决于接触角 θ , Chernova 等 [28] 指出, 有必要考虑接触角的动态变化, 才能对液滴的内部流动进行正确的数值模拟. 根据已有的实验研究表明, 动态接触角与接触线移动速度、液体物性、静接触角等因素相关. 本文液滴在疏水表面上振动, 其接触角迟滞现象相对较小, 因此本文忽略接触角迟滞现象, 为了能够同时处理前进接触角和后退接触角, 采用 Kistler 经验公式 [29] 来计算动态接触角:

$$\theta_D = f_{\text{Hoff}} [Ca + f_{\text{Hoff}}^{-1}(\theta_0)], \quad (10)$$

$$f_{\text{Hoff}}(x) =$$

$$\arccos \left\{ 1 - 2 \tanh \left[5.16 \left(\frac{x}{1 + 1.31x^{0.99}} \right)^{0.706} \right] \right\}, \quad (11)$$

$$Ca = \frac{\mu u}{\sigma}. \quad (12)$$

式中, θ_0 为初始接触角; θ_D 为运动过程中随速度变

化的接触角, Ca 为毛细数; u 为接触线变化速度.

2.5 网格划分与边界条件

如图 1 所示, 计算区域为正方体空间, 尺寸为 $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, 整个计算空间可满足液滴在振动条件下的振动幅度范围和计算要求. 体积为 $5 \text{ }\mu\text{L}$ 的液滴被布置在 XY 平面的中心位置上, XY 平面是接触角为 115° 的疏水表面, 周围是空气, 其他边界均设置为壁面边界. 网格划分采用非结构化六面体网格, 为了选取合适的最小的计算单元, 尝试不同大小的网格尺寸, 分别用 0.02 , 0.03 , 0.04 和 0.05 mm 的网格尺寸对液滴进行了模拟, 模拟得到的液滴形态和内部流动情况偏差较小, 因此选用网格尺寸为 0.04 mm , 既能达到模拟精度, 又可节约计算时间.

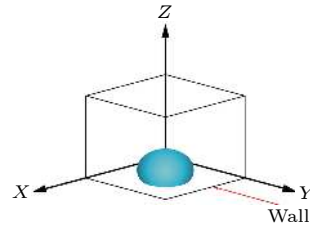


图 1 三维模拟计算区域 ($3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$)
Fig. 1. 3D computational domain ($3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$).

底面采用无滑移边界条件, 即液滴和底面接触处的流体速度等于底面的速度. 计算工质为空气和水, 空气为主相, 液态水为次相, 通过改变振动加速度函数的共振频率, 研究不同共振频率对液滴形态变化和内部流动规律的影响. 在基板上施加一个振动加速度, 使液滴做垂直振动:

$$a = -(2\pi f)^2 A \cos(2\pi f t), \quad (13)$$

其中 a 为振动加速度; f 表示液滴的共振频率; A 为振幅, 模态 2, 4, 6 和 8 的振幅 A 分别为 0.022 , 0.046 , 0.013 和 0.0035 mm .

Lamb [10] 总结出自由微液滴共振模式下的不同共振频率计算公式, 称为 Rayleigh 共振频率, 表示为

$$f = \sqrt{\frac{n(n-1)(n+2)\sigma}{3\pi\rho V}}, \quad (14)$$

其中 f 表示液滴的共振频率; V , ρ 和 σ 分别指液滴的体积、密度和表面张力; n 是不小于 2 的整数, 表示模态数. 将液滴参数 ($\rho = 998 \text{ kg/m}^3$, $V = 5 \text{ }\mu\text{L}$,

$\sigma = 0.0728 \text{ N/m}$ 代入 (14) 式, 计算得到模态 2, 4, 6 和 8 的共振频率. 见表 1 可知, 由 Rayleigh 方程计算所得的共振频率与实验所得的共振频率较为接近.

表 1 共振频率的理论值和实验值对比

Table 1. Comparisons of theoretical and experimental results for resonance frequency of a 5 μL droplet.

Mode n	Rayleigh方程 计算值 f/Hz	共振频率 实验值 f/Hz
2	96	85
4	288	226
6	526	469
8	804	635

3 结果与讨论

3.1 振动模态

图 2 是体积为 5 μL 的液滴放置在水平的 115° 疏水表面上, 模拟的垂直振动下液滴的四种模态形貌与实验结果 [20] 的对比图. 图 2(a) 是液滴在疏水表面上的共振模态实验结果, 图 2(b) 是液滴共振模态的模拟结果, 模拟所用共振频率为表 1 中 Rayleigh 方程计算值. 由图可知, 模拟所得的液滴模态与实验结果符合较好, 这验证了数学模型的可靠性. 根据前文所提, 因振动形成的波会在液滴表面叠加形成叶瓣, 且共振模态阶数即为节点数. 图 2 中为了正确识别叶瓣, 叶瓣节点处以箭头突出显示. 如图 2 所示液滴在四种共振模态中呈现出丰

富的形态变化, 表面形成的叶瓣数目和节点数也有所不同. 图 2 中表明叶瓣数目随着共振模态阶数的增加而增加, 叶瓣尺寸却随之减小. 因此, 当液滴处于模态 8 时, 由于叶瓣数目较多而叶瓣又较小导致识别困难. 结果表明, 模拟得到的液滴模态与实验中的液滴模态吻合良好.

3.2 液滴振动模态的动态演化过程

图 3 是模拟的液滴分别在 2, 4, 6 和 8 模态一个周期内的形状变化与实验结果 [21] 的对比图. 由图 3 可知, 模拟所得到的液滴形态的变化与实验结果符合较好. 随着共振模态阶数的增加, 液滴的振动周期越来越短, 约为 12.4, 4.0, 2.0 和 1.2 ms. 这一现象与共振频率以及振动幅度大小有关, 模态阶数越高, 共振频率越大, 振动周期越短. 前一个周期的最后相位与后一周期的第一相位重合. 如图 3 所示, 液滴在模态 6 和 8 中形貌变化更丰富, 在模态 2 和 4 中则变化的相对简单. 因为, 在高阶模态中, 共振频率较大, 液滴表面形成的波不断叠加形成的叶瓣数更多, 导致模态 6 和 8 中的液滴呈现更丰富的形貌变化.

3.3 液滴振动过程的内部流场结构

目前关于液滴垂直振动的研究主要是通过实验测定液滴振动周期、形状、内部流动方式, 由于实验测量时存在透镜效应, 导致无法准确测量液滴自由界面附近边缘层的流动特征. 为了进一步了解液

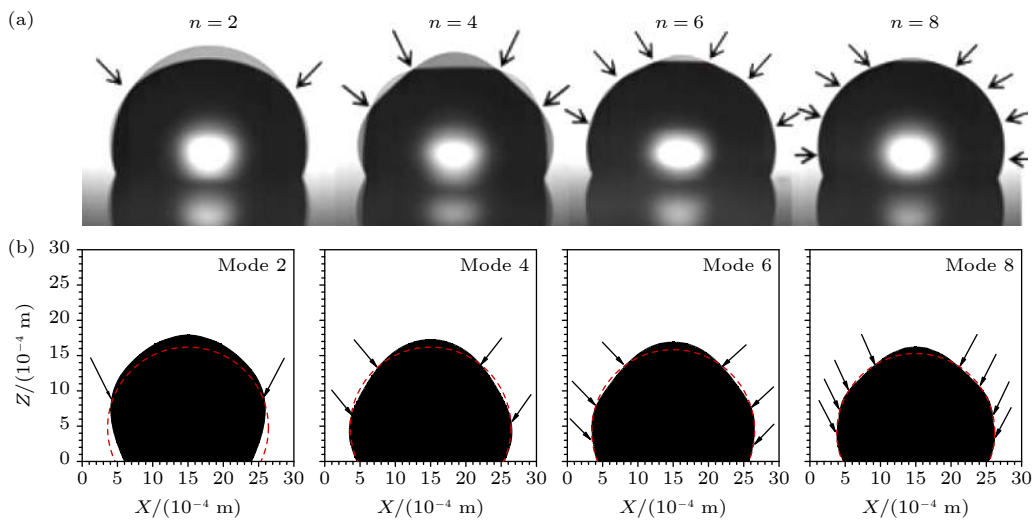


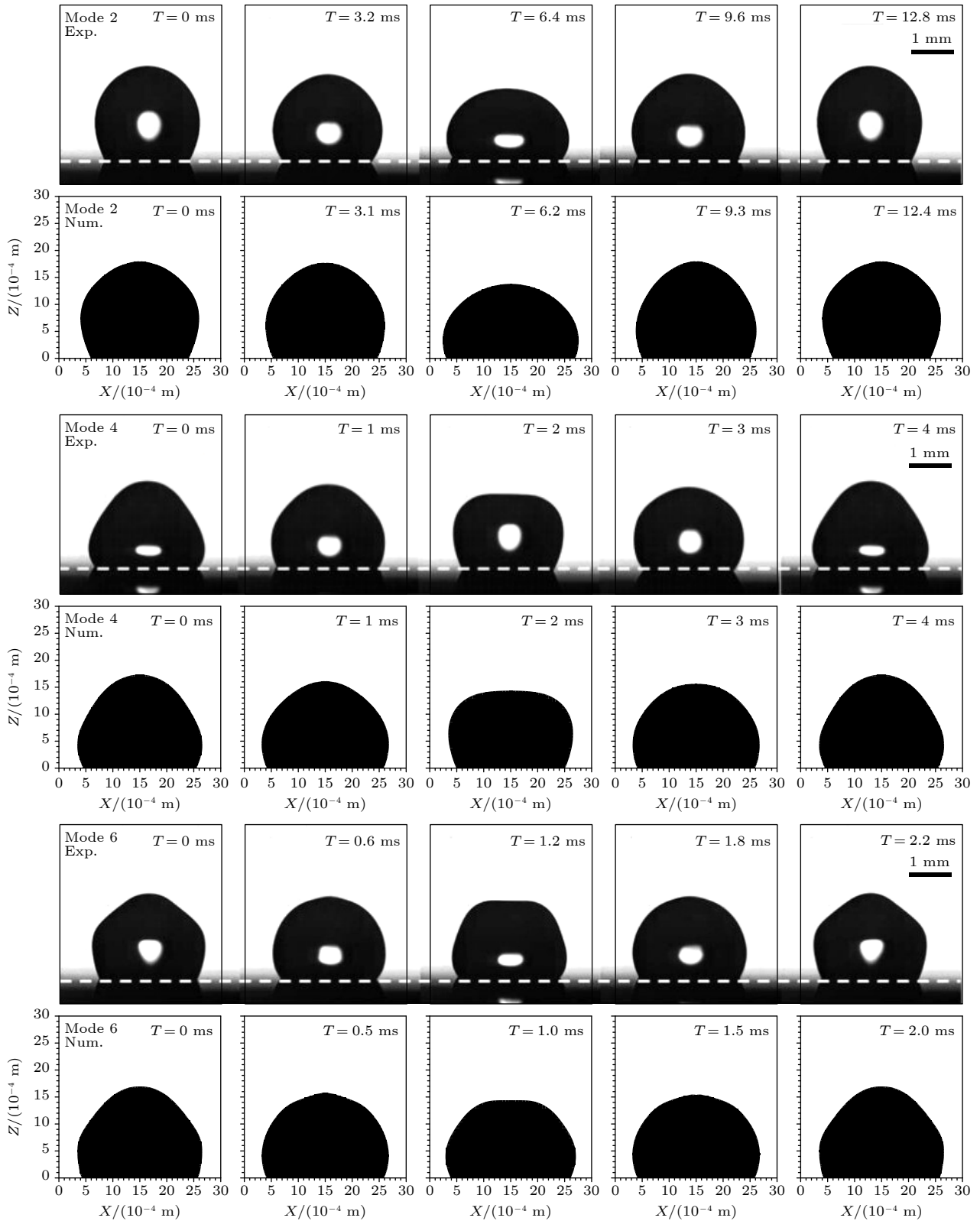
图 2 疏水表面上液滴共振模态 (2, 4, 6 和 8) 的模拟结果与实验结果对比 (a) 实验结果 [20]; (b) 模拟结果

Fig. 2. Comparisons of the resonance modes (2, 4, 6, and 8) of a vibrating water drop on a hydrophobic surface: (a) Experimental results [20]; (b) simulation results.

滴垂直振动时的运动规律, 模拟三维液滴在共振模态 2, 4, 6 和 8 下的运动情况, 获得液滴内部的流场结构.

图 4 是液滴在模态 2, 4, 6 和 8 下内部流场的三维视图, 可以看出在每种模态下, 液滴内部的微

流动都呈现轴对称的涡流动. 液滴在模态 2 和 4 下, 液滴中心流动向上呈现“Y”型, 周围伴随着涡流动; 而在模态 6 和 8 时, 液滴中心流动向上到达液滴顶部, 周围同样伴随着涡流动. 为了进一步了解液滴内部的流场结构, 在图 5 中对液滴内部的



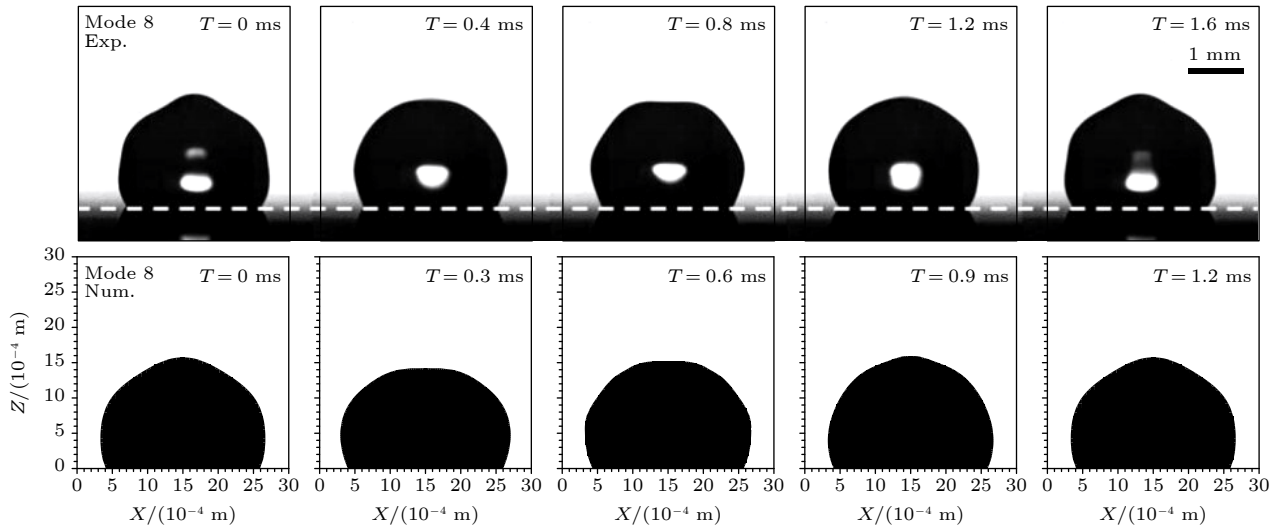


图 3 液滴在 2, 4, 6 和 8 共振模态下一个振动周期内形貌变化的实验^[21]与模拟结果对比

Fig. 3. Comparisons between the experimental^[21] and simulation results of the droplet shape evolution during one cycle of the vibration at resonance modes 2, 4, 6 and 8.

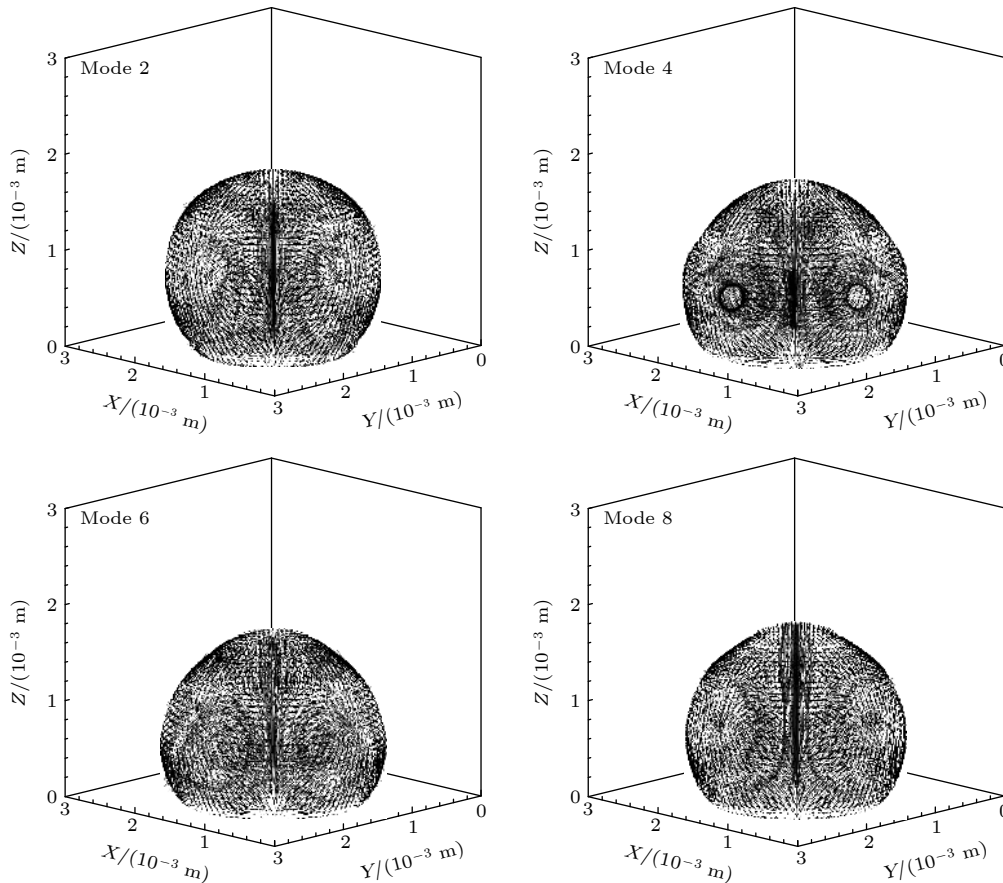


图 4 在 2, 4, 6 和 8 模态下液滴内部的三维流场图

Fig. 4. The three-dimensional flow field inside the droplet at modes 2, 4, 6, and 8.

二维剖面进行分析并与实验结果对比. 图 5 是 2, 4, 6 和 8 模态下液滴内部的速度场模拟结果与实验结果^[20]对比, 左侧是液滴内部流动的可视化实验结果, 右侧是模拟的液滴内部速度流线图. 随着

模态阶数的增加, 多样化的流动模式得到了体现.

图 5(a) 是液滴在模态 2 振动时内部的速度场模拟结果. 液滴在振动开始时, 底端的流体受力向上流动, 顶端流体则因为重力影响向下流动, 并在

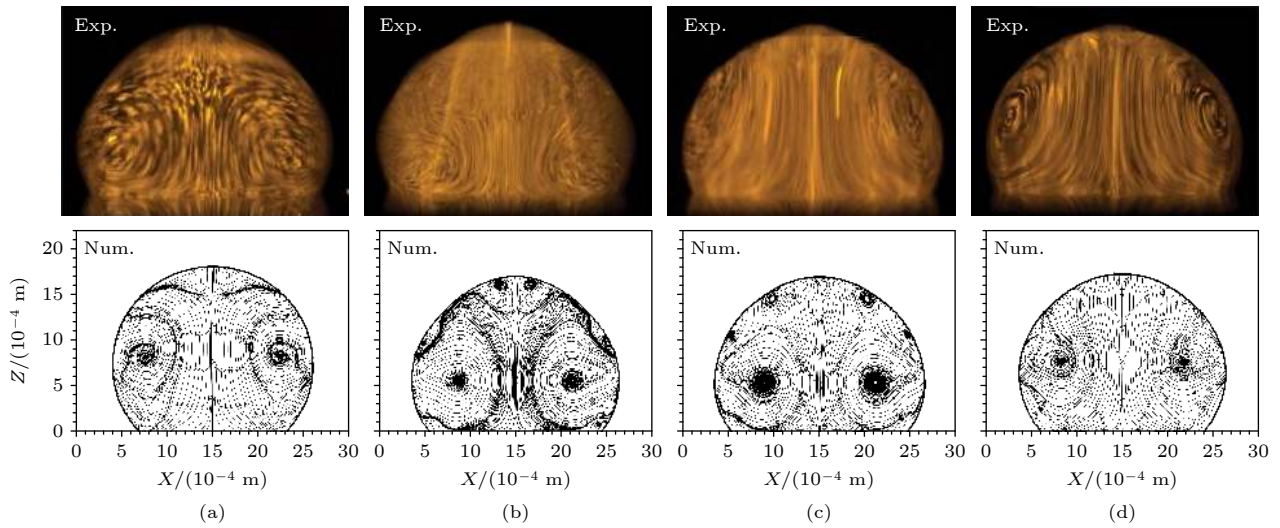


图 5 液滴在 2, 4, 6 和 8 共振模式下内部流动结构的实验^[20]与模拟结果对比 (a) 模式 2; (b) 模式 4; (c) 模式 6; (d) 模式 8
 Fig. 5. Comparisons between the experimental^[20]and simulation results of the internal flow structure of the droplet during the vibration at modes 2, 4, 6 and 8: (a) Mode 2; (b) mode 4; (c) mode 6; (d) mode 2.

液滴上部形成对称的回流. 随着振动时间的增加, 液滴的主体流动由中间向上, 经过液滴上侧叶瓣叠加的节点处, 再沿着液滴表面回到三相接触线上, 同时在重力和黏性力的共同作用下, 在液滴中心轴两侧形成对称的涡流动. 图 5(b) 显示了模式 4 的内部流场, 与模式 2 流动方式类似, 内部流动皆是自底部中心向上的循环流动, 最后返回液滴的中心. 模式 4 中的流型更长, 且产生的循环流动位置和大小与模式 2 不一样, 在液滴上部会形成一个涡环. 故液滴在模式 2 和模式 4 中内部流动都呈现“Y”型流动.

图 5(c),(d) 分别是模式 6 和模式 8 的内部流动情况. 如图所示, 与模式 2 和模式 4 的流型不同, 以液滴中心线为轴形成两个大尺寸的涡流动, 并且在模式 6 时, 液滴边缘处出现涡流动, 而在模式 8 时, 液滴边缘处则没有出现涡流动. 出现这种情况的原因是液滴在模式 8 时表面形成的叶瓣较多且较小, 几何空间不足以诱导形成回流. 因此, 在模式 6 和模式 8 中液滴的内部流动循环变大形成对称的涡流动而不是“Y”型流动.

为了进一步探究液滴的内部流动规律, 对液滴中心底部的垂直速度进行了计算. 在实验测量时, 由于存在透镜效应, 通常是选取某一特定区域测量速度值, 无法准确测量液滴内部完整区域的速度值^[20,21]. 为了与实验测量速度值对比, 选取了同样区域计算了液滴的平均垂直速度, 表 2 为液滴在四种共振模式下周期内的垂直速度平均值的实验

值^[20]与模拟计算值. 从表 2 中可以看出, 模拟值与实验值呈现同样的趋势, 在模式 4 时液滴速度平均值约为模式 2 速度值的两倍; 而模式 6 和模式 8 的速度差值不大. 模拟结果与实验结果数值上存在一定的差距. 从速度大小和量级上来看, 模拟的液滴速度应该小于或接近基板速度. 通过估算基板速度发现模拟得到的液滴局部区域平均速度值和基板速度值接近, 因此理论上模拟结果是准确的. 实验和模拟数据之间的差异可能主要是实验条件和测量误差导致.

表 2 液滴在模式 2, 4, 6 和 8 下中心底部的平均垂直速度的实验^[20]与模拟对比

Table 2. Comparisons between the experimental^[20] and simulation results of averaged vertical velocity at the central bottom region of the droplet in modes 2, 4, 6, and 8.

模式	模拟速度值/(mm·s ⁻¹)	实验速度值/(mm·s ⁻¹)
2	1.76	0.36
4	3.37	0.79
6	10.43	3.87
8	11.05	3.61

图 6 为液滴完整区域在 2, 4, 6 和 8 模式下的平均速度随时间的变化曲线图. 从图 6 中可以看出, 四种模式下的液滴平均速度皆呈现正弦波动变化趋势, 且平均速度的峰值按模式阶数的高低排序, 在模式 8 时的液滴平均速度峰值达到最大. 在模式 2 时由于振动频率较低, 液滴内部速度变化趋于平缓, 而其他高频模式下液滴速度波动较大.

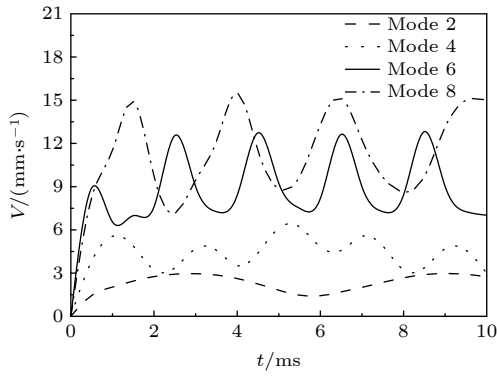


图 6 在 2, 4, 6 和 8 共振模式下液滴内部平均速度随时间的变化

Fig. 6. The variations of the velocity with time at modes 2, 4, 6, and 8.

3.4 液滴振动过程中动态接触角的变化

液滴在随基板垂直振动过程中, 由于接触角的变化量不为零, 因此有必要考虑接触角变化对液滴振动形态演变的影响. 如图 7 所示, 考虑动态接触角模拟得到的模式 2 液滴振动幅值随时间变化曲线 (Num.1) 和考虑静态接触角模拟得到的模式 2 液滴振动幅值曲线 (Num.2) 具有相似的趋势, 但在峰值上有一定的差异, 曲线 (Num.1) 和实验测得的幅值变化曲线 (Exp.) 更为接近. 不考虑动态接触角就会导致模拟的液滴高度偏低, 从而影响准确模拟液滴形态演化. 所以, 模拟中考虑了动态接触角的影响.

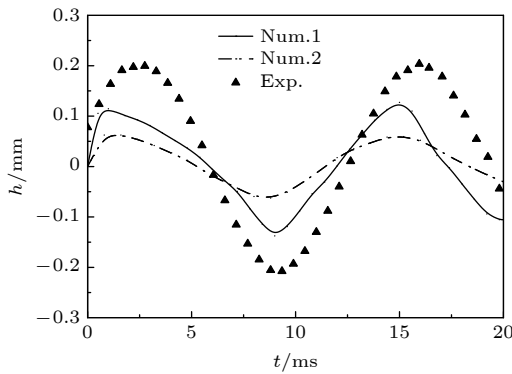


图 7 在模式 2 时液滴振动幅值随时间的变化. Num.1: 动态接触角; Num.2: 静态接触角; Exp.: 实验^[20]

Fig. 7. The variations of droplet vibration amplitude with time at mode 2. Num.1: dynamic wetting angle; Num.2: static contact angle; Exp.: experiment^[20].

图 8 给出了在 4 种模式下液滴的动态接触角随时间的变化规律. 从图 8 中可以看到, 在四种不同模式下, 液滴的动态接触角都是以先增大到波峰

再减小到波谷这样的趋势变化. 当施加振动加速度后, 液滴的接触线受振动作用, 液滴从接触线附近开始加速运动, 动态接触角开始增大, 此时动态接触角大于静态接触角为前进接触角. 随着振动持续液滴表面形成波瓣导致液滴变形, 液滴边缘的压力逐渐增大, 并且受到黏性阻力和毛细力的阻碍作用, 液滴的运动开始减速, 前进接触角开始减小, 造成接触线停止前进运动, 此时动态接触角接近于静态接触角 115° . 由于液滴边缘积累了一定的压力, 在这个压力的作用下, 液滴开始做回复运动, 并造成接触线的加速后退, 动态接触角变小, 此时动态接触角小于静态接触角 115° 为后退接触角; 随着回复运动的进行, 液滴边缘压力变小, 接触线的后退开始减速, 后退接触角增大直至接近静态接触角. 随着液滴振动的进行, 接触线的前进与后退运动重复之前的变化规律, 动态接触角也随之变化.

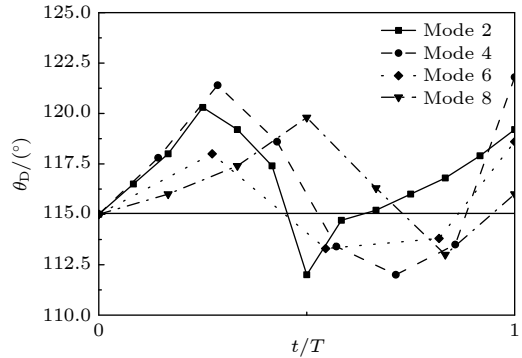


图 8 在 2, 4, 6 和 8 共振模式下液滴动态接触角随时间的变化

Fig. 8. The variations of the dynamic contact angle with time at modes 2, 4, 6, and 8.

从图 8 中还可以看到, 在前进接触角阶段, 接触线的运动速度比较大, 因此动态接触角偏离静态接触角比较多. 在本文的计算条件下, 最大接触角偏离静态接触角接近 6° . 综合图 7 和图 8 结果, 考虑动态接触角对于准确模拟液滴形态演化尤为重要.

3.5 液滴振动过程中润湿面积的变化

液滴在振动过程中会经历铺展和收缩两个过程, 图 9 为振动周期内液滴润湿面积在 2, 4, 6 和 8 共振模式下的变化曲线, 润湿面积皆呈现正弦波动变化趋势, 液滴初始润湿面积约为 3.4 mm^2 . 从图 9 中可以看出, 振动开始时, 液滴的润湿面积逐渐增大, 在大约 $\frac{1}{4} T$ 时液滴的润湿面积达到最大值

(波峰),但是接触线并没有停止运动,而是开始收缩,润湿面积开始缩小;在大约 $\frac{3}{4}T$ 时,液滴的润湿面积达到最小值(波谷),此时接触线速度接近于零,再之后润湿面积又开始增大重复之前的铺展和收缩运动。

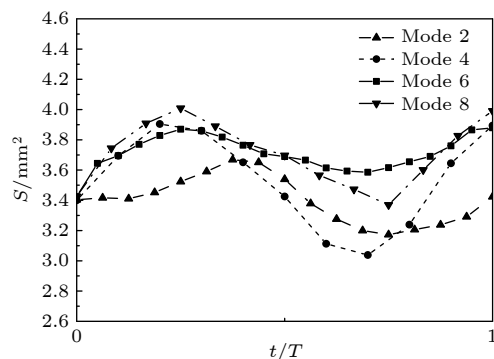


图9 在2, 4, 6和8共振模式下液滴润湿面积随时间的变化
Fig. 9. The variations of the wetting area with time at modes 2, 4, 6, and 8.

4 结论

本文依据液滴共振频率与模态的关系以及运动液滴的动态接触角模型,实现了在 115° 疏水表面上施加强制性振动时,放置在疏水性表面上的液滴的不同共振模态(2, 4, 6和8)形状和液滴内部的流动方式的模拟.结果表明,模拟所得 115° 疏水表面上液滴振动的模态与实验结果符合良好.主要得出以下结论.

1) 液滴在特定的频率下发生共振并且呈现特殊的模态形状,较高的共振模态阶数有更多的节点叶瓣.随着模态数的增加,液滴表面形成的叶瓣数目增加,尺寸逐渐减小.在四种共振模态下,模态阶数越高,共振频率越大,周期越短.

2) 在所有模态中,液滴的内部流动方式呈现轴对称的.在模态2和模态4时,内部流动从液滴底部中心开始,经过液滴上侧叶瓣叠加的节点处,呈现“Y”型流动方式;在模态6和模态8中,液滴内部流动呈现对称的涡流方式.且共振模态阶数越高,液滴内部速度平均值越大.

3) 动态接触角对液滴振动幅值变化有一定的影响,且动态接触角明显偏离静态接触角,表明考虑动态接触角对取得正确数值模拟结果的必要性.

参考文献

- [1] Singhal V, Garimella S V, Raman A 2004 *Appl. Mech. Rev.* **57** 191
- [2] Vukasinovic B, Smith M K, Glezer A 2004 *Phys. Fluid* **16** 306
- [3] Nisisako T, Torri T 2007 *Adv. Mater.* **19** 1489
- [4] Shan Y G, Wang Y L, Coyle T 2013 *Appl. Therm. Eng.* **51** 690
- [5] Gao C, Yuan J J, Cao J J, Yang H N, Shan Y G 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 140204 (in Chinese) [高超, 袁俊杰, 曹进军, 杨荟楠, 单彦广 2019 物理学报 **68** 140204]
- [6] Zhang Y J 2015 *Ph. D. Dissertation* (Xian: Northwestern Polytechnical University) (in Chinese) [张永建 2015 博士学位论文 (西安: 西北工业大学)]
- [7] Kabi P, Chattopadhyay B, Bhattacharyya S, Chaudhuri S, Basu S 2018 *Langmuir* **34** 12642
- [8] Kelvin L 1882 *Mathematical and Physical Papers* (London: Cambridge University Press) pp178–181
- [9] Rayleigh L 1879 *Proc. R. Soc. London* **29** 71
- [10] Lamb H 1932 *Hydrodynamics* (London: Cambridge University press) p606
- [11] Strani M, Sabetta F 1984 *J. Fluid Mech.* **141** 233
- [12] Ko S H, Lee S J, Kang K H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 194102
- [13] Shao X P, Xie W J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134302 (in Chinese) [邵学鹏, 解文军 2012 物理学报 **61** 134302]
- [14] Brunet P, Eggers J, Deegan R D 2009 *Eur. Phys. J-Spec. Top.* **166** 11
- [15] Noblin X, Buguin A, Brochard-Wyart F 2009 *Eur. Phys. J. E* **166** 7
- [16] Dong L, Chaudhury A, Chaudhury M K 2006 *Eur. Phys. J. E* **21** 231
- [17] Zhou J C, Geng X G, Lin K J, Zhang Y J, Zang D Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 216801 (in Chinese) [周建臣, 耿兴国, 林可君, 张永建, 臧渡洋 2014 物理学报 **63** 216801]
- [18] Noblin X, Buguin A, Brochard-Wyart F 2004 *Eur. Phys. J. E* **14** 395
- [19] Shin Y S, Lim H C 2014 *Eur. Phys. J. E* **37** 1
- [20] Kim H, Lim H C 2015 *J. Phys. Chem. B* **119** 6740
- [21] Park C S, Kim H, Lim H C 2016 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **78** 112
- [22] Ramos S M M 2008 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **266** 3143
- [23] Ehrhorn J, Semke W 2013 *Folia Parasit.* **5** 243
- [24] Li Y and Umemura A 2014 *Int. J. Multiphase Flow* **60** 64
- [25] James A J, Smith M K and Glezer A 2003 *J. Fluid Mech.* **476** 29
- [26] Wang R J, Zhang K, Wang G 2007 *Fluent Technology Foundation and Application Examples* (Beijing: Tsinghua University Press) pp136–150 (in Chinese) [王瑞金, 张凯, 王刚 2007 Fluent技术基础与应用实例 (北京: 清华大学出版社) 第136—150页]
- [27] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C 1992 *J. Comput. Phys.* **100** 335
- [28] Chernova A A, Kopysov S P, Tonkov L E 2016 *IOP Conference Series: Mater. Sci. Eng.* **158** 1
- [29] Kistler S F 1993 *Wettability* (New York: Marcel Dekker) pp311–429

Numerical simulation of modal evolution and flow field structure of vibrating droplets on hydrophobic surface^{*}

Ye Xin Shan Yan-Guang[†]

(*School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China*)

(Received 24 January 2021; revised manuscript received 17 February 2021)

Abstract

In order to understand the evolution and flow structure within vertical vibrating droplets on hydrophobic surfaces, a three-dimensional model of the vibrating droplet is developed, and the dynamic contact angle of the vibrating droplet is considered. The numerical simulations are performed for the droplet attached to the vertical vibrating plane by the VOF-CSF method, and the four resonance modes of the droplets are obtained. The evolution of modes (2, 4, 6, and 8), internal flow structures and the variation of the dynamic contact angle are predicted. With the change of the vibration acceleration, the droplet can express a wealth of modes, and the specific mode depends on the frequency of the vibrating acceleration. Based on this model, in this paper the internal flow field structure of the droplet is further analyzed. In mode 2 and mode 4, a Y-shaped flow is generated from the bottom of the droplet, while in mode 6 and mode 8, there is a symmetrical eddy flow. And the higher the order of the resonance mode, the larger the average value of the internal velocity of the droplet is. The dynamic contact angle of the vibrating droplet obviously deviates from the static contact angle, indicating the necessity to consider the dynamic contact angle in simulating the vertical vibrating of droplet. The simulation results are compared with the experimental results from the literature, showing that they are in good agreement with each other.

Keywords: vibration droplet, modes, micro-flow, numerical simulation

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D-, 62.25.Jk, 33.20.Tp

DOI: [10.7498/aps.70.20210161](https://doi.org/10.7498/aps.70.20210161)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51676130).

[†] Corresponding author. E-mail: shan@usst.edu.cn