

双液滴同时垂直撞击壁面的数值研究

高亚军 姜汉桥 李俊健 赵玉云 胡锦川 常元昊

Simulation investigation of two droplets vertically impacting on solid surface simultaneously

Gao Ya-Jun Jiang Han-Qiao Li Jun-Jian Zhao Yu-Yun Hu Jin-Chuan Chang Yuan-Hao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 024702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.024702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

稠密可压缩气粒两相流动中的等熵声速计算建模及物理规律

On modeling and physical laws of isentropic speed of sound in dense gas-particle two-phase compressible flows

物理学报.2016, 65(9): 094702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094702>

方腔内 Cu/Al₂O₃ 水混合纳米流体自然对流的格子 Boltzmann 模拟

Numerical simulation of natural convection of square enclosure filled with Cu/Al₂O₃-water mixed nanofluid based on lattice Boltzmann method

物理学报.2015, 64(2): 024703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024703>

液滴撞击加热壁面传热实验研究

Experimental study of heat transfer from droplet impact on a heated surface

物理学报.2015, 64(13): 134704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134704>

单液滴撞击倾斜液膜飞溅过程的耦合 Level Set-VOF 模拟

A coupled level-set and volume-of-fluid simulation for splashing of single droplet impact on an inclined liquid film

物理学报.2015, 64(9): 094704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094704>

双液滴同时垂直撞击壁面的数值研究*

高亚军† 姜汉桥 李俊键 赵玉云 胡锦川 常元昊

(中国石油大学(北京), 石油工程教育部重点实验室, 北京 102249)

(2016年7月14日收到; 2016年10月17日收到修改稿)

采用质量守恒的 level set 方法对双液滴同时垂直撞击干壁面后的流动过程进行了模拟研究, 主要讨论了韦伯数 (We)、壁面接触角 (θ) 以及双液滴水平间距 (S) 等物理参数对相界面流动过程的影响, 分析了不同参数下射流高度和水平铺展半长随时间的变化规律. 研究表明: We 数较大时, 中心射流液柱将产生二次液滴, 随后液柱反弹至空中, 且 We 数越大, 中心射流产生的二次液滴次数越多, 最大无量纲射流高度和最大无量纲铺展半长越大; 随壁面接触角的增大, 中心射流液柱出现反弹现象, 水平铺展液流出现断裂的时间越早, 最大无量纲射流高度和最大无量纲铺展半长越小; 最大无量纲射流高度值与液滴水平间距的相关性不单调, 铺展半长随水平间距的增大而增大.

关键词: Level Set 方法, 双液滴撞击, 射流高度, 铺展半长

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D-, 47.55.df

DOI: 10.7498/aps.66.024702

1 引言

液滴撞击干壁面或液膜的现象出现在很多工程应用中, 例如喷涂印刷、喷墨打印、喷雾冷却、油滴对气缸壁的撞击等. 液滴撞击干壁面和液膜后的演化特征不同, 液滴撞击干壁面比撞击液膜更复杂, 包含很多复杂的流动现象, 在不同条件下, 会产生液膜融合、铺展、溅起水花和发生飞溅等现象. 当多个液滴同时撞壁时, 各液滴撞壁后流动形态之间的相互影响, 更加增大了液滴形态特征演化的复杂性. 由于精细刻画液滴撞击固壁后的流动过程对实际工程的应用具有极其重大的意义, 近年来发表了大量有关液滴撞壁研究的文献, 主要分为实验法和数值模拟法.

对液滴撞击干壁面的实验研究较早, 起初主要集中在单液滴撞壁后的流动特征研究. Rioboo 等^[1]和 Chen 等^[2]通过实验研究了液滴撞击干壁面后产生的铺展、飞溅和反弹等系列行为. Sikalo 等^[3]在单液滴撞壁后流动特征的研究上做了大量

实验, 定量研究了不同表面张力、流体黏度、壁面接触角以及壁面粗糙度下, 液滴的铺展系数和顶点高度随时间的变化特征. 随后 Sikalo 等^[4]发现液滴撞壁后的动态接触角是气液固三相周界点移动速度的函数. 杨宝海等^[5]对液滴撞击超疏水壁面反弹及破碎行为进行了研究, 并给高速撞击下产生的卫星液滴进行了分类. Roisman 等^[6,7]通过实验和解析解法研究了两个液滴同时撞击固体壁面的演化特征, 并结合数值模拟分析讨论了单液滴撞壁后二次雾化的原因.

除实验研究法之外, 数值模拟方法在液滴撞壁研究中也广泛应用. Fujimoto 等^[8]通过实验研究了液滴撞击壁面上静态半球状液滴的流动特征, 并在建立数值模型的基础上得出了冠状水花的形成是由于液滴自由界面附近产生较大的压力梯度所致的结论. Farhangi 等^[9]采用流体体积 (VOF) 法模拟了低能量液滴与超疏水壁面上另一静态液滴自动融合的动态过程, 研究发现两液滴在融合的过程中会完全脱离壁面. 郭加宏等^[10]采用实验和 VOF 法模拟研究了液膜厚度、撞击速度以及液滴间

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB250905) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gaoyajuncup@163.com

距对液膜流动以及皇冠水花演变的影响. Tanaka 等^[11]运用两相格子 Boltzmann 方法对液滴撞击壁面上静态半圆形液滴的演变特征进行了研究, 给出了液滴发生飞溅和不同融合程度下的韦伯数范围. Wu 等^[12]同样用 Boltzmann 方法研究了两个不等直径液滴在壁面上的相撞行为, 并分析讨论了不同壁面接触角和液滴水平间距对液滴静态接触角、顶点高度以及润湿长度随时间变化特征的影响.

可以看出, 以上研究主要集中在单液滴撞壁和液滴与壁面上另一静态液滴的撞击, 目前对双液滴同时垂直撞击干壁面的研究较少, 双液滴撞击壁面产生的射流和铺展流动特征及其影响因素仍需要深度探讨分析. 由于实验条件要求的苛刻性与数据监测手段的局限性, 数值模拟方法在研究此问题上是一种很好的技术手段. 与液滴撞击液膜演变过程不同的是, 双液滴同时撞击壁面的演变过程为气液固三相耦合作用的瞬时动力学行为. Level-set 方法 (LSM) 在处理复杂界面的变形和拓扑结构的改变方面有极大的优势, 在气液两相流的相界面追踪领域广泛应用. Lee 等^[13]曾用 LSM 模拟研究了液滴撞击表面液膜形成的冠状水花和水花直径的变化规律. Patil 等^[14]基于 LSM 对液滴撞击亲水和超疏水的反弹行为进行了研究. LSM 由 Osher 和 Sethian^[15]率先提出, 最初主要应用于智能控制、图像处理等方面. 初期 LSM 法在计算中容易产生质量损失, 后来 Olsson 等^[16,17]在不改变 LSM 的标准形式下提出两步 LSM, 保持了计算过程中的质量守恒. 因此, 本文采用守恒的 LSM 对双液滴同时垂直撞击壁面后的流动特征进行了模拟计算, 并分析讨论了 We 数、壁面润湿性、液滴水平间距对射流高度以及铺展长度的影响.

2 物理数学模型

2.1 相界面追踪方程

为追踪气液两相界面, 用 Level-set 方程中的 φ 函数值来表示出具有限定厚度的相界面. 从相界面一侧过渡到另一侧时, φ 值从 0 到 1 逐渐变化, 本文中纯气相中 $\varphi = 0$, 纯水相 $\varphi = 1$, $\varphi = 0.5$ 时表示两相界面. 通过追踪 Level-set 方程中的等值线 φ 值, 来获取两相界面的位置. 因此, 两相流体的界面位移方程可以表示为

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = \gamma \nabla \cdot (\varepsilon \nabla \varphi - \varphi(1 - \varphi)\mathbf{n}), \quad (1)$$

其中, $\mathbf{u}$ 为流速; γ 为方程求解中的重新初始化参数; t 为两相作用时间; ε 为界面厚度, 设置值一般小于计算模型中网格剖分的最小单元; $\mathbf{n}$ 为界面法向量, 计算如下式:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \varphi}{|\nabla \varphi|}. \quad (2)$$

为保证质量守恒, 引入绝对光滑 Heaviside 函数 $\varphi(\mathbf{x}, t)$ 来代替 Level-set 方程中的符号距离函数:

$$\varphi(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 0, & \varphi(\mathbf{x}, t) < -\varepsilon, \\ \frac{1}{2} + \frac{\varphi}{2\varepsilon} + \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi\varphi}{\varepsilon}\right), & -\varepsilon < \varphi(\mathbf{x}, t) < \varepsilon, \\ 1, & \varphi(\mathbf{x}, t) > \varepsilon. \end{cases} \quad (3)$$

经过上述函数 Heaviside 修正后, 相界面的位置可以由 $\varphi(\mathbf{x}, t) = 0.5$ 时的等值线来表示.

求解质量守恒的 LSM 方法, 包含平流和重新初始化两步^[16]. 首先, 在平流步骤中求解对流方程 $\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0$ 时, 采用迎风格式对 φ 函数进行分段线性重构, 显式的二阶 TVD Runge-Kutta 法对时间项进行离散. 其次, 为保持界面厚度的恒定, 需对 φ 值进行如下形式重新初始化:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\varphi(1 - \varphi)\mathbf{n}) = \nabla \cdot (\varepsilon(\nabla \varphi \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}), \quad (4)$$

其中, τ 为虚拟时间.

2.2 动量方程

Navier-Stokes(N-S) 方程可以用于描述不可压缩流体质量和动量的传输特性. 在固定的欧拉坐标系中, 不可压缩, 且考虑界面张力和重力作用的两相流动 N-S 方程以及连续性方程描述如下:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \\ = \nabla \cdot [-p + \mu(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \rho \mathbf{g} + F_{st}, \\ \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中, ρ 为密度; μ 为动态黏度; $\mathbf{u}$ 为速度; p 为入口压力; $\mathbf{g}$ 为重力向量, F_{st} 为气液界面张力. 光滑处理后, 流体的密度和黏度可表示为

$$\begin{aligned} \rho(\varphi) &= \rho_g + (\rho_l - \rho_g)\varphi, \\ \mu(\varphi) &= \mu_g + (\mu_l - \mu_g)\varphi, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, 下标 l 和 g 分别表示液相和气相.

气液界面张力 F_{st} 可用下式计算求解^[18]:

$$F_{st} = \sigma kn \delta(\varphi), \quad (7)$$

其中, σ 是界面张力系数, k 是气液两相界面曲率

$$k = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \varphi}{|\nabla \varphi|} \right), \quad (8)$$

$\delta(\varphi)$ 是狄克拉函数, 可被定义为^[19]:

$$\delta = 6|\varphi(1 - \varphi)||\nabla \varphi|. \quad (9)$$

2.3 数值方法

本文主要研究双液滴同时撞击壁面后的流动现象. 双液滴撞壁后会产生铺展、射流和二次液滴等三维现象, 在早期演化阶段会呈现很好的二维轴对称现象, 但不可否认的是后期的演化阶段中二维数值计算结果与三维数值计算结果差别较大. 本文所建立模型在三维数值计算下单次计算时间长达6天左右. 为节省计算时间, 本文采用二维轴对称模型主要对液滴前期演化特征进行研究. 如图1所示, 初始时刻两个二维圆形液滴与壁面相切, 并关于图中对称轴对称, 在相同重力场及垂直壁面的速度 v 的作用下与壁面发生碰撞. 其中, R 表示液滴的半径, v 表示液滴下落的速度, s 表示液滴间距, g 为重力加速度.

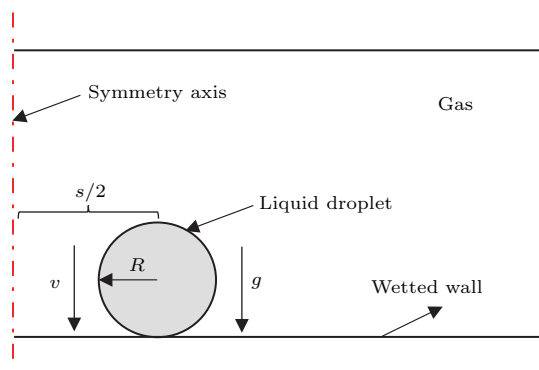


图1 液滴撞击壁面示意图

Fig. 1. The schematic of the axisymmetric droplets impact onto solid surface.

为了检验本文所建立数学方法的准确性, 采用中心对称模型对文献[3, 4]中的实验方案进行数值模拟验证. 文献[3, 4]中液滴直径 d 为 2.45 mm, 密度为 1220 kg/cm^3 , 黏度为 $0.116 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 界面张力为 0.063 N/m , 初始速度 1.41 m/s , 壁面接触角为 94° . 由于甘油密度与黏度较大, 在模拟过程中, 两油滴

并未相撞, 故此模型可对单个甘油液滴进行模拟对比研究.

数值计算过程中, 在避免非物理畸变的同时, 为了使结果达到足够高的精度, 两相过渡区相界面厚度不能太厚. 界面厚度越小, 以 $\varphi = 0.5$ 的等值线圈限定的计算区域内, 流体的质量守恒效果越好^[16]. 因此, 在保证计算收敛和计算现象合理的情况下, 剖分网格密度可以较大. 初始时间步应较小, 避免计算过程中奇点的出现. 对所有计算区域用随机三角形网格进行剖分, 在边界处和对称轴部位进行网格加密. 网格大小在一定程度上会影响数值结果的精度, 取3种不同尺寸的网格对流动区域进行剖分, 最大网格尺寸分别为 $100, 75, 50 \mu\text{m}$. 甘油液滴在撞击壁面过程中任意 t 时刻下, 直径为 D , 顶点高度为 y . 图2为不同网格密度计算下, 甘油在撞击壁面过程中的铺展系数 (D/d) 与顶点高度值 (y/d) 随无量纲时间 (tv/d) 的变化特征. 在与文献[3]的实验进行对比后可以发现, 顶点高度值与网格大小基本无关, 铺展系数随网格尺寸的减小而越接近实验值, 当最大网格尺寸为 $50 \mu\text{m}$ 时符合度最高, 尤其是液滴演化的早期阶段, 因此本文建立的物理数学模型能够较好模拟液滴撞壁后的早期阶段的动态变化特征, 且流动区域网格剖分时最大尺寸取为 $50 \mu\text{m}$.

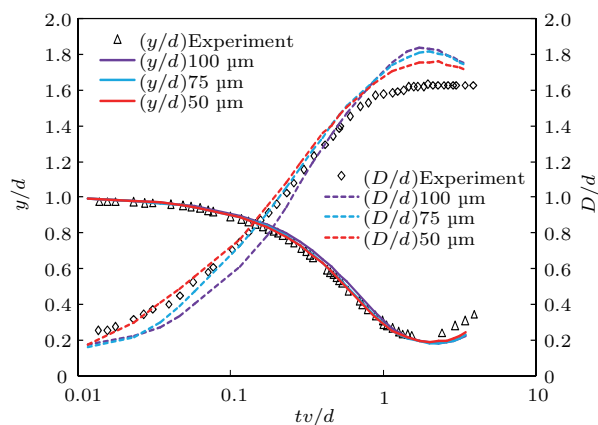


图2 (网刊彩色) 数值模拟与实验结果的对比

Fig. 2. (color online) Comparison between simulations and experiments.

3 结果与分析

本文研究的坠落液滴的气液两相物性参数如表1所示. 为了方便直观地研究各种不同因素影响

下液滴的流动特征的变化规律, 我们引入无量纲参数, 包括韦伯数 We 、雷诺数 Re 、无量纲时间 T 、无量纲铺展半径 L 、无量纲射流高度 H 、无量纲液滴水平间距 S , 分别定义如下:

$$We = \frac{\rho v^2 d}{\sigma}, \quad Re = \frac{\rho v d}{\mu}, \quad T = \frac{tv}{d},$$

$$L = \frac{l}{d}, \quad H = \frac{h}{d}, \quad S = \frac{s}{d},$$

其中, ρ 为液滴密度, μ 为液滴黏度, d 为液滴直径, v 为撞击速度, l 为双液滴液体流过长度的一半, h 为射流液柱高度 (高度取值点位于对称轴上), s 为双液滴水平间距.

表 1 气液两相物性参数
Table 1. Physical parameters of liquid and gas.

模型参数	取值
液相密度 $\rho_l/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1000
液相黏度 $\mu_l/\text{Pa}\cdot\text{s}$	0.001
气相密度 $\rho_g/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1.204
气相黏度 $\mu_g/\text{Pa}\cdot\text{s}$	1.814×10^{-5}
气液界面张力系数 $\sigma/\text{N}\cdot\text{m}$	0.063

3.1 We 数的影响

We 数对液滴撞击壁面后的流动形态有较大影响 [3,12]. Wu 等 [12] 仅研究了壁面接触角和液滴水平间距两个因素对液滴流动形态的影响, 未对 We 数这一因素进行探讨. 为研究不同 We 数下双液滴撞击壁面的早期流动过程, 采用控制变量法, 保证其他参数不变 ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$), 对 $We = 16, 32, 40, 51, 63, 79$ 分别进行数值计算, 结果如图 3 所示.

在两液滴相遇后融合的同时形成射流, 此时与文献 [12] 所呈现的现象一致. 然而文献 [12] 的模拟中由于两相参数取值的限制, 观察到的射流形态较单一, 且并未对射流的特性及产生机理进行分析. 如图 3 所示, 当 $We = 16$ 时, 惯性力较小, 液滴撞击壁面后在水平方向的铺展速度较小, 两液滴相遇后的水平铺展撞击再次产生的能量耗散, 导致液滴中心射流动能较小, 形成一个较稳定的液柱, 液柱逐渐变粗增高, 在 18 ms 时达到最高, 随后开始回缩. 液滴在水平方向的铺展动态中, 将靠近射流的一段称为始端, 远离射流的一段称为末端. 末端液体在

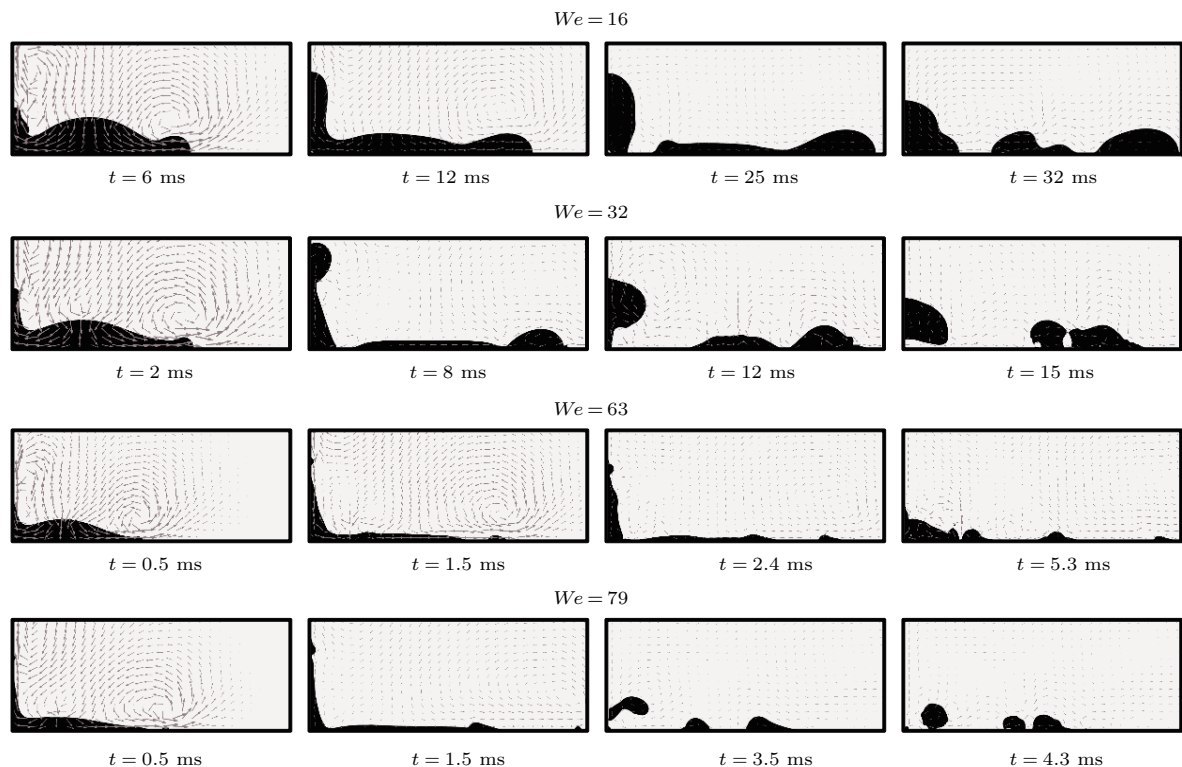


图 3 不同 We 数下双液滴同时垂直撞击壁面流动过程 ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$)

Fig. 3. The flow process of two droplets vertically impact onto solid surface simultaneously at different We numbers ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$).

铺展过程中运移距离最大, 壁面摩擦耗散最多, 动能率先逐渐减弱, 始端和中端的液体继续向末端运移, 最终导致始端液量逐渐减少, 在 23 ms 时水平铺展液体与射流液体分离, 末端液量达到最多, 气液界面近似呈现半圆弧状. 当 $We = 32$ 时, 液滴撞击的惯性力增大, 射流液柱形成后, 底部液体有足够的动能继续向上运移, 最终在液柱顶部形成球状液体, 并逐渐增大, 但仍由于惯性力不足, 球状液滴不足以脱离液柱形成二次液滴. 在 6—7 ms 时, 液柱达到最高, 随后顶部液体开始回落, 底部液体继续向上运移, 铺展液流与射流液柱断开, 射流液柱所有液体脱离壁面, 反弹至空中形成似球状. 在 8 ms 时, 水平铺展液体与射流液体分离, 液体在水平方向继续向外铺展并断裂, 随后开始向中间聚拢收缩, 形成小液滴在壁面滚动. 当 $We = 63$ 时, 射流液柱形成后, 在较大惯性力的作用下迅速向上运移, 顶部始终保持比较尖锐的状态. 在 1.3 ms 时, 射流液柱顶部的液体所受惯性力克服表面张力与重力等作用, 脱离液柱形成二次液滴. 但由于二次液滴动能较弱, 在 $t = 2$ ms 时, 小液滴回落重新与射流液柱融合, 整体回落至壁面. 随撞击速度的增大, 水平铺展液流迅速断裂成多部分 (1.5—5.3 ms), 稳定后逐渐趋于半圆形. 当 $We = 79$ 时, 双液滴撞击后形成的射流在较大惯性力作用下形成多个二次液滴, 随后反弹至空中形成扁平状液体并断裂 (3.5 ms). 水平铺展液流在快速铺展后断裂成多部分后, 在表面张力和动能的作用下旋转弹至空中. Wu 等^[12]的研究中也发现断裂部分脱离壁面的现象, 但由于 We 数、界面张力较小等因素, 并未出现收缩旋转现象.

为更清楚地呈现不同 We 数下, 双液滴同时撞击固壁表面后中心射流和水平铺展的流动特征, 分别做出无量纲射流高度 H 和无量纲铺展半长 L 随无量纲时间 T 的变化特征曲线, 如图 4 和图 5 所示. 由图 4 可以看出, 当 $T < 2$ 时, We 数对中心射流高度 H 基本无影响, 曲线基本重合. 当 $T > 2$ 时, We 数对中心射流高度 H 变化特征影响较大, 同一时刻下, We 数越大, 射流高度 H 值越大. We 数越大, 最大射流高度 H 值越大, 达到最大射流高度 H 值所需的时间 T 越长, 射流回落时间越迟. 此外, 数值计算中还观察到, We 数越大, 中心射流产生的二次液滴数量越多. 由图 5 可以看出, 当 $T < 2$ 时, 铺展半长 L 随时间 T 的变化特征不受 We 数的影响, 曲线重合较好; 当 $T > 2$ 时, 不同 We 数下的曲

线开始分离, 整体表现为 We 数越大, 无量纲铺展半长 L 值越大. Sikalo 等^[3]在研究单液滴撞击固壁面时也得到类似的液滴水平铺展特征规律. 当 $We = 16$ 时, 水平铺展液流断裂部分较少; 结合图 3 中速度矢量箭头可知, 当 We 数越大, 水平铺展液流末端速度越大, 水平铺展液流末端越容易发生断裂, 断裂的部分快速滑向外侧, 导致铺展长度急剧增大 (图 5).

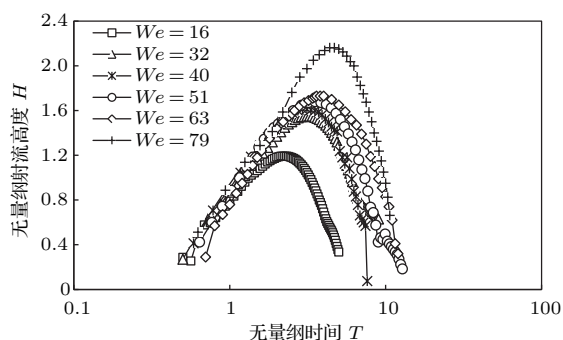


图 4 不同 We 数下无量纲射流高度随无量纲时间的变化 ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$)

Fig. 4. Comparison of non-dimensional height of liquid jet varying with non-dimensional time at different We numbers ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$).

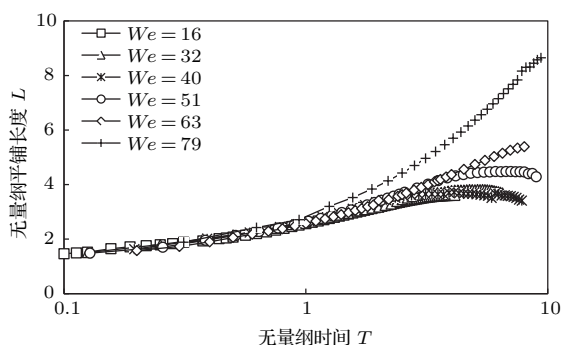


图 5 不同 We 数下无量纲铺展半长随无量纲时间的变化 ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$)

Fig. 5. Comparison of non-dimensional length of liquid spread varying with non-dimensional time at different We numbers ($Re = 2000$, $S = 2$, $\theta = 90^\circ$).

3.2 壁面接触角的影响

液滴撞壁后为气液固三相耦合作用, 而液体在壁面运移时的作用力与壁面接触角有关, 已有大量研究表明壁面润湿性对液滴撞击壁面后的流动特征有重要影响^[3,4,20]. 为研究壁面润湿性对双液滴撞击壁面后中心射流和水平铺展特征的影响, 同样采用上述方法保证其他参数不变 ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$) 分别对 $\theta = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ 四种情况进行数值计算, 结果如图 6 所示.

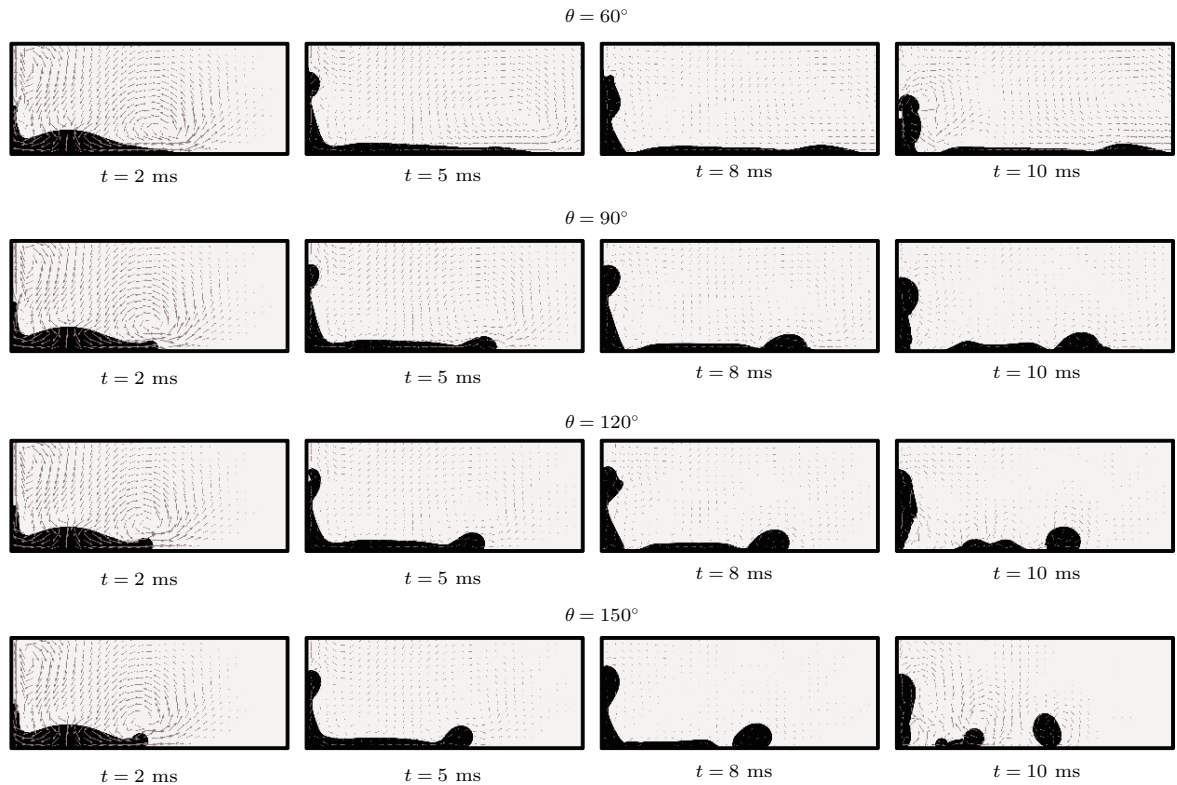


图6 不同壁面接触角下双液滴同时垂直撞击壁面流动过程 ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$)

Fig. 6. The flow process of two droplets vertically impact onto solid surface simultaneously at different surface contact angle ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$).

当 $\theta = 60^\circ$ 时, 壁面亲水, 双液滴撞击壁面后, 在惯性力的作用下迅速沿壁面铺展. 由于铺展速度较快, 双液滴在对称轴位置撞击时将空气卷入形成气泡. 射流液柱迅速增高, 在 6—7 ms 时达到最高. 随后射流开始回缩, 由于卷入的气泡的影响, 液柱顶部的球状液体裂开, 中心射流高度 H 值迅速下降 (图 7). 水平铺展过程中, 末端液体流动速度最大, 液体动能逐渐向表面能和摩擦耗散量转化, 速度逐渐减缓 (5—8 ms). 靠近中心射流的液体在惯性力的作用下, 继续向外铺展, 随后与中心射流液柱分离 (8—9 ms), 水平铺展末端与壁面接触角始终小于 90° . 随着接触角的增大, 壁面由亲水向疏水转化, 初期时刻形成的射流液柱逐渐增粗变矮 (2 ms), 水平铺展末端与壁面的接触角逐渐增大. 当 $\theta = 120^\circ$ 时, 水平铺展液流在与中心射流液柱分离后, 在表面张力作用下迅速收缩, 再次断裂成两部分. 中心射流液柱开始出现反弹现象. 当 $\theta = 150^\circ$ 时, 水平铺展末端首先断裂 (8 ms), 再与中心射流液柱分离 (8—9 ms). 由于壁面的憎水特性, 使铺展过程中液体的动能耗散较少, 水平铺展液体分离成几个单独液滴, 在表面张力的作用下收

缩成球状, 产生旋转, 并仍具有较大动能脱离壁面向空中反弹 (10 ms). 中心射流液柱再与水平铺展液流断裂后, 底部迅速收缩脱离壁面反弹至空中, 与现有单液滴的撞壁研究结果类似 [20,21].

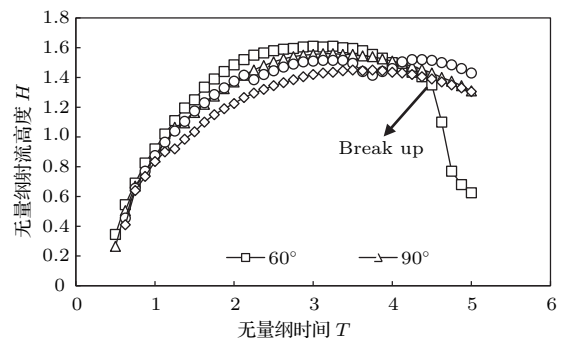


图7 不同润湿角下无量纲射流高度随无量纲时间的变化 ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$)

Fig. 7. Comparison of non-dimensional height of liquid jet varying with non-dimensional time at different surface contact angle ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$).

图 7 和图 8 分别为不同壁面接触角下, 无量纲射流高度 H 和无量纲铺展半长 L 随无量纲时间 T 的变化特征曲线. 图 7 可以看出随着壁面接触角的增大, 即壁面由亲水性到憎水性变化时, 双液滴

同时垂直撞击壁面后达到的最大射流高度 H 减小, 且达到最大射流高度 H 所用的时间增长. 壁面的憎水性, 使液滴铺展速度相对减缓, 双液滴撞击形成的射流液柱动能较小, 因此达到的高度较小. 同样壁面润湿性变差, 导致液滴的铺展半长 L 减小, 但达到最大铺展半长 L 值所用的时间 T 缩短, 发生断裂的时间更早 (图 6). 文献 [12] 中仅呈现在壁面接触角为 105° 和 75° 下的双液滴撞壁的流动结果,

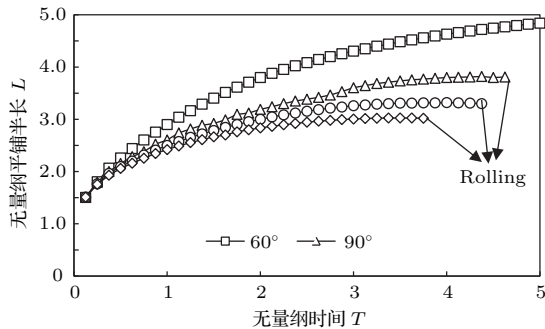


图 8 不同润湿角下无量纲铺展半长随无量纲时间的变化 ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$)

Fig. 8. Comparison of non-dimensional length of liquid spread varying with non-dimensional time at different surface contact angle ($Re = 2000$, $We = 32$, $S = 2$).

未定量给出铺展长度值, 但可以明显看出接触角的增大导致铺展液流的断裂和长度值的减小, 与本文规律一致, 但同样由于冲击速度与接触角的值较小, 断裂部分未出现滚动现象. 壁面的憎水性增加, 液滴达到稳定铺展所需的时间缩短, 使液滴与壁面的摩擦耗损降低; 射流液柱达到的最大高度的降低, 使总动能耗损较少. 二者共同导致铺展液流的最终动能增大, 断裂后出现了反弹滚动现象.

3.3 液滴水平间距的影响

双液滴撞击的垂直间距在一定程度影响铺展液流在中心相遇的时间和摩擦能耗的大小, 从而影响到两液滴撞击后形成射流的高度与水平铺展的长度. Wu 等 [12] 研究发现, 双液滴不同水平间距撞击下, 各液滴中心顶点高度的变化规律不同, 且文献 [12] 中可以观察到, 液滴撞击后中心射流高度和水平铺展长度也不同, 但文中并未给出定量数据与变化规律. 图 9 给出了水平间距分别取 $S = 1.5$, 2, 2.5, 3 时, 双液滴撞击壁面的流动过程, 数值计算中其他参数仍然不变 ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$).

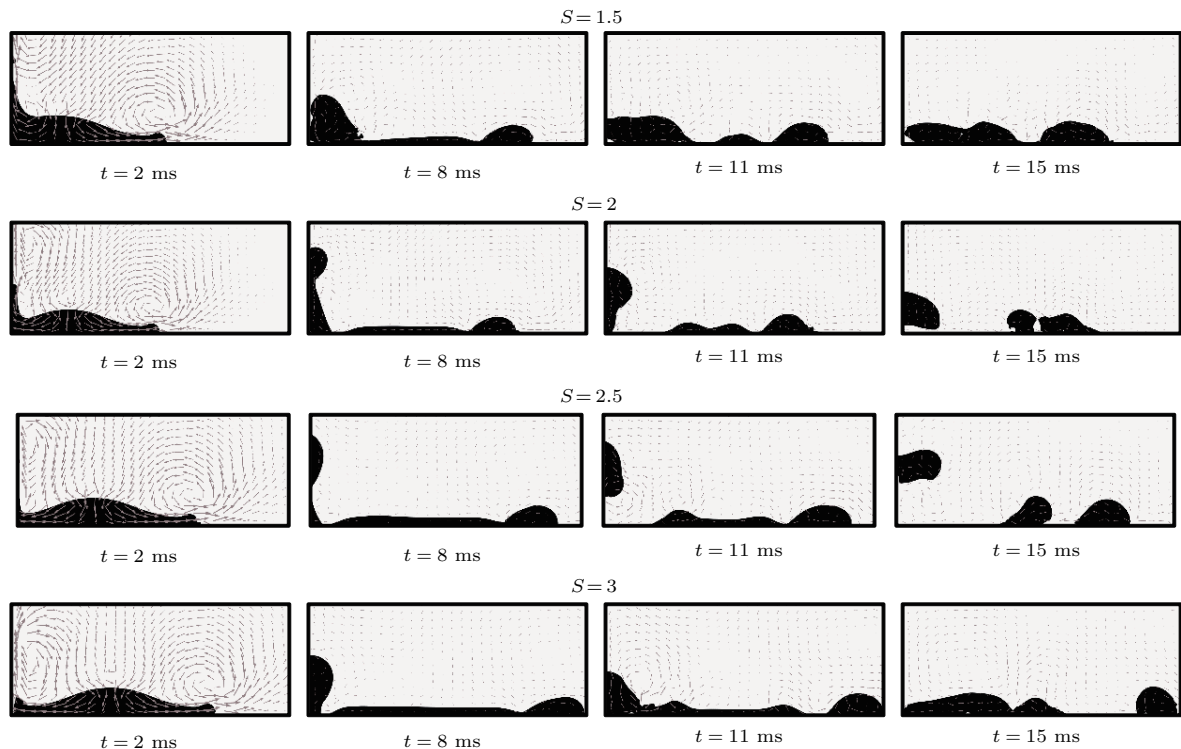


图 9 不同水平间距下双液滴同时垂直撞击壁面流动过程 ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$)

Fig. 9. The flow process of two droplets vertically impact onto solid surface simultaneously at different droplets horizontal distance ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$).

当水平间距较小时(图9, $S = 1.5$), 双液滴撞击后卷入气泡, 中心射流形成后立即产生二次液滴, 随后射流迅速回落, 水平铺展较均匀. 随着水平间距的增大(图9, $S = 2$ 和 $S = 2.5$), 中心射流不会产生二次液滴, 射流液柱高度增大, 且会反弹至脱离壁面(11 ms), 水平铺展液流断裂成多部分呈不均匀分布(15 ms). 水平间距进一步增大(图9, $S = 3$), 动能损失增大, 中心射流形成时间较晚, 高度降低(8 ms), 有气泡卷入(11 ms), 且未发生反弹现象. 由于间距增大, 水平铺展长度增大, 射流液柱回落后, 水平铺展液体向中心轴位置回流, 有进一步断裂趋势(15 ms).

文献[12]中对液滴水平间距影响因素的研究是在壁面接触角为 105° 的疏水条件下, 射流现象不够典型, 且对现象未进行定量分析. 图10和图11给出了无量纲射流高度 H 和无量纲铺展半长 L 与液滴撞击时无量纲水平间距 S 的关系. 由图10可看出, 液滴水平间距 S 增大, 相遇时间增大. 液滴所达到的最大射流高度 H 值和达最大射流高度 H 值所需的时间 T 均随液滴水平间距的增大先增大后减小. 水平间距较大或较小时(图10, $S = 1.5$ 和 $S = 3$), 液滴达到最大射流高度所需的时间 T 较短, 回落到壁面所需的时间 T 也较短; 由于气泡的卷入, 液柱回落时中心部位裂开, 导致中心射流高度值会发生较大波动(图10, $S = 1.5$). 液滴水平铺展长度 L 随水平间距 S 的增大而增大(图11), 但液流有效覆盖长度并不呈现此种正比关系(图9, 15 ms).

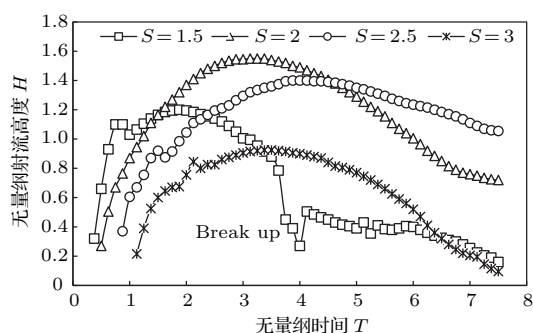


图10 不同水平间距下无量纲射流高度随无量纲时间的变化 ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$)

Fig. 10. Comparison of non-dimensional height of liquid jet varying with non-dimensional time at different droplets horizontal distance ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$).

在以上参数取值的研究下可知, 双液滴在一定间距下, 撞壁后融合的同时会产生射流; 较大的冲

击速度下, 射流液柱会反弹脱离壁面, 并产生二次射流液滴; 水平铺展液流在流动过程中最终会断裂成多部分, 且铺展特征与壁面接触角和水平间距密切相关; 不同因素影响下, 射流高度值与铺展长度值的变化规律均会随着时间的演变由相同到不同, 差异逐渐增大. 此外, 在表面喷涂工艺中, 为了提高喷涂质量, 需要对喷雾的速度、密度以及喷涂表面润湿性进行优化处理.

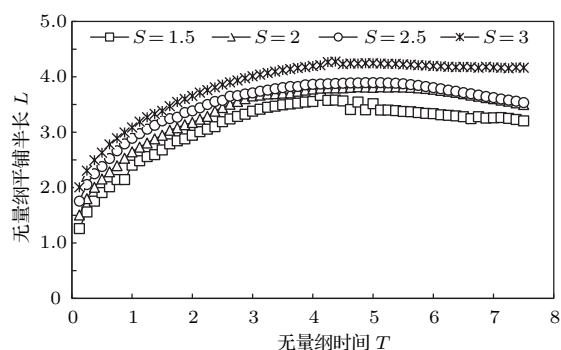


图11 不同水平间距下无量纲铺展半长随无量纲时间的变化 ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$)

Fig. 11. Comparison of non-dimensional length of liquid spread varying with non-dimensional time at different droplets horizontal distance ($Re = 2000$, $We = 32$, $\theta = 90^\circ$).

4 结 论

本文采用质量守恒的LSM对双液滴同时垂直撞击干壁面后的流动形态进行了数值模拟. 研究了 We 数、壁面润湿性和液滴水平间距对撞击后流动形态的影响, 并分析了不同参数下射流高度和水平铺展半长随时间的变化规律, 主要得到以下结论.

1) 随着 We 数的增大, 双液滴撞壁后形成的射流液柱会产生二次液滴, 随后射流液柱会出现反弹现象. 在所研究参数范围内, 当 $T < 2$ 时, 射流高度和水平铺展半长随时间变化规律与 We 数无关; 当 $T > 2$ 时, We 数越大, 射流高度和水平铺展半长越大, 且达到最大值所需时间越长.

2) 当壁面接触角较小时, 中心射流液柱不反弹, 同时刻下水平铺展液流厚度较为均匀; 当壁面接触角较大时, 中心射流液柱出现反弹现象, 水平铺展液流较易断裂为多部分在壁面弹动. 射流高度和水平铺展半长随壁面接触角的增大而减小.

3) 射流液柱是否出现反弹现象与液滴水平间距有关, 射流液柱最大高度值与水平间距的相关性

不单调, 在研究取值范围内, 水平铺展半长随水平间距的增加而逐渐增加.

双液滴撞壁演化过程本质具有三维性, 本文所建立的二维模型计算得到后期演化动态图具有一定的误差与局限. 因此, 在今后的相关研究工作中, 需要结合实验建立更加精确的三维模型.

参考文献

- [1] Rioboo R, Bauthier C, Conti J, Voue M, De Coninck J 2003 *Exp. Fluids* **35** 648
- [2] Chen R H, Kuo M J, Chiu S L, Pu J Y, Lin T H 2007 *J. Mech. Sci. Tech.* **21** 1886
- [3] Sikalo S, Marengo M, Tropea C, Ganic E N 2002 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **25** 503
- [4] Sikalo S, Tropea C, Ganic E N 2005 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **29** 795
- [5] Yang B H, Wang H, Zhu X, Ding Y D, Zhou J 2012 *CIESC J.* **10** 3027 (in Chinese) [杨宝海, 王宏, 朱恂, 丁玉栋, 周劲 2012 化工学报 **10** 3027]
- [6] Roisman I V, Prunt-Foch B, Tropea C 2002 *J. Colloid Interface Sci.* **256** 396
- [7] Roisman I V, Horvat K, Tropea C 2006 *Phys. Fluids* **18** 102104
- [8] Fujimoto H, Ito S, Takezaki I 2002 *Exp. Fluids* **33** 500
- [9] Farhangi M M, Graham P J, Choudhury N R, Dolatabadi A 2012 *Langmuir* **28** 1290
- [10] Guo J H, Dai S Q, Dai Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2601 (in Chinese) [郭加宏, 戴世强, 代钦 2010 物理学报 **59** 2601]
- [11] Tanaka Y, Washio Y, Yoshino M, Hirata T 2011 *Comput. Fluids* **40** 68
- [12] Wu J, Huang J J, Yan W W 2015 *Colloids Surf. A: Physicochem. Eng. Asp.* **484** 318
- [13] Lee S H, Hur N, Kang S 2011 *J. Mech. Sci. Technol.* **25** 2567
- [14] Patil N D, Gada V H, Sharma A, Bhardwaj R 2016 *Int. J. Multiphase Flow* **81** 54
- [15] Osher S, Sethian J A 1988 *J. Comput. Phys.* **79** 12
- [16] Olsson E, Kreiss G 2005 *J. Comput. Phys.* **210** 225
- [17] Olsson, E, Kreiss G, Zahedi S 2007 *J. Comput. Phys.* **225** 785
- [18] Shepel S V, Smith B L 2006 *J. Comput. Phys.* **218** 479
- [19] Zhu Q L, Zhou Q L, Li X C 2016 *J. Rock Mech. Geotech Eng.* **8** 87
- [20] Liang C, Wang H, Zhu X, Chen R, Ding Y D, Liao Q 2013 *CIESC J.* **64** 2745 (in Chinese) [梁超, 王宏, 朱恂, 陈蓉, 丁玉栋, 廖强 2013 化工学报 **64** 2745]
- [21] Mao T, Kulum D C S, Tran H 1997 *AIChE J.* **43** 2169

Simulation investigation of two droplets vertically impacting on solid surface simultaneously*

Gao Ya-Jun[†] Jiang Han-Qiao Li Jun-Jian Zhao Yu-Yun Hu Jin-Chuan Chang
Yuan-Hao

(Key Laboratory of Petroleum Engineering of the Ministry of Education, China University of Petroleum (Beijing),
Beijing 102249, China)

(Received 14 July 2016; revised manuscript received 17 October 2016)

Abstract

The flow characteristic of the droplets impacting on solid surface is extremely significant for practical engineering applications. The problem is also very complicated since there are many parameters that may influence the process of droplets impacting on a solid surface. Therefore the numerical study of behaviors of droplets impacting on a solid surface is performed in this work. With a given impact velocity, two two-dimensional axisymmetric droplets subsequently interact on the solid surface. To conduct numerical simulations, a mass conserved level set method is adopted, and the gravity and surface tension are taken into consideration in the process of droplet development on the solid surface. The effects of Weber number, surface contact angle, the horizontal distance between the two droplets, and droplet arrangement on the dynamic behaviors of droplet impact are systematically investigated. It is found that two droplets vertically impacting on solid surface simultaneously can produce a columnar liquid jet column, and the horizontally spreading liquid on the solid surface will break up in several segments as time goes by. With the increase of Weber number, the secondary droplets are generated from liquid jet, and the columnar liquid jet rebounds away from the surface subsequently. If the Reynolds number, surface contact angle and the horizontal distance are set to be, respectively, 2000, 90° and 2, in particular, the non-dimensional length of liquid spread is unrelated to Weber number when the non-dimensional time $T < 2$, and it increases as the Weber number increases when $T > 2$. Meanwhile, the dynamic change characteristics of the non-dimensional liquid jet height are about the same during the jet rising, but the jet falling time becomes shorter as the Weber number decreases. Obviously, the bigger the Weber number, the bigger the biggest non-dimensional height of liquid jet and length of liquid spread are. On the other hand, with the increase of surface contact angle, the columnar liquid jet rebounds away from the surface and the spreading liquid breaks up much earlier on the surface. Also, the non-dimensional height of liquid jet and length of liquid spread grow with the increase of surface contact angle. In addition, in the case that the Weber number, Reynolds number and surface contact angle are set to be 32, 2000 and 90° respectively, we also find that the correlation between the biggest non-dimensional jet height and horizontal distance is not monotonic. Under the circumstances, the biggest non-dimensional height of liquid jet is achieved when the distance is set to be 2, and the phenomenon of liquid jet rebound occurs subsequently, whether the rebound phenomenon of the jet liquid column is related to the horizontal distance of the droplet or not. And finally, as the horizontal distance between the two droplets increases from 1.5 to 3, the non-dimensional length of liquid spread gradually increases.

Keywords: level set method, two droplets, height of liquid jet, length of liquid spread

PACS: 47.61.Jd, 47.55.D-, 47.55.df

DOI: 10.7498/aps.66.024702

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2015CB250905).

[†] Corresponding author. E-mail: gaoyajuncup@163.com