

单液滴正碰球面动态行为特性实验研究*

唐鹏博 王关晴† 王路 石中玉 李源 徐江荣

(杭州电子科技大学, 能源研究所, 杭州 310018)

(2019年7月25日收到; 2019年9月10日收到修改稿)

在考虑空气阻力影响, 确定液滴撞击球面速度的基础上, 对较高韦伯数液滴撞击干燥球面动态行为过程进行了实验研究, 分析了球面曲率与韦伯数对液滴撞击行为和铺展因子的影响, 并与前人撞击平面结果进行了对比. 实验表明, 靠近撞击球面时, 液滴降落速度出现明显波动; 球面曲率对液滴撞击后行为影响明显, 曲率较大时, 液滴撞击后铺展液膜会超出球面直径并滑落, 曲率较小时, 液滴撞击后在球面上呈现明显的铺展、回缩、震荡、着附动态变化行为, 此时最大铺展因子受曲率影响小, 随曲率减小, 逐渐趋向于撞击平面时的最大铺展因子; 韦伯数对液膜铺展速率影响较小, 但对液膜回缩时间影响明显, 最大铺展因子随韦伯数增加逐渐增大, 获得的关联式呈指数变化.

关键词: 液滴, 撞击, 球面, 流体动力学

PACS: 47.55.Ca, 47.55.nd, 47.55.df

DOI: 10.7498/aps.69.20191141

1 引言

液滴撞击固体表面现象广泛存在于工业生产中, 不仅体现在冶金工业中的喷雾冷却^[1], 内燃机中的喷雾燃烧^[2], 打印机的墨滴撞击纸面^[3]等方面, 而且广泛出现在石化行业的催化反应装置中^[4,5]. 液滴撞击壁面动态过程的精确控制在工业生产中显得尤为重要, 了解液滴与固体壁面撞击的动态行为规律, 掌握液滴撞击壁面后的动力学特性, 是深入研究液滴撞击动力学, 探究微小液膜粘附流动机理的关键所在, 而且对石油化工、燃油雾化、涂层等工业生产具有重要的指导意义.

为深入掌握液滴撞击固体壁面的动力学特性, 研究者们对液滴在撞击壁面后的动态行为变化进行了大量的研究^[6-10]. 研究者不仅分析了液滴表面张力^[11]、黏度^[12]等自身物性参数对撞击行为的影响, 而且分析了液滴撞击速度^[13]、角度^[14]、表面粗

糙度^[15,16]及界面结构等撞击界面参数的影响; 甚至还分析了周围环境温度^[17]、流体流动^[18]及当地重力加速度^[19]等环境因素的影响. Khoufech等^[20]研究了液滴大小、速度及黏度对撞击后液滴行为的影响, 指出黏度增大会抑制液滴铺展与反弹, 并基于韦伯数 We 和奥内佐格数 Oh 分析了液滴撞击后的四种行为状态. 在撞击液膜研究中, Huang和Zhang^[21]对液滴撞击不同厚度液膜行为特性进行了观察, 分析了流体种类、液滴大小、液滴速度的影响, 获得了撞击后弹跳、融合、喷射及飞溅行为临界转化的三种关联式. Vaikuntanathan等^[15]将亲疏水不同的平面连接在一起, 并以蒸馏水滴进行撞击实验, 实验表明亲水表面和疏水表面对液滴撞击后的铺展过程影响较小, 却在回缩过程中, 呈现出明显差别. Tang等^[22]分析了表面粗糙度对液滴撞击平面的影响, 发现最大展铺因子随粗糙度增加而略微降低, 给出了液滴从铺展到飞溅状态转变的临界值和表面粗糙度的经验关联式. Pasandideh-

* 浙江省自然科学基金(批准号: LY15E060007)和国家自然科学基金(批准号: 11574067)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gqwang@hdu.edu.cn

Fard 等^[23]采用实验和数值模拟方法,分析了表面张力和润湿性对水滴撞击不锈钢平面的影响,指出润湿性对液滴铺展影响较小,对回缩反弹阶段影响较大,并提出了液滴在平面上的铺展预测模型.

以上分析表明,研究者对液滴撞击壁面的研究过程中,撞击壁面结构的分析对象是以平面结构壁面为主^[24–26],近来有关研究液滴撞击复杂结构壁面的分析报道^[27,28]也逐渐受到关注. Liu 等^[29]通过撞击疏水圆柱形叶片,实验研究了液滴在垂直方向上不对称的收缩扩散行为特性,并采用格子 Boltzmann 模拟方法详细模拟了非对称扩散行为的动量和质量分布规律. Shamit 等^[30]实验研究了液滴撞击较小球面的液膜厚度变化情况,并用简化一维模型模拟了球面上液膜的流动,获得了液膜厚度的解析表达式. Liang 等^[31,32]以覆盖液膜球面为撞击对象,研究了液滴撞击薄液膜球面后的铺展过程,分析了曲率变化对铺展阶段的影响. Hardalupas 等^[33]以球面为撞击对象,研究了亚毫米级的液滴在球面上的状态变化临界值. Zhu 等^[34]利用扩散界面浸没边界法对中等韦伯数下液滴撞击球面动态特性进行了数值模拟,着重分析了韦伯数与液滴球面直径比对撞击后铺展与回缩特性的影响,获得了液膜在球面上铺展的厚度关联式 ($h_{L,\infty}(1+3/4\lambda_r^{-3/2})$), $h_{L,\infty}$ 为平面液膜厚度, λ_r 为球面直径与液滴直径比),确定了液膜回缩速率. 上述研究主要集中在中低韦伯数下液滴撞击过程的动态行为分析,有关较高韦伯数下液滴撞击干燥球面及分析球面曲率变化对撞击后动态行为影响的研究报道相对较少. 因此,本文在自行搭建的液滴撞击平台实验装置上,考虑空气阻力对液滴降落速度影响,在确定液滴撞击速度的基础上,开展了较高韦伯数下单液滴正碰干燥球面的动态行为研究,以动态铺展因子为指标,详细考察了液滴撞击干燥球面后的铺展、回缩震荡、附着稳定等行为的动态变化过程,分析了球面曲率与韦伯数对最大铺展因子的影响,并与前人撞击平面实验结果进行了对比.

2 实验系统与方法

2.1 实验装置

液滴撞击球面实验装置如图 1 所示. 该系统主要是由液滴生成器、撞击平台、动态过程监测模块及数据图像处理系统组成. 液滴生成器是由微流量

注射泵与微流量控制器构成. 微流量控制器是采用的兰格 TJP-3 A 注射驱动泵,并固定在支撑架可升降的平台上. 注射器采用 10 mL 标准医用注射器,针头外径 1.0 mm. 撞击平台主要是由带有水平仪基板、三维移动导轨、撞击壁面基座及撞击小球组成. 在相机记录液滴撞击行为的过程中,为保证相机拍摄记录的准确性,需调整相机镜头和撞击平台与水平面的夹角 α 在 0° — 10° 之间如图 1 所示.

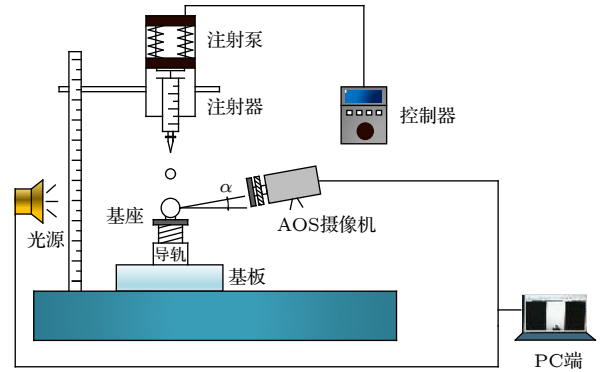


图 1 液滴撞击球面实验装置系统

Fig. 1. Experimental set up of the droplet impacting on spherical surface.

实验中撞击小球采用抛光后不锈钢金属小球,壁面几何结构参数如表 1 所示. 为了确定液滴在球面上的润湿性,对撞击小球的静态接触角进行多次测量,静态接触角的平均值为 65° . 动态过程监测模块主要是采用单色大功率的 LED 灯作为背景光源(连续输出光强可达 12700 lm),利用帧率为 1250 fps,像素为 $600 \text{ pixel} \times 800 \text{ pixel}$ 的 AOS 高速相机对液滴撞击球面的动态行为过程进行实时监测,通过网络数据传输将撞击动态行为过程存储于计算机中,通过自定义函数,利用 MATLAB 图像处理功能,对获得的动态图像进行处理,并进行相应的数据分析.

表 1 撞击壁面结构参数

Table 1. Structure parameters of impacting surface.

| 壁面结构 | 平面 | 球形 | 球形 | 球形 | 球形 | 球形 | 球形 |
|----------------------------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 撞击小球直径 d/mm | ∞ | 8 | 16 | 20 | 40 | 60 | 80 |
| 曲率 δ/mm^{-1} | 0 | 0.250 | 0.125 | 0.100 | 0.050 | 0.034 | 0.025 |

2.2 实验方法

实验时利用密度为 998 kg/m^3 蒸馏水作为撞

击液体, 并采用 Brookfield 黏度计对其室温下的黏度进行测量, 黏度 μ 为 0.893×10^{-3} Pa·s, 利用 BZY-2 界面张力仪测得蒸馏水的表面张力 σ 为 72×10^{-3} N/m.

实验时, 通过升降平台确定控制驱动泵的实验高度后, 利用微流量控制器驱动注射器, 使液滴在注射器针头上形成, 液滴生成大小与液滴物性以及针头外径密切相关 [35]. 在液滴形成并脱离针头后, 以自由落体形态撞击平台基板上的干燥固体壁面. 液滴撞击壁面的整个过程通过 AOS 相机实时记录, 并利用数据传输将液滴撞击的动态行为变化过程存储在计算机中. 随后调节升降平台上的驱动注射泵高度, 改变液滴撞击球面时的撞击速度, 进行液滴在不同撞击速度下的撞击动态行为实验. 对于获得液滴撞击图像, 通过自定义函数, 结合 MATLAB 图像处理功能对动态图像与数据进行处理. 此外, 降落液滴受空气阻力作用影响, 撞击点具有随机性, 难以确保实验中液滴每次精准撞击同一位置. 实验中为尽可能实现降落液滴撞击同一位置, 能够与球面正碰, 整个实验是在封闭环境中进行, 在尽量减小空气对降落液滴扰动的基础上, 不断调节三维导轨调整球面位置, 使液滴尽量撞击在同一位置上, 以最大偏差小于球垂直轴线偏心角 5° 为基准, 此时液滴切向速度分量远小于径向速度分量, 可认为液滴撞击仍属于正碰.

液滴撞击壁面过程中, 会呈现完全不同的形态, 因此, 液滴初始直径的确定依据形态不同, 确定方法也不相同. 如图 2 所示, 液滴撞击壁面之前, 液滴形状近似为椭球形 (图 2(a)), 液滴初始直径通过水平和垂直两个方向上的等效直径来确定, 即 $D_0 = \sqrt[3]{D_h^2 D_v}$ [36], 其中, D_h 和 D_v 分别为液滴水平直径和垂直直径. 因此, 依据撞击前的液滴形态, 对液滴图像 (图 2(a)) 处理, 测定 D_h 与 D_v , 并通过多次测定取平均值方法, 确定液滴撞击前的初始直径 $D_0 = 3.3$ mm. 液滴撞击平面时, 液滴铺展直径 D_t 为液滴三相接触线处的水平铺展长度 (图 2(b)). 液滴撞击球面时, 液滴铺展直径 D_t 为液膜沿球面壁面最大铺展弧长 (图 2(c)), 计算公式为

$$D_t = r \cdot 2\theta, \quad (1)$$

$$\theta = \arcsin \left(\frac{D^*}{2r} \right), \quad (2)$$

$$D_t = r \cdot 2\arcsin \left(\frac{D^*}{2r} \right), \quad (3)$$

其中 θ 为从球心到展铺边界的夹角, D^* 为液滴铺展边界的弦长距离.

液滴撞击壁面时的速度 V 是选取液滴中心点为对象, 通过分析该点在不同帧率下的位移变化量确定, 如图 2(d). 这样通过不同时间下的真实位移变化量计算确定的液滴速度, 可认为是液滴降落时的真实速度. 在撞击过程中, 液滴会受到液滴直径, 物性参数等众多因素影响, 影响因素复杂, 为简化分析, 减少影响因素, 用无量纲准则数韦伯数 We 与雷诺数 Re 来描述液滴撞击界面的影响,

$$We = \rho V^2 D_0 / \sigma, \quad (4)$$

$$Re = \rho V D_0 / \mu, \quad (5)$$

其中 ρ 为液滴密度, V 为撞击速度, σ 为液滴表面张力系数, μ 为液滴黏性系数. 由于液滴直径和撞击速度在重复实验中会有轻微变化, 所以在计算韦伯数 We 和雷诺数 Re 时会引起计算结果差异, 对多组相同工况下的实验进行描述时, 采用平均值 \pm 偏差的方法. 同时, 为描述液滴撞击壁面后的铺展行为, 引入液滴撞击壁面的无量纲弧长铺展因子 β 为

$$\beta = D_t / D_0. \quad (6)$$

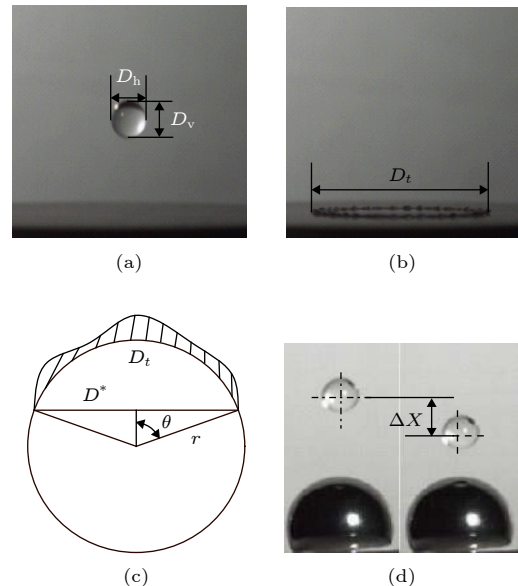


图 2 液滴速度和直径测量 (a) 撞击前; (b) 撞击平面; (c) 撞击球面; (d) 速度分析

Fig. 2. Measurement of droplet diameter and its velocity: (a) Before impacting; (b) impacting plane; (c) impacting spherical surface; (d) velocity analysis.

3 实验结果与分析

3.1 液滴撞击过程速度分析

图 3 是 $We = 632.76$, $Re = 13906.83$, $H = 80$ cm, 水滴撞击曲率 $\delta = 0.05$ mm⁻¹ 球面的降落速度动态实时分布, 虚线为忽略空气阻力影响的降落速度 V_a , 实线为考虑空气阻力影响的降落速度 V_t . 如图所示, 在降落初期液滴以自由落体方式从 $H = 80$ cm 高度开始降落, 在重力作用下开始加速下降, 液滴降落速度相对较小, 同时空气阻力对液滴作用时间亦较短, 液滴降落速度 V_a 与 V_t 基本相同, 速度误差基本可以忽略; 随降落时间增加, 重力加速度作用下, 液滴降落速度增大, 但作用于液滴的空气阻力亦逐渐增大, 考虑空气阻力影响的 V_t 开始明显低于 V_a , 速度误差逐渐增大; 同时, 非常有趣的是, 液滴降落速度 V_t 在撞击前出现明显的速度波动, 时均速度 (该波动期) 虽然也能继续增大, 但增加速率又进一步降低, 甚至造成撞击球面前一时刻的速度 ($V_t = 3.68$ m/s) 小于之前时刻的降落速度 ($V_{max} = 3.84$ m/s), 速度降低百分比达到 4.1%, 造成液滴撞击时刻的速度并不是实际降落过程中的出现最大速度. 这或许是因为当降落液滴靠近球面壁面上方时, 位于液滴与球面之间的空气受到降落液滴挤压作用后, 在降落液滴的驱动下, 开始沿着球面上方顶面向水平方向两侧流动, 但是由于球面表面对该空气流动阻力作用, 导致空气对液滴的反作用力 (空气阻力或曳力) 增加, 造成液滴降落速度在撞击前出现明显波动, 甚至在

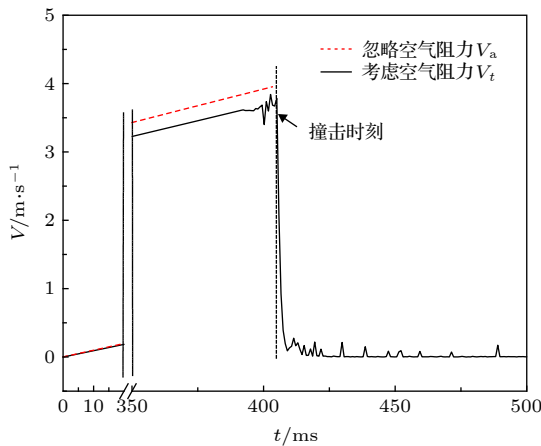


图 3 液滴下落的速度 ($\delta = 0.05$ mm⁻¹, $We = 632.76$)
Fig. 3. Velocity of the falling droplet ($\delta = 0.05$ mm⁻¹, $We = 632.76$).

撞击时刻液滴速度正好为波动低谷值. 当液滴撞击球面后, 液滴速度迅速降低到零, 随后在惯性作用下, 液膜在球形表面反弹震荡回缩, 在垂直轴线上速度分量较小, 随后液膜在球形表面上趋于稳定, 在 $t = 496$ ms 时液滴速度降为零, 静止着附在球面上.

为深入分析撞击壁面时的液滴速度, 图 4 给出了不同高度下, 水滴撞击球面时刻的速度分布 (考虑空气阻力), 并与 Range 和 Feuillebois^[37] 考虑空气阻力影响时液滴撞击平面速度经验关联式 (7) 式, 及忽略空气阻力影响后的液滴降落速度 (8) 式进行了对比.

$$V_{im} = \sqrt{\left(\frac{g}{A}\right) (1 - e^{-2A(H-D_0)})}; A = \frac{3}{4} \frac{\rho_{air} C_f}{\rho D_0}, \quad (7)$$

$$V_{im} = \sqrt{2g(H - D_0)}, \quad (8)$$

其中 H 为液滴初始高度, H_t 为液滴在 t 时刻的高度, ρ_{air} 为空气密度, C_f 为阻力系数, 取 $D_0 = 0.003$ m, $\rho_{air} = 1.225$ kg·m⁻³, $C_f = 0.8$ ^[37].

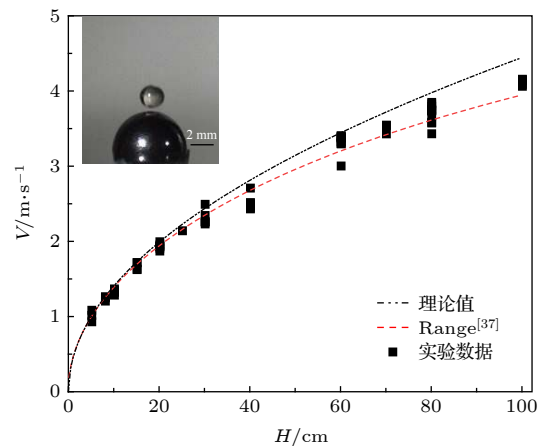


图 4 不同高度下降落液滴撞击时速度
Fig. 4. Impacting velocity of falling droplets at different heights.

如图 4 所示, 总体而言, 液滴撞击壁面时刻的速度分布, 都是随着水滴降落高度增加, 水滴撞击壁面时的速度逐渐增大, 呈现出明显的抛物线分布, 从定性方面分析, 具有明显的相似性. 在定量方面, 当液滴降落高度较小, 即 $H < 30$ cm 时, 液滴降落时间相对较短, 空气阻力在液滴降落过程中的作用时间相对较短, 实验获得液滴撞击球面时的撞击速度, 与 Range 和 Feuillebois^[37] 获得液滴撞击平面时的撞击速度及忽略空气阻力影响的自由

落体理论速度基本相同, 速度差别较小, 速度百分误差最大为 7.84%; 当 $H > 30$ cm 时, 随着液滴降落高度增加, 液滴降落速度逐渐增加, 但作用于液滴上的空气阻力随之增大, 空气阻力对液滴作用更加明显, 因此, 液滴撞击时刻的液滴速度明显低于忽略空气阻力的自由落体计算速度, 并且随着降落高度增加, 液滴撞击速度增加速率明显减小, 速度差别越明显; 当高度 $H = 100$ cm, 速度误差最大为 13.35%. 此外, 在相同降落高度下, 实验获得液滴撞击球面的撞击速度与 Range 和 Feuillebois^[37] 获得的撞击平面的撞击速度基本相同, 且随着降落高度增加, 液滴速度增加速率与 Range 和 Feuillebois^[37] 实验结果相吻合, 误差不超过 9.89%. 该误差可能是由于撞击平台及撞击壁面几何结构不同, 液滴与撞击平台上方空气产生的流动阻力不同, 使空气流动反作用于上方液滴的阻力(曳力)不一样, 造成测量结果存在差异; 或许液滴物性、环境温度及液滴初始直径等参数变化亦有一定影响.

3.2 球面曲率对撞击结果的影响

图 5 是 $We = 632.76$, $Re = 13906.83$ 时, 水滴撞击两种曲率球面的动态行为过程. 如图 5 所示, 在两种曲率下, 水滴撞击球面的动态行为过程存在较大差异.

撞击较小曲率球面 $\delta = 0.05$ mm⁻¹ 时 (图 5(a)), 液滴撞击球面后的动态行为是以球面顶部撞击点(即滞止点)为中心, 沿球面壁面向四周铺展, 形成铺展液膜, 随后回缩、震荡, 最终着附稳定在球面顶部. 从能量守恒角度上简单分析, 液滴在撞击球面前一时刻所具有的能量主要包括表面能和初始动能(选撞击点为势能零点); 撞击球面后 ($t = 0$ ms), 液滴动能在撞击点瞬间转化为静压能^[23,38], 并以该点为中心, 一部分克服液滴变形与流动的黏

性耗散, 一部分转化为切向流动动能, 驱动液滴变形部分向外铺展, 将垂直运动转化为沿球面向外铺展的切向运动. 此时流动动能除了克服黏性流动所做的功外, 还会随着气液界面与液固界面增加, 逐渐转化为液膜表面能. 同时, 由于球面曲率影响, 重力在球面切向方向分量会对液膜做功, 促进液膜向四周铺展, 并逐渐转化液膜表面能和势能. 在 $t = 4.8$ ms 时, 铺展液膜在重力和惯性力作用下与液膜表面张力作用达到平衡, 液膜铺展的流动动能降为零, 球面液膜表面能达到最大值, 液膜铺展达到最大铺展状态, 即铺展直径达到最大值. 随后, 在表面张力作用下, 球面液膜表面能随即转化为外缘液膜回缩动能, 克服液膜流动黏性耗散与重力做功, 驱动铺展液膜沿着球面向撞击点回缩(如 $t = 9.8$ ms), 随着液膜半径缩小, 表面张力作用逐渐减小, 在 $t = 20.8$ ms 时, 达到最大回缩状态, 剩余能量转化为静压能和液膜表面能, 形成液膜回缩期. 随后, 液膜静压能再次转化为液膜铺展的流动动能, 并与重力作用一起驱动液膜铺展后, 再次回缩, 继续克服液膜流动的黏性耗散与重力做功, 能量逐渐消耗, 沿球面铺展范围逐渐减小, 形成液膜震荡期. 当 $t = 60$ ms 时, 除自身表面能外, 液膜其余能量全部耗尽, 与空气、球面之间形成稳定的气-液-固三相接触线, 并以球面形态着附在球面顶部区域, 形成稳定的着附期, 整个撞击后的动态行为变化过程持续 60 ms. 以上分析表明, 液滴撞击球面后的动态铺展过程驱动是惯性力起主要作用, 在回缩震荡过程的驱动是液膜的表面张力起主要作用; 在整个动态行为变化过程中, 重力作用虽然对液膜在球面上的铺展起促进作用, 但亦对液膜回缩起抑制作用, 当液膜最终稳定着附在球面顶部时, 可认为其综合作用较小.

撞击 $\delta = 0.25$ mm⁻¹ 的较大曲率球面时 (图 5(b)), 液滴撞击球面后 ($t = 0$ ms), 同样会以球面顶部撞

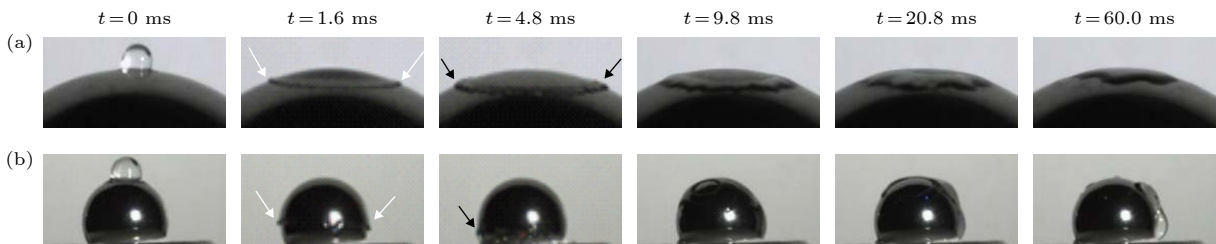


图 5 水滴撞击两种曲率球面的动态行为 ($We = 632.76$, $Re = 13906.83$) (a) $\delta = 0.05$ mm⁻¹; (b) $\delta = 0.25$ mm⁻¹

Fig. 5. Dynamic behavior of drops impacting on spherical surface of two curvatures ($We = 632.76$, $Re = 13906.83$): (a) $\delta = 0.05$ mm⁻¹; (b) $\delta = 0.25$ mm⁻¹.

击点为中心, 在液滴撞击时具有的初始动能作用下, 克服液膜与球面、及周围空气之间的黏性耗散, 沿球面壁面迅速向四周铺展, 并超出球面直径, 铺展液膜覆盖球面上半部分后, 继续向下半部分铺展, 形成“球冠状”(crown rim) 的铺展液膜如图 5(b) 中白色箭头所示, 产生显著的液膜凸起外缘环 ($t = 1.6$ ms); 随后, 在重力及铺展惯性力作用下, 克服液膜表面张力及流动黏性阻力, 位于球面下半部分的外缘凸起环沿球面继续向下流动, 脱离基体液膜后, 在重力与惯性作用下, 形成“冠指状”(fingering) 的铺展液膜如图 5(b) 中黑色箭头所示, 撞向下方基板并破碎飞溅 ($t = 4.8$ ms), 甚至会出现部分液膜直接滑落现象; 剩余基体液膜部分在表面张力作用下, 将液膜表面能随即转化为液膜回缩动能, 迅速回缩到球面顶部位置 ($t = 9.8$ ms), 并发生回缩震荡 ($t = 20.8$ ms), 直至达到新平衡状态 ($t = 60$ ms). 同时, 由于液膜铺展直径大于球面直径后, 液膜外缘凸起环在重力与惯性力作用下, 脱离液膜基体, 形成二次液滴, 甚至是直接滑落, 具有显著的随机性, 造成剩余基体液膜部分在球面上半部分的回缩不再是以撞击点为中心的整体回缩, 导致回缩过程、回缩区域、着附稳定区域不规则, 呈现出较强的随机性 ($t = 60$ ms). 此外, 仔细观察图 5(a) 中液膜铺展存在一定的非对称性, 这主要是由于实验不确定性造成的, 一方面由于空间气流扰动, 难以确保液滴与球面始终保持 100% 正碰, 液滴撞击点不是球面顶点, 会引起液膜的非轴对称铺展. 另一方面, 由于液滴在降落过程中形态的不断变化, 使得液滴撞击时刻并非理想球形, 也会引起液膜的非轴对称铺展; 同时, 液膜在以撞击点为中心向四周铺展的过程中, 所润湿球面并非完全各向同性 (润湿性、粗糙度), 对液膜铺展也会产生影响. 当速度增大或曲率增加时这一现象会更加明显.

为进一步分析球面曲率对液滴撞击铺展行为的影响, 图 6 给出 $We = 674 \pm \frac{11}{83}$, $Re = 14257 \pm \frac{1025}{1654}$ 时, 液滴撞击不同球面曲率下的铺展因子 $\beta(D_t/D_0)$ 动态分布. 如图 6 所示, 依据水滴撞击铺展因子的动态变化过程, 将液滴撞击球面铺展因子的实时分布划分为撞击前 I、铺展 II、回缩 III、震荡稳定 IV 四个状态期. 撞击前, 水滴在空气阻力作用下虽然以近似椭球形态向下降落, 但形变尺度较小, 水滴直径仍然是在初始直径附近震荡波动, 因此, 撞击前 (降落过程) 铺展因子值仍是在 1 附近; 液滴

撞击不同曲率球面后, 液滴迅速转为液膜向四周铺展, 进入铺展状态 II, 并迅速达到最大铺展状态, 液膜铺展速率, 即铺展因子变化率迅速增加.

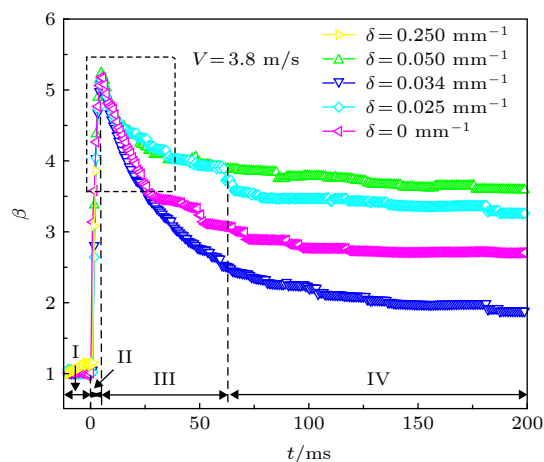


图 6 不同撞击曲率下的动态铺展因子实时分布 ($We = 674 \pm \frac{11}{83}$, $Re = 14257 \pm \frac{1025}{1654}$, $V_{im} = 3.8$ m/s)
Fig. 6. Dynamic spreading factor of droplet impacting on different curvatures ($We = 674 \pm \frac{11}{83}$, $Re = 14257 \pm \frac{1025}{1654}$, $V_{im} = 3.8$ m/s).

为便于更加清晰分析, 将该状态期对应铺展因子 (图 6 中虚线框) 进行局部放大, 如图 7 所示. 液滴进入铺展状态期后, 铺展因子迅速增大, 在较短时间内达到最大铺展状态, 铺展因子达到最大值 β_{max} , 且达到最大铺展状态的时间基本上都是在 $t = 4.8$ ms 附近, 说明球面曲率变化对液滴铺展状态期的时间影响较小; 随后, 铺展因子迅速减小, 说明液膜铺展直径又迅速变小, 球面上液膜进入到回缩状态期; 再随后, 随着时间增加, 铺展因子呈现出阶梯状下降, 并最终稳定在某一定值上, 说明液膜进入震荡稳定期. 同时可以看出, 球面上液膜回缩期与震荡稳定期之间分界并不清晰; 球面曲率不同, 液膜在球面上最终稳定的铺展因子数值并不相同, 说明液滴撞击球面后, 最终稳定着附在球面的润湿面积并不相同, 这是由于在撞击时撞击点位置出现差异而引起实验误差, 最终稳定值在撞击球面时无明显规律可循, 具有较强的随机性, 是由于实验不确定性引起的.

从图 7 中还可看出, 球面曲率对最大铺展因子无明显影响. 当球面曲率 $\delta = 0.25$ mm^{-1} 时, 撞击后的液滴迅速铺展, 液膜覆盖上半球面后, 达到最大铺展状态后, 铺展直径超出球面直径, 液膜外缘凸起环脱离基体, 形成二次液滴, 甚至是部分液膜直接滑落, 因此, 无需对后期回缩、震荡稳定期的铺

展因子分析, 如图 7 中箭头所示. 当球面曲率 $\delta < 0.05 \text{ mm}^{-1}$ 后, 水滴铺展因子几乎在同一时刻达到最大铺展因子, 且最大铺展因子与撞击平面时 ($\delta = 0$) 相差较小, 说明曲率变化对液滴铺展速率与最大铺展因子影响都较小.

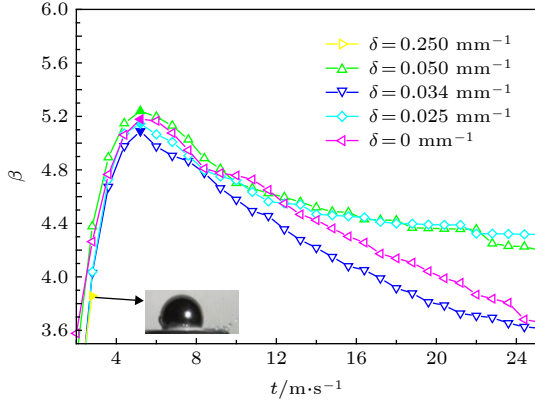


图 7 动态铺展因子局部放大

Fig. 7. Local enlarged image of the Dynamic spreading factor.

为深入分析球面曲率变化对最大铺展因子的影响, 图 8 给出了液滴在不同韦伯数下, 获得最大弧长铺展因子与球面曲率之间的实验结果. 如图 8 所示, 在相同工况条件下, 随着液滴韦伯数增加, 液滴初始动能逐渐增大, 液滴铺展动能相应增大, 撞击后的铺展因子逐渐增大; 在三种韦伯数下, 当 $\delta > 0.2 \text{ mm}^{-1}$ 时, 液滴撞击球面后铺展直径超出球面直径, 液膜边缘脱落, 撞击下面的基板破碎, 无法计算其最大铺展因子. 当 $0.167 \text{ mm}^{-1} < \delta < 0.2 \text{ mm}^{-1}$ 时, 低韦伯数液滴 (如 $We = 375$) 所获动能较低, 撞击球面后液膜没有超出球面直径, 会

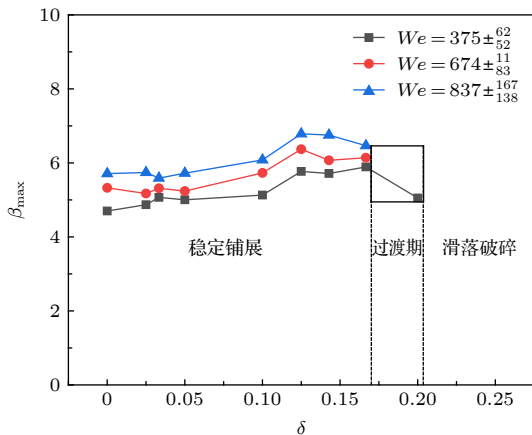


图 8 球面曲率对最大铺展因子的影响

Fig. 8. Influence of spherical curvature on the maximum spreading factor.

出现完整的回缩、震荡、稳定等状态; 增大韦伯数后 (如 $We = 674, 837$), 液滴初始动能增加, 撞击球面后达到最大铺展状态时, 沿着球面铺展的液膜边缘将超出球面直径, 导致液膜外缘直接滑落. 该球面曲率范围是液滴撞击球面后滑落破碎的临界过渡区, 液滴撞击后的动态行为主要受其撞击动能的影响. 当 $\delta \leq 0.167 \text{ mm}^{-1}$ 时, 球形壁面直径大于液滴最大铺展直径, 在此区间内, 液滴撞击球面后有完整稳定的铺展、回缩、震荡、稳定过程. 其最大铺展因子随曲率减小, 趋于一个稳定值, 并且与撞击曲率为零 (平面壁面) 的最大铺展因子相吻合, 球面曲率对液滴撞击后的铺展行为与过程影响较小.

3.3 韦伯数对撞击结果影响

图 9 是水滴在不同韦伯数下撞击球面曲率 $\delta = 0.125 \text{ mm}^{-1}$ 时的动态行为变化. 如图 9 所示, 在三种韦伯数下, 液滴撞击球面后都是以撞击点为中心, 迅速向四周方向铺展 ($t = 1.6 \text{ ms}$), 并在相同时间下达到最大铺展状态, 在球面上形成“球冠状” (crown rim) 覆盖液膜, 如白色箭头所示, 并在液膜外缘呈现明显的光滑凸起环; 随时间增加 ($t = 4.8 \text{ ms}$), 外缘环上开始出现均匀相间的“冠指” fingering 结构, 如黑色箭头所示; 随韦伯数增大, 液膜外缘凸起环越明显, 环上均匀相间的“冠指”结构更加清晰. 随后, 液膜在表面张力作用下, 迅速回缩, 不同韦伯数下, 液膜回缩、震荡时间存在明显差别; 随着韦伯数增大, 液膜经历回缩时间逐渐增加, 导致震荡稳定时间逐渐增加 (图 9(a)、图 9(b)、图 9(c) 稳定时刻), 液膜以“半球状”形态稳定的附着球面顶部, 需要达到附着稳定时间明显增加. 三种韦伯数下, 液滴撞击相同曲率球面时的动态行为都是经历了铺展、回缩、及震荡稳定的动态变化过程, 没有出现破碎、反弹等其他现象.

韦伯数对液滴撞击球面后的动态行为影响, 还可以更加清晰从液滴铺展因子 β 的动态实时分布中看出, 如图 10 所示. 依据液滴铺展因子的实时分布变化, 能够反映出液滴撞击球面后所经历的不同状态与经历时间, 如图 10(a) 中撞击前 I、铺展 II、回缩 III、及震荡稳定 IV 状态. 不同韦伯数下, 液滴撞击球面后, 铺展因子迅速增大, 铺展因子达到最大值时所经历的时间相互重合, 说明液滴铺展到达最大铺展状态所经历时间相同, 韦伯数变化对液滴铺展状态时间影响较小, 即韦伯数变化对液膜

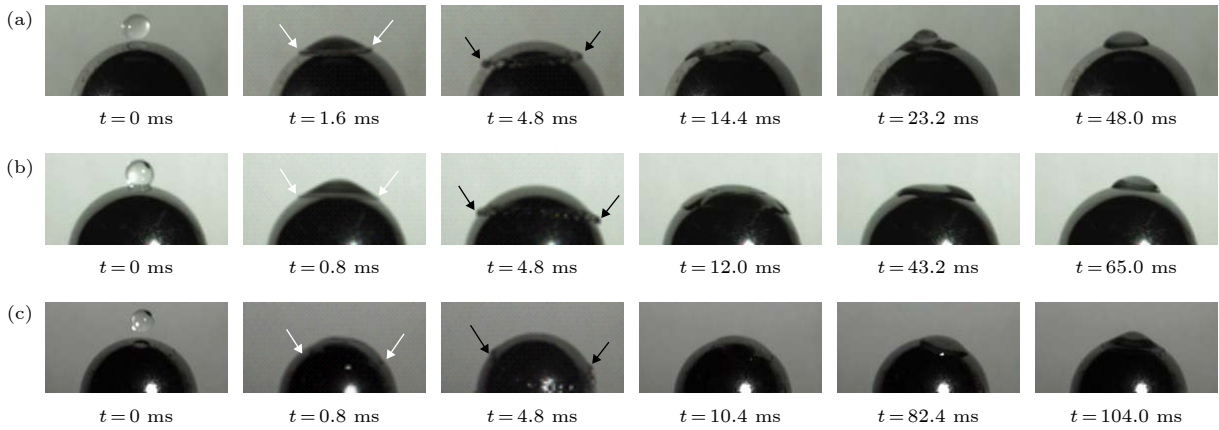


图 9 不同韦伯数下液滴撞击球面行为的动态过程 ($\delta = 0.125 \text{ mm}^{-1}$) (a) $We = 171.40$; (b) $We = 532.87$; (c) $We = 838.00$
 Fig. 9. Dynamic behavior of droplet impacting on spherical surface for different We ($\delta = 0.125 \text{ mm}^{-1}$): (a) $We = 171.40$; (b) $We = 532.87$; (c) $We = 838.00$.

铺展速率影响较小, 该结论与 Zhu 等^[34]的数值模拟分析结果相一致; 随后铺展因子随着时间增加逐渐降低, 说明进入回缩状态, 韦伯数不同, 液膜回缩时间存在明显差别, 韦伯数越大回缩时间也越长, 如 $We = 171.4$ 时, 回缩结束时刻 $t_{hs} = 48 \text{ ms}$; $We = 838$ 时, $t_{hs} = 104 \text{ ms}$. 因此, 韦伯数越大, 撞击后震荡稳定时间也相应增加. 此外, 为进一步对比和验证 Zhu 等^[34]数值模拟与实验结果吻合程度, 选取其中等韦伯数下 ($We = 144, \lambda_r = 5.0$) 液滴铺展动态因子变化过程与本实验中相似工况 ($We = 171.4, \lambda_r = 5.34, \delta = 0.125 \text{ mm}^{-1}$) 进行对比, 如图 10(b) 所示, 对比表明 Zhu 等^[34]数值模拟液滴动态铺展因子, 不论是在铺展状态, 到达最大铺展峰值状态, 以及震荡回缩状态的实时分布都与本实验结果吻合较好.

为了更加清晰的分析韦伯数对最大铺展因子的影响, 图 11 给出了水滴在不同韦伯数下撞击三种曲面 (含平面) 的最大铺展因子. 总体而言, 随着韦伯数逐渐增大, 液滴最大铺展因子逐渐增大, 最大铺展直径逐渐增大, 呈现出明显的指数函数分布. 这主要是因为, 在相同工况条件下, 随韦伯数逐渐增大, 液滴撞击球面惯性力逐渐增大, 即液滴撞击球面前的惯性动能越大, 液滴获得沿球面铺展的动能越大, 克服液滴沿壁面流动的黏性耗散能量越大, 液膜最大铺展直径逐渐增大, 即最大铺展因子逐渐增大. 但是, 当液滴最大铺展直径受到撞击球面直径大小的限制时, 或者说球面直径小于液滴最大铺展直径时, 往往会导致液膜外缘凸起环脱离基体, 形成二次液滴, 甚至是部分液膜直接滑落. 如

球面曲率 $\delta = 0.25 \text{ mm}^{-1}$, $We > 300$ 后, 韦伯数再增加, 所计算的最大铺展因子出现明显降幅波动 (图 11 中 Δ), 说明此时最大铺展直径明显大于球半径, 液膜外缘已经开始脱离液膜基体, 甚至是沿着

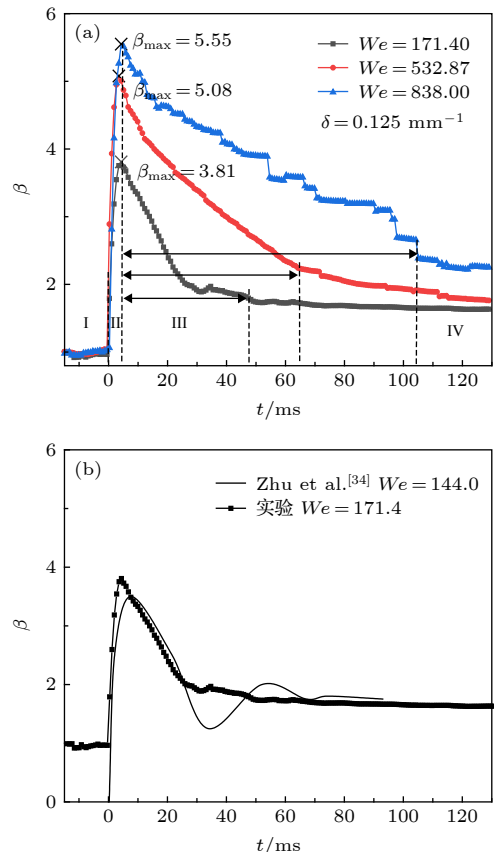


图 10 (a) 不同韦伯数下的动态铺展因子的实时变化; (b) 实验与 Zhu 等^[34]相似结果对比

Fig. 10. (a) Dynamic spreading factor of droplet impacting for different We ; (b) comparison with the results of Zhu et al.^[34].

撞击球面直接滑落到平台基座上, 故不会随着韦伯数增大而增加. 其次, 图 11 也能反映出球面曲率对最大铺展因子影响较小. 随韦伯数增大, 平面与球面最大铺展因子均逐渐增加.

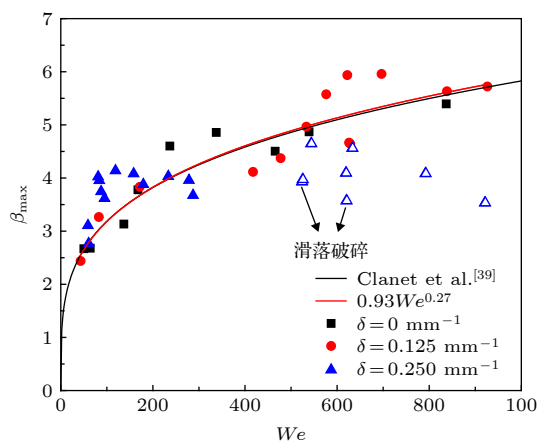


图 11 不同曲率下韦伯数对最大铺展因子的影响

Fig. 11. Influence of We on maximum spreading factor for different curvatures.

此外, 为更加清晰确定韦伯数与最大铺展因子之间的关系, 采用最小二乘法, 对不同韦伯数下的最大铺展因子数据结果进行回归分析, 得到在 $\delta = 0.125 \text{ mm}^{-1}$ 时液滴铺展因子与韦伯数经验关联式为

$$\beta_{\max} = 0.93We^{0.27}. \quad (9)$$

拟合曲线在图 11 中虚线表示, 从图 11 中可以看出, 撞击球面所得到的经验关联式竟然与 Clanet 等 [39] 的撞击平面的经验关联式 $D_{\max} = D_0We^{1/4}$ 相一致. 另外, 对于球面曲率 $\delta = 0.25 \text{ mm}^{-1}$, 且在 $We > 300$ 后, 液滴铺展会超出球面而滑落, 造成铺展因子计算失去实际意义.

4 结 论

在自行搭建的液滴撞击平台上, 考虑空气阻力对液滴撞击速度影响, 对较高韦伯数下液滴撞击干燥球面动态行为进行了实验研究, 得到以下结论.

1) 降落液滴靠近撞击球面时, 降落速度出现明显波动; 获得液滴撞击时刻速度与 Range 和 Feuillebois [37] 撞击平面的实验结果相吻合.

2) 当 $\delta > 0.2 \text{ mm}^{-1}$ 时, 如 $\delta = 0.25 \text{ mm}^{-1}$, $We > 300$ 时, 液滴撞击干燥球面后, 液膜铺展超出球面直径, 液膜外缘凸起环将脱离液膜基体, 产生二次

液滴, 甚至部分液膜沿球面直接向下滑落.

3) 当 $0.167 \text{ mm}^{-1} < \delta < 0.2 \text{ mm}^{-1}$ 时, 液滴撞击干燥球面后, 液膜将铺展到球面直径边缘. 较低韦伯数时, 液膜会在表面张力作用下在球面上回缩、震荡并附着稳定; 较高韦伯数时, 液膜会从球面直径边缘滑落; 该范围是滑落破碎到稳定铺展过渡态.

4) 当 $\delta < 0.167 \text{ mm}^{-1}$ 时, 液滴撞击球面后会展现铺展、回缩、震荡及附着稳定完整的动态行为过程; 液膜最大铺展因子受曲率影响较小, 随曲率减小, 逐渐趋于撞击平面时 ($\delta = 0 \text{ mm}^{-1}$) 的最大铺展因子.

5) 韦伯数对液滴铺展速率影响较小, 对液膜回缩状态影响明显; 随着韦伯数增大, 液膜回缩期逐渐增加, 最大铺展因子逐渐增大, 呈现指数分布; 获得撞击球面最大铺展因子关联式与 Clanet 等 [39] 撞击平面时结果相吻合.

感谢浙江大学能源清洁利用国家重点实验室的王涛教授、博士生刘飞在论文流体黏性测定实验过程中给予的指导和帮助.

参考文献

- [1] Hsieh S, Luo S 2016 *Int. J. Heat Mass Transfer* **92** 190
- [2] Zama Y, Odawara Y, Furuhashi T 2017 *Fuel* **203** 757
- [3] Lim T, Han S, Chung J, Chung J T, Ko S, Grigoropoulos C P 2009 *Int. J. Heat Mass Transfer* **52** 431
- [4] Gao J, Xu C, Lin S, Yang G, Guo Y 2001 *Aiche J.* **47** 677
- [5] Nayak S V, Joshi S L, Ranade V V 2005 *Chem. Eng. Sci.* **60** 6049
- [6] Rein M 1993 *Fluid Dyn. Res.* **12** 61
- [7] 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]
- [8] Huang H, Hong N, Liang H, Shi B C, Chai Z H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 084702 (in Chinese) [黄虎, 洪宁, 梁宏, 施保昌, 柴振华 2016 *物理学报* **65** 084702]
- [9] Chandra S, Avedisian C T 1991 *P Roy Soc. A-Math. Phys.* **432** 13
- [10] Ye X M, Zhang X S, Li M L, Li C X 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 184704 (in Chinese) [叶学民, 张湘珊, 李明兰, 李春曦 2018 *物理学报* **67** 184704]
- [11] Ding S Y, Wang R X, Xu R J, Zhang Y H, Cai J C 2016 *J. Chem. Ind. Eng.* **67** 2495 (in Chinese) [丁思源, 王瑞祥, 徐荣吉, 张一灏, 蔡骥驰 2016 *化工学报* **67** 2495]
- [12] Palacios J, Hernández J, Gómez P, Zanzi C, López J 2013 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **44** 571
- [13] Zhang B, Han Q, Yuan X F, Li J Y 2013 *J. Xi'an Jiaotong Univ.* **47** 23 (in Chinese) [张彬, 韩强, 袁小芳, 李景银 2013 *西安交通大学学报* **47** 23]
- [14] Yao Y N, Li C, Tao Z, Yang R 2019 *J. Tsinghua Univ. (Sci. Technol.)* **59** 129 (in Chinese) [姚一娜, 李聪, 陶振翔, 杨锐]

- 2019 清华大学学报(自然科学版) **59** 129]
- [15] Vaikuntanathan V, Kannan R, Sivakumar D 2010 *Colloids Surf., A* **369** 65
- [16] Hu H B, Huang S H, Chen L B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084702
- [17] Feng W, Zheng G, Nie W S 2016 *J. Propul. Technol.* **37** 1136 (in Chinese) [冯伟, 郑刚, 聂万胜 2016 推进技术 **37** 1136]
- [18] Zhao Y W, Yang L B, Ge K, Li Y J 2014 *J. Combust. Sci. Technol.* **2014** 20 (in Chinese) [赵宇炜, 杨龙滨, 葛坤, 李彦军 2014 燃烧科学与技术 **2014** 20]
- [19] Xie C, Zhang J, Bertola V, Wang M 2016 *J. Colloid Interface Sci.* **463** 317
- [20] Khoufch A, Benali M, Saleh K 2015 *Powder Technol.* **270** 599
- [21] Huang Q, Zhang H 2008 *Pet. Sci.* **5** 62
- [22] Tang C, Qin M, Weng X, Zhang X, Zhang P, Li J, Huang Z 2017 *Int. J. Multiphase Flow* **96** 56
- [23] Pasandideh-Fard M, Qiao Y M, Chandra S, Mostaghimi J 1996 *Phys. Fluids* **8** 650
- [24] Khojasteh D, Kazerooni M, Salarian S, Kamali R 2016 *J. Ind. Eng. Chem.* **42** 1
- [25] Liu Q Z, Kou Z M, Han Z N, Gao G J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 234701 (in Chinese) [刘邱祖, 寇子明, 韩振南, 高贵军 2013 物理学报 **62** 234701]
- [26] Sun Z H, Han R J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3185
- [27] Khojasteh D, Kazerooni N M, Marengo M 2019 *J. Ind. Eng. Chem.* **71** 50
- [28] Li Y J, Huang J J, Xiao X B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 184701 (in Chinese) [李玉杰, 黄军杰, 肖旭斌 2018 物理学报 **67** 184701]
- [29] Liu Y, Andrew M, Li J, Yeomans J M, Wang Z 2015 *Nat. Commun.* **6** 1
- [30] Shamit B, Ilia V R, Cam T 2007 *Phys. Fluids* **19** 032102
- [31] Liang G, Guo Y, Mu X, Shen S 2014 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **55** 150
- [32] Liang G T, Guo Y L, Shen S Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184703 (in Chinese) [梁刚涛, 郭亚丽, 沈胜强 2013 物理学报 **62** 184703]
- [33] Hardalupas Y, Taylor A M K P, Wilkins J H 1999 *Int. J. Heat Fluid Fl.* **20** 477
- [34] Zhu Y, Liu H, Mu K, Gao P, Ding H, Lu X 2017 *J. Fluid Mech.* **82** 4
- [35] Tabakova S, Feuillebois F 2004 *J. Colloid Interface Sci.* **272** 225
- [36] Rioboo R, Marengo M, Tropea C 2002 *Exp. Fluids* **33** 112
- [37] Range K, Feuillebois F 1998 *J. Colloid Interface Sci.* **203** 16
- [38] Huang Y C, Hammitt F G, Yang W J 1973 *J. Fluids Eng.* **95** 276
- [39] Clanet C, Béguin C, Richard D, Quéré D 1999 *J. Fluid Mech.* **517** 199

Experimental investigation on dynamic behavior of single droplet impacting normally on dry sphere^{*}

Tang Peng-Bo Wang Guan-Qing[†] Wang Lu Shi Zhong-Yu
Li Yuan Xu Jiang-Rong

(*Energy Institute, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China*)

(Received 25 July 2019; revised manuscript received 10 September 2019)

Abstract

The phenomenon that droplets impacting on the solid surface is ubiquitous in industrial applications such as spray cooling, spray painting, ink-jet printing, and fuel-air mixing internal combustion engines. The dynamic of droplet impacting on solid surface has been a hot topic in the area of fluid mechanics. Most of the existing experimental studies focused on the droplet impacting on flat or cylinder surface whereas the droplet impacting on a dry sphere surface, especially its effect from the sphere curvature, has been less investigated. Therefore, the dynamic behavior of a droplet impacting normally on a dry sphere is experimentally investigated at the relatively high Reynolds and Weber number in the present work. The impacting velocity of the droplet on the sphere is discussed with consideration of air resistance effect. The influences of spherical curvature and Weber number on the dynamic behavior and spreading factor are analyzed. The experimental results are compared with those of previous impacting flat researches. The results show that the drop velocity fluctuates significantly near the impacting sphere. The influence of the spherical curvature on the dynamic behavior of the droplet impact is obvious. The maximum spreading diameter of the liquid film will exceed that of the sphere with a curvature greater than 0.2 mm^{-1} , and some segments of the liquid film rim even slide down directly. When the spherical curvature is less than 0.167 mm^{-1} , the dynamic behaviors of the impacting droplet will undergo the spread, retraction, oscillation, and stable attachment after impacting. Then the maximum spreading factor of the droplet impacting sphere is little influenced by the curvature, and gradually tends to that of the droplet impacting plane with curvature decreasing. The Weber number has little influence on the spreading velocity of the liquid film, but obvious on the retraction. The maximum spreading factor gradually increases with Weber number increasing. A simple empirical correlation for the maximum spreading factor is obtained. This study conduces significantly to further investigating the dynamic characteristics of droplets impacting on the sphere.

Keywords: droplet, impingement, spherical surface, hydrodynamics

PACS: 47.55.Ca, 47.55.nd, 47.55.df

DOI: [10.7498/aps.69.20191141](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191141)

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LY15E060007) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11574067).

[†] Corresponding author. E-mail: gqwang@hdu.edu.cn