

DOI:10.11918/202104085

壁面过冷度对液滴撞击动力学的影响

尚宇恒, 侯予, 白博峰, 钟昕

(西安交通大学 能源与动力工程学院, 西安 710049)

摘要: 为深入探究液滴撞击过冷壁面的动态特性以及不同参数对液滴铺展过程的影响, 针对液滴撞击硅片的动态铺展行为进行了可视化实验研究, 通过改变撞击速度以及液滴尺寸获得了大范围韦伯数下液滴铺展特性随壁面过冷度变化的普遍规律。结果表明, 壁面过冷条件下, 在不同韦伯数区域, 液滴最大铺展直径随壁面温度的升高呈现不同的变化趋势。在低韦伯数区域 ($We < 190$), 由于液体黏性及表面张力降低, 液滴最大铺展因子随着壁面过冷度的降低而增大; 在高韦伯数区域 ($We > 190$), 液滴最大铺展因子随着壁面过冷度的降低呈现先下降后上升的趋势, 该非线性趋势是壁面温度上升导致最大无量纲指状长度的减量与最大内部铺展因子的增量相互竞争的结果; 韦伯数为 209 时, 壁面温度从 $-36.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 上升至 $-27.6\text{ }^{\circ}\text{C}$, 导致最大铺展因子降低 5.9%; 较大的韦伯数是液滴四周形成指状形态的前提, 较低的壁面温度会加剧液膜减速从而强化该形态; 液滴达到最大铺展直径的时间随着壁面温度的上升略有增加, 随着液滴尺寸的增加显著增加, 但几乎不随撞击速度发生变化。研究结果揭示了壁面过冷度对液滴撞击动力学的显著影响, 可为控制固-液接触面积的新策略提供理论依据。

关键词: 液滴撞击; 动态铺展; 壁面过冷度; 手指状形态; 铺展因子

中图分类号: TK121

文献标志码: A

文章编号: 0367-6234(2022)07-0104-07

Effect of surface subcooling on the droplet impacting dynamics

SHANG Yuheng, HOU Yu, BAI Bofeng, ZHONG Xin

(School of Energy and Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: To study the dynamic characteristics of a droplet impact on a supercooled surface and the influence of different parameters on the spreading process of the droplet, the spreading behavior of a single water droplet impacting on a silicon surface has been experimentally investigated. Various impact velocities and droplet sizes are employed to enlarge the Weber number range. Results show that under the subcooling condition of the surface, the droplet spreading dynamics with the increasing of surface temperature exhibits a complex dependence on the Weber number. For a small Weber number ($We < 190$), the maximum spreading factor shows a monotonic increase with the decreasing of surface subcooling due to a smaller liquid viscosity and surface tension. In the high Weber number region ($We > 190$), the maximum spreading factor first decreases and then increases with the decreasing of surface subcooling. The non-monotonic relationship is ascribed to the competition between the decreased non-dimensional maximum fingering length and the increased maximum interior spreading factor with the increasing of surface temperature. In the case of $We = 209$, the surface temperature increases from $-36.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $-27.6\text{ }^{\circ}\text{C}$, resulting in 5.9% decrease of the maximum spreading factor. A relatively high Weber number leads to the formation of a fingering pattern, and a low surface temperature strengthens the phenomenon attributed to the enhanced deceleration of the liquid film. The moment at the maximum spreading diameter weakly increases with the surface temperature and strongly increases with the droplet size, while it barely increases with the impact velocity.

Keywords: impact droplet; spreading dynamics; surface subcooling; fingering pattern; spreading factor

液滴撞击固体表面现象普遍存在于自然界和日常生活中, 并且广泛应用于各类工业过程和技术中,

如喷雾冷却^[1]、喷墨打印^[2]、农药喷洒^[3-4]、血迹模式分析^[5]等。液滴撞击固体壁面的动态过程是一个涉及气、液、固多相耦合的复杂流动问题, 研究其动力学行为特性, 不仅能了解自由表面多相流流动问题的本质, 而且对相关技术应用具有非常重要的指导意义。例如, 基于血迹覆盖模式可提取血滴撞击信息, 有助于刑事案件调查; 增大农药液滴的润湿面积能增强除草除虫效果。研究发现, 液滴在固体壁面上的动态行为主要受撞击参数(液滴尺寸^[6]、撞击速度^[7-8])、液体性质(表面张力^[9]、液体黏性

收稿日期: 2021-04-20

基金项目: 国家自然科学基金资助(51806163);

结冰与防除冰重点实验室开放课题(IADL20190101);

中央高校基本业务费(ND6J005, xjh012019017)

作者简介: 尚宇恒(1996—), 女, 硕士研究生;

侯予(1973—), 男, 教授, 博士生导师;

白博峰(1971—), 男, 教授, 博士生导师;

钟昕(1987—), 女, 特聘研究员, 博士生导师

通信作者: 钟昕, zhongxin0521@xjtu.edu.cn

力^[10]、壁面参数(壁面粗糙度^[3]、壁面温度^[11-12]、壁面润湿性^[13])、环境条件(温度及压强^[14])等因素的综合影响。

复杂的动态液滴碰撞现象是惯性力、毛细力、黏性力三者相互作用的结果,为了表征各种作用力的强弱,通常采用韦伯数 $We = \rho D_0 V_0^2 / \sigma$ 和雷诺数 $Re = \rho D_0 V_0 / \mu$ 来分别量化惯性力与表面张力、惯性力与黏性力的比率。在 $We \gg 1$ 和 $Re \gg 1$ 的情况下,液滴在接触壁面后的几 ms 内会经历较大的形变,直至到达最大铺展,这一过程为铺展阶段。随后由于表面存在润湿性差异,液滴发生不同程度的回缩,甚至完全脱离表面。各种参数对液滴的铺展阶段具有显著影响, We 的增加会导致更大的惯性力,从而增大铺展速度以及覆盖面积。撞击速度相对较低时,表面粗糙度仅微弱地阻碍液滴的铺展行为^[15]。随着 We 进一步增大,液体薄膜四周会形成指状形态,或出现由于液膜动能远大于表面能而产生的飞溅现象^[16]。

在液滴撞击动力学领域,分析及预测最大铺展因子是关键问题之一。通过改变液体密度、黏性、表面张力等物理性质,能有效控制液滴的铺展面积。例如,使用水和甘油的混合物,可研究液体黏性对铺展程度的影响。Lee 等^[15]的研究结果表明,由于黏性耗散快速消耗液滴动能,黏度大的液滴铺展面积更小,并且能更快速地形成最大铺展直径。然而, Qin 等^[10]发现,在相对较小的韦伯数下 ($We < 30$),最大铺展因子随着黏度的增加呈现先上升后下降的趋势。这是因为在该工况下,液滴的变形和内部流动并不是由惯性力主导的,此时黏性力的作用较强。此外,许多学者采用乙醇^[17]、添加活性剂的方式^[18]来研究表面张力对液滴铺展过程的作用规律,结果表明,较小的表面张力会导致更小的能量耗散率,从而推迟最大铺展面积的形成^[17]。

上述研究表明,液体黏度和表面张力显著影响液滴撞击的动力学行为。目前,大多研究采用不同液体或者两种液体的混合物来研究黏性和表面张力对液滴铺展行为的影响。当壁面温度改变时,尤其是壁温低于液滴的液固相变点时,液滴的表面张力和黏度均会发生变化,但针对壁面过冷度对液滴铺展过程的影响的认知仍较为有限,一些问题仍有待回答,例如液滴铺展是否随着壁面过冷度的增加而减弱? 撞击韦伯数是如何影响过冷条件下的液滴铺展行为的?

基于上述问题,本文采用实验手段,针对大范围韦伯数下壁面过冷度对液滴铺展特性的影响展开研究,获得了过冷温区液滴铺展的作用规律,相关研究

结果可为控制固-液接触面积提供理论支撑。

1 实验方法与装置

图 1 为液滴撞击冷表面的实验装置图,包括液滴发生系统、高速摄像系统以及壁面控温系统 3 部分。实验工质为 22 ℃ 的去离子水,其密度为 997.77 kg/m³,表面张力为 72.48×10⁻³ N/m,黏度为 0.954 4×10⁻³ Pa·s。在开始实验之前,首先使用超声波清洗仪清洁表面。微量针泵以缓慢的速度推动液体,当液体的重力大于表面张力时,液滴从针头滴落。通过改变针头尺寸,获得初始直径范围为 2.21~3.10 mm 的液滴,液滴撞击速度范围为 2.21~2.62 m/s。为清晰观测液滴撞击壁面的动态行为,采用高速摄像机与冷光源对液滴撞击全过程进行了拍摄,拍摄速度为 10 000 帧/s。实验开始前调节冷光源角度及亮度,以及高速相机位置、焦距,确保视场中的液滴轮廓清晰。相机的高度和拍摄角度通过三脚架进行调节,冷光源主体的高度通过升降台控制,并且冷光源探头也具备一定伸缩调节功能,确保光从合适的角度照亮拍摄画面。高速相机与电脑连接,用于控制拍摄的开始、结束以及实时显示拍摄的内容。为校正拍摄画面尺寸,在每次实验过程中以相同的角度拍摄已知长度参照物,从而获得拍摄尺寸与实际尺寸之间的比例尺,经过计算得到图像中数据的实际值。

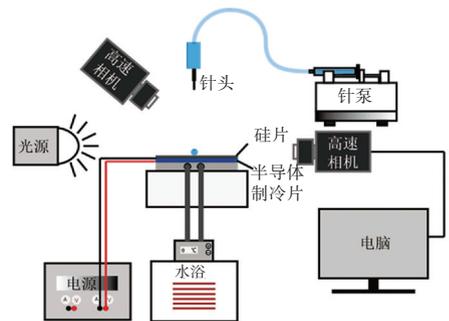


图 1 实验系统图

Fig.1 Schematic diagram of experimental setup

采用亲水硅片作为实验壁面,1 μL 去离子水在该壁面上的静态接触角约为 59.6°,该壁面的粗糙度 Ra 为 0.52 nm,壁面温度由半导体制冷片和恒温浴仪进行控制。采用稳压电源为半导体制冷片供电并调节其功率,半导体制冷片的热端与恒温水浴仪的冷模块相接,通过及时散热使冷端温度降至更低。本研究采用 K 型热电偶实时检测壁面温度,该热电偶的测量误差为 ±0.3 K,壁温 (θ_s) 的变化范围为 -36.6~-10.2 ℃,壁面导热系数随壁温发生变化,相应变化范围为 232.06~198.48 W/(m·K)。为减少

实验误差,每一实验工况重复进行 3 次并计算出 3 组数据的标准差,如式(1)所示,所有标准差的大小采用误差棒的形式在数据图中表示。环境温度和相对湿度分别控制在 $(22 \pm 1)^\circ\text{C}$ 和 $(38 \pm 2)\%$ 。

$$\eta = \sqrt{\frac{1}{3} [(x_1 - \bar{x})^2 + (x_2 - \bar{x})^2 + (x_3 - \bar{x})^2]} \quad (1)$$

式中: x_1, x_2, x_3 分别代表 3 次重复实验的测量数据, \bar{x} 为 3 次测量数据的平均值。

2 结果与讨论

2.1 液滴碰撞动态铺展现象

4 组不同工况下的液滴动态撞击过程如图 2 所示,实验工况分别为:

- (a) $D_0 = 2.21 \text{ mm}, \theta_s = -36.5^\circ\text{C}, V_0 = 2.21 \text{ m/s}$;
- (b) $D_0 = 2.21 \text{ mm}, \theta_s = -36.5^\circ\text{C}, V_0 = 2.62 \text{ m/s}$;
- (c) $D_0 = 2.21 \text{ mm}, \theta_s = -15.1^\circ\text{C}, V_0 = 2.62 \text{ m/s}$;
- (d) $D_0 = 3.10 \text{ mm}, \theta_s = -36.5^\circ\text{C}, V_0 = 2.62 \text{ m/s}$ 。

将液滴接触壁面瞬间的时刻定义为初始时刻, $t = 0 \text{ s}$ 。从图 2 中可以看出,在撞击之后的初始阶段 ($t = 0.6 \text{ s}$),液滴的顶部继续保持球形,底部逐渐向外扩展。随着时间的推移,液滴继续向外铺展,由于黏性耗散和表面张力的限制,在 $2.0 \sim 2.4 \text{ ms}$ 左右到达最大铺展直径 (D_{max}),形成“披萨状”形态(中间为薄的液体层,四周具有花瓣状凸出)。由于壁面的亲水性质和液滴底部迅速结冰,液滴几乎不发生

回缩现象,上层液体继续震荡直至平衡状态。

液滴铺展至最大程度时刻 (t_{max}) 的动态行为说明液滴铺展与撞击速度、壁温、液滴尺寸等参数相关。当 $\theta_s = -36.5^\circ\text{C}$ 时,随着撞击速度的增加,液滴的四周出现了指状形态,如图 2(a) 和 (b) 所示。在撞击速度相对较大的情况下,持续降低壁面温度会进一步强化指状形态,如图 2(b) 和 (c) 所示。在壁温较低且撞击速度较大的工况下,随着液滴尺寸的增加,指状现象进一步加剧,指端脱离形成飞溅子液滴,如图 2(d) 中 $t = 2 \text{ ms}$ 时的红色圆圈所示。上述结果表明,足够大的撞击速度是形成指状形态的前提,高壁面过冷度和大液滴尺寸会强化这一现象,这与指状形态的形成机理一致。指状形态是由泰勒-瑞利不稳定性触发的,这种不稳定性出现在两种具有不同密度的流体之间。当密度低的流体推动密度高的流体时,该不稳定性则会发生。当 V_0 较大时,更多的空气被限制在液滴和基板之间,这些空气即为低密度流体,可触发强烈的不稳定性,最终导致指状形态的产生。相反,在较低的 V_0 下,被限制空气较少,不足以触发强烈的泰勒-瑞利不稳定性。较大的液滴会增加被限制空气,从而强化泰勒-瑞利不稳定性。另外,液膜边缘突然减速也会强化该不稳定性,增强指状形态。导致液膜边缘减速的原因说法不一,Allen 等^[19]发现黏性力导致减速的发生,而 Thoroddsen 等^[20]则发现液体表面张力是减速的主要原因。这两个力均随壁面温度的降低而增加,所以较低的壁面温度会强化指状形态。

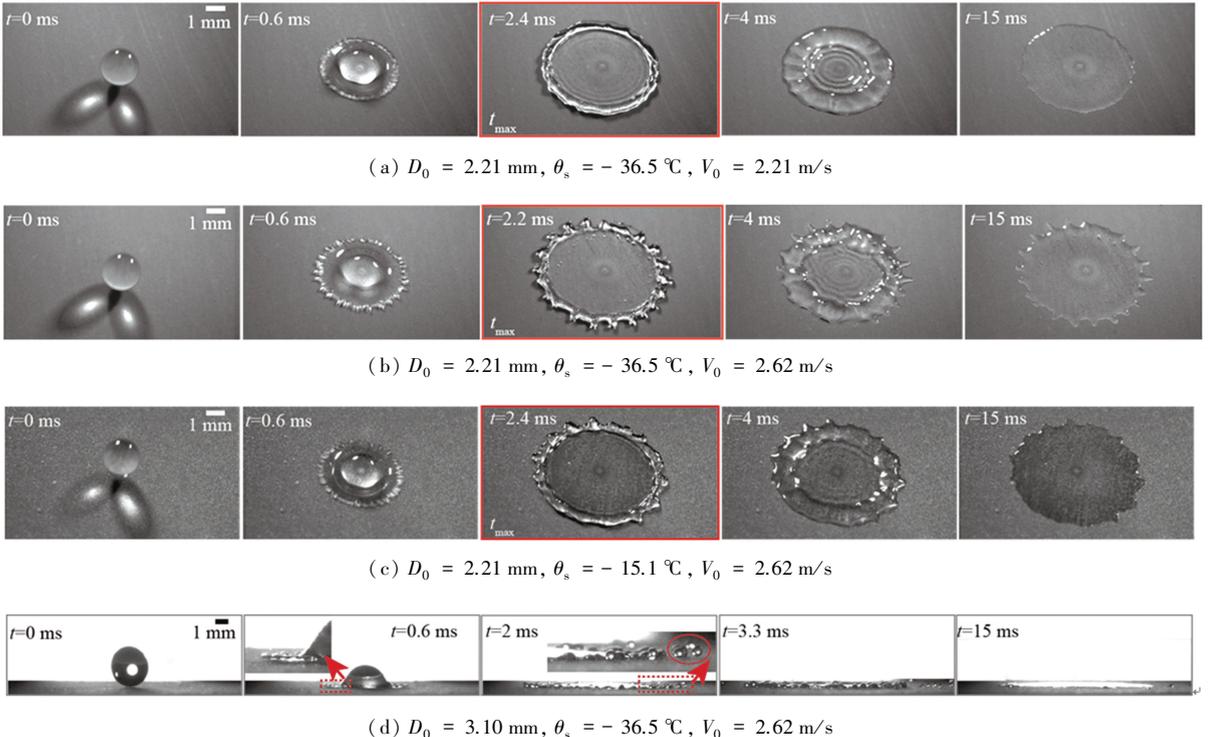


图 2 不同工况下液滴撞击过冷壁面的拍摄图

Fig.2 Snapshots of water droplets impacting on supercooled surface under different experimental conditions

2.2 铺展阶段换热模型

本研究在铺展过程中并未观测到明显的结冰现象,为了进一步检验结冰对铺展过程的影响,这里提出了一个简化的换热模型来估算液滴冻结开始的时刻,以典型工况 ($D_0 = 3.10 \text{ mm}$, $V_0 = 2.21 \text{ m/s}$, $\theta_s = -36.6 \text{ }^\circ\text{C}$) 为例, $-36.6 \text{ }^\circ\text{C}$ 为本研究中最低壁面温度。如图 3 所示,液滴在铺展过程中的几何形状假设为高度 $h(t)$ 、直径 $D(t)$ 的圆饼状,并均分为 $n = 800$ 层,每一层的高度为 $\Delta h(t) = h(t)/800$,每一层“ i ”具有均匀的温度 θ_i ,上下相邻层“ $i + 1$ ”和“ $i - 1$ ”的温度分别为 θ_{i+1} 和 θ_{i-1} , $i = 1$ 和 $i = 802$ 层的温度分别等于壁面温度和室温。随着液滴的不断铺展,通过拍摄视频测得 $D(t)$ 的变化范围是 $1.35 \sim 11.85 \text{ mm}$ 。通过体积守恒得到 $h(t)$ 相应从 10.90 mm 减小至 0.14 mm 。为了简化模型,忽略密度、传热系数和导热系数随温度的变化。

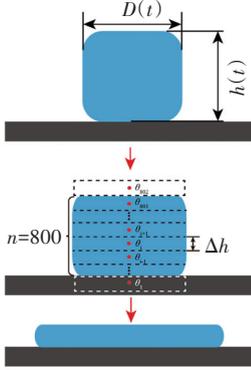


图 3 模型示意图

Fig.3 Schematic diagram of the model

对与壁面直接接触的液体层而言,即 $i = 2$, 换热方式主要包括水在壁面上流动产生的强制对流换热以及液滴与壁面之间的导热。该对流换热项为 $0.25\alpha_{wt} \pi D(t)^2 (\theta_2(t) - (\theta_2(t) + \theta_1(t))/2)$, 其中 α_{wt} 为水的强制对流换热系数,量级约为 $10^{[21]}$, $T(t)$ 为

铺展过程中每一个液体层的平均温度。导热项为 $0.25k_1 \pi D(t)^2 [(\theta_2(t) - (\theta_2(t) + \theta_1(t))/2)]/[2\Delta h(t)]$, 其中 k_1 为水在常温下的导热系数,为 $0.602 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$ 。通过固液界面的对流换热量与导热项之比约为 $10^{-4} \sim 10^{-2}$,表明可忽略对流换热项。

对液滴的顶层而言,即 $i = 801$,换热方式主要包括作用在气液界面的空气强制对流换热以及从该层到下层液体的导热。该对流换热项为 $0.25\alpha_{air} \pi \cdot D(t)^2 ((\theta_{802}(t) + \theta_{801}(t))/2 - \theta_{801}(t))$, 其中 α_{air} 为空气的强制对流换热系数,量级约为 $10^{[21]}$ 。导热项为 $k_1 \pi D(t)^2 / 4 ((\theta_{801}(t) - \theta_{800}(t))/\Delta h(t))$, 由于 $(\theta_{802}(t) - \theta_{801}(t))$ 和 $(\theta_{801}(t) - \theta_{800}(t))$ 处于相同量级,可得对流换热项与导热项之比约为 $10^{-6} \sim 10^{-4}$,表明可忽略气液界面的对流换热项。

对中间层 i 而言,换热方式主要包括作用在气液界面的空气强制对流换热,从上层液体 $i + 1$ 到该层的导热,以及从该层到下层液体 $i - 1$ 的导热。该对流换热项为 $\alpha_{air} \pi D(t) \Delta h(t) (\theta_{air}(t) - \theta_i(t))$, 该层与下层液体的导热项为 $k_1 \pi D(t)^2 / 4 ((\theta_i(t) - \theta_{i-1}(t))/\Delta h(t))$ 。考虑极限条件下该层冷却至 273.15 K ,得到 $\theta_{air} - \theta_i(t) \leq \theta_{air} - 273.15 \approx 22 \text{ K}$, $\theta_i(t) - \theta_{i-1}(t)$ 近似视为 $(\theta_{air} - \theta_s)/n \sim 10^{-2} \text{ K}$,并将铺展过程中 $D(t)$ 和 $h(t)$ 的变化情况纳入考虑范围,得到作用在气液界面的对流项与该层到下层导热项的比值约为 $10^{-7} \sim 10^{-2}$,表明可忽略该对流项。经过时长 Δt 后,内能的变化量为 $\rho_1 C_{p,1} (\pi D(t + \Delta t)^2) / 4 \cdot \Delta h(t + \Delta t) \theta_i(t + \Delta t) - \rho_1 C_{p,1} \pi D(t)^2 / 4 \Delta h(t) \theta_i(t)$, 其中 $C_{p,1}$ 为水在室温下的比热容,约为 $4182.8 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ 。

根据能量守恒,总的换热量等于内能的变化量,结合对顶层、底层和中间液体层的上述分析,可将 i 层的能量守恒表示为:

$$\left\{ \begin{aligned} & \rho_1 C_{p,1} \frac{\pi D(t + \Delta t)^2}{4} \Delta h(t + \Delta t) \theta_i(t + \Delta t) - \rho_1 C_{p,1} \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta h(t) \theta_i(t) = k_1 \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta t \frac{\theta_{i+1}(t) - \theta_i(t)}{\Delta h(t)} - \\ & k_1 \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta t \frac{\theta_i(t) - 0.5(\theta_i(t) + \theta_{i-1}(t))}{2\Delta h(t)}, \quad i = 2 \\ & \rho_1 C_{p,1} \frac{\pi D(t + \Delta t)^2}{4} \Delta h(t + \Delta t) \theta_i(t + \Delta t) - \rho_1 C_{p,1} \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta h(t) \theta_i(t) = k_1 \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta t \frac{\theta_{i+1}(t) - \theta_i(t)}{\Delta h(t)} - \\ & k_1 \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta t \frac{\theta_i(t) - \theta_{i-1}(t)}{\Delta h(t)}, \quad 2 < i < 801 \\ & \rho_1 C_{p,1} \frac{\pi D(t + \Delta t)^2}{4} \Delta h(t + \Delta t) \theta_i(t + \Delta t) - \rho_1 C_{p,1} \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta h(t) \theta_i(t) = k_1 \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta t \frac{\frac{\theta_i(t) + \theta_{i+1}(t)}{2} - \theta_i(t)}{2\Delta h(t)} - \\ & k_1 \frac{\pi D(t)^2}{4} \Delta t \frac{\theta_i(t) - \theta_{i-1}(t)}{\Delta h(t)}, \quad i = 801 \end{aligned} \right. \quad (2)$$

式中: Δt 为计算的步长,数值为 1×10^{-8} 。

通过将实验数据进行拟合,如图 4 所示,得

$$D(t) = \begin{cases} \left(a \ln \left(\frac{V_0}{D_0} t \right) + b \right) D_0, & 0.001 \text{ s} \leq t \leq t_{\max} \\ \left(a \ln \left(\frac{V_0}{D_0} t_{\max} \right) + b \right) D_0, & t_{\max} < t \end{cases} \quad (3)$$

式中: $a = 1.036, b = 2.922$ 。

初始条件为:

$$\theta(1 < i \leq n + 1, t = 0) = \theta_{\text{air}} \quad (4)$$

边界条件为:

$$\theta(1, t) = \theta_s \quad (5)$$

$$\theta(802, t) = \theta_{\text{air}} \quad (6)$$

底部“j”层的平均温度到达 $0 \text{ }^\circ\text{C}$ (273.15 K) 所需要的时间 t_{ic} 可用式(7)计算:

$$\bar{\theta}_{2-j} = \frac{\theta_2(t_{\text{ic}}) + \theta_3(t_{\text{ic}}) + \dots + \theta_{j-1}(t_{\text{ic}}) + \theta_j(t_{\text{ic}})}{j - 1} = 273.15 \quad (7)$$

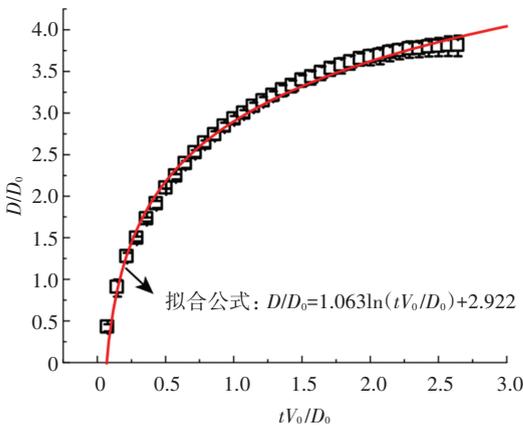


图 4 在 $V_0 = 2.21 \text{ m/s}, \theta_s = -36.6 \text{ }^\circ\text{C}$ 的工况下, 3.10 mm 液滴的量纲一的铺展直径随量纲一的时间的变化情况

Fig. 4 Variation of dimensionless spreading diameter of 3.10 mm droplet with dimensionless time ($\theta_s = -36.6 \text{ }^\circ\text{C}, V_0 = 2.21 \text{ m/s}$)

通过在软件 MATLAB 中进行迭代求解,得到液滴底部 $1/10 \sim 1/5$ 厚度的平均温度到达 $0 \text{ }^\circ\text{C}$ 所需时间为 $1.35 \sim 2.33 \text{ ms}$ 。该时间与 t_{\max} 处于相同的数量级,但略小于 t_{\max} ,这表明液滴底部在到达最大扩展状态时已达到 $0 \text{ }^\circ\text{C}$ 。假设一旦温度降到 $0 \text{ }^\circ\text{C}$,液滴底层开始冻结,那么在到达最大铺展时刻之前,液滴底部可能会形成一层薄冰。但是,流动的水的冻结温度通常低于静止的水^[22],因此,由于液滴在铺展过程中不断流动,结冰可能受到抑制从而推迟。这也与以下事实相吻合:根据高速相机的可视化结果,

在整个铺展过程中是无法显著区分结冰是否发生,这意味着冰层可能太薄而难以准确观测,或者结冰主要发生在到达最大铺展程度之后,因此其对动态铺展过程的影响可忽略不计。此外,Ruiter 等^[23]提出了一种判别液滴在铺展过程是否发生结冰的判据:如果液滴在铺展过程中发生结冰,液滴完全结冰后会在边缘形成自剥离现象,即内部的冰黏附于壁面而四周的冰形会向上翘起。在本研究的实验中并未观察到这种自剥离现象,再次验证了上述推论。

2.3 液滴尺寸对动态铺展过程的影响

为定量描述液滴与壁面接触面积的动态变化过程,这里引入了一个量纲一参数——铺展因子(β),定义为液滴动态直径(D)与初始直径的比值。图 5 对比了不同液滴尺寸下,铺展因子随时间的变化。从图 5 中可以看出,不同实验条件下 β 均会快速增加直至最大值,然后几乎保持恒定,这与图 2 中液滴的动态铺展结果一致。随着液滴尺寸的增加,最大铺展因子(β_{\max})显著增加,并且达到最大铺展因子所需的时间也明显增加。由于大尺寸液滴的初始动能更高,该动能被黏性耗散所需时间更长。

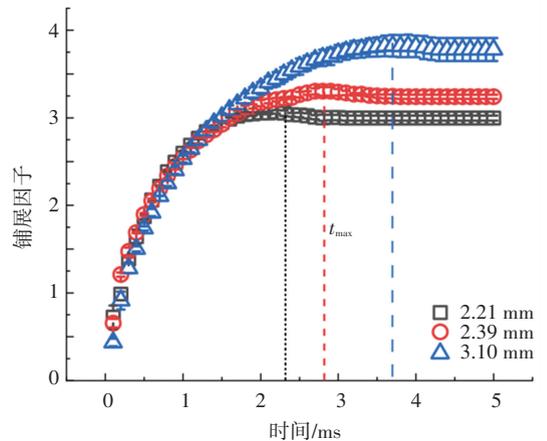


图 5 不同尺寸液滴以 2.21 m/s 的速度撞击 $-36.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 壁面的铺展因子随时间的变化

Fig.5 Variation of spreading factor of droplets of different sizes impacting on surface with time ($\theta_s = -36.5 \text{ }^\circ\text{C}, V_0 = 2.21 \text{ m/s}$)

2.4 撞击速度对动态铺展过程的影响

图 6 给出了不同撞击速度下直径为 2.39 mm 液滴撞击 $-36.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 壁面的铺展因子随时间的变化情况,随着撞击速度的增加,液滴铺展程度明显增加,而撞击速度对最大铺展时间的影响非常微弱,这与 Wildeman 等^[24]的研究结果一致,他们基于实验结果提出最大铺展时间的拟合公式 $t_{\max} = (\beta_{\max} - 1) D_0 / V_0$,当 β_{\max} 和 V_0 增加的程度可以抵消时, t_{\max} 几乎不随 V_0 发生变化。

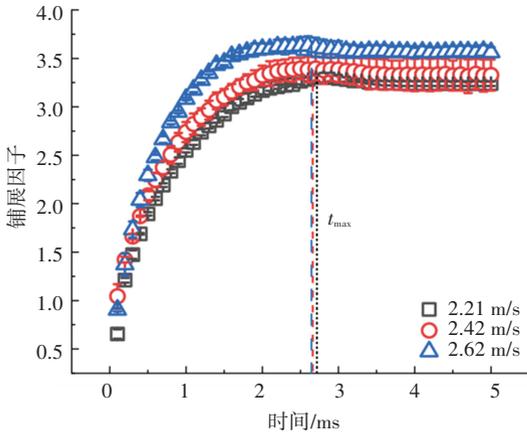


图 6 直径为 2.39 mm 的液滴以不同的速度撞击 -36.5 °C 壁面的铺展因子随时间的变化曲线

Fig.6 Variation of spreading factor of 2.39 mm droplet with time under $\theta_s = -36.5\text{ }^\circ\text{C}$ and different velocities

2.5 壁面温度对动态铺展过程的影响

与液滴尺寸及撞击速度相比,壁面温度对于液滴动态铺展过程的影响相对较小。如图 7 所示,随着壁面温度增加, t_{\max} 略微增加,这是由于液滴温度随着基板温度的上升而增大,从而导致液滴黏性力以及表面张力减小,动能以更慢的速度被耗散,最终使得液滴的最大铺展时间增加。但是,研究中发现 β_{\max} 与壁面温度的关系呈现相反的趋势。随着壁面温度的升高,液滴铺展程度反而有所下降,下面对这一现象产生的原因和机理进行具体分析。

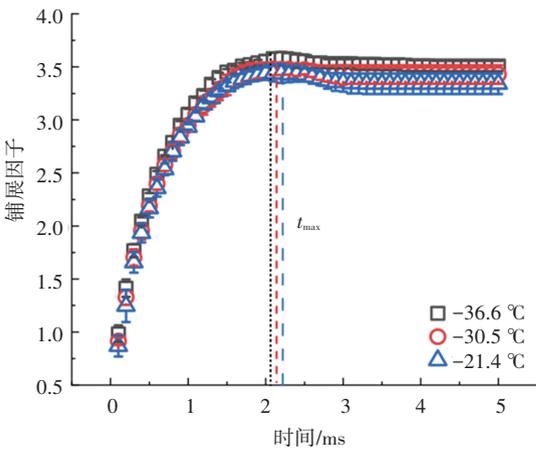


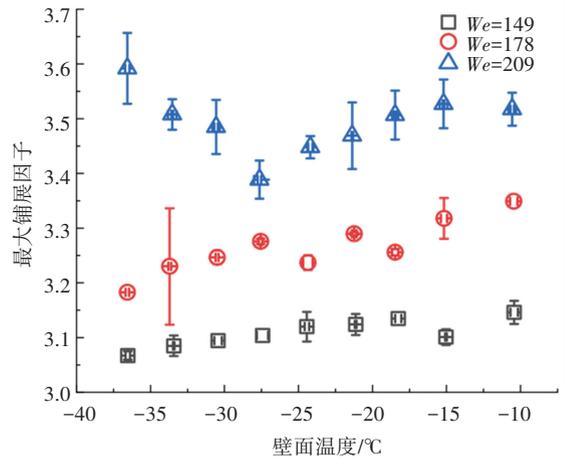
图 7 直径为 2.21 mm 的液滴以 2.62 m/s 的速度撞击不同温度壁面的铺展因子随时间的变化

Fig.7 Variation of spreading factor of 2.21 mm droplet with time under $V_0 = 2.62\text{ m/s}$ and different temperatures

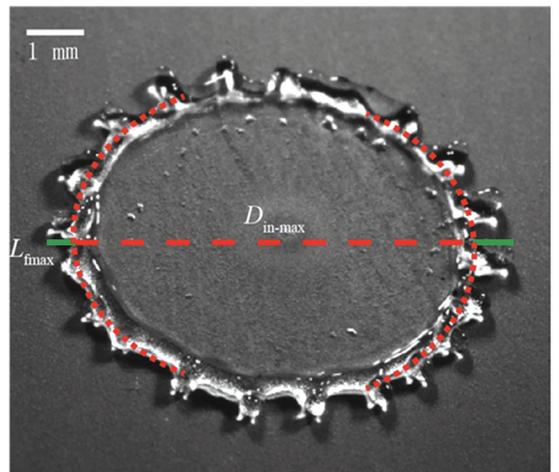
将液滴尺寸和撞击速度的影响用 We 表征。图 8(a) 为不同 We 下最大铺展因子随温度的变化情况。最大铺展因子在不同 We 区域呈现出不同的规律。在 We 相对较小时, β_{\max} 随着 θ_s 的增加而明显增加,而在 We 较大时 ($We = 209$), β_{\max} 与 θ_s 的关系

呈现非单调趋势:随着 θ_s 的增加, β_{\max} 首先从 3.59 降低至最小值 3.39,然后增大至 3.52。从 -36.6 °C 到 -27.6 °C,壁面温度增加了 9 °C,导致 β_{\max} 降低了 5.9%。

为了更清晰地表明各个因素对最大铺展因子的影响,这里把 β_{\max} 分为最大内部铺展因子 $\beta_{\text{in-max}} = D_{\text{in-max}}/D_0$ 和最大量纲一指状长度 $L_{\text{finger}} = L_{\text{fmax}}/D_0$ 两个部分,即 $\beta_{\max} = \beta_{\text{in-max}} + 2L_{\text{finger}}$ 。如图 8(b) 所示,液滴中间虚线段和两端实线段分别表示最大内部铺展直径 $D_{\text{in-max}}$ 和最大手指状长度 L_{fmax} 。需要说明的是本研究以水平方向的手指状长度为基准进行比较,首先从指状长度根部确定圆弧,圆弧到指状顶部的距离即为指状长度,取左右两侧指状长度的平均值作为该工况下的实验值。



(a) 最大铺展因子与壁面温度的关系

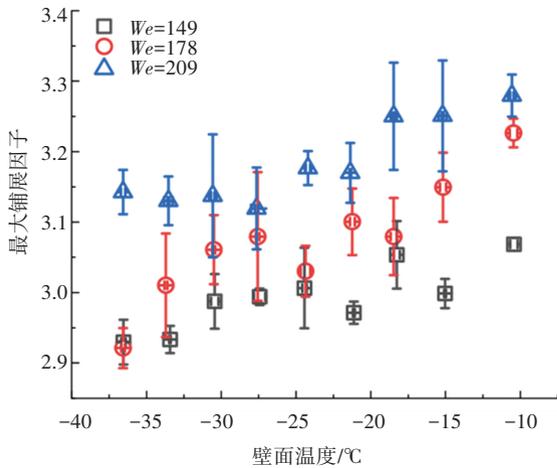


(b) 最大内部铺展直径及最大手指长度的示意图

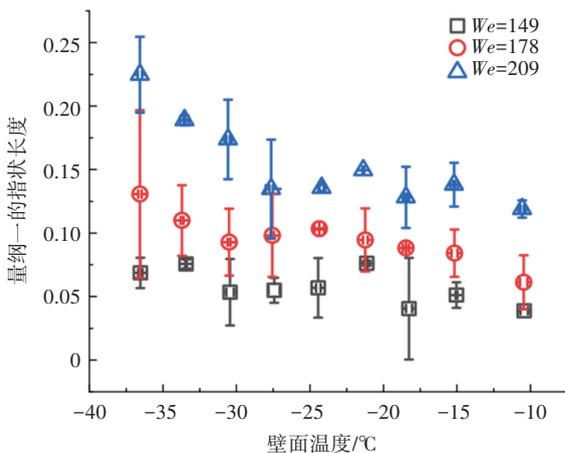
图 8 最大铺展因子的变化情况及组成部分

图 9(a) 和 (b) 分别表示不同 We 下, $\beta_{\text{in-max}}$ 和 L_{finger} 随壁面温度的变化趋势。可以看出,无论 We 如何变化, $\beta_{\text{in-max}}$ 均随 θ_s 的升高而增大,这是由于温

度的上升导致了黏性耗散以及表面张力的下降。然而, L_{finger} 与 θ_s 的关系在不同 We 下呈现不同的情况。 We 较小时, L_{finger} 几乎不随壁面温度变化, 数值接近于 0, 表明该工况下液滴边缘波动非常微弱, 不产生手指形态。当 We 较大时, L_{finger} 随着壁面温度的升高而减小。综上所述, 随着壁面温度的上升, 当 L_{finger} 减小的程度大于 $\beta_{\text{in-max}}$ 增加的程度, β_{max} 呈现下降趋势, 反之, β_{max} 则随之增加。



(a) 最大内部铺展因子与壁面温度的关系



(b) 最大量纲一的手指状长度与壁面温度的关系

图 9 最大内部铺展因子与最大量纲一的手指状长度变化情况

Fig. 9 Variation of maximum interior spreading factor and maximum dimensionless fingering length

3 结 论

本文研究了较大范围韦伯数下, 液滴在过冷壁面的动态铺展特性, 并分析了液滴尺寸、撞击速度以及壁面温度对于动态铺展过程的影响, 结果表明:

1) 增加液滴尺寸导致初始动能增加, 从而加剧了液滴铺展程度, 同时增大液滴形成最大铺展面积所需的时间。

2) 增加撞击速度有助于液滴铺展, 但对最大铺

展时刻的影响可忽略不计。

3) 在不同韦伯数下, 最大铺展因子随壁温呈现不同变化趋势, 韦伯数较大时, 随着壁面温度的升高, 由于最大量纲一的指状长度的减量与最大内部铺展因子的增量相互抗衡, 所以最大铺展因子呈现先下降后上升的趋势, 在韦伯数为 209 的工况下, 壁面温度从 $-36.6\text{ }^{\circ}\text{C}$ 上升至 $-27.6\text{ }^{\circ}\text{C}$, 导致最大铺展因子从 3.59 降低至 3.39, 减量为 5.9%; 当韦伯数较小时, 最大铺展因子随着壁温升高而单调增加。

4) 较大的韦伯数有助于液滴与冷板之间捕捉更多的空气, 从而引发液膜边缘剧烈的不稳定性, 产生指形态。壁面温度的降低会加剧液膜的减速, 进而强化手指状现象。

参考文献

- [1] ZHAO Yugang, ZHU Fangqi, ZHANG Hui, et al. Triple condensate halo from a single water droplet impacting upon a cold surface [J]. Applied Physics Letters, 2019, 114:1. DOI: 10.1063/1.5080356
- [2] ALMOHAMMADI H, AMIRFAZLI A. Asymmetric spreading of a drop upon impact onto a surface [J]. Langmuir, 2017, 33:5957. DOI: 10.1021/acs.langmuir.7b00704
- [3] HAO Jiguang. Effect of surface roughness on droplet splashing [J]. Physics of Fluids, 2017, 29:1. DOI: 10.1063/1.5005990
- [4] LIN Shiji, ZHAO Binyu, ZOU Song, et al. Impact of viscous droplets on different wettable surfaces: impact phenomena, the maximum spreading factor, spreading time and post-impact oscillation [J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2018, 516:87. DOI: 10.1016/j.jcis.2017.12.086
- [5] LAAN N, BRUIN K G, BARTOLO D, et al. Maximum diameter of impacting liquid droplets [J]. Physical Review Applied, 2014, 2:1. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.2.044018
- [6] 刘联胜, 任盖佳, 田亮, 等. 液滴撞击壁面铺展及换热过程数值模拟 [J]. 低温与超导, 2021, 49(1):47
LIU Liansheng, REN Wenjia, TIAN Liang, et al. Numerical simulation of spreading of droplet on wall and heat transfer process [J]. Cryogenics and Superconductivity, 2021, 49(1):47. DOI: 10.16711/j.1001-7100.2021.01.008
- [7] JIN Zheyang, ZHANG Huanhuan, YANG Zhigang. Experimental investigation of the impact and freezing processes of a water droplet on an ice surface [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 109:717. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.02.055
- [8] XU Qing, LI Zhanyong, WANG Jin, et al. Characteristics of single droplet impact on cold plate surfaces [J]. Drying Technology, 2012, 30:1757. DOI: 10.1080/07373937.2012.708001
- [9] BEAK S, YONG K. Impact dynamics on SLIPS: effects of liquid droplet's surface tension and viscosity [J]. Applied Surface Science, 2020, 506:2. DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.144689
- [10] QIN Mengxiao, TANG Chenglong, TONG Shangqing, et al. On the role of liquid viscosity in affecting droplet spreading on a smooth solid surface [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2019, 117:54. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.05.002

(下转第 119 页)

- [J]. *Petroleum Processing and Petrochemicals*, 2016, 47(7):76. DOI: 10.3969/j.issn.1005-2399.2016.07.016
- [26] 井致远, 许一, 张伟, 等. 有机钼作为润滑油添加剂的研究发展现状[J]. *材料导报*, 2016, 30(13):94
JING Zhiyuan, XU Yi, ZHANG Wei, et al. Research progress of organic molybdenum as lubricating additive [J]. *Materials Review*, 2016, 30(13):94. DOI:10.11896/j.issn.1005-023X.2016.013.015
- [27] 栾俊吉, 高建国, 曹磊, 等. 油溶性有机钼添加剂作用下微弧氧化改性TC4钛合金的摩擦学性能[J]. *摩擦学学报*, 2022, 42(2):294
LUAN Junji, GAO Jianguo, CAO Lei, et al. Tribological properties of micro-arc oxidized TC4 titanium alloy under the action of oil-soluble organic molybdenum additives [J]. *Tribology*, 2022, 42(2):294. DOI: 10.16078/j.tribology.2021033
- [28] 巴召文, 黄国威, 乔旦, 等. 石墨烯/二硫化钼复合纳米添加剂的制备及摩擦学性能研究[J]. *摩擦学学报*, 2019, 39(2):141
BA Zhaowen, HUANG Guowei, QIAO Dan, et al. Preparation and tribological performance of RGO/MoS₂ as composite nano-additives [J]. *Tribology*, 2019, 39(2):141. DOI: 10.16078/j.tribology.2018154
- [29] 杨浩鹏. H13 热作模具钢低温固体渗硼层形成机理的研究[D]. 上海:上海大学, 2015.
YANG Haopeng. The study on formation mechanism of borided layer of H13 hot work die steel with pack boriding treatment at low temperature[D]. Shanghai: Shanghai University, 2015
- [30] 姜信昌, 曹晓明, 韩文祥, 等. 渗硼层形成机理的探讨[J]. *金属科学与工艺*, 1991, 10(2):80
JIANG Xinchang, CAO Xiaoming, HAN Wenxiang, et al. An investigation of the mechanism of the boronized layer formation [J]. *Metal Science and Technology*, 1991, 10(2):80
- [31] 丁士文, 李岩. 水热法制备纳米CaB₆O₁₀润滑油添加剂[J]. *河北大学学报(自然科学版)*, 2014, 34(2):154
DING Shiwen, LI Yan. Hydrothermal synthesis of nano-CaB₆O₁₀ used as lubricant additives [J]. *Journal of Hebei University (Natural Science Edition)*, 2014, 34(2):154. DOI:10.3969/j.issn.1000-1565.2014.02.008
- [32] 纪献兵, 陈银霞. 纳米硼酸钙的水热法制备及摩擦学性能研究[J]. *润滑与密封*, 2015, 40(7):75
JI Xianbing, CHEN Yinxia. Hydrothermal synthesis and tribological properties study of nano-calcium borate [J]. *Lubrication Engineering*, 2015, 40(7):75. DOI:10.3969/j.issn.0254-0150.2015.07.015
- [33] 李岩. 水热法制备纳米硼酸钙润滑油添加剂[D]. 保定:河北大学, 2014
LI Yan. Hydrothermal synthesis of calcium borate nanoparticles used as lubricating oil additive [D]. Baoding: Hebei University, 2014. DOI:10.7666/d.D530880
- [34] HUANG Ying, HAN Sheng, LIU Sizhou, et al. Preparation and tribological properties of surface-modified calcium borate nanoparticles as additive in lubricating oil [J]. *Industrial Lubrication and Tribology*, 2014, 66(1):143. DOI:10.1108/ilt-10-2011-0074

(编辑 杨波)

(上接第110页)

- [11] JU Jiajun, YANG Zhigang, YI Xian, et al. Experimental investigation of the impact and freezing processes of a hot water droplet on an ice surface [J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31:3. DOI: 10.1063/1.5094691
- [12] 姚一娜, 刘呈, 李聪, 等. 液滴撞击超疏水冷表面的反弹/黏附特性对比研究[J]. *中国安全生产科学技术*, 2021, 17(1):32
YAO Yina, LIU Cheng, LI Cong, et al. Comparative study on rebound/adhesion characteristics of droplets impacting superhydrophobic cold surface [J]. *Journal of Safety Science and Technology*, 2021, 17(1):32. DOI: 10.11731/j.issn.1673-193x.2021.01.005
- [13] 刘炫麟, 王笑珊, 赵殿伟, 等. 液滴撞击超疏水-亲水混合表面的动态行为特性[J]. *南京师范大学学报*, 2019, 19(2):19
LIU Xuanlin, WANG Xiaoshan, ZHAO Dianwei, et al. Dynamic behavioral characteristics of water droplet impacting on superhydrophobic-hydrophilic surface [J]. *Journal of Nanjing Normal University*, 2019, 19(2):19. DOI: 10.3969/j.issn.1672-1292.2019.02.003
- [14] LATKA A, STRANDBURG-PESHKIN A, DRISCOLL M M, et al. Creation of prompt and thin-sheet splashing by varying surface roughness or increasing air pressure [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109:1. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.054501
- [15] LEE J B, DEROME D, GUYER R, et al. Modeling the maximum spreading of liquid droplets impacting wetting and nonwetting surfaces [J]. *Langmuir*, 2016, 32:1299. DOI: 10.1021/acs.langmuir.5b04557
- [16] ALMOHAMMADI H, AMIRFAZLI A. Droplet impact: viscosity and wettability effects on splashing [J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2019, 553:23. DOI: 10.1016/j.jcis.2019.05.101
- [17] GOEDE T C, LAAN N, BRUIN K G, et al. Effect of wetting on drop splashing of Newtonian fluids and blood [J]. *Langmuir*, 2018, 34:5164. DOI: 10.1021/acs.langmuir.7b03355
- [18] AYTOUNA M, BARTOLO D, WEGDAM G., et al. Impact dynamics of surfactant laden drops: dynamic surface tension effects [J]. *Experiments in Fluids*, 2010, 48:50. DOI: 10.1007/s00348-009-0703-9
- [19] ALLEN R F, FRANCIS R. The role of surface tension in splashing [J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1975, 51:350. DOI: 10.1016/0021-9797(75)90126-5
- [20] THORODDSEN S T, SAKAKOBARA J. Evolution of the fingering pattern of an impacting drop [J]. *Physics of Fluids*, 1998, 10(6):1370. DOI: 10.1063/1.869661
- [21] HOLMAN J P. *Heattransfer* [M]. New York: McGrawHill, 2010:6
- [22] ACOSTA C A, BHALLA A, GUO R. Empirical and numerical determination of the freezing point depression of an unsteady flow in a scraped surface crystallizer [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 179:1. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2020.115734
- [23] RUITER J, SOTO D, VARANASI K K. Self-peeling of impacting droplets [J]. *Nature Physics*, 2018, 14:37. DOI: 10.1038/NPHYS4252
- [24] WILDEMAN S, VISSER C W, SUN C, et al. On the spreading of impacting drops [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 805:646. DOI: 10.1017/jfm.2016.584

(编辑 杨波)