

DOI:10.11918/j.issn.0367-6234.201704051

液滴撞击圆柱外表面蒸发换热的数值模拟

宋锋毅,郭亚丽,王 峰,沈胜强

(大连理工大学 能源与动力学院, 辽宁 大连 116024)

摘 要:为进一步研究液滴撞击加热壁面过程中的破裂现象及不同参数对液滴蒸发换热的影响,采用 CLSVOF 方法和相变模型对液滴撞击加热圆柱外表面进行三维数值模拟. 模拟过程中考虑了壁面温度、接触角以及撞击速度对液滴蒸发换热的影响. 结果表明:液滴产生破裂的位置与液滴撞击壁面时的速度有关,当撞击速度较小时,破裂产生于液滴中心处;当撞击速度较大时,破裂处位于中间和边缘两部分液体之间. 液滴撞击壁面后,在三相接触线和液滴破裂处附近产生了蒸汽旋涡,强化了液滴与壁面间的换热,增加了液滴侧的壁面热流密度. 短时间内壁面温度对液滴蒸发量的影响较小,但撞击速度与接触角对其蒸发量的影响较大,且接触角越小,撞击速度越大,壁面平均热流密度越大,液滴蒸发量越大,有利于液滴与壁面间的换热.

关键词:液滴撞击;圆柱壁面;三维数值模拟;CLSVOF;液滴破裂;蒸发换热

中图分类号: TK121 **文献标志码:** A **文章编号:** 0367-6234(2018)01-0114-07

Numerical simulation of evaporation and heat transfer of droplet impacting on cylindrical outer surface

SONG Fengyi, GUO Yali, WANG Feng, SHEN Shengqiang

(School of Energy and Power Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, Liaoning, China)

Abstract: To further study the rupture of droplet after its impacting and the influence of different parameters on the droplet evaporation and heat transfer, three dimensional numerical simulation is performed by using CLSVOF method and phase transformation model. The effect of wall temperature, contact angle and impact velocity on the evaporation and heat transfer of droplet are considered in the simulation and the results show that the rupture position is related to the impact velocity of the droplet. When the impact velocity is small, the rupture occurs at the center of the droplet. When the impact velocity is large, the rupture position deviates from the center of the droplet. It is also found that vapor vortexes are generated near the three-phase contact line and the rupture, which strengthen the heat transfer between the droplet and the wall, and increase the heat flux density of droplet side as well. In a short time, the wall temperature has little effect on droplet evaporation, but the impact velocity and contact angle have great effect on droplet evaporation. The smaller the contact angle and the greater the impact velocity, the greater the average heat flux density and the greater the droplet evaporation, which is beneficial to heat transfer between the droplet and the wall.

Keywords: droplet impact; cylindrical surface; three-dimensional numerical simulation; CLSVOF; droplet rupture; evaporation and heat transfer

液滴撞击现象广泛存在于工农业生产过程中,例如,汽车内燃机中的燃油喷射、核电和冶炼行业中喷淋冷却、横管降膜蒸发器的管外降膜蒸发等^[1-3]. 该现象对相关设备的有效运行及提高系统的运行效率有着重要的影响,得到了相关研究人员的广泛关注. 长期以来,学者们对液滴撞击热壁面的研究,一部分采用实验的方法,例如, Rajneesh 等^[4]实验研究

了液滴撞击热壁面后液滴蒸发过程中的动态和传热特性. 但实验方法难以得到液滴内部流场及温度场等数据,即无法从根本上分析液滴蒸发换热的影响因素,具有局限性. 近年来,随着计算机技术的发展,数值模拟以其经济性及实用性,已成为研究液滴撞击现象的重要方法之一. Choi 等^[5]对液滴撞击多孔加热表面后的形变及蒸发过程进行了数值模拟,得到了撞击速度、孔隙率和粒径对液滴形变和蒸发的影响. Schlottke 等^[6]用 VOF 方法,模拟分析了液滴在较高蒸发率和较低蒸发率的换热情况. Latifiyan^[7]提出了一种基于格子 Boltzmann 的方法并模拟了多孔介质中液滴蒸发过程.

目前,在已有的液滴撞击热壁面的数值模拟研

收稿日期: 2017-04-11
基金项目: 国家自然科学基金(51376037, 51336001);
国家科技支撑计划(2014BAB09B00);
中央高校基本科研业务费专项资金(DUT16ZD203).
作者简介: 宋锋毅(1990—),男,硕士研究生;
郭亚丽(1976—),女,教授,博士生导师.
通信作者: 郭亚丽, ylguo@dlut.edu.cn.

究中,多为模拟液滴撞击固体平面,鲜少有撞击曲面管的研究,事实上液滴撞击曲面管后直径方向与母线方向的形态变化和换热特点不容忽略. 本文建立了液滴撞击加热圆柱壁面的三维模型,并模拟了液滴在恒温加热过程中蒸发换热情况,真实地还原了液滴撞击圆柱壁面的动力学行为及热力学特点,对实际工程问题具有深刻的指导意义.

1 物理与数学模型

本文应用 CFD (computational fluid dynamics) 计算软件 FLUENT 对液滴撞击圆柱热壁面进行三维数值模拟,采用 CLSVOF^[8-10] 方法对两相流界面进行捕捉,以及蒸发冷凝模型对液滴的非平衡蒸发^[11-12] 过程进行模拟. 同时假设:液滴为球体,且不考虑环境气体与液体间的剪切力作用.

计算初始时刻物理模型如图 1 所示.
计算区域为 6.4 mm×4.0 mm×3.2 mm,液滴在重力作用下以初速度 v 撞击在加热圆柱壁面上.

其中,液滴是水,直径 1 mm,计算域内其他气体为水蒸汽,初始时刻液滴与水蒸汽温度均为 298.15 K,加热圆管材料是铝,直径 4 mm,保持恒温,大气边界为压力出口,水与水蒸汽的物性参数见表 1,数据取自 FLUENT14.0 中物质物性参数数据库.

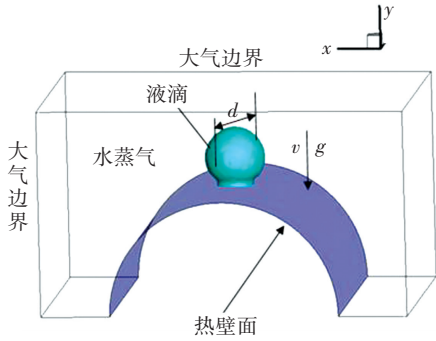


图 1 液滴撞击圆柱壁面初始时刻模型
Fig.1 The initial model of droplet impacting on cylindrical surface

表 1 水和水蒸汽的相关物性参数
Tab.1 Physical parameters of the water and water vapor

物质	T/K	$c_p/(\text{J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{m})^{-1})$	$\lambda/(\text{W} \cdot (\text{m} \cdot \text{K})^{-1})$	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\mu/(\text{Pa} \cdot \text{s})$
水	298.15	4 182	0.606	997.018	0.89×10^{-3}
水蒸汽	298.15	1 992	0.018	0.023	1.02×10^{-5}

液滴撞击热壁面蒸发过程中的传热传质数学模型如下,当液滴受热蒸发时,在液滴表面会形成一个温度等于液滴表面温度的饱和气体边界层. 水蒸汽与液滴之间的传热传质取决于计算域内主体蒸汽与边界层内饱和蒸汽间的温差,以及蒸汽分压力的大小,其中,边界层的蒸汽分压力取决于液滴表面温度^[13].

单位时间内液滴比焓的增加量等于加热壁面向液滴的传热与液滴蒸发吸热的差值:

$$c_{p,d}m_d \frac{dT_d}{dt} = hA_s(T_s - T_d) - q_{m,d} \cdot r.$$

式中: m_d 为液滴质量, T_d 为液滴温度, $c_{p,d}$ 为液滴的比定压热容, A_s 为液滴与壁面接触面积, h 为液滴与加热壁面间表面传热系数, T_s 为加热壁面温度, r 为液滴汽化潜热, $q_{m,d}$ 为液滴蒸发速率.

由传质学可知,液滴受热蒸发时蒸汽离开液滴表面的质量通量

$$q_{m,v} = M_d h_D A (\rho_{v0} - \rho_{v\infty}).$$

式中: M_d 为液滴的摩尔质量, h_D 为表面传质系数, ρ_{v0} 为液滴表面蒸汽密度, $\rho_{v\infty}$ 为环境蒸汽密度.

根据理想气体蒸汽压力与浓度的关系有

$$\rho_{v0} - \rho_{v\infty} = \frac{1}{R} \left(\frac{p_{v0}}{T_d} - \frac{p_{v\infty}}{T_g} \right).$$

式中: p_{v0} 为液滴表面蒸汽压力, $p_{v\infty}$ 为环境蒸汽压力, T_g 为环境蒸汽温度, R 为水蒸汽摩尔气体常数.
由质量守恒定律有

$$q_{m,d} = q_{m,v} = \frac{dm_d}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_d \pi d^3}{6} \right).$$

式中 ρ_d 为液滴密度.
由于模拟时间较短,液滴整体温升较小,液滴蒸发速度较慢,蒸发量较小,所以采用低蒸发率时液滴与水蒸汽间的表面传质系数,即可由 Ranz - Marshall^[14] 公式求出:

$$Sh = \frac{h_D d}{D_{ab}} = 2 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc^{1/3}.$$

式中: Sh 为舍伍德数, Re_d 为液滴的雷诺数, Sc 为施密特数, D_{ab} 为液滴蒸汽与水蒸汽间的传质扩散系数,根据环境压力、温度、浓度的不同,本文的 D_{ab} 为 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \sim 1 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

为了验证网格无关性,本文以液滴的铺展系数为检测参数,对比了不同网格数量下液滴沿圆管母线方向上铺展系数 β_g 随时间的变化情况. 其中,铺

展系数 β_g 为液滴在母线方向的铺展长度 L 与液滴初始直径 d 之比,结果如图 2 所示.可以看出,当网格数量达到 49 万时,计算结果几乎不再与网格数量相关.因此综合考虑计算精度与效率后,采用网络数 49 万.

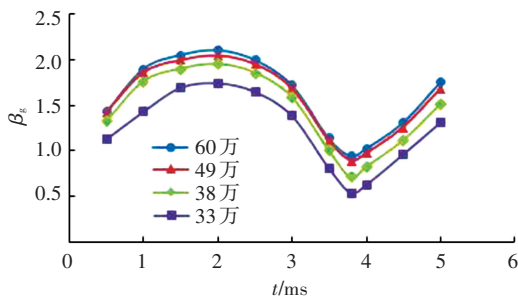


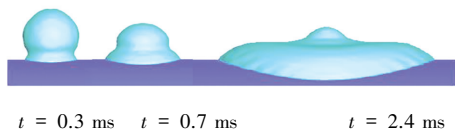
图 2 网格无关性检验

Fig.2 The grid independence test

图 3 为本文模拟结果与 Liang^[15]等所做实验结果的定性比较($\varphi_{SCA} = 60^\circ$, $v = 0.5 \text{ m/s}$, $T = 368.15 \text{ K}$),两者吻合较好,可见所采用的模拟方法正确.



(a) 实验结果



(b) 模拟结果

图 3 模拟结果与文献[15]实验结果的定性对比

Fig.3 The comparison between simulation and experimental results

2 结果及分析

为了分析不同参数对液滴蒸发换热的影响,分别模拟了不同壁面温度、不同撞击速度、初始时刻不同静态接触角情况下液滴撞击圆柱热壁面的过程,静态接触角 φ_{SCA} 的大小主要取决于壁面的润湿性.润湿性较好时, $\varphi_{SCA} < 90^\circ$;润湿性较差时, $\varphi_{SCA} > 90^\circ$.壁面温度 T 分别为 348.15、358.15 和 368.15 K;撞击速度分别为 0.2、0.5 和 0.9 m/s;静态接触角 φ_{SCA} ^[16]分别为 60° 、 80° 和 100° .其中, $T = 368.15 \text{ K}$ 、 $v = 0.5 \text{ m/s}$ 、 φ_{SCA} 为 60° 是一组基本参数,即在模拟过程中,当温度 T 为变量时, $v = 0.5 \text{ m/s}$, φ_{SCA} 为 60° ;当速度 v 为变量时, $T = 368.15 \text{ K}$, φ_{SCA} 为 60° ;当静态接触角

φ_{SCA} 为变量时, $v = 0.5 \text{ m/s}$ 、 $T = 368.15 \text{ K}$.

图 4 为不同参数条件下液滴在径向铺展到最大时刻时,壁面热流密度沿直径方向分布及该时刻液滴铺展形态三维图(Q_d 为液滴在径向铺展到最大时刻时壁面热流密度),其中,壁面热流密度数据截取位置如图 5 所示.由于模型在直径方向关于液滴中心完全对称,所以选取模型一侧数据进行作图分析,即图 4(b)(d)(f)中横坐标 0 所对应的是液滴中心位置, x 轴为沿圆柱壁面直径方向水平投影位置.

从图 4(a)(c)(e)中可以看出:当接触角较小或速度较大时,液滴在径向达到最大铺展的时刻会产生破裂现象,这是因为液滴的铺展过程实际上是动能不断转化为表面能的过程,铺展过程中当液滴某处动能大于表面能时便产生破裂现象.当速度较大时液滴动能较大,而接触角较小则有利于液滴铺展,即液膜相对较薄,表面张力较小,所以较大的撞击速度或较小的接触角都易使液滴产生破裂现象.另外,图 4(e)中 $v = 0.9 \text{ m/s}$ 时,破裂区域不是在液滴正中心而是夹在中间和边缘两部分液体之间,这是因为当撞击速度较大时,液滴在铺展过程中沿径向向外侧铺展的速度亦较快,在液滴碰撞中心处的动能尚未低于其表面能,即液滴中心处未达到液滴破裂条件时,中心周围沿径向铺展的液滴部分已快速减薄.同时,外侧液体的积聚,使液膜边缘形成一圈突出的液环(如图 4(e)中箭头所示),在表面张力作用下,进一步促使碰撞中心周围的铺展区域形成越来越薄的凹坑直至破裂.故在碰撞速度较大情况下,液滴在铺展至最大直径时刻呈现出图 4(e)所示的“8”字形破裂.

换热方面,从图 4(b)(d)(f)中可以看到,不同条件下壁面热流密度都是在三相接触线处和液滴破裂处的边缘位置较大,这是因为壁面热流密度的大小由液滴与壁面间的温差以及液滴铺展过程中所受的扰动这两方面因素共同决定.在撞击初期,不同参数条件下液滴的温升都较小,所以温差对壁面热流密度的影响较小;而此时液滴初动能耗散较小,所以扰动对壁面热流密度的影响较大,在三相接触线和液滴破裂处上方蒸汽处产生蒸汽旋涡(如图 6 所示),加强了扰动,所以热流密度较大;夹在液滴破裂处与三相接触线之间的液滴区域的壁面热流密度相对较小.液滴内有些部位壁面热流密度接近 0,这是因为液滴在此处产生破裂,壁面与水蒸汽接触,由于水蒸汽与壁面间的对流换热系数很小,所以热流密度值相对较小,这也是造成图 4 中曲线波动起伏的原因.

从图 4(b)中可以看出,壁面温度越高,液滴侧

热流密度越大,且温度对壁面热流密度的影响呈单调递增的趋势. 这是因为壁面温度越高,壁面与液滴间的温差也越大,所以热流密度较大. 另外,由于温度对液滴铺展影响不大,所以液滴几乎在同一时刻同一位置铺展到最大状态(如图 4(a)所示),所以 3 条热流密度曲线在液滴与其破裂处的边缘位置及三相接触点处重合. 对于图 4(d),除破裂位置(如图 4(d)中点 A)和该位置的三相接触处(如图 4(d)中点 B)及液滴外沿的三相接触处(如图 4(d)中点 C),接触角越小,液滴侧热流密度越小. 这是因为接触角越小,液滴铺展系数越大(如图 4(c)所示),且液滴铺展到最大时所需时间越长,液滴在铺展过程吸收的总热量越多,与壁面间温差越小,热流密度越小. 在点 A 处由于液滴破裂,故热流密度接近为 0,而点 B、C 处的热流密度高,是由于如图 6 所示的在该三相接触位置产生涡旋扰动增强所致. 从图 4(f)中可以看出,除破裂位置(如图 4(f)中点 D、E)和该位置的三相接触处(如图 4(f)中点 F、G、H)及液滴外沿的三相接触处(如图 4(f)中点 I、J),速度越大,在铺展到最大直径的时刻液滴侧热流密度越小. 这是因为撞击速度越大,其内部扰动越大,即液滴达到最大铺展过程中的平均对流换热系数越大,且速度越大液滴铺展面积越大,所以液滴铺展过程中所吸收的热量越多,液滴温升也越大,液滴与壁面间温差越小. 另外,此时不同速度条件下的液滴均达到最大铺展处于一个相对稳定阶段,扰动较小即对流换热系数相差不大. 综上所述,在液滴达到最大铺展时刻,速度越大,液滴侧的热流密度越小. 对于 $v = 0.2 \text{ m/s}$ 的液滴,其中心位置热流密度最大(如图 4(f)中点 K),是因为在图 4(e)所示的最大铺展时刻,液滴中心位置的瞬态速度为 0、厚度最大,故同液滴的其它位置相比,此时此处的传热系数最小,而此处与壁面的温差较大,故热流密度较大. 对于 $v = 0.5 \text{ m/s}$ 的液滴,热流密度的两个峰值基本相等(如图 4(f)中点 H 和点 I),表明在两个三相接触线位置的热流密度基本相等. 对于 $v = 0.9 \text{ m/s}$ 的液滴,因中心位置没有断裂,故其热流密度不为零,约为 $1\,100 \text{ kW/m}^2$ (图 4(f)中 L 点),在断裂位置热流密度为零,其两侧的热流密度峰值(图 4(f)中 F 点和 G 点)对应断裂区域的三相接触处,其值小于液滴外围三相接触处的热流密度值(图 4(f)中 J 点),原因如上所述,如图 4(e)中箭头所示位置的液膜厚度较大,使得液环外围与壁面的温差大于液环内破裂处与壁面的温差,从图 6(b)可见,外围受到涡流的扰动强于破裂处的,即外围的传热系数强于破裂处的,故外围三相接触处的热流密度最大.

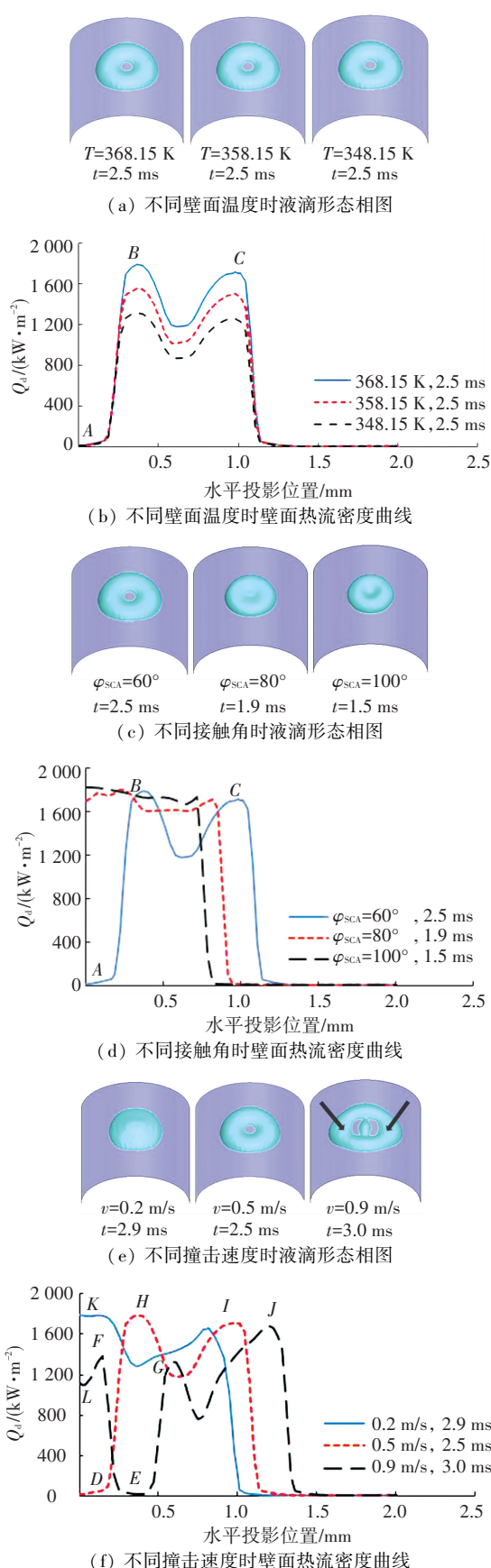


图 4 液滴铺展到最大时刻壁面热流密度沿直径方向分布及该时刻液滴形态相图

Fig.4 The heat flux density distribution along diameter direction and the phase diagram when the droplet spread to the maximum

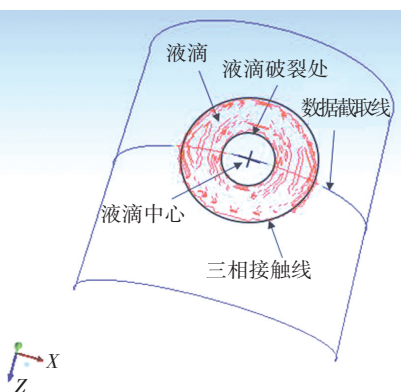


图 5 壁面热流密度数据截取示意

Fig.5 Heat flux density data interception schemes

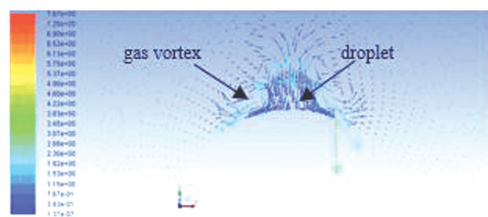
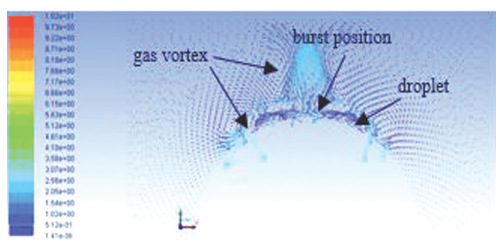
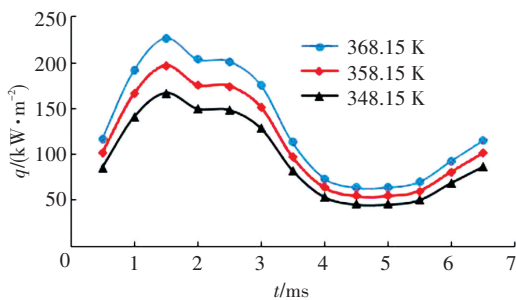
(a) $t = 0.5 \text{ ms}$ (b) $t = 2.0 \text{ ms}$ 图 6 不同时刻液滴中心切面速度矢量图 ($T = 368.15 \text{ K}$, $\varphi_{\text{SCA}} = 60^\circ$, $v = 0.5 \text{ m/s}$)Fig.6 The droplet center velocity vector at different time ($T = 368.15 \text{ K}$, $\varphi_{\text{SCA}} = 60^\circ$, $v = 0.5 \text{ m/s}$)

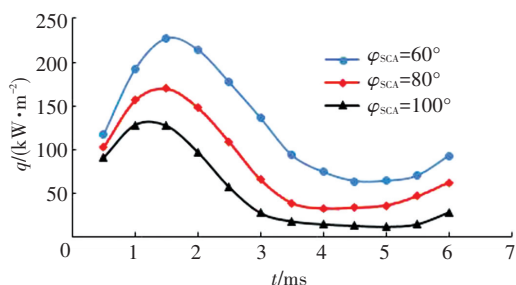
图 7 为不同参数条件下壁面平均热流密度随时间的变化情况。其中, q 为壁面平均热流密度。壁面平均热流密度为整个壁面热流密度的积分与壁面总面积的比值, 由于蒸汽侧壁面热流密度值相对于液体侧很小, 所以平均热流密度可认为是液体侧壁面各处热流密度积分, 即液体侧单位时间总热流量与壁面面积的比值, 而液体侧壁面总热流量主要受液滴铺展面积和对应时刻壁面液体侧各处热流密度的影响。

从图 7 中可以看出, 壁面平均热流密度呈现先增大后减小的趋势, 且随着液滴进行第二次铺展, 平均热流密度又会逐渐增大。这是因为在液滴撞击圆柱壁面后的初始阶段, 液滴开始铺展, 即液滴与热壁面进行换热的面积不断增大, 而此时两者温差较大, 则相对于面积的增加, 换热量的增加幅度更大, 故平均热流逐渐增大。随着换热的进行, 液滴与热壁面的温差逐渐减小, 换热量增大的幅度降低, 故随着液

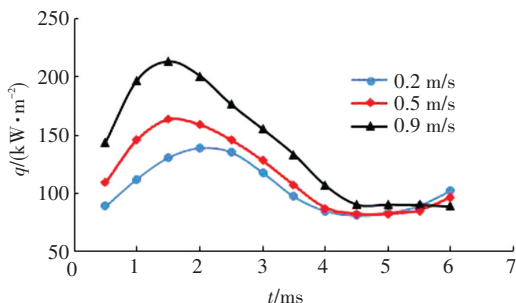
滴的进一步铺展, 在某一时刻平均热流密度达到最大, 然后开始下降。当液滴回缩时, 液滴与热壁面的换热面积逐渐减小, 同时液滴与壁面温差减小, 所以平均热流密度逐渐减小到一定程度开始趋于平缓。当液滴回缩到最小并开始进行二次铺展时, 平均热流密度又呈现上升趋势。从图 7 中还可以看出, 在初始阶段, 壁面平均热流密度随时间增长较快, 这是因为液滴初始动能较大, 铺展较快, 铺展面积增大的速度较快, 所以壁面平均热流密度增长较快。



(a) 不同壁面温度时平均热流密度曲线



(b) 不同接触角时平均热流密度曲线



(c) 不同撞击速度时平均热流密度曲线

图 7 不同条件下壁面平均热流密度随时间的变化

Fig.7 The average heat flux density changes with time on different conditions

对于图 7(a), 壁面温度越高平均热流密度越大, 这是因为温度越高, 液滴与壁面间温差越大, 所以壁面平均热流密度也越大。对于图 7(b), 接触角越小, 壁面平均热流密度越大, 这是因为小的接触角有利于液滴快速铺展, 即液滴在较短时间内与壁面进行了大量的热传递, 故平均热流密度越大。从图 7(b) 中还可以看到, 接触角为 100° 时, 壁面平均热流密度曲线波动幅度较小, 这是因为大的接触角

不利于液滴铺展即液滴铺展面积很小,所以壁面平均热流密度变化较小. 从图 7(c)中可以看出,撞击速度越大,壁面平均热流密度越大,这是因为速度越大,产生的扰动越大,有助于液滴与壁面换热;且速度越大,液滴越能在较短时间内与壁面间形成较大的换热面积,所以平均热流密度越大. 从图 7(c)中还可以看到:在 5.4 ms 之后即在液滴铺展的第二个周期内,随着速度的增大,壁面平均热流密度反而减小,这是因为经过一个周期的铺展,碰撞速度大的液滴温升较大(如图 8 中箭头位置所示),即与壁面温差小于碰撞速度小的情况,而在黏性耗散的作用下,不同撞击速度下液滴在第二周期铺展的面积相差不多,所以此时壁面平均热流密度随撞击速度的增大反而减小.

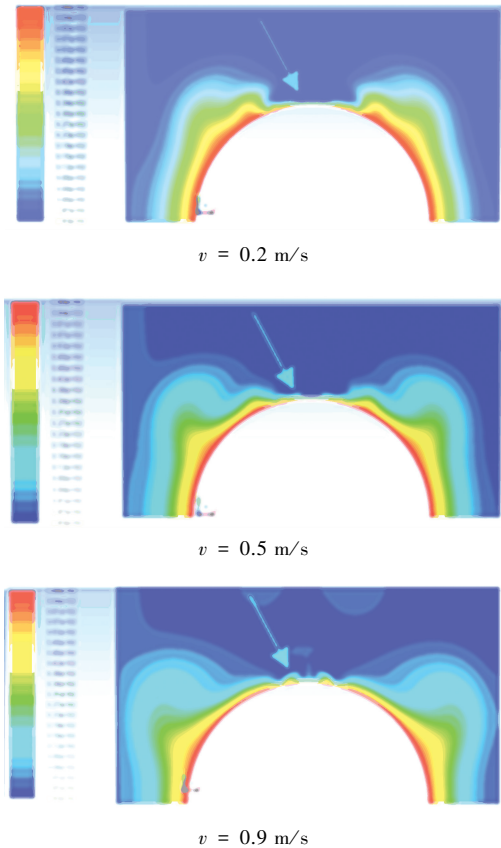
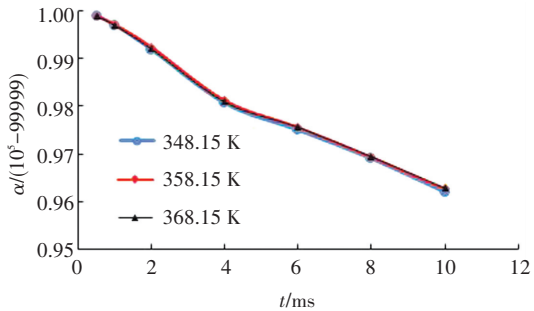


图 8 $t=6\text{ ms}$ 时不同撞击速度情况下温度分布图
Fig.8 Temperature distribution of different impact velocity at 6 ms

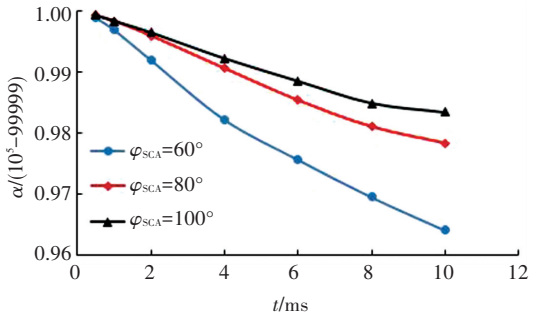
图 9 为不同参数条件下液滴撞击加热圆柱壁面后体积分数随时间的变化情况. 体积分数 α 为液滴当前体积与液滴初始体积之比.

由于采用三维模型,计算量较大,整个计算时间控制在液滴撞击壁面后 10 ms 之内,所以液滴蒸发量很小,液滴的体积分数从小数点后第 7 位才有明显变化. 为了更加直观地研究液滴体积分数的变化规律,图 9 中纵坐标使用 $\alpha\times10^5-99999$,并转化为百分比来表示. 从图 9(a)中可以看到,壁面温度对液

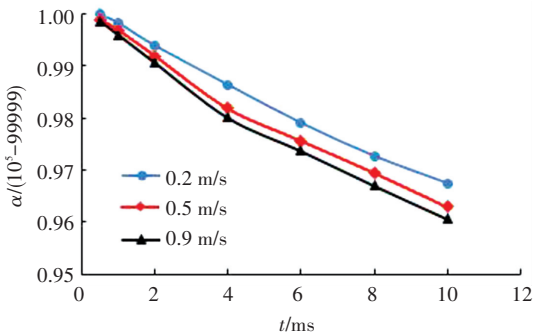
滴蒸发量影响较小,这是因为在 10 ms 内,液滴温度上升很小,壁面温度的影响具有滞后性. 但从图 9(b)、9(c)中可以看到,接触角与撞击速度对液滴蒸发量影响较大,且接触角越小,撞击速度越大,液滴的体积分数的变化越小,即液滴的蒸发量越大,蒸发速率越快.



(a) 不同壁面温度时液滴体积分曲线



(b) 不同接触角时液滴体积分曲线



(c) 不同撞击速度时液滴体积分曲线

图 9 不同条件下液滴体积分随时间变化

Fig. 9 The droplet volume fraction changes with time on different conditions

3 结 论

1) 液滴铺展过程中,当液滴某处动能大于表面能时,便产生破裂现象且破裂位置与液滴下落速度有关. 当撞击速度较小时,破裂产生于液滴中心处,当撞击速度较大时,破裂处位于中间和边缘两部分液体之间.

2) 由于蒸汽漩涡的作用,在三相接触线和液滴破裂处液滴侧的壁面热流密度大于其他位置.

3) 壁面平均热流密度随时间呈现先增大后减小的趋势,且壁面温度越高,接触角越小,撞击速度

越大,壁面平均热流密度越大.

4) 较短时间内,壁面温度对液滴蒸发量影响较小,但接触角与撞击速度对液滴蒸发量影响较大,且接触角越小,撞击速度越大,液滴的体积分数越小,即液滴的蒸发量越大,蒸发速度越快.

参考文献

- [1] GUO Yali, SHENG Shengqiang. Numerical simulation of dynamics of droplet impact on heated flat solid surface[J]. International Journal of Low-Carbon Technologies, 2012, 8(2):134-139. DOI:10.1093/ijlct/cts010.
- [2] 何安定, 鹿院卫. 两相流动中自由界面的数值模拟[J]. 油气储运, 2000, 19(10):15-18. DOI:10.3969/j.issn.1000-8241-D.2000.10.005.
HE Anding, LU Yuanwei. Numerical simulation of free interface in two phase flow[J]. Oil & Gas Storage and Transportation, 2000, 19(10):15-18. DOI:10.3969/j.issn.1000-8241-D.2000.10.005.
- [3] 陈大宏, 李炜. 自由表面流动数值模拟方法的探讨[J]. 水动力学研究与进展, 2001, 16(2):216-224. DOI:10.3969/j.issn.1000-4874.2001.02.012.
CHEN Dahong, LI Wei. Discussion on numerical simulation of free surface flow[J]. Research and development of hydrodynamics, 2001, 16(2):216-224. DOI:10.3969/j.issn.1000-4874.2001.02.012.
- [4] RAJNEESH B, JON P L, DANIEL A. Interfacial temperature measurements, high-speed visualization and finite-element simulations of droplet impact and evaporation on a solid surface[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(19):3733-3744. DOI:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.04.024.
- [5] CHOI M, SON G. Numerical simulation of droplet impact and evaporation on a porous surface[J]. International Communications in Heat & Mass Transfer, 2017, 80(10):18-29. DOI:10.1016/j.icheatmasstransfer.2016.11.002.
- [6] SCHLOTTKE J, WEIGAND B. Direct numerical simulation of evaporating droplets[J]. Journal of Computational Physics, 2008, 227(10):5215-5237. DOI:10.1016/j.jcp.2008.01.042.
- [7] LATIFIYAN N, FARHADZADEH M, HANAFIZADEH P, et al. Numerical study of droplet evaporation in contact with hot porous surface using lattice Boltzmann method[J]. International Communications in Heat & Mass Transfer, 2016, 71:56-74. DOI:10.1016/j.icheatmasstransfer.2015.12.017.
- [8] 宋云超, 王春海, 宁智. 追踪不可压缩两相流相界面的 CLSVOF 方法[J]. 农业机械学报, 2011, 42(7):26-31. DOI:10.3969/j.issn.1000-1298.2011.07.006.
SONG Yunchao, WANG Chunhai, NING Zhi. CLSVOF method for tracking the interface of incompressible two-phase flow[J]. Journal of agricultural machinery, 2011, 42(7):26-31. DOI:10.3969/j.issn.1000-1298.2011.07.006.
- [9] SON G, HUR N. A coupled level set and volume-of-fluid method for the buoyancy-driven motion of liquid particles[J]. Numerical Heat Transfer, 2002, 42(6):523-542. DOI:10.1080/10407790260444804.
- [10] SON G. Efficient implementation of a coupled level set and volume-of-fluid method for three-dimensional two phase flows[J]. Numerical Heat Transfer, 2003, 43(6):549-565. DOI:10.1080/713836317.
- [11] 王珍. 喷雾蒸发中单个液滴蒸发特性的研究[J]. 低碳世界, 2016(31):265-266.
WANG Zhen. Study on evaporation characteristics of droplets in spray evaporation[J]. Low carbon world, 2016(31):265-266.
- [12] 丁继贤. 单液滴蒸发的压力效应与热环境影响研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2007. DOI:10.7666/d.y1211915.
DING Jixian. Study on the effect of pressure and thermal environment on droplet evaporation[D]. Harbin: Harbin Engineering University College of Power and Energy Engineering, 2007. DOI:10.7666/d.y1211915.
- [13] 刘希女, 杨永安, 邹同华, 等. 叉排椭圆管强迫对流换热的数值模拟[J]. 制冷与空调(四川), 2004(1):16-19. DOI:10.3969/j.issn.1671-6612.2004.01.005.
LIU Xinv, YANG Yongan, ZOU Tonghua, et al. Numerical simulation of forced convection heat transfer in a staggered tube[J]. Refrigeration and Air Conditioning(Sichuan), 2004(1):16-19. DOI:10.3969/j.issn.1671-6612.2004.01.005.
- [14] RANZ W E, MARSHALL W R. Evaporation from droplets: part I and II[J]. Chemical Engineering Progress, 1952, 48(3):141-173.
- [15] LIANG Gangtao, GUO Yali, YANG Yong, et al. Special phenomena from a single liquid drop impact on wetted cylindrical surfaces[J]. Experimental Thermal & Fluid Science, 2013, 51(8):18-27. DOI:10.1016/j.expthermflusci.2013.06.012.
- [16] 陈云川, 李震. 镓熔体在基材表面静态接触角的测量研究[J]. 科技展望, 2016, 26(29):38, 77. DOI:10.3969/j.issn.1672-8289.2016.29.035.
CHEN Yunchuan, LI Zhen. Measurement of static contact angle of gallium melt on substrate surface[J]. Technology Outlook, 2016, 26(29):38, 77. DOI:10.3969/j.issn.1672-8289.2016.29.035.

(编辑 杨波)