

柴油液滴冲击液膜润湿壁面实验和数值模拟*

李大树¹ 仇性启¹ 于磊¹ 郑志伟¹ 马培勇² 祁风雷³

(1. 中国石油大学(华东)化学工程学院, 青岛 266555; 2. 合肥工业大学机械与汽车工程学院, 合肥 230009;
3. 爱荷华州立大学机械学院, 埃姆斯 50011)

摘要: 从实验和数值模拟两方面研究了液滴碰撞液膜润湿壁面的过程。实验采用高速摄像机观测并分析了液滴撞壁后的铺展、水花形成和液滴破碎飞溅现象,并定量获得了液滴的铺展系数和铺展速度随时间的变化规律。实验结果表明:液滴的铺展系数和铺展速度的碰撞速度效应明显;碰撞速度越大,液滴的铺展系数越大;液滴撞壁后的铺展速度迅速减小,碰撞速度越大铺展速度越大。数值模拟采用流体体积法,综合考虑液滴与壁面间传热及接触热阻的作用,建立了液滴撞壁数值模型。该模型模拟结果和实验数据吻合较好,证明了数值模型的准确性。数值结果表明:液体内部的压力梯度是液滴铺展、产生皇冠水花和以及液滴破碎飞溅的主要原因;毛细波是水花颈部收缩和液滴破碎飞溅的关键因素。

关键词: 液滴冲击 液膜润湿壁面 皇冠水花 液滴破碎飞溅

中图分类号: TK05; TK124 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-1298(2014)12-0009-09

引言

现代柴油机受燃烧室几何结构限制,高速喷雾燃料液滴不可避免冲击壁面,影响柴油机效率和排放。尤其在冷启动工况的初始阶段,燃烧室温度较低,撞壁液滴在壁面粘附并形成液膜,液滴不再碰撞干壁面而是碰撞具有附壁液膜的润湿壁面。液滴碰撞液膜润湿壁面具有复杂的流动机理和相界面拓扑结构,如皇冠水花和液滴飞溅现象等。因此,研究喷雾燃料液滴撞壁过程不仅对喷雾控制技术有重要的意义,还有助于预测附壁油膜状况,提高整机性能,有效控制污染物排放^[1-4]。

由于雾化液滴大小不一,速度不同,且雾化特性参数之间不相互独立,使得研究射流撞壁机理及单一参数对碰撞特性的影响极其困难。考虑到燃油射流撞壁现象是液滴群冲击壁面的行为,因此,国内外研究者多以单液滴作为研究对象,完善喷雾射流理论体系^[5-7]。

液滴撞壁是多尺度、强瞬变过程,且影响因素众多。其中,碰撞速度是控制液滴碰撞特性的重要因素^[6-7]。众多国内外学者对液滴碰撞液膜润湿壁面进行了实验和数值研究^[5-6,8-10]。而相关研究多忽

略液滴与壁面间传热,研究重点主要集中在液滴撞壁动力学形态变化及自由表面流动等行为。同时,有关撞壁过程中液滴微细流动传热和破碎机理的文献较少^[5]。此外,在涉及传热的液滴撞壁过程中,接触热阻是描述液固耦合的重要参数^[1,4],而目前考虑接触热阻的模型还极其缺乏。因此,本文针对柴油机冷启动工况的初始阶段,开展液滴碰撞液膜润湿壁面的实验和数值研究。实验采用高速摄像机并结合像素分析法观测分析液滴撞壁过程中的运动形态。数值模拟采用流体体积法^[11-12],综合考虑液滴与壁面间传热及接触热阻的作用,建立液滴撞壁的数值模型,并对模型进行验证。模型中边界条件,如接触角等,基于实验测量结果选取。本文分析柴油液滴撞壁后的铺展、水花形成和液滴破碎飞溅等现象,探索液滴撞壁碰撞速度效应规律,揭示液滴内部微细流动传热和液滴破碎飞溅机理。

1 实验方法

选用0号柴油液滴开展液滴撞壁实验。实验系统如图1所示。主要包括液体加热装置、温度计、储存液体的液槽、坐标架、产生液滴的针头、液膜和承载液膜不锈钢基板、采集图像的高速摄像机、对结果

收稿日期: 2014-07-09 修回日期: 2014-08-10

* “十二五”国家科技支撑计划资助项目(2012BAD30B01)、国家自然科学基金资助项目(51006031)、中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(13CX02078A)和安徽省自然科学基金资助项目(11040606Q40)

作者简介: 李大树, 博士生, 主要从事燃烧及传热技术研究, E-mail: lds1919@163.com

通讯作者: 马培勇, 副教授, 主要从事先进能源技术研究, E-mail: mapeiyong@163.com

进行记录和储存的计算机等。受重力势能的作用,储液槽内液体经流量调节阀在针尖处形成液滴,当液滴的重力大于其表面张力,液滴从针头剥落。液滴的直径取决于所选用针头的直径,并通过在高速摄影仪拍摄区域内放置参照物(已知直径的刚性小球)进行标定。实验中,通过调整滑动支架的高度来控制液滴的碰撞速度,液滴始终垂直碰撞壁面。通过对比液膜润湿壁面和润湿前干壁面,并结合投影关系和像素分析方法测定液膜厚度是 0.2 mm,上下误差 0.005 mm。

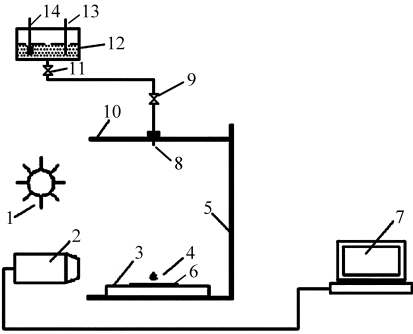


图 1 实验装置示意图
Fig. 1 Experiments system

1. 灯光 2. 高速摄影仪 3. 基板 4. 液滴 5. 坐标架 6. 液膜
7. 计算机 8. 针头 9、11. 流量调节阀 10. 滑动支架 12. 储液槽
13. 热电偶 14. 加热装置

实验测试系统采用德国 Basler 公司高速摄影仪,倾斜布置,与水平面夹角为 15°,数据处理时考虑投影关系。拍摄速度为 10 000 帧/s,图像分辨率为 1 024 像素×512 像素,用布光法进行拍摄。像素分析采用 Matlab 软件。由于液滴近似为椭球形,在测量液滴直径时取液滴当量直径 $(D_h^2 D_v)^{1/3}$ ^[13],其中, D_h 和 D_v 分别是液滴水平直径和竖直直径。本文中液滴的初始直径 D_0 为 (2.378 ± 0.05) mm,碰撞速度取液滴接触壁面前 0.5 ms 的平均速度,碰撞速度 U_0 为 0.67 ~ 2.45 m/s,误差 ± 0.06 m/s。本文中不锈钢基板的粗糙度 R_a 不大于 2 μ m,根据 Mundo^[14] 的结论,当液滴直径与承载液膜的固体表面粗糙度在同一量级时,必须考虑粗糙度的影响,因此,本文可忽略壁面粗糙度的影响。液滴温度 T_0 为 72℃,液膜和承载液膜基板的温度都是 25℃。

图 2a 是液滴碰撞液膜润湿壁面的几何模型。定义液膜高度为 h ,壁面静态接触角为 θ ,液滴的铺展直径为 D_s ,则液滴铺展系数 $f = D_s/D_0$ 。

2 数值方法

数值计算模型采用柴油作为燃料液滴。液滴初始直径 $D_0 = 2.378$ mm,初始温度为 $T_0 = 345$ K,以一定碰撞速度 U_0 垂直冲击恒温润湿不锈钢板,液膜厚

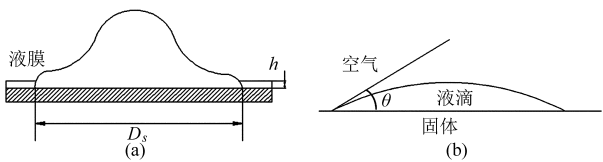


图 2 液滴碰撞液膜润湿壁面几何模型和接触角示意图

Fig. 2 Droplet impact on a wetted surface and droplet contact angle

度 0.2 mm,液膜和壁面温度均为 298 K,环境压力为 1 个大气压,环境温度为 298 K。考虑到液滴撞壁过程中的液固耦合壁面润湿作用,液滴与壁面间的接触角选取采用影像分析法实验测量的静态接触角 $\theta = 30^\circ$,如图 2b 所示。此外,加入 Marangoni 应力边界以求解液固交界面热应力,采用热物性材料参数替代常数参数值,并考虑壁面接触热阻对液滴撞壁过程的影响。其中,入射角作为控制液滴碰撞特性的重要参数,将在今后进一步研究。

计算模型对控制方程进行求解,并作出如下假设:气液界面无相变发生;碰撞过程一直处于层流状态;忽略辐射的影响,热量传递为燃料液滴与基板表面导热和空气对流换热。

根据 VOF 方法,通过求解连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \tag{1}$$

式中 $\mathbf{v}$ ——速度矢量
得到体积分数 γ 来追踪气液交界面。对液相流体, $\gamma = 0$ 表示单元是空的, $\gamma = 1$ 表示单元充满, $0 < \gamma < 1$ 表示单元为气液两相相界面。VOF 模型中,动量方程为

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot [\mu (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T)] + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \mathbf{F} \tag{2}$$

$$\rho = \gamma_1 \rho_1 + (1 - \gamma_1) \rho_0 \tag{3}$$

$$\mu = \gamma_1 \mu_1 + (1 - \gamma_1) \mu_0 \tag{4}$$

式中 $\mathbf{F}$ ——表面张力源项
 p ——压力 $\mathbf{g}$ ——重力矢量
 ρ ——计算单元内密度
 μ ——计算单元内动力粘度

其中,下标 0 表示气相,1 表示液相。表面张力源项采用 Brackbill^[15] 提出的连续表面力 (CSF) 模型来求解。能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \nabla \cdot (\rho c_p \mathbf{v} T) = \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) \tag{5}$$

式中 c_p ——计算单元内比热容
 T ——计算单元内温度

λ ——计算单元内导热系数

当液滴在壁面运动时,定义 $\boldsymbol{n}_w$ 和 $\boldsymbol{t}_w$ 分别为单位法向向量和壁面切向向量,则壁面的法向方向为

$$\boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_w \cos \theta + \boldsymbol{t}_w \sin \theta \tag{6}$$

考虑壁面接触热阻的作用,由温度变化引起表面张力变化所产生的壁面切应力,即 Marangoni 应力,可以表示为

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{d\sigma}{dT} \nabla T \tag{7}$$

式中 σ ——表面张力系数

计算采用二维轴对称模型,为提高相界面的计算精度,采用网格加密技术对壁面附近区域进行加密,网格数为 180 000。网格划分及边界条件如图 3 所示。

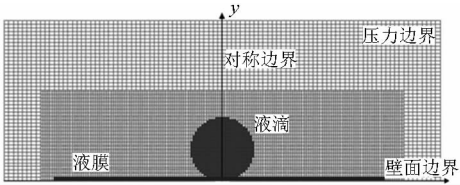


图 3 计算区域网格划分及边界条件

Fig. 3 Computational domain and boundary conditions

采用有限体积法对控制方程进行离散,压力速度耦合采用 SIMPLE 方法,压力求解采用 PRESTO!

方法,计算单元液相体积分数采用 CICSAM^[16] 方法离散求解,控制方程采用 QUICK 格式进行离散以减少假扩散提高精度,时间步长 $\Delta t = 10^{-6}$ s, Δt 内迭代次数为 30。

3 结果分析

3.1 实验观测液滴碰撞液膜现象分析

图 4a 是液滴碰撞润湿不锈钢壁面的运动形态变化,其中,液滴直径 2.378 mm,碰撞速度 0.67 m/s。0 ms 是液滴与液膜接触前最后一幅图像。可以看出,液滴碰撞液膜润湿壁面后呈铺展状态,受表面波的作用,液滴呈阶梯状(1.34 ms)。分析认为,具有较大冲击动能的液滴与壁面接触时,会产生振动波^[17-19],振动波从液滴底部传递到液滴上部,在液滴表面形成表面波。但当碰撞速度足够大时,液滴的半径大于振动波的衰减长度,振动波的作用消失。考虑到振动波在液滴中传递需满足其波长小于液滴的半径,因此,可推断振动波在一定速度范围内对液滴运动形态作用明显。文献[17]给出了表面波产生的速度范围

$$\left(\frac{\sigma}{\rho R_0}\right)^{1/2} < U_0 < \left(\frac{\sigma^2}{\rho R_0 \mu}\right)^{1/3} \tag{8}$$

实验工况下表面波产生的范围 $0.2 \text{ m/s} < U_0 <$

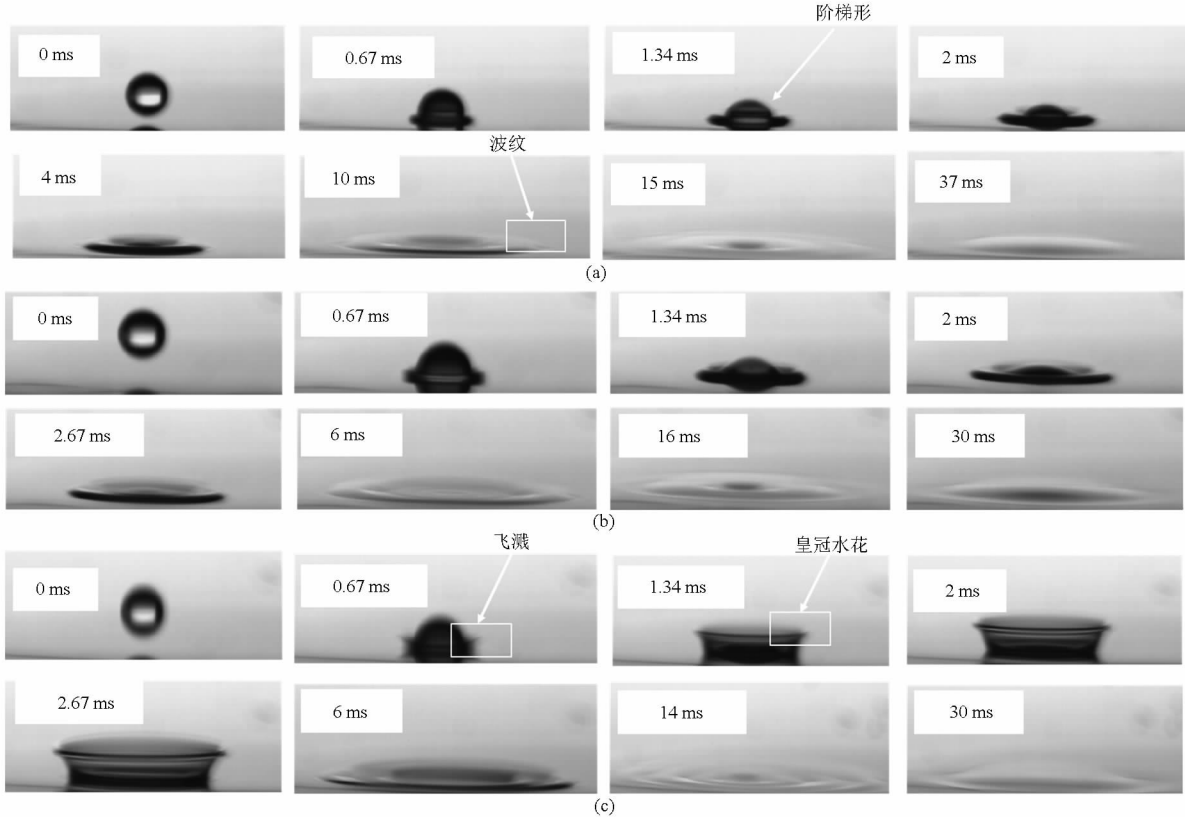


图 4 液滴以不同的碰撞速度冲击液膜润湿壁面的运动形态

Fig. 4 Droplet impact on a wetted surface at different velocities

(a) 0.67 m/s (b) 1.49 m/s (c) 2.1 m/s

0.9 m/s。图 4a 中液滴撞壁表面波作用明显,正是因为液滴的碰撞速度在此区间内。随着铺展的进行,液膜铺展边缘产生波纹(10 ms),并在液膜表面形成高于液膜的环形液层,液层外缘继续铺展,而内环出现回缩现象(10~15 ms),向碰撞中心处聚拢,最终达到稳定(37 ms)。

继续增加液滴的碰撞速度到 1.49 m/s,大于表面波产生的碰撞速度范围,如图 4b 所示。可以看出,液滴铺展过程中不再呈阶梯状,说明表面波的作用不再明显。图 4b 中液滴碰撞液膜润湿壁面后没有产生水花,继续增大碰撞速度到 2.1 m/s,可以看到液滴撞壁后有水花产生,如图 4c 所示。

从图 4c 中可以看出,液滴与液膜接触后,迅速铺展并产生水花(0.67 ms),这是由于液滴的碰撞速度越大,冲击动能越大,较大的冲击动能足以克服液膜的表面张力作用。随着液滴继续铺展,在液滴铺

展边缘周围产生的水花高度逐渐增大,最终形成皇冠水花(1.34~2.67 ms),随后,皇冠水花落入液膜中,形成高于液膜的环形液层(6 ms),液层外缘继续铺展,内环向碰撞中心回缩(6~14 ms),最终在壁面形成稳定液膜(30 ms)。

为对比液滴碰撞干壁面与液膜润湿壁面的不同,实验观测了直径 2.378 mm 的液滴碰撞不锈钢干壁面的运动形态,如图 5a 所示。其中壁面接触角为 30°。可以看出,液滴碰撞干壁面与碰撞液膜润湿壁面存在很大的不同,液滴撞壁后没有产生水花,液滴的铺展边缘产生微小凸起(0.2 ms),这是由于液滴沿壁面运动受自由界面垂直方向加速度产生的 Rayleigh Taylor 不稳定性作用,空气在液滴边缘形成不均匀的压力分布,液滴在此压力扰动下铺展方向被压缩,随着扰动的持续作用,液滴边缘振动幅度增大,最终导致微小凸起的产生。

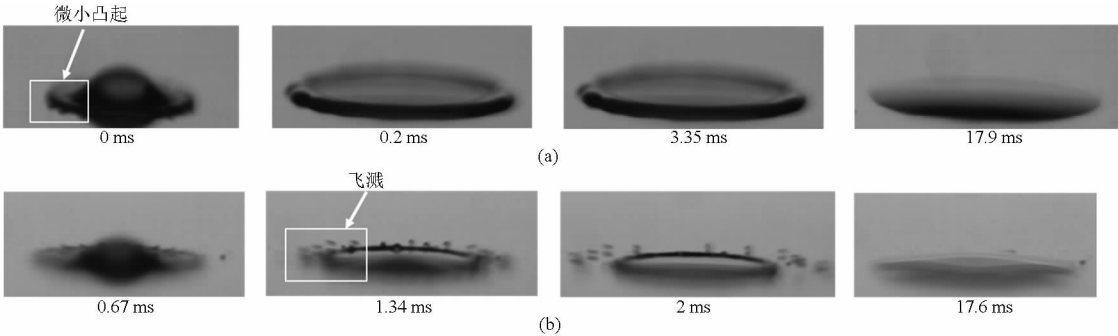


图 5 液滴以不同的碰撞速度冲击干壁面的运动形态
Fig. 5 Droplet impact on a dry surface at different velocities
(a) 2.1 m/s (b) 2.45 m/s

继续增加液滴碰撞速度到 2.45 m/s,液滴碰撞液膜后产生了液滴飞溅现象,如图 6 所示。液滴接触液膜后产生水花,由于液滴具有更高的冲击动能,当所产生的皇冠水花铺展到最大程度时,受 Rayleigh-Plateau 不稳定性的影响,水花顶部凸起受两侧水花薄膜的挤压,从边缘脱离形成小液滴(2.676 ms)。上述飞溅破碎形成液滴(2.67~6 ms)向四周飞去,随后,落入液膜,部分液滴受表面张力的作用在液膜表面回弹(9 ms),最终达到稳定状态(30 ms)。图 5b 是实验观测液滴碰撞干壁面的飞溅现象,其中液滴直径为 2.378 mm。可以看出,液滴

碰撞干壁面产生的飞溅液滴的运动方向与壁面存在较大的夹角(1.34 ms)而液滴碰撞液膜润湿壁面产生的飞溅液滴与壁面的夹角较小。

3.2 液滴碰撞液膜特征参数分析

为研究液滴碰撞速度的影响,将不同碰撞速度下液滴撞壁铺展系数表示成时间函数,如图 7 所示,碰撞速度分别是 0.67、1.49、2.10 和 2.45 m/s。可以看出,液滴的铺展系数随时间逐渐增大,当 t 大约等于 6 ms 时,液滴的铺展系数基本保持不变。液滴的碰撞速度越大,铺展系数越大。这是由于,在铺展阶段,液滴的惯性力作用大于液滴的粘性力、表面张

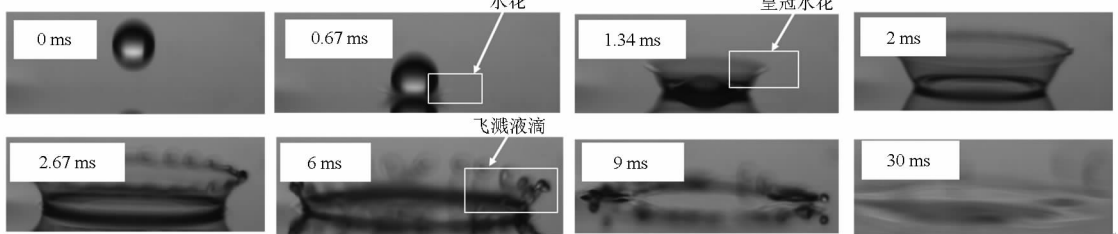


图 6 液滴以 2.45 m/s 的碰撞速度冲击液膜润湿壁面的运动形态
Fig. 6 Droplet impact on a wetted surface at the velocity of 2.45 m/s

力、液滴-壁面粘性耗散和液滴-液膜粘性耗散的共同作用,碰撞速度较大的液滴具有较大的惯性力,因此,越容易铺展。

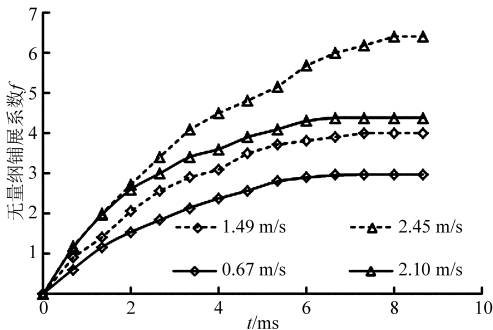


图 7 不同碰撞速度下液滴铺展系数随时间的变化

Fig. 7 Spreading factor changes with time at different impact velocities

图 8 是液滴碰撞液膜润湿壁面的铺展速度随时间的变化,本文定义铺展速度是液滴铺展直径随时间的变化率。由于实验拍摄时间间隔较小,可认为液滴在单位时间内作匀减速运动。液滴达到最大铺展直径时,受液滴粘性力、表面张力、液滴-壁面粘性耗散和液滴-液膜粘性耗散的共同作用铺展速度减小为 0。可以看出,不同碰撞速度下液滴的铺展速度都呈指数递减规律,当 t 大约等于 6 ms 时,液滴的铺展速度降至初始铺展速度的 10% 以内。还可以看出,液滴的碰撞速度越大,其铺展速度越大,液滴的铺展速度大约是碰撞速度的 2 倍,可见初始铺展速度是液滴撞壁后铺展的关键。

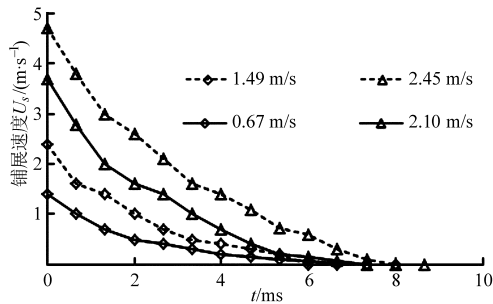


图 8 不同碰撞速度下液滴铺展速度随时间的变化

Fig. 8 Spreading velocity changes with time at different impact velocities

根据前文所述,液滴碰撞干壁面和液膜润湿壁面存在很大的不同,为对比液滴的撞壁特性,将实验观测的液滴碰撞液膜润湿壁面和干壁面的最大铺展系数表示成碰撞速度的函数,如图 9 所示。可以看出,液滴碰撞液膜润湿壁面的最大铺展系数与其碰撞速度密切相关,碰撞速度越大,液滴的最大铺展系数越大,从 3 增加到 6.5。与碰撞润湿壁面相比,液滴碰撞干壁面的最大铺展系数与碰撞速度的相关性较小,铺展系数从 2.6 增加到 3.4。此外,当碰撞速度大于 2 m/s 时,液滴碰撞干壁面的最大铺展系数

几乎不变,可见液滴的碰撞速度越大,液滴碰撞干壁面的最大铺展系数与碰撞速度的相关性越小。还可以看出,液滴碰撞干壁面和液膜润湿壁面的最大铺展速度与碰撞速度密切相关,液滴的碰撞速度越大,其最大铺展速度越大。相同的碰撞速度下,由于液滴碰撞液膜润湿壁面除受到液滴的惯性力、粘性力、表面张力和液滴-壁面粘性耗散的作用,还受到较大的液滴-液膜粘性耗散作用,因此,与液滴碰撞干壁面相比,液滴碰撞液膜润湿壁面的最大铺展速度较小。由此可见,壁面润湿液膜对液滴的撞壁特性存在较大的影响。

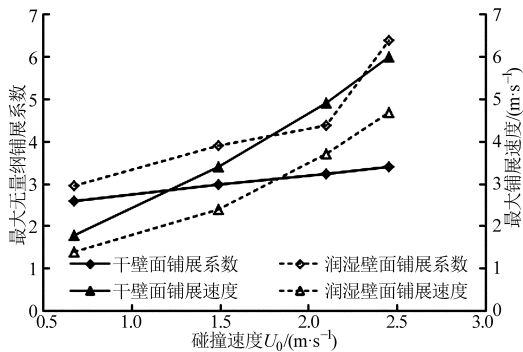


图 9 液滴碰撞液膜润湿壁面和干壁面铺展系数和铺展速度随碰撞速度的变化

Fig. 9 Spreading factor and velocity change with different impact velocities

3.3 数值模型验证

为验证模型的准确性,将实验观测液滴撞壁结果与数值模拟结果进行对比,如图 10 所示。

可以看出,液滴从接触液膜到达到最大铺展系数的整个铺展过程中,数值模拟和实验观测的液滴运动形态较为相似,如图 10a 所示。图 10b 还可以看出,不考虑液滴与润湿壁面间传热的模型,其计算结果与实验观测值相差较大;考虑传热的模型的计算结果与实验观测值较为接近。其中,考虑接触热阻的模型与不考虑接触热阻的模型相比,其计算结果与实验观测值更为接近。说明:液滴与润湿壁面间的传热对液滴撞壁过程的影响较大;涉及传热的液滴撞壁模型必须考虑接触热阻的影响。不难看出,采用 VOF 法并综合考虑液滴与壁面传热和接触热阻的模型能够较为精确的模拟具有复杂强瞬变相界面拓扑结构的多尺度、非线性强瞬态的液滴碰撞液膜润湿壁面的过程。

3.4 液滴流动传热

为探索液滴碰撞液膜润湿壁面的流动传热机理,对直径为 2.378 mm,碰撞速度为 2.1 m/s 的液滴撞壁过程中不同时刻的压力和速度分布进行分析,如图 11 所示。其中,液滴的压力取静压。

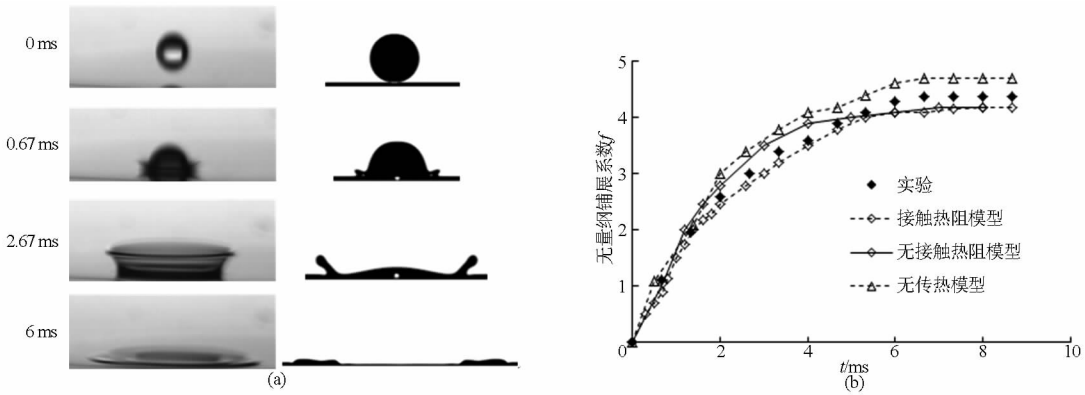


图 10 实验和模拟结果对比

Fig. 10 Comparison between experiments and simulations

(a) 实验观测和数值模拟液滴撞壁运动形态 (b) 实验和数值模拟液滴铺展系数

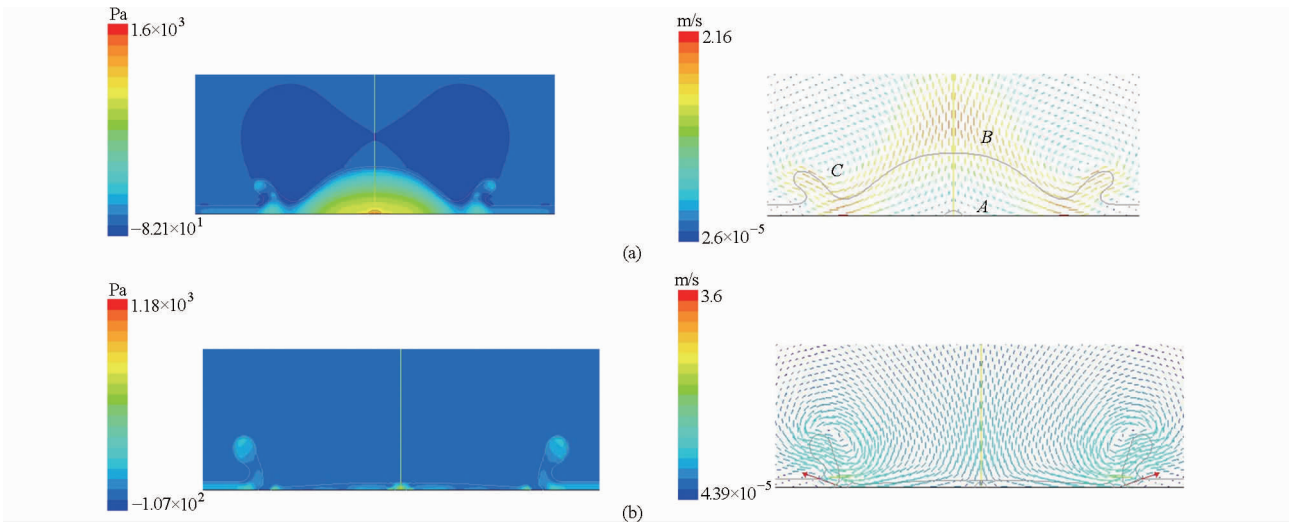


图 11 不同时刻碰撞过程压力和速度分布

Fig. 11 Pressure and velocity distributions

(a) 1.34 ms (b) 2.1 ms

由图 11 可看出,1.34 ms 时,液滴碰撞中心 A 点具有较大的压力(1 389 Pa),液滴主体沿壁面铺展,液滴铺展边缘具有较大的压力梯度,大于液膜内横向压力梯度,在该压力梯度的作用下,液体向斜上方运动,从而产生水花;速度分布可以看出,边缘水花的顶部 C 处具有较大的速度(2 m/s),与液滴主体的铺展速度(2.16 m/s)较为接近,可以看出,液滴碰撞液膜润湿壁面的阶段,较高的碰撞动能一部分用于克服表面张力的作用,产生水花,另一部分用于克服液膜粘性力的作用,使液滴沿壁面铺展。2.10 ms 时,可见皇冠水花,从压力分布可以看出,皇冠水花顶部具有较大的压力(213 Pa),远大于颈部的压力(21 Pa),受 Rayleigh - Plateau 不稳定性的影响,水花颈部出现收缩。此刻,液滴碰撞中心 A 点的压力明显减小到 700 Pa。由于图 11 中液滴的碰撞速度较小,水花的运动速度不足以使液滴从水花顶端分离,没有形成破碎液滴。速度分布可以看出,此时水花顶部速度减小到 1.06 m/s,远大于液滴的铺展速

度(0.6 m/s),说明此时液滴的铺展特性不再明显,皇冠水花成为主要的撞壁特性。

图 12 是液滴碰撞液膜润湿壁面过程中的温度和涡量分布,其中,燃料液滴温度高于壁面温度,液滴向壁面传热。可以看出,1.34 ms 时,液滴在碰撞点 A(图 11a)处的温度梯度为 1 181 K/mm,大于液滴表面 B 处的温度梯度 112 K/mm 和边缘水花顶部 C 处的温度梯度 75 K/mm,这是由于 A 点传热以液滴与壁面的导热为主,B 点和 C 点传热以空气对流传热为主。2.1 ms 时,碰撞点 A 温度梯度减小到 569 K/mm,表面 B 点温度梯度减小到 75 K/mm,而边缘水花的顶部 C 处温度梯度增加到 90 K/mm。需要指出:A 点温度梯度随时间呈减小趋势,考虑到沉积液膜与壁面传热为导热,由傅里叶定律可得壁面热流密度随时间减小。此外,由于 C 点的温度梯度随时间呈增大趋势,C 点的温度逐渐降低,由 Marangoni 应力边界可得,C 点表面张力做功逐渐增大,结合毛细破碎理论^[20],可以推断,表面张力是液

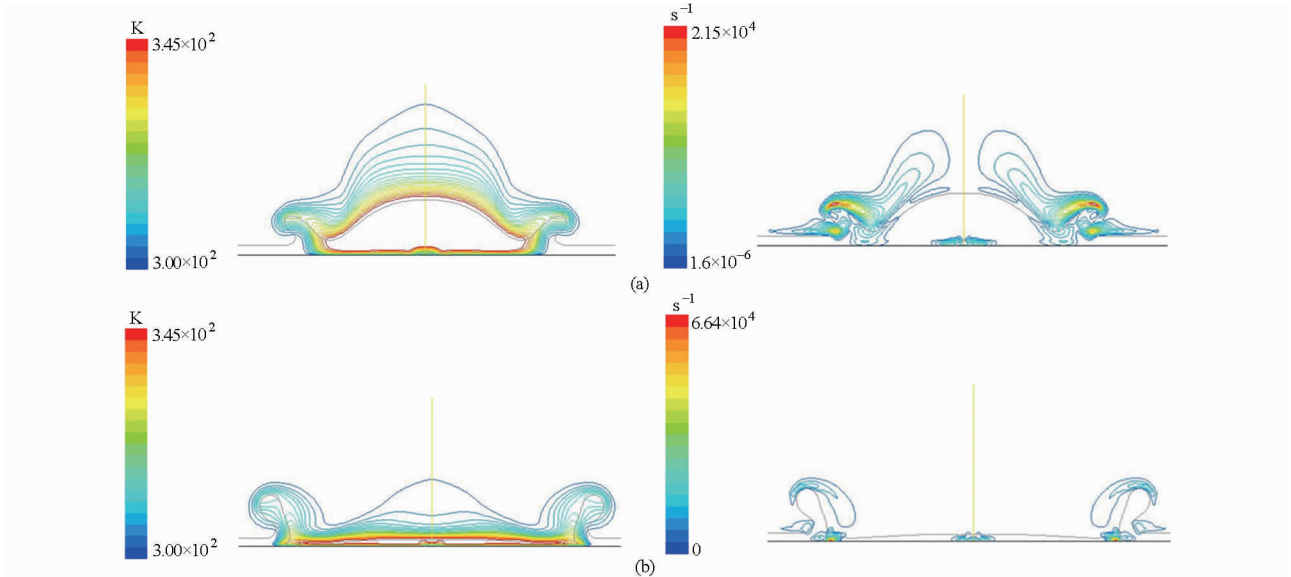


图 12 碰撞过程温度和涡量分布

Fig. 12 Temperature and vorticity distributions

(a) 1.34 ms (b) 2.10 ms

滴从皇冠水花分离的主要作用力。

图 12a、12b 的下图为液滴碰撞过程中的涡量分布,可以看出,液滴撞壁过程中不同时刻,液滴边缘水花 C(图 11a)处都保持较大的涡量,说明 C 处空气对液滴的剪切作用较大。

3.5 液滴破碎飞溅

继续增加液滴的碰撞速度,使得液滴具有更高的冲击动能,液滴撞壁后迅速产生水花,当所产生的皇冠水花铺展到最大程度时,水花顶部凸起受两侧水花薄膜的挤压,从边缘脱离形成小液滴,产生飞溅现象。图 13 是数值模拟液滴碰撞液膜润湿壁面的飞溅现象,其中,液滴的直径 $D_0 = 2.378\text{ mm}$,碰撞速度 $U_0 = 6\text{ m/s}$,液膜高度 0.2 mm 。可以看出,0.8 ms 时,皇冠水花顶部在表面张力的作用下呈球形,该区域的相界面拓扑结构发生变化,因此,该区域内表面张力的作用较为复杂。从图 13 可以看出,皇冠水花颈部外侧壁表面张力作用指向液体区域,而皇冠水

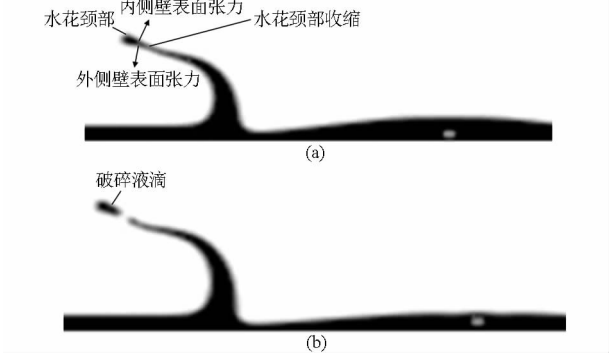


图 13 数值模拟液滴破碎飞溅前后水花运动形态

Fig. 13 Liquid shape of breakup droplets

(a) 0.8 ms (b) 0.9 ms

花内侧壁表面张力的作用指向空气区域。在较为复杂的表面张力的作用下,皇冠水花颈部出现收缩,当颈部直径足够小以及表面张力足够大时,液滴会从皇冠水花主体破碎而分离,由于破碎液滴仍具有较大的动能,向两侧飞溅。

图 14 是皇冠水花区域的压力分布,其中,液滴的压力取静压。可以看出,0.8 ms 时,受表面张力的作用,皇冠水花颈部的压力较小,且具有较大的压力梯度,这是水花斜向上运动和颈部收缩的主要原因。0.9 ms 时,皇冠水花颈部破碎,顶部分离的液滴仍具有较大的压力,因此,液滴继续向两侧飞溅。

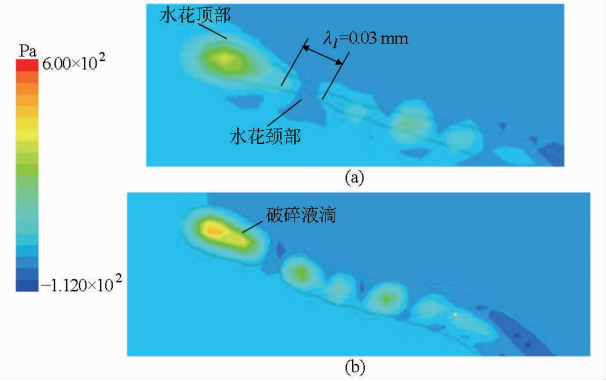


图 14 液滴破碎飞溅前后水花压力分布

Fig. 14 Pressure distribution of breakup droplets

(a) 0.8 ms (b) 0.9 ms

经上述分析可得,皇冠水花破碎主要是由于毛细波(又称表面张力波)的作用,根据毛细破碎理论,给出了水花破碎的临界毛细波波长^[20]

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{\sqrt{3}r_l} \tag{9}$$

式中 λ_c ——临界波长 r_l ——水花颈部半径

由图 14 可得,皇冠水花颈部半径是 0.001 mm,可得水花破碎的临界毛细波波长是 0.003 625 mm。根据文献[17]中毛细波长和速度的关系可得,皇冠水花颈部的毛细波长 $\lambda_l = 0.03$ mm。可见,皇冠水花颈部的毛细波长大于破碎所需临界波长,因此,皇冠水花发生破碎,产生飞溅液滴。

4 结 论

(1) 实验观测液滴与壁面接触后,随着碰撞速度的增加,依次呈现出铺展、皇冠水花和液滴破碎飞溅现象。其中,当液滴碰撞速度为 $0.2 \text{ m/s} < U_0 < 0.9 \text{ m/s}$ 时,表面波的作用明显,液滴撞壁后呈阶梯

状。

(2) 碰撞速度越大,液滴碰撞液膜润湿壁面的铺展系数越大,且碰撞速度效应与液滴碰撞干壁面相比要明显。液滴撞壁后的铺展速度迅速减小,碰撞速度越大初始铺展速度越大,且最大铺展速度小于液滴碰撞干壁面。

(3) 考虑传热及接触热阻的模型能够较准确地预测液滴碰撞液膜润湿壁面运动过程。数值分析得出,液体内部压力梯度是液滴铺展、产生皇冠水花和液滴飞溅的主要原因。

(4) 皇冠水花顶部的空气剪切及毛细波的作用是水花颈部收缩和产生破碎飞溅液滴的关键因素。

参 考 文 献

- 1 李大树,仇性启,崔运静,等. 柴油机冷启动喷雾油滴撞壁速度效应数值分析[J]. 农业机械学报,2014,45(6): 25-31.
Li Dashu, Qiu Xingqi, Cui Yunjing, et al. Numerical analysis on impacting velocity effect on spray oil droplet impacting onto a surface during diesel engine cold starting[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2014, 45(6): 25-31. (in Chinese)
- 2 马宗正,程勇,纪少波,等. 进气流动对 PFI 汽油机燃油喷雾碰壁过程的影响[J]. 农业机械学报,2012,43(3): 10-15.
Ma Zongzheng, Cheng Yong, Ji Shaobo, et al. Influences of intake flow on spray and wall-film for port fuel injection gasoline engine[J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2012, 43(3): 10-15. (in Chinese)
- 3 Moreira A L N, Moita A S, Panao M R. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: how much of single droplet impact research is useful? [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2010, 36(5): 554-580.
- 4 李大树,仇性启,于磊,等. 喷雾液滴撞壁研究综述[J]. 工业加热,2014,43(2): 1-4.
Li Dahu, Qiu Xingqi, Yu Lei, et al. Review of spray droplet impact on a surface[J]. Industrial Heating, 2014, 43(2): 1-4. (in Chinese)
- 5 刘红,王淑春,解茂昭,等. 单液滴撞击薄液膜产生二次雾化过程的数值模拟[J]. 燃烧科学与技术,2012,18(1): 38-43.
Liu Hong, Wang Shuchun, Xie Maozhao, et al. Numerical simulation of secondary atomization on impacting of a droplet upon a thin liquid film[J]. Journal of Combustion Science and Technology, 2012, 18(1): 38-43. (in Chinese)
- 6 Okawa T, Shiraishi T, Mori T. Production of secondary drops during the single water drop impact onto a plane water surface[J]. Experiments in Fluids, 2006, 41(6): 965-974.
- 7 Tabbara H, Gu S. Modelling of impingement phenomena for molten metallic droplets with low to high velocities[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2012, 55(7): 2081-2086.
- 8 Cossali G E, Coghe A, Marengo M. The impact of a single drop on a wetted solid surface[J]. Experiments in Fluids, 1997, 22(6): 463-472.
- 9 Vander Wal R L, Berger G M, Mozes S D. Droplets splashing upon films of the same fluid of various depths[J]. Experiments in Fluids, 2006, 40(1): 33-52.
- 10 Rioboo R, Bauthier C, Conti J, et al. Experimental investigation of splash and crown formation during single drop impact on wetted surfaces[J]. Experiments in Fluids, 2003, 35(6): 648-652.
- 11 Shinjo J, Umemura A. Simulation of liquid jet primary breakup: dynamics of ligament and droplet formation[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2010, 36(7): 513-532.
- 12 Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201-225.
- 13 Rioboo R, Marengo M, Tropea C. Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces[J]. Experiments in Fluids, 2002, 33(1): 112-124.
- 14 Mundo C H R, Sommerfeld M, Tropea C. Droplet-wall collisions: experimental studies of the deformation and breakup process [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1995, 21(2): 151-173.
- 15 Brackbill J U, Kothe D B. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335-354.
- 16 Ubbink O, Issa R I. A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes[J]. Journal of Computational Physics, 1999, 153(1): 26-50.
- 17 Renardy Y, Popinet S, Duchemin L, et al. Pyramidal and toroidal water drops after impact on a solid surface[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2003, 484: 69-83.

18 Bayer I S, Megaridis C M. Contact angle dynamics in droplets impacting on flat surfaces with different wetting characteristics[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 558: 415 – 449.

19 Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces[J]. Fluid Dynamics Research, 1993, 12(2): 61 – 93.

20 Chen R H, Chiu S L, Lin T H. On the collision behaviors of a diesel drop impinging on a hot surface[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2007, 32(2): 587 – 595.

Experiment and Numerical Simulation of Droplet Impacting onto a Wetted Surface

Li Dashu¹ Qiu Xingqi¹ Yu Lei¹ Zheng Zhiwei¹ Ma Peiyong² Qi Fenglei³

(1. School of Chemical Engineering, China University of Petroleum, Qingdao 266555, China

2. School of Mechanical and Automobile Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China

3. Department of Mechanical Engineering, Iowa State University, Ames, IA 50011, USA)

Abstract: In order to explore the mechanism of fuel droplet impacting on a wetted surface in a small-size combustor of diesel engine, experiments and numerical simulation were carried out. High speed camera was used to observe the phenomenon of spreading, liquid sheet formation, breakup and splashing during droplet impact. The results showed that the spreading factor and velocity were closely related to impact velocity. The higher impact velocity droplet had a larger spreading factor, and the initial spreading velocity was the largest, which could be increased by increasing impact velocity. The numerical simulation was developed using volume of fluid method including heat transfer and contact resistance. The mechanism of droplet fluid and heat transfer as well as breakup during impact were obtained according to analysis of results. The numerical results also showed that the pressure gradient inside liquid was the main factor resulting in droplet spreading, liquid sheet formation, breakup and splashing. The capillary wave resulted in the shrink at the neck of the liquid sheet and breakup and splash from the liquid sheet.

Key words: Droplet impact Wetted surface Crown liquid sheet Droplet breakup and splash