doi:10.6041/j.issn.1000-1298.2015.07.042

# 液滴冲击不同浸润性壁面的数值分析\*

李大树'仇性启'郑志伟'崔运静<sup>2</sup>马培勇<sup>3</sup>

(1.中国石油大学(华东)化学工程学院,青岛 266555; 2.中国石油大学(华东)机电工程学院,青岛 266555;3.合肥工业大学机械与汽车工程学院,合肥 230009)

摘要:采用复合水平集和流体体积法并综合考虑传热和接触热阻的作用,建立了液滴碰撞水平壁面数值模型,并实 验验证了模型的准确性。通过分析计算结果,探索了壁面浸润性对液滴撞壁过程的影响,揭示了液滴撞壁流动传 热及飞溅机制,并建立了液滴飞溅临界条件理论判据。数值结果表明:液滴铺展系数的碰撞速度效应明显,碰撞速 度越大,液滴的铺展系数越大,但液滴达到最大铺展系数所需无量纲时间与碰撞速度不相关;碰撞速度越大,液滴 撞壁收缩幅度越大,壁面浸润性对铺展系数的影响越小。液体内部压力梯度是液滴铺展边缘产生射流和断裂的主 要原因;Rayleigh – Plateau 不稳定性和毛细波是射流颈部收缩和破碎飞溅的关键因素。

关键词:液滴冲击 壁面浸润性 铺展系数 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(2015)07-0294-09

## Numerical Analysis of Droplet Impact on Surfaces with Different Wettabilities

Li Dashu<sup>1</sup> Qiu Xingqi<sup>1</sup> Zheng Zhiwei<sup>1</sup> Cui Yunjing<sup>2</sup> Ma Peiyong<sup>3</sup>

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

2. School of Mechanical and Electrical Engineering, China University of Petroleum, Qingdao 266555, China

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

**Abstract**: In order to explore the mechanism of fuel droplet impact on surface in diesel engine small-size combustor, a numerical model was developed using coupled level set and volume of fluid method including heat transfer and contact resistance. This model was verified by using experiments. The effect of wettabilities and the mechanism of droplet fluid and heat transfer as well as splashing during spreading were obtained according to results analysis. The theoretical condition of splashing is developed based on energy conservation equation. The results show that when the droplet contacts with the surface, it presents surface oscillation, spread and splash as the impact velocity increases. Spreading factor is closely related to impact velocity, the higher the impact velocity is, the larger the spreading factor is. The dimensionless time of maximum spreading factor is uncorrelated to impact velocity, the higher impact velocity is, the larger contraction is. The effect of wettabilities on spreading factor decreases with increasing impact velocity. The pressure gradient inside droplet is the main factor resulting in droplet spreading, breakup and splashing. Rayleigh – Plateau instability and capillary wave results in the shrink, breakup and splash from the liquid sheet. The conclusions are significant to spray control technology. **Key words**: Droplet impact

收稿日期: 2014-09-19 修回日期: 2014-12-15

<sup>\* &</sup>quot;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)和中央高校基本科研业务费专项资 金资助项目(15CX06052A、13CX02078A)

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: 崔运静,讲师,主要从事流动、雾化及清洁燃烧技术研究,E-mail: cuiyj@ upc. edu. cn

#### 295

## 引言

液滴撞壁现象广泛存在于喷雾冷却、喷雾干燥 和喷雾燃烧等工业技术领域。现代柴油机中,高速 喷雾液滴不可避免冲击壁面。考虑到液滴撞壁过程 流动机理复杂,相界面拓扑结构变化较大,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<sup>[1-4]</sup>。

液滴撞壁是多尺度、非线性、强瞬变的过程,影 响因素众多,且各因素间相互作用<sup>[5-7]</sup>。其中,壁面 浸润性对液滴撞壁后的蒸发以及二次雾化具有较大 影响<sup>[3,5]</sup>,研究不同浸润性壁面的撞壁有助于优化 燃烧室结构,提高整机效率。而现有关于壁面浸润 性对液滴撞壁影响的报道十分缺乏[2,5]。目前,众 多国内外学者对液滴冲击水平壁面进行了实验和数 值研究<sup>[5,6,8-10]</sup>,但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, 如自由表面流动、三相接触线行为等<sup>[3]</sup>。同时,有 关撞壁过程中液滴破碎飞溅机理的文献也较少<sup>[5]</sup>。 考虑到接触热阻作为液固耦合的重要参数,在液滴 撞壁过程中不可忽略<sup>[1,4]</sup>,而现有考虑接触热阻的 液滴撞壁模型还极其缺乏。目前,有关液滴撞壁相 界面追踪模型多采用流体体积(VOF)法和水平集 (Level-set)法,但上述两种方法存在不足<sup>[4,11]</sup>:VOF 法相界面计算精度低, Level-set 法计算过程中物理 量不守恒。此外,由于液滴撞壁过程边界条件的复 杂性<sup>[3,12]</sup>,目前仍缺乏临界飞溅条件的理论判据。 因此,本文采用复合水平集和流体体积法 (CLSVOF)<sup>[13]</sup>,并综合考虑传热与接触热阻的作用, 建立液滴碰撞水平壁面计算模型,并验证模型的可 靠性。进一步分析液滴碰撞不同浸润性壁面的动力 学形态(如铺展、收缩、回弹、飞溅等),探索不同碰 撞速度下液滴碰撞不同浸润性壁面的规律,揭示液 滴飞溅机理,并基于此建立液滴撞壁临界飞溅条件 的理论判据。

## 1 数值方法

数值计算模型采用国产 0 号柴油作为燃料液 滴。液滴初始直径  $D_0 = 2 \text{ mm}$ ,初始温度  $T_0 = 345 \text{ K}$ , 以一定碰撞速度  $U_0$ 垂直冲击恒温不锈钢板,不锈钢 型号为 316,壁面和环境温度均为 300 K,环境压力 为 1 个大气压。考虑到液滴撞壁过程中不同浸润性 壁面的液固耦合润湿作用,液滴与壁面间的接触角 采用影像分析法实验测量所得的静态接触角。实验 采用座滴法进行测量,并结合切线法对 CCD 摄像仪 所采集的图像进行分析,得到壁面静态接触角分别 为 $\theta = 30^{\circ} \pi \theta = 140^{\circ}$ 。壁面的粗糙度轮廓算术平均 偏差  $R_a$ 不大于 0.2  $\mu$ m,不平度十点高度  $R_a$ 不大于 0.5  $\mu$ m,轮廓微观不平度的平均间距  $S_m$ 不大于 0.04 mm,壁面传热系数为 14.9 W/(m·K)。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,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,热量传递为液滴与基板表面导 热和空气对流换热。

根据 CLSVOF 方法,连续性方程和动量方程可表示成

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

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

式中 v——速度矢量

*F*——表面张力源项
 *p*——压力 *g*——重力矢量
 ρ(φ)——计算单元内密度
 μ(φ)——计算单元内动力粘度

动量方程中表面张力源项采用 Brackbill 等<sup>[14-15]</sup>提出的连续表面力(CSF)模型来求解,可以 表示成

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{\kappa}}(\boldsymbol{\phi}) \ \nabla H(\boldsymbol{\phi}) \tag{3}$$

式中 κ——曲率 σ——表面张力系数

 $H(\phi)$ ——Heaviside 函数

能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) + \nabla \cdot (\rho c_p v T) = \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) \quad (4)$$

式中 cp——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 *n<sub>w</sub>和 τ<sub>w</sub>分别为单位* 法向向量和壁面切向向量,则壁面的法向方向可以 表示成

$$\boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_{w}\cos\theta + \boldsymbol{\tau}_{w}\sin\theta \tag{5}$$

壁面 Marangoni 应力可以表示为

$$\tau = \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}T} \nabla T \tag{6}$$

计算采用二维轴对称模型,对壁面附近区域进

行加密以提高计算精度,网格数为180000。液滴撞 壁几何模型及边界条件如图1所示。



Fig. 1 Droplet impact 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<sup>[16]</sup>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, $\Delta t$  内迭代 次数为 100。

### 2 计算模型验证

为验证模型的准确性,建立实验系统,如图2所示。柴油受重力势能的作用在针尖处形成液滴并从针头脱落。液滴的直径取决于所选用针头的直径。 实验中,在高速摄像仪拍摄区域内放置参照物(刚性小球,直径 d = 5 mm),采用像素分析法分别得到小球和液滴直径的像素点个数,根据小球与液滴直径的比例关系对液滴直径进行标定,小球中心和碰撞点位于与摄像仪垂直的同一平面上,且与碰撞点之间的距离不超过15 mm。液滴的碰撞速度可以通过调整滑动支架的高度来控制,液滴始终垂直碰撞壁面。系统光源使用450 W 大功率节能灯,光线稳定,与碰撞点和高速摄像仪呈同一水平直线布置。

实验测试系统采用德国 Basler 公司高速摄像



Fig. 2 Experiments system

高速摄像仪 2、11、15.热电偶 3.基板 4.液滴 5.光源
 计算机 7.温度记录仪 8.坐标架 9.针头 10.滑动支架
 12.流量调节阀 13.储液槽 14.加热装置

仪,与水平面的夹角  $\alpha = 15^{\circ}$ ,数据处理时考虑投影 关系。拍摄速度选取 10 000 帧/s,图像分辨率为 1 024 像素 × 512 像素。像素分析采用 Matlab 软件 完成。由于液滴近似为椭球形,在测量液滴直径时 取液滴的当量直径 $(D_{h}^{2}D_{e})^{1/3[17]}$ ,其中, $D_{h}$ 和  $D_{e}$ 分别 是液滴水平直径和竖直直径。液滴温度  $T_{0}$ 为 345 K,通过加热装置和热电偶进行控制,壁面温度 与环境温度均为 300 K。此外,实验中,每组实验反 复进行多次,测量误差小于 5%。

实验观测不同时刻液滴撞壁结果与数值模拟对 比结果如图 3 所示,其中,液滴直径  $D'_0$  = 2.378 mm, 碰撞速度  $U_0$  = 1.49 m/s,壁面静态接触角 30°。 图 3a 是不同时刻的液滴撞壁实验观测运动形态和 接触热阻 CLSVOF 模型数值模拟结果,图 3b 是实验 测量铺展系数  $f(f = D_s/D'_0, D_s)$ 为液滴铺展直径) 与模 型计算所得 f 随无量纲时间( $t^* = tU_0/D'_0$ )的变化<sup>[18]</sup>。



图 3 实验和模拟结果对比 Fig. 3 Comparison between experiment and simulation

从图 3a 可以看出,在液滴碰撞干壁面的整个阶段,实验观测与数值模拟液滴的运动形态十分相似。 图 3b 定量对比了实验和模拟的液滴铺展系数。可 以看出,考虑接触热阻的模型与不考虑接触热阻的 模型相比,其铺展系数与实验观测值更接近,这是由 于,液滴沿壁面铺展过程中由剪切应力而引起的粘 性耗散使得液滴三相接触线处 Marangoni 效应明 显,而接触热阻模型能够预测 Marangoni 应力(由温 度变化引起表面张力变化所产生的壁面切应力), 因此,涉及传热的液滴撞壁模型必须考虑接触热阻 的影响。CLSVOF 模型与 VOF 模型相比,其计算结 果与实验观测值较为接近,说明:CLSVOF 模型能够 更好地模拟具有复杂强瞬变相界面拓扑结构的液滴 撞壁过程。

从图 3b 还可以看出,碰撞后期阶段,考虑接触 热阻和不考虑接触热阻模型的铺展系数较为接近, 这是因为碰撞后期气液固三相接触线逐渐趋于稳 定,液固交界面温度保持不变,接触热阻的作用较 小。而在液滴的铺展系数发展阶段,考虑接触热阻 和不考虑接触热阻的铺展系数相差较大,说明接触 热阻的作用不可忽略。

## 3 结果分析

## 3.1 液滴撞壁现象分析

不同壁面浸润性是指由于壁面接触角的差异所 引起的不同液固耦合润湿作用。图4是数值模拟液 滴以0.1 m/s的碰撞速度冲击不同浸润性水平不锈 钢壁面(壁面静态接触角分别是 $\theta$ =30°和 $\theta$ = 140°),其中,液滴直径 $D_0$ =2 mm。从图4a可以看 出,液滴碰撞 $\theta$ =30°的浸润壁面,初始阶段形态变 化不大(0~2 ms),由于液滴的碰撞速度较小,液滴 的惯性力作用也较小,其高度变化较小,铺展较慢。 随着液滴的粘性力和表面张力的作用逐渐增大,液 滴逐渐达到最大铺展直径(10 ms),随后液滴三相接 触线几乎不变,但液滴表面振荡特性明显(10~ 20 ms),最终在壁面形成稳定液膜(30 ms)。从图 4b 可以看出,液滴碰撞 θ = 140°的憎浸壁面,运动形态 与浸润壁面存在较大的不同,液滴达到最大铺展直 径后(6 ms),三相接触线向碰撞中心收缩,表面振荡 特性明显(6~9 ms),最终在壁面形成稳定的"半椭 球形"液滴。

液滴碰撞速度增大到1 m/s,如图5 所示。从 图5a可以看出,液滴碰撞 θ = 30°的浸润壁面后铺 展迅速(0.6~2.6 ms),3 ms达到最大铺展直径,此 时,三相接触线速度减小到零,而碰撞中心处液体由 于仍具有较大的惯性力,继续沿壁面铺展,使得液滴 铺展边缘高于碰撞中心(3.6 ms)。从图5b可以看 出,液滴碰撞 θ = 140°的憎浸壁面后,2.6 ms达到最 大铺展直径,随后,液滴开始收缩(4~7.9 ms),在撞 壁中心处形成回弹射流(10~14 ms),收缩过程中空 气会被卷吸并形成气泡。由于液滴碰撞速度较小, 液滴达到最大铺展系数后的表面能较小,液滴收缩 动能较小,不足以克服壁面粘滞作用,射流不能剥离 壁面。随着射流长度逐渐增加,在射流顶部出现破 碎,形成小液滴(14 ms)。

继续增大碰撞速度到 10 m/s,如图 6 所示。从 图 6a 可以看出,液滴碰撞 θ = 30°的浸润壁面,铺展 更为迅速(0~0.6 ms),在壁面迅速形成稳定液膜 (1.6 ms)。在液滴铺展过程中可见,铺展边缘产生 飞溅现象,分析认为这是由于液滴冲击动能较大,足



以克服液滴铺展过程中表面能和粘性耗散以及表面 张力做功。从图 6b 可以看出,液滴碰撞  $\theta$  = 140°的 憎浸壁面,迅速达到最大铺展直径(0~1.4 ms),随 后开始收缩(1.4~10 ms),液滴收缩速度较快, 10 ms时在壁面碰撞中心处形成射流,由于液滴的碰 撞速度较大,液滴达到最大铺展系数后的表面能较 大,液滴收缩动能较大足以克服壁面粘滞作用和液 滴初始表面能,射流底部剥离壁面(12 ms)。此外, 还可以看出,收缩过程中空气卷吸量增大,卷吸空气 在碰撞中心处形成气泡,一部分在射流内部,随射流 剥离壁面,一部分与三相接触线周围空气融合,从液 体内部排出。



图 6 液滴以 10 m/s 碰撞速度冲击壁面运动形态数值模拟结果 Fig. 6 Droplet impact on a surface at velocity of 10 m/s (a) θ=30° (b) θ=140°

#### 3.2 液滴撞壁特征参数分析

为研究碰撞速度对液滴碰撞不同浸润性壁面的 影响,将不同碰撞速度下,液滴碰撞不同浸润性壁面 的铺展系数表示成无量纲时间的函数,如图7所示, 液滴的碰撞速度分别是1、6、10、20m/s。可以看出, 液滴碰撞相同浸润性壁面,碰撞速度越大,液滴的铺 展系数越大。液滴碰撞浸润壁面(接触角 30°)的铺 展系数大于液滴碰撞憎浸壁面(接触角 140°),但液 滴达到最大铺展系数所需无量纲时间几乎相同,t<sup>\*</sup> 大约等于 2.6。当液滴碰撞速度较小(U<sub>0</sub> = 1 m/s) 时,液滴碰撞浸润壁面没有产生收缩,而碰撞憎浸壁 面在达到最大铺展直径后产生收缩。当液滴的碰撞速 度较大时,液滴碰撞不同浸润性壁面都产生收缩现象, 其中,液滴碰撞憎润壁面的收缩幅度较大。液滴沿壁 面收缩是惯性力、粘性力、表面张力共同作用的结果。 液滴沿壁面收缩过程表面能变化量可以表示成

$$\Delta E = \int_{s_1}^{s_2} \sigma \cos\theta \mathrm{d}S \tag{7}$$

式中 S----壁面润湿面积

其中,S<sub>1</sub>和S<sub>2</sub>是液滴收缩过程中的润湿面积。可以 看出,液滴沿壁面收缩表面能变化与接触角有关,当 液滴润湿面积为一定值,接触角越大,液滴收缩需要 克服的表面能越小,因此,液滴碰撞憎浸壁面容易产 生收缩现象。





Fig. 7 Spreading factor changes with time at different impact velocities of droplet impact on surface with different wettabilities

图 8 是液滴碰撞不同浸润性壁面的最大铺展系 数随碰撞速度的变化。可以看出,液滴碰撞浸润壁 面的最大铺展系数大于液滴碰撞憎浸壁面。碰撞速 度越大,液滴碰撞不同浸润性壁面的铺展系数越接 近,说明壁面浸润作用随碰撞速度的增加而减小,壁 面浸润作用呈现出较强的碰撞速度效应。这是由 于,液滴的碰撞速度越大,由壁面接触角所产生的毛 细力的作用越小(杨氏方程)<sup>[1]</sup>,因此,壁面浸润性 的作用越小,液滴的最大铺展系数随碰撞速度的增 加逐渐接近。

## 3.3 液滴流动传热

为探索液滴铺展过程的流动和传热机理,图 9 为直径  $D_0 = 2 \text{ mm}$ 、碰撞速度  $U_0 = 10 \text{ m/s}$  时液滴碰 撞浸润壁面不同时刻压力和速度分布,其中,液滴的 压力是静压。

由图9可以看出,0.2 ms时,液滴碰撞中心A点 压力最大(33 800 Pa),液滴铺展边缘 B处压力较小 (1131 Pa),液滴径向具有较大的压力梯度,在该压



图 8 液滴碰撞不同浸润性壁面最大铺展系数 随碰撞速度的变化曲线

力梯度的作用下,液滴沿壁面铺展。液滴碰撞后动

量由轴向逐渐转变成径向,液滴冲击动能逐渐转化 成液滴的表面能和壁面粘性耗散能。从速度分布可 以看出,铺展边缘 B 处速度最大(17 m/s),大于液 滴的碰撞速度(10 m/s)。从图 9b 还可以看出,铺展 边缘 B 处液体速度倾斜向上,说明该区域内液体具 有向外飞溅的动量。0.3 ms 时,可见液滴铺展边缘 产生射流,从压力分布可以看出,铺展边缘液滴主体 的压力(469 Pa)大于射流液体的压力(60 Pa),液滴 铺展边缘处较大的压力梯度是形成飞溅射流的主要 原因。此时,液滴碰撞中心 A 处仍具有较大的压力 (7 350 Pa),液滴仍呈现出铺展状态。此时,铺展边 缘处射流仍具有斜向上的速度(12 m/s),但小于液 滴主体铺展速度(14 m/s),液滴继续向外铺展。





图 10 是液滴撞壁不同时刻温度和涡量分布, 其中,燃料液滴温度高于壁面温度,液滴向壁面传 热。从图 10a 可以看出, 0.2 ms 时, 液滴在碰撞点 A (图 9b) 处的温度梯度为 1 875 K/mm, 大于液滴 表面 C(图 9b) 处的温度梯度 37.5 K/mm 和铺展 边缘 B(图 9b) 处的温度梯度 236 K/mm。这是由 于碰撞中心 A 处以热传导为主, 而液滴表面 C 处 以对流传热为主,而铺展边缘 B 处热传导和对流 传热的作用都较为明显,因此,碰撞点A处温度梯 度最大,液滴表面 C 处温度梯度最小,而铺展边缘 B处的温度梯度在两者之间。0.3 ms 时,碰撞点 A 处温度梯度几乎保持不变,表面 C 点温度梯度减 小到 30 K/mm, 而液滴边缘射流 B 处温度梯度则 增加到 300 K/mm。需要指出:由于铺展边缘 B 点 的温度梯度逐渐增大,考虑到液滴向环境空气和 壁面传热,因此,B点的温度逐渐降低,由 Marangoni 应力边界可得,液滴的温度越低,表面张 力做功越大,结合毛细破碎理论<sup>[19-20]</sup>,可以推断,

液滴铺展边缘射流在表面张力的作用下会断裂形 成飞溅液滴。

图 10b 是液滴撞壁过程中的涡量分布,可以看出,液滴铺展边缘 B(图 9b)处的涡量较大,说明该 区域内较大的空气的剪切作用也是液滴铺展边缘射 流飞溅的关键因素。

#### 3.4 液滴破碎飞溅

碰撞速度较大的液滴具有较大的冲击动能,在 铺展边缘处产生飞溅现象。图 11 是数值模拟液滴 碰撞水平壁面飞溅现象,其中,液滴的直径  $D_0$  = 2 mm,碰撞速度  $U_0$  = 10 m/s,壁面接触角  $\theta$  = 30°。 从图 11a 可以看出,0.3 ms 时,液滴铺展边缘三相接 触线附近产生轴向射流,射流顶部在表面张力作用 下呈球形,该区域相界面拓扑结构发生变化,射流内 外侧表面张力作用较为复杂,分别指向液滴主体和 环境空气。在上述复杂表面张力的作用下,射流颈 部收缩。当表面张力足够大时,射流颈部直径足够 小时,射流在颈部断裂,产生破碎液滴,破碎液滴仍

Fig. 8 Maximum spreading factor changes with impact velocity of droplet impact on surface with different wettabilities





具有较大的动能,沿轴向向外飞溅(0.37 ms)。上述 现象可归结于 Rayleigh - Plateau 不稳定性的作用。 飞溅液滴受自由界面垂直方向加速度产生的 Rayleigh - Taylor 不稳定性作用,形成不均匀的压力 分布,在压力扰动的持续作用下,飞溅液滴破碎成更 小的液滴。

从上述分析可以看出,液滴射流飞溅主要是由 于毛细波(又称表面张力波)的作用,根据文献[19] 中射流破碎的临界毛细波波长

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} r_l \tag{8}$$

式中 λ。——临界波长 r,——水花颈部半径



 $\lambda_c = 0.02 \text{ mm}_{\odot}$ 

图 12 是液滴边缘射流区域无量纲压力分布,考 虑液滴表面张力和毛细波的作用,无量纲压力可以 表示成

$$p^* = pr_l / \sigma \tag{9}$$

从图 12 中可以看出,液滴边缘射流两侧压力分 布不同,该区域内的压力梯度是形成液滴射流的主 要原因。受表面张力的作用,射流顶部压力大于颈 部压力,该区域内压力梯度是形成射流破碎飞溅的 关键因素。根据毛细波长的定义和文献[19-20] 中波长和速度的关系可得,射流颈部波长 $\lambda_{s}$ = 0.06 mm。考虑到射流破碎的临界毛细波波长  $\lambda_{c}$  = 0.02 mm,与射流水花颈部波长相比较小,因此,液 滴撞壁后能产生飞溅破碎现象。



图 12 液滴飞溅前后飞溅压力分布数值模拟结果

Fig. 12 Numerical simulation result of splashing pressure distribution before and after droplet splashing

(a) 0.3 ms (b) 0.37 ms

## 3.5 飞溅临界条件

根据能量守恒方程,建立液滴飞溅临界条件理 论判据。液滴碰撞过程能量主要包括:液滴碰撞前 动量 *E*<sub>1</sub>,碰撞前表面能 *E*<sub>s1</sub>,碰撞前势能 *E*<sub>p1</sub>,碰撞后 表面能 *E*<sub>s2</sub>,碰撞后势能 *E*<sub>o2</sub>,粘性耗散能 *W*,有

$$E_1 + E_{s1} + E_{p1} = E_{s2} + E_{p2} + W$$
 (10)

其中 
$$E_1 = (\rho U^2/2) (\pi D^3/6) \quad E_{s_1} = \pi D^2 \sigma$$

$$E_{s2} = \pi D_{\max}^2 \sigma (1 - \cos \theta_s) \qquad W = \int_0^{t_c} \int_\Omega \phi d\Omega dt$$

式中 D<sub>max</sub>——液滴最大铺展直径

θ。——平衡接触角

t。——液滴达到最大铺展直径所需时间

φ---液滴粘性耗散系数

粘性耗散能计算采用 Pasandideh-Fard<sup>[18]</sup> 建议的关系式。根据前文研究,液滴达到最大铺展直径所需无量纲时间  $t_e^*$  与液滴的碰撞速度不相关, $t_e^*$  = 2.6。根据无量纲时间表达式  $t_e^* = t_e U_0 / D_0$ ,可得

$$t_c = \frac{t_c^* D_0}{U_0} = 2.6 \frac{D_0}{U_0}$$
(11)

液滴撞壁前后势能可近似为零,则能量守恒方 程

$$We + 12 = 3f_{\max}^{2}(1 - \cos\theta) + 4.5 \frac{We}{\sqrt{Re}}f_{\max}^{2} \quad (12)$$

式(12)左侧是液滴撞壁前能量,右侧是液滴撞壁后 达到最大铺展直径的能量。如液滴撞壁前能量大于 撞壁后的能量,说明液滴除克服沿壁面运动表面能 和粘性耗散能,还具有克服表面张力做功的动能,因 此,液滴具有产生飞溅的能量,式(12)可表示成

$$f(We, Re) = We - 3f_{\max}^{2}(1 - \cos\theta) - 4.5 \frac{We}{\sqrt{Re}}f_{\max}^{2} + 12 \quad (13)$$

f(We, Re) > 0时,说明液滴具有产生飞溅的能量; f(We, Re) < 0时,说明液滴不具有产生飞溅的能量。 图 12 中液滴直径  $D_0 = 2 \text{ mm}$ ,碰撞速度  $U_0 = 10 \text{ m/s}$ , 由临界飞溅条件判据可得,f(We, Re) > 0,说明液滴 具有产生飞溅的能量,这与数值模拟结果一致。

## 4 结论

(1)采用 CLSVOF 方法并综合考虑传热与接触 热阻作用,建立了欧拉固定网格体系下单个液滴碰 撞水平壁面的数值模型,并开展实验验证了该模型 的可靠性,为柴油机内高速喷雾燃料液滴撞壁的数 值研究提供了基础。

(2)液滴碰撞不同浸润性壁面,随碰撞速度的 增加,依次呈现出表面振荡(浸润壁面和憎浸壁 面)、铺展(浸润壁面和憎浸壁面)、液滴飞溅(浸润 壁面和憎浸壁面)、收缩(憎浸壁面)和回弹射流(憎 浸壁面)现象。

(3)碰撞速度越大,液滴的铺展系数越大,当  $U_0$ 为1、6、10、20 m/s 时,浸润性壁面的 $f_{max}$ 分别是 3.6、4.5、4.7、5.0,憎浸性壁面的 $f_{max}$ 分别是 3.0、 3.5、4.0、4.7,浸润壁面的铺展系数大于憎浸壁面, 附壁液膜越容易蒸发,有利于提高燃烧效率;但憎浸 性壁面收缩和回弹特性明显,有利于二次雾化液滴 的形成。

(4)液滴撞壁射流飞溅有利于喷雾二次雾化。 液体内部压力梯度是液滴边缘产生射流和射流断裂的主要原因。Rayleigh – Plateau 不稳定性以及毛细 波的作用是射流颈部收缩和破碎飞溅的关键因素。

(5)基于能量守恒方程建立了液滴撞壁临界飞 溅条件的理论判据,对指导喷雾控制技术有重要的 参考意义。

#### 参考文献

- 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 杨宝海,王宏,朱恂,等. 速度对液滴撞击超疏水壁面行为特性的影响[J]. 化工学报,2012,63(10):3027-3033. Yang Baohai, Wang Hong, Zhu Xun, et al. Effect of velocity on behavior of droplet impacting superhydrophobic surface[J]. CIESC Journal, 2012,63(10):3027-3033.(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 Dahsu, 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 梁超,王宏,朱恂,等.液滴撞击不同浸润性壁面动态过程的数值模拟[J].化工学报,2013,64(8):2745-2751. Liang Chao, Wang Hong, Zhu Xun, et al. Numericla simulation of droplet impact on surfaces with different wettabilities [J]. CIESC Journal, 2013, 64(8):2745-2751. (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 Wang M J, Lin F H, Hung Y L, et al. Dynamic behaviors of droplet impact and spreading: water on five different substrates [J]. Langmuir, 2009, 25(12): 6772 - 6780.
- 9 Bhardwaj R, Longtin J P, Attinger D. 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.
- 10 Tsai P, Pacheco S, Pirat C, et al. Drop impact upon micro-and nanostructured superhydrophobic surfaces [J]. Langmuir, 2009, 25(20): 12293 - 12298.
- 11 Olsson E, Kreiss G. A conservative level set method for two phase flow[J]. Journal of Computational Physics, 2005, 210(1): 225-246.
- 12 Chandra S, Avedisian C T. On the collision of a droplet with a solid surface [J]. Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences, 1991, 432(1884): 13-41.
- 13 Sussman M, Puckett E G. A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible twophase flows[J]. Journal of Computational Physics, 2000, 162(2): 301-337.
- 14 Yokoi K. A numerical method for free-surface flows and its application to droplet impact on a thin liquid layer [J]. Journal of Scientific Computing, 2008, 35(2-3): 372-396.
- 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 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.
- 18 Passandideh F M. Capillary effects during droplet impact on a solid surface [J]. Physics of Fluids, 1996, 8(3):650-659.
- 19 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.
- 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.