

双液滴撞击平面液膜的流动与传热特性*

郭亚丽 魏兰 沈胜强† 陈桂影

(大连理工大学能源与动力学院, 大连 116024)

(2013年11月11日收到; 2013年12月26日收到修改稿)

采用耦合的水平集-体积分数法 (CLSVOF) 对双液滴连续撞击恒定壁温壁面上的热液膜的流动和换热特性进行了数值模拟及分析, 得到了双液滴撞击热液膜后形态演变的过程. 分析了液滴垂直间距、撞击速度、液膜厚度以及液滴直径对双液滴撞击液膜后的流动与传热特性的影响, 结果显示, 壁面平均热流密度随液滴撞击速度的增大而增大, 液滴垂直间距、液膜厚度和液滴直径对平均热流密度的影响较小, 但会对热流密度在撞击区域和交界区的分布产生重要影响.

关键词: 液滴撞击, CLSVOF, 液膜, 传热

PACS: 47.55.pb, 47.55.nd, 47.61.Jd, 47.54.Bd

DOI: 10.7498/aps.63.094702

1 引言

液滴撞击液膜过程具有很强的质热交换能力, 在动力、化工及海水淡化等领域得到了普遍应用, 例如喷雾冷却中微液滴与薄液膜的碰撞过程, 低温多效蒸发海水淡化装置中喷淋液滴对传热管外表面液膜的冲击过程等. 沈胜强、梁刚涛等^[1,2]对液滴撞击液膜的射流与水花形成进行了机理分析和研究, 而且对液滴撞击倾斜表面液膜的特殊现象进行了观测分析. Hu等^[3]对液滴撞击有规律的微槽道表面进行了实验研究, 得出了在不同韦伯数下液滴撞击过程及最大铺展直径的变化. 郭加宏等^[4]对液滴冲击液膜过程进行了实验研究, 实验显示了液滴撞击物体表面液膜后产生水花、发生飞溅, 特别是产生钟形浪花等的流动现象, 探讨了各个影响因素对液滴冲击液膜后的流动现象以及液膜形状演化的影响; 但针对撞击发生时传热过程的研究较少, 仅有Pasandideh-Fard等^[5]建立了单个水滴撞击平板的传热数学模型, 进行了实验, 并推广至喷雾冷却实验中. Fujimoto等^[6]对双液滴相继撞击不同温度的固体表面进行了试验研究. 由于液滴撞击液膜过程持续的时间非常短、撞击区域小, 使

得准确测量难度增加, 致使液滴撞击液膜对传热的影响及其机理至今仍不清楚, 因此有必要采用精确的数值方法对液滴撞击液膜的传热过程进行深入探讨, 分析撞击因素对传热特性的影响. 本文采用耦合的水平集-体积分数法 (CLSVOF) 对双液滴撞击热液膜后的变形和换热过程进行了模拟计算与分析.

2 物理数学模型

本文的研究对象是双液滴撞击恒定壁温壁面上液膜的流动及传热过程, 文献^[7]指出, 当撞击速度 v 在 1—30 m/s 范围内时, 液体的压缩性可被忽略; 文献^[8]认为, 液滴撞击液膜的流动过程可视为层流. 因此, 本文的计算作如下假设: 1) 液体是不可压缩的牛顿流体, 2) 撞击过程属于层流, 3) 液滴的初始形状为球形.

在 CLSVOF 方法中, 界面的重构采用 Youngs^[9] 提出的分段线性几何重构思想, 与体积分数法^[10] 的不同之处在于对界面法向量 $\mathbf{n}$ 的获取由符号距离函数 ϕ 的计算得出, 如下式:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}. \quad (1)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 51376037) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zzbshen@dlut.edu.cn

两相界面曲率 κ 可由下式得出:

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}. \quad (2)$$

引入 Heaviside 函数来光滑界面处的密度和黏度, Heaviside 函数定义为

$$H(\phi) = \begin{cases} 0, & \phi < -a, \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\phi}{a} - \frac{1}{\pi} \sin \left(\frac{\pi \phi}{a} \right) \right], & |\phi| \leq a, \\ 1, & \phi > a, \end{cases} \quad (3)$$

式中, $a = 1.5w$, w 为最小网格尺寸. 光滑后的密度和黏度为

$$\rho(\phi) = \rho_g + (\rho_l - \rho_g)H(\phi), \quad (4)$$

$$\mu(\phi) = \mu_g + (\mu_l - \mu_g)H(\phi), \quad (5)$$

式中 ρ , μ 分别表示密度和动力黏度, 下标 g, l 分别表示气相和液相.

对表面张力的处理采用连续表面张力 (CSF) 模型^[11]:

$$F_s = \sigma \kappa \delta(\phi) \nabla \phi, \quad (6)$$

$$\delta(\phi) = \frac{dH(\phi)}{d\phi}, \quad (7)$$

其中 σ 为表面张力系数.

流动及能量控制方程如下:

$$\nabla \mathbf{U} = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho(\phi) \partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho(\phi) \nabla \cdot (\mathbf{U} \mathbf{U}) \\ &= -\nabla P + \nabla \cdot \mu(\phi) [\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T] \\ & \quad - \delta \kappa \delta(\phi) \nabla \phi + \rho(\phi) g, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\rho(\phi) \partial T}{\partial t} + \rho(\phi) \nabla \cdot (\mathbf{U} T) \\ &= \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{c_p} \nabla T \right) + S, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, p , g , λ , c_p , S 和 T 分别表示压力、重力加速度、导热系数、比热容、源项和温度.

在本文的 CLSVOF^[12] 方法中, 采用几何法对距离函数 ϕ 重新初始化. 图 1 为几何法对 ϕ 重新初始化的示意图, 图中线段 AB 表示两相界面, 点 C 表示网格 (i, j) 的中心, ϕ 初始化的实质就是获取网格中心点到界面的最小距离, 因此当 C 在 AB 上的投影点 D 位于线段 AB 上时, 如图 1(a) 所示, 线段 CD 的长度就是最小距离; 当投影点 D 在线段 AB

的延长线上时, 如图 1(b) 所示, 最小距离取线段 AC 和 BC 中长度较小的线段.

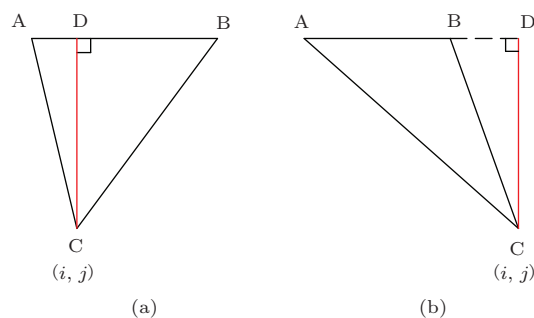


图 1 距离函数 ϕ 的重新初始化

按照此方法确定网格 (i, j) 到界面的所有距离后, 通过比较可得到网格 (i, j) 到界面的最小距离 d , 采用下式对 $\phi_{i,j}$ 重新初始化:

$$\phi_{i,j} = \begin{cases} d, & \alpha < 0.5, \\ 0, & \alpha = 0.5, \\ -d, & \alpha > 0.5. \end{cases} \quad (11)$$

本文对压力-速度耦合方程的求解采用 PISO 算法, 对流项和 Level Set 方程的离散采用 QUICK 格式, 扩散项采用基于单元体的最小二乘法插值, 压力项采用 PRESTO! 格式, 能量方程的离散采用二阶迎风格式.

3 模拟结果与分析

3.1 流动特性

目前, 尚未发现公开发表的有关双液滴撞击液膜的换热性能的实验研究, 仅见到双液滴撞击固体表面的实验结果, 图 2 比较了文献 [6] 中双液滴撞击固体表面的实验结果和本文的数值模拟结果. 第一个液滴直径为 0.56 mm, 速度为 2.65 m/s, 第二个液滴直径为 0.45 mm, 速度为 2.75 m/s, 两液滴球心到球心的垂直间距为 1.845 mm, 无量纲时间 T 定义为 $T = t/D_1/v_1$. 图 2(a) 为实验结果, 图 2(b) 为数值模拟结果, 从图中可以看出, 数值模拟结果与试验较符合, 模型可以用于数值计算.

在本文中, 液膜和液滴的初始温度为 353.15 K, 壁面温度保持 293.15 K 不变, 不考虑液相与气相之间的换热. 图 3 为双液滴连续撞击平面液膜后气液界面的变化情况, 其中撞击速度 $v = 4$ m/s, 液滴直径 $d = 2$ mm, 液膜厚度 $h = 1$ mm, 初始时刻

第一个液滴与液膜相切. 由图3可以看出, 第一个液滴撞击液膜后迅速在撞击点周围形成皇冠状水花, 此时由于第一个液滴撞击静止液膜后速度减小, 第二个液滴撞击到第一个液滴 (0.5 ms), 并开始与其合并. 在合并的过程中, 第一个液滴与液膜接触的颈部位置产生射流, 并在 1.0 ms 时发生飞溅

产生二次液滴.

液滴撞击液膜时, 由于动能和势能的交替转换, 以及碰撞过程能量的聚集, 使得液膜发生剧烈的波动和振荡, 形成飞溅的水花和小液滴, 2.0 ms 后随着液滴撞击液膜后液膜的向外运动撞击点的液膜厚度也发生了剧烈变化.

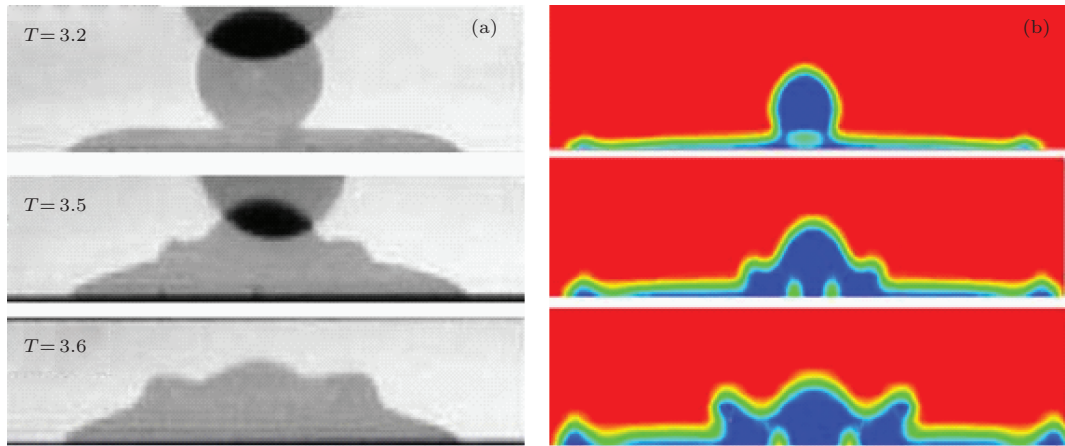


图2 双液滴撞击固壁文献 [6] 的实验观测与本文数值模拟结果的比较

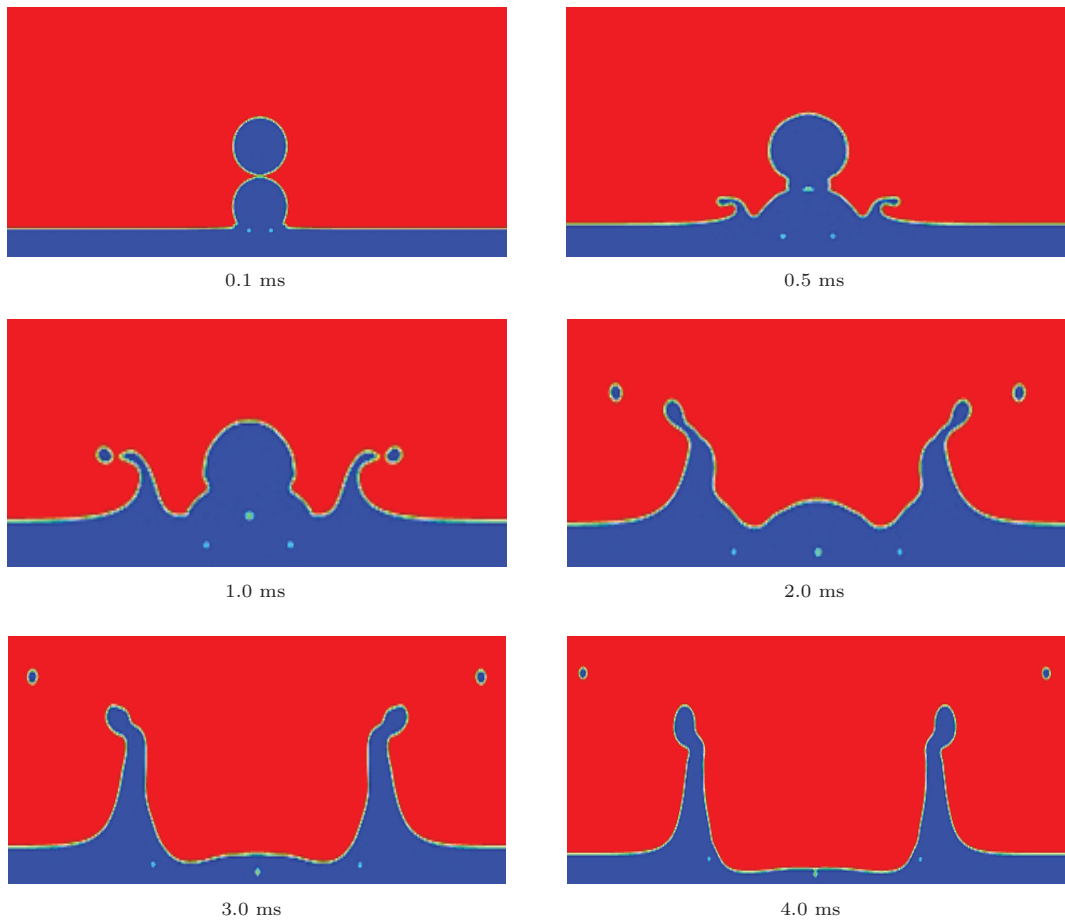


图3 双液滴撞击液膜后界面的变化

3.2 传热特性

图4为双液滴连续撞击液膜后壁面上的热流密度在不同时间的分布情况, 撞击点位于20 mm处, 其中两液滴直径都 d 为2 mm, 撞击速度 v 为2 m/s, 液膜厚度 h 为1 mm, 液滴垂直间距 Sh 为2.1 mm. 可以看出, 液滴撞击液膜后0.1 ms时, 撞击过程对热流密度的分布几乎没有影响. 随着撞击过程的继续, 1.0 ms时, 由于液体与温度较低的恒温壁面间不断进行换热, 液体温度降低, 壁面与流体的温差减小, 热流密度总体下降, 但是撞击区域的热流密度高于未撞击区域的热流密度, 且撞击点处的热流密度最大, 而在两个区域的交界处热流密度较低. 在两个区域的交界处, 压力比较小, 撞击后液膜向外流动的过程中压力越来越小, 对流换热很小. 2.0 ms时, 撞击区域的热流密度高于未撞击区域, 但是交界处的热流密度低于周围区域. 随着撞击过程的继续, 3.0 ms时, 撞击区域的热流密度出现明显的波动, 且交界处的热流密度波动幅度增大. 分析认为, 双液滴撞击液膜后, 一方面撞击区域由于第一个液滴对液膜的撞击作用, 对流换热加强, 第一个液滴撞击液膜后速度减小, 此时第二个液滴撞击到第一个液滴, 两液滴的撞击作用强化换热; 另一方面是由于撞击区域内流体的速度场和热流场的协同程度提高造成的^[13], 两方面的共同作用使得撞击区域的热流密度明显高于未撞击区域的热流密度, 而在交界处由于液滴撞击液膜后液膜向外流动, 液滴速度逐渐偏向水平方向, 速度场发生变化, 而热流场依然是上下冷热交换, 二者的协同程度降低使得撞击边缘热流密度较小, 导致热流密度波动比较明显.

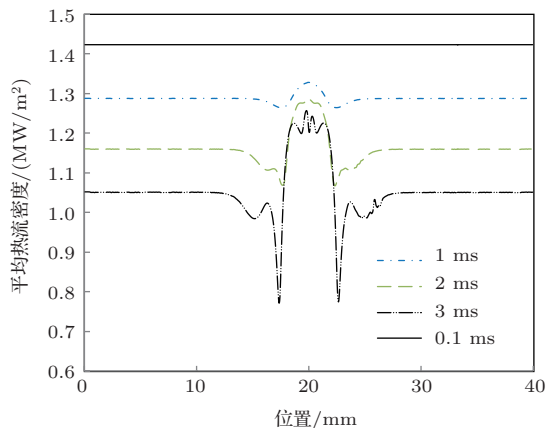


图4 双液滴撞击液膜后的热流密度分布

图5为不同撞击速度下整个平面上的平均热流密度随时间的变化曲线, 其中 $h = 1$ mm, 液滴直径为 $d = 2$ mm, 液滴垂直间距 Sh 为2.1 mm. 从图5可以看出, 随着时间的增加, 壁面平均热流密度下降, 当撞击速度为6 m/s时, 平均热流密度下降了25.5%, 当撞击速度下降到2 m/s时, 平均热流密度下降了26.1%. 壁面平均热流密度随时间的下降主要是由于液体与壁面间温差随时间减小引起的. 由图5还可以看出, 撞击速度增大时, 平均热流密度增大, 这是因为随着撞击速度的增大, 液滴的撞击作用对壁面的冲击能力增强, 第一个液滴与第二个液滴的撞击作用增强, 液膜内的扰动更加剧烈, 液体与壁面间的换热能力增大, 从而提高了热流密度.

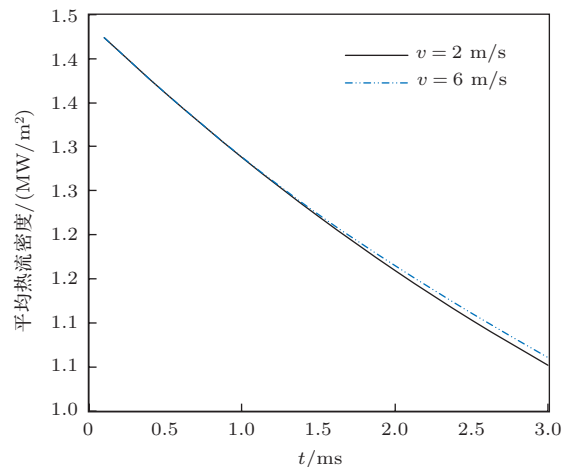


图5 撞击速度对平均热流密度的影响

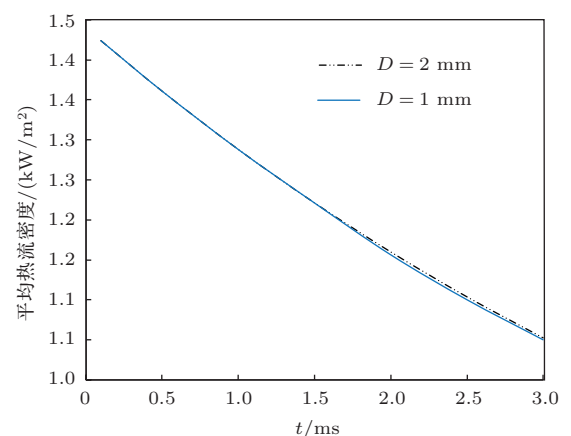


图6 液滴直径对平均热流密度的影响

图6显示了液滴直径 d 分别为2 mm和1 mm时壁面平均热流密度随时间的变化规律, 其中 $v = 2$ m/s, $h = 1$ mm, 液滴垂直间距 $Sh = 1.05d$.

由图6可以看出,液滴直径的增加对平均热流密度影响很小,几乎一致.图7为1 ms时不同液滴直径对热流密度分布的影响,可以看出,在撞击点附近(19.45—20.55 mm)热流密度值随液滴直径的增大而减小,这是因为液滴直径越小撞击后在撞击区域的液膜厚度越小,换热越强,所以热流密度越大;在交界处区域18.0—19.45 mm以及20.55—22.0 mm处,热流密度随液滴直径的增大而增大,这是由于液滴直径越大撞击后产生水花发生飞溅,交界处的液体与空气的接触面积增大换热增强,而15—18 mm以及22—25 mm处,热流密度随液滴直径的增大而减小;液滴直径不同,出现最小热流密度的位置不同,液滴直径越小,最小热流密度的位置越靠近撞击点,撞击区域分布的越窄;液滴直径减小时,热流密度在撞击区域和交界处的波动幅度增大.

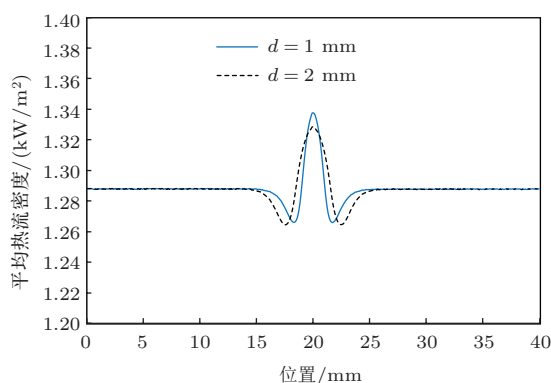


图7 1 ms时不同液滴直径对热流密度分布的影响

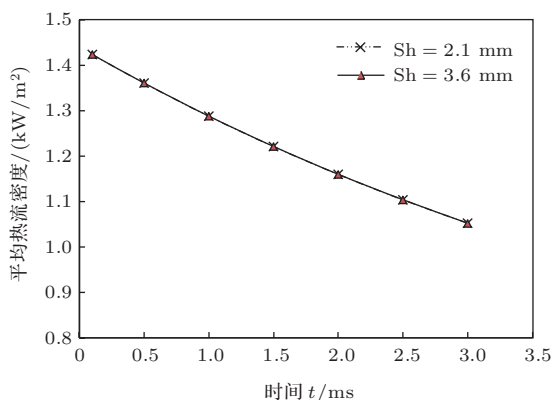


图8 双液滴垂直间距对平均热流密度的影响

图8显示了双液滴间不同垂直间距时壁面平均热流密度随时间的变化规律,图中 $v = 2$ m/s, $d = 2$ mm, $h = 1$ mm.由图8可以看出,双液滴间垂直间距对平均热流密度几乎不产生影响.为了分析产生这种现象的原因,图9给出了2 ms时壁面

热流密度的分布规律,可以看出,非撞击区域的热流密度不随两液滴垂直间距的变化而变化,撞击区域的热流密度随两液滴垂直间距的增大而减小,其中撞击点的热流密度最高,但是交界处的热流密度却随两液滴垂直间距的增大而增大,因此热流密度的平均值随两液滴垂直间距的增加变化不大.由图9还可以看出,两液滴垂直间距增加时,热流密度在撞击区域和交界处的波动幅度减小,但是出现最小热流密度的位置不发生变化.这是由于虽然液滴间距不同,但液膜厚度、液滴直径相同,液滴撞击液膜后都发生射流,交界处换热强度差,平均热流密度较小.

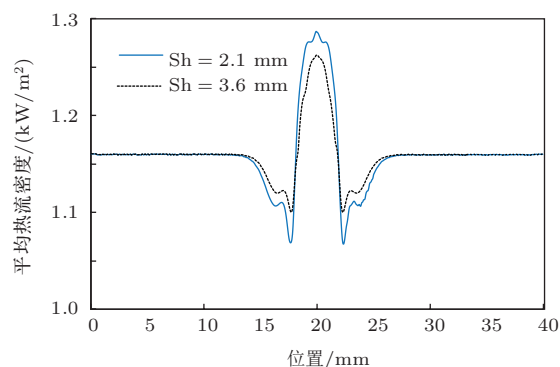


图9 2 ms时不同两液滴垂直间距对热流密度分布的影响

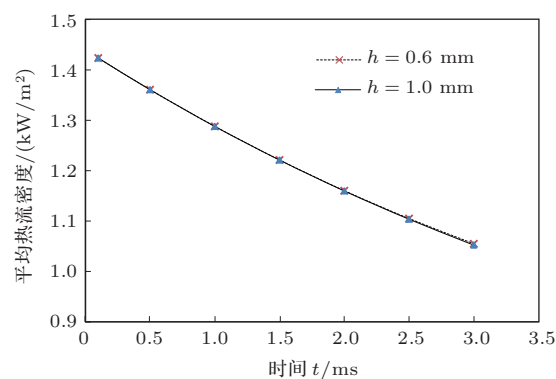


图10 液膜厚度对平均热流密度的影响

图10显示了液膜厚度不同时壁面平均热流密度随时间的变化规律,图中 $v = 2$ m/s, $d = 2$ mm, $Sh = 2.1$ mm.由图10可以看出,液膜厚度对平均热流密度几乎不产生影响, $h = 0.6$ mm时平均热流密度高出 $h = 1.0$ mm时平均热流密度的最大百分比为2.4%.研究这一现象的原因,图11给出了1 ms时壁面热流密度的分布规律,可以看出,非撞击区域的热流密度不随液膜厚度的增大而变化,撞击区域的热流密度随液膜厚度的增大而减小,但是交

界处的热流密度却随液膜厚度的增大而增大, 因此热流密度的平均值随液膜厚度的增加整体变化不大. 液膜厚度增大, 撞击点处的热流密度波动减小, 但是出现最小热流密度的位置不发生变化.

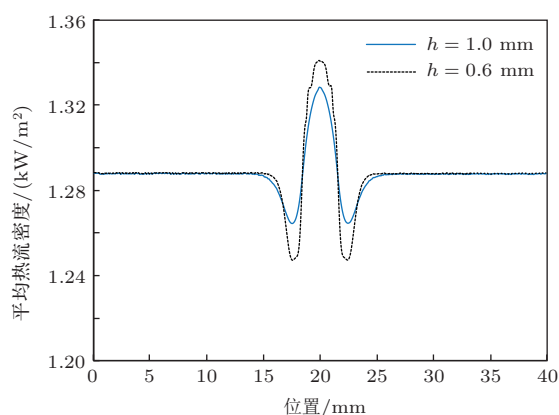


图 11 1 ms 时不同液膜厚度对热流密度分布的影响

4 结 论

通过对先后滴落的双液滴撞击恒定壁温壁面上液膜的流动和传热过程进行的数值计算与分析, 得到以下结论:

1. 第一个液滴撞击液膜后初期会出现皇冠状水花, 随后发生飞溅, 第二个液滴撞击到第一个液滴后与第一个液滴逐渐合并且液膜表面剧烈波动等物理现象;

2. 壁面平均热流密度随液滴撞击速度的增大而增大, 液滴直径、双液滴间垂直间距和液膜厚度对平均热流密度的影响较小;

3. 撞击区域的热流密度随液膜厚度、垂直间距和液滴直径的增大而减小, 交界区的热流密度随液

膜厚度和双液滴垂直间距的增大而增大;

4. 液滴直径不同, 交界区的热流密度先随液滴直径的增大而减小, 后随液滴直径的增大而增大. 交界区热流密度的波动幅度随液膜厚度、垂直间距和液滴直径的减小而增大.

参考文献

- [1] Liang G T, Guo Y L, Shen S Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024705 (in Chinese)[梁刚涛, 郭亚丽, 沈胜强 2013 物理学报 **62** 024705]
- [2] Liang G T, Shen S Q, Guo Y L, Chen J X, Yu H, Li Y Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084707 (in Chinese)[梁刚涛, 沈胜强, 郭亚丽, 陈觉先, 于欢, 李熠桥 2013 物理学报 **62** 084707]
- [3] Hu H B, Huang S H, Chen L B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084702
- [4] 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]
- [5] Pasandideh-Fard M, Aziz S D, Chandra S, Mostaghimi J 2001 *Int. J. Heat Fluid Fl.* **22** 201
- [6] Fujimoto H, Ito S, Takezaki I 2002 *Exp. Fluids* **33** 500
- [7] Yarin A L 2006 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **38** 159
- [8] Asadi S, Passandideh-Fard M 2009 *Arab. J. Sci. Eng.* **34** 505
- [9] Morton K M, Baines M J 1982 *Numerical methods for fluid dynamics* (New York: Academic Press) p273
- [10] Shen S Q, Cui Y Y, Guo Y L 2009 *J. Therm. Sci. Tech.* **8** 194 (in Chinese) [沈胜强, 崔艳艳, 郭亚丽 2009 热科学与技术 **8** 194]
- [11] Yarin A L, Weiss D A 1995 *J. Fluid Mech.* **283** 141
- [12] Liang G T, Shen S Q, Yang Y 2012 *J. Therm. Sci. Tech.* **11** 8 (in Chinese) [梁刚涛, 沈胜强, 杨勇 2012 热科学与技术 **11** 8]
- [13] Guo Z Y, Li D Y, Wang B X 1998 *Int. J. Heat Mass Tran.* **41** 2221

The flow and heat transfer characteristics of double droplets impacting on flat liquid film^{*}

Guo Ya-Li Wei Lan Shen Sheng-Qiang[†] Chen Gui-Ying

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

(Received 11 November 2013; revised manuscript received 26 December 2013)

Abstract

A coupled level set and volume of fluid (CLS-VOF) method is applied to simulate the process of double droplets which continuously impact on a hot liquid film on a wall of constant temperature, and the evolution processes after the double droplets impinge on the hot flat liquid film are studied. Influences of vertical spacing between the two droplets, impact velocity, film thickness and droplet diameter on the flow and heat transfer characteristics are discussed. It is found that the average heat flux density of the wall increases with the rise of impact velocity. The influences of vertical spacing between the two droplets, droplet diameter, and liquid film thickness on the average heat flux density are small, but they have an important effect on the distribution of heat flow density in the impact area and the border area.

Keywords: drop impact, CLSVOF, liquid film, heat transfer

PACS: 47.55.pb, 47.55.nd, 47.61.Jd, 47.54.Bd

DOI: [10.7498/aps.63.094702](https://doi.org/10.7498/aps.63.094702)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51376037).

[†] Corresponding author. E-mail: zzbshen@dlut.edu.cn