

冷液滴/热液池碰撞混合及温度特性*

方龙† 陈国定

(西北工业大学机电学院, 西安 710072)

(2019年5月26日收到; 2019年9月2日收到修改稿)

创建了“高速-红外”同步摄影装置, 并利用该装置开展了大量的冷液滴/热液池碰撞实验, 观测了冷液滴/热液池碰撞过程中混合换热区域的形态及温度变化, 分析了工况条件对碰撞过程中冷热液体混合换热的影响, 并建立了碰撞混合换热区域平均温度与工况条件间无量纲关系. 通过研究发现: 冷液滴/热液池碰撞区域温度迅速升高的主要原因为冷/热液体发生了混合; 在碰撞初始阶段, 冷液滴并没有与热液池迅速融为一体, 而是以新月状“变形液滴”的形式存在; 在中心射流向上移动的过程中, 正在混合的冷/热液体分成两部分, 一部分混合液体流向中心射流, 而另一部分流向液池底部; 混合区域的平均温度在碰撞初始阶段随着碰撞时间的增加先略有下降随后又迅速增加, 但其升高进程会被空腔坍塌打断, 并在空腔坍塌后达到极值点, 随后因中心射流的出现而产生波动现象; 混合区域平均温度极值点的温度值与碰撞韦伯数满足一定的无量纲关系, 而平均温度极值点出现时间与液滴弗劳德数满足一定的无量纲关系.

关键词: 同步摄影装置, 液滴碰撞, 热液池, 温度特性

PACS: 47.55.D-, 47.55.db, 47.55.df, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.68.20190809

1 引言

从自然界中雨滴的冲击侵蚀, 到农业生产中的农药喷洒, 再到先进工业生产中的微纳制造, 以及航空发动机主轴承腔中的润滑与换热, 液滴与液池的碰撞现象是广泛存在的. 迄今已有众多学者对同温状态下的液滴/液池碰撞这一科学与工程问题展开了研究. 但针对工程中同样常见并更为复杂的冷液滴/热液池碰撞现象, 譬如航空发动机中热区部位轴承腔中存在的冷液滴/热液池碰撞现象, 目前鲜有报道涉及. 因此有必要开展冷液滴/热液池碰撞及其过程中的混合、换热研究, 探索冷液滴/热液池碰撞及其过程中的物理现象和规律, 以揭示冷液滴/热液池碰撞所蕴含的科学问题和原理, 为相关工业领域技术设备性能的改善提供基础数据和理论支持.

液滴/液池碰撞研究起源于 Worthington 和 Cole^[1] 利用电火花摄影装置观测液滴/液池的碰撞现象, 迄今已有众多学者对同温状态下的液滴/液池碰撞这一科学与工程问题展开了研究. Rein^[2] 通过实验研究了同温状态下液滴/液池的碰撞现象, 并将液滴/液池的碰撞形态划分为“漂浮”、“反弹”、“碰并”、“冠状液膜成形”和“溅射”五种形态; 随后 Rein^[3] 进一步通过实验研究了上述各形态之间的辨识准则, 并得出液滴韦伯数 We 在液滴/液池碰撞形态辨识中起到重要作用的结论. Yarin 和 Weiss^[4] 在 Rein 研究的基础上开展了同温状态下的液滴/液池碰撞研究, 并提出了“运动不连续”理论, 认为液滴/液池碰撞后空腔直径与碰撞时间存的平方根为正相关关系, 该结论的有效性被 Cossali 等^[5] 的实验所证实, 同时 Cossali 等^[5] 还发现液池厚度对液滴/液池碰撞产生的皇冠直径和高度的影响极小. Roisman 等^[6,7] 在 Yarin “运动不连

* 国家自然科学基金 (批准号: 51275411) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fanglong@mail.nwpu.edu.cn

续”理论的基础上,通过新的理论推导获得了液滴/液池碰撞后空腔直径、深度等的解析解,并与其开展的实验结果进行对比,证实了其理论结果的有效性. Bisighini 等^[8]继承 Roisman 等的研究,通过理论和实验相结合的方法获得了空腔宽度、深度与碰撞条件间的无量纲关系, Bisighini 等的理论计算结果被 Mitchell 等^[9,10]和 Hann 等^[11]的实验所证实. 目前,液滴碰撞过程的换热研究集中于大量随机喷雾液滴/热壁面碰撞后的统计换热分析^[12–15],而单个液滴碰撞的换热研究主要集中于液滴/干燥热壁面的碰撞研究,如 Bernardin 等^[16]的研究表明壁面温度、液滴碰撞速度对液滴/壁面碰撞形态及换热效率有较大影响,同样 Pasandideh-Fard 等^[17]的研究结果表明,换热效率与液滴的碰撞韦伯数有关,液滴韦伯数越高换热效率越高. Castanet 等^[18]的研究结果则表明壁面温度和 Cossali 提出的飞溅参数会影响液滴换热效率. 叶学民等^[19]的研究则表明液滴在热壁面上的铺展特性将直接影响液滴与壁面之间的传热特性. 有关单个液滴碰撞/热液池碰撞过程中的换热研究还比较少, Gao 等^[20]研究了单个液滴与热壁面液膜碰撞后的换热现象,结果表明液滴/热液膜碰撞后的换热过程分为两个阶段,即液膜温度迅速下降的“响应阶段”和液膜温度恢复并保持稳定的“恢复阶段”. 同样 Liang 等^[21]的研究结果也表明液滴/热液膜碰撞过程中,液膜表面的平均热通量随着液滴碰撞速度的增加而增加.

本文创建了“高速-红外”同步摄影装置,并利用该装置开展了冷液滴/热液池碰撞实验,观测了冷液滴/热液池碰撞过程中混合换热区域的形态变化,分析了工况条件对冷液滴/热液池碰撞过程中冷热液体混合换热的影响,建立了冷液滴/热液池碰撞混合换热区域平均温度与工况条件之间的无量纲关系. 本文的研究工作有助于揭示冷液滴/热液池碰撞混合换热的现象和机理,是促使相关工业工程领域技术设备性能改善和改进的基础研究工作.

2 冷液滴/热液池的碰撞实验装置

冷液滴/热液池碰撞实验装置的构成如图 1 所示. 冷液滴/热液池碰撞实验装置主要由液滴产生装置、液池产生装置和同步摄影装置等组成的. 实验中先利用液池产生装置产生具有一定温度和膜厚的热液池,由液滴产生装置产生的具有一定速度

和直径的冷液滴撞击热液池,由同步摄影装置(含高速摄像机和红外摄像机)记录冷液滴/热液池的碰撞过程,通过分析处理同步摄影装置获得的图片,获得冷液滴/热液池碰撞过程中碰撞区域形态变化,以及液滴/热液池间的热量传输特征.

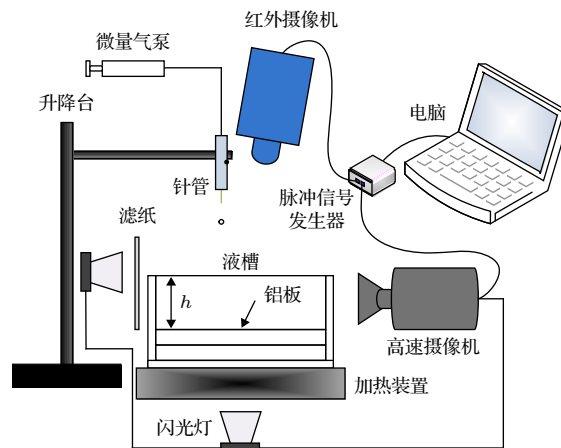


图 1 冷液滴/热液池碰撞实验装置构成图
Fig. 1. Experimental schematic diagram.

在冷液滴/热液池碰撞实验装置中,液滴产生装置由带针头的针管、升降台和微量气泵等组成. 针管固定在升降台上,其内注入温度变化范围为 10—18 °C 的冷水,针管顶部与微量气泵相连,针管底部连接针头,可以根据实验需求更换不同直径的针头,以便于产生不同直径尺寸的液滴. 实验中通过微量气泵输送压力气体挤压针管内液体,促使液体在针头附近产生液滴,实验中所产生的液滴直径范围为 2—4 mm. 液滴碰撞速度的改变是通过调整针管在升降台上位置进而改变针头与液槽液面距离实现的,实验中液滴的速度范围为 0.9—4.0 m/s. 液池产生装置由液槽和加热装置等构成,液槽深度为 8 mm,液槽底部为铝板以利于导热,侧面为透明有机玻璃. 液槽放置在加热装置上通过加热以获得需要的液池温度,本实验中热液池温度在 40—65 °C 范围内变化.

为了能够记录冷液滴/热液池碰撞过程中碰撞区域的形态和温度演化特征,本文创建了使高速摄像机和红外摄像机同步工作的“高速-红外”同步摄影装置. 同步摄影装置是由高速摄像机、红外摄像机、晶体管逻辑电路脉冲信号发生器、频闪灯和计算机等设备成. 逻辑电路所产生同步脉冲信号的频率为 5000 Hz; 高速摄像机的型号为 IDT 公司的 Os3-s3 型,拍摄图片像素为 1280 pixels × 1024 pixels,

拍摄记录频率为 5000 Hz; 红外摄像机型号为 FLIR 公司的 SC7000 型, 拍摄图片像素为 300 pixels \times 120 pixels, 拍摄记录频率为 500 Hz. 实验中当下落液滴经过高速摄像机拍摄画面时, 通过光敏元件捕捉到下落的液滴, 产生触发信号传送入晶体管逻辑电路脉冲发生器, 使逻辑电路产生一定频率的同步脉冲信号, 然后逻辑电路将该脉冲信号同时输送到高速摄像机和红外摄像机中, 使高速摄像机和红外摄像机同时拍摄并记录冷液滴与热液池的碰撞过程, 并结合自编软件处理将拍摄结果显示到同一个画面上.

液滴直径是利用液滴撞击到液池前的 10 帧图像确定的, 测量计算碰撞前 10 帧图像中各个液滴的等效直径, 进而求得 10 帧图像中液滴直径的均值, 将此均值作为碰撞液滴的直径. 液滴速度是通过液滴运动过程中的 2 帧图像确定的, 首先确定上述 2 帧图像中液滴的质心坐标, 进而计算获得液滴质心相对位移, 然后除以这 2 帧图像的时间间隔, 获得液滴的运动速度. 同时, 为保证实验结果的有效性, 本文在每一个工况条件下的碰撞实验都重复 10 次.

3 实验结果与分析

3.1 冷液滴/热液池碰撞过程中的混合形态及温度变化

为后续分析问题方便将液滴的直径 D 、速度 u 以及液滴的物性参数无量纲化为液滴的韦伯数 $We = \rho u^2 D / \sigma$, ρ , σ 分别为液滴的密度和表面张力, 液滴韦伯数的物理意义是液滴的惯性力与表面张力之比. 将碰撞时间 t 无量纲化为 (1) 式的形式,

$$\tau = \frac{tu}{D}, \quad (1)$$

式中 τ 为无量纲化碰撞时间, D 为液滴直径.

图 2 给出了温度为 14 $^{\circ}\text{C}$ 、韦伯数为 140 (液滴直径为 3.1 mm, 液滴速度为 1.8 m/s, 液滴密度为 999 kg/m³, 液滴表面张力为 0.0073 N/m) 的冷液滴撞击到温度为 45 $^{\circ}\text{C}$ 、厚度为 8 mm 的热液池过程的高速摄像及红外摄像同步时序图. 红外摄像图中不同的颜色代表了具有不同温度的液体, 红色部分为温度较高的液体, 蓝色部分为温度较低的液体. 由于光线的折射作用, 在碰撞 4 ms ($\tau = 2.3$) 时, 通过高速摄像机观测到了源自冷液滴的冷液体

与源自热液池的热液体间交接面, 在本文中将其定义为冷/热液体交界面. 在碰撞初始阶段 ($\tau \leq 2$), 源自冷液滴的冷液体并没有与热液池迅速融为一体, 而是附着在空腔周围, 以新月状“变形液滴”的形式存在. 新月状的变形液滴在惯性力、重力、表面张力及压力的共同作用下不断沿径向向四周扩展. Bisighini 等^[8]在同温条件下的液滴/液池碰撞研究中预测了该变形液滴的存在, 但由于实验条件的限制, 并未能观测到该变形液滴的形态及其变化规律. 另外, 从碰撞 4 ms ($\tau = 2.3$) 时红外摄像图片可以看出, 尽管空腔边缘的温度已经开始上升, 但空腔中心部位的温度与碰撞前冷液滴温度基本一致, 为整个碰撞混合区域的温度最低点. 这说明在碰撞初始阶段空腔边缘附近的冷液体已经开始与热液池混合, 但空腔中心位置附近因含有源于冷液滴的冷液体较多而导致其成为整个混合区域温度最低的部位. 另外, 需要指出的是, 本文混合区域指的是冷液滴/热液池碰撞过程中冷/热液体正在发生混合的区域, “混合区域”在红外摄像图片中表现为温度低于热液池温度的区域, 在高速摄像图片中表现为液体折射率区别于热液池的区域.

从碰撞 10 ms ($\tau = 5.7$) 时的高速摄像图片可以看出, 冷/热液体交界面因冷热液体的混合变模糊, 逐渐变薄并最终与热液池混合为一体而消失, 同时碰撞混合区域也随着空腔的扩展而面积扩大、厚度缩窄, 随着碰撞时间的继续; 此时红外摄像图片表明混合区域温度因冷热液体的混合而迅速增加, 空腔中心附近的温度也略有升高. 通过 10 ms 时的红外摄像图片还可以观测到红色指环状的隆起液膜不断向四周扩展, 隆起液膜温度要略微高于周围环境表面温度. 这是由于隆起液膜表面会与空气发生热量交换, 造成其温度略低于热液池内部温度, 而隆起液膜液体源自于热液池内部造成的. 另外, 从图中还可以看出, 隆起液膜中还存在着温度低于周围的“冷点”, 这些“冷点”随着隆起液膜向四周扩展, “冷点”的温度介于热液池温度和冷液滴温度之间, 这说明部分源于冷液滴中的冷液体也混合进入了隆起液膜中. 同时, 从图中还可以看出二次液滴的温度比较接近热液池的温度.

碰撞 30 ms 和 40 ms 时的高速摄像图片表明, 空腔在表面张力作用下开始坍塌, 同时空腔中心附近的液体也因表面张力引起的“弹弓效应”迅速向上流动并形成中心射流. 在中心射流向上移动的过

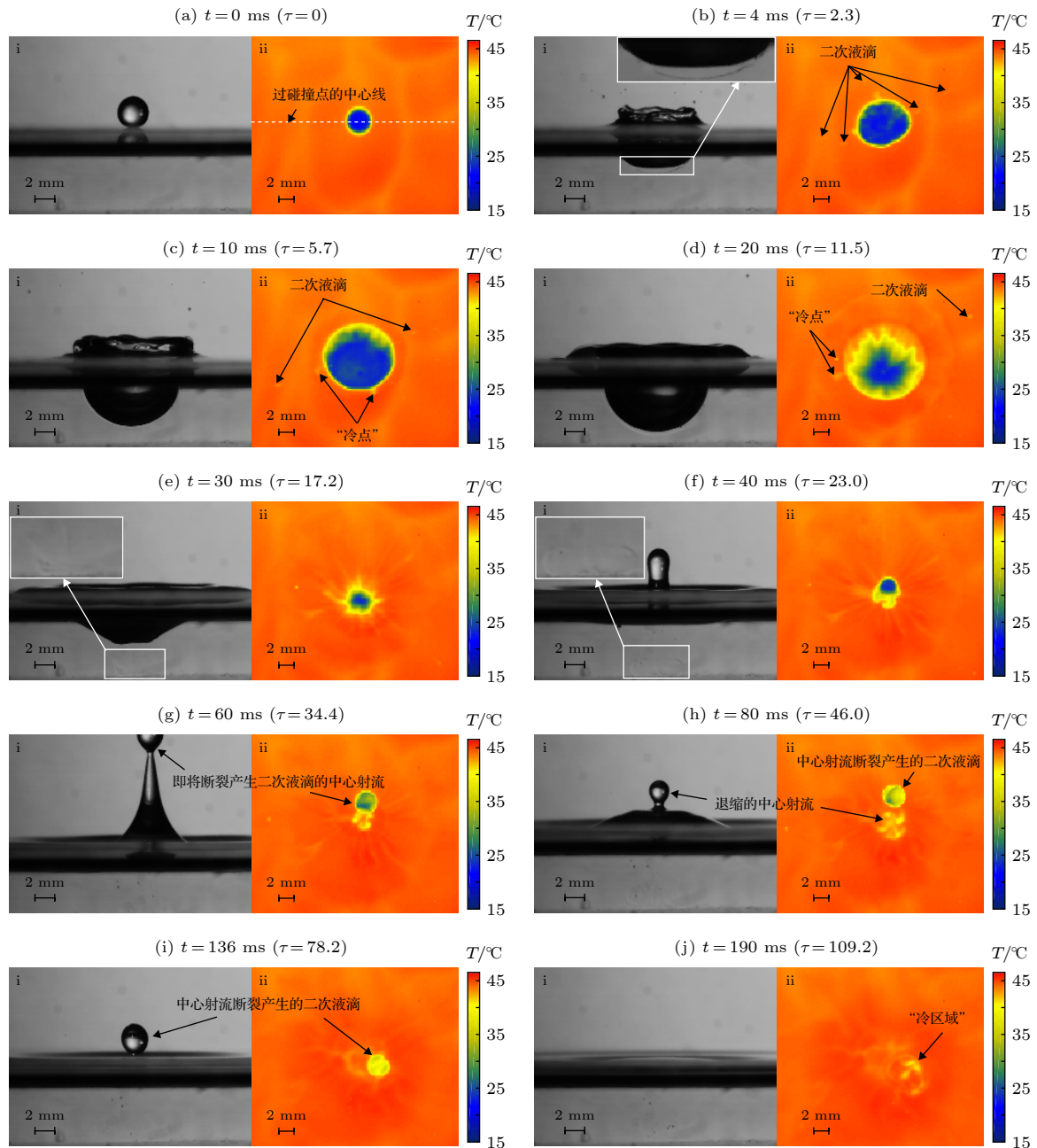


图 2 冷液滴/热液池碰撞过程的高速摄像及红外摄像同步时序图 i) 高速摄像图片; ii) 红外摄像图片

Fig. 2. The simultaneous images of droplet impacting on hot pool: i) Images taken from high speed camera; ii) images taken from infrared camera.

程中,正在混合的冷/热液体分成两部分:一部分混合液体流向中心射流,并随着中心射流向上移动;而另一部分混合液体流向液池底部,并因液池底部的阻碍作用及混合液体/底部热液池间温度差异形成了一定强度的涡流,涡流不断卷曲并向四周扩展,使得混合液体在液池底部呈现出轴对称的“大蒜状”。红外摄像图片也表明在空腔坍塌时,混合液体从四周沿径向回流到中心射流,并集中于射流中心的顶端,随着中心射流向上流动。图 3 给出了

相同碰撞条件下红外摄像机从侧面拍摄的冷液滴/热液膜碰撞过程图,从图中可以看出中心射流顶端的温度远低于其他部位的温度,这也证实了较冷的混合液体主要集中于中心射流的顶端。

碰撞 60 ms 后,高速摄像图表明一个直径较大的二次液滴从中心射流顶部断裂,同时断裂后的中心射流逐渐回缩至热液池;从红外摄像图片可以看出从中心射流断裂的二次液滴温度很低,表明该二次液滴带走了中心射流中大部分混合液体,而残留

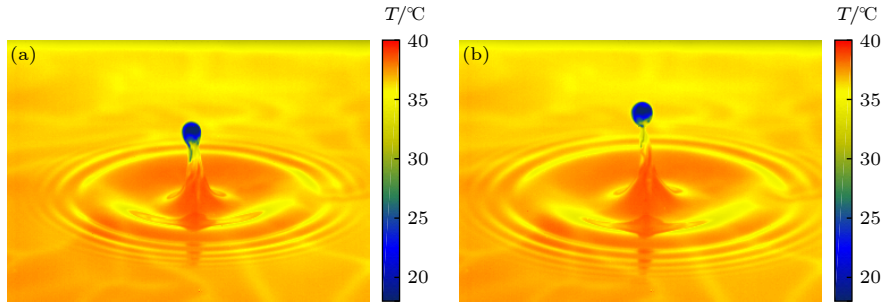


图 3 冷液滴/热液池碰撞过程的侧面红外摄像图 (a) $t = 50.0$ ms; (b) $t = 60.0$ ms.
Fig. 3. The side view of droplet impacting on hot pool: (a) $t = 50.0$ ms; (b) $t = 60.0$ ms.

在退缩中心射流中的混合液体较少,使得退缩中心射流的温度升高迅速.中心射流断裂的二次液滴中的液体在向上运动到顶点后会回落并再次撞击到热液池 (136 ms),在二次液滴运动过程中,因含冷液滴液体的浓度较高,使其温度升高缓慢,直到再次撞击到热液池表面并形成较大的“冷区域”,此时液面迅速恢复平静,冷区域内液体基本不再与周围的热液池液体混合,而是被周围的热液池缓慢加热到与热液池相同的温度.可以看出,混合区域的温度能迅速升高的主要原因为冷/热液体发生了混合,仅仅依靠冷/热液体的传热会使得碰撞混合区域的温度升高较为缓慢.

图 4(a) 还给出了碰撞混合区域以碰撞中心为圆心,沿径向各位置温度分布情况及其随时间变化图.图中横坐标为无量纲碰撞时间,纵坐标为无量纲径向坐标 D^* 的计算公式为

$$D^* = x_r/D, \quad (2)$$

式中, x_r 为与圆心之间的径向距离, D 为液滴直径.

从图 4(a) 中可以看出,混合区域的直径随着碰撞时间增加是先增加后减小的,这是由于空腔扩

展及坍塌造成的;同时,在同一时刻混合区域的温度由边缘向中心逐渐降低,相同位置处的温度在空腔坍塌前都是随着碰撞时间的增加而增加,但随着空腔的坍塌以及部分较冷的混合液体流向碰撞中心,碰撞中心位置处的温度略有下降.结合图 2 及图 4(a) 还可以看出,在冷液滴与热液膜碰撞的早期,混合区域温度分布是关于 $D^* = 0$ 对称的,但当无量纲时间约大于 40 之后,混合区域有偏移,不再关于 $D^* = 0$ 对称.这是因为,当无量纲时间约大于 40 之后,图中出现的碰撞混合区域主要是由中心射流产生的二次液滴构成,二次液滴在运动过程中其中心与冷液滴/热液膜的碰撞中心不一定完全重合,因此造成无量纲时间大于 40 之后,温度分布在 $D^* = 0$ 处是不对称的,而是大致在 $D^* = 1$ 处对称.

图 4(b) 给出了碰撞混合区域温度分布直方图及其随时间变化规律图,图上还描绘出了碰撞混合区域最低温度及平均温度随时间变化的趋势.从图中可以看出,随着碰撞时间的增加,直方图温度分布范围逐渐变小,且整体逐渐向热液池温度方向偏移,最终直方图中所有温度与热液池温度一致.从

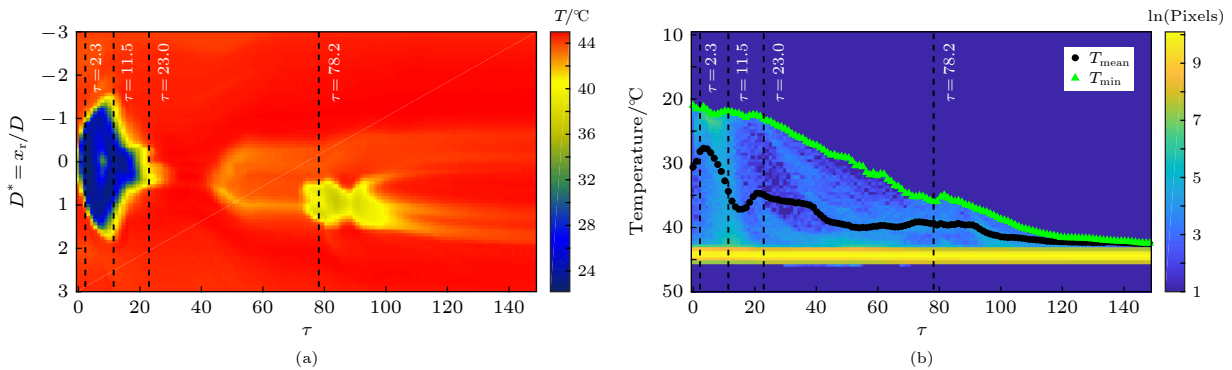


图 4 径向温度分布和温度分布直方图随时间的变化 (a) 径向温度分布随碰撞时间的变化; (b) 温度分布直方图随时间的变化
Fig. 4. The radial temperature profile and the temperature histogram of the impacting area: (a) The radial temperature profile; (b) the temperature histogram of the impacting area.

图中还可以看出, 最小温度随碰撞时间的增加而增加, 但在碰撞的起始阶段增速较低. 这是因为碰撞开始时较多来自于冷液滴的液体富集在碰撞中心位置, 使得碰撞中心最小温度上升比较缓慢.

图 4(b) 还表现出碰撞混合区域平均温度变化规律较为复杂的情况. 在碰撞初始阶段, 平均温度随碰撞时间的增加先略有下降随后又迅速增加, 但平均温度的升高进程会被空腔坍塌打断, 并在空腔坍塌后达到平均温度极值点, 随后碰撞混合区域平均温度因中心射流的出现 (约碰撞后 30—80 ms) 而产生波动甚至下降的现象. 这是由于较冷的混合液体在空腔坍塌时汇集到空腔中心并形成向上运动的中心射流, 而在红外摄像图片中心射流顶部温度较低的液体覆盖掉了底部温度较高的液体造成的. 不过, 随着中心射流断裂二次液滴的回落, 碰撞混合区域的平均温度再次缓慢增加直至完全与热液池温度一致.

3.2 碰撞参数的影响

为了定量分析韦伯数对混合区域平均温度的影响, 首先将混合区域平均温度无量纲化为 (3) 式, 然后给出了如图 5 所示的韦伯数分别为 165 (液滴直径为 3.7 mm, 液滴速度为 1.8 m/s)、140 (液滴直径为 3.1 mm, 液滴速度为 1.8 m/s) 和 50 (液滴直径为 2.8 mm, 液滴速度为 0.9 m/s) 的冷液滴撞击温度为 43 °C、厚度为 8 mm 的热液池后混合区域无量纲平均温度随时间的变化规律图.

$$T_{\text{mean}}^* = \frac{T_{\text{mean}} - T_d}{T_f - T_d}, \quad (3)$$

式中, T_{mean}^* 为混合区域无量纲平均温度, T_{mean} 为混合区域平均温度, T_d 为冷液滴的温度, T_f 为热液池的温度. 当混合区域无量纲平均温度 T_{mean}^* 数值为 1 时, 说明碰撞混合区域平均温度与热液池温度一致; 当碰撞混合区域的无量纲平均温度 T_{mean}^* 数值为 0 时, 说明混合区域平均温度与冷液滴温度一致.

图 5 表明, 混合区域无量纲平均温度在碰撞初始阶段都是随着无量纲时间的增加而增加, 且无量纲平均温度上升速率随韦伯数的增加有先减小后增大趋势, 但是这种增长趋势会因为碰撞产生的空腔发生坍塌被打断. 如前所述混合区域平均温度在碰撞初始阶段会随着碰撞时间的增加而增加到一个极值点, 然后因空腔的坍塌而下降并进入波动

期. 从图 5 中可以看出, 波动期无量纲平均温度的变化趋势与韦伯数的大小有关, 韦伯数越小波动期持续的时间越短. 这是因为, 当韦伯数较小时空腔的坍塌及恢复时间持续较短; 而韦伯数较大时, 在空腔坍塌阶段会产生中心射流甚至中心射流会断裂形成二次液滴, 这导致空腔坍塌时间持续较长进而导致无量纲平均温度的波动时间较长.

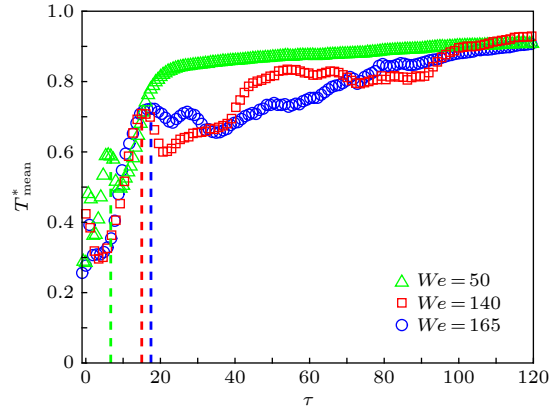


图 5 三种韦伯数条件下无量纲平均温度随时间的变化规律

Fig. 5. The non-dimensional mean temperature as a function of dimensionless time.

不过, 混合区域温度迅速升高主要集中于无量纲平均温度达到极值点前的阶段, 因此了解无量纲平均温度极值点的温度及出现时间的变化规律, 有助于分析混合区域平均温度的变化趋势. 为获得混合区域无量纲平均温度极值点的温度值与工况条件之间的关系, 通过分析冷液滴/热液池碰撞实验中大量的红外摄像图片, 建立了混合区域无量纲平均温度随时间的变化规律图, 提取平均温度极值点的温度, 建立如图 6(a) 所示的极值点的无量纲平均温度与韦伯数的关系. 从图中可以看出, 极值点的无量纲平均温度随着韦伯数增加而增加, 但当韦伯数增加到一定数值后 ($We = 200$), 极值点的无量纲平均温度将稳定在 0.8 附近, 不再随着韦伯数的增加而变化, 造成这一现象的原因可能是当韦伯数 $We > 200$ 时空腔接触到液池的底部, 加快了碰撞中心附近极薄的混合液体的混合换热造成的. 根据本文实验, 笔者将极值点无量纲平均温度与工况条件关系描述为

$$\begin{cases} T_{\text{peak}}^* = 0.34We^{0.15}, & We \leq 200, \\ T_{\text{peak}}^* = 0.82, & We > 200, \end{cases} \quad (4)$$

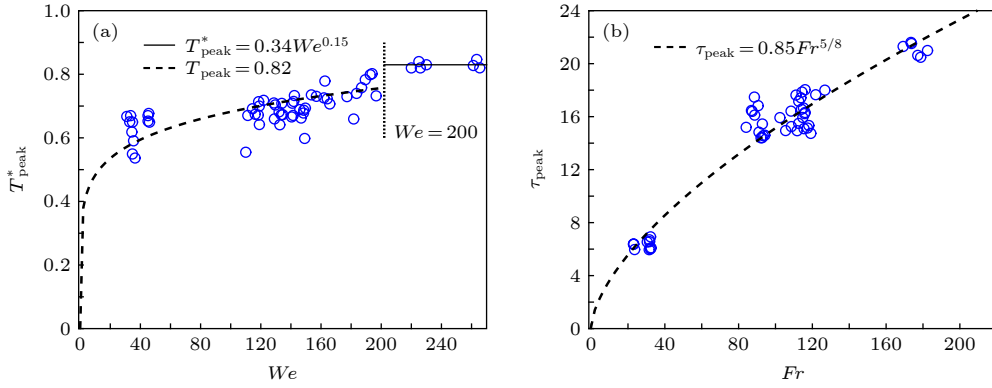


图 6 无量纲平均温度极值点的温度值、出现时间与工况条件的关系 (a) 无量纲平均温度极值点的温度值; (b) 无量纲平均温度极值点的出现时间

Fig. 6. The peak of dimensionless temperature and the dimensionless time of the peak: (a) The peak of dimensionless temperature as a function of Weber number; (b) the dimensionless time of the peak as a function of Froude number.

(4) 式中 T_{peak}^* 为混合区域平均温度极值点的温度。

混合区域平均温度极值点出现在空腔坍塌开始阶段, 而 Fedorchenko 等 [18] 和 Roisman 等 [19] 的研究结果已表明空腔的坍塌时间与液滴弗劳德数 Fr 成正相关关系, 因此本文还建立了如图 6(b) 所示的混合区域无量纲平均温度极值点出现时间与液滴弗劳德数的关系, 并描述为如 (5) 式, 表明混合区域无量纲平均温度极值点出现时间与 $Fr^{5/8}$ 成正比例关系。

$$\tau_{\text{peak}} = 0.85Fr^{5/8}, \quad (5)$$

(5) 式中 τ_{peak} 为混合区域平均温度极值点的温度值, Fr 为液滴的弗劳德数, Fr 的计算公式为 $Fr = u^2/(gD)$ 。

4 结 论

设计制作了冷液滴/热液池碰撞实验装置, 并开展了冷液滴/热液池实验, 利用同步摄影装置获得了冷液滴/热液池碰撞过程中的红外摄像图像及高速摄像图像, 通过分析上述实验图像获得了冷液滴/热液池碰撞过程中混合换热区域的形态变化及换热特性. 本文的主要研究结论如下:

1) 冷液滴/热液池碰撞区域温度迅速升高的主要因为冷/热液体发生了混合, 仅仅依靠冷/热液体的传热会使得碰撞混合区域的温度升高较为缓慢;

2) 在碰撞初始阶段 ($\tau \leq 2$), 源自冷液滴的冷液体并没有与热液池迅速融为一体, 而是附着在空腔周围, 以新月状“变形液滴”的形式存在; 新月状

的变形液滴在惯性力、重力、表面张力及压力的共同作用下不断沿径向向四周扩展, 但随着碰撞时间的继续, 变形液滴逐渐变薄并因与热液池混合为一体而消失;

3) 冷液滴/热液池碰撞产生了红色指环状的隆起液膜并不断向四周扩展, 隆起液膜温度要略微高于周围环境表面温度, 这是由于隆起液膜会与空气发生热量交换而造成其温度略低于热液池内部温度, 而隆起液膜液体源自于热液池内部造成的;

4) 在同一时刻混合区域的温度由边缘向中心逐渐降低, 空腔中心为整个混合换热区域温度最低的位置; 相同位置处的温度在空腔坍塌前都是随着碰撞时间的增加而增加, 但随着空腔的坍塌以及部分较冷的混合液体流向碰撞中心, 碰撞中心位置处的温度略有下降;

5) 空腔坍塌时, 空腔附近的液体因表面张力引起的“弹弓效应”而迅速向上流动并形成中心射流; 在中心射流向上移动的过程中, 正在混合的冷/热液体分成两部分, 一部分混合液体流向中心射流, 并随着中心射流向上移动, 而另一部分混合液体流向液池底部; 从中心射流断裂的二次液滴温度很低, 表明该二次液滴带走了中心射流中大部分混合液体, 而残留在退缩中心射流中的混合液体较少;

6) 碰撞混合区域的最小温度随碰撞时间的增加而增加, 但在碰撞的起始阶段增速较低. 而碰撞混合区域的平均温度变化规律较为复杂, 在碰撞初始阶段, 平均温度随着碰撞时间的增加先略有下降, 随后又迅速增加, 但平均温度的升高进程会被空腔坍塌打断, 并在空腔坍塌后达到平均温度极值

点, 随后碰撞混合区域平均温度因中心射流的出现而产生波动甚至下降的现象;

7) 无量纲平均温度极值点的温度值 T_{peak}^* 随着韦伯数的增加而增加, 两者满足 $T_{\text{peak}}^* = 0.34We^{0.15}$, 不过韦伯数 We 达到 200 后, 无量纲平均温度极值点的温度保持在 0.8 附近; 无量纲平均温度极值点出现时间 τ_{peak} 与液滴弗劳德数 Fr 的关系满足 $\tau_{\text{peak}} = 0.85Fr^{5/8}$.

参考文献

- [1] Worthington A M, Cole R S 1897 *Phil. Trans. Roy. Soc.* **189** A137
- [2] Rein M 1993 *Fluid Dyn. Res.* **12** 61
- [3] Rein M 1996 *J. Fluid Mech.* **306** 150
- [4] Yarin A L, Weiss D A 1995 *J. Fluid Mech.* **283** 141
- [5] Cossali G E, Coghe A, Marengo M 1997 *Exp. Fluids* **22** 465
- [6] Roisman I V, Tropea C 2002 *J. Fluid Mech.* **472** 373
- [7] Roisman I V, van Hinsberg N P, Tropea C 2008 *Phys. Rev. E* **77** 046305
- [8] Bisighini A, Cossali G E, Tropea C 2010 *Phys. Rev. E* **82** 036319
- [9] Mitchell A J, Simmons K, Hann D 2015 *Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition* Houston, USA, November 13–19, 2015 pV001T01A038
- [10] Mitchell A J, Hann D, Simmons K 2017 *Proceedings of the ASME Turbo Expo* Charlotte, USA June 26–30, 2017 pV02DT48A006
- [11] Hann D B, Cherdantsev A V, Mitchell A 2016 *Exp. Fluids* **27** 46
- [12] Moreira A L N, Moita A S, Panao M R 2010 *Prog. Energ. Combust* **36** 554
- [13] Bostanci H, Rini D P, Kizito J P 2012 *Int. J. Heat Mass Transfer* **55** 3849
- [14] Zhang Z, Li J, Jiang P 2013 *Appl. Therm. Eng.* **51** 102
- [15] Labergue A, Gradeck M, Lemoine F 2015 *Int. J. Heat Mass Transfer* **81** 889
- [16] Bernardin J, Stebbins C, Mudawar I 1997 *Int. J. Heat Mass Transfer* **40** 247
- [17] Pasandideh-Fard M, Aziz S, Chandra S, Mostaghimi J 2001 *Int. J. Heat Fluid Flow* **22** 201
- [18] Castanet G, Liénart T, Lemoine F 2009 *Int. J. Heat Mass Transfer* **52** 670
- [19] Ye X M, Li Y K, Li C X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 234701 (in Chinese) [叶学民, 李永康, 李春曦 2016 物理学报 **65** 234701]
- [20] Gao X, Kong L, Li R 2017 *Int. J. Heat Mass Transfer* **108** 1068
- [21] Liang G, Mu X, Guo Y 2016 *Numer. Heat Tr. B: Fund* **69** 575

Temperature characteristics of droplet impacting on static hot pool*

Fang Long[†] Chen Guo-Ding

(School of Mechanical Engineering, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 26 May 2019; revised manuscript received 2 September 2019)

Abstract

A high speed camera-infrared camera synchronous shoot device is built to record the process of cold droplet impacting on hot pool and lots of experiments have been done in this paper. The mixing morphology and the temperature variation of the impact area are observed and analyzed based on simultaneous images taken by the infrared camera and the high speed camera. The influences of the impact conditions on mixing and heat transfer during droplet impacting on hot pool are also studied and then the dimensionless relationship between mean temperature of the impact area and impact condition is established. The experimental results show that the mixing of cold liquid from droplet and hot pool is one of the main reasons for the temperature increase in impact area. The cold droplet does not integrate with hot pool immediately at the beginning of impact and the droplet is deformed into a shape of “crescent moon” which is trapped near the crater. The interface between cold liquid from droplet and hot pool can be observed in a simultaneous image. When the crater begins to collapse, the mixing liquid is mainly divided into two parts: one part is left and curled at the bottom of the pool while the other part is rising with the central jet. Despite the stagnation at the beginning, the mean temperature increases with time going by in the early stage. However the growth trend is interrupted by the cavity collapse. The mean temperature arrives at a peak after the crater has reached its maximum depth. The peak of the dimensionless temperature T_{peak}^* increases with the Weber number increasing and T_{peak}^* can be described as $T_{\text{peak}}^* = 0.34W e^{0.15}$. The dimensionless time of the peak τ_{peak} increases with the Froude number increasing. In this paper, we also find that the dimensionless time of the peak τ_{peak} can be described as $\tau_{\text{peak}} = 0.85Fr^{5/8}$. After the mean temperature reaches the peak, the growth trend presents a trend of fluctuations. The shape of the trend line during this stage is related to Weber number. When the Weber number is small, the growth trend of mean temperature decreases in a short period of time and then restores and increases with time going by. When the Weber number is bigger, the growth rate becomes smoother during the long fluctuation period. The mean temperature will increase very slowly at the end of the impact. Only some cold spot are left on the surface during this period and the rising of the mean temperature becomes steady and slow.

Keywords: simultaneous images, droplet impact, hot pool, heat transfer

PACS: 47.55.D-, 47.55.db, 47.55.df, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.68.20190809

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51275411).

† Corresponding author. E-mail: fanglong@mail.nwpu.edu.cn