

# 油面上相邻 Leidenfrost 液滴的相互作用及运动机制\*

王浩<sup>1)</sup> 徐进良<sup>1)2)†</sup>

1) (华北电力大学, 低品位能源多相流与传热北京市重点实验室, 北京 102206)

2) (华北电力大学, 电站能量传递转化与系统教育部重点实验室, 北京 102206)

(2022 年 9 月 19 日收到; 2022 年 11 月 6 日收到修改稿)

热油面液滴蒸发是自然现象, 已有研究侧重于单滴蒸发, 对于热油面上多滴蒸发的认识较少. 本文研究了热油面两个等直径 FC-72 液滴的 Leidenfrost 蒸发, 油温为 74.0—130.0 °C, 液滴初始直径为 1.5 mm, 采用红外热成像及高速摄影测量, 发现热油面液滴蒸发存在非聚合、弹跳、分离 3 个阶段. 本文理论分析了液滴在水平方向的受力, 包括非均匀液滴温度产生的 Marangoni 力、重力水平分量、润滑推动力、黏性力. 尺度分析表明 Marangoni 力和重力水平分量起关键作用, Marangoni 力趋向于液滴分离, 重力水平分量趋向于液滴聚合. 在非聚合蒸发阶段, 重力水平分量克服 Marangoni 力, 但两液滴间存在气膜夹层, 解释了两个液滴看似接触但不聚合的现象. 随液滴尺寸减小, 重力水平分量减小, 不足以克服 Marangoni 力, 这是导致蒸发后期两滴分离的主要原因. 最后通过将模型得到的不同阶段间的转换时间同测量值进行对比, 证实了上述解释. 本文研究有助于理解复杂的 Leidenfrost 液滴动力学现象和机理.

**关键词:** Leidenfrost 液滴, 液滴动力学, 蒸发, 热量传递**PACS:** 44.35.+c, 64.70.fh, 68.03.Fg, 68.35.Ct**DOI:** 10.7498/aps.72.20221822

## 1 引言

当液滴滴落在炽热的壁面上, 其底部快速产生的蒸气层使液滴悬浮, 这种现象被称为 Leidenfrost 效应<sup>[1]</sup>, 其发生的临界温度称为 Leidenfrost 温度 ( $T_L$ )<sup>[2]</sup>. 蒸气膜的低导热减慢了液滴蒸发, 延长了液滴寿命. 悬浮的液滴避免与基底接触, 减小了移动的阻力. 鉴于此, Leidenfrost 液滴在非接触式微流控<sup>[3,4]</sup>, 化学和生物微反应器<sup>[5,6]</sup>, 药物无污染运输<sup>[7]</sup>等领域有着更为广泛的应用.

悬浮于平板表面上的液滴, 蒸发过程会出现移动<sup>[8]</sup>、弹跳<sup>[9]</sup>和振荡<sup>[10]</sup>的随机现象, 这给液滴控制造成难度. 在平板表面上制造规则锯齿结构, 可

以有效地引导液滴底部的蒸气流, 使其在液滴两侧非对称排放, 从而打破液滴底部黏性力的平衡, 驱动液滴定向运动<sup>[11]</sup>. 此外, 不均匀的壁温分布影响了液滴局部气化速度以及液滴内部 Marangoni 流, 在液滴底部形成非对称的蒸气膜, 引导液滴向冷的方向移动<sup>[12]</sup>. 相比于刚性壁面, 液滴在可变形表面的运动更为复杂. 这是由于液滴和液池之间蒸气层形态不同于平坦刚板上, 气膜厚度呈现不同的标度律<sup>[13]</sup>. 高温液池上悬浮的液滴, 颈部蒸气膜出口位置局部振荡极易引起气膜整体不稳定, 从而破坏蒸气膜的对称性, 使液滴在液池表面自发移动<sup>[13,14]</sup>. 在移动过程中, 液滴前缘出口气膜厚度总是大于尾缘, 液滴遵循蒸气主流的方向<sup>[14,15]</sup>. 鉴于此, Gauthier 等<sup>[16]</sup>分析液滴与弯月面碰撞动力学, 以探测界面

\* 国家自然科学基金 (批准号: 52130608, 51821004) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xjl@ncepu.edu.cn

形状并鉴别液滴尺寸. 由于液池表面光滑, 液滴可在较低过热度下进行 Leidenfrost 蒸发. 因此, 与液滴在固体壁面上的蒸发相比, 液滴在液池表面更易形成 Leidenfrost 状态 [1,17].

2021 年, Pacheco 等 [18] 通过观察两个液滴在 Leidenfrost 状态下的碰撞-合并行为, 发现沉积在热的凹板上不同液体的液滴碰撞时, 接触区域内较高饱和温度的液滴加热较低温度液滴而发生的 Leidenfrost 效应推迟了液滴的合并. 综合液滴固-液界面发生的两处 Leidenfrost 蒸发, 他们将这一行为称为三重 Leidenfrost 效应 (triple Leidenfrost effect). 相比于处在 Leidenfrost 状态不同液体的液滴间碰撞-合并行为, 了解相同液体液滴的蒸发动力学同样重要, 其有助于解析喷雾冷却的相变机制, 然而却鲜有报道. 对于单个液滴, 蒸发速率受到蒸气扩散速率和液滴大小等因素的影响; 然而, 对于简单排列的几个液滴或者有复杂尺寸分布的液滴, 蒸发过程液滴间协同作用显著 [19,20]. 这种相互影响导致液滴内出现非对称流场, 从而影响液滴蒸发 [21]. 因此, 对于多个 Leidenfrost 液滴, 除了非对称气膜产生的驱动机制外, 还需要考虑液滴间相互作用对运动的影响, 其中涉及的动力学较为复杂.

与以往对常温或振动液池表面多滴作用机理研究 [22–25] 和高温固体表面不同液体液滴的 Leidenfrost 蒸发机制研究 [18] 不同, 本文报道了相同液体且等大的相邻液滴在热油池上的 Leidenfrost 蒸发行为, 旨在探究 Leidenfrost 态双滴之间干涉效应对其液滴运动的影响. 研究发现, 双滴与单滴相比, 在液滴寿命、表面温度和运动方式方面存在显著差异; 液滴表面的非对称蒸发打破了液滴原有受力平衡, 使液滴蒸发过程分为非聚合、弹跳以及最终液滴彻底分离 3 个阶段. 从力学进行分析, 获得 3 个蒸发阶段的转换时间, 它们偏离实验最大值仅占液滴寿命的 3%, 因此认为可以较好地阐释 Leidenfrost 双液滴的蒸发机制.

## 2 实验方法

### 2.1 实验装置

实验在温湿度可控且安静的房间中进行. 如图 1 所示, 实验系统包含紫铜加热块、注射器、高速相机、红外高速相机、同步器和控温装置. 黏度  $\mu_0 = 0.048 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  的硅油 (XIAMETER PMX-200,

热物性见表 1) 盛放于铜块顶部的矩形油槽中, 槽体长宽深分别为 10, 6 和 2 mm. 两根功率为 30 W 的加热棒嵌入铜块底部. PID 控制器同电压调节器共同确保铜块的温度波动小于  $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ , 实验过程中油温由此总能维持于给定温度. 与深液池相比, 深度较浅的油槽保证了更大的铜油接触面积与槽体积的比值, 利于维持槽内油温的相对均匀.

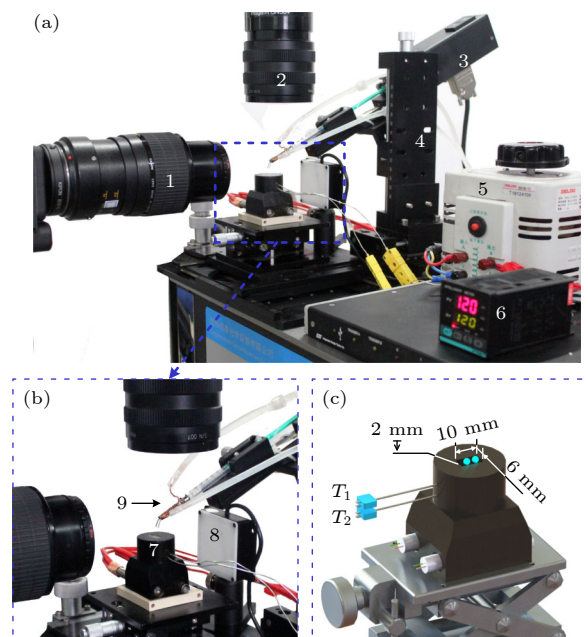


图 1 (a) 实验装置图; (b), (c) 放大的带有薄液池的加热铜块 (1-高速摄像机, 2-红外高速相机, 3-微量注射器, 4-位移调节平台, 5-电源变压器, 6-PID 温度控制器, 7-带薄液池的铜块, 8-光源, 9-用于释放液滴的冷却针头)

Fig. 1. Photograph of experimental setup (a) and enlarged copper block with thin liquid pool (b), (c) (1-high speed camera, 2-infrared radiation image camera, 3-micro-syringe pump, 4-displacement adjustment platform, 5-voltage transformer, 6-PID temperature controller, 7- copper block with thin liquid pool, 8-light source, 9-cooled dual-needles for droplet release).

两个 FC-72 液滴 (3 M™ Fluorinert™ Electronic Liquid, 物性见表 1) 由微型注射泵 (RSP01-BDG) 产生, 并靠自身重力脱离针尖. 采用 Y 形针头, 保证两液滴初始大小相同, 液滴从针头分离同步, 针头间距 5 mm. FC-72 液滴初始半径  $R_{\text{ini}} = 0.75 \text{ mm}$ , 小于其毛细长度  $l = [\sigma_d/(\rho_d g)]^{0.5} = 0.92 \text{ mm}$  ( $\sigma_d$  为液滴表面张力,  $\rho_d$  为液滴密度,  $g$  为重力加速度). 因此, 液滴近似球形, 避免因液滴的复杂形状建模而带来的计算难题. 液滴从 2.5 mm 的高度 ( $\approx 3.3R_{\text{ini}}$ ) 释放, 其韦伯数  $We = \rho_d v^2 D_{\text{ini}}/\sigma_d = 7.2$ , 避免了因液滴冲撞池面而影响 Leidenfrost 转换温

度. 其中,  $v$  为液滴冲击液面速度 (与液滴释放高度有关),  $D_{\text{ini}}$  为液滴初始直径. FC-72 密度为  $1680 \text{ kg/m}^3$ , 是硅油密度  $960 \text{ kg/m}^3$  的 1.75 倍. 在常温条件下, 当两种液体接触, FC-72 液滴迅速沉没于油池. 由于两者互不相溶, 硅油的物性参数不受沉没其中的液滴影响. 池面加热液滴导致的蒸发减小了液滴的尺寸, 加剧了液滴脱离针头难度. 因此, 针头上装有微型冷却装置, 抑制液滴悬挂针头期间的温升. 油池表面的过热度  $\Delta T_0$  表示油面温度  $T_0$  与液滴饱和温度  $T_{\text{sat}}$  之差, 本研究  $\Delta T_0$  介于  $17\text{--}70 \text{ }^\circ\text{C}$  之间.

表 1 在  $1 \text{ atm}$  ( $1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ ) 的压力下, FC-72 和硅油的物性参数  
Table 1. Physical properties of FC-72 and silicon oil at  $1 \text{ atm}$  ( $1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ ).

参数		值
FC-72 (液体)	饱和温度 ( $1 \text{ atm}$ ) $T_{\text{sat}}/^\circ\text{C}$	56.6
	密度 $\rho_d/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	1680
	比热容 $c_{\text{pl}}/(\text{J}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	1100
	潜热 $L/(\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1})$	88
	导热率 $\lambda_d/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	0.057
动力黏度 $\mu_d/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1})$		$0.64 \times 10^{-3}$
FC-72 (蒸气)	密度 $\rho_v/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	9.7
	比热容 $c_{\text{pv}}/(\text{J}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	900
	热导率 $\lambda_v/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	0.0235
	动力黏度 $\mu_v/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1})$	$1.31 \times 10^{-6}$
硅油	密度 $\rho_o/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	960
	比热容 $c_{\text{po}}/(\text{J}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	1460
	动力黏度 $\mu_o/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1})$	0.048
	表面张力 ( $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ) $\sigma_o/(\text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	0.0208

带有微焦镜头的高速相机从水平方向捕捉液滴运动轨迹, 空间分辨率为  $4 \text{ }\mu\text{m}$ , 拍摄频率为  $2000 \text{ Hz}$ . 实验时, 油的深度略低于槽体深度, 轻微下凹的油面使液滴处于油池中心位置, 约束液滴的随机运动. 油面宽度方向产生的弯液面确保蒸发的液滴总是位于相机焦平面上, 这对清晰记录液滴合并-碰撞行为至关重要. 红外相机从上方记录液滴表面温度的演化过程, 在  $3\text{--}5 \text{ }\mu\text{m}$  的光谱范围内温度分别率为  $0.02 \text{ }^\circ\text{C}$ , 空间分辨率为  $12.4 \text{ }\mu\text{m}$ , 记录频率为  $180 \text{ Hz}$ .

## 2.2 温度校验及液滴温度边界的确定

在正式实验之前, 通过调节高精度  $x$ - $y$  位移平台, 完成热电偶测量池内温度. 以池面中心为基准

点, 热电偶沿水平 [坐标为  $(x, 0, 0.2)$ ] 和竖直 [坐标为  $(0, 0, z)$ ] 两个方向的位移步长分别为  $1.0 \text{ mm}$  和  $0.2 \text{ mm}$ . 测量结果见图 2(a), 水平方向  $x = 0\text{--}4 \text{ mm}$  范围内最大温差为  $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ , 竖直方向  $z = 0\text{--}0.8 \text{ mm}$  深度内最大温差为  $0.7 \text{ }^\circ\text{C}$ . 因此, 认为实验过程中油面温度恒定. 用插入液面  $0.5 \text{ mm}$  热电偶测得温度与红外测温拟合, 完成校正红外相机. 为了确保热电偶测量温度即为液面温度, 将装有待测液体的试管放于恒温油浴内, 管内液面比试管外油面低  $2\text{--}3 \text{ cm}$ . 如图 2(b) 所示, 两种方法测得的温度线性相关, FC-72 和硅油的相关系数分别为  $0.999$  和  $0.964$ . 实验所用热电偶精度为  $0.2 \text{ }^\circ\text{C}$ .

图 2(c) 说明了液滴表面温度的识别方法, 红外测温覆盖液滴区域及液滴外背景区域. 仅当液滴竖直方向上的厚度大于临界光程长度时, 所得液滴温度是真实的. 此时, 来自液滴背景的温度信息不会干扰液滴温度测量, 因此液滴温度近乎均匀. 沿法线方向继续延伸, 背景信息的干扰使温度突然上升. 通常将温度出现转折的位置  $T_r$  定义为温度边界, 它是液滴主导温度区与背景主导温度区的分界线 [26,27]. 由此可以获得液滴表面温度的分布.

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 液滴的大小变化

本工作借助高速相机对高温油面的单滴和双滴蒸发行为进行观测. 硅油的黏度  $\mu_o = 0.048 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ , 油面温度  $T_0$  包含  $50\text{--}130 \text{ }^\circ\text{C}$  的区间, 并且每个油温下的液滴实验至少重复 5 次. 如图 3(a) 所示, 当液滴缓慢地释放至不同温度的液池表面时, 存在明显的临界油温, 即 Leidenfrost 温度  $T_L$ . 当油温  $T_0 < T_L$ , 沉积于油面的液滴在短暂悬停之后快速沉没至油中 (sinking). 这是因为低温油面液滴蒸发缓慢, 液滴底部的蒸气膜变薄. 当液滴或油面扰动引起的波高与蒸气层厚度相近时, 液滴与油面局部区域接触就会直接诱导蒸气层坍塌. Zawala 等 [28] 将此过程称为“排膜”. 当  $T_0 > T_L$ , 液滴快速蒸发增大了蒸气膜厚度, 使液滴可以长期悬浮于液池之上 (Leidenfrost evaporation). 在本研究中, 这两种状态间转换的临界温度  $T_L$  约为  $74.0 \text{ }^\circ\text{C}$ , 相应油池表面过热度  $\Delta T_0 = 17.4 \text{ }^\circ\text{C}$ .

图 3(b) 显示了 Leidenfrost 状态下液滴大小随时间的变化. 对不同条件下液滴的直径分别拟合,

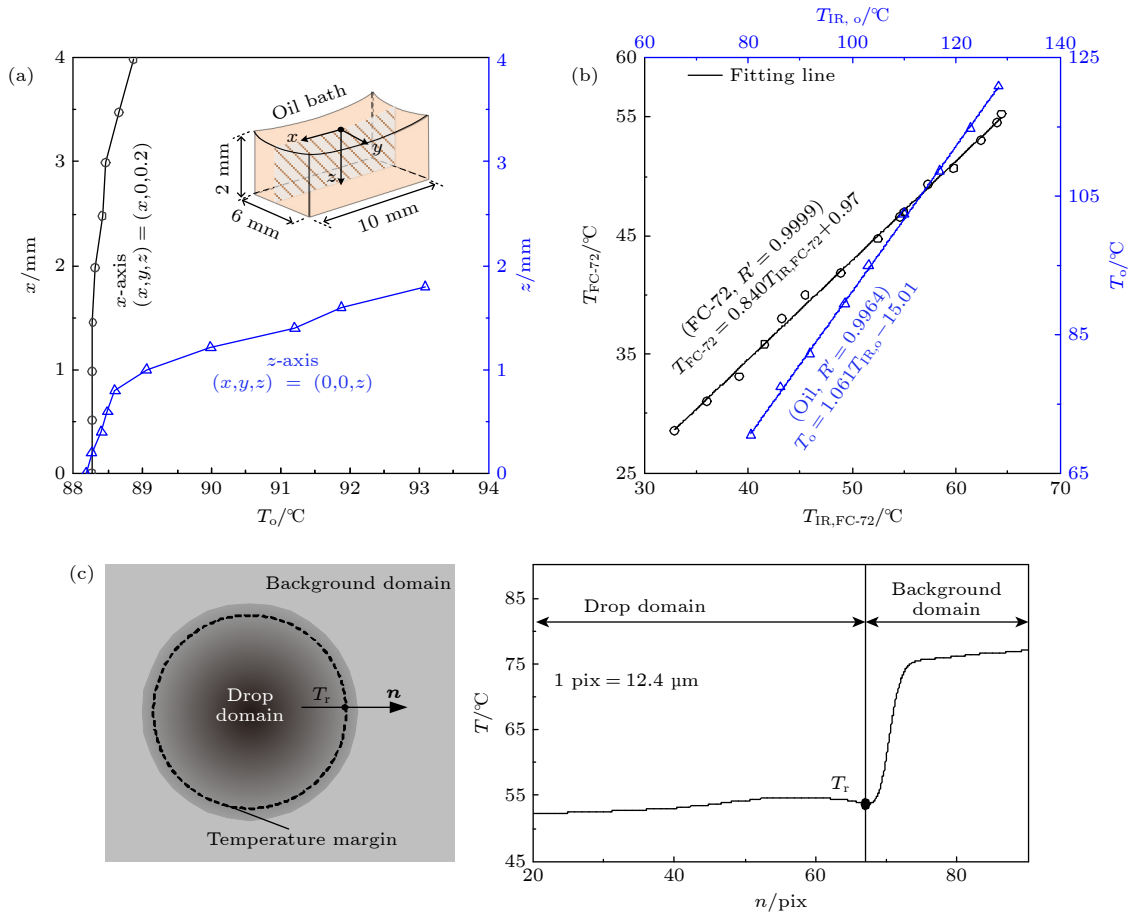


图 2 (a) 油池在水平方向和深层方向的温度分布; (b) 硅油和 FC-72 的表面温度测量的校准; (c) 通过红外测量定位液滴界面的原理  
 Fig. 2. (a) Temperature dispersion in the oil bath's horizontal and deep directions; (b) calibration of surface temperature measurement for silicon oil and FC-72; (c) the principle to locate the drop interface by IR measurement.

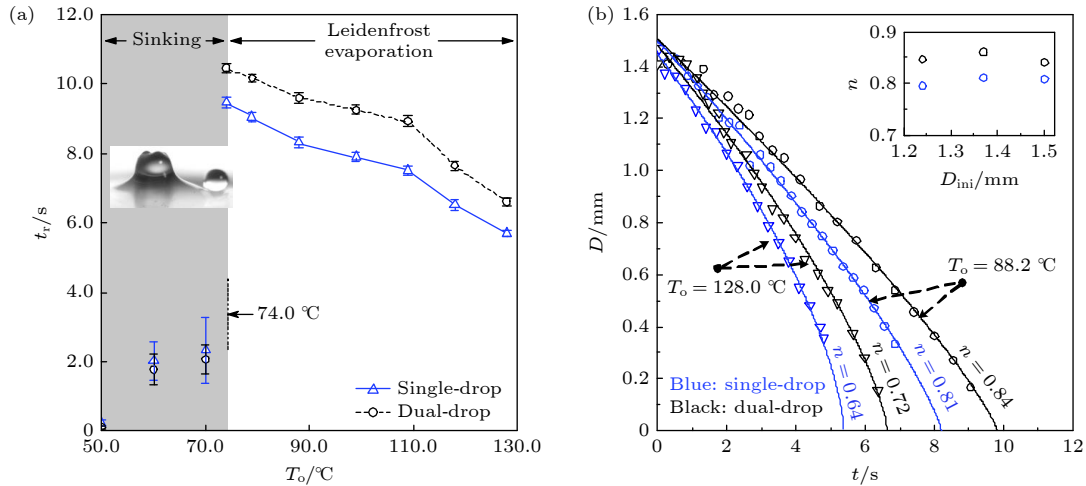


图 3 (a) 不同油面温度  $T_o$  下液滴寿命的两种分区; (b) 油面温度为 88.2 °C 和 128.0 °C 时液滴的直径与时间的关系  
 Fig. 3. (a) Droplet diameters versus time at oil surface temperature of 88.2 °C and 128.0 °C; (b) two regimes distribution of droplet life time at different oil surface temperatures.

结果显示液滴蒸发服从于液滴大小与时间的幂次律关系式<sup>[1]</sup>:

$$D = D_{ini}(1 - t/\tau)^n, \quad (1)$$

式中,  $D_{ini}$  是液滴初始直径,  $n$  是指数系数,  $\tau$  是特征时间, 其通过外推液滴直径  $D$  至 0 mm 处得到. 所有的拟合曲线的相关性系数均大于 0.994. 在温

度较低  $T_0 = 88.2\text{ }^\circ\text{C}$  和温度较高  $T_0 = 128\text{ }^\circ\text{C}$  的两类油面上, 双滴相比单个液滴蒸发的速率减小, 寿命普遍延长. 这与 Khilifi 等 [29] 在常温情况下观察多滴蒸发得到的结论类似, 他们发现当液滴距离足够近, 与单个液滴相比, 蒸发速率降低约 55%. 幂指数  $n$  是拟合的关键参数, 该值随着油面温度  $T_0$  的升高而减小, 这在最近的研究中已被报道 [30]. 本文关注于单个液滴和两个液滴蒸发的差异. 如图 3(b) 所示, 当油温  $T_0 = 88.2\text{ }^\circ\text{C}$ , 单个液滴和两个液滴蒸发分别对应  $n = 0.81$ ,  $n = 0.84$ . 当  $T_0 = 128.0\text{ }^\circ\text{C}$  时, 单个液滴和两个液滴蒸发分别对应  $n = 0.64$ ,  $n = 0.72$ . 结果显示, 在相同油温  $T_0$  情况下, 两个液滴蒸发过程系数  $n$  总是大于单个液滴蒸发

情况. 图 3(b) 插图比较了不同初始直径的单个和两个液滴蒸发过程  $n$  值大小. 显然, 图中单个液滴数据点相比两个液滴整体向上平移, 验证了上述结论的普适性. 这种差异取决于相邻液滴之间存在的干涉蒸发效应, 它使得相邻双滴内侧比外侧有更高的蒸气浓度, 进而抑制液滴总蒸发速率, 将在后文讨论.

### 3.2 相邻 Leidenfrost 液滴蒸发的分区

图 4 展示了相邻的两个 Leidenfrost 液滴蒸发的动态行为. 通常情况下, 当两个常温的液滴接触时 (非剧烈碰撞), 液滴在经过短暂的变形后在最小表面自由能作用下最终合并 [31,32]. 然而, 研究发现

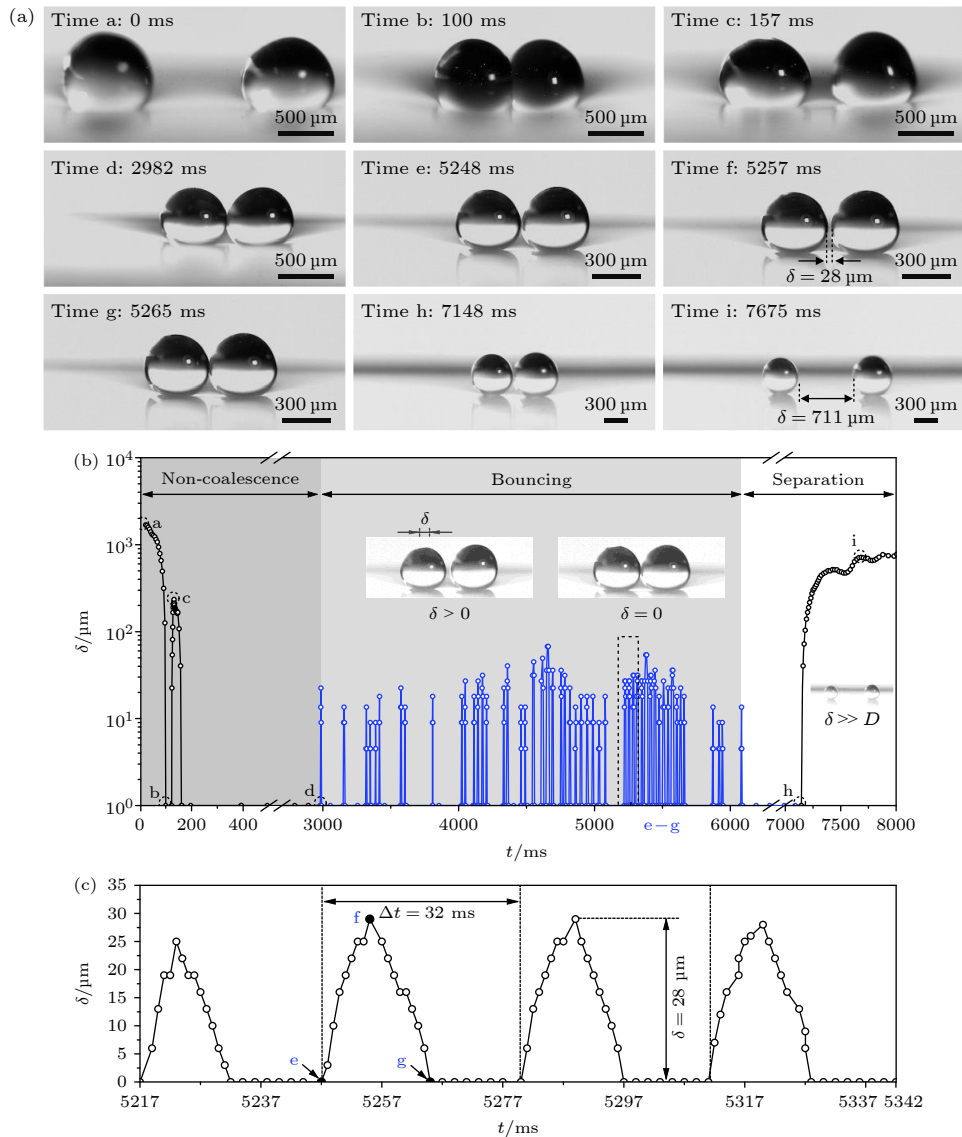


图 4 (a) 从 a—i 的 9 个特定时间的液滴动态图; (b), (c) 在  $T_0 = 88.2\text{ }^\circ\text{C}$  时, 液滴整个寿命期的 3 种蒸发行为

Fig. 4. (a) Droplet dynamics at nine specific time from a to i; (b), (c) three-regimes behavior of droplet dynamics during the whole droplet lifetime at  $T_0 = 88.2\text{ }^\circ\text{C}$ .

在 Leidenfrost 状态下, 油面上两个同等大小的 FC-72 液滴在蒸发的过程中相互吸引但永不合并, 这一新颖现象被称为液滴的非聚合态蒸发. 为了探索液滴间蒸发的机理, 对  $T_0 = 88.2\text{ }^\circ\text{C}$  的油池表面两个液滴的运动行为进行量化, 显示两滴最小间隙  $\delta$  随时间的变化. 图 4(b) 显示了蒸发的液滴依次经历了 3 个阶段: 接触非合并蒸发 (non-coalescence)、弹跳蒸发 (bouncing) 和相互分离蒸发 (separation). 轻轻放在油面的两个液滴在重力势能的作用下, 先相互吸引随后开启液滴间的衰减式弹跳过程. 持续 180 ms 后, 弹跳停止, 液滴转为安静的非合并蒸发阶段. 两个液滴间的气膜夹层阻碍了它们聚合互溶. 然而, 受限于液滴“接触”界面扰动影响, 高速相机无法直接捕获这层气膜. 所以, 这一阶段所测量到的液滴最小间隙  $\delta = 0$ . 直到  $t = 2.8\text{ s}$  (约为蒸发寿命的 29%), 这种安静的蒸发状态被打破, 液滴间的弹跳过程自动开启. 随着液滴变小, 弹跳发生的频率从低到高, 逐渐趋于稳定. 图 4(c) 展示了液滴在 5217—5342 ms 时间段内稳定的弹跳行为, 周期和振幅分别为 32 ms 和 28  $\mu\text{m}$ . 液滴弹跳阶段的时长为 3.11 s, 约占蒸发寿命的 32%. 最后, 两个液滴在经历了短暂的平静蒸发后, 缓慢地分离开. 在  $t = 7.675\text{ s}$  时刻, 液滴间的最小间隙  $\delta$  达到 711  $\mu\text{m}$ , 远高出弹跳蒸发阶段 2 个数量级. 分离后的液滴各自蒸发, 直至寿命结束.

### 3.3 Leidenfrost 液滴的蒸发干涉效应

液滴的蒸发速率受液滴数量、阵列形式和液滴间距的影响 [33–36]. 相邻的液滴互相影响蒸发速度, 且随着液滴距离的减小, 液滴间的干涉作用加剧 [37]. 对于液滴准稳态蒸发的情况, 传质通量的解析表达式为 [38]

$$J = \frac{d_v(1 - \phi_{RH})\rho_v f}{R}, \quad (2)$$

式中,  $\phi_{RH}$  为相对湿度,  $\rho_v$  为蒸气密度,  $R$  为液滴半径,  $f$  为与液滴和基底接触角相关的形状因子,  $d_v$  为质量扩散系数. 当  $f$  和  $d_v$  一定的情况下, 液滴所处环境湿度的增大会减缓液滴蒸发. 反之, 则加速液滴蒸发. 干涉蒸发体现在邻近液滴之间局部增大的蒸气浓度/湿度, 它使蒸发的驱动力减小 [39,40]. 对于阵列分布的液滴, 干涉效应使最外层液滴的蒸发速率普遍大于阵列内部液滴 [41]. 因此, Leidenfrost 状态下, 液滴相互干涉的蒸发机制不能忽视.

图 5 所示为液滴表面的温度等高线分布, Leidenfrost 状态相邻的两个液滴外侧区域相比二者之间区域温度有明显的下降, 且整体来看两个液滴具有相似的温度分布特点. 以中心线左侧液滴为例,  $t = 5248\text{ ms}$  时刻, 液滴远离中心线一侧的表面温度梯度  $\partial T/\partial n = 5.6\text{ }^\circ\text{C}/\text{pix}$ , 明显大于靠近中心线侧的  $\partial T/\partial n = 2.2\text{ }^\circ\text{C}/\text{pix}$ ,  $n$  为矢量且垂直于液滴表面. 事实上, 液相和气相之间的相变涉及质量和热量的传递. 两种传递方式通过路易斯数  $Le = a/d_v$  关联, 其中  $a$  为热扩散系数. 该标度律显示了蒸气浓度梯度  $\partial C_v/\partial n$  和边界处温度梯度  $\partial T/\partial n$  的正相关特性 [42]. 换言之,  $\partial T/\partial n$  越大, 蒸发的驱动力越大, 液滴蒸发越快. 因此, 综合前述讨论, 液滴两侧温度分布的不对性易于被解释. 相邻液滴蒸发干涉效应导致液滴局部区域的温度梯度/浓度梯度改变, 由此产生了液滴表面蒸发速率不同, 这决定了表面温度的非对称性分布. 具体说, 蒸发速率越快, 相变带走的潜热越多, 液滴该区域的表面温度越低. 需要指出, 由于获得温度梯度是相对值, 因此上述传热与传质的类比是可行的, 它同 Yu 等 [43] 所采用的方法一致.

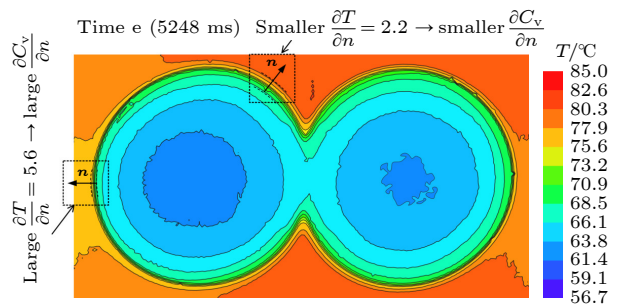


图 5 双滴接触时刻, 液滴区域和背景区域的温度分布  
Fig. 5. Temperature distribution on the droplet-dominated and background-dominated regions at contact time.

提取 9 个特殊时刻的液滴真实温度轮廓线, 如图 6 所示. 首先, 在液滴赤道平面建立极坐标系,  $A$  表示液滴距离最近点,  $B$  代表距离最远点,  $\varphi$  为以  $A$  为起始点的水平坐标偏转角. 当液滴接触, 表面变形使得  $\varphi_A > 0$ . 对于不同蒸发阶段, 液滴赤道面  $B$  点两侧均表现出对称的周向温度分布. 如前所述, 局部强烈的蒸发冷却作用使  $B$  点处温度始终最低. 当液滴与油池接触, 过冷的液滴使圆周温度均匀分布, 此时  $\partial T/\partial \varphi \approx 0$ . 随着液滴温度升高, 非对称性蒸发现象出现, 周向温度梯度  $\partial T/\partial \varphi$  逐渐被建立. 此时, 相邻液滴的内侧温度也开始低于

外侧. 当液滴进入蒸发的第二阶段——弹跳蒸发, 相邻液滴干涉引起的非对称蒸发加强.  $t = 5248$  ms 时刻, 液滴内外两侧的最大温差升高到  $5^\circ\text{C}$ . 进入弹跳蒸发阶段后期, 液滴尺寸减小又会引起内部 Marangoni 流反向影响液滴温度, 使其变得均匀. 因此, 该时期液滴表面温度的差异减小, 直到液滴彻底分离,  $\partial T/\partial\varphi$  近似为 0.

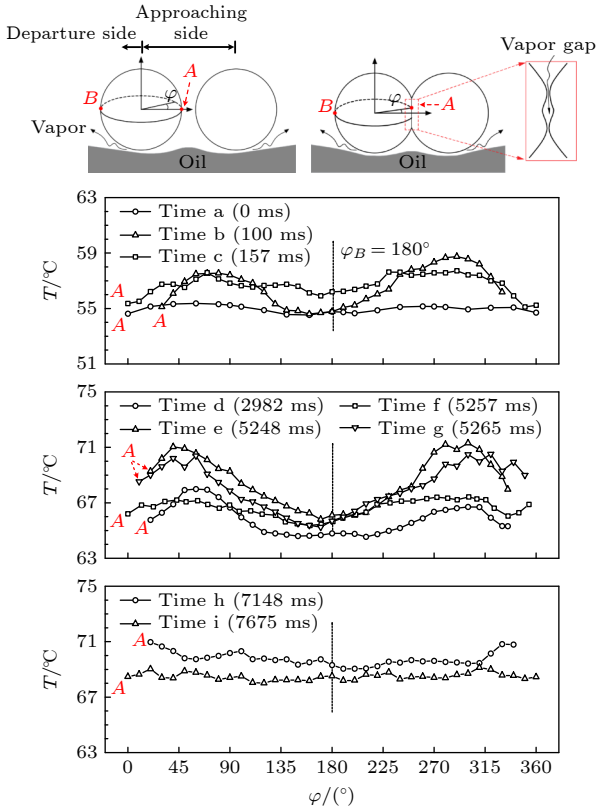


图 6 红外相机俯拍得到液滴表面的温度轮廓线 (温度随着圆周角变化)

Fig. 6. Droplet surface temperatures along top view circle (temperatures are plotted versus circumference angles).

如图 6 所示, 需要关注一个重要现象, 即 3 个代表时刻, 液滴“接触” (5248 ms)、分离 (5257 ms) 和“再接触” (5265 ms), 周向温度最大温差升高-下降-再升高的趋势, 分别对应温差为  $5.29$ 、 $1.56$  和  $5.06^\circ\text{C}$ . 总的来说, 液滴表面温差与液滴水平弹跳行为存在着明显的协同关系. 弹跳蒸发方式随着液滴表面温差增大而出现, 随温差的消失而结束. 因此, 在 Leidenfrost 状态下, 液滴干涉蒸发效应由于改变液滴表面温度分布, 同液滴非聚合态蒸发的动力学特性存在着联系. 液滴表面温度的变化会影响表面张力大小, 从而可能打破液滴的受力平衡.

## 4 干涉作用下液滴的受力分析

为进一步探索加热池上两个 Leidenfrost 液滴 3 种蒸发状态转变的物理机制, 对液滴的运动建立了一个简单的模型. 如图 7(a) 所示, 模型包括 4 种作用力, 即润滑推动力  $F_p$ 、Marangoni 水平分力  $F_{\sigma, x}$ 、重力水平分力  $F_{g, x}$  和黏性阻力  $F_d$ . 需强调的是, 上述沿  $x$  轴的水平分力为广义方向上力的分量, 实际上受液滴重力作用, 凹陷的油面使  $x$  坐标轴与油面水平基线 (level line) 存在夹角  $\alpha$ . 油面水平基线取液滴背景的油面等高线 (见图 7(a)), 这同文献 [44] 中方法一致. 下文中“水平”均为广义上称呼, 不再解释. 显然,  $F_p$  和  $F_{\sigma, x}$  利于液滴分离, 而  $F_{g, x}$  和  $F_d$  则阻碍液滴分离 (见图 7(a)).

液滴底部蒸气层内自发的和恒定的对称性破坏不仅是维持 Leidenfrost 液滴悬浮于液池之上的关键, 同时也为液滴水平方向运动提供动力. 这种不对称的气膜结构部分改变了蒸气的流通方向, 引起液滴前后黏滞力的差异, 从而使液滴自发推进成为可能. 如图 7(b) 所示, 黏滞力差可以通过乘以非对称结构因子  $\Delta\epsilon/\epsilon$  得到:  $\mu_v \frac{u_v}{\epsilon} R^2 \frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ , 其中  $\Delta\epsilon$  是气膜出口理论厚度差值,  $\epsilon$  是气膜的特征厚度,  $\mu_v$  是蒸气黏度,  $u_v$  是气膜内泊肃叶流的典型流速. 此外, 气膜润滑理论给出气膜内压差力与液滴重力的守恒:  $\Delta P \sim \mu_v \frac{u_v}{\epsilon^2} R^2 \sim \rho_d g R$  ( $\rho_d$  是液滴密度). 联合两个式子, 得出润滑推动力 [14,15]:

$$F_p \sim \rho_d g R^2 \Delta\epsilon, \quad (3)$$

气膜两侧理论厚度差值  $\Delta\epsilon \approx D_c \beta = 2R \sin(\theta)\beta$ ,  $D_c$  为液滴在蒸气出口处圆截面的直径,  $\theta$  表示气膜出口位置偏离垂直方向的角度,  $\beta$  是  $\Delta\epsilon$  存在所产生的角度,  $\beta = 4\mu_v V_m R^2 / (\sigma_d \epsilon^2)$  [8].  $V_m$  表示液滴内部流速, 对于 Leidenfrost 液滴,  $V_m$  约为  $1 \text{ cm/s}$  [8]. 平衡液面弯曲力  $2\pi \sigma_o R \sin^2\theta$  与液滴重力  $mg = 4/3\pi R^3 \rho_d g$  并联合  $\Delta\epsilon$  表达式后, 可以得到:

$$\Delta\epsilon \sim \sqrt{\frac{\rho_d \mu_v V_m}{\rho_o l_o \sigma_d \epsilon^2}} R^A, \quad (4)$$

其中,  $\rho_o$  是硅油密度,  $\sigma_d$  是液滴表面张力,  $T_s$  为液面温度,  $l_o$  为硅油的毛细长度,  $l_o = [\sigma_o / (\rho_o g)]^{1/2} = 0.15 \text{ mm}$ . 本文应用润滑理论预测气膜特征厚度  $\epsilon$  表达式为 [14]

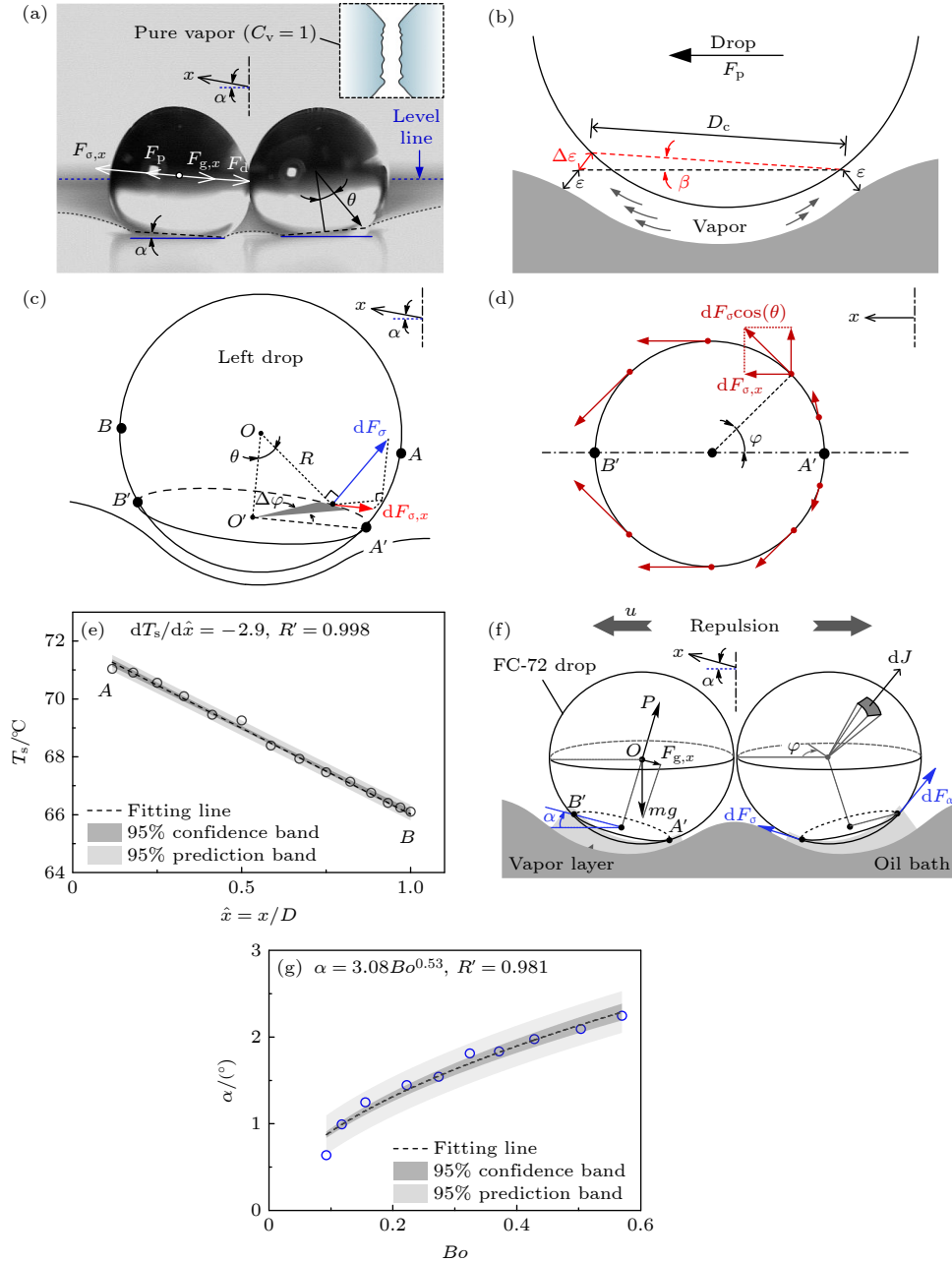


图 7 油面双滴非聚合蒸发的力学分析 (a) 施加在倾斜液滴上的各种力; (b) 润滑推动力; (c) Leidenfrost 蒸气层与空气交界处的 Marangoni 力; (d) 气膜出口位置的液滴表面张力圆周分布; (e) 沿  $x$  方向分布的液滴表面温度; (f) 作用在倾斜油面上的液滴重力; (g) 油面倾斜角  $\alpha$  与液滴邦德数  $Bo$  之间的关系

Fig. 7. Force analysis explaining the non-coalescence phenomenon of dual-droplets over oil surface: (a) Various forces exerted on inclined droplets; (b) lubrication-propulsion force; (c) Marangoni force along circumference direction at the junction between Leidenfrost vapor layer and air; (d) distribution of droplet surface tension along the  $x$ -direction at the vapor outlet; (e) distribution of droplet surface temperature along the  $x$ -direction; (f) droplet gravity on the inclined oil surface; (g) the relationship between the oil surface's inclination angle  $\alpha$  and the droplet's bond number.

$$\varepsilon = \left( \frac{\mu_v \lambda_v R (T_o - T_d)}{\rho_d \rho_v g L} \right)^{1/4}, \quad (5)$$

其中,  $L$  为液滴相变潜热,  $\lambda_v$  为蒸气的导热系数.  $T_o - T_d$  表示油面与液滴间温差,  $T_d$  取液滴平均温度. 由此可计算气膜两侧理论厚度差值  $\Delta\varepsilon$ , 将计算结果与 Matsumoto 等 [15] 报道比较, 重合的液

滴半径范围内 0.75—0.50 mm, 本文获得  $\Delta\varepsilon$  对应 0.7—0.9  $\mu\text{m}$ , 符合文献预测. 因此, 验证了关于气膜厚度的建模方法. 联合 (3) 式—(5) 式, Leidenfrost 液滴润滑推动力最终表示为

$$F_p \sim \frac{\rho_d^2 g^2 V_m}{\sigma_d} \left( \frac{\rho_v \mu_v L}{\lambda_v \sigma_o} \right)^{0.5} (T_o - T_d)^{-0.5} R^{5.5}. \quad (6)$$



表面张力是温度的函数. 气液界面存在的温度梯度会在界面引起张力梯度, 从而产生 Marangoni 力. 该力是气-液界面的宏观作用力, 并驱使液滴或气泡的运动<sup>[45]</sup>. 本文借鉴文献 [14–16, 46] 对 Leidenfrost 液滴自驱动的建模计算过程中处理液滴内部流场的方法, 即由流场不均匀而产生的力认为是液滴内力, 忽略其对液滴运动的影响. 如图 7(c) 所示, 对左侧的液滴选取圆心角为  $d\varphi$  的微元  $\Delta s$ , 则它在水平方向受到的 Marangoni 力为

$$dF_{\sigma,x} = \frac{1}{2} R \sin(2\theta) \cos(\varphi) \sigma_{\varphi} d\varphi, \quad (7)$$

其中  $\sigma_{\varphi}$  是指以  $A'$  为起点逆时针旋转至  $\varphi$  处气-液界面的张力, 可参考图 7(d),  $\sigma_{\varphi}$  表达式为

$$\sigma_{\varphi} = \frac{d\sigma}{dT_s} \left| \frac{dT_s}{dx} \right| R(1 - \cos\varphi) + \sigma_{A'}, \quad (8)$$

式中,  $T_s$  表示 FC-72 表面温度,  $\sigma_{A'}$  表示液滴在  $A'$  点的表面张力.  $d\sigma/dT_s$  代表单位温升的 FC-72 表面张力变化量, 它通过实验前拟合不同温度的 FC-72 液体表面张力给出.  $\sigma = (17.096 - 0.098T_s) \times 10^{-3}$ , 相关性系数为 0.9935.  $dT_s/dx$  为液滴在气膜出口位置水平方向的温度梯度, 见图 7(c). 注意到液滴温度沿水平方向呈线性分布, 如图 7(e) 所示, 一个代表时刻  $t = 5428$  ms,  $dT_s/d\hat{x} \approx -2.9$ , 其中  $\hat{x} = x/D = 0.5(1 - \cos\varphi)$ , 代表归一化后的  $x$  坐标. 假设来自邻侧液滴的干涉效应仅在  $x$  方向变化, 而不受液高 ( $A'$  到  $A$  方向) 的影响, 则  $dT_s/dx$  仅为时间的函数, 不随  $x$  变化. 因此  $dT_s/dx$  可以通过拟合液滴赤道的圆周温度得出. 联同 (7) 式和 (8) 式, 并对  $\phi$  在  $[0, 2\pi]$  的范围积分得到

$$\begin{aligned} F_{\sigma,x} &= 2 \int_0^{\pi} dF_{\sigma,x} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dT_s} \left| \frac{dT_s}{dx} \right| \pi R \sin(2\theta). \end{aligned} \quad (9)$$

在蒸发期间, 液滴两侧的油面表现出明显的高度差别, 即外侧高而内侧低 (见图 7(a)). 因此对于左侧液滴来说, 存在重力的水平分力,

$$\begin{aligned} F_{g,x} &= \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_d g \sin\alpha \cos\alpha \\ &= \frac{2}{3} \pi R^3 \rho_d g \sin(2\alpha), \end{aligned} \quad (10)$$

其中,  $\alpha$  表示双滴重力作用下倾斜油面产生的夹角,  $\alpha \gg \beta \sim 0.1^\circ$ ,  $\beta$  表示液滴与油池表面角度偏移量的相对值. 图 7(g) 显示了液滴大小对油

面绝对倾角  $\alpha$  的影响, 显然,  $\alpha$  的是液滴邦德数  $Bo = \rho_d R^2 g / \sigma_d$  的函数,  $\alpha = 3.08 Bo^{0.53}$ , 相关性系数为 0.981.

当液滴运动时, 由流体力学的经典理论可知, 气膜内产生的二次库埃特流将阻碍液滴移动, 这就产生了黏性阻力  $F_d$ . 该力的大小与蒸气层与液滴接触面在垂直方向上的投影截面积、液滴运动速度与蒸气膜厚度之比  $u/\varepsilon$  有关<sup>[14,15]</sup>, 表示为  $F_d \sim \mu_v \rho_d g / (\sigma_o \varepsilon) u R_d^4$ , 液滴速度  $u$  取其在液滴弹跳阶段的平均速度  $\sim 0.1$  cm/s.

图 8(a) 显示了液滴在“接触”和“分离”时表面温差  $\Delta T_s = T_A - T_B$  随时间的变化. 对于“接触”的液滴,  $t_c \approx 5.6$  s 时刻,  $\Delta T_s$  达到最大值  $6$   $^\circ\text{C}$ . 在此之前和之后,  $\Delta T_s$  分别呈增大和减小趋势. 对其随时间关系拟合得到:  $\Delta T_s = 0.88 + 4.9 \exp[-0.5(t - t_c)^2/w^2]$ , 相关性系数为 0.970. 当  $t > t_c$  时,  $w = 2.74$ .  $t < t_c$  时,  $w = 0.81$ ; 在弹跳蒸发阶段,  $\Delta T_s$  随着液滴短暂的“分离”降低, 当  $\Delta T_s$  约等于  $1.03$   $^\circ\text{C}$  时, 分离过程结束, 吸引过程开始. 综合液滴的受力计算, 得到液滴蒸发过程中 4 种作用力瞬时值. 图 8(b) 对比了这 4 种作用力的大小, 以判定主要作用力. 结果表明, 在  $0-8$  s 的蒸发时间内  $F_{\sigma,x}$ ,  $F_{g,x}$ ,  $F_p$  以及  $F_d$  对应的量级范围分别为  $10^{-7}-10^{-8}$  N,  $10^{-6}-10^{-9}$  N,  $10^{-8}-10^{-12}$  N 和  $10^{-10}-10^{-12}$  N. 显然,  $F_{\sigma,x}$  与  $F_{g,x}$  间的抗衡主导液滴蒸发在 3 种状态间转变. 重力  $F_{g,x}$  趋向于将液滴维持在非聚合蒸发阶段. Marangoni 力  $F_{\sigma,x}$  则趋向使液滴进入水平弹跳和分离蒸发阶段. 相比而言, 不再考虑润滑推动力  $F_p$  以及黏性阻力  $F_d$  对液滴运动的影响.

$F_{\sigma,x}$  和  $F_{g,x}$  在图 8(c) 中显示, 纵坐标取各种力的对数值. 由于  $F_{\sigma,x}$  和  $F_{g,x}$  随液滴大小的变化速率不同, 因此两个力间存在两个交点, 分别对应时间  $t_A$  和  $t_B$ . 其中,  $t_A$  代表油池上 Leidenfrost 液滴由非聚合蒸发向弹跳蒸发阶段转变的时间, 在此之前  $F_{g,x} > F_{\sigma,x}$ , 重力主导液滴运动, 液滴被相互吸引.  $t_B$  代表液滴开始进入完全分离的阶段, 此后  $F_{g,x} < F_{\sigma,x}$ , Marangoni 力主导液滴运动, 使液滴脱离吸引反向移动. 在  $t_A$  和  $t_B$  之间时间段内, 两种力间相互竞争. 两个插图有助于理解这种竞争所主导的液滴间弹跳蒸发的行为. 当液滴靠近时, 双液滴干涉引起非对称性蒸发产生的  $F_{\sigma,x}$  大于油面倾斜所产生的  $F_{g,x}$ , 净力使液滴分离. 但随液滴互相分离, 双滴间减弱的干涉作用使蒸发逐渐对称.

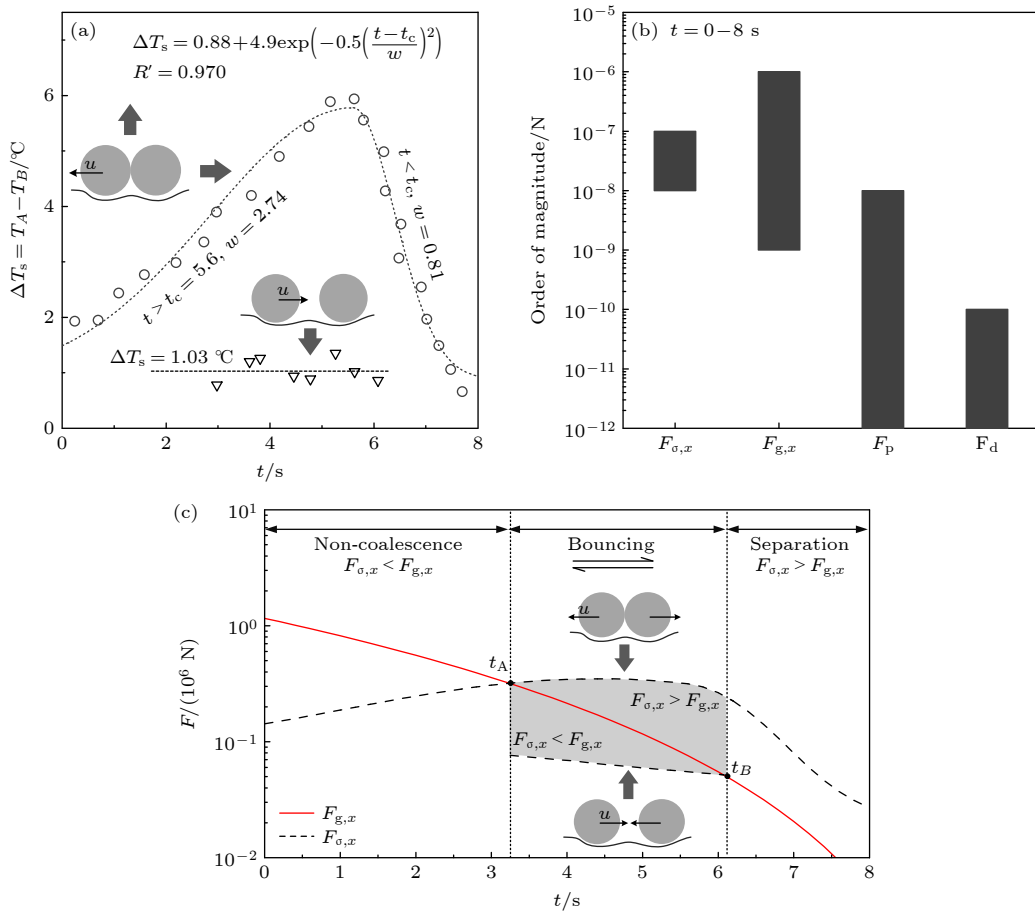


图 8 液滴温度和各种力的变化 (a) 测量的液滴温度与时间的关系, 以及用简单的拟合得到的两条曲线; (b) 各种力大小的比较; (c) 竞争的重力  $F_{g,x}$  和 Marangoni 力  $F_{\sigma,x}$  主导了液滴动力学的三态行为

Fig. 8. Variation of droplet temperatures and various forces: (a) The measured droplet temperature versus time and two curve obtained with simple fitting; (b) comparison of various forces magnitudes; (c) competing gravity force  $F_{g,x}$  and Marangoni force  $F_{\sigma,x}$  dominate the three-regimes behavior of droplet dynamics.

当  $F_{\sigma,x}$  无法继续抗衡  $F_{g,x}$  时, 液滴重新被吸引, 开始相向移动. 这种周期弹跳的行为直到  $t_B$  时刻结束. 得益于小液滴作用的油面曲率减小, 在  $t_B$  时刻, 减小的油面倾角  $\alpha$  使 Leidenfrost 液滴更像在平板表面蒸发 (见图 7(f)).  $t_B$  之后,  $F_{g,x}$  永远无法与之抗衡  $F_{\sigma,x}$ , 进而进入下一蒸发阶段. 需要强调, 这里液滴重力和 Marangoni 力的竞争机制主导液滴的运动方式, 有别于毛细长度  $l_d$  的物理意义, 即流体所受表面张力与重力的比值, 它是判断液滴是否容易形变的重要依据. 一个简单的例子, 毛细长度仅能约束高空下落液滴的形状, 而无法改变其向下运动的趋势, 即使液滴足够小.

由此得到的液滴 3 个蒸发阶段的转化时间  $t_A = 3.245$  s 和  $t_B = 6.110$  s, 分别对应实验值 2.979 s 和 6.087 s. 最大时间偏差为 0.266 s, 它约为液滴寿命的 3%. 较小的实验与计算值之间的偏差, 证

明了 Leidenfrost 液滴重力与 Marangoni 力竞争的机制主导两个液滴非聚合态蒸发.

## 5 结论

本工作对高温油面上相邻液滴的 Leidenfrost 蒸发机制进行了研究. 与常温液滴相互接触时呈现立即或延迟互溶不同, 高温液面上蒸发的两个等大的 FC-72 液滴在宏观尺度下表现为互相吸引但永不融合. 这种现象被称为 Leidenfrost 液滴的非聚合蒸发. 该蒸发方式下液滴半径仍然遵循  $R(t) - (1 - t/\tau)^n$  定律. 但指数系数  $n$  较液滴单独蒸发有所增大, 相邻液滴的蒸发速率变慢. 鉴于此, 在液滴 Leidenfrost 蒸发过程中多滴之间蒸发干涉效应依然存在. 液滴的非对称性蒸发使液滴表面温度周向不均匀性逐渐建立, 最大温差达 6 °C.

从微观尺度上研究发现, 蒸发双滴间依次经历彼此相互吸引的非聚合蒸发阶段、弹跳蒸发阶段和分离阶段. 对液滴所受的各种力分析, 结果表明液滴蒸发过程中存在着两个互相关联的动态机制: 一方面是蒸发干涉引起 Marangoni 力诱导液滴间分离; 另一方面是池面倾斜产生液滴重量分力诱导液滴间吸引. 且两种力均与液滴大小有关, 它们共同影响着双滴蒸发. 所得液滴 3 个蒸发阶段间转化时间  $t_A = 3.245$  s 和  $t_B = 6.110$  s, 分别与实验值 2.979 s 和 6.087 s 相对应. 最大时间偏差 0.266 s, 约为蒸发寿命的 3%, 相邻 Leidenfrost 液滴的相互作用及运动机制得到了解释.

### 参考文献

- [1] Bianco A L, Clanet C, Quééré D 2003 *Phys. Fluids* **15** 1632
- [2] Tran T, Staat H J, Prosperetti A, Sun C, Lohse D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 036101
- [3] Davanlou A, Kumar R 2015 *Sci. Rep.* **5** 9531
- [4] Luo C, Mrinal M, Wang X 2017 *Sci. Rep.* **7** 12018
- [5] Abdelaziz R, Disci-Zayed D, Hedayati M K, Pohls J H, Zillohu A U, Erkartal B, Chakravadhanula V S, Duppel V, Kienle L, Elbahri M 2013 *Nat. Commun.* **4** 2400
- [6] Schwenzler B 2014 *MRS Bull.* **39** 7
- [7] Kleinstreuer C, Zhang Z 2010 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **42** 301
- [8] Bouillant A, Monterde T, Bourriane P, Lagarde A, Clanet C, Quéré D 2018 *Nat. Phys.* **14** 1188
- [9] Graeber G, Regulagadda K, Hodel P, Kuttel C, Landolf D, Schutzius T M, Poulidakos D 2021 *Nat. Commun.* **12** 1727
- [10] Brunet P, Snoeijer J H 2011 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **192** 207
- [11] Linke H, Aleman B J, Melling L D, Taormina M J, Francis M J, Dow-Hygelund C C, Narayanan V, Taylor R P, Stout A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 154502
- [12] Bouillant A, Lafoux B, Clanet C, Quere D 2021 *Soft Matter* **17** 8805
- [13] van Limbeek M A J, Sobac B, Rednikov A, Colinet P, Snoeijer J H 2019 *J. Fluid Mech.* **863** 1157
- [14] Gauthier A, Diddens C, Proville R, Lohse D, van der Meer D 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **116** 1174
- [15] Matsumoto R, Hasegawa K 2021 *Sci. Rep.* **11** 3954
- [16] Gauthier A, Lajoine G, Snoeijer J H, van der Meer D 2020 *Soft Matter* **16** 4043
- [17] Maquet L, Sobac B, Darbois-Textier B, Duchesne A, Brandenbourger M, Rednikov A, Colinet P, Dorbolo S 2016 *Phys. Rev. Fluids* **1** 053902
- [18] Pacheco-Vazquez F, Ledesma-Alonso R, Palacio-Rangel J L, Moreau F 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 204501
- [19] Carrier O, Shahidzadeh-Bonn N, Zargar R, Aytouna M, Habibi M, Eggers J, Bonn D 2016 *J. Fluid Mech.* **798** 774
- [20] Schäfle C, Bechinger C, Rinn B, David C, Leiderer P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5302
- [21] Kobayashi M, Makino M, Okuzono T, Doi M 2010 *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 044802
- [22] Couder Y, Protiere S, Fort E, Boudaoud A 2005 *Nature* **437** 208
- [23] Harris D M, Bush J W M 2014 *J. Fluid Mech.* **739** 444
- [24] Bozzano G, Dente M 2013 *Icheap-11:11 th International Conference on Chemical and Process Engineering, Pts 1-4* **32** 1489
- [25] Valani R N, Slim A C, Simula T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 024503
- [26] Yan X, Xu J, Meng Z, Xie J, Liu G 2020 *Langmuir* **36** 1680
- [27] Xu J L, Yan X, Liu G H, Xie J 2019 *Nano Energy* **57** 791
- [28] Zawala J, Dorbolo S, Terwagne D, Vandewalle N, Malysa K 2011 *Soft Matter* **7** 6719
- [29] Khilifi D, Foudhil W, Fahem K, Harmand S, Ben Jabrallah S 2019 *Therm. Sci.* **23** 1105
- [30] Wang H, Xu J, Ma X, Xie J 2022 *Phys. Fluids* **34** 093320
- [31] Inamoto T, Tajima S, Ogino F 2004 *Int. J. Heat Mass Transfer* **47** 4649
- [32] Leong F Y, Le D V 2020 *Phys. Fluids* **32** 062102
- [33] Annamalai K, Ryan W 1992 *Prog. Energy Combust. Sci.* **18** 221
- [34] Zheng S F, Eimann F, Philipp C, Fieback T, Gross U 2019 *Int. J. Heat Mass Transfer* **141** 34
- [35] Annamalai K, Ryan W, Chandra S 1993 *J. Heat Transfer* **115** 707
- [36] Sokuler M, Auernhammer G K, Liu C J, Bonaccorso E, Butt H J 2010 *Epl. Europhys. Lett.* **89** 36004
- [37] Pradhan T K, Panigrahi P K 2016 *Colloid Surface A* **500** 154
- [38] Larson R G 2014 *AIChE J.* **60** 1538
- [39] Fairhurst D J 2022 *J. Fluid Mech.* **934** F1
- [40] Wray A W, Wray P S, Duffy B R, Wilson S K 2021 *Phys. Rev. Fluids* **6** 073604
- [41] Wray A W, Duffy B R, Wilson S K 2020 *J. Fluid Mech.* **884** A45
- [42] Bergman T L, Bergman T L, Incropera F P, Dewitt D P, Lavine A S 2011 *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (John Wiley & Sons)
- [43] Yu X, Xu J 2020 *Appl. Phys. Lett.* **116** 253903
- [44] Ding Y J, Liu J 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 121904
- [45] Yan X, Xu J, Meng Z, Xie J, Wang H 2020 *Small* **16** e2001548
- [46] Janssens S D, Koizumi S, Fried E 2017 *Phys. Fluids* **29** 032103

# Interaction and motion of two neighboring Leidenfrost droplets on oil surface\*

Wang Hao<sup>1)</sup> Xu Jin-Liang<sup>1)2)†</sup>

1) (*Beijing Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer for Low Grade Energy, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

2) (*Key Laboratory of Power Station Energy Transfer Conversion and System, Ministry of Education, North China Electric Power University, Beijing 102206, China*)

( Received 19 September 2022; revised manuscript received 6 November 2022 )

## Abstract

Evaporation of droplets on a hot oil surface is a natural phenomenon. However, most of existing studies focus on the evaporation of a single droplet, and the evaporation of multiple droplets is insufficiently understood. Here, we explore the Leidenfrost evaporation of two identical FC-72 droplets on the surface of a hot oil bath. The oil temperature ranges from 73.6 to 126.6 °C, and the evaporation of droplets each with an initial diameter of 1.5 mm is recorded by an infrared thermographer and a high-speed camera. The shallow oil depth keeps the oil temperature uniform relatively in the slot compared with that in the deep liquid pool due to the larger ratio of the surface area for copper-oil contact to the slot volume. We find that the neighboring droplets evaporate in three stages: non-coalescing, bouncing, and separating. The radius of neighboring Leidenfrost droplets follows the power law  $R(t) \sim (1-t/\tau)^n$ , where  $\tau$  is the characteristic droplet lifetime and  $n$  is an exponent factor. Moreover, the diffusion-mediated interaction between the neighboring droplets slows down the evaporation process compared with the action of isolated Leidenfrost droplet and leads to an asymmetric temperature field on the droplet surface, thereby breaking the balance of the forces acting on the droplets. A simple dual-droplet evaporation model is developed which considers four forces acting horizontally on the droplet, namely, the Marangoni force resulting from the non-uniform droplet temperature, the gravity component, the lubrication-propulsion force, and the viscous drag force. Scale analysis shows that the Marangoni force and gravity component dominate dual-droplet evaporation dynamics. In the non-coalescence stage, the gravity component induces the droplets to attract each other, while the vapor film trapped between droplets prevents them from directly contacting. When the droplets turn smaller, the gravity component is insufficient to overcome the Marangoni force. Hence, the droplets separate in the final evaporation stage. Finally, we conclude that the competition between Marangoni force and gravitational force is the origin of the bounce evaporation by comparing the theoretical and experimental transition times at distinct stages. This study contributes to explaining the complex Leidenfrost droplet dynamics and evaporation mechanism.

**Keywords:** Leidenfrost droplets, droplet dynamics, evaporation, heat transfer

**PACS:** 44.35.+c, 64.70.fh, 68.03.Fg, 68.35.Ct

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221822

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52130608, 51821004).

† Corresponding author. E-mail: [xjl@ncepu.edu.cn](mailto:xjl@ncepu.edu.cn)



油面上相邻Leidenfrost液滴的相互作用及运动机制

王浩 徐进良

**Interaction and motion of two neighboring Leidenfrost droplets on oil surface**

Wang Hao Xu Jin-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 054401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221822

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221822>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

周期性爆沸诱导的液滴自驱动

Self-propulsion droplet induced via periodic explosive boiling

物理学报. 2021, 70(24): 244703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211386>

液滴在不同润湿性表面上蒸发时的动力学特性

Dynamics of evaporating drop on heated surfaces with different wettabilities

物理学报. 2018, 67(11): 114702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180159>

冷液滴/热液池碰撞混合及温度特性

Temperature characteristics of droplet impacting on static hot pool

物理学报. 2019, 68(23): 234702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190809>

小液滴撞击壁面传热特性数值分析

Numerical analysis of heat transfer characteristics of small droplets impacting on wall

物理学报. 2021, 70(7): 074402 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201354>

纳米液滴撞击柱状固体表面动态行为的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation on dynamic behaviors of nanodroplets impinging on solid surfaces decorated with nanopillars

物理学报. 2021, 70(13): 134704 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210094>

接触角迟滞和气-液界面张力温度敏感性对液滴蒸发动态特性的影响

Effect of contact angle hysteresis and sensitivity of gas-liquid interfacial tension to temperature of a sessile-drop on evaporation dynamics

物理学报. 2021, 70(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210294>