

自润湿流液体滴的热毛细迁移特性

叶学民 张湘珊 李明兰 李春曦

Thermocapillary migration characteristics of self-wetting drop

Ye Xue-Min Zhang Xiang-Shan Li Ming-Lan Li Chun-Xi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 184704 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180660

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180660>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[表面弹性和分离压耦合作用下的垂直液膜排液过程](#)

Coupling effects of surface elasticity and disjoining pressure on film drainage process

物理学报.2018, 67(16): 164701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180349>

[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 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180159>

[纳米通道内气体剪切流动的分子动力学模拟](#)

Molecular dynamics simulations of surface effects on Couette gas flows in nanochannels

物理学报.2018, 67(8): 084701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172706>

[水滴撞击结冰过程的分子动力学模拟](#)

Molecular dynamics simulation of freezing process of water droplets impinging on cold surface

物理学报.2018, 67(5): 054702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172174>

[非对称纳米通道内流体流动与传热的分子动力学](#)

Molecular dynamics simulation of fluid flow and heat transfer in an asymmetric nanochannel

物理学报.2017, 66(20): 204704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204704>

自润湿流体液滴的热毛细迁移特性*

叶学民 张湘珊 李明兰 李春曦†

(华北电力大学, 电站设备状态监测与控制教育部重点实验室, 保定 071003)

(2018年4月11日收到; 2018年5月9日收到修改稿)

采用数值模拟方法研究了自润湿流体液滴的热毛细迁移特性. 基于润滑理论和滑移边界条件建立了二维液滴运动的演化模型, 分析了液气界面张力极小值对应温度在壁面上的位置(临界点)与液滴位置间的相对关系对液滴运动特性的影响. 结果表明, 对于壁面润湿性不随温度变化的情形, 随液滴初始位置相对临界点的向左移动, 液滴的迁移方向发生改变, 但液滴受热毛细力驱动总是向界面张力高的方向移动. 对于壁面润湿性随温度变化的情形, 无论液滴初始放置于临界点何处, 受高温侧壁面润湿性恶化的影响, 液滴均向低温区迁移; 随液滴初始位置相对临界点的向左移动, 液滴受方向向左的热毛细力增大, 提高了其向低温区的迁移速率. 控制自润湿流体液滴运动可通过调控临界点与液滴位置间的关系来实现, 欲抑制液滴向低温区的迁移, 则应将液滴放置于临界点右侧.

关键词: 自润湿, 液滴, 接触线, 热毛细力

PACS: 47.61.-k, 47.85.mf, 47.61.Fg, 47.55.dk

DOI: 10.7498/aps.67.20180660

1 引言

掌控液滴在固体基底上的运动特性对于提高喷涂质量、加快微电子元件冷却速率及提高医疗诊断准确性等至关重要^[1,2]. 液滴运动特性与流体性质及外界条件密切相关. 对于常规的单组分流体, 其界面张力一般与温度呈现负相关性, 当存在温度梯度时, 液-气界面处因界面张力差产生热毛细力, 从而自发地推动液体由热端向冷端运动. 然而, 自然界中也存在另一种流体, 其界面张力随温度并非呈单调递减的关系. 1984年, Legros等^[3]发现长链醇溶液的界面张力与温度呈二次函数关系并存在最小值. 2003年, Abe等^[4]在研究高碳醇水溶液的传热特性时, 也发现类似现象, 并首次将该流体命名为“自润湿流体”.

近年来, 多位学者已开展了对自润湿流体的研究. Oron和Rosenau^[5]研究了自润湿流体的热毛细力不稳定性对液膜动态特性的影响, 指出液膜表

面的扰动可能不会引起液膜发生破裂, 而是使其达到某一种稳定状态. Batson等^[6]通过线性稳定性分析确定了热毛细力驱动下液膜不稳定的临界条件, 并给出了线性不稳定扰动的周期解. Karapetsas等^[7]模拟了自润湿流体液滴在具有温度梯度基底上的铺展过程, 指出张力最小值点位于液滴内部时, 热毛细力促使液滴快速铺展. Mamalis等^[8]针对均匀加热的倾斜平板上自润湿液滴的运动研究表明, 热毛细力和体积力间的相互作用提高了液滴铺展速率, 接触线移动速度与时间呈非单调关系. Mamalis等^[9]还探究了热毛细力对非等温加热的自润湿流体中上升气泡的影响, 指出界面张力与温度间的二次函数关系显著改变了气泡形状. Ouenzerfi和Harmand^[10]观测了施加温度梯度的水平表面上丁醇溶液液滴的移动与蒸发特性, 发现97%水与3%丁醇混合液的液滴向高温方向迁移, 其蒸发特性也与单组分流体明显不同. 此外, 还有学者围绕着自润湿流体的传热性能开展了实验研究^[11-15], 指出自润湿流体对于提高换热器的性能

* 国家自然科学基金(批准号: 11202079)和中央高校基本科研业务费项目(批准号: 13MS97)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: leechunxi@163.com

具有得天独厚的优势.

非均匀温度场引起的液滴移动称为液滴的热毛细迁移^[16], 对于自润湿流体有关该迁移特性的研究较少^[7,8,10], 目前主要针对常规单组分流体. Gomba 和 Homsy^[17] 指出润湿性对液滴移动特征的影响体现为两种运动状态: 一是液滴作为整体移动; 另一种是液滴移动过程中在接触线附近出现裂纹和毛细脊. Pratap 等^[18] 发现液滴接触线的变形与基底的温度差异有关. Nguyen 和 Chen^[19] 指出尺寸较小的液滴可忽略重力对其运动的影响, 液滴迁移由非对称热毛细驱动. Dai 等^[20] 和 Sui^[21] 分析了流体黏度对液滴热毛细迁移的影响, 发现黏度影响液滴的迁移速度与方向. 本课题组在此前的研究中^[22] 以平衡接触角为着眼点分析了温度影响壁面润湿性及液滴铺展过程的内部机理, 发现随温度梯度增大, 液滴所受热毛细力增强, 致使液滴向低温区的铺展速率加快. Karapetsas 等^[23] 模拟了非均匀加热粗糙表面上的液滴运动, 指出液滴移动速率大小和方向主要取决于沿接触线的净机械力和液-气界面处热毛细力的相互耦合.

综上所述, 关于热毛细力驱动液滴运动的研究大多针对常规流体, 而对于自润湿流体的研究则集中于热管等换热元件中的传热特性. 在具有微结构的高效冷却装置开发中, 自润湿流体优势突出, 近年来其应用显著增长. 但因表面条件复杂, 液滴所处位置与界面张力最小值对应的基底位置可能呈现多样性, 由此影响其运动特征及传热特性, 而这方面的研究目前尚需完善. 因此本文开展自润湿流体液滴的热毛细迁移特性研究, 通过分析液气界面张力极小值对应温度在壁面上的位置与液滴位置间的关系对液滴运动特性的影响, 以揭示其内在的物理机制.

2 理论模型

2.1 物理模型

假设一不可压缩自润湿流体液滴放置于具有温度梯度的水平固体表面, 在温度梯度产生的热毛细力驱动下发生移动, 如图 1 所示. 液滴初始最大厚度为 H^* , 流动方向尺度为 L^* , 壁面温度为 T_w^* . 因 $\varepsilon = H^*/L^* \ll 1$, 适用润滑理论进行建模^[24] (上角标 * 表示有量纲量).

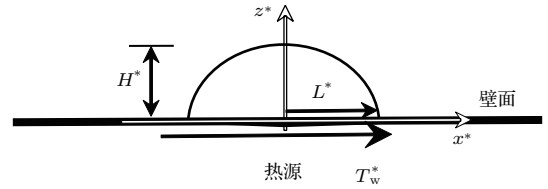


图 1 放置在有温度梯度的固体表面的液滴示意图

Fig. 1. Schematic of the drop disposed on a solid wall with temperature gradient.

液滴运动过程满足连续性方程、动量方程和能量方程. 所用物理模型与本课题组的前期研究类似^[22]. 但区别是对于自润湿流体, 其界面张力在某一温度下存在极小值, 界面张力和温度满足非线性关系^[7]:

$$\gamma_i^* = \gamma_{i,T_0}^* + \xi_{1T_i}^*(T_i^* - T_0^*) + \xi_{2T_i}^*(T_i^* - T_0^*)^2 \quad (i = \text{lg, ls, sg}), \quad (1)$$

式中, T_0^* 和 T_i^* 分别为参考温度和相关界面温度; γ_{i,T_0}^* 为相应界面在 T_0^* 下的张力, $\xi_{1T_i}^* = \left. \frac{d\gamma_i^*}{dT^*} \right|_{T_0^*}$, $\xi_{2T_i}^* = \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\gamma_i^*}{dT^{*2}} \right|_{T_0^*}$; lg, ls 和 sg 分别代表液-气、液-固和固-气界面.

控制方程组的无量纲化过程与文献^[22] 相同. 通过无量纲化与数量级分析, 可得无量纲控制方程组:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\varepsilon Bo, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad (5)$$

式中, Bo 为邦德数.

无量纲边界条件在液-气界面 $z = h$ 处满足

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \gamma_{\text{lg}}}{\partial x}, \quad (6)$$

$$p = -C \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} = w, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -Bi(T - 1); \quad (9)$$

在壁面 $z = 0$ 处满足

$$w = 0, \quad (10)$$

$$u = \beta \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (11)$$

$$T = Gx, \quad (12)$$

式中, C 为毛细数, Bi 为毕渥数, β 和 G 分别为滑移参数和温度梯度. 当 $G > 0$ 时, 壁面存在温度梯度, 液滴左右两侧分别代表低温区和高温区.

无量纲化后的界面张力和温度间的关系为

$$\gamma_{lg} = 1 - \Omega_{lg,1}T + \Omega_{lg,2}T^2, \quad (13)$$

$$\gamma_i = \gamma_{i,T_0}(1 - \Omega_{i,1}T + \Omega_{i,2}T^2) \quad (i = ls, sg). \quad (14)$$

结合边界条件 (6)–(12) 式对控制方程组 (3)–(5) 进行积分可得:

液滴内部压强为

$$p = -C \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \varepsilon Bo(h - z), \quad (15)$$

液滴内部速度为

$$u = \frac{\partial p}{\partial x} \left(\frac{z^2}{2} - hz - \beta h \right) + \frac{\partial \gamma_{lg}}{\partial x} (z + \beta), \quad (16)$$

液滴表面温度为

$$T = \frac{Gx}{1 + Bi h}. \quad (17)$$

计算中认为 $Bi \approx 0$ [25], 即 $T = Gx$.

由 (12)–(14) 式可知, 存在某一温度使界面张力出现极小值, 与该温度对应的位置可由下式计算:

$$x_m = \frac{\Omega_{i,1}}{2\Omega_{i,2}G}. \quad (18)$$

当液滴整体置于 x_m 左侧时, 界面张力随温度的变化与常规流体相同; 而置于 x_m 右侧时, 界面张

力随温度的变化则与常规流体相反, 即界面张力与温度呈正相关关系.

液滴厚度的演化方程为

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[-C \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} \left(\frac{h^3}{3} + \beta h^2 \right) + \varepsilon Bo \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{h^3}{3} + \beta h^2 \right) - (-\Omega_{lg,1}G + 2\Omega_{lg,2}G^2x) \left(\frac{h^2}{2} + \beta h \right) \right]. \quad (19)$$

该模型与 Karapetsas 等 [7] 模型相比, 表达更简洁, 对于液滴热毛细迁移过程中其所受各作用力一目了然. 右侧三项分别代表毛细力、重力及热毛细力作用.

在接触线处的液滴厚度为零, 即 $h(x = x_{cl}, t) = h(x = x_{cr}, t) = 0$, 其中, x_{cl} 和 x_{cr} 分别代表左侧和右侧接触线的位置 (下标 c 代表接触线). 接触线移动速率与接触角间的关系满足 [22]

$$v_{cj} = \frac{dx_{cj}}{dt} = D(\theta_j - \theta_{ej})^n \quad (j = l, r), \quad (20)$$

式中, θ_j 和 θ_{ej} 分别为液滴的动态接触角和平衡接触角, D 和 n 为常数, $v_{cj} < 0$ 和 $v_{cj} > 0$ 代表接触线向左移动和向右移动.

平衡接触角 θ_{ej} 为

$$\theta_{ej}^2 = -\frac{2}{\varepsilon^2} \left\{ \frac{B[1 - \Omega_{sg,1}Gx_{cj} + \Omega_{sg,2}(Gx_{cj})^2] + (\Omega_{ls,1} - \Omega_{sg,1})\gamma_{ls,T_0}Gx_{cj} + (\Omega_{lg,1} - \Omega_{sg,1})Gx_{cj}}{1 - \Omega_{lg,1}Gx_{cj} + \Omega_{lg,2}(Gx_{cj})^2} + \frac{(\Omega_{sg,2} - \Omega_{ls,2})\gamma_{ls,T_0}(Gx_{cj})^2 + (\Omega_{sg,2} - \Omega_{lg,2})(Gx_{cj})^2}{1 - \Omega_{lg,1}Gx_{cj} + \Omega_{lg,2}(Gx_{cj})^2} \right\} \quad (j = l, r), \quad (21)$$

式中, $B = \gamma_{sg,T_0} - \gamma_{ls,T_0} - 1$. 当 (21) 式右侧为负时, 取 $\theta_{ej} = 0$, 表示壁面“完全润湿”.

2.2 初始条件和网格选取

初始条件为

$$h(x, t = 0) = (1 - x^2)[H(1 - x) - H(-1 - x)], \quad (22)$$

$$x_{cl}(t = 0) = -1, \quad x_{cr}(t = 0) = 1. \quad (23)$$

式中, $H(x) = [1 + \tanh(20x)]/2$ 为 Heaviside 函数 [26].

本文模拟采用的软件为“Freefem++14.3 32”, 这是一款用来求解偏微分方程的开源软件. 在模拟

过程中, 为避免重复的网格划分过程, 进而提高计算效率, 在编程时采用坐标变换的方式 [27] 将液滴铺展区域固定在 $[-1, 1]$. 对计算区域进行网格划分并进行网格无关性验证, 如表 1, 得出网格数为 800 时可同时满足精确性与高效性的要求. 计算结束后, 在输出数据时再将计算结果转换回来.

表 1 网格无关性验证
Table 1. Validation of grid independence.

网格数目	液滴最大厚度 ($t = 3 \times 10^4$)	液滴右侧 动态接触角 θ_r	计算时长/h
600	0.5843	0.9031	10.01
800	0.5859	0.9069	13.70
1000	0.5861	0.9073	17.24

3 结果与讨论

结合 Ouenzerfi 和 Harmand^[10] 将含丁醇的液滴放置在施加温度梯度的水平表面上的实验, 将模拟所需物性参数的典型数量级列于表 2, 无量纲参数取值范围见表 3. 模拟中涉及的参数取值如下: $\varepsilon = 10^{-1}$, $D = 10^{-3}$, $n = 3$, $\gamma_{ls,T_0} = 1$, $G = 10^{-2}$, $B = -10^{-3}$, $Bo = 0.5$, $\beta = 10^{-5}$, $C = 0.03$. 计算中通过检验液滴质量守恒验证模拟的正确性.

表 2 无量纲参数及典型数量级

Table 2. Typical order of dimension parameters.

物性参数	符号(单位)	典型数量级
液滴厚度	H^* (m)	10^{-4}
长度特征尺度	L^* (m)	10^{-3}
液体黏度	μ^* (Pa·s)	10^{-3}
液体密度	ρ^* (kg·m ⁻³)	10^3
传热系数	α^* (kW·m ⁻² ·K ⁻¹)	1—10
壁面温度	T^* (K)	2.93×10^2 — 3.53×10^2
界面张力	γ^* (N·m ⁻¹)	4×10^{-2} — 5×10^{-2}
特征速度	$U = \frac{\gamma_{lg,T_0}^* - \gamma_{lg,T_m}^*}{H^*/\mu^*L^*}$ (m·s ⁻¹)	10^{-4} —1

表 3 无量纲参数取值范围

Table 3. Range of dimensionless parameters.

无量纲参数	定义式	取值范围
小量 ε	$\varepsilon = H^*/L^*$	10^{-1}
邦德数 Bo	$Bo = \rho^*gH^{*2}/\mu^*U$	10^{-1}
温度梯度 G	$G = \frac{(dT_w^*/dx^*)L^*}{T_m^* - T_0^*}$	10^{-2}
毛细数 C	$C = \frac{\varepsilon^2\gamma_{lg,T_m}^*}{\gamma_{lg,T_0}^* - \gamma_{lg,T_m}^*}$	10^{-2} — 10^{-1}
界面张力敏感系数 Ω_i	$\Omega_i = \frac{\xi_{T_i}^*(T_m^* - T_0^*)}{\gamma_{i,T_0}^* - \gamma_{i,T_m}^*}$	0— 10^2

壁面润湿性可由液滴的平衡接触角表征, 当 $\Omega_{lg1} = \Omega_{ls1} = \Omega_{sg1}$, $\Omega_{lg2} = \Omega_{ls2} = \Omega_{sg2}$, 即三个界面张力对温度的敏感性相同时, 由 (21) 式可知此时液滴平衡接触角 $\theta_{ej} = 0.447$ 为常数, 因此壁面润湿性不随温度变化. 这是一种理想化的假设^[27], 此情形下的液滴运动主要受其内部作用力的影响. 而当三个界面张力对温度敏感性不同时, θ_{ej} 随温度

发生变化, 即不同温度处液滴对壁面的润湿特性不同. 此情形下的液滴运动受其内部作用力与壁面润湿性的综合作用影响.

因常规流体的界面张力与温度呈单调递减关系, 而自润湿流体界面张力随温度变化存在一极小值, 在极小值左侧界面张力与温度呈负相关, 而在极小值右侧呈正相关, 下文将极小值对应温度在壁面上的位置称为临界点, 如图 2 所示. 下文从壁面润湿性随温度不变和变化两个方面, 研究自润湿流体液滴界面张力临界点与液滴位置间的关系对液滴热毛细迁移特性的影响.

3.1 壁面润湿性不随温度变化

取 $\Omega_{lg2} = 10$, $\Omega_{lg1} = -0.5, -0.1, 0, 0.1$, 此时临界点与液滴处于不同的相对位置. 图 2 表明, $\Omega_{lg1} = -0.5$ 时, 临界点位于液滴左侧, 初始时的液滴界面张力与温度呈现正相关; $\Omega_{lg1} = -0.1, 0, 0.1$ 时, 临界点位于液滴内部, 初始时液滴左半部分的界面张力与温度呈现负相关, 而右半部分界面张力与温度呈现正相关. 当 Ω_{lg1} 取值不同, 负相关和正相关部分所占液滴体积的百分比略有差别. 图 3 为不同情形下的液滴迁移特征.

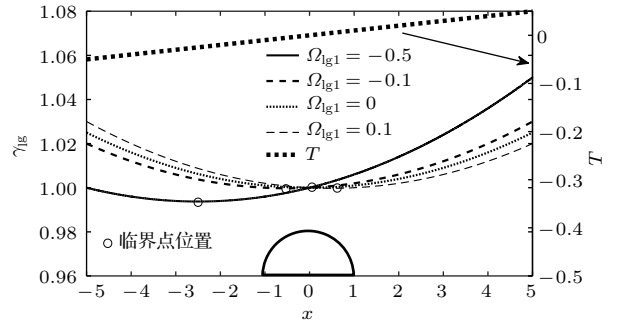


图 2 当壁面润湿性不随温度变化时液-气界面张力临界点与液滴位置的关系

Fig. 2. Relationship between liquid-gas interfacial tension critical point and the location of the drop when the wall wettability does not change with temperature.

由 (19) 式可知液滴运动中受毛细力、重力和热毛细力的影响. 研究表明, 重力促进液滴铺展, 而毛细力抑制液滴铺展, 热毛细力驱使液滴向界面张力高的方向运动^[22,27]. 当临界点处于液滴外部左侧时 ($\Omega_{lg1} = -0.5$, $x_m = -2.5$, 图 3(a)), 左接触线运动过程可划分为三个阶段(图 4(a)、图 5(a)): 1) $t = 0$ — 4×10^3 接触线左移, 此时重力对接触线向左的推动作用大于毛细力与热

毛细力的抑制作用; 2) $t = 4 \times 10^3 - 8 \times 10^3$ 接触线钉扎, 此时重力与毛细力和热毛细力的作用相平衡; 3) $t = 8 \times 10^3 - 3 \times 10^4$ 接触线右移, 此时热毛细力与毛细力的作用超过重力. 右接触线在 $t = 0 - 1.2 \times 10^4$ 时向右侧减速移动, 在 $t = 1.2 \times 10^4 - 3 \times 10^4$ 时以恒定速度移动(图 4(b),

图 5(b)). 说明重力与热毛细对右接触线向右的推动作用先大于后等于毛细力的抑制作用. 综上所述, 临界点位于液滴外部左侧时, 液滴向高温方向迁移, 这与常规流体液滴的运动特征具有显著区别.

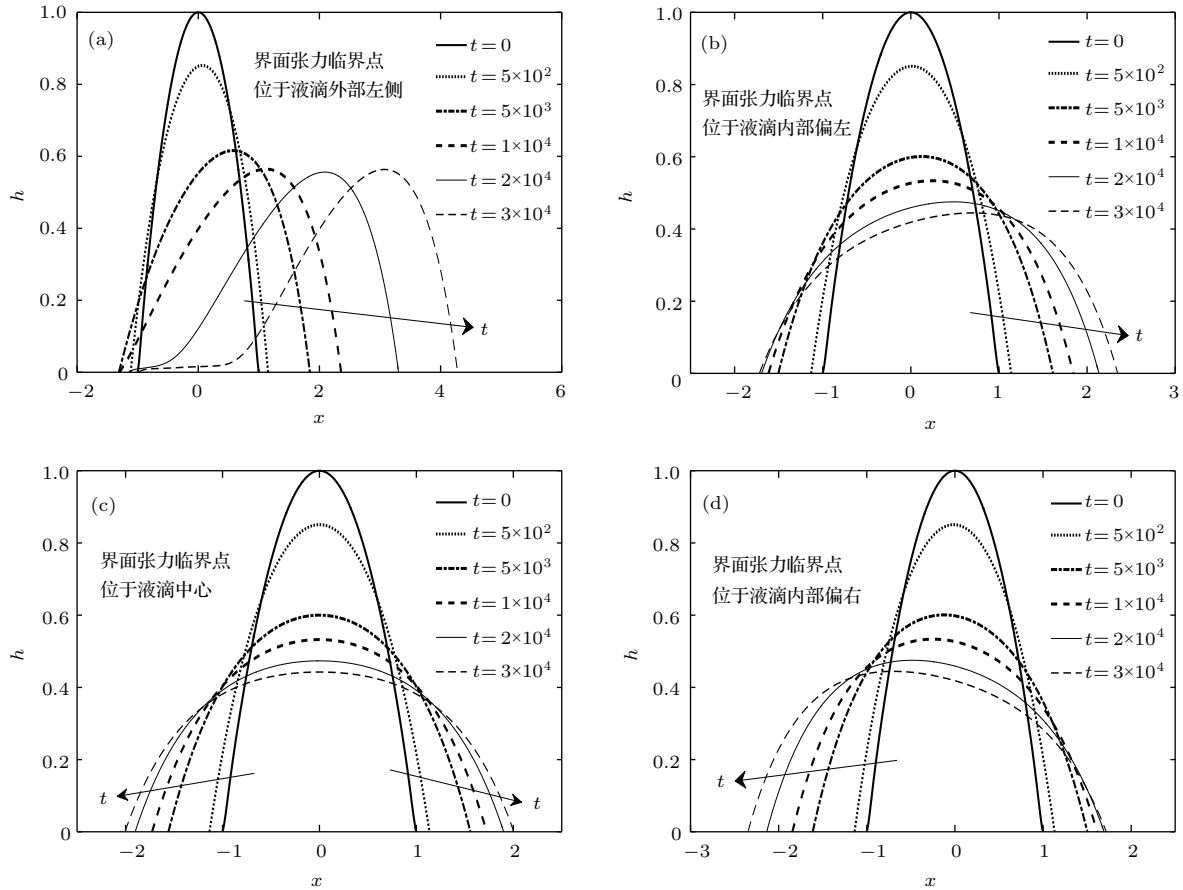


图 3 在壁面润湿性不随温度变化条件下, 临界点位于液滴不同位置时液滴的迁移过程 (a) $\Omega_{lg1} = -0.5$; (b) $\Omega_{lg1} = -0.1$; (c) $\Omega_{lg1} = 0$; (d) $\Omega_{lg1} = 0.1$

Fig. 3. On the condition that the wall wettability does not change with temperature, the migration process of drop when the critical point is on different positions: (a) $\Omega_{lg1} = -0.5$; (b) $\Omega_{lg1} = -0.1$; (c) $\Omega_{lg1} = 0$; (d) $\Omega_{lg1} = 0.1$.

Ouenerfi 和 Harmand^[10] 将含 3% 丁醇的水滴放置在温度梯度为 $0.55 \text{ }^\circ\text{C}/\text{mm}$ 的硅片基底上进行观测, 发现液滴在 20 s 内, 由 $58.1 - 66 \text{ }^\circ\text{C}$ 的区域迁移 2 mm 至 $59.2 - 67 \text{ }^\circ\text{C}$ 温度更高的区域, 该溶液界面张力与温度间的关系与文中 $\Omega_{lg1} = -0.5$ 时的变化趋势相同, 且将液滴置于临界点右侧, 因此文中模拟所得液滴运动趋势与该实验结果符合良好, 且模拟所得热毛细力引起液滴的变形也与其实验结果相符.

当临界点位于液滴内部偏左时 ($\Omega_{lg1} = -0.1$, $x_m = -0.5$, 图 3(b)), 临界点左侧的小部分流体呈现常规流体的界面张力特性, 而临界点右侧的大部

分流体则呈自润湿流体特性. 由图 4(a) 和图 5(a) 可知重力与热毛细力对左接触线的推动作用大于毛细力的抑制作用, 因此左接触线向左移动. 同理, 可知右接触线处重力与热毛细力驱使其向右的作用大于毛细力驱使其向左的作用, 因此右接触线向右移动. 但液滴中大部分流体受向右的热毛细力作用(图 2), 因此液滴在温度梯度驱动下向右侧, 即向高温侧移动.

当 $\Omega_{lg1} = 0.1$ 时临界点位于液滴内部偏右 ($x_m = 0.5$, 图 3(d)), 液滴所受热毛细力与 $\Omega_{lg1} = -0.1$ 以 $x = 0$ 为轴呈对称特征, 因此其动态特征变化情况与图 3(b) 正好相反, 即液滴向低

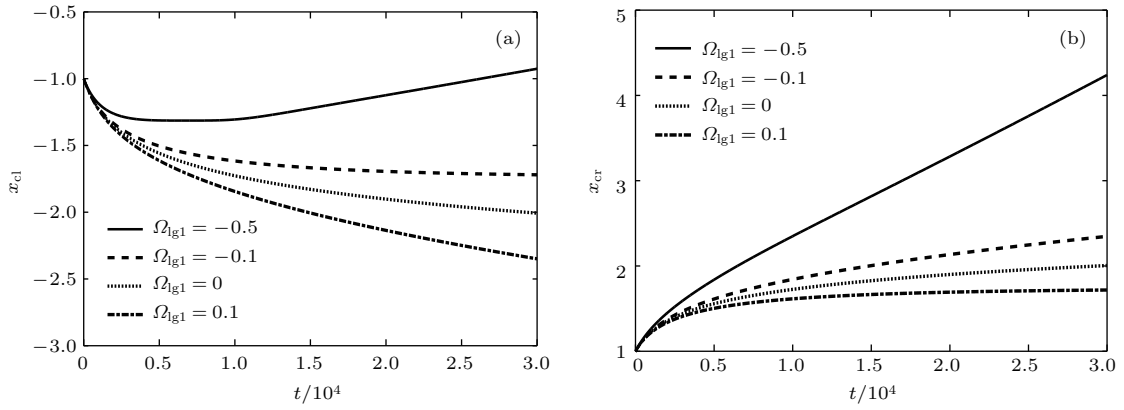


图4 当壁面润湿性不随温度变化时接触线位置随时间的变化 (a) 左接触线; (b) 右接触线

Fig. 4. When the wall wettability does not change with temperature, variation of contact line location with time: (a) Left contact line; (b) right contact line.

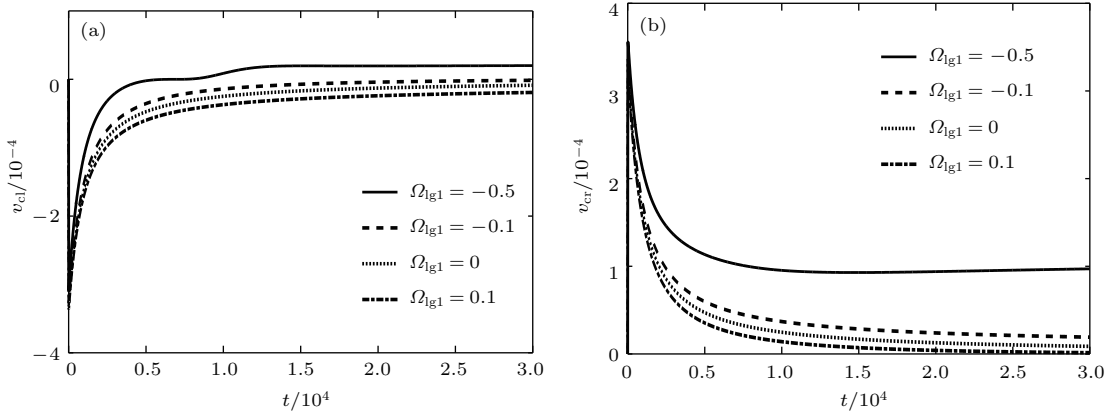


图5 当壁面润湿性不随温度变化时液滴迁移过程中接触线的移动速度 (a) 左接触线; (b) 右接触线

Fig. 5. When the wall wettability does not change with temperature, the velocity of contact line during drop migration: (a) Left contact line; (b) right contact line.

温侧迁移。当临界点处于液滴内部中心时 ($\Omega_{lg1} = 0, x_m = 0$, 图3(c)), 液滴所受热毛细力(图2)、重力与毛细力关于 z 轴对称, 因此液滴呈对称铺展, 且可知此时热毛细力与重力的作用大于毛细力。

为进一步揭示液滴的内流特征, 图6给出了 $t = 10^2$ 与 $t = 2 \times 10^4$ 时临界点处于液滴不同位置时的内部流场。液滴运动过程中, 其内部流体在水平与竖直方向的速度 u 和 w 分别满足

$$\begin{aligned}
 u &= \left(-C \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} + \varepsilon Bo \frac{\partial h}{\partial x} \right) \left(\frac{z^2}{2} - hz - \beta h \right) \\
 &\quad + (-\Omega_{lg,1} G + 2\Omega_{lg,2} G^2 x)(z + \beta), \quad (24) \\
 w &= \left(C \frac{\partial^4 h}{\partial x^4} - \varepsilon Bo \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right) \left(\frac{z^3}{6} - h \frac{z^2}{2} - \beta h z \right) \\
 &\quad + \left(-C \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} + \varepsilon Bo \frac{\partial h}{\partial x} \right) \left(\frac{z^2}{2} + \beta z \right) \frac{\partial h}{\partial x} \\
 &\quad - 2\Omega_{lg,2} G^2 \left(\frac{z^2}{2} + \beta z \right). \quad (25)
 \end{aligned}$$

由此可知壁面处的流体运动速度为0, 此时在壁面出现驻点, 因此图6中会出现流线指向壁面的情形。Karapetsas等[28]研究含可溶性活性剂与不溶性颗粒的液滴蒸发时, 得出液滴内部流场图也出现了流线指向壁面的情形。

临界点位于液滴外部左侧时, 液滴内部流体流动可分为三部分(图6(a)): 1) 液滴左侧, 流线由底部指向液滴上部; 2) 液滴中部, 流线出现顺时针方向的旋涡, 且流线在涡心处闭合; 3) 液滴右侧, 流线由上部指向液滴下部。这是由于液滴内部流体受顺时针方向热毛细力的影响, 此现象与 Ehrhard 和 Davis[29]模拟加热表面上界面张力与温度呈现正相关的液滴内部流线形态相同。

临界点处于内部偏左 ($\Omega_{lg1} = -0.1$, 图6(b)), 在 $t = 10^2$ 时, 相对 $\Omega_{lg1} = -0.5$ 旋涡区缩小, 且旋涡中心略向左移, 这是因此时液滴内部左侧小部分流体受逆时针方向热毛细力, 而右侧大部分流体仍

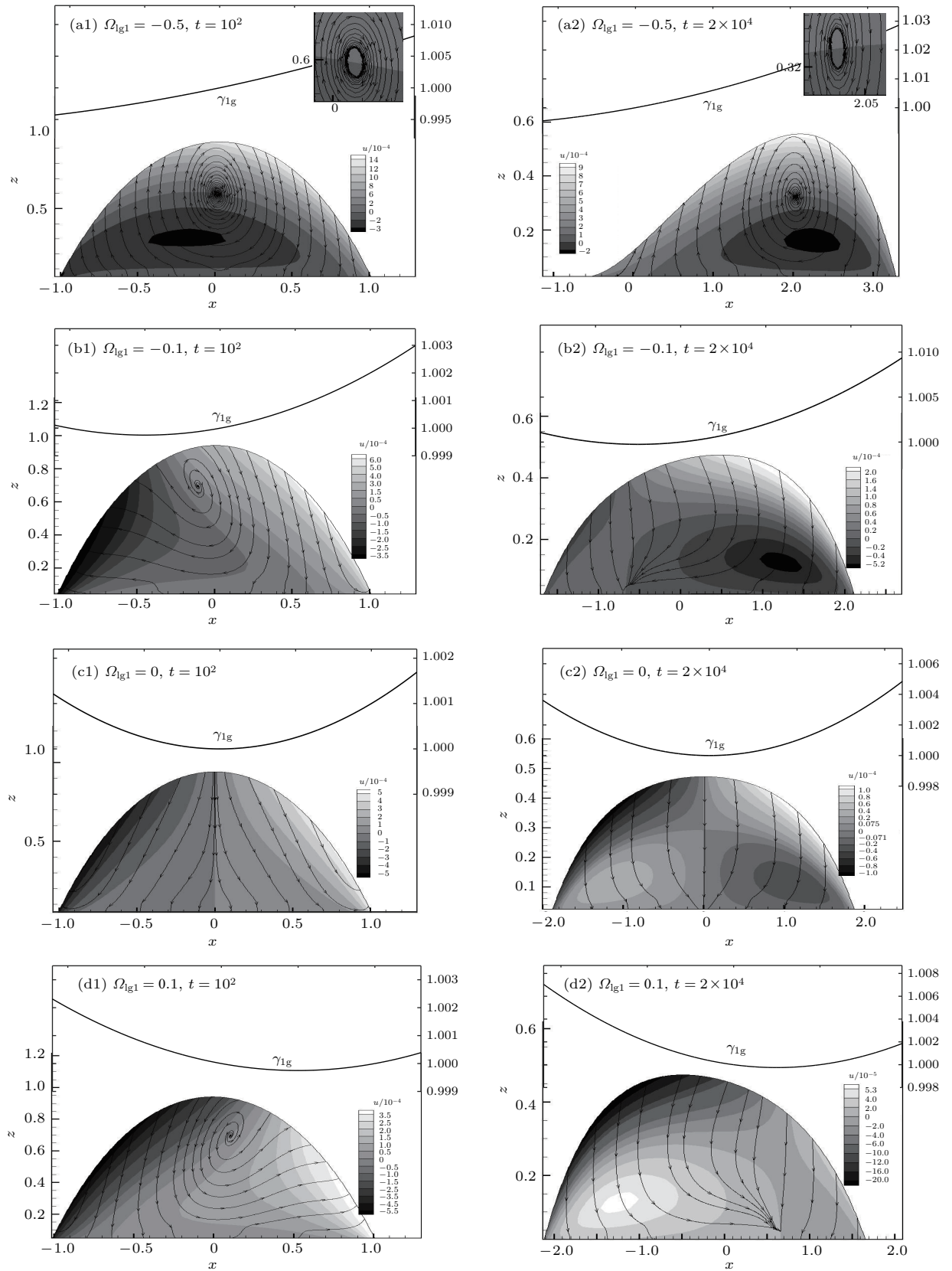


图6 当壁面润湿性不随温度变化时, 临界点位于液滴不同位置时液滴的内部流线与水平方向分速度
 Fig. 6. On the condition that the wall wettability does not change with temperature, horizontal velocity contour within the drop along with streamlines when the critical point is on different positions.

受顺时针方向的热毛细力所致. 这也是临界点处于液滴内部时比处于外部时液滴形状更为平缓的原因(图3). 在 $t = 2 \times 10^4$ 时, 液滴内的旋涡已消失, 因热毛细力促进旋涡产生, 而重力抑制旋涡生成 [28], 由此可知此时重力作用大于热毛细力, 因此旋涡消失. 当临界点处于液滴内部偏右 ($\Omega_{lg1} = 0.1$, 图6(d)), 液滴内部流场特征与 $\Omega_{lg1} = -0.1$ 时(图6(b))相反.

临界点处于液滴中心时 ($\Omega_{lg1} = 0$), 液滴内两侧流线关于 z 轴对称, 呈对称铺展, 由图6(c)可知此时没有旋涡生成, 是因此时热毛细力影响较小. 在 $t = 10^2$ 时流线由液滴内部指向外部, 而 $t = 2 \times 10^4$ 时流线由液滴外侧指向中部, 说明随时间持续, 热毛细力相对于重力的影响逐渐增大.

3.2 壁面润湿性随温度变化

取 $\Omega_{ls1} = \Omega_{sg1} = 1, \Omega_{ls2} = \Omega_{sg2} = 0$, 即液-固、固-气界面张力随温度升高而降低, 且呈线性关系

(图7). 取 $\Omega_{lg2} = 10, \Omega_{lg1} = -0.5, -0.1, 0, 0.1, 0.5$, 即考虑临界点位于液滴内部不同位置以及分别位于液滴外部左右两侧时, 探究液-气界面张力对液滴热毛细迁移特性的影响. 图8是临界点与液滴处于不同相对位置时液滴的迁移过程.

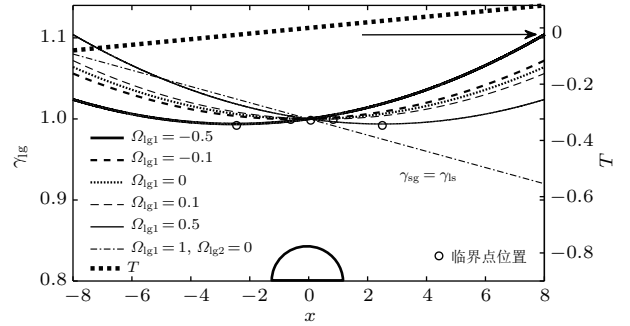


图7 当壁面润湿性随温度变化时界面张力与液滴位置的关系

Fig. 7. Relationship between interfacial tension and the location of the drop when the wall wettability changes with temperature.

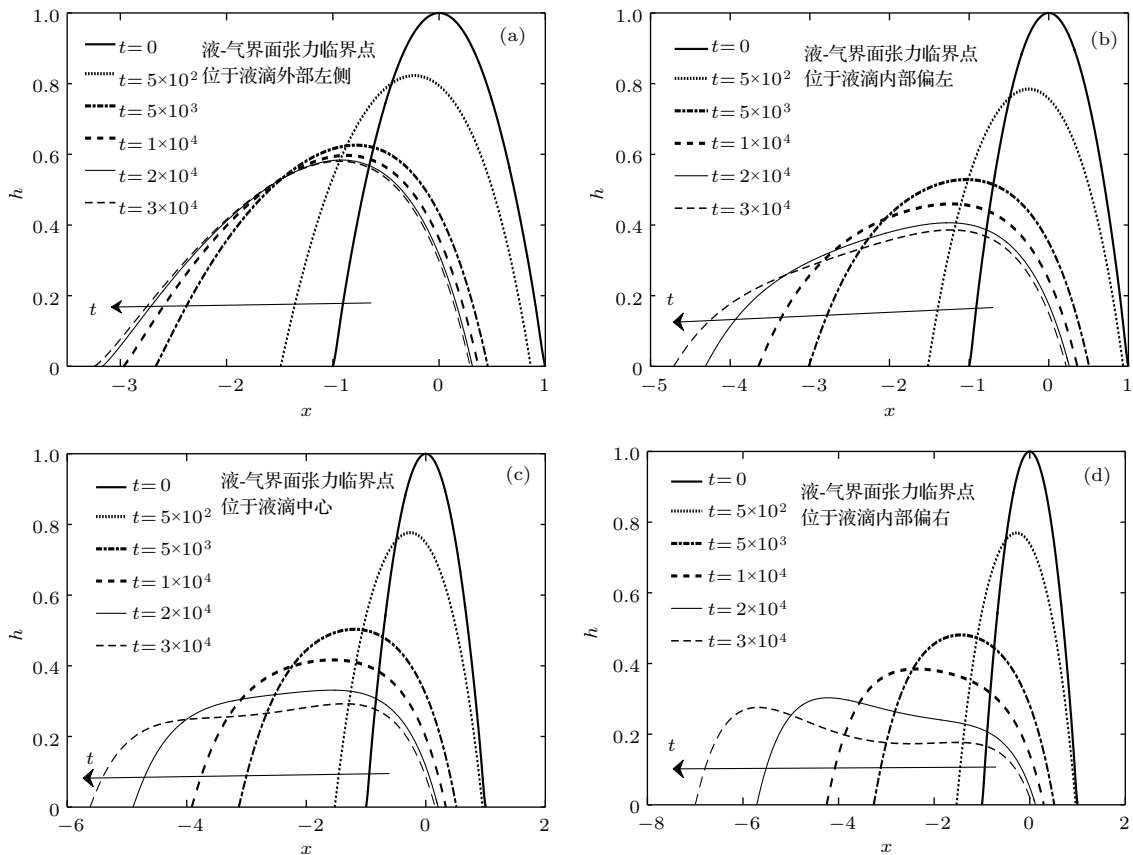


图8 在壁面润湿性随温度变化条件下, 临界点位于液滴不同位置时液滴的迁移过程 (a) $\Omega_{lg1} = -0.5$; (b) $\Omega_{lg1} = -0.1$; (c) $\Omega_{lg1} = 0$; (d) $\Omega_{lg1} = 0.1$

Fig. 8. On the condition that the wall wettability changes with temperature, the migration process of drop when the critical point is on different positions: (a) $\Omega_{lg1} = -0.5$; (b) $\Omega_{lg1} = -0.1$; (c) $\Omega_{lg1} = 0$; (d) $\Omega_{lg1} = 0.1$.

与常规单组分液滴热毛细迁移特征^[22]对比可知,自润湿流体在迁移过程中液滴轮廓存在明显差别.当临界点位于液滴内部时,自润湿流体液滴形状在运动后期呈现中部平整甚至向下塌陷的状态(图8(b)—(d)),而常规液滴在迁移过程中始终保持单峰状,且右接触线与液滴主体部分间将形成一层薄液膜.由此可知自润湿流体特殊的液气界面张力与温度特性将在很大程度上影响热毛细迁移过程中的液滴形态.

图9表明,当临界点位于液滴左侧或内部时,左侧壁面呈完全润湿的状态.随液滴初始位置相对于临界点向左移动,左接触线移动速率提高(图10—图12),这是因为液滴所受方向向左的热毛细力增加所致.图12(b)表明,随时间持续,右接触线移动速度先增后减,存在一极值.这是因为随右接触线的移动,右侧壁面润湿性得以改善(图9(b)),因此液滴运动前期接触线移动速率逐渐增加.随液滴继续铺展,其右接触角减小(图10(b)),而壁面润湿性几乎不变,使得后期接触

线移动速率又降低.随液滴初始位置相对于临界点向左移动,最大速度出现的时刻延迟,即液滴所受方向向左的热毛细力增强推迟了右接触线达到最大速度的时间.右接触线移动速度随 Ω_{lg1} 变化可划分为两个区域:1) $t = 0 - 1.9 \times 10^3$,随 Ω_{lg1} 增大,接触线移动速率降低;2) $t = 1.9 \times 10^3 - 3 \times 10^4$,随 Ω_{lg1} 增大,接触线移动速率增加.整个运动过程中,左接触线与右接触线同时左移(图11和图12),表明液滴向低温区迁移,且由图13可知,随液滴初始位置相对于临界点向左移动,液滴铺展范围扩大.

当临界点位于外部右侧时($\Omega_{lg1} = 0.5, x_m = 2.5$),左接触线移动速率在 $t = 6 \times 10^3$ 急剧减小(图12(a)),这是由于此时液滴平衡接触角突然变大(图9(a)),即壁面润湿性突然恶化,进而抑制流体向左流动,致使左接触线处流体积聚,从而增大液滴左动态接触角(图10(a)). $t = 0 - 6 \times 10^3$ 时液滴的铺展范围随时间增大,而 $t = 6 \times 10^3 - 3 \times 10^4$ 时铺展范围则几乎不变.

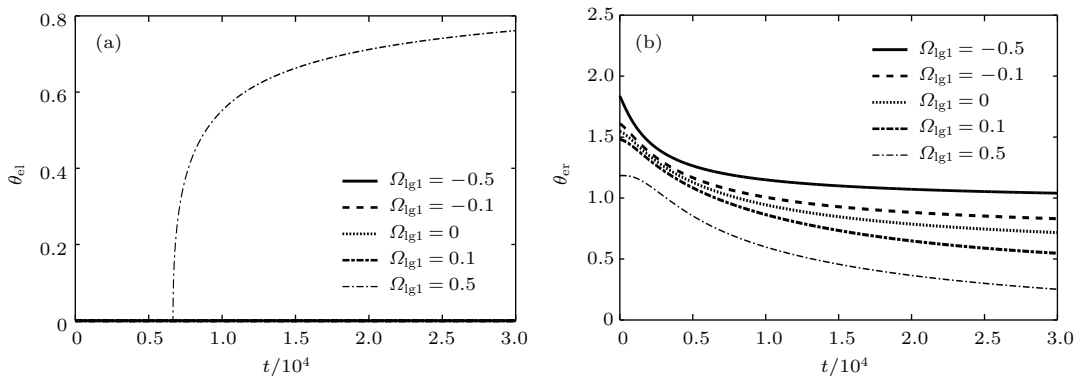


图9 当壁面润湿性随温度变化时平衡接触角随时间的变化 (a) 左接触角; (b) 右接触角

Fig. 9. Variation of equilibrium contact angles with time when the wall wettability changes with temperature: (a) Left contact angle; (b) right contact angle.

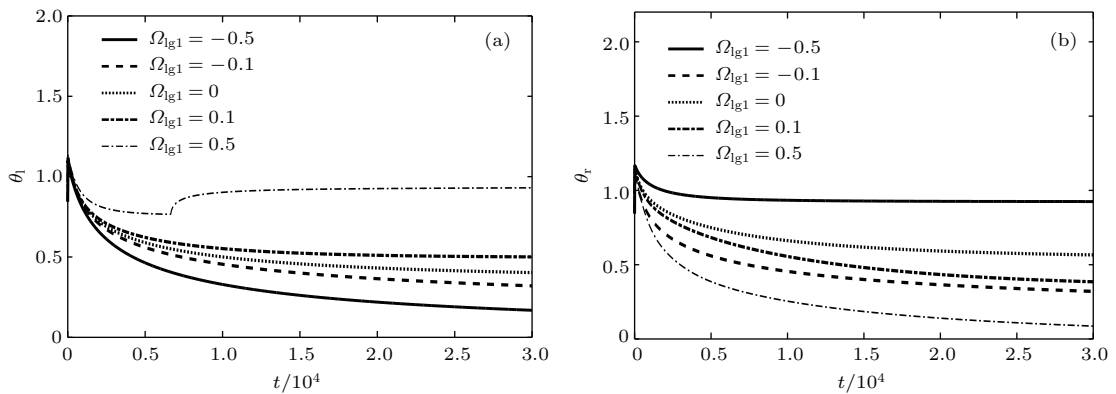


图10 当壁面润湿性随温度变化时动态接触角随时间的变化 (a) 左接触角; (b) 右接触角

Fig. 10. Variation of dynamic contact angles with time when the wall wettability changes with temperature: (a) Left contact angle; (b) right contact angle.

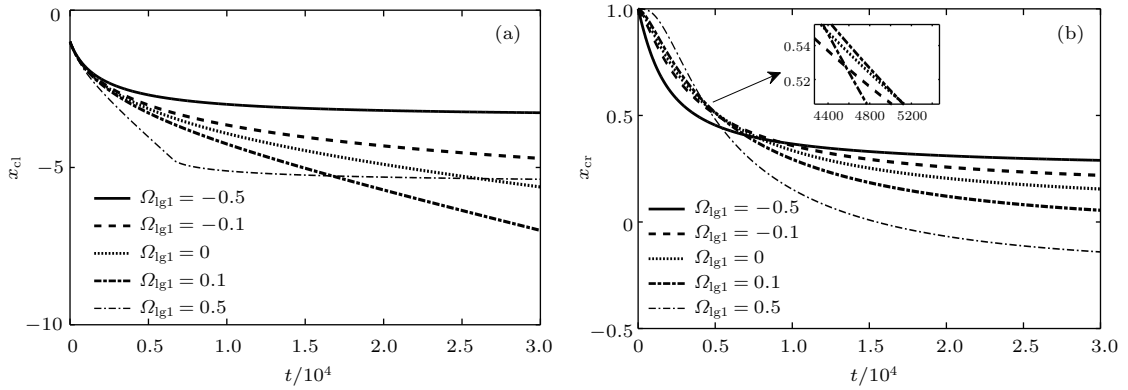


图 11 当壁面润湿性随温度变化时接触线位置随时间的变化 (a) 左接触线; (b) 右接触线

Fig. 11. Variation of contact line location with time when the wall wettability changes with temperature: (a) Left contact line; (b) right contact line.

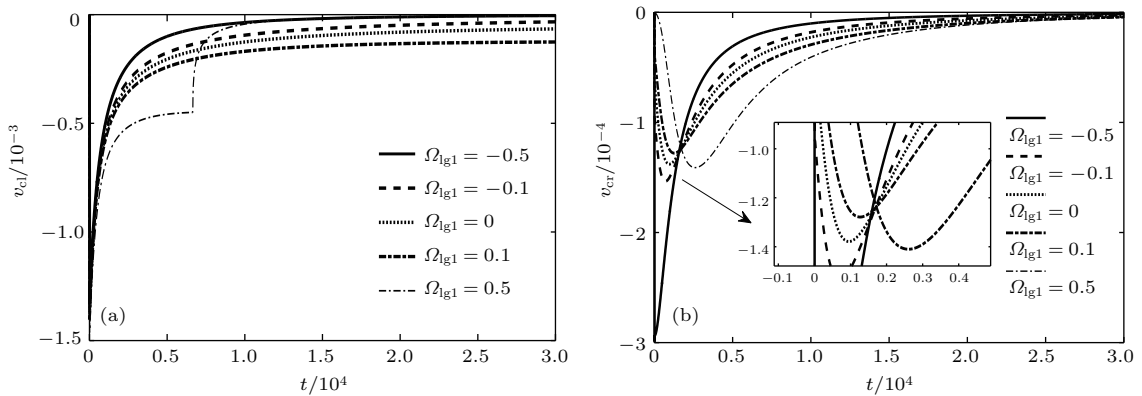


图 12 当壁面润湿性随温度变化时接触移动速度 (a) 左接触线; (b) 右接触线

Fig. 12. Velocity of the contact line when the wall wettability changes with temperature: (a) Left contact line; (b) right contact line.

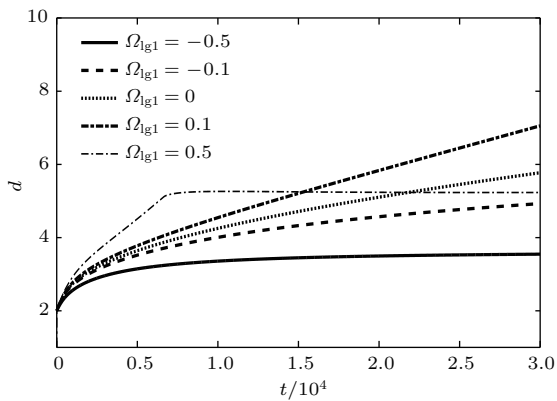


图 13 当壁面润湿性随温度变化时铺展范围随时间的变化
Fig. 13. Variation of spreading range of the drop with time when the wall wettability changes with temperature.

综上所述, 无论临界点处于液滴何种位置, 液滴都未像预想的那样向高温区域迁移, 而是移向低温侧, 这是因受到壁面润湿性的影响. 由图 9 可知, 液滴左侧壁面润湿性良好, 而右侧壁面润湿性较差, 即左侧壁的表面能低于右侧壁面, 因此阻碍

了液滴向高温方向的迁移. 此结论与 Bakli 等^[30]通过数值模拟研究壁面温度梯度与润湿性的耦合作用下的常规流体热毛细迁移特性, 得出液滴未按照预期向低温侧迁移, 而是移向高温侧的内在机理一致.

4 结 论

流体性质对液滴的热毛细迁移特性有重要影响. 当壁面润湿性不随温度变化、且临界点处于液滴内部时, 随液滴初始位置相对临界点的向左移动, 由于液滴内部各种作用力相对影响的变化, 液滴左接触线的移动速率增加, 右接触线的移动速率减小. 临界点处于液滴外部左侧时, 液滴右接触线先减速向右侧移动, 再以恒定速度移动. 左接触线运动过程可划分为三个阶段: 向左移动、钉扎和向右移动. 随液滴初始位置相对临界点的向左移动,

液滴迁移方向会发生改变. 当临界点位于液滴外部左侧或内部偏左时, 液滴受非对称热毛细力驱动向高温区迁移; 当临界点位于内部中心时, 液滴内部受力关于 z 轴对称, 液滴呈对称铺展; 当临界点位于内部偏右时, 液滴受向左的热毛细力驱动向低温区迁移.

当壁面润湿性随温度发生变化时, 随时间持续, 右接触线移动速度先增后减并存在极值. 随液滴初始位置相对临界点的向左移动, 液滴受方向向左的热毛细力增大, 接触线速度最大值出现的时刻延迟. 当临界点处于液滴左侧或内部时, 随液滴初始位置相对临界点的向左移动, 其左接触线移动速率加快, 液滴铺展范围扩大. 当临界点位于液滴外部右侧时, 液滴左接触线移动速率在 $t = 6 \times 10^3$ 时急剧减小, 是因此时左侧壁面润湿性突然恶化所致. 且液滴铺展范围以此时刻为分界点, 此刻之前铺展范围随时间增大, 超过此时刻后铺展范围则保持不变. 无论临界点处于液滴何种位置, 受高温侧壁面润湿性恶化的影响, 液滴均移向低温侧.

因此, 控制液滴运动可通过调控临界点与液滴位置间的关系来实现, 欲抑制液滴向低温区域的迁移, 应将液滴放置于临界点右侧.

参考文献

- [1] Wu Z B 2017 *Int. J. Heat Mass Transf.* **105** 704
- [2] Chaudhury K, Chakraborty S 2015 *Langmuir* **31** 4169
- [3] Legros J C, Limbourg-Fontaine M C, Petre G 1984 *Acta Astronaut.* **11** 143
- [4] Abe Y, Iwasaki A, Tanaka K 2004 *Ann. NY Acad. Sci.* **1027** 269
- [5] Oron A, Rosenau P 1994 *J. Fluid Mech.* **273** 361
- [6] Batson W, Agnon Y, Oron A 2017 *J. Fluid Mech.* **819** 562
- [7] Karapetsas G, Sahu K C, Sefiane K, Matar O K 2014 *Langmuir* **30** 4310
- [8] Mamalis D, Koutsos V, Sefiane K 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 231601
- [9] Mamalis D, Koutsos V, Sefiane K 2017 *Int. J. Therm. Sci.* **117** 146
- [10] Ouenzerfi S, Harmand S 2016 *Langmuir* **32** 2378
- [11] Di Francescantonio N, Savino R, Abe Y 2008 *Int. J. Heat Mass Transf.* **51** 6199
- [12] Hu Y, Zhang S, Li X, Wang S 2015 *Int. J. Heat Mass Transf.* **83** 64
- [13] Zhou L P, Li Y Y, Wei L T, Du X Z, Wang B X 2014 *J. Chem. Ind. Eng.* **65** 79 (in Chinese) [周乐平, 李媛园, 魏龙亭, 杜小洋, 王补宣 2014 化工学报 **65** 79]
- [14] Sitar A, Golobic I 2015 *Int. J. Heat Mass Transf.* **81** 198
- [15] Wu S C 2015 *Int. J. Therm. Sci.* **98** 374
- [16] Gao P, Yin Z H, Hu W R 2008 *Adv. Mech.* **38** 329 (in Chinese) [高鹏, 尹兆华, 胡文瑞 2008 力学进展 **38** 329]
- [17] Gomba J M, Homsy G M 2010 *J. Fluid Mech.* **647** 125
- [18] Pratap V, Moumen N, Subramanian R S 2008 *Langmuir* **24** 5185
- [19] Nguyen H B, Chen J C 2010 *Phys. Fluids* **22** 062102
- [20] Dai Q, Khonsari M M, Shen C, Huang W, Wang X 2016 *Langmuir* **32** 7485
- [21] Sui Y 2014 *Phys. Fluids* **26** 092102
- [22] Ye X M, Li Y K, Li C X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 104704 (in Chinese) [叶学民, 李永康, 李春曦 2016 物理学报 **65** 104704]
- [23] Karapetsas G, Chamakos N T, Papathanasiou A G 2017 *Langmuir* **33** 10838
- [24] Zhao Y P 2012 *Phys. Mech. Surf. Interface* (Beijing: Science Press) p185, 186 (in Chinese) [赵亚溥 2012 表面与界面物理力学 (北京: 科学出版社) 第 185, 186 页]
- [25] Mukhopadhyay S, Murisic N, Behringer R P, Kondic L 2011 *Phys. Rev. E* **83** 046302
- [26] Craster R V, Matar O K 2000 *J. Fluid Mech.* **425** 235
- [27] Karapetsas G, Sahu K C, Matar O K 2013 *Langmuir* **29** 8892
- [28] Karapetsas G, Sahu K C, Matar O K 2016 *Langmuir* **32** 6871
- [29] Ehrhard P, Davis S H 1991 *J. Fluid Mech.* **229** 365
- [30] Bakli C, Sree Hari P D, Chakraborty S 2017 *Nanoscale* **9** 12509

Thermocapillary migration characteristics of self-rewetting drop*

Ye Xue-Min Zhang Xiang-Shan Li Ming-Lan Li Chun-Xi†

(Key Laboratory of Condition Monitoring and Control for Power Plant Equipment, North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

(Received 11 April 2018; revised manuscript received 9 May 2018)

Abstract

The thermocapillary migration characteristics of a self-wetting drop on the non-uniformly heated, horizontal, solid substrate are investigated by numerical simulation. Based on the lubrication theory, an evolution equation for the height of the two-dimensional drop is established. The substrate underlying the drop is subjected to a temperature gradient which induces surface tension gradient-driven drop deformation and migration. The self-rewetting fluid has non-monotonic dependence of the surface tension on temperature with a well-defined minimum, and the position of the minimum corresponding to the temperature on the substrate is called the critical point. The effect of the relationship between the critical point and the drop position on drop dynamics is analyzed.

With the temperature sensitivity coefficient of three interfaces under the same condition, the substrate is illustrated with constant wettability. The direction of drop migration will alter as the initial drop location moves to the left relative to the critical point position, resulting from the variation of the interplay among thermocapillary, gravity, and capillarity forces within the drop. But the drop always migrates toward the high interfacial tension region due to the thermocapillary force.

In the presence of substrate wettability variations, the drop migrates toward the low temperature region no matter where the drop is placed relative to the critical point. This is due to the fact that the deterioration of substrate wettability on the right side of the drop prevents the drop from migrating toward the hot region. Under the critical point being on the left or within the drop, as the initial drop location moves to the left relative to the critical point position, the enhancement of the thermocapillary force toward the left leads to increased moving speed of the left contact line and increased spreading area. When the critical point is positioned on the outer right side of the drop, the speed of the left contact line sharply decreases at $t = 6 \times 10^3$, caused by the suddenly deteriorating substrate wettability.

Hence, it is effective to manipulate the self-wetting drop movement by regulating the relationship between the critical point and the initial drop location. To inhibit the migration of the drop toward the cold region, the drop should be placed on the right side of the critical point.

Keywords: self-rewetting, drop, contact line, thermocapillary

PACS: 47.61.-k, 47.85.mf, 47.61.Fg, 47.55.dk

DOI: 10.7498/aps.67.20180660

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11202079) and the Fundamental Research for the Central Universities, China (Grant No. 13MS97).

† Corresponding author. E-mail: leechunxi@163.com