

薄液滴在润湿性受限轨道上的热毛细迁移特性*

李春曦 马成 叶学民†

(华北电力大学, 河北省低碳高效发电技术重点实验室, 保定 071003)

(2022年8月1日收到; 2022年10月28日收到修改稿)

通过固体表面改性可对液滴热毛细迁移过程进行调控. 基于润滑理论和滑移模型建立了均匀温度梯度作用下液滴在润湿性受限轨道上运动的数学模型, 通过将基底划分成亲水区域和疏水区域构建了润湿性受限轨道. 结合接触线动力学提出了三维液滴在不同方向上接触线移动速度的计算方法, 得到了液滴热毛细迁移的演化历程, 分析了轨道宽度和润湿性对液滴迁移特性的影响. 研究表明: 液滴主体受温度梯度作用由高温区向低温区迁移, 液滴后缘在移动过程中与主体部分间形成一层薄液膜, 即薄液膜拖尾. 液滴在垂直于轨道方向上的铺展受到抑制, 收缩到轨道边缘后保持定扎状态. 前进接触线移动速度开始时迅速减小, 后缓慢降低趋于平稳; 前进接触线移动速度与轨道宽度呈负相关. 垂直于轨道方向上的壁面润湿性限制导致的排挤作用, 在初始的短暂时刻对液滴在轨道上的热毛细迁移具有加速作用. 液滴前进接触线移动速度与轨道润湿性呈正相关. 增强轨道润湿性使得后退接触线移动速度的初始值增大, 但对其稳定值影响不大. 相比于改变轨道润湿性, 改变轨道宽度更易于调控液滴热毛细迁移过程.

关键词: 热毛细迁移, 润湿性, 液滴, 润滑理论**PACS:** 47.55.nb, 82.70.Uv, 47.61.-k, 47.85.mf**DOI:** 10.7498/aps.72.20221562

1 引言

当液滴处于非均匀加热固体表面上时, 温度梯度引起表面张力梯度驱动液滴从高温区域移向低温区域, 该现象称为热毛细迁移^[1]. 深入了解液滴热毛细迁移特性对于提高喷墨打印质量、控制润滑剂移动和提高冷凝效率等领域的应用至关重要^[2-5].

近年来, 通过改变固体表面性质, 如润湿性^[6]和粗糙度^[7]对液滴热毛细迁移进行调控成为研究热点. 目前可通过两种方法来改变固体表面的润湿性质: 一是在固体表面添加不同润湿性或润湿性梯度的涂层以驱动液滴自发移动^[8-11]; 二是在固体表面制造不同的结构图案实现加速或抑制液滴迁移^[11-16]. Dai等^[16]开展了固体表面改性操控液体润滑剂热迁移的实验研究, 其在超疏油表面制作了

楔形超亲油槽道, 超亲油槽道的操控能力得到验证, 迁移距离相较于无涂层情况增加了2—3倍, 且减小楔形扩张角可强化液滴热迁移, 最后通过理论推导揭示了楔形槽道操控液滴的机制为热毛细力和结构力的综合作用. 除实验外, 研究者也尝试采用数值计算方法复现上述实验现象以揭示表面改性操控液滴热毛细迁移的机理. Fu等^[17]使用格子玻尔兹曼方法(LBM)复现了Dai等^[16]的实验现象, 系统地研究了液滴黏度、表面张力、初始半径和楔形轨道扩张角、润湿性对液滴热迁移的影响. 研究表明, 较高的表面张力和较低的黏度使液滴迁移速度更快, 初始驱动力随扩张角增大而增加, 使液滴初始移动速度加快, 而迁移阻力也随之增大, 导致最终迁移距离则随扩张角增大而减小. 所得计算结果与实验结果定性一致, 但计算所得迁移速度远高于实验结果, 其原因可能是受计算

* 国家自然科学基金(批准号: 51876065)和河北省自然科学基金(批准号: A2015502058)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yexuemin@163.com

方法所限,液滴与周围气体的密度比和黏度比无法按照实验中的真实情况设置.因此,有必要采取其他方法对液滴在润湿性差异表面上的热毛细迁移现象进行进一步深入研究,以探明其内在机理.

基于润滑理论推导液膜厚度演化方程,从而研究特定参数对液滴外形演化特征影响的方法在研究液滴热毛细迁移问题时被广泛采用.该方法具有建模简便、计算量小等优点^[18],同时无需预先设定接触线或接触角状态(接触线恒定或接触角恒定)就可计算出液滴铺展过程可能经历的任一阶段,如定接触角铺展/收缩阶段、定接触线阶段或黏滑阶段^[19,20].该方法假设液滴厚度 H 相对于铺展方向特征尺度 L 为小量,在此前提下将连续性方程、动量方程和能量方程进行数量级分析、略去高阶小量后推导出液膜厚度的演化方程,借助数值求解可得到液滴接触角和接触半径及接触线移动速度.其中接触线处的奇异性可通过两种方法解决.一是在接触线处引入前驱膜,如Gomba和Homsy^[21]所开展的液滴热毛细迁移研究,Beltrame等^[22]所开展的液滴在非均匀润湿性表面上的运动研究.该方法在考虑壁面润湿性时引入分离压,用润湿性对比强度系数定性表明基底亲疏水性.二是在固液界面处采用滑移边界条件,并在迭代计算中引入与动态接触角和平衡接触角有关的关系式来描述接触线的移动速度(下文简称滑移模型).如Ehrhard和Davis^[23]研究了液滴在非均匀加热平面上的铺展和迁移特征;Smith^[24]建立了二维液滴在水平表面上的热毛细迁移模型,并考虑接触角滞后的影响,分析了液滴内部流场、自由界面形状和接触线运动;Karapetsas等^[25]分析了非等温倾斜固体基板上的液滴迁移动力学特性,计算接触线移动速度时引入不同界面张力对温度的敏感性,证明了温度引起的平衡接触角变化会引起复杂的动力学过程.本课题组在此前研究中^[26,27]采用该方法分析了二

维液滴在受热固体壁面上的润湿特性、铺展特征及传热特性,从平衡接触角角度揭示了温度影响壁面润湿性及铺展过程的内部机理.

上述基于滑移模型的理论研究均为二维液滴情形,但当液滴在润湿性受限轨道上进行铺展时,在受限轨道两个方向上的铺展动力学特征势必有所不同.因此,二维液滴铺展模型不能准确反映其实际过程,此时需考虑三维液滴在此平面上的运动过程,但目前尚未有这方面研究的报道.为此,本文在课题组前期工作基础上,针对液滴在润湿性受限轨道上的铺展过程,将滑移模型拓展到三维情形.分析液滴在非轴对称铺展时的迁移速度变化和热毛细迁移特性,探究轨道宽度和轨道润湿性对热毛细迁移过程的影响.

2 理论模型

2.1 问题描述

如图1(a)所示,一液滴放置于沿 x 方向具有均匀温度梯度的壁面上,且壁面润湿性在 y 方向存在差异,以 x 轴为对称轴, $-\frac{1}{2}\tilde{E} \leq y \leq \frac{1}{2}\tilde{E}$ 为亲水区域(图1(b)中绿色部分),其余为疏水区域(图1(b)中灰色部分),形成润湿性受限轨道.液滴为不可压缩牛顿流体,在温度梯度和润湿性受限的作用下从高温区向低温区移动.液滴最大厚度为 \tilde{H} ,流动方向尺度为 \tilde{L} ,壁面温度为 \tilde{T}_w ,因 $\varepsilon = \tilde{H}/\tilde{L}$ 很小(图1中的 \tilde{H}, \tilde{L} 仅为清晰起见,不代表真实比例),因此可应用润滑理论(上标 \sim 表示有量纲,下同).假设液滴运动区域为 $\tilde{B} \times \tilde{l}$,轨道宽度为 \tilde{E} .初始时液滴置于高温区,定义无量纲相对轨道宽度 $E = \tilde{E}/\tilde{d}$, \tilde{d} 为液滴初始直径.如无特殊说明,本文所给出的各种方程、边界条件、初始条件以及数值计算结果均为无量纲形式.

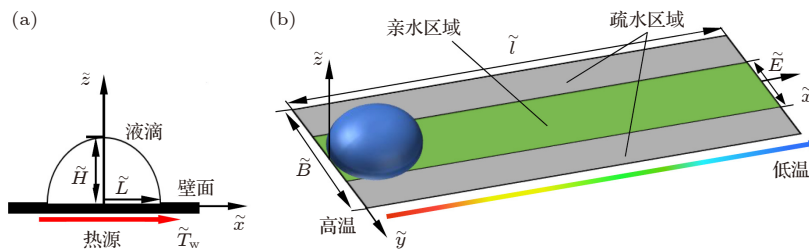


图1 (a) 液滴剖面图; (b) 润湿性受限轨道示意图

Fig. 1. (a) Profile of the droplet; (b) diagram of a wettability-confined track.

2.2 演化方程

液滴运动的控制方程包括连续性方程、动量方程和能量方程, 其无量纲形式为^[27]

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

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

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

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

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

式中, Bo 为邦德数, 无量纲参数的定义式参见文献^[27].

在气-液界面 $z = h$ 处, 满足切向应力和法向应力平衡、热平衡及运动学边界条件,

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

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \sigma_{lg}}{\partial y}, \quad (7)$$

$$p = -C \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -BiT, \quad (9)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} = w, \quad (10)$$

式中, σ_{lg} 表示气-液界面张力; Bi 为毕渥数, 表示液滴内部导热热阻与液滴外气体侧对流换热热阻之比, $Bi = \tilde{h}_g \tilde{H} / \tilde{\lambda}$, $\tilde{\lambda}$ 表示液滴内部导热系数, \tilde{h}_g 为气液界面对流换热系数.

在固体壁面 $z = 0$ 处, 满足有滑移、无渗透边界条件及热平衡条件:

$$w = 0, \quad (11)$$

$$u = \beta \frac{\partial u}{\partial z}, \quad v = \beta \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (12)$$

$$T = T_w = \Gamma x, \quad (13)$$

式中, C 为毛细数; β 和 Γ 分别为滑移长度和温度梯度.

结合 (9) 式和 (13) 式对 (5) 式积分可得, 无量纲形式的气液界面温度为

$$T = \frac{\Gamma x}{1 + Bi h}. \quad (14)$$

无量纲形式的界面张力与温度关系为

$$\sigma_{sg} = \delta_{sg} (1 - \Omega_{sg} T),$$

$$\sigma_{ls} = \delta_{ls} (1 - \Omega_{ls} T),$$

$$\sigma_{lg} = \delta_{lg} (1 - \Omega_{lg} T), \quad (15)$$

式中, 角标 sg, ls, lg 分别代表气-固界面、液-固界面、气-液界面; 其中 $\delta_i = \sigma_{i,T_0} / \sigma_{lg,T_0}$ ($i = sg, ls, lg$), σ_{lg,T_0} 为气-液界面在 T_0 下的界面张力, T_0 为原点处的温度, Ω_{lg} 为气-液界面温度敏感系数.

对上述方程组和边界条件推导, 可得液膜厚度演化方程为 (详见文献^[27])

$$h_t = -\nabla \cdot \left[\left(\frac{h^3}{3} + \beta h^2 \right) \nabla (C \nabla^2 h - \varepsilon Boh) - \Omega_{lg} T \left(\frac{h^2}{2} + \beta h \right) \right], \quad (16)$$

其中 $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j}$, 式中右侧三项分别代表毛细力、重力、热 Marangoni 应力在演化过程中的作用.

2.3 接触线动力学

在理想光滑表面上, 液滴达到平衡状态时, 在三相接触线处满足 Young 方程^[28]:

$$\tilde{\sigma}_{sg}(x_c, y_c) = \tilde{\sigma}_{lg}(x_c, y_c) \cos \tilde{\theta}_e + \tilde{\sigma}_{ls}(x_c, y_c), \quad (17)$$

式中, $\tilde{\theta}_e$ 为有量纲的平衡接触角. (17) 式相应的无量纲形式为

$$\sigma_{sg}(x_c, y_c) = \sigma_{lg}(x_c, y_c) \cos \theta_e + \sigma_{ls}(x_c, y_c). \quad (18)$$

液滴铺展/迁移过程中, 接触线处的液膜厚度始终为零, 即 $h = 0$; 沿接触线处做液滴外形的切线, 可得液滴的动态接触角 θ . 三维液滴情形下, x 方向和 y 方向接触线的移动速度 u, v 与动态接触角 θ 和平衡接触角 θ_e 间的关系如下:

$$u = \frac{dx}{dt} = \begin{cases} B(\theta - \theta_e)^m, & \theta > \theta_e, \\ -B(\theta_e - \theta)^m, & \theta < \theta_e, \end{cases} \quad (19)$$

$$v = \frac{dy}{dt} = \begin{cases} B(\theta - \theta_e)^m, & \theta > \theta_e, \\ -B(\theta_e - \theta)^m, & \theta < \theta_e, \end{cases} \quad (20)$$

式中, B 和 m 为常数, 通常取 $B = 0.001$, $m = 3$; $u(v) > 0$ 代表向外铺展, $u(v) < 0$ 代表向内收缩.

值得注意的是, 在流动控制方程简化过程中采用了润滑理论, 液滴厚度方向上的无量纲参数是基于有量纲参数与 $\varepsilon \tilde{L} = \tilde{H}$ 相比得到的. 而液滴 x 方向、 y 方向上的无量纲参数是基于有量纲参数与液滴半径 \tilde{L} 相比得到的, 且假定 $\varepsilon = \tilde{h} / \tilde{L}$ 很小, 这使得

无量纲情形下,液滴的纵横比被放大,同时液滴的动态接触角 θ 也被相应放大^[27]. 因此液滴的平衡接触角 θ_e 也需要放大,以便采用 (19) 式和 (20) 式确定液滴的铺展/定扎/收缩等状态. 平衡接触角的无量纲形式 $\tilde{\theta}_e$ 与无量纲形式 θ_e 的关系为: $\cos \tilde{\theta}_e \rightarrow \cos(\varepsilon\theta_e)$, 又有 $1 - (\varepsilon^2\theta_e^2)/2 \approx \cos(\varepsilon\theta_e)$, 结合 (15) 式、(17) 式和 (18) 式可得

$$\theta_e^2 = -\frac{2}{\varepsilon^2} \left[\frac{A(1 - \Omega_{sg}\Gamma x_c)}{(1 - \Omega_{lg}\Gamma x_c)} + \frac{(\Omega_{ls} - \Omega_{sg})\delta_{ls}\Gamma x_c + (\Omega_{lg} - \Omega_{sg})\Gamma x_c}{(1 - \Omega_{lg}\Gamma x_c)} \right], \quad (21)$$

式中, $A = \delta_{sg} - \delta_{ls} - 1$. 本文的计算中假定 Ω_{ls} , Ω_{sg} 和 Ω_{lg} 始终等于 1, 平衡接触角则为定值:

$$\theta_e^2 = -\frac{2}{\varepsilon^2} A. \quad (22)$$

通过 A 的不同取值来改变平衡接触角大小,进而划分为亲疏水区域. 本文计算中,亲水区域平衡接触角 θ_{eq} 分别取值为 0.1410, 316 和 0.446 (单位为弧度),对应的角度值分别为 8.1° , 18.1° 和 25.6° ; 疏水区域平衡接触角 θ_{es} 取值为 1.9 rad, 对应的角度值为 109° .

液滴铺展/迁移的计算过程主要步骤如下. 首先设定时间迭代步长 Δt , 通过结合上一时刻液膜厚度外形, 求解液膜厚度演化方程 (16), 得到当前时刻接触线内侧邻近点的液膜厚度, 进而求得气-液界面切线斜率 $\tan\theta$ 及动态接触角 θ . 因为液滴沿 x, y 两个方向铺展, 所以选取 M_1-M_4 四个点作为接触角监测点, 如图 2 所示, 记录下各时刻四监测点处的 θ 值. 最后通过 (19) 式—(20) 式得到液滴在不同方向上的接触线移动速度和下一时刻接触线位置.

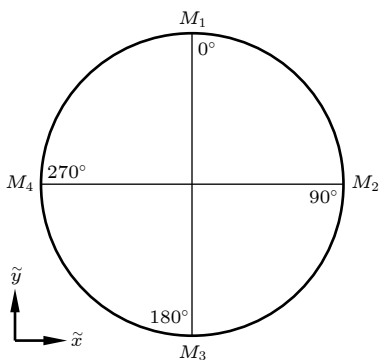


图 2 接触角监测点位置图

Fig. 2. Diagram of contact angle monitoring points.

2.4 数值计算方法

初始时设置液滴为三维轴对称几何体, 与固体壁面接触的底面为半径等于 1 的圆形, 垂直于壁面的剖面具有抛物线形状, 最大液滴厚度为 1, 即

$$h(x, y, t = 0) = (1 - x^2 - y^2) \left[F \left(1 - \sqrt{x^2 + y^2} \right) - F \left(-1 - \sqrt{x^2 + y^2} \right) \right], \quad (23)$$

式中, $F(x) = 0.5[1 + \tanh(20x)]$ 为海氏阶跃函数.

基于 Karapetsas 等^[25] 提出的坐标变换法, 将其扩展到二维, 将液滴底面不断变化的瞬态物理域 (x, y, t) 映射到固定计算域 (x', y', t') , 以避免迭代过程中移动网格, 从而提高计算效率:

$$x' = (x - x_r) \frac{x_a(t=0) - x_r(t=0)}{x_a - x_r}, \quad (24)$$

$$y' = (y - y_{cl}) \frac{y_{cr}(t=0) - y_{cl}(t=0)}{y_{cr} - y_{cl}}, \quad (25)$$

式中, x_r 和 x_a 分别为液滴后退接触线 (沿 x 方向左侧接触线) 和前进接触线 (沿 x 方向右侧接触线) 位置, y_{cl} 和 y_{cr} 分别为液滴沿 y 轴运动方向左侧和右侧接触线位置. 因计算中涉及坐标变换, 需将 (16) 式中的时间导数用下式替换:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - \frac{dx'}{dt} \frac{\partial}{\partial x'} - \frac{dy'}{dt} \frac{\partial}{\partial y'}. \quad (26)$$

采用有限元分析软件 FreeFEM++ 模拟液滴热毛细迁移的动态演化过程. 将半径为 1 的圆形固定计算域 (x', y', t') 的周长分别均匀划分成 120, 240 和 300 段, 从而在圆形区域内自动生成 4584, 10028 和 15578 个网格, 并进行了网格无关性验证, 如表 1 所列. 以 $t = 40000$ 时, 网格数为 15578 的计算结果为基准, 网格数为 4584 和 10028 对应的液滴前进接触角偏差分别为 1.9% 和 0.2%, 接触线移动速度偏差分别为 3.3% 和 0.1%; 但与网格数为 10028 相比, 网格数为 15578 时计算时间增加约 40%, 故下文计算采用 10028 个网格.

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

网格数目	液滴前进接触角 θ_a	液滴前进接触线移动速度 $u_a/10^{-4}$	计算所需 CPU 时长/h
4584	0.1506	1.721	3.15
10028	0.1534	1.779	8.02
15578	0.1536	1.781	14.21

模拟所需物性参数的典型数量级列于表 2, 其无量纲参数取值范围见表 3. 如无特殊说明, 各参数取值如下 [27]: $C = 0.1$, $\varepsilon = 0.1$, $A = -0.001$, $\beta = 1 \times 10^{-5}$, $Bo = 0.5$, $Bi = 0.01$, $K = 0.001$, $m = 3$, $\Gamma = 0.02$.

表 2 有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	\tilde{H}/m	10^{-4}
长度特征尺度	\tilde{L}/m	10^{-3}
液体黏度	$\tilde{\mu}/(\text{Pa}\cdot\text{s})$	10^{-3}
液体密度	$\tilde{\rho}/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	10^3
传热系数	$\tilde{\alpha}/(\text{kW}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1})$	1—10
壁面温度	\tilde{T}/K	10^3 — 10^2
界面张力	$\tilde{\sigma}/(\text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	10^{-2}
特征速度	$\tilde{U} = \frac{\tilde{\sigma}_{T_0} - \tilde{\sigma}_{T_m}}{\tilde{H}/(\tilde{\mu}\tilde{L})}/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	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	$\varepsilon = \tilde{H}/\tilde{L}$	10^{-2} — 10^{-1}
邦德数 Bo	$Bo = \tilde{\rho}g\tilde{H}^2/\tilde{\mu}U$	10^{-2} — 10^{-1}
温度梯度 Γ	$\Gamma = \frac{(d\tilde{T}_w/d\tilde{x})\tilde{L}}{\tilde{T}_m - \tilde{T}_0}$	10^{-3} — 10^{-2}
毛细数 C	$C = \frac{\varepsilon^2\tilde{\sigma}\tilde{T}_m}{\tilde{\sigma}_{T_0} - \tilde{\sigma}_{T_m}}$	10^{-2} — 10^{-1}
界面温度敏感系数 Ω_i	$\Omega_i = \frac{\tilde{\alpha}_{T_i}(\tilde{T}_m - \tilde{T}_0)}{\tilde{\sigma}_{i,T_0} - \tilde{\sigma}_{i,T_m}}$	0— 10^2

2.5 计算模型验证

为验证本文模型的正确性, 模拟了 Dai 等 [29] 开展的 3 μL 石蜡油在非均匀加热无润湿性差别固体表面上的迁移过程, 并与其实验结果进行对比. 为此, 将 Dai 等 [29] 的实验数据根据本文的无量纲

参数定义式换算后得到各无量纲参数为 $C = 0.03$, $\varepsilon = 0.1$, $Bi = 0.01$, $A = -0.0005$, $Bo = 0.5$, $\Gamma = 0.005$. 其余计算所需无量纲参数取值为 $\beta = 1 \times 10^{-5}$, $K = 0.001$, $m = 3$. 结果如图 3 所示, 图 3 中上半部分为实验结果, 下半部分为模拟结果. 图 3 中时间进行了归一化处理, 即分别将实验和模拟中涉及的各项时间除以迁移至最终位置的对应时间, \hat{t}_s 和 \hat{t}_e 分别表示归一化后的模拟时间和实验时间. 由图 3 可见, 液滴的轮廓从开始的圆形逐渐演化为最终时刻的近似椭圆形, 迁移过程中形成了一层薄液膜拖在液滴主体之后, 模拟所得液滴外形轮廓达

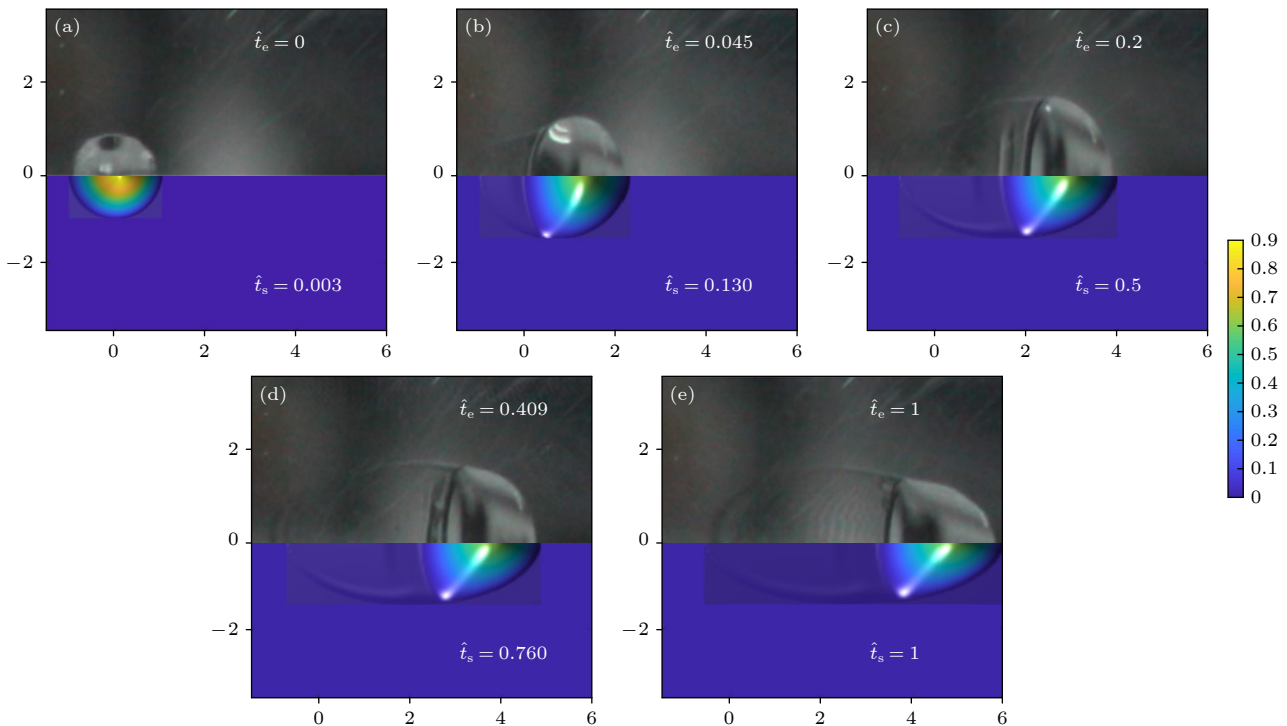


图 3 模拟结果与实验结果对比 (图中上半部分为文献 [29] 的实验结果, 右侧的标尺表示模拟所得液膜厚度)

Fig. 3. Comparison of simulated and experiment results (the upper part of the figure is cited from the literature [29], the scale on the right of the figure indicates the thickness of the droplet from the simulation results).

到与实验结果一致时,内部的液滴高度变化也基本与实验结果一致,由此可确定本文所用计算方法的可靠性.

模拟所得液滴迁移距离随时间的演化结果与 Dai 等 [29] 的实验结果对比如图 4 所示,图中时间和迁移距离按照图 3 中处理迁移时间的方法进行了归一化处理.由图 4 可知,模拟结果与实验结果总体吻合良好,但计算所得液滴迁移距离变化较为均匀,而实验中前期液滴迁移距离增长较快,后期较慢.同一时刻,迁移距离计算结果相对于实验结果的最大偏差为 18%.引起偏差的原因可能为:采用润滑理论时假定液膜厚度远小于它的迁移方向尺度,即 $\varepsilon \ll 1$,这是一种近似计算方法,目的是略去运动控制方程中以惯性项为代表的非线性项及高阶小量.有研究表明,液固接触角越小,润滑理论的计算结果越准确 [18],实验中液滴的初始接触角为 $11^\circ\text{--}18^\circ$,相当于液滴纵横比 $\varepsilon = 0.10\text{--}0.15$,略高于本文取值 0.1.而且本文在计算时假定 Ω_{ls} , Ω_{sg} 和 Ω_{lg} 始终等于 1,也就是壁面润湿性不受温度影响(平衡接触角为定值),而实际上壁面润湿性在温度不同时可能会发生变化,因此使得计算结果存在一定偏差.

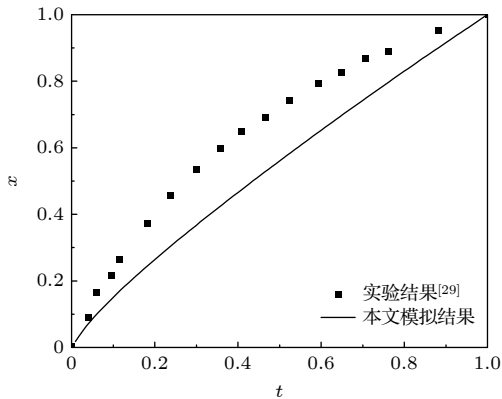


图 4 液滴迁移距离随时间的变化

Fig. 4. Temporal evolution of droplet migration distance.

为了进一步验证本文计算方法的正确性,模拟了 Karapetsas 等 [25] 所研究的非等温基板上的液滴迁移过程,参数取值与文献 [25] 所用一致,即 $C = 0.1$, $\varepsilon = 0.1$, $Bi = 0.01$, $A = -0.001$, $Bo = 0.5$, $\Gamma = 0.005$, $m = 3$.液滴轮廓演化过程对比结果如图 5(a) 所示.从图 5(a) 可以看出,模拟复现的结果与文献计算结果十分吻合,在各个时刻液滴外形轮廓基本一致.图 5(b) 为液滴左侧接触线 (x_{cl}) 和

右侧接触线 (x_{cr}) 移动距离随时间变化,模拟得到的 x_{cl} 变化趋势与文献结果基本一致, x_{cr} 的最大偏差为 22%.产生偏差的原因主要是,文献 [25] 的计算采用的二维液滴,而本文模型为三维液滴,因此,结果会存在一定偏差.

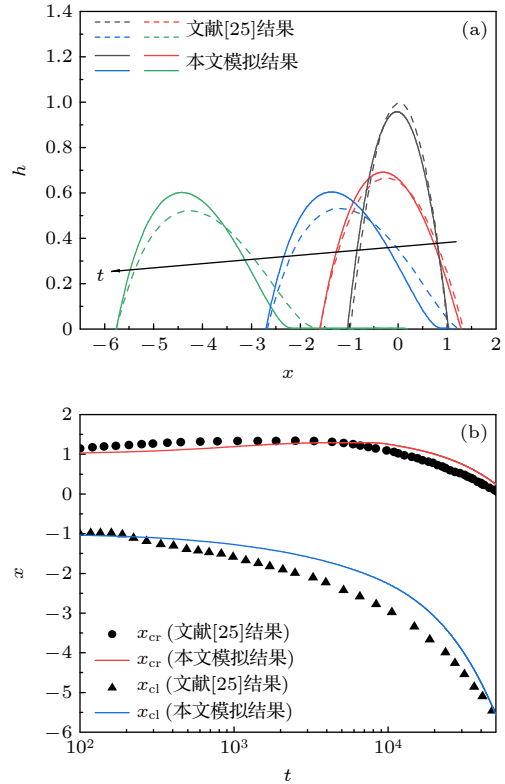


图 5 (a) 液滴轮廓演化; (b) 液滴接触线随时间变化

Fig. 5. (a) Evolution of droplet; (b) temporal evolution of droplet contact lines.

3 结果和讨论

3.1 液滴演化历程

当无量纲相对轨道宽度(下面简称轨道宽度) E 为 0.8, 亲水区域平衡接触角 θ_{eq} 为 0.446, 液滴的演化历程如图 6 所示.下文所有描述均以液滴迁移方向 (x 轴正方向) 称为前,反之称为后, y 轴正方向称为左,负方向称为右.液滴刚开始铺展时 ($t = 100$),呈轴对称分布,如图 6(a) 所示;在终了时刻 $t = 40000$,如图 6(b) 所示,液滴主体向前迁移一段距离,液滴高度下降,后面尾部有一明显的“拖尾”现象.图 6(c) 表明, x 方向上液滴外形演化过程呈现两个重要特征:一是由热毛细力形成的 Marangoni 效应促使液滴主体部分向低温区移动,同时液滴在移动过程中后缘液膜厚度随时间逐渐

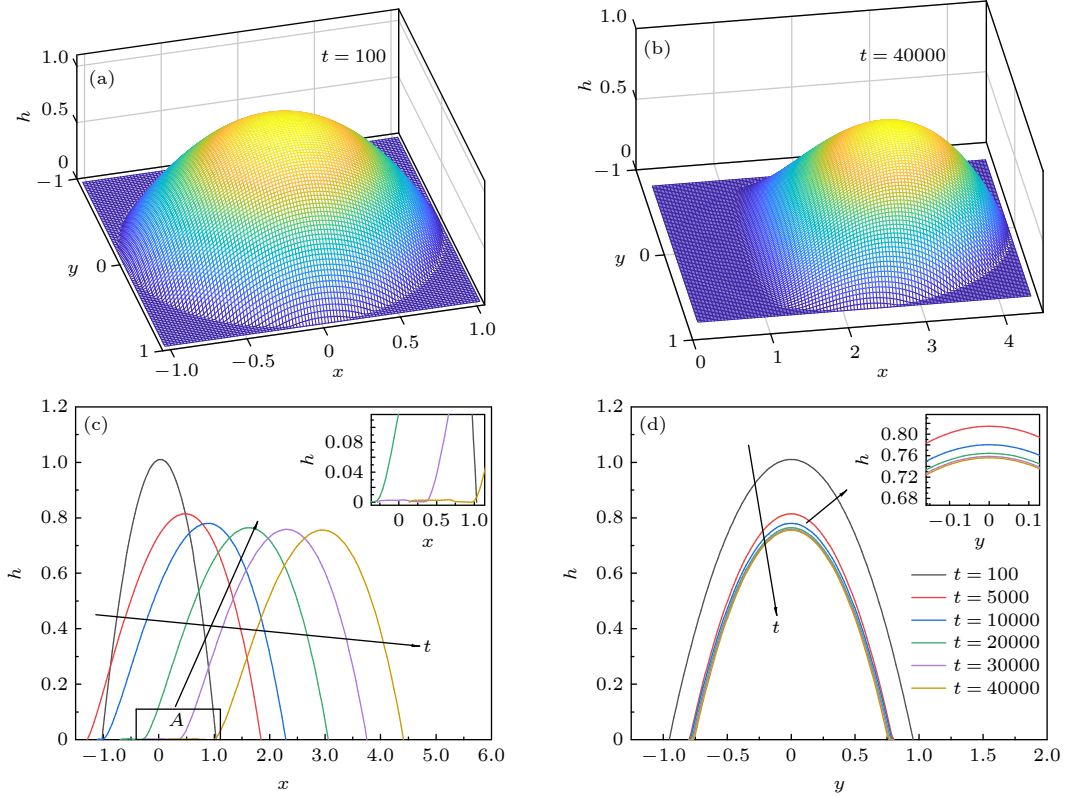


图 6 液滴演化历程 (a) $t = 100$ 的液滴三维外形图; (b) $t = 40000$ 的液滴三维外形图; (c) 液滴沿 x 方向的投影; (d) 液滴沿 y 方向的投影

Fig. 6. Evolution of droplet: (a) 3D droplet shape at $t = 100$; (b) 3D droplet shape at $t = 40000$; (c) profile along the x -direction; (d) profile along the y -direction.

降低, 与液滴主体部分间形成一层薄液膜 (图 6(c) 中区域 A), 这与 Mukhopadhyay 等^[30] 的实验结果相符; 二是液滴中心厚度 (最大液膜厚度) 先迅速下降 ($t < 5000$), 之后下降速度明显减缓 ($5000 \leq t \leq 20000$), 最后趋于不变 ($20000 < t \leq 40000$). 值得注意的是, 液滴在 y 方向上的铺展受到了明显抑制, 如图 6(d) 所示, 初始时刻液滴左右两侧位于疏水区域, 受壁面润湿性限制, 液滴左右两侧接触线迅速向内收缩到轨道边缘的位置 ($y = \pm 0.8$), 继而一直保持定扎状态.

为更清楚地分析液滴接触线的移动特征, 图 7 给出了液滴接触线位置随时间的变化. 为了深入分析液滴迁移过程中各主导因素的作用机理, 将液膜厚度演化方程 (16) 式分解成重力项 (F_G)、毛细力项 (F_{cap}) 和热 Marangoni 应力项 (F_{thermal}), 即

$$F_G = -\nabla \cdot \left[C \left(\frac{h^3}{3} + \beta h^2 \right) \nabla \nabla^2 h \right], \quad (27)$$

$$F_{\text{cap}} = \nabla \cdot \left[\varepsilon B o \left(\frac{h^3}{3} + \beta h^2 \right) \nabla h \right], \quad (28)$$

$$F_{\text{thermal}} = \nabla \cdot \left[\Omega_{\text{lg}} T \left(\frac{h^2}{2} + \beta h \right) \right]. \quad (29)$$

在不同时刻分别计算上述三项在后退接触线和前进接触线处的值, 绘制成图 7(c) 和图 7(d). 图 7(a) 表明, 液滴迁移时的前进接触线 x_a 始终向低温区移动, 移动距离与时间满足 $x_a \sim t^{0.7}$ 关系, 相应的图 7(d) 中前进接触线处 F_G 和 F_{cap} 与 F_{thermal} 均为正值, 表明三者共同驱动液滴铺展, 三者之和渐趋减小; 从图 7(a) 还可以看出, 液滴后退接触线 x_r 变化呈现三个阶段: 首先在 $t \leq 2500$ 时 x_r 向后 (高温区) 移动, 相应的图 7(c) 中 (虚线左侧) 后退接触线处 F_G 和 F_{cap} 小于 0, 驱动后退接触线向后移动, F_{thermal} 大于 0, 驱动后退接触线向前移动, 但 $F_{\text{thermal}} + F_G + F_{\text{cap}}$ 小于 0, 说明初始阶段重力和毛细力在此区域占据主导地位, 驱动液滴向后迁移; 其次在 $2500 < t \leq 6000$ 时图 7(a) 中 x_r 保持不变, 相应的图 7(c) 中 $F_{\text{thermal}} + F_G + F_{\text{cap}}$ 近似为 0, 三者达到平衡, 表明重力、毛细力和热 Marangoni 应力在此阶段达到了平衡, 致使后退接触线处于定扎状态; $t > 6000$ 后, 图 7(a) 中 x_r 转

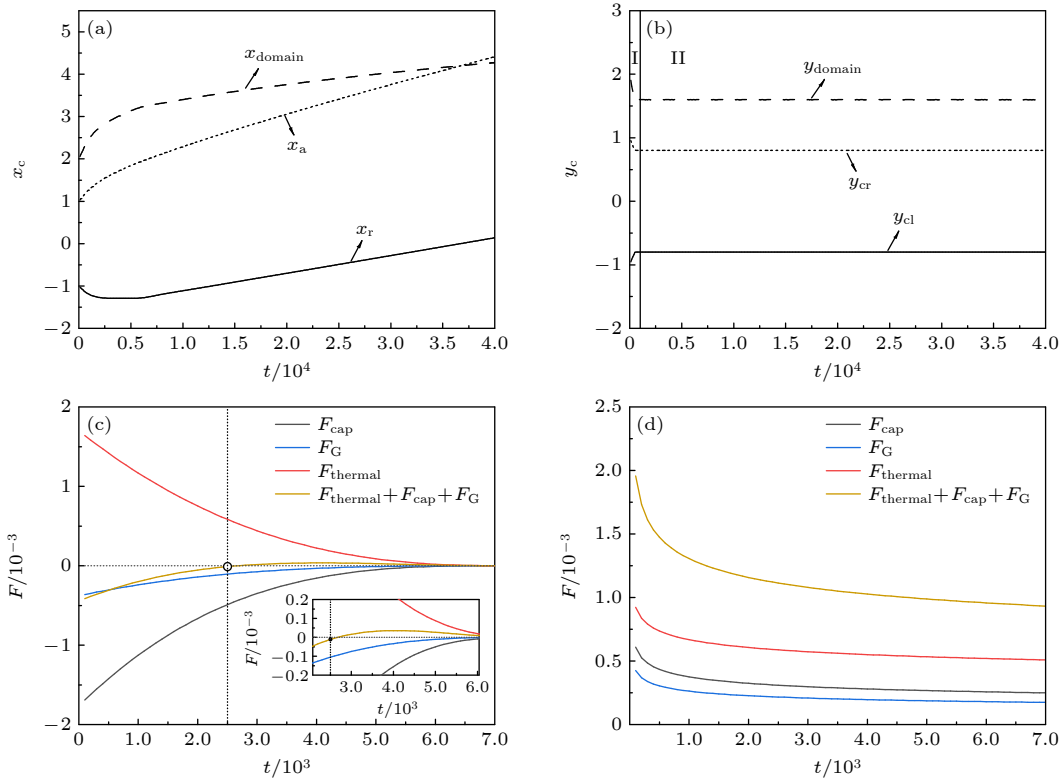


图 7 接触线随时间的变化 (a) 前进接触线和后退接触线; (b) 左右两侧接触线; (c) 后退接触线处的不同主导因素; (d) 前进接触线处的不同主导因素

Fig. 7. Temporal evolution of droplet contact lines: (a) The advancing and receding contact lines; (b) left and right contact lines; (c) effects of capillarity, gravity and thermal Marangoni at the receding contact line; (d) effects of capillarity, gravity and thermal Marangoni at the advancing contact line.

为向前 (低温区) 移动, 图 7(c) 中后退接触线处三项作用力均较弱, 结合前文的图 6(b) 和图 6(c) 可知, 此时的液滴主体部分已经向前移动, 与液滴后缘之间拖拉出一层薄液膜, 且随时间延续, 薄液膜覆盖面积不断增大, 说明 x_r 的增长是被液滴主体拖动的结果. 此外, 图 7(a) 中的液滴前后铺展范围 x_{domain} ($= x_a - x_r$) 随时间始终增大, 在所有时间范围内满足 $\sim t^{0.36}$ 关系. 由图 7(b) 可以看出, 受润湿性限制, 液滴左右两侧的铺展受到抑制, 即液滴左右两侧的接触线在开始时均迅速向内收缩 (阶段 I), 移动至轨道边缘 ($y = \pm 0.8$), 之后保持定扎 (阶段 II). 液滴两侧与壁面接触范围 y_{domain} 在阶段 I 迅速减小, 之后则一直保持不变.

图 8 为动态接触角随时间的变化. 由图 8(a) 可知, 前进接触角 θ_a 开始时随时间迅速下降至 $\theta_a = 0.9$ ($0 \leq t \leq 6000$), 之后缓慢降低, 接近于恒定. 对比 θ_a 与平衡接触角 θ_{eq} 可以发现, θ_a 始终大于 θ_{eq} , 所以 x_a 始终向前移动. 在 $0 \leq t \leq 7500$ 内, 后退接触角 θ_r 随时间逐渐减小, 在 $t > 7500$ 后则基本不变. 这与液滴后缘薄液膜的形成有关, 尤其

是当后退接触线开始向低温区移动, 此薄液膜就一直“拖”在液滴主体部分之后基本不变 (如图 6(c) 所示), 导致后退接触角 θ_r 基本不再变化. 对比 θ_r 与 θ_{eq} 可以发现, 在 $0 \leq t < 4400$ 内, $\theta_r > \theta_{\text{eq}}$, 当 $t \geq 4400$ 后, θ_r 降至 θ_{eq} 以下, 于是后退接触线先向后移动, 之后随液滴主体部分向前移动, 这与上文所说重力和毛细力、热毛细力先后主导该区域铺展的特征相吻合. 因液滴关于 x 轴对称, 所以左右两侧接触角的变化完全一致, 故此处仅给出液滴左侧接触角 θ_{yl} 的时间演化特征, 如图 8(b) 所示. 可以看出, θ_{yl} 在开始时短暂升高, 之后逐渐下降. 受润湿性限制, θ_{yl} 始终大于 θ_{eq} .

3.2 轨道宽度 E 的影响

Chowdhury 等^[31] 发现, 轨道宽度对液滴在润湿性限制表面上的自发迁移过程有很大影响, 且影响规律并非单调关系, 即相对于更宽的轨道或更窄的轨道, 液滴迁移速度在中等宽度的轨道上达到最快. 为探究润湿性受限轨道宽度对液滴热毛细迁移特性的影响, 分别对 $E = 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 和 2.0

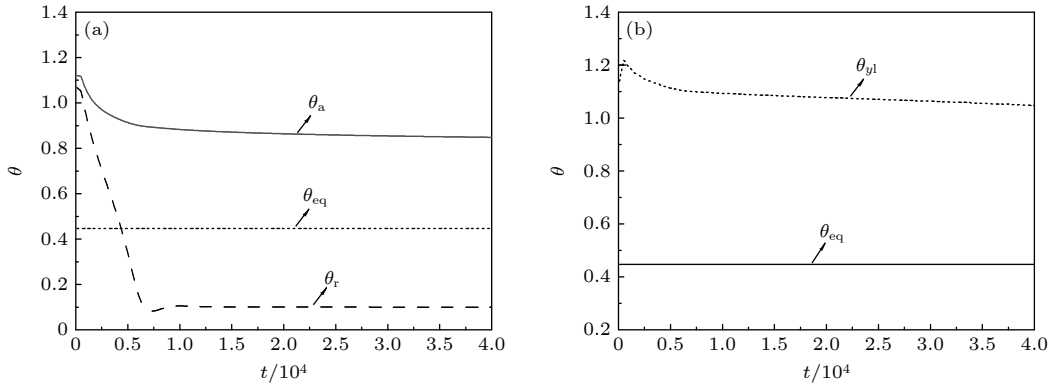


图 8 液滴动态接触角随时间的变化 (a) 液滴前进接触角和后退接触角; (b) 液滴左侧接触角

Fig. 8. Temporal evolution of droplet dynamic contact angles: (a) The advancing and receding contact angles of the droplet; (b) the left contact angle of the droplet.

等情形下液滴的迁移过程进行模拟 (液滴的初始半径均为 1), 其中 $E = 1.0$ 时轨道宽度与液滴直径相等, $E = 2.0$ 时轨道宽度为液滴直径的 2 倍, 亲水区域平衡接触角 θ_{eq} 为 0.446.

图 9 为不同轨道宽度时接触线位置、接触线移动速度以及接触角随时间的变化曲线. 图 9(a) 表明, 在不同 E 情形下, 后退接触线 x_r 随时间的变化大体相同, 均经历了先向后铺展、后定扎、最后随液滴整体向前移动的过程, 轨道宽度仅影响液滴向后铺展阶段的延续时间和铺展距离. 图 9(b) 表明, 液滴前进接触线 x_a 随时间的增长关系近似满足指数关系 $x_a \sim t^b$, 指数 b 与轨道宽度 E 负相关, 轨道宽度 E 从 0.4 增长到 2 时, 指数 b 分别为 0.72, 0.71, 0.70, 0.69, 0.68, 即轨道越窄, 液滴热毛细迁移速度越快.

图 9(c) 表明, 多种轨道宽度情形下液滴后退接触线移动速度随时间的变化规律总体相同, 均经历速度绝对值减小→停滞→速度增加→趋于稳定的过程. 在迁移早期, 后退接触线移动速度绝对值 $|u_r|$ 均从 2.4×10^{-4} 迅速减小至 0, 且随 E 增大, $|u_r|$ 在更短时间内减小至 0. 图 9(d) 表明, 多种轨道宽度情形下液滴前进接触线的移动速度主要经历快速下降和缓慢下降两个阶段, 且随 E 增加, u_a 减小, 并更早结束 u_a 快速下降阶段进入缓慢下降阶段.

结合图 9(e) 和图 9(f), 可以看出轨道宽度对接触线、接触线移动速度的影响机理. 以 $E = 0.4$ 的情形为例, 在最初的 $0-0.28 \times 10^4$ 时间段, 液滴左右两侧边缘从疏水区域收缩到轨道边缘, 导致 y_{cr} 下降 (图 9(e)), 液滴 y 方向截面变窄, 液滴高度增加. 由于液滴为不可压缩流体, 液滴左右两侧多

余的液体除了令液滴增高, 也被排挤到 x 方向, 加剧液滴前后向外铺展, 即 x_r 减小 (图 9(a)), x_a 增大 (图 9(b)), 直到 $t = 0.28 \times 10^4$ 时刻收缩结束. 此时图 9(c) 中 $|u_r|$ 减小的曲线出现了第一个拐点, 图 9(d) 中 u_a 出现小幅上升. 此后, $0.28 \times 10^4-0.5 \times 10^4$ 时间段, 毛细力驱动液滴克服热毛细力继续向后小幅铺展, 但铺展速度 $|u_r|$ 继续减小, 直到 $t = 0.5 \times 10^4$ 时刻 $u_r = 0$, 与此相对应, 图 9(a) 中 x_r 持续减小. 之后 $0.5 \times 10^4-0.7 \times 10^4$ 时间段, 液滴后退接触线经历短暂的定扎阶段, $u_r = 0$, $x_r = -1.67$. 由于对于液滴的前进接触线, 毛细力和热毛细力对于液滴向前迁移铺展均起促进作用, 因此 x_a 的增长在 $0-0.28 \times 10^4$ 时间段 (受到左右两侧收缩影响) 快于之后的时间段. 从 $t = 0.7 \times 10^4$ 时刻开始, 在热毛细力作用下, 液滴后退接触线随同液滴主体向前移动, u_r 增长至 0.5×10^{-4} 左右, 经历小幅振荡后, 保持 0.5×10^{-4} 的移动速度基本不变, 而前进接触线移动速度 u_a 在 $t = 0.7 \times 10^4$ 时刻也进入缓慢下降阶段. 由于排挤到 x 方向的液体随轨道宽度的增加而减小, 液滴高度随之降低, 前进接触角 θ_a 也随之减小, 因而图 9(d) 中 u_a 随 E 的增加而减小. 同时, 液滴左右两侧收缩到轨道边缘所需时间随 E 增加而缩短, 图 9(c) 中 $|u_r|$ 减小曲线的拐点位置则随 E 增加向左移动, $|u_r|$ 减小到 0 的时刻逐渐提前, x_r 随同液滴主体向前移动的时刻也相应提前, u_r 开始增长的时刻也提前. $E = 1$ 和 $E = 2$ 时, 液滴左右两侧不经历收缩阶段, $|u_r|$ 减小曲线也就不存在拐点. $E = 2$ 时, y_{cr} 最大移动距离为 1.6, 未超出轨道边缘, 也就是说液滴始终在亲水区域铺展, 相当于无润湿性限制情形. 轨道宽

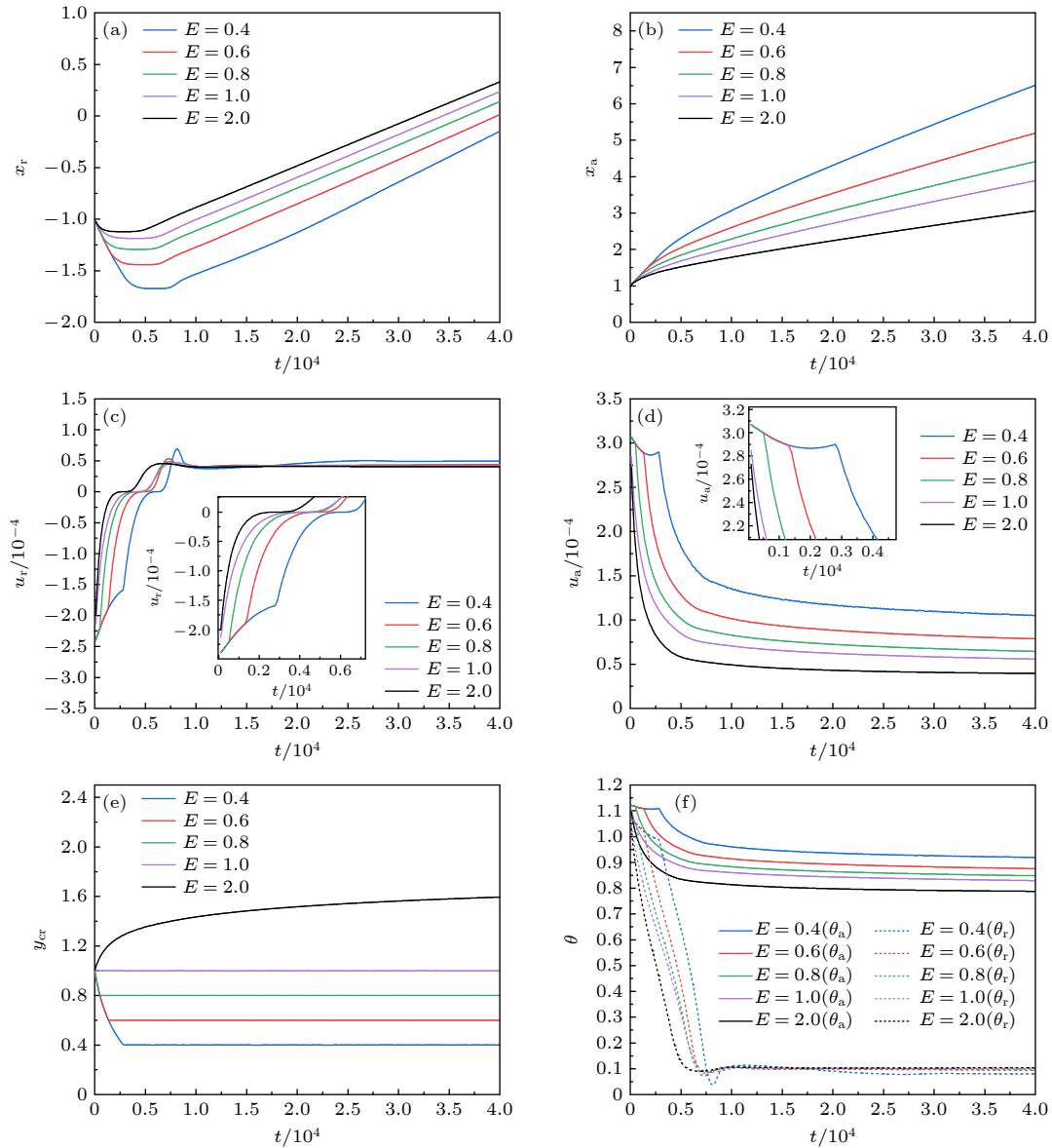


图 9 轨道宽度 E 对接触线位置、移动速度和接触角的影响 (a) 后退接触线; (b) 前进接触线; (c) 后退接触线移动速度; (d) 前进接触线移动速度; (e) 右侧接触线; (f) 前进和后退接触角

Fig. 9. The effect of E on the position, velocity of contact lines and contact angles: (a) Receding contact line position; (b) advancing contact line position; (c) the velocity of receding contact line; (d) the velocity of advancing contact line; (e) right contact line; (f) the advancing and receding contact angles.

度 E 对 θ_r 稳定值的影响较小, $E = 0.4$ 时, $\theta_r = 0.08$; $E = 2$ 时, $\theta_r = 0.1$. 因此 $E = 0.4$ 时 u_r 略大 (图 9(c)).

3.3 轨道润湿性的影响

以上分析均基于亲水区域接触角 $\theta_{eq} = 0.446$ 情形, 下面在 $E = 0.6$ 时, 将 θ_{eq} 分别设置为 0.446, 0.316 和 0.141, 进一步探究轨道润湿性对液滴迁移特性的影响, 其中接触角越小代表润湿性越强.

图 10 为轨道润湿性对液滴接触线移动速度的

影响. 图 10(a) 和图 10(b) 表明, $|u_r|$ 和 u_a 总的变化趋势与 3.2 节中的描述相同, 其中 $|u_r|$ 和 u_a 的初始值随润湿性增强而增大. 这是因为当轨道润湿性增强, 平衡接触角减小, 液滴初始接触角与平衡接触角之间的差值增加, 由 (20) 式可知接触线初始移动速度加快. 图 10(a) 表明, 不同润湿性时 u_r 最终稳定值随润湿性增强而略有减小, 原因是 u_r 进入稳定状态时, $\theta_r < \theta_{eq}$, 由 (19) 式, θ_{eq} 越大, u_r 越大. 图 10(a) 说明轨道润湿性变化对 u_r 初始值影响更显著. 图 10(b) 表明, u_a 随润湿性的增强而加快,

原因同样可用 (19) 式解释, 当 $\theta_a > \theta_{eq}$, θ_{eq} 越大, u_a 越小. 这与 Fu 等 [17] 所研究的液滴在楔形轨道上的热毛细迁移结果一致. 由图 10(b) 还可以看出, 在 u_a 缓慢下降阶段, $t = 4 \times 10^4$ 时, 与 $\theta_{eq} = 0.446$ 和 0.141 对应的 u_a 分别为 0.78×10^{-4} , 1.32×10^{-4} , 即润湿性增强 3 倍后, u_a 提高约 70%. 而从图 9(d) 中可知, 相较于 $E = 1$, $E = 0.4$ 时 u_a 提高约 90%. 由此可知相比于改变轨道润湿性, 改变轨道宽度对 u_a 的提升效果更显著; 而且在实际应用中, 制备亲水和超亲水表面的难度往往比改变轨道宽度要大得多 [32], 因此改变轨道宽度可能是调控液滴热毛细迁移更好的方法.

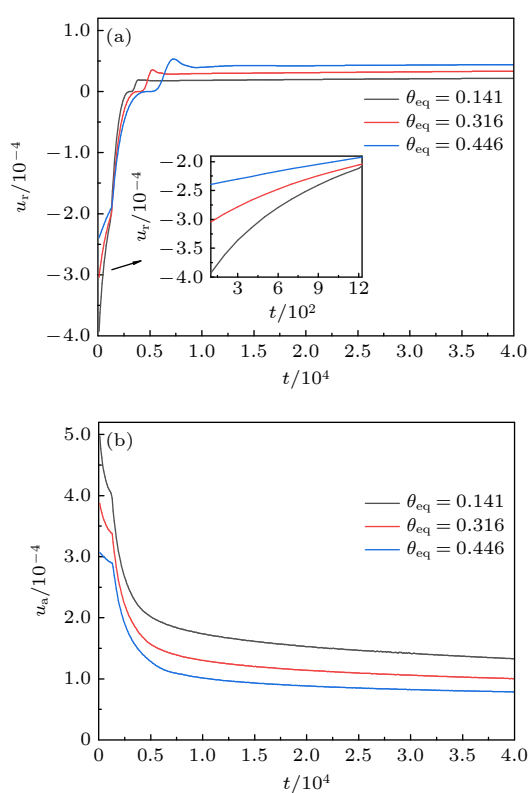


图 10 润湿性对接触线移动速度的影响 (a) 后退接触线移动速度; (b) 前进接触线移动速度

Fig. 10. The effect of wettability on the velocity of contact lines: (a) The velocity of receding contact line; (b) the velocity of advancing contact line.

4 结论

液滴在润湿性受限轨道的热毛细迁移过程呈现三个特征: 液滴主体由高温区向低温区移动, 前进接触线移动距离随时间成指数关系; 液滴后缘在移动过程中液膜厚度随时间逐渐降低, 与液滴主体部分间形成一层薄液膜; 液滴中心厚度先迅速下

降, 后趋于不变, 轨道的润湿性限制导致液滴在垂直于轨道方向 (y 方向) 上的铺展受到抑制, 接触线移动至轨道边缘后保持定扎.

液滴前进接触线移动速度与轨道宽度成负相关. 在不同轨道宽度下, 前进接触线移动速度开始时均随时间迅速减小, 之后缓慢下降趋于平稳; 后退接触线均经历向后铺展、然后定扎、最后随液滴整体向前移动这一特征. 液滴直径大于等于轨道宽度时, 液滴 y 方向接触线均随时间收缩到轨道边缘后保持定扎. 垂直于轨道方向 (y 方向) 的壁面润湿性限制导致的排挤作用, 在初始的短暂时刻对液滴在轨道 (x 方向) 上的热毛细迁移具有加速作用, 且这种作用随轨道宽度的减小而增强.

增强轨道润湿性使得后退接触线移动速度的初始值增大, 但对其稳定值影响不大; 前进接触线移动速度和轨道润湿性呈正相关. 相较于改变轨道宽度, 改变轨道润湿性对前进接触线移动速度的影响较小, 因此改变润湿性轨道宽度可能是调控液滴热毛细迁移更好的方法.

参考文献

- [1] Daniel S, Chaudhury M K, Chen J C 2001 *Science* **291** 633
- [2] Bakli C, PD S H, Chakraborty S 2017 *Nanoscale* **9** 12509
- [3] Musin A, Grynyov R, Frenkel M, Bormashenko E 2016 *J. Colloid Interface Sci.* **479** 182
- [4] Dhiman S, Jayaprakash K, Iqbal R, Sen A 2018 *Langmuir* **34** 12359
- [5] Wang F, Peng L, Zhang Q Z, Liu J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 140202 (in Chinese) [王飞, 彭岚, 张全壮, 刘佳 2015 物理学报 **64** 140202]
- [6] Karapetsas G, Chamakos N T, Papathanasiou A G 2017 *Langmuir* **33** 10838
- [7] Dai Q W, Huang W, Wang X L 2014 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **57** 200
- [8] Chaudhury M K, Whitesides G M 1992 *Science* **256** 1539
- [9] Qi L, Niu Y, Ruck C, Zhao Y 2019 *Lab Chip* **19** 223
- [10] Shi Z Y, Hu G H, Zhou Z W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2595 (in Chinese) [石自媛, 胡国辉, 周哲玮 2010 物理学报 **59** 2595]
- [11] Dai Q W, Huang W, Wang X L, Khonsari M M 2021 *Tribol. Int.* **154** 106749
- [12] Ghosh A, Ganguly R, Schutzius T M, Megaridis C M 2014 *Lab Chip* **14** 1538
- [13] Sen U, Chatterjee S, Ganguly R, Dodge R, Yu L, Megaridis C M 2018 *Langmuir* **34** 1899
- [14] Yao W, Zhou Z W, Hu G H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134701 (in Chinese) [姚伟, 周哲玮, 胡国辉 2013 物理学报 **62** 134701]
- [15] Wang M, Liu Q, Zhang H R, Wang C, Wang L, Xiang B X, Fan Y T, Guo C F, Ruan S C 2017 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **9** 29248
- [16] Dai Q W, Ji Y J, Chong Z J, Huang W, Wang X L 2019 *J. Colloid Interface Sci.* **557** 837
- [17] Fu X J, Sun J J, Ba Y 2022 *Phys. Fluids* **34** 012119

- [18] Diddens C, Kuerten J G, Van der Geld C, Wijshoff H 2017 *J. Colloid Interface Sci.* **487** 426
- [19] Li C X, Cheng R, Ye X M 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 204701 (in Chinese) [李春曦, 程冉, 叶学民 2021 物理学报 **70** 204701]
- [20] Ye X M, Zhang N K, Cheng R, Li C X 2022 *J. Appl. Fluid Mech.* **15** 1361
- [21] Gomba J M, Homsy G M 2010 *J. Fluid Mech.* **647** 125
- [22] Beltrame P, Knobloch E, Hänggi P, Thiele U 2011 *Phys. Rev. E* **83** 016305
- [23] Ehrhard P, Davis S H 1991 *J. Fluid Mech.* **229** 365
- [24] Smith M K 1995 *J. Fluid Mech.* **294** 209
- [25] Karapetsas G, Sahu K C, Matar O K 2013 *Langmuir* **29** 8892
- [26] 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]
- [27] Ye X M, Zhang X S, Li M L, Li C X 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 184704 (in Chinese) [叶学民, 张湘珊, 李明兰, 李春曦 2018 物理学报 **67** 184704]
- [28] Nagy M, Škvarla J 2013 *Acta Montanistica Slovaca* **18** 125
- [29] Dai Q W, Khonsari M M, Shen C, Huang W, Wang X L 2016 *Langmuir* **32** 7485
- [30] Mukhopadhyay S, Murisic N, Behringer R P, Kondic L 2011 *Phys. Rev. E* **83** 046302
- [31] Chowdhury I U, Mahapatra P S, Sen A K 2019 *Phys. Fluids* **31** 042111
- [32] Song J L, Xu W J 2017 *Metal Working: Metal Cutting* **2017** 65 (in Chinese) [宋金龙, 徐文骥 2017 金属加工: 冷加工 **2017** 65]

Thermocapillary migration of thin droplet on wettability-confined track*

Li Chun-Xi Ma Cheng Ye Xue-Min[†]

(Hebei Key Laboratory of Low Carbon and High Efficiency Power Generation Technology,
North China Electric Power University, Baoding 071003, China)

(Received 1 August 2022; revised manuscript received 28 October 2022)

Abstract

The thermocapillary migration of droplets on a solid surface is widely used in daily life and industrial fields. Regulating droplet thermocapillary migration by changing surface wettability has received extensive attention. According to the lubrication theory and slip boundary conditions, we establish a mathematical model of the thermocapillary migration dynamics of a droplet on wettability-confined tracks subjected to a uniform temperature gradient. Combined with the contact line dynamics, a method of determining the velocity of the contact line in a different direction of the three-dimensional droplet is proposed, the simulation is carried out with FreeFEM++. The evolution of droplet migration is examined, and the effects of track width and wettability on the droplet migration dynamics are emphatically investigated. The results show that the main part of the droplet moves from the high-temperature region to the low-temperature region, the trailing edge of the droplet forms a small bulge during the movement, and a thin liquid film is formed between the bulge and the main part of the droplet. The droplet spreading perpendicular to the track direction is inhibited and remains pinned after shrinking to the track edge. Negative correlation between the velocity of the advancing contact line and the track width is observed. The velocity of the advancing line first rapidly and then slowly decrease to a steady state. The squeezing effect caused by the wettability confined perpendicular to the track direction accelerates the thermocapillary migration of the droplet on the track in the initial short time. The enhanced track wettability increases the initial velocity of the receding contact line but has little effect on its stable value. The velocity of the advancing contact line is positively correlated with track wettability. Changing the track width is possibly easier to regulate the thermocapillary migration of a droplet than varying the track wettability.

Keywords: thermocapillary migration, wettability, droplet, lubrication theory

PACS: 47.55.nb, 82.70.Uv, 47.61.-k, 47.85.mf

DOI: 10.7498/aps.72.20221562

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51876065) and the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. A2015502058).

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



薄液滴在润湿性受限轨道上的热毛细迁移特性

李春曦 马成 叶学民

Thermocapillary migration of thin droplet on wettability–confined track

Li Chun-Xi Ma Cheng Ye Xue-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 024702 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221562

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221562>

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

自润湿流体液滴的热毛细迁移特性

Thermocapillary migration characteristics of self–rewetting drop

物理学报. 2018, 67(18): 184704 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180660>

液滴碰撞Janus颗粒球表面的行为特征

Behavioral characteristics of droplet collision on Janus particle spheres

物理学报. 2021, 70(4): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201358>

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>

纳米结构及浸润性对液滴润湿行为的影响

Effects of base angle and wettability of nanostructures on droplet wetting behaviors

物理学报. 2021, 70(12): 126101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201584>

单指式微执行器端面冷凝液滴的迁移特性

Migration characteristics of droplet condensation on end surface of single–finger microgripper

物理学报. 2020, 69(18): 186801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200463>

超声悬浮甲醇液滴的热诱导雾化现象

Phenomenon study on heat induced atomization of acoustic levitated methanol droplet

物理学报. 2020, 69(18): 184702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200562>