

文章编号: 1000-8055(2007)11-1808-06

动态湿润过程中薄液膜厚度场的演化

王晓东¹, 彭晓峰², 张欣欣¹

(1. 北京科技大学 机械工程学院热能工程系, 北京 100083;

2. 清华大学 热能工程系, 北京 100084)

摘 要: 采用润滑近似分析完全浸润流体低毛细数下的动态湿润过程. 结果表明, van der Waals 长程相互作用力对表观接触线附近的液膜厚度场有重要影响, 对于排斥的 van der Waals 力, 膨胀压力大于零, 自由界面上气相压力高于液相压力, 液膜厚度随 van der Waals 力的增大而增大. 毛细数对液膜厚度的影响表现为毛细数越大, 液膜越厚.

关 键 词: 动态湿润; van der Waals 力; 薄液膜

中图分类号: TK124

文献标识码: A

Evolution of ultra-thin liquid film in dynamic wetting

WANG Xiao-dong¹, PENG Xiao-feng², ZHANG Xin-xin¹

(1. Department of Thermal Engineering, School of Mechanical Engineering,
University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China;

2. Department of Thermal Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Lubrication approximation was used to analyze the evolution of ultra-thin liquid film in the dynamic wetting of complete wetting fluid at low capillary number. The results indicate that van der Waals forces have an important effect on the interfacial profile of the ultra-thin liquid film in the vicinity of the apparent contact line. For repulsive van der Waals forces, the disjoining pressure is larger than zero, and the vapor pressure outside the interface is higher than the pressure of the liquid film. The thickness profile of the ultra-thin liquid film increases with the increase of van der Waals forces. Furthermore, the capillary number also affects the thickness profile of the film in that higher capillary number leads to thicker liquid film.

Key words: dynamic wetting; van der Waals forces; ultra-thin liquid film

湿润动力学研究两种互不混溶流体在固体表面上的替换过程, 广泛应用于各种工业生产过程中, 诸如石油开采、镀膜、染色、矿物浮选、洗涤、喷墨打印等. 在热科学与工程中, 动态湿润同样扮演着重要角色, 在沸腾、冷凝等气液相变过程以及以之相关的传热技术和设备中起着支配性的作用. 同时, 湿润动力学研究中所遇到的应力奇点或

接触线佯谬问题被称为湿润的四大难点之一, 包含着丰富的科学内涵而引起了研究者的特别关注, 近些年已来成为表面物理化学与热物理领域的研究热点之一^[1-5].

动态湿润的研究始于 Huh 和 Scriven^[6] 在 1971 年开创性的工作, 他们采用蠕动流近似分析接触线附近的流体替换行为, 似乎十分成功, 然而

收稿日期: 2006-10-24; 修订日期: 2007-07-05

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (No. 50406001)

作者简介: 王晓东 (1973-), 男, 广东湛江人, 博士, 主要从事湿润与相变研究.

该场应用到接触线上导致在该处流场为多值场,同时流体对固壁的剪切应力和黏性耗散分别与 $1/r$ 、 $1/r^2$ 成正比(r 为距接触线的距离),当 r 趋向 0 时,应力和耗散无限大.二位研究者认为产生矛盾的根源在于使用了流体贴壁的无滑移条件,他们预言,流体的替换行为包含着新的物理内涵,对研究者而言是一个极大的挑战. Huh 和 Scriven 的研究引起了许多研究者的兴趣^[6-14],接触线上速度的多值性和应力发散被称为“接触线佯谬”或“应力奇点”问题.大量的研究者采用蠕动流近似和滑移边界条件研究接触线附近的流体替换行为,然而对滑移的物理背景及内涵总是不能找到令人满意的答案^[7-11]. 润滑近似^[15-18] 是用来解决液膜铺展的重要方法之一,其假设真实的接触线不存在,表观接触线前端存在极薄的前驱膜,具有不用引入滑移边界条件而“接触线佯谬”自然消失的优点.对于完全浸润流体,在表观接触线附近区域,液膜厚度极薄, van der Waals 长程力开始起作用,其对液膜的流动、替换和稳定性起着关键作用.本文采用润滑近似并引入 van der Waals 力,分析低毛细数下完全浸润流体的湿润动力学过程,着重分析 van der Waals 长程力对接触线附近薄液膜厚度场演化的影响,以揭示该区域流体的替换行为.

1 薄液膜中的 van der Waals 力

van der Waals 力存在于任何两个粒子(原子、分子或宏观物体)之间,具有长程特性,有效力程可达 100 nm 以上,即可表现为吸引力,也可能是排斥力.当一个均匀体相沿某一方向(如 z 方向)的尺寸逐渐减小,直到 van der Waals 力开始起作用时,其内部不能再看作均匀系统,原来可用以数量 p 表示的压力必须用张量来描述.薄液膜为典型的此类系统,其厚度方向的尺度远远小于其它两个方向,此时薄液膜内部压力张量的六个切向分量为零,但法向分量满足 $p_{xx} = p_{yy} = p(z)$, $p_{zz} = p_N = \text{常数}$, z 与厚度方向一致.张量处理方法虽然是真实物理的描述但使用很不方便,Deriguin 等^[19] 研究者提出简化的处理方法,假设薄液膜内部压力仍各向同性,可用一标量 p^a 表示,同时引入附加膨胀压力来描述液膜内部分子和界面分子的 van der Waals 相互作用力.对于一个平薄液膜,液膜为 α 相,上下两侧被均匀 β 体相包围,膨胀压力可定义为

$$\Pi = p^\beta - p^a \quad (1)$$

式中, p^β 为气相的压力, p^a 值等于和薄液膜处于平衡状态的体相压力,如果薄液膜为孤立液膜,则需假想存在一体相,且该体相和薄液膜处于平衡状态, Π 为膨胀压力,是液膜厚度的函数,体现了薄液膜内部的 van der Waals 长程作用力.对于非平薄液膜,除了膨胀压力外,还应考虑界面两侧的毛细压差,因此界面两侧的压力差满足

$$p^\beta = p^a + \Pi + \kappa \sigma_G \quad (2)$$

上式实际上是修正的 Young-Laplace 方程,式中, κ 为自由界面的当地曲率, σ_G 为气液界面张力.

两宏观物体之间 van der Waals 长程相互作用的计算需借助于 Lifshitz 理论.为方便起见,通常引入 Hamaker 常数来表示 van der Waals 作用,其定义为 $A = \pi^2 C \rho_1 \rho_2$, ρ_1 和 ρ_2 分别为两物体的分子数密度,对大部分物质来说,其量级约为 10^{-19} J, C 为分子-分子 van der Waals 对相互作用势能常数,满足 $w = -C/r^6$, w 为 van der Waals 对分子作用势能, r 为两分子间的距离.利用 Hamaker 常数,距离为 h 的两无限大平面之间每单位面积的 van der Waals 相互作用势能可表示为

$$W = -\frac{A}{12\pi h^2} \quad (3)$$

相应的每单位面积上的 van der Waals 力为

$$F = -\frac{\partial W}{\partial h} = \frac{A}{6\pi h^3} \quad (4)$$

可见,膨胀压力与液膜厚度的三次方成反比,随着液膜厚度的增加迅速降低.当两个分子之间的 van der Waals 力为吸引力时, Hamaker 常数大于零,膨胀压力由气相指向液相;为排斥力时,小于零,由液相指向气相.

2 物理模型

2.1 表观接触线附近的弯月面结构

本文将采用润滑近似,分析 van der Waals 长程力对动态湿润的影响.为使问题简单化并抓住问题的实质,本文分析中不考虑接触角滞后效应;其次,将选择一个简单的流动几何结构以消除重力效应,重力效应尽管在实际应用中是非常重要的,有时甚至不可或缺,但从研究的角度而言此时并不是最基本的控制因素,通常弯月面线性尺寸和毛细长度 $\kappa^{-1} = (\rho g / \sigma)^{-1/2}$ 相比是小量时,重力效应可以忽略;最后,液体选择为高黏性流体,目的是希望消除所有的惯性效应,将研究集中于慢速黏性流动.这和目前大多数的实际实验研究条件

相吻合。

本文研究两种互不混溶流体在毛细管或两平行平板组成的狭缝中的替换过程(如图1),为简化问题,被替换流体为空气。特别关注的焦点是流体在固体表面上的替换行为,因此将重点分析靠近接触线区域流体的流动行为,即图1中虚线圆所示区域。将该区域放大,如图2,按照厚度的不同可把该区域分成三部分:肉眼和普通光学显微镜可见的宏观弯月面区,通常所说的表观接触线就是宏观弯月面和固体表面的交线;薄液膜区,该区域液膜的厚度小于100 nm,此区域的特点是液膜内部分子和固体表面分子的相互作用凸显,强烈影响着液膜内部的流动和传热传质;前驱膜(Precursor film or primary film),具有均匀的厚度 h_0 ,并且始终存在于薄液膜区前端。

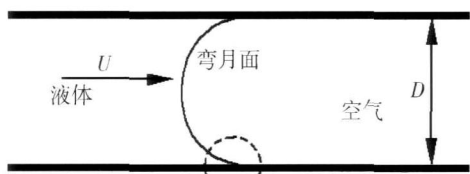


图1 平行狭缝中的动态弯月面

Fig.1 Dynamic meniscus between two parallel plates

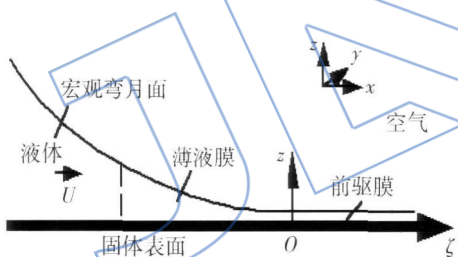


图2 表观接触线附近的弯月面

Fig.2 Profile of microscopic meniscus

2.2 润滑近似

本文所关注的区域实际上是弯月面和固体表面即将汇合的区域,在该区域内自由表面几乎平行于固体壁面,满足 $dh/dx \ll 1$, h 为液膜的厚度。为简化分析,作如下假设:

(1) 忽略重力影响。毛细管管径或狭缝半宽度约小,毛细作用越强,重力影响越弱。通常当无量纲参数 $\alpha_G/\rho g l > 50$,重力和表面力相比可忽略, l 为特征尺寸,对于毛细管而言为其半径,狭缝则为狭缝半宽度。

(2) 忽略空气的粘性。

(3) 液体不可压缩,完全浸润固体表面,静接触角为 0° 。

(4) 忽略流体流动的惯性项。在该区域,流动

的局部雷诺数 $Re = (\langle v_x \rangle h / \nu) \ll 1$,表面力和粘性力的作用远远大于惯性力, $\langle v_x \rangle$ 为沿流动方向截面上的平均速度,其定义见式(10)。

(5) 一维流动。

根据上述假设,考虑到薄液膜特征厚度远小于湿润长度,即 $hc \ll L$,动量方程可简化为

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (6)$$

式中, μ 为动力粘度。上式表明,压力仅是 x 的函数。式(5)左边和 z 无关,仅是 x 的函数,对该式两边积分两次,得

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} z^2 + c_1 z + c_2 \quad (7)$$

根据固体壁面上无滑移边界条件及自由界面上剪切应力平衡,可求得积分常数 c_1 和 c_2 ,得

$$u = \frac{1}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \left(\frac{z^2}{2} - hz \right) \quad (8)$$

液膜中沿垂直到流动方向截面的质量守恒要求

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (\langle u \rangle h)}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

式中, $\langle u \rangle$ 为沿垂直到流动方向单位截面上的平均速度

$$\langle u \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h u dz \quad (10)$$

通过质量守恒方程,可把液膜内部的速度场转化为液膜厚度场的演化方程。联立式(8~10)可得

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{3\mu} \frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right) \quad (11)$$

式(11)式是分析薄液膜内部流动及铺展的基本方程。显见,压力梯度是控制液膜流动和铺展的决定性因素,对不同的系统,随液膜厚度的不同,压力梯度可以包含或不包含分子间相互作用力,同时分子间相互作用形式也会随固液相的改变而改变,因此液膜在固体表面上的流动及铺展可能展现出丰富多彩的形式。本文将讨论 van der Waals 力对动态湿润的影响。按照式(2)和(4)可知,在忽略重力的情况下,液膜内外的压力差满足

$$p^a - p = \kappa \alpha_G - \frac{A}{6\pi h^3} \quad (12)$$

式中, p^a 为空气相的压力, p 为液膜内部的压力, κ 为薄液膜当地曲率, A 为 Hamaker 常数。考虑到在接触线附近的薄液膜,满足 $dh/dx \ll 1$,薄液膜曲率可简化为

$$\kappa \approx \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \quad (13)$$

将式(12)和(13)带入式(11),可得

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h^3}{3\mu} \left(-\alpha_G \frac{\partial^3 h}{\partial x^3} - \frac{A}{2\pi h^4} \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \quad (14)$$

动态湿润研究主要关注稳态情况,即弯月面以恒定的速度 U 前进时(或固体表面以同样的速度向后运动)弯月面的形状及流体的替换行为.如果以弯月面上的一固定点作为观测点,弯月面的形状或者说液膜的厚度场将不随时间改变,从数学上讲,此时式(14)具有行波解.引入变量 $\xi = x - Ut$,带入式(14),可得

$$U = \frac{dh}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left[\frac{h^3}{3\mu} \left(\alpha_G \frac{d^3 h}{d\xi^3} + \frac{A}{2\pi h^4} \frac{dh}{d\xi} \right) \right] \quad (15)$$

通过坐标变换,可清楚看到,液膜的厚度仅与 ξ 相关,而不再依赖于时间.在新的 (ξ, z) 坐标系中,选择前驱膜和薄液膜的交点为坐标原点,相应的边界条件为

$$\begin{aligned} h|_{\xi=0} &= h_0; \\ \frac{dh}{d\xi}|_{\xi=0} &= 0; \\ \frac{d^3 h}{d\xi^3}|_{\xi=0} &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

$\xi=0$ 处, h 的一阶导数和三阶导数等于零分别对应在该点处液膜的厚度和曲率为常数.如果不存在前驱膜,即 $h_0=0$,薄液膜将终止在固体表面上,按照无滑移条件,接触线速度为 0.另一方面,在稳态情况下,弯月面形状不变,包括接触线在内的弯月面所有点速度均为 U ,显然在接触线上的速度具有多值性,于实际物理不符,因此将导致接触线上的应力奇点或接触线佯谬.而前驱膜的存在,实际上相当于弯月面不会终止在固体表面上,真实的接触线消失,接触线佯谬自然不存在.尽管前驱膜最终必然终止在固体表面上,依然存在一个真实的接触线,但现在的处理方法是基于表观接触线前缘确实存在前驱膜的真实物理背景,而且我们关心的是表观接触线附近流体的替换行为,比直接引入滑移条件更容易让人接受.式(15)两边积分,并考虑到边界条件式(16),可得

$$\frac{d^3 h}{d\xi^3} + \frac{A}{2\pi\alpha_G h^4} \frac{dh}{d\xi} = \frac{3\mu U(h-h_0)}{\alpha_G h^3} \quad (17)$$

令 $H = h/h_0$, $\zeta = \xi/h_0$,将式(17)无量纲化,可得

$$\frac{d^3 H}{d\zeta^3} + \beta \frac{1}{H^4} \frac{dH}{d\zeta} = 3Ca \frac{(H-1)}{H^3} \quad (18)$$

式中, $Ca = \mu U / \alpha_G$ 为毛细数,表征流体黏性力的表面力比率, $\beta = A / 2\pi\alpha_G h_0^2$, 表征 van der Waals 力和表面力的比率.相应的边界条件为

$$\begin{aligned} H|_{\zeta=0} &= 1; \\ \frac{dH}{d\zeta}|_{\zeta=0} &= 0; \\ \frac{d^2 H}{d\zeta^2}|_{\zeta=0} &= \frac{1}{R_0} \end{aligned} \quad (19)$$

式中, $R_0 = R/h_0$ 为 $\xi=0$ 处的无量纲曲率半径.

3 分析与讨论

3.1 van der Waals 力的作用

忽略 van der Waals 力时,即无量纲参数 $\beta = A / 2\pi\alpha_G h_0^2 = 0$,式(18)化为

$$\frac{d^3 H}{d\zeta^3} = 3Ca \frac{(H-1)}{H^3} \quad (20)$$

在下面的计算中,取前驱膜的厚度为 $h_0 = 10 \text{ nm}$, $\xi=0$ 处的曲率半径为 1 mm ,相应无量纲曲率半径 $R_0 = 10^5$.对于夹在固体和空气间的大部分液体,Hamaker 常数的量级为 $10^{-19} \sim 10^{-20} \text{ J}$,对于完全浸润液体,其取值负,室温下液体的表面张力 α_G 量级 $0.01 \sim 0.07 \text{ N/m}$,计算可得表征 van der Waals 力强度的无量纲参数 β 量级约为 $10^{-4} \sim 10^{-3}$.对于高粘度流体的低速流动,无量纲毛细数 $Ca < 1$.图 3 分别为 β 取 $0, -0.001, -0.002, -0.003$ 和 -0.004 , $Ca = 0.001$; $R_0 = 10^5$ 时,无量纲液膜厚度场.可见,在前驱膜起点处($\xi=0$, 注 $\xi>0$ 为前驱膜区),液膜厚度等于前驱膜厚度,随着 ξ 向负方向(薄液膜内部)增大,液膜厚度基本维持不变,直到 ξ 大于 100 之后,液膜厚度才有显著变化.图中最下面的曲线代表忽略 van der Waals 长程力时的液膜厚度场,其厚度小于有 van der Waals 力时的液膜厚度,并且随着 van der Waals 斥力的增大,液膜逐渐增厚,这可解释为排斥的 van der Waals 力引起的膨胀压力在自由界面上由液膜指向气相,使液膜膨胀变厚.图 4 为图 3 在 $70 < \xi < 110$ 的局部放大,液膜在此处出现微小波动,在 $\xi = 85$ 处,液膜厚度达到极大值,随后开始减小,在 $\xi \approx 100$ 处,液膜厚度达到最小值,其厚度甚至小于前驱膜厚度.

3.2 毛细数的作用

无量纲毛细数 Ca 是动态湿润现象重要的参数,表征黏性力与表面力的比率.图 5 为 $\beta = -0.003$, $R_0 = 105$, Ca 依次为 $10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 5 \times 10^{-3}$ 时,液膜厚度场.可见,在 ξ 值较小时,液膜的厚度几乎不受 Ca 的影响,且毛细数越小,不受毛细数影响的区域越大. ξ 值较大时,液膜厚度开始增加,且毛细数越大,液膜越厚.对于凹自由界面,

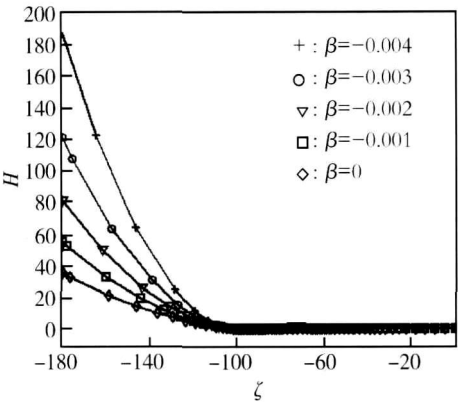


图 3 无量纲参数 β 对薄液膜厚度场的影响
Fig. 3 Effect of van der Waals forces on profile of thin liquid film

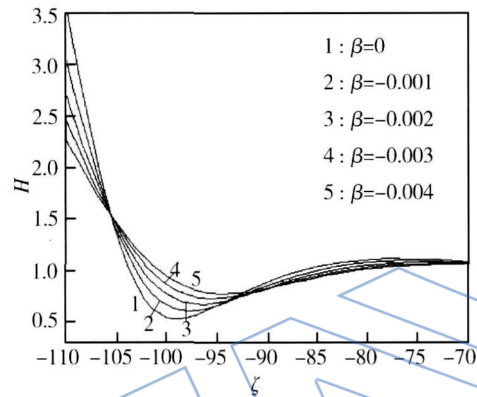


图 4 无量纲参数 β 对液膜厚度的影响
Fig. 4 Effect of van der Waals forces on profile of thin liquid film

表面力趋向于使液膜自由界面向液相内部收缩,减小自由界面面积;黏性力增大液体流动的阻力,阻碍自由界面向气相的推移.同样的表面力下,黏性力越大,自由界面越难向前推移,液膜越厚;同样的黏性力下,表面力越小,自由界面越容易向气相方向运动.毛细数大,意味着黏性力强,表面力弱,因此液膜越厚.

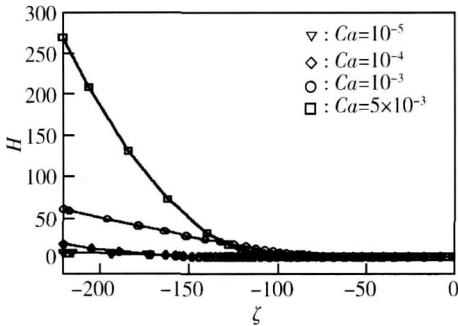


图 5 毛细数对液膜厚度场的影响
Fig. 5 Effect of capillary number on profile of thin liquid film

4 结 论

采用润滑近似分析完全浸润流体低毛细数下的动态湿润过程. van der Waals 长程相互作用力对表观接触线附近的液膜厚度场有重要影响,对于排斥的 van der Waals 力,膨胀压力大于零,自由界面上气相压力高于液相压力,液膜厚度随 van der Waals 力的增大而增大.毛细数对液膜厚度也有重要影响,表现为毛细数越大,液膜越厚.

参考文献:

[1] Dussan V E B. On the shredding of liquids on solid surfaces: Static and dynamic contact lines [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1979, 11:317-400.

[2] de Gennes P G. Wetting: statics and dynamics [J]. Reviews of Modern Physics, 1985, 57(3):827-863.

[3] Oron A, Davis S H, Bankoff S G. Long-scale evolution of thin liquid films [J]. Reviews of Modern Physics, 1997, 69(3):931-980.

[4] 王晓东, 彭晓峰, 王补宣. 动态湿润与动态接触角研究进展 [J]. 应用基础与工程科学学报, 2003, 11(4):396-404.

WANG Xiaodong, PENG Xiaofeng, WANG Buxuan. A review on dynamic wetting and dynamic contact angle [J]. Journal of Basic Science and Engineering, 2003, 11(4):396-404.

[5] 王晓东, 彭晓峰, 王补宣. 动态湿润与动态接触角的实验 [J]. 航空动力学报, 2005, 20(2):214-218.

WANG Xiaodong, PENG Xiaofeng, WANG Buxuan. An experimental investigation on dynamic wetting and dynamic contact angle [J]. Journal of Aerospace Power, 2005, 20(2):214-218.

[6] Huh C, Mason S G. Steady movement of a liquid meniscus in a capillary tube [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1977, 81:401-419.

[7] Hocking L M. A moving fluid interface on a rough surface [J]. Journal of Fluid Mechanics 1976, 76:801-817.

[8] Hocking L M. A moving fluid interface, Part II: The removal of the force singularity by a slip flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1977, 79:209-229.

[9] Dussan V E B. The moving contact line: the slip boundary conditions [J]. Journal of Fluid Mechanics 1976, 76:665-684.

[10] Lowndes J. The numerical simulation of the steady movement of fluid meniscus in a capillary tube [J]. Journal of Fluid Mechanics 1980, 101:631-646.

[11] Bach P, Hassager O. An algorithm for the use of the Lagrangian specification in Newtonian fluid mechanics and applications to free-surface flow [J]. Journal of Fluid Mechanics 1985, 152:173-190.

[12] Wang X D, Peng X F, Lee D J. Dynamic wetting and

- stress singularity on the contact line [J]. Science in China Series E, 2003, 46: 407-417.
- [13] Wang X D, Peng X F, Lee D J. Description of dynamic contact angle on a rough solid surface[C] //Proceedings of 2003 ASME Summer Heat Transfer Conference, Las Vegas, Nevada:[s. n.], 2003: 283-288.
- [14] 王晓东, 彭晓峰, 李笃中. 粗糙表面上的移动接触线和动态接触角 [J]. 化工学报, 2004, 55 (3): 402-407.
WANG Xiaodong, PENG Xiaofeng, Lee D J. Moving contact line and dynamic contact angle on rough solid surfaces [J]. Journal of Chemical Industry and Engineering, 2004, 55 (3): 402-407.
- [15] Ludviksson V, Lightfoot E N. Deformation of advancing menisci [J]. AIChE Journal, 1968, 14: 674-677.
- [16] Tanner L H. The spreading of silicone oil drops on horizontal surfaces [J]. Journal of Physics D, 1979, 12: 1473-1484.
- [17] Hervet H, de Gennes P G. The dynamics of wetting: precursor films in the wetting of dry solids [J]. C. R. Acad. Sc. Paris, 1984, 299: 499-503.
- [18] Liu H B, Wang X D, Peng X F, et al. Dynamics of falling film on inclined surfaces [C] //Proceedings of Second international Symposium on Thermal Science and Engineering, Beijing, China:[s. n.], 2005: 231-234.
- [19] Derjaguin B V, Churaev N V. On the question of determining the concept of disjoining pressure and its role in the equilibrium and flow of thin films [J]. Journal of Colloid and Interface Science, 1978, 66: 389-398.

JIASP