

含表面活性剂液滴的受热铺展特性

王松岭, 李春曦, 叶学民

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

Spreading of A Liquid Drop Containing Insoluble Surfactant Driven by Thermocapillary

WANG Songling, LI Chunxi, YE Xuemin

(Key Lab of condition Monitoring and Control for Power Plant Equipment (North China Electric Power University),
Baoding 071003, Hebei Province, China)

ABSTRACT: The spreading of a liquid drop on thin liquid film in the presence of insoluble surfactant and isothermal or non-uniform heating from below was considered. Coupled nonlinear evolution equations for the film thickness and surfactant concentration were derived on the base of lubrication theory. The spreading processes on different conditions were calculated using PDECOL program and the numerical results were presented, while the effects of parameters on the spreading process were discussed. The results show that complex droplet patterns are obtained for an isothermal underlying substrate. For the case of non-uniform heating condition, more stable double ridges patterns are observed. For all situations, decreasing Marangoni parameter and surface Biot number, increasing surface Peclet number will stabilize the film. On the condition of non-uniform heating, appropriate heating number can also lead to a stable spreading process. Compared to the initial uniform film flow, which is covered by surfactants and on the same heating condition, the Marangoni effect introduced by thermal gradient is more significant on the drop spreading.

KEY WORDS: spreading; insoluble surfactant; drop; thin liquid film; Marangoni effect

摘要: 针对壁面均匀加热和非均匀加热情况下含非溶性表面活性剂液滴在预置液膜上的铺展过程, 基于边界层流动理论建立了液膜厚度, 表面活性剂浓度的非线性演化方程组。利用 PDECOL 程序对液膜厚度、表面活性剂浓度的演化历程进行了模拟计算, 并分析了各参数对铺展特性的影响规律。结果表明, 两种加热方式下液滴铺展结构不同, 非均匀加热

方式下铺展过程较为稳定; 两种加热方式下, 减少 Marangoni 数、气液界面的 Biot 数及增大液滴表面 Peclet 数均可使液滴铺展过程趋于缓慢; 在非均匀加热方式下, 选择适宜的加热强度也可以得到更为稳定的铺展过程。与含活性剂、初始厚度均匀的液膜受热流动相比, 加热造成的 Marangoni 效应对液滴的影响更为显著。

关键词: 铺展; 非溶性活性剂; 液滴; 液体薄膜; Marangoni 效应

0 引言

表面活性剂是一类即使在很低浓度时也能显著降低表(界)面张力的物质。早期表面活性剂主要用于制造洗涤剂, 近年来, 随着对表面活性剂的性质和功能认识的不断深入, 表面活性剂的应用几乎已经渗透到了所有的工业领域, 如用于制作团聚剂治理电站燃煤细颗粒污染^[1], 或作为减阻剂用于流体动力系统节能^[2]。

含有活性剂的液滴或溶液放置在固体表面或预置液膜表面上, 液滴或溶液会铺展成薄液膜。该过程在石油化工、磁流体材料制备和微电子硅片清洗以及医疗等领域有着广泛的应用^[3-4]。

活性剂液滴的铺展过程中存在着诸多不稳定现象。大量实验表明, 含活性剂溶液的润湿或铺展过程中, 在液-固, 液-液接触面上会产生类似手指的接触线, 即上层液膜的前沿会出现分岔现象, 称为指进现象^[5-7]。Matar 的课题组建立了含有活性剂时液膜厚度和活性剂浓度的演化方程, 考虑了诸多因素对铺展过程稳定性的影响, 并模拟了指进现象的形成过程^[8-12]。

当界面存在热效应时, 温差作用也将形成表面张力梯度, 对液膜流动造成影响^[13-14]。Jensen^[15]在

基金项目: 国家自然科学基金项目(10972077); 中央高校基本科研业务费专项基金项目(09MG33, 10MG16)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (10972077); The Fundamental Research Funds for the Central Universities (09MG33, 10MG16)。

仅考虑温度梯度对表面张力影响的条件下,研究了受热液滴在预置液膜上的铺展历程;Edmonstone^[16]针对含非溶性活性剂单分子层的液体薄膜,建立了在浓度和界面温度梯度联合驱动下,液膜厚度和液膜表面活性剂浓度的演化方程,并分析了各种参数对液膜变形和活性剂浓度分布的影响。

理论研究表明,描述铺展过程的液膜厚度与活性剂浓度的演化方程包含 Marangoni 力、毛细力、表面扩散力等多种因素,是与时间、空间有关的强非线性复杂方程组,属于与初始条件有密切关系的初值问题^[17]。当初始条件改变时,其铺展特性及特定参数的影响规律势必发生改变。

本文作者针对受热活性剂液滴的铺展过程,已开展了相关的研究工作^[18],在此基础上,本文拟通过建立含活性剂液体薄膜流动的演化模型,模拟液滴铺展过程中液膜厚度、液滴表面活性剂浓度的演化历程,并考察各种参数对演化历程的影响。在本研究中,假定液滴所含的表面活性剂是非溶性的,即活性剂分子只存在于液膜表面,以期为后续深入研究奠定基础。

1 演化方程组

如图 1 所示,在固体壁面上有一层厚度均匀的液膜,初始时刻在此液膜上面放有一滴含非溶性活性剂的溶液,该溶液采用与预置液膜相同的溶剂制成。通过加热固体壁面对预置液膜和活性剂液滴进行加热,则液滴将在活性剂浓度和界面热效应作用下进行铺展,重力的影响可以忽略。假设活性剂溶液为不可压缩牛顿流体,动力黏度 μ^* 和密度 ρ^* 为常数;壁面为无滑移无渗透界面,气液界面处不存在相变。液滴初始最大厚度和流动方向尺度分别为 H^* 和 L^* ,液滴表面活性剂分子的初始浓度为 Γ_m^* ,上标“*”代表有量纲量。

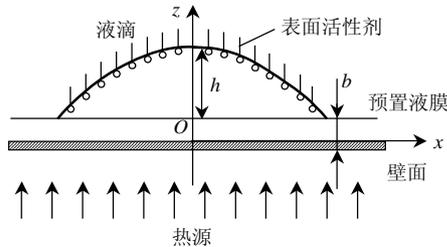


图 1 含不溶性活性剂液滴的受热铺展示意图

Fig. 1 Schematic representation of liquid drop with insoluble surfactants in heated environment

液滴厚度与流动方向尺度相比非常小,即 $\epsilon = H^*/L^* \ll 1$,适用于边界层理论。对于黏性不可压

缩牛顿流体,其无量纲形式的控制方程及边界条件为(式中下角标“x”、“z”表示对坐标 x 和 z 的导数,“t”表示对时间 t 的导数)。

连续性方程:

$$u_x + w_z = 0 \quad (1)$$

运动方程:

$$p_x - u_{zz} = 0 \quad (2)$$

$$p_z = 0 \quad (3)$$

能量方程:

$$T_{zz} = 0 \quad (4)$$

活性剂分子的扩散方程:

$$\Gamma_t + (u_s \Gamma)_x = 1/(\Gamma_{xx} Pe) \quad (5)$$

壁面处无滑移边界条件:

$$\begin{cases} z = 0 \\ u = w = 0 \end{cases} \quad (6)$$

液滴表面的切向和法向边界条件

$$\begin{cases} z = h \\ u_z = \sigma_x + \sigma_z h_x \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} z = h \\ p = -Ch_{xx} \end{cases} \quad (8)$$

液滴表面的运动边界条件

$$\begin{cases} z = h \\ h_t + u_s h_x = w_s \end{cases} \quad (9)$$

壁面和液滴表面的热边界条件

$$\begin{cases} z = 0 \\ T = \gamma_0 \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} z = h \\ T_z|_h = -B_h T|_h \end{cases} \quad (11)$$

表面张力与活性剂浓度及温度的关系式

$$\sigma = 1 - (1 - \Sigma)\Gamma - \Sigma T \quad (12)$$

式中部分无量纲参数的定义如下:液膜厚度 $h = h^*/(\epsilon L^*)$;活性剂浓度 $\Gamma = \Gamma^*/\Gamma_m^*$;温度 $T = (T^* - T_s^*)/(T_m^* - T_s^*)$;毛细力数 $C = \epsilon^2 \sigma_m^*/S^*$ 。

Marangoni 参数 $\Sigma = \alpha_T(T_m^* - T_a^*)/S^*$, $1 - \Sigma = \alpha_C \Gamma_m^*/S^*$;液滴表面的 Peclet 数 $Pe = U^* L^*/D_s^*$;气-液界面处的 Biot 数 $B_h = \alpha_h H^*/\lambda_h^*$;固体壁面处的加热参数 $\gamma_0 = \frac{T_w^* - T_s^*}{T_m^* - T_s^*}$ 。其中 S^* 为膨胀压, $S^* = \sigma_c^* - \sigma_m^*$;

σ_c^* 、 σ_m^* 为无活性剂时和有活性剂时预置液膜的表面张力; α_C 、 α_T 分别为由浓度和温度引起的表面张力梯度; U^* 为 Marangoni 速度, $U^* = \frac{S^* H^*}{\mu^* L^*}$; D_s^* 为液滴表面活性剂浓度的扩散系数; λ_h^* 为气液

界面处液体的导热系数； α_h 为气液界面处气体的对流换热系数； T_w^* 为壁面处的温度； T_m^* 为液滴最高温度； T_s^* 为液滴饱和温度，在无相变情况下 $T_m^* < T_s^*$ 。

结合式(10)–(11)，对(4)式积分可得液滴内部的无量纲温度分布为

$$T = \gamma_0 - \frac{B_h \gamma_0 z}{1 + B_h h} \quad (13)$$

由式(1)–(9)、(12)–(13)可推导出液膜厚度和液滴表面活性剂浓度的无量纲演化方程如式(14)–(15)所示。

$$h_t = [-\frac{C}{3} h^3 h_{xxx} + \frac{1-\Sigma}{2} h^2 \Gamma_x + \Sigma \frac{h^2}{2} A]_x \quad (14)$$

$$\Gamma_t = \frac{\Gamma_{xx}}{Pe} - [\frac{C}{2} h^2 h_{xxx} \Gamma - (1-\Sigma) h \Gamma \Gamma_x - \Sigma h \Gamma A]_x \quad (15)$$

式中 $A = \frac{\gamma_{0,x}}{1 + B_h h} - \frac{B_h h_x \gamma_0}{(1 + B_h h)^2}$ 。详细推导过程与文献[18]相似。

2 演化模拟

采用 PDECOL 程序模拟上述演化方程。该程序适于求解一维抛物线型偏微分方程，在空间上采用有限元法进行离散，时域采用 Gear 分析法^[19]，该程序在国外应用较为广泛，已成功用于研究不同情形下表面活性剂液滴厚度和浓度的演化历程^[8-12,16]；国内在光折变效应研究方面也有应用^[20]。本文中选取 $-15 < x < 15$ 的一维区域进行计算，将该区域划分为均匀的网格，在满足精度和减少计算时间的条件下设定网格数为 3000。

初始条件为：

$$h(x,0) = (1 + b - x^2)[F(1-x) - F(-1-x)] + b[F(x-1) + F(-1-x)] \quad (16)$$

$$\Gamma(x,0) = \Gamma_0 [F(1-x) - F(-1-x)] \quad (17)$$

式中： b 为无量纲预置液膜厚度，计算中取 0.1； $F(x) = 0.5[1 + \tanh(100x)]$ 为海氏阶跃函数。式(16)描绘的是一滴液滴的外形，其中心厚度为 1.1；式(17)表示初始时刻只有液滴表面覆盖有表面活性剂分子，且浓度分布均匀，其无量纲浓度为 0.8，预置液膜表面不含表面活性剂分子，如图 2 所示。

计算中所用无量纲物性参数选自各参数实际的取值范围，如无特殊说明，各参数取值为： $C=0.1$ ， $\Sigma=0.75$ ， $B_h=1$ ， $Pe=10$ 。

对以下 2 种不同受热情况进行计算分析：

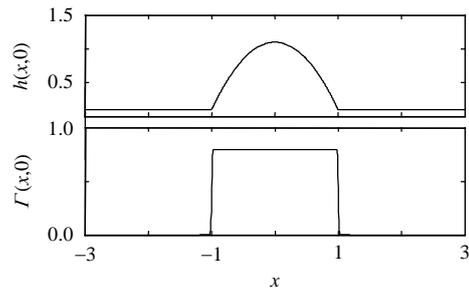


图 2 初始时刻的液膜厚度和表面活性剂分布
Fig. 2 Initial conditions of the film thickness and surfactant concentration

1) 固体壁面等温加热，即 $T_w^* = T_m^*$ ，从而得到 $\gamma_0=1$ ；

2) 固体壁面非均匀加热，设 $\gamma_0 = e^{-\alpha x^2}$ ， α 用于控制加热强度， $0 < \alpha < 1$ 。

3 计算结果和分析

3.1 固体壁面等温加热

3.1.1 液膜厚度与活性剂浓度的演化过程

计算结果表明，在固体壁面等温加热情况下，液滴铺展的最初短暂时间段内，液滴中心厚度的变化经历了先上升($t \leq 0.25$)再下降($0.25 < t \leq 2$)然后再上升($t > 2$)的复杂变化过程。图 3 所示为 $t \leq 2$ 阶段液膜厚度与活性剂浓度的演化过程。由图可知，总的来说，液膜厚度的变化并不明显，液滴与预置液膜接触部位略有凹陷。而活性剂浓度的变化则要显著的多， $t \leq 0.25$ 阶段，中心处活性剂浓度略有增加，同时液滴与预置液膜相接处活性剂浓度下降较快，浓度剖面从最初的平台形变得圆滑；随活性剂分子的扩散，浓度剖面成为越来越平坦的山峰状。比较液膜厚度剖面和活性剂浓度剖面可以发现，活性剂分子的扩散范围比液滴的铺展范围要宽。

当 $t > 2$ 时，液滴中心的厚度开始持续增加，液滴的铺展进入一个崭新的阶段，呈现很多复杂的模式特点，如图 4 所示。液滴中心部位厚度略有增长，

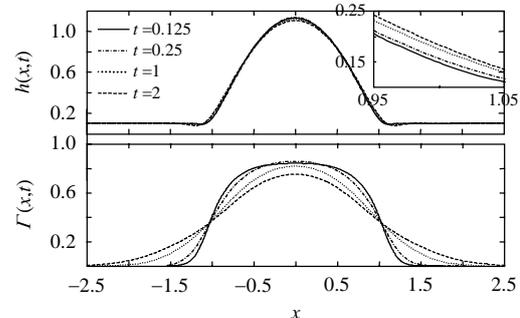


图 3 等温加热时液膜厚度和活性剂浓度的演化过程(I)
Fig. 3 Evolutions of film thickness and surfactant concentration for uniform heating(I)

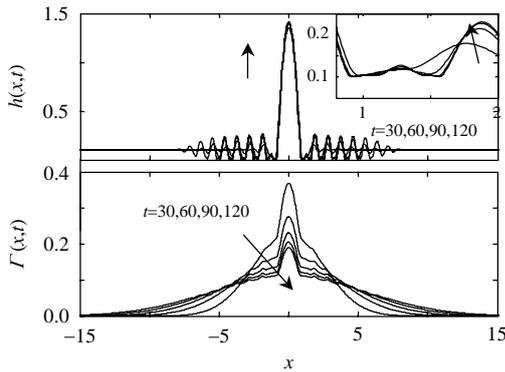


图4 等温加热时液膜厚度和活性剂浓度的演化过程(II)
Fig. 4 Evolutions of film thickness and surfactant concentration for uniform heating(II)

两侧区域出现对称的子波结构,且子波个数随演化时间不断增加。活性剂浓度不断降低,剖面不再光滑,且在液滴厚度图中出现子波的相应位置出现了波峰。活性剂分子的扩散范围超出了子波的存在范围。

由式(13)可得等温加热情况下,液滴表面的温度分布为

$$T = \frac{1}{1 + B_h h} \quad (18)$$

即液滴表面温度与相应液膜厚度成反比。因此液滴中心处厚度大,表面温度低,两侧厚度小,表面温度高,温度梯度造成的 Marangoni 效应使液体自高温区流向低温区,即从两侧收缩至中心。而活性剂浓度梯度则正好相反,中心浓度高,两侧浓度低,浓度梯度驱使液体自中心向两侧铺展。这2种驱动力相互博弈,交替占据主导地位。当 $t > 2$ 时,加热造成的 Marangoni 效应最终成为起主导作用的驱动力,使各个波峰周围的液体由波谷向波峰回流,使波峰高度不断增长,波谷处液膜厚度逐渐减少以至于趋于0,这将最终导致液膜破断。

3.1.2 Marangoni 数 Σ 的影响

由表面张力与活性剂浓度和温度的关系式(12)可知, Marangoni 数 $\Sigma=1$ 时表面张力只与温度梯度有关, $\Sigma=0$ 时表面张力只与活性剂浓度梯度有关。

图5为不同 Σ 值情形下, $t=25$ 时液滴厚度及活性剂浓度的分布情况。该图表明,随 Σ 不断减小,液滴中心厚度减小,波谷处的最小厚度增加,子波逐渐远离液滴中心。活性剂浓度剖面呈现出相似的特点,中心区域活性剂浓度减小,波峰变得平坦,铺展范围增加。这表明随 Σ 减小,热毛细力对液滴横向铺展的阻碍作用逐渐减小,活性剂对液滴铺展的驱动力增加。另外计算表明, $\Sigma=1$ 时破断时间为

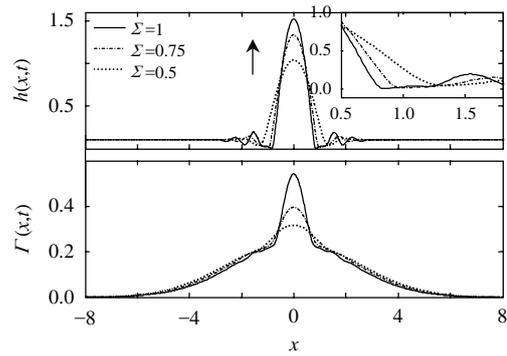


图5 等温加热 $t=25$ 时 Σ 对液膜厚度和活性剂浓度分布的影响
Fig. 5 Effect of Σ on film thickness and surfactant concentration for uniform heating at $t=25$

50, $\Sigma=0.75$ 时为 140, $\Sigma=0.5$ 时为 542, 即随 Σ 不断减小,液膜破断时间延长,液滴流动趋于稳定。

3.1.3 液滴表面 Peclet 数 Pe 的影响

液滴表面 Peclet 数 Pe 也是影响液滴铺展的重要参数。图6表明, Peclet 数 Pe 增加时,液滴中心区域变得平坦,子波出现在离中心较远的区域,子波的波谷处液膜厚度有所增加,液膜铺展趋于稳定。活性剂剖面受 Pe 的影响更为显著,在大 Pe 数下 ($Pe=1000$),活性剂分子全部聚集于液滴中心区,左右两侧活性剂浓度为0。而小 Pe 数下 ($Pe=0.1$),活性剂浓度在整个计算区域均匀分布,为一条水平直线。

从 Pe 数定义可知, Peclet 数与液滴表面活性剂分子的扩散系数 D_s^* 成反比,因此小 Pe 数对应大的扩散速度。当 Pe 数较小时,活性剂分子迅速分布于液滴及预置液膜表面,使液滴的铺展只受热毛细力驱动,液膜的流动稳定性变差。同时由液膜厚度分布图可知, $Pe=0.1$ 和 $Pe=10$ 的结果非常接近。而大 Pe 数对应小的活性剂扩散速度,液滴表面的活性剂浓度梯度主要由液体流动造成,这时液滴的

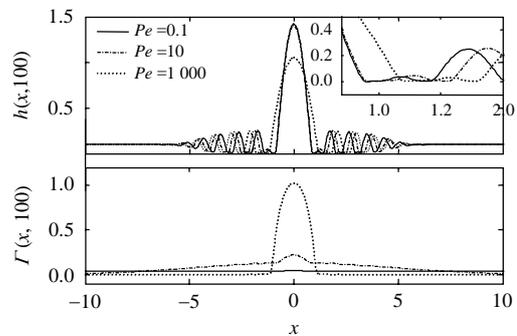


图6 等温加热 $t=100$ 时 Pe 对液膜厚度和活性剂浓度分布的影响
Fig. 6 Effect of Pe on film thickness and surfactant concentration for uniform heating at $t=100$

铺展受活性剂浓度梯度和热毛细力双重影响，且液滴表面的活性剂浓度梯度阻碍了热毛细力造成的收缩液滴的效果，使液滴铺展趋于稳定。

3.1.4 气液界面处 Biot 数 B_h 的影响

图 7 为气液界面的 Biot 数 B_h 分别为 0.1、1 和 10 时液膜厚度和活性剂浓度的分布图，对应时间为 $t=5$ 。该图表明， B_h 较小的情况下，液滴厚度和活性剂浓度的外形都比较光滑，没有出现复杂的波形结构，液滴中心厚度较小，液滴中心区域的活性剂浓度也较低。随 B_h 增大，液滴中心厚度不断增加，中心区域变窄，活性剂浓度同时增加， $B_h=10$ 时出现了复杂的子波图形。计算表明，随 B_h 增大液膜的破断时间不断缩短， $B_h=1$ 时破断时间超过 200，而 $B_h=10$ 时破断时间则降低到了 6 左右。由于 Biot 数是液滴内部的导热热阻与液滴表面上的对流换热热阻之比。 B_h 越小，意味着液滴内部的导热热阻越小，物体内部的温度分布越均匀，液滴表面温度梯度越小，降低了热毛细造成的不稳定，并且延长了演化时间，使液滴中心区域收缩的较慢。由式(18)结合液膜厚度分布计算得到的液滴表面温度分布，如图 8，是上述解释的很好证明。

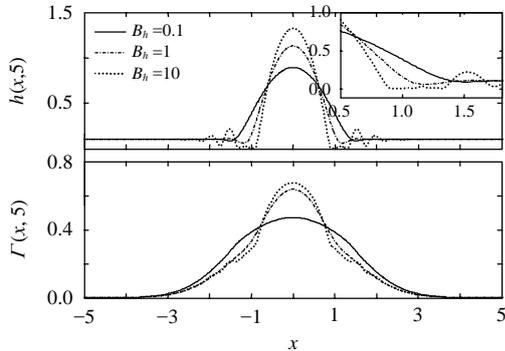


图 7 等温加热 $t=5$ 时 B_h 对液膜厚度和活性剂浓度分布的影响

Fig. 7 Effect of B_h on the film thickness and surfactant concentration under uniform heating at $t=5$

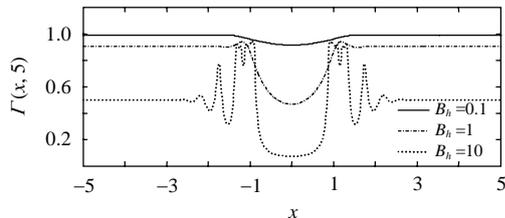


图 8 等温加热 $t=5$ 时液滴表面的温度分布

Fig. 8 Temperature distribution on drop surface at $t=5$

3.2 壁面非均匀加热

3.2.1 液膜厚度与活性剂浓度的演化过程

上述情况下，在固体壁面处施加非均匀的温度

分布进行加热， $\gamma_0 = e^{-\alpha x^2}$ ，由 γ_0 定义可知，此时壁面的温度分布为

$$T_w^* = T_s^* + e^{-\alpha x^2} (T_m^* - T_s^*) \quad (19)$$

即液滴中心处壁面温度最高，自中心向两侧温度逐渐降低。 α 是用于控制温度衰减速度进而控制加热强度的参数，在以下计算中，除特别说明， $\alpha=0.5$ 。该加热条件下液滴表面的温度分布为

$$T = \frac{\gamma_0}{1 + B_h h} = \frac{e^{-\alpha x^2}}{1 + B_h h} \quad (20)$$

图 9 为壁面非均匀加热情况下液膜厚度与活性剂浓度的演化过程曲线。由式(20)计算可知， $x=0$ 处壁面温度最高，虽然此处初始时刻液滴最厚，但液滴表面的温度仍然最高，所以最初温度梯度使液滴中心快速向两边铺展，中心高度下降，液滴顶部变得几乎水平，但这也导致液滴中心的活性剂浓度低于两侧值，浓度剖面首先出现了双峰结构。随后温度梯度促使液滴中心高度继续快速下降，中间区域出现了凹陷，液膜厚度剖面也呈现出了双峰结构，并一直保持。此时活性剂浓度梯度促使峰顶液体向凹陷处回流，但温度梯度依然促使凹陷处液体向峰顶流动。因此这一阶段可观察到液滴中间的凹陷区变宽，凹陷区的液膜厚度和活性剂浓度也进一步减小，但减小的速度趋于缓慢。最终活性剂浓度分布趋于均匀。当 $t=40$ 时，液膜厚度剖面中液滴中心的凹陷区出现了对称的 2 个子波的雏形，但随着铺展过程的进行，这 2 个子波并未发展长大，而是逐渐消失。另外还可以观察到液滴的铺展范围小于活性剂的扩散范围。总的来说，通过壁面非均匀加热方式下，液滴的铺展较为稳定。

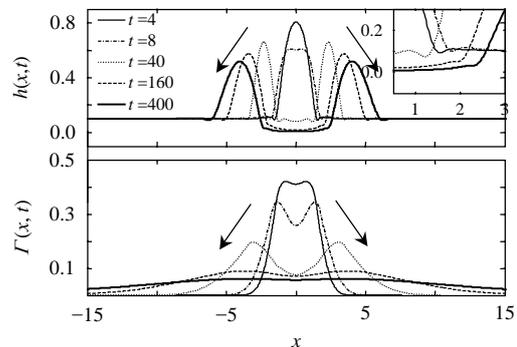


图 9 非均匀加热时液膜厚度和表面活性剂浓度的演化过程

Fig. 9 Evolutions of film thickness and surface concentration for non-uniform heating

3.2.2 各参数对液滴铺展过程的影响

在壁面非均匀加热情况下，各参数的影响规律

和均匀加热的情况下基本一致。图10为 $t=100$ ，不同 Σ 值下的演化特征图。由图10可知，不同 Σ 值时得到的曲线非常接近， Σ 对液滴铺展过程的影响并不显著。随 Σ 的减小，液滴双峰结构中间的凹陷区略有变窄，活性剂浓度略有增加。

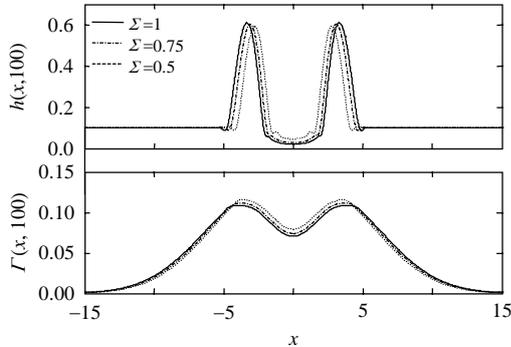


图10 非均匀加热 $t=100$ 时

Σ 对液膜厚度和活性剂浓度分布的影响

Fig. 10 Effect of Σ on film thickness and surfactant concentration for non-uniform heating at $t=100$

图11为 $t=100$ ，不同 Pe 值下的演化特征图。将该图与图6比较可以发现，活性剂浓度剖面中，除了非均匀加热造成的双峰结构这一特点外，两图十分相似。在液膜厚度剖面中，非均匀加热的情形不存在复杂的子波结构，但同样 $Pe=0.1$ 和 $Pe=10$ 的结果非常接近。

图12为 $t=20$ ，不同 B_h 值时的演化特征图。图中最显著的特点是，当 B_h 数增加到10时，液膜厚度和活性剂浓度剖面从双峰结构变成了单峰结构，并且峰顶处厚度和活性剂浓度也显著增加，最小液膜厚度降低，破断时间缩短。计算结果表明 $B_h=10$ 时，虽然 $x=0$ 处壁面温度最高，但由于此处初始时刻液滴最厚，且内部导热热阻比较大，导致液滴表面的最高温度出现在液滴峰顶的两侧，所以温度梯

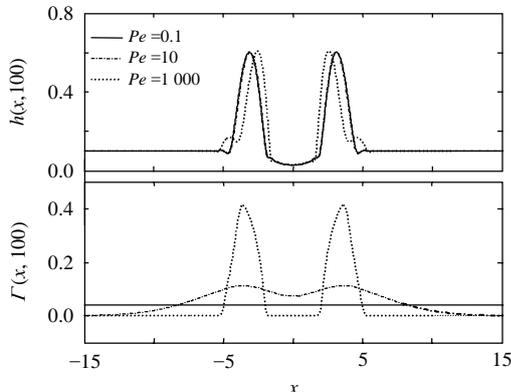


图11 非均匀加热 $t=100$ 时

Pe 对液膜厚度和表面活性剂浓度分布的影响

Fig. 11 Effect of Pe on film thickness and surfactant concentration for non-uniform heating at $t=100$

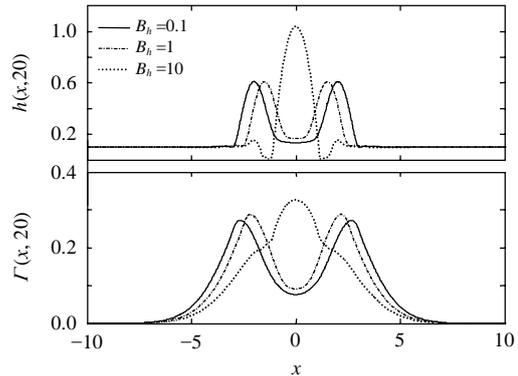


图12 非均匀加热 $t=20$ 时

B_h 对液膜厚度和活性剂浓度分布的影响

Fig. 12 Effect of B_h on film thickness and surfactant concentration for non-uniform heating at $t=20$

度使液滴中心厚度变化趋势与均匀加热时类似，即先降后升，且始终保持单峰结构。

图13为 $t=100$ ，加热强度 α 变化时液膜厚度及活性剂浓度的演化特征图。由式(19)可知，壁面温度在较大的 α 值时衰减的较快， $\alpha \rightarrow 0$ 时壁面温度分布接近于均匀加热的情况。因此可从图13中观察到， $\alpha=0.05$ 时，液膜厚度剖面与活性剂浓度剖面呈现出类似均匀加热的单峰结构，而且在厚度剖面中还有子波出现。随 α 增加，液膜厚度剖面与活性剂浓度剖面均呈现出双峰结构。在液膜厚度剖面图中2个峰顶之间的平台区域随 α 的增加先变宽， α 超过0.5以后又略变窄。活性剂浓度剖面图中，随着 α 的增加，峰谷差逐渐减小，谷底的活性剂浓度也逐渐增加。图中 $\alpha=0.2$ 时平台处的液膜厚度较大，液膜铺展稳定性较好。

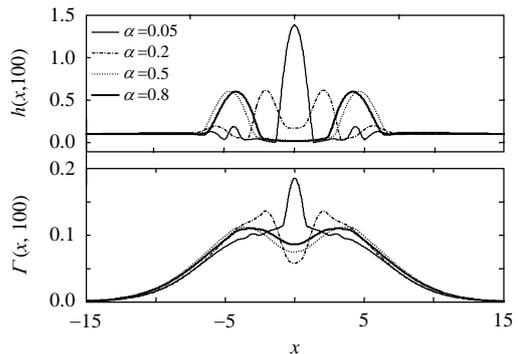


图13 非均匀加热 $t=100$ 时

α 对液膜厚度和活性剂浓度的影响

Fig. 13 Effect of α on film thickness and surfactant concentration for non-uniform heating at $t=100$

3.3 与已有研究结果的比较

文献[16]研究的是含活性剂单分子层的均匀液体薄膜受热流动，由其演化方程可简化得到本文的演化方程。不同的是其初始条件为在液膜表面施加

余弦波扰动,且液膜表面全部覆盖着一层活性剂分子。与其相比,本文所研究的液滴的体积相对较小,表面曲率较大,在界面存在热效应时,液滴表面存在更大的温度梯度和活性剂浓度梯度。

图 14 为文献[16]中等温加热条件下液膜厚度和活性剂浓度的演化过程曲线。该图中,液膜厚度和活性剂浓度的最大值均出现在靠近计算区域的左右边界处,中心线处的波峰高度较小。而本文在相近时间段的结果如上文图 4 所示,液膜厚度与活性剂浓度的最高峰均出现在中心线处,左右边界处液膜厚度与初始时刻相同,活性剂浓度由中间向两侧逐渐趋于 0。这些差别均为不同的初始条件导致的结果。

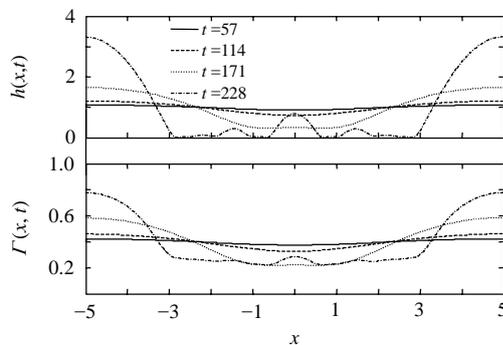


图 14 等温加热时含活性剂均匀液膜的演化过程
Fig. 14 Evolution process of uniform film covered by surfactants on isothermal heating

本文中气液界面的 Biot 数 B_h 在等壁温加热时的影响规律与文献[16]也有所不同。在该文献中,等壁温加热时, $B_h=1$ 为最危险状态, $B_h=0.1$ 和 $B_h=10$ 都较为稳定;而本文结果为液膜破断时间随 B_h 增加而大幅度缩短,稳定性变差。其原因为液滴自身的形状会引起其表面存在更大的温度梯度,因而加热造成的 Marangoni 效应对液滴的影响更为显著。

4 结论

针对壁面含非溶性表面活性剂液滴在预置液膜上的受热铺展过程,基于边界层流动理论建立了液膜厚度,表面活性剂浓度的非线性演化方程组。利用 PDECOL 程序对液膜厚度、表面活性剂浓度在两种不同加热方式时的演化历程进行了模拟计算,分析了各物性参数对液滴铺展过程的影响规律。所得结论如下:

1) 在液滴铺展过程的主要阶段,等壁温加热下,液膜厚度和活性剂浓度剖面为单峰结构,非均匀加热方式下,为双峰结构;非均匀加热方式液滴经历较长的铺展演化时间发生破断,且液膜厚度剖

面中不存在复杂的子波结构,铺展过程较为稳定。

2) 在 2 种加热方式下,减少 Marangoni 数 Δ ,增加液滴表面 Peclet 数 Pe ,减少气液界面的 Biot 数 B_h 都可增强液滴铺展过程的稳定性,但在等温加热下,前两个参数的影响更为显著。在非均匀加热方式下,选择适宜的加热强度也可以得到更为稳定的铺展过程。

3) 等壁温加热方式下,液滴的铺展过程及 B_h 数的影响规律与文献中的研究结果相差较大,表明加热造成的 Marangoni 效应对液滴的影响更为显著。

参考文献

- [1] 李海龙,张军营,赵永椿,等. 燃煤细颗粒固液团聚实验研究[J]. 中国电机工程学报, 2009, 29(2): 62-66.
Li Hailong, Zhang Junying, Zhao Yongchun. Experimental study on solid-liquid two-phase agglomeration of fine particles from coal combustion[J]. Proceedings of the CSEE, 2009, 29(29): 62-66(in Chinese).
- [2] 蔡书鹏,杨林,唐川林. 边界层中 CTAB 表面活性剂减阻水溶液的湍流特性[J]. 力学学报, 2008, 40(2): 250-254.
Cai shupeng, Yang Lin, Tang Chuanlin. Turbulent characteristics of CTAB surfactant solution flows in turbulent boundary layers [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2008, 40(2): 250-254(in Chinese).
- [3] Afsar-Siddiqui B, Luckham P F, Matar O K. Dewetting behavior of aqueous cationic surfactant solutions on liquid films[J]. Langmuir, 2004, 20(18): 7575-7582.
- [4] Fischer B J, Troian S M. Thinning and disturbance growth in liquid films mobilized by continuous surfactant delivery[J]. Physics of Fluids, 2003, 15(12): 3837-3845.
- [5] Troian S M, Wu X L, Safran S A. Fingering instability in thin wetting films[J]. Physics Review. Letters, 1989, 62(13): 1496-1499.
- [6] Matar O K, Troian S M. The development of transient fingering patterns during the spreading of surfactant coated films[J]. Physics of Fluids A, 1999, 11(11): 3232-3246.
- [7] Hamraoui A, Cachile M, Poulard C, et al. Fingering phenomena during spreading of surfactant solutions[J]. Colloids and Surface: A. Physicochem. Engineering Aspects, 2004, 250 (1-3): 215-221.
- [8] Warner M R E, Craster R V, Matar O K. Fingering phenomena associated with insoluble surfactant spreading on thin liquid films [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2004(510): 169-200.
- [9] Warner M R E, Craster R V, Matar O K. Fingering phenomena created by a soluble surfactant deposition on a thin liquid film [J]. Physics of fluids, 2004, 16(8): 2933-2951.
- [10] Edmonstone B D, Matar O K, Craster R V. Surfactant-induced fingering phenomena in thin film flow down an inclined plane [J]. Physica D-Nonlinear Phenomena, 2005, 209(1-4): 62-79.
- [11] Matar O K, Craster R V. Numerical simulations of fingering instabilities in surfactant-driven thin films[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(1): 1-12.
- [12] Edmonstone B D, Matar O K, Craster R V. Surfactant-induced fingering phenomena beyond the critical micelle concentration

- [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 564(1): 105-138.
- [13] 王松岭, 张营, 李春曦, 等. 切应力作用下的液膜稳定性分析[J]. *中国电机工程学报*, 2007, 27(8): 104-108.
Wang Songling, Zhang Ying, Li Chunxi, et al. Stability analysis of liquid films under shear[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2007, 27(8): 104-108(in Chinese).
- [14] 叶学民, 王松岭, 李春曦, 等. 热非平衡效应下蒸发或冷凝剪切液膜流的非稳定性[J]. *中国电机工程学报*, 2009, 29(2): 75-80.
Ye Xuemin, Wang Songling, Li Chunxi, et al. Instability of evaporating or condensing sheared liquid films under thermal non-equilibrium effect[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2009, 29(2): 75-80(in Chinese).
- [15] Jensen O E, Grotberg J B. The spreading of heat or soluble surfactant along a thin liquid film[J]. *Physics of Fluids A*, 1993, 5(1): 58-68.
- [16] Edmonstoene B D, Matar O K. Simultaneous thermal and surfactant-induced marangoni effects in thin liquid films[J]. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2004, 274 (1): 183-199.
- [17] Fischer B J, Troian S M. Growth and decay of localized disturbances on a surfactant-coated spreading film[J]. *Physical Review E*, 2003, 67(1): 1-11.
- [18] 李春曦, 郭娜, 叶学民, 等. 界面热效应下可溶性活性剂覆展过程的演化模型[J]. *华北电力大学学报*, 2009, 32(2): 58-63.
Li Chunxi, GuoNa, Ye Xuemin, et al. Evolution equation of soluble surfactant spreading under interfacial thermal effect[J]. *Journal of North China Electric Power University*, 2009, 32(2): 58-63(in Chinese).
- [19] Madsen N K, Sincovec R F. Algorithm 540. PDECOL: general collocation software for partial differential equations[J]. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 1979, 5(3): 326-351.
- [20] 李大汕, 刘立人, 刘德安, 等. 强外加电场与大调制度下光折变动力学光栅形成研究[J]. *光学学报*, 2007, 27(1): 148-154.
Li Dashan, Liu Liren, Liu Dean, et al. Photorefractive grating dynamics under large modulation and strong applied electric field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(1): 148-154(in Chinese).



王松岭

收稿日期: 2010-07-09。

作者简介:

王松岭(1954), 男, 教授, 博士生导师, 研究方向为热力设备及大型回转机械安全及经济运行、流体动力学理论及应用, hdwangsl@163.com;

李春曦(1973), 女, 博士研究生, 副教授, 研究方向为流体动力学理论, leechunxi@163.com;

叶学民(1973), 男, 副教授, 研究方向为流体动力学理论及应用, yexuemin@163.com。

(责任编辑 王庆霞)