黏弹性液滴撞击疏水壁面的动力学研究

韩丁丁, 刘浩然, 刘难生, 丁航*

中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230027

*联系人, E-mail: hding@ustc.edu.cn

收稿日期: 2018-05-02; 接受日期: 2018-06-26; 网络出版日期: 2018-08-08

国家自然科学基金(编号: 11425210, 11621202, 11672288)和中国科学院先导计划(编号: XDB220103)资助项目

摘要 本文数值研究了在较低雷诺数和韦伯数下黏弹性液滴撞击疏水壁面的动力学过程. 与牛顿流体相比, 前人实验发现黏弹性流体对液滴撞击壁面后的铺展和回缩动力学过程有很大影响. 为了探讨撞击过程的黏弹性效应, 我们采用Oldroyd-B本构模型与扩散界面模型相结合的方法进行直接数值模拟, 其中液滴黏弹性是通过德博拉数(De 数, 是松弛时间与特征时间的比值)来进行表征. 基于数值结果, 我们发现在撞击壁面之后, 液滴的铺展过程几乎不会受到 De 数的影响, 均满足铺展时间 t_m 与最大铺展半径 R_m 的尺度率关系: $t_m \sim \sqrt{We} R_m^{3/2}$. 在回缩过程中, 牛顿流体液滴会发生反弹现象, 而黏弹性液滴则随着 De 数的增大, 其回缩速度逐渐减小, 直至反弹现象被完全抑制. 通过对数值结果的深入分析, 揭示了液滴黏弹性导致反弹抑制现象的机制, 即在液滴的回缩过程中, 液体的黏弹性效应导致了界面周围出现向下的弹性力, 从而阻碍了液滴的反弹运动, 且 De 数越大, 反弹越容易被抑制.

关键词 非牛顿流体, 黏弹性, Oldroyd-B本构模型, 多相流, 接触线

PACS: 47.50.Cd, 47.11.-j, 47.55.D-, 47.55.np

1 引言

液滴撞击固体壁面是一种常见的自然现象, 在工业中有广泛的应用, 如喷墨打印^[1]、表面镀膜^[2]、喷洒冷却^[3]等. 液滴在固体壁面的铺展和回缩过程是液滴撞击的两个关键动力学过程, 并常会伴随飞溅^[4]和反弹^[5]等流动现象; 这些过程通常用雷诺数(Re)和韦伯数(We)等无量纲参数来进行描述:

$$Re = \frac{\rho UR}{\mu}, \quad We = \frac{\rho U^2 R}{\sigma},$$

其中, U 是碰撞速度, R 是液滴半径, ρ , μ 和 σ 分别是液滴

的密度、黏度和表面张力系数.

液滴在撞击到固体壁面之后的铺展和回缩问题已经得到了广泛的研究^[6-8], Yarin^[9], Josserand和Thoroddsen^[10]对液滴撞击到固体表面的不同现象和规律做了综述. 然而, 前人研究的液滴大部分都是牛顿流体, 关于非牛顿流体液滴撞击壁面的研究还很有限. 前人实验发现, 在纯水液滴中加入少量polyethylene-oxide (PEO)高分子, 可以明显抑制液滴反弹, 却对液滴的铺展过程并没有显著的影响^[11]. 对这一现象的深入研究将可以帮助提高农药的喷洒效率^[11], 也可以进而提高喷墨打印或三维打印技术的准确度^[12].

引用格式: 韩丁丁, 刘浩然, 刘难生, 等. 黏弹性液滴撞击疏水壁面的动力学研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 094705

Han D D, Liu H R, Liu N S, et al. Dynamics of viscoelastic drops impacting onto a hydrophobic solid substrate (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 094705, doi: [10.1360/SSPMA2018-00167](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00167)

目前由于研究手段的限制, 对于高分子添加剂能够抑制液滴反弹的机理还没有形成统一的认识. Jung 等人^[13]研究了同种高分子溶液在润湿表面的铺展, 发现高分子浓度和分子量均对液滴的铺展过程没有影响. Bergeron 等人^[11]根据实验结果对反弹抑制的机理给出了假设, 认为由于高分子的加入提高了流体的拉伸黏度, 增加了黏性耗散, 因而导致了抑制反弹现象的发生. 但是, 铺展过程同样也出现了较大的拉伸率, 他们的猜想不能解释高分子的加入对液滴铺展过程没有影响的原因. Smith 和 Bertola^[14]通过荧光粒子实验对撞击液滴的速度进行了分析, 发现拉伸黏度的改变并不是抑制液滴反弹的原因, 认为在液滴边缘掠过基底时, 边缘处拉伸的高分子阻碍了接触线的回缩运动, 从而发生了抑制反弹现象. Bertola^[15]和 Rozhkov 等人^[16]分别采用热表面(Leidenfrost 效应)和较小的接触面来研究基底在高分子溶液液滴撞击回缩过程中的影响. 他们同样发现水和高分子溶液液滴的最大铺展半径没有明显的差异. 同时, 结果也表明基底在抑制反弹效应上没有显著作用. Zang 等人^[17]通过实验研究了包含纳米粒子和高分子的液滴撞击动力学过程. 他们认为, 液滴反弹被抑制是由于高分子和纳米粒子聚集在基底上, 导致摩擦增加而引起的. Huh 等人^[18]猜想在液滴回缩阶段, 由于高分子残留在基底上, 会导致能量耗散显著增加, 而且能量耗散会随着高分子的分子量和浓度的增加而增加. Bartolo 等人^[19]则认为在液滴回缩过程中, 高分子溶液的黏弹性带来了较大的正应力, 正应力抵消了驱动接触线移动的表面张力, 从而导致液滴回缩速度减小, 反弹被抑制.

上述前人工作都是基于实验观测, 不同的数值模型也被用于模拟黏弹性液滴撞击壁面问题. Tomé 等人^[20]采用 Oldroyd-B 模型研究液滴撞击平板, 发现黏弹性液滴比牛顿流体液滴更容易铺展. Oishi 等人^[21]采用 eXtended Pom Pom (XPP) 模型模拟黏弹性液滴, 得到液滴的最大铺展随着 Weissenberg 数(表征弹性大小)的减小和溶剂黏度比的减小而增加. Paulo 等人^[22]采用 Finitely Extensible Nonlinear Elastic Chilcott-Rallison (Fene-CR) 模型, 模拟得到黏弹性效应会促进液滴铺展. 上述研究都大大简化了液滴撞击壁面问题, 如采用二维模型, 且忽略了表面张力, 这可能是导致没能得到与实验观察现象相一致数值结果的原因. 此外, Wang 等人^[23]采用轴对称的 Giesekus 模型研究黏弹性对

液滴撞击的影响, 发现弹性会抑制液滴铺展, 但并未关注黏弹性液滴撞击壁面后的反弹现象. Izbassarov 和 Muradoglu^[24]采用 Fene-CR 本构模型模拟高分子溶液的黏弹性及 Front-Tracking 方法捕捉界面, 研究了黏弹性对液滴撞击疏水壁面的影响. 他们发现弹性的增加促进液滴的反弹, 只有当减小液滴回缩时的动态接触角时才得到反弹抑制的现象. 因此, 他们认为黏弹性的作用是加强了接触角迟滞效应, 从而导致反弹抑制现象.

本文中, 我们数值研究了在低雷诺数和低韦伯数下 ($5 < Re < 100$, $0.1 < We < 10$) 黏弹性液滴撞击疏水壁面的动力学过程, 并采用了联立求解轴对称框架下 Oldroyd-B 本构模型、扩散界面模型 (Diffuse-Interface Model, DIM) 和 Navier-Stokes 方程的数值研究方法. 研究目的在于探究高分子溶液的黏弹性抑制液滴反弹的机理. 数值结果与实验结果^[25]的对比验证了数值方法的正确性与收敛性. 基于数值计算结果, 我们研究了实验中所不能获得的流动细节, 包括接触线的位置、液滴内部的流场以及应力分布等, 进而可以得到黏弹性对液滴撞击动力学过程的影响.

2 数值方法

本节介绍实现模拟具有复杂流变学、界面动力学以及移动接触线问题的数值方法.

2.1 黏弹性流体 Oldroyd-B 本构模型

Oldroyd-B 模型将高分子长链简化为线性的胡克哑铃模型^[26], 适用于大变形流动问题. 其非线性微分型本构方程如下:

$$\boldsymbol{\tau} + \lambda_1 \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial t} = \mu_0 \left(\dot{\boldsymbol{\gamma}} + \lambda_2 \frac{\partial \dot{\boldsymbol{\gamma}}}{\partial t} \right), \quad (1)$$

其中, λ_1 是松弛时间 (Relaxation Time), λ_2 是应力迟滞时间 (Retardation Time), μ_0 是非牛顿流体的零剪切黏度 (Zero Shear Viscosity). $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$ 为变形率, 定义为

$$\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T. \quad (2)$$

$\delta() / \delta t$ 是指上随流导数 (Upper Convected Differentiation), 也称为 Oldroyd-B 微商, 具体形式为

$$\frac{\delta \boldsymbol{\tau}}{\delta t} = \frac{\partial \boldsymbol{\tau}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \boldsymbol{\tau} - ((\nabla \mathbf{u})^T \cdot \boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u}). \quad (3)$$

黏弹性流体的总应力 $\boldsymbol{\tau}$ 由黏性部分和弹性部分组成:

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_s + \boldsymbol{\tau}_p, \quad (4)$$

其中, $\boldsymbol{\tau}_s$ 是溶剂黏性部分引起的应力,

$$\boldsymbol{\tau}_s = \mu_s \dot{\boldsymbol{\gamma}}, \quad (5)$$

其中, μ_s 是溶剂的动力学黏性系数. $\boldsymbol{\tau}_p$ 为溶液黏弹性引起的弹性应力, 与其构型张量(Conformation Tensor) $\mathbf{C}$ 相关, 具体为

$$\boldsymbol{\tau}_p = \frac{\mu_p}{\lambda_1}(\mathbf{C} - \mathbf{I}), \quad (6)$$

其中, μ_p 是具有黏弹性特质的溶质等效的动力学黏性系数, $\mathbf{I}$ 是单位张量. 构型张量 $\mathbf{C}$ 的演化方程则可写为

$$\frac{\partial \mathbf{C}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{C} = \mathbf{C} \cdot \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \cdot \mathbf{C} - \frac{1}{De}(\mathbf{C} - \mathbf{I}), \quad (7)$$

其中, $De = \lambda_1 / t_c$ 为德博拉数(Deborah Number), 表征松弛时间 λ_1 与特征时间 $t_c (= R/U)$ 的比值.

2.2 界面捕捉方法与流动控制方程

我们采用轴对称DIM方法来捕捉不可压缩液滴的界面演化. 该方法可实现带接触线的不可压缩多相流动的数值模拟^[27]. 在DIM方法中, 气-液界面通过液相的体积分数 ϕ 来表示, 其演化方程为Cahn-Hilliard方程:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = \frac{1}{Pe} \nabla^2 \Psi, \quad (8)$$

其中, $\phi=0$ 代表牛顿流体的体相, $\phi=1$ 代表黏弹性流体的体相, Ψ 是无量纲化学势. Peclet数定义为 $Pe = RU/(M_c \Psi_c)$, 其中 M_c 特征动量, Ψ_c 是特征化学势. 后面数值结果显示的时刻均用 R/U 进行了无量纲化.

多相黏弹性流体流动的无量纲Navier-Stokes方程组为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{p} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = & -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla \cdot [\bar{\mu}(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] \\ & + \frac{fs}{We} + \frac{\phi}{Re} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_p, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, fs 为表面张力, $\bar{p}$ 为无量纲黏性系数, $\bar{p}$ 为无量纲密度, β 为溶剂黏度比; 具体定义如下:

$$\bar{p} = \phi\beta + \frac{\mu_2}{\mu_1}(1 - \phi), \quad (11)$$

$$\bar{p} = \phi + \frac{\rho_2}{\rho_1}(1 - \phi), \quad (12)$$

$$\beta = \frac{\mu_s}{\mu_0} = \frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_p} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \quad (13)$$

其中, μ_1 为黏弹性流体的零剪切黏度, 即 $\mu_1 = \mu_0 = \mu_s + \mu_p$, μ_2 是牛顿流体的动力学黏性系数, ρ_1 为黏弹性流体的密度, ρ_2 为牛顿流体密度. 基于交错网格, 我们采用有限体积方法对控制方程(8)-(11)进行离散, 进而联立求解Navier-Stokes方程与Cahn-Hilliard方程; 具体细节可参见文献^[27].

2.3 问题描述

本文模拟轴对称黏弹性液滴撞击壁面问题, 如图1所示. 半径为 R 的液滴以初速度 U 向壁面运动, 计算域在轴向和径向都是 $3R$. 下边界为无滑移的固体壁面, 左边界为对称边界, 上边界和右边界施加无穷远边界条件. 数值验证显示增加计算区域对计算结果没有影响. 在计算过程中壁面接触角保持固定不变. 在所有算例中, 空气和液滴的黏度比设为 $\mu_2:\mu_1=1:189$, 密度比设为 $\rho_2:\rho_1=1:910$. 这里不研究溶剂黏度比的影响, 将其统一设置为 $\beta=0.5$. 由于液滴大小为 $100 \mu\text{m}$ 左右, 因而可以忽略重力影响. 本文选用的无量纲参数范围为 $5 < Re < 100$, $0.1 < We < 10$.

2.4 数值结果验证

我们通过与Son和Kim^[25]的高分子(PEO)溶液液滴撞击壁面的实验结果对比, 来验证了数值方法的可靠性. 数值计算中我们采用Son实验的参数设置, 对应无量纲参数为 $Re=51.4$, $We=10.0$, $De=3.2$, $\beta=0.5$ 以及接触角 $\theta=90^\circ$. 所采用的网格间距 $\Delta x=0.0026$, 时间步长 $\Delta t=0.00001$. 图2为不同时刻的数值模拟结果与实验的

图1 数值模拟示意图. 半径为 R 的黏弹性液滴以初始速度 U 撞击固体壁面

Figure 1 A sketch of computational configuration. Impact of a viscoelastic drop of radius R onto a solid substrate at a velocity of U .

图 2 (网络版彩图)数值模拟与实验结果的对比图, 无量纲参数为 $Re=51.4$, $We=10.0$, $De=3.2$, $\theta=90^\circ$. 对应的无量纲时刻依次为 $t=1.0$ (a), 5.4 (b), 9.8 (c)和14.2 (d), 实线为数值结果, 并叠加在相同时刻的实验结果上

Figure 2 (Color online) Comparison between numerical results and experimental data with respect to snapshots of drops. The dimensionless groups are $Re=51.4$, $We=10.0$, $De=3.2$, $\theta=90^\circ$. The numerical results (solid curves) are superimposed on the experimental data, at dimensionless times $t=1.0$ (a), 5.4 (b), 9.8 (c) and 14.2 (d), respectively.

对比. 可以看出, 不同时刻的数值计算结果均与液滴撞击实验结果吻合较好, 说明了本文所采用数值方法的准确性. 图3显示了网格收敛性验证, 所选取的无量纲参数与图1相同. 考察了3种不同的网格步长, 依次为: $\Delta x=0.0026$, 0.0031和0.0038. 由图3可以看出, $\Delta x=0.0026$ 与0.0031的数值结果基本重合, 网格收敛性较好. 因此, 以下研究网格均选取 $\Delta x=0.0031$.

3 结果与讨论

3.1 液滴的铺展与回缩

图4显示了较低的雷诺数和韦伯数下黏弹性液滴撞击到疏水壁面的典型动力学过程, 其无量纲参数为 $Re=20.0$, $We=1.0$, $\theta=150^\circ$. 图中显示了不同时刻的速度矢量场和构型张量 C 的迹(Tr)的云图, 这里 Tr 用于表征高分子的平均拉伸长度. 数值结果表明, 液滴撞击平板后分为以下几个阶段: 先是铺展至最大润湿面积, 然后开始横向回缩, 然后进行纵向拉伸, 最后有可能从壁面反弹并脱离. 在铺展过程中, $De=0.1$ 与 $De=1.0$ 的数值结果从速度矢量场和液滴变形上看都几乎相同. 液滴回缩时, 弹性较大的液滴($De=1.0$)比弹性较小液滴($De=0.1$)的接触线运动速度小很多, 导致同一时刻下接触线位置距离轴线较远. 最终, $De=0.1$ 的黏弹性液

图 3 (网络版彩图)液滴撞击壁面的网格收敛性验证. 无量纲参数与图2相同, 无量纲时间 $t=10.0$. 数值结果基于不同网格间距: $\Delta x=0.0026$ (实线), 0.0031 (点划线)和0.0038 (虚线)

Figure 3 (Color online) Mesh convergence study of drop spreading at dimensionless time $t=10.0$. The dimensionless parameters are the same as in Figure 2. The numerical results are obtained on the meshes of different resolution: $\Delta x=0.0026$ (solid line), 0.0031 (dash-dotted line) and 0.0038 (dashed line).

图 4 (网络版彩图)黏弹性液滴撞击疏水壁面的瞬时图, 参数为 $Re=20.0$, $We=1.0$, $\theta=150^\circ$. (a) $De=0.1$; (b) $De=1.0$. 每个时刻的图中右侧为 Tr ($Tr=C_{rr}+C_{\theta\theta}$)云图, 表征高分子的平均拉伸长度, 左侧为速度矢量图, 左上角的箭头表示参考矢量. 从上到下依次对应的无量纲时间 $t=0.8$, 3.0和4.0的结果

Figure 4 Snapshots of viscoelastic drop impact onto a hydrophobic solid surface at $Re=20.0$, $We=1.0$, $\theta=150^\circ$. (a) $De=0.1$; (b) $De=1.0$. In each panel, the contour of Tr (right) ($Tr=C_{rr}+C_{\theta\theta}$) and the velocity vectors (left) are shown, and the big arrows indicate the reference vector. The dimensionless time $t=0.8$, 3.0 and 4.0 from the top to the bottom.

滴向上反弹并脱离壁面($t=4.0$ 时刻), 而 $De=1.0$ 的液滴停留在壁面上, 随后会振荡直至平衡. 从液滴的 Tr 云图对比可以看出, 在 $De=0.1$ 时, 由于液滴的弹性较小, 更接近牛顿流体液滴(牛顿流体的 $Tr=0$), 液滴也会像牛顿流体液滴一样反弹脱离壁面. 当液滴完全脱离壁面时($t=4.0$), $De=0.1$ 液滴内部的 Tr 几乎全部为1, 表明构型张量 C 松弛基本为单位张量, 因此液滴内部弹性

应力 τ_p 接近为0. 对于较大 De 数的液滴, 我们发现, Tr 值在接触线附近明显比液滴其他区域大, 表明在接触线附近正应力 C_{rr} 和 C_{zz} 较大.

为了进一步定量研究黏弹性对液滴撞击动力学的影 响, 我们进行了一组 $Re=18.0$, $We=0.936$, $\theta=150^\circ$ 下, 但不同 De 数($=0, 0.2, 0.3, 1.0$)的数值模拟, 其中 $De=0$ 对应于牛顿流体. 接触线半径随着时间的演化如图5所示, 我们从中可以得到一些直观的结论. 首先, 在铺展阶段, 不同 De 数的黏弹性液滴和牛顿流体液滴的接触线半径几乎重合, 均满足 $R_c \sim We^{1/4} t^{1/2}$ 的尺度率关系. 其次, 在回缩初期, 各算例的接触线半径也几乎重合; 在此阶段, 由于不同 De 数的液滴弹性应力整体作用于液滴的差异较小, 黏弹性对回缩过程没有产生明显影响. 到回缩后期, 接触线移动速度开始发生变化, 不同 De 数液滴的接触线半径开始显现出与牛顿流体的差异, 曲线逐渐分离. 这是由于在回缩后期, 黏弹性液滴向上显著拉伸, 导致不同 De 数的液滴弹性应力作用差异较大. 最后, 我们可以看出, 牛顿流体的液滴接触线速度最快(即图中斜率最大), 在 $t=3.13$ 时发生反弹(即接触线半径为零). 随着 De 数增加(即弹性增加), 黏弹性液滴的回缩速度逐渐减慢, $De=0.2$ 的液滴仍然会从壁面反弹($t=4.21$), 但当 $De=0.3$ 和 $De=1.0$ 时, 反弹被完全抑制, 液滴停留在壁面上分别以 $4.53R/U$ 和 $5.10R/U$ 的周

图5 (网络版彩图) 撞击疏水壁面后, 不同 De 数液滴的接触线半径 R_c 随时间 t 的演化. 无量纲参数 $Re=18.0$, $We=0.936$, $\theta=150^\circ$. 图中点划线为标度率 $R_c \sim t^{1/2}$, 放大图为对数坐标系下铺展半径 R_c 随时间 t 的变化

Figure 5 (Color online) Time evolution of contact line radius of the drop after impact at $Re=18.0$, $We=0.936$, $\theta=150^\circ$ and various De . The dash-dotted line indicates $R_c \sim t^{1/2}$. The inset shows the results at the early stage of the spreading in a log-log scale.

期振荡直至平衡. 其振荡周期与黏弹性松弛时间差别较大, 而与液滴惯性-表面张力主导的周期 $8\sqrt{\rho R^3/(3\sigma)} = 4.47R/U^{[28]}$ 更为接近. 因此, 我们的数值结果重现了黏弹性液滴撞击疏水壁面后反弹被抑制的实验结果, 而且发现液滴铺展不受黏弹性效应影响, 这与前人的实验观察相一致^[11,19,25].

图6展示了对数坐标系下达到最大铺展的时间与最大铺展半径之间的关系. 图中显示了两组参数的结果: 第一组固定了 Oh 数($Oh=0.0861$)而采用不同的 De 数($De=0.1, 0.5$ 和 1.0), 第二组固定了 De 数($De=0.5$)而采用不同的 Oh 数($Oh=0.062$ 和 0.044). 我们可以看出, 在不同的 De 数和不同的 Oh 数下, 最大铺展时间和最大铺展半径 R_m 均满足同样的尺度率关系:

$$t_m \sim \sqrt{We} R_m^{3/2}. \quad (14)$$

值得一提的是这一关系与牛顿流体液滴是相一致的. 这主要是由于在铺展阶段惯性作用和表面张力占主导, 因此铺展时间是由惯性-毛细时间 $t = \sqrt{\rho R^3/\sigma}$ 来决定的, 而黏弹性对液滴铺展时间没有显著影响.

图6 (网络版彩图) 接触角为 $\theta=150^\circ$ 的液滴撞击壁面后铺展时间 t_m 随最大铺展半径 R_m 变化的尺度率关系. 空心图标为固定 Oh 数($Oh=0.086$)而 De 数不同的结果, 包括牛顿流体(菱形), $De=0.1$ (正方形), $De=0.5$ (倒三角)和 $De=1.0$ (左三角); 实心图标表示固定 De 数($De=0.5$), 而 Oh 数不同的结果, 包括 $Oh=0.062$ (三角形)和 0.044 (圆). 实线为标度率关系 $t_m \sim R_m^{3/2}$

Figure 6 (Color online) Spreading time as a function of the maximum radius of the wetted area at $\theta=150^\circ$. The empty symbols indicate the results at a fixed Oh number ($Oh=0.086$) but various De , including drops of Newtonian fluid (diamond), $De=0.1$ (square), $De=0.5$ (gradient), $De=1.0$ (left triangle). Filled symbols indicate the results at $De=0.5$ and various Oh , such as $Oh=0.062$ (triangle) and 0.044 (circle). The solid line indicates the scaling law $t_m \sim R_m^{3/2}$.

3.2 黏弹性液滴反弹抑制的机制分析

弹性应力 τ_p 是黏弹性效应的主要特征之一. 数值模拟结果显示, 由于流体剪切所诱导的壁面弹性应力 τ_p 对抑制液滴反弹起到关键作用. 这里我们主要关注 z 方向(竖直方向)的弹性应力分量 f_{e_z} , 其在柱坐标下的计算公式如下:

$$f_{e_z} = (\nabla \cdot \tau_p)_z = \frac{\partial(r\tau_{pz})}{r\partial r} + \frac{\partial(\tau_{pzz})}{\partial z}. \quad (15)$$

以液滴为控制体, 对 f_{e_z} 进行积分可以得到由于黏弹性效应所诱导的壁面弹性力合力 Fe_z .

图7(a)展示了当 $Re=20.0$ 和 $We=1.0$ 时, 不同 De 数下液滴内部 Fe_z 随时间 t 的演化. 我们发现, 在回缩阶段, Fe_z 的方向均为竖直向下, 其幅值随着 De 数的增大而增长. 尤其在回缩阶段的后期, 即当液滴开始竖直拉伸, 正是由于液滴在竖直方向的拉伸较大, Fe_z 的幅值迅速增大, 在 $t=2.0$ 时刻附近达到峰值. 竖直向下的弹性应力阻碍了液滴的弹起; 可以期待, 当 De 数达到特定值时, 壁面弹性应力会抑制液滴反弹现象的发生. 图7(b)和(c)展示了液滴内部 z 方向的弹性应力的云图分布. 可以看出, 在界面附近的弹性应力 f_{e_z} 较大, 尤其是接触线处出现了峰值. 因而, 可以认为界面以及接触线附近出现的弹性应力对阻碍液滴向上反弹起着关键作用.

4 结论

数值研究了在较低的雷诺数和韦伯数下的黏弹性液滴撞击疏水壁面的动力学过程. 通过将Oldroyd-B本构模型与DIM相结合, 定量研究了高分子溶液的黏弹性对液滴撞击后的铺展和回缩的影响. 数值结果显示,

图7 (网络版彩图) (a) 液滴内部 z 方向弹性应力积分 Fe_z 随时间 t 的演化. (b), (c) 无量纲时间 $t=2$ 时 $De=0.1$ 和 $De=1.0$ 的 f_{e_z} 云图. 无量纲参数分别为 $Re=20.0$, $We=1.0$ 和 $\theta=150^\circ$

Figure 7 (Color online) (a) Time evolution of integration of elastic force in z direction inside the viscoelastic drop. (b), (c) The contours of f_{e_z} at dimensionless time $t=2.0$, with $De=0.1$ and 1.0 respectively. The dimensionless parameters are $Re=20.0$, $We=1.0$ and $\theta=150^\circ$.

液体黏弹性对液滴的铺展过程没有显著影响, 不同 De 数的黏弹性液滴均满足 $t_m \sim \sqrt{We} R_m^{3/2}$ 的尺度率关系. 对于回缩过程, 随着 De 数的增大, 黏弹性液滴的回缩速度逐渐减小, 液滴的反弹逐渐被抑制. 通过对液滴内部 z 方向的弹性应力 Fe_z 进行分析, 发现在回缩阶段后期, Fe_z 随着 De 数增大迅速增大, 且方向竖直向下. 通过分析液滴内部弹性应力 f_{e_z} 的分布, 揭示了界面及移动接触线处的弹性应力是导致液滴反弹抑制现象出现的主要原因.

参考文献

- Derby B. Inkjet printing of functional and structural materials: Fluid property requirements, feature stability, and resolution. *Annu Rev Mater Res*, 2010, 40: 395–414
- Rukosuyev M V, Barannyk O, Oshkai P, et al. Design and application of nanoparticle coating system with decoupled spray generation and deposition control. *J Coat Technol Res*, 2016, 13: 769–779
- Zhou Z F, Chen B, Wang R, et al. Comparative investigation on the spray characteristics and heat transfer dynamics of pulsed spray cooling with volatile cryogenics. *Exp Thermal Fluid Sci*, 2017, 82: 189–197
- Riboux G, Gordillo J M. Experiments of drops impacting a smooth solid surface: A model of the critical impact speed for drop splashing. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 024507
- Liu Y, Moevius L, Xu X, et al. Pancake bouncing on superhydrophobic surfaces. *Nat Phys*, 2014, 10: 515–519, arXiv: 1406.3203

- 6 Biance A L, Clanet C, Quéré D. First steps in the spreading of a liquid droplet. *Phys Rev E*, 2004, 69: 016301
- 7 Clanet C, Béguin C, Richard D, et al. Maximal deformation of an impacting drop. *J Fluid Mech*, 2004, 517: 199–208
- 8 Bartolo D, Josserand C, Bonn D. Retraction dynamics of aqueous drops upon impact on non-wetting surfaces. *J Fluid Mech*, 2005, 545: 329–338
- 9 Yarin A L. Drop impact dynamics: Splashing, spreading, receding, bouncing.... *Annu Rev Fluid Mech*, 2006, 38: 159–192
- 10 Josserand C, Thoroddsen S T. Drop impact on a solid surface. *Annu Rev Fluid Mech*, 2016, 48: 365–391
- 11 Bergeron V, Bonn D, Martin J Y, et al. Controlling droplet deposition with polymer additives. *Nature*, 2000, 405: 772–775
- 12 de Gans B J, Duineveld P, Schubert U. Inkjet printing of polymers: State of the art and future developments. *Adv Mater*, 2004, 16: 203–213
- 13 Jung S, Hoath S D, Hutchings I M. The role of viscoelasticity in drop impact and spreading for inkjet printing of polymer solution on a wettable surface. *Microfluid Nanofluid*, 2013, 14: 163–169
- 14 Smith M I, Bertola V. Effect of polymer additives on the wetting of impacting droplets. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 154502
- 15 Bertola V. An experimental study of bouncing Leidenfrost drops: Comparison between Newtonian and viscoelastic liquids. *Int J Heat Mass Transfer*, 2009, 52: 1786–1793
- 16 Rozhkov A, Prunet-Foch B, Vignes-Adler M. Impact of drops of polymer solutions on small targets. *Phys Fluids*, 2003, 15: 2006–2019
- 17 Zang D, Wang X, Geng X, et al. Impact dynamics of droplets with silicananoparticles and polymer additives. *Soft Matter*, 2013, 9: 394–400
- 18 Huh H K, Jung S, Seo K W, et al. Role of polymer concentration and molecular weight on the rebounding behaviors of polymer solution droplet impacting on hydrophobic surfaces. *Microfluid Nanofluid*, 2005, 18: 1221–1232
- 19 Bartolo D, Boudaoud A, Narcy G, et al. Dynamics of non-Newtonian droplets. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 174502
- 20 Tomé M F, Mangiavacchi N, Cuminato J A, et al. A finite difference technique for simulating unsteady viscoelastic free surface flows. *J Non-Newtonian Fluid Mech*, 2002, 106: 61–106
- 21 Oishi C M, Martins F P, Tomé M F, et al. Numerical simulation of drop impact and jet buckling problems using the eXtended Pom-Pom model. *J Non-Newtonian Fluid Mech*, 2012, 169-170: 91–103
- 22 Paulo G S, Oishi C M, Tomé M F, et al. Numerical solution of the FENE-CR model in complex flows. *J Non-Newtonian Fluid Mech*, 2014, 204: 50–61
- 23 Wang Y L, Do-Quang M, Amberg G. Impact of viscoelastic droplets. *J Non-Newtonian Fluid Mech*, 2017, 243: 38–46
- 24 Izbassarov D, Muradoglu M. Effects of viscoelasticity on drop impact and spreading on a solid surface. *Phys Rev Fluids*, 2016, 1: 023302
- 25 Son Y, Kim C. Spreading of inkjet droplet of non-Newtonian fluid on solid surface with controlled contact angle at low Weber and Reynolds numbers. *J Non-Newtonian Fluid Mech*, 2009, 162: 78–87
- 26 Bird R B, Armstrong R C, Hassager O. Dynamics of Polymeric Liquids. 2nd ed. New York: A Wiley-Interscience Publication, 1987. 69–71
- 27 Ding H, Spelt P D M, Shu C. Diffuse interface model for incompressible two-phase flows with large density ratios. *J Comput Phys*, 2007, 226: 2078–2095
- 28 Fedorchenko A I, Wang A B. The formation and dynamics of a blob on free and wall sheets induced by a drop impact on surfaces. *Phys Fluids*, 2004, 16: 3911–3920

Dynamics of viscoelastic drops impacting onto a hydrophobic solid substrate

HAN DingDing, LIU HaoRan, LIU NanSheng & DING Hang^{*}

Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China

In this paper, the impact of a viscoelastic drop onto a hydrophobic solid substrate is numerically investigated at low Weber number and Reynolds number. Previous experiments showed that viscoelastic fluids could make a big difference to drop spreading and retraction after impact, compared to Newtonian fluids. To quantitatively study the effect of viscoelasticity, Oldroyd-B model and diffuse interface methods are adopted in the direct numerical simulation of viscoelastic drops impacting onto a hydrophobic solid surface. The viscoelasticity is represented by the Deborah number, which is the ratio of the relaxation time of the viscoelastic fluid to the flow characteristic time. Based on the numerical results, we find that the spreading process is hardly affected by the viscoelasticity, and follows the scaling law: $t_m \sim \sqrt{We} R_m^{3/2}$, where R_m is the maximum radius of the wetted area and t_m is the corresponding time. During the drop retraction, the Newtonian drop would bounce up from the substrate. By contrast, the retraction velocity of the viscoelastic drops gradually slow down with the increase of Deborah number, thereby eventually suppressing the drop bouncing. The mechanism of anti-rebound effect due to the viscoelasticity can be interpreted by the occurrence of the downward elastic stress near the interface, and the bigger the Deborah number is, the more likely the bouncing is inhibited.

non-Newtonian fluid, viscoelasticity, Oldroyd-B model, multiphase flow, contact line

PACS: 47.50.Cd, 47.11.-j, 47.55.D-, 47.55.np

doi: [10.1360/SSPMA2018-00167](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00167)