

电场中导电液滴电场效应的数值模拟^①



刘建河, 杨海朋

(长春理工大学 机电工程学院, 长春 130022)

通信作者: 刘建河, E-mail: a_liu100@163.com

摘要: 为研究低电导率导电液滴的电场效应, 采用开源计算流体力学(CFD)软件OpenFOAM, 设计了一种基于漏介质模型(leaky dielectric model)和流体体积(volume of fluid, VOF)法的电流体雾化(electrohydrodynamic atomization, EHDA)求解器, 并将数值结果与Taylor的解析值进行了比较。模拟结果预测了液滴的变形方式以及液滴内外的环流模式。研究发现, 在外加电场作用下, 液滴会发生“扁长型”或“扁圆型”变形, 并在内部形成稳定的环流, 液滴只会发生变形, 而不会发生宏观运动; 随着电场强度的增加, 液滴的变形越来越大, 小变形情况下, 模拟值与理论值基本吻合, 验证了数值方法的正确性; 当液滴的变形量较大时, 模拟结果开始偏离理论值, 与实验观察结果一致。此外, 电导率比值的改变对液滴变形的影响也比较明显, 而介电常数比的改变对液滴变形的影响则不太明显。

关键词: 导电液滴; 电场效应; 漏介质模型; 流体体积法(VOF); 数值模拟

引用格式: 刘建河, 杨海朋. 电场中导电液滴电场效应的数值模拟. 计算机系统应用, 2022, 31(11):339–348. <http://www.c-s-a.org.cn/1003-3254/8763.html>

Numerical Simulation of Electric Field Effect of Conductive Droplets in Electric Field

LIU Jian-He, YANG Hai-Peng

(School of Mechantronical Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

Abstract: To study the electric field effect of conductive droplets with low conductivity, an electrohydrodynamic atomization (EHDA) solver based on the leaky dielectric model and the volume of fluid (VOF) method is designed by the computational fluid dynamics (CFD) software OpenFOAM. The numerical results are compared with Taylor's analytical values, and the simulation results predict the deformation ways of droplets and the mode of circumfluence inside and outside the droplets. It is found that under the action of an external electric field, the droplets will become “prolate” or “oblate” and form stable circumfluence inside, and they only undergo deformation without any macroscopic motion. As the intensity of the electric field increases, the deformation of the droplets also intensifies. In the case of small deformation, the simulated values are consistent with the analytical values, which verifies the correctness of the numerical method. When the droplet deformation is considerable, the simulation results start to deviate from the theoretical values, which is consistent with the experimental observations. In addition, the effect of the change in conductivity on droplet deformation is also apparent, while the evolution of the dielectric constant ratio has a less pronounced impact on droplet deformation.

Key words: conductive droplet; electric field effect; leaky dielectric model; volume of fluid (VOF) method; numerical simulation

① 基金项目: 吉林省自然科学基金(20190304132YY)

收稿时间: 2021-11-10; 修改时间: 2021-12-13, 2022-03-10; 采用时间: 2022-03-18; csa 在线出版时间: 2022-08-12

研究静电场中导电液滴的电场效应是电流体动力学(electro-hydro dynamics, EHD)领域的一个关键问题,过去的几十年里,关于电场对流体影响的理论研究从未停止。1884年,瑞利极限^[1]的提出揭开了EHD研究的新篇章,O'konski等^[2]最先提出的理想介电模型表明,极性和非极性液滴在电场中都会发生扁长型变形,但其他研究者发现,液滴也会发生扁圆型变形,在此基础上,Taylor提出了漏介质模型^[3],可以成功地预测液滴的变形模式,但当液滴的变形较大时,该模型的预测并不准确。

随着计算机技术的不断发展,数值模拟成为了研究EHD问题的新方法。Feng等^[4]利用有限元法(FEM)观察电场中水滴的变形,研究了流体粘性对均匀电场中漏电液滴变形的影响规律。Yan等^[5]和Hartman等^[6,7]提出了更完整的方法。Tomar等^[8]提出了一种耦合水平集(LS)和流体体积(VOF)法的两相EHD模型,模拟了电场作用下导电液滴的变形。Lac等^[9]采用边界积分法,通过同时求解电场和流场,得到了均匀电场中中性漏电液滴的变形与稳定性规律。黄伟峰等^[10]利用格子Boltzmann方法研究了均匀电场中液滴的变形和失稳。Lim等^[11]基于CFD的有限体积法(FVM),求解了喷嘴末端附近的液相和周围空气的N-S方程,并使用前跟踪方法对气液界面进行了监控,成功地模拟了液体射流和液滴的形成,López-Herrera等^[12]使用VOF法对导电液滴进行了三维模拟,结果与Tomar等^[8]得到的结果接近。Wei等^[13]基于VOF方法,提出电流体流场与电场双向耦合的数值方法,研究中性漏电液滴和带电液滴在均匀电场和非均匀电场下的变形及运动规律,成功观察到了液滴的形成过程。

以上对于电流体的研究对象多为高电导率流体,因为其更容易观察到实验现象而被广泛采用,例如酒精。而对于低电导率液体的研究很少,本文建立了模拟低电导率导电液滴在电场中变形过程的多物理场计算模型。Fluent、Flow3D和Comsol等商业代码已被用于模拟EHD问题,它们已经提供了模拟Navier-Stokes方程的模型,但缺少灵活性。而本文采用具有流体体积方法的OpenFOAM软件处理两相EHD问题,利用OpenFOAM开源的特性,基于流体流动控制方程和电场控制方程,通过添加自定义源项的方法,编译设计了求解两相EHD问题的数值求解器EHDAFoam。仿真结果中成功地观察到了低电导率液滴在电场中发生电

变变形的过程,揭示了电场作用下导电液滴的电场效应。

1 方法论

1.1 控制方程

在考虑等温和不可压缩流体时,重力场中两相EHD问题的主要控制方程为质量守恒(连续性)方程和动量守恒方程^[14]:

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\tau^m + \tau^e) + \rho g \quad (2)$$

其中, ρ 为流体密度, \mathbf{U} 为流体速度, p 为压力, g 为当地重力加速度, τ^m 为粘性应力张量, τ^e 为麦克斯韦应力张量。

τ^m 与单位面积上的粘性力有关,分为牛顿组分和聚合物(非牛顿)组分,在只考虑牛顿效应的问题中,聚合物组分可以忽略,只留下牛顿组分。另一方面,若只考虑纯粘弹性聚合物时,牛顿组分可以忽略不计。

τ^e 与单位面积上的电力有关,由式(3)给出:

$$\tau^e = \varepsilon \mathbf{E} \mathbf{E} - \frac{1}{2} \varepsilon \left(1 - \frac{\rho}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \right) \mathbf{E}^2 I \quad (3)$$

其中, ε 为流体的介电常数, \mathbf{E} 是电场强度, I 是单位张量。

Chen^[15] 和 Melcher^[16]认为Korteweg-Helmholz力密度可以评估 τ^e 与电场力 \mathbf{F}_e 的关系,对于线性不可压缩的电流体介质,该力密度为:

$$\mathbf{F}_e^{K-H} = \rho_e \mathbf{E} - \frac{1}{2} \mathbf{E}^2 \nabla \varepsilon + \nabla \left[\frac{1}{2} \rho \left(\frac{\delta \varepsilon}{\delta \rho} \right)_T \mathbf{E}^2 \right] \quad (4)$$

式(4)右侧第1项表示库仑力,该力作用于流体中存在的电荷:

$$\mathbf{F}_{e1} = \rho_e \mathbf{E} \quad (5)$$

其中, ρ_e 是电荷密度。

当电荷受到库仑力的加速时,动量转移到流体中,促使流体发生变形或运动,库仑力是EHD力中最强的,在直流电区占据主导地位^[17]。

第2项是介电常数梯度力:

$$\mathbf{F}_{e2} = -\frac{1}{2} \mathbf{E}^2 \nabla \varepsilon \quad (6)$$

该力比库仑力弱得多,仅在交流频率下占主导地位,由于常用的EHD雾化流体各向同性且不可压缩,介电常数没有梯度,所以此项为零,然而,在流体表面

边界上,介电常数具有很大的梯度,这种不连续性具有与库仑力作用下的表面电荷相同的效果.

第3项是由于电场的不均匀性引起的,被称为电致伸缩力:

$$\mathbf{F}_{e3} = \frac{1}{2} \nabla \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_T} E^2 \right) \quad (7)$$

电致伸缩力仅在可压缩的流体中才出现,在不可压缩的牛顿流体中,例如水,电致伸缩力为零.因此,Korteweg-Helmholz 力密度可以被简化为:

$$\mathbf{F}_e = \rho_e \mathbf{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \epsilon \quad (8)$$

在电流体动力学中,电场是无旋场^[16]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (9)$$

电场强度 \mathbf{E} 由电势的梯度求解:

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi \quad (10)$$

其中, Φ 是电势.

根据高斯定律,电荷密度可以表示为电位移矢量 \mathbf{D} 的散度:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (11)$$

在流体中, \mathbf{E} 和 \mathbf{D} 之间的关系由介质的介电常数决定:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (12)$$

所以电荷密度 ρ_e 可以表示为:

$$\epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_e \quad (13)$$

最后,利用 Melcher^[16]、Saville^[18] 和 Levich^[19] 的方法,推导出电荷守恒方程如下:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_e \mathbf{U}) + \nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = 0 \quad (14)$$

其中, σ 为电导率.

对于各向同性的非电介质连续性流体,漏介质模型在界面处出现切向电应力,使流体处于运动状态,直到粘性应力提供平衡,并且可以忽略电荷随时间的变化量^[20].因此,式(14)可以简化为^[18]:

$$\nabla \cdot (\sigma \mathbf{E}) = 0 \quad (15)$$

VOF 法^[21]是 CFD 中处理自由表面流的常用方法,在 VOF 模型中,表面张力可以根据连续介质表面力模型(CSF)^[22]计算获得:

$$\mathbf{F} = \gamma \kappa \nabla \alpha \quad (16)$$

其中, γ 为表面张力系数, κ 为界面曲率, $\nabla \alpha$ 为相分数的

梯度.

式(17)为牛顿流体中的粘性应力张量项^[23]:

$$\nabla \cdot \tau = \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{U}) + \nabla \mathbf{U} \nabla \nu \quad (17)$$

其中, ν 为流体的粘度.

除此之外,为使边界条件的定义更加简单,采用修正压力^[24]:

$$p_{rgh} = p - \rho g \cdot h \quad (18)$$

其中, h 表示网格单元体心的位置矢量.

对式(18)进行梯度操作:

$$\nabla p_{rgh} = \nabla p - g \cdot h \nabla \rho - \rho g \quad (19)$$

所以,VOF 模型中流体流动的动量方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) - \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{U}) - \nabla \mathbf{U} \cdot \nabla \nu \\ = -\nabla p_{rgh} - g \cdot h \nabla \rho + \sigma \kappa \nabla \alpha \end{aligned} \quad (20)$$

在传统的流体体积法中,Hamilton-Jacobi 函数与 N-S 方程同时求解.连续性方程求解如下:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \alpha = 0 \quad (21)$$

其中, α 为相分数,表示流体体积占网格体积的比例,用于界面位置的跟踪, α 的取值范围为 $0 \leq \alpha \leq 1$.

在 VOF 模型中,只有一组方程会被求解,所以计算域中两种不相溶的流体只有一种被认为是主相($\alpha = 1$),图 1 为相界面的示意图.

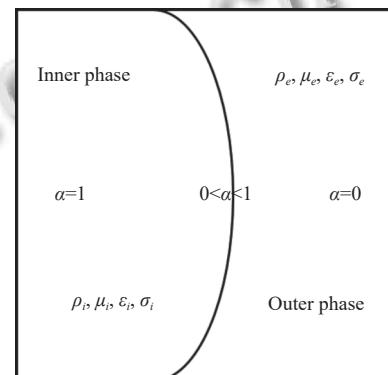


图 1 相界面 Γ 表示

在整个计算域内,流体属性只在流体界面上发生变化,界面处的物理属性可以通过流体体积分数的加权平均来求得:

$$\begin{cases} \rho = \alpha \rho_i + (1 - \alpha) \rho_e \\ \mu = \alpha \mu_i + (1 - \alpha) \mu_e \\ \epsilon = \alpha \epsilon_i + (1 - \alpha) \epsilon_e \\ \sigma = \alpha \sigma_i + (1 - \alpha) \sigma_e \end{cases} \quad (22)$$

其中, i 和 e 分别代表液滴与周围流体介质.

1.2 问题描述

本文研究的是均匀电场中导电液滴的 EHD 效应, 将球形液滴插入到两个平行板之间, 对上下极板施加恒定的电势, 由于电位差的存在, 极板间会形成匀强电场, 液滴将发生电离或极化, 从而在表面产生电场力, 计算模型如图 2 所示.

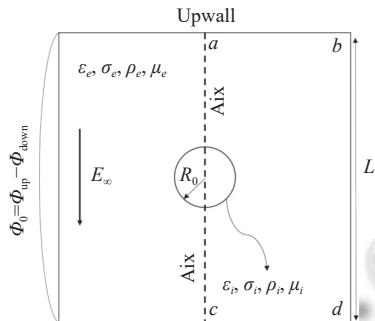


图 2 计算模型示意图

液滴与周围流体互不相溶且液滴的密度、黏度、介电常数、电导率分别为 $\rho_i, \mu_i, \epsilon_i, \sigma_i$, 周围流体的物理属性分别为 $\rho_e, \mu_e, \epsilon_e, \sigma_e$, 液滴与周围流体间的表面张力系数为 γ .

整个计算模型采用轴对称模型, 以消除边界对液滴力学行为的影响, 对称轴垂直于极板并通过液滴的中心, 在上下极板分别施加电势, 会产生一个由上到下的外电场 E_∞ , 由于表面电荷的积累, 液滴附近的电场会发生变化, 实验观察到在均匀电场作用下, 浸没在不导电流体中的导电液滴会生长型变形^[25]. 此外, 当两种流体都是纯介质时, 液滴将始终发生长型变形. 当液滴导电时, 表面会出现切向力, 液滴会发生扁圆变形^[3]. 两种变形模式如图 3 所示.

Taylor^[3]用变形系数 D 来表示液滴在电场作用下的总变形:

$$D = \frac{a-b}{a+b} \quad (23)$$

其中, a 为液滴沿电场方向的变形量, b 为液滴垂直于电场方向的变形量. 当 $D > 0$ 时, 液滴发生长型变形, 当 $D < 0$ 时, 液滴发生扁圆变形.

除此之外, Taylor^[3]还定义了液滴与周围流体的电导率比、介电常数比、粘度比和密度比, 公式如下:

$$S = \frac{\sigma_i}{\sigma_e}, M = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_e}, N = \frac{\mu_i}{\mu_e}, R = \frac{\rho_i}{\rho_e} \quad (24)$$

并给出了液滴变形的解析解, 如式 (25) 所示:

$$D_A = \frac{9}{16} \frac{C_{aE}}{(2+S)^2} f(S, M, N) \quad (25)$$

其中, 毛细管数 C_{aE} 用于描述电场与表面张力之间的关系:

$$C_{aE} = \frac{\epsilon_0 E_\infty^2 R_0}{\gamma} \quad (26)$$

其中, R_0 为液滴半径, E_∞ 为外加电场的大小:

$$E_\infty = \frac{\Phi_0}{L} \quad (27)$$

其中, L 为极板间距.

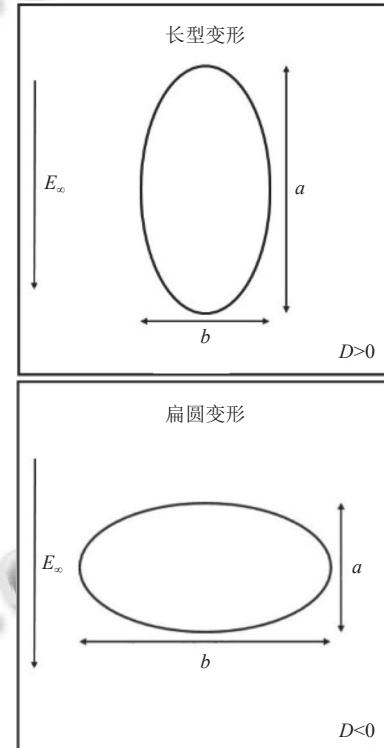


图 3 电场中导电液滴的变形类型

$f(S, M, N)$ 是泰勒判别函数:

$$f(S, M, N) = 1 + S^2 - 2M + \frac{3}{5}(S - M) \frac{2 + 3N}{1 + N} \quad (28)$$

由于模拟采用两种粘度相同的流体, 因此 N 是弱函数, $N=1$.

1.3 求解流程

整个计算过程在开源 CFD 软件 OpenFOAM^[26] 下进行, 采用 PIMPLE 算法求解动量方程, 从而将 SIMPLE 算法与 PISO 算法相结合, 只需设定 courant 数的最大

值, 算法将自动调整时间步长. $t = 0$ 时刻, 所有单元格被分配相应的相分数, 根据 Φ 和 ρ_e 的初始值, 式(13)计算漏介质模型的电荷分布, 并通过式(10)求解出电场的分布, 式(8)用得到的 E 和 ρ_e 的值计算电场力 F_e , 并将其带入动量方程. 使用对瞬态问题更精确的PISO算法计算新的压力场, 并对速度场进行修正, 得到新的 U 值并进行重载.

为保证计算结果的稳定性, 使数值模拟能够捕捉到液滴变形的所有细节, 模拟的时间步长应小于弛豫时间(式(29)). 本次模拟设置最大库朗数为0.1, 并将模拟的时间步长设置为 10^{-6} s.

$$\tau^{\mu} = \frac{\rho d_c^2}{\mu} \quad (29)$$

其中, d_c 可以估计为毛细管的直径或液滴的直径.

1.4 边界条件和网格划分

计算域的边界条件设置如图4.

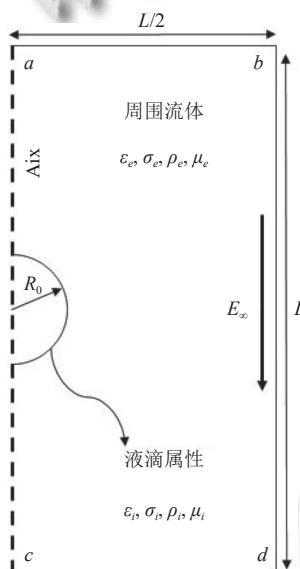


图4 边界条件设置

- (1) 边界 $a-b$. 无滑移边界条件, $U = (0, 0, 0)$, $\Phi = \Phi_{\text{up}}$.
- (2) 边界 $c-d$. 无滑移边界条件, $U = (0, 0, 0)$, $\Phi = \Phi_{\text{down}} = 0$.
- (3) 边界 $b-d$. 大气边界条件.
- (4) 边界 $a-c$. 轴对称边界条件.

为了设计出最佳的计算域尺寸, 分别测试了 $L = 5R_0$, $L = 10R_0$, $L = 15R_0$ 和 $L = 20R_0$ 时液滴随时间的变化情况, 如图5所示.

根据测试, 当 $L = 20R_0$ 时, 计算精度较为准确, 因

此, 模拟液滴的初始半径为 $R_0 = 0.005$ m, 极板间距为 $L = 0.1$ m.

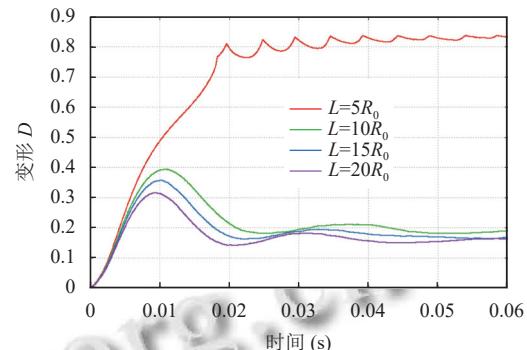


图5 不同计算域尺寸对液滴变形的影响

确定了最佳的计算域大小, 下一步需要进行网格密度测试. 由于电参数是主要的评估参数, 因此两种流体的密度比被设置为1. 图6显示 $L = 20R_0$ 时不同网格密度(R_0/dx)下的模拟结果, 相对误差见表1.

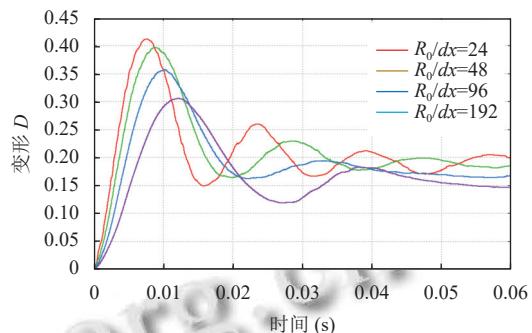


图6 $L = 20R_0$ 时网格密度对液滴变形的影响

表1 相对误差统计表

R_0/dx	24	48	80	192
相对误差 (%)	30	24	12	0.6

以上测试可以明显看出, 当网格变得更细时, 相对误差减小. 因此, 为所有模拟选择192的网格密度.

2 模拟结果与讨论

采用硅油-氧化蓖麻油体系进行模拟, 物理参数如表2所示.

表2 液体物理属性表

液体	ϵ	σ (S/m)	ρ (kg/m ³)	μ (Pa·s)
硅油	2.77	10^{-11}	980	12
氧化蓖麻油	6.3	10^{-9}	980	6.5

整个流体系统的表面张力为 $\gamma = 0.0055$ (N/m), 首先分析了液滴的电荷分布和电应力. 正如 Saville^[18]所指出和 López-Herrera 等^[12]观察到的一样, 电荷只停留在液滴表面, 最终产生的电应力将被限制在液滴的尖锐边界上. 图 7 显示毛细管数 $C_{aE} = 0.5$, $S = 10$, $M = 0.439$, $N = 1.0$, $R = 1.0$ 时液滴表面电荷密度和电应力的分布结果. 图 8 显示了其他参数不变, $S = 0.1$ 时的模拟结果. 可以看出, 电应力的最大值均位于电荷密度值较高的地方.

由图 7、图 8 可以看出, 内外流体物理属性的差异

会导致液滴内部的自由电荷发生迁移与再分配, 当 $S = 10$ 时, 负电荷聚集在液滴的上半部, 正电荷聚集在液滴的下半部, 这是由于电场是自上而下分布的, 而当 $S = 0.1$ 时, 正电荷聚集在液滴的上半部, 负电荷聚集在液滴的下半部. 电荷在液滴的上下两部分都发生了积累, 使得两侧几乎没有电荷. 液滴总体上呈电中性, 液滴表面没有净电荷, 因此液滴两侧的正电荷和负电荷密度是平衡的, 在外加均匀电场作用下, 液滴只会发生变形, 不会发生宏观运动.

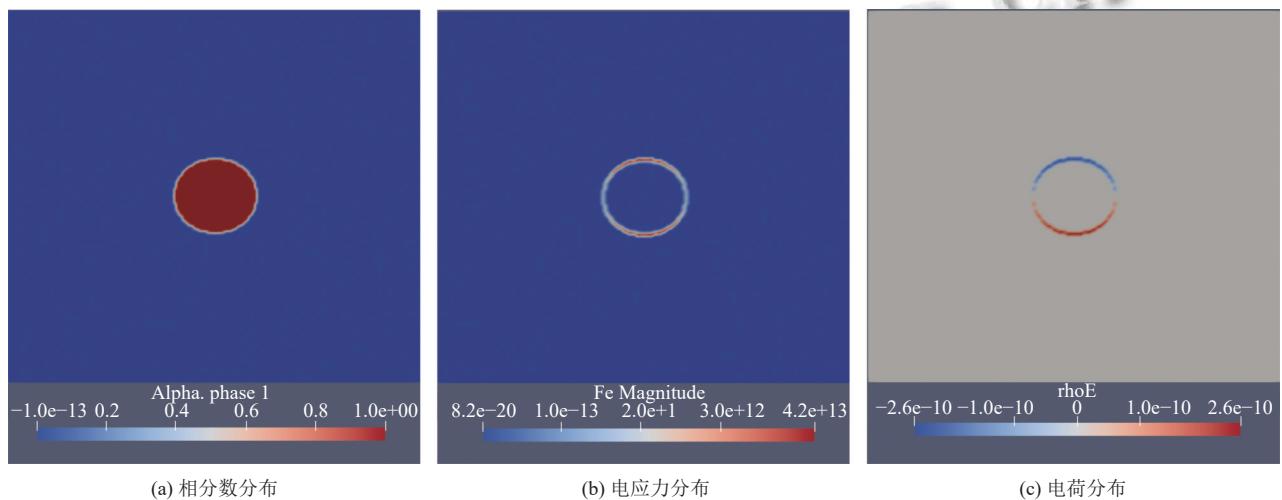


图 7 $S = 10$ 时各参数分布

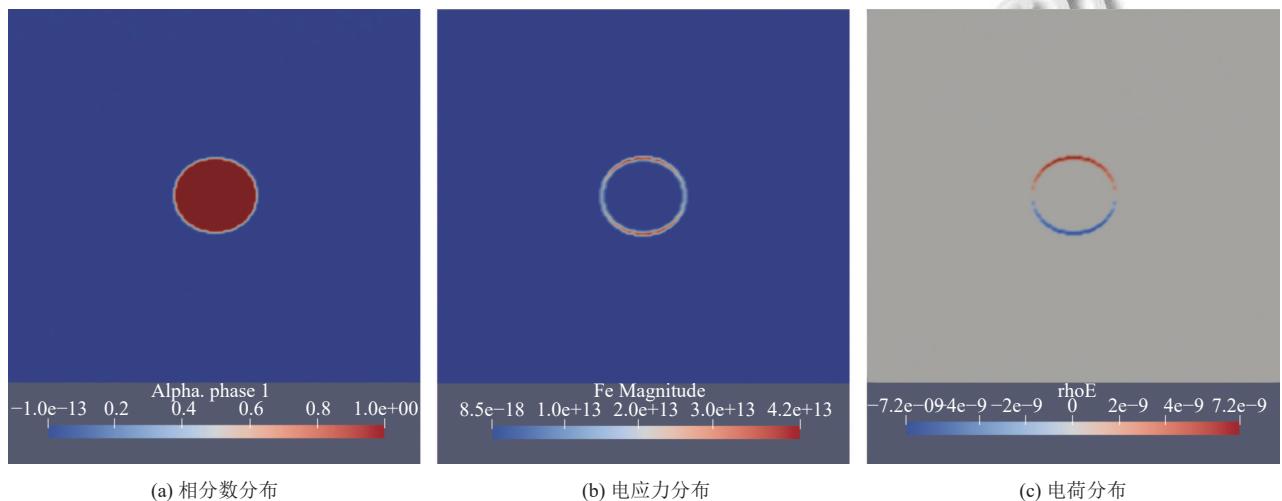


图 8 $S = 0.1$ 时各参数分布

由式(8)可以看出, 影响 F_e 的参数除了电荷密度以外, 还有介电常数的梯度. 图 9 显示了液滴附近的电场分布情况, 可以看出液滴表面积聚的电荷改变了液滴附近的电场分布, 在液滴内部, 电场保持恒定, 而

在液滴外部, 电场随距离而变化, 在离液滴中心很远的地方, 电场逐渐趋向于外电场值, 如图 10 所示, 图中 E_0/E_∞ 为模拟电场与外电场的比值, L_d 为距液滴中心的距离.

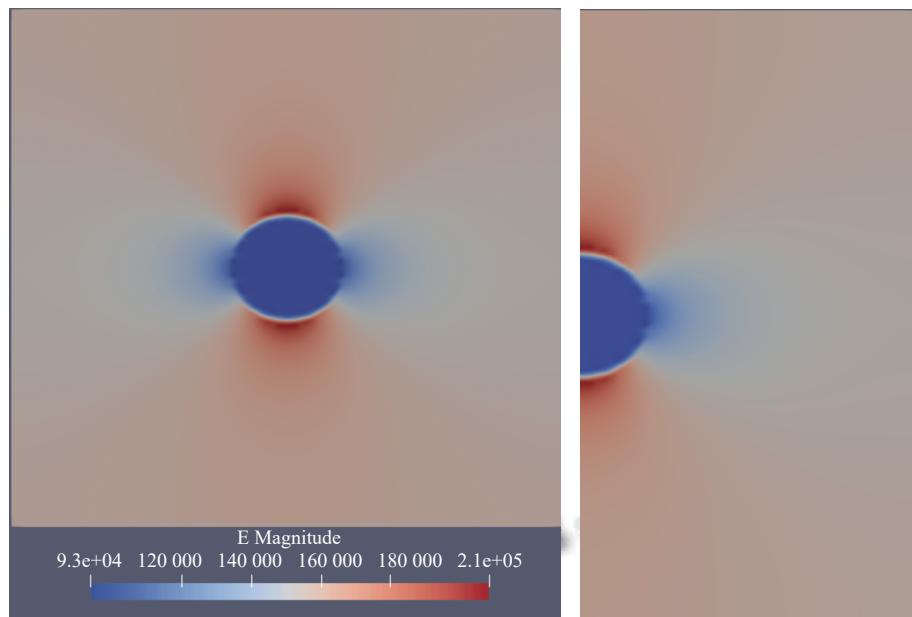


图9 导电液滴周围电场的分布状态

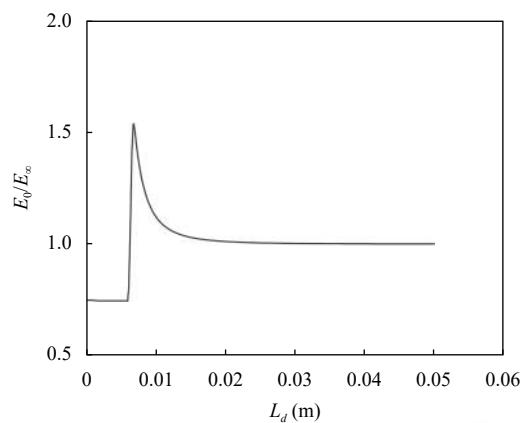
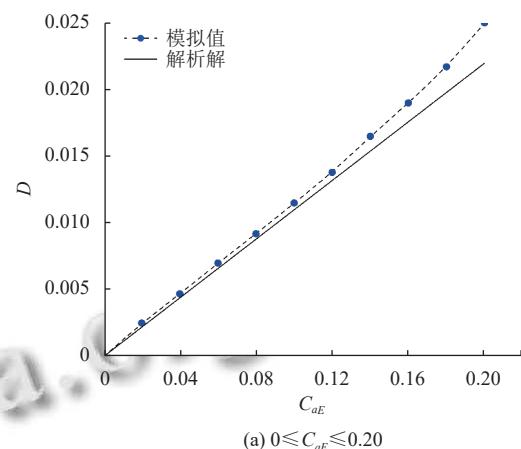
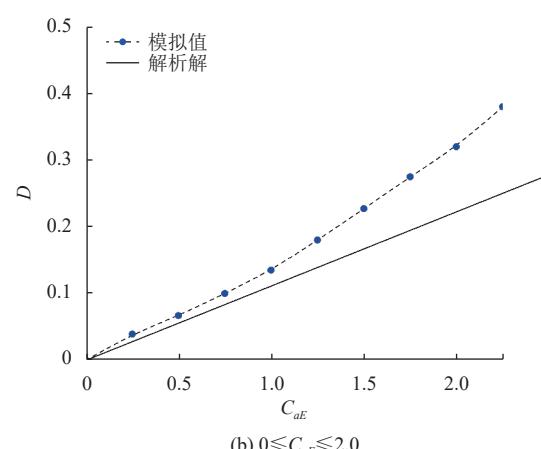


图10 导电液滴内外电场分布曲线

通过调整 C_{aE} 的值从 0 到 2.0, 模拟分析不同外加电压下液滴的变形. 图 11 给出了不同区间液滴变形的模拟结果与解析值之间的比较. 结果显示, 随着外加电场增加, 液滴变形越来越大, 小变形情况下 ($C_{aE} < 0.12$), 模拟结果与理论值基本吻合. 对于大变形, 模拟结果开始偏离理论值, 与 Feng 等^[4] 以及 Ha 等^[27] 所观察到的一样, Lim 等^[11] 也获得了大变形情况下实验值与理论值不同的结果. 因此, 理论式(25)是基于小变形的假设, 小变形情况下, 与实验结果具有良好的一致性, 当变形增加时, 泰勒所预测的变形系数 D_A 会变得不准确.

(a) $0 \leqslant C_{aE} \leqslant 0.20$ (b) $0 \leqslant C_{aE} \leqslant 2.0$ 图11 变形 D 与 C_{aE} 的关系图

为了评估液滴变形与电导率比 $C_{aE} < 0.12$ 的关系, 保持 M 和 C_{aE} 的值分别为 2.0 和 0.1. 首先观察了 $S = 10$ 和 $S = 0.1$ 时液滴随时间的变化情况, 如图 12 所示. 很明显, 当电导率比从 10 变为 0.1 时, 变形由扁长变为扁圆, 可以看出, 当其他参数保持不变时, 电导率比可以控制液滴变形的方向.

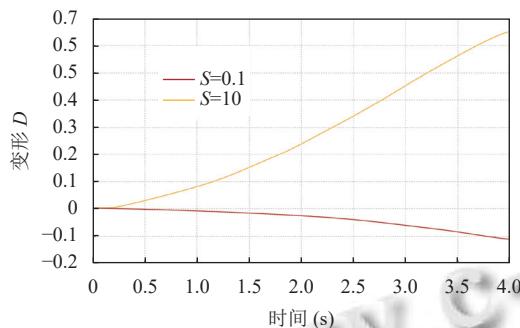


图 12 $S = 10$ 和 $S = 0.1$ 时液滴的变形

模拟还评估了不同电导率比下液滴的变形, 保持 $M = 2.0$, $C_{aE} = 0.1$, 如图 13 所示, 观察到了更明显的变形. 尽管数值结果与解析值相比有较大偏差, 但模拟结果所预测的趋势与解析结果是相同的. 模拟仍然显示出小变形情况下模拟值与解析值的良好一致性.

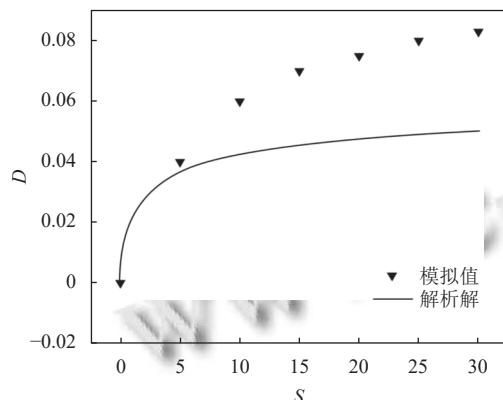


图 13 不同电导率比下液滴的变形

此外, 模拟也获得了变形不太明显的结果, 如图 14 所示. 保持 S 、 C_{aE} 和 R 的值分别为 2.5、0.1 和 1.0. 从 2.0 到 16 逐渐增加介电常数比 M 的值, 可以发现变形量与理论值偏差较小.

在某些情况下, 由于液滴内外的再循环流动而产生的流体动力直接影响液滴的变形. 当 $S > M$ 时, 电剪

切应力引起再循环流, 该再循环流从赤道平面吸入并沿液滴的垂直对称轴排出, 如图 15(a) 所示. 对于 $S < M$ 的情况, 产生的流动与时相反, 再循环流从垂直对称轴吸入, 并沿赤道平面排出, 如图 15(b) 所示.

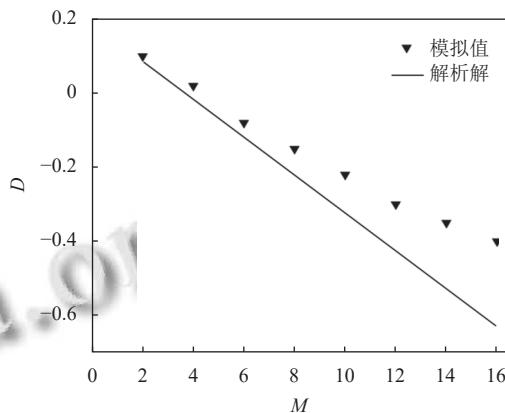


图 14 不同介电常数比下液滴的变形

3 结论

本文基于漏介质模型, 将电场力作为源项添加到流体运动的 Navier-Stokes 方程中, 并采用 VOF 方法追踪两相流的界面变化, 设计了求解两相 EHDA 问题的数值求解器, 模拟分析了导电液滴在电场中的电场效应. 模拟得到了外加电场作用下导电液滴内部自由电荷的迁移与再分配特性, 结果表明, 由于液滴与外部流体物理属性的差异, 自由电荷在液滴表面再分配的形式不同, 导致液滴可能会发生“扁长型”或“扁圆型”变形, 液滴内部会形成稳定的环流, 液滴只会发生变形, 而不会发生宏观运动. 模拟也分析了外加电压对导电液滴变形的影响, 并将数值结果与 Taylor 的解析解进行了比较, 结果显示, 随着外加电压的增加, 液滴的变形越来越大, 小变形情况下, 模拟值与理论值基本吻合, 当液滴的变形量较大时, 模拟结果开始偏离理论值, 与实验观察到的现象一致, 验证了数值方法的正确性. 此外, 研究还发现, 电导率比值的改变同样可以控制液滴的变形, 并且依旧显示出了小变形条件下模拟结果与理论值的良好一致性, 而介电常数比的改变对于液滴变形的影响则不太明显. 通过对电场作用下导电液滴的电场效应的数值模拟, 不仅完成了电流体动力学基本课题的研究, 而且为其在工业工程等领域的实际应用提供了理论基础.

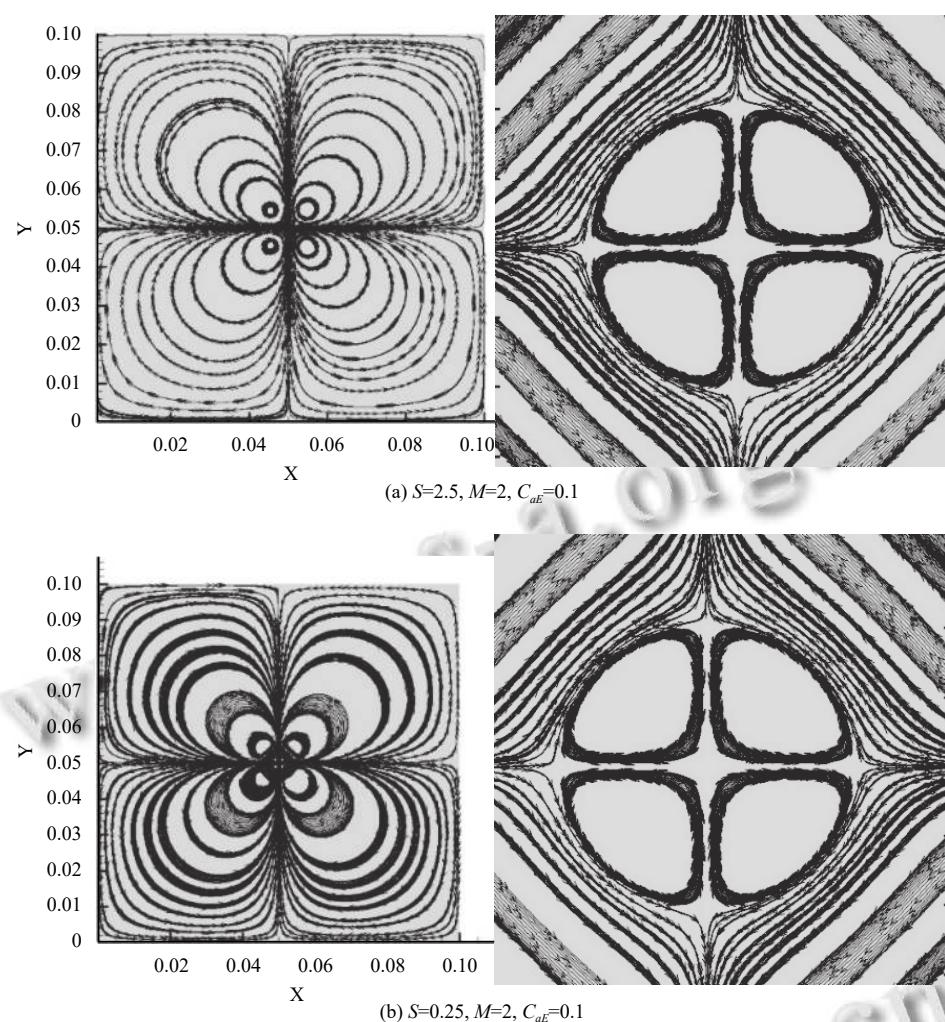


图 15 环流模式图

参考文献

- 1 Rayleigh L. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1882, 14(87): 184–186.
- 2 O'konski CT, Thacher Jr HC. The distortion of aerosol droplets by an electric field. *The Journal of Physical Chemistry*, 1953, 57(9): 955–958. [doi: [10.1021/j150510a024](https://doi.org/10.1021/j150510a024)]
- 3 Taylor GI. Studies in electrohydrodynamics. The circulation produced in a drop by an electric field. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 1966, 291(1425): 159–166.
- 4 Feng JQ, Scott TC. A computational analysis of electrohydrodynamics of a leaky dielectric drop in an electric field. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 311: 289–326. [doi: [10.1017/S0022112096002601](https://doi.org/10.1017/S0022112096002601)]
- 5 Yan F, Farouk B, Ko F. Numerical modeling of an electrostatically driven liquid meniscus in the cone-jet mode. *Journal of Aerosol Science*, 2003, 34(1): 99–116.
- 6 Hartman RPA, Brunner DJ, Camelot DMA, et al. Electrohydrodynamic atomization in the cone-jet mode physical modeling of the liquid cone and jet. *Journal of Aerosol Science*, 1999, 30(7): 823–849. [doi: [10.1016/S0021-8502\(99\)00033-6](https://doi.org/10.1016/S0021-8502(99)00033-6)]
- 7 Hartman RPA, Brunner DJ, Camelot DMA, et al. Jet break-up in electrohydrodynamic atomization in the cone-jet mode. *Journal of Aerosol Science*, 2000, 31(1): 65–95. [doi: [10.1016/S0021-8502\(99\)00034-8](https://doi.org/10.1016/S0021-8502(99)00034-8)]
- 8 Tomar G, Gerlach D, Biswas G, et al. Two-phase electrohydrodynamic simulations using a volume-of-fluid approach. *Journal of Computational Physics*, 2007, 227(2): 1267–1285. [doi: [10.1016/j.jcp.2007.09.003](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2007.09.003)]
- 9 Lac E, Homsy GM. Axisymmetric deformation and stability of a viscous drop in a steady electric field. *Journal of Fluid*

- Mechanics, 2007, 590: 239–264. [doi: [10.1017/S0022112007007999](https://doi.org/10.1017/S0022112007007999)]
- 10 黄伟峰, 李勇, 刘秋生. 格子 Boltzmann 方法在电流体动力学中的应用: 均匀电场中液滴的变形和失稳. 科学通报, 2007, 52(11): 1232–1236. [doi: [10.3321/j.issn:0023-074X.2007.11.002](https://doi.org/10.3321/j.issn:0023-074X.2007.11.002)]
- 11 Lim LK, Hua JS, Wang CH, et al. Numerical simulation of cone-jet formation in electrohydrodynamic atomization. Aiche Journal, 2011, 57(1): 57–78. [doi: [10.1002/aic.12254](https://doi.org/10.1002/aic.12254)]
- 12 López-Herrera JM, Popinet S, Herrada MA. A charge-conservative approach for simulating electrohydrodynamic two-phase flows using volume-of-fluid. Journal of Computational Physics, 2011, 230(5): 1939–1955. [doi: [10.1016/j.jcp.2010.11.042](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2010.11.042)]
- 13 Wei W, Zhang YW, Gu ZL. Deformation and mechanical behavior of electrohydrodynamic droplet under external electric field. Chinese Science Bulletin, 2013, 58(3): 197–205. [doi: [10.1360/972012-107](https://doi.org/10.1360/972012-107)]
- 14 Ferziger JH, Perić M. Computational Methods for Fluid Dynamics. 3rd ed., Berlin: Springer, 2002.
- 15 Chen CH. Electrohydrodynamic stability, electrokinetics and electrohydrodynamics in microsystems. Vienna: Springer, 2011. 177–220.
- 16 Melcher JR. Continuum Electromechanics. Cambridge: MIT Press, 1981.
- 17 Lastow O. Numerical and experimental study of electrohydrodynamic atomisation of aqueous liquids [Ph.D. thesis]. London: Brunel University, 2007.
- 18 Saville DA. Electrohydrodynamics: The Taylor-Melcher leaky dielectric model. Annual Review of Fluid Mechanics, 1997, 29: 27–64. [doi: [10.1146/annurev.fluid.29.1.27](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.29.1.27)]
- 19 Levich VG. Physicochemical Hydrodynamics. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1962.
- 20 Hua JS, Lim LK, Wang CH. Numerical simulation of deformation/motion of a drop suspended in viscous liquids under influence of steady electric fields. Physics of Fluids, 2008, 20(11): 113302. [doi: [10.1063/1.3021065](https://doi.org/10.1063/1.3021065)]
- 21 Hirt CW, Nichols BD. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201–225. [doi: [10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5)]
- 22 Brackbill JU, Kothe DB, Zemach C. A continuum method for modeling surface tension. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335–354. [doi: [10.1016/0021-9991\(92\)90240-Y](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90240-Y)]
- 23 Pozrikidis C. Introduction to Theoretical and Computational Fluid Dynamics. New York: Oxford University Press, 1997.
- 24 Deshpande SS, Anumolu L, Trujillo MF. Evaluating the performance of the two-phase flow solver interFoam. Computational Science & Discovery, 2012, 5(1): 014016.
- 25 Taylor GI. Disintegration of water drops in an electric field. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1964, 280(1382): 383–397.
- 26 Weller H. OpenFOAM: The open source CFD toolbox user guide. London: The OpenFOAM Foundation Ltd., 2010.
- 27 Ha JW, Yang SM. Deformation and breakup of Newtonian and non-Newtonian conducting drops in an electric field. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 405: 131–156. [doi: [10.1017/S0022112099007223](https://doi.org/10.1017/S0022112099007223)]

(校对责编: 孙君艳)