



DOI:10.12404/j.issn.1671-1815.2402546

引用格式:华剑,余泽坤,李晓鹏,等. 高温高黏度暂堵剂液滴形态与成型效率[J]. 科学技术与工程, 2025, 25(5): 1904-1912.

Hua Jian, Yu Zekun, Li Xiaopeng, et al. Droplet morphology and forming efficiency of high temperature and high viscosity temporary plugging agent[J]. Science Technology and Engineering, 2025, 25(5): 1904-1912.

高温高黏度暂堵剂液滴形态与成型效率

华剑¹, 余泽坤¹, 李晓鹏², 谭欢³

(1. 长江大学机械结构强度与振动研究所, 荆州 434023;

2. 中国石油天然气股份有限公司长庆油田分公司第九采油厂, 西安 710021;

3. 中国石油集团川庆钻探工程有限公司钻采工程技术研究院, 西安 710018)

摘要 为解决高温高黏度暂堵剂生产中液滴断裂时间过长和液滴长径比过大的问题,采用理论计算得到暂堵剂液滴成型的最小速度为0.2039 m/s,并推导出其最优扰动周期的计算公式,通过数值模拟方法分析暂堵剂液滴成型过程,探究在无扰动和外加方波扰动作用下的液滴成型流场的变化情况。模拟结果表明:无扰动时的射流在300 mm内难以断裂形成液滴,射流温度在0.5 s内基本不变,射流速度增长到初始速度的2.13倍;在外加方波扰动时,扰动周期过短不利于液滴均匀成型,扰动周期过长会导致液柱在断裂前过度拉长,在扰动周期为0.11 s左右时液滴成型效率最高,其断裂频率稳定在0.11 s,最终液滴长径比稳定在2左右。研究结果为高黏度暂堵剂液滴成型的工艺参数选取提供一定依据。

关键词 高温高黏度; 液滴成型; 扰动周期; 断裂时间; 长径比

中图分类号 TH164; **文献标志码** A

Droplet Morphology and Forming Efficiency of High Temperature and High Viscosity Temporary Plugging Agent

HUA Jian¹, YU Ze-kun¹, LI Xiao-peng², TAN Huan³

(1. Institute of Mechanical Structure Strength and Vibration, Yangtze University, Jingzhou 434023, China;

2. Oil Production Plant 9, Changqing Oilfield Company, PetroChina, Xi'an 710021, China;

3. Drilling and Production Engineering Technology Research Institute, Chuanqing Drilling Engineering Co., Ltd., CNPC, Xi'an 710018, China)

[Abstract] In order to solve the problems of excessively long droplet break time and excessively large droplet length to diameter ratio in the production of high-temperature and high-viscosity temporary plugging agent, the minimum velocity of droplet forming of temporary plugging agent was obtained by theoretical calculation, and the formula for calculating the optimal disturbance period was derived. The numerical simulation method was used to analyze the droplet forming process of temporary plugging agent, and the changes of the flow field of the droplet forming under the action of no disturbance and external square wave disturbance were explored. The simulation results show that without disturbance, the jet is difficult to break into droplets within 300 mm, the jet temperature is basically unchanged within 0.5 s, and the jet velocity increases to 2.13 times of the initial velocity. When square wave disturbance is added to the outside, too short disturbance period is not conducive to uniform droplet forming, and too long disturbance period will lead to excessive elongation of liquid column before fracture. When the disturbance period is about 0.11 s, the droplet forming efficiency is the highest, the fracture frequency is stable at 0.11 s, and the final droplet length-diameter ratio is stable at about 2. The research results provide a basis for the selection of process parameters for droplet forming of high viscosity temporary plugging agent.

[Keywords] high temperature and high viscosity; droplet forming; disturbance period; break time; aspect ratio

暂堵剂是一种可降解的化学剂,呈颗粒状,在钻完井、压裂酸化、修井等油田作业中广泛应用^[1-2]。目前暂堵剂颗粒生产方式主要有钢带冷却造粒和水冷却造粒,其中水冷却造粒是将树脂等材料加热混合后形成高温高黏度熔融流体,经过筛网

形成液滴,再落入水中冷却成型。由于熔融暂堵剂黏度较高,生产的颗粒往往呈现长条状,而不是较为理想的圆球形或椭球形,难以满足油田作业的要求。需要对暂堵剂液滴成型特性进行研究,获得不同扰动周期下的液滴形态变化规律,为暂堵剂生产

收稿日期: 2024-04-09 修订日期: 2024-11-19

基金项目: 四川越盛能源集团有限公司科技攻关项目(YSSK202209010); 江苏省油(气)井设备工程技术研究中心开放基金(HT202101)

第一作者: 华剑(1977—),男,汉族,江苏江都人,博士,教授。研究方向:机械设计、机械结构强度与振动。E-mail: huajian5410@yangtzeu.edu.cn。

设备和生产工艺的优化提供科学依据。

国内外专家学者针对液滴进行了大量研究。Zhong 等^[3]研究电极作用下的液滴成型过程,发现长脉宽作用下的长射流容易产生卫星液滴,而短脉宽作用下难以形成液滴。Raman 等^[4]发现扰动宽度变化会引起液滴飞行角度和长径比的变化。针对流体的特性,高翔宇等^[5]将奥内佐格数的倒数作为评价流体和喷嘴参数是否满足喷射条件的指标。Derby^[6]发现当流体的奥内佐格数的倒数在1~10范围内时才能生成稳定液滴。Duineveld 等^[7]通过实验研究发现液滴成型需要克服喷嘴处的负压和表面张力,提出了液滴成型所需最小速度的计算公式。Liu 等^[8]发现当射流韦伯数在2~25范围内时才能生成稳定液滴。Antonopoulou 等^[9]通过实验研究发现增加黏度可以稳定液滴尾液,但会延迟液滴断裂,导致其尾液更长。Xiao 等^[10]对高黏度油墨的液滴喷射进行了大量实验研究,发现高黏度油墨的喷射出现了无法喷射、喷口黏附和液滴相连的现象。薛松龄等^[11]分析了不同试验条件对均匀液滴的影响,发现当射流速度增加时产生均匀液滴的扰动频率也会随之增加。袁方^[12]研究了压电喷射过程的流体动力学行为,得到了压电幅值和流体物理属性对液滴喷射性能的影响规律。液滴与固体壁面的接触角是表征其表面性能的重要参数,刘维龙等^[13]通过螺线拟合液滴轮廓得到了准确的接触角测量值。王燕令等^[14]将液滴分为多个模块,建立了断裂和稳态流动阶段的液滴结构预测模型,实现了精确预测液滴成型周期中的结构特征。

目前关于液滴的物理特性分析已经比较完善,但是对于液滴形态的定量分析还比较少,并且目前液滴的研究以黏度小于 $1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 的常温牛顿流体为主,但对于类似熔融暂堵剂的高温高黏度非牛顿流体的液滴研究较少。因此,在前人研究的基础上,现推导计算熔融暂堵剂液滴生产的最优扰动周期,并采用 Fluent 软件模拟方波扰动下熔融暂堵剂的液滴成型过程,研究其液滴形态与扰动周期的定量关系,并揭示扰动周期对高温高黏度非牛顿流体的液滴成型效率的影响,以为熔融暂堵剂液滴的生产提供理论指导。

1 液滴成型的数学模型

1.1 原理模型

生产原理为扰动喷射生产,如图1所示,在罐内施加周期性变化的方波扰动压力 P ,压力大于环境大气压时使液体流出筛孔形成液柱,压力小于环境大气压时会使液柱颈缩,随后断裂形成液滴。

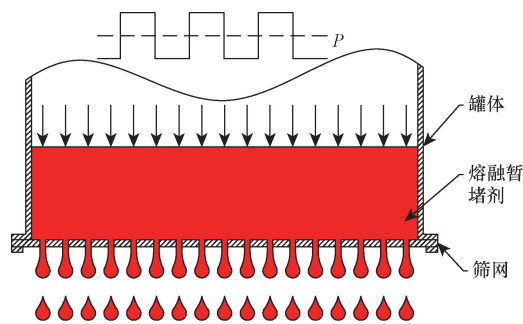


图1 暂堵剂液滴生产原理示意图

Fig. 1 Schematic diagram of production principle of temporary plugging agent droplets

1.2 仿真模型

筛网上的孔数量较多,如果整体建模分析,所需的计算资源大、计算周期长,并且整个筛网上的工况是一样的,因此为提高计算效率,选取其中一个筛孔分析。选用层流模型,并根据筛孔的实际尺寸将液滴喷射模型简化为二维轴对称模型。筛网孔直径为 4 mm ,厚度为 1 mm ,考虑到水冷却造粒设备中筛网与水面的距离,设置流体域与空气域的总高度为 300 mm ,其中流体域为红色,空气域为蓝色,如图2所示。考虑计算精度和效率,模型采用 $0.1 \text{ mm}\times 0.1 \text{ mm}$ 的四边形结构网格,单元数量为299 200,单元平均质量为0.999 46。

采用 Fluent 的流体体积法 (volume of fluid, VOF) 模型和连续表面力 (continuum surface force, CSF) 模型,并打开能量方程,筛孔入口变化的压力扰动通过用户自定义函数 (user defined functions, UDF) 编写,以占空比0.5的方波的速度来实现。模

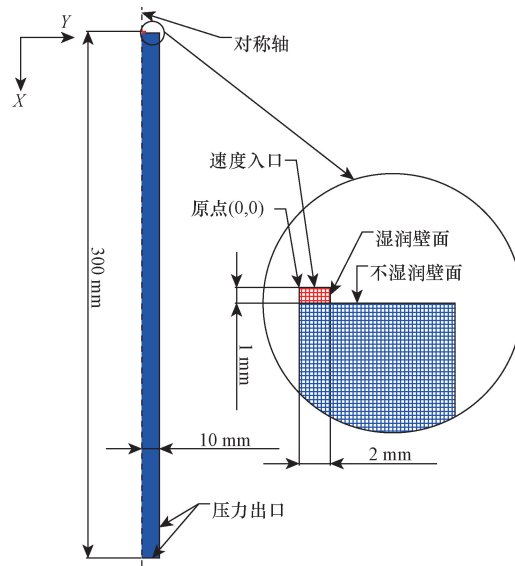


图2 仿真模型尺寸及边界条件

Fig. 2 Dimensions and boundary conditions of the simulation model

拟材料的物性参数如表 1 所示^[15], 大气压为 101 kPa, 重力加速度为 9.8 m/s²。

表 1 物性参数值

参数名称	熔融暂堵剂	空气
密度/(kg·m ⁻³)	1 440	1.225
黏度/(Pa·s)	2.751	1.789 4 × 10 ⁻⁵
比热容/(J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹)	1 680	1 006.43
导热系数/(W·m ⁻¹ ·K ⁻¹)	0.4	0.024 2
温度/℃	90	25
表面张力/(N·m ⁻¹)	0.074	—
湿润壁面接触角/(°)	32	—
不湿润壁面接触角/(°)	175	—

1.3 控制方程

熔融暂堵剂为不可压缩流体, 可采用纳维-斯托克斯 (Navier-Stokes, N-S) 方程对二维模型进行计算, 其流动控制方程用质量守恒方程、动量守恒方程和能量守恒方程来表示^[16-17]。

质量守恒方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v)}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

式(1)中: u 和 v 分别为速度矢量在轴向和径向上的分量, m/s; ρ 为材料密度, kg/m³。

动量守恒方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{U}) = \text{div}(\mu \cdot \nabla u) - \frac{\partial p}{\partial x} + S_x \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{U}) = \text{div}(\mu \cdot \nabla v) - \frac{\partial p}{\partial r} + S_r \end{cases} \quad (2)$$

式(2)中: \mathbf{U} 为速度矢量, m/s; μ 为动力学黏度系数, Pa·s; p 为微元体上的压力, Pa; S_x 和 S_r 为广义源项。

能量守恒方程为

$$\frac{\partial(\rho T)}{\partial t} + \text{div}(\rho U T) = \text{div}\left(\frac{k}{c_p \nabla T}\right) + S_T \quad (3)$$

式(3)中: c_p 为比热容, J/(kg·°C); T 为温度, °C; k 为传热系数; S_T 为黏性耗散相。

液滴成型是气液两相流问题, 流体间不相互渗透, 选用 VOF 两相流模型, 该模型采用计算单个控制体内流体的体积分数来确定不同流体交界面的位置, 可以较好地模拟液滴形态变化。附加方程为两相流模型的体积分数方程, 对于液相有

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial x} + v \nabla \alpha_2 = 0 \quad (4)$$

式(4)中: α_2 为液相体积分数; v 为流体流速, m/s。

气相的体积分数为

$$\alpha_1 = 1 - \alpha_2 \quad (5)$$

控制方程中体积分数平均参数(密度、黏度、温度、能量等)的计算, 可以通过对单元内各流体按体

积分数平均值得到。

体积分数平均密度为

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (6)$$

式(6)中: ρ_1 为气相密度, kg/m³; ρ_2 为液相密度, kg/m³。

体积分数平均黏度为

$$\mu = \alpha_2 \mu_2 + (1 - \alpha_2) \mu_1 \quad (7)$$

式(7)中: μ_1 为气相动力学黏度系数, Pa·s; μ_2 为液相动力学黏度系数, Pa·s。

2 扰动最优周期计算

液滴成型是一个复杂的过程, 该过程涉及许多物理量, 其中 Re (雷诺数)、 We (韦伯数) 及 Oh (奥内佐格数) 常用于表征液滴状态, 表达式分别为

$$Re = \frac{v \rho d}{\mu} \quad (8)$$

$$We = \frac{v^2 \rho d}{\sigma} \quad (9)$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma \rho d}} \quad (10)$$

式中: μ 为流体的动力学黏度系数, Pa·s; σ 为流体的表面张力, N/m; ρ 为流体密度, kg/m³; d 为射流直径, m; v 为射流速度, m/s。

参数 $Z = 1/Oh$ 是评估液滴成型的物理量, 生成稳定液滴需满足 $1 < Z < 10$ ^[6]。在 Z 过低时, 黏性耗散会阻止液滴成型, 而当 Z 过高时会产生大量卫星液, 故可以通过 Z 评估液滴成型效果。

此外, 液滴成型要克服筛孔处表面张力的阻碍。已知克服表面张力所需压力 P_1 、筛孔处流体惯性压力 P_2 ^[7] 为

$$P_1 \approx \frac{4\sigma}{d_0} \quad (11)$$

$$P_2 = \rho v^2 \quad (12)$$

式中: d_0 为筛孔直径, m。

结合式(11)与式(12), 考虑重力影响, 液滴克服气液界面表面张力所需的最小速度为

$$v_{\min} = \sqrt{\frac{4\sigma}{\rho d_0} - gh} \quad (13)$$

式(13)中: g 为重力加速度, 9.8 kg/m³; h 为液位高度, m。

根据式(13)计算得到液滴成型所需最小速度为 0.203 9 m/s, 以 0.3 m/s 作为不外加扰动射流的初始速度, 此时熔融暂堵剂的 Re 比较小, 黏滞力对流场的影响大于惯性力, 其射流直径 d 将膨胀至筛孔直径 d_0 的 1.12 倍^[18]。

将 $d = 1.12d_0$ 代入式(10)计算得出 $Oh = 3.98$, 则 $Z = 0.25$ 。因为 $Z < 1$, 所以判断阻碍暂堵剂液滴

生成的主要因素是黏性耗散,高黏度的液滴难以断裂,而黏度影响远大于表面张力影响导致液滴成球困难。为促进液柱断裂,考虑施加最优周期下的扰动,使熔融暂堵剂射流的扰动增长率达到最大,以促进液柱的断裂。

扰动增长率的方程^[19]为

$$\eta \sqrt{\frac{\rho_m d^3}{\sigma}} = \frac{-120h\gamma^2 + \sqrt{(120h)^2\gamma^4 + 16(1-\gamma^2)\gamma^2 + 8\gamma^3 \frac{K_0(\gamma)}{K_1(\gamma)} We_m}}{2} \quad (14)$$

式(14)中: η 为扰动增长率; γ 为波数; ρ_m 为环境介质的密度, kg/m^3 ; We_m 为环境韦伯数; $K_0(\gamma)$ 和 $K_1(\gamma)$ 分别为零阶、一阶第二类修正贝塞尔函数。

假设施加扰动后可以生成均匀液滴,对于均匀液滴可忽略环境影响($We_m = 0$)^[18],再令 $\eta \sqrt{\frac{\rho d^3}{\sigma}} = \beta$,则式(14)可以简化为

$$\beta = \frac{-120h\gamma^2 + \sqrt{(120h)^2\gamma^4 + 16(1-\gamma^2)\gamma^2}}{2} \quad (15)$$

式(15)中: β 为简化的扰动增长率, β 与 η 成正比。

由式(15)绘制简化的扰动增长率 β 和无量纲波数 γ 的关系曲线如图3所示,可以看出存在一个最优的波数使得扰动增长率最大。

通过数值方法计算公式[式(15)]的极值点,得到使熔融暂堵剂射流不稳定增长率最大的最优波数 $\gamma_{\text{opt}} = 0.1965$ 。

波数与扰动周期成反比,即

$$\gamma = \frac{\pi d}{\lambda} = \frac{\pi d}{vT} \quad (16)$$

式(16)中: λ 为扰动波长,m; T 为扰动周期,s。

考虑重力影响,液柱开始缩颈阶段前的射流的

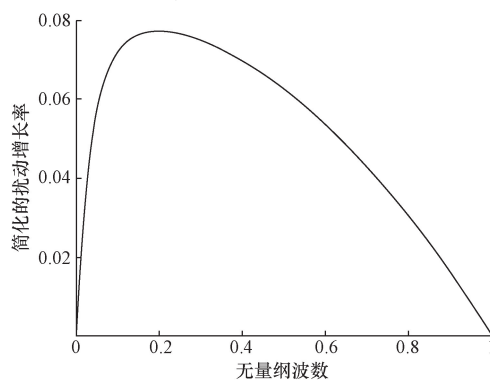


图3 简化的扰动增长率 β 和无量纲波数 γ 的关系

Fig. 3 Simplified relationship between perturbation growth rate β and dimensionless wave number γ

速度将大于入口初始速度,即

$$v = kv_0 \quad (17)$$

式(17)中: v_0 为入口初始速度,m/s; k 为初始速度增长倍数。

已知射流直径为 $1.12d_0$,则根据最优波数 γ_{opt} 可以计算得出扰动增长率最大时的方波扰动周期为

$$T_{\text{opt}} = \frac{1.12\pi d_0}{\gamma_{\text{opt}} kv_0} = \frac{4.48\pi}{58.95k} \quad (18)$$

在扰动最优周期下,液滴成型过程的射流不稳定性增长率最大,会促进液柱断裂。

3 无扰动射流模拟结果与分析

3.1 无扰动射流流场分析

以 0.3 m/s 作为不外加扰动的高黏度暂堵剂射流的入口速度,其流场变化如图4所示,当射流克服筛孔处表面张力形成液柱,随后该液柱持续伸长,在 0.15 s 时出现缩颈现象,筛孔下方一段液柱的直径缩小,之后缩颈液柱持续拉长变细,但液柱在筛孔以下 300 mm 处仍未断裂,缩颈阶段超过 0.3 s ,在无扰动的情况下熔融暂堵剂受黏度的影响难以断裂形成液滴,所以该工况不能满足生产暂堵剂液滴的需要。

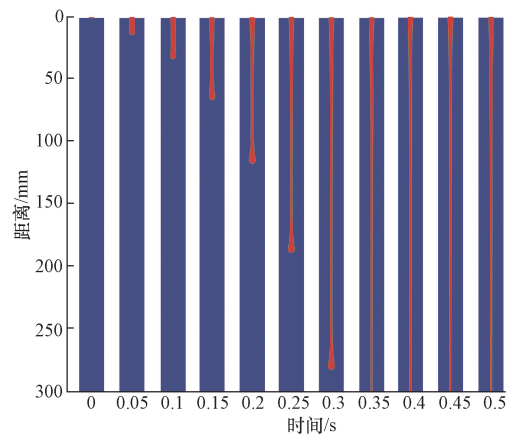


图4 无扰动流场分布图

Fig. 4 Distribution of undisturbed flow field

3.2 无扰动射流速度分析

为计算最优扰动周期,需要确定入口速度与初始射流速度的关系,需要对伸长阶段最后一刻的射流速度进行分析,无扰动射流伸长阶段最后一刻在 0.123 s ,其轴向速度分布如图5所示。可以很直观地发现射流速度已经远大于初始速度(0.3 m/s)。

此时轴线上的速度分布如图6所示。射流速度增长到 0.64 m/s ,增长倍数 k 约为 2.13 。将 $k = 2.13$ 代入式(18)计算得最优周期为 0.11 s 。

3.3 无扰动射流温度场分析

无扰动射流的温度场变化如图7所示,液柱从筛孔到边界的这段距离内,大部分区域的温度仍维持在

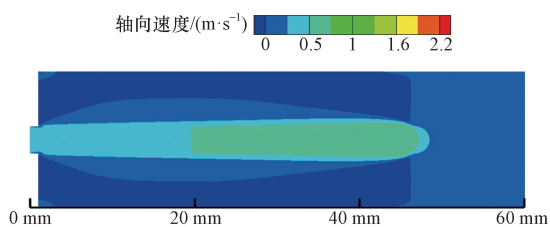


图5 0.123 s时射流轴向速度云图
Fig. 5 Axial velocity cloud image of the undisturbed jet at 0.123 s

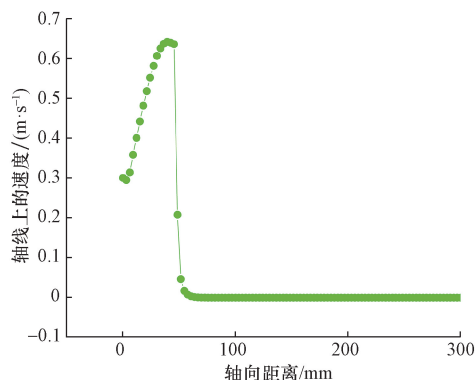


图6 0.123 s时轴线上速度分布图
Fig. 6 Velocity distribution on the axis at 0.123 s

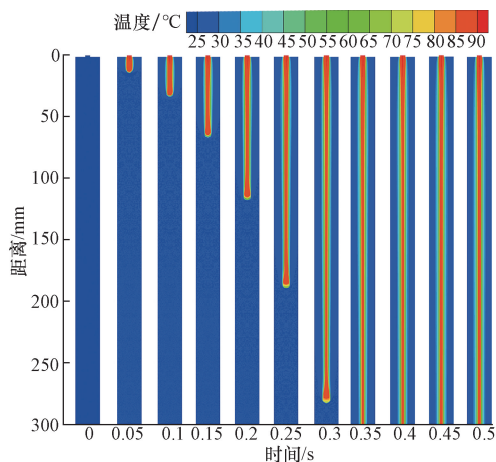


图7 无扰动射流的温度场分布图
Fig. 7 Temperature field distribution of undisturbed jet

90 °C左右,只有液柱边缘温度略有降低。这是因为熔融暂堵剂导热系数较小,并且液柱与空气换热的时间较短,所以在300 mm内的熔融暂堵剂温度基本不变,不用考虑熔融暂堵剂冷却对其液滴成型的影响。

4 扰动射流模拟结果与分析

4.1 扰动射流液滴成型过程流场分析

射流入口施加占空比为0.5的方波速度扰动,幅值为0.3 m/s,周期分别为0.06、0.11、0.16、0.21 s,其流场变化如图8所示。当扰动周期较短(如0.06 s)时,由于扰动频率较高,导致射流头部的液滴还未断

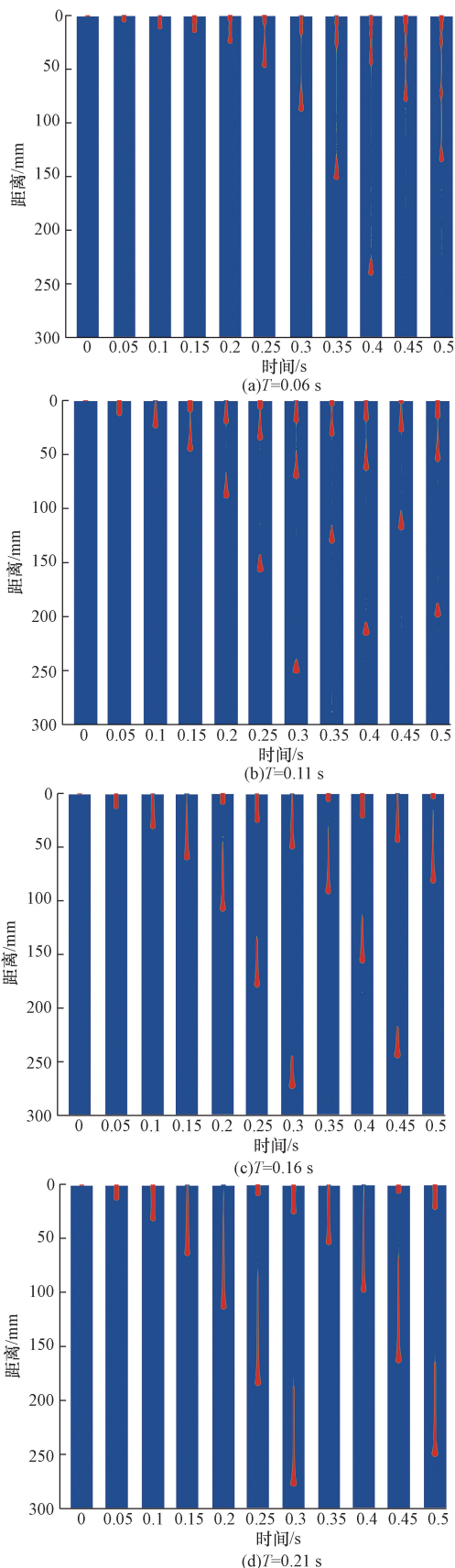


图8 不同扰动周期下液滴成型过程的流场分布图
Fig. 8 Flow field distribution of droplet forming process under different disturbance periods

裂,后一段液柱就开始颈缩,液柱难以形成稳定的缩颈,断裂的液滴大小不均匀,且伴随的卫星液滴较多。这表明扰动周期过短可能不利于液滴的均匀成型。随着扰动周期的增加(如 0.11 s),液柱的伸长和缩颈阶段得以更充分地发展,液柱的缩颈变得更加稳定。在最优扰动周期下,液滴的断裂过程更为顺利,产生的液滴更加均匀,且卫星液滴的数量也明显减少。这表明在适当的扰动周期下,方波扰动可以有效地促进液柱断裂,从而得到更均匀的液滴。然而当扰动周期进一步增加(如 0.16 s 和 0.21 s)时,液柱的伸长和缩颈阶段又变得过于漫长,导致液柱在断裂前已经过度拉长,使得断裂后的液滴尾液过长,形状呈长条状。这种情况下,液滴的形状无法满足生产要求。因此,过长的扰动周期同样不利于均匀液滴的成型。

4.2 扰动射流液滴形态及成型效率的分析

针对液滴形成的过程,在轴线上选取筛孔及射流的不同位置作为特征点,特征点如图 9 所示,跟踪记录其运动轨迹,对不同扰动周期下的熔融暂堵剂液滴形态进行定量分析。

当 $T = 0.06$ s 时,特征点随时间的运动位移如图 10 所示。0.14 s 之前,点 1 的位移基本没有变化,因为筛孔处压力过小不足以克服表面张力使熔融暂堵剂流出,所以在周期性扰动下点 1 的位移只有小幅度的振荡。0.14 s 之后,筛孔处的压力克服了表面张力,点 1 位移迅速增加,液柱伸长。在 0.315 s 时液柱断裂,后一段液柱继续伸长,此时液滴长度为 46.69 mm。在液滴飞行过程中,点 1 与点 2 的距离逐渐缩小,在 0.426 s 时点 1 即将飞出边界,此时液滴长度缩小至 18.2 mm。

当 $T = 0.11$ s 时,特征点随时间的运动位移如图 11 所示。与 $T = 0.06$ s 时相比,熔融暂堵剂一开始就克服了表面张力,点 1 位移迅速增加。在 0.164 s 时第 1 个液滴断裂,此时该液滴长度为 35.14 mm,在 0.321 s 时点 1 即将飞出边界,此时液滴长度缩至 11.83 mm。第 2 个液滴在 0.283 s 时断裂,断裂液滴长度为 31.76 mm,0.438 s 时点 3 即将飞出边界,最终长度为 11.08 mm。第 3 个液滴在 0.392 s 时断裂,断裂液滴长度为 32.75 mm,在 0.5 s 时计算结束,第三个液滴未飞出边界,最终长度为 13.81 mm。在 0.11 s 的扰动周期下,平均每 0.11 s 就断裂一个液滴,液滴飞出边界时长度将缩短至 11 mm 左右。

当 $T = 0.16$ s 时,特征点随时间的运动位移如图 12 所示。与 $T = 0.11$ s 的情况相比,液滴断裂时刻基本一致,在 0.162 s 时其第 1 个液滴断裂,但此时的液滴长度为 71.12 mm,比 $T = 0.11$ s 时长了一倍。因为扰动周期的增加,液柱在断裂前经历了更长

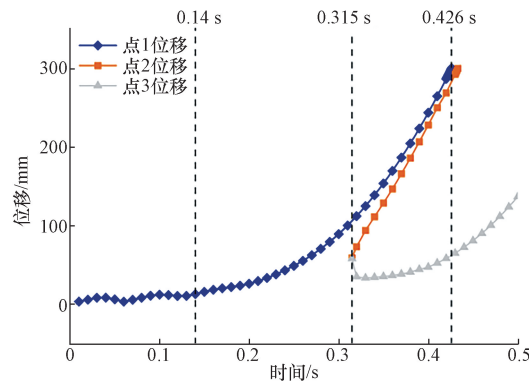


图 10 $T = 0.06$ s 时特征点随时间的运动位移变化曲线

Fig. 10 Motion displacement curve of feature points with time when $T = 0.06$ s

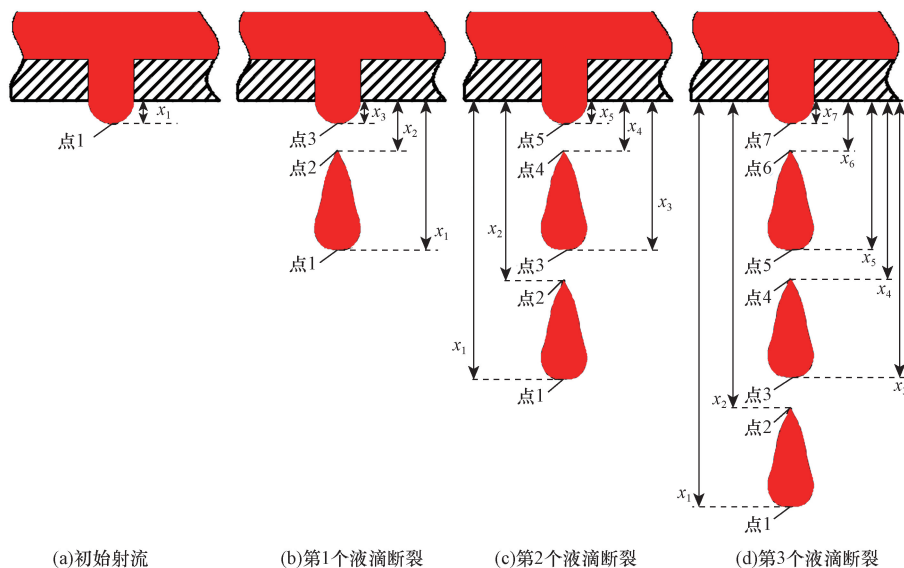
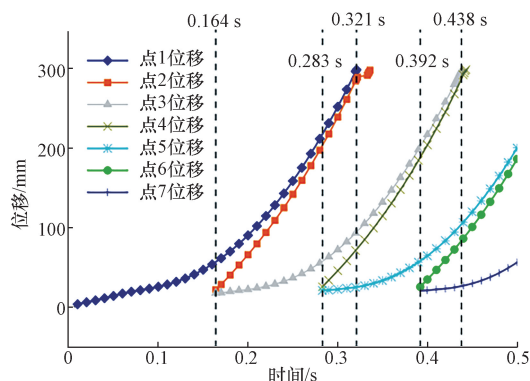
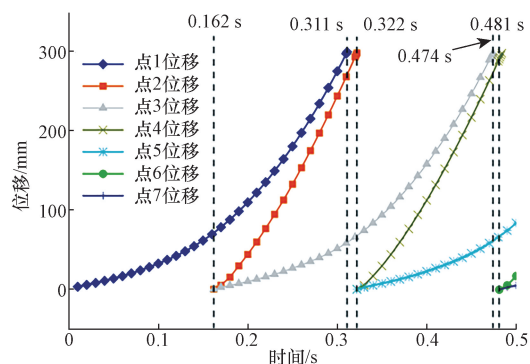


图 9 液滴形成过程中特征点的示意图

Fig. 9 Schematic diagram of feature points during droplet formation

图 11 $T=0.11$ s 时特征点随时间的运动位移变化曲线Fig. 11 Motion displacement curve of feature points with time when $T=0.11$ s图 12 $T=0.16$ s 时特征点随时间的运动位移变化曲线Fig. 12 Motion displacement curve of feature points with time when $T=0.16$ s

的伸长阶段,导致液滴的长度相对较大。在 0.311 s 时,点 1 即将飞出边界,此时液滴长度缩小至 28.7 mm。第 2 个液滴在 0.322 s 时断裂,断裂液滴长度为 68.36 mm,在 0.474 s 时点 3 即将飞出边界,最终液滴长度为 25.1 mm。第 3 个液滴在 0.481 s 时断裂,断裂液滴长度为 67.05 mm,在 0.5 s 时未能飞出边界,最终长度为 66.65 mm。在 0.16 s 的扰动周期下,平均每 0.16 s 就断裂一个液滴,液滴飞出边界时长度将缩短至 26.9 mm 左右。

当 $T=0.21$ s 时,特征点随时间的运动位移如图 13 所示。与 $T=0.16$ s 的情况相比,断裂液滴长度也进一步增大,在 0.185 s 时第 1 个液滴断裂,长度为 112.3 mm。在 0.309 s 时,点 1 即将飞出边界,此时液滴长度只收缩到 91.61 mm。第 2 个液滴在 0.394 s 时断裂,断裂液滴长度为 94.07 mm,在计算结束时,第 2 个液滴未飞出边界,最终长度为 88.92 mm。由于扰动周期过长,液柱在断裂前已经过度拉长,使得断裂后的液滴尾液过长,形状呈长条状。

通过对这些定量分析的数据进行统计和整理,得到了如图 14 所示的不同扰动周期下液滴断裂时间的统计图。可以清晰地看到,在 $T=0.11$ s 时,液

滴的断裂时间最短,意味着熔融暂堵剂液滴在该条件下更容易发生断裂。在 0.5 s 内,只有 $T=0.11$ s 和 $T=0.16$ s 时断裂了 3 个液滴,但 $T=0.11$ s 时的液滴断裂时间间隔更短。

同样地,统计不同扰动周期下液滴断裂时的长径比和液滴最终的长径比,如图 15、图 16 所示。可

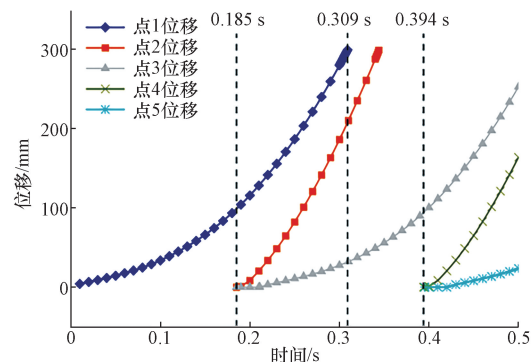
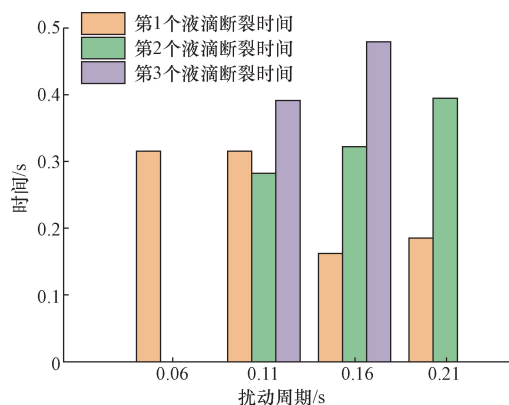
图 13 $T=0.21$ s 时特征点随时间的运动位移变化曲线Fig. 13 Motion displacement curve of feature points with time when $T=0.21$ s

图 14 不同扰动周期下液滴断裂时间

Fig. 14 Droplet rupture time under different disturbance periods

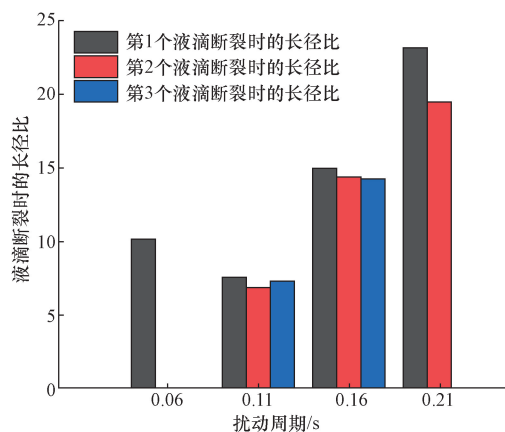


图 15 不同扰动周期下液滴断裂时的长径比

Fig. 15 Length-diameter ratio of droplet breaking under different disturbance periods

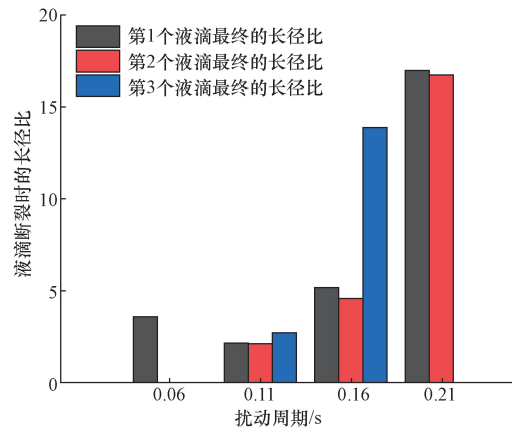


图 16 不同扰动周期下液滴最终长径

Fig. 16 Final droplet length diameter under different disturbance periods

可以看出,在 0.11 s 的扰动周期下,熔融暂堵剂液滴不仅断裂时的长径比最小,而且液滴最终长径比也明显小于其他扰动周期下的液滴。

综上所述,通过对高黏度暂堵剂液滴形态的定量分析,确定其最优的方波扰动周期在 0.11 s 左右,这与理论计算结果相符。此外,本文模拟的液滴在扰动作用下的形态变化与文献[6]中采用高速相机所得图像显示的液滴形态变化基本一致,熔融暂堵剂液滴的流场仿真结果可以较为准确地反映其液滴的成型过程。

5 结论

针对高温高黏度暂堵剂的液滴成型过程,采用理论计算进行分析,通过数值模拟对液滴成型过程进行研究,分析了在无扰动和外加方波扰动作用下的流场变化情况,并对液滴形态进行定量分析,得到以下结论。

(1) 考虑重力影响,根据筛孔处表面张力和流体惯性压力计算得到液滴成型的最小速度为 0.203 9 m/s,并考虑射流速度与射流直径的变化,推导得到熔融暂堵剂射流的最优扰动周期的计算公式。

(2) 无扰动的熔融暂堵剂射流模拟结果表明,在 300 mm 的范围内难以断裂形成液滴,并且其射流温度在 0.5 s 内基本不变。此外,发现射流在进入颈缩阶段前,其速度增长到初始速度的 2.17 倍,以此计算得到最优扰动周期为 0.11 s。

(3) 不同扰动周期下的熔融暂堵剂流场模拟结果表明,扰动周期过短不利于液滴均匀成型,扰动周期过长会导致液柱在断裂前过度拉长。

(4) 通过定量分析发现,在扰动周期为 0.11 s 时,熔融暂堵剂液滴的成型效率和长径比均达到最

优,其射流稳定后平均每 0.11 s 断裂一个液滴,液滴最终长径比稳定在 2 左右,液滴形态最接近理想的圆球形,极大提高了暂堵剂颗粒的成型质量。

参考文献

- [1] 郭建春, 赵峰, 詹立, 等. 四川盆地页岩气储层暂堵转向压裂技术进展及发展建议[J]. 石油钻探技术, 2023, 51(4): 170-183.
Guo Jianchun, Zhao Feng, Zhan Li, et al. Progress and development suggestions on temporary plugging and diversion fracturing technology for shale gas reservoirs in Sichuan Basin[J]. Petroleum Drilling Techniques, 2023, 51(4): 170-183.
- [2] 路智勇. 转向压裂用暂堵剂研究进展与展望[J]. 科学技术与工程, 2020, 20(31): 12691-12701.
Lu Zhiyong. Research progress and prospect of temporary plugging agents for shifting fracturing [J]. Science Technology and Engineering, 2020, 20(31): 12691-12701.
- [3] Zhong S, Lu Y, Yang Y, et al. Numerical investigation of the effect of operating parameters on droplet ejection in a double ring electrohydrodynamic printing device[J]. Journal of Electrostatics, 2023, 122: 103795.
- [4] Raman K A, Birgersson E, Sui Y, et al. Electrically induced droplet ejection dynamics under shear flow [J]. Physics of Fluids, 2020, 32(3): 032103.
- [5] 高翔宇, 杨伟东, 王媛媛, 等. 微滴喷射工艺参数与液滴形态关系的数值模拟[J]. 机械科学与技术, 2021, 40(3): 475-480.
Gao Xiangyu, Yang Weidong, Wang Yuanyuan, et al. Numerical simulation of the relationship between microdroplet ejection process parameters and droplet morphology [J]. Mechanical Science and Technology for Aerospace Engineering, 2019, 40(3): 475-480.
- [6] Derby B. Inkjet printing of functional and structural materials; fluid property requirements, feature stability, and resolution[J]. Annual Review of Materials Research, 2010, 40: 395-414.
- [7] Duineveld P C, De Kok M M, Buechel M, et al. Ink-jet printing of polymer light-emitting devices[C]//Organic Light-Emitting Materials and Devices V. San Diego: SPIE, 2002: 59-67.
- [8] Liu Y, Derby B. Experimental study of the parameters for stable drop-on-demand inkjet performance[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(3): 032004.
- [9] Antonopoulou E, Harlen O G, Walkley M A, et al. Jetting behavior in drop-on-demand printing: laboratory experiments and numerical simulations[J]. Physical Review Fluids, 2020, 5(4): 043603.
- [10] Xiao X, Li G, Liu T, et al. Experimental study of the jetting behavior of high-viscosity nanosilver inks in inkjet-based 3d printing [J]. Nanomaterials, 2022, 12(17): 3076.
- [11] 薛松龄, 柴宝华, 王泽鸣, 等. 均匀液滴喷射性能的实验研究[J]. 核科学与工程, 2021, 41(5): 1042-1046.
Xue Songling, Chai Baohua, Wang Zeming, et al. Experimental study on the ejection performance of uniform droplets[J]. Nuclear Science and Engineering, 2021, 41(5): 1042-1046.
- [12] 袁方. 压电喷墨打印头结构优化及喷射性能研究[D]. 西安: 西安理工大学, 2021.
Yuan Fang. Study on structure optimization and jet performance of piezoelectric inkjet printhead [D]. Xi'an: Xi'an University of

- Technology, 2021.
- [13] 刘维龙, 刘文芳, 高心悦, 等. 基于螺线拟合的高精度接触角测量方法[J]. 科学技术与工程, 2023, 23(2): 699-706.
Liu Weilong, Liu Wenfang, Gao Xinyue, et al. High precision contact angle measurement method based on spiral fitting[J]. Science Technology and Engineering, 2023, 23(2): 699-706.
- [14] 王燕令, 张常青, 任敏, 等. 流动聚焦装置微液滴生成及三维结构演化[J]. 科学技术与工程, 2022, 22(23): 9920-9926.
Wang Yanling, Zhang Changqing, Ren Min, et al. Microdroplet generation and three-dimensional structure evolution of flow focusing device[J]. Science Technology and Engineering, 2022, 22(23): 9920-9926.
- [15] 帅正昕. 熔融暂堵剂的搅拌与成型特性研究[D]. 荆州: 长江大学, 2022.
Shuai Zhengxin. Study on mixing and forming characteristics of molten temporary plugging agent[D]. Jingzhou: Yangtze University, 2022.
- [16] 杨阳, 郭政波. 基于压气机三维彻体力模型的叶尖射流扩稳方法[J]. 科学技术与工程, 2024, 24(3): 1268-1274.
Yang Yang, Guo Zhengbo. Blade tip jet stability expansion method based on 3D full force model of compressor[J]. Science Technology and Engineering, 2024, 24(3): 1268-1274.
- [17] 占凯, 张思, 唐伟, 等. 气液两相射流破岩流场数值模拟[J]. 科学技术与工程, 2022, 22(23): 10034-10041.
Zhan Kai, Zhang Si, Tang Wei, et al. Numerical simulation of rock breaking flow field by gas-liquid two-phase jet[J]. Science Technology and Engineering, 2022, 22(23): 10034-10041.
- [18] Tseng A A, Lee M H, Zhao B. Design and operation of a droplet deposition system for free form fabrication of metal parts[J]. Journal of Engineering Materials & Technology, 2001, 123(1): 74-84.
- [19] 陈龙. 液滴喷射过程仿真分析及喷射成型装置开发[D]. 西安: 西安科技大学, 2015.
Chen Long. Simulation analysis of droplet injection process and development of injection molding device[D]. Xi'an: Xi'an University of Science and Technology, 2015.