文章编号：1672-9897(2026)04-0076-12 doi：10.11729/syltlx20250117

表面活性剂对磁性微米颗粒穿越液液界面的影响

李若凡[1]，朱晨琳[1,*]，张达[2]，汤金桥[1]，钱丽娟[1,*]

1. 中国计量大学 机电工程学院，杭州 310018 2. 中国海洋大学 工程学院，青岛 266100

摘要：本文利用高速摄像技术观察了非匀强磁场驱动下 Fe_3O_4 微米颗粒穿越油–水界面的动力学行为。实验发现，Span 80 表面活性剂的质量分数会改变界面性质（包括界面张力、黏度以及油–水–固三相接触角）。随着 Span 80 质量分数的升高，奥内佐格数（Oh）增大，磁邦德数（Bo_{m}）减小，颗粒在界面处呈现出包覆脱离、界面射流、团簇弹射、悬浮液弹射和稳态拉伸 5 种运动模式：当质量分数较低（< 0.42%）时，马兰戈尼效应占主导，颗粒被包裹于油相中，形成磁性乳液；当质量分数接近临界胶束质量分数（约 0.42%）时，颗粒团聚增强并克服界面能垒穿越界面；当质量分数较高（> 0.63%）时，液柱颈缩受到抑制，仅发生界面形变。本文系统揭示了表面活性剂质量分数通过调控 Oh 和 Bo_{m} 影响颗粒分布与界面力学响应的机制，可为磁性颗粒在多相流动与界面操控中的应用提供依据。

关键词：磁性微米颗粒；液液界面；表面活性剂；非匀强磁场；马兰戈尼效应

中图分类号：O35；V211.1$^+$7 **文献标识码：**A

Effect of surfactants on the motion of magnetic microparticles across liquid–liquid interface

Li Ruofan[1], Zhu Chenlin[1,*], Zhang Da[2], Tang Jinqiao[1], Qian Lijuan[1,*]

1. School of Mechanical and Electrical Engineering, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China

2. College of Engineering, Ocean University of China, Qingdao 266100, China

Abstract: This study employed high-speed camera technology to observe the kinetic behaviour of micrometre-sized Fe_3O_4 particles traversing the oil–water interface under the influence of a non-uniform magnetic field. The experimental results show that the mass fraction of Span 80 surfactant alters interfacial properties (interfacial tension, viscosity, and oil–water–solid contact angle). As Span 80 mass fraction increases, the Ohnesorge number (Oh) rises while the magnetic Bond number (Bo_{m}) decreases. Particles exhibit five distinct motion modes at the interface: encapsulation and detachment, interfacial jet formation, cluster ejection, suspension ejection, and steady-state stretching. At low mass fractions ($< 0.42\%$), the Marangoni effect predominates, enveloping particles within the oil phase to form magnetic emulsions; near the critical micelle concentration ($\approx 0.42\%$), particle aggregation intensifies, enabling them to overcome the interfacial energy barrier and traverse the interface; at high mass fractions ($> 0.63\%$), liquid column necking is suppressed, with only deformation occurring. This study systematically reveals the mechanism by which surfactant mass fraction influences particle distribution and interfacial mechanical response through regulation of the Oh and Bo_{m}, providing theoretical foundations for the application of magnetic particles in multiphase flow and interfacial manipulation.

Keywords: magnetic microparticles; liquid-liquid interface; surfactant; non-uniform magnetic field; marangoni effect

收稿日期：2025-12-17；**修回日期**：2026-01-15；**录用日期**：2026-02-02

基金项目：国家自然科学基金项目（12472257）；浙江省自然科学基金项目（LBMHY25A020001）

* 通信作者 E-mail: zhuclgary@cjlu.edu.cn; qianlj@cjlu.edu.cn

引用格式：李若凡，朱晨琳，张达，等. 表面活性剂对磁性微米颗粒穿越液液界面的影响 [J]. 实验流体力学，2026，40(4)：76-87.

Li Ruofan, Zhu Chenlin, Zhang Da, et al. Effect of surfactants on the motion of magnetic microparticles across liquid–liquid interface[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2026, 40(4): 76-87.

0　引　言

液–液界面中颗粒的跨界面运动是软物质与多相流体领域的关键动力学问题[1-2]。在外磁场驱动下，微米级磁性颗粒展现出不同于被动布朗粒子的主动迁移特征[3]，因其可控、可调与非接触操控的优势，可实现颗粒的捕获、分离、聚焦与定向迁移，在药物靶向输送[4-5]、环境修复[6]、生物传感[7]以及生化工程[8]等领域具有重要的应用潜力。然而，磁性微粒突破界面时所涉及的界面形变、能垒跨越与力学平衡等关键动力学机制仍缺乏系统研究，特别是表面活性剂种类和质量分数的变化对跨界面过程的影响仍有待深入阐明。

在过去的研究中，液–液界面上颗粒的静态吸附和自组装行为为理解界面力学提供了重要基础。Nikolaides 等[9]发现，油–水界面的介电差异导致电应力诱发界面形变和毛细吸引，并与颗粒间偶极排斥共同决定颗粒的排布。Ershov 等[10]研究发现，调控界面曲率梯度可实现界面吸附颗粒从四方、六方到无序结构的可控转变。界面曲率改变了颗粒的毛细相互作用与势能分布，使其沿主曲率方向排列；而随着颗粒质量分数增加，结构则由曲率诱导的四方晶格转变为更致密稳定的六方堆积。更广泛来看，颗粒在界面上的吸附–解吸动力学、界面流变特性及颗粒诱导界面形变均可能深刻影响跨界面过程[11-12]。外场驱动下的跨界面行为亦依赖于界面力学响应与颗粒受力机制的耦合[13-14]。现有研究共同指出，界面张力、曲率、电–毛细耦合与外场驱动是决定颗粒跨界面行为的核心因素。

在动态跨界面行为的研究中，Kichatov 等[15]利用磁场操控 Fe_3O_4 颗粒穿越十三烷/过氧化氢界面并触发界面反应，指出跨界面行为对界面力学状态高度敏感，且存在尺寸依赖的能垒限制。他们指出，在许多实际应用中，磁性纳米颗粒需要穿越液–液界面，而表面活性剂通常用于稳定界面，因此必须考虑表面活性剂的调控作用以及界面流体动力学对穿越行为的影响。然而，与静态吸附和主动运动相比，关于表面活性剂调控下的动态跨界面机制的研究仍相对有限。Ahmed 等[16]强调了磁邦德数（Bo_m）在固体表面铁磁流体液滴扩散动力学中的作用，探讨了外加磁场对铁磁流体液滴撞击固体基底时最大铺展直径的影响，并构建了理论模型，用于预测磁场作用下抗磁性和顺磁性液滴撞击时的最大变形。Li 等[17]的研究表明，CTAB（十六烷基三甲基溴化铵）质量分数对吸附在液–液界面上的粒子具有双重作用：高质量分数时，CTAB 充当电荷去除改性剂，诱导自组装；低质量分数时，CTAB 充当电荷屏蔽促进剂，诱导组装。通过精准调控表面活性剂质量分数、界面曲率或利用油水介电差异产生的电应力，可为界面材料的定向设计提供多元化的途径。Simmchen 等[18]对不同类型微马达（管状、球形 Janus）在多种表面活性剂环境下的运动性能进行了系统比较，发现表面活性剂可通过改变界面张力、电荷状态与表面催化效率显著影响主动颗粒的推进方式与动力学特征，在主动颗粒运动体系中具有关键调控作用。此外，界面张力变化与表面活性剂分布诱导的马兰戈尼效应可能反向影响颗粒运动路径与界面形变[19]。

鉴于表面活性剂同时作用于磁性颗粒表面与液–液界面，并可能影响颗粒的聚集状态、界面形变以及跨界面能垒，系统研究其对磁性颗粒跨界面动力学的影响具有重要意义[19]。此外，非匀强磁场可对磁性颗粒产生驱动力，实现移动、捕获、分离和精确定位，而匀强磁场仅能施加扭矩使其转动，无法产生驱动力使其平移。基于此，本文通过改变表面活性剂质量分数，研究非匀强磁场驱动下 Fe_3O_4 颗粒穿越油–水界面的动力学过程，通过分析界面张力变化、马兰戈尼效应与界面形变行为，揭示表面活性剂调控的关键界面参数及其对磁性颗粒跨界面运动的动力学机制。

1　实验装置与方法

1.1　实验设置

本文实验装置如图 1 所示（图中 x 为水相边界与磁体的距离），旨在研究 Fe_3O_4 磁性颗粒（粒径 3～5 μm）在非均匀磁场作用下穿越油–水界面的动力学行为。实验中，油相由等体积的十三烷和橄榄油混合构成，并加入不同质量分数的 Span 80 作为表面活性剂（Span 80 为非离子型表面活性剂，不带电荷，性能不受体系 pH 值、电解质质量分数等影响，且毒性较低）；水相采用质量分数为 3% 的 H_2O_2 溶液。

使用精度为 0.1 mg 的电子分析天平称量 30 mg 的 Fe_3O_4 磁性颗粒，将颗粒缓慢、均匀地加入含不同质量分数 Span 80 表面活性剂的混合油溶液中。随后，将所得悬浮液转移至超声波清洗机中，通过水浴

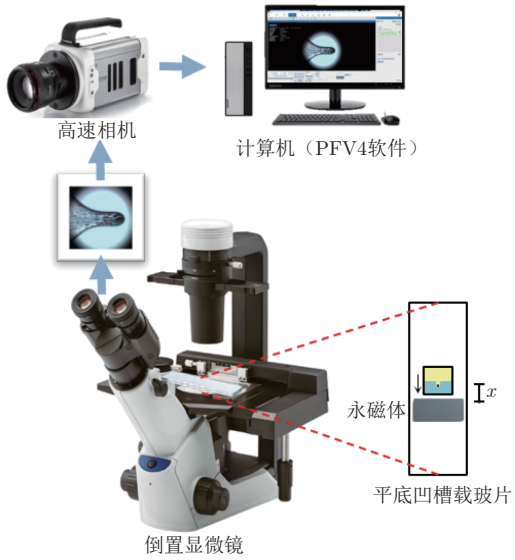


图 1 磁性微米颗粒在液–液界面运动实验示意图

Fig. 1 Experimental schematic of magnetic micro-particle movement at liquid–liquid interface

将体系温度控制在 25 ℃ ± 2 ℃ 范围，并进行了 20 min 的 40 kHz 超声处理。该过程主要用于破坏颗粒初期团簇结构，提高磁性颗粒在液相中的分散均匀性。

经上述步骤处理后，可获得分散均匀、稳定性良好的 Fe_3O_4 磁性颗粒悬浮液。如图 2 所示，在无磁场条件下，含均匀磁性颗粒的混合油与质量分数为 3% 的 H_2O_2 溶液形成清晰的液–液界面（包括油水过渡层）。颗粒之间虽可能因偶极–偶极相互作用力等因素形成微小团聚体，但整体仍可视为均匀分布。

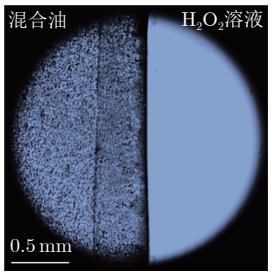


图 2 无外部磁场时混合油与 H_2O_2 溶液形成稳定均匀的液–液界面

Fig. 2 Without an external magnetic field, the mixed oil and H_2O_2 form a stable, uniform liquid–liquid interface

实验平台为倒置荧光显微镜配套的带正方形凹槽（10.0 mm × 10.0 mm × 0.3 mm）的载玻片。通过滴管将油、水两相分别注入凹槽两侧，使其自然形成稳定的油–水界面。加样完成后，在载玻片上方覆盖一片小型盖玻片，以减少液体蒸发并保证界面的稳定性。

为施加非均匀磁场，首先确保实验区域内没有其他含磁物体干扰。在凹槽一侧放置一块 N52 等级的钕铁硼永磁体（20 mm × 10 mm × 8 mm），其长边与凹槽边界及初始油–水界面平行，用以在界面区域产生横向梯度磁场。使用磁强计（精度误差为±2%）对距离永磁体单侧不同位置的磁场强度 B 进行测量。每个测量位置重复测量 3 次，以检验磁场强度数据的重复性。图 3(a)给出了基于 3 次重复测量的磁场强度平均值及标准差，图中标准差极小，表明不同距离处的磁场强度测量值准确可靠。最后，利用数值微分以及磁铁的特征衰减长度 17.9 mm，对磁场梯度分布进行了估算，结果如图 3(b)所示。

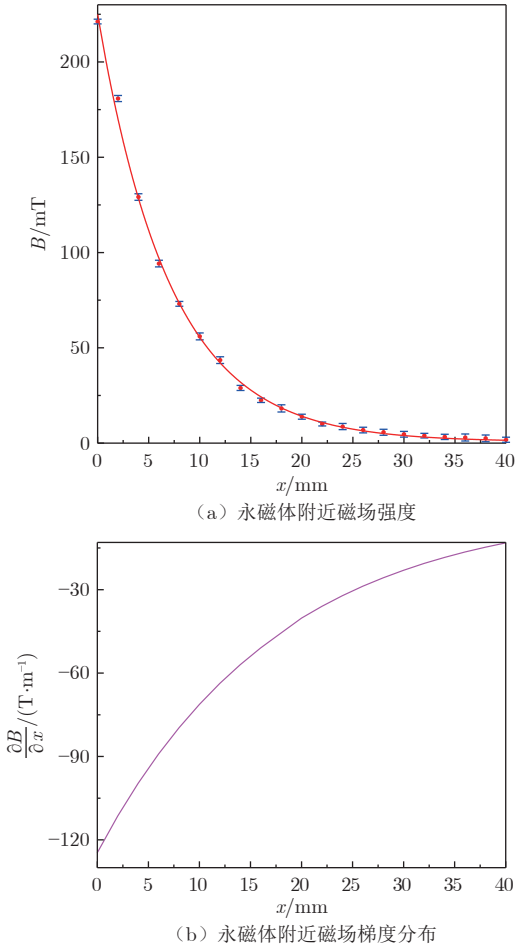


图 3 N52 等级钕铁硼永磁体的磁场特性

Fig. 3 Magnetic field characteristics of the N52 grade NdFeB permanent magnet

采用倒置显微镜与高速相机（FASTCAM Nova S12, Photron）组合进行颗粒运动的成像与数据采集。在 1024 像素 × 1024 像素的分辨率下，以 2000 帧/s 的帧率记录磁性颗粒在非均匀磁场作用下穿越液–液界面的全过程。所有实验均在室温（25 ℃）条件下进行。

1.2 参数测量

本节系统测定了含不同质量分数 Span 80 的混

合油以及质量分数为 3% 的 H_2O_2 溶液的黏度和表面张力。黏度测试在旋转流变仪（MCR72，Anton Paar）上完成，剪切速率选用 1～100 s^{-1}，所有样品均呈牛顿流体行为，黏度在测试范围内恒定。每种样品重复测量 3 次并取平均值。表面张力由界面张力仪（DCAT25，Dataphysics）测得，同样重复测量 3 次取平均。本文采用 Good–Girifalco 模型计算油–水界面张力 γ_{ow}：

$$\gamma_{ow} \approx \gamma_o + \gamma_w - 2\varphi\sqrt{\gamma_o\gamma_w} \tag{1}$$

式中：γ_o 为油相表面张力，γ_w 为水相表面张力，φ 为相互作用参数[20-21]。随着 Span 80 质量分数的升高，φ 也有不同程度的升高[22]。Good–Girifalco 模型对界面张力的预测结果如图 4 所示。由图可见，随着 Span 80 质量分数的增大，混合油的黏度 η_o 持续上升。对于油–水界面张力，当 Span 80 质量分数高于 0.42% 后，界面张力几乎不再变化，据此判断临界胶束浓度（Critical Micelle Concentration, CMC）所对应的质量分数约为 0.42%。

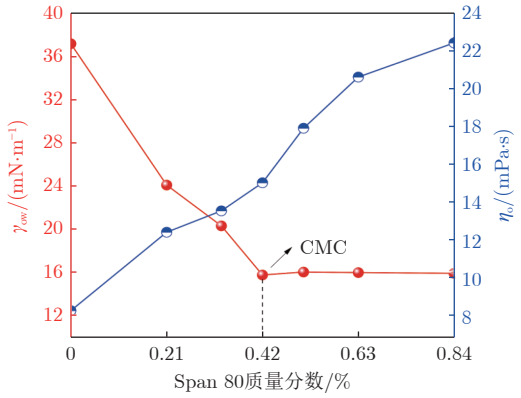


图 4　含不同 Span 80 质量分数的混合油的界面张力和黏度

Fig. 4　Interfacial tension and viscosity of the mixed oil containing different mass fractions of Span 80

采用座滴法测量质量分数为 3% 的 H_2O_2 溶液在混合油环境中的油–水–固三相接触角 θ_p。实验中，将配置好的混合油（十三烷/橄榄油/Span 80）置于 15 mm × 15 mm × 15 mm 的洁净玻璃比色皿中，在室温（25 ℃）条件下进行测量。使用微量注射泵缓慢注入质量分数为 3% 的 H_2O_2 溶液，形成体积为 0.1 mL 的液滴。液滴在基底上平衡 60 s 后，通过高清相机获取其正视图，并根据液滴外形轮廓计算接触角。实验结果如图 5 所示，随着 Span 80 质量分数的升高，油–水–固三相接触角呈下降趋势。这主要归因于 Span 80 分子在界面处的吸附：其疏水尾链朝向油相伸展，亲水头基指向水相，从而有效降低了

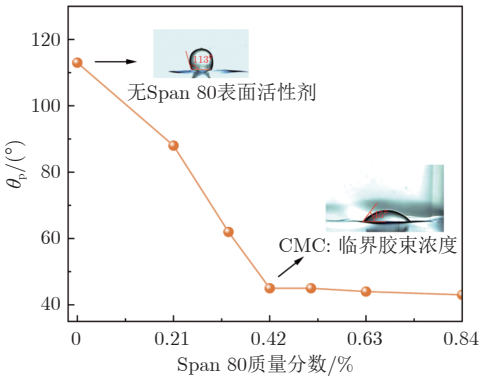


图 5　油–水–固三相接触角

Fig. 5　Oil–water–solid three-phases contact angle

油–水界面张力。当 Span 80 质量分数达到约 0.42% 时，接触角趋于稳定，表明界面吸附基本达到饱和，进一步证明了表面活性剂质量分数对界面润湿性具有显著的调控效应。

2　结果与讨论

2.1　颗粒穿越界面的运动模式与机理

为系统揭示磁性颗粒在外加非均匀磁场中的界面穿越机理，本节对不同 Span 80 质量分数下 Fe_3O_4 微米颗粒穿越油–水界面的运动模式进行分析与讨论。在非均匀磁场中，Fe_3O_4 微米颗粒受磁场力作用，沿垂直于油–水界面的方向从一相向相邻相运动。如图 6 所示，颗粒穿越油–水界面的运动呈现多种模式。随着油相中 Span 80 质量分数的增加，依次出现包覆脱离、界面射流[23]、团簇弹射[24-25]、悬浮液弹射[26] 和稳态拉伸等运动模式的演变。

随着 Span 80 质量分数的变化，黏度和界面张力均发生显著改变。为定量描述各物理效应的竞争关系，引入无量纲参数奥内佐格数（Oh）和磁邦德数（Bo_m）。Oh 用于描述黏性力、惯性力与界面张力的共同作用：

$$Oh = \frac{\eta_o}{\sqrt{\rho\gamma_{ow}d}} \tag{2}$$

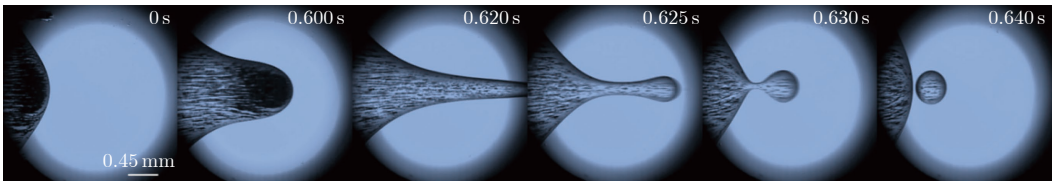
式中：ρ 为油相密度，d 为液柱尖端的最大拉伸宽度。

Bo_m 表示磁力与界面张力的相互竞争[16]：

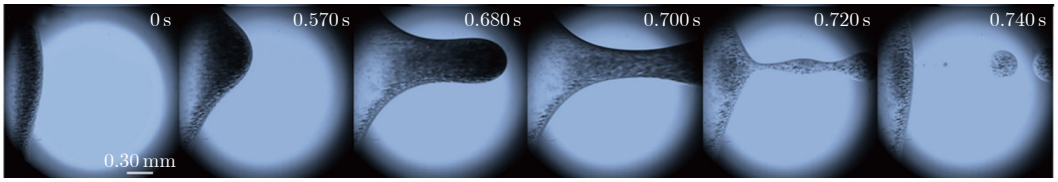
$$Bo_m = \frac{B^2 d}{2\mu_0\gamma_{ow}} \tag{3}$$

式中：μ_0 为真空磁导率，$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ N/A^2。

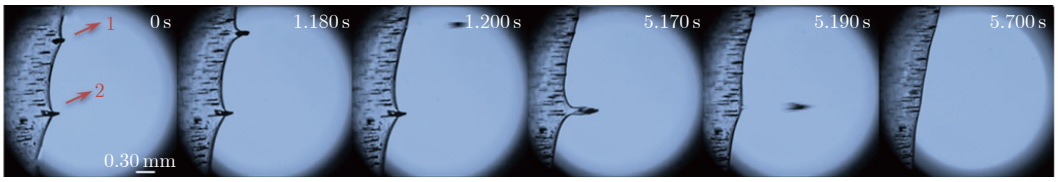
在未加入 Span 80 表面活性剂时，颗粒穿越液–液界面的主要机制为包覆脱离模态，如图 6（a）所示。由表 1 可知，此时 Oh 最小而 Bo_m 最大，磁性颗



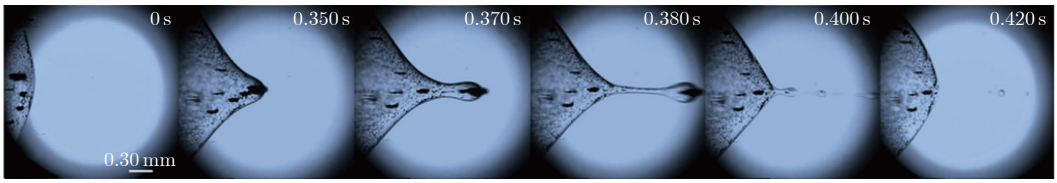
（a）0%，包覆脱离，$\gamma_{ow}\approx 36.13\,\mathrm{mN/m}$，$\eta_o\approx 8.39\,\mathrm{mPa\cdot s}$



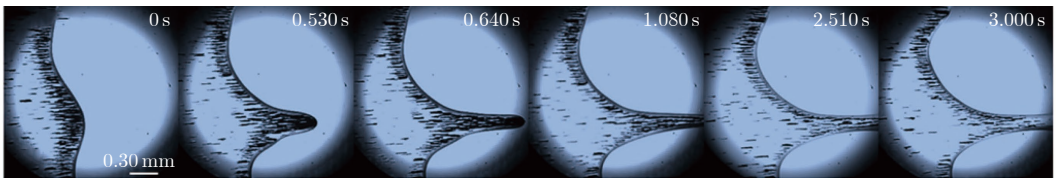
（b）0.21%，界面射流，$\gamma_{ow}\approx 24.06\,\mathrm{mN/m}$，$\eta_o\approx 12.5\,\mathrm{mPa\cdot s}$



（c）0.42%，团簇弹射，$\gamma_{ow}\approx 15.75\,\mathrm{mN/m}$，$\eta_o\approx 15.09\,\mathrm{mPa\cdot s}$



（d）0.51%，悬浮液弹射，$\gamma_{ow}\approx 16.02\,\mathrm{mN/m}$，$\eta_o\approx 17.95\,\mathrm{mPa\cdot s}$



（e）0.63%，稳态拉伸，$\gamma_{ow}\approx 15.97\,\mathrm{mN/m}$，$\eta_o\approx 20.63\,\mathrm{mPa\cdot s}$

图 6　不同 Span 80 质量分数下颗粒穿越界面的运动模式

Fig. 6　Movement patterns of micro-particles across the interface at different Span 80 mass fractions

粒在磁场作用下呈现一定的链状结构，但整体仍较均匀地分散在油相中。界面在磁力牵引下发生拉伸并形成射流，随后射流在颈缩处断裂生成液滴。

表 1　不同 Span 80 质量分数下的无量纲参数 *Oh* 和 Bo_m

Table 1　Dimensionless parameters *Oh* and Bo_m at different Span 80 mass fractions

Span 80质量分数	*Oh*	Bo_m
0%	0.056	85.90
0.21%	0.127	82.56
0.51%	0.277	69.54
0.63%	0.360	55.05

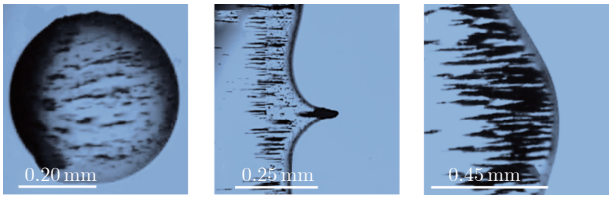
随着 Span 80 质量分数的继续升高，如表 1 所示，*Oh* 逐渐增大，Bo_m 逐渐减小。当加入 0.21% 的 Span 80 后，颗粒在非均匀磁场驱动下向界面逐渐富集，但尚未形成明显的团簇结构，整体分布依然较为均匀。界面在磁力作用下拉伸形成界面射流，如图 6(b)所示。

由于表面活性剂的存在改变了界面张力分布，射流表面表现出明显的普拉托–瑞利不稳定性（Plateau–Rayleigh instability），这与无表面活性剂的情况不同。加入 Span 80 后，*Oh* 开始增大，表明液柱中黏性力相对于惯性力逐渐占据主导地位，这在一定程度上抑制了由惯性引发的界面失稳（如颈缩与断裂）。Bo_m 开始减小，表明界面张力相对于磁力逐渐占据主导地位，颗粒难以单独穿越界面，需要通过聚集策略来“放大”其所受磁力，方能实现界面穿透。界面拉伸后开始出现由界面张力梯度驱动的马兰戈尼效应，其不稳定性主要源于界面张力梯度诱导的马兰戈尼流动与拉普拉斯压力差的共同作用。当射流逐渐变细并断裂形成主液滴后，在非均

匀磁场中，颗粒继续受磁力梯度牵引，推动界面向前拉伸。由于局部拉普拉斯压力差与马兰戈尼驱动的界面回流作用，细颈部分在收缩过程中发生二次断裂，最终破碎为多个尺寸不一的卫星液滴。

当 Span 80 质量分数为 0.42% 时，微米颗粒形成明显团簇，团簇直接穿透界面，如图 6(c)所示；当质量分数达到 0.51% 时，团簇穿透界面时拉伸出一个液柱，如图 6(d)所示，但其液柱宽度远小于图 6(b)中的射流宽度。当 Span 80 质量分数进一步升高至 0.63% 时，磁性颗粒呈现明显的链状分布，且链的尺寸较大。界面在不稳定处拉伸后形成了稳定的射流通道，如图 6(e)所示，这表明表面活性剂的添加量并非越多越好[27]。

图 7 为不同 Span 80 质量分数条件下，微米颗粒在非均匀磁场中形成的典型聚集结构。随着 Span 80 质量分数的升高，颗粒间界面张力与吸附特性的改变导致聚集行为逐渐增强，由相对分散状态向不均一团簇、再向链状结构转变，这一趋势在图 6 中亦可观察到。这说明 Span 80 质量分数调控了颗粒在界面的分布特性，使颗粒在磁场中的响应由“分散→团簇→链状”逐步增强。当 Span 80 质量分数远超 CMC 时，颗粒的不均一团簇程度显著下降，易在磁场中形成细长且有序的链状聚集结构，其长轴均沿磁场梯度方向排列，整体空间分布更均匀(分散性好)，但局部仍保持强磁耦合的链状聚集。这可能是因为颗粒表面达到完全饱和覆盖后，表面活性剂分子可能形成胶束并在颗粒表面形成双层吸附，此时空间位阻排斥力占绝对主导，无法形成大团聚体。颗粒在穿越界面前的预组装路径，为不同的穿越模态提供了结构前提，具体机理将在 2.2 节进行讨论。



（a）0%～0.21%　（b）0.42%～0.51%　（c）0.63%～0.84%

图 7　不同 Span 80 质量分数下颗粒在混合油中的聚集形态

Fig. 7　Aggregation morphology of micro-particles in mixed oils at different Span 80 mass fractions

2.2　Span 80 质量分数对穿透行为的调控

2.2.1　对界面的影响

在较低的 Span 80 质量分数下，颗粒在非均匀磁场中呈分散或弱聚集状态，此时液–液界面首先形成界面射流。界面射流的示意图如图 8 所示，图中 R 和 r 分别为颈缩处的轴向与径向主曲率半径，z 为液柱拉伸长度。

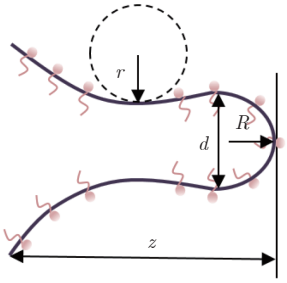


图 8　界面射流运动示意图

Fig. 8　Schematic of the primary motion stages of the interface jet

非均匀磁场对磁性颗粒的磁力是驱动界面射流运动的主要动力。颗粒的运动使界面发生拉伸并形成液柱，作用于整个液柱的磁力 $F_{\mathrm{m,\,col}}$ 可表示为[15]：

$$F_{\mathrm{m,\,col}}=\frac{\pi}{6}d^3\varepsilon_{\mathrm{p}}\mu_0 M\nabla B \tag{4}$$

式中：ε_{p} 为液柱内的磁性颗粒体积分数，M 为磁化强度，∇B为磁场梯度。

随着拉伸的进行，颗粒向液柱尖端聚集，表面活性剂也发生一定程度的聚集，导致界面张力降低。马兰戈尼流由界面张力梯度驱动，流动方向从界面张力较高(表面活性剂质量分数较低)区域指向界面张力较低(表面活性剂质量分数较高)区域，起到稳定界面、延缓断裂的作用。值得注意的是，马兰戈尼流强度与表面活性剂质量分数之间并非简单的单调递增关系[28]。依据非线性 Frumkin 吸附方程[29]，界面张力γ_{ow}与界面吸附量Γ的关系可表示为：

$$\gamma_{\mathrm{ow}}=\gamma_{\mathrm{ow0}}+R_{\mathrm{o}}T\Gamma_{\mathrm{m}}\ln\left(1-\frac{\Gamma}{\Gamma_{\mathrm{m}}}\right) \tag{5}$$

式中：γ_{ow0}为无表面活性剂时的界面张力；R_{o} 为理想气体常数，8.314 J/(mol·K)；T为绝对温度；Γ_{m}为界面处表面活性剂分子的最大吸附量，mol/m^2。当射流液柱尖端拉伸长度变化 Δz 时，界面表面能的增加量为$\Delta W_{\mathrm{ow}}=\pi\gamma_{\mathrm{ow}}d\Delta z$，则界面弹性力 F_{e} 可估算为：

$$F_{\mathrm{e}}=-\frac{\Delta W_{\mathrm{ow}}}{\Delta z}=-\pi\gamma_{\mathrm{ow}}d \tag{6}$$

若作用在颗粒上的磁力小于该弹性力，则颗粒无法使界面发生形变。本文统计了图 6 中颗粒的局部面积分布，用以近似表征颗粒体积分数，如图 9 所示。可以看到，断裂后颗粒体积分数大大降低，界面随即发生回缩。

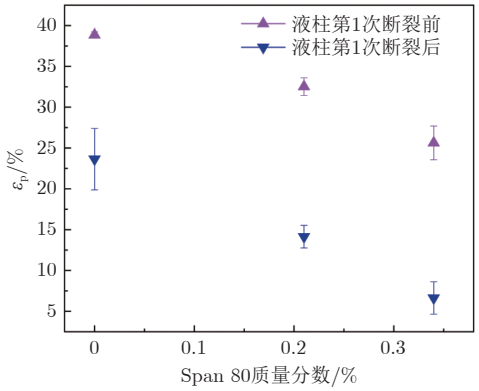


图 9 混合油中磁性颗粒体积分数的变化

Fig. 9 Changes in the volume fraction of magnetic micro-particles in mixed oils

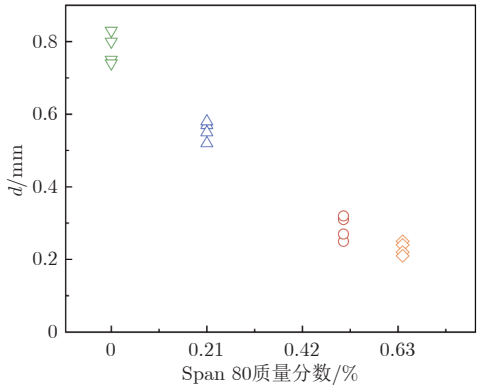


图 10 不同 Span 80 质量分数下的液柱拉伸宽度

Fig. 10 Liquid column tensile width at different Span 80 mass fractions

界面射流在变形过程中会形成越来越细的颈部，拉普拉斯压力差 Δp 是导致颈部快速收缩、促进射流断裂的主要驱动力，其表达式为：

$$\Delta p = \gamma_{\mathrm{ow}} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R} \right) \tag{7}$$

图 10 为不同 Span 80 质量分数下液柱拉伸时的宽度，每个质量分数条件下均进行了 4 次独立重复实验。随着 Span 80 质量分数的增加，最大拉伸宽度 d 变窄，整体拉伸尺度呈单调下降趋势，表明表面活性剂质量分数对界面形变的空间尺度具有显著调控作用。在低 Span 80 质量分数条件下，Oh 较小，惯性力相对于黏性力占主导，液柱拉伸表现出较高的惯性效应，界面形变相对明显且不稳定；同时，此时油–水界面张力较高，界面吸附层尚未充分形成，Bo_{m} 较高，磁力相对于界面张力占据绝对优势，界面在磁力牵引下表现出较强的可拉伸性，易形成宽而长的液柱结构。此时液柱颈缩过程较慢，拉普拉斯压力差相对较小，使得液柱能够维持较大的横向尺度。随着 Span 80 质量分数的增加，界面张力显著降低，界面吸附层逐渐致密。当质量分数超过 CMC 后，体系中会形成胶束，这些胶束结构在流动中产生的巨大内摩擦抑制了液柱的惯性作用，此时 Oh 增大，黏性力占据主导地位，减缓了拉伸速度，拉伸过程趋于平稳，形态也更均匀。与此同时，Bo_{m} 的下降表明界面张力对液柱形态和界面稳定性的影响变得突出。因此，在相同磁场条件下，界面更容易发生局部形变，抑制了液柱的横向扩展，使得液柱宽度明显变窄。此外，界面张力梯度诱导的马兰戈尼效应在高质量分数条件下更加显著，加速了颈缩区域的界面回缩过程，进一步限制了液柱的最大拉伸宽度。这与图 6 中观察到的规律一致：低 Span 80 质量分数下，界面拉伸的持续时间普遍长于高质量分数下。

2.2.2 对颗粒团簇的影响

磁性颗粒穿透界面的行为与其聚集状态密切相关。在非均匀磁场作用下，磁性颗粒间的偶极–偶极相互作用驱使它们沿磁场梯度方向排列成链[30]。无表面活性剂时，磁性颗粒在非均匀磁场下可视为偶极子，最初沿磁力线方向排列成链，但由于界面运动受力不均，链条出现断裂、分叉或重新组合。由于颗粒间吸引强度在不同位置并不一致，链条逐渐解体为较为分散的小尺寸团聚体。这些小团聚通常呈短链状、串珠状或局部堆积状分布，内部颗粒排列较松散，尺度相对较小，如图 7(a)所示。这类小尺寸团聚的出现意味着磁链结构趋于柔化，磁力传递更加分散，并影响后续界面拉伸、颈缩和穿透的整体行为。

加入 Span 80 表面活性剂后，表面活性剂分子会优先吸附在油–水界面和颗粒表面。Span 80 是一种典型的非离子型表面活性剂，其界面活性来源于分子吸附与构型调节，而非电荷解离作用。其亲水端(多羟基山梨醇骨架)更易靠近颗粒表面，疏水端(油酸长链)朝向连续油相，从而在颗粒外层形成吸附层[31-32]。

当 Span 80 质量分数较低时，可供覆盖颗粒表面的分子数量有限，如图 11(a)所示，这意味着无法形成足够的空间位阻效应来阻断颗粒之间的近距离接触。因此，当颗粒被磁力驱动向强磁场区域移动时，即便被部分分散，也会在随机碰撞或靠近其他团簇时重新发生黏附与聚集。同时，此时 Oh 较小，体系处于惯性主导区，油相黏度较低，界面在磁力作用下响应迅速，颗粒运动受惯性影响显著。随机碰撞后易受界面扰动的影响再次分离，难以形成稳定的大尺寸团簇。尽管 Bo_{m} 最大，但作用在单个颗粒上

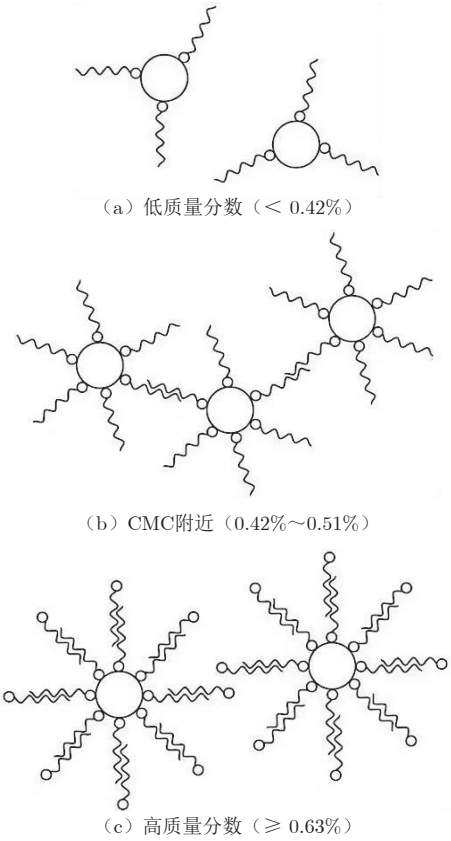


图 11　不同 Span 80 质量分数下磁性颗粒与 Span 80 分子相互作用示意图

Fig. 11　Schematic diagrams of the interaction between magnetic particles and Span 80 molecules at different Span 80 mass fractions

的绝对磁力有限，且力主要耗散于流场扰动与颗粒再分散。因此，颗粒无法作为有效的力载体以克服界面束缚并实现稳态穿越，从而在水相中形成油包水型磁性液滴，内部为结构松散、尺度不一的团簇，同时夹杂一定数量的单颗粒，如图 7(a)所示。具体尺寸如图 12 分散区所示(每个质量分数均重复实验 4 次，L 为细丝链团簇的链长，H 为团簇链宽)，此时聚集体的长度和宽度均较小，这种状态反映出低质量分数表面活性剂体系对磁诱导聚集的调控能力不足。

随着 Span 80 质量分数进一步提高并接近 CMC，颗粒表面的吸附层逐渐趋于完整和稳定，如图 11(b)所示。吸附层提供的位阻排斥限制了颗粒间的直接接触，同时 Span 80 分子的疏水链之间存在相互吸引作用，从而使磁驱动下的颗粒更倾向于形成轮廓稳定、形状相似的椭球状团聚体[33-34]，如图 7(b)所示。此时 Oh 与 Bo_m 达到协同：Oh 显著增大，表明黏性力作用凸显，可稳定颗粒聚集并抑制其动态重组；Bo_m 相应下降，但界面张力降至最低值，磁力驱

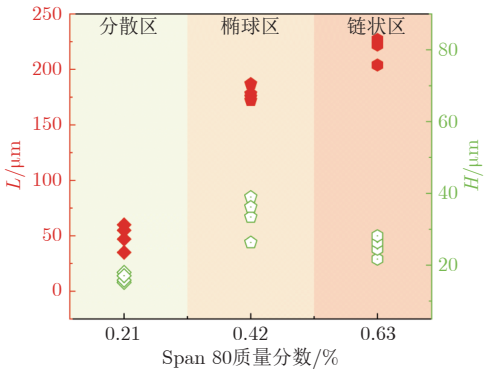


图 12　不同 Span 80 质量分数下颗粒团簇等效尺寸分布

Fig. 12　Equivalent size distribution of particle clusters at different Span 80 mass fractions

动仍占主导，帮助团簇克服界面能垒、穿透界面。具体尺寸如图 12 椭球区所示，此时团簇的长和宽相对于低质量分数条件下均有明显增加，颗粒的聚集状态开始变得稳定有序。

如图 11(c)所示，当 Span 80 质量分数进一步提高并明显超过 CMC 时，界面及颗粒表面已被表面活性剂分子高度覆盖。此时，Span 80 分子不仅在油–水界面形成致密吸附层，还可能在磁性颗粒表面发生多层吸附或胶束辅助吸附，使颗粒表面被厚厚的有机吸附层包裹。在该高质量分数条件下，单个颗粒之间的直接接触受到强烈的空间位阻限制，颗粒间的短程吸引被削弱，磁性偶极相互作用不再主导颗粒的局部重排，颗粒更倾向于形成细长的链状团聚体。与此同时，高质量分数 Span 80 下 Oh 进一步增大，黏性力相对于惯性力增强，液柱拉伸过程趋于平缓。颗粒处于强黏性环境中，布朗运动与随机碰撞受到抑制，促使其在磁场作用下更易沿磁力线方向排列成尺度更大、结构更稳定的细长链状聚集，有效抑制了团簇的动态重组与破碎。具体尺寸如图 12 链状区所示，此时聚集体的长宽比明显超越前两者，形成了细长链状结构，进一步表明高质量分数表面活性剂在调控颗粒聚集形态方面的显著作用。尽管颗粒链受到持续的磁力，但该力主要被黏性耗散和界面吸附层所抵消，无法形成有效的集中应力以突破界面。Wang 等[31] 认为非离子型高分子分散剂能提供优异的空间位阻稳定性，但当其用量超过某一临界值后，分散效果反而下降，可能出现再团聚。然而，在非均匀磁场作用下，颗粒仍会沿磁场方向发生取向，形成尺度较大的链状或束状聚集结构，这种聚集主要源于磁场驱动下的取向排列与整体协同运动。此外，由于油–水界面吸附层结构高度致密，界面张力梯度被显著削弱，马兰戈尼流动受到抑制，界

面在磁力作用下更倾向于发生可逆形变而非颈缩与断裂。

当表面活性剂质量分数在 CMC 附近时，Span 80 分子在界面达到紧密排列但尚未过度拥挤的“临界点”，此时界面张力最低。同时，磁性颗粒以椭球形态形成团簇体，并未立即穿透界面进入水相，而是止步于油–水界面，形成界面锚定现象。进一步地，当团簇的线性尺寸达到某一临界值后，便会完全脱离界面进入水相，如图 6(c)所示。颗粒团聚体在磁力作用下能够部分突破界面并停留在界面附近的某一平衡高度 h[32]，如图 13(a)所示：

$$\frac{h/(H/2)^2}{\sqrt{\dfrac{1}{(L/2)^2}+h^2\left[\dfrac{1}{(H/2)^4-(L/2)^2(H/2)^2}\right]}}=\cos\theta \tag{8}$$

式中：θ 为颗粒的三相接触角。越靠近强磁场区域，磁力越强，团簇的受力平衡被打破的程度越大，其穿透深度也随之进一步增大，如图 13(b)所示。

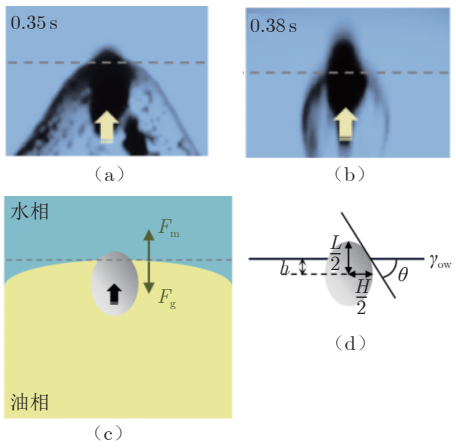


图 13　含 0.51% Span 80 的混合油与 3% H_2O_2 溶液在液–液界面处的颗粒团簇

Fig. 13　Microparticle aggregates at the liquid–liquid interface between a mixed oil containing 0.51% Span 80 and 3% H_2O_2 solution

颗粒完全穿越油–水界面的运动与克服一定的能量势垒有关。颗粒从油相运动到水相，需克服界面上的固液脱附能 ΔG[35]：

$$\Delta G=\frac{\pi}{4}LH\gamma_{ow}(1-\cos\theta)^2 \tag{9}$$

团簇越宽，与界面接触面积越大，此时颗粒受到的脱附力 F_g 为：

$$F_g=\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}H}=\frac{\pi}{4}L\gamma_{ow}(1-\cos\theta)^2 \tag{10}$$

椭球形团簇在非均匀磁场中受到的磁力 F_m 为：

$$F_m=\frac{\pi}{6}LH^2M\nabla B \tag{11}$$

作用在团簇上的总力 F_t 为：

$$F_t=F_m-F_g=\frac{\pi}{6}LH^2M\nabla B-\frac{\pi}{4}L\gamma_{ow}(1-\cos\theta)^2 \tag{12}$$

若 $F_t=0$，团簇将在界面处长时间停留，即出现界面锚定现象，此时的团簇宽度即为临界尺寸 H_*，可估计为：

$$H_*=\sqrt{\frac{1.5\gamma_{ow}(1-\cos\theta)^2}{M\nabla B}} \tag{13}$$

若团簇链宽 $H>H_*$，则在外部磁场作用下，团簇将完全穿透界面进入水相，如图 14 所示（F_d 为液体曳力）。小型团簇之所以不能穿越油–水界面，是因为其所受磁力小于需要克服的能量壁垒。随着团簇尺寸的增大，磁力与 LH^2 成正比，而脱附力与 L 成正比。当团簇链宽尺寸达到临界值后，团簇便开始穿越界面。临界尺寸不仅取决于油–水界面性质，还受到颗粒表面性质和磁场梯度的影响。更小的团簇可通过增大磁场梯度来实现界面穿透。如图 6(c)所示，磁性颗粒从含 0.42% Span 80 的混合油相中穿越油–水界面进入水相。当磁场梯度约为 100 T/m 时，$H=105$ μm 的 1 号团簇在短时间内穿透界面进入水相，且几乎不伴随油相的转移；此时 $H=52$ μm 的 2 号团簇锚定在油–水界面中，未能穿透。随着时间推移，H 逐渐增大，当 $H\geqslant 80$ μm 时，团簇开始穿透界面，且同样几乎不伴随油相转移。油相中其他团簇的 $H<<80$ μm，始终未能穿透界面进入水相。未经处理的 μm 量级 Fe_3O_4 磁性颗粒具有偏亲水性，吸附在颗粒表面的表面活性剂分子赋予其一定的疏水性能（$\theta\approx 45°$）。对于给定的磁场值，假设颗粒磁化率略小于饱和磁化强度，取值为 70[15]，界面张力为 28 mN/m，则计算所得临界尺寸约为 71 μm，与实验数据吻合良好。

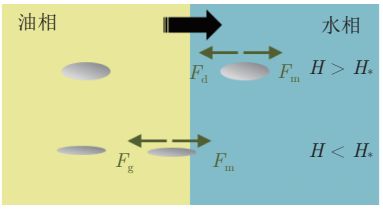


图 14　超临界尺寸与亚临界尺寸团簇穿越油–水界面的运动示意图

Fig. 14　Schematic diagram of cluster movement across the oil–water interface with supercritical and subcritical dimensions

当 Span 80 质量分数为 0.42% 时，混合油与质量分数为 3% 的 H_2O_2 溶液间的界面张力降至最低值，且在此条件下油相黏度也最低。此时团簇受到的液体曳力[36] 为：

$$F_{\mathrm{d}}=6\pi\mu\left(LH^{2}\right)^{\frac{1}{3}}C_{\mathrm{d}}U \tag{14}$$

式中：μ 为流体黏度，U 为团簇平均移动速度，C_{d} 为阻力系数[37]。

$$C_{\mathrm{d}}=\frac{8}{3}\cdot\frac{\lambda^{2}-1}{\left(\lambda^{2}-1\right)^{\frac{1}{2}}\ln\left(\lambda+\sqrt{\lambda^{2}-1}\right)-\lambda} \tag{15}$$

式中：$\lambda=L/H$ 为椭球形团簇的长宽比，$\lambda>1$。

在非均匀梯度磁场中，团簇向强磁场方向运动，同时受到流体曳力的阻碍。基于平衡方程 $F_{\mathrm{m}}=F_{\mathrm{d}}$，可以得到团簇穿透界面后在水相中的平均移动速度估计：

$$U=\frac{\left(LH^{2}\right)^{2/3}M\nabla B}{36\mu C_{\mathrm{d}}}\propto\lambda^{0.6}\ln\lambda \tag{16}$$

由式(16)可知，团簇的移动速度 U 与团簇长宽比 λ 成正比，与 $\lambda^{0.6}\ln\lambda$ 的变化趋势几乎一致，并且随着 λ 的增加，团簇的平均移动速度有不同程度的增大，如图 15 所示。同时，团簇在流场中的移动速度还取决于磁场梯度：越靠近永磁体，磁场梯度越大，团簇所受磁力越大，移动速度越快，因此团簇的移动速度呈自加速特征。

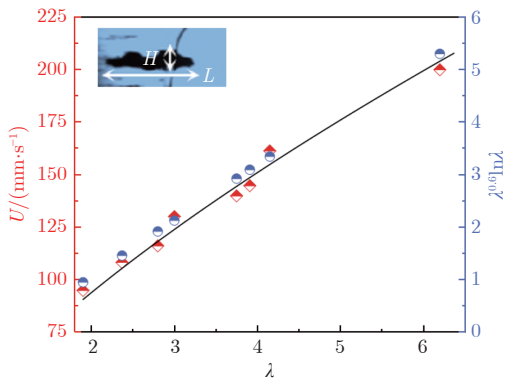


图 15　团簇进入水相后的平均移动速度与其长宽比的关系

Fig. 15　Relationship between the average migration velocity of clusters and their aspect ratio after entering the aqueous phase

3　总　结

本文系统探究了非均匀磁场作用下 Fe_3O_4 磁性微米颗粒在液–液界面中的动态行为，揭示了表面活性剂质量分数对界面性能与颗粒团聚状态的调控机制。通过分析无量纲数可知，奥内佐格数(Oh)与磁邦德数(Bo_{m})的变化清晰地刻画了体系中主导力的竞争关系演变：随 Span 80 质量分数增加，Oh 显著增大，表明体系由惯性主导区向黏性主导区转变；Bo_{m} 持续下降，则反映了界面张力相对于磁力逐渐占据主导地位，磁力驱动界面变形的相对效率因高黏度阻力与颗粒分散性的改善而减弱。

1)油–水界面运动模式的多样性。随 Span 80 质量分数的变化，颗粒穿越界面的模式呈现出截然不同的类型。低质量分数区(< 0.42%)，以包覆脱离和界面射流为主。此时 Oh 较低、Bo_{m} 较高，磁力驱动强而黏性力弱，马兰戈尼效应占主导，颗粒被油相包裹形成磁性乳液滴，并伴随液相转移。临界质量分数区(约 0.42%)，表现为团簇弹射。颗粒形成椭球形团簇，产生界面锚定现象；团簇尺寸大于临界值后可直接穿越界面，且几乎不夹带油相。临界质量分数附近区(约 0.51%)，表现为悬浮液弹射。颗粒形成椭球形团簇，部分穿越界面；Oh 增大，黏性力逐渐成为主导因素之一，穿越时夹带部分油相，界面分子分布不均引发马兰戈尼效应，液柱多处发生断裂。高质量分数区(> 0.63%)，表现为稳态拉伸。此时，Oh 最大、Bo_{m} 最小，黏性力占据主导，界面吸附层结构致密，界面仅发生形变而不破裂，液柱颈缩被抑制，颗粒无法穿越。

2)油相中颗粒团聚行为的多样性。随 Span 80 质量分数的变化，颗粒在油相中呈现出不同的团簇模式。低质量分数区(< 0.42%)，颗粒分散或呈松散小团簇。此时表面活性剂分子覆盖不完全，颗粒间以偶极相互作用为主；Oh 较小，体系处于惯性主导区，油相黏度较低，界面在磁力作用下响应迅速，颗粒运动受惯性影响显著，随机碰撞后易再次分离；Bo_{m} 虽最大，但作用在单个颗粒上的绝对磁力有限，单个颗粒无法作为有效的力载体以克服界面束缚。临界质量分数附近区(0.42%～0.51%)，表面活性剂吸附层趋于完整，Oh 与 Bo_{m} 达到协同：Oh 显著增大，黏性力作用凸显，可稳定颗粒聚集并抑制其动态重组；Bo_{m} 相应下降，界面张力达到最低值，磁力驱动占主导，团簇达到临界尺寸后可克服界面能垒实现穿越。高质量分数区(> 0.63%)，过量的 Span 80 导致颗粒表面多层吸附或疏水相互作用增强，黏度显著上升，Oh 达到最大值，颗粒在强黏性环境中更易沿磁场方向排列成链状聚集，形成更大且有序的链状结构，其整体空间分布更均匀(分散性好)；Bo_{m} 降至最低，延缓了界面对磁力牵引的响应，液柱拉伸过程极其缓慢而平稳。尽管颗粒链受到持续的磁力作用，但该力主要被黏性耗散和界面吸附层所抵消，无法形成有效的集中应力以突破界面。

综上，本文通过改变 Span 80 质量分数，关联 Oh 与 Bo_{m} 的变化，构建了“表面活性剂质量分数→界面性质→主导力竞争→迁移模式→颗粒团聚”的完整物理图景，为磁性颗粒在复杂界面中的行为预测与主动调控提供了理论依据。

参考文献：

[1] Frueh J, Rutkowski S, Si T Y, et al. Propulsion mechanisms of light-driven plasmonic colloidal micromotors[J]. Advanced Photonics Research, 2022, 3: 2100189.
doi: 10.1002/adpr.202100189

[2] Hu X, Yu L F, Atomsa N T, et al. Transport of nonspherical particles in non-Newtonian fluid: a review[J]. International Journal of Fluid Engineering, 2024, 1(3): 030601.
doi: 10.1063/5.0207148

[3] Lisin E A, Vaulina O S, Lisina I I, et al. Motion of a self-propelled particle with rotational inertia[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2022, 24(23): 14150-14158.
doi: 10.1039/d2cp01313d

[4] Wu J F, Ma S, Li M Y, et al. Enzymatic/magnetic hybrid micromotors for synergistic anticancer therapy[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2021, 13(27): 31514-31526.
doi: 10.1021/acsami.1c07593

[5] Lin R Y, Yu W Q, Chen X C, et al. Drug delivery: self-propelled micro/nanomotors for tumor targeting delivery and therapy[J]. Advanced Healthcare Materials, 2021, 10: 2170001.
doi: 10.1002/adhm.202170001

[6] Ren M, Guo W L, Guo H S, et al. Microfluidic fabrication of bubble-propelled micromotors for wastewater treatment [J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2019, 11(25) : 22761-22767.
doi: 10.1021/acsami.9b05925

[7] Fan X C, Hao Q, Li M Z, et al. Hotspots on the move: active molecular enrichment by hierarchically structured micromotors for ultrasensitive SERS sensing[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2020, 12(25): 28783-28791.
doi: 10.1021/acsami.0c05371

[8] 梁亮，唐蒲华，刘煜. 胶囊机器人管内流场的数值模拟和实验测量[J]. 实验流体力学，2021，35(3)：60-68.
Liang Liang, Tang Puhua, Liu Yu. Numerical simulation and experimental measurement of fluid flow field in pipe with capsule robot[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2021, 35(3): 60-68.
doi: 10.11729/syltlx20200145

[9] Nikolaides M G, Bausch A R, Hsu M F, et al. Electric-field-induced capillary attraction between like-charged particles at liquid interfaces[J]. Nature, 2002, 420(6913): 299-301.
doi: 10.1038/nature01113

[10] Ershov D, Sprakel J, Appel J, et al. Capillarity-induced ordering of spherical colloids on an interface with anisotropic curvature[J]. PNAS, 2013, 110(23): 9220-9224.
doi: 10.1073/pnas.1222196110

[11] Schöneborn P R. The interaction between a single particle and an oscillating fluid[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1975, 2(3): 307-317.
doi: 10.1016/0301-9322(75)90016-6

[12] Sinha A, Mollah A K, Hardt S, et al. Particle dynamics and separation at liquid–liquid interfaces[J]. Soft Matter, 2013, 9(22): 5438-5447.
doi: 10.1039/c3sm00120b

[13] Duan H W, Wang D Y, Kurth D G, et al. Directing self-assembly of nanoparticles at water/oil interfaces[J]. Angewandte Chemie, 2004, 116(42): 5757-5760.
doi: 10.1002/ange.200460920

[14] Al Harraq A, Lee J G, Bharti B. Magnetic field–driven assembly and reconfiguration of multicomponent suprapaparticles[J]. Science Advances, 2020, 6(19): eaba5337.
doi: 10.1126/sciadv.aba5337

[15] Kichatov B, Korshunov A, Sudakov V, et al. Motion of magnetic motors across liquid–liquid interface[J]. Journal of Colloid and Interface Science, 2023, 652: 1456-1466.
doi: 10.1016/j.jcis.2023.08.138

[16] Ahmed A, Fleck B A, Waghmare P R. Maximum spreading of a ferrofluid droplet under the effect of magnetic field[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(7): 077102.
doi: 10.1063/1.5032113

[17] Li C C, Xu Y K, Li X Y, et al. Unexpected dual action of cetyltrimethylammonium bromide (CTAB) in the self-assembly of colloidal nanoparticles at liquid–liquid interfaces[J]. Advanced Materials Interfaces, 2020, 7(14): 2000391.
doi: 10.1002/admi.202000391

[18] Simmchen J, Magdanz V, Sanchez S, et al. Effect of surfactants on the performance of tubular and spherical micromotors: a comparative study[J]. RSC Advances, 2014, 4(39): 20334-20340.
doi: 10.1039/c4ra02202e

[19] Meng C, Bao X H, Ren Y X, et al. Orbiting microparticle dimer with symmetry-breaking on photothermal Marangoni flow[J]. Optics & Laser Technology, 2025, 192: 113618.
doi: 10.1016/j.optlastec.2025.113618

[20] Zeppieri S, Rodríguez J, López de Ramos A L. Interfacial tension of alkane + water systems[J]. Journal of Chemical & Engineering Data, 2001, 46(5): 1086-1088.
doi: 10.1021/je000245r

[21] Noureddini H, Teoh B C, Davis Clements L. Viscosities of vegetable oils and fatty acids[J]. Journal of the American Oil Chemists Society, 1992, 69(12): 1189-1191.
doi: 10.1007/BF02637678

[22] Samuli Ollila O H, Lamberg A, Lehtivaara M, et al. Interfacial tension and surface pressure of high density lipoprotein, low density lipoprotein, and related lipid droplets[J]. Biophysical Journal, 2012, 103(6): 1236-1244.
doi: 10.1016/j.bpj.2012.08.023

[23] Abkarian M, Protière S, Aristoff J M, et al. Gravity-induced encapsulation of liquids by destabilization of granular rafts[J]. Nature Communications, 2013, 4: 1895.
doi: 10.1038/ncomms2869

[24] Guzowski J, Gim B. Particle clusters at fluid–fluid interfaces: equilibrium profiles, structural mechanics and stability against detachment[J]. Soft Matter, 2019, 15(24) : 4921-4938.
doi: 10.1039/C9SM00425D

[25] Tavacoli J W, Katgert G, Kim E G, et al. Size limit for particle-stabilized emulsion droplets under gravity[J]. Physical Review Letters, 2012, 108(26): 268306.
doi: 10.1103/PhysRevLett.108.268306

[26] Jones S G, Abbasi N, Moon B U, et al. Microfluidic magnetic self-assembly at liquid–liquid interfaces[J]. Soft Matter, 2016, 12(10): 2668-2675.
doi: 10.1039/C5SM03104D

[27] Strano M S, Moore V C, Miller M K, et al. The role of surfactant adsorption during ultrasonication in the dispersion of single-walled carbon nanotubes[J]. Journal of Nanoscience and Nanotechnology, 2003, 3(1-2): 81-86.
doi: 10.1166/jnn.2003.194

[28] Scriven L E, Sternling C V. The Marangoni effects[J]. Nature, 1960, 187(4733): 186-188.
doi: 10.1038/187186a0

[29] Liao Y C, Franses E I, Basaran O A. Deformation and breakup of a stretching liquid bridge covered with an insoluble surfactant monolayer[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(2): 022101.
doi: 10.1063/1.2166657

[30] Ivey M, Liu J, Zhu Y, et al. Magnetic-field-induced structural transitions in a ferrofluid emulsion[J]. Physical Review E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics, 2001, 63(1): 011403.
doi: 10.1103/PhysRevE.63.011403

[31] Wang W T, Zhang B G, Shi Y H, et al. Improvement in dispersion stability of alumina suspensions and corresponding chemical mechanical polishing performance[J]. Applied Surface Science, 2022, 597: 153703.
doi: 10.1016/j.apsusc.2022.153703

[32] Rahmani A M, Wang A N, Manoharan V N, et al. Colloidal particle adsorption at liquid interfaces: capillary driven dynamics and thermally activated kinetics[J]. Soft Matter, 2016, 12(30): 6365-6372.
doi: 10.1039/c6sm00966b

[33] Napper D H. Polymeric stabilization of colloidal dispersions [J]. Academic Press, 1983.

[34] Loosli F, Stoll S. Effect of surfactants, pH and water hardness on the surface properties and agglomeration behavior of engineered TiO_2 nanoparticles[J]. Environmental Science: Nano, 2017, 4(1): 203-211.
doi: 10.1039/c6en00339g

[35] Stone H A, Leal L G. The effects of surfactants on drop deformation and breakup[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1990, 220: 161-186.
doi: 10.1017/s0022112090003226

[36] Kichatov B, Korshunov A, Sudakov V, et al. Droplet manipulation in liquid flow using of magnetic micromotors for drug delivery and microfluidic systems[J]. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2024, 691: 133891.
doi: 10.1016/j.colsurfa.2024.133891

[37] Happel J, Brenner H. Low Reynolds number hydrodynamics [M]. Boston: Kluwer, 1981.



作者简介：

李若凡（2001—），女，江苏扬州人，硕士研究生。研究方向：微纳米流体力学，微纳尺度流动。

E-mail: 1227584926@qq.com

（编辑：秦虹）