第 40 卷 第 4 期 实 验 流 体 力 学 Vol. 40, No. 4
2026 年 8 月 Journal of Experiments in Fluid Mechanics Aug., 2026

文章编号：1672-9897(2026)04-0022-24 doi：10.11729/syltlx20250129

# 低雷诺数流动中磁性颗粒输运与操控的研究进展

毛俊杰[1, 2]，王雷磊[1, *]，关东石[1, 2, *]

1. 中国科学院力学研究所 超常环境非线性力学全国重点实验室，北京 100190

2. 中国科学院大学 工程科学学院，北京 100049

**摘要：**磁场驱动微纳颗粒的输运在微纳机器人、柔性制造和精准医疗等领域具有重要应用。近年来，相关研究在实验、数值模拟与理论建模等方面已取得大量进展，但在界面效应、多颗粒集群运动、运动模态调控及多场耦合操控等方面仍缺乏系统性认识。本文从实验流体力学的角度出发，围绕磁性颗粒在低雷诺数流动环境中的受力与动力学行为，对近年来相关研究进行了系统综述。梳理了磁力与磁力矩驱动下的平动、旋转和滚动 3 类典型运动模式；概述了梯度场与旋转场作用下的受力模型、速度标度关系以及壁面阻滞与润滑效应造成的修正规律；归纳了多颗粒体系中磁场–水动力耦合与界面几何约束引发的集体动力学行为，反映了磁场输入与流体介质间的非平衡反馈特征；阐述了复合颗粒系统中磁性颗粒对液滴和囊泡的牵引传递机制，呈现了磁驱动下复合体运动的界面动力学基础；进一步总结了磁声、磁电及磁化学等多场耦合体系的代表性机制与应用场景，展示了跨场驱动在复杂介质或特定任务约束下提升操控自由度的潜力。本文旨在为磁驱动颗粒输运的力学机理理解与系统设计提供参考，为磁驱动微系统在生物医学等领域的进一步发展提供基础支撑。

**关键词：**微纳颗粒输运；低雷诺数流动；磁场驱动；多场耦合

**中图分类号：**O35；V211.1$^{+}$7 **文献标识码：**A

# Research progress on the transport and manipulation of magnetic particles in low Reynolds number flows

Mao Junjie[1, 2], Wang Leilei[1, *], Guan Dongshi[1, 2, *]

1. The State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract**: The transport of micro- and nano- particles driven by magnetic fields has significant applications in fields such as microrobotics, flexible manufacturing, and precision medicine. In recent years, substantial progress has been made in experimental research, numerical simulations, and theoretical modeling. However, a systematic understanding of interface effects, multi-particle collective motion, motion mode regulation, and multi-field collaborative control remains lacking. This paper provides a systematic review of recent studies from the perspective of experimental fluid mechanics, focusing on the forces and dynamic behaviors of magnetic particles in low Reynolds number fluids. The review organizes three typical motion modes—translation, rotation, and near-wall rolling—corresponding to magnetic force and torque inputs. It outlines force models, velocity scaling relationships, and correction laws due to wall drag and lubrication effects under gradient and rotating fields. It also summarizes the collective dynamics of magnetic particles induced by magnetic–hydrodynamic coupling and interface geometric constraints in

**收稿日期**：2025-12-31；**修回日期**：2026-02-03；**录用日期**：2026-02-09

**基金项目**：国家自然科学基金项目（12372267）；国家自然科学基金青年基金项目（12302357）

* 通信作者 E-mail: wangleilei@imech.ac.cn; dsguan@imech.ac.cn

**引用格式**：毛俊杰，王雷磊，关东石. 低雷诺数流动中磁性颗粒输运与操控的研究进展 [J]. 实验流体力学，2026，40(4)：22-45.

Mao Junjie, Wang Leilei, Guan Dongshi. Research progress on the transport and manipulation of magnetic particles in low Reynolds number flows[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2026, 40(4): 22-45.

multi-particle systems, reflecting the non-equilibrium feedback between magnetic field input and fluid medium. The review discusses the traction transfer mechanisms between magnetic particles and droplets or vesicles in composite particle systems, presenting the interfacial dynamics of composite motion under magnetic driving. Furthermore, it summarizes the representative mechanisms and application scenarios of multi-field collaborative systems, such as magneto-acoustic, magneto-electric, and magneto-chemical systems, demonstrating the potential of cross-field driving to enhance control freedom under complex media or specific task constraints. This review aims to provide a reference for the mechanical understanding and system design of magnetic particle transport, offering foundational support for the further development of magnetically driven microsystems in biomedical fields.

Keywords: micro-nano particle transport; low Reynolds number flow; magnetic field drive; multi-field coupling

## 0 引　言

微纳颗粒的输运与操控在精准医疗、微流控和微纳制造等领域有着重要的应用[1-4]。在生物医学中，颗粒输运可用于靶向药物递送、局部治疗及细胞引导，从而提高治疗效率并减少系统性副作用[5-6]；在微流控分析与诊断中，精确操控磁微珠、外泌体或循环肿瘤细胞的运动能够显著提升分选、富集与检测灵敏度[7]；在功能材料与微纳机器人领域，颗粒的操控、动态组装与可逆重构为构建具备时变性能及环境感知能力的微型系统提供了支撑[8]。上述应用场景大多涉及典型的低雷诺数流动环境（雷诺数 $Re$ 定义为惯性力与黏性力之比，即 $Re=\rho vd/\mu$，其中 $\rho$ 为流体密度，$v$ 为特征速度，$d$ 为特征长度，$\mu$ 为动力黏度），黏性力远大于惯性力，体系运动呈现可逆性，其动力学过程通常由外加驱动力/力矩与流体黏性阻力之间的准静态平衡决定。这一特征使微尺度颗粒的运动高度依赖于外场操控策略，该特性也成为微流控、精准医疗和微型机器人研究的核心物理基础[9-11]。过去几十年间，研究者发展了多种外场驱动方式，包括光场[12-14]、电场[15-17]、声场[18-20] 及重力场[21-22] 等，它们各具参数调控优势与适用边界。在低雷诺数流动环境中：光场具有高空间分辨率，但主要依赖光压或梯度力，作用尺度受限于粒子极化率与光强分布，且通常依赖透明介质，同时存在局部加热和驱动力有限的问题[23-24]；电场能够提供较大驱动力，但在高电位下易引发电化学反应，存在安全隐患[25]，因此在生物介质或高黏性环境中稳定性受限；声场适用于基于密度或刚度差异的非接触操控，但其空间分辨率和力的定向性通常受到波长和边界条件的制约。

相比之下，磁场具有无接触、穿透性强、生物相容性好以及可远程、可逆、可编程操控等优势[26-28]，无需直接作用于流体即可提供较其他外场方式更大的驱动力和力矩，并具备大规模并行操作能力[29]。在多种外场驱动方式中，磁场所能施加的操作力和扭矩通常更高，在操控更小尺寸颗粒及适应复杂环境方面展现出显著潜力，因而被认为是低雷诺数流动环境中最具通用性与应用前景的外场驱动手段之一。

磁驱动体系的一个显著特征在于：磁场本身并不对非磁性流体产生体力，其作用完全通过磁性颗粒或结构内部的磁矩与外加磁场之间的耦合实现。这使得磁驱动问题天然跨越磁学与流体力学 2 个学科：一方面，磁场的空间分布与时间变化形式决定了磁力与磁力矩的类型与尺度；另一方面，颗粒在流体中的实际运动行为则受到黏性阻力、近壁效应及水动力相互作用的强烈约束[30-31]。因此，对磁驱动体系的理解不仅依赖于磁学描述，更需要建立在低雷诺数流动环境中的力学框架之上，如图 1 所示，其中 $\boldsymbol{E}$ 为电场强度，C 表示催化半球，I 表示非催化半球。

随着实验技术的发展，磁驱动颗粒的研究已从早期的单颗粒操控逐渐扩展至多颗粒体系及其集体动力学行为。研究表明，在外加磁场作用下，颗粒之间可以通过长程水动力相互作用形成自组织结构，并表现出密度波、涡旋态及动态相变等复杂现象[32-34]。这些行为不仅为理解非平衡软物质体系提供了理想模型，也为构建可重构微型系统和功能性材料开辟了新的途径。尽管相关研究已在实验、数值模拟与理论建模等方面取得了大量进展，但现有工作往往侧重于特定驱动方式或具体应用场景，对磁驱颗粒运动所涉及的受力机制、时间尺度及水动力学约束缺乏系统性的力学梳理。特别是在近壁环境与多颗粒体系中，磁力矩驱动、黏性耗散与几何约束之间的

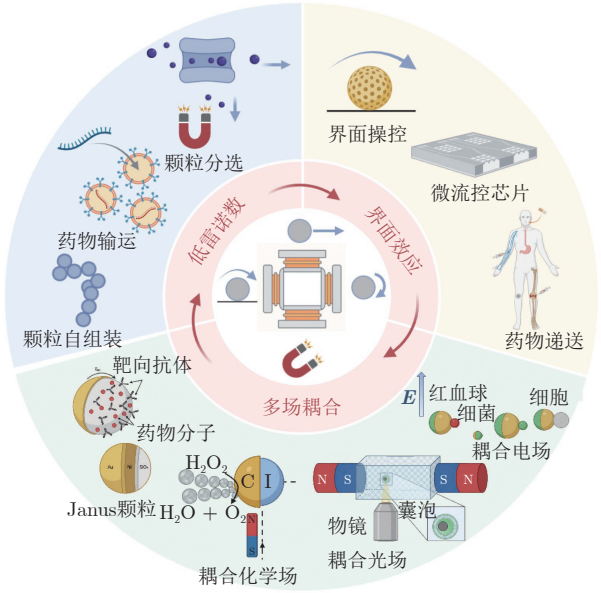



**图 1 低雷诺数流动环境中磁性颗粒输运与操控的研究进展**

Fig. 1 An overview of the manipulation and transport of magnetic particles in low Reynolds number flows

耦合关系，仍需要在统一的物理图像下加以总结和比较。

基于上述背景，本文从实验流体力学的角度出发，围绕磁性颗粒在低雷诺数流动环境中的受力与动力学行为，对近年来相关研究进行系统综述。文章首先介绍磁场的基本类型及磁性材料的响应特性，阐明磁驱动的物理基础；然后从单颗粒出发，分析磁力与磁力矩作用下的平动、旋转及近壁滚动行为，并讨论流体黏性与边界效应对运动模式的调控；在此基础上，进一步总结多颗粒体系中由水动力耦合引发的集体运动与自组织现象；最后，考虑到实际应用中单一磁场驱动在力学输出、空间分辨率或材料选择方面的局限，本文还扩展至磁场与其他外场的耦合策略，包括磁声耦合中的声辐射力辅助定向输运、磁电耦合操控下的界面电动力学整流，以及磁化学体系中依托反应梯度或界面张力差异实现的自驱型迁移行为。本文旨在为理解磁驱颗粒运动的力学本质提供清晰的理论脉络，并为相关微流控操控与磁驱系统设计提供参考。

## 1 磁驱动体系的物理基础

为系统理解磁驱颗粒在流体中的运动行为，有必要首先明确磁场与磁性材料这 2 个最基本的物理要素。一方面，外加磁场的空间分布与时间演化决定了颗粒所受磁力与磁力矩的类型与尺度；另一方面，磁性材料自身的磁化特性及响应时间则限定了颗粒对外场变化的跟随能力。因此，在讨论具体的受力与动力学机制之前，本文首先从磁场的产生方式与常见类型入手，介绍实验流体力学研究中常用的磁场形式，并进一步概述不同类型磁性材料的磁响应特征及弛豫机制，为后续动力学分析奠定基础。

### 1.1 磁 场

磁场的产生源于 2 类基本物理机制：一是运动电荷所形成的电流，二是物质内部的磁偶极矩分布。图 2(a)和(b)总结了这 2 种产生磁场的方式[35]，其中 $I$ 为电流，$\boldsymbol{B}$ 为磁感应强度。前者对应于载流导体或线圈产生的电磁场，后者则源于原子或材料中电子自旋与轨道角动量形成的固有磁矩。麦克斯韦方程组不仅描述了电磁场的局部规律，更揭示了各场量之间的内在联系与磁场的整体性质。例如，式(1)所示的高斯磁定律给出了磁场结构的最基本约束：

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{1}$$

该方程表明磁场是无源场，不存在孤立的磁单极子，磁感线始终形成闭合曲线或延伸至无穷远。其积分形式为：

$$\oint_S \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} = 0 \tag{2}$$

式中：积分符号下的 $S$ 表示任意闭合曲面；$\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ 为面积元矢量。该式的物理意义是穿过任意封闭曲面的磁通量恒为 0。这一性质决定了磁场变化只能通过磁感线的弯曲、拉伸和移动来实现，而不能像电场那样由电荷产生或终止。该约束直接体现在后述的磁偶极子模型中。磁偶极子是磁场的最基本结构单元，所有磁场分布均可视为磁偶极子场的叠加。

式(3)所示的安培−麦克斯韦定律[36] 揭示了电流与磁场之间的关系：

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \tag{3}$$

式中：$\boldsymbol{J}$ 为电流密度，$\mu_0$ 和 $\varepsilon_0$ 分别为真空磁导率和真空介电常数，$t$ 为时间。等式左边为磁场的旋度；右边第一项表明传导电流会产生环形磁场，第二项为移电流项，表明变化的电场同样能够激发磁场。因此，该方程反映了磁场的基本来源，是电磁波存在的根本依据。式(4)给出了法拉第电磁感应定律[36]：当磁场随时间变化时，空间中必然产生涡旋式电场，即变化的磁通量能够感生电动势。这是发电机、电磁泵和磁驱动系统的重要基础。

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{4}$$

安培–麦克斯韦定律与法拉第电磁感应定律共同构成了电磁场在空间与时间上的耦合关系：电场随时间变化产生磁场，磁场随时间变化产生电场，两者互为因果，构成了电磁波传播的根本机制。

在稳恒电流情况下，式(5)所示的 Biot–Savart 定律[36] 定量描述了磁场分布：

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})=\frac{\mu_0}{4\pi}\int\frac{I\mathrm{d}\boldsymbol{l}\times(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|^3} \tag{5}$$

式中：$I\mathrm{d}\boldsymbol{l}$表示电流元(方向即电流方向)，$\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'$为观测点与电流元的相对位置矢量。该定律表明，电流元对磁场的贡献方向垂直于电流方向与指向观测点连线所构成的平面。整体磁场由所有电流元贡献的空间叠加构成。因此，线圈的几何形状是控制磁场分布的重要因素，这也是亥姆霍兹线圈能产生高度均匀磁场的原因。

亥姆霍兹线圈(图 2(b))由 2 个间距等于其半径且电流方向相同的线圈组成，被广泛用于产生均匀磁场。麦克斯韦线圈的结构与之类似，但 2 个线圈的间距变为$\sqrt{3}$倍半径，且电流方向相反，从而用于产生梯度磁场[37]。为增加空间利用率并减少热量损失，Choi 等[38] 进一步发展了弯曲形状的鞍形线圈，通过施加相同或相反的电流来产生均匀或梯度磁场。亥姆霍兹线圈可配置为 2 对，以提供平面内均匀磁场[39]。此外，亥姆霍兹线圈还可与麦克斯韦线圈或鞍形线圈结合使用，以实现更丰富的控制目标[40-41]。

与上述由电流产生的磁场不同，另一类磁场来源于材料内部磁性原子的磁偶极矩。对于观测距离远大于原子结构尺度的情况，其磁场分布可用等效磁偶极子模型描述，式(6)[36] 给出了其远场表达式：

$$\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})=\frac{\mu_0}{4\pi}\frac{3(\boldsymbol{m}\cdot\hat{\boldsymbol{r}})\hat{\boldsymbol{r}}-\boldsymbol{m}}{|\boldsymbol{r}|^3} \tag{6}$$

式中：$\boldsymbol{m}$为磁偶极矩，$\boldsymbol{r}$ 为观测点的位置矢量，$\hat{\boldsymbol{r}}$为从磁偶极子指向观测点的单位矢量。该模型是在观测距离远大于电流回路尺寸条件下，对式(5)进行多级展开的结果。由于高斯磁定律要求磁场无散度，磁单极项不存在，因此多极展开的首项即为磁偶极项，这也构成了远场近似的基础。

由此可见，Biot–Savart 定律描述了电流元的局部磁场贡献，而磁偶极子场则是其远场的等效表达。二者均呈$\boldsymbol{r}^{-3}$衰减趋势，这一共同的衰减规律本质上源于磁场的无源性和环形拓扑结构。

此类磁场源以永磁体为代表，其体积小巧且热损耗极低，所产生的磁场强度可超过电流驱动的磁场。如图 2(b)所示，单个磁体可视为最简单的永磁体系统。通过改变磁铁的位置，可施加力或力矩来控制磁性微颗粒的移动和旋转[42-44]。然而，单个永磁体无法形成均匀磁场。为解决这一问题，可使用多个磁体来削弱磁场梯度，从而产生均匀磁场。例如，由 2 个同步旋转的永磁体组成的系统能够产生均匀的旋转磁场[45]。

实验流体力学研究中最常用的磁场形式包括脉冲磁场、均匀磁场、梯度磁场、振荡磁场和旋转磁场(图 2(c)[35])。其中，脉冲磁场本质上是一种按特定周期进行通断控制的时变磁场；均匀磁场指空间中磁场强度大小一致、方向恒定的分布；梯度磁场表现为磁场强度沿某一方向发生线性或非线性变化，从而形成增强或减弱的分布特征；振荡磁场指磁场方向随时间周期性来回摆动；旋转磁场则通过在平面内或空间中连续旋转磁场矢量，使磁场方向呈周期性改变。

## 1.2　磁性材料

磁性材料通常根据磁化率$\chi_\mathrm{m}$进行分类(表 1)。磁化率定义为材料在外磁场作用下的磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 与磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 之比[46]：

$$\boldsymbol{M}=\chi_\mathrm{m}\boldsymbol{H} \tag{7}$$

磁化率反映材料被磁化的难易程度，并能够定量描述材料在弱磁场下的线性响应。根据磁化率$\chi_\mathrm{m}$的正负与数量级，磁性材料可划分为 4 类：铁磁材料($\chi_\mathrm{m}\gg0$)、顺磁材料($\chi_\mathrm{m}>0$)、抗磁材料($\chi_\mathrm{m}<0$)和超顺磁材料($\chi_\mathrm{m}\gg0$但无磁滞)，如图 2(d)[47] 所示。图中包含抗磁性、顺磁性和铁磁性材料的磁化曲线($\boldsymbol{M}$–$\boldsymbol{H}$)，以及按照磁化率的分类，红色虚线对应于超顺磁行为，$\boldsymbol{M}_\mathrm{sat}$ 和 $\boldsymbol{M}_\mathrm{r}$ 分别表示饱和磁化强度与剩余磁化强度。铁磁材料具有极大的正磁化率，通常远大于 1。这类材料由强烈的交换耦合驱动，原子磁矩在宏观上呈自发平行排列。当外磁场撤除后，仍保留显著的剩余磁化强度和矫顽力，形成典型的磁滞回线。

顺磁材料具有较小的正磁化率，通常为$10^{-5}$～$10^{-3}$。其原子或离子具有未成对电子，但内部磁矩彼此无序排列，仅在外磁场下发生轻微定向。撤去磁场后磁化立即消失，不产生磁滞。抗磁材料具有极小的负磁化率，通常为$-10^{-6}$～$-10^{-5}$。其磁化源于外磁场诱导电子轨道产生的微弱反向磁矩，因此抗磁

性普遍存在于所有物质中，但通常被其他磁性机制掩盖。超顺磁材料则由于颗粒尺度极小，磁矩能够通过 Néel 快速弛豫，在热扰动下不断随机翻转，因而虽具有较高磁化率（通常介于顺磁与铁磁材料之间），却不表现出磁滞和永久磁化。

不同材料类型的磁性颗粒在外磁场中响应并达到平衡都需要一定时间，这一时间被称为弛豫时间。弛豫时间反映磁矩从非平衡状态恢复到热平衡状态的速度，是决定磁性颗粒在交变磁场、旋转磁场和振荡磁场中响应能力的重要参数。对于磁性颗粒，磁矩弛豫主要由 2 种独立的物理机制主导——Néel 弛豫和 Brownian 弛豫，分别对应于磁矩的内部翻转和颗粒的整体转动。二者相互竞争，共同决定颗粒对外场的响应时间尺度。

Néel 弛豫是指磁矩在颗粒内部发生翻转，而颗粒本身不旋转。磁矩要克服各向异性能垒才能完成翻转，其弛豫时间 $\tau_{\mathrm{N}}$ 遵循 Arrhenius 关系[48]：

$$\tau_{\mathrm{N}}=\tau_0\exp\left(\frac{KV}{k_{\mathrm{B}}T}\right) \tag{8}$$

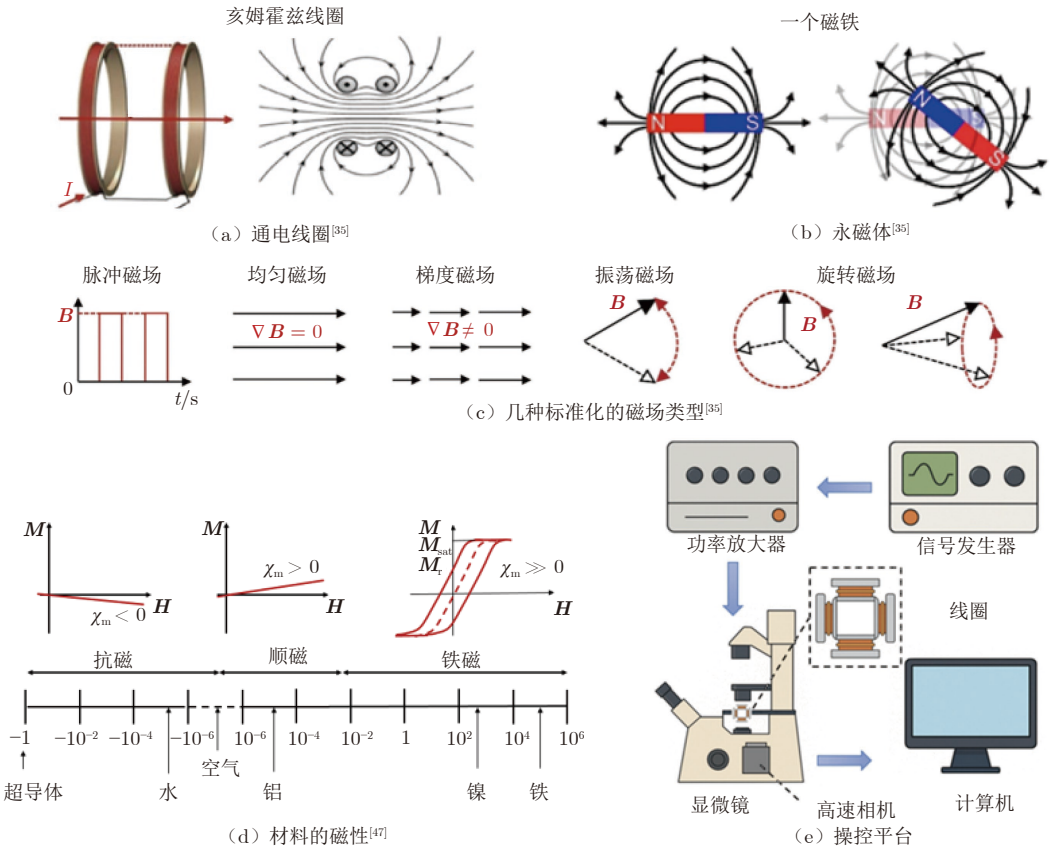
式中：$\tau_0$ 为尝试时间，即磁矩尝试翻转一次的本征时间；$K$ 为磁各向异性能量密度；$V$ 为磁性颗粒体积；$k_{\mathrm{B}}$ 为玻尔兹曼常数；$T$ 为绝对温度。由此可见，Néel 弛豫对温度和粒径高度敏感。当颗粒尺寸减小时，磁矩越容易跨越各向异性能垒而发生翻转，弛豫速度显著加快，这使 Néel 弛豫成为超顺磁纳米颗粒在外磁场下的主要磁响应机制。随着粒径增大，各向异性能垒随体积呈指数上升，磁矩翻转过程变得困难，导致 Néel 弛豫几乎被冻结，不再对磁响应做出有效贡献。

Brownian 弛豫是指磁矩相对于颗粒固定，磁矩方向的变化通过颗粒整体的物理旋转来完成，由流体黏性阻力控制。其弛豫时间 $\tau_{\mathrm{B}}$[49] 为：

$$\tau_{\mathrm{B}}=\frac{3\mu V}{k_{\mathrm{B}}T} \tag{9}$$

Brownian 弛豫受流体黏度与颗粒尺寸共同调控。随着环境黏度或颗粒尺寸的增大，整体旋转受到更强的黏性阻尼，弛豫过程明显变慢。对于 μm 级颗粒，Brownian 旋转通常是决定磁矩取向变化的主要机制，并在更复杂的磁性结构中同样占主导地位，例如磁链、磁性胶体团簇以及磁液滴在外场中的转动行为均由此过程控制。

在多数磁性微颗粒体系中，Néel 弛豫和 Brown-




（a）通电线圈[35]　（b）永磁体[35]

（c）几种标准化的磁场类型[35]

（d）材料的磁性[47]　（e）操控平台

**图 2　磁驱动体系的物理基础**

Fig. 2　The physical basis of the magnetic driving system

ian 弛豫并存[50]，有效弛豫时间 $\tau_{\mathrm{eff}}$ 由下式给出：

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{eff}}}=\frac{1}{\tau_{\mathrm{N}}}+\frac{1}{\tau_{\mathrm{B}}} \tag{10}$$

磁性颗粒的有效弛豫机制随粒径显著变化[51]：对于粒径小于 10 nm 的超顺磁颗粒，磁矩主要通过 Néel 翻转完成弛豫；当粒径增至 20 nm 甚至更大时，内部磁矩难以翻转，各向异性能垒迅速增大，Brownian 旋转成为主导机制；在两者之间的中间尺寸区间，2 种机制共同作用并存在竞争关系。在实际实验中，若施加磁场的驱动频率高于 $1/\tau_{\mathrm{eff}}$，颗粒将无法及时调整磁矩以跟随外场，从而导致磁响应显著减弱或滞后。

综上所述，为获得更强或更易调控的磁场，可从磁源性质与激励方式 2 个方面入手。在材料层面，具有更高磁化强度或磁化率的介质能够产生更大的磁感应强度，因此铁磁体或高磁化率的超顺磁颗粒在增强场强方面更具优势。在场源形式上，由电流产生的磁场可通过增大电流强度、增加有效电流路径或采用时变驱动方式来实现磁场幅值或方向的精确调控；而由磁偶极矩产生的磁场则可通过增大磁矩和磁性体体积来提高输出场强。此外，不同场型产生的磁场效果也不同：均匀场更适合施加磁力矩，而梯度场则能够提供更强的磁力。

**表 1　磁性材料的类型与特征**

Table 1　Classification and characteristics of magnetic materials

| 材料类型 | 磁化率情况 | 是否有磁滞 | 是否可永久磁化 |
|---|---|---|---|
| 铁磁 | $\chi_{\mathrm{m}}\gg 0$ | 是 | 是 |
| 顺磁 | $\chi_{\mathrm{m}}>0$ | 否 | 否 |
| 抗磁 | $\chi_{\mathrm{m}}<0$ | 否 | 否 |
| 超顺磁 | $\chi_{\mathrm{m}}\gg 0$ | 否 | 否 |

### 1.3　磁性颗粒的操控平台

磁性颗粒的操控通常依赖一套由电磁激励系统与光学成像系统共同构成的综合实验平台，如图 2(e)所示。该平台主要由信号发生器、功率放大器、显微镜、线圈、高速相机和计算机组成。信号发生器用于产生所需的电信号，电信号经功率放大器放大后输入至正交布置的线圈以产生相应的磁场，从而实现对样品区域内磁场强度与方向的实时调控。显微镜与高速相机组合，用于监测磁性颗粒在磁场作用下的动态行为。所有电磁驱动参数和成像数据通过计算机进行交互，实现磁场控制、图像采集与后期分析的一体化运行。该平台能够在精确磁场输入与高分辨率光学观测的耦合作用下，实现对微纳尺度磁性颗粒的可视化、可控化操作。

## 2　磁驱动颗粒的受力与动力学

在明确了磁场的基本类型以及磁性材料对外场的响应特性之后，下一步的核心问题是外加磁场如何通过磁力与磁力矩，将磁场输入转化为磁性颗粒在流体中的实际运动行为。在微尺度实验体系中，流动通常处于低雷诺数区间，惯性效应可以忽略，颗粒的动力学主要由磁驱动作用与流体黏性阻力之间的瞬时平衡控制。在这一框架下，磁场的空间梯度决定颗粒所受的平动磁力，而旋转磁场则通过磁力矩驱动颗粒发生取向变化与自旋运动。

本节将从磁性颗粒在磁场中的基本受力关系出发，系统梳理单一磁性颗粒在不同磁驱动条件下的平动、旋转及近壁滚动等典型运动模式，讨论流体黏性、边界效应以及颗粒与流体之间的长程水动力学耦合在其中所起的调控作用。

### 2.1　磁性颗粒在磁场中的受力

一方面，将磁偶极矩为 $\boldsymbol{m}$ 的磁性颗粒置于外加梯度磁场 $\nabla\boldsymbol{B}$ 中，颗粒将受到如式(11)所示的磁力 $\boldsymbol{F}$。另一方面，在均匀磁场作用下，磁性颗粒将受到如式(12)所示的磁力矩 $\boldsymbol{\tau}$，该力矩趋于驱动颗粒的磁化轴与外加磁场方向对齐，从而降低体系的磁能。磁化轴的取向通常由颗粒的形状各向异性决定，但在某些材料体系中，也可能由其内部的晶体各向异性主导。

$$\boldsymbol{F}=(\boldsymbol{m}\cdot\nabla)\boldsymbol{B} \tag{11}$$

$$\boldsymbol{\tau}=\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{B} \tag{12}$$

由此可见，梯度磁场产生的磁力，以及空间均匀但随时间变化的磁场所产生的磁力矩，均可作为驱动磁性颗粒运动的基本手段。其中，旋转磁场与振荡磁场因易于实现且调控灵活，在磁驱动体系中得到了最为广泛的应用。一般而言，磁场最多可为磁性颗粒提供 6 个方向的自由度，包括 3 个平动自由度和 3 个转动自由度，而实际可实现的自由度数量取决于磁驱动系统的具体设计。例如，常用的三轴亥姆霍兹线圈能够在较大空间范围内生成高度均匀的旋转磁场，从而提供 3 个方向上的旋转自由度，实现对磁性颗粒姿态的精确调控。

磁性颗粒在流体中的运动行为不仅受外加磁场形式的影响，还受到流体黏性阻力、近壁润滑效应以

及颗粒与流体之间长程水动力学耦合作用的共同制约。由于微尺度流动通常满足低雷诺数条件($Re \ll 1$),磁性颗粒的动力学行为可统一归结为磁力与磁力矩驱动同 Stokes 阻力之间的竞争平衡。在这一框架下,单一磁性颗粒的基本运动模式通常可归纳为平动、旋转与滚动 3 类,这 3 种基本运动形式是更复杂的磁驱动颗粒集体行为与有序结构形成的动力学基础。

## 2.2 单一磁性颗粒的运动

在外加磁场的驱动下,单一磁性颗粒在平面内可以表现出多种典型的运动模式,这些模式通常由磁场类型、频率以及颗粒与基底的相互作用共同决定。磁性颗粒的基本行为可概括为平动、旋转与滚动这 3 类,其运动所在的坐标系 $Oxyz$ 如图 3 所示。

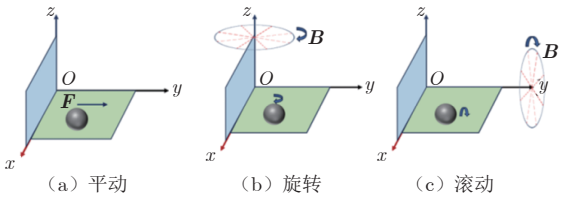



图 3 单一磁性颗粒 3 种典型运动形式示意图

Fig. 3 A schematic diagram of the three typical motion forms of a single magnetic particle

首先,在存在磁场梯度时,磁性颗粒受到净磁力驱动而产生平动(图 3(a)),这是最基本的位移形式,常用于磁控运输与目标定位。其次,当施加 $x$–$y$ 平面内的旋转磁场时,磁性颗粒倾向于围绕自身磁矩轴线进行平面内旋转(图 3(b)),这种旋转模式对于驱动流体扰动、诱导局部混合和构建主动流体环境具有重要意义。此外,当施加 $x$–$z$ 平面内的旋转磁场时,磁性颗粒与固体基底接触,磁力矩与基底摩擦力之间的耦合作用会诱导其发生滚动(图 3(c))。滚动运动尤其常见于界面附近的操控场景,例如磁控微机器人沿壁面的定向输运。然而,当外界环境变化时,流场对称性被破坏,剪切诱导的向前滚动与压力驱动的向后滑动之间的竞争关系也会随之改变,磁性颗粒与基底之间的滚动条件一旦被破坏,便可能发生滑动[52]。

### 2.2.1 平 动

在梯度磁场的驱动下,磁性颗粒在磁场方向受到如式(11)所示的磁力,同时,在流体中平动时会受到黏性阻力。对于低雷诺数($Re \ll 1$)、远离边界的磁性颗粒,其所受的 Stokes 阻力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}}$ 由下式给出:

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}} = 6\pi\mu R\left(\boldsymbol{v}-\boldsymbol{u}_{\infty}\right) \tag{13}$$

式中:$R$ 为磁性颗粒半径,$\boldsymbol{v}$ 为磁性颗粒平动速度,$\boldsymbol{u}_{\infty}$ 为远场速度。在无外加流动的单一磁性颗粒实验中,$\boldsymbol{u}_{\infty}$ 可近似取 0;而在存在压力驱动流或多磁性颗粒体系中,$\boldsymbol{u}_{\infty}$ 则由背景泊肃叶流或其他颗粒诱导的流场叠加给出。低雷诺数下惯性项可忽略不计,磁性颗粒沿横向的运动几乎始终处于准静态力平衡,平衡方程为:

$$\boldsymbol{F}+\boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}} \approx 0 \tag{14}$$

由此得到经典的平动速度表达式:

$$\boldsymbol{v} \approx \boldsymbol{u}_{\infty}+\frac{\boldsymbol{F}}{6\pi\mu R} \tag{15}$$

式(15)表明,在给定磁力 $\boldsymbol{F}$ 下,流体黏度越大、颗粒尺寸越大,颗粒的平动速度越小。当颗粒非常靠近固体壁面时,球与壁面之间形成薄层剪切流,阻力系数不再是常数 $6\pi\mu R$。修正后的 Stokes 阻力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}}^{\mathrm{wall}}$ 表达式为:

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{drag}}^{\mathrm{wall}} = 6\pi\mu R\lambda\left(h\right)\left(\boldsymbol{v}-\boldsymbol{u}_{\infty}\right) \tag{16}$$

式中:$\lambda(h)$ 为依赖于磁性颗粒中心与壁面间距 $h$ 的近壁修正系数。随着 $h$ 减小,$\lambda$ 显著增大,这解释了实验中观察到的现象:一旦磁力过大使颗粒靠近壁面,横向平动速度反而会下降,其原因是越靠近壁面,流体润滑层使颗粒受到的黏性阻力越大。

对于平行于壁面的平动,$\lambda(h)$ 可由 Brenner 及 Goldman–Cox–Brenner[53-54] 的解析结果给出。当颗粒以速度 $v_{\parallel}$ 平行于壁面运动时($h \geqslant R$),其修正系数 $\lambda_{\parallel}(h)$ 为:

$$\lambda_{\parallel}(h) \simeq 1+\frac{9}{16}\frac{R}{h}+\frac{1}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^{3}+o\left(\frac{R}{h}\right)^{5} \tag{17}$$

当颗粒平行运动且润滑层厚度 $\delta = h-R \ll R$ 时,修正系数 $\lambda_{\parallel}(h)$ 为:

$$\lambda_{\parallel}(h) \sim \frac{8}{15}\ln\left(\frac{R}{\delta}\right) \tag{18}$$

当颗粒以速度 $v_{\perp}$ 垂直靠近或远离壁面时,其修正系数 $\lambda_{\perp}(h)$ 为:

$$\lambda_{\perp}(h) \simeq 1+\frac{9}{8}\frac{R}{h}+\frac{1}{2}\left(\frac{R}{h}\right)^{3}+o\left(\frac{R}{h}\right)^{5} \tag{19}$$

下面将通过具体示例进一步探讨不同条件下磁性颗粒的运动特性。

在实际应用中,许多磁流体微系统的颗粒运动

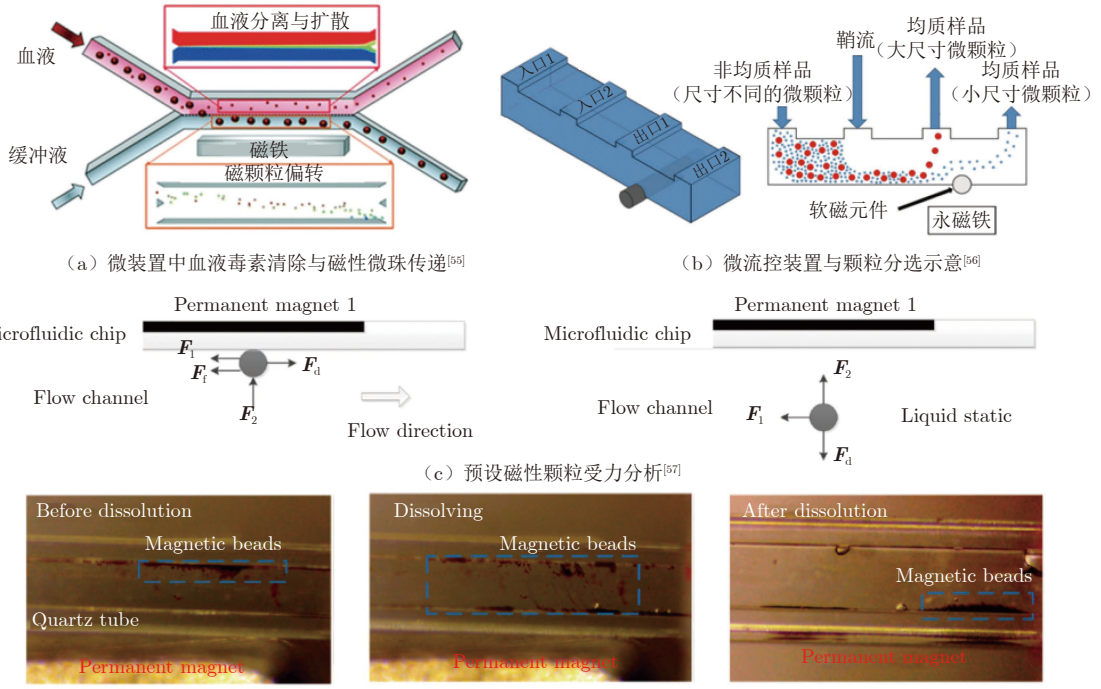
可通过上述力平衡框架有效描述，尤其是在不考虑壁面修正系数的体相条件下。以两相流磁分离芯片为例，这是一种用于血液体外脱毒的连续流磁分离装置，如图 4(a)[55] 所示。磁性颗粒在含毒血液与缓冲液的两相共流界面附近运动，在外加永磁体形成的梯度场作用下，磁力将磁性颗粒从血液相牵引至缓冲相。在这类连续流磁分离芯片的建模中，颗粒运动通常基于磁力与 Stokes 阻力的平衡来描述，其中阻力用颗粒相对于背景泊肃叶流的滑移速度表示。此类模型在预测整体分离效率和通量方面已被证明是有效的，但通常假设颗粒主要在通道体相中运动，因而忽略了靠近壁面时由润滑流动引起的阻力增强。这一近壁水动力修正在高通量分离设计中虽为次要效应，但在颗粒被预聚焦或主动引导至壁面附近的体系中则不可忽略。

在磁驱动颗粒分选的研究中，基于软磁条的微流控结构模型通常假设磁性颗粒主要在体相中运动[56]，因此未显式引入近壁水动力修正。这类体系一般通过均匀外磁场在软磁材料附近诱导出显著的局域梯度场(图 4(b))，使处于同一泊肃叶流中的不同尺寸磁性颗粒产生可分辨的横向偏移。该装置利用磁泳原理分离顺磁性介质中的磁性颗粒，分离依据为颗粒的尺寸。在这一连续流磁分离微装置中，磁性颗粒的平动由磁力与背景流体中的 Stokes 阻力共同决定。当背景流速升高时，阻力项线性增大，从而压缩颗粒在有限通道长度内的横向位移；而通过减小通道高度或将样品流聚焦至壁面附近，可等效增强局部速度梯度和磁场梯度，从而放大颗粒间的尺寸差异。

在磁性颗粒的捕获和混合研究中，颗粒与壁面之间的距离对效率有显著影响，因此壁面修正系数在模型中具有至关重要的作用。相关研究[57] 通过实验和数值模拟对此进行了探讨，如图 4(c)和(d)所示，其中 $\boldsymbol{F}_1$ 和 $\boldsymbol{F}_2$ 分别为磁力在对应方向上的分力，$\boldsymbol{F}_\mathrm{d}$ 为黏性力，$\boldsymbol{F}_\mathrm{f}$ 为浮力。实验中，颗粒被预先包裹在水溶性材料(如 PVA)中，随后通过溶解释放，以观察颗粒的捕获与混合行为。数值模拟部分采用 COMSOL 软件，研究了不同尺寸和位置的永磁铁对颗粒的磁场作用，并分析了磁场梯度对微珠运动的影响。值得注意的是，该研究在模型中纳入了壁面修正系数，以准确描述颗粒在靠近通道壁面时的运动特性。考虑壁面修正系数后，模型能够更加贴近实际情况，从而优化颗粒的捕获和混合效率。这一方法在保证计算精度的同时，实现了对微珠在微流控芯片中运动的精确控制，提升了系统的整体性能。

### 2.2.2　旋转与滚动

当外加磁场为旋转磁场时，磁性颗粒主要受到




(a) 微装置中血液毒素清除与磁性微珠传递[55]

(b) 微流控装置与颗粒分选示意[56]

(c) 预设磁性颗粒受力分析[57]

(d) 预设磁性颗粒的溶解过程[57]

**图 4　单一磁性颗粒平动示意图**

Fig. 4　Single magnetic particle translational schematic diagram

如式(12)所示的磁力矩。在低雷诺数、牛顿流体、球形颗粒的假设下，流体施加于颗粒的黏性阻力矩$\boldsymbol{\tau}_{\mathrm{vis}}$由式(20)给出：

$$\boldsymbol{\tau}_{\mathrm{vis}}=8\pi\mu R^3\left(\boldsymbol{\omega}-\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{f}}\right) \tag{20}$$

式中：$\boldsymbol{\omega}$为磁性颗粒角速度；$\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{f}}$为局部流体旋转率，在低雷诺数、无背景流动且溶液较稀的情况下可忽略；系数$8\pi$为球体旋转的阻力系数。磁场作用于磁性颗粒的磁力矩大小为：

$$\boldsymbol{\tau}=|\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{B}|=\boldsymbol{m}\boldsymbol{B}\sin\phi \tag{21}$$

式中：$\phi$为磁矩与磁场方向的夹角。忽略惯性项时，磁性颗粒旋转满足力矩平衡：

$$\boldsymbol{\tau}+\boldsymbol{\tau}_{\mathrm{vis}}\approx 0 \tag{22}$$

在流体静止且稳态同步旋转的条件下，可得如下平衡关系：

$$\boldsymbol{m}\boldsymbol{B}\sin\phi\approx 8\pi\mu R^3\boldsymbol{\omega} \tag{23}$$

当外加磁场以角频率$\boldsymbol{\Omega}$匀速旋转时，若$\boldsymbol{\Omega}$不大，则存在一个稳态解使得磁性颗粒能够跟随磁场同步旋转，即$\boldsymbol{\omega}\simeq\boldsymbol{\Omega}$、$\phi$保持为常数，这对应于同步旋转状态。随着$\boldsymbol{\Omega}$增大，式(23)右边的黏性阻力项$8\pi\mu R^3\boldsymbol{\omega}$也随之增大，最终会达到一个临界角频率$\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{c}}$。当$\boldsymbol{\Omega}>\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{c}}\sim\boldsymbol{m}\boldsymbol{B}/(8\pi\mu R^3)$时，再也找不到稳定的$\boldsymbol{\omega}$和$\phi$，磁性颗粒发生脱频，表现为角速度低于磁场角频率、磁矩相位始终滞后于磁场方向。

由式(20)可以清楚看出，流体黏度和磁性颗粒尺寸共同决定了磁驱旋转所允许的频率范围。对于同一磁性颗粒，当处于黏度更高的流体中或粒径更大时，旋转阻力显著增大，从而使磁性颗粒可维持同步旋转的临界角频率$\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{c}}$相应降低。也就是说，流体通过提高阻力，有效压缩了磁性颗粒可实现的旋转频率范围。在理想无限流体中，球体在低雷诺数下的纯旋转不会产生平动，但一旦靠近固体界面，流场的几何对称性被破坏，旋转便会通过黏性效应产生沿壁面的推进力。这种行为构成了滚动和滑移运动形式的核心物理基础。对近壁旋转的球体而言，颗粒受到的黏性阻力矩$\boldsymbol{\tau}_{\mathrm{vis}}^{\mathrm{wall}}$不再是自由空间中的形式(式(20))，而是随着磁性颗粒与壁面间距$h$的减小而显著增大，其具体形式可写为：

$$\boldsymbol{\tau}_{\mathrm{vis}}^{\mathrm{wall}}=8\pi\mu R^3\kappa(h)\,\boldsymbol{\omega} \tag{24}$$

式中：$\kappa(h)>1$，为壁面修正因子。当磁性颗粒绕垂直于壁面的轴线旋转时，自旋诱导的流场以涡旋形式衰减，壁面对其远场的影响相对较弱(从$(R/h)^3$阶才开始体现)，此时的修正系数$\kappa_{\perp}(h)$可表示为：

$$\kappa_{\perp}(h)\simeq 1+\frac{1}{8}\left(\frac{R}{h}\right)^3+o\left(\frac{R}{h}\right)^5 \tag{25}$$

当颗粒绕平行于壁面的轴线旋转时，修正系数$\kappa_{\parallel}(h)$可表示为：

$$\kappa_{\parallel}(h)\simeq 1+\frac{5}{16}\left(\frac{R}{h}\right)^3+o\left(\frac{R}{h}\right)^5 \tag{26}$$

绕平行壁面轴线旋转时，其修正系数大于绕垂直壁面轴线旋转时，表明近壁影响在前者中更强。

2种情况下修正系数的首阶修正均出现在$(R/h)^3$阶，说明远离壁面时转动受壁面的影响弱于平动。而在极近壁极限下，润滑层的高剪切将显著抬升转动阻力，从而压缩颗粒可维持同步旋转的频率带宽，这也是近壁条件下更易出现颗粒脱频的重要流体力学原因。由此可见，磁性颗粒的旋转能否稳定维持，本质上受边界条件、几何尺度与流体性质的共同调控。

图5给出了单一磁性颗粒旋转与滚动的示意图。其中，图5(a)展示了4.5 μm球体(黑色)在水(上图)和0.1 g/L聚丙烯酰胺溶液(下图)中的滚动轨迹(绿色)；图5(b)中的绿色曲线为不同流体中旋转胶体颗粒的运动轨迹；图5(c)展示了黏弹性流体中后退滑动现象的流场模拟，$\boldsymbol{F}_{\text{黏弹}}$为黏弹性拉力，$\boldsymbol{F}_{\text{摩}}$为摩擦力；图5(d)为嵌入磁立方体的聚合物胶体示意图；图5(e)给出了旋转粒子垂直于$x$–$z$平面旋转时的计算流线，$v_0$为磁性颗粒运动速度；图5(f)和(g)为荧光显微镜序列图的时间投影，展示了微颗粒与圆柱形障碍物相互作用的过程；图5(h)和(i)为模拟结果的时间投影，展示了微颗粒接近圆柱形障碍物时的行为，其中箭头表示微滚子的运动方向。

在近壁面旋转体系中，基于磁驱动微颗粒的研究为理解边界条件对运动的调控提供了代表性模型。在此类体系中，带磁性的胶体球首先沉降至固体基底上[58]，通过平行于壁面的均匀旋转磁场实现绕侧向轴的持续自旋，如图5(d)所示。实验与三维数值模拟均表明，颗粒在近壁条件下可视为一个受限的点力矩源，由于壁面对流场的镜像作用破坏了对称性，导致沿前进方向形成非对称剪切，从而将原本局域的自旋整流为沿壁面的定向滚动。

在后续研究中，近壁面旋转体系被进一步系统化为可解析的水动力学模型[59]。相关工作基于实验观测、大规模三维数值模拟与连续介质理论相结合的方法，对沉降在底壁附近、受旋转磁场驱动的滚动

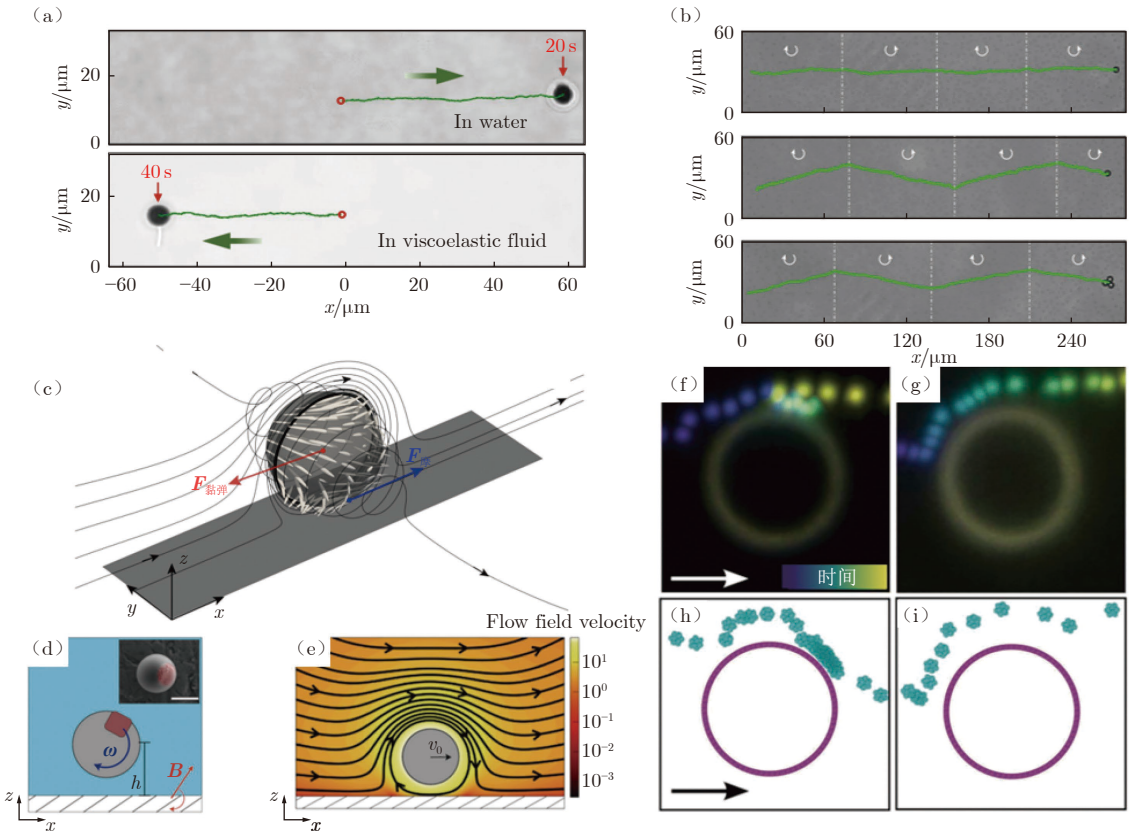



**图 5　单一磁性颗粒旋转与滚动示意图**[58, 60-62]

Fig. 5　Single magnetic particle rotation and rolling schematic diagram[58, 60-62]

颗粒进行了统一描述。分析显示：在稀释极限下，单个滚动球体可近似等效为一个近壁点力矩，其诱导的远场流动具有明确的关系。如图 5(e)所示，平动速度随施加力矩强度、颗粒−壁面间距及流体黏度呈可预测的标度关系。这说明近壁条件是将旋转转换为定向平动的关键几何因素。

在此基础上，当体系从单颗粒扩展到多颗粒悬浮液时，同样的滚动−整流机制会通过水动力相互作用被显著放大，从而形成更为复杂的宏观动力学结构，这一部分将在颗粒集群运动中具体阐述。由此可见，近壁滚动在统一的力学框架内能够自然地从单颗粒动力学延伸至集群行为，其核心依然是旋转诱导流场在壁面约束下的非对称性所带来的持续整流效应。

进一步地，当体系中引入简单的固体障碍后，近壁滚动颗粒的轨迹选择性会显著增强。相关研究[60]表明，在旋转磁场驱动下，滚动球体在经过孤立障碍物时会受到其边界所重塑的局部流场影响，形成围绕障碍物的特征性轨道结构。近壁点力矩在障碍附近被迫发生强烈偏转(图 5(f)和(g))，使颗粒沿障碍侧面进入局域循环区域，在热涨落的影响下被困于障碍尾迹的水动力势阱中，呈现出持续时间可观的滞留状态。这类行为并非来源于磁势、几何接触或表面相互作用，而是由滚动球体诱导的非对称流场与障碍边界共同塑造的水动力吸引效应所支配。当障碍尺寸、几何轮廓或颗粒与障碍间的短程排斥势发生改变时，颗粒在同一磁场条件下即可在“穿越”“散射”与“滞留”等不同动力学模式之间切换。由此可见，障碍环境为滚动体系引入了额外的几何自由度，使得颗粒轨迹不仅受其自身的旋转−平动耦合支配，也深受局部水动力场拓扑结构的影响。

随着研究的深入，研究者发现流体的性质也会显著影响磁性颗粒的运动。在牛顿流体中，颗粒的运动主要受黏性阻力控制，而在黏弹性流体中，贴壁颗粒的旋转−平动耦合行为与牛顿流体存在本质差异。实验[61]发现，当磁性颗粒在壁面附近旋转时，其平动方向可能与旋转所预期的前进方向相反，即出现反向滑动现象，如图 5(a)和(c)所示。该行为并非源于摩擦反转或单纯的高黏度效应，而是由黏弹性流体在强剪切作用下产生的各向异性弹性应力所主导。磁性颗粒贴壁旋转会在其前后形成不对称的流场结构，使后方剪切更强、聚合物链拉伸更显著，从

而在流动方向上产生净反向弹性拉力。当该黏弹性拉力超过表面润滑摩擦力时，磁性颗粒即表现出与旋转方向相反的平动。该机制在 μm 至 mm 尺度、不同表面粗糙度及多种黏弹性介质中均具有普适性。进一步研究表明，该效应可通过 Weissenberg 数进行统一描述，并伴随黏弹性流体诱导的法向应力，从而产生颗粒与壁面的有效吸附，为复杂流体环境中基于旋转驱动的微尺度运动调控与物质输运提供了新的水动力学机制解释。

此外，有研究[62]发现：μm 级旋转颗粒在黏弹性流体中会出现远强于经典情形的横向偏转力，即所谓的记忆诱导 Magnus 效应。传统 Magnus 力在低雷诺数极限下几乎消失，而黏弹性介质由于具有较长的应力松弛时间，会在颗粒的平动过程中形成一个随时间延迟的前后密度偶极结构。当磁性颗粒同时自旋时，该偶极会被旋转流场扭转，从而产生垂直于平动方向的偶极分量，并施加显著的横向力（图 5（b））。实验结果显示：这种记忆效应驱动的横向力强度可比牛顿流体中的经典 Magnus 力高出 6 个数量级，能够使颗粒轨迹产生明显偏转。基于密度偶极扭转的理论模型很好地解释了该效应的时间延迟特征及其对旋转频率的线性依赖。该发现揭示了黏弹性流体中旋转–平动耦合的全新机制，为微尺度颗粒的精确操控、微型游动体设计及异常流体（如 odd viscosity 系统）中的横向输运行为提供了重要物理基础。

综上所述，无论是引入几何障碍、改变流体性质，还是考虑流体记忆效应，近壁旋转体系中磁性颗粒的运动行为始终高度依赖于边界条件对局部流场的调控作用。上述研究均讨论颗粒邻近刚性固体边界的情形，在这一前提下，无滑移边界条件与壁面几何约束通过破坏流场对称性，决定了旋转–平动耦合的具体形式。然而，在更为复杂的生物医学与软物质应用场景中，磁性颗粒往往位于液滴/囊泡内部，或附着于其表面。需要强调的是，此时颗粒本身仍然是固体，其局部尺度上的受力与运动仍受固–液边界条件控制；变化的关键在于体系额外引入了液滴/囊泡与外部介质之间的液–液界面。与刚性固体边界不同，该液–液界面具有可变形性，其力学响应由界面张力、界面黏性及内外相黏度比等因素共同决定，并可能存在界面滑移或由张力梯度驱动的界面剪切效应。因此，在含液–液界面的复合体系中，磁力或磁力矩对颗粒的作用不仅通过局部黏性耗散影响颗粒自身的旋转与迁移，还可进一步耦合界面形变、界面剪切及内外流动的重构，从而改变液滴/囊泡整体的推进方式与稳定性。这一过程可视为近壁旋转–平动耦合机制在可变形边界条件下的自然推广。基于上述认识，第 3 节将进一步讨论磁性颗粒驱动液滴与囊泡等复合体系中的典型动力学行为与操控策略。

## 2.3 集群磁性颗粒的运动

需要指出的是，上述关于边界约束及旋转–平动耦合的讨论，并不局限于孤立的单一磁性颗粒。在低雷诺数流动环境中，颗粒诱导的流场具有长程衰减特性，其空间分布与对称性直接决定了邻近颗粒所感受到的水动力作用。因此，当体系由单一颗粒扩展至多颗粒时，单颗粒层面形成的旋转诱导流场和近壁整流效应并不会消失，而是在颗粒之间通过水动力相互作用被放大和叠加，从而自然演化出更为丰富的集体动力学行为。从这一角度看，多颗粒集群运动并非单颗粒动力学的简单叠加，而是单颗粒动力学在多体体系中的必然延伸。这种集群运动的核心物理基础仍然源于低雷诺数条件下磁力矩输入、黏性耗散与几何约束之间的耦合关系。

类似的集体行为在自然界中广泛存在，跨越从分子到宏观生物系统的多个尺度。例如，细菌群落、昆虫群体、鸟群和鱼群等生物系统，均能够通过个体之间的局部相互作用形成有序的群体结构，从而在复杂多变的环境中实现高效协作[63]。这种基于简单相互作用规则而涌现出的集体行为，为理解和设计人工多体系统提供了重要参照。在此启发下，研究者[64]进一步将低雷诺数水动力耦合与磁场可控性相结合，设计并构建了具备集体运动与协同功能的磁性微型机器人体系，实现了对群体形态、运动模式及功能响应的可编程控制。

图 6 给出了集群运动示意图。其中，图 6（a）为 2 个粒子在外部扭矩作用下于黏性流体中旋转，同时受到重力 $\boldsymbol{F}_g$、粒子间作用力 $\boldsymbol{F}_\mathrm{p}$ 以及粒子与壁面间的接触力 $\boldsymbol{F}_\mathrm{w}$ 的影响；图 6（b）为高精度数值模拟得到的流场归一化处理结果，其中 $\boldsymbol{U}_g$ 为重力诱导速度，$\boldsymbol{U}_\tau$ 是旋转力矩诱导速度，$u$ 为流体速度；图 6（c）为非交联磁性颗粒在外加磁场作用下发生定向排列和旋转，一旦磁场消失，颗粒便会散开，其中 $f_\mathrm{c}$ 为颗粒的临界旋转频率；图 6（d）给出了高面积分数颗粒在无约束环境中自组织形成的多涡旋态和基于粒子图像测速法得到的速度场分布；图 6（e）为归一化实验色散曲线，其中 $\lambda_x$ 和 $\lambda_y$ 分别为密度扰动波在 $x$ 和

$y$ 方向上的波长；图 6(f)展示了初始平均面积分数 $\Phi_0$ 分别约为 32% 和 37% 时，系统形成的六角晶格结构及其发生的相分离现象，其中 $\Phi$ 是局部面积分数；图 6(g)展示了稳定状态下，整个区域内均可观测到的流体涡旋流动。

在这些磁性微型机器人体系中，磁性颗粒被用作构建可重配置集群的基本单元，以探索其集体行为和动力学特性。这些颗粒具有独特的磁矩，当无外加磁场时，颗粒在溶液中随机分布。当施加均匀磁场时，颗粒会沿磁场方向排列成长链结构，形成具有高度方向性的稳定链条，如图 6(c)所示[65]。

为有效调控这些微球链的长度，研究者引入了旋转磁场。在旋转磁场的驱动下，微球链不仅开始旋转，还会受到流体黏性阻力扭矩的作用。当磁驱动力超过黏性阻力时，链条能够保持稳定的同步旋转。然而，若继续增大旋转速度或磁矩强度，链条的连接可能被部分破坏，触发解链过程。通过调节旋转磁场诱导的黏性阻力控制微球链的长度，是一种简单且响应快速的控制方法。

在进一步的研究中，研究者将系统简化为仅包含 2 颗近壁滚动的磁性颗粒，构建了一个最小模型来分析其在磁力矩驱动下的相互作用[66](图 6(a)和(b))。每个颗粒都作为近壁点力矩源，其所诱导的流场决定了其与邻近颗粒的水动力相互作用。结果表明：在扭矩较弱时，颗粒间主要呈现简单的追赶或分离轨迹；而当驱动力超过某一临界值后，水动力效应能够抵消重力下沉趋势，使系统进入“跃蛙式”循环轨道或形成束缚态。这表明，即使没有外部流场，磁力矩驱动下的近壁滚动仍能在黏性流体中产生高度结构化的相对运动模式。

随着颗粒数密度的升高，集体行为变得更为复杂。在底壁附近受旋转磁场驱动的磁性颗粒悬浮体系中，实验和数值模拟研究显示，该系统能够自发形成沿推进方向传播的密度波或水动力激波(图 6(d)[67]和(e)[59])。颗粒间的非对称流场会导致局部密度和速度场的剧烈变化，从而形成自维持的集体波动结构。这一现象进一步证明了流体力学耦合在颗粒集群形成中的重要作用。

在连续旋转驱动条件下，自旋颗粒单层系统中可自发形成中心区域颗粒稀疏或空缺的稳定空泡结

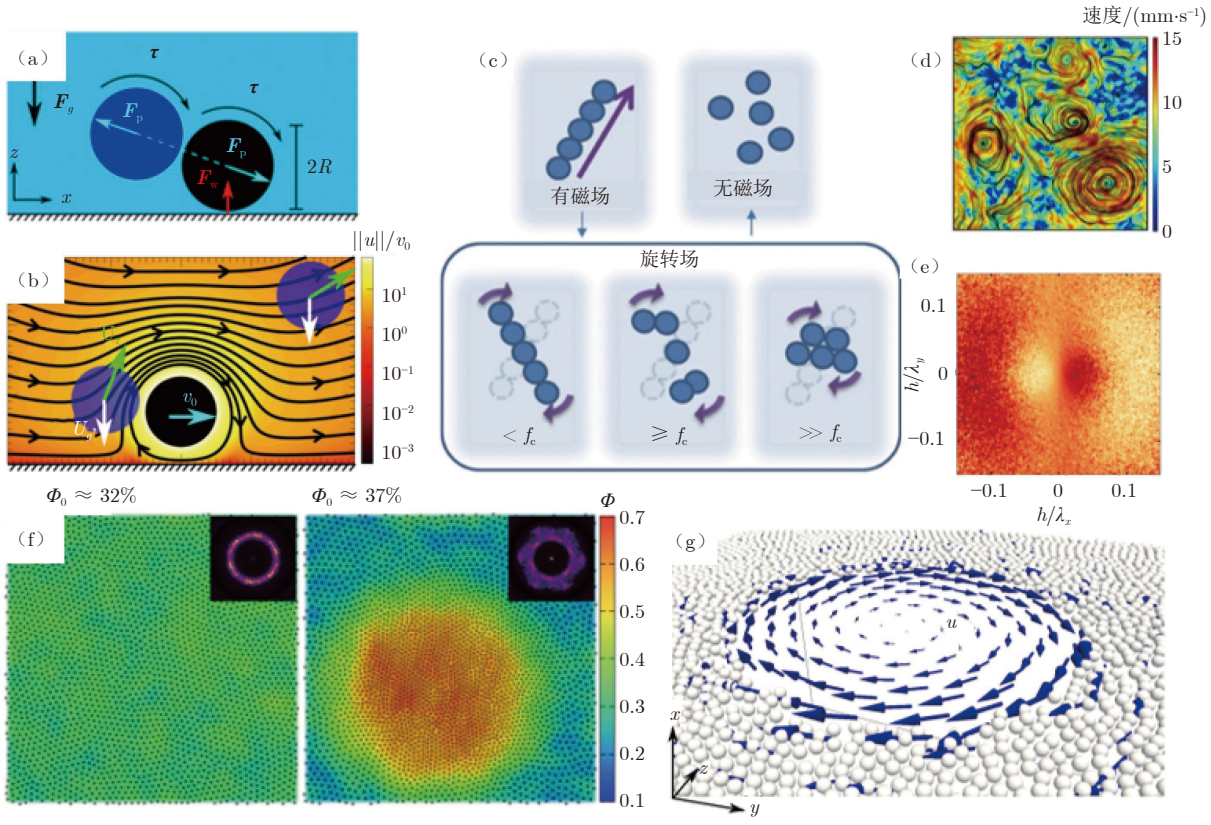



图 6　集群运动示意图[58, 65-69]

Fig. 6　Cluster motion schematic diagram[58, 65-69]

构[68]，该结构由周围颗粒构成的边缘环流维持，如图 6(g)所示。这一现象源于颗粒旋转诱导的流体涡旋与颗粒速度之间的耦合作用，产生类似于 Saffman 升力的径向推力，使颗粒远离中心区域并向边界聚集。这一相分离行为不依赖于外部流体场，而是由颗粒间的集体液动力反馈驱动，体现了弱惯性条件下多体流动相互作用在颗粒自组织与集体迁移中的重要性。

此外，在有限惯性条件下，旋转驱动的颗粒单层展现出一种由流体力学相互作用主导的面积分数依赖型相分离行为。研究[69]发现，随着颗粒面积分数的升高，系统能够形成具有六方对称性的晶格结构(图 6(f))，并在颗粒面积分数进一步增大时，自发演化为两相共存的状态。与传统热力学驱动的相变不同，这种相变源自颗粒旋转频率随面积分数增大而减小，导致流体力学斥力呈现非单调变化，进而引发局部结构的凝聚。

为更灵活地控制磁性颗粒的运动，研究者[67]施加了一组垂直于磁性颗粒所在平面的单轴交流磁场，使磁性颗粒的自驱动方向与外加磁场的诱导方向解耦。该方法使磁性颗粒能够自由滚动，在基底表面自发决定其运动方向，极大丰富了磁性颗粒的动力学模式。研究者通过调节磁场频率，精确操控磁性颗粒的集体结构，观察到了从自组装集群到涡旋结构等多种集体态[67]。此外，磁性滚轮的涡旋结构还能够捕获非磁性颗粒并进行整体输运，进一步展示了水动力流在集群行为中的重要作用[70]。

这种将磁性颗粒的自驱动方向从外场诱导方向解耦的策略，推动了活性物质体系从被动驱动向具有方向自由度的活性体系转变，不仅极大丰富了颗粒的动力学模式，还为构建低控制成本、可自组织的磁性活性物质体系提供了关键基础。

在磁性颗粒集群研究不断深入的同时，微胶体在群体操控方面的潜力也引起了广泛关注[71]。然而，由于多颗粒集群的磁性微型机器人在结构、相互作用和动力学特性上更为复杂，现有方法在适用性方面仍存在局限，需要进一步拓展与优化[72]。

### 2.4 复杂流动对颗粒运动的影响

前述分析主要在稳态且背景流动空间均匀的条件下，系统讨论了磁性颗粒的单体与集群动力学行为，重点关注磁力、磁力矩与黏性阻力在低雷诺数条件下的准静态平衡关系及其对运动模式的调控作用。然而，在体内输运等实际应用场景中，血流通常表现出显著的脉动特性，血管结构亦具有多级分支与几何非均匀性，使背景流动在时间与空间尺度上均呈现复杂变化。毫无疑问，这种非稳态、非均匀流动特征对磁驱动颗粒的轨迹稳定性与操控精度提出新的挑战。

早期针对血管内磁驱动输运的研究多依赖强梯度磁场提供的体相牵引力[73]，以直接对抗高速背景血流，从而实现 mm 尺度磁性载体在血管中的导航控制。然而，随着研究对象逐渐向 μm 及亚 μm 尺度过渡，磁梯度力随尺度减小而迅速减弱，单纯依赖体相牵引以抵御背景流动的操控策略难以满足要求。

针对上述尺度受限问题，近年来的研究[74]表明，与正面对抗高速背景流动相比，通过引导磁性颗粒在血管壁附近或其他界面受限区域内运动，将原本的三维体相输运转化为近壁约束下的二维滚动或滑移行为，是一种更为有效的调控思路。由于血管壁附近通常存在低速区，该近壁运动模式能够显著削弱脉动流与分支流场对磁驱动精度的干扰，使颗粒动力学行为重新接近稳态低雷诺数模型所描述的情形，从而提升整体轨迹稳定性。

从动力学角度看，近壁调控策略的作用不仅在于降低局部流速幅值，更重要的是使颗粒处于流动扰动相对较弱的区域，从而更容易维持磁矩对旋转磁场的同步响应。在同步响应条件下，颗粒的近壁滚动平均推进速度主要由磁场频率控制，而背景流速的瞬时波动往往仅表现为小幅叠加扰动，其对平均推进速度的影响显著降低。由此可见，近壁滚动既是流场作用下的被动结果，也可作为在复杂血流环境中提升磁驱动操控精度的主动设计策略。未来仍需建立能够同时考虑流场时变性、几何分支效应及界面约束的统一动力学模型，以系统评估该策略在真实血管网络中的适用边界。

## 3 磁性颗粒驱动复合系统的运动

前述讨论表明，磁性颗粒的近壁旋转与定向输运高度依赖刚性固体边界所提供的无滑移条件及其诱导的流场非对称性。然而，在更为复杂的生物医学与软物质应用场景中，磁性颗粒常与液滴或囊泡等可变形载体相结合，使体系中同时引入液–液界面。下面将围绕此类复合系统，讨论磁性颗粒驱动液滴与囊泡的典型动力学行为。

### 3.1 磁驱动液滴

在开放式疏水表面体系中，通常通过向水滴内

部引入超顺磁颗粒，使其成为可在外场作用下操控的输运单元。在外加永磁体产生的梯度场驱动下，超顺磁颗粒会向液滴前缘的三相接触线聚集并形成颗粒簇，磁力经液−油−固界面传递，引发局部形变并产生净推进力，因此液滴的整体运动由界面牵引实现。其运动状态由磁力、黏性阻力和界面张力三者之间的准静态平衡决定，这一力学关系构成了该体系的基本物理框架。

围绕这一机制，相关研究[75]系统绘制了如图 7 所示的响应相图。其中，图 7(a)展示了磁性颗粒驱动液滴系统的原理和基本操作；图 7(b)为不同情况下的受力分析相图，其中 $F_{\max}$ 为最大磁力，$F_{\mathrm{c,max}}$ 为最大毛细力，OB1、OB2 和 OB3 表示 3 个区域之间的边界；图 7(c)为实验拍摄图片，测试液滴由 1 个 50 μL 的水滴和约 0.2 μL 的硅油涂层组成，包含直径为 0.5 μm 的超顺磁 SiMAG 颗粒。在不同超顺磁颗粒含量与外场速度组合下，液滴表现出稳定平动、液滴破裂和磁性颗粒脱频失效 3 种典型的运动状态。其中，平动速度与超顺磁颗粒载量分别呈现摩擦受限与界面破裂主导机制下的不同标度关系，反映出体系的主要能量耗散途径。进一步的分析表明，油膜厚度与液相黏度的增大会增大耗散并压缩稳定区，而提升界面张力则能够增强结构保持能力并扩大可操控区间。

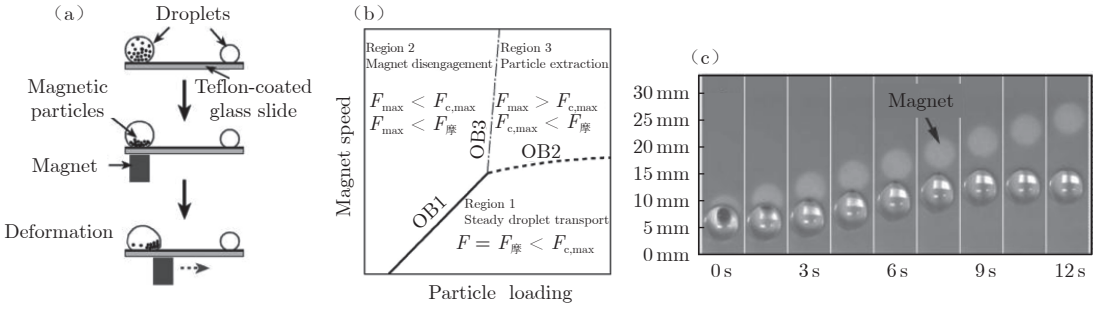



**图 7　磁驱动液滴示意图[75]**

Fig. 7　Schematic diagram of magnetic particle-coupled droplet system[75]

该类磁驱液滴体系通过颗粒内嵌、接触线富集再到界面牵引推进的传递链条，将磁场作用有效转化为液滴尺度的定向运动，揭示了磁驱界面操控的动力学来源、主导失效模式及关键参数调控策略。该框架不仅为基于磁场的液滴微流控提供了可设计的物理准则，也为后续开展 PCR 温区迁移、定点混合与界面反应调控等应用奠定了理论基础，体现了磁场调控复合软物质系统中界面力学、流体耗散和外场耦合的典型特征。

## 3.2　磁驱动囊泡

在更贴近生物医学应用尺度的系统中，磁性颗粒常被包裹至脂质囊泡或聚合物囊泡中，用于实现药物或生物分子的定向输运。图 8 给出了磁性颗粒耦合囊泡示意图：图 8(a)为用于研究由内部封装的磁性微粒驱动的囊泡运动实验装置示意图；图 8(b)展示了磁性微粒推动囊泡定向移动和局部释放的过程；图 8(c)～(e)对应不同尺寸的囊泡；图 8(f)和(g)分别为运动示意图和明场显微镜图像，其中，$f_{\mathrm{p}}$ 为磁性颗粒旋转频率，$v_{\mathrm{p}}$ 为颗粒的平动速度，$f_{\mathrm{v}}$ 为囊泡的旋转频率，$v_{\mathrm{v}}$ 为囊泡的平动速度，$R_{\mathrm{p}}$ 和 $R_{\mathrm{v}}$ 分别为颗粒和囊泡的半径；图 8(h)和(i)展示了颗粒旋转在靠近平面和曲面时所诱导的流体剪切应变率 $\hat{\varepsilon}_{yz}$ 及压力 $\hat{p}$ 的分布；图 8(j)展示了表面滚动液滴上的力平衡情况，其中 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{p}}$ 为驱动力，$\boldsymbol{F}_{\mathrm{L}}$ 为升力，$\boldsymbol{\omega}_{\mathrm{d}}$ 为液滴旋转角速度，$\mu_{\mathrm{d}}$ 为液滴内部黏度，$\mu_{\mathrm{ext}}$ 为外部连续相黏度；图 8(k)为数值模拟解释，液滴被定义为一个在界面处具有显著黏度差异的球体；图 8(l)展示了动力学模拟的外部流场和内部流场情况。

近期的研究[76]报道了一种磁驱动脂质囊泡的构建方案，其通过倒置乳液法制备内含单颗超顺磁颗粒的巨型单层脂质囊泡(magGUV)，并在非均匀磁场中系统考察了囊泡平动速度与磁性颗粒和囊泡尺寸比之间的耦合关系，如图 8(a)和(b)所示。结合基于 Boltzmann 方法的数值模拟，研究揭示了磁性颗粒通过内部流体耦合拖拽整个囊泡迁移的关键流体力学机制。此外，该研究还引入光诱导的膜氧化过程，实现了磁导航与局部释放的双重控制，为靶向输运与可控释放提供了集成化平台的原型示范。

在一类基于内封磁性簇的主动乳液体系中，研究者[77]实现了液滴在外加旋转磁场下的独特“表面

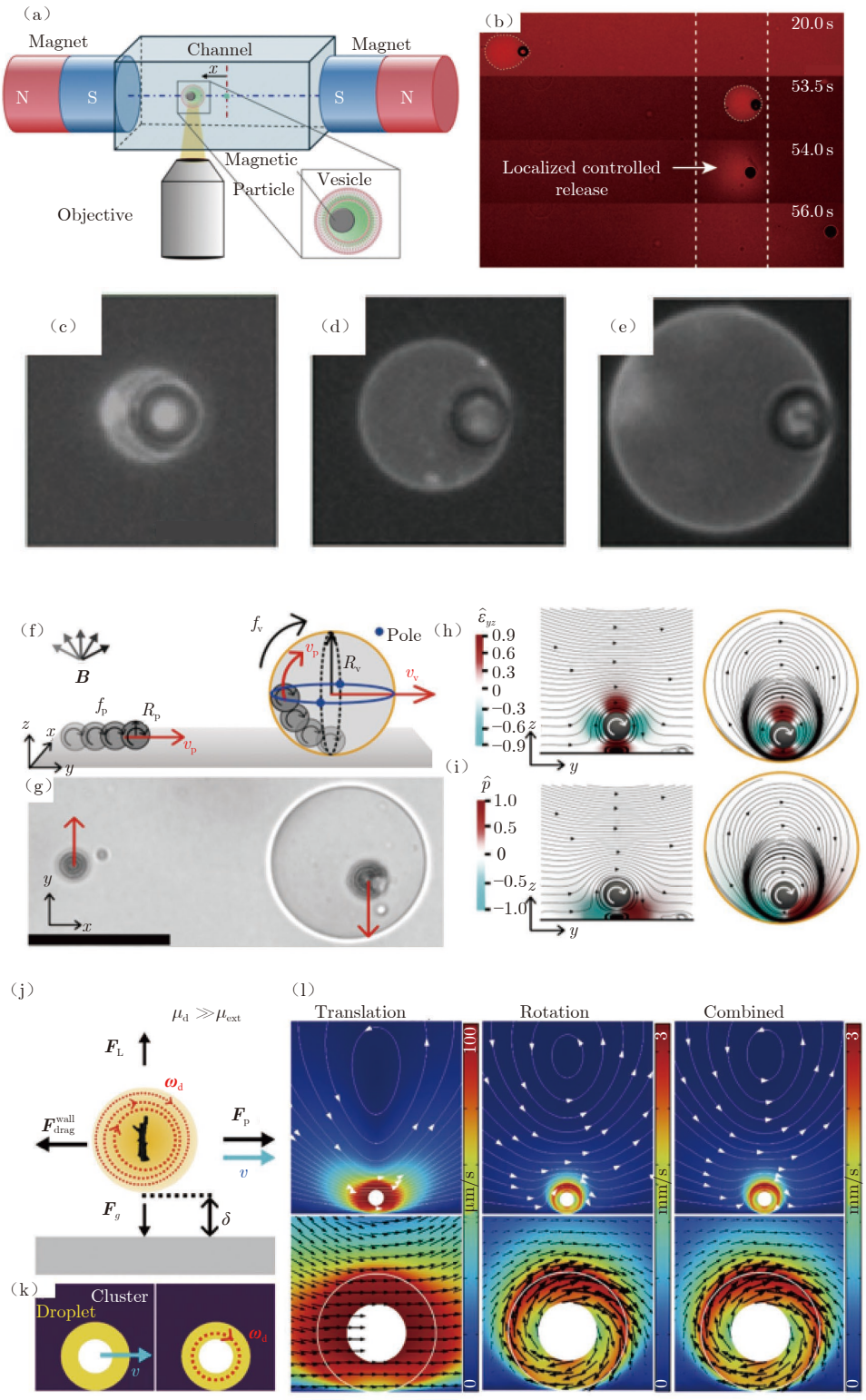



图 8 磁性颗粒耦合囊泡示意图[76-78]

Fig. 8 Schematic diagram of magnetic particle-coupled vesicles[76-78]

滚动”运动模式。其核心动力学源自磁性簇绕垂直轴的受迫旋转：旋转簇在液滴内部产生强烈的环向流动，该流动通过液滴与固体基底间的薄润滑层转化为沿界面的切向推进力，从而诱导整体液滴呈现类似刚性球体的滚动平动行为。由于液滴内部黏度通常远高于周围外相，内部循环流的动量耗散主要集中在界面附近，使界面剪切应力成为主导驱动力。该体系的滚动速度由一系列关键水动力学参数共同

决定，包括黏度比，磁簇尺寸、位置，旋转角速度及润滑层厚度等（图 8(i)）。其中，旋转诱导流相较于平动诱导流具有更高的推力贡献，是滚动运动的决定性因素。更为重要的是，旋转磁场生成的人工流场能够压制或覆盖液滴原本由表面张力梯度驱动的 Marangoni 流，使液滴在“自主化学推进”与“磁控表面滚动”之间实现可逆切换。不同模式下，液滴周围的流场拓扑存在显著差异，导致其在复杂几何环境中的水动力学响应发生重构：磁控表面滚动增强了近壁推进能力并有助于脱离化学梯度陷阱，自主化学推进则因前向排斥流场更弱，而能够帮助液滴进入狭窄通道。基于上述水动力学机制，该体系还展现出对邻近微粒的捕获、运输与释放能力，进一步凸显了其作为磁驱动软体微机器人平台的水动力调控潜力。

受迫旋转流驱动的囊泡体系[78]揭示了软界面结构在近壁水动力耦合下的全新平动机制。当囊泡内部形成稳定的旋转剪切流时，壁面对内部流场的几何约束破坏了原本的对称性，使旋转产生的切向应力在界面附近转化为净推进力，从而诱导囊泡沿固体表面发生类似刚体的滚动运动（图 8(f)和(g)）。该过程并非依赖于界面张力梯度，而是内部扭矩输入、膜形变、黏性耗散及壁面润滑效应共同作用的结果；滚动速度取决于旋转频率、膜力学性质、囊泡尺寸与润滑层厚度等水动力参数。研究表明，软体囊泡能够通过内部机械驱动实现可控表面迁移，为构建基于旋转流的软体微型运输器提供了新的基础。

## 4　磁场耦合其他外场的驱动

前述讨论表明，在低雷诺数流动环境中，单一磁场已能够通过梯度力或磁力矩对磁性颗粒的平动、旋转与近壁滚动进行有效调控，其动力学行为本质上由磁驱动力与流体黏性阻力之间的竞争所决定。然而，单一磁场的操控自由度仍然有限：梯度磁场主要控制平动模式，旋转磁场决定自旋与滚动模式，而二者在复杂几何或高流速条件下往往受到阻力增强、同步破缺或模式切换困难等流体力学约束。为进一步拓展可操控的参数空间，并实现对颗粒轨迹、集群形态及输运效率的精细调节，近年来越来越多的研究开始引入其他物理场与磁场进行耦合，例如声场、电场和化学场等。这些外场通过改变局部流场结构、有效阻力、界面应力或能量耗散途径，使磁驱颗粒运动不再仅受限于磁与流体的二元耦合，而是在多场耦合下呈现出新的迁移机制与功能表现，为实现复杂环境中的定向输运、选择性操控及多功能集成提供了新的可能性。

### 4.1　磁场耦合声场

在磁驱颗粒操控体系中，引入声场为调制流体背景提供了一种高度可控且非接触的手段。不同于磁力直接作用于颗粒，声场主要通过声辐射力和声诱导流重塑颗粒所处的流体力学环境，从而间接影响磁力与黏性阻力之间的平衡关系。已有研究表明，在驻波或表面声波激发下，颗粒可被稳定聚焦至通道内特定高度位置，使其与壁面的间距 $h$ 及所经历的剪切梯度发生系统性改变；在此基础上叠加磁梯度场时，颗粒的磁泳效率和横向迁移幅度可被显著放大。由于声诱导流在低雷诺数条件下引入了额外的背景流速分量，颗粒阻力项中的远场速度 $u_\infty$ 不再由泊肃叶流单独决定，而需要同时考虑声诱导流贡献。这类磁声耦合策略的本质并非外力的简单叠加，而是通过声场调制流体速度场与阻力分布，为磁驱颗粒运动打开了更大的参数空间。

研究者[79]受中性粒细胞运动方式启发，提出了一种磁声耦合推进机制（图 9(a)）。该策略首先利用旋转或时变磁场诱导超顺磁颗粒之间的磁偶极相互作用，使其自组装成链状或团簇结构，并获得稳定的取向与自旋状态；随后引入超声场，通过声辐射力将该结构推向固体壁面或约束在特定声压节点附近。在近壁区域的无滑移边界条件作用下，体系在法向获得足够的载荷与流体反力，使原本仅表现为自旋或非定向漂移的运动模式转变为沿壁面方向的滚动型推进。需要指出的是，该推进机制的关键并不在于磁力直接牵引结构产生平动，而在于声场对运动自由度的空间约束，使旋转或自旋在黏性流体中，因边界条件破缺而通过水动力学机制被整流为定向位移。这类工作清楚表明，多物理场的耦合作用可通过几何与流体力学机制将外场驱动有效转化为可用的宏观位移，这一思路也为近壁磁驱动微系统的运动调控提供了新的设计路径。

有趣的是，许多自然存在的微小游动生物已经发展出了利用壁面无滑移边界条件的趋流性。例如，当细菌和精子被困在边界附近时，它们会沿剪切流的梯度方向调整自身取向，表现出趋流行为，这种行为通常用于躲避捕食者、收集营养物质，以及帮助哺乳动物精子沿输卵管向上游移动以完成受精[80-81]。在人工系统中，被动或失活的微颗粒在面对外部流

体流动时无法利用壁面的边界条件。微颗粒会受到壁面产生的升力作用，其方向背离壁面（图 9(b)），从而阻碍它们接近壁面。微颗粒需要通过化学方式（即从周围环境中获取能量）或借助外部声、电、磁或光等物理场来激活，才能向壁面迁移并利用其无滑移边界条件。迄今为止，尚未有任何微纳米机器人系统被报道能够在外部场中实现趋流运动。利用外部施加的声场或磁场来诱导趋流运动，在体内应用中具有极大优势：这种方法无需使用有毒化学物质，且具有非侵入性和良好的生物相容性。

利用外部驱动的声场和磁场，可使微粒群沿微通道边界逆着施加的流动方向进行输运。每个微粒群由单个超顺磁粒子通过旋转磁场中的偶极–偶极相互作用自组装而成。随后，旋转的微粒群通过声波被导向壁面，在壁面处发生滚动并表现出趋流行为[82]（图 9(c)，其中 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{N}}$ 为支持力）。研究者[82]对微粒群与壁面之间的声学诱导反应力进行了估算，这一反应力对于滚动至关重要。对不同施加流速下微粒群的趋流行为进行表征，观测到实验数据与滚动模型之间存在定量一致性。对微粒群的趋流性进行的定量研究表明，其能够逆着水流方向运动（速度高达 1.2 mm/s），随后群体失去牵引力，并最终被水流拖走。这一逆流能力为药物输送到难以到达的微血管提供了潜在设计策略，也为 μm/nm 系统在血流中的逆流导航迈出了重要一步。

## 4.2 磁场耦合电场

在单一磁场驱动下，磁性颗粒的平动、旋转与近壁滚动主要由磁力或磁力矩与黏性阻力之间的平衡所决定，其运动自由度受限于磁场构型与流体几何条件。相比之下，引入电场为磁驱体系提供了一种本质不同的调控手段：电场并不直接作用于颗粒，而是通过电渗流、电泳以及电双层相关效应重塑流体背景速度场与近壁剪切结构，从而间接改变磁驱颗粒所经历的有效阻力环境。正因如此，磁电耦合体系在低雷诺数条件下展现出比单一磁驱更丰富的运动模式与可调控性。在微流控通道中施加电场时，最显著的流体力学效应并非电场对颗粒本体的直接作用，而是由壁面电双层引发的电渗流。该流动在靠近壁面区域形成近似塞状或剪切型的速度分布，从而显著改变磁性颗粒所处的背景流速与剪切环境。对于磁梯度驱动的平动而言，电渗流的引入相当于对阻力项中的 $\boldsymbol{u}_{\infty}$ 进行重新定义，使得在相同磁梯度条件下，颗粒的横向迁移幅度、停留时间及分离窗口均可通过电场强度与极性进行连续调控。值得注意的是，电渗流主要分布于靠近固体壁面的区域，其速度分布和有效滑移长度由壁面电荷状态与溶液性质共同决定。因此，在磁电耦合体系中，电场不仅改变了颗粒的背景流速，还通过调控颗粒与壁面之间的有效距离和剪切强度，间接影响近壁阻力修正系数 $\lambda(h)$。在这种情况下，即便颗粒的几何位置未发生显著变化，其所经历的等效水动力阻力也可能因电场条件的不同而发生系统性偏移。因此，磁电耦合体系的优势并不在于引入新的驱动力来源，而在于通过电场对流体与壁面相互作用的调控，拓展了磁驱颗粒运动的可控参数空间。与单一磁场相比，磁电耦合为在复杂通道几何条件或高流速条件下实现精细调控提供了额外的自由度，其物理本质仍然根植于低雷诺数流动环境下的力学框架之中。

近年来，研究者[83]提出了一种磁电耦合混合微马达体系，通过将旋转磁场驱动与交流电场调控相结合（图 9(d)～(f)，其中 $\theta_E$ 为颗粒轴线与电场方向之间的夹角，$\boldsymbol{g}$ 为重力加速度），实现了在近生理高电导（$\leqslant$ 6 mS·cm$^{-1}$）溶液中的稳定推进、精确操控，以及基于介电泳（DEP）的无标记载荷操纵。该体系以金属和介电 Janus 微球为核心，磁场负责提供稳定的滚动推进与轨迹导航，而电场则通过调控 Janus 界面的电取向和诱导介电泳力，实现对颗粒和生物细胞的选择性捕获与释放。研究系统揭示了磁场与电场之间的双向耦合效应：一方面，频率合适的电场通过调控电双层充电与屏蔽效应，增强了磁滚动摩擦与推进效率；另一方面，磁滚动引入的近壁流动与升力效应降低了颗粒与基底的摩擦，从而恢复并增强了高电导条件下原本受抑制的电驱动迁移。基于该耦合机制，研究者展示了在高电导介质中对微粒、细菌、红细胞及哺乳动物细胞的稳定运输，并进一步利用不同细胞在频率空间中的 DEP 响应差异，实现了对存活、凋亡及坏死细胞的无标记区分与选择性操控。该工作为在接近真实生理环境中开展微马达驱动的单细胞分析、靶向运输与药物递送提供了一种具有物理可解释性的通用策略。

## 4.3 磁场耦合化学场

由于旋转布朗运动与周围流体分子相互作用，化学驱动的微型马达往往表现出不可预测的运动轨迹，这阻碍了此类微型机器人在精确控制场景中的实际应用。为克服旋转布朗运动并提高运动方向性，通常采用磁性组分对机器人进行功能化修饰，并

通过外部磁场加以引导。

在单一磁场驱动体系中，磁性颗粒的运动形式主要由磁力/磁力矩与黏性阻力之间的平衡决定，其动力学行为可在低雷诺数流动环境下的力学框架中得到系统描述。相比之下，引入化学场使体系偏离热力学平衡，为磁驱运动提供了一种本质不同的调控路径：化学反应并不直接作用于颗粒，而是通过在颗粒周围或界面附近建立持续的浓度梯度、反应通量和局部流体扰动，从而改变磁性颗粒所经历的背景流体环境与有效阻力条件。正是在这一意义上，磁化学耦合体系可被视为磁驱动力学在化学非平衡流体中的推广。在存在化学反应的条件下，反应物和产物的持续消耗与生成会在颗粒尺度上建立稳定的浓度梯度，从而诱导扩散泳、渗透流或界面张力梯度驱动的流动。这些由化学非平衡产生的流体扰动通常具有长程特性，并在低雷诺数条件下与黏性阻力直接竞争。当磁场施加于此类体系时，磁力/磁力矩决定了颗粒的取向和主要运动方向，而化学反应诱导的流体流动则调控了颗粒周围的剪切结构和有效阻力，使磁驱运动在速度、稳定性和轨迹选择上表现出明显不同于纯磁驱的行为。尤其在靠近固体壁面或流体–流体界面时，化学反应对运动行为的影响会被进一步放大。一方面，壁面约束改变了反应物和产物的扩散场，使浓度分布呈现显著的空间非对称性；另一方面，界面附近的化学反应可能引发局部 Marangoni 应力或渗透流，从而改变颗粒与壁面之间的有效相互作用。在这种情况下，即使磁场条件保持不变，颗粒的近壁阻力修正系数和可实现的运动模式也可能因化学环境不同而发生系统性改变。

在磁化学耦合体系中，化学反应为系统提供持续的非平衡驱动力，而磁场则对运动方向和取向进行精确控制。典型代表是磁性 Janus 微马达体系[84]，在该体系中，催化反应在颗粒表面建立稳定的浓度梯度，从而通过扩散泳机制诱导表面滑移并产生推进（图 9(g)，其中 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{growth}}$ 为推进力，$\boldsymbol{e}_x$ 为 $x$ 方向的单位矢量，$\alpha$ 为磁矩方向与颗粒轴线方向之间的夹角）；与此同时，内嵌磁性组分使颗粒在外加磁场下获得可控取向，使原本各向随机的化学推进被整流为定向运动。在这一过程中，化学反应并未直接施加机械力，而是通过改变颗粒–流体界面附近的浓度场与流动结构，重塑了颗粒所经历的背景流体环境与有效阻力条件。磁场的引入并不改变推进的流体力学本质，而是使化学非平衡条件下的磁驱运动具备可编程性和可重复性，使该体系能够在低雷诺数流动环境中实现稳定、可控的定向输运。

在此基础上，近期研究[85]提出了一种工作于气–液自由界面的多模态气泡微机器人，系统揭示了微气泡塌缩在软界面约束下产生的非定常水动力效应，并将其转化为可编程的微尺度操控机制（图 9(h)）。该微机器人由含磁性 Ni 层与催化 Pt 层的空心 Janus 微球构成，通过催化反应周期性生成微气泡。气泡在自由界面附近经历缓慢生长和快速塌缩的循环，其塌缩瞬间可产生高速定向射流，局部流速可达 0.1 m/s，对应瞬时雷诺数可达 10，显著突破了传统低雷诺数微游动体系的约束。与此同时，气泡塌缩还会在气–液界面激发表面毛细波，使其能够产生远场作用。

在磁场辅助下，研究者实现了对 Janus 微球姿态与运动方向的精确控制，并提出了一种无需改变燃料浓度的远程速度调控策略：通过施加垂直磁场约束微球姿态，使气泡因受界面限制而缩小尺寸、提高塌缩频率，从而显著增强推进效率。基于气泡与颗粒的相对构型及界面水动力耦合，该系统有 4 种可快速切换的工作模式：近场射流推动（pusher）、基于 Cheerios 效应的界面抓取（gripper）、对称塌缩实现的无位移锚定（anchor）及表面毛细波驱动的远场清扫（sweeper）。这些模式统一源于气泡塌缩射流与界面张力调制下的动量传递与压力场重构。该工作的重要贡献在于系统地将气泡塌缩水动力、自由界面毛细效应与磁控姿态调制整合为一套多模态操控框架，为在软界面环境中实现微机器人的高机动性、可切换功能提供了清晰的物理图像。相关机制为气–液界面微制造、界面污染清理及界面附近的精细微操控测量提供了新的思路[86]，对界面受限条件下的主动微系统设计具有重要启发意义。

### 4.4　多场耦合驱动的物理本质

磁声、磁电及磁化学等多场耦合操控体系在具体实现形式上各不相同，其多场效应也并非多种外场作用的简单叠加，而是不同物理场分别作用于不同物理过程，从而在整体运动调控中发挥互补作用。这一非线性叠加特性与微纳尺度体系所处的低雷诺数流动环境密切相关。

在低雷诺数流动条件下，磁性颗粒的运动可视为处于瞬时力学平衡状态，惯性效应可以忽略。在这一准静态极限下，体系不存在独立的动力学响应过程，颗粒的瞬时运动仅由其当前所受力学作用决

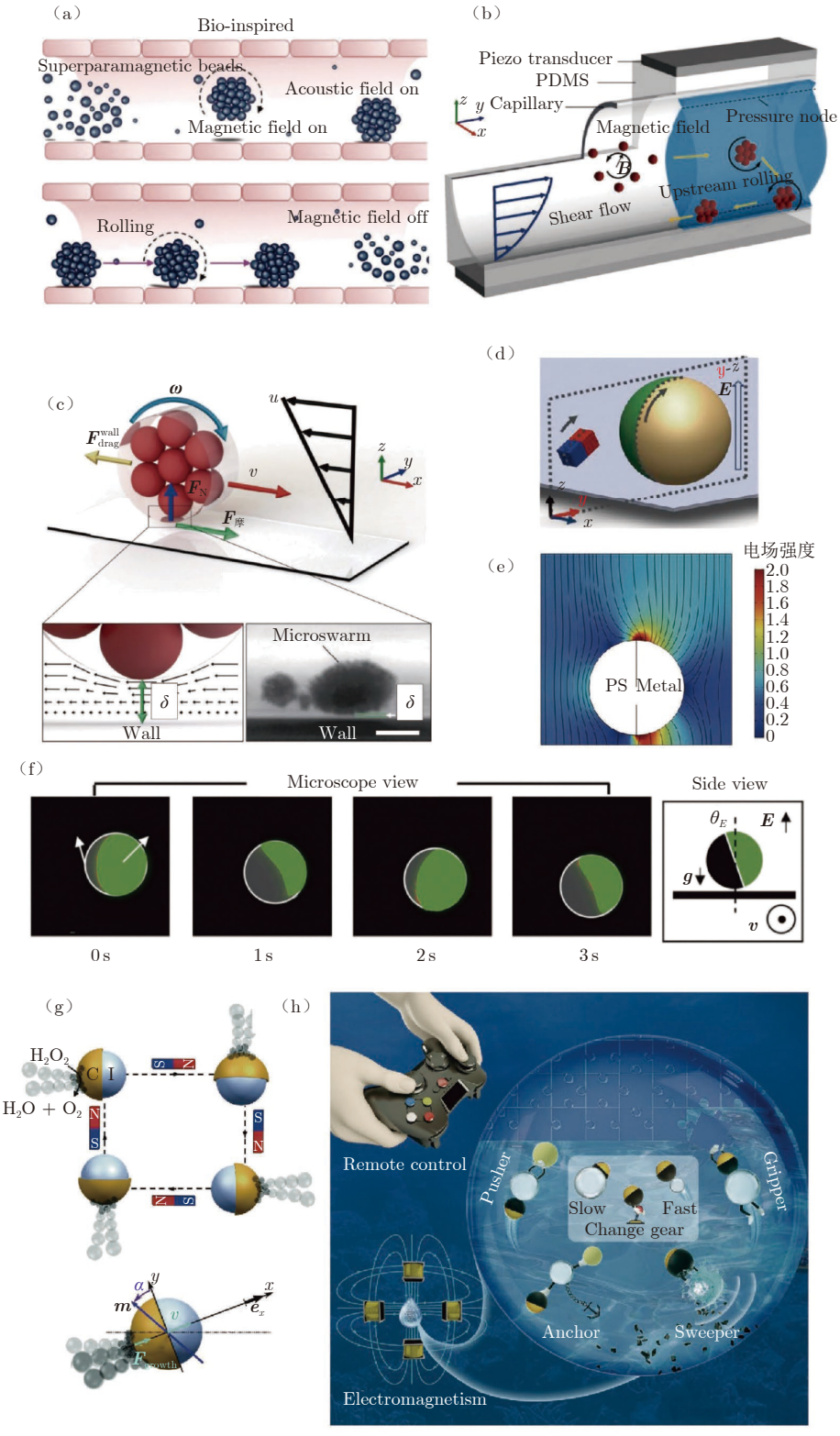



图 9 不同外场驱动的示意图[79, 82-85]

Fig. 9 Schematic diagrams of different external field-driven mechanisms[79, 82-85]

定。因此，不同外场并不会以可分离的方式直接叠加到运动结果上，而是通过改变颗粒所受驱动力、力矩以及局部流动环境，间接调控其运动行为。

基于这一认识，磁场通常作为体系中的主要驱动手段，直接为磁性颗粒提供力或力矩，从而决定其基本运动模式；而声场、电场或化学场则更多通过改

变局部流场结构、界面电动力学响应或介质物性参数，对磁驱动过程进行辅助调控。例如，在磁声耦合体系中，声辐射力与声流通过重塑局部速度场与阻力分布，提高磁驱输运的定向性；在磁电耦合操控中，电场引入的电泳或介电效应为体系提供了与磁力正交的操控自由度，实现对颗粒平动、取向或界面行为的独立调节；而在磁化学体系中，反应梯度或界面张力差异通过改变局部能量与耗散条件，使磁驱运动获得一定的环境自适应能力。

因此，多物理场耦合操控的关键不在于增强单一外场的强度，而在于合理组合不同外场，使其分别调控不同物理过程，从而共同塑造低雷诺数流动条件下的颗粒运动行为。这一统一认识为多场耦合磁驱系统的设计与优化提供了清晰的思路。

## 5　总结与展望

磁性颗粒作为低雷诺数流动环境中的重要载体，在微纳尺度传质方面具有广阔的应用前景。磁场驱动作为一种远程、可逆且生物相容性高的外场调控手段，已在精准医疗、微流控操控、微型机器人及界面工程等领域展现出独特优势。与声场、电场、化学场等外场相比，磁场作用无需直接介入流体或底层结构，能在复杂介质与生物环境中保持稳定的驱动能力，因而成为微尺度精准操控领域最具潜力的驱动方式之一。

随着生命健康、医工交叉等领域的需求越来越迫切，磁驱动颗粒体系在进一步迈向复杂环境与实际应用的过程中仍面临若干挑战。首先，受限于磁场梯度的快速衰减与磁性材料磁矩的上限，单一磁场在低雷诺数条件下所能提供的驱动力与力矩存在瓶颈，难以在高黏性或空间受限环境中输出足够的驱动力；其次，磁场作为一种全局外场，难以实现单元级的空间选择性与差异化响应，对多颗粒体系进行一对一精细操控的能力仍然有限；最后，面对多颗粒、多界面及参数时变的复杂环境，现有实验研究尚缺乏高精度数值模拟与预测能力，难以实现实时调节与动态反馈，从而无法达到长期稳定与自适应的系统级调控目标。

正是上述力学输出受限、选择性不足及系统适应能力有限等问题，推动磁驱动体系的研究逐步从单一磁场驱动的单颗粒操控，向多颗粒协同、多物理场耦合及可编程系统设计方向发展。基于这一趋势，未来磁驱动体系有望在以下 3 个方向实现突破与深化。

1）磁场与其他物理场的耦合。为突破单一磁场在低雷诺数条件下受磁矩上限与磁梯度衰减制约的驱动力与力矩输出瓶颈，多物理场耦合为拓展磁驱动体系的有效操控能力提供了重要途径。通过将磁场与声场、电场或化学场相结合，不同物理场可分别作用于力学驱动、界面响应或局部耗散环境的调控，从而在空间受限或高黏性条件下获得更大的操控空间。相较于单一磁场驱动，多场耦合体系在复杂工作环境中展现出更高的能量利用效率与环境适应性，是推动磁驱动系统走向应用的重要发展方向。

2）磁性颗粒操控的多模态耦合与可编程智能性。针对磁场作为全局外场、单元级区分与差异化响应能力有限的问题，未来研究可通过引入多模态驱动与可编程设计理念，以提升磁驱动体系的操控自由度。通过对磁场空间与时间结构的精细调控，如旋转锥角、偏置场调制及拓扑势阱序列等，磁性颗粒及其组装结构可展现出弹性重构、动力学相变及非平衡稳态等复杂响应，从而实现输入与行为之间关系的可编程映射。在此基础上，结合实时反馈与机器学习优化机制，有望在无需逐粒控制的条件下实现群体级目标函数的驱动，为智能磁控体系提供系统化的设计框架。

3）生物介质与复杂环境适应能力的提升。当前磁驱动体系的实验与理论研究多集中于稀疏磁性颗粒、水相及牛顿流体等理想化条件，而在更接近实际应用的复杂环境中，其可预测性与操控稳定性仍面临显著挑战。在高颗粒体积分数条件下，以及磁性结构与软基质或生物流体强耦合的体系中，磁性颗粒的集体响应可能引发磁致变黏性、结构诱导不稳定性或非线性反馈等新型磁–力–流耦合行为，使系统演化显著偏离准静态近似。此外，实际生物介质中蛋白质等生物大分子与磁性颗粒之间的相互作用，可能进一步引入界面滑移、空间受限及微流变效应，对现有力学模型构成新的挑战。建立能够同时刻画磁驱动、界面动力学与复杂流变行为的统一描述框架，发展高精度数字孪生模拟技术，是磁驱动体系在生物医学等应用场景中实现可靠落地的关键方向。

综合来看，磁驱动体系正处于从基础机制理解向基于物理设计的功能化系统演化的阶段。其未来发展不仅依赖于磁学与流体力学本身的纵向深化，更需要在材料工程、界面化学、微纳制造及智能控制等领域展开横向交叉。随着多场融合、反馈调控与

可编程设计方法的不断成熟，磁驱动系统有望在精准医疗、柔性制造、微型机器人及自适应材料等前沿方向发挥日益关键的作用。

## 参考文献：


[1] 李战华，郑旭. 微纳米尺度流动实验研究的问题与进展[J]. 实验流体力学，2014，28(3)：1-11.
Li Zhanhua，Zheng Xu. The problems and progress in the experimental study of micro/nano-scale flow[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics，2014，28(3)：1-11.
doi：10.11729/syltlx20140018

[2] 曲恒超，郑平，薛春东，等. 高分子溶液中微尺度流动影响纳米粒子扩散的实验研究[J]. 实验流体力学，2024，38(6)：1-10.
Qu Hengchao，Zheng Ping，Xue Chundong，et al. Experimental study on the effect of microscale flow on nanoparticle diffusion in polymer solutions[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics，2024，38(6)：1-10.
doi：10.11729/syltlx20220048

[3] 关东石，司廷. 微纳尺度流动与界面流动专题序[J]. 力学学报，2024，56(5)：1211-1213.
Guan Dongshi，Si Ting. Preface of theme articles on micro- and nano-scale flow and interfacial flow[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics，2024，56(5)：1211-1213.
doi：10.6052/0459-1879-24-190

[4] 刘杨，郑旭，胡国庆. 单层膜界面上亚微米颗粒的阻力系数及扩散行为[J]. 实验流体力学，2024，38(6)：11-20.
Liu Yang，Zheng Xu，Hu Guoqing. The friction coefficient and diffusion of sub-micro particles straddling a monolayer [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics，2024，38(6)：11-20.
doi：10.11729/syltlx20230010

[5] Ren A，Hu J R，Qin C W，et al. Oral administration microrobots for drug delivery[J]. Bioactive Materials，2024，39：163-190.
doi：10.1016/j.bioactmat.2024.05.005

[6] Luo L A，He Y Q. Magnetically driven microfluidics for isolation of circulating tumor cells[J]. Cancer Medicine，2020，9(12)：4207-4231.
doi：10.1002/cam4.3077

[7] Chen P，Huang Y Y，Hoshino K，et al. Microscale magnetic field modulation for enhanced capture and distribution of rare circulating tumor cells[J]. Scientific Reports，2015，5：8745.
doi：10.1038/srep08745

[8] Chen X，Liu X H，Khan M Y，et al. Reconfigurable assembly of planar colloidal molecules *via* chemical reaction and electric polarization[J]. Research，2024，7：0490.
doi：10.34133/research.0490

[9] Purcell E M. Life at low Reynolds number[M]//Physics and our world. Reissue of the proceedings of a symposium in honor of Victor F Weisskopf. Singapore：World Scientific，2013：47-67.
doi：10.1142/9789814434973_0004

[10] Lauga E，Powers T R. The hydrodynamics of swimming microorganisms[J]. Reports on Progress in Physics，2009，72(9)：096601.
doi：10.1088/0034-4885/72/9/096601

[11] Happel J，Brenner H. Low Reynolds number hydrodynamics：with special applications to particulate media[M]. Dordrecht：Springer Science & Business Media，2012.

[12] Ashkin A. Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America，1997，94(10)：4853-4860.
doi：10.1142/9789812774897

[13] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. Nature，2003，424(6950)：810-816.
doi：10.1038/nature01935

[14] Ashkin A，Dziedzic J M，Yamane T. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams[J]. Nature，1987，330(6150)：769-771.
doi：10.1038/330769a0

[15] Morgan H，Green N G. AC electrokinetics：colloids and nanoparticles[M]. Taunton：Research Studies Press，2003.

[16] Huang Y，Ewalt K L，Tirado M，et al. Electric manipulation of bioparticles and macromolecules on microfabricated electrodes[J]. Analytical Chemistry，2001，73(7)：1549-1559.
doi：10.1021/ac001109s

[17] Pethig R. Dielectrophoresis：using inhomogeneous AC electrical fields to separate and manipulate cells[J]. Critical Reviews in Biotechnology，1996，16(4)：331-348.
doi：10.3109/07388559609147425

[18] Friend J，Yeo L Y. Microscale acoustofluidics：microfluidics driven *via* acoustics and ultrasonics[J]. Reviews of Modern Physics，2011，83(2)：647-704.
doi：10.1103/revmodphys.83.647

[19] Neild A，Oberti S，Radziwill G，et al. Simultaneous positioning of cells into two-dimensional arrays using ultrasound[J]. Biotechnology and Bioengineering，2007，97(5)：1335-1339.
doi：10.1002/bit.21315

[20] Gröschl M. Ultrasonic separation of suspended particles-Part I：fundamentals[J]. Acta Acustica united with Acustica，1998，84(3)：432-447.

[21] Minton A P. Analytical centrifugation with preparative ultracentrifuges[J]. Analytical Biochemistry，1989，176(2)：209-216.
doi：10.1016/0003-2697(89)90297-2

[22] Royall C P，Vermolen E C M，van Blaaderen A，et al. Controlling competition between crystallization and glass formation in binary colloids with an external field[J]. Journal of Physics：Condensed Matter，2008，20(40)：404225.
doi：10.1088/0953-8984/20/40/404225

[23] Simmons R M，Finer J T，Chu S，et al. Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap[J]. Biophysical Journal，1996，70(4)：1813-1822.
doi：10.1016/S0006-3495(96)79746-1

[24] Peterman E J G，Gittes F，Schmidt C F. Laser-induced heating in optical traps[J]. Biophysical Journal，2003，84(2)：1308-1316.
doi：10.1016/s0006-3495(03)74946-7

[25] Grahl T，Märkl H. Killing of microorganisms by pulsed

electric fields[J]. Applied Microbiology and Biotechnology, 1996, 45(1): 148-157.
doi: 10.1007/s002530050663

[26] Pankhurst Q A, Connolly J, Jones S K, et al. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2003, 36(13): R167.
doi: 10.1088/0022-3727/36/13/201

[27] Gijs M A M, Lacharme F, Lehmann U. Microfluidic applications of magnetic particles for biological analysis and catalysis[J]. Chemical Reviews, 2010, 110(3): 1518-1563.
doi: 10.1021/cr9001929

[28] Abbott J J, Peyer K E, Lagomarsino M C, et al. How should microrobots swim?[J]. The International Journal of Robotics Research, 2009, 28(11-12): 1434-1447.
doi: 10.1177/0278364909341658

[29] Adair R. Constraints on biological effects of weak extremely-low-frequency electromagnetic fields[J]. Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics, 1991, 43(2): 1039-1048.
doi: 10.1103/physreva.43.1039

[30] Kim S, Karrila S J. Microhydrodynamics: principles and selected applications[M]. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2013.

[31] Pozrikidis C. Boundary integral and singularity methods for linearized viscous flow[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1992.

[32] Marchetti M C, Joanny J F, Ramaswamy S, et al. Hydrodynamics of soft active matter[J]. Reviews of Modern Physics, 2013, 85(3): 1143-1189.
doi: 10.1103/revmodphys.85.1143

[33] Bechinger C, Di Leonardo R, Löwen H, et al. Active particles in complex and crowded environments[J]. Reviews of Modern Physics, 2016, 88(4): 045006.
doi: 10.1103/revmodphys.88.045006

[34] Snezhko A. Complex collective dynamics of active torque-driven colloids at interfaces[J]. Current Opinion in Colloid & Interface Science, 2016, 21: 65-75.
doi: 10.1016/j.cocis.2015.11.010

[35] Miao J Q, Sun S Q. Design, actuation, and functionalization of untethered soft magnetic robots with life-like motions: a review[J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2023, 586: 171160.
doi: 10.1016/j.jmmm.2023.171160

[36] Jackson J D. Classical electrodynamics[M]. Hoboken: John Wiley & Sons, 2021.

[37] Banerjee H, Shen S, Ren H L. Magnetically actuated minimally invasive microbots for biomedical applications[M]// Electromagnetic actuation and sensing in medical robotics. Singapore: Springer Singapore, 2017: 11-41.
doi: 10.1007/978-981-10-6035-9_2

[38] Choi H, Cha K, Choi J, et al. EMA system with gradient and uniform saddle coils for 3D locomotion of microrobot[J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2010, 163(1): 410-417.
doi: 10.1016/j.sna.2010.08.014

[39] Kuo J C, Huang H W, Tung S W, et al. A hydrogel-based intravascular microgripper manipulated using magnetic fields[J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2014, 211: 121-130.
doi: 10.1016/j.sna.2014.02.028

[40] Nam J, Jeon S, Kim S, et al. Crawling microrobot actuated by a magnetic navigation system in tubular environments[J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2014, 209: 100-106.
doi: 10.1016/j.sna.2014.01.025

[41] Yu C, Kim J, Choi H, et al. Novel electromagnetic actuation system for three-dimensional locomotion and drilling of intravascular microrobot[J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2010, 161(1-2): 297-304.
doi: 10.1016/j.sna.2010.04.037

[42] Yeow B S, Yang H T, Sivaperuman Kalairaj M, et al. Magnetically steerable serial and parallel structures by mold-free origami templating and domain setting[J]. Advanced Materials Technologies, 2022, 7(6): 2101140.
doi: 10.1002/admt.202101140

[43] Lu H J, Zhang M, Yang Y Y, et al. A bioinspired multilegged soft millirobot that functions in both dry and wet conditions[J]. Nature Communications, 2018, 9: 3944.
doi: 10.1038/s41467-018-06491-9

[44] Kalairaj M S, Cai C J, Pavitra S, et al. Untethered origami worm robot with diverse multi-leg attachments and responsive motions under magnetic actuation[J]. Robotics, 2021, 10(4): 118.
doi: 10.3390/robotics10040118

[45] Alshafeei M E, Hosney A, Klingner A, et al. Magnetic-based motion control of a helical robot using two synchronized rotating dipole fields[C]//5th IEEE RAS/EMBS International Conference on Biomedical Robotics and Biomechatronics. IEEE, 2014: 151-156.
doi: 10.1109/BIOROB.2014.6913768

[46] Cullity B D, Graham C D. Introduction to magnetic materials[M]. Hoboken: Wiley, 2008.
doi: 10.1002/9780470386323

[47] Frenea-Robin M, Marchalot J. Basic principles and recent advances in magnetic cell separation[J]. Magnetochemistry, 2022, 8(1): 11.
doi: 10.3390/magnetochemistry8010011

[48] Néel L. Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites[J]. Annales de Géophysique, 1949, 5: 99-136.

[49] Brown W F. Thermal fluctuations of a single-domain particle[J]. Physical Review, 1963, 130(5): 1677-1686.
doi: 10.1103/physrev.130.1677

[50] Rosensweig R E. Ferrohydrodynamics[M]. Mineola: Courier Corporation, 2013.

[51] Reeves D B, Weaver J B. Combined Néel and Brown rotational Langevin dynamics in magnetic particle imaging, sensing, and therapy[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(22): 223106.
doi: 10.1063/1.4936930

[52] Geva G, Escobar Ortiz A, Magrinya P, et al. Rolling, sliding, and trapping of driven particles in square obstacle lattices[J]. Physical Review Research, 2025, 7(4): L042035.
doi: 10.1103/2f4p-2xy7

[53] Brenner H. The slow motion of a sphere through a viscous fluid towards a plane surface[J]. Chemical Engineering Science, 1961, 16(3-4): 242-251.
doi: 10.1016/0009-2509(61)80035-3

[54] Goldman A J, Cox R G, Brenner H. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall: I motion through a quiescent fluid[J]. Chemical Engineering Science, 1967, 22(4): 637-651.
doi: 10.1016/0009-2509(67)80047-2

[55] Gómez-Pastora J, González-Fernández C, Real E, et al. Computational modeling and fluorescence microscopy characterization of a two-phase magnetophoretic microsystem for continuous-flow blood detoxification[J]. Lab on a Chip, 2018, 18(11): 1593-1606.
doi: 10.1039/C8LC00396C

[56] Alnaimat F, Mathew B. Magnetophoretic microdevice for size-based separation: model-based study[J]. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, 2020, 14(1): 738-750.
doi: 10.1080/19942060.2020.1760941

[57] Li Z, Zu X Y, Du Z, et al. Research on magnetic bead motion characteristics based on magnetic beads preset technology[J]. Scientific Reports, 2021, 11: 19995.
doi: 10.1038/s41598-021-99331-8

[58] Driscoll M, Delmotte B, Youssef M, et al. Unstable fronts and motile structures formed by microrollers[J]. Nature Physics, 2017, 13(4): 375-379.
doi: 10.1038/nphys3970

[59] Delmotte B, Driscoll M, Chaikin P, et al. Hydrodynamic shocks in microroller suspensions[J]. Physical Review Fluids, 2017, 2(9): 092301.
doi: 10.1103/physrevfluids.2.092301

[60] van der Wee E B, Blackwell B C, Balboa Usabiaga F, et al. A simple catch: fluctuations enable hydrodynamic trapping of microrollers by obstacles[J]. Science Advances, 2023, 9(10): eade0320.
doi: 10.1126/sciadv.ade0320

[61] He C Y, Qiao Y T, Cao Y, et al. Observation of a backward sliding motion for rollers on surfaces in viscoelastic fluid[J]. Nature Communications, 2026: 1-35.
doi: 10.1038/s41467-026-69523-9

[62] Cao X, Das D, Windbacher N, et al. Memory-induced Magnus effect[J]. Nature Physics, 2023, 19(12): 1904-1909.
doi: 10.1038/s41567-023-02213-1

[63] Xie H, Sun M M, Fan X J, et al. Reconfigurable magnetic microrobot swarm: multimode transformation, locomotion, and manipulation[J]. Science Robotics, 2019, 4(28): eaav8006.
doi: 10.1126/scirobotics.aav8006

[64] Gardi G, Ceron S, Wang W D, et al. Microrobot collectives with reconfigurable morphologies, behaviors, and functions [J]. Nature Communications, 2022, 13: 2239.
doi: 10.1038/s41467-022-29882-5

[65] Erb R M, Martin J J, Soheilian R, et al. Actuating soft matter with magnetic torque[J]. Advanced Functional Materials, 2016, 26(22): 3859-3880.
doi: 10.1002/adfm.201504699

[66] Delmotte B. Hydrodynamically bound states of a pair of microrollers: a dynamical system insight[J]. Physical Review Fluids, 2019, 4(4): 044302.
doi: 10.1103/physrevfluids.4.044302

[67] Han K, Kokot G, Tovkach O, et al. Emergence of self-organized multivortex states in flocks of active rollers[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2020, 117(18): 9706-9711.
doi: 10.1073/pnas.2000061117

[68] Shen Z Y, Lintuvuori J S. Collective flows drive cavitation in spinner monolayers[J]. Physical Review Letters, 2023, 130(18): 188202.
doi: 10.1103/PhysRevLett.130.188202

[69] Shen Z Y, Lintuvuori J S. Two-phase crystallization in a carpet of inertial spinners[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(22): 228002.
doi: 10.1103/PhysRevLett.125.228002

[70] Kokot G, Snezhko A. Manipulation of emergent vortices in swarms of magnetic rollers[J]. Nature Communications, 2018, 9: 2344.
doi: 10.1038/s41467-018-04765-w

[71] Feng K, Shen W Q, Chen L, et al. Weak ion-exchange based magnetic swarm for targeted drug delivery and chemotherapy[J]. Small, 2024, 20(18): 2306798.
doi: 10.1002/smll.202306798

[72] Jin D D, Yuan K, Du X Z, et al. Domino reaction encoded heterogeneous colloidal microswarm with on-demand morphological adaptability[J]. Advanced Materials, 2021, 33(37): 2100070.
doi: 10.1002/adma.202100070

[73] Martel S, Mathieu J B, Felfoul O, et al. Automatic navigation of an untethered device in the artery of a living animal using a conventional clinical magnetic resonance imaging system[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(11): 114105.
doi: 10.1063/1.2713229

[74] Alapan Y, Bozuyuk U, Erkoc P, et al. Multifunctional surface microrollers for targeted cargo delivery in physiological blood flow[J]. Science Robotics, 2020, 5(42): eaba5726.
doi: 10.1126/scirobotics.aba5726

[75] Long Z C, Shetty A M, Solomon M J, et al. Fundamentals of magnet-actuated droplet manipulation on an open hydrophobic surface[J]. Lab on a Chip, 2009, 9(11): 1567-1575.
doi: 10.1039/b819818g

[76] Malik V K, Liao C T, Xu C H, et al. Magnetically driven lipid vesicles for directed motion and light-triggered cargo release[J]. Nanoscale, 2025, 17(22): 13720-13726.
doi: 10.1039/D5NR00942A

[77] Ali Khan M T, Gardi G, Bozuyuk U, et al. Surface rolling active magnetic emulsions[J]. Advanced Science, 2025, 12(32): e01866.
doi: 10.1002/advs.202501866

[78] Magrinya P, Palacios-Alonso P, Llombart P, et al. Rolling vesicles: from confined rotational flows to surface-enabled motion[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2025, 122(13): e2424236122.
doi: 10.1073/pnas.2424236122

[79] Ahmed D, Baasch T, Blondel N, et al. Neutrophil-inspired propulsion in a combined acoustic and magnetic field[J]. Nature Communications, 2017, 8: 770.
doi: 10.1038/s41467-017-00845-5

[80] Miki K, Clapham D E. Rheotaxis guides mammalian sperm[J]. Current Biology, 2013, 23(6): 443-452.
doi: 10.1016/j.cub.2013.02.007

[81] Kaupp U B, Strünker T. Signaling in sperm: more different than similar[J]. Trends in Cell Biology, 2017, 27(2): 101-109.
doi: 10.1016/j.tcb.2016.10.002

[82] Ahmed D, Sukhov A, Hauri D, et al. Bioinspired acousto-magnetic microswarm robots with upstream motility[J]. Nature Machine Intelligence, 2021, 3(2): 116-124.
doi: 10.1038/s42256-020-00275-x

[83] Wu Y, Yakov S, Fu A F, et al. A magnetically and electrically powered hybrid micromotor in conductive solutions: synergistic propulsion effects and label-free cargo transport and sensing[J]. Advanced Science, 2023, 10(8): 2204931.
doi: 10.1002/advs.202204931

[84] Wu J E, Folio D, Zhu J W, et al. Motion analysis and real-time trajectory prediction of magnetically steerable catalytic Janus micromotors[J]. Advanced Intelligent Systems, 2022, 4(11): 2200192.
doi: 10.1002/aisy.202200192

[85] Wang L L, Chen L, Zheng X, et al. Multimodal bubble microrobot near an air–water interface[J]. Small, 2022, 18(39): 2203872.
doi: 10.1002/smll.202203872

[86] Wang L L, Sheng M J, Chen L, et al. Sub-nanogram resolution measurement of inertial mass and density using magnetic-field-guided bubble microthruster[J]. Advanced Science, 2024, 11(29): 2403867.
doi: 10.1002/advs.202403867



**作者简介：**

**毛俊杰**（2001—），男，四川成都人，硕士研究生。研究方向：微纳尺度流动。

E-mail: maojunjie23@mails.ucas.ac.cn

（编辑：秦虹）