流体介质中 Janus颗粒的可控横向光力

Ziheng Xiu[1], Yue Chai[1], Pengyu Wen[1], Chun Meng[2], Min-Cheng Zhong[2], Yu-Xuan Ren[3], Daohong Song[1], Hrvoje Buljan[1,4], Liqin Tang[1,5]* 和 Zhigang Chen[1,5]*

[1]弱光非线性光子学教育部重点实验室、天津经济技术开发区应用物理研究所及南开大学物理学院，中国天津 *300457* [2]安徽省测量理论与精密仪器重点实验室、仪器科学与光电工程学院，合肥工业大学，中国安徽合肥 *230009* [3]脑科学转化研究院、教育部脑科学前沿科学中心，复旦大学，中国上海 *200032* [4]物理系，理学院，萨格勒布大学，*Bijenička c. 32*，克罗地亚萨格勒布 *10000* [5]极端光学协同创新中心，山西大学，中国山西太原 *030006* *电子邮箱：*tanya@nankai.edu.cn*；*zgchen@nankai.edu.cn*

关键词： 横向光力、光学操控、Janus颗粒、散射、偏振

摘要：

自激光物理学诞生之初便受到研究的光力，持续揭示出丰富的动力学特性，并为操控微观和纳米尺度的物体乃至单个原子提供了强大的工具。横向光力垂直于光束传播方向，尤其引人关注，但其应用在很大程度上局限于气水界面等界面几何结构。在此，我们利用Janus粒子——半面镀金的介电微球——在纯流体环境中实现了可调谐的横向光力。我们表明，横向光力源于颗粒非对称结构所导致的散射不对称性；通过调节线偏振光束的偏振角，以及颗粒尺寸和取向等参数，均可对其进行调控。在实验中，我们直接观察到，仅通过旋转偏振方向，水中的Janus颗粒便可实现完全可逆的横向推进；实验结果与理论预测高度吻合。这些结果确立了一种新的、可编程且由偏振控制的光学操控机制，在生物光子学、微流体学和活性软物质系统等领域具有广阔的应用前景。

引言

光力（OFs）源于光向物质传递线动量和角动量，已被广泛用于非接触式光操控 [1-8]。除了得到广泛研究的纵向光力（其作用方向与照明方向平行，且强烈依赖于照明方向） [9-12], 之外，横向光力（LOF）垂直于入射方向，凭借其丰富的物理起源和广泛的应用潜力，已成为一个引人关注的研究前沿 [13-28]。

横向光力（LOF）的根本起源在于光散射的对称性破缺，这种破缺由光场本身或散射环境诱发，从而产生净横向力 [18, 20]。早期对横向光力的演示，是用线偏振平面波照射几何形状不对称的结构，例如半圆柱杆 [13, 25]。随后，人们通过利用手性或非手性粒子与界面作用来打破散射对称性 [23,24, 29, 30], 、利用粒子与基底之间的多重散射 [14], 、利用自旋轨道耦合激发基底中的等离激元共振 [16], ，以及利用多极相互作用诱发散射光场的横向不对称性 [22]，拓展了这一概念。此外，Belinfante自旋动量——坡印廷矢量中与自旋角动量旋度成正比的分量 [31] ——能够通过结构化光场中的自旋动量非均匀性产生横向光力，包括干涉配置 [32], 、倏逝波 [15, 31], 、强聚焦光束 [33, 34], 以及复杂结构光场 [35, 36]。最近，人们还在任意尺寸的非手性散射体中演示了横向光力；这种力由粒子内部电多极与磁多极之间的干涉产生，而粒子材料本身存在基本的（电—磁）对称性破缺 [18]。

对于单个均匀粒子，需要界面才能产生横向力，从而消除 LOF 大小的不确定性。然而，界面也会带来不确定因素。例如，LOF 远小于其他形式的光力 [17, 30], ，因此给横向光力的测量和利用带来了挑战。无界面横向光力已成为备受关注的研究方向，因为它们有望为光学操控带来更大的灵活性。从理论上讲，复杂的

结构光能够在没有界面的情况下产生横向力 [18, 32]。例如，自旋角动量的不均匀性 [21]，可以诱导无界面横向光力，也可以通过单根纳米线内部的多极相互作用 [22]产生。然而，这些力的实验实现并非易事，极具挑战性。近年来，研究人员采用基于光子反冲的操控技术，通过塑造平顶光束的虚部坡印廷动量来实现光力，从而避免了对操控路径上强度或相位变化的要求[37]。然而，在没有界面的情况下，利用单束线偏振光照射纳米粒子产生横向光力，仍然是一项挑战。

在实际应用中，无界面控制能够提供更大的灵活性和更广泛的适用性。因此，我们在此利用悬浮于水中的 Janus粒子固有的非对称性，无需依赖界面即可产生 LOF。Janus粒子通常被广义定义为一种微米或纳米尺度的复合人造物体，其两侧具有不同的化学或物理性质 [38, 39]；它们通常被称为双面颗粒。由于具有独特的非对称结构和多功能性，Janus粒子已广泛应用于生物系统，也在光学操控领域引起了广泛关注 [40-49]。例如，带有金帽的 Janus粒子可以通过定制光场实现光学旋转 [42, 43], 定向引导 [46-48], 或加速 [49] ，从而实现丰富的光控动力学，并为先进光学操控应用开辟新的可能性。

在本研究中，我们利用颗粒中几何诱导的对称性破缺，提出了一种产生可切换 LOF 的无界面策略。具体而言，我们展示了一种简单而有效的方法，仅使用线偏振光，就能在悬浮于水中的 Janus 粒子（部分涂覆金层的聚苯乙烯微球）上产生可控 LOF。我们表明，颗粒的结构不对称性会破坏周围流体中散射图样的横向对称性，从而产生可测量的 LOF。产生的力在很大程度上取决于照明光（近似为平面波）的入射角和偏振角。系统的数值研究进一步

表明，LOF 的大小受若干关键颗粒参数支配，包括金层取向、粒子半径和涂层厚度。在实验中，我们通过实时观察水中粒子运动的控制，展示了 LOF 的偏振依赖性切换。我们的研究为偏振驱动的光学操控提供了新的见解，并为非对称粒子的无界面控制提供了一套有前景的工具，有望应用于生物光子学以及不规则生物物质的操控。

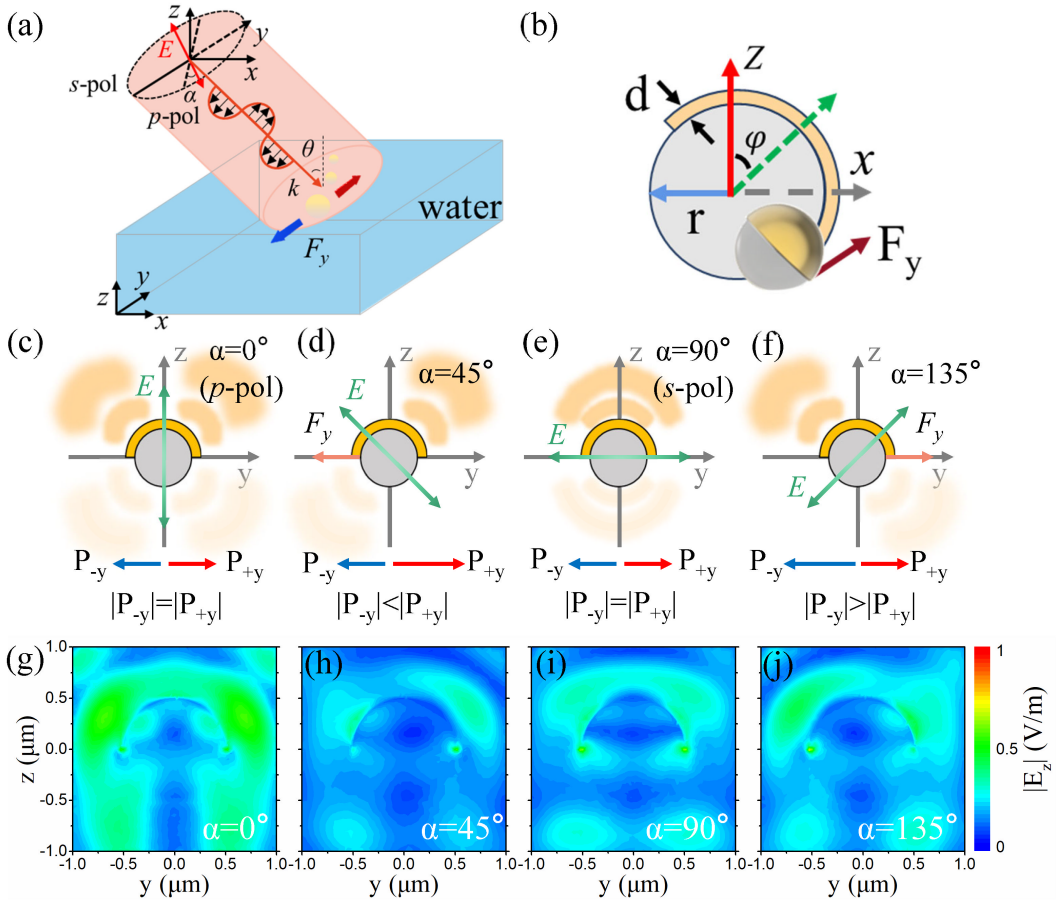


图 1. 线偏振照明下，水环境中 Janus 纳米粒子所受横向光力（LOF）的示意图。 (a) 浸没在水中的 Janus 颗粒所受横向光力的示意图。波长为 1064 nm、偏振角为 α 的线偏振平面波以 θ 角入射到浸没在水中的 Janus 颗粒上。(b) Janus 粒子由半面覆盖薄金层的聚苯乙烯微球构成。几何参数 φ （绿色虚线箭头）和 d 分别表示金层的取向和厚度，而 r （蓝色实线箭头）表示聚苯乙烯球的半径。玫瑰红色箭头表示横向光力的方向 F_y。 (c) 和 (e) 在偏振角为 $\alpha = 0°$（p 偏振）和 $\alpha = 90°$（s 偏振）时，散射

在y方向仍保持对称，因此横向光力 F_y 为零。除非另有说明，假设Janus粒子的取向使其金层涂层朝向 $\varphi = 0°$， 即涂层顶点与z轴对齐，且入射光场的波长固定为1064 nm。 (d)和(f)在对角偏振下（$\alpha = 45°$和$\alpha = 135°$），相对于 x-z 平面，y 方向的散射对称性被打破。当偏振角为 $\alpha = 45°$ 时，沿 -y 方向的横向散射光动量 P_{-y} 小于沿+y方向的横向散射光动量 P_{+y}，从而产生沿-yy方向的横向光力 F_y。偏振角为$\alpha = 135°$时则相反。(g)-(j)分别展示了入射偏振角为$\alpha = 0°$、45°、90°和135°时，y-z 平面内的近场散射 $|E_z|$ （$x = 0$）。Janus粒子为半径500 nm的聚苯乙烯微球（n_{ps} =1.6），其一半表面涂覆了厚度为20 nm的金层（$n_{gold} = 0.28 + 6.4i$）。 背景环境为水（$n_b = 1.33$），入射角为$\theta = 60°$。

结果与讨论

1. 线偏振光束被Janus粒子散射时的非对称散射

线偏振照明下，水环境中的 Janus 纳米粒子所受横向光力示意图如图 1(a) 所示。波长为 $\lambda = 1064$ nm 的平面波以相对于 z 轴 θ 的角度入射到 Janus 粒子上。偏振角 α 定义为相对于 p 偏振的旋转角。图 1(b) 展示了 Janus 粒子模型示意图：一颗半面覆盖薄金层的聚苯乙烯微球。根据 Drude 模型 [50, 51], ，金层的复折射率为 $n_{gold} = 0.28 + 6.4i$，由频率相关介电常数 $\varepsilon(\omega)$ 通过 $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega p2\,\omega 2 + i\omega\gamma$ 计算得到，其中 ε_∞ 表示高频极限介电常数，γ 为阻尼常数，ω_p 为等离子体共振频率。我们模拟中使用的参数为 $\varepsilon_\infty = 8.7499$、 $\gamma = 0.0691$ eV 和 $\omega_p = 9.0146$ eV [52]。

如图 1(c) 和 1(e) 的示意图所示，当偏振角为 $\alpha = 0°$ 或 90° 时，散射光的动量相对于 x-z 平面保持对称。在这种情况下，没有净横向动量传递给粒子，因此横向光力消失。然而，在对角偏振下（图 1(d) 和 1(f) 中的偏振角分别为 $\alpha = 45°$ 和 135°），光散射相对于 x-z 平面的对称性被打破。当偏振角为 $\alpha = 45°$ 时，横向散射动量 P_{-y}的大小小于y方向上的横向散射动量 P_{+y}。因此，横向动量守恒使作用于 Janus粒子的净 LOF 指向-y方向。当 $\alpha =$

偏振角为 135° 时，这种不平衡会反转。这表明，仅需调节入射波的偏振角，即可调控水中的 LOF。

为考察偏振与 LOF 之间的关系，我们使用 COMSOL Multiphysics 对 y-z 平面内 Janus颗粒的近场散射进行了仿真（见材料与方法）。采用偏振角为 $\theta = 60°$ 的线偏振平面波，并将 α 设为 0°、45°、90° 和 135°。图 1(g)-1(j) 展示了相应的 $|E_z|$ 近场分布。对角偏振时，散射场呈现明显的对称性破缺，表明横向动量对称性遭到破坏，因此粒子获得净横向动量传递。图 1(h) 和 1(j) 清楚地展示了这一机制：当 $\alpha = 45°$ 或 135° 时，会产生非对称散射。相比之下，当 $\alpha = 0°$ 和 90° 时（图 1(g) 和 1(i) ），散射仍保持对称，不会产生 LOF。由于这一机制依赖于粒子几何形状而非界面，因此提供了一种完全在体相中（无界面）的 LOF 产生途径。

为进一步阐明偏振依赖型 LOF 的物理起源，我们计算了线偏振照明（$\theta = 60°$）下的远场散射分布。图 2 显示，对于 $\alpha = 45°$和 135°，远场强度沿y方向呈现出显著的对称性破缺。对于 $\alpha = 45°$，沿 $+y$方向的散射动量大于沿 $-y$方向的散射动量，因此产生了沿 $-y$ 方向的 LOF（$F_y < 0$）。对于 $\alpha = 135°$，这种不平衡反向（$F_y > 0$）。相比之下， $\alpha = 0°$和 90°会产生对称散射，LOF 为零。这些结果证实，Janus颗粒的固有几何不对称性足以在均匀介质中产生并切换 LOF，而偏振角则提供了一种简单有效的调控方式。

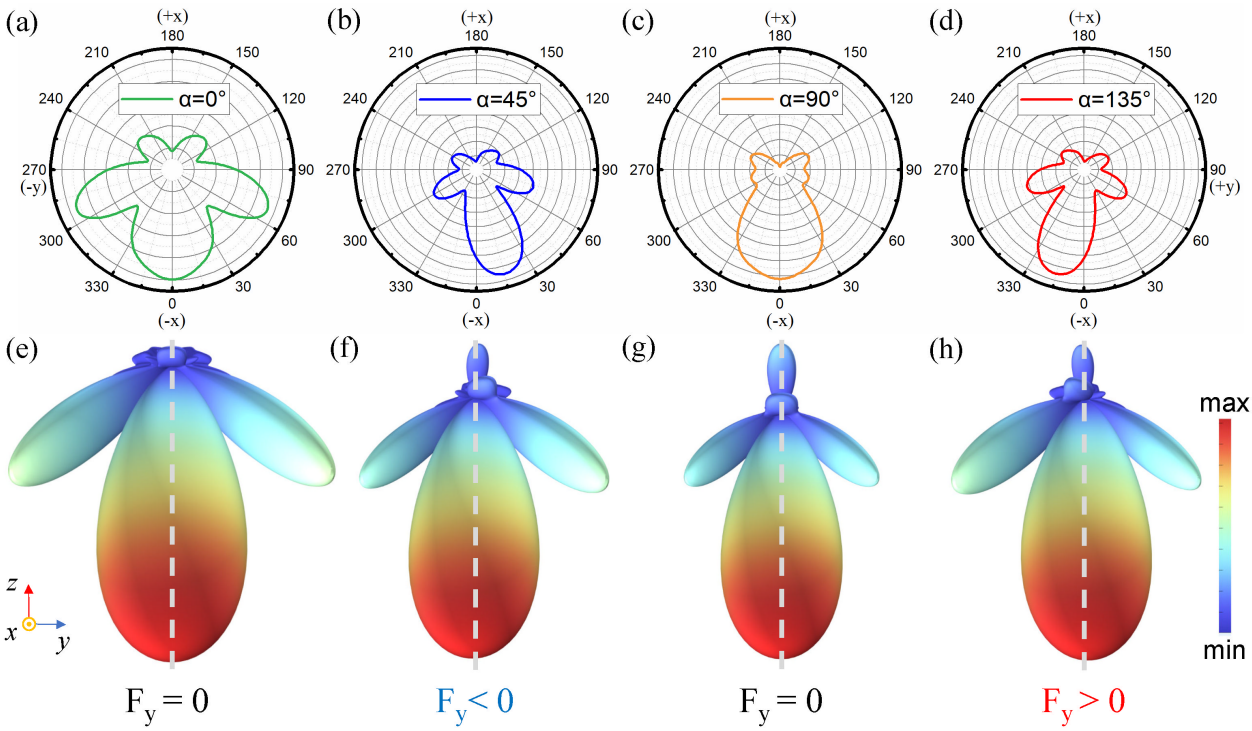


图2. 水中悬浮的 Janus粒子的散射图样。该粒子由线偏振光束照射（入射角为 $\theta = 60°$），偏振角 α 不同。(a-d) x-y 平面上的二维散射能量分布，分别对应 α = 0°、45°、90° 和 135°。(e–h) 对应的三维散射图样，以便更好地观察。 其余参数与图1相同。

2. Janus粒子所受横向光力对各参数的依赖关系

本节系统分析线偏振照明下光学横向力 F_y 对偏振角 α 和入射角 θ 的依赖关系。结果对应一种典型的 Janus粒子：半径为 500 nm 的聚苯乙烯球，其半球表面镀有厚度为 20 nm 的金层。图 3 显示了这种 Janus粒子在水中受到的 LOF。如图所示，改变偏振角 α，即可有效调控线偏振平面波产生的 LOF。随着 α变化，力的方向会发生切换；其最大值为 ~1.1 pN (mW μm / $^{-2}$))，出现在 $\alpha = 135°$，最小值则出现在 $\alpha = 45°$。

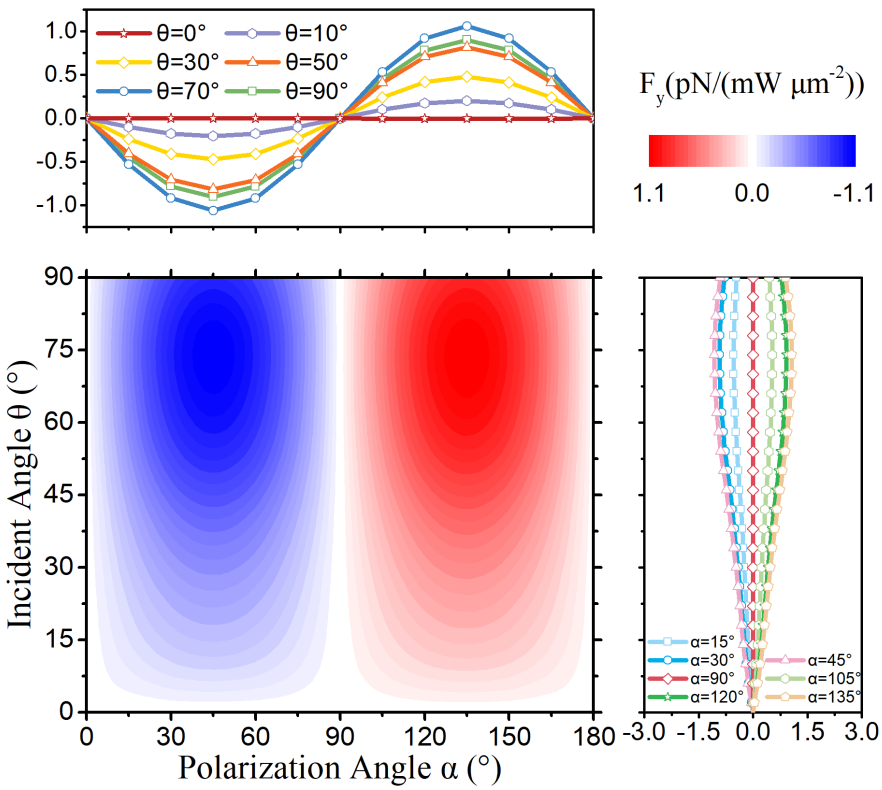


图3。 计算得到的力分布图，显示横向力分量F_y。图中绘出了水中 Janus纳米粒子所受横向光力的大小随偏振角 α 和入射角 θ的变化关系。此处使用的 Janus粒子是一个直径为 500 nm、半面镀有厚度为 20 nm 金层的聚苯乙烯球。

为进一步考察粒子几何形状对横向光力的影响，我们通过数值计算研究了三个关键参数的作用：金层取向、金层厚度和粒子尺寸（见图4）。在图4(a)中，当入射角 $\theta = 60°$ 固定时，横向光力仍可通过偏振角 α调节，但其方向和大小强烈依赖于金层的取向。取向决定了粒子的几何不对称性，进而决定散射光场的不对称性以及产生的横向光力。值得注意的是，当偏振角设为 $\alpha = 45°$ 和 135° 时，随着金层取向φ 越过约 141°，横向光力会反向。相比之下，当偏振角为 $\alpha = 0°$ 或 90° 时，无论取向如何，横向光力始终为零——这与图2所示的对称散射情形一致。

接下来，我们研究 LOF 大小对壳层厚度和粒子尺寸的依赖关系。图4(b)表明，LOF 大小随 φ 和 θ的变化而显著改变。图4(c)显示，在

固定参数 r = 500 nm、θ = 60° 和 φ = 0° 时，LOF 随厚度 d 增加，并在超过 ~ 20 nm 后趋于饱和，这反映了金属层的贡献受到趋肤深度的限制。相比之下，图 4(d)显示，在涂层厚度固定为 20 nm、取向为 φ = 0° 时，聚苯乙烯半径 r 与 LOF 呈显著正相关。这表明，与涂层厚度相比，粒子尺寸在增强横向散射不对称性方面起主导作用。

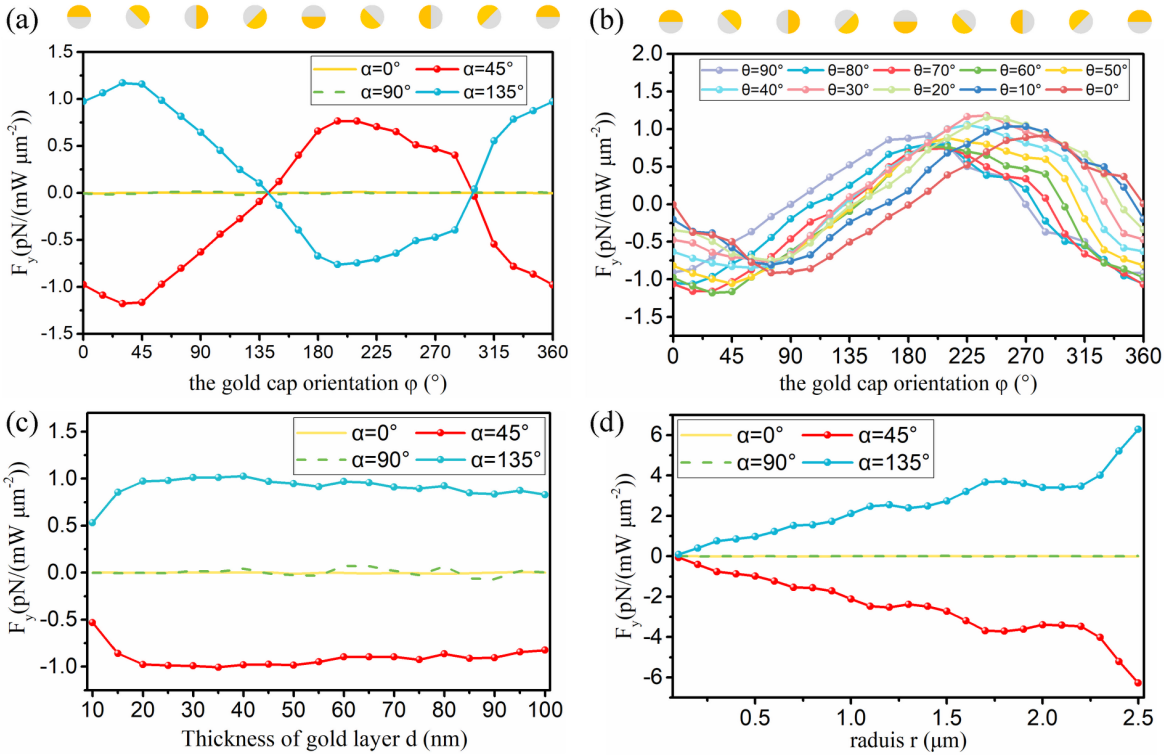


图4. Janus粒子参数对可切换 LOF 的影响。 (a-b) 金层不同取向下的横向光力：Janus粒子的几何结构与图3一致。(a) 金层的旋转角 φ 从0变化至180度，入射角保持为 θ = 60°。(b) 偏振角为 α = 45°、金层旋转角为 φ 时，横向光力与平面波入射角θ 之间的关系。(c, d) Janus粒子尺寸对横向光力的影响，其中旋转角φ 固定为 0°，入射角为 θ = 60°。横向光力随聚苯乙烯半径 r = 500 nm和金层厚度 d的变化情况（c），以及金层厚度为 d = 20 nm 时随聚苯乙烯半径 r 的变化情况（d）。

3. 可切换 LOF 的实验观测

为直接观察可切换的横向力，使用线偏振光束以 θ = 60° 的入射角照射悬浮在水中的 Janus颗粒。装置示意图如图 5(a) 所示。

激光束（λ = 1064 nm，最大功率为 1.5 W）首先通过由两片透镜组成的光束扩束系统，两片透镜的焦距分别为 15 mm 和 200 mm，以扩展光束并改善其空间聚焦质量。随后，激光束经一片 400-mm 透镜准直，形成约 400 μm 的照明光斑。使用半波片旋转偏振角。样品由下方的非相干白光 LED 照明，并通过 10× 显微物镜（NA = 0.3）对粒子运动成像。1064-nm 陷波滤光片用于阻挡散射激光，并使用 CCD 相机记录粒子的运动轨迹。

在我们的实验中，Janus颗粒由直径为 5 μm、半面覆有 15 nm 金层的聚苯乙烯球组成（见材料与方法）。由于粒子重力的影响，金帽会自然朝下，对应的旋转角为 φ = 180°。图 5(b) 显示了在线偏振平面波照射下该几何结构的模拟横向光力。为考虑制造引起的变化，我们计算了金层厚度分别为 10、15 和 20 nm 时的力。在这一范围内，横向光力的方向保持不变。图 5(c) 显示了记录时长为 4 分钟的颗粒轨迹。由于入射光束在 +x方向施加恒定的辐射压力，任何横向光力都会使轨迹向 y方向倾斜。通过旋转半波片，我们可以连续调节横向光力的符号和大小。当角度为 α = 45° 时，颗粒向-y方向漂移（补充视频 1），持续约 10 μm；而当角度为 α = 135° 时，颗粒向 +y 方向漂移（补充视频 2），持续约 13 μm。这些实验观测与我们的模拟结果高度吻合，证实仅通过偏振即可反转横向光力的方向。

这一无界面方案为调控水环境中的横向光力提供了一种稳健且灵活的方法，使偏振控制非对称粒子的输运成为可能。

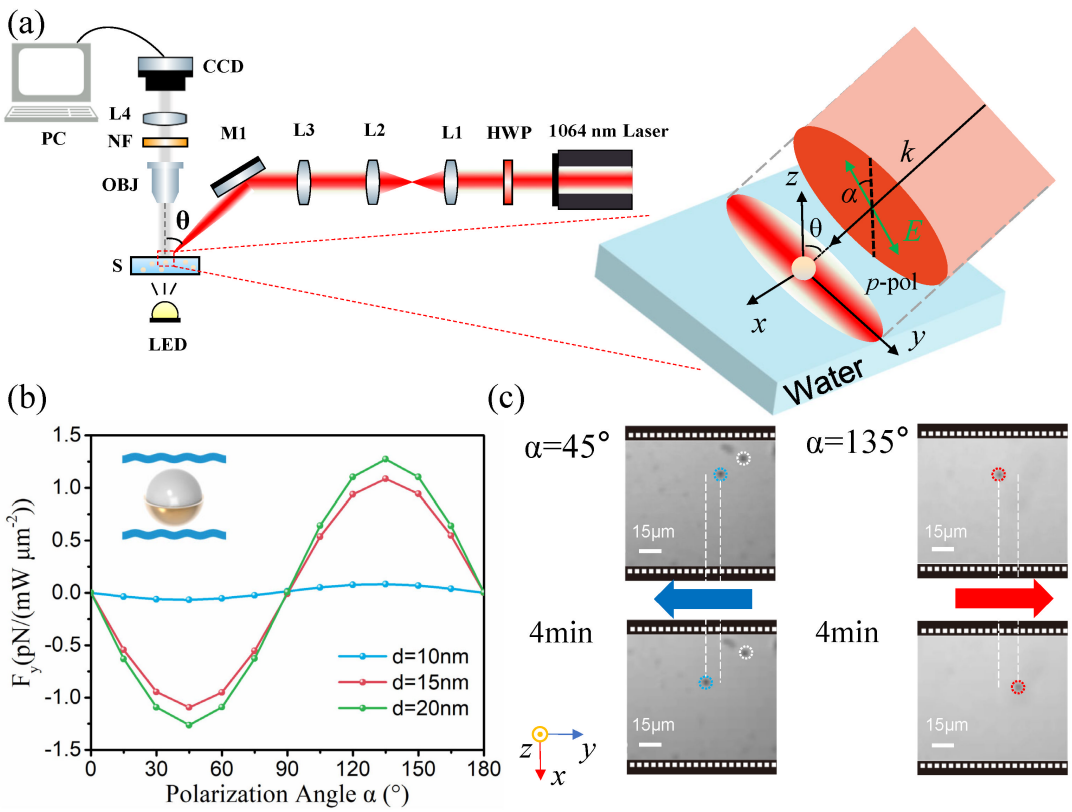


图 5. 水中 Janus颗粒上可切换 LOF 的实验观测。(a) 实验装置示意图。M：反射镜；HWP：半波片（1064 nm）；L1：透镜 1（$f' = 15$ mm）；L2：透镜 2（$f' = 200$ mm）； L3：透镜 3（$f' = 400$ mm）； L4：透镜 4（$f' = 200$ mm）；S：样品台；OBJ：×10 物镜； NF：陷波滤光片（1064 nm）。(b) 计算得到的水中不同金涂层厚度（$d = 10$ nm、15 nm、20nm）下 Janus颗粒所受的横向光力 F_y （半径为 $r = 2.5$ μm）。左上角插图展示了金层取向。(c) 通过改变线偏振角 α，切换 Janus颗粒上 LOF 的方向。蓝色和红色圆圈标记了不同偏振角下的颗粒位置；白色圆圈表示固定的参考点。箭头表示相应 LOF 的方向。颗粒轨迹记录时长为 4 分钟。比例尺：15μm。

结论

总之，我们证明，几何形状不对称的 Janus颗粒无需依赖界面或场梯度，即可在均匀水介质中直接产生可测量的横向光力。这种横向光力源于粒子散射场中偏振依赖的对称性破缺，该破缺会造成横向动量失衡，进而产生净横向力。通过系统地调节照明光束的偏振和入射角，以及粒子特定参数，例如

通过调节尺寸、涂层厚度和金层取向等参数，我们实现了对横向光力方向和大小的精确、可逆控制。实验结果证实了理论预测，揭示了水中 Janus颗粒实时、可由偏振切换的横向推进。这种无界面机制为以往报道的横向光力产生策略提供了一种清洁且灵活的替代方案；这些策略依赖于基底相互作用、手性响应、强聚焦光束或结构化光场。

除了确立一种用于对称性介导的横向光力的新物理机制外，本研究还提出了一种适用于不对称微粒的通用光学控制方案。研究展示了仅通过调节宽光束的偏振态即可操控粒子运动的能力，无需空间整形或复杂的捕获几何结构，具有显著的实际优势。这为微型机器人技术、光学分选、靶向递送、生物光子学和可重构芯片实验室平台等应用铺平了道路，尤其适用于需要温和、无界面操控的场景。更广泛地说，我们的结果表明，不对称散射体中由偏振调控的动量交换，可能为下一代光学微操控技术提供一种强大而尚未充分探索的自由度。

材料与方法

光场和横向光力的模拟

我们考虑一个线偏振平面波，其传播矢量 $\boldsymbol{k}$ 位于 x-z 平面内。相应的电场和磁场矢量表示为

$$\mathbf{E} = \left(-\cos\theta\cos\alpha\,\mathbf{e_x} + \sin\alpha\,\mathbf{e_y} + \sin\theta\cos\alpha\,\mathbf{e_z}\right)\exp[i(k_x x + k_z z)]$$

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c}\left(-\cos\theta\sin\alpha\,\mathbf{e_x} - \cos\alpha\,\mathbf{e_y} + \sin\theta\sin\alpha\,\mathbf{e_z}\right)\exp[i(k_x x + k_z z)], \qquad (1)$$

其中，我们假设时间依赖关系为 $\exp[i\omega t]$。 $\mathbf{e_x}$ 、 $\mathbf{e_y}$ 和 $\mathbf{e_z}$ 是笛卡尔坐标中的单位矢量，c是真空光速，i表示虚数单位，而 k_x 和 k_z 分别表示波矢 $\boldsymbol{k}$沿x和z方向的分量。入射角和

偏振角分别定义为 θ （相对于 z方向）和 α （相对于 p偏振）（图 1）。

我们采用有限元法在 COMSOL Multiphysics 中对光场和横向力进行了严格的仿真。通过在包围 Janus粒子的整个表面上对时间平均麦克斯韦应力张量$\overleftrightarrow{\mathbf{T}}$b进行积分，时间平均光学力**F**表示为 [53, 54]

$$\langle \mathbf{F} \rangle = \oint \hat{\boldsymbol{n}} \cdot \left\langle \overleftrightarrow{\mathbf{T}} \right\rangle dS, \tag{2}$$

其中

$$\langle \overleftrightarrow{\mathbf{T}} \rangle = \frac{1}{2} \mathrm{Re} \left[\varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E}\mathbf{E}^* + \mu_0 \mathbf{H}\mathbf{H}^* - \frac{1}{2} (\varepsilon_r \varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*) \overleftrightarrow{\mathbf{I}} \right], \tag{3}$$

且 $\boldsymbol{n}$h 是积分表面的外法向单位向量，**E** 和**H** 分别为电场和磁场。$\overleftrightarrow{\mathbf{I}}$ 是3 × 3 酉张量，ε_0 和μ_0 分别为真空介电常数和真空磁导率。在水介质中，相对介电常数为 $\varepsilon_r = 1$。33^2 。为方便起见，将线偏振平面波的最大强度归一化为 1 mWμm^{-2}。由于金层的纳米级厚度，仿真精度对网格尺寸表现出高度敏感性。更精细的网格会导致更长的计算时间。为了在较短且可接受的计算周期内获得更高的力计算精度，我们对网格方案进行了仔细控制：在积分边界处将最大单元尺寸设为 5 nm，而 Janus颗粒的最小和最大网格单元尺寸分别为 10 nm 和 20 nm，介质中的最大网格尺寸选为 $\lambda/(10n)$，其中n 为周围介质的折射率。

样品制备

本实验所用的Janus颗粒，是通过磁控溅射在直径为5-μm的聚苯乙烯微球的一个半球表面镀覆薄金层制备而成。具体而言，先取一滴

聚苯乙烯微球悬浮液滴加到洁净的亲水玻璃基底上，干燥后，微球在基底上自组装成单层。随后，采用磁控溅射，以4 nm/min的速率在微球裸露的半球表面沉积一层标称厚度为15 nm的金膜。为收集Janus颗粒，将镀膜后的基底浸入去离子水中，并在超声浴中进行超声处理，使颗粒脱离基底并分散形成稳定的水悬浮液。随后对所得悬浮液进行离心以去除杂质，并在低温下保存备用。

致谢

本研究获得中国国家重点研发计划（项目编号：2022YFA1404800）、国家自然科学基金（W2541003、12134006、12374309、11922408、62475047）、111计划（B23045）以及项目“作为量子与复杂系统卓越科学中心的一部分开展前沿研究及其应用，以及李代数表示”（项目编号：PK.1.1.10.0004）的资助。该项目由欧盟通过欧洲区域发展基金—2021—2027年竞争力与凝聚力计划共同资助。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

数据可用性

支持本文图表及本研究其他发现的所有源数据，可在提出合理请求后向通讯作者获取。

参考文献

1. D. G. Grier，《光学操控领域的一场革命》，Nature **424**，810-816（2003年）。2. C. J. Bustamante、Y. R. Chemla、S. Liu 等，《单分子生物物理学中的光镊》，Nature Reviews Methods Primers**1**，1-29（2021年）。3. A. M. Kaufman 和 K.-K. Ni，《利用超冷原子和分子光镊阵列开展量子科学研究》，Nature Physics **17**，1324-1333（2021年）。

4**10**，59 2021年。Y. Zhang、C. Min、X. Dou 等，《等离激元光镊：纳米尺度光学捕获及其他》，Light Sci. Appl.（）。5. Y. Yang、Y.-X. Ren、M. Chen 等，《结构光光学捕获：综述》，Adv. Photon. **3**，034001（2021年）。6. M. Yang、Y. Shi、Q. Song 等，《光学分选：过去、现在与未来》，Light Sci. Appl. **14**，103（2025年）。7. X. Xu、M. Nieto-Vesperinas、Y. Zhou 等，《梯度光学力矩与旋度光学力矩》，Nat. Commun. **15**，6230（2024年）。8. C. Meng、X.-H. Bao、Y.-X. Ren 等，《光热马兰戈尼流中对称性破缺的轨道运行微粒二聚体》，Opt. Laser Technol. **192**，113618（2025年）。9. J. Baumgartl、M. Mazilu 和 K. Dholakia，《利用艾里波包实现光学介导的粒子清除》，Nat. Photonics **2**，675-678（2008年）。10. O. Brzobohatý、V. Karásek、M. Šiler 等，《利用"牵引光束"实现光学输运、分选与自组装的实验演示》，Nat. Photonics **7**，123-127（2013年）。11. X. Li、J. Chen、Z. F. Lin 等，《宏观距离上的光学拉曳》，Sci. Adv. **5**，eaau7814（2019年）。12. J. Chen、J. Ng、Z. F. Lin 等，《光学拉力》，Nat. Photonics **5**，531-534（2011年）。13. G. A. Swartzlander、T. J. Peterson、A. B. Artusio-Glimpse 等，《稳定光学升力》，Nat. Photonics **5**，48-51（2010年）。14. S. B. Wang 和 C. T. Chan，《表面附近手性粒子所受的横向光学力》，Nat. Commun. **5**，3307（2014年）。15**112**，13190 13194 2015年。A. Hayat、J. P. Mueller 和 F. Capasso，《横向手性分选光学力》，Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. -（）。16. F. J. Rodriguez-Fortuno、N. Engheta、A. Martinez 等，《表面附近圆偏振可极化粒子所受的横向力》，Nat. Commun. **6**，8799（2015年）。17. S. Sukhov、V. Kajorndejnukul、R. R. Naraghi 等，《光学自旋—轨道相互作用的动态效应》，Nat. Photonics **9**，809-812（2015年）。18. H. Chen、H. Zheng、W. Lu 等，《电磁对称性破缺导致的横向光学力》，Phys. Rev. Lett. **125**，073901（2020年）。19. Z. Xiu、Y. Zhang、H. Shi 等，《圆偏振平面波形成的光场在平移不变方向上的横向光学力》，Phys. Rev. A **104**，053520（2021年）。20. Y. Shi、X. Xu、M. Nieto-Vesperinas 等，《光的横向动量与横向光力研究进展》，Adv. Opt. Photonics **15**，835-906（2023年）。21. Y. Shi、T. Zhu、J. Liu 等，《由自旋角动量不均匀性产生的稳定横向光学力》，Sci. Adv. **8**，eabn2291（2022年）。22. F. Nan、F. J. Rodriguez-Fortuno、S. Yan 等，《通过单根纳米线中的多极相互作用产生可调横向光力》，Nat. Commun. **14**，6361（2023年）。23. Y. Zhang、Z. Li、Z. Che 等，《旋转对称系统中偏振调控的镜像对称性破缺动力学》，Nat. Commun. **15**，5586（2024年）。24. H. Li、T. Zhu、Y. Cao 等，《线偏振光束在任意方向上产生的纵向—横向光力》，Laser Photonics Rev. **19**，2400330（2024年）。25. S. H. Simpson、S. Hanna、T. J. Peterson 等，《介电半圆柱产生的光学升力》，Opt. Lett. **37**，4038-4040（2012年）。26. X. Yu、Y. Li、B. Xu 等，《作为光学横向自旋体现的反常横向光学力》，Laser Photonics Rev. **17**，2300212（2023年）。27**41**，3615 3618 2016年。S. Fardad、A. Salandrino、A. Samadi 等，《无散坡印廷矢量场的散射探测》，Opt. Lett. -（）。28. Y. Zhang、Z. Xiu、X. Fan 等，《双平面波中瑞利粒子的增强横向光学梯度力》，Opt. Express **30**，2143-2155（2022年）。29. C. Lai、Y. Shi、H. Huang 等，《自旋旋度光场中复杂手性光学力的观测》，Phys. Rev. Lett. **133**，233802（2024年）。30. Y. Shi、T. Zhu、T. Zhang 等，《手性辅助横向动量传递实现双向对映选择性分离》，Light Sci. Appl. **9**，62（2020年）。31**5**，3300 2014年。K. Y. Bliokh、A. Y. Bekshaev 和 F. Nori，《倏逝波中的超常动量与自旋》，Nat. Commun.（）。32**5**，011039 2015年。A. Y. Bekshaev、K. Y. Bliokh 和 F. Nori，《双波干涉中的横向自旋与动量》，Phys. Rev. X（）。

33. M. Neugebauer, P. Banzer, T. Bauer 等，“紧聚焦偏振定制光束中的光的几何自旋霍尔效应”，Phys. Rev. A **89**, 013840 (2014). 34. M. Neugebauer, T. Bauer, A. Aiello 等，“测量光的横向自旋密度”，Phys. Rev. Lett. **114**, 063901 (2015). 35. P. Shi, L. Du, C. Li 等，“结构化电磁导波中的横向自旋动力学”，Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. **118**, e2018816118 (2021). 36. Y. Zhou, X. Xu, Y. Zhang 等，“结构光中高阶虚部坡印廷动量光力学的观测”，Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. **119**, e2209721119 (2022). 37. F. Nan, X. Li, S. Huang 等，“平顶光束边缘处可调谐的光子反冲力和负扭矩”，Nat. Commun. **16**, 9342 (2025). 38. X. Fan, J. Yang, X. J. Loh 等，“聚合物Janus纳米颗粒：合成策略、材料性质与应用的最新进展”，Macromol Rapid Commun. **40**, e1800203 (2019). 39. Y. Duan, X. Zhao, M. Sun 等，“Janus材料在合成、应用、组装和计算方面的研究进展”，Ind. Eng. Chem. Res. **60**, 1071-1095 (2021). 40. Y. Yi, L. Sanchez, Y. Gao 等，“用于生物成像和传感的Janus颗粒”，Analyst **141**, 3526-3539 (2016). 41. T. C. Le, J. Zhai, W. H. Chiu 等，“Janus颗粒：生物医学应用的最新进展”，Int. J. Nanomedicine **14**, 6749-6777 (2019). 42**9**, 1084410851 2015 . Y. Zong, J. Liu, R. Liu 等，“具有图案化金属涂层的光驱动双稳态Janus转子”，ACS Nano - ( ). 43. X. Peng, Z. Chen, P. S. Kollipara 等，“光热电微型游动器”，Light Sci. Appl. **9**, 141 (2020). 44. J. Liu, L. Long, H. Guo 等，“环形光学陷阱中捕获的Janus微粒类月同步公转与自转的观测”，ACS Photonics **11**, 4027-4035 (2024). 45. Z. Xiu, D. Bongiovanni, D. Song 等，“通过方位偏振贝塞尔光束对Janus颗粒施加光学拉力”，Opt. Express **33**, 4625-4634 (2025). 46. S. Nedev, S. Carretero-Palacios, P. Kuhler 等，“利用等离激元Janus颗粒实现光控微尺度电梯”，ACS Photonics **2**, 491-496 (2015). 47. O. Ilic, I. Kaminer, Y. Lahini 等，“利用光学不对称性实现光对粒子的受控导引”，ACS Photonics **3**, 197-202 (2016). 48. O. Ilic, I. Kaminer, B. Zhen 等，“拓扑赋能光学纳米马达”，Sci. Adv. **3**, e1602738 (2017). 49. G. Tkachenko, V. G. Truong, C. L. Esporlas 等，“Janus颗粒沿光学纳米纤维的倏逝场捕获与推进”，Nat. Commun. **14**, 1691 (2023). 50. M. A. Ordal, Robert J. Bell, R. W. Alexander 等，“红外和远红外波段十四种金属的光学性质：铝、钴、铜、金、铁、铅、钼、镍、钯、铂、银、钛、钒和钨”，Appl. Opt. **24**, 4493-4499 (1985). 51. P. Drude，“金属电子理论”，Ann. Phys. **306**, 566-613 (2006). 52. O. Pena-Rodriguez, and U. Pal，“Au@Ag核壳纳米颗粒：高效的全等离激元Fano共振发生器”，Nanoscale **3**, 3609-3612 (2011). 53. J. D. Jackson，《经典电动力学》（John Wiley & Sons, 2021）。54. A. Zangwill，《现代电动力学》（剑桥大学出版社, 2012）。