

尘埃等离子体棘轮中颗粒分离的三维模拟*

田淼¹⁾ 姚廷昱¹⁾ 才志民¹⁾ 刘富成¹⁾²⁾ 贺亚峰^{1)2)3)†}

1) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

2) (河北省计算物理基础学科研究中心, 保定 071002)

3) (河北省量子场论精细计算与应用重点实验室, 保定 071002)

(2024 年 3 月 4 日收到; 2024 年 3 月 31 日收到修改稿)

利用棘轮结构可以对随机运动的颗粒进行整流使其产生定向的输运. 不同尺寸的颗粒对棘轮整流的响应不同, 因此可以利用棘轮实现颗粒分离. 基于前期气相等离子体中颗粒整流与分离实验, 本文通过构建三维模型对双分散颗粒分离的物理机理进行研究. 首先通过等离子体流体模拟及双正弦函数插值的方法, 得到实验难以测得的不对称棘轮通道内等离子体参量分布, 并对微米级尘埃颗粒在棘轮鞘层中的受力进行分析, 进一步利用 Langevin 方程对尘埃等离子体棘轮中双分散颗粒定向输运过程进行数值模拟, 重现了颗粒分离实验现象. 结果分析表明, 双分散的尘埃颗粒悬浮在鞘层中不同的高度, 并受到相反取向的不对称势的作用, 造成其向相反方向的输运.

关键词: 尘埃等离子体, 棘轮, 颗粒分离**PACS:** 52.27.Lw, 52.40.-w, 52.65.Kj**DOI:** 10.7498/aps.73.20240319

1 引言

将粒子的随机运动整流为定向运动是人们广泛关注的一个科学与技术问题. 棘轮是一种具有不对称性和周期性的单元结构, 这种结构使系统具有不对称性, 可以将粒子的随机运动转变为定向运动, 即棘轮效应. 在此过程中, 系统必须处于非平衡态, 因此并没有打破热力学第二定律^[1,2]. 棘轮效应具有一定的普适性, 在不同的物理^[3,4]、生物^[5]及化学^[6]等系统中呈现出相似的规律, 例如量子棘轮、光学棘轮和电子棘轮等. 粒子在棘轮系统中的定向运动不仅与系统参数有关, 还与粒子自身的属性有关^[7]. 例如, 在相同的棘轮参数下, 不同尺寸的颗粒定向运动的方向可以不同, 即呈现相反方向的运动, 因此, 利用棘轮可以实现不同尺寸颗粒的分

离. Skaug 等^[8]利用棘轮效应在液体中将 60 nm 与 100 nm 的金颗粒分离, 这种分离过程基于两种颗粒运动方向对系统外加驱动响应不同. 由于这种纳米颗粒的分离在液体中运行, 颗粒的运动是过阻尼的, 其速度非常缓慢. 其他的相关颗粒分离实验也都是运行在液相中^[9,10], 颗粒缓慢的运动速度极大地限制了其分离效率.

尘埃等离子体是指包含尘埃颗粒的等离子体系统^[11-13]. 尘埃颗粒从等离子体环境中吸附大量电荷, 得以静电悬浮于鞘层中^[14,15]. 利用不对称的棘轮将这些带电颗粒进行整流可使其产生定向输运^[16]. 在气相等离子体系统中, 颗粒输运速度较以往液相实验系统高两个数量级. 最近, Cai 等^[17]在尘埃等离子体系统中利用棘轮效应实现了双分散微米级尘埃颗粒的分离. 然而, 尘埃等离子体系统具有复杂性, 不规则棘轮中的等离子体参量很难通过实验

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275064, 11975089)、河北大学科研创新团队 (批准号: IT2023B03) 和河北大学研究生创新资助项目 (批准号: HBU2024BS007) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: heyf@hbu.edu.cn

测得,不同大小的颗粒对棘轮效应的响应机制也尚不明确.因此,尘埃等离子体棘轮中颗粒分离机理有待深入研究.

针对这一问题,本文通过构建尘埃等离子体棘轮三维模型,首先进行等离子体流体模拟数值仿真获得棘轮系统中的等离子体参量,进一步利用 Langevin 方程对不同大小的颗粒运动进行了数值模拟,重现了双分散颗粒分离实验现象.研究发现,两种大小的颗粒悬浮于棘轮鞘层中不同高度,它们受到的棘轮势的不对称取向相反,导致颗粒受到的非平衡离子拖拽力合力方向相反,使其向相反的方向输运.本文研究结果明确了尘埃等离子体棘轮中的等离子体参量分布特征,揭示了双分散颗粒分离机理,为进一步推进多分散颗粒分离应用提供了理论依据.

2 物理模型

图 1 为颗粒分离装置示意图.两个平行极板放置于真空室中,其中上极板(氧化铟锡玻璃)接地,下极板通过一个匹配器接 13.56 MHz 射频电源.在下极板上放置一个直条状树脂棘轮,直棘轮内侧呈不对称棘齿结构,具有周期性,并且棘齿的不对称取向一致,由此可在棘轮中间形成一个棘齿通道.棘齿通道两端的方形槽为颗粒收集池,用于收

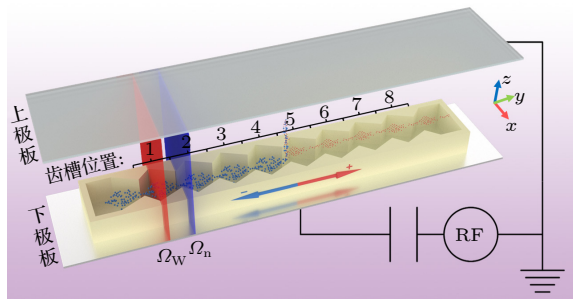


图 1 尘埃等离子体直棘轮示意图.介质棘轮由 8 个不对称的棘齿单元构成.在棘齿通道中部的 4 号齿投入双分散颗粒混合物,在特定条件下,大颗粒(蓝色)和小颗粒(红色)分别向相反方向沿棘齿通道输运并进入颗粒收集池,实现颗粒分离

Fig. 1. Schematic diagram of straight dusty plasma ratchet. The dielectric ratchet is composed of 8 asymmetric ratchet units. While bi-dispersed particles are injected to the No. 4 ratchet unit, the small dust particles (red balls) and the large dust particles (blue balls) flow in opposite direction along the saw channel. Till the small particles and the large particles enter the two collection pools respectively, particle separation is achieved.

集分离后的尘埃颗粒.棘轮通道总共有 8 个棘齿单元,由左向右依次对其进行编号.通过容性耦合氩气放电产生均匀的等离子体后,由棘齿通道中部 4 号齿处持续不断地缓慢投入微米大小的双分散聚苯乙烯微球,充当尘埃颗粒.这些尘埃颗粒通常悬浮于棘齿通道内.在适当的实验条件下,尘埃颗粒沿棘齿通道形成持续的定向输运,通过调节放电功率和气压可以控制尘埃颗粒的输运速度与方向[18].在特定的条件下,双分散尘埃颗粒可沿棘齿通道分别向相反方向输运并进入棘齿通道两端的颗粒收集池,进而实现颗粒分离[17].直棘轮作为颗粒分离装置的核心部分,其高为 9 mm,每个棘齿单元长 6 mm,齿深 3.5 mm,棘齿通道最窄处的宽度为 13 mm.为描述方便,取 4, 5 号齿间窄截面底边中点为原点,建立图 1 所示的三维空间直角坐标系 (x, y, z) ,并定义 y 轴正方向为颗粒输运的正方向.

2.1 等离子体模拟

尘埃颗粒在棘齿通道中的定向输运与棘齿通道内的等离子体参量分布密切相关.为了研究尘埃等离子体直棘轮中双分散颗粒的分离机制,首先需要掌握通道中的等离子体参量.在实验上,由于棘齿通道非常狭窄,传统的 Langmuir 探针等测量方法不再适用.在数值模拟上,受现有计算机运算能力制约,等离子体参量难以直接通过三维流体模拟的方法获得.然而,由于尘埃等离子体棘轮中棘齿通道的宽度具有不对称性和周期性的变化特征,可以分两步来获得棘齿通道中的等离子体参量分布.首先,选取棘齿通道最宽和最窄处的两个特征竖截面 $\Omega_w(x, z)$ 和 $\Omega_n(x, z)$ (如图 1) 进行二维流体模拟,获得这两个特征竖截面内的等离子体参量 $\Pi_{w,n}(x, z)$.其次,由于棘齿通道沿 y 方向具有不对称性和周期性,等离子体参量沿 y 方向呈双正弦分布特征[16],可以用双正弦函数来描述,因此,进一步将两个特征竖截面 $\Omega_w(x, z)$ 和 $\Omega_n(x, z)$ 的等离子体参量利用双正弦函数在 y 方向进行插值,由此获得棘齿通道内等离子体参量的三维分布 $\Pi_{w,n}(x, y, z)$.

为了计算上述两个特征竖截面中的等离子体参量,基于连续性方程、动量守恒方程、能量守恒方程和泊松方程构建自洽的二维等离子体流体模型.此模型共考虑 4 种粒子,包括电子(e)、氩原子(Ar)、氩离子(Ar⁺)和激发态氩原子(Ar^{*}).其中,

激发态氩原子是否纳入考虑对模拟获得的等离子体参量分布规律影响不大.

连续性方程及动量守恒方程用于计算粒子密度及粒子流密度:

$$\partial n_k / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k = S_k, \quad (1)$$

$$\mathbf{\Gamma}_k = -D_k \nabla n_k + \mu_k \mathbf{E} n_k, \quad (2)$$

式中, k 代表不同的粒子种类: e, Ar, Ar^+ 或 Ar^* ; n_k 代表数密度; $\mathbf{\Gamma}_k$ 代表粒子流密度; S_k 则为源项; \mathbf{E} 为电场; D_k 及 μ_k 分别是扩散系数和迁移率. 电子迁移率 μ_e 基于以往数据近似取 $300 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ [19]; 电子扩散系数 D_e 通过 Einstein 关系基于电子迁移率 μ_e 确定. 由于重组分迁移率远小于电子的迁移率, 此处重组分迁移率及扩散系数近似取零.

能量守恒方程如下:

$$\partial n_e / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e + e \mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{E} = S_e, \quad (3)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e = -(5D_e/2) \nabla (n_e T_e) - (5\mu_e/2) \mathbf{E} n_e T_e, \quad (4)$$

其中, 电子能量密度 $n_e = n_e \bar{\epsilon}$, 平均电子能 $\bar{\epsilon} = 3k_B T_e/2$. $\mathbf{\Gamma}_e$ 为电子能通量, S_e 为电子能源项, T_e 为电子温度, k_B 为玻尔兹曼常数, e 为单位电荷量.

电势和电场通过泊松方程求得:

$$\nabla^2 \varphi = -e(n_{\text{Ar}^+} - n_e)/\epsilon_0, \quad (5)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (6)$$

其中, φ 为电势, ϵ_0 为真空介电常数. 更为详细的流体模型求解过程可参见文献 [19].

通过求解以上方程可得特征截面 Ω_w 和 Ω_n 中的二维等离子体参量 $\Pi_w(x, z)$ 及 $\Pi_n(x, z)$. 三维等离子体参量 $\Pi(x, y, z)$ 进一步通过双正弦函数插值得到:

$$\begin{aligned} \Pi(x, y, z) = & \Pi_0(x, z) \left[\sin(2\Pi y/L) - \frac{1}{4} \sin(4\Pi y/L) \right] \\ & + \Pi_1(x, z), \end{aligned} \quad (7)$$

式中, L 代表一个棘齿单元的长度, $\Pi_0(x, z)$ 和 $\Pi_1(x, z)$ 分别为

$$\Pi_0(x, z) = (\Pi_w(x, z) - \Pi_n(x, z))/2, \quad (8)$$

$$\Pi_1(x, z) = (\Pi_w(x, z) + \Pi_n(x, z))/2. \quad (9)$$

由此得到的等离子体参量 $\Pi(x, y, z)$ 在 y 方向具有不对称性和周期性.

2.2 Langevin 模拟

在获得棘齿通道中等离子体环境参量后, 进一步引入尘埃颗粒. 当尘埃颗粒浸入等离子体环境后, 首先通过吸附等离子体中的电子和离子而充电, 其带电量 Q 可由轨道运动限制充电理论 [20,21] 求得:

$$dQ/dt = I_e + I_i, \quad (10)$$

式中, I_e 和 I_i 分别为电子及离子对尘埃颗粒的充电电流. 当 $I_e + I_i = 0$ 时尘埃颗粒电荷达到稳态, 由此可得尘埃颗粒带电量 Q .

进一步, 考虑尘埃颗粒在棘齿通道中的受力, 建立 Langevin 方程:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_i + \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_Y + \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_\eta, \quad (11)$$

式中, m 代表颗粒的质量, $\ddot{\mathbf{r}}$ 代表尘埃颗粒的加速度, 尘埃颗粒受到的力主要有重力 \mathbf{F}_g 、离子拖拽力 \mathbf{F}_i 、中性粒子阻力 \mathbf{F}_n 、汤川力 \mathbf{F}_Y 、电场力 \mathbf{F}_e 和涨落力 \mathbf{F}_η .

离子拖拽力 \mathbf{F}_i 为库仑碰撞产生的拖拽力 \mathbf{F}_0 与物理碰撞产生的拖拽力 \mathbf{F}_c 的合力 [22]:

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_c, \quad (12)$$

$$\mathbf{F}_0 = 2\Pi(re\Phi)^2 n_i u_i \frac{\ln \Lambda}{m_i \cdot \sqrt{(v_i^2 + u_i^2)^3}}, \quad (13)$$

$$\mathbf{F}_c = \Pi r^2 m_i n_i u_i \left[1 - \frac{2e\Phi}{m_i(v_i^2 + u_i^2)} \right] \sqrt{(v_i^2 + u_i^2)}, \quad (14)$$

其中, r 为颗粒半径, Φ 为颗粒悬浮电势, n_i 为离子数密度, u_i 为离子漂移速度, $\ln \Lambda$ 为库仑对数, m_i 为粒子质量, v_i 为离子热速度.

低气压条件下, 颗粒运动时受到的中性粒子阻力 \mathbf{F}_n 通过 Epstein 公式 [11,23] 获得:

$$\mathbf{F}_n = -4\Pi\zeta n_g m c r^2 v/3, \quad (15)$$

其中, ζ 为气体阻尼系数, n_g 为气体数密度, c 为气体分子热速度, v 为颗粒运动速度.

汤川力描述带电尘埃颗粒间的相互作用力 [24,25]:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_Y = & -Q^2 \sum_{j \neq k} \left[\nabla(e^{-l/\lambda_D}/l) \right] / (4\Pi\epsilon_0), \\ & j, k = 1, 2, 3, \dots, N, \end{aligned} \quad (16)$$

式中, N 为颗粒总个数, j 和 k 为颗粒序号, 颗粒与其他颗粒间的距离 $l = |\mathbf{l}_j - \mathbf{l}_k|$, \mathbf{l}_j 和 \mathbf{l}_k 分别是颗粒 j 和颗粒 k 所在位置的空间向量, λ_D 为德拜长度.

电场力 F_e 由尘埃颗粒带电量 Q 和 2.1 节求得的棘齿通道内电场强度 E 获得:

$$F_e = EQ. \quad (17)$$

涨落力 F_η 根据涨落耗散定理给出:

$$\langle F_{\eta_i}(t) F_{\eta_j}(t') \rangle = 2k_B T m \gamma \delta_{ij} \delta(t - t'). \quad (18)$$

由于颗粒分离实验中使用的气压较高, 带电颗粒间相互作用势能很强, 处于强耦合状态, 热运动非常弱, 因此这里将涨落力忽略.

基于上述方程可进一步对尘埃颗粒在棘齿通道中的输运与分离过程进行研究.

3 模拟结果

3.1 参数设置

针对尘埃等离子体棘轮中双分散颗粒分离实验^[17], 对上述等离子体模拟与 Langevin 方程进行如下参数设置: 射频驱动功率 $P_{rf} = 10$ W (幅值 $U_0 = 148$ V, 偏压 $U_{dc} = -91$ V), 工作气压 $p_0 = 25$ Pa, 棘齿单元长度 $L = 6$ mm, 小颗粒半径 $r_0 = 7.5$ μm , 大颗粒半径 $r_1 = 13$ μm . 向棘齿通道逐渐引入大颗粒和小颗粒, 释放位置为原点左侧 1.2 mm 处的 4 号齿中 ($x = 0$ mm, $y = -1.2$ mm), 初速度均为零. 大颗粒每隔 0.4 s 于 $z = 9$ mm 高处释放 1 个, 小颗粒每隔 4 s 于 $z = 11$ mm 高处释放 1 个.

大小颗粒释放过程彼此独立, 若距释放坐标 0.1 mm 范围内存在其他颗粒, 则中断释放 1 次.

3.2 等离子体模拟结果

图 2(a) 和图 2(b) 分别给出了棘齿通道最宽与最窄两个特征竖截面 Ω_w 和 Ω_n 中的电势与电子密度分布. 对比图 2(a) 和图 2(b) 可知两特征截面内电势及电子密度分布相近, 电子密度最大值分别为 $8.20 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 和 $8.31 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, 电势最大值分别为 47.79 V 和 48.29 V. 图 2(c) 和图 2(d) 分别给出了棘齿通道内电势和电子密度分布的局部放大图, 其中棘齿通道处电子密度分布向下凹陷, 等势线呈抛物线特征形成势阱, 将带负电的尘埃颗粒约束于通道中心.

基于上述结果, 根据 (7) 式—(9) 式进一步通过双正弦函数插值可得到棘齿通道内的等离子体参量分布. 图 3 给出了尘埃颗粒悬浮高度附近 $U = 47$ V 等势面在棘齿通道内的三维分布. 由图可见, 在棘齿通道 y 方向的不同位置, 等势面沿 x 方向均为抛物势, 将带负电尘埃颗粒约束在通道中心附近. 电势沿 y 方向呈现出周期性和不对称性分布, 具有典型的棘轮势特征, 这一特征是棘齿通道宽度沿 y 方向不对称变化所致. 沿 y 方向的棘轮势对尘埃颗粒的定向输运起到决定作用.

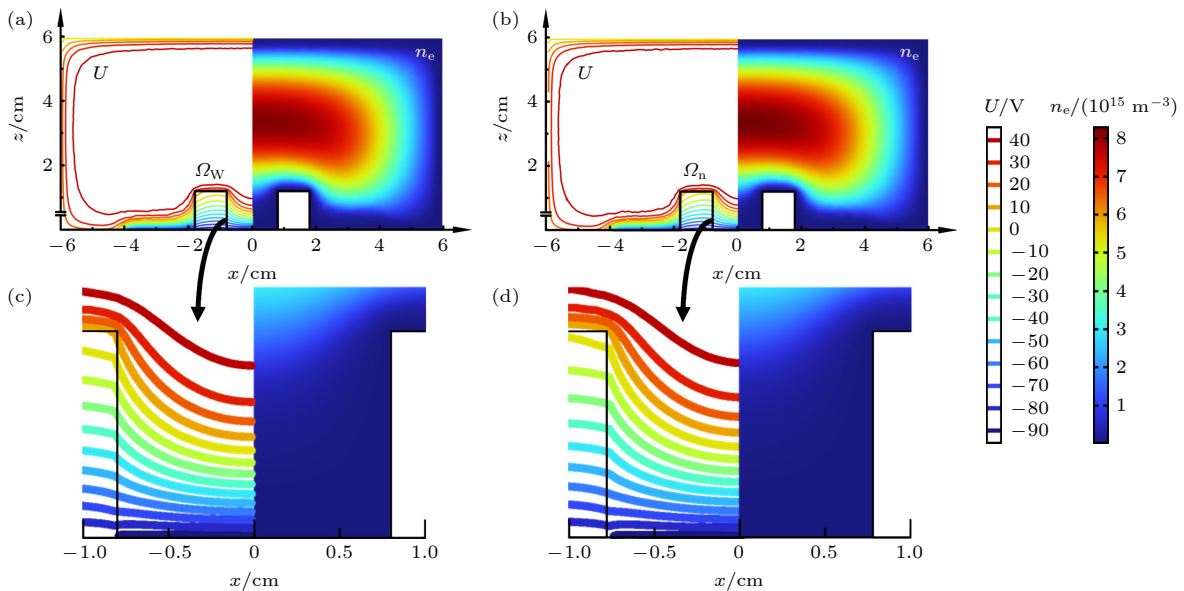


图 2 两个特征竖截面内电势和电子密度的分布 (a) 和 (b) 分别为 Ω_w 和 Ω_n 中电势 U (左半部) 和电子密度 n_e (右半部) 的分布情况; (c) 和 (d) 分别为 (a) 和 (b) 中棘齿通道部分的局部放大图

Fig. 2. Distribution of equipotential line U and electron density n_e in the two typical cross sections: (a) and (b) show the distribution of U (left halves) and n_e (right halves) in Ω_w and Ω_n ; (c) and (d) are enlarged views of panels (a) and (b), respectively.

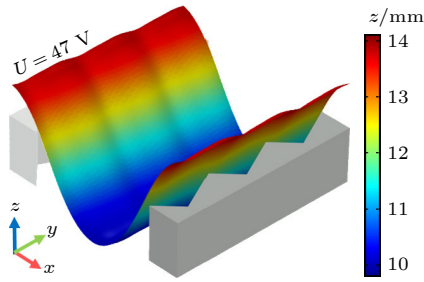


图 3 三个棘齿单元中 $U = 47$ V 等势面的三维分布

Fig. 3. Three-dimensional distribution of the equipotential surface $U = 47$ V within three sawteeth.

3.3 颗粒分离结果与分析

基于上述等离子体参量结果, 进一步利用 Langevin 方程对棘齿通道中的颗粒分离过程进行数值模拟研究. 将半径为 $r_0 = 7.5 \mu\text{m}$ 和 $r_1 = 13 \mu\text{m}$ 的尘埃颗粒缓慢地投入到棘齿通道中心 4 号齿槽内, 并追踪其运动过程. 两种尘埃颗粒进入到棘齿通道后得到快速充电并达到受力平衡, 在竖直 z 方向上, 重力与鞘层电场力平衡, 小颗粒悬浮在距离下极板约 10 mm 高度处, 大颗粒悬浮在约 9 mm 高度处. 在 x 方向上, 两种颗粒都被抛物势约束在通道中心. 当一开始投入的颗粒数较少时, 尘埃颗粒未能占满一个齿槽, 由于颗粒的动能小于沿 y 方向的棘轮势能, 尘埃颗粒被约束在棘轮势阱中, 如图 4(a) 所示, 此时两种颗粒不能形成沿棘齿通道的定向输运.

随着投入到棘齿通道中的颗粒数目逐渐增多, 由于带电尘埃颗粒之间的排斥作用, 一个齿槽不能再容纳下这些尘埃颗粒, 它们将通过集体效应自发地向相邻的齿槽进行输运. 特别要注意的是, 在我们设定的模拟参数条件下, 小颗粒沿棘齿通道开始向右输运, 而大颗粒开始向左输运, 如图 4(b), (c) 所示. 继续持续不断地投入双分散颗粒, 这两种尘埃颗粒将维持它们各自的输运过程, 如图 4(d) 所示. 在经历一定的时间后, 小颗粒从棘齿通道右端离开通道并进入收集池, 大颗粒从通道左端进入收集池, 由此实现了双分散颗粒的分离. 图 4 所示的双分散颗粒分离模拟结果与尘埃等离子体棘轮颗粒分离实验一致^[17]. 实验中, 颗粒的定向输运速度与颗粒的投入速度有关. 在本文设定的颗粒投入速度下, 大颗粒的输运速度平均约 0.09 mm/s, 小颗粒的输运速度约 0.12 mm/s, 与实验结果基本一致. 在通道内, 大小颗粒缓慢平滑地定向输运. 另

外, 由于锯齿结构具有周期性, 改变颗粒投入齿槽的位置并不影响颗粒分离结果, 在相同条件下, 同样的双分散颗粒在其他齿槽投入通道后仍会向相反的方向输运, 实现颗粒分离.

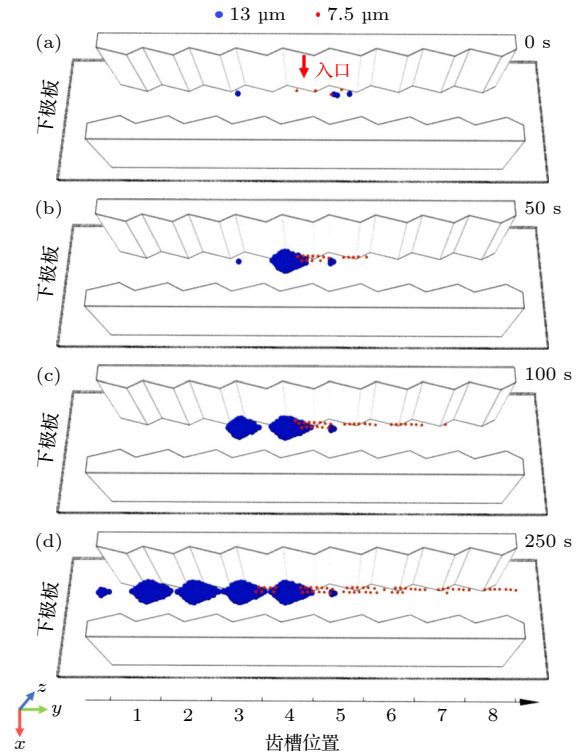


图 4 颗粒分离模拟结果. 小颗粒 (红球) 和大颗粒 (蓝球) 由通道中心 4 号齿槽不断地缓慢投入 (a) 初始时刻, 少量双分散颗粒被棘轮势约束在棘齿中, 不能形成定向输运; (b)–(d) 随着持续不断地加入双分散颗粒, 小颗粒沿棘齿通道开始向右输运, 大颗粒开始向左输运, 实现颗粒分离

Fig. 4. Particle separation in numerical simulation. Small dust particles (red balls) and large dust particles (blue balls) are put into No. 4 ratchet unit smoothly: (a) A small amount of mixture of bi-dispersed dust particles are injected into saw channel at initial stage. At present the directional transport has not been achieved. (b)–(d) With continual injection of particles, the small particles start to transport toward the right, while the large particles begin to transport toward the left. This phenomenon stands for stable particle separation.

图 5 给出了这两种尘埃颗粒的数量在棘齿通道中的分布随时间的演化过程. 在初始时刻 $t = 0$ s 时, 两种颗粒均分布在通道中心 4 号齿槽内. 随着时间的演化, 小颗粒在棘齿通道中的分布逐渐向右延伸, 而大颗粒的分布逐渐向左延伸. 这两种颗粒的分布曲线逐渐向棘齿通道两端上扬, 表明它们沿相反的方向输运. 以设定的颗粒投入速度, 在经过约 250 s 后, 双分散颗粒在棘齿通道中形成稳

定的反向输运, 即稳定的颗粒分离过程. 需要注意的是, 图 5 中颗粒的稳态分布在 4 号齿槽附近存在峰值, 这是由于颗粒的集体效应是颗粒能够形成定向输运的一个必要条件^[16], 随着双分散颗粒不断地流出棘齿通道, 必须要在 4 号齿槽处持续不断地补充足够的颗粒以维持颗粒的集体效应进而形成颗粒持续的定向输运. 如果停止投入颗粒, 这种持续的颗粒输运过程将中断, 这与实验结果一致^[17].

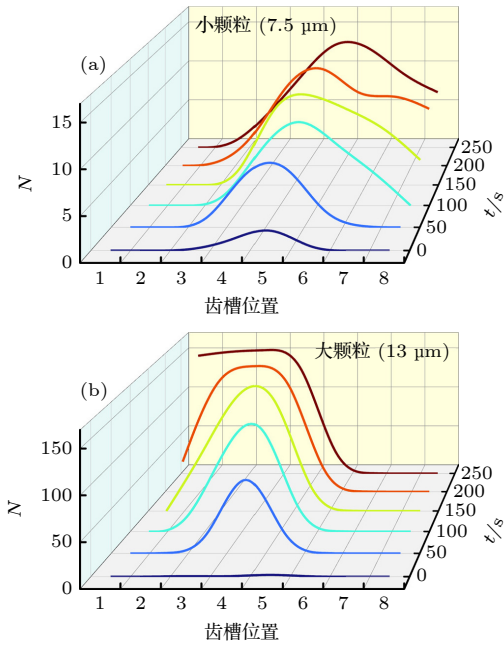


图 5 齿槽内颗粒数量分布随时间的演化 (a) 小颗粒; (b) 大颗粒. 在初始时刻, 小颗粒和大颗粒分布在投入位置 4 号齿内. 随着持续的加入双分散颗粒, 小颗粒沿棘齿通道逐渐向右输运, 大颗粒逐渐向左输运. 以设定的颗粒投入速率, 约 250 s 后颗粒分布达到稳态, 形成持续的颗粒分离过程

Fig. 5. Particle number distribution of (a) small dust particles and (b) large dust particles. The small dust particles and the large dust particles are concentrated in the No. 4 ratchet unit at the initial moment. However, the small dust particles gradually transport toward the right, while the large dust particles toward the left. The steady state of particle separation is formed after about 250 s with the certain injected rate.

不同尺寸的尘埃颗粒在棘齿通道中的悬浮高度不同, 如图 6 所示. 对于模拟中使用的半径为 $7.5\ \mu\text{m}$ 和 $13\ \mu\text{m}$ 的尘埃颗粒, 在给定的等离子体条件下, 小颗粒沿图 6 中红色曲线悬浮于下极板上方约 $z = 10\ \text{mm}$ 左右, 呈单链状分布, 大颗粒 (蓝色) 悬浮在 $z = 9\ \text{mm}$ 附近, 表现出一定的聚集性. 这是由于大颗粒悬浮高度较低, 受到的棘轮势阱较深, 因此在单个棘轮势阱中可以容纳更多的大颗

粒. 呈链状分布的小颗粒基本沿图 6 中的红色实线向 y 正方向运动. 对于分布在势阱底部的大颗粒, 很难形成快速的定向运动, 它们通常是在与其他大颗粒相互作用后逐渐爬升到棘轮势阱上部后才会进入相邻的棘轮势阱, 形成定向输运. 棘轮势阱上部的大颗粒一般比较容易形成定向输运, 通过追踪多个大颗粒发现其基本沿图 6 中蓝色虚线所示运动轨迹向 y 负方向输运.

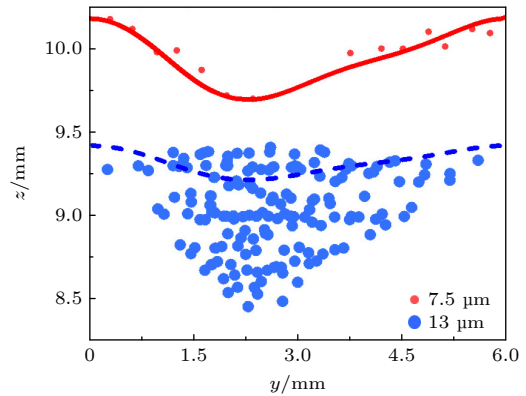


图 6 单个齿槽内双分散颗粒的竖直空间分布. 小颗粒 (红球) 分布在距离下极板较高位置约 $10\ \text{mm}$ 处, 大颗粒 (蓝球) 分布在较低位置约 $9\ \text{mm}$ 处. 红色实线和蓝色虚线分别表示小颗粒和大颗粒沿棘齿通道 x 方向的平均输运轨迹

Fig. 6. Vertically spatial distribution of bi-dispersed dust particles in a single ratchet unit. Small particles (red balls) are distributed above the lower electrode with a height about $10\ \text{mm}$, while large particles (blue balls) with a height about $9\ \text{mm}$. Here, the red solid line and the blue dash line show the average transport trajectory of small particles and large particles, respectively.

双分散颗粒的反向输运机制可以通过对其在三维坐标系中的受力分析进行研究. 在竖直 z 方向上, 尘埃颗粒的重力与下极板鞘层电场力平衡, 悬浮在下极板上方一定的平衡高度上. 在 x 方向上, 带电的尘埃颗粒受抛物势作用而被约束在棘齿通道中心 (如图 2, 图 3 所示). 在 y 方向上, 尘埃颗粒受到棘轮势的作用 (图 3). 对于悬浮于不同平衡高度处的大颗粒和小颗粒, 它们受到的 y 方向的棘轮势不同. 图 7 给出了小颗粒和大颗粒在反向输运过程中受到的电势变化, 即图 7 中红色实线和蓝色虚线分别为图 6 中两种颗粒运动轨迹红色实线和蓝色虚线上的电势. 由图 7 可见, 小颗粒和大颗粒在输运过程中均受到 y 方向棘轮势的作用, 此棘轮势产生的 y 方向的电场 $E_y = -\partial U / \partial y$ 引起等离子体中正离子形成离子流, 进一步, 该离子流作用到尘

埃颗粒上产生离子拖拽力 F_i . 显然, E_y 和 F_i 在棘轮势阱的两侧的符号相反. 然而, 由于棘轮势具有不对称性, 非平衡的离子拖拽力在单个棘轮势中的积分 $f_{iy} = \int_0^L F_i dx$ 并不为零, 由此造成在单个棘轮势中作用在尘埃颗粒上的离子拖拽力的合力不为零, 进而驱动尘埃颗粒形成定向输运. 尘埃颗粒的输运方向取决于受到的棘轮势的不对称取向, 从图 7 可以发现, 悬浮在不同高度处的双分散颗粒受到的棘轮势的不对称取向恰好相反, 因此, 这两种尘埃颗粒必定沿相反的方向输运, 这是尘埃等离子体棘轮中双分散颗粒分离的根本机制.

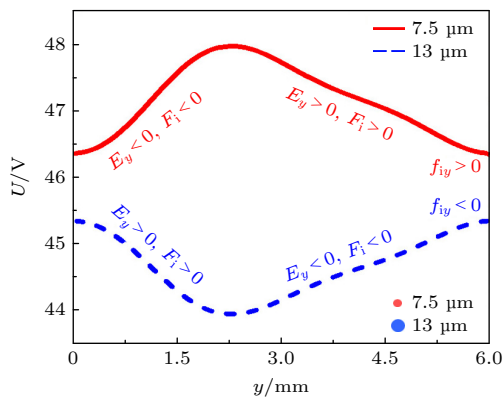


图 7 单个齿槽内颗粒输运轨迹上的电势变化. 红色实线和蓝色虚线分别代表图 6 中小颗粒和大颗粒有效输运高度处红色实线和蓝色虚线上的电势. 棘轮势两侧的电场 E_y 和离子拖拽力 F_i 符号相反. 小颗粒受到的离子拖拽力合力 f_{iy} 与大颗粒受到的离子拖拽力合力符号相反, 造成这两种尘埃颗粒沿相反方向输运.

Fig. 7. The potential variation on average transport trajectory in a single ratchet unit. The red solid line and the blue dash line represent the electric potential on the average transport trajectories in Fig 6, respectively. Ion drag forces f_{iy} on small dust particles and large dust particles are opposite, which make the two sizes of dust particles transport toward the opposite direction.

4 结 论

针对尘埃等离子体棘轮中的颗粒分离实验, 通过建立尘埃等离子体直棘轮三维模型复现了实验现象, 研究了这种双分散颗粒分离的物理机制. 首先, 通过流体模拟和双正弦函数插值获得了棘齿通道内的等离子体参量的三维分布, 进一步考虑尘埃颗粒在棘齿通道中的受力并建立 Langevin 方程, 对颗粒分离过程进行了数值模拟, 成功地重现了双分散颗粒分离现象. 研究结果表明: 不同尺寸的尘

埃颗粒在棘齿通道中的竖直悬浮高度不一样, 它们各自的悬浮高度上受到的沿棘齿通道方向的棘轮势的不对称取向是相反的, 由于棘轮势的不对称取向决定了离子流方向, 进而影响离子拖拽力方向, 最终造成这两种尘埃颗粒沿棘齿通道以相反的方向输运, 实现了颗粒分离. 本文研究结果从根本上解释了尘埃等离子体棘轮中颗粒分离的物理过程, 为进一步开展多分散颗粒分离奠定了理论基础, 也为微流控、纳米技术和微米颗粒调控等相关领域研究提供了新的方向.

数据可用性说明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00011> 中访问获取.

参考文献

- [1] Hänggi P, Marchesoni F 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 387
- [2] Feynman R P, Leighton R B, Sands M 1963 *The Feynman Lectures on Physics* (Vol. 1) (America: Addison-Wesley Publishing Company) p46
- [3] Guo R X, Ai B Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 200501 (in Chinese) [郭瑞雪, 艾保全 2023 物理学报 **72** 200501]
- [4] Roeling E M, Germs W C, Smalbrugge B, Geluk E J, de Vries T, Janssen R A J, Kemerink M 2011 *Nat. Mater.* **10** 51
- [5] Park S, Song J, Kim J S 2019 *Sci. Adv.* **5** eaav3
- [6] Wilson M R, Solà J, Carlone A, Goldup S M, Lebrasseur N, Leigh D A 2016 *Nature* **534** 235
- [7] Reguera D, Luque A, Burada P S, Schmid G, Rubí J M, Hänggi P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 020604
- [8] Skaug M J, Schwemmer C, Fringes S, Rawlings C D, Knoll A W 2018 *Science* **359** 1505
- [9] Dalili A, Samiei E, Hoorfar M 2019 *Analyst* **144** 87
- [10] Hettiarachchi S, Cha H T, Ouyang L X, Mudugamuwa A, An H J, Kijanka G, Kashaninejad N, Nguyen N T, Zhang J 2023 *Lab Chip* **23** 982
- [11] Morfill G E, Ivlev A V 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1353
- [12] Du C R, Nosenko V, Thomas H M, Lin Y F, Morfill G E, Ivlev A V 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 185002
- [13] Hong X R, Duan W S, Sun J A, Shi Y R, Lü K P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2671 (in Chinese) [洪学仁, 段文山, 孙建安, 石玉仁, 吕克璞 2003 物理学报 **52** 2671]
- [14] Wang Y M, Guan M, Yu M Y 2020 *Contrib. Plasma Phys.* **60** 9
- [15] Hong Y H, Yuang C X, Jia J S, Gao R L, Wang Y, Zhou Z X, Wang X O, Li H, Wu J 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 055301
- [16] He Y F, Ai B Q, Dai C X, Song C, Wang R Q, Sun W T, Liu F C, Feng Y 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 075001
- [17] Cai Z M, Ma Z B, Zhao Y K, Liu F C, He Y F 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 194102
- [18] Wang S, Zhang N, Zhang S X, Tian M, Cai Y W, Fan W L, Liu F C, He Y F 2022 *Chin. Phys. B* **31** 065202
- [19] Brok W J M, van Dijk J, Bowden M D, Mullen J J A M,

- Kroesen G M W 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1967
- [20] Duan M Y, Jia W Z, Zhang Y Y, Zhang Y F, Song Y H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 165202 (in Chinese) [段蒙悦, 贾文柱, 张莹莹, 张逸凡, 宋远红 2023 物理学报 **72** 165202]
- [21] Melzer A 2019 *Physics of Dusty Plasma: An Introduction* (Switzerland: Springer Nature Switzerland AG) p8
- [22] Barnes M S, Keller J H, Forster J C, O'Neill J A, Coultas D K 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 313
- [23] Fortov V E, Ivlev A V, Khrapak S A, Khrapak A G, Morfill G E 2005 *Phys. Rep.* **421** 1
- [24] Wang K, Huang D, Feng Y 2019 *Phys. Rev. E* **99** 063206
- [25] Zhang R Y, Liu Y H, Huang F, Chen Z Y, Li C Y 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 075203

Three-dimensional numerical simulation of particle separation using a dusty plasma ratchet*

Tian Miao¹⁾ Yao Ting-Yu¹⁾ Cai Zhi-Min¹⁾

Liu Fu-Cheng¹⁾²⁾ He Ya-Feng^{1)2)3)†}

1) (College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

2) (Hebei Research Center of the Basic Discipline for Computational Physics, Baoding 071002, China)

3) (Key Laboratory of High-Precision Computation and Application of Quantum Field Theory of Hebei Province, Baoding 071002, China)

(Received 4 March 2024; revised manuscript received 31 March 2024)

Abstract

A ratchet can be employed to rectify randomly moving particles, generating directional transport. Taking advantage of the distinct responses of particles with different sizes to the system, bi-dispersed particles can be effectively separated. Based on previous experiments demonstrating the rectification and separation of dust particles in gas-phase plasma, a three-dimensional model is constructed to reveal the physical mechanism behind the separation of bi-dispersed dust particles here. Utilizing plasma fluid simulation and double sine function interpolation, the distribution of plasma parameters in the asymmetric ratchet channel is obtained, which is challenging to measure experimentally. Subsequently, a numerical simulation of the directional transport process of bi-dispersed dust particles in a dusty plasma ratchet is conducted by solving the Langevin equation. The results analyze the forces acting on micro-sized dust particles in the sheath and reproduce the experimental phenomenon of particle separation. The numerical simulation reveals that the bi-dispersed dust particles, suspended at different heights within the sheath, experience asymmetric potentials with opposite orientations, leading to their distinct transport and subsequent separation.

Keywords: dusty plasma, ratchet, particle separation

PACS: 52.27.Lw, 52.40.-w, 52.65.Kj

DOI: 10.7498/aps.73.20240319

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275064, 11975089), the Hebei University Natural Science Research Innovation Team Project, China (Grant No. IT2023B03), and the Postgraduate's Innovation Fund Project of Hebei University, China (Grant No. HBU2024BS007).

† Corresponding author. E-mail: heyf@hbu.edu.cn

尘埃等离子体棘轮中颗粒分离的三维模拟

田淼 姚廷昱 才志民 刘富成 贺亚峰

Three-dimensional numerical simulation of particle separation using a dusty plasma ratchet

Tian Miao Yao Ting-Yu Cai Zhi-Min Liu Fu-Cheng He Ya-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 115201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240319

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240319>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于Fokker-Planck-Landau碰撞模型的非均匀尘埃等离子体目标散射特性

Scattering characteristics of non-uniform dusty plasma targets based on Fokker-Planck-Landau collision model

物理学报. 2023, 72(6): 060201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222113>

强碰撞磁化尘埃等离子体中的漂移波

Drift wave in strong collisional dusty magnetoplasma

物理学报. 2020, 69(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200468>

热尘埃等离子体中(2 + 1)维尘埃声孤波的传播特征

Propagation characteristics of (2 + 1) dimensional dust acoustic solitary waves in hot dusty plasma

物理学报. 2022, 71(9): 095203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210902>

多组分尘埃等离子体中非线性尘埃声孤波的传播特征

Propagating characteristics of nonlinear dust acoustic solitary waves in multicomponent dusty plasma

物理学报. 2023, 72(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221843>

容性耦合硅烷等离子体尘埃颗粒空间分布的二维流体模拟

Two-dimensional fluid simulation of spatial distribution of dust particles in a capacitively coupled silane plasma

物理学报. 2023, 72(16): 165202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230686>

微重力条件下复杂等离子体中激光诱导马赫锥的三维模拟

Three-dimensional simulation of laser-induced Mach cones in complex plasmas under microgravity conditions

物理学报. 2024, 73(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231849>