

# 射频容性耦合等离子体中下极板凹槽 对尘埃颗粒集体行为的影响\*

邓锐 黄渝峰 张逸凡 张莹莹<sup>†</sup> 宋远红

(大连理工大学物理学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2025年8月5日收到; 2025年9月15日收到修改稿)

在射频容性耦合尘埃等离子体放电中, 下极板凹槽通过影响鞘层里的电势分布, 进而对尘埃颗粒的集体行为产生显著影响. 实验中通过在腔室内撒入微米级直径的尘埃颗粒, 观察到其在下电极凹槽势阱上方分层出现, 整体呈“碗状”云分布. 尘埃云的体积大小随射频功率和放电气压的变化而变化. 尘埃空洞在每层尘埃颗粒的中心出现, 其直径大小和变化受尘埃颗粒数量、射频功率和放电气压影响. 此外, 基于流体模型和尘埃粒子模型建立混合模型, 模拟发现尘埃颗粒的集体行为主要受其所受的轴向合力(考虑轴向电场力、离子拖拽力和重力)和径向合力(考虑径向电场力和离子拖拽力)决定. 实验发现, 通过在射频电极施加负直流偏压, 尘埃颗粒悬浮高度先增大后减小, 悬浮高度的变化能够较直观地反映等离子体放电从 $\alpha$ - $\gamma$ 模式的转变.

**关键词:** 射频容性耦合等离子体, 尘埃空洞, 混合模型, 负直流偏压

**PACS:** 52.65.-y, 52.27.Lw, 52.80.Pi, 52.40.Kh

**DOI:** 10.7498/aps.74.20251047

**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251047

## 1 引言

等离子体技术在能源、化工、航天等众多领域具有广泛应用. 目前, 常用的等离子体源有容性耦合等离子体源、感性耦合等离子体源、电子回旋共振等离子体源及螺旋波等离子体源等<sup>[1]</sup>. 其中, 容性耦合等离子体源结构最为简单, 由两个平板电极组成, 通过在其中一个电极上施加射频电压进行放电, 常被用作尘埃等离子体的源.

关于尘埃等离子体的研究, 最初集中在空间等离子体领域, 随着微电子工业的发展, 地面实验室条件下产生的尘埃颗粒逐渐引起人们的关注<sup>[2]</sup>. 在地面实验中, 一般将直径为微米量级的尘埃颗粒撒入放电腔室内, 尘埃颗粒在重力、电场力、离子拖拽力等合力的共同作用下悬浮在鞘层中<sup>[3]</sup>. 鞘层内

具有比较强的电场, 带负电的尘埃颗粒在鞘层内会受到指向体区的电场力作用. 鞘层内移动的离子流碰撞尘埃颗粒将产生离子拖拽力, 尘埃颗粒之间也会形成较强的库仑相互作用力<sup>[4]</sup>. 除此之外, 考虑中性粒子摩擦力和气体温度梯度的话, 尘埃颗粒还会受到中性粒子拖拽力和热泳力的作用, 但二者通常较小<sup>[5,6]</sup>. 在特殊情况下, 激光辐照力对尘埃颗粒的作用不能忽略<sup>[7]</sup>.

近年来, 有关尘埃等离子体的研究主要集中在尘埃颗粒集体行为上, 主要包括尘埃晶格<sup>[8-11]</sup>、尘埃空洞<sup>[12-14]</sup>、尘埃涡旋<sup>[15]</sup>、尘埃悬浮及输运<sup>[16-20]</sup>等. 尘埃颗粒之间存在较强的静电耦合效应, 当颗粒之间的强相互作用势大于其无规则热运动势时, 尘埃颗粒会形成有序排列的结构, 被称为“尘埃晶格”<sup>[8]</sup>. 实验中大部分观察到的尘埃晶格是平面六边形, 当尘埃数量较多时, 不可避免地出现分层,

\* 国家自然科学基金(批准号: 12275039, 12475202, 12020101005)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [yyzhang1231@dlut.edu.cn](mailto:yyzhang1231@dlut.edu.cn)

进而出现体心立方结构或者面心立方结构<sup>[21,22]</sup>. 当放电条件例如射频功率或者放电气压发生改变时, 在“尘埃云”中心区域会出现边界清晰且无尘埃存在的空洞区域, 称为“尘埃空洞”. 尘埃空洞的形成与多种因素有关, 是复杂的尘埃颗粒集体行为, 一般认为离子拖拽力是形成尘埃空洞的主要原因<sup>[12,14,23]</sup>. 此外, 通过模拟尘埃颗粒的三维运动, 发现离子拖拽力的径向梯度可能是导致“尘埃涡旋”<sup>[15]</sup>出现的主要原因. 在射频等离子体放电中, 实验和模拟同时证明了射频电压对大尺寸的尘埃颗粒悬浮高度具有一定影响<sup>[16]</sup>. 进一步加脉冲调制射频放电, 不同脉冲占空比条件下可以使大尺寸的尘埃颗粒掉落到极板, 实现不同尺寸的颗粒分离<sup>[17]</sup>. 当射频电源为双频时, 改变两个频率之间的相角差, 尘埃颗粒可从一侧极板的鞘层移动到另一侧极板的鞘层内<sup>[18,19]</sup>, 实现对尘埃颗粒的输运控制.

在半导体芯片加工过程中, 尘埃颗粒通常被视为重要的污染物和问题来源. 在等离子体刻蚀工艺中, 尘埃颗粒的产生是不可避免的. 在工艺步骤转换或者电源关闭后, 尘埃颗粒因平衡状态被打破而掉落到基片(如硅片)表面, 可能导致制造出的器件性能不达标或失效. 不少学者提出了多种诊断和控制颗粒的方法, 例如, Jeong 等<sup>[24]</sup>提出了一种利用等离子体鞘层的电势阱效应捕获并约束带负电的颗粒, 防止其被沉积到基片表面. Batryshev 等<sup>[25]</sup>通过在下极板上设计不同形状的凹槽, 实现了尘埃颗粒的输运和提取. He 等<sup>[26]</sup>使用锯齿型棘轮电极, 通过改变放电气压和功率, 实现了不同大小颗粒的定向移动. 尽管在传统刻蚀工艺中尘埃颗

粒是有害的, 但研究人员也在积极探索利用尘埃颗粒的集体行为来实现特定材料的制备, 比如 Ivanov 等<sup>[27]</sup>提出了在射频放电中通过约束微米级尘埃颗粒的运动, 并结合磁控溅射技术在颗粒表面沉积金属涂层, 以制备具有特定功能的复合材料.

随着半导体制造工艺的发展, 为了满足工业领域对高密度均匀等离子体的需求, 研究人员在下极板上设计了多个圆柱形空心凹槽<sup>[28,29]</sup>, 凹槽直径从几毫米到几厘米不等, 其深度和内径相当. 带有凹槽的电极对半导体工艺参数有了很大提升, 然而, 下极板凹槽上方的鞘层区也会产生明显势阱, 进而影响尘埃颗粒在鞘层内的集体行为.

针对射频容性耦合等离子体放电中下极板有圆柱形凹槽的情况, 本文基于实验和理论模型, 研究了放电气压和射频功率对尘埃颗粒集体行为的影响, 着重分析了尘埃颗粒的空间分布. 此外, 实验研究了下极板施加直流负偏压情况下, 尘埃颗粒的轴向位置变化情况, 希望本研究结果对于半导体芯片加工过程中的尘埃颗粒污染问题提供一定帮助.

## 2 实验装置

本实验采用射频容性耦合等离子体放电装置, 示意如图 1 所示. 真空腔室由不锈钢材料制成, 内径 370 mm, 高 155 mm, 腔室正上方有一直径为 170 mm 的圆形玻璃观察窗, 用于俯视观察尘埃颗粒分布, 同时腔室侧壁有若干玻璃观察窗. 下极板直径 200 mm, 为了减小极板与腔室侧壁之间放电,

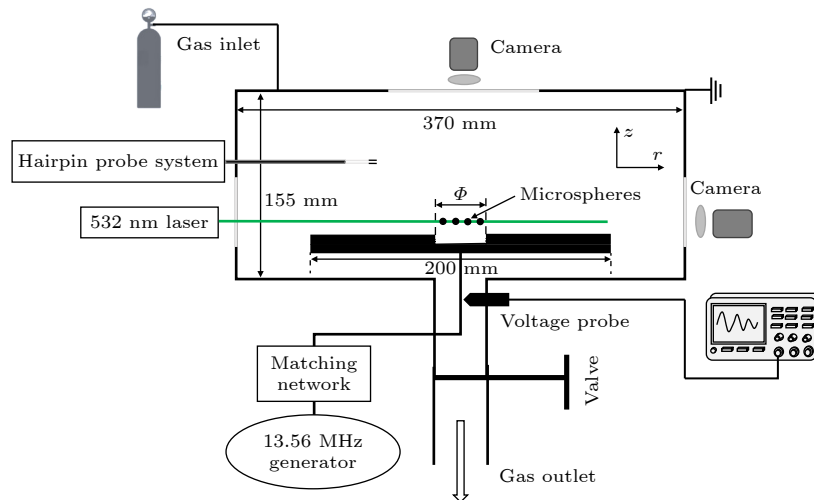


图 1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

下极板四周使用聚四氟乙烯包裹. 下电极中心有一个圆柱形空心凹槽, 凹槽直径 20 mm 或 40 mm, 深 2 mm. 下极板通过匹配器连接频率为 13.56 MHz 的射频电源, 电源输出功率 2—60 W 之间, 整个腔室壁接地. 实验中使用纯度为 99.99% 的氩气 (Ar) 放电, 机械泵和分子泵组合抽气使腔内气压维持在 5—140 Pa 之间. 实验中撒入直径为 6.1  $\mu\text{m}$  的尘埃颗粒 (三聚氰胺甲醛树脂), 其密度为 1.51  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 质量为  $1.79 \times 10^{-10}$  g. 腔室侧面观察窗外放置可上下移动的激光器 (波长 532 nm) 用于照亮尘埃颗粒, 激光功率 100 mW. 实验中使用发卡探针<sup>[30]</sup>测量电子密度, 该探针由直径 0.3 mm 的钨丝制成, 两个尖端的长度为 35 mm, 相距 3 mm, 其测量原理详见参考文献<sup>[31]</sup>.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 尘埃颗粒空间分布

当下极板凹槽直径  $\phi = 20$  mm, 射频功率 2 W, 气压 8 Pa 的条件下, 由腔室侧面的高清相机

拍摄的尘埃颗粒空间分布如图 2(a) 所示, 尘埃颗粒在鞘层中整体呈“碗状”云分布. 为了便于分析功率和气压对尘埃颗粒分布的影响, 用不同颜色的线条将尘埃云的外部轮廓圈出, 如图 2(b)、图 3(a) 所示. 实验发现, 当固定气压 5 Pa, 射频功率由 2 W 增至 10 W 的过程中, 尘埃颗粒整体向上移动, 且尘埃云体积被压缩, 如图 2(b) 所示.

为了解释以上实验现象的物理机制, 基于流体模型<sup>[32]</sup>和粒子模型的方法, 建立了混合模型. 其中等离子体流体模型由连续性方程、动量平衡方程、能量守恒方程和泊松方程组成, 考虑的粒子包括电子 (e)、氩原子 (Ar) 和氩离子 ( $\text{Ar}^+$ ). 尘埃颗粒所受的电场力  $F_E$ 、离子拖拽力  $F_I$ 、中性粒子拖拽力  $F_n$  由流体模型计算得到, 详见文献<sup>[33,34]</sup>所述. 其中电场力为  $F_E = Q_d \cdot \bar{E}$ ,  $Q_d$  为尘埃颗粒所带电荷量, 由轨道限制理论 (OML)<sup>[33]</sup>得到,  $\bar{E}$  为射频周期平均电场. 离子拖拽力为  $F_I = F_I^c + F_I^o$ , 由收集力  $F_I^c$  和轨道力  $F_I^o$  两部分组成<sup>[35]</sup>. 收集力指的是离子碰撞到尘埃颗粒表面被吸收产生的力, 轨道力指的是离子在与尘埃颗粒相互作用时动量交换产

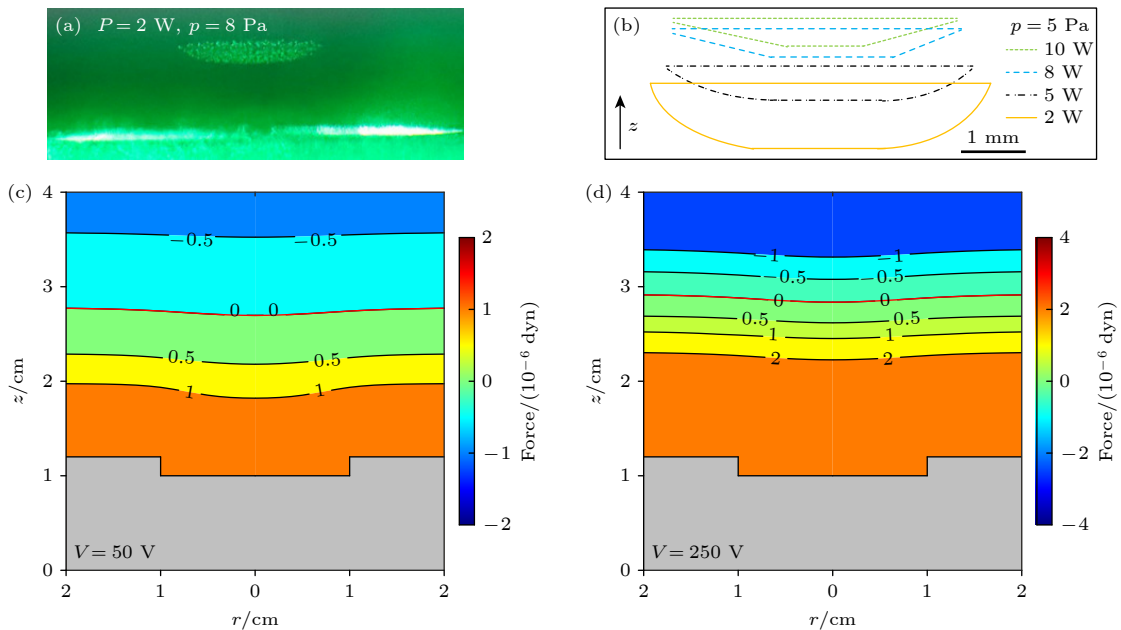


图 2 (a) 射频功率 2 W, 放电气压 8 Pa 时, 高清相机拍摄的尘埃颗粒空间分布侧视图; (b) 气压 5 Pa, 功率由 2 W 增至 10 W 时, 侧面观察尘埃颗粒空间分布轮廓图; (c), (d) 气压 5 Pa, 射频电压分别为 50 V 和 250 V 时 (对应实验中的射频功率增大), 模拟得到的尘埃颗粒所受轴向合力图 (考虑重力、电场力以及离子拖拽力), 图中粗红线代表尘埃颗粒轴向合力为 0 的位置. 凹槽直径  $\phi = 20$  mm,  $1 \text{ dyn} = 10^{-5} \text{ N}$

Fig. 2. (a) Side-view spatial distribution of dust particles captured by a high-resolution camera under 2 W RF power at 8 Pa discharge pressure; (b) lateral profiles of dust distributions observed during RF power from 2 W to 10 W at fixed 5 Pa; (c), (d) simulated resultant axial force profiles acting on dust particles (considering gravitational, electric field, and ion drag forces) at 5 Pa with RF voltages of 50 V and 250 V (corresponding to increased RF power in experiments); bold red lines indicate positions of zero axial resultant force. The groove diameter is  $\phi = 20$  mm.

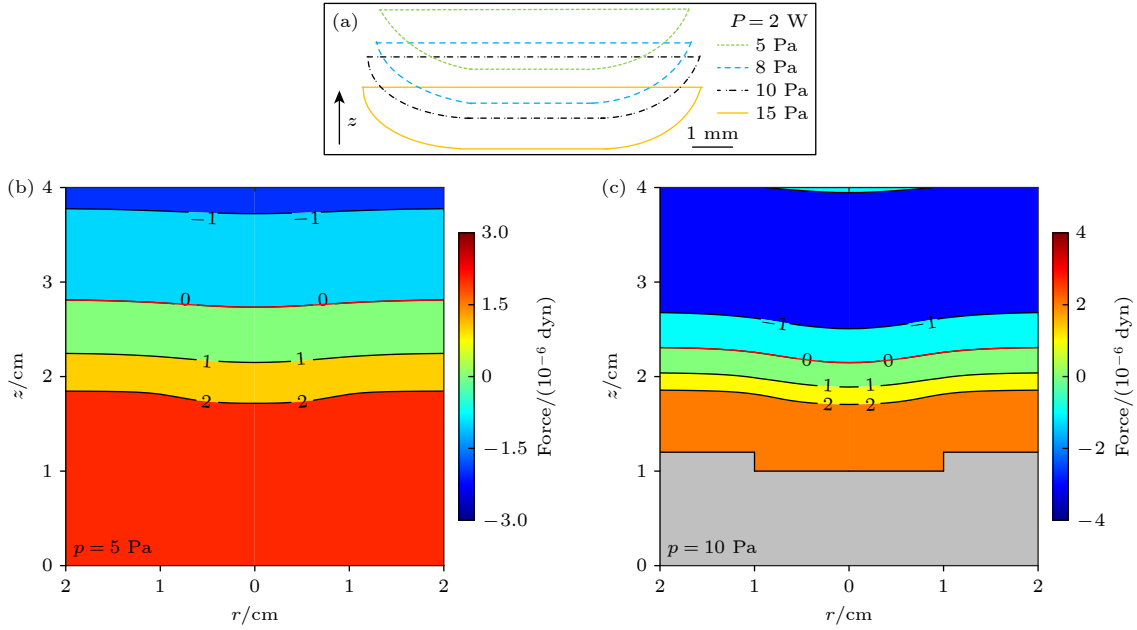


图 3 (a) 功率 2 W, 气压由 5 Pa 增至 15 Pa 时, 侧面观察尘埃颗粒空间分布轮廓图; (b), (c) 射频电压 50 V (对应射频功率 2 W), 气压分别为 5 Pa 和 10 Pa 时, 模拟得到的尘埃颗粒所受轴向合力图 (考虑重力、电场力以及离子拖拽力), 图中粗红线代表尘埃颗粒轴向合力为 0 的位置. 凹槽直径  $\phi = 20$  mm

Fig. 3. (a) Lateral profiles of dust distributions observed with the pressure increasing from 5 Pa to 15 Pa, under a fixed power of 2 W; (b), (c) simulated resultant axial force profiles acting on dust particles (considering gravitational, electric field, and ion drag forces) with fixed RF voltage of 50 V (corresponding to 2 W RF power) at 5 Pa and 10 Pa, respectively; bold red lines indicate positions of zero axial resultant force. The groove diameter is  $\phi = 20$  mm.

生的力. 尘埃颗粒粒子模型主要考虑粒子所受重力和粒子之间的相互作用力, 假设尘埃颗粒为密度均匀的小球, 其相互作用力  $F_{\text{int}}$  [36] 用 Yukawa 势描述:

$$F_{\text{int}} = - \sum \nabla \phi_{i,j} = - \sum \frac{Q_i Q_j}{4\pi\epsilon_0} \exp\left(-\frac{d}{\lambda_D}\right) \left(-\frac{1}{d^2} - \frac{1}{d\lambda_D}\right), \quad (1)$$

$$\phi_{i,j} = \frac{Q_i Q_j}{4\pi\epsilon_0 d} \exp\left(-\frac{d}{\lambda_D}\right), \quad (2)$$

其中  $\phi_{i,j}$  为尘埃颗粒  $i$  和  $j$  之间的相互作用势;  $Q_i, Q_j$  分别是尘埃颗粒  $i$  和  $j$  的电荷量;  $\epsilon_0$  为真空介电常量;  $d$  为两个尘埃颗粒之间的距离;  $\lambda_D$  为电子德拜长度.

值得注意的是, 以上理论模型只单向计算了等离子体对尘埃颗粒的作用, 当尘埃颗粒数量较多时 ( $10^4$  以上), 尘埃颗粒表面通过捕获大量电子可能会显著降低电子密度, 进而对等离子体放电产生影响 [37]. 此时无论模拟还是实验, 均应考虑尘埃颗粒和等离子体之间的相互作用. 由于本文研究中撒入的尘埃颗粒数量较少 ( $10^2$ — $10^3$  个), 因此忽略了尘埃颗粒对等离子体的影响.

基于以上模型研究了随着射频电压增大尘埃

颗粒所受轴向合力的变化情况, 考虑到的轴向力包括重力、电场力以及离子拖拽力, 如图 2(c), (d) 所示. 模拟发现, 随着放电电压由 50 V 增至 250 V (对应实验中的射频功率增大), 尘埃颗粒轴向合力为零的位置 (即尘埃颗粒所处位置, 图中红线所示) 略微向上移动, 说明随着功率增大, 鞘层内电场增强, 尘埃颗粒整体向上移动. 此外, 随着电压增大, 尘埃颗粒轴向合力的梯度增大, 导致尘埃颗粒空间分布在轴向上明显被压缩.

图 3(a) 给出了尘埃云外部轮廓随着气压增大的变化情况, 固定射频功率 2 W, 气压分别为 5, 8, 10, 15 Pa. 由图 3 可知, 随着气压增大, 尘埃颗粒整体向下移动, 但尘埃云体积变化不大. 为了解释以上现象, 同样基于建立的混合模型, 模拟了气压分别为 5 Pa 和 10 Pa 时, 尘埃颗粒所受轴向合力的情况, 考虑到的轴向力包括: 重力、电场力以及离子拖拽力, 如图 3(b), (c) 所示. 可以看出, 随着气压增大, 尘埃颗粒轴向受力为零的曲线 (图中红线所示) 明显向下移动, 因此尘埃云整体下移. 但是, 尘埃所受的轴向合力梯度明显增大, 这似乎无法解释实验中观察到的尘埃云体积几乎不变的现象. 这可能是由于在模拟过程中未考虑尘埃颗粒之

间的库仑排斥作用, 当气压增大时, 尘埃颗粒之间具有较强的库仑排斥力, 其抵消了尘埃颗粒所受轴向合力梯度的增大, 因此实验中观察到的尘埃云体积变化并不大.

### 3.2 尘埃空洞

尘埃颗粒之间由于具有较强的库仑排斥作用, 沿腔室径向方向形成尘埃晶格, 轴向方向会出现分层, 通过上下调节照明激光, 可以观察到每层尘埃颗粒的集体行为. 在一定条件下, 通过腔室正上方的高清相机, 可以俯视观察到尘埃颗粒中心出现“尘埃空洞”, 空洞大小随着气压和功率的变化而变化. 图 4 给出了放电气压 7 Pa, 射频功率从 4 W 增至 6 W 时观察到的最上层和下层尘埃空洞现象, 下极板凹槽直径均为 40 mm. 由图 4 可知, 尘埃空洞最先在下层尘埃颗粒中心出现, 随着功率增大, 上层颗粒中心才逐渐出现空洞.

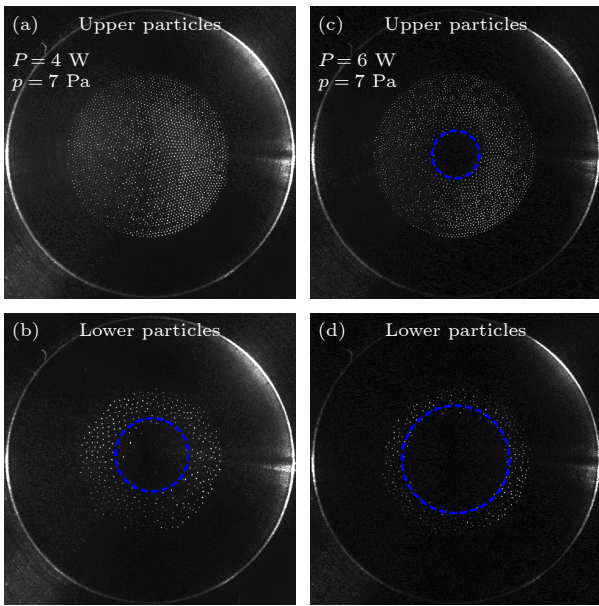


图 4 放电气压 7 Pa, 射频功率分别为 4 W (a), (b) 和 6 W (c), (d) 时, 高清相机拍摄到的最上层和下层尘埃颗粒空洞现象, 凹槽直径  $\phi = 40$  mm

Fig. 4. Void formations in the uppermost and lowermost dust particle layers are experimentally observed via a high-resolution camera under RF powers of 4 W (a), (b) and 6 W (c), (d), at 7 Pa. The groove diameter is  $\phi = 40$  mm.

尘埃空洞最先在下层尘埃颗粒中心出现, 这主要是由于尘埃颗粒的数量是影响尘埃空洞出现的重要因素之一. 图 5 给出了尘埃空洞出现时的临界气压和临界功率随着尘埃数量的变化情况. 为了防止实验条件改变对参与计数的尘埃颗粒数量造成

影响, 此时实验中的尘埃颗粒为严格的单层颗粒. 由图 5 可知, 当固定气压为 6 Pa 时, 尘埃数量越少出现尘埃空洞时对应的临界功率越低, 尘埃数量越多出现尘埃空洞对应的临界功率越高. 当固定功率为 4 W 时, 具有同样的规律. 由图 4 可知, 下层尘埃颗粒数量明显少于上层颗粒数量, 因此下层尘埃颗粒中心容易先出现空洞.

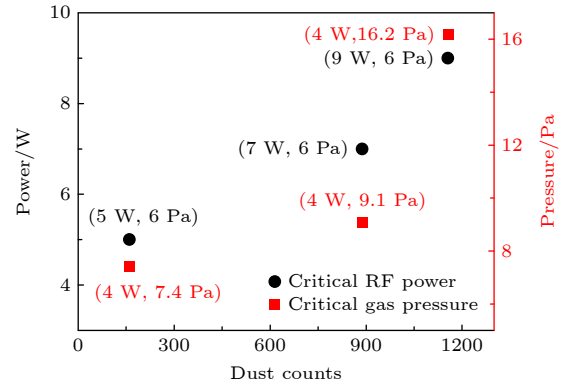


图 5 出现尘埃空洞时的临界功率 (固定气压 6 Pa) 和临界气压 (固定功率 4 W) 分别随尘埃数量的变化情况

Fig. 5. Critical RF power (at fixed 6 Pa) and critical pressure (at fixed 4 W) for void formation exhibit distinct dependencies on the dust counts.

接下来, 从尘埃颗粒受力角度解释尘埃空洞随着功率增大的变化情况. 图 6 采用混合模型模拟了放电气压 7 Pa, 射频电压分别为 50 V 和 75 V 时 (对应实验中射频功率 4 W 和 6 W), 尘埃颗粒所受径向合力的变化情况, 考虑的径向力包括电场力和离子拖拽力. 图 6 中红色实线表示尘埃颗粒所受轴向合力为零的位置, 其与径向合力为零的曲线交叉点, 即为尘埃颗粒的平衡位置. 当尘埃颗粒所受径向合力大于零时, 表示合力的方向指向腔室外, 即指向腔室外的离子拖拽力大于指向腔室内的电场力, 此时易出现尘埃空洞. 由图 6 可知, 随着功率增大, 尘埃颗粒所受径向合力略微增大; 从局部图 6(b), (d) 容易看出, 平衡位置处的尘埃颗粒对应的径向坐标值增大, 说明功率越大, 尘埃颗粒向腔室外移动, 即形成尘埃空洞. 而对于最上层尘埃颗粒来说, 由于数量较多, 需要功率增至足够大时, 才能出现空洞.

通常情况下, 尘埃空洞的直径随着放电气压或者射频功率的增大而增大, 文献 [38] 已给出详细的研究, 而当下极板凹槽直径较小时, 尘埃空洞则表现出不同寻常的集体行为. 图 7 给出了下极板凹槽

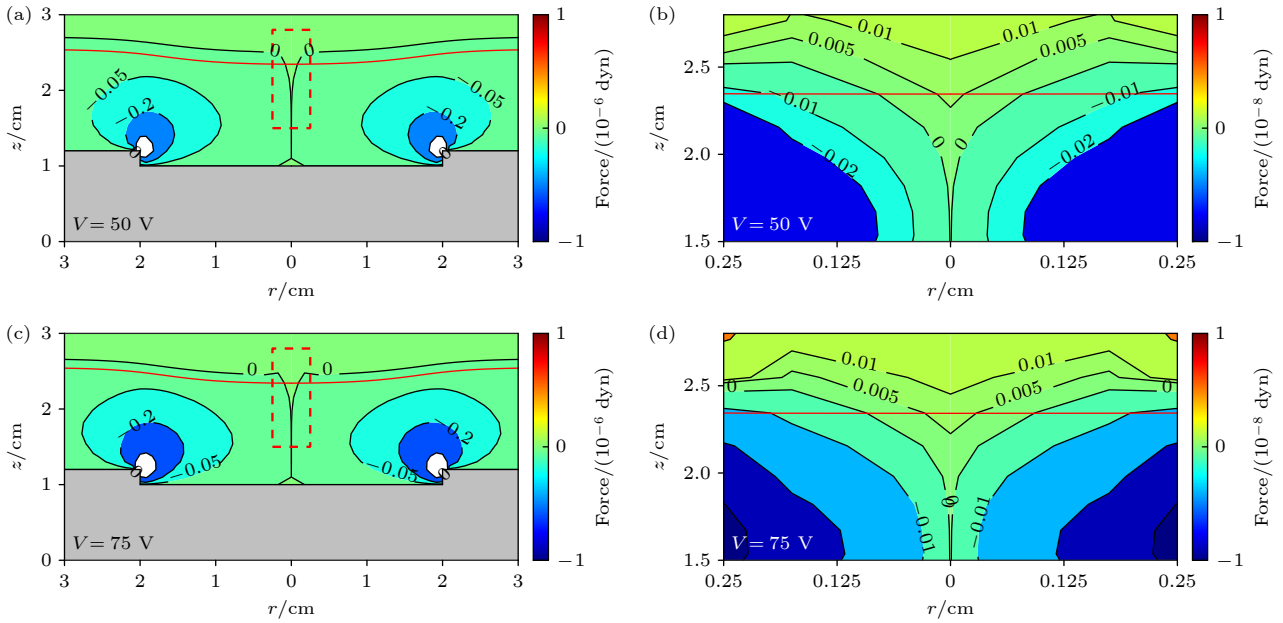


图6 气压7 Pa, 射频电压分别为(a) 50 V和(c) 75 V(对应实验射频功率4 W和6 W)时, 采用流体模拟得到的尘埃颗粒径向合力图; (b), (d) 分别对应为(a), (c) 红虚线区域内放大后的局部图. 凹槽直径 $\phi = 40$  mm

Fig. 6. Resultant axial force diagrams of dust particles obtained from fluid simulation under (a) 50 V and (c) 75 V (corresponding to experimental RF powers of 4 W and 6 W, respectively), at fixed 7 Pa; (b), (d) the magnified localized diagrams in the region of the dashed line shown in panel (a), (c), respectively. The groove diameter is  $\phi = 40$  mm.

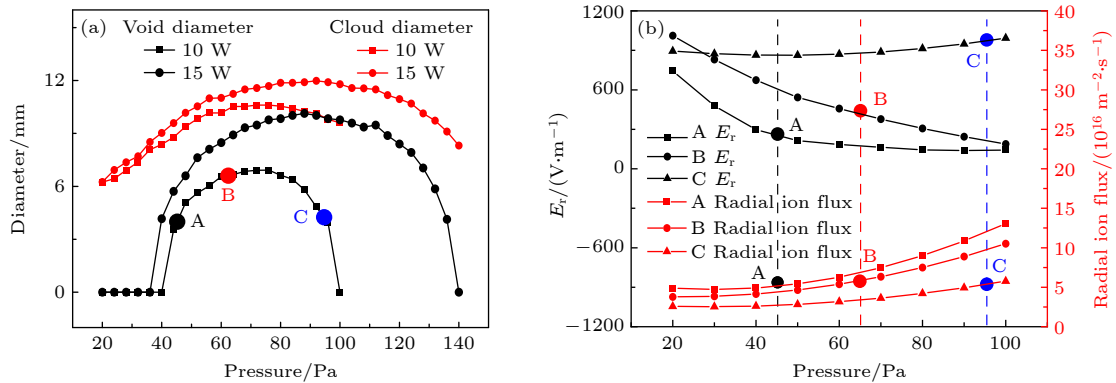


图7 (a) 射频功率10 W和15 W时, 空洞直径和尘埃云外径随气压的变化; (b) A, B, C三点处的尘埃颗粒所受径向电场( $E_r$ )和径向离子通量随气压的变化. 凹槽直径为20 mm, 尘埃云由几百个粒子组成

Fig. 7. (a) Variations in void diameter and dust cloud outer diameter with pressure under 10 W and 15 W; (b) radial electric field ( $E_r$ ) and radial ion flux at positions A, B, and C as a function of pressure. The groove diameter is  $\phi = 20$  mm, the dust cloud consists of several hundred particles.

直径20 mm, 射频功率分别为10 W和15 W时, 最上层尘埃颗粒形成的空洞直径, 以及尘埃云外径随着气压增大的变化情况. 尘埃云的外径是指尘埃空洞加上尘埃颗粒分布的区域. 由图7(a)中黑方点线所示, 在射频功率为10 W的条件下, 尘埃颗粒在气压40 Pa时开始出现空洞, 并且尘埃空洞的直径随着气压增大迅速增大, 到达最大值后, 随着气压继续增大, 尘埃空洞直径反而逐渐减小, 当气压为100 Pa时空洞消失. 射频功率为15 W时, 具

有相似的变化规律, 只是尘埃空洞比功率为10 W时更早出现(即对应的临界气压较低), 而比功率为10 W时更晚消失(即对应的临界气压较高), 如图7(a)中黑圆点线所示. 同样, 随着气压增大, 尘埃云的外径也出现了先增大后减小的变化趋势, 如图7(a)中红线所示.

为了从尘埃颗粒受力角度解释以上实验现象, 当射频功率为10 W时, 以凹槽中心为坐标原点, 分别选取径向位置为5 mm, 轴向位置分别为5 mm,

4 mm 和 2 mm 处的 3 个点, 标记为 A, B, C 三点. 需要说明的是, A, B, C 三点轴向位置的选取对应于气压分别为 45 Pa, 65 Pa, 95 Pa 时, 实验中观察到的尘埃颗粒层所处的轴向位置. 为了理论分析方便, 假设 A, B, C 三点均有一尘埃颗粒, 通过 COMSOL 模拟分别得到了每个点的径向电场 ( $E_r$ ) 和径向离子通量 (radial ion flux)(对应尘埃颗粒受到的离子拖拽力) 随着气压增大的变化情况. 重点关注当气压为 45 Pa 时 A 点、65 Pa 时 B 点和 95 Pa 时 C 点的尘埃颗粒受到的径向电场力和径向离子拖拽力情况, 如图 7(b) 所示. 对于 A, B 两点处的尘埃颗粒, 其受到的径向电场力较弱, 而径向离子拖拽力较强, 如图中黑色和红色的方点、圆点所示. 当指向腔室外的径向离子拖拽力大于反方向的径向电场力时, 尘埃颗粒向腔室外移动, 即尘埃空洞出现并增大. 然而, 对于 C 点的尘埃颗粒来说, 其轴向位置较低, 容易受下极板凹槽引起的径向电场力的影响. 当气压为 95 Pa 时, C 点的径向电场力明显高于 A, B 两点, 而径向离子拖拽力则较弱, 如图 7(b) 中黑色三角点线所示. 如果径向电场力大于径向离子拖拽力时, 尘埃颗粒向腔室中心移动, 尘埃空洞则会逐渐消失.

当射频功率从 10 W 增至 15 W 时, 尘埃颗粒整体向上移动, 下极板凹槽引起的径向电场力强度有所减小, 离子拖拽力相对变大, 因此尘埃空洞在较低气压条件下即可出现 (小于 40 Pa), 如图 7(a) 中黑圆点所示. 相应地, 要使尘埃空洞消失, 尘埃颗粒需要下降到足够低, 径向电场力才有可能大于离子拖拽力, 这就需要更高的气压条件实现, 因此功率为 15 W 时尘埃空洞消失对应的临界气压较高 (140 Pa).

综上, 下极板凹槽对鞘层区电势分布具有较大影响, 进一步影响了尘埃颗粒所受径向电场力, 径向电场力和径向离子拖拽力的合力对尘埃颗粒的集体行为, 即尘埃空洞的产生和消失起主要作用.

### 3.3 外加负直流偏压

等离子体刻蚀是芯片制造过程中的重要环节, 负直流偏压叠加载射频容性耦合等离子体源可以改善刻蚀过程中出现的刻蚀扭曲、旁刻等现象<sup>[21]</sup>. 负直流偏压主要是通过吸引高能离子轰击电极产生高能二次电子, 二次电子抑制了刻蚀槽底部的离子充电效应. 此时, 由二次电子发射引起的电离来维

持的放电, 称为等离子体  $\gamma$  放电模式<sup>[39]</sup>. 除此之外, 由鞘层扩张产生的高能电子引发的电离维持的放电, 称为  $\alpha$  放电模式<sup>[40]</sup>. 通过增大射频电压或气压, 或者施加负直流偏压的方法, 可以引起  $\alpha$ - $\gamma$  模式之间的转变<sup>[41]</sup>, 即可获得大量的高能二次电子. 为了观察到  $\alpha$ - $\gamma$  放电模式的转变, 可以使用发卡探针测量<sup>[30]</sup> 等离子体密度的变化, 也可以使用相分辨发射光谱 (PROES)<sup>[42]</sup> 获得电子激发速率时空分布图像.

若有尘埃颗粒存在的情况下, 则可通过观测尘埃颗粒的悬浮高度, 更加直观地反映等离子体放电模式的转变. 为了实现以上目的, 本文采用典型的 CCP 放电腔室, 由上下两个直径均为 200 mm 的不锈钢圆形极板组成, 上极板和腔室壁接地, 下极板接 13.56 MHz 的射频电源和负直流偏压电源, 极板间距 30 mm. 放电气压为 60 Pa, 射频电压分别为 100 V, 200 V 时, 通过不断增大负直流偏压值  $|V_{dc}|$ , 得到尘埃颗粒的轴向位置 (距离下极板高度) 随  $|V_{dc}|$  的变化曲线, 如图 8(a) 所示. 为了验证模式转变与负直流偏压  $|V_{dc}|$  的关系, 在保证其他条件不变, 不撒入尘埃颗粒的情况下, 使用发卡探针<sup>[31]</sup> 测量腔室中心处的等离子体密度随  $|V_{dc}|$  的变化曲线, 如图 8(b) 所示.

由图 8(a), (b) 可以发现, 随着  $|V_{dc}|$  的增大, 尘埃颗粒悬浮高度变化的拐点和等离子体密度变化的拐点基本一致. 随着  $|V_{dc}|$  的增大, 驱动电极侧形成的直流鞘层逐渐变厚, 等离子体体区被压缩, 尘埃颗粒悬浮高度逐渐增大, 等离子体密度有所下降. 当  $|V_{dc}|$  增至一定值时, 二次电子在鞘层中的雪崩过程变得显著, 电子密度快速升高, 驱动电极侧鞘层变薄, 尘埃颗粒的悬浮高度也相应地下降, 此时放电从  $\alpha$  模式转变为  $\gamma$  模式主导. 值得注意的是, 电子密度变化的拐点和尘埃颗粒悬浮高度变化的拐点对应的直流偏压值有所不同. 这主要是由于尘埃颗粒的悬浮高度与鞘层电压降成正比, 而鞘层电压降不仅和等离子体密度有关, 射频电压和直流负偏压等也是影响鞘层电压降的重要因素. 此外, 对于不同的射频电压幅值, 尘埃颗粒的悬浮高度由升高到下降的拐点也不同, 即射频电压越大, 尘埃颗粒悬浮高度的拐点所对应的  $|V_{dc}|$  越小, 也就是说模式转变在较低的  $|V_{dc}|$  条件下发生, 这与文献<sup>[43]</sup> 结论一致. 这主要是由于在较大的射频电压幅值下, 鞘层的电压降变大, 二次电子在较低的  $|V_{dc}|$  下就可以达到同样的雪崩电离效果.

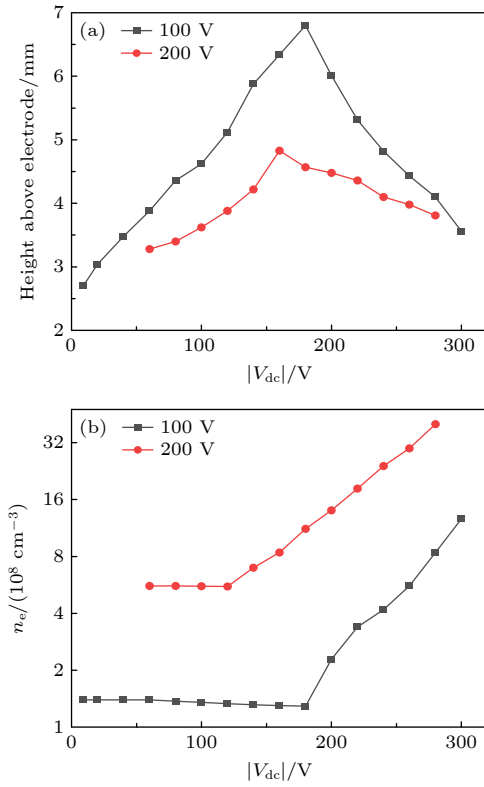


图 8 气压 60 Pa, 射频电压 100 V 和 200 V 时, (a) 尘埃颗粒距离下极板高度以及 (b) 放电中心的电子密度随直流负压  $|V_{dc}|$  的变化  
 Fig. 8. (a) Height of dust particles above the lower electrode and (b) the electron density at the chamber center as a functions of the DC  $|V_{dc}|$  under 100 V and 200 V, at fixed 60 Pa.

## 4 结 论

在射频容性耦合尘埃等离子体放电中, 当下极板有一直径较小的圆柱形凹槽时, 受较强径向电场力的作用, 尘埃颗粒表现出不同寻常的集体行为. 实验发现, 尘埃颗粒在鞘层内呈“碗状”云分布, 尘埃云的垂直高度随着射频功率减小或者气压增大整体向下移动. 基于流体模型和粒子模型建立了混合模型, 模拟发现尘埃颗粒的轴向空间分布主要和尘埃所受轴向电场力、离子拖拽力和重力等合力有关, 射频功率和放电气压主要通过影响尘埃颗粒所受轴向合力的大小及变化梯度, 进而影响尘埃颗粒的轴向位置和“尘埃云”的体积变化. 对于分层出现的尘埃颗粒, 每一层的尘埃颗粒径向分布也不相同, 实验发现下层尘埃颗粒中心最先出现空洞, 通过增大射频功率, 上层尘埃颗粒中心再逐渐出现空洞. 同样采用混合模型模拟表明, 尘埃空洞的出现与尘埃颗粒所受径向电场力和离子拖拽力的合力

以及尘埃颗粒的数量有关. 下层尘埃颗粒由于数量较少, 因此最先出现空洞, 上层尘埃颗粒数量较多, 需要更大的径向离子拖拽力, 才能出现空洞. 当下极板凹槽直径较小时, 随着放电气压的增大, 尘埃空洞的直径呈现先增大、后减小并最终消失的趋势. 模拟表明, 较小的凹槽直径对尘埃颗粒所受径向电场力有较大影响, 径向电场力和径向离子拖拽力的合力对尘埃的集体行为, 即尘埃空洞的产生和消失起主要作用. 最后实验发现, 负直流偏压叠加射频电源放电时, 尘埃颗粒悬浮高度出现先增大后减小的变化趋势, 直观反映了等离子体放电模式从  $\alpha$  到  $\gamma$  模式的转变. 因此, 在一定的放电条件下, 悬浮的尘埃颗粒可起到探针作用, 侧面反映等离子体放电状态的变化.

## 参考文献

- [1] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges & Materials Processing* (New York: Wiley)
- [2] Selwyn G S, Singh J, Bennett R S 1989 *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** 2758
- [3] Wood B P, Lieberman M A, Lichtenberg A J 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 619
- [4] Konopka U, Morfill G E, Ratke L 2000 *Phys. Rev. Lett* **84** 891
- [5] Fedoseev A V, Sukhimiin G I, Dosbolayev M K, Ramazanov T S 2015 *Phys. Rev. E* **92** 023106
- [6] Melzer A 2019 *Physics of Dusty Plasmas: An Introduction* (Berlin: Springer) p40
- [7] Vasiliev M M, Petrov O F, Alekseevskaya A A, Ivanov A S, Vasilieva E V 2020 *Molecules* **25** 3375
- [8] Chu J H, Lin I 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 4009
- [9] Caplan M E, Yaacoub D 2024 *Phys. Rev. Lett* **133** 135301
- [10] Hariprasad M G, Bandyopadhyay P, Arora G, Sen A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 123704
- [11] Carmichael C, Ortiz J M, Adamson P, Matthews L, Hyde T 2024 *Phys. Rev. E* **110** 25205
- [12] van de Wetering F M J H, Broomans R J C, Nijdam S, Beckers J, Kroesen G M W 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys* **48** 35204
- [13] Bailung Y, Deka T, Boruah A, Sharma S K, Pal A R, Chutia J, Bailung H 2018 *Phys. Plasmas* **25** 053705
- [14] Knappek C A, Mohr D P, Huber P 2024 *Phys. Plasmas* **31** 063702
- [15] Mulsow M, Himpel M, Melzer A 2017 *Phys. Plasmas* **24** 123704
- [16] Douglass A, Land V, Qiao K, Matthews L, Hyde T 2012 *Phys. Plasmas* **19** 013707
- [17] Lin J, Hashimoto K, Togashi R, Utegenov A, Henault M, Takahashi K 2019 *J. Appl. Phys.* **126** 043302
- [18] Iwashita S, Uchida G, Schulze J, Schtingel E, Hartmann P, Shiratani M, Donkó Z, Czarnetzki U 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 032001
- [19] Iwashita S, Schtingel E, Schulze J, Hartmann P, Donkó Z, Uchida G, Koga K, Shiratani M, Czarnetzki U 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 245202

- [20] Chen Z Y, Song X Y, Liu Y, Tang, H Y, Huang F 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 1283
- [21] Takahashi K, Totsuji H 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 4213
- [22] Farokhi B, Hameditabar A 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 25201
- [23] Yaroshenko V V, Khrapak S A, Morfill G E 2013 *Phys. Plasmas* **20** 043703
- [24] Jeong J, Kim Y G, Lee J, Kim Y 2024 *Annual SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference Albany, New York, May 13–16, 2024* p1
- [25] Batryshev D, Yerlanuly Y, Gabdullin M, Ramazanov T 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 4209
- [26] 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** 75001
- [27] Ivanov A S, Pal A F, Ryabinkin A N, Serov A O, Ekimov E A, Smirnov A V, Starostin A V 2015 *Russ. J. Gen. Chem.* **10** 1134
- [28] Doyle S J, Lafleur T, Gibson A R, Tian P, Kushner M, Dedrick J 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 125005
- [29] Wang L, Hartmann P, Donko Z, Song Y H, Schulze J 2021 *J. Vac. Sci. Technol.* **39** 063004
- [30] Piejak R B, Al-Kuzee J, Braithwaite N S J 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 734
- [31] Liu G H, Liu Y X, Wen D Q, Wang Y N 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034006
- [32] 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]
- [33] Gallagher A, Howling A A, Hollenstein C 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 5571
- [34] Graves D B, Daugherty J E, Kilgore M D, Porteous R K 1994 *Plasma Sources Sci. Technol.* **3** 433
- [35] De Bleecker K, Bogaert A, Goedheer W 2006 *Phys. Rev. E* **73** 026405
- [36] Wang K, Huang D, Feng Y 2019 *Phys. Rev. E* **99** 063206
- [37] Schweigert I V, Alexandrov A L, Ariskin D A 2014 *Plasma Chem. Plasma Process.* **34** 671
- [38] Dahiya R P, Paeva G V, Stoffels W W, Stoffels E, Kroesen G M W, Avinash K, Bhattacharjee A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 125001
- [39] Schulze J, Donkó Z, Derzsi A, Korolov I, Schuengel E 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 015019
- [40] Yamaguchi T, Komuro T, Koshimizu C, Takashima S, Takeda K, Kondo H, Ishikawa K, Sekine M, Hori M 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 025203
- [41] Liu G H, Liu Y X, Bai L S, Zhao K, Wang Y N 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023515
- [42] Schulze J, Schtingel E, Donkó Z, Czarnetzki U 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 124016
- [43] Xiang Y J, Wang X K, Liu Y X, Wang Y N 2024 *Plasma Sci. Technol.* **26** 55401

# Influence of lower electrode plate grooves on collective behavior of dust particles in radio-frequency capacitively coupled plasma<sup>\*</sup>

DENG Rui    HUANG Yufeng    ZHANG Yifan  
 ZHANG Yingying<sup>†</sup>    SONG Yuanhong

(*Key Laboratory of Three Beam Material Modification Education, School of Physics,  
 Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

( Received 5 August 2025; revised manuscript received 15 September 2025 )

## Abstract

In radio-frequency capacitively coupled dusty plasma discharge, the grooves on the lower electrode plate significantly modify the electric potential distribution in the sheath region, thereby influencing the collective dynamic behavior of dust particles. Experimentally, when micrometer-sized dust particles are injected into the discharge chamber, a distinct layer of dust particles forms above the groove-induced potential well, exhibiting a characteristic bowl-shaped cloud structure. The volume of the dust cloud shows a strong dependence on RF power and discharge pressure. As power increases or pressure decreases, the dust cloud moves upward due to the influence of axial force on the particles. Besides, dust voids form in the middle of each dust layer, and their diameter evolution is influenced by particle number, RF power, and pressure. Particularly, when the diameters of the electrode grooves are small, the diameters of the dust voids first increase, then decrease and finally disappear as discharge pressure increases. Furthermore, a hybrid model is theoretically established. This model couples a fluid model with a dust particle model to explain the collective behavior of dust particles. This behavior is governed by the resultant axial force which includes axial electric field force, ion drag force, and gravity, as well as the resultant radial force, which considers radial electric field force and ion drag force. It is also found that in the DC-overlapped RF plasma, the suspension height of dust particles first increases and then decreases as the negative DC bias is increased. The change in dust particle height can reflect the transition of plasma discharge from  $\alpha$ -mode to  $\gamma$ -mode.

**Keywords:** radio-frequency capacitively coupled plasma, dust void, hybrid model, negative DC bias

**PACS:** 52.65.-y, 52.27.Lw, 52.80.Pi, 52.40.Kh

**DOI:** [10.7498/aps.74.20251047](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251047)

**CSTR:** [32037.14.aps.74.20251047](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251047)

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275039, 12475202, 12020101005).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yyzhang1231@dlut.edu.cn](mailto:yyzhang1231@dlut.edu.cn)

射频容性耦合等离子体中下极板凹槽对尘埃颗粒集体行为的影响

邓锐 黄渝峰 张逸凡 张莹莹 宋远红

**Influence of lower electrode plate grooves on collective behavior of dust particles in radio-frequency capacitively coupled plasma**

DENG Rui HUANG Yufeng ZHANG Yifan ZHANG Yingying SONG Yuanhong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 245202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251047

CSTR: 32037.14.aps.74.20251047

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251047>

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

带有射频偏压源的感性耦合Ar/O<sub>2</sub>/Cl<sub>2</sub>等离子体放电的混合模拟研究

Hybrid simulation of radio frequency biased inductively coupled Ar/O<sub>2</sub>/Cl<sub>2</sub> plasmas

物理学报. 2024, 73(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231369>

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>

射频容性耦合Ar/O<sub>2</sub>等离子体的轴向诊断

Axial diagnosis of radio-frequency capacitively coupled Ar/O<sub>2</sub> plasma

物理学报. 2021, 70(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202113>

尘埃颗粒对低气压射频等离子体中非局域动理学的影响

Influence of dust particles on non-local kinetic behavior in low-pressure radio frequency plasma

物理学报. 2025, 74(20): 205204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251096>

低气压感性耦合等离子体源模拟研究进展

Numerical investigation of low pressure inductively coupled plasma sources: A review

物理学报. 2021, 70(9): 095206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202247>

纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field

物理学报. 2021, 70(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201701>