

外加电场作用下的壁面约束衰亡等离子体中带电粒子非平衡输运特性*

汪耀庭 罗岚月 李和平[†] 姜东君 周明胜

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2022年7月18日收到; 2022年8月14日收到修改稿)

以光致电离等离子体中的带电粒子输运为主要研究背景, 从理论上分析了位于两平行极板间的等离子体在外加直流电场作用下的带电粒子非平衡输运特性, 给出了不同等离子体初始参数分布条件下电子对外加直流电场的瞬态响应特性, 包括瞬态响应过程中的电子损失量和振荡频率的理论表达式, 以及对离子引出通量和引出时间产生电子温度效应的临界电子数密度的表达式. 粒子模拟结果与理论分析结果吻合良好. 在此基础上进行了外加直流电场叠加射频电场作用下的离子引出过程一维粒子模拟. 计算结果表明: 在有射频电场存在的条件下, 离子引出过程存在明显的共振现象, 且在共振频率处离子引出通量显著提高; 在本文所研究的特定工况下, 发生射频共振时的离子引出时间缩短到了单纯采用外加直流电场时的5.8%. 进一步的分析表明, 外加射频电场一方面加热了电子, 提高了离子稀疏波的传播速度; 另一方面则加剧了电子振荡, 增大了电子损失, 抬高了等离子体电势, 从而最终提高了离子引出通量、缩短了离子引出时间.

关键词: 衰亡等离子体, 带电粒子非平衡输运, 电子振荡, 理论分析, 粒子模拟

PACS: 28.60.+s, 52.30.-q, 52.35.Fp, 52.50.Qt

DOI: 10.7498/aps.71.20221431

1 引言

在余辉等离子体^[1-3]、等离子体浸没离子注入^[4]、光致电离等离子体的离子引出^[5-13]、超冷等离子体基础研究^[14-26]等领域(图1), 等离子体常处于无外加激励源而逐渐衰亡的状态. 其中, 余辉等离子体和等离子体浸没离子注入常用于材料表面处理, 等离子体的离子速度分布函数以及离子的质量与动量输运过程对材料表面处理效果有着重要影响; 而在离子引出和超冷等离子体的研究中, 由于常采用光电离的方式产生等离子体, 因此等离子体的初始分布区域与固体极板间通常存在一定的气体间隙, 对于这两者而言, 研究外加电磁场作用下等离子体衰亡过程中鞘层的时空演化和波的

传播是其中的关键所在. 综上所述, 针对上述各类等离子体源的基础和应用研究, 可以将其归纳为壁面约束衰亡等离子体这一模式体系. 对衰亡等离子体中带电粒子输运的研究有助于深入理解等离子体中复杂的物理过程和机制, 为实际应用中等离子体的质量-动量-能量非平衡协同输运特性^[27]的调控提供理论指导.

本文以光致电离等离子体中的离子引出过程为例, 研究等离子体衰亡过程中的带电粒子非平衡输运特性. 离子引出时间(t_{ext})是常用的评价离子引出特性的关键参数之一, 缩短离子引出时间、提高离子引出效率一直是离子引出过程研究的主要目标之一^[28,29]. 针对离子引出过程, 国内外研究者已经做了大量理论分析、实验测量和数值模拟方面的工作, 从改进收集板结构和削弱鞘层屏蔽两个

* 国家自然科学基金(批准号: 11775128)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liheping@tsinghua.edu.cn

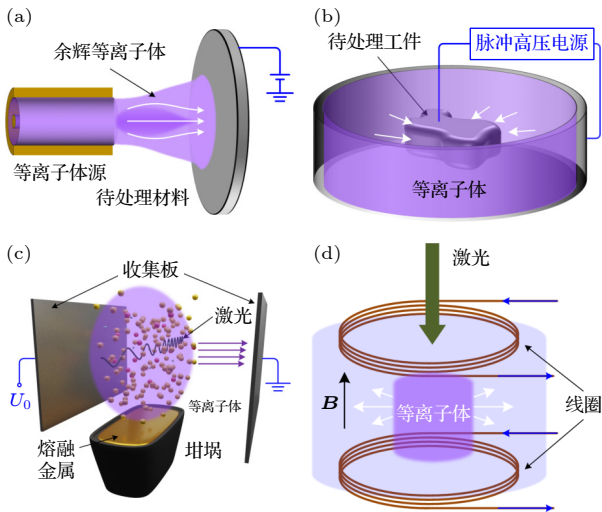


图 1 不同应用中的衰亡等离子体体系示意图 (a) 余辉等离子体; (b) 等离子体浸没离子注入; (c) 光致电离等离子体离子引出; (d) 超冷等离子体
 Fig. 1. Schematics of decaying plasmas in various applications: (a) Afterglow plasma; (b) plasma immersion ion implantation; (c) ion extraction in laser-induced plasmas; (d) ultra-cold plasmas.

方面提出了各种改进方法, 如 Π 型 [5,30]、M 型 [9] 等极板收集结构、射频共振法 [10,12,13] 以及外加电子束激发驻波加热电子 [31] 等. 典型的离子引出过程可以分为三个阶段: 电子振荡阶段、鞘层扩张和离子声波传播阶段 (简称扩张-传播阶段) 以及鞘层坍塌后剩余离子的引出阶段 [30,32]. 目前主要的研究集中在电子振荡阶段和扩张-传播阶段. 其中, 关于电子振荡阶段的研究揭示了外加电压、初始等离子体密度和电子温度对离子引出过程影响的耦合作用机制, 而扩张-传播阶段的研究结果则表明, 电子温度和外加电压通过影响鞘层扩张速度和离子稀疏波传播速度, 进而对引出过程中的离子数密度时空分布以及离子引出时间产生影响. 考虑电子振荡过程, 陈坚等 [33] 已对等离子体完全充满两极板间区域条件下电子的瞬态输运行为进行了理论分析与数值模拟, 并给出了电子温度对离子引出过程产生影响的临界电子数密度判据和电子振荡频率的解析表达式. 而在实际的工程应用和实验室等离子体中, 受光电离光斑大小限制, 等离子体与壁面之间通常存在一定的气体间隙. 尽管对于等离子体与极板间存在间隙的情况, Calder 和 Laframboise [34] 与 Calder 等 [35] 已对其中的电子振荡过程进行了初步研究, 发现在电子振荡频率与等离子体频率之间会激发出一个新的非线性模式, 但并未对此情况下的

电子瞬态输运行为进行深入的研究.

本文以平行板电极位型下的光致电离衰亡等离子体为模式体系 (第 2 节), 在第 3 节对不同等离子体与极板间隙条件下电子对外加电场的瞬态响应过程进行了理论分析, 并采用粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 进行了验证; 在此基础上, 在第 4 节开展了在外加静电场的基础上叠加载射频电场条件下的带电粒子输运特性的数值模拟研究, 给出了等离子体衰亡过程中电位、带电粒子数密度、电子能量分布函数等参数的时空演化规律, 分析了产生共振现象、进而显著提高离子引出通量和缩短离子引出时间的物理机制; 最后, 在第 5 节给出了本文研究的主要结论.

2 物理模型与模拟工况简介

选取如图 2 所示的等离子体体系作为理论分析和数值模拟的衰亡等离子体模式体系. 其中, 极板间距为 L , 区域 $[d, L-d]$ 内均匀分布有初始等离子体密度为 n_0 、初始电子温度为 T_e 、离子温度为 T_i 的氩等离子体, 极板与等离子体之间的区域 $[0, d]$ 和 $[L-d, L]$ 为背景气体. 初始时刻 ($t = 0$) 左壁面施加 $-U_0$ 的直流偏压, 右壁面始终保持接地状态. 以光致电离等离子体的离子引出过程为例, 通常做如下假定: 1) 由于离子引出过程中环境气压通常在 10^{-3} — 10^{-4} Pa 量级, 粒子的平均自由程远大于系统的特征尺度, 故可对等离子体做无碰撞处理, 忽略碰撞导致的共振电荷转移等物理过程, 同时, 等离子体与极板间的背景气体空隙亦可作为真空处理; 2) 忽略壁面处的二次电子发射, 且认为引出过程中壁面对粒子完全吸收; 3) 初始的电子和离子速度分布均满足 Maxwell 分布, 并分别用对应的电子温度 (T_e) 和离子温度为 (T_i) 来表征.

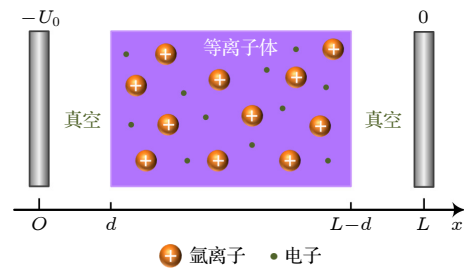


图 2 壁面约束条件下的衰亡等离子体模式体系示意图
 Fig. 2. Schematic of a model system for bounded decaying plasmas.

采用一维粒子模拟程序 EDIPIC^[36] 对衰亡等离子体条件下的带电粒子非平衡输运过程进行模拟分析. EDIPIC 程序采用 FORTRAN 语言编写, 其正确性在已发表的研究中已经得到了很好的检验, 并且也在光致电离等离子体的离子引出过程研究中得到了很好的应用^[31–33]. 为保证模拟结果的正确性, PIC 方法对模拟参数的选取有较高的要求^[37], 本文中兼顾正确性与计算量的需求, 选取参数如下: 网格尺寸 (Δx) 为 0.1 倍德拜长度 (λ_D), 即 $\Delta x = 0.1\lambda_D$; 时间步长的选取依据为电子在一个时间步 (Δt) 内的运动距离小于一个网格, 即 $v_e\Delta t < \Delta x$, 此处 v_e 为电子运动速度; 每个网格中给定的宏粒子数量为 256, 即 $N_p = 256$. 为了便于后续 PIC 计算结果的讨论, 表 1 列出了本文 PIC 模拟的 4 个典型工况的物理参数.

表 1 典型工况参数

Table 1. List of physical parameters for typical cases studied in this paper.

工况	1	2	3	4
$d, L/\text{mm}$	1, 20	2.5, 20	5, 20	2.5, 20
$n_0/(10^{16} \text{ m}^{-3})$	1.0	1.0	1.0	1.0
$T_e, T_i/\text{eV}$	0.5, 0.02	0.5, 0.02	0.5, 0.02	5.0, 0.02
U_0/V	300	300	300	300

3 电子振荡过程的理论分析与数值验证

3.1 电子瞬态输运行为的理论分析

对位于两极板间的等离子体, 在极板间施加直流偏压的瞬间, 等离子体中的电子由于质量较离子要小得多, 迅速响应外电场的作用向正极板运动, 而质量较大的离子在此时可认为仍处于静止状态, 从而产生电荷分离现象. 相应地, 等离子体内部将形成与外加电场反向的内电场, 阻碍电子向正极板的运动, 且此内电场的强度随着电子向正极板运动距离的增大而增大; 当内电场的大小超过外加电场后, 电子虽然能够继续向正极板运动, 但其速度不断减小, 直到运动速度为零, 此时对应电子向正极板运动的最大距离 (l_{\max}); 之后, 电子将由于受到朝向负极板方向的总电场力作用而开始向负极板运动, 如此往复, 形成电子的振荡运动^[32,33]. 在上述施加外加电场后的初始电子振荡过程中, 根据电子运动距离 (l) 与等离子体-极板间

隙 (d) 的相对大小, 该初始电子振荡过程可以分为两个阶段.

1) 阶段 I. 电子运动尚未到达正极板表面 (即 $l < d$), 此时, 两极板间的空间区域从左到右依次可以划分为五个区域, 即真空区域 (区域 I)、离子薄层区域 (区域 II)、中性等离子体区域 (区域 III)、电子薄层区域 (区域 IV) 和真空区域 (区域 V), 相应的电子数密度空间分布如图 3(a) 所示. 由泊松方程结合电势和电场的连续性条件可以得到上述各个区域的电场分布如下:

$$\begin{cases} E_1 = \frac{2en_0dl - \varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_0 L}, \\ E_2 = \frac{en_0}{\varepsilon_0} x + \frac{2en_0dl - en_0dL - \varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_0 L}, \\ E_3 = \frac{2en_0dl - \varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_0 L}, \\ E_4 = -\frac{en_0}{\varepsilon_0} x + \frac{2en_0dl - en_0dL + en_0L^2 - \varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_0 L}, \\ E_5 = \frac{2en_0dl - \varepsilon_0 U_0}{\varepsilon_0 L}, \end{cases} \quad (1)$$

其中 ε_0 为真空介电常数; $E_i (i = 1, 2, 3, 4, 5)$ 分别表示区域 I—V 中的电场.

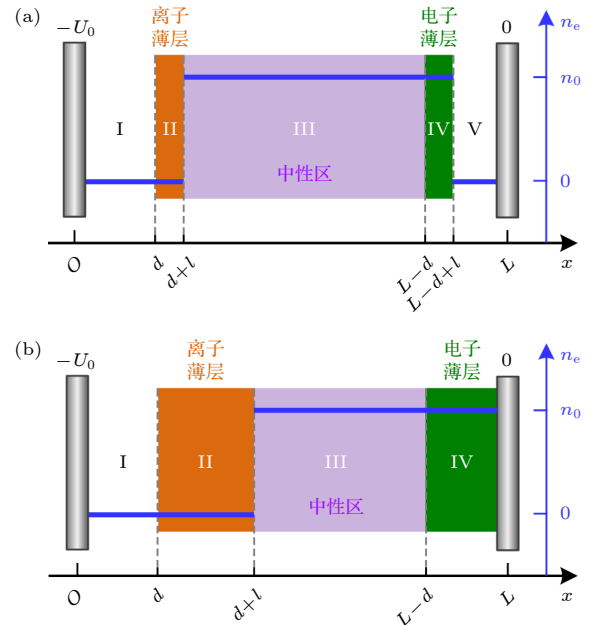


图 3 初始电子振荡不同阶段的电子数密度分区示意图 (a) 阶段 I; (b) 阶段 II

Fig. 3. Schematics of the spatial distributions of the electron number density at different stages during the initial electron oscillations: (a) Stage I; (b) Stage II.

2) 阶段 II. 电子到达正极板表面之后 (即 $l \geq d$), 此时, 两极板间的空间区域从左到右依次可以划分 4 个区域, 即真空区域 (区域 I)、离子薄层区域 (区域 II)、中性等离子体区域 (区域 III) 和电子薄层区域 (区域 IV), 相应的电子数密度空间分布如图 3(b) 所示. 类似地, 上述各个区域的电场分布为:

$$\begin{cases} E_1 = \frac{en_0(d+l)^2 - 2en_0Ll - 2\varepsilon_0U_0}{2\varepsilon_0L}, \\ E_2 = \frac{en_0}{\varepsilon_0}x + \frac{en_0(d+l)^2 - 2en_0L(d+l) - 2\varepsilon_0U_0}{2\varepsilon_0L}, \\ E_3 = \frac{en_0(d+l)^2 - 2\varepsilon_0U_0}{2\varepsilon_0L}, \\ E_4 = -\frac{en_0}{\varepsilon_0}x \\ \quad - \frac{en_0(d+l)^2 - 2en_0L(d+L) - 2\varepsilon_0U_0}{2\varepsilon_0L}. \end{cases} \quad (2)$$

由于从外加电场施加的初始时刻到电子向正极板方向运动到最大距离 (l_{\max}) 的过程中, 电场力对电子所做的总功为零, 即

$$\int_0^{l_{\max}} E_3 dl = 0. \quad (3)$$

于是, 对应于初始电子振荡的第一阶段, 即图 3(a)

$$l_{\max} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_0U_0}{en_0d}, & d \geq d_c, \\ \text{RealRoot} \left[\frac{en_0(-d^3 + 3d^2l_{\max} + 3dl_{\max}^2 + l_{\max}^3) - 6\varepsilon_0U_0l_{\max}}{6\varepsilon_0L} = 0 \right], & d < d_c. \end{cases} \quad (7)$$

由 (1) 式和 (2) 式可知, 区域 IV 中的电场强度随 x 单调递减. 因此, 区域 IV 中的电场强度小于区

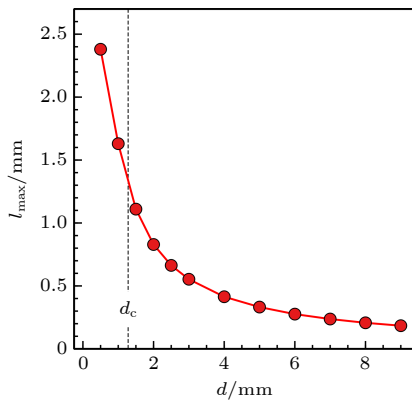


图 4 不同等离子体-极板间隙下的电子初始振荡最大距离变化曲线

Fig. 4. Variations of l_{\max} under different values of d .

所示的阶段 I, 由 (3) 式可以得到:

$$\begin{aligned} & \int_0^{l_{\max}} \frac{2en_0dl - \varepsilon_0U_0}{\varepsilon_0L} dl \\ & = 0 \rightarrow l_{\max} \left(\frac{en_0d}{\varepsilon_0L} l_{\max} - \frac{U_0}{L} \right) \\ & = 0 \rightarrow l_{\max} = \frac{\varepsilon_0U_0}{en_0d}. \end{aligned} \quad (4)$$

考虑到当 $l_{\max} = d$ 时, 初始电子振荡恰好从阶段 I 转入阶段 II, 即对应的临界等离子体-极板间隙 (d_c) 为

$$d_c = l_{\max} = \frac{\varepsilon_0U_0}{en_0d_c} \rightarrow d_c = \sqrt{\frac{\varepsilon_0U_0}{en_0}}. \quad (5)$$

于是, 当 $d < d_c$ 时, 初始电子振荡过程既包括阶段 I, 也包括阶段 II, 即

$$\begin{aligned} & \int_0^d \frac{2en_0dl - \varepsilon_0U_0}{\varepsilon_0L} dl + \int_d^{l_{\max}} \frac{en_0(d+l)^2 - 2\varepsilon_0U_0}{2\varepsilon_0L} dl \\ & = \frac{en_0(-d^3 + 3d^2l_{\max} + 3dl_{\max}^2 + l_{\max}^3) - 6\varepsilon_0U_0l_{\max}}{6\varepsilon_0L} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

方程 (6) 的实根即为待求的 l_{\max} . 特别地, 当 $d = 0$ 时, (6) 式退化到文献 [33] 中的 (9) 式. 于是, 初始电子振荡过程中, 电子向正极板运动的最大距离可写为

域 III 中的电场强度. 在此情况下, 区域 IV 中的电子在运动过程中将逐渐与区域 III 中的电子分离, 并逐渐运动到正极板被收集, 从而短暂地在等离子体中形成总宽度为 l_{\max} 的离子薄层区域. 从这个意义上讲, l_{\max} 代表了用长度表征的初始电子振荡过程中的电子损失量. 图 4 给出了不同等离子体-极板间隙 (d) 下 l_{\max} 的变化曲线, 可以看到, l_{\max} 本身及其变化率均随着 d 的增大而减小, 即等离子体-极板间隙越大, 电子在其初始响应过程中的损失量越小.

3.2 临界电子数密度判据

文献 [32] 的研究结果表明, 电子温度通过影响离子声速从而间接地对离子引出过程产生影响; 若电子在初始响应阶段全部损失, 则不同初始电子温

度下的离子引出过程将不存在差异. 假设电子温度对离子引出过程产生影响的临界电子数密度为 n_c , 则有

$$l_{\max} = L - d \rightarrow n_c = \frac{6(L-d)\varepsilon_0 U_0}{e(L^3 - 2d^3)}. \quad (8)$$

相应地, 当 $d = 0$ 时, (8) 式就退化到了文献 [33] 中的 (13) 式.

为验证临界电子密度判据的正确性, 分别基于表 1 中的工况 1 和工况 3 进行了不同初始电子温度和电子数密度条件下的离子引出过程粒子模拟, 并定义离子引出时间 (t_{ext}) 为两极板间离子剩余量为其初始值的 10% 时所对应的时间. 数值模拟结果如图 5 所示, 图中虚线表示按照 (8) 式计算得到的临界电子数密度 (n_c). 从图 5 可以看到: 当初始等离子体密度 (n_0) 高于 n_c 时, 不同电子温度下的

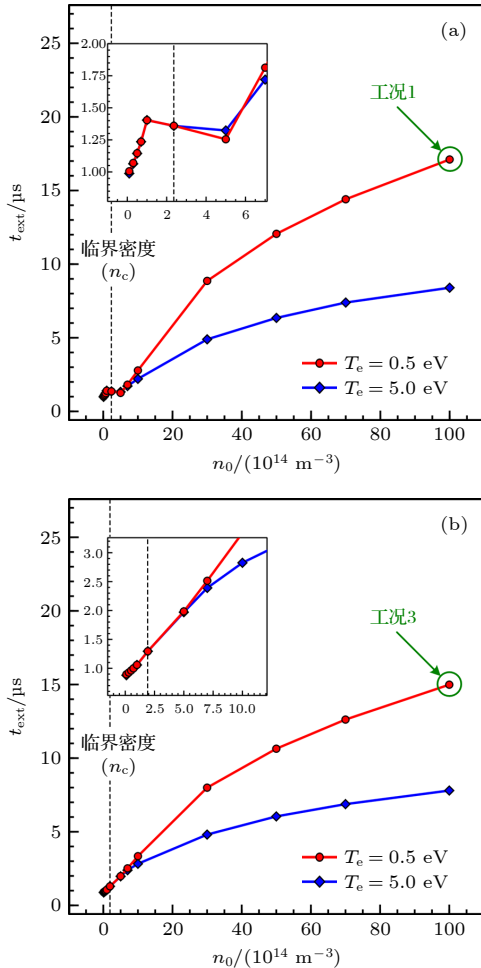


图 5 不同等离子体-极板间隙、不同初始电子温度下离子引出时间随初始等离子体密度的变化规律 (a) $d = 1$ mm; (b) $d = 5$ mm

Fig. 5. Variations of t_{ext} with n_0 at different values of T_e and d : (a) $d = 1$ mm; (b) $d = 5$ mm.

离子引出时间逐渐出现分叉, 电子温度越高, 相应的离子引出时间越短; 而当初始等离子体密度低于临界电子数密度时, 电子温度对引出时间无影响; 相比工况 1, 工况 3 中更大的等离子体-极板间隙 (d) 使得两引出极板间等离子体中的离子总量更小, 在其他参数保持不变的情况下导致离子引出时间缩短. 图 5 的计算结果再次验证了 (8) 式的正确性.

3.3 电子振荡频率分析

当初始电子数密度大于临界电子数密度时, 电子在初始的瞬态响应过程中将不会完全损耗于电极表面, 剩余的电子将在离子背景中做振荡运动. 以下, 将基于泊松方程和等效电路模型两种方法得到电子振荡频率的解析表达式. 考虑在电子初始损失 l_{\max} 后开始进行振荡过程, 此时的电子数密度分布如图 6 所示. 针对不同区域列出泊松方程, 并利用电场和电势的连续性条件可得区域 III 中的电场强度为

$$E_3 = \frac{en_0(2d + l_{\max})l}{\varepsilon_0 L} - \frac{2en_0dl_{\max} + en_0l_{\max}^2 + 2\varepsilon_0 U_0}{2\varepsilon_0 L}. \quad (9)$$

于是, 对于处于区域 III 中的电子, 其运动方程可写为

$$m_e \frac{d^2 l}{dt^2} + \frac{e^2 n_0 (2d + l_{\max}) l}{\varepsilon_0 L} - \frac{2e^2 n_0 d l_{\max} + e^2 n_0 l_{\max}^2 + 2e\varepsilon_0 U_0}{2\varepsilon_0 L} = 0. \quad (10)$$

由此可得, 电子做简谐运动的频率为

$$\omega = \sqrt{\frac{e^2 n_0 (2d + l_{\max})}{\varepsilon_0 m_e L}} = \sqrt{\frac{2d + l_{\max}}{L}} \omega_p, \quad (11)$$

其中 ω_p 为等离子体的电子频率, 即 $\omega_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$.

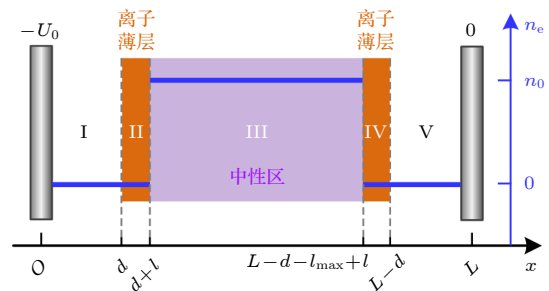


图 6 电子振荡过程中电子数密度空间分布示意图

Fig. 6. Schematic of the electron number density distribution during the electron oscillation process.

针对图 6 所示的等离子体密度分布, 可建立如图 7 所示的等效电路模型. 由于假定等离子体中粒子间无碰撞, 故等离子体的电阻可以忽略不计, 从而可以将区域 III 中处于电中性的等离子体等效为电感 (L_p) 和电容 (C_p) 的并联, 而鞘层区则可等效为电容 (C_s). 对应的等效电路中各电气元件的阻抗值可写为^[38]

$$C_p = \frac{\varepsilon_0 A}{L - 2d - l_{\max}}, L_p = C_p^{-1} \omega_p^{-2}, C_s = \frac{\varepsilon_0 A}{2d + l_{\max}}, \quad (12)$$

其中 A 为等离子体垂直于 x 方向上的横截面积. 对于图 7 所示电路可列出如下方程:

$$L_p (C_p + C_s) \frac{d^2 u_p}{dt^2} + u_p = 0. \quad (13)$$

由此可以得到该电路的振荡频率为

$$\omega = \sqrt{\frac{2d + l_{\max}}{L}} \omega_p. \quad (14)$$

可以看到, (14) 式与 (11) 式给出的频率值一致.

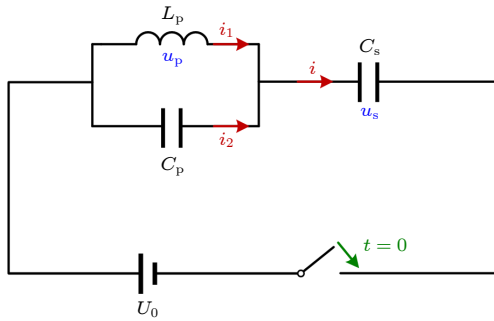


图 7 电子振荡过程的等效电路模型

Fig. 7. Equivalent circuit model for the electron oscillation process.

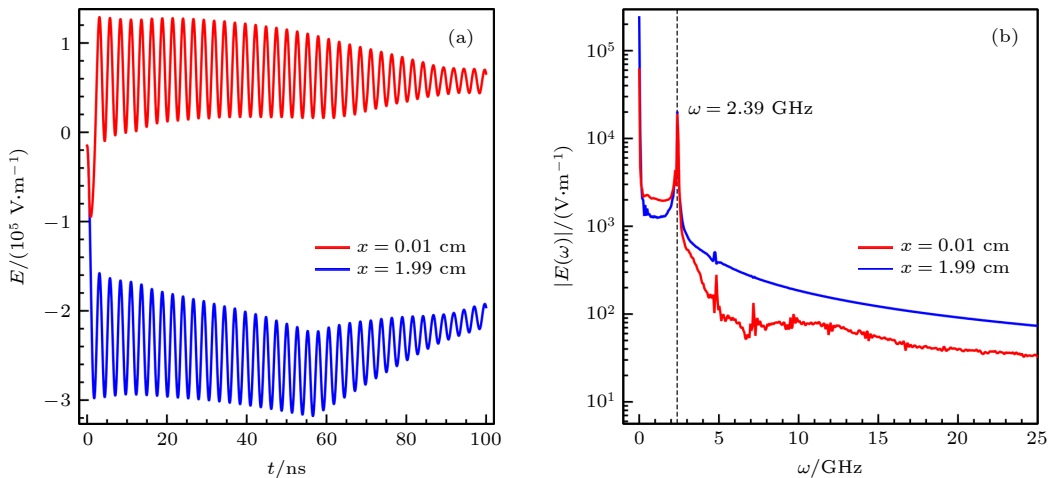


图 8 $d = 1$ mm 时极板附近的电场振荡曲线 (a) 及其频谱图 (b)

Fig. 8. Profiles of the electric fields in the vicinity of the electrodes (a), and their frequency spectra (b) with $d = 1$ mm.

再次分析工况 1 和工况 3 中所对应的等离子体衰亡过程中的带电粒子输运特性, 分析负极板附近 ($x = 0.01$ cm) 和正极板附近 ($x = 1.99$ cm) 前 100 ns 电场随时间的变化, 并对其做 Fourier 频谱分析, 可得到如图 8 和图 9 所示的结果. 比较图 8 和图 9 可以看到: 在其他参数保持不变的条件下, 不同的等离子体-极板间隙 (d) 均对应一个特定的电子振荡模式; 随着 d 值的增大, 该振荡模式的频率随之提高.

综合 (7) 式和 (11) 式, 就可以计算得到任意等离子体-极板间隙 (d) 下的电子振荡频率. 在本节中, 针对工况 2 和工况 4 进行了不同 d 值下离子引出过程的粒子模拟, 并将计算得到的电子振荡频率值 ($\omega_{\text{sim}, 0.5 \text{ eV}}$ 和 $\omega_{\text{sim}, 5.0 \text{ eV}}$) 与 (7) 式、(11) 式得到的理论计算值 (ω_{ana}) 进行了比较. 计算结果表明: 电子振荡频率的理论值和模拟值均随着 d 的增大而增大; 在本文所讨论的参数范围内, 两者最大相对偏差 ($\eta_{0.5 \text{ eV}}$ 和 $\eta_{5.0 \text{ eV}}$) 不超过 2.5%, 符合良好 (图 10).

4 外加射频电场对带电粒子输运特性的影响

在第 3 节中, 通过理论分析, 得到了在外加直流场作用下, 不同极板间距和等离子体初始密度分布时的离子引出过程的电子振荡频率. 此处特别需要说明的是, (11) 式所给出的电子振荡频率是基于初始等离子体分布得到的, 而随着离子引出过程的推移, 该频率值会逐渐变大, 即产生所谓的共振点

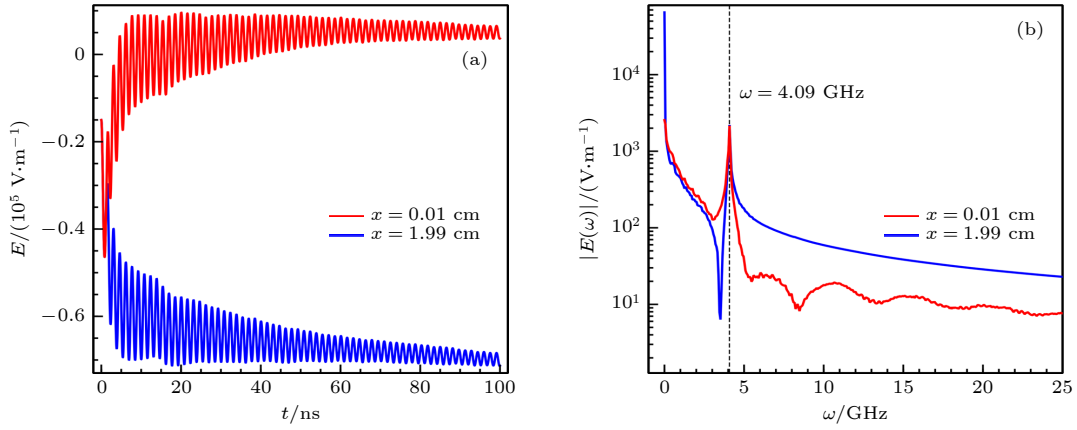


图 9 $d = 5$ mm 时极板附近的电场振荡曲线 (a) 及其频谱图 (b)

Fig. 9. Profiles of the electric fields in the vicinity of the electrodes (a), and their frequency spectra (b) with $d = 5$ mm.

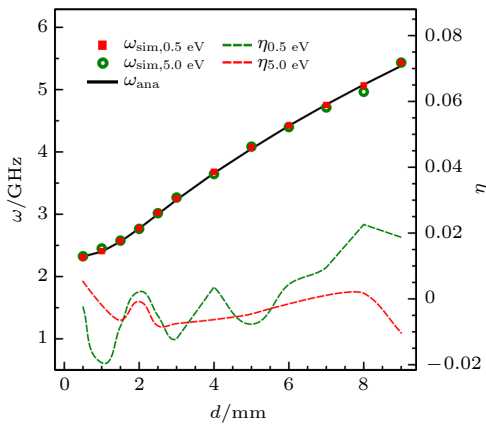


图 10 电子振荡频率的理论值和模拟值的对比

Fig. 10. Comparisons of the theoretical and modeling results of the electron oscillation frequency.

偏移效应^[39]. 在本节中, 将不同频率的射频电场叠加于直流静电场, 研究外加射频电场对带电粒子输运特性的影响机制和规律. 根据第 3.3 节的分析, 工况 2 条件下离子引出过程中的电子振荡圆频率为 $\omega = 3.0$ GHz, 对应的频率为 $f_r = \omega/(2\pi) = 477$ MHz. 为了保证本文第 3 节理论分析的有效性, 应以外加射频电压的幅值选择对电子瞬态响应过程中的损失量不致产生显著影响为原则. 为此, 在本节的数值模拟中, 给定外加射频电压的幅值分别为 $U_{rf} = 10, 50$ 和 100 V, 即在负极板上所施加的电压随时间的变化关系为

$$U_0 = -300 + U_{rf} \sin(2\pi f_{rf} t) \text{ [V]}. \quad (15)$$

在工况 2 的基础上, 叠加 (15) 式给出的射频电场, 数值模拟得到了如图 11 所示的不同射频电压幅值 (U_{rf}) 和频率 (f_{rf}) 下的离子引出时间. 从图 11 可以看到: 一方面, 对于较大的射频电压幅值 (如

$U_{rf} = 50$ 和 100 V), 共振点偏移效应并不显著, 于是, 当外加射频电场的频率值小于电子振荡频率, 即 $f_{rf} < f_r (= 477 \text{ MHz})$ 时, 离子引出时间随着射频频率的升高而缩短; 而当 $f_{rf} > f_r$ 时, 离子引出时间则随着射频频率的增大而增大. 于是, 当 $f_{rf} = f_r$ 时, 整个系统达到了射频共振, 离子引出时间最短; 特别地, 对于射频电压幅值为 100 V 的情况, 共振点处的离子引出时间较单纯直流电场驱动下的离子引出时间缩短了约 $1/17$. 而另一方面, 当射频电压幅值较小 (如 $U_{rf} = 10$ V) 时, 在 477 MHz 处的离子引出时间则较单纯直流电场驱动下的离子引出时间缩短了 $1/2.34$, 但由于共振点偏移效应变得显著, 对应于最短离子引出时间的频率值变为了 600 MHz, 但该频率下的离子引出时间与 477 MHz 处的离子引出时间差别较小, 仅相差约 5% .

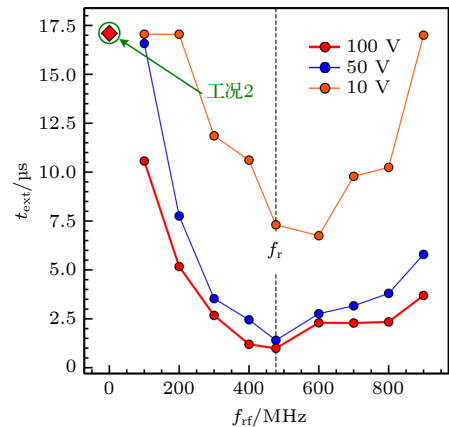


图 11 不同射频电压幅值下离子引出时间随外加射频电场频率的变化曲线

Fig. 11. Variations of t_{ext} with the values of f_{rf} under different amplitudes of the externally applied radio-frequency electric field.

图 12 给出了不同射频频率下等离子体衰亡过程中两极板间电势、离子数密度、电子数密度和电子速度分布函数的时空演化, 并同无外加射频电场条件下的计算结果进行了对比。

1) 如图 12(a) 所示, 在单纯外加直流电场的作用下, 电子振荡过程中由于电子迅速在极板处消失, 中心区的等离子体电势仅在短时间内 (约 100 ns) 高于正极板; 在电子振荡过程结束后, 准稳态的鞘层形成, 此时中心区的等离子体电势基本与正极板持平, 正负极板附近激发的离子声稀疏波逐渐以离子声速^[32] 向内传播. 由于外加直流偏压主要集中于负极板附近的离子鞘层区, 从图 12 中的粒子数

密度分布的时空演化可以看出, 整个等离子体衰亡过程在负极板附近经历了稀疏波前沿与鞘层前沿分离的过程, 而在正极板附近由于无电势差存在, 粒子数密度分布则呈现出典型的稀疏波传播的分布形式, 且整个过程中, 等离子体中的高能电子逐渐逃离鞘层形成的势垒, 整体电子能量逐渐下降, 电子速度分布函数逐渐形成损失锥状的速度分布。

2) 当在直流电场的基础上叠加射频电场后, 等离子体衰亡过程中的中心区等离子体电势始终能够保持高于正极板的状态, 从而在正负极板附近的离子数密度分布更加“相似”, 等离子体电势的提高也带来了负极板处朗缪尔通量的提高, 而正极板

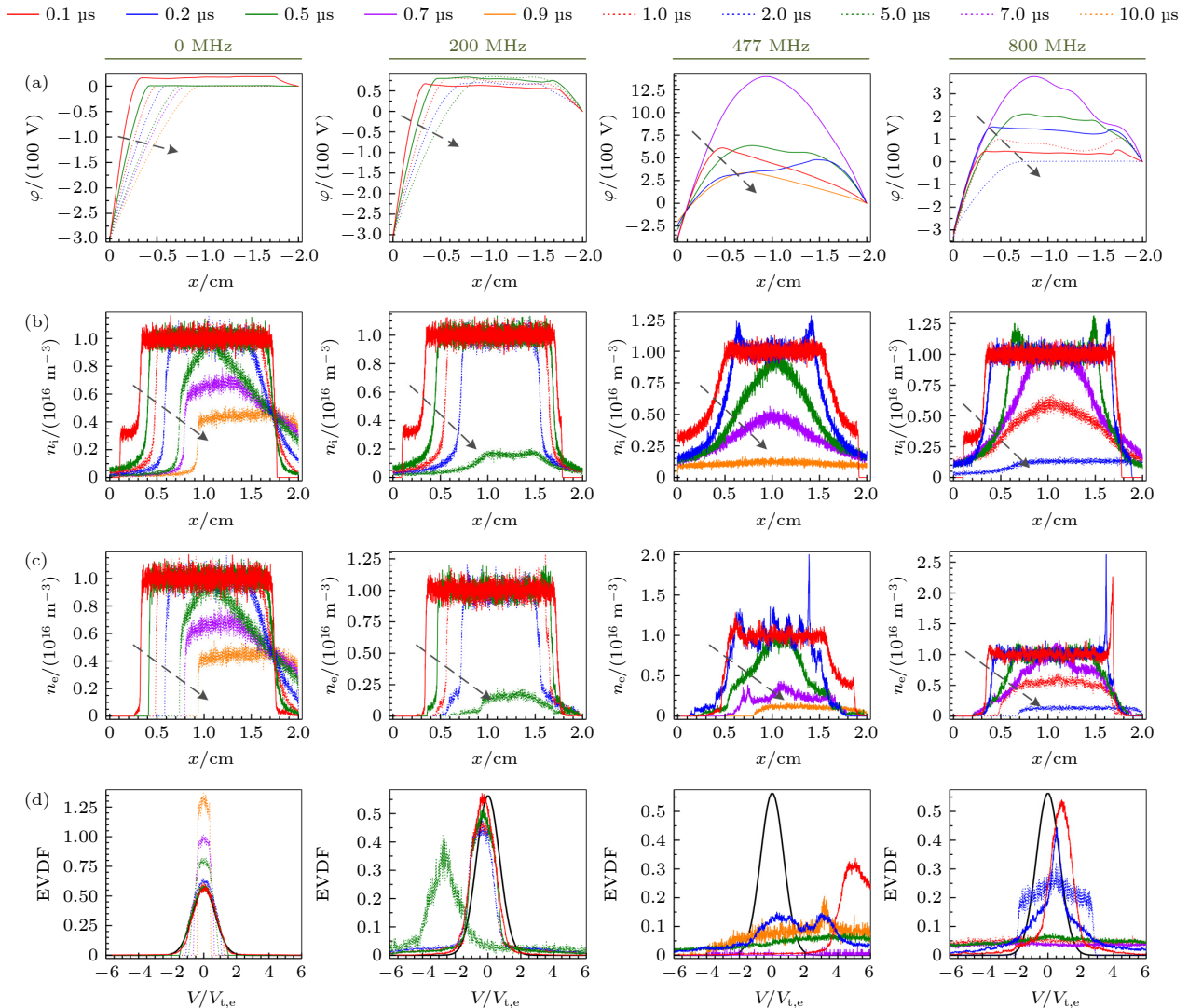


图 12 不同射频频率 (1—4 列分别对应 0, 200, 477 和 800 MHz) 下等离子体衰亡过程中电势 (a)、离子数密度 (b)、电子数密度 (c) 和电子速度分布函数 (d) 的时空演化

Fig. 12. Spatiotemporal evolutions of the electric potential (a), ion number density (b), electron number density (c) and electron velocity distribution function (d) under different frequencies (columns 1–4 correspond to the frequencies of 0, 200, 477 and 800 MHz, respectively) of the externally applied radio-frequency electric field.

处则由仅为稀疏波传播带来的通量转变为朗缪尔通量与稀疏波传播通量叠加的形式,从而显著提高了离子引出通量,大大缩短了离子引出时间.特别地,外加射频电场的频率越接近于共振频率,两极板间的等离子体电势越高,朗缪尔通量越大,离子引出时间越短.从图 12(d) 可以看到,无射频电场

存在时,离子引出过程中高能电子不断损失,所占比例逐渐下降,电子能量也逐渐降低;而当有射频电场存在时,电子速度分布函数形状逐渐展平,高能电子比例不断上升,电子整体能量也随之升高.在图 12(d) 中,黑实线表示作为参考的初始电子温度 (0.5 eV) 对应的电子速度分布函数,由此可见,

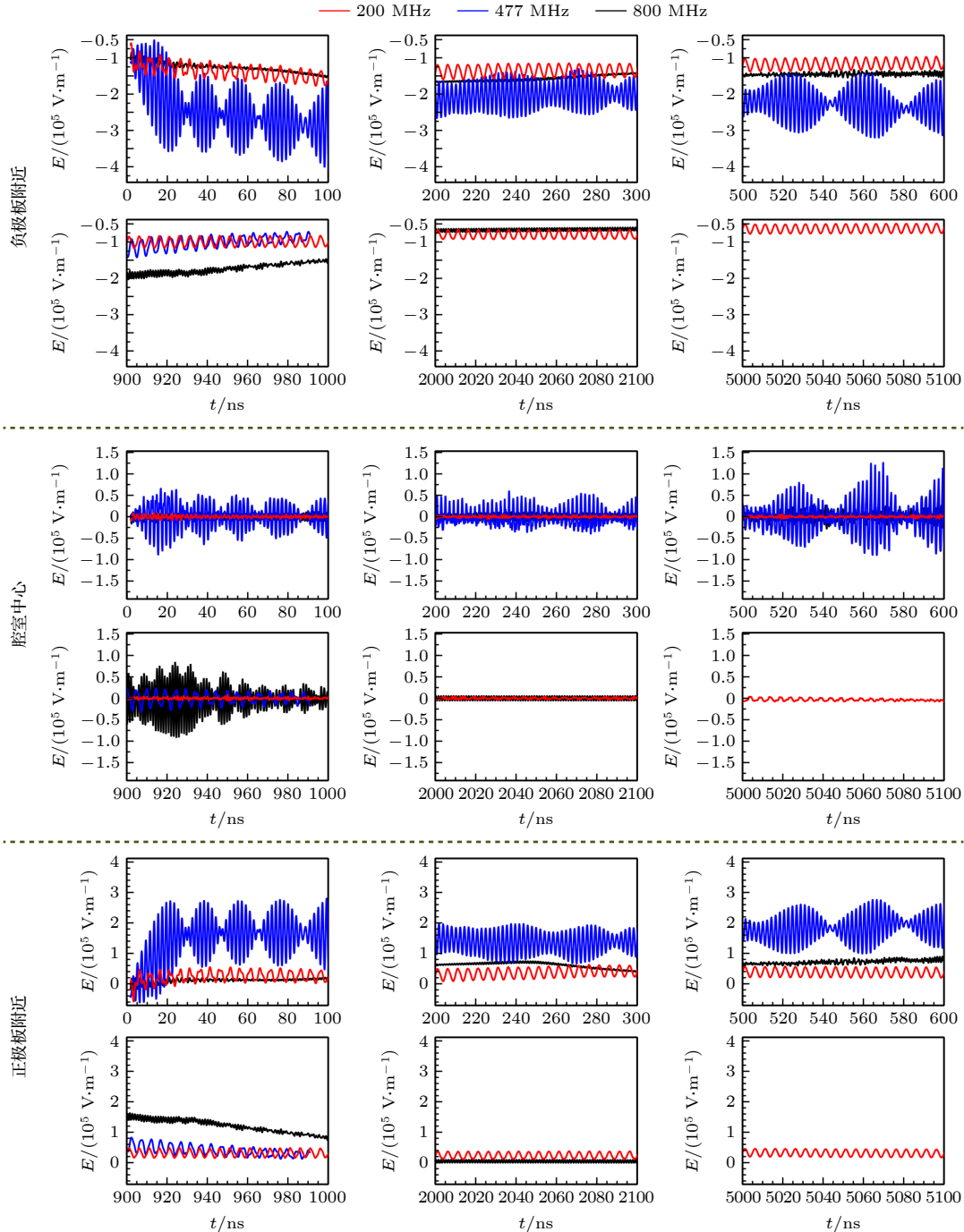


图 13 不同射频电场频率下等离子体衰亡过程中负电极附近 ($x = 0.01 \text{ cm}$)、正电极附近 ($x = 1.99 \text{ cm}$) 和腔室中心 ($x = 1.00 \text{ cm}$) 处电场随时间的演化曲线

Fig. 13. Temporal evolutions of the electric field in the vicinity of the negative electrode ($x = 0.01 \text{ cm}$) and the positive electrode ($x = 1.99 \text{ cm}$), and the center between electrodes ($x = 1.00 \text{ cm}$) under different frequencies of the externally applied radio-frequency electric field.

电子在外加射频电场的作用下得到了明显的加热,且外加射频电场的频率越接近于共振频率,射频电场对电子的加热效应越显著.电子能量的提高也增大了离子声速,从而使得稀疏波向等离子体中性区域传播的速度加快.从图 12(b) 中可以看出,两支稀疏波相遇的时间从 0 MHz 时的 3 μs 降低到 477 MHz 下的 0.5 μs ,离子声波传播速度的增大与朗缪尔通量的增大共同促进了离子引出时间的缩短.

不同外加射频电场频率下负极板附近 ($x = 0.01$ cm)、腔室中心 ($x = 1.00$ cm) 和正极板附近 ($x = 1.99$ cm) 的电场在 0—100, 200—300, 500—600, 900—1000, 2000—2100, 5000—5100 ns 时的演化曲线如图 13 所示.在正、负极板附近,不同射频频率下的电场振荡存在相似的模式及演化过程;射频共振条件 ($f_{\text{rf}} = 477$ MHz) 下,在 0—100, 200—300 和 500—600 ns 时由于外加射频电场与等离子体间的相互作用激发出了不同频率的拍频,但目前有关该拍频特性的演化机制尚不完全清楚,还有待于在今后的工作中进一步深入研究.从腔室中心处的电场含时演化曲线可以看出,一方面,不同频率的外加射频电场均能在一定程度上激发等离子体内部产生一定幅度的电场振荡,也就是说,射频电场均能在一定程度上穿透等离子体;而另一方面,射频共振条件下,外加射频电场在等离子体内部激发出的振荡电场的振幅最大,从而对等离子体衰亡过程中的带电粒子输运产生显著的影响.

5 结论与展望

本文中采用理论分析与粒子模拟相结合的方法,系统分析了平行板约束的光致电离等离子体在外加电场作用下,伴随等离子体衰亡的带电粒子非平衡输运特性,主要得到如下结论.

1) 通过分析外加直流静电场作用下的电子瞬态响应特性,给出了初始时刻不同的等离子体相对于引出极板空间分布(即 d/L 值)条件下初始电子振荡阶段的电子损耗量估计值,以及对离子引出特性产生电子温度效应的临界电子数密度表达式;不同工况下的粒子模拟结果与理论预测结果吻合良好.

2) 建立了外加直流电场作用下初始电子振荡过程的等效电路模型,推导得到了不同等离子体-

极板间隙和等离子体初始参数条件下的电子振荡频率理论表达式,并采用粒子模拟进行了验证,两者结果吻合良好.

3) 进行了在外加直流电场的基础上叠加载射频电场对带电粒子输运特性影响机制的粒子模拟.数值模拟结果表明,在射频共振条件下,一方面,电子振荡行为及其在振荡过程中的损失加剧,中心区等离子体电势相对于两引出极板大幅提高;另一方面,衰亡等离子体中的电子在外加射频电场的作用下得到显著加热,离子声波的传播速度提高.上述两方面的共同作用使得衰亡等离子体条件下的离子引出效率显著提高,离子引出时间明显缩短.

在本文所讨论的参数范围内,理论研究给出的电子振荡频率基本上在数百兆赫兹量级甚至更高,由此可见,产生射频共振所需要的电源频率相对较高,这对实际应用中的电源参数提出了较高的要求.另外,在实际的光致电离等离子体离子引出技术工程应用中^[40,41],不仅所采用的极板构型通常并非简单的平行板结构,而是采用了更为复杂的引出极板构型,而且初始等离子体密度和引出电压可能具有更高的数值(如初始等离子体密度在 10^{17} m^{-3} 量级,而引出电压则在 10000 V 量级).因此,在今后的工作中,我们将进一步深入研究更贴合实际工程应用的衰亡等离子体中带电粒子非平衡输运特性,寻找在不同引出极板构型、更高初始等离子体密度、更大外加引出电压条件下适合实际应用的外加交流电场共振频段范围,并进行实验验证.

参考文献

- [1] Dhayal M, Forder D, Parry K L, Short R D, Bradley J W 2003 *Surf. Coat. Technol.* **173-174** 872
- [2] Aleksandrov N L, Anokhin E M, Kindysheva S V, Kirpichnikov A A, Kosarev I N, Nudnova M M, Starikovskaya S M, Starikovskii A Y 2012 *Plasma Phys. Rep.* **38** 179
- [3] Khrabrov A V, Kaganovich I D, Chen J, Guo H 2020 *Phys. Plasmas* **27** 123512
- [4] Lieberman M A 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 2926
- [5] Yamada K, Tetsuka T, Deguchi Y 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 8064
- [6] Yamada K, Tetsuka T, Deguchi Y 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 6962
- [7] Ogura K, Arisawa T, Shibata T 1992 *Jpn. J. Appl. Phys.* **31** 1485
- [8] Yamada K, Tetsuka T 1994 *J. Nucl. Sci. Technol.* **31** 301
- [9] Nishio R, Yamada K, Suzuki K, Wakabayashi M 1995 *J. Nucl. Sci. Technol.* **32** 180
- [10] Matsui T, Tsuchida K, Tsuda S, Suzuki K, Shoji T 1996

Phys. Plasmas **3** 4367

- [11] Shibata T, Ogura K 1996 *J. Nucl. Sci. Technol.* **33** 834
- [12] Matsui T, Tsuchida K, Tsuda S, Suzuki K, Shoji T 1997 *J. Nucl. Sci. Technol.* **34** 923
- [13] Matsui Tetsuya, Tsuda S, Tsuchida K, Suzuki K, Shoji T 1997 *Phys. Plasmas* **4** 3527
- [14] Killian T C, Kulin S, Bergeson S D, Orozco S D, Orzel C, Rolston S L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4776
- [15] Kulin S, Killian T C, Bergeson S D, Rolston S L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 318
- [16] Mazevet S, Collins L A, Kress J D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 055001
- [17] Robicheaux F, Hanson J D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 055002
- [18] Bergeson S D, Spencer R L 2003 *Phys. Rev. E* **67** 026414
- [19] Robicheaux F, Hanson J D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2217
- [20] Pohl T, Pattard T, Rost J M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 155003
- [21] Simien C E, Chen Y C, Gupta P, Laha S, Martinez Y N, Mickelson P G, Nagel S B, Killian T C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 143001
- [22] Cummings E A, Daily J E, Durfee D S, Bergeson S D 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 235001
- [23] Fletcher R S, Zhang X L, Rolston S L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 105003
- [24] Zhang X L, Fletcher R S, Rolston S L, Guzdar P N, Swisdak M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 235002
- [25] Gorman G M, Warrens M K, Bradshaw S J, Killian T C 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 085002
- [26] Sprenkle R T, Bergeson S D, Silvestri L G, Murillo M S 2022 *Phys. Rev. E* **105** 045201
- [27] Li H P, Ostrikov K, Sun W T 2018 *Phys. Rep.* **770–772** 1
- [28] Li H P, Wang P, Wang X, You W, Chai J J, Li Z Y 2015 *High Voltage Eng.* **41** 2825 (in Chinese) [李和平, 王鹏, 王鑫, 尤伟, 柴俊杰, 李增耀 2015 高电压技术 **41** 2825]
- [29] Li H P, Wang X, Chai J J, Li Z X 2016 *High Voltage Eng.* **42** 706 (in Chinese) [李和平, 王鑫, 柴俊杰, 李占贤 2016 高电压技术 **42** 706]
- [30] Wang Y T, Chen J, Li H P, Jiang D J, Zhou M S 2021 *Jpn. J. Appl. Phys.* **60** SAAB05
- [31] Chen J, Khrabrov A V, Wang Y T, Li J, Li H P, Jiang D J, Zhou M S 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 025010
- [32] Chen J, Fu T Z, Guo H, Li H P, Jiang D J, Zhou M S 2019 *Plasma Sci. Technol.* **21** 045402
- [33] Chen J, Li J, Li H P, Jiang D J, Zhou M S 2020 *High Voltage Eng.* **46** 729 (in Chinese) [陈坚, 李静, 李和平, 姜东君, 周明胜 2020 高电压技术 **46** 729]
- [34] Calder A C, Laframboise J G 1990 *Phys. Fluids B* **2** 655
- [35] Calder A C, Hulbert G W, Laframboise J G 1993 *Phys. Fluids B* **5** 674
- [36] Sydorenko D 2006 *Ph. D. Dissertation* (Saskatchewan: University of Saskatchewan)
- [37] Jiang W 2010 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [姜巍 2010 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [38] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Hoboken: Wiley-Interscience) pp389–394
- [39] Xiong J G, Wang D W 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2420 (in Chinese) [熊家贵, 王德武 2000 物理学报 **49** 2420]
- [40] Lu X Y, Yuan C, Zhang X Z, Zhang Z Z 2020 *Chin. Phys. B* **29** 045201
- [41] Lu X Y, Yuan C, Gao Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 145201 (in Chinese) [卢肖勇, 袁程, 高阳 2021 物理学报 **70** 145201]

Non-equilibrium transport of charged particles in a wall-confined decaying plasma under an externally applied electric field*

Wang Yao-Ting Luo Lan-Yue Li He-Ping[†]

Jiang Dong-Jun Zhou Ming-Sheng

(*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 18 July 2022; revised manuscript received 14 August 2022)

Abstract

In this work, non-equilibrium transport processes of the charged particles in a plasma confined between two parallel plates with externally applied electric fields are analyzed with the charged-particle transport of laser-induced plasma as the major research background. The theoretical analyses of the transient responses of the electrons to the externally applied electrostatic fields are conducted under different initial distributions of the plasma parameters including the loss and the oscillation frequency of the electrons in the transient oscillation process, and the critical value of the electron number density for the initial electron temperature effect of the ion transport. The particle-in-cell (PIC) modeling results are consistent well with the theoretical predictions. Based on the preceding results, the PIC simulations of the ion extraction process by imposing a radio-frequency (RF) electric field on the electrostatic field are conducted. The modeling results indicate that there exists an obvious resonance phenomenon in the ion extraction process, in which the ion extraction flux is significantly increased. Under a certain operating condition, the ion extraction time at the RF resonance point is reduced to 5.8% of its original value with only an electrostatic field. Further analysis shows that, on the one hand, the electrons will be heated by the externally applied RF electric field, and thus, the propagation velocity of the ion rarefaction wave will be increased; on the other hand, the electron oscillations will be enhanced, resulting in losing more electrons in the electron oscillation process and a higher plasma potential, which ultimately leads to a higher ion extraction flux and a shorter ion extraction time.

Keywords: decaying plasma, non-equilibrium transport of charged particles, electron oscillation, theoretical analysis, particle-in-cell simulation

PACS: 28.60.+s, 52.30.-q, 52.35.Fp, 52.50.Qt

DOI: [10.7498/aps.71.20221431](https://doi.org/10.7498/aps.71.20221431)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11775128).

[†] Corresponding author. E-mail: liheping@tsinghua.edu.cn

外加电场作用下的壁面约束衰亡等离子体中带电粒子非平衡输运特性

汪耀庭 罗岚月 李和平 姜东君 周明胜

Non-equilibrium transport of charged particles in a wall-confined decaying plasma under an externally applied electric field

Wang Yao-Ting Luo Lan-Yue Li He-Ping Jiang Dong-Jun Zhou Ming-Sheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 232801 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221431

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221431>

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

大气压非平衡等离子体甲烷干法重整零维数值模拟

Zero-dimensional numerical simulation of dry reforming of methane in atmospheric pressure non-equilibrium plasma

物理学报. 2021, 70(7): 075206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201700>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

一种计算非平衡等离子体中粒子能级布居的简化方法

A simplified method of calculating electronic energy level populations in nonequilibrium plasmas

物理学报. 2021, 70(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202119>

非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

一个快速模拟热稠密非平衡等离子体的碰撞辐射模型

A general model for rapid simulation of hot dense plasmas under non-local thermal equilibrium conditions

物理学报. 2021, 70(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201946>

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>