

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控 • 封面文章

双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体源的多物理场三维仿真*

李京泽 赵明亮[†] 张钰如 高飞 王友年

(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 20 日收到; 2025 年 9 月 25 日收到修改稿)

容性耦合等离子体源具备结构、造价低、能产生大面积均匀等离子体的优点, 被广泛应用于半导体芯片制造的刻蚀、沉积等工艺中. 为了满足先进生产工艺的需求, 人们常常需要对等离子体源实施流体模拟, 从而对等离子体的密度、均匀性等重要参数进行优化. 本文采用自主研发的容性耦合等离子体快速模拟程序对双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体源进行了三维流体模拟, 以对程序在该问题中的有效性进行初步验证, 并研究气压、高低频电压、低频频率、气体组分比例等放电参数对等离子体产生的影响. 模拟结果显示, 该程序具有极高的模拟速度; 随着低频电压的增加, 等离子体密度先近似不变, 后显著增大, 而等离子体的均匀性先上升, 后显著下降, 在此过程中低频电源带来的 γ 模式加热逐渐增加, 直到取代高频电源的 α 模式加热成为主导; 随着低频频率的增加, 等离子体密度先近似不变, 后略微增大, 而等离子体的均匀性变化不大, 这是因为低频电源的 γ 模式加热与频率无关, 而 α 模式加热远远低于高频电源; 随着高频电压的增加, 等离子体密度显著增大, 而等离子体的均匀性先上升, 后显著下降, 在此过程中高频电源的 α 模式加热显著增强; 随着气压的增加, 等离子体密度明显增大, 同时等离子体的均匀性也明显上升, 原因是粒子与背景气体间碰撞更为充分; 随着背景气体中 Ar 比例的增加, 等离子体密度变化较小, Ar 相关粒子的密度总体呈上升趋势, CF₄ 相关粒子的密度总体呈下降趋势, 但部分粒子的密度变化存在非单调的情况, 这体现了部分组分的电离、解离间具有相互促进的作用.

关键词: 容性耦合等离子体, 三维流体模型, 数值模拟, 等离子体均匀性**PACS:** 52.50.Qt, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.74.20251121**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251121

1 引言

容性耦合等离子体 (capacitively coupled plasma, CCP) 源具有结构简单、造价低、能产生大面积均匀等离子体的优点, 被广泛应用于半导体芯片制造中的刻蚀、沉积等工艺中^[1,2]. 为了满足先进生产工艺的需求, 人们对等离子体源的密度、均匀性等参数实施优化, 现有的优化手段主要包括实验诊断与数值模拟, 它们都是等离子体源设计中不

或缺的重要步骤. 其中, 实验方法得出的结果最为严密可靠, 但往往需要花费大量的时间成本与经济成本, 且无法对系统中的许多关键信息进行直接的测量. 与之相比, 采用数值模拟方法能够克服等离子体源价格高昂、改装困难且同时只能进行一个实验的限制, 有效地节约时间成本与经济成本, 且能够直接得到腔室内部许多难以测量的关键信息, 从而为等离子体源的设计工作提供巨大帮助.

等离子体数值模拟中采用的模型主要包含三类, 即整体模型^[3-5]、粒子模型^[6-8]和流体模型^[9-11].

* 国家自然科学基金 (批准号: 11935005) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: mlzhao@dlut.edu.cn

其中,整体模型求解粒子数、电子能量等守恒量在整个腔室中的平衡,属于零维模型,因而具有最快的计算速度,适合对复杂气体组分放电中的反应机制进行分析.但整体模型无法自洽求解物理量的空间分布,必须为此做出人为的假设,因而结果的可靠性相对较低,且无法对等离子体的均匀性进行分析.粒子模型求解大量宏粒子的牛顿力学运动方程,同时耦合了蒙特卡罗碰撞,能够自洽求解出粒子在位置空间与速度空间的分布,从而具备最高的真实性,适合对关注动理学效应或对准确性要求最高的放电问题进行模拟.但粒子模型的求解必须付出极高的计算成本,这使得它难以用于大腔室、高等离子体密度的二维模拟或绝大多数参数下的三维模拟,从而极大地限制了它在实际问题中的应用.而流体模型则将等离子体中的各个组分视为流体,求解其密度、流速、温度满足的流体力学方程组,从而自洽地得到各物理量的空间分布.流体模型在计算速度上远高于粒子模型,使得其在真实腔室、极端参数与三维模拟条件下具有一定的可行性,同时在可靠性上明显高于整体模型,且具备对均匀性进行分析的能力,因而被大量应用于实际工艺等离子体源的数值模拟中.

对容性耦合等离子体实施流体模拟的现有手段包含国内外科研发团队所研发的各种学术软件与商业软件.前者中具有代表性的是 Kushner 团队开发的 HPEM 软件^[12-14],该软件以流体模型为基础,兼具电子蒙特卡罗等多种混合模拟功能,支持将各功能模块根据时间尺度的不同进行非同步耦合,从而能够有效地克服等离子体模拟中刚性过强带来的困难,且对尘埃等离子体、辐射输运、溅射模拟等高级功能有着全面的支持,在工程实践中经历了数十年的检验,深受国外用户认可.后者中具有代表性的是 COMSOL 公司研发的 COMSOL Multiphysics 软件^[15-18],该软件是典型的通用 CAE 软件,具备完善的前后处理功能与简单易用的用户界面,其等离子体模块提供了基于流体模型的模拟功能,能够支持灵活的边界条件与复杂的腔室结构,且通过专业的基准测试保证了结果的可靠性,近年来成为等离子体模拟工作中的热门选择.

考虑到等离子体流体模拟的重要价值,有必要为其建立一个自主可控、功能全面、可靠性高、计算速度快且易于使用的模拟程序.因此,我们对课

题组自主研发的 MAPS (multi-physics analysis of plasma sources) 模拟平台实施了多次技术迭代,建立了一个性能优秀的等离子体流体模型快速模拟程序^[19].本文采用这一程序对双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体实施了三维流体模拟,从而对程序在相应问题中的有效性实施初步验证,并研究气压、高低频电压、低频频率、气体组分比例等放电参数对等离子体的密度、均匀性等指标造成的影响.

2 模型与方法

2.1 模型方程

对于 Ar/CF₄ 放电,本文在模拟中考虑了等离子体中的 16 种组分,包括电子、7 种离子 (Ar⁺, CF₃⁺, CF₂⁺, CF⁺, F⁺, F⁻, CF₃⁻)、6 种活性中性粒子 (Ar*, CF₃, CF₂, CF, F₂, F) 与 2 种背景中性气体 (Ar, CF₄).模拟中为每一种组分考虑一个独立的流体力学方程组.对于电子组分,模拟中求解采用迁移扩散近似的流体力学方程组,即连续性方程:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_e + \frac{\delta n_e}{\delta t}, \quad (1)$$

能量方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right) = -\nabla \cdot \mathbf{Q}_e - e \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{E} + \frac{\delta}{\delta t} \left(\frac{3}{2} n_e T_e \right), \quad (2)$$

以及迁移扩散近似:

$$\mathbf{J}_e = -\frac{1}{m_e \nu_{en}} [en_e \mathbf{E} + \nabla (n_e T_e)], \quad (3)$$

$$\mathbf{Q}_e = -\frac{5}{2} \frac{1}{m_e \nu_{en}} [ep_e \mathbf{E} + \nabla (p_e T_e)], \quad (4)$$

其中 n_e 表示电子密度; T_e 表示电子温度; \mathbf{J}_e 与 \mathbf{Q}_e 分别表示电子的粒子数通量与能量通量; \mathbf{E} 表示电场强度; e 表示单位电荷; p_e 表示电子压强; m_e 表示电子质量; ν_{en} 表示电子与中性粒子的弹性碰撞频率; $\delta/\delta t$ 表示相应物理量的源项.对于每一种离子组分,模拟中求解完整的流体力学方程组,即连续性方程:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i) + \frac{\delta n_i}{\delta t}, \quad (5)$$

动量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_i n_i \mathbf{u}_i}{\partial t} = & -\nabla \cdot \left(m_i n_i \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i + p_i \overleftrightarrow{\mathbf{I}} \right) \\ & + Z_i e n_i \mathbf{E} + \frac{\delta m_i n_i \mathbf{u}_i}{\delta t}, \end{aligned} \quad (6)$$

与能量方程:

$$\frac{\partial n_i C_{Vi} T_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_i C_{Vi} T_i \mathbf{u}_i + \mathbf{q}_i) - p_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i + \frac{\delta n_i C_{Vi} T_i}{\delta t}, \quad (7)$$

其中 n_i 表示离子密度; \mathbf{u}_i 表示离子流速; T_i 表示离子温度; p_i 表示离子压强; \mathbf{q}_i 表示离子的热传导通量; m_i 表示离子质量; Z_i 表示离子电荷量; C_{Vi} 表示离子的热容. 对于每一种活性中性粒子组分, 模拟中求解采用对流扩散近似的连续性方程, 即

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_a + \frac{\delta n_a}{\delta t}, \quad (8)$$

$$\mathbf{J}_a = -\frac{1}{\sum_b \mu_{ab} \nu_{ab}} \nabla p_a + n_a \frac{\sum_b \mu_{ab} \nu_{ab} \mathbf{u}_b}{\sum_b \mu_{ab} \nu_{ab}}, \quad (9)$$

其中 n_a 表示活性中性粒子 a 的密度; \mathbf{J}_a 表示粒子的通量; μ_{ab} 与 ν_{ab} 分别表示粒子相对于背景气体组分 b 的折合质量与弹性碰撞频率; \mathbf{u}_b 表示背景气体的流速. 对于每一种背景中性气体组分, 模拟中求解考虑黏性的完整流体力学方程组, 即连续性方程:

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_b \mathbf{u}_b) + \frac{\delta n_b}{\delta t}, \quad (10)$$

动量方程:

$$\frac{\partial m_b n_b \mathbf{u}_b}{\partial t} = -\nabla \cdot (m_b n_b \mathbf{u}_b \mathbf{u}_b + \overleftrightarrow{\mathbf{P}}_b) + \frac{\delta m_b n_b \mathbf{u}_b}{\delta t}, \quad (11)$$

能量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_b C_{Vb} T_b}{\partial t} = & -\nabla \cdot (n_b C_{Vb} T_b \mathbf{u}_b + \mathbf{q}_b) \\ & - \left(\overleftrightarrow{\mathbf{P}}_b \cdot \nabla \right) \cdot \mathbf{u}_b + \frac{\delta n_b C_{Vb} T_b}{\delta t}, \end{aligned} \quad (12)$$

以及牛顿黏性定律:

$$\overleftrightarrow{\mathbf{P}}_b = p_b \overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \overleftrightarrow{\boldsymbol{\pi}}_b, \quad (13)$$

$$\overleftrightarrow{\boldsymbol{\pi}}_b = -\eta_b \left(\nabla \mathbf{u}_b + (\nabla \mathbf{u}_b)^T \right) + \left(\frac{2}{3} \eta_b - \eta'_b \right) (\nabla \cdot \mathbf{u}_b) \overleftrightarrow{\mathbf{I}}, \quad (14)$$

其中 n_b 表示背景气体密度; \mathbf{u}_b 表示背景气体流速; T_b 表示背景气体温度; $\overleftrightarrow{\mathbf{P}}_b$ 表示背景气体的应力张量; p_b 和 $\overleftrightarrow{\boldsymbol{\pi}}_b$ 分别是其压强部分与黏性部分; η_b 与 η'_b 表示黏性系数与第二黏性系数, 通常取 $\eta_b = p_b / \nu_b$ 与 $\eta'_b = 0$, ν_b 表示背景气体参与的总弹性碰撞频率; \mathbf{q}_b 表示背景气体的热传导通量; m_b 表示背景气体的粒子质量; C_{Vb} 表示背景气体的热容. 各组分能量方程中的热容可以依据能量均分定理进行

计算, 即单原子分子为 1.5, 双原子分子与线性多原子分子为 2.5, 其他多原子分子为 3. 为了自洽计算流体方程中的电场 \mathbf{E} , 还需要在等离子体区域与电介质区域求解静电场的泊松方程, 即

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (15)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = -\varepsilon \nabla \varphi, \quad (16)$$

其中 \mathbf{D} 表示电位移矢量; φ 表示电势; ρ 表示空间电荷密度; ε 表示介电常数. 在等离子体区域中, 空间电荷密度等于电子与离子的电荷密度之和, 介电常数等于真空介电常数. 在电介质区域中, 空间电荷密度为 0, 介电常数等于相应介质材料的介电常数.

2.2 边界条件

对于全部的四类流体力学方程组, 模拟中有两种最常用的边界条件, 即器壁边界条件与对称性边界条件. 器壁边界条件假设粒子在边界处的速度分布满足麦克斯韦分布, 并对麦克斯韦分布中流出腔室的部分进行积分, 从而得到相应组分在器壁处的各种通量. 对称性边界条件假设边界外侧存在与边界内侧相同的流体, 且其物理量与边界内侧呈镜像关系, 即密度、温度等标量与边界内侧相应位置相等, 而流速等矢量与边界内侧在切向分量上相等, 在法向分量上相反. 对于背景中性气体, 还需要一定的入口边界条件与出口边界条件, 本文的模拟工作中采用通量边界条件作为入口边界条件, 以及压强边界条件作为出口边界条件. 对于静电场泊松方程, 模拟中常用的是电势的第一类边界条件与对称性边界条件, 前者直接指定边界处的电势取值, 后者假设边界外的电势与边界内呈镜像分布. 如果考虑了电介质区域, 还需要在等离子体与介质的界面处采用静电场的衔接条件, 即

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{e}_n = \sigma, \quad (17)$$

其中 σ 表示介质表面积累的面电荷密度, 它在模拟中依据流向介质表面的带电粒子通量来自洽计算, 即

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(-e \mathbf{J}_e + \sum_i Z_i e \mathbf{J}_i \right) \cdot \mathbf{e}_n. \quad (18)$$

2.3 碰撞反应

对于流体力学方程组中的各个源项, 模拟中需

表 1 模型中考虑的碰撞反应
Table 1. Collision reactions considered in the model.

编号	反应表达式	文献	编号	反应表达式	文献
1	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}$	[19]	39	$e + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F}^-$	[19]
2	$\text{Ar}^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar}$	[19]	40	$e + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_3^- + \text{F}$	[19]
3	$\text{CF}_3^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}_3^+ + \text{Ar}$	[19]	41	$\text{F}^- + \text{CF}_3 \rightarrow e + \text{CF}_4$	[19]
4	$\text{CF}_2^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}_2^+ + \text{Ar}$	[19]	42	$\text{F}^- + \text{CF}_2 \rightarrow e + \text{CF}_3$	[19]
5	$\text{CF}^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}^+ + \text{Ar}$	[19]	43	$\text{F}^- + \text{CF} \rightarrow e + \text{CF}_2$	[19]
6	$\text{F}^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{F}^+ + \text{Ar}$	[19]	44	$\text{F}^- + \text{F} \rightarrow e + \text{F}_2$	[19]
7	$\text{F} + \text{Ar} \rightarrow \text{F} + \text{Ar}$	[19]	45	$\text{CF}_3^- + \text{CF}_3^+ \rightarrow 2\text{CF}_3$	[19]
8	$\text{CF}_3^- + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}_3^- + \text{Ar}$	[19]	46	$\text{F}^- + \text{CF}_3^+ \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F}$	[19]
9	$\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$	[19]	47	$\text{F}^+ \text{CF}_3^+ \rightarrow \text{CF}_2 + \text{F}_2$	[19]
10	$\text{CF}_3 + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}_3 + \text{Ar}$	[19]	48	$\text{F}^- + \text{CF}_2^+ \rightarrow \text{CF}_2 + \text{F}$	[19]
11	$\text{CF}_2 + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}_2 + \text{Ar}$	[19]	49	$\text{F}^- + \text{CF}_2^+ \rightarrow \text{CF} + \text{F}_2$	[19]
12	$\text{CF} + \text{Ar} \rightarrow \text{CF} + \text{Ar}$	[19]	50	$\text{F}^- + \text{CF}^+ \rightarrow \text{CF} + \text{F}$	[19]
13	$\text{F}_2 + \text{Ar} \rightarrow \text{F}_2 + \text{Ar}$	[19]	51	$\text{F}^- + \text{F}^+ \rightarrow 2\text{F}$	[19]
14	$\text{F} + \text{Ar} \rightarrow \text{F} + \text{Ar}$	[19]	52	$\text{CF}_3^- + \text{CF}_2^+ \rightarrow \text{CF}_3 + \text{CF}_2$	[19]
15	$e + \text{CF}_4 \rightarrow e + \text{CF}_4$	[19]	53	$\text{CF}_3^- + \text{CF}^+ \rightarrow \text{CF}_3 + \text{CF}$	[19]
16	$\text{Ar}^+ + \text{CF}_4 \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{CF}_4$	[19]	54	$\text{CF}_3^- + \text{F}^+ \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F}$	[19]
17	$\text{CF}_3^+ + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_3^+ + \text{CF}_4$	[19]	55	$\text{CF}_2^+ + \text{CF}_3 \rightarrow \text{CF}_3^+ + \text{CF}_2$	[19]
18	$\text{CF}_2^+ + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_2^+ + \text{CF}_4$	[19]	56	$\text{CF}^+ + \text{CF}_3 \rightarrow \text{CF}_3^+ + \text{CF}$	[19]
19	$\text{CF}^+ + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}^+ + \text{CF}_4$	[19]	57	$\text{CF}^+ + \text{CF}_2 \rightarrow \text{CF}_2^+ + \text{CF}$	[19]
20	$\text{F}^+ + \text{CF}_4 \rightarrow \text{F}^+ + \text{CF}_4$	[19]	58	$\text{F} + \text{CF}_3 \rightarrow \text{CF}_4$	[19]
21	$\text{F}^- + \text{CF}_4 \rightarrow \text{F}^- + \text{CF}_4$	[19]	59	$\text{F} + \text{CF}_2 \rightarrow \text{CF}_3$	[19]
22	$\text{CF}_3^- + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_3^- + \text{CF}_4$	[19]	60	$\text{F} + \text{CF} \rightarrow \text{CF}_2$	[19]
23	$\text{Ar}^* + \text{CF}_4 \rightarrow \text{Ar}^* + \text{CF}_4$	[19]	61	$\text{F}_2 + \text{CF}_3 \rightarrow \text{CF}_4 + \text{F}$	[19]
24	$\text{CF}_3 + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_3 + \text{CF}_4$	[19]	62	$\text{F}_2 + \text{CF}_2 \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F}$	[19]
25	$\text{CF}_2 + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_2 + \text{CF}_4$	[19]	63	$\text{CF}_3^- + \text{F} \rightarrow \text{CF}_3 + \text{F}^-$	[19]
26	$\text{CF} + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF} + \text{CF}_4$	[19]	64	$e + \text{Ar} \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	[20]
27	$\text{F}_2 + \text{CF}_4 \rightarrow \text{F}_2 + \text{CF}_4$	[19]	65	$e + \text{Ar} \rightarrow e + \text{Ar}^*$	[20]
28	$\text{F} + \text{CF}_4 \rightarrow \text{F} + \text{CF}_4$	[19]	66	$e + \text{Ar}^* \rightarrow 2e + \text{Ar}^+$	[20]
29	$\text{Ar} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	[19]	67	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow e + \text{Ar} + \text{Ar}^+$	[20]
30	$\text{CF}_4 + \text{CF}_4 \rightarrow \text{CF}_4 + \text{CF}_4$	[19]	68	$\text{Ar}^* + \text{CF}_2 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF} + \text{F}$	[21]
31	$\text{Ar} + \text{CF}_4 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}_4$	[19]	69	$\text{Ar}^* + \text{CF}_3 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}_2 + \text{F}$	[21]
32	$e + \text{CF}_4 \rightarrow e + \text{CF}_3 + \text{F}$	[19]	70	$\text{Ar}^* + \text{CF}_4 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}_2 + \text{F}_2$	[21]
33	$e + \text{CF}_4 \rightarrow e + \text{CF}_2 + 2\text{F}$	[19]	71	$\text{Ar}^+ + \text{CF}_2 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}^+ + \text{F}$	[21]
34	$e + \text{CF}_4 \rightarrow e + \text{CF} + 3\text{F}$	[19]	72	$\text{Ar}^+ + \text{CF}_3 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}_2^+ + \text{F}$	[21]
35	$e + \text{CF}_4 \rightarrow 2e + \text{CF}_3^+ + \text{F}$	[19]	73	$\text{Ar}^+ + \text{CF}_4 \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}_3^+ + \text{F}$	[22]
36	$e + \text{CF}_4 \rightarrow 2e + \text{CF}_2^+ + 2\text{F}$	[19]	74	$\text{Ar}^+ + \text{CF}_3^- \rightarrow \text{Ar} + \text{CF}_3$	[21]
37	$e + \text{CF}_4 \rightarrow 2e + \text{CF}^+ + 3\text{F}$	[19]	75	$\text{Ar}^+ + \text{F}^- \rightarrow \text{Ar} + \text{F}$	[21]
38	$e + \text{CF}_4 \rightarrow 2e + \text{CF}_3 + \text{F}^+$	[19]	76	$\text{CF}_3^+ + \text{Ar} \rightarrow \text{CF}_3 + \text{Ar}^+$	[21]

要依据等离子体中发生的碰撞反应进行计算. 对于本文中模拟的 Ar/CF_4 放电体系, 我们共考虑了 31 个弹性碰撞反应和 45 个非弹性碰撞反应, 如表 1 所列. 根据碰撞反应来计算源项的具体方法可以参考 Li 等^[19] 的报道.

2.4 数值方法

对于上文所描述的模型方程组, 本文采用自主研发的等离子体流体模型快速模拟程序进行求解.

该程序以有限体积法作为基础方法, 在正交网格上对各个方程实施空间离散. 为了获得尽可能快的计算速度, 程序中采用了一系列精心设计的高效数值方法^[19], 例如为电子流体方程采用改进的迎风格式与空间变化的时间步长, 为静电场泊松方程采用半隐式格式与周期性的迭代初值, 以及为等离子体的演化实施加速等. 与此同时, 程序中还实现了一系列能够有效提升计算速度的计算机技术, 例如 AVX2 向量化、CPU 多核并行等.

其中,改进的迎风格式被用于电子流体方程的空间离散.这种格式保留了常规迎风格式对通量项的迎风处理方法,同时额外对能量方程中的加热项实施了迎风处理,从而使得离散格式具有较强的保证.实践表明,这种格式能够有效改善电子方程求解的稳定性,且能极大降低对网格质量的要求,即使得模拟中不再需要因计算崩溃而反复调节网格.

同时,多步长显式欧拉法被用于电子方程的时间离散.这是一种特别适合 CCP 问题的时间离散方法,其独特之处在于可以为不同的空间位置应用不同的时间步长.在等离子体问题中,鞘层区域能够容许的最大时间步长通常远小于体区.通过这一方法,模拟中可以为鞘层区域设置较短的时间步长,而为体区设置较长的时间步长,从而能够有效降低电子方程在体区中的计算量,对以电子方程为主要计算瓶颈的问题产生明显的加速效果.

静电场泊松方程的半隐式格式是静电场方程求解中的常见方法.这种方法采用预测的未来时刻空间电荷密度来求解电场,从而能够克服方程的求解间隔不能超过介电弛豫时间的限制.实践表明,这一方法能够有效增大静电场方程的求解间隔,从而减小计算量.在射频问题中通常可以使求解间隔增大到仅受电源频率的限制.

模拟中静电场方程会被离散为线性方程组.为了加速求解线性方程组,程序在周期稳态问题中为线性方程组的求解采用了周期性的迭代初值,即不再采用上一时刻的解作为下一时刻的迭代初值,而是采用上周期同一相位的解作为当前时刻的迭代初值.这种方法能够在系统趋于周期稳态时大幅减少所需迭代次数,从而有效降低这些问题中线性方程组求解的计算量.

AVX2 向量化是一种基于 AVX2 扩展指令集实施的向量化技术,属于数据级并行技术,能够提高设备在模拟中发挥出的浮点运算性能.所谓的向量化也被称作单指令多数据 (SIMD) 技术,其核心特征是能够通过一条指令同时处理多个数据.例如支持 AVX2 指令集的处理器必须具有 256 位的向量寄存器与向量运算单元,向量化指令能够以 256 位寄存器作为操作数,并调用向量运算单元,直接一次性完成 4 次 64 位的双精度浮点数运算,而常规的标量指令则无法利用这些硬件资源.程序中实现的 CPU 多核并行则是在共享内存体系上实施的多线程并行,即属于线程级并行,同样能够提

高设备在模拟中发挥出的浮点运算性能.实践表明,对于属于计算瓶颈的问题,这两种并行方案都能带来明显的性能提升,且可以联合使用.

3 结果与讨论

在本文的模拟中,采用一个半径 24 cm、极板间距 3 cm、内部包含多种不同电介质材料的圆柱形腔室作为放电腔室.腔室的结构由图 1 中的二维 r - z 方向截面给出,将其沿对称轴旋转 90° 所扫过的 $1/4$ 腔室即为实际的三维模拟区域.在扫掠的起始面与终止面,所有方程都被设置为对称性边界条件,从而使得对 $1/4$ 腔室的模拟可以直接获得完整腔室的模拟结果.而在三维模拟区域的其他所有边界,各个方程都被设置为真实的物理边界条件:背景中性气体的流体方程在上极板处设置为入口边界条件,在下端开口处设置为出口边界条件,除此之外的流体方程边界都被设置为器壁边界条件;电场方程在所有外边界都被设置为电势的第一类边界条件,其中在上下极板分别等于具体的瞬时驱动电压,而在其余边界等于 0.在介质区域中, Si 材料的相对介电常数被设置为 12, Al_2O_3 材料的相对介电常数被设置为 8, SiO_2 材料的相对介电常数被设置为 4.在随后的模拟中,模拟区域被划分为 22600 个网格,网格如图 2 所示.

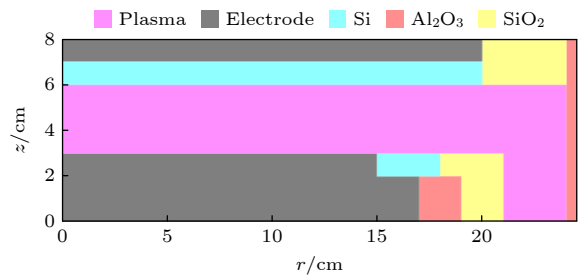


图 1 腔室结构示意图 (r - z 平面)

Fig. 1. Diagram of chamber structure (r - z plane).

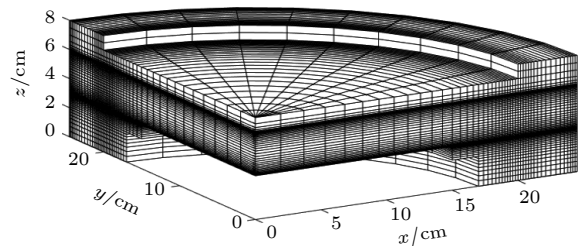


图 2 模拟区域的网格划分

Fig. 2. Discrete mesh of the simulation area.

3.1 等离子体的三维空间分布

首先选取一组典型的参数对双频容性耦合 Ar/CF₄ 放电进行模拟, 以展示模拟结果中各物理量的三维空间分布. 这组参数选取为出口总气压 100 mTorr (1 Torr = 133 Pa)、入口总流量 2000 sccm、气体组分比例 Ar:CF₄ = 5:5、上电极高频电压 200 V、高频频率 27.12 MHz、下电极低频电压 200 V、低频频率 400 kHz、二次电子发射系数 0.15. 在实施演化加速的基础上模拟 1500 个高频周期, 其中的演化加速使得各组分分别实际等效于求解了 1500 至 6000000 个高频周期, 各组分

在模拟过程中具有如图 3 所示的收敛曲线, 意味着模拟结果基本达到收敛. 在个人笔记本电脑上 (Intel Core i5-12450H 处理器、双通道 DDR4 内存) 采用 3 线程 CPU 并行仅需要约 1.5 h 的模拟时间. 模拟结果的完整三维分布如图 4 与图 5 所示. 从图 4 和图 5 中可以看出: 在垂直于极板的 z 方向, 电子与绝大部分的离子、活性中性粒子呈中间高、两边低的抛物形分布, 仅有 CF₃ 这样密度极低的离子受电场影响产生中间密度较低的马鞍形分布. 在平行于极板的 r 方向, 电子、离子与活性中性粒子在极板边缘附近具有密度峰值, 这是

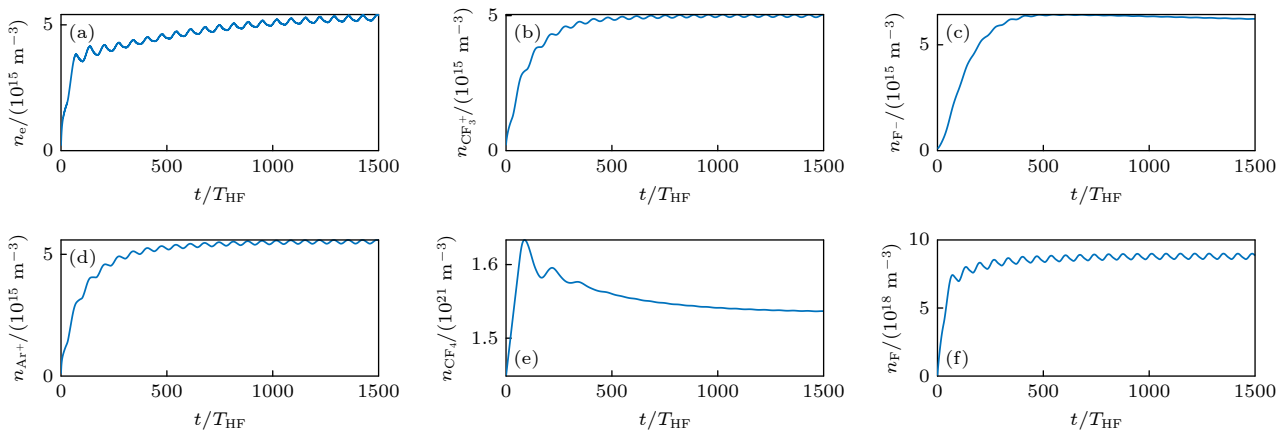


图 3 双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体中代表性的组分收敛曲线, 其纵坐标表示相应粒子密度的空间平均值

Fig. 3. The representative convergence curves of species in dual frequency capacitively-coupled Ar/CF₄ plasma, where the y -axis represents the spatially averaged density.

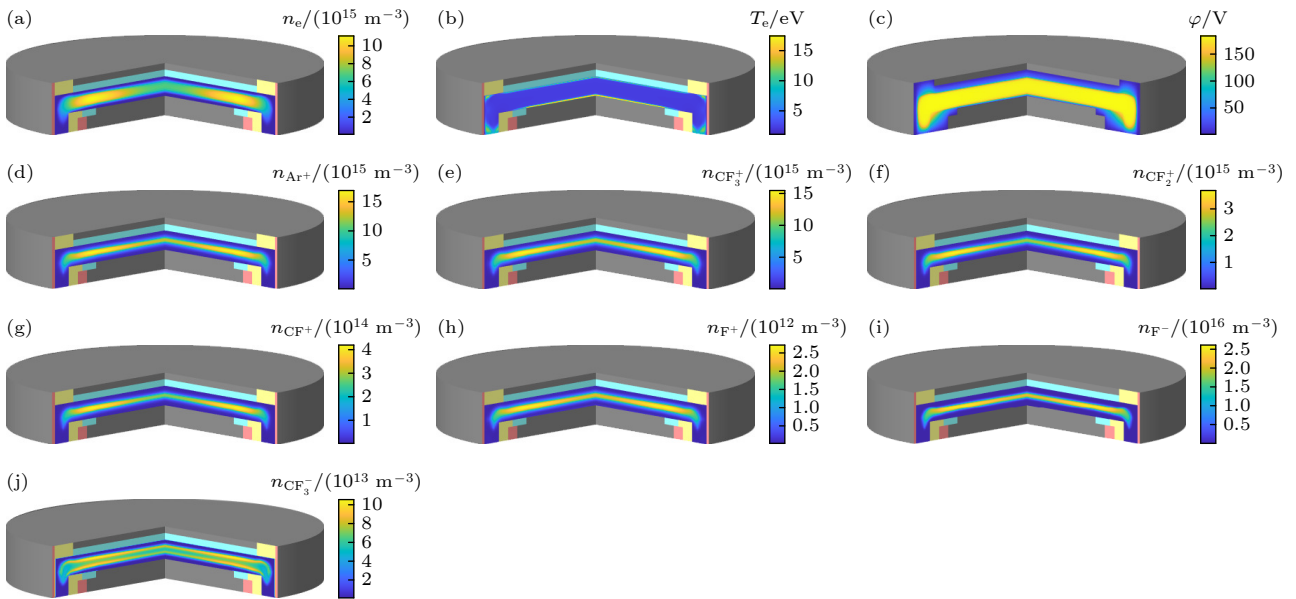


图 4 双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体中 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) 电势和 (d)–(j) 离子密度的三维模拟结果

Fig. 4. The three-dimensional simulation results of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) potential and (d)–(j) ion densities in the dual frequency capacitively-coupled Ar/CF₄ plasma.

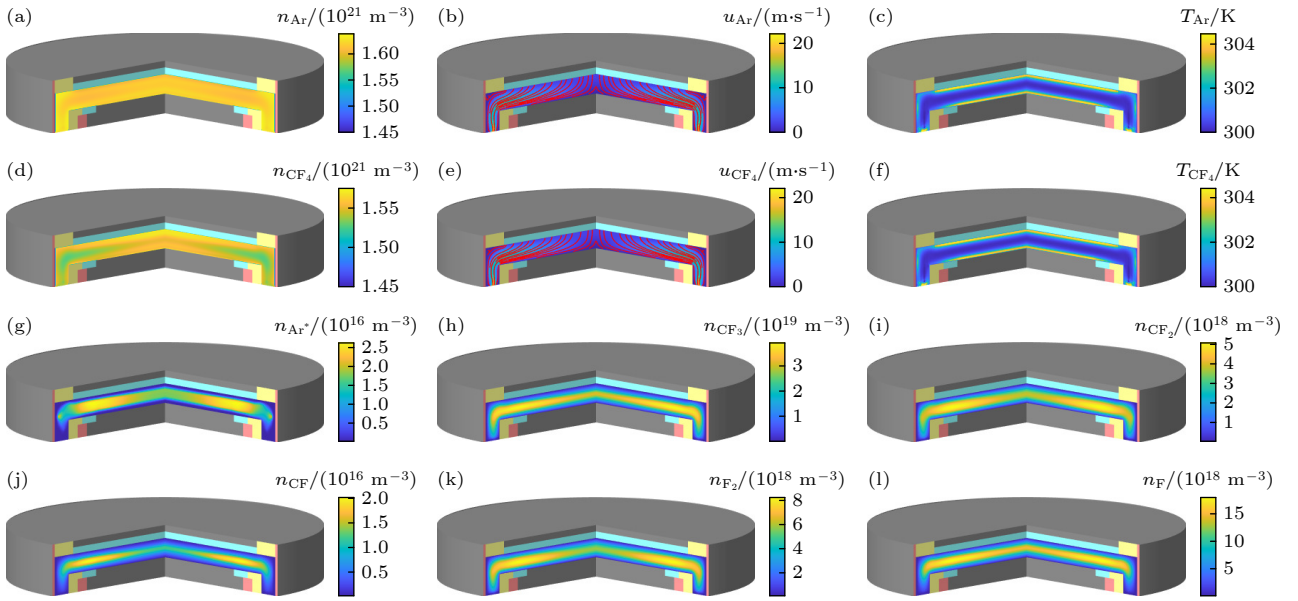


图 5 双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体中 (a)–(f) 背景气体的密度、流速、温度以及 (g)–(l) 活性中性粒子密度的三维模拟结果
 Fig. 5. The three-dimensional simulation results of (a)–(f) densities, velocities and temperatures of background gases and (g)–(l) densities of active neutral particles in the dual frequency capacitively-coupled Ar/CF₄ plasma.

由边缘效应所导致的, 这对等离子体的均匀性具有一定影响. 电子温度在边界附近, 特别是下极板表面处的薄层中具有明显的峰值, 这是因为模拟中考虑了二次电子效应, 从而在鞘层中产生了明显的 γ 模式加热^[4]. 从背景气体的密度与温度分布可以看出, 两种背景气体在与等离子体的双向耦合中仅受到了轻微的损耗与加热, 且在鞘层区域受到的影响最大. 从背景气体的流速分布中可以看出, 背景气体如同预想的那样从上电极的进气口 (淋浴头) 中流入, 平稳地流经腔室并从下端的抽气口流出.

3.2 低频电压的影响

在这一部分, 研究低频电压对于等离子体参数的影响. 将其他参数固定为: 出口总气压 100 mTorr、入口总流量 2000 sccm、气体组分比例 Ar:CF₄ = 5:5、上电极高频电压 200 V、高频率 27.12 MHz、下电极低频频率 400 kHz、二次电子发射系数 0.15, 同时单独改变低频电压的幅值. 图 6 中展示了不同低频电压下重要物理量在腔室正中心 (即 $z = 4.5$ cm 平面) 处的 r 方向分布. 从图 6 中可以看出, 在低频电压很低时, 增加低频电压对等离子体密度影响不大, 这是因为低频电压产生的 α 模式加热远弱于高频电压, 而在幅值较低时产生的 γ 模式加热也相对较弱, 导致此时的放电由上电极施加

的高频电压所主导. 而当低频电压增加到 300 V 附近时, 继续增加低频电压会使等离子体密度显著增加这是因为 γ 模式的加热效果受频率影响不大, 低频电压在幅值较高时能够提供大量的 γ 模式加热, 从而在放电中逐渐占据主导地位. 这意味着二次电子的存在会降低双频放电对等离子体密度与离子能量实施独立控制的能力: 撞击电极的离子能量取决于鞘层压降, 因此与电源电压密切相关. 理想的双频等离子体源工作在 α 模式下, 此时高频电源在相同电压幅值下产生的加热效果远高于低频电源, 因此改变低频电压能够单独调节离子能量, 而对等离子体密度影响很小. 但如果 γ 模式占据主导地位, 低频电压就会产生与高频电压相当的加热效果, 从而损失这样的独立调节能力. 同时, 还观察到边缘效应在低频电压很低时主要集中在上电极边缘, 而随着低频电压的增加逐渐转移至下电极边缘, 这可能与腔室中电极与介质的具体结构, 特别是上电极完全被介质包裹有关. 模拟结果显示采用中等大小 (即 300 V 左右) 的低频电压能够在整个腔室中获得最好的等离子体均匀性, 此时上下两个电极因边缘效应而产生的不均匀性在一定程度上相互抵消.

3.3 低频频率的影响

在这一部分, 研究低频频率对于放电性质的影

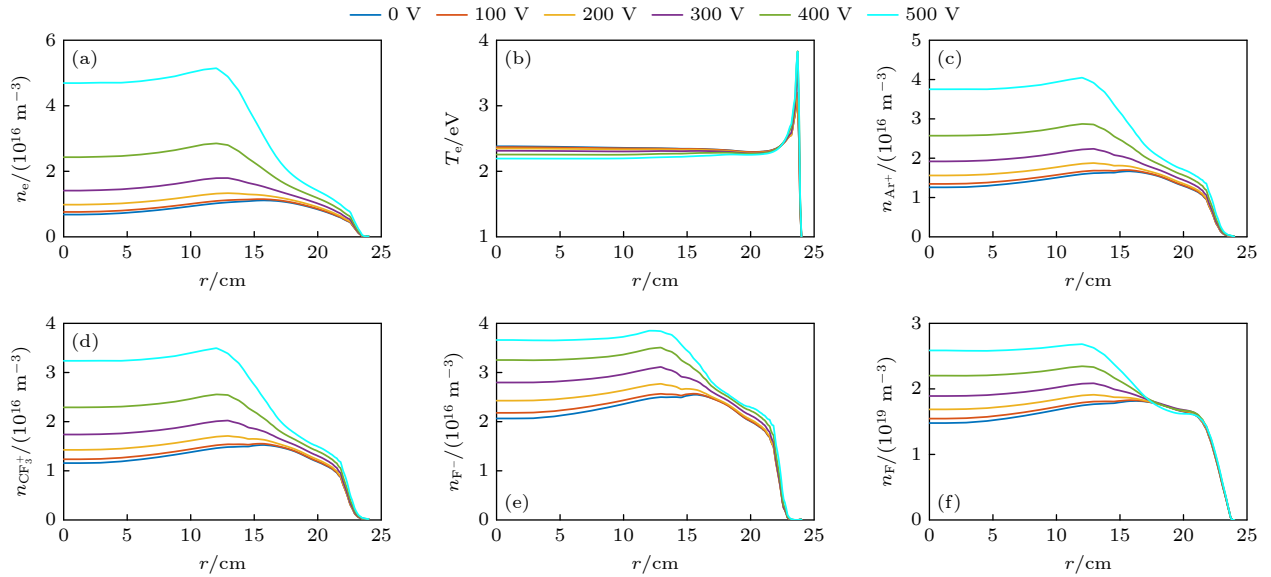


图6 不同低频电压下 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) Ar⁺离子密度、(d) CF₃⁺离子密度、(e) F⁻离子密度和 (f) F原子密度的 r 方向空间分布

Fig. 6. The radial spatial distribution of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) Ar⁺ density, (d) CF₃⁺ density, (e) F⁻ density, and (f) F density under different low-frequency voltages.

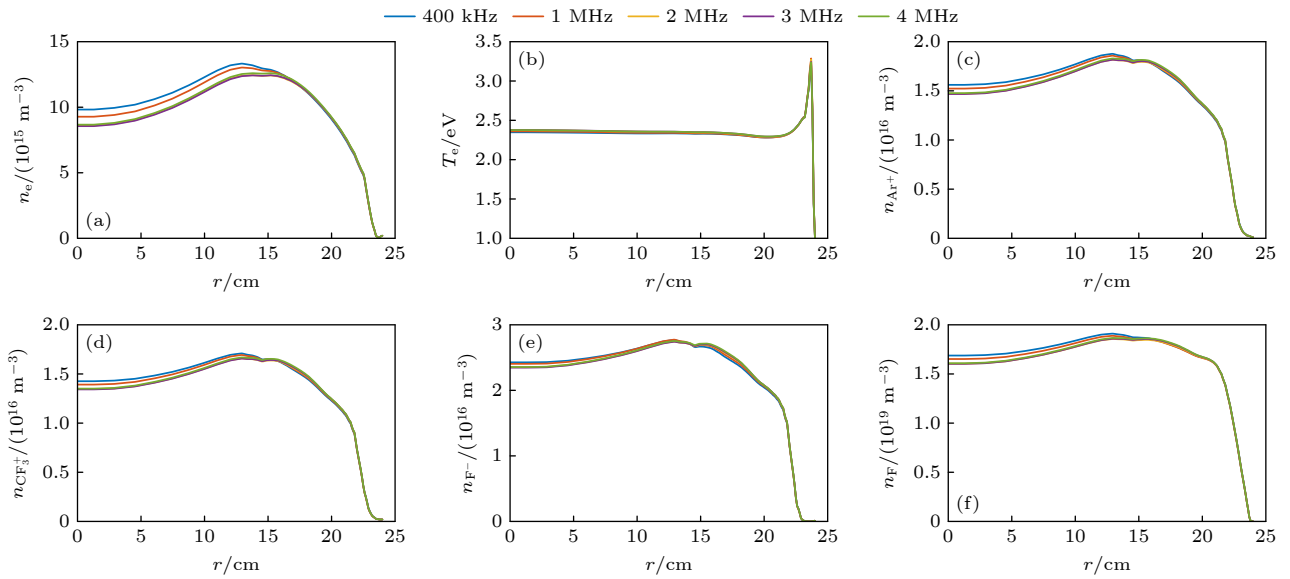


图7 不同低频率下 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) Ar⁺离子密度、(d) CF₃⁺离子密度、(e) F⁻离子密度、(f) F原子密度的 r 方向空间分布

Fig. 7. The radial spatial distribution of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) Ar⁺ density, (d) CF₃⁺ density, (e) F⁻ density, and (f) F density under different lower frequencies.

响。将其他参数固定为：出口总气压 100 mTorr、入口总流量 2000 sccm、气体组分比例 Ar:CF₄ = 5:5、上电极高频电压 200 V、高频频率 27.12 MHz、下电极低频电压 200 V、二次电子发射系数 0.15，同时单独改变低频频率。图7中展示了不同低频率下重要物理量在腔室正中心（即 $z = 4.5$ cm 平面）处的 r 方向分布。从图7中可以看出，当低频

频率低于 2 MHz 时，改变低频频率对放电几乎没有可见影响，而在更高的低频率下，进一步增加低频频率可以使得等离子体密度小幅增加，同时使得边缘效应导致的密度峰值小幅左移。这是因为单独改变低频频率只会对低频电压产生的 α 模式加热造成明显影响，而低频频率不太高时其产生的 α 模式加热仍然远低于高频驱动电压。

3.4 高频电压的影响

除了低频电压和低频频率之外, 高频电压同样对放电有显著影响. 在这一部分, 将其他参数固定为: 出口总气压 100 mTorr、入口总流量 2000 sccm、气体组分比例 $\text{Ar}:\text{CF}_4 = 5:5$ 、上电极高频频率 27.12 MHz、下电极低频电压 200 V、低频频率 400 kHz、二次电子发射系数 0.15, 同时单独改变高频电压, 从而研究高频电压对放电的影响. 图 8 中展示了不同高频电压下重要物理量在腔室正中心 (即 $z = 4.5$ cm 平面) 处的 r 方向分布. 从图 8 中可以看出, 与低频电压相比, 增加高频电压能够显著地提高等离子体密度, 这体现了双频放电对等离子体密度与离子能量实施独立控制的能力. 同时, 随着高频电压的增加, 边缘效应导致的密度峰值从靠右的上极板边缘逐渐左移到靠左的下极板边缘, 在这一过程中等离子体的均匀性先上升后下降. 在图 8 中, 200 V 高频电压的模拟结果具有比其他两组都更高的均匀性, 此时两个极板的边缘效应在一定程度上相互抵消.

3.5 气压的影响

将其他参数固定为: 气体组分比例 $\text{Ar}:\text{CF}_4 = 5:5$ 、上电极高频电压 100 V、高频频率 27.12 MHz、下电极低频电压 100 V、低频频率 400 kHz、二次

电子发射系数 0.15, 并在 100 到 1000 mTorr 之间改变出口处的气压, 在此过程中同时将流量设置为 2000 到 20000 sccm, 即使得气压与流量的比例固定为 100 mTorr:2000 sccm, 从而使得背景气体流速大小近似不变. 图 9 中展示了不同气压下重要物理量在腔室正中心 (即 $z = 4.5$ cm 平面) 处的 r 方向分布. 从图 9 中可以看出, 等离子体密度随着气压的增加而增加, 电子温度随着气压的增加而减小, 这体现了在更高的气压下电子能够与背景气体发生更加频繁的碰撞, 从而能够更加充分地利用从电场中获得的能量产生电离. 此外, 还注意到等离子体的均匀性随气压增加而明显提高, 这可能是因为各种粒子在较高气压下的输运系数较低, 导致放电变得局域化, 在电极边缘处产生的高密度等离子体难以扩散到其他区域, 从而使得腔室内部较为均匀.

3.6 组分比例的影响

将其他参数固定为: 出口总气压 100 mTorr、入口总流量 2000 sccm、上电极高频电压 200 V、高频频率 27.12 MHz、下电极低频电压 200 V、低频频率 400 kHz、二次电子发射系数 0.15, 同时单独改变背景气体的组分比例, 从而研究组分比例对放电的影响. 图 10 中展示了不同组分比例下重要物理量在腔室正中心 (即 $z = 4.5$ cm 平面) 处的

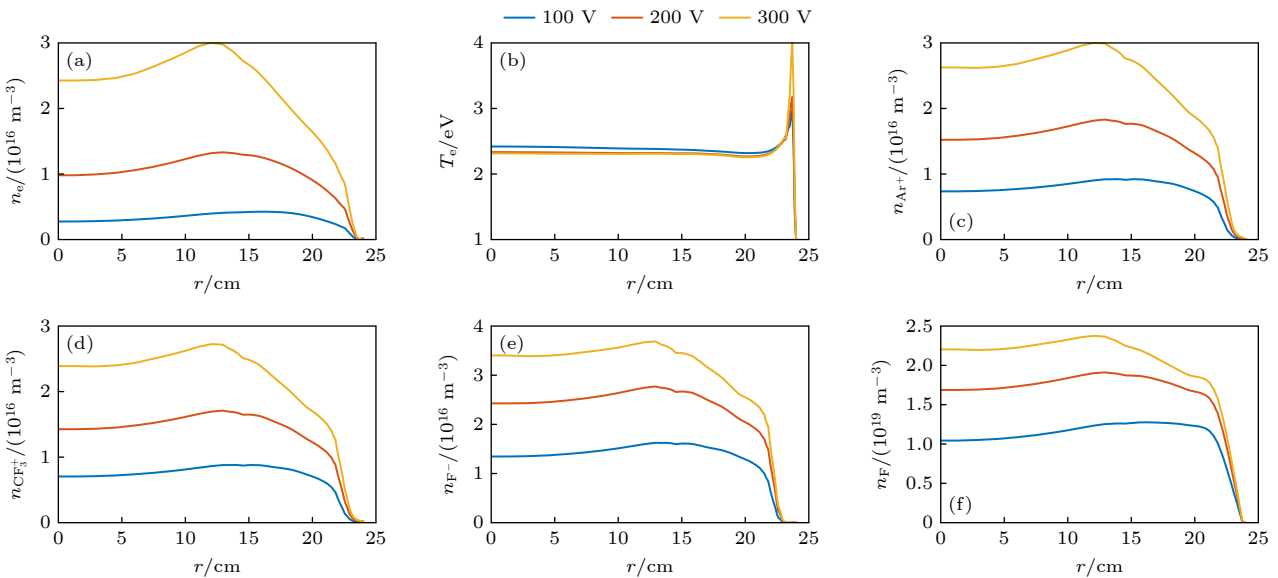


图 8 不同高频电压下 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) Ar^+ 离子密度、(d) CF_3^+ 离子密度、(e) F^- 离子密度、(f) F 原子密度的 r 方向空间分布

Fig. 8. The radial spatial distribution of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) Ar^+ density, (d) CF_3^+ density, (e) F^- density, and (f) F density under different high-frequency voltages.

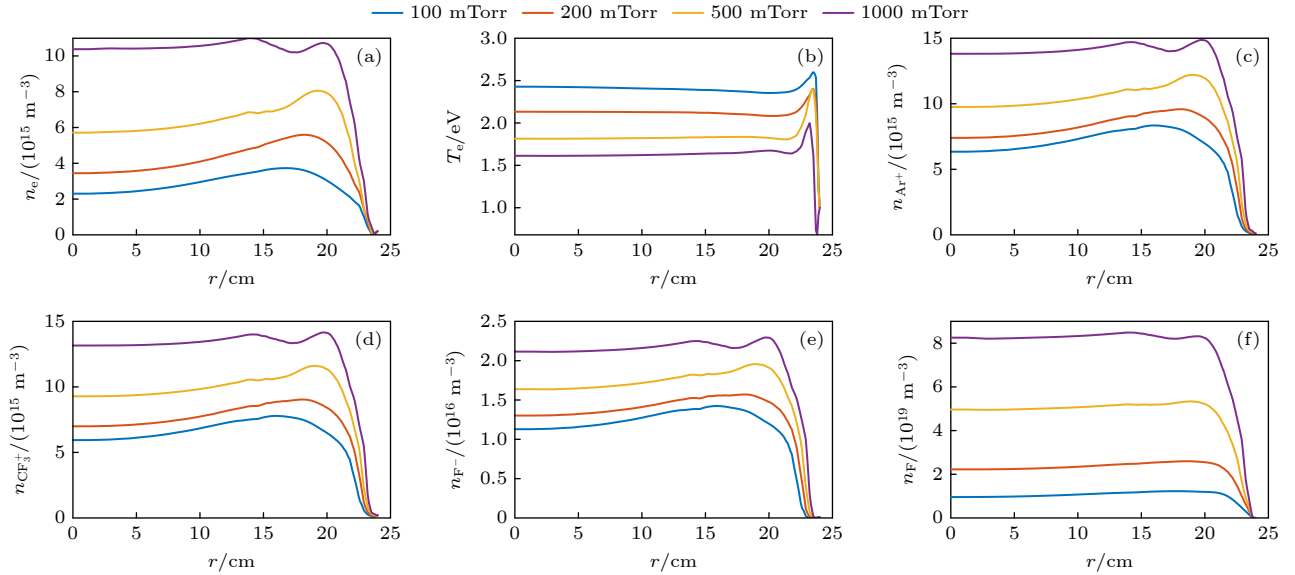


图9 不同气压下 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) Ar⁺离子密度、(d) CF₃⁺离子密度、(e) F⁻离子密度、(f) F原子密度的 r 方向空间分布
 Fig. 9. The radial spatial distribution of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) Ar⁺ density, (d) CF₃⁺ density, (e) F⁻ density, and (f) F density under different pressures.

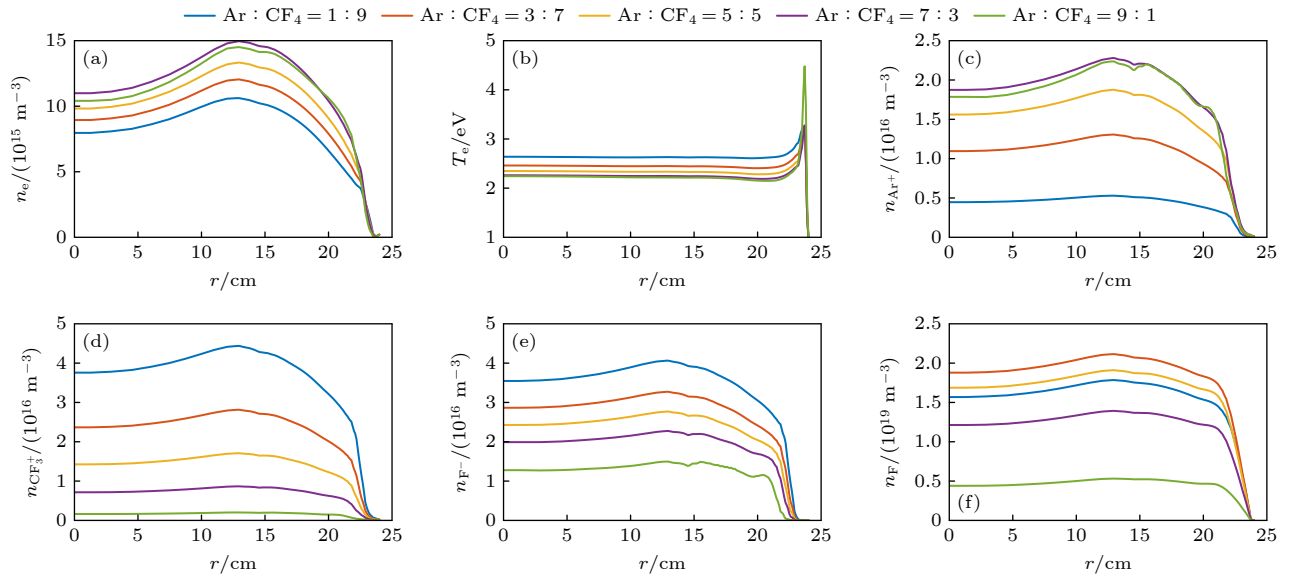


图10 不同组分比例下 (a) 电子密度、(b) 电子温度、(c) Ar⁺离子密度、(d) CF₃⁺离子密度、(e) F⁻离子密度、(f) F原子密度的 r 方向空间分布
 Fig. 10. The radial spatial distribution of (a) electron density, (b) electron temperature, (c) Ar⁺ density, (d) CF₃⁺ density, (e) F⁻ density, and (f) F density under different component ratios.

r 方向分布. 从图10中可以看出, 在不同的组分比例下电子密度与电子温度的大小存在小幅的变化, 但总体变化不大. 在提高背景气体中 Ar 比例的过程中, Ar 相关粒子的密度总体呈上升趋势, 而 CF₄ 相关的粒子密度总体呈下降趋势. 但部分粒子的密度变化存在非单调的情况, 例如当 Ar 比例很大时, 少量增加 CF₄ 的比例反而能够增加 Ar⁺的密度, 当 CF₄ 比例很大时, 少量增加 Ar 的比例反而能够

增加 F 原子的密度, 这可能意味着一种组分通过电离、解离产生的活性粒子对另一种组分的电离、解离具有促进的作用.

4 结论

本文采用自主研发的等离子体流体模型快速模拟程序, 对双频容性耦合 Ar/CF₄ 等离子体实施

了三维流体模拟, 从而对该程序在相应问题中的有效性实施初步验证, 并研究气压、高低频电压、低频频率、气体组分比例等放电参数对等离子体的密度、均匀性等指标造成的影响. 模拟结果证实了该程序具有极高的模拟速度, 在个人笔记本电脑上 (Intel Core i5-12450H 处理器、双通道 DDR4 内存) 对 22600 网格的算例模拟 1500 高频周期耗时约 1.5 h. 模拟结果显示, 随着低频电压的增加, 等离子体密度先近似不变, 后显著增大, 而等离子体的均匀性先上升, 后显著下降. 随着低频频率的增加, 等离子体密度先近似不变, 后略微增大, 而等离子体的均匀性变化不大. 随着高频电压的增加, 等离子体密度显著增大, 而等离子体的均匀性先上升, 后显著下降. 随着气压的增加, 等离子体密度明显增大, 同时等离子体的均匀性也明显上升. 随着背景气体中 Ar 比例的增加, 等离子体密度变化较小, Ar 相关粒子的密度总体呈上升趋势, CF₄ 相关粒子的密度总体呈下降趋势, 但部分粒子的密度变化存在非单调的情况, 例如当 Ar 比例很大时, 少量增加 CF₄ 的比例反而能够增加 Ar⁺ 的密度, 当 CF₄ 比例很大时, 少量增加 Ar 的比例反而能够增加 F 原子的密度, 从而体现了不同组分的电离、解离具有相互促进的作用. 该程序在模拟实际工艺腔室放电方面潜力显著, 为优化容性耦合等离子体的放电特性提供了关键支持.

参考文献

- [1] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley) pp387–457
- [2] Wang Y N, Song Y H, Zhang Y R 2024 *Fundamentals of Radio-frequency Plasma Physics* (Beijing: Science Press) p236 (in Chinese) [王友年, 宋远红, 张钰如 2024 射频等离子体物理基础 (北京: 科学出版社) 第 236 页]
- [3] Zorat R, Goss J, Boilson D, Vender D 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 161
- [4] Kimura T, Kasugai H 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 083308
- [5] Saikia P, Bhuyan H, Escalona M, Favre M, Rawat R S, Wyndham E 2018 *AIP Adv.* **8** 045113
- [6] Donkó Z, Derzsi A, Vass M, Horváth B, Wilczek S, Hartmann B, Hartmann P 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 095017
- [7] Vahedi V, DiPeso G, Birdsall C K, Lieberman M A, Rogulien T D 1993 *Plasma Sources Sci. Technol.* **2** 261
- [8] Wünderlich D, Gutser R, Fantz U 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045031
- [9] Passchier J D P, Goedheer W J 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 3744
- [10] Alves L L, Marques L 2012 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **54** 124012
- [11] Graves D B 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 88
- [12] Kushner M J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194013
- [13] Kushner M J 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **14** 188
- [14] Yang Y, Kushner M J 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 055011
- [15] Model Low-Temperature Plasma Sources with the Plasma Module <https://www.comsol.com/plasma-module> [2025-8-16]
- [16] Benchmark Model of a Capacitively Coupled Plasma <https://www.comsol.com/model/benchmark-model-of-a-capacitively-coupled-plasma-11745> [2025-8-16]
- [17] Model of an Argon/Chlorine Inductively Coupled Plasma Reactor with RF Bias <https://www.comsol.com/model/model-of-an-argonchlorine-inductively-coupled-plasma-reactor-with-rf-bias-110171> [2025-8-16]
- [18] Model of an Argon/Oxygen Capacitively Coupled Plasma Reactor <https://www.comsol.com/model/model-of-an-argon-oxygen-capacitively-coupled-plasma-reactor-108931> [2025-8-16]
- [19] Li J Z, Zhao M L, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2025 *Comput. Phys. Commun.* **307** 109392
- [20] Wen Y Y, Li X Y, Zhang Y R, Song Y H, Wang Y N 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 200001
- [21] Vasenkov A V, Li X, Oehrlein G S, Kushner M J 2004 *J. Vac. Sci. Technol., A* **22** 511-530
- [22] Zhang Y R, Bogaerts A, Wang Y N 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 485204

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas • COVER ARTICLE

Three-dimensional multi-physics simulation of dual-frequency capacitively coupled Ar/CF₄ plasma source*

LI Jingze ZHAO Mingliang[†] ZHANG Yuru GAO Fei WANG Younian

(Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion, and Electron Beams (Ministry of Education),

School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 20 August 2025; revised manuscript received 25 September 2025)

Abstract

Capacitively coupled plasma sources, which are widely used in the etching and deposition processes of semiconductor manufacturing, have the advantages of simple structure, low cost, and the ability to generate large-area uniform plasma. To meet the requirements of advanced processes, fluid models are usually required to simulate plasma sources and optimize their important plasma parameters, such as density and uniformity. In this work, an independently-developed capacitively coupled plasma fast simulation program is employed to conduct three-dimensional fluid simulations of a dual-frequency capacitively coupled Ar/CF₄ plasma source, with the aims of verifying the effectiveness of the program and investigating the influence of discharge parameters such as gas pressure, high and low-frequency voltages, low frequency, and background component ratios. The simulation results show that the program has an extremely high simulation speed. As the low-frequency voltage increases, the plasma density initially remains approximately constant and then significantly increases, while the plasma uniformity initially rises and then significantly decreases. In this process, the γ -mode heating of the low-frequency source increases and becomes the dominant mode in replace of the α -mode of high-frequency source. As the lower frequency increases, plasma density initially remains approximately constant and then slightly increases, while the plasma uniformity does not change much. this is because the γ -mode heating is frequency independent, while the α -mode heating is much lower than high-frequency source. As the high-frequency voltage increases, the plasma density significantly increases, while the plasma uniformity initially rises and then significantly decreases, the α -mode heating of high-frequency source is significantly enhanced in this process. As the pressure increases, the plasma density significantly increases, and the plasma uniformity also rises significantly, the reason is the more complete collision between particles and background gases. As the Ar ratio in background gases increases, the plasma density changes slightly, the density of Ar-related particles generally increases and the density of CF₄-related particles generally decreases, although there are some non-monotonic changes in particle densities, which reflects the mutual promotion between some ionization and dissociation reactions.

Keywords: capacitively coupled plasma, three-dimensional fluid model, numerical simulation, plasma uniformity

PACS: 52.50.Qt, 52.65.-y

DOI: [10.7498/aps.74.20251121](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251121)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251121](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20251121)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11935005).

[†] Corresponding author. E-mail: mlzhao@dlut.edu.cn

双频容性耦合Ar/CF₄等离子体源的多物理场三维仿真

李京泽 赵明亮 张钰如 高飞 王友年

Three-dimensional multi-physics simulation of dual-frequency capacitively coupled Ar/CF₄ plasma source

LI Jingze ZHAO Mingliang ZHANG Yuru GAO Fei WANG Younian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251121

CSTR: 32037.14.aps.74.20251121

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251121>

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

面向半导体工艺的平面线圈感性耦合氩等离子体源的三维流体模拟研究

Three-dimensional fluid simulation of a planar coil inductively coupled argon plasma source for semiconductor processes

物理学报. 2024, 73(21): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240952>

容性耦合等离子体中电子加热过程及放电参数控制

Electron heating dynamics and plasma parameters control in capacitively coupled plasma

物理学报. 2021, 70(9): 095214 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210473>

超低频/射频联合驱动容性耦合等离子体中二次电子效应的模拟

Numerical investigation of the secondary electron effect in capacitively coupled plasmas driven by ultra-low frequency/radio frequency sources

物理学报. 2025, 74(13): 135203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250341>

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>

双频磁化容性耦合氩/甲烷等离子体放电特性

Discharge characteristics of dual-frequency magnetized capacitively coupled Ar/CH₄ plasma

物理学报. 2025, 74(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250244>

三维数值模拟射频热等离子体的物理场分布

Three-dimensional numerical simulation of physical field distribution of radio frequency thermal plasma

物理学报. 2021, 70(15): 155202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202135>