

自凝聚过程的物理思想、数学语言和应用前景

赵书霞¹, 唐瑞基¹, 田 宇²

¹ 大连理工大学物理学院 辽宁大连

² 大连科技学院工训中心 辽宁大连

【摘要】 本文基于 Ar/SF₆ 感性耦合放电流体力学模拟随时间的演化过程, 演绎出该等离子体源的放电结构层次, 重点讨论了居于放电结构核心的自凝聚动力学过程, 揭示了它的物理思想、数学语言, 以及在核聚变领域的应用前景。其中对其应用前景的预测主要依赖于自凝聚过程的一个显著特征, 即体积越大, 物质自凝聚形成的密度越高。最后比较了自凝聚过程和太阳核聚变的内在驱动力大小, 即静电力和万有引力, 并由此粗浅地估计了人造的、自由核聚变可能发生的尺度范围。

【关键词】 自凝聚; Ar/SF₆ 感性耦合等离子体; 流体模拟; 放电结构层次

【收稿日期】 2025 年 2 月 15 日

【出刊日期】 2025 年 3 月 12 日

【DOI】 10.12208/j.pstr.20250008

Physics idea, mathematical language, and application prospective of self-coagulation process

Shuxia Zhao¹, Ruiji Tang¹, Yu Tian²

¹ School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian, Liaoning

² Experimental Training Center, Dalian University of Science and Technology, Dalian, Liaoning

【Abstract】 The complex discharge structure hierarchy of Ar/SF₆ inductively coupled discharge is revealed based on the temporal evolution of fluid simulation of this source. Among this, the self-coagulation dynamics lied in the core of discharge structure hierarchy is emphasized and the physics idea, the mathematical language, and the potential application of self-coagulation in the fusion field are described. Herein, the prediction of self-coagulation application in fusion is based on one of its key characteristics, i.e., the coagulated mass density is higher in a larger volume.

【Keywords】 Self-coagulation; Ar/SF₆ inductively coupled plasma; Fluid simulation; Discharge structure hierarchy

1 引言

射频感性耦合等离子体源广泛应用于半导体集成电路制造工艺中, 如刻蚀和薄膜沉积等, 这些工艺都是物理化学过程, 既需要物理的、离子轰击表面过程产生的活化效应, 又需要中性基团, 如氟和氧等, 与基片材料如硅及其化合物相互作用而形成的化学反应, 所以在实际的工艺中要用到惰性和反应性混合气体放电产生的电负性等离子体源, 其中惰性气体放电成分主要产生用于轰击的离子种类, 反应性气体放电成分主要负责提供中性基团^[1,2]。早期单纯采用惰性气体, 如氩气产生电正性等离子体源, 该源相对来说放电机理比较简单, 又因为研究

历史悠久(始于早期放电管), 人们对它的放电机理较为清晰^[3,4]。由于电子和反应性气体的吸附反应, 当采用惰性气体和一种或多种反应性气体, 如 SF₆、CF₄、Cl₂、O₂ 等混合气体放电时产生的电负性等离子体源内含有负离子。负离子的加入使得放电过程变得复杂有趣, 相对于电正性射频等离子体源中简单的放电结构而言, 电负性等离子体源其放电结构呈现多样化, 如分层(stratification)、抛物(Parabola)、椭圆(Ellipse)、彗星盘(Comet)、空心(Hollow)、自分组(Self-grouping)和自凝聚(Self-coagulation), 以及双层(Double layer)和不稳定性(Instability)等^[5-11]。其中分层、抛物和双层主要出现在低气压和

高电负性放电环境下的感性耦合等离子体 (inductively coupled plasma, 缩写为 ICP), 如 Ar/SF₆ 内。电负性气体放电结构的研究相对电正性气体放电等离子体而言, 研究历史不是很长, 它开始于上世纪 90 年代, 由简单的流体模拟解析工作演绎到现在的较为自洽的流体数值模拟, 要强调的是简单解析工作为复杂的、多物理场耦合的数值模拟工作提供了解释的物理基础^[12-15]。此外, 抛物和椭圆结构是当前比较认可的两种主要的电负性气体放电结构, 它源于早期的理论解析工作, 也被稍后的实验诊断^[16-18]和自洽流体模拟^[19] (包含了电子温度方程, 但假设了常数的功率密度剖面) 工作所证实。我们在抛物和椭圆两种理论的基础上, 通过更为自洽的流体模拟 (摒弃常数的功率密度剖面, 包含了自洽计算射频角向电场和欧姆功率沉积过程、且在频域内求解的亥姆霍兹方程) 发现更多的放电子结构, 如彗星盘和空心^[6]、以及广泛存在电负性气体放电等离子体参数宏观剖面内的自凝聚子结构^[5-11]。本文将详细介绍在 Ar/SF₆ 感性耦合等离子体源中自凝聚过程的物理思想、数学语言和应用前景, 如本文第 3 部分所述。此外, 本文第 2 部分介绍电负性感性耦合等离子体流体模拟, 自凝聚就是在该自洽的流体模拟中发现的、普遍存在的动力学过程; 第 4 部分是结论。

需要强调的是: 自凝聚过程最早是我们在弱电负性射频感性耦合等离子体源^[7,8], 如 Ar/O₂ 的流体模拟中发现的, 它当初呈现出来的是一个彗星盘结构, 该结构对应负的净余化学源项和自由扩散成分, 由此我们演绎出简易的流体力学方程, 即准亥姆霍兹方程, 并采用数理方法知识分析该方程的解析解, 得到了一个 δ 函数的尝试解^[7], 并由此演绎出了伪谐振子的物理模型^[8]。最初我们认为只有在弱的电负性射频感性放电内才会出现这种凝聚态, 后来发现它是普适的, 广泛存在于电负性射频感性气体放电内, 包括中等电负性, 如 Ar/Cl₂ 等离子体内^[6]和强电负性, 如 Ar/SF₆ 等离子体源内^[9-11]。既然它是广泛存在于电负性射频感性耦合等离子体源内的, 我们因此将这种对应负化学源项和自由扩散成分、因自发凝聚 (无需外力) 而形成密度剖面中极大值的行为, 定义为自凝聚过程, 并在文献^[5]标题中正式首次将这种密度极大值形成的过程命名为“自凝聚过程”。

2 流体模拟

感性耦合等离子体源流体力学模型包括电子方程、重粒子方程、麦克斯韦方程和泊松方程。其中电子方程中包括连续性方程、动量守恒方程和能量守恒方程, 而重粒子方程中包括连续性方程和动量守恒方程, 这里为重粒子能量方程采用了室温近似, 即认为所有重粒子, 包括正负离子和中性基团温度均维持在室温 300K。这是辉光放电等离子体典型特征, 即非热平衡, 电子温度在电子伏特量级, 而重粒子温度在室温左右。麦克斯韦方程用来计算感性放电内线圈射频电流源产生的角向射频电场分布; 而泊松方程用来计算放电过程中双极扩散过程造成的径向和轴向上的静电场分布。如图 1 中的 ICP 流体力学模拟流程图所示: 电子和重粒子方程通过 Ar/SF₆ 化学反应提供泊松方程中的电荷密度源项, 泊松方程则为电子和重粒子方程提供径向和轴向的静电漂移; 电子方程为麦克斯韦方程提供电子电导率, 而麦克斯韦方程则为电子方程中的能量输运过程提供了角向射频电场和欧姆加热机制。这里主要介绍了该等离子体源流体力学模拟的框架, 具体细节可以参考文献^[5,20]

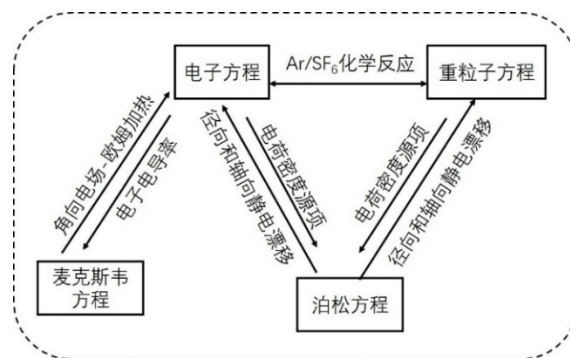


图 1 ICP 流体力学模拟框架图

模拟的放电腔室主要包括射频电流源匹配网络腔室、放置线圈的介质窗、等离子体放电腔室、以及放置晶片的基片台, 以求最大限度再现实际工艺过程中的腔室构型。忽略介质窗上放置盘香型线圈的角向非均匀性, 则这个柱形反应腔室可以约化为径向和轴向二维模拟。注意角向电场是指射频电场成分是角向的, 但它的空间分布是两维的, 即分布在径向和轴向两维空间内, 如符号 $E_{\theta}(r, z)$ 表示。而径向和轴向静电场成分也分布在径向和轴向两维空间内, 如符号 $E_{r,z}(r, z)$ 表示。图 2 给出了该反应

性腔室的示意图。其中：气体入口和出口预留了，但由于一般 ICP 背景气体对流对整个放电过程的影响较小，故本文中没有考虑背景气体对流和加热的过程，它也就对应了前面的重粒子室温近似。这里简要介绍了感性耦合等离子体源反应腔室的基本构型，具体细节如腔室尺寸、线圈匝数位置和介质窗材料等参数可以参考文献^[5,20]。

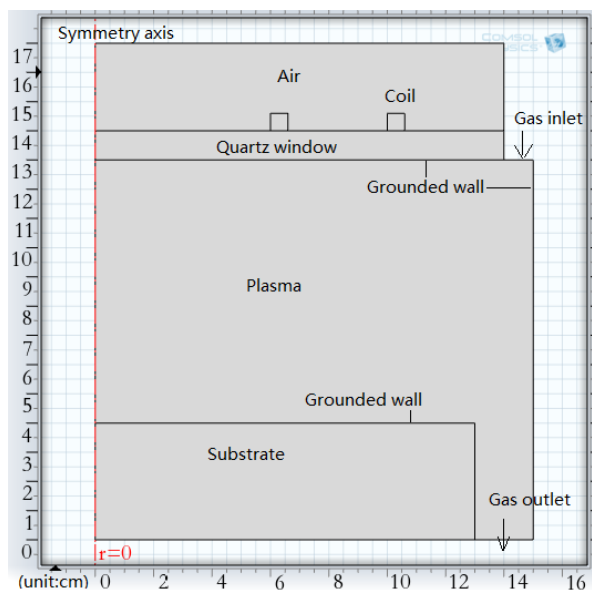


图2 ICP反应腔室构型示意图

Ar/SF₆ 混合气体放电的化学反应类型包括电子碰撞反应和重粒子反应，其中电子碰撞反应类型包括弹碰、电离、激发、吸附、离解和解吸附等；重粒子反应类型包括电荷交换、质量交换、退激发、解吸附和正负离子复合反应等。在电子和重粒子的化学源项中依次考虑各个粒子，如电子、Ar⁺正离子、SF_x⁺正离子、SF_x⁻负离子、以及 SF_x 基团等的净余产生或净余损失源项，其中净余损失项，如正负离子复合损失，对应着本文的自凝聚过程（见下文）。连续性方程中各粒子的化学源项中反应速率系数可以通过碰撞截面和电子能量分布函数（假设为麦克斯韦分布）进行积分计算，也可以直接采用 Arrhenius 形式的速率系数，具体细节详见文献^[5,6,9,10,20]。上述描述物理守恒定律的流体方程在耦合了这些化学过程后，可以通过有限元数值技术进行求解^[21]。此外，本文中的 Ar/SF₆ 射频感性耦合等离子体源的放电参数设置为：气压 10mTorr，功率 300W，Ar 和 SF₆ 混合气体比例固定为 9: 1。

3 自凝聚过程

我们发现在较低气压，如 10mTorr 时，上述流体

模拟给出 Ar/SF₆ 放电结构由分层（即内核电负性等离子体和外环电正性等离子体）、内核抛物剖面特征、分层界面的双层子结构、以及内嵌在抛物核心中的自凝聚过程构成。其中分层^[22,23]、抛物^[12,13]和以及双层^[14,15]均已经由早期（上世纪末和本世纪初）的半解析流体模型工作和最新的自洽流体模拟^[9]解释清楚了，接下来我们将重点分析最近（从 2021 年至今）发现的自凝聚过程的物理思想、数学语言和应用前景。其中，应用前景主要通过复杂的整个放电结构层次随时间的演化机制来进行预测，该放电层次主要由低气压下形成的分层、忽略复合损失后形成的抛物核心、起到衔接作用的双层子结构、以及浑然天成的自凝聚过程所构成。此外，在第（3.3）节模拟的放电结构整体剖面图随时间的演化过程中，可以看到在腔室器壁处的鞘层^[24]也要考虑到放电结构层次中来，因为它起到了稳定整个放电层次的重要作用。

3.1 物理思想

在气压较低为 10mTorr 时，由流体模拟给出的 Ar/SF₆ 感性耦合等离子体源内，在总的负离子密度峰值处，其净化学源项为负值，如图 3（a, b）所示。此外，在分层^[22,23]和离子密度抛物^[12,13]理论的决定机制下，等离子体电势在电负性等离子体内核，如图 3（c）所示，是均匀分布的，即静电漂移可以忽略，离子输运只剩下自由扩散成分。这说明负离子密度的峰值是在两个决定性因素下形成的，即负的化学源项和自由扩散输运成分。由下面（3.2）节的内容可知，由上述自洽流体力学模拟的事实，可以演绎出一个简单流体方程，即准亥姆霍兹方程。我们采用数学物理方法的知识，可以对它进行解析求解，发现它是一个 δ 函数，并由此演绎出负离子密度峰值形成的动力学过程，我们称之为自凝聚理论的模型。此外，由图 3（d）可知：总正离子密度与总负离子密度剖面的分布特征吻合，但正离子的化学源项整体都是正的（由流体力学模拟给出，本文并没有展示）。这说明在高电负性下，为了维持 Ar/SF₆ 等离子体的电中性，正离子也需要服从负离子的自凝聚过程，在整体空间分布上与之保持一致。这个过程，我们称之为正负粒子输运过程中产生的物理型双极自凝聚，因为它本质上是静电相互作用的过程，与惰性气体放电等离子体源内电子和正离子输运过程中产生双极扩散势垒以维持电中性的作用机制^[1]类似。

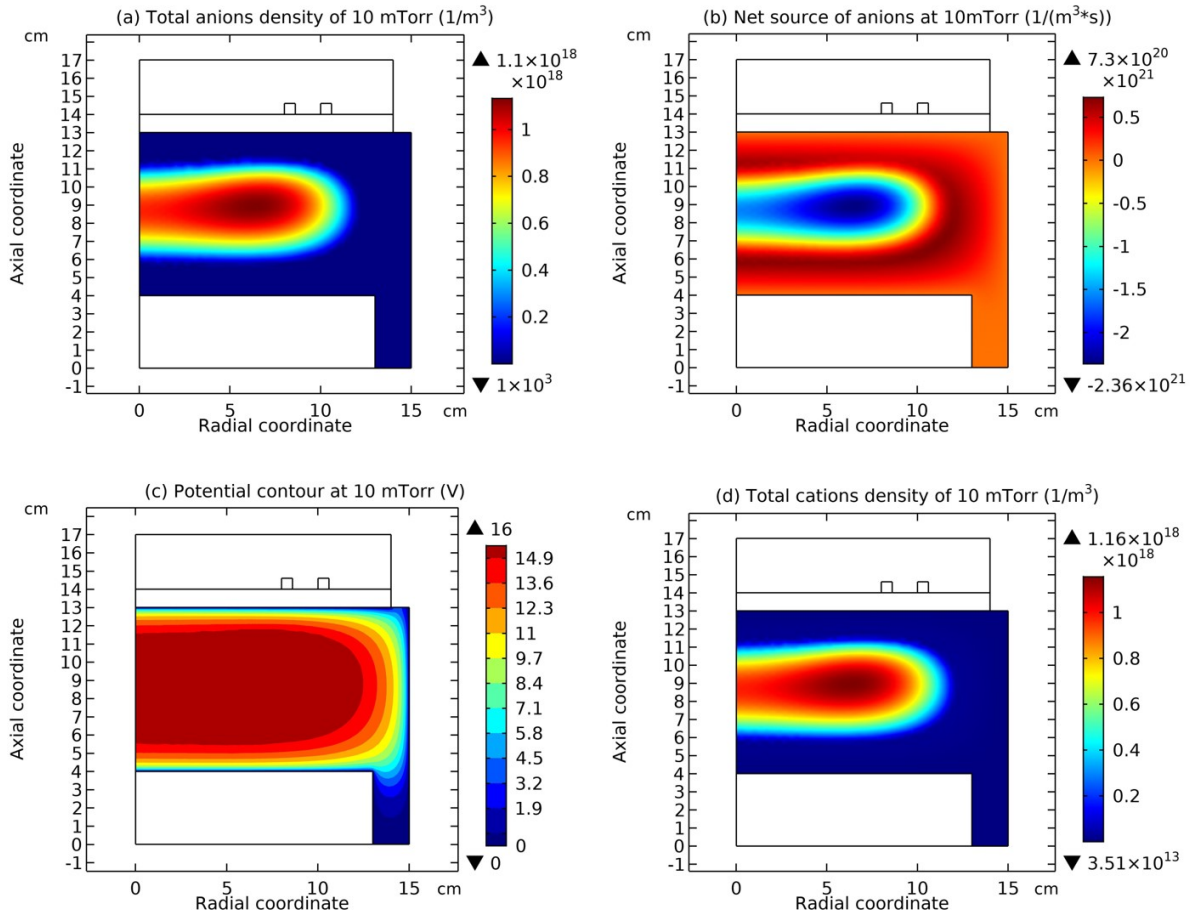


图3 在 Ar/SF₆感性耦合等离子体源内, 由流体模拟给出的 (a) 总负离子密度, (b) 负离子的净源项, (c) 等离子体电势等高线, 以及 (d) 总正离子密度, 其中放电条件为: 气压 10mTorr, 功率 300W, Ar 和 SF₆ 气体比例为 9: 1

3.2 数学语言

如上所述, 在气压较低时, 由模拟发现在负离子密度的峰值处, 负离子的化学源项为负值, 而且它的输运机制是自由扩散。在射频感性耦合产生的 Ar/SF₆ 等离子体化学反应中, 负离子的负源项, 即损失项主要以正、负离子之间的复合为主^[8]。此外, 如上所述, 正离子密度剖面之所以会展示出与负离子密度一致的剖面, 是因为物理型双极自凝聚过程, 所以我们在演绎这个可解析的、简易流体方程时, 可以近似认为正离子密度暂时是均匀的, 这个假设至少在负离子的自凝聚过程中是成立的。考虑这些因素后, 我们写出负离子自凝聚过程的流体方程, 如公式 (1) 所示, 其中 n_+ , n_- 分别代表了正、负粒子的密度, D_- 是负离子扩散系数, $k_{rec.}$ 是正负离子复合系数。由于对正离子密度做了均匀假设, 可以在正负离子复合损失项中, 将正离子密度和复合损失系数折合成复合频率, $\nu_{rec.}$ 。

$$-D_- \nabla^2 n_- = -n_+ k_{rec.} = -n_- \nu_{rec.} \quad (1)$$

对上述式子变形, 同时为了方便, 将所有涉及到负离子符号的下角标去掉, 我们得到了一个准亥姆霍兹方程, 如公式 (2) 所示, 其中引入了一个参数, $k^2 = \frac{\nu_{rec.}}{D_-}$ 。注意到: 之所以称它为准亥姆霍兹

方程, 是因为该方程左边的符号是负的, 而严格的亥姆霍兹方程其左边的符号是正的。

$$\nabla^2 n_- - n_- \frac{\nu_{rec.}}{D_-} = \nabla^2 n_- - n_- k^2 = 0, \quad (2)$$

$$\nabla^2 n - n k^2 = 0.$$

采用分离变量法对上述准亥姆霍兹方程进行分解, 可以获得该方程的轴向和径向分量, 如公式 (3) 所示。其中, ρ, z 代表了径向和轴向两个空间维度坐标, 忽略柱形腔室中物理量的角向分布, 这里我们采用轴对称近似, 如第 2 节流体模拟中对腔室构型的介绍中所示。 $R(\rho), Z(z)$ 是采用分离变量法引入的负离子密度 n_- 径向和轴向分量, 参数 ν^2 是分

离变量过程中引入的本征值。

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial n}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - k^2 n &= 0, \\ n(\rho, z) &= R(\rho)Z(z), \\ Z'' + \nu^2 Z &= 0, \\ \frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} - (k^2 + \nu^2) R &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

对轴向分量所对应的常微分方程, $Z'' + \nu^2 Z = 0$ 采用其次边界条件求解, 可以得到本征值 ν_m^2 和本征函数 $Z_m(z)$, 如公式(4)所示。其中, l 是轴向长度, c_m 是引入的待定系数。将这些本征函数迭加, 可以得到负离子密度的轴向分量所对应的函数形式。

$$\begin{aligned} \nu_m^2 &= m^2 \pi^2 / l^2, \\ Z_m &= \sin(m\pi z / l), \\ Z &= \sum_{m=0}^{\infty} c_m Z_m = \sum_{m=0}^{\infty} c_m \sin(m\pi z / l). \end{aligned} \quad (4)$$

接下来我们分析准亥姆霍兹方程的径向成分。可以看出这个常微分方程, $\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} - (k^2 + \nu_m^2) R = 0$, 是个一阶虚宗量贝塞尔方程。考虑到粒子密度在放电轴处, 即 $\rho = 0$ 是有限值, 我们选取了虚宗量贝塞尔函数 I_0 , 而不是汉克尔函数, 从而获得了负离子密度径向成分的函数形式, 如公式(5)所示。其中, d_m 是引入的另一个待定系数。

$$R = d_m I_0(\sqrt{k^2 + \nu_m^2} \rho) = d_m I_0(\sqrt{k^2 + m^2 \pi^2 / l^2} \rho). \quad (5)$$

将轴向和径向成分组合在一起, 我们获得了负离子密度的表达式, 如公式(6)所示。其中, 将待定系数 c_m 和 d_m 组合在一起, 得到新的待定系数,

a_m 。

$$\begin{aligned} n(\rho, z) &= R(\rho)Z(z) = \sum_{m=0}^{\infty} c_m \sin(m\pi z / l) \cdot d_m I_0(\sqrt{k^2 + \nu_m^2} \rho) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} a_m \sin(m\pi z / l) \cdot I_0(\sqrt{k^2 + m^2 \pi^2 / l^2} \rho). \end{aligned} \quad (6)$$

我们对得到的负离子表达式采用极限的技巧, 从而获得了一个 δ 函数的解析解, 具体过程如公式(7)所示。其中, 第一步是 m 取无穷, 首先要考虑

到离子密度始终是正的这一客观事实, 所以舍掉了 $m \geq 2$ 的情况。其次, 如图 3(a) 所示, 我们采用自凝聚理论, 解释的是负离子密度峰值的形成原因, 而不是负离子密度的外围剖面特征。如文献^[12,13]所示, 负离子的外围特征是抛物剖面特征, 它是在忽略复合损失项的情况下得到的。这与自凝聚理论不同, 它是主要参考了正负离子的复合损失项的。这个模拟的负离子峰值显而易见也不是正弦分布的, 由此可以舍掉 $m=1$ 的情况。综上所述, 再考虑到 $m \neq 0$, 所以 m 只能取无穷大。当 $m \rightarrow \infty$ 时, 一阶虚宗量贝塞尔函数也趋近于无穷, 即 $\lim_{m \rightarrow \infty} I_0(\sqrt{k^2 + m^2 \pi^2 / l^2} \rho) = \lim_{m \rightarrow \infty} I_0(\infty) \rightarrow \infty$ 。第二步是将趋近于无穷的虚宗量贝塞尔函数折合成一个新的极限, 即 $\lim_{z \rightarrow 0} \frac{1}{z}$ 。很明显虚宗量贝塞尔函数和

$\lim_{z \rightarrow 0} \frac{1}{z}$ 趋近于无穷时的渐进行为特征不一致。但考虑到另一个数学事实, 即当 $m \rightarrow \infty$ 时, 函数 $\sin(m\pi z / l)$ 是不确定的, 所以 $I_0(\infty)$ 和 $\lim_{z \rightarrow 0} \frac{1}{z}$ 在渐进行为上的差异也就没有意义了, 所以我们可以大胆地将这两个极限替换, 这为我们后面寻找 δ 函数的形式提供了极大的便利。还有关键的第三步, 即将两个极限, 即 $\lim_{m \rightarrow \infty}$ 和 $\lim_{z \rightarrow 0}$ 交换位置。这个操作的合理性源于在这两个极限下, 表达式 $\lim_{m \rightarrow \infty} \lim_{z \rightarrow 0} \sin(m\pi z / l)$ 才有可能是一个确定值。既然是个确定值, 就可以把它看作是一个固定系数, 这为两个极限互换位置做好了准备。第四步, 极限互换位置后, 我们可以在其基础上通过变量替换操作 $\zeta = \pi z / l$, 演绎出一个与空间位置无关的 δ 函数。其中, a'_m 和 a'_∞ 是新引进来的系数。

$$\begin{aligned} n(\rho, z) &= R(\rho)Z(z) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m \sin(m\pi z / l) \cdot I_0(\sqrt{k^2 + m^2 \pi^2 / l^2} \rho) \\ &= \lim_{m \rightarrow \infty} \left[a_m \sin(m\pi z / l) \cdot \infty \right] = \lim_{m \rightarrow \infty} \left[a_m \sin(m\pi z / l) \cdot \lim_{z \rightarrow 0} \frac{1}{z} \right] \\ &= \lim_{z \rightarrow 0} \left[\lim_{m \rightarrow \infty} a_m \sin(m\pi z / l) \cdot \frac{1}{z} \right] = \lim_{z \rightarrow 0} \left[\lim_{m \rightarrow \infty} a_m \cdot \frac{\sin(m\pi z / l)}{z\pi / l} \cdot \frac{\pi}{l} \right] \\ &= \lim_{\zeta \rightarrow 0} \left[\lim_{m \rightarrow \infty} a'_m \cdot \frac{1}{\pi} \frac{\sin(m\zeta)}{\zeta} \right] = \lim_{\zeta \rightarrow 0} \left[a'_\infty \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \frac{\sin(m\zeta)}{\zeta} \right] \\ &= a'_\infty \lim_{\zeta \rightarrow 0} \delta(\zeta). \end{aligned} \quad (7)$$

3.3 应用前景

图 4 和图 5 展示了流体模拟中不同时刻, 如 0.01 s 和 10 s 时电子密度、总负离子密度、负离子化学源项和净余电荷密度的二维空间分布。之所以选择这四个物理量展示 Ar/SF₆ 感性耦合等离子体放电结构层次随时间的演化, 是因为它们代表了放电层次的主要构成因素, 如图 4 (a1, a2) 中电子密度显示分层基本特征, 即电负性等离子体内核中电子密度分布均匀, 而在电正性等离子体外环内电子密度单调下降。图 4 (b1, b2) 中总负离子密度分布也呈现分层特征, 即负离子主要分布在电负性内核, 在电正性外环负离子密度几乎为零; 而且在电负性内核, 还存在由于自凝聚导致的负离子密度峰值, 如 (3.2) 节所展示。图 5 (a1, a2) 中负离子的正源项 (吸附反应) 幅值在增加, 由 $5.57 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 增加到 $5.83 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$; 图 5 (b1, b2) 中伴随着双层结构的净余电荷密度振荡被阻尼, 即朗道阻尼^[9]。

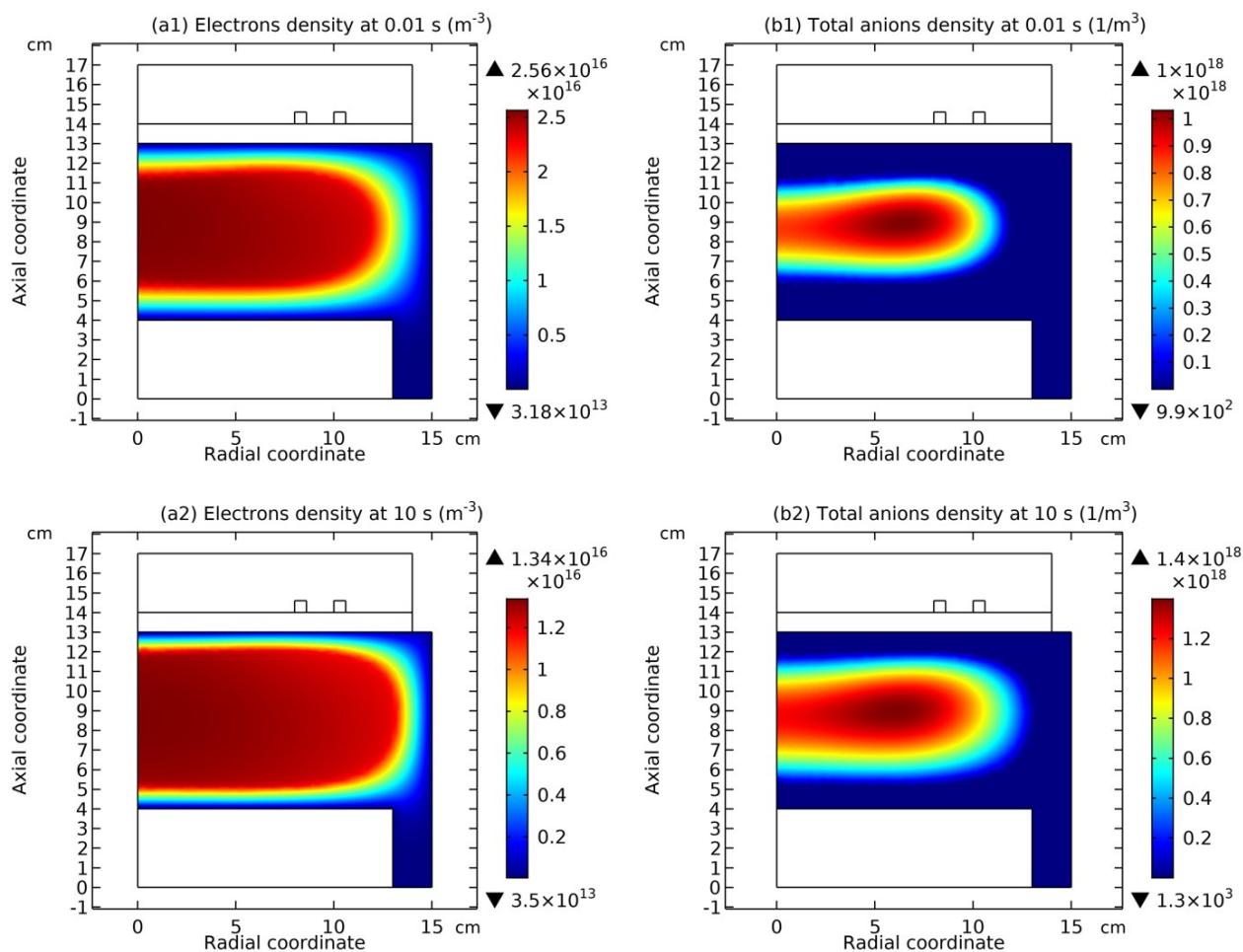


图 4 在 Ar/SF₆ 感性耦合等离子体源内, 由流体模拟给出的、不同时刻下电子密度和总负离子密度的二维空间分布。其中, (a1) 0.01 s 时的电子密度, (a2) 10 s 时的电子密度, (b1) 0.01 s 时的总负离子密度, (b2) 10 s 时的总负离子密度, 放电条件为: 气压 10mTorr, 功率 300W, Ar 和 SF₆ 气体比例为 9: 1

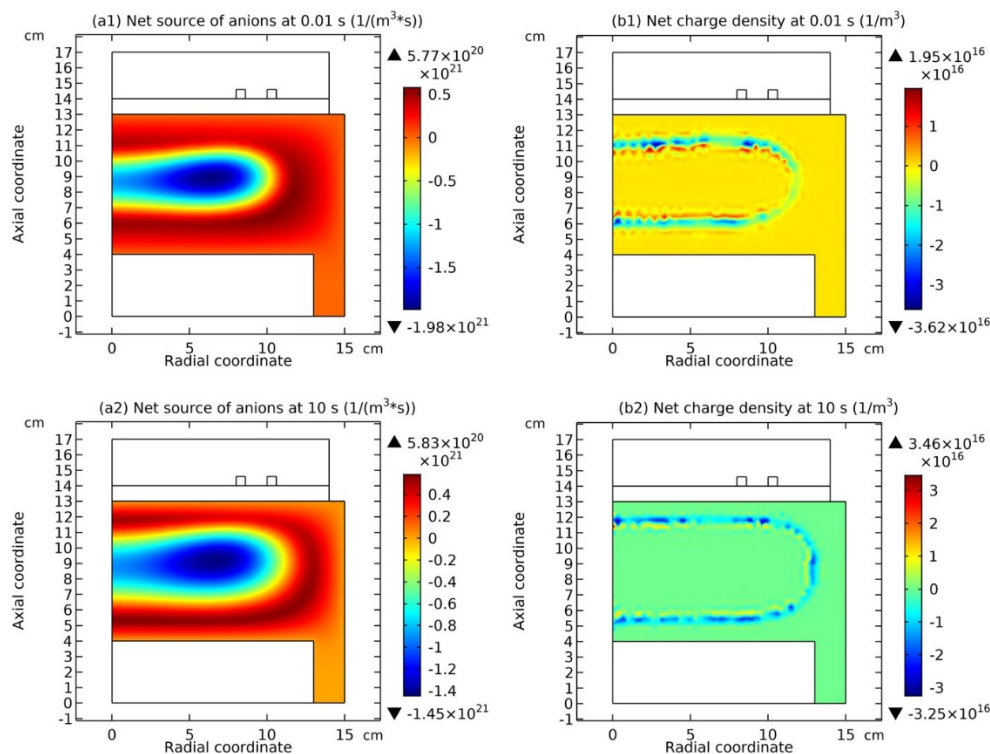


图5 在 Ar/SF₆感性耦合等离子体源内, 由流体模拟给出的、不同时刻下负离子化学源项和净余电荷密度的二维空间分布。其中, (a1) 0.01 s 时的负离子化学源项, (a2) 10 s 时的负离子化学源项, (b1) 0.01 s 时的净余电荷密度, (b2) 10 s 时的净余电荷密度。放电条件为: 气压 10mTorr, 功率 300W, Ar 和 SF₆ 气体比例为 9: 1

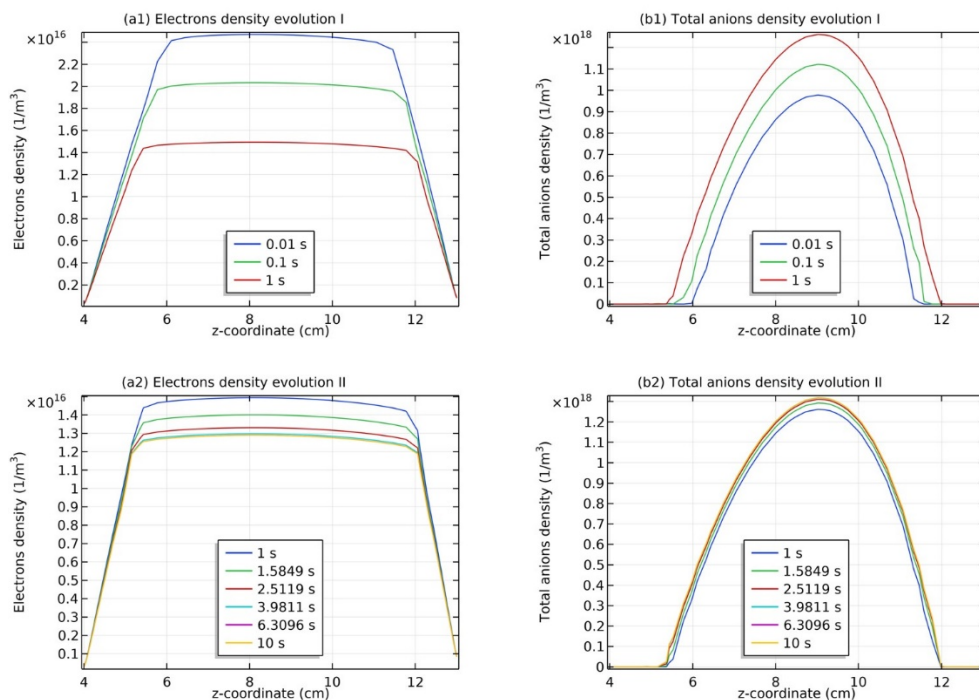


图6 在 Ar/SF₆感性耦合等离子体源内, 由流体模拟给出的、电子密度和总负离子密度的一维轴向空间分布(沿放电轴, 径向坐标为零)随时间的演化。其中 (a1) 从 0.01 s 演化到 1 s 时间段的电子密度轴向分布, (a2) 从 1 s 演化到 10 s 时间段的电子密度轴向分布, (b1) 从 0.01 s 演化到 1 s 时间段的总负离子密度轴向分布, (b2) 从 1 s 演化到 10 s 时间段的总负离子密度轴向分布。放电条件为: 气压 10mTorr, 功率 300W, Ar 和 SF₆ 气体比例为 9: 1

图 6 和图 7 给出流体模拟中上述四个物理量的一维轴向分布随时间的演化过程, 从中可以看到: 在 0.01 s 演化到 1 s 时间段整个放电结构在外扩, 而在 1 s 演化到 10 s 时间段放电基本趋于稳定, 意味着模拟达到了收敛的理想状态。图 6 (a1, b1) 更能清晰展示电子密度和负离子密度的剖面特征和幅值大小随模拟时间的演化, 随着放电结构的外扩, Ar/SF₆ 感性耦合等离子体源的负电荷负载由电子转向负离子。图 7 (a1) 中随着放电结构外扩, 负离子正源项幅值增加, 它解释了上述负电荷负载转化的机理, 即吸附反应损失更多的电子, 再通过自凝聚过程拉升负离子的密度。图 7 (b1, b2) 可以更明显地看到双层子结构的演化, 即趋于稳定和被阻尼的振荡。本文主要报道自凝聚过程, 双层子结构的形成机制和阻尼振荡的物理解释详见文献[9]。此外, 图 7 (b2) 双层结构中大幅度不稳定性由电离不稳定性激发, 详见文献[25]相关报道。在图 7 (b1, b2) 中, 双层子结构的净余电荷密度幅值太大 (在 10^{16} m^{-3} 量级), 覆盖住了在轴向最小值 (4 cm 附近) 和轴向最大值 (13 cm 处附近) 常规鞘层的净余电荷密度分布 (在 10^{15} m^{-3} 量级)。虽然鞘层净余电荷密度幅值相对双层子结构较小, 但是它起到了整个放电结构层次趋于稳定的作用。我们认为放电结构外扩是因为双层子结构携带的振荡破坏了靠输运过程形成的、多物理场耦合

的、整齐有序的、有组织的放电层次。但外围的电正性外环, 以及尤其是腔室边界处的鞘层结构会对外扩的放电层次起到阻碍的作用, 这是因为常规的射频放电 (包括惰性和反应性气体放电两种类型) 在腔室器壁处形成的鞘层都是正离子鞘, 而紧邻鞘层的外环内是电正性等离子体, 除去电子外, 主要是正离子, 这与正离子鞘层形成排斥的作用, 从而阻碍了整个放电结构向外扩张的过程, 并最终达到平衡状态。也是因为这两个机制相互制约, 使得模拟达到非常完美的收敛状态。所以我们认为这是物理的、真实存在的过程, 而非数值振荡效应。

最后基于整个放电结构层次随时间的演化趋势, 我们预测自凝聚理论的应用前景。由于放电腔室是圆柱形的, 放电结构尤其是径向上的外扩, 使得自凝聚过程作用的区域大大增加。这出自凝聚过程的一个显著特点, 即体积越大, 密度越高。自凝聚的这一反常特征依赖于整个放电结构层次的建立, 它是一个非孤立系统, 需要外界施加放电的能量, 才能形成这种自组织的结构。我们预测只要是放电腔室足够大, 自凝聚形成的等离子体密度会足够高, 由此形成的压力也会足够强。如果我们再摒弃本文流体模拟中重粒子的室温近似, 那么也可能在如此高的压力下, 通过压缩做功, 使得放电物质, 假设为氘氚同位素, 达到核聚变的高温高压条件。

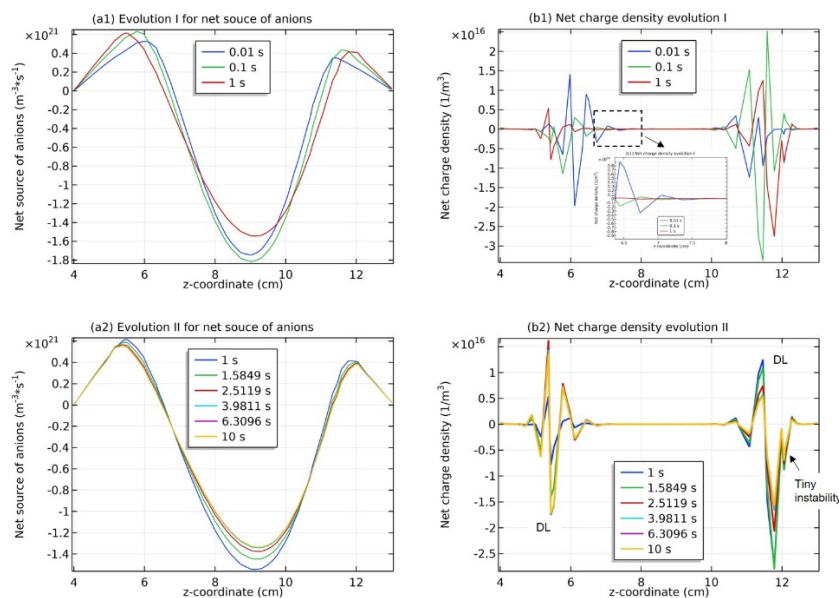


图 7 在 Ar/SF₆ 感性耦合等离子体源内, 由流体模拟给出的、负离子化学源项和净余电荷密度的一维轴向空间分布 (沿放电轴, 径向坐标为零) 随时间的演化。其中 (a1) 从 0.01 s 演化到 1 s 时间段的负离子化学源项轴向分布, (a2) 从 1 s 演化到 10 s 时间段的负离子化学源项轴向分布, (b1) 从 0.01 s 演化到 1 s 时间段的净余电荷密度轴向分布, (b2) 从 1 s 演

化到10 s 时间段的净余电荷密度轴向分布。放电条件为: 气压 10mTorr, 功率 300W, Ar 和 SF₆ 气体比例为 9: 1

众所周知, 太阳物理中的核聚变过程的起因是万有引力的凝聚作用和相应的体积压缩做功加热, 本文报道的电负性气体放电结构层次中的自凝聚过程的起因是正负离子之间的复合反应和相应的体积压缩做功加热, 从物理化学知识可知: 正负离子之间的复合反应其本质是库伦相互作用^[1]。我们以氢原子内电子和原子核(质子)之间的静电库伦相互作用和万有引力为例, 来比较静电力和引力的大小。如公式(8)所示, 我们发现静电库伦相互作用是万有引力的 2.2×10^{39} 倍。其中 F_e 是静电力, F_g 是万有引力, ϵ_0 是真空介电常数, G 是万有引力常数, m_e 是电子质量, m_p 是质子质量。

$$\frac{F_e}{F_g} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 G} \frac{e^2}{m_e m_p} = 2.2 \times 10^{39}. \quad (8)$$

已知太阳的半径是 6.9×10^8 m, 太阳核聚变是在万有引力作用下的压缩做功形成的; 如果假设基于静电力的自凝聚过程和压缩做功能够给出自由核聚变(无需惯性和磁场约束), 则它的半径应该是在几十微米量级, 如公式(9)所示, 处于微气体放电^[26,27]的尺寸范围内。

$$F_g: R_{\text{sun}} \approx 10^8 \text{ m}, V_{\text{sun}} \approx \frac{4}{3}\pi R_{\text{sun}}^3 \approx \frac{4}{3}\pi 10^{24} \text{ m}^3,$$

$$F_e: R_{\text{sun, man-made}} \approx 10^{-5} \text{ m}, V_{\text{sun, man-made}} \approx \frac{4}{3}\pi R_{\text{sun, man-made}}^3 \approx \frac{4}{3}\pi 10^{-15} \text{ m}^3.$$

其中, R_{sun} 是天然太阳半径, V_{sun} 是天然太阳体积, $R_{\text{sun, man-made}}$ 是通过自凝聚过程人造的太阳半径, $V_{\text{sun, man-made}}$ 是人造太阳体积。

4 结论和展望

采用流体力学模拟, 本文报道了 Ar/SF₆ 感性耦合等离子体源在气压较低和高电负性环境下的放电结构。由于放电过程和因素较多, 放电结构层次化, 包括分层、抛物离子剖面、双层、振荡和阻尼、自凝聚、以及鞘层。本文重点分析了自凝聚过程的物理思想、数学语言, 以及对其应用前景进行预测。其中, 流体模拟发现自凝聚由负的化学源项和自由扩散形成的事实。基于这一模拟事实, 演绎出准亥姆霍兹方程, 应用分离变量法和极限对该简易方程求解, 获得一个 δ 函数的解析尝试解, 由此搭建自凝聚理论。此外, 通过对放电结构层次随时间演化的

规律研究, 获悉自凝聚的一个重要特征, 即体积越大, 自凝聚形成的密度峰值越高, 由此预测了自凝聚理论在核聚变领域的应用前景。最后通过比较静电库伦力(表征正负离子复合损失导致的负化学源项)和万有引力(表征天然太阳核聚变的凝聚驱动力)的大小, 乐观、粗浅地预测了通过自凝聚过程形成人造太阳其半径大小, 它处于微米量级范围, 对应大气压下的微气体放电类型。

参考文献

- [1] LIBERMAN M. M. and Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials processing[M], 2nd ed.; Wiley-Interscience: New York, America, 2005: 1-20 & 135-136 & 256-258.
- [2] CHABERT P. and BRAITHWAITE N. Physics of Radio-Frequency Plasmas[M], Cambridge University Press: New York, America, 2011: 3-8.
- [3] 徐学基, 诸定昌. 气体放电物理[M]. 上海: 复旦大学出版社, 1996: 121-158.
- [4] 杨津基. 气体放电[M]. 北京: 科学出版社, 1983: 105-115.
- [5] TIAN YU and ZHAO SHUXIA. Self-coagulation theory and related comet- and semi-circle-shaped structures in electronegative and gaseous discharging plasmas in the laboratory[J]. Applied Science, 2024, 14: 8041.
- [6] ZHAO SHUXIA, TANG ANQI, and TIAN YU. Discharge structure of Ar/Cl₂ inductively coupled plasma: A cyclic study of discharge conditions at fixed power[J]. Journal of Technological and Space Plasmas, 2025, 1(1): 218-249.
- [7] ZHAO SHUXIA. Quasi-delta negative ions density of Ar/O₂ inductively coupled plasma at very low electronegativity[J]. Chinese Physics B, 2021, 30(5): 055201.
- [8] ZHAO SHUXIA and LI JINGZE. Delta distribution of electronegative plasma predicted by reformed "spring oscillator" dynamic equation with dispersing force[J]. Chinese Physics B, 2021, 30(5): 055202.
- [9] TANG RUIJI, ZHAO SHUXIA and TIAN YU. Discharge structure hierarchy of highly electronegative plasma at low pressure and quasi- cold ion approximation. Under review by

- the journal of Physics of Fluid and available in Arxiv website soon.
- [10] ZHAO SHUXIA and TIAN YU, Discharge structure theory of highly electronegative plasma and its hierarchy and interdisciplinary meanings. Submitted to Journal of Mathematical Physics and available in the Arxiv website with the Code. 2504. 14155.
- [11] Unlocking the Secrets of Electronegative Plasmas at Low Pressure, The Science Archive, 2025.
- [12] LICHTENBERG A. J., VAHEDI V., LIEBERMAN M. A., and ROGNLIEN T. Modeling electronegative plasma discharges[J]. Journal Applied Physics, 1994, 75(5): 2339-2347.
- [13] LICHTENBERG A. J., KOUZNETSOV I. G., LEE Y. T., LIEBERMAN M. A., KAGANOVICH I. D., and TSENDIN L. D. Modelling plasma discharges at high electronegativity [J]. Plasma Sources Science and Technology, 1997, 6(3): 437-449.
- [14] SHERIDEN T. E., CHABERT P., and BOSWELL R. W. Positive ion flux from a low-pressure electronegative discharge[J]. Plasma Sources Science and Technology, 1999, 8(3): 457-462.
- [15] SHERIDEN T. E. Double layers in a modestly collisional electronegative discharge[J]. Journal Physics D: Applied Physics, 1999, 32(15): 1761-1767.
- [16] VENDER D., STOFFELS W. W. STOFFELS E., et al. Charged-species profiles in electronegative radio-frequency plasma[J]. Physical Review E, 1995, 51(3): 2436-2444.
- [17] BEREZHNOJ S. V. SHIN C. B., BUDDEMEIER U., et al. Charged species profiles in oxygen plasma[J]. Applied Physics Letters, 2000, 77(6): 800-802.
- [18] KOUJI K., KIMURA T., IMAEDA T., et al. Spatial structure of electronegative Ar/CF₄ plasmas in capacitive RF discharges[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2001, 40(10): 6115-6116.
- [19] BOGDANOV E. A., KUDRYAVTSEV A. A., and OCHIKOVA Z. S. Main scenarios of spatial distribution of charged and neutral components in SF₆ plasma[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, 41(12): 3254-3267.
- [20] ZHAO SHUXIA. Non-monotonic behavior of electron temperature in argon inductively coupled plasma and its analysis via novel electron mean energy equation[J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(3): 033516.
- [21] 江帆,温锦峰,谢智铭,叶宇星。有限元基础与 COMSOL 案例分析[M]. 北京:人民邮电出版社,2024.
- [22] FRANKLIN R. N., DANIELS P. G., and SNELL J. Characteristics of electric discharges in the halogens: the recombination-dominated positive column[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1993, 26(10), 1638-1649.
- [23] LAMPE M., MANHEIMER W. M., FERNSLER R. F., et al. The physical and mathematical basis of stratification in electronegative plasmas. Plasma Sources Science and Technology, 2004, 13(1): 15-26.
- [24] 戴忠玲. 射频及脉冲偏压等离子体鞘层流体动力学模拟 [D]. 大连理工大学,2004.
- [25] SUN YUANHE, ZHAO SHUXIA, TANG RUIJI, and TIAN YU. Discharge structure hierarchy of highly electronegative plasma and the implication on nuclear fusion at low pressure and quasi- cold ions approximation. Available at Arxiv website with the code, 2502.16452.
- [26] Fridman A. Plasma Chemistry. New York: Cambridge University Press, 2008.
- [27] 欧阳吉庭,何峰,韩若愚.低温等离子体:原理与应用。北京:科学出版社,2024.

版权声明: ©2025 作者与开放获取期刊研究中心(OAJRC)所有。本文章按照知识共享署名许可条款发表。

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



OPEN ACCESS