

# 负偏压离子鞘及气体压强影响表面波放电过程的粒子模拟\*

陈兆权<sup>1)†</sup> 殷志祥<sup>1)</sup> 陈明功<sup>1)</sup> 刘明海<sup>2)</sup> 徐公林<sup>1)</sup> 胡业林<sup>1)</sup>  
夏广庆<sup>3)</sup> 宋晓<sup>1)</sup> 贾晓芬<sup>1)</sup> 胡希伟<sup>2)</sup>

1) (安徽理工大学电气与信息工程学院, 电磁新装置研究室, 淮南 232001)

2) (华中科技大学, 强电磁工程与新技术国家重点实验室, 武汉 430074)

3) (大连理工大学, 工业装备结构分析国家重点实验室, 大连 116024)

(2013年12月8日收到; 2013年12月26日收到修改稿)

由于表面电磁波沿着介质-等离子体分界面传播, 而很难通过对传统的表面波等离子体 (SWP) 源施加负偏压实现金属材料溅射, 因此限制了 SWP 源的使用范围. 近期, 一种基于负偏压离子鞘导波的 SWP 源克服了这个问题, 且其加热机理是表面等离激元 (SPP) 的局域增强电场激励气体放电产生. 但是该 SWP 源放电过程的影响因素并未研究清晰, 导致其最佳放电条件没有获得. 本文采用粒子 (PIC) 和蒙特卡罗碰撞 (MCC) 相结合的模拟方法, 探讨了负偏压离子鞘及气体压强影响 SWP 电离发展过程的放电机理. 模拟结果表明, 负偏压和气体压强的大小影响了离子鞘的厚度、SPP 的激励和波模的时空转化, 从而表现出不同的放电形貌. 进一步分析确定, 在负偏压 200 V 左右和气体压强 40 Pa 附近, 该 SWP 源的放电效果最佳.

**关键词:** 表面波等离子体, 表面等离激元, 粒子模拟, 离子鞘层

**PACS:** 52.65.Rr, 52.65.Pp, 52.50.Sw, 52.80.Pi

**DOI:** 10.7498/aps.63.095205

## 1 引言

大体积、高密度、低温度及高活性等离子体源, 一直是低温等离子体技术的利器, 也是开发等离子体源的研究者们所正在进行的研究重点<sup>[1]</sup>. 如今所述的这种等离子体源, 主要有磁控溅射等离子体 (MSP) 源、电子回旋共振 (ECR) 源、感性耦合等离子体 (ICP) 源、螺旋波等离子体 (HWP) 源和表面波等离子体 (SWP) 源<sup>[2]</sup>. 这些等离子体源的产生机理、等离子体特征参数及应用场所又很不同. 比如, 快速溅射沉积薄膜一般使用 MSP 和 ECR, 另外三种源 (ICP, HWP 和 SWP) 却难于用来作为溅射等离子体源, 尽管他们仁的某些性能比 MSP 和 ECR

要优异得多<sup>[3-5]</sup>. 以 SWP 源为例, 近期的平板型 SWP 源的尺寸可以达到  $1.2 \text{ cm} \times 0.4 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$ , 具有低温、高效及高活性的性能<sup>[6-17]</sup>, 但其需要等离子体-介质界面作为表面电磁波的传播通道. 在等离子体-金属界面表面波不能传播而产生不了 SWP, 因而也就不能施加偏压以溅射靶材, 尤其是金属靶材.

近期, Kousaka 等<sup>[18-20]</sup> 构建的金属圆柱施加负偏压的柱形 SWP 源 (被称为 MASWP) 可以实现利用 SWP 充当溅射等离子体源的设计初衷. 其高密度 SWP ( $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ — $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) 沿着圆柱负偏压电极表面产生, 已经实现了 30 cm 长的均匀圆筒状等离子体; 研究表明, 其实现机理在于表面波在

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11105002)、工业装备结构分析国家重点实验室 (大连理工大学) 开放课题基金 (批准号: GZ1215)、安徽高校省级自然科学研究项目 (批准号: KJ2013A106)、安徽省自然科学基金 (批准号: 1408085QA16, 1408085ME101) 和强电磁工程与新技术国家重点实验室 (华中科技大学) 开放课题基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zqchen@aust.edu.cn

负偏压激励的离子鞘层内传播,以加热等离子体至高密度状态.实际上,对于MASWP源的密度范围而言,表面波的波模是表面等离子激元(SPP),梁荣庆课题组及我们组前期的大量研究均能证实这个论断<sup>[9-11,15-17]</sup>.最近,我们采用粒子(PIC/MCC)模型数值模拟了SWP的电离发展过程,也表明其离子鞘层内存在的波模就是SPP<sup>[21-25]</sup>.因此,MASWP源的加热机理很可能是SPP的局域增强电场激励气体放电产生.

就快速溅射的工业应用而言,关心的是MASWP源的高效产生和沿金属圆柱的等离子体参数均匀分布.虽然,前期在实验和理论上已经摸索到MASWP源的最佳放电效果及其输入参数<sup>[18-20]</sup>,只是这些经验结论仅对该装置有效而不具有理论预测性.此前,MASWP源放电过程的影响因素并未研究清晰,导致其最佳放电参量没有掌握.本文将采用等离子体与高频电磁波相互作用的粒子模拟方法,结合蒙特卡罗方法处理粒子碰撞的优势,PIC/MCC数值模拟负偏压离子鞘及气体压强影响SWP电离发展过程的放电机理.研究MASWP的电离过程,能探索表面波放电的物理本质、更精确地得到MASWP的放电参数时空分布,可为MASWP源的优化设计提供物理原型和实现机理.

## 2 模拟建模

### 2.1 实验装置

图1所示为MASWP放电系统的结构简图.频率为2.45 GHz微波经同轴波导(C22)和石英介质板(半径1.9 cm,厚1.0 cm,相对介电常数3.78),进入放电腔体;放电腔的内径为15.0 cm,外壁由不锈钢材构成;腔体正中间有一根长25 cm、半径0.5 cm的金属圆柱,其一端紧贴石英玻璃板正中央,另一端与导线连接;一个调压范围在0—1000 V的直流电源,正极端与腔体外壁连接并接地,负极端与金属圆柱相连.实验时,维持0.1—500 Pa的气体压强、0—1000 W的入射微波和0—1000 V的直流负偏压,等离子体沿着金属圆柱在腔体内产生.具体的实验装置及实验操作,可以参阅近期发表的相关文献<sup>[18-20,26-28]</sup>.

Kousaka等<sup>[18-20]</sup>最早构建了此种实验装置,并进行了放电实验和机理分析.实验上,发现负偏

压的加入可以明显拓展金属圆柱表面的等离子体长度,气体压强也对放电形貌有较大影响,产生的等离子体密度在 $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ — $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ;理论及流体模拟上,均揭示了负偏压离子鞘内传播的电磁模式是表面电磁波,即该等离子体源是SWP源.梁荣庆课题组,最早在圆柱状SWP系统内发现了SPP携带的表面电磁波放电维持了等离子体氛围<sup>[9-11]</sup>;我们在SWP源方面的前期研究中,利用SPP局域场增强效应构建了几种平板型SWP源<sup>[15-17]</sup>.因此,对于等离子体密度 $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ — $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 范围内的SWP源,很可能其表面波的电磁模式是SPP的局域增强电场致使.只是Kousaka等<sup>[20]</sup>的流体模型中,人为构造了离子鞘层(假定厚度mm级的相对介电常数为1的柱筒代替真实的离子鞘),很可能使得模拟结果掩盖了SPP本质;此外,他们的类似模拟工作曾表明表面波的电磁模式存在2种分量,其波长分别为1 cm和7 cm(SPP的特征波长在6 cm附近)<sup>[29]</sup>.联想这些前期工作,提醒我们确认MASWP源表面波的电磁模式就是SPP;最近,我们分别使用电磁模拟和粒子模拟确定了这个假说<sup>[25]</sup>.可是,研究中发现,电磁模拟和粒子模拟的离子鞘层区电场值有很大差别(只是数量级一致,粒子模拟的模型简化少,模拟结果更真实);还有粒子模拟能确定MASWP源最佳放电时所输入的参数(气压和负偏压).因此,本文将采用粒子模拟方法重点探讨MASWP源的放电影响因素,以期确定最佳放电条件.

### 2.2 粒子模拟

考虑图1所示,放电室中充有工作气体(如氩气),带电粒子会与表面波发生自洽的相互作用,同时粒子之间以及粒子与边界之间会有碰撞.因此,根据实际电离过程,结合PIC/MCC模拟特点,计算程序可分成电磁波场的求解、源的求解、等离子体集体运动、粒子间的碰撞、带电粒子与边界的相互作用以及归一化处理六个部分.具体的计算方法,可参阅我们近期发表的相关论文<sup>[21,22,24]</sup>.这里,只介绍本文所使用的粒子模型参数设定.

PIC/MCC法处理二维或三维空间高密度等离子体时,相比流体模拟,最大缺点是非常耗费计算资源.但是,MASWP源的最大等离子体密度值达到 $10^{19} \text{ m}^{-3}$ 之上,计算量将十分巨大.但是,我们关注的焦点是SPP共振激励MASWP放电的电离

发展过程, 只要模拟的等离子体密度介于  $10^{16} \text{ m}^{-3}$  至  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  之间, 就能完成所需的计算任务. 而 MASWP 源的电离发展过程, 等离子体密度一般从小于  $5.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$  至大于  $1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . 因此, 我们设定初始等离子体密度值为  $1.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 直到等离子体密度达到  $1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  之上就可以强制停止计算<sup>[24]</sup>.

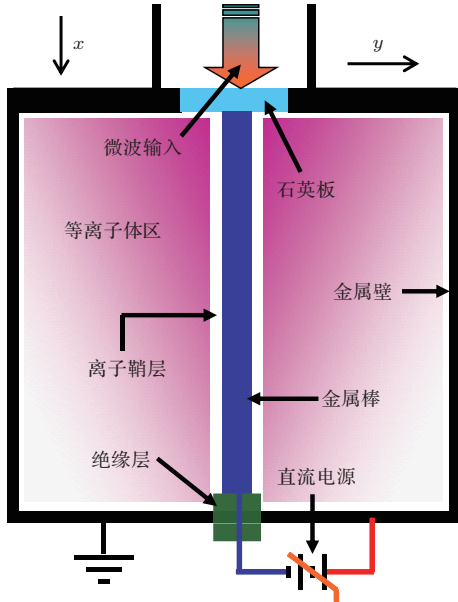


图1 MASWP 放电系统简图

因为, SPP 的波长约为 5.6 cm 和等离子体的趋肤深度约为 2.5 cm, 我们设定的计算区域为  $5.6 \text{ cm} \times 5.6 \text{ cm}$ . 选择空间步长为  $4.375 \times 10^{-2} \text{ cm}$ ,  $x$  坐标的网格数为 128 和  $y$  坐标的网格数为 128. 设定每个计算粒子代表  $5.0 \times 10^9$  个真实粒子, 时间步长为  $\Delta t = 10^{-12} \text{ s}$ . 电子初始温度为 2.0 eV, 氩气原子温度及氩离子温度均为 0.025 eV, 这些参数与实验测量相一致<sup>[19]</sup>. 综合考虑 SPP 的局域增强电场值高达  $10^5 \text{ V}$  之上和圆形波导内的入射波电场仅有  $10^3 \text{ V}$ , 在石英玻璃窗口的入口处设置入射微波, 其激励电场值为  $5.0 \times 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ .

### 3 模拟结果与分析讨论

#### 3.1 离子鞘的自生电场和局域 SPP 的增强电场

首先, 研究离子鞘层的形成过程产生的自生电场. 为了查看负偏压驱逐电子形成离子鞘过程中, 鞘层内的自生静电场不受入射微波场的影响, 对粒

子模拟程序做了特定设计; 即在 5 ns 之前, 只存在负偏压激励而不存在微波场激励, 直到 5 ns 时, 才启动微波入射激励, 此后离子鞘层内的电场是自生静电场和 2.45 GHz 微波电场之和. 设定氩气压强 0.25 Torr (约 35 Pa) 和负偏压 200 V, 观测其电场分布和电子密度随着时间推进而变化的过程. 因为设定的等离子体初始密度为  $1.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 此密度值对应的电子静电振荡频率约为  $9.0 \times 10^8 \text{ Hz}$ , 进而算得等离子体 (电子) 响应外界激励的时间尺度为 1.1 ns. 模拟计算发现, -200 V 偏压驱动离子鞘层稳定形成于  $1000\Delta t$  左右, 验证了粒子模拟程序的有效性. 图 2 所示为电场  $E_x$  分量、 $E_y$  分量和电子密度  $n_e$  的时空演化分布. 抽取  $3000\Delta t$ ,  $3306\Delta t$ ,  $20000\Delta t$  和  $20306\Delta t$  的数据展示, 原因在于两方面考虑: 1) 3 ns 时刻的离子鞘层已稳定形成, 其自生电场与驱动电极表面电场和电子的相互作用已达到平衡状态; 2) 20 ns 时刻, 等离子体电子密度已经大于  $3.56 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  (石英-等离子体界面的 SPP 共振截止密度值) 和  $1.48 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  (离子鞘-等离子体界面的 SPP 共振截止密度值), 此时的各种电磁模式均能显现; 且微波的周期为  $408\Delta t$ , 间隔 0.75 个周期 ( $306\Delta t$ ) 显示电磁场分布, 可以避免零值抽签现象.

如图 2 所示, 在  $3000\Delta t$  时, 等离子体的电子密度受到负偏压的影响, 使得沿着鞘层边缘的电子密度值大于初始设定值  $1.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ; 电场分量  $E_y$  远大于电场分量  $E_x$ ; 鞘层自生静电场的数值达到  $3 \times 10^5 \text{ V}$ , 这是流体模拟所不能揭示的. 约  $15000\Delta t$  开始, 离子鞘附近的电子密度值达到  $1.48 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  之上, 鞘层内出现 SPP 的局域增强电场分布; 约  $18000\Delta t$  之后, 离子鞘附近的电子密度值达到  $3.56 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  之上, 石英板-等离子体界面附近出现 SPP 的局域增强电场分布. 在  $20000\Delta t$  时刻, 电场峰值同时存在于石英板-等离子体界面附近和离子鞘-等离子体界面, 且电场幅值在等离子体区域逐渐减小; 同时等离子体密度也随着离开分界面距离在  $x$  和  $y$  方向分别指数衰减, 如图 2 所示.

至此, 清楚了离子鞘的自生电场和 SPP 的局域增强电场对电离发展过程的影响. 离子鞘的自生电场是一个静电场, 其值远大于驱动其产生的金属表面电场 ( $200 \text{ V}/0.5 \text{ cm} = 4 \times 10^4 \text{ V}$ ); 而 SPP 局域增强电场只是在介质-等离子体界面的电子密

度均大于 SPP 共振截止密度值才会激起. 需要提及的一点是, 鞘层内同时存在自生电场和 SPP 表面波场时, 总电场在鞘层内存在时空变化, 但仅有自生电场时, 自生电场的时空变化很微弱, 如图 2 所示. 一旦存在 SPP 的局域增强电场, 由于其电场值

的方向与等离子体密度梯度方向一致, 将会发生局域增强的 SPP 电场转化为电子等离子体波 (EPW), EPW 随着电子向低密度区域飘移, 边加热边衰减其幅值 [6,9,26,27].

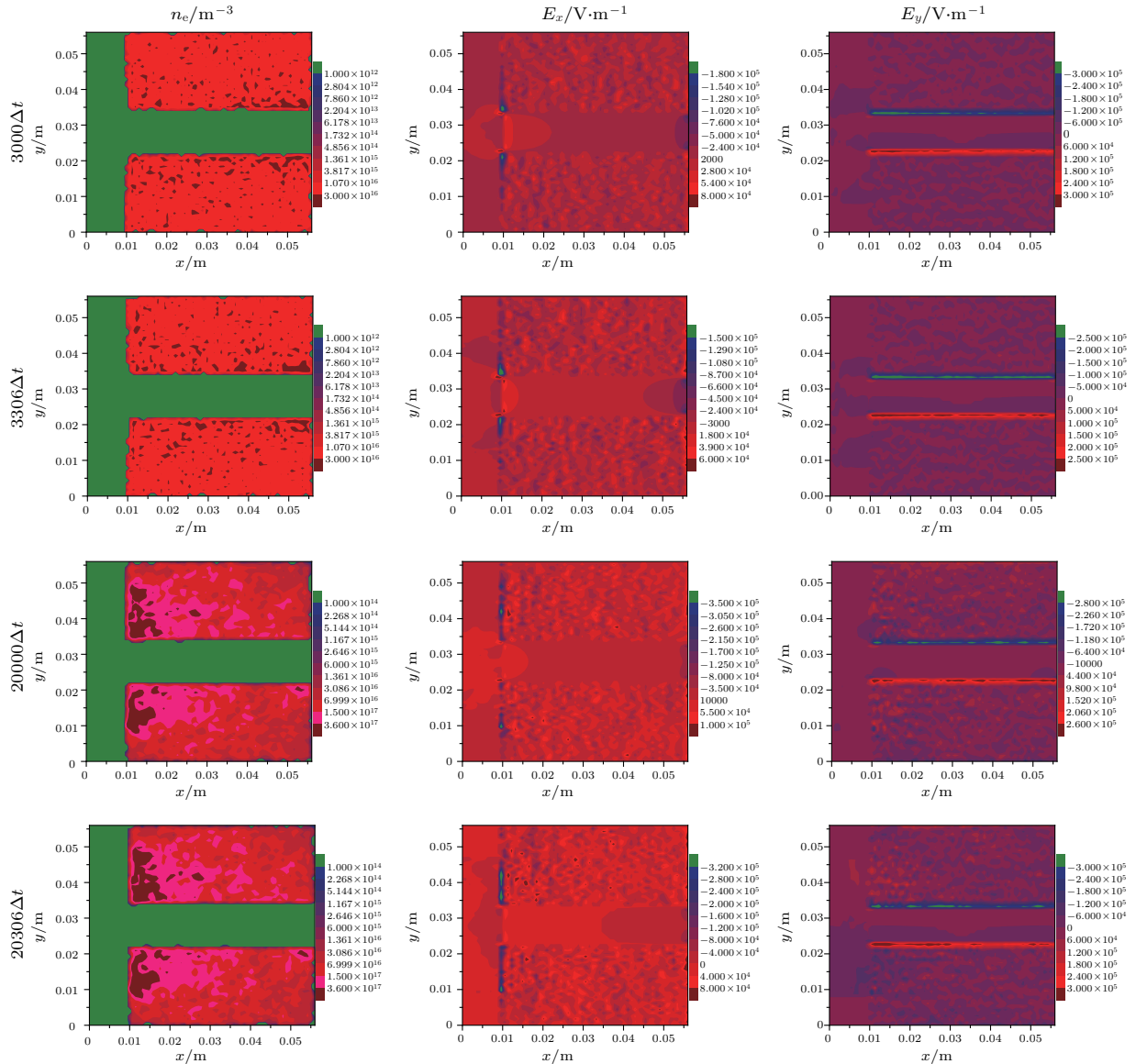


图 2 (网刊彩色) 电子密度、离子鞘的自生电场及 SPP 的局域增强电场的时空分布

### 3.2 负偏压影响表面波放电过程

接着研究负偏压对 MASWP 放电过程的影响. 设定氩气压强 0.25 Torr 不变, 改变负偏压值分别为 0 V, -200 V 和 -500 V, 每次模拟至 3000Δt, 10000Δt 及 20000Δt 时暂停, 抽取其电场和电子密度的数据. 图 3、图 4 和图 5 分别展示了电场  $E_x$  分量、电场  $E_y$  分量和电子密度  $n_e$  随负偏压变化在二维空间中的分布. 如图 3 所示, 0 V 偏压下, 只是

在 20000Δt 时刻, 在石英板-等离子体界面呈现出 SPP 局域增强电场 ( $E_x$  分量); 此时, 由于不存在离子鞘 (或鞘层仅有 0.1 mm), 电磁波不能沿金属柱表面传播, 进而不会出现  $y$  方向的 SPP 增强表面波场. 如图 4 所示, -200 V 偏压下, 20000Δt 时刻, SPP 局域增强电场  $E_x$  分量和  $E_y$  分量同时存在, 等离子体沿着金属圆柱表面的离子鞘层同步增长, 表现出较均匀的空间分布. -500 V 偏压下, 10000Δt 时刻, SPP 局域增强电场  $E_y$  分量在离子鞘内首先

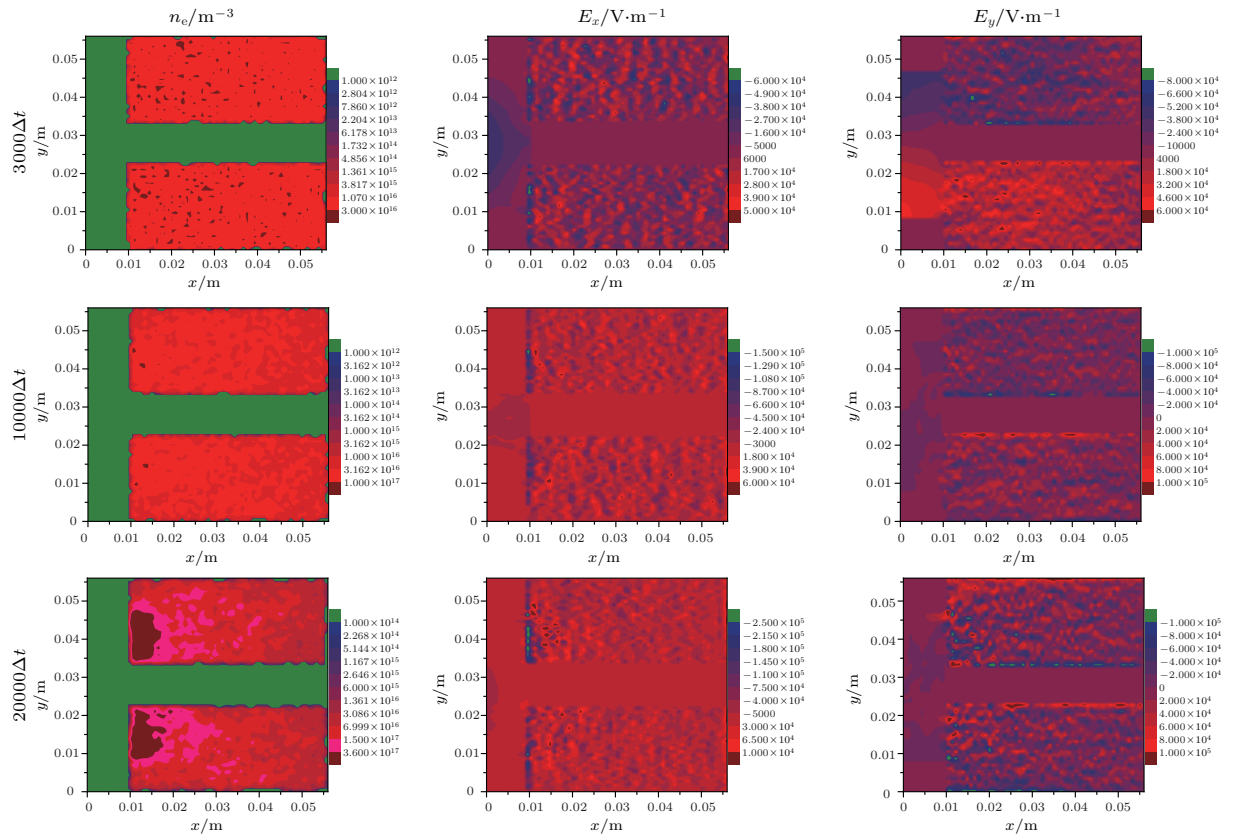


图3 (网刊彩色) 0 V 偏压下, 电场和电子密度的时空演化分布

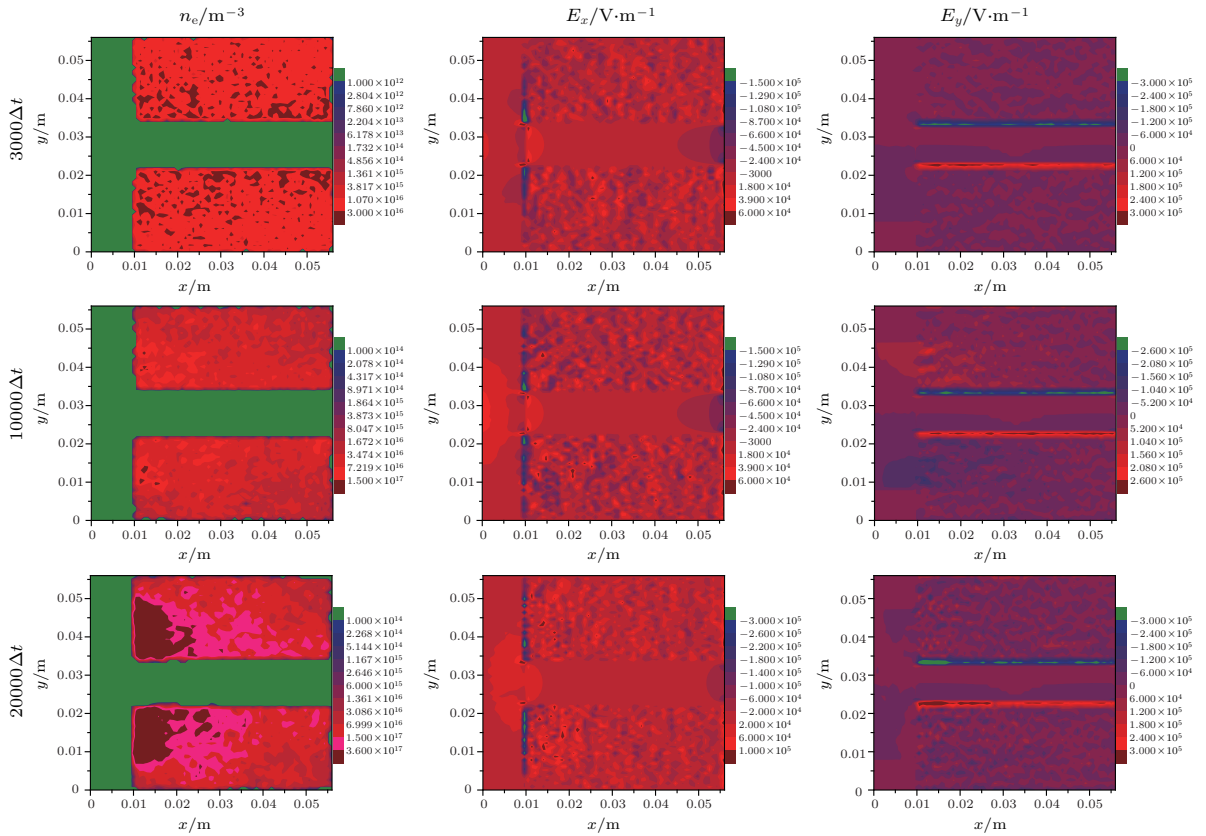


图4 (网刊彩色) -200 V 偏压下, 电场和电子密度的时空演化分布

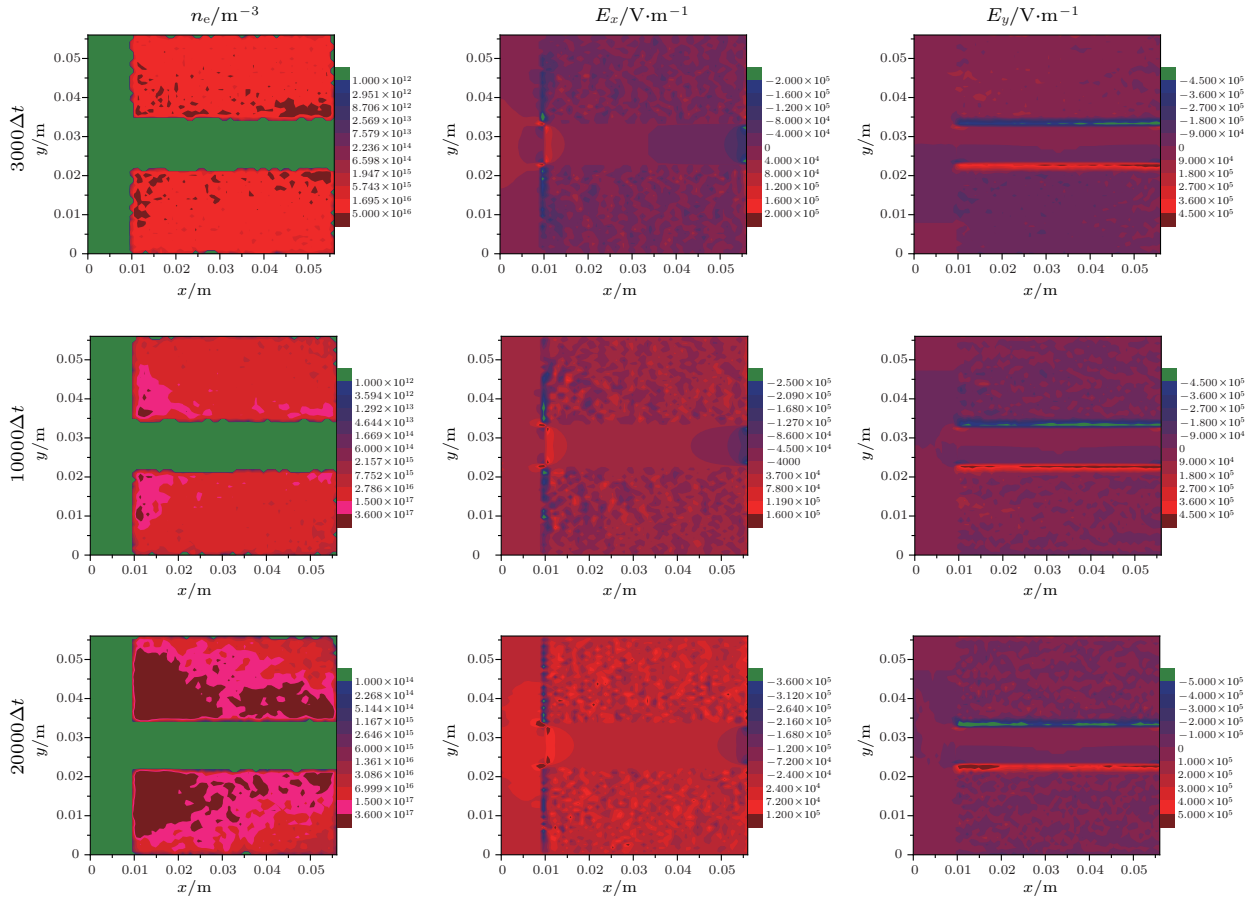


图5 (网刊彩色) -500 V 偏压下, 电场和电子密度的时空演化分布

存在; 但是由于电子密度沿离子鞘分布不均匀导致 SPP 局域增强电场空间分布不均匀, 等离子体密度值同 SPP 增强电场之间相互共振将致使放电沿金属圆柱分布不均匀, 如图 5 所示.

对比图 3、图 4 和图 5, 可见负偏压影响了离子鞘的厚度, 也就影响了进入鞘层的微波能量, 最终导致了不同的放电形貌. 当不加负偏压时, 由于不存在离子鞘导波通道, 此时的 MASWP 与平板型 SWP 的等离子体加热机理一样, 放电只存在与石英-等离子体界面附近; 当负偏压施加过大, 离子鞘的厚度也就增大, 进入离子鞘的微波能量比例增多, 有利于 SPP 的激励. 但是沿着离子通道电磁波的能量过多而不能被等离子体均匀吸收, 当过余的表面波抵达末端后, 根据传输线理论可知, 表面波会原路反射, 从而出现入口处和末端位置同时出现高强度放电区域 [30,31]. 只有在 -200 V 负偏压作用下, 离子通道厚度、导波能量分布及整体放电形貌呈现最佳. 考虑到微波功率和气体压强对 MASWP 的影响, 建议的负偏压值为 -100—300 V.

### 3.3 气体压强影响表面波放电过程

最后研究气体压强对 MASWP 电离过程的影响. 维持负偏压 200 V 不变, 改变工作氩气的气体压强值 1 Pa, 53 Pa 和 100 Pa, 每次模拟至 3000Δt, 10000Δt 及 20000Δt 时暂停, 抽取其电场和电子密度的数据. 图 6、图 7 和图 8 分别展示了电子密度  $n_e$ 、电场  $E_x$  分量和电场  $E_y$  分量随气压变化在二维空间中的分布. 如图 6 所示, 0.0075 Torr 氩气压强, 20000Δt 时整个等离子体区域的电子密度仍然低于 2.45 GHz 微波的截止密度值  $7.4 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 电场分布于整个等离子体区域, 表面波没有形成. 气压增高到 0.4 Torr, 在离子鞘-等离子体界面随着电子密度先达到 SPP 截止共振值而首先出现 SPP 局域增强电场, 接着在石英板-等离子体界面激励起 SPP 局域增强的表面波场, 如图 7 所示. 气压大于 0.7 torr 时, SPP 的局域增强电场已占据整个石英板-等离子体界面, 且随着气压增高, 在石英板-等离子体界面处等离子体侧的 EPW 推进区域逐渐增

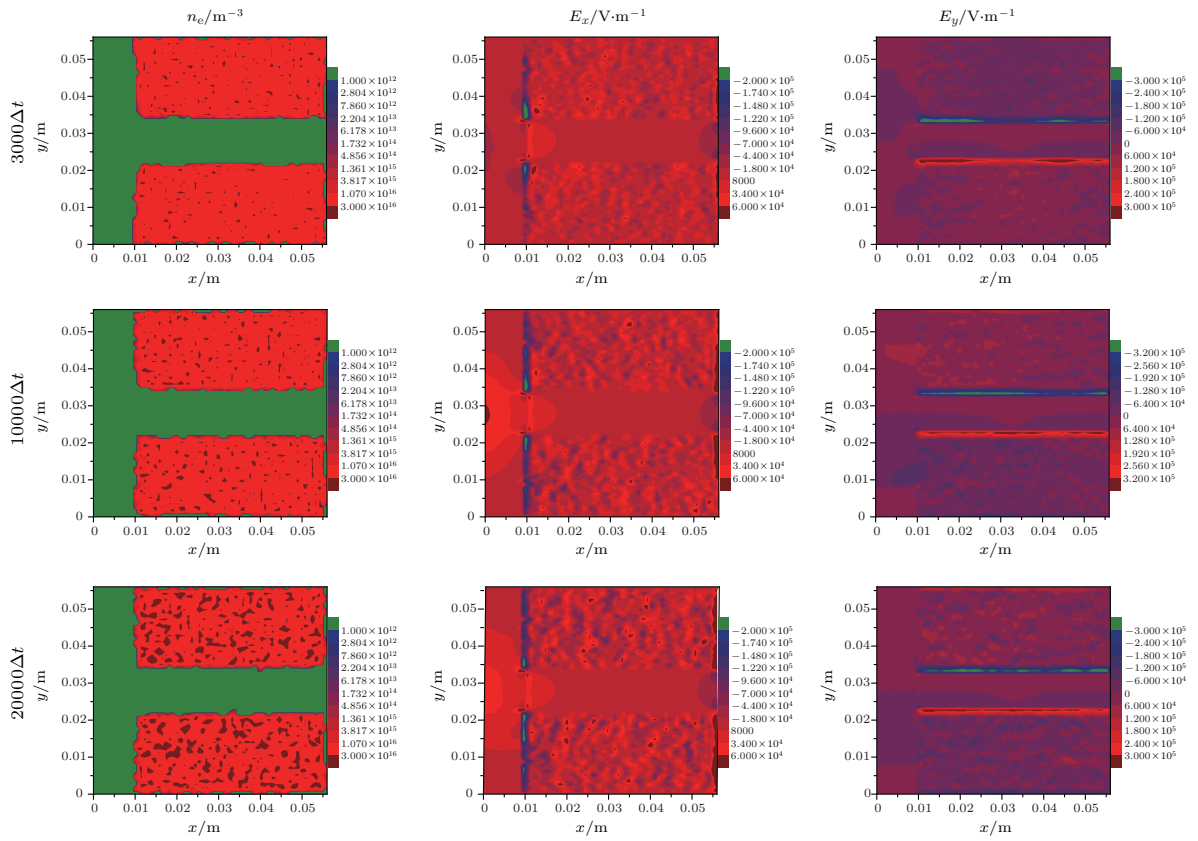


图6 (网刊彩色) 0.0075 Torr (1 Pa) 气压下, 电场和电子密度的时空演化分布

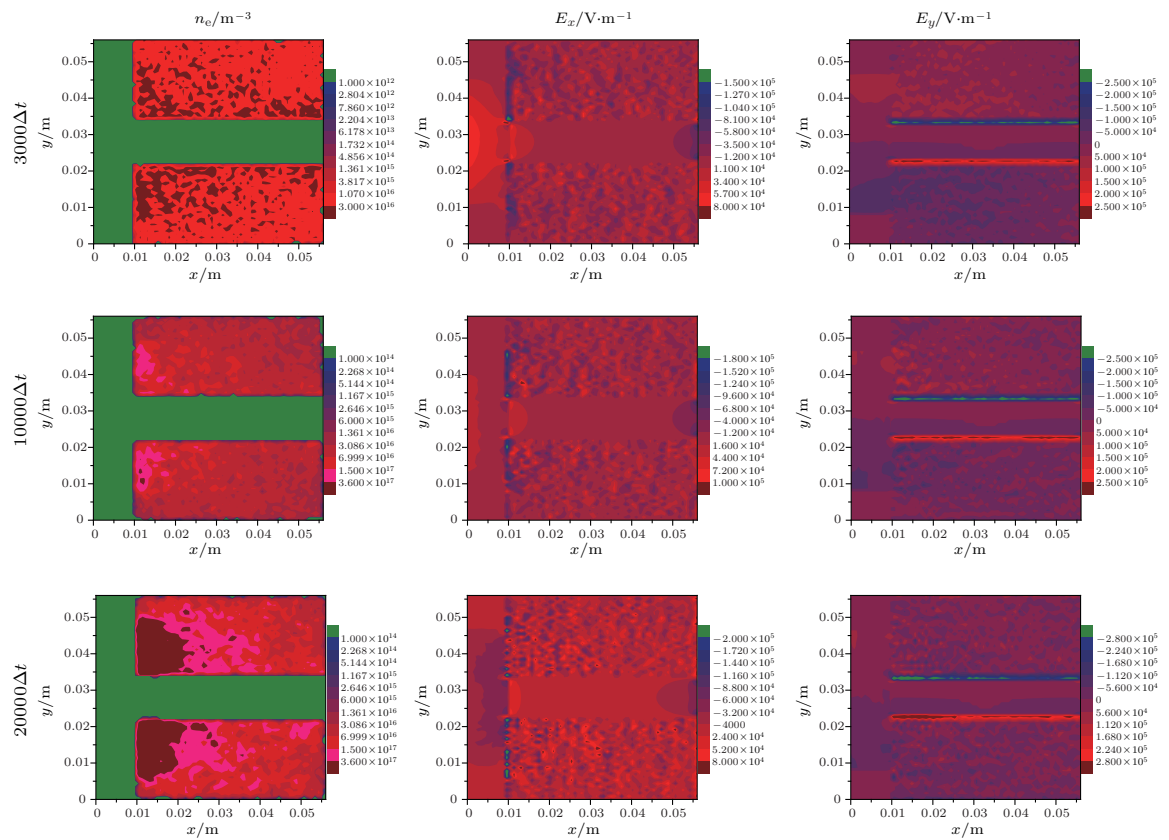


图7 (网刊彩色) 0.4 Torr (53 Pa) 气压下, 电场和电子密度的时空演化分布

大,如图8所示;但是,由于气体分子的电离速率增大,有限的微波能量首先在入射口被等离子体吸收,使得窗口处等离子体密度增加;同时也使得SPP的局域增强电场的幅值减弱,不利于离子鞘-等离子体界面的等离子体密度增长,强放电近位于入射波首端.

结合图6、图7和图8,对比综合分析.等离子体密度低于微波截止密度时,电子首先被入射微波加热,此时入射微波穿越整个等离子体区,微波能量不集中,微波电场幅值也较低,电子主要通过碰撞加热;而气压较低时,电子的平均自由程较长,电子碰撞概率小,因而加热效率低.气压增高后,减小了电子平均自由程而同时提高了电子碰撞概率,

电子密度很快达到微波截止之上,此时会在离子鞘-等离子体及石英板-等离子体界面处依次出现表面电磁波.表面电磁波能够转化为EPW,此时电子加热模式出现波模共振转换加热,电子密度及高能电子数量将快速增加,很快达到共振截止密度之上.进一步激起局域SPP效应,SPP的局域增强电场与等离子体密度梯度方向(EPW的电场方向)一致,SPP转换为EPW的效率大于表面电磁波转化为EPW的效率,而出现更高的加热效率<sup>[24]</sup>.气压过高引起放电不均匀的原因是电离效率增加致使入射波吸收过快,这个可以通过增加入射微波能量来解决沿离子鞘层放电不均匀分布问题.

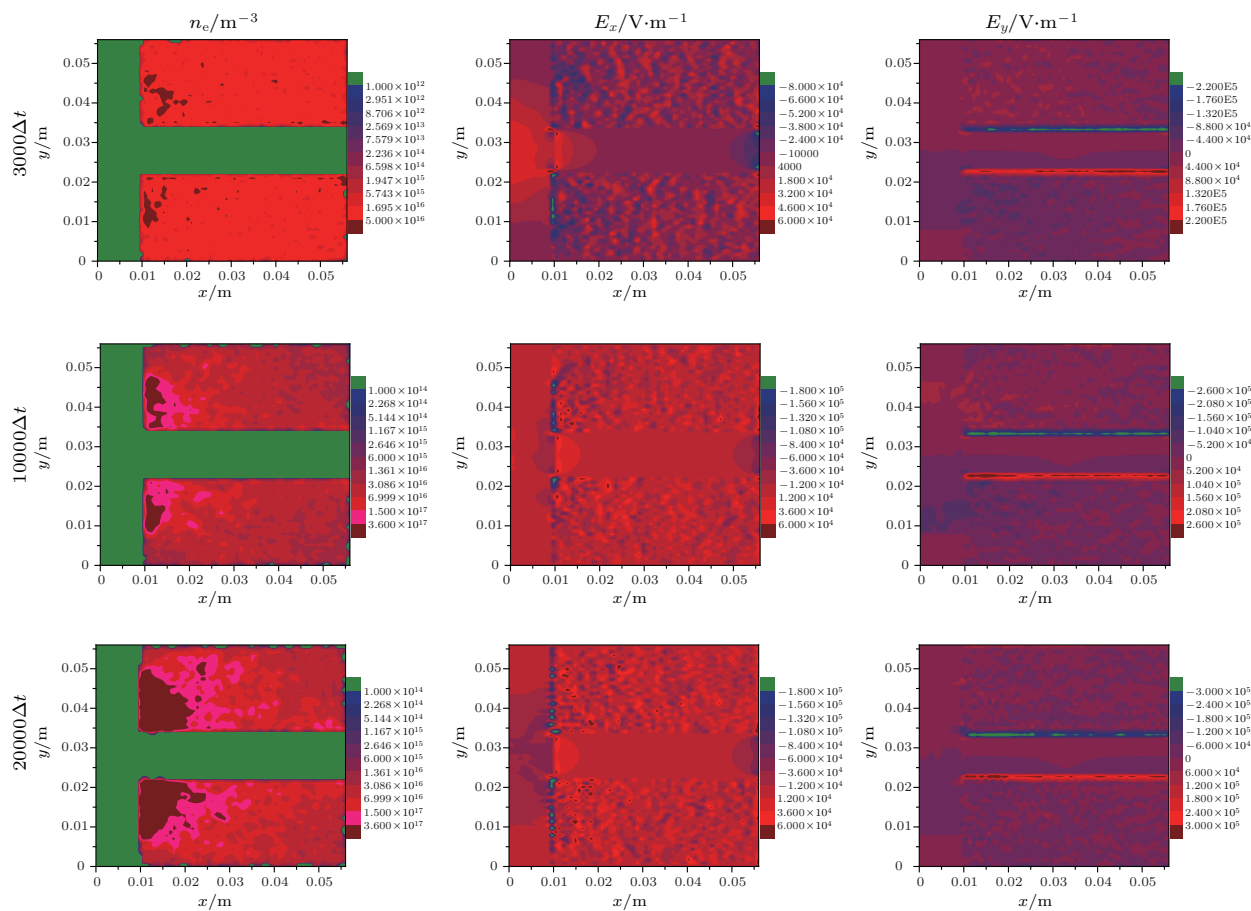


图8 (网刊彩色) 0.75 Torr(100 Pa) 气压下, 电场和电子密度的时空演化分布

### 4 结 论

简言之,本文以PIC/MCC数值模拟为手段,研究了负偏压离子鞘及气体压强影响MASWP 电离发展过程的放电机理.模拟结果表明,负偏压和

气体压强的大小影响了离子鞘的厚度、SPP的激励和波模的时空转化,从而表现出不同的放电形貌.进一步分析发现,负偏压过大使得离子鞘厚度增厚,引起SPP的表面波场空间分布不均匀而引起放电分布不均匀,最佳施加负偏压值为200 V左右;



气体压强影响了电离效率及微波吸收能量快慢, 高压时可以根据气压值增加微波功率输入来保证放电的空间均匀性; 初步模拟发现, 气体压强在 40 Pa 附近, 该 MASWP 源的放电效果最佳.

### 参考文献

- [1] Dong T, Ye K, Liu W 2012 *Acta. Phys. Sin.* **61** 145202 (in Chinese)[董太原, 叶坤涛, 刘维清 2012 物理学报 **61** 145202]
- [2] Hans Schlüter, and Antonia Shivarova 2007 *Physics Reports* **443** 121
- [3] Liu M, Sugai H, Hu X, Ishijima T, Jiang Z, Li B, Dan M 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 5905 (in Chinese) [刘明海, 菅井秀郎, 胡希伟, 石岛芳夫, 江中和, 李斌, 但敏 2006 物理学报 **55** 5905]
- [4] Zhu G, Boeuf J P, Li J 2012 *Acta. Phys. Sin.* **61** 235202 (in Chinese)[朱国强, Jean-Pierre Boeuf, 李进贤 2012 物理学报 **61** 235202]
- [5] Zhou Q, Dong Z 2013 *Acta. Phys. Sin.* **62** 205202 (in Chinese)[周前红, 董志伟 2013 物理学报 **62** 205202]
- [6] Sugai H, Ghanashev I, Nagatsu M 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 192
- [7] Nagatsu M, Terashita F, Nonaka H, Xu L, Nagata T, Koide Y 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 211502
- [8] Xu L, Terashita F, Nonaka H, Ogino A, Nagata T, Koide Y, Nanko S, Kurawaki I, Nagatsu M 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 148
- [9] Xu X, Liu F, Zhou Q, Liang B, Liang Y, Liang R 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 011501
- [10] Liang B, Ou Q, Liang Y, Liang R 2007 *Chin. Phys.* **16** 3732
- [11] Chang X, Kunii K, Liang R, Nagatsu M 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 183302
- [12] Hu Y, Chen Z, Liu M, Hong L, Li P, Zheng X, Xia G, Hu X 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 115201
- [13] Chen Z, Liu M, Zhou Q, Hu Y, Yang A, Zhu L, Hu X 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 045201
- [14] Chen Z, Liu M, Zhou P, Chen W, Lan C, Hu X 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 655
- [15] Chen Z, Liu M, Tang L, Hu P, Hu X 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 013314
- [16] Chen Z, Liu M, Tang L, Lv J, Wen Y, Hu X 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 063304
- [17] Chen Z, Liu M, Lan C, Chen W, Luo Z, Hu X 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 4333
- [18] Kousaka H, Xu J Q, Umehara N 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 1052
- [19] Kousaka H, Umehara N 2006 *Vacuum* **80** 806
- [20] Kousaka H, Xu J Q, Umehara N 2006 *Vacuum* **80** 1154
- [21] Chen Z, Ye Q, Xia G, Hong L, Hu Y, Zheng X, Li P, Zhou Q, Hu X, Liu M 2013 *Phys. Plasmas* **20** 033502
- [22] Chen Z, Liu M, Xia G, Huang Y 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2861
- [23] Chen Z, Xia G, Zhou Q, Hu Y, Zheng X, Zhen Z, Hong L, Li P, Huang Y 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 084701
- [24] Chen Z, Xia G, Liu M, Zheng X, Hu Y, Li P, Xu G, Hong L, Sheng H, Hu X W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 195204 (in Chinese)[陈兆权, 夏广庆, 刘明海, 郑晓亮, 胡业林, 李平, 徐公林, 洪伶俐, 沈昊宇, 胡希伟 2013 物理学报 **62** 195204]
- [25] Zhu L, Chen Z, Yin Z, Wang G, Xia G, Hu Y, Zheng X, Zhou M, Chen M, Liu M 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 035203
- [26] Chen Z, Liu M, Tang L, Lv J, Hu X 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 025205
- [27] Chen Z, Liu M, Hong L, Zhou Q, Cheng L, Hu X 2011 *Phys. Plasmas* **18** 013505
- [28] Chen Z, Liu M, Lan C, Chen W, Tang L, Luo Z, Yan B, Lv J, Hu X 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3484
- [29] Kousaka H, Ono K 2003 *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 273
- [30] Yang J, Shi F, Yang T, Meng Z 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 8701 (in Chinese)[杨涓, 石峰, 杨铁链, 孟志强 2010 物理学报 **59** 8701]
- [31] Boeuf J P, Chaudhury B, Zhu G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 015002

# Particle-in-cell simulation on surface-wave discharge process influenced by gas pressure and negative-biased voltage along ion sheath layer\*

Chen Zhao-Quan<sup>1)†</sup> Yin Zhi-Xiang<sup>1)</sup> Chen Ming-Gong<sup>1)</sup> Liu Ming-Hai<sup>2)</sup>  
Xu Gong-Lin<sup>1)</sup> Hu Ye-Lin<sup>1)</sup> Xia Guang-Qing<sup>3)</sup> Song Xiao<sup>1)</sup>  
Jia Xiao-Fen<sup>1)</sup> Hu Xi-Wei<sup>2)</sup>

1) (College of Electrical & Information Engineering, Anhui University of Science and Technology, Huainan 232001, China)

2) (State Key Laboratory of Advanced Electromagnetic Engineering and Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

3) (State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

( Received 8 December 2013; revised manuscript received 26 December 2013 )

## Abstract

Due to surface electromagnetic waves propagating along the dielectric-plasma interface, the application of surface-wave plasma (SWP) is limited in view of the fact that it is very difficult to realize metal sputtering by using negative-biased voltage in traditional SWP sources. Recently, this problem is overcome by a type of SWP source based on the guided wave in ion sheath layer driven by negative-biased voltage. And the plasma heating mechanism is originated from gas discharges excited by the local-enhanced electric field of surface plasmon polariton (SPP). However, the best discharge condition is not obtained because the influence factors affecting the discharge process studied is not clear. In this paper, the discharge mechanism of SWP ionization process influenced by gas pressure and negative-biased voltage along the ion sheath layer is investigated. The simulation method is by means of combining particle-in-cell (PIC) with Monte Carlo collision (MCC). Simulated results suggest that the values of negative-biased voltage and gas pressure can influence the thickness of ion sheath layer, the excitation of SPP, and the spatio-temporal conversion of wave mode, which further induces the different discharge performances. Moreover, the discussed analysis states that a better discharge performance can be obtained when approximately a negative-biased voltage of  $-200$  V and a gas pressure of 40 Pa applied.

**Keywords:** surface-wave plasma, surface plasmon polariton, particle-in-cell simulation, ion sheath layer

**PACS:** 52.65.Rr, 52.65.Pp, 52.50.Sw, 52.80.Pi

**DOI:** 10.7498/aps.63.095205

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105002), the Open-End Fund of State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, China (Grant No. GZ1215), the Natural Science Foundation for University in Anhui Province, China (Grant No. KJ2013A106), the Natural Science Foundation in Anhui Province (Grant Nos. 1408085QA16, 1408085ME101), and the Open-End Fund of State Key Laboratory of Advanced Electromagnetic Engineering and Technology (Huazhong University of Science and Technology).

† Corresponding author. E-mail: [zqchen@aust.edu.cn](mailto:zqchen@aust.edu.cn)