

微波谐振腔低气压放电等离子体反应动力学过程*

陈泽煜¹⁾²⁾ 彭玉彬²⁾ 王瑞¹⁾ 贺永宁²⁾ 崔万照^{1)†}

1) (中国空间技术研究院西安分院, 空间微波技术重点实验室, 西安 710000)

2) (西安交通大学微电子学院, 西安 710049)

(2022年7月11日收到; 2022年8月31日收到修改稿)

低气压放电是制约航天器微波部件向大功率、小型化方向发展的重要问题. 针对航天器微波部件低气压放电机理尚不明确的关键问题, 本文搭建了低气压射频放电等离子体发射光谱诊断平台, 对微波腔体谐振器低气压射频放电的等离子体反应动力学过程, 及放电对于微波部件的破坏效应进行研究. 获取不同气体压强条件下谐振器内放电等离子体的发射光谱, 发现等离子体内羟基 OH(A-X)、激发态氮分子 $N_2(C-B)$ 及氧原子 $O(3p^5P \rightarrow 3s^5S^0)$ 的密度随气压升高呈现先上升后下降的变化趋势. 对这一现象所蕴含的等离子体反应动力学机理进行了分析, 发现气体压强可通过改变粒子生成与消耗路径及等离子体平均电子温度的方式对等离子体中各粒子的浓度大小产生影响. 研究了等离子体发射光谱随输入功率的变化规律, 发现了不同气压条件下粒子浓度随输入功率的增大呈线性增长的趋势. 本研究为探明低气压射频放电机理及航天器微波部件的可靠性设计提供了参考依据.

关键词: 航天器微波部件, 射频低气压放电, 等离子体, 发射光谱

PACS: 07.87.+v, 29.25.-t, 47.65.Md, 51.50.+v

DOI: 10.7498/aps.71.20221385

1 引言

微波部件被广泛应用在航天器通信系统中, 是空间通信的核心功能部件. 航天器从发射到在轨工作期间会经历从大气层到地球轨道高真空的外部环境变化, 微波部件内部残存有空气. 同时部件材料表面吸附气体的脱附也可形成高达数百帕的气压条件^[1,2]. 这些因素造成航天器微波部件可能会工作于放电的敏感气压区间内. 近年来, 随着航天器通信系统朝着大功率、小型化的方向发展, 微波部件内部的功率密度大幅上升, 导致低气压放电效应成为威胁航天器通信系统安全运行的重要因素. 因此, 微波部件的低气压放电效应目前已经得到了广泛的关注和研究^[3-7]. 探明微波部件低气压放电的内在机理, 对于低气压放电抑制手段的开发、提升航天器通信系统可靠性设计水平具有重要

的意义.

发射光谱法是一种非介入式的在线诊断方法, 它利用等离子体中激发态粒子发生跃迁时所发射的具有特征波长的光信号对放电等离子体的特性参数进行诊断. 由于不需要将探针置入等离子体内部, 因此在测量过程中不会对等离子体特性造成干扰, 从而可以真实反映放电等离子体的真实状态. 光谱法在等离子体放电机理的相关研究中已经得到了广泛的应用^[8-12]. 然而, 对于航天器微波部件的低气压放电效应而言, 目前还缺乏光谱诊断研究的相关报道. 这是因为这类低气压放电一般发生于部件内部, 由于金属外导体等封装结构的屏蔽, 无法对放电等离子体进行直接观测, 而在外导体上设置观测窗则可能改变部件内部场分布以及部件的微波信号传输特性. 同时, 由于航天器微波部件工作于真空环境中, 在地面上对其实际工况进行模拟则需要搭建真空系统, 对其进行光谱诊断还需要

* 国家自然科学基金 (批准号: 61901361) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cuiwanzhao@126.com

配备特殊的穿仓装置以实现光谱信号从真空侧向大气侧的传输. 这些问题限制了航天器微波部件低气压放电效应内在机制的探明, 进一步制约了航天器微波部件向大功率、小型化方向的发展.

针对这一现状, 本文通过搭建低气压放电光谱诊断系统, 为微波部件低气压放电的光谱学诊断提供基础条件. 通过特殊的谐振腔设计, 在不干扰腔内微波谐振特性的前提下实现对低气压放电等离子体的光谱学诊断. 在此基础上, 对微波谐振腔内低气压放电等离子体的反应动力学特性进行实验研究与分析, 并对放电等离子体对于谐振腔的破坏效应进行探究与分析.

2 实验装置

为了对微波部件低气压放电效应进行研究, 本文搭建了低气压放电等离子体光谱诊断平台, 其结构如图 1 所示. 真空腔室由不锈钢制成, 直径为 25 cm, 高度为 30 cm. 气压通过一组机械泵和分子泵调节, 可实现最低气压为 10^{-5} Pa 的高真空环境. 气体压力通过一个皮拉尼真空规监测. 信号发生器产生的连续波信号送入一台功率放大器, 功率放大器的小信号增益约为 49 dB, 饱和输出功率为 100 W. 放大的信号通过环行器、双向耦合器传输至位于真空腔内的腔体谐振器中, 最后通过一个大功率匹配负载吸收. 环行器用于保护测量系统免受放电发生后所形成的等离子体反射功率的影响. 进入腔体和从腔体反射的功率被 30 dB 定向耦合器接收, 并由功率计测量. 同轴电缆和部件之间的

适配器损耗在测量后被校准.

本文采用一个腔体谐振器作为研究对象, 其内部结构示如图 2 所示. 谐振腔主体材料为铝合金 (2A12), 由数控机床加工而成. 谐振腔整体表面采用镀银工艺, 具有减小插损、提升微放电阈值等优点, 这一工艺也常用在航天器微波部件的制造过程中. 谐振腔尺寸为 30 mm×30 mm×30 mm. 中心谐振柱直径为 9 mm, 通过 SMA (subminiature type-A) 接头与同轴传输线连接, 腔体与馈线过度耦合. 腔体的谐振频率可以通过改变中心谐振柱和调谐螺钉之间的间隙距离来调节. 在腔体侧壁上有几个直径为 0.8 mm 的通气孔, 实现谐振腔内气压与真空腔室气压的一致. 在实验前, 使用丙酮、无水乙醇和去离子水在超声波清洗机中将腔体谐振器清洗 15 min, 随后在烘箱中干燥以消除表面杂质. 为了实现对放电间隙等离子体的直接观测, 在谐振器腔壁正对气体间隙的位置开有一直径为 3.2 mm 的探测孔, 用以放置光纤探头. 光纤探头型号为 CF100 型, 外直径 3.15 mm, 插入谐振腔壁上的探测孔并固定, 光纤探头顶部不超出谐振腔内壁平面, 以避免光纤探头对放电通道的影响, 此时光纤探头正对放电间隙的中心位置.

采用一台双通道光谱仪 (MX2500-2PLUS) 对放电等离子体的发射光谱进行诊断. 光谱仪 1 通道的光谱测量范围为 200—400 nm, 分辨率为 0.22 nm. 2 通道的测量范围为 400—840 nm, 分辨率为 0.32 nm. 在真空腔室上安装了一个真空光纤馈通法兰, 以实现将实验过程中所采集到的光谱信号从真空侧向大气侧的传输. 光纤法兰盘之间采用

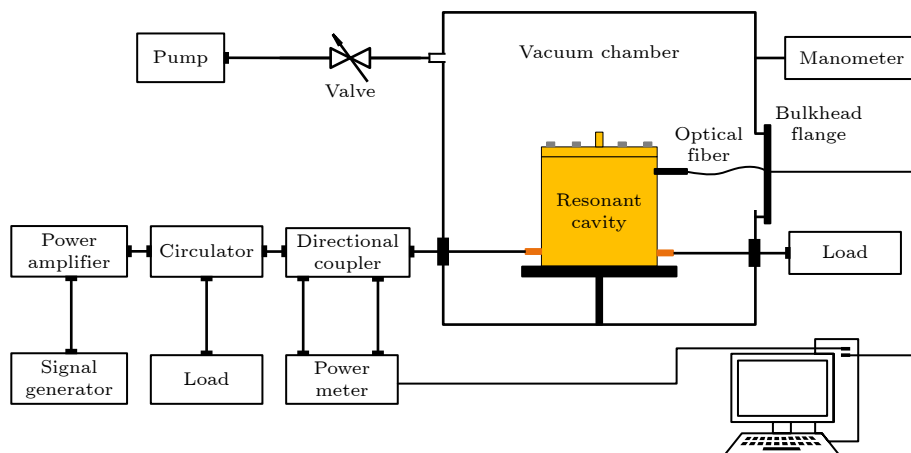


图 1 低气压放电等离子体光谱诊断平台结构示意图

Fig. 1. Schematic illustration of the experimental setup for the low-pressure discharge plasma diagnosis.

真空胶等工艺实现密封,漏气率满足 10^{-8} Pa·L/s. 为了获得同一点位放电等离子体的发射光谱,在测量过程中首先使用光谱仪的 1 通道获取 200—400 nm 波段的光谱数据,再使用光谱仪 2 通道获得 400—840 nm 波段的发射光谱,数据后处理过程中再将二者结合,形成完整光谱. 光谱信号通过配套的软件 Oceanview 进行采集和可视化处理. 测量过程中,光谱的积分时间设定为 100 ms 以提高信噪比.

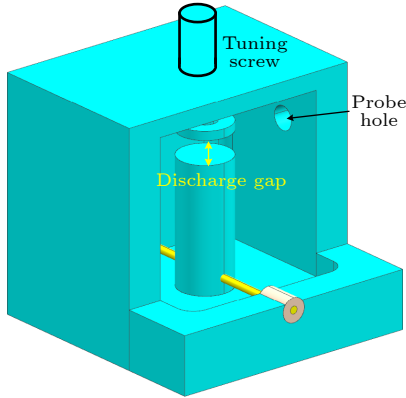


图 2 谐振腔内部结构示意图
Fig. 2. Geometry structure of the cavity resonator.

每次检测完成后,关闭输入功率,打开真空腔室进气口阀门,将腔室内气压恢复标准大气压强. 维持 3 min 待谐振腔冷却后,关闭真空腔室进气口阀门,再打开真空泵,将真空腔气压抽至目标压强并进行下一次放电实验. 以光谱信号出现作为放电发生的信号,光谱稳定后读取光谱数据. 每次放电维持时间约为 10 s.

3 实验结果与分析

3.1 开孔对谐振腔电场分布及 S 参数影响

腔体谐振器的散射参数 (S 参数) 由矢量网络分析仪 (ZNB 40, Rohde & Schwarz) 测量. 当调谐螺钉与谐振柱之间的间隙为 4 mm 时,测得谐振器的谐振频率为 2.6 GHz. 为了验证开孔是否会对腔体谐振器的信号传输及电场分布特性造成影响,本文采用软件 CST 对未开探测孔和开有探测孔的谐振腔 S 参数及电场分布情况进行了仿真. S 参数的仿真结果如图 3 所示. 可以看到,开孔前后谐振腔的 S_{11} 和 S_{21} 参数未产生明显的变化,谐振频率均为 2.6 GHz. 这说明探测孔对于谐振腔的传输特性没有显著影响.

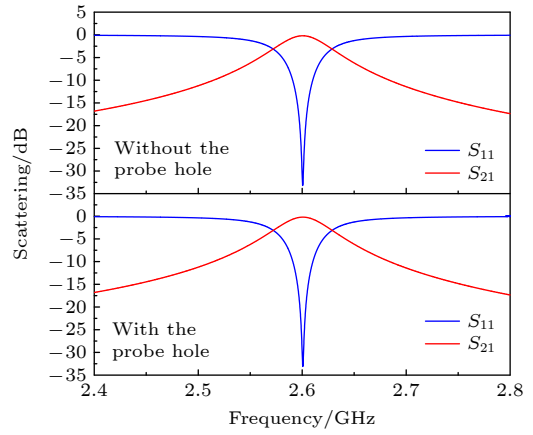


图 3 谐振腔开孔前和开孔后的 S 参数仿真结果
Fig. 3. Simulated S parameter of the cavity resonator with and without the probe hole.

而电场分布的仿真结果如图 4 所示. 结果显示,当传输的信号功率为 0.5 W、频率为 2.6 GHz 时,开孔前后谐振器内的电场分布没有发生明显变化,电场强度最高点均分布于谐振柱顶部及其边缘,开孔后最高场强仅增大了 0.05 dB. 这些仿真结果说明光纤探测孔的设置,对于谐振器的传输特性及电场分布没有显著影响,因此采用探测孔对间隙放电等离子体进行诊断的方法有效.

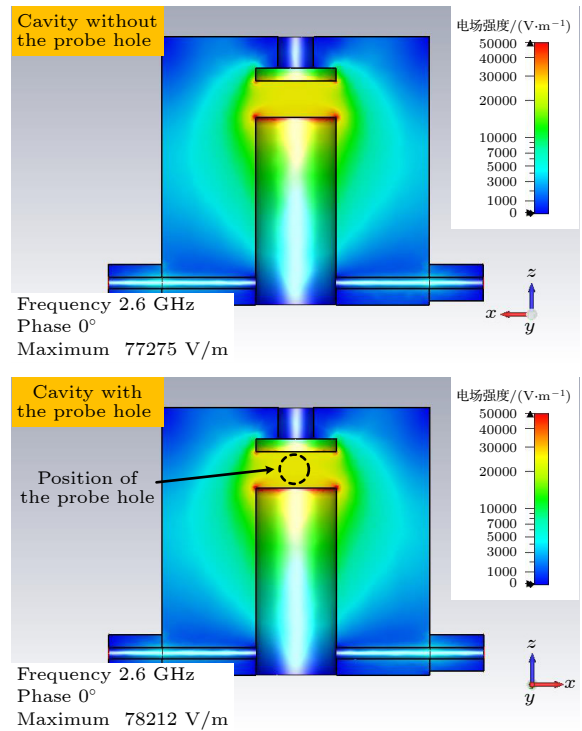


图 4 谐振腔开孔前和开孔后的电场分布仿真结果
Fig. 4. Simulated electric field distribution of the cavity resonator with and without the probe hole.

3.2 等离子体发射光谱诊断与分析

在对腔体谐振器内放电等离子体的发射光谱进行诊断之前, 本文首先检测了不同气压条件下腔体谐振器发生低气压放电的功率阈值. 气压变化范围为 100—10000 Pa, 检测结果如图 5 所示. 可以看出, 随着气压的升高, 低气压放电的阈值呈现先下降后上升的变化趋势, 这一特征与典型的“帕邢曲线”相符. 腔体谐振器的最低放电功率阈值出现在气压为 300—400 Pa 区间, 即在这个气压范围内腔体最容易产生低气压放电. 在后续的光谱诊断实验中, 选择的输入功率均高于这一最低阈值, 以获得稳定的放电及光谱诊断结果.

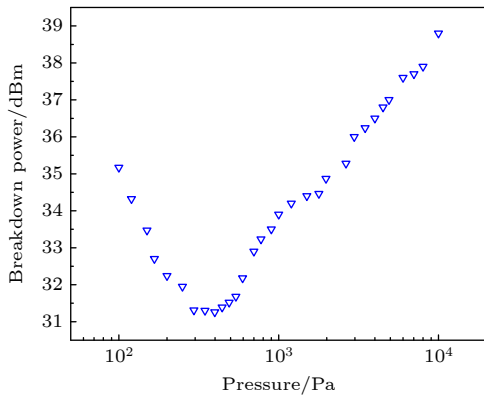
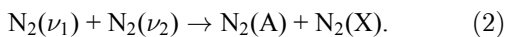
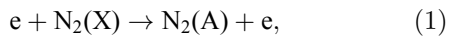


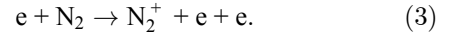
图 5 不同气压条件下谐振腔的放电功率阈值

Fig. 5. Discharge power threshold of the resonant cavity under different air pressure conditions.

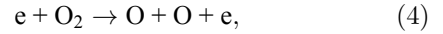
图 6 所示为谐振腔传输功率 7.9 W、真空腔室气压为 500 Pa 时谐振腔内间隙发生放电后所形成等离子体的发射光谱. 在测试开始前从检测结果中可以看出, 等离子体的发射光谱主要由氮、氧粒子组成, 还包含相当数量的羟基 (OH) 粒子. 其中含氮粒子主要包括激发态氮分子 $N_2(C-B)$ 与 $N_2(B-A)$ 、氮分子离子 $N_2^+(B-X)$, 含氧粒子主要为氧原子 O (发射波长 777.4 nm, 来自 $3p^5P$ 轨道向 $3s^5S^0$ 轨道的跃迁), 以及氮氧化物一氧化氮分子 NO(A-X). 这是由于空气的主要成分为氮气与氧气, 可通过由电子碰撞引起的电离、激发反应以及重粒子之间的碰撞反应生成. 如激发态氮分子 $N_2(A)$ 可通过电子碰撞基态氮分子产生, 也可通过振动态氮分子之间的碰撞反应生成^[13,14]:



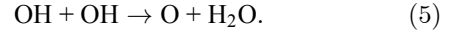
氮分子离子则由电子碰撞并电离氮分子产生^[15]:



氧原子 O 既可通过电子碰撞解离 O_2 分子生成^[15,16]:



也可由其他分子如 OH 通过化学反应生成^[17]:



NO 可由氮粒子 N^+ 和 O_2 反应生成^[18]:



也可由氮原子 N 和 O 在其他粒子 M 的碰撞下通过三体反应生成^[19]:

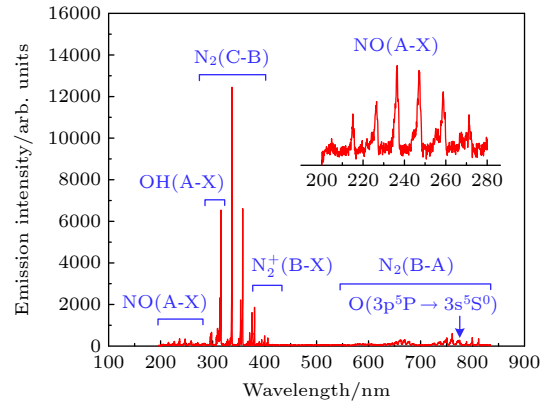
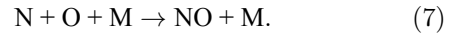
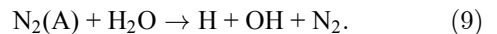
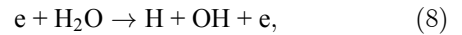


图 6 气压为 500 Pa 时谐振腔内放电等离子体的发射光谱

Fig. 6. Emission spectrum of the plasma in the cavity when the gas pressure is 500 Pa.

此外, 从图 6 可以看到显著的 OH(A-X) 发射谱线, 说明等离子体中含有大量的 OH 粒子, 进一步说明放电气体中存在水分子 H_2O 的掺杂. 事实上, 由于谐振腔中的气体来源于真空腔外的大气环境, 而外部环境气体中存在一定湿度, 因此造成放电间隙中 H_2O 分子的掺杂. 而 OH 可通过如下路径产生^[17]:



总之, 空气及其水气等杂质气体通过放电以及复杂的反应网络, 可产生丰富的粒子种群. 这些粒子之间相互反应与转化, 最终达到动态平衡^[20–25].

3.3 粒子密度随气压变化的机理分析

如前文所述, 星载微波部件中的气体有两个来源, 一是卫星从发射到在轨工作期间大气层气体环

境带来的残余气体,二是微波部件材料表面的吸附气体的解吸附,即吸附气体在部件工作过程中由于热损耗引起的温升或电子倍增过程因电子轰击造成的脱附^[26,27].对于放电过程而言,间隙气压是间隙内气体分子密度的宏观表征,决定了电子自由程、粒子扩散系数等参数,进而决定了放电等离子体中的各类粒子密度、电子温度以及反应动力学过程等特性.因此,本文研究了气压大小对放电等离子体特性的影响.

图7所示为不同气压条件下所检测到的等离子体发射光谱.检测过程中维持谐振腔的输入功率为7.9 W,气压变化范围为100—1000 Pa.从图7可以看出,波长为337.1 nm的谱线强度随气压的升高出现了明显的变化,而这一谱线来自氮分子 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 态向 $N_2(C^3\Pi_g)_{v''=0}$ 态的跃迁^[28]:

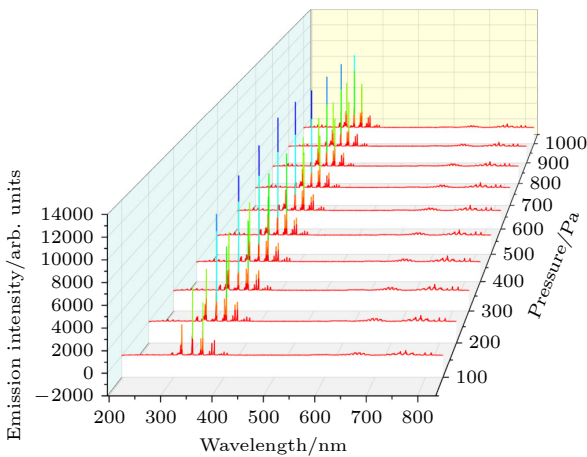
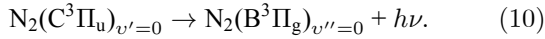


图7 不同气压条件下的等离子体发射光谱

Fig. 7. Emission spectrum of the plasma under different gas pressure.

这一跃迁是空气放电等离子体中发生最频繁的过程之一,因此波长337.1 nm的发射光谱常见于各种类型的空气放电等离子体中^[29–31].本实验中,这一谱线具有最高的发光强度,因此其变化趋势较为显著,也表明 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 粒子浓度随气压升高出现了明显的变化.为了探究其他粒子的密度是否也受到气压变化的影响,本文进一步对所采集到的光谱数据进行分析.额外选取了发射波长为314 nm的OH(A-X)与发射波长为777.4 nm的氧原子O作为研究对象,将其发射强度按最高值进行归一化处理,所得到的发射强度随气压升高的变化趋势如图8所示.

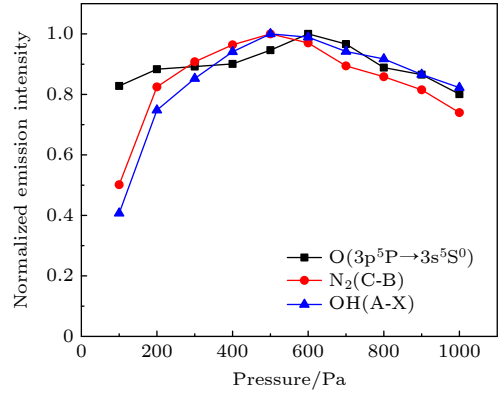
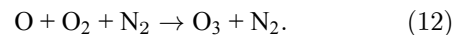
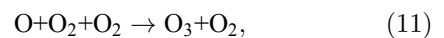


图8 $O(3p^5P \rightarrow 3s^5S^0)$, $N_2(C-B)$ 及 $OH(A-X)$ 的发射谱线强度随气压增大的变化趋势

Fig. 8. Trend of the emission intensity of $O(3p^5P \rightarrow 3s^5S^0)$, $N_2(C-B)$ and $OH(A-X)$ with the increase of the gas pressure.

从图8可以看出,3种粒子的发射谱线强度随气压的升高均呈现出先增强后减弱的趋势.不同之处在于O原子的谱线强度最高点出现在气压为600 Pa时,而另外两种离子的谱线强度最高点均出现在气压为500 Pa时.且O原子的谱线强度变化幅度相较另外两种粒子更小.这些粒子均是以空气及其杂质气体通过放电反应产生的.随着气压的升高,作为反应物的空气及杂质气体的浓度直线上升,但实验检测结果却显示这3种粒子的浓度并未随气压的增大而单调上升.如前文所述,等离子体内各粒子的浓度决定了等离子体的理化特性及能量耗散等过程,因此有必要对这一现象的原因进行分析.

首先,由于放电过程中各粒子之间存在相互转化的反应,因此一些粒子除了作为放电反应的生成物外,还作为反应物参与到其他粒子的生成过程.O原子除了以反应(4)和(5)生成外,在反应(7)中还作为反应物参与到NO的生成中.此外,在气压较低时空间内的粒子密度低,粒子之间相互碰撞的概率小,放电反应主要以两体反应为主^[32],而随着气压的升高,空间内粒子密度大幅上升,3个甚至更多的分子相互碰撞的概率升高,三体反应纳入放电反应网络中并且发生的概率大幅上升.以O原子为例,它可通过如下三体反应路径进行转化^[13]:



随着气压的升高,间隙中 N_2 和 O_2 浓度大幅上升,O的消耗速率显著增大.这些因素叠加,在生成反

应与消耗反应的相互竞争下,共同造成 O 原子浓度随气压的增大呈现先上升后下降的变化趋势.

其次,除了引入三体反应外,气压的升高还会引起等离子体中其他特性参数的变化.在传输功率恒定的条件下,谐振腔间隙的电场强度恒定.随着气压升高,气体分子密度增大,电子与气体分子发生碰撞而交出能量的概率增加,即电子的自由程变短.因此随着气压的升高,电子在每个电场交变周期内被加速的距离变短,导致平均电子能量的降低.因此等离子体中的平均电子能量即电子温度 T_e 将随着气压的升高而降低,这一现象也被其他研究所报道^[33].图 9 所示为不同平均电子温度下的电子能量分布函数 (electron energy distribution function, EEDF),函数值由软件 BOLSIG+ 计算得来. BOLSIG+ 是国际上常用的来计算等离子体碰撞截面和 EEDF 的软件,在等离子体模拟仿真研究中得到了应用^[22,34,35].图 9 中计算结果的预设条件电子能量遵循 Maxwell 分布,气体组分为 78.48% 的 N_2 , 20.86% 的 O_2 以及 0.66% 的 H_2O ,以模拟实际放电的气体环境 (对应的相对湿度为 20%).此外,为了直观显示不同平均电子温度条件下 EEDF 之间的差别,图 9 中 Y 轴刻度采用了指数坐标.

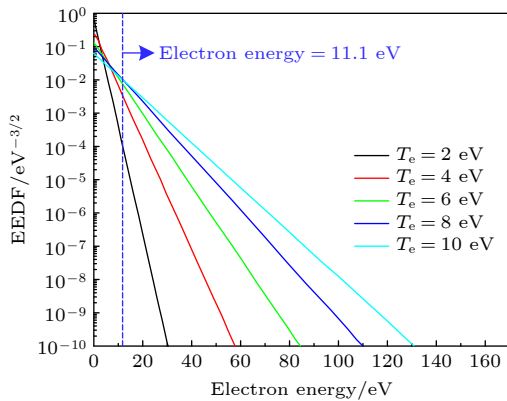
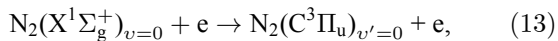


图 9 相对湿度为 20% 的空气等离子体中不同平均电子温度 T_e 下的电子能量分布函数
Fig. 9. Electron energy distribution function at different T_e in air plasma with relative humidity of 20%.

波长为 337.1 nm 的发射谱线来自于反应 (10) 中的跃迁过程,而 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 是通过如下反应生成^[13]:



这一反应中,反应式左边电子 e 的能量需要大于 11.1 eV,才能将基态氮分子激发为 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$

态.但从图 9 仿真结果可以看出,随着 T_e 的减小,高于 11.1 eV 能量分布的电子数量大幅减少,这将导致 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 生成的数量大幅减少,进一步导致波长为 337.1 nm 的光子发射强度减小.但随着气压的升高,在 T_e 减小的同时,作为 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 反应物的基态氮分子密度直线上升,这两个过程相互竞争下,共同造成 $N_2(C^3\Pi_u)_{v'=0}$ 浓度随气压的增大呈现先上升后下降的变化趋势.

总之,气压的变化可以通过多种路径改变等离子体内粒子的浓度,而这些粒子的浓度变化又决定了放电等离子体对于微波信号的反射特性以及放电对微波部件的损伤效应.

3.4 输入功率对等离子体发射光谱特性的影响

谐振腔所传输的微波功率,一部分被放电所形成的等离子体所反射,另一部分通过放电反应消耗.例如,输入等离子体的能量主要被电子所吸收,也有一部分能量被穿越鞘层的正离子所吸收.电子吸收的能量会通过弹性碰撞、激发、电离、分解等反应传递给重粒子,并在重粒子碰撞中转化为内能所消耗,也会在粒子碰撞电极的过程中损失.因此除气压外,输入功率对于等离子体的特性同样具有显著的影响.图 10 所示为气压 200 Pa 时,在不同输入功率条件下谐振腔放电所产生等离子体的发射光谱.可以看出,随着输入功率的提高等离子体发射光谱的强度明显增强.

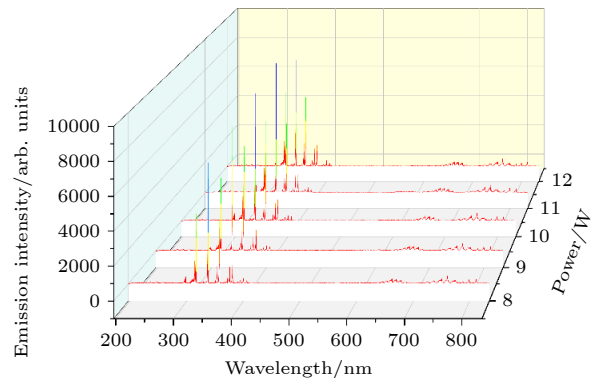


图 10 不同输入功率条件下等离子体的发射光谱
Fig. 10. Emission spectrum of the plasma under different input power.

图 11 所示为气压分别为 200, 600 和 1000 Pa 时, $O(3p^5P \rightarrow 3s^5S^0)$ 粒子及 $OH(A-X)$ 粒子的发射强度随输入功率增大的变化曲线.可以看出,3 种气压条件下随输入功率的增大,这两种粒子谱线的发

射强度均呈现增长的趋势. 同时, 随着气压的升高, 这两种粒子谱线的发射强度呈现先增大后减小的变化趋势, 这与图 8 中结果一致. 这是由于随着输入功率的增大, 间隙发生谐振时的电场强度显著增强, 带电粒子 (包括电子和离子) 将从电场中获得更多的能量, 进而可通过碰撞电离等方式增大间隙气体的电离率, 进一步增大带电粒子的密度; 同时需要消耗能量的各种化学反应也更加频繁地进行, 从而导致等离子体中的各种粒子浓度显著增大. 发射光谱测量的结果则表现为各粒子谱线发射强度明显增强. 在这一过程中, 带有更高能量的粒子将更加频繁地碰撞腔体内壁, 放电产生的破坏效应随之增强. 这也是低气压放电效应会成为制约航天器微波部件向大功率、小型化方向发展的主要因素.

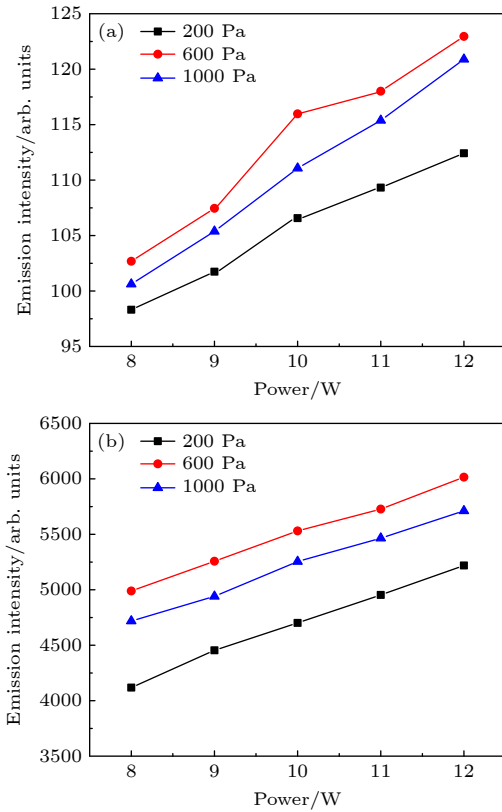


图 11 不同气压条件下粒子发射谱线强度随输入功率增加的变化趋势 (a) O(3p⁵P→3s⁵S⁰); (b) OH(A-X)
Fig. 11. Trend of the emission intensity with the increase of the gas pressure under different pressure: (a) O(3p⁵P→3s⁵S⁰); (b) OH(A-X).

3.5 低气压放电对谐振腔的影响

在上述光谱诊断实验完成后, 本文对谐振腔的 S 参数进行了测量, 并与放电前的谐振腔 S 参数检测结果进行了对比, 如图 12 所示. 结果发现,

放电并没有对谐振腔的传输特性产生显著影响, 谐振腔放电等离子体诊断实验前后的 S_{21} 参数几乎重合.

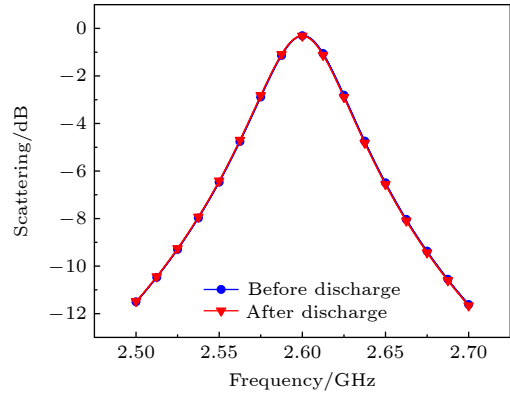
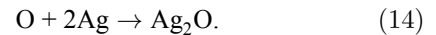


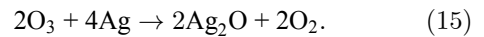
图 12 光谱测试前后谐振腔 S_{21} 参数检测结果
Fig. 12. Tested S_{21} parameters of the cavity resonator before and after discharge.

虽然放电测试对于谐振腔的信号传输特性没有产生显著影响, 但在打开谐振腔顶盖后, 发现谐振腔内部出现了明显的烧蚀痕迹, 如图 13 所示. 从图 13 可以看出, 在经过总时长约 600 s 的放电后, 谐振腔内部镀银层表面出现了黑色的烧蚀痕迹, 尤其以谐振柱的顶部表面和调谐螺钉顶部平面更为明显. 对比图 4 中电场分布的仿真结果, 可以看到这两处的电场强度是整个腔体空间内最高的, 因此这两处放电也最为剧烈, 造成的氧化、烧蚀效果最明显. 而在谐振器顶盖、调谐螺钉周围存在环状分布的斑图, 这可能是由于等离子体扩散后与腔壁接触后造成的.

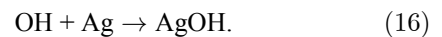
从图 6 可以看出, 放电后间隙内存在大量的 O 原子. 而 O 原子的氧化性远高于氧分子 O₂, 因此可以快速氧化谐振腔内壁表面的镀银层, 形成黑色的氧化银:



因此实验完成后, 谐振腔内谐振柱顶部表面及调谐螺钉顶部均呈现深黑色. 此外, 放电所产生的臭氧也可通过扩散作用到达腔壁其他位置, 并与镀银层反应, 产生氧化银^[36]:



除 O 外, 等离子体中的 OH 也具有强氧化性. 这是湿润空气中的 H₂O 参与放电后所带来的另一种对于腔壁材料具有潜在破坏性的粒子. OH 可与镀银层发生反应, 产生 AgOH, 其反应式如下:



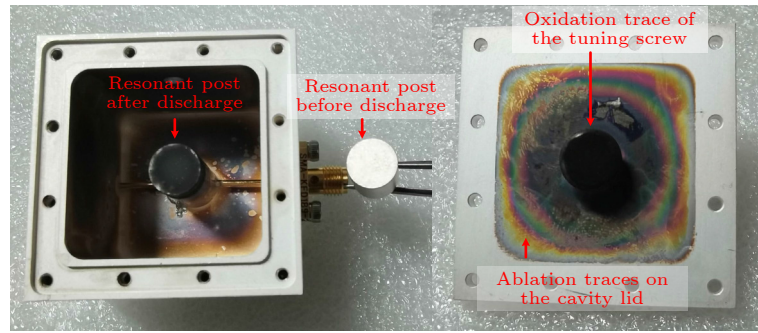
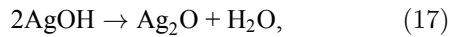


图 13 放电对腔体内部造成的烧蚀痕迹

Fig. 13. Erosion marks caused by discharge inside the cavity resonator.

但 AgOH 因其热力学不稳定, 在常温下会快速分解为 Ag_2O ^[37]:



在本实验条件下, 由于放电产生的热效应, 谐振腔壁温度高于室温, 因此会加速 AgOH 的分解, 放电结束后 AgOH 便转化为黑色的 Ag_2O 附着于腔壁上.

虽然图 12 中结果显示, 放电并未对谐振腔的信号传输特性产生显著影响, 但图 13 中的照片则说明, 放电对于微波部件材料表面可产生显著的氧化、烧蚀痕迹. 若部件中存在填充介质, 那么放电产生的破坏效应将会扩大.

4 结 论

低气压射频放电的内在机理是重要的科学问题, 也是制约航天器微波部件向大功率、小型化方向发展的重要问题. 为实现对微波部件低气压射频放电等离子体的直接观测, 从而进一步探明低气压射频放电机理, 本文搭建了低气压射频放电等离子体发射光谱诊断平台. 设计了带有光纤探测孔的微波腔体谐振器, 并利用 CST 软件对其信号传输特性 (S 参数) 及电场分布进行了仿真, 发现探测孔的设置未对谐振器的信号传输及电场分布特性产生影响. 探究了等离子体发射光谱随间隙气压增加时的变化规律. 结果发现, 随着气压的升高, 等离子体中的 $\text{OH}(\text{A-X})$ 、激发态氮分子 $\text{N}_2(\text{C-B})$ 及氧原子 $\text{O}(3\text{p}^5\text{P} \rightarrow 3\text{s}^5\text{S}^0)$ 浓度呈先上升后下降的变化趋势. 对这一现象中的等离子体反应动力学机理进行了分析, 发现气压的上升会增加放电过程中的三体反应概率, 从而改变粒子的生成-消耗路径. 同时气压参数可影响等离子体中电子的 EEDF, 进一步改变等离子体中粒子的生成效率. 这些因素协同作

用, 共同决定了等离子体中的粒子浓度. 研究了等离子体发射光谱随输入功率的变化规律, 发现了不同气压条件下粒子浓度随输入功率的增加呈线性增长的趋势. 本研究可为揭示射频低气压放电的内在机理、提升航天器微波部件可靠性设计水平提供参考依据.

参考文献

- [1] Davis H A, Olson R T, Moir D C 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3351
- [2] Cai L B, Wang J G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025217 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国 2011 物理学报 **60** 025217]
- [3] Liu L, Li Y D, Wang R, Cui W Z, Liu C L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 025201 (in Chinese) [刘雷, 李永东, 王瑞, 崔万照, 刘纯亮 2013 物理学报 **62** 025201]
- [4] Cui W Z, Li Y, Zhang H T 2019 *Simulation Method of Multipactor and its Application in Satellite Microwave Components* (Beijing: Beijing Institute of Technology Press) pp1-20 (in Chinese) [崔万照, 李韵, 张洪太 2019 航天器微波部件微波放电分析及其应用 (北京: 北京理工大学出版社) 第 1—20 页]
- [5] Weng M, Xie S Y, Yin M, Cao M 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 087901 (in Chinese) [翁明, 谢少毅, 殷明, 曹猛 2020 物理学报 **69** 087901]
- [6] Wang R, Zhang N, Li Y, Hu T C, Wang X B, Cui W Z 2015 *Space Electron. Technol.* **1** 001 (in Chinese) [王瑞, 张娜, 李韵, 胡天存, 王新波, 崔万照 2015 空间电子技术 **1** 001]
- [7] Mrozek K, Dyreych T, Molis P, Daniel V, Obrusnik A 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 125007
- [8] Zhang Y G, Liu H T, Gao Q, Zhu Z F, Li B, Wang Y D 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 185201 (in Chinese) [张云刚, 刘黄韬, 高强, 朱志峰, 李博, 王永达 2020 物理学报 **69** 185201]
- [9] Wang Y F, Zhu X M, Zhang M Z, Meng S F, Jia J W, Chai H, Wang Y, Ning Z X 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095211 (in Chinese) [王彦飞, 朱悉铭, 张明志, 孟圣峰, 贾军伟, 柴昊, 王盼, 宁中喜 2021 物理学报 **70** 095211]
- [10] Thiyagarajan M, Sarani A, Nicula C 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 233302
- [11] Zhang Z F, Gao J, Lei P, Zhou S S, Wang X B, Zuo D L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 145202 (in Chinese) [张秩凡, 高俊, 雷鹏, 周素素, 王新兵, 左都罗 2018 物理学报 **67** 145202]
- [12] Li B H, G X, Song C, Lin J Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 235201 (in Chinese) [李百慧, 高勋, 宋超, 林景全 2016 物理学报 **65** 235201]

- [13] Deng X L, Nikiforov A Y, Vanraes P, Leys C 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 023305
- [14] Greve C M, Hara K 2022 *J. Phys. D Appl. Phys.* **55** 255201
- [15] Sakiyama Y, Graves D B, Chang H W, Shimizu T, Moefill G E 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 425201
- [16] Peng Y K, Chen X Y, Deng Z Q, Lan L, Zhan H Y, Pei X K, Chen J H, Yuan Y K, Wen X S 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 055404
- [17] Capitelli M, Ferreira C M, Gordiets B F, Osipov A I 2000 *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases* (Berlin: Springer)
- [18] Sieck L W, Herron J T, Green D S 2000 *Plasma Chem. Plasma Process.* **20** 235
- [19] Herron J T, Green D S 2001 *Plasma Chem. Plasma Process.* **21** 459
- [20] Lan Z H, Hu X W, Liu M H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025205 (in Chinese) [蓝朝晖, 胡希伟, 刘明海 2011 物理学报 **60** 025205]
- [21] Zhu G Q, Boeuf J P, Li J X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 235202 (in Chinese) [朱国强, Jean-Pierre Boeuf, 李进贤 2012 物理学报 **61** 235202]
- [22] Sun B W, Liu D X, Liu Y F, Luo S T, Zhang M Y, Zhang J S, Yang A J, Wang X H, Rong M Z 2021 *J. Appl. Phys.* **130** 093303
- [23] Sun B W, Liu D X, Iza F, Wang S, Yang A J, Liu Z J, Rong M Z, Wang X H 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 035006
- [24] Zhang H, Guo Y, Liu D X, Sun B W, Liu Y F, Yang A J, Wang X H, Wu Y 2018 *Phys. Plasmas* **25** 073508
- [25] Liu Y F, Liu D X, Zhang J S, Sun B W, Yang A J, Kong M G 2020 *Phys. Plasmas* **27** 043512
- [26] Rowntree P, Parenteau L, Sanche L 1991 *J. Chem. Phys.* **94** 8570
- [27] Hetaba W, Mogilatenko A, Neumann W 2010 *Micron* **41** 479
- [28] Zhang B Y, Wang Q, Zhang G X, Liao S S 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 043302
- [29] Chen Z Y, Liu D X, Chen C, Xu D H, Liu Z J, Xia W J, Rong M Z, Kong M G 2018 *J. Phys. D Appl. Phys.* **51** 325201
- [30] Chen Z Y, Liu D X, Xu H, Xia W J, Liu Z J, Xu D H, Rong M Z, Kong M G 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 025001
- [31] Naz M Y, Shukrullah S, Rehman S U, Khan Y, Al-Arainy A A, Meer R 2021 *Sci. Rep.* **11** 2896
- [32] Sun B W 2022 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xi'an Jiaotong University) (in Chinese) [孙博文 2022 博士学位论文 (西安: 西安交通大学)]
- [33] Zhu X M, Pu Y K 2010 *J. Phys. D Appl. Phys.* **43** 403001
- [34] Liu Y F, Liu D X, Zhang J S, Sun B W, Luo S T, Zhang H, Guo L, Rong M Z, Kong M G 2021 *AIP Advances* **11** 055019
- [35] Paris P, Raud J, Plank T, Erme K, Jgi I 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 465201
- [36] Gole J L, Woodward R, Hayden J S, Dixon D A 1985 *J. Phys. Chem.* **89** 4905
- [37] Johnston H L, Cuta F, Garrett A B 2002 *J. Am. Chem. Soc.* **55** 2311

Reaction dynamic process of low pressure discharge plasma in microwave resonant cavity*

Chen Ze-Yu¹⁾²⁾ Peng Yu-Bin²⁾ Wang Rui¹⁾
 He Yong-Ning²⁾ Cui Wan-Zhao^{1)†}

1) (*National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave,
 China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710000, China*)

2) (*School of Microelectronics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 11 July 2022; revised manuscript received 31 August 2022)

Abstract

Low-pressure discharge is an important problem that restricts the development of microwave components of spacecraft toward high-power and miniaturization. To clarify the mechanism of low-pressure discharge of microwave component in spacecraft, we build an emission spectroscopy diagnostic platform for studying the low-pressure radio frequency (RF) discharge plasma, and investigate the plasma reaction dynamics of low-pressure RF discharge of microwave cavity resonator and the damage effect of discharge on microwave component. The emission spectra of the plasma inside the resonator under different gas pressure conditions are obtained, and it is found that the density of hydroxyl OH (A-X), excited nitrogen molecules N₂ (C-B) and oxygen atoms O (3p⁵P→3s⁵S⁰) in the plasma each show a first-increasing and then decreasing trend with the increase of gas pressure. The kinetic mechanism of the plasma reaction behind this phenomenon is analyzed, and it is found that the gas pressure can influence the concentration magnitude of each species in the plasma by changing the species production and consumption paths as well as the average electron temperature of the plasma. The variation law of plasma emission spectrum with the input power is studied, and the trends of linear increase of particle concentration with the increase of input power at different air pressures are found. This study provides a reference for investigating the mechanism of low-pressure RF discharge and the reliable design of spacecraft microwave components.

Keywords: spacecraft microwave components, radio frequency low pressure discharge, plasma, emission spectra

PACS: 07.87.+v, 29.25.-t, 47.65.Md, 51.50.+v

DOI: 10.7498/aps.71.20221385

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61901361).

† Corresponding author. E-mail: cuiwanzhao@126.com



微波谐振腔低气压放电等离子体反应动力学过程

陈泽煜 彭玉彬 王瑞 贺永宁 崔万照

Reaction dynamic process of low pressure discharge plasma in microwave resonant cavity

Chen Ze-Yu Peng Yu-Bin Wang Rui He Yong-Ning Cui Wan-Zhao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 240702 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221385

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221385>

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

高压氩气辉光放电条纹等离子体的形成和演化

Formation and evolution of striation plasma in high-pressure argon glow discharge

物理学报. 2022, 71(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212394>

同轴枪放电等离子体电流片的运动特性研究

Motion characteristics of coaxial gun discharge plasma current sheet

物理学报. 2019, 68(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181832>

平行轨道加速器等离子体动力学特性研究

Plasma dynamic characteristics of a parallel-rail accelerator

物理学报. 2018, 67(6): 065201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172403>

大气压氩气刷形等离子体羽的特性研究

Discharge characteristics of argon brush plasma plume operated at atmospheric pressure

物理学报. 2021, 70(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202091>

放电参数对爆燃模式下同轴枪强流脉冲放电等离子体的影响

Influence of discharge parameters on pulsed discharge of coaxial gun in deflagration mode

物理学报. 2019, 68(10): 105203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190218>

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>