

脉冲射频容性耦合氩等离子体的发射探针诊断*

周瑜 操礼阳 马晓萍 邓丽丽 辛煜†

(苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

(2019年12月9日收到; 2020年1月30日收到修改稿)

利用工作在浮点模式下的发射探针, 对 500 Hz 脉冲调制的 27.12 MHz 容性耦合氩气等离子体的空间电位和电子温度的时变特性进行了诊断. 等离子体空间电位是通过测量强热状态下的发射探针电位获得的, 而电子温度则是由发射探针在冷、热状态下的电位差来估算得到. 测量结果表明: 脉冲开启时, 空间电位会快速上升并在 300 μs 内趋于饱和; 当脉冲关断后, 空间电位经历了快速下降后趋于稳定的过程. 电子温度在脉冲开启时存在过冲并趋于稳定的特征; 而在脉冲关断期间, 电子温度在 300 μs 内则快速下降到 0.45 eV 后略有上升. 无论在脉冲开启或关断期间, 空间电位基本上都随功率和气压的变化存在有线性的依赖关系; 而放电功率对脉冲开启期间过冲电子温度与稳态电子温度差异的影响较大. 针对空间电位和电子温度在各阶段及不同放电条件下的时变特性, 给出了相应的解释.

关键词: 发射探针, 脉冲等离子体, 空间电位, 电子温度**PACS:** 52.70.-m, 52.80.Pi, 52.80.Vp**DOI:** 10.7498/aps.69.20191864

1 引言

射频激发的低气压等离子体由于较宽的电子能量分布函数和较高的化学活性而被广泛应用于半导体芯片刻蚀^[1-4]. 随着器件特征尺寸的日益减小, 等离子体刻蚀面临着越来越多的挑战, 例如: 离子轰击引起的刻蚀损伤、电荷积累效应、刻蚀均匀性等^[5-9].

与传统的连续波激发的等离子体相比, 脉冲等离子体对放电参数的调制具有更宽的工艺窗口^[10]. 通过改变脉冲宽度、占空比、甚至调制脉冲波形的形状, 可以提高刻蚀的选择性及沉积薄膜的质量, 同时还可以减少衬底上的电荷积累, 并在一定程度上解决尘埃污染问题^[11-14]. 为此, 人们对脉冲射频激发的等离子体放电特性进行了大量的实验与数值模拟工作. 例如, 通过调制脉冲点火宽度, Wu 等^[15]

在双脉冲磁控溅射中实现了氮化铬薄膜沉积速率的增强; Sun 等^[16]结合电磁模块采用二维自洽流体模型, 研究了脉冲占空比和相移对脉冲双频激发的感应耦合等离子体均匀性的影响; Imamura 等^[17]采用脉冲调制 100 MHz 激发的等离子体抑制对光刻胶灰化造成的刻蚀损伤. Rahman 和 Hossain^[18]采用时间关联模型发现脉冲射频容性耦合等离子体鞘层具有更高的鞘层电位和宽度, 而且大大降低了离子能量的扩展. 人们甚至发现同步脉冲三射频容性耦合等离子体对 SiO_2 的刻蚀剖面要好于双射频情形^[19]. Liu 等^[20]对连续波和脉冲容性耦合 Ar 等离子体特性进行了数值模拟对比研究, 他们发现在相同的外加电压条件下, 连续波放电产生的等离子体各项基本参数值要高于脉冲情形. Thorsteinsson 和 Gudmundsson^[21]利用整体模型对脉冲氮气放电特性的瞬态行为及其对调制频率和占空比的依赖性也进行了研究.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11675117, 11175127) 和江苏省高等院校优势学科建设 (PAPD) 计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuxin@suda.edu.cn

以上研究表明脉冲调制能拓宽射频等离子体参数的工艺窗口, 为可控的等离子体表面处理提供可选的解决方案. 为此, 人们也采用了多种实验方法对脉冲调制的等离子体进行了大量的诊断和分析. 脉冲等离子体在脉冲开启阶段时, 电子从射频场中获得能量, 而在脉冲关断期间电子失去了能量的供给而表现为电子温度的迅速下降. Maresca 等^[22]采用朗缪尔探针的慢扫方法对脉冲感应耦合等离子体余辉中电子能量分布进行了研究, 初步给出了快电子的壁损失和慢电子的扩散冷却机制的结论; Liu 等^[23]也采用类似的探针方法对 60 MHz 脉冲激发的容性耦合等离子体进行了实验诊断, 并采用整体模型解释了电子密度的演变. Xue 等^[24]发现在 Ar/O₂ 感应耦合等离子体中脉冲开启和关断阶段显示了电子温度和电子密度的突变行为, 并将这种突变行为归结为负离子的离解以及激发态粒子之间的碰撞因素.

除了使用工作在慢扫描模式下的朗缪尔探针诊断外, 人们也尝试着使用发射探针技术对脉冲等离子体的空间电位甚至电子温度进行诊断测量^[25-27]. 一般地, 发射探针对等离子体空间电位的测量主要包括分离点法、悬浮点法或拐点法三种实验方法^[28]. 在使用分离点法测量等离子体空间电位时, 主要是将探针处于冷、热状态下的扫描电流电压曲线的交点定义为等离子体的空间电位, 该理念由 Langmuir^[29]首先提出, 并由 Chen^[30]做出改进; 拐点法主要将几组一定电子发射条件下的探针电流电压曲线的拐点连接起来, 并将拐点连线外推到零发射处, 所对应的电压定义为等离子体电位, 这样处理的目的是避开空间电荷效应对等离子体电位测量的影响, 例如, Sheehan 等^[31]利用慢扫结合发射探针的拐点法对容性耦合等离子体余辉期间等离子体空间电位进行了诊断; 而悬浮点测试方法的主要依据是在强热探针条件下对应的探针饱和悬浮电位等同于等离子体空间电位. 尽管悬浮点法在测量等离子体空间电位的精度受限, 也没有考虑空间电荷效应, 但比较其他两种方法, 悬浮点法在测量脉冲调制的等离子体空间电位时则更为实时快捷方便. 例如, Mishra 等^[32-34]利用悬浮模式的发射探针方法对脉冲双频激发的容性耦合等离子体的空间电位时间演变进行了研究, 揭示了电子的双极扩散是空间电位发生演变的主要原因; Mishra 等^[35]以及 Liebig 和 Bradley^[36]也

曾利用强发射状态下的发射探针对脉冲磁控溅射放电中空间电位的空间分布进行了测量研究.

虽然针对容性耦合体放电的诊断方法除了发射探针外, 还有悬浮微波共振探针、朗缪尔探针等其他方法, 但悬浮微波共振探针更多的是应用在电子密度的诊断中, 例如, Piejak 等^[37]将微波共振发夹探针用于低气压等离子体电子密度的诊断中; Karkari 等^[38]利用悬浮型微波共振发夹探针双频容性耦合等离子体中电子密度的空间分布进行了直接测量. 而对于朗缪尔探针, 由于我们实验室所用朗缪尔探针诊断系统时间分辨率在毫秒量级, 因此我们用朗缪尔探针测得的实际上是平均效应下的等离子体特性, 它并不能对脉冲模式下的等离子体时变特性进行及时的响应. 而在诊断等离子体电位方面, 发射探针相较于其他诊断方法有更高的精度并且更为快捷方便^[28]. 值得一提的是, 在已有工作中, 发射探针的诊断技术均被应用在高密度或是脉冲双频 (其中一个射频源被调制) 的等离子体, 对脉冲单频激发的等离子体进行发射探针诊断的实验还较为少见. 为此, 本文利用悬浮型发射探针诊断手段对 500 Hz 脉冲调制的 27.12 MHz 激发容性耦合等离子体的空间电位演变进行了实验测量. 根据悬浮型探针的净电流为零这一特点, 我们通过测量冷热探针两种状态下的悬浮电位的比较, 可以大致估算出探针所在位置的电子温度, 公式如下^[39]:

$$V_f - V_p = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{\pi m}{2M} \right), \quad (1)$$

其中 V_f 表示冷探针的悬浮电位; V_p 表示探针处于强热状态下的饱和悬浮电位 (即等离子体空间电位); T_e 为电子温度; m , M 分别为电子和离子的质量. 文章的章节按如下顺序安排: 首先, 对脉冲射频激发的容性耦合等离子体实验装置进行描述, 其中描述了发射探针的加热电流与空间电位的依赖关系; 其次, 针对典型的实验情形阐述了空间电位以及电子温度的时间演变特性, 就其中存在的一些物理机理进行了讨论, 然后也给出了不同放电条件下的空间电位和电子温度的诊断结果; 最后给出结论.

2 容性耦合等离子体实验装置

安装有发射探针系统的脉冲容性耦合等离子

体发生装置如图 1 所示. 等离子体放电腔室的高度为 300 mm, 直径为 350 mm. 上极板经由匹配器接有频率为 27.12 MHz 的射频电源, 该射频电源的矩形脉冲调制频率为 500 Hz, 下极板接地. 上下电极通过聚四氟乙烯绝缘材料连接到接地的均匀气体导电板上, 以确保产生的等离子体被约束在电极之间. 两个电极的直径均为 200 mm. 纯度为 99.999% 的 Ar 和 O₂ 通过质量流量控制器通入腔室, 总流速控制在 80 sccm (1 sccm = 1 mL/min). 放电腔室通过涡轮分子泵和机械泵机组抽至真空度小于 5×10^{-4} Pa 时开始实验.

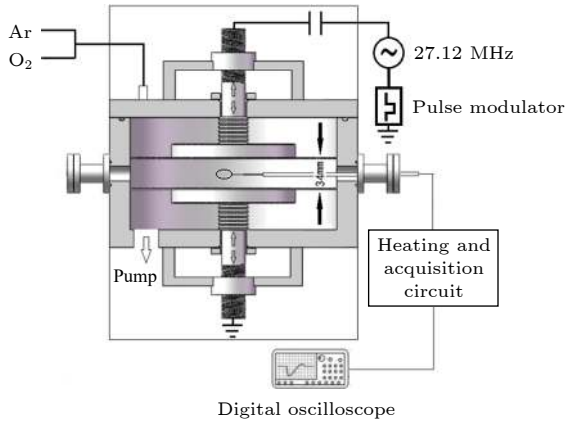


图 1 装置着发射探针系统的脉冲容性耦合等离子体装置示意图
Fig. 1. Schematic diagram of the pulsed capacitively coupled plasma apparatus equipped with an emissive probe system.

发射探针位于放电中心, 距离上、下极板均为 17 mm. 发射探针的加热部分由直径为 100 μm 的钨丝弯成半径为 2 mm 的圆形, 两端分别插入到两个直径为 0.9 mm 的毛细铜管中. 铜管再通过耐高温胶固定在直径为 1.5 mm 的石英毛细管中. 铜管的底部与直径为 0.9 mm 的漆包铜线连接, 用于连接外部的加热电源. 探针回路由 12 V 密封铅酸电池进行加热, 两个 5 Ω 电阻的中心抽头通过电压探头连接到高速示波器测量端口, 端口的输入阻抗 1 M Ω . 加热电流由串联在回路中的一个电流表直接测量得到.

当发射探针的加热电流逐步增加时, 悬浮电位呈现迅速增加的趋势; 继续增加探针的加热电流, 由示波器测量得到的发射探针的悬浮电位趋于饱和, 两个区域的交界处通常被认为是等离子体空间电位. 图 2 是一个典型的探针悬浮电位与加热电流

的关系曲线, Ar 等离子体的放电条件是激发频率 27.12 MHz、射频功率 50 W、放电气压 3.0 Pa. 由图 2 可以看出, 当加热电流超过 1.7 A 时, 探针的悬浮电位便已经趋近饱和, 对应的等离子体的空间电位为 26.8 V, 这数值和朗缪尔探针测量的数据大致相当^[40].

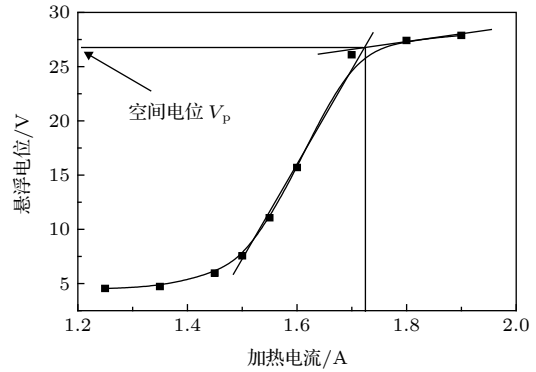


图 2 连续波激发的容性耦合等离子体中测得的探针悬浮电位 (V_f) 与加热电流 (I_{ht}) 的关系图, 测量在气压为 3.0 Pa、射频功率为 50 W 的氩气等离子体中进行
Fig. 2. A plot of measured floating potential (V_f) versus heating current (I_{ht}) in a CCP discharge in a continuous wave mode. The measurements were carried out at argon plasma with pressure of 3.0 Pa and input power of 50 W.

在射频等离子体放电过程中, 射频鞘层的坍塌阶段大量高低能电子不断地流向极板, 而在鞘层膨胀阶段突破鞘层势垒的高能电子也可以到达极板, 等离子体电中性的限制条件就决定了体等离子体空间电位的提升^[41], 抑制电子向电极板的流动, 同时在电极板附近产生一个负偏压的鞘层边界, 促进正离子向电极板的流动. 一定程度上讲, 等离子体空间电位随时间是发生变化的, 尤其是脉冲调制射频激发等离子体的情况.

由于发射探针是侵入性的, 因此, 探针表面与等离子体接触时存在有一定阻抗和容抗, 由此探针测量会出现一定的时间响应. 为判断发射探针能否实时地响应等离子体的脉冲开启/关断状态, 我们结合本实验情况, 对发射探针的响应时间 τ 进行以下简单的估算^[42]:

$$\tau = R_{\text{sh}} Z_{\text{sh}} C_g / (R_{\text{sh}} + Z_{\text{sh}}), \quad (2)$$

其中 $Z_{\text{sh}} = 1/(\omega C_{\text{sh}})$ 是鞘层阻抗 ($C_{\text{sh}} = \epsilon_0 A/d$, A 为探针面积, d 为鞘层厚度), C_g 为导线电容. (2) 式可以简化为^[43]

$$\tau = R_{\text{sh}} C_g. \quad (3)$$

鞘层电阻 R_{sh} 可以用由体等离子体与探针间的压降和通过鞘层的热电子电流 ($A_p e n_e \sqrt{k_B T_e / (2\pi m_e)}$) 间的比值来估算 [33,42]. 假设脉冲开启的初始阶段, 电子密度在 10^{15} m^{-3} 量级, 则发射探针的响应时间约为 800 ns. 由此分析, 发射探针的响应时间足以对该 500 Hz 脉冲的射频等离子体的时变特性及时追踪.

3 实验结果与讨论

本实验中, 容性耦合 Ar 等离子体由 500 Hz 脉冲调制的 27.12 MHz 的射频电源驱动. 图 3 是放电气压为 3.0 Pa、脉冲射频功率为 30 W 条件下, 发射探针测量得到的冷探针情形下的悬浮电位 V_f 和热探针情形下的等离子体的空间电位 V_p , 冷探针是指探针无加热电流, 热探针是指探针的加热电流运行在饱和悬浮电位时的电流, 本实验中, 加热电流设定为 1.75 A. 由 (1) 式计算得到的一个脉冲周期内的电子温度的演变特性也显示在图 3 中. 从图中不难发现, 脉冲的开启或关断状态造成了等离子体空间电位和悬浮电位很大的变化. 首先, 当脉冲开启时, 热探针测量得到的空间电位 V_p 和冷探针测量得到的 V_f 均经历了约 250 μs 剧烈上升阶段并趋于稳定. 在脉冲关断的状态下, V_p 和 V_f 的下降轨迹并不类似, V_p 约在 300 μs 的时间下降到一个稳定值, 而 V_f 似乎是呈线性下降的趋势. 从电子温度 T_e 在整个脉冲周期中的演变曲线来看, T_e 在脉冲期间存在有两个明显的特征: 一是在脉冲开启的初期, T_e 出现过冲现象, 从 1.2 eV 上冲到 3.2 eV, 后趋于稳定, 约 2.9 eV; 二是在脉冲关断期间, T_e 先是在 300 μs 冷却到 0.45 eV, 然后略微增加至 1.2 eV 左右.

正如之前所述, 当射频脉冲处于开启瞬间, 由于等离子体需要满足电中性条件, 空间电位被快速拉升到 33 V 左右趋于稳定, 经历的上升时间约 250 μs , 这段时间与悬浮电位的上升时间是一致的. 脉冲开启时的空间电位上升时间实际上是电子的产生和与损失达到稳定平衡的时间, 或说是形成稳定等离子体所需时间. 我们的发射探针测量得到的稳定平衡时间略大于通过数值模拟方法得到的电子产生与损失过程的平衡时间 [24], 事实上, 在数值模拟过程中脉冲开启状态下功率沉降不用考虑时间延迟, 而在实际的实验过程中的射频电源包括匹

配网络中存在电容电感效应以及探针鞘层的 RC 效应, 无论功率沉降还是测量都要经历一个时间延迟的过程.

当脉冲进入关断阶段, 极板表面的鞘层结构迅速塌缩, 由于高能电子迅速输运到极板表面的缘故, 原先处于麦克斯韦分布函数的电子也会出现了高能尾段截断行为 [44], 这一过程也在 Liu 等 [45] 利用朗缪尔探针研究脉冲容性耦合等离子体余辉中电子行为时被观察到. 电子的这种动力学行为变化间接导致了等离子体空间电位的快速衰减, 如图 3(a) 所示. 但由于等离子体中正离子的惯性质量较大, 且由于双极扩散的限制, 尽管处于脉冲关断状态, 空间仍存在大量的低能电子, 这也是观察到等离子体空间电位在快速下降后逐渐回稳的一个原因. 另外一个在脉冲关断期间空间电位回稳的原因可能是发射探针不断向空间发射电子导致 [31].

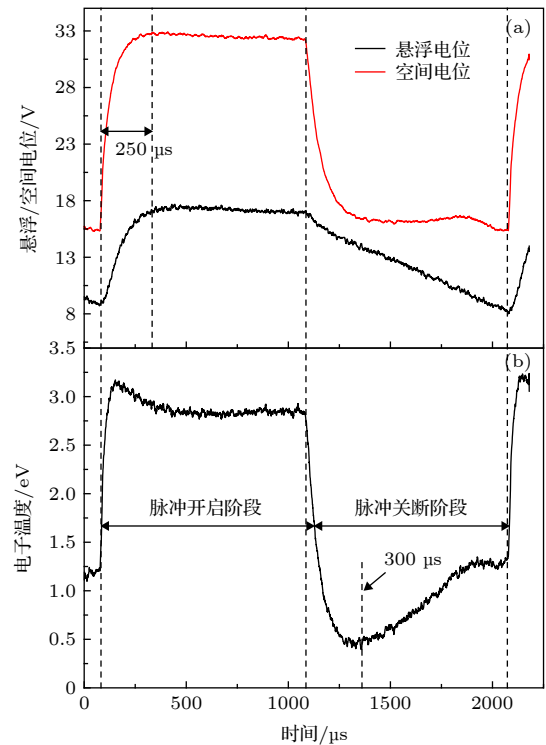


图 3 放电气压为 3.0 Pa、脉冲射频功率为 30 W 氩气等离子体中, 发射探针测量得到的数据, 调制频率为 500 Hz, 占空比 50% (a) 悬浮电位及空间电位的时变特性; (b) 电子温度的时变特性

Fig. 3. The data measured by an emissive probe in an argon plasma with a discharge pressure of 3.0 Pa and a pulsed RF power of 30 W: (a) Temporal evolution of floating potential and plasma potential; (b) temporal evolution of electron temperature. The discharge was pulsed at 500 Hz with 50% duty cycle.

在图 3(b) 中电子温度在脉冲初始阶段的过冲行为可从以下两个方面解释. 脉冲关断期间残余的电子甚至是激发态粒子之间的超弹性碰撞 [46,47] 产生的电子对脉冲开启阶段的电子温度的升高有贡献, 这种电子温度的过冲行为主要是由于残余电子在迅速膨胀的鞘层中受到有效加热而形成的超热电子群引起 [48]. 另外, 在脉冲开启时, 射频电场会很容易进入到等离子体内部 [20], 更容易对空间中电子产生加热, 这是电子温度在脉冲开启时出现过冲的另一个原因.

图 3(b) 所示的电子温度 T_e 在脉冲关断时出现迅速下降的原因解释如下. 在脉冲关断那一刻起, 零射频功率的馈入导致了离子鞘层的迅速坍塌, 伴随着双极电场的快速下降, 高能电子迅速扩散至器壁, 而较低能电子则被限制在空间电荷场的势垒中, 随后继续通过双极扩散的方式进一步冷却 [22,44]. 我们注意到在电子温度在经历最小值后有继续升高的迹象, 但这种行为应该属于伪像, 因为余辉阶段电子缺乏有效的能量来源, 因此这种测量的伪像归因于脉冲关断后的等离子体可能由于过低的电子密度不再适用于浮点式发射探针的测量;

或者, 发射探针依然处于强热状态, 其发射的电子对探针在脉冲关断期间的测量有一定的影响 [31].

图 4 是采用发射探针诊断方法对不同放电功率和不同放电气压条件下的等离子体电位及其电子温度进行了测量诊断. 测量得到的波形与图 3 的结果类似, 不同的只是数值上的差异. 为更清楚地了解各阶段的空间电位和电子温度随放电条件的演变, 图 5 给出了脉冲开启后的稳态位置、电子温度的最大过冲位置和脉冲关断后的稳态位置的空间电位和电子温度的变化曲线. 可以发现, 空间电位基本上无论在脉冲开启或关断期间都随着功率和气压的变化存在有线性的依赖关系, 这与我们之前用朗缪尔探针在容性耦合氩等离子体中测得的趋势是一致的 [40], 在高功率或低气压条件时, 更高的电离率以及更少的碰撞损失产生了更高的电子密度, 电中性条件的限制导致了更高的空间电位. 过冲状态下的电子温度普遍比稳态下的电子温度要高 0.5 eV 以上, 相比而言, 放电气压对二者的差值影响不是很大, 但放电功率越大, 这种差值较大. 同时由于在高功率条件时, 来自上一周期残余的电子温度相对更高 (图 4(c)), 并且高功率下鞘层的加

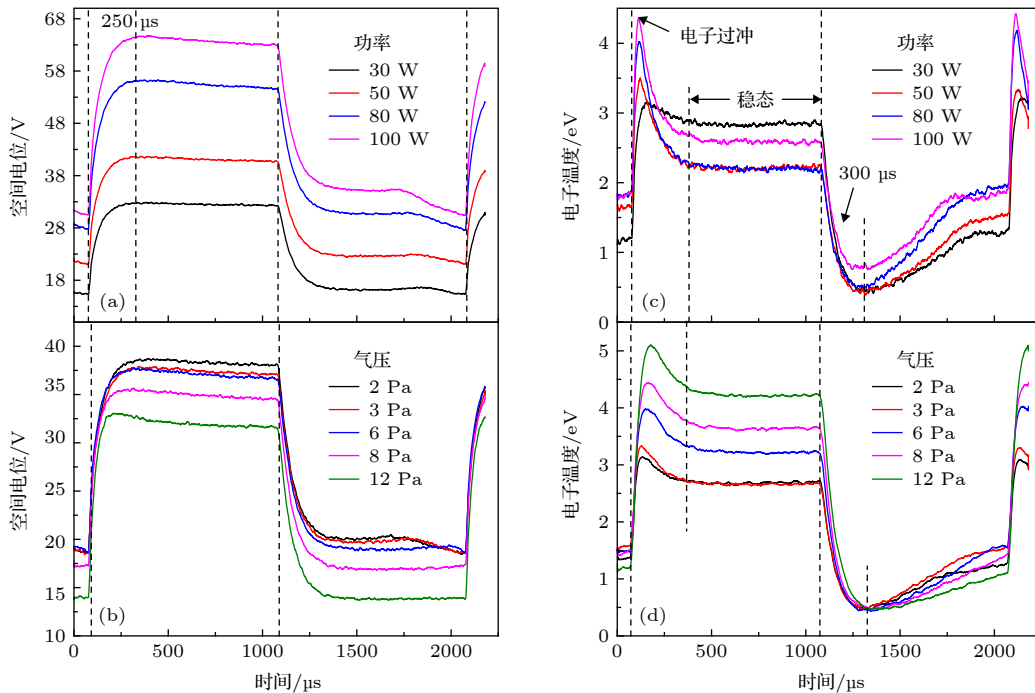


图 4 不同放电条件下 V_p 和 T_e 的时变特性 (测量在频率为 500 Hz, 占空比 50% 调制的氩气等离子体中进行) (a), (c) 在 3 Pa 不同功率条件下 V_p 和 T_e 的时变特性; (b), (d) 在 50 W 不同气压条件下 V_p 和 T_e 的时变特性

Fig. 4. A plot of temporal evolution of plasma potential and electron temperature: (a) plasma potential (V_p) with power (3 Pa); (b) plasma potential (V_p) with pressure (50 W); (c) electron temperature (T_e) with power (3 Pa); (d) electron temperature (T_e) with pressure (50 W). The measurements are carried out at argon plasma and the discharge is pulsed at 500 Hz with 50% duty cycle.

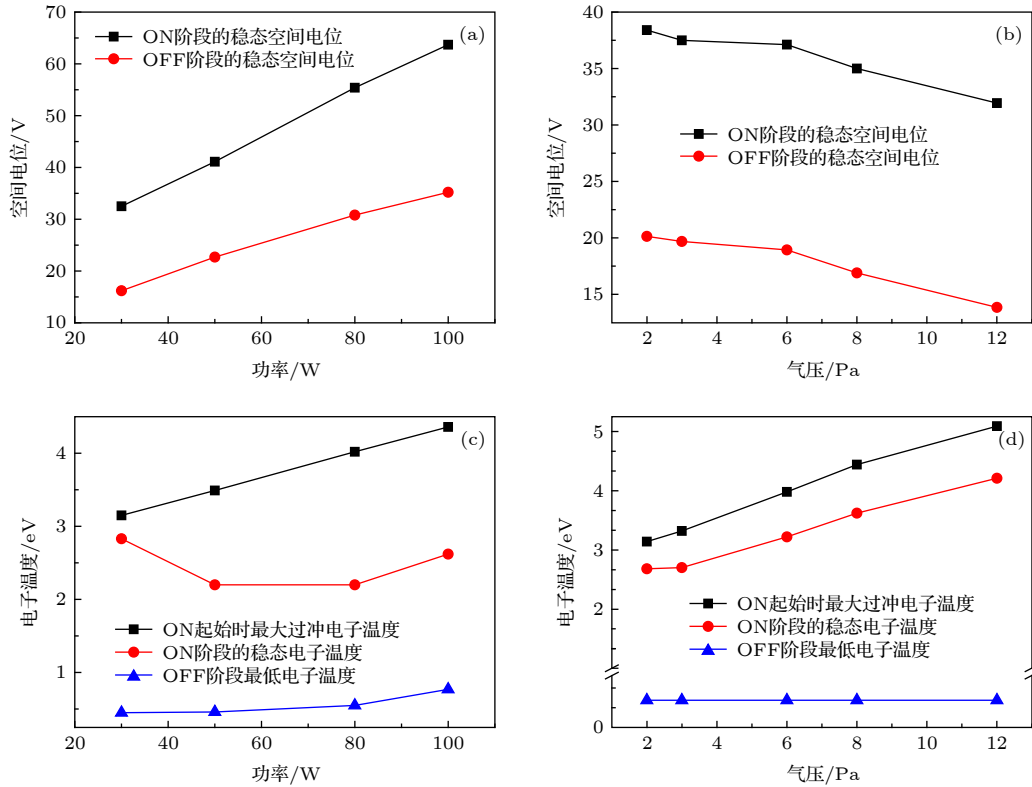


图 5 不同放电条件下各阶段对应的空间电位及电子温度, 4 幅图分别对应图 4 中的 (a), (b), (c), (d)

Fig. 5. The plasma potential and electron temperature in each stage under different discharge conditions. The four figures correspond to (a), (b), (c), and (d) in Fig. 4, respectively.

速电压也更高, 这使得高功率时脉冲开启时的过冲电子温度更高. 脉冲关断对空间电位的影响基本上为线性, 最小电子温度基本没有变化 $((0.5 \pm 0.1) \text{ eV})$.

4 结 论

鉴于发射探针相较于传统的静电探针在诊断等离子体电位方面具有更高的准确性, 并可对电位进行直接且实时的监测, 本文利用浮点型发射探针脉冲 27.12 MHz 氩气等离子体进行了测量研究. 脉冲开启时, 由于电中性条件的限制, V_p 快速上升后趋于稳定; 而由于射频电场及上个脉冲关断期间残余电子的影响, T_e 在脉冲开启的初始阶段出现了过冲现象, 并且随着放电功率的增加, T_e 过冲的幅度也更大. 当脉冲进入关断阶段, 高能电子的迅速损耗导致了 V_p 及 T_e 的快速衰减; 随着功率和气压的改变, 脉冲开启和关断期间 V_p 的变化均是线性的, 而脉冲关断期间对 T_e 的最低值影响不大. 脉冲关断期间电子温度略有上升的起因是探针发射过量电子引起, 也可能是由于电子密度过低造成测量的准确性偏差所致.

参考文献

- [1] Lieberman M A, Lichtenberg A J (translated by Pu Y K) 2007 *Principles of Plasma Discharges and Processing* (Beijing: Science Press) pp1–5 (in Chinese) [迈克尔·A·力伯曼, 阿伦·J·里登伯格 著 (蒲以康 译) 2007 等离子体放电原理与材料处理 (北京: 科学出版社) 第1—5页]
- [2] Chang C Y, Sze S M 1996 *McGraw-Hill Dictionary of Scientific and Technical Terms* (New York: ULSI Technology) p329
- [3] Hopwood J 1992 *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 109
- [4] Kahoh M, Suzuki K, Tonotani J, Aoki K, Yamage M 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 5419
- [5] Lieberman M A, Booth J P, Chabert P, Rax J M, Turner M M 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 283
- [6] Hebner G A, Barnat E V, Miller P A, Paterson A M, Holland J P 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 879
- [7] Chabert P 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** R63
- [8] Lee I, Graves D B, Lieberman M A 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 015018
- [9] Goto H H, Lowe H D, Ohmi T 1992 *J. Vac. Sci. Technol., A* **10** 3048
- [10] Mishra A, Kim K N, Kim T H, Yeom G Y 2012 *Plasma Source Sci. Technol.* **21** 035018
- [11] Samukawa S, Furuoya S 1993 *Appl. Phys. Lett.* **63** 2044
- [12] Samukawa S, Mieno T 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 132
- [13] Verdeyen J T, Beberman J, Overzet L 1990 *J. Vac. Sci. Technol. A* **8** 1851
- [14] Howling A A, Sansonnens L, Dorier J L, Hollenstein C 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 1340

- [15] Wu H P, Tian Q W, Tian X B, Gong C Z, Zhang X Y, Wu Z Z 2019 *Surf. Coat. Technol.* **374** 383
- [16] Sun X Y, Zhang Y R, Chai S, Wang Y N, He J X 2019 *Phys. Plasmas* **26** 043503
- [17] Imamura T, Yamamoto K, Kurihara K, Hayashi H 2017 *J. Vac. Sci. Technol., B* **35** 062201
- [18] Rahman M T, Hossain M M 2017 *Phys. Plasmas* **24** 013516
- [19] Jeon M H, Park J W, Kim T H, Yun D H, Kim K N, Yeom G Y 2016 *J. NanoSci. Nanotechnol.* **16** 11831
- [20] Liu R Q, Liu Y, Jia W Z, Zhou Y W 2017 *Phys. Plasmas* **24** 013517
- [21] Thorsteinnsson E G, Gudmundsson J T 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045002
- [22] Maresca A, Orlov K, Kortshagen U 2002 *Phys. Rev. E* **65** 056405
- [23] Liu F X, Tsankov T V, Pu Y K 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 035206
- [24] Xue C, Wen D Q, Liu W, Zhang Y R, Gao F, Wang Y N 2017 *J. Vac. Sci. Technol. A* **35** 021301
- [25] Wang E Y, Intrator T, Hershkowitz N 1985 *Rev. Sci. Instrum.* **56** 519
- [26] Fujita H, Yagura S 1983 *Jpn. J. Appl. Phys.* **22** 148
- [27] Li J Q, Xu J, Bai Y J, Lu W Q, Wang Y N 2016 *J. Vac. Sci. Technol. A* **34** 061304
- [28] Sheehan J P, Hershkowitz N 2011 *Plasma Sources Sci. Technol.* **20** 063001
- [29] Langmuir I 1923 *J. Franklin Inst.* **196** 751
- [30] Chen F F 1965 *Electric Probes Plasma Diagnostic Techniques* (New York: Academic) p184
- [31] Sheehan J P, Barnat E V, Weatherford B R, Kaganovich D, Hershkowitz N 2014 *Phys. Plasmas* **21** 013510
- [32] Mishra A, Seo J S, Kim K N, Yeom G Y 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 235203
- [33] Mishra A, Yeom G Y 2016 *AIP Adv.* **6** 095101
- [34] Mishra A, Jeon M H, Kim K N, Yeom G Y 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 055006
- [35] Mishra A, Kelly P J, Bradley J W 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 425201
- [36] Liebig B, Bradley J W 2013 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 045020
- [37] Piejak R B, Godyak V A, Garner R, Alexandrovich B M, Sternberg N 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3785
- [38] Karkari S K, Ellingboe A R, Gaman C 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 071501
- [39] Chen F F, Chang J P 2002 *Principles of Plasma Processing* (Dordrecht/New York: Kluwer/Plenum) pp31–32
- [40] Zhao Y F, Zhou Y, Ma X P, Cao L Y, Zheng F G, Xin Y 2019 *Phys. Plasmas* **26** 033502
- [41] Karkari S K, Gaman C, Ellingboe A R, Swindells I, Bradley J W 2007 *Meas. Sci. Technol.* **18** 2649
- [42] Welzel T, Dunger T, Leibig B, Richter F 2008 *New J. Phys.* **10** 123008
- [43] Bradley J W, Karkari S K, Vetushka A 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 189
- [44] Arslanbekov R R, Kudryavtsev A A 2001 *Phys. Rev. E* **64** 016401
- [45] Liu F X, Guo X M, Pu Y K 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034013
- [46] You S D, Dodd R, Edwards A, Bradley J W 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 505205
- [47] Wenig G, Schulze M, Awakowicz P, Keudell A V 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** S35
- [48] Poolcharuansin P, Bradley J W 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 025010

Diagnosis of capacitively coupled plasma driven by pulse-modulated 27.12 MHz by using an emissive probe^{*}

Zhou Yu Cao Li-Yang Ma Xiao-Ping Deng Li-Li Xin Yu[†]

(*Department of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

(Received 9 December 2019; revised manuscript received 30 January 2020)

Abstract

There are several methods of diagnosing the capacitively coupled plasma, such as microwave resonance probe, Langmuir probe, etc, but methods like microwave resonance probe are mainly used for determining the electron density. Moreover, in the diagnosing of plasma potential, the emissive probe has a higher accuracy than the traditional electrostatic probes, and it can directly monitor the potential in real time. However, in the existing work, emissive probe is mostly applied to the diagnosis of plasmas with high density or plasmas modulated by pulsed dual frequency (one of the radio frequency sources is modulated), the experiments on the emissive probe diagnosing plasma excited by a pulsed single frequency are quite rare. In this paper, the temporal evolution of the plasma potential and electron temperature with input power and pressure in a pulsed 27.12 MHz capacitively coupled argon plasma are investigated by using an emissive probe operated in floating point mode. The plasma potential is obtained by measuring emissive probe potential under a strongly heated condition, while the electron temperature is estimated from the potential difference between the emissive probe under strongly heating and cold conditions. The measurements show that as the pulse is on, the plasma potential will rise rapidly and become saturated within 300 μs due to the requirement for neutrality condition; while the pulse is off, the plasma potential undergoes a rapid decline and then stabilizes. An overshoot for the electron temperature occurs as the onset of the pulse, because of the influence of radio frequency electric field and residual electrons from the last pulse; during the pulse-off time, rapid loss of high-energy electrons causes the electron temperature to rapidly drops to 0.45 eV within 300 μs , then it rises slightly, which is related to the electrons emitted by the probe. The plasma potential basically has a linear dependence on the change of input power and pressure for the pulse-on and pulse-off time; and the input power has a greater influence on the difference between the overshoot electron temperature and the steady state electron temperature during the pulse-on time. Corresponding explanations are given for the temporal evolution of plasma potential and electron temperature in different pulse stages and under different discharge conditions.

Keywords: emissive probe, pulsed plasma, plasma potential, electron temperature

PACS: 52.70.-m, 52.80.Pi, 52.80.Vp

DOI: [10.7498/aps.69.20191864](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191864)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11675117, 11175127) and the Priority Academic Program Development (PAPD) of Jiangsu Higher Education Institutions, China.

[†] Corresponding author. E-mail: yuxin@suda.edu.cn