

柱面天线射频感性耦合等离子体放电 模式特性的实验研究*

丁振峰[†] 袁国玉 高 巍 孙景超

(大连理工大学三束材料改性国家重点实验室, 大连 116023)

(2007 年 9 月 7 日收到, 2007 年 10 月 9 日收到修改稿)

利用 Z-scan、电流、电压探头, 通过测量等离子体吸收功率、天线电流、电压、等离子体直流悬浮电位等多种参数, 研究了匹配网络、天线耦合强度、导电地面积、气压等多种因素对 E₊H 放电模式特性及模式转化行为的影响. 基于 Γ 型阻抗匹配网络中串联电容对射频电源输出功率的影响, 提出了 E—H 放电模式转化的正负反馈区概念. 研究发现: 在相同的其他放电条件下, 处于正反馈区时等离子体放电易于产生跳变型模式转化, 而且模式跳变的临界天线电流、回滞宽度、跳变临界功率、跳变功率差等参数均随阻抗匹配网络参数产生明显变化; 在负反馈区内, 模式转化过程趋于连续. 由于阻抗匹配网络的影响, E—H 模式的跳变电流并不是总大于 H—E 模式的跳变电流. 在不同导电地面积、阻抗匹配网络、气压下, 模式转化过程中等离子体直流悬浮电位的变化呈现多样性.

关键词: 射频等离子体, 感性耦合, 容性耦合, 模式转化

PACC: 5280P, 5250D, 5240K

1. 引 言

在各种低气压大面积均匀等离子体源中, 射频感性耦合等离子体 (inductively coupled plasma, ICP) 源因其具有诸多优点而得到了广泛研究和应用. 在 ICP 源中, 感性耦合由天线上的射频电流通过互感方式实现, 对应产生的涡旋电场加速电子而获得所谓的感性耦合等离子体. 为了产生射频电流, 天线两端总是不可避免地存在着射频电压, 由此产生射频容性耦合 (capacitive coupling). 在 ICP 源的低功率放电区, 耦合窗口附近源于电压的无旋电场强度大于源于天线射频电流的涡旋电场强度, 击穿放电及低密度等离子体运行主要由射频容性耦合能量产生和维持. 此时, 名义上的感性耦合放电在低功率区实际上运行于所谓的静电模式 (E mode) 中. 随着射频放电功率的提高, 放电开始主要由源于感性耦合的涡旋电场能量维持, 由此运行于所谓的感性模式 (H mode) 中. 虽然人们早就分辨了这两种不同的放电模式^[1], 但后继研究进展缓慢. 直到 1978 年, Chandrakar 才提出实现 E—H 模式转化要求横向涡

旋电场强度超过临界值^[2]. 在实际的应用中, 为了提高 ICP 刻蚀的可控性以及降低电荷积累损伤, 降低放电功率 (降低等离子体密度) 是一种有效的方法^[3], 而在中等等离子体密度区, 不仅 E 模式放电的影响不能忽略, 而且还存在 E—H 模式转化问题. 另一方面, 在 ICP 广泛的应用领域中, 其天线和装置采用了不同设计, 并运行于宽阔的参数范围, 其放电也将遇到 E—H 模式转化问题^[4-9]. 因此, 在 ICP 研究于上世纪 90 年代复兴后, E—H 模式转化研究也相应得到了重视. 在理论上, 1996 年 Kortshagen 等人采用数值方法计算了实现 H 模运行所需要的临界天线射频电流^[10], 但该工作仍然不能解释伴随 E—H 模式转化过程的回滞现象. 在数值模型中计入了电子通过容性耦合、感性耦合的非线性能量吸收以及等离子体非线性损耗能量后, 由能量守恒方程的多解特性解释了 E—H 模式跳变行为, 并在此基础上分析了可能产生回滞现象的各种物理机理^[11-14]. 在实验上, 涉及 E—H 模式转化特性的研究相对较多, 测量了 E—H 模式转化前后的等离子体基本参数, 诸如等离子体密度及空间分布^[4, 15]、自由基密度^[16, 17]、电子能量分布 (电子温度)^[4, 18, 19]、等离子体空间电

* 国家自然科学基金 (批准号: 10673050) 资助的课题.

[†] E-mail: zfding@dlut.edu.cn

位^[19,20]、发射光谱强度^[5,21,22]、射频磁场的空间分布^[4,20]、E—H模式临界跳变电流、回滞宽度随气压的变化^[14,23]。通过改变实验条件,研究分析了不同放电参数对E—H模式跳变的影响:内外天线及不同天线直径^[12,24]、天线电压分布^[25]、脉冲运行方式^[5,26]、不同气体^[22]、不同频率^[19,25]。Tsakadze等人发现了E—H的自发跳变^[23],Seo等人针对连续型E—H模式转化提出了根据等离子体空间电位的陡降特性区分E、H模式的方法^[19]。虽然近年来在E—H模式转化的理论、实验研究方面取得了进展,但仍存在一些有待分析的重要问题。

在研究E—H模式转化的理论模型中,绝大多数模型没有考虑匹配网络对E—H模式转化、回滞的影响。Turner和Lieberman在数值计算中虽然考虑了匹配网络^[27],但还没有计入射频电源与外部负载(由匹配网络、天线、等离子体组成)之间的耦合作用,而是简单地假定电源射频电压随时间变化。在实验上,绝大多数E—H模式转化研究是在匹配网络保持不变的条件下进行的。Cunge等人仅研究了两种不同阻抗匹配下的E—H模式转化^[4],尚需系统、深入地研究,并建立物理模型揭示其中机理特性。

由于E模式放电需要通过装置导电地的闭合回路,因此ICP源的导电地不仅影响起始击穿放电,而且还应该影响E—H模式转化特性,但在过去的研究中这一基本问题也没有得到重视。在理论上,目前所有涉及E—H模式转化的数值计算均采用零维整体模型,没有考虑实际放电位形的空间效应,无法计入导电地对放电的影响。在实验上,当保持平面天线ICP源中的天线空间位置不变时,则难以通过改变装置导电地面积以及装置导电地与射频天线之间的距离而影响容性耦合。通过调节天线与耦合窗口之间距离的方法可以改变容性耦合强度,但同时也改变了天线与等离子体之间的感性耦合,无法清晰地凸现装置导电地对放电特性的影响。在柱面天线ICP源中,其装置位形特点允许在保持感性耦合不变的条件下通过简易的方式改变装置导电地,从而影响与容性耦合有关的过程,由此研究装置导电地对ICP源放电特性的影响。

2. 实验装置及诊断

实验装置的示意图如图1所示。放电电源为中国科学院微电中心生产的MSY型1.5 kW脉冲/连

续双模式射频源,射频源输出频率为13.56 MHz,输出功率范围为5—1500 W。射频耦合天线为单匝柱面铜环(Φ320 mm×60 mm×0.5 mm),铜环下沿与下部不锈钢真空室之间的垂直距离为149 mm,铜带由轴流风扇冷却。真空室的上端为金属铝盖板(Φ350 mm×15 mm),在本实验中上盖板处于与地绝缘的悬浮状态。上部真空室为耐热玻璃圆筒(Φ273 mm×450 mm×5 mm),放置在下部不锈钢真空室(Φ450 mm×250 mm×5 mm)上,不锈钢真空室接地。圆形基片电极由不锈钢制作,侧部由聚四氟乙烯绝缘体包覆。射频天线、匹配器等置于金属屏蔽罩之内,以降低射频辐射对测量仪器的干扰以及对人体的危害。实验放电气体为99.999%的纯Ar气,经质量流量控制器进入真空室。抽气系统由前级机械泵(8 L/s)和分子泵(400 L/s)组成,气压值由电阻/电离复合真空计给出。

本实验通过加入环形铝片的方法改变装置导电地的面积以及导电地与射频天线之间的距离(见图1)。环形铝片紧贴耐热玻璃筒内壁,铝片下端与已接地的不锈钢真空室相接,通过采用不同高度的铝环改变射频天线与铝环上沿之间的距离以及装置导电地面积。为了降低铝环涡流损耗对放电的影响,铝环首尾两端留有宽度为2 mm的间隙。在没有特别说明时,所加铝环片上沿与天线线圈下沿间距为10 mm(铝环片高度为139 mm)。在实验中,通过调节射频天线高压端与玻璃筒外壁间的距离(见图2)改变射频天线、等离子体之间的耦合强度。根据距离的大小,将耦合强度相对分为强、中、弱三种情况。在没有特别说明时,射频线圈置于中等耦合位置。

天线射频电压、基片电极悬浮电位由电压探头(美国Tecktronix公司,P6015A型,1000:1)测量,天线射频电流由电流探头(美国Pearson公司,6600型,1A:0.05V)测量,射频电压、电流信号由数值荧光示波器(Tecktronix公司,TDS3052B)记录,并通过网线传输到计算机进行存储处理。为了定量地研究匹配网络对E—H放电模式转化的影响,在射频电源与匹配网络之间(见图1)串入Z-scan(美国AE公司,通过式测量),以测量射频入射功率 P_{in} 、反射功率 P_{ref} 、负载阻抗(包括匹配网络、天线、等离子体)、反射系数、电压驻波比、射频电压、电流峰峰值等参数,测量参数由控制软件通过RS-232数据线传输至计算机进行存储处理。在实验中采用了两个轴流风扇冷却电流探头和Z-scan探头,以降低由探头温升所

造成的测量漂移.另外,采用精细刻度盘提高可变真空电容的读数精度.

在 Z-scan 测量得到的输入功率 ($P'_{in} - P'_{ref}$) 中,一部分被等离子体吸收,其余部分由匹配网络和天线的电阻消耗.在真空室气体压强为大气压时,开启射频电源后气体不能被击穿放电,由 Z-scan 测量得到的输入功率 ($P'_{in} - P'_{ref}$) 完全由匹配网络、射频天线消耗,由此可得匹配网络和射频天线的等效电阻 R_{eff} [25-28],

$$R_{eff} = (P'_{in} - P'_{ref}) / (2I_0^2), \quad (1)$$

其中 I_0 为 Pearson 电流探头测量得到的天线电流峰值.

在等离子体放电情况下,等离子体的吸收功率为

$$P_{abs} = (P_{in} - P_{ref}) - I^2 R_{eff} / 2, \quad (2)$$

其中 P_{in} , P_{ref} 为等离子体放电时 Z-scan 测量得到的射频入射、反射功率, I 为 Pearson 电流探头测量得到的天线电流峰值.

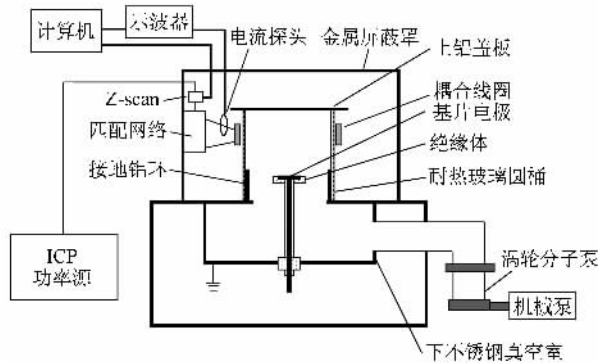


图1 射频等离子体实验装置示意图

3. 实验结果及讨论

3.1. 匹配网络对放电模式转化特性的影响

3.1.1. 放电的正、负反馈区

本实验中 ICP 源的匹配网络采用 Γ 型,由串联可变真空电容 C_1 和并联可变真空电容 C_2 组成.在保持射频源陶瓷放大管栅压不变的条件下,通过改变两个可变电容的电容值改变射频源的负载阻抗,从而不仅改变射频源入射、反射功率,而且还影响射频电源与负载之间的阻抗匹配以及等离子体吸收功率.当气压为 4.0 Pa 时,分别改变串联电容 C_1 或并联电容 C_2 而保持另一电容值不变,对应的等离子体吸收功率变化由图 3 给出.由图中可以看出, C_1 , C_2 对等离子体吸收功率的影响规律相同,即随着电容值的增加等离子体吸收功率先增加后减小,在中等电容值下达到最大值.图 3(a)(b)之间的差别是在产生相同的等离子体吸收功率变化量时,对应的 C_2 变化区域大.在下面的实验中均采用改变 C_1 的方式研究 ICP 源中匹配网络对放电模式转化的影响,并且结合 C_1 的影响分析放电的反馈特性.

在电路上,射频天线与等离子体之间的感性耦合可以等效为变压器^[29](见图 4).天线电阻通常低于等离子体阻抗而忽略不计,将变压器副边的等离子体阻抗折合到天线原边,得到 Z'_c (见图 4),

$$Z'_c = (\omega^2 M^2 R_p) / (R_p^2 + \omega^2 L_p^2) + [j\omega L_c - (\omega^3 M^2 L_p) / (R_p^2 + \omega^2 L_p^2)] \quad (3)$$

其中 j 为虚数单位,式中其他各参量参见图 4.

由此得到可变电容 C_1 处的等效负载阻抗

$$Z' = (\omega^2 M^2 R_p) / (R_p^2 + \omega^2 L_p^2) + [j\omega L_c - (\omega^3 M^2 L_p) / (R_p^2 + \omega^2 L_p^2) - 1 / (\omega C_1)] \quad (4)$$

由(4)式得到, M , C_1 对 Z' 电抗部分的影响相反,即 $\text{Im}(Z')$ 随 C_1 增加而增加,但随 M 增大而降低.在保持匹配电容 C_1 , C_2 不变的条件下改变放电功率时,等离子体参数以及等离子体阻抗随之变化.由射频电源的特性知,射频输出功率随等离子体阻抗改变而变化,其中重要的问题是,后者引起的功率变化是增强还是抵消原始射频功率变化.假设等离子体吸收功率因受扰动而增加(见图 5(a)),等离子体密度随之增加,射频天线处耦合窗口表面的等离

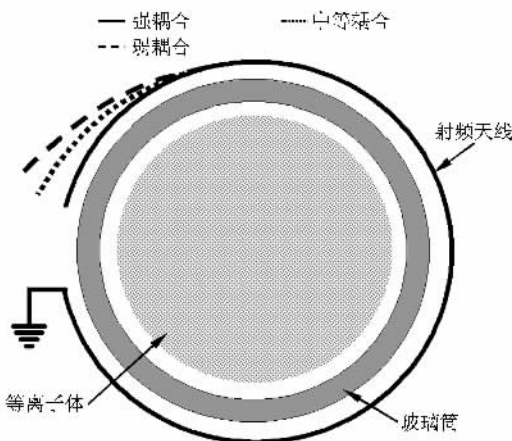


图2 天线耦合强度示意图

子体鞘层厚度降低, 作为变压器副边的单匝电流环(由电子组成)向耦合窗口移动, 射频天线与电子环流之间的互感 M 随之增加^[28]. 由(4)式的分析结果可知, $\ln(Z'_c)$ 随 M 增加而降低. 作为射频电源负载的一部分, 只要匹配电容 C_1 、等离子体折合阻抗对负载阻抗的影响相同, 射频功率的变化性质(增、减)一致. 由前面的分析已知, C_1 降低与 M 增加均导致 $\ln(Z'_c)$ 降低. 在图 3(a) 的虚线(对应 P_{absmax} 处的 C_1 值)左边的区域内, 等离子体吸收功率 P_{abs} 随 C_1 降低($\ln(Z'_c)$ 降低)而减小, 基于前面的分析可以推知由 P_{abs} 减小造成的 M 降低将反过来导致 P_{abs} 增加, 即在图 3(a) 中虚线的左边区域中, 放电具有负反馈特性. 按照前面类似的分析过程(参见图 5(b)), 可以分析得到在图 3(a) 中虚线的右边区域内放电具有正反馈特性. 另外值得指出的是, 图 3 中的 $P_{\text{abs}} - C_1(C_2)$ 曲线在虚线两边不对称, 在正反馈区的曲线斜率绝对值更大一些, 这也从另一个方面反映了正反馈作用.

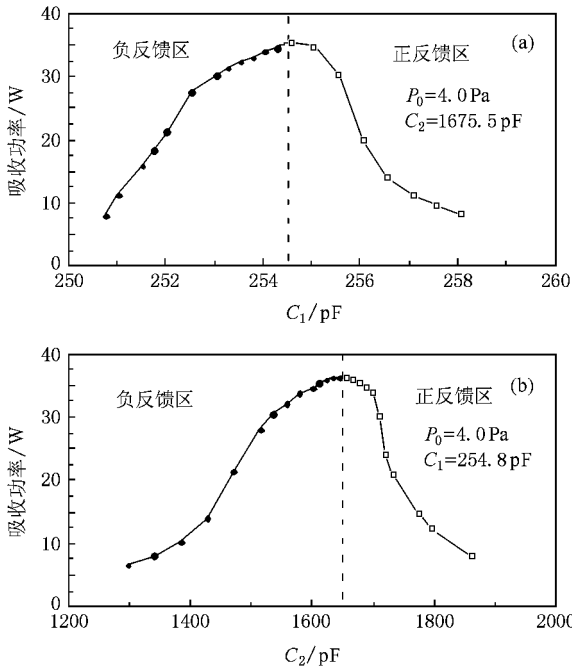


图 3 等离子体吸收功率随匹配电容值的变化 (a) C_1 (b) C_2

3.1.2. 不同反馈中 E—H 放电模式转化特性及放电反馈区阻抗特性

在图 3 中对应的射频电源栅压较小, 正、负放电反馈区的 $P_{\text{abs}} - C_1$ 曲线均为连续型. 为提高等离子体吸收功率, 在相同的放电气压下(4.0 Pa)增加射频电源栅压, 并将 C_2 降至 1136 pF, 改变 C_1 所得到的

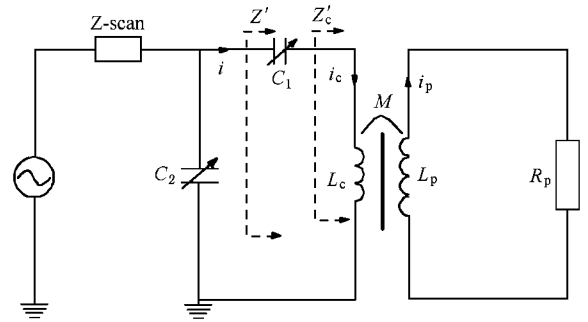


图 4 ICP 源中感性耦合的等效电路图

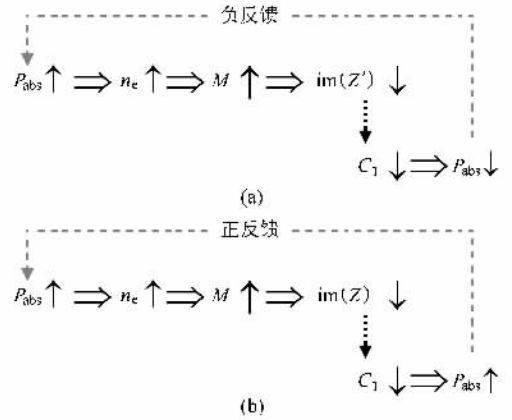


图 5 ICP 源的放电反馈过程 (a) 负反馈 (b) 正反馈

等离子体吸收功率如图 6(a) 所示. 在图 6(a) 的负反馈区中, 随着 C_1 的增加等离子体吸收功率虽然仍然连续增加, 但从斜率的变化可以明显地分辨出不同的放电区域. 在图 6(a) 的 1 区中, 等离子体吸收功率、密度较低, 放电处于 E 模式. 随着 C_1 的增加, 感性耦合强度增加, 放电可能处于容性耦合、感性耦合强度相当的过渡区(2 区). 当 C_1 进一步增加时, 等离子体吸收功率、等离子体密度随之增加, 放电处于 H 模式(3 区). 在 4 区中, 放电虽然保持 H 模式但已进入正反馈区. 在该区中, 等离子体吸收功率、密度随 C_1 增加而降低. 当 C_1 增至临界值时, 放电由 H 模式下跳(路径 5)至 E 模式(6 区). 在 6 区内降低 C_1 时, 放电不在原来的 C_1 值处产生模式变化, 而是在更低的 C_1 值处上跳(路径 7)至 H 模式. 在正反馈区中, 当放电由等离子体密度低的 E 模式向等离子体密度高的 H 模式转化时, 放电要求射频电源向等离子体传输更多的能量, 另一方面射频天线、等离子体之间的互感 M 增大, 而后者的变化恰恰能满足前者的要求(见图 5(a)), 这种正反馈从而驱动了跳变

型 E—H 模式转化.同理,正反馈作用也驱动了跳变型 H—E 模式转化.在负反馈区中,当等离子体密度伴随 E—H 模式转化而增加时,互感 M 的增大降低了射频电源向等离子体的传输能量,这对 E—H 模式转化产生阻碍作用,因而使放电由 E 模式连续地过渡到 H 模式.在图 6(b) 的归一化 Smith 相图中,1, 6 区为 E 模式放电区,3, 4 区为 H 模式放电区,2 区域对应过渡区域,并且各区内的阻抗轨迹具有不同的特征.比较图 6(a)(b) 和 (b) 中的零反射功率点并不对应 (a) 中的放电正、负反馈区分界点 (P_{absmax}), 即负反馈放电区跨越 $\text{Im}(Z) > 0, \text{Im}(Z) < 0$ (Z 为 Z -scan 测量得到的阻抗值) 的区域,而正反馈区则位于 $\text{Im}(Z) < 0$ 的下部区域.由图 6 的结果可以得到,在一定的放电参数下 E—H 模式的转化形式(连续、

跳变)与放电反馈区有关.在放电正反馈区中,射频电源负载的电抗部分为电容性;在放电负反馈区中,射频电源负载的电抗部分即可为电容性也可为电感性.

3.1.3. 正反馈区中 C_1 对临界跳变功率和功率回滞宽度的影响

当匹配电容 C_1 值处于放电正反馈区内并保持固定不变时,随着射频电源栅压(射频入射功率 P_{in} 及等离子体吸收功率 P_{abs}) 的增加,在临界等离子体吸收功率下,放电由初始的 E 模式在 P_{absEc} 处跳变至 H 模式(见图 7 中的内嵌曲线,图中 N_p 为等离子体密度).在 H 模式区中降低射频电源栅压(射频入射功率 P_{in} 及等离子体吸收功率 P_{abs}) 时,放电在 P_{absHc} 处由 H 模式跳变至 E 模式(见图 7 中的内嵌曲线).当匹配电容 C_1 在放电正反馈区内增加时, P_{absEc} 的变化很小,但 P_{absHc} 显著增加.在图 8 的内嵌曲线中, ΔP_{absHc} 对应 H 放电模式的等离子体吸收功率回滞宽度,该值也随匹配电容 C_1 增加而提高.

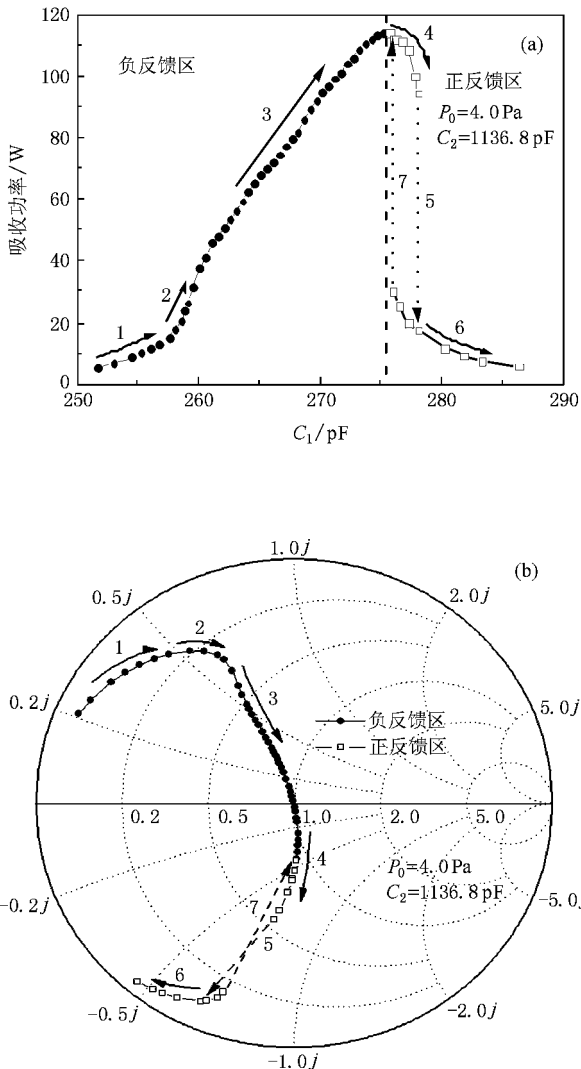


图 6 等离子体吸收功率随 C_1 的变化 (a); 对应的归一化 Smith 阻抗相图 (b) 1, 6 为 E 模式区, 2 为过渡区, 3, 4 为 H 模式区, 5, 7 为模式跳跃路径

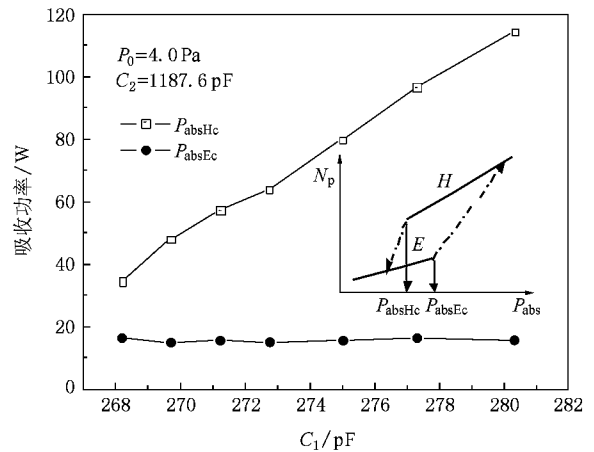


图 7 放电正反馈区内模式跳变的临界等离子体吸收功率与 C_1 的关系

在放电正反馈区内,天线射频电流峰峰随等离子体吸收功率的变化如图 9 所示.在 E 模式区中,射频电流随等离子体吸收功率增加而提高,在临界天线电流 I_{ppEc} (E 模式的启动天线电流) 处,天线电流沿图中所示的路径跳至 H 模式中的高值.在 H 模式中,天线电流随功率降低而下降,并在 I_{ppHc} (H 模式的最小维持电流) 值处跳回至 E 模式的低值.由图 7 的结果知,在不同的匹配条件下 H 模式的最小维持功率总是大于 E 模式的启动功率,但对于天线电流而言, H 模式的最小维持电流并不总是大于 E 模式

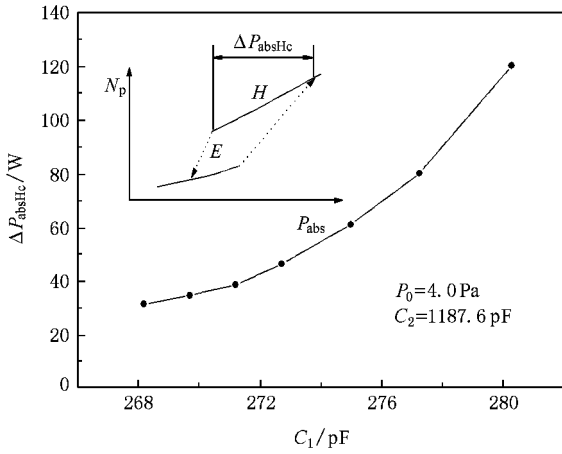


图 8 H 模式中等离子体吸收功率回滞宽度随 C_1 的变化

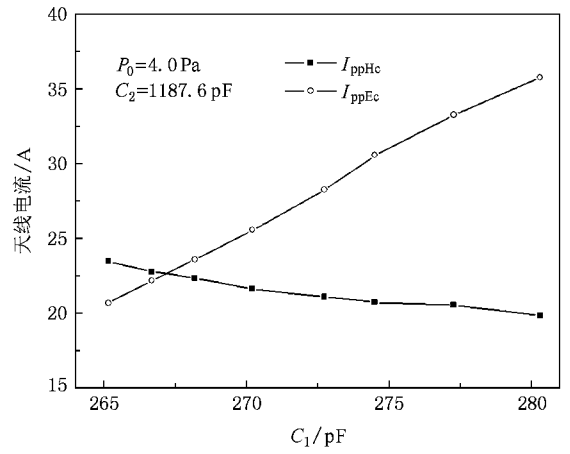


图 10 正反馈区内 H 模式的启动电流 I_{ppEc} 、最小维持电流 I_{ppHc} 随 C_1 的变化

的启动电流,而与匹配电容 C_1 有关(见图 10)。在大 C_1 值区,H 模式的最小维持电流 I_{ppHc} 大于 H 模式的启动电流 I_{ppEc} ,这与过去通常的结论一致^[20]。在小 C_1 值区, I_{ppHc} 低于 I_{ppEc} 。比较图 7 和图 10 的结果知,在模式转化过程中天线电流的变化行为比等离子体吸收功率复杂。

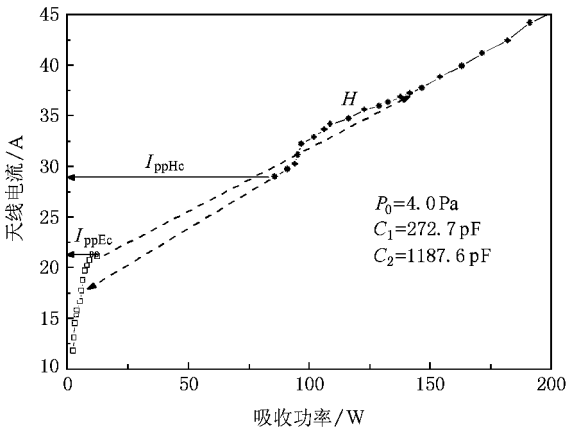


图 9 正反馈区内天线电流峰峰值随等离子体吸收功率的变化

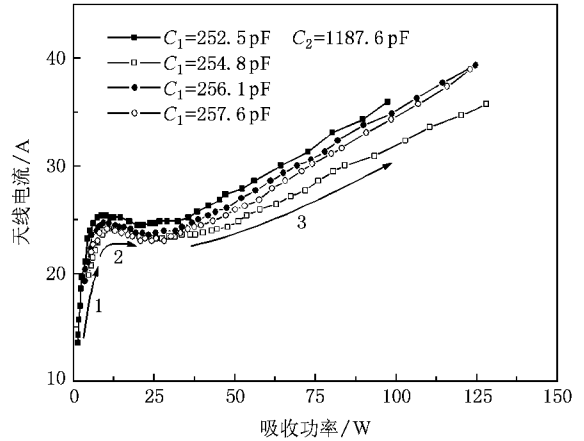


图 11 负反馈区中天线电流峰峰值随等离子体吸收功率的变化

3.1.4. 负反馈区中天线电流与等离子体吸收功率的关系

当气压为 4.0 Pa 且在负反馈区内取不同的匹配电容 C_1 值时,天线射频电流峰峰值随等离子体吸收功率的变化如图 11 所示。放电模式随等离子体吸收功率增加连续地由 E 模式(1 区)转化为过渡模式(2 区) \ H 模式(3 区),该行为与通过调节 C_1 改变射频功率所得到的结果一致(见图 6)。

3.2. 气压对放电模式转化特性的影响

当匹配电容 C_1 处于正反馈区($C_1 = 272.7$ pF, $C_2 = 1187.6$ pF)时,在不同的气压(4.0 Pa, 20.0 Pa, 50.0 Pa, 80.0 Pa)下放电模式转化过程中(E—H, H—E)天线线圈电流随等离子体吸收功率的变化由图 12 给出。比较不同气压下的结果可以得到,放电模式回滞宽度在低、高压下的值较大,在中等气压下取得最小值。在低气压下(图 12(a)),H 模式的最小维持天线电流高于 E 模式的启动天线电流;在高气压下(图 12(b))(c)(d),H 模式的最小维持天线电流低于 E 模式的启动天线电流。

在前面不同的气压(4.0 Pa, 20.0 Pa, 50.0 Pa, 80.0 Pa)下,当匹配电容 C_1 处于负反馈区($C_1 = 254.6$ pF, $C_2 = 1187.6$ pF)时,放电模式转化中(E—

H, H—E) 射频线圈电流随等离子体吸收功率的变化由图 13 给出. 在高气压区, 放电模式转化为跳跃型. 随着气压降低, 回滞宽度相应减小. 在低气压(4.0 Pa)下, 放电模式转化已转化为连续型. 比较图 13 (b)—(d) 和图 6 与图 11 可知, 在图 13 (b)—(d) 中 H 模式的低功率内也存在放电过渡区. 当在 E 模式区内增加放电功率时, 放电由 E 模式跳变至 H 模式, 但在 H 模式中降低放电功率时, 放电不是由 H 模式直接跳变到 E 模式, 而是经历过渡区后跳变到 E 模式. 在图 12 中, H—E 跳变发生在功率相对高的区域, 跳变点位于感性耦合能量比较高的 H 模式中.

在图 12 (a) 中, 放电在等离子体吸收功率 P_{absH} 下由 H 模式跳变至 E 模式(对应的吸收功率为 P_{absE}). 模式跳变前后的吸收功率差为 $\Delta P_{abs} = P_{absH} - P_{absE}$. 在正反馈区($C_1 = 272.7 \text{ pF}, C_2 = 1187.6 \text{ pF}$) 和负反馈区($C_1 = 254.6 \text{ pF}, C_2 = 1187.6 \text{ pF}$) 中, ΔP_{abs} 随气压的变化如图 14 所示. 在负反馈区的 H—E 模式跳变过程中, 对应的 ΔP_{abs} 随气压降低而减小. 当气压将至 4.0 Pa 时 H—E 模式转化已变为连续型, 即 ΔP_{abs} 为零. 对于正反馈区的 H—E 模式跳变 ΔP_{abs} 在低、高气压区的 ΔP_{abs} 值较高, 而在中等气压取得最小值. 在相同的气压下, 负反馈区的 ΔP_{abs} 值远低于正反馈区的对应值, 这从另一个侧面反应了负反馈效应对模式跳变有一定的阻碍作用.

3.3. 天线耦合强度的影响

在气压为 4.0 Pa, C_2 为 1187.6 pF 时, 按照图 2 中所示的方法改变天线耦合强度, 对应得到的等离子体吸收功率与 C_1 的关系如图 15 所示. 由图可以看出, 当天线处于强耦合状态时, 相应部分的斜率绝对值 $|dP_{abs}/dC_1|$ 最小, 不论是处于正反馈区还是负反馈区, 等离子体放电模式转化均为连续型. 当天线处于弱耦合状态时, 相应部分的 $|dP_{abs}/dC_1|$ 最大, 正反馈区内的等离子体放电模式转化为跳变型. 比较各耦合强度下 $P_{abs}-C_1$ 曲线的功率半宽度可以得到, 随着放电耦合强度降低, 射频放电系统的品质因素 Q 提高, 电源输出功率随负载改变的变化率增大, 这也是驱动跳变型放电模式转化的表观条件. Suzuki 等人的研究同样发现^[13], 在耦合强度低的外线圈放电中 E—H 模式转化为跳变型, 而在相同条件下耦合强度高的内线圈放电中 E—H 模式转化为连续型.

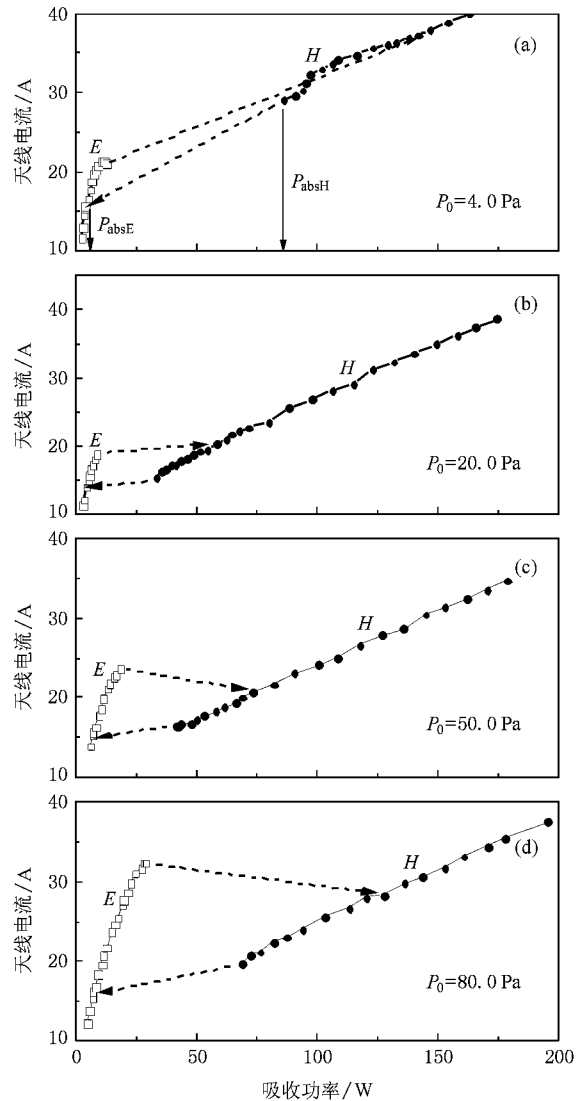


图 12 正反馈内不同气压下天线射频电流峰峰值随等离子体吸收功率的变化($C_1 = 272.7 \text{ pF}, C_2 = 1187.6 \text{ pF}$)

3.4. 装置导电地的影响

在实验中取用三个不同高度的接地铝环, 其上沿与铜带耦合天线下方沿之间的垂直间距 d 分别为 10 mm, 42 mm, 149 mm(此时铝环高度为零, 即未加置铝环). 放电气压为 4.0 Pa, 放电功率改变时调节匹配网络使系统处于负反馈区, 并将反射功率降低至最小(趋于零). 在放电中使用两个高压探头, 一个与基片电极相连以测量等离子体直流悬浮电位 V_{dc} , 另一个用于测量天线的射频电压峰峰值 V_{cnp} , 所得到的结果如图 16 所示. 由于放电处于负反馈区, V_{cnp} 随射频功率连续变化, 并且明显地呈现出 E 模式区、过渡区、H 模式区. 在不同的导电地面积下

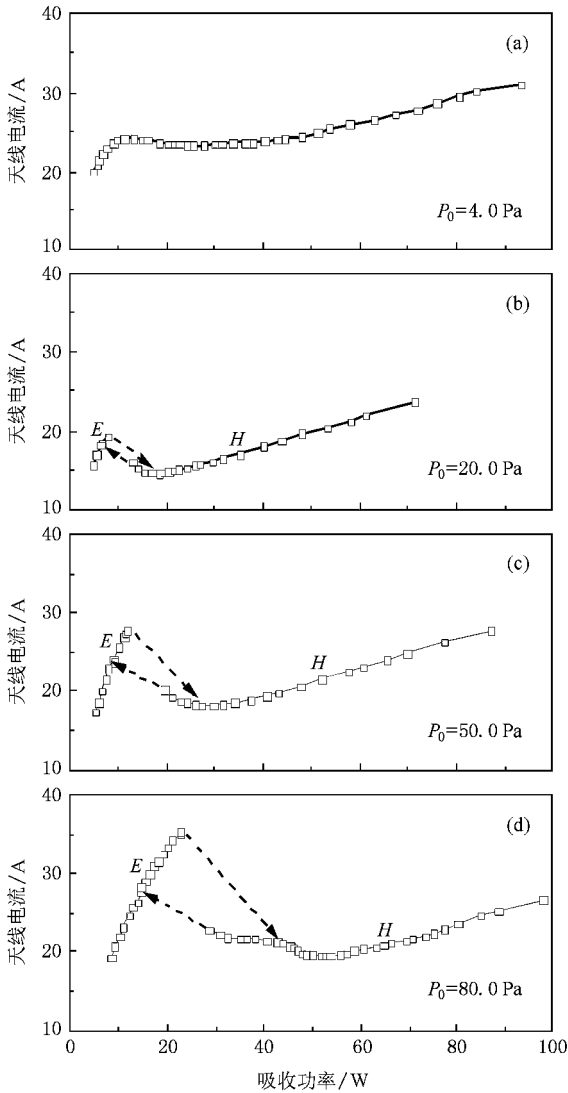


图 13 负反馈区内不同气压下天线电流随等离子体吸收功率的变化 ($C_1 = 254.6 \text{ pF}$, $C_2 = 1187.6 \text{ pF}$)

(不同的铝环上沿 \ 耦合天线下方间距), V_{cp} 随功率的变化特性相同(见图 16(a)), 但 V_{fdc} 的变化表现出不同特性(图 16(b)). 当导电地面积较小时(对应 $d = 149 \text{ mm}$), V_{fdc} 随等离子体吸收功率提高而单调增加; 当导电地面积较大时($d = 42 \text{ mm}, 10 \text{ mm}$), V_{fdc} 在中等放电功率区内取得最大值. 比较图 16(a), (b) 得到, 在高功率区中 $V_{\text{fdc}}, V_{\text{cp}}$ 之间存在简单的对应关系, 即相同的 P_{abs} 下, V_{cp} 值大处 V_{fdc} 高; 在低功率区中 $V_{\text{fdc}}, V_{\text{cp}}$ 之间的对应关系复杂.

在通常的低温等离子体中, 空间各点的直流等离子体空间电位差值较小. 为了便于下面的讨论, 认为空间各点的直流等离子体空间电位 V_{pdc} 近似相等. 对于导电地鞘层而言, V_{pdc} 在数值上等于地鞘层

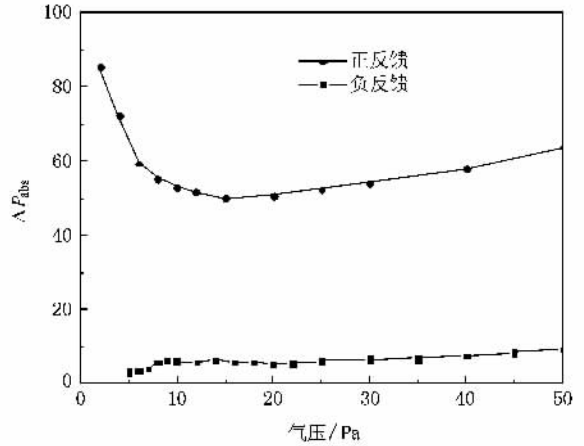


图 14 正负反馈区内 H—E 跳变前后等离子体吸收功率差与气压的关系

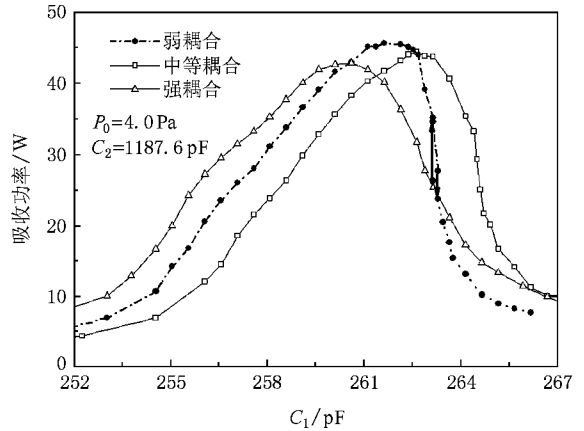


图 15 不同天线耦合强度下等离子体吸收功率与 C_1 的关系

的直流电位降^[30 31]

$$V_{\text{pdc}} = T_e \ln \frac{J_{\text{esat}}}{J_0} + T_e \ln \left[I_0 \left(\frac{V_{g0}}{T_e} \right) \right], \quad (5)$$

式中 T_e 为电子温度(单位为 eV), J_{esat}, J_0 分别为电子、离子饱和电流, I_0 为零级变形贝塞尔函数, V_{g0} 为装置导电地鞘层内对应的射频电位降. 另外需要说明的是, 文献 29 的(5)式中右边的两个负号均应为正号.

由(5)式知, 天线容性耦合对 V_{pdc} 的影响大小取决于 V_{g0} 的高低, 而后者又与地鞘层的等离子体阻抗有关. 在弱碰撞、高频条件下, 地鞘层的阻抗可以近似等效为电容, 其表达式为^[32]

$$C_{\text{gs}} = 1.138 S_g \sqrt{\epsilon_0 n_e e T_e^{1/4} V_{\text{dc}}^{-3/4}}, \quad (6)$$

这里, S_g, n_e, V_{dc} 分别为地鞘层面积、电子等离子体密度、鞘层直流电压降, ϵ_0 为真空中的介电常数.

在天线空间位置一定时,加入接地铝环的影响体现在以下两个方面:1)导电地鞘层面积 S_g 增加;2)导电地(即铝环)上的电子等离子体密度 n_e 增加.由(6)式和上面的分析知,在其他放电参数一定时地鞘层射频阻抗随 d (铝环上沿\耦合天线沿间距)增加而降低,地鞘层的射频电压降 V_{g0} 随 d 增加而减小.由(5)式知, V_{pdc} 由此随 d 增加而相应降低.另一方面,在等离子体密度空间分布、天线\导电地空间位置一定时,可以推知 V_{pdc} 随 V_{cpp} 增加而升高.因此,提高 V_{cpp} 和增加 d 对 V_{pdc} 的影响作用是相互削弱的.

对处于直流悬浮状态的基片电极,图16(b)中直流悬浮电位 V_{fdc} 和直流等离子体空间电位 V_{pdc} 之间的关系为^[29,30]

$$V_{fdc} = V_{pdc} - T_e \ln \frac{J_{csat}}{J_0} - T_e \ln \left[I_0 \left(\frac{V_{g0}}{T_e} \right) \right], \quad (7)$$

式中 V_{g0} 为悬浮基片鞘层内对应的射频电位降.

在(7)式的右端中,第二、三项均与 T_e 有关.由文献33的结果知, T_e 随等离子体吸收功率 P_{abs} 的变化较小,因此 $V_{fdc}-P_{abs}$ 曲线与 $V_{pdc}-P_{abs}$ 曲线具有相同的变化特性.

在图16(a)中,当 P_{abs} 增加时 V_{cpp} (过渡区内少许下降)导电地附近的 n_e 均增加.由前面的分析知, V_{cpp} , n_e 的增加对 V_{pdc} (V_{fdc}) 具有相反的影响作用.当装置导电地离天线最远时(d 为 149 mm,未加铝环)在天线附近产生的等离子体经长距离扩散至导电地,导电地处的 n_e 低且仅随 P_{abs} 增加而少许提高.因此, n_e 的变化对 V_{fdc} 的影响作用较小, V_{cpp} 对 V_{fdc} 的影响占主导地位,即 d 为 149 mm 时, V_{fdc} 随 V_{cpp} 增加而单调增大.加入铝环降低天线与导电地之间的距离后(d 为 42 mm, 10 mm),在相同的 P_{abs} 下导电地处的 n_e 较前增加, V_{cpp} , n_e 对 V_{fdc} 的影响相当而产生竞争.在低功率区,导电地处的 n_e 相对较小, V_{fdc} 随 V_{cpp} (即 P_{abs}) 增加而降低.在高功率区, V_{cpp} 随 P_{abs} 提高的增加率降低,且导电地处的 n_e 较大, n_e 对 V_{fdc} 的影响开始取得主导地位, V_{fdc} 随 n_e (即 P_{abs}) 增加而降低,由此 V_{fdc} 在中等 P_{abs} 区内取得最大值.在平面天线 ICP 源中^[19],导电地与天线之间的距离较小(对应本文小 d 值情形),等离子体空间电位也在中等 P_{abs} 区内取得最大值.

当气压为 4.0 Pa, d 为 10 mm 时,调节 C_1 使放电处于正反馈区,通过增加射频电源栅压提高射频

电源输出功率,所得的 $V_{fdc}-P_{abs}$ 曲线如图 17 所示.由于放电处于正反馈区, E—H 模式转化为跳变型,但在不同的 C_1 下, V_{fdc} 的跳变特性不同.当 C_1 为 268.2 pF 时(图 17(a)),在 E—H 模式跳变中 V_{fdc} 由低值跳至高值;当 C_1 为 277.3 pF 时(图 17(b)),在 E—H 模式跳变中 V_{fdc} 由高值跳至低值.参照图 17 中的虚线可知,在 E—H 模式跳变过程中 V_{fdc} 的跳变特性由始、终点的 P_{abs} 决定.由 3.1.3 节的结果知,始、终点的 P_{abs} 受 C_1 的影响,因此在不同的 C_1 下 V_{fdc} 既可由低值跳向高值又可由高值跳向低值.在未加铝环时(图 16(b)), $d = 149$ mm), V_{fdc} 随 P_{abs} 提高而单调增加.由于在 E—H 模式跳变过程中 P_{abs} 总是恒定增加,当装置导电地离射频天线较远时, V_{fdc} 在 E—H 模式跳变后 V_{fdc} 恒定增加,其对应结果如图 18 所示.

在不同的放电条件下将 C_1 值置于负反馈区,所得到的 V_{fdc} 均随 P_{abs} 连续变化(见图 19),但变化特性存在具体差别.当 $d = 10$ mm, $P_0 = 4.0$ Pa 时, $V_{fdc}-P_{abs}$ 曲线存在最大值,但没有局部最小值.在 $d = 10$ mm 时,放电气压 P_0 增加至 20.0 Pa 时, $V_{fdc}-$

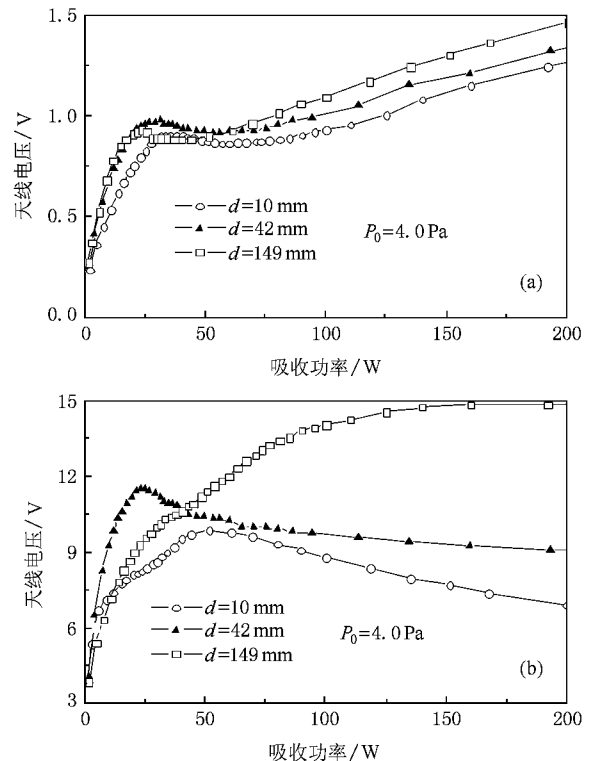


图 16 不同装置导电地面积下天线电压峰峰值(a)直流悬浮电位(b)随等离子体吸收功率的变化(图中 d 为接地铝环上沿与铜带耦合天线沿之间的垂直间距)

P_{abs} 曲线中开始出现局部最小值. 保持气压不变($P_0 = 20.0 \text{ Pa}$) 将 d 值增加至 149 mm 时, $V_{fdc} - P_{abs}$ 曲线中局部最小值区更加显著. 在平面天线 ICP 源中, 射频天线与导电地之间的距离较小(即 d 值小), 其 V_{fdc} (或 V_{pdc}) - P_{abs} 曲线的局部最小值区不明显. 另外, 本文实验装置中射频放电的容性耦合较强, 射频天线高压端处的绝缘介质溅射对射频补偿 Langmuir 探针尖造成较严重的污染, 诸如 V_{pdc} 等参量的长时间测量值存在漂移, 难以确定图 19 中的局部最小值. 这也是本实验不测量 V_{pdc} 而选用对污染不敏感的基片电极直流悬浮电位 V_{fdc} 的原因之一.

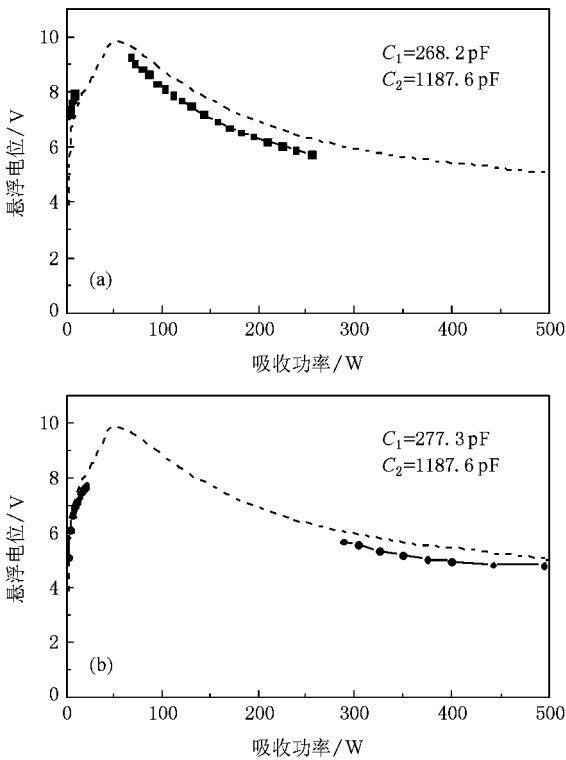


图 17 正反馈区内滞留悬浮电位随等离子体吸收功率的变化 ($P_0 = 4.0 \text{ Pa}$, $d = 10 \text{ mm}$. 虚线均对应图 16(b)中 $d = 10 \text{ mm}$ 的结果)

4. 结 论

通过本文的实验研究, 可以得到以下主要结论:

1. 匹配网络对 ICP 源中 E—H 放电模式转化有重要影响, 按影响特性不同可以分为正反馈区和负反馈区. 在相同的其他放电条件下, 正反馈区内等离子体吸收功率随外部负载的变化率大, 放电模式转变易于跳变; 在负反馈区内, 等离子体吸收功率随外

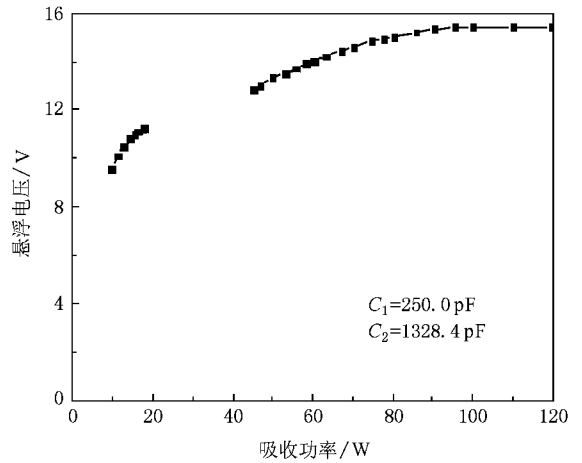


图 18 正反馈区内悬浮电位随等离子体吸收功率的变化($P_0 = 20.0 \text{ Pa}$, $d = 149 \text{ mm}$)

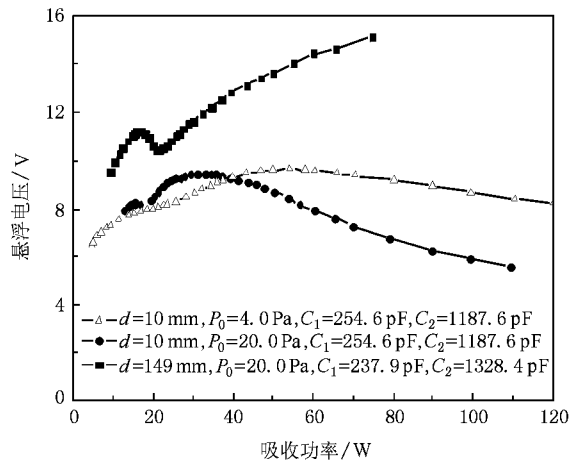


图 19 不同导电地面积下等离子体的悬浮电位与等离子体吸收功率的关系($P_0 = 20.0 \text{ Pa}$)

部负载的变化率小, 放电模式转变通常为平缓的连续型.

2. 在相同的其他放电条件下, 匹配网络对 E—H 临界跳变等离子体吸收功率的影响小, 对 H—E 临界跳变等离子体吸收功率的影响大, 跳变前后的等离子体吸收功率差值主要由 H 模式的等离子体吸收功率水平决定.

3. H 模的最小维持功率总是大于 E 模式, 但对应的最小维持天线射频电流(电压)与匹配网络参数有关, 即可以大于、小于跳变后的 E 模式射频天线电流(电压).

4. 在天线与等离子体处于强耦合状态下, 等离子体放电模式转化易于连续; 天线与等离子体处于

弱耦合状态下,等离子体放电模式转化易于跳变.

5. 当导电地距离天线较远时,直流悬浮电位随等离子体吸收功率增加单调提高;当导电地距离天线较近时,直流悬浮电位在中等等离子体吸收功率

中取得最大值.

6. 在不同的放电反馈区、导电地面积、放电气压下, E-H 模式转化前后的直流悬浮电位变化呈现多样性,不是通常的简单急剧下降.

- [1] Thompson J J 1927 *Phil. Mag.* **4** 1128
- [2] Chandrakar K 1978 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **11** 1809
- [3] Czuprynski P, Joubert O, Vallier L, Sadeghi N 1999 *J. Vac. Sci. Technol. A* **17** 2572
- [4] Cunge G, Crowley B, Vender D, Turner M M 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 576
- [5] Czerwiec I T, Graves D B 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2827
- [6] Razzak M A, Kondo K, Uesugi Y, Ohno N, Takamura S 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 427
- [7] Bletzinger P 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 2975
- [8] Forgotson N, Khemka V, Hopwood J 1996 *J. Vac. Sci. Technol. B* **14** 732
- [9] Franck C M, Grulke O, Klinger T 2003 *Phys. Plasmas* **10** 324
- [10] Kortshagen U, Gibson N D, Lawler J E 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1224
- [11] Lee M H, Chung C W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 063510
- [12] Turner M M, Lieberman M A 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 13
- [13] Suzuki K, Nakamura K, Ohkubo H, Sugai H 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 13
- [14] El-Fayoumi I M, Jones I R, Turner M M 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 3082
- [15] Xu S, Ostrikov K N, Li Y, Tsakadze E L, Jones I R 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2549
- [16] Choe J Y, Herman I P, Donnelly V M 1997 *J. Vac. Sci. Technol. A* **15** 3024
- [17] Kim S, Billesbach D P, Dillon R 1997 *J. Vac. Sci. Technol. A* **15** 2247
- [18] Singh S V, Kempkes P, Soltwisch H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 161501
- [19] Seo S H, Hong J I, Bai K H, Chang H Y 1999 *Phys. Plasmas* **6** 614
- [20] Xu S, Ostrikov K N, Luo W, Lee S 2000 *J. Vac. Sci. Technol. A* **18** 2185
- [21] Mabdell-Rahman, Schulz-von der Gathen V, Gans T 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1678
- [22] Ostrikov K N, Xu S, Shafiul Azam A B M 2002 *J. Vac. Sci. Technol. A* **20** 251
- [23] Tsakadze Z L, Ostrikov K, Tsakadze E L, Xu S 2005 *J. Vac. Sci. Technol. A* **23** 440
- [24] Eng K, Strohmaier K, Palmer R, Stoner B, Washburn S 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 2381
- [25] Edamur M, Benck E C 2004 *J. Vac. Sci. Technol. A* **22** 293
- [26] Edamura M, Benck E C 2003 *J. Vac. Sci. Technol. A* **21** 470
- [27] Turner M M, Lieberman M A 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 313
- [28] Di X L, Xin Y, Ning Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5311 (in Chinese) 狄小莲、辛 煜、宁兆元 2006 物理学报 **55** 5311]
- [29] Keller J H, Forster J C, Barnes M S 1993 *J. Vac. Sci. Technol. A* **11** 2487
- [30] Ding Z F, Chen L W, Wang Y N 2006 *Phys. Plasmas* **13** 043504
- [31] Keller J H, Pennebaker W B 1979 *IBM J. Res. Develop.* **23** 3
- [32] Lieberman M A 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 638
- [33] Seo S H, Hong J I, Chang H Y 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2779

Experimental studies on the properties of the discharge modes in a cylindrical radio frequency inductively coupled plasma^{*}

Ding Zhen-Feng[†] Yuan Guo-Yu Gao Wei Sun Jing-Chao

(*State Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China*)

(Received 7 September 2007; revised manuscript received 9 October 2007)

Abstract

In this paper, Z-scan, current and voltage probe were used to measure rf discharge power, coupling coil rf current, voltage and dc plasma floating voltage in RF inductive discharge, and the effects of impedance matching network, coil coupling intensity and the source ground area on the properties of E_zH mode and the mode transition are investigated. The positive and negative feedback regions are put forth on the basis of the influence of the series capacitance in a Γ -type impedance matching network on RF output power of the RF power source. It is experimentally founded that under identical experimental parameters, the discharge mode evolution is apt to be discontinuous and continuous in the positive and negative feedback regions, respectively. In addition, the threshold coil RF current (or plasma absorbed power) corresponding to the mode transition, the hysteresis loop width, the difference in plasma absorbed power during the discharge mode transition vary evidently with the series capacitance of the impedance matching network. The threshold coil RF current of E-H mode transition is not necessarily higher than that of H-E mode transition. In combination with the influences of impedance matching network and discharge pressure, the modes of transition are diversified for different ground areas.

Keywords : radio frequency plasma, inductive coupling, capacitive coupling, mode transition

PACC : 5280P, 5250D, 5240K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10673050).

[†] E-mail: zfding@dlut.edu.cn