

13.56 MHz 低频功率对 60 MHz 射频容性耦合等离子体的电特性的影响^{*}

袁强华 辛煜 黄晓江 孙恺 宁兆元[†]

(苏州大学物理科学与技术学院, 薄膜材料江苏省重点实验室, 苏州 215006)

(2008 年 2 月 27 日收到, 2008 年 4 月 11 日收到修改稿)

使用补偿朗缪尔探针诊断技术, 研究了 60 MHz/13.56 MHz 双频激发容性耦合等离子体的空间电子行为, 得到了电子能量概率函数 (EETF) 随径向位置和低频输入功率的演变行为. 实验结果表明, 13.56 MHz 射频输入功率的变化主要影响低能电子的布居, 其影响随气压升高而加大. 在等离子体放电中心以外, EETF 呈现出双峰分布的特性, 同时发现从放电中心到极板边缘, 次能峰有逐渐向高能区漂移的现象, 次能峰的出现显示了中能电子的增强的加热效应. 通过 EETF 方法, 计算了等离子体的电子温度、电子密度. 讨论了等离子体中的电子加热机理.

关键词: 双频激发容性耦合等离子体, 朗缪尔探针诊断, 电子加热模式

PACC: 5250D, 5280D, 5270D

1. 引言

传统的 13.56 MHz 射频激发的等离子体源广泛应用于微电子工业中, 其中的多道工序, 诸如薄膜的刻蚀、沉积、溅射及其他表面处理都离不开等离子体加工. 由于单频驱动的容性耦合等离子体 (CCP) 无法独立调控离子轰击能量和离子通量, 已不能适应超细线宽和大纵横比的槽形加工. 第三代介质刻蚀技术——双频激发的容性耦合等离子体源 (DF-CCPs) 便应运而生. 这种 DF-CCP 通常是由施加在同一电极板或分别施加在上、下两个电极板上的高、低频射频功率源共同激发产生的, 其中高频源主要用来控制等离子体的密度, 低频源则用来控制到达基片表面的离子能量, 从而实现了离子通量和能量的独立调控, 改善了等离子体的可控性, 拓宽了基片刻蚀的工艺窗口. 通常, 所采用的低频源的频率范围从数百千赫至十几兆赫, 高频源从 27 MHz 到 100 MHz 或更高.

近年来, 国内外许多研究者使用数值模拟^[1-10]和实验^[11-14]的方法研究了 DF-CCP 中电子加热机理以及主等离子体、等离子体鞘层的特性等. Boyle 等

人^[1]采用 PIC/MC 数值模拟的研究表明实现离子通量和能量的独立调控的关键控制参数是高、低频射频源的驱动频率之比, 其比值大则容易实现两者的独立调控. Turner 等人^[2-4]采用分析模型显示了低频电流影响 DF-CCP 空间结构甚至改变等离子体加热机理的特征. Kim 等人^[6,7]引入了有效频率、有效电流、有效电压等放电参量来描述双频容性耦合等离子体, 采用 PIC/MC 数值模拟显示了 DF-CCP 中低频电流导致电子加热模式的转变. 使用自洽的鞘层模型, Wang 等人^[8]研究了双频驱动下等离子体的鞘层特性以及轰击绝缘基片的离子能量分布. Dai 等人^[9]使用自洽的混合流体模型揭示了类似于无碰撞模拟结果^[10]的受高低频调制空间电场快慢振荡分布.

与此同时, 用于等离子体测量的探针诊断技术也得到了发展, 给等离子体中射频电磁场结构以及电位、电子能量分布等的测量带来了极大的方便^[15-22]. Godyak 等人^[15]利用朗缪尔探针观察到了 CCP 中在固定射频电流密度下放电气压导致的电子能量概率分布函数 (EETF) 的改变, 认为是电子加热模式转变的结果. Fattah 等人^[20]在固定射频电压和气压的 CCP 中观察到了电子能量分布函数 (EETF)

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10635010, 10775103) 资助的课题.

[†] E-mail: yqh0669@126.com

从低激发频率下的 Druyvesteyn 分布向高激发频率下的 bi-Maxwellian 分布转变,并认为是由于电子加热模式从低频下的欧姆加热向高频下的表面加热转变引起的. 本文使用补偿朗缪尔探针诊断技术,从实验上研究了 60 MHz/13.56 MHz 双射频激发容性耦合等离子体(DF-CCP)的空间电子行为,报道了 EEPF 随射频功率、气压和径向位置的变化情况,得到了等离子体的特征参量:电子温度 T_e 和电子密度 n_e ,讨论了等离子体中的电子加热模式.

2. 实验安排

实验装置如图 1 所示,圆柱形不锈钢真空室相对于放电中心具有轴对称性,等离子体被局域在两个可上下移动的平行电极板之间,极板间距为 50 mm,上下极板直径为 160 mm,为进一步局域等离子体,避免等离子体逃逸到自由空间,钻有小孔且与极板同心同面的两个均流环将等离子体区和其他空间隔离开来. 60 MHz 和 13.56 MHz 的功率分别通过匹配器容性耦合给上下两个电极板.

容性耦合放电等离子体的电子行为采用朗缪尔探针(Hiden Analytical Limited, ESPION)技术进行表征. 实验探针在腔体侧面经由法兰引入到等离子体区,可通过步进马达控制探针到达不同径向位置. 探针由 10 mm 长、直径为 0.15 mm 的钨丝组成,紧靠针尖的陶瓷套管直径为 0.3 mm,长度为 10 mm,这些数值均小于本实验中的电子平均自由程. 使用共振

阻塞元件获得射频振荡的补偿,在 60 MHz 条件下其阻塞阻抗超过了 4.25 M Ω ,同时还采用了参考探针补偿,消除了如等离子体电位漂移或噪声等引起的低频效应. 朗缪尔探针的电流和电压特性曲线在数值微分之前经过了快速傅里叶变换滤波器平滑:首先对数据做快速傅里叶变换(离散傅里叶变换的快速算法),然后去除频率高于 $1/n\Delta t$ 的高频成分,达到平滑的目的,其中 n 是快速傅里叶变换的数据点, Δt 是相邻两个数据点之间的时间间隔,本文中 $n = 7$. EEPF 直接由 $I-V$ 特性曲线的二次微分获得^[23],即

$$f(E) = \frac{(8m_e)^{1/2}}{e^3 A} \frac{d^2 I}{dV^2}, \quad (1)$$

这里 $E = e(V_p - V)$ 是电子能量, V_p 和 V 分别是等离子体电位和探针电位, m_e 是电子质量, I 是探针电流, A 为探针表面积. 电子能量分布函数 $F(E)$ 与电子能量概率分布函数 $f(E)$ 之间的关系是 $F(E) = E^{1/2} f(E)$, 电子密度 n_e 和电子温度 T_e 由以下两式分别计算得到:

$$n_e = \int_0^{\infty} E^{1/2} f(E) dE, \quad (2)$$

$$kT_e = \frac{2}{3n_e} \int_0^{\infty} E^{3/2} f(E) dE. \quad (3)$$

容性耦合放电实验中使用的氣體为高纯氩气,气压从 10 mTorr 变化到 100 mTorr(1 Torr = 1.33322×10^2 Pa). 60 MHz 射频输入功率在所有实验中均是 40

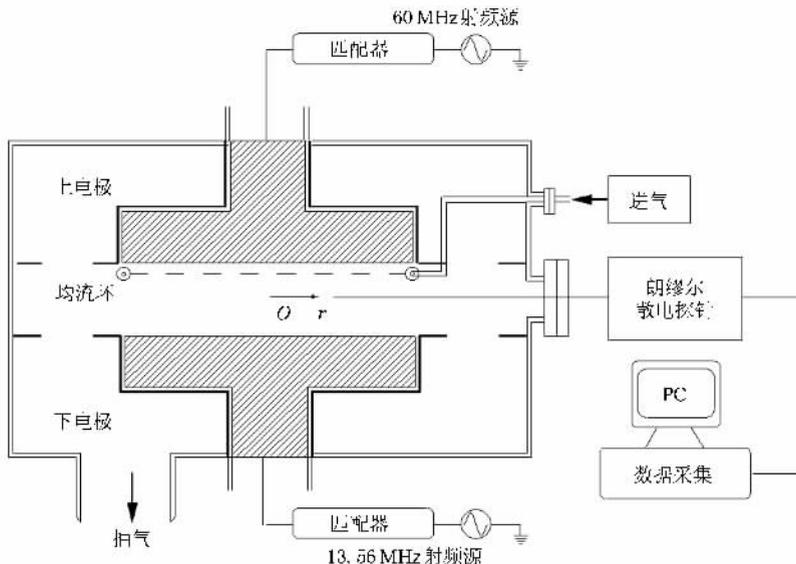


图 1 容性耦合等离子体的实验装置图

W, 13.56 MHz 射频输入功率从 0 W 变化到 160 W.

3. 实验结果与分析

图 2, 3 是气压分别为 10 mTorr 和 30 mTorr 时, 静电探针在等离子体放电中心得到的 EEPF. 气压高于 30 mTorr 时, 得到的 EEPF 与 30 mTorr 下的相似, 只是受低频源的影响更大些. 在 10 mTorr 的气压下, 低频源(13.56 MHz)的输入功率对 EEPF 的影响较小. 在 30 mTorr 及更高气压下, 13.56 MHz 的输入功率对 EEPF 的影响变大, 但主要影响 EEPF 的低能部分. 随气压的增加, 其影响也越大. 在容性耦合等离子体放电中, 电极和等离子体间形成一个高压容性鞘层, 流过鞘层区的射频电流导致了鞘层区内的随机加热, 而流过主等离子体区的射频电流则导致了主体区内的欧姆加热. 低气压容性放电中, 电子平均自由程以及电子能量弛豫长度大于放电间隙, 电子运动基本上处于非局域化状态, 只有位于 EEPF 尾端的高能电子可以克服双极势场的束缚与振荡的等离子体鞘层发生作用^[24], 此时等离子体的电子加热主要是以电子在鞘层中的随机加热为主, 随机加热产生的高能电子与背景气体分子碰撞产生低能电子. 随着气压的升高, 等离子体中电子与中性气体的有效碰撞频率不断增大, 欧姆加热的成分也就越来越大. 因而在较高的气压下, 等离子体中的电子加热机理以欧姆加热为主. 由低气压下的随机加热为主向高压下的欧姆加热为主转变的气压值与射频源驱动频率有关, You 等人^[18]研究了容性放电中激发频率分别为 9 MHz, 13.56 MHz 和 19 MHz 时 EEPF 对气压的演变, 他们发现了转变气压随激发频率的增加而降低的现象, 并认为其源于高频条件下碰撞加热比无碰撞电子加热更为有效. 在本实验中 10 mTorr 的低气压下, 由于高能电子与中性气体分子的碰撞频率很低, 随低频源(13.56 MHz)的输入功率的增加而增多的高能电子未能产生更多的电离过程, 因而 EEPF 在加了低功率后没有显著变化. 随着气压的升高, 电子与中性气体分子的碰撞频率逐渐增大, 随低频源的输入功率的增加而增多的高能电子能够产生更多的电离过程, 从而产生更多的低能电子. 这使得本实验中在 30 mTorr 及更高的气压下得到的 EEPF 展现出如图 3 所示的形状, 随低频源的输入功率的增加, EEPF 的低能部分有所抬升, 并且随气压的升高而增加.

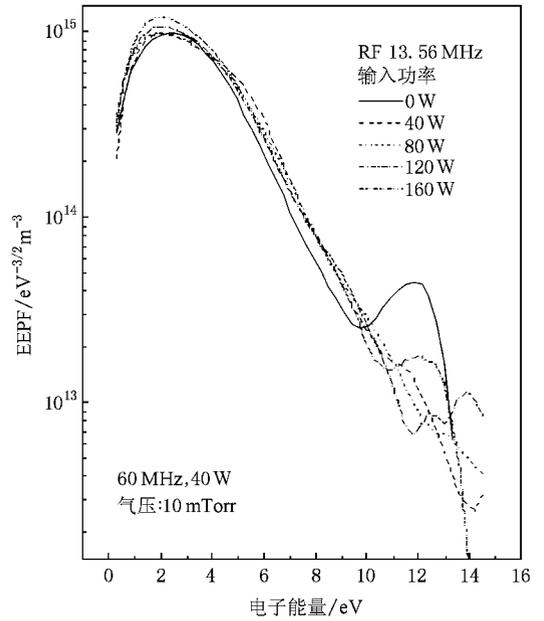


图 2 10 mTorr 气压下放电中心的 EEPF

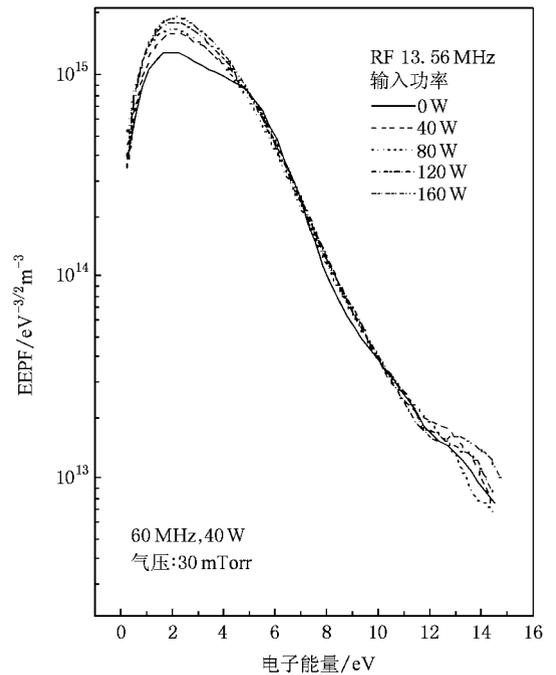


图 3 30 mTorr 气压下放电中心的 EEPF

通过对由探针伏安特性曲线获得的 EEPF 的分析, 可以获得等离子体的特征参量, 即电子密度 n_e 和电子温度 T_e . 表 1 和表 2 分别是气压为 50 mTorr 时在三个不同径向位置的等离子体电子密度 n_e 和电子温度 T_e . 低频源(13.56 MHz)的输入功率由 0 W 变化到 160 W, 高频源(60 MHz)的输入功率固定

在 40 W, 在 10 mTorr 的气压下, 电子密度和电子温度随空间位置不同而有所不同, 但几乎不随低频输入功率的变化而变化. 随着气压的升高, 电子密度和电子温度随空间位置和低频输入功率均有所变化. 在三个径向位置均可看到, 电子密度随低频输入功率的增加而增大, 电子温度则随低频输入功率的增加而减小.

表 1 不同低频输入功率下径向三个位置的 $N_e/10^{15} \text{ m}^{-3}$

P_{LF}/W	0	80	160
$r = 0 \text{ cm}$	7.33	9.13	9.86
$r = 4 \text{ cm}$	7.10	10.3	12.3
$r = 8 \text{ cm}$	5.43	6.84	7.27

表 2 不同低频输入功率下径向三个位置的 T_e/eV

P_{LF}/W	0	80	160
$r = 0 \text{ cm}$	3.28	2.93	2.71
$r = 4 \text{ cm}$	4.32	3.75	3.59
$r = 8 \text{ cm}$	4.70	4.07	4.03

由探针伏安特性曲线得到的不同径向位置的等离子体空间电位如图 4 所示, 作为比较, 60 MHz 单频驱动下的等离子体空间电位也一同列在图中. 从等离子体放电中心到极板边缘, 等离子体空间电位总的变化趋势是降低的. 在靠近极板边缘附近, 60 MHz/13.56 MHz 双频驱动与 60 MHz 单频驱动下的等离子体空间电位变化略有不同.

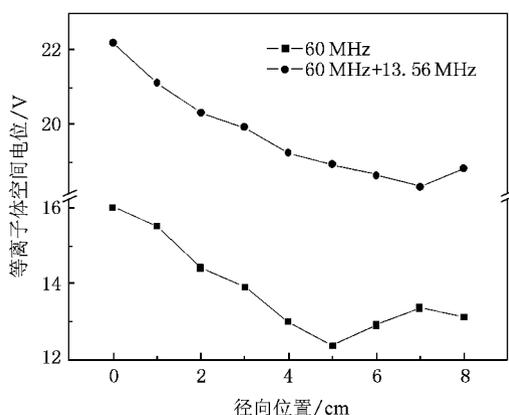


图 4 等离子体电位分布

图 5 是在 50 mTorr 的气压下, 探针在不同径向位置得到的 EEPF, 60 MHz 和 13.56 MHz 的功率都是 40 W. 探针在中心位置时, EEPF 在 高能区的次能峰

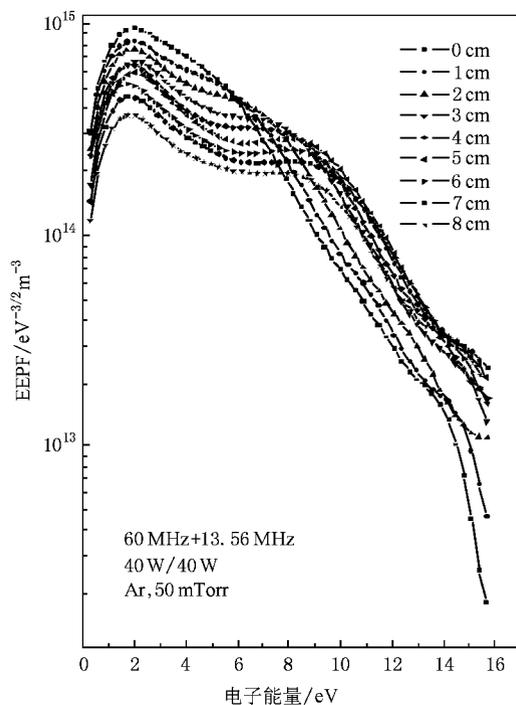


图 5 50 mTorr 气压下 EEPF 随径向位置的演变

尚不明显. 从中心位置到极板边缘, EEPF 的次能峰逐渐显现并逐渐向高能区移动, 与此同时低能区的主能峰则逐渐下降. 这显示低能电子的布居由中心向边缘逐渐减小, 而高能电子的布居则由中心向边缘逐渐增大. 初步分析可能是由于靠近极板边缘区域的鞘层电压较中心区域的鞘层电压高而产生的. 欧姆加热功率与随机加热功率都与等离子体鞘层的振荡电位有关. 较高的鞘层电压使两种加热功率均增加. 由于主体区双极势场的束缚, 低能电子主要通过欧姆加热得到能量, 欧姆加热使电子由 EEPF 的低能区扩散到高能区, 从而使 EEPF 的低能部分降低而高能部分则有所抬升. 中、高能电子既可以通过欧姆加热得到能量也可以通过随机加热获得能量. 通常情况下, 高能电子主要通过随机加热获得能量. 在低气压下, 等离子体中的电子加热机理以随机加热为主, 因此, EEPF 高能尾部抬升的主要贡献来自电子的随机加热过程. 次能峰的出现是由于中能电子增强的加热效应引起的, 这种加热机理的产生以及次能峰漂移的原因有待于进一步研究.

4. 结 论

本文采用朗缪尔探针诊断技术, 研究了 60 MHz/

13.56 MHz 双射频激发的容性耦合等离子体的空间电子行为. 通过对由探针伏安特性曲线获得的 EEPF 的分析, 得到了等离子体的特征参量, 即等离子体的电子温度 T_e 和电子密度 n_e . 实验结果表明, 13.56 MHz 射频源的输入功率的增加使等离子体中

的低能电子布居数增大, 而对高能电子布居数的影响则很小. 在等离子体放电中心以外, EEPF 呈现出双峰分布的特性, 同时发现从放电中心到极板边缘, 次能峰有逐渐向高能区漂移的现象, 次能峰的出现显示了中能电子的增强的加热效应.

- [1] Boyle P C , Ellingboe A R , Turner M M 2004 *J. Phys. D* **37** 697
- [2] Turner M M , Chabert P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 231502
- [3] Turner M M , Chabert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 205001
- [4] Turner M M , Chabert P 2007 *Plasma. Source Sci. Technol.* **16** 364
- [5] Kawamura E , Lieberman M A , Lichtenberg A J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 053506
- [6] Kim H C , Lee J K , Shon J W 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4545
- [7] Kim H C , Lee J K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 085003
- [8] Wang L H , Dai Z L , Wang Y N 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 668
- [9] Dai Z L , Xu X , Wang Y N 2007 *Phys. Plasmas* **14** 013507
- [10] Guan Z Q , Dai Z L , Wang Y N 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123502
- [11] Kitajima T , Takeo Y , Petrovic Z L *et al* 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 489
- [12] Denda T , Miyoshi Y , Komukai Y , Goto T , Petrovic Z L , Makabe T 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 870
- [13] Ohmori T , Goto T K , Kitajima T , Makabe T 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4637
- [14] Karkari S K , Ellingboe A R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 101501
- [15] Godyak V A , Piejak R B 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 996
- [16] Godyak V A , Piejak R B 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 5944
- [17] Niu T Y , Cao J X , Liu L , Liu J Y , Wang Y , Wang L , Lü Y , Wang G , Zhu Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2330 (in Chinese) [牛田野、曹金祥、刘磊、刘金英、王艳、王亮、吕铀、王舸、朱颖 2007 物理学报 **56** 2330]
- [18] You S J , Ahn S K , Chang H Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 171502
- [19] Buddemeier U , Kortshagen U , Pukropski I 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 191
- [20] Abdel- Fattah E , Sugai H 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1533
- [21] Chi L F , Lin K X , Yao R H , Lin X Y , Yu C Y , Yu Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1313 (in Chinese) [池凌飞、林揆训、姚若河、林璇英、余楚迎、余云鹏 2001 物理学报 **50** 1313]
- [22] Xin Y , Di X L , Yu Y Q , Ning Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3494 (in Chinese) [辛煜、狄小莲、虞一青、宁兆元 2006 物理学报 **55** 3494]
- [23] Lieberman M A , Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York , Wiley)
- [24] Park G Y , You S J , Iza F , Lee J K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 085003

Effect of 13.56 MHz low-frequency power on electrical characteristic of 60 MHz radio-frequency capacitively coupled plasma^{*}

Yuan Qiang-Hua Xin Yu Huang Xiao-Jiang Sun Kai Ning Zhao-Yuan[†]

(*Provincial Key Laboratory of Thin Films , School of Physical Science and Technology , Suzhou University , Suzhou 215006 , China*)

(Received 27 February 2008 ; revised manuscript received 11 April 2008)

Abstract

Dual-frequency capacitively coupled plasma (DF-CCP) driven by two frequencies of 60 MHz and 13.56 MHz was studied using compensated Langmuir probe technique. The change of EEPF with radial position and low-frequency input power was obtained. The experimental result shows that the input power of 13.56 MHz mainly affects the population of low-energy electrons and the effect becomes greater when the gas pressure increases. The EEPF exhibits a structure of bi-energy-peak beyond the centre of discharge. The second energy peak drifts to the region of higher electron energy from the centre to the edge of electrode. The emergence of second energy peak could be attributed to the enhanced heating of middle-energy electrons. The electron density and electron temperature were calculated using EEPF. The plasma electron heating mechanism was discussed.

Keywords : dual-frequency capacitively coupled plasma , diagnostic of Langmuir probe , electron heating mode

PACC : 5250D , 5280D , 5270D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10635010 , 10775103).

[†] E-mail : yqh0669@126.com