

60 MHz 电容耦合等离子体中电子能量分布 函数特性研究*

孙 恺 辛 煜[†] 黄晓江 袁强华 宁兆元

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

(2008 年 1 月 14 日收到, 2008 年 2 月 27 日收到修改稿)

甚高频(频率大于 30 MHz)耦合放电源由于能产生大面积高密度的等离子体而受到了人们的广泛关注. 采用电流、电压探针以及朗缪尔探针诊断技术对 60 MHz 射频激发产生的容性耦合等离子体的放电特性及电子行为进行了研究. 实验结果表明, 等离子体的等效电阻/电容随着射频输入功率的增加而减小/增加, 等离子体中电子行为不仅依赖于射频输入功率, 还与放电气压密切相关, 放电气压的增加导致电子能量概率分布函数(EEPF)从双温 Maxwellian 分布向 Druyvesteyn 分布转变, 而且转变气压远低于文献所报道的数值, 这主要是由于在 60 MHz 容性耦合等离子体中电子反弹共振加热效率大为降低.

关键词: 甚高频容性耦合等离子体, 朗缪尔探针诊断, 电子加热模式

PACC: 5250D, 5280P, 5270D

1. 引 言

作为基片刻蚀、薄膜生长和表面处理的常用设备, 常规 13.56 MHz 射频激发的单频容性耦合等离子体源(CCPs)已在半导体工业中被广泛应用了近半个世纪. 但是, 由于单频容性耦合等离子体(CCP)无法独立调控离子轰击能量和离子通量, 已不能满足超细线宽和大纵横比的槽形加工要求. 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上或上、下两个电极板上的高、低频射频功率源驱动激发产生的, 其中高频源用来激发产生高密度等离子体, 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^[1], 改善了等离子体的可控性, 拓宽了基片刻蚀的工艺窗口.

研究者们常使用数值模拟分析的方法研究 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. Turner 等人^[2-4]采用分析模型研究了低频电流影响 DF-CCP 空间结构甚至改变等离子

体加热机理的特征. Kim 等人^[5,6]发展了低气压 DF-CCP 均匀模型, 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 (Particle-in-cell/Monte Carlo) 数值模拟揭示了 DF-CCP 中低频电流导致电子加热模式转变的性质. Boyle 等^[7]基于台阶模型近似得到了与时间无关的离子运动鞘层特性. Dai 等人^[8]使用自洽的混合流体模型获得了类似于无碰撞模拟结果^[9]的受高低频调制空间电场快慢振荡分布.

此外, 用于等离子体测量的探针诊断技术的发展给等离子体中射频电磁场结构以及电位、电子能量概率分布的测量带来了极大的方便^[10-16]. Godyak 等人^[13]使用朗缪尔探针测量首次观察到了 CCP 中在射频电流密度固定的条件下改变放电气压导致的电子能量概率分布函数(EEPF)改变, 并认为这是电子加热模式转变的结果. Buddemeier 等人^[14]在放电气压固定的条件下改变射频电流密度也观察到了类似的转变, 认为鞘层的加热效率依赖于射频电位的幅度. 在 DF-CCP 中, 通常认为高频激发的等离子体密度近似正比于驱动频率的平方. 因此, 驱动频率强烈地决定了主等离子体性质, 也影响着电子的加热

* 国家自然科学基金(批准号: 30635010, 10775103)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: xylzf_1999@suda.edu.cn

模式. Fattah 等人^[15]在射频电压和气压固定的 CCP 中观察到了电子能量分布函数(EEDF)从低激发频率下的 Druyvesteyn 分布向高激发频率下的双温 Maxwellian 分布转变,并认为这是由于电子加热模式从低频条件下的欧姆碰撞加热向高频条件下的表面加热转变而引起的. You 等人^[16]发现,随着驱动频率的上升,加热模式的转变气压剧烈下降,这主要是由于高频条件下碰撞加热比无碰撞电子加热更为有效.

60 MHz 高频激发的 CCP 引起人们的关注主要是由于以下两个方面的原因:一方面,由于高频激发产生的等离子体密度近似正比于激发频率的平方,

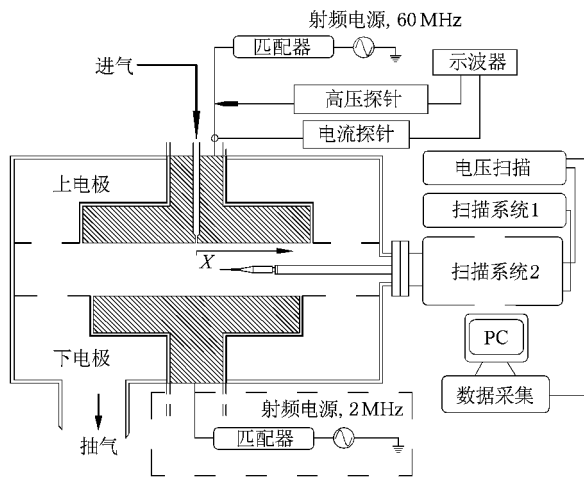


图1 容性耦合等离子体的实验装置示意图

因而 60 MHz 射频比常规 13.56 MHz 射频产生的等离子体密度更高,能给基片提供更高的离子通量;另一方面,60 MHz 的真空射频波长为 5 m,其驻波效应的行为相对于现行的 300 mm 芯片加工尺度而言并不明显,不会导致等离子体不均匀现象出现.据我们所知,60 MHz 射频激发产生的等离子体的电子行为还少有报道.本文揭示了 60 MHz 射频驱动 CCP 的放电特性,并使用补偿朗缪尔探针技术,从实验上研究了 EEPF 随射频功率和气压的变化情况.

2. 实验装置与过程

实验装置如图 1 所示,直径为 350 mm 的不锈钢腔体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 45 mm,上、下极板直径分别为 220 mm 和 200 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匀流环将等离子体区和其他空间隔离开来.60 MHz 和 2 MHz 的频率分别通过匹配器容性耦合给上、下两个电极板.本实验仅研究接在上极板的 60 MHz 射频源所激发产生的等离子体,而下极板接地.

通过安装在功率电极上的电流和电压探针可测量放电电流、电压、相位,并由此计算等离子体的吸收功率.相位差的获取采用了 Sobolewski^[17]所描述的方法,并考虑了两探针电缆线长度所引起的传输延迟.容性耦合放电等离子体的电子行为采用 ESPion 朗缪尔探针技术进行表征.实验探针在腔体侧面经由法兰引入等离子体区,可在径向通过步进马达控制到达等离子体的区域.探针由长度为 10 mm,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 MΩ,同时还采用了参考探针补偿,消除了如等离子体电位飘移或噪声等引起的低频效应.实验中均在等离子体放电中心得到探针的测量数据,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 7 点快速傅里叶变换平滑,电子能量概率分布函数直接由 $I-V$ 特性曲线的二次微分获得^[18],即

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

式中 $E = e(V_p - V)$ 是电子能量,其中 e 为一个电子的电荷量, 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 分别由以下两式计算得到:

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

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

容性耦合放电实验中使用的氣體为高纯氩气,气压从 0.9 Pa 变化到 5.0 Pa,射频输入功率从 10 W 变化到 105 W.

3. 实验结果与分析

图 2(a) 是功率电极上测得的典型电流和电压波形,其傅里叶变换如图 2(b) 所示.可以看出容性

耦合等离子体中放电电流和电压的高次谐波成分较少,在所考虑的实验条件下,总的谐波信号强度均小于基波信号的 10%. 假设容性耦合等离子体可简单等效为串联的电阻和电容,那么我们可以很容易地获得等离子体等效电阻和等效电容^[19]. 电阻 R 可表示为 $\frac{V_m}{I_m} \cos \phi$, 电容 C 可表示为 $\frac{V_m}{I_m} \sin \phi$, 其中 ϕ 是电流和电压之间的相位差,该相位差是通过电流和电压波形的快速傅里叶变换并比较基频相位之间的延迟得到的.

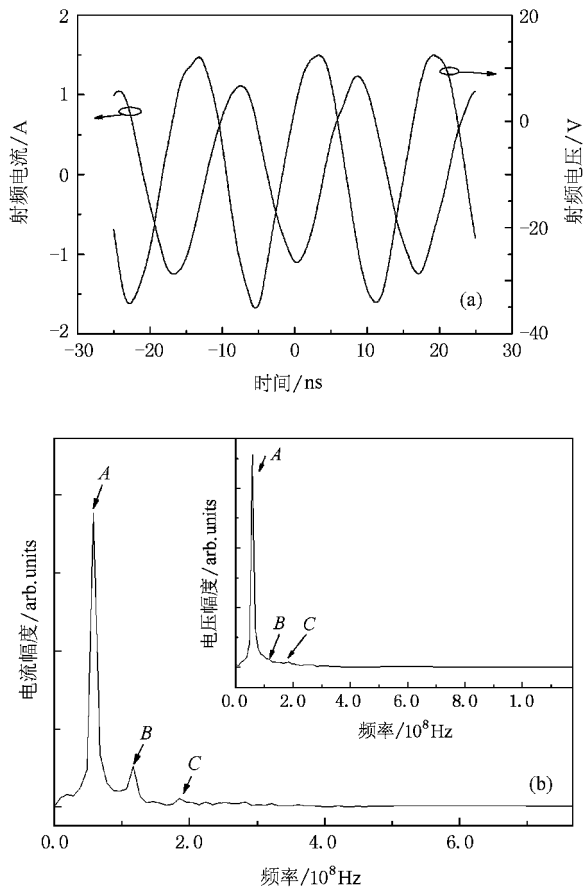


图 2 电流和电压波形及其快速傅里叶变换

图 3(a) 给出了放电气压为 2.0 Pa 时 Ar 等离子体的等效电阻和鞘层电容随射频功率的变化. 可以看出射频功率的增加导致了等离子体等效电阻的下降,这主要是由于等离子体的电子密度上升所致,而等离子体鞘层由于电子密度的上升而受到挤压,因而导致了等离子体等效电容的上升. 基于均匀等离子体模型,由电容公式可以得到平均鞘层厚度随射频输入功率的变化(见图 3(b)),该数值与用肉眼观察到的鞘层边界暗区厚度基本上一致.

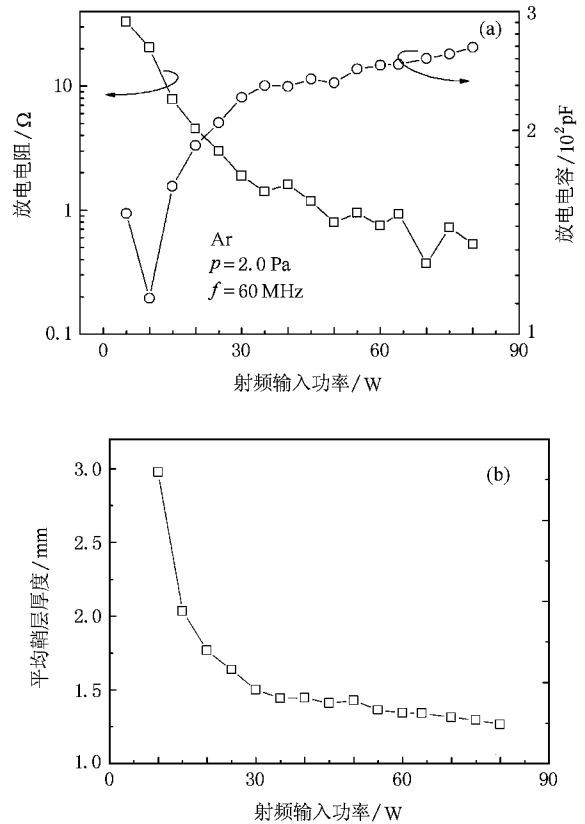


图 3 等效电阻和电容随射频功率的变化(a)以及平均鞘层厚度随射频输入功率的变化(b)

射频输入功率是影响 EEPF 的一个重要外部参量,放电气压为 2.0 Pa 时 EEPF 随射频输入功率的变化情况如图 4 所示. 在低射频输入功率下,EEPF 呈现了典型的双温 Maxwellian 分布. 随着等离子体吸收功率的增加,等离子体的 EEPF 特征曲线因电子密度的增加呈现抬升的趋势. 当射频输入功率为 75 W 时,EEPF 曲线中出现了位于中低能区的平台,该平台的出现主要是由于等离子体中的低能电子在鞘层附近的弱场中由反常共振无碰撞加热引起的一种消耗; Park 等人^[20]在 13.56 MHz 射频激发的容性耦合等离子体中也观察到了 EEPF 曲线上位于 1.5 eV 的耗尽区,射频输入功率的增加引起放电电压幅度的增强,当放电进入 γ 模式时,尤其是高压条件下,电子与电子间的库仑相互作用使得 EEPF 有向 Maxwellian 分布转变的趋势^[21]. 在 60 MHz 激发的低气压 CCP 实验中,EEPF 曲线呈现了较明显的三温分布特征^[22],且随着射频输入功率的继续增加,原位于 1.5 eV 的耗尽区向高能端漂移. 我们初步认为这可能是由于射频功率的增加导致了射频场不断向主等离子体区渗透,使得中能电子能够在射频弱

场中被加热,促使电子耗尽区向高能区漂移.

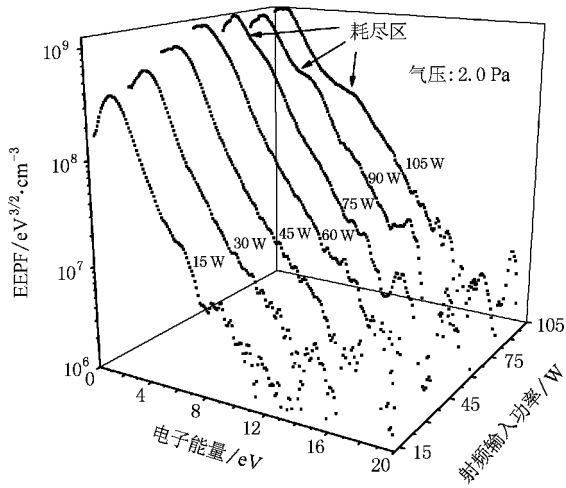


图4 在2Pa气压下 CCP 的 EEPF 随功率的变化情况

为了避免 EEPF 中电子耗尽平台的影响,实验中选择射频输入功率为 50 W,研究了容性耦合等离子体中的 Ar 放电气压对 EEPF 特征曲线的影响. 60 MHz 射频激发的容性耦合等离子体的 EEPF 随气压的变化如图 5 所示. 低放电气压下的 EEPF 呈现了典型的双温 Maxwellian 分布,等离子体中出现了冷、热电子群. 在放电气压为 0.9 Pa 的条件下,冷电子群的温度 $T_{ec} = 1.18$ eV,电子密度 $n_{ec} = 2.7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$,而热电子群 $T_{eh} = 4.35$ eV, $n_{eh} = 3.22 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. 由于热电子具有较高的热速度,能够克服双极电场与振荡的鞘层电场发生相互作用,参与射频功率的吸收,并与背景气体发生碰撞,进行能量交换,产生大量的冷电子群,而这些电子被双极电场束缚在等离子体中央,所以在 EEPF 中表现了较高的低能电子分布. 当放电气压增加到 3.0 Pa 时,具有双温 Maxwellian 分布的 EEPF 则转变为几乎单温 Maxwellian 分布;进一步增加气压达到甚至超过 4.0 Pa 时,EEPF 则转变成类 Druyvesteyn 分布.

在容性耦合等离子体中,两种电子加热机理共存,即欧姆加热和随机加热^[17],何种加热机理占优势主要取决于等离子体电子的时空特性^[22]. 在低气压条件下,由于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摆脱双极势场的束缚与振荡的等离子体鞘层发生作用^[23]. 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. 也就是说,射频输入功

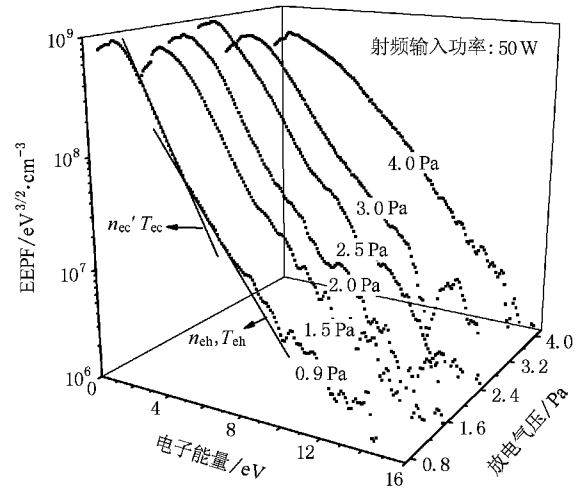


图5 在 50 W 放电功率下 CCP 的 EEPF 随气压的变化情况

率主要沉降 in EEPF 的高能尾段,因而 EEPF 严重偏离了 Maxwellian 分布,这对应于如图 5 所示的气压小于 3.0 Pa 时的 EEPF 情形. 随气压的增加,电子与背景气体分子或原子的碰撞加剧,使得电子加热模式逐渐转变为欧姆碰撞加热,因而导致了 EEPF 从 Maxwellian 分布向类 Druyvesteyn 分布转变,对应于图 5 中气压为 4.0 Pa 时 EEPF 的情形.

Godyak 等人^[13]报道了 13.56 MHz 射频激发的 Ar 容性耦合放电在 50 Pa 时 EEPF 发生了由 Maxwellian 分布向 Druyvesteyn 分布的转变;You 等人^[16]分别研究了 9, 13.56 和 19 MHz 激发频率下气压对 EEPF 变化的影响,发现转变气压随激发频率的增加而降低,激发频率为 9 MHz 时转换气压为 40 Pa,而激发频率为 19 MHz 时转变气压降为 13 Pa. 在本实验中,放电气压的改变也导致了类似的 EEPF 转变,然而与其他文献报道不同的是,60 MHz 射频激发的容性耦合等离子体具有更低的转变气压,如此较低转变气压是首次报道,这可以从以下的分析加以说明.

考虑等离子体中能量小于 10 eV 的电子,其热速度小于 2.0×10^6 m/s. 在激发频率为 60 MHz 的射频周期内,电子飞行的距离不超过 3.3 cm,该距离小于实验中主等离子体区的宽度(假设鞘层厚度约为 3 mm). 也就是说,在该实验条件下,只有能量超过 10 eV 的较高能电子才能与 60 MHz 的射频场引起反弹共振的有效加热,而大部分中、低能电子则被两个极板的等离子体鞘层束缚在两电极板之间不断与背景气体发生碰撞进行欧姆加热. 气压的增加导致了电子与气体的碰撞频率加大,等离子体中电子的欧

姆加热成分不断增加,当欧姆加热功率超过随机加热功率时,EEPF 就基本上呈现了类 Druyvesteyn 分布.

根据 Lieberman 和 Lichtenberg^[18]提出的分析模型,容性耦合等离子体中欧姆加热功率 S_{ohm} 与随机加热功率 S_{stoc} 的比值可表示为^[16]

$$\frac{S_{\text{ohm}}}{S_{\text{stoc}}} = 3.3 \frac{(em_e T_e)^{\frac{1}{2}} n_{se}^2 \gamma_{en} \epsilon_0 d \omega^2}{n_0 J^2}, \quad (3)$$

式中 n_{se} 为在鞘层边缘的电子密度,这里近似地认

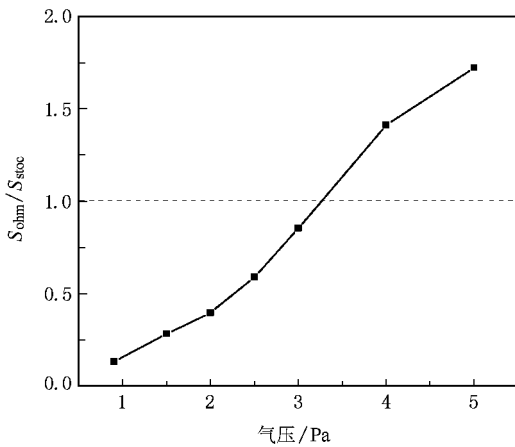


图 6 $S_{\text{ohm}}/S_{\text{stoc}}$ 随气压的变化情况

为 $n_{se} \approx 0.6n_0$, n_0 为电子密度, γ_{en} 为电子-中性粒子有效碰撞频率, d 为极板间距, ω 为射频驱动频率, ϵ_0 为真空介电常数, J 为等离子体放电电流密度,由电流探针在功率电极上测量得到.图 6 给出了比值 $S_{\text{ohm}}/S_{\text{stoc}}$ 随放电气压的变化趋势,可以发现,当气压超过 3.5 Pa 时,60 MHz 射频激发的容性耦合等离子体中欧姆加热吸收功率开始高于随机加热吸收功率,这与测量得到的 EEPF 的转变气压基本上是一致的.

4. 结 论

采用了电流、电压探针以及朗缪尔探针诊断技术,研究了 60 MHz 射频激发的容性耦合等离子体的放电特性及其电子行为.实验结果表明,等离子体的等效电阻/电容随着射频输入功率的增加而减小,增加.射频功率的增加会导致容性耦合等离子体电子能量概率分布函数中电子耗尽平台向高能端漂移,而放电气压增加会导致电子能量概率分布函数从双温 Maxwellian 型向单温 Maxwellian 型转变,并最终转变为 Druyvesteyn 型.而由 Maxwellian 型向 Druyvesteyn 型转变的转变气压较低,这主要是由于在 60 MHz 容性耦合等离子体中电子反弹共振加热效率会大大降低的原因所造成的.

- [1] Boyle P C , Ellingboe A R , Turner M M 2004 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **37** 697
- [2] Turner M M , Chabert P 2007 *Plasma Sources . Sci. Technol.* **16** 364
- [3] Turner M M , Chabert P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 205001
- [4] Turner M M , Chabert P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 231502
- [5] Kim H C , Lee J K , Shon J W 2003 *Phys. Plasmas* . **10** 4545
- [6] Kim H C , Lee J K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 085003
- [7] Boyle P C , Robiche J , Turner M M 2004 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **37** 1451
- [8] Dai Z L , Xu X , Wang Y N 2007 *Phys. Plasmas* **14** 013507
- [9] Guan Z Q , Dai Z L , Wang Y N 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123502
- [10] Godyak V A , Piejak R B 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 5944
- [11] 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]
- [12] Niu T Y , Cao J X , Liu L , Liu J Y , Wang Y , Wang L , Lü Y , Wang K , 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、吕轴、

王 舸、朱 颖 2007 物理学报 **56** 2330]

- [13] Godyak V A , Piejak R B 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 996
- [14] Buddemeier U , Kortshagen U , Pukropski I 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 191
- [15] Abdel- Fattah E , Sugai H 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1533
- [16] You S J , Ahn S K , Chang H Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 171502
- [17] Sobolewski M A 1992 *J. Vac. Sci. Technol. A* **10** 3550
- [18] Lieberman M A , Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York : Wiley) p177
- [19] Godyak V A , Piejak R B , Alexandrovich B M 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 2401
- [20] Park G Y , You S J , Iza F , Lee J K 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 085003
- [21] Godyak V A , Piejak R B , Alexandrovich B M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 41
- [22] Godyak V A , Piejak R B , Alexandrovich B M 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 525
- [23] Kaganovich I D , Kolobov V I , Tsendin L D 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 381

Characteristics of electron energy distribution function of capacitively coupled plasma excited by 60 MHz RF source^{*}

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

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

(Received 14 January 2008 ; revised manuscript received 27 February 2008)

Abstract

Capacitively coupled plasma (CCP) source excited by very-high-frequency (VHF) source has attracted much attention in semiconductor industry due to its ability to generate high density plasma with a large area. The electron behavior and discharge properties of capacitively coupled plasma excited by 60 MHz RF source were investigated by using current and voltage probe and Langmuir probe techniques. The experimental results show that equivalent resistance or capacitance of capacitively coupled plasma decreases or increases , respectively , with the increment of input RF power. It is also shown that the electron behavior in the plasma is related not only with RF input power but also discharge pressure. Increase in pressure causes the transition of electron energy distribution function from Bi-Maxwellian type to Druyvesteyn type , with its transition pressure much lower than that reported by others , which is due to a great decrease in efficiency of electron bounced resonance heating in CCP driven by 60 MHz.

Keywords : very-high-frequency excited capacitively coupled plasma , Langmuir probe diagnostic , electron heating mode

PACC : 5250D , 5280P , 5270D

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

[†] Corresponding author. E-mail : xylzf_1999@suda.edu.cn