

表面波等离子体实验研究

梁荣庆¹ 区琼荣² 房芳² 梁波¹ 王飞¹ 韩冬¹

复旦大学现代物理研究所¹ 中国科学院等离子体物理研究所应用等离子体研究室²

摘要: 表面波等离子体源是近年发展起来的新型等离子体源技术[1-3]。该技术可在较低的气压下($<20\text{mTorr}$)产生大面积($>\phi 100\text{cm}$)、均匀、高密度($>10^{11}\text{cm}^{-3}$)的等离子体,这种新型等离子体源物理与技术的研究对发展有更大加工面积、更好综合性能的下一代等离子体源技术有着非常重要的意义。本文探讨了表面波激发等离子体的基本原理,介绍了我们研制的直径30cm高度50cm的表面波等离子体源。该等离子体源采用了两种激发表面波等离子体的微波耦合方式:1)通过顶部盖板上狭缝耦合,产生大面积平面等离子体。2)利用环状微波波导内侧狭缝耦合产生大体积等离子体。我们分别对两种激发方式单独以及共同运行时产生的等离子体进行了实验研究,在各种实验条件下用探针技术测量了等离子体的密度和温度分布,并观察到了丰富的表面波等离子体模式变换现象。论文给出了这些实验的结果并进行了初步分析。

一、前言

新型等离子体源技术对推动ULSI和MEMS的超细微加工、大面积平板显示器和太阳能电池制造、纳米材料制备以及表面改性等高新科技领域发展至关重要。为适应上述领域的发展与要求,要求等离子体源具有大面积均匀(直径 $D>100\text{cm}$)、高密度($>10^{11}\text{cm}^{-3}$)、低气压($<20\text{mTorr}$)、无内电极污染(感应或电磁波激发放电)、结构简单(无需磁场)、稳定、可控性好等特点。

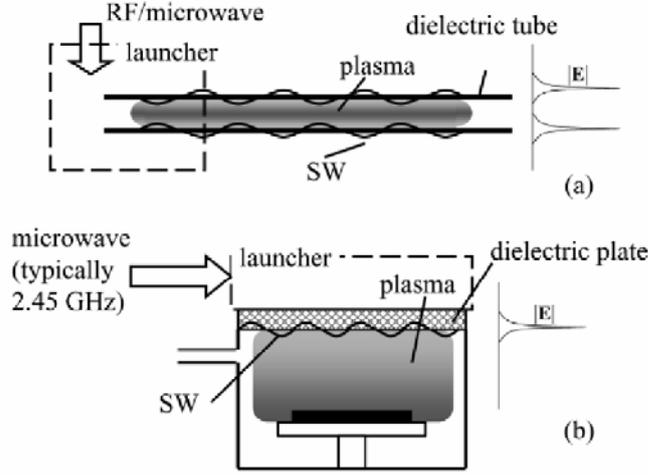
在此背景下发展起来了一批新型等离子体源:电子回旋共振等离子体源(ECR)、螺旋波等离子体源(Helicon)、电感耦合等离子体源(ICP),这些新等离子体源相对于传统的电容耦合等离子体源(CCP),具有等离子体密度高、无电极污染、可运行于低气压下等显著优点。但上述等离子体源存在的问题有:需要外加磁场,造成结构复杂及等离子体的空间各向异性;等离子体中电子能量较高,会对精细的加工带来不利影响;在增大等离子体面积并保持较好的均匀性、进一步提高等离子体密度等方面,由于原理的原因受到限制。

近年来一些等离子体实验室对表面波等离子体源(SWP)进行了积极地研究[4-6]。发现通过适当的设计,表面波等离子体源可表现出相对于其他等离子体源更为理想的综合特性,同时还具备一些特有的优点:不需要ECR等离子体或螺旋波等离子体那样的磁场,结构简单;不存在平板型等离子体那样因电极插入而导致的杂质问题;容易产生截止密度以上高密度等离子体;即使是比等离子体尺寸小的开口天线,也可以通过表面波的传播实现等离子体的大口径化。因此表面波等离子体源是能够产生低压高密度、平面大面积均匀、无污染等离子体,实现高度放电稳定性和处理过程可重复性的新一代等离子体源。

二、表面波激发等离子体的基本原理[5]

利用微波在介质表面附近激发出截止密度以上的等离子体,然后微波将在介质与等离子体间形成表面波的传输,具有一定电场强度的表面波在其传输的范围内可生成和维持高密度的等离子体,因此称作为表面波等离子体。最早利用表面波激发等离子体的方法如图(1)(a)所示:将微波导入到一介质管上,在介质管壁上激发出表面波传输,就可在管内生成表面波等离子体。由于表面波通常只存在于介质表面附近,因此产生的等离子体厚度受到限制,即使介质管的直径再大,也只能在管内壁附近产生一层环状的等离子体,此外介质管通常是穿过微波波导宽边的开口进行耦合的,因此直径受到波导尺寸的限制,通常直径只有数厘米。这种表面波等离子体源,易生成狭长的等离子体,由于形状的原因,使得它的应用面受到很大限制。近些年来,针对大面积或大体积加工的需求,科研人员利用表面波激发等离子体的原理,积极研究

在大的平面（如图1（b）所示）或柱面介质表面激发表面波从而生成大平面或大体积的等离子体的方法，发展了一些新型的表面波等离子体源。



图（1）表面波激发等离子体示意图。细长管状表面波等离子体（a），大面积表面波等离子体（b）

为了更好地了解表面波等离子体，我们对表面波概念以及表面波等离子体的基本原理进行简要介绍：

如果忽略热运动及粒子的碰撞，电磁波在无穷大、均匀和无外加磁场的等离子体中传输的色散方程为：

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (1)$$

其中 ω 为电磁波频率， ω_p 等离子体电子振荡频率， c 光速， $k = 2\pi/\lambda$ 为波矢

$$\omega_p = e(n_e / \varepsilon_0 m_e)^{1/2} \quad (2)$$

电磁波在等离子体中传输的相速度：

$$v_{ph} = c / \sqrt{\varepsilon_p} = \omega / k \quad (3)$$

其中

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \quad (4)$$

是当等离子体中的电子与中性粒子的碰撞频率为 ν 时的等离子体介电常数，当在碰撞可忽略情况时：

$$\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \quad (5)$$

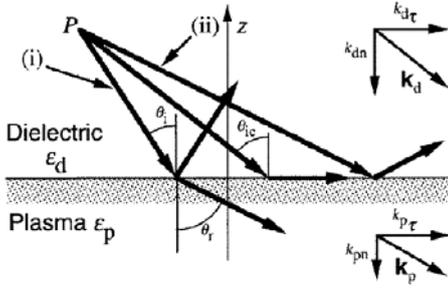
当 $\omega_p = \omega$ 时， $\varepsilon_p = 0$ ，由公式（3）可知此时相速度为无穷大，波矢 $k = 0$ ，也就是意味着波的传输被截止。由公式（2）可得等离子体的截止密度：

$$n_c = \varepsilon_0 m_e \omega^2 / e^2 \quad (6)$$

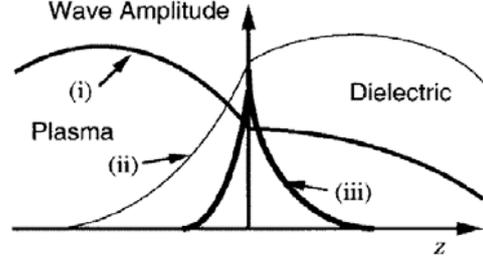
当 $\omega = 2.45\text{GHz}$ 时， $n_c = 7.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 。在等离子体密度大于截止密度时，电磁波随传输距离指数衰减，其强度衰减到原来的 $1/e$ 时所走的距离称为趋肤长度，为：

$$\delta = 1/|\text{Im}k| = c/\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}$$

$$\delta = c/\omega_p, \text{ 当 } n_e \gg n_c$$
(7)



(a)



(b)

图 (2) 电磁波入射到两种介质的界面时, 电磁波发生折射与反射 (a), 场强发生变化 (b)

如图 (2) 所示, 电磁波入射到介电常数为 ϵ_d 的介质与等离子体 (介电常数为 ϵ_p) 的界面, 垂直于界面的波矢分量在等离子体和介质中分别为:

$$k_{pn} = \sqrt{\epsilon_p \omega^2 / c^2 - k_{p\tau}^2} = \sqrt{(\omega^2 - \omega_p^2) / c^2 - k_{p\tau}^2}$$
(8)

$$k_{dn} = \sqrt{\epsilon_d \omega^2 / c^2 - k_{d\tau}^2}$$
(9)

其中 $k_{p\tau}, k_{d\tau}$ 分别为平行于界面的波矢分量。由切向分量连续的边界条件得到:

$k_{d\tau} = k_{p\tau}$, 将波矢切向分量统一标为 k_τ , 即:

$$k_{d\tau} = k_{p\tau} = k_\tau$$
(10)

由垂直入射面的磁场在边界的连续性, 可导出:

$$k_{pn} / \epsilon_p = k_{dn} / \epsilon_d$$
(11)

由上式可看出当 $k_{p\tau}, k_{d\tau}$ 为实数时, 对应图 (2) 的 (i), 这时入射电磁波穿过界面射入等离子体中, 我们称为体积波。当入射角 θ_i 大于 $\theta_{ic} = \sin^{-1}[(\epsilon_p / \epsilon_d)^{1/2}]$, 电磁波在界面上产生全反射, 对应图 (2) 中的 (ii), 这时电磁波在界面下是指数衰减, 我们称之为杂化表面波。当等离子体密度大于截止密度时, 等离子体电子振荡频率将大于电磁波频率, 由公式 (5) 可知 ϵ_p 将变为负值。这时若 $k_{p\tau}, k_{d\tau}$ 为符号相反的虚数时, (11) 可成立, 并有确切的物理意义, 对应图 (2) 中的 (iii), 电磁波在界面两端指数衰减, 只是沿界面传输, 我们称其为纯表面波, 这种现象只有在界面两边介质的介电常数符号不同时才会发生。高密度等离子体相对一定频率的电磁波, 通常其介电常数为负值, 因此可在其表面与一般的介质的界面间激发产生纯表面波。

将 (5)、(8)、(9)、(10) 式代入 (11) 式，得到表面波的色散关系式：

$$k_r = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_d(\omega_p^2 - \omega^2)}{\omega_p^2 - (1 + \epsilon_d)\omega^2}} \quad (12)$$

在上式右边根号中的分母为零时，有 $k_r \rightarrow \infty$ ，即 $\omega = \omega_p \sqrt{1 + \epsilon_d}$ 时会出现表面波共振现象。

三、实验安排与实验结果

1. 微波与表面波等离子体的耦合方式

大面积（平面与柱面）表面波等离子体的激发方式有多种，最主要的激发方式如图 (3) 所示两种：(1) 由顶部激发获得大平面等离子体 (2) 由侧面激发获得大的环面或柱状等离子体。

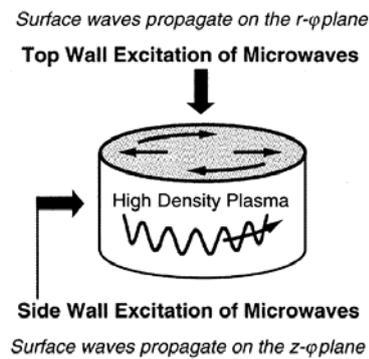
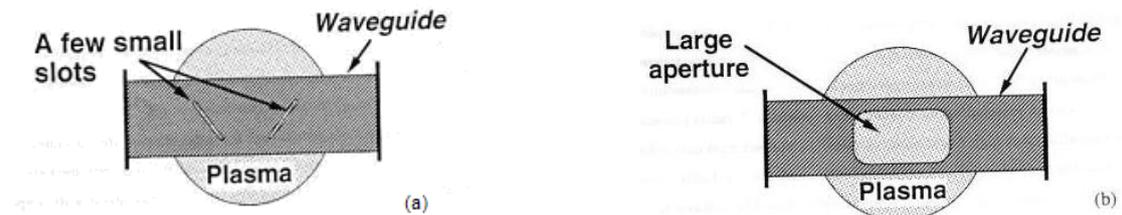


图 (3) 微波激发表面波等离子体的两种方式

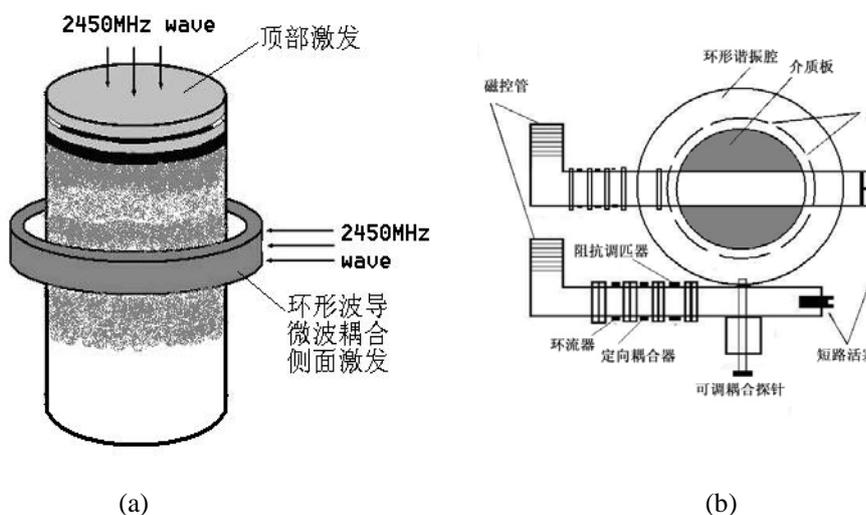
产生表面波等离子体最关键的物理与技术问题是微波的耦合方式，也就是通过什么方式的微波天线可有效地辐射电磁功率，在充有工作气体的真空室内激发等离子体。现在多用如图 (4) 所示的狭缝或开孔天线 [7]。缝或孔形天线的一个主要优点就是对局部空间进行电磁波的辐射激励，通过表面波传输获取大范围的等离子体。微波系统如图 (6) 所示，微波频率主要是 2.45GHz，通过波导传输到真空室顶部或侧面，微波再通过波导上的狭缝天线辐射，激发出表面波等离子体。





图(4) 激发表面波等离子体的各种狭缝天线形状

我们的实验装置如图(5)所示,有两套微波功率系统。一套用于顶部激发平面等离子体,另一套用于侧面激发环状或柱状等离子体。真空室是直径为30cm,高50cm,厚8cm的Pyrex玻璃。



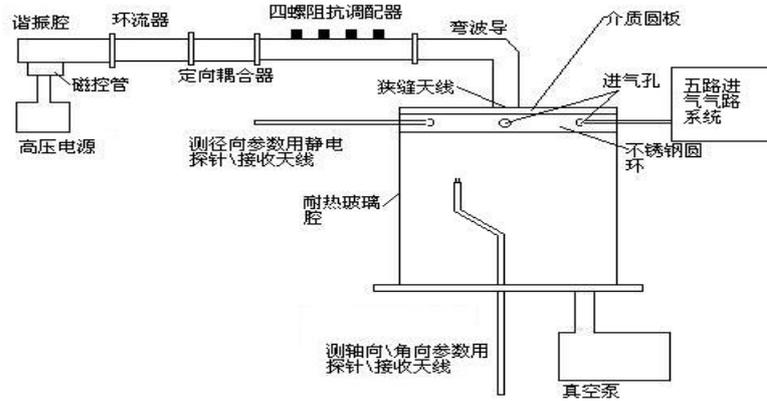
图(5) 分别从顶部和侧面激发的两套微波系统,立体图(a),顶视图(b)

2、平面表面波等离子体实验

微波功率由顶部介质板耦合激发表面波等离子体的实验系统如图()所示[8],真空室的上盖板是厚为20cm的陶瓷板,板与真空室间是一个不锈钢环,环上开孔接气路系统与静电探针等。下盖板是金属板,盖板上开有多个法兰口,分别用于联接真空泵(接有喉阀用于调节抽气速率以控制真空室气压)、探针测量等用途。

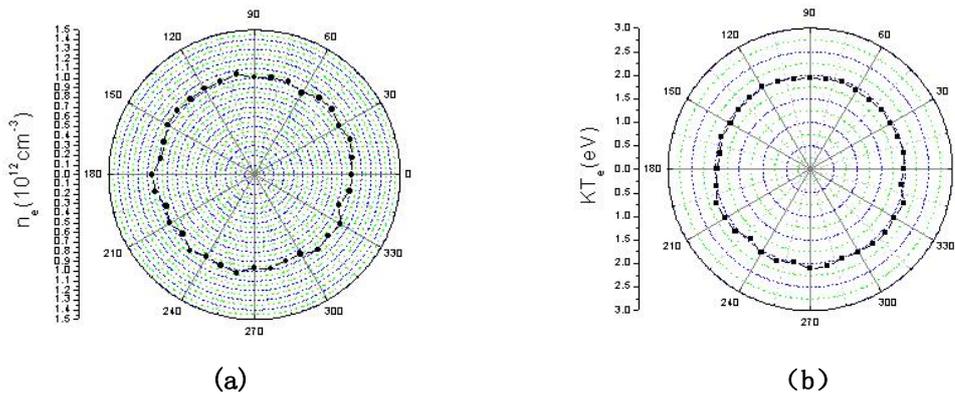
其工作原理为微波由波导引到真空室顶部介质窗处,将开有狭缝的波导面直接贴到介质窗上,微波就通过各种形状的狭缝天线耦合进真空室内,穿过介质板入射到真空室的电磁波中,入射角 $\theta_i < \theta_c$ (θ_c 是电磁波在介质板下界面产生全反射的临界入射角)的那部分电磁波,可通过狭缝穿过介质板进入真空室内,在没产生等离子体之前,在真空室内是以体积波形式在整个真空室内传输,相当大部分被真空室内气体、真空室壁和介质板吸收而损耗掉;入射角 $\theta_i \geq \theta_c$ 的另一部分电磁波在介质板下界面处被全反射,以表面波的形式在介质板内往四周传输。表面波在介质板下界面法线往下的方向上,场强指数衰减,所以表面波在界面处很薄一区层内与气体作用而被吸收;另外有很小一部分电磁波被反射回波导,再传输回到环流器处,被水负载吸收。微波是通过狭缝耦合进入真空室内的,在狭缝正下方处电场很集中,当入射微波功率足够大时,该处局部场强很强,在较低气压下(10-3 Torr~1 Torr范围内)就可在狭缝下方的真空室处首先击穿气体放电,形成高密度的等离子体。当等离子体密度满足 $n_e \geq n_c$ (截止

2. 45GHz频率波的临界密度 $n_c = 7.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 时，入射角 $\theta_i < \theta_c$ 的那部分电磁波被等离子体部分吸收、部分反射回界面，被反射回界面的电磁波沿介质板和等离子体的界面往四周传输，其能量被约束在界面两边很薄的平面区域内，形成纯表面波，而界面法向两边场强都是指数衰减的。



图（6）平面表面波等离子体实验系统

利用静电双探针分别测量了 Ar 气放电的角向、轴向和径向等离子体密度和温度分布，结果如图（7）、（8）、（9）所示。角向参数特性：角向电子密度和电子温度分布都比较均匀，电子密度在 $1.0 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 上下波动，电子温度在 2eV 左右波动，最大值和最小值间的平均波动（约 $\pm 5\%$ ）在测量的误差容许的范围内（20%），电子密度和温度分布情况都没有表现出受电场分布的影响。



图（7）气压为 30Pa, 600W 入射微波功率时，在 $R=75\text{mm}$, $Z=15\text{mm}$ 处，角向等离子体密度和温度分布，分别对应（a）和（b）

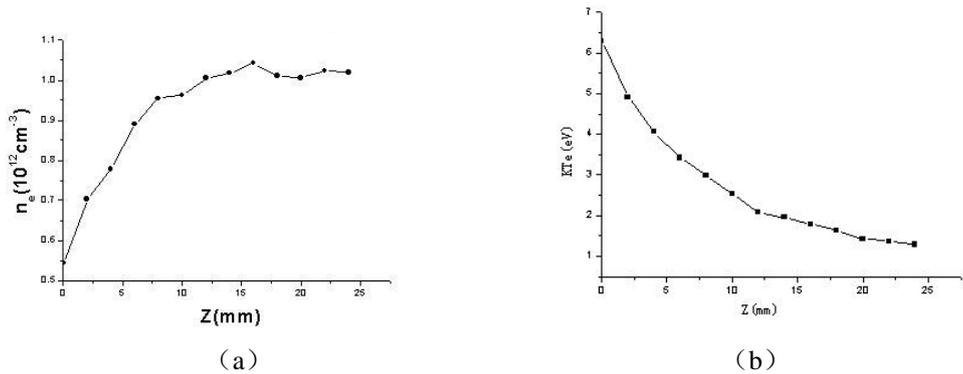


图 (8) 气压为 30Pa, 600W 入射微波功率时, 在 $\theta = 45^\circ, R=75\text{mm}$ 处, 轴向等离子体密度和温度分布, 分别对应 (a)、(b)

轴向参数特性: 在轴向等离子体厚度约有 80 mm, 其中在 $Z = 16 \sim 50\text{mm}$ 厚度范围内, 等离子体密度和温度分别在 $1.0 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ 和 2eV 上下波动中略有衰减, 均匀性较好, 而在 $Z < 16\text{mm}$ 范围内, 越靠近介质板处, 电场越强, 电子温度越大, 电子密度越小, 表现出明显的电场分布决定电子密度和温度分布的关系, 在这个区域内, 电磁波能量被强烈吸收, 并以等离子体波和扩散的形式将电磁波能量输运到 $Z \geq 16\text{mm}$ 的区域。在 $Z > 50\text{mm}$ 区域, 电子密度和温度开始较大幅度衰减, 这区域的等离子体主要依靠等离子体静电振荡维持。

径向参数特性: 在狭缝位置 ($R=20\text{mm}$) 电场最强, 电子温度和密度在该处都是最大的, 离开狭缝, 电子温度和密度均大幅度衰减, 明显体现出电磁波从狭缝处向四周传输过程中, 被等离子体强烈吸收而衰减的过程, 传输到真空室壁处未被吸收的电磁波, 被金属真空壁反射回等离子体中再次被吸收, 所以在靠近真空壁处的电子密度和温度相对较缓和。

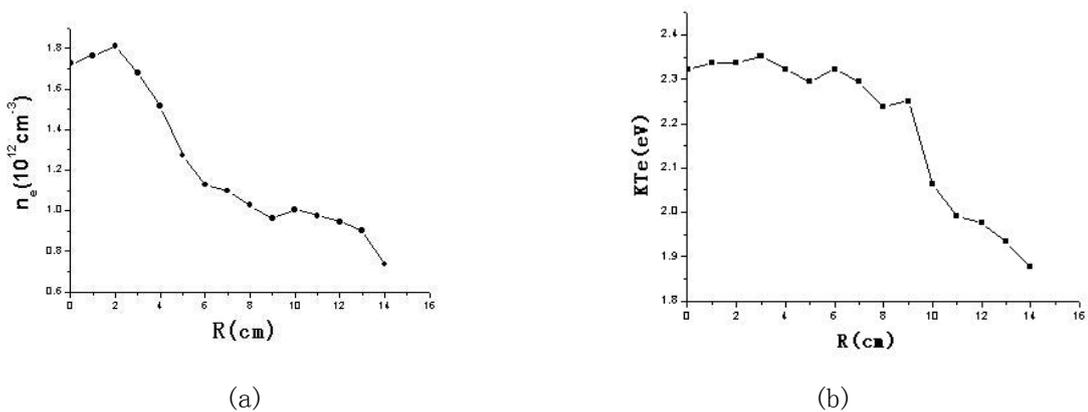


图 (9) 气压为 30Pa, 600W 入射微波功率时, 在 $\theta = 240^\circ, Z=15\text{mm}$ 处, 径向等离子体密度和温度分布, 分别对应 (a)、(b)

3、环状表面波等离子体实验

实验系统如图 (10) 所示, 微波被导入一个置于真空室腰部的环状波导内, 在环型波导内侧面上开有 8 等距的狭缝作为激发等离子体的辐射天线, 也可用金属片封住一些狭缝的方法来改变狭缝数。

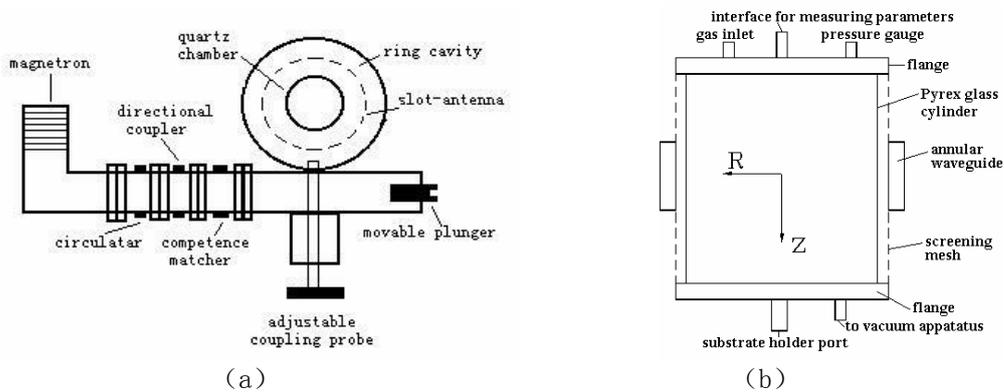


图 (10) 环状表面波等离子体实验系统，顶视 (a)，侧视 (b)

我们知道当微波功率或气压改变时，等离子体的密度会发生变化。由公式 (12)、(2) 可知当等离子体密度改变时，波矢 k 将随之变化，也就是波长会发生改变。当表面波沿界面传输起点到终点的距离恰为半波长的整倍数时会产生驻波，这时会观察到相应驻波的等离子体发光模式。当改变等离子体密度时，发光模式还会发生跃变[9, 10]。

我们在环状表面波等离子体实验中，用氩气作为工作气体，气压为 660Pa，微波功率为 1000W，8 个狭缝时观察到的氩等离子体的发光模式如图 (11) 所示[11]。整个圆周上共有 16 个等间距的条纹，每个条纹的高度大约有 30 厘米。

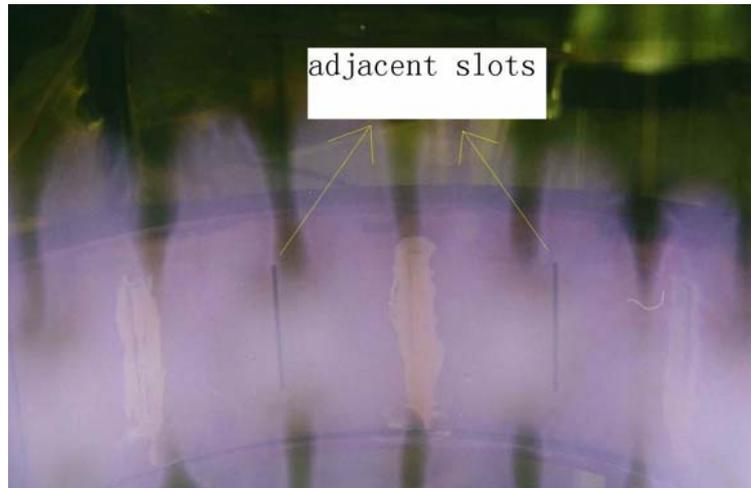
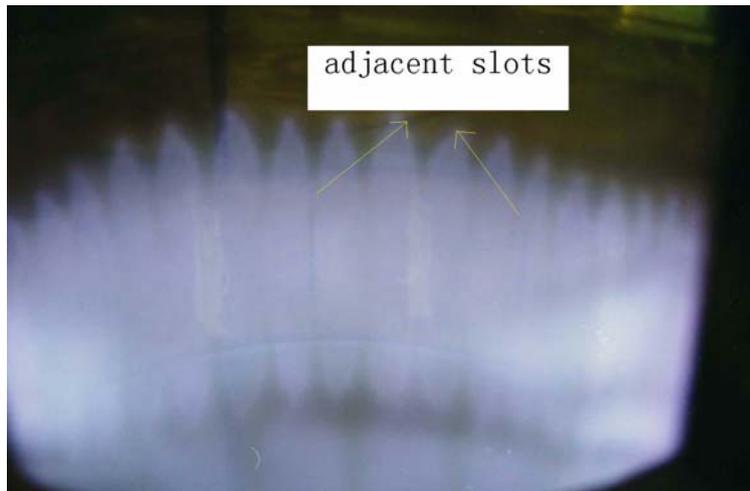


图 (11) 8 个狭缝时的氩等离子体的光发射现象

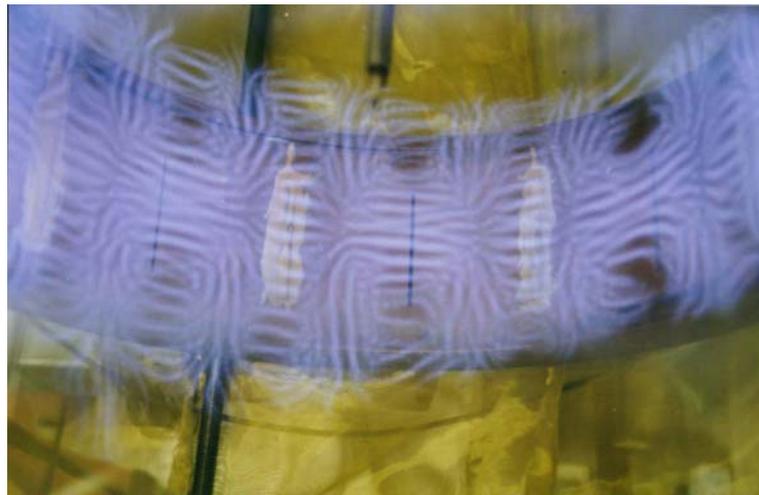
保持功率不变，当气压有 660Pa 增加到 1000Pa 时，实验观察到了等离子体状态及发光模式的跃变，光发射模式由原来的 16 条亮纹转变为 32 条。如图 (12) 所示。

这种光发射模式转变的现象在 4 个对称狭缝时的情况下，也观察到了 4 个光斑到 8 个光斑的模式跃变。仍然是在图 (11) 的情况下，保持气压不变，慢慢降低微波功率，这时光发射现象逐渐变为如图 (13) 所示的放电图样。



图（12） 功率为 1000W，气压为 1000Pa 时的光发射现象

有关该放电图样的研究分析还在进一步研究中。初步分析这是微波在通过狭缝时发生衍射以及相邻狭缝衍射相干形成的效果。



图（13） 功率为 600W，气压为 660Pa 时的光发射现象

四、讨论与总结

通过系列表面波等离子体实验，我们研究了入射微波功率、气体成分、气压范围及耦合天线形状对产生大面积均匀高密度表面波等离子体的影响。实验表明表面电磁波易于激发大面积（远大于电磁波波长）的高密度（ $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ）等离子体，无须外磁场，无电极污染，辉光放电的气压范围大，电子温度低，是具有很好综合性能的下一代等离子体源。但其均匀性及稳定性仍有待进一步改善，尤其是其径向均匀性，对于如何优化耦合狭缝天线和改善大面积等离子体径向、角向均匀性，同时进一步增大等离子体面积和密度，还有许多研究课题需要去做。

表面波等离子体特有的放电模式及其跃迁，一般情况下会对等离子体的均匀性和稳定性产生负面影响，对等离子体加工是不利的，但其中含有丰富的电磁波与等离子体相互作用的物理现象，而且实验现象非常直观。通过对这些现象的深入研究一定可以揭示更多的电磁波与等离

子体相互作用机理，对等离子体物理及其源技术的发展有着积极的意义。

参 考 文 献

- [1] I.Ghanashev, M.Nagatsu, S.Morita,H.Sugai:Large-area high-density plasma excitation using standing pure and hybrid surface-wave, *J.Vac.Sci.Technol. A*, 16(1998)1537-1541, preliminary partial publication in[B54]
- [2] H Conrads and M Schmidt, Plasma generation and plasma sources, *Plasma Sources Sci. Technol. Volume.9* Number 4 (November 2000) 441-454 .
- [3] Bluem E, Bechu S, Boisse-Laporte C, Leprince P and Marec J 1995 Spatial investigation of a large diameter microwave plasma *J. Phys. D: Appl. Phys.* 28 1529-33
- [4] M Nagatsu, G Xu, I Ghanashev, M Kanoh and H Sugai, Mode identification of surface waves excited in a planar microwave discharge, *Plasma Sources Sci. Technol.* 6 No 3 (August 1997) 427-434
- [5] H Sugai, I Ghanashev and M Nagatsu, High-density flat plasma production based on surface waves, *Plasma Sources Science and Technology* 7 No. 2 (May 1998)192-205
- [6] Liang Rongqing et al., Study of the surface modified Teflon/Ceramics complex material treated by microwave plasma with XPS analysis, *Surface&Coating Technology*, 131(2000), P. 294-299. (SCI)
- [7] D. Korzec, F. Werner, A. Brockhaus, J. Engemann, T.P. Schneider und R. J. Nemanich (1994). Characterization of a slot antenna microwave plasma source for hydrogen plasma cleaning, *J. Vac. Sci. Tehcnol.* Avolume 13,number 4,(july/august 1995) 2074-2085
- [8] M.Nagatsu,S.Morita, I.Ghanashev,A.Ito,N.Toyado,H.Sugai:Effect of slot antenna structures on production of large-area planar surface wave plasmas excited at 2.45GHz,*J.Phys.D:Appl.Phys.*33(2000)1143-1149
- [9] I.Ghanashev, H.Sugai:Mutiple Eigenmode Analysis and Density Jumps in Planar Surface-Wave plasmas with Slot-antenna Excitation,*Phys.of Plasmas* Volume.7 Number7 (July 2000)3051-3061
- [10] H.Sugai, I.Ghanashev,K.Mizuno:Tranasition of election heating mode in a planar microwave discharge at low pressures,*Appl.Phys.Letters* Volume 77 Number 22(November2000)3523-3525
- [11] Fang Fang, Rongqing Liang Yifeng Sui Q. Ou, Optical emission patterns and microwave field distributions in a cylindrical microwave plasma source, *Thin Solid Films*, 390(2001),P.197-210(SCI)