

非平衡磁控溅射双势阱静电波动及其共振耦合*

牟宗信[†] 牟晓东 贾 莉 王 春 董 闯

(大连理工大学物理与光电工程学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116024)

(2010 年 1 月 14 日收到; 2010 年 1 月 31 日收到修改稿)

非平衡磁控靶表面电场和磁场相互正交构成磁阱结构, 磁控靶和与之平行的偏压基片之间形成了另一种势阱结构, 等离子体静电波动在这两种势阱结构中形成耦合共振. 采用 Langmuir 探针研究等离子体中参数和浮置电位信号的功率谱密度. 典型放电条件下两种势阱结构中的本征频率分别约为 30—50 kHz 和 10—20 kHz, 两种势阱条件下根据声驻波共振模式计算的电子温度数值与实验结果相符合.

关键词: 等离子体, 磁控溅射, 驻波, 共振

PACC: 5220, 5235D, 5235F

1. 引 言

磁控靶的反常电荷传输机理、脉冲耦合的物理机理等问题一直存在争议^[1-4], 这些基础科学问题经常能与磁控靶具有相似物理过程的科学、工程领域的问题联系, 如静态等离子体推进、等离子体开关、空间科学、核聚变技术等^[5-12]. 磁控靶的电场和磁场相互正交, 被称为磁阱, 其中的电荷同时受电场力和 Lorentz 力作用, 存在电荷密度梯度、磁场梯度和电场梯度, 导致了复杂的不稳定性和静电波动现象^[1,3,4], 其频率在 1—10⁶ Hz 范围之内. Sheridan 和 Goree^[3]认为在电子的交叉场漂移速度大于声速时形成不稳定的离子声波模式; Martines 等^[4]倾向于不稳定交叉场漂移和密度梯度驱动的相干静电波动. 电子的反常扩散机理是研究中关心的问题, 其作用仍然不明确.

本文研究在非平衡溅射系统中出现的双势阱结构导致的静电波动及其共振耦合现象. 磁控靶表面的磁场和电场正交形成磁阱, 静电波动在磁阱中传播, 通过叠加形成驻波共振; 除此之外, 在轴向磁场的作用下磁控靶和与之平行的偏压基片之间同样也形成势阱结构, 静电波动在磁控靶和偏压基片之间反射导致驻波, 特别当两者同时存在时, 将发生相互的耦合, 形成双势阱驻波共振的现象. 采用 Langmuir 探针研

究了实验中出现的 0—300 kHz 的静电波动; 在对应磁阱和轴向势阱的两个位置上研究等离子体参数和浮置电位信号, 对浮置电位的波形曲线进行 Fourier 变换得到功率谱密度(PSD); 探讨了等离子体参数和波动特性之间的关系, 根据声驻波模式来解释静电信号的双势阱驻波共振的特性.

2. 实验条件

非平衡磁控靶由直径为 100 mm 的圆形平面磁控靶和一个同轴线圈构成. 磁控靶的表面电场和透过的磁场互相垂直, 在圆形磁控靶表面构成封闭的圆环形“跑道”, 称之为磁阱; 刻蚀痕最深的区域直径范围约为 5.2—6.4 cm. 通过改变线圈电流调整非平衡磁控溅射靶的非平衡度^[8]. 磁控靶和与之平行的基片之间的区域被称为轴向势阱. 平行磁控靶的基片支架与磁控靶之间的距离约为 0.17 m, 基片支架的偏压分别调整为 0 V (浮置状态) 和 -100 V. 放电电源为 0—1000 V 的直流电源. 放电气体是高纯 Ar (99.999%). 磁控靶的材料为纯铜 (纯度高于 99.8%). 真空室本底真空为 3×10^{-3} Pa, 放电真空度为 0.1—5 Pa. Langmuir 探针的材质是 W 丝, 长度为 3 mm, 直径为 0.4 mm, 采用陶瓷管屏蔽. 实验分别采用两种放置探针的方式同步诊断等离子体参数、浮置电位波动信号: 首先轴向测量的探针位

* 国家自然科学基金 (批准号: 50407015) 资助的课题.

[†] E-mail: mzungxin@dlut.edu.cn

置一($P1$)距离磁控靶的表面为 2 cm, 刚好位于刻蚀痕迹的上方, 此位置的磁场方向平行于磁控靶的表面, 线圈电流为 1 A 时, 磁感应强度为 14 mT; 位置二($P2$)位于溅射靶对称轴处, 到阴极距离为 10 cm, 这个位置的磁场方向垂直于磁控靶的表面, 线圈电流为 1 A 时, 磁感应强度为 1.7 mT, 实验的线圈电流为 1 A, 气压为 0.35 Pa. 功率为 0.35 和 1.13 kW 时, 在 $P1, P2$ 两位置为同步测量; 第二种方式为沿磁控靶径向同步测量, 放置探针的位置距离磁控靶高度与位置 $P1$ 相同, 沿径向放置的探针位置距磁控靶中心轴的距离分别为 1.6, 2.4, 3.2 和 4.0 cm, 其中 2.4 cm 的距离的位置对应轴向测量位置 $P1$, 实验线圈电流为 1 A, 气压为 0.35 Pa, 功率为 0.35 kW, 上述实验的基片偏压均为 -100 V. Langmuir 探针的浮置电位信号数据直接经过高阻抗端口接入示波器 (Tektronix 示波器型号为 TDS2022, 200 MHz, 2×10^{-4} T/s) 和进行 Fourier 变换, 信号采集窗口为 Hanning 窗口.

3. 结果和讨论

Langmuir 探针同步诊断轴向两个位置的等离子

体参数、浮置电位波动信号, 其中浮置电位波动信号和对应的 PSD 分别如图 1((a)—(d)) 和图 1((e)—(h)) 所示, 实验条件为线圈电流 1 A, 气压 0.35 Pa. 径向位置的浮置电位波动信号波形和对应的 PSD 如图 2((a)—(d)) 和图 2((e)—(h)) 所示, 实验条件为线圈电流 1 A, 气压 0.35 Pa, 功率 0.35 kW. 其中图 2(a)—(d) 为浮置电位波形, 图 2(e)—(h) 为对应的 PSD. 与图 1(a) 的实验条件对应的电子能量分布如图 3 所示, 除图例所示条件之外, 其他条件与图 1(a) 相同. 静电波动特性(均方差比均值)如表 1 所示, 实验条件与图 1 相同.

当基片偏压为 0 V, 位置 $P1$ 的电子温度数值为 10—26 eV 之间, 位置 $P2$ 的电子温度为 3—7 eV; 当基片偏压为 -100 V 时, 位置 $P1$ 的电子温度数值在 7—16 eV 之间, 位置 $P2$ 的电子温度为 5—12 eV, 表明 -100 V 的基片偏压使 $P2$ 处的电子温度数值平均增加了 30%, 起到约束电子和积聚能量的效果. 图 3 中的电子能量分布曲线都被展宽, 而且磁阱中的电子能量分布曲线在两种偏压条件下都表现了两个峰值, 推测来自于静电波动和高能电子带来的能量影响^[12].

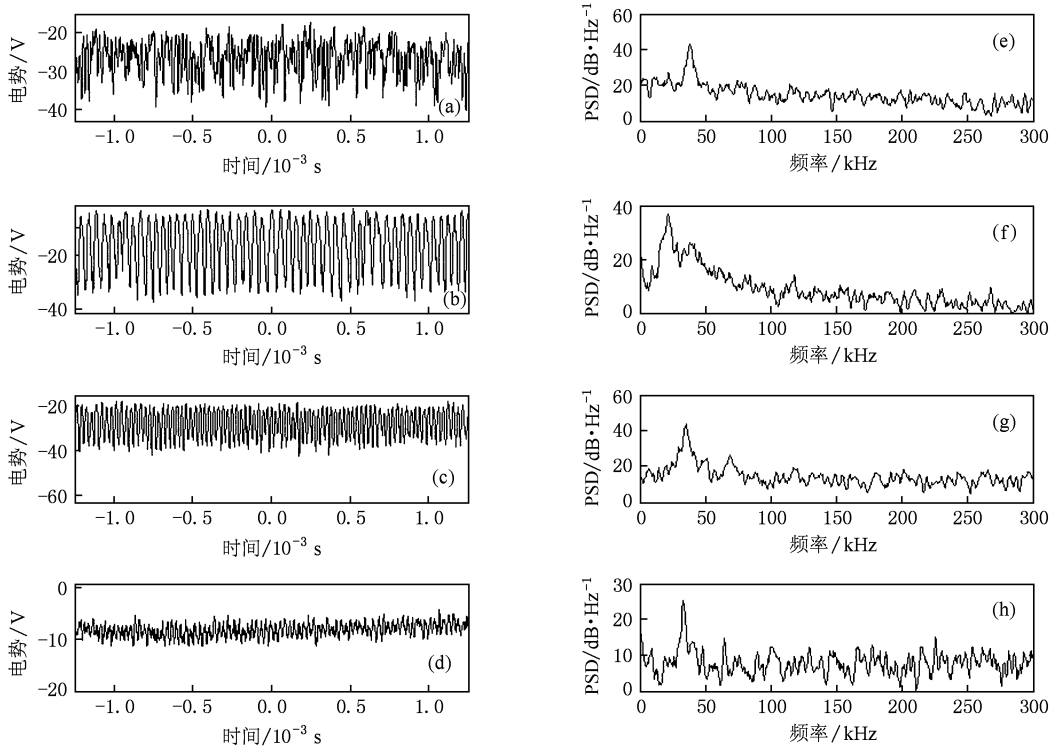


图1 Langmuir 探针分别在轴向不同位置测量的浮置电位波形((a)—(d))和对应的 PSD((e)—(h)) (a),(e) $P1$ 处, 功率为 0.35 kW; (b),(f) $P2$ 处, 功率为 0.35 kW; (c),(g) $P1$ 处, 功率为 1.13 kW; (d),(h) $P2$ 处, 功率为 1.13 kW

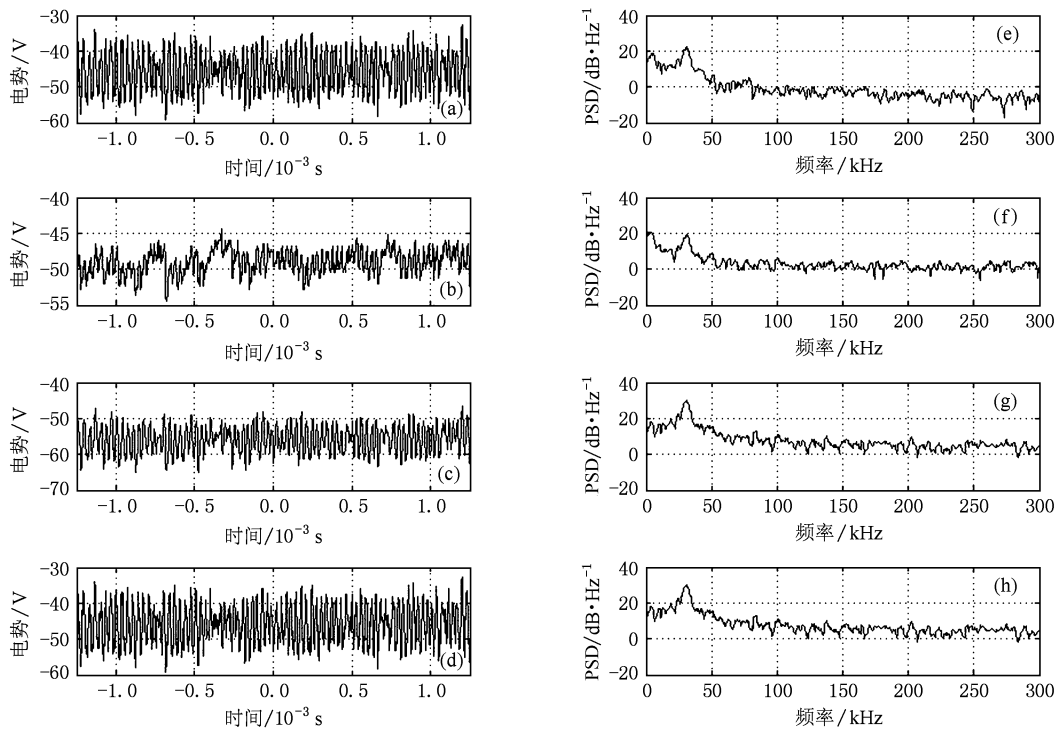


图2 Langmuir 探针在径向位置测量浮置电位波形((a)—(d))和对应的 PSD((e)—(h)) (a),(e) $d=1.6$ cm; (b),(f) $d=2.4$ cm; (c),(g) $d=3.2$ cm; (d),(h) $d=4.0$ cm

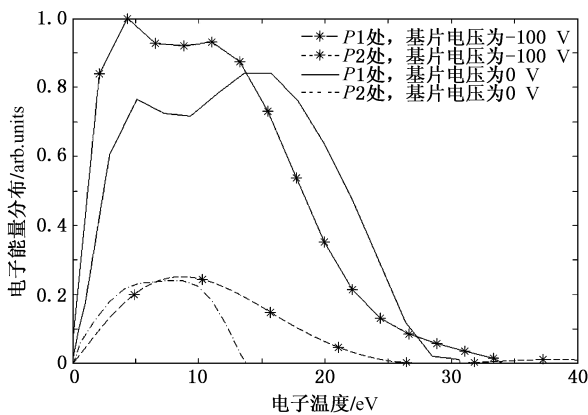


图3 Langmuir 探针在 $P1, P2$ 两个位置同步测量的电子能量分布

外加磁场主要影响同一位置的电子温度和等离子体电势,对于等离子体的密度影响不显著,但是两个位置上等离子体的密度、电势和电子温度在数值上差别非常大,同样的基片偏压条件下,等离

子体密度约相差两个数量级;变化偏压条件,两个位置的等离子体密度增长率分别为 -3% 和 49% ,偏压使 $P2$ 处的电子温度和等离子体密度都相应提高; $P1$ 处的电子温度有提高的趋势,但等离子体密度却有降低的趋势;等离子体密度波动幅值在 $P1$ 处为 7% 以下,在位置 $P2$ 处可能处于大幅度的波动状态。

实验中发现了 Langmuir 探针信号的显著波动现象,其频率范围在 300 kHz 以下,相对于电子和离子,等离子体频率属于低频静电波动的范畴.从图 1 (a) 中观察到浮置电位波动幅度大于 90% ;图 1 的浮置电位信号((a)—(d))与 PSD((e)—(h))互相对应,频谱图上对应的共振频率分别列于表 1 中,分别为两个势阱中出现的基频和谐振频率, $\delta n/\bar{n}$ 为等离子体密度的均方根与平均值的比值, $\delta V_f/\bar{V}_f$ 为浮置电位的均方根与平均值的比值,特定条件下等离

表 1 典型实验条件位置 $P1, P2$ 处的静电波动特性比较

功率/kW	$\delta V_f/\bar{V}_f$		$\delta n/\bar{n}$		频率/kHz	
	$P1$	$P2$	$P1$	$P2$	$P1$	$P2$
0.35	0.956	5.988	0.012	9.833	21.7, 38.5	21.2, 38.5
1.13	1.559	0.423	0.058	0.001	34.5	33.8

子体密度波动的特性比较明显. 位于磁阱的 $P1$ 处和位于轴向势阱的 $P2$ 处之间有互相对应的不连续的共振频率范围, 分别为 10—20 kHz 和 30—50 kHz, 条件变化时两种频率不能连续变化, 取决于电子温度和势阱的几何尺寸. 没有基片偏压作用时, $P2$ 处的电子温度数值较低且没有共振信号, 只能在磁阱中测量到共振频率. 当功率为 1.13 kW 时两种阱的共振本征频率相同.

当磁场和气压条件变化时, 共振频率随之变化. 调整线圈电流为 1 A 时, 磁阱中的静电波动的信号最好; 气压条件为 0.35 Pa, 功率从 0.35 kW 增加到 1.13 kW, 共振的本征频率从 38.5 kHz 下降到 37.2 kHz; 功率条件为 0.35 kW, 气压从 0.35 Pa 增加到 0.64 Pa, 共振的本征频率从 34.5 kHz 增加到 37.2 kHz, 轴向势阱中的静电波动有类似的变化规律. 从图 2 可以看出, 径向位置的静电波动保持同样共振峰值频率, 虽然沿径向的磁场强度和方向都发生了变化, 但共振的峰值没有明显变化, 只是 PSD 幅值发生了相对的变化, 图 2(b) 位置共振的峰值最低, 而且出现一个较低频率的峰值, 其形成原因还有待研究.

电荷的交叉场漂移运动和电荷密度梯度可能导致不稳定性^[4], 二次电子发射或者是电子的漂移运动都可能形成高能电子^[12], 通过粒子碰撞和 Landau 阻尼衰减为相干静电波动, 静电波动倾向于受到电场、磁场等放电条件影响的等离子体声波^[3,4]; 另一种诱导不稳定性机理为粒子束-等离子体不稳定性, 导致共振的条件为 $\omega - kv - n\omega_{ic} = 0$, 其中 ω 是等离子体波动圆频率, 离子回旋圆频率为 $\omega_{ic} = eB/m_i$, k 为波数, v 为波动的传播速度, m_i 为离子质量, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. 如果波长远大于或接近粒子的自由程, 粒子和波动之间能够进行有效的能量交换, 当粒子速度大于波速时, 粒子将能量交给波, 使静电振荡激发起来, 产生不稳定性. 根据表 2 的数据可以看出两个位置离子回旋频率和实验发现的驻波频率范围相差较大, 离子回旋共振可能是形成伴峰的机理, 从 PSD 图 1((e)—(h))读出的伴峰间距与表 2 中离子回旋频率的数值一致. 离子回旋频率为 $f_{ic} = eB/2\pi m_i$, 其中 e 为电子电荷, B 为磁场感应强度, ν_{ei} 为电子与中性粒子之间的碰撞频率, r_{ec} 为电子回旋半径, f_s 为静电波动的特征频率.

表 2 与图 1 结果对应的电子温度计算值和实验测量值的对比

位置	f_s/kHz	f_{ic}/kHz	T_e/eV	T'_e/eV	$\nu_{ei}/10^7 \text{ Hz}$	r_{ec}/mm	$C_s/\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$	n
$P1$	34.5	5.57	14.20	15.9	1.47	0.78	5.12	1
$P2$	33.8	0.67	6.12	5.9	1.10	4.8	3.84	3
$P1$	38.5	5.57	17.88	15.5	1.44	0.77	5.02	1
$P2$	21.7	0.67	5.68	5.3	1.04	4.6	3.64	2

磁控靶表面环形的磁阱是等离子体静电波动传播的“跑道”, 波动传播中每一个电荷粒子相当于势阱中微小的谐振子, 电子的自由程远小于磁阱的空间尺度, 静电波动将沿着磁控靶的磁阱这个封闭的空间中进行传播, 特定频率的波动分量可能在势阱中得到激发形成驻波共振; 通过电荷的密度起伏, 磁阱中的驻波能够共振耦合到轴向势阱中, 轴向势阱的静电波动会在偏压基片和磁控靶的鞘层反射^[5], 也形成了驻波共振, 而且两者之间存在互相耦合的可能性, 如图 1(c) 和 (d) 所示, 当功率增加时这种效果更明显.

根据磁阱中圆环形势阱相位连续性的要求, 波长只能等于或小于磁阱的周长 c , 波速由频率和波长来确定. 因此根据驻波的边界条件要求, 驻波的波长为 $\lambda_n = c/n$, 其中 λ 为波长, c 为磁控靶上磁阱

的周长, $n = 1, 2, 3, \dots$, 驻波的频率为 $\gamma_n = C_s/\lambda_n$, 其中声速为 $C_s = \sqrt{T_e/m_i}$, T_e 为计算电子温度, 典型条件下的本征共振频率见表 1. 同理, 在磁控靶的轴向势阱中共振的条件是 $\lambda_n = 2l/n$, 其中 l 为轴向势阱的长度, 频率的计算方式和上面一致. 在离子声驻波的模式下, 根据势阱的几何长度和本征频率的数值就能够得出电子温度, 在实验装置的几何尺度和测量数值条件下, 计算的电子温度和实验测量的电子温度对比结果如表 2 所示, 放电条件与图 1 中相同, 其中 T'_e 为实验测量的电子温度数值. 实验中磁控靶到基片之间的距离近似等于磁控靶上的环形跑道周长, 考虑到实验的误差和其他未考虑在内的因素影响, 对比发现两者之间比较符合, 实验结果也表明静电波动还要受到磁场、气压、功率、溅射材料等因素的影响, 这些因素将作为后续研究的内

容. 从目前的实验结果分析, 一般在磁阱中的声静电驻波模式数 $n = 1$, 在轴向势阱中由于电子温度随放电条件变化较大, 可能形成高模式数的静电驻波, 磁阱中的驻波模式数和轴向势阱中的驻波模式数存在不同的匹配情况, 如表 2 所示, 磁阱中的动力学过程起到主要的作用. 根据典型实验数据计算的磁阱中的角向漂移速度为 8—18 km/s, 声速约为 5.0 km/s, 电场强度为 150—200 V/m, 与文献 [3,11] 的数据相近. 由于驻波的本身不传递粒子, 但是可能通过影响电荷振动改变能量的传递过程, 实验中等离子体密度没有发生显著的变化, 从电子能量分布曲线可以看出, 电子能量分布曲线偏离了 Maxwell 分布, 偏压为 -100 V 时 $P1$ 位置的电子温度分布曲线向低温迁移, 而 $P2$ 处的电子温度的变化趋势相反, 表明静电波动可能提高了 $P2$ 位置的

电子能量, 所以轴向势阱对于提高电子能量分布有显著的影响, 可能与静电波动的激发有直接关系, 这方面的深入研究正在进行.

4. 结 论

综上所述, 本文实验结果表明磁阱和轴向势阱中的静电波动能够发生驻波共振及其相互耦合. 通过 Langmuir 探针研究与磁阱、轴向势阱对应的两个位置及磁阱径向位置浮置电位信号的波动特征, PSD 表现了典型的共振现象; 通过声驻波模型在共振频率的基础上计算的电子温度数值和实验结果比较符合, 电子能量分布曲线表明两个位置的电子能量分布被展宽, 同时轴向势阱有助于提高其中的电子能量, 并与静电波动驻波模式数有密切关系.

-
- [1] Thornton J A 1978 *J. Vac. Sci. Technol.* **A15** 171
- [2] Rossnagel S M, Kaufman H R 1987 *J. Vac. Sci. Technol.* **A5** 2276
- [3] Sheridan T E, Goree J 1989 *J. Vac. Sci. Technol.* **A7** 1014
- [4] Martines E, Spolaore M, Tramontin L, Cavazzana R, Serianni G, Zuin M, Antoni V 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3042
- [5] Bohm D, Gross E P 1949 *Phys. Rev.* **75** 1851
- [6] Hoh F C 1962 *Rev. Modern Phys.* **34** 267
- [7] Simon A 1963 *Phys. Fluids* **6** 382
- [8] Mu Z X, Li G Q, Che D L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1994 (in Chinese) [牟宗信、李国卿、车德良 2004 物理学报 **53** 1994]
- [9] Mu Z X, Li G Q, Qin F W, Huang K Y, Che D L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1378 (in Chinese) [牟宗信、李国卿、秦福文、黄开玉、车德良 2005 物理学报 **54** 1378]
- [10] Brochard F, Gravier E, Bonhomme G 2005 *Phys. Plasma* **12** 1
- [11] Bradley J W, Thompson S, Gonzalvo Y A 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 490
- [12] Ma T C, Hu X W, Chen Y H 1988 *The Principle of Plasma Physics* (Hefei: Chinese Science and Technology University Press) p340 (in Chinese) [马腾才、胡希伟、陈银华 1988 等离子体物理 (合肥: 中国科技大学出版社) 第 340 页]

Electrostatic oscillation and coupling resonance in double trap of unbalanced magnetron sputtering*

Mu Zong-Xin[†] Mu Xiao-Dong Jia Li Wang Chun Dong Chuang

(Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams of Ministry of Education,
School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 14 January 2010; revised manuscript received 31 January 2010)

Abstract

The coupling resonance is induced by the plasma electrostatic oscillation in the magnetic trap consisting of the cross-field at the surface of the unbalanced magnetron sputtering target and the potential well composed of the magnetron sputtering target and the opposite bias substrate in parallel. Langmuir probe was used to study the plasma properties and power spectra density (PSD) of the floating potential signals. Under typical discharge conditions, the eigenfrequencies in both traps were respectively in the range of 30—50 kHz or 10—20 kHz, and the electron temperatures in both traps calculated with the acoustic standing wave mode conformed with the experimental results.

Keywords: plasma, magnetron, standing wave, resonance

PACC: 5220, 5235D, 5235F

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50407015).

[†] E-mail: mzungxin@dlut.edu.cn