

直流电源耦合高功率脉冲非平衡磁控溅射电离特性*

牟宗信[†] 牟晓东 王春 贾莉 董闯

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

(2010年2月23日收到;2010年3月23日收到修改稿)

采用直流电源放电形成高功率脉冲非平衡磁控溅射(dc-high power impulse unbalanced magnetron sputtering, dc-HPPUMS 或 dc-HiPiUMS),利用雪崩放电的击穿机理形成深度自触发放电,同轴线圈和空心阴极控制放电特性和提高功率密度.磁阱俘获雪崩放电形成的二次电子和形成漂移电流,形成了大电流脉冲放电,放电脉冲电流密度峰值超过 100 A/cm^2 ,脉冲频率小于 40 Hz .由于放电等离子体远没有达到平衡状态,放电电流主要受到空间电荷效应的限制,采用放电理论分析了形成高电离率和强脉冲电流的机理,采用蔡尔德定律计算的放电参数符合实验的结果.

关键词: 放电, 脉冲技术

PACS: 52.80.Dy, 82.40.Fp

1. 引言

高脉冲功率磁控溅射(high power impulse unbalanced magnetron sputtering, HPPMS 或 HiPMS)是上世纪90年代出现的一种新型磁控溅射技术,被认为是形成高密度等离子体、高沉积速率的磁控溅射技术,是目前磁控溅射领域的热点研究方向^[1-6].由于磁控靶交叉场的三维结构和与等离子体作用非常复杂,目前这种技术仍然处于基础研究阶段.HPPMS的特征是脉冲放电功率达到 MW 量级,溅射粒子的电离率达到 10%—70% 以上,脉冲离子电流达到几个 A/cm^2 .一般采用开关脉冲电源放电,采用光谱分析、能谱分析和静电探针技术诊断高功率脉冲磁控溅射放电特性和等离子体特征^[1].

磁控靶的交叉场与磁控靶构成封闭的约束电子空间,称为磁阱,实验结果表明电荷越过交叉场的效率远高于由经典扩散机制决定的效率^[7].一般的磁控溅射属于稳态磁控放电,如直流磁控溅射和中频脉冲磁控溅射,理论研究一般根据等离子体鞘层理论、流体理论等^[8-13].高功率磁控溅射放电形成了高电离率、远离平衡态的等离子体,对这种放电现象的研究需要考虑特殊的电磁场结构和放电

特征.

本文采用直流电源耦合形成了高脉冲功率非平衡磁控溅射,外加线圈和空心阴极效应改善了脉冲特性.分析中考虑了脉冲放电中的雪崩放电机制及交叉场对放电过程的特殊作用,放电过程中离子轰击磁控靶产生雪崩放电,又由于交叉场约束高能二次电子增强前述的雪崩放电过程,使放电电流增长速率进一步提高;由于形成高密度等离子体的时间远小于离子的迁移需要的时间,脉冲过程中等离子体远未达到动力学平衡状态,空间电荷限制效应是影响放电电子电流和离子电流的重要机理;采用放电理论分析了高功率脉冲非平衡磁控溅射的交叉场对磁阱中电荷增长率的影响;针对脉冲放电过程磁场对电子运动的影响,采用磁绝缘理论讨论了放电的磁场条件,在实验数据基础上初步计算结果表明等离子体密度超过 10^{19} m^{-3} ,离化率达到 20% 以上,在实验结果的基础上讨论了形成高功率脉冲磁控溅射的电离特性.

2. 实验和结果

非平衡磁控溅射系统结构和磁场结构参见图

* 国家自然科学基金(批准号:50407015),辽宁省教育厅科研项目资助的课题.

[†] E-mail: mzxongxin@dlut.edu.cn

1, 圆形平面磁控溅射靶的直径为 10 cm, 通过调整线圈电流调整磁控靶表面磁场(见文献[12]), 磁控靶材料为纯铜(纯度高于 99.8%). 直流电源电压范围是 0—1000 V. 真空室采用分子泵抽到 3×10^{-3} Pa, 采用气体质量流量计调节气体流量并控制放电气压为 0.1—5 Pa, 充入高纯 Ar(99.999%) 进行放电. 放电电流的取样电阻为 0.05 Ω , 放电数据输入示波器(Tektronix DPO3034, 200 MHz, 2.5GS/s). 磁控靶和与之平行的基片台之间的距离为 18 cm, 采用与磁控靶相对放置直径为 7 cm 的圆形平面电极收集离子饱和电流, 平面电极材质为不锈钢, 除收集电流的电极表面外其他位置被屏蔽, 测量离子电流 I_c 时电极施加偏压为 -100 V, 精密取样电阻为 1 Ω . Langmuir 探针置于磁控靶前 14 cm 处测量浮置电位, W 丝探针的直径为 0.3 mm, 长度为 3 mm.

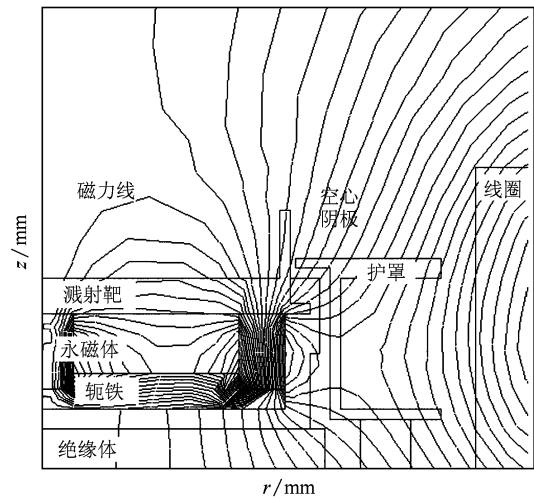


图1 dc-HPPUMS 高脉冲功率磁控溅射系统结构和磁场结构

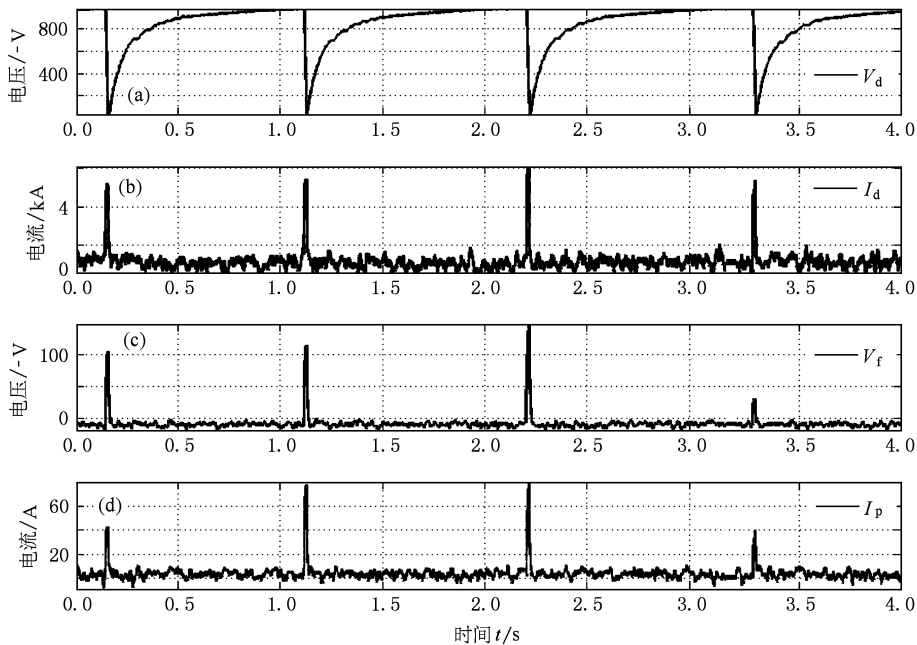


图2 dc-HPPUMS 放电特性的时间变化曲线 (a) 电压曲线 V_d ; (b) 电流曲线 I_d ; (c) 平面电极浮置电位 V_f ; (d) 平面电极离子电流 I_p

高功率脉冲磁控溅射放电的典型时间变化特性曲线如图 2 所示, 其中 (a) 为电压的脉冲曲线; (b) 为同步的电流脉冲曲线; (c) 为平面电极的浮置电位; (d) 为平面电极测得的脉冲离子束流, 平均放电功率为 3 kW, 放电气压为 0.6 Pa, 固定线圈电流为 6 A. 提高放电电压达到击穿电压 -980 V 左右时发生放电击穿, 磁控靶的电压大幅度降低, 导致放电终止, 当再一次达到击穿电压时, 又发生放电击

穿, 这种脉冲过程不断持续, 导致形成大幅度的脉冲放电, 脉冲频率为 1 Hz 左右, 脉冲电流峰值大于 7.5 kA, 功率密度峰值达到 18 kW/cm², 电流脉冲的半高宽为 1—6 ms, 浮置电位的最大值达到 -80 V, 平面电极上的脉冲离子电流达到 36 A 左右. 脉冲放电的频率随平衡功率的增加而线性增加. 线圈电流变化时放电频率的最大峰值为 40 Hz 左右. 图 2 的电压脉冲曲线由电源中的电容充放电特性确定, 充

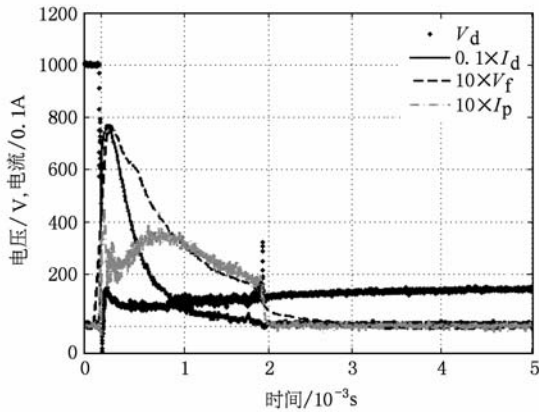


图3 dc-HPPUMS 脉冲信号的同步测量结果

电电压曲线近似为 $U = U_s(1 - e^{-t/\tau_1})$, 其中 U_s 是峰值电压, 放电的特性是 $U = U_s(e^{-t/\tau_2})$, τ_1, τ_2 为待定的时间常数, 受放电功率、气压和线圈电流等放电条件影响; 图 3 是 dc-HPPUMS 脉冲信号的同步测量结果, 表明随着电压跌落到最低点, 电流脉冲达到最大值, 同时形成浮置电位脉冲和离子电流脉冲, 电流脉冲降低时, 平面电极上的离子电流脉冲和浮置电位脉冲仍然持续到 2 ms, 实验中也发现脉宽可能持续到 10 ms 左右. 本文实验给出的脉冲电流性能指标远高于一般文献的报道^[1], 为深入阐述其中机理, 采用示波器分析电流增长的过程, 图 4 是 dc-HPPUMS 脉冲电流增长信号随时间的变化关系, 发现电流的增加分成两个阶段, 第一个阶段是处于气体电离阶段, 电荷轰击磁控靶形成二次电子, 二次电子电离气体形成雪崩放电, 这个阶段的电流增长率随时间以指数函数变化, 且与气压有关, 图 4 中 0.6 Pa 的放电气压条件下电流增长率高于 0.3 Pa 的电流增长率; 第二个阶段的电流增长率不随气压变化, 随时间以线性关系增长, 后文分析表明这种电流增长特性是受磁阱影响导致的.

根据浮置电位和电子温度的关系 $V_f = -(T_e/2)(1 + \ln(m_i/2\pi m_e))$ 能够近似计算电子温度 T_e ^[10], 其中 m_i 为离子质量, m_e 为电子质量, 计算中取浮置电位的半高值, 图 3 对应的实验条件下, $V_f = -38V, T_e \approx 3.68 eV$, 当变化实验条件时 T_e 的数值在 3—10 eV 之间变化; 根据玻姆速度计算等离子体密度, 平面电极的离子电流为 $I_p = 0.605en_0C_sS$, 其中 e 为基本电荷, n_0 为平面电极前的等离子体密度, C_s 为离子声速, S 为平面电极的面积, $I_p = 36$

A, 计算的等离子体密度约为 $4.46 \times 10^{19}/m^3$, 电离率大于 20%, 变化实验条件时, 等离子体密度在 $(1.0-8.0) \times 10^{19}/m^3$ 之间变化. 同轴线圈形成的磁场能够约束放电电荷或等离子体, 使之聚焦于轴线附近. 空心阴极能够控制启辉时“爆炸”电荷的发散趋势, 空心阴极效应也有助于进一步提高电离率和脉冲效率. 放电平均功率通过影响电源的电容充电速率从而影响放电频率, 线圈电流对放电频率的影响机理为: 一方面是约束电荷使之轰击到磁控靶的概率提高, 所以放电的频率随线圈电流的增加而提高; 另一方面磁镜效应提高了离子轰击磁控靶的电压阈值, 又导致放电的脉冲频率随线圈电流的提高而降低, 实验结果包含这两种效应共同作用. 根据前文数据能够近似计算鞘层的厚度, $d_s = 0.606\lambda_D(2V_d/T_e)^{3/4}$, V_d 为放电电压, λ_D 为德拜长度, 计算结果为 $d_s \approx 0.11 mm$. 本文针对脉冲电流增长的两个阶段的电离特性进行研究, 并给出了解析的分析过程.

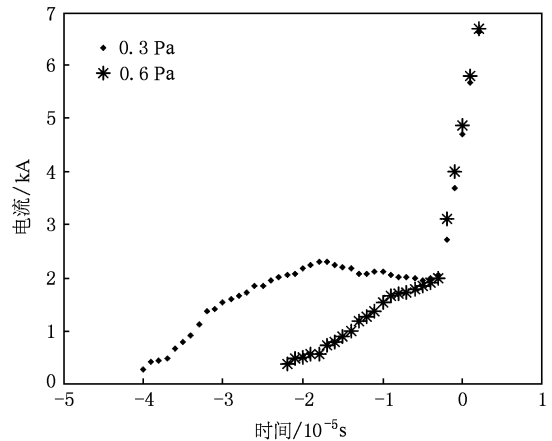


图4 dc-HPPUMS 脉冲电流增长信号随时间的变化关系

3. 电离特性

放电瞬间的动力学过程非常复杂, 本文采用等离子体理论描述放电的动力学过程^[14]. 放电启辉之前, 磁控靶上的电压低于放电阈值 V_{d0} 时, 即 $V_d < V_{d0}$, 磁阱中存在暗电流 I_0 , 这时到达磁控靶的离子能量低于形成二次电子的阈值能量; 当 $V_d \geq V_{d0}$, 则离子轰击磁控靶形成二次电子, 根据 Paschen 定律, 启辉电压为 $V_d = f(Pl)$, 其中 P 为放电气压, l 为磁控靶到阳极之间的距离. 二次电子在鞘层中获得了

很高的能量,能够撞击中性粒子发生离化,即是 α 过程;根据汤生放电理论,形成自持放电的条件为, $\gamma(\exp(\alpha l) - 1) = 1$, γ 为二次电子发射系数,汤生电流 I 呈指数增长趋势 $I = I_0 \exp(\alpha l)$, α 为汤生第一电离系数, l 是电子迁移经过的距离.

磁阱约束二次电子导致二次电子的离化作用被限制在磁阱中,可能导致磁控靶雪崩放电电流的增长速率远高于一般辉光放电,从而形成较高的脉冲电流.磁控靶的启辉过程中离子不受磁场的影响,二次电子则在交叉场中漂移运动,因此雪崩电流公式中的 l 是电子在磁阱中经过的路径长度,包括电子的拉摩运动和平动,二次电子的电离被限制在磁阱中,这时由于电荷在磁阱中聚集,电荷的增长速率远高于一般的辉光放电,由于离子不被磁化,而且鞘层的厚度 $d_s \leq d < l$, d 为磁阱作用区域, α 过程形成的离子被加速到远高于形成二次电子的阈值能量和轰击到磁控靶的时间 τ 为微秒量级,比如在典型的实验条件, $V_d = -700$ V,磁阱磁场作用长度为 $d = 1-5$ mm, $\tau < 5$ μ s,这个时间远小于实验中ms量级的脉冲宽度,脉宽也远大于等离子体达到平衡的特征时间,电子可能通过与中性粒子、离子碰撞充分交换能量,使磁阱中的等离子体处于热平衡状态.

理论分析采用二维坐标系的slab模型,其中 X 轴垂直于磁控靶, Y 轴平行磁控靶而且沿磁阱方向延伸,电场方向与 X 轴方向相反,磁场垂直 $X-Y$ 平面向外,霍尔电流方向与 Y 轴方向一致.等离子体属于低温稀薄等离子体,电子和离子能量分布近似为麦克斯韦分布,忽略电子压力和离子压力,主要考虑磁场对放电的影响,在等离子体中使用准中性条件,引入泊松方程、连续性方程和双流体动力学方程描述放电过程的动力学过程;根据双流体运动方程和广义欧姆定律的分析结果,电子在横越磁力线的时候,其电导率减低了 $1/(1 + \omega_e^2/\nu_{en}^2)$,其中 ω_e 为磁阱电子回旋频率, ν_{en} 是磁阱电子和中性原子之间的碰撞频率,垂直于磁场方向的电场引起的电流不再只沿电场方向流动,出现一个垂直于电场和磁场的电流分量,称其为霍尔电流,在霍尔电流方向上的电导率要比电场方向上的电导率大 ω_e/ν_{en} 倍,Rosnagel^[9]和Bradley等人^[13]认为霍尔电流 J_{ey} 和传导电流 J_{ex} 之间的关系近似为

$$J_{ey} = J_{ex} \omega_e / \nu_{en}, \quad (1)$$

其中系数 $\omega_e/\nu_{en} \gg 1$,所以漂移电流远大于传导的

电流,由于电子被约束在磁阱中,可以认为漂移电流主要由电子构成,离子的运动不受磁场的影响,离子在轴向电场的作用下向对电极运动,运动的时间量级为ms量级,决定了实验中的脉冲宽度为ms量级.在 X 轴的方向,离子的迁移率为 $\mu_{ix} = e/m_i \nu_{en}$,受到磁阱的磁场影响的电子迁移率为 $\mu_{ex} = e/m_e \nu_{en} (1 + \omega_e^2/\nu_{en}^2)$,电子穿过磁阱的迁移率小于离子的迁移率,电子速度和离子速度在 X 轴方向有如下关系:

$$u_{ex} \approx u_{ix} = \sigma_{ix} E_x, \quad (2)$$

其中 $\sigma_{ix} = e^2 n_0 / m_i \nu_{en}$ 为离子电导率.磁阱对离子运动的影响可以忽略,主要影响电子的运动状态,电子在磁控靶的前端聚集,因此电子是影响鞘层动力学特性的主要因素,在空间电荷限制条件下阴极电荷分布满足泊松分布方程为^[11]

$$\nabla_x E_x = - \frac{en_e}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

式中 n_e 是电子密度, ϵ_0 是真空介电常数.放电空间的平板模型中无电子源和电子吸收,经过分析能够得到

$$\nabla_x E_x = \frac{J_d}{\epsilon_0} \left(v_0^2 + \frac{2eV_d}{m_e} \right)^{-1/2}, \quad (4)$$

其中 v_0 为二次电子发射的初始速度, J_d 为放电电流密度.假设 $v_0 \approx 0$ 后得到电场梯度的表达式.一般磁控靶中磁阱的空间大于鞘层的厚度,二次电子主要被磁阱捕获和与中性离子碰撞电离,形成漂移电流,磁阱中的电子连续性方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_{ey} = n_e n_g \langle \sigma_i v_e \rangle, \quad (5)$$

其中 $\Gamma_{ey} = J_{ey}/e$ 为磁阱中的电子束流, n_e 为电子密度, n_g 为中性气体密度, σ_i 为电离截面, v_e 为电子热运动速度.根据前文的实验数据分析,电流的增长速率分为两个阶段,漂移电流中的一部分是来自二次电子发射,设二次电子的发射系数为 $\gamma = 0.1$,影响漂移电流的系数为 $(1 + \gamma)$,另外由于脉冲放电过程中存在电子-电子碰撞和离子-电子碰撞,要考虑等离子体内部的这种摩擦效应,相应的将影响因子为0.51,两种影响因素可以表达为同一个因子中,设 $\zeta = 0.51(1 + \gamma)$,根据不同的实验条件这个系数的取值约为0.5—2,根据(1)—(5)式并引入分别与两个电流增长阶段对应的常数 $\alpha = n_g \langle \sigma_i v_e \rangle$

和 $\beta = \frac{\zeta J_d}{\epsilon_0 \omega_e} \sqrt{\frac{e}{2m_i V_d}}$,电子密度的增长率为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\alpha + \beta)n_e. \quad (6)$$

在边界条件 $t \in (0, t), n_e \in (n_{e0}, n_e)$ 求解上式, 磁阱中电子密度随时间的变化关系为

$$n_e = n_{e0} \exp((\alpha + \beta)t), \quad (7)$$

其中 n_{e0} 为磁阱中的初始电子密度. 假设磁阱中漂移电流速度为 $u_{ey} = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$, 上述关系与电流的增长速率是一致的. 电子密度的增长系数中 α 与气压有关, 从图 4 中能够看到这种差别, β 是与气压无关的常数, 只与放电电流密度、放电电压、磁场条件和靶材料有关, 根据上面公式和相应的实验结果计算的 α, β 与气压之间的关系如图 5 所示. 采用实验的数值, 分别取两种电流增长阶段的电流时间特性计算电子电流的两种增长系数与气压之间的关系如图 5 所示, 计算中只需要三种参数 $B = 0.1 \text{ T}, V_d = -700 \text{ V}$, 放电电流峰值近似为 $I_d = 8 \text{ kA}$, 实验的数据和理论计算的结果非常符合. 通过上述的解析结果证明, 脉冲放电漂移电流导致的 n_e 增长系数可以远大于一般放电的 n_e 增长系数, 能够解释本文中工作中放电电流超出一般文献报道的数值的原因, 一方面是直流电源放电中没有开关器件的限制, 放电电流峰值只取决于电源的输出阻抗; 另一方面是放电过程中存在导致电流急剧增加的内在机制, 而且放电电源的时间特性和功率能够满足形成高功率脉冲放电的要求.

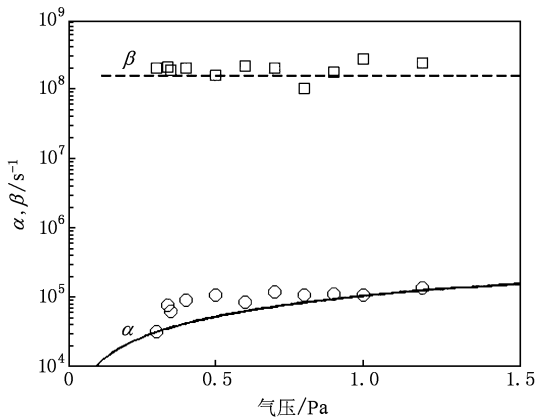


图 5 磁阱中电子增长系数随气压的变化关系

4. 磁场条件

本文利用雪崩放电的电离不稳定性形成高功

率和高束流通量的等离子体放电, 假设离子的运动速度为 10^4 m/s 量级, 考虑到真空室的空间尺度, 离子运动速度决定放电脉冲时间宽度为 ms 量级, 在发生雪崩电离的瞬间, 电荷运动更近似一种“爆炸发射”^[15], 由于放电时间太短, 等离子体还没有达到平衡状态, 因此, 磁阱中的电荷迁移主要受到空间电荷限制条件影响. 实验结果表明, 放电状态将持续到磁控靶上的电压远低于一般磁控放电的电压范围. 从图 2 中能够看到充电时间常数远远大于放电时间常数, 即 $\tau_1 \gg \tau_2$, 即电容的充电速率远远小于放电的速率. 磁场条件对脉冲的形成有重要影响, 脉冲形成过程类似于磁绝缘的物理过程, 根据磁绝缘二极管理论^[16], 在电子电荷和离子电荷能够有效分离的情况下, 磁场的条件为

$$B_r = (2V_d m_e / e)^{1/2} / d, \quad (8)$$

其中 d 是等效的电极间隙, 两极间隙近似于磁阱磁场的有效作用区域, 约为 1—5 mm, 计算的临界磁场为 $B_r = 0.02—0.09 \text{ T}$, 小于实验装置中对应的磁场参数.

5. 离子和电子电流

前文表明, 脉冲放电的峰值电流取决于电源的输出阻抗, 不同条件下近似符合欧姆定律的线性关系, 由于电源中没有开关器件限制, 放电的峰值电流达到较高的数值, 根据放电电压和电流峰值计算的输出阻抗数值与电流取样的电阻相近, 所以根据电源的输出阻抗能够确定脉冲放电电流的峰值; 除了电源特性影响放电参数, 等离子体的空间电荷限制条件是另一种影响放电参数的机理. 离子的轴向运动几乎不受磁场的影响, 但离子密度近似正比于电子密度, 在空间电荷限制条件下, 考虑鞘层中存在电子和离子的相对运动, 离子电流的最大数值可以根据蔡尔德定律给出, 考虑磁阱使离子电流发生相对变化, 为简化分析离子电流密度近似为^[16]

$$j_i = (4\epsilon_0 / 9) (2eZ / m_i)^{1/2} V_d^{3/2} / d^2, \quad (9)$$

其中 Z 为离子电荷数, 对 Ar 放电 $Z = 1, m_i$ 为离子质量, d 为等效的电极间距, 最小值近似为 2 倍鞘层厚度. 电子电流密度与离子电流密度之间的关系为

$$j_e = j_i (m_i / Z m_e)^{1/2}. \quad (10)$$

根据上面公式计算离子和电子电流密度, 根据磁控靶有效面积计算电子电流和离子电流, 其中电

子电流约为 8.5 kA, 远大于实验中的脉冲电流峰值, 原因在于没有考虑到磁阱磁场对电子传输的影响; 离子电流约为 0.04 kA, 考虑到电荷传输过程中的发散和平面电极的面积小于靶面积, 数值近似符合实验的结果.

磁场条件、气压、磁控靶上的电压和阴极材料是影响脉冲放电特性的关键因素, 启辉过程需要很高的电荷密度增长率, 一方面交叉场提供了形成电荷密度高增长率的条件; 另一方面放电时间常数要远小于磁控靶上的电压增加的时间常数, 两种作用导致了放电脉冲的启辉和截止, 脉冲放电的电子和离子电流远大于一般的直流磁控溅射的放电参数, 典型实验条件的放电功率密度峰值达到 1.8 kW/cm^2 以上. 本文根据脉冲电流增长的时间特性分析了放电的电离机理, 得到了与实验结果一致的结论, 关于直流耦合的 HPPMS 的深入研究正在进行

之中.

6. 结 论

高脉冲功率非平衡磁控溅射采用直流电源供电, 利用雪崩放电机理形成高功率脉冲, 脉冲功率密度峰值达到 1.8 kW/cm^2 以上, 实验的脉冲频率最大值为 40Hz 左右, 空心阴极、平均功率、线圈电流、气压等实验条件影响放电特性, 电源中电容的充电时间常数影响放电频率, 磁阱中的电荷密度增长率远高于一般的辉光放电. 离子电流主要受空间电荷限制条件控制, 放电等离子体远离平衡状态, 利用磁绝缘机理给出了形成放电的磁场条件, 采用泊松方程、电离方程和磁流体理论分析的电流增长特性与实验结果非常符合. 分析结果表明交叉场对 dc-HPPUMS 放电电离特性具有非常显著的影响.

- [1] Kouznetsov V, Maca K, Schneider J M, Helmersson U and Petrov I 1999 *Surf. and Coat. Tech.* **122** 290
- [2] Ehiasarian A P, New R, Münz W D 2002 *Vacuum* **65** 147
- [3] Christea D J 2005 *J. Vac. Sci. Technol. A* **23** 330
- [4] Bohlmark J, Lattemann M, Gudmundsson J T, Ehiasarian A P, YAranda Gonzalvo Y, Brenning N, Helmersson U 2006 *Thin Solid Films* **515** 1522
- [5] Anders A, Andersson J, Ehiasarian A 2007 *Journal of Applied Physics* **102** 113303
- [6] Andersson J, Ehiasarian A P, Anders A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **93** 071504
- [7] Thornton J A 1978 *J. Vac. Sci. Technol. A* **15** 171
- [8] Windows B, Savvides N 1986 *J. Vac. Sci. Technol. A* **4** 196
- [9] Rosnagel S M, Kaufman H R 1987 *J. Vac. Sci. Technol. A* **5** 2276
- [10] Sugai H 2002 *The Plasma Engineering* (1st ed) (Beijing: Science Press) p58 (in Chinese) [菅井秀郎 2002 等离子体电子工程 (北京: 科学出版社) 第 58 页]
- [11] Roth J R 1998 *Production Plasma Engineering* (1st ed) (Beijing: Science press) p68 (in Chinese) [罗思 J R 1998 工业等离子体工程 (第一版) (北京: 科学出版社) 第 68 页]
- [12] 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]
- [13] Bradley J W, Ceconello M 1998 *Vacuum* **49** 315
- [14] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2007 *Principles of plasma discharges and materials processing* (1st ed) (Beijing: Science press) p66 (in Chinese) [力伯曼 M A, 里登伯格 A J 著, 蒲以康等译 2007 (第一版) (北京: 科学出版社) 第 66 页]
- [15] Mesyats G A 2007 *Physics of vacuum discharge and high power pulse technology* (1st ed) (Beijing: Defense Production Press) p39 (in Chinese) [米夏兹著 G, 李国政译 2007 真空放电物理和高功率脉冲技术 (第一版) (北京: 国防出版社) 第 39 页]
- [16] Liu X S 2005 *High pulsed power technology* (1st ed) (Beijing: Defense Production Press) p221 (in Chinese) [刘锡三编著 2005 高功率脉冲技术 (第一版) (北京: 国防工业出版社) 第 221 页]

Analysis on the ionization of high power pulsed unbalanced magnetron sputtering powered by direct current*

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

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

(Received 23 February 2010; revised manuscript received 23 March 2010)

Abstract

High Power impulse Unbalanced Magnetron Sputtering has been coupled to a direct current source (dc-HPPUMS or dc-HiPUMS). A coaxial coil and an attached hollow cathode were applied to control discharge properties and improve pulsed power density. A large extent breakdown was induced for avalanche discharge mechanism. The magnetic trap on sputtering target traps the secondary electrons excited by the avalanche and forms a drift current in magnetic trap. The peak pulse current density is higher than 100 A/cm^2 with a pulse frequency less than 40 Hz. The space charge limited condition controls the discharge for plasma far away from equilibrium. The discharge theory was taken to describe the high ionization mechanism in dc-HPPUMS discharge. The parameters deduced from Child law agree with the experimental results.

Keywords: discharge, pulse technology

PACS: 52.80.Dy, 82.40.Fp

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50407015) and the Scientific Research Fund of Liaoning Provincial Education Department.

[†] E-mail: mzungxin@dlut.edu.cn