

文章编号: 1007-4627(2015)S1-0052-07

高功率脉冲磁控溅射研究进展

暴一品¹, 李刘合¹, 刘峻曦¹, 张 骁²

(1. 北京航空航天大学机械工程及自动化学院, 北京 100191;

2. 昊普利(北京)真空科技有限公司, 北京 100191)

摘要: 高功率脉冲磁控溅射 (High-power impulse magnetron sputtering, HiPIMS) 是一种峰值功率极高, 靶材原子高度离化的离化物理气相沉积技术。HiPIMS 电源高压脉冲输出到磁控靶的脉冲功率密度可达 10^3 kW/cm²; 施加在溅射靶上的负电压只有在达到或超过“雪崩式”放电机制的阈值电压时才能获得百安级的靶电流峰值; 在瞬时高压脉冲的作用下, 靠近靶表面的离化区域等离子体密度可以达到 $10^{18} \sim 10^{19}$ m⁻³, 试验测得 Cu 等离子体的离化率可达 60%~70%; 脉宽、频率、波形等脉冲特征对等离子体放电有显著影响, 进而影响沉积速率和薄膜性能; 相比直流磁控溅射, 可以获得更加平滑致密的沉积薄膜, 改善膜基结合反应, 同时拥有良好的绕镀性; 偏压、沉积速率和气压等会对 HiPIMS 的沉积过程产生影响, 进而影响薄膜的显微组织和力学性能。

关键词: 磁控溅射; 等离子体; HiPIMS

中图分类号: V43 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.S1.52

1 引言

1999年, Kouznetsov^[1]在普通磁控溅射的基础上采用脉冲电源, 提出了高功率脉冲磁控溅射 (High-power Impulse Magnetron Sputtering, HiPIMS) 的方法。HiPIMS 是一种峰值功率超过平均功率 2 个量级, 溅射靶材原子高度离化的脉冲溅射技术^[2]。经过十多年的发展, HiPIMS 渐渐成为一种在镀膜工艺中有着广泛应用前景的薄膜沉积技术。

HiPIMS 最显著的特点就是将脉冲等离子体放电应用到磁控溅射过程中, 溅射靶材产生了高度离化的等离子体^[3]。高度离化的靶材可以沉积获得平滑致密并且与基体反应结合良好的薄膜^[4-5], 增加薄膜的组织、力学性能的可控性^[6]; 有研究称 HiPIMS 等离子体运输的特点使其在复杂形状工件镀膜中更具有优势^[7]; 同时利用 5~400 Hz 的低脉冲频率和 1%~30% 的低占空比, 保证平均功率与传统磁控溅射相当, 使磁控溅射阴极不会因过热而增加其冷却要求^[8]。

由于以上特点, HiPIMS 成为一种具有广阔应用前景的离化物理气相沉积 (Ionized physical vapor deposition, IPVD) 技术, 并成为国际科研工作者争相

研究的热点, 目前国内研究尚处于起步阶段。本文将从 HiPIMS 的放电机理出发, 通过综述国内外 HiPIMS 的相关研究成果, 结合作者团队近年来对 HiPIMS 的研究成果, 对高功率脉冲放电等离子特性以及 HiPIMS 沉积薄膜的性能等方面的研究进展进行综述。

2 放电特性研究

2.1 高功率脉冲磁控溅射电源

高电压和大电流脉冲电源是 HiPIMS 技术的关键^[9], 通过改变普通磁控溅射电源的输出特性, HiPIMS 电源输出到磁控管的高功率脉冲功率密度可达 10^3 kW/cm², 同时保证平均功率与传统磁控溅射相当以避免破坏磁控管; 大多数 HiPIMS 电源的脉宽为 10~500 μ s, 脉冲频率可以在 1~400 Hz 之间调整^[10], 放电电压 500~1000 V, 峰值电流密度可已达到每平方厘米数安培^[11], 脉冲峰值电流可高达 2 kA, 脉冲峰值功率高达 4 MW^[12]。实验室自主研发了一台脉冲峰值功率 1 MW 的高功率脉冲磁控溅射电源, 脉冲输出电流最高可达 1000 A, 电源的脉冲峰值电压 1000 V, 脉冲频率范围 10~500 Hz, 脉宽范围 10~1000

收稿日期: 2014-09-09; 修改日期: 2015-02-22

基金项目: 国家科技重大专项 04 专项 (2014zx04012012); 国家自然科学基金资助项目 (11275020)

作者简介: 暴一品 (1987-), 男, 山东临沂人, 硕士, 从事材料加工工程研究; E-mail: baoyipin@126.com

通信作者: 李刘合, E-mail: Liliuhe@buaa.edu.cn。

μs , 平均功率 10 kW, 图 1 所示为 HiPIMS 电源在稳定工作状态下典型的电压电流波形。

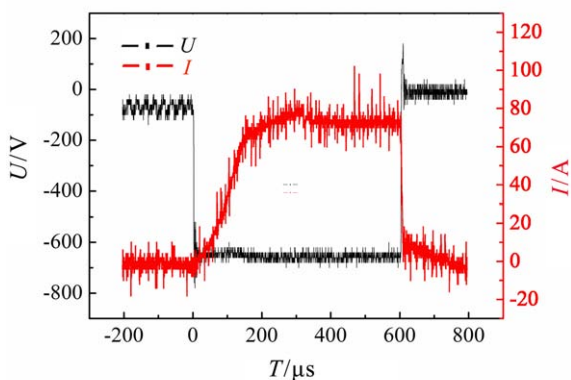


图 1 (在线彩图) HiPIMS 典型电压和电流波形
工作气体 Ar, 气压 0.5 Pa, 脉宽 600 μs , 频率 70 Hz。

2.2 放电等离子体特性

空间中存在自由电子, 在两极间施加脉冲电压, 自由电子在电场的作用下运动, 并与工作气体原子发生碰撞, 产生电子和离子; 产生的电子又可以与工作气体原子碰撞, 而碰撞产生的离子被加速与阴极碰撞并产生二次电子; 脉冲结束后, 电子湮灭或与离子复合, 电子冲击电离逐渐减弱, 此时金属原子的电离主要由带电荷的粒子与金属原子碰撞产生电荷转移, 也就是所谓的电荷交换机制^[13]; 最终, 工作气体离子化形成等离子体。HiPIMS 放电电流由到达靶面的离子与电子构成, 放电电流的迅速增大说明这种靶材原子的自溅射过程是不断增殖的, 该过程又被称为“雪崩式”放电。

使用自主研制的高功率脉冲磁控溅射电源进行等离子体负载测试, 研究等离子体在脉冲电流下的放电特性。试验发现施加在溅射靶上的负电压只有在达到或超过“雪崩式”放电机制的阈值电压时才能获得百安级的靶电流峰值。图 1 和图 2 分别为溅射靶上的负电压在达到阈值后和达到阈值前的电压和电流波形图。图 3 显示了靶电流峰值在“雪崩式”放电机制的阈值电压前后的变化趋势。

HiPIMS 高压脉冲作用时会产生很高的瞬时功率, 大量的电子被磁场束缚在靶附近, 靠近靶表面的离子化区域等离子体密度可以达到 $10^{18} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ^[14]。等离子体密度达到 10^{19} m^{-3} 时, 溅射出的金属原子的离子化平均自由程在 1 cm 左右; 而普通的直流磁控溅射 (Direct current magnetron sputtering, DCMS) 等离子体密度约为 10^{17} m^{-3} , 离子化平均自由程可达 50 cm^[15]。因此 HiPIMS 的溅射材料的离子化率极高, 可达 20%~100%^[16]。

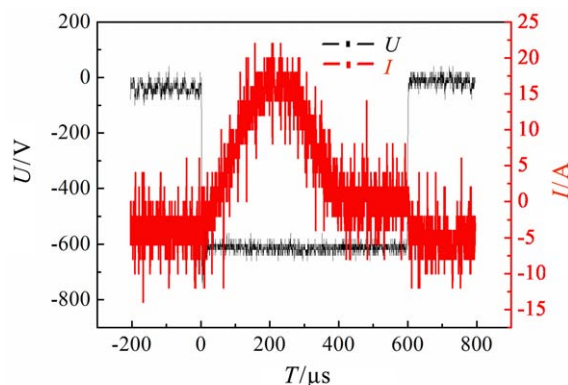


图 2 (在线彩图) 未达到“雪崩式”放电时靶电压和靶电流波形图

工作气体 Ar, 气压 0.5 Pa, 脉宽 600 μs , 频率 70 Hz。

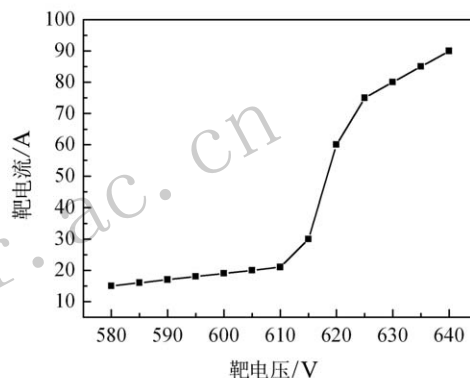


图 3 (在线彩图) 靶电流峰值随靶电压的变化关系图
工作气体 Ar, 气压 0.5 Pa, 脉宽 600 μs , 频率 70 Hz。

需要指出的是, 不同的靶材离子化率会有显著不同, 这主要是因为不同材料的电离电位不同, 常用的靶材电离电位在 $E_{IP} = 5.99 \text{ eV}(\text{Al}) \sim E_{IP} = 11.26 \text{ eV}(\text{C})$ 之间, 如图 4 所示, 也就是说 Al 比 C 要容易电离的多^[4]。靶材的离子化率会对薄膜的沉积生长产生显著的影响。

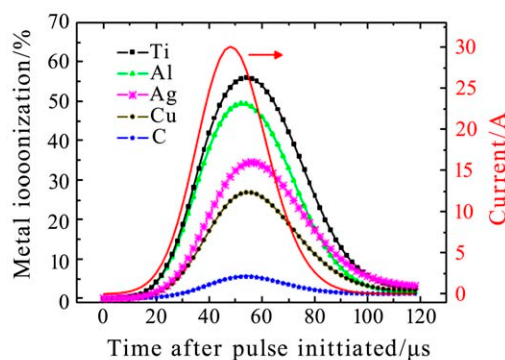


图 4 (在线彩图) 不同材料的离子化率对比^[4]

一般磁控溅射的等离子体中都是单价离子, 而 Vlcek 等^[17]发现对于不同的靶材, HiPIMS 等离子体中存在多价离子; Ehasarian 等^[18]使用 Cr 靶在高功率下

溅射时, 不仅靶材的离化率迅速提高, 金属离子的数量增加, 离子的电荷量也增加, 等离子体中含有 Cr^{2+} , Ar^{2+} 离子和电子。这是因为在足够多的溅射离子被吸引到靶材表面的情况下, 多价离子可溅射出足够的靶材, 并且释放更多的二次电子, 从而维持自溅射, 使等离子体保持稳定。因此对于自溅射系数较高的材料, 比如Cu, 可以实现放电电流比初始电流峰值更高的自溅射放电^[19]。利用自主研制的高功率脉冲磁控溅射电源, 在工作气体为Ar, 气压0.5 Pa, 靶基距分别为10, 15, 20 cm的条件下在P型单晶硅基体上制备Cu薄膜。为了计算到达单晶硅基片的Cu粒子流中离子的比例, 分别在基片上施加-50和140 V的基体偏压, 在

偏压为-50 V时等离子体中的原子和离子都可以沉积到基体上, 而在偏压为140 V时, 能量低于140 eV的 Cu^+ 在正偏压的作用下, 无法沉积到基片上。通过光学显微镜与台式探针轮廓仪观察Cu薄膜的截面形貌并测量其厚度, 如图5所示, 其中(a₋), (b₋), (c₋)为偏压-50 V, 靶基距分别为10, 15, 20 cm时的膜厚, (a₊), (b₊), (c₊)为偏压140 V, 靶基距分别为10, 15, 20 cm时的膜厚, 利用公式 $\alpha = 1 - (d_+/d_-)$ 计算出等离子体中Cu的离化率。其中 α 为Cu的离化率, d_+ 为在单晶硅基片上施加140 eV正偏压时的薄膜厚度, d_- 为在单晶硅基片上施加50 eV负偏压时的薄膜厚度。通过计算可知, 等离子体中Cu的离化率高达60%~70%。

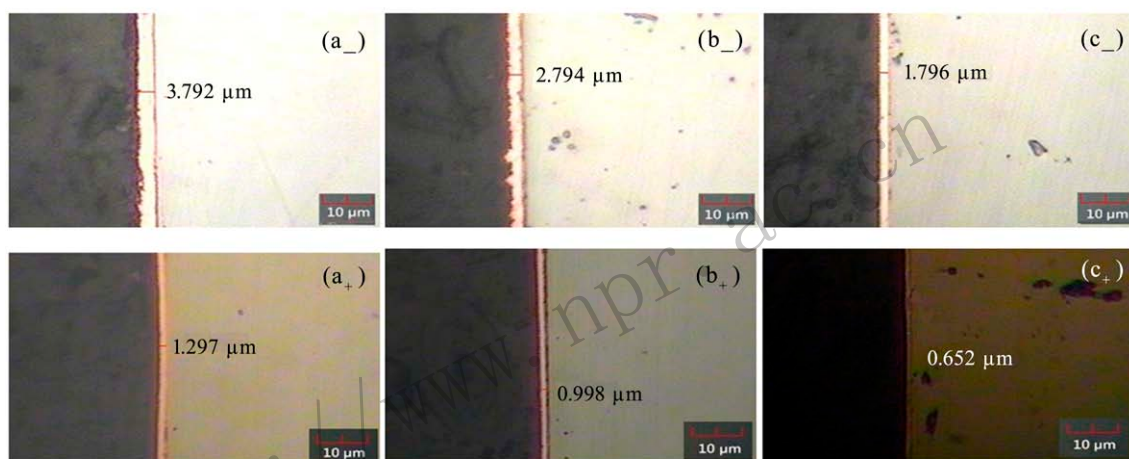


图5 (在线彩图) 不同靶基距和基体偏压下薄膜的厚度

(a₋), (b₋), (c₋)偏压-50 V, 靶基距分别为10, 15, 20 cm; (a₊), (b₊), (c₊)偏压140 V, 靶基距分别为10, 15, 20 cm。

单价离子由于通常不具有产生二次电子所需的电离能, 因此不能实现此过程。对于可以发生自溅射的材料, HiPIMS可以在不使用工作气体的情况下实现, 这就为纯净溅射提供了可能^[20]。多价离子也会对薄膜产生更大的能量轰击, 离子轰击会造成溅射薄膜的晶粒变形, 而这可能会导致压应力的产生, 甚至引起薄膜脱落, 因此在使用自溅射系数高的材料沉积薄膜时要格外注意。高能量离子轰击靶材另外一个重要的影响是总的能量输入, 这会影响薄膜的生长。另外, 离子轰击引起的温度升高可能会引起塑料等熔点比较低的基体材料的熔化。

2.3 脉冲特征对放电过程的影响

试验研究一般是在所用电源给定的脉宽和波形下进行的, Kozak等^[21]设计了一种非稳态双区域模型, 可以对HiPIMS放电过程进行模拟, 并通过这个模型对脉宽、波形和频率对靶材离化的影响进行了模拟。结果显

示脉宽大于100 μs是得到高靶材离化率的必要条件; 提高脉冲频率在脉宽较短时(< 50 μs)同样可以提高靶材离化率。其中脉宽对靶材的离化率和沉积速率的影响较大, 许多学者都对此进行了研究。

在短脉冲($t_{\text{pulse}} < 50 \mu\text{s}$)的情况下, Ar离子是主要的溅射粒子^[22]。研究显示降低脉宽可以提高沉积速率, 用HiPIMS沉积Ti时, 使用5 μs的脉宽沉积速率可以达到DCMS的70%, 而使用20 μs的脉宽沉积速率仅为DCMS的20%左右, 这主要是由于短脉冲不利于自溅射的实现; 同时长脉冲可以提高离化率^[23]。最常用的脉宽是80~100 μs, 这个范围的脉宽可以产生足够的脉冲电流获得想要的沉积效果。相比于短脉冲的情况, 这种情况下会有更多的溅射离子被吸引到靶材的表面, 发生自溅射, 导致溅射到基体的离子减少, 从而降低沉积速率^[24]。当脉宽在200~500 μs时, 工作气体温度会有较大提高, 从而导致靶材表面的气体减少, 进而严重影响放电过程, 通常会使放电电流急

剧下降^[22]。当脉宽 $t_{\text{pulse}} > 500 \mu\text{s}$ 时, 采用调制脉冲电源 (Modulated pulsed power, MPP) 可以使脉宽达到几微妙, 占空比可达 30%, 传统的 HiPIMS 放电过程占空比仅为 1% ~ 10%^[25]。这通常会降低峰值电流以防止磁控管受到破坏, 从而使等离子体密度被限制在 $10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 离化率也比短脉冲情况下低^[26]。

3 薄膜沉积工艺

3.1 偏压对薄膜沉积的影响

偏压是物理气相沉积技术中一项重要的参数, 对沉积薄膜的结构和性能都有显著的影响。一定的偏压可以提高沉积离子的轰击能量, 使沉积薄膜更加致密光滑, 提高膜基结合力, 同时也会是内应力增加。HiPIMS 具有很高的靶材离化率, 受到偏压作用的离子数目增多, 薄膜受偏压的作用更加明显。

Machunze 等^[27]采用 HiPIMS 分别在试样接地和加 -125 V 偏压的情况下在 Si 片上沉积 TiN 薄膜, 结果显示在接地的情况下, 薄膜显微组织疏松, 而在 -125 V 偏压的情况下薄膜致密光滑, 且加偏压与接地相比, 随着薄膜厚度的增加, 没有发现应力梯度, 这主要是由于加偏压时薄膜沿 (2 0 0) 方向的生长。

在偏压的作用下对基体进行预处理可以提高膜基结合力, Lattemann 等^[28]分别使用 -400, -700, -1200 V 的偏压对基体进行预处理, 发现在较高偏压下膜基界面有明显的外延生长, 膜基结合力提升明显; 偏压的增加会使薄膜由柱状晶生长变为无明显柱状特征的生长模式, 由粗大的晶粒变为细小的纳米晶, 表面更加致密光滑。脉冲模式对薄膜性能有一定影响, 吴忠振等^[29]对基体施加负高压脉冲制备的 CrN 薄膜呈不连续的柱状晶生长, 膜基结合力高达 57.7 N。

3.2 薄膜沉积速率

在相同的平均功率下, HiPIMS 比 DCMS 沉积速率低, 这是 HiPIMS 的一大缺陷, 也是学者研究和讨论的重点。对于不同的靶材, HiPIMS 的沉积速率一般为 DCMS 的 30% ~ 80%^[4]。一般认为这是由于溅射靶材离化后, 一部分离子距离靶材表面很近并且具有很小的动能, 返回靶面产生自溅射过程, 从而导致到达基体的溅射离子减少^[30]。控制和优化阴极区域的电势分布会显著影响到达靶材表面的金属离子数目^[31]; 脉冲宽度、峰值电流以及磁控阴极的磁场也会对沉积速率产生不同程度的影响, 调整脉冲宽度、峰值电流以及磁控阴极磁场的位形可以有效控制沉积速率^[32]。

工作气体浓度的降低也会影响 HiPIMS 的沉积速

率。Konstantinidis 等^[33]发现提高等离子体的导电性可以增加到达基体的离子数目。Mishra 等^[34]研究发现降低靶材表面的磁场强度可以大幅度提高沉积速率。而 Emmerlich^[35]则强调如果不考虑溅射效率对线性能量的依赖, 单纯比较相同平均功率下 HiPIMS 和 DCMS 的沉积速率没有太大意义。最近有研究显示, 在脉冲等离子体放电过程中, 带电粒子的快速运动会使其自身趋向于平行于靶材表面运动, 从而导致带电粒子与真空室壁相撞而非沉积到基体上^[36]。

3.3 薄膜显微组织的控制

薄膜生长时晶粒的大小、形态、取向的不同会生成不同的显微组织, 不同的显微组织对薄膜的性能产生不同程度的影响。显微组织主要受等离子体表面扩散和体积扩散过程的影响, 等离子体的扩散过程由沉积温度、轰击粒子的能量以及形核杂质等因素的控制^[37]。

Luo 等^[38]分别用 DCMS 和 HiPIMS+DCMS 混合的方法在高速钢基体上沉积 TiN 薄膜, 结果显示两种情况下薄膜都为柱状晶结构, 但是 HiPIMS+DCMS 混合的方法得到的薄膜的晶粒更为细小, 组织更为致密, 说明在沉积过程中 HiPIMS 能够改善薄膜的显微结构。

Bobzin 等^[39]采用 HiPIMS 的方法在 WC 刀具和 WC/Co 试样上沉积了 nc-(Ti,Al)/a-Si₃N₄ 纳米复合涂层, 在 Si 的含量为 3.3 at% 时纳米硬度可达 29 GPa, 着重研究了涂层的厚度均匀性, 并与中频和 DCMS 涂层比较, 结果显示 HiPIMS 涂层在致密性, 光滑度还有厚度均匀性方面都有优势。

3.4 气压对薄膜沉积的影响

气压对沉积薄膜的性能和结构有显著的影响, 反应气体不仅影响沉积速率, 甚至直接决定薄膜最终的结构。

Cormier 等^[40]研究了不同气压下 HiPIMS 放电等离子体的能量变化, 发现随着溅射气压的升高, 溅射粒子相互碰撞发生散射的概率提高, 从而导致溅射粒子的能量明显降低。

Aissa 等^[41]在分别采用 DCMS 和 HiPIMS 的方法在 Si 片上沉积了 AlN 薄膜, 结果显示采用 HiPIMS 沉积的薄膜具有更高的残余压应力, 这主要是由于 HiPIMS 具有更高的离化率, 离子对基体的轰击作用更加剧烈, 从而导致更高的残余压应力; 随着溅射气压的提高, 薄膜残余应力降低, 尤其是采用 HiPIMS 时, 这主要是由于在高的溅射气压下, 粒子的平均自由程降低, 而且由于散射, 粒子轰击沉积表面的倾斜角度

增加, 这些都导致粒子轰击的能量降低, 从而导致残余应力的降低。

工作气压通过影响靶电流进而对薄膜的沉积产生影响。为了研究工作气压对靶电流的影响, 在靶电压 630 V、脉宽 600 μs 、频率 70 Hz, Ar 气压分别为 0.5, 0.6, 0.7 Pa 的条件下检测并对靶电流的变化, 如图 6 所

示, 其中 (a), (b), (c) 分别为气压 0.5, 0.6, 0.7 Pa 时的波形图, (d) 为在不同气压下靶电流随靶电压的变化趋势。可以看出随着工作气压的增加, 靶电流随之增加, 但是在工作气压过高时容易出现“打弧”现象, 影响沉积过程的稳定性, 因此在沉积过程中应将工作气压控制在合理的范围内。

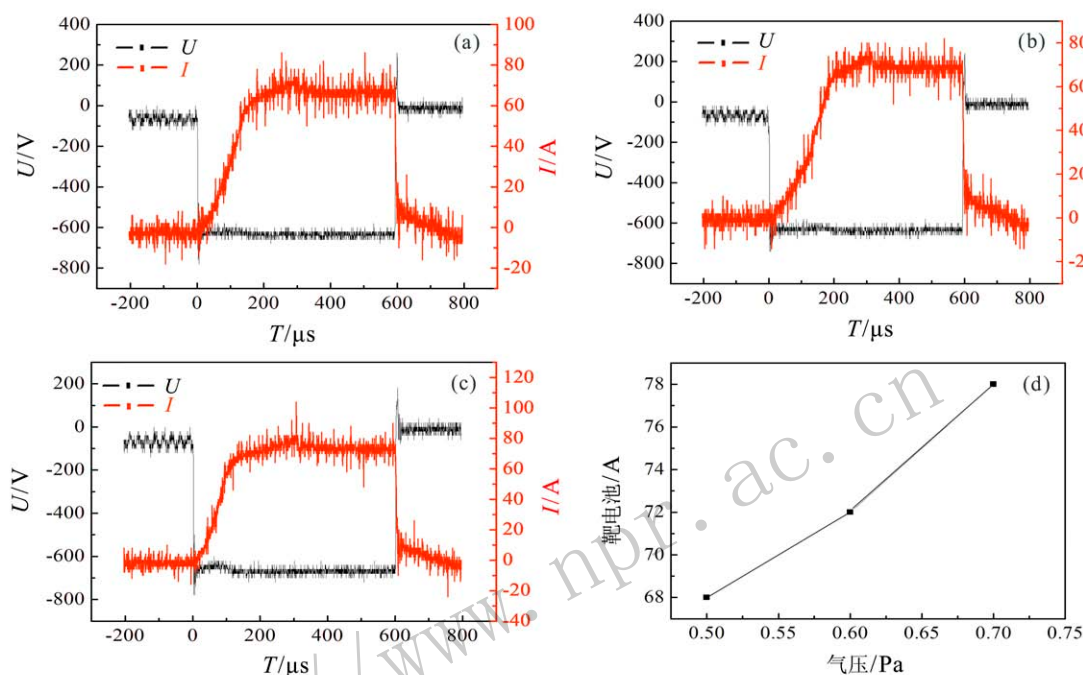


图 6 (在线彩图) 工作气压对靶电流的影响

工作气体 Ar, (a), (b), (c) 气压分别为 0.5, 0.6, 0.7 Pa, 靶电压 630 V, 脉宽 600 μs , 频率 70 Hz。

Stranak 等^[42]研究了 O_2 分压对沉积 TiO_x 薄膜的影响, 结果显示, O_2 分压低时, 薄膜结构主要为 α -Ti, 随 O_2 分压增加, O 逐渐参与反应, 当 O_2/Ar 达到 0.0375 时, 薄膜中生成方结构的 TiO ; O_2 分压继续增加, TiO_2 生成。在靶完全毒化时, 低压下产生金红石结构, 高压下产生锐钛矿结构。

4 结论及展望

HiPIMS 电源可以输出兆瓦级的脉冲峰值功率, 放电过程中会产生“雪崩式”的放电机制, 因此, HiPIMS 比传统的磁控溅射具有更高的离化率, 可以获得致密性更高、结合力更好的涂层, 并且拥有更好的绕镀性, 对于在形状复杂的零件上镀膜具有普通磁控溅射无法比拟的优势。因此可以说 HiPIMS 是磁控溅射领域一项革命性的技术, 在工业应用方面具有很大的潜力。脉冲特征、峰值电流、偏压、气压等工艺参数会对 HiPIMS 的沉积速率和薄膜的结构性能产生不同程度的影响, 因此在沉积薄膜时要根据实际需要选择合适的

工艺参数。

作为一种新兴的物理气相沉积技术, HiPIMS 还有很多待研究的地方, 例如: (1) 国际上普遍认为, 由于冷却和电源占空比等因素的制约, HiPIMS 的沉积效率会比传统的磁控溅射要低。这是因为目前的 HiPIMS 技术通常采用的靶源结构还是传统的磁控溅射的靶源结构, 而针对 HiPIMS 的放电特点进行设计的靶源结构目前在国际上还比较少见, 尤其 HiPIMS 放电是利用介于弧光放电和辉光放电之间的异常辉光放电区间, 其放电过程和放电参数都支持靶源采用更强的约束二次电子的磁场, 两者的配合, 需要进一步的深入研究, 以开发出更加高效的专用于 HiPIMS 的靶源结构; (2) 由于 HiPIMS 放电是介于弧光放电和辉光放电之间的异常辉光放电区间, 该区间的放电很容易过渡到弧光放电区域。随着电源电子技术的发展, HiPIMS 电源应具有能够抑制放电进入弧光放电区间的外特性; (3) 由于 HiPIMS 具有“雪崩式”放电效应, 因此, 原理上 HiPIMS 可以在不加任何气体的情况下工作。因此,

可以探索开发无背底工作气体的 HiPIMS 工艺。

参考文献:

- [1] KOUZNETSOV V, MACÁK K, SCHNEIDER J M, *et al.* Surf Coat Tech, 1999, **122**: 290.
- [2] ANDERS A D. Surf Coat Tech. 2011, **205**(S2): S1.
- [3] BOHLMARK J, LATTEMANN M, GUDMUNDSSON J T, *et al.* Thin Solid Films, 2006, **515**(4): 1522.
- [4] SAMUELSSON M, LUNDIN D, JENSEN J, *et al.* Surf Coat Tech. 2010, **205**(2): 591
- [5] LATTEMANN M, HELMERSSON U, GREENE J E. Thin Solid Films. 2010, **518**(21): 5978.
- [6] ALAMI J, EKLUND P, ANDERSSON J M, *et al.* Thin Solid Films .2007, **515**(7):3434.
- [7] ALAMI J, PERSSON P O A, MUSIC D, *et al.* J Vac Sci Technol. 2005 , **23** (A2): 278
- [8] WU Zhili, ZHU Xiaopeng, LEI Mingkai. China Surface Engineering. 2012, **25**(5): 15. (in Chinese)
(吴志立, 朱小鹏, 雷明凯. 中国表面工程. 2012, **25**(5): 15)
- [9] GUI Gang, TIAN Xiubo, ZHU Zongtao, *et al.* Vacuum, 2011, **48**(4): 46. (in Chinese)
(桂刚, 田修波, 朱宗涛, 等. 真空. 2011, **48**(4): 46.)
- [10] SARA KINOS K, ALAMI J, KONSTANTINIDIS S. Surf Coat Tech, 2010, **204**(11): 1661.
- [11] ALAMI J, SARA KINOS K, USLU F, *et al.* J Phys, 2009, **42** (1): 015304.
- [12] GUI Gang. Development of 2kA high power pulsed magnetron sputtering power supply and the preparation of Cr-DLC coatings[D]. Haerbin: Harbin Institute of Technology, 2011. (in Chinese)
(桂刚. 2 kA高功率脉冲磁控溅射电源研制及Cr-DLC薄膜制备[D]. 哈尔滨工业大学学位论文, 2011)
- [13] GUDMUNDSSON J T. Journal of Physics. 2008, **100**: 082002.
- [14] GUDMUNDSSON J T, SIGURJONSSON P, P LARSSON, *et al.* J Appl Phys, 2009, **105**(12): 123302.
- [15] GUDMUNDSSON J T. Vacuum, 2010, **84**(12), 1360.
- [16] WU Zhongzhen, ZHU Zongtao, GONG Chunzhi, *et al.* Vacuum, 2009, **46**(3): 18. (in Chinese)
(吴忠振, 朱宗涛, 巩春志, 等. 真空, 2009, **46**(3): 18.)
- [17] Vlcek J, Kudlacek P, Burcalova K, *et al.* Europhysics Letters, 2007, **25**(1): 42.
- [18] EHIASARIAN A P, NEW R, MUNZ W D I. Vacuum. 2002, **65**(2): 147.
- [19] ANDERS A, ANDERSSON J, EHIASARIAN A. J Appl Phys, 2007, **102**(11): 113303.
- [20] ANDERSSON J, ANDERS A. Appl Phys Lett, 2008, **92**(22): 221503.
- [21] KOZAK T, VLCEK J. Plasma Sources Sci Technol, 2013, **22**(1): 015009.
- [22] LUNDIN D, BRENNING N, JÄDERNÄS D, *et al.* Plasma Sources Sci Technol, 2009, **18**(4): 045008.
- [23] KONSTANTINIDIS S, DAUCHOT J P, GANCIU M, *et al.* J Appl Phys. 2006, **99**(1): 013307.
- [24] LAZAR J, VLCEK J, REZEK J. J Appl Phys, 2010. **108**(6): 063307.
- [25] LIN J, MOORE J J, SPROUL W D, *et al.* Surf Coat Tech, 2009, **203**(24): 3676.
- [26] MENG L, CLOUD A N, JUNG S, *et al.* J Vac Sci Technol., 2011, **29**(1): 011024.
- [27] MACHUNZE R, EHIASARIAN A P, TICHELAAR F D, *et al.* Thin Solid Films, 2009, **518**(5): 1561.
- [28] LATTEMANN M, EHIASARIAN A P, BOHLMARK J, *et al.* Surf Coat Tech, 2006, **200**(22): 6495.
- [29] WU Zhongzhen, TIAN Xiubo, GONG Chunzhi, *et al.* Rare Metal Materials and Engineering. 2013, **42**(2): 405. (in Chinese)
(吴忠振, 田修波, 巩春志, 等. 稀有金属材料与工程. 2013, **42**(2): 405.)
- [30] CHRISTIE D J. Journal of Vacuum Science and Technology, 2005, **23**(2): 330.
- [31] ANDERS A. Journal of Vacuum Science and Technology. 2010, **28**(4): 783.
- [32] POOLCHARUANSIN P, BRADLEY J W. Plasma Sources Sci. Technol. 2010, **19**(2): 025010.
- [33] KONSTANTINIDIS S, DAUCHOT J P, GANCIU M, *et al.* Appl Phys Lett, 2006, **88**(2): 021501.
- [34] MISHRA A, KELLY P J, BRADLEY J W. Plasma Sources Sci Technol, 2010, **19**(4): 045014.
- [35] EMMERLICH J, MRÁZ S, SNYDERS R, *et al.* Vacuum. 2008, **82**(8): 867.
- [36] BRENNING N, MERLINO R L, LUNDIN D, *et al.* Phys Rev Lett, 2009, **103**(22): 225003.
- [37] PETROV I, BARNA P B, HULTMAN L, *et al.* J Vac Sci Technol A, 2003, **21**(5): S117.
- [38] LUO Q, YANG S, COOKE K E. Surf Coat Tech, 2013, **236**: 13.
- [39] BOBZIN K, BAGCIVAN N, IMMICH P, *et al.* Journal of Materials Processing Technology, 2009, **209**(1): 165.
- [40] CORMIER P A, BALHAMRI A, THOMANN A L, *et al.* J Appl Phys, 2013, **113**(1): 013305.
- [41] AISSA K A, ACHOUR A , CAMUS J, *et al.* Thin Solid Films, 2014, **550**: 264.
- [42] STRANAK V, QUAAS M, WULFF H. J Appl Phys, 2008 , **41**(5): 055202.

Research Progress on High Power Pulsed Magnetron Sputtering

BAO Yipin¹, LI Liuhe¹, LIU Junxi¹, ZHANG Xiao²

(1. School of Mechanical Engineering & Automation, Beihang University, Beijing 100191, China;

2. Hopely Vacuum Technology Co., LTD, Beijing 100191, China)

Abstract: Highpower impulse magnetron sputtering(HiPIMS) is a novel ionized physical vapor deposition (IPVD) technology with high power density and ionization rate. The power density of the high power pulse in HiPIMS could be as high as 10^3 kW/cm². The peak of the target current up to 100 A can only be reached when the bias voltage reaches or exceeds the “snowslide type” voltage; the plasma density near the target could be as high as $10^{18} \sim 10^{19}$ m⁻³ and the ionization rate of the Cu plasma can reach be 60% ~ 70% in our test. The duration, frequency and shape of the pulse have a great influence on the plasma as well as the quality of the coatings. Compared with DC magnetron sputtering, smoother and denser films can be produced and better film adhesion can be achieved when HiPIMS is applied. Research shows that bias, deposition rate and pressure have influence on the HiPIM deposition progress, which will affect the microscopic structure and mechanical property of the film.

Key words: magnetron sputtering; plasma; HiPIMS

<http://www.npr.ac.cn>

Received date: 9 Sep. 2014; **Revised date:** 22 Feb. 2015

Foundation item: National Science and Technology Major Project 04 (2014ZX04012012); Natural Science Foundation of China (11275020)

Corresponding author: LI Liuhe, E-mail: Liliuhe@buaa.edu.cn.