磁控溅射源中氩辉光放电的等离子体行为及分布特性

李平川^{1,2} 张帆^{1,2*} 张正浩^{1,2} 李箫波^{1,2} 唐德礼^{1,2} (1. 核工业西南物理研究院 成都 610207; 2. 中核同创 (成都) 科技有限公司 成都 610207)

Plasma Behavior and Distribution Characteristics of Argon Glow Discharge in Magnetron Sputtering Source

LI Pingchuan^{1,2}, ZHANG Fan^{1,2*}, ZHANG Zhenghao^{1,2}, LI Xiaobo^{1,2}, TANG Deli^{1,2}
(1. Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610207, China;

2. China Nuclear Tongchuang (Chengdu) Technology Co., Ltd., Chengdu 610207, China)

Abstract In this paper, a 3D Particle-in-Cell numerical simulation model of DC magnetron sputtering source based on an existing structure is built. By simulating plasma behavior and distribution characteristics of argon glow discharge in an existing magnetron sputtering source structure, information about target utilization efficiency and also power efficiency can be obtained. Analysis of ion trajectories, energy and incident angle distribution indicates that bombarding ion portion decreases from 80% to 67% with the discharge voltage increasing from 260 V to 340 V due to the spatial distribution of electric potential. Since ions can be accelerated both moving toward and away from the target, an over-high discharge voltage is not beneficial to increasing power efficiency. On the other hand, increasing discharge voltage facilitates ions to impact the target with higher mean kinetic energy, which is beneficial to increasing sputtering yield. Therefore, choosing a proper discharge voltage according to working pressure is an effective way to increase power efficiency. Since the reliability of the simulation model is verified by comparison of ion sputtering position distribution and target actual erosion profile, simulation and analyzing methods in this paper are useful for the optimization design of the magnetron sputtering source.

Keywords Magnetron sputtering, Simulation numerical simulation, Plasma behavior, Target utilization efficiency, Power efficiency

摘要 通过三维粒子数值模型对现有磁控溅射源结构中氩辉光放电的等离子体行为和分布特征进行了模拟,从而得到靶材利用率和能量利用率的信息。离子轨迹、离子能量和离子入射角分布的分析结果表明,由于电势的空间分布影响,放电电压从 260 V 增加到 340 V,使得轰击离子比例从 80% 降低到 67%。由于离子向靶材移动和远离靶材都会得到加速,过高的放电电压不利于提高能量利用率。另一方面,提高放电电压有利于离子以更高的平均动能撞击靶材,有利于提高溅射产额。因此,根据工作压力选择合适的放电电压是提高电源效率的有效途径。通过离子溅射位置分布与靶材实际侵蚀剖面图的对比,验证了仿真模型的可靠性,对磁控溅射源的优化设计具有一定的参考价值。

关键词 磁控溅射 数值仿真 等离子体行为 靶材利用率 能量利用率 中图分类号: V19 文献标识码: A doi: 10.13922/j.cnki.cjvst.202309008

与传统的水镀技术相比,等离子涂层技术具有涂层性能优异、无污染、能耗低等特点,属于朝阳产业。磁控溅射技术在工业领域得到了广泛的应用。大多数薄膜产品都采用磁控溅射源(MSS)设备生产。

MSS 的运行参数、结构设计和放电特性等因素对薄膜产品的生产成本和性能有很大影响。因此,通过提高靶材和电能的利用效率来降低生产成本是磁控溅射技术发展的必要条件。MSS 设备的优化设

计还需要进一步的研究工作。

数值模拟是一种经济、省时的研究方法。对于MSS设备,仿真研究早在几年前就开始了。1988年,Gu和Wendt通过理论计算和实验验证相结合,对MSS放电中的电流径向分布和光发射轴向分布进行了研究,为MSS的数值模拟研究奠定了基础^[1-2],粒子间的碰撞不可忽视,因为MSS的工作压力通常在1Pa以下,忽略粒子碰撞的流体模拟对MSS的模拟研究有其局限性^[3]。因此,粒子云(PIC)或混合模拟与蒙特卡罗碰撞(MCC)方法相结合,可以跟踪粒子的输运,成为MSS放电模拟的热门选择。

遗憾的是,近年来关注 MSS 器件仿真的报道 较少。然而,由于工业领域的需求不断增加,有必 要对器件进行优化设计。作为器件设计的一种补 充方式,不同维度的仿真模型被应用于不同的研究 课题。对于一维模型, Gramer等[4-5]采用半经验公 式对等离子体鞘层进行一维模型研究,讨论了3种 工作压力和电磁场对等离子体鞘层的影响。对于 二维模型, Shon 等使用二维 PIC 模型分析磁控溅射 源放电中的等离子体。得到了带电粒子的空间分 布和速度分布,并讨论了入射离子通量分布与工作 压力、磁场和电场强度的关系^[3,6]。此外, Shon 等^[7] 还通过一种具有二维空间坐标和三维电磁场数据 的"2.5D"模型获得了带电粒子的空间和温度分布 以及靶材侵蚀剖面。邱清泉等[8-9] 致力于利用二维 和三维 PIC-MCC 模拟模型预测靶材侵蚀并提高靶 材利用率。此外, Sheridan 等[10] 利用三维模型模拟 了离子与靶材材料原子碰撞产生二次电子的过程, 并预测了碰撞位置的空间分布。Nanbu 等[11] 建立 了三维 PIC-MCC 模型研究带电粒子的空间分布, 获得了等离子体鞘层的信息。在此之前,各种数值 模型已被用于模拟磁控溅射源放电过程,并获得了 许多有价值的研究结果。上述仿真研究起步较早, 是 MSS 器件仿真的代表作品。

然而,仍然有一些问题很少被提及。例如,大 多数报道的侵蚀剖面都是根据靶表面附近离子密 度的空间分布估计得到的,没有考虑入射角和能量 的影响。大多数相关研究只关注靶材利用效率,而 不考虑能量利用率,而能量利用率也是工业领域降 低能耗和生产成本的关键因素。能量利用率与恒 定功率下产生的离子数量和轰击离子比例密切相 关[12]。 为了通过提高靶材利用率和电功率来降低磁控溅射的生产成本,利用粒子数值模拟的优势,可以为磁控溅射优化提供更多的参考信息。本文基于已有的 MSS 结构,建立了 PIC-MCC 三维数值模拟模型。该模型记录了磁控溅射源放电中带电粒子的行为和分布特征。并通过实际靶材冲蚀剖面验证了模型的可靠性。

1 数值仿真模型介绍

近年来,建立三维 PIC-MCC 模型和分析等离子体行为的方法被应用于霍尔等离子体加速器的研究。采用数值模拟的方法研究了放电特性^[13]、离子行为^[14]和放电稳定性^[15]。特别是对于带电粒子非轴对称分布的研究^[16],这种研究方法有其自身的优势。由于 MSS 与霍尔等离子体加速器具有相似的放电机理,因此采用类似的研究方法模拟了 MSS中的氩气辉光放电。随着高功率脉冲磁控溅射(High Power Impulse Magnetron Sputtering, HiPIMS)成为近年来的研究热点^[17-21],该模型也可以用于模拟 HiPIMS 的放电过程。

以 AJA 公司物理 V 气相沉积(Physical Vapor Deposition, PVD)系统中的 2 英寸 MSS 结构为基础,利用 Tech-X 公司的 VORPAL 软件^[22]建立了三维 PIC-MCC 模型,如图 1 所示。三维模型的仿真区域尺寸为 100 mm×20 mm×100 mm(图 1 中红色虚线包围),考虑到计算效率,网格尺寸设置为 2 mm×2 mm×2 mm。在每个网格中,宏粒子的数量设为 5,模型中考虑的宏粒子总数为 2.5×10⁵。为了避免网格尺寸大于德拜长度(Debye length)所导致的"网格加热效应"(一种在模拟中会导致等离子体密度高得多的数值不稳定性)^[23],模型采用了粒子电荷和电流的高阶插值,有效地保证计算精度。

仿真区域外的其余固体部分不影响磁控溅射源放电,考虑到计算效率,将其省略。仿真区域的实体部件如图 1 的右上角所示。

在放电初始阶段,认为中性氩气均匀分布在6个模拟区域内。靶和压环具有给定的负电势,模拟区域内其余部分的电势设为0V。通过求解泊松方程,可以计算出放电过程中每个时间步长的电场:

$$\nabla^2 \phi = -e \frac{n_{\rm i} - n_{\rm e}}{\varepsilon_0} \tag{1}$$

式中, ϕ 为电势,e为基本电荷, ε_0 为真空介电常数 (8.85×10⁻¹² F/m), n_1 和 n_2 分别为离子和电子的密度。

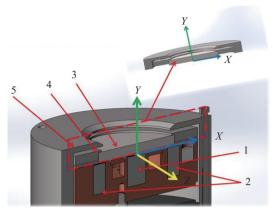


图1 磁控溅射源剖面图示意图(1内磁铁、2外磁铁、3靶(阴极)、4压环、5阳极环)

Fig. 1 Schematic diagram of magnetron sputtering source in section view (1-inner magnet, 2-outer magnet, 3-target (cathode), 4-pressing ring, 5-anode ring)

初始阶段,模拟区域内静态均匀分布着近 4× 10³ 的电子宏粒子,此电子被称为"种子电子",用于启动放电。在电磁场的作用下,这些"种子电子"在靶材表面附近开始振荡。等离子体是由少数"种子电子"与中性氩粒子之间的碰撞电离碰撞产生的[15]。整个模型采用吸收边界。一旦粒子到达模拟区域边界,该粒子将被消除,其跟踪也将停止。在洛伦兹力的作用下,带电粒子的运动可以表示为:

$$m\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}}{\mathrm{d}t} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{d}t} = \mathbf{v}$$
(2)

式中m为粒子质量,v为粒子速度,t为时间,q为粒子电荷,E为电场强度,B为磁场强度,r为粒子位置。利用上述运动方程,可以对带电粒子进行跟踪,并得到它们的运动轨迹。

对于粒子间的相互作用,模型考虑了五种碰撞过程。对于电子和中性粒子,考虑了电离、激发和弹性碰撞;对于离子和中性粒子,动量和电荷交换过程被考虑在内。这些碰撞可以表示为:

$$\begin{cases} e + Ar \rightarrow e + Ar(elastic \ collision) \\ e + Ar \rightarrow e + Ar^*(exciting \ collision) \\ e + Ar \rightarrow 2e + Ar^*(ionizing \ collision) \\ Ar + Ar^+ \rightarrow Ar + Ar^+(momentum \ exchange) \\ Ar^+ + Ar \rightarrow Ar + Ar^+(charge \ exchange) \end{cases}$$

对于弹性碰撞,应用动量守恒定律计算粒子碰撞后的速度;但对于非弹性碰撞(激发和电离),能量和动量守恒不再适用。因此,引入电子速度减小因子^[24],可描述为:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{2\Delta\varepsilon}{mv^2}} \tag{4}$$

式中: $\Delta \varepsilon$ 为电子碰撞后的能量损失, $mv^2/2$ 为电子碰撞前的动能。

对于离子与中性粒子之间的动量交换,取随机数R计算粒子碰撞后的速度:

$$\begin{cases} E_i' = E_i \cos^2 \theta \\ \cos \theta = \sqrt{1 - R} \end{cases}$$
 (5)

式中 E_i 和 E_i' 分别为碰撞前后的离子动能, θ 为碰撞前的轴向角,R为0~1之间的随机数。

离子和中性粒子之间的电荷交换是一个比较 简单的例子。所需要做的就是在碰撞后在两个粒 子之间交换信息。

对于模型中所有类型的碰撞,将需要在 0 到 1 之间的另一个随机数 R_{θ} 来获得碰撞后的轴向角 χ 和方位角 ψ 。

$$\begin{cases} \psi = 2\pi R_{\psi} \\ \chi = \arccos(1 - R_{\psi}) \cdot \dots \cdot \text{for electrons} \\ \chi = \arccos(1 - 2R_{\psi}) \cdot \dots \cdot \text{for ions} \end{cases}$$
 (6)

对于碰撞后的粒子速度(v_x , v_y , v_z), 应用经典欧拉变换:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} =$$

 $v \begin{pmatrix} \cos\chi\sin\theta\cos\varphi - \sin\chi\sin\psi\sin\varphi + \sin\chi\cos\psi\cos\theta\cos\varphi \\ \cos\chi\sin\theta\sin\varphi + \sin\chi\sin\psi\cos\varphi + \sin\chi\cos\psi\sin\theta\cos\varphi \\ \cos\chi\cos\theta - \sin\chi\cos\psi\sin\theta \end{pmatrix}$

式中v、 θ 、 φ 为碰撞前粒子的速度大小、轴向角和方位角。

根据 MSS 的常用操作参数, 氩气压力设为 0。5 Pa, 放电电压(靶材电位幅度)在 260~340 V 范围内调节。

磁场数据由数值计算软件编制,并导入三维模型。磁通密度数据采用有限元法得到。数据由每个网格节点上的磁通密度 B 分量 Bx、By 和 Bz 组成。在模拟区域的其他空间点上,通过线性插值计算 B。在 MSS 放电过程中,离子向靶材移动,形成垂直于靶材表面的离子流。根据麦克斯韦方程组,电流对磁通密度的影响可表示为:

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \tag{8}$$

式中 μ_0 为真空导率($4\pi \times 10^{-7}$ H/m), J为表面电流密度(A/m^2)。因为 $\varepsilon_0\mu_0$ 相当一个较小常数和E的时间

变化也小,方程中 $\varepsilon_0\mu_0\frac{\partial E}{\partial t}$ 可以忽略。通常情况下,MSS 表面电流密度J小于 250 A/m², 导致磁通密度小于 3 G 的方位偏差。由于B的量级为数百 G, 因此偏差很小,也可以忽略。也就是说,可以忽略离子电流对磁场的影响,将静态磁场数据导入三维模型。

然而,对于 HiPIMS,表面电流密度 J 通常比直流 MSS 器件高两个数量级。在这种情况下,必须考虑到离子电流对磁场的影响,在每个时间步长都要更新电磁场数据。电磁场数据的更新基于电磁感应法拉第定律和安培定律,可以表示为:

$$\boldsymbol{B}_{n+1} = \boldsymbol{B}_n - \Delta t (\nabla \times \boldsymbol{E}_{n+\frac{1}{2}}) \tag{9}$$

$$\varepsilon_0 \boldsymbol{E}_{n+\frac{1}{2}} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}_{n-\frac{1}{2}} + \Delta t (\nabla \times \frac{\boldsymbol{B}_n}{\mu_0} - \boldsymbol{J})$$
 (10)

式中 B_{n+1} 为时间步长 n+1 时的磁场强度, B_n 为时间步长 n 时的磁场强度, Δt 为时间步长, $E_{n+\frac{1}{2}}$ 为时间步长 $n+\frac{1}{2}$ 时的电场强度, $E_{n-\frac{1}{2}}$ 为时间步长 $n-\frac{1}{2}$ 时的电场强度。

如图 2 所示, 磁场具有平行于靶材表面和垂直于靶材表面的分量。在磁控溅射源放电中, 电子主要被平行磁场限制在靶材附近, 使得电子中性碰撞概率增大^[25], 等离子体能在较低的气体压力条件下产生和维持。对于 MSS 放电, 溅射效率取决于平行磁场分量。模型的可靠性还取决于输入数据与实际磁场值的一致性。因此, 将计算值与靶材表面(图 2 中的 L1)上的实测值进行比较。如图 3 所示, 计算值和实测值都在 50~400 G 的范围内, 两者之间存在约 15% 的偏差。由于小表面积的位置测量偏差可能导致较大的测量误差, 因此模拟可以接受磁场数据的相对误差为 15%。从而证实了磁场数据的可靠性。

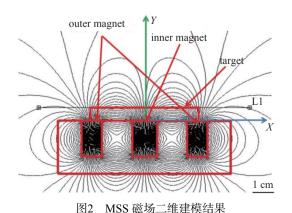


Fig. 2 2D modeling result of magnetic field of MSS

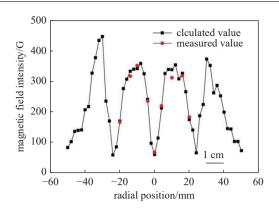


图3 MSS 磁场 B 水平分量计算值与实测值的比较 Fig. 3 Comparison of calculation and measurement value of B horizontal components of magnetic field of MSS

2 计算结果讨论

在模拟过程中,记录了所有氩离子和电子的空间坐标(x, y, z)和速度(v_x , v_y , v_z)。通过跟踪离子在相邻时间节点上的空间位置得到离子的轨迹,如图 4 所示。由于离子具有不同的非零水平速度分量 $v_{\parallel} = v_x + v_z$,它们与靶材表面的人射角不同。在图 4中可以观察到另一种现象。如图 4中不同颜色的轨迹所示,并不是所有的离子都能到达靶材表面"逃逸"。这种离子行为是图 5 中电势分布的结果。由于正电荷离子的存在,轴向位置 12~16 mm 区域(图 5 黄色区域)的电势高于其他区域。因此,无论离子向靶区移动还是远离靶区移动,由于电势的空间分布(由高电势区向低电势区),离子总是会加速。

在图 6 中,每条单线在 10 km/s 离子轴向速度 值附近都有另一个峰值。随着放电电压的增大,各 峰值对应的速度幅度也增大,是由于逃逸离子受到 电势的作用而得到加速的证据。

由于离子总是受到电势的加速作用,因此离子的初始轴向速度分量将决定它们是否能够撞击靶材而引起溅射。根据该推论,离子的分布与能量利用率(电源输出功率的利用效率)有关。换句话说,负v,值的比例越大,轰击离子的比例就越高,从而使得能量利用率越高。图 6显示了离子轴向速度分量v,的分布,负v,值表示离子向靶材移动。从图 6中可以看出,放电电压的变化对离子轴向速度分量的分布趋势没有影响,总体上有 20% 以上的离子从靶中逸出。但是,通过进一步分析离子轴向速度分量v,的数据,可以得出放电电压对轰击离子比例的影响,如图 7 所示。通过计算具有负v,值的离子的比

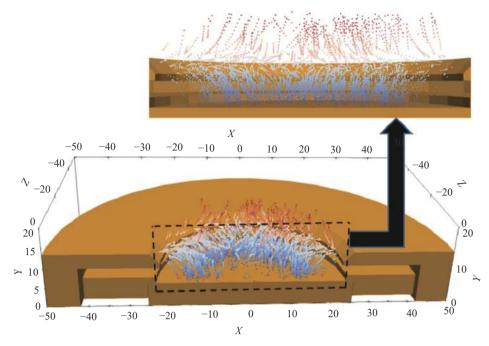


图4 离子轨迹(蓝色离子轨迹表示离子到达靶材,红色离子轨迹表示离子从靶材逃逸)

Fig. 4 Trajectories of ions (blue ion trajectories mean ion reach the target, the red ones mean that ion escape form the target)

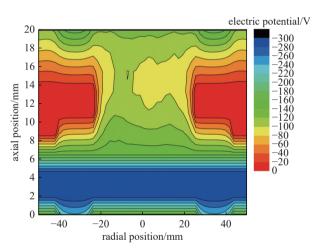


图5 MSS 内电位分布的二维结果

Fig. 5 2D result of electric potential distribution in MSS

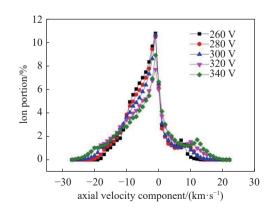


图6 离子轴向速度分量 v, 的分布

Fig. 6 Distribution of ion axial velocity components v_y

例,可以得到轰击离子的比例。从图 7 中可以清楚地看出,轰击离子量随着放电电压的增加而减小。这是因为,增加放电电压固然可以产生更多的氩离子,但由于密度较大的离子之间的相互作用,离子从靶体逸出的概率也增加了。结果,有效轰击离子比例降低。从这个角度来看,过高的放电电压可能会降低能量利用率。

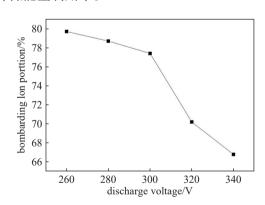


图7 轰击离子部分与放电电压的关系

Fig. 7 Relation between bombarding ion portion and discharge voltage

影响 MSS 能量利用率的另一个因素是溅射效率。能否产生溅射粒子取决于轰击离子的入射能量和入射角^[26-27]。基于以上考虑,采用统计方法计算出离子入射能量和入射角分布,如图 8 和图 9 所示。

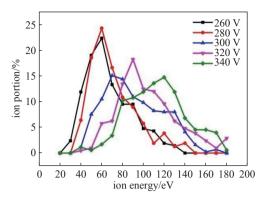


图8 离子的入射能量分布

Fig. 8 Incident energy distribution of ions

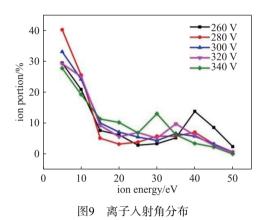


Fig. 9 Incident angle distribution of ions

由于模型具有吸收边界,离子一旦到达靶材表面就会从模拟区域中被移除。图 8 和图 9 的结果是根据靶材表面附近 1 mm 范围内的离子数据得出的。大多数离子的入射能量在 40 eV~160 eV 之间,平均入射能量随放电电压的增加而增加。模拟结果与相关文献中的测量结果吻合较好^[28]。用自制的栅格离子能量分析仪(又称减速场能量分析仪,RFEA)进行了验证试验。四网格探针位于距靶材表面 15 mm处(模拟区域上边界),面向靶材表面,可获得距靶材表面 15 mm处的离子能量分布。试验中,工作气体压力 0.5 Pa, 放电电压 300 V,电源输出功率 100 W。通过图 10 的测量和仿真结果对比,证实了建模的有效性。

对于入射角,超过60%的离子入射角在1°~10°范围内,这表明这些离子很难产生有效的溅射(窄入射角对应的溅射良率16相当低),器件本身还需要进一步优化以获得更好的性能^[26]。从图9也可以看出,放电电压对离子入射角分布没有明显影响。综上所述,提高放电电压有利于离子以更高的入射能量撞击靶材,有利于提高溅射成品率。

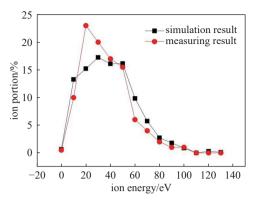


图10 离子能量分布测量结果与模拟结果的比较

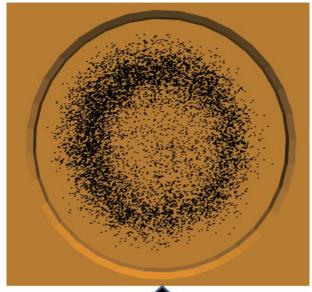
Fig. 10 Comparison between measuring and simulation results of ion energy distribution

通过以上分析,可以得出 MSS 的放电电压是一个至关重要的工作参数。一方面,增加放电电压会减少轰击离子部分,似乎不利于提高能量利用率。另一方面,增大放电电压,离子的平均入射能量增大,有利于提高溅射成品率。因此,在兼顾溅射成品率和能量利用率的前提下,根据工作压力选择合适的放电电压是 MSS 参数优化的关键。

本文讨论了能量利用率的影响因素,并对靶材利用效率问题进行了探讨。虽然根据以上模拟结果,有效溅射部分相对较低,但靶表面的蚀刻轮廓仍然与轰击离子沉积位置密切相关。原因是离子溅射只发生在轰击离子沉积区,离子溅射会在靶表面形成蚀刻槽。靶材利用率随刻蚀槽宽度和深度的增加而增加。因此,可以基于轰击离子沉积位置的分布来分析靶材利用效率。

从图 11 和图 12 可以清楚地看出,放电电压对 轰击离子在靶上的沉积位置分布没有影响。在靶 表面,65%以上的轰击离子沉积在一个宽度为 6 mm 的环空区域(FWHM 见图 12),平均半径约为 14 mm (峰值见图 12),该区域也是侵蚀槽所在的区域。根据侵蚀面积比例,可以推断出靶材利用效率约为 30%。轰击离子部分的最大值出现在 14 mm~15 mm 径向位置,说明侵蚀槽深度也应在该区域达到峰值。并通过实际靶材的侵蚀剖面测量结果验证了仿真结果。

由于工作功率低(≤100 W), 对靶材的平均侵蚀速率很低(~20 nm/min), 需要长时间工作(≥1000 h)才能出现明显的靶材侵蚀轮廓。因此, 通过侵蚀新靶材来验证模型的有效性并不是一种经济可行的方法。然而, 由上述结果可知, 离子轰击位置分布



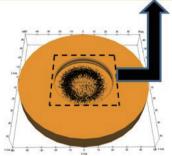


图11 模拟中轰击离子沉积位置可视化结果

Fig. 11 Visual result of bombarding ion deposition positions in simulation

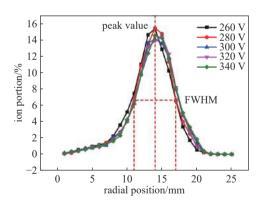


图12 轰击离子沉积位置的径向分布

Fig. 12 Radial distribution of bombarding ion deposition positions

与放电电压(或电源输入功率)无关,因此,在不同工作功率条件下,累积侵蚀的靶材可以作为离子轰击位置分布结果建模有效性的证明。图 13显示了不同材料的侵蚀靶材。所有靶材的侵蚀深度在径向位置达到峰值,约为 14.5 mm,在 21 mm 半径的圆形区域内存在侵蚀现象。回顾图 12 中虚线包围的



图13 使用靶材的实际侵蚀剖面

Fig. 13 Practical erosion profiles of used targets

区域,可以得出仿真和测量结果非常吻合的结论。

3 结论与展望

基于 2 英寸 MSS 结构, 建立了三维粒子数值模拟模型, 研究了决定 MSS 性能的离子行为。仿真结果与实测结果吻合较好, 验证了仿真的可靠性。 MSS 优化既需要提高靶材利用率, 也需要提高能量利用率。通过离子行为的模拟结果, 可以得出以下结论:

- (1) MSS 的能量利用率和放电电压是相互矛盾的。从以上模拟结果可以看出,由于离子的空间分布,生成离子的密度越大,轰击离子的比例就越小。为了提高能量利用率,必须牺牲一部分由高放电电压带来的高溅射产额和沉积速率的有益效果。
- (2)轰击离子沉积位置的分布与 MSS 的结构设计密切相关。为提高靶材的利用效率,应优化磁场分布,特别是使水平 B 分量分布更均匀。根据一些相关的研究工作,通过使用更小的磁体或增加磁靴来增加磁环数是值得尝试的方法。

此外,通过优化 MSS 的结构,提高离子的产生 速率和平均能量等努力仍然值得尝试。数值模拟 模型和分析方法为 MSS 性能优化的进一步研究提 供了理论依据。

参 考 文 献

- [1] Gu L, Lieberman M A. Axial distribution of optical emission in a planar magnetron discharge[J]. Journal of Vacuum Science & Technology A, 1988, 6: 2960–2964
- [2] Wendt A E, Lieberman M A, Meuth H. Radial current distribution at a planar magnetron cathode[J]. Journal of Vacuum Science & Technology A, 1988, 6: 1827–1831
- [3] Kusumoto Y, Iwata K. Numerical study of the characteristics of erosion in magnetron sputtering[J]. Vacuum, 2004, 74(3): 359–365

- [4] Cramer N F. Analysis of a one-dimensional, steady-state magnetron discharge[J]. Journal of Physics D Applied Physics, 1997, 30(18): 2573
- [5] Bradley J W,Lister G. Model of the cathode fall region in magnetron discharges[J]. Plasma Sources Science & Technology, 1997, 6(4): 524
- [6] Shon C H, Lee J K, Lee H J, et al. Velocity distributions in magnetron sputter[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1998, 26(6): 1635–1644
- [7] Shon C, Park J, Kang B, et al. Kinetic and Steady-State Properties of Magnetron Sputter with three-dimensional magnetic field[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 1999, 38(7); 4440–4449
- [8] Qiu Q, Li Q, Su J, et al. Magnetic field improvement in end region of rectangular planar DC magnetron based on particle simulation[J]. Plasma Science and Technology, 2008, 10(6): 694-700
- [9] Qiu Q, Li Q, Su J, et al. Simulation to predict target erosion of planar DC magnetron[J]. Plasma Science and Technology, 2008, 10(5): 581-587
- [10] Sheridan T E, Goeckner M J, Goree J. Model of energetic electron transport in magnetron discharges[J]. Journal of Vacuum Science & Technology A Vacuum Surfaces & Films, 1990, 8(1): 30–37
- [11] Nanbu K, Segawa S, Kondo S. Self-consistent particle simulation of three-dimensional dc magnetron discharge[J]. Vacuum, 1996, 47(6-8): 1013–1016
- [12] Rogov A V, Kapustin Y V, Martynenko Y V. Factors determining the efficiency of magnetron sputtering. Optimization criteria[J]. Technical Physics, 2015, 60(2): 283-291
- [13] Geng S F, Qiu X M, Cheng C M, et al. Three-dimensional particle-in-cell simulation of discharge characteristics in cylindrical anode layer hall plasma accelerator[J]. Physics of Plasmas, 2012, 19(4): 78
- [14] Geng S F, Tang D L, Wang C X, et al. Concentrated ion beam emitted from an enlarged cylindrical-anode-layer Hall plasma accelerator and mechanism[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(113): 78
- [15] Geng S F, Tang D L, Wang C X, et al. Breathing oscillations in enlarged cylindrical-anode-layer Hall plasma accelerator[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(113): R1–97
- [16] Tang D L, Geng S F, Qiu X M, et al. Three-dimensional numerical investigation of electron transport with rotating spoke in a cylindrical anode layer Hall plasma accel-

- erator[J]. Physics of Plasmas, 2012, 19: 073519
- [17] Anders A. Tutorial: Reactive high power impulse magnetron sputtering (R-HiPIMS)[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(17): 171101
- [18] Britun N, Konstantinidis S, Belosludtsev A, et al. Quantification of the hysteresis and related phenomena in reactive HiPIMS discharges[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(17): 171905
- [19] Hecimovic A, Corbella C, Maszl C, et al. Investigation of plasma spokes in reactive high power impulse magnetron sputtering discharge[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(17): 133302–661
- [20] Strijckmans K, Moens F, Depla D. Perspective: Is there a hysteresis during reactive High Power Impulse Magnetron Sputtering (R-HiPIMS)[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(8): 080901
- [21] Ganesan R, Akhavan B, Partridge J G, et al. Evolution of target condition in reactive HiPIMS as a function of duty cycle: An opportunity for refractive index grading[J].

 Journal of Applied Physics, 2017, 121(17): 171909
- [22] Nieter C, Cary J R. VORPAL: A versatile plasma simulation code[J]. Journal of Computational Physics, 2004, 196(2): 448–473
- [23] Revel A, Mochalskyy S, Montellano I M, et al. Massive parallel 3D PIC simulation of negative ion extraction[J].

 Journal of Applied Physics, 2017, 122(10): 103302
- [24] Benyoucef D, Yousfi M. Particle modelling of magnetically confined oxygen plasma in low pressure radio frequency discharge[J]. Physics of Plasmas, 2015, 22(1): 4440–198
- [25] Shon C H, Lee J K. Modeling of magnetron sputtering plasmas[J]. Applied Surface Science, 2002, 192(1): 258–269
- [26] Yamamura Y. A simple analysis of the angular dependence of light-ion sputtering[J]. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, 1984, 2(1-3): 578–582
- [27] Yamamura Y, Tawara H. Energy dependence of ion-induced sputtering yields from monatomic solids at normal incidence[J]. Atomic data and nuclear data tables, 1996, 62: 149–253
- [28] Bohlmark J, Lattemann M, Gudmundsson J T, Ehiasarian A, Gonzalvo Y, Brenning N and Helmersson U. The ion energy distributions and ion flux composition from a high power impulse magnetron sputtering discharge[J]. Thin Solid Films, 2006, 515(4): 1522–1526