

圆形复合式磁控溅射阴极设计及其放电特性模拟研究

汪天龙 邱清泉 靖立伟 张小波

Design of circular composite sputtering cathode and simulation of its discharge characteristics

Wang Tian-Long Qiu Qing-Quan Jing Li-Wei Zhang Xiao-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 070703 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172576

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172576>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

同轴枪脉冲放电等离子体输运过程中密度变化的实验研究

Experimental study on coaxial gun pulse discharge plasma density change in transport process

物理学报.2017, 66(5): 055203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.055203>

爆轰驱动固体套筒压缩磁场计算及准等熵过程分析

Magneto-hydrodynamic calculation of magnetic flux compression with explosion driven solid liners and analysis of quasi-isentropic process

物理学报.2015, 64(8): 080701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.080701>

放电参数对同轴枪中等离子体团的分离的影响

Influence of discharge parameters on blow-by in a coaxial plasma gun

物理学报.2015, 64(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.075201>

基于克尔效应的真空绝缘子表面电场在线测量

On-line measurement on surface electric field of insulator in vacuum based on Kerr effect

物理学报.2014, 63(9): 095207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.095207>

炸药柱面内爆磁通量压缩实验技术研究

Experimental research on the technique of magnetic flux compression by explosive cylindrical implosion

物理学报.2013, 62(17): 170701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.170701>

# 圆形复合式磁控溅射阴极设计及其放电特性模拟研究\*

汪天龙<sup>1)2)</sup> 邱清泉<sup>1)†</sup> 靖立伟<sup>1)</sup> 张小波<sup>3)</sup>

1) (中国科学院电工研究所, 中国科学院应用超导重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (深圳市速普仪器有限公司, 深圳 518035)

(2017年12月4日收到; 2018年1月18日收到修改稿)

基于二维有限元算法使用 COMSOL 软件对圆形复合式磁控溅射阴极的磁场进行了计算, 结合 Matlab 优化工具箱分别采用遗传算法和模拟退火算法对圆形复合式磁控溅射阴极的结构进行优化, 得到靶材利用率达到最大的最优结构. 对得到的最优磁控阴极, 基于自洽粒子模拟方法, 使用 VSim 软件对不同工况下的放电特性进行了模拟. 研究发现随着磁场非平衡度的增加, 阴极表面电势降落最大的位置和等离子体聚集的位置, 沿着阴极表面外沿不断向阴极中心移动, 阴极表面磁场的强度不断减小. 随着磁场非平衡度的增加, 等离子体密度先增加后减小, 鞘层厚度先减小后增加, 等离子体的密度和鞘层厚度不仅与磁场非平衡度有关, 而且与磁场强度有关. 最后根据粒子模拟的结果, 对复合式磁控阴极的靶材刻蚀深度进行了研究. 研究发现, 在优化前后靶材的刻蚀范围从 60 mm 扩展至整个靶面, 极大地提高了靶材利用率.

**关键词:** 磁控阴极, 优化设计, 磁场非平衡度, 放电

**PACS:** 07.55.Db, 52.80.Vp, 52.77.Bn

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172576

## 1 引言

新材料产业是关系国家高科技发展的战略新兴产业, 我国航空航天、轨道交通、新能源等高新技术的发展必须依赖一大批新型材料<sup>[1]</sup>. 磁控溅射因其成膜速度快、基片损伤小、易于控制、薄膜沉积附着力强等优点被广泛用于各种功能薄膜材料的制备. 1985年, Window 和 Savvides<sup>[2,3]</sup> 首先引入了非平衡磁控溅射的概念. 非平衡磁控溅射基片离子流密度和能量比平衡磁控溅射要大一个数量级, 这将直接影响薄膜的结构和性质, 非平衡磁控溅射更适合对各种功能薄膜进行沉积和研究.

复合式磁控溅射阴极最显著的特点是采用永磁体加电磁线圈激磁, 靶面磁场分布可以灵活调节, 进而改变磁场的非平衡度, 非常适用于研究非

平衡磁控溅射及其放电特性. 在磁控阴极设计方面, SOLERAS 公司提出了一种分流设计<sup>[4]</sup>, 通过在磁极和靶之间放置一定形状的铁磁垫片, 来改善靶面的磁场分布. Ido 和 Nakamura<sup>[5]</sup> 通过在阴极靶面周围加一个电磁线圈, 用线圈电流产生的磁场来改变靶的刻蚀, 但是靶的利用率并没有明显的提高. Bai 等<sup>[6]</sup> 将磁控溅射沉积装置放在超导线圈产生的磁场中, 发现外加磁场的存在使薄膜的形貌、相结构均起了明显的变化<sup>[7]</sup>, 但是并没有给出阴极内部结构和溅射空间的磁场分布, 也没有对产生的变化给出解释. 大连理工大学表面改性实验室通过在磁控靶外加电磁线圈形成一种可控开放磁场研究放电特性, 发现外加磁场降低了放电电压, 提高了系统在较低真空度的放电稳定性, 而且调制磁场可以形成较高的等离子体密度和离子束流<sup>[8,9]</sup>. 邱

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51277172) 和国家自然科学基金创新研究群体科学基金 (批准号: 51721005) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [qiuqingquan@mail.iee.ac.cn](mailto:qiuqingquan@mail.iee.ac.cn)

清泉<sup>[10]</sup>提出采用两个电磁线圈结构的复合式磁控溅射阴极,通过调节两个电磁线圈的电流大小和方向来改变靶面磁场的分布.虽然这种结构的调节效果要优于单个电磁线圈,但前期没有考虑分流设计,未能为线圈产生的磁场提供一个最优的磁路.

基于以上分析,本文提出一种由两个电磁线圈附加中部磁轭构成的圆形复合式磁控溅射阴极,采用二维有限元算法和智能优化算法对复合式磁控阴极进行了优化,得出靶材利用率最大化的阴极结构;在最优化结构的基础上,采用自洽粒子模拟方法,研究了磁场非平衡度对放电特性的影响,并对靶材刻蚀形貌进行了预测.

## 2 圆形复合式磁控阴极磁场优化设计

### 2.1 圆形复合式磁控阴极模型

复合式磁控溅射阴极是在传统磁控溅射阴极结构的基础上外加电磁线圈,靶面磁场由永磁体和电磁线圈共同激励.圆形复合式磁控溅射阴极的结构示意图见图1,主要由外永磁环、内磁柱、外电磁线圈、内电磁线圈、外磁轭、内磁轭、中部磁轭、底磁轭构成.电磁线圈采用绝缘漆包线绕制,磁轭材料选用马氏体不锈钢2Cr13.采用模拟冲击法测试了2Cr13的磁化曲线,如图2所示.

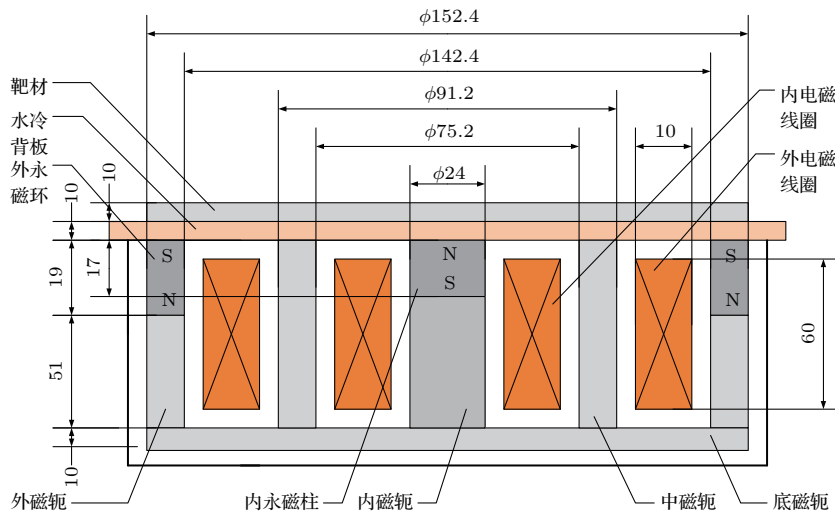


图1 圆形复合式磁控溅射阴极示意图

Fig. 1. Schematic diagram of circular composite magnetron sputtering cathode.

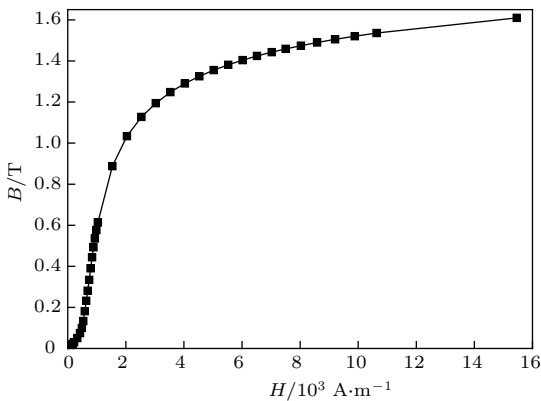


图2 2Cr13的磁化曲线

Fig. 2. 2Cr13 magnetization curve.

### 2.2 磁场优化设计

在磁控溅射技术中,靶面等离子体的分布决定了靶材刻蚀的形貌,从而直接影响靶材的利用率,因此理想磁控溅射阴极靶面的等离子体的分布

应具有更宽的范围.磁控溅射阴极靶面的磁场和阴阳极之间的外加电场共同作用于等离子体,形成对等离子体的约束,靶面具有较高的等离子体密度. Wendt等<sup>[11]</sup>研究发现,在一定参数范围内,在磁力线与靶面相切的位置,即磁场的垂直分量  $B_z(R, 0) = 0$  的位置,靶材刻蚀最为严重,电子密度最高. Komath等<sup>[12]</sup>研究发现,放电辉光和刻蚀环都聚集在阴极表面磁场垂直分量为零的位置.对图1所示的圆形复合式磁控阴极采用二维轴对称有限元法进行电磁场计算,得到靶面的磁场分布.分别调节两个电磁线圈的电流,经过初步计算发现在两线圈均通正向电流时,  $B_z(R_2, 0) = 0$  的位置比较靠近圆形阴极的外沿,两线圈均通负向的电流时,  $B_z(R_1, 0) = 0$  的位置比较靠近圆形阴极的中心.其中  $R_1, R_2$  分别是最小刻蚀环半径和最大刻蚀环半径.对电流进行连续调节,即可实现对  $R_1, R_2$  范围内的靶材进行溅射刻蚀,弥补了常规磁

控阴极不能调节刻蚀范围的不足.

为了提高靶材利用率,  $R_1, R_2$  的差值应该越大越好, 因此构建目标函数如下式:

$$f = \frac{R_0 - (R_2 - R_1)}{R_0}, \quad (1)$$

其中  $R_0$  为靶材的半径, 目标函数越小, 表示靶材利用率越高. 选取内磁轭半径  $R_{in}$ 、外磁轭厚度  $W_{out}$ 、中部磁轭厚度  $W_{mid}$ 、内永磁柱高度  $h_1$ 、外永磁环高度  $h_2$  为优化变量.

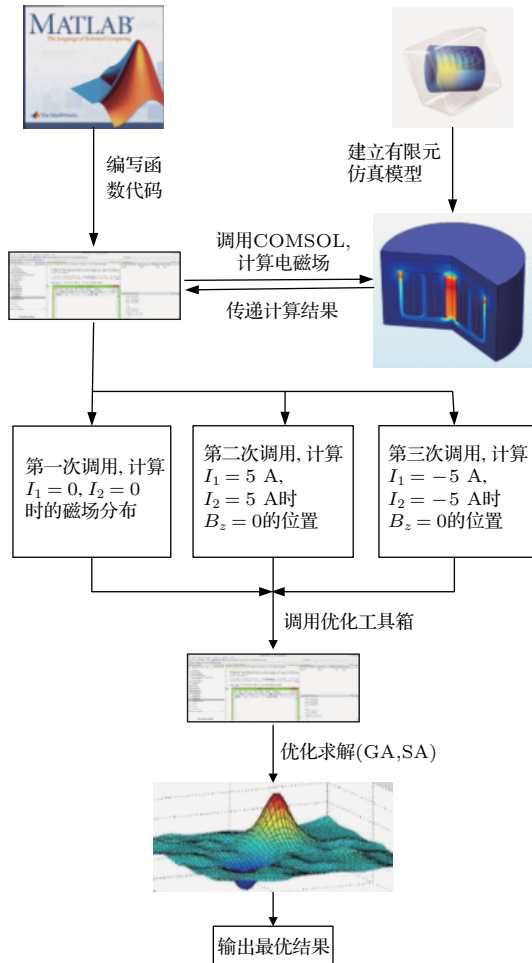


图3 COMSOL与Matlab联合优化流程

Fig. 3. Combining optimization of COMSOL and Matlab.

约束条件具体如下.

1) 两线圈不通电时, 磁场较理想的位形是水平分量比较均匀, 但是中间要略有下凹. 磁场分布呈马鞍面形状(两个波峰), 且幅值要足够大, 以满足一般的工艺要求. 因此, 提出第一个约束条件, 在不加线圈磁场时, 永磁体在靶面产生的磁场水平分量应出现两个峰值  $B_{rp1}, B_{rp2}$ , 且不小于 250 Gs.

$$B_{rp1} \geq 250 \text{ Gs}, \quad B_{rp2} \geq 250 \text{ Gs}. \quad (2)$$

2) 两线圈通  $-5 \text{ A}$  电流时, 此时靶面磁场较弱, 对等离子体的束缚较弱, 不利于维持放电. 为维持方法和满足一般的工艺要求, 磁场强度要大于一定的数值. 因此, 提出第二个约束条件, 即在反向电流的作用下, 靶面磁场的水平分量峰值  $\max B_r$  应不小于 250 Gs, 否则磁场太弱, 没有实际使用价值.

$$\max B_r \geq 250 \text{ Gs}. \quad (3)$$

3) 为方便线圈及水冷管道布置, 阴极体要留有足够的空间, 因此磁体结构要受到一定的几何约束, 提出第三个约束条件.  $r_{coil2}$  为外线圈的位置,  $r_{coil1}$  为内线圈的位置,  $l_{coil}$  为线圈截面宽度.

$$r_{coil2} - r_{coil1} - l_{coil} - W_{mid} \geq 10. \quad (4)$$

磁场的计算采用商业多物理场分析软件 COMSOL Multiphysics, COMSOL 和 Matlab 具有良好的数据接口. Sun 等 [13] 采用 Matlab 与 COMSOL 联合仿真对超导磁储能磁体进行优化, 得出储能能量一定时所用超导带材最少的磁体结构. 本文采用 COMSOL 与 Matlab 优化工具箱结合的方法, 对圆形复合式磁控溅射阴极的磁场分布进行优化. 优化算法选择遗传算法和模拟退火算法, 优化流程如图 3 所示.

### 2.3 优化结果与分析

分别采用遗传算法和模拟退火算法, 经过 COMSOL 和 Matlab 联合优化后, 得出靶面刻蚀环半径达到最大的圆形复合式磁控溅射阴极的结构优化参数, 如表 1 所列.

表1 圆形复合式磁控溅射阴极磁体优化结果

Table 1. Optimization results of circular composite magnetron sputtering cathode magnets.

参数	优化前	遗传算法	模拟退火算法
内磁轭半径/mm	10	12.4	11.959
外磁轭厚度/mm	10	5	5.086
中磁轭厚度/mm	5	5.538	7.521
内磁柱高度/mm	20	15.521	17.303
外磁环高度/mm	20	13.683	19.146
目标函数	0.7638	0.5276	0.5538

根据遗传算法和模拟退火算法优化后的结果, 选取  $R_{in} = 12$ ,  $W_{out} = 5$ ,  $W_{mid} = 8$ ,  $h_1 = 17$ ,  $h_2 = 19$ , 计算靶面电磁场分布. 设内线圈通入电流为  $I_1$ , 外线圈通入电流为  $I_2$ , 电流在  $-5$  A 和  $5$  A 之间连续可调节. Svadkovski 等<sup>[14]</sup> 定义了磁控阴极的非平衡系数为靶面通过外磁极的磁通量与通过心部磁极磁通量之比. 调节线圈的电流可得复合磁控阴极的调节效果如表 2 所列, 不同电流下的磁力线分布如图 4 所示.

表 2 圆形复合式磁控溅射阴极的调节效果

Table 2. Regulating effect of circular composite magnetron sputtering cathode.

线圈电流 $I_1$ /A	线圈电流 $I_2$ /A	刻蚀环半径 $R$ /mm	非平衡度 系数 $K$
0	0	51.42	2.0814
5	5	58.46	1.3681
-5	-5	24.22	4.1502

从表 2 可以看出, 在两个线圈电流均为  $5$  A 时, 靶面刻蚀环半径最大, 对应的磁力线分布如图 4(a), 磁力线集中分布到靶面外侧; 在两个线圈均通电  $-5$  A 时, 靶面刻蚀环半径最小, 对应的磁力线分布如图 4(c), 磁力线集中分布到靶面中心附近; 在两个线圈不通电流时, 靶面刻蚀环半径和磁力线分布均介于上述两者之间. 另一方面, 在两个线圈电流从  $5$  A 调节为  $-5$  A 时, 靶面刻蚀环半径从  $58.46$  mm 减小到  $24.22$  mm, 调节范围达  $34.24$  mm, 接近靶面半径  $76.2$  mm 的一半. 常规圆形磁控溅射阴极的靶材刻蚀环半径基本不能调节, 靶材的利用率一般低于  $10\%$ , 复合式磁控阴极的刻蚀环半径可以在接近靶面半径二分之一范围内调节, 由此可见复合式磁控阴极的靶材利用率得到了很大提高. 复合式磁控阴极的磁场非平衡度也随着线圈电流的调节而发生变化, 这为研究磁场的非平衡度对放电的影响奠定了基础.

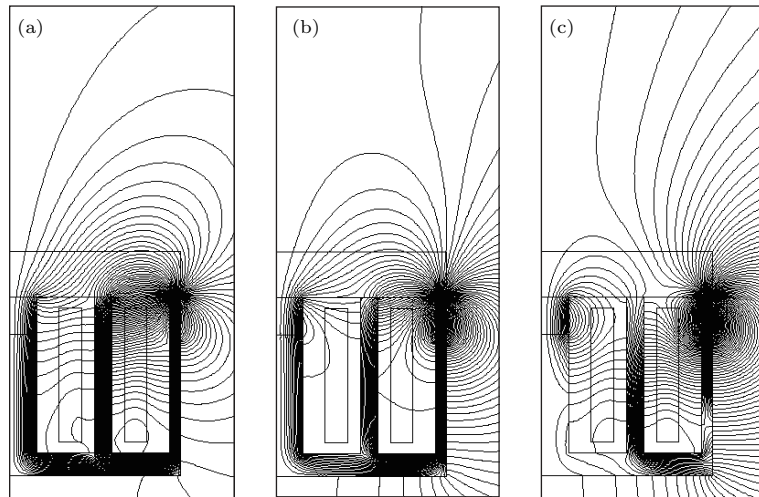


图 4 不同电流时磁力线分布图 (a)  $I_1 = 5$  A,  $I_2 = 5$  A; (b)  $I_1 = 0$ ,  $I_2 = 0$ ; (c)  $I_1 = -5$  A,  $I_2 = -5$  A

Fig. 4. Distribution of magnetic field under different currents: (a)  $I_1 = 5$  A,  $I_2 = 5$  A; (b)  $I_1 = 0$ ,  $I_2 = 0$ ; (c)  $I_1 = -5$  A,  $I_2 = -5$  A.

### 3 圆形复合式磁控溅射放电特性模拟分析

#### 3.1 自洽粒子模拟

放电等离子体模拟是研究磁控溅射的一个重要环节, 由等离子体在放电空间的分布特性, 可以得到溅射速率、刻蚀形貌、薄膜均匀性等与磁控溅射相关的重要信息. 磁控放电等离子体的仿真方法按照模型可分为动力学模型、粒子模型、流体模

型、混合模型以及简化模型<sup>[15]</sup>. 放电空间电磁场的求解, 应该考虑到由于电子  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  漂移运动产生的霍尔电流. Rosnagel 和 Kaufman<sup>[16,17]</sup> 研究发现霍尔电流产生的磁场远小于磁控阴极本身的磁场. 自洽粒子模拟是指放电空间电场的求解考虑到带电粒子运动引起的电荷密度变化带来的影响, 而认为磁场保持不变与带电粒子的运动无关, 在电磁场的求解时, 每个时间步长只更新电场的数值. 日本学者 Bird<sup>[18]</sup> 证明 PIC/MCC (particle-in-cell and Monte Carlo-collision) 方法可以给出玻尔兹曼方程的严格解. 自洽粒子模拟基于第一性原理, 直

接跟踪每个宏粒子的运行轨迹, 模拟结果相对可靠. 但是自洽粒子模拟要考虑到时间步长、求解空间的网格宽度、宏粒子数等限制, 往往导致非常大的计算量. Kolev 等<sup>[19]</sup>研究发现, 在较低的气压下, 亚稳态氩原子、快氩原子、靶材离子和靶材原子对放电的影响可以忽略. Kondo 和 Nanbu<sup>[20,21]</sup>通过三维自洽模拟发现, 对于轴对称的磁体, 放电等离子体分布也是轴对称的, 因此可以采用二维分析. 本文采用专业电磁粒子仿真软件 VSim 对圆形复合式磁控溅射阴极的放电特性进行了二维、自洽粒子模拟.

### 3.2 磁场非平衡度对磁控放电的影响分析

粒子模拟求解空间的网格宽度要小于等离子体的德拜长度, 求解时间步长要小于等离子体的振荡频率的倒数. 以密度为  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ 、温度为 10 eV 的等离子体为例, 德拜长度为 0.23 mm, 等离子体振荡频率的倒数为  $1.12 \times 10^{-9} \text{ s}$ . 因此选取网格宽度为 0.2 mm, 时间步长为  $5 \times 10^{-11} \text{ s}$ . 为了节省计算时间, 当每个网格粒子数过多时, 需要对粒子进行合并, 同时保证合并前后粒子的总能量和总动量保持不变. 在仿真中宏粒子权重过大, 电荷密度的局部波动将引起电场强烈的局部变化, 引起仿真不稳定, 同时理想情况下每个网格的宏粒子数为 10—50 个, 过多的宏粒子可能引起数值加热等不稳定因素<sup>[22]</sup>. 因此在计算前需要设置开始合并的粒子数和合并的最大权重, 合并的最大权重是指当粒子的权重超过设定的最大权重时, 就不再对该粒子进行合并. 本文设定每个网格中超过 50 个宏粒子时开始合并, 合并的最大权重为  $8 \times 10^9$ . 放电氛围为氩气, 气压为 0.5 Pa, 阴阳极间电压为 500 V, 阴极靶为 Cu, 初始电子密度和离子密度均为  $10^{14} \text{ m}^{-3}$ , 初始电子温度为 5 eV, 离子温度为 0.026 eV, 电子和离子的初始权重设为  $4 \times 10^6$ , 即每个宏粒子代表四百万个真实的粒子.

对表 2 中圆形复合式磁控溅射阴极三种工况下的放电特性进行二维、自洽粒子模拟, 研究磁场非平衡度对放电空间电势分布、电子密度分布的影响. 对磁控放电, 认为计算至 2  $\mu\text{s}$  时尽管粒子密度的峰值还会继续增长, 但是放电空间电场的分布和粒子的分布形状都会变得比较稳定<sup>[22-24]</sup>. 本文给出放电 5  $\mu\text{s}$  时刻的计算结果, 三种工况下的电势分布和电子密度分布分别如图 5 和图 6 所示.

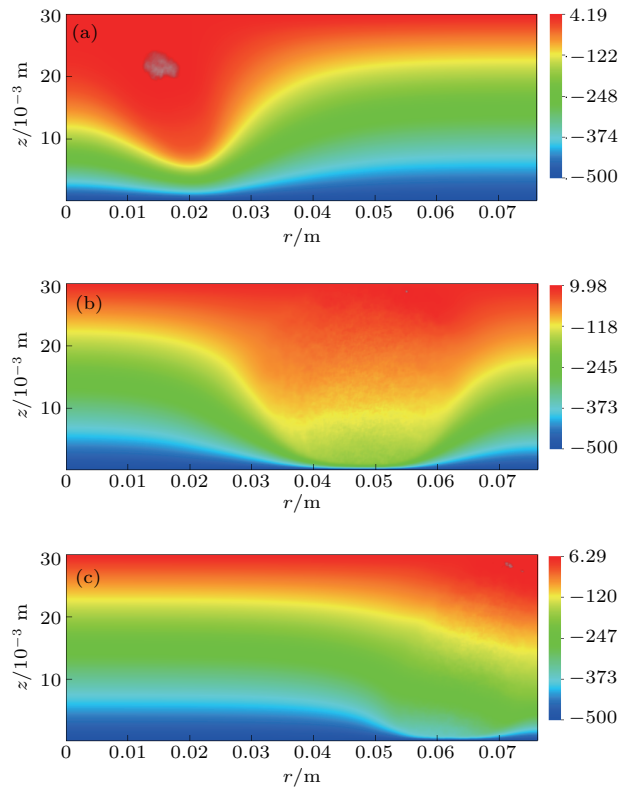


图 5 不同非平衡度下放电空间的电势分布 (a)  $K = 4.15$ ; (b)  $K = 2.08$ ; (c)  $K = 1.37$

Fig. 5. Distribution of potential under different non-equilibrium: (a)  $K = 4.15$ ; (b)  $K = 2.08$ ; (c)  $K = 1.37$ .

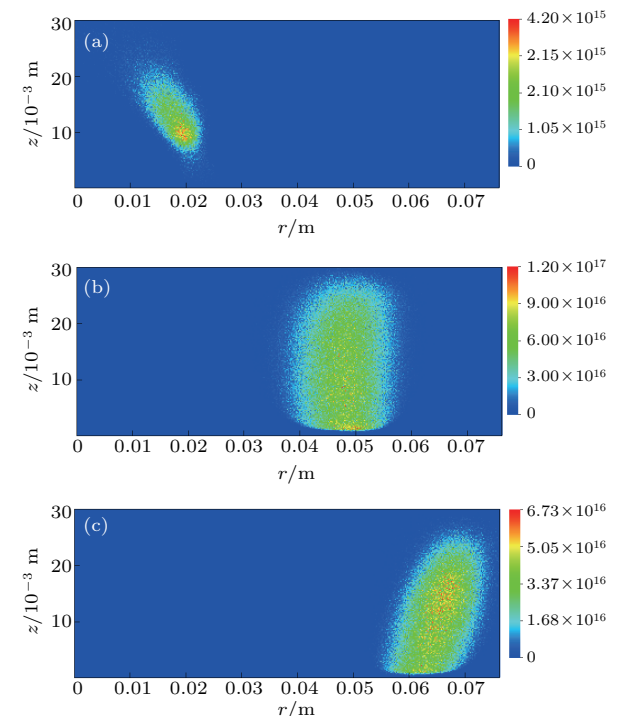


图 6 不同非平衡度下放电空间的电子密度分布 (a)  $K = 4.15$ ; (b)  $K = 2.08$ ; (c)  $K = 1.37$

Fig. 6. Distribution of electron density under different non-equilibrium: (a)  $K = 4.15$ ; (b)  $K = 2.08$ ; (c)  $K = 1.37$ .

由图5和图6可以看出,随着磁场非平衡度的增加,在阴极表面电势降落最大的位置和电子聚集的位置逐渐向阴极中心收缩,并且电势降落的大小和电子密度的大小均差异很大.在 $K = 4.15$ 时电子分布距离靶面相对另两种情况较远,这是由于在较高的磁场非平衡度下,磁力线向基片延伸,等离子体可以被引向阳极.为便于观察,在阴极表面磁场垂直分量 $B_z(R, 0) = 0$ 的位置做三种磁场非平衡度下的电势对比图,在距离靶面10 mm的位置做电子密度分布对比图,分别如图7和图8所示.由图7可以看出,在 $K = 1.37$ 和2.08时,鞘层厚度较小且差别不大,但是 $K = 2.08$ 时的电势降落更大,对应的电场强度较强,有利于氙气的电离,等离子体的密度较高;在 $K = 4.15$ 时,鞘层厚度较宽,

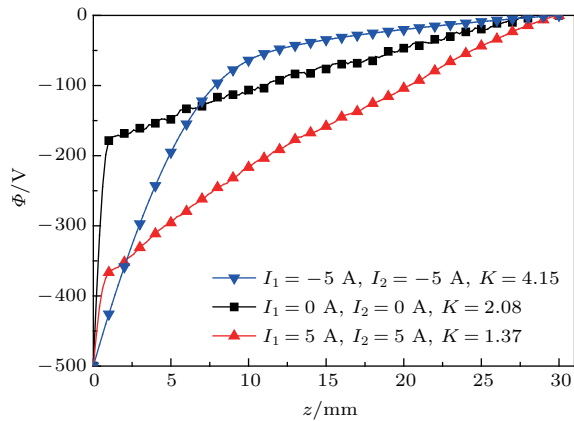


图7 不同磁场非平衡度时 $B_z(R, 0) = 0$ 的位置的电势分布

Fig. 7. Distribution of potential at the position of  $B_z(R, 0) = 0$  under different non-equilibrium of magnetic field.

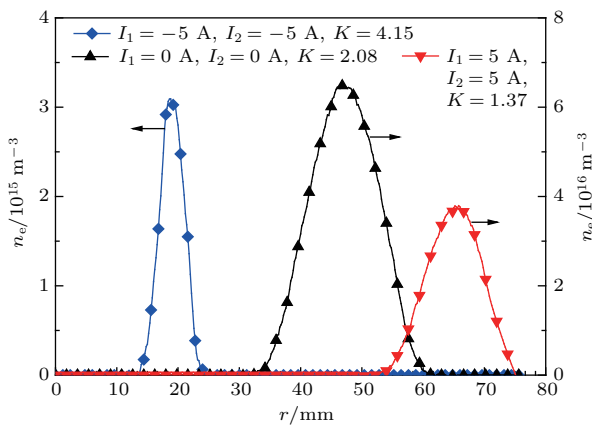


图8 不同磁场非平衡度时距离靶面1 cm的电子密度分布

Fig. 8. Distribution of electron density of 1 cm from the target surface under different non-equilibrium of magnetic field.

对应的电场强度较弱,不利于碰撞电离,因此等离子体的密度较小.由图8可以看出,在 $K = 2.08$ 时,电子的密度最高,在 $K = 4.15$ 时电子的密度最低,而且相差一个数量级,一方面是由于 $K = 4.15$ 时阴极表面的电场较弱,不利于氙气电离;另一方面是由于该工况下,两个电磁线圈均通入的反向的5 A电流,与中心永磁柱的磁场相抵消,在阴极表面合成的磁场较弱,对等离子体的束缚减弱,故此时刻的电子密度较低.

### 3.3 复合式磁控溅射阴极靶材刻蚀形貌分析

磁控溅射阴极靶材刻蚀形貌可以由磁场分布预测、也可以由放电等离子体模拟预测.于贺等<sup>[25]</sup>用阴极表面的磁场分布模拟了靶材的刻蚀形貌, Qiu等<sup>[26]</sup>和Kwon等<sup>[27]</sup>分别采用粒子模拟法结合溅射产额公式模拟了靶材的刻蚀形貌.氙离子经过阴极鞘层电场的加速轰击靶材,靶原子从阴极溅射出来飞向阳极沉积到基片.本文从阴极吸收的氙离子分布以及氙离子轰击Cu靶的溅射产额分析靶材的刻蚀形貌.根据3.2节中的计算结果,可以得到阴极吸收到的氙离子分布.由3.2节可知,一般认为磁控放电计算至2 μs时,电场分布和空间等离子体分布已经比较稳定,本文中的模拟至5 μs.考虑到仿真初始时电子和氙离子是均匀分布在放电空间的,在放电稳定之前,整个靶面都有氙离子的轰击;在放电稳定之后,靶面会形成一个明亮的辉光圆环,等离子体聚集在该处,氙离子轰击阴极靶材形成溅射.因此,为了放电足够稳定,选取在4—5 μs时间区间内阴极吸收到的氙离子分布作为溅射数据.氙离子打到铜靶上的溅射产额可由Yamamura

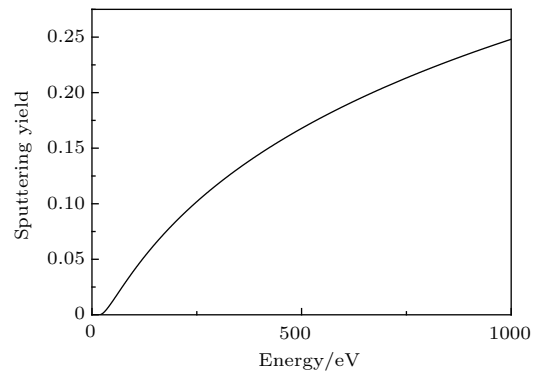


图9 氙离子与铜相互作用的溅射产额曲线

Fig. 9. Sputtering curves of argon ions interacting with copper.

和Tawara<sup>[28]</sup>的研究给出,如图9所示.由阴极吸收到的氩离子数量和能量分布,结合图9所示的溅射产额公式,可以得到圆形复合式磁控溅射阴极在优化前后的归一化刻蚀深度,如图10所示.

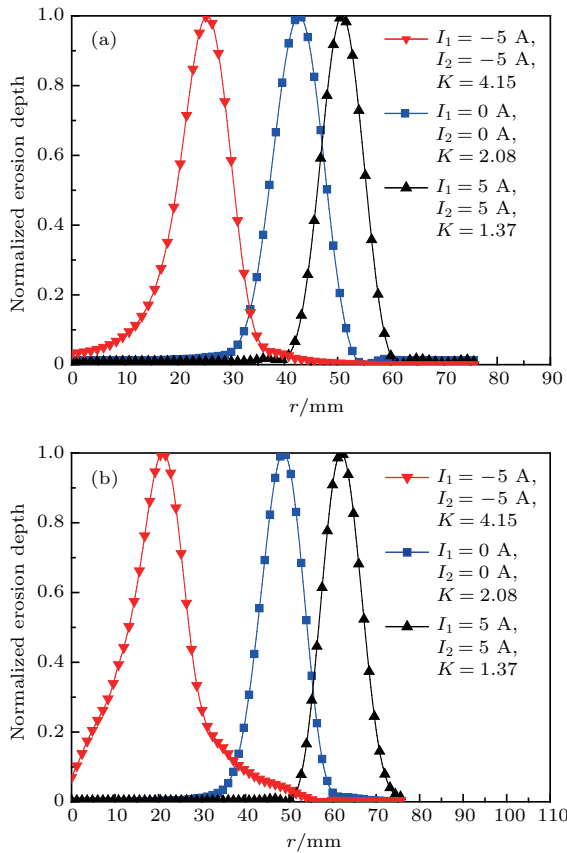


图10 优化前后复合式磁控阴极的归一化刻蚀深度 (a) 优化前; (b) 优化后

Fig. 10. Normalized etching depth of composite magnetron cathode before and after optimization: (a) Before optimization; (b) after optimization.

由图10可见,靶材在优化前的刻蚀形貌为约60 mm的刻蚀环,优化后的刻蚀在整个靶面都有,通过调节两个电磁线圈电流的大小和方向,可以在整个靶面的溅射,相对于常规圆形磁控溅射阴极靶材利用率不足10%,复合式磁控溅射阴极极大地提高了靶材的利用率.

## 4 结 论

本文首先采用二维有限元法对圆形复合式磁控溅射阴极磁场分布进行计算,以遗传算法和模拟退火算法为优化方法,通过COMSOL和Matlab联合计算,得出靶材利用率达到最大的圆形复合式磁控阴极结构参数.然后基于Vsim软件,对氩气氛下的圆形复合式磁控溅射阴极的放电特性进行了模

拟,并研究磁场非平衡度对放电等离子体的影响.研究发现,随着磁场非平衡度的增加,电势降落最大的位置和等离子体聚集的位置,从阴极外沿向阴极中心移动;在两个电磁线圈不通电流时,等离子体的密度达到最大值,等离子体的密度和鞘层厚度不仅与磁场的非平衡度有关,而且与磁场强度有关;在磁场的非平衡度最大时,磁场强度最弱,等离子体的鞘层厚度达到最大,等离子体密度要降低一个数量级,不利于维持放电.最后根据粒子模拟得到的阴极吸收到的氩离子的分布,结合溅射产额曲线得到阴极靶面的刻蚀深度曲线;在优化前后靶面的刻蚀范围增大,通过调节两个线圈电流的大小和方向,可以实现全部靶面的刻蚀,靶材利用率得到提高.但是有关磁场非平衡度对靶材的溅射速率、溅射原子的沉积速率以及薄膜均匀性的影响仍然需要进一步研究.

## 参考文献

- [1] Tu H L, Zhang S R, Li T F 2016 *Chin. Eng. Sci.* **18** 90 (in Chinese) [屠海令, 张世荣, 李腾飞 2016 中国工程科学 **18** 90]
- [2] Window B, Savvides N 1986 *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films* **4** 453
- [3] Savvides N, Window B 1986 *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films* **4** 504
- [4] German J R 1993 *IBM Tech. Discl. Bull.* **36** 414
- [5] Ido S, Nakamura K 1993 *Jpn J. Appl. Phys.* **32** 5698
- [6] Bai H L, Mitani S, Wang Z J, Fujimori H, Motokawa M 2001 *Thin Solid Films* **389** 51
- [7] Jiang E Y, Chen Y F, Li Z Q, Bai H L 2005 *J. Tianjin Univ. Nat. Sci. Eng. Ed.* **38** 573 (in Chinese) [姜恩永, 陈逸飞, 李志青, 白海力 2005 天津大学学报 **38** 573]
- [8] Mu Z X, Li G Q, Liu C, Jia L, Zhang C W 2003 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **23** 243 (in Chinese) [牟宗信, 李国卿, 柳翠, 贾莉, 张成武 2003 真空科学与技术学报 **23** 243]
- [9] Mu Z X, Guan B Y, Li G Q, Song L F 2002 *Vacuum* **3** 31 (in Chinese) [牟宗信, 关秉羽, 李国卿, 宋林峰 2002 真空 **3** 31]
- [10] Qiu Q Q 2012 CN102420091A (in Chinese) [邱清泉 2012 中国专利 CN102420091A]
- [11] Wendt A E, Lieberman M A, Meuth H 1988 *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films* **6** 1827
- [12] Komath M, Rao G M, Mohan S 1999 *Vacuum* **52** 307
- [13] Sun Q, Zhang Z, Lin L, Qiu Q Q, Liu D Q, Zhang G M, Dai S T 2014 *IEEE Trans. Appl. Supercon.* **24** 1
- [14] Svadkovski I V, Golosov D A, Zavatskiy S M 2002 *Vacuum* **68** 283
- [15] Qiu Q Q, Li Q F, Su J J, Jiao Y, Jim F 2007 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **27** 493 (in Chinese) [邱清泉, 励庆孚, 苏静静, Jiao Y, Finely Jim 2007 真空科学与技术学报 **27** 493]



- [16] Rossnagel S M, Kaufman H R 1987 *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films* **5** 2276
- [17] Rossnagel S M, Kaufman H R 1987 *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films* **5** 88
- [18] Bird G A 2003 *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (Oxford: Clarendon Press) pp199–206
- [19] Kolev I, Bogaerts A, Gijbels R 2005 *Phys. Rev. E* **72** 056402
- [20] Kondo S, Nanbu K 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **2** 142
- [21] Kondo S, Nanbu K 2001 *J. Vac. Sci. Technol. A: Vac. Surf. Films* **19** 838
- [22] Qiu Q Q, Li Q F, Su J J, Jiao Y, Jim F 2009 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **29** 182 (in Chinese) [邱清泉, 励庆孚, 苏静静, Jiao Y, Finely Jim 2009 核聚变与等离子体物理 **29** 182]
- [23] Shon C H, Lee J K, Lee H J, Yang Y, Chung T H 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1635
- [24] Shon C, Park J, Kang B, Lee J 1999 *Jpn J. Appl. Phys.* **38** 4440
- [25] Yu H, Wang T, Wu Z M, Jiang Y D, Jiang J, Jing H J 2009 *Vacuum* **46** 14 (in Chinese) [于贺, 王涛, 吴志明, 蒋亚东, 姜晶, 靖红军 2009 真空 **46** 14]
- [26] Qiu Q, Li Q, Su J, Jiao Y, Jim F 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 581
- [27] Kwon U H, Choi S H, Park Y H, Lee W J 2005 *Thin Solid Films* **475** 17
- [28] Yamamura Y, Tawara H 1996 *Atom Data Nucl. Data* **62** 149

# Design of circular composite sputtering cathode and simulation of its discharge characteristics\*

Wang Tian-Long<sup>1)2)</sup> Qiu Qing-Quan<sup>1)†</sup> Jing Li-Wei<sup>1)</sup> Zhang Xiao-Bo<sup>3)</sup>

1) (*Applied Superconductivity Key Laboratory, Chinese Academy of Sciences, Institute of Electrical Engineering of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*SuPro Instruments Company Limited, Shenzhen 518035, China*)

( Received 4 December 2017; revised manuscript received 18 January 2018 )

## Abstract

Based on the two-dimensional finite element method, the magnetic field of circular composite magnetron sputtering cathode is calculated by COMSOL software. The genetic algorithm and simulated annealing algorithm combined with Matlab optimization toolbox are used to optimize the structure of circular composite magnetron sputtering cathode, and the structural parameters with the largest utilization rate of target are obtained. For the resulting optimized magnetron cathode, based on the self-consistent particle simulation method, the discharge characteristics under different working conditions are simulated by VSim software. It is found that with the increase of non-equilibrium degree of magnetic field, the cathode surface potential drops to the maximum position and the location of the plasma aggregation, moving from the outer surface of the cathode to the center, the intensity of the magnetic field on the cathode surface decreases. When the two coils have no currents flowing, the density of the plasma is largest and the thickness of the sheath is smallest. In the two coils there flow reverse 5 A currents, the non-equilibrium magnetic field reaches a maximum value and the thickness of sheath is largest, the corresponding electric field strength is weak, which is not conducive to the impact ionization, so the plasma density is smallest. However, in the two coils there flow positive 5 A currents, and the non-equilibrium magnetic field is smallest, the plasma density and the sheath thickness are not only related to the non-equilibrium magnetic field, but also to the magnetic field strength. Finally, according to the results of particle simulation, the target erosion depth of the magnetron cathode is studied. Combined with the sputtering yield curve, the curve of etching depth of the cathode target surface is obtained. It is found that the erosion range of the target extends from 60 mm to 76.2 mm (target radius) before and after optimization. By adjusting the magnitudes and directions of currents in the two coils, all the target surfaces can be etched, which greatly improves the target utilization.

**Keywords:** magnetron cathode, optimization design, non-equilibrium, discharge

**PACS:** 07.55.Db, 52.80.Vp, 52.77.Bn

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172576

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51277172) and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51721005).

† Corresponding author. E-mail: [qiuqingquan@mail.iee.ac.cn](mailto:qiuqingquan@mail.iee.ac.cn)