

Mo/Si 原子高能量沉积中反射和再溅射的研究

孙诗壮^{1,2}, 金春水^{1*}, 喻波^{1**}, 郭涛¹, 姚舜¹, 李春¹, 邓文渊¹

¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 使用分子动力学方法计算了 Mo、Si 原子发生反射和再溅射的概率, 以及原子的反射、再溅射角度和能量分布。考虑了四种碰撞: Mo 原子与 Mo 基底碰撞、Mo 原子与 Si 基底碰撞、Si 原子与 Si 基底碰撞、Si 原子与 Mo 基底碰撞。模拟发现, 当沉积原子传递给基底的能量降低时, 发生反射的概率增加, 但是发生再溅射的概率降低。此外, 入射角度对反射概率、再溅射概率的影响与沉积原子和基底原子的种类有关; 然而, 入射能量越高越容易发生反射、再溅射。最后, 进行了磁控溅射实验, 在具有不同倾斜角度的基底上制备了 Mo/Si 多层膜样片, 实验结论验证了仿真结果。研究结果可以用于模拟磁控溅射镀膜过程, 优化镀膜工艺。

关键词 原子与分子物理学; 分子动力学; 反射; 再溅射; Mo/Si 原子; 角度分布; 能量分布

中图分类号 O562.5

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1102001

Reflection and Resputtering of Mo/Si Atoms During High-Energy Deposition

Sun Shizhuang^{1,2}, Jin Chunshui^{1*}, Yu Bo^{1**}, Guo Tao¹,

Yao Shun¹, Li Chun¹, Deng Wenyuan¹

¹Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract With molecular dynamics simulations, we calculate the probability as well as the angle and energy distributions when the reflection and resputtering of Mo/Si atoms occur. Four types of collisions are considered: Mo-on-Mo, Mo-on-Si, Si-on-Mo, and Si-on-Si. We find that the lower the amount of energy transferred to the substrate is, the more likely it is for reflection to occur, but the less likely for resputtering. Moreover, the effect of incident angle on the reflection and resputtering probabilities is related to the types of sputtered atoms and substrate atoms. However, the higher the incident energy is, the higher the reflection and resputtering probabilities are. Finally, by the magnetron sputtering experiment, we fabricate the Mo/Si multilayer samples on substrates with different inclination angles, and the experimental result verifies the simulation result. This study should be helpful in simulation of magnetron sputtering deposition and the optimization of deposition process.

Key words atomic and molecular physics; molecular dynamics; reflection; resputtering; Mo/Si atoms; angle distribution; energy distribution

OCIS codes 020.2070; 340.7480

1 引 言

Mo/Si 多层膜的制备是极紫外光刻系统中的重要技术之一。在极紫外光刻反射元件表面上制作的 Mo/Si 多层膜能够显著提高极紫外光的反射率^[1-4]。Mo/Si 多层膜结构是 Mo、Si 原子交替沉积的周期

性结构。当膜的周期厚度满足布拉格衍射条件时, 每一层膜界面上的反射光会相干叠加, 膜的反射率得到提高。反射率受膜的周期厚度、膜的质量、表面粗糙度等参数的影响。这些参数与 Mo/Si 多层膜的制作工艺相关^[5-6]。因此提升 Mo/Si 多层膜的制作工艺对极紫外光刻输出功率的提升至关重要。

收稿日期: 2019-12-03; 修回日期: 2020-02-23; 录用日期: 2020-02-27

基金项目: 国家自然科学基金(61605201, 21603211)

* E-mail: jincs@sklao.ac.cn; ** E-mail: yubodisan@126.com

Mo/Si 多层膜的制作工艺已经得到广泛研究^[7-10]。Barbee^[7]设计了一种 Mo/Si 多层膜结构衍射光栅,可以有效地衍射 X 射线波段的紫外光,光栅的衍射效率高达 33%。Feigl 等^[8]制作了膜厚度在横向和纵向呈梯度变化的多层膜结构,该结构对极紫外光的反射率接近了 70%,非常接近理论反射率(75%)。此外,Yu 等^[9-10]提出了一种在非球面反射镜上膜厚度呈横向、纵向梯度变化的 Mo/Si 多层膜结构,该结构对极紫外光的最大反射率达到 69%。

为了进一步提升 Mo/Si 多层膜镀膜工艺,需要深度研究 Mo/Si 原子的沉积过程。依据动力学蒙特卡罗和分子动力学方法可以实现原子沉积的仿真。Yang 等^[11]使用动力学蒙特卡罗方法模拟了镍薄膜的生长过程。Schneider 等^[12]使用分子动力学方法成功地模拟了高能量原子入射的过程,并依据该方法实现了薄膜密度的提升。

动力学蒙特卡罗方法适用于热扩散过程的仿真。然而在 Mo/Si 多层膜沉积的过程,部分粒子的入射能量大于 10 eV,这会使 Mo、Si 原子发生反射、再溅射等物理过程,这些物理过程会直接影响膜的质量^[13]。因此,研究沉积原子的高能量沉积过程至关重要。本文使用 LAMMPS 软件^[14],依据分子动力学方法计算了 Mo、Si 原子发生反射、再溅射的概率,以及反射、再溅射原子的角度和能量分布。针对 Mo/Si 多层膜镀膜过程分析了四种碰撞:Mo 原子与 Mo 基底碰撞(Mo-on-Mo)、Mo 原子与 Si 基底碰撞(Mo-on-Si)、Si 原子与 Mo 基底碰撞(Si-on-Mo)、Si 原子与 Si 基底碰撞(Si-on-Si)。

为了进一步验证仿真结果,本文开展了磁控溅射实验,在多个具有不同倾斜角度的基底上沉积 Mo/Si 多层膜样片。使用投射电子显微镜(TEM)测量了多层膜的截面结构,测量得到的多层膜结构验证了理论仿真结论。

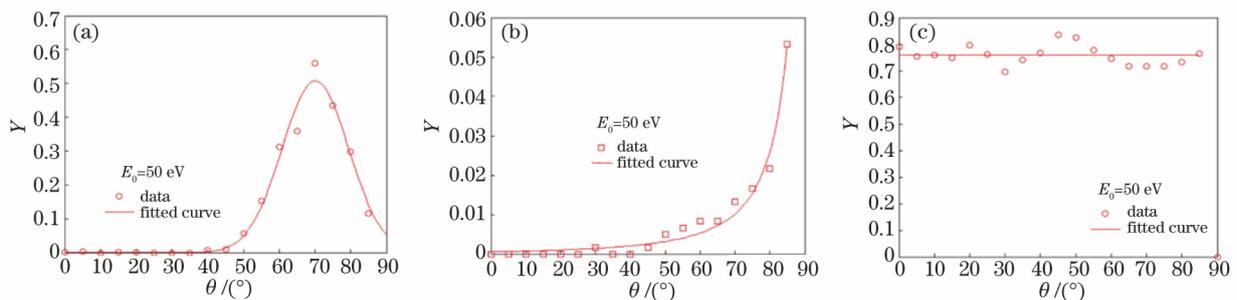


图 2 反射概率随入射角的变化。(a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

Fig. 2 Reflection probability versus incident angle. (a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

2 原子反射

当原子入射到基底表面时,会与基底发生碰撞并脱离基底的束缚,这种物理过程称为反射^[13],建立图 1 所示的 xyz 坐标系,其中 θ 为入射角度; θ_1 为原子的反射角度; θ_2 为原子反射时的方位角; d_T 为在分子动力学模拟过程中为了控制基底温度而设定的原子层厚度; d_0 为在分子动力学模拟过程中设定的固定原子层的厚度。

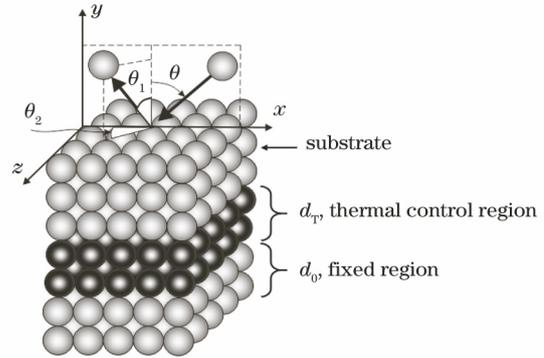


图 1 反射过程(入射粒子从基底反射)

Fig. 1 Reflection process(sputtering particles are reflected from substrate)

Mo、Si 原子有着不同的原子晶格结构以及相对原子质量:Mo 为体心立方结构(BCC);Si 为金刚石结构晶格;Mo、Si 原子的相对原子质量分别为 95.94、28.086。因此它们的碰撞现象有很大的区别。由于原子的种类和特性,以及基底的晶格结构和入射面是已知的,因此本节主要研究沉积原子的入射角度与能量对原子反射的影响。

2.1 反射概率分布

图 2 为反射概率与入射角度之间的关系,其中 E_0 为入射能量, Y 为反射概率, E 为原子的反射能量。可以得到以下结论。

1) 对于 Mo-on-Mo,当入射角度小于 40° 时,几乎不会发生反射。然而当入射角度大于 40° 且小于

70°时,反射概率随着入射角度的增加而增加。其原因是:当入射角度增加时,垂直于基底方向的动量减小,原子进入到基底的深度减小,传递给基底的能量减少;另一方面,平行于基底方向的动量增加,原子更容易发生反射。当入射角度大于70°时,反射概率开始下降。这是因为此时原子垂直于基底方向的动量太小,很难脱离基底的束缚。

2) 与 Mo-on-Mo 相比, Si-on-Si 时反射概率大幅度减小。这是因为 Si 原子晶格的占空比小于 Mo 原子,入射的 Si 原子更容易进入到基底的内部,从而损失大量的动能。Si 原子的反射概率随着入射角的增加而增加。这是因为随着入射角增加,垂直于基底方向的动量减小, Si 原子动能的损耗减少,更容易脱离基底。

3) 当 Si-on-Mo 时,反射概率几乎不随入射角

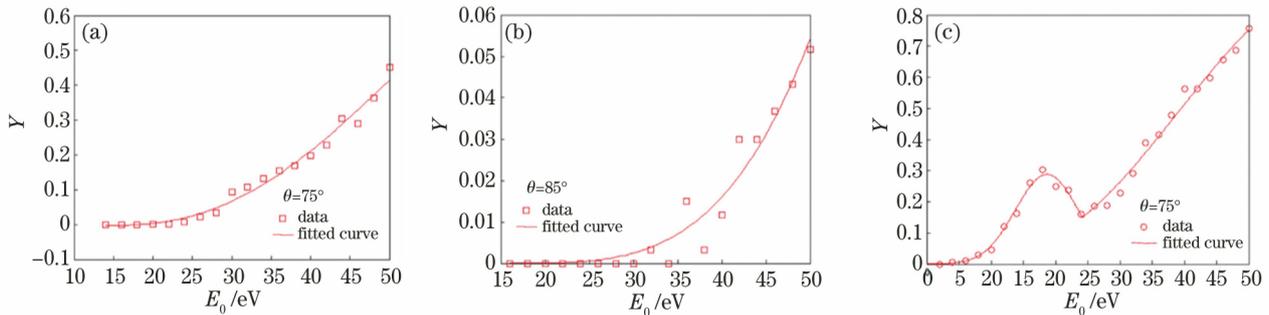


图 3 反射概率随入射能量的变化。(a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

Fig. 3 Reflection probability versus incident energy. (a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

根据模拟计算得到的特定入射角度和能量下的反射概率,可以进一步推导出任意入射角度和入射能量下的反射概率的计算公式。以 Mo-on-Mo 为例,从图 2(a)拟合得到,随角度变化的 Mo 原子反射概率 $Y_{rf_Mo_Mo}(\theta)$ 的计算公式为

$$Y_{rf_Mo_Mo}(\theta) = a_1 \times \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - a_2}{a_3}\right)^2\right], \quad (1)$$

式中: a_1, a_2, a_3 为拟合常数, $a_1 = 0.51, a_2 = 70.11, a_3 = 9.30$ 。

从图 3(a)拟合得到,随能量变化的 Mo 原子反射概率 $Y_{rf_Mo_Mo}(E_0)$ 的计算公式为

$$Y_{rf_Mo_Mo}(E_0) = \max\left\{0, 1 - \exp\left[-\left(\frac{E_0 - a_4}{a_5}\right)^{a_6}\right]\right\}, \quad (2)$$

式中: a_4, a_5, a_6 为拟合常数, $a_4 = 13.84, a_5 = 47.80, a_6 = 2.51$ 。

Mo 原子的反射概率 $Y_{rf_Mo_Mo}(E_0, \theta)$ 可以近似地表示为

的变化而变化,并且反射概率一直保持约为 75%。这是因为 Si 的相对原子质量远小于 Mo 的相对原子质量, Si 原子损失很少的动能。因此在这种情况下,非常容易发生反射。

4) 当 Mo-on-Si 时,几乎没有观察到反射。这是因为 Mo 原子的相对原子质量远大于 Si 原子, Mo 原子将大量的动能都传递给 Si 基底,因此在这种情况下几乎不发生反射。

图 3 为反射概率与入射能量之间的关系。可以看到:在所有碰撞中,反射概率都会随着入射能量的增加而增加。然而,当 Si-on-Mo 时,反射概率分布有一个峰值,反射概率先增大,然后在 18 eV 入射能量处开始减小,最后又在 25 eV 入射能量处增加。这是因为此时入射的 Si 原子能量损耗较少,发生了二次反射。

$$Y_{rf_Mo_Mo}(E_0, \theta) =$$

$$Y_{rf_Mo_Mo}(\theta) \frac{Y_{rf_Mo_Mo}(E_0)}{Y_{rf_Mo_Mo}(E_0 = 50 \text{ eV}, \theta = 75^\circ)}, \quad (3)$$

式中: $Y_{rf_Mo_Mo}(E_0 = 50 \text{ eV}, \theta = 75^\circ)$ 为在 50 eV 入射能量和 75°入射角度条件下 Mo 原子的反射概率。根据模拟计算的结果可知, $Y_{rf_Mo_Mo}(E_0 = 50 \text{ eV}) = Y_{rf_Mo_Mo}(\theta = 75^\circ)$, 其中 $rf_Mo_Mo Y(E_0 = 50 \text{ eV})$ 为入射能量为 50 eV 时随入射角度变化的 Mo 原子反射概率, $rf_Mo_Mo Y(\theta = 75^\circ)$ 为入射角度为 75°时随入射能量变化的 Mo 原子反射概率。因此可以利用(3)式计算任意入射角度和能量下的反射概率。

2.2 反射角分布

图 4 和图 5 分别为反射角的分布随入射角和入射能量的变化,其中 θ_1 为反射角, E'_0 为反射能量, $\rho(\theta_1)$ 为归一化的原子反射角分布, $\rho(E_0)$ 为归一化的反射原子能量分布。可以看到:在所有情况下,大部分原子的反射角比入射角大,这说明在反射过程中发生了散射。反射角分布的峰值随着入射角的变

化而变化,但不随入射能量的变化而变化。

2.3 反射原子能量分布

图 6 和图 7 分别为不同入射角度和不同入射能量下的反射原子的能量分布。可以看出:反射能量分布的峰值随入射角的增加而增加(图 6),并且入射能量分布与反射能量分布的峰位之差(即能量损

失)减小。能量损失减少的原因是,随着入射角的增加,入射原子在垂直方向上的动量减小,入射原子穿透基底的深度减小,传递到基底的能量减少。此外,能量分布的峰位随着入射能量的增加而增加(图 7),并且随着入射能量的增加,能量损失几乎保持不变。

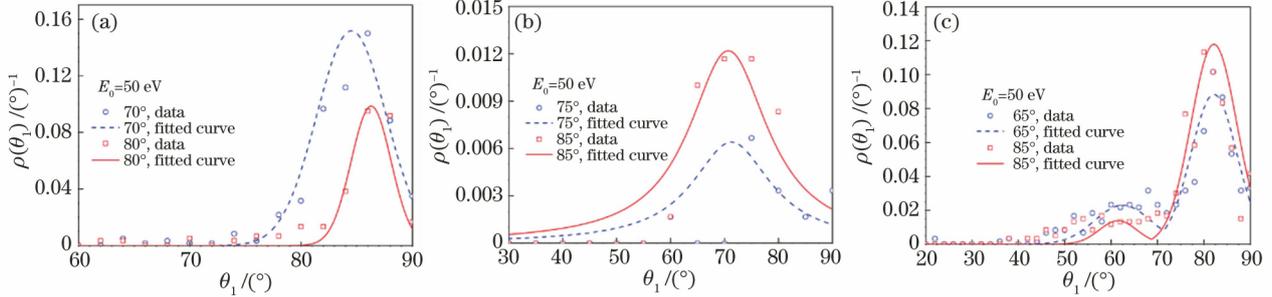


图 4 不同入射角度下的反射角分布。(a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

Fig. 4 Reflection angle distributions under different incident angles. (a) Mo-on-Mo ; (b) Si-on-Si ; (c) Si-on-Mo

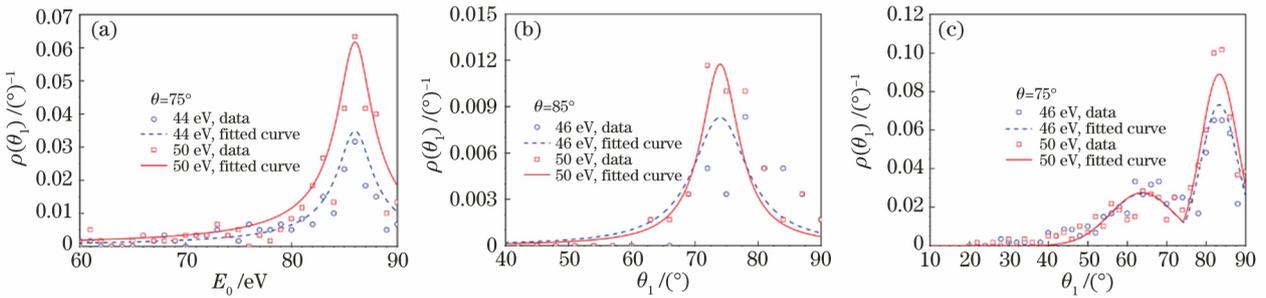


图 5 不同入射能量下的反射角度分布。(a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

Fig. 5 Reflection angle distributions under different incident energies. (a) Mo-on-Mo ; (b) Si-on-Si ; (c) Si-on-Mo

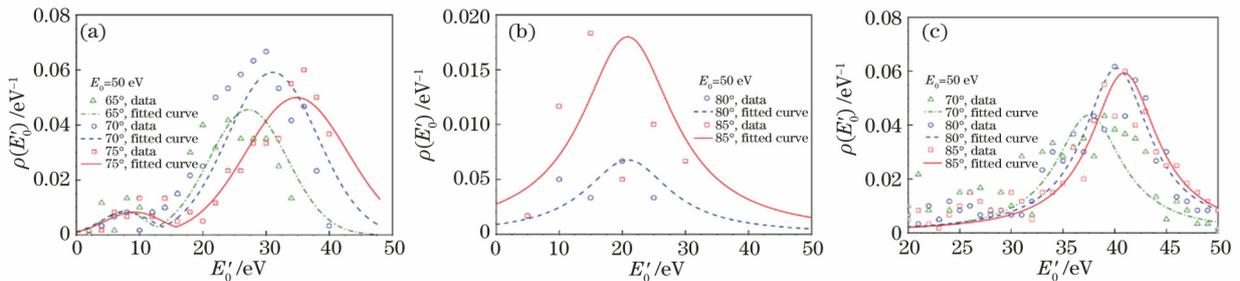


图 6 不同入射角度下的反射能量分布。(a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

Fig. 6 Reflection energy distributions under different incident angles. (a) Mo-on-Mo ; (b) Si-on-Si ; (c) Si-on-Mo

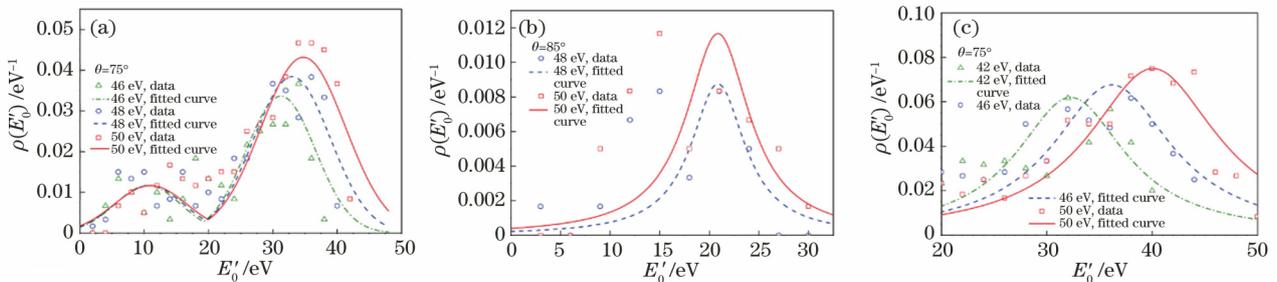


图 7 不同入射能量下的反射能量分布。(a) Mo-on-Mo; (b) Si-on-Si; (c) Si-on-Mo

Fig. 7 Reflection energy distributions under different incident energies. (a) Mo-on-Mo ; (b) Si-on-Si ; (c) Si-on-Mo

3 原子再溅射

当入射原子与基底发生碰撞,被碰撞的基底原子脱离基底束缚溅射出去(图 8),这种物理过程被称为再溅射^[13],其中 θ_4 为原子的再溅射角度, θ_5 为原子再溅射时的方位角。本文研究了沉积原子的入射角度与能量对原子再溅射的影响。

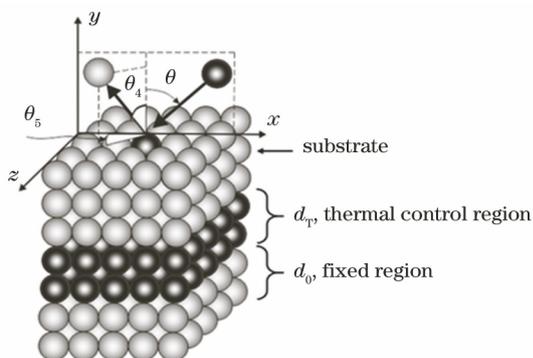


图 8 再溅射过程

Fig. 8 Resputtering process

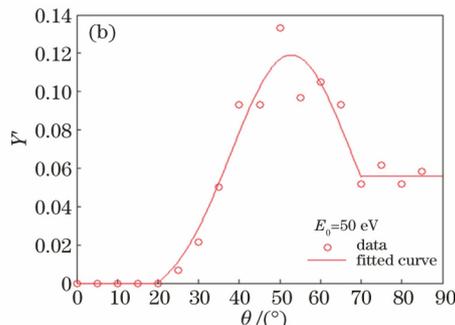
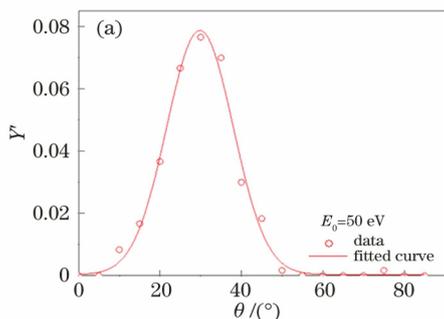


图 9 再溅射概率随入射角变化。(a) Mo-on-Mo; (b) Mo-on-Si

Fig. 9 Resputtering probability versus incident angle. (a) Mo-on-Mo ; (b) Mo-on-Si

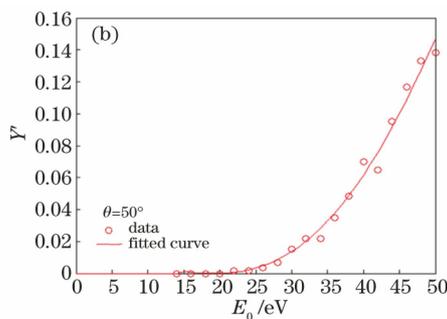
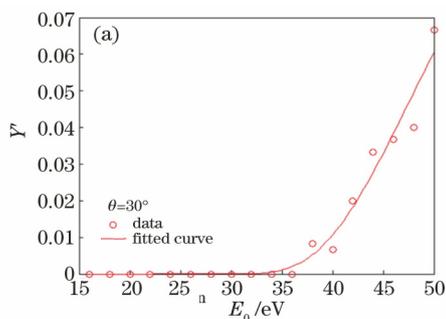


图 10 再溅射概率随入射能量变化。(a) Mo-on-Mo; (b) Mo-on-Si

Fig. 10 Resputtering probability versus incident energy. (a) Mo-on-Mo ; (b) Mo-on-Si

与反射概率的推导方式一致,Mo-on-Mo 再溅射概率分布随入射角度和能量变化的计算方式如下。

$$Y_{\text{res_Mo_Mo}}(\theta) = a'_1 \times \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - a'_2}{a'_3}\right)^2\right], \quad (4)$$

3.1 再溅射概率分布

图 9 和图 10 分别为再溅射概率与入射角、入射能量的关系,其中 Y' 为再溅射概率。可以得到如下结论。

1) 仅在 Mo-on-Mo 以及 Mo-on-Si 这两种情况才发生再溅射。对于 Si-on-Mo,由于 Si 的相对原子质量比 Mo 的相对原子质量小得多,并且碰撞是弹性碰撞,因此几乎没有能量转移到基底,因此很难发生再溅射。对于 Si-on-Si,晶格占空比小。因此,沉积的原子可以更深地穿透基底,能量损失大,几乎没有基底原子发生再溅射。

2) 再溅射概率随入射角度的分布都有一个峰(图 9),且再溅射概率随着入射能量的增加而单调增加(图 10)。

3) 在 Mo-on-Si 的情况下,对于大于 70° 的入射角,再溅射的概率几乎不变[图 10(b)]。这是因为,虽然垂直方向上的能量减少,但是水平方向上的能量增加。因此,两者平衡,再溅射的概率保持不变。

4) 与反射概率相比,再溅射概率要低很多。

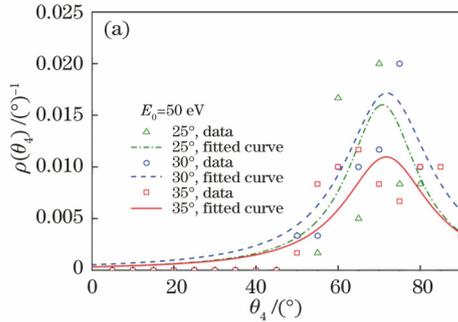
式中: $Y_{\text{res_Mo_Mo}}(\theta)$ 为入射能量为 50 eV 时随着入射角度变化的 Mo 原子的再溅射概率; a'_1, a'_2, a'_3 为拟合常数, $a'_1 = 29.83, a'_2 = 8.15, a'_3 = 0.079$ 。

$$Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0) = \max\left\{0, 1 - \exp\left[-\left(\frac{E_0 - a'_4}{a'_5}\right)^{a'_6}\right]\right\}, \quad (5)$$

式中: $Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0)$ 为入射角度为 30° 时随着入射能量变化的 Mo 原子的再溅射概率; a'_4, a'_5, a'_6 为拟合常数, $a'_4 = -18.51, a'_5 = 85.67, a'_6 = 10.66$ 。

$$Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0, \theta) = Y_{\text{res_Mo_Mo}}(\theta) \frac{Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0)}{Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0 = 50 \text{ eV}, \theta = 30^\circ)}, \quad (6)$$

式中: $Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0, \theta)$ 为随着入射能量和入射角度变化的 Mo 原子的再溅射概率; $Y_{\text{res_Mo_Mo}}(E_0 = 50 \text{ eV}, \theta = 30^\circ)$ 为在 50 eV 入射能量和 30° 入射角度



条件下 Mo 原子的再溅射概率。

3.2 再溅射原子的角度分布

图 11 和图 12 分别为再溅射角与入射角、入射能量的关系。可以看到:在所有再溅射角的分布中,再溅射角度分布的峰位远大于入射角,这表明在再溅射过程中,垂直方向上的动量比水平方向上的动量减小得更多。此外,当入射角增加时,再溅射角峰位稍微向右移动(图 11);然而,随着入射能量的变化,再溅射角峰位保持不变(图 12)。

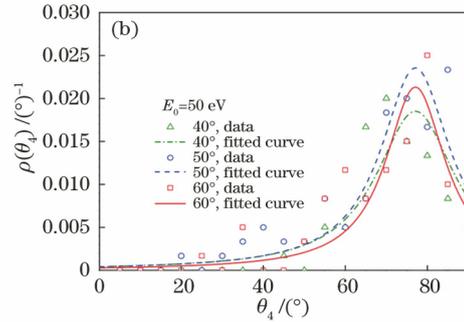


图 11 不同入射角下的再溅射角分布。(a) Mo-on-Mo;(b) Mo-on-Si

Fig. 11 Resputtering angle distributions under different incident angles. (a) Mo-on-Mo ; (b) Mo-on-Si

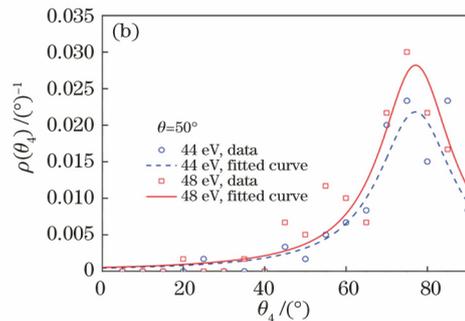
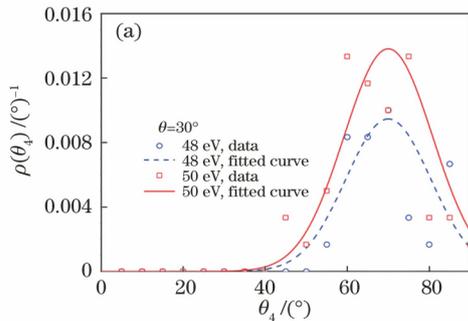


图 12 不同入射能量下的再溅射角分布。(a) Mo-on-Mo;(b) Mo-on-Si

Fig. 12 Resputtering angle distributions under different incident angles. (a) Mo-on-Mo ; (b) Mo-on-Si

3.3 再溅射原子的能量分布

图 13 和图 14 分别为再溅射原子的能量分布与入射角、入射能量的关系,其中 E''_0 为再溅射原子的能量。可以看出:能量分布的峰位随着入射角的增

加而减小,这是因为当入射角增大时,入射原子在垂直方向上的动量减小,传递给再溅射原子的能量减少。另一方面,能量分布的峰位随着入射能量的增加而增加,这意味着当入射原子具有更多能量时,更

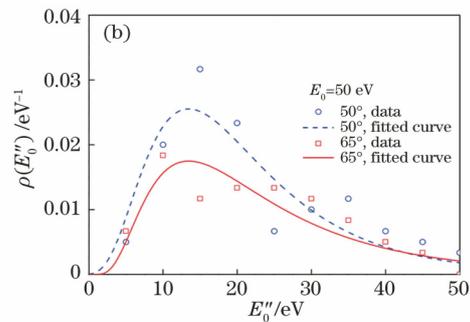
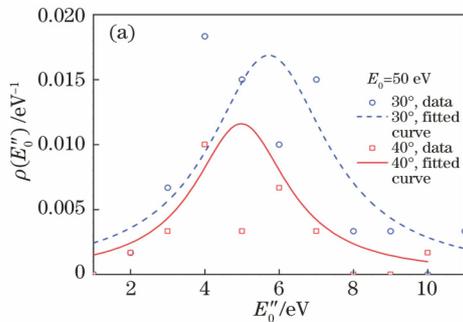


图 13 不同入射角下的再溅射原子的能量分布。(a) Mo-on-Mo;(b) Mo-on-Si

Fig. 13 Energy distributions of resputtered atoms under different incident angles. (a) Mo-on-Mo ; (b) Mo-on-Si

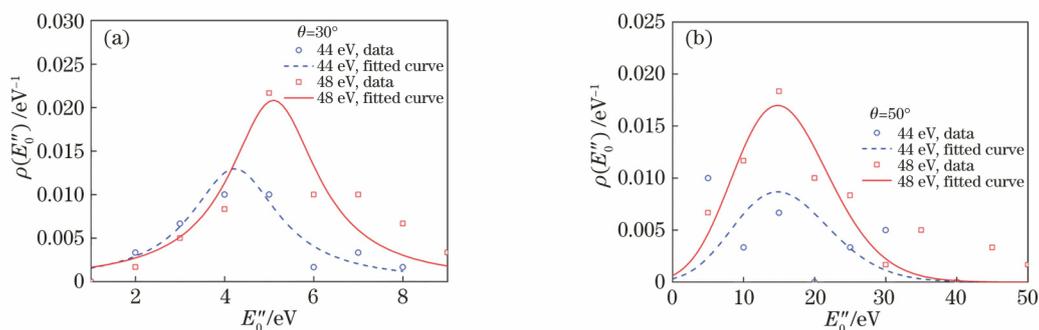


图 14 不同入射能量下的再溅射原子的能量分布。(a) Mo-on-Mo; (b) Mo-on-Si

Fig. 14 Energy distributions of resputtered atoms under different incident energies. (a) Mo-on-Mo; (b) Mo-on-Si

多的能量被转移到再溅射原子上。

4 实验验证

本文利用磁控溅射镀膜机,在基底倾斜角度为 0° , 50° , 70° 的条件下,制备了 Mo/Si 多层膜样品。

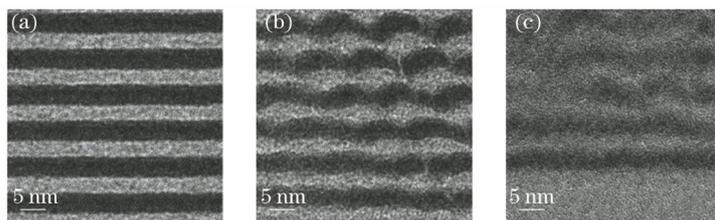


图 15 不同基底倾斜角度下的 Mo/Si 多层膜 TEM 图像。(a) 0° ; (b) 50° ; (c) 70°

Fig. 15 TEM images of Mo/Si multilayers under different substrate inclination angles. (a) 0° ; (b) 50° ; (c) 70°

1) 在基底倾斜角度为 0° 时,实验中 Mo、Si 原子沉积时间分别设定为 20 s 和 29 s,那么根据沉积时间应该是 Mo 层比 Si 层厚度小。然而,实际中 Mo 层的厚度大于 Si 层的厚度[图 15(a)],这表明 Si 原子在沉积过程中发生了反射,沉积形成的 Si 膜厚度减小。这与图 2 的反射概率与入射能量的仿真结论一致,即原子入射角度接近 0° 时,只有 Si-on-Mo 时有一定的概率发生反射,从而降低了 Si 层的厚度。

2) 当基底倾斜角度为 50° 时,在 Si 层上方,Mo、Si 层的界面明显变得模糊[图 15(b)]。这说明部分 Mo 原子与 Si 基底碰撞发生再溅射,入射的 Mo 原子取代该位置的 Si 原子,因此 Mo、Si 层之间的界面变模糊。当原子入射角度为 50° 时,Mo-on-Si 具有较高的再溅射概率,与图 9(b) 的模拟结果吻合。

3) 当基底倾斜角度为 70° 时,Mo、Si 原子几乎不形成周期性的膜结构[图 15(c)],Mo 层和 Si 层之间很难找到清晰的界面。这说明此时反射、再溅射这两种现象发生的几率上升,破坏了膜的界面结构。从仿真结果(图 2 和图 9)可以看到,在入射角度增到 70° 时,Mo-on-Mo, Si-on-Si 和 Si-on-Mo 的

Mo、Si 靶的直径为 10 cm,靶到基底的距离为 12 cm,环境温度为 300 K,Mo、Si 原子的沉积速率相同。在上述三个基底倾斜角度的条件下,使用 TEM 测量得到的 Mo/Si 多层膜结构如图 15 所示,其中黑色部分为 Mo 层,灰色部分为 Si 层。可以得到如下结论。

反射概率,以及 Mo-on-Si 的再溅射概率大幅增加,与实验结论一致。

5 结 论

研究了原子沉积过程中,沉积原子与基底发生碰撞时原子的反射和再溅射现象。分析了四种碰撞: Mo-on-Mo, Si-on-Mo, Mo-on-Si 以及 Si-on-Si。使用分子动力学方法对整个碰撞过程进行了模拟计算,同时重点研究了入射角和入射能量对原子反射和再溅射的影响。主要结论如下。随着传递到基底上的能量的降低,发生反射的概率增加,但是发生再溅射的概率降低。总体上再溅射概率明显小于反射概率。四种碰撞的反射和再溅射都会导致散射的发生。入射角对反射概率和再溅射概率的影响与溅射原子的特性及基底结构有关。此外,入射能量对反射和再溅射概率都具有正向影响。再溅射时,入射角的增加使再溅射角分布的峰位右移,入射能量不影响反射和再溅射角度分布的峰位。随着入射角的增加,大部分反射原子能量增加,并使得大部分再溅射原子的能量减小。利用磁控溅射镀膜机,在基底

倾斜角度为 0° , 50° , 70° 的条件下制备了 Mo/Si 多层膜样片, 并利用 TEM 测量得到了多层膜的界面结构, 实验结果证明了仿真结果的准确性。仿真结论可用于 Mo、Si 膜层之间原子扩散的研究, 以及磁控溅射法沉积 Mo/Si 多层膜的物理建模。

参 考 文 献

- [1] Attwood D, Sakdinawat A. X-rays and extreme ultraviolet radiation [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2016.
- [2] Louis E, Yakshin A E, Tsarfati T, et al. Nanometer interface and materials control for multilayer EUV-optical applications[J]. Progress in Surface Science, 2011, 86(11/12): 255-294.
- [3] Wagner C, Harned N. Lithography gets extreme[J]. Nature Photonics, 2010, 4(1): 24-26.
- [4] David C, Igor V, Alex I, et al. LPP EUV source development for HVM [J]. Proceedings of SPIE, 2007, 6517: 65170Q.
- [5] David C, Igor V, Nigel R, et al. CO₂/Sn LPP EUV sources for device development and HVM [J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8679: 86791G.
- [6] Soer W A, Martin J, Yakunin A M, et al. Grid spectral purity filters for suppression of infrared radiation in laser-produced plasma EUV sources[J]. Proceedings of SPIE, 2009, 7271: 72712Y.
- [7] Troy W. The use of multilayer diffraction gratings in the determination of X-ray, soft X-ray, and VUV elemental scattering cross-sections[J]. Proceedings of SPIE, 1988, 911: 169-176.
- [8] Feigl T, Perske M, Pauer H, et al. Sub-aperture EUV collector with dual-wavelength spectral purity filter[J]. Proceedings of SPIE, 2015, 9422: 94220E.
- [9] Yu B, Jin C S, Yao S, et al. Control of lateral thickness gradients of Mo-Si multilayer on curved substrates using genetic algorithm [J]. Optics Letters, 2015, 40(17): 3958-3961.
- [10] Yu B, Wang L P, Li H L, et al. Low-stress and high-reflectance Mo/Si multilayers for EUVL by magnetron sputtering deposition with bias assistance [J]. Proceedings of SPIE, 2018, 10583: 105831T.
- [11] Yang Y G, Johnson R A, Wadley H N G. A Monte Carlo simulation of the physical vapor deposition of nickel[J]. Acta Materialia, 1997, 45 (4): 1455-1468.
- [12] Schneider M, Rahman A, Schuller I K. Role of relaxation in epitaxial growth: a molecular-dynamics study[J]. Physical Review Letters, 1985, 55 (6): 604-606.
- [13] Zhou X W, Wadley H N G. Hyperthermal vapor deposition of copper: reflection and resputtering effects[J]. Surface Science, 1999, 431(1/2/3): 58-73.
- [14] Lehoucq R B, Silling S A, Seleson P, et al. Peridynamics with LAMMPS: a user guide [R]. Office of Scientific and Technical Information (OSTI), 2011: 1031301.