

钼的二次电子发射特性研究

张雨婷¹, 杨 晶¹, 杨兆伦², 苗光辉^{1,2}, 张 娜¹, 崔万照¹

(1. 中国空间技术研究院 西安分院, 陕西 西安 710100)

(2. 南京航空航天大学, 江苏 南京 211106)

摘 要: 钼具有高熔点、低的热膨胀系数和极佳的稳定性, 在等离子体推进和电真空器件领域具有广阔的应用前景, 其二次电子发射特性也逐渐引起了研究者的关注。本研究首先对钼的二次电子发射系数(secondary electron yield, SEY)和二次电子能谱(secondary electron spectrum, SES)展开实验研究, 其次利用相关唯象模型对测试数据进行分析; 最后建立钼 SEY 的蒙特卡罗模型, 用于分析功函数对 SEY 的影响规律。结果表明: 钼 SEY 的最大值为 1.77, 相比镀银钼合金明显降低。当入射电子能量改变时, SES 中真二次电子峰的最可几能量基本不变, 而弹性背散射电子峰的位置和强度均随之改变。在各类二次电子中, 真二次电子受功函数的影响最大。

关键词: 钼; 微放电; 二次电子发射系数; 二次电子能谱; 功函数

中图分类号: TG146.4⁺12

文献标识码: A

文章编号: 1002-185X(2024)02-0465-09

空间环境中运行的航天器、大功率微波部件以及大型粒子加速器等装置会因粒子束流碰撞材料表面而产生二次电子发射现象^[1-2]。二次电子发射现象往往会诱发诸多不良效应, 如星载微波部件中的微放电效应^[2-3]、粒子加速器中的电子云效应^[4-5], 以及高功率微波介质窗的击穿现象^[6]等, 这些不良效应严重制约了相关系统性能的提升。此外, 二次电子发射现象还会影响航天器表面充电过程, 并直接决定表面充电电位水平。研究表明, 二次电子发射现象是同步轨道卫星发生严重带电事件的主要因素^[7]。因此准确掌握航天器表面材料的二次电子发射特性, 一方面有利于实现星载微波部件、粒子加速器及高功率微波介质窗异常放电的抑制, 另一方面为航天器在轨运行时的表面充电电位预测及航天器表面材料的选择与改性提供依据。

相比于微波部件的常用材料铜及镀银钼合金, 钼具有高熔点、低的热膨胀系数和极佳的稳定性, 在等离子体推进、航空航天^[8-11]和电真空器件领域^[12-15]的应用逐渐增多, 其二次电子发射系数(secondary electron yield, SEY)也引起了研究者的关注。Petry^[16]测得了入射电子能量范围在 1500 eV 以内的钼的 SEY。Hyatt 与 Smith^[17]用三极管法扩展了能量范围, 测得当入射电子能量 $E_p=600$ eV 时洁净钼板的 SEY 达到最大值 1.15; 当 $E_p=2000$ eV 时 SEY 下降到 1。

Copeland^[18]测定了热处理后钼的 SEY, 其最大值约为 1.25, 相应的 $E_p=400$ eV。Shin 和 Hor^[19]研究了初始电子入射极角对钼 SEY 的影响, 当电子束垂直入射时 SEY 的最大值为 1.38。为了抑制材料的二次电子发射, Wang^[13]等人利用激光刻蚀技术对钼进行表面处理, 处理后钼 SEY 的最大值从 1.46 下降到 0.95。总体来看, 学术界虽然对钼的 SEY 开展了一定研究, 但大部分研究的时间较早且由于测试方法和材料的差异, 相关结果的差别也较大, 对后续研究的参考价值有限, 因此有必要采用当前主流的 SEY 测试方法对钼的 SEY 进行测试, 更新相关数据。

二次电子能谱(secondary electron spectrum, SES)是材料二次电子发射特性的另一表征参数, 直接影响着二次电子的运动轨迹、出射速度等相关物理参数, 是微波部件微放电仿真中的重要输入参数之一^[20], 也对扫描电子显微镜成像的对比度和分辨率有着重要贡献^[21]。随着钼应用领域的逐渐扩展, 如目前美国、日本和我国的星载大型可展开天线均采用金属钼网制作^[22], 对钼 SES 的需求也变得迫切, 然而当前针对钼 SES 及二次电子发射特性相关模型的研究则相对缺乏, 制约了相关微波部件的微放电阈值分析及航天器表面充电电位的预测。

为丰富钼的二次电子发射特性及相关模型的研究成果, 本工作首先对钼的二次电子发射特性展开

收稿日期: 2023-03-16

基金项目: 国家自然科学基金(62101434); 2022-JCJQ-LB-006 重点实验室基金(6142411112205)

作者简介: 张雨婷, 女, 1990 年生, 博士生, 中国空间技术研究院西安分院, 陕西 西安 710100, E-mail: yuting6692@126.com

实验研究, 其次利用 Lara 模型和 Chung-Everhart 模型对测试数据进行分析, 获得准确描述钼二次电子发射特性的相关模型参数。最后利用蒙特卡罗方法研究二次电子发射的物理过程, 在此基础上分析功函数对钼 SEY 的影响规律。本研究工作将为后续大功率微波部件的微放电阈值分析和航天器表面充电电位的预测提供基础数据, 并进一步丰富金属材料二次电子发射特性相关数据库。

1 理论模型

1.1 二次电子发射唯象模型

无论是星载大功率微波部件微放电阈值的精确分析, 还是航天器表面充电电位的准确预测, 都需要基于部件表面材料准确的 SEY 和 SES 模型及其相关参数。目前国际上应用较多的金属材料 SEY 模型有 Vaughan 模型^[23]、Furman 模型^[24]和 Lara 模型^[25]等, 其中 Lara 模型是微放电仿真软件 MEST(multipactor electron simulation tool, MEST)所采用的二次电子发射模型, 能在保证计算准确度的情况下, 较为简便地获得材料的二次电子发射系数。Lara 模型将电子与材料的相互作用过程分为弹性背散射、非弹性背散射和二次电子发射 3 个过程分别讨论。对于非弹性背散射, 假设电子在碰撞点直接被反弹, 非弹性背散射电子对 SEY 的贡献为:

$$\begin{cases} \eta(E_p) = a \cdot (1 - b \cdot E_p) E_p^\gamma \exp(-\frac{E_p}{E_b}) \\ E_b = c + d \cdot Z \end{cases} \quad (1)$$

式中: $\eta(E_p)$ 为均化非弹性背散射系数; E_p 为入射电子的能量且 $E_p \leq 5000$ eV; E_b 为非弹性背散射电子的能量; Z 为材料的原子序数; 参数 a 取决于材料特性, 其取值范围为 $[0.007, 0.01]$; $b = 3 \times 10^{-5}$; $c = 300$; $d = 175$; $\mu = 0.7$; $\gamma = 0.56$ 。

对于弹性背散射电子则认为其在碰撞后的能量保持不变仅改变运动方向, 其所占的比例为:

$$\varepsilon(E_p) = \frac{\varepsilon_1}{1 + E_p/E_{e1}} + \frac{\varepsilon_2}{1 + E_p/E_{e2}} \quad (2)$$

式中: $\varepsilon(E_p)$ 为弹性背散射系数; $\varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \varepsilon_2$, 而 $\varepsilon_2 = 0.007$, ε_0 表示入射电子能量为 0 时的弹性背散射系数, 通常取 1; $g = 50$, $h = 0.25$ 。 E_{e1} 和 E_{e2} 分别由式(3)求得:

$$\begin{cases} E_{e1} = g/\sqrt{Z} \\ E_{e2} = h \cdot Z^2 \end{cases} \quad (3)$$

垂直入射时的真二次电子所占的比例为:

$$\delta(E_p) = \delta_m \cdot \frac{s \cdot E_p/E_m}{s - 1 + (E_p/E_m)^s} \quad (4)$$

式中: δ_m 、 E_m 、 s 为材料相关的常数。

此外如果考虑入射极角 θ 的影响, 则式(1)、(2)和(4)应分别修正为式(5)、(6)和(7):

$$\begin{cases} \eta(E_p, \theta) = \eta(E_p)^{\cos \theta} \cdot C_1^{1 - \cos \theta} \\ C_1 = \chi \cdot \frac{\eta(E_p)}{\varepsilon(E_p) + \eta(E_p)} \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \varepsilon(E_p, \theta) = \varepsilon(E_p)^{\cos \theta} \cdot C_2^{1 - \cos \theta} \\ C_2 = \chi \cdot \frac{\varepsilon(E_p)}{\varepsilon(E_p) + \eta(E_p)} \end{cases} \quad (6)$$

$$\delta(E_p, \theta) = \delta(E_p) \cdot \frac{k + 1}{k + \cos \theta} \quad (7)$$

式中: $k = p \cdot Z + r$, $p = 0.0027$; 对于清洁且光滑的表面 $r = 0$, 对于粗糙表面, $2.5 < r < 10$, 一般的情况 $r = 5$ 。

1.2 蒙特卡罗模拟

蒙特卡罗 (Monte Carlo, MC) 模拟是研究二次电子发射的有力工具^[25-26], 通常比实验测量更快, 成本更低。CASINO 软件是利用 MC 方法模拟电子与固体材料相互作用的软件, 在电磁显示、电子成像等领域有着广泛的应用^[27-30]。与其他相似软件相比, CASINO 软件提供了简洁易用的图形化界面, 以及 7 种基本三维形状用于复杂 3D 结构的样品建模, 从而能够模拟二维或三维复杂结构的二次电子发射过程并绘制入射电子在样品内部的运动轨迹, 记录每次碰撞的电子位置、能量和角度等信息, 同时在模拟完成后输出背散射二次电子发射系数(backscattering secondary electron yield, BSEY)和真二次电子发射系数(true secondary electron yield, TSEY)^[31], 实现对多种金属、非金属材料 SEY 的快速预测。目前 CASINO 已经用于微孔阵列^[32]和激光刻蚀表面^[33]的二次电子发射过程研究。

模拟时研究者可根据研究目标自行设定软件中诸如材料种类、功函数及密度等材料参数, 入射电子束尺寸、与样品之间的角度和电子数目等入射电子的相关参数, 以及弹性散射截面模型和非弹性散射截面模型等模型参数, 模拟的有效能量区间是 0.1~30 keV。图 1 给出了 CASINO 计算电子轨迹的流程图。在初始化之后, 程序会利用一个 0~1 的随机数来确定哪个电子发生弹性散射并利用 Mott 弹性散射模型计算散射后的角度及电子的位置; 利用连续慢化近似计算其能量损失, 判断其下一步是否会离开区域, 如果离开则电子跟踪结束, 记录其出射情况, 如果仍在区域内部, 则返回到判断弹性散射, 继续跟踪它的下一次散射情况。基于此, 本工作利用 CASINO 建立了钼的 SEY 模型, 利用该模型研究了二次电子发射的物理过程, 分析了功函数对钼 SEY 的影响规律。模型中入射电

子数目设置为 1×10^5 个, 电子束垂直入射, 弹性散射截面采用 Mott 模型计算, 非弹性散射截面的阻止本领采用 Joy 模型计算, 利用 twist 算法生成模拟所需的随机数。

2 实验

利用中国空间技术研究院西安分院的高性能多功能金属材料二次电子发射特性测试平台对纯度为 99.99% 的钼样品的二次电子发射特性进行了测试。测试平台原理图如图 2 所示, 主要由高精度电子枪、能谱仪、残余气体分析仪、测试腔、真空系统和数据采集及处理系统等组成^[34]。电子枪和能谱仪采用了 DESA 150 型双通道筒镜型电子能谱仪, 该能谱仪内置了一把同轴电子枪, 可发射能量范围在 20~5000 eV、束流强度为 0.05 nA~2 μ A 可控的高品质连续电子束, 能量分析器最大可达 10 keV, 最高分辨率 $\Delta E/E$ 为 0.05%。测试腔中的样品台具有三维平移功能和旋转功能, 可满足同一样品在不同位置和角度(相对水平面 $\pm 60^\circ$ 可调)的 SEY 测试要求。二次电子收集极采用了双层长方体金属罩, 外层接地可屏蔽杂散电流的影响。实验样品为 15 mm $\times$ 15 mm、1 mm 厚的矩形薄纯钼金属片, 测试前先用无水乙醇

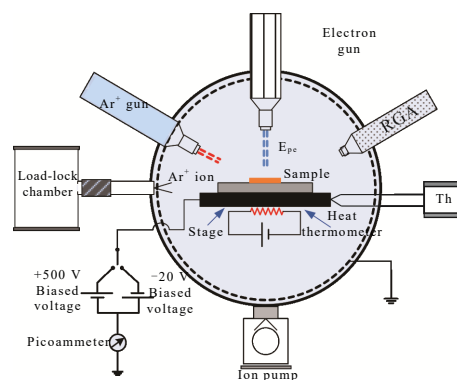


图2 二次电子发射特性平台原理图

Fig.2 Schematic diagram of the test stand

进行超声清洗 30 min 后再进行氩离子溅射清洗 10 min。为保证发射束流的稳定性和电子枪的精度, 实验在温度为 300 K 且真空度优于 2×10^{-8} Pa 的条件下进行。

SEY 测试采用偏压电流法^[35], 其原理图如图 3 所示。由于二次电子发射系数 δ 的实质是二次电子电流强度 I_{SE} 和入射电子电流强度 I_{PE} 之比, 因此只要测得 I_{SE} 和 I_{PE} 即可求出 δ 。虽然入射电子和产生的二次电子都会经过样品, 但是电子辐照激发的大部分二次电子能量小于 500 eV, 故对样品施加 +500 V 偏压就能抑制材料的二次电子发射排除二次电子的影响, 在此偏压下测得的电流即可认为是入射电子电流 I_{PE} 。再对样品施加 -20 V 的偏压, 促使电子辐照激发的二次电子能够顺利逸出材料表面, 在此偏压下测得的电流就是入射电子电流 I_{PE} 和二次电子电流 I_{SE} 的差值 I_R , 根据电荷守恒定律即可计算出二次电子电流 $I_{SE} = I_{PE} - I_R$ 。记录不同入射能量下的 I_R 和 I_{PE} , 根据式(8)即可计算出钼样品的 SEY。

$$\delta = \frac{I_{SE}}{I_{PE}} = 1 - \frac{I_R}{I_{PE}} \quad (8)$$

实验采用 Keithley 6487E 型皮安表对相关电流进行测量, 其测试量程为 2 nA~20 mA, 且该皮安表还可提供量程为 ± 505 V 的偏压。

在实际空间环境中, 游离的电子可能以任意入射极角进入航天器材料内部, 且对于微波部件而言, 电子入射极角不仅会对 SEY 产生影响, 还会进一步影响出射电子的物理特性如出射角度、出射能量、出射位置等, 因此在进行微波部件微放电阈值分析时必须考虑入射极角的影响。基于此, 研究了垂直入射(入射极角 $=0^\circ$)以及入射极角分别为 15° 、 30° 和 45° 时、入射能量为 50~2000 eV 的钼的 SEY 特性。为了减少实验误差, 每个数据点取 3 次测量的平均值。

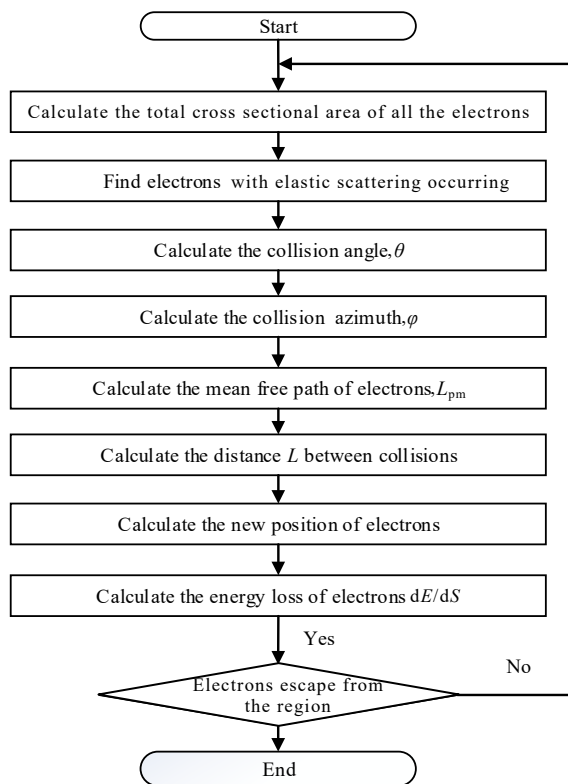


图1 CASINO 计算电子轨迹的流程图

Fig.1 Flowchart for calculating electron trajectory

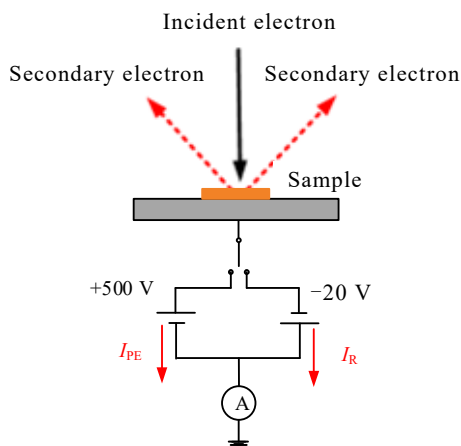


图 3 偏压电流法测试原理图

Fig.3 Schematic of second electron yield measurement with bias current method

在测量能谱时,用束斑直径约为 $200\ \mu\text{m}$ 、入射电流为 $1\ \text{nA}$ 的不同能量的电子束照射样品,置于材料上方的 DESA 150 型能谱仪对不同能量的二次电子进行计数从而获得二次电子能谱。选取 4 个 E_p 值进行能谱测试,分别为: 150、200、500 和 $1000\ \text{eV}$,其原因如下: 当 E_p 为 $150\ \text{eV}$ 时,钼的 SEY 曲线处于上升阶段;当 E_p 为 $200\ \text{eV}$ 时,钼的 SEY 曲线位于最大值 δ_m 附近;当 E_p 为 $500\ \text{eV}$ 时,钼的 SEY 曲线处于下降阶段;当 E_p 为 $1500\ \text{eV}$ 时,钼的 SEY 在历经先上升后下降的趋势后,其数值将达到 1 附近,即该 E_p 值接近 SEY 曲线中的第二能量交叉点。

3 结果与讨论

3.1 二次电子发射系数

图 4 为垂直入射(入射极角 $\theta=0^\circ$)以及入射极角 θ 分别为 15° 、 30° 和 45° 时的 SEY 曲线。从图中可以看出钼的 SEY 随入射能量 E_p 的增大先增大后减小,且当初始电子入射极角增大时,相同入射能量下的 SEY 值随之增大,但并非随入射极角的变化呈现线性变化。具体来说,当入射极角从 0° 增加到 15° 时,钼的 SEY 仅略有增大,几乎可以忽略不计。然而当入射极角从 15° 增加到 30° 以及从 30° 增加到 45° 时,钼的 SEY 明显增大,在 $200\ \text{eV}$ 到 $2000\ \text{eV}$ 的入射能量范围内,每个入射电子能量点的 SEY 增加几乎为 0.21 。

图 5 为归一化 $\delta_{\max}(\theta)/\delta_{\max}(0^\circ)$ 随入射极角 θ 的变化曲线,其中 $\delta_{\max}(0^\circ)$ 为垂直入射时 SEY 曲线的最大值, $\delta_{\max}(\theta)$ 为其他入射极角条件下的 SEY 曲线

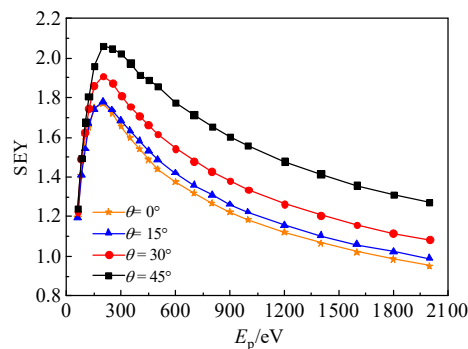


图 4 入射极角对钼 SEY 的影响

Fig.4 Effect of incident angel on SEY of molybdenum

的最大值。通过对数据点的拟合分析发现,归一化 $\delta_{\max}(\theta)/\delta_{\max}(0^\circ)$ 与入射极角 θ 符合指数依赖性,相应的拟合结果为 $e^{0.55(1-\cos\theta)}$,该结果也可从内二次电子产生的物理过程进行分析得到。同一入射能量的电子在同一材料中的入射长度 L 可认为是固定的,且与入射极角无关。然而电子在材料内部的入射深度 x 与入射极角和入射长度 L 有关,且其与入射长度 L 之间满足函数关系:

$$x = L \cos \theta \quad (9)$$

对于入射能量为 E_{pm} 且垂直入射的电子,假设入射能量全部沉积在 L 处,在该处产生的内二次电子数目为 $N(L)$,此时入射长度 L 与入射深度 x 相等,其 SEY 最大值可表示为:

$$\delta_{\max}(0^\circ) = N(E_{pm}, L) \cdot f(x) = N(E_{pm}, L) \cdot f(L) \quad (10)$$

式中, $f(x)$ 表示在距离表面 x 处产生的内二次电子迁移至表面并逸出的概率,可以表示为:

$$f(x) = Be^{-\alpha x} \quad (11)$$

其中: α 为内二次电子在材料内部的平均吸收系数。

若入射电子的能量仍为 E_{pm} ,但入射极角为 θ ,虽然入射长度仍为 L ,但其入射深度 x 需利用式(9)求解后得到,故其 SEY 最大值可表示为:

$$\begin{aligned} \delta_{\max}(\theta) &= N(E_{pm}, L) \cdot f(x) \\ &= N(E_{pm}, L) \cdot e^{-\alpha L \cos \theta} \end{aligned} \quad (12)$$

利用式(10)及(12)进行归一化后可得:

$$\frac{\delta_{\max}(\theta)}{\delta_{\max}(0^\circ)} = e^{-\alpha L(1-\cos \theta)} = e^{A(1-\cos \theta)} \quad (13)$$

式中: A 为拟合参数。以上分析也表明归一化 $\delta_{\max}(\theta)/\delta_{\max}(0^\circ)$ 与入射极角 θ 符合指数依赖性,同样可得图 5 中的函数关系。

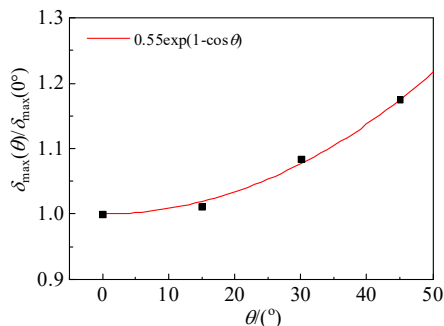


图5 钼样品归一化 $\delta_{\max}(\theta)/\delta_{\max}(0^\circ)$ 与入射极角 θ 的关系

Fig.5 Relationship between normalized $\delta_{\max}(\theta)/\delta_{\max}(0^\circ)$ and incidence angle θ of molybdenum

为了获得实际工程中微波部件微放电功率阈值分析和航天器表面充电效应仿真的基础数据, 采用1.1节中的模型对测试所得钼的SEY数据进行了拟合分析, 图6绘制了不同入射极角下SEY曲线的Lara模型拟合结果, 结果显示Lara模型在不同入射极角下的拟合效果也稍有不同。当入射极角为 30° 和 45° 时, 在全部入射能量范围内Lara模型的拟合效果都很好; 而当入射极角为 0° 和 15° 时, $300\sim 900$ eV内的拟合效果稍逊于其他能量段。所得Lara模型参数如下: $\delta_m=1.58$, $E_m=200$ eV, $r=2.2$, $a=0.073$, $\chi=0.89$ 。

此外, 从图中还可以看出, 垂直入射时SEY曲线的最大值为1.77, 对应的入射能量为 $E_{pm}=200$ eV。与航天器微波部件常用镀银铝合金的 $\delta_{\max}$ 值^[36]2.4相比, 钼的SEY值明显降低。利用外推法得到垂直入射时SEY曲线的第一能量交叉点的值为48 eV, 高于文献^[36]给出了镀银铝合金SEY曲线第一能量交叉点的值30 eV。由于SEY曲线的第一能量交叉点对于微波部件的微放电阈值影响很大, 而提高第一交叉点的值能降低微放电概率^[37-38], 因此, 金属钼在微放电抑制领域可能具有较好的应用前景。

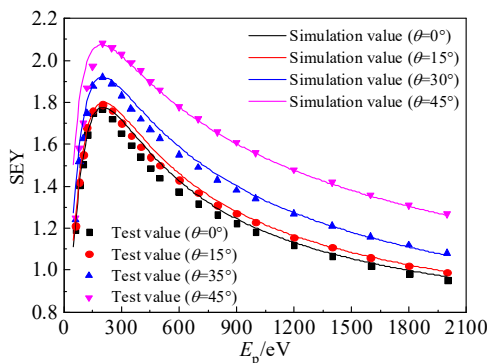


图6 钼样品的SEY拟合结果

Fig.6 SEY fitting results of molybdenum samples

3.2 二次电子发射能谱

图7为不同电子入射能量下钼样品的SES测试结果, 图中的横坐标表示出射电子的能量大小, 纵坐标表示该出射能量下的归一化电子产额。图中清晰呈现了分别由真二次电子和弹性背散射电子构成的真二次电子峰和弹性背散射电子峰, 以及介于这两峰之间的非弹性背散射电子所对应的区域。

从图7可以看出, 入射能量为150、200、500和1500 eV时的弹性背散射电子峰的峰值位置分别为155.2、204.5、508.7和1516.7 eV, 虽然有一定的偏差但基本与入射电子能量 E_p 相对应, 即测试值与其相应的理论值所对应。这是因为组成弹性背散射电子峰的电子实际就是入射电子, 具体来说有两部分: 从固体表面势垒反射回来的入射电子和与材料表面晶格原子作弹性碰撞反射回来的入射电子。相应的偏差一部分来源于实际测量时为了收集出射电子而给样片施加的负偏压, 另一部分来源于入射电子与晶格原子发生弹性碰撞时由于激发了声子而产生的能量损失。图7所呈现的另一个特点是弹性背散射电子峰的强度也随入射电子能量 E_p 的变化而变化。当入射电子能量较低时, 弹性背散射电子峰强度较大; 但当入射电子能量较高时, 弹性背散射电子峰的强度则变得很小, 甚至可以忽略。这种现象是由电子的平均自由程与能量之间的关系所决定的, 平均自由程会随着能量的增大而增大, 即当入射电子能量较高时电子更容易运动到固体深处而不容易直接被表面势垒所反射。

图7中显示的真二次电子峰的最可几能量(most probable energy, MPE)分别为22.4、22.0、22.3和22.4 eV, 表明真二次电子峰的MPE在不同入射电子能量下基本保持不变, 真二次电子峰的形态也区别很小。这是因为入射电子与样品发生相互作用而激发出的内二次电子的大多数都是原子的外壳层电子, 它们的能量一般远小于入射电子的能量且相差不多。被激发的内二次电子在材料内部会向任意方向运动, 且在运动过程中会因为级联散射而激发出新的内二次电子。当内二次电子运动到固体表面且其能量足够克服表面势垒, 那么就会由表面逸出形成真二次电子, 从而构成图7中的真二次电子峰。因此真二次电子的能量不依赖于入射电子能量, MPE仅会因材料的不同而有所差异。

由于微放电的发生受真二次电子的影响更大, 因此在研究二次电子发射能谱时主要关注真二次电子峰。Chung-Everhart模型是描述真二次电子能量分布的模型, 模型考虑了费米能 E_F 以及功函数 ϕ

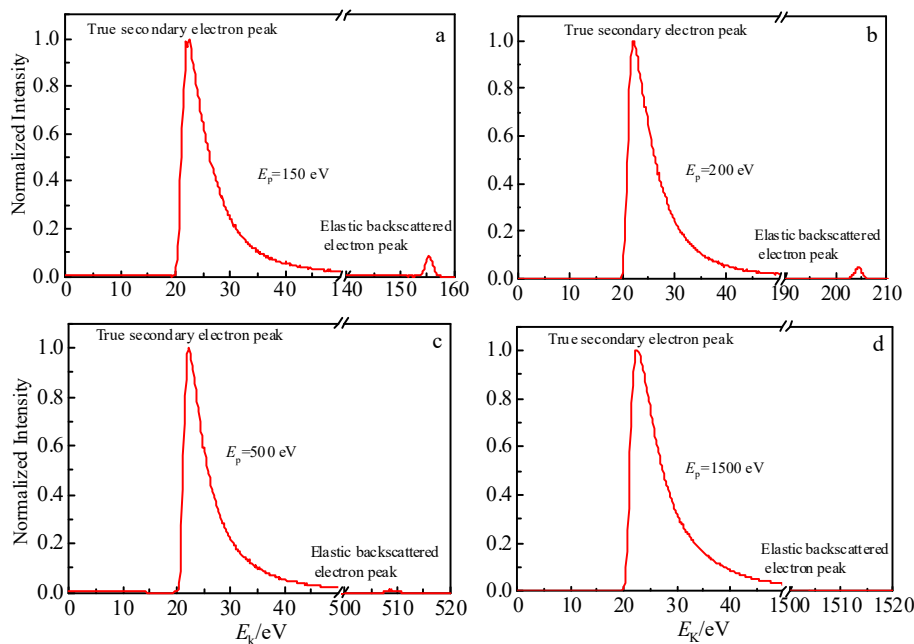


图 7 不同入射能量下钼样品的 SES 测试结果

Fig.7 SES test results of Mo sample under different incident energies: (a) $E_p=150$ eV, (b) $E_p=200$ eV, (c) $E_p=500$ eV, and (d) $E_p=1500$ eV

对出射电子的影响, 电子能够从表面出射的基本条件是 $E \geq E_F + \varphi$, 基本形式为^[39]:

$$\frac{dN}{dE'} = \frac{e^4 k_F^3 \cdot 14.7 (E_F \beta)^{\frac{3}{2}} (E' - E_F - \varphi)}{12\pi E_p (m^*)^{\frac{1}{2}} [\tan^{-1}(\frac{1}{\beta})^{\frac{1}{2}} + \beta^{\frac{1}{2}} / (1 + \beta)] (E' - E_F)^4} \quad (14)$$

式中: $\beta = \left(\frac{4}{9\pi}\right)^{\frac{1}{3}} (\gamma_s / \pi)$, γ_s 表示电子半径; m^* 表示电子的有效质量; E_0 是初始电子能量; k_F 是费米波矢量。从式(14)中可以看出 $\frac{dN}{dE'}$ 的形状完全由(15)式决定:

$$f(E') = (E' - E_F - \varphi) / (E' - E_F)^4 \quad (15)$$

式(15)决定了二次电子发射能谱的峰值位置以及半峰宽。为了进一步简化 C-E 模型的表达形式, 令 $E = E' - E_F - \varphi$, 将式(14)中式(15)以外的其他参量记作 A , 就得到了简化的 C-E 模型:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{AE}{(E + \varphi)^4} \quad (16)$$

除了参数 A 之外, 式中只有一个可调参数 φ , 由此可见功函数 φ 对真二次电子能谱分布具有重要的影响。图 8 为利用 C-E 模型对图 7a 进行拟合分析的结果, 在进行二次电子发射能谱拟合分析时, 已

根据二次电子能量 $E_k=0$ 时对应的二次电子的数目为 0 这一限制条件对能量进行了修正, 即将图 7a($E_p=150$ eV)中的 21.2 eV 标定为零点并对纵坐标进行了归一化。拟合得到的 φ 值为 4.7 eV, 与钼的功函数 4.6 eV 非常接近。

3.3 功函数对 SEY 的影响

利用 CASINO 软件电子轨迹模拟功能, 得到了不同电子入射能量下钼内部的电子的三维运动轨迹, 图 9a 和 9b 的电子入射能量分别为 0.5 和 1.2 keV。图中的红线为背散射电子运动轨迹, 绿线为二次电子运动轨迹。当入射电子进入样品内部时, 会在其运动路径上激发价带电子而产生内二次电子, 对比图 9a 和 9b 可以看出, 入射电子能量越

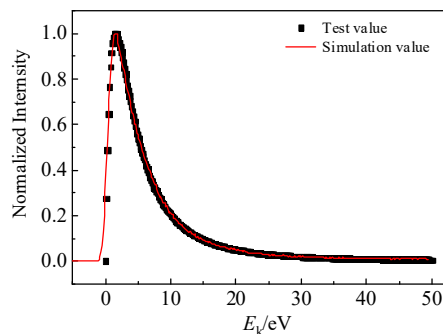


图 8 钼的 SES 拟合结果

Fig.8 SES fitting results of molybdenum samples

大, 其穿透深度和范围也越大, 激发的电子的总数也越多, 相应的内二次电子的运动轨迹也越复杂。由于入射电子激发的内二次电子的能量一般要远小于入射电子的能量, 因此其平均自由程也远小于入射电子, 故图中大部分内二次电子只是在激发点附近运动, 形成一个个节点状的运动轨迹。此外, 图中还存在一些分枝状的二次电子轨迹, 这是由于个别的内二次电子可能会获得较大的能量, 因此具有较大的自由程而形成的。这些内二次电子在向表面运动的过程中, 可能发生以下过程而产生能量损失: (1)与导带中的自由电子发生相互作用; (2)与晶格原子发生非弹性碰撞, 使原子的壳层电子从低能带激发到高能带; (3)与晶格原子发生弹性碰撞, 使晶格中的声子激发; (4)与样品内部的缺陷发生相互作用以及发生离子复合。

对于材料中激发的内二次电子, 在经历上述能量损失过程后, 如果到达材料表面时的能量仍大于表面势垒高度, 则有可能跨越表面势垒而形成二次电子发射, 而不同能量的内二次电子跨越势垒的概率是不同的。根据表面势垒 U 与费米能级 E_F 的关系可以得到电子逸出表面所需的最小能量即为材料的功函数 $\phi=U-E_F$ 。由于材料的功函数不容易利用实验的手段进行定量改变, 故利用 CASINO 研究功函数对钼二次电子发射系数的影响规律, 不同功函数条件下的 SEY 曲线如图 10 所示。模拟结果表明, 增大材料的功函数, 材料的 SEY 随之降低, 且在 100 eV 至 1000 eV 的能量段降低程度更大。

图 11 为不同功函数条件下 BSEY 的变化曲线, 模拟结果表明 BSEY 在不同的功函数条件下几乎保持不变。结合图 10 和图 11 可知, 功函数增大时 TSEY 的下降直接导致了钼 SEY 的降低, 这是因为表面势

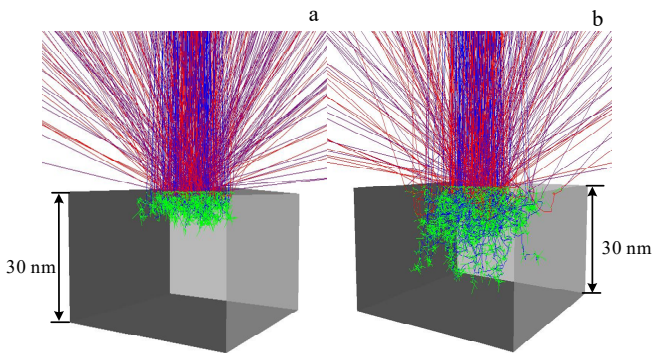


图9 电子轨迹图

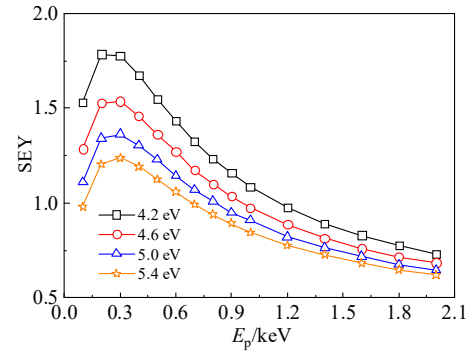
Fig.9 Electron trajectory: (a) $E_p=0.5$ keV and (b) $E_p=1.2$ keV

图10 不同功函数下钼样品的 SEY

Fig.10 SEY simulation results under different work functions

垒 $U=\phi+E_F$, 故增大功函数就意味着增加了内二次电子越过表面势垒并逸出成为真二次电子这一过程的难度。这一结果可以由能量为 E_s 的内二次电子跨越高度为 U 的表面势垒的概率推出, 该概率表达式如式(17)所示^[40]:

$$p_e(E_s) = \begin{cases} 0, E_s \leq U \\ \frac{4\sqrt{1-U/E_s}}{(1+\sqrt{1-U/E_s})^2}, E_s > U \end{cases} \quad (17)$$

式(17)对 U 求导可得式(18):

$$\frac{dp_e(E_s)}{dU} = \begin{cases} 0, E_s \leq U \\ -\frac{2}{E_s} \frac{(1-\sqrt{1-U/E_s})}{\sqrt{1-U/E_s} \cdot (1+\sqrt{1-U/E_s})^3}, E_s > U \end{cases} \quad (18)$$

由式(18)可以推出, 当表面势垒 U 增大时, $p_e(E_s)$ 降低, 即在其他条件不变的基础上最终导致 TSEY 降低。这也与 TSEY 在 δ 中的百分比结果相对应, 即功函数越大, TSEY 的占比越低。此外, TSEY 对入射电子能量也非常敏感, 随入射能量的增加, TSEY 的占比也呈下降趋势。

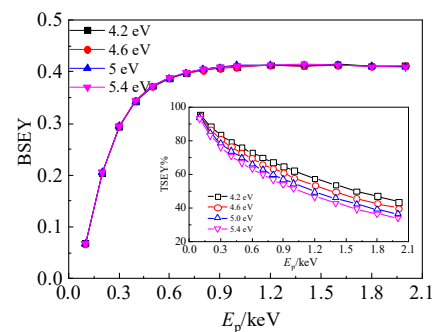


图11 不同功函数下钼样品的 BSEY 及 TSEY 的占比

Fig.11 BSEY simulation results and proportion of TSEY under different work functions

4 结 论

1) 纯钼的 $\delta_{\max}$ 值为 1.77, 明显低于微波部件常用材料镀银铝合金。随着入射极角的增大, 钼的 SEY 增大, 归一化的 $\delta_{\max}(\theta)/\delta_{\max}(0^\circ)$ 与入射极角 θ 符合指数依赖性。利用 Lara 模型对不同入射极角下的 SEY 测试数据进行了分析, 所得 Lara 模型参数如下:

$\delta_m=1.58$, $E_m=200$ eV, $r=2.2$, $a=0.073$, $\chi=0.89$ 。

2) 当入射电子能量改变时, 真二次电子峰的 MPE 几乎保持不变, 而弹性背散射电子峰的位置和强度均随之改变。利用 C-E 模型对 $E_p=150$ eV 的 SES 测试数据进行了分析, 拟合得到的 ϕ 值为 4.7 eV。

3) 个别内二次电子可能会获得较大的能量, 因此具有较大的自由程, 从而导致电子轨迹图中存在少部分分枝状的运动轨迹。

4) 在各类二次电子中, 真二次电子受功函数的影响最大, 而背散射电子几乎不受功函数的影响。增大功函数时 TSEY 的降低导致材料的 SEY 也随之降低。

参考文献 References

- [1] Cui Wanzhao, Li Yun, Zhang Hongtai et al. *Simulation Method of Multipactor and Its Application in Satellite Microwave Components*[M]. Florida: CRC Press, 2022: 1
- [2] Zhang Na(张 娜), Cui Wanzhao(崔万照), Hu Tiancun(胡天存) et al. *Space Electronic Technology*(空间电子技术)[J], 2011, 8(1): 38
- [3] Hu Tiancun(胡天存), Cui Wanzhao(崔万照), Bao Yan(鲍 艳) et al. *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2017, 46(9): 2702
- [4] Fil N, Belhaj M, Hillairet J et al. *Physics of Plasmas*[J], 2016, 23(12):123118
- [5] Cimino R, Demma T. *International Journal of Modern Physics A*[J], 2014, 29(17): 1430023
- [6] Vaughan J R M. *IEEE Transactions on Electron Devices*[J], 1988, 35(7):1172
- [7] Chang Chao(常 超). *Chinese Science Bulletin*(科学通报)[J], 2018, 63:1391
- [8] Wang Li(王 立), Qin Xiaogang(秦晓刚). *Vacuum & Cryogenics*(真空与低温)[J], 2002, 8(1): 18
- [9] Patino M, Raitses Y, and Wirz R. *Applied Physics Letters*[J], 2016, 109(20): 201602
- [10] Chang Hsing-Yin, Alvarado Andrew, Marian Jaime. *Applied Surface Science*[J], 2018, 450: 190
- [11] Curren A N, Jensen A, Roman F. *NASA Technical Reports Server*[J], 1990, 2967: 1
- [12] Ding Mingqing(丁明清), Huang Mingguang (黄明光), Feng Jinjun(冯进军) et al. *Chinese Journal of Vacuum Science and Technology*(真空科学与技术学报)[J], 2009, 29(3): 247
- [13] Wang Jie, Gao Yong, You Zhiming et al. *Apply Science*[J], 2019, 9(20): 4374
- [14] Liu Wei(刘 伟), Wang Jinshu(王金淑), GaoFei(高 非) et al. *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2011, 40(8): 1430
- [15] Yang Sa(杨 飒), Zhou Meiling(周美玲), Wang Jinshu(王金淑) et al. *Rare Metal Materials and Engineering*(稀有金属材料与工程)[J], 2003, 32(11): 950
- [16] Petry R L. *Physical Review*[J], 1925, 26: 346
- [17] Hyatt J M, Smith H A. *Physical Review*[J], 1928, 32: 929
- [18] Copeland P L. *Journal of the Franklin Institute*[J], 1933, 215(5): 593
- [19] Arnold Shin, Charles Hor. *IEEE Transactions on Electron Devices*[J], 1993, 40(4): 824
- [20] Cui Wanzhao, Zhang Heng, Li Yun et al. *Chinese Physics B*[J], 2018, 27(3): 038401
- [21] Joy D C, Prasad M S, Meyer H M. *Journal of Microscopy*[J], 2004, 215: 77
- [22] Li Nan(李 楠), Jiang Jinhua(将金华), Chen Nanliang(陈南梁). *Knitting Industries*(针织工业)[J], 2015, 10: 27
- [23] Vaughan J R M. *IEEE Transactions on Electron Devices*[J], 1989, 36(9): 1963
- [24] Furman M A, Pivi M T F. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*[J], 2002, 5(12): 124404
- [25] Lara J, Perez F, Alfonseca M et al. *IEEE Transactions on Plasma Science*[J], 2006, 34(2): 476
- [26] Ding Z J, Shimizu R. *Scanning*[J], 1996, 18(2): 92
- [27] Lin Y H, David C J. *Surface and Interface Analysis*[J], 2005, 37(11): 895
- [28] Pierre Hovington, Dominique Drouin, RaynaldGauvn. *Scanning*[J], 1997, 19(1): 1
- [29] Pierre Hovington, Dominique Drouin, RaynaldGauvn. *Scanning*[J], 1997, 19(1): 20
- [30] Pierre Hovington, Dominique Drouin, RaynaldGauvn. *Scanning*[J], 1997, 19(1): 29
- [31] Hendrix Demers, Nicolas Poirier-Demers, Alexandre R Counture et al. *Scanning*[J], 2011, 33(3): 135
- [32] Wang Zewei(王泽卫), Ye Ming(叶 鸣), Chen Liang(陈亮) et al. *High Power Laser and Particle Beams*(强激光与粒子束)[J], 2016, 12(28): 124002

- [33] Wang Yigang(王一刚). *Research on Laser Etching to Suppress Secondary Electron Emission from the Surface of Vacuum Chamber Material of Accelerator*(激光刻蚀抑制加速器真空室材料表面二次电子发射的研究)[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2021
- [34] Zhang Na(张娜), Cao Meng(曹猛), Cui Wanzhao(崔万照) *et al. Chinese Journal of Vacuum Science Technology* (真空科学与技术学报)[J], 2014, 34(5): 554
- [35] Pimpec F L, Kirby R E, King F *et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*[J], 2005, 551(2-3): 187
- [36] He Yun(何 璠), Yu Bin(俞 斌), Wang Qi(王 琪) *et al. Acta Physica Sinica*(物理学报)[J], 2018, 67(8): 087901
- [37] Fil N, Belhaj M, Hillairet J *et al. Physics of Plasmas*[J], 2016, 23(12): 123118
- [38] Li Y, Cui W Z, Wang H G *et al. Physics of Plasmas*[J], 2015, 22(5): 053108
- [39] Chung M S, Everhart T E. *Journal of Applied Physics*[J], 1974, 45(2): 707
- [40] Feng Guobao, Cui Wanzhao, Zhang Na *et al. Chin Phys B*[J], 2017, 26(9): 097901

Research on the Secondary Electron Emission Characteristics of Molybdenum

Zhang Yuting¹, Yang Jing¹, Yang Zhaolun², Miao Guanghui^{1,2}, Zhang Na¹, Cui Wanzhao¹

(1. China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710100, China)

(2. Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 211106, China)

Abstract: Molybdenum, with high melting point, low thermal expansion coefficient and excellent stability, shows broad application prospects in plasma propulsion and electric vacuum devices so that its secondary electron emission characteristics have gradually attracted the attention of researchers. In this research, the secondary electron yield (SEY) and secondary electron spectrum (SES) of molybdenum were studied experimentally. Then the test data were analyzed by a relevant model. Finally, the SEY model of molybdenum was established by Monte Carlo method to analyze the influence of work function on SEY. The results show that the maximum value of SEY is 1.77, which is significantly lower than that of silver-plated aluminum alloy. When the incident electron energy changes, the most probable energy of the true secondary electron peak of the SES is basically unchanged, while the position and intensity of the elastic backscattered electron peak change accordingly. Among all kinds of secondary electrons, true secondary electrons are most affected by the work function.

Key words: molybdenum; multipactor; secondary electron yield; secondary electron spectrum; work function

Corresponding author: Cui Wanzhao, Ph. D., National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710100, P. R. China, E-mail: cuiwanzhao@126.com