

非晶态碳薄膜对金属二次电子发射的影响*

胡笑钊^{1)2)†} 刘样溪¹⁾ 楚坤¹⁾ 段潮锋¹⁾

1) (长安大学能源与电气工程学院, 西安 710064)

2) (西安交通大学医学部, 西安 710049)

(2023年10月6日收到; 2023年11月22日收到修改稿)

非晶态碳薄膜由于具有极低的二次电子发射系数 (secondary electron yield, SEY), 在真空微波器件与设备异常放电领域引起了广泛关注. 然而, 非晶态碳薄膜对二次电子发射影响的动态过程及微观机理仍缺乏了解. 本文采用 Monte Carlo 方法, 建立了 Cu 表面非晶态碳薄膜的二次电子发射数值模拟模型, 能够精确地模拟电子与薄膜及基底材料的散射及二次电子发射的微观物理过程. 结果表明, 随着薄膜厚度从 0 nm 增加至 1.5 nm 时, SEY 峰值下降了大约 20%; 继续增大厚度, SEY 峰值不再下降. 然而, 当薄膜厚度大于 0.9 nm 时, SEY 曲线呈现出双峰形态, 但随着薄膜厚度增加至 3 nm, 第二峰逐渐减弱甚至消失. 电子散射轨迹和二次电子能量分布结果, 表明这种双峰现象是由于电子在两种材料中散射所致. 相比以往模型, 所提模型考虑了功函数的变化以及界面势垒对电子散射路径的影响. 该模型从微观层面上解释了 SEY 曲线双峰现象形成的原因, 相关的计算结果为非晶态碳薄膜对 SEY 的抑制规律提供了理论预测.

关键词: 二次电子发射, 非晶态碳薄膜, 金属, Monte Carlo 模拟

PACS: 79.20.Hx, 79.60.Dp, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.73.20231604

1 引言

二次电子发射现象是引起高能粒子加速器、真空微波元器件和其他电子设备异常放电的重要因素^[1-3], 受到相关领域研究人员的广泛关注. 例如, 在高能粒子加速器的真空室中, 由残留气体电离产生的电子束与真空腔壁碰撞产生二次电子, 从而形成电子云, 并导致束流损失或真空恶化^[4,5]. 二次电子发射系数 (secondary electron yield, SEY) 定义为二次电子数目与入射电子数目之比, 是表征二次电子发射现象的重要特征参数. 因此, 抑制二次电子发射现象或降低金属表面 SEY 是提高真空微波部件和设备放电阈值的重要途径.

二次电子一般从材料表面纳米深度中出射, 对

表面状态非常敏感^[6,7], 因此通过表面镀膜能够有效抑制二次电子发射^[8,9]. 近年来, 非晶态碳 (amorphous carbon, a-C) 薄膜被发现在抑制二次电子发射方面具有巨大潜力^[10,11]. Larciprete 等^[12] 在 Cu 基底上制备纳米厚的 a-C 薄膜, 使 Cu 的 SEY 峰值从 1.4 降低到 1.2. Li 等^[13] 在实验中发现 a-C 薄膜不但能够使不锈钢基片的 SEY 降低 30.6%, 同时可以增大第一和第二临界能量, 从而降低微波器件异常放电风险. 除此之外, a-C 薄膜还具有成本低、化学性质稳定、易制备等特点, 促进了该材料在抑制二次电子发射领域方面的应用. 然而, 有学者在实验中观察到了这种薄膜结构的 SEY 曲线在某些特定情况下呈现出了双峰形态, 这一现象很可能引起微波管内额外损耗, 从而影响器件性能、工作寿命和传输质量^[14,15].

* 中国博士后科学基金 (批准号: 2021M702629)、陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2023-JC-YB-004) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: 300102383103, 300102383203) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huxc@chd.edu.cn

有关 a-C 薄膜对二次电子发射的影响规律大多仍停留在实验阶段, 相关的理论研究仍然匮乏. 并且, 实验中观察到的双峰现象及其形成原因尚未得到充分的理论解释. Monte Carlo (MC) 方法在粒子碰撞动力学模拟方面具有天然的优势, 通过 MC 模拟可以获得材料内部的电子散射过程以及二次电子发射特性的详细信息, 非常适合从微观层面解释二次电子发射特性的形成规律^[16-18]. Nguyen 等^[19]采用 MC 方法模拟了石墨烯薄膜的二次电子发射过程, 其中电子的弹性散射和非弹性散射分别采用经典的 Rutherford 弹性散射截面^[20]和 Bethe 能量损失公式^[21]描述.

本文在已有电子与金属基底散射模型基础上, 采用 MC 方法建立了 Cu 表面 a-C 薄膜的二次电子发射数值计算模型, 模拟了电子在 a-C 薄膜和 Cu 基底内的散射过程及二次电子发射过程, 其中弹性散射和非弹性散射分别采用 Mott 微分散射截面法和 Penn 介电函数方法描述. 通过记录电子散射轨迹和统计二次电子信息, 探讨 a-C 薄膜对 Cu 的二次电子发射效应的抑制规律和双峰现象形成的原因.

2 研究方法

根据 a-C 的厚度和入射电子能量, 电子在 a-C/Cu 内的散射可以分三种情况讨论, 如图 1 所示. 情况 1: 如果 a-C 极薄, 电子可以直接穿透 a-C 并与 Cu 基底散射, 因此 a-C 几乎不会影响散射过程; 情况 2: 如果 a-C 较厚且入射电子能量较低, 电子只能在 a-C 内散射, 无法到达 Cu 基底; 但如果入射电子能量较高, 电子会同时在 a-C 和 Cu 中散射 (情况 3). 电子无论在 a-C 或 Cu 中均可能发生电离散射事件, 并产生新电子, 这些新电子与入射电子同时被追踪, 直到电子出射到真空中或其能量耗尽在材料中. 此外, a-C 薄膜还会通过影响金属表面功函数而改变电子出射概率, 因此真空/a-C 界面和 a-C/Cu 界面对电子散射和出射的影响需要在模型中予以考虑.

基于 MC 方法的 a-C/Cu 二次电子发射数值模拟流程如图 2 所示. 首先, 根据电子的位置判断发生散射的材料种类. 若在 Cu 中, 电子与 Cu 原子的散射过程通过之前报道的模型进行模拟^[22]. 若在 a-C 中, 首先根据散射截面确定电子与 C 原

子的散射类型. 若为弹性散射, 只改变电子运动方向, 若为非弹性散射, 还需更新电子能量, 并确定是否生成新的电子, 这些新电子也同样被追踪. 然后, 根据电子下一次的散射位置判断其是否从表面出射. 若出射, 则记录其信息, 包括出射能量、出射角度、出射点位置和电子散射轨迹; 否则, 电子将在材料内继续执行散射.

电子的单步自由程 S_n 可以通过一个均匀分布在 $[0, 1)$ 之间的随机数 R_1 获取:

$$S_n = -\lambda_T \ln R_1, \quad (1)$$

其中 λ_T 为总平均自由程, 有 $\lambda_T^{-1} = (\lambda_{el} + \lambda_{in})^{-1} = \rho\sigma_T$, λ_{el} 和 λ_{in} 分别表示弹性和非弹性散射的平均自由程. σ_T 为总散射截面, ρ 为材料的分子密度.

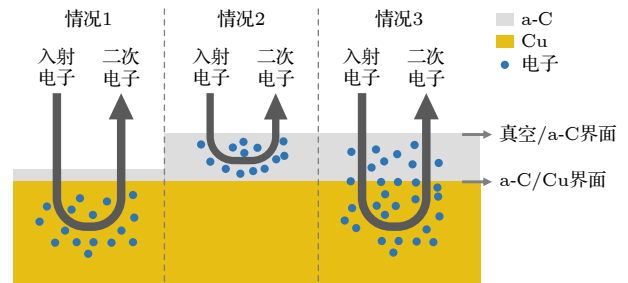


图 1 a-C/Cu 的二次电子发射示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the secondary electron emission of a-C/Cu.

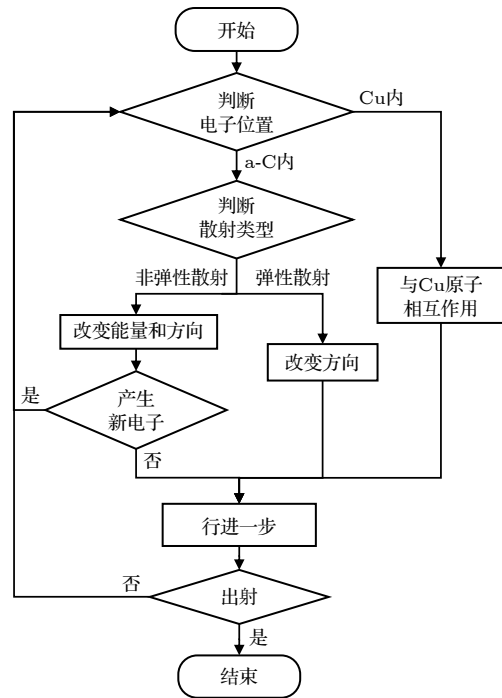


图 2 基于 MC 方法的 a-C/Cu 二次电子发射模拟流程图

Fig. 2. Flow chart of secondary electron emission from a-C/Cu based on the MC method.

电子的散射类型可以用另一个 $[0, 1)$ 之间的随机数 R_2 确定. 如果当 $R_2 < \lambda_{in}/\lambda_T$ 时, 则进行弹性散射; 否则进行非弹性散射. 图 3 展示了根据散射截面计算的在不同能量 E_0 下, 电子与 Cu 和 a-C 发生弹性和非弹性散射的概率 P .

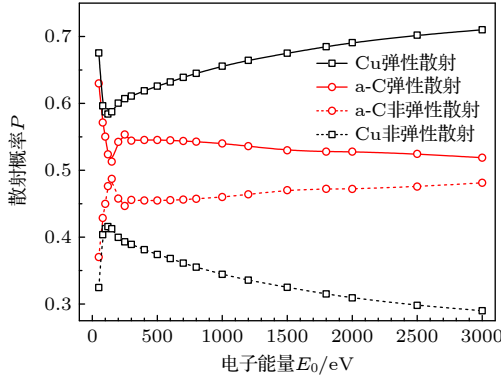


图 3 电子与 a-C 和 Cu 原子的弹性和非弹性散射概率 P 和电子能量 E_0 的关系
Fig. 3. Relationship between the elastic and inelastic scattering probability P of electron and a-C or Cu atoms and electron energy E_0 .

对于电子能量低于 10 keV 的情况, 用量子力学分波法求解 Schrödinger 方程可以得到 Mott 弹性散射截面, 在物理意义上更为严格^[23]. 然而, Mott 散射微分截面 $d\varphi/d\Omega$ 的数值解计算非常复杂, 本文参考 Czyzewski 等^[24] 的计算结果, 利用查表与插值结合的方法预先获得在不同能量和散射角度下的 Mott 散射截面值, 弹性散射角度可通过随机数 R_3 获得:

$$R_3 = \frac{\int_0^\vartheta \frac{d\varphi}{d\Omega} \sin \vartheta' d\vartheta'}{\int_0^\pi \frac{d\varphi}{d\Omega} \sin \vartheta' d\vartheta'}, \quad (2)$$

其中 φ 为散射截面; Ω 为立体角; ϑ 为两次散射事件间电子运动方向的夹角.

Penn 介电函数法是研究现代电子非弹性散射事件的标准方法, 采用 Penn 介电函数近似方法^[25] 计算非弹性散射微分截面和非弹性散射平均自由程. 对于非弹性散射微分截面:

$$\frac{d^2\lambda_{in}^{-1}}{d(h\omega)dq} = \frac{1}{\pi a_0 E_0} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\} \frac{1}{q}, \quad (3)$$

其中, $\text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\}$ 为能量损失函数; a_0 为波尔半径; $h\omega$ 和 hq 分别为非弹性散射中的能量损失和动量转移. 能量损失函数来源于 Da 等^[26] 的计算结

果, 是在通过非晶态碳的光学测量数据库^[27] 所获得的光学介电常数 $\varepsilon(\omega)$ 实验数据的基础上, 从光学极限外推至有限波长区域得到的近似拓展. 非弹性散射中的能量损失 ΔE 可通过 R_4 获得

$$R_4 = \frac{\int_0^{\Delta E} \frac{d\lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E')} d(\Delta E')}{\int_0^{E_0 - E_F} \frac{d\lambda_{in}^{-1}}{d(\Delta E')} d(\Delta E')}, \quad (4)$$

其中, E_F 为电子所处材料的费米能级. 类似地, 非弹性电子散射角度 ϑ 可通过 R_5 获得

$$R_5 = \frac{\int_0^\vartheta \frac{d^2\lambda_{in}^{-1}}{d\Omega d(\Delta E)} \sin \vartheta' d\vartheta'}{\int_0^\pi \frac{d^2\lambda_{in}^{-1}}{d\Omega d(\Delta E)} \sin \vartheta' d\vartheta'}. \quad (5)$$

在进行非弹性散射后, 原电子能量变为 $E'_0 = E_0 - \Delta E$, 新电子能量为 $E_{\text{new}} = \Delta E - E_B$, 其中 E_B 表示内壳层电子束缚能.

当电子遇到界面势垒时, 一些电子会被反弹进入材料中, 而另一些电子则能跨越界面势垒. 以一维阶跃状势垒为例, 能量为 E_1 角度为 β 的电子在材料内部、势垒区和真空区的电子波函数都满足薛定谔方程, 通过求解这三个区域的电子态密度, 根据势垒两侧电子态密度之比, 电子跨越高度为 U_0 的界面势垒的概率可以由 (6) 式中的穿透系数 T_{in} 确定^[16]:

$$T_{in} = \begin{cases} \frac{4\sqrt{1 - \frac{U_0}{E_1 \cos^2 \beta}}}{\left[1 + \sqrt{\left(1 - \frac{U_0}{E_1 \cos^2 \beta}\right)}\right]^2}, & E_1 \cos^2 \beta \geq U_0, \\ 0, & E_1 \cos^2 \beta < U_0, \end{cases} \quad (6)$$

其中, E_1 代表电子跨越界面势垒前的能量; β 是电子运动方向与界面法线方向的夹角. 只有当同时满足条件 $E_1 \cos^2 \beta \geq U_0$ 和 $T_{in} > R_6$ (R_6 为 $(0, 1]$ 随机数) 时, 电子才能克服界面势垒.

克服势垒后的电子能量变为 $E'_1 = E_1 - U_0$. 电子运动方向与界面法线方向之间的夹角 β' 可以通过以下公式求得:

$$\sqrt{E'_1} \sin \beta' = \sqrt{E_1} \sin \beta. \quad (7)$$

如果电子无法克服界面势垒, 则认为电子继续在当前材料内散射, 其能量不会改变, 但角度会变为 $\beta'' = \pi - \beta$.

3 结果与讨论

3.1 实验验证

为了验证模型的可靠性, 将计算结果与已报道的实验结果 [28,29] 进行对比. 由于实验结果很容易受到表面状态和测试误差的影响, 有必要对 SEY 进行归一化处理, 相对 SEY 记为 $\delta_r = \delta / \delta_{\max, \text{Cu}}$, 其中 $\delta_{\max, \text{Cu}}$ 为 Cu 的 SEY 最大值. 图 4 显示了 a-C 薄膜厚度 L 分别为 0, 0.6 和 2.1 nm 的 a-C/Cu 的相对 SEY 计算结果和实验结果的对比. 由图 4 可以看出, 本模型的计算结果与实验结果非常接近, 最大误差不超过 12%, 验证了模型的可靠性.

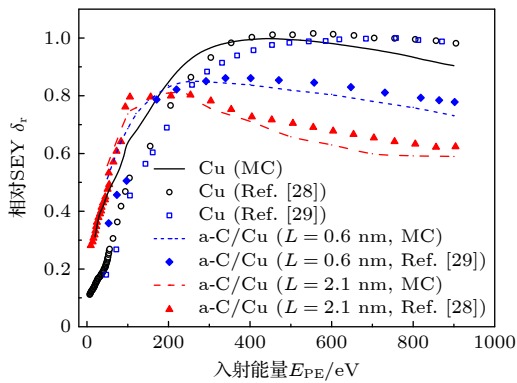


图 4 MC 模拟结果与文献实验结果的对比

Fig. 4. Comparison of our MC simulation results and the reported experimental results.

3.2 a-C 薄膜厚度对 SEY 的影响

为了系统探讨 a-C 薄膜对 Cu 的 SEY 的影响, 计算了不同薄膜厚度 L 的 SEY 曲线, 并与纯 a-C 材料的 SEY 进行比较, 如图 5(a) 所示. 随着 L 从 0 nm 增加到 1.5 nm, SEY 最大值从 1.14 降至 0.93, 但低能段的 SEY 略微上升. 然而, 当 L 从 1.5 nm 增加到 3 nm, SEY 最大值达到饱和, 且与 a-C 的 SEY 最大值几乎重合. 值得注意的是, 当 $L \geq 1.5$ nm 时, SEY 曲线呈现出明显的第二峰, 并且随着 L 的增加, 第二峰减弱并消失, SEY 曲线从低能段到高能段逐渐与 a-C 的重叠. 此外, 随着 L 从 0 nm 增大至 0.3 nm, 第一临界能量从 211 eV 降低至 191 eV, 对应第二临界能量从 503 eV 增高至 1020 eV. 当 $L > 0.3$ nm 时, SEY 峰值小于 1, 因此不会存在异常放电风险. 图 5(b) 进一步展示了 SEY 第一峰值 $\delta_{\max 1}$ 和第二峰值 $\delta_{\max 2}$ 以及它们对应的入射能量 $E_{\max 1}$ 和 $E_{\max 2}$ 随 L 的变化规律.

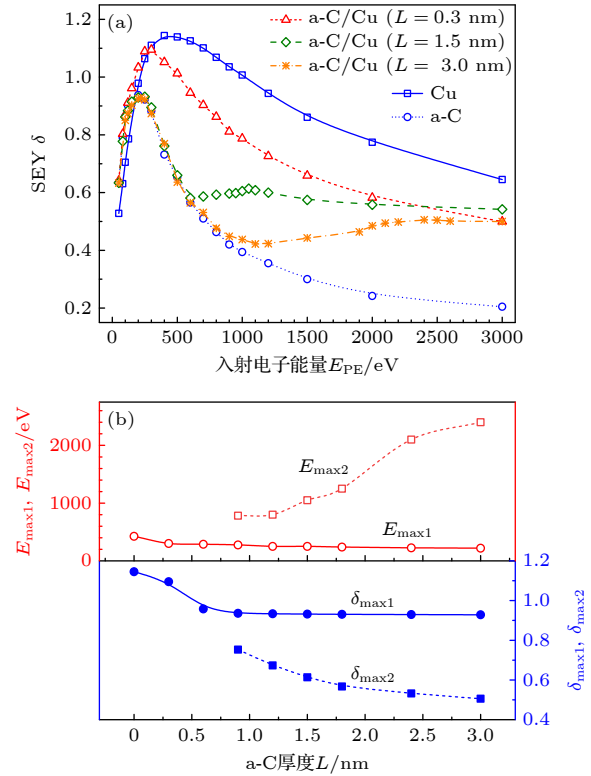


图 5 厚度 L 对 SEY δ 的影响 (a) 不同 L 下, δ 与 E_{PE} 的关系; (b) $\delta_{\max 1}$, $\delta_{\max 2}$, $E_{\max 1}$ 和 $E_{\max 2}$ 与 L 的关系

Fig. 5. Effects of the thickness L on the SEY δ : (a) δ vs. E_{PE} at different L ; (b) $\delta_{\max 1}$, $\delta_{\max 2}$, $E_{\max 1}$ and $E_{\max 2}$ vs. L .

3.3 不同 a-C 厚度的电子散射轨迹

MC 模拟能够还原电子在材料内部的散射过程, 从微观层面解释双峰现象. 图 6(a)–(d) 展示了 1000 个 $E_{\text{PE}} = 500$ eV 的电子垂直入射到不同 a-C 薄膜厚度的电子散射轨迹分布, 即入射电子和电离电子在不同时刻的位置分布图, 不同颜色代表电子的深度. 随着 L 从 0 nm 增大至 2.4 nm, 电子在材料内部的散射范围逐渐缩小, 并且最可几深度 (most probable depth, MPD) 从 Cu 转移至 a-C 中 (图 6(a)–(d)), 其中 MPD 表示与最大电子密度相对应的深度 z . 这意味着, 当电子散射范围涉及两种材料时, SEY 特性表现为两者的合成, 因此会有两个峰同时出现的情况. 此外, 较厚的 a-C 会显著限制电子的散射范围, 这是由于电子在 a-C 中的非弹性散射概率大于在 Cu 中的概率, 大部分电子没有足够能量跨越表面势垒出射, 导致 SEY 降低.

图 6(e) 进一步展示了 MPD 和 a-C 中电子数量比例 $P_{\text{a-C}}$ 随 a-C 厚度 L 的变化规律. 定义 $P_{\text{a-C}} = N_{\text{a-C}} / N_{\text{total}}$, $N_{\text{a-C}}$ 和 N_{total} 分别表示 a-C 和 a-C/Cu

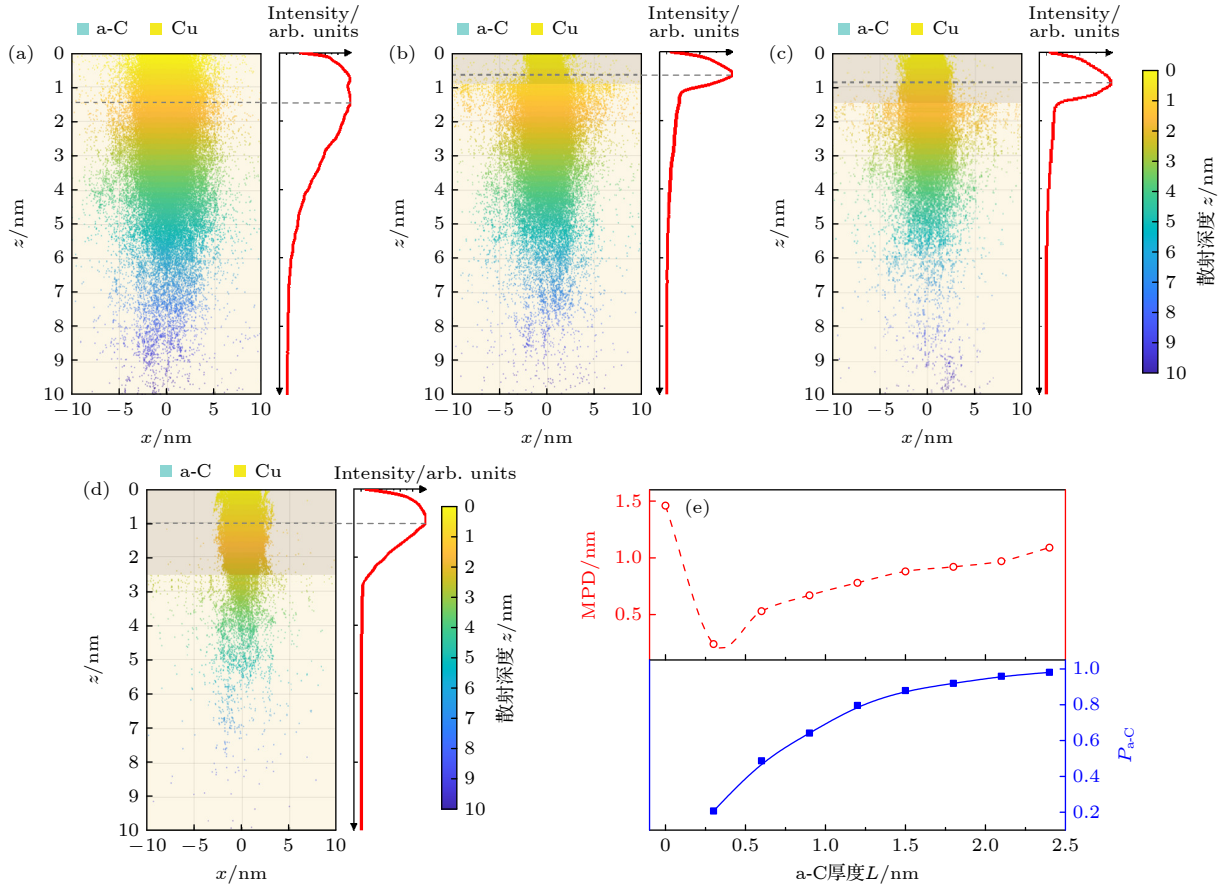


图 6 不同厚度 L 下的电子散射轨迹分布及规律 (a) $L = 0$ nm; (b) $L = 0.9$ nm; (c) $L = 1.5$ nm; (d) $L = 2.4$ nm; (e) MPD 和 P_{a-c} 与 L 的关系. 图 (a)–(d) 中, 灰色点线表示 MPD 的位置, 红色曲线表示归一化的电子密度分布

Fig. 6. Distribution and pattern of electron scattering trajectories with different L : (a) $L = 0$; (b) $L = 0.9$ nm; (c) $L = 1.5$ nm; (d) $L = 2.4$ nm; (e) MPD and P_{a-c} vs. L . In panels (a)–(d), the gray dot line represents the position of the MPD, and the red curve represents the normalized electron density distribution.

中的电子数量. 当 L 从 0 nm 增加到 0.3 nm 时, MPD 从 1.46 迅速下降至 0.24; 进一步增大 L 会使 MPD 增大, 即向更深方向移动. 此外, P_{a-c} 随着 L 的增加而增加, 当 $L \geq 0.6$ nm 时, P_{a-c} 甚至大于 0.5, 意味着在 a-C 内的电子数目超过在 Cu 内的电子数. 以上结果均表明 a-C/Cu 界面势垒是阻止电子进入 Cu 的关键因素之一.

3.4 入射角度对 SEY 的影响

在实际应用中, 大多数电子的入射角度与材料表面并不是垂直的. 以 $L = 1.5$ nm 为例, 图 7(a) 显示了不同入射角度 θ 下的 a-C/Cu 的 SEY 曲线. 随着 θ 的增加, SEY 显著增大, 并且第二峰也逐渐减弱至消失. 此外, 随着 θ 从 30° 增大至 80° , 第一临界能量从 168 eV 降低至 68 eV, 对应第二临界能量从 284 eV 增高至 2840 eV. 从图 7(b) 观察到 $\delta_{\max 1}$ 和 $\delta_{\max 2}$ 均呈指数增大, 而 $E_{\max 1}$ 和 $E_{\max 2}$ 略微增加. 为了定量分析第二峰的变化, 定义了第二

峰的高度 δ_Δ 和宽度 E_Δ , 如图 7(c) 所示. δ_Δ 和 E_Δ 随着 θ 明显减小, 直到 $\theta \geq 70^\circ$ 时完全消失. 这是因为 θ 越大, 进入 Cu 的电子比例减少, 双峰现象就会减弱; 其次, 根据 (6) 式, 电子在 a-C/Cu 界面处的夹角 β 随 θ 的增大而增大, 导致电子跨越界面势垒的概率降低.

3.5 不同入射角度的电子散射轨迹

图 8(a)–(d) 绘制了不同 θ 下的电子散射轨迹和沿深度 z 方向的电子密度分布. 随着 θ 的增大, 电子的散射范围显著缩小. 同时, MPD 向表面方向移动. 图 8(e) 定量地给出了 MPD 和 P_{a-c} 随着 θ 的变化规律. 首先, P_{a-c} 增大甚至接近 0.97, 意味着更多电子集中在 a-C 区域内散射, Cu 对 SEY 的影响逐渐减弱, 因此双峰现象减弱; 其次, MPD 减小表明电子散射位置向表面转移, 更多电子仅在浅表层散射, 此时电子更容易出射, SEY 随着 θ 的增大因而显著增大.

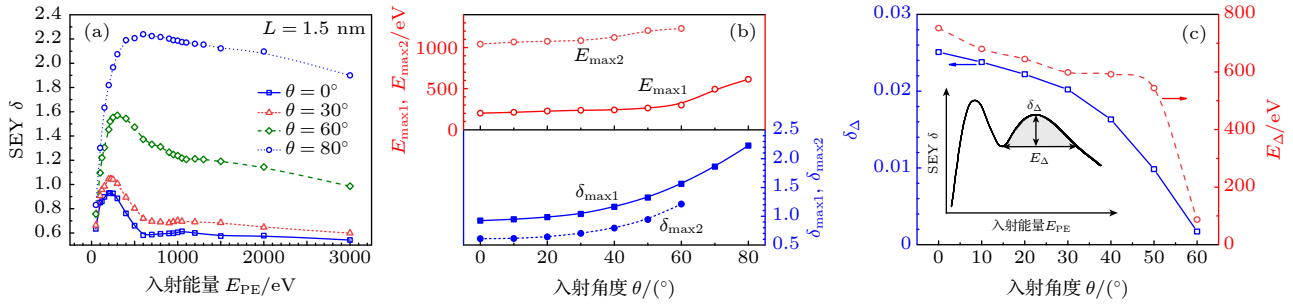


图 7 入射角度 θ 对 SEY δ 的影响 (a) 不同 θ 下, δ 与 E_{PE} 的关系; (b) δ_{max1} , δ_{max2} , E_{max1} 和 E_{max2} 与 θ 的关系; (c) δ_{Δ} 和 E_{Δ} 与 θ 的关系. 其中, 图 (c) 中的内插图是 δ_{Δ} 和 E_{Δ} 的示意图

Fig. 7. Effects of incident angle θ on the SEY δ : (a) δ vs. E_{PE} at different θ ; (b) δ_{max1} , δ_{max2} , E_{max1} and E_{max2} vs. θ ; (c) δ_{Δ} and E_{Δ} vs. θ . In panel (c), the interpolation diagram is a schematic diagram of δ_{Δ} and E_{Δ} .

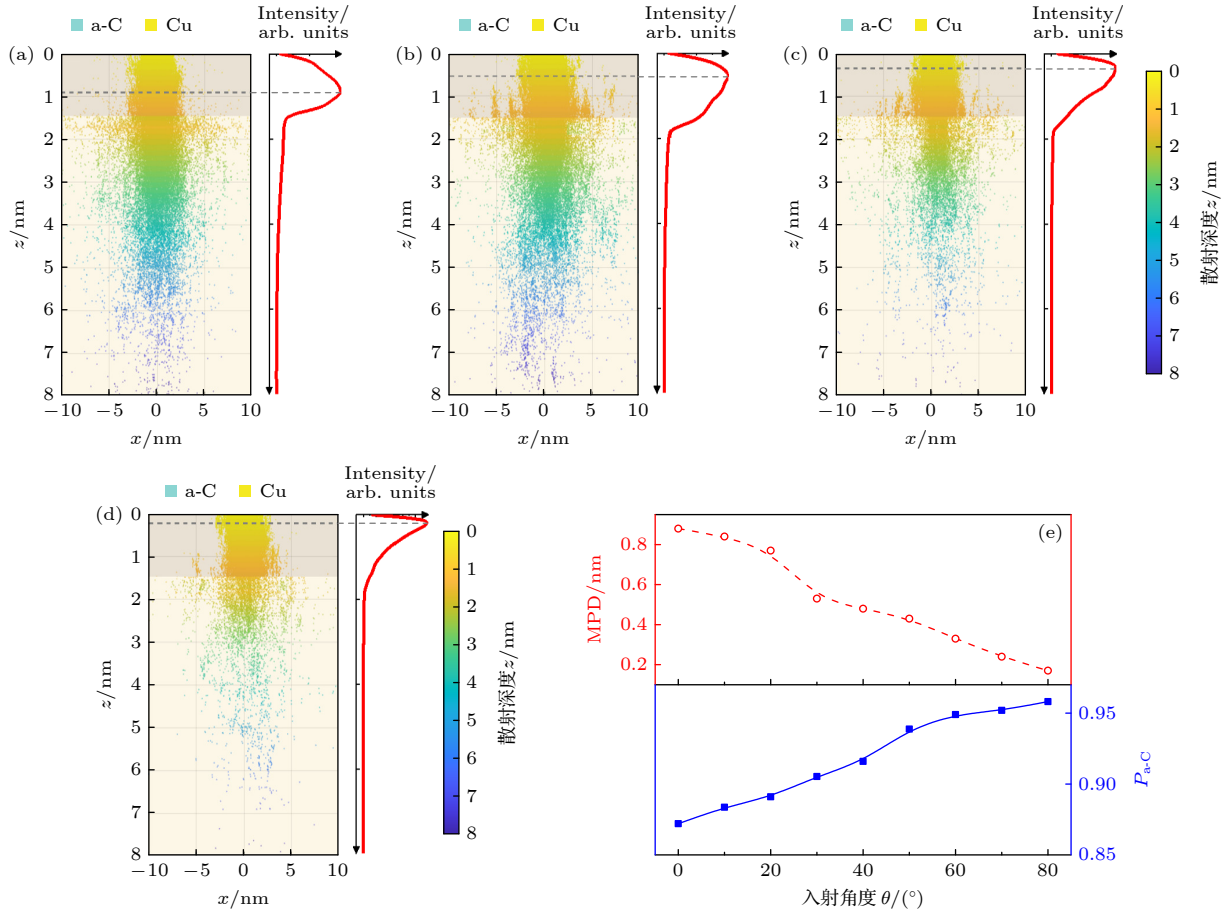


图 8 不同入射角度 θ 下的电子的散射轨迹分布及规律 ($L = 1.5$ nm) (a) $\theta = 0^\circ$; (b) $\theta = 30^\circ$; (c) $\theta = 60^\circ$; (d) $\theta = 80^\circ$; (e) MPD 和 P_{a-C} 与 θ 的关系. 图 (a)–(d) 中, 灰色点线表示 MPD 的位置, 红色曲线表示归一化的电子密度分布

Fig. 8. Distribution and pattern of electron scattering trajectories with different θ ($L = 1.5$ nm): (a) $\theta = 0^\circ$; (b) $\theta = 30^\circ$; (c) $\theta = 60^\circ$; (d) $\theta = 80^\circ$; (e) the MPD and P_{a-C} vs. θ . In panels (a)–(d), the gray dot line represents the position of the MPD, and the red curve represents the normalized electron density distribution.

3.6 二次电子能量分布

二次电子能量分布 (secondary electron spectrum, SES) 包含了更丰富的表面信息, 是表征二次电子发射的另一个重要参数^[30,31]. 为此, 图 9 展示了 $E_{PE} = 500$ eV 的电子束垂直照射不同厚度 a-C

薄膜的本征 SES 与其半峰宽 (full width at half maximum, FWHM) 和最可几能量 (most probable energy, MPE) 的变化情况. 随 L 的增加, SES 的本征峰逐渐降低, 并向 a-C 的靠拢, 并且 MPE 向高能段移动, FWHM 展宽. 可见 a-C 会使 MPE 和

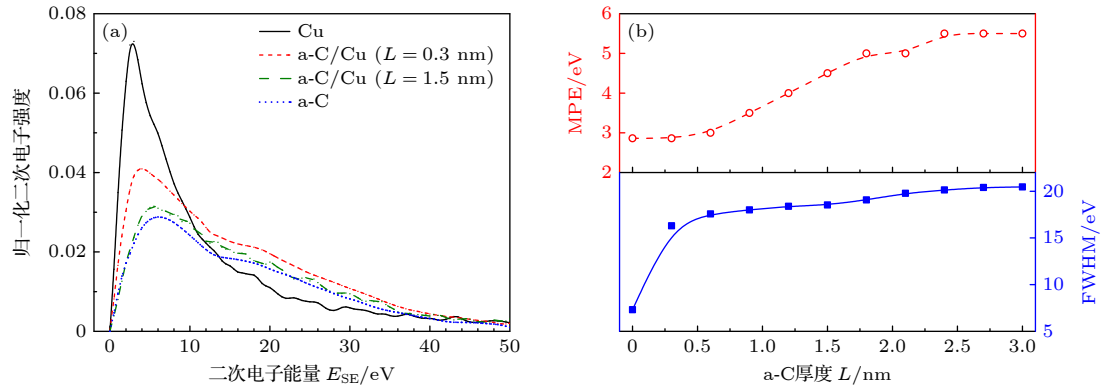

 图9 L 对SES的影响 (a)不同 L 下的SES; (b)MPE和FWHM与 L 的关系

 Fig. 9. Effects of L on the SES: (a) SES curves with different L ; (b) MPE and FWHM vs. L .

FWHM显著增大,表明a-C薄膜会导致电子发生更频繁的非弹性碰撞,从而损失能量,导致低能电子比例减少,MPE增大及FWHM向高能段展宽.

4 结论

本文开发了一种a-C/Cu双层材料的二次电子发射MC数值模型,用于研究a-C薄膜对Cu的二次电子发射的影响.其中,电子与目标原子之间的弹性散射和非弹性散射过程分别采用Mott理论和Penn介电函数模型描述.为了精确重现电子在a-C/Cu内的散射过程,模型还考虑了a-C引起的功函数的变化以及电子在a-C/Cu界面及真空/a-C界面处的多次散射过程.基于本模型的计算结果,得到以下结论.

1) a-C薄膜可以使Cu的SEY最大值从1.14降低到0.93.这是因为a-C薄膜能够通过更多次的非弹性散射事件降低电子的能量,并且a-C/Cu界面能够限制电子的散射范围,从而降低SEY.

2) 当a-C薄膜厚度大于0.9 nm时,SEY曲线开始呈现双峰现象.然而,继续增加a-C薄膜厚度,第二峰减弱并向高能段移动.通过增加a-C薄膜厚度和电子入射角度,均会使第二峰减弱甚至消失.

3) 双峰现象是由电子在两种不同材料中的散射引起的,表现为两种材料SEY特性的重合.较厚的a-C薄膜或较大的电子入射角度都会将更多电子限制在a-C薄膜内,减弱SEY的第二峰.

本文提出的模型有助于从微观层面理解多层结构的二次电子发射特性,对于选择合适的薄膜厚度以抑制二次电子发射,以及避免双峰现象引起的

异常放电具有重要的理论指导意义.

参考文献

- [1] Kirby R E, King F K 2001 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **469** 1
- [2] Yater J E 2023 *J. Appl. Phys.* **133** 050901
- [3] Li P F, Yuan H, Cheng Z D, Qian L B, Liu Z L, Jin B, Ha S, Wan C L, Cui Y, Ma Y, Yang Z H, Lu D, Schuch R, Li M, Zhang H Q, Chen X M 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 074101 (in Chinese) [李鹏飞, 袁华, 程紫东, 钱立冰, 刘中林, 靳博, 哈帅, 万城亮, 崔莹, 马越, 杨治虎, 路迪, Reinhold Schuch, 黎明, 张红强, 陈熙萌 2022 *物理学报* **71** 074101]
- [4] Valizadeh R, Malyshev O B, Wang S H, Zolotovskaya S A, Allan Gillespie W, Abdolvand A 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 231605
- [5] Dong Y, Liu Q X, Pang J, Zhou H J, Dong Z W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 037901 (in Chinese) [董焯, 刘庆想, 庞健, 周海京, 董志伟 2018 *物理学报* **67** 037901]
- [6] Deng C H, Han L, Wang Y, Gao Z S, Niu G 2023 *Mater. Rep.* **37** 22030065 (in Chinese) [邓晨晖, 韩立, 王岩, 高召顺, 牛耕 2023 *材料导报* **37** 22030065]
- [7] Hu X C, Chen Y Z, Sun G Z, Lü Y 2023 *High Voltage Eng.* **49** 3803 (in Chinese) [胡笑钊, 陈彦璋, 孙广哲, 吕毅 2023 *高压电压技术* **49** 3803]
- [8] Wang D, He Y N, Ye M, Cui W Z 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 087902 (in Chinese) [王丹, 贺永宁, 叶鸣, 崔万照 2018 *物理学报* **67** 087902]
- [9] Zhu X P, Wang D, Wang H, Zhou R D, Li X X, Hong Y F, Jin C, Wei Y L, Luo C P, Zhao W 2022 *Chin. Sci. Bull.* **67** 2811 (in Chinese) [朱香平, 王丹, 汪辉, 周润东, 李相鑫, 洪云帆, 靳川, 韦永林, 罗朝鹏, 赵卫 2022 *科学通报* **67** 2811]
- [10] Li J, Liu B Y, Wu S L, Li Y D, Hu W B 2022 *Mater. Lett.* **327** 133085
- [11] Zhang Y X, Wang Y G, Ge X Q, Zhang B, Wei W, Pei X T, Fan L, Wang Y 2018 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **38** 1065 (in Chinese) [张宇心, 王一刚, 葛晓琴, 张波, 尉伟, 裴香涛, 范乐, 王勇 2018 *真空科学与技术学报* **38** 1065]
- [12] Larciprete R, Grosso D R, Di Trollo A, Cimino R 2015 *Appl. Surf. Sci.* **328** 356
- [13] Li J, Yi X K, Hu W B, Gao B Y, Li Y D, Wu S L, Lin S, Zhang J T 2019 *Materials* **12** 2631
- [14] Yu S, Jeong T, Yi W, Lee J, Jin S, Heo J, Kimb J M, Jeon D

- 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3281
- [15] Ye M, Feng P, Wang D, Song B P, He Y N, Cui W Z 2019 *Chin. Phys. B* **28** 077901
- [16] Cohen-Tannoudji C, Diu B, Laloe F 1977 *Quantum Mechanics* (Vol. 1) (Paris: Wiley-VCH Press) pp216–224
- [17] Hu X C, Xiao J, Zhu W, Yu Y X 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 385203
- [18] Peng M, Cheng W J, Cao M 2022 *Space Electron. Technol.* **19** 72 (in Chinese) [彭敏, 程文杰, 曹猛 2022 空间电子技术 **19** 72]
- [19] Nguyen H K A, Mankowski J, Dickens J C, Neuber A A, Joshi R P 2018 *AIP Adv.* **8** 015325
- [20] Joy D C 1991 *Scanning Microsc.* **5** 329
- [21] Bethe H 1930 *Ann. Phys.* **397** 325
- [22] Cao M, Zhang N, Hu T C, Wang F, Cui W Z 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 055501
- [23] Mott N F 1929 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **126** 79
- [24] Czyżewski Z, MacCallum D O N, Romig A, Joy D C 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 3066
- [25] Shinotsuka H, Tanuma S, Powell C J, Penn D R 2015 *Surf. Interface Anal.* **47** 871
- [26] Da B, Li Z Y, Chang H C, Mao S F, Ding Z J 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 124307
- [27] Palik E D 1997 *Handbook of Optical Constants of Solids* (San Diego: Academic Press) pp837–852
- [28] Inguimbert C, Gibaru Q, Caron P, Angelucci M, Spallino L, Cimino R 2022 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **526** 1
- [29] Angelucci M, Novelli A, Spallino L, Liedl A, Larciprete R, Cimino R 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 032030
- [30] Zhang H, Cui W Z 2016 *Space Electron. Technol.* **3** 7 (in Chinese) [张恒, 崔万照 2016 空间电子技术 **3** 7]
- [31] Hu X C, Huang Y Q, Chen Y Z, Lü Y 2022 *J. Xi'an Jiaotong Univ.* **56** 144 (in Chinese) [胡笑驯, 黄逸清, 陈彦璋, 吕毅 2022 西安交通大学学报 **56** 144]

Effect of amorphous carbon film on secondary electron emission of metal*

Hu Xiao-Chuan^{1)2)†} Liu Yang-Xi¹⁾ Chu Kun¹⁾ Duan Chao-Feng¹⁾

1) (*School of Energy and Electrical Engineering, Chang'an University, Xi'an 710064, China*)

2) (*Xi'an Jiaotong University Health Science Center, Xi'an 710049, China*)

(Received 6 October 2023; revised manuscript received 22 November 2023)

Abstract

Amorphous carbon films have attracted much attention in the field of abnormal discharge of vacuum microwave devices and equipment due to their extremely low secondary electron yields (SEYs). However, the dynamic process and microscopic mechanism of the effect of amorphous carbon film on secondary electron emission are still poorly understood. In this work, a numerical simulation model of the secondary electron emission of amorphous carbon film on copper surface is developed by the Monte Carlo method, which can accurately simulate the dynamic processes of electron scattering and emission of the film and the substrate. The results show that the maximum SEY decreases by about 20% when the film thickness increases from 0 to 1.5 nm. Further increasing the thickness, the SEY no longer decreases. However, when the film is thicker than 0.9 nm, the SEY curve exhibits a double-hump form, but with the thickness increasing to 3 nm, the second peak gradually weakens or even disappears. The electron scattering trajectories and energy distribution of secondary electrons indicate that this double-hump phenomenon is caused by electron scattering in two different materials. Compared with previous models, the proposed model takes into account the change of work function and the effect of interfacial barrier on electron scattering path. Our model can explain the formation of the double-hump of SEY curve and provides theoretical predictions for suppressing the SEY by amorphous carbon film.

Keywords: secondary electron emission, amorphous carbon film, metal, Monte Carlo simulation

PACS: 79.20.Hx, 79.60.Dp, 52.65.Pp

DOI: [10.7498/aps.73.20231604](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231604)

* Project supported by the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2021M702629), the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2023-JC-YB-004), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant Nos. 300102383103, 300102383203).

† Corresponding author. E-mail: huxc@chd.edu.cn

非晶态碳薄膜对金属二次电子发射的影响

胡笑钊 刘样溪 楚坤 段潮锋

Effect of amorphous carbon film on secondary electron emission of metal

Hu Xiao-Chuan Liu Yang-Xi Chu Kun Duan Chao-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 047901 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231604

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231604>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子的非广延分布对等离子体鞘层中二次电子发射的影响

Effects of q -nonextensive distribution of electrons on secondary electron emission in plasma sheath

物理学报. 2019, 68(18): 185204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190225>

电子非麦氏分布的二次电子发射磁化鞘层特性

Characteristics of non-Maxwellian magnetized sheath with secondary electron emission

物理学报. 2021, 70(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211061>

微米量级表面结构形貌特性对二次电子发射抑制的优化

Optimization of surface morphology with micro meter size for suppressing secondary electron emission

物理学报. 2018, 67(17): 177901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180466>

激光刻蚀对镀金表面二次电子发射的有效抑制

An effective reduction on secondary electron emission yield of gold coated surfaces by laser etching

物理学报. 2019, 68(6): 067901 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181547>

二次电子发射对系统电磁脉冲的影响

Effect of secondary electrons on SGEMP response

物理学报. 2021, 70(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210461>

铝阳极氧化的多孔结构抑制二次电子发射的研究

Suppressing second electron yield based on porous anodic alumina

物理学报. 2018, 67(3): 037902 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172243>