

金属规则表面形貌影响二次电子产额的解析模型

张娜 曹猛 崔万照 胡天存 王瑞 李韵

Analytical model of secondary electron yield from metal surface with regular structures

Zhang Na Cao Meng Cui Wan-Zhao Hu Tian-Cun Wang Rui Li Yun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 207901 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.207901

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207901>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I20>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子入射角度对聚酰亚胺二次电子发射系数的影响

[Effects of electron incident angle on the secondary electron yield for polyimide](#)

物理学报.2015, 64(15): 157901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.157901>

刻周期半圆弧槽窗片对次级电子倍增效应的抑制

[Suppression effect of periodic semicircle groove disk on multipactor](#)

物理学报.2014, 63(22): 227902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227902>

圆窗片表面次级电子倍增效应的数值模拟

[Numerical simulation of multipactor phenomenon on the surface of cylinder window disk](#)

物理学报.2014, 63(22): 227901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227901>

金属壁与介质窗之间次级电子倍增效应的研究

[Multipactor phenomenon between metal and dielectric window](#)

物理学报.2014, 63(16): 167901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.167901>

微波器件微放电阈值计算的蒙特卡罗方法研究

[Monte-Carlo method of computing multipactor threshold in microwave devices](#)

物理学报.2014, 63(14): 147902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.147902>

## 金属规则表面形貌影响二次电子产额的解析模型\*

张娜<sup>1)2)</sup> 曹猛<sup>1)†</sup> 崔万照<sup>2)</sup> 胡天存<sup>2)</sup> 王瑞<sup>2)</sup> 李韵<sup>2)</sup>

1) (西安交通大学电子与信息工程学院, 电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (中国空间技术研究院西安分院, 空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2015年5月19日收到; 2015年6月19日收到修改稿)

表面形貌是影响二次电子发射特性的重要因素, 但目前仍缺乏刻画这一影响规律的解析模型. 本文通过分析发现表面结构的遮挡作用是影响二次电子发射特性的主要因素. 基于二次电子以余弦角分布出射的规律, 提出了建立表面形貌参数与二次电子产额之间定量关系的方法, 并以矩形槽和三角槽为例, 建立了电子正入射和斜入射时的一代二次电子产额的解析模型. 将推导的解析模型与 Monte Carlo 模拟结果和实验结果进行了比较, 结果表明本文建立的模型能够正确反映规则表面形貌的二次电子产额. 本文的模型对于反映常用规则结构影响二次电子出射的规律以及指导通过表面结构调控二次电子发射特性都具有参考价值.

关键词: 二次电子发射, 二次电子产额, 解析模型, 规则表面

PACS: 79.20.Hx

DOI: 10.7498/aps.64.207901

## 1 引言

由电子辐照激发的二次电子发射现象一直以来都是物理电子学领域研究的基础和重点问题, 这是因为二次电子发射不仅是各类电子倍增管、扫描电镜成像与检测、电子束探针微分析、俄歇电子能谱仪和其他各种电子表面分析仪器的核心原理<sup>[1,2]</sup>, 同时, 由二次电子发射引发的二次电子倍增效应也是制约加速器、高功率微波源、核聚变和空间微波器件性能和可靠性的重要因素<sup>[3-5]</sup>.

二次电子发射是一个非常复杂的物理过程<sup>[6,7]</sup>. 材料种类、入射电子能量、入射电子角度、表面状态等都会影响二次电子发射过程. 其中表面形貌作为影响二次电子发射的重要因素近年来受到了广泛的关注. 早在1989年, Vaughan<sup>[8]</sup>就引入了“光滑因子”来反映材料表面的粗糙度对二次电子产额 (secondary electron yield, SEY) 的影响. 2003年, 日本高能加速器研究机构 (KEK) 的 Suet-

sugu 等<sup>[9]</sup>在加速器中使用锯齿槽结构来降低 SEY. 美国国家加速器实验室 (SLAC) 的 Pivi 等<sup>[10]</sup>从模拟和实验两方面研究了矩形槽、等腰三角槽及锯齿槽等多种规则结构对 SEY 的影响. 2009—2011 年期间, 刘国治院士领导的课题组<sup>[11-13]</sup>从模拟和实验两方面开展了使用周期性的三角槽和矩形槽结构抑制介质窗二次电子倍增效应的研究. 西安交通大学的贺永宁课题组<sup>[14]</sup>采用了唯像的方法模拟了矩形槽结构的 SEY.

虽然表面形貌对金属 SEY 的影响已经备受研究者的关注<sup>[15]</sup>, 但目前仍缺乏一个刻画表面形貌参数与 SEY 之间关系的简明解析模型<sup>[16]</sup>. 被广泛使用的 Furman 模型<sup>[17]</sup>中没有表面形貌的相关描述, Vaughan 模型也仅仅通过引入光滑因子来描述表面的粗糙程度, 而缺乏对表面形貌具体参数的描述. 从目前的发展趋势来看, 通过人工加工出特定的形貌来调控材料的 SEY 已经越来越受到关注. 例如, 在加速器中, 为减小加速粒子与加速管碰撞时产生的电子云效应, 通常将管壁内表面加工成凹

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11375139, 11175140) 和空间微波技术重点实验室基金 (批准号: 9140C530101130C53013) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mengcao@mail.xjtu.edu.cn

槽结构,其基本思想是让进入槽内的二次电子被遮挡以达到抑制二次电子发射的作用<sup>[9,18]</sup>.这一思想也已被用于各类微波器件的二次电子发射抑制中.因此,本文分析了表面形貌对于出射二次电子的遮挡作用,以矩形槽和三角槽为例,从理论上推导出了电子正入射和斜入射材料表面的SEY解析模型,所获得的解析模型可用于研究表面形貌对SEY的影响规律,同时对于指定SEY下的表面形貌的设计提供了简单有效的指导.

## 2 规则表面形貌的解析模型

对于表面为平面的金属材料,二次电子从材料内部出射后将不再返回,而当表面为非平面时,出射的二次电子则有可能再次与金属表面发生碰撞并进入材料内部.出射电子与金属表面的碰撞一方面阻挡了二次电子的出射,另一方面则可能激发出新的二次电子.同时,新激发的二次电子可能不断地重复这一过程,形成多次出射和再入射.这一直持续至电子出射时不再与表面发生碰撞,或者入射后损失能量而最终被吸收.我们根据电子发生再入射的次数将二次电子区分为多个代,定义由原入射电子直接激发的二次电子为第一代二次电子,二次电子再入射所激发的新二次电子定义为下一代的二次电子.显然,对于平面而言,第一代二次电子即为最终的二次电子.而非平整表面的SEY则是表面形貌引起的遮挡作用和多代效应共同作用的结果.

理论上讲,SEY的解析模型应该包括所有代的二次电子.但是我们经过仔细分析发现,第一代二次电子在所有二次电子中占主要部分.当表面形貌对第一代电子的抑制作用较小时,被遮挡的一代电子数目较小,激发产生高代电子数目也就很少.而即使通过表面形貌设计对第一代二次电子进行了有效抑制,第一代二次电子激发的高代电子往往产生于纵深结构的深处,很难从结构中出射,高代电子的份额依旧很小.此外根据二次电子能谱的分布规律,绝大部分第一代二次电子的能量都小于50 eV,最可几能量只有几个eV,这些能量的电子对应的二次电子产额都小于1,因此被遮挡的电子激发的高代电子数目呈逐代指数递减的趋势.已有的研究表明<sup>[10,19]</sup>,第一代电子所占总SEY的比例都在80%以上.因此,表面形貌影响SEY的主体

规律可由第一代二次电子反映,本文也将集中给出第一代SEY的解析模型.

二次电子的出射角度是影响其再入射的重要条件.本征二次电子的角分布为垂直于入射面的余弦分布,背散射电子的出射分布很复杂,受到材料表面微观形貌的影响,但一般认为,其角分布也接近于余弦分布.同时,本征二次电子数目一般都大于背散射电子数目.综合考虑,我们假设总的二次电子的角分布遵从余弦分布.此外,本文中定义的规则表面形貌是指可以通过几何结构参数进行形貌表征的结构.下面我们以矩形槽和三角槽为例,通过理论推导说明表面形貌对SEY的影响作用.

### 2.1 矩形槽的解析模型

电子入射到矩形槽表面的SEY计算模型如图1所示, $H$ 为矩形槽的深度, $W$ 为槽宽.对于一代二次电子仅考虑不被槽壁遮挡的电子,显然,当电子出射方向确定时,其出射状况仅与表面结构的相对尺寸有关.因此,为方便计算,假设矩形槽宽为2,相应的槽高即为 $2H/W = 2\hat{h}$ .图中PE为入射电子,SE为出射电子.

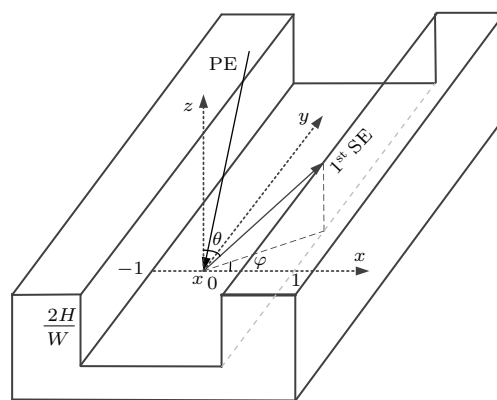


图1 矩形槽结构的三维几何模型

Fig. 1. 3D geometric model of rectangular groove structure.

#### 2.1.1 正入射

当电子垂直入射矩形槽底时,产生的二次电子以与出射面法向的夹角 $\theta$ 和方位角 $\varphi$ 出射,如果槽内没有电场或磁场等的影响,二次电子将以直线行进,同时没有被矩形槽表面所遮挡,那么这些二次电子可以从矩形槽完全出射形成一代二次电子.因此,电子入射到矩形槽底部任意一点 $x$ 处的一代SEY为

$$\begin{aligned} \delta_{r1p}(x) &= \delta_s \cdot \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_0^{\theta_{rb}} \cos \theta d\theta d\varphi}{\int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta d\theta d\varphi} \\ &= \frac{\delta_s}{2\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \theta_{rb} d\varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $\delta_s$  为垂直入射到平滑金属表面的SEY,  $\theta_{rb}$  表示出射电子方位角为  $\varphi$  时不碰撞到矩形槽侧壁的最大角度,  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  表示出射电子不与矩形槽碰撞的方位临界角.

为方便计算, 分别考虑二次电子出射时指向槽的左壁和右壁的情况. 指向右壁的二次电子方位角满足  $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$ , 其不被右壁遮挡的最大出射角为

$$\sin \theta_{rb1} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\hat{h} \cos \varphi}{1-x}\right)^2}}. \quad (2)$$

该部分电子对SEY的贡献为

$$\begin{aligned} \delta_{r1r}(x) &= \frac{\delta_s}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin \theta_{rb1} d\varphi \\ &= \frac{\delta_s}{\pi} K \left( -\frac{4\hat{h}^2}{(1-x)^2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - m \sin^2 \varphi}}$$

为第一类完全椭圆积分.

同理, 向左出射的二次电子对产额的贡献为

$$\delta_{r1l}(x) = \frac{\delta_s}{\pi} K \left( -\frac{4\hat{h}^2}{(1+x)^2} \right). \quad (4)$$

矩形槽一代SEY为槽内各点在两个方向的贡献的总和:

$$\begin{aligned} \delta_{r1} &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (\delta_{r1r}(x) + \delta_{r1l}(x)) dx \\ &= \frac{2\delta_s}{\pi} \left( E(-\hat{h}^2) - \hat{h} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$E(m) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - m \sin^2 \varphi} d\varphi$$

为第二类完全椭圆积分. 定义矩形槽的遮挡系数

$$f_R(\gamma) = \frac{2}{\pi} (E(-\gamma^2) - \gamma), \quad (6)$$

则矩形槽一代SEY可以写为

$$\delta_{r1} = \delta_s f_R(\hat{h}). \quad (7)$$

### 2.1.2 斜入射

电子倾斜入射与正入射模型的区别主要在于两个方面: 1) 槽底和槽壁都有可能被电子照射而发射二次电子; 2) 电子倾斜入射时的SEY与垂直入射不同. 当电子以入射角  $\theta_{in}$  和方位角  $\varphi_{in}$  进入矩形槽时, 定义  $\theta_{inp}$  为入射角  $\theta_{in}$  在  $xoz$  平面内的投影, 则有

$$\tan \theta_{inp} = \tan \theta_{in} \cos \varphi_{in}. \quad (8)$$

其能照射到的侧壁的最低位置为

$$y_p = \max(2(\hat{h} - \cot \theta_{inp}), 0). \quad (9)$$

最低点位置大于零意味着电子仅照射到侧壁, 否则代表侧壁和底部都会被照射, 下面我们分情况进行分析.

1) 当电子仅照射到侧壁时, 高度  $y$  处出射的一代SEY为

$$\begin{aligned} \delta_{r1p}(y, \theta_{in}, \varphi_{in}) &= \delta_{sc}(\theta_{inw}) \cdot \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} (1 - \sin \theta_{rby}) d\varphi, \end{aligned} \quad (10)$$

其中,  $\delta_{sc}(\theta_{inw})$  为以角度  $\theta_{inw}$  入射到平滑金属表面上对应的SEY. 电子入射方向与侧壁法线的夹角  $\theta_{inw}$  满足

$$\cos \theta_{inw} = \sin \theta_{in} \cos \varphi_{in}, \quad (11)$$

$\theta_{rby}$  表示侧壁上出射的不被遮挡的二次电子与  $x$  轴的最大夹角, 满足

$$\sin \theta_{rby} = \frac{1}{\sqrt{1 + \cos^2 \varphi / (\hat{h} - y/2)^2}}. \quad (12)$$

代入到(10)式得到

$$\begin{aligned} \delta_{r1p}(y, \theta_{in}, \varphi_{in}) &= \delta_{sc}(\theta_{inw}) \left[ \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} K \left( -(\hat{h} - y/2)^{-2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

整个矩形槽的一代SEY为

$$\begin{aligned} \delta_{r1}(\theta_{in}, \varphi_{in}) &= \frac{\int_{y_p}^{2\hat{h}} \delta_{r1p}(\theta_{in}, \varphi_{in}) dy}{(2\hat{h} - y_p)} \\ &= \frac{1}{2} \delta_{sc}(\theta_{inw}) [1 - f_R(\tan \theta_{inp})]. \end{aligned} \quad (14)$$

2) 当凹槽侧壁和底部都有电子照射时, 将两部分分别讨论. 侧壁部分只需将(14)式中  $y_p$  取值为0

即可,

$$\begin{aligned} \delta_{r1w}(\theta_{in}, \varphi_{in}) &= \frac{\int_0^{2\hat{h}} \delta_{r1p}(\theta_{in}, \varphi_{in}) dy}{2\hat{h}} \\ &= \frac{1}{2} \delta_{sc}(\theta_{inw}) \left( 1 - f_R\left(\frac{1}{\hat{h}}\right) \right). \end{aligned} \quad (15)$$

槽底只有部分区域能被电子照射, 设电子在槽底的入射临界点  $x_p$ ,

$$x_p = 1 - 2\hat{h} \tan \theta_{inp} = 1 - 2\hat{h}\xi, \quad (16)$$

底面的电子出射产额计算与垂直入射的情况基本相同, 电子入射到矩形槽底部  $[-1, x_p]$  区间任一点  $x$  的一代产额只需将 (3) 和 (4) 式中的  $\delta_s$  替换为斜入射的产额  $\delta_{sc}(\theta_{in})$  即可, 计算整个底部的贡献时只需将 (5) 式中的积分区域选为  $[-1, x_p]$ , 其结果为

$$\begin{aligned} &\frac{\delta_{r1b}(\theta_{in}, \varphi_{in})}{\delta_{sc}(\theta_{in})} \\ &= \frac{f_R(\hat{h}) + (1 - \hat{h}\xi) f_R\left(\frac{\hat{h}}{1 - \hat{h}\xi}\right) - \hat{h}\xi f_R\left(\frac{1}{\xi}\right)}{2(1 - \hat{h}\xi)}. \end{aligned} \quad (17)$$

总的产额为侧壁出射和底部出射的加权组合,

$$\begin{aligned} &\delta_{r1}(\theta_{in}, \varphi_{in}) \\ &= \lambda \delta_{r1w}(\theta_{in}, \varphi_{in}) + (1 - \lambda) \delta_{r1b}(\theta_{in}, \varphi_{in}), \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\lambda = \hat{h} \tan \theta_{inp}. \quad (19)$$

## 2.2 三角槽的解析模型

图 2 给出了三角槽结构的三维几何模型, 设  $\alpha_L, \alpha_R$  分别为三角槽左侧壁、右侧壁与槽底法线的张角. 三角槽的 SEY 模型推导过程与矩形槽相同, 下面我们直接给出相关的模型.

电子照射三角槽时, 可能出现三种情况: 1) 电子正入射或者入射角度较小, 两个侧壁都有电子照射; 2) 电子从左侧入射只打到右侧壁上; 3) 电子从右侧入射只打到左侧壁上. 我们分别给出三种情况的一代 SEY 解析模型.

1) 当  $-\tan \alpha_L < \tan \theta_{inp} < \tan \alpha_R$  时, 两侧均被电子照射, 第一代 SEY 模型为

$$\delta_{t1}(\theta_{in}, \varphi_{in})$$

$$\begin{aligned} &= \lambda_L \delta_{sc}(\theta_L) f(\alpha_L, \alpha_R) \\ &\quad + \lambda_R \delta_{sc}(\theta_R) f(\alpha_R, \alpha_L), \end{aligned} \quad (20)$$

其中

$$\begin{aligned} &f(\alpha_L, \alpha_R) \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi \cos \alpha_R} \left\{ \sin \alpha_L \sin(\alpha_L + \alpha_R) E(-\cot^2 \alpha_L) \right. \\ &\quad \left. - |\cos(\alpha_L + \alpha_R)| \cos \alpha_L E[-\tan^2(\alpha_L + \alpha_R)] \right\} \end{aligned} \quad (21)$$

代表三角槽的遮挡系数.

$$\cos \theta_L = \cos \theta_{in} \sin \alpha_L + \cos \varphi_{in} \sin \theta_{in} \cos \alpha_L, \quad (22)$$

$$\cos \theta_R = \cos \theta_{in} \sin \alpha_R - \cos \varphi_{in} \sin \theta_{in} \cos \alpha_R \quad (23)$$

表示电子入射方向与两侧法向的夹角.

$$\begin{aligned} \lambda_L &= \frac{\tan \alpha_L + \tan \theta_{inp}}{\tan \alpha_L + \tan \alpha_R}, \\ \lambda_R &= 1 - \lambda_L = \frac{\tan \alpha_R + \tan \theta_{inp}}{\tan \alpha_L + \tan \alpha_R} \end{aligned} \quad (24)$$

表示照射到两侧电子的权重.

2) 当  $\tan \theta_{inp} \leq -\tan \alpha_L$  时, 只有右侧侧壁受到电子照射. 对应的模型为

$$\delta_{t1}(\theta_{in}, \varphi_{in}) = \delta_{sc}(\theta_R) f(\alpha_R, -\theta_{inp}). \quad (25)$$

3) 当  $\tan \theta_{inp} \geq \tan \alpha_R$  时, 只有左侧侧壁受到电子照射. 对应的模型为

$$\delta_{t1}(\theta_{in}, \varphi_{in}) = \delta_{sc}(\theta_L) f(\alpha_L, \theta_{inp}). \quad (26)$$

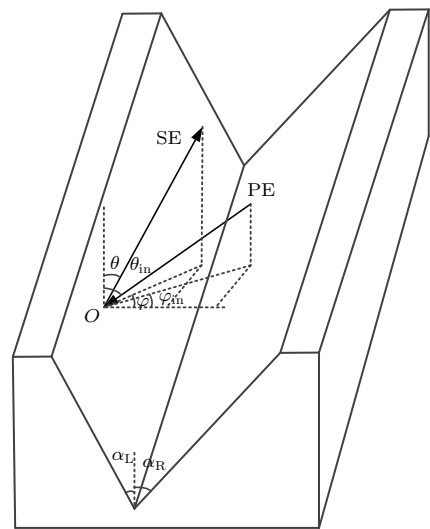


图 2 三角槽结构的三维几何模型

Fig. 2. 3D geometric model of triangular groove structure.

### 3 模型的验证及讨论

#### 3.1 模型的验证

为验证模型的正确性, 我们对比了矩形槽、等腰三角槽的解析模型和文献 [19] 中的模拟结果, 如图 3 所示. 模拟时以 10 万个电子均匀垂直照射深宽比为 1 的矩形槽和张角为  $\pi/4$  的等腰三角槽. 由图 3 中对比结果可知, 解析模型与模拟结果随入射能量变化的规律一致, 一代 SEY 也基本符合. 此外, 一代产额在总的 SEY 中占绝大多数, 二代及以上代的电子所占比例相对较少, 在反映形貌特征对 SEY 的影响规律上可以采用一代的解析模型快速给出结果.

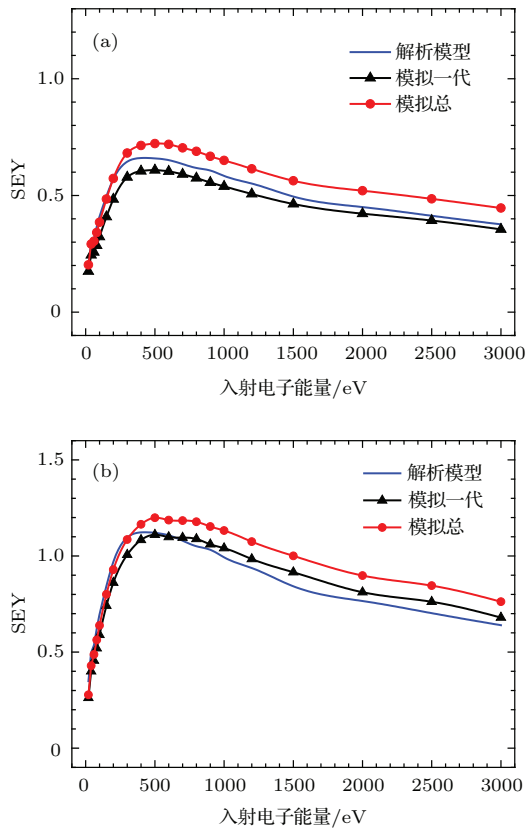


图 3 (网刊彩色) SEY 的解析模型计算结果与模拟结果对比 (a) 矩形槽,  $H/W = 1$ ; (b) 三角槽,  $\alpha_L = \alpha_R = \pi/4$   
 Fig. 3. (color online) The comparison of SEY between analytical models and simulation results: (a) Rectangular groove,  $H/W = 1$ ; (b) triangular groove,  $\alpha_L = \alpha_R = \pi/4$ .

为了进一步验证解析模型的正确性, 选用了两组实验结果进行对比, 一组是课题组在面积  $10 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ 、厚度  $0.254 \text{ mm}$ 、纯度  $99.9\%$  的铜箔表面刻蚀了周期矩形槽, 刻蚀的矩形槽深  $10 \mu\text{m}$ ,

槽宽  $20 \mu\text{m}$ , 槽壁宽  $70 \mu\text{m}$ , 并在自己的测试平台上进行了 SEY 的测量. SEY 的测试方法可以参考文献 [20], 矩形槽的测试结果已经发表在文献 [19]. 另一组采用了 Pivi 发表在文献 [10] 中的实验数据, Pivi 刻蚀的周期性矩形槽深度为  $5 \text{ mm}$ , 槽宽为  $1.8 \text{ mm}$ , 槽壁为  $0.254 \text{ mm}$ . 周期性矩形槽的 SEY 模型变为  $\delta = t \cdot \delta_{r1} + (1 - t) \cdot \delta_s$ ,  $t$  为矩形槽的占空比. 图 4 给出了两组不同深宽比的实验结果与解析模型的计算结果的对比. 从图 4 中可以明显看出, 深宽比大的矩形槽相对于深宽比小的槽能够更好地抑制 SEY. 同时, 只包含一代 SEY 的解析模型与实验结果基本符合, 这不仅证实了总 SEY 中主要由第一代电子构成, 同时也说明了解析模型能够很好地反映规则形貌对 SEY 的影响规律.

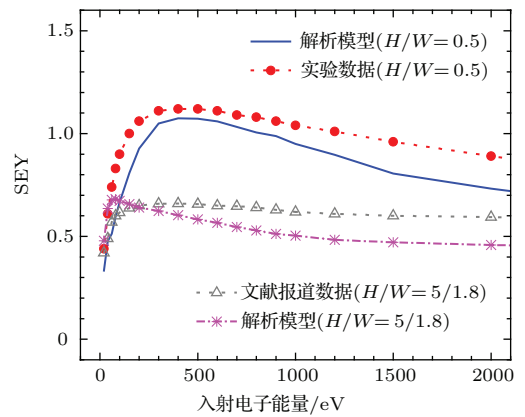


图 4 (网刊彩色) 铜表面刻蚀矩形槽的 SEY 的模型计算结果与实验结果对比  
 Fig. 4. (color online) The comparison of SEY between analytical models and measured data on copper rectangular groove.

#### 3.2 矩形槽的二次电子产额规律

图 5 给出了不同深宽比下矩形槽的 SEY 随入射电子能量的变化趋势. 从图 5 中可以看出, 不同深宽比的矩形槽的 SEY 随入射电子能量的变化趋势与理想平面相同, 随着入射能量的增加, 产额均呈现先增大后减小的趋势. 在整个能量范围内, 矩形槽对 SEY 均有抑制作用, 且随着矩形槽深宽比的增大, 抑制效果增强. 这是由于深宽比越大, 二次电子从凹槽出射出来的范围越小, 更多的二次电子在凹槽侧壁上被遮挡住, 从而 SEY 降低. 当深宽比足够大时, 就很少有二次电子能够从凹槽出射出来了.

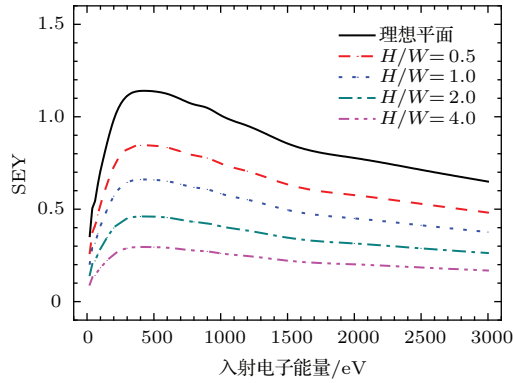


图5 (网刊彩色) 矩形槽不同  $H/W$  时入射电子能量对 SEY 的影响

Fig. 5. (color online) The effects of incident energy on SEY under different  $H/W$  of rectangular groove respectively.

我们进一步讨论斜入射下矩形槽深宽比对 SEY 的影响. 对于斜入射下光滑表面的 SEY, 采用了已有的 Furman 等<sup>[17]</sup> 关于斜入射的二次电子公式  $\delta_{sc}(\theta_{in}) = \delta_s \cdot [1 + t_1(1 - \cos^2 \theta_{in})]$ ,  $t_1$  和  $t_2$  是与金属种类有关的参数. 通过文献<sup>[21]</sup> 中 Monte-Carlo 模拟计算的入射角为  $0^\circ - 85^\circ$  的 Cu 金属理想表面的 SEY 数据, 并采用最小二乘法计算出  $t_1 = 0.862$  和  $t_2 = 0.978$ .

图 6 给出了能量 500 eV 的电子以角度  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  和  $60^\circ$  照射在不同深宽比的矩形槽的 SEY. 由图 6 中可以看出, 矩形槽对于不同角度入射的 SEY 均具有抑制效果. 对于正入射电子, 增加深宽比会导致二次电子的遮挡范围增加, 但是, 对于非正入射的电子, 矩形槽深宽比的增加并不会无限制的降低 SEY, 对于一定角度入射的电子, 随着深宽比的增加, 电子照射槽底的面积逐渐减小, 在该阶段 SEY 会随着深宽比增加而减小, 当电子的照射范围完全转移到槽壁上时, 电子的照射范围和出射范围同步减小, 深宽比的增加就不会再有降低 SEY 的效果. 同时, 入射角越大, 电子照射槽底的范围越小, 深宽比对产额影响的作用消失的越快.

此外, 在深宽比较小时, 矩形槽的遮挡作用较小, SEY 随入射角变化的规律与平面相同, 均是随着入射角增大而产额增大. 随着深宽比的增加, 矩形槽的 SEY 与入射角度的关系就不再符合光滑平面 SEY 的规律. 这是由两方面因素共同决定的, 一方面随着入射角的增加, 斜入射引起槽底的 SEY 增加, 槽壁的 SEY 减小, 另一方面随着深宽比增大, 电子辐照到槽底的范围逐渐减小, 同时槽壁的照射比例增大而槽底的照射比例减小. 在这两方面的作

用下, SEY 出现了如图 6 所示的规律. 当深宽比大到一定程度, 斜入射的电子只照射到槽壁时, 不计入深宽比对产额的影响, 因此, 在该区域仍然遵循随入射角增大 SEY 增大的规律.

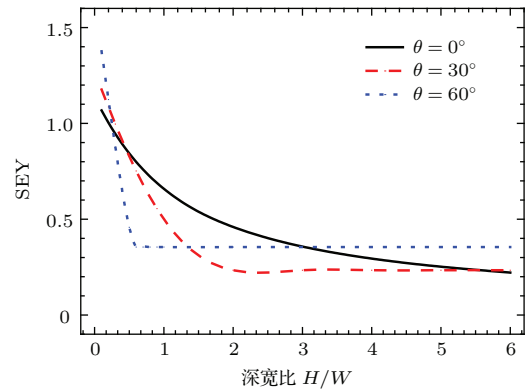


图6 (网刊彩色) 矩形槽不同入射角度下  $W/H$  对 SEY 的影响

Fig. 6. (color online) The effects of  $W/H$  of rectangular groove on SEY under different incident angles.

### 3.3 三角槽的二次电子产额规律

在实际中, 一般将三角槽加工成等腰三角槽或锯齿槽<sup>[10,15]</sup>, 等腰三角槽满足  $\alpha_L = \alpha_R = \alpha$ , 锯齿槽满足  $\alpha_L = \alpha$ ,  $\alpha_R = 0$  或  $\alpha_R = \alpha$ ,  $\alpha_L = 0$ . 图 7 给出了不同半张角下等腰三角槽的 SEY 随入射电子能量的变化趋势. 从图 7 中可以看出, 半张角较小时, 三角槽对 SEY 具有明显的抑制作用, 随着半张角增大, 抑制作用变小, 当半张角大到一定程度, SEY 甚至大于光滑平面, 三角槽对 SEY 从抑制作用变为了增强作用. 这是因为半张角较小时, 三角槽对出射电子有明显的遮挡作用, 随着半张角的增大, 遮挡作用不断减弱, 同时入射电子以  $(\pi/2 - \alpha)$  的角度打到三角槽侧壁, 相对于光滑平面产额会增加, 当斜入射引起产额的增加大于三角槽的遮挡作用时, 三角槽的产额相对于光滑平面将出现增强作用.

图 8 给出了锯齿槽张角  $\alpha$  分别为  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $80^\circ$  时, 电子垂直入射锯齿槽表面 SEY 随入射电子能量的变化趋势. 锯齿槽张角较小时, 对 SEY 的抑制效果比较好, 与三角槽类似, 这是由于当张角较小时, 凹槽内部很多以大角度发射的二次电子由于凹槽的遮挡很难逃逸出来, 使得 SEY 明显降低. 随着张角的增大, 遮挡作用减弱, 二次电子更容易从表面逃逸出来, SEY 增大, 但并没有像三角槽那样张角足够大时会超过理想平面的产额, 说明相对于

三角槽而言, 锯齿槽对二次电子的抑制效果要好. 这主要是由于锯齿槽有一边是竖直槽壁, 对电子的遮挡作用要比三角槽好很多.

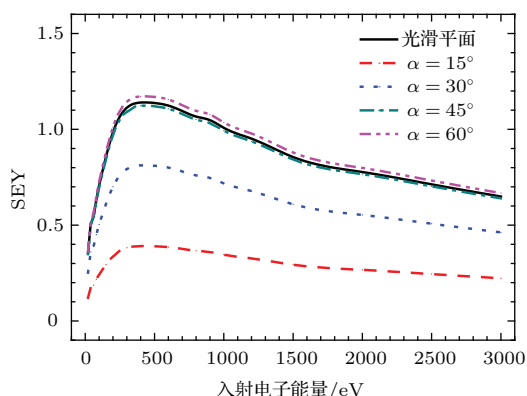


图7 (网刊彩色) 等腰三角槽不同半张角时入射电子能量对SEY的影响  
 Fig. 7. (color online) The effects of incident energy on SEY under different half open angles of equilateral triangular groove.

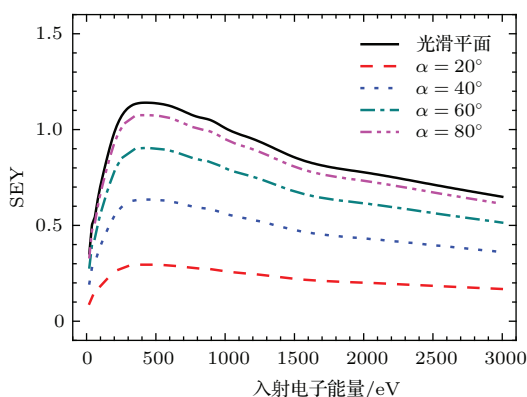


图8 (网刊彩色) 锯齿槽不同半张角时入射电子能量对SEY的影响  
 Fig. 8. (color online) The effects of incident energy on SEY under different open angles of sawtooth groove.

下面, 我们以等腰三角槽为例, 考察斜入射下三角槽形貌特征对SEY的影响. 斜入射下光滑表面的SEY仍然采用了前面提及的Furman模型. 从图8中可以看出, 三角槽半张角越小SEY越小的规律对于斜入射仍然适用. 当半张角较小时, 斜入射电子仅碰撞到三角槽的一侧侧壁上, 随着入射角增大, 入射电子与三角槽侧壁碰撞的区域减小, 斜入射三角侧壁的角度减小. 因此, 在半张角小于入射角时, 三角槽正入射对SEY的增强作用要比斜入射时剧烈. 随着半张角的增加, 当半张角大于入射角时, 电子将入射整个三角槽侧壁, 这会引起SEY的增加.

在图9中半张角在入射角附近时, 出现了产额的不连续, 此时, 电子由入射一侧侧壁转为入射整个侧壁. 这主要是由于我们对于光滑平面的斜入射采用Furman模型的缘故, Furman模型描述的SEY是随着入射角不断增大的, 在 $0^\circ-85^\circ$ 可以给出正确的结果, 但是当电子以更大角度甚至接近于 $90^\circ$ 的角度入射表面时, Furman模型已经与实际结果产生了较大偏离, 文献[22]的实验结果也表明: 当大角度入射时, SEY会出现快速衰减.

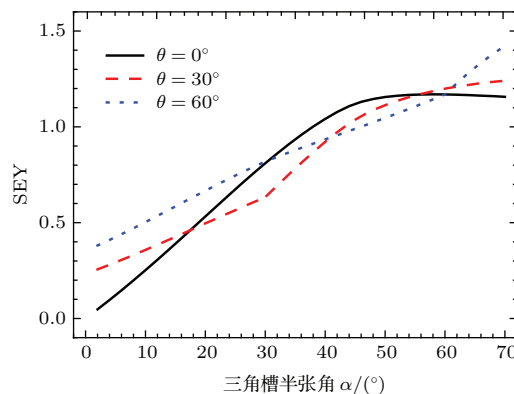


图9 (网刊彩色) 等腰三角槽不同入射角度下半张角对SEY的影响  
 Fig. 9. (color online) The effects of half open angle of equilateral triangular groove on SEY under different incident angles.

## 4 结 论

为分析规则结构形貌对SEY的影响规律, 提高涉及二次电子发射的器件与装置的性能, 基于规则结构的形貌特征对二次电子出射的遮挡作用, 以矩形槽和三角槽为例, 从理论上推导了电子正入射和斜入射规则形貌时的解析模型, 该解析模型与Monte Carlo模拟结果和实验结果均能很好的符合. 基于该解析模型计算并分析了矩形槽和三角槽形貌特征对的SEY的影响规律, 获得了以下结论.

- 1) 矩形槽对于任意入射角的二次电子发射均有抑制效果, 且随着深宽比的增加抑制效果增强.
- 2) 张角越小的等腰三角槽对SEY的抑制效果越明显, 当半张角大到一定程度, 等腰三角槽对SEY将从抑制作用变为了增强作用, 在斜入射时, 半张角小于入射角的情况下, 正入射对SEY的增强作用要比斜入射剧烈.
- 3) 锯齿槽张角较小时, 对SEY的抑制效果越好, 随着张角的增大, SEY增大, 但不会超过理想平面的产额.



## 参考文献

- [1] Seiler H 1983 *J. Appl. Phys.* **54** R1
- [2] Shih A, Yater J, Hor C, Abrams R 1997 *Appl. Surf. Sci.* **111** 251
- [3] Pimpec F L, Kirby R E, King F, Pivi M 2005 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **551** 187
- [4] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [5] Duan P, Qin H J, Zhou X W, Cao A N, Chen L, Gao H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 075203
- [6] Zhao S L, Bertrand P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 037901
- [7] Xie A G, Zhan Y, Gao Z Y, Wu H Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 057901
- [8] Vaughan J 1989 *IEEE T. Electron Dev.* **36** 1963
- [9] Suetsugu Y, Tsuchiya M, Nishidono T, Kato N, Satoh N, Endo S, Yokoyama T 2003 *J. Vac. Sci. Technol. A* **21** 186
- [10] Pivi M, King F K, Kirby R E, Raubenheimer T O, Stupakov G, Pimpec F 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 104904
- [11] Chang C, Huang H J, Liu G Z 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 123305
- [12] Chang C, Liu G Z, Fang J Y 2010 *Laser and Particle Beams* **28** 185
- [13] Chang C, Verboncoeur J, Tantawi S 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 063304
- [14] Ye M, He Y N, Wang R, Hu T C, Zhang N, Yang J, Cui W Z, Zhang Z B 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 147901 (in Chinese) [叶鸣, 贺永宁, 王瑞, 胡天存, 张娜, 杨晶, 崔万照, 张忠兵 2014 物理学报 **63** 147901]
- [15] Kawata J, Ohya K, Nishimura K 1995 *J. Nucl. Mater.* **222** 997
- [16] Li Y D, Yang W J, Zhang N, Cui W Z, Liu C L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 077901 (in Chinese) [李永东, 杨文晋, 张娜, 崔万照, 刘纯亮 2013 物理学报 **62** 077901]
- [17] Furman M A, Pivi M 2002 *Phys. Rev. S. T. Acce. Beams* **5** 124404
- [18] Wang L, Raubenheimer T O, Stupakov G 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **571** 588
- [19] Cao M, Zhang N, Hu T C, Wang F, Cui W Z 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 055501
- [20] Zhang N, Cao M, Cui W Z, Zhang H B 2014 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **34** 554 (in Chinese) [张娜, 曹猛, 崔万照, 张海波 2014 真空科学与技术学报 **34** 554]
- [21] Penn D 1987 *Phys. Rev. B* **35** 482
- [22] Weng M, Hu T C, Cao M, Xu W J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 157901 (in Chinese) [翁明, 胡天存, 曹猛, 徐伟军 2015 物理学报 **64** 157901]

# Analytical model of secondary electron yield from metal surface with regular structures\*

Zhang Na<sup>1)2)</sup> Cao Meng<sup>1)†</sup> Cui Wan-Zhao<sup>2)</sup> Hu Tian-Cun<sup>2)</sup> Wang Rui<sup>2)</sup> Li Yun<sup>2)</sup>

1) (*Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an 710100, China*)

( Received 19 May 2015; revised manuscript received 19 June 2015 )

## Abstract

An analytical model of secondary electron (SE) emission (SEE) from metal surface with regular structure is presented. In this model, the quantitative relationship between the SE emission yield (SEY) and surface topography is examined. Using the idea of multi-generation for SE emission, the first-generation of SEs is considered as being dominant in total SEs. The shielding effect of the surface structures on the SE is found to be the main factor influencing final SEY. On the basis of the cosine distribution of secondary electrons emission direction, the quantitative relationship between the SEY and surface topography parameters is revealed. Then taking the rectangular and triangular grooves for example, the analytical formulas of first-generation SEY are derived for both normal and oblique incidence. The analytical results are then verified with the Monte Carlo simulation results and experimental data. The results show that a rectangular groove with a bigger depth-to-width ratio can suppress the SEE more efficiently. For a triangular groove, owing to having both enhancing and suppressing effects on SEE, a small groove angle is required for effective SEE suppression. The present analytical model gives an insight into the relationship between the SEY and the surface topography parameters and is helpful for the structure design to modify SEY.

**Keywords:** secondary electron emission, secondary electron yield, analytical model, regular surfaces

**PACS:** 79.20.Hx

**DOI:** 10.7498/aps.64.207901

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11375139, 11175140) and the Foundation of National Key Laboratory of Space Microwave Technology, China (Grant No. 9140C530101130C53013).

† Corresponding author. E-mail: [mengcao@mail.xjtu.edu.cn](mailto:mengcao@mail.xjtu.edu.cn)