

高入射能量下的金属二次电子发射模型*

杨文晋 李永东[†] 刘纯亮

(西安交通大学, 电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2012年10月15日收到; 2012年12月17日收到修改稿)

基于高入射能量电子产生二次电子发射的物理过程, 分别对高入射能量电子产生的真二次电子和背散射电子的概率进行理论分析与建模. 利用 Bethe 能量损失模型和内二次电子逸出概率分布, 推导出高入射能量电子产生有效真二次电子发射的系数与入射能量的关系式; 根据高入射能量电子在材料内部被吸收的规律, 推导出高入射能量电子产生背散射电子的系数与入射能量之间的关系式. 结合两者得到高入射能量下金属的二次电子发射模型. 利用该模型计算得到典型金属材料 Au, Ag, Cu, Al 的二次电子发射系数, 理论计算结果与采用 Casino 软件模拟金属内部散射过程得到的数值模拟结果相符.

关键词: 二次电子发射, 高入射能量, 金属表面, 散射过程

PACS: 79.20.Hx, 07.05.Tp

DOI: 10.7498/aps.62.087901

1 引言

当具有一定能量或速度的电子轰击金属材料表面时, 将观察到电子从金属表面发射出来, 这种现象称为二次电子发射. 二次电子发射是入射电子在金属表面浅表层里的复杂散射过程, 一般把散射过程中新产生的电子(即内二次电子)返回表面并出射的部分, 称之为真二次电子, 其出射能量小于 50 eV; 把入射电子经过一系列散射后返回表面并出射的部分称为背散射电子, 其出射能量通常大于 50 eV. 真二次电子数目与入射电子数目之比定义为真二次电子发射系数, 背散射电子数目与入射电子数目之比定义为背散射系数.

近年来, 随着高功率和大功率微波器件的发展, 高入射能量电子在器件(如相对论返波管收集极, 磁绝缘线振荡器、无源微波波导或传输线等)中产生二次电子发射造成二次电子倍增击穿的现象越来越成为限制器件功率容量的重要因素. 在这些器件中, 电子的动能较大, 可达到几百 keV 以上, 而现

有的很多二次电子发射模型所适应的能量范围都在 100 keV 以下^[1-3]. 因此, 为了能对高入射能量相关的二次电子倍增击穿现象进行数值模拟研究, 需要建立一个新的二次电子发射模型. 南京信息工程大学的谢爱根科研组^[4-6]基于惠丁顿定律建立了一个分段模型, 在不同的能量范围给出了不同的能量损失规律. 该模型依据真二次电子发射的物理过程和唯象的背散射二次电子发射规律, 结合实验数据, 给出了总的二次电子发射模型, 但并没有给出基于背散射二次电子发射物理过程的物理模型.

本文首先利用 Bethe 能量损失规律^[7], 结合内二次电子逸出概率对真二次电子发射系数进行建模, 得到高入射能量电子产生的真二次电子发射系数与入射能量之间的关系式; 然后利用材料各向同性的性质, 结合材料对入射电子的吸收规律^[8]对背散射电子进行建模, 进而建立了新的高入射能量二次电子发射模型. 该模型的计算结果与基于电子在材料内部散射过程的数值模拟软件 Casino^[9]得到的结果符合较好, 而且该模型形式简洁, 便于在数值模拟软件中实现.

* 国家自然科学基金(批准号: 50977076)和空间微波技术重点实验室基金(批准号: 9140C530103110C5301)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: leyond@mail.xjtu.edu.cn

2 物理模型

2.1 高入射能量下的真二次电子发射模型

2.1.1 电子垂直入射

当初始电子入射到材料表面后, 进入材料浅表层, 在其中运动的过程中与材料的原子发生碰撞. 如果发生非弹性碰撞, 则初始电子损失能量并可能产生所谓的内二次电子, 内二次电子的数目 N 与初始电子在单位路程上损失的能量成正比, 即

$$N(s, E) = -\frac{dE}{ds} \frac{1}{\varepsilon}, \quad (1)$$

其中 E 为初始电子的动能 (eV), s 为初始电子在浅表层内运动的行程, ε 为产生一个内二次电子所需要消耗的能量. 对于同一材料, 近似地认为, 所有的内二次电子都是由材料原子的最外层电子产生的, 即对于相同材料, 可认为 ε 是定值. 初始电子的能量损失可以采用经典的 Bethe 能量损失规律^[10,11]来描述, 在高能量范围内该模型无须针对各个能量范围分别进行修正, 且准确度较高, 其表达式为^[12]

$$\frac{dE}{ds} = -785 \frac{\rho Z}{AE} \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right) \text{eV}/\text{\AA}, \quad (2)$$

其中 ρ 是材料的密度 (g/cm^3), Z 是原子序数, A 是材料的原子量. J 是材料的平均电离能 (eV):

$$J = \begin{cases} \left(9.76Z + \frac{58.5}{Z^{0.19}} \right) \text{eV} & Z \geq 13 \\ 11.5Z \text{eV} & Z \leq 12 \end{cases}. \quad (3)$$

结合 (1)—(3) 式, 即可得到初始电子运动的行程中损失的能量和产生的内二次电子数目. 但是, 内二次电子要成为真二次电子, 必须运动到材料表面并从表面逸出. 在内二次电子向表面运动过程中会与材料原子、电子等发生碰撞, 造成能量的损失, 当内二次电子能量过低时会被“吸收”. 若材料是各向同性的, 则内二次电子在单位行程上发生碰撞的概率是一定的. 在此基础上, 可得内二次电子的逸出概率为^[13,14]

$$w(x) = B e^{-\beta x}, \quad (4)$$

其中 x 为产生内二次电子的深度, β 是材料对内二次电子的吸收系数, $1/\beta$ 是该材料内二次电子的有效逸出深度, B 为 $x=0$ 时的内二次电子逸出概率.

由 (1), (4) 式可推出, 若初始电子在发射体内的运动的总行程为 s_{\max} , 则其激发出材料表面的有效

真二次电子发射系数为

$$\begin{aligned} \delta_t &= \int_0^{s_{\max}} N(s, E) w(x) ds \\ &= -\frac{B}{\varepsilon} \int_0^{s_{\max}} \frac{dE}{ds} e^{-\beta x} ds. \end{aligned} \quad (5)$$

由于材料内二次电子的有效逸出深度 $1/\beta$ 很小, 大约为 1 nm ^[15], 对于高能入射的情况, 通常其入射深度远大于 $1/\beta$. 由 Bethe 能量损失规律可知, 在入射能量较大时, 入射电子的能量损失很小, 因此在积分时, 可将 E 近似为入射能量, 并忽略深度大于 $3/\beta$ 的区间, 即用 $3/\beta$ 近似代替 s_{\max} . 另外, 垂直入射时, 若不考虑入射电子的运动方向发生改变, 则 s 与 x 在数值上相等, 将 Bethe 能量损失公式代入 (5) 式可得

$$\delta_t = -\frac{B}{\varepsilon} \int_0^{3/\beta} -785 \cdot \frac{\rho Z}{AE} \cdot \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right) \cdot e^{-\beta x} dx, \quad (6)$$

式中, J, B, β 和 ε 是由材料本身所决定的, 将它们合并为

$$F' = 785 \frac{B}{\varepsilon} \cdot \frac{\rho Z}{A}, \quad (7)$$

从而 (6) 式简化为

$$\delta_t = \frac{F'}{E} \cdot \int_0^{3/\beta} \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right) \cdot e^{-\beta x} dx. \quad (8)$$

其中, 对 (8) 式积分可得

$$\delta_t = \frac{F'}{E} \cdot \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right) \cdot \frac{(e^3 - 1)}{\beta e^3}, \quad (9)$$

其中 $F' \cdot \frac{(e^3 - 1)}{\beta e^3}$ 也是一个与材料有关的参数, 令其为 F , 即

$$F = 785 \frac{B}{\varepsilon} \cdot \frac{\rho Z}{A} \cdot \frac{(e^3 - 1)}{\beta e^3}. \quad (10)$$

因此, (9) 式可表示为

$$\delta_t = \frac{F}{E} \cdot \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right). \quad (11)$$

利用实际实验或蒙特卡罗模拟软件可以得到不同材料在 10 keV 初始电子入射能量下的真二次电子发射系数, 利用该二次电子发射系数可计算出 (11) 式中 F 的值. 本文中的模型参数均利用 Casino 软件的仿真结果来确定.

2.1.2 电子倾斜入射

当初始电子以 θ 角入射时, 如图 1 所示, 内二次电子逸出概率仍然可以用 (4) 式表示, 但

$x = s \cdot \cos \theta$, 当只考虑 $x \leq \frac{3}{\beta}$ 区间时, 可用 $\frac{3}{\beta \cos \theta}$ 代替 (5) 式中的 s_{\max} , 得

$$\begin{aligned} \delta_t &= \int_0^{s_{\max}} N(s, E) w(x) ds \\ &= -\frac{B}{\varepsilon} \int_0^{3/(\beta \cos \theta)} \frac{dE}{ds} e^{-\beta s \cdot \cos \theta} ds. \end{aligned} \quad (12)$$

类似地, 可推导出真二次电子发射系数表达式为

$$\delta_t = \frac{F}{E \cos \theta} \cdot \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right), \quad (13)$$

式中, F 仍然采用垂直入射时的参数值, 一般认为当入射角度大于 60° 时, (13) 式误差较大. 但由于实际器件中的大角度入射电子所占比例较小, 认为该误差对整个器件的数值模拟结果影响较小. 若发现器件的数值模拟结果与实际实验结果误差较大, 则应考虑在 60° — 90° 范围内对 (13) 式增加修正参数.

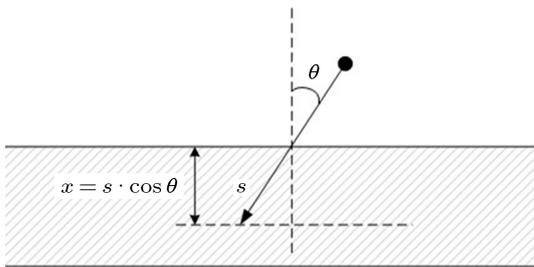


图1 初始电子倾斜入射示意图

2.2 高入射能量下的背散射电子发射模型

2.2.1 初始电子垂直入射情况

电子在材料内部被吸收的概率服从高斯分布^[16], 定义电子被吸收的概率最大处的深度 x_d 为该材料在此入射能量下的特征深度 (显然 x_d 是入射能量 E 的函数), 定义 $f(x)$ 为初始电子在材料内部不同深度 x 处被吸收的概率, 则电子从 x_0 运动到 $x_0 + dx$ 的过程中不被吸收的概率为

$$w(dx)|_{x=x_0} = 1 - f(x_0) dx, \quad (14)$$

从入射位置运动到 $x + dx$ 过程中不被吸收的概率为

$$\begin{aligned} w(x + dx) &= w(x) \cdot w(dx) \\ &= w(x)(1 - f(x) dx). \end{aligned} \quad (15)$$

对 (15) 式左端进行泰勒级数展开, 并忽略高次项, 得到

$$w(x_0) + \frac{dw(x_0)}{dx} \cdot dx$$

$$= w(x_0) - w(x_0) \cdot f(x_0) \cdot dx, \quad (16)$$

整理并积分可得

$$\int_{w_0}^w \frac{dw(x)}{w(x)} = - \int_0^x f(x) dx, \quad (17)$$

上式可进一步写为

$$w(x) = w_0 e^{-\int_0^x f(x) dx}. \quad (18)$$

考虑电子的往返运行, 根据 (18) 式可推出背散射电子发射系数表达式

$$\begin{aligned} \delta_b &= \int_0^\infty w(x) \cdot w(x) dx \\ &= \int_0^\infty w_0^2 \cdot e^{-2 \int_0^x f(x) dx} dx. \end{aligned} \quad (19)$$

对于高入射能量初始电子, 开始时初始电子与原子发生的碰撞以小角度散射为主^[16]. 随着电子入射深度的增加, 初始电子能量减小, 这将导致电子的散射截面发生变化, 进而造成电子散射角度增大. 当电子能量衰减至一定程度以后, 散射角将大于 90° , 此时初始电子会反过来向着材料表面的方向运动. 根据以上分析, 可合理地认为初始电子在材料内部 x_d 深度处向上和向下散射的概率相同, 即此处电子逸出材料表面的概率近似为 0.5. 因此, (19) 式可进一步写为如下形式

$$\begin{aligned} \delta_b &= \int_{x_d - \sigma}^{x_d + \sigma} \frac{1}{2} \cdot w(x) \cdot w(x) dx \\ &= \int_{x_d - \sigma}^{x_d + \sigma} \frac{1}{2} \cdot w_0^2 \cdot e^{-2 \int_0^x f(x) dx} dx, \end{aligned} \quad (20)$$

其中 σ 是正态分布函数 $f(x)$ 的标准差. 由于对正态函数进行积分较为复杂, 考虑到 x 的取值范围为 $(x_d + \sigma, x_d - \sigma)$, 其中 $f(x_d)$ 为 f 函数的峰值, 可利用近似方法将 $\int_0^x f(x) dx$ 表示为 $h(f(x_d))$ (x_d 为之前定义的材料特征深度). 即认为 $\int_0^x f(x) dx$ 是一个与 f 函数和特征深度 x_d 相关的定值. 将 $w(x)$ 近似为 $w_0 = [w(x_d) + w(x_d - \sigma)]/2$, 进而可积分出背散射电子发射系数的近似表达式为

$$\delta_b = \sigma \cdot w_0^2 \cdot e^{-2 \cdot h(f)}, \quad (21)$$

可见背散射系数主要由函数 $h(f)$ 决定, 又因为 $h(f)$ 是与正态函数 f 和特征深度 x_d 相关的函数, 且这两个参数均与入射能量 E 有关, 因此可将 (21) 式改写为

$$\delta_b = B \cdot e^{g(E)}, \quad (22)$$

其中 $B = \sigma \cdot w_0^2$ 为待定常数, 通过分析利用蒙特卡罗模拟软件 Casino 得到的高入射能量电子轰击金

属材料的背散射系数的变化规律, 结合 (22) 式可构造出高入射能量下的背散射电子发射系数模型为

$$\delta_b = B e^{-|E-10|/(E_{1/e}-10)}, \quad (23)$$

此处, E 为入射能量 (单位 keV); B 为 E 等于 10 keV 时的背散射电子发射系数; $E_{1/e}$ 为背散射电子发射系数降低到 B/e 时所对应的入射电子能量值.

2.2.2 初始电子倾斜入射情况

初始电子倾斜轰击材料时, 在材料内部的吸收规律仍为正态分布. 类似于真二次电子发射系数推导, 电子入射时 $x = s \cdot \cos \theta$ (入射角度对背散射电子出射没有影响), 由于在整个深度范围内的积分较为复杂, 只考虑特征深度 x_d 附近情况. 令 $s_d = \frac{x_d}{\cos \theta}$, (20) 式变为

$$\begin{aligned} \delta_b &= \int_{s_d-\sigma_d}^{s_d+\sigma_d} \frac{1}{2} \cdot w(s) \cdot w(x) ds \\ &= \int_{s_d-\sigma_d}^{s_d+\sigma_d} \frac{1}{2} \cdot w_0^2 \cdot e^{-h(f(x_d \cdot \cos \theta)) \cdot h(f(x_d))} ds, \end{aligned} \quad (24)$$

其中 σ_d 是表征二次电子吸收规律的正态分布函数 $f(x_d)$ 的标准差, 积分得背散射电子发射系数的近似表达式为

$$\delta_b = \sigma \cdot w_0^2 \cdot e^{-h(f(x_d \cdot \cos \theta)) \cdot h(f(x_d))}. \quad (25)$$

结合 (23), (25) 式可构造出电子倾斜入射时的背散射电子发射系数模型为

$$\delta_b = B \cdot e^{-|E \cdot \cos \theta - 10|/(E_{1/e} - 10)}. \quad (26)$$

3 模型验证

由于目前缺乏高入射能量条件下金属二次电子发射系数的实验测量结果, 因此使用 Casino 模拟软件的模拟结果进行模型验证. Casino 软件对初始电子进入材料内部后的整个散射过程进行蒙特卡罗模拟, 且 Casino 软件采用的散射模型适用于高入射能量情况. 分别对 Au, Ag, Cu, Al 四种材料的二次电子发射系数进行模拟, 获得了 10 keV—5 MeV 范围的二次电子发射系数. 初始电子垂直入射时, 模拟结果与推导获得的高入射能量下二次电子发射模型结果的对比如图 2 所示, 两者基本符合, 高

能模型与 Casino 数值模拟结果的平均误差均不超过 8%.

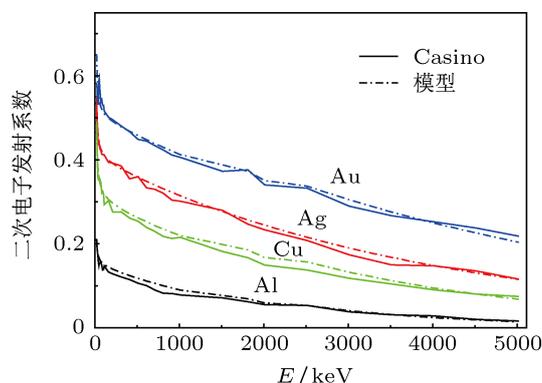


图 2 垂直入射条件下 Au, Ag, Cu, Al 二次电子发射系数对比

对于倾斜入射情况, 两者的结果也符合得较好, 高能模型与 Casino 数值模拟结果的平均误差如表 1 所示, 均不超过 8%.

表 1 高入射能量下二次电子发射模型与 Casino 模拟结果的平均误差

材料	不同入射角时的相对误差/%			
	0°	10°	20°	30°
Au	5.45	4.32	4.72	4.13
Ag	2.82	3.58	4.10	4.89
Cu	5.41	6.23	4.46	6.72
Al	7.35	5.02	6.13	7.14

4 结论

通过从物理本质上将二次电子分为真二次电子和背散射电子, 分别采用不同的散射模型和统计学方法对两者在高入射能量条件下的物理过程进行理论分析, 并推导出真二次电子发射系数和背散射电子发射系数的表达式, 从而建立起适用于高能量电子器件中二次电子发射现象理论描述与数值模拟的二次电子发射模型. 从 Casino 软件的模拟结果可以看出, 新建立的高入射能量下二次电子发射模型在 10 keV—5 MeV 的范围内和模拟结果符合得较好. 另外, 该模型形式简单, 易于在数值模拟软件中实现, 可进一步用于高功率微波或大功率微波器件中的二次电子倍增问题的模拟研究.

- [1] Reimer L, Drescher H 1977 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **10** 805
- [2] Furman M A, Pivi M T F 2003 *Tech. Rep.* (Lawrence Berkeley National Laboratory No SLAC-PUB-9912/LBNL-49771)
- [3] Rodney J, Vaughan M 1989 *IEEE T. Electron. Dev.* **36** 1963
- [4] Xie A G, Pei Y J, Sun H B, Wang R 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 1059 (in Chinese) [谢爱根, 裴元吉, 孙红兵, 王荣 2004 强激光与粒子束 **16** 1059]
- [5] Xie A G, Zhao H F, Song B, Pei Y J 2009 *Phys. Res. B: Beam Interact. Mater. Atoms* **267** 1761
- [6] Xie A G, Zhang J, Wang T B 2011 *Jpn. J. Appl. Phys.* **50** 126601
- [7] Bethe H 1930 *Ann. Phys.* **5** 325
- [8] Kanaya K, Okayama S 1972 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5** 43
- [9] Hovington P, Drouin D, Gauvin R 1997 *Scanning* **19** 1
- [10] Kanaya K, Kawakatsu H 1972 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5** 1727
- [11] Drouin D, Hovington P, Gauvin R 1997 *Scanning* **19** p20
- [12] Joy D C, Luo S 1989 *Scanning* **11** 176
- [13] Seiler H 1983 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** R1
- [14] Xie A G, Li C Q, Song B, Pei Y J 2008 *Chin. Sci. Bull.* **53** 3067 (in Chinese) [谢爱根, 李传起, 宋标, 裴元吉 2008 科学通报 **53** 3067]
- [15] Balcon N, Payan D, Belhaj M, Tondou T, Inguibert V 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 282
- [16] Kanayat K, Okayama S 1972 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5** 43

Model of secondary electron emission at high incident electron energy for metal*

Yang Wen-Jin Li Yong-Dong[†] Liu Chun-Liang

(Xi'an Jiaotong University, Electronic Physics and Devices Laboratory, Xi'an 710049, China)

(Received 15 October 2012; revised manuscript received 17 December 2012)

Abstract

The models of the true secondary electron emission and backscattered electron emission for metal are provided, based on the physical process of secondary electron emission from metal at high incident electron energy. The formula for the true secondary electron yield at high incident electron energy is derived with the Bethe equation known to provide accurate and simple analytical expressions for the stopping power and the probability that a secondary electron produced in a material reaches the surface and is emitted into the vacuum. The formula for the backscattered electron yield at high incident electron energy is derived with the absorbing rule for the incident electron in the material. All the above results lead to a new model for secondary electron emission from metal at high incident electron energy. The secondary electron yields of Au, Ag, Cu and Al derived with the new model are in good agreement with the results obtained from the scatters process simulation code-Casino.

Keywords: secondary electron emission, high incident electron energy, metal surface, scatters process

PACS: 79.20.Hx, 07.05.Tp

DOI: 10.7498/aps.62.087901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50977076) and the Foundation of National Key Laboratory of Space Microwave Technology, China (Grant No. 9140C530103110C5301).

[†] Corresponding author. E-mail: leyond@mail.xjtu.edu.cn