

## 多级降压收集极 CAD 中的二次电子发射模型

黄桃 杨中海 金勇兵 金晓林 胡权 秦钰昆

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

**摘要:** 多级降压收集极被广泛应用于提高微波放大器效率。多级降压收集极中的二次电子发射对其效率有重要影响。该文探讨了真二次电子、弹性反射电子、非弹性反射电子 3 种二次电子发射模型,对发射率、发射角度以及能量分布情况进行了深入分析,并对考虑二次电子后的收集极模拟计算收敛条件进行了讨论。上述结果在多级降压收集极 CAD 软件中得到应用,定量分析了其对多级降压收集极效率的影响。

**关键词:** 微波器件; 多级降压收集极; 二次电子; 发射模型

**中图分类号:** TN12, O462.2

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1009-5896(2008)05-1247-04

## The Emission Model of Secondary Electron in Multistage Depressed Collector CAD

Huang Tao Yang Zhong-hai Jin Yong-bing Jin Xiao-lin Hu Quan Qin Yu-kun

(School of Physical Electronics, Univ. of Elec. Sci. and Tech. of China, Chengdu 610054, China)

**Abstract:** The Multistage Depressed Collector (MDC) is widely used to improve the efficiency of microwave amplifiers. The emission of secondary electron in MDC has important influence on the efficiency. In this paper, the emission models of true secondary electron, elastic and inelastic reflected electron are discussed, and the corresponding emission ratio, angle and energy distribution are deeply analyzed. Moreover, the convergence criteria in MDC simulation is discussed, when the secondary electron are considered. The results of the analysis and discussion are used in the CAD software about MDC design, and the effects of secondary electron on the efficiency of MDC are quantitatively analyzed.

**Key words:** Microwave device; Multistage Depressed Collector (MDC); Secondary electron; Emission model

### 1 引言

多级降压收集极附加到 O 形微波放大器中(例如行波管、速调管),从“作用完”电子中回收到可观的能量,由此提高了能量转换效率,然而在各电极收集到的电子注却不可避免的会产生二次电子发射。二次电子轰击到高电位的电极,吸收能量,会降低收集极的效率;二次电子回流到高频互作用区,会增加热耗散功率,在高频输出窗产生额外的噪声功率,甚至可能导致整管烧毁。因此,从理论上分析二次电子发射模型,利用计算机模拟技术定量分析不同电极材料以及电极电压下二次电子对收集极效率的影响,对于管型设计师进行多级降压收集极设计有积极的指导作用。

### 2 二次电子发射模型

入射粒子撞击固体使之发射出电子的现象称为二次电子发射。在降压收集极中,“作用完”电子打到电极上会产生二次电子发射,对多级降压收集极的效率有重要影响。典型的二次电子能谱图如图 1 所示<sup>[1, 2]</sup>。由图可见,电子发射数的分布大致可以分为 3 个部分:第 1 部分在能量( $E$ )最低

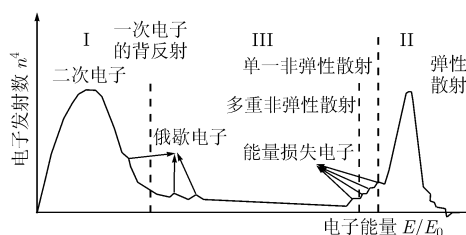


图 1 典型的二次电子能谱图

的地方,即  $E$  在 0-50 电子伏特附近,这里出现了一个峰,它对应着一群能量较小的电子,这一部分是由原电子入射到电极表面激发出的二次电子,称之为真二次电子,占二次电子总数的绝大部分;第 2 部分在能量最高的地方,这里也出现了一个峰,它对应着一群约小于原电子速度的电子,这一部分是由于入射电子受原子核库仑场的作用,改变运动方向而从电极表面出射,即弹性散射电子;第 3 部分介于快峰与慢峰之间,为入射电子与核外电子产生非弹性碰撞所产生的,由于每个电子的碰撞次数不同,非弹性散射的机制不同,能量损失不同,所以形成很宽的能量区,这一部分的二次电子统称为非弹性反射电子。弹性散射电子和非弹性散射电子

都是入射电子被表层原子散射后又从原表面反射出来，他们合称为“背散射电子”。因此，二次电子可以相对准确地划分为真二次电子和背散射电子<sup>[3]</sup>，在本文的模拟计算中主要考虑了这两部分。真二次电子根据现有的物理模型已经可以可靠地描述其状况，同时对大多数的光滑金属表面提供了一个方便的分析方法；背散射电子发射的分析描述则要复杂得多，其材料特性也更明显。

2.1 真二次电子

真二次电子是由原电子入射到电极表面激发出的二次电子。一般其能量非常小，通常认为小于 50eV。真二次电子的发射系数与原电子的入射能量、入射角度以及电极材料均有很大的关系。

2.1.1 真二次电子发射系数 Vaughan<sup>[4, 5]</sup>在 1989 年给出了一个和实验数据曲线很接近的经验公式，对于计算二次电子发射系数非常方便。

$$\frac{\delta(\theta)}{\delta_{\max}(\theta)} = (ve^{1-v})^k \tag{1}$$

其中  $v = \frac{E_i - E_0}{E_{\max}(\theta) - E_0}$ ,  $k = \begin{cases} 0.62, & v < 1 \\ 0.25, & v \geq 1 \end{cases}$

$$E_{\max}(\theta) = E_{\max}(0) \times (1 + k_s \theta^2 / \pi) \tag{2}$$

$$\delta_{\max}(\theta) = \delta_{\max}(0) \times (1 + k_s \theta^2 / 2\pi) \tag{3}$$

$E_0$  取 12.5eV;  $E_i$  为原电子入射能量;  $k_s$  是表面平滑度系数，对于石墨等粗糙表面近似取 0，一般金属表面取默认值 1，特别平滑表面最大可取到 2;  $\theta$  是入射电子与表面法向的夹角;  $\delta_{\max}$  是最大真二次电子发射系数， $E_{\max}$  是与  $\delta_{\max}$  对应的原电子入射能量，它们均是不同材料通过实验获得的常数，对于铜  $E_{\max} \approx 600$ ,  $\delta_{\max} \approx 1.3$ 。图 2 给出了铜的真二次电子发射系数曲线。

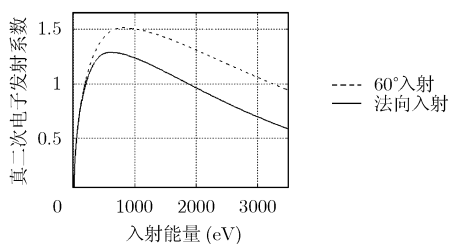


图 2 材料铜真二次电子发射系数

2.1.2 真二次电子能量及角度分布 由于真二次电子发射的能量及角度与入射电子的能量及角度几乎没有关系，其能量及角度分布可近似看成麦克斯韦分布。一个可分离的能量及角度分布函数<sup>[6]</sup>如下式：

$$[f(u)du][g(\theta)\sin\theta d\theta d\phi] = [ue^{-u}du][\cos\theta \sin\theta d\theta d\phi / \pi] \tag{4}$$

其中  $u = E/E_{pk}$ ,  $E$  是真二次电子能量,  $E_{pk}$  是  $E$  峰值的一个经验值。

式(4)是一个可分离的统一分布函数，其中能量分布函数为:  $f(u) = ue^{-u}$ , 取得最概然能量大小的位置在  $f(u) = 0$

处，此处  $u = 1$ ，即发射能量为 50eV; 角度分布函数为  $g(\theta) = \cos\theta/\pi$ , 取得最概然的位置在  $g'(\theta) = 0$  处，求得  $\theta = 0$ ，即法向方向。图 3 和图 4 分别是真二次电子能量和角度分布曲线。因此在软件中，考虑真二次电子的发射沿入射面法向方向，能量为 50eV。

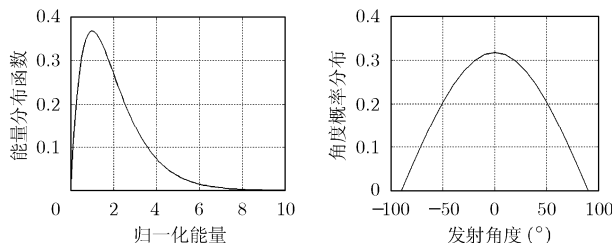


图 3 真二次电子能量分布曲线 图 4 真二次电子角度分布曲线

2.2 背散射电子

背散射电子又分为弹性散射和非弹性散射电子。弹性散射二次电子一部分是被表面势垒反射的，一部分是在表层被晶格反射的。一般认为弹性散射电子能量比入射电子能量低 10-20eV，发射角和入射角关于散射面法向对称。非弹性反射电子是入射电子射入固体内部一定深度被弹性散射出来的原电子，在逸出表面过程中还可能发生一次或多次弹性或非弹性碰撞而损失能量。

2.2.1 背散射电子发射系数 背散射电子的发射系数可由下列公式计算<sup>[7]</sup>:

$$\eta_0(E, Z) = E^{m(Z)}C(Z) \tag{5}$$

$$\eta(Z, \theta) = B(\eta_0/B)^{\cos\theta} \tag{6}$$

$$m(Z) = 0.13182 - 0.9211/Z^{0.5} \tag{7}$$

$$C(Z) = 0.1904 - 0.2236 \ln Z + 0.1292(\ln Z)^2 - 0.01491(\ln Z)^3 \tag{8}$$

其中  $\eta$  为背散射电子发射系数， $\eta_0$  为垂直入射时背散射电子发射系数， $E$  为入射电子能量， $Z$  是电极材料原子系数， $\theta$  是原电子入射角度， $B$  为常数取 0.89。

根据大量实验数据可以得到发射电子中弹性反射和非弹性发射电子具有比例关系<sup>[8]</sup>:

$$\nu = \eta_{inel} / \eta_{el} \tag{9}$$

其中  $\eta_{inel}$  为非弹性发射电子发射系数， $\eta_{el}$  为弹性发射电子发射系数，并且背散射电子发射系数  $\eta = \eta_{inel} + \eta_{el}$ ， $\nu$  是通过大量的实验数据获得的经验值，对于铜电极， $\nu \approx 0.6$ ；对于石墨电极， $\nu \approx 3$ 。图 5 是铜和石墨在不同角度下的背散射系数曲线。

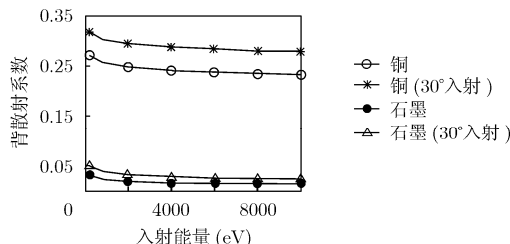


图 5 铜与石墨 0° 及 30° 角下背散射系数

**2.2.2 背散射电子能量及角度分布** 弹性反射电子可以比较简单的考虑为能量在原电子基础上减少 20eV, 角度与入射角关于法向对称。

非弹性反射电子由于其中包含了很多种二次电子发射机理, 不能一一从理论中获得解析公式, 只能通过实验数据拟合一种分布来进行分析。Valfells 等学者根据实验数据得到非弹性反射电子近似的能量和发射角度概率分布函数<sup>[7]</sup>:

$$f(x) = M(L, \xi, n)[x(L-x)/(x+\xi)^n] \quad (10)$$

式(10)既可以用来求得散射二次电子能量分布, 又可以求解角度分布。主要取决于  $L$  的取值是取为角度还是取为能量。 $0 < x < L$ ,  $n$  决定分布的宽度。 $\xi$  决定  $x$  的值在哪可以使分布达到峰值  $P$ 。

$$\xi = [(n-1)LP + (2-n)P^2]/(L-2P) \quad (11)$$

首先要避免  $P = L/2$ 。然后限定峰值  $P$  在  $0 < P < L/2$  的范围内使得  $\xi$  不会过于复杂。

$$M(L, \xi, n) = 1/[L(\tau(L) - \tau(0)) - (\rho(L) - \rho(0))] \quad (12)$$

$\tau$  和  $\rho$  的值取决于  $n$ 。当  $n = 1$  时, 有

$$\tau(x) = x - \xi \ln(x + \xi) \quad (13)$$

$$\rho(x) = (x + \xi)^2/2 - 2\xi(\xi + x) + \xi^2 \ln(x + \xi) \quad (14)$$

对于  $n = 2$

$$\tau(x) = \xi/(x + \xi) + \ln(x + \xi) \quad (15)$$

$$\rho(x) = x + \xi - \xi^2/(x + \xi) - 2\xi \ln(x + \xi) \quad (16)$$

对于  $n = 3$

$$\tau(x) = -1/(x + \xi) + \xi/[2(x + \xi)^2] \quad (17)$$

$$\rho(x) = 2\xi/(x + \xi) - \xi^2[2(x + \xi)^2] + \ln(x + \xi) \quad (18)$$

对于  $n \neq 1, 2, 3$

$$\tau(x) = \frac{1}{(2-n)(x+\xi)^{n-2}} - \frac{\xi}{(1-n)(x+\xi)^{n-1}} \quad (19)$$

$$\rho(x) = \frac{1}{(3-n)(x+\xi)^{n-3}} - \frac{2\xi}{(2-n)(x+\xi)^{n-2}} + \frac{\xi^2}{(1-n)(x+\xi)^{n-1}} \quad (20)$$

对于非弹性反射电子角度分布, 通常取  $n = 3$ ,  $L = \pi$ ,  $x = \phi$ ,  $\phi$  为发射角度。对于非弹性反射电子能量分布, 使用归一化变量  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon = W/E$ ,  $W$  是散射电子的能量,  $E$  是入射能量, 通常取  $n=3$ ,  $L=1$ ,  $x = \varepsilon$ 。通过实验数据获得峰值  $P_\phi$  和  $P_\varepsilon$ , 就可以通过式(10)得到非弹性反射电子的角度及能量概率分布函数。例如对于能量分布, 设定  $n = 3.8$ ,  $L=1$ ,  $P_\varepsilon = 0.82$ (铜)或  $P_\varepsilon = 0.56$ (石墨), 将这个数据和 Werner 的数据曲线<sup>[9]</sup>进行对比, 符合得很好。这里需要指出的是相应于不同入射角度, 材料的一个精确的  $n$  值取定还很难。这时通过实验及模拟来获得不同情况下的数据就显得特别重要。目前收集极中用到的材料通常是铜和石墨, 上例中关于能量分布的各值设定可用来确定非弹性散射电子的能量分布。

对于非弹性反射电子角度分布的最概然位置求解还没找到好的方法, 本文仅根据实验结果来总结对应不同入射角

度的最概然发射角度。图 6<sup>[6]</sup>是对应于 5 种不同入射能量, 在 3 个不同入射角度下, 非弹性反射电子的角度分布曲线。由图可知原电子入射能量对于发射角度的最概然位置几乎没有影响, 那么便可以从图 6 中总结非弹性反射电子最概然发射角度的规律。如果原电子法向入射, 那么最概然发射角度也是法向方向, 即  $0^\circ$  方向。同时可以得到最概然发射角度为

$$P_\theta = (-54/80)\theta_{in} \quad (21)$$

其中  $P_\theta$  单位为角度, 带的负号表示在法向方向的另一侧,  $\theta_{in}$  是原电子入射角度。

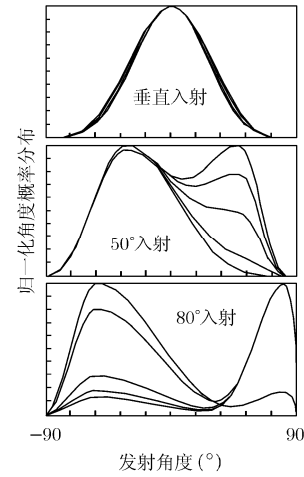


图 6 非弹性反射二次电子角度分布

### 3 收敛条件及软件应用

由于软件考虑二次电子的多次发射, 同时考虑二次电子的空间电荷效应, 二次电子发射的随机性, 以上因素均会造成电子轨迹难于收敛。因此软件采用了 3 种方法来避免轨迹不收敛的情况: (1)对于次级电子的能量和角度分布, 本文选用其最概然概率作为确定的发射角度和发射能量, 这样避免了因为随机性的引入而带来的不收敛情况, 提高了计算速度, 也同时保证了计算最接近发射真实情况; (2)对于一条入射宏电子轨迹, 本文分为 3 条二次电子轨迹, 分别为真二次电子, 弹性反射电子, 非弹性反射电子来表征, 每种二次电子的发射率通过电流的变化来进行表征。例如入射电子的电流为  $I$ , 真二次电子、弹性反射电子、非弹性反射电子的发射率分别为  $\delta$ ,  $\eta_{el}$ ,  $\eta_{inel}$ , 则这 3 条轨迹的电流分别为  $\delta I$ ,  $\eta_{el} I$ ,  $\eta_{inel} I$ , 并且当二次电子的发射电流小于最初的入射电子电流的 1/100 的时候就可以认为该条二次电子轨迹造成的空间电荷效应及能量变化可以忽略不计, 而不再参与计算; (3)软件中设置最大迭代次数, 当迭代次数大于预设值的时候就强制停止计算, 避免进入死循环状态。

在本文提到的多级降压收集极模拟软件 UESTC\_MDC 中<sup>[10]</sup>, 用一系列注入到电极系列中的能量调制宏粒子来表征作用完电子, 进行稳态近似模拟, 对发射出的二次电子同样

用离散宏粒子表征,同时将这些离散宏粒子作为入射宏粒子,使得二次电子产生的空间电荷效应计入了模拟计算中。迭代过程就是求解空间电荷密度分布,求解更新静电场,求解电子运动轨迹,直至收敛。计算结果如下所示,图7是不考虑二次电子时的计算结果。图8是在电极电压,入口初始条件等不变情况下考虑二次电子发射的计算结果。比较图7与图8可以看出,考虑二次电子情况下电子轨迹变化很大,主要是因为考虑了二次电子的空间电荷效应。收集极效率也从75.98%下降到了59.72%。电子回流率则从0增加到2.08%,这符合考虑二次电子发射的实际情况。

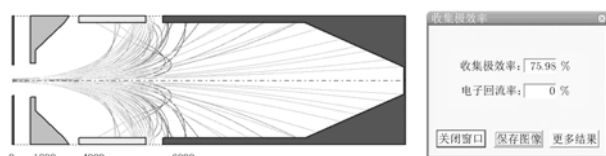


图7 不考虑二次电子的电子轨迹与效率

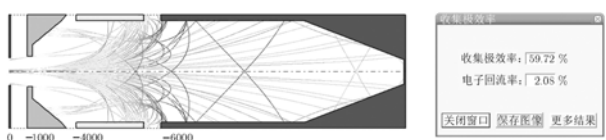


图8 考虑二次电子的电子轨迹与效率

#### 4 结束语

二次电子的产生是一个非常复杂的过程,没有特定的解析公式对之进行计算,只能通过大量的实验总结其规律。本文在国内外学者大量工作的基础上,总结出一种可用的二次电子发射模型并应用到 UESTC\_MDC 软件的编制中。二次电子发射会降低收集极的效率及增加电子回流率, CAD 模拟结果也从数据上证实了这一点。设计效率高、回流率小的多极降压收集极也是工程技术人员追求的目标,有效地抑制二次电子产生是个有效的方法,这就需要选择那些二次电子发射系数小的电极材料,同时增加电极材料的表面粗糙度,并充分利用 CAD 软件进行模拟计算,设计合理的收集极结构和工作电压,使“作用完”电子尽可能“软着陆”。

#### 参考文献

- [1] 赵玉清. 电子束离子束技术. 西安: 西安交通大学出版社, 2002: 180-183.
- [2] 傅慈海, 杨英杰. 物理电子技术原理. 广州: 华南理工大学出版社, 1991, 第3-第4章.
- [3] 贺庆, 寇建勇, 孙瑜等. 多级降压收集极中次级电子的研究. 真空电子技术, 2004, 1: 25-27.  
He Q, Kou J Y, and Sun Y, *et al.*. Study on secondary electron in multistage depressed collector, *Vacuum Electronics*, 2004, 1: 25-27.
- [4] Vaughan J R M. A new formula for secondary emission yield. *IEEE Trans. on ED*, 1989, 36(9): 1963-1967.
- [5] Vaughan J R M. Secondary emission formulas. *IEEE Trans. on ED*, 1993, 40(4): 830.
- [6] Petillo J, Eppley K, and Panagos D, *et al.*. The MICHELLE three-dimensional electron gun and collector modeling tool: theory and design. *IEEE Trans. on PS*, 2002, 30(3): 1238-1264.
- [7] Valfells A, Singh A, and Kolander M J, *et al.*. Advancements in codes for computer aided design of depressed collectors and tracing of backscattered electrons-part 2: improvements in modeling of the physics of secondary electron emission and backscattering. *IEEE Trans. on PS*, 2002, 30(3): 1271-1275.
- [8] Reimer L. Scanning electron microscopy, physics of image formation and microanalysis. New York: Springer-Verlag, 1985: 135-169.
- [9] Werner U, Bethge H, and Heydenreich J. An analytic model of electron backscattering for the energy range of 10-100keV. *Ultramicroscopy*, 1982, 8(1): 417-428.
- [10] 黄桃, 杨中海, 胡权等. TWTCAD 多级降压收集极 CAD 设计与实现. 中国电子学会真空电子学分会第15届学术年会, 昆明, 2005: 320-323.

黄桃: 男, 1980年生, 博士生, 研究领域为物理电子学、电子光学、计算电磁学.

杨中海: 男, 1944年生, 博士, 教授, 博士生导师, 主要研究领域为相对论电子学、微波电子学、等离子体电子学.

金勇兵: 男, 1983年生, 硕士生, 研究领域为物理电子学、电子光学.