

## 金属壁与介质窗之间次级电子倍增效应的研究\*

张雪<sup>1)2)†</sup> 王勇<sup>1)</sup> 范俊杰<sup>1)</sup> 朱方<sup>1)</sup> 张瑞<sup>1)</sup>

1)(中国科学院电子学研究所, 中国科学院高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

2)(中国科学院大学, 北京 100149)

(2014年2月18日收到; 2014年4月28日收到修改稿)

高功率盒形窗内的 $TM_{11}$ 模法向电场对次级电子倍增现象具有较大的影响, 特别是在介质窗片与金属波导壁相对的区域, 易发生双面次级电子倍增. 采用蒙特卡罗粒子模拟方法, 研究了法向电场作用下氧化铝陶瓷窗片与铜波导壁之间的双面倍增敏感曲线、倍增阈值电压、粒子数量的演变过程以及粒子运动轨迹. 通过对相关参数的分析, 获得了金属壁与陶瓷窗片之间双面谐振倍增和非谐振倍增的规律以及双面倍增向单面倍增转变的特点. 此研究可为分析窗片失效机理提供理论依据.

关键词: 盒形窗, 非谐振, 次级电子倍增, 蒙特卡罗模拟

PACS: 79.20.Hx, 79.20.Ap, 52.65.Pp, 84.40.Fe

DOI: 10.7498/aps.63.167901

## 1 引言

介质表面的次级电子倍增通常会对真空系统造成灾难性的影响. 次级电子的初始粒子源于场致电子发射, 当这些初始粒子在适宜的场型下回轰器件内表面时, 金属或介质表面会发射出大量的次级电子, 经电场加速后, 再次循环回轰和发射. 这种电子的雪崩现象对微波陶瓷窗片的影响极为严重, 如果没有有效的抑制手段, 窗片表面的电荷累积和热能累积会导致器件的损毁. 从20世纪50年代开始, 次级电子倍增已成为一个独立的研究方向, 并获得国外学者的广泛关注<sup>[1]</sup>, 其中Vaughan<sup>[2]</sup>对早期理论的形成做出了很大的贡献. 文献<sup>[3, 4]</sup>开展了电子倍增的理论分析以及数值模拟, 而文献<sup>[5, 6]</sup>则通过实验对次级电子的倍增过程以及器件损毁的机理进行了研究. 此外, 文献<sup>[7, 8]</sup>也从材料科学的角度对次级电子倍增的抑制提出了很多行之有效的方法. 国内学者对次级电子倍增效应的研究起步较晚, 但是进展较快. 近几年, 国防科

学技术大学的程国新<sup>[9-13]</sup>和西北核技术所的蔡利兵<sup>[14,15]</sup>在次级电子诱导窗片表面释气、等离子体击穿等数值模拟方面做了很多工作. 清华大学的常超<sup>[16-18]</sup>则在次级电子倍增的抑制方面提出了很多有效的方案. 次级电子倍增研究主要针对金属结构间隙处的法向场双面谐振倍增和介质表面切向场单面倍增<sup>[19,20]</sup>, 而对高功率微波源的真空盒形窗内的次级电子倍增现象的研究却鲜有报道. 由于盒形窗轴向尺寸的压缩, 使得窗片表面出现了 $TM_{11}$ 模法向电场, 其强度可与 $TE_{11}$ 传输模式场强相比拟, 在该模式和窗片表面正电荷累积形成的静电场 $E_{dc}$ 共同作用下, 窗内次级电子倍增过程变得较为复杂<sup>[21]</sup>.

盒形窗内的次级电子倍增是一个单双面混合倍增过程, 本文的研究旨在探索法向电场单独作用下电子在陶瓷窗片和金属边界之间的倍增过程, 且忽略了切向电场的影响. 利用动力学计算和蒙特卡罗算法进行仿真模拟, 对盒形窗内部的双面次级电子倍增现象进行了较深入的研究, 获得了金属壁与

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB328901)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangxue.iecas@yahoo.com

陶瓷窗片之间的双面倍增敏感曲线、次级电子在长程运行下非谐振倍增的特点以及双面倍增向单面倍增演变的规律。

## 2 次级电子倍增数值模拟模型

### 2.1 动力学模型

陶瓷窗片与金属壁之间的次级电子倍增模型如图 1 所示, 真空侧为本文所研究的区域. 图 1 中的法向场  $E_z$  和切向场  $E_y$  分别为  $TM_{11}$  模电场沿波传输方向的分量和  $TE_{11}$  模电场的横向分量, 两个场存在  $90^\circ$  相移.  $TM_{11}$  模是由金属矩形波导向圆柱波导的变换部分的不连续性所致, 仅仅存在于窗盒区域, 并非传输模式, 场强垂直于窗片分布, 最大值位于窗片的上(下)半部分的中心. 由于介质窗片表面正电荷的累积, 会在  $z$  方向上逐渐建立起静电场  $E_{dc}$ ,

$$E_{dc}(t) = E_{dc0} + \frac{eN_{net}(t)}{2A\epsilon_0}.$$

这里  $N_{net}$  为净电荷,  $N_{net} = N_{ce} - N_{co}$ , 其中,  $N_{ce}$  为介质窗片表面累积的电荷量,  $N_{co}$  为金属波导壁表面的电荷量;  $A$  为倍增区域的面积;  $E_{dc0}$  为初始场强;  $\epsilon_0$  为真空介电常数. 由于金属铜壁表面不能持续累积正电荷, 因此,  $N_{net} \approx N_{ce}$ .

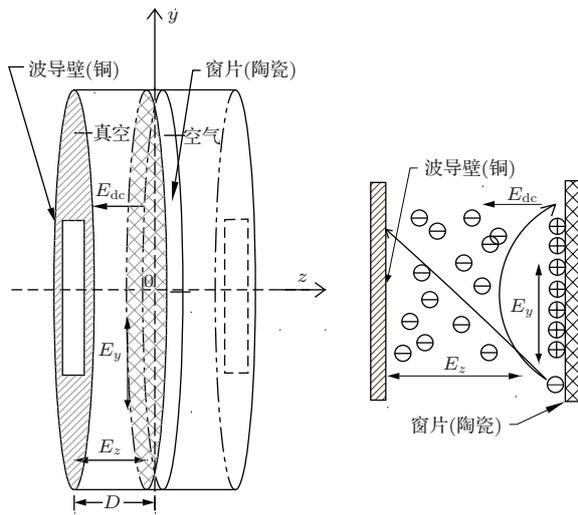


图1 窗片与金属壁之间次级电子倍增模型

本文暂不考虑切向电场的影响, 着重讨论法向电场对次级电子倍增效应的影响. 对于 S 波段盒形窗而言, 半窗高  $D \approx 12.5$  mm, 频率  $f = 2.856$  GHz, 则  $fD \approx 3$  GHz·cm. 对于常规的

双面谐振倍增模型, 该“间隙”值较大, 因此, 倍增主要依赖于低阶非谐振倍增和高阶谐振倍增. 非谐振倍增是连续分布的粒子在加速电压较低的情况下仍能实现的倍增现象<sup>[22]</sup>. 此外, 陶瓷窗片作为一种介质, 其表面的静电场同样会对双面次级电子倍增造成一定的影响.

本文利用粒子模拟的方法研究陶瓷窗片与金属之间的倍增过程. 法向电场作用下盒形窗内的场分布和电子在窗中的运动方程为

$$E = E_z \sin(\omega t + \theta), \tag{1a}$$

$$v_y = v_0 \sin(\phi), \tag{1b}$$

$$v_z = v_0 \cos(\phi) - \frac{e}{m\omega} E_z [\cos(\omega t + \theta) - \cos(\omega(t + \tau) + \theta)] + \frac{eE_{dc}}{m} \tau, \tag{1c}$$

$$S_y = v_0 \sin(\phi) \tau, \tag{1d}$$

$$S_z = v_0 \cos(\phi) \tau - \frac{e}{m\omega^2} E_z [\sin(\omega t + \theta) - \sin(\omega(t + \tau) + \theta) + \omega \tau \cos(\omega t + \theta)] + \frac{eE_{dc}}{2m} \tau^2, \tag{1e}$$

其中,  $e$  为电子电荷,  $m$  为电子质量,  $\omega$  为电场频率,  $v_0$  为电子随机发射速度,  $\phi$  为随机发射角度,  $\theta$  为初始发射相位,  $v_z$  为电子在垂直于窗片表面方向上的入射速度,  $v_y$  为平行于窗片表面的入射速度,  $S_z$  为电子法向轨迹,  $S_y$  为电子切向轨迹,  $\tau$  为时间步长. 法向电场  $E_z$  在窗内的分布并不符合标准的  $TM_{11}$  模.  $E_z$  的强度沿波的传播方向 ( $z$  方向) 逐渐降低, 在横向截面不同位置处的  $E_z$  沿  $z$  方向降低的趋势并不相同, 如图 2 所示. 但在窗片与金属波导壁相对的区域,  $E_z$  沿  $z$  方向衰减甚微. 因此, 本文忽略了空间位置的影响, 在 (1a) 式中, 将幅度  $E_z$  视作常量, 旨在研究不同法向电场强度下窗片与金属波导壁相对部分的双面倍增规律. 这里设置  $E_z$  为常量, 并对不同强度的  $E_z$  作用下的次级电子倍增过程进行了数值模拟, 旨在获得不同位置处的倍增规律. 由于受到时变的法向射频电场  $E_z$  的影响, 电子往返于窗片和金属壁之间时, 落点具有更强的随机性, 电子可能被加速至另外一侧 (长程电子) 或在短时间内直接被强电场拉回发射面 (短程电子). 因此, 本文的计算模型考虑了电子的法向轨迹  $S_z$  为 0 和  $D$  两种情况. 为了简化运算, 本文涉及的模型均未考虑到空间电荷屏蔽现象的影响.

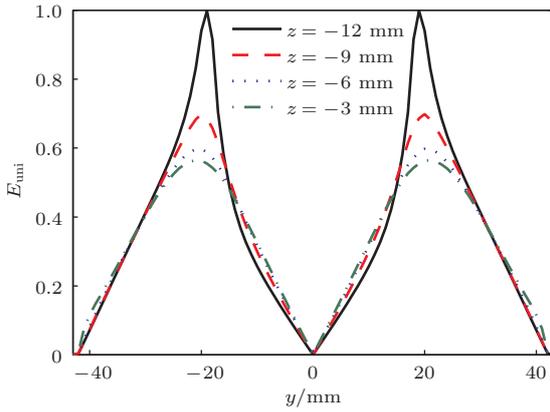


图2  $y$ - $z$  截面(窗盒纵向剖面)不同位置处的归一化轴向电场强度  $E_{uni}$

### 2.2 次级电子倍增模型

为了研究盒形窗内的次级电子倍增现象的规律, 采用蒙特卡罗随机算法对电子的运动轨迹进行模拟. 蒙特卡罗模型基于统计学方法, 已在粒子模拟中得到了广泛的应用. 在本文模型中, 从表面任意发射出的粒子的发射能量  $W_0$  ( $W_0 = \frac{1}{2}mv_0^2$ ) 服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布, 其概率密度函数

$$h(W_0) = \frac{W_0}{W_{0m}^2} e^{-\frac{W_0}{W_{0m}}},$$

$$\int_0^\infty h(W_0) dW_0 = 1 \quad (W_0 > 1),$$

发射角度  $\phi$  服从正弦分布, 其概率密度函数  $g(\phi) = \frac{1}{2} \sin(\phi) (0 < \phi < \pi)$ . 这里  $W_{0m}$  为发射能量分布的峰值, 设置<sup>[23]</sup>  $W_{0m} = 0.005 \times W_{max0}$ , 其中  $W_{max0}$  为电子垂直入射界面时次级电子倍增系数  $\delta$  达到最大值时的入射能量. 次级电子倍增系数  $\delta$  是决定电子数涨落趋势的关键因素,  $\delta$  可由 Vaughan<sup>[2]</sup> 提出的拟合公式计算得到,

$$\frac{\delta(\xi)}{\delta_{max}(\xi)} = (v e^{1-v})^k,$$

$$v = \frac{W_i}{W_{max}(\xi)}, \quad (2)$$

其中  $\delta_{max}$  为  $W = W_{max}$  时的次级电子发射系数. 当  $v < 1$  时, 取  $k = 0.62$ ; 当  $v \geq 1$  时, 取  $k = 0.25$ .  $W_{max}$  和  $\delta_{max}$  是入射角  $\xi$  的函数,

$$W_{max}(\xi) = W_{max0}(\xi) \left( 1 + \frac{k_s \xi^2}{\pi} \right), \quad (3a)$$

$$\delta_{max}(\xi) = \delta_{max0}(\xi) \left( 1 + \frac{k_s \xi^2}{2\pi} \right), \quad (3b)$$

其中,  $k_s$  为表面平滑系数, 取值是从 0 (粗糙) 到 2 (平滑). 对于普通表面,  $k_s$  通常取为 1. 入射能量

$W_i = \frac{1}{2}m(v_z^2 + v_y^2)$ , 入射角  $\xi = \arctan\left(\frac{v_z}{v_y}\right)$ , 两者均可由电子运动方程获得.

铜壁、镀氮化钛膜陶瓷窗片及未镀膜陶瓷窗片的发射参数具体取值如下<sup>[9]</sup>: 铜壁的最大次级电子发射系数  $\delta_{max0}^{co} = 1.4$ , 相应的入射能量  $W_{max0}^{co} = 500$  eV; 镀氮化钛膜陶瓷窗片的最大次级电子发射系数  $\delta_{max0}^{ce-TiN} = 2$ , 相应的入射能量  $W_{max0}^{ce-TiN} = 600$  eV; 未镀膜陶瓷窗片的最大次级电子发射系数  $\delta_{max0}^{ce} = 8$ , 相应的入射能量  $W_{max0}^{ce} = 1300$  eV.

入射能量与次级电子产额的关系如图 3 所示,  $\delta = 1$  对应倍增的入射能量阈值  $W_1$  和  $W_2$ . 当电子的入射能量介于  $W_1$  和  $W_2$  之间时, 次级电子的倍增系数才为大于 1 的值. 本文主要研究的是镀膜陶瓷窗片与金属壁之间的次级电子倍增以及未镀膜陶瓷窗片与金属壁之间的次级电子倍增.

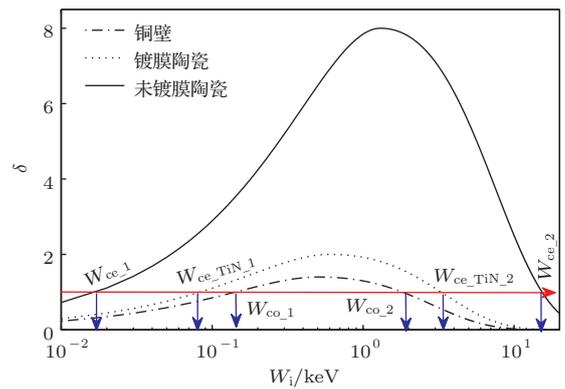


图3 次级电子倍增系数  $\delta$  随入射能量  $W_i$  的变化曲线

根据本文所研究的盒形窗, 以下列参数建立蒙特卡罗模型:  $f = 2.856$  GHz,  $A = 1$  cm<sup>2</sup>,  $D = 12.5$  mm,  $k_s = 1$ ,  $E_{dco} = 0$  V/m. 按时间步长  $\tau$  追踪粒子的变化趋势, 初始采样粒子数为  $N$ , 初始相位从 0 到  $2\pi$  随机分布. 任意粒子的射频相位设置为  $\theta_{i,j}$ , 其中,  $i$  为相位序列数,  $j$  为计算时序. 仿真程序起始于  $t = 0$  时刻, 其相位为  $\theta_{i,0}$ , 每个时间步长结束后都要判断是否有粒子返回初始边界或是达到对面边界. 对于碰壁的粒子, 将其射频相位更新为当前相位, 并分别根据相应的材料属性、入射参量, 利用 Vaughan 经验公式计算次级电子倍增系数  $\delta_i$ . 由于  $\delta_i$  并不是整数, 故在模拟过程中对其取整<sup>[22]</sup>, 如果电子没有达到边界, 则令  $\delta_i = 1$ . 在每次计算之后, 通过统计陶瓷窗片表面发射的粒

子数更新表面静电场  $E_{dc}$ , 并代入到下次计算中.

### 3 模拟结果及分析

#### 3.1 双面倍增敏感曲线的拟合

法向电场作用下金属壁之间的双面次级电子谐振倍增现象受电子发射相位的影响很大, 每个射频周期内都会存在一定范围的稳定相位  $0 \leq \theta \leq \arctan(2/(N_{order}\pi))$  ( $N_{order}$  为周期序数, 也称为阶数). 在该相位内, 电子可以得到持续倍增, 而落于其他相位内的粒子则会逐渐衰减掉. 在稳定相位内的电子, 其渡越时间应满足半射频周期的奇数倍, 才能使倍增的电子始终保持在一个被加速的状态<sup>[24]</sup>. 双面次级电子谐振倍增的能量阈值在  $W_1$  (铜壁次级电子入射能量下限  $W_{co\_1} = 140$  eV, 镀膜陶瓷次级电子入射能量下限  $W_{ce\_TiN\_1} = 80$  eV, 未镀膜陶瓷次级电子入射能量下限  $W_{ce\_1} = 20$  eV) 和  $W_2$  (铜壁次级电子入射能量上限  $W_{co\_2} = 1850$  eV, 镀膜陶瓷次级电子入射能量上限  $W_{ce\_TiN\_2} = 3300$  eV, 未镀膜陶瓷次级电子入射能量上限  $W_{ce\_2} = 15500$  eV) 之间,

可以得到谐振理论下的倍增能量阈值, 即碰撞能量  $W_i$  满足  $W_1 < W_i < W_2$  时,  $fD$  所满足的阈值范围. 电子的碰撞能量  $W_i$  可通过求解运动方程获得,

$$W_i = \frac{m}{2} \left( \frac{2\omega D}{N\pi + 2 \tan \theta} \right)^2,$$

忽略粒子初始发射速度, 代入稳定相位的上下限  $\theta = 0, \theta = \arctan(2/(N_{order}\pi))$ , 可得谐振状态下碰撞能量的最大值  $W_{max}$  和最小值  $W_{min}$ . 结合  $W_1 < \{W_{min}, W_{max}\} < W_2$ , 便可获得频率与间距乘积  $fD$  的取值范围, 即

$$(fD)_{min} = 0.15 N_{order} \sqrt{\frac{W_1}{100}},$$

$$(fD)_{max} = 0.15 \left( \frac{4}{N_{order}\pi^2} + N_{order} \right) \sqrt{\frac{W_2}{100}},$$

其中,  $fD$  的单位为 GHz·cm,  $W$  的单位为 eV. 取一系列  $N_{order}$  值, 计算得到的铜壁之间的次级电子倍增、镀膜陶瓷之间的次级电子倍增的  $fD$  阈值范围列于表 1. 值得注意的是, 能量阈值上限是  $W_2$  而不是  $1.33W_1$ , 这是因为盒形窗内的法向倍增不受腔体谐振饱和的限制, 因此阈值上限较高.

表 1 不同谐振阶数下, 铜壁之间的次级电子倍增、镀膜陶瓷之间的次级电子倍增的  $fD$  阈值的谐振理论计算值以及镀膜陶瓷窗片与铜壁之间的次级电子倍增的  $fD$  阈值的数值模拟结果

	$N_{order} = 1$		$N_{order} = 3$		$N_{order} = 5$		$N_{order} = 7$	
	$(fD)_{min}$	$(fD)_{max}$	$(fD)_{min}$	$(fD)_{max}$	$(fD)_{min}$	$(fD)_{max}$	$(fD)_{min}$	$(fD)_{max}$
铜壁 (理论值)	0.17	0.90	0.50	2.0	0.855	3.278	1.19	4.55
镀膜陶瓷 (理论值)	0.13	1.20	0.40	2.7	0.670	4.380	0.90	6.10
数值模拟结果	—	1.75	0.77	4.1	1.500	—	2.20	—

根据谐振理论可知, 法向电场的稳定相位电压阈值  $V_{z\_min}$  和  $V_{z\_max}$  与渡越时间的阶数  $N_{order}$  紧密相关<sup>[3]</sup>,

$$V_{z\_min} = \frac{22480(fD)^2 - N_{order}\pi fD\sqrt{44960W_0}}{\sqrt{(N_{order}\pi)^2 + 4}}, \quad (4a)$$

$$V_{z\_max} = \frac{22480(fD)^2}{N_{order}\pi}. \quad (4b)$$

设置电子的发射能量  $W_0 = 10$  eV. 利用 (4) 式可计算得到双面次级电子倍增敏感曲线, 结果如图 4 和图 5 所示, 其中黑色实线为电压阈值上边界,

红色虚线为电压阈值下边界. 随着频率的升高,  $N_{order}$  逐渐增大, 依次为 1, 3, 5, 7, 9, 11, 每一组连续出现的黑色实线和红色虚线分别是相应  $N_{order}$  对应的电压阈值上边界和下边界. 在  $fD$  值较高的区域,  $N_{order} = 7$  时的电压阈值与  $N_{order} = 9$  时的电压阈值之间有明显的交叠, 产生了高阶混叠谐振 (hybrid resonant) 倍增现象<sup>[25]</sup>. 利用蒙特卡罗算法对陶瓷窗片与铜壁之间的次级电子倍增过程进行模拟, 定义倍增参数  $\gamma = \lg N/t$ , 通过  $\gamma$  的正负判断在当前条件下模型是否发生倍增, 同时可以比较得出不同电场下倍增的速度.  $fD = 3$  GHz·cm 时,

镀膜窗片与铜壁之间的倍增参数 $\gamma$ 随电场的变化如图6所示. 对 $E_z$ 及 $fD$ 值进行一系列采样模拟, 将 $E_z$ - $fD$ 的关系转换成 $V_z$ - $fD$ 的关系便于更直观地与理论计算值相比较, 图4中绿色实线(镀膜窗片)和图5中蓝色实线(未镀膜窗片)所包围的区域即为数值模拟得到的倍增区域, 其中的数据点为模拟值.

将利用镀膜窗数值模拟得到的敏感区域与谐振理论计算的敏感区域做对比, 能量阈值范围在表1中列出. 阶数 $N_{\text{order}}$ 较大时, 数值模拟得到的能量阈值下限 $(fD)_{\text{min}}$ 均高于谐振理论计算的结果. 这是因为 $fD$ 值较大时, 受电子发射速度和角度分布的影响, 电子在整个射频周期内连续轰击边界, 电子数量和速度的统计分布导致平均入射速度和入射能量较谐振倍增的情形整体下降, 因此从整体上提高了倍增电场能量阈值的范围, 这与文献[20]的结果相符. 从图4和图5可以明显地看出, 数值模拟得到的 $N_{\text{order}} = 1$ 和 $N_{\text{order}} = 3$ 的能量阈值上限 $(fD)_{\text{max}}$ 也高于谐振理论计算结果, 而且超出部分所对应的电压区域低于实际谐振理论计算得到的电压值. 该现象可以作如下理解: 当 $fD > (fD)_{\text{max}}$ 时, 电子群在与之对应的强电压驱动下, 在聚焦相位内被调制成一高能电子薄片, 由于谐振倍增所获得的平均能量很高(高于 $W_2$ ), 因此倍增被抑制. 如果此时的电压强度低于谐振电压, 电子群薄片会失谐, 并且 $fD$ 较大, 电子群会在运行空间内连续分布, 失谐的电子群不能被加速到谐振状态下的高能状态, 整体平均能量低于 $W_2$ , 反而满足了倍增所需的能量阈值条件. 这种规律体现了非谐振倍增的特点, 即电压值失谐情况下的倍增. 此外, 对于 $N_{\text{order}} = 7$ 和 $N_{\text{order}} = 9$ , 数值模拟的结果同样存在较高阶数下模式相互混叠的现象.

较镀膜窗片而言, 未镀膜窗片由于其较高的次级电子产生率掩盖了谐振相位稳定性的影响, 即使对于 $fD$ 较低的情况, 非谐振相位内的绝大多数粒子也可以参与倍增, 且数值模拟得到的能量阈值下限 $(fD)_{\text{min}}$ 较低. 与镀膜窗片类似, 当 $N_{\text{order}} = 1$ ,  $fD$ 较高时, 数值模拟得到的 $(fD)_{\text{max}}$ 超出谐振理论计算的 $(fD)_{\text{max}}$ 的部分所对应的电压区域仍然低于实际谐振理论计算得到的电压值. 当 $N_{\text{order}} = 3-9$ 时, 高阶模式相互混叠的现象十分明显, 这同样是因为未镀膜窗片具有较高的次级

电子产生率所致.

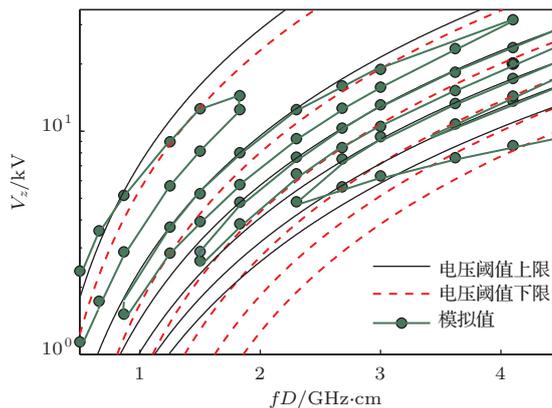


图4 (网刊彩色) 铜壁与镀膜窗片之间的双面次级电子倍增敏感曲线

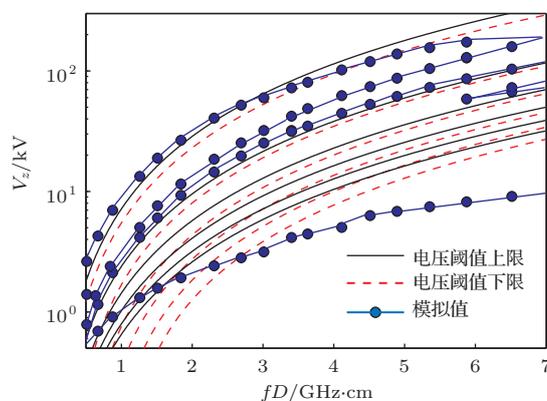


图5 (网刊彩色) 铜壁与未镀膜窗片之间的双面次级电子倍增敏感曲线

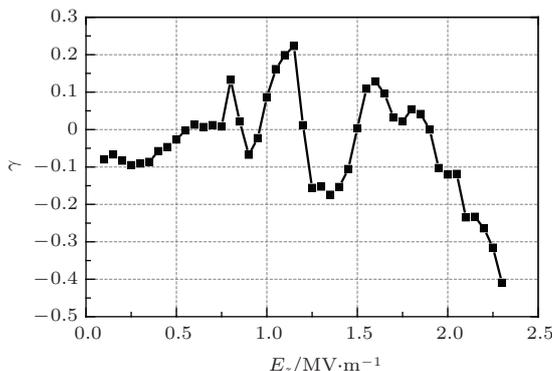


图6 模拟得到镀膜窗片的次级电子倍增参数 $\gamma$ 随 $E_z$ 的变化( $fD = 3 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ )

### 3.2 次级电子倍增演变过程分析

#### 3.2.1 不同电场强度下的倍增演变

在 $fD = 3 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ 、电场 $E_z = 1.15, 1.5, 1.6 \text{ MV/m}$ 条件下进行模拟仿真, 计算法向倍增情况下各参数的变化规律, 其中,  $E_z = 1.15 \text{ MV/m}$ 和 $E_z = 1.6 \text{ MV/m}$ 均落于敏感曲线中倍增发展区域,

$E_z = 1.5$  MV/m 位于倍增区域边缘. 如图 7 所示, 当  $E_z = 1.15$  MV/m 时, 在初始的 50 ns, 电子持续增长,  $t = 50$  ns 之后达到饱和. 不同于普通的金属双边倍增, 该双边模型一面为金属, 另一面为介质, 由于正电荷在窗片表面的累积, 表面静电场  $E_{dc}$  逐渐增大, 其增长方式与粒子数的涨落及饱和状态一致. 倍增饱和时,  $E_{dc} = 23.4$  kV/m, 该值不足以维持窗片表面的单面法向次级电子倍增过程, 电子群在达到饱和点之后迅速地衰减 [26]. 然而, 此时  $E_{dc}$  并未衰减, 这一点可以说明电子的丢失主要是电子与铜壁相互作用的结果. 当  $E_z = 1.5$  MV/m 时, 倍增没有被激发, 粒子数量几乎保持不变,  $E_{dc}$  也没有明显变化. 当  $E_z = 1.6$  MV/m 时, 电子的倍增时间增加到 100 ns,  $t = 100$  ns 之后达到饱和.  $E_{dc}$  按同样的趋势变化, 倍增饱和时  $E_{dc} = 0.15$  MV/m. 该值足以维持单面次级电子倍增过程, 因此电子群在饱和之后沿稳定值振荡. 由于电场值  $E_z = 1.15$  MV/m 位于谐振倍增区

域, 而  $E_z = 1.6$  MV/m 在非谐振区域, 因此电子群在  $E_z = 1.15$  MV/m 的驱动下倍增速度较快.

### 3.2.2 窗片表面静电场对倍增的影响

图 8 给出了  $E_z = 1.6$  MV/m 时不同的窗片表面初始静电场  $E_{dc0}$  下次级电子的倍增情况. 当  $E_{dc0}$  较小时, 如  $E_{dc0} = 0, 0.01$  MV/m, 次级电子的静电场以不同的速率增加到  $E_{dc} = 0.15$  MV/m. 当  $E_{dc0}$  已经接近维持单面法向次级电子倍增的电场量级 (如  $E_{dc0} = 0.1$  MV/m) 时, 次级电子迅速达到饱和且  $N_e$  的饱和值较低. 当  $E_{dc0}$  超过了倍增饱和时的  $E_{dc}$  时 (如  $E_{dc0} = 0.2$  MV/m), 次级电子会迅速衰减.

### 3.2.3 双面倍增向单面倍增的发展

图 9 和图 10 分别给出了不同电场下电子平均能量  $W_a$  以及平均倍增系数  $\delta_a$  随时间的变化. 图 11 和图 12 分别给出了  $E_z = 1.15, 1.6$  MV/m 时电子空间分布随时间的变化. 从  $W_a$  和  $\delta_a$  的变化

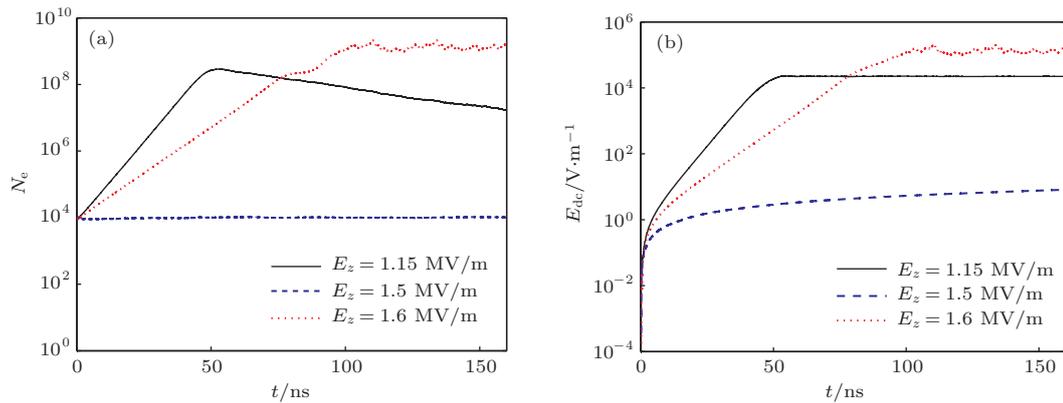


图 7 电子数  $N_e$  和静电场  $E_{dc}$  随时间  $t$  的变化 ( $fD = 3$  GHz·cm, 镀膜窗片) (a) 电子数  $N_e$ ; (b) 静电场  $E_{dc}$

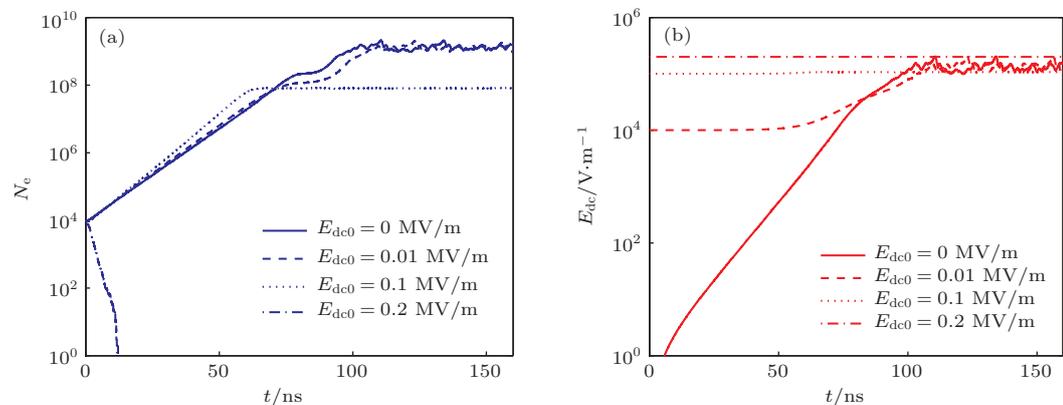


图 8 在不同初始静电场  $E_{dc0}$  下, 窗片表面电子数  $N_e$  和静电场  $E_{dc}$  的演变 ( $fD = 3$  GHz·cm,  $E_z = 1.6$  MV/m, 镀膜窗片) (a) 窗片表面电子数  $N_e$ ; (b) 静电场  $E_{dc}$

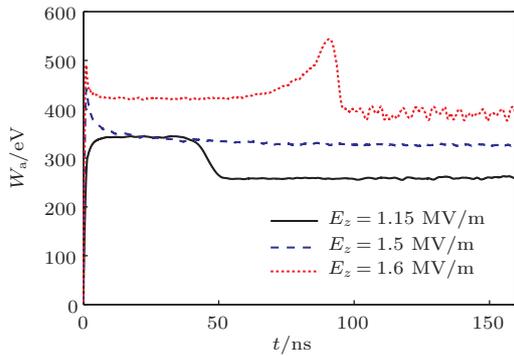


图9 电子平均能量  $W_a$  随时间  $t$  的变化 ( $fD = 3 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ , 镀膜窗片)

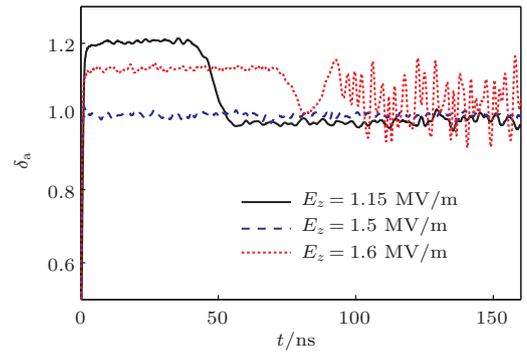


图10 平均次级电子倍增系数  $\delta_a$  随时间  $t$  的变化 ( $fD = 3 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ , 镀膜窗片)

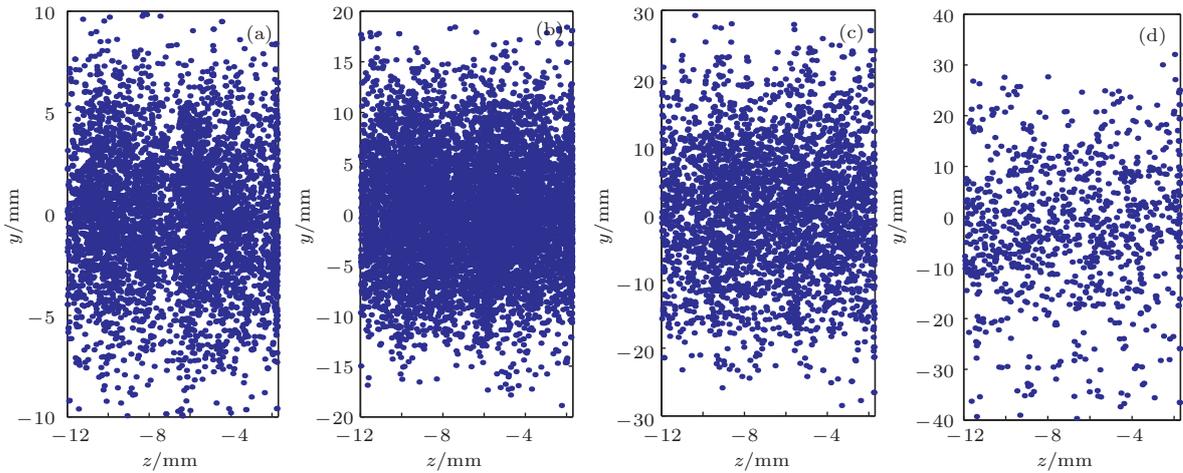


图11  $E_z = 1.15 \text{ MV/m}$  时, 双面法向非谐振倍增电子空间分布随时间  $t$  的变化 ( $fD = 3 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ , 镀膜窗片) (a)  $t = 15 \text{ ns}$ ; (b)  $t = 45 \text{ ns}$ ; (c)  $t = 90 \text{ ns}$ ; (d)  $t = 135 \text{ ns}$

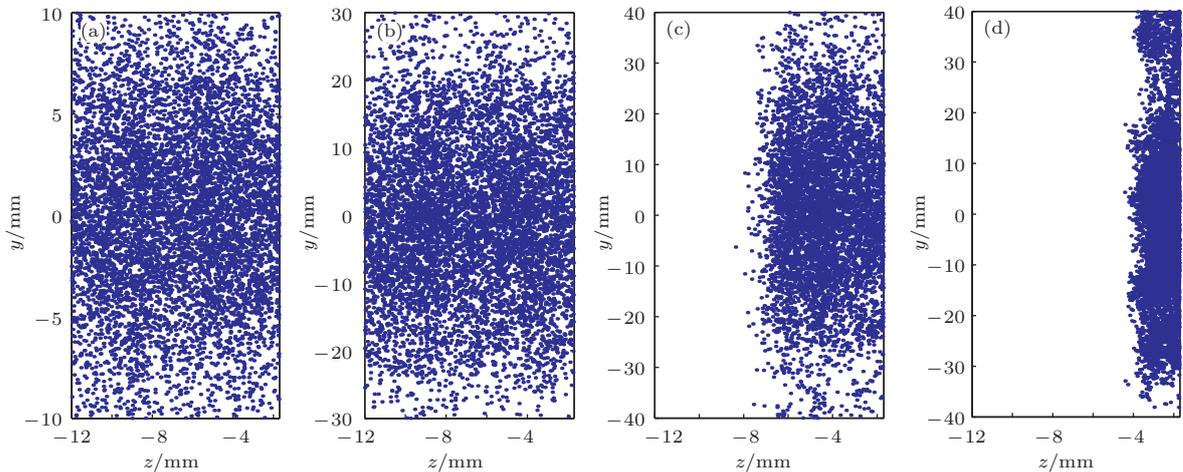


图12  $E_z = 1.6 \text{ MV/m}$  时, 双面法向非谐振倍增电子空间分布随时间  $t$  的变化 ( $fD = 3 \text{ GHz}\cdot\text{cm}$ , 镀膜窗片) (a)  $t = 20 \text{ ns}$ ; (b)  $t = 80 \text{ ns}$ ; (c)  $t = 100 \text{ ns}$ ; (d)  $t = 120 \text{ ns}$

趋势及粒子的空间分布可获得电子群由双面倍增到单面倍增的转变规律. 当  $E_z = 1.5 \text{ MV/m}$  时, 次级电子倍增不发展,  $N_e$  和  $W_a$  始终保持不变. 当  $E_z = 1.15 \text{ MV/m}$  时, 在  $t = 40 \text{ ns}$  之前, 电子的平均能量保持稳定,  $W_a = 350 \text{ eV}$ ,  $\delta_a = 1.2$ , 倍增状

态为双面倍增, 可明显看出电子的空间分布具有一定的调制特性; 当  $t = 40\text{--}50 \text{ ns}$  时,  $W_a$  由  $350 \text{ eV}$  降低到  $250 \text{ eV}$ ,  $\delta_a$  开始下降,  $N_e$  仍然在增长; 在  $t = 50 \text{ ns}$  之后, 双面倍增达到饱和,  $W_a$  稳定保持在  $250 \text{ eV}$ ,  $\delta_a$  由  $1.2$  下降到  $1$  以下, 电子群的调制

特性消失,  $N_e$  开始缓慢下降. 当  $E_z = 1.6$  MV/m 时, 在  $t = 70$  ns 之前, 电子的平均能量保持稳定,  $W_a = 420$  eV,  $\delta_a = 1.1$ , 倍增状态为双面倍增, 倍增速率较为缓慢, 电子在全空间分布, 这段时间内  $E_{dc}$  的增长并未对双面倍增造成影响; 70 ns 之后,  $E_{dc}$  足以将粒子控制在  $S < D$  的范围内, 电子群不能达到铜壁, 双面倍增不能自持, 当  $E_{dc}$  增大到几百 kV/m 量级时, 双面倍增被彻底扰乱; 当  $t = 70\text{--}90$  ns 时,  $W_a$  上升到 550 eV, 该上升过程是因为铜壁附近短程运行的电子受到  $E_{dc}$  的推动, 全部飞向陶瓷窗片, 在长程运行下获得较高能量, 这可以看作单面法向倍增被激励的标志,  $\delta_a$  因碰壁次数的减少而迅速下降到 1, 之后随单面倍增的发展上升到 1.2;  $t = 90\text{--}100$  ns 时单面倍增稳定运行,  $W_a$  逐渐降低到 400 eV, 电子数  $N_e$  仍然在增长; 100 ns 之后, 单面倍增达到饱和, 电子群在陶瓷窗片附近的 4 mm 区域内运行,  $N_e$  保持不变,  $\delta_a$  围绕 1 波动.

## 4 结 论

采用蒙特卡罗粒子模拟算法, 对盒形窗内法向电场作用下陶瓷窗片与金属波导铜壁之间的双面次级电子倍增现象进行了详细分析, 得到了法向电场作用下的倍增敏感曲线, 获得了次级电子在金属和介质窗片之间运动时的倍增规律. 通过对比数值模拟得到的敏感区域与谐振理论计算得到的敏感区域可知: 对于镀膜窗片, 数值模拟得到的倍增能量阈值下限  $(fD)_{\min}$  高于谐振理论计算的结果; 而未镀膜窗片受较高阶次级电子产生率的影响, 其倍增能量阈值下限较低. 无论是镀膜窗片还是未镀膜窗片, 在非谐振情况下, 数值模拟得到的  $fD$  阈值上限  $(fD)_{\max}$  超出谐振理论计算结果的部分所对应的电压区域低于实际谐振理论计算得到的电压值, 这是电子群在低压失谐状态下倍增的结果. 电子在双面倍增过程中的全空间分布以及较低的增长速率也体现了这种非谐振倍增的特点. 在倍增初期, 窗片表面静电场较弱, 法向射频电场较强, 因此双面倍增占优; 随着粒子的增长, 窗片表面正电荷累积, 表面静电场对电子作用增强. 若静电场增大到足以将电子控制在有限区域内, 从而使得电子不能达到金属铜壁, 双面倍增转换为单面倍增, 单

面倍增在短时间内趋于饱和, 电子数沿饱和值振荡. 若静电场的饱和值不能满足驱动单面法向倍增的电场范围, 电子群会在双面倍增饱和之后逐渐衰减. 本文的研究结果对分析陶瓷窗片的失效机理具有较好的参考价值.

感谢国防科技大学程国新博士的有益讨论.

## 参考文献

- [1] Hatch A J, Williams H B 1954 *J. Appl. Phys.* **25** 417
- [2] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **35** 1172
- [3] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [4] Kishek R A 1997 *Ph. D. Dissertation* (Ann Arbor: University of Michigan)
- [5] Hemmert D, Neuber A A, Dickens J C, Krompholz H, Hatfield L L, Kristiansen M 2000 *Proc. SPIE* **4031** 90
- [6] Neuber A, Hemmert D, Dickens J, Krompholz H, Hatfield L L, Kristiansen M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 296
- [7] Yamaguchi S, Saito Y, Anami S, Michizono S 1992 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** 278
- [8] Saito Y, Michizono S, Anami S, Kobayashi S 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 566
- [9] Cheng G X 2008 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [程国新 2008 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学研究生院)]
- [10] Cheng G X, Cai D, Hong Z Q, Liu L 2013 *IEEE Trans. Dielect. Electr. Insul.* **20** 1942
- [11] Cheng G X, Liu L 2011 *Phys. Plasmas* **18** 033507
- [12] Cheng G X, Liu L 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 1067
- [13] Cheng G X, Liu L 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 243506
- [14] Cai L B, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3268 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国 2009 物理学报 **58** 3268]
- [15] Cai L B, Wang J G, Zhu X Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 085101 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国, 朱湘琴 2011 物理学报 **60** 085101]
- [16] Chang C, Fang J Y, Zhang Z Q, Chen C H, Tang C X, Jin Q L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 111502
- [17] Chang C, Liu G Z, Huang H J, Chen C H, Fang J Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 083501
- [18] Chang C, Huang H J, Liu G Z, Chen C H, Hou Q 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 123305
- [19] Fan J Q, Hao J H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 068402
- [20] Li Y, Cui W Z, Zhang N, Wang X B, Wang H G, Li Y D, Zhang J F 2014 *Chin. Phys. B* **23** 048402
- [21] Zhu F, Zhang Z C, Dai S, Luo J R 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084103 (in Chinese) [朱方, 张兆传, 戴舜, 罗继润 2011 物理学报 **60** 084103]
- [22] Rasch J, Johansson J F 2012 *Phys. Plasmas* **19** 123505
- [23] Ang L K, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290

- [24] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y 2011 *High Power Laser Particle Beams* **23** 454 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 杨温渊 2011 强激光与粒子束 **23** 454]  
[25] Kryazhev A, Buyanova M, Semenov V, Anderson D,

- Lisak M, Puech J, Lapiere L, Sombrin J 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4736  
[26] Sazontov A, Buyanova M, Semenov V, Rakova E, Vdovicheva N 2005 *Phys. Plasmas* **12** 053102

## Multipactor phenomenon between metal and dielectric window\*

Zhang-Xue<sup>1)2)†</sup> Wang-Yong<sup>1)</sup> Fan-Jun-Jie<sup>1)</sup> Zhu-Fang<sup>1)</sup> Zhang-Rui<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory of High Power Microwave Sources and Technologies, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100149, China)

( Received 18 February 2014; revised manuscript received 28 April 2014 )

### Abstract

The multipactor phenomenon between metal wall and dielectric window disk of pill-box window can behave as double surface multipactor, which is affected by the normal electric field of  $TM_{11}$  mode. The Monte Carlo code is used to build up simulation model, calculate the multipactor susceptive curve, threshold voltage, evolution of particle number, and the trajectory of particle motion under the action of double surface normal field between alumina window and copper wall. Through investigating the behavior of secondary electrons, the regularity of normal field double surface resonant multipactor and non-resonant multipactor is achieved. Besides, the feature of the transform from double-surface multipactor to single-surface multipactor is also obtained. This research can provide a theoretical basis for window breakdown mechanism analysis.

**Keywords:** pill-box window, non-resonant, multipactor, Monte Carlo simulation

**PACS:** 79.20.Hx, 79.20.Ap, 52.65.Pp, 84.40.Fe

**DOI:** 10.7498/aps.63.167901

\* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2013CB328901).

† Corresponding author. E-mail: [zhangxue.iecas@yahoo.com](mailto:zhangxue.iecas@yahoo.com)