

双面次级电子倍增效应向单面次级电子倍增效应发展规律的研究

张雪 王勇 徐强

Research on the development mechanism: from two-sided multipactor to one-sided multipactor

Zhang Xue Wang Yong Xu Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 207902 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.207902

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207902>

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>

双面次级电子倍增效应向单面次级电子倍增效应 发展规律的研究*

张雪^{1)2)†} 王勇¹⁾ 徐强¹⁾²⁾

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 100049)

(2015年4月28日收到; 2015年6月18日收到修改稿)

次级电子倍增效应引起的输出窗失效问题往往给微波器件造成灾难性的影响, 是限制微波器件功率进一步提升的瓶颈. 以S波段高功率盒形窗为研究对象, 针对盒形窗内无氧铜金属边界与陶瓷介质窗片相对的区域, 建立了研究法向电场作用下次级电子倍增效应的Monte-Carlo模型. 通过拟合这两种材料间双面次级电子倍增以及单面次级电子倍增效应的敏感曲线, 对次级电子倍增发展特点进行详细分析, 获得了金属与介质之间的次级电子由双面倍增向单面倍增演变的规律.

关键词: 盒形窗, 双面次级电子倍增效应, 单面次级电子倍增效应

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

DOI: 10.7498/aps.64.207902

1 引言

在速调管向高功率、高增益、高效率的目标发展的过程中, 输出窗的击穿现象极大地制约了传输功率的进一步提高, 是引起速调管失效的主要因素之一^[1-6]. 对于高峰值功率传输下的微波输出窗, 次级电子倍增效应对工作稳定性的影响无疑是最大的^[7-10]. 次级电子倍增效应定义为在真空器件内由于初级电子频繁碰撞器件壁而激发的自由电子雪崩式增长, 这种现象早在1934年由美国科学家Philo Taylor Farnsworth提出, 并应用于通信领域辅助电流增强^[11,12]. 随着卫星通信及粒子加速器技术的飞速发展, 科学家们逐渐发现次级电子倍增效应不仅极大地限制了系统的功率输出, 而且经常引发击穿打火导致器件损毁^[13,14]. 次级电子倍增放电效应吸收微波能量, 产生难以抑制的谐波和噪声, 导致器件壁表面发热、释气、辉光放电以致击

穿, 是对空天载荷器件以及高功率输出窗威胁最大的因素^[15].

空天射频器件内的次级电子倍增效应已有较为完备的理论与数值计算模型^[16-20], 高功率盒形窗内的次级电子倍增效应也获得了初步的研究^[21-25]. 本文针对盒形窗内 Al_2O_3 陶瓷窗片与无氧铜波导壁之间相对的区域, 建立了研究法向电场作用下的次级电子倍增效应的Monte Carlo (MC)模型, 在文献^[25]研究内容的基础上对双面次级电子倍增向单面次级电子倍增发展的规律进行研究. 以法向电场作用下金属表面双面谐振倍增、介质表面单面倍增的理论为基础, 发展了法向电场作用下金属壁与介质窗之间次级电子倍增效应的理论, 拟合了次级电子倍增敏感曲线, 分析了法向电场作用下金属壁与介质之间的次级电子由双面倍增向单面倍增发展的条件. 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, 因此忽略了切向电场的影响.

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

† 通信作者. E-mail: zhangxue.iecas@yahoo.com

2 MC模拟模型

陶瓷窗片与金属壁之间的次级电子倍增模型如图1所示, 计算空间为矩形波导连接圆波导窗盒位置处的金属法兰与窗片相对应的区域, 即红色虚线框包围的区域 (该区域 TM_{11} 模法向电场较强). 当次级电子源源不断地从材料表面发射后, 会在材料表面留下正电荷, 正电荷累积产生垂直于材料表面的静电场 $E_{dc}(t) = E_{dc0} + \frac{eN_e(t)}{2A\epsilon_0}$ [26], 这里 N_e 代表净电荷, $N_e = N_{al} - N_{co}$, 下标“co”和“al”分别表示金属铜壁和介质窗片, 由于金属铜壁表面不能持续累积正电荷, 因此 $N_e \approx N_{al}$; A 代表倍增区域的面积; E_{dc0} 为窗片表面初始静电场强度; ϵ_0 为真空状态下的介电常数.

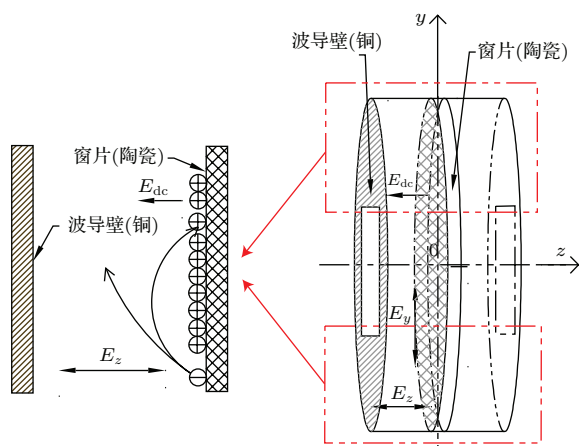


图1 陶瓷窗片与金属壁之间次级电子倍增模型
Fig. 1. SEE model between ceramic window and copper wall.

本文所研究的陶瓷窗片与金属壁之间的次级电子倍增规律通过MC模拟的方式来实现. 任意从材料表面发射出来的粒子, 其发射能量 W_0 服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布, 概率密度函数为 $f(W_0) = \frac{W_0}{W_{0m}^2} e^{-\frac{W_0}{W_{0m}}}$; 发射角度 φ 服从正弦分布, 其概率密度函数为 $g(\varphi) = \frac{1}{2} \sin(\varphi)$, $0 < \varphi < \pi$. 这里 W_{0m} 为发射电子能量分布的峰值, 通常设置为 $W_{0m} = 0.005 \times W_{max0}$, W_{max0} 为当电子垂直入射界面, 次级电子倍增系数 δ 达到最大值 δ_{max0} 时电子的入射能量. 次级电子倍增系数 δ 是决定电子数涨落走势的关键因素, 可由Vaughan的经验公式计算而得 [27].

本文中镀TiN膜窗片采用文献中日本KEK测得的碰撞能量与次级电子产额的关系 [4], 因此计算次级电子倍增系数的经验公式也需进行相应的调整. 对于镀TiN膜窗片和无氧铜窗壁, 次级电子倍增系数拟合如(1)式所示. 其中, $v = \frac{W_i - W_{th}}{W_{max} - W_{th}}$, $W_{th} = 12.5$ eV.

$$\frac{\delta(\xi)}{\delta_{max}(\xi)} = (v e^{1-v})^k, \quad k = \begin{cases} 0.56, & v < 1, \\ 0.903, & 1 < v < 2, \end{cases} \quad (1a)$$

$$\frac{\delta(\xi)}{\delta_{max}(\xi)} = 1.125/v^{0.57}, \quad v > 2, \quad (1b)$$

式中 δ_{max} 为次级电子发射系数 δ 在 $W = W_{max}$ 时的值. δ_{max} 和 W_{max} 是入射角 ξ 的函数, 可由(2)式计算得到:

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

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

上式中, 材料的表面平滑系数 k_s 取值为1; 入射能量为 $W_i = \frac{1}{2} m(v_z^2 + v_y^2)$ 和入射角为 $\xi = \arctan(v_z/v_y)$ 可由电子运动方程获得.

本文中无氧铜和镀TiN (氮化钛) 膜窗片材料参数设置为 [28]:

$$\text{无氧铜, } \delta_{max0}^{\text{copper}} = 1.4, W_{max0}^{\text{copper}} = 500 \text{ eV};$$

$$\text{镀TiN膜窗片, } \delta_{max0}^{\text{alu min a}} = 2, W_{max0}^{\text{alu min a}} = 600 \text{ eV};$$

无氧铜和镀TiN膜窗片的能量第一交叉点 W_1 和能量第二交叉点 W_2 取值为:

$$\text{无氧铜, } W_{co_1} = 140 \text{ eV}, W_{co_2} = 1.85 \text{ keV};$$

$$\text{镀TiN膜窗片, } W_{al_1} = 80 \text{ eV}, W_{al_2} = 2.5 \text{ keV}.$$

由于高功率盒形窗所用的 Al_2O_3 陶瓷窗片经过1000 °C以上的高温烘烤, 表面释气率非常低, 而且陶瓷窗片应用在高功率速调管时, 窗片内外都是高真空的环境, 产生低密度等离子体的可能性很小, 因此本文的研究中忽略了微波的电离效应.

3 敏感曲线的拟合

设置电子的发射能量 $W_0 = 6$ eV (电子能量分布函数的期望值). 双面法向谐振倍增的敏感曲线如图2所示, 其中黑色实线为电压理论阈值

上边界, 红色虚线为电压理论阈值下边界^[25]. 随着 fD 取值的升高, N_{order} 逐渐增大(电子的渡越时间为 $\tau = N_{\text{order}}T/2$, 其中 N_{order} 为双面倍增的周期序数, 也称为阶数, T 为射频周期, N_{order} 取为奇数时双面倍增才能够被激励), 自左向右依次为 $N_{\text{order}} = 1, 3, 5, 7, 9, 11$. 对陶瓷窗片与铜壁之间的双面次级电子倍增过程进行MC模拟, 设置介质窗片表面不累积正电荷, 拟合了法向电场作用下金属壁与介质窗之间双面次级电子倍增敏感曲线, 图2中绿色线框所包围的区域即为MC模拟得到的倍增区域.

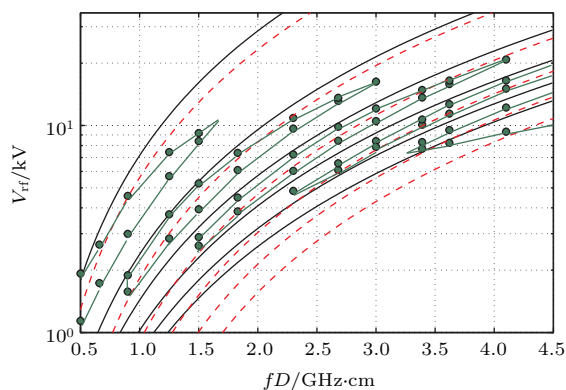


图2 (网刊彩色) 铜壁与镀TiN膜窗片之间双面次级电子倍增敏感曲线

Fig. 2. (color online) Susceptive curve of two-sided multipactor between TiN coated window and copper wall.

4 次级电子倍增演变过程的分析

4.1 不同电场强度下的倍增演变

对于S波段盒形窗而言, 窗高 $H = 24.5$ mm, 窗片厚度为 $d = 3.5$ mm, 频率为 $f = 2.856$ GHz, 则 $fD \approx 3$ GHz-cm, (其中金属壁与介质窗之间的距离 $D = (H - d)/2$). 对法向电场作用下盒形窗内金属壁与陶瓷窗片间次级电子倍增效应的饱和模型进行MC模拟, 令 $fD = 3$ GHz-cm, 设置窗片表面可持续累积正电荷, 微波电场取值分别为 $E_z = 1.0, 1.1$ MV/m, 这两个值均落于图2中双面倍增敏感曲线中倍增发展区域. 图3为模拟得到的法向电场作用下金属壁与镀TiN膜窗片之间次级电子倍增的变化趋势. 不同于普通的金属双面次级电子倍增现象, 由于正电荷在窗片表面的累积, 表面静电场 E_{dc} 逐渐增大, 其增长趋势与电子数的涨落及饱和状态一致.

当 $E_z = 1.0$ MV/m时, 在初始的207 ns, 电子持续增长, $t = 207$ ns之后达到饱和, 电子数量在饱和之后沿稳定值振荡, E_{dc} 按同样的趋势变化. 倍增饱和时窗片表面静电场约为 $E_{\text{dc}} = 0.1167$ MV/m. 当 $E_z = 1.1$ MV/m时, 次级电子倍增的速度较快, 在 $t = 120$ ns左右达到饱和. 饱和时窗片表面静电场仅为 $E_{\text{dc}} = 20$ kV/m, 该值不足以维持窗片表面的单面次级电子倍增效应, 电子数量在达到饱和点之后迅速地衰减. 然而 E_{dc} 并未衰减, 从这一点可以说明电子的丢失主要是与铜壁互作用的结果. 为什么落于双面倍增敏感区域内的次级电子未能有效倍增至维持介质单面倍增效应? 这个原因将在以下部分做详细分析.

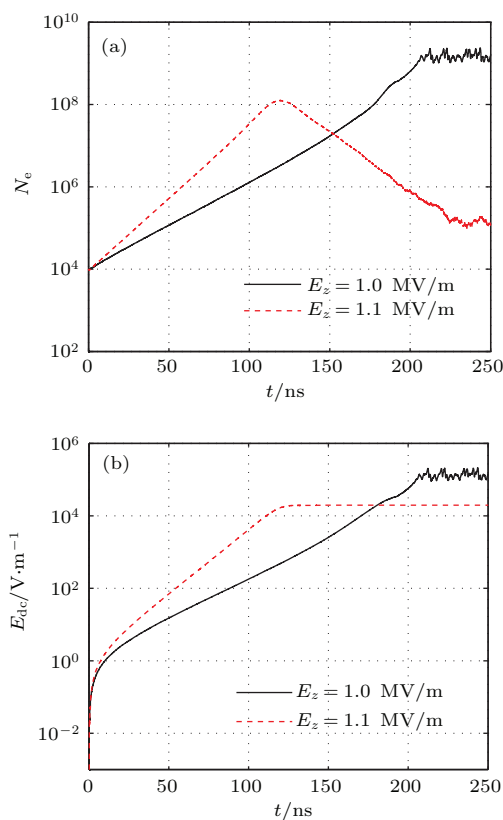


图3 (网刊彩色) (a) 次级电子数 N_e , (b) 静电场 E_{dc} 随时间的变化 ($fD = 3$ GHz-cm)

Fig. 3. (color online) (a) N_e changes with time (b) E_{dc} changes with time ($fD = 3$ GHz-cm).

4.2 法向电场作用下双面倍增向单面倍增发展

虽然 $E_z = 1.1$ MV/m落于法向电场作用下金属壁与镀TiN膜窗片之间双面倍增的阈值范围内, 但是该双面倍增现象并未随窗片表面静电场的累积而发展成介质表面的单面次级电子倍增现象. 为

了研究这种现象的成因,在图2所示的阈值范围内取满足金属壁与镀TiN膜窗片之间次级电子双面倍增的电压值,进行饱和倍增模型的MC模拟,获得了在满足双面倍增情况下可以有效转化为单面倍增的电压阈值,如图4所示.绿色的点实线为满足双面倍增转化成为单面倍增的电压阈值范围.与图2相比,该阈值范围的下限与双面倍增的阈值下限一致,但上限却较双面倍增的阈值上限低了很多.这种现象可以通过对法向电场作用下介质表面单面倍增的相位聚焦条件的分析获得解释.

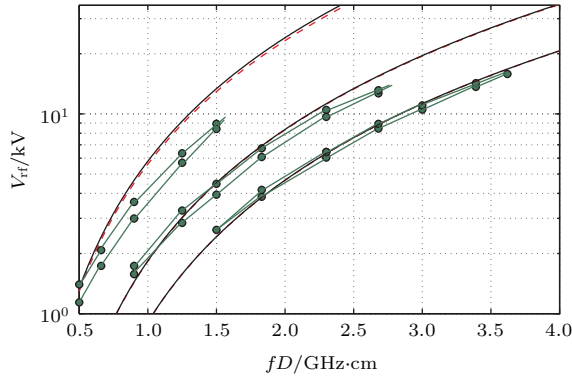


图4 (网刊彩色) 铜壁与镀TiN膜窗片之间满足双面次级电子倍增向单面转化的敏感曲线

Fig. 4. (color online) The susceptible cure between copper wall and TiN coated window (in this susceptible area, two-sided multipactor can develop to one-sided multipactor).

图5为法向电场作用下介质表面的单面次级电子谐振倍增的示意图,单面倍增得以维持需使电子的渡越时间应满足射频周期的整数倍,即 $\tau = M_{\text{order}}T$ (M_{order} 为整数),每个射频周期存在一定范围的聚焦相位.

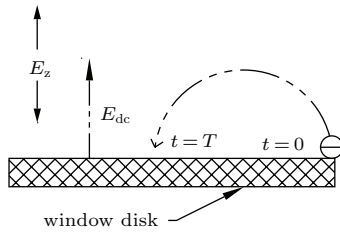


图5 法向电场作用下单面次级电子倍增模型

Fig. 5. SEE model of one-sided multipactor.

将 $\tau = M_{\text{order}}T$ 代入到电子的运动方程(3)中并令 $S_z = 0$, $v_{z0} = v_0 \cos(\varphi)$,可以得到单面倍增的谐振方程(4),式中电子的回旋速度为 $v_\omega = eE_{\text{rf}}/(m\omega)$,其中 e 为电子电荷, m 为电子质量, ω 为电场频率, φ 为电子的随机发射角度, θ 为

初始发射相位, v_{z0} 为电子的法向初始速度, S_z 为电子的法向轨迹.

$$S_z = v_0 \cos(\phi)t - \frac{e}{m\omega^2} E_{\text{rf}} [\sin(\theta) - \sin(\omega t + \theta) + \omega t \cos(\theta)] + \frac{eE_{\text{dc}}}{2m} t^2, \quad (3)$$

$$\frac{E_{\text{dc}}}{E_{\text{rf}}} = \frac{\cos \theta + v_{z0}/v_\omega}{M_{\text{order}}\pi}. \quad (4)$$

令 $v_{z0} = 0$,电子返回表面时经历的相位为 $\theta' = \theta + \omega\tau$,将(3)式整理为

$$\sin(\theta) - \sin(\theta') + (\theta' - \theta) \cos(\theta) - \frac{E_{\text{dc}}}{2E_{\text{rf}}} (\theta' - \theta)^2 = 0. \quad (5)$$

相位聚焦条件需要满足 $\left| \frac{\partial \theta'}{\partial \theta} \right| \leq 1$,将该条件代入(5)式并结合(4)式得到单面倍增的聚焦相位阈值,即 $\arctan(1/(M_{\text{order}}\pi)) \leq \theta \leq \arctan(2/(M_{\text{order}}\pi))$ [17,18].能够使双面倍增发展至单面倍增的电压阈值需首先满足双面倍增的阈值条件,然而上述单面倍增阈值中 M_{order} 为偶数的电压区域并不能满足双面倍增的阈值条件,因此该阈值范围需令 $M_{\text{order}} = N_{\text{order}}$,即 $\arctan(1/(N_{\text{order}}\pi)) \leq \theta \leq \arctan(2/(N_{\text{order}}\pi))$.该阈值范围比双面倍增的取值范围窄,能够使双面倍增发展至单面倍增的电压阈值可通过将该相位阈值代入到双面倍增的谐振方程中[25],即可得到(6)式所示的电压阈值范围,其中 $V_{z-\text{min}}$ 为电压阈值下限, $V_{z-\text{max}}$ 为电压阈值上限.图4中红色虚线和黑色实线表示了(6)式所示的阈值范围,电压阈值上限考虑了电子初始能量的影响,该结果与MC模拟结果十分近似.虽然当双面倍增转化成单面倍增时,电子初始能量越高,相同饱和静电场下所需的射频电压值就越低,但较忽略电子初始能量的情况,考虑到电子初始能量使得理论结果更接近MC模拟的结果,可以使求得的电压阈值范围更加精准.

$$V_{z-\text{min}} = \frac{(22480(fD)^2 - N_{\text{order}}\pi fD\sqrt{44960W_0})}{\sqrt{(N_{\text{order}}\pi)^2 + 4}}, \quad (6a)$$

$$V_{z-\text{max}} = (22480(fD)^2 - N_{\text{order}}\pi fD\sqrt{44960W_0}) \times \sqrt{(N_{\text{order}}\pi)^2 + 1} \times \left[\sqrt{(N_{\text{order}}\pi)^2 + 2} \right]^{-1}. \quad (6b)$$

4.3 窗片表面初始静电场对倍增的影响

由图3得到 $E_z = 1.0$ MV/m时, 窗片表面的静电场从0开始累积并达到饱和时的值约为 $E_{dc} = 0.1167$ MV/m. 图6对比了 $E_z = 1.0$ MV/m时次级电子在低于饱和初始静电场作用下的倍增情况, 即 $E_{dc0} < 0.1167$ MV/m. 结果表明, 当初始静电场 E_{dc0} 低于饱和值0.1167 MV/m时, E_{dc0} 值越高, 倍增发展至饱和的速度越快. 特别是当 E_{dc0} 已经接近饱和值时, 如 $E_{dc0} = 0.1$ MV/m, 次级电子迅速发展至饱和, 由于此时次级电子对窗片表面静电场累积的贡献较小, 因此倍增达到饱和时的 N_e 值较低.

图7对比了当初始静电场 $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} > 0.1167$ MV/m时, 次级电子的倍增发展情况. 当 $E_{dc0} = 0.15$ MV/m时, 次级电子逐渐倍

增至饱和状态时, 饱和静电场值为 $E_{dc} = 0.1775$ MV/m; $E_{dc0} = 0.21$ MV/m时, 单面倍增却未能发展至稳定状态, 次级电子迅速衰减; 当 $E_{dc0} = 0.30$ MV/m时, 次级电子能够发展至饱和状态, 且形成了新的饱和静电场值 $E_{dc} = 0.366$ MV/m. 对于这种现象, 利用单面谐振倍增理论同样可以获得合理的解释.

已知电子的初始速度的期望值为 $W_0 = 6$ eV, 当 $E_z = 1.0$ MV/m时, $v_{z0}/v_w = 0.148$. $v_0/v_w > 0.0417$ 时次级电子单面倍增的 E_{dc0}/E_{rf} 阈值条件如(7)式所示^[29], 表1对比了不同阶数下单面谐振状态下 E_{dc0}/E_{rf} 的理论阈值和模拟阈值.

$$\frac{1}{\sqrt{(M_{\text{order}}\pi)^2 + 4}} + \left[\frac{(M_{\text{order}}\pi)^2 + 2}{(M_{\text{order}}\pi)^2 + 4} \right] \frac{v_{z0}/v_w}{M_{\text{order}}\pi} < \frac{E_{dc}}{E_{rf}} < \frac{1 + v_{z0}/v_w}{M_{\text{order}}\pi}. \quad (7)$$

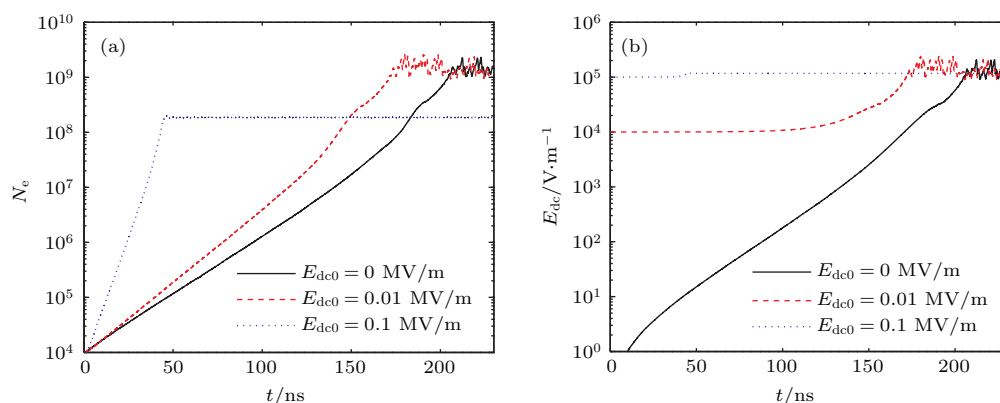


图6 (网刊彩色) (a) 次级电子数 N_e , (b) 静电场 E_{dc} 在不同初始静电场 E_{dc0} 下的演变趋势 ($fD = 3$ GHz·cm, $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} < 0.1167$ MV/m)

Fig. 6. (color online) Under distinct initial electrostatic field E_{dc0} : (a) N_e changes with time and (b) E_{dc} changes with time ($fD = 3$ GHz·cm, $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} < 0.1167$ MV/m).

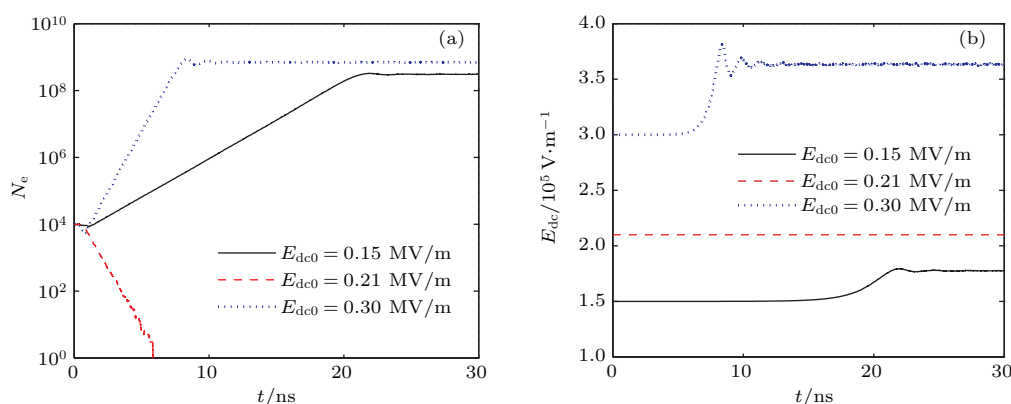


图7 (网刊彩色) (a) 次级电子数 N_e , (b) 静电场 E_{dc} 在不同初始静电场 E_{dc0} 下的演变趋势 ($fD = 3$ GHz·cm, $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} > 0.1167$ MV/m)

Fig. 7. (color online) Under distinct initial electrostatic field E_{dc0} : (a) N_e changes with time, (b) E_{dc} changes with time ($fD = 3$ GHz·cm, $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} > 0.1167$ MV/m).

表1 $E_z = 1.0$ MV/m时, E_{dc0}/E_{rf} 的理论阈值和模拟阈值的对比Table 1. $E_z = 1.0$ MV/m, the comparison between the theoretical threshold of E_{dc0}/E_{rf} and the simulated threshold of E_{dc0}/E_{rf} .

	$M_{order} = 1$		$M_{order} = 2$		$M_{order} = 3$	$M_{order} \geq 3$
	理论	模拟	理论	模拟	理论	模拟
下限	0.31	0.243	0.1742	0.137	0.119	0
上限	0.366	0.3635	0.183	0.1775	0.122	0.1167

不同于 $E_{dc0} = 0$ 的情况, 当窗片表面已经建立起强度较高的初始静电场, 即 E_{dc0} 取值较高时, 次级电子的单面倍增状态将不受双面倍增的影响, 因而出现了 M_{order} 取值为偶数但倍增仍能被激励的情况. 从表 1 中看出, 模拟结果中 $M_{order} \geq 3$ 的区域为连续分布, 说明在倍增初期窗片表面静电场较弱时, 双面倍增起到了建立初始静电场的作用, 同时也体现了电子速度分布对高阶混叠谐振倍增的影响^[30,31]. 对于低价谐振模式 $M_{order} = 1$ 和 $M_{order} = 2$, MC 模拟得到的单面谐振倍增 E_{dc0}/E_{rf} 阈值下边界均低于理论计算得出的结果, 这与文献^[29]中数值模拟的结果一致. 这是由于在单面倍增发展至饱和前, 电子的能量不断降低, E_{dc0}/E_{rf} 的理论阈值下限附近电子能量较高且具有一定的分布特性, 统计平均结果使得单面倍增得以满足, 表面静电场 E_{dc} 也可以不断累积直至 E_{dc}/E_{rf} 满足单面谐振倍增的阈值范围, 体现了非谐振倍增的特点.

通过表 1 所列的 MC 模拟结果对图 7 进行分析. 当 $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} = 0.15$ MV/m 和 $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} = 0.30$ 时, 初始静电场值落于 $M_{order} = 2$ 和 $M_{order} = 1$ 时单面谐振 E_{dc}/E_{rf} 阈值之内, 因而次级电子可以稳定地倍增到饱和状态. 当 E_{dc0} 落于单面谐振倍增的 E_{dc}/E_{rf} 阈值之外时, 如 $E_z = 1.0$ MV/m, $E_{dc0} = 0.21$ MV/m (该值介于 $M_{order} = 2$ 所对应的 E_{dc}/E_{rf} 阈值的上边界以及 $M_{order} = 1$ 所对应的 E_{dc}/E_{rf} 阈值下边界之间), 单面谐振倍增不能激发, 次级电子会迅速衰减.

5 结 论

为了研究高功率盒形窗内的次级电子倍增效应规律, 本文通过建立研究法向电场作用下陶瓷窗

片与金属波导壁之间的次级电子倍增效应的 MC 模拟模型, 详细分析了次级电子的倍增特点, 给出了相关参数的变化机理. 首先针对模拟结果中金属壁与介质窗之间双面次级电子倍增饱和现象, 分析得出了法向电场作用下双面次级电子倍增发展为单面次级电子倍增的必要条件: 即在满足法向电场作用时介质表面单面倍增的相位聚焦条件的情况下, 双面倍增才能稳定发展至单面倍增, 进而达到饱和和稳定的状态. 同时, 分析讨论了介质表面初始静电场对次级电子倍增发展趋势的影响. 在法向电场和 fD 的取值满足双面谐振倍增的前提下, 当 E_{dc0} 小于 E_{dc} 最低饱和值时, 次级电子总可以倍增发展至高阶单面倍增饱和状态; 当 E_{dc0} 大于 E_{dc} 最低饱和值且落于介质单面谐振倍增的 E_{dc}/E_{rf} 阈值条件之内, 次级电子会迅速以单面倍增的方式达到饱和, E_{dc} 也会同步达到低阶饱和值; 当 E_{dc0} 大于 E_{dc} 最低饱和值且落于单面谐振倍增的 E_{dc}/E_{rf} 阈值条件之外时, 次级电子不能倍增.

参考文献

- [1] Vlieks A E, Allen M A, Callin R S, Fowkes W R, Hoyt E W, Lebacqz J V, Lee T G 1989 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **24** 1023
- [2] Vaughan J R M 1961 *IEEE Trans. ED* **8** 302
- [3] Saito Y, Matuda N, Anami S, Kinbara A, Horikoshi G, Tanaka J 1989 *IEEE Tran. Electr. Insul.* **24** 1029
- [4] Saito Y 1995 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **2** 243
- [5] Michizono S, Saito Y, Yamaguchi S, Anami S, Matuda N, Kinbara A 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 692
- [6] Saito Y, Michizono S, Anami S, Kobayashi S 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 566
- [7] Michizono S 2007 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **14** 583
- [8] Michizono S, Saito Y 2011 *Vacuum* **60** 235
- [9] Neuber A, Dickens J, Hemmert D, Krompholz H, Hatfield L L, Kristiansen M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 296
- [10] Neuber A, Hemmert D, Krompholz H, Hatfield L, Kristiansen M 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 1724
- [11] Farnworth P T 1934 *J. Franklin Inst.* **218** 411
- [12] Bruining H 1954 *Physics and Applications of Secondary Electron Emission* (London: Pergamon Press)
- [13] Anderson R A, Brainard J P 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1414
- [14] Miller H C 1989 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **24** 765
- [15] Rasch J 2012 *Ph. D. Dissertation* (Sweden: Chalmers University of Technology)
- [16] Kishek R, Lau Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1218

- [17] Gorshkova M A, Nechaev V E 1999 *Radiophys. Quantum Electron.* **42** 967
- [18] Vdovicheva N K, Sazontov A G, Semenov V E 2004 *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 580
- [19] Torregrosa G, Coves A, Vicente C P, Perez A M, Gimeno B, Boria V E 2006 *IEEE Electron Dev. Lett.* **27** 619
- [20] Coves A, Torregrosa P G, Vicente C, Gimeno B, Boria V E 2008 *IEEE Trans. ED* **55** 2505
- [21] Hays R, Preist D H 1964 *Research on Microwave Window Multipactor and its Inhibition* U. S. A. Army Electronics Laboratories
- [22] Yamaguchi S, Saito Y, Anami S, Michizono S 1992 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** 278
- [23] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [24] Neuber A A, Edmiston G F, Krile J T, Krompholz H, Dickens J C, Kristiansen M 2007 *IEEE Trans. Magn.* **43** 496
- [25] Zhang X, Wang Y, Fan J J, Zhu F, Zhang R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 167901 (in Chinese) [张雪, 王勇, 范俊杰, 朱方, 张瑞 2014 物理学报 **63** 167901]
- [26] Lay K A, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [27] Vaughan J R M 1993 *IEEE Trans. ED* **40** 830
- [28] Barker J R, Schamiloglu E (translated by translating group of "High-Power Microwave source, Technologies") 2005 *High-Power Microwave source and Technologies* (Beijing: Qinghua University Press) (in Chinese) [Barker J R, Schamiloglu E 编 (《高功率微波源与技术》翻译组译) 2005 高功率微波源与技术 (北京: 清华大学出版社)]
- [29] Semenov V, Nechaev V, Rakova E, Zharova N, Anderson D, Lisak M, Puech J 2005 *Phys. Plasmas* **12** 073508
- [30] Sazontov A, Buyanova M, Semenov V, Rakova E, Vdovicheva N, Anderson D, Lisak M, Puech J, Lapierre L 2005 *Phys. Plasmas* **12** 053102
- [31] Kryazhev A, Buyanova M, Semenov V, Anderson D, Lisak M, Puech J, Lapierre L, Sombrin J 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4736

Research on the development mechanism: from two-sided multipactor to one-sided multipactor^{*}

Zhang Xue^{1)2)†} Wang Yong¹⁾ Xu Qiang¹⁾²⁾

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 100049, China)

(Received 28 April 2015; revised manuscript received 18 June 2015)

Abstract

Multipactor discharge always causes disastrous damage to a vacuum window in high power microwave system, which actually becomes a limiting factor for the output power of vacuum device. To explore the multipactor phenomenon of complicated pill-box window, the multipactor in normal field between the metal boundary and the window disk is studied. Through Monte Carlo (MC) simulations, the susceptible curve is fitted and analyzed. The secondary electrons' avalanche behavior under the normal RF field is discussed. It is noticed that the one-sided multipactor is excited within a very limited $V_{rf}fD$ region when two-sided multipactor is excited initially. The development condition from two-sided multipactor to the one-sided multipactor is proposed. Through analyzing and MC simulation, the condition is achieved. When the normal RF electric field can satisfy the phase focus conditions of one-sided multipactor, the two-sided multipactor will develop into one-sided multipactor and then reach a saturation value. Meanwhile, the initial effect of electrostatic field on one-sided multipactor is also discussed. On condition that two-sided multipactor can be excited, the number of secondary electrons can increase up to a saturation value when E_{dc0} is lower than the minimal saturation value of E_{dc} . When E_{dc0} is larger than the minimal saturation value of E_{dc} and in the E_{dc}/E_{rf} threshold of one-sided resonant multipactor, the number of secondary electrons can also increase to a saturation value. However, When E_{dc0} is larger than the minimal saturation value of E_{dc} but beyond the E_{dc}/E_{rf} threshold of one-sided resonant multipactor, secondary electrons will be suppressed.

Keywords: pill-box window, two-sided multipactor, one-sided multipactor

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

DOI: 10.7498/aps.64.207902

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328901).

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