

刻周期半圆弧槽窗片对次级电子倍增效应的抑制*

张雪^{1)2)†} 范俊杰¹⁾ 王勇¹⁾

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5月4日收到; 2014年7月24日收到修改稿)

为了抑制高功率盒形窗内的次级电子倍增效应, 研究了一种刻周期半圆弧槽窗片结构. 通过对槽内电场进行分析, 证明了半圆弧状槽可以有效避免尖锐边界的局部场增强效应. 利用蒙特卡罗随机算法对槽内的次级电子倍增效应进行数值模拟, 跟踪次级电子的轨迹及发展趋势, 获得了不同槽宽所对应的抑制次级电子倍增最低电场强度. 讨论了法向电场对半圆弧槽抑制次级电子倍增的影响. 该结构有望在高功率速调管中获得应用.

关键词: 盒形窗, 半圆弧槽, 次级电子倍增, 蒙特卡罗模拟

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

DOI: 10.7498/aps.63.227902

1 引言

由次级电子倍增引发的高功率盒形窗失效现象曾在高功率微波源及高能粒子加速系统频繁发生, 并一度造成灾难性影响, 这也是现今研制S波段百兆瓦量级速调管所必须克服的难题^[1-5]. 目前, 抑制盒形窗内次级电子倍增效应较为普遍的方法为镀TiN膜, 但膜层随使用时间的增长抑制效果明显下降^[6,7]. 因此, 科研工作者将研究重点由材料技术转移到从结构上寻求突破, 如增加外磁场抑制倍增^[8,9]、利用窗片表面刻槽抑制倍增等. 窗片表面周期刻槽技术早期由德州理工大学(TTU)的Neuber通过高功率实验获得验证^[10,11], 近几年, 这种方法引起了国内研究学者的关注. 周期刻槽表面通过改变电子沿窗片表面的运行轨迹来抑制倍增, 主要应用在切向电场较强的场合. 西北核技术所与国防科技大学的科研团队在窗片刻槽抑制次级电子倍增技术上做了很多研究工作, 从理论上证明了矩形、三角槽等结构可有效抑制介质表面的次级电子倍增现象, 使得传输功率得到显著提升, 并通过

高功率实验进行了验证^[12-16]. 然而, 这类具有尖锐边界的槽结构极易引起局部强电场汇聚, 在高功率传输的情况下存在介质击穿的隐患. 为了将窗片刻槽技术应用到高功率盒形窗, 本文设计了一种刻周期半圆弧槽窗片, 用以避免尖端场增强效应以及平坦边界的连续雪崩效应, 并通过Monte-Carlo(MC)数值模拟算法对该窗片的性能进行了研究.

2 理论分析

利用刻槽窗片来抑制次级电子倍增效应的原理如图1所示. 这里 E_s 为槽内电场, 是表面切向电场 E_y 向槽内的转换, $E_s = \beta E_y$, β 为场增强系数. 较单面切向倍增而言, 双面法向倍增自持的条件较为“苛刻”, 需要电子在倍增能量阈值范围内保持相位稳定. 在槽宽与电场强度不能有效“匹配”的情况下, 次级电子很容易被抑制掉. 抑制槽内次级电子的法向双面倍增, 可以从干扰其能量阈值条件与相位稳定条件入手. 对于较高传输功率下工作的盒型窗, 干扰次级电子的能量阈值条件可以令次级电子到达槽侧壁的入射能量高于倍增能量阈值的

* 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

上限 $W_{inc} > W_2$, 即令槽宽 $d > \frac{W_2}{eE_s}$. 为了干扰双面倍增的相位稳定条件以及避免次级电子在槽内长程运行造成的槽底连续倍增效应, 槽宽 d 不可过大. 应使电子从一个侧壁到另一个侧壁的渡越时间小于半个射频周期 $\tau < \frac{T}{2}$ [17,18], 即槽宽需小于电子在槽内的平均运行距离, 即 $d < \frac{2eE_s}{m\omega^2}$, 这里 e 为电子电荷, m 为电子质量, ω 为电场频率. 综合上述两个条件, 当槽宽在 $\frac{W_2}{eE_s} < d < \frac{2eE_s}{m\omega^2}$ 范围内, 次级电子便可以可以被有效抑制.

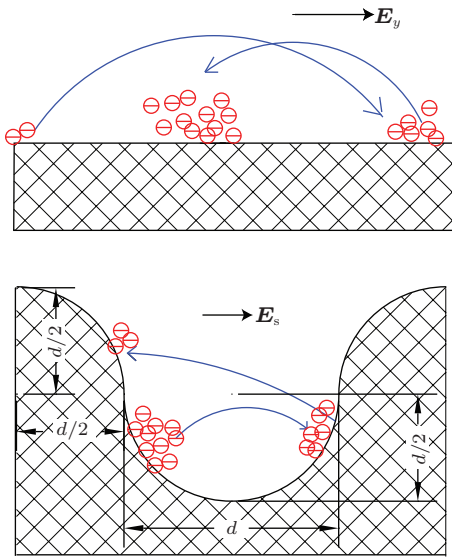


图1 刻槽窗片抑制次级电子倍增示意图

本文所研究的半圆弧状槽电场分布见图2. 电场 E_s 在槽的下半球近似为均匀分布 $E_{s_bottom} = \frac{2\varepsilon_r}{\varepsilon_r + \varepsilon_0} E_y$. 槽上半部分的电场分布较为复杂:

$$E_{s_top} = E_y + \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_0}{\varepsilon_r + \varepsilon_0} E_y \left\{ \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 \cos \theta + \frac{R^2(4R - r \cos \theta)}{(r^2 + 16R^2 - 8Rr \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} \right] e_r + \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 \sin(\theta) + \frac{R^2 r \sin \theta}{(r^2 + 16R^2 - 8Rr \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} \right] e_\theta \right\} \quad (1)$$

$0 < \theta < \frac{\pi}{7}, R \leq r \leq \sqrt{5}R,$

其中, 陶瓷窗片的相对介电常数 $\varepsilon_r = 9.4$, 真空介电常数 $\varepsilon_0 = 1$. 槽内电场沿 $y = 0$ mm 对称分布, E_{s_top} 为 $0 < \theta < \frac{\pi}{7}, R \leq r \leq \sqrt{5}R$ 范围内的电场.

电场最强的位置位于 $\theta = 0^\circ, r = R$, 这里电场

$$E_{s_top_max} = \left(1 + \frac{10}{9} \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_0}{\varepsilon_r + \varepsilon_0} \right) E_y,$$

$\beta \approx 1.9$. 电场最弱的区域为槽中心 $\theta = \frac{\pi}{7}, r = \sqrt{5}R$ 处,

$$E_{s_top_min} = \left(1 + \frac{2}{5} \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_0}{\varepsilon_r + \varepsilon_0} \right) E_y,$$

$\beta \approx 1.32$. 显然, 半圆弧状槽内的电场增强因子为有限值, 避免了尖锐边界附近局部电场无穷大的情况.

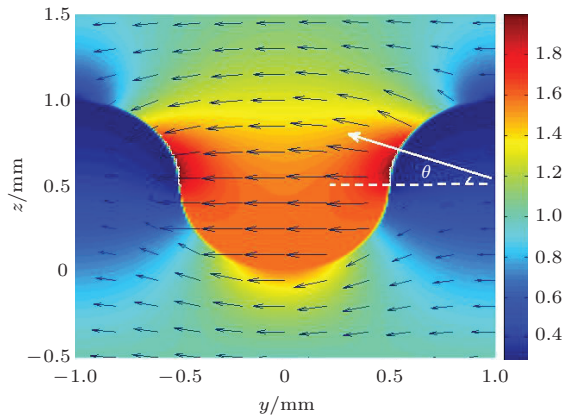


图2 (网刊彩色) 切向电场在半圆弧槽内的分布

3 数值模拟

利用MC随机算法对槽内次级电子倍增现象进行数值模拟, 粒子的发射状态(发射角度服从正弦分布, 发射能量服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布)可以通过随机采样获得. 发射到计算区域内的电子仅仅由电场力推进, 窗片初级电子与边界碰撞时的次级发射系数由Vaughan的常数-k理论来处理 [19-21], 陶瓷窗片的最大次级电子发射系数以及相应的发射能量设置为: $\delta_{max0}^{ceramic} = 3$, $W_{max0}^{ceramic} = 400$ eV. 初始化阶段在计算空间随机发射 $N_e = N_0$ 个粒子, 粒子受电场力的作用做加速或减速运动, 通过求解动力方程 (2a)—(2b) 更新粒子的位置和运行速度. 其中 θ 为初始发射相位, S_y, S_z 为电子沿切向和法向方向的运行轨迹, V_y 和 V_z 为其相应的运行速度. E_{sy} 和 E_{sz} 为槽内电场 E_s 沿切向和法向的分量. 当粒子运行到旁槽位置, 程序自动设置为丢失.

$$\frac{\partial^2 S_y}{\partial t^2} = \frac{e}{m} E_{sy} \cos(\omega t + \theta), V_y = \frac{\partial S_y}{\partial t}, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial^2 S_z}{\partial t^2} = \frac{e}{m} E_{sz} \cos(\omega t + \theta), V_z = \frac{\partial S_z}{\partial t}. \quad (2b)$$

3.1 半圆弧槽内次级电子倍增效应数值模拟结果

由于槽距(槽内两侧壁的距离)由槽底至槽顶逐渐增大,适合抑制倍增的槽宽 d (半圆弧直径)需借助数值模拟的方式获得.利用MC算法来模拟不同槽宽内次级电子的倍增发展状况,可得到图3所示的关系曲线.其中横轴为槽宽 d ,纵轴为对应的槽宽下,抑制次级电子倍增所需的最低场强 E_{y_min} .对于给定的 d ,当槽内电场 $E_y > E_{y_min}$ 时,倍增可以被有效抑制.随着 d 的缩短,场强阈值 E_{y_min} 也随之下降.图4(a)表示了 $d = 1\text{ mm}$ 时,次级电子倍增在不同 E_y 下的倍增变化趋势.当 d 的取值足以抑制倍增时,电场强度越高,倍增抑制速度越快.图4(b)为 $E_y = 2\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时,次级电子随 d 的变化.在场强足以抑制倍增的情况下,槽宽值越小,倍增抑制速也越快.对于S波段大功率盒形窗($f = 2.856\text{ GHz}$),传输波长为 $\lambda = 105\text{ mm}$,毫米量级的槽宽对微波传输的影响可以忽略.

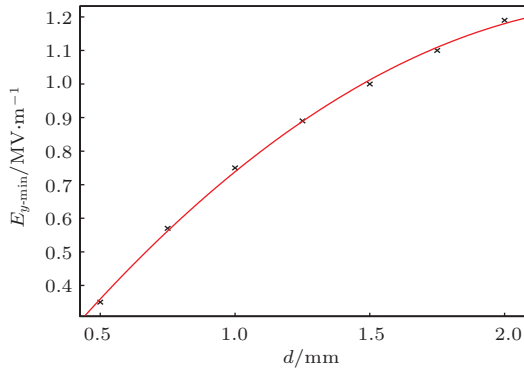


图3 槽宽 vs 场强阈值下限

诚然,槽宽 d 的值越小,可抑制倍增的电场取值范围越宽.但是考虑到过窄的槽壁难以承受高能电子的反复轰击,有被打穿的危险,在工程应用中选择了 $d = 1\text{ mm}$ 的槽宽.在此槽宽下,当 $E_y > 0.75\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时,次级电子便可以可以有效抑制.图5为 $d = 1\text{ mm}$, $E_y = 1\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时,次级电子在槽内运行的轨迹及暂态空间分布.绝大多数粒子在电场反向之前通过反复碰撞槽侧壁而被抑制下去.当电场反向时,仅有少部分粒子可以到达对面槽壁.图6对比了 $d = 1\text{ mm}$ 时,倍增激发场强与倍增抑制场强驱动下的平均次级电子倍增系数. $E_y = 0.5\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, $\delta_{av} > 1$,二次电子持续增长,当 $E_y = 2\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, $\delta_{av} < 1$ 次级电子可以被有效抑制.

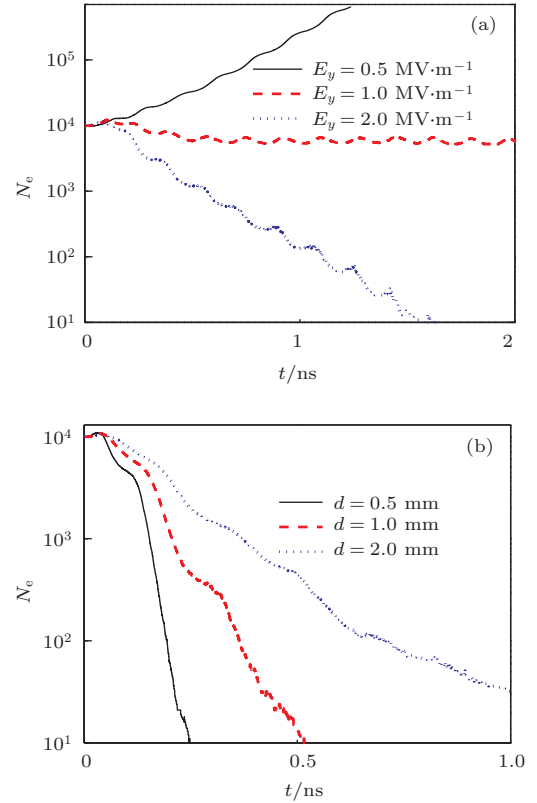


图4 (a) $d = 1\text{ mm}$ 时次级电子倍增效应随电场强度的变化;(b) $E_y = 2\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时次级电子倍增效应随槽宽的变化

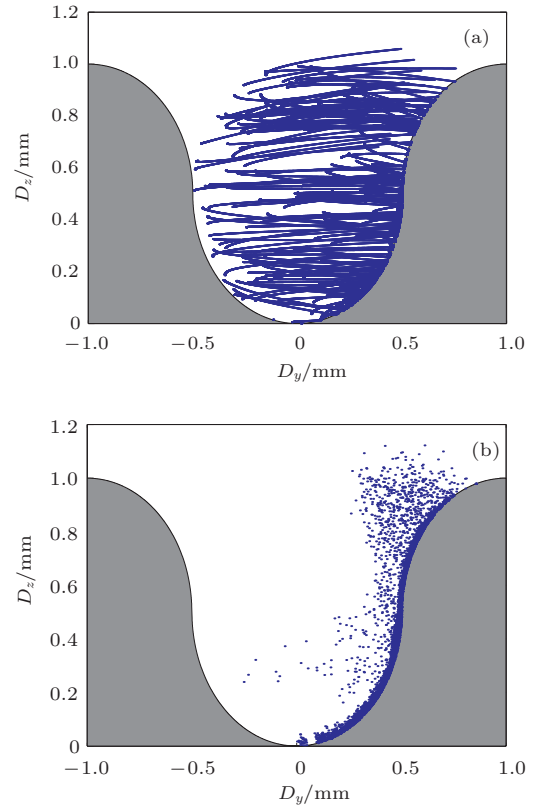


图5 $d = 1\text{ mm}$, $E_y = 1\text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时 (a) 次级电子运动轨迹;(b) 次级电子暂态空间分布

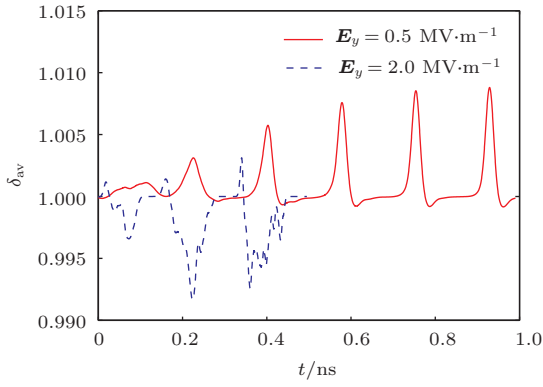


图6 $d = 1 \text{ mm}$ 时, 平均次级电子倍增系数 δ_{av}

3.2 法向电场对槽内次级电子倍增效应的影响

由矩形波导向盒形窗圆波导变换处的不连续性衍生了 TM_{11} 截止模, 在倍增过程中该模式的法向电场对槽内的电子具有沿 z 方向的扰动作用 [22,23]. 法向电场 E_z 在槽内分布 E'_s 如图 7 所示. 可以看出, 当电场法向入射到槽表面时, 场增强效应发生在槽顶位置, E'_s 在槽内为法向电场 E_z 的衰减场.

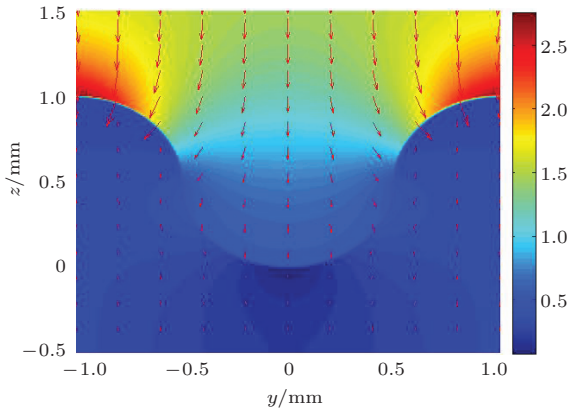


图7 (网刊彩色) 法向电场在半圆弧槽内的分布

法向电场对槽内的次级电子倍增的影响将通过跟踪电子的轨迹进行探讨. 当存在法向电场时, 电子动力学方程需修改为 (3a)—(3b) 式, 这里 E'_{sy} 和 E'_{sz} 为法向电场 E_z (E_z 与 E_y 有 $\pi/2$ 相位差) 在槽内的场分量.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 S_y}{\partial t^2} &= \frac{e}{m} [E_{sy} \cos(\omega t + \theta) \\ &+ E'_{sy} \sin(\omega t + \theta)], \quad V_y = \frac{\partial S_y}{\partial t}, \quad (3a) \\ \frac{\partial^2 S_z}{\partial t^2} &= \frac{e}{m} [E_{sz} \cos(\omega t + \theta) \\ &+ E'_{sz} \sin(\omega t + \theta)], \quad V_z = \frac{\partial S_z}{\partial t}. \quad (3b) \end{aligned}$$

图 8 为 $d = 1 \text{ mm}$, $E_y = 2.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$, $E_z = 1.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 不同的发射相位下次级电子的运行轨迹. 当 $\theta = \pi/2$ 时, 次级电子受到背向窗片表面即 z 正向的力, 电子有被拉出弧形槽的趋势; 当 $\theta = 3\pi/2$ 时次级电子受到指向窗片表面即 z 负向的力, 对槽底的轰击作用较强.

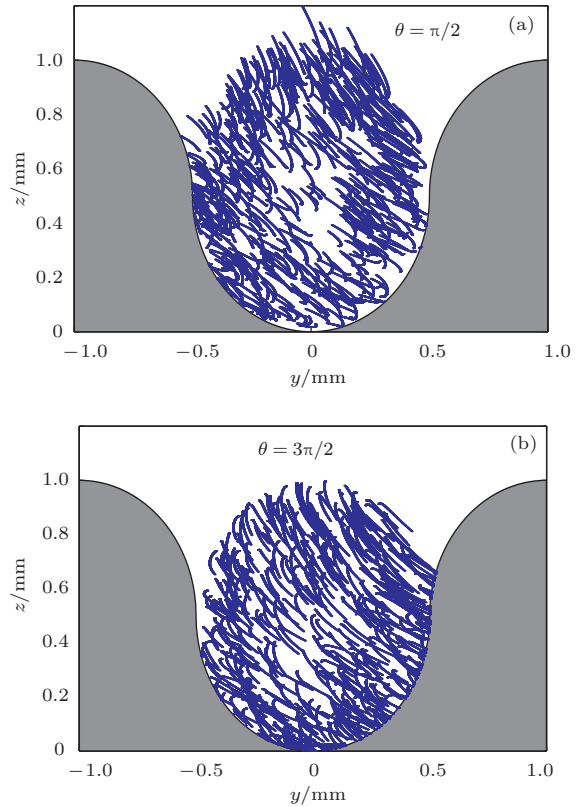


图8 $d = 1 \text{ mm}$, $E_y = 2.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$, $E_z = 1.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 次级电子的运动轨迹

由于电场的周期性, 法向电场存在时, 槽内次级电子的发展存在一定的规律性. 图 9 对比了 $E_y = 2.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时, 次级电子在不同强度法向电场下的倍增发展过程. 可以看出, E_z 值越高, 倍增相位内的次级电子产生率也越高, 衰减相位内次级电子衰减速度也越快, 即法向电场增加了槽内次级电子的变化幅度. 通过图 10 中次级电子的暂态空间分布, 我们对次级电子受法向电场影响的演变过程进行了深入分析. 当 $t < T/4$ 时, E_z 和 E_y 均为正向, E_z 为初级电子提供了法向速度, 电子可以以较大的入射角 (接近切向入射) 碰撞侧壁, 其次级电子产生率远远大于电子垂直入射的情况, 因此在初始阶段, 次级电子呈倍增趋势. 法向场 $E_z = 0.2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 与切向电场 E_y 相比较弱, 在 E_y

反向之前,槽侧壁表面的次级电子能量较弱,难以维持倍增;当 $E_z = 1.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时,在 E_y 反向之前,较强的 E_z 仍能为次级电子提供能量,切向倍增使得次级电子持续增长.当 $t = T/4$ 时,切向电场反向,法向电场并未反向,电子仍然受到正向 E_z 的作用,次级电子反向碰撞对面侧壁时,电子仍具有较大的切向速度,次级电子呈增长趋势发展.当 $t = T/2$ 时,切向电场为负,法向电场也为反向(指向槽底),此时电子的入射角度较小(接近法向入射),电子迅速衰减下去,在此过程中, E_z 越大,入射角越小,次级电子衰减得也越快.综上所述,在倍增相位内, E_z 的存在会激励起额外的次级电子,但在衰减相位内,这些电子也会迅速衰减下去, E_z 对倍增的抑制并无决定性影响.

与普通的跑道型周期刻槽窗片不同,本文对半

圆弧槽的周期结构进行了改进,在实际的工程应用中采用了刻周期同心圆状槽窗片,如图 11 所示.这种结构不仅避免了安装时繁冗的校正工作,且对窗片边缘处的倍增效应也有一定的抑制效果.

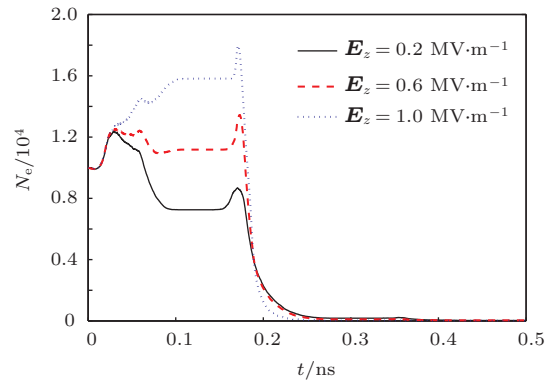


图9 $d = 1 \text{ mm}$, $E_s = 2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时次级电子随 E_z 的倍增变化趋势

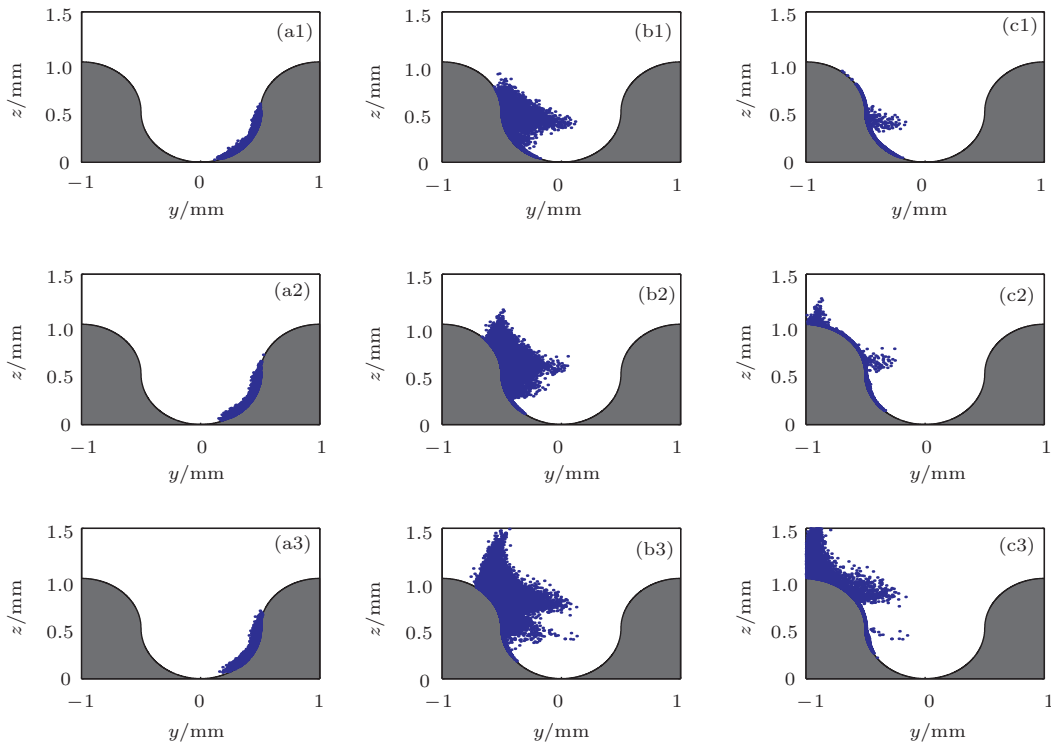


图10 $d = 1 \text{ mm}$, $E_y = 2.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 时次级电子暂态空间分布 (a) $t = 0.11 \text{ ns}$; (b) $t = 0.173 \text{ ns}$; (c) $t = 0.186 \text{ ns}$; “1” $E_z = 0.2 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$; “2” $E_z = 0.6 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$; “3” $E_z = 1.0 \text{ MV}\cdot\text{m}^{-1}$



图11 周期同心半圆弧槽窗片表面示意图

4 结 论

本文提出了一种新型刻周期半圆弧槽窗片结构,用以抑制高功率盒形窗内次级电子倍增效应.通过理论分析槽内的场结构、MC算法数值模拟槽内次级电子倍增现象,证明了半圆弧槽窗片在抗局部场增强效应方面的优势,以及对次级电子倍增效应的有效抑制.在槽内电场 E_s 与槽宽 d 组

合满足抑制倍增的前提下, d 越小, 次级电子衰减速度越快; E_y 越高, 次级电子衰减速度越快. 在工程应用中, 选择槽宽为 $d = 1$ mm, 当槽内电场 $E_y > 0.75$ MV·m⁻¹ 时, 便可以有效抑制次级电子. 法向电场 E_z 的存在仅仅增加了次级电子在垂直于窗片方向上的运动速度, 对槽内的次级电子倍增抑制过程并无决定性影响.

参考文献

- [1] Vlieks A E, Allen M A, Callin R S, Fowkes W R, Hoyt E W, Lebacquz J V, Lee T G 1989 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **24** 1023
- [2] Saito Y, Michizono S, Anami S, Kobayashi S 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 566
- [3] Saito Y 1993 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **2** 243
- [4] Power J G, Gai W, Gold S H, Kinkead A K, Konecny R, Jing C, Liu W, Yusof Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **23** 164801
- [5] Zhu F, Zhang Z C, Luo J R, Zhang Y W 2010 *IEEE Trans. ED* **57** 946
- [6] Michizono S, Kinbara A, Saito Y, Yamaguchi S, Anami S, Matuda N 1992 *J. Vacuum Sci. Technol. A* **10** 1180
- [7] Michizono S, Saito Y, Yamaguchi S, Anami S, Matuda N, Kinbara A 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 692
- [8] Valfells A, Ang L K, Lau Y Y, Gilgenbach R M 2000 *Phys. Plasmas* **7** 750
- [9] Cai L B, Wang J G, Zhu X Q, Wang Y, Xuan C, Xia H F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075101 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国, 朱湘琴, 王玥, 宣春, 夏洪富 2012 物理学报 **61** 075101]
- [10] Neuber A A, Edmiston G F, Krompholz J T, Dickens J C, Kristiansen M 2007 *IEEE Trans. Magnetics* **43** 496
- [11] Edmiston G F, Krile J T, Neuber A A 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 946
- [12] Chang C, Liu G Z, Huang H J, Chen C H, Fang J Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 083501
- [13] Chang C, Huang H J, Liu G Z, Chen C H, Hou Q 2009 *Phys. Plasmas* **105** 123305
- [14] Cheng G X, Cai D, Hong Z Q, Liu L 2013 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **20** 1942
- [15] Cheng G X, Cheng X B, Liu L, Liu X L 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 801 (in Chinese) [程国新, 程新兵, 刘列, 刘新亮 2012 强激光与粒子束 **24** 801]
- [16] Zhang H B, Yang J H, Cheng G X, Li G L, Shu T 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 1189 (in Chinese) [张慧博, 杨建华, 程国新, 李国林, 舒挺 2013 强激光与粒子束 **25** 1189]
- [17] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [18] Kryazhev A, Buyanova M, Semenov V, Anderson D, Lisak M 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4736
- [19] Ang L K, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [20] Vaughan J R M 1961 *IEEE Trans. ED* **8** 302
- [21] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. ED* **35** 1172
- [22] 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]
- [23] 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]

Suppression effect of periodic semicircle groove disk on multipactor*

Zhang Xue^{1)2)†} Fan Jun-Jie¹⁾ Wang Yong¹⁾

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 4 May 2014; revised manuscript received 24 July 2014)

Abstract

In this paper, the periodic semicircle groove disk is investigated to restrain the multipactor phenomenon in high power pill-box window. Through the theoretical analysis, the semicircle groove is proved to avoid the local field enhancement, which always exists in the vicinity of the sharp boundary groove. The proper groove width with a corresponding minimal suppression tangential electric field is achieved by simulating the multipactor procedure with Monte-Carlo algorithm. The effect of normal electric field is also analyzed. This configuration is to be applied to the high power klystron.

Keywords: pill-box window, semicircle groove, multipactor, Monte-Carlo simulation

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

DOI: [10.7498/aps.63.227902](https://doi.org/10.7498/aps.63.227902)

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

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