

横磁模下介质表面二次电子倍增的抑制

李爽 常超 王建国 刘彦升 朱梦 郭乐田 谢佳玲

Suppression of secondary electron multipactor on dielectric surface in TM mode

Li Shuang Chang Chao Wang Jian-Guo Liu Yan-Sheng Zhu Meng Guo Le-Tian Xie Jia-Ling

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 137701 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.137701

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.137701>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高压氦气平行极板击穿电压实验研究

Experimental study on breakdown voltage between parallel plates in high-pressure helium

物理学报.2015, 64(10): 105101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105101>

聚丙烯中电树枝生长机理研究

The mechanism of electrical treeing propagation in polypropylene

物理学报.2014, 63(17): 177701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.177701>

基于局部放电理论的聚合物电介质击穿动力学理论研究

Studies on the kinetic theory of polymer dielectric breakdown due to partial discharge

物理学报.2014, 63(11): 117701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.117701>

磁控溅射辉光放电特性的模拟研究

Computer simulation of the glow discharge characteristics in magnetron sputtering

物理学报.2012, 61(16): 165101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.165101>

外磁场对介质表面次级电子倍增效应的影响

Effects of an external magnetic field on multipactor on a dielectric surface

物理学报.2012, 61(7): 075101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.075101>

横磁模下介质表面二次电子倍增的抑制*

李爽^{1)2)†} 常超^{1)3)‡} 王建国¹⁾²⁾ 刘彦升¹⁾ 朱梦¹⁾ 郭乐田¹⁾ 谢佳玲¹⁾

1)(西北核技术研究所高功率微波重点实验室, 西安 710024)

2)(西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

3)(西安交通大学电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

(2015年1月15日收到; 2015年2月11日收到修改稿)

在介质加载加速器结构(DLA)内, 提出采用刻槽结构结合外加磁场的方法用于在电磁场横磁(TM)模式下抑制介质表面的电子倍增. 通过理论分析和数值模拟, 比较了刻槽结构和纵向磁场对斜面上电子碰撞能量和渡越时间的影响, 得到了在介质表面同时存在法向RF电场及切向RF电场时, 采用刻槽结构并施加一定的纵向磁场强度, 可有效抑制二次电子倍增的发展, 提高介质面的击穿阈值.

关键词: 介质加载加速器, 横磁模, 二次电子倍增, 击穿

PACS: 77.22.Jp, 51.50.+v, 32.30.Bv, 29.20.Ej

DOI: 10.7498/aps.64.137701

1 引言

作为一种新型的加速腔结构, 介质加载加速器(dielectric load accelerator, DLA)具有电场加速梯度较高、结构较紧凑等显著优点. 目前的DLA加速腔可以在10 GHz频率下, 实现高达100 MV/m的电场梯度^[1].

但是对于DLA结构, 限制其进一步提高腔内加速梯度的主要因素在于介质内表面的谐振倍增. 介质表面的谐振倍增会严重限制介质加载加速器结构的功率容量, Power等的研究证明介质单表面谐振倍增会导致近50%的功率吸收^[2-7]. 对于发生在介质表面的谐振倍增过程来讲, 二次电子在径向电场的加速力作用下, 会离开介质表面, 并在大约一个RF周期之后返回到介质表面上. 而此时, 电子轰击介质表面产生的二次电子又会被电场加速, 离开介质表面, 进而形成了介质表面的电子持续倍增^[8-10], 最终造成介质表面的击穿现象. 因此发生在DLA结构表面的电子倍增现象引起了研究

人员的广泛关注. Chang等提出了施加纵向磁场的方法来抑制DLA结构内的电子倍增^[11]. 在纵向磁场的作用下, 介质表面上二次电子的碰撞轨迹持续减小, 因而破坏了谐振机理, 抑制二次电子的进一步发展^[12-14]. 不过, 虽然介质表面电场径向分量所带来的倍增, 可通过满足特定幅度和方向的谐振磁场来实现抑制. 但是, 该磁场却不能抑制与其平行的轴向电场和与其垂直的径向电场同时作用所带来的倍增. 尤其是对于DLA结构内的 TM_{01} 模式, 其电场包括了平行和垂直于介质表面的两个分量, 单纯通过施加纵向磁场方法难以抑制谐振倍增的发展.

此时, 考虑在HPM介质窗的谐振倍增抑制过程中^[15,16], 采用周期性表面结构可以抑制平行于介质表面的切向电场分量引发的二次电子倍增^[17-24]. 其原理是通过设计周期性表面改变电子轨迹, 降低电子碰撞能量, 使其小于二次产额曲线的第一交叉点, 同时降低电子渡越时间, 使其远小于微波半周期, 使电子能够在 $T/2$ 时间内多次以产额 < 1 来碰撞, 并快速衰减. 而且周期性矩形和三

* 国家自然科学基金(批准号: 1110518, 61231003)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lishuang@nint.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: changchao@nint.ac.cn

角形表面已经被理论和实验证实,能够有效抑制二次电子倍增而提高真空窗击穿阈值.因此,本文考虑采用在介质表面设计周期刻槽结构,并施加纵向磁场来抑制DLA结构内的谐振倍增.通过对 TM_{01} 模下,DLA表面电子运动过程的分析,研究了不同磁场、电场强度下,该方法对电子谐振倍增的抑制效果.

2 电子运动分析

在介质加载表面的场分布如图1所示,介质表面的径向电场可以表示为^[25,26] $\mathbf{E}_r = (\pi a/\lambda_z) E_{rf0} \sin(\omega t + \varphi) \mathbf{e}_r$,轴向电场可以表示为 $\mathbf{E}_z = E_{rf0} \cos(\omega t + \varphi) \mathbf{e}_z$,外加轴向磁场 $\mathbf{B}_z = B \mathbf{e}_z$.其中, φ 是电子发射相位,波导内径 $a = 5 \text{ mm}$,微波频率 $f = 11.42 \text{ GHz}$,导波波长 $\lambda_z = 2.63 \text{ cm}$,而 $\pi a/\lambda_z = 0.6$.电子在柱坐标系下的微分运动方程为^[13]

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \Omega r\dot{\theta} - \frac{eE_{rf0}}{m} \left(\frac{\pi a}{\lambda_z} \right) \sin(\omega t + \varphi) + \frac{eE_{dc}}{m}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = -\Omega \dot{r}, \quad (2)$$

$$\ddot{z} = -\frac{\Omega E_{rf0}}{B} \cos(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

其中 $\Omega = eB/m$.

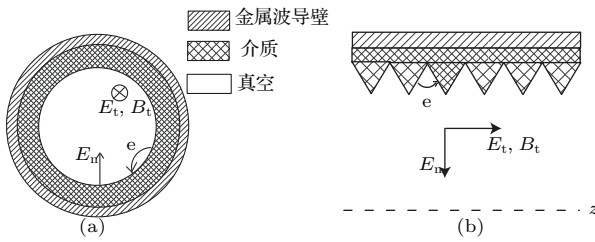


图1 介质加载波导附带刻槽结构及外加磁场示意图 (a) $r\varphi$ 方向; (b) rz 方向
Fig. 1. the sketch of DLA structure with groove structure and external magnetic field (a) direction along $r\varphi$; (b) direction along rz .

通过对方程(1)–(3)进行计算,在 $\dot{r}(0) = 0$, $\dot{\theta}(0) = 0$, $r(0) = a$ 和 $\theta(0) = 0$ 的初始条件下,可以得到电子的轨迹方程为^[11]

$$r = \left(\frac{\pi a}{\lambda_z} \right) \frac{E_{rf0} \Omega}{B(\omega^2 - \Omega^2)} \left[- \left(\sin^2 \varphi + \frac{\omega}{\Omega} \cos^2 \varphi \right) \times (\sin(\Omega t + \varphi) - \sin \varphi) + \left(1 - \frac{\omega}{\Omega} \right) \sin \varphi \cos \varphi \right]$$

$$\times (\cos \varphi - \cos(\Omega t + \varphi)) + \sin(\omega t + \varphi) - \sin \varphi \Big] + a. \quad (4)$$

而电子总能量可以表示为^[11]

$$\begin{aligned} \varepsilon_e(t) &= \frac{m}{2} [\dot{r}^2 + \dot{\theta}^2 + \dot{z}^2] \\ &= \frac{m}{2} (\dot{\theta}^2 + \dot{r}^2) \\ &\quad + \frac{e^2 E_{rf0}^2}{2m\omega^2} (\sin \varphi - \sin(\omega t + \varphi))^2. \end{aligned} \quad (5)$$

对于电子在介质的刻槽斜面上所受到的力,可以将其分解为切向力 F_t 和法向力 F_n , 如下图2所示.

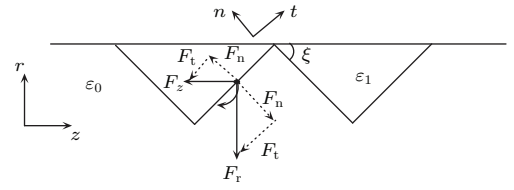


图2 电子在斜面上的受力分析

Fig. 2. the forces on the electrons at inclined plane.

$$\begin{cases} F_n = F_z \cdot \sin \xi - F_r \cdot \cos \xi, \\ F_t = F_z \cdot \cos \xi + F_r \cdot \sin \xi. \end{cases} \quad (6)$$

切向和法向的加速度可以表示为

$$\begin{aligned} a_n(t) &= \left[-\frac{eE_{rf0} \cos(\omega t + \varphi)}{m} \right] \sin \xi \\ &\quad - \left[\Omega r \dot{\theta} - \frac{eE_{rf0}}{m} \left(\frac{\pi a}{\lambda_z} \right) \sin(\omega t + \varphi) + \frac{eE_{dc}}{m} \right] \cos \xi, \\ a_t(t) &= \left[-\frac{eE_{rf0} \cos(\omega t + \varphi)}{m} \right] \cos \xi \\ &\quad + \left[\Omega r \dot{\theta} - \frac{eE_{rf0}}{m} \left(\frac{\pi a}{\lambda_z} \right) \sin(\omega t + \varphi) + \frac{eE_{dc}}{m} \right] \sin \xi. \end{aligned} \quad (7)$$

通过(1)–(3)式还可以得到电子的角向速度^[13]为 $\dot{\theta} = \Omega \ln \frac{a}{r}$, 进而代入(7)式可以得到电子的法向速度 $u_n(t) = \int_0^r a_n(t) dt$ 为

$$\begin{aligned} u_n &= u_0 + \frac{eE_{rf0}}{m\omega} \sin \xi \sin(\omega t + \varphi) \\ &\quad + \frac{eE_{rf0}}{m\omega} \frac{\pi a}{\lambda_z} \cos \xi \cos(\omega t + \varphi) \end{aligned}$$

$$+ \frac{eE_{dc}t}{m} \cos \xi + A + B,$$

其中

$$A = \Omega^2 \cos \xi \int_0^t r \ln \left(\frac{a}{r} \right) dt$$

且

$$B = \Omega^2 \cos \xi \int_0^t r \left(\ln \frac{a}{r} \right)^2 dt.$$

通过二项式拟合方法, 可以得到 A 和 B 的近似表达式, 并得到 u_n 的最终结果.

当电子在斜面上运动时, 每一次碰撞斜面的过程中, 均需满足

$$\int_0^\tau u_n(t) dt = 0. \quad (8)$$

通过对 (8) 式求解, 可以得到电子在每一次碰撞过程中的渡越时间, 进而将渡越时间代入到 (4), (5) 式中, 就可以得到电子在每一次碰撞中的运动位移和能量变化, 具体结果如下图 3 所示. 在计算中, 设定初始电子的发射能量为 10 eV, 电磁场频率 $f = 11.42$ GHz, 表面电场满足 $E_r/E_{dc} = \pi$.

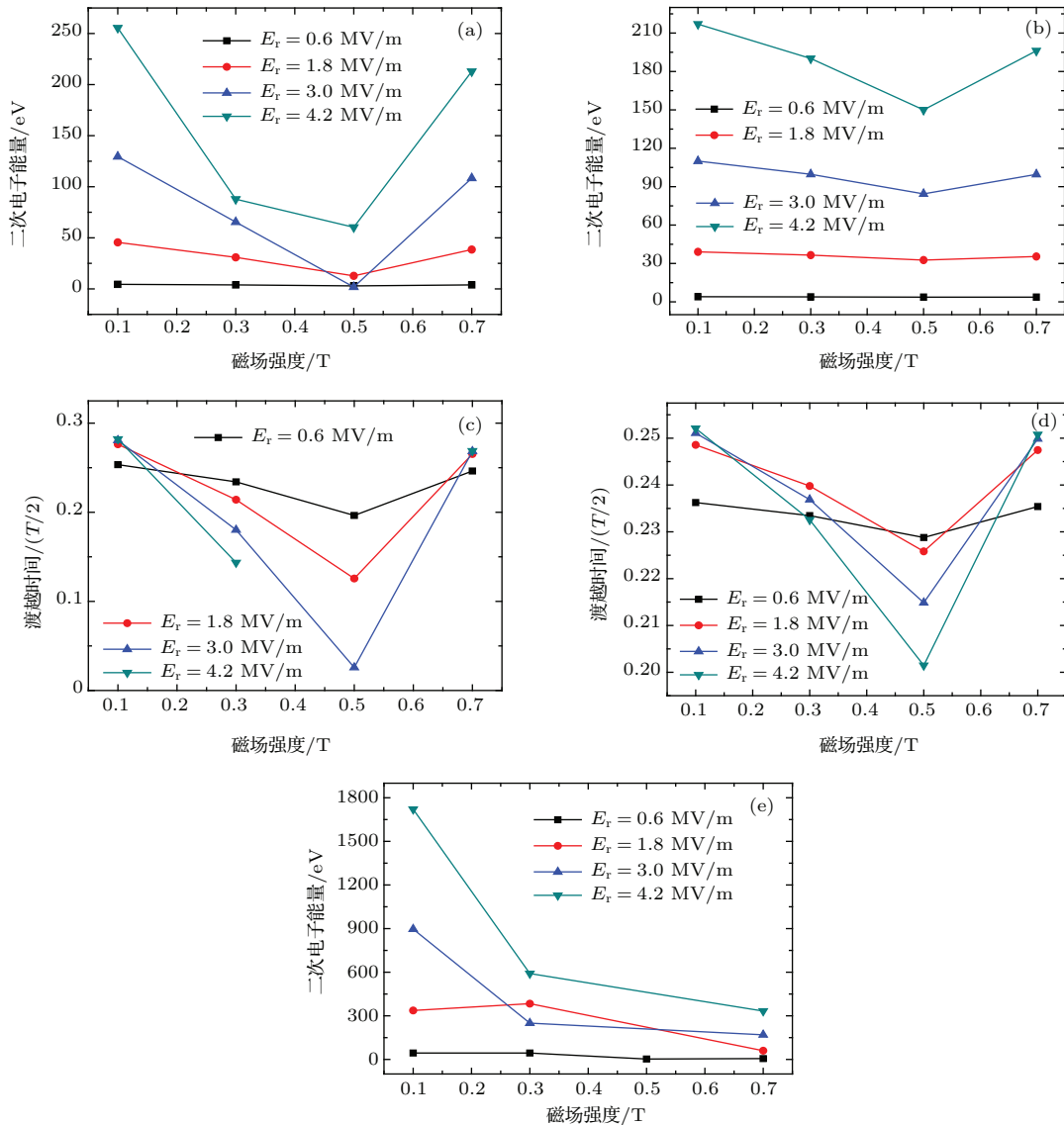


图3 电子的碰撞能量和渡越时间 ((a) 45° 倾角下的碰撞能量; (b) 80° 倾角下的碰撞能量; (c) 45° 倾角下的渡越时间对 1/2 个微波周期 T 的归一化结果; (d) 80° 倾角下的渡越时间对 1/2 个微波周期 T 的归一化结果; (e) 5° 倾角下的碰撞能量)

Fig. 3. the diagram of collision energy and duration time of electron ((a) collision energy at inclined angle of 45°; (b) collision energy at inclined angle of 80°; (c) duration time normalized by 1/2 RF period at inclined angle of 45°; (d) duration time normalized by 1/2 RF period at inclined angle of 80°; (e) collision energy at inclined angle of 5°).

从图3中首先可以看到, 在各个场强条件下, 施加纵向磁场可以有效地降低碰撞能量, 但是磁场强度的选择存在一个最佳的范围, 即0.3—0.5 T. 过低或者过高的磁场都会对电子的碰撞能量造成增强作用. 尤其在高电场条件下, 过低或者过高的磁场会造成二次电子的能量过高而无法实现抑制作用. 同时还可以看到, 刻槽结构的倾角对碰撞电子的能量和渡越时间也有较大的影响. 对比图3的(a), (b)和(e), 在接近于平板(倾角为5°)的结构条件下, 纵向磁场虽然能够在一定程度上抑制电子的碰撞能量, 但是在法向场和切向场的作用下, 尤其是在高场强条件下, 电子碰撞能量始终大于第一能量交叉点, 无法实现倍增的抑制. 所以说在纵向磁场作用的基础上增加介质的刻槽结构, 对于TM₀₁模式下的二次电子倍增抑制是有效的. 而且, 对比图3的(a)和(b), 可以发现, 在0.5 T的纵向磁场作用下, 对于径向电场为3—4 MV/m的高场环境, 45°刻槽结构能够有效地抑制电子的碰撞能量, 而80°大倾角的刻槽结构则不能很好地降低电子能量. 因此, 选择合适的刻槽结构对于二次电子的抑制是有非常重要意义的.

3 PIC模拟

在均匀介质加载TM₀₁模式的圆柱波导内, 通过PIC程序来模拟^[27-29]周期刻槽结构和外加磁场对倍增的影响. 二次发射电子角度分布为余弦分布^[30], 其幅度被归一化. 电子发射能量满足高斯分布, 峰值能量10 eV, 半高宽10 eV. 模拟中参数为频率 $f = 11.42$ GHz, 法向入射下峰值SEY为 $\delta_{m0} = 2.5$, 电子峰值能量 $\epsilon_m = 400$ eV, 表面粗糙度 $k_s = 1$. 同时, 在模拟中考虑了 E_{dc} 的影响, 采取了 $E_r/E_{dc} = \pi$ 的表面法向电场条件^[11]. 通过比较腔内的电荷数密度, 研究刻槽结构、纵向磁场(0.1—0.5 T)以及同时刻槽并施加纵向磁场对DLA结构二次电子倍增的抑制效果. 对比结果中的横坐标为时间对微波周期的归一化, 纵坐标为结构内的电荷数密度(单位为1/m³).

3.1 对比平板结构与刻槽结构

通过图4可以看出, 单纯依靠刻槽, 对电荷数密度剧增的抑制效果不是很好. 这是因为, 没有磁

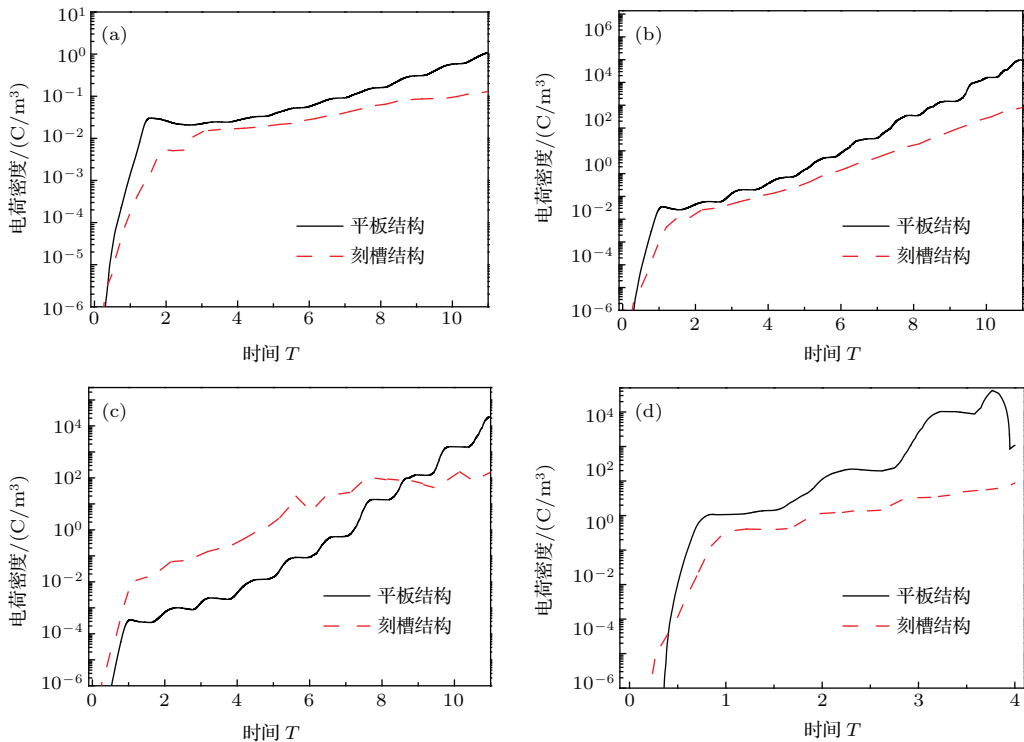


图4 平板与刻槽结构在不同场强条件下的结果对比 (a) $E_r = 0.656$ MV/m; (b) $E_r = 1.94$ MV/m; (c) $E_r = 3.2$ MV/m; (d) $E_r = 5.76$ MV/m

Fig. 4. Comparison of the structures of planer and groove under different electric field strength ((a) $E_r = 0.656$ MV/m; (b) $E_r = 1.94$ MV/m; (c) $E_r = 3.2$ MV/m; (d) $E_r = 5.76$ MV/m).

场时, 在电场平行分量和垂直分量的作用下, 电子在一侧的斜面上运动的切向力减弱且法向力增强, 而在另外一侧的斜面上会存在法向力减弱而切向力增强. 在这种情况下, 尤其是当电场的垂直分量与平行分量量级相差不大的时候, 就会造成对倍增抑制作用的毁坏, 具体的对比结果如下图 5 所示. 计算条件为刻槽结构的周期取 $P = 2 \text{ mm}$ 、三角槽的高度 $H = 1 \text{ mm}$, RF 场强选取为 $E_{\text{rf}0} = 1.9 \text{ MV/m}$, 通过改变电场方向, 使电场的垂直分量与平行分量之间的比值由 0.08 变化到 1.00, 进而观察在不同垂直电场强度的情况下, 刻槽结构对倍增的抑制效果. 可以看到, 当垂直分量很小时, 刻槽结构对于以切向电场为主所引发的二次电子发射, 可以使电子谐振加速获得能量而实现 $\varepsilon_e > \varepsilon_{p2}$, 且电子渡越时间 $\tau \sim T$, 因而能够实现倍增抑制. 而当垂直分量与平行分量同时影响二次电子发射时, 随着垂直分量的增大, 刻槽结构的抑制作用就会下降, 甚至出现增强倍增的效应. 所以说, 周期性表面结构可以抑制平行于介质表面的电场分量引发的二次电子倍增, 但是对垂直于介质表面的法向电场分量导致的倍增没有抑制、反而有一定的增强

作用.

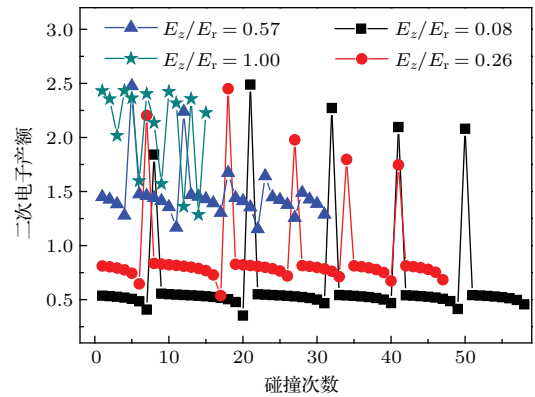


图 5 (网刊彩色) 电场平行分量和垂直分量的相对大小对倍增的影响

Fig. 5. (color online) Influence of the ratio of tangent and normal components on multipactor.

3.2 对比平板结构与施加纵向磁场

通过图 6 可以看出, 施加磁场对电子倍增的抑制是有一定效果的, 而且该效果主要体现在较小的电场条件下 ($E_r = 1.94 \text{ MV/m}$). 当电场强度增强时, 施加磁场所得到的抑制效果并不是很明显. 主要原因是, 当磁场方向垂直于微波电场极化方向以

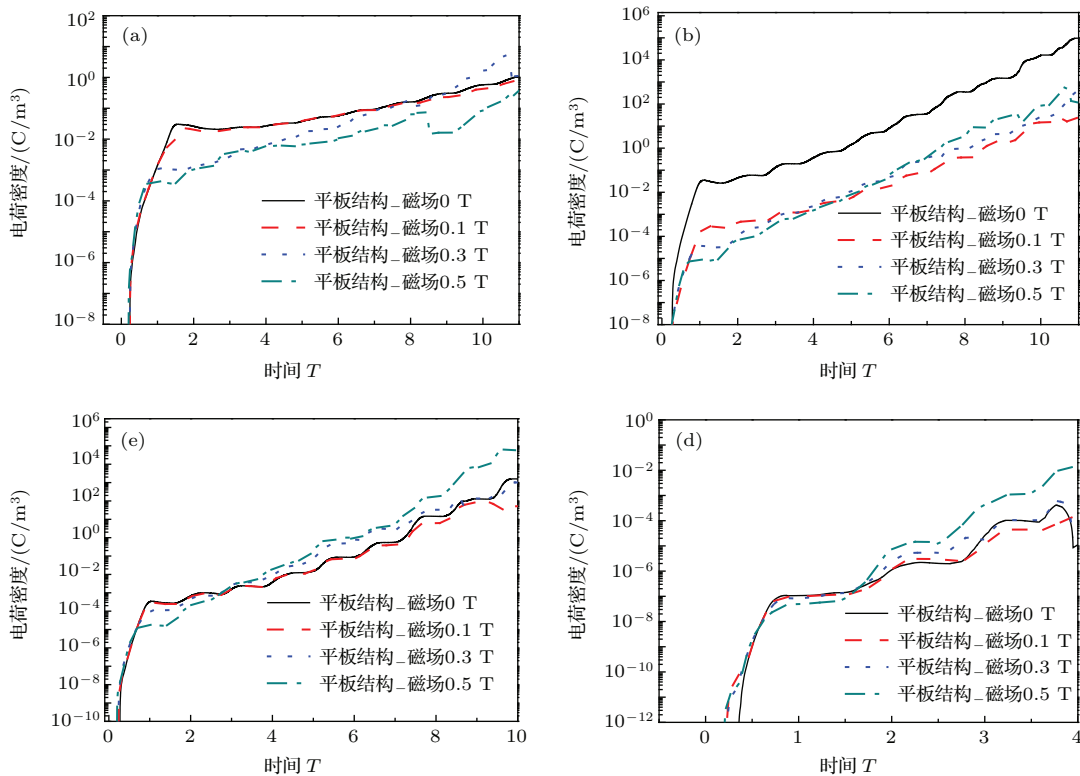


图 6 (网刊彩色) 平板与加磁场在不同场强条件下的结果对比 (a) $E_r = 0.656 \text{ MV/m}$; (b) $E_r = 1.94 \text{ MV/m}$; (c) $E_r = 3.2 \text{ MV/m}$; (d) $E_r = 5.76 \text{ MV/m}$

Fig. 6. (color online) Comparison of the planer structures with magnetic field under different electric field strength ((a) $E_r = 0.656 \text{ MV/m}$; (b) $E_r = 1.94 \text{ MV/m}$; (c) $E_r = 3.2 \text{ MV/m}$; (d) $E_r = 5.76 \text{ MV/m}$).

及垂直于微波传播方向时, 磁场结合微波的电场分量共同加速电子, 使电子能量高于二次产额曲线的第二交叉点, 实现二次产额小于 1, 抑制真空侧二次电子倍增、提高辐射窗口击穿阈值. 然而, 对于同时具有切向电场分量和法向电场分量的电磁波情况, 例如 TM 模式, 磁场难以同时垂直于两个电场分量, 所以该方法难以实现对倍增的有效抑制.

3.3 对比平板结构与刻槽且施加磁场

通过图 7 可以很明显的看出, 同时采用周期性表面和加磁场的方法, 在各个场强条件下都能够有

效降低电荷数目, 对电子的倍增起到较好的抑制效果. 而且很明显, 随着场强的提高, 该技术对电子数目的剧增的抑制效果更好.

同时, 通过对比图 6(d) 和图 7(d), 可以看出, 在高场强条件下, 单独依靠施加磁场来抑制电子倍增的效果是不理想的, 而且磁场越高 (0.5 T), 抑制效果反而有限. 而加上了刻槽技术的话, 电子的数密度大大下降, 能够很好地提高抑制效果. 而且在相同条件下, 增大磁场也有助于提升抑制的效果. 在高场强条件下, 通过介质表面二次电子产额的影响也可以看出该抑制效果的有效性, 如下图 8 所示.

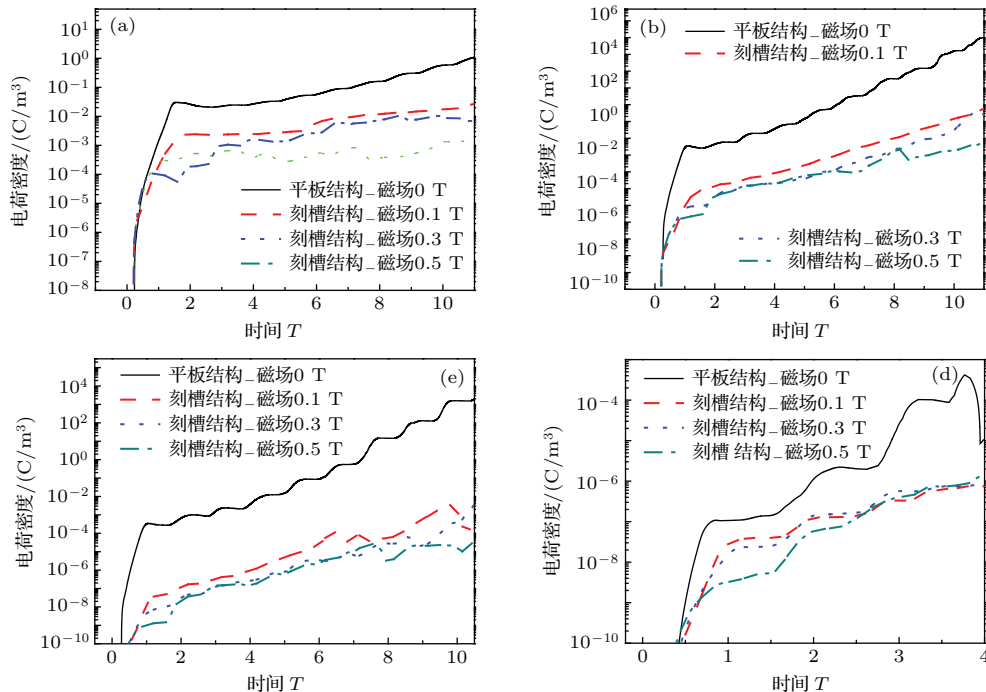


图 7 (网刊彩色) 平板与刻槽且加磁场在不同场强条件下的结果对比 (a) $E_r = 0.656$ MV/m; (b) $E_r = 1.94$ MV/m; (c) $E_r = 3.2$ MV/m; (d) $E_r = 5.76$ MV/m

Fig. 7. (color online) Comparison of the planer structures and the groove structure with magnetic field under different electric field strength ((a) $E_r = 0.656$ MV/m; (b) $E_r = 1.94$ MV/m; (c) $E_r = 3.2$ MV/m; (d) $E_r = 5.76$ MV/m).

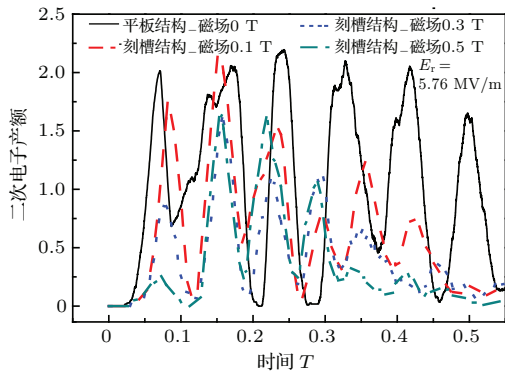


图 8 (网刊彩色) 平板结构与刻槽且加磁场在不同磁场强度下得到的二次电子产额

Fig. 8. (color online) SEY of the planer structure and the groove structures with different magnetic field strength.

4 结 论

通过理论分析和数值模拟计算, 比较了施加纵向磁场和采用刻槽结构对 TM_{01} 模作用下的介质表面二次电子倍增过程的抑制情况. 结果表明, 施加纵向磁场能够对介质表面的电子倍增实现一定的抑制效果, 但是在高场强条件该抑制效果不佳. 而在施加纵向磁场的同时引入周期性刻槽技术, 则能够很好地提高抑制效果. 该方法在各个场强条件下都能够对电子的倍增起到较好的抑制效果. 而且随着场强的提高, 该方法抑制电子剧增的优势更加明显.

参考文献

- [1] Thompson M C, Badakov H, Cook A M, Rosenzweig J B, Tikhoplav R, Travish G, Blumenfeld I, Hogan M J, Ischebeck R, Kirby N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 214801
- [2] Power J G, Gai W, Gold S H, Kinkead A K, Konecny R, Jing C, Liu W, Yusof Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 164801
- [3] Ang L, Lau Y, Kishek R, Gilgenbach RP 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [4] Wang J G, Cai L B, Zhu X Q, Wang Y, Xuan C 2010 *Phys. Plasmas* **17** 063503
- [5] Hao X W, Song B P, Zhang G J 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 16 (in Chinese) [郝西伟, 宋佰鹏, 张冠军 2012 强激光与粒子束 **24** 16]
- [6] Qiu S, Hao X W, Zhang G J, Liu G Z, Hou Q, Huang W H, Zhang Z Q, Zhu X X 2010 *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* **17** 1070
- [7] Dong Y, Dong Z W, Zhou Q H, Yang W Y, Zhou H J 2014 *Acta Physica Sinica* **63** 027901 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 周前红, 杨温渊, 周海京 2014 物理学报 **63** 027901]
- [8] Jing C, Gai W, Power J G, Konecny R, Gold S H, Liu W, Kinkead A K 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1155
- [9] Jing C, Gai W, Power J G, Konecny R, Liu W, Gold S H, Kinkead A K, Tantawi S G, Dolgashev V, Kanareykin A 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1354-
- [10] Kishek R, Lau Y, Valfells A, Ang L K, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [11] Chang C, Verboncoeur J, Tantawi S, Jing C 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 063304
- [12] 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]
- [13] Cai L B, Wang J G, Zhu X Q 2011 *Phys. Plasmas* **18** 7
- [14] Dong Y, Dong Z W, Zhou Q H, Yang W Y, Zhou H J 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 2653 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 周前红, 杨温渊, 周海京 2013 强激光与粒子束 **25** 2653]
- [15] Kim H, Verboncoeur J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123506
- [16] Neuber A, Dickens J, Hemmert D, Krompholz H, Hatfield L, Kristiansen M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 296
- [17] Chang C, Huang H J, Liu G Z, Chen C H, Hou Q, Fang J Y 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 123305
- [18] Chang C, Liu G Z, Huang H J, Chen C H, Fang J Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 083501
- [19] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y, Zhou Q H, Zhou H J 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 399 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 杨温渊, 周前红, 周海京 2013 强激光与粒子束 **25** 399]
- [20] Chen C H, Chang C, Liu W Y, Sun J 2013 *Journal of Applied Physics* **114** 163304
- [21] Chang C, Liu G Z, Fang J Y, Tang C X, Huang H J, Chen C H 2010 *Laser Part. Beams* **28** 185
- [22] Li S, Chang C, Wang J G, Zhu M, Peng J C 2013 *Phys. Plasmas* **20** 123502
- [23] Song B P, Fan Z Z, Su G Q, Mu H B, Zhang G J, Liu C L 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 065008 (in Chinese) [宋佰鹏, 范壮壮, 苏国强, 穆海宝, 张冠军, 刘纯亮 2014 强激光与粒子束 **26** 065008]
- [24] Hao X W, Zhang G J, Qiu S, Huang W H, Liu G Z 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1403
- [25] Power J, Gai W, Gold S, Kinkead A, Konecny R, Jing C, Liu W, Yusof Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **92** 164801
- [26] Wu L, Ang L 2007 *Phys. Plasmas* **14** 013105
- [27] Wang J G, Zhang D H, Liu C L, Li Y D, Wang Y, Wang H G, Qiao H L, Li X Z 2009 *Phys. Plasmas* **16** 033108
- [28] Wang J G, Wang Y, Zhang D H 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 681
- [29] Wang J G, Chen Z G, Wang Y, Zhang D H, Liu C L 2010 *Phys. Plasmas* **17** 073107
- [30] Li Y D, Yang W J, Zhang N, Cui W Z, Liu C L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 077901 (in Chinese) [李永东, 杨文晋, 张娜, 崔万照, 刘纯亮 2013 物理学报 **62** 077901]

Suppression of secondary electron multipactor on dielectric surface in TM mode*

Li Shuang^{1)2)†} Chang Chao^{1)3)‡} Wang Jian-Guo¹⁾²⁾ Liu Yan-Sheng¹⁾ Zhu Meng¹⁾
Guo Le-Tian¹⁾ Xie Jia-Ling¹⁾

1) (*Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

2) (*School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

3) (*Key Laboratory of Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

(Received 15 January 2015; revised manuscript received 11 February 2015)

Abstract

To suppress the secondary electron multipactor on dielectric surfaces of a dielectric load accelerator under an electromagnetic field in TM mode, the method of adopting both groove structure and external axial magnetic field is introduced. As the electric field distribution of the TM mode is composed of both normal and tangential components, it is different from that under the condition of dielectric window in HPM. Thus, theoretical analysis and numerical simulation are employed to study the movement of electrons under different conditions: such as dielectric surface shapes, electric field strength, and magnetic field strength etc. Based on the particle-in-cell (PIC) simulation, the collision energy and transmit-duration of secondary electrons in different groove structures and axial magnetic fields are compared with one another. Results show that the magnetic field is useful for suppressing the development of secondary electron on dielectric surface, while it is not very efficient under high electric field strength. The method of introducing groove structure and certain axial magnetic field on dielectric surface at the same time is capable of affecting the movement of electrons in electric field of different strength. So it is great helpful in improving the ability of multipactor suppression, which is significant for improving the threshold of breakdown on dielectric surface and the power of cavity. However, a too high or too low magnetic field is not very useful for the suppression of multipactor. Furthermore, employing only one of the two parts of the method is also less effective in suppressing the multipactor.

Keywords: dielectric load accelerator, TM mode, secondary electron multipactor, breakdown

PACS: 77.22.Jp, 51.50.+v, 32.30.Bv, 29.20.Ej

DOI: 10.7498/aps.64.137701

* National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 1110518, 61231003).

† Corresponding author. E-mail: lishuang@nint.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: changchao@nint.ac.cn