

外磁场对介质表面次级电子倍增效应的影响*

蔡利兵^{1)†} 王建国¹⁾²⁾ 朱湘琴¹⁾ 王玥¹⁾ 宣春¹⁾ 夏洪富¹⁾

1) (西北核技术研究所, 西安 710024)

2) (西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

(2011年3月21日收到; 2011年7月4日收到修改稿)

本文采用 Particle-in-cell 数值方法模拟研究了不同强度外磁场条件下的次级电子倍增效应过程, 分析了外磁场对次级电子倍增效应的影响. 结果表明, 当外磁场达到一定强度时, 次级电子倍增效应在微波传输的一半时间内被抑制. 通过外磁场抑制, 在理想条件下可以使介质窗的微波传输功率容量提高 4 倍以上.

关键词: 次级电子倍增, 外磁场, 介质表面击穿, 数值模拟

PACS: 51.50.+v, 52.40.Hf, 52.65.Rr

1 引言

随着高功率微波 (high power microwave, HPM) 技术的发展^[1], 目前 HPM 源器件的功率已达 GW 量级. 但发生在馈源介质窗表面的 HPM 击穿已经成为限制 HPM 发射及应用的关键制约因素^[2]. 介质窗表面的 HPM 击穿是一个复杂的物理过程, 其包含很多基本的物理现象, 如场致电子发射、次级电子发射与倍增、放气现象和气体击穿等. 其中场致电子发射为整个击穿过程提供种子电子, 引发次级电子发射雪崩并快速增长达到饱和, 即次级电子倍增. 次级倍增电子与介质表面的碰撞引起介质表面吸附气体的脱附, 脱附的气体分子在介质表面形成气体层. 最终的击穿为介质表面气体层中的气体击穿, 产生大量等离子体, 使微波被大量吸收和反射, 微波传输截止. 在整个击穿过程中, 次级电子倍增效应扮演着关键作用, 其电子与介质表面的碰撞直接决定着介质表面吸附气体的脱附速度和表面气体层的形成速度. 通过抑制次级电子倍增效应, 可以减缓介质表面气体层的形成, 直接增加击穿延迟时间, 减轻或避免击穿的发生, 提高馈源介质窗的微波传输功率容量.

目前, 介质表面次级电子倍增的研究已经比较成熟, 已经建立了较为完备的次级电子倍增理论^[3,4]. Kishkek 等采用 Monte Carlo 方法引

用 Vaughan 的次级电子发射经验公式模拟得到了介质的敏感度曲线. 次级电子倍增的一维粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 则给出了次级电子倍增的时域图像, 其考虑了空间电荷效应, 并结合蒙特卡罗碰撞 (Monte Carlo collisions, MCC) 实现了包含气体碰撞电离的介质表面击穿过程^[5,6]. 微波磁场对次级电子倍增效应的影响也从理论和数值模拟两个方面进行了研究, 发现微波磁场对饱和后的次级电子倍增效应影响很小^[7]. Chang 等人对外磁场的影响进行了理论研究, 并通过粒子运动分析提出了基于回旋共振的外磁场对次级电子倍增效应的抑制^[8,9]. 本文则通过 PIC 方法对外磁场下的介质表面次级电子倍增过程进行了数值模拟研究, 给出了外磁场下次级电子倍增效应的时域发展过程, 提出了一种新的外磁场对次级电子倍增效应的抑制机理, 为介质窗 HPM 击穿的抑制提供一种新的思路.

2 研究模型

2.1 次级电子倍增模型

我们的研究模型如图 1 所示, 微波场垂直于介质表面入射, 微波电场 E_{rf} 平行于介质表面, 外加磁场 B_0 垂直于微波电场, 并平行于介质表面, 介质

* 国家高技术研究发展计划 (863) 资助的课题.

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn

表面正电荷产生的介质表面直流场 E_{dc} 垂直于介质表面. 电子以随机角度 φ 和速度 v_0 发射进入微波场区域, 受微波电场 E_{rf} 加速并获得能量, 受介质表面直流场 E_{dc} 作用返回并以与介质表面法向夹角 ξ 轰击介质表面. 同时, 由于外磁场 B_0 的存在, 运动电子还受磁场力 $qv \times B_0$ 作用, 产生 $E \times B$ 漂移. 电子与介质表面碰撞时将在微波电场中获得的能量沉积到介质表面, 同时打出 δ 个次级电子. 这些次级电子进入微波场区域获得能量并继续轰击打出新的次级电子. 如果次级电子产生率 δ 大于 1, 则次级电子发射雪崩就会发生. 介质表面上的电荷也随之雪崩增加, 直流场 E_{dc} 迅速增加, 电子受到的恢复力增加, 运动时间和能量变小, 次级电子产生率也会减小, 从而进入饱和状态. 其中, 介质表面直流场 E_{dc} 并不直接影响电子与介质表面碰撞时的能量, 只影响电子在微波场区域的运动时间. 另外, 由于微波电场 E_{rf} 方向存在周期性改变, 因此外磁场 B_0 和微波电场 E_{rf} 产生的 $E \times B$ 漂移方向也随之做周期性改变, B_0 磁场力将电子拉回或推离介质表面.

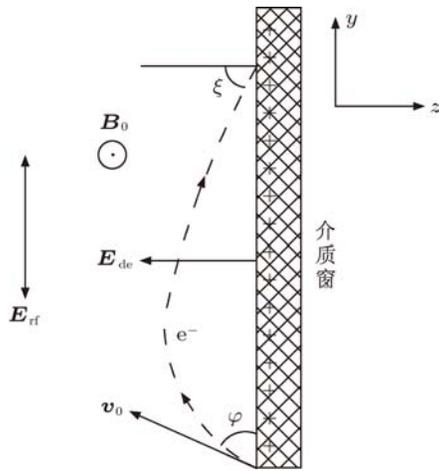


图 1 外磁场下次级电子倍增模型

2.2 PIC 模型

PIC 模拟是在高速计算机上通过跟踪大量微观带电粒子在它们的自洽场和外加电磁场作用下的运动, 再对其进行统计平均, 从而得到宏观物理特性和运动规律的一种数值模拟方法^[10]. 其直接采用原始的粒子描述, 如位置、速度等. 模型包括静电模型、静磁模型和电磁模型. 对于场的求解, 本文采用 PIC 模拟的一维静电模型求解场, 对于粒子的运动, 则采用了三维描述. 基本方程如下:

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \tag{1}$$

$$E_{dc} = -\nabla \phi, \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt} m\mathbf{v} = q(\mathbf{E}_{dc} + \mathbf{E}_{rf} + \mathbf{v} \times (\mathbf{B}_{rf} + \mathbf{B}_0)), \tag{3}$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{x} = \mathbf{v}, \tag{4}$$

其中, ϕ 和 E_{dc} 分别为电荷产生的电势和静电场强度, E_{rf} 和 B_{rf} 分别为微波电场强度和磁感应强度, B_0 为外加磁场后的磁感应强度, ρ 为电荷密度, \mathbf{x} 和 \mathbf{v} 分别为电子的位移和速度, m 和 q 分别表示电子的质量和电量, ϵ_0 是真空电容率.

2.3 次级电子发射与倍增

次级电子发射是由于”初始“电子的碰撞而从固体中发射出电子的现象^[5]. 次级电子产生率 δ 决定了净电流是流出还是流入固体表面. 如果 $\delta > 1$, 就会出现电子倍增, 亦即相对于注入电子, 有更多的电子从固体中发射出来. 由此导致的电子雪崩增长可能最初只是来源于少数入射电子, 这些少数电子可以通过诸如场致发射的方式产生, 随特定材料、场强以及其他参数的不同而改变.

次级电子产生率 δ 为初级电子碰撞能量 E_i 的函数, 其中两个非常重要的参数: 最大次级电子产生率 δ_{max} 以及对应于 $\delta = \delta_{max}$ 的初级电子能量 E_{max} . 本文采用 Vaughan 提出的经验公式来描述次级电子产生率与初级电子参数之间的关系^[11], 公式如下:

$$\delta(E, \theta) = \delta_{max} 0 \left(1 + k_s \frac{\theta^2}{2\pi} \right) \times f(w, k), \tag{5}$$

$$f(w, k) = \begin{cases} (w e^{(1-w)})^k, & k = \begin{cases} 0.56, & w \leq 1, \\ 0.25, & 1 < w \leq 3.6, \\ 1.125w^{-0.35}, & w > 3.6, \end{cases} \end{cases} \tag{6}$$

$$w = \frac{E - E_{min}}{E_{max0} - E_{min}}, \tag{7}$$

其中, δ_{max0} 和 E_{max0} 分别为初级电子法向入射时的最大次级电子产生率及其对应的初级电子能量, E_{min} 为产生次级电子的最小碰撞能量; θ 为初级电子入射角度, 以弧度为单位. k_s 是表面光滑度因子, 取值范围在 0 到 2 之间, 通常情况下 k_s 取 1. 对于粗糙表面, 例如碳纤维编织材料, k_s 取 0; 对于理想光滑、清洁和无氧表面, k_s 可取 2.

本文采用的次级电子倍增相关参数为: 法向入射时最大次级电子产生率 $\delta_{\max 0} = 3.0$ 及对应的电子碰撞能量 $E_{\max 0} = 420$ eV, 次级电子发射能量分布的峰值 $E_{\text{om}} = 2.1$ eV. 次级电子的发射能量 E_{emi} 和发射角度 φ 分别服从以下分布 [4]:

$$f(E_{\text{emi}}) = \frac{E_0}{E_{\text{om}}^2} e^{-(E_{\text{emi}}/E_{\text{om}})}, \quad (8)$$

$$g(\varphi) = \frac{1}{2} \sin \varphi, \quad (0 < \varphi < \pi). \quad (9)$$

3 数值模拟结果与分析

3.1 外磁场下的次级电子倍增过程

图 2(a) 为微波电场强度 $E_{\text{rf}0} = 3.0$ MV/m、频率 $f = 1.0$ GHz, $B_0 = 0$ T 和 $B_0 = 0.03$ T 时运动电子数量随时间的变化. 外磁场与微波电场对电子产生的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移在初始的微波半周期内是将电子拉回介质表面, 因此相比 $B_0 = 0$ T 时的情况, $B_0 = 0.03$ T 时次级电子倍增较早进入饱和状态. 但进入饱和状态后, 两者的电子数量都是保持两倍于微波场的频率振荡, 且电子数量差别并不明显, $B_0 = 0.03$ T 时仅略小于 $B_0 = 0$ T 时的情况. 这意味着此时的外磁场对次级电子倍增效应并无明显作用, 此强度下的外磁场对抑制次级电子倍增效应也并无明显效果. 由于在每个微波周期内电场方向会发生改变, 即电子运动方向会发生改变, 因此 B_0 磁场力在一个半个周期内与 \mathbf{E}_{dc} 电场力方向相同, 在另外半个周期内与 \mathbf{E}_{dc} 电场力方向相反. 当外磁场增大, B_0 磁场力大于 \mathbf{E}_{dc} 电场力, 且两者方向相反时, 运动电子将向远离介质表面方向运动, 不再与介质表面发生碰撞, 也就没有次级电子产生, 即在每个微波周期内, 有半个周期次级电子倍增效应暂时截止. 直到下一个周期, B_0 磁场力与 \mathbf{E}_{dc} 电场力方向相同时, 次级电子倍增效应才重新开始. 此时, 运动电子数量变化不但与微波电场强度相关, 还与微波电场方向相关, 其振荡频率与微波频率相同, 不再是两倍微波场频率. 如图 2(b) 所示, 当 $B_0 = 0.06$ T 时, 电子数量在后半个微波周期内仅由于场致发射效应保持缓慢增长, 并没有次级电子发射雪崩产生, 且从第二个微波周期开始, 运动电子数量曲线的幅度和宽度都小于 $B_0 = 0$ T 时的情况. 当 $B_0 = 1.0$ T 时, 运动电子数量曲线的幅度和宽度更是远小于 $B_0 = 0$ T 时的情况, 且在 B_0 磁场力与 \mathbf{E}_{dc} 电场力方向相同的微波半周期结束时, 运动电子数量基本为零, 在接下来的 B_0 磁

场力与 \mathbf{E}_{dc} 电场力方向相反的微波半周期内大部分时间仅存在场致电子发射.

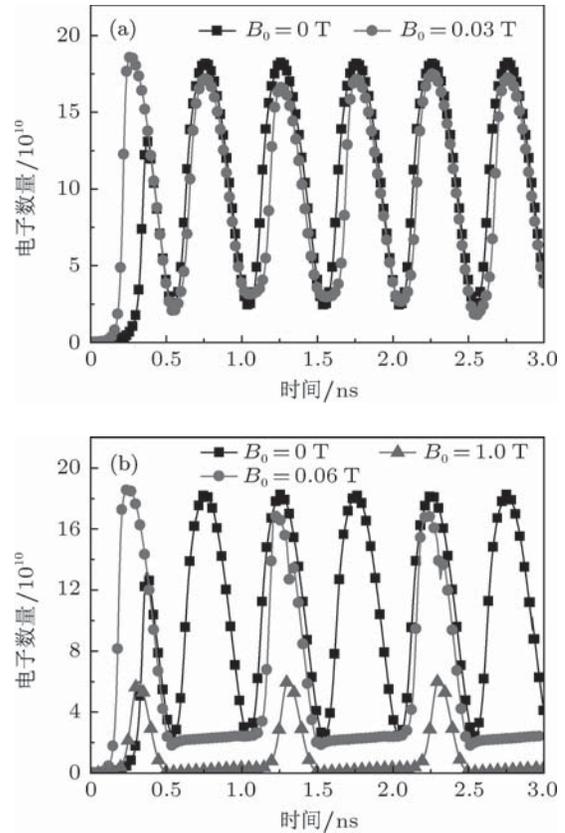


图 2 运动电子数量随时间的变化 (a) $B_0 = 0$ T 和 $B_0 = 0.03$ T; (b) $B_0 = 0$ T, $B_0 = 0.06$ T 和 $B_0 = 1.0$ T

3.2 单个电子运动过程分析

图 3(a) 是 $B_0 = 0.06$ T 时单个运动电子与介质表面距离随时间的变化. 由图可知, 在每个微波前半周期内, 即 B_0 磁场力与 \mathbf{E}_{dc} 电场力方向相同时, 运动电子距介质表面距离基本保持在 $20 \mu\text{m}$ 内, 且频繁地与介质表面发生碰撞. 在后半个周期内, 电子在磁场力作用下远离介质表面, 距离可到 cm 量级. 在此期间, 电子没有与介质表面发生碰撞, 也就意味着无次级电子发射产生.

当 $B_0 = 0$ T 时, 电子受微波电场 E_{rf} 和介质表面直流场 E_{dc} 作用, 电子受 E_{rf} 作用加速而获得能量, 但 E_{dc} 只是使发射的电子返回介质表面, 并不会使电子能量增加, 因此电子横向速度可以很大, 但法向速度不会超过发射时的速度, 即在 10^6 m/s 量级. 图 3(b) 是 $B_0 = 0.06$ T 时单个运动电子横向和法向速度随时间的变化. 在微波前半周期, 即次级电子倍增饱和时, 电子法向速度在 10^6 m/s 量级, 且小于电子横向速度, 电子动能主要由横向速度决

定,保持在 10 eV 量级,如图 3(c) 所示. 在后半周期,由于电子受磁场力作用而远离介质表面,不与介质表面发生碰撞,并一直受到 E_{rf} 电场力和 B_0 磁场力作用而加速,横向和法向速度均达到 10^8 m/s 量级,电子能量也达到 10 keV 以上.

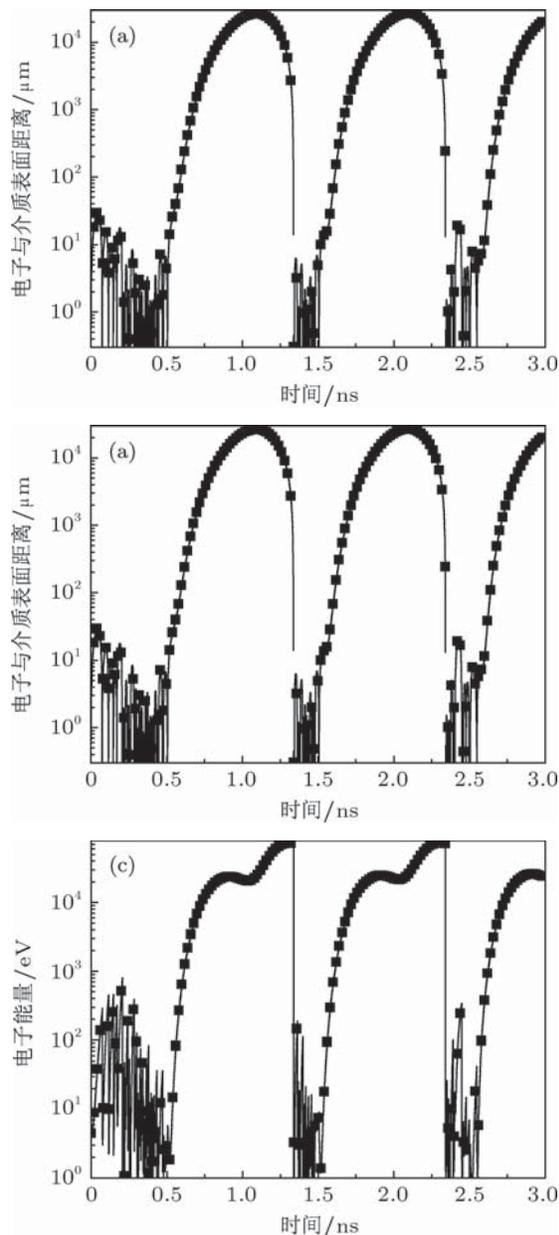


图 3 $B_0 = 0.06$ T 时单个电子运动参数随时间的变化 (a) 与介质表面距离; (b) 速度; (c) 能量

3.3 次级电子发射分析

运动电子与介质表面的平均碰撞能量和相应的次级电子产生率分别如图 4(a) 和 (b) 所示. 平均碰撞能量仅统计电子与介质表面发生碰撞时的能量. 因此,当 $B_0 = 0$ T 时,外层电子能量虽然比较

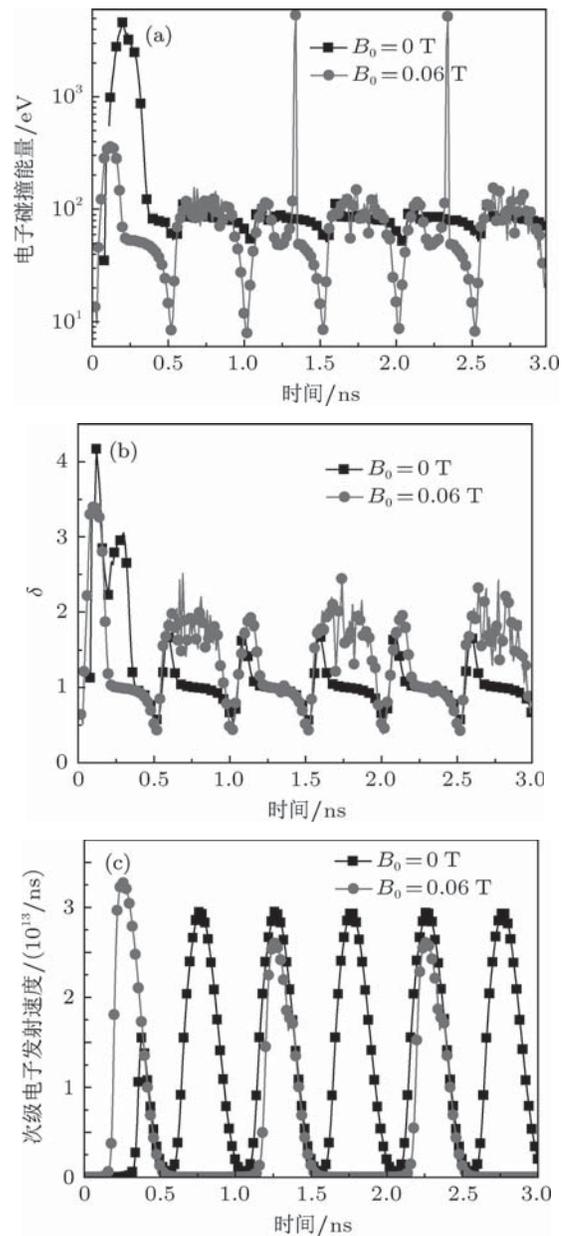


图 4 $B_0 = 0$ T 和 $B_0 = 0.06$ T 时次级电子参数随时间的变化 (a) 平均碰撞能量; (b) 次级电子产生率; (c) 次级电子发射速率

高,但运动时间较长,与介质表面发生碰撞的频率较低,平均碰撞能量主要由内层低能电子决定,保持在 100 eV 左右,且同样保持两倍微波场频率. 当 $B_0 = 0.06$ T 时, B_0 磁场力与 E_{dc} 电场力方向相同时,平均碰撞能量大部分时刻小于 $B_0 = 0$ T 时的情况,而平均次级电子产生率略大于 $B_0 = 0$ T 时,但随着上一个半微波周期的高能运动电子返回,平均碰撞能量出现了一个很高的尖峰,尖峰所处的时刻与图 3(a) 中单电子运动返回介质表面的时刻符合. B_0 磁场力与 E_{dc} 电场力方向相反的微波半周期,平均碰撞能量和平均次级电子产生率都比 $B_0 = 0$ T 时大,但此时大部分电子受到远离介

质表面的 B_0 磁场力大于 E_{dc} 的恢复力, 电子主要远离介质表面 (如图 3(a) 所示), 与介质表面碰撞频率非常低, 此时的次级电子发射很少. 大部分的次级电子都产生在 B_0 磁场力与 E_{dc} 电场力方向相同的微波半周期, 在另外半个周期, 次级电子发射的数量非常少, 基本为零, 如图 4(c) 所示.

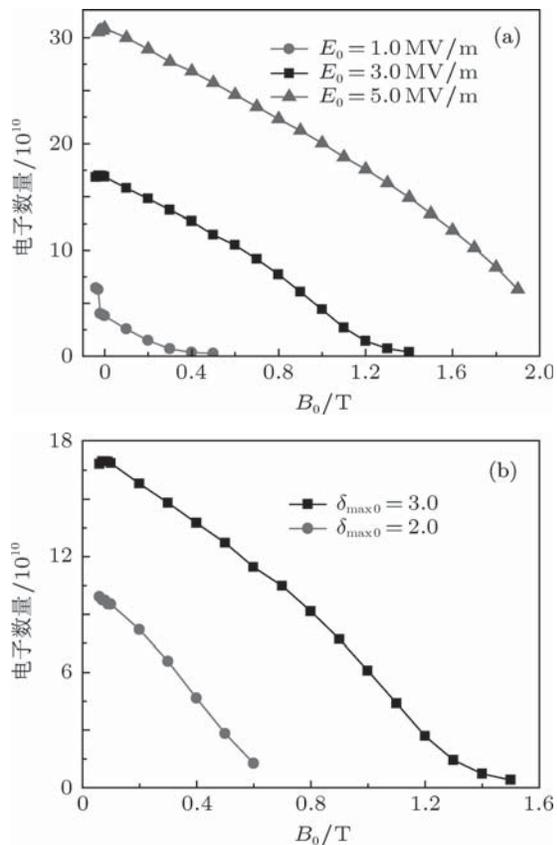


图 5 运动电子数量随外磁场强度的变化 (a) $\delta_{\max 0} = 3.0$, 微波电场分别为 1.0 MV/m, 3.0 MV/m 和 5.0 MV/m; (b) 微波电场为 3.0 MV/m, $\delta_{\max 0}$ 分别为 2.0 和 3.0

3.4 外磁场对次级电子倍增效应的抑制

在 B_0 磁场力与 E_{dc} 电场力方向相同的微波半周期内, 运动电子数量和能量都小于无外磁场时的情况. 而运动电子数量可以代表次级电子倍增效应的强度, 其与介质表面气体脱附速度基本呈正比关系, 也与电场强度呈正比关系. 在 B_0 磁场力与 E_{dc} 电场力方向相反的微波半周期内, 运动电子基本不与介质表面发生碰撞或碰撞频率很低, 由此引起介质表面吸附气体的脱附可以忽略. 即次级电子倍增效应持续时间小于无外磁场时的一半. 因此可以认为, 对于电场强度 $E_{rf0} = 3.0$ MV/m、频率 $f = 1.0$ GHz 的入射微波, 当外磁场 $B_0 > 0.06$ T 时, 可以使介质表面气体脱附速度减小一半, 相应

的介质表面击穿电场强度可提高一倍, 功率容量增加到原来的 4 倍. 因此通过外加磁场可以有效抑制次级电子倍增效应, 增加击穿延迟时间.

另外, 当外磁场达到一定强度, B_0 磁场力使次级电子倍增效应仅在一个微波半周期内存在, 且次级电子倍增效应强度也随着外磁场强度的进一步增加而减弱, 图 5(a) 为最大次级电子产生率 $\delta_{\max 0} = 3.0$ 时, 微波电场分别为 1.0 MV/m, 3.0 MV/m 和 5.0 MV/m 时运动电子数量随外磁场的强度的变化. 运动电子数量随外磁场强度呈线性递减关系, 并在磁场达到一定强度时, 如微波电场为 1.0 MV/m 和磁场为 0.6 T 时, 微波电场为 3.0 MV/m 和磁场为 1.5 T 时, 次级电子倍增效应截止. 当次级电子倍增效应截止时, 后续的介质表面放气过程和气体击穿过程也就不会发生, 介质表面击穿也就可以避免. 图 5(b) 为微波电场 3.0 MV/m 时, 最大次级电子产生率 $\delta_{\max 0}$ 分别为 2.0 和 3.0 时运动电子数量随外磁场强度的变化, 对于低次级电子产生率的介质材料, 次级电子倍增效应的强度较小, 抑制次级电子倍增效应所需的外磁场强度更小.

4 结论

本文采用 PIC 方法模拟研究了外磁场对介质表面次级电子倍增效应的影响, 获得了外磁场条件下次级电子倍增效应过程中运动电子数量的变化, 并跟踪了单个电子运动过程和次级电子发射情况. 另外, 还对不同微波电场强度、次级电子产生率情况下次级电子倍增效应随外磁场强度变化进行了模拟研究. 模拟结果表明, 当外磁场达到一定强度时, 次级电子倍增效应在 $E \times B$ 漂移作用下将电子拉回介质表面的微波半周期内强度较无外磁场情况变小, 并随着外磁场强度的增加, 次级电子倍增效应的强度不断减弱, 直到被完全抑制; 在 $E \times B$ 漂移将电子推离介质表面的微波半周期内被截止. 通过一定强度外磁场抑制次级电子倍增效应, 可以有效抑制次级倍增电子的数量, 减缓次级电子倍增与介质表面碰撞引起的释气过程, 从而减缓或避免馈源介质表面 HPM 击穿的发生. 在理想条件下, 可以使馈源介质窗提供 4 倍以上的 HPM 传输功率容量, 并随着外磁场强度的增加, 馈源介质窗的功率容量可以进一步提高, 这对 HPM 的发射及应用具有重要意义.

- [1] Shao H, Liu G Z 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2387 (in Chinese) [邵浩, 刘国治 2001 物理学报 **50** 2387]
- [2] Barker R J, Schamiloglu E (Translated by Zhou C M, Liu G Z *et al*) 2004 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing: Tsinghua University Press) p313—322, p350(in Chinese) [罗伯特 J. 贝克, E. 谢米洛格鲁著 (周传明, 刘国治等译) 2004 高功率微波源与技术 (北京: 清华大学出版社) 第 313—322, 350 页]
- [3] Vaughan R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [4] Kishikawa R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [5] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasma* **13** 123506
- [6] Cai L B, Wang J G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025217 (in Chinese) [蔡利兵, 王建国 2011 物理学报 **60** 025217]
- [7] Valfells A, Ang L K, Lau Y Y, Gilgenbach R M 2000 *Phys. Plasma* **7** 750
- [8] Sazontov A G, Nevchaev V E 2010 *Phys. Plasma* **17** 033509
- [9] Chang C, Liu G Z, Tang C X, Chen C H, Shao H, Huang W H 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 111502
- [10] Fu Z F, Hu Y Q 1995 *Numerical Simulation of Space Plasma* (Hefei: Anhui Science and Technology Publishers) p433—476 (in Chinese) [傅竹风, 胡友秋 1995 空间等离子体数值模拟 (合肥: 安徽科学技术出版社) 第 433—476 页]
- [11] Vaughan R M 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830

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

Cai Li-Bing^{1)†} Wang Jian-Guo¹⁾²⁾ Zhu Xiang-Qin¹⁾ Wang Yue¹⁾
Xuan Chun¹⁾ Xia Hong-Fu¹⁾

1) (Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

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

(Received 21 March 2011; revised manuscript received 4 July 2011)

Abstract

The dielectric surface breakdown has become a major factor of restricting the output power of high power microwave source. And the multipactor is the key phase of the process of the dielectric surface breakdown. In this paper, the multipactors in external magnetic fields with different strengths are simulated by using the particle-in-cell method. And the effect of the external magnetic field on multipactor is also studied. The results show that when the external magnetic field reaches a certain value, the multipactor is suppressed in the half time of the microwave transmission. So the power capability can be increased to more than four times through the suppression of the multipactor by the external magnetic field under the ideal condition.

Keywords: multipactor, external magnetic field, dielectric surface breakdown, numerical simulation

PACS: 51.50.+v, 52.40.Hf, 52.65.Rr

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China.

† E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn