

介质表面高功率微波击穿数值模拟*

蔡利兵^{1)†} 王建国¹⁾²⁾

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)

(2008 年 7 月 24 日收到, 2008 年 9 月 23 日收到修改稿)

研究了用于模拟高功率微波条件下介质表面击穿的静电 PIC-MCC 模型, 并通过自行编写的数值模拟程序模拟了真空及不同气压条件下介质表面击穿过程中的次级电子倍增和气体电离等过程. 模拟结果发现, 在真空及低气压条件下, 电子的主要来源是次级电子倍增, 电子数量以两倍于入射场的频率振荡; 在高气压情况下, 电子的主要来源是气体电离.

关键词: 介质表面击穿, 高功率微波, 数值模拟, 次级电子倍增

PACC: 5280V, 3220D, 5280Y

1. 引 言

由于高功率微波 (HPM) 在工业和军事领域具有重要的应用前景, 许多国家都在大力发展 HPM 技术. HPM 得到应用的前提之一是提高发射馈源的功率容量. 目前, HPM 朝着高功率或长脉冲的方向发展. 随着功率的增长和脉冲宽度的增加, HPM 更容易引起馈源介质窗表面的击穿. 介质表面的 HPM 击穿中包含很多基本的物理现象, 如场致电子发射、次级电子发射、放气现象和气体击穿等, 其击穿的具体步骤为: 1) 场致发射提供种子电子; 2) 次级电子发射雪崩和次级电子倍增快速增长达到饱和; 3) 电子激发放气或加热蒸发现象发生; 4) 界面上发生释放气体中的气体击穿. 其中第 2) 和第 3) 步有重叠^[1].

在介质表面 HPM 击穿过程中, 次级电子倍增放电起着至关重要的作用, 抑制击穿也主要在场致发射和电子倍增阶段, 气体电离则是击穿的最终原因, 而对于放气过程, 目前还缺乏定量的了解, 因此本文主要模拟从真空到 0.15 atm (1 atm = 1.01325 × 10⁵ Pa) 下的次级电子倍增放电和气体电离过程. 同时, 由于电子在射频场中的运动时间、从射频场中获得的能量以及在介质表面的能量沉积主要由垂直于介质表面方向的直流静电场决定, 考虑到计算资源限

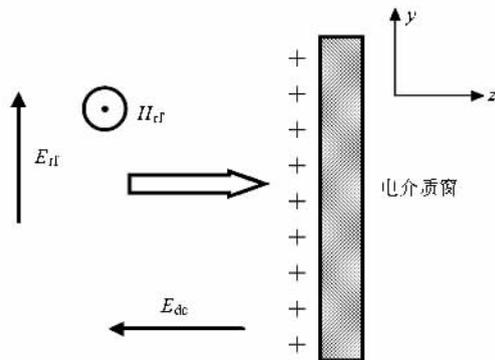


图 1 介质表面高功率微波击穿模型

制等问题, 通过采用一维静电 PIC (particle-in-cell) 和蒙特卡罗碰撞 (MCC) 方法, 简称 PIC-MCC 方法^[2,3], 引用 Vaughan 提出的关于次级电子发射的经验公式^[4] 模拟击穿过程中的次级电子倍增和气体电离等问题. 研究模型如图 1 所示, 其中入射场沿 z 方向, 入射电场平行于介质表面, 击穿发生在介质入射场一侧的表面.

2. 基本原理

2.1. PIC-MCC 模型

PIC 模拟是在高速计算机上通过跟踪大量微观

* 国家高技术研究发展计划 (863) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: clb@mail.ustc.edu.cn

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,得到宏观物理特性和运动规律的一种数值模拟方法^[5]. PIC 模拟直接采用原始的粒子描述,如位置、速度等. PIC 模拟包括静电模型、静磁模型和电磁模型. 考虑到静电作用在整个次级电子倍增过程中的重要作用,以及整个过程中入射电磁波基本上没有变化,本文拟采用 PIC 模拟的一维静电模型,其基本方程如下:

$$\nabla \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_{dc} = -\nabla \phi, \quad (2)$$

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

$$\frac{d}{dt}\mathbf{x} = \mathbf{v}, \quad (4)$$

其中, ϕ 是电势, \mathbf{E}_{dc} 是电荷产生的静电场强度, \mathbf{E}_{rf} 是入射射频电场强度, \mathbf{B} 是入射磁场强度, ρ 为电荷密度, \mathbf{x} 和 \mathbf{v} 分别为粒子的位移和速度, m 和 q 分别表示电子的质量和电量, ϵ_0 是真空电容率.

PIC-MCC 是蒙特卡罗碰撞模型在 PIC 方法中的应用,它不同于一般的蒙特卡罗碰撞方法. 一般的蒙特卡罗碰撞采用碰撞时间随机的方法,而在 PIC 方法中,粒子推进和场推进的时间步长都是固定的. 所以,为了在 PIC 方法中运用蒙特卡罗碰撞方法,采用了在时间步长内随机决定源粒子和靶粒子之间发生或者不发生碰撞的方法来实现蒙特卡罗碰撞^[2,3].

本文主要实现了电子与中性原子弹性碰撞以及中性原子的激发和电离碰撞. 实际过程中,还有很多其他的碰撞和激发类型,如电荷交换等,但因碰撞截面较小,影响不大,可忽略不计. 模拟所使用的碰撞截面数据来自国际原子能组织的核数据库^[6].

按照统计学的观点,每一种碰撞类型都存在一定的碰撞概率,而碰撞概率可由碰撞截面来确定. 源粒子与靶粒子的碰撞截面 $\sigma(\epsilon)$ 是源粒子动能 ϵ 的函数. 假设第 i 个源粒子和靶粒子(粒子密度为 $n_i(x)$)之间可发生 N 种碰撞,设第 j 种($j \in [1, N]$)碰撞的截面为 $\sigma_j(\epsilon_i)$,那么,总碰撞截面为所有类型的碰撞截面之和,即 $\sigma_T(\epsilon_i) = \sigma_1(\epsilon_i) + \sigma_2(\epsilon_i) + \dots + \sigma_N(\epsilon_i)$,则第 i 个源粒子与靶粒子发生碰撞(包括所有 N 种碰撞)的概率为

$$P_i = 1 - \exp(-\sigma_T(\epsilon_i)n_i(x_i)v_i\Delta t), \quad (5)$$

其中, x_i 和 v_i 为第 i 个源粒子的位置和速度, Δt 是 PIC 推进的时间步长. 总碰撞频率与靶粒子的密度、

入射粒子的速度、相互作用的碰撞截面和时间步长都有关. 因为 $P < 1$ 总是成立的,即假定一个时间步长内,只发生一次碰撞,所以对 Δt 大小有一定要求. 经过计算,通常满足 Courant 条件的的时间步长是符合要求的. 当存在多种碰撞时,单独某种碰撞的概率为

$$P_{ij} = \frac{\sigma_j n_i(x_i)v_i\Delta t}{\sigma_T n_i(x_i)v_i\Delta t}P_i = \frac{\sigma_j}{\sigma_T}P_i. \quad (6)$$

在每个 PIC 推进时间步长内,对于每一个源粒子(以第 i 个源粒子为例),用随机数发生器产生一个 0 到 1 之间的随机数 R_1 ,如果 R_1 小于总碰撞概率(第 i 个源粒子的总碰撞概率为 P_i),则源粒子与靶粒子一定发生一次碰撞. 再产生一个 0 到 1 之间的随机数 R_2 ,由 R_2 所处的范围来决定该碰撞是 N 种碰撞中的哪一种碰撞,使得落在第 j 个范围内的概率等于相对碰撞截面 σ_j/σ_T .

2.2. 次级电子发射

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^[7]. 次级电子产生率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.

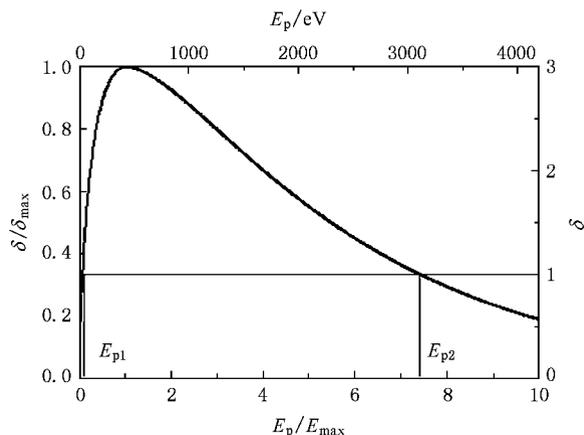


图2 次级电子发射的普遍曲线

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} . 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^[4],公式如下:

$$\delta(E, \theta) = \delta_{\max} \left(1 + k_s \frac{\theta^2}{2\pi} \right) \times f(w, k), \quad (7)$$

$$f(w, k) = \begin{cases} (w e^{(1-w)})^k, & k = \begin{cases} 0.56, & w \leq 1, \\ 0.25, & 1 < w \leq 3.6, \\ 1.125 w^{-0.35}, & w > 3.6, \end{cases} \end{cases} \quad (8)$$

$$w = \frac{E - E_0}{E_{\max} - E_0}, \quad (9)$$

其中, δ_{\max} 和 E_{\max} 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_0 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. 图 2 表示 $\delta_{\max} = 3$ 和 $E_{\max} = 420$ eV 材料的次级电子发射曲线, E_{p1} 和 E_{p2} 是曲线与 $\delta = 1$ 两个交叉点相应的初始电子能量.

3. 数值模拟及分析

3.1. 模拟程序

程序计算流程如图 3 所示, 粒子和场从初始条件出发按时间顺序推进. 由离散网格点上的场插值得到连续空间粒子位置的直流场 E_{dc} , 加上入射射频场 E_{rf} , 在每个时间步长内推进粒子运动方程. 然后, 在边界为介质表面时应用次级电子发射条件, 以模拟电子与介质表面的碰撞; 在边界为自由空间时应用吸收粒子边界条件, 以模拟粒子逃逸情况. 如果有电子与气体碰撞的过程, 那么应用 MCC 方法. 场方程中的源项 ρ 从连续的粒子位置插值到离散网格的位置得到, 然后, 在每个时间步长内推进场量, 再从新开始下一时间步长的计算.

3.2. 模型设置

模型在介质表面法向方向上长度为 10 cm, 网格长度为 1 μ m, 每个宏粒子包含的粒子数为 0.5×10^8 个. 场致发射的等效电流密度为 1.0×10^3 A/m², 入射射频场为 $E_{rf} = 3.0 \sin(2\pi ft)$ MV/m, 这里的 f 表示射频场的频率.

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 $\delta_{\max} = 3.0$ 及对应的电子碰撞能量

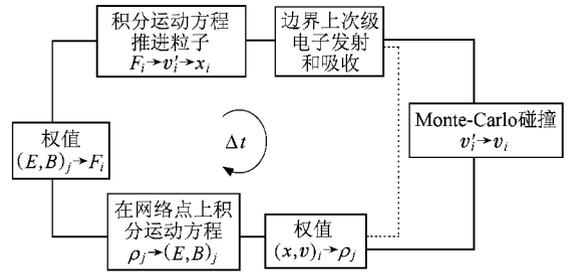


图 3 PIC-MCC 计算流程图

$E_{\max} = 420$ eV, 次级电子发射能量分布的峰值 $E_{om} = 2.1$ eV, 介质表面面积 $A = 10$ cm². 次级电子的发射能量 E_0 和发射角度 ϕ 分别服从以下分布^[8]:

$$f(E_0) = \frac{E_0}{E_{om}} e^{-(E_0/E_{om})}, \quad (10)$$

$$g(\phi) = \frac{1}{2} \sin \phi \quad (0 < \phi < \pi). \quad (11)$$

3.3. 模拟结果与分析

图 4 给出了射频场频率为 1 GHz, 真空和氩气压分别为 0.01 Torr, 0.1 Torr 和 0.15 atm (1 Torr = 1.33322×10^2 Pa, 1 atm = 1.01325×10^5 Pa) 等条件下所有运动电子和离子的数量随时间的变化. 在真空条件下(图 4(a)), 电子数量在 1 ns 后就达到饱和并以两倍于射频场的频率振荡, 即电子数量只依赖于射频场场强, 并不依赖于射频场方向; 在氩气压为 0.01 Torr 条件下(图 4(b)), 电子数量在振荡的同时并保持缓慢的增加, 这种情况下, 电子的来源为气体碰撞电离和次级电子发射, 离子则是由气体的碰撞电离产生, 但由电子数量远大于离子可知, 此时的次级电子发射占主要地位; 当气压增加到 0.1 Torr 时(图 4(c)), 电子和离子数量相差已不再悬殊, 此时气体碰撞电离也已占重要地位; 当气压增加到 0.15 atm 时(图 4(d)), 电子和离子数目相近, 表明气体碰撞电离已经占统治地位, 是电子的主要来源.

图 5 给出了射频场频率为 1 GHz, 真空和不同气压下所有运动电子平均动能随时间的变化. 在真空情况下, 电子的平均动能在 800—6000 eV 范围内振荡. 随着气压的逐渐增大, 与气体分子碰撞引起的能量损失也逐渐增大, 电子平均能量逐渐降低, 当气压为 0.15 atm 时, 电子的平均动能已降为 2—8 eV, 相对于真空情况, 能量有两到三个数量级的下降.

图 6 为真空情况下射频场频率分别为 1 GHz 和

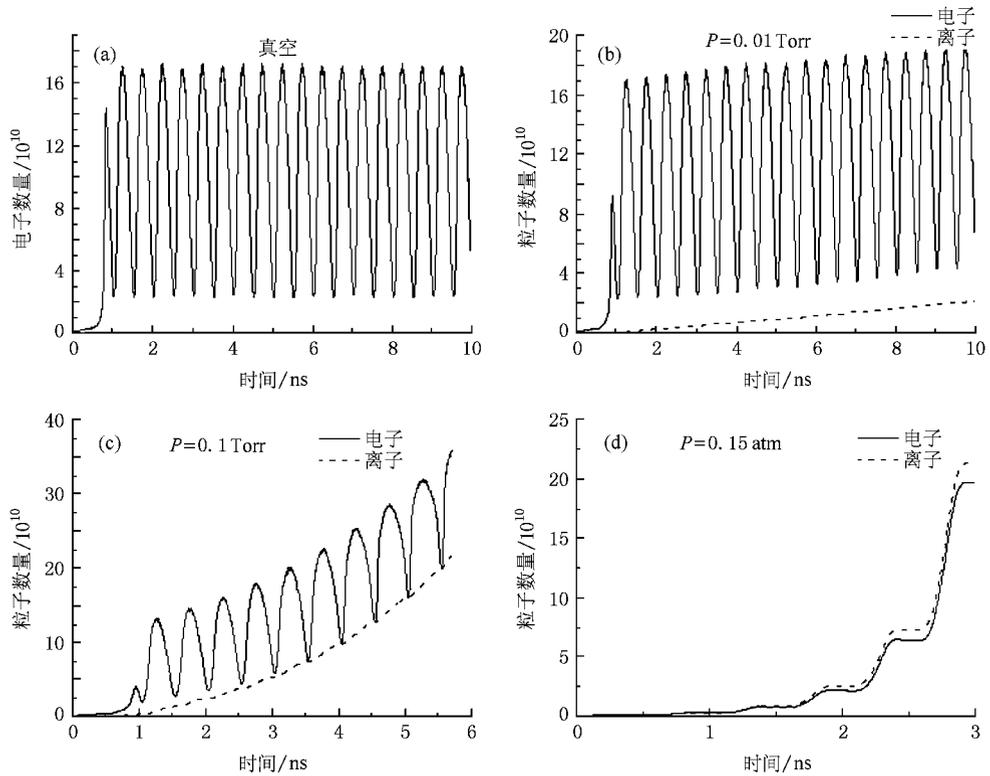


图4 (a)真空和氩气气压分别为(b)0.01 Torr (c)0.1 Torr 和(d)0.15 atm 情况下的电子和离子随时间变化

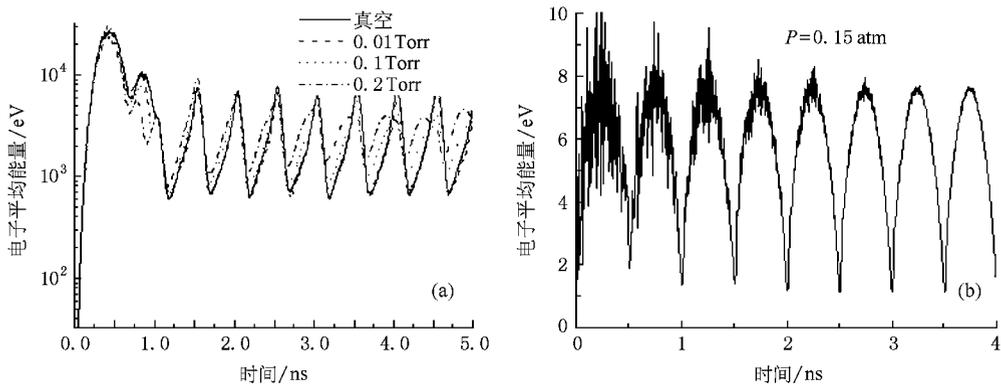


图5 电子平均能量随时间的变化 (a)真空和低气压 (b)0.15 atm

3 GHz 时介质表面直流场 E_{dc} 和射频场 E_{rf} 随时间的变化. 对应于图 4(a) 电子数量的变化, 频率为 1 GHz 时直流场 E_{dc} 也在 1 ns 后达到稳定并以两倍于射频场频率振荡, 同时由于电子的运动周期相对于射频场变化周期很小, 直流场 E_{dc} 的波峰与射频场 E_{rf} 的波峰和波谷基本保持同步; 当频率为 3 GHz 时, 直流场 E_{dc} 的振荡频率同样两倍于射频场频率, 但是振荡范围变小, 同时波峰相对于射频场有延迟现象.

图 7 为真空情况下射频场频率为 1 GHz 时不同

场致发射等效电流情况下电子数量随时间的变化. 场致发射等效电流为 1.0 kA/m^2 , 次级电子倍增在 1 ns 后进入饱和状态; 场致发射等效电流为 0.1 kA/m^2 , 次级电子倍增在 4 ns 后进入饱和状态. 两者都进入饱和状态后, 其振荡曲线是重合的. 由此可推知减少场致发射的电子可以有效地推迟次级电子倍增进入饱和状态.

图 8 为真空情况下射频场频率为 1 GHz 时不同最大次级电子产生率时电子数量随时间的变化. 在

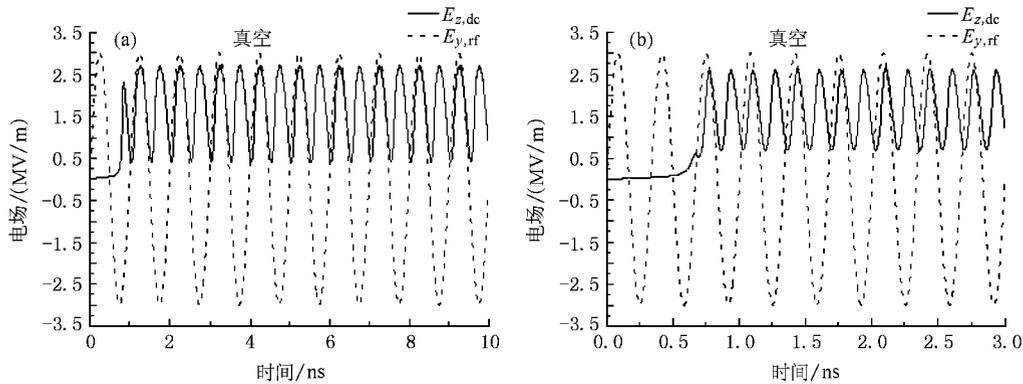


图 6 入射场频率不同时,真空介质表面直流场 E_{dc} 和入射场强 E_{rf} 随时间的变化 (a)1 GHz (b)3 GHz

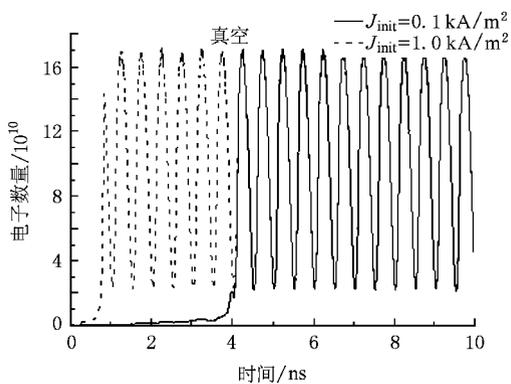


图 7 场致发射等效电流密度为 1.0 kA/m^2 和 0.1 kA/m^2 时的电子数量随时间的变化

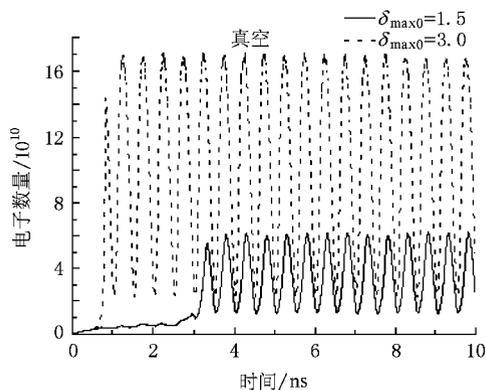


图 8 最大次级电子产生率分别为 1.5 和 3.0 时电子数量随时间的变化

$\delta_{\max 0} = 3.0$ 和 $\delta_{\max 0} = 1.5$ 情况下,电子数量进入饱和状态的时间分别是 1 ns 和 3 ns,且前者的电子数量远大于后者,这就意味着前者会引起更快的介质表面气体脱附,更容易引起击穿的发生。

图 9 为真空条件下入射场频率为 1 GHz,场强分别为 1 MV/m 和 0.3 MV/m 时电子数量随时间的

变化,与图 4(a)比较可知,场强为 1 MV/m 时电子数量约为 3 MV/m 入射时的 1/3,场强为 0.3 MV/m 时电子数量约为 3 MV/m 入射时的 1/10,即电子数量与入射场强呈正比关系。由此我们可知场强变小可以减少电子数量,同时也会减小介质表面气体脱附的速度,从而在传输完成前避免击穿的发生。

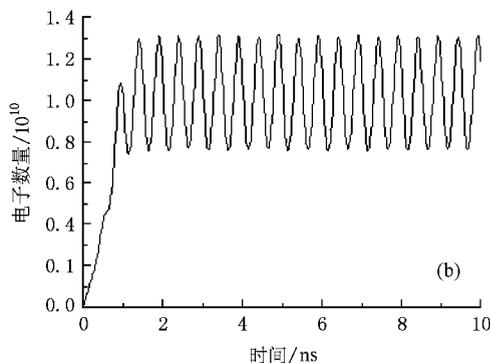
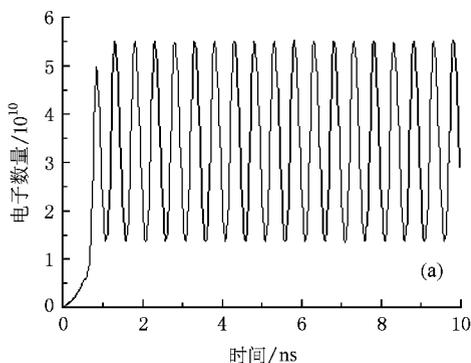


图 9 真空条件下入射场强为 (a)1 MV/m (b)0.3 MV/m 时电子数量随时间的变化

4. 结 论

本文通过 PIC-MCC 方法对真空及一定气压下的介质表面击穿进行了模拟, 模拟结果表明: 在真空及低气压下, 次级电子倍增占据主要地位, 电子数量远大于离子数量, 且以两倍于入射射频场的频率振

荡, 在高气压情况下, 电子与气体的碰撞电离占主要地位, 此时电子与离子数量相近, 且随时间呈指数增加. 另外, 更小的场致电子发射和最大次级电子产生率可以有效地推迟和减缓次级电子倍增效应, 使介质表面气体的脱附速度减慢, 以缓解和避免最终的气体击穿, 改善介质窗的传输效果.

- [1] Barker R J, Edl Schamiloglu 2004 *High-Power Microwave Sources and Technologies* (Beijing : Tsinghua University Press) p313—322 , p350 (in Chinese) [Barker R J, Edl Schamiloglu 2004 高功率微波源与技术(北京 清华大学出版社) 第 313—322, 350 页]
- [2] Birdsall C K 1991 *IEEE Trans. Plasma. Sci.* **19** 65
- [3] Li X Z, Wang J G, Tong C J, Zhang H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4613 (in Chinese) [李小泽、王建国、董长江、张 海 2008 物理学报 **57** 4613]
- [4] Vaughan R 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830
- [5] 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]
- [6] <http://www-amdis.iaea.org/ALADDIN>
- [7] Rodney J, Vaughan M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [8] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193

Numerical simulation of the breakdown on HPM dielectric surface *

Cai Li-Bing^{1)†} Wang Jian-Guo^{1) 2)}

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 24 July 2008 ; revised manuscript received 23 September 2008)

Abstract

This paper presents the electrostatic PIC-MCC model for simulating the breakdown of dielectric surfaces illuminated by high-power microwave, and the processes of multipactor and collisional ionization in the case of vacuum and different pressures are simulated by using the code developed by ourselves. The numerical results show that the multipactor effect is the main source of electrons, and the number of the electrons oscillates in the time domain at twice the rf frequency in the case of vacuum and low pressures. In the case of high pressure, the collisional ionization is the main source of electrons.

Keywords : dielectric surface breakdown, high power microwave, numerical simulation, multipactor

PACC : 5280V, 3220D, 5280Y

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

† Corresponding author. E-mail : clb@mail.ustc.edu.cn