

腔体双边二次电子倍增一阶与三阶模式瞬态特性对比

董焯 刘庆想 庞健 周海京 董志伟

Comparison between the 1st and 3rd order mode temporal characteristics of two-sided multipactor discharge in cavity

Dong Ye Liu Qing-Xiang Pang Jian Zhou Hai-Jing Dong Zhi-Wei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 207901 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.207901

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.207901>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

多载波微放电阈值的粒子模拟及分析

[Particle simulation and analysis of threshold for multicarrier multipactor](#)

物理学报.2017, 66(15): 157901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.157901>

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>

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>

基于微陷阱结构的金属二次电子发射系数抑制研究

[Suppression of secondary electron emission by micro-trapping structure surface](#)

物理学报.2014, 63(14): 147901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.147901>

沿面闪络流体模型电离参数粒子模拟确定方法

[Ionization parameters of high power microwave flashover on dielectric window surface calculated by particle-in-cell simulation for fluid modeling](#)

物理学报.2014, 63(6): 067901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.067901>

腔体双边二次电子倍增一阶与三阶模式瞬态特性对比*

董烨^{1)2)†} 刘庆想¹⁾ 庞健^{3)‡} 周海京²⁾ 董志伟²⁾

1) (西南交通大学物理科学与技术学院, 成都 610031)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2017年5月10日收到; 2017年7月6日收到修改稿)

为评估高阶模式二次电子倍增对加速器射频腔动态建场过程的影响, 采用蒙特卡罗与粒子模拟相结合的方法对金属无氧铜腔体双边二次电子倍增一阶与三阶模式的瞬态演化及饱和特性进行了数值模拟对比研究. 研究表明: 二次电子倍增过程中, 二次电子数目、放电电流、放电功率、沉积功率随时间呈现以指数形式快速增长后趋于饱和振荡的物理规律; 相对一阶模式, 三阶模式的饱和值更低且上升时间更长. 放电电流存在延时现象, 由此引发了二次电子倍增过程中部分充电现象的出现. 统计发现平均放电功率等于平均沉积功率, 三阶模式的放电功率大约是一阶模式1%的水平, 由此判断加速器腔体动态建场过程中高阶模式的影响较小. 二次电子倍增过程中, 一阶模式呈现单电子束团加速运动特性, 而三阶模式则呈现加速/减速/加速及多电子束团相向运动的复杂特性; 二次电子倍增进入饱和后, 三阶模式的空间电荷效应明显弱于一阶模式.

关键词: 双边二次电子倍增, 瞬态演化, 蒙特卡罗方法, 粒子模拟方法

PACS: 79.20.Hx, 52.80.Pi, 52.65.Rr, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.66.207901

1 引言

二次电子倍增是由二次电子驱动的一种真空共振放电现象, 其可以在很多结构下产生, 如加速器、微波器件的腔体结构表面、微波输出窗表面以及人造卫星敏感器件内部, 并导致严重后果, 包括射频击穿、建场失败、沿面闪络以及噪声干扰等. 作为一种最为基本的二次电子倍增类型, 金属双边二次电子倍增已经被人们所广泛研究过. Vaughan^[1]建立了细致的动力学理论分析模型并得到了聚焦相位条件, Kishek等^[2]给出了共振方程并据此给出了双边二次电子倍增的敏感曲线, Kishek和Lau^[3]利用电子面片简化模型研究了双边二次电子倍增与外电路互作用的过程, 最近还发现并证明

了ping-pong类型双边二次电子倍增的存在^[4].

国内外许多工作都是采用基于粒子轨迹跟踪的蒙特卡罗方法, 对不同领域的二次电子倍增敏感区间进行预估和相关分析, 但大部分工作并未考虑二次电子倍增过程中的空间电荷效应, 因此无法获得完整的物理图像和深入认识^[5-9]. Gopinath等^[10]首次使用粒子模拟方法, 验证了Kishek动力学理论模型所得双平板二次电子倍增的相关规律. Riyopoulos^[11]则单独讨论了空间电荷效应对双边二次电子倍增的影响. 上述大多数研究工作均是针对低阶(一阶)模式下的双边二次电子倍增物理过程开展的, 对于高阶模式二次电子倍增方面的研究, 尤其是其形成机理及瞬时演化与饱和特性方面的研究工作少有报道.

本文关注的是加速器动态建场中二次电子倍

* 国家自然科学基金(批准号: 11475155, 11305015)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dongye0682@sina.com

‡ 通信作者. E-mail: j pang@mail.ustc.edu.cn

增的建立和维持过程^[12-14], 由于加速器动态建场过程中射频腔内的电压是由低到高建立的, 因此腔体内的双边二次电子倍增过程将会经历高阶模式到低阶模式的转变. 为评估高阶模式二次电子倍增对加速器动态建场过程的影响, 需要对高阶模式二次电子倍增的形成机理和瞬态物理特性进行细致研究. 本文采用粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 与蒙特卡罗 (Monte-Carlo, MC) 抽样算法相结合的方法^[15], 从第一原理出发, 对比研究了金属无氧铜腔体一阶与三阶双边二次电子倍增过程不同的时域演化及饱和特性, 分析了其不同的形成机制和作用机理.

2 物理模型

加速器动态建场环节中, 腔内射频电压的建立是一个从无到有、逐步增长的过程, 高 Q 值腔体 (超导腔) 需要较长的场加载时间, 一般情况下为几百个到数万个射频周期. 因此, 二次电子倍增形成后, 其有足够的时间发展到饱和阶段. 加速器建场过程中, 若存在较为严重二次电子倍增现象, 不仅会降低射频系统的稳定性, 甚至会导致建场失败. 如: 超导直线加速器中的二次电子倍增行为会严重影响其运行稳定性; 超导回旋加速器内, 杂散场的存在将会引起较强的二次电子倍增效应, 其可能导致射频场的无法建立.

本文选用双平板结构研究场加载过程中的二次电子倍增效应, 一是因为实际的加速器腔体会出现类似的结构和场强分布, 如 pillbox 腔主要工作模式 TM_{010} 与双平板场强分布形式基本相同, spoke 腔和 crab 腔的场强分布也都类似于双平板场强的分布形式; 二是采用双平板结构易于实现可计算物

理建模, 对实际复杂构型腔体的二次电子倍增过程进行模拟费时耗力, 且不易俘获二次电子倍增的细观演化过程和发展饱和特性. 不失一般性的前提下, 采用双平板简化模型, 并以此构型研究不同模式下的腔体双边二次电子倍增瞬时演化及饱和的全物理过程.

要研究加速器腔内建场与二次电子倍增的复杂非线性自洽相互作用过程, 必须建立外电路与二次电子倍增动力学耦合模型, 将二次电子倍增作为外电路的一个动态负载器件, 才能进行相关复杂物理过程的研究. 本文采用“理想电压源”(固定射频电压幅值) 模型进行研究, 目的是对问题进行简化和分解, 先阐明固定电压幅值情况下腔体低阶 (一阶) 与高阶 (三阶) 模式双边二次电子倍增的形成机理和瞬态特性, 奠定相关物理认识后, 再考虑动态建场中的二次电子倍增高阶模式向低阶模式转变的复杂非线性相互作用物理过程.

建立的简化模型如下: 间距为 L 的腔体中, 初始电子在射频电压 $V_{RF} = V_{RF0} \sin(\omega t + \theta_0)$ 作用下 (V_{RF0} 为射频电压幅值, $\omega = 2\pi f$, f 为工作频率, θ_0 为电子初始相位), 从腔体左侧壁面发射, 经过半个射频周期 (T) 的 N 倍 (N 为奇数) 后获得能量轰击腔体右侧壁面, 激发出多于初始电子数目的二次电子, 产生的二次电子同样在射频场作用下经过同样时间轰击腔体左侧壁面, 再次激发出更多的新的二次电子, 如此往复, 便会出现二次电子倍增效应 (二次电子崩).

由于双边二次电子倍增的相位聚焦条件满足: $0 < \theta_0 < \tan^{-1}(2/N\pi)$ (N 为阶数), 因此阶数越高要求电子的初始相位空间越窄. 理论上虽然存在无数个高阶模式, 但是实际工程上考虑到三阶模式的影响就足够了. 图 1 给出了不同工作模式下的腔体

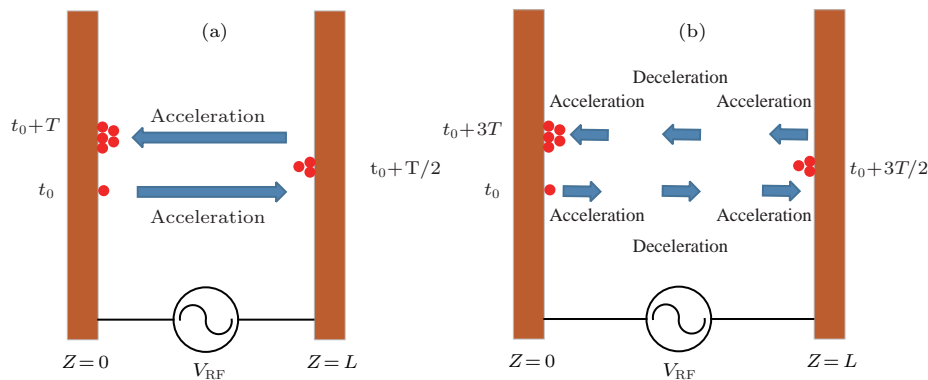


图 1 腔体双边二次电子倍增示意图 (a) 一阶模式; (b) 三阶模式

Fig. 1. Schematic of two-sided multipactor discharge in cavity: (a) 1st order mode; (b) 3rd order mode.

双边二次电子倍增的示意图, $N = 1$ 为一阶(低阶)双边二次电子倍增, 此模式电子在渡越过程中呈现持续加速的特性; $N = 3$ 为三阶(高阶)双边二次电子倍增, 此模式电子在渡越过程中呈现先加速后减速再加速的特性.

2.1 动力学方程与粒子模拟方法

模型中考虑了射频场与带电粒子产生的空间电荷场对粒子的双重作用, 暂未考虑腔体加载效应的影响(即尚未考虑射频电压幅值 V_{RF0} 与外电路联动的动态变化).

电子动力学方程如下:

$$\frac{d(m\gamma v)}{dt} = e(\mathbf{E}_{RF} + \mathbf{E}_{DC}),$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E}_{RF} = \frac{V_{RF0}}{L} \sin(\omega t + \theta_0) \hat{z}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_{DC} = -\nabla\phi, \quad \nabla^2\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3)$$

\mathbf{E}_{RF} , \mathbf{E}_{DC} 分别为射频电场强度矢量和电子产生的空间电荷场强度矢量; \mathbf{v} , \mathbf{x} , e 和 γ 分别为电子速度矢量、位移矢量、电量和相对论因子; ϕ , ρ 分别为空间电荷静电势与电荷密度; \hat{z} 为 z 方向单位矢量. \mathbf{E}_{DC} 定义在网格中心, ϕ , ρ 定义在网格结点位置. 使用 cloud-in-cell (CIC) 方法(线性插值 PIC) 将 \mathbf{E}_{DC} 权重到粒子位置, 同样方法将粒子电量权重到网格结点位置得出 ρ . 泊松方程可通过追赶法(一维情况)或松弛迭代求解(二维情况), ϕ 求解后, 通过中心差分求解可得 \mathbf{E}_{DC} .

编制了 1D3V(一维三速)和 2D3V(二维三速) PIC(粒子模拟)程序. 由于 1D3V 程序计算速度远快于 2D3V 程序, 通过 2D3V 与 1D3V 程序模拟结果的比对, 在完成 1D3V 程序正确性验证后, 主要使用 1D3V-PIC 程序对不同模式下的腔体双边二次电子倍增瞬时演化及饱和特性相关物理规律进行研究.

2.2 材料二次电子发射模型

采用 Vaughan^[16] 提出的二次电子产额经验拟合公式:

$$\delta(\xi, \alpha) = \delta_{\max}(\alpha)f(\xi), \quad (4)$$

式中

$$f(\xi) = \begin{cases} [\xi \exp(1 - \xi)]^{0.56}, & \xi \leq 1 \\ [\xi \exp(1 - \xi)]^{0.25}, & 1 < \xi \leq 3.6, \\ 1.125\xi^{-0.35}, & \xi > 3.6 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \delta_{\max}(\alpha) = \delta_{\max 0}(1 + k_s\alpha^2/(2\pi)), \\ E_{\max}(\alpha) = E_{\max 0}(1 + k_s\alpha^2/(2\pi)), \end{cases}$$

$$\xi = \frac{E_i - E_{th}}{E_{\max} - E_{th}},$$

δ 为二次电子产额 (secondary electron yield, SEY) 系数; $\delta_{\max 0}$ 为正入射二次电子产额系数最大值; $E_{\max 0}$ 为 $\delta_{\max 0}$ 对应的入射能量; $\delta_{\max}(\alpha)$ 为斜入射二次电子产额系数最大值; $E_{\max}(\alpha)$ 为 $\delta_{\max}(\alpha)$ 对应的入射能量; α 为入射角 ($\alpha = 0$ 为正入射, $\alpha = \pi/2$ 为掠入射); k_s 为表面光滑系数 ($k_s = 0, 1, 2$, 分别代表粗糙, 不光滑和光滑). E_i 为电子碰撞能量; E_{th} 为能量阈值, 一般取 $E_{th} = 12.5$ eV. $\delta > 1$ 对应的碰撞能量范围 ($E_1 < E_i < E_2$, E_1 为二次电子倍增的碰撞能量下限值, E_2 为上限值) 为材料的二次电子倍增区间, 其代表此区间内每个种子电子碰撞产生的二次电子数目大于 1. 本文采用的是无氧铜材料 ($k_s = 1$, $\delta_{\max 0} = 1.3$, $E_{\max 0} = 600$ eV), 其正入射条件下的二次电子产额系数曲线如图 2 所示.

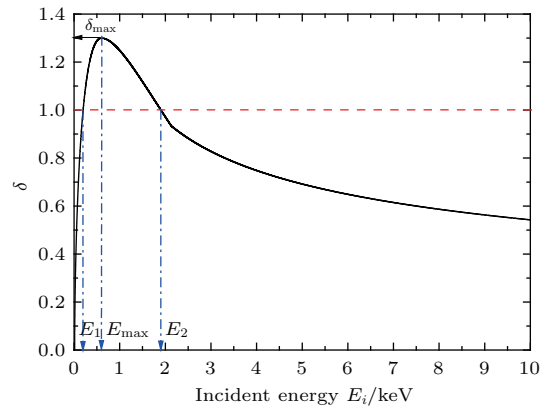


图 2 无氧铜材料二次电子产额系数曲线(正入射条件下)
Fig. 2. Secondary electron emission yield coefficient (under normal incidence).

二次电子初始能量概率密度函数满足^[17] $f(E_0) = (E_0/E_{0m}^2) \exp(-E_0/E_{0m})$, 其中, E_0 为二次电子出射能量, E_{0m} 是函数 $f(E_0)$ 峰值所对应的二次电子出射能量, E_{0m} 取值与材料特性有关, 根据 Vaughan 的 constant- k 理论, 一般取 $E_{0m} = 0.005E_{\max 0}$. 二次电子发射角 ϕ 是偏离平行出射表面方向的角度, 其概率密度函数 $g(\phi)$ 满足^[17] $g(\phi) = 0.5 \sin \phi$, ϕ 取值范围 $0 < \phi < \pi$. 这

里采用MC方法对二次电子的出射能量和角度进行随机抽样.

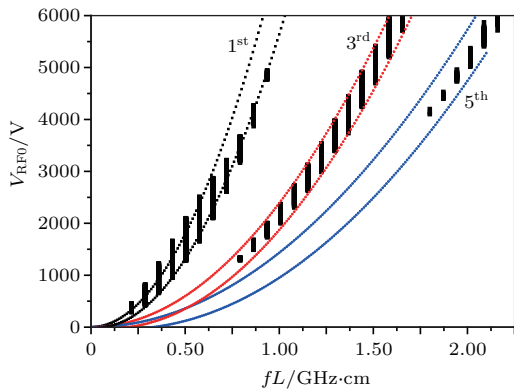


图3 腔体双边二次电子倍增敏感区间
Fig. 3. Susceptibility of two-sided multipactor.

3 数值模拟结果

为了配合后续的实验研究和相关验证工作, 粒子模拟中设置: 射频频率 $f = 72$ MHz, 腔体间距 $L = 12$ cm, 对应频率间距积 $fL = 0.864$ GHz·cm, 二次电子倍增发生面积 $A = 1.77$ cm², 初始种子电子电流密度 $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ (作用时间为射频注入开始后的一个周期内, 位置随机出现在腔体左右两侧壁面). 从图3给出的双边二次电子倍增理论计算 (曲线数据为理论计算结果) 和蒙特卡罗模拟 (黑点标识的数据为蒙特卡罗模拟结果) 得到敏感区间, 可以看出, 低阶 (一阶) 二次电子倍增的射频电压幅值 $V_{\text{RF}0}$ 敏感区间在 4 kV 附近, 高阶 (三阶) 二次电子倍增的射频电压幅值 $V_{\text{RF}0}$ 敏感区间在 1.5 kV 附近. 由此可知, 加速器腔体射频建场的过程中, 二次电子倍增势必会经历从高阶到低阶模式的转换, 高阶和低阶模式有何不同之处, 需要进行细致的粒子模拟研究分析. 分别设定 $V_{\text{RF}0} = 1600$ V 以及 $V_{\text{RF}0} = 4250$ V, 研究一阶和三阶二次电子倍增瞬态演化过程. 这是因为在此电压幅值下, 两种模式下的二次电子倍增饱和放电电流均可达到最大值.

首先, 研究一阶与三阶模式二次电子倍增过程中二次电子数目、放电电流、放电和沉积功率等宏观物理量时域演化特性. 由图4可以看出: 二次电子数目随时间以指数形式快速增长后趋于饱和振荡. 二次电子倍增发展阶段, 三阶模式的二次电子数目增长率明显低于一阶模式; 二次电子倍增饱和阶段, 三阶模式的饱和二次电子数目明显远少于一阶模式. 从图5可以看出, 放电电流随时间呈现指

数式快速增长后趋于饱和并呈现稳定振荡的状态, 放电电流与二次电子数目成正比关系. 三阶模式的放电电流明显低于一阶模式, 起振时间明显长于一阶模式. 图6给出了放电功率 (瞬时射频电压与瞬时放电电流的乘积) 的时域演化过程. 可以看出二次电子倍增过程中, 并非呈现稳定的放电过程, 而

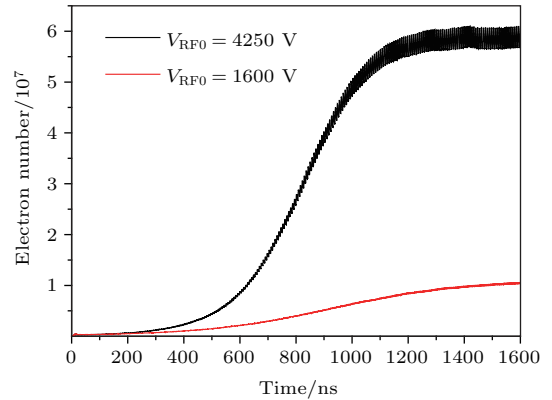


图4 二次电子数量随时间演化关系
Fig. 4. Electron number vs. time.

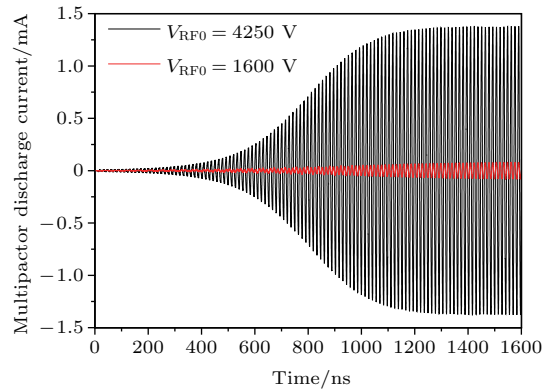


图5 放电电流随时间演化关系
Fig. 5. Discharge current vs. time.

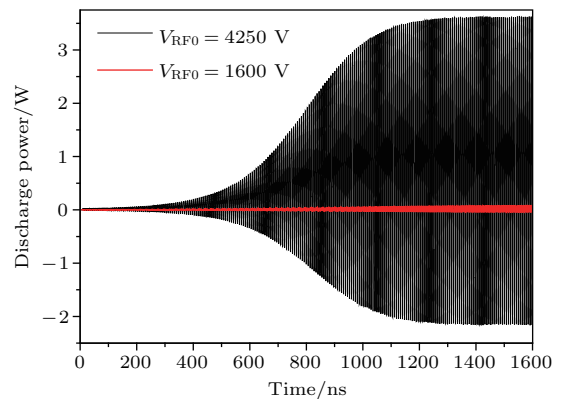


图6 放电功率随时间演化关系
Fig. 6. Discharge power vs. time.

是存在较为明显的部分充电过程,这是由于射频场存在对部分电子减速现象引发的,尤其是在空间电荷效应较强的二次电子倍增饱和阶段,三阶模式放电功率的饱和值明显小于一阶模式.图7给出了沉积功率(时间步长内所有电子碰撞壁面损失的能量除以时间步长后得到的数值)的时域演化过程.可以看出,沉积功率全部为正值,峰值沉积功率较峰值放电功率高出许多,这是由二次电子倍增的特殊物理过程决定的,放电功率发生在电子的渡越时间段,明显长于沉积功率形成的碰撞时间段,根据能量守恒,峰值沉积功率必然高于峰值放电功率,三阶模式沉积功率的饱和值明显小于一阶模式.对放电功率和沉积功率以射频周期为单位进行平均,获得了平均放电功率和平均沉积功率.从图8可以看出,平均放电功率与平均沉积功率几乎完全相等,电子从射频源获得的动能完全转化为电子撞击金属壁面的沉积能量,三阶模式的平均沉积功率和放电功率大约是一阶模式1%的水平,这是由三阶模式工作电压以及放电电流均小于一阶模式的双重因素决定的.

其次,通过分析电子相空间、电荷密度以及平均二次电子产额、平均碰撞能量、放电电流、间隙电压与二次电子数目的相互关系,研究一阶与三阶二次电子倍增的不同物理过程和作用机理.

如图9—图10所示,对于一阶模式,二次电子从腔体壁面出射向对侧壁面运动过程中,呈现单个电子束团加速的运动特性;对于三阶模式,二次电子从腔体壁面出射向对侧壁面运动过程中,呈现出加速-减速-加速的特征,并显著存在多个电子束团

相向运动的特性,这正是高阶模式特有的电子渡越特性.一阶与三阶模式均存在电子出射速度杂散与空间电荷效应导致的电子束变宽效应.二次电子倍增发展阶段,电子空间分布较窄,相空间上存在部

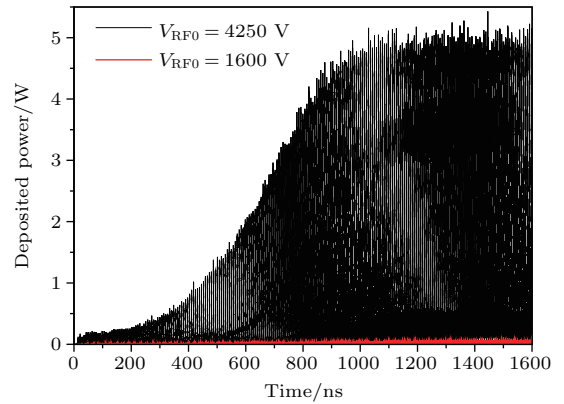


图7 沉积功率随时间演化关系

Fig. 7. Deposited power vs. time.

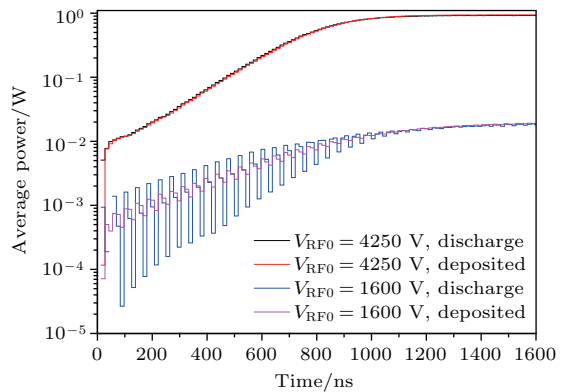


图8 平均放电功率和沉积功率随时间演化关系

Fig. 8. Average discharge power and average deposited power vs. time.

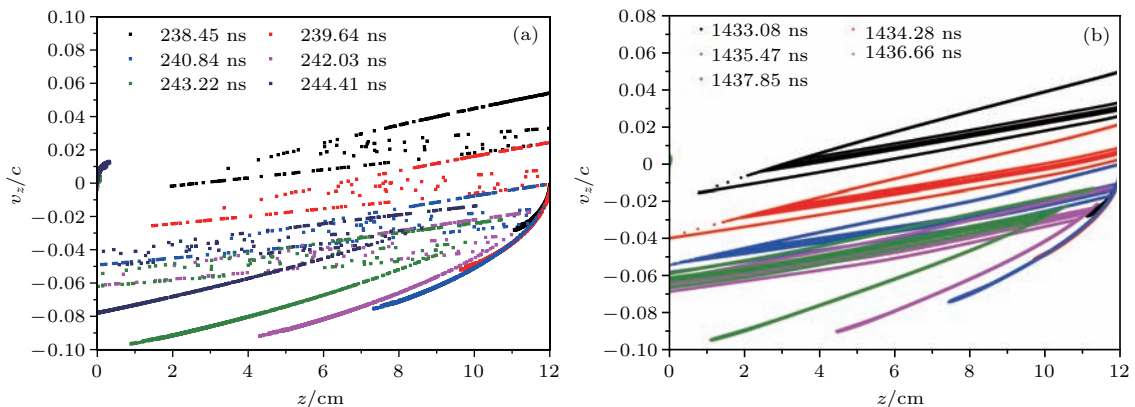


图9 一阶双边二次电子倍增模式下的电子相空间分布随时间演化关系, c 为真空中的光速 (a)二次电子倍增发展阶段; (b)二次电子倍增饱和阶段

Fig. 9. Electron phase-space distribution of 1st order two-sided multipactor in cavity, c is the speed of light in vacuum: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

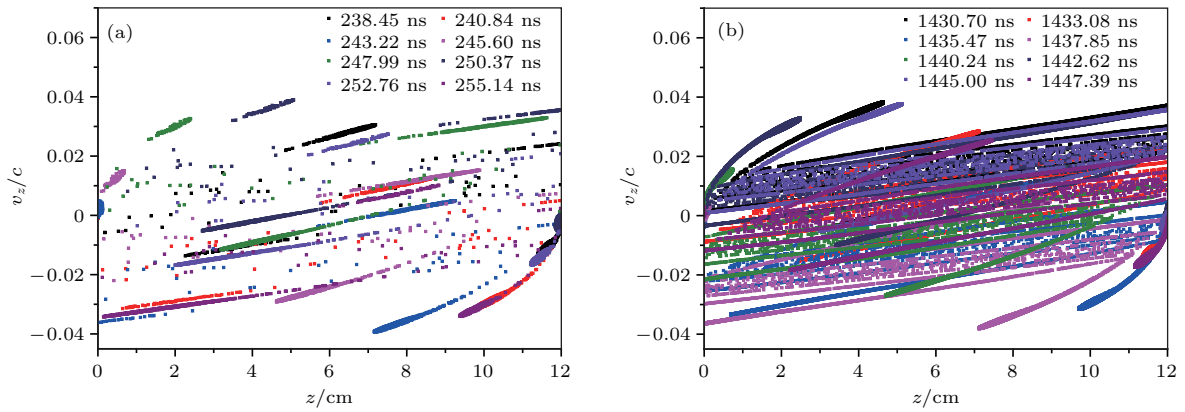


图 10 三阶双边二次电子倍增模式下的电子相空间分布随时间演化关系, c 为真空中的光速 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 10. Electron phase-space distribution of 3rd order two-sided multipactor in cavity, c is the speed of light in vacuum: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

分杂散电子; 二次电子倍增饱和阶段, 空间电荷效应导致电子空间分布变宽, 相空间上杂散电子数目明显增加, 此时的空间电荷效应较为强烈, 电子间的排斥明显。

如图 11—图 12 所示, 电荷密度最大值位于壁面位置附近, 随着远离壁面距离的增加, 电荷密度逐渐降低但空间分布逐渐变宽, 这是不同出射速度电子在电场加速下速度分布向密度分布转化的结

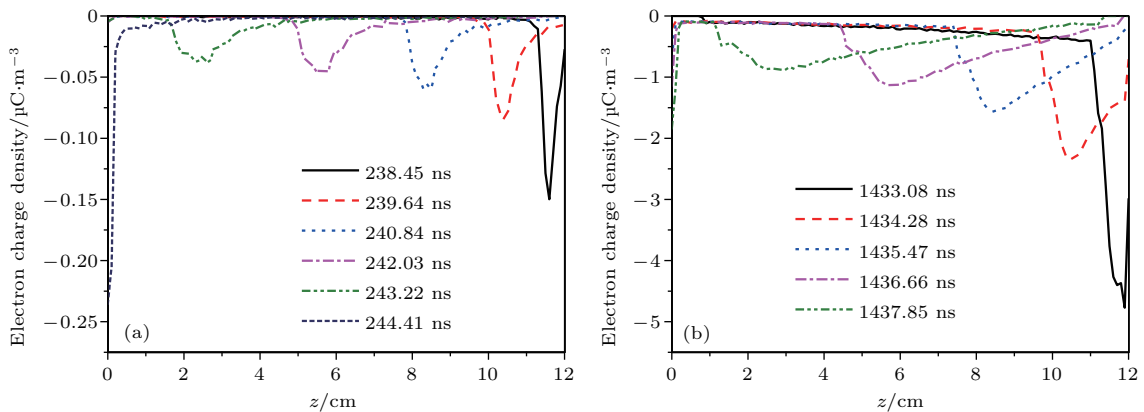


图 11 一阶双边二次电子倍增模式下的电荷密度空间分布随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 11. Charge density distribution of 1st order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

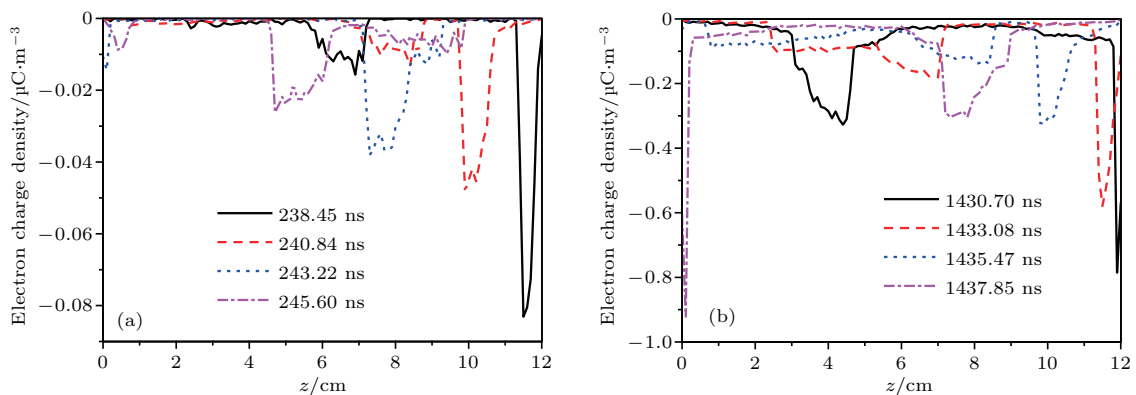


图 12 三阶双边二次电子倍增模式下的电荷密度空间分布随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 12. Charge density distribution of 3rd order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

果. 二次电子倍增发展阶段, 电荷密度较低且其空间分布较窄; 二次电子倍增饱和阶段, 电荷密度较高且其空间分布较宽. 三阶模式饱和阶段的电荷密度明显小于一阶模式.

图 13—图 15 给出了一阶双边二次电子倍增模式发展与饱和阶段各特征物理量的时域演化关系. 可以看出, 二次电子倍增过程中, 放电电流波形较间隙射频电压波形存在明显的延时效应, 放电电流振荡周期与射频周期相等. 二次电子倍增发展阶段, 由于空间电荷效应不明显, 电子数目呈现台阶式的指数快速增长, 陡直上升沿对应绝大多数高能电子碰撞壁面引发二次电子倍增时刻, 平直段为大

多数电子在间隙内渡越的时段, 平直段的持续时间(间隙电子渡越时间)约为半个射频周期, 电子数目平直段对应电子的持续渡越加速状态, 此时对应的放电电流呈现持续增加特性, 周期内放电电流的最大值和最小值分别位于电子碰撞壁面时刻前后(碰壁前被加速的电子速度达到最大, 碰壁后二次电子沿碰撞方向反方向出射, 此时段放电电流时间变化率最大). 随着二次电子数目的快速增长, 空间电荷效应逐渐显著, 二次电子倍增进入饱和阶段, 此时电子数目不再呈现指数增长, 而是趋于稳定饱和状态, 并伴随周期性振荡, 振荡周期为半个射频周期,

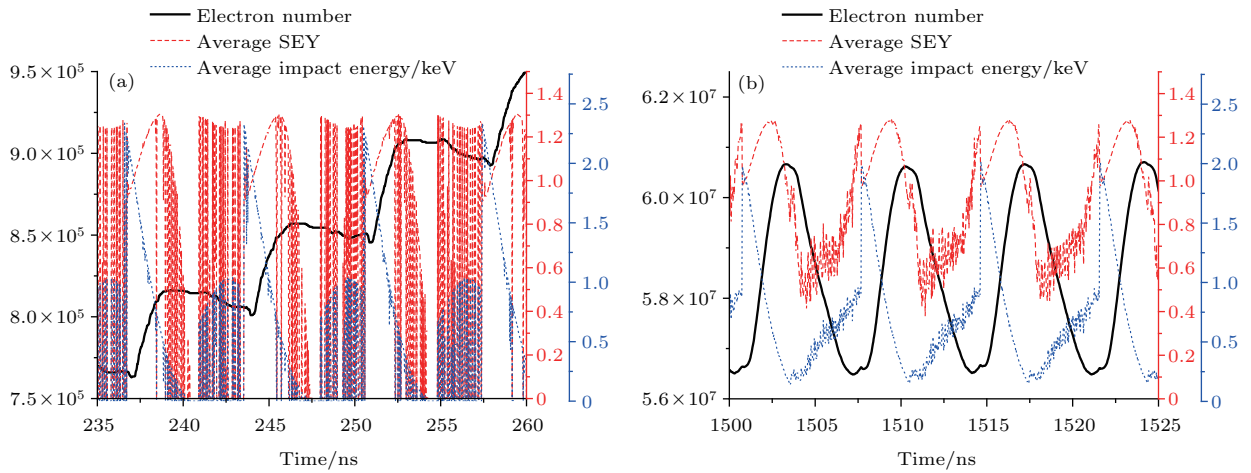


图 13 (网刊彩色) 一阶双边二次电子倍增模式下的电子数目、二次电子产额系数及碰撞能量随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 13. (color online) The evolution relationship of electron number, SEY coefficient and impact energy of 1st order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

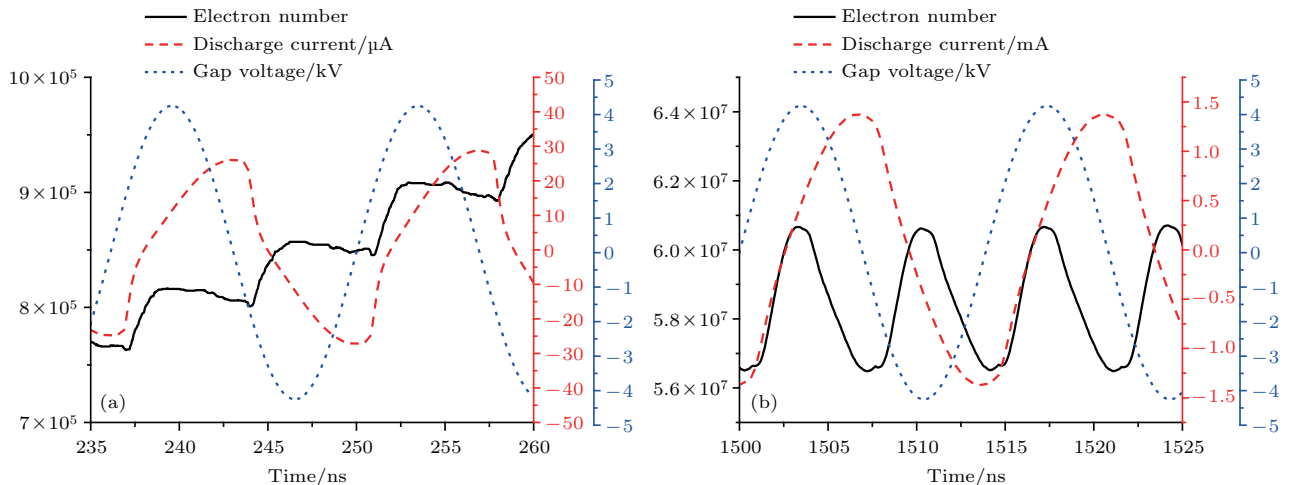


图 14 (网刊彩色) 一阶双边二次电子倍增模式下的电子数目、间隙电压及放电电流随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 14. (color online) The evolution relationship of electron number, gap voltage and discharge current of 1st order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

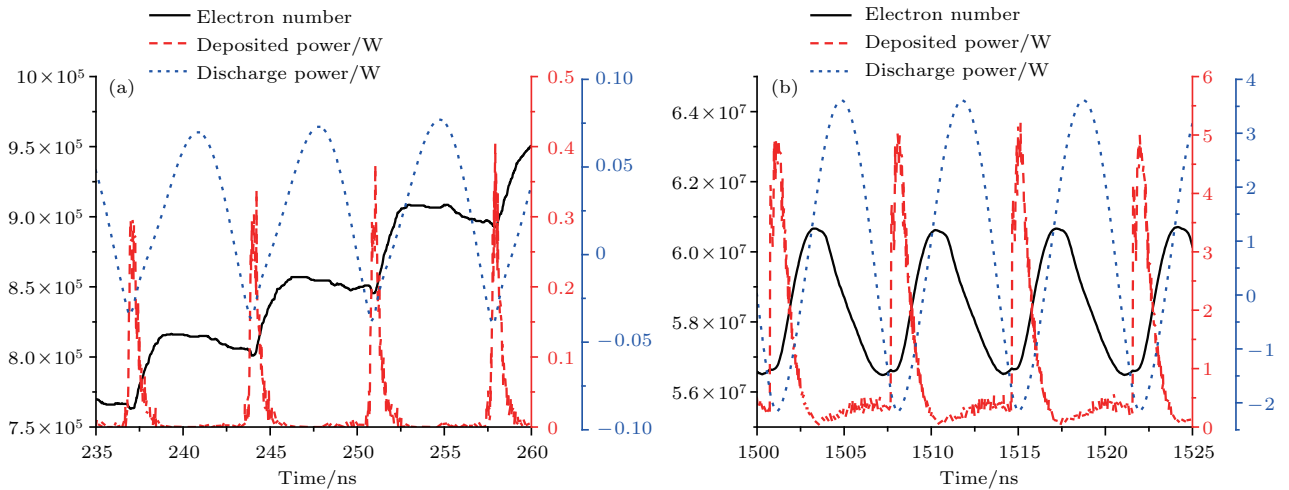


图 15 (网刊彩色) 一阶双边二次电子倍增模式下的电子数目、放电功率及沉积功率随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 15. (color online) The evolution relationship of electron number, discharge and deposited power of 1st order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

二次电子倍增饱和阶段, 较强的空间电荷效应使得放电电流变化率明显减小, 放电电流最大值对应二次电子数目最小值, 而放电电流最小值对应二次电子数目最大值. 沉积功率振荡周期等于半个射频周期, 当二次电子数目陡增上升前沿来临时, 电子沉积功率从零迅速增加到最大值; 当二次电子数目达到射频周期内最大值时电子沉积功率衰减为零; 放电功率振荡频率为射频频率的 2 倍, 放电功率由放电电流与射频电压的乘积决定, 放电功率为负值的部分说明存在明显的充电过程.

图 16—图 18 给出了三阶双边二次电子倍增模

式发展与饱和阶段各特征物理量的时域演化关系, 可以看出: 二次电子倍增发展阶段, 由于空间电荷效应不明显, 电子数目呈现台阶式的指数快速增长, 陡直的上升沿对应绝大多数高能电子碰撞壁面引发二次电子倍增时刻, 平直段为大多数电子在间隙内渡越的时段, 平直段的持续时间约为 1.5 个射频周期. 随着二次电子数目的快速增长, 空间电荷效应逐渐显著, 二次电子倍增进入饱和阶段, 此时电子数目不再呈现指数增长, 而是趋于稳定饱和状态, 并伴随周期性振荡, 振荡周期为半个射频周期.

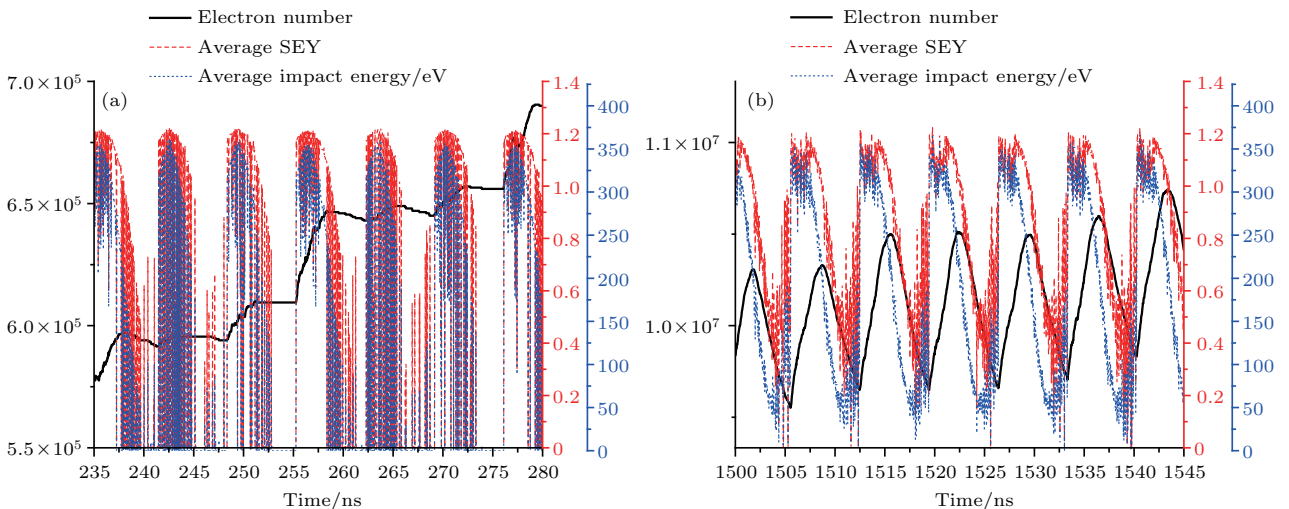


图 16 (网刊彩色) 三阶双边二次电子倍增模式下的电子数目、二次电子产额系数及碰撞能量随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 16. (color online) The evolution relationship of electron number, SEY coefficient and impact energy of 3rd order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

三阶模式二次电子数目平直段持续时间(间隙电子渡越时间)是一阶模式的3倍,导致三阶模式二次电子增长率明显低于一阶模式.放电电流波形较间隙射频电压波形同样存在明显的延时效应.二次电子倍增发展阶段,放电电流振荡周期是射频周期的3倍,由于电子数目平直段对应电子渡越的加速减速加速状态,所以电子数目平直段对应的放电电流增加-减小-增加的特性;二次电子倍增饱和阶段,在较强的空间电荷场作用下,其特性与一阶二次电子倍增饱和阶段特性几乎完全相同,放电电流振荡周期等于射频周期.二次电子倍增发展阶段,

沉积功率和放电功率的振荡周期均等于1.5个射频周期,二次电子倍增饱和阶段,沉积功率和放电功率的振荡周期为半个射频周期;当二次电子数目陡增上升前沿来临时,电子沉积功率从零迅速增加到最大值,当二次电子数目达到射频周期内最大值时电子沉积功率衰减为零;相对一阶模式,三阶模式饱和时的沉积功率脉宽(脉冲前沿与脉冲后沿0.5倍峰值位置处两点间的时间间隔)更宽.而放电功率同样存在负值部分,说明三阶二次电子倍增过程中同样存在明显的充电现象.

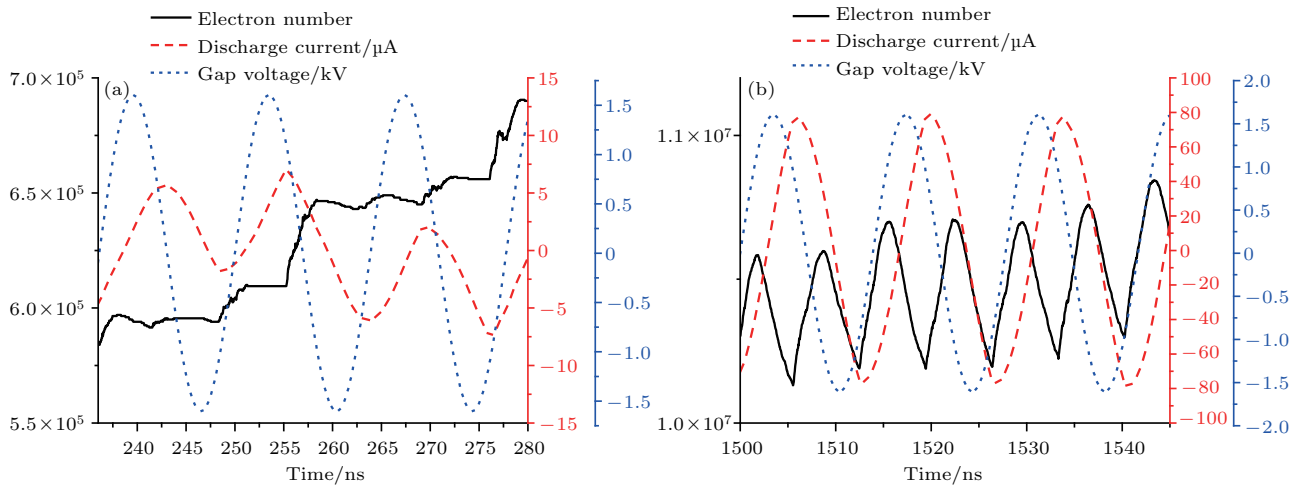


图 17 (网刊彩色) 三阶双边二次电子倍增模式下的电子数目、间隙电压及放电电流随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 17. (color online) The evolution relationship of electron number, gap voltage and discharge current of 3rd order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

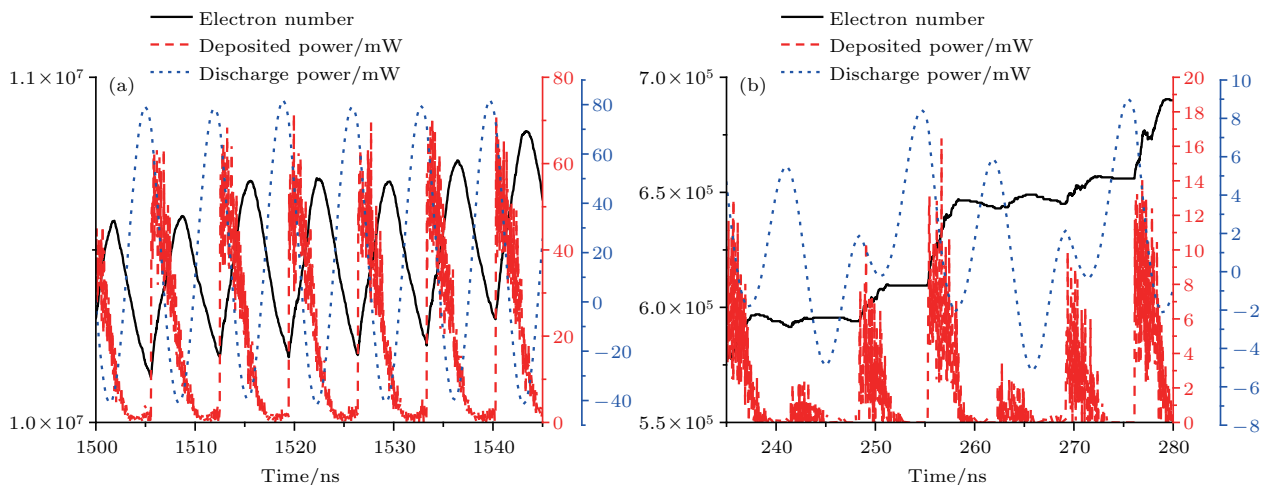


图 18 (网刊彩色) 三阶双边二次电子倍增模式下的电子数目、放电功率及沉积功率随时间演化关系 (a) 二次电子倍增发展阶段; (b) 二次电子倍增饱和阶段

Fig. 18. (color online) The evolution relationship of electron number, discharge and deposited power of 3rd order two-sided multipactor in cavity: (a) Development stage of multipactor; (b) saturation stage of multipactor.

4 结 论

面向加速器射频腔动态建场中存在的二次电子倍增建立、维持和饱和过程, 为有效评估高阶模式二次电子倍增对加速器动态建场过程的影响, 利用蒙特卡罗算法抽样出射电子能量和角度、采用粒子模拟方法求解带电粒子与射频场及空间电荷场的相互作用过程, 对金属无氧铜腔体双边二次电子倍增高阶(三阶)与低阶(一阶)模式的瞬时演化及饱和特性进行了细致的数值模拟对比研究.

数值模拟结果表明: 二次电子倍增过程中, 电子数目、放电电流、放电功率、沉积功率随时间呈现以指数形式快速增长后趋于饱和和振荡的规律, 相对一阶模式, 三阶模式饱和值更小且到达饱和值的上升时间更长. 放电电流相对腔体射频电压存在延时现象, 导致二次电子倍增过程中存在充电过程. 统计发现平均放电功率等于平均沉积功率, 三阶模式的放电功率大约是一阶模式1%水平, 因此加速器腔体从低电压到高电压(依次经历二次电子倍增的高阶和低阶模式)的动态建场过程中高阶模式的影响相对较小. 二次电子倍增过程中, 一阶模式呈现单电子束团加速运动特性, 三阶模式则呈现加速/减速/加速及多电子束团相向运动的复杂特性. 三阶模式饱和阶段电荷密度明显低于一阶模式, 空间电荷效应小于一阶模式. 二次电子倍增形成发展阶段, 一阶模式电子渡越时间约为半个射频周期, 放电电流振荡周期与射频周期相等; 三阶模式电子渡越时间约为1.5倍射频周期, 放电电流振荡周期为射频周期的3倍. 二次电子饱和阶段, 在较强空间电荷效应作用下, 三阶与一阶模式的特性趋于一致, 即放电电流振荡周期与射频周期相等, 放电功率和沉积功率振荡频率为射频周期的2倍. 此

外, 相对一阶模式, 三阶模式饱和时的沉积功率脉宽更宽.

参考文献

- [1] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [2] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [3] Kishek R A, Lau Y Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1218
- [4] Kishek R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 035003
- [5] Zhang P, Lau Y Y, Franzi M, Gilgenbach R M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 053508
- [6] Sazontov A G, Nechaev V E, Vdovicheva N K 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 161503
- [7] Sazontov A, Buyanova M, Semenov V, Rakova E, Vdovicheva N, Anderson D, Lisak M, Puech J, Lapierre L 2005 *Phys. Plasmas* **12** 053102
- [8] Zhang X, Wang Y, Fan J J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 022110
- [9] Li Y D, Yan Y J, Lin S, Wang H G, Liu C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 047902 (in Chinese) [李永东, 闫杨娇, 林舒, 王洪广, 刘纯亮 2014 物理学报 **63** 047902]
- [10] Gopinath V P, Verboncoeur J P, Birdsall C K 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1535
- [11] Riyopoulos S 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1448
- [12] Devanz G 2001 *Phys. Rev. Special Topics-Accelerators and Beams* **4** 012001
- [13] Xu B, Li Z Q, Sha P, Wang G W, Pan W M, He Y 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 2723 (in Chinese) [徐波, 李中泉, 沙鹏, 王光伟, 潘卫民, 何源 2012 强激光与粒子束 **24** 2723]
- [14] Wang C, Andreas Adelman, Zhang T J, Jiang X D 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 1244 (in Chinese) [王川, Andreas Adelman, 张天爵, 姜兴东 2012 强激光与粒子束 **24** 1244]
- [15] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [16] Vaughan J R M 1993 *IEEE Trans. Electron Dev.* **40** 830
- [17] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193

Comparison between the 1st and 3rd order mode temporal characteristics of two-sided multipactor discharge in cavity*

Dong Ye^{1)2)†} Liu Qing-Xiang¹⁾ Pang Jian^{3)‡} Zhou Hai-Jing²⁾ Dong Zhi-Wei²⁾

1) (School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China)

2) (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

3) (Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 10 May 2017; revised manuscript received 6 July 2017)

Abstract

For investigating the influence of high order two-sided multipactor discharge on the accelerator field-building process, the temporal characteristics of the 3rd order two-sided multipactor discharge in oxygenfree copper cavity are studied numerically. The particle-in-cell and Monte-Carlo methods are used in the simulation and the characteristics of the 1st order mode are also studied for comparison. The numerical results can be concluded as follows. In the multipactor discharge evolution, the electron number, discharge current, deposited and discharge power increase exponentially and tend to be saturated. At the saturation stage of the 3rd order mode, the values of electron number, discharge current, deposited and discharge power are lower than at the saturation stage of the 1st order mode. Meanwhile, the rising time of waveform in the 3rd order mode is longer than in the 1st order mode. There is a time-delay phenomenon in the waveform of discharge current, which results in a partial charging process in multipactor discharge. The average value of the discharge power is equal to the average deposited power. The value of discharge power in the 3rd order mode is about 1% of that in the 1st order mode. Therefore, the 3rd order mode is not significant in accelerator field-building process compared with the 1st order mode. The characteristic of the 1st order two-sided multipactor discharge is the accelerated motion of single electron beam, while that of the 3rd order is the complex accelerated-decelerated-accelerated motion of multi-electron beams. When the multipactor discharge enters into the saturation stage, the space charge effect of the 3rd order mode is not stronger than that of 1st order mode.

Keywords: two-sided multipactor, temporal evolution, Monte-Carlo method, particle-in-cell method

PACS: 79.20.Hx, 52.80.Pi, 52.65.Rr, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.66.207901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475155, 11305015).

† Corresponding author. E-mail: dongye0682@sina.com

‡ Corresponding author. E-mail: jpang@mail.ustc.edu.cn