

真空罐穿舱法兰介质微放电的实验研究

王新波 白鹤 孙勤奋 殷新社 张洪太 崔万照

Experimental study of multipactor on dielectric of penetration flange for vacuum chamber

Wang Xin-Bo Bai He Sun Qin-Fen Yin Xin-She Zhang Hong-Tai Cui Wan-Zhao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 127901 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210106

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210106>

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

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 <https://doi.org/10.7498/aps.66.157901>

高功率微波输出窗内侧击穿动力学的PIC/MCC模拟研究

PIC/MCC simulation of breakdown dynamics inside high power microwave output window

物理学报. 2018, 67(22): 225201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181260>

介质部分填充平行平板传输线微放电过程分析

Multipactor in parallel-plate transmission line partially filled with dielectric material

物理学报. 2018, 67(15): 157901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180351>

激光等离子体中高能电子各向异性压强的粒子模拟

Particle simulation study on anisotropic pressure of electrons in laser-produced plasma interaction

物理学报. 2017, 66(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.115203>

收集极释气对相对论返波管影响的粒子模拟

Particle-in-cell simulation on effect of collector outgassing on relativistic backward oscillator

物理学报. 2019, 68(18): 185203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190554>

二次电子倍增对射频平板腔建场过程的影响

Influence of multipactor discharge on field-buildup process in radio-frequency plate cavity

物理学报. 2018, 67(17): 177902 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180656>

真空罐穿舱法兰介质微放电的实验研究*

王新波 白鹤 孙勤奋 殷新社 张洪太 崔万照†

(西安空间无线电技术研究所, 空间微波技术重点实验室, 西安 710100)

(2021年1月16日收到; 2021年3月9日收到修改稿)

介质微放电已经成为制约航天器有效载荷地面研制和在轨可靠运行的重要因素. 本文对航天器环境模拟试验中真空罐穿舱法兰介质表面单边微放电进行了实验研究, 在周期性脉冲信号激励下, 观察到调零信号间歇性局部跳变的现象. 采用三维粒子模拟工具对微放电从起始到饱和的演化过程进行了数值模拟, 结合模拟结果给出了实验现象的物理解释及若干讨论. 研究表明, 在本文采用的脉冲信号配置参数下介质单表面微放电在脉冲内建立并达到饱和、在两个相邻脉冲之间没有射频信号的时段“熄灭”. 所得结果对介质微放电的理论研究和高功率介质微波部件的工程设计具有重要的意义.

关键词: 穿舱法兰, 介质微放电, 实验研究, 粒子模拟**PACS:** 79.20.Hx, 84.32.-y**DOI:** 10.7498/aps.70.20210106

1 引言

在过去的几十年, 微放电在航天器有效载荷^[1-3]、高功率微波^[4-6]和高能加速器^[7,8]等领域得到广泛关注, 而介质表面微波击穿是高功率微波产生和传输最为薄弱的瓶颈因素, 为了克服这一问题, 人们对其击穿的机理和过程开展了深入研究^[4-6,9-11]. 理论和实验研究表明, 介质表面微波击穿是由介质表面的单边微放电效应触发的, 在电子碰撞下介质表面解析或蒸发形成气体层, 在微波场的作用下发生气体电离放电并最终演化为介质表面的等离子体击穿, 从而使得高功率微波信号无法有效传输^[6].

随着航天器有效载荷射频功率逐渐增加, 对地面环境模拟试验用真空罐穿舱法兰的功率容量提出了更高要求, 而穿舱法兰的真空一侧介质表面会发生单边微放电效应, 严重制约了地面环境模拟试验功率容量的提升, 成为制约航天器有效载荷研制

的瓶颈之一. 而已有的关于介质表面微波击穿的研究表明, 为了实现波导穿舱法兰的稳定可靠工作, 关键是要避免介质表面发生单边微放电, 从而去除对最终介质表面微波击穿的触发. 这其中的物理问题之一是介质表面单边微放电效应.

在介质单表面微放电实验方面, Neuber等^[12]探测到氢原子和碳离子的光谱发射, 证明了介质表面击穿是微放电过程中电子撞击介质表面导致出气、从而形成等离子放电引起的. Anderson等^[13]采用频率为2.4 GHz, 脉宽为50 μ s, 峰值功率为2 kW的脉冲信号产生1 kV/cm的平行于介质表面的电场开展介质表面微放电实验研究, 采用探针进行电子电流检测, 通过介质表面所涂覆荧光体的光电发射来探测微放电中电子的空间分布. Chang等^[6,10]构建了S, C, X频段的高功率微波实验系统, 采用电荷耦合器件相机重点研究了微放电诱导的等离子体放电的光学特性, 并对采用表面刻槽方法抑制介质击穿的效果进行了评价. 以上研究重点关注单

* 国家自然科学基金(批准号: 61801376, 51827809)和空间微波技术重点实验室稳定支持基金(批准号: 2020SSFNKLSMT-02)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cuiwanzhao@126.com

个脉冲作用下的微放电特性, 目前仍缺乏对多脉冲激励条件下介质表面单边微放电特性的实验研究.

在介质单表面微放电理论方面, Kishek 和 Lau^[5] 首次提出了介质单表面微放电的理论, 采用蒙特卡罗 (Monte Carlo, MC) 仿真方法给出了以直流电场和外加射频电场为参考的介质微放电敏感曲线; Ang 等^[14] 在 Kishek 理论的基础上进行了改进, 计入了表面累积电荷产生的类直流电场的动态变化特性, 并考虑了微放电加载效应对射频场的影响, 指出介质微放电饱和效应是由介质窗表面累积电荷的持续增加引起的; Kim 和 Verboncoeur^[15] 采用一维粒子模拟 (particle-in-Cell, PIC) 和蒙特卡罗方法研究了介质单表面微放电随时间的演变特性, 指出了电子数目和类直流电场以两倍的射频频率振荡的特性; Sazontov 等^[16] 提出了介质表面单边微放电的稳态统计模型, 考虑了类直流电场的影响, 但是该统计模型只针对微放电的起始阶段, 并且只能给出微放电敏感曲线, 无法给出电子数目随时间的变化曲线; Shen 等^[17] 对稳态模型进行了改进, 提出了非稳态介质微放电统计模型, 给出了介质单表面微放电随时间的演化过程; Zhang 等^[18] 提出了同时考虑平行和垂直于介质表面的射频电场作用下介质微放电的解析模型, 并考虑了气体解吸附的影响; 董焯等^[19] 利用自编的 P3D3V PIC 程序研究了 BJ32 矩形波导传输 TE_{10} 模式高功率微波在介质窗内、外表面引发的次级电子倍增过程; 张雪等^[20] 对盒形窗内圆窗片表面次级电子倍增效应进行了蒙特卡罗模拟, 研究了次级电子在不同传输功率下的倍增发展趋势, 获得了 TE_{11} 模非均匀分布电场作用下次级电子倍增的规律. 但截至目前

仍缺乏对介质单表面微放电从起始到饱和过程的三维仿真, 对介质微放电尤其是介质表面累积电荷及所产生的类直流电场特性缺乏直观认识.

本文以航天器环境模拟试验用真空罐穿舱法兰为对象进行介质微放电实验研究, 以周期性多脉冲进行持续激励, 采用高灵敏度调零检测法进行反射信号检测, 获得了周期性多脉冲激励下微放电发生时调零信号的动态变化曲线, 在此基础上采用商业仿真软件 CST 的 Particle Studio 模块^[21] 进行穿舱法兰介质微放电演化过程的三维数值模拟, 对实验和仿真结果进行了讨论, 给出了实验现象的物理解释, 该研究工作对真空罐穿舱法兰和高功率微波介质窗的设计具有指导意义.

2 穿舱法兰微放电实验研究

为了考核穿舱法兰的功率容量特性, 加工了实物并进行微放电实验. 图 1(a) 为穿舱法兰仿真模型, 插图是加工的实物, 采用矩形波导转圆波导再转矩形波导的结构实现, 在圆波导纵向中间处采用烧结工艺制备陶瓷介质层, 实现密封. 端口 1 工作在常压状态, 端口 2 与真空罐相连, 工作在真空状态, 中间的圆形介质板为烧结的 Al_2O_3 , 保证电磁波传输的同时实现真空罐内外气压隔离, 在真空罐内构造高真空环境以开展大功率真空环境模拟试验. 除介质表面外的其他金属内壁采用镀银表面处理工艺. 介质厚度为 9 mm, 直径为 144 mm, 在真空一侧介质与对面金属壁之间的距离为 19.8 mm, 输入和输出的矩形波导端口尺寸为 $165.1 \text{ mm} \times 41.275 \text{ mm}$. 穿舱法兰的 S 参数如图 1(b) 所示, 可见在 1.1—1.4 GHz 频段内均具有良好的传输特性.

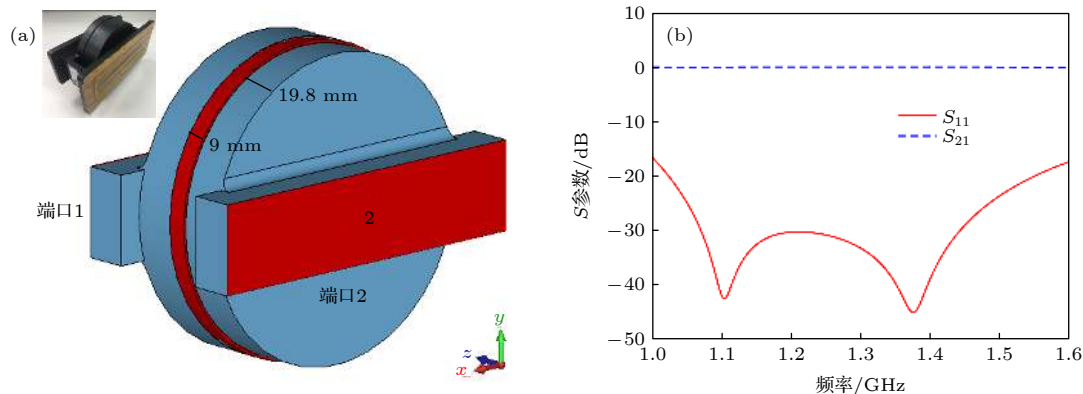


图 1 真空罐穿舱法兰的结构及其 S 参数 (a) 仿真模型及实物; (b) S 参数

Fig. 1. Structure of the penetration flange used in vacuum chambers and its S parameters: (a) Structure; (b) S parameters.

实验原理框图如图 2 所示. 每次实验采用两个相同的穿舱法兰, 分别作为输入和输出, 在真空罐内采用波导进行连接. 信号源产生的脉冲信号经过功率放大器放大后, 通过输入法兰馈入真空罐, 并经过输出法兰穿出真空罐后被大功率负载吸收. 在大功率信号馈入真空罐之前采用双定向耦合器对正向和反向信号进行耦合, 分别进行正反向功率和正反向调零信号监测. 通过高灵敏度的调零装置, 可以将正反向信号抵消到 -60 dBm 量级的残差电平, 能够实现微放电引起反射变化的高灵敏度检测.

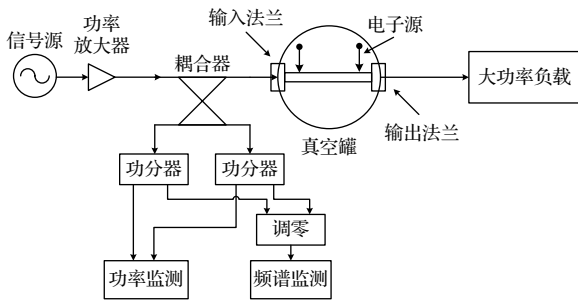


图 2 穿舱法兰微放电实验原理框图
Fig. 2. Block diagram of the experimental setup.

实验之前进行抽真空并保持 12 h 以上, 真空罐内气压小于 1.5×10^{-5} Pa. 实验频率为 1.2 GHz, 信号的脉冲宽度为 500 μ s, 占空比为 3%, 采用铯 137 源进行初始种子电子加载, 同时采用正反向功

率和正反向调零两种方法进行高灵敏度微放电检测. 图 3 为微放电实验过程中调零信号的波形. 通常采用分析带宽设置为零的频谱仪来进行正反向调零脉冲信号的监测. 图 3(a) 为未发生微放电时调零信号残差电平, 可以看出其调零深度小于 -60 dBm, 图 3(b)—(d) 分别为不同脉冲激发微放电时调零信号的跳变情况, 多个脉冲激励下穿舱法兰发生微放电时调零信号波形在无跳变 (图 3(a)) 和有跳变 (图 3(b)—(d)) 之间间隔出现, 并且无法形成稳定的跳变波形. 这与文献 [22] 报道的单个脉冲作用下反射功率的变化存在显著差异.

未发生微放电和发生微放电后的穿舱法兰对比如图 4 所示, 与未发生微放电的穿舱法兰 (右侧) 进行比较可以看出, 发生微放电后的穿舱法兰 (左侧) 的介质表面呈现出淡的黄褐色, 可以初步推断在实验过程中只发生了微放电而未发生显著的气体电离放电.

3 穿舱法兰的介质微放电数值模拟

为了有效解释实验现象, 本节对穿舱法兰进行微放电粒子模拟, 采用文献报道的 Al_2O_3 的二次电子发射系数的数据 [5], 为了获得最为保守可靠的预测阈值, 二次电子发射系数取最大值 9, 相对应的电子能量取 350 eV, 采用 Vaughan 模型进行二次电子发射系数拟合 [23], 拟合曲线如图 5 所示.

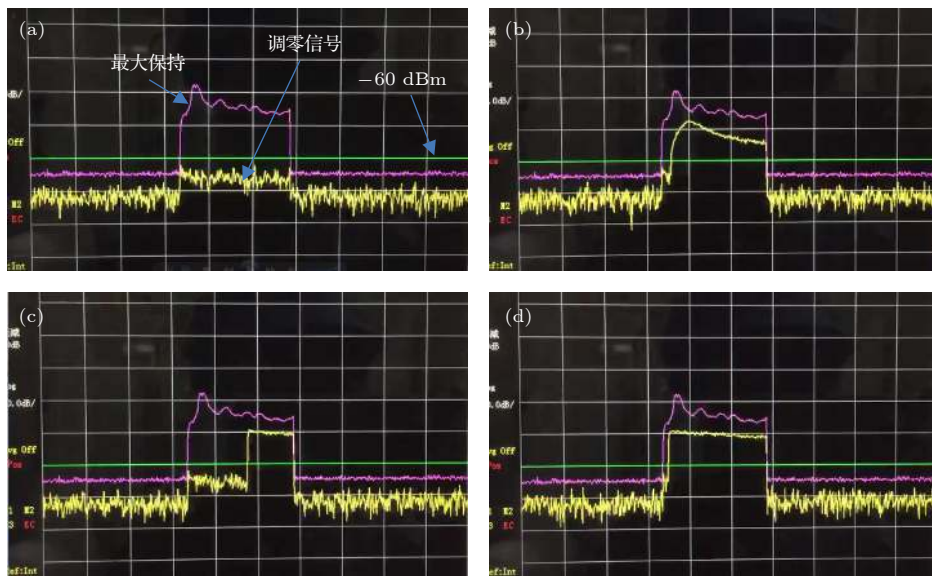


图 3 微放电引起的调零信号跳变 (a) 未发生微放电; (b) 放电 1; (c) 放电 2; (d) 放电 3
Fig. 3. Jumps of nulling signals resulted by multipactors: (a) No multipacotr; (b) multipactor 1; (c) multipactor 2; (d) multipactor 3.



图 4 微放电实验前后介质表面对比

Fig. 4. Dielectric surfaces before and after a dielectric multipactor.

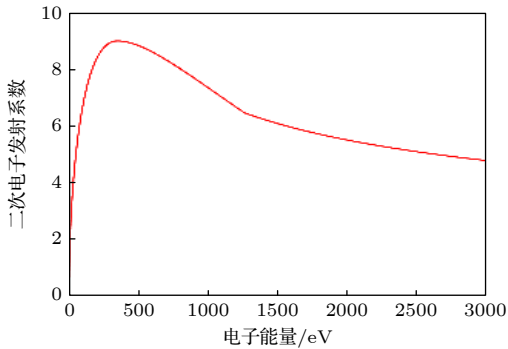


图 5 介质 Al_2O_3 的二次电子发射系数

Fig. 5. Secondary emission yield of dielectric Al_2O_3 .

粒子模拟中信号的频率为 1.2 GHz, 与实验保持一致, 端口激励功率为 4000 W, 初始电子数目在 2 ns 内均匀加载, 为了能够模拟到饱和状态, 每个宏粒子包含 10^5 个电子. 初始宏粒子数目为 1.7×10^5 个. 图 6(a) 和图 6(b) 给出了微放电过程中宏粒子数目随时间的变化曲线 (其中左图纵轴为线性坐标; 右图纵轴为对数坐标). 从图 6(a) 可以看出, 电子数目时变曲线中叠加着双重振荡, 经过观察可

以发现, 微小振荡的频率是射频信号频率的两倍, 这与文献 [15] 基于一维 PIC 模拟的结果一致, 但在微小振荡的基础上, 电子数目时变曲线还存在一个周期更长、幅度更大的振荡, 与后面将要介绍的介质表面累积电荷产生的类直流电场时变曲线相比可以看出, 该振荡频率与类直流电场的振荡频率一致. 因此可以得出, 电子数目的涨落以射频信号频率的两倍以及类直流电场的频率相叠加呈双重振荡, 在双重振荡的共同作用下, 电子数目逐渐趋近于饱和, 需要说明的是, 本文进行了仿真时长达 293 ns 的粒子模拟, 宏粒子数目在 50 ns 以后趋于饱和状态, 达到 4×10^6 个, 这从图 6(b) 中可以清楚地看出.

图 7 给出了 $t = 2, 20, 30$ 和 293 ns 时刻的电子空间分布的侧视图 (右侧的颜色标尺表示空间电子的能量分布, 单位为 eV, 图 8 同). 可以看出, 当 $t = 2$ ns 时初始种子电子从介质表面发射到穿舱法兰真空一侧的内部空间, 随着仿真时长的增加, 穿舱法兰内的电子数目显著增加, 同时介质表面附近的电子数目显著高于其他区域. 当仿真时长 $t = 293$ ns 时, 电子在靠近介质表面很近的区域内形成了电子薄层, 如图 7(d) 所示. 通过图 7 的电子空间分布演化过程可以明显地看出, 穿舱法兰发生了介质表面单边微放电.

图 8 给出了对应时刻电子空间分布的正视图, 可以看出, 在均匀加载初始种子电子后, 二次电子率先在介质表面上下对称的两个区域大量增加, 一个区域接近圆波导上端, 另一个区域接近圆波导下端, 两个区域呈“8”形, 这是由激励信号产生的电场切向分量在上下对称的位置处最大导致的. 当仿真时长为 293 ns 时, 电子几乎充满除左右边缘以

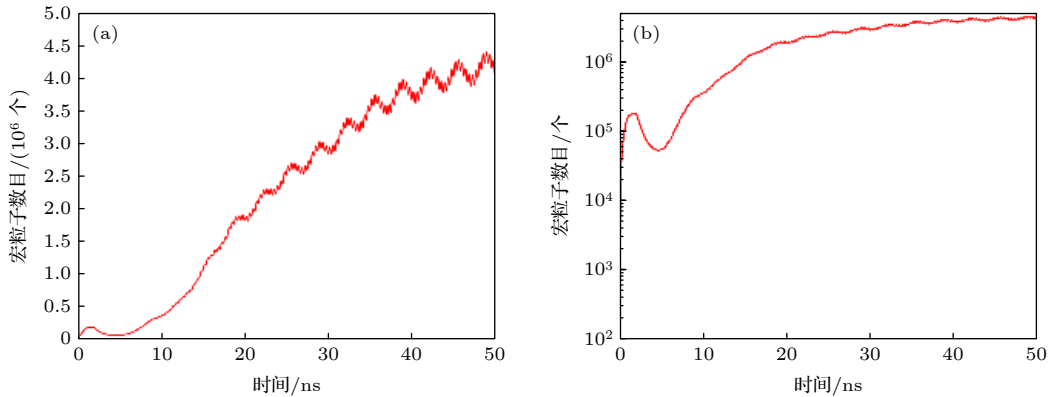


图 6 微放电过程中宏粒子数量随时间的变化 (a) 纵轴为线性坐标; (b) 纵轴为对数坐标

Fig. 6. Accumulation of electrons during multipactions: (a) Vertical axis is linear; (b) vertical axis is logarithmic.

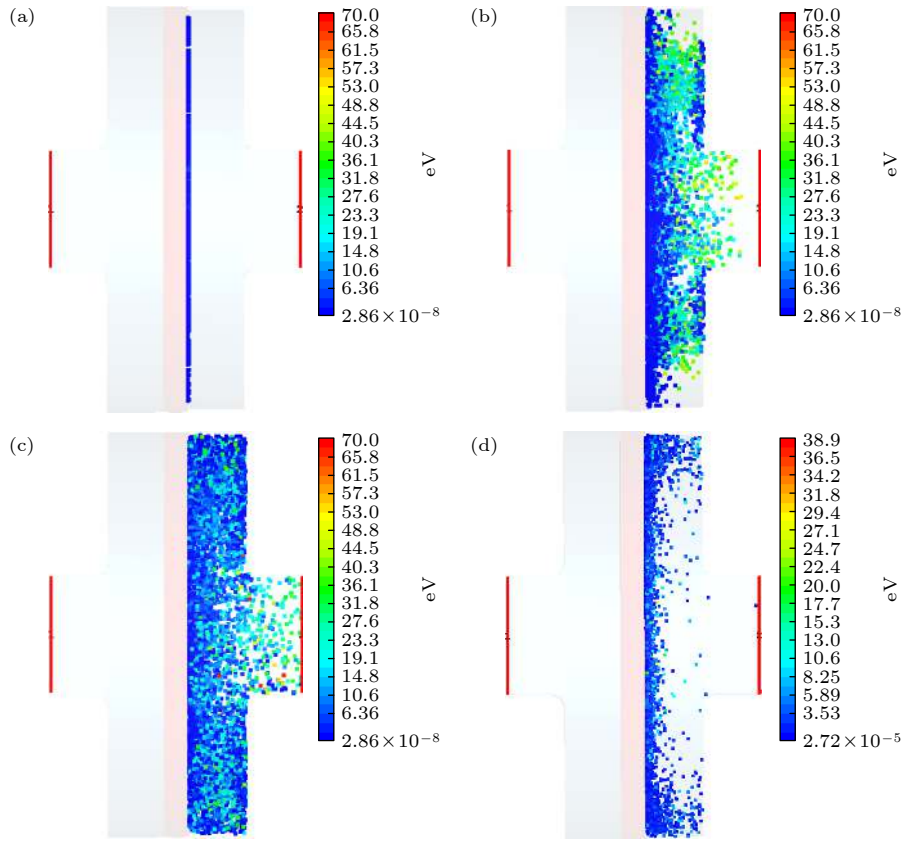


图 7 微放电过程中宏粒子的空间分布 (侧视图) (a) 2 ns; (b) 20 ns; (c) 30 ns; (d) 293 ns

Fig. 7. Distribution of space electrons accumulated at different times during a multipactor (side view): (a) 2 ns; (b) 20 ns; (c) 30 ns; (d) 293 ns.

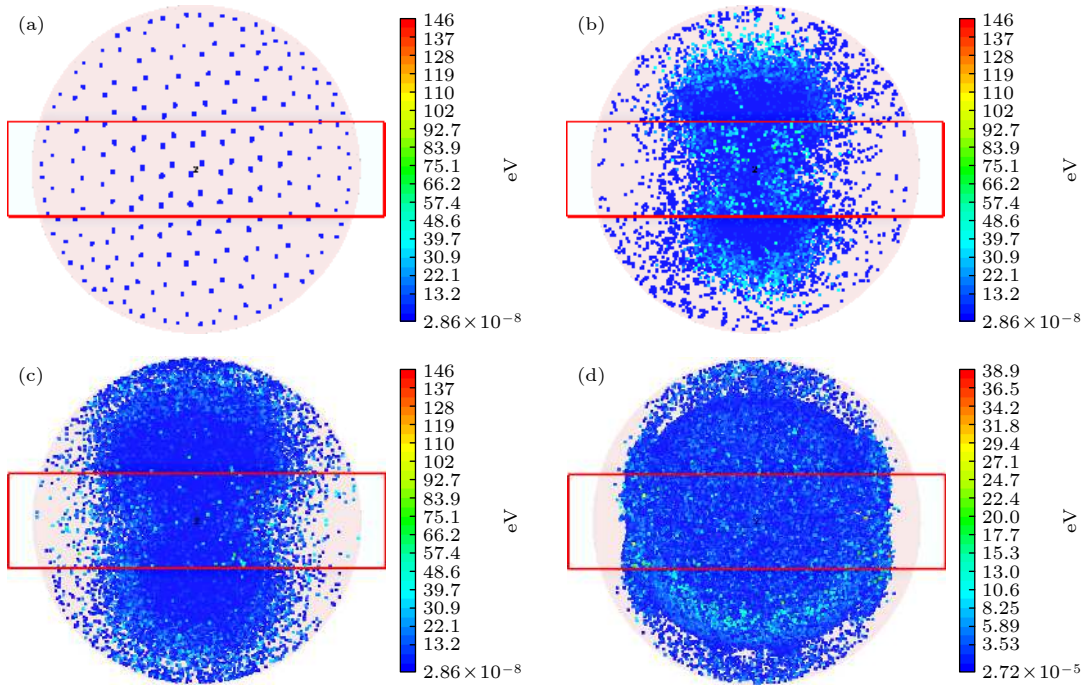


图 8 微放电过程中宏粒子的空间分布 (正视图) (a) 2 ns; (b) 20 ns; (c) 30 ns; (d) 293 ns

Fig. 8. Distribution of space electrons accumulated at different times during a multipactor (front view): (a) 2 ns; (b) 20 ns; (c) 30 ns; (d) 293 ns.

外的整个介质表面, 结合侧视图可以看出, 电子在介质表面附近的极窄区域内形成了电子薄层. 根据文献 [24] 的结论, 当电子分布在一定厚度的区域时, 电子薄层可视为具有一定介电常数的媒质, 在电子密度显著增加时, 即可引起能够被调零系统检测到的反射系数的变化, 从而激发微放电.

图 9 给出了介质表面累积电荷分布随时间的变化过程 (右侧的颜色标尺表示电荷密度, 单位为 C/m^3). 可以看出, 在初始时刻介质表面电荷有正有负, 并且电荷密度较小. 随着微放电的演化, 与电子数目显著增加的位置相对应, 介质表面在上下对称的两个位置处持续累积正电荷, 电荷密度显著增强, 这是由于当电子与介质表面碰撞时, 在这些区域二次电子发射系数大于 1, 从而在介质表面留下空穴, 并最终在整个介质表面累积了大量的正电荷. 可以看出, 微放电饱和时, 介质表面电荷密度达到 $0.00249 C/m^3$.

图 10 给出了穿舱法兰介质表面中心点处固有的和发生微放电时电场强度的对比, 可以看出, 在不考虑微放电时, 介质表面中心点处固有的射频电场只有平行于介质表面的 y 分量, 而微放电发生后, 由介质表面累积电荷产生的垂直于介质表面的类直流电场显著增强. 观察图 10(c) 可以看出, 介

质表面累积电荷产生的类直流电场在 30 ns 以后出现了振荡特性, 振荡周期约为 3 ns, 显著大于两倍射频频率对应的周期, 与电子数目涨落相似, 类直流电场也呈现双振荡特性. 从图 10(d) 的总电场强度可以看出, 当介质单边微放电达到饱和状态后, 类直流电场的电场强度平均值约为外加射频激励电场强度的 2.5 倍, 显著大于射频电场强度. 可以看出, 介质表面累积电荷所产生的类直流电场在介质单表面微放电过程中发挥着重要作用.

图 11 给出了介质表面中心点处电压随时间的变化曲线, 这里选择空气一侧介质表面中心点作为零参考电位, 可以看出在 20—30 ns 之间, 电压快速振荡增加至 10—15 V 之间, 之后又振荡降低至平均值约为 5 V. 这说明介质表面单边微放电使得介质表面存在一定的电压, 这在微波部件设计时需重点考虑, 同时可以看出, 表面电压的振荡频率与激励信号的频率相同.

4 穿舱法兰微放电实验现象的物理解释

为解释穿舱法兰微放电实验现象, 本节对穿舱法兰介质微放电演化过程的模拟结果和实验现象进行对比分析, 以期获得对该现象更深层的理解.

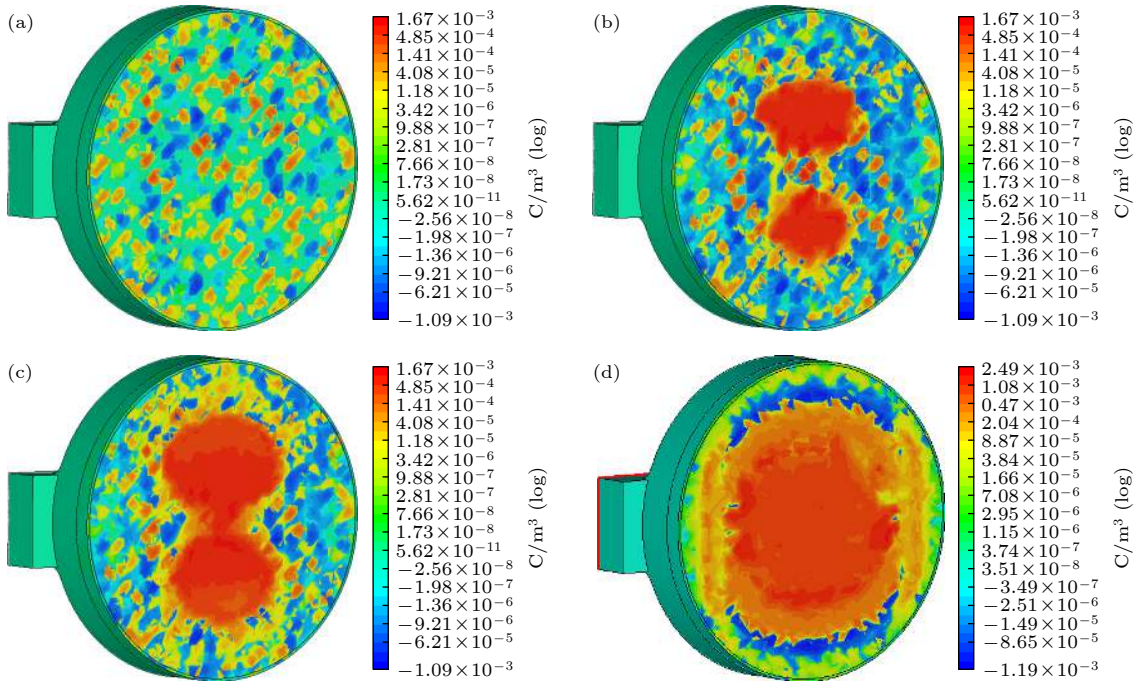


图 9 微放电过程中介质表面累积电荷密度的变化 (颜色标尺是对数显示) (a) 2 ns; (b) 20 ns; (c) 30 ns; (d) 293 ns

Fig. 9. Distribution of surface charge density accumulated during the multipactor (the color scaling is in logarithmic): (a) 2 ns; (b) 20 ns; (c) 30 ns; (d) 293 ns.

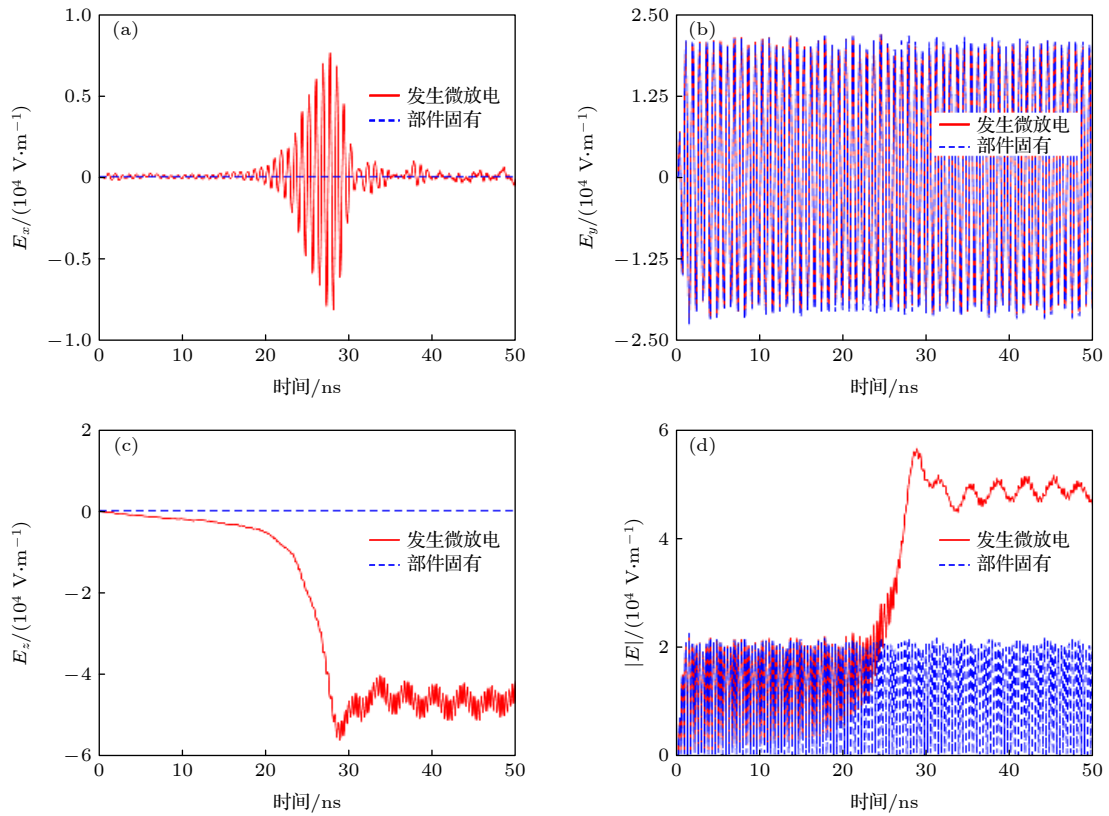


图 10 微放电过程中介质表面电场强度的变化 (a) E_x ; (b) E_y ; (c) E_z ; (d) $|E|$

Fig. 10. Variation of the surface electric field intensity during the multipaction: (a) E_x ; (b) E_y ; (c) E_z ; (d) $|E|$.

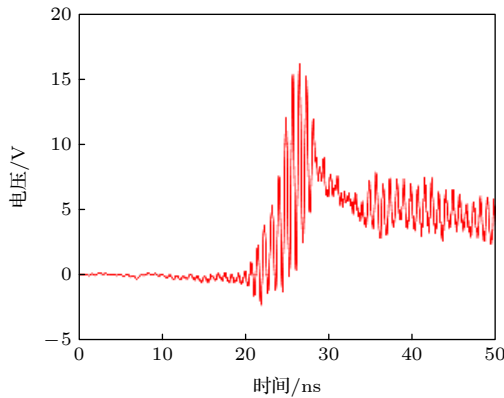


图 11 微放电过程中介质表面中心点处电压的变化

Fig. 11. Variation of the surface voltage of dielectric during the multipaction.

实验用脉冲信号如图 12 所示, 图中给出了对应微放电不同阶段及调零信号的特性.

通过观察图 3(b)—(d) 可以发现, 它们之间的共同特点就是脉冲的前面时段调零信号未发生明显跳变, 而在脉冲的后面时段调零信号发生了显著跳变并保持到脉冲结束, 在两者之间调零信号存在明显的跃变.

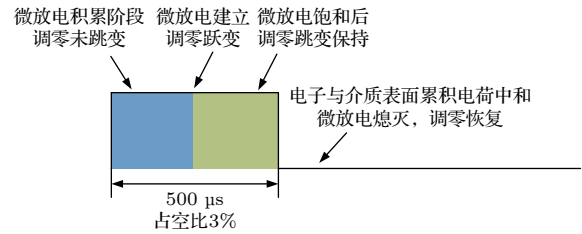


图 12 实验用脉冲信号

Fig. 12. Pulse signal used in the multipaction test.

在脉冲的前面时段, 初始种子电子的随机状态使得微放电处于量变积累阶段, 此时未进入微放电的激发过程, 因此调零信号保持残差电平, 未发生明显跳变.

而在脉内某一时刻, 初始种子电子的相位与射频信号满足微放电起振条件, 通过第 3 节微放电过程的数值模拟可以看出, 介质在平行于表面的射频电场作用下发生了单边微放电, 空间电子数目显著增加的同时, 在介质表面累积了大量的正电荷, 累积电荷产生了垂直于介质表面的类直流电场, 空间电子在类直流电场和射频电场的共同作用下被束缚在介质表面附近很小的范围, 并形成了电子薄

层, 导致信号传输失配, 反射信号的变化足以被调零系统检测到, 而微放电从起始到饱和的整个过程在百纳秒量级内完成, 在 500 μs 的脉冲宽度内微放电从起始到饱和的过程对应调零信号的跃变.

而在调零信号发生跃变以后的时段, 根据数值模拟结果, 微放电持续保持饱和状态, 使得在脉冲后面时段调零信号能够在一个较高的电平保持, 直至该脉冲结束, 这对应调零信号跳变后的持续.

这有效解释了图 3(b)—(d) 中调零信号在脉冲前面时段未发生跳变、中间发生跃变, 之后调零信号在较高水平保持直至脉冲结束的现象.

而本文实验中采用的是多脉冲进行持续激励, 脉冲信号的占空比为 3%, 因此在 500 μs 的脉冲结束后, 在接下来没有射频功率的较长时间内, 平行于表面的射频电场消失. 可以推测, 在类直流电场的作用下, 空间电子被介质表面的正电荷吸引而向介质表面移动, 与介质表面累积的正电荷中和, 导致介质表面的累积电荷显著减少, 甚至变为电中性, 空间电子数目相应地显著减少, 即微放电在前一个脉冲结束之后、后一个脉冲来临之前没有射频功率的时段发生了“熄灭”现象, 调零信号恢复至残差电平, 如图 3(a) 所示, 而在后一个脉冲来临时重新进行微放电的积累和激发, 这有效解释了穿舱法兰发生微放电时调零波形在有跳变 (图 3(b)—(d)) 和无跳变 (图 3(a)) 之间间隔出现的现象.

对实验现象的解释总结如下: 在脉冲的前面时段, 微放电处于量变积累阶段, 微放电未被有效激发; 在某一时刻, 初始电子的相位满足谐振条件, 在数百纳秒时长内完成微放电从初始到饱和的建立, 大量电子聚集在介质表面附近区域形成电子薄层, 传输通道阻抗不匹配, 产生了能够被调零系统检测到的反射变化, 调零信号发生跃变; 在跃变之后的时段, 微放电饱和状态持续, 调零信号在较高电平持续保持直至脉冲结束; 而在脉冲信号结束时, 外加射频电场消失, 在介质表面电荷产生的类直流电场作用下, 电子被吸附至介质表面, 法兰内部空间的电子数目显著减少几乎消失, 微放电“熄灭”, 调零信号恢复至残差电平; 而在后一个脉冲来临时, 重新进行微放电积累和激发, 介质表面又一次发生单边微放电, 并重复上述过程. 这有效解释了调零信号在脉冲前面时段未发生跳变, 之后发生跃变, 而跃变之后调零信号保持较高水平直至脉冲结束, 同时调零信号在残差电平和局部跳变之

间间歇性出现的实验现象. 据作者所知, 这是首次对介质表面在多脉冲激励下单边微放电实验现象的报道和有效物理解释.

5 结 论

通过对航天器环境模拟试验中真空罐穿舱法兰介质表面单边微放电的实验研究, 揭示了实验中调零信号间歇性局部跳变现象与模拟仿真中介质单表面微放电从起始到饱和变化过程的内在联系, 研究表明, 在本文采用的周期性脉冲信号配置参数下, 介质单表面微放电在脉冲内建立并达到饱和, 在两个相邻脉冲之间没有射频功率的时段“熄灭”, 对于介质微放电的理论研究和高功率介质微波部件的工程设计具有重要的意义.

感谢北京真空电子技术研究所工作人员在波导穿舱法兰设计、加工方面提供的支持, 感谢西安空间无线电技术研究所测试及环境试验中心在微放电实验方面提供的帮助和支持.

参考文献

- [1] Woode A, Petit J 1990 *ESA J.* **14** 467
- [2] Rozario N, Lenzing H F, Reardon K F, Zarro M S, Baran C G 1994 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **42** 558
- [3] Yu M 2007 *IEEE Microwave Mag.* **8** 88
- [4] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach, R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [5] Kishek R A, Lau Y Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 193
- [6] Chang C, Liu G, Tang C, Chen C, Fang J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 055702
- [7] Hatch A J 1966 *Nucl. Instrum. Methods* **41** 261
- [8] Power J G, Gai W, Gold S H, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 164801
- [9] Neuber A, Hemmert D, Krompholz H, et al. 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 1724
- [10] Chang C, Zhu M, Verboncoeur J, et al. 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 253504
- [11] Iqbal A, Wong P Y, Wen D Q, et al. 2020 *Phys. Rev. E* **102** 043201
- [12] Neuber A, Butch M, Krompholz H, et al. 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 1593
- [13] Anderson R B, Getty W D, Brake M L, et al. 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 3095
- [14] Ang L K, Lau Y Y, Kishek R A, Gilgenbach R M 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 290
- [15] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [16] Sazontov A, Semenov V, Buyanova M, et al. 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093501
- [17] Shen F Z, Wang X B, Cui W Z, Ran L X 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 433
- [18] Zhang Z Y, Sun Y Z, Cui W Z, et al. 2019 *IEEE Trans.*

- Electron Devices* **66** 4921
- [19] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y, Zhou Q H, Zhou H J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 197901 (in Chinese) [董焯, 董志伟, 杨温渊, 周前红, 周海京 2013 物理学报 **62** 197901]
- [20] Zhang X, Wang Y, Fan J J, Zhang R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 227901 (in Chinese) [张雪, 王勇, 范俊杰, 张瑞 2014 物理学报 **63** 227901]
- [21] Langellotti S V, Jordan N M, Lau Y Y, et al. 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 1942
- [22] Hemmert D, Neuber A, Dickens J, et al. 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 472
- [23] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron Devices* **35** 1172
- [24] Wang X B, Shen J H, Wang J Y, et al. 2017 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **65** 2734

Experimental study of multipactor on dielectric of penetration flange for vacuum chamber^{*}

Wang Xin-Bo Bai He Sun Qin-Fen Yin Xin-She
Zhang Hong-Tai Cui Wan-Zhao[†]

(National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, Xi'an Institute of Space Radio Technology, Xi'an 710100, China)

(Received 16 January 2021; revised manuscript received 9 March 2021)

Abstract

The potential, unexpected occurrence of dielectric multipactor on the dielectric surfaces in high-power radio frequency and microwave components has become a severe constraint in the research and development of spaceborne payloads of space vehicles such as satellites and space stations on the ground and their long-term reliable operations in the orbit. In this experimental research, the single-surface multipactor occurring on the dielectric surface of a penetration flange originally designed for a vacuum chamber used in environmental simulation tests of spacecraft is experimentally investigated and compared with the corresponding full-wave simulated results. Under the excitation of periodic pulsed sinusoidal signals, the unusual experimental phenomena of intermittent local jumps of nulling signals in the process of multipactor are repeatedly observed based on an agile nulling experimental system. Taking advantage of the full-wave, three-dimensional (3D) particle-in-cell simulation tool, CST Particle Studio, the entire evolution process of the dielectric multipactor, from its onset to its saturation, is simulated and carefully examined. Combining the results obtained by full-wave 3D particle simulations, some physical explanations and discussion on such phenomena are presented. It is found that under the configuration parameters of pulse signals adopted in this multipactor experiment, the transition of a single-surface dielectric multipactor from its onset to the saturation state can be finished within a single pulse. However, its transition from the saturation state to turning off can last between consecutive pulses in the absence of any high-power radio frequency signals. The obtained result is important for both the theoretical study and the engineering development of high-power dielectric components, providing a new understanding of the dielectric multipactor occurring under the excitation of pulsed high-power electric fields.

Keywords: penetration flange, dielectric multipactor, experimental study, particle-in-cell

PACS: 79.20.Hx, 84.32.-y

DOI: 10.7498/aps.70.20210106

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61801376, 51827809) and the Stability Support Foundation of National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China (Grant No. 2020SSFNKLSMT-02).

[†] Corresponding author. E-mail: cuiwanzhao@126.com