

Ku 频段介质加载三端微波开关设计及其微放电特性

杨博川¹, 王丹^{1*}, 张可越², 胡天存³, 贺永宁¹, 王晓飞¹, 李瑞东⁴, 张国和^{1,5,6}

1. 西安交通大学微电子学院, 710049, 西安;
2. 西北工业大学电子信息学院, 空间微波通信全国重点实验室, 710129, 西安;
3. 中国空间技术研究院 空间微波通信全国重点实验室, 710100, 西安;
4. 山东云海国创云计算装备产业创新中心有限公司, 250101, 济南
5. 陕西省电子器件与高端芯片重点实验室, 710049, 西安;
6. 西安市微纳电子与系统集成重点实验室, 710049, 西安;

摘要: 设计了一种基于介质填充减小高频损耗的 Ku 波段微波开关结构, 工作频率范围为 DC~18 GHz。通过对开关中同轴和屏蔽带状线匹配仿真优化, 实现了微波开关在 18 GHz 内的匹配传输, 优化后开关的带内损耗小于 0.23 dB, 隔离度大于 90 dB。设置氧化铝为开关内的填充介质, 对不同输入功率下开关中二次电子数量演化过程开展模拟研究, 结果表明: 填充未经处理的氧化铝片后开关的微放电阈值为 10874 W。为提升开关微放电阈值, 分别应用表面微结构制造和溅射氮化钛镀层两种工艺, 降低氧化铝表面二次电子产额 (SEY), 测试结果表明应用两种工艺后的氧化铝表面 SEY 峰值分别由 3.56 降低至 1.71 和 1.99, 对应的微波开关微放电阈值计算结果分别为 12624 W 和 12374 W。结合两种工艺后, 氧化铝 SEY 峰值降至 1.13, 微波开关微放电阈值提升至 13124 W, 较原始器件提升 2250 W。为衡量介质带电对放电过程的影响, 计算了射频电场和表面带电情况下的二次电子运动状态和 SEY 曲线演化趋势。计算结果显示, 经过 100、500 和 2000 次脉冲辐照后, 介质表面 SEY 的改变能够将微波开关的微放电阈值提升至 11624 W、12374 W 和 12624 W。在考虑表面静电场状况下, 修正 Hatch-Williams 微放电模型理论, 定性揭示了介质表面电荷诱导静电场对微放电阈值的影响规律。本工作为高功率 Ku 频段微波开关设计及其微放电特性研究, 提供了可复用的模型结构和微放电可靠性提升方案, 对微波开关抗微放电设计具有工程参考价值。

关键词: 微波开关; 微放电; 二次电子; Ku 频段

1. 引言

随着航天探测、大科学装置及现代通信系统向高频段、大功率、小型化方向快速发展, 高功率微波系统的可靠性设计愈发重要。其中, 由真空环境下残余气体电离或部件表面二次电子倍增效应所引发的微放电现象, 已成为限制微波部件功率容量提升的瓶颈问题之一^[1-2]。在微波等离子放电的场景中, 二次电子发射现象会诱导气体击穿放电, 从放电稳定性、功率耦合、等离子体参数、器件寿命等多个维度, 显著干扰甚至破坏原始的微波等离子体放电^[3-5]。在空间微波系统中, 包括内部场强集中的输出多工器、铁氧体环行器、隔离器等大功率无源部件, 以及具有小间隙结构的传输线和波导连接件等, 均是易于发生微放电的薄弱环节。作为高功率微波链上实现信号切换与路由功能的核心执行单元, 微波开关内部射频电场高度集中, 其中的各类金属、介质等窄间隙结构界面都易于发生放电^[6]。微波开关中强电场区域边界材料表面二次电子产额 (SEY) 较高时, 将显著增加微放电风险, 最终可能会导致信号失真、噪声剧增, 更可能对器件造成不可逆的热损伤, 直接威胁整个系统的在轨或长期运行安全。已有诸多研究表明, 在涉及微放电可靠性的研究中, 二次电子发射过程的研究至关重要, 直接影响微波器件的微放电阈值^[7-9]。例如: 2024 年 He 等研究了微波组件镀金和镀银表面

暴露于大气环境特定周期后的 SEY 和微放电演变规律, 研究发现, 暴露于大气 400 天后, 镀金表面吸附各类含碳、氧的杂质, SEY 峰值由 1.6 升至 2.15, 导致平行平板模型中微放电阈值降低 3 dB; 相反, 暴露于大气环境 400 天后, 镀银表面因化学反应形成粗糙多孔结构, SEY 峰值从 2.0 降至 1.7, 其微放电阈值提高 3 dB^[10]。2025 年, 段潮锋等研究了平行平板波导微放电阈值受表面碳基薄膜的影响, 研究发现, 随着碳膜厚度由 0 增加至 938 nm, 铜表面 SEY 峰值由 2.18 降至 1.72, 对应仿真结果表明, 5 GHz·mm 频率-间隙积下的铜制平板结构微放电阈值功率提高 2.7 kW^[11]。事实上, 降低器件中敏感表面 SEY 是当前空间高功率微波系统微放电可靠性设计中的关键研究方向, 对于微波器件抗微放电设计具有重要意义。

目前较为成熟的 SEY 抑制技术主要包括两类: 一是通过构建表面微纳结构, 限制二次电子的运动轨迹, 增加其内部碰撞概率以消耗电子能量^[12-14]; 二是在表面沉积具有低 SEY 特性的功能薄膜, 借助材料固有的低电子发射特性, 从源头上减少二次电子的产生^[15-17]。对于表面微纳结构调控 SEY 较为系统的研究, 可参考 2008 年 Pivi 等关于沟槽特征尺寸对 SEY 影响规律的实验研究与理论分析^[18], 其中归纳了金属表面三角沟槽和矩形沟槽表面的 SEY 规律, 典型结果例如: 张角为 40°的三角形沟槽可将铜表面 SEY 峰值由 1.75 降至约 0.9。此外, 在金属表面刻蚀形成微孔阵列结构^[19]、表面生长纳米阵列结构^[20]均是降低表面 SEY 的有效方案。表面功能镀层调控 SEY 的研究依赖于镀层材料本征的 SEY 物理特性, 实现方法则依赖各类薄膜镀层沉积工艺。较为典型的研究例如 2007 年, Suharyanto 等在氧化铝块体镀覆 2.5 nm 氮化钛薄膜后 SEY 峰值由 6.5 降至约 1.8^[21]。诸多研究表明, 碳薄膜^[22]、氮化钛^[23-25]、钛钨^[26-27]是典型能够降低表面 SEY 的镀层材料, 在国内外多个加速器装置的电子云抑制方面有广泛应用^[25,28]; 而具有高 SEY 的氧化铝、氧化镁等陶瓷材料, 则在电子倍增器增益提升^[29-30]和空间环境静电放电防护^[31-32]方面效果显著。以上提及的表面微纳结构制造技术和表面镀层工艺实现 SEY 降低, 在微波器件微放电可靠性提升方面具有重要应用^[8,33-37]。2014 年, Nistor 等在 Ku 频段的阻抗变换器中应用湿法刻蚀对镀银表面进行粗糙化后再镀金膜的工艺, 使得 SEY 峰值从 2.2 降低至 1.4, 微放电阈值功率从 700 W 提高至 6500 W 以上, 增幅达 12.68 dB 以上^[33]。2018 年, Li 等通过微机械加工对金属银和铁氧体表面构建多孔结构, 并将其应用于 C 频段的铁氧体环形器中, 使得金属银表面的 SEY 峰值从 2.0 降至 1.08, 铁氧体表面的 SEY 峰值从 2.8 降至 1.5, 微放电阈值功率从 380 W 提升至 3400 W 以上^[34]。2019 年, Vague 等设计 L 频段的铁氧体环形器和 S 频段的铁氧体隔离器, 器件中分别填充的两种铁氧体材料的微放电阈值分别为 112 W 和 200 W, 且仿真预测与实际实验结果吻合良好^[37]。2023 年, 孟祥琛等通过激光刻蚀氧化铝介质表面制备出微孔阵列结构, 使得氧化铝表面的 SEY 峰值从 2.46 降低至 1.0; 进一步在表面溅射沉积氮化钛薄膜, 使 SEY 峰值降低至 0.69, 并将以上双重工艺应用于 L 频段的方同轴低通滤波器, 使得微放电阈值从 125 W 增至 650 W^[8]。实际上, 在已公开针对微波器件中 SEY 调控和微放电阈值的相关工作中, 大部分研究聚焦于低频 (L 频段、S 频段等居多) 微波器件中的 SEY 调控和微放电现象, 而对于高频 (X 频段、Ku 频段及更高频率) 器件微放电特性的研究而鲜有报道、待开展相关研究。实际工作场景中, 高频条件下, 电磁场变化速率快, 使得场中二次电子能量和方向的改变更快, 此时二次电子能量受高频电磁场瞬时相位影响强烈, 而不再与场强幅值单调相关; 此外高频电场下, 电子运动方向更容易发生剧烈偏转, 易在表面附近来回碰撞或横向漂移。这种高频“冲击”效应导致电子能量级联增强, 且运动路径复杂, 此时的电子运动状态与电子发射行为与低频环境相比明显复杂。另一个需要说明的特征是, 高频微波器件的特征尺寸通常更小, 这种小型化导致器件中更容易存在“窄间隙”结构, 而更窄的间隙意味着电子在间隙内的渡越时间更短, 更易发生碰撞产生二次电子, 这对于二次电子雪崩倍增是正反馈的。

本研究针对高频微波开关的微放电特性开展研究, 探索开关微放电特性对敏感表面 SEY 的依赖规律, 并提出适用于高频微波器件的微放电阈值提升技术。设计了一种工作于 Ku 波段的单刀双掷微波开关, 在核心开关部分填充了能够改善带内损耗的介质片。通过 CST 建模和尺寸优化, 给出了工作频段内微波开关各部分的

最优尺寸，使得开关在带内传输和带外抑制方面符合设计要求，并尽可能降低传输损耗。使用 CST 频域求解器精确计算微波开关在工作频点下的电磁场分布，观测了器件内部的电场分布特性，并发现介质填充部分是开关中电场强度最集中的区域，易于发生微放电。通过在 SPARK3D 模块中导入器件的电场分布特性、输入 SEY 参数、并划定粒子演化仿真区域，构建了包含关键介质部分的微波开关三维微放电仿真模型，获得了特定输入功率下开关内部二次电子数量随时间的演化规律，并获得微波开关的微放电阈值仿真数据。通过微放电敏感区域表面 SEY 调控，研究了多种表面 SEY 影响下微波开关中二次电子数量演化规律。

2. 微波开关设计与性能仿真

微波开关是微波系统中的核心控制元件，其关键特性如隔离度、插入损耗、切换速度等，直接决定了整个系统的性能上限。在实际的微波系统应用中，微波开关是系统灵活性、多功能性和可靠性的基础：在自动测试系统中，其可以用于构建开关矩阵，实现多端口设备的高效测试；在相控阵雷达与电子系统中，微波开关可以用于高速切换 T/R 组件，实现波束扫描与频率捷变；在通信系统（尤其是卫星与 5G 基站）中，微波开关能够管理天线收发切换与通道备份。鉴于微波开关在实际微波系统中的重要作用，本工作以微波开关为研究对象，开展介质填充微波开关器件的设计及其微放电特性研究。

相较于传统微波开关，本工作中提出的介质填充微波开关具有以下优势：其一，填充介质后，微波开关中高阶模态的截止频率将显著降低，有效拓宽主模的工作带宽；其二，在保持特定工作频率的前提下，填充介质片后微波开关的尺寸可以适当缩小，减轻器件质量，使得其应用场景更加灵活；其三，填充介质可以显著提高微波开关整体结构的耐压水平，从而允许传输更高峰值的功率而不发生电弧击穿。本研究所设计的微波开关以频段宽、低驻波、低损耗、高隔离、高可靠性为设计目标，以保证该微波开关在诸多工作场景中都具有适用性，器件设计包含的主要技术指标如表 1 所示。

表 1. 本工作中介质填充微波开关主要技术指标

Table 1. The primary performance specifications of the dielectric-filled microwave switch in this work

参数	频率范围	电压驻波比	插入损耗	隔离度	射频连接形式
指标要求	DC~18 GHz	DC~4 GHz<1.35	<0.5 dB	DC~10 GHz>120 dB	N 型连接器
		4~10 GHz<1.45		10~15 GHz>100 dB	
		10~15 GHz<1.55		15~18 GHz>80 dB	
		15~18 GHz<1.65			

2.1 射频同轴开关的设计

本工作设计的单刀双掷转换微波开关主要由电路控制系统、电磁驱动系统和微波传输系统三大部分组成，结构如图 1 所示。第一部分，电路控制组件，设置有与外部互联的接口，外部提供工作电压和控制信号，通过电路控制系统，进而供电电压施加至电磁驱动系统中。第二部分，电磁驱动组件，通过将外部输入的电能转换为磁能，进而推动微波传输系统中的传输簧片运动，实现微波通路的闭合或断开。第三部分，微波传输组件，该部分是微波信号传输的通道，直接决定微波同轴开关驻波比、插入损耗、隔离度等关键指标。针对图 1 中所设计的微波开关，其中包括#A 和#B 两个核心开关部分，器件的具体工作原理如下：开关在不加电状态时#A 为常闭，而#B 断开，使得端口#1 到端口#2 形成通路，而端口#1 到端口#3 切断。当需要端口#1 到端口#3 传输信号时，须给控制#A 的线圈和#B 的线圈同时供电，使得#A 断开而#B 闭合，保证端口#1 到端口#3 形成通路，端口#1 到端口#2 断开。微波开关的设计原则是每次只导通特定的路径，是因为所有端口同时导通，会导致端口之间的信号互相干扰，产生严重的信号混叠，甚至导致系统不稳定或损坏。总之，该微波开关通过#A 和#B 断开或闭合的装态，来引导特定端口间微波的传输，实现开关特性。

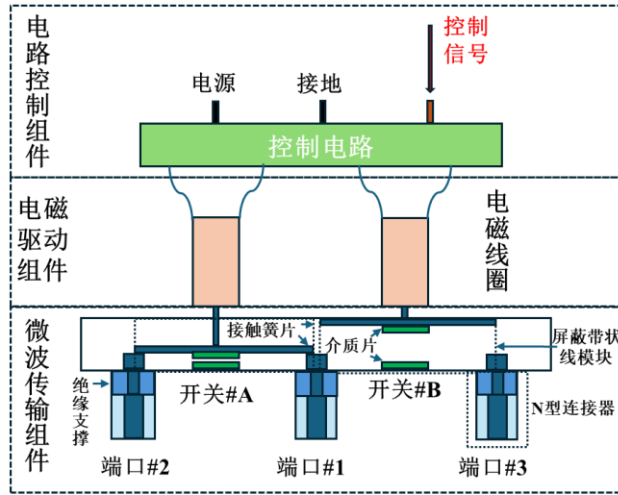


图 1. 微波开关器件整体结构图

Figure 1. Overall structure diagram of microwave switch device

在腔体微波开关中，微波传输部分主要由矩形腔体、接触簧片、N 型连接器组成，其中矩形腔体和接触簧片共同组成了微波开关中的屏蔽带状线模块。屏蔽带状线模块是微波开关的核心部分，直接用于开启或关断两个端口之间微波信号的传输，屏蔽带状线截面图如图 2 所示，图中针对腔体和簧片的特征尺寸进行了标注。在这类腔体微波开关中，决定屏蔽带状线特性阻抗的主要参数包括：矩形腔体的宽度 W_1 、腔体高度 b 、簧片宽度 W_2 、簧片高度 t ，以及簧片与腔体间介质的介电常数 ϵ_r ，具体标注如图 2 所示。

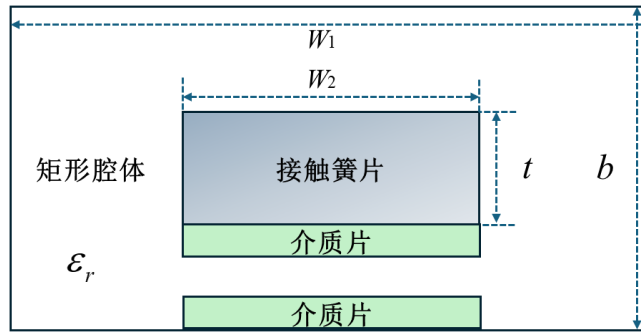


图 2. 屏蔽带状线截面图中腔体和簧片特征尺寸

Figure 2. The feature sizes of the cavity and the reed in the sectional view of the shielding stripline

在确定微波开关中对应传输线的特征阻抗 Z_0 和上述某一个尺寸参数的具体数值后，可由公式(1)和表 2 的屏蔽带状线特性参数得出矩形腔体和接触簧片的尺寸^[38]。

$$Z_0 = \frac{\eta_0}{4\sqrt{\epsilon_r}} \left[\frac{W_2/b}{1-t/b} + \frac{2}{\pi} \ln \left(\frac{1}{1-t/b} + \coth \frac{\pi W_1}{2b} \right) \right] \quad (1)$$

公式(1)中， η_0 为波阻抗， b 为腔高度， W_1 为腔体宽度， t 为簧片高度， W_2 为簧片宽度， ϵ_r 为相对介电常数，如若微波开关工作在真空环境中，则 ϵ_r 为 1；若工作在特定气氛环境中，则 ϵ_r 为该种气体的相对介电常数。同时传输线的截止频率 f_c 可由公式(2)可得出：

$$f_c = \frac{15}{b\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{(w/b + \pi/4)} \quad (2)$$

表 2. 微波开关中屏蔽带状线的特性参数

Table 2. Feature parameters in the shielded stripline of the microwave switch

b/W_1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
W_2/W_1	0.1	0.2	0.4	0.3	0.4	0.7
$z_0\epsilon_r^{1/2}$	50 Ω	50 Ω	50 Ω	50 Ω	50 Ω	50 Ω
t/b	0.45	0.35	0.17	0.37	0.33	0.05

2.2 微波开关模型建立与性能仿真

确定微波开关中各节特征尺寸后，建立了介质填充微波开关模型，如图 3 所示。其中，各部分材料设置情况为：接触簧片为金属银，N 型连接器的绝缘支撑为聚四氟乙烯，屏蔽带状线的介质填充部分为氧化铝，三端连接器界面为 50 Ω 阻抗匹配。工作过程中，所设计的微波开关射频信号从端口#1 的 N 型连接器输入、通过屏蔽带状线到端口#2 或端口#3 的 N 型连接器输出。

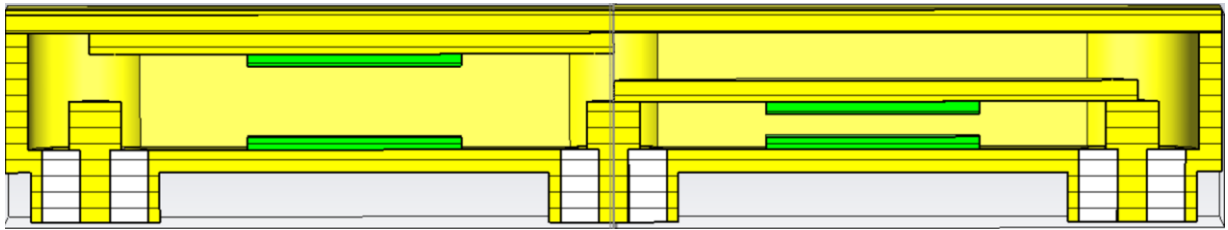


图 3. 微波开关传输部分仿真模型截面图

Figure 3. Cross-sectional view of simulation model for the microwave switch transmission part

针对所建立的微波开关模型进行电性能仿真，此处关注的性能包括：电压驻波比、插入损耗和隔离度。仿真过程中，设置器件的工作频率点为 15 GHz；扫频范围为 0~20 GHz。通过器件特征尺寸的优化，最终获得满足表 1 中设计要求的器件电性能仿真结果，如图 4 所示。图 4(a)~(c)中分别给出了优化后微波开关在开关#A 闭合，开关#B 断开的情况下，仿真获得的电压驻波比、插入损耗、隔离度。图 4 中的三个关键参数仿真结果显示，电压驻波比小于 1.5，带内损耗小于 0.23 dB，隔离度大于 90 dB，均满足电性能设计要求。由图 4(b)可知插入损耗在低频段（DC~10 GHz）增加，在部分高频段（10~15 GHz）减小，这是因为介质片的损耗角正切会引入能量损耗，且介质片的插入会改变该区域的等效介电常数，导致阻抗失配，从而在宽频带内产生显著的反射损耗，使总插入损耗普遍增加。但在特定窄带内，介质片恰好充当阻抗变换器，使两端匹配良好，反射损耗大幅下降，降幅超过介质损耗，形成局部“匹配窗口”，损耗净减小；偏离该频段后，失配与介质损耗重占主导，损耗再次增大。这说明介质片的填充能直接提升系统在高频频段下的传输效率，也可将低频段的损耗转化为有益的集成滤波功能，从而增强了开关在高频频段下的抗干扰能力和信号纯净度。此外针对所设计的微波开关，在工作频率点 15 GHz 处进行了电磁场分布仿真，结果如图 5 所示，工作过程中介质片之间 0.9 mm 的中间间隙有最强电场，在输入功率为 0.5 W 的情况下，此区域的电场强度最高可达 6983 V/m。

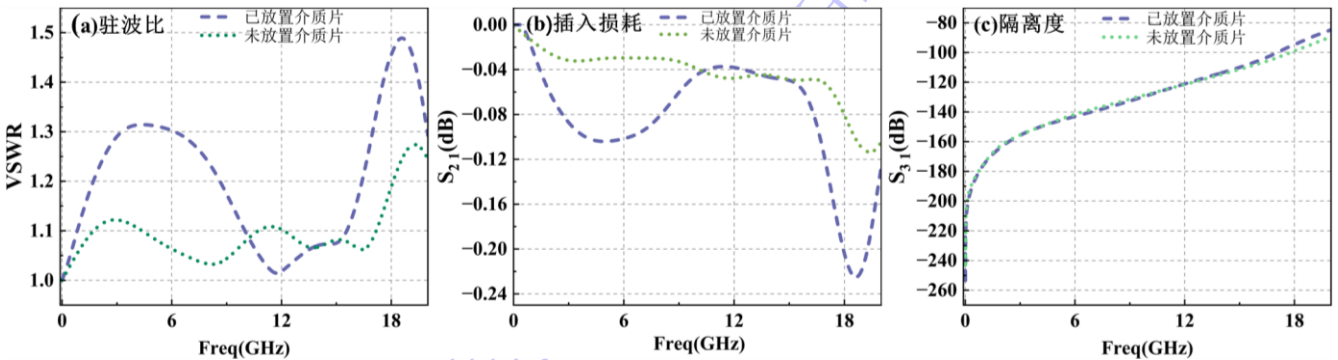


图 4. 优化尺寸后微波开关关键性能仿真结果：(a)电压驻波比；(b)插入损耗；(c)隔离度

Figure 4. The simulation results of the microwave switch after optimization (a) voltage standing wave ratio; (b) insertion loss; (c)

isolation degree

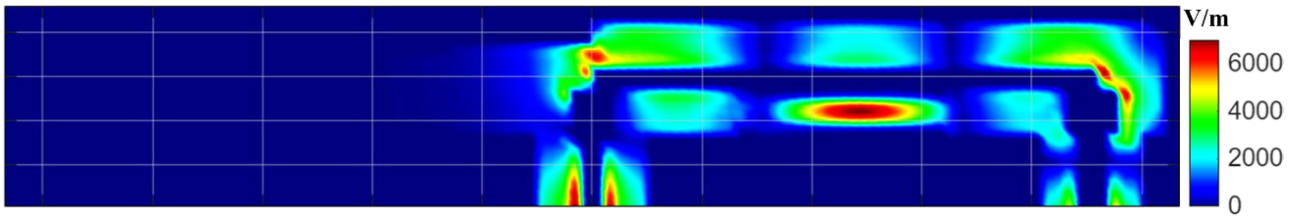


图 5. 15 GHz 频率下微波开关微波传输部分截面区域电场分布

Figure 5. Electric field distribution in microwave transmission section of a microwave switch at 15 GHz

3. 微波开关二次电子演化模拟研究

本工作中针对所设计微波开关的微放电特性进行仿真，所使用工具为 CST 软件中的 SPARK3D 模块。SPARK3D 模块基于三维电子跟踪模型，采用跳蛙算法和 Vaughan 二次电子发射模型^[39]，通过二分法迭代计算，用于模拟各类微波无源器件在微波信号激励下器件内部二次电子数量的演化过程，并最终预测器件内部发生二次电子倍增放电或气体放电的阈值功率。期间需注意区域大小、网格精度以及初始输入功率、最大输入功率上限、求解精度、初始种子电子数量等参数的合理设置，以避免求解失败或误判。此外，SPARK3D 支持用户自行设置材料的二次电子发射参数，用户可输入第一交叉能量点 E_1 、SEY 曲线峰值 δ_m ，与对应的入射能量 E_m ，这些参数将通过 Vaughan 模型形成 SEY 曲线，或者选择外部导入材料的 SEY 数据。本工作中使用 CST 频域求解器，求得微波开关在特定工作频率下的电场、磁场分布与四面体网格，将所得的结果导入 SPARK3D 软件内进行微放电研究。

3.1 放电敏感表面 SEY 规律研究

为研究微波开关器件的微放电特性，需要知晓器件中微放电敏感表面的 SEY 数值，敏感表面对应的边界材料为氧化铝，并在样品表面应用 4 种不同工艺，即：①未经处理的原样、②原样表面镀氮化钛薄膜、③表面制备微结构，④表面制备微结构后镀氮化钛薄膜，四类样品分别记为 $\text{Al}_2\text{O}_3\#1\sim\#4$ 。在氧化铝表面制备孔隙比为 67.24% 的微孔结构，该微孔结构通过红外激光刻蚀实现，所采用的激光器为脉冲式红外光纤激光器（型号：GSS-Fiber-2，西安高斯激光），激光源波长为 1064 nm，激光功率为 20 W。对于表面镀覆氮化钛功能层，采用纯度为 99.99% 的高纯氮化钛靶材作为溅射源，实验中的本底真空小于 3×10^{-4} Pa，溅射气压为 1.2 Pa， $\text{N}_2:\text{Ar}$ 流量比 7.5:15，采用直流溅射工艺，溅射电流 0.25 A。测试过程中，采用课题组自研的 SEY 测试设备^[40]，应用收集极法测定不同情况下氧化铝材料的 SEY，测试结果如图 6 所示（镀氮化钛的样品标记为“+TiN”）。图 6 中结果显示： $\text{Al}_2\text{O}_3\#1\sim\#4$ 的 SEY 峰值 δ_m 分别为 3.56、1.99、1.71 和 1.13，四组样品 SEY 曲线上使得 SEY 为 1 的第一临界能量 E_{p1} 分别为 26 eV、40 eV、70 eV 和 161 eV。

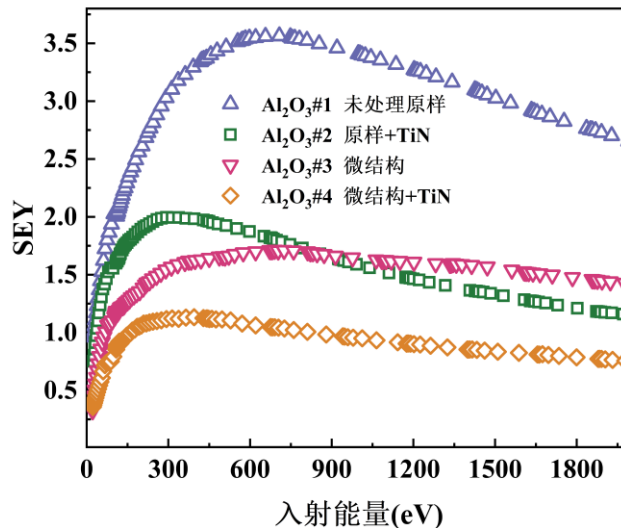


图 6. 不同表面状态下氧化铝的 SEY 测试结果

Figure 6. SEY measurement results of alumina under different surface status

3.2 微波开关中二次电子演化规律模拟

将 CST 仿真软件中计算得到的微波开关模型网格信息和电磁场分布情况，导入 SPARK3D 模块中，设置微波信号激励后，观察器件内部的二次电子数量随时间的演化过程。仿真中设置仿真频率为 15 GHz，初始粒子数 3000 个，并利用图 6 中得到的 SEY 数据设置不同工况氧化铝的 SEY 曲线，引入二次电子模型，应用蒙特卡洛方法模拟电子每次碰撞后可能产生的二次电子的数量、能量、角度等信息和追踪电磁场中电子的数量变化，最终获得时间变化下二次电子数量演化仿真结果，如图 7 所示。该变化趋势曲线中，曲线总体趋势的斜率如果为正，表示该功率条件下电子随时间会产生倍增；相反如果曲线的总体趋势斜率为负，则表示该功率条件下电子数量随时间变化而衰减。求解击穿功率时，采用二分法遍历各个输入功率，在每轮计算中，当输入功率使得电子在区域中发生倍增击穿现象，则将输入功率降低至该放电功率与上一个未放电功率之和的一半，并重新计算电子随时间的演化过程；若输入功率没有产生击穿，则将输入功率提升至该功率与上一个放电功率之和的一半，并重新计算，直至逼近微放电阈值。图 7 中的粒子数量演化趋势仿真结果显示，四种工况的氧化铝作为填充模块后，微波开关中的二次电子倍增过程和最终器件的微放电阈值有明显差异，随着 SEY 降低，器件微放电阈值逐渐提升，统计结果如表 3 所示。四组器件中，填充了 SEY 最低的 $Al_2O_3\#4$ 介质片的微波开关显示出最显著微放电阈值提升幅度，仿真得到该微波开关微放电阈值达到 13124 W，相比于填充原始氧化铝片的微波开关微放电阈值 10874 W，增加了 2250 W。此外由图 7 可知，当器件输入功率高于微放电阈值时，电子数目在十几纳秒内发生指数型倍增，而当器件输入功率低于微放电阈值时，电子数目逐渐降低，表明不会诱发电子倍增过程。从二次电子倍增诱发微放电效应的物理机制出发可知，材料表面较高的 SEY 会减小微放电阈值，限制器件的工作功率，因此降低微放电敏感表面的 SEY 对于降低器件发生微放电效应的风险，提升器件微放电阈值和器件可靠性是十分必要的。

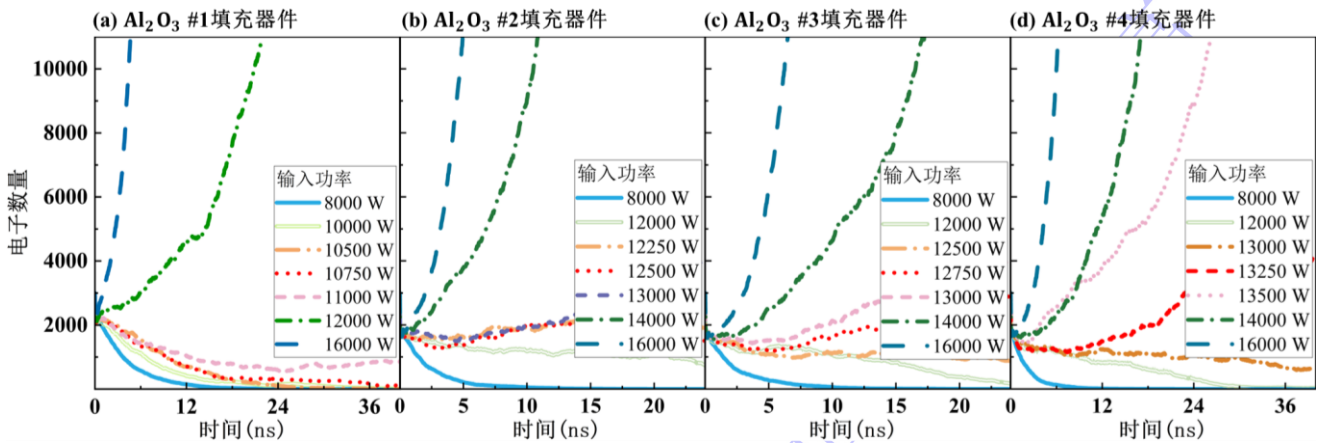


图 7. 四组不同 SEY 的氧化铝填充的微波开关电子数量变化过程仿真

Figure 7. Simulation of electron number change process of four groups of alumina-filled devices with different SEY

表 3. 氧化铝介质片 SEY 特征参数变化对微波开关微放电阈值的影响结果统计

Table 3. Statistical results of the influence of SEY characteristic parameters of alumina dielectric sheet on multipactor threshold of designed microwave switch

	$Al_2O_3\#1$	$Al_2O_3\#2$	$Al_2O_3\#3$	$Al_2O_3\#4$
E_1/eV	26	40	70	161
E_m/eV	670	310	700	400
δ_m	3.56	1.99	1.71	1.13
微放电阈值/W	10874	12374	12624	13124
微放电阈值提升幅度/dB	-	0.56	0.64	0.82

3.3 微波开关中介质表面带电对开关微放电影响的理论分析

实际的二次电子倍增是一个动态过程，在这一过程中，电子是在持续变化的射频电场下运动的。而这种情形与静态 SEY 测量以及传统的 SEY 计算模型有所不同。为了定量分析交变射频电场对电子运动轨迹的影响，通过蒙特卡洛模型计算电子倍增过程中的碰撞过程与运动轨迹，如图 8 所示。图 8(a)表示在没有射频电场影响的情况下，电子在凹槽中的运动轨迹，其运动轨迹将遵守如下公式：

$$\begin{cases} x = x_0 + v_{x0}t \\ y = y_0 + v_{y0}t \end{cases} \quad (3)$$

式(3)中， x_0 和 y_0 表示电子的初始位置， v_{x0} 和 v_{y0} 分别为 x 和 y 方向上的分速度。对于无射频电场情况，初级电子轰击微结构后，激发的大多数二次电子会受到凹槽结构影响再次与陷阱侧壁碰撞，多次碰撞后电子大概率被捕获而难以逃逸，最终仅有少部分电子能够从陷阱中逃脱，从根源上降低了出射二次电子的数量，因此二次电子雪崩倍增的几率被大大减小，最终宏观表面即为微波器件的微放电阈值得到了有效提升。

如果介质处于射频电场环境中，则介质表面，尤其是表面凹槽内部的电子运动轨迹将受到时变射频电场的强烈影响，如图 8(b)所示。这种情况下由于受到 y 方向时变电场力的作用，电子不再作直线运动，其运动轨迹更类似于抛物线。此时， y 方向电子的运动速度为初始速度和电场力对速度改变量的叠加：

$$v_y = v_{y0} + \frac{e}{m} \int E(t) dt \quad (4)$$

在这种速度受到外界电场影响的情况下，电子在 y 方向的运动轨迹如图 8(b)所示，此时的运动方程为：

$$y = y_0 + \int \left(v_{y0} + \int \frac{eE(t)}{m} dt \right) dt \quad (5)$$

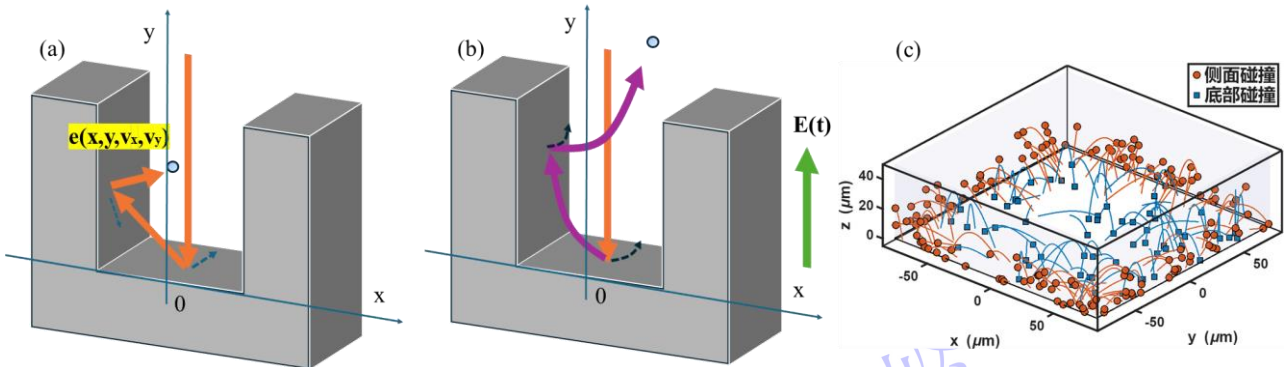


图 8. (a) 不考虑射频电场时的二次电子的运动轨迹；(b) 考虑射频电场后二次电子的实际运动轨迹；(c) 蒙特卡洛模拟射频电场对电子轨迹的影响

Figure 8. (a) Trajectory of secondary electrons without consideration of the radio-frequency electric field; (b) Actual trajectory of secondary electrons after accounting for the radio-frequency electric field; (c) Monte Carlo simulation demonstrating the influence of the radio-frequency electric field on electron trajectories.

以上为针对射频场下单个电子的简要分析，实际情形中，所有二次电子都会受到纵向场的垂直加速作用，因此，这些二次电子运动轨迹会呈现抛物线形状，如图 8(c)所示。以上分析结果表明，在 y 方向射频电场的作用下，电子有可能更易于被射频电场从微结构中“抽取”出来，使得凹槽结构内的二次电子更容易发生逃逸。实质上可以理解为，射频电场的存在改变了微结构表面的动态 SEY 水平，弱化了微结构对 SEY 的抑制作用。因此，在实际工程应用中，要考虑射频电场对二次电子运动过程的影响。

此外，图 6 氧化铝样品的 SEY 曲线均在表面电中性情况下测得，而实际情况下介质发生二次电子倍增时表面往往会产生一定量的电荷积累，因此需要考虑表面电荷积累对微放电的影响。为了量化预测表面电荷积累对表面带电情况和 SEY 影响程度，采用单一入射能量电子束辐照诱导介质表面带电模拟方法计算样品表面电位变化动态过程。对于某一质地均匀的晶体材料，电子束辐照后表面电荷积累引起的电位变化量 ΔV_S 为^[41]：

$$\Delta V_s = \frac{2rQ}{\varepsilon_0(1+\varepsilon_r)} \quad (6)$$

式(6)中, r 为电子辐照束斑半径; ε_0 为真空介电常数; ε_r 为材料相对介电常数, 对于氧化铝, ε_r 取值 7.2; Q 为表面电荷密度, 可表示为:

$$Q = J \int (\delta - 1) dt_i \quad (7)$$

式(7)中, J 为辐照电流密度; δ 为 SEY 且是电子碰撞能量的函数; t_i 为辐照持续时间。当 δ 小于 1 时, Q 为负值说明负电荷在介质表面累积, 形成负表面电位; 当 δ 大于 1 时, Q 为正值说明正电荷在介质表面累积, 形成正表面电位。在实际计算过程中入射电流强度 I_p 为已知量, 由 I_p 取代 J 得出最终公式为:

$$\Delta V_s = \frac{2I_p t_i (\delta - 1)}{\pi r \varepsilon_0 (\varepsilon_r + 1)} \quad (8)$$

如果介质表面持续受到多次电子脉冲辐照, 则最终表面电位为各次脉冲辐照产生的 ΔV_s 代数和, 且具体辐照参数如下: 辐照束流强度 $I_p=1 \times 10^{-6}$ A, 束斑半径为 1 mm, 脉冲宽度为 0.9×10^{-9} s, 脉冲周期为 1×10^{-9} s。图 9(a)展示了电子束辐照能量 $E_p=450$ eV 时, 表面电位 V_s 的变化过程。由图 9(a)可知: 对于样品 $\text{Al}_2\text{O}_3\#1\sim 4$, 当电子束辐照能量 $E_p=450$ eV 时, 样品 SEY 值均大于 1, 辐照后样品表面带正电, 由于表面正电位对二次电子有吸引作用, 因此部分能量很低的二次电子无法逃逸, 使得表面正电位增加水平逐渐趋近于 0, 经过长时间辐照后, 表面正电位均稳定在 25 V 以下。对于 SEY 受表面电荷积累的影响, 此处采用其他文献^[42]中的理论进行处理, 用以确定随正表面电势增加, 低能二次电子被限制在表面的过程。对于在已知高纯度氧化铝 SEY 数据的基础上, 也可计算出不同脉冲周期数下氧化铝表面电位影响下的 SEY 演化曲线。图 9(b)的计算结果表示: 在脉冲周期数为 2000 个时, 氧化铝表面电荷积累导致的表面电势使得 SEY 趋近于 1, 表明此时氧化铝表面电荷达到饱和状态, 也表明此时受表面电位影响, 二次电子很难逃逸离开表面。从图 9(c)和(d)可以看出, 当固定脉冲周期数为 100 时, 氧化铝表面 SEY 下降程度随着束流强度和脉冲时间增加迅速增加。图 9(e)和(f)展示了典型的单一入射能量下的 SEY 变化。在图 9(e)中, 初始 SEY 值在 30 eV 时略高于 1, 入射电子在表面造成正电荷积累的同时, 也加速了随后进入的电子, 导致 SEY 暂时增加。在随后的二次电子发射过程中, 随着表面正电势的持续上升, 越来越多的二次电子被吸引回表面, 导致 SEY 下降。3000 个脉冲周期后, SEY 接近 1, 伴随着这一过程, 电荷密度呈单调上升, 最终达到饱和状态。在图 9(f)中, 700 eV 时的初始 SEY 较高, 导致表面电荷积累更快, 饱和速度更快。

录用稿件,

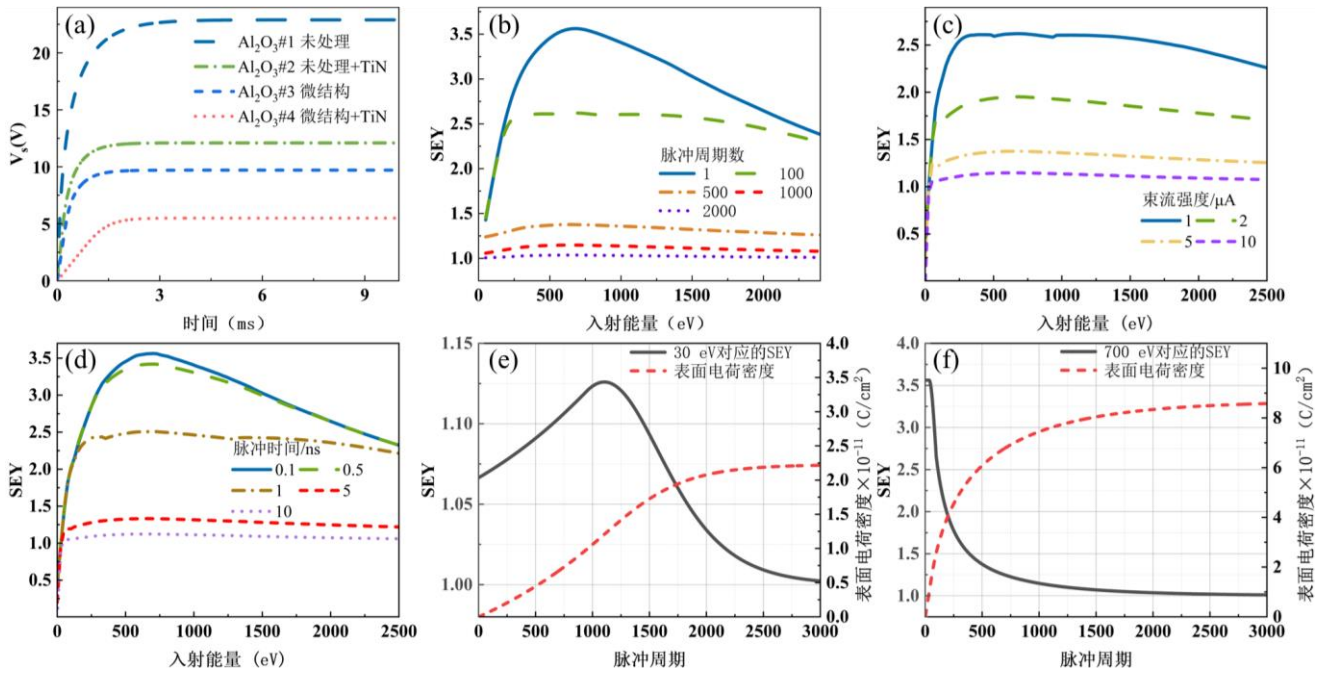


图 9. (a) 电子束辐照对氧化铝表面电位 V_s 的影响；(b) 不同入射电子能量下，氧化铝表面 SEY 随脉冲周期数的变化关系；(c) 氧化铝表面 SEY 随束流强度的变化关系；(d) 氧化铝表面 SEY 随脉冲时间的变化关系；(e) 入射能量为 30 eV 和 (f) 700 eV 时，SEY 随脉冲周期的动态变化，及相应的表面电荷密度变化

Figure 9. (a) Effect of electron beam irradiation on the surface potential V_s of alumina; (b) Variation of surface SEY with pulse cycle number at different incident electron energies; (c) Variation of surface SEY with beam intensity; (d) Variation of surface SEY with pulse duration; (e) The dynamic variation of SEY with the pulse period at incident energies of 30 eV and (f) 700 eV, and the corresponding changes in surface charge density

从图 9(b)中选取脉冲周期数为 100、500、2000 的氧化铝表面 SEY 重新导入进行粒子数量演化计算，获得时间变化下二次电子数量演化仿真结果，如图 10 所示。图 10 中的粒子数量演化趋势仿真结果显示，氧化铝表面电荷逐渐饱和使得 SEY 峰值降低至 2.62、1.37、1.03 时，微放电阈值提升至 11624 W、12374 W、12624 W，表明表面带电在一定程度上，可能对微放电阈值的提升有促进作用。这可能是当介质表面带正电时，对低能二次电子产生强大吸引力，使其很难逃逸参与后续的二次倍增过程，从而在一定程度上抑制微放电的后续发展。

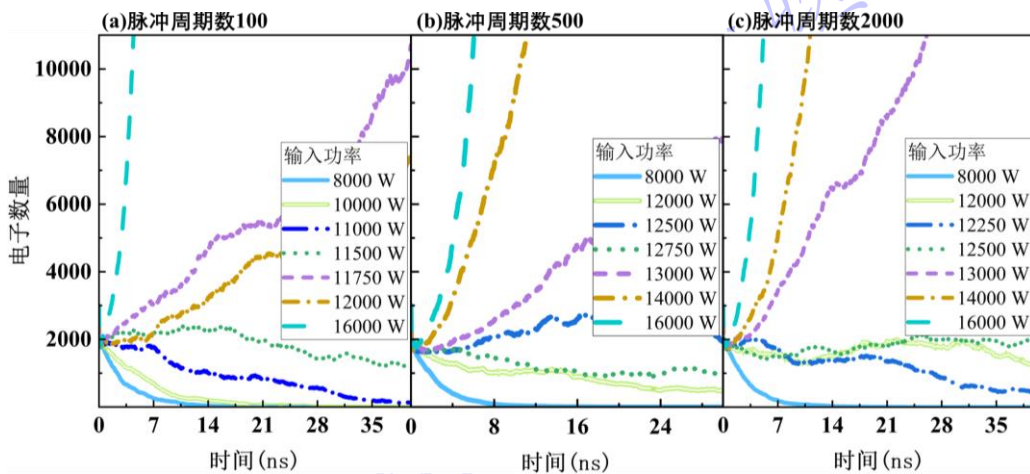


图 10. 在不同脉冲周期数下，微波开关电子数量变化过程仿真

Figure 10. Simulation of electron number change process in device under different pulse cycle number

为更好地理解微波器件的微放电阈值与外部射频电场、介质表面积累静电场等因素的关系，有必要针对平行板波导结构微放电阈值电压进行计算和解析说明。这里以 Hatch 和 Williams 提出的微放电计算模型^[43-44]

为基础，考虑一个理想无限大平行平板结构，在仅考虑垂直于极板方向的电场力作用时，其电子运动方程为：

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE_{RF} \sin(\omega t + \varphi) - eE_{DC} \quad (9)$$

对公式(9)两端积分，得到电子运动速度：

$$v = v_0 + \frac{eE_{RF}}{m\omega} [\cos \varphi - \cos(\omega t + \varphi)] - \frac{eE_{DC}}{m} t \quad (10)$$

式(10)中， v_0 表示电子离开介质表面时的初始速度， φ 是电子发射的相位， n 是微放电阶数， ω 等于 $2\pi f$ ，其中 f 表示射频场频率， E_{RF} 表示射频场强度， e 表示电子电荷， m 是电子质量， E_{DC} 为介质表面电荷诱导的静电场。考虑到微放电是一种电子与电场谐振倍增的物理过程，根据能产生谐振放电的要求，式(10)中的运动时间 t 应为场强变化的半周期的奇数倍，代入时间条件整理可得：

$$v = v_0 + \frac{2eE_{RF}}{m\omega} \cos \varphi - \frac{eE_{DC}}{m} \left(\frac{2n-1}{2f} \right) \quad (11)$$

假设电子经电场加速后与初始速度比为常数 k ，代入上式可得到：

$$v = \left(\frac{k}{k-1} \right) \left[\frac{2eE_{RF} \cos \varphi}{m\omega} - \frac{eE_{DC}}{m} \left(\frac{2n-1}{2f} \right) \right] \quad (12)$$

对式(10)继续积分，得到电子运动距离方程：

$$d = x_0 + v_0 \frac{2n-1}{2f} + \frac{eE_{RF}}{m\omega} \left[\frac{2n-1}{2f} \cos \varphi - \frac{1}{\omega} \sin \left(\omega \frac{2n-1}{2f} + \varphi \right) + \frac{1}{\omega} \sin \varphi \right] - \frac{eE_{DC}}{2m} \left(\frac{2n-1}{2f} \right)^2 \quad (13)$$

由式(13)可求得电场强度，进而求得微放电阈值电压为：

$$V = E_{RF} d = \frac{\frac{m\omega^2 d^2}{e} + E_{DC} d (2n-1)^2 \pi^2 \frac{k+1}{k-1}}{\left[(2n-1) \pi \cos \varphi \left(\frac{k+1}{k-1} \right) + 2 \sin \varphi \right]} \quad (14)$$

在获得平行平板结构中电子运动状态和微放电阈值计算公式的基础上，进一步讨论氧化铝表面带电对微放电的影响。此处采用蒙特卡洛方法，得到了氧化铝上 3×10^5 个入射电子的产生二次电子群能量分布。图 11(a) 显示了二次电子的归一化能量分布（对每 0.2 eV 能量范围的电子数进行统计）。再采用考虑 15 GHz 的射频场和介质表面诱导的静电场影响的公式(11)，得出电子群在介质间隙时的能量分布如图 11(b)所示。与图 11(a)相比，图 11(b)中的能量分布均向右偏移，且偏移程度越大，表明电子群能量增加越多。对于图 11(b)中的曲线 #1、#2 和#3 可知，当考虑到介质表面的 1.5×10^5 V/m 饱和静电场时，电子群能量比未考虑静电场的整体能量减小。当静电场强度降低到 8×10^4 V/m 时，整体电子群能量有所增加。通过以上现象，可以得出结论：介质表面的饱和静电场的增强会导致微放电阈值的增加。再比较图 11 中曲线#4 和#5 表明，当静电场由 1.5×10^5 V/m 减小至 8×10^4 V/m 时，用较小的射频场（从 7×10^5 V/m 减小到 6×10^5 V/m）也能获得相似的能量分布，即有着相似的微放电概率。这也意味着随着饱和静电场的减小，微放电阈值也会降低。

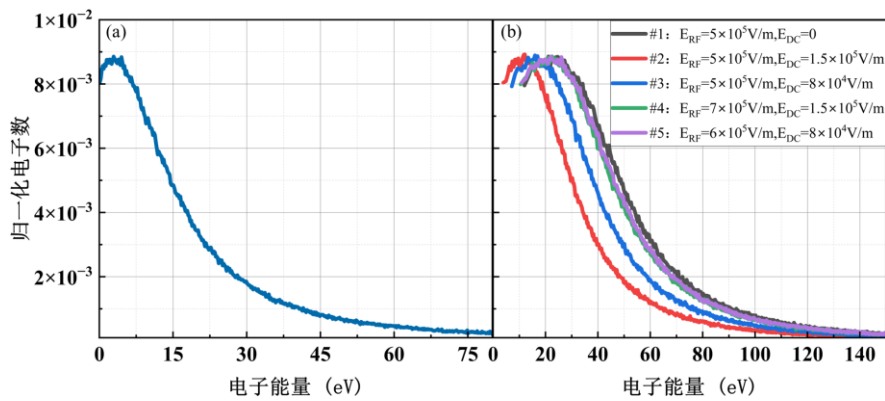


图 11. (a) 氧化铝上产生的二次电子仿真能量分布; (b) 微放电阶数 n 为 1 时不同射频电场和静电场下的电子能量分布

Figure 11. (a) Simulated energy distribution of secondary electrons generated on alumina; (b) Energy distribution of electrons under different RF and static electric fields for $n = 1$

4. 结论

本研究中设计了一种工作频率为 DC~18 GHz 的氧化铝填充微波开关结构, 其带内损耗小于 0.23 dB, 隔离度大于 90 dB。为了提升微波开关的微放电阈值, 先采用激光刻蚀在氧化铝表面制备微结构, 使表面 SEY 峰值由 3.56 降至 1.71, E_{P1} 值由 26 eV 升至 70 eV, 微放电阈值由 10874 W 提升至 12624 W。进一步在微结构表面镀覆低 SEY 特性的氮化钛薄膜后, 表面 SEY 峰值降至 1.13, E_{P1} 值提升至 161 eV, 仿真微放电阈值达 13124 W。在考虑射频电场对电子运动轨迹影响的情况下, 射频电场可以使微结构中的二次电子更容易发生逃逸, 使得微结构对微放电抑制作用有所削弱。氧化铝表面电荷积累会影响入射电子和出射二次电子的能量, 使得表面 SEY 趋于 1。微放电仿真结果表明, 这种使得 SEY 趋近于 1 的表面带电过程, 对器件微放电阈值的提升有促进作用, 2000 次脉冲辐照获得的 SEY 曲线能够将器件的微放电阈值提升至 12624 W。在考虑饱和静电场 E_{DC} 情况下, 对 Hatch-Williams 模型进行了修正, 并通过理论公式定性揭示了介质表面电荷诱导的静电场对微放电阈值的提升作用。本研究通过多种表面制造工艺的结合, 实现了 Ku 频段氧化铝填充微波开关微放电阈值的显著提升, 为微波开关抗微放电设计提供了实验方向; 关于微波开关微放电阈值受静电场影响的理论分析, 为微波开关及其他相关高频微波器件的抗微放电设计研究提供了理论参考。

参考文献:

- [1] Kishkek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Physics of Plasmas*. **5** 2120
- [2] David R 2008 *6th International Workshop on Multipactor Corona and Passive Intermodulation*. Valencia. Spain September 24–27, 2008
- [3] Chen S L, Wang C L, Wang C, Wang Y Y, Chen Z Q, Li P 2025 *Sci. Sin.-Phys. Mech. As*. **56** 275211
- [4] Chen S L, Chen X R, Hu J X, Wang, C, Chen Z Q, Li P 2025 *Appl. Surf. Sci.* **684** 161806
- [5] Chen S L, Ren X L, Chen Z Q, Xu X J, Cheng T, Li P, Zhang G J, Lu, X P 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 115401
- [6] Zhu J S, Hu S P, Li M J, Ge C C, Liu Y D, Yang Y, Du W, Zhang L 2024 *Comput. Meas. Control*. **5** 31 (in Chinese) [祝军生, 胡顺平, 李明军, 葛重才, 刘延迪, 杨旻, 杜微, 张璐 2024 计算机测量与控制. **5** 31]
- [7] Bai C J, Feng G B, Cui W Z, He Y N, Zhang W, Hu S G, Ye M, Hu T C, Huang G S, Wang Q. 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 037902 (in Chinese) [白春江, 封国宝, 崔万照, 贺永宁, 张雯, 胡少光, 叶鸣, 胡天存, 黄光菘, 王琪 2018 物理学报. **67** 037902]
- [8] Meng X C, Wang D, Cai Y H, Ye Z, He Y N, Xu Y N 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 107901 (in Chinese) [孟祥琛, 王丹, 蔡亚辉, 叶振, 贺永宁, 徐亚男 2023 物理学报. **72** 107901]
- [9] Cui W Z, Li Y, Yang J, Hu T C, Wang X B, Wang R, Zhang N, Zhang T Z, He Y N 2016 *Chin. Phys. B*. **25** 068401.
- [10] He Y, Hu T C, Miao G H, Peng L, Yang Z L, Wang Q, Yang J, Bai C J, Wei H, Bai H, Wang X B, Li X J, Cui W Z 2024 *Vacuum*. **224** 113089.

- [11] Duan C F, Hu X C, Chu K, Wang J, Feng G B, Hu T C 2025 *Chin. J. Vac. Sci. Technol.* **45** 802 (in Chinese) [段潮锋, 胡笑钊, 楚坤, 王健, 封国宝, 胡天存 2025 真空科学与技术学报. **45** 802]
- [12] Wang C, Chen Z Q, Yang Y L, Chen S L, Shi X R, Jin X, Yang X, Ran S L, Sun G Y, Zhang G J 2025 *High Volt.* **10** 1593
- [13] Valizadeh R, Malyshev O B, Wang S, Sian T, Cropper M D, Sykes N. 2017 *Appl. Surf. Sci.* **404** 370
- [14] Wang C, Yang Y L, Shi X R, Li W D, Sun G Y, Chen S L, Ran S L, Zhang G J, Chen Z Q 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 121601
- [15] Ruiz A, Román E, Lozano P, García M, Galán L, Montero I, Raboso D 2007 *Vacuum.* **81** 1493
- [16] Wu D D, Ma J Z, Bao Y, Bao Y, Cui W Z, Hu T C, Yang J, Bai Y R 2017 *Sci. Rep.* **7** 43749
- [17] Montero I, Aguilera L, Dávila M E, Nistor V C, González L A, Galán L, Raboso D, Ferritto R 2014 *Appl Surf Sci.* **291** 74
- [18] Pivi M, King F K, Kirby R E, Raubenheimer T O, Stupakov G, Le Pimpec F 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 104904.
- [19] Ye M, He Y N, Hu S G, Wang R, Hu T C, Yang J, Cui W Z 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 074904.
- [20] Hu T C, Cao M, Bao Y, Zhang Y H, Ma J Z, Cui W Z 2017 *Chin. Space Sci. Techn.* **37** 54 (in Chinese) [胡天存, 曹猛, 鲍艳, 张永辉, 马建中, 崔万照 2017 中国空间科学技术. **37** 54]
- [21] Suharyanto, Michizono S, Saito Y, Yamano Y, Kobayashi S 2007 *Vacuum.* **81** 799
- [22] Costa P P, Calatroni S, Neupert H, Letant D D, Edwards P, Chiggiato P, Taborelli M, Vollenberg W, Yin V C, Colaux J L, Lucas S 2013 *Vacuum.* **98** 29
- [23] Lian Z X, Xu Y N, Meng X C, Wang D, Chen J X, Qi K C, He Y N 2024 *J. Phys. D Appl. Phys.* **57** 315304.
- [24] Michizono S, Kinbara A, Saito Y, Yamaguchi S, Anami S, Matuda N 1992 *Vac. Sci. Technol. A.* **10** 1180
- [25] Suetsugu, Y.; Fukuma, H.; Ohmi, K. Tobiyama M, Flanagan J, Ikeda H, Mulyani E, Shibata K, Ishibashi T 2025 *Phys. Rev. Accel Beams.* **28**, 120101.
- [26] Henrist B, Hilleret N, Scheuerlein C, Taborelli M 2001 *Appl. Surf. Sci.* **172** 95
- [27] Le Pimpec F, Kirby R E, King F K, Pivi M 2006 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **564** 44
- [28] Wang L B, Dong H Y, Pei G X, Yang Q 2011 *At. Energy Sci. Technol.* **45** 90 (in Chinese) [王梨兵, 董海义, 裴国玺, 杨奇 2011 原子能科学技术. **45** 90]
- [29] Lian, Z.X.; Wang, D.; Zhu, X.P.; He, Y.N 2025 *J. Phys. D Appl. Phys.* **58** 115106
- [30] Li, W.Q.; Zhou, N.; Lian, Z.X.; Wang, S.Z.; Wang, D.; Zhang, G.H 2025 *Vacuum.* **241** 114703
- [31] Lian, Z.X.; Yao, K.W.; Wang, D.; Zhang, K.Y.; Wang, R.; He, Y.N 2025 *Vacuum.* **138** 114270
- [32] Li S T, Li G C 2017 *Sci. Bull.* **62** 990 (in Chinese) [李盛涛, 李国倡 2017 科学通报. **62** 990]
- [33] Nistor V, González L A, Aguilera L, Montero I, Galán L, Wochner U, Raboso D 2014 *Appl. Surf. Sci.* **315** 445
- [34] Li Y, Wang D, Yu M, He Y, Cui W 2018 *IEEE Trans. Electron Dev.* **65** 4592
- [35] Wang, J.L.; Meng, X.C.; Liu, H.J.; Lian, Z.X.; Yao, K.W.; Li, J.L.; Li, R.B.; Zhang, G.H, Wang, D 2025 *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* **73** 8415
- [36] Langellotti S. V, Brusstar A, Jordan N. M, Lau Y. Y, R. M 2023 *IEEE Trans. Electron Dev.* **70** 5871
- [37] Vague J, Melgarejo JC, Boria VE, Guglielmi M, Moreno R, Reglero M, Mata R, Montero I, González L D, Gimeno B, Gómez Á, Vegas Á, Raboso D 2019 *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* **67** 2151-2161
- [38] Hua H Y, Wang Z X 2016 *Electromech. Compon.* **36** 14 (in Chinese) [华海月, 王壮仙. 2016 机电元件. **36** 14]
- [39] Vaughan J R M 1988 Multipactor, *IEEE Trans. Electron Dev.* **35** 1172
- [40] Cai Y H, Wang D, Qi K C, He Y N 2022 *Rev. Sci. Instrum.* **93** 055103
- [41] Braga D, Poumellec B, Cannas V, Blaise G, Ren Y, Kristensen M 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 885
- [42] Wang D, Cai Y H, Mao Z S, He Y N 2022 *Sci. Bull.* **67** 212 (in Chinese) [王丹, 蔡亚辉, 茅张松, 贺永宁 2022 科学通报. **67** 212]
- [43] Hatch A J, Williams H B 1954 *J. Appl. Phys.* **25** 417
- [44] Hatch A J, Williams H B 1958 *Phys. Rev.* **112** 681

Design of Ku-band Dielectric-loaded Three-terminal Microwave Switch and Its Multipactor Characteristics

YANG Bochuan¹⁾ WANG Dan^{1)*} ZHANG Keyue²⁾ HU Tiancun³⁾ HE Yongning¹⁾ WANG Xiaofei¹⁾ LI Ruidong⁴⁾ ZHANG Guohe¹⁾⁵⁾⁶⁾

1) School of Microelectronics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049

2) Northwestern Polytechnical University, School of Electronics and Information, Xi'an 710129

3) National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China Academy of Space Technology, Xi'an 710100

4) Shandong Yunhai Guochuang Innovative Technology Co. Ltd., Jinan 250101

5) Shaanxi Key Laboratory for Electronic Devices and Advanced Chips, Xi'an 710049

6) The Key Lab of Micro-nano Electronics and System Integration of Xi'an City, Xi'an 710049

Abstract: The multipactor effect limits the performance and power capacity of spacecraft microwave systems. This phenomenon of secondary electron multiplication occurs under specific radio frequency operating conditions during the secondary electron emission process on material surfaces within microwave devices. Multipactor deteriorates the performance of the components, and in severe circumstances, it is even possible to result in the failure of the components or the spacecraft. Alumina ceramics possess favorable dielectric properties, high hardness, excellent thermal insulation, and low dielectric loss, rendering them widely employed in high-power microwave systems, including microwave components such as filters. However, the surface of alumina ceramics exhibits a high secondary electron yield (SEY), indicating that within space environments, the high-power microwave assemblies filled with alumina may trigger the destructive effects of secondary electron multiplication. This work designed a Ku-band single-pole double-throw microwave switch structure employing medium filling to reduce high-frequency losses. Its operational frequency range spans DC to 18 GHz. Through matched simulation optimization of shielded striplines, the microwave switch achieves matched transmission across an 18 GHz broadband range. Following optimization, the switch exhibits in-band loss below 0.23 dB and isolation exceeding 90 dB. Simulation studies were conducted on the evolution of secondary electrons within microwave switches under varying input power conditions, with the internal structure configured to utilize lossless alumina as the filling medium. Results indicate that after filling with untreated alumina media discs, the switch's multipactor threshold reached 10874 W. Two experimental methods were employed to modify the alumina surface for SEY tuning: laser etching to create a microporous structure with 67.24% porosity, and sputter deposition of TiN functional film using N₂:Ar gas flow ratio of 7.5:15. Test results demonstrated that applying either technique independently reduced the SEY on the alumina surface from 3.56 to 1.71 and 1.99, respectively, while the first critical energy E_{P1} increased from 26 eV to 70 eV and 40 eV respectively. Simulation results indicate corresponding microwave switch multipactor thresholds elevated to 12624 W and 12374 W respectively. By combining the two techniques, the SEY on the aluminum oxide surface was further reduced to 1.13. The first critical energy E_{P1} increased from 26 eV to 161 eV, while the microwave switch multipactor threshold was elevated to 13124 W, marking an improvement of approximately 0.82 dB over the original device. In practice, secondary electron multiplication is a dynamic process in which electrons move under continuously varying radio-frequency electric field. When considering the influence of the radio-frequency electric field on electron trajectories, it is found that the field promotes the escape of secondary electrons from the microstructure, thereby weakening the microstructure's ability to suppress multipactor. Concurrently, the accumulation of surface charge on the alumina surface caused by secondary electron emission affects the energy of both incident electrons and emitted secondary electrons, thereby influencing the surface SEY and multipactor thresholds, the fabrication of microstructures on the alumina surface can reduce the potential level of the positive surface charge. The charged surface SEY irradiated by 2000 pulses can raise the multipactor threshold of the device from 10874 W to 12624 W, which indicates that the charged surface may promote the multipactor threshold to some extent. Taking into account the electrostatic field at surface

*Project supported by the Fundamental Research Funds for the Central Universities (xzy012025052), the National Natural Science Foundation of China (62401470, 62101425), Sustainably Supported Foundation by the National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave (Y24-SYSJJ-05).

*Corresponding author. E-mail: alexaustin@xjtu.edu.cn

saturation (E_{DC}), the Hatch-Williams model was modified, and the role of the electrostatic field induced by surface charges in the dielectric in raising the multipactor threshold was qualitatively demonstrated using theoretical equations. This work holds significant engineering application value for enhancing the reliability of high-power microwave devices.

Keywords: microwave switch; multipactor; secondary electron; Ku bandwidth

录用稿件，非最终出版稿