

介质材料二次电子发射特性对微波击穿的影响*

翁明¹⁾ 谢少毅²⁾ 殷明¹⁾ 曹猛^{1)†}

1) (西安交通大学电子与信息学部, 电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (西北核技术研究院, 西安 710613)

(2020年1月6日收到; 2020年1月29日收到修改稿)

以介质填充的平行板放电结构为例, 本文主要研究了介质填充后微波低气压放电和微放电的物理过程. 为了探究介质材料特性对微波低气压放电和微放电阈值的影响, 本文采用自主研发的二次电子发射特性测量装置, 测量了7种常见介质材料的二次电子发射系数和二次电子能谱. 依据二次电子发射过程中介质表面正带电的稳定条件, 计算了介质材料稳态表面电位与二次电子发射系数以及能谱参数的关系. 在放电结构中引入与表面电位相应的等效直流电场后, 依据电子扩散模型和微放电中电子谐振条件, 分别探讨了介质表面稳态表面电位的大小对微波低气压放电和微放电阈值的影响. 结果表明, 介质材料的二次电子发射系数以及能谱参数越大, 介质材料的稳态表面电位也越大, 对应的微波低气压放电和微放电阈值也越大. 所得结论对于填充介质的选择有一定的理论指导价值.

关键词: 二次电子发射系数, 二次电子能谱, 表面电位, 微波击穿

PACS: 79.20.Hx, 52.80.-s, 41.75.Fr

DOI: 10.7498/aps.69.20200026

1 引言

空间微波部件经常因为低气压放电或微放电现象的发生而损坏, 致使整个航天设备可靠性下降^[1,2]. 微波器件内电磁场与电子的相互作用是影响放电过程的重要物理机制. 介质微波部件具有体积小、品质因素高等优点. 近年来, 在谐振器、滤波器等各类空间微波部件中, 介质的使用比例越来越广泛^[3,4]. 介质在电子辐照下的带电现象是影响介质填充时低气压放电和微放电的重要问题. 电子与介质表面发生碰撞时, 会在介质表面积累电荷, 介质表面附近产生相应的自洽电场. 自洽电场不仅影响了低气压放电模型中的扩散过程, 也影响了微放电中电子的谐振过程, 这使得探讨微波部件的低气压放电和微放电机理时必须考虑介质带电的影响.

相对于微波电磁场, 介质带电产生的自洽场可以视为静电场. Ángela 等^[5]、Apostolos 等^[6]、Germán 等^[7]、Sorolla 等^[8]以及翟永贵等^[9]考虑静电场对微放电过程中电子运动的影响, 分析了微放电的发展过程, 发现介质填充可以降低微放电发生的风险. 事实上, 静电场对低气压放电过程也会产生明显的影响, 它使得扩散模型中的电子更容易到达边界, 造成空间电子数量的减少, 进而会提高低气压放电的击穿阈值.

材料二次电子发射特性是影响低气压放电或微放电的重要因素^[10–12]. 根据静电场的唯一性定理, 微波器件中介质带电产生的自洽静电场可以用介质表面电位来表征, 而介质材料的表面电位与介质材料的二次电子发射特性密切相关. 这里, 二次电子发射特性不仅包括二次电子发射系数 (secondary electron yield, SEY), 而且需要考虑二次电子能谱. 目前, 对于一些常见介质材料的

* 国家自然科学基金 (批准号: 61971342, U1537210) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mengcao@mail.xjtu.edu.cn

SEY 和二次电子能谱的数据报道很少, 而关于电子辐照引起的介质材料表面电位的研究更不多见. 因此, 需要综合考虑介质材料的二次电子发射特性对表面电位的影响规律, 并在此基础上研究其对微波击穿的影响.

本文在课题组自主研发的介质材料二次电子发射特性测量装置上 [13–15], 测量了聚四氟乙烯 (PTFE)、聚乙烯 (PE)、聚酰亚胺 (PI)、聚甲基丙烯酸甲酯 (PMMA)、氧化铝 (Al_2O_3)、二氧化硅 (SiO_2)、云母 (Mica) 等 7 种微波部件常用介质材料的 SEY 和二次电子能谱. 在此基础上, 依据二次电子发射过程中正带电的稳定条件, 计算并分析了影响介质材料稳态表面电位的因素. 最后, 在放电结构中引入与表面电位相对应的等效静态电场后, 依据电子扩散模型和微放电中电子谐振过程, 探讨了稳态表面电位对微波低气压放电和微放电机理及其阈值的影响, 并提出了填充介质的选择思路.

2 介质材料二次电子发射特性的测量

介质材料二次电子发射特性的测量是在测量介质材料 SEY 的基础上实现的, 以下简要给出介质材料二次电子发射特性的测量原理和测量结果.

2.1 介质材料 SEY 的测量

采用单脉冲电子束照射被测样品, 并采用收集极法对 SEY (用 δ_0 表示) 进行了测量. 为了消除测量过程中样品上累积的电荷对测量结果的影响, 在测量之前都对样品进行了电荷中和. 中和时, 设置电子束能量处于能使样品正带电 ($\delta_0 > 1$) 的状态, 同时将收集极设置为负偏压. 具体测量过程可见文献 [13–16].

图 1 是 7 种介质材料 SEY 与入射电子能量 E_{pe} 关系的测量结果, 其中, 点状符号代表测量结果, 光滑曲线是用“二次电子发射系数普适公式” [17,18]

$$\frac{\delta_0}{\delta_m} = 1.28 \left(\frac{E_{pe}}{E_{pm}} \right)^{1-y} \left\{ 1 - \exp \left[-1.614 \left(\frac{E_{pe}}{E_{pm}} \right)^y \right] \right\} \quad (1)$$

拟合的情况. 由于不同电子入射角度对应的二次电子发射系数不同, 这里仅考虑入射电子垂直照射样品的情况.

表 1 是 7 种介质材料 SEY 特性的拟合参数. 其中 δ_m , E_{pm} 代表图 1 中的最大 SEY 和对应的入射电子能量; W_1 , W_2 为第一和第二交叉点 ($\delta_0 = 1$) 时入射电子的能量; y 代表拟合参数.

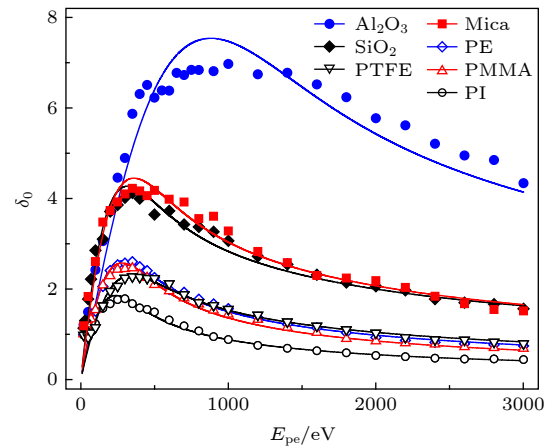


图 1 7 种介质材料 SEY 的测量结果

Fig. 1. The measured SEY of seven kinds of dielectric materials.

2.2 介质材料二次电子能谱的测量

在 SEY 测量的基础上, 通过在贴近样品处增设了一个负偏压的金属栅网可以实现介质材料二次电子能谱的测量. 给栅网设置不同的负偏压, 可以阻挡样品表面出射的特定能量范围的二次电子. 同样, 测量能谱也需要对样品进行中和. 通过给栅网设置适当的偏压, 还可以使样品的表面电位 V_s 保持为零, 实现对样品的中和. 中和的栅网偏压可以采用探针比较法 [13,14] 获得.

表 1 7 种介质材料的 SEY 参数
Table 1. SEY of seven kinds of dielectric materials.

样品	PMMA	Al_2O_3	SiO_2	PTFE	PE	PI	Mica
δ_m	2.517	7.355	4.149	2.244	2.564	1.819	4.333
E_{pm}/eV	278.9	881.9	285.4	321.3	279.5	237.6	335.4
y	1.67	1.67	1.50	1.55	1.61	1.67	1.55
W_1/eV	56.8	58.8	35.0	75.4	56.2	70.2	38.6
W_2/eV	1599	25051	8045	2185	1960	837	7555

能谱分布可以用 Yong 和 Thong^[19] 给出的 (2) 式来表示:

$$N(E) = \frac{54E_{\text{peak}}^2 E}{(E + 3E_{\text{peak}})^4}. \quad (2)$$

如图 2 所示, $N(E)$ 代表二次电子的能谱, E 代表二次电子的能量, E_{peak} 和 FWHM 分别为峰值处的能量和峰的半高宽. 实验中测量了多个入射能量下的能谱, 并将其进行平均, 最后测得的结果如表 2 所列.

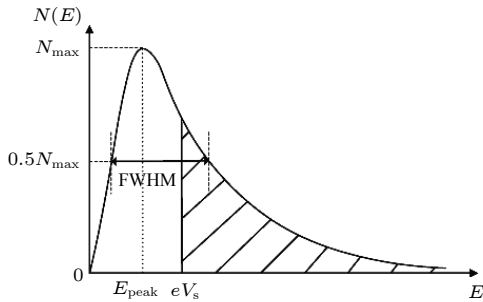


图 2 能谱分布示意图

Fig. 2. The diagram of the secondary electron energy spectrum.

表 2 7 种材料的能谱特性

Table 2. The characteristics of energy spectrum of seven kinds of materials.

材料	PMMA	PTFE	PE	PI	Al ₂ O ₃	SiO ₂	Mica
$E_{\text{peak}}/\text{eV}$	4.264	4.203	4.023	3.087	2.898	2.376	2.988
FWHM/eV	14.058	13.851	13.284	10.206	9.765	7.857	9.882

3 正带电情况下介质材料的稳态表面电位

在正带电的情况下, 随着二次电子的出射, 介质材料表面累积正电荷, 表面电位增加, SEY 降低. 当电荷积累达到平衡时, 介质材料的 SEY 等于 1, 此时表面电位不再变化. 取栅网偏压 $V_g = 0$ 对样品进行中和后, 得到的稳态表面电位 $V_s > 0$. 由图 2 可以看出, 只有与阴影部分对应的那些高能量 ($E > eV_s$) 二次电子才能克服栅网阻挡而逃离样品表面. 因此, 正带电情况下的带电稳定条件为 $\delta_0 \int_{V_s}^{\infty} N(E)dE = 1$. 根据 (2) 式可以得到

$$\delta_0 \frac{27(2 + V_s/E_{\text{peak}})}{(3 + V_s/E_{\text{peak}})^3} = 1. \quad (3)$$

根据 (3) 式可知, 稳态表面电位 V_s 只是样品二

次电子发射系数 δ_0 和能谱的函数, 同时还可以看出稳态表面电位 V_s 与 E_{peak} 成正比. 图 3 是用 (3) 式计算得到的 V_s/E_{peak} 与 δ_0 的关系.

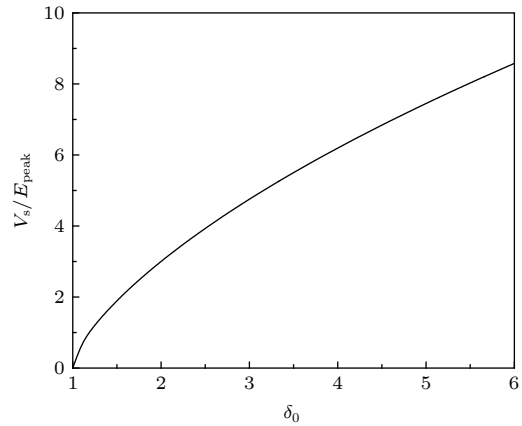


图 3 稳态表面电位与 SEY 及能谱参数 E_{peak} 的关系

Fig. 3. The relationships of the steady state surface potential with the SEY and the spectrum parameter E_{peak} .

根据上述测量情况, 以及表 1 和表 2 的结果, 采用 (1) 式和 (3) 式, 可以计算出不同材料的稳态表面电位与入射电子能量的关系如图 4 所示.

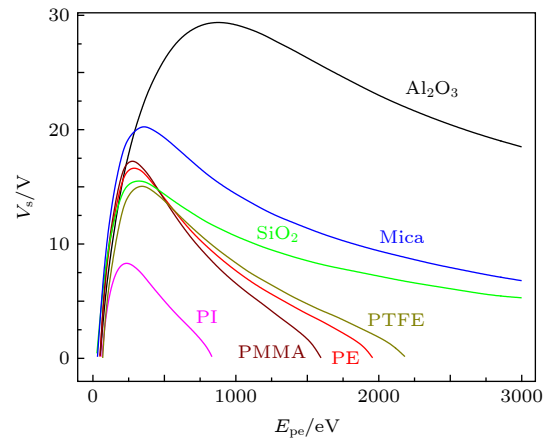


图 4 稳态表面电位与入射电子能量的关系

Fig. 4. The relationships between the steady state surface potential and the incident electron energy.

可以看出, SEY 较高的材料, 其稳态表面电位整体较高. 典型的有, Al₂O₃ 的 SEY 较高, 而 PI 的较低, 因此, Al₂O₃ 的表面电位较高, 而 PI 的较低. 另一方面, 稳态表面电位与 E_{peak} 相关. 从图 3 可知, δ_0 一定时, V_s 和 E_{peak} 成正比. 虽然图 1 中 SiO₂ 的 SEY 比几种聚合物的较高, 但是其 E_{peak} 较低, 因此 SiO₂ 的表面电位在低能量段并不一定高于聚合物材料.

4 稳态表面电位对微波击穿阈值的影响

以平板系统为例, 探讨介质材料的稳态表面电位对微波击穿阈值的影响. 图 5 是平板系统中单侧填充介质材料的结构示意图. 其中 $E_0 \sin(\omega t + \varphi)$ 是外加在系统上的微波电场, V_s 是介质表面的稳态表面电位, 由它建立了一个直流电场 $E_{dc} = V_s/d$. 假定介质材料的厚度远小于平板系统的间隔 d .

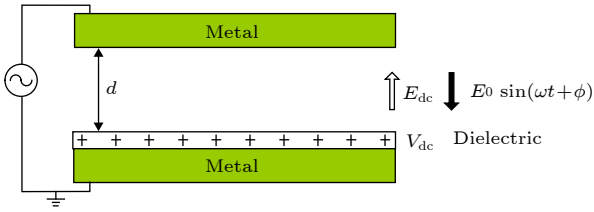


图 5 介质填充的平板系统示意图

Fig. 5. The schematic diagram of parallel plate discharge system filled with dielectric layer.

4.1 稳态表面电位对低气压放电的影响

当平板系统内的气压处于低气压环境时, 系统的击穿来自于电子与气体分子的电离碰撞而导致的气体击穿. 其击穿阈值场强, 可以采用电子的扩散模型来计算. 对于平板系统, 电子的扩散模型给出了击穿时的条件^[20], 即

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \frac{\nu_i}{D_e} = \frac{\pi^2}{d^2}, \quad (4)$$

其中 ν_i 是电子平均电离频率; D_e 是电子的扩散系数; Λ 是电子的特征扩散长度; d 是平板间隔.

一个经常用于计算击穿阈值的表达式为^[1]

$$E_{rms} = 3.75p \left(1 + \frac{\omega^2}{25 \times 10^{18} p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{10^6}{p^2 \Lambda^2} + 6.4 \times 10^4 + \frac{20}{p \tau_p} \right)^{\frac{3}{16}}, \quad (5)$$

其中 $\omega = 2\pi f$, f 是微波频率, 单位是 Hz; τ_p 为微波脉冲的持续时间, 单位为 s; 特征扩散长度 Λ 的单位为 cm; 气压 p 的单位为 torr (1 torr = 133.32 Pa); E_{rms} 是击穿电场的有效值, 单位为 V/cm.

考虑介质表面带电后, 垂直于介质表面将附加一个较弱的轴向直流电场 E_{dc} , 此时, 特征扩散长度将被修正为^[20]

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \frac{\pi^2}{d^2} + \left(\frac{v_{dc}}{2D_e} \right)^2, \quad (6)$$

其中 v_{dc} 代表电子在直流场中的迁移速度, 且

$$v_{dc} = \frac{eE_{dc}}{m\nu}, \quad (7)$$

式中 ν 为电子与气体分子的碰撞频度.

修正后的特征扩散长度与无介质填充时相比较, 增加了直流电场引入的项, 使得特征扩散长度缩短, 因此击穿阈值增大. 这符合微波部件中填充介质的初衷.

实际上, 直流电场 E_{dc} 使得空间电子产生定向迁移, 这必然加快放电空间电子的消失, 为了补充空间电子的损失, 就需要增加微波场强. 也就是说, 随着直流电场 E_{dc} 的增加, 微波击穿场强将增大.

4.2 稳态表面电位对微放电的影响

当平板系统内是真空环境时, 系统的击穿来自于电子与电极的碰撞而导致的二次电子倍增现象, 即微放电现象. 文献 [5–9] 中的研究表明, 当介质表面带正电荷时, 微放电效应会得到抑制. 同时, 随着时间的推移, 介质表面累积电荷越多, 介质表面的带电越强, 介质表面电位在稳态时达到最大值, 此时介质的二次电子发射系数趋于 1. 也就是说, 稳态时, 就介质这一侧而言, 较强的直流电场对微放电有明显的抑制作用.

我们采用 Albert 和 Williams^[21,22] 的微放电理论, 进一步探索介质带电产生的直流电场对微放电阈值的影响. 在图 5 所示的结构中, 介质填充后, 所产生的直流电场 E_{dc} 对于电子运动可以从两方面进行分析. 一方面, 介质发射出的二次电子受到 E_{dc} 的阻碍, 一部分能量较小的电子返回介质, 使得介质的等效 SEY 下降, 在稳态时下降为 1. 另一方面, E_{dc} 使得到达对面金属板的电子的能量降低, 若电子的能量小于图 1 中的 E_{pm} , 则对应的 SEY 也将降低. 这两方面的影响都对微放电起到抑制作用. 因此, 我们设定空间的电场用 (8) 式表示,

$$E = E_0 \sin(\omega t + \varphi) - E_{dc}, \quad (8)$$

其中方程右边第二项中的负号反映了上面提到的对介质表面出发的二次电子的阻碍作用.

由牛顿方程可以得出电子的速度 v 和位移 x , 即:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eE_0}{m} \sin(\omega t + \varphi) - \frac{eE_{dc}}{m}, \quad (9)$$

$$v = -\frac{eE_0}{\omega m} \cos(\omega t + \varphi) - \frac{eE_{dc}}{m} t + v_0 + \frac{eE_0}{m\omega} \cos \varphi, \quad (10)$$

$$x = -\frac{eE_0}{\omega^2 m} \sin(\omega t + \varphi) - \frac{eE_{dc}}{2m} t^2 + \left(v_0 + \frac{eE_0}{m\omega} \cos \varphi \right) t + x_0 + \frac{eE_0}{\omega^2 m} \sin \varphi, \quad (11)$$

其中设 $t = 0$ 时电子具有的相位为 φ , 速度为 v_0 , 起始位置为 x_0 .

经过半周期的奇数倍 $t = (2n - 1)\frac{\pi}{\omega}$ 后, 电子恰好行走 $d = x - x_0$, 从而得到电子在空间发生谐振的条件:

$$E_0 = \frac{\omega^2 m d + E_{dc}(2n - 1)^2 \pi^2 \frac{k + 1}{k - 1}}{[(2n - 1)\pi \cos \varphi \cdot \left(\frac{k + 1}{k - 1}\right) + 2 \sin \varphi]}, \quad (12)$$

$$v = \frac{k}{k - 1} \frac{2e}{\omega m} \cos \varphi \cdot \left[E_0 - \frac{E_{dc}}{2 \cos \varphi} (2n - 1)\pi \right], \quad (13)$$

其中

$$k = v/v_0. \quad (14)$$

由 (12) 式得到电子谐振时的微波电压幅度 V_0 为

$$V_0 = E_0 d = \frac{\frac{m\omega^2 d^2}{e} + V_s(2n - 1)^2 \pi^2 \frac{k + 1}{k - 1}}{\left[(2n - 1)\pi \cos \varphi \cdot \left(\frac{k + 1}{k - 1}\right) + 2 \sin \varphi \right]}. \quad (15)$$

可见, 电子谐振时微波电压幅度 V_0 是微波频率 ω 与间隙 d 乘积的函数, 同时也与 V_s 以及模式 n 相关.

由 (15) 式易知, 在某个模式下, 特定的 φ 值有一个对应的最小的微波电压幅度 V_{0m} , 它表示在电场换向时, 电子恰好到达边界所需的最小电压. 将 V_{0m} 代入 (13) 式即可计算出此时电子的速度 v_{0m} . 从而得到发生微放电的条件为

$$W_1 \leq \frac{1}{2} m v_{0m}^2 \leq W_2. \quad (16)$$

在微放电发生的情况下, 与 (16) 式中最小值 W_1 对应的是微放电的最小阈值状态, 其位置 $(fd)_{\min}$ 、击穿电压 $V_{0\min}$ 可以联合 (13) 式—(15) 式计算出.

在不同的 V_{dc} 情况下, 本文计算了发生微放电时模式 $n = 1$ —5 对应的最低击穿电压 $V_{0\min}$ 与发生的位置 $(fd)_{\min}$, 如图 6 中的点状符号所示. 计算

时, 取 $W_1 = 55.8$ eV, 对应于表 1 里 7 种材料的平均值, 同时采用了文献 [21,22] 建议的 $k = 3$.

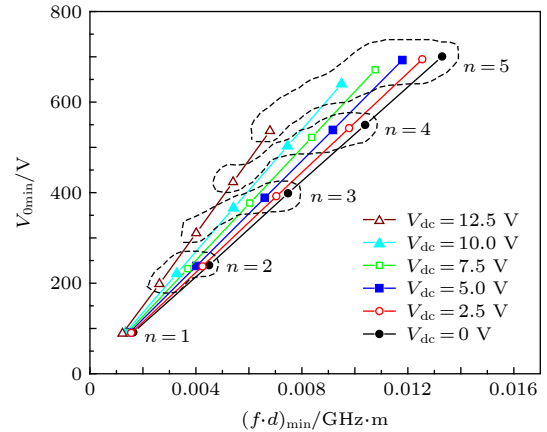


图 6 V_{dc} 对敏感区域右边界中不同模式最低击穿点的影响
Fig. 6. The influence of V_{dc} on the minimum breakdown point at different pattern of the right boundary in susceptibility zone.

由图 6 可见, 将每个模式的最低击穿点 $((fd)_{\min}, V_{0\min})$ 相连后呈现出一个线性关系, 该线性关系可以看成是微放电敏感区域的右边界. 因此, 微放电敏感区域的右边界阈值 V_0 与 fd 是线性关系, 随着 fd 的增加, 微放电的最低击穿阈值线性增加. 图 7 是计算得到的该线性关系的斜率与 V_{dc} 的关系, 随着 V_{dc} 的增加, 斜率急剧上升. 这说明, V_{dc} 的出现, 提高了微放电击穿阈值, 使得微放电不易发生.

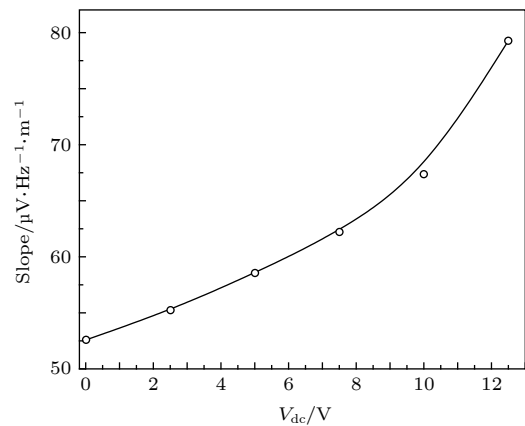


图 7 V_{dc} 对敏感区域右边界斜率的影响

Fig. 7. The influence of V_{dc} on the slope of the right boundary in susceptibility zone.

4.3 避免微波部件微波击穿的技术途径

如上所述, 微波部件中填充介质材料不仅可以提高低气压放电的阈值, 也可以抑制微放电的发

生. 不同介质材料的二次电子发射特性不同, 介质填充后在空间建立的直流电场 E_{dc} 大小也不同. 选择那些 SEY 大、能谱参数 E_{peak} 大的材料, E_{dc} 会大一些, 预计抑制低气压放电和微放电效果较好. 这是本文给出的抑制微波击穿的一个技术途径.

当然, 实际工程应用中微波部件介质填充的选择还需要综合考虑其他因素. 如在工作频段介质材料的损耗正切角要小, 材料的耐高低温性和耐老化性能好, 温度稳定性、频率稳定性要好, 热膨胀系数要低, 玻璃化温度高, 便于机械加工等. 此外, 在辐照环境下, 介质的失效和释气也是需要考虑的问题.

5 结 论

在测试获得的 7 种介质材料的二次电子发射系数和二次电子能谱的基础上, 计算了电子辐照下材料带电后的稳态表面电位, 并分析了二次电子发射特性与表面电位的关系, 结果表明二次电子发射系数越大, 或者能谱峰值能量越大时, 材料表面电位越高. 所测的 7 种常用材料中, Al_2O_3 的稳态表面电位最大, PI 的最小.

表面电位建立的直流电场不仅可以降低微波部件的特征扩散长度, 使低气压放电的击穿阈值增加, 也可以提高微放电敏感区域右边界的斜率, 使微放电阈值增加. 也就是说, 在微波部件中填充介质材料, 可以有效降低低气压放电和微放电的风险.

尽可能选择 SEY 大、能谱峰值能量大的材料, 在微波部件中越能形成较强的直流电场, 越有利于抑制低气压放电和微放电的产生.

参考文献

[1] Yu M 2007 *IEEE Microwave Mag.* **8** 88

- [2] Chang C 2018 *Chin. Sci. Bull.* **63** 1390 (in Chinese) [常超 2018 科学通报 **63** 1390]
- [3] Keneshloo R, Dadashzadeh G, Frotanpour A, Okhovvat, Okhovvat M 2012 *J. Commun. Eng.* **1** 18
- [4] Chang C, Liu G Z, Huang H J, Chen C H, Fang J Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 083501
- [5] Ángela C, Germán T P, Carlos V, Benito G, Vicente E B 2008 *IEEE Trans. Electron Devices* **55** 2505
- [6] Apostolos L S, Edén S, Michael M 2014 *The 8th European Conference on Antennas and Propagation* Hague, Netherlands, April 6–11, 2014 p1469
- [7] Germán T P, Ángela C, Benito G M, Isabel M, Carlos V, Vicente E B 2010 *IEEE Trans. Electron Devices* **57** 1160
- [8] Sorolla E, Belhaj M, Sombirin J, Puech J 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103508
- [9] Zhai Y G, Wang R, Wang H G, Lin S, Chen K, Li Y D 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 157901 (in Chinese) [翟永贵, 王瑞, 王洪广, 林舒, 陈坤, 李永东 2018 物理学报 **67** 157901]
- [10] Dong Y, Liu Q X, Pang J, Zhou H J, Dong Z W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 037901 (in Chinese) [董焯, 刘庆想, 庞健, 周海京, 董志伟 2018 物理学报 **67** 037901]
- [11] Dong Y, Liu Q X, Pang J, Zhou H J, Dong Z W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 177902 (in Chinese) [董焯, 刘庆想, 庞健, 周海京, 董志伟 2018 物理学报 **67** 177902]
- [12] Dong Y, Liu Q X, Pang J, Zhou H J, Dong Z W 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 207901 (in Chinese) [董焯, 刘庆想, 庞健, 周海京, 董志伟 2017 物理学报 **66** 207901]
- [13] Weng M, Cao M, Zhao H J, Zhang H B 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 036108
- [14] Yin M, Weng M, Liu W, Wang F, Cao M 2019 *Journal of Xi'an Jiaotong University* **53** 163 (in Chinese) [殷明, 翁明, 刘婉, 王芳, 曹猛 2019 西安交通大学学报 **53** 163]
- [15] Weng M, Liu W, Yin M, Wang F, Cao M 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 047901
- [16] Weng M, Hu T C, Cao M, Xu W J 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 157901 (in Chinese) [翁明, 胡天存, 曹猛, 徐伟军 2015 物理学报 **64** 157901]
- [17] Insepov Z, Ivanov V, Frisch H 2010 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **268** 3315
- [18] Lin Y H, Joy D C 2005 *Surf. Interface Anal.* **37** 895
- [19] Yong Y C, Thong J T L 2000 *Scanning* **22** 161
- [20] Lisovskii V A 1999 *Tech. Phys.* **44** 1282
- [21] Albert J H, Williams H B 1954 *J. Appl. Phys.* **25** 417
- [22] Albert J H, Williams H B 1958 *Phys. Rev.* **112** 681

Influence of secondary electron emission characteristic of dielectric materials on microwave breakdown*

Weng Ming¹⁾ Xie Shao-Yi²⁾ Yin Ming¹⁾ Cao Meng^{1)†}

1) (*Key laboratory of Physical Electronics and Devices, Ministry of Education, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710613, China*)

(Received 6 January 2020; revised manuscript received 29 January 2020)

Abstract

For a microwave device filled with dielectrics, the secondary electron (SE) emission has a very important influence on the mechanism of microwave breakdown including low pressure discharge and multipactor. In this work, the SE yields (SEYs) and the SE energy spectra of seven kinds of dielectric materials are first measured and then used to examine their effects. In the positive charging process under electron irradiation, the surface potential of the dielectric layer trends to be steady with the SEY being one. Based on the measurement data, the steady surface potential is calculated under the charging stability condition. The steady surface potential is bigger for a bigger SEY. For a given SEY, the steady surface potential is found to be proportional to the peak energy E_{peak} of the SE energy spectrum. Furthermore, the effect of steady surface potential on low pressure discharge and multipactor are respectively studied for a parallel plate system filled with a dielectric layer. A static electric field related to the positive charging is introduced. The electron diffusion model in low pressure discharge process is modified by considering the static electric field. The electrons drift in a fixed direction under the action of static electric field, and the electron diffusion length decreases. Consequently, the effective electrons for low discharge decreases and the threshold microwave power increases. Therefore, a dielectric material with higher SEY and bigger E_{peak} is helpful in suspending the inhibition of low pressure discharge. Furthermore, the effect of steady electric field on multipactor is also explored. Two effects related to dielectric material and metal are analyzed in detail. The SE emission from dielectric material is held back by the steady electric field and some low energy electrons return back to the dielectric materials. The effective SEY thus decreases. On the other hand, the electric field reduces the landing electron energy on the metal, and the corresponding SEY also decreases. The electron oscillation condition with considering both microwave field and steady electric field is derived and the threshold values for microwave power of multipactor are calculated. The susceptibility curves corresponding to different materials are plotted. Our result may be used to choose the filling dielectric materials for a microwave device.

Keywords: secondary electron yield, secondary electron energy spectrum, surface potential, microwave breakdown

PACS: 79.20.Hx, 52.80.-s, 41.75.Fr

DOI: [10.7498/aps.69.20200026](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200026)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61971342, U1537210).

† Corresponding author. E-mail: mengcao@mail.xjtu.edu.cn