

基于临界电子密度的多载波微放电全局阈值分析

王新波 李永东 崔万照 李韵 张洪太 张小宁 刘纯亮

Global threshold analysis of multicarrier multipactor based on the critical density of electrons

Wang Xin-Bo Li Yong-Dong Cui Wan-Zhao Li Yun Zhang Hong-Tai Zhang Xiao-Ning Liu Chun-Liang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 047901 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.047901

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047901>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

双面次级电子倍增效应向单面次级电子倍增效应发展规律的研究

[Research on the development mechanism: from two-sided multipactor to one-sided multipactor](#)

物理学报.2015, 64(20): 207902 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207902>

金属规则表面形貌影响二次电子产额的解析模型

[Analytical model of secondary electron yield from metal surface with regular structures](#)

物理学报.2015, 64(20): 207901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.207901>

电子入射角度对聚酰亚胺二次电子发射系数的影响

[Effects of electron incident angle on the secondary electron yield for polyimide](#)

物理学报.2015, 64(15): 157901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.157901>

圆窗片表面次级电子倍增效应的数值模拟

[Numerical simulation of multipactor phenomenon on the surface of cylinder window disk](#)

物理学报.2014, 63(22): 227901 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227901>

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>

# 基于临界电子密度的多载波微放电全局阈值分析\*

王新波<sup>1)2)</sup> 李永东<sup>1)†</sup> 崔万照<sup>2)</sup> 李韵<sup>2)</sup> 张洪太<sup>2)</sup> 张小宁<sup>1)</sup> 刘纯亮<sup>1)</sup>

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

2) (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)

(2015年10月22日收到; 2015年11月28日收到修改稿)

多载波微放电即发生在宽带、大功率真空无源微波部件中的二次电子倍增放电现象, 是影响空间和加速器应用中无源微波部件长期可靠性的主要隐患. 多载波微放电全局阈值功率的预测对于工作在真空环境中的微波部件至关重要, 但迄今尚无有效方法进行上述阈值的准确分析. 本文将微放电发生过程中二次电子分布区域等效为等离子体, 通过在理论上建立微波部件的电磁特性和电子密度间的对应关系, 提出了一种基于测试系统可检测水平的多载波微放电全局阈值功率分析方法. 为了能够通过蒙特卡罗优化方法得到全局阈值, 进一步基于电子加速的类半正弦等效, 提出了微放电演化过程中电子数涨落的快速计算方法. 基于以上两种方法得到的针对实际微波部件的全局阈值分析结果与实验结果相符合. 不同于传统基于多载波信号功率分析的经验方法, 本文基于临界电子密度判断依据和电子数涨落快速计算, 为多载波微放电全局阈值的准确预测提供了一种高效的分析方法.

**关键词:** 多载波微放电, 微波部件, 粒子模拟, 临界密度

**PACS:** 79.20.Hx, 84.32.-y

**DOI:** 10.7498/aps.65.047901

## 1 引言

微放电 (multipactor) 是指电子在真空环境受到外加射频场的加速, 从而在射频和微波部件内部激发的二次电子发射与雪崩放电现象<sup>[1,2]</sup>. 微放电的发生会导致宇宙空间和加速器应用中大功率微波部件的性能降低乃至永久损毁, 严重威胁上述应用的长期稳定性<sup>[3,4]</sup>.

针对典型结构在单频率载波条件下的微放电特性已开展了广泛的研究<sup>[5-7]</sup>, 特别是将二次电子初始速度进行概率处理的统计理论的提出<sup>[7]</sup>, 建立了与实验结果更为符合的平板等典型结构微放电敏感曲线; 同时为了解决复杂结构微波部件微放电阈值的准确预估问题, 结合电磁数值计算和二次电子发射模型提出了多种数值模拟方法<sup>[8,9]</sup>; 为了进一步快速地计算微波部件中微放电效应的阈值, 发

展了多种蒙特卡罗方法, 使得计算效率更高、稳定性更好<sup>[10]</sup>; 针对金属壁与介质窗之间次级电子倍增效应也进行了大量数值模拟研究<sup>[11]</sup>. 总体而言, 目前对于单载波工作条件下的微放电阈值已经能够进行较为准确的分析和预测, 并建立了相应的设计及试验标准<sup>[12]</sup>.

近年来, 随着空间通信系统中宽带、多载波大功率微波部件的大量使用, 针对多载波微放电的分析及阈值预测引起了广泛关注<sup>[13-16]</sup>. 相对于单载波微放电, 多载波微放电中电子由频率和幅度瞬时变化的合成电场加速, 形成微波部件金属腔中电子数的周期性涨落. 多载波微放电既可以在多载波包络的第一个周期内激发大量二次电子, 即周期内 (single-event) 放电; 也可以通过多个多载波包络周期间的剩余电子累积激发, 即长周期 (long-term) 放电<sup>[13]</sup>. 其中, 长周期放电是近年来新发现的多载

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11175144) 和空间微波技术重点实验室基金 (批准号: 9140c530101130c53013, 9140c530101140c53231) 资助的课题.

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

波微放电现象. 由于在每个多载波包络周期中不必累积大量的电子, 人们倾向于认为长周期放电具有更低的放电阈值<sup>[13]</sup>. 但上述结论并没有得到理论和实验验证.

根据长周期多载波微放电的发生机理, 其放电功率阈值的判断依据非常明确, 即当包络周期期间的电子数涨落趋势由下降变为开始增长时, 该“临界状态”所对应的输入功率即为长周期放电的阈值功率. 对于周期内放电, 传统上采用T20方法来确定多载波信号的等效功率<sup>[17,18]</sup>. 该方法认为, 在单个包络周期内, 当多载波合成信号包络在单载波放电阈值以上的持续时间能够使得电子在微波部件腔体内部渡越超过20次, 即可认为具有激发微放电的可能<sup>[12]</sup>. 近年来, T20方法被认为缺乏明确的物理意义, 所得的等效设计功率过于保守, 因而无法给出真正的周期内放电阈值<sup>[15]</sup>. 由于多载波微放电的全局阈值应为长周期和周期内放电阈值中的较小者, 因此, 针对周期内微放电的电子数涨落过程进行研究, 给出具有确定的物理意义、可验证的周期内微放电阈值的分析和预测方法非常重要.

本文将微放电发生过程中大量二次电子分布区域等效为等离子体, 通过在理论上建立微波部件的电磁特性和电子密度间的对应关系, 提出了一种基于测试系统可检测水平的多载波周期内放电的全局阈值分析方法. 为了能够通过蒙特卡罗优化方法得到上述阈值, 本文进一步基于电子加速的类半正弦等效, 提出了微放电演化过程中电子数涨落的快速计算方法. 基于以上两种方法得到的针对实际微波部件的全局阈值分析结果与实验结果相符合. 不同于传统上基于多载波信号功率分析的经验方法, 本文基于临界电子密度判断依据和电子数涨落快速计算, 为多载波微放电全局阈值的准确预测提供了一种高效的分析方法.

## 2 理 论

如前所述, 多载波微放电的全局阈值由周期内和长周期放电阈值中的较小者决定. 与此同时, 对于具体的微波部件, 是否发生多载波微放电则由高灵敏度的微放电测试系统检测判定. 从这个意义上说, 对于任何形式的微放电, 包括长周期放电和周期内放电, 均存在一个与测试系统灵敏度相对应的“可检测阈值”<sup>[18]</sup>. 为确定上述可检测阈值, 本文将

测试系统的检测灵敏度与电子数涨落过程中瞬时峰值数量建立理论关联, 从而为确定周期内多载波微放电的阈值功率及其对应的多载波信号初始相位组合提供理论依据. 通过上述工作, 周期内和长周期多载波微放电的阈值分析均与微放电建立过程中的电子数涨落建立起了直接联系. 因此, 只要我们可以有效地得到微波部件中电子数涨落随入射功率的变化数据, 即可以在相同的物理意义下, 同时进行基于电子数涨落的周期内和长周期微放电的阈值分析, 进而得到多载波微放电的全局微放电阈值.

### 2.1 电子密度与检测灵敏度之间的理论关联

复杂大功率空间微波部件中的电磁场一般为非均匀分布, 因此微放电会首先在其中电场强度最强的狭窄平行导体表面之间的区域发生. 不失一般性, 我们以矩形和同轴波导结构为例, 演示微放电发生过程中的电子的分布特性. 图1(a)和图1(b)所示分别为矩形和同轴结构中电子分布的粒子模拟结果. 可见, 在加载初始电子的敏感位置附近, 电子在横截面上倍增、扩散, 同时电子在纵向分布相对集中, 沿纵向形成了真空层-等离子体层-真空层的结构. 本文将电子分布区域视为具有平行表面的等效媒质——等离子体进行分析, 如图1中虚线标志区域所示.

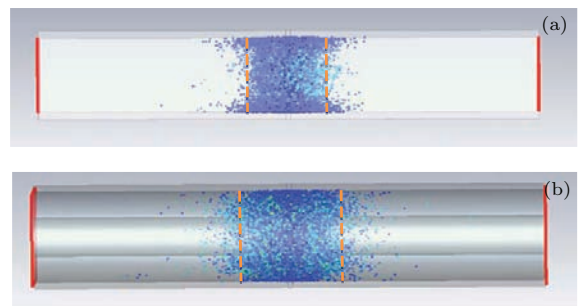


图1 微放电演化过程中电子在微波部件中的分布 (a) 矩形波导; (b) 同轴波导  
Fig. 1. Distribution of space electrons in the evolution process of multicarrier multipactor: (a) Rectangular; (b) coaxial waveguides.

在电磁理论中, 分布自由电子的真空可以视为等离子体媒质, 其等离子体频率由电子密度  $N_e$  确定<sup>[19]</sup>, 即

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \approx 56.4 \sqrt{N_e}. \quad (1)$$

这一等离子体媒质的等效介电常数

$$\epsilon_{\text{eff}}(\omega) = \epsilon_0 \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 1/\tau^2} + i \frac{\omega_p^2}{\omega\tau(\omega^2 + 1/\tau^2)} \right], \quad (2)$$

其中,  $\tau = -\mu_e m_e / e$  是电子的散射时间<sup>[20]</sup>,  $\mu_e$  是等离子体媒质中电子的迁移率. 因此特定分布的电子可看作微波部件中填充相应形状的媒质, 其等效介电常数由电子密度决定.

为描述上述微放电演化过程中微波部件内部的真空层-等离子体层-真空层结构的电磁特性, 我们建立了平板结构等离子体媒质的散射特性分析模型, 如图 2 所示. 当电磁波正入射到厚度为  $L$  的等效媒质时, 其反射和传输系数可以分别推导得到, 即

$$R(\omega) = R_{12} + \frac{T_{12}T_{21}R_{21}e^{i2\varphi}}{1 - R_{21}^2 e^{i2\varphi}}, \quad (3)$$

$$T(\omega) = \frac{T_{12}T_{21}e^{i\varphi}}{1 - R_{21}^2 e^{i2\varphi}}, \quad (4)$$

其中,  $\varphi = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon}L$  为等效媒质中的传输相位延时;  $R_{12} = (Z_2 - Z_1)/(Z_1 + Z_2)$ ,  $R_{21} = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$  为等效媒质与真空界面间的反射系数;  $T_{12} = 2Z_2/(Z_1 + Z_2)$ ,  $T_{21} = 2Z_1/(Z_1 + Z_2)$  为等效媒质与真空界面间的传输系数;  $Z_1 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  为真空中的波阻抗;  $Z_2 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_{\text{eff}}(\omega)}$  为等效媒质的等效波阻抗. 由于绝大部分微放电发生在由平行或同轴金属导体表面构成的两极板间, 因此 (3) 和 (4) 式普遍适用于常规大功率微波部件. 需要注意的是, 上述推导过程中考虑了电子等离子体媒质的损耗因素, 因此所得结果与针对一般无耗媒质的结果有所不同.

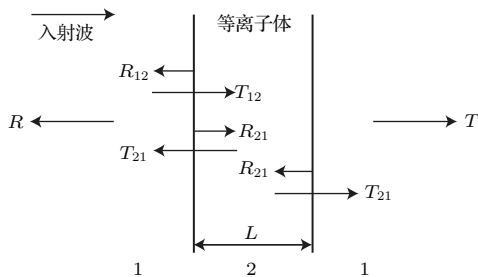


图 2 电子分布区域等效媒质的散射特性分析模型

Fig. 2. Scattering analytical model for the space distributed with electrons.

(3) 和 (4) 式将微放电发生区域的等效电磁特性(反射系数  $R(\omega)$  和透射系数  $T(\omega)$ ) 与平均电子

密度 ( $N_e$ ) 在物理上建立明确的关联. 其中,  $N_e$  取 0 对应于真空, 意味着零反射(或全透射). 随着  $N_e$  的增加,  $\omega_p$  也相应地增加. 当  $\omega_p$  接近于微波部件的工作频率时, 等效媒质的介电常数  $\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$  的变化开始导致阻抗的不匹配. 当由此引发的反射和传输系数的变化足够大, 以至于达到测试系统的检测灵敏度时, 此时的平均电子密度即可认为是符合“可检测阈值”判断标准的“临界”电子密度.

图 3 给出了采用 (3) 式计算的随电子密度逐渐增长时真空层-等离子体层-真空层结构反射系数的变化. 在计算中, 等效等离子体媒质的厚度设为 1 cm, 电子的迁移率  $\mu_e$  取  $1000 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[21]</sup>. 可以看出, 当电子密度从  $10^6/\text{cm}^3$  到  $10^{11}/\text{cm}^3$  变化时, 反射系数在  $-100 \text{ dB}$  到  $0 \text{ dB}$  这一很宽的范围变化. 以 UHF 频段(如 300 MHz)微波部件为例, 考虑到实际微放电测试系统中的调零系统可以达到  $-70 \text{ dB}$  的反射检测灵敏度, 此时所对应的临界电子密度约为  $10^8/\text{cm}^3$ .

根据这一临界电子密度, 只要能够有效地得到微波部件腔体中的电子数涨落随入射功率的变化数据, 就可以得到周期内多载波微放电的阈值功率. 至此, 周期内和长周期多载波微放电的阈值分析均与微放电建立过程中的电子数涨落建立了直接联系. 基于此, 我们可以在相同的物理意义下, 进行长周期和周期内放电阈值的比较, 进而得到全局阈值.

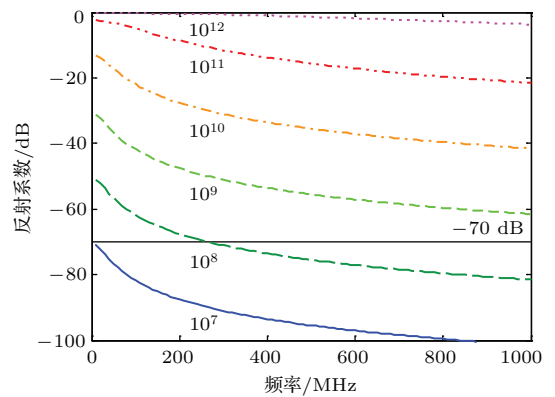


图 3 电子密度与测试系统检测灵敏度之间的物理联系

Fig. 3. Physical relationship between density of electrons and detection sensitivity of test system.

## 2.2 多载波条件下电子数涨落的快速计算

相对于单载波微放电, 阻碍多载波微放电全局阈值分析的另一理论和技术困难, 在于必须在所有



可能的多载波初始相位组合中进行全局搜索, 找到能够以最小阈值功率激发微放电的“最坏状态”(worst case) 相位组合 [15]. 为了找到上述“最坏状态”, 需在多载波所有可能的相位组合中确定“最坏状态”对应的全局极值点. 以典型的 12 路载波为例, 当每路载波的相位以  $1^\circ$  分辨率在  $0^\circ-360^\circ$  之间变化时, 其可能的相位组合多达  $4 \times 10^{30}$  量级. 在如此海量的相位组合中进行“最坏状态”相位组合的全局搜索, 必须解决多载波条件下电子数涨落的快速计算问题. 迄今, 针对实际复杂微波部件内部电子数涨落分析的惟一方法是通过粒子模拟进行 [8,9,14]. 对于一般复杂度的微波部件和指定初始相位组合的多载波信号, 其微放电粒子模拟时间可介于数小时至数十小时之间, 因此完全不具备进行“最坏状态”相位组合全局搜索的现实可行性.

微放电的分析及预测均基于二次电子发射理论. 迄今, 人们提出并实验验证了多种能够计算二次电子发射系数的物理模型 [22,23]. 图 4 给出了 2002 年 Furman 和 Pivi [23] 提出的二次电子发射模型. 该模型考虑了弹性散射、非弹性散射和真二次电子的大量细节, 能够描述电子在低能量入射时的二次电子发射特性.

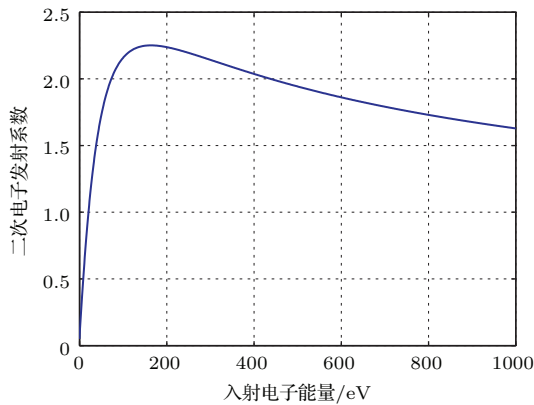


图 4 Furman 二次电子发射模型

Fig. 4. The Furman secondary-emission yield model.

从图 4 可以看出, 由初始电子单次撞击产生的二次电子的数量依赖于电子能量(或入射电子速度), 而与加速电场的频率无关. 在本文中, 上述频率无关性可以用于推导能够高效率地计算电子数涨落的等效方法.

图 5 给出了具有 8 个载波和同相初始相位分布的多载波合成信号的时域波形. 通过观察可以看到, 多载波信号任意两个零点之间的部分类似于

半周期的正弦信号. 我们将上述两个零点之间的“类半正弦信号”示于图 6(a), 并设其持续时间为  $\tau_1$ , 幅度为  $E_1$ . 同时, 另设一真正的半周期正弦信号(即半周期单载波信号), 其持续时间为  $T/2$ ,  $T$  为单载波信号对应的周期, 幅度为  $E_2$ . 考察平行导体表面之间的电子在上述两种信号电场作用下的加速效应, 如图 6(b) 所示.

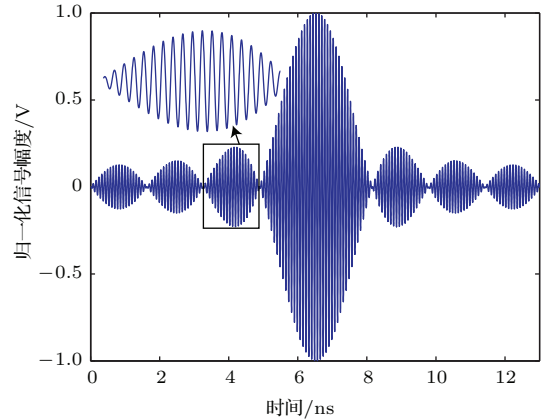


图 5 同相 8 载波合成信号的归一化时域波形

Fig. 5. Normalized time domain waveform of an eight-carrier in-phase multicarrier signal.

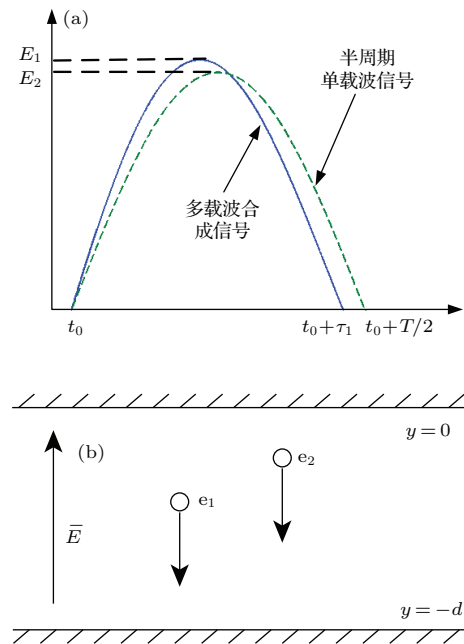


图 6 电子加速类半正弦等效原理分析 (a) 波形等效; (b) 分析模型

Fig. 6. Equivalency of half-sine-like segments for acceleration of electrons: (a) Waveform equivalency; (b) analysis model.

在等效加速分析中, 设实际电子  $e_1$  和等效电子  $e_2$  具有相同的初速度, 为了公式表述简洁, 初速度均取 0; 同时图 6(a) 中的多载波信号和半正弦单

载波信号均以  $t_0$  时刻为局部时间起始点, 并以局部时间进行推导. 在时间  $\tau_1$  之后, 电子  $e_1$  沿着  $-y$  方向被加速至瞬时速度:

$$v_1(\tau_1) = -\frac{e}{m} \int_0^{\tau_1} E_1(t) dt, \quad (5)$$

其中  $e$  和  $m$  分别是电子的电荷和质量. 同时,  $e_1$  的位移为

$$d_1(\tau_1) = -\frac{e}{m} \int_0^{\tau_1} \int_0^t E_1(t) dt^2. \quad (6)$$

因此, 如果  $e_1$  的初始位置为  $y = -(d - d_1)$ , 电子将以  $mv_1^2(\tau_1)/2$  的能量撞击到下层金属表面. 根据上述电子能量及二次电子发射模型, 即可以获得该次撞击所得的二次电子数量.

根据 (5) 式, 上述“类半正弦信号”在持续时间  $\tau_1$  内对电子  $e_1$  的加速只依赖于电场  $E_1(t)$  在时间  $\tau_1$  内的积分, 即电场  $E_1(t)$  和时间轴  $t$  围起来的面积. 因此, 如果图 6(a) 中的单载波半周期正弦信号具有相同的积分面积, 则就产生二次电子的效果而言, 该段多载波信号可以用具有相同加速效应的半周期的单载波信号代替.

上述单载波半周期正弦信号表示为  $E_2 \sin(2\pi t/T)$ , 其中  $E_2$  为半正弦信号的幅度,  $T/2$  为半正弦信号的持续时间, 为使其积分面积与“类半正弦信号”相等,  $E_2$  需满足

$$\int_0^{\tau_1} E_1(t) dt = \int_0^{T/2} E_2(t) dt, \quad (7)$$

即

$$E_2 = \frac{\pi}{T} \int_0^{\tau_1} E_1(t) dt. \quad (8)$$

通过时间  $T/2$  后, 一个静止的电子  $e_2$  被  $E_2 \sin(2\pi t/T)$  加速到的瞬时速度恒等于  $v_1(\tau_1)$ . 因此, 具有相同初始速度和不同初始位置  $y = -(d - d_2)$  的电子  $e_2$ , 将会以同样的能量  $mv_1^2(\tau_1)/2$  撞击金属表面, 其所产生的二次电子数量将与电子  $e_1$  撞击产生的电子数量完全相同. 其中  $d_2(T/2)$  可由

$$d_2(T/2) = -\frac{eT^2}{4m\pi\tau_1} \int_0^{\tau_1} E_1(t) dt \quad (9)$$

计算. 多载波信号的每个“类半正弦”、幅度为  $E_1$  的信号对电子的加速和产生二次电子的数量可以由幅度为  $E_2$  (由 (8) 式决定) 的单载波信号的严格半正弦信号来等效替代.

在上述推导过程中, 电子  $e_1$  和等效电子  $e_2$  的初始速度相同, 多载波信号和等效单载波半正弦信

号的起始加速时刻也相同, 惟一不同的是电子  $e_1$  的位置距离上表面为  $d_1$ , 等效电子  $e_2$  的位置距离上表面为  $d_2$ . 而已有理论表明, 微放电是一个由巨量空间二次电子构成的复杂动态随机过程 [24-29], 其中二次电子的出射速度和角度分别服从麦克斯韦分布和余弦分布 [23], 且与加速电场的频率无关, 使得微放电过程中微波部件内部的二次电子沿电场方向的分布呈完全随机的状态; 同时文献 [30] 的仿真结果表明, 在微放电开始时, 二次电子沿电场方向形成了平行于金属表面的共振薄片, 而当电子数增加到足够多时, 该共振薄片会展宽, 最终充满两金属板之间的空间, 使得在垂直于电场的不同平面内电子的统计特性近似相同. 因此, 根据以上分析, 当微波部件中的二次电子数量足够大时, 在多载波合成信号不同的类半周期, 电子的初始位置虽然略有改变, 但在统计上与实际位置近似相符. 所以, 这种等效在电子数目足够大时其计算精度是可以接受的.

根据以上等效, 原合成多载波信号可以等效地由一系列幅度满足 (8) 式的半周期单载波正弦信号组成的信号代替, 且由上述信号加速的大量电子具有相同的二次电子产出. 通过以上等效, 多载波微放电过程中电子数涨落可等效地由不同幅度的单载波微放电过程中的二次电子累积速率进行计算. 由于单载波微放电的理论模拟已经非常高效和成熟, 上述方法可以极大地加速多载波微放电过程中电子数涨落的计算速度. 其计算步骤如下: 1) 采用理论或模拟方法得到不同功率的单载波 (其频率可取多载波信号的中心频率) 微放电过程中的二次电子累积速率, 建立单载波功率与二次电子增长速率之间一一对应的查找表曲线; 2) 设定多载波微放电分析的初始电子数目, 采用 (8) 式逐次获取每个“类半正弦信号”的等效单载波信号幅度, 通过查找表曲线获得对应半周期内的等效二次电子增长速率, 实现多载波微放电过程中二次电子数量随时间变化, 即电子数涨落的累积计算.

通过以上方法, 在获得等效单载波信号的查找表曲线之后可以将多载波微放电过程中电子数涨落过程的计算时间由粒子模拟所需的数小时至数十小时大幅减少到秒、甚至毫秒量级, 使得在大量相位组合中采用常规的蒙特卡罗等优化方法进行多载波微放电全局“最坏状态”的相位搜索成为可能.

### 3 结果与讨论

不失一般性, 本文以一个超高频 (ultra-high frequency, UHF) 同轴波导阻抗变换段为例, 采用所提出的快速计算和周期内阈值分析方法, 对其多载波微放电的全局阈值进行分析. 如图 7 所示, 该同轴波导由两个 TNC 接头、两个阻抗变换段和一个 142 mm 长的标准同轴波导组成, 该同轴结构的内外半径分别为 5.77 mm 和 13.27 mm.

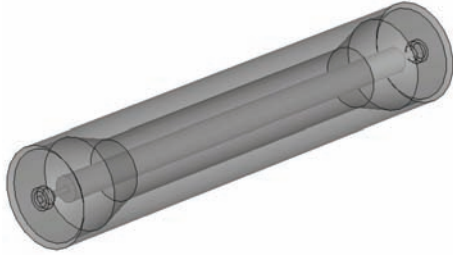


图 7 UHF 同轴波导阻抗变换段的结构模型

Fig. 7. Structural model of the UHF band coaxial waveguide transformer.

#### 3.1 二次电子数涨落的快速计算

对于以上同轴微波部件, 我们选取中心频率为 340 MHz、频率间隔为 10 MHz 的 6 路载波信号配置, 对同相 (即 6 路载波初始相位相同) 和三角相位 (即 6 路载波初始相位之间在  $360^\circ$  范围内以接近等相位间距分布) 两种典型相位分布进行二次电子数涨落的计算.

根据 2.2 节给出的计算步骤, 首先对上述部件在不同单载波功率激励条件下的二次电子数目增长速率进行分析. 本文中, 我们采用 CST Partical Studio<sup>TM</sup> 进行单载波微放电模拟<sup>[31]</sup>, 仿真频点为 340 MHz, 设定最大仿真时长为 150 ns, 单载波功率扫描范围为 0.5—5000 W.

微放电本质上源于二次电子倍增效应, 因此在单载波微放电中, 电子数量在线性坐标下随时间呈指数涨落, 在对数坐标下则呈线性涨落, 因此可以方便地通过计算对数坐标下电子数涨落曲线的斜率得到与单载波功率一一对应的二次电子数目增长速率查找表曲线. 图 8 为根据同轴波导阻抗变换段的电子数涨落模拟数据得到的二次电子数目增长速率查找表曲线. 可以看出当单载波功率为 200.4 W 时, 二次电子的增长速率为 0, 即该部件单载波微放电阈值为 200.4 W. 根据该曲线及设定的

初始电子数目, 以及根据 (8) 式确定的多载波合成信号相邻零点间的信号所对应的 340 MHz 半正弦信号的等效幅度, 即可通过查表方法实现二次电子数涨落的快速计算.

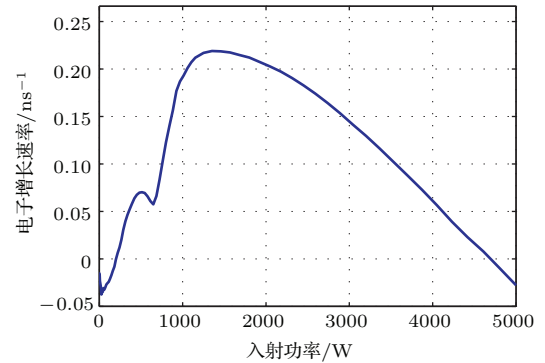


图 8 单载波条件下同轴波导阻抗变换段中的电子增长速率曲线

Fig. 8. The growth rate curve of electrons under the excitation of single carrier signals for coaxial waveguide transformer.

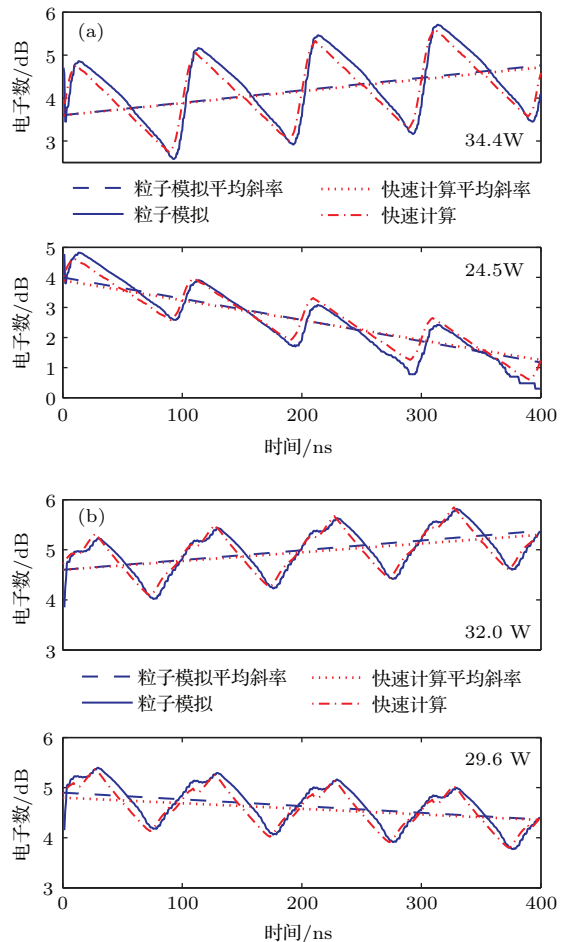


图 9 同轴波导阻抗变换段 6 载波时二次电子数涨落 (a) 同相分布; (b) 三角相位分布

Fig. 9. Fluctuation of number of electrons in the coaxial waveguide transformer excited by a six-carrier multicarrier signal: (a) In-phase; (b) triangular-phase.



图9为针对同相和三角相位组合计算得到的二次电子数涨落结果. 对于长周期微放电的阈值分析, 观察电子数涨落处于增长或下降趋势附近的“临界”平坦状态最为重要. 因此, 图9同时给出了具有较小的增长或下降斜率时电子数涨落的计算结果. 为了便于比较, 图9中同时提供了对应的多载波微放电粒子模拟结果, 并采用一阶多项式拟合得到了仿真和计算所得电子数涨落的平均斜率. 可以看出, 对于同相和三角相位分布, 当单路载波功率分别从34.4 W变为24.5 W及32.0 W变为29.6 W时, 电子数的涨落趋势由增长变为下降, 其间粒子仿真和快速计算结果均符合良好, 平均增长斜率曲线近乎重合. 上述结果同时暗示, 图7所示部件在指定的同相和三角相位分布的多载波信号激励下, 其长周期多载波微放电的阈值功率分别位于34.4 W和24.5 W及32.0 W和29.6 W之间.

基于图8所示查找表曲线的快速计算仅需毫秒量级, 这使得基于常规蒙特卡罗优化方法、遗传算法等<sup>[32,33]</sup>实现多载波微放电全局阈值分析成为可能.

### 3.2 全局阈值分析与实验解释

为与前期实验结果进行对比, 本文对由中心频率为340 MHz、频率间隔为1.25 MHz的6载波信号激励, 如图7所示的同轴波导阻抗变换段的全局阈值进行蒙特卡罗优化分析. 优化中采用1°的相位分辨率, 通过在相位组合中随机变化各载波的初始相位, 计算其所对应的多载波包络周期之间的电子数涨落趋势以及单个包络周期之内可能累积的电子数峰值, 分别用于长周期和周期内多载波微放电的阈值分析. 与所有随机优化方法类似, 在优化分别对应长周期和周期内微放电的“最坏状态”过程中, 蒙特卡罗优化也会找到很多局部极值点. 为了确保所有的局部极值点能够找到, 并在其中确定全局极值点, 我们通过构造误差函数, 使得局部极值点间的累计误差趋于收敛时, 方停止优化.

对于长周期微放电, 通过上述蒙特卡罗优化所得的全局阈值功率为25.62 W, 对应的“最坏状态”的相位分布为 $[0^\circ, 0^\circ, 38^\circ, 293^\circ, 49^\circ, 203^\circ]$ . 其时域波形及对应的电子数涨落如图10所示, 可见此时其二次电子数涨落趋于临界状态, 符合长周期放电的阈值特征.

对于周期内放电, 由2.1节可知, 对于反射检测灵敏度在-70 dB量级的微放电检测系统, 在UHF频段对应的临界电子数密度约为 $10^8/\text{cm}^3$ . 在粒子模拟中, 可以观察到二次电子主要分布在体积约为 $4.5 \text{ cm}^3$ 的区域内, 因此对应于周期内放电的可检测阈值的临界电子数量约为 $4.5 \times 10^8$ . 通过蒙特卡罗优化, 所获得的全局周期内阈值功率为10.58 W, 对应“最坏状态”的多载波初始相位非常接近同相分布. 在上述阈值功率下, 二次电子数涨落如图11(b)所示, 可见二次电子在单个包络周期内达到了 $10^8$ 量级, 符合2.1节中给出的周期内放电的阈值特征.

本文工作开展之前, 我们曾利用西安空间无线电技术研究所UHF波段多载波微放电测试系统对具有不同初始相位的多载波信号进行了微放电测试. 该测试系统基于商用仪表构建, 并通过采用高灵敏度的调零装置得到-70 dB的反射检测灵敏度. 测试前, 依据欧洲太空局(ESA)微放电设计及测试标准<sup>[12]</sup>, 利用铯137源产生初始电子. 通过长时间的抽真空等操作(一般为12 h, 真空度在 $10^{-4}$  Pa以下), 微放电测量时初始电子的电子数密度约为 $9300/\text{cm}^3$ , 在 $4.5 \text{ cm}^3$ 体积内对应的初始电子数目约为40000个, 与蒙特卡罗优化时设置的初始电子数目一致. 由于当时尚无法通过全局搜索获得“最坏状态”相位, 实验针对单载波、同相相位分布以及利用仿真得到的具有较低长周期放电阈值、相位分布为 $[0^\circ, 131^\circ, 94^\circ, 240^\circ, 209^\circ, 3^\circ]$ 的多载波信号进行了测量. 其中同相信号非常接近本文优化得到的周期内放电“最坏状态”相位, 相位分布 $[0^\circ, 131^\circ, 94^\circ, 240^\circ, 209^\circ, 3^\circ]$ 则是本文长周期放电阈值优化过程中得到的一个局部极值点相位. 实验测量所得的阈值功率及利用本文方法分析所得的上述两种相位分布多载波信号的阈值功率列于表1.

表1 同轴波导阻抗变换段多载波微放电分析阈值与测量结果比较

Table 1. Comparison between the experimental and predicted threshold powers for the coaxial waveguide transformer.

测试信号相位	长周期放电 阈值/W	周期内放 电阈值/W	测量平 均阈值/W
同相相位	29.75	10.58	14
$[0^\circ, 131^\circ, 94^\circ, 240^\circ, 209^\circ, 3^\circ]$	30.00	19.85	18.5



由表 1 可知, 测量结果与基于本文方法得到的周期内放电阈值均较为接近, 验证了本文提出的基于测试系统检测灵敏度和临界电子密度的周期内放电阈值分析方法的有效性. 同时, 测量阈值显著低于长周期放电阈值的分析结果, 表明对于 1.25 MHz 的载波间隔, 周期内放电阈值低于长周期阈值, 这与人们倾向认为长周期放电阈值应低于

周期内放电阈值的直觉有所不同. 我们的分析表明, 长周期放电阈值仅在载波频率间隔足够大时低于周期内放电阈值. 当载波间隔较窄时, 同相分布的多载波信号具有幅度高且持续时间长的峰值包络, 此时周期内放电阈值将显著低于长周期放电阈值.

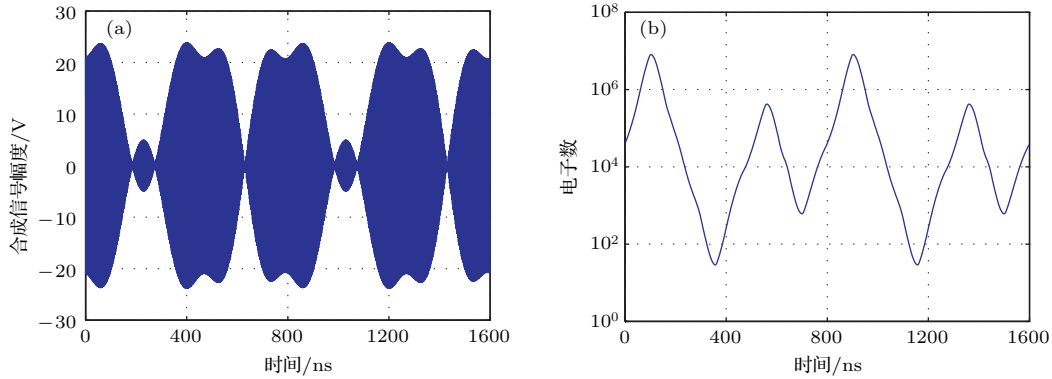


图 10 长周期放电的“最坏状态” (a) 时域波形; (b) 对应的电子数涨落

Fig. 10. “Worst case” for long-term multipactor: (a) Time domain waveform; (b) fluctuation of number of electrons.

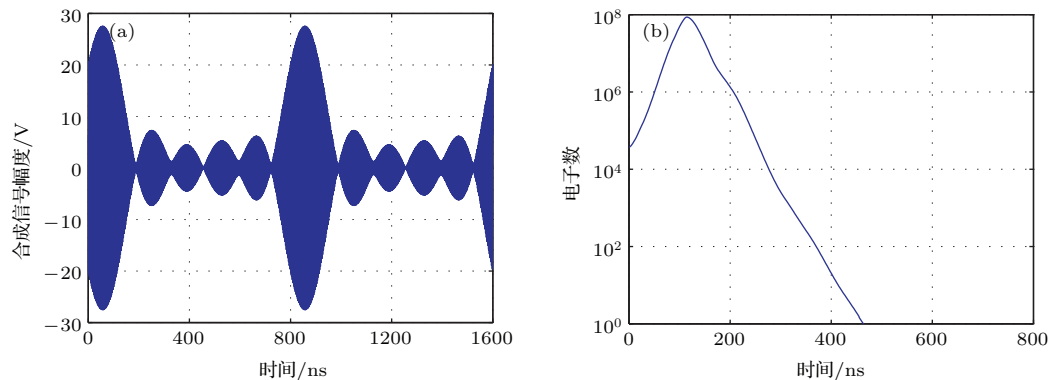


图 11 周期内放电的“最坏状态” (a) 时域波形; (b) 对应的电子数涨落

Fig. 11. “Worst case” for single-event multipactor: (a) Time domain waveform; (b) fluctuation of number of electrons.

## 4 结 论

本文将微放电演化过程中大量二次电子分布区域等效为等离子体, 将微放电测试系统的可检测水平与电子密度建立理论关联, 为确定周期内多载波微放电阈值功率提供了理论依据; 为解决多载波微放电全局阈值功率及对应初始相位组合优化问题, 本文基于类半正弦等效提出了微放电演化过程中电子数涨落的快速计算方法, 将单次计算时间降到毫秒量级, 从而实现了多载波微放电全局阈值分析; 基于以上两种方法得到的针对实际微波部件的

全局阈值分析结果与实验结果相符合. 据作者所知, 本文首次给出了多载波微放电全局阈值分析方法, 可广泛应用于空间和加速器中宽带、大功率多载波微波部件微放电阈值功率的分析评价中, 因此具有重要的理论和工程实际意义.

## 参考文献

- [1] Farnsworth P T 1934 *Franklin Inst.* **218** 411
- [2] Vaughan J R M 1988 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **35** 1172
- [3] Anderson R A, Brainard J P 1980 *J. Appl. Phys.* **51** 1414

- [4] Rasch J 2012 *Ph. D. Dissertation* (Goteborg: Chalmers University of Technology)
- [5] Kishek R A, Lau Y Y, Ang L K, Valfells A, Gilgenbach R M 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2120
- [6] Coves A, Torregrosa P G, Vicente C, Gemeino B, Boria V E 2008 *IEEE Trans. Electron Dev.* **55** 2505
- [7] Vdovicheva N K, Sazontov A G, Semenov V E 2004 *Radiophys. Quantum Electron.* **47** 580
- [8] Lara J D, Perez F, Alfonseca M, Galan L, Montero L, Roman E, Raboso D 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 476
- [9] Li Y, Cui W Z, Zhang N, Wang X B, Wang H G, Li Y D, Zhang J F 2014 *Chin. Phys. B* **23** 048402
- [10] 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]
- [11] Zhang X, Wang Y, Fan J J, Zhu F, Zhang R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 167901 (in Chinese) [张雪, 王勇, 范俊杰, 朱方, 张瑞 2014 物理学报 **63** 167901]
- [12] ESA-ESTEC 2003 *Space Engineering: Multipacting Design and Test* (vol. ECSS-20-01A) (Noordwijk: ESA Publication Division)
- [13] Anza S, Vicente C, Gimeno B, Boria V E, Armendáriz J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 082112
- [14] Anza S, Mattes M, Vicente C, Gil J, Raboso D, Boria V E, Gimeno B 2011 *Phys. Plasmas* **18** 032105
- [15] Anza S, Vicente C, Gil J, Mattes M, Wolk D, Wochner U, Boria V E, Gimeno B, Raboso D 2012 *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* **60** 2093
- [16] Song Q Q, Wang X B, Cui W Z, Wang Z Y, Ran L X 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 220205 (in Chinese) [宋庆庆, 王新波, 崔万照, 王志宇, 冉立新 2014 物理学报 **63** 220205]
- [17] Wolk D, Schmitt D, Schlipf T 2000 *Proceedings of the Third International Workshop on Multipactor, RF and DC Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware* Noordwijk, Netherlands, September 4–6, 2000 p85
- [18] Anza S, Mattes M, Armendariz J, Gil J, Vicente C, Gimeno B, Boria V E, Raboso D 2010 *Proceedings of the 9th International Symposium on Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics*, Sabath F, Giri D, Rachidi F, Kaelin A (Ed.) 2010 (New York: Springer) p375
- [19] Kong J A 2008 *Electromagnetic Wave Theory* (2008 Ed.) (Cambridge: EMW Publishing)
- [20] Goebel D M, Katz I 2008 *Fundamentals of Electric Propulsion* (1st Ed.) (New York: Wiley) pp37–90
- [21] Lisovskii V A 1998 *Russian Phys. J.* **41** 394
- [22] Vaughan J R M 1993 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **40** 830
- [23] Furman M A, Pivi M T F 2002 *Phys. Rev. ST Accel.* **5** 124404
- [24] Bouchaud J, Georges A 1990 *Phys. Reports* **195** 127
- [25] Edwards A M, Phillips R A, Watkins N W, et al. 2007 *Nature* **449** 1044
- [26] Humphries N, Queiroz N, Dyer J R M, et al. 2010 *Nature* **465** 1066
- [27] Shlesinger M F, Klafter J, Zumofen G 1999 *Am. J. Phys.* **67** 1253
- [28] Gnedenko B V, Kolmogorov A N 1968 *Limit Distributions for Sums of In-dependent Random Variables* (Massachusetts: Addison-Wesley, Reading)
- [29] Mussawisade K, Santos J E, Schutz G M 1998 *J. Phys. A: Math. Gen.* **31** 4381
- [30] Riyopoulos S 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1448
- [31] Computer Simulation Technology (CST) Center 2012 Framingham M A <http://www.cst.com> [2015-10-21]
- [32] Cashwell E D, Everett C J 1959 *A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems* (1st Ed.) (New York: Pergamon Press)
- [33] Goldberg D E 1989 *Genetic Algorithms in Search, Optimization & Machine Learning* (Boston: Addison-Wesley)

# Global threshold analysis of multicarrier multipactor based on the critical density of electrons\*

Wang Xin-Bo<sup>1)2)</sup> Li Yong-Dong<sup>1)†</sup> Cui Wan-Zhao<sup>2)</sup> Li Yun<sup>2)</sup> Zhang Hong-Tai<sup>2)</sup>  
Zhang Xiao-Ning<sup>1)</sup> Liu Chun-Liang<sup>1)</sup>

1) (*Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

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

( Received 22 October 2015; revised manuscript received 28 November 2015 )

## Abstract

Multicarrier multipactor, which is found in the wideband high power vacuum microwave passive components, potentially threatens the reliability of microwave systems in space and accelerator applications. The global threshold analysis of multicarrier multipactor is of vital importance for the risk assessment of high power vacuum devices. Till now, however, no effective solutions for the global threshold analysis of multicarrier multipactor have been proposed for practical microwave components with complex structures. In this paper, an efficient approach capable of evaluating the global threshold of multicarrier multipactor based on detectable level of multipactor test system is presented. Electromagnetic characteristics of the microwave device are theoretically related to the electron density by equivalently considering the distribution zone of electrons as a plasma medium. In order to obtain the global threshold using the optimization algorithm, such as the Monte Carlo method, we further propose an efficient approach capable of rapidly computing the fluctuation of number of electrons in the evolving process of a multicarrier multipactor based on the equivalency of half-sine-like segments for the acceleration of electrons. Analytical results comply with the tested thresholds. Different from the conventional equivalent power using the empirical rule, the proposed approach is based on the criterion of critical density of electrons and rapidly computing the fluctuation of number of electrons, providing an efficient method for the accurate global threshold analysis of multicarrier multipactor.

**Keywords:** multicarrier multipactor, microwave components, particle-in-cell simulation, critical density

**PACS:** 79.20.Hx, 84.32.-y

**DOI:** 10.7498/aps.65.047901

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175144) and the Foundation of National Key Laboratory of Science and Technology on Space Microwave, China (Grant Nos. 9140c530101130c53013, 9140c530101140c53231).

† Corresponding author. E-mail: [leyond@mail.xjtu.edu.cn](mailto:leyond@mail.xjtu.edu.cn)