

高功率微波作用下 $O^-$ 离子解吸附产生种子电子过程

魏进进 周东方 余道杰 胡涛 侯德亭 张德伟 雷雪 胡俊杰

Seed electron production from  $O^-$  detachment in high power microwave air breakdown

Wei Jin-Jin Zhou Dong-Fang Yu Dao-Jie Hu Tao Hou De-Ting Zhang De-Wei Lei Xue Hu Jun-Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 055202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.055202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2016/V65/I5>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电磁波在非均匀磁化的等离子体鞘套中传输特性研究

Study on transmission characteristics of electromagnetic waves in inhomogeneously magnetized plasma sheath

物理学报.2016, 65(3): 035201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.035201>

电磁波在非磁化等离子体中衰减效应的实验研究

Experimental investigation on attenuation effects of electromagnetic waves in an unmagnetized plasma

物理学报.2015, 64(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.055201>

微波阶梯阻抗变换器低气压电晕放电粒子模拟

Particle-in-cell simulation of corona discharge in low pressure in stepped impedance transformer

物理学报.2013, 62(2): 025201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025201>

太赫兹波在非磁化等离子体中的传输特性研究

Studies of terahertz wave propagation in non-magnetized plasma

物理学报.2012, 61(24): 245202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.245202>

等离子体中电磁波传输特性理论与实验研究

Theoretical and experimental studies of electromagnetic wave transmission in plasma

物理学报.2012, 61(15): 155203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.155203>

# 高功率微波作用下 $O^-$ 离子解吸附产生种子电子过程\*

魏进进<sup>†</sup> 周东方 余道杰 胡涛 侯德亭 张德伟 雷雪 胡俊杰

(解放军信息工程大学信息工程学院, 郑州 450001)

(2015年7月2日收到; 2015年12月23日收到修改稿)

种子电子是高功率微波大气击穿的根源, 研究高功率微波大气击穿时, 一般假设背景大气中存在种子电子, 此假设在低层大气环境中会给模拟结果带来较大误差. 本文建立了高功率微波强电场作用下 $O^-$ 离子解吸附碰撞过程物理模型, 基于传统的空碰撞模型, 提出了改进的蒙特卡罗仿真方法, 编写了三维仿真程序, 对高功率微波作用下 $O^-$ 离子的解吸附过程进行了仿真, 分析了 $O^-$ 离子平均能量随时间的变化过程以及 $O^-$ 离子与空气分子的碰撞过程, 得到了不同压强、场强、频率和击穿体积条件下种子电子平均产生时间. 理论与仿真结果表明, 随着频率增大, 种子电子平均产生时间变大; 随着击穿体积、场强以及压强增大, 种子电子平均产生时间变小. 最后, 考虑 $O^-$ 离子与空气分子解吸附碰撞提供种子电子条件下, 给出了大气击穿时间理论与实验对比结果, 发现高功率微波频率较低时, 该种子电子产生机理可以解释实验结果, 而高功率微波频率较高时, 该机理下种子电子平均产生时间过长而与实验数据不符.

**关键词:** 高功率微波, 大气击穿, 种子电子, 蒙特卡罗

**PACS:** 52.40.Db, 51.50.+v, 52.80.Pi

**DOI:** 10.7498/aps.65.055202

## 1 引言

近年来, 随着脉冲功率技术不断发展以及高功率微波 (high power microwave, HPM) 源辐射功率不断提高<sup>[1,2]</sup>, HPM大气击穿现象很容易发生<sup>[3,4]</sup>. HPM大气击穿发生时, 会使HPM脉冲宽度缩短, 峰值功率降低, 严重影响HPM的传输, 而且由其引起的反射波会损坏HPM辐射系统<sup>[5]</sup>, 因此, 大气击穿已成为限制HPM技术发展的瓶颈问题之一. 为了解决这一问题, 必须详细研究HPM大气击穿物理机理. HPM大气击穿发生的物理过程是种子电子被HPM强电场加速, 进而与空气分子发生链式碰撞电离, 当电子密度达到或超过临界值时, 大气击穿就会发生, 所以种子电子的存在是高功率微波大气击穿的前提<sup>[6]</sup>, 因此研究HPM大气击穿种子电子产生过程对揭示HPM大气击穿物理机理至关

重要.

微波气体放电研究始于20世纪50年代, 研究目的是从理论和实验方面得到不同压强、微波频率、脉冲宽度等条件下的大气击穿阈值<sup>[7-12]</sup>. 近几年, 更多研究聚焦到大气击穿物理机理研究上, 麻省理工学院进行了透镜聚焦法大气击穿实验, 发现了大气击穿后等离子丝状阵列形成过程<sup>[3,13,14]</sup>, 文献<sup>[15-18]</sup>对其进行了数值模拟. 但较少涉及HPM大气击穿前种子电子产生的物理过程. 分析HPM大气击穿阈值时, 一般认为低层大气中初始种子电子的浓度为 $5-10\text{ cm}^{-3}$ , 来源于宇宙射线产生的高能带电粒子与大气分子的离化作用, 但文献<sup>[19]</sup>分析表明, 如果空气中种子电子浓度为 $5-10\text{ cm}^{-3}$ , 对应于外部宇宙射线导致的平均电子产生率应为 $0.5\text{ s}^{-1}$ , 则初始种子电子平均产生时间为2 s, 与现有实验验证结论不符, 说明宇宙射

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61201056, 61271104) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: qqweijinjin@163.com

线并不是 HPM 大气击穿种子电子的主要来源. 文献 [20] 测量了不同压强和入射场强下的 HPM 大气击穿时间, 表明 HPM 大气击穿时击穿区域出现种子电子存在一定的等待时间, 而等待时间与入射场强及大气压强相关. 文献 [21] 开展了存在放射源条件下的 HPM 大气击穿实验, 发现击穿时间比无放射源情况下大大缩短. 所以假设 HPM 作用初始时刻背景大气中存在种子电子会给 HPM 大气击穿模拟带来较大误差. 文献 [22] 给出了 N<sub>2</sub> 环境下的平均电子产生率表达式, 但并没有给出大气环境下的平均电子产生率表达式. 文献 [23] 认为负离子的解吸附碰撞有可能提供大气击穿的初始种子电子, 并认为 O<sup>-</sup> 离子解吸附碰撞是可能的来源, 本文对此展开详细研究, 分析了空气中存在的 O<sup>-</sup> 离子与空气分子之间相互作用过程, 建立了 HPM 强电场加速 O<sup>-</sup> 离子与空气分子发生解吸附碰撞产生种子电子过程的蒙特卡罗模型, 仿真分析了 O<sup>-</sup> 离子平均能量变化过程以及平均种子电子产生时间, 通过不同频率下 HPM 大气击穿实验数据比对发现, O<sup>-</sup> 离子解吸附碰撞产生种子电子可以解释低频 HPM 大气击穿问题, 但是不能解释高频 HPM 大气击穿问题, 所以本文认为高功率微波大气击穿种子电子的来源可能是多种复杂机理综合作用的结果, 高频时可能还存在其他更容易产生种子电子的过程, 如光电离过程等.

## 2 理论模型

HPM 入射波辐照击穿区域之前, 假设区域内只存在 O<sup>-</sup> 离子、N<sub>2</sub> 分子和 O<sub>2</sub> 分子, 均匀分布在击穿区域内, 且 O<sup>-</sup> 离子、N<sub>2</sub> 和 O<sub>2</sub> 处于热平衡状态, 假设其速率满足 Maxwell 速率分布

$$f(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}, \quad (1)$$

其中,  $v$  为粒子运动速率,  $m$  为粒子质量,  $k$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为热力学温度, 假设  $T = 300$  K. 速度方向各向同性, 即满足  $\theta = \pi R_1$ ,  $\phi = 2\pi R_2$ .  $R_1$ ,  $R_2$  为  $[0, 1]$  内均匀分布的随机数.

N<sub>2</sub> 分子和 O<sub>2</sub> 分子浓度可根据气体状态方程求得, 文献 [24] 表明, 在大气环境中, 海拔高度 0—18 km 范围内, 平均 O<sup>-</sup> 离子浓度可近似为 1000 cm<sup>-3</sup> 量级. O<sup>-</sup> 离子与 N<sub>2</sub> 分子和 O<sub>2</sub> 分子可能的碰撞如表 1 所列 [25]. 碰撞截面可从文献 [21] 中得到. 从表 1 可以看出, O<sup>-</sup> 离子与 N<sub>2</sub> 分子发生解吸附碰撞的阈值能量为 0.32 eV, 远小于与 O<sub>2</sub> 分子发生解吸附碰撞的阈值能量, 所以种子电子主要是 O<sup>-</sup> 离子与空气中的 N<sub>2</sub> 分子发生解吸附碰撞产生的.

表 1 O<sup>-</sup> 离子碰撞种类  
Table 1. The types of O<sup>-</sup> ion collisions.

碰撞表达式	碰撞类型	反应阈值/eV
O <sup>-</sup> + O <sub>2</sub> → O <sup>-</sup> + O <sub>2</sub>	弹性碰撞	0
O <sup>-</sup> + N <sub>2</sub> → O <sup>-</sup> + N <sub>2</sub>	弹性碰撞	0
O <sup>-</sup> + O <sub>2</sub> → O + O <sub>2</sub> + e <sup>-</sup>	电子解吸附	1.50
O <sup>-</sup> + N <sub>2</sub> → O + N <sub>2</sub> + e <sup>-</sup>	电子解吸附	0.32
O <sup>-</sup> + O <sub>2</sub> → O + O <sub>2</sub> <sup>-</sup>	电荷转移	1.12

O<sup>-</sup> 离子的能量为

$$\varepsilon_{O^-} = \frac{1}{2} m_{O^-} v_{O^-}^2, \quad (2)$$

其总的截面为

$$\sigma_T = \sigma_1(\varepsilon_{O^-}) + \sigma_2(\varepsilon_{O^-}) + \sigma_3(\varepsilon_{O^-}) + \sigma_4(\varepsilon_{O^-}) + \sigma_5(\varepsilon_{O^-}), \quad (3)$$

式中,  $\sigma$  表示碰撞截面, 发生第  $i$  种碰撞的碰撞频率

$$v_i(\varepsilon_{O^-}) = n_t(x) \sigma_i(\varepsilon_{O^-}) v(\varepsilon_{O^-}), \quad (4)$$

$n_t$  表示背景气体浓度.

定义

$$\begin{aligned} v' &= \max_{x, \varepsilon_{O^-}} (n_t \sigma_T v) \\ &= \max_X (n_t) \max_{\varepsilon_{O^-}} (\sigma_T v). \end{aligned} \quad (5)$$

产生  $[0, 1]$  之间均匀分布的随机数  $R_3$ , 根据  $R_3$  的范围, 判断发生了哪种类型的碰撞, 然后再做相应的处理, 如图 1 所示.

$$\begin{aligned} R_3 &\leq v_1(\varepsilon)/v' && \text{(碰撞1),} \\ v_1(\varepsilon)/v' < R_3 &\leq (v_1(\varepsilon) + v_2(\varepsilon))/v' && \text{(碰撞2),} \\ (v_1(\varepsilon) + v_2(\varepsilon))/v' < R_3 &\leq (v_1(\varepsilon) + v_2(\varepsilon) + v_3(\varepsilon))/v' && \text{(碰撞3),} \\ (v_1(\varepsilon) + v_2(\varepsilon) + v_3(\varepsilon))/v' < R_3 &\leq (v_1(\varepsilon) + v_2(\varepsilon) + v_3(\varepsilon) + v_4(\varepsilon))/v' && \text{(碰撞4),} \\ (v_1(\varepsilon) + v_2(\varepsilon) + v_3(\varepsilon) + v_4(\varepsilon))/v' < R_3 &&& \text{(空碰撞).} \end{aligned} \quad (6)$$

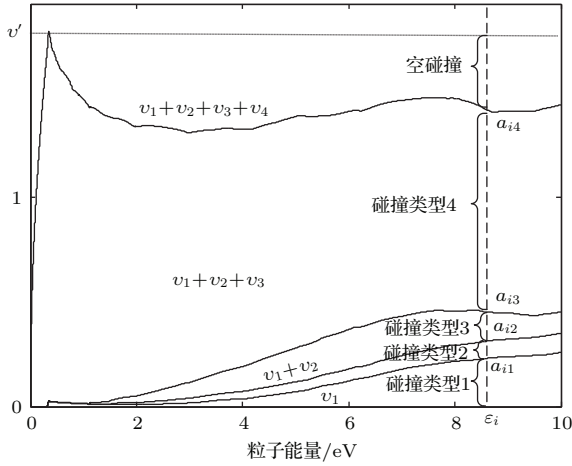


图1 空碰撞模型及改进方法示意图

Fig. 1. Schematic diagram of null collision model and improved method.

传统的空碰撞模型处理方法存在两个方面大量的计算时间, 一是每个时间步都需要计算发生各种碰撞的碰撞频率  $\nu_i(\varepsilon_{O^-})$ , 而计算碰撞频率需要根据电子能量大小通过插值截面数据才能得到; 二是空碰撞也导致了计算时间的开销. 本文通过仿真前的预处理, 把碰撞概率曲线按横坐标均分成  $N$  等份, 通过反复验证, 网格大小取  $\varepsilon/10$  eV 即可以保证结果几乎不受影响而计算时间大大减小, 其中  $\varepsilon$  为微波作用下不发生碰撞时负离子能获得的最大能量  $\varepsilon = q_{\text{ion}}^2 E_m^2 / (2m_{\text{ion}}\omega^2)$ , 其中,  $q_{\text{ion}}$  表示负离子的电荷量,  $E_m$  为入射 HPM 的电场强度,  $m_{\text{ion}}$  为  $O^-$  离子的质量,  $\omega$  为入射微波的角频率.

记录横坐标值以及该粒子能量时与图 1 所示每条曲线所对应的纵坐标值得到预处理矩阵  $Z$ :

$$Z = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ \varepsilon_2 & a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \varepsilon_N & a_{N1} & a_{N2} & a_{N3} & a_{N4} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

开始仿真后, 每个时间步结束时只需判断粒子能量  $\varepsilon$  落在预处理矩阵的区间范围, 然后直接调用该区间内的碰撞频率值即可进行下一步计算. 即  $\varepsilon_{j-1} < \varepsilon < \varepsilon_j$ , 产生  $[0, 1]$  之间均匀分布的随机数  $R_4$ , 则粒子发生各种碰撞的概率为

$$\begin{aligned} R_4 &\leq a_{j1}/a_{j4} \quad (\text{碰撞1}), \\ a_{j1}/a_{j4} < R_4 &\leq a_{j2}/a_{j4} \quad (\text{碰撞2}), \\ a_{j2}/a_{j4} < R_4 &\leq a_{j3}/a_{j4} \quad (\text{碰撞3}), \\ a_{j3}/a_{j4} < R_4 & \quad (\text{碰撞4}). \end{aligned} \quad (8)$$

本文基于文献 [26] 提出的空碰撞模型, 对模型进行了改进, 在保证计算精度的前提下, 大大提高了计算效率. 其中改进后的计算速度和计算精度情况如表 2 所列, 其计算条件为电场强度为 14 kV/cm, 频率为 2.85 GHz, 压强为 90 Torr (1 Torr = 133.322 Pa), 仿真体积为 1 cm<sup>3</sup>. 其中计算精度为该网格大小时计算得到的结果相对于改进前结果的精度. 而计算速度加倍为改进后计算速度与改进前速度的比值.

表2 改进蒙特卡罗算法的计算精度与计算速度加倍情况

Table 2. The improved Monte Carlo algorithm for calculating precision and calculating speed.

网格大小	计算精度	计算速度加倍
0.01	0.99	1.1
0.02	0.98	1.3
0.04	0.95	1.9
0.08	0.92	2.7
0.10	0.90	3.5
0.20	0.68	5.1

### 3 模拟结果与验证分析

#### 3.1 HPM 强电场对 $O^-$ 离子加速过程

图 2 为  $O^-$  离子平均能量随时间的变化关系, 图 3 为  $O^-$  离子平均能量随时间变化关系的离散 FFT 变换结果图. 初始时刻  $O^-$  离子处于热平衡状态, 满足 Maxwell 分布, 入射 HPM 频率为 2.85 GHz, 场强为 14 kV/cm, 相位满足均匀随机分布, 脉冲上升时间为 0, 假设  $O^-$  离子浓度为 1000 cm<sup>-3</sup>, 仿真体积  $V = 10$  cm<sup>3</sup>. 从图 3 中可以

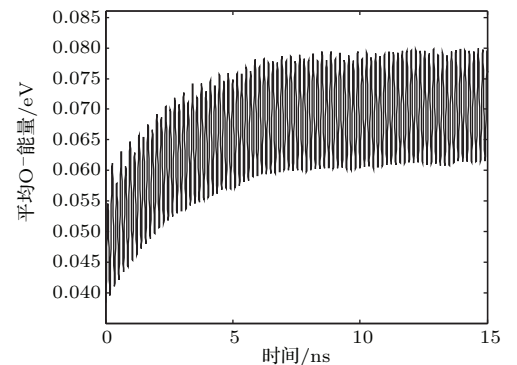


图2 平均  $O^-$  离子能量随时间的变化关系 ( $E_m = 14$  kV/cm,  $V = 10$  cm<sup>3</sup>,  $f = 2.85$  GHz,  $P = 90$  Torr)  
Fig. 2. Relation curve of the average  $O^-$  ion energy vs time ( $E_m = 14$  kV/cm,  $V = 10$  cm<sup>3</sup>,  $f = 2.85$  GHz,  $P = 90$  Torr).

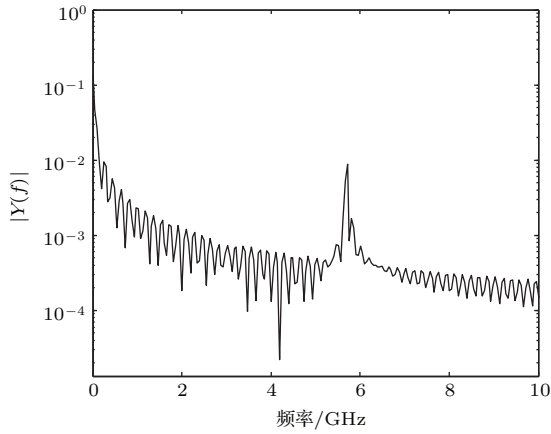


图3 O<sup>-</sup>离子平均能量随时间变化关系的离散傅里叶变换  
Fig. 3. The discrete FFT of the relation curve of the average O<sup>-</sup> ion energy vs time.

看出,在HPM电场的加速下,O<sup>-</sup>离子的平均能量逐渐增大,经过一段时间后达到稳定状态.从图3可以看出平均离子能量的振荡频率为微波频率的2倍.

图4(a)为初始时刻O<sup>-</sup>离子的能量分布图,可以看出,O<sup>-</sup>离子能量都小于0.32 eV,没有达到解吸附碰撞阈值能量,所以不会发生解吸附碰撞,即不会有种子电子产生,图4(b)—(d)分别为1,2和3 ns时O<sup>-</sup>离子的能量分布图,从图中可以看出,随着时间的增大,O<sup>-</sup>离子能量分布逐渐偏离Maxwell分布,且高能部分逐渐增大,即离子能量大于0.32 eV的个数逐渐增多,就有可能发生解吸附碰撞,产生种子电子.

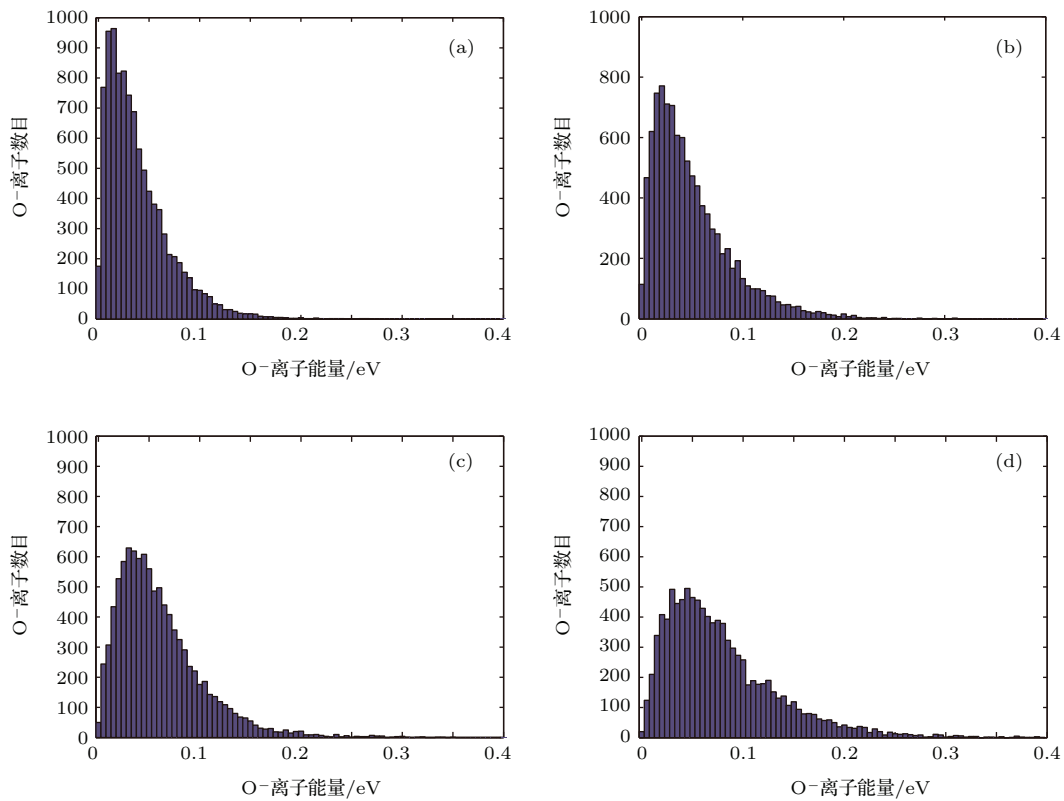


图4 不同时刻O<sup>-</sup>离子能量分布图( $E_m = 14 \text{ kV/cm}$ ,  $V = 10 \text{ cm}^3$ ,  $f = 2.85 \text{ GHz}$ ,  $P = 90 \text{ Torr}$ ) (a) 0 ns; (b) 1 ns; (c) 2 ns; (d) 3 ns

Fig. 4. Distribution figures of O<sup>-</sup> ion energy at different time ( $E_m = 14 \text{ kV/cm}$ ,  $V = 10 \text{ cm}^3$ ,  $f = 2.85 \text{ GHz}$ ,  $P = 90 \text{ Torr}$ ): (a) 0 ns; (b) 1 ns; (c) 2 ns; (d) 3 ns.

### 3.2 HPM场强及大气压强对平均电子产生时间的影响

图5表示击穿体积为 $1 \text{ cm}^3$ ,HPM频率为 $2.85 \text{ GHz}$ 时,不同大气压强情况下,种子电子产生平均时间随场强变化关系,假设O<sup>-</sup>离子浓度为 $1000 \text{ cm}^{-3}$ .从图中可以看出,随着场强增大,种子

电子平均产生时间逐渐减小,这是因为随着场强增大,离子会在更短的时间内被加速到阈值能量.从图中也可以看出随着压强增大,平均电子产生时间逐渐减小,这是因为压强越小,O<sup>-</sup>离子的碰撞频率越小,那么发生解吸附碰撞的概率也就越小,所以平均电子产生时间就越长.

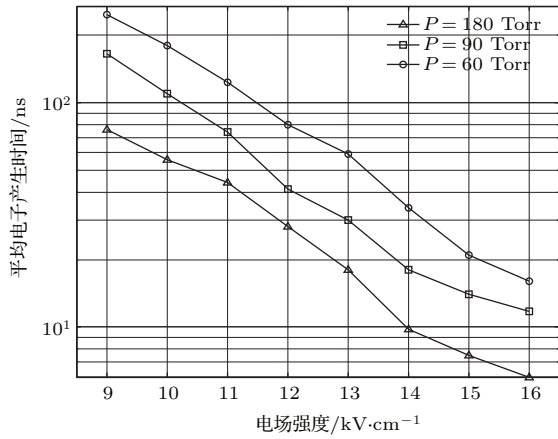


图5 不同压强下平均自由电子产生时间随场强的变化关系  
Fig. 5. Relation curves of the average free electron generation time vs electric field intensity at different air pressure.

### 3.3 HPM频率及击穿体积对平均电子产生时间的影响

图6表示HPM场强为14 kV/cm、大气压强为90 Torr时,不同击穿体积情况下,种子电子平均产生时间随频率的变化关系,假设 $O^-$ 离子浓度为 $1000\text{ cm}^{-3}$ 。从图中可以看出,随着频率增大,种子电子平均产生时间逐渐变长,这是因为随着频率增大, $O^-$ 离子不发生碰撞时能获得的最大能量减小,所以需要更长的时间 $O^-$ 离子才能被加速到解吸附碰撞的阈值能量,即种子电子平均产生时间变长。随着击穿体积增大,种子电子平均产生时间逐渐变短,这是因为随着击穿体积增大,击穿区域内 $O^-$ 离子数目变大,就可能有更多的 $O^-$ 离子达到解吸附碰撞的阈值能量,会减小平均电子产生时间。

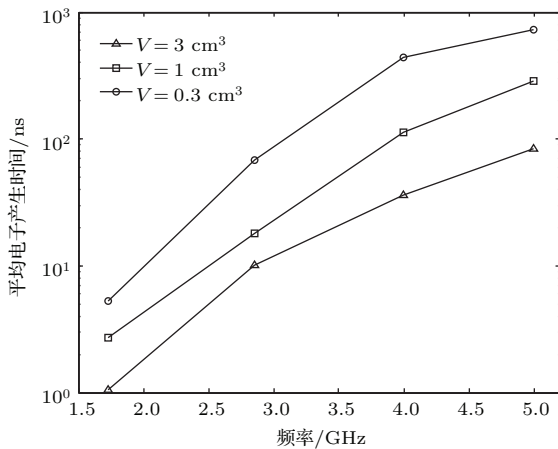


图6 不同击穿体积下平均电子产生时间随频率变化关系  
Fig. 6. Relation curves of the average free electron generation time vs frequency at different breakdown volume.

### 3.4 验证分析

文献[17]给出了不考虑种子电子产生时间情况下HPM大气击穿理论,本文综合考虑种子电子产生时间,仿真了HPM总击穿时间,对比分析了频率为0.997, 9.4以及24.1 GHz时,本文方法、文献[17]方法和实验取得的结果,如图7—图9所示。发现频率为0.997 GHz时,文献[17]方法得到的不同压强下的击穿时间均小于实验值,本文方法仿真结果与实验值更接近,但也均小于实验值;频率为9.4 GHz时,文献[17]方法计算得到的击穿时间均小于实验值,本文方法得到的击穿时间分布于实验值两侧;而频率为24.1 GHz时,文献[17]方法以及

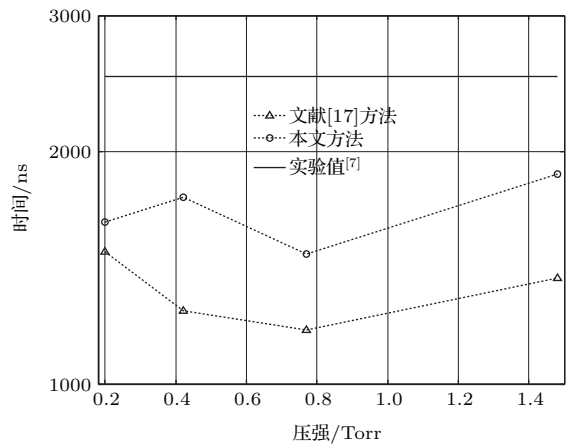


图7 HPM大气击穿时间理论与实验对比曲线(实验结果摘自文献[7],  $f = 0.997\text{ GHz}$ )  
Fig. 7. Comparison curves of theoretical and experimental of HPM air breakdown time (the experimental results from the Ref. [7],  $f = 0.997\text{ GHz}$ ).

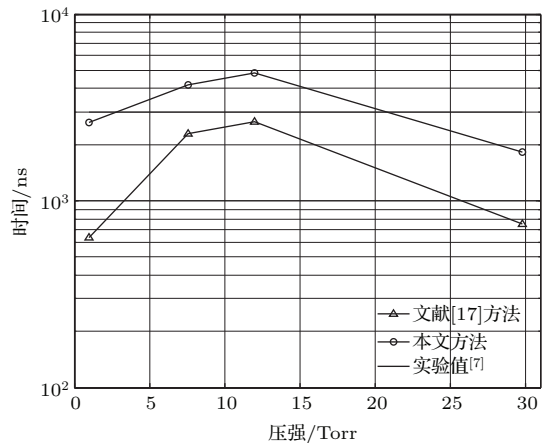


图8 HPM大气击穿时间理论与实验对比曲线(实验结果摘自文献[7],  $f = 9.4\text{ GHz}$ )  
Fig. 8. Comparison curves of theoretical and experimental of HPM air breakdown time (the experimental results from the Ref. [7],  $f = 9.4\text{ GHz}$ ).

本文方法计算得到的击穿时间均小于实验值. 对比各个频段的仿真与实验值对比可以看出,  $O^-$  离子解吸附产生种子电子可以解释低频 HPM 击穿问题, 但是高频时, 种子电子产生时间较大, 已不能解释 HPM 大气击穿种子电子来源问题, 必须考虑 HPM 作用下空气中存在的其他粒子碰撞解吸附产生种子电子或其他种子电子产生机理.

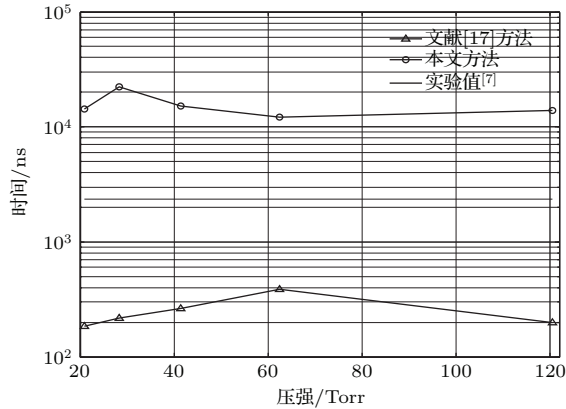


图9 HPM 大气击穿时间理论与实验对比曲线 (实验结果摘自文献 [7],  $f = 24.1$  GHz)

Fig. 9. Comparison curves of theoretical and experimental of HPM air breakdown time (the experimental results from the Ref. [7],  $f = 24.1$  GHz).

## 4 结 论

本文建立了 HPM 强电场作用下  $O^-$  离子解吸附碰撞过程的蒙特卡罗改进模型, 仿真分析了  $O^-$  离子平均能量随时间的变化过程以及  $O^-$  离子与空气分子的碰撞过程, 得到了不同压强、场强、频率和击穿体积条件下种子电子产生的平均时间. 仿真结果表明, 随着频率增大, 种子电子的平均产生时间变大, 随着击穿体积、场强以及压强增大, 种子电子的平均产生时间变小. 最后考虑  $O^-$  离子与空气分子的解吸附碰撞提供种子电子条件下, 研究了不同频率时大气击穿时间理论与实验对比结果, 发现低频时, 该种子电子产生机理可以解释 HPM 大气击穿实验, 而高频时种子电子产生时间较大, 与实验数据不符合. 所以高功率微波大气击穿种子电子产生可能是多种因素综合作用的结果, 高频时可能还存在其他更容易产生种子电子的过程, 如光电离过程等. 下一步拟对更多可能产生种子电子的机理展开深入研究.

## 参考文献

[1] Thumm M K 2011 *J. Infrared Milli. Terahz Waves* **32** 241

[2] Zhang J, Jin Z X, Yang J H, Zhong H. H, Shu T, Zhang J D, Qian B L, Yuan C W, Li Z Q, Fan Y W, Zhou S Y, Xu L R 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 1438

[3] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M A, Sirigiri J R, Temkin R J 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 936

[4] Zhou D F, Yu D J, Yang J H, Hou D T, Xia W, Hu T, Lin J Y, Rao Y P, Wei J J, Zhang D W, Wang L P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 014207 (in Chinese) [周东方, 余道杰, 杨建宏, 侯德亭, 夏蔚, 胡涛, 林竞羽, 饶育萍, 魏进进, 张德伟, 王丽萍 2013 物理学报 **62** 014207]

[5] Song W, Shao H, Zhang Z Q, Huang H J, Li J W, Wang K Y, Jing H, Liu Y J, Cui X H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 064101 (in Chinese) [宋玮, 邵浩, 张治强, 黄惠军, 李佳伟, 王康懿, 景洪, 刘英君, 崔新红 2014 物理学报 **63** 064101]

[6] Liu G Z, Liu J Y, Huang W H, Zhou J G, Song X, Ning H 2000 *Chin. Phys.* **9** 757

[7] MacDonald A D 1966 *Microwave Breakdown in Gases* (New York: John Wiley & Son.) pp1-35

[8] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 151504

[9] Kuo S P, Zhang Y S 1991 *Phys. Fluids B-Plasma* **3** 2906

[10] Nam S K, Verboncoeur J P 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 628

[11] Beeson S R, Dickens J C, Neuber A A 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 3450

[12] Zhao P C, Liao C, Yang D, Zhong X M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 055101

[13] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M A, Sirigiri J R, Temkin R J, Edmiston G F, Neuber A A, Oda Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 055702

[14] Cook A M, Hummelt J S, Shapiro M A, Temkin R J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 100704

[15] Nam S K, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 055004

[16] Boeuf J P, Chaudhury B, Zhu G Q 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 11079

[17] Cook A M, Shapiro M, Temkin R 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 011504

[18] Zhou Q H, Dong Z W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 161504

[19] Dorozhkina D, Semenov V, Olsson T, Anderson D, Jordan U, Puech J, Lapierre L, Lisak M 2006 *Phys. Plasmas* **13** 013506

[20] Cook A M, Hummelt J S, Shapiro M A, Temkin R J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 080707

[21] Edmiston G F, Krile J T, Neuber A, Dickens J, Krompholz H 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 1782

[22] Foster J, Krompholz H, Neuber A A 2011 *Phys. Plasmas* **18** 013502

[23] Stephens J, Beeson S, Dickens J, Neuber A A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 112111

[24] Krile J T, Neuber A A 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 211502

[25] Edmiston G F, Neuber A A, Krompholz H G, Krile J T 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 063303

[26] Vahedi V, Surendra M 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 179

# Seed electron production from $O^-$ detachment in high power microwave air breakdown\*

Wei Jin-Jin<sup>†</sup> Zhou Dong-Fang Yu Dao-Jie Hu Tao Hou De-Ting  
Zhang De-Wei Lei Xue Hu Jun-Jie

(College of Communication System Engineering, The PLA Information Engineering University, Zhengzhou 450001, China)

( Received 2 July 2015; revised manuscript received 23 December 2015 )

## Abstract

The existence of seed electrons is the precondition of air breakdown induced by high power microwave (HPM). Seed electrons are usually assumed to exist in background atmosphere when simulating the air breakdown triggered by HPM. However, this assumption may lead to some large errors especially in lower atmosphere where the number of electrons is very small. We establish a physical model of seed electron production from  $O^-$  detachment collision with air molecules using the Monte Carlo method. A three-dimensional Monte Carlo program is developed to simulate this process. The average energies of  $O^-$  and the average generation time of seed electrons under different electric intensities, frequencies, air pressures and breakdown volumes are obtained through simulation. The simulations show that the average generation time of seed electrons becomes longer with the increase of air pressure or the HPM frequency. The average seed electron generation time becomes shorter with the increase of electric intensity or breakdown volume. Finally, we simulate the processes of  $O^-$  detachment collision with air molecules under the same experimental conditions. The comparative results show that the seed electron generation from  $O^-$  detachment can explain the experimental results when the HPM frequency is low, while at higher frequencies, the average seed electron generation time becomes so long that it cannot correspond to the experimental value. Therefore some other mechanisms should be considered in the higher frequency case.

**Keywords:** high power microwave, air breakdown, seed electron, Monte Carlo

**PACS:** 52.40.Db, 51.50.+v, 52.80.Pi

**DOI:** 10.7498/aps.65.055202

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61201056, 61271104).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [qqweijinjin@163.com](mailto:qqweijinjin@163.com)