

介质表面附近微波大气击穿的理论研究

周前红 董烨 董志伟 周海京

Theoretical study of the microwave air breakdown at dielectric surface

Zhou Qian-Hong Dong Ye Dong Zhi-Wei Zhou Hai-Jing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 085201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.085201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.085201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

含螺旋单元频率选择表面的宽频带强吸收复合吸波体

Composite absorber of broadband and high attenuation with spiral frequency selective surfaces

物理学报.2014, 63(20): 205202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.205202>

垂直相交高功率微波大气击穿的理论研究

Theoretical study on the air breakdown by perpendicularly intersecting high-power microwave

物理学报.2013, 62(20): 205202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.205202>

过模波导器件的迭代设计方法

Iterative method for multimode waveguide design

物理学报.2013, 62(11): 115204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.115204>

托卡马克中 ECW 对 LHW 耦合特性的影响研究

Research on coupling characteristics of low hybrid wave in the presence of electron cyclotron wave in Tokamak

物理学报.2013, 62(2): 025202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025202>

非均匀扰动结构 TE_n 模式变换器研究

Study on TE_n nonuniform ripple-wall mode converter in circular waveguide

物理学报.2012, 61(15): 155201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.155201>

介质表面附近微波大气击穿的理论研究*

周前红^{1)2)†} 董烨¹⁾ 董志伟¹⁾ 周海京¹⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (高功率微波技术重点实验室, 绵阳 621900)

(2014 年 8 月 20 日收到; 2014 年 11 月 4 日收到修改稿)

将麦克斯韦方程组和简化等离子体方程耦合求解, 对介质表面附近大气击穿形成等离子体的过程进行了理论研究. 分别使用一维、二维模型对等离子体的形成过程及等离子体对电磁波的反射、吸收过程进行了模拟研究. 一维计算结果发现在 $n_e = 0$, $j = 0$ 两种边界条件下, 虽然形成的等离子体密度分布相差较大, 但二者得到的微波反射、吸收、透射波形彼此相差不大. 初始电子数密度厚度为 20 mm 的条件下, 得到界面附近的等离子体密度大于 5 mm 厚度的情况. 二维计算结果发现, 由于 TE₁₀ 模在波导中心位置处的微波电场最强, 电子碰撞电离首先在中心位置处形成等离子体, 当等离子体密度达到一定值 (临界密度附近) 时, 波导中心介质表面处微波场强减小, 等离子体区域沿着介质表面向两侧移动. TE₁₀ 模在波导边缘处微波电场强度小于击穿阈值, 因此等离子体区域不可能移动到波导边缘附近.

关键词: 介质表面, 微波大气击穿, 数值模拟

PACS: 52.35.Hr, 51.50.+v, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.64.085201

1 引言

随着高功率微波 (HPM) 功率的提高, 微波击穿问题一直受到人们的关注^[1,2]. HPM 在产生、发射、传输、应用过程中, 都有可能遇到微波击穿问题. 由于 HPM 源器件内部为高真空, 而其产生的 HPM 最终要通过大气 (即空气, 不同高度大气对应不同的气压) 进行传输, 因此在 HPM 源内部的高真空与外部大气之间, 需要使用介质材料 (介质窗) 将二者隔开. 在介质窗两侧界面, 都可能发生微波击穿现象. 靠近高真空一侧的介质表面释气及二次电子倍增导致的介质表面击穿, 由于涉及的分子密度小, 电子碰撞频率低, 因此可以使用粒子模拟 (PIC) 方法进行研究. 在这方面, 国内外已做了大量的研究^[3,4]. 而大气一侧的介质表面大气击穿现象, 由于气体压强高, 电子与中性分子碰撞频率高, 目前

还很难用 PIC 方法进行模拟分析.

与微波大气击穿从 20 世纪 50 年代就一直被大量研究不同, 微波大气介质表面击穿的研究特别是理论研究一直较少^[5]. 近些年, 研究介质表面微波大气击穿的主要有两个小组. 一是 Texas Tech 大学的研究小组, 他们对介质窗界面的微波大气击穿现象进行了一些细致的实验研究, 也对实验结果进行了简单的理论分析^[6,7]. 二是俄罗斯无线电技术研究所的研究小组, 他们使用准光学聚焦系统将微波汇聚到介质表面, 对介质表面附近金属丝尖端诱导的微波大气击穿进行了研究^[8,9]. 已有的研究结果认为, 百帕压强以上的界面附近击穿在击穿机理上与大气击穿没有本质的差别^[3]. 这是因为高压大气中电子与中性分子的强碰撞, 介质表面二次电子发射对击穿过程的影响可以忽略. 与高真空下界面击穿阈值远小于相应压强的体击穿不同, 高压下大气界面击穿阈值与相应体击穿阈值相近

* 国家重点基础研究发展规划 (批准号: 2013CB328904)、国家自然科学基金 (批准号: 11105018, 11305015, 61201113, 11475155) 和国防基础科研计划 (批准号: B1520132018) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhou_qianhong@iapcm.ac.cn

或大于后者. 但到目前为止, 对介质窗附近大气击穿产生等离子体过程的细致理论研究还没有发现.

本文将 Maxwell 方程组和简化的等离子体流体方程耦合数值求解, 对介质窗附近微波大气击穿过程进行模拟. 分析计算波导内部介质板附近微波击穿形成等离子体的过程, 研究所形成的等离子体对微波的吸收、反射, 并将理论结果与实验结果进行比较.

2 理论模型

对于介质表面附近百帕压强以上的大气击穿, 介质表面二次电子发射效应可以忽略, 因此在微波辐照阶段, 只需要考虑电离、扩散、黏附的影响. 由于重离子(中性粒子及离子)的质量远大于电子质量, 在电离的过程中只需要考虑电子的输运, 电子数密度 n_e 的控制方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{\text{eff}} \nabla n_e) + (v_i - v_a) n_e, \quad (1)$$

其中, v_i 为电离频率, v_a 为黏附频率, D_{eff} 为等效扩散系数. 考虑到电子在等离子体区边缘附近的自由扩散和等离子体区域内部的双极扩散, 可以使用公式^[10]

$$D_{\text{eff}} = \frac{\alpha D_e + D_a}{1 + \alpha} \quad (2)$$

计算扩散系数, 式中的 D_e 和 D_a 分别为电子的自由扩散系数和双极扩散系数; 系数 α 为与德拜长度及电子密度梯度标长相关的物理量, 具体表达式及推导可见文献^[10]. 显然当 $\alpha \gg 1$ 时, (2) 式对应自由扩散, $\alpha \ll 1$ 时则对应双极扩散.

电子运动过程仍可用方程

$$m_e \frac{\partial (n_e \mathbf{v})}{\partial t} = -n_e e \mathbf{E} - \nu_c m_e n_e \mathbf{v}$$

描述, 其中, ν_c 为电子与中性粒子的碰撞频率, $\omega_p = (n_e e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2}$ 为等离子体频率. 由上式可得到电流密度 $\mathbf{j}$ 的控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nu_c \mathbf{j} = \epsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E}. \quad (3)$$

微波在等离子体的传播可用 Maxwell 方程组

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5)$$

描述, 其中 $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ 分别为电场强度和磁场强度.

在计算中使用的各大气参数选取如下^[11–13]:

$\nu_c = 5.9 \times 10^9 p$ [Torr], $v_i = 6 \times 10^4 p$ [Torr] $\times (E_{\text{rms}}/E_{\text{cr}})^{5.33}$, $v_a = 6 \times 10^4 p$ [Torr], E_{rms} 为电场的均方根值, E_{cr} 为微波击穿 ($v_i = v_a$) 的场强阈值. $D_e = 30/p$ [Torr], $D_a = 0.15/p$ [Torr], $1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$. 为了分析微波频率和压强的影响, 将时空坐标分别使用频率和波长无量纲化: $\bar{\nabla} = \lambda \nabla$, $\bar{\Delta} = \lambda^2 \Delta$, $\bar{t} = ft$, 其中 λ 和 f 分别为微波波长和频率; 求解变量无量纲化为 $\mathbf{E} = \mathbf{E}/E_{\text{cr}}$, $\bar{n}_e = n_e/n_c$, $\mathbf{B} = c\mathbf{B}/E_{\text{cr}}$, $\mathbf{J} = \mathbf{J}/\epsilon_0 f E_{\text{cr}}$, 其中 $n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$. 于是可将 (1), (3)—(5) 式无量纲化为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \bar{t}} = -\bar{\nabla} \times \mathbf{E}, \quad (6)$$

$$\bar{\nabla} \times \mathbf{B} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \bar{t}}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \bar{t}} + \bar{v}_c \mathbf{j} = \bar{n}_e \mathbf{E}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{n}_e}{\partial \bar{t}} = \bar{D} \bar{\Delta} \bar{n}_e + (\bar{v}_i - \bar{v}_a) \bar{n}_e, \quad (9)$$

其中, 各无量纲化的参数为 $\bar{v}_i = v_i/f$, $\bar{v}_a = v_a/f$, $\bar{v}_c = \nu_c/f$, $\bar{D} = D_{\text{eff}} f / c^2$. 可以发现, 方程中的参数只取决于 p/f (正比于 ν_c/f) 及 E/E_{cr} . 这在物理上是容易理解的, 因为电子每次碰撞之间从电场中获得的平均能量取决于有效场强 E/E_{cr} 及 ν_c/f .

本文使用直接积分时域有限差分法^[14]对 Maxwell 方程组 (6) 和 (7) 及电流密度控制方程 (8) 进行求解, 电磁波使用单轴各向异性完全匹配层吸收边界. 使用总场-散射场方法加入平面波. 对于所研究的问题, 在时间尺度上等离子体高于电磁波约一到两个量级; 而在空间尺度上, 电磁波高于等离子体一到两个量级. 因此, 为了节约计算资源, 电磁波空间步长取为电子数密度的 5 倍. 首先根据电子数密度分布, 对方程 (6)—(8) 迭代一定微波周期 (如果是同频微波相交, 则为半个周期), 再根据方程 (9) 求解出电子数密度 (即对于同频微波相交, 等离子体的时间步长为半个微波周期), 如此反复.

3 一维模拟结果

为了和 Taxes Tech 大学的实验结果进行比较, 取介质板的厚度为 6.5 mm, 介质板的相对介电常数 $\epsilon_r = 2.7$, 和实验中的介质板厚度一致. 在介质板下游 (远离微波源一侧) 界面附近, 初始电子数密度为 1 cm^{-3} , 研究介质板下游微波大气击穿形

成等离子体的过程. 取微波传播方向为 z 方向. 为了方便, 在不改变微波入射脉冲功率和脉宽的情形下, 对文献[5]中的实验入射微波波形(即功率 P 随时间的变化)的细节做了简化处理. 入射波形如图1中实线所示, 脉冲上升沿为50 ns, 最大功率为2.4 MW. 图1给出了气压为125 Torr时, 边界条件分别为 $n_e = 0, j = 0$ 时的微波透射、反射、吸收系数比较. 为了和文献[5]进行比较, 本文后面的讨论, 气压都是125 Torr (对应于13 km高度的大气).

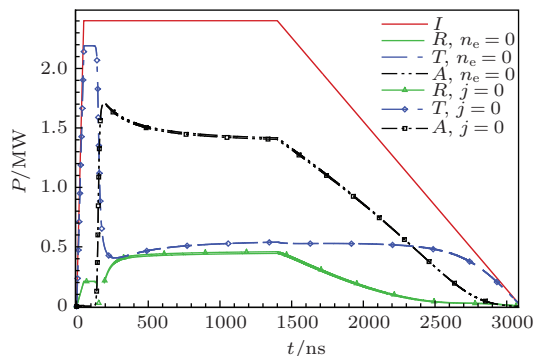


图1 (网刊彩色) 边界条件分别为 $n_e = 0, j = 0$ 时的微波透射、反射和吸收波形比较. I 为入射波形; R, T, A 分别对应反射、透射、吸收波形(功率 P 随时间的变化)

Fig. 1. (color online) A comparison of the transmitted, reflected and absorbed waveforms for $n_e = 0$ and $j = 0$. I, R, T and A represent the incident, reflected, transmitted and absorbed waveforms (P is power), respectively.

3.1 边界条件的影响

分两种情况对边界条件进行研究, 一是假设介质表面电子数密度为零, 二是假设介质表面电流密度为零. 这主要考虑在实际击穿过程中, 在开始阶段, 介质板表面无电荷附着, 因此会有大量电子扩散到介质表面, 这对应于电子数密度为零的边界; 但在放电发生一段时间之后, 界面就会聚集大量电荷, 形成空间电荷鞘层, 使得到达介质表面的电荷为零, 对应于电流密度为零的边界. 不考虑电荷分离引起的静电场影响, 无法考虑边界变化的过程, 在此取 $n_e = 0, j = 0$ 两种情况讨论.

图2给出了初始电子数密度分布在介质板下游20 mm区域内, 边界条件分别为 $n_e = 0, j = 0$ 时电子数密度在不同时刻的分布. 计算发现, 当时间大于160 ns时, 两种边界条件下的等离子体密度分布差别开始增大, 这可以从图2看出. 对于边界条件为 $j = 0$ 时的情况, 由于上游微波场强大, 故电子数密度在上游快速增加, 因此在紧靠壁面处电子

数密度达到最大值. 而对于 $n_e = 0$, 由于扩散的作用, 在紧贴壁面处电子数密度很小, 电子数密度在壁面下游0.5 mm处达到最大值.

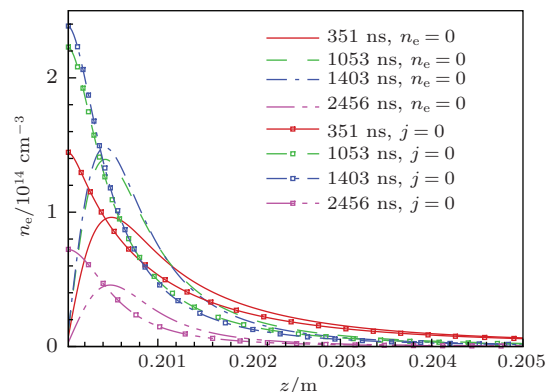


图2 (网刊彩色) 边界条件分别为 $n_e = 0, j = 0$ 时电子数密度在不同时刻的分布. $z = 0.2$ m为介质与大气交界面

Fig. 2. (color online) Space distribution of electron density at different time for $n_e = 0$ and $j = 0$, the dielectric/atmosphere interface is at $z = 0.2$ m.

虽然等离子体密度分布差别很大, 但等离子体对电磁波的反射、透射、吸收系数基本没有差别, 只是 $j = 0$ 边界条件下得到的反射系数比 $n_e = 0$ 得到的反射系数略大, 这主要是因为前者的密度梯度大, 而且密度最大值也大, 这些可以从图1看出. 另外, $n_e = 0$ 条件下得到的吸收系数比 $j = 0$ 情况下的结果略大. 从图1可以看出, 在微波辐照的初始阶段, 等离子体密度很小, 此时主要是介质板对微波的反射. 考虑到介质板的厚度为6.5 mm, 此时由无限大介质板对电磁波的反射系数公式

$$|R|^2 = \left| \frac{R_{12} + \exp(2ik_2L)R_{23}}{1 + \exp(2ik_2L)R_{12}R_{23}} \right|^2 \quad (10)$$

可得 $|R|^2 = 0.0866$, 其中, $R_{12} = -R_{23} = (1 - \sqrt{\epsilon_r})/(1 + \sqrt{\epsilon_r}) = -0.24333$, $k_2 = k_0\sqrt{\epsilon_r} = 1.64317k_0$, $L = 6.5$ mm为介质板的厚度. 因此, 在介质表面击穿开始阶段(当等离子体密度 $n_e \ll n_c$, 等离子体对微波的作用可以忽略), 大约有0.21 MW的微波能量被反射. 这也可以通过图1看出.

3.2 初始等离子体区域厚度的影响

在实验中, 为了增加初始种子电子, 使用紫外灯照射介质表面, 进而增加介质表面附近的初始电子数密度. 在实验上很难给定初始电子数密度的具体大小及分布区域. 为此, 我们模拟了不同厚度

(5 和 20 mm) 的初始等离子体区域对介质表面等离子体形成过程的影响. 模拟中发现, 在击穿的开始阶段, 在种子电子存在的整个区域电子数密度一起增长. 当电子数密度增加到一定值后, 20 mm 厚度情况下的上游电子数密度大于 5 mm 厚度时的情况, 其下游的电子数密度小于 5 mm 的情况, 如图 3 所示.

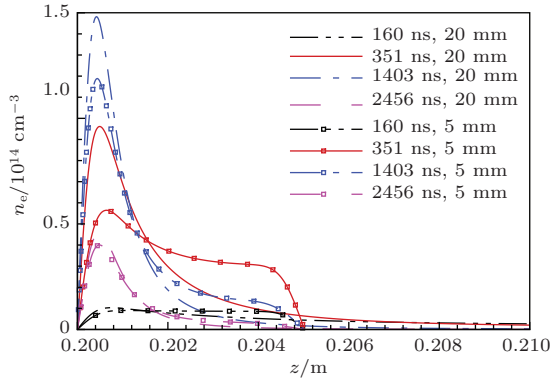


图 3 (网刊彩色) 初始等离子体区域厚度分别为 20 mm 和 5 mm 时, 不同时刻的电子数密度比较

Fig. 3. (color online) Space distribution of electron density at different time for 20 mm and 5 mm thick initial plasma region.

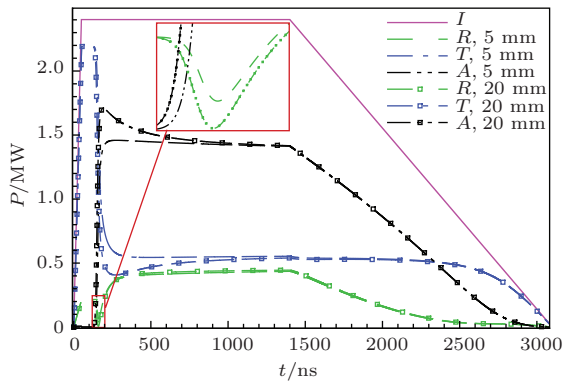


图 4 (网刊彩色) 初始等离子体区域厚度分别为 20 mm 和 5 mm 时的微波透射、反射、吸收波形比较 (红色方框区域为放大图)

Fig. 4. (color online) A comparison of the transmitted, reflected and absorbed waveforms for 20 mm and 5 mm thick initial plasma region. The red rectangle shows the zoom-in of reflected waveform from 130 ns to 200 ns.

为何 20 mm 厚度时上游的电子数密度大于 5 mm 的情况? 这是因为当等离子体厚度从 5 mm 增加到 20 mm 时, 在一定的等离子体密度下, 介质和等离子体组成的双介质层对电磁波的反射随厚度的增加而减小 (这可以从图 4 中 120—200 ns 区域反射波形的放大图看出). 这意味着对于 20 mm 厚度的情况, 透过介质板到达等离子体区域上游的电磁波能量大. 因此在等离子体区域上游, 等离子

体密度更高, 在经过等离子体区域的吸收后, 到达下游等离子体的电磁波能量小于 5 mm 厚初始等离子体区域的情况. 而当等离子体密度增加到一定值时 (放电时间在 500 ns 之后), 由于 20 mm 对应的等离子体密度高, 因此其对应的反射系数也要高于 5 mm 的情况. 由于 20 mm 厚度的等离子体区域大, 因此在整个脉冲放电过程中, 其对微波的吸收要大于 5 mm 的情况, 且经过等离子体区域的透射波能量小于 5 mm 的情况, 这可通过图 4 看出.

4 二维模拟结果

下面看二维模拟结果. 为了减少模拟的计算量, 将介质板放于 WR284 波导内部. 对于 TE₁₀ 波, 取场强沿着 x 方向均匀分布, 波沿着 z 方向传播, 则计算区域可选 yz 平面, 如图 5 所示. 图 5 给出了模拟区域示意图, 将介质表面取为 $z = 0$ 处, 介质板厚度取为 6.5 mm, 初始电子区域的厚度为 20 mm. 介质板与微波能流方向垂直, 二维模拟使用的入射脉冲波形和一维相同.

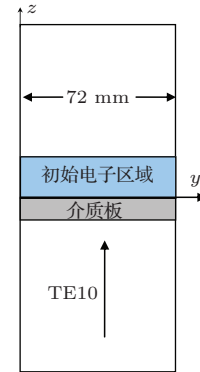


图 5 (网刊彩色) 二维模拟区域示意图. 将介质表面取为 $z = 0$ 处, 介质板厚度取为 6.5 mm, 初始电子区域的厚度为 20 mm

Fig. 5. (color online) Two-dimensional computational domain. The dielectric/atmosphere is at $z = 0$, the dielectric is 6.5 mm thick, and the initial electron region is 20 mm width.

对于 TE₁₀ 模, 在波导内真空部分的传播因子 $k_z = 0.682384k_0$; 在波导内有介质填充部分的传播因子 $k_{2z} = 1.47161k_0$. 因此, 在未发生击穿前, 由 (10) 式可得波导 TE₁₀ 模式的能量反射系数 $|R|^2 = 0.173$, 即介质表面击穿开始阶段 (当等离子体密度 $n_e \ll n_c$, 等离子体对微波的作用可以忽略), 大约有 0.415 MW 的微波能量被反射, 这也可以从图 6 的模拟结果中看出. 通过图 6 还可以看出: 一是在脉冲辐照的开始阶段, 二维模拟的反射功

率要大于二维模拟结果,这是由于波导内介质板对TE₁₀模的反射大于二维模拟中无限大介质板对平面波的反射;二是二维模拟得到的等离子体对微波发生明显吸收的时间比一维要迟约50 ns,这是因为微波到达介质板下游的能量要小于一维模拟结果;三是二维模拟得到的等离子体与介质板对电磁波的反射要小于一维模拟结果,吸收大于一维模拟结果;四是一维、二维模拟的透射波形基本一致.

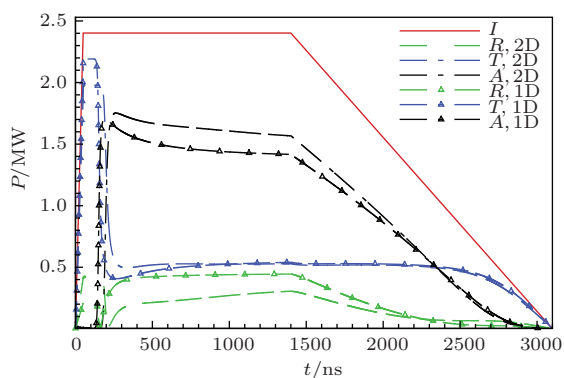


图6 (网刊彩色) 一维、二维模拟得到的微波透射、反射、吸收波形比较

Fig. 6. (color online) A comparison of the transmitted, reflected and absorbed waveforms obtained by 1D and 2D simulation.

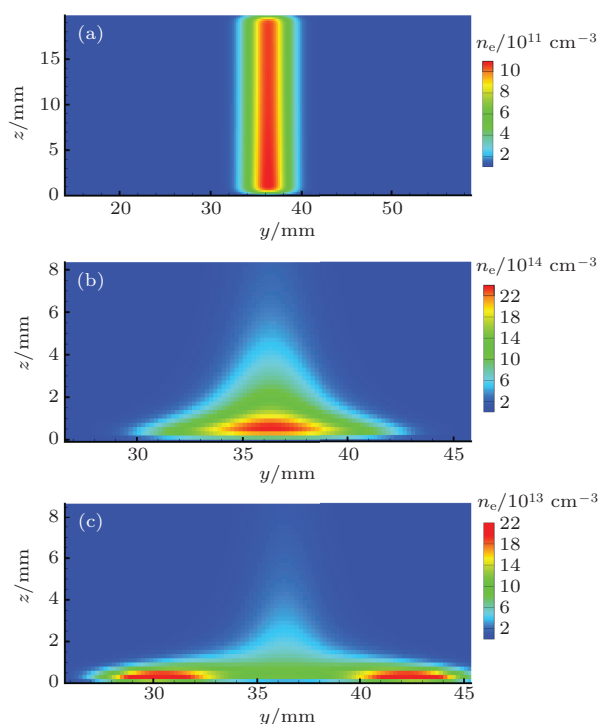


图7 (网刊彩色) 不同时刻电子数密度分布 (a) 180 ns; (b) 720 ns; (c) 1800 ns; $z = 0$ 的位置为介质板与大气交界面

Fig. 7. (color online) 2D space distribution of electron density at (a) 180 ns, (b) 720 ns, (c) 1800 ns. The dielectric/atmosphere is at $z = 0$.

图7给出了脉冲辐照不同时刻的电子数密度分布. 在放电开始阶段, 由于TE₁₀波场强最大值在波导中心处, 而电离频率与场强均方根值的5.33次方成正比, 因此在放电开始阶段, 等离子体在波导中心处快速电离倍增, 如图7(a)所示. 当等离子体密度增加到一定值时, 等离子体会吸收、散射电磁波, 从而对电磁波的传播产生影响. 当电子数密度增加到临界密度附近时, 传播到下游的微波能量减少, 因此等离子体密度主要在波导中心靠近介质表面处(即图7(b)中的 $y = 36$ mm, $z = 0$ 位置处)增加, 如图7(b)所示. 此时, 波导中心介质表面附近的等离子体密度高, 使得电磁波不能再从波导中心附近通过, 波导中心介质表面处微波场强减小, 这也可以从图8(b)所示的电场强度的分布看出. 从图8(b)还可以看出, 此时介质表面的强微波场区域位于20—30 mm及42—52 mm处. 随着时间增长, 等离子体区域向两侧移动, 如图7(c)所示. 由于在波导边缘微波电场强度小于击穿阈值(图8(c)), 因此随着时间的增加, 等离子体区域在介质表面并不会进一步向波导边缘移动.

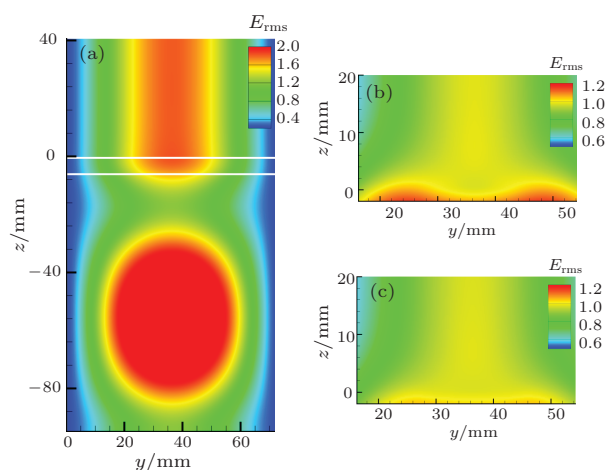


图8 (网刊彩色) 不同时刻场强均方根 E_{rms} 分布 (a) 180 ns; (b) 720 ns; (c) 1800 ns; 图(a)中两条白线为介质两表面

Fig. 8. (color online) 2D space distribution of root-mean-square value of electric field at (a) 180 ns, (b) 720 ns, (c) 1800 ns. The two white lines in panel (a) are the dielectric faces.

5 结 论

本文将麦克斯韦方程组和简化等离子体流体方程耦合求解, 对介质表面附近大气击穿形成等离子体的过程进行了理论研究. 分别使用一维、二维模型对等离子体的形成过程及等离子体对电磁波

的反射、吸收过程进行了模拟研究. 一维计算结果发现 $n_e = 0$, $j = 0$ 两种边界条件下, 虽然形成的等离子体密度分布相差较大, 但二者得到的微波反射、吸收、透射波形彼此相差不大. 初始等离子体区域厚度为 20 mm 的情况下, 得到的界面附近的等离子体密度大于 5 mm 厚度的情况. 二维计算结果发现, 由于开始波导中心处的微波电场强, 等离子体首先在中心处增加, 当等离子体密度达到一定值时 (临界密度附近), 波导中心介质表面微波场强减小, 于是等离子体区域沿着介质表面向两侧移动. 由于波导边缘附近微波电场强度小于击穿阈值, 因此等离子体区域不会进一步向波导边缘移动.

通过比较计算结果和 Texas Tech 大学的实验结果可以发现: 一维、二维模拟得到的吸收功率大于实验值, 而透射功率小于实验值. 目前分析主要是因为使用一维、二维模拟, 初始等离子体区域被夸大, 在实际的放电实验中, 等离子体区域很有可能从很小的区域出现并发展起来, 而且最先发展的位置不一定位于场强最大值处.

参考文献

- [1] Gurevich A, Borisov N, Milikh G 1997 *Physics of Microwave Discharges* (New York: Gordon and Breach)
- [2] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High Power Microwave Sources and Technologies* (New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.)
- [3] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [4] Neuber A A, Krile J T, Edmiston G F, Krompholz H G 2007 *Phys. Plasmas* **14** 057102
- [5] MacDonald A D 1966 *Microwave Breakdown in Gases* (New York: John Wiley & Sons)
- [6] Ford P J, Beeson S R, Krompholz H K, Neuber A A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073503
- [7] Foster J E 2012 *Ph. D. Dissertation* (Lubbock: Texas Technical University)
- [8] Aleksandrov K V, Grachev L P, Esakov I I, Khodataev K V 2002 *Tech. Phys.* **47** 851
- [9] Aleksandrov K V, Shibkov V M, Shibkova L V 2008 *Moscow Univ. Phys. Bull.* **63** 365
- [10] Boeuf J P, Chaudhury B, Zhu G Q 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 015002
- [11] Zhou Q H, Dong Z W, Chen J Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 125202 (in Chinese) [周前红, 董志伟, 陈京元 2011 物理学报 **60** 125202]
- [12] Zhou Q H, Dong Z W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 205201 (in Chinese) [周前红, 董志伟 2013 物理学报 **62** 205201]
- [13] Zhou Q H, Dong Z W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 161504
- [14] Cummer S A 1997 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **45** 392

Theoretical study of the microwave air breakdown at dielectric surface^{*}

Zhou Qian-Hong^{1)2)†} Dong Ye¹⁾ Dong Zhi-Wei¹⁾ Zhou Hai-Jing¹⁾

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*Science and Technology on High Power Microwave Laboratory, Mianyang 621900, China*)

(Received 20 August 2014; revised manuscript received 4 November 2014)

Abstract

Microwave air breakdown at dielectric surface is investigated by numerically solving the fluid-based plasma equations coupled with the Maxwell equations. The plasma formation and microwave scattering and absorption by plasma are investigated by one-dimensional (1D) and two-dimensional (2D) models. In the 1D model, it is found that at the initial stage of microwave breakdown, the plasma develops in the whole plasma region. As time increases, the plasma in the upstream grows much faster than in the downstream. Although the electron density distributions for $n_e = 0$ and $j = 0$ are different, the microwave reflection, absorption and transmission are almost the same. It is found that the electron number density in the upstream region for 20 mm is larger than for 5 mm. In the 2D model, it is found for TE₁₀ mode that the plasmoid first grows in the middle of waveguide until its density becomes large enough to diffract the incident field, then the plasma region moves along the surface to both sides. The plasma region cannot reach the wall of waveguide, where the electric field is smaller than the breakdown threshold. After comparison between the computational and experimental results, it is found that the simulated absorbed power is larger than the measured one, and the transmitted power is smaller than than measured one. The reason is that the initial electron densities in 1D and 2D simulation are both assumed to cover the whole dielectric surface, but the plasma in experiment develops in a very small region.

Keywords: dielectric surface, microwave air breakdown, numerical simulation

PACS: 52.35.Hr, 51.50.+v, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.64.085201

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105018, 11305015, 61201113, 11475155), and the National Defense Basic Research Program of China (Grant No. B1520132018).

[†] Corresponding author. E-mail: zhou_qianhong@iapcm.ac.cn