

入射频率对高功率微波与等离子体相互作用的影响分析*

李志刚¹,程立¹,马志伟²,汪家春¹,时家明¹

(1. 国防科技大学脉冲功率激光技术国家重点实验室,安徽合肥 230037;

2. 中国人民解放军91428部队,浙江宁波 315456)

摘要:通过建立等离子体中的波动方程、电子传递方程和重物质传递方程,研究了等离子体对高功率微波传输特性的影响。研究了高功率微波与等离子体相互作用中产生的电子密度和透射电场的变化过程,并重点分析了变化过程中入射波频率产生的影响。研究表明,在相互作用过程中,等离子体中的电子密度和透射电场在一定条件下会发生阶跃变化,即等离子体区域平均电子数密度会在极短的时间内由 $1 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ 增加到 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,平均电场强度也会由初始场强跃变为零,并且这种变化的产生存在一定的入射阈值场强和最低产生时间。当入射电磁波的频率不同时,产生阶跃变化所需的场强阈值和最低产生时间就会变得不同,高功率微波与等离子体相互作用中存在一定的色散效应。在所考虑的范围内,阈值场强随入射波频率线性增长,而最低产生时间随电磁波频率呈非线性增长变化。

关键词:高功率微波;等离子体;相互作用;色散效应

中图分类号:TN011;O539 文献标志码:A 文章编号:1001-2486(2018)04-047-06

Effect of the incident frequency on the interactions between high power microwave and plasma

LI Zhigang¹, CHENG Li¹, MA Zhiwei², WANG Jiachun¹, SHI Jiaming¹

(1. State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, National University of Defense Technology, Hefei 230037, China;

2. The PLA Unit 91428, Ningbo 315456, China)

Abstract: The interaction between the plasma and the high power microwave was studied with the wave equation, the electron transport equation and the heavy species transport equation. The change process of the electron density and the electric field in the plasma was calculated, and the dispersion effect of the incident frequency in the interactions was especially analyzed. Result shows that the electron density and the electric field intensity will change suddenly due to the interactions of HPM (high power microwave) and plasma, in which the mean electron density will increase from $1 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ to $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, and the average electric field strength will decrease from the original value to zero abruptly in a very short time. Moreover, the threshold field strength and minimum generation time in the changing process are considered to study the dispersion effects. As a result, the threshold strength and generation time are vary with the frequency. In addition, it can be admitted that the threshold strength increases linearly and the generation time grows nonlinearly with the frequency of incident wave with further research.

Key words: high power microwave; plasma; interaction; dispersion effect

近年来,随着高功率微波技术的不断发展,高功率微波在介质中的传输性能研究逐渐受到人们的关注。由于具有较强的电磁能量,高功率微波在传输过程中会发生击穿电离现象,在通道中产生局域性等离子体。

形成的等离子体会与入射的高功率微波产生相互作用,对高功率微波的传输特性产生较大的影响^[1]。工程上,一方面需要极力避免这种相互作用的发生,防止其影响入射波的传输质量,如高

功率微波器件往往要求很高的真空度等;另一方面,可以充分利用这种相互作用,降低高功率微波武器的损伤效能,如等离子体防护技术研究等。因此,充分研究高功率微波与等离子体之间的相互作用,具有重要的应用意义^[2-3]。

长期以来,国内外诸多学者在高功率微波与等离子体相互作用方面已开展了广泛的研究。Macheret 等研究了高功率微波作用下空气的放电特性,发现在入射场的作用下,等离子体非线性效

* 收稿日期:2017-10-31

基金项目:国家重点基础研究发展计划资助项目(2015AA8016029A)

作者简介:李志刚(1990—),男,山东济宁人,博士研究生,E-mail:class1_48@163.com;

时家明(通信作者),男,教授,博士,博士生导师,E-mail:shijiamingeei@sina.com

应变变得显著^[4]; Bonaventura 等系统研究了高功率微波脉冲导致的 N_2 等离子体参数变化, 并计算分析了等离子体电离率、复合率、迁移率以及电子密度随入射场强的变化^[5-7]; 石宝凤等研究了等效电离参数对 110 GHz 高功率微波放电等离子体的影响, 发现放电等离子体在空间呈现离散分布^[8]; 宋玮等通过实验研究了射频击穿等离子体对高功率微波传输特性的影响, 结果表明, 等离子体会在微波传输主通道产生扩散, 并对高功率微波的传输产生明显的影响^[9]; 袁忠才等通过建立高功率微波与等离子体相互作用理论模型, 数值分析了等离子体电子密度和微波传输特性的变化, 并验证了等离子体用于高功率微波防护的可行性^[10]。

等离子体作为一种特殊的色散介质, 不同频率的电磁波在其中的传输特性不同。因此, 电磁波频率必然会对高功率微波与等离子体之间的相互作用产生重要影响^[11-12], 这一色散效应值得深入研究。然而, 相关研究在文献中还未见全面报道。本文采用流体近似方法对等离子体与高功率微波之间的相互作用展开分析, 首先利用等离子体中波动方程分析了高功率微波在等离子体中的传输特性; 其次利用电子传递方程和重离子传递方程研究了相互作用中等离子体内部粒子数密度产生的变化; 最后利用 COMSOL Multiphysics 软件的等离子体模块计算分析了相互作用中产生的电子数密度和电场强度变化, 重点研究了入射波频率对相互作用产生的影响。

1 基本理论

等离子体与高功率微波之间的相互作用是一种自洽的变化过程。入射的电磁波会导致等离子体内部带电粒子的密度和空间分布发生变化, 与此同时, 等离子体的电磁特性也会随之改变, 因而, 内部粒子改变的等离子体反过来又会对入射波的传输产生影响。

1.1 波动方程

当电磁波入射到等离子体上时, 密度均匀的等离子体可作特殊电介质处理, 电磁波在等离子体中的麦克斯韦方程^[10]为:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0\epsilon_r \cdot \mathbf{E} \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (2)$$

由以上两式可求得波动方程为:

$$\nabla \cdot \nabla \cdot \mathbf{E} - k_0^2\epsilon_r \cdot \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (3)$$

其中, ω 为电磁波的角频率, \mathbf{E} 为入射电场强度,

\mathbf{H} 为磁场强度, ϵ_0 、 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率, k_0 为真空中的波数, ϵ_r 为等离子体的相对介电常数, 可通过下式求解:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p}{\omega(\omega - i\nu)} \quad (4)$$

式中, ω_p 为等离子频率, ν 为电子碰撞频率。

1.2 电子传递方程

在外加电磁场的作用下, 等离子体内部带电粒子碰撞频率增加, 电子数密度增大。电子数密度的变化可通过电子传递方程^[13]来进行分析, 方程可表示为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e \quad (5)$$

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot \mathbf{E})n_e - \mathbf{D}_e \cdot \nabla n_e \quad (6)$$

其中: n_e 为电子密度; μ_e 为电子迁移率; \mathbf{D}_e 为电子扩散率; R_e 为电子源项, 表征等离子体内部碰撞反应导致的电子的产生与消失, 可通过式(7)求得。

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j N_n n_e \quad (7)$$

式中, x_j 为 j 反应中碰撞粒子的摩尔质量分数, k_j 为 j 反应的反应速率, N_n 为等离子体中总的粒子数密度。

1.3 重物质传递方程

外加电磁场不仅会引发等离子体内部电子密度的改变, 也会对其他带电粒子(包含质子、中子和其他带电激发离子等)的分布产生影响。这些变化可通过重物质传递方程^[14]来进行分析, 方程为:

$$\rho \frac{\partial}{\partial t}(\omega_k) + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\omega_k = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k \quad (8)$$

其中, ω_k 为第 k 种粒子的摩尔分数, ρ 为气体密度, \mathbf{u} 为平均流体速度, \mathbf{j}_k 为第 k 种粒子的扩散通量, 可通过下式表示:

$$\mathbf{j}_k = \rho\omega_k \mathbf{V}_k \quad (9)$$

$$\mathbf{V}_k = D_{k,m} \frac{\nabla\omega_k}{\omega_k} + D_{k,m} \frac{\nabla M_n}{M_n} + \frac{\mathbf{D}_k^T}{\rho\omega_k} \frac{\nabla T}{T} - z_k \mu_{k,m} \mathbf{E} \quad (10)$$

式中, $D_{k,m}$ 为重物质平均扩散系数, M_n 为重物质平均摩尔质量, T 为气体温度, \mathbf{D}_k^T 为 k 种粒子的热扩散系数, z_k 为 k 种粒子的电荷数, $\mu_{k,m}$ 为 k 种粒子的平均迁移率。

2 计算模型

基于前述基本理论, 本文采用 COMSOL 软件对相互作用中产生的电子数密度和入射波电场强

度变化进行分析求解。首先,建立了电磁波激励物理模型,如图1所示,高功率微波垂直入射,对实验室常用的等离子体管阵列结构进行激励。电磁波由上边界入射,传播方向为 $-y$ 方向,经空气层和等离子体层,传输至完美匹配层(Perfectly Matched Layers, PML)后被完全吸收,其传播过程由波动方程来表征。入射电磁波的功率大小采用电场分量来表述,假设入射电磁波场强幅值为 E_0 ,频率为 f ;然后,选择Ar气体作为等离子体区域反应气体,所涉及的粒子种类和碰撞反应在表1给出,内部粒子在相互作用中的变化过程可通过电子传递方程和重粒子传递方程进行求解。气体温度设为 T ,气体压强为 P 。最后,在等离子体区域的外面添加一层玻璃管,对Ar气体进行封装,玻璃管的外径为 r_1 ,内径为 r_2 。

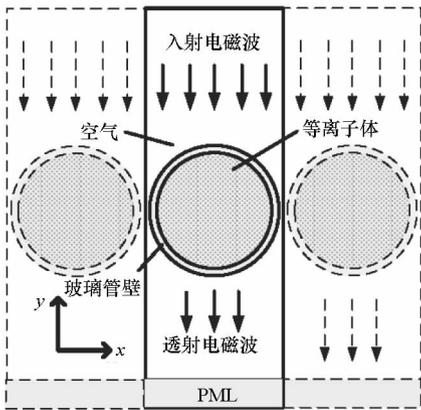


图1 电磁波激励模型示意图

Fig.1 Schematic diagram of electromagnetic excitation

表1 氩等离子体内部碰撞反应方程及类型

Tab.1 Formula and type of collision reactions inside Argon plasma

反应过程	反应方程	反应类型
1	$e^- + Ar \Rightarrow e^- + Ar$	弹性碰撞
2	$e^- + Ar \Rightarrow e^- + Ar_s$	碰撞激发
3	$e^- + Ar_s \Rightarrow 2e^- + Ar^+$	碰撞电离
4	$e^- + Ar \Rightarrow 2e^- + Ar^+$	碰撞电离
5	$Ar_s + Ar_s \Rightarrow e^- + Ar + Ar^+$	潘宁电离
6	$e^- + Ar^+ \Rightarrow Ar$	碰撞复合
7	$Ar_s \Rightarrow Ar$	界面碰撞
8	$Ar^+ \Rightarrow Ar$	界面碰撞

在计算过程中,通过设置不同参数的高功率微波作用在等离子体上,重点分析了入射波频率在相互作用中的影响。气体温度设为293 K,压强设为3 Torr(1 Torr = 333 Pa),内部电子初始分

布采用均匀分布(研究发现,初始分布对雪崩效应没有影响,这与文献[10]中的结果相一致),初始电子密度分别设置为 $1.0 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 。玻璃管内外径分别设为2.5 cm和2.6 cm,计算模型采用自由剖分三角形网格进行划分,计算时间设置为0~0.01 s。

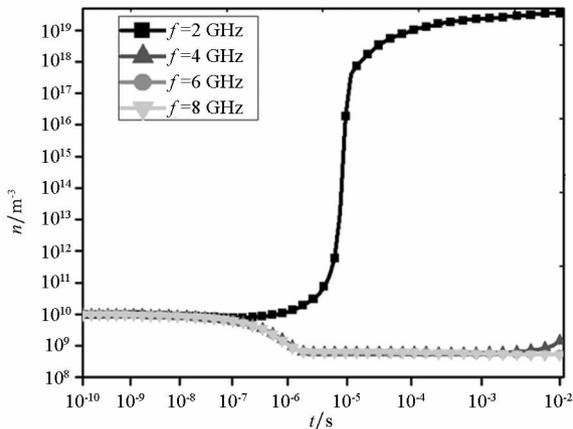
3 结果分析

图2中给出了在0~0.01 s内在不同场强的高功率微波作用下等离子体内部平均电子密度随时间的演变情况。入射波频率分别设置为:2 GHz、4 GHz、6 GHz和8 GHz;初始场强依次设为: $1.0 \times 10^4 \text{ V/m}$ 、 $1.5 \times 10^4 \text{ V/m}$ 、 $2 \times 10^4 \text{ V/m}$ 、 $2.5 \times 10^4 \text{ V/m}$ 。在高功率微波的作用下,等离子体内带电粒子的动能不断增大、粒子间的碰撞反应加剧,内部带电粒子数密度发生急剧变化。从图中可以看出,相互作用中电子数密度变化的大致过程表现为:先小幅度降低而后急剧增大。如图2(b)所示,对于初始场强为 $1.5 \times 10^4 \text{ V/m}$ 、频率为4 GHz的高功率微波,在 $0 \sim 1 \times 10^{-6} \text{ s}$ 内,平均电子密度由初始 $1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 小幅降低至 $1 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$,而后保持稳定,高功率微波持续照射一定时间后,在 $1 \times 10^{-3} \text{ s}$ 时刻,电子雪崩效应产生,平均电子密度急剧增大至 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$,然后在新的平衡下保持稳定。产生这一现象的原因:初始时刻高功率微波的作用主要用于增加带电粒子内能,等离子体内部还不足以激发碰撞电离反应,与此同时,复合反应和边界碰撞反应的加剧反而会导致平均电子密度的降低;当高功率微波作用一定时间后,高内能带电粒子密度增加,碰撞电离反应加剧,产生电子雪崩效应,平均电子密度急剧增大,进而在等离子体内部建立新的粒子平衡。

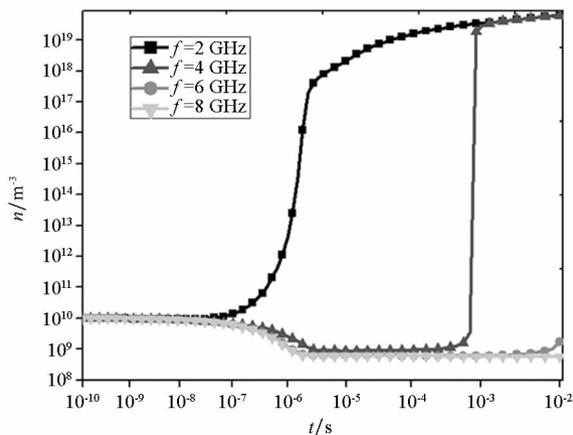
值得注意的是,图2中2 GHz微波变化曲线和图2(c)、图2(d)中4 GHz微波变化曲线的变化趋势略有不同,平均电子密度由 $1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 小幅降低至 $8 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ 后没有继续减小,而是在电磁场的作用下急剧增大。这一现象说明,在此情形(入射频率较小时)下,等离子体中电子雪崩效应的产生更容易发生。

另外,对比图2(a)~(d)中的变化曲线,可以得到:在不同频率的高功率微波作用下,等离子体内部平均电子数密度具有不同的变化特性。具体表现在以下两个方面:①为使等离子体区域产生电子雪崩效应,不同入射频率的高功率微波具有不同的场强阈值(这里,场强阈值指的是等离子体内部产生雪崩效应入射波所需的最小电场强

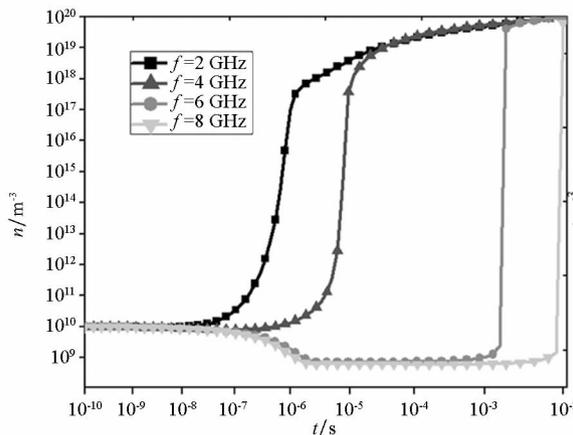
度)。对于频率为 2 GHz 的高功率微波,场强阈值要小于 1×10^4 V/m, 4 GHz 高功率微波的场强阈值在 $1 \times 10^4 \sim 1.5 \times 10^4$ V/m 之间, 频率为 6 GHz 和 8 GHz 的高功率微波的场强阈值在 $1.5 \times 10^4 \sim 2 \times 10^4$ V/m 之间。入射电磁波频率越大, 雪崩效应产生所需的场强阈值也就越大; ② 在同一场强下, 入射高功率微波的频率不同, 等离子体产生电子雪崩效应的最小时间也不相同。如图 2(d) 所示, 当入射场强为 2.5×10^4 V/m 时, 频率为 2 GHz、4 GHz、6 GHz 和 8 GHz 的高功率微波



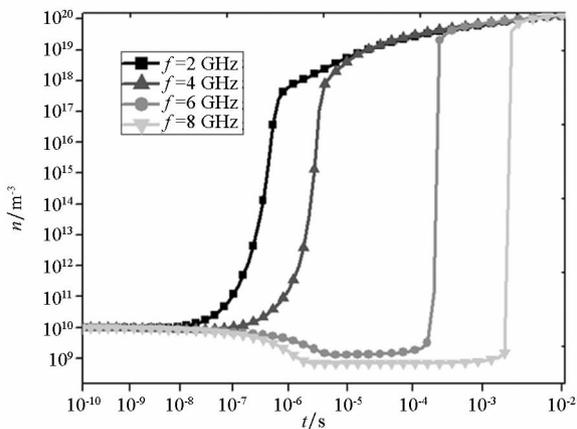
(a) $E_0 = 1 \times 10^4$ V/m



(b) $E_0 = 1.5 \times 10^4$ V/m



(c) $E_0 = 2 \times 10^4$ V/m



(d) $E_0 = 2.5 \times 10^4$ V/m

图 2 在不同参数的高功率微波作用下, 等离子体内部平均电子数密度随时间的演变

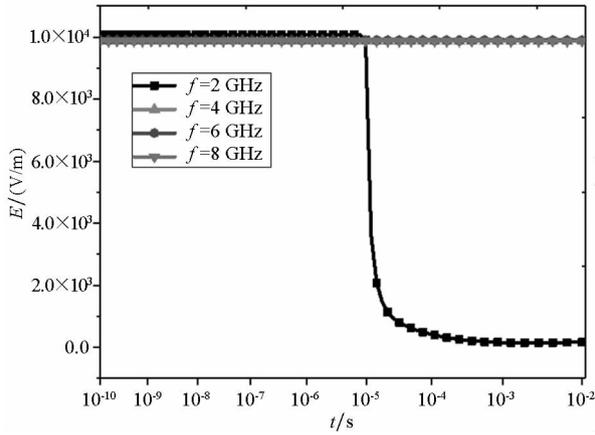
Fig. 2 Time dependence of the averaged electron density in the plasma under various stresses of the high power microwave 对应的产生时间依次为 5×10^{-7} s、 4×10^{-6} s、 3×10^{-4} s 和 2×10^{-3} s。入射电磁波频率越大, 等离子体产生电子雪崩效应所需的时间越长。

图 3 给出了在不同参数的高功率微波照射下, 等离子体内部平均电场强度随入射频率的变化情况。在相互作用中, 等离子体内部粒子密度产生的变化会导致其电磁特性发生改变, 电磁波在等离子体中的传播就会受到影响。从图 3 中可以得到, 初始时刻, 平均电场强度与入射场强大致相同, 随着相互作用的加剧, 平均电场强度会急剧降低, 衰减到零值附近。如图 3(a) 所示, 当入射频率为 2 GHz, 初始电场强度为 1×10^4 V/m 时, 在 $0 \sim 1 \times 10^{-5}$ s 时间内, 等离子体内平均电场强度基本不变; 在 $1 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-4}$ s 时间内, 电场强度产生突变, 由初始 1×10^4 V/m 减小至 200 V/m 左右; 在 $1 \times 10^{-4} \sim 0.01$ s 时间内, 电场值逐渐减小至零值左右。

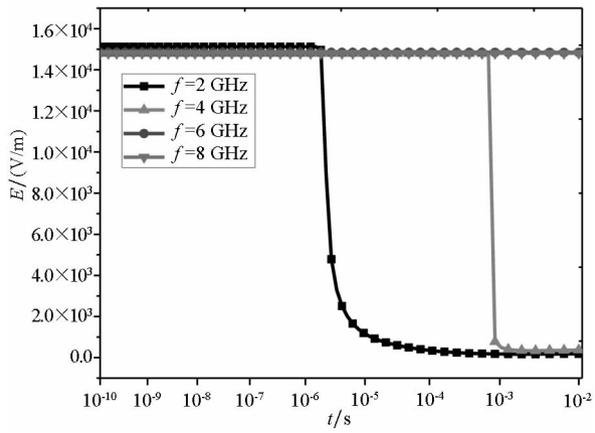
入射高功率微波在等离子体中的传输性能与等离子体内部带电粒子数密度的大小密切相关。初始时刻, 等离子体内部电子密度较小, 电子碰撞频率较低, 电磁波传播基本不受影响, 等离子体内部平均场强与入射场强相一致; 随着相互作用的加剧, 等离子体内部碰撞反应更为激烈, 电子数密度急剧增加, 产生雪崩效应, 与此同时, 等离子体对入射电磁波的吸收作用加强。当电子数密度增大到电磁波传播截止密度以上时, 等离子体产生电磁屏蔽作用, 入射波在等离子体中的传输受到限制。入射电磁场被截断, 入射波无法透过等离子体, 等离子体中的电场强度迅速下降。正是基于这一特性, 等离子体可应用于高功率微波防

护中。

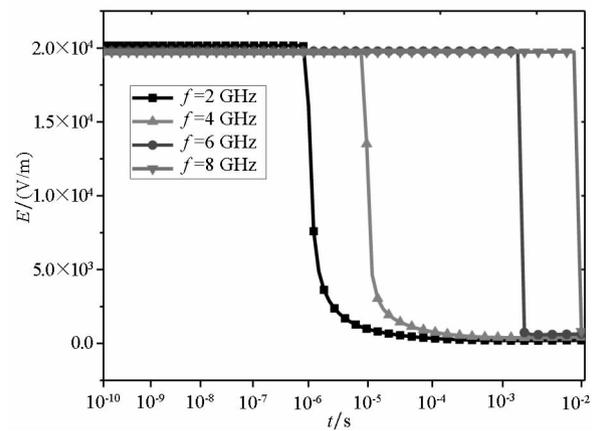
另外,在不同频率的入射电磁波激励下,等离子体内平均场强也会产生不同的变化。对比图2和图3可以发现,平均场强变化中存在的色散效应与平均电子密度变化相一致,主要表现为:入射电磁波频率越大,等离子体内部平均场强产生跃变所需的入射场强阈值越大;对于特定的入射场强(如图3(d)所示,初始场强值为 2.5×10^4 V/m),入射电磁波频率越大,平均电场产生突变所需的最小时间越长。



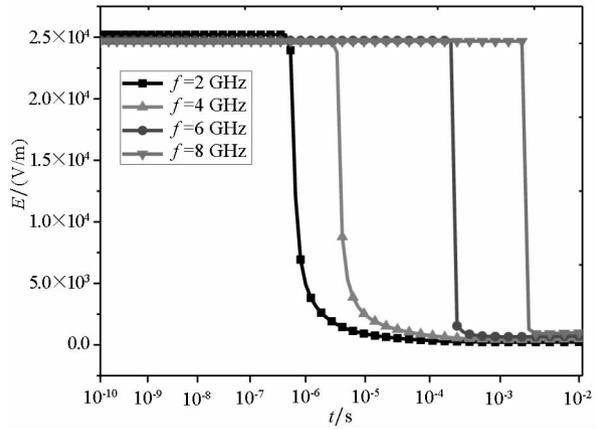
(a) $E_0 = 1 \times 10^4$ V/m



(b) $E_0 = 1.5 \times 10^4$ V/m



(c) $E_0 = 2 \times 10^4$ V/m



(d) $E_0 = 2.5 \times 10^4$ V/m

图3 在不同参数的高功率微波作用下,等离子体内部平均电场强度随时间的演变
Fig. 3 Time dependence of the averaged electric field in the plasma under various stresses of the high power microwave

由上述分析可以得到,当高功率微波入射到等离子体中时,等离子体内部平均电子密度和平均电场强度会产生阶跃变化,入射电磁波频率不同,这一变化所需的场强阈值和产生时间也会不同。为进一步分析入射波频率对高功率微波与等离子体相互作用的影响,本文随后分别计算了频率为1~10 GHz时入射电磁波的场强阈值,以及在特定场强(2.5×10^4 V/m)时等离子体内部电子雪崩效应的最小产生时间,计算结果如图4所示。横坐标表示入射波频率,单位为GHz;左纵坐标为电场强度,单位为V/m;右纵坐标为产生时间,单位为s。

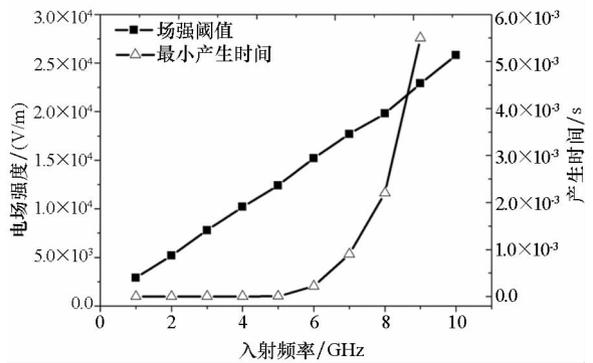


图4 电子雪崩效应所需的场强阈值和最小产生时间随入射频率的变化曲线
Fig. 4 Dependence of the threshold field strength and minimum generation time on the incident frequency

从图4中可以看出,在当前坐标系下,阈值场强随入射波频率呈线性变化,最小产生时间随入射波频率呈非线性变化。这一现象与文献[15]所得结论相一致:气体击穿场强与入射波频率成正比;击穿时间与入射波频率的平方变化密切相关。

显然,入射电磁波频率越大,等离子体区域产生雪崩效应所需的阈值场强也就越大,最小产生时间也就越长。产生这一变化规律的原因在于入射电磁波具有时变特性,入射波在等离子体区域产生的电场极化方向交替变化的强电磁场,等离子体内部带电粒子在强电磁场的作用下做加速或减速运动。当入射波频率较小时,等离子体内部带电粒子具有较长的加速时间,高能粒子与中性粒子产生电离碰撞的概率较大,故而更容易产生雪崩效应。当入射频率增大时,电子在强电磁场中尚未被加速到足以电离中性粒子的程度就已经被反向电场减速,中性粒子发生电离碰撞反应的概率相对减小,等离子体中产生雪崩效应所需的能量积累时间也就越长。

4 结论

本文基于波动方程、电子传递方程和重物质传递方程,建立高功率微波与等离子体相互作用的物理模型,对高功率微波在等离子体中的传输特性进行了分析,并重点分析了入射波频率对相互作用的影响。研究表明,高功率微波与等离子体相互作用中的色散效应主要表现在等离子体内平均电子密度以及平均电场强度产生跃变所需的初始场强阈值和最小产生时间。在所考虑的时间范围内,阈值场强随入射波频率线性增大,最小产生时间随电磁波频率非线性增大。作为高功率微波与等离子体相互作用研究的一个重要方面,本文研究结论对于高功率微波的工程应用有重要的指导意义。

参考文献 (References)

- [1] 曾旭,冯进军.高功率微波源的现状及其发展[J].真空电子技术,2015,2:1,18-27.
ZENG Xu, FENG Jinjun. Current situation and developments of high power microwave sources[J]. Vacuum Electronics, 2015, 2: 1, 18-27. (in Chinese)
- [2] 刘洋,程立,汪家春,等.发光等离子体对6 GHz高功率微波的防护性能研究[J].发光学报,2016,37(10):1292-1298.
LIU Yang, CHENG Li, WANG Jiachun, et al. Investigation on protection performance of the light emitting plasma to 6 GHz high-power microwave [J]. Chinese Journal of Luminescence, 2016, 37(10): 1292-1298. (in Chinese)
- [3] 余世里.高功率微波武器效应及防护[J].微波学报,2014(s2):147-150.
YU Shili. High power microwave weapons effects and hardening[J]. Journal of Microwaves, 2014 (s2): 147-150. (in Chinese)
- [4] Macheret S O, Shneider M N, Murray R C. Ionization in strong electric fields and dynamics of nanosecond-pulse plasmas[J]. Physics of plasma, 2006, 13(2): 023502.
- [5] Bonaventura Z, Trunec D, Meško M, et al. Theoretical study of pulsed microwave discharge in nitrogen [J]. Plasma Sources Science & Technology, 2005, 14(4): 751-756.
- [6] Bonaventura Z, Trunec D, Meško M, et al. Self-consistent spatio-temporal simulation of pulsed microwave discharge[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008, 41(1): 015210.
- [7] Meško M, Bonaventura Z, Vašina P, et al. An experimental study of high power microwave pulsed discharge in nitrogen[J]. Plasma Sources Science & Technology, 2006, 15(3): 574-581.
- [8] 石宝凤,林文斌,赵朋程,等.等效参数对110 GHz高功率微波放电等离子体的影响[J].中国科学:物理学 力学 天文学,2015,2:65-70.
SHI Baofeng, LIN Wenbin, ZHAO Pengcheng, et al. Effect of effective ionization parameters on the 110 GHz high-power microwave discharge plasma in air [J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2015, 2: 65-70. (in Chinese)
- [9] 宋玮,邵浩,张治强,等.射频击穿等离子体对高功率微波传输特性的影响[J].物理学报,2014,63(6):064101-1-064101-5.
SONG Wei, SHAO Hao, ZHANG Zhiqiang, et al. High power microwave propagation properties in radio frequency breakdown plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(6): 064101-1-064101-5. (in Chinese)
- [10] 袁忠才,时家明.高功率微波与等离子体相互作用理论和数值研究[J].物理学报,2014,63(9):095202-1-095202-10.
YUAN Zhongcai, SHI Jiaming. Theoretical and numerical studies on interactions between high-power microwave and plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(9): 095202-1-095202-10. (in Chinese)
- [11] 郑灵,赵青,罗先刚,等.等离子体中电磁波传输特性理论与实验研究[J].物理学报,2012,61(15):343-349.
ZHENG Ling, ZHAO Qing, LUO Xiangang, et al. Theoretical and experimental studies of electromagnetic wave transmission in plasma [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(15): 343-349. (in Chinese)
- [12] 赵朋程,郭立新,李慧敏.110 GHz高功率微波在大气击穿等离子体中的传输、反射和吸收[J].电波科学学报,2016,31(3):512-515.
ZHAO Pengcheng, GUO Lixin, LI Huimin. Transmission, reflection and absorption of 110 GHz high-power microwave in air breakdown plasma[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2016, 31(3): 512-515. (in Chinese)
- [13] Hagelaar G J M, Pitchford L C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2005, 14(4): 722-733.
- [14] He W, Liu X H, Xian R C, et al. Kinetics characteristics and bremsstrahlung of Argon DC discharge under atmosphere pressure[J]. Plasma Science and Technology, 2013, 15(4): 335-341.
- [15] 李志刚,程立,汪家春,等.典型放电气体的击穿场强阈值研究[J].发光学报,2017,38(1):103-108.
LI Zhigang, CHENG Li, WANG Jiachun, et al. Field strength threshold of common discharge gases breakdown[J]. Chinese Journal of Luminescence, 2017, 38(1): 103-108. (in Chinese)