

## 沿面闪络流体模型电离参数粒子模拟确定方法\*

董焯<sup>†</sup> 董志伟 周前红 杨温渊 周海京

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2013年10月28日收到; 2013年11月28日收到修改稿)

介绍了粒子模拟确定高功率微波介质沿面闪络击穿流体模型相关电离参数的方法. 对粒子模拟方法 (包括带电粒子动力学方程、次级电子发射以及蒙特卡罗碰撞模型) 和流体整体模型方法 (包括连续性方程和能量守恒方程) 做了简介. 基于自编的1D3V粒子模拟-蒙特卡罗碰撞程序给出了在高(低)气压、不同气体种类以及不同微波场强和微波频率下流体模型电离参数的粒子模拟结果, 包括电离频率、击穿时间、平均电子能量、电子能量分布函数类型. 研究表明: 平均电子能量与电子能量分布函数类型关系不大; 中低气压下, 电子能量接近 Maxwell 分布, 电子能量分布函数类型对电离参数几乎没有影响; 中高气压下, 电子能量分布函数类型对电离参数有重要影响, 其依赖系数  $X$  趋于高阶形式. 不同气体的电子能量分布函数类型不同, 需要利用粒子模拟对电子能量分布函数类型进行标定. 同时, 电子能量分布函数依赖系数与微波场强和频率也有关系, 其随微波场强增加而增大, 随微波频率增加而减小. 在给定考察范围 (微波场强在 7 MV/m 以下, 微波频率在 40 GHz 以内), 中低气压下, 平均电子能量随微波场强增加而迅速增大, 电离频率随微波场强增加先增大后降低, 平均电子能量随微波频率增加而降低, 电离频率随微波频率增加先增加后降低; 高气压下, 平均电子能量随微波场强增加而缓慢增大, 电离频率随微波场强增加而增大, 微波频率对平均电子能量和电离频率影响不大.

**关键词:** 高功率微波介质沿面闪络, 粒子模拟, 流体模型, 电子能量分布函数

**PACS:** 79.20.Hx, 52.80.Pi, 52.65.Rr, 52.65.Pp

**DOI:** 10.7498/aps.63.067901

## 1 引言

随着脉冲功率技术的飞速发展, 高功率微波器件取得了长足进步, 但是随之而来的在高峰值功率和长脉冲宽度下特有的介质窗沿面闪络及放电击穿现象却严重制约了高功率微波的进一步发展和实用化进程<sup>[1]</sup>. 为此, 高功率微波介质输出窗沿面闪络物理问题引起了国内外学者的广泛关注, 相关研究工作也陆续开展起来. 美国德州理工大学 Neuber 研究小组<sup>[2,3]</sup>进行了多次高功率微波窗口击穿实验, 频率集中在 2.85 GHz, 功率在  $10^8$  W 量级, 通过光学诊断技术给出了介质沿面闪络和放电击穿的物理图像. 在数值模拟方面, 具有代表性

的是加州大学伯克利分校 Verboncoeur 小组所做的工作, Kim 等<sup>[4-6]</sup>主要编制了一维粒子模拟-蒙特卡罗碰撞 (PIC-MCC) 程序, 利用粒子模拟方法研究了低气压下沿面闪络的次级电子倍增和碰撞电离的物理过程, Nam 等<sup>[7-9]</sup>则侧重利用流体整体模型 (GM) 研究介质沿面闪络现象. 国内清华大学、西安交通大学、西北核技术研究所、国防科学技术大学以及北京应用物理与计算数学研究所等单位在理论、数值模拟和实验研究上也取得了进展, 研究重点集中于沿面闪络击穿的物理机制和抑制手段<sup>[10-16]</sup>.

在介质沿面闪络的次级电子倍增过程中产生的次级电子具备很强的掠入射特性, 在碰撞退吸附气体能力方面, 其远高于正入射情况产生的次级电

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB328904)、国家自然科学基金 (批准号: 11305015, 11105018, 11371067, 61201113) 和中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2012B0402064, 2009B0402046) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: dongye0682@sina.com

子. 因此, 高功率微波介质沿面闪络中往往伴有强退吸附气体 (高气压) 产生过程<sup>[1]</sup>. 一方面, 该物理过程十分重要, 而另一方面, 该过程的研究又较为困难. 由于此阶段电子增殖速度过快, 导致模拟时间步长进一步缩短以及计算量的急剧增加, 从而使得粒子模拟方法无法完全胜任; 而利用电磁场时域有限差分 and 流体模型相结合的方法<sup>[17]</sup> (不同于 GM 方法) 取得真实可信的数值模拟结果, 就必须在流体方程中给定准确可靠的电离参数. 如果能够使用低维粒子模拟方法, 通过数值模拟计算出稳定电离初始阶段 (计算时间和开销尚可接受) 相关电离参数或者标定出电子能量分布函数 (EEDF) 类型, 再将相关参数提供给高功率微波电离击穿的电磁场流体耦合模型, 就能够得出等离子体构型及其与微波场的细致相互作用的物理过程. 正是基于上述需求, 本文介绍了在高功率微波介质沿面闪络流体模型与粒子方法混合模拟中, 粒子模拟为流体模型提供相关电离参数的方法及初步结果.

## 2 理论模型

高功率微波介质沿面闪络击穿模型如图 1 所示. 模型中假定高功率微波沿  $-z$  方向以平面波形式传输, 电场沿  $x$  方向, 磁场沿  $y$  方向. 局部强场下产生的种子电子 (场致发射) 从介质表面出射, 在微波场中获得加速能量后, 在介质表面束缚电荷场 (电子发射导致正电荷沉积形成) 作用下, 一部分种子电子撞击介质表面产生了次级电子倍增, 另一部分种子电子与介质表面附近的中性气体分子发生碰撞电离, 形成了由新生电子和正离子构成的等离子体. 新生的次级电子和电离电子又周而复始, 重复上述物理过程, 由此引发了雪崩击穿、沿面闪络过程.

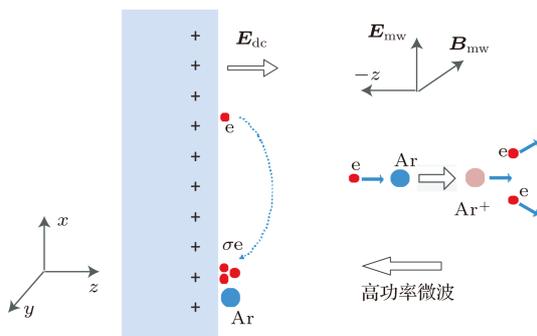


图 1 高功率微波介质沿面闪络击穿模型示意图

## 2.1 粒子模拟方法

在高功率微波沿面闪络击穿过程中, 带电粒子满足下列动力学方程:

$$dm\gamma v/dt = q(\mathbf{E}_{mw} + \mathbf{E}_{dc} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_{mw}),$$

$$d\mathbf{x}/dt = \mathbf{v}, \tag{1}$$

式中,

$$\mathbf{E}_{mw} = E_{mw0} \sin(\omega t + \theta) \hat{\mathbf{x}}, \tag{2}$$

$$\mathbf{B}_{mw} = -(\mu_0 E_{mw0} / \eta) \sin(\omega t + \theta) \hat{\mathbf{y}}, \tag{3}$$

$$\mathbf{E}_{dc} = -\nabla \phi, \tag{4}$$

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon_0, \tag{5}$$

这里  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  为工作频率;  $q$ ,  $m$  和  $\theta$  分别为带电粒子电量、静止质量和初始相位;  $\mathbf{E}_{mw}$ ,  $\mathbf{B}_{mw}$  和  $\mathbf{E}_{dc}$  分别为高功率微波电场强度、磁感应强度和空间电荷产生的静电场;  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{x}$  和  $\gamma$  分别为粒子速度、位移和相对论因子;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  和  $\eta$  分别为真空介电常数、磁导率和波阻抗;  $\phi$ ,  $\rho$  和  $E_{mw0}$  分别为静电势、电荷密度和微波电场强度振幅;  $\hat{\mathbf{x}}$  和  $\hat{\mathbf{y}}$  分别为  $x$  方向单位矢量和  $y$  方向单位矢量. 此模型中仅考虑微波场对带电粒子的作用, 不考虑带电粒子对电磁场的相互作用过程 (即不求解带有电流密度项的 Maxwell 方程), 通过求解泊松方程得出带电粒子产生的空间电荷场后其再反作用到粒子本身.  $\mathbf{E}_{dc}$  定义在网格中心位置,  $\phi$ ,  $\rho$  定义在网格结点位置. 使用线性插值粒子模拟方法将  $\mathbf{E}_{dc}$  权重到粒子位置, 采用同样的方法将位于连续位置上粒子电量权重到网格结点位置从而得出  $\rho$ . 一维的泊松方程可以离散为 3 点的隐格式, 可使用追赶法求解. 求解  $\phi$  后, 再通过中心差分求解得到  $\mathbf{E}_{dc}$ .

我们采用 Vaughan 等<sup>[18]</sup> 提出的描述二次电子发射材料特性的经验公式

$$\sigma(\xi, \alpha) = \sigma_{\max}(\alpha) f(\xi), \tag{6}$$

式中,

$$f(\xi) = \begin{cases} [\xi \exp(1 - \xi)]^{0.56} & (\xi \leq 1), \\ [\xi \exp(1 - \xi)]^{0.25} & (1 < \xi \leq 3.6), \\ 1.125\xi^{-0.35} & (\xi > 3.6), \end{cases}$$

$$\xi = \frac{E_i - E_{th}}{E_{\max} - E_{th}},$$

这里  $\sigma(\xi, \alpha)$  为二次电子发射率;  $\alpha$  为入射角 ( $\alpha = 0$  表示正入射,  $\alpha = \pi/2$  表示掠入射);  $\sigma_{\max}(\alpha)$  为斜入射二次电子最大发射率,  $\sigma_{\max}(\alpha) = \sigma_{\max 0}(1 +$

$k_s \alpha^2 / 2\pi$ ), 其中,  $\sigma_{\max 0}$  为正入射二次电子最大发射率,  $k_s$  为表面光滑系数 ( $k_s = 0, 1$  和  $2$  分别代表粗糙、不光滑和光滑);  $E_{\max}(\alpha)$  为斜入射二次电子入射能量,  $E_{\max}(\alpha) = E_{\max 0}(1 + k_s \alpha^2 / 2\pi)$ , 其中  $E_{\max 0}$  为正入射二次电子入射能量;  $E_i$  为碰撞能量;  $E_{th}$  为二次电子产生阈值, 一般情况下  $E_{th} = 12.5$  eV.  $E_i < E_{th}$  时不产生二次电子.  $\sigma(\xi, \alpha) > 1$  表示每个种子电子产生二次电子数目均大于 1, 其对应碰撞能量分布范围 ( $E_1 < E_i < E_2$ ,  $E_1$  和  $E_2$  分别表示次级电子倍增区间的下限碰撞能量和上限碰撞能量) 即为电子倍增区间.

二次电子初始能量概率密度函数  $f(E_0)$  满足<sup>[1]</sup>  $f(E_0) = (E_0/E_{0m}^2) \exp(-E_0/E_{0m})$ , 其中,  $E_0$  为二次电子初始能量,  $E_{0m}$  为  $f(E_0)$  取最大值时对应的二次电子初始能量. 二次电子发射角  $\varphi$  是指其偏离平行介质表面方向的角度, 概率密度函数  $g(\varphi)$  满足<sup>[1]</sup>  $g(\varphi) = 0.5 \sin(\varphi)$ ,  $\varphi$  取值范围为  $0 < \varphi < \pi$ .

蒙特卡罗碰撞过程主要包括电子与气体分子碰撞以及电离产生的离子与气体分子碰撞. 其中, 电子与气体分子的碰撞包括弹性碰撞、激发碰撞和电离碰撞; 离子与气体分子的碰撞包括弹性激发碰撞和电荷交换碰撞. 除此之外, 还有其他类型的碰撞, 但由于碰撞截面较小, 可忽略不计. 此模型的详细介绍请参见文献[15].

## 2.2 流体 GM

流体 GM 也是高功率微波沿面击穿的主要描述方法之一, 其并不考虑击穿过程相关物理量的时空分布, 只考虑稳态电离时电离频率以及平均电子能量等电离参数. 流体 GM 由下面的空间平均电子数连续方程以及能量守恒方程组成<sup>[7-9]</sup>:

$$\frac{dn_e}{dt} = K_{ion} n_{gas} n_e = \nu_i n_e, \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_e T_{eff} \right) = P_{abs} - (\varepsilon_{ion} K_{ion} + \varepsilon_{exc} K_{exc} + \tilde{K}_{mom}) n_e n_{gas}, \quad (8)$$

式中,

$$T_{eff} = \frac{2}{3} \varepsilon_{ave} = \frac{2}{3} \int_0^\infty \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (9)$$

$$P_{abs} = \int_0^\infty \frac{en_e}{m_e \nu_m} E_{eff}^2 f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (10)$$

$$E_{eff} = \frac{E_{mw0}}{\sqrt{2}} \frac{\nu_m}{\sqrt{\nu_m^2 + \omega^2}}, \quad (11)$$

$$\nu_m = n_{gas} \sqrt{\frac{2e\varepsilon}{m_e}} \sigma_{mom}(\varepsilon), \quad (12)$$

$$K_{ion} = \int_0^\infty \sqrt{\frac{2e\varepsilon}{m_e}} \sigma_{ion}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (13)$$

$$K_{exc} = \int_0^\infty \sqrt{\frac{2e\varepsilon}{m_e}} \sigma_{exc}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (14)$$

$$\tilde{K}_{mom} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{m_e}{M_{gas}} \times \int_0^\infty \varepsilon \sqrt{\frac{2e\varepsilon}{m_e}} \sigma_{mom}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (15)$$

$$f(\varepsilon) = \frac{X}{\left(\frac{3}{2} T_{eff}\right)^{3/2}} \frac{\left[\Gamma\left(\frac{5}{2X}\right)\right]^{3/2}}{\left[\Gamma\left(\frac{3}{2X}\right)\right]^{5/2}} \varepsilon^{1/2} \times \exp \left\{ - \left[ \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2X}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2X}\right)} \times \frac{\varepsilon}{\left(\frac{3}{2} T_{eff}\right)} \right]^X \right\}, \quad (16)$$

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty t^{z-1} \exp(-t) dt \quad (z > 0), \quad (17)$$

这里  $n_e$  为电子密度 (单位为  $m^{-3}$ );  $n_{gas}$  为气体分子密度 (单位为  $m^{-3}$ );  $K_{ion}$  为电离速率系数 (单位为  $m^3/s$ );  $\nu_i$  为电离频率 (单位为  $s^{-1}$ );  $T_{eff}$  为有效电子能量 (单位为 eV);  $\varepsilon_{ave}$  为平均电子能量 (单位为 eV);  $\varepsilon$  为电子能量 (单位为 eV);  $f(\varepsilon)$  为电子能量函数, 满足  $\int_0^\infty f(\varepsilon) d\varepsilon = 1$ ;  $X$  为 EEDF 依赖系数;  $e$  为电子电量 (单位为 C);  $m_e$  为电子质量 (单位为 kg);  $P_{abs}$  为吸收功率密度 (单位为  $eV/m^3 \cdot s$ );  $\varepsilon_{ion}$  为电离能量 (单位为 eV);  $K_{exc}$  为激发速率系数 (单位为  $m^3/s$ );  $\varepsilon_{exc}$  为激发能量 (单位为 eV);  $\tilde{K}_{mom}$  为动量能量转移速率系数 (单位为  $eV/m^3 \cdot s$ );  $E_{eff}$  为有效微波电场强度 (单位为 V/m);  $E_{mw0}$  为微波电场强度幅值 (单位为 V/m);  $\omega = 2\pi f$ , 微波频率  $f$  的单位为 Hz;  $M_{gas}$  为气体分子质量 (单位为 kg);  $\nu_m$  为碰撞频率 (单位为  $s^{-1}$ );  $\sigma_{mom}(\varepsilon)$  为弹性碰撞截面 (单位为  $m^2$ );  $\sigma_{ion}(\varepsilon)$  为电离碰撞截面 (单位为  $m^2$ );  $\sigma_{exc}(\varepsilon)$  为激发碰撞截面 (单位为  $m^2$ );  $\Gamma(z)$  为  $\Gamma$  函数.

由上述公式可知, EEDF 依赖系数  $X$  具备一定的自由度,  $X$  取值越大, 能量分布越趋近于低能区

域. 如果能够准确标定  $X$ , 将能惟一确定电离参数, 并与后续细致的电磁场流体模拟程序相接, 而  $X$  的确定和标定过程则需要粒子模拟的有效支持. 通过后续粒子模拟可以发现,  $X$  取值与电离气体类型 (碰撞截面数据)、微波场强  $E_{mw0}$ 、微波频率  $f$  均有依赖关系.

### 3 流体模型电离参数的粒子模拟结果

上面已分别介绍了粒子模拟方法和流体 GM, 下面主要讨论如何利用粒子模拟方法和流体 GM 确定流体计算中需要的电离参数以及各自的适用条件.

#### 3.1 EEDF 和电离频率分布函数 (IFDF)

通常情况下, 流体模拟中假定 EEDF 为 Maxwell 分布 (即依赖系数  $X = 1$ ), 但是这种情况仅仅对于低气压下适用 (一般要求气压小于 50 Torr,  $1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$ ), 对于介质沿面闪络时存在的强退吸附气体过程 (局部气压较高) 并不适用. 图 2 给出了 1D3V PIC-MCC 程序流程图. 图 3 给出了在微波场强幅值  $E_{mw0}$  为 2.82 MV/m, 频率为 2.85 GHz 环境下, 气压为 1 Torr (低压)、760 Torr (高压) 时, 利用自编 1D3V PIC-MCC 程序模拟得到的 Ar 气稳态电离的

EEDF 和利用流体 GM 计算得到的 EEDF  $X = 1, 6.5$ . 从图 3 可以看出, 如果粒子模拟真实地反映了微波电离时电子能量分布状态, 那么在低气压情况下电子能量分布的确接近 Maxwell 分布 ( $X = 1$ , 图 3 (a)), 而在高压情况下 (介质表面存在强退吸附气体) 电子能量分布则远离 Maxwell 分布, 更趋近  $X = 6.5$  时的情形 (图 3 (b)).

我们定义 IFDF 为

$$f_{ion}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{2e\varepsilon}{m_e}} \sigma_{ion}(\varepsilon) f(\varepsilon) n_{gas}, \quad (18)$$

则电离频率  $\nu_i$  可以表示为

$$\nu_i = \int_0^\infty f_{ion}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (19)$$

由 (19) 式可知, 电离频率  $\nu_i$  为  $f_{ion}(\varepsilon)$  对所有电子能量  $\varepsilon$  的积分. 图 4 给出了不同气压下, 当  $X = 1, 6.5$  时, 流体 GM 计算得到的 IFDF. 从图 4 (a) 可以看出, 在低气压下, 虽然  $X = 1$  和  $X = 6.5$  对应的 IFDF 不同, 但由于其函数曲线包围的面积基本相等, 所以导致电离频率  $\nu_i$  基本相同, 由此表明低气压下电离频率  $\nu_i$  对 EEDF 依赖系数  $X$  不敏感. 从图 4 (b) 可以看出, 在高压下,  $X = 1$  对应的 IFDF 曲线包围的面积明显大于  $X = 6.5$  时 IFDF 曲线包围的面积, 由此可知当 EEDF 为 Maxwell 分布时, 计算得到的电离频率  $\nu_i$  明显大于真实情况的电离频率.

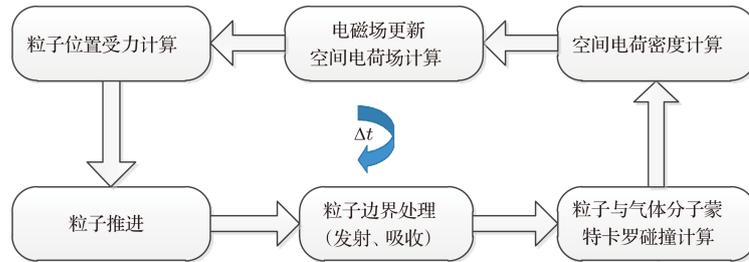


图 2 1D3V PIC-MCC 程序流程图

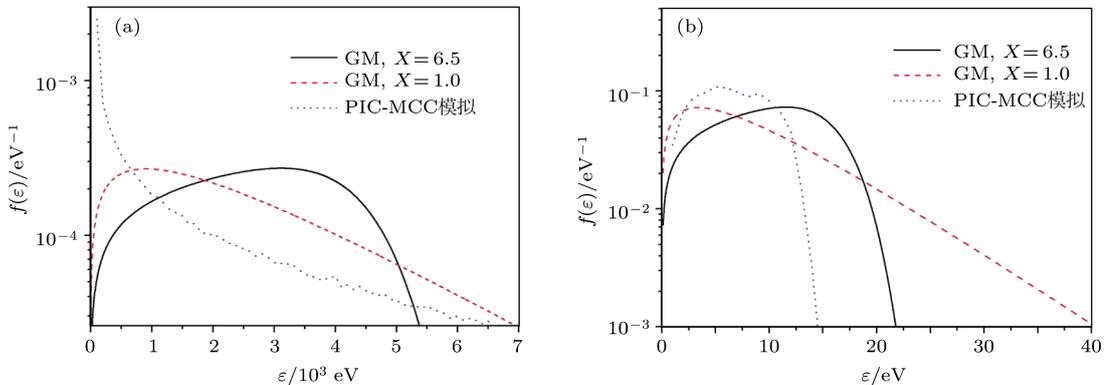


图 3 不同气压下 Ar 气电离的 EEDF (a) 1 Torr; (b) 760 Torr

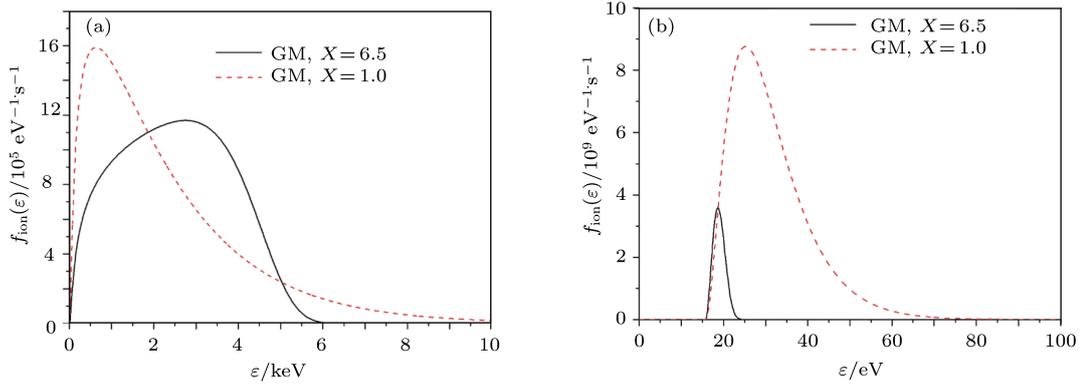


图4 (网刊彩色) 不同气压下 Ar 气的 IFDF (a) 1 Torr; (b) 760 Torr

### 3.2 不同气体下粒子模拟确定的流体模型电离参数

由于惰性气体碰撞种类较为单一, 且截面数据的理论值与实验测试值较为符合, 我们使用自编 1D3V PIC-MCC 程序模拟计算了微波场强幅值  $E_{mw0}$  为 2.82 MV/m, 频率为 2.85 GHz 环境下各种常见惰性气体的电离参数 (电离频率  $\nu_i$ , 击穿时间  $\tau$ , 平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$ )。

我们定义击穿时间为达到稳定放电后, 电子数量增殖到初始时刻电子数量的  $10^8$  倍时所经历的时间. 电离过程中电子密度  $n_e(t)$  随时间增长的关系式可表示为

$$n_e(t) = n_e(t_0) \exp[\nu_i(t - t_0)]. \quad (20)$$

按照击穿时间  $\tau$  的定义,  $n_e(t_0 + \tau)/n_e(t_0) = \exp[\nu_i\tau] = 10^8$ , 即  $\nu_i\tau \approx 18.42$ , 电离频率  $\nu_i$  与击穿时间  $\tau$  呈反比关系.

图 5—图 7 分别给出了采用粒子模拟和不同 EEDF 依赖系数  $X$  下流体 GM 得到的 Ar 气, Xe 气和 Ne 气电离参数, 其中  $X = 2$  时电子能量分布为 Druyvesteyn 分布. 从图 5—图 7 可以看出: 在中低气压 (1—10 Torr) 下, 电离频率  $\nu_i$  随气压增加而增大, 击穿时间  $\tau$  随气压增加而缩短; 在中高气压 (10—760 Torr) 下, 电离频率  $\nu_i$  随气压增加而减小, 击穿时间  $\tau$  随气压增加而增大. 粒子模拟结果表明: 在中低气压 (1—10 Torr) 下, 电离频率  $\nu_i$ 、击穿时间  $\tau$  与流体 GM 的 EEDF 类型关系不大, 由于粒子模拟考虑了低气压下次级电子倍增效应, 在局部低压环境下碰撞电离会促进次级电子倍增从而增加了平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$ , 而流体 GM 只能考虑整体电离特性, 因此流体 GM 计算得到的平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  随气压增加呈下降趋势, 而粒子模拟得到

的平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  随气压增加呈现出先增加再降低的现象; 在中高气压 (10—760 Torr) 下, 电离频率  $\nu_i$ 、击穿时间  $\tau$  与流体 GM 的 EEDF 类型有强相关性, Ar 气 ( $X = 6.5$ ), Xe 气 ( $X = 3.5$ ) 和 Ne 气 ( $X = 30$ ) 的流体 GM 结果与粒子模拟结果符合得较好, 平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  随气压增加呈下降趋势. 综上所述, 平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  与 EEDF 类型关系不大, 中低气压下 EEDF 类型对电离频率  $\nu_i$  和击穿时间  $\tau$  几乎没有影响, 而中高气压下 EEDF 类型对电离频率  $\nu_i$  和击穿时间  $\tau$  有重要影响, 需要利用粒子模拟结果对 EEDF 依赖系数  $X$  进行标定, 不同气体的 EEDF 依赖系数  $X$  不同. 这是由于不同气体的碰撞截面不同所致, 碰撞截面包括弹性碰撞截面、激发碰撞截面、电离碰撞截面等. 图 8 给出了 He 气粒子模拟和不同 EEDF 依赖系数下流体 GM 电离参数的对比结果. 从图 8 可以看出, 惰性气体中 He 气比较特殊, 其在不同气压环境下电离参数对 EEDF 类型均不敏感.

### 3.3 微波场强对电离参数的影响

设置微波频率  $f$  为 2.85 GHz, 使用自编 1D3V PIC-MCC 程序研究了 Ar 气环境下微波场强对电离参数的影响, 以及粒子模拟电离参数与流体 GM 电离参数对比中微波场强对流体 GM 的 EEDF 类型的影响.

图 9 给出了微波场强对 Ar 气电离参数的影响. 从图 9 可以看出: 在低气压 (0.1—1 Torr) 下, 微波场强  $E_{mw0}$  对电离频率  $\nu_i$  几乎没有影响, 平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  随微波场强  $E_{mw0}$  的增加而增大; 在中高气压 (1—760 Torr) 下, 电离频率  $\nu_i$  随微波场强  $E_{mw0}$  的增加而增大, 平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  随微波场强  $E_{mw0}$  的增加而增大. Nam 等<sup>[8]</sup> 发现, 微波频率

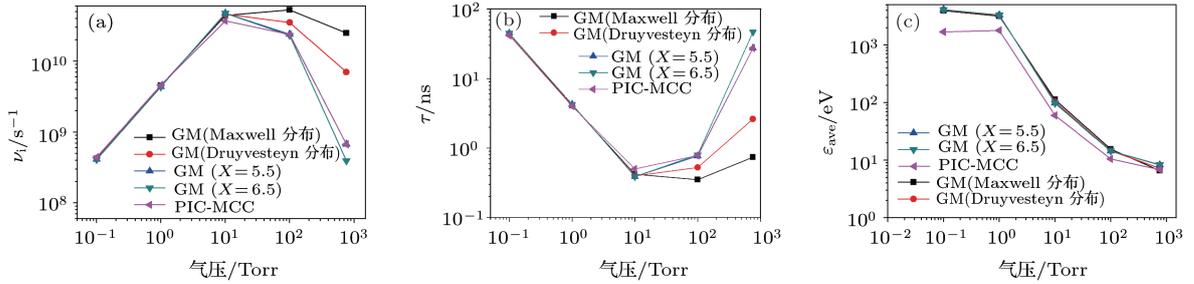


图5 (网刊彩色) Ar 气电离参数计算结果 (a) 电离频率  $\nu_i$ ; (b) 击穿时间  $\tau$ ; (c) 电离电子平均能量  $\varepsilon_{ave}$

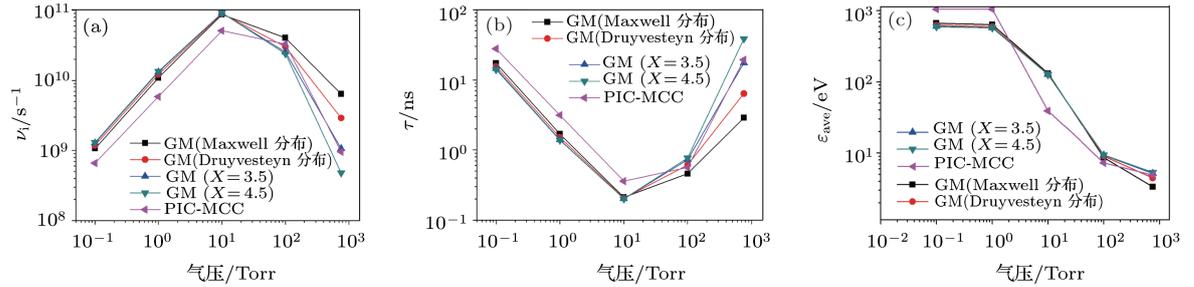


图6 (网刊彩色) Xe 气电离参数计算结果 (a) 电离频率  $\nu_i$ ; (b) 击穿时间  $\tau$ ; (c) 电离电子平均能量  $\varepsilon_{ave}$

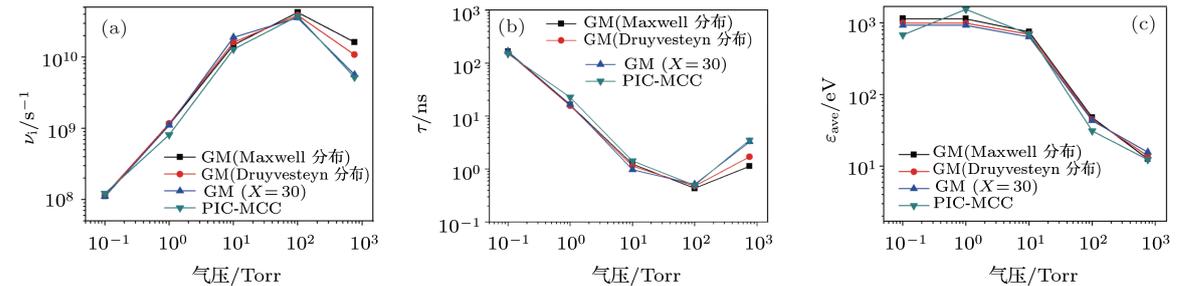


图7 (网刊彩色) Ne 气电离参数计算结果 (a) 电离频率  $\nu_i$ ; (b) 击穿时间  $\tau$ ; (c) 电离电子平均能量  $\varepsilon_{ave}$

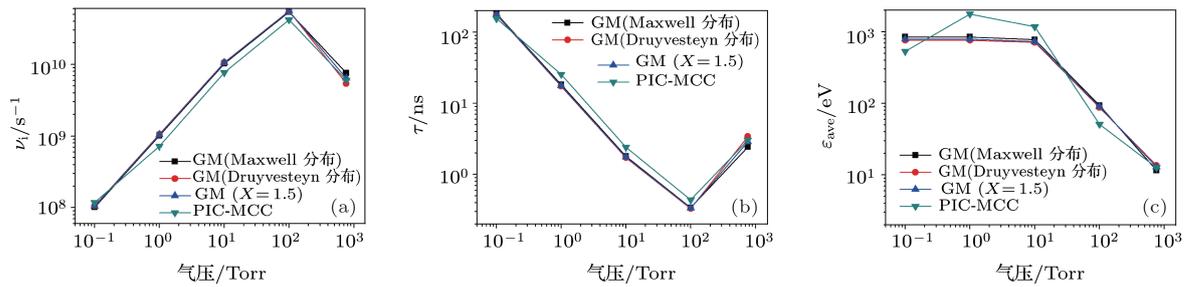


图8 (网刊彩色) He 气电离参数计算结果 (a) 电离频率  $\nu_i$ ; (b) 击穿时间  $\tau$ ; (c) 电离电子平均能量  $\varepsilon_{ave}$

$f$  会对 EEDF 类型产生影响. 我们通过细致的粒子模拟, 发现微波场强  $E_{mw0}$  对 EEDF 类型也有影响, EEDF 依赖系数  $X$  随着微波场强  $E_{mw0}$  的增加而增大.

文献 [6] 研究了高压、低压环境下电离参数的特性, 结果表明: 低压下, 击穿时间与气压的关系

与微波场强无关; 高压下, 有效场强同气压比值与气压同击穿时间之积的关系与微波场强无关. 但在更宽场强范围的研究表明, 文献 [6] 的结论具有局限性. 针对低压和高压情况, 图 10 和图 11 分别给出了更宽微波场强范围内电子数目和平均电子能量  $\varepsilon_{ave}$  随时间的演化关系. 由于 Ar 气电离碰撞截

面  $\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon)$  最大值对应的碰撞能量  $E_i$  约为 100 eV, 当碰撞能量  $E_i > 100$  eV 时电离碰撞截面  $\sigma_{\text{ion}}(\varepsilon)$  缓慢下降. 在高气压下, 平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  远小于 100 eV, 随着微波场强  $E_{\text{mw}0}$  的增加, 平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  增加, 电离频率  $\nu_i$  也随之增加, 这与文献 [6] 所得结果相同; 在低气压下, 平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  随着微波场强  $E_{\text{mw}0}$  的增加而增大 (从  $10^0$  eV 量级增加到  $10^3$  eV 量级), 电离频率  $\nu_i$  随微波场强  $E_{\text{mw}0}$  的

增加先增大到最大值 (其对应的平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  约为 100 eV), 平稳后面缓慢下降, 平稳段及缓慢下降段的特性与文献 [6] 所得结论相同. 在上述微波场强范围内, 高气压下, 放电状态均处于帕邢曲线左侧; 低气压下, 放电状态分处帕邢曲线两侧, 右侧区域电离参数的特性与文献 [6] 所得结果相同, 而文献 [6] 未提及左侧场强区域 (场强较低) 电离参数的特性.

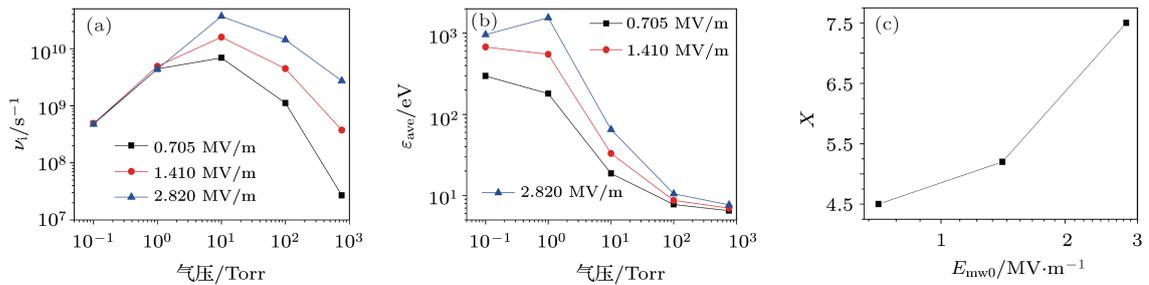


图9 (网刊彩色) 微波场强  $E_{\text{mw}0}$  对 Ar 气电离参数影响的粒子模拟结果 (a) 电离频率  $\nu_i$ ; (b) 平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$ ; (c) EEDF 依赖系数  $X$

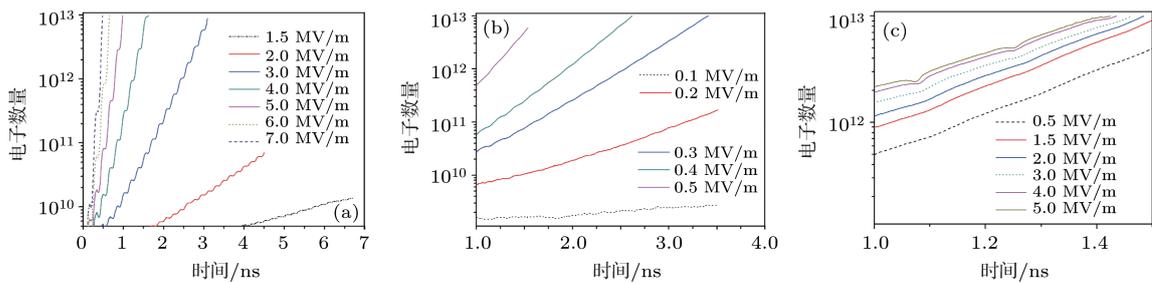


图10 (网刊彩色) 不同微波场强  $E_{\text{mw}0}$  下, 高压、低压环境中 Ar 气电子数目随时间的演化关系 (a) 气压为 760 Torr; (b) 气压为 1 Torr, 微波场强  $E_{\text{mw}0}$  较低; (c) 气压为 1 Torr, 微波场强  $E_{\text{mw}0}$  较高

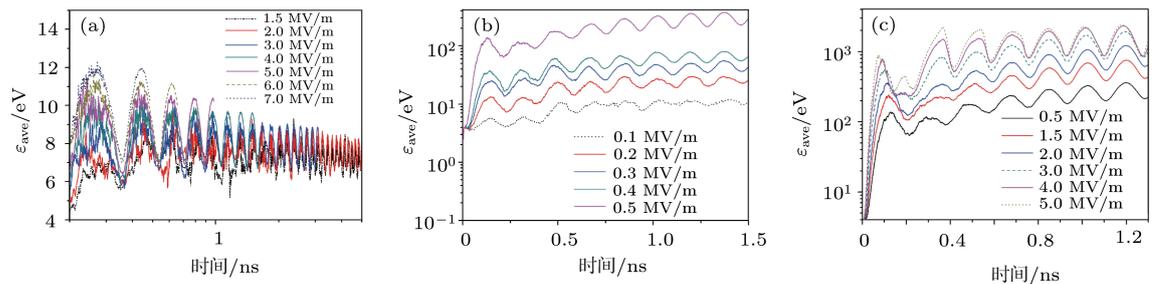


图11 (网刊彩色) 不同微波场强  $E_{\text{mw}0}$  下, 高压、低压环境中 Ar 气平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  随时间的演化关系 (a) 气压为 760 Torr; (b) 气压为 1 Torr, 微波场强  $E_{\text{mw}0}$  较低; (c) 气压为 1 Torr, 微波场强  $E_{\text{mw}0}$  较高

### 3.4 微波频率对电离参数的影响

设置微波场强幅值  $E_{\text{mw}0}$  为 2.82 MV/m, 使用自编 1D3V PIC-MCC 程序研究了 Ar 气环境下微波频率对电离参数的影响, 通过粒子模拟电离参数与流体 GM 电离参数两者的对比, 研究了微波频率对流体 GM 的 EEDF 类型的影响.

图 12 给出了微波频率对 Ar 气电离参数的影响. 从图 12 可以看出, 微波频率  $f$  对电离频率  $\nu_i$  几乎没有影响; 中低气压 (0.1—10 Torr) 下, 平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  随微波频率  $f$  的增加而降低, 这是由于高频场使得电子加速时间变短所致; 中高气压 (10—760 Torr) 下, 平均电子能量  $\varepsilon_{\text{ave}}$  几乎与微波频率  $f$  无关, 这是由于高气压下碰撞十分剧烈, 电

子自由程很短, 碰撞频率  $\nu_m$  远高于微波频率  $f$  所致. 粒子模拟结果同时表明, 微波频率  $f$  对 EEDF 类型有影响, EEDF 依赖系数随着微波频率  $f$  的增加而减小, 此结果与文献 [8] 所得结果相符.

文献 [6] 研究了高压、低压环境下电离参数的特性, 结果表明: 低压下, 击穿时间与气压的关系与微波频率无关; 高压下, 有效场强同气压比值与气压同击穿时间之积的关系与微波频率无关. 但在更宽频率范围的研究表明, 文献 [6] 的结论具有局限性. 针对低压和高压情况, 图 13 和图 14 分别给出了更宽微波频率范围下电子数目和平均电子能量  $\epsilon_{ave}$  随时间的演化关系. 由于 Ar 气电离碰撞截面  $\sigma_{ion}(\epsilon)$  最大值对应的碰撞能量  $E_i$  约为 100 eV,

当碰撞能量  $E_i > 100$  eV 时电离碰撞截面  $\sigma_{ion}(\epsilon)$  缓慢下降. 在高气压下, 平均电子能量  $\epsilon_{ave}$  远小于 100 eV, 但随着微波频率  $f$  的增加, 由于高气压下碰撞频率  $\nu_m$  远高于微波频率  $f$ , 平均电子能量  $\epsilon_{ave}$  并不会有效降低, 所以电离频率  $\nu_i$  基本不变, 这与文献 [6] 所得结论相同; 在低气压下, 平均电子能量  $\epsilon_{ave}$  随着微波频率  $f$  的增加而明显降低 (从  $10^2$  eV 量级降低到  $10^0$  eV 量级), 因此电离频率  $\nu_i$  随微波频率  $f$  的增加先缓慢增大到最大值 (与文献 [6] 所得结论相同, 其对应的平均电子能量  $\epsilon_{ave}$  约为 100 eV) 后迅速下降 (文献 [6] 未提及该频率范围内电离参数的特性).

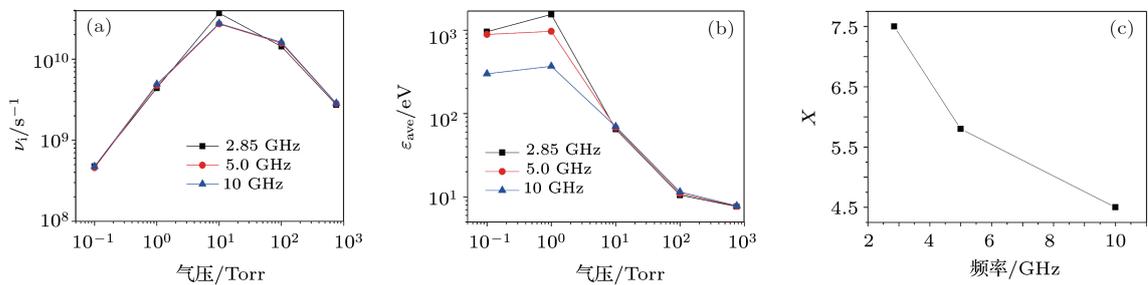


图 12 微波频率  $f$  对 Ar 气电离参数影响的粒子模拟结果 (a) 电离频率  $\nu_i$ ; (b) 平均电子能量  $\epsilon_{ave}$ ; (c) EEDF 依赖系数  $X$

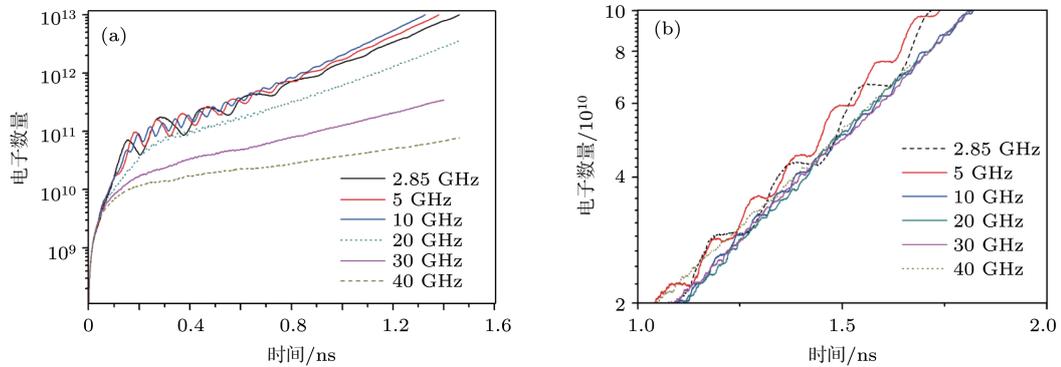


图 13 不同微波频率  $f$  下, 高压、低压环境中 Ar 气电子数目随时间的演化关系 (a) 1 Torr; (b) 760 Torr

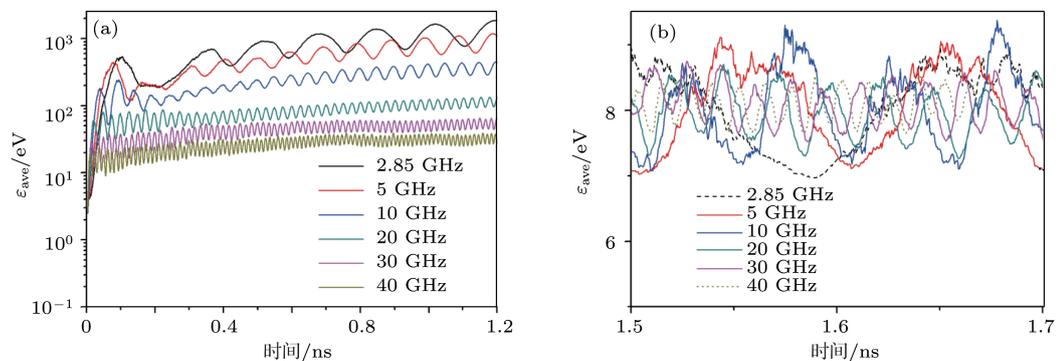


图 14 不同微波频率  $f$  下, 高压、低压环境中 Ar 气平均电子能量  $\epsilon_{ave}$  随时间的演化关系 (a) 1 Torr; (b) 760 Torr

## 4 结 论

本文介绍了利用粒子模拟手段为高功率微波介质沿面闪络击穿流体模型提供和确定相关电离参数的方法. 利用自编的1D3V PIC-MCC程序给出了流体模型电离参数(包括电离频率、击穿时间、平均电子能量、电子能量分布函数类型等)的粒子模拟确定结果, 分析了气压、微波场强和微波频率对电离参数的影响. 粒子模拟和GM关于电离参数的计算结果存在差别, 实质在于EEDF依赖系数 $X$ 是否准确选取和确定, 其物理根源在于GM计算需要事先知道EEDF依赖系数 $X$ , 而粒子模拟由于是基于第一性原理的计算, 因此可以通过大量宏粒子模拟得到相关电离参数, 也可以统计大量宏粒子从而直接得出EEDF依赖系数 $X$ . 数值研究结果表明: 平均电子能量与EEDF类型关系不大; 中低气压下, 电子能量接近Maxwell分布, EEDF类型对电离参数几乎没有影响; 中高气压下, EEDF类型对电离参数有重要影响, 其EEDF依赖系数 $X$ 趋于高阶形式; 不同气体的EEDF类型不同, 需要利用粒子模拟结果对EEDF类型进行标定; 同时, EEDF依赖系数 $X$ 与微波场强和微波频率均有关系,  $X$ 随微波场强增加而增大, 随微波频率增加而减小. 微波场强、微波频率、气体压强及电离碰撞截面对电离参数均有重要影响. 对于给定考察情况(微波场强在7 MV/m以下, 微波频率在40 GHz以内), 中低气压下, 平均电子能量随微波场强增加而迅速增大, 电离频率随场强增加先增加后降低, 而平均电子能量随微波频率增加而降低, 电离频率随微波频率增加先增大后降低; 高气压下, 平均电子能量随微波场强增加而缓慢增大, 电离频率随场强增加而增大, 而微波频率对平均电子能量和电离频率影响不大. 本文工作可为电磁场时域有限差分耦合流体模型方法研究高压、长脉冲下高功率微波电离击穿提供较为可靠的电离参数, 为后续将要开展的流体与粒子混合模拟工作提供相关数据支撑.

## 参考文献

- [1] Barker R J, Schamiloglu E 2001 *High-Power Microwaves Sources and Technologies* (New Jersey: IEEE Press) p-p325-375
- [2] Neuber A A, Edmiston G F, Krile J T, Krompholz H, Dickens J C, Kristiansen M 2007 *IEEE Trans. Magn.* **43** 496
- [3] Ford P J, Beeson S R, Krompholz H G, Neuber A A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073503
- [4] Kim H C, Verboncoeur J P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 123504
- [5] Kim H C, Verboncoeur J P 2007 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **14** 766
- [6] Kim H C, Verboncoeur J P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 123506
- [7] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 231502
- [8] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 151504
- [9] Nam S K, Lim C, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Plasmas* **16** 023501
- [10] Chang C, Liu G, Tang C, Chen C, Fang J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 055702
- [11] Cai L B, Wang J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3268 (in Chinese)[蔡利兵, 王建国 2009 物理学报 **58** 3268]
- [12] Hao X W, Zhang G J, Qiu S, Huang W H, Liu G Z 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 1403
- [13] Cheng G X, Liu L 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 1067
- [14] Dong Y, Dong Z W, Zhou Q H, Yang W Y, Zhou H J 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 2653 (in Chinese)[董焱, 董志伟, 周前红, 杨温渊, 周海京 2013 强激光与粒子束 **25** 2653]
- [15] Dong Y, Dong Z W, Yang W Y, Zhou Q H, Zhou H J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 197901 (in Chinese)[董焱, 董志伟, 杨温渊, 周前红, 周海京 2013 物理学报 **62** 197901]
- [16] Dong Y, Zhou Q H, Dong Z W, Yang W Y, Zhou H J, Sun H F 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 950 (in Chinese)[董焱, 周前红, 董志伟, 杨温渊, 周海京, 孙会芳 2013 强激光与粒子束 **25** 950]
- [17] Zhou Q H, Dong Z W 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 161504
- [18] Vaughan J R M 1993 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **40** 830

# Ionization parameters of high power microwave flashover on dielectric window surface calculated by particle-in-cell simulation for fluid modeling\*

Dong Ye<sup>†</sup> Dong Zhi-Wei Zhou Qian-Hong Yang Wen-Yuan Zhou Hai-Jing

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

( Received 28 October 2013; revised manuscript received 28 November 2013 )

## Abstract

The particle-in-cell (PIC) simulation method is used to get the reliable ionization parameters of high power microwave flashover and breakdown on dielectric surface for fluid modeling. Firstly, the PIC method is presented briefly, including dynamic equations, secondary emission and Monte-Carlo collision (MCC) between electron and gas atom. Secondly, the fluid global model (GM) is introduced including continuity and energy conservation functions. Finally, by using a 1D3V PIC-MCC code programmed by the authors, the ionization parameters are calculated under different microwave electric-field values, microwave frequencies, gas types and pressures for fluid modeling, including ionization frequency, breakdown delay time, average electron energy, electron energy distribution function (EEDF). The numerical results could be concluded as follows. Average electron energy is unrelated to EEDF type. At middle and low gas pressures, electron energy satisfies Maxwell distribution, and ionization parameters are unrelated to EEDF type. At middle and high gas pressures, ionization parameter is related to EEDF type, and the relevant coefficient  $X$  of EEDF tends to be of high order. Different gases have different EEDF types, and the relevant coefficient  $X$  of EEDF should be corrected by PIC simulation. The value of  $X$  is also related to microwave electric-field value and frequency, and its value increases with the increase of microwave electric-field value and the decrease of microwave frequency. In a fixed range (microwave electric-field value below 7 MV/m, and microwave frequency below 40 GHz), at middle and low gas pressures, the average electron energy increases with the increase of electric-field value and the decrease of microwave frequency rapidly, and the ionization frequency increases and then decreases with the increase of microwave electric-field value and frequency respectively; at high gas pressure, the average electron energy increases with the increase of electric-field value slowly, the ionization frequency increases with the increase of electric-field value, and the average electron energy and ionization frequency are unrelated to microwave frequency.

**Keywords:** high power microwave flashover on dielectric surface, particle-in-cell simulation, fluid model, electron energy distribution

**PACS:** 79.20.Hx, 52.80.Pi, 52.65.Rr, 52.65.Pp

**DOI:** [10.7498/aps.63.067901](https://doi.org/10.7498/aps.63.067901)

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11305015, 11105018, 11371067, 61201113), and the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2012B0402064, 2009B0402046).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [dongye0682@sina.com](mailto:dongye0682@sina.com)