

110 GHz 微波电离大气产生等离子体过程的理论研究*

周前红[†] 董志伟 陈京元

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2011年1月10日收到; 2011年7月27日收到修改稿)

将描述电磁波的 Maxwell 方程组和简化的等离子体流体方程组耦合数值求解, 对 110 GHz 微波电离大气产生等离子体的过程进行了理论研究. 研究发现: 在高气压下等离子体成丝状; 中等气压下等离子体先成丝状, 在向微波源移动的过程中逐渐向连续的等离子体区域过渡; 低气压下电离产生连续的等离子体区域. 不同气压下等离子体区域都向微波源方向移动. 初始电子数密度分布只影响放电初始阶段的等离子体区域形状, 不会影响成丝与否. 等离子体区域在垂直于电场方向和平行于电场方向的移动规律不同. 当电场平行于计算平面时, 由于沿着电场方向等离子体两端存在强场区, 等离子体区域被拉长, 在较低的气压下会出现等离子体丝阵.

关键词: 110 GHz 微波, 大气电离, 等离子体丝阵

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

1. 引言

随着脉冲功率技术水平的提高和高功率微波 (HPM) 器件输出功率及输出脉冲宽度的提高, HPM 的相关应用不断受到人们的关注, 如人造电离层、微波太阳能电站、微波等离子体推进等^[1,2]. 长期以来, 微波气体电离的研究主要集中在测量和计算不同的气压、微波频率、脉冲宽度下的气体击穿阈值^[1,3]. 直到最近, 随着实验精度的提高和快速成像技术的应用, 人们才开始研究微波电离气体形成等离子体的结构形状和运动过程^[4-9]. 2008年, 文献[7]详细研究了在一个大气压下, 110 GHz 微波气体击穿形成等离子体的成丝过程和丝阵 (filaments) 运动的规律. 实验发现, 在压强为 10^5 Pa 下, 等离子体丝阵之间的间距大约为 $\lambda/4$. 随后, 文献[8,9]在实验上进一步研究了不同气压 ($600-10^5$ Pa) 下微波气体击穿形成等离子体的形状和运动规律. 发现在高气压下等离子体区成丝状, 随着压强的降低, 等离子体区的丝阵逐渐过渡为片状, 在更低的气压下, 电离形成连续等离子体区域^[9]. 在不同气压下, 等离子体区都向微波源方向移动, 移动速度依赖于

微波功率和气体压力. 在理论上, 文献[10]首先对文献[7]的结果进行了解释. 为了简化, 文献[10]用一维模型研究了高气压 (10^5 Pa) 下氩气微波电离的成丝过程, 给出了垂直于电场方向等离子体的成丝过程. 随后, 文献[11-13]指出, 由于文献[10]使用了双极扩散, 导致计算得出的等离子体密度过高, 等离子体对微波反射也过高. 文献[11-13]使用修正了的扩散系数, 建立二维模型进一步研究高气压下微波电离大气形成等离子体区的过程, 并将垂直于电场方向和平行于电场方向等离子体运动的模拟结果与文献[10]的实验结果进行比较. 文献[10-13]主要对高气压的等离子体成丝进行了详细研究. 就我们所知, 至今还未对文献[8,9]有关中等气压和低气压的等离子体区域形状及运动过程进行过相关的理论研究.

本文主要对文献[7-9]近三年的实验结果进行理论分析, 首先使用一维模拟给出直观的物理图像, 再用二维模拟对不同气压下微波电离大气及等离子体区的形成过程和运动规律进行研究. 给出垂直于电场方向和平行于电场方向等离子体区移动差异的原因, 指出初始电子数密度分布对等离子体区结构的影响, 研究各相关参数 (微波电场强度、压

* 国家自然科学基金 (批准号: 11105018) 资助的课题.

[†] E-mail: zqh2002@gmail.com

强)的影响.

2. 理论模型

微波电离大气过程中,总电场应为外部高频微波场和电离过程中空间电荷分离产生的缓变场的叠加. 高频微波场对电子的加热及碰撞电离起决定作用,但带电粒子的迁移过程主要受缓变场的影响. 当等离子体的空间尺度远大于德拜长度 $\lambda_D = [\epsilon_0 k T_e / (e^2 n_e)]^{1/2}$ 时,电荷的空间分离效应可以用双极扩散系数 D_a 来考虑. 由于重粒子(中性粒子及离子)的质量远大于电子质量,故在电离过程中只需要考虑电子的输运. 电子数密度的连续性方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla n_e) + \nu_i n_e. \quad (1)$$

若扩散系数 D 和电离频率 ν_i 均为常数,则方程(1)有下列解析解:

$$n_e = A t^{-3/2} \exp\left(\nu_i t - \frac{r^2}{4Dt}\right). \quad (2)$$

对于给定时刻,(2)式电子数密度为高斯分布. 等离子体区前沿移动速度为

$$v = 2 \sqrt{D\nu_i},$$

等离子体区前沿的特征密度梯度标长为^[11]

$$L = \sqrt{D/\nu_i}.$$

若 $L \gg \lambda_D$,则电子扩散应采用双极系数,即(1)式中 $D = D_a$. 对于等离子体区域边缘附近,由于电子数密度很低,电荷分离产生的空间电场对电子运动的影响远小于电子的热运动,因此密度梯度标长 $L \ll \lambda_D$,电子扩散应采用自由扩散系数,即 $D = D_e$. 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,可以使用下列公式计算扩散系数^[11-13]:

$$D = \frac{\alpha D_e + D_a}{1 + \alpha}, \quad (3)$$

其中

$$\alpha = \lambda_D^2 / L^2.$$

由(3)式可知,当 $\alpha \gg 1$ 时,电子扩散为自由扩散;当 $\alpha \ll 1$ 时,电子扩散为双极扩散.

微波在大气等离子体中的传播可用 Maxwell 方程组描述,即

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

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

其中 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 分别为电场强度和磁场强度, \mathbf{J} 为等离子体中的电流密度. 由电子运动方程

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

得到 \mathbf{J} 的控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nu_c \mathbf{J} = \epsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E}, \quad (6)$$

其中 ν_c 为电子与中性粒子的碰撞频率, $\omega_{pe} = [n_e e^2 / (m_e \epsilon_0)]^{1/2}$ 为等离子体频率. 考虑两体粘附的电子数密度方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla n_e) + (\nu_i - \nu_a) n_e. \quad (7)$$

相对于电离频率 ν_i ,其他等离子体反应参数对电场的依赖较弱,为了使计算简化,在此不考虑电场变化对等离子体各反应参数(除电离频率)的影响. 在计算中使用的各参数选取如下^[14-16]: $\nu_c = \nu_{c0} p / p_0$ (其中 $\nu_{c0} = 4.4 \times 10^7$ Hz, $p_0 = 1$ Pa), 两体粘附频率 $\nu_a = \nu_{a0} p / p_0$ (其中 $\nu_{a0} = 450$ Hz), $\nu_i = \nu_a (E_{rms} / E_{cr})^{5.33}$ (此公式在 $E_{rms} \leq 3E_{cr}$ 时与实验曲线符合很好^[15]), E_{rms} 为均方根电场强度, E_{cr} 为微波击穿($\nu_i = \nu_a$)的场强阈值, $D_e = D_{e0} p_0 / p$ (其中 $D_{e0} = 4000$ m²/s), $D_a = D_e / 200$.

本文将使用直接积分有限时域差分法^[17]对 Maxwell 方程组(4),(5)及电流密度控制方程(6)进行求解,微波使用完全匹配层吸收边界. 对于所研究的问题,微波的特征时间尺度(周期) $t_w \approx 9.1 \times 10^{-3}$ ns,而等离子体密度变化的最快特征时间尺度 $t_e = 1/\nu_i \approx 1$ ns. 等离子体密度变化的空间特征长度 $L \approx 10$ μ m,微波的空间变化的特征长度 $\lambda \approx 2.73$ mm. 可以发现:在时间尺度上,等离子体高于微波约两个数量级;而在空间尺度上,微波高于等离子体两个数量级. 因此,为了节约计算资源,二维电子数密度空间网格步长取为 3 μ m,微波空间步长取为等离子体的 7 倍. 首先根据电子数密度分布,对方程(4)–(6)迭代半个微波周期,再根据方程(7)求解电子数密度(即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

3.1. 压强和微波电场强度对等离子体区域形状的影响

为了给出简明的物理图像,首先假设微波为沿

z 正方向传播的一维平面波,取初始密度分布为最大值等于 10^7 cm^{-3} 的高斯分布,高斯分布的半径(密度降为最大值的 $1/e$)为 $50 \mu\text{m}$,初始等离子体区域位于计算区域的右端(z 较大值处). 令入射微波的无量纲电场强度为 $E^* = E_{\text{rms}}/E_{\text{cr}}$. 图 1 给出入射场强 $E^* = 2$ 时,不同时刻和压强下的 E^* 及 n_e 的空间分布. 从图 1(a), (b) 可以看出,当 $p = 10^5 \text{ Pa}$ 时,微波电离形成的等离子体区域为丝状. 成丝的原因如下:由于大气中初始种子电子数较少,其分布具有随机性,在种子电子存在的区域首先

发生雪崩电离,当电子数密度增大到一定值时,电离形成的等离子体丝会反射微波而在等离子体区上游 $(2n + 1)\lambda/4$ 处形成强场区,如图 1(a) 所示. 电子的扩散首先在等离子体上游 $\lambda/4$ 附近形成足够的种子电子,在其他强场区还没有足够的种子电子时, $\lambda/4$ 处已经形成一个新的等离子体丝. 如此反复,在靠近微波源方向不断有新的等离子体丝出现. 由于第一个等离子体丝的反射和吸收,微波传到下游丝阵处的场强很弱(低于击穿阈值),因此下游的丝阵等离子体密度不断降低. 当碰撞

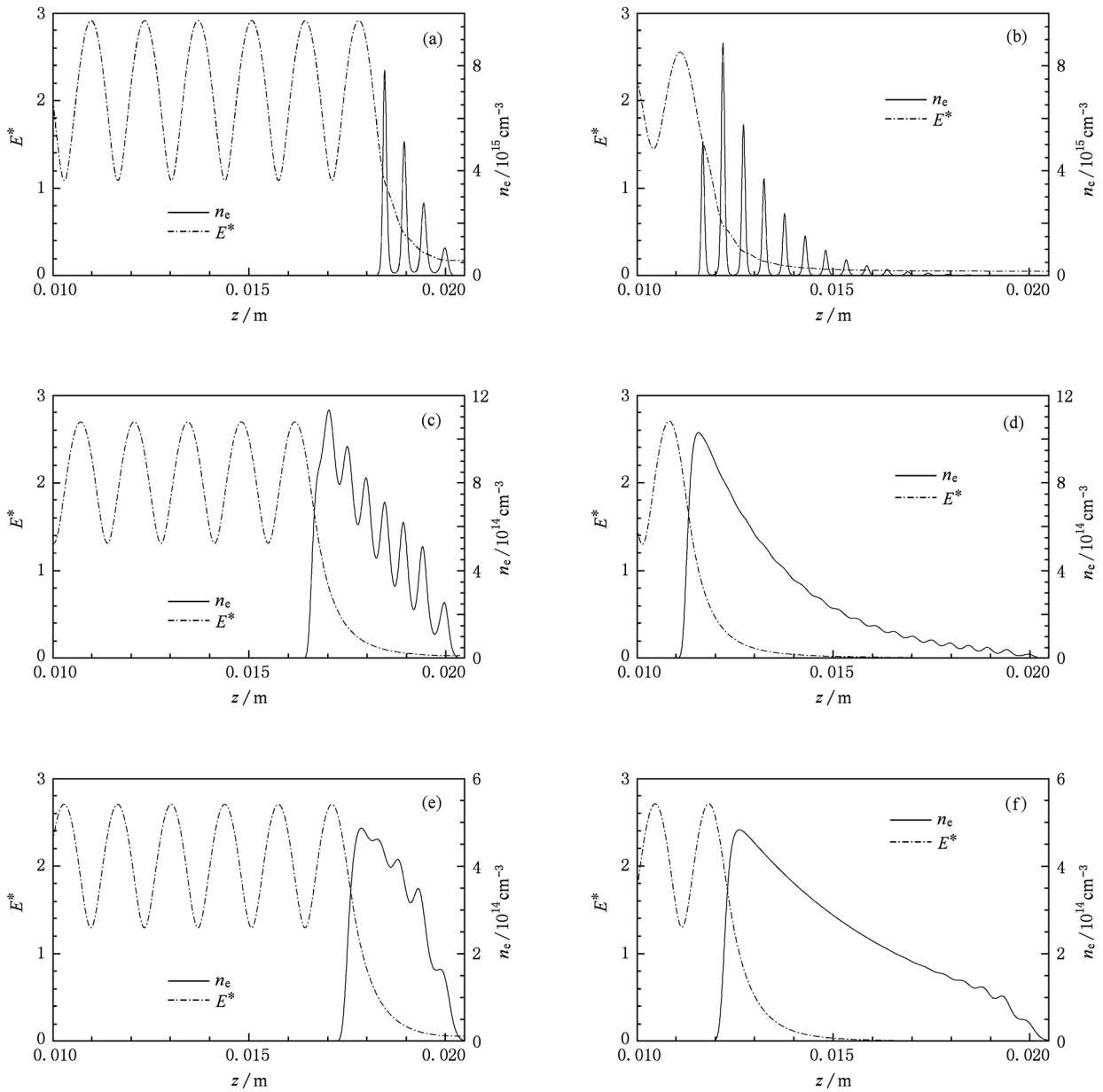


图 1 不同时刻和不同压强下的无量纲微波场强 E^* 及电子数密度 n_e 的空间分布 (a) $p = 10^5 \text{ Pa}, t = 40 \text{ ns}$; (b) $p = 10^5 \text{ Pa}, t = 155 \text{ ns}$; (c) $p = 5.3 \times 10^4 \text{ Pa}, t = 80 \text{ ns}$; (d) $p = 5.3 \times 10^4 \text{ Pa}, t = 180 \text{ ns}$; (e) $p = 2.7 \times 10^4 \text{ Pa}, t = 80 \text{ ns}$; (f) $p = 2.7 \times 10^4 \text{ Pa}, t = 180 \text{ ns}$

频率一定时, 等离子体对微波的反射取决于等离子体的密度和密度梯度, 因此在第一个等离子体丝密度未达到最大值时反射较小, 这可以从图 1 (a), (b) 的比较看出. 由于图 1(b) 的第一个等离子体丝的密度较小, 其上游反射的微波弱于图 1 (a) 中的情况.

从图 1(c) 可以发现, 对于压强 $p = 5.3 \times 10^4$ Pa, 在微波照射的初始阶段, 等离子体的形成过程和 $p = 10^5$ Pa 基本相同, 只是丝之间的等离子体密度与丝阵的最大等离子体密度差距较小. 随着时间的推移, 等离子体丝阵开始向连续的等离子体区域过渡, 如图 1(d) 所示. 其原因如下: 等离子体是否成丝是微波碰撞电离与等离子体扩散竞争的结果. 在距等离子体区前沿 $\lambda/4$ 的区域内, 电离频率随 z 的增加而单调减小, 但电子数密度单调增加, 微波电离的效果是在 $\lambda/4$ 附近形成等离子体丝, 而扩散作用使密度梯度减小, 抵消了这种效果. 另外, 扩散造成的密度梯度减小也会减少微波的反射, 使电场振幅的最大值与最小值差距减小, 有利于形成连续的等离子体区域. 所以在 $p = 10^5$ Pa 时, 由于扩散系数小, 等离子体一直维持丝阵向前传播, 而在 $p = 5.3 \times 10^4$ Pa 时, 扩散系数较大, 等离子体区从丝阵过渡到连续的等离子体区域. 对于压强 $p = 2.7 \times 10^4$ Pa, 丝阵经历的时间更短, 也更不明显, 很快就过渡到连续的等离子体区域, 如图 1(e), (f) 所示.

表 1 给出了不同压强和不同微波场强下的计算结果, 其中 W 为等离子体丝密度曲线分布的半高宽, d 为等离子体丝阵的间距, v_{sim} 为模拟得到的等

离子体区前沿移动速度, $v_{cal} = 2 \sqrt{D_e \nu_{i,max}}$ ($\nu_{i,max}$ 为波腹位置处的电离频率), n_{emax} 为等离子体的最大密度, R 为反射场强振幅与入射场强振幅的比值. 从表 1 可知, 随着压强减小, 等离子体能达到的最大密度减小. 这是由于等离子体所能达到的最大电子数密度取决于微波在等离子体中的传播特性, 而传播特性又取决于等离子体介电常数. 当碰撞频率较小时, 随着等离子体密度的变化, 等离子体的介电常数 ϵ 的变化加快,

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_c^2} - i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu_c^2} \frac{\nu_c}{\omega}. \quad (8)$$

从表 1 可以看出, 半高宽 W 随压强的减小而增加. 这是因为扩散系数反比于压强, 随着压强的减小, 等离子体丝阵的密度梯度减小. 另外, 在相同的无量纲微波场强下, 压强越高等离子体越容易成丝, 等离子体丝间距越大. 对于同样的压强, 微波场强越强, 等离子体越容易成丝, 场强减弱后等离子体易形成连续区域. 等离子体反射系数随着压强的减小先减小后增加, 如图 2 所示. 从图 2 还可以看出, 使用 v_{cal} 计算得到的等离子体区域移动速度在未成丝时与模拟结果 v_{sim} 符合很好, 说明等离子体区域移动速度主要取决于等离子体前沿的场强 (即第一个 $\lambda/4$ 位置的场强) 和扩散系数, 也说明等离子体区域移动主要依赖于电子自由扩散 (而不是文献 [8] 中的双极扩散); 但在成丝时 v_{cal} 计算值明显大于模拟结果, 其原因是成丝时等离子体第一个丝密度不断变化, 因此等离子体对微波的反射不断变化, 等离子体区前沿的电离频率 ν_i 时间平均值要小于 $\nu_{i,max}$.

表 1 $E^* = 2$ 及 $E^* = 3$ 时不同压强下的一维计算结果

E^*	$p/10^4$ Pa	$n_{emax}/10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$W/\mu\text{m}$	$v_{sim}/\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$	d/mm	R	$v_{cal}/\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$
3	10	34.6	41.4	211	0.569	0.61	251
	5.3	10.1	61.5	192	0.526	0.57	236
	4	5.34	88.4	190	0.495	0.48	200
	2.7	8.4	238	194	0.445	0.50	209
	1.3	4.5	未成丝	223	未成丝	0.54	225
	0.66	3.3	未成丝	270	未成丝	0.67	277
2	10	9.6	94.6	55.2	0.523	0.47	67.2
	5.3	1.02	405	53.1	0.500	0.36	54.1
	4	0.73	未成丝	52.5	未成丝	0.35	53.3
	2.7	0.48	未成丝	52.5	未成丝	0.35	53.9
	1.3	0.3	未成丝	57.4	未成丝	0.42	61.3

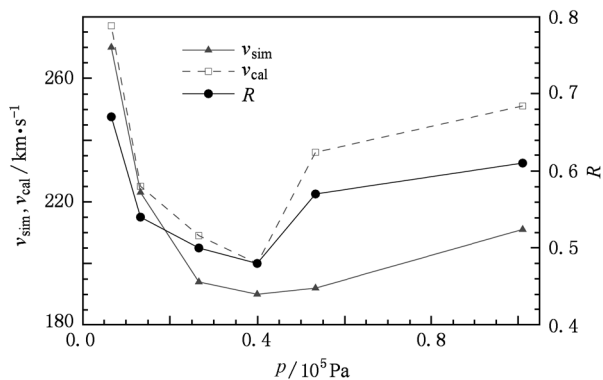


图2 $E^* = 3$ 时, 等离子体区前沿运动速度的模拟值 v_{sim} 、计算值 v_{cal} 及最大反射系数 R 随压强 p 的变化

3.2. 初始电子数密度分布对等离子体区域形状的影响

下面讨论初始电子数密度对等离子体区域形状的影响. 在文献[10,11]中, 认为初始种子电子只位于很小的区域(高斯分布半径为 $50 \mu\text{m}$), 并没有给出初始电子数存在于一个较大的连续区域(在有放射性引进种子源时为这种情况), 或者同时有几个种子电子源的情况. 在此将主要讨论 $p = 10^5 \text{ Pa}$,

入射场强 $E^* = 2$ 的情况. 首先讨论初始电子高斯分布半径为 2 mm 的情况. 如图 3(a) 所示, 在放电开始时, 整个区域的电子数密度都按指数增长, 但当电子数密度增加到一定程度后, 由于靠近微波源方向的等离子体的反射、吸收, 微波进入等离子体后在空间上很快衰减, 位于下游的等离子体密度开始减小. 而等离子体区上游前沿的等离子体密度不断增加, 梯度也不断增大. 当 $p = 10^5 \text{ Pa}$ 时, 随着时间的推移等离子体从连续区向丝阵过渡, 如图 3(b), (c) 所示.

对于初始种子电子源离散分布的情况, 在此假定初始时刻 $z = 0.016, 0.018, 0.02 \text{ m}$ 处均有高斯半径为 $50 \mu\text{m}$ 的电子数分布. 如图 4(a) 所示, 在初始阶段, 三个等离子体源密度几乎以相同的速度增长. 当增加到一定密度时, 由于 $z = 0.016 \text{ m}$ 处等离子体丝的反射和吸收, 到达第二个、第三个等离子体源的微波能量逐渐减弱, 于是下游两个等离子体丝密度增长不断减缓, 直至停止增长, 然后减小, 如图 4(b) 所示. 此后第一个等离子体丝的演化规律与单种子电子源情形完全相同, 如图 4(c) 所示. 对于 $p = 5.3 \times 10^4 \text{ Pa}$ 及 $p = 2.7 \times 10^4 \text{ Pa}$, 如果初始电

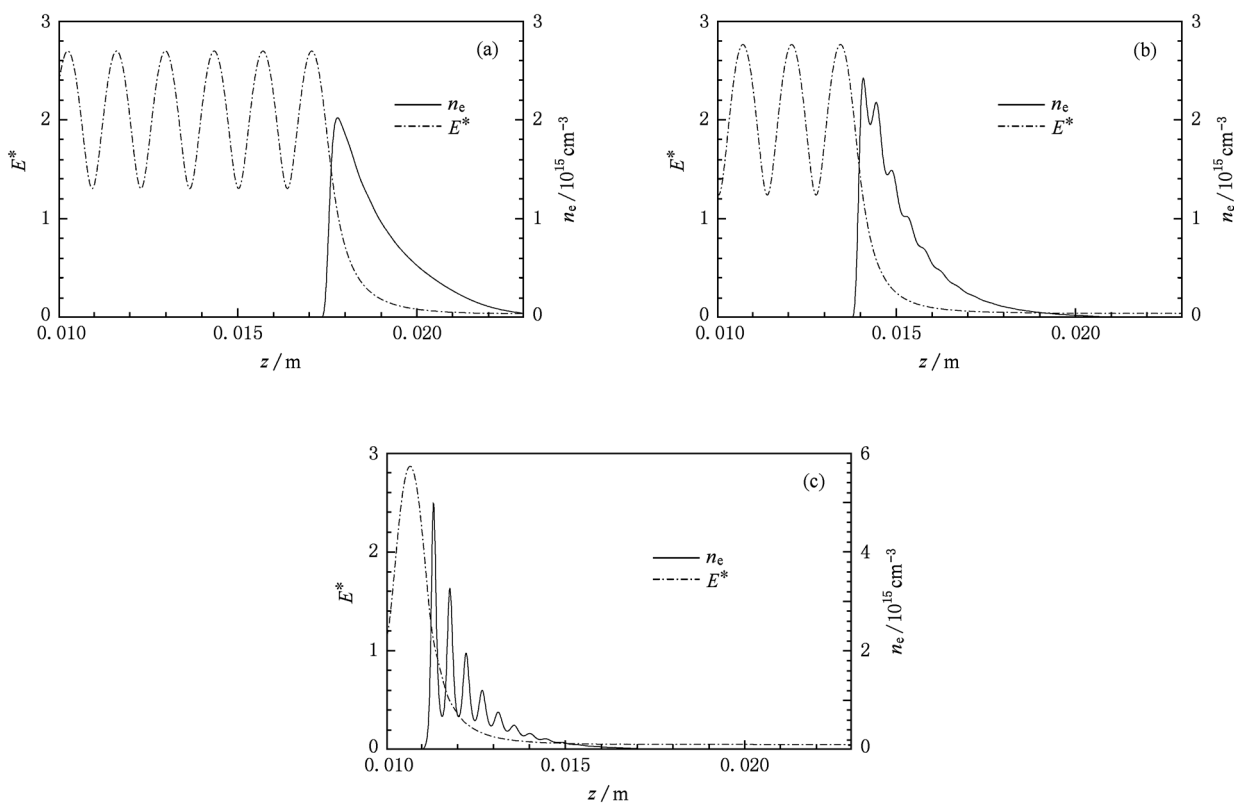


图3 初始电子分布为 $n_e = 10^7 \exp(-(z - 0.024)^2 / 0.002^2)$ 情形下, 不同时刻的电子数密度分布 (a) $t = 40 \text{ ns}$, (b) $t = 100 \text{ ns}$, (c) $t = 150 \text{ ns}$

子数密度是半径为 2 mm 的高斯分布,则等离子体区不会成丝;若有多个分布的高斯半径为 50 μm 的

初始电子源,第一个等离子体源的运动规律与单电子源相同,下游的等离子体源密度先增加后减小.

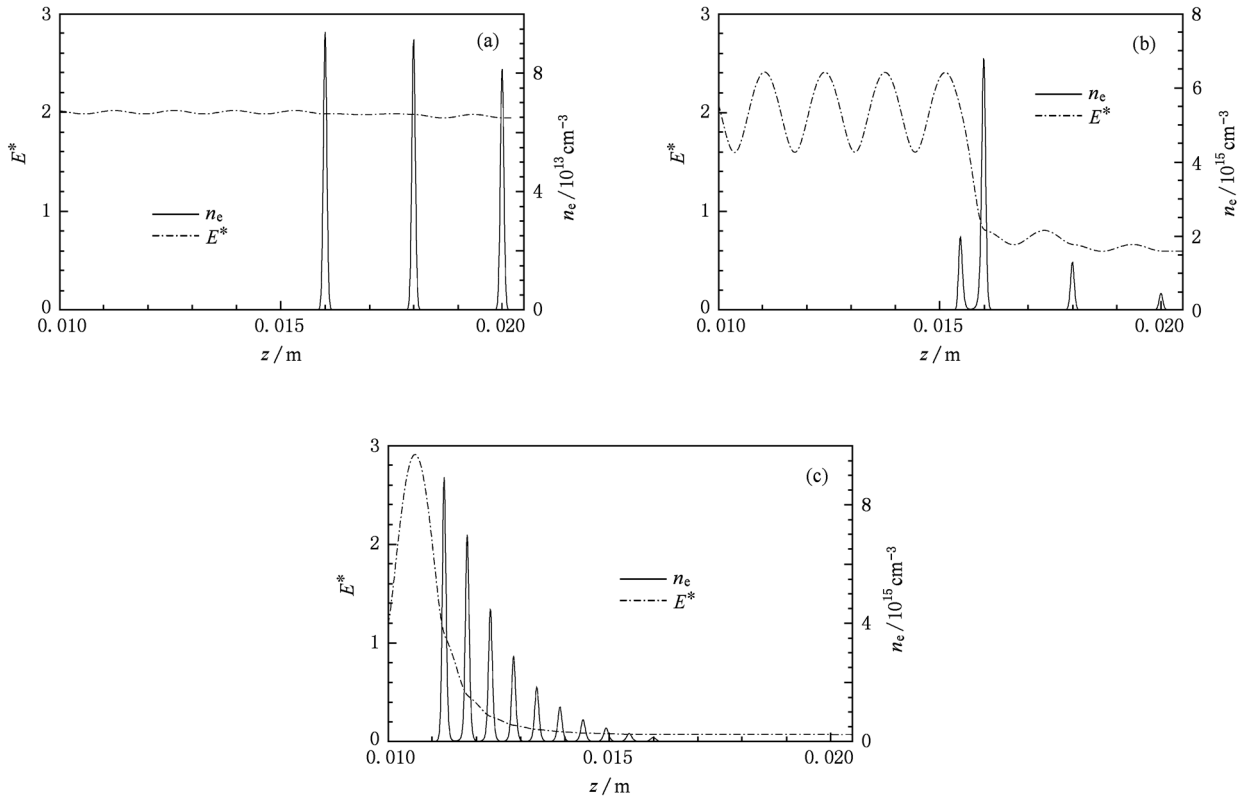


图 4 在 $z=0.016, 0.018, 0.02$ m 处同时有半径为 50 μm 的初始电子分布时,不同时刻的等离子体密度分布 (a) $t=10$ ns, (b) $t=20$ ns, (c) $t=100$ ns

虽然一维模拟比较简单,无法给出文献[7—9]中平行于电场平面的实验结果,但是可以得到较为直观的物理现象. 将模拟结果与实验结果对比可以发现,在实际的微波大气电离实验中,初始电子数密度分布不可能是很大的连续区域,否则就会出现高压下等离子体先为单个较大连续区域后过渡为丝状. 从目前的理论分析与实验结果对比可知,微波气体放电的种子源可以是一个,也可以是若干个较分散的种子源.

4. 二维模拟结果

从实验结果可以发现,对于平行于电场方向与垂直于电场方向,等离子体区域移动的行为有很大不同. 因此要全面分析实验现象,必须采用二维或三维模拟. 通过研究发现,二维模拟可以很好解释平行于电场方向与垂直于电场方向等离子体区移动的差异. 三维模拟虽然在程序实现上没有大的困难,但目前的

小型工作站很难满足其内存和计算速度的要求. 下面用二维模拟分别讨论电场垂直于计算平面(H 平面)及电场平行于计算平面(E 平面)的结果.

4.1. H 平面

在此取电场偏振方向为 x 方向,计算平面位于 $y-z$ 平面. 微波沿 z 方向传播,在入射边界为平面波. 入射微波的无量纲场强 $E^* = 2$. 图 5 所示为 $p=2.7 \times 10^4$ Pa 时的电子数密度分布和无量纲场强 E^* (正比于振幅)的分布. 从图 5(a), (c), (e) 可以发现,与一维的情形相同,由于初始电子数密度分布区域较小,等离子体先成丝,等离子体在向微波源移动的过程中丝阵会向连续的等离子体区域过渡. 由于等离子体对微波的散射(反射),电场强度最大值分布为距离等离子体区前沿大约 $\lambda/4$ 的弧形区域,而在等离子体区域及其后,由于被等离子体反射和吸收,微波强度迅速减小. 基本的物理图像和一维模拟结果一致.

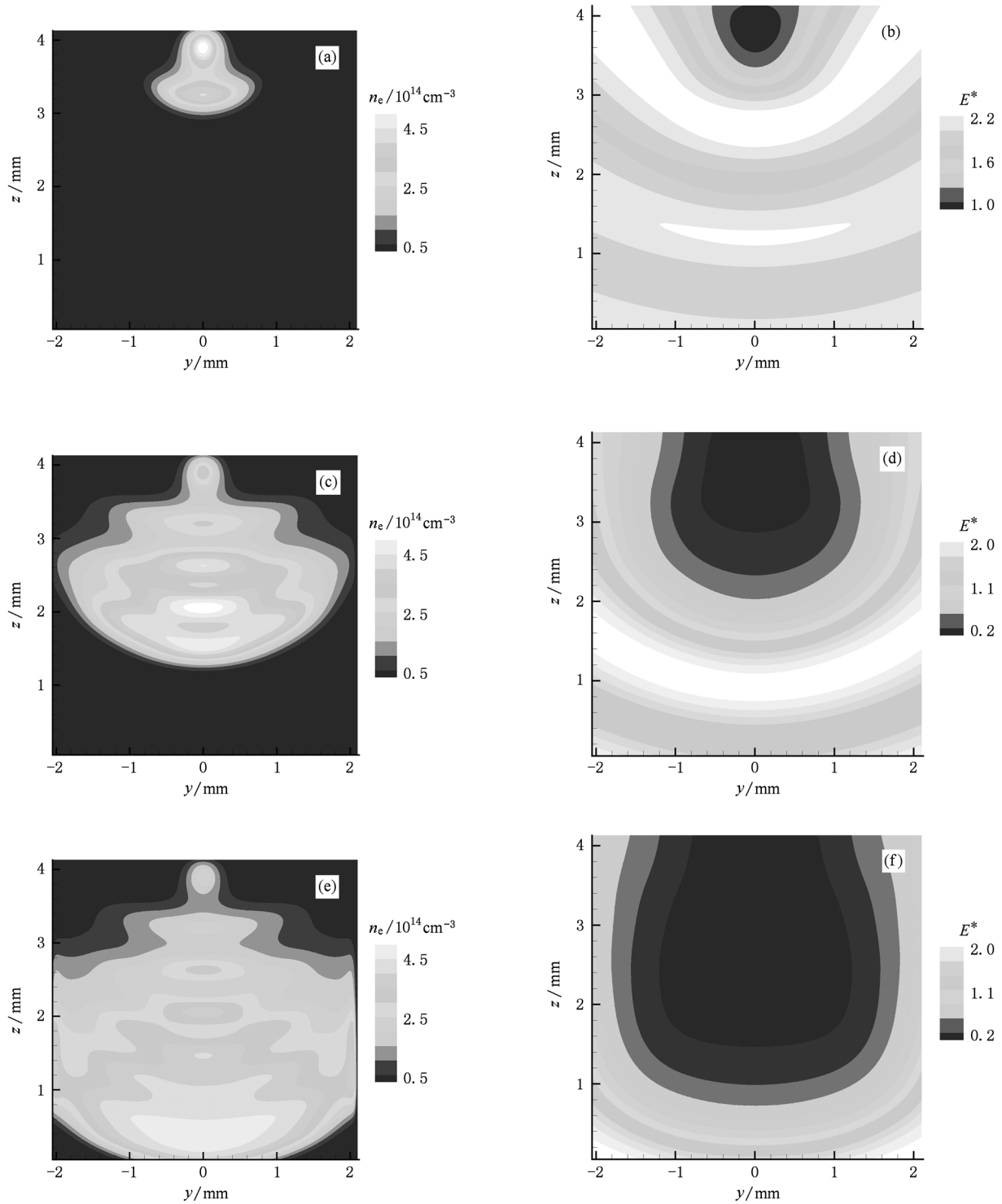


图5 $p = 2.7 \times 10^4$ Pa 时, 初始电子数高斯分布半径为 $50 \mu\text{m}$ 情况下不同时刻的电子数密度 n_e 及无量纲场强 E^* 分布 (a) $n_e, t = 60$ ns; (b) $E^*, t = 60$ ns; (c) $n_e, t = 100$ ns; (d) $E^*, t = 100$ ns; (e) $n_e, t = 129$ ns; (f) $E^*, t = 129$ ns

图6 给出 $p = 10^5$ Pa 时初始电子数密度分布不同的等离子体密度演化. 从图6(a), (c), (e) 可以发现, 当初始电子数密度分布区域远小于波长时, 等离子体丝阵一直保持向微波源方向运动. 成丝的

原因和一维相同, 只是在二维模拟中, 由于等离子体对微波的散射(反射)强度随方向变化, 等离子体丝阵向微波源移动的过程中也会在 y 方向扩展形成新的等离子体丝, 丝数目在 y 方向增多, 如图6(e)

所示. 模拟结果与实验符合. 对于初始电子数密度分布半径和波长同量级的情形, 等离子体区域在放电的初始阶段不会成丝, 如图 6 (b) 所示. 但随着时间的推移, 连续的等离子体区域过渡为等离子体丝阵, 如图 6 (d), (f) 所示. 从图 6 可以发现, 初始电子数密度分布区域较大时, 等离子体向微波源的移

动速度也较大. 这是因为初始阶段较大的等离子体区域, 通过扩散作用使得具有种子电子的区域进一步扩大, 这将有利于等离子体密度的倍增. $p = 10^5$ Pa 时电场强度振幅最大值的分布和 $p = 2.7 \times 10^4$ Pa 时的情形相同, 位于距离等离子体区 $\lambda/4$ 的弧形区域, 这里就不再给出分布图.

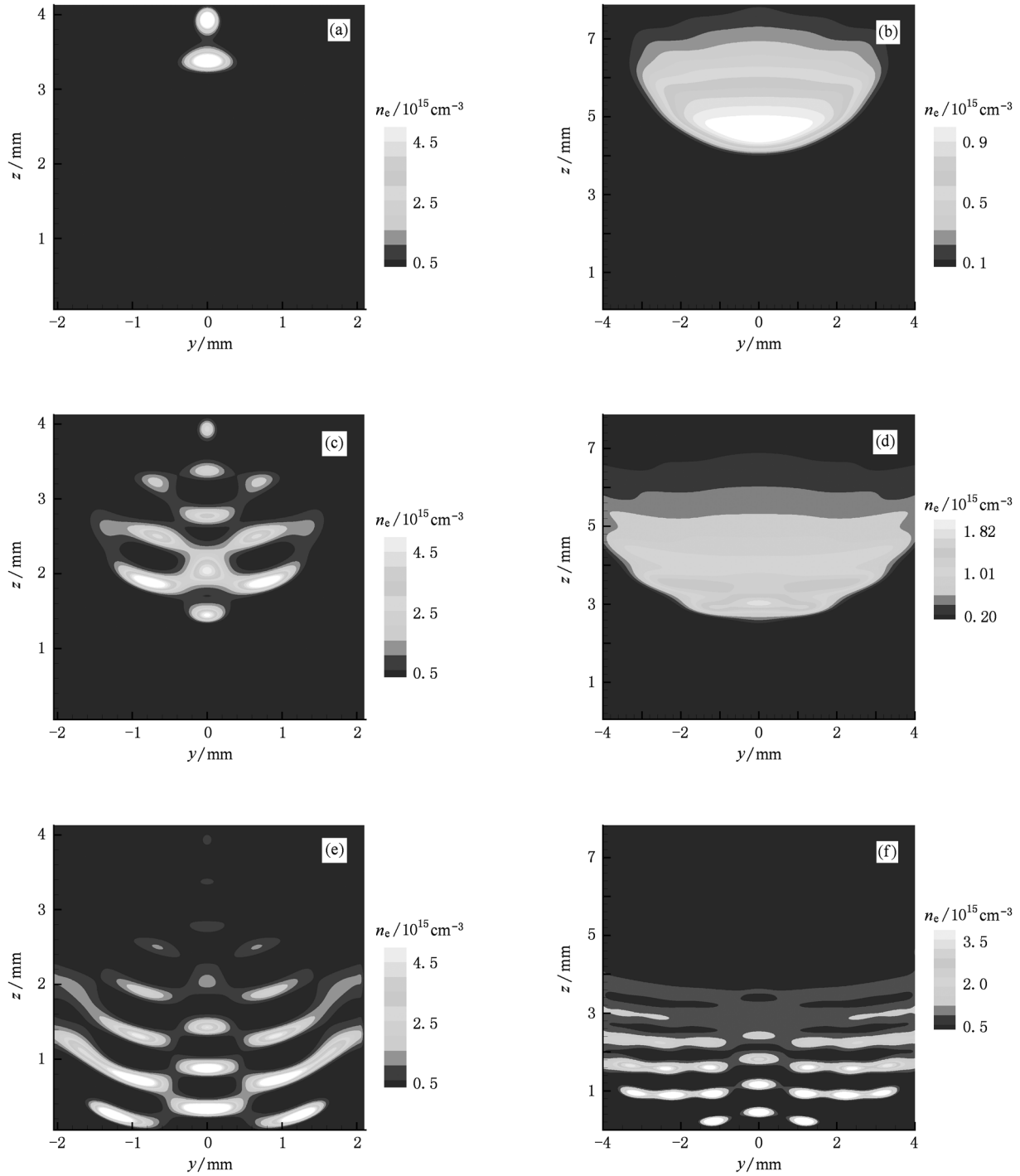


图 6 $p = 10^5$ Pa 时, 初始电子数高斯分布半径为 $50 \mu\text{m}$ 和 0.5 mm 情况下等离子体区域随时间的变化 (a) $50 \mu\text{m}, t = 30 \text{ ns}$; (b) $0.5 \text{ mm}, t = 20 \text{ ns}$; (c) $50 \mu\text{m}, t = 65 \text{ ns}$; (d) $0.5 \text{ mm}, t = 35 \text{ ns}$; (e) $50 \mu\text{m}, t = 95 \text{ ns}$; (f) $0.5 \text{ mm}, t = 50 \text{ ns}$

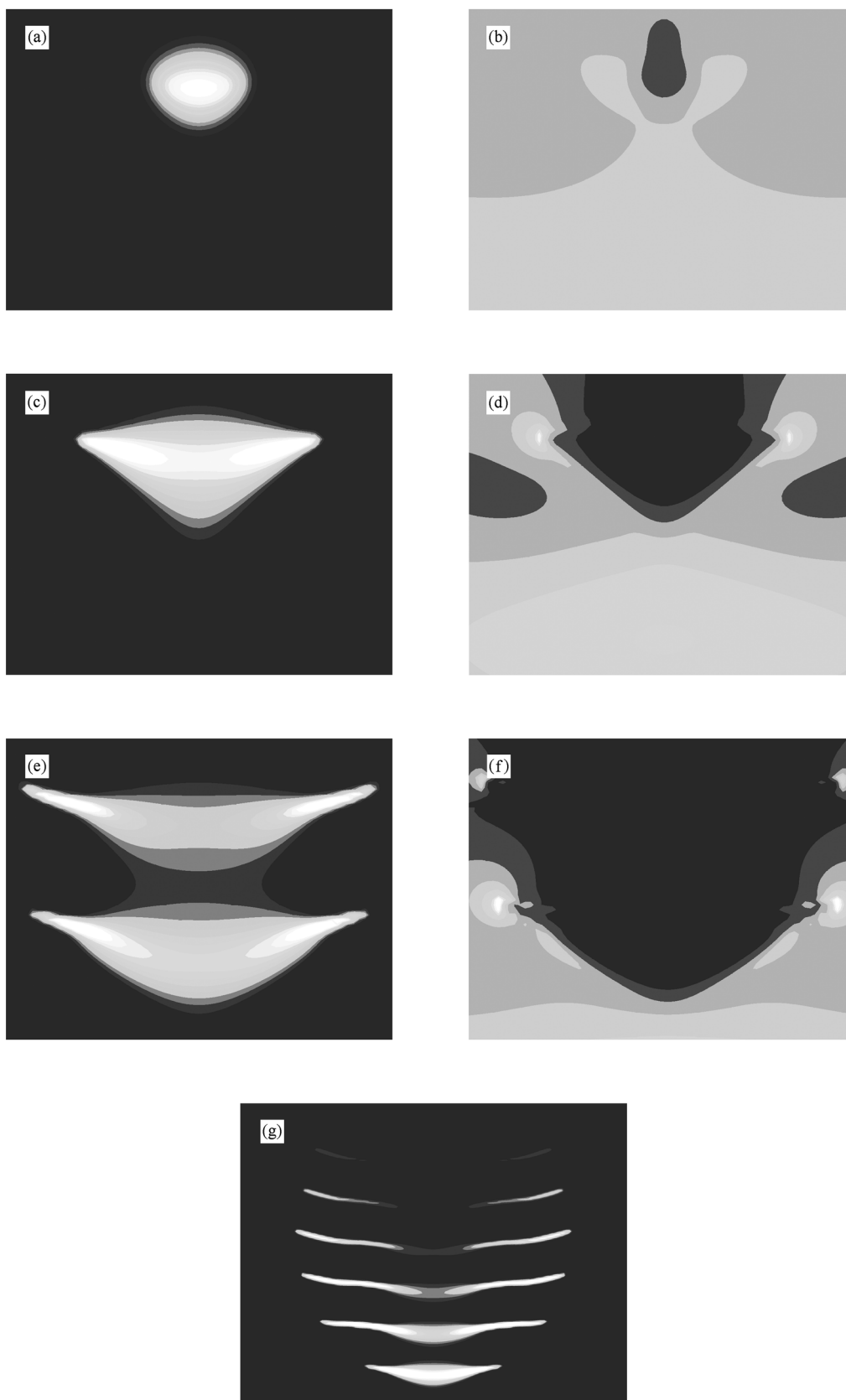


图7 $p = 10^5$ Pa 时,初始电子数高斯分布半径为 $50 \mu\text{m}$ 情况下电子数密度 n_e 及无量纲电场强度 E^* 随时间的变化 (a) $n_e, t = 40$ ns; (b) $E^*, t = 40$ ns; (c) $n_e, t = 50$ ns; (d) $E^*, t = 50$ ns; (e) $n_e, t = 65$ ns; (f) $E^*, t = 65$ ns; (g) $n_e, t = 176$ ns

4.2. E 平面

在一维模拟中无法研究平行于电场方向等离子体的运动. 在这里电场偏振方向位于 y - z 平面, 和计算平面相同. 微波沿 z 方向传播, 微波在入射边界为平面波, 电场在入射边界只有 y 方向分量. 初始电子数密度取半径为 $50 \mu\text{m}$ 的高斯分布. 在此, 为了和实验参数更接近, 选择入射微波场强 $E^* = 1.6$, 压强先取 $p = 10^5 \text{ Pa}$. 图 7 所示为电子数密度分布和无量纲场强分布. 由于微波的照射, 等离子体密度不断增加. 当等离子体密度达到一定值时, 由 (8) 式可知, 等离子体的介电常数与周围环境差别增大. 由于等离子体区域远小于微波波长, 等离子体区域沿电场方向的两边出现强场区, 因此等离子体沿着电场方向被拉长. 这种现象被称为微波流柱 (microwave streamer), 文献 [4, 6, 18] 对微波等离子体流柱现象进行过大量的研究, 文献 [19—21] 中也有微波流柱的相关研究. 从图 7 可以发现, 等离子体区沿着电场方向移动很快, 这与垂直于电场方向的情形不同. 其主要原因有以下两个方面: 一是沿着电场方向的强场区距等离子体密度最大的位置很近, 强场区的电子数密度较大; 二是随着等离子体沿电场拉长, 强场区的场强可达入射场强的数倍, 远大于垂直于电场方向的波腹场强. 等离子体

在拉长的过程中, 沿电场方向等离子体区域的两端始终保持较强的场强, 直到在等离子体区上游约 $\lambda/4$ 处出现新的等离子体丝对微波形成有效散射为止, 如图 7(a)—(f) 所示. 新等离子体丝出现后仍遵循上述运动规律, 这样不断有新的靠近微波源方向的等离子体丝出现, 最后形成如图 7(g) 所示的弧形丝阵, 等离子体丝中间的电子数密度低于两端. 这与文献 [7] 的实验结果相符. 从图 7 可以看出, 在垂直于电场方向, 等离子体区附近为弱场区, 第一个强场区位于等离子体区上游约 $\lambda/4$ 处.

另外, 和 H 平面不同, 对于电场平行于计算平面, $E^* = 2$, $p = 2.7 \times 10^4 \text{ Pa}$ 的计算结果表明, 等离子体在向微波源移动过程中一直保持丝状, 如图 8 所示. 其主要原因如下: 首先, 由于等离子体沿电场方向被拉长, 等离子体丝在二维区域形状为近似弧线 (对应于三维空间的弧面), 这和垂直于电场平面的等离子体丝为小椭圆 (对应于三维空间的无限长小圆柱) 形状差异很大, 因此对微波的散射差异也会很大. 其次, 因为沿着电场方向等离子体的两端会出现局部的强场 (可能几倍于入射场强), 而且其梯度很大, 这就造成沿着电场方向 (y 方向) 被拉长的等离子体区域密度增大, 且拉长区域在微波入射方向 (z 方向) 密度梯度很大, 造成拉长后等离子体的反射 (散射) 增大, 有利于成丝. 基于以上的原

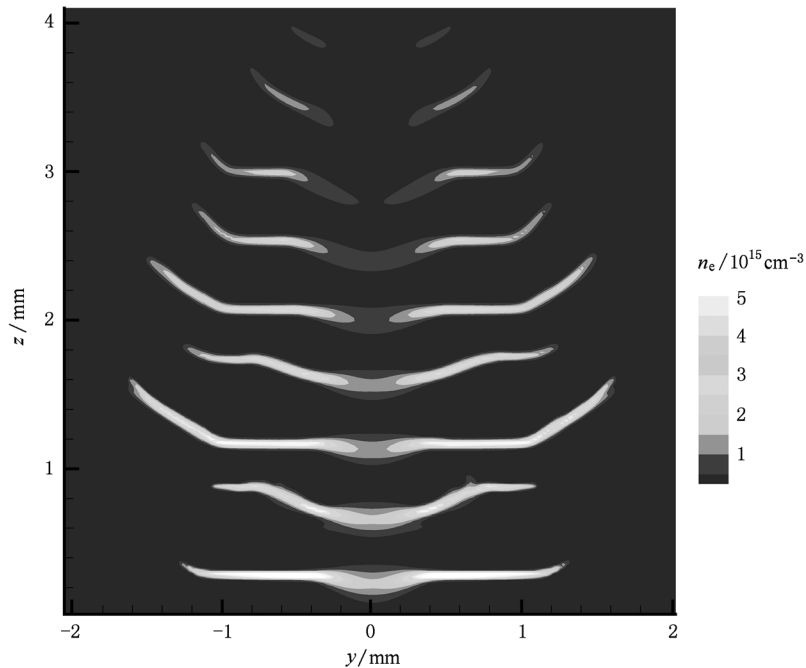


图 8 $E^* = 2, p = 2.7 \times 10^4 \text{ Pa}, t = 124 \text{ ns}$ 时等离子体密度分布

因,由于平行于电场方向等离子体被拉长,使得微波电离所形成的等离子体在更低的气压下出现成丝现象. 这与实验结果相符合,例如,实验发现在6000 Pa时就会出现等离子体丝或鱼骨形的等离子体形状^[9].

5. 结 论

本文分别使用一维、二维模型对110 GHz高功率微波电离大气产生等离子体过程进行了系统的模拟研究. 研究发现:当初始种子电子位于很小的区域内,在高气压下,等离子体区域为十分规则的丝状;而在中等气压下,等离子体先成丝,在向微波源移动的过程中逐渐过渡为连续的等离子体区域;低气压下,即使在放电初始阶段也很难看到明显的等离子体丝. 不同气压下,等离子体区域都向微波源方向移动,移动的速度主要取决于等离子体区域

前沿的电离频率和扩散系数. 通过改变初始电子数密度分布,发现初始电子分布只影响放电的初始阶段而不会改变等离子体成丝与否. 模拟的结果能很好解释近期文献的实验结果. 另外可以发现,等离子体成丝与否主要取决于无量纲微波强度和气体压强(也就是取决于电离频率与扩散系数的比值). 无量纲微波强度不变而提高压强,或者压强不变而提高微波强度,都会有利于等离子体丝阵的出现;反之,则有利于形成连续的等离子体区域. 通过与实验结果比较可知,初始种子电子应为单个或若干个离散的小区域(区域线度远小于波长). 通过对电场平行于计算平面和垂直于计算平面的结果比较可以发现:沿电场方向等离子体区域两端存在强电场区,这将使等离子体沿电场方向不断拉长;该拉长效应使等离子体在更低的气压下出现成丝或成鱼骨形. 这些和实验结果一致.

- [1] Gurevich A, Borisov N, Milikh G 1997 *Physics of Microwave Discharges* (New York: Gordon and Breach)
- [2] Oda Y, Komurasaki K, Takahashi K 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 113307
- [3] MacDonald A D 1966 *Microwave Breakdown in Gases* (New York: John Wiley & Sons)
- [4] Vkharev A L, Gorbachev A M, Kim A V, Kolsyko A L 1992 *Sov. J. Plasma Phys.* **18** 554
- [5] Popovic S, Exton R J, Herring G C 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 061502
- [6] Esakov I I, Grachev L P, Khodataev K V, Bychkov V L, Van Wie D M 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 1658
- [7] Hidaka Y, Choi E M, Mastovsky I, Shapiro M A, Sirigiri J R, Temkin R J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 035003
- [8] 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
- [9] Cook A, Shapiro M, Temkin R 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 011504
- [10] Nam S K, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 055004
- [11] Boeuf J P, Chaudhury B, Zhu G Q 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 015002
- [12] Chaudhury B, Boeuf J P, Zhu G Q 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123505
- [13] Chaudhury B, Boeuf J P 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 2281
- [14] Kuo S P, Zhang Y S 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 2762
- [15] Becker K H, Kogelschatz U, Schoenbach K H, Barker R J 2005 *Non-equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure* (Bristol: IOP Publishing Ltd.)
- [16] Raizer R P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag)
- [17] Cummer S A 1997 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **45** 392
- [18] Barashenkov V S, Grachev L P, Esakov I I, Kostenko B F, Khodataev K V, Yur'ev M Z 2000 *Tech. Phys.* **45** 1406
- [19] Ebert U, van Saarloos W, Caroli C 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4178
- [20] Ebert U, van Saarloos W, Caroli C 1997 *Phys. Rev. E* **55** 1530
- [21] Wang X X, Lu M Z, Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese)[王新新、芦明泽、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]

Modeling of plasma pattern formation in 110 GHz microwave air breakdown *

Zhou Qian-Hong[†] Dong Zhi-Wei Chen Jing-Yuan

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 10 January 2011; revised manuscript received 27 July 2011)

Abstract

Plasma pattern formation in 110 GHz microwave air breakdown is investigated by numerical solution of fluid-based plasmas equations coupled with the Maxwell equations. It is found that the filamentary plasmas are observed at high pressure, the filamentary plasmas transit to diffuse plasma at medium pressure, and the diffuse plasma is obtained at low pressure. The plasmas region propagates toward the microwave source. The distribution of initial electrons influences merely plasmas pattern at first stage, but not final plasmas pattern. The movements in the directions parallel and vertical to electric field are different. Due to the strong electric field at the poles of the plasmas region, the plasmas are elongated in the direction of electric field, forming the filamentary plasmas at much low pressure in E plane.

Keywords: 110 GHz microwave, air breakdown, plasma filaments

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

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105018).

[†] E-mail: zqh2002@gmail.com