

高功率微波与等离子体相互作用理论和数值研究*

袁忠才 时家明†

(脉冲功率激光技术国家重点实验室, 电子工程学院, 合肥 230037)

(2013年10月23日收到; 2013年11月27日收到修改稿)

研究高功率微波与等离子体的相互作用, 对于微波放电和电磁兼容研究均具有重要意义. 基于波动方程、等离子体的流体力学方程以及波尔兹曼方程, 建立高功率微波脉冲与等离子体相互作用的理论模型, 并结合等离子体的特征参数, 采用时域有限差分方法分析了等离子体电子密度和高功率微波传输特性的变化. 结果表明, 由于高功率微波的电子加热作用, 等离子体中的非线性效应明显, 发生击穿使得等离子体电子密度增大, 从而导致微波的反射增强, 透过率降低. 所提出的模型和相关结果对于高功率微波和电磁脉冲防护具有指导意义.

关键词: 等离子体, 高功率, 电磁防护, 时域有限差分

PACS: 52.25.Os, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.63.095202

1 引言

作为一种新概念武器, 高功率微波和电磁脉冲已经严重威胁到电子设备的安全^[1,2]. 为此, 近年来有人提出利用等离子体的吸波特性, 用其来进行电子设备的电磁脉冲防护^[3-6]. Macheret等对于在高重复频率纳秒高功率微波脉冲作用下空气的放电特性进行了实验研究, 证实了受入射场的影响等离子体电子温度明显升高, 从而非线性效应变得显著^[7]. Bonaventura等对于高功率微波脉冲导致的N₂等离子体参数变化进行了系统研究. 首先通过求解波尔兹曼方程得到了N₂等离子体电离率、复合率、迁移率等随入射场强的变化^[8]; 然后通过数值模拟的方法得到了等离子体电子密度随入射场强的变化, 并分析了由此导致的微波脉冲传输特性的变化^[9]; 最后通过实验研究了微波放电中密度的时间变化特征^[10]. Liu等理论分析了利用高功率微波击穿空气的阈值, 同时进行了初步的实验研究^[11]. 但是, 他们在进行微波脉冲与等离子体相互作用的数值仿真时, 将等离子体视为一种具有电损

耗的介质, 并利用各区域场的展开和边界条件来求解波动方程, 而等离子体作为一种色散媒质, 上述处理会导致一定的误差. Anderson等利用微波放电时带电粒子加热与吸收微波功率之间的热平衡关系来求解微波击穿阈值等特征参数, 但是他们在计算过程中设定带电粒子的扩散系数等参数与场强大小无关, 同时认为电离频率的变化与入射场强的平方成正比^[12-14]. 而在Tang等和周前红等的研究中, 设定电离频率的变化直接与入射场强或相对场强的5.33次方成正比^[15,16]. 通过与其他文献的比较(如文献^[17, 8-10])可以看出, 这些假设只能在很小的范围内适用, 通常等离子体电离率、复合率、迁移率等随入射场强的变化较为复杂, 应通过碰撞截面或求解波尔兹曼方程来获得.

为此, 我们建立了描述电磁波传播的波动方程, 表征等离子体的流体力学方程以及考察入射场对带电粒子温度、反应速率、迁移率以及碰撞频率等影响的波尔兹曼方程, 利用考察色散媒质的时域有限差分方法交互地求解上述三个耦合方程, 从而获得高功率微波入射条件下等离子体电子密度、碰撞频率以及微波传输特性的变化.

* 国防预研基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: sjmeci@yahoo.com.cn

2 基本原理

考虑一高峰值微波脉冲作用在等离子体上, 当其在等离子体中传播时, 会在等离子体中产生出传导电流密度 \mathbf{J} , 从而导致电子的焦耳加热率 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$. 电子从电磁脉冲中吸收的能量, 除一部分通过碰撞传递给中性气体分子外, 很大一部分转换为电子的温度, 从而使得电子温度急剧升高、能量增大.

这些高能电子的存在会对电磁脉冲的传播带来两个方面的影响: 一方面通过碰撞电离中性气体分子, 形成电子雪崩效应, 增大等离子体密度, 从而增强对电磁脉冲的反射; 另一方面, 电子温度的改变会导致等离子体电子碰撞频率变化也会对后续时刻的电磁脉冲在等离子体中的传输特性造成影响.

下面, 首先建立等离子体中的波动方程, 用于分析各种等离子体参数对波传播的影响; 然后, 在偶极扩散的假设下, 建立等离子体的流体方程, 用于分析等离子体电子密度随时间的变化; 同时, 利用波尔兹曼方程, 分析强电磁脉冲对电子的加热效应, 考察由此所引发的等离子体中各种反应过程速率、带电粒子迁移率和扩散系数以及等离子体碰撞频率的变化; 进而分析相关变化对电磁脉冲传播带来的影响.

2.1 波动方程

当电磁波入射到等离子体上时, 设电磁波的复振幅为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}),$$

则电磁波在等离子体介质中的 Maxwell 方程为

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

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H}. \quad (2)$$

由上两式得

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

其中 $k_0 = \omega/c$ 为真空中的波数, 其中 ϵ_r 为等离子体的相对介电常数, ω 为电磁波的角频率. (3) 式的解为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (4)$$

其中 $k = \frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon_r}$ 为等离子体中的波数. 等离子体的相对介电常数为

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}, \quad (5)$$

这里 $\omega_p = \sqrt{\frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ 为等离子体频率, ν 为电子碰撞频率, 这是等离子体的两个特征参数, 可以通过求解等离子体的流体方程得到.

2.2 等离子体流体方程

下述方程 (6)—(8) 构成了一个在忽略磁场效应条件下进行低温等离子体模拟的典型方程组. 这里仅给出了针对电子和单一种类离子的方程, 对于其他的粒子种类可以用相同的方法加以考察. 通常认为离子保持着与中性气体相同的温度, 因此不需解其能量平衡方程.

$$\partial n_\alpha / \partial t + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_\alpha = S_\alpha, \quad (\text{连续性方程}), \quad (6)$$

$$\mathbf{\Gamma}_\alpha = \pm \mu_\alpha n_\alpha \mathbf{E} - \nabla(n_\alpha D_\alpha), \quad (\text{漂移扩散近似下的流量方程}), \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla \phi) = -e(Z_i n_i - n_e), \quad (\text{泊松方程}), \quad (8)$$

其中, e 和 $Z_i e$ 为电子和离子电量, n_α , $\mathbf{\Gamma}_\alpha$, μ_α , D_α 以及 S_α 分别对应 α 粒子的浓度、流量、迁移率、扩散常数以及源项, α 粒子包括电子、各种离子以及中性粒子, ν_{iZ} 和 ν_{eN} 为电子电离和动量传输碰撞频率, ν_{iN} 为离子动量传输碰撞频率, $\epsilon_c (= \epsilon_c(T_e))$ 为每产生一个电子-离子对电子的碰撞能量损耗, $\epsilon_e (= 3T_e/2)$ 为平均电子能量, $\kappa (= 5n_e D_e/2)$ 为标量热传导系数, T_e 和 T_i 为以电子伏单位的电子和离子温度, ϕ 为电位, 而 \mathbf{E} 为电场 (包括外场以及带电粒子累积所产生的场). 源项 S_α 表征了在各种过程 (如电离、复合等) 中 α 粒子的产生和湮没, 有

$$S_\alpha = \sum_j c_{\alpha j} R_{\alpha j}, \quad (9)$$

其中 $R_{\alpha j}$ 为过程的反应率, 由反应率系数和反应物浓度共同决定; $c_{\alpha j}$ 为 α 粒子在 j 反应中化学计算系数.

在一维坐标下, 由 (7) 式可以进一步得到

$$\mathbf{\Gamma}_\alpha = \pm \mu_\alpha n_\alpha \mathbf{E} - \frac{\partial(n_\alpha D_\alpha)}{\partial x}. \quad (10)$$

将 (10) 式代入 (6) 式, 可得到

$$\partial n_\alpha / \partial t = S_\alpha \mp \mu_\alpha E \frac{\partial(n_\alpha)}{\partial x} + \frac{\partial^2(n_\alpha D_\alpha)}{\partial x^2}. \quad (11)$$

2.3 波尔兹曼方程

上述方程(7)中的 D_α 和方程(9)中的 $R_{\alpha j}$ 均与电子的能量密切相关,而在高功率微波与等离子体相互作用过程中,电子的能量主要与其与电场的相互作用决定,即可以认为电子能量由电场强度决定.而电子能量与电场之间的关系,可以用波尔兹曼方程来表征

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{m} \mathbf{E} \cdot \nabla_v f = C[f], \quad (12)$$

其中 f 为电子在坐标、速度六维空间的分布函数, \mathbf{v} 为速度, ∇_v 是速度梯度算子, $C[f]$ 表征由于碰撞导致的 f 的变化率.

对波尔兹曼方程的求解通常基于电子速度分布函数的Legendre多项式展开.当在外电场的作用下,等离子体中电子分布函数是各向异性的,因此在进行Legendre多项式展开时必须考察许多项,尤其是对于非稳态的情况.求解精确的波尔兹曼方程的时间相关多项式解始于20世纪90年代早期,但较严格方法的应用通常较为复杂,因此常采用二项式近似或有效场近似的简化方法.当场频率处于吉赫兹或更高时,二项式近似是合理的.这时分布函数 f 可以展开为

$$\begin{aligned} f(v, \cos \theta, x, t) \\ = f_0(v, x, t) + f_1(v, x, t) \cos \theta, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 f_0 是 f 的各向同性分量, f_1 是各向异性扰动项.这时,利用分布函数能得到扩散系数、反应系数以及碰撞频率等参数,具体计算方法可进一步参考文献[8, 18].

3 数值求解方法

在上述方程中波动方程、带电粒子的传输方程、波尔兹曼方程相互耦合,形成一个方程组;结合一定的时间和空间的边界条件和初始条件,可以求出方程组的解,从而得出带电粒子密度、能量以及场的时空分布.

对上述方程组,我们采用数值离散的方法求解.首先,将所考察的物理空间划分成一系列离散的、用有限网格点限定的区域;然后,在每一个时间步和离散的空间点/区域,利用一系列描述在计算区域内不同点上各种物理变量的方程来近似原来的偏微分方程组.这一离散过程将产生大量的代数方程,从而可利用数值方法求解.

在考察等离子体与电磁波的相互作用时,采用了非磁化等离子体的JEC-FDTD算法[19].电场分

量和电流密度分量的迭代方程为

$$\begin{aligned} E_x^{n+1} = E_x^n - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_y^{(n-1)/2} - H_y^{(n+1)/2} \right) \\ - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_x^{(n+1)/2}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} J_x^{(n+1)/2} = \exp(-v\Delta t) J_x^{(n-1)/2} \\ + \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \exp(-v\Delta t/2) E_x^n \Delta t, \end{aligned} \quad (15)$$

式中 E_x 是电场强度, H_y 是磁场强度, J_x 是电场密度, ϵ_0 为真空中的介电常量, Δt 为时间步长, Δx 为空间步长.磁场的迭代公式与常规的FDTD公式相同:

$$\begin{aligned} H_y^{\frac{n+1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) = H_y^{\frac{n-1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \\ \times [E_x^n(k+1) - E_x^n(k)]. \end{aligned} \quad (16)$$

对于泊松方程和粒子的连续性方程式,时间和空间微分均采用

$$\frac{\partial f(q_i)}{\partial q} = \frac{f(q_{i+1}) - f(q_{i-1}))}{2\Delta q}$$

和

$$\frac{\partial^2 f(q_i)}{\partial q^2} = \frac{f(q_{i+1}) - 2f(q_i) + f(q_{i-1}))}{(\Delta q)^2}$$

的离散方法,从而时间、空间交叉构成时域有限差分.

4 结果分析

以气压1 Torr, 10 Torr (1 Torr = 1.33322 × 10² Pa), 温度300 K的Ar等离子体为例,并考虑到等离子体密度的初始分布对其在高功率微波脉冲作用下的时间演变过程有显著影响,我们考察了两种初始密度分布,即均匀分布和沿等离子体层中心对称的抛物线分布,主要是考虑到前者是研究等离子体与电磁波相互作用时最常见的一种情况,而后者与低气压放电装置中沿与放电腔垂直的方向等离子体密度分布一致.在上述条件下,得到初始时刻以及不同高功率微波传播时间下等离子体密度的分布.

定义最大电子密度增大到初始值的10⁸的时刻为击穿时间,首先以 $n_e = 10^3 \text{ m}^{-3}$ 为非均匀分布的最大密度值,得到了不同气压下 $f = 2.85 \text{ GHz}$,场强幅值为 $2.82 \times 10^6 \text{ V/m}$ 微波入射时的击穿时间,对应气压为1 Torr, 10 Torr, 100 Torr和760 Torr,击穿时间分别约为10 ns, 3 ns, 2 ns和16 ns,略大于与文献[20]中给出的结果.

图1和图2给出了初始气压为1 Torr,厚度为0.2 m的Ar均匀等离子体,在频率为10 GHz,场强

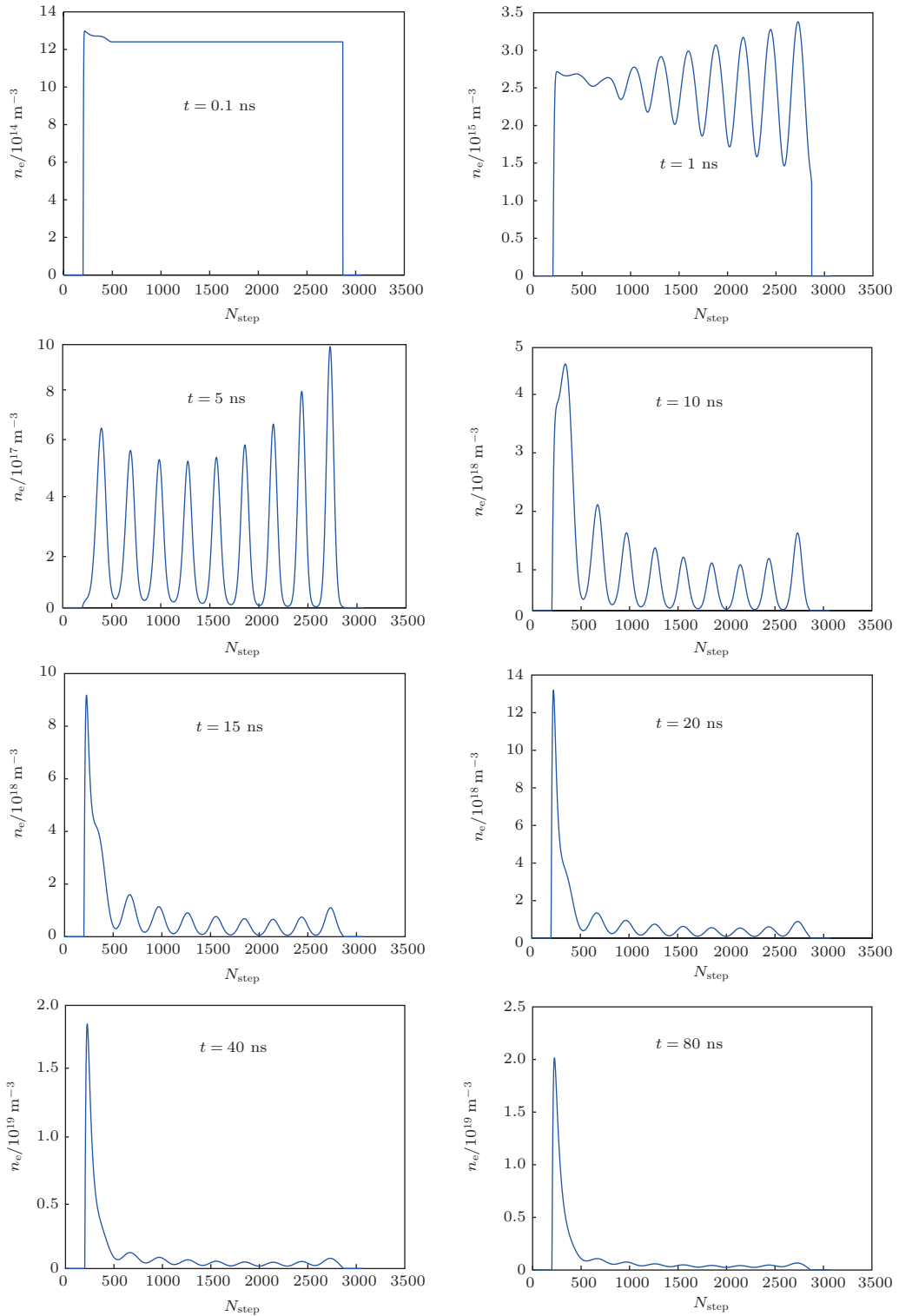


图1 气压为 1 Torr、初始密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 均匀等离子体在 $f = 10 \text{ GHz}$ 微波照射下电子密度分布随时间的演变

幅值为 10^5 V/m 的微波作用下对应时间的等离子体电子密度分布, 对应的初始密度分别为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 和 $n_e = 1.24 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$, 其中横坐标对应该点的空间步进数, 空间步进取 $75 \mu\text{m}$. 在图中等离子体限制在从 200 个空间步进到 2800 个空间步进之间, 其余的区域对应真空. 从

图中可以看出, 在高功率微波的作用下, 真空区内状态不发生改变, 而初始存在等离子体的区域出现非线性效应, 使得等离子体密度增大, 且刚开始时密度增大区域主要出现在波传播方向的下游, 而 10 ns 以后等离子体高密度区向来波方向推进. 对于 10 GHz 的微波, 其等离子体截止密度为

$1.24 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 当等离子体密度增大到该值以上时, 入射的微波功率几乎被完全反射, 这使得高密度区推进到等离子体的前沿, 而后面部分的密度则逐渐减小.

对于较低的初始密度值, 在高功率微波入射下等离子体达到截止密度所需的时间增大. 如图 1 中

$n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, 等离子体密度在 10 ns 已经增大到截止密度值; 而图 2 中, 这一时间大于 10 ns, 但小于 15 ns. 只要入射微波功率足够大, 可见初始等离子体密度对于击穿时间影响不显著. 同时, 在微波作用 40 ns 之后, 不同初始密度的等离子体的分布变得几乎完全相同.

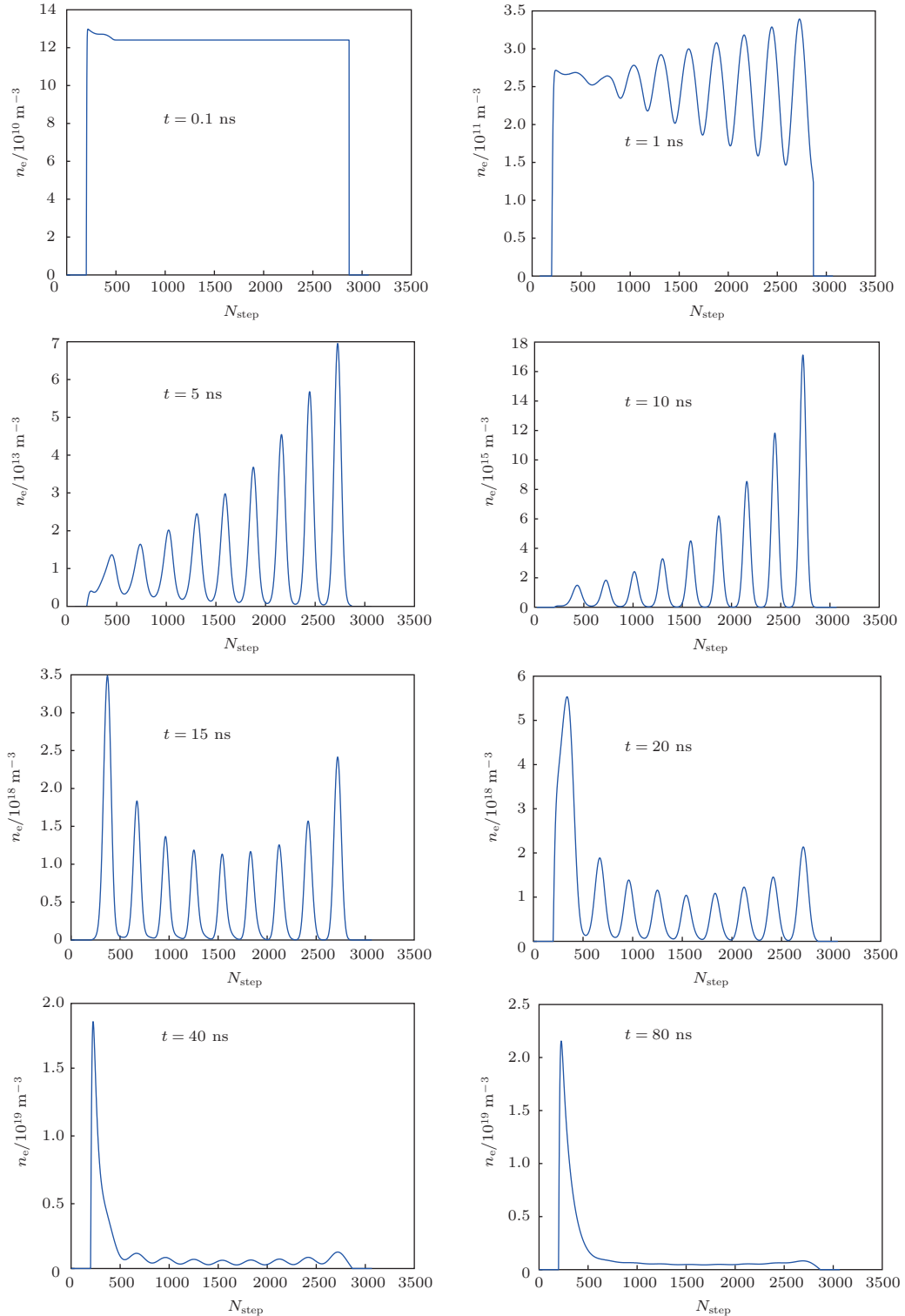


图 2 气压为 1 Torr、初始密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 均匀等离子体在 $f = 10 \text{ GHz}$ 微波照射下电子密度分布随时间的演变

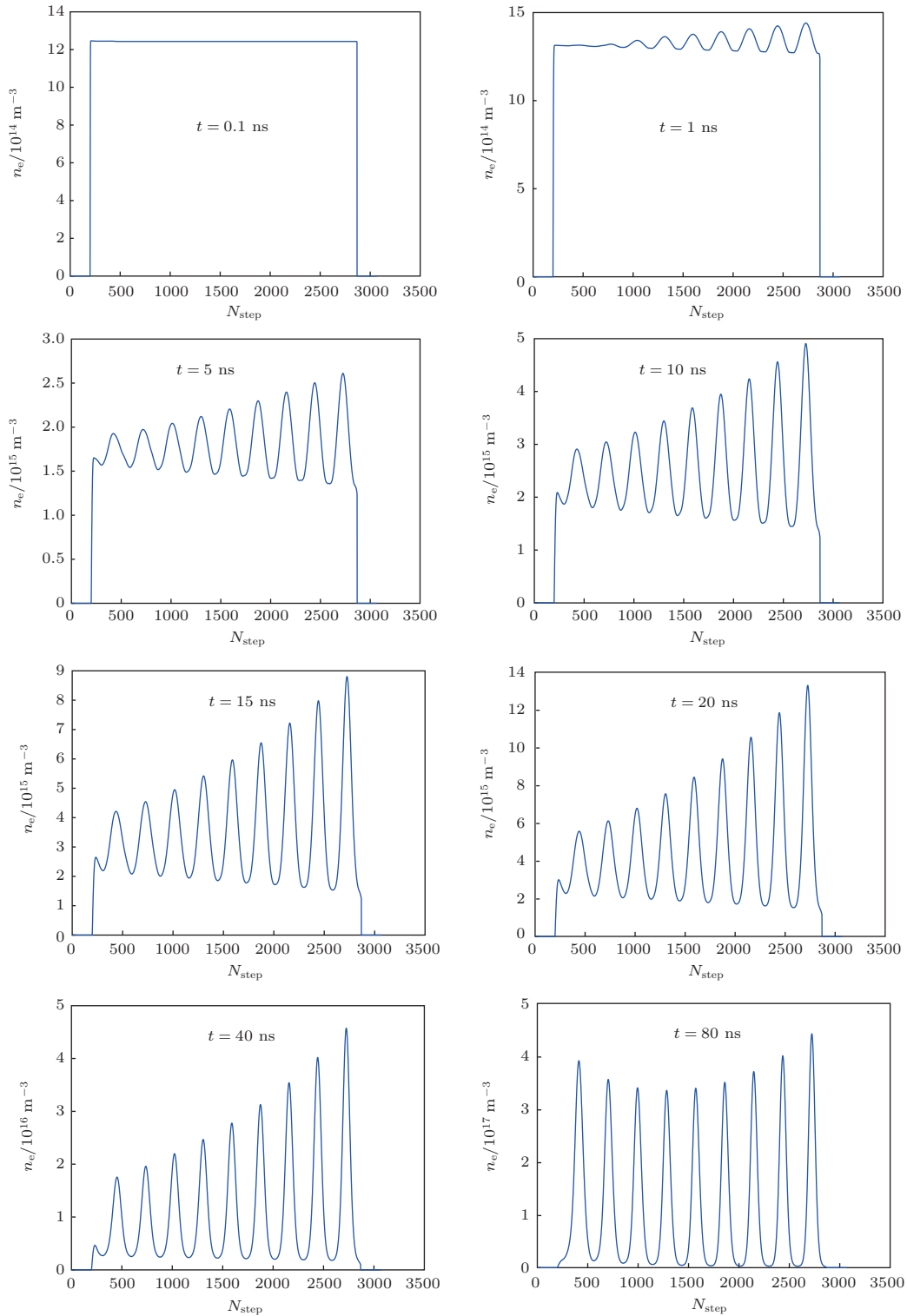


图3 气压为 10 Torr、初始密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 均匀等离子体在 $f = 10 \text{ GHz}$ 微波照射下电子密度分布随时间的演变

图3给出了初始气压为 10 Torr 条件下等离子体密度在不同时刻的分布情况, 其余条件与图1相同. 与 1 Torr 气压相比, 10 Torr 气压下等离子体密度的变化较慢. 这可能与气压升高, 等离子体中中性粒子浓度增大, 由复合反应导致的电子损耗加剧有关.

图4给出初始气压为 1 Torr、厚度为 0.2 m、初始最大电子密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 非均匀等离子体在频率为 10 GHz 微波作用时间下密度的分布, 其中纵坐标对应该点的空间步进数. 从图中可以看出, 在高功率微波的作用下等离子体密度增大. 与 1 Torr 气压初始密度均匀的等离子体相

比, 初始密度的非均匀性只对开始 10 ns 以内的密度分布产生影响, 而 10 ns 以后等离子体高密度区向来波方向推进, 这与初始密度均匀的等离子体一致. 同样地, 对于 10 GHz 的微波, 其等离子体截止

密度为 $1.24 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 当等离子体密度增大到该值以上时, 入射的微波功率几乎被完全反射, 这使得高密度区推进到等离子体的前沿, 而后面部分的密度则逐渐减小.

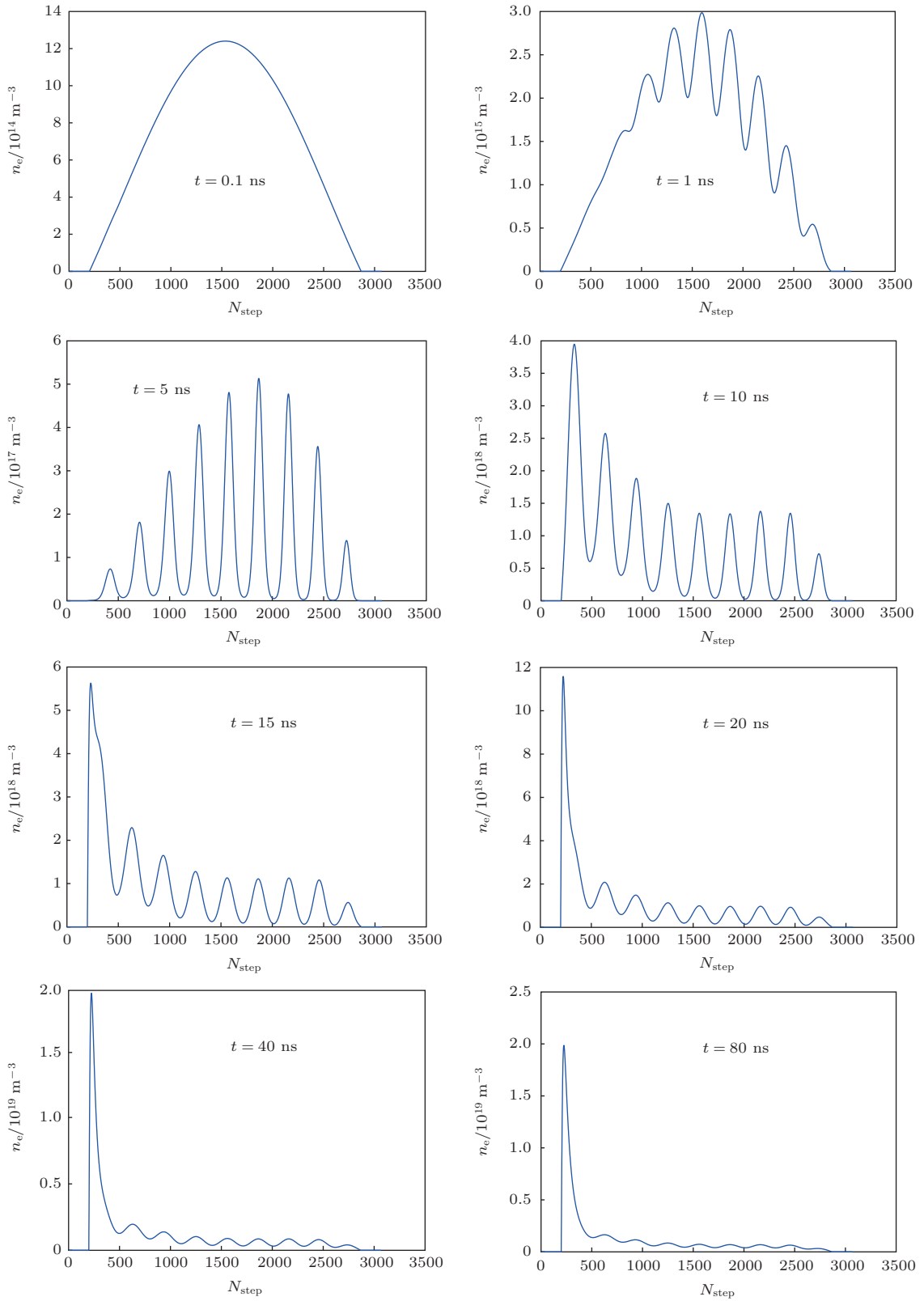


图4 气压为 1 Torr、初始最大电子密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 非均匀等离子体在 $f = 10 \text{ GHz}$ 微波照射下电子密度分布随时间的演变

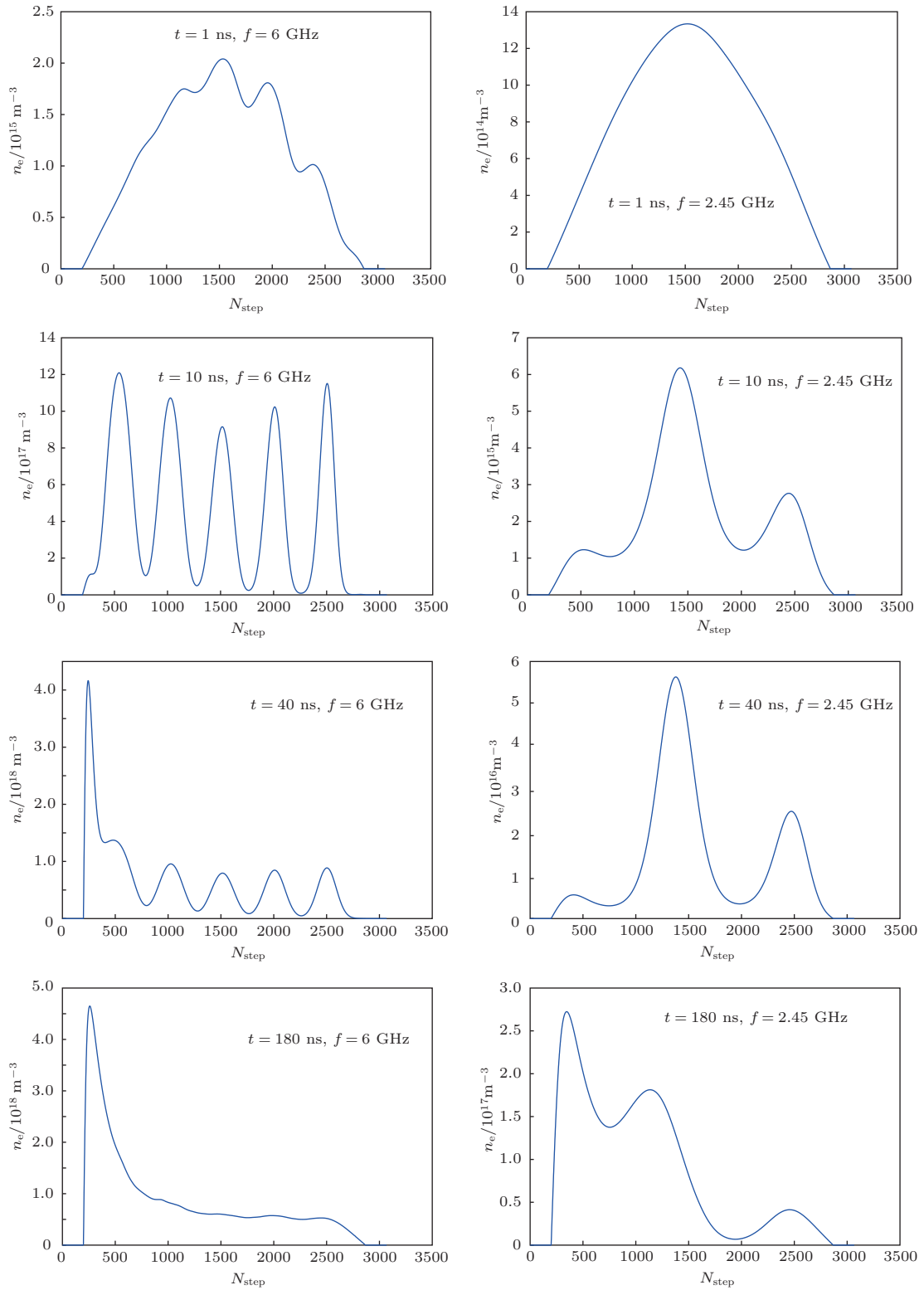


图5 气压为1 Torr、初始最大电子密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 非均匀等离子体在 $f = 6 \text{ GHz}$ (左列) 和 $f = 2.45 \text{ GHz}$ (右列) 微波照射下电子密度分布随时间的演变

图5 比较了初始气压为1 Torr、厚度为0.2 m、初始最大电子密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 非均匀等离子体在场强幅值为 10^5 V/m 的微波作用下电子密度的分布, 其中纵坐标对应该点的空间步进数, 左列对应的微波频率为 $f = 6 \text{ GHz}$, 而右

列对应 $f = 2.45 \text{ GHz}$. 通过左右两列图的比较以及图1中频率为10 GHz微波照射下相同时刻密度分布的比较可以看出, 不同高功率微波照射下等离子体中均存在非线性效应, 等离子体密度均随照射时间的增长而增大, 且会超过入射微波对应的截

止密度, 而且等离子体变化的趋势是类似的. 但是, 随着微波频率减小, 密度增大的速率减小, 对应的等离子体击穿时间延长. 这可能与两种效应的共同作用有关: 一方面电子在外场作用下的受迫振动频率与外场的频率一致, 随着入射微波频率减小, 被加速电子与中性分子间的碰撞频率减低, 从而导致碰撞雪崩效率降低; 另一方面, 入射微波对应的等离子体截止密度相应降低, 相同密度分布的等离子体对低频微波的反射增强, 使得进入等离子体的微

波能量减弱.

图 6 给出了对应图 1 中几个时刻在整个计算域内电场分布情况, 其中横坐标对应该点的空间步数. 可以看出随电子密度的提高, 等离子体中的电场强度随之减弱, 这是等离子体对电磁波吸收和反射效应共同的结果. 这一结果表明, 由于非线性效应使得等离子体密度增大, 从而对后续高功率微波起到更好的保护作用.

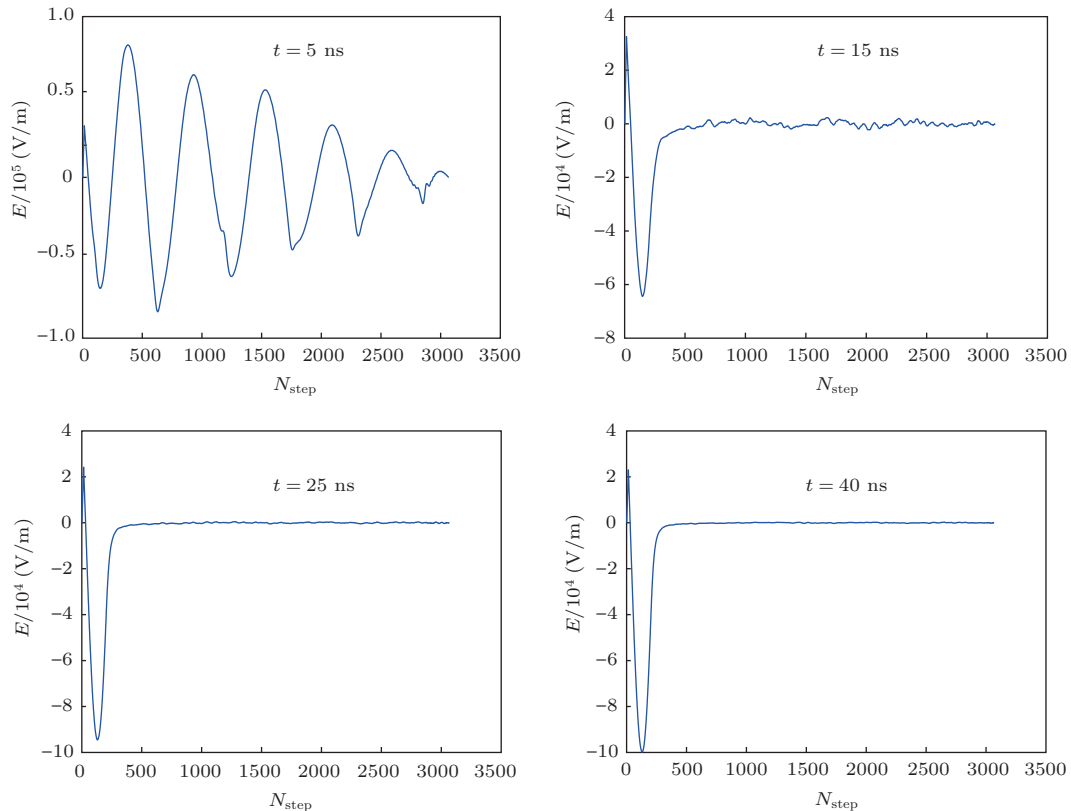


图 6 气压为 1 Torr、初始密度为 $n_e = 1.24 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 的 Ar 均匀等离子体在 $f = 10 \text{ GHz}$ 微波照射下电场强度分布随时间的演变

5 结 论

通过对波动方程、等离子体的流体力学方程以及波尔兹曼方程的耦合求解, 分析了高功率微波脉冲作用下等离子体电子密度和微波脉冲传输特性的变化, 结果表明强电场作用下的非线性效应使得等离子体电子密度增大, 甚至超过入射波对应的截止频率, 因此应用等离子体可很好地防护强电磁脉冲和高功率微波攻击, 且在防高功率微波脉冲攻击时, 所能防护的微波频率不受初始等离子体密度的严格限制.

参考文献

- [1] Zhou B H, Chen B, Shi L H 2003 *EMP and EMP Protection* (Beijing: National Defence Industry Press) [周璧华, 陈彬, 石立华 2003 电磁脉冲及其工程防护 (北京: 国防工业出版社)]
- [2] Zhao Z M, Bai H, Yuan L Q 2007 *Sci China Ser E-Tech. Sci.* **50** 351
- [3] Yang G, Tan J C, Sheng D Y, Yang Y C 2008 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **28** 90 (in Chinese) [杨耿, 谭吉春, 盛定仪, 杨雨川 2008 核聚变与等离子体物理 **28** 90]
- [4] Lan C H, Hu X W, Jiang Z H 2008 *Plasma Science and Technology* **10** 717
- [5] Chance G, Roger K, Louis J, George B 2002 *Microwave field emitter array limiter*, US Patent No. 6353290
- [6] Yang G, Tan J C, Sheng D Y, Yang Y C 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 439 (in Chinese) [杨耿,

- 谭吉春, 盛定仪, 杨雨川 2008 强激光与粒子束 **20** 439]
- [7] Macheret S O, Shneider M N, Murray R C 2006 *Physics of Plasmas* **13** 023502
- [8] Bonaventura Z, Trunec D, Mesko M 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 751
- [9] Bonaventura Z, Trunec D, Mesko M 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 015210
- [10] Mesko M, Bonaventura Z, Vasina P 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 574
- [11] Liu G Z, Liu J Y, Huang W H, Zhou J S, Song X X, Ning H 2000 *Chin. Phys. B* **9** 757
- [12] Rasch J, Anderson D, Lisak M, Semenov V E 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 205203
- [13] Rasch J, Anderson D, Lisak M, Semenov V E 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 055210
- [14] Rasch J, Semenov V E, Anderson D, Lisak M 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 325204
- [15] Tang T, Liao C, Lin W B 2010 *Progress in Electromagnetics Research M* **14** 207
- [16] 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]
- [17] Zhang Y R, Xu X, Bogaerts A, Wang Y N 2012 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **45** 015202
- [18] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [19] Chen Q, Katsurai M, Aoyagi P H 1998 *IEEE Trans Antennas Propagat.* **46** 1739
- [20] Nam S K, Verboncoeur J P 2009 *Computer Physics Communications* **180** 628

Theoretical and numerical studies on interactions between high-power microwave and plasma*

Yuan Zhong-Cai Shi Jia-Ming[†]

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Institute of Electronic Engineering, Hefei 230037, China)

(Received 23 October 2013; revised manuscript received 27 November 2013)

Abstract

Research of interactions between high-power microwave and plasma is of importance for both microwave discharge and electromagnetic compatibility. Based on wave equations, fluid equations, and Boltzmann equations of plasma interactively, a theoretical model of interactions between high-power microwave and plasma was established. Combined with characteristic parameters of plasma, the model was solved numerically by the method of finite difference in time domain to analyze variations of plasma electron density and transmission property of high-power microwave. Results show that heating of electrons by incident high-power microwave makes nonlinear effects become obvious in the plasma, and gas breakdown increases plasma electron density which results in the enhancement of reflection of microwave and the of decrease transitivity. The model mentioned above and results related are instructive for protecting against high-power microwave and electromagnetic pulse.

Keywords: plasma, high power, electromagnetic protection, finite difference in time domain

PACS: 52.25.Os, 52.40.Db

DOI: 10.7498/aps.63.095202

* Project supported by the Fund of National Defense Pre-research.

† Corresponding author. E-mail: sjmeei@yahoo.com.cn