

文章编号 1005-0388(2012)01-0018-06

瞬变等离子体中电磁波频率漂移特性研究

杨利霞^{1,2} 于萍萍¹ 马 辉¹ 石雁祥³ 葛德彪⁴

(1. 江苏大学通信工程系, 江苏 镇江 212013; 2. 东南大学毫米波国家实验室, 江苏 南京 210096;

3. 新疆伊犁师范学院电子与信息工程学院, 新疆 伊犁 835000;

4. 西安电子科技大学物理系, 陕西 西安 710071)

摘 要 推导一维瞬变磁化等离子体的时域有限差分(FDTD)递推式, 并以一维金属谐振腔作为计算模型, 分析了瞬变等离子体中电磁波频率漂移特性。从理论分析出发, 得到了一维瞬变等离子体对电磁波作用的解析解。通过选取相同的模型和参数, 将 FDTD 数值解与解析解进行对比, 验证了所用 FDTD 方法的准确性, 在此基础上研究了瞬变等离子体中电磁波的频率漂移规律。

关键词 时域有限差分(FDTD)方法; 瞬变等离子体; 频率漂移

中图分类号 TN011.2

文献标志码 A

Frequency drifts characteristics for electromagnetic wave in Suddenly Creation Plasma

YANG Li-xia^{1,2} YU Ping-ping¹ MA Hui¹ SHI Yan-xiang³ GE De-biao⁴

(1. Department of Communication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang

Jiangsu 212013, China; 2. State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast

University, Nanjing Jiangsu 210096, China; 3. School of Electronic and Information

Engineering, ILI Normal University, ILI Xinjiang 835000, China;

4. Department of Physics, Xidian University, Xi'an Shaanxi 710071, China)

Abstract The finite difference time domain (FDTD) iterative formula under the condition of one-dimensional transient magnetized plasma are deduced. Based on the metal cavity model, the frequency drift characteristics for electromagnetic wave in transient plasma are analyzed. The analytical solution is also given according to the electromagnetic wave theory. By comparing the FDTD numerical solution with analytical solution, the accuracy of the FDTD method is verified, and the frequency drifts rules for electromagnetic wave in transient plasma are obtained.

Key words FDTD; transient plasma; frequency drift

引 言

等离子体是由大量带电粒子组成的非束缚态宏观体系, 为物质的第四态, 具有众多独特的性质, 人

们对其电磁特性的研究也越来越热。以前, 由于多方面条件的限制, 研究的目标只限于非时变等离子体。实际应用中的等离子体, 它的等离子体频率会随着时间发生变化。目前, 关于时变等离子体的研

收稿日期: 2011-03-11

基金项目: 国家自然科学基金项目(61072002, 10865005); 教育部高等学校博士点基金项目(20093227120018); 毫米波国家重点实验室开放基金项目(K2009); 新疆自治区高校重点基金(XJEDU2009I36)和 2011 年江苏省“六大人才高峰”资助计划项目

联系人: 杨利霞 E-mail: lixiayang@yeah.net

究仍然处于初步分析的阶段。国际上,文献[1]较早地从理论公式出发,推导了电磁波在时变介质中的传输情况;Dikshitulu K. Kalluri^[2-3]等人将这种时变介质具体化,一直致力于研究电磁波在时变等离子体中的传输特性。在国内,关于时变等离子体的研究成果还比较少,刘少斌等人从隐身技术的角度初步研究了时变等离子体^[4]。

杨利霞^[5]、谢应涛等人曾利用 FDTD 方法研究了非时变等离子体的特性,并提出了解决各向异性色散介质问题的基于电流密度拉普拉斯变换的 FDTD(CDLT-FDTD)方法^[6]。本文利用 CDLT-FDTD 方法,推导一维时变等离子体的 FDTD 迭代式,并编程计算了矩形金属腔中在某一时刻瞬间加入等离子体(例如在某一时刻迅速在腔内加入电压进行电离)后有哪些新的特性产生。从理论上推导得到了解析解。最后,选取算例,将 FDTD 数值计算结果与具体计算得出的解析解进行对比,证明了所采用 FDTD 方法的准确性,并得到了一些结论,为今后进一步的研究奠定了基础。

1. 瞬变等离子 FDTD 算法及递推公式

在各向异性瞬变磁冷等离子体中,Maxwell 方程组和本构方程为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} + \nu \mathbf{J} = \epsilon_0 \omega_p^2(t) \mathbf{E} + \omega_b \times \mathbf{J} \quad (3)$$

式中: ν 是等离子体中电子与中性粒子的碰撞频率; $\omega_b = e\mathbf{B}_0/m_e$ 为电子旋转频率, $\mathbf{B}_0$ 为外部静态磁场, e 和 m_e 分别表示电子电量和电子质量; $\omega_p(t)$ 是时变等离子体频率,假设等离子体在 t_0 时刻瞬间产生,则它的函数形式可以表示为

$$\omega_p(t) = \begin{cases} 0 & t < t_0 \\ \omega_{p_max} & t \geq t_0 \end{cases} \quad (4)$$

$\omega_p(t)$ 的变化规律如图 1 所示。

对一维问题的 $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{J}$ 可按如图 2 所示位置进行网格剖分。对方程(1)、(2)进行差分离散,得到的 FDTD 方程为

$$H_x^{n+1/2} \left[k + \frac{1}{2} \right] = H_x^{n-1/2} \left[k + \frac{1}{2} \right] + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_y^n(k+1) - E_y^n(k)] \quad (5)$$

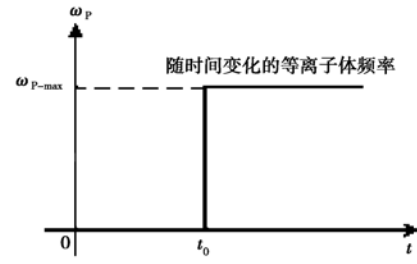


图 1 随时间变化的等离子体频率

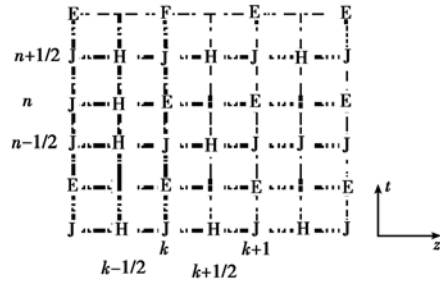


图 2 一维 FDTD 离散 Yee 元胞离散图

$$H_y^{n+1/2} \left[k + \frac{1}{2} \right] = H_y^{n-1/2} \left[k + \frac{1}{2} \right] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_x^n(k+1) - E_x^n(k)] \quad (6)$$

$$E_x^{n+1}(k) = E_x^n(k) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z} \left[H_y^{n+1/2} \left[k + \frac{1}{2} \right] - H_y^{n+1/2} \left[k - \frac{1}{2} \right] \right] - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_x^{n+1/2}(k) \quad (7)$$

$$E_y^{n+1}(k) = E_y^n(k) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z} \left[H_x^{n+1/2} \left[k + \frac{1}{2} \right] - H_x^{n+1/2} \left[k - \frac{1}{2} \right] \right] - \frac{\Delta t}{\epsilon_0} J_y^{n+1/2}(k) \quad (8)$$

对于 $\mathbf{J}$ 的迭代计算,采用 CDLT-FDTD 方法。将频域方程做拉普拉斯变换到 S 域,再将其进行拉普拉斯逆变换到时域,进行差分离散。这样做的好处是可以避免卷积运算,减小当 ω_b 或 ν 很大时,直接离散产生的较大误差,并且在运算过程中可以利用矩阵向量的形式,减小复杂度,更加简洁。

得到离散时域的 $\mathbf{J}$ 的 FDTD 迭代式:

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix}_{k, n+1/2} = \mathbf{A}(\Delta t) \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix}_{k, n-1/2} + \epsilon_0 \omega_p^2(\Delta t) \mathbf{K}(\Delta t) \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}_{k, n} \quad (9)$$

$$\text{式中 } \mathbf{A}(\Delta t) = e^{-\omega \Delta t} \begin{bmatrix} \cos \omega_b \Delta t & -\sin \omega_b \Delta t \\ \sin \omega_b \Delta t & \cos \omega_b \Delta t \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$\mathbf{K}(\Delta t) = \frac{e^{-\gamma \Delta t}}{\omega_b^2 + \gamma^2} \cdot \begin{bmatrix} v(e^{\gamma \Delta t} - \cos \omega_b \Delta t) + \omega_b \sin \omega_b \Delta t & -\omega_b(e^{\gamma \Delta t} - \cos \omega_b \Delta t) + v \sin \omega_b \Delta t \\ \omega_b(e^{\gamma \Delta t} - \cos \omega_b \Delta t) + v \sin \omega_b \Delta t & v(e^{\gamma \Delta t} - \cos \omega_b \Delta t) + \omega_b \sin \omega_b \Delta t \end{bmatrix} \quad (11)$$

具体编程计算时,采用一维矩形金属腔作为计算模型,如图 3 所示,电磁波的传输方向为 z 方向,两金属板间的距离为 d ,取 d 为 $1/2$ 波长的整数倍。在编程时,对于边界上是理想导体的问题,是通过设置理想导体的边界条件即电场的切向分量为 0 来实现的;引入正弦波作为激励源,电场的 E_x 分量和 E_y 分量仅在相位上相差 $\pi/2$,即右旋圆极化波。分别计算了腔中不填充任何介质和在某一时刻瞬间加入等离子体后的电场值,具体计算结果见第 3 节。

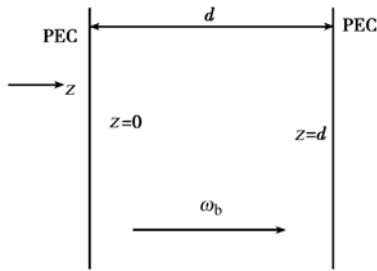


图 3 一维矩形金属谐振腔计算模型

2. 解析解的推导

推导了在图 3 所示的谐振腔中瞬间产生等离子体后,腔内右旋圆极化电磁波的频率的变化规律,即矩形腔的谐振频率以及振幅等的变化规律。解析解的具体推导过程如下。

分别用 E^- 和 E^+ 表示产生等离子体前后的电场。则在 $t < t_0$ 时,即矩形腔内不填充任何介质时,右旋圆极化波的表达式为

$$\begin{cases} E_x^-(z, t) = E_0 \sin\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \cos(\omega_b t) \\ E_y^-(z, t) = E_0 \sin\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \cos\left(\omega_b t - \frac{\pi}{2}\right) \\ E_z^-(z, t) = 0 \end{cases} \quad (12)$$

式中,设 E_x^- 的初始相位为 0, $n=1, 2, 3, \dots$ 。

将式(12)代入方程(1)可得

$$\begin{cases} H_x^-(z, t) = -H_0 \cos\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \sin\left(\omega_b t - \frac{\pi}{2}\right) \\ H_y^-(z, t) = H_0 \cos\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \sin(\omega_b t) \\ H_z^-(z, t) = 0 \\ H_0 = -E_0 \frac{n\pi}{d\mu_0 \omega_b} = -\frac{E_0}{\mu_0 c} = -\frac{E_0}{\eta} \end{cases} \quad (13)$$

$$\text{式中 } \omega_b = \left[\frac{n\pi c}{d}\right] \quad (14)$$

根据分离变量方法,将 E_x^- 分解为只关于空间 z 的函数 $f_1^-(z)$ 和只关于时间 t 的函数 $f_2^-(t)$ 的乘积,则有

$$\begin{cases} E_x^-(z, t) = f_{E_{x1}}^-(z) f_{E_{x2}}^-(t) \\ f_{E_{x1}}^-(z) = E_0 \sin\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \\ f_{E_{x2}}^-(t) = \cos(\omega_b t) \end{cases} \quad (15)$$

同理可得

$$\begin{cases} E_y^-(z, t) = f_{E_{y1}}^-(z) f_{E_{y2}}^-(t), H_x^-(z, t) = f_{H_{x1}}^-(z) f_{H_{x2}}^-(t) \\ H_y^-(z, t) = f_{H_{y1}}^-(z) f_{H_{y2}}^-(t), f_{E_{y1}}^-(z) = E_0 \sin\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \\ f_{E_{y2}}^-(t) = \cos\left(\omega_b t - \frac{\pi}{2}\right), f_{H_{x1}}^-(z) = H_0 \cos\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \\ f_{H_{x2}}^-(t) = -\sin\left(\omega_b t - \frac{\pi}{2}\right), f_{H_{y1}}^-(z) = H_0 \cos\left[\frac{n\pi z}{d}\right] \\ f_{H_{y2}}^-(t) = \sin(\omega_b t) \end{cases} \quad (16)$$

产生磁化等离子体后,即当 $t \geq t_0$ 时,利用分离变量法,将 $E_x^+(z, t)$ 表达如下:

$$E_x^+(z, t) = f_{E_{x1}}^+(z) f_{E_{x2}}^+(t) = f_{E_{x1}}^-(z) f_{E_{x2}}^+(t) \quad (17)$$

从 Maxwell 方程(1)、(2)和各向异性时变磁化等离子体的本构方程出发,可推导出时变等离子体的波动方程如下:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 (\epsilon_0 \omega_p^2(t) \mathbf{E} + \omega_b \times \mathbf{J} - v \mathbf{J}) = 0 \quad (18)$$

$$\text{由于 } \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = c \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (19)$$

所以式(18)可写为

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \omega_p^2(t) \mathbf{E} + \\ \mu_0 \omega_b \times \mathbf{J} - \mu_0 v \mathbf{J} = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

一维情况下,将式(20)展开,得

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x^+}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_x^+}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \omega_p^2(t) E_x^+ + \mu_0 \omega_b J_y^+ + \mu_0 v J_x^+ = 0 \\ \frac{\partial^2 E_y^+}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y^+}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \omega_p^2(t) E_y^+ - \mu_0 \omega_b J_x^+ + \mu_0 v J_y^+ = 0 \end{cases} \quad (21)$$

一维情况下的 Maxwell 方程组,可写为标量形

式如下:

$$\begin{cases} -\frac{\partial H_y^+}{\partial z} = E_0 \frac{\partial E_x^+}{\partial t} + J_x^+, \frac{\partial H_x^+}{\partial z} = E_0 \frac{\partial E_y^+}{\partial t} + J_y^+ \\ \frac{\partial E_y^+}{\partial t} = \mu_0 \frac{\partial H_x^+}{\partial t}, \frac{\partial E_x^+}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y^+}{\partial t} \end{cases} \quad (22)$$

将式(15)、(16)代入式(21)、(22),并且将 $t \geq t_0$ 时 $\omega_p(t)$ 的值代入,取参数 $n=1, z=d/2$,消去关于 z 的函数,并转换到 s 域,解方程组,最后求出 $F_{E_{x2}}^+(s)$:

$$F_{E_{x2}}^+(s) = \frac{s^5 + e_7 s^4 + e_8 s^3 + e_9 s^2 + e_{10} s + e_{11}}{s^5 + e_1 s^4 + e_2 s^3 + e_3 s^2 + e_4 s + e_5} \quad (23)$$

式中

$$\begin{cases} e_1 = 2a_1, e_2 = a_1^2 + 2a_2 + b_1^2, e_3 = 2a_3 + 2a_1 a_2 \\ e_4 = (a_2^2 + 2a_1 a_3 + 2b_1 b_2), e_5 = 2a_2 a_3, e_6 = a_2^2 + b_2^2 \\ e_7 = a_1 + c_1, e_8 = a_2 + a_1 c_1 + c_2 - b_1 d_1 \\ e_9 = a_3 + a_2 c_1 + a_1 c_2 - b_1 d_2, e_{10} = a_3 c_1 + a_2 c_2 - b_2 d_1 \\ e_{11} = a_3 c_2 - b_2 d_2 \end{cases} \quad (24)$$

$$\begin{cases} a_1 = v, a_2 = \omega_0^2 + \omega_{p_{\max}}^2, a_3 = v\omega_0^2 \\ b_1 = \omega_b, b_2 = \omega_b \omega_0^2 \\ c_1 = v, c_2 = \omega_b \omega_0 \\ d_1 = \omega_0 - \omega_b, d_2 = v\omega_0 \end{cases} \quad (25)$$

对式(23)进行因式分解,可得

$$F_{E_{x2}}^+(s) = \frac{D_1 s + G_1}{(s + \alpha_1)^2 + \omega_1^2} + \frac{D_2 s + G_2}{(s + \alpha_2)^2 + \omega_2^2} + \frac{D_3 s + G_3}{(s + \alpha_3)^2 + \omega_3^2} \quad (26)$$

式中 $\omega_1 \sim \omega_3, \alpha_1 \sim \alpha_3, D_1, D_2, D_3, G_1, G_2, G_3$ 可通过式(25)、(24)和(23)计算得出。又知:

$$\begin{aligned} L^{-1} \left[\frac{Ds + G}{(s + \omega)^2 + \omega^2} \right] &= L^{-1} \left[\frac{(A \cos \phi) s + (-A \omega \sin \phi)}{(s + \omega)^2 + \omega^2} \right] \\ &= A e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \phi) \end{aligned} \quad (27)$$

$$\text{式中 } D = A \cos \phi, G = -A \omega \sin \phi \quad (28)$$

由式可得

$$A = \left[\frac{\sqrt{G^2 + \omega^2 D^2}}{\omega} \right] \quad (29)$$

根据式(28)、(29)可以计算出 ϕ 。

联合式(27)、(28)、(29),对式(26)进行拉普拉斯逆变换,可得 $E_x^+(z, t)$ 为

$$E_x^+(z, t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\alpha_i t} \cos(\omega_i t + \phi_i) \quad (30)$$

由此可见,在碰撞频率 v 不为 0,磁化等离子体情况下,谐振腔内产生了新的谐振频率,并且新频率

点的值由 ω_0, ω_b 和 $\omega_{p_{\max}}$ 的大小共同决定,电磁波的振幅也随 v 值呈指数衰减。

当碰撞频率 v 为 0 时,式(23)可因式分解为

$$F_{E_{x2}}^+(s) = \frac{B_1 s + C_1}{s^2 + \omega_1^2} + \frac{B_2 s + C_2}{s^2 + \omega_2^2} + \frac{B_3 s + C_3}{s^2 + \omega_3^2} \quad (31)$$

联合式(15)、(16)对式(31)进行拉氏逆变换,有

$$E_x^+(z, t) = E_0 \sin \left[\frac{n\pi z}{d} \right] \sum_{i=1}^3 A_i \cos(\omega_i t + \phi_i) \quad (32)$$

由此可见,在加入磁化等离子体后, E_x 由原来的一个固有频率 ω_0 变成了三个新的频率 $\omega_1 \sim \omega_3$, 并且 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 的值是由 ω_0, ω_b 和 $\omega_{p_{\max}}$ 共同决定的,由于 $\omega_1 \sim \omega_3$ 的解用符号表示比较复杂,第 3 节将直接代入参数值列出结果。

在无外加磁场情况下,式(23)可写为

$$F_{E_{x2}}^+(s) = \frac{s}{s^2 + \omega_{up}^2} \quad (33)$$

$$\text{其中 } \omega_{up}^2 = \omega_0^2 + \omega_{p_{\max}}^2 \quad (34)$$

对式(33)拉氏逆变换后可得

$$E_x^+(z, t) = E_0 \sin \left[\frac{n\pi z}{d} \right] \cos(\omega_{up} t) \quad (35)$$

由此可见,当谐振腔中瞬间加入非磁化等离子体时,虽然没有产生新的谐振频率,信号振幅也未发生变化,但谐振频率点却产生了移动。

至此,从理论上得出了一维矩形金属腔中添加瞬变磁化和非磁化等离子体的解析解,为数值计算的验证提供了条件。

3. 算例验证及数值分析

用本文提出的 FDTD 方法计算了矩形谐振腔中加入瞬变非磁化和磁化等离子体前后的结果,并与解析解进行对比,验证了所采用的数值计算方法的准确性。

3.1 非磁化瞬变等离子体频率漂移分析

非磁化情况,所用参数为: $\omega_b = 0$ GHz, $\omega_0 = 2\pi \times 10$ GHz, $E_0 = 1$ V/m, $z = d/2, n = 1$ 。由第 2 节的理论计算可得

$$\begin{cases} f_{up} = \frac{\omega_{up}}{2\pi} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_{p_{\max}}^2} / 2\pi = 20 \text{ GHz} \\ E_{f_{up}} = 1 \text{ V/m} \end{cases} \quad (36)$$

FDTD 仿真结果如图 4 所示,图中实线为产生等离子体前的仿真结果,虚线表示产生等离子体后的仿真结果。

为了便于比较,从图 4 中提出解析解和仿真值的频率和振幅值,见表 1 所示。

根据图 4 与表 1 可见,数值解与解析解的误差很小,证明了用 FDTD 计算非磁化瞬变等离子体的准确性。当谐振腔中瞬间加入非磁化等离子体时,虽然没有产生新的谐振频率,信号振幅也未发生变化,但谐振频率点向高频方向产生了漂移。

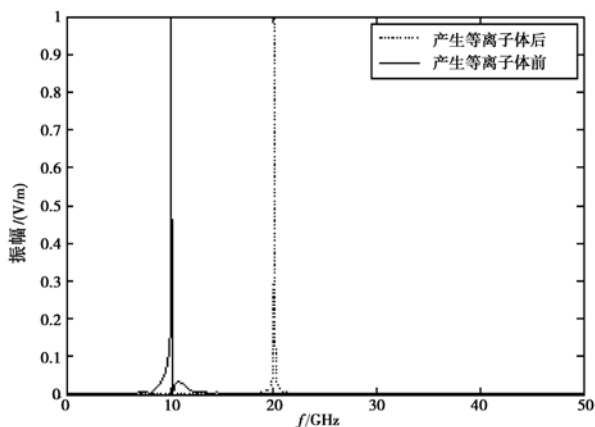


图 4 加入瞬变非磁化等离子体前后矩形腔内电磁波的谐振频率

表 1 加入瞬变非磁化等离子体前后的理论解与 FDTD 解

	理论解	FDTD 解
产生等离子体前的振幅/V/m	1	1
产生等离子体前的谐振频率/GHz	10	10
产生等离子体后的振幅/V/m	1	0.99
产生等离子体后的谐振频率/GHz	20	20.01

3.2 磁化瞬变等离子体频率漂移分析

磁化情况,所用参数为: $E_0 = 1 \text{ V/m}$, $\omega_{p_max} = 2\pi \times 10 \text{ GHz}$, $z = d/2$, $\omega_0 = 2\pi \times 10 \text{ GHz}$, $n=1$. 理论计算得

$$\begin{cases} f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = 24.6 \text{ GHz}, f_2 = \frac{\omega_2}{2\pi} = 17 \text{ GHz} \\ f_3 = \frac{\omega_3}{2\pi} = 2.4 \text{ GHz}, A_{f_1} = 0.5467 \text{ V/m} \\ A_{f_2} = 0.2341 \text{ V/m}, A_{f_3} = 0.2191 \text{ V/m} \end{cases} \quad (37)$$

FDTD 仿真结果如图 5 所示,图中实线表示产生磁化等离子体前的结果,虚线表示产生磁化等离子体后的结果。

为了便于比较,从图 5 中提出解析解和仿真值的频率和振幅值,见表 2 所示。

从图 5 与表 2 可以看出,磁化情况下,FDTD 数值结果与解析解也非常接近,由此可验证用 FDTD

方法计算磁化瞬变等离子体的准确性。

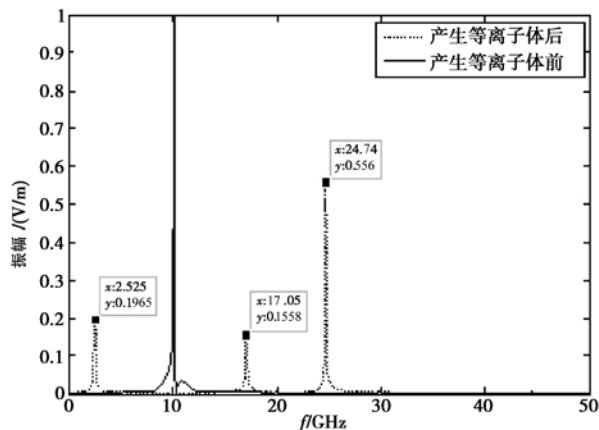


图 5 加入瞬变磁化等离子体前后矩形腔内电磁波的谐振频率

表 2 加入瞬变磁化等离子体前后的理论解与 FDTD 解

	理论解	FDTD 解
产生等离子体前的振幅/(V/m)	1	1
产生等离子体前的谐振频率/GHz	10	10
产生等离子体后的振幅/(V/m)	0.547 6; 0.234 1; 0.219 1;	0.563 5; 0.250 7; 0.226 8;
产生等离子体后的谐振频率/GHz	24.6; 17; 2.4	24.7; 17.1; 2.5

通过以上 FDTD 仿真值与解析解的对比,验证了 FDTD 方法计算时变等离子体的正确性,可用此方法继续分析一些解析解较难计算的复杂问题。同时也可以看出:在矩形谐振腔中瞬间加入非磁化等离子体后,谐振腔内电场的振幅不变,谐振点向高频处移动;在矩形谐振腔中瞬间加入磁化等离子体后,谐振腔产生了新的谐振频率,为进一步的分析和应用提供了思路 and 基础;在碰撞频率不为 0 时,新的谐振振幅有很大的衰减,这样就对谐振频率的提取提出了难题,怎样解决此问题是我们今后的研究方向。

4. 结 论

利用 CDLT-FDTD 方法,推导出了时变各向异性磁等离子体的 FDTD 递推式,采用矩形金属谐振腔中加入瞬变等离子体的模型进行了编程计算,分别得到了瞬变等离子体在是否有外加磁场情况下的数值解。并且从理论上推导计算了一维矩形金属谐振腔中加入瞬变等离子体后的解析解。将数值解与解析解进行对比,验证了所用方法的准确性。利用数值方法进一步计算,分析得出如下结论:在矩形谐振腔中瞬间加入非磁化等离子体后,谐振腔的振幅

不变,谐振点朝高频方向发生了漂移;在矩形谐振腔中瞬间加入磁化等离子体后,谐振腔中产生了新的谐振频率,这些结果为进一步的分析和应用提供了思路 and 基础。

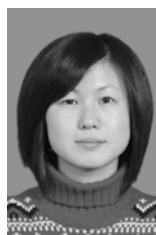
参考文献

- [1] FELSEN L B. Wave propagation in time-varying media [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1970, 18(2): 242-253.
- [2] LEE J H, KALLURI D K, NIGG G C. FDTD simulation of electromagnetic wave transformation in a dynamic magnetized plasma[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2000, 21(8): 1223-1253.
- [3] EHSAN M M, KALLURI D K. Plasma induced wiggler magnetic field in a cavity[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2003, 24(8): 1215-1234.
- [4] 刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌. 快速产生的时变等离子体对目标隐身研究[J]. 电波科学学报, 2002, 17(5): 524-533.
LIU Shaobin, MO Jinjun, YUAN Naichang. Research on target stealth by using time-varying switched plasma[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2002, 17(5): 524-533. (in Chinese)
- [5] 杨利霞, 葛德彪, 郑奎松, 等. 电各向异性介质 FDTD 并行算法的研究[J]. 电波科学学报, 2006, 21(1): 43-48.
YANG Lixia, GE Debiao, ZHENG Kuisong, et al. Study of parallel FDTD algorithm for anisotropic medium on a PC cluster system[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2006, 21(1): 43-48. (in Chinese)
- [6] 杨利霞, 王伟君, 王 刚. 基于拉氏变换原理的三维磁化等离子体电磁散射 FDTD 分析[J]. 电子学报, 2009, 37(12): 2711-2715.
YANG Lixia, WANG Yijun, WANG Gang. A 3D FDTD implementation of electromagnetic scattering by magnetized plasma medium based on laplace transfer principle[J]. Acta Electronica Sinica, 2009, 37(12): 2711-2715. (in Chinese)

作者简介



杨利霞 (1975—), 男, 湖北人, 博士, 副教授, 硕士生导师, 美国 The Ohio State University 博士后, 主要研究方向为电磁散射、电磁场数值计算等。



于萍萍 (1986—), 女, 辽宁人, 硕士生, 主要研究方向为电磁散射、电磁场数值计算。

马 辉 (1987—), 男, 湖北人, 硕士生, 主要研究方向为电磁散射、电磁场数值计算。