

文章编号: 1000-7032(2018)07-1029-07

时变磁化等离子体的 LTJEC-FDTD 方法研究

席阳红, 谢国大, 徐 辉, 黄志祥*, 吴先良, 王丽华

(安徽大学 电子信息工程学院, 安徽 合肥 230601)

摘要: 基于拉普拉斯变换的电流密度卷积技术(LTJEC), 构造了时变磁化等离子体的新型时域有限差分方法(LTJEC-FDTD)。借助于高斯脉冲在磁化等离子体中的传播实例, 验证了 LTJEC-FDTD 算法的准确性及高效性。进一步, 研究了 Whistler 波在一维时变磁化等离子体中的具体传播特性。结果表明, 当离子体频率随时间指数衰减后, 输出波的频率上升、极化方式不变, 而电场增强、磁场减弱。同时, 通过优化磁化等离子体参数, 可进一步提高 Whistler 波的输出频率, 获得了频率为 300 GHz 的圆极化太赫兹波。研究结果可为利用磁化等离子体产生太赫兹波源提供相关的技术支持。

关键词: 时变磁化等离子体; 太赫兹波源; LTJEC; FDTD

中图分类号: O441.4 文献标识码: A DOI: 10.3788/fgxb20183907.1029

Analysis of Time-varying Magnetic Plasma by Using LTJEC-FDTD Method

XI Yang-hong, XIE Guo-da, XU Hui, HUANG Zhi-xiang*, WU Xian-liang, WANG Li-hua

(Department of Electrical and Information Engineering, Anhui University, Hefei 230601, China)

* Corresponding Author, E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn

Abstract: The Laplace transfer current density convolution finite difference time domain(LTJEC-FDTD) was used to study the medium of time-varying magnetic plasma. A Gaussian-derivative pulsed plane wave was simulated in magnetic plasma by the method of LTJEC-FDTD. The numerical results show that the method of LTJEC-FDTD not only ensure the accuracy but also has higher computational efficiency. By simulating the propagation characteristics of a Whistler wave in the one-dimensional time-varying magnetic plasma, a output wave with higher frequency and enhanced electric field is obtained after switch off the plasma source. Finally, a terahertz wave with 300 GHz is obtained which theoretically verifies that the terahertz wave can be generated from the microwave by the time-varying magnetized plasma. These conclusions provide some theoretical bases for the generation of terahertz wave.

Key words: time-varying magnetic plasma; terahertz source; LTJEC; FDTD

1 引 言

等离子体是物质的第 4 种状态, 具有许多独

特的物理化学特性, 是宇宙间绝大部分物质存在的状态。自 1879 年发现以来, 等离子体的研究一直是学者们关注的焦点, 其在微电子、金

收稿日期: 2017-11-03; 修订日期: 2018-01-24

基金项目: 国家自然科学基金(61601166); 安徽省自然科学基金(KJ2015A202); 安徽高校自然科学研究重大项目(KJ2017ZD51, KJ2017ZD02); 安徽省高校优秀青年人才基金重点项目(2013SQRL065ZD); 校科研机构专项(2015JG01)资助项目
Supported by National Natural Science Foundation of China(61601166); Natural Science Foundation of Anhui Province(KJ2015A202); Scientific Research Foundation of Higher Education Institutions of Anhui Province(KJ2017ZD51, KJ2017ZD02); Special Foundation for Young Scientists of Anhui Province(2013SQRL065ZD); Special Subject of Scientific Research Institution(2015JG01)

属、聚合物、污染治理等诸多领域都有着重要的应用价值^[1-2]。然而现实中等离子体频率会随周围温度、时间、空间、外加磁场的变化而变化。外加磁场下的时变磁化等离子体更是一种复杂的各向异性色散介质,对入射电磁波有折射、碰撞吸收、共振吸收等特性,这些特性使得时变磁化等离子体可运用在很多的实际应用中,如等离子体滤波器和隐身技术等方面。同时,时变磁化等离子体也是一种产生太赫兹波源的方法。虽然目前该方法并未被实际应用,但是具有非常大的发展潜力。目前对于等离子体的研究主要是局限于时变等离子体或者磁化等离子体,对于将两种情况结合起来的时变磁化等离子体的研究并不多。因此研究时变磁化等离子体的特性以及时变磁化等离子体产生太赫兹波源的可行性尤为重要。

目前研究磁化等离子体介质电磁特性的时域数值方法主要为时域有限差分(Finite difference time domain, FDTD)方法,这是由于 FDTD 方法一次时域计算后用傅里叶变换就能得到整个频域电磁散射,非常适合宽频计算。递归卷积算法、分段线性电流密度递推卷积算法、电流密度递推卷积时域有限差分(JEC-FDTD)、电流密度拉普拉斯时域有限差分(CDLT-FDTD)算法以及基于拉普拉斯变换的电流密度卷积时域有限差分(LTJEC-FDTD)是目前比较广泛用于磁化等离子体介质的 FDTD 算法^[3-4]。其中,LTJEC-FDTD 算法是一种将 CDLT-FDTD 和 JEC-FDTD 结合并改进的 FDTD 算法。该算法并没有规避掉复杂的卷积,而是将电流密度卷积简化处理并与拉普拉斯变换完美结合^[5-6],同时迭代公式也较为简洁,在编程上计算效率更高。1997 年,Steven A Cummer 分析了非磁化等离子体的 FDTD 算法^[7]。2009 年,Kalluri 应用 CDLT-FDTD 算法研究电磁波在一维时变磁化等离子体中的传播特性^[8]。2015 年,杨利霞应用 LTJEC-FDTD 算法分析了磁化等离子体电磁波传播特性,但未进一步分析利用时变磁化等离子体产生太赫兹波^[5]。

本文应用 LTJEC-FDTD 算法,对一维时变磁化等离子体进行分析。首先介绍了 LTJEC-FDTD 算法的基本原理,并模拟了调制的微分高斯脉冲垂直入射磁化等离子体层。通过对比 LTJEC-FDTD 和 CDLT-FDTD 两种算法下的反射系数及编程上的运

行时间,验证了 LTJEC-FDTD 算法的正确性及高计算效率性。然后研究了 Whistler 波在一维时变磁化等离子体中的传播特性。结果表明,当离子体频率随时间指数衰减后,Whistler 波的频率上升、极化方式不变,同时电场加强、磁场减弱。最后通过优化后的等离子体碰撞频率、等离子体频率、以及电子回旋频率,进一步提升了 Whistler 波的输出频率并得到频率为 300 GHz 的圆极化太赫兹波,为磁化等离子体产生太赫兹波提供了一定的理论依据。

2 LTJEC-FDTD 算法

2.1 LTJEC-FDTD 算法基本原理

在各向异性等离子体介质中,相关的本构方程如下^[9-11]:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} + \nu\mathbf{J} = \varepsilon_0\omega_p^2(r,t)\mathbf{E} + \omega_b \times \mathbf{J}, \quad (1)$$

式中, \mathbf{E} 为电场强度; \mathbf{J} 为电流密度; ε_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和导磁率; ν 为电子碰撞频率; $\omega_p(r,t)$ 表示时变等离子体频率; $\omega_b = (eB_0/m_e)$ 为电子回旋频率, B_0 为外部静态磁场, e 和 m_e 分别为电子电量和电子质量。对于一维的 TEM 波,式(1)可写成矩阵形式:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \varepsilon_0\omega_p^2(r,t)\mathbf{E} + \mathbf{\Omega}\mathbf{J}, \quad (2)$$

其中: $\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix}$, $\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$, $\mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} -\nu & -\omega_b \\ \omega_b & -\nu \end{bmatrix}$, 在离散时间 Δt 内,对式(2)等式两边进行拉普拉斯变换可整理得:

$$\mathbf{J}(s) = \mathbf{A} \cdot \mathbf{J}_0 + \varepsilon_0\omega_p^2\mathbf{A} \cdot \mathbf{E}(s), \quad (3)$$

$$\text{其中: } \mathbf{A} = (s\mathbf{I} - \mathbf{\Omega})^{-1} = \frac{1}{(s+\nu)^2 + \omega_b^2} \cdot \begin{bmatrix} s+\nu & -\omega_b \\ \omega_b & s+\nu \end{bmatrix},$$

对式(3)进行逆拉普拉斯变换过渡到域可得:

$$\mathbf{J}(t) = \mathbf{A}(t) \mathbf{J}_0 + \varepsilon_0\omega_p^2\mathbf{K}(t), \quad (4)$$

其中: $\mathbf{A}(t) = e^{-\nu t} \begin{bmatrix} \cos\omega_b t & -\sin\omega_b t \\ \sin\omega_b t & \cos\omega_b t \end{bmatrix}$, $\mathbf{K}(t) = \mathbf{A}(t) * \mathbf{E}(t)$, 结合指数差分,对于 TEM 波离散时域 \mathbf{J} 的 FDTD 迭代公式为

$$\begin{pmatrix} J_x | \\ J_y | \end{pmatrix}_k^n = \mathbf{A}(\Delta t) \begin{pmatrix} J_x | \\ J_y | \end{pmatrix}_k^{n-1} + \varepsilon_0\omega_p^2\mathbf{K}(\Delta t), \quad (5)$$

$$\text{其中: } \mathbf{A}(\Delta t) = e^{-\nu\Delta t} \begin{pmatrix} \cos\omega_b\Delta t & -\sin\omega_b\Delta t \\ \sin\omega_b\Delta t & \cos\omega_b\Delta t \end{pmatrix}, \mathbf{K}(\Delta t) =$$

$$\Delta t e^{-\frac{\nu k}{2}} \begin{pmatrix} \cos \frac{\omega_b \Delta t}{2} & -\sin \frac{\omega_b \Delta t}{2} \\ \sin \frac{\omega_b \Delta t}{2} & \cos \frac{\omega_b \Delta t}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^n \\ E_y^n \end{pmatrix}, n \text{ 为时间步}$$

数, k 为空间步数。

2.2 数值验证

LTJEC-FDTD 和 CDLT-FDTD 两种算法下模

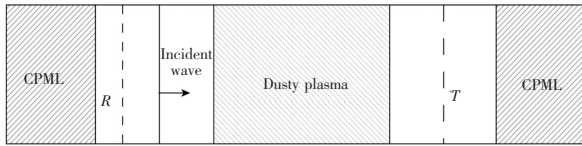


图 1 等离子体平板传播模型

Fig. 1 Model of the wave propagation in a plasma slab

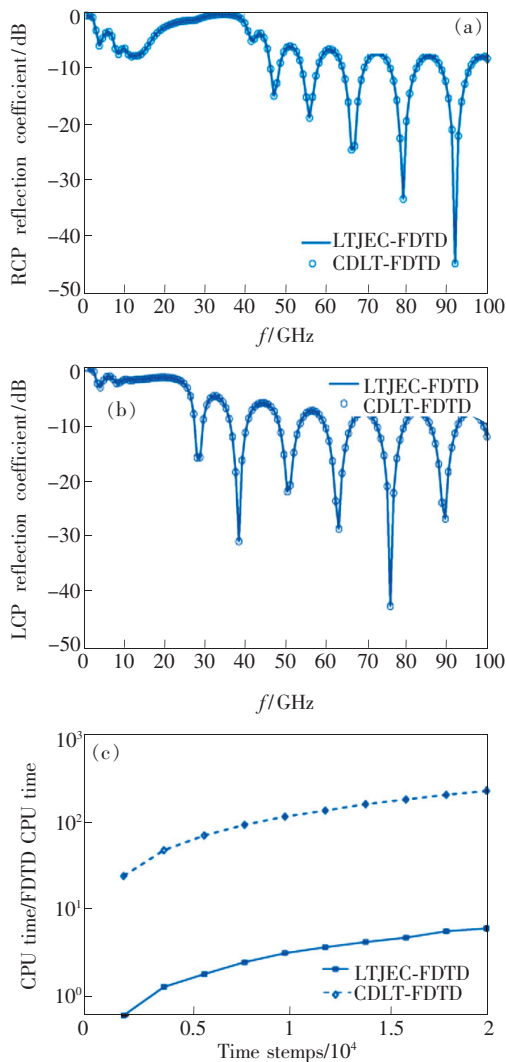


图 2 反射系数图。(a) RCP 波反射系数振幅图; (b) LCP 波反射系数振幅图; (c) 计算效率。

Fig. 2 Reflection coefficient magnitude versus frequency. (a) Reflection coefficient magnitude versus frequency for RCP. (b) Reflection coefficient magnitude versus frequency for LCP. (c) Computational efficiency.

拟 TEM 波垂直入射到磁化等离子体中的电磁传播, 入射波采用调制的微分高斯脉冲^[12], 传播模型如图 1 所示。空间网格总数为 600, 磁化等离子体层由网格数 200~400 构成。计算空间步长 Δz 为 7.5 μm , 时间步长为 Δt 为 1.25 ps^[13-15]。此外在计算空间的两端各设 10 个网格的 PML 吸收边界用于吸收截断边界产生的反射^[16-18], 其余网格为自由空间。磁化等离子体频率 $\omega_p = 30 \times 2\pi \text{ Grad/s}$, 电子回旋频率 $\omega_b = 10 \text{ Grad/s}$, 电子碰撞频率 $\nu = 5 \text{ Grad/s}$ 。

图 2(a)、(b) 分别为右旋圆极化 (RCP) 波和左旋圆极化 (LCP) 波穿过磁化等离子体层的反射系数。结果表明, LTJEC-FDTD 和 CDLT-FDTD 两种算法下的反射系数基本吻合, 验证了该算法的正确性。图 2(c) 为两种算法的 FDTD 计算效率对比。为了更明显地看出两种算法的计算效率, 图 2(c) 的纵坐标采用 10^i , 其中 t 为 FDTD 的计算时间。从对比中可以看出, 在相同的时间步长下, LTJEC-FDTD 算法运行所用的时间要明显小于 CDLT-FDTD 算法所用的时间, 计算效率更高。

3 一维时变磁化等离子体的电磁特性

图 3 为填充时变磁化等离子体的一维矩形金属谐振腔, 电磁波传输方向与外加磁场的方向均为 $+z$ 方向。这部分中 LTJEC-FDTD 的计算空间步长 Δz 为 0.012 cm, 时间步长 Δt 为 0.000 2 ns。在等离子体变化之前 ($t < 0$), 内加 RCP 驻波如下:

$$E_x^-(z, t) = E_0 \sin \frac{m\pi z}{d} \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (6)$$

$$E_y^-(z, t) = E_0 \sin \frac{m\pi z}{d} \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (7)$$

其中 $m=1$; φ_0 为相位角; d 为金属板的距离, 与波源频率 ω_0 有如下关系:

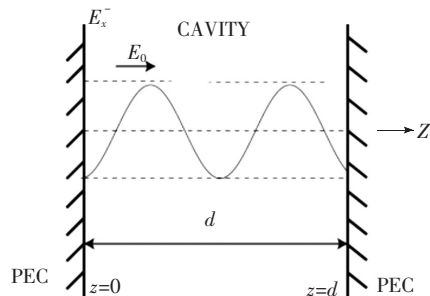


图 3 一维矩形金属谐振腔计算模型

Fig. 3 Computational model of one-dimensional rectangular metal cavity

$$\omega_0 = \frac{m}{\sqrt{\epsilon_p}} \frac{\pi c}{d}, \quad (8)$$

ϵ_p 为磁化等离子体中的相对介电常数^[19]:

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0(\omega_0 - \omega_b)}. \quad (9)$$

3.1 LTJEC-FDTD 在时变磁化等离子体中的正确性验证

采用图 3 的计算模型,进一步验证 LTJEC-FDTD 在时变磁化等离子体中的正确性。磁化等离子体随时间变化规律如下:

$$\begin{aligned} \omega_p^2(t) &= 0, \quad \omega_b = \omega_{b0}, \quad t < 0, \\ \omega_p^2(t) &= \omega_{p0}^2 [1 - \exp(-bt/T)], \quad \omega_b = \omega_{b0}, \quad t > 0, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 ω_{p0} 和 ω_{b0} 分别为等离子频率和电子回旋频率的初始值, b 为衰减系数, T 为 RCP 波的周期。选取驻波源频率 $\omega_0 = 2\pi \times 10$ Grad/s, 磁化等离子体频率 $\omega_{p0} = 2\pi \times 17.32$ Grad/s, 电子回旋频率 $\omega_b = 2\pi \times 10$ Grad/s, 电子碰撞频率 $\nu = 0$, 衰减系数 $b = 100$ 。

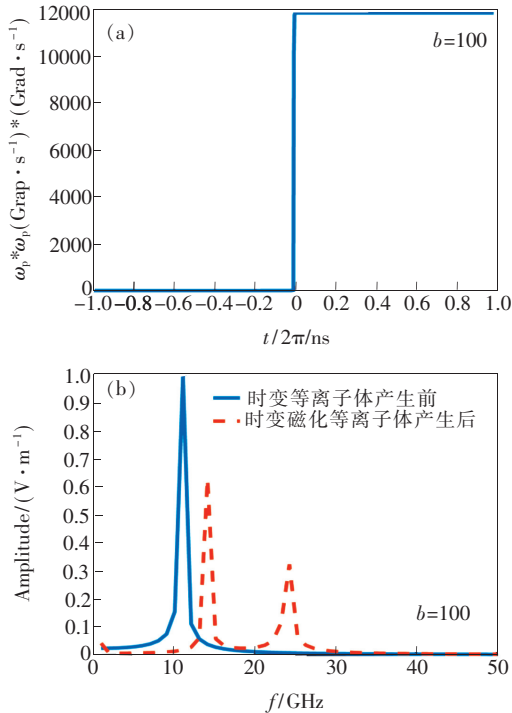


图 4 时变磁化等离子体中 $z = d/2$ 处电场抽样 FDTD 结果。(a) 等离子体频率随时间变化图; (b) 加入时变磁化等离子体前后金属矩阵腔体的谐振频率。

Fig. 4 FDTD results of electric field sampled at $z = d/2$ for time-varying plasma under constant external magnetic field. (a) Time-varying ω_p^2 for $b = 100$. (b) Resonance frequency of a metal cavity for time-varying magnetized plasma.

图 4(a) 为时变磁化等离子体随时间变化图。如图所示, 在 $t < 0$ 时等离子体频率 $\omega_{p0} = 0$, 即腔体内为真空; $t > 0$ 后等离子体频率随时间指数增长, 增长系数为 $b = 100$ 。图 4(b) 为在 $z = d/2$ 处抽样的电场值随等离子体变化前后的频域结果。如图所示, 当等离子体频率增长后谐振腔内出现了 3 个谐振频率, 分别为 $f_1 = 2.4, 17, 24.6$ GHz。这 3 个谐振频率与文献[5]中的理论值一致, 从而验证了 LTJEC-FDTD 方法计算时变磁化等离子体的正确性。

3.2 Whistler 波在时变磁化等离子体中的传播特性

对于式(9), 当 $\omega_0 \ll \omega_b, \omega_{p02} \gg \omega_0 \omega_{b0}$ 时, 相对介电常数 ϵ_p 可以近似为:

$$\epsilon_p \approx \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0 \omega_{b0}}, \quad \omega_0 \ll \omega_{b0}, \quad \omega_{p0}^2 \gg \omega_0 \omega_{b0}, \quad (11)$$

这样的右旋极化波叫做 Whistler 波^[20]。

时变磁化等离子体频率在时域上从稳定不变到随时间指数衰减, 变化规律如下:

$$\begin{aligned} \omega_p^2(t) &= \omega_{p0}^2, \quad \omega_b = \omega_{b0}, \quad t < 0, \\ \omega_p^2(t) &= \omega_{p0}^2 \exp(bt/T), \quad \omega_b = \omega_{b0}, \quad t > 0, \end{aligned} \quad (12)$$

其中 ω_{p0} 和 ω_{b0} 分别为等离子频率和电子回旋频率的初始值, b 为衰减系数, T 为 RCP 波的周期。取频率为 $\omega_0 = 1$ Grad/s 的 Whistler 波作为入射波, 研究其在时变磁化等离子体中传播的传播特性。磁化等离子体频率 $\omega_{p0} = 200$ Grad/s, 电子回旋频率 $\omega_{b0} = 100$ Grad/s, 电子碰撞频率 $\nu = 0$ 。

在 $z = d/2$ 和 $z \approx 0$ 处分别对电场和磁场进行抽样, LTJEC-FDTD 的抽样结果如图 5 所示。图 5(a) 为衰减系数 $b = 10$ 的等离子体频率时域变化情况, 由稳定不变到指数衰减。图 5(b) 和图 5(c) 分别为 $z = d/2$ 处电场以及 $z \approx 0$ 处磁场的时域抽样结果。由图可知, 电场频率和磁场频率在磁化等离子体频率衰减后均有所上升, 频率由原来的 1 Grad/s 增为 20 Grad/s, 该频率增长系数与磁化等离子体中的折射率 $n_r = (\epsilon_p)^{1/2}$ 一致; 同时电场的振幅增大到原来的 15 倍, 而磁场的振幅略有减小。图 4(d) 和图 4(e) 分别为电场及磁场的极化方式变化情况, 由图可知, Whistler 波极化方式不变, 仍为圆极化螺旋形式。通常情况下电磁

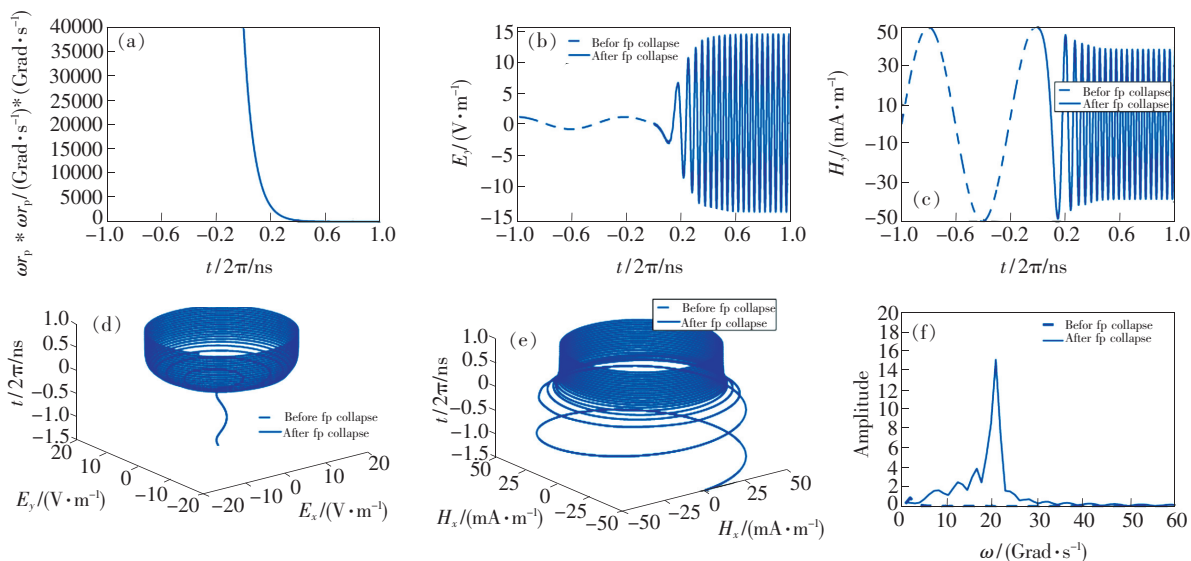


图5 时变磁化等离子体中 $z = d/2$ 处电场和 $z \approx 0$ 处磁场的抽样 FDTD 结果。(a) 等离子体频率随时间变化图; (b) 电场时域变化图; (c) 磁场时域变化图; (d) 电场极化方式变化图; (e) 磁场极化方式变化图; (f) 电场频域变化图。

Fig. 5 FDTD results of electric field sampled at $z = d/2$ and magnetic field sampled at $z \approx 0$ for collapsing plasma under constant external magnetic field. (a) Time-varying ω_p^2 for $b = 10$. (b) Variation of electric field in time domain. (c) Variation of magnetic field in time domain. (d) Variation of polarization of electric field. (e) Variation of polarization magnetic field. (f) Variation of electric field in frequency domain.

波在静态场下的等离子体中传播时, 波的极化是不断变化的。但是当外部磁场的方向垂直波的传播方向(横向模式)或沿着波的传播方向(纵向模式)时, 波的极化就会稳定不变^[21]。图 5(f) 为电场的频域结果, 从中可以更清楚地看出电场的频率由 1 Grad/s 提升到了 20 Grad/s 并且振幅增大为原来的 15 倍。

从能量的角度分析上述结果, 衰减的磁化等离子体会引起等离子体中电流的消失, 消失电流的磁能转化为波的电能和磁能, 这些改变使波源的频率上升, 并增强了电场和能量密度^[22-23]。

3.3 时变磁化等离子体产生太赫兹波的分析

时变磁化等离子体中频率上升的关键条件就是折射率 $n_R > 1$ 。当 ω_0 与 ω_{p0} 近似, 即在谐振频率附近时, 频率上升的更大。此外电子回旋频率 ν 也有着不可忽视的影响。我们在 3.2 的基础上进一步提升输出波的频率, 研究时变磁化等离子体产生太赫兹波。这里减小 ω_{b0}/ω_0 的比率放宽公式(13)的第一条件, 同时增大 ω_{p0} 的值加强第二条件:

$$\varepsilon_p \approx \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_0 \omega_{b0}}, \quad \omega_0 < \omega_{b0}, \quad \omega_{p0}^2 \gg \omega_0 \omega_{b0}, \quad (13)$$

取输入波的频率为 $\omega_0 = 10$ Grad/s, 电子回旋频率

$\omega_{b0} = 50$ Grad/s, 磁化等离子体频率 $\omega_{p0} = 600$ Grad/s。此外增加电子碰撞频率的影响, 取 $\nu = 0.01\omega_{p0}$ 。

图 6(a) 表示衰减系数 $b = 1000$ 时的等离子体密度的变化情况, 实质上波源频率的上升与等离子体消失的快慢并无关系^[24]。图 6(b) 和图 6(c) 分别为 $z = d/2$ 处电场以及 $z \approx 0$ 处磁场的时域抽样结果。由图可知, 通过减小 ω_b/ω_0 的比率, 增大 ω_p 和 ν 的值, 输出波的频率在等离子体频率衰减后有了进一步的提升, 由原来的 10 Grad/s 上升为 300 Grad/s, 频率增长系数为 30。图 6(d) 为电磁的极化方式的变化。由图可知, 输出波仍为右旋圆极化波。图 6(e) 和图 6(f) 分别为电场和磁场在频域上的变化情况, 从图中可以更明显地看出 Whistler 波的输出频率为 300 Grad/s, 并且磁场的幅值进一步衰减。这部分结果表明, 优化后的时变磁化等离子体参数进一步提高了输出波的频率, 最后得到了频率为 300 Grad/s 的圆极化太赫兹波, 从而在理论上验证了时变磁化等离子体可产生太赫兹波。这部分中的时变磁化等离子体参数参考了文献[25]中所做的相关实验, 证明了该理论方法在实验上的可行性。

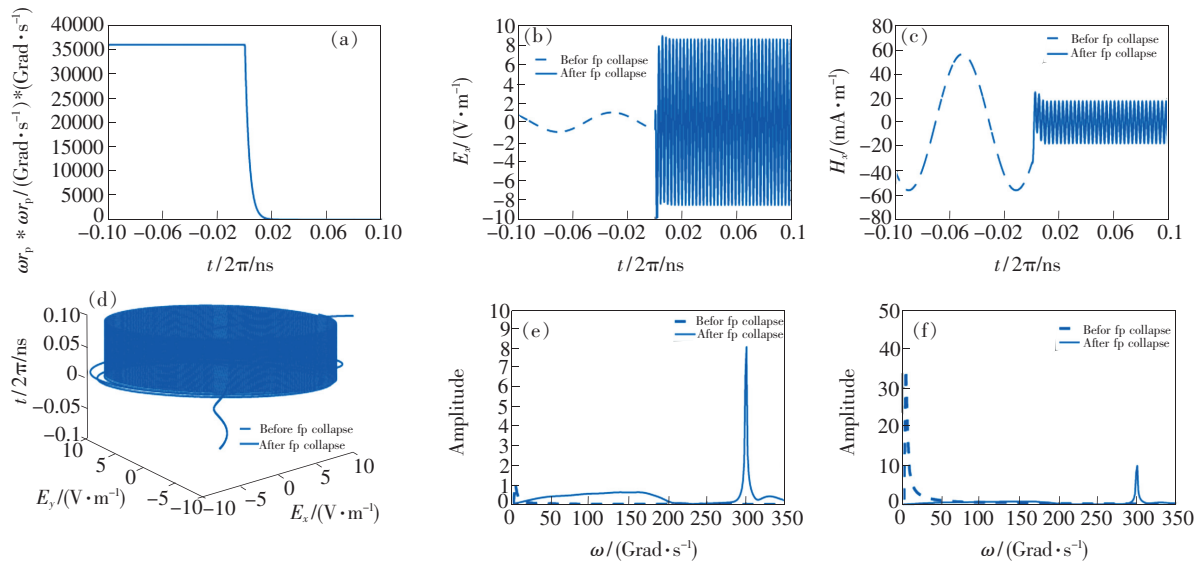


图6 时变磁化等离子体中 $z = d/2$ 处电场和 $z \approx 0$ 处磁场的抽样 FDTD 结果。(a) 等离子体频率随时间变化图;(b) 电场时域变化图;(c) 磁场时域变化图;(d) 电场极化方式变化图;(e) 磁场极化方式变化图;(f) 电场频域变化图。

Fig. 6 FDTD results of electric field sampled at $z = d/2$ and magnetic field sampled at $z \approx 0$ for collapsing plasma under constant external magnetic field. (a) Time-varying ω_p^2 for $b = 1\ 000$. (b) Variation of electric field in time domain. (c) Variation of magnetic field in time domain. (d) Variation of polarization of electric field. (e) Variation of electric field in frequency domain. (f) Variation of magnetic field in frequency domain.

4 结 论

本文应用 LTJEC-FDTD 算法从频域和时域上分析了时变磁化等离子体的电磁特性。首先模拟了调制的高斯脉冲在磁化等离子体中的频域的电磁反射系数,从频域角度验证了 LTJEC-FDTD 算法的准确性和高效性。然后研究了 Whistler 驻波在一维时变磁化等离子体中的传播特性以及太赫

兹波的产生。仿真结果表明,时变磁化等离子体相当于频率转换器,提升了输入波的频率,同时加强电场减弱磁场。等离子体频率、电子回旋频率、电子碰撞频率及衰减系数都是输出波的影响因素。最后通过优化后的参数得到了频率为 300 GHz 的太赫兹波,从理论上验证了时变磁化等离子体可产生太赫兹波,这些理论结果对变频系统的发展及太赫兹源的产生具有一定的指导意义。

参 考 文 献:

- [1] 赵化侨. 等离子体化学与工艺 [M]. 合肥:中国科学技术大学出版社, 1993.
ZHAO H Q. *Chemistry and Technology of Plasma* [M]. Hefei: University of Science and Technology Press, 1993. (in Chinese)
- [2] BOYD T J M, SANDERSON J J. *Plasma Dynamics* [M]. Beijing: Science Press, 1977.
- [3] HUNSBERGER F, LUEBBERS R, KUNZ K. Finite-difference time-domain analysis of gyrotropic media. I. Magnetized plasma [J]. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 1992, 40(12):1489-1495.
- [4] YOUNG J L. A full finite difference time domain implementation for radio wave propagation in a plasma [J]. *Radio Sci.*, 2016, 29(6):1513-1522.
- [5] 杨利霞. 离子体介质电磁特性时域有限差分方法及应用 [M]. 北京:科学出版社, 2015.
YANG L X. *Finite-difference Time-domain in Method and Application for Plasma Dielectric Electromagnetic Characteristics* [M]. Beijing: Science Press, 2015. (in Chinese)
- [6] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法 [M]. 西安:西安电子科技大学出版社, 2005.
GE D B, YAN Y B. *Finite-difference Time-domain in Method for Electromagnetic Waves* [M]. Xi'an: Xidian University

- Press, 2005. (in Chinese)
- [7] CUMMER S A. Modeling electromagnetic propagation in the earth-ionosphere waveguide [J]. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2000, 48(9):1420-1429.
- [8] KALLURI D K. Frequency transformation of a whistler wave by a collapsing plasma medium in a cavity: FDTD solution [J]. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2009, 57(7):1921-1930.
- [9] LADE R K, LEE J H, KALLURI D K. Frequency transformer: appropriate and different models for a building-up and collapsing magnetoplasma medium [J]. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, 2011, 32(7):960-972.
- [10] BAÑOS A, JR MORI W B, DAWSON J M. Computation of the electric and magnetic fields induced in a plasma created by ionization lasting a finite interval of time [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1993, 21(1):57-69.
- [11] KALLURI D K, GOTETI V R, SESSLER A M. WKB solution for wave propagation in a time-varying magnetoplasma medium: longitudinal propagation [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1993, 21(1):70-76.
- [12] LUDEMAN L C. *Fundamentals of Digital Signal Processing* [M]. New York: Harper & Row Press, 1986.
- [13] YEE K S. Numerical solution of initial boundary problems in isotropic medium [J]. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 1996, 14:302-307.
- [14] TAFLOVE A. *Computational Electrodynamics: The Finite-difference Time Domain Method* [M]. Boston: Artech House Press, 1995.
- [15] LEE H J, KALLURI D K, NIGG G C. FDTD Simulation of electromagnetic wave transformation in a dynamic magnetized plasma [J]. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, 2000, 21(8):1223-1253.
- [16] BERENGER J P. A perfect matched layer for the absorption of electromagnetic waves [J]. *J. Computat. Phys.*, 1994, 114(2):185-200.
- [17] GEDNEY S D. An anisotropic PML absorbing media for the FDTD simulation of fields in lossy and dispersive media [J]. *IEEE Trans. Antennas. Propag.*, 1996, 16(4):399-415.
- [18] CUMMER S A. A simple, nearly perfectly matched layer for general electromagnetic media [J]. *IEEE Microwave Wireless Compon. Lett.*, 2003, 13(3):128-130.
- [19] KALLURI D K. *Electromagnetics of Complex Media: Frequency and Polarization Transformer* [M]. Boca Raton: Taylor & Francis Press, 2010.
- [20] BOOKER H G. *Cold Plasma Waves* [M]. Hingham: Kluwer Press, 1984.
- [21] KALLURI D K. Frequency upshifting with power intensification of a whistler wave by a collapsing plasma medium [J]. *J. Appl. Phys.*, 1996, 79(8):3895-3899.
- [22] 徐珂, 黄志祥, 吴光良, 等. 基于时域有限差分方法的时变等离子体传播特性 [J]. *光子学报*, 2017, 46(10):1035002.
- XU K, HUANG Z X, WU X L, *et al.*. Propagation properties of wave in time-varying dusty plasma based on finite difference time domain method [J]. *Acta Photon. Sinica*, 2017, 46(10):1035002. (in Chinese)
- [23] 高英杰, 叶全意. 辛时域有限差分算法研究等离子体光子晶体透射系数 [J]. *光子学报*, 2017, 46(4):0419003.
- GAO Y J, YE Q Y. Research on the transmission coefficient of the plasma photonic crystals with the symplectic finite-difference time-domain method [J]. *Acta Photon. Sinica*, 2017, 46(4):0419003. (in Chinese)
- [24] NIU K, HUANG Z, LI M, *et al.*. Optimization of the artificially anisotropic parameters in WCS-FDTD method for reducing numerical dispersion [J]. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2017, 65(12):7389-7394.
- [25] KALLURI D K. *Electromagnetics of Time Varying Complex Media: Frequency and Polarization Transformer* [M]. Beijing: Crc. Press, 2010.



席阳红(1992 -),女,安徽合肥人,硕士研究生,2015年于合肥师范学院获得学士学位,主要从事计算电磁学和等离子体的研究。

E-mail: p15201045@ahu.edu.cn



黄志祥(1979 -),男,安徽宣城人,博士,教授,博士生导师,2007年于安徽大学获得博士学位,主要从事计算电磁学、高效多物理仿真算法等方面的研究。

E-mail: zxhuang@ahu.edu.cn