

DOI:10.19322/j.cnki.issn.1006-4710.2018.04.002

等离子鞘套随机特性对电波传播影响分析

刘江凡¹, 李 慧¹, 焦子涵², 白光辉², 席晓莉¹

(1. 西安理工大学 自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

2. 中国运载火箭技术研究院 空间物理重点实验室, 北京 100076)

摘要: 高超声速飞行器等离子鞘套由于湍流、姿态调整、非均匀烧蚀等因素的影响,其等离子参数具有一定的随机特性。随机媒质的时域有限差分法(Stochastic Finite Difference Time Domain, S-FDTD)可用于快速分析随机媒质中电波传播的统计特性。本文将普通媒质的 S-FDTD 方法扩展到等离子色散媒质,并采用该方法分析了典型鞘套电子密度分布下,电子密度随机特性对电波传播的影响。结果表明:电子密度的随机变化会引起透射电磁波的幅度与相位的抖动,抖动幅度与电子密度变化幅度具有线性相关性;等离子碰撞频率越高,相同强度的电子密度变化引起的透射系数幅度与相位变化越小;提高入射波频率,有助于有减少透射电磁波幅度与相位抖动。

关键词: 等离子鞘套;随机特性;随机时域有限差分法;电波传播

中图分类号: O451

文献标志码: A

文章编号: 1006-4710(2018)04-388-07

Effects of random characteristic of plasma sheath on the radio wave propagation

LIU Jiangfan¹, LI Hui¹, JIAO Zihan², BAI Guanghui², XI Xiaoli¹

(1. School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology,

Xi'an 710048, China; 2. Science and Technology on Space Physics Laboratory,

China Academy of Launch Vehicle Technology, Beijing 100076, China)

Abstract: Due to the turbulence, vehicle posture adjustment, non-uniform ablation and other factors, the plasma sheath surrounding the hypersonic vehicle is of random characteristics. The stochastic finite-difference time-domain (S-FDTD) method is a very efficient method for evaluating the electromagnetic (EM) wave propagation in material characterized by uncertainty or variability. In this paper, we extend the original S-FDTD algorithm to simulate the wave propagation in plasma. By the proposed method, the effects of the stochastic characteristics of electron density distribution on EM wave propagation are analyzed. The results show that the variability of the electron density will lead to the jitter in the amplitude and phase of the transmission electromagnetic waves, and that the jitter amplitude has a linear correlation with the intensity of electron density variability. We also find that the higher the plasma collision frequency, the smaller the amplitude and phase jitter of the transmission coefficient under the same variability of plasma electrons density, and that increasing the frequency of the incident wave helps to reduce the amplitude and phase jitter of the transmission coefficient.

Key words: plasma sheath; random characteristic; stochastic finite-difference time-domain; radio wave propagation

高超声速飞行器在大气层中飞行时,飞行器与其周围空气剧烈摩擦,使空气分子及飞行器表面材料发生电离,形成等离子鞘套。等离子鞘套的存在,使得投射其上的电磁波产生反射、折射及散射,而在

其中传播的电磁波受到衰减,从而影响飞行器的导航、遥测和通信信号的传输,在某些条件下甚至会导致飞行器与卫星和地面的无线电联系完全中断,形成黑障效应。

收稿日期: 2018-05-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61701398);陕西省自然科学基金资助项目(2017JQ6018)

作者简介: 刘江凡,男,博士,讲师,研究方向为电磁场数值计算。E-mail: liujf@xaut.edu.cn

通讯作者: 席晓莉,女,博士,教授,研究方向为电磁场与微波技术、信号处理。E-mail: xixiaoli@xaut.edu.cn

早在 20 世纪 60~90 年代,已有学者对再入黑障问题开展了大量理论与试验研究,取得了许多重要进展^[1-6]。总体来看,这些早期的研究主要从无线电频段选取、电波传播特性计算、鞘套对天线性能影响以及黑障的削弱技术等方面开展。

近些年来,针对等离子鞘套引起的通信中断问题的研究,除采用更为完善的电磁数值计算方法,分析计算稳态情况下等离子鞘套中电波传播特性^[7]、鞘套的电磁散射特性^[8-9]以及其对天线特性的影响^[10-11]外,在研究鞘套中电波传播特性方面,研究者开始更多地关注再入湍流等离子的随机变化特性对电波传播的影响^[12-18]。

本文将色散媒质的线性分段递归卷积(Piecewise Linear Recursive Convolution, PLRC)FDTD 方法^[19]与 S-FDTD 方法结合,提出了 S-PLRC-FDTD 方法,并采用该方法进一步分析了典型鞘套电子密度分布下,电子密度随机特性对电波信号影响。

1 等离子体的 S-PLRC-FDTD 算法

各向同性、碰撞的冷等离子体中,电磁波满足的 Maxwell 相关方程和本构方程如下:

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

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

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega\nu} \right) \mathbf{E} \quad (2)$$

式中: $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m \epsilon_0}}$ 为等离子体角频率; ν 为等离子体电子碰撞频率; n_e , e , m 分别为电子密度,电子电量,电子质量。仅考虑电子密度分布具有随机特性,假设碰撞频率为常量,因此各场量 \mathbf{D} , \mathbf{E} , \mathbf{H} 也就具有了随机特性。当采用 S-FDTD 方法进行分析计算时,电磁场迭代方程可分为均值的迭代以及方差的迭代方程。

1.1 场量均值的迭代方程

采用 FDTD 方法计算时,需要将式(2)转换到时间域,并对其进行离散后得 FDTD 递推公式。本文采用色散媒质中常用的 PLRC^[19-20]方法,得到等离子体中电场的迭代方程。以电场 x 分量为例,其的迭代方程如下:

$$\begin{aligned} E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} &= C_1 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n + C_2 \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n + \\ \Delta t C_2 / \epsilon_0 \cdot (\Delta H_z / \Delta y \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \Delta H_y / \Delta z \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2}) \end{aligned} \quad (3)$$

式中 C_1 与 C_2 是与等离子体参数相关的两个系数,

可表示为:

$$\begin{cases} C_1 = (\epsilon_\infty - \omega_p^2 g_1) / (\epsilon_\infty + \omega_p^2 g_2) \\ C_2 = 1 / (\epsilon_\infty + \omega_p^2 g_2) \end{cases} \quad (4)$$

其中 $g_1 = \Delta t / (2\nu) + a_1 / (\nu^3 \Delta t)$, $g_2 = \Delta t / \nu - a_2 / \nu^2 - g_1$, $a_1 = -1 + (1 + \nu \Delta t) \exp(-\nu \Delta t)$, $a_2 = 1 - \exp(-\nu \Delta t)$ 。

式(3)中 $\varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n$ 为 PLRC 方法所引入的辅助变量,其与 E_x 具有相同的空间网格位置。

$\varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n$ 的迭代公式为:

$$\begin{aligned} \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n &= k_1 \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n + k_2 \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n-1} + \\ &\exp(-\nu \Delta t) \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n-1} \end{aligned} \quad (5)$$

其中: $k_1 = -a_2 (a_1 + a_2 \nu \Delta t) / (\nu^3 \Delta t)$, $k_2 = a_1 a_2 / (\nu^3 \Delta t)$ 。

磁场的均值迭代方程与普通媒质一致,在此不再赘述。

1.2 场量方差的迭代方程

本小节将推导等离子体中电场及其辅助变量标准差的迭代公式。在推导过程中,仍遵循文献[16, 18]给出相关准则。

首先推导电场方差的迭代公式,将式(3)两端同乘 $(\epsilon_\infty + \omega_p^2 g_2)$ 可以得到:

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} + g_2 \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} - \epsilon_\infty E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n + g_1 \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \\ \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n = \Delta t / \epsilon_0 \cdot (\Delta H_z / \Delta y \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \Delta H_y / \Delta z \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2}) \end{aligned} \quad (6)$$

对式(6)左右两端同时取方差:

$$\begin{aligned} \sigma^2 \{ \epsilon_\infty E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} + g_2 \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} - \epsilon_\infty E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n + \\ g_1 \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n - \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \} = \sigma^2 \{ \Delta t / \epsilon_0 \cdot \\ (\Delta H_z / \Delta y \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \Delta H_y / \Delta z \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2}) \} \end{aligned} \quad (7)$$

当相关系数取如下近似时:

$$\begin{aligned} \rho_{E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1}, E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} &\approx \rho_{\omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1}, \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} \approx \rho_{\omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n, \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} \approx \\ \rho_{\omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1}, E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1}} &\approx \rho_{\omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1}, \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} \approx \rho_{\omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n, \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} \approx \\ \rho_{E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1}, \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} &\approx \rho_{E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n, \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n} \approx 1 \end{aligned} \quad (8)$$

式(7)可简化为:

$$\begin{aligned} \epsilon_\infty \sigma \{ E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} \} + g_2 \sigma \{ \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} \} - \\ \epsilon_\infty \sigma \{ E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \} + g_1 \sigma \{ \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \} - \sigma \{ \varphi_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \} = \\ \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \sigma \{ (\Delta H_z / \Delta y \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - \Delta H_y / \Delta z \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2}) \} \end{aligned} \quad (9)$$

对式(9)中左端 $\sigma \{ \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1} \}$ 和 $\sigma \{ \omega_p^2 E_x \Big|_{i+1/2,j,k}^n \}$ 两项使用 delta 法^[16, 18]进行展开,第一项可以写为:

$$\begin{aligned} \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^{n+1} \} &\approx (\omega_p^2 \sigma \{ E_x |^{n+1} \})^2 + \\ &(2\omega_p \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n+1})^2 + 4\omega_p^3 E_x |^{n+1} \rho_{\omega_p, E_x} |^{n+1} \sigma \{ \omega_p \} \cdot \\ &\sigma \{ E_x |^{n+1} \} = (\omega_p^2 \sigma \{ E_x |^{n+1} \} + \\ &2\omega_p \rho_{\omega_p, E_x} |^{n+1} \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n+1})^2 + (2\omega_p \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n+1})^2 - \\ &(2\omega_p \rho_{\omega_p, E_x} |^{n+1} \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n+1})^2 = (\omega_p^2 \sigma \{ E_x |^{n+1} \} + \\ &2\omega_p \rho_{\omega_p, E_x} |^{n+1} \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n+1})^2 + \\ &4\omega_p^2 \sigma^2 \{ \omega_p \} (E_x |^{n+1})^2 (1 - \rho_{\omega_p, E_x}^2 |^{n+1}) \end{aligned} \quad (10)$$

忽略 $4\omega_p^2 \sigma^2 \{ \omega_p \} (E_x |^{n+1})^2 (1 - \rho_{\omega_p, E_x}^2 |^{n+1})$ 项, 式(10)可以化简为:

$$\sigma \{ \omega_p^2 E_x |^{n+1} \} \approx 2\rho_{\omega_p, E_x} |^{n+1} \omega_p E_x |^{n+1} \sigma \{ \omega_p \} + \omega_p^2 \sigma \{ E_x |^{n+1} \} \quad (11)$$

类似地, $\sigma \{ \omega_p^2 E_x |^n \}$ 项可以化简为:

$$\sigma \{ \omega_p^2 E_x |^n \} \approx 2\rho_{\omega_p, E_x} |^n \omega_p E_x |^n \sigma \{ \omega_p \} + \omega_p^2 \sigma \{ E_x |^n \} \quad (12)$$

将式(11)~(12)代入式(9)中可以得到 $\sigma \{ E_x |^{n+1} \}$ 的迭代方程:

$$\begin{aligned} (\epsilon_\infty + g_2 \omega_p^2) \sigma \{ E_x |^{n+1} \} = \\ \sigma \{ \varphi_x |^n \} - 2\rho_{\omega_p, E_x} |^{n+1} g_2 \omega_p \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n+1} + \\ (\epsilon_\infty - g_1 \omega_p^2) \sigma \{ E_x |^n \} - 2\rho_{\omega_p, E_x} |^n g_1 \omega_p \sigma \{ \omega_p \} E_x |^n + \\ \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \sigma \{ (\Delta H_z / \Delta y |_{i+1/2, j, k}^{n+1/2} - \Delta H_y / \Delta z |_{i+1/2, j, k}^{n+1/2}) \} \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)即为等离子体中的 S-PLRC-FDTD 场值方差迭代公式。

接下来我们将进一步推导辅助变量 φ_x 的方差迭代公式。对式(5)两端同时取方差得:

$$\sigma^2 \{ \varphi_x |^n \} = k_1 \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^n \} + k_2 \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^{n-1} \} + \exp(-\nu \Delta t) \sigma^2 \{ \varphi_x |^{n-1} \} \quad (14)$$

对式(14)中 $k_1 \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^n \}$ 和 $k_2 \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^{n-1} \}$ 两项使用 delta 法^[18], 可得:

$$k_1 \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^n \} \approx 2k_1 \omega_p \rho_{\omega_p, E_x} |^n \sigma \{ \omega_p \} E_x |^n + k_1 \omega_p^2 \sigma \{ E_x |^n \} \quad (15)$$

$$k_2 \sigma^2 \{ \omega_p^2 E_x |^{n-1} \} \approx 2k_2 \omega_p \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n-1} + k_2 \omega_p^2 \sigma \{ E_x |^{n-1} \} \quad (16)$$

将式(15)~(16)代入式(14)中, 可以得到等离子体中的 S-PLRC-FDTD 辅助变量标准差的迭代公式为:

$$\begin{aligned} \sigma \{ \varphi_x |^n \} = 2k_1 \omega_p \rho_{\omega_p, E_x} |^n \sigma \{ \omega_p \} E_x |^n + k_1 \omega_p^2 \sigma \{ E_x |^n \} + \\ 2k_2 \omega_p \sigma \{ \omega_p \} E_x |^{n-1} + k_2 \omega_p^2 \sigma \{ E_x |^{n-1} \} + \\ \exp(-\nu \Delta t) \sigma \{ \varphi_x |^{n-1} \} \end{aligned} \quad (17)$$

需要指出的是, 式(13)与式(17)中等离子体频率与电场相关系数 ρ_{ω_p, E_x} 仍需要进一步确定, 其取值会直接影响 S-PLRC-FDTD 对场量标准差的估计。

2 计算模型与结果分析

鞘套电子密度分布常采用双指数或双高斯模型描述。在本文计算中, 假设鞘套内稳态(平均)电子密度分布具有如下双高斯分布特性:

$$n_{e, \text{steady}}(z) = \begin{cases} n_{e, \text{peak}} e^{(-a_1(z-z_B))^2} & 0 < x < z_B \\ n_{e, \text{peak}} e^{(-a_2(z-z_B))^2} & z_B < x < z_T \end{cases} \quad (18)$$

式中: $n_{e, \text{peak}}$ 为电子密度峰值, z_T 为等离子体厚度, z_B 为峰值电子密度所处位置, a_1, a_2 为描述电子密度衰减程度的参数。

由于电子密度分布受飞行高度, 飞行速度, 再入攻角, 再入湍流等因素的影响, 鞘套中电子密度并不恒定, 电子密度具有一定的随机特性, 其电子密度可用如下模型描述:

$$n_e(z) = n_{e, \text{steady}}(z) (1 + \Delta \delta_{n_e}) \quad (19)$$

式中: Δ 表示电子密度相对变化幅度, δ_{n_e} 为一标准正态分布随机变量, 因此电子密度标准差 $\sigma \{ n_e \}$ 可以表示为 $\sigma \{ n_e \} = \Delta \cdot n_{e, \text{steady}}$, 相应的等离子体角频率方差可以表示为 $\sigma \{ \omega_p \} = 0.5 \Delta \omega_{p, \text{steady}}$ 。

选取鞘套参数如下: $a_1 = 1 \text{ cm}^{-2}, a_2 = 0.5 \text{ cm}^{-2}, z_T = 15 \text{ cm}, z_B = 5 \text{ cm}$, 峰值电子密度均值 $n_{e, \text{peak}} = 1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 碰撞频率 $\nu = 1 \times 10^9 \text{ rad/s}$ 。采用 S-PLRC-FDTD 方法, 分别计算了电子密度相对变化幅度 $\Delta = 5\%, \Delta = 10\%, \Delta = 20\%$ 时, 其对电波传播的影响。S-PLRC-FDTD 采用 1 mm 均匀网格剖分, 时间步长 $\Delta t = \Delta z / 2c$ 。计算模型见图 1, 等离子体占据 50~199 网格(15 cm)。所加源为电场 x 方向极化的正弦平面波, 其振幅为 1 V/m, 位于 z 方向第 40 网格处, 观测点位于第 210 网格处。

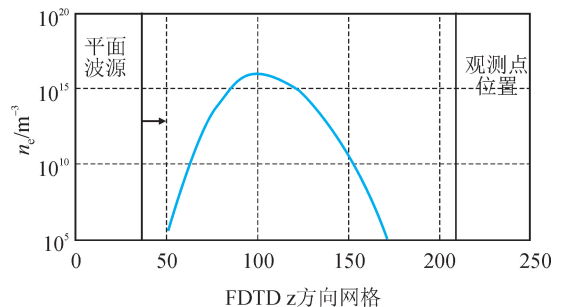


图 1 计算模型

Fig. 1 Simulation model

图2给出了入射波频率为1 575 MHz和4 000 MHz正弦波时,不同电子密度变化下,S-PLRC-FDTD方法计算得到的观测点电场平均值。由于等离子鞘套的存在,透射电磁波存在衰减,透射波电场振幅分别衰减到0.544 V/m(衰减5.3dB)和0.941 V/m(衰减0.45 dB)。入射波频率越高,衰减越小。

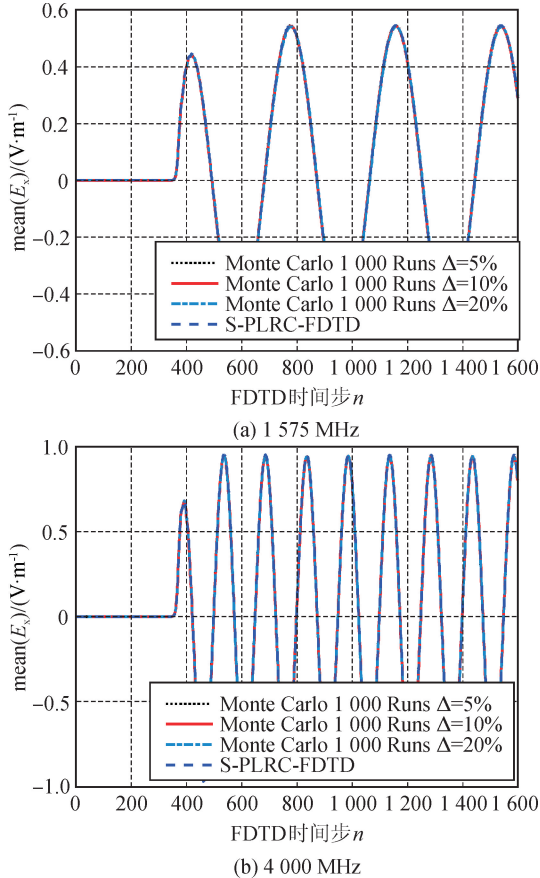


图2 平面波入射时观测点电场均值比较

Fig. 2 Comparison of mean electric field values in plane wave incident

为了验证 S-PLRC-FDTD 方法的正确性,将 Monte Carlo 结合传统 PLRC-FDTD 计算结果也绘于图2中(Monte Carlo 方法共采用 1000 组样本)。可以发现 S-PLRC-FDTD 方法与 Monte Carlo 方法计算的电场平均值几乎重合。

图3分别给出1 575 MHz平面波入射下,电子密度相对变化幅度分别为 $\Delta = 5\%$, $\Delta = 10\%$, $\Delta = 20\%$ 时,观测点电场在不同时刻的电场的方差值。与预期结果一致,当电子密度变化(标准差)越大,电场的方差也就越大。

在 S-PLRC-FDTD 方法中, E_x 与 ω_p 互相关系数 ρ_{E_x, ω_p} 的选取,会直接影响到电场方差的计算结果。 $\rho_{E_x, \omega_p} = 1$ 时 S-PLRC-FDTD 会过高地估计电场的方差,相应的,当 $\rho_{E_x, \omega_p} = 0.8$ 时,估计值偏低。在本例中,当 $\rho_{E_x, \omega_p} = 0.95$ 时, S-PLRC-FDTD 与 Monte Carlo 结果吻合最好。

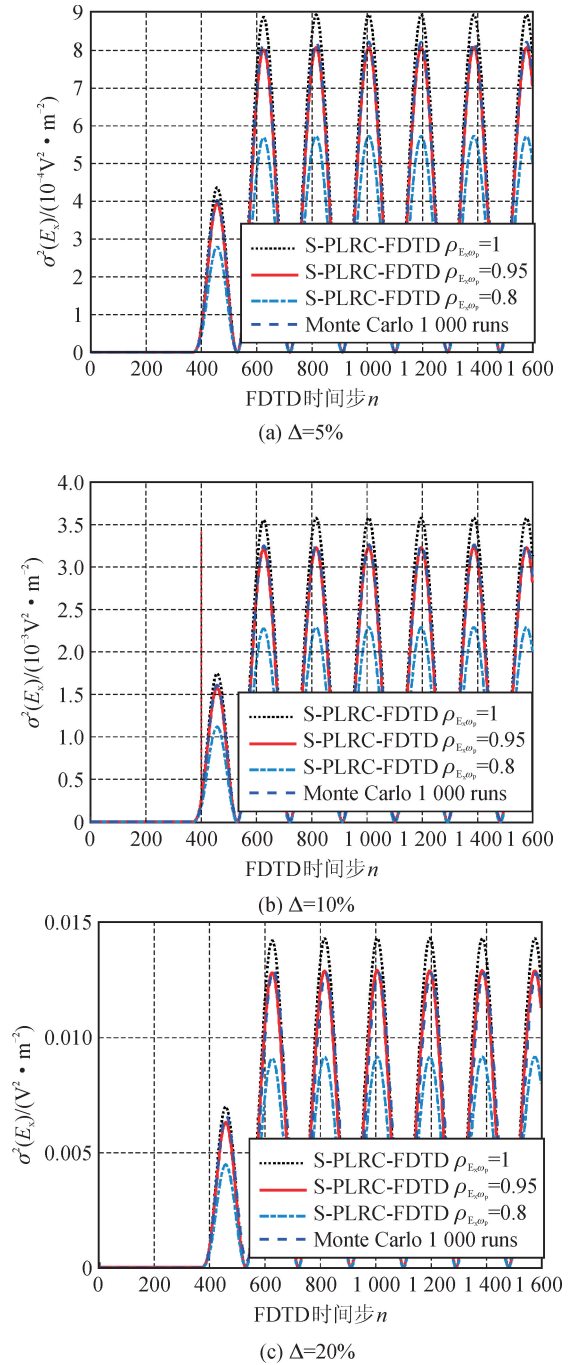


图3 1 575 MHz 平面波入射时观测点方差比较
电子密度相对变化幅度

Fig. 3 Comparison of observation point variances in 1 575 MHz plane wave incident

笔者也对 4 000 MHz 平面波入射情况进行了计算,同样当 $\rho_{E_x, \omega_p} = 0.95$ 时, S-PLRC-FDTD 结果与 Monte Carlo 结果吻合最好。

由于 S-PLRC-FDTD 在每次迭代过程中,需要额外计算各场量的标准差,因此 S-PLRC-FDTD 内存占用及每步计算用时约为传统 PLRC-FDTD 的 2 倍。但相比于传统 PLRC-FDTD 需要通过 1 000 次甚至更多的 Monte Carlo 仿真获得统计特性,

S-PLRC-FDTD具有显著优势。

为进一步评估电子密度随机变化对电磁波相位和幅度的影响,采用 S-PLRC-FDTD 方法,计算了上述鞘套在不同入射波频率以及不同碰撞频率情况下,透射系数幅度与相位的变化情况。

图 4 给出了电子密度相对变化幅度 $\Delta = 10\%$ 时,透射系数幅度 1σ 误差棒图。从图 4 中可以发现,当入射波频率较低 ($\omega/\omega_p \ll 1$) 时,透射系数随着碰撞频率的增加而增加,当入射波频率较高时,透射系数随着碰撞频率的增加而减少。

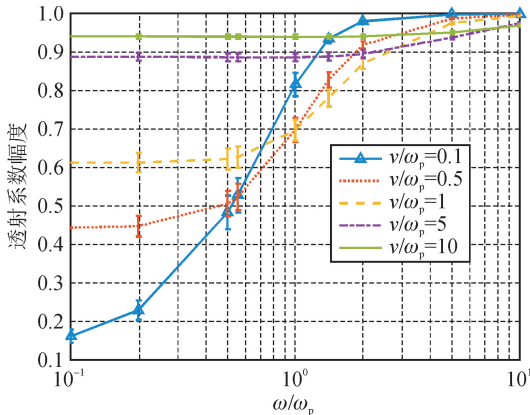


图 4 电子密度相对变化幅度 $\Delta = 10\%$ 时不同碰撞频率下透射系数幅度的 1σ 误差棒图

Fig. 4 1σ error bar graph of transmission coefficient amplitude at different ν/ω_p in the relative intensity of electron density variability $\Delta = 10\%$

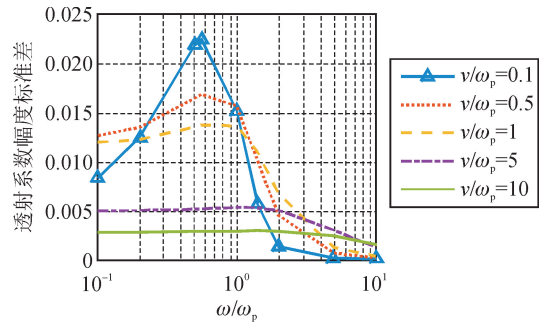
图 5 给出了电子密度相对变化幅度分别为 $\Delta = 5\%$, $\Delta = 10\%$, $\Delta = 20\%$ 时,不同碰撞频率下,透射系数幅度的标准差随入射波频率的变化。

从图 5 可以发现,透射系数幅度标准差正比于电子密度相对变化幅度变化。从图 5 中还可以发现,等离子碰撞频率越高时,透射系数标准差随入射波频率变化越缓慢,当 $\nu/\omega_p > 1$ 时,低频段透射系数标准差基本不变;对高频入射波 ($\omega/\omega_p > 1$),透射系数标准差随着入射波频率的增加而减小,并且碰撞频率越小,透射系数标准差减小越快。总体而言,提高入射波频率有利于减低电子密度变化对透射系数幅度的影响。

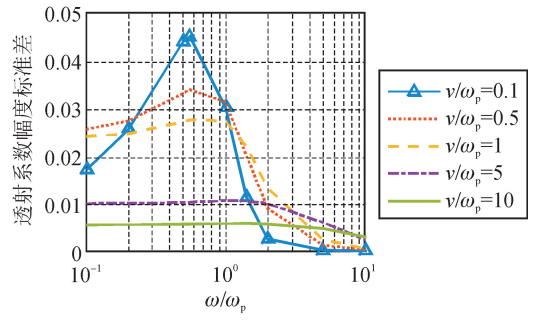
图 6 给出了电子密度相对变化幅度分别为 $\Delta = 5\%$, $\Delta = 10\%$, $\Delta = 20\%$ 时,透射系数相位标准差随入射波频率的变化。

从图 6 中可以发现,透射系数相位标准差同样正比于电子密度相对变化幅度。在电子密度变化幅度相同时,碰撞频率越高,透射系数相位标准差越小,随入射波频率的变化也越缓慢,并且对于低碰撞频率 $\nu/\omega_p \leq 1$ 的等离子体,透射系数相位标准差最

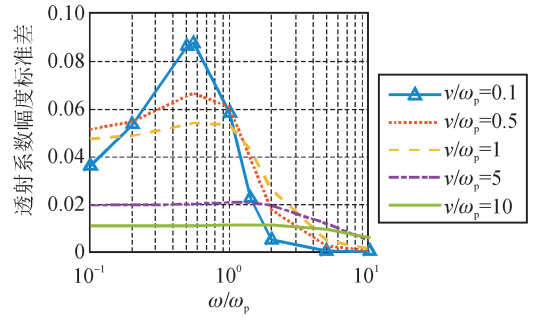
大值出现在 $\omega/\omega_p \approx 1$ 附近,随着碰撞频率的提高,透射系数相位标准差最大值逐渐向高频方向移动。



(a) $\Delta = 5\%$



(b) $\Delta = 10\%$



(c) $\Delta = 20\%$

图 5 不同碰撞频率下透射系数标准差比较

Fig. 5 Comparison of standard deviations of transmission coefficient amplitude at different ν/ω_p

表 1 和表 2 进一步给出了电子密度相对变化幅度 $\Delta = 10\%$ 时, S-PLRC-FDTD 方法与 Monte Carlo 结合 SMM 方法 (1 000 次样本) 计算结果比较。

从表 1~2 中可以发现, S-PLRC-FDTD 方法的计算结果与 Monte Carlo 结合 SMM 方法的计算结果具有很好的一致性。与 Monte Carlo 结合 SMM 方法相比, S-PLRC-FDTD 方法的优势在于它可以通过一次计算,获得观测点波形在所有时刻的均值与方差。

此外,对于更为复杂的鞘套模型(二维或三维情况), S-PLRC-FDTD 方法也具有适用性。

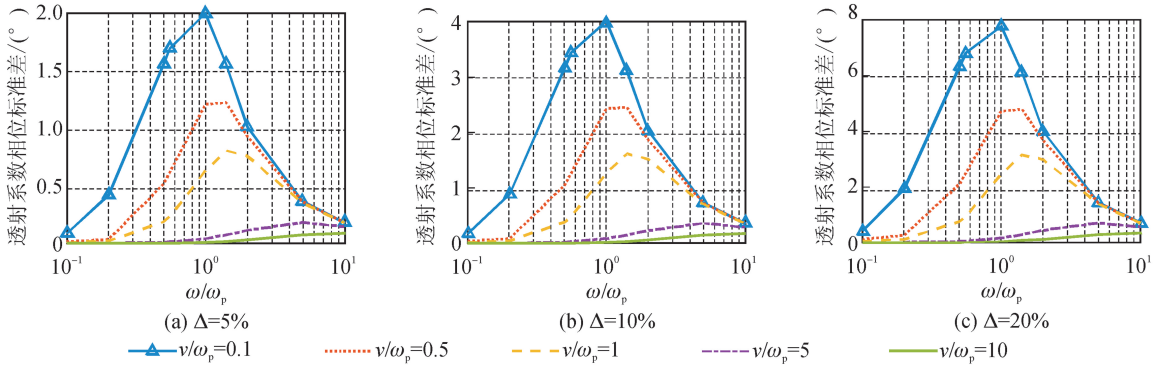


图 6 不同碰撞频率下透射系数相位标准差比较

Fig. 6 Comparison of standard deviations of transmission coefficient phase at different ν/ω_p

表 1 透射系数相位标准差

Tab. 1 Standard deviation of the transmission coefficient phase

ν/ω_p	Monte Carlo + SMM 方法下的标准差/(°)				S-PLRC-FDTD 方法下的标准差/(°)			
	$\omega/\omega_p = 0.2$	$\omega/\omega_p = 0.5$	$\omega/\omega_p = 1$	$\omega/\omega_p = 2$	$\omega/\omega_p = 0.2$	$\omega/\omega_p = 0.5$	$\omega/\omega_p = 1$	$\omega/\omega_p = 2$
0.1	0.877 0	3.165 0	4.004 9	2.037 5	0.848 3	3.142 9	3.913 3	2.064 8
0.5	0.088 4	1.048 4	2.426 6	1.873 1	0.072 5	0.958 2	2.436 2	1.846 5
1	0.048 7	0.380 5	1.263 7	1.523 5	0.035 8	0.388 4	1.238 7	1.515 5
5	0.006 0	0.023 3	0.084 0	0.228 9	0.004 5	0.024 0	0.081 9	0.224 2
10	0.001 8	0.006 4	0.021 8	0.062 8	0.001 4	0.006 5	0.020 9	0.056 4

表 2 透射系数幅度标准差

Tab. 2 Standard deviation of the transmission coefficient amplitude

ν/ω_p	Monte Carlo + SMM 方法下的标准差/(°)				S-PLRC-FDTD 方法下的标准差/(°)			
	$\omega/\omega_p = 0.2$	$\omega/\omega_p = 0.5$	$\omega/\omega_p = 1$	$\omega/\omega_p = 2$	$\omega/\omega_p = 0.2$	$\omega/\omega_p = 0.5$	$\omega/\omega_p = 1$	$\omega/\omega_p = 2$
0.1	0.025 5	0.044 1	0.030 2	0.002 6	0.024 1	0.042 5	0.030 3	0.002 5
0.5	0.027 3	0.033 2	0.031 3	0.009 0	0.025 7	0.032 0	0.312 6	0.009 5
1	0.024 6	0.027 2	0.027 3	0.013 4	0.023 3	0.026 1	0.026 8	0.013 7
5	0.010 0	0.010 3	0.010 6	0.010 0	0.009 6	0.009 8	0.010 1	0.009 5
10	0.005 6	0.005 6	0.005 8	0.005 7	0.005 4	0.005 4	0.005 4	0.005 2

3 结 语

本文采用 S-PLRC-FDTD 方法,计算了电子密度为高斯分布的等离子鞘套中电子密度随机变化对入射信号的影响,分析了电子密度抖动引入的相位抖动和振幅抖动。结果表明:电子密度的随机变化与其引起透射电磁波的幅度与相位的抖动具有显著的正相关性;在相同电子密度变化条件下, ν/ω_p 越大,透射系数幅度与相位的标准差随频率的变化越小;对于低碰撞频率 ($\nu/\omega_p \leq 1$) 的等离子体,透射系数相位标准差最大值出现在 $\omega/\omega_p \approx 1$ 附近,随着碰撞频率的提高,透射系数相位标准差最大值逐渐向高频方向移动;总体而言,提高入射波频率,有助

于有减少透射电磁波幅度与相位抖动。

参考文献:

- [1] RYBAK J P, CHURCHILL R J. Progress in reentry communications[J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 1971, 7(5): 879-894.
- [2] SULLIVAN L J. The early history of reentry physics research at Lincoln Laboratory[J]. The Lincoln Laboratory Journal, 1991, 4(2): 113-132.
- [3] HARTUNIAN R A, STEWART G E, FERGASON S D, et al. Causes and mitigation of radio frequency(RF) blackout during reentry of reusable launch vehicles[R]. Contractor Report ATR-2007(5309)-1, 2007.
- [4] 乐嘉陵, 高铁锁, 曾学军. 再入物理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2005.

- [5] 王柏懿. 再入等离子鞘的电波传播特性[J]. 宇航学报, 1982, (2): 81-101.
WANG Boyi. Propagation properties of reentry plasma sheath for electromagnetic wave[J]. Journal of Astronautics, 1982, (2): 81-101.
- [6] 赵汉章, 吴是静, 董乃涵. 不均匀等离子体鞘套中电磁波的传播[J]. 地球物理学报, 1983, 26(1):9-16.
ZHAO Hanzhang, WU Shijing, DONG Naihan. On the propagation of electromagnetic wave in a inhomogeneous plasma sheath [J]. Acta Geophysics Sinica, 1983, 26 (1):9-16.
- [7] LIU Jiangfan, XI Xiaoli, WAN Guobin, et al. Simulation of electromagnetic wave propagation through plasma sheath using the moving-window finite-difference time-domain method[J]. IEEE Transaction on Plasma Science, 2011, 39(3):852-855.
- [8] BAO Huaguang, CHEN Rushan. An efficient domain decomposition parallel scheme for leapfrog ADI-FDTD method[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2017, 65(3):1490-1494.
- [9] CAO J, TAO S, CHEN R. An efficient solution for volume integral equation based on meshfree scheme[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2015, 14:1618-1621.
- [10] XIE Kai, YANG Min, BAI Bowen, et al. Re-entry communication through a plasma sheath using standing wave detection and adaptive data rate control [J]. Journal of Applied Physics, 2016, 119(2):0233012.
- [11] LIU Donglin, LI Xiaoping, XIE Kai, et al. The propagation characteristics of electromagnetic waves through plasma in the near-field region of low-frequency loop antenna [J]. Physics of Plasmas, 2015, 22 (10): 210610.
- [12] 杨敏, 李小平, 刘彦明, 等. 信号在时变等离子体中的传播特性[J]. 物理学报, 2014, 63(8):261-270.
YANG Min, LI Xiaoping, LIU Yanming, et al. Propagation of electromagnetic signals in the time-varying plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(8):261-270.
- [13] 高平, 李小平, 谢楷, 等. 等离子体对 GPS 信号载噪比的影响[J]. 航空学报, 2015, 36(2):633-639.
GAO Ping, LI Xiaoping, XIE Kai, et al. Effect of plasma on C/N₀ of GPS signal[J]. Acta Aeronautica ET Astronautica Sinica, 2015, 36(2):633-639.
- [14] HE Guolong, ZHAN Yafeng, GE Ning, et al. Channel characterization and finite-state Markov channel modeling for time-varying plasma sheath surrounding hypersonic vehicles[J]. Progress in Electromagnetics Research, 2014, 145:299-308.
- [15] HE Guolong, ZHAN Yafeng, ZHANG Jingzhuo, et al. Characterization of the dynamic effects of the reentry plasma sheath on electromagnetic wave propagation [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2016, 44 (3):232-238.
- [16] SMITH S M, FURSE C. Stochastic FDTD for analysis of statistical variation in electromagnetic fields[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012, 60(7): 3343-3350.
- [17] BISHEH K M, GATABI B Z, ANDARGOLI S M H. Stochastic FDTD accuracy improvement through correlation coefficient estimation[J]. Waves in Random and Complex Media, 2015, 25(2):154-169.
- [18] NGUYEN B T, FURSE C, SIMPSON J J. A 3-D stochastic FDTD model of electromagnetic wave propagation in magnetized ionosphere plasma [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2015, 63 (1):304-313.
- [19] Kelley D F, Luebbers R J. Piecewise linear recursive convolution for dispersive media using FDTD [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1996, 44(6):792-797.
- [20] XI Xiaoli, LUO Rong, LIU Jiangfan, et al. Combined piecewise linear recursive convolution-bilinear transform implementation of the CFS-PML for unmagnetized plasma[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2011, 21(6):277-279.

(责任编辑 王绪迪)