

THz电磁波在时变非磁化等离子体中的传播特性研究*

陈文波 龚学余[†] 邓贤君 冯军 黄国玉

(南华大学电气工程学院, 衡阳 421001)

(2014年3月27日收到; 2014年4月23日收到修改稿)

本文建立了时变非磁化等离子体平板的一维模型, 并采用时域有限差分(FDTD)方法对太赫兹(THz)电磁波在时变等离子体中传播时的反射、透射系数及吸收率进行了计算. 然后根据计算结果分析了时变等离子体的上升时间、电子密度、温度以及等离子体平板厚度等参数对不同频段THz波在等离子体中传播特性的影响. 分析结果表明: THz波在时变等离子体中传播时, 其反射系数受等离子体电子密度和上升时间的影响较大; 而吸收率则随着上升时间的减小、电子密度及平板厚度的增加而增大; 此外, THz电磁波能够穿透量级为 10^{20} m^{-3} 的高密度等离子体层, 可以作为再入段飞行器通信以及高密度等离子体诊断的理想工具.

关键词: THz电磁波, 时变等离子体, 传输特性, 时域有限差分法

PACS: 41.20.Jb, 52.25.Os, 52.40.Db, 92.60.Ta

DOI: 10.7498/aps.63.194101

1 引言

电磁波在等离子体中传播作为一个非常有实际意义的研究领域, 其理论体系经过几十年的发展已日臻完善, 但是还不能囊括所有方面. 尤其是目前对于以电离层中的无线电通信为背景和以等离子体诊断为目的的电磁传输问题, 其应用的电磁波频段主要集中在微波波段($<10^2 \text{ GHz}$)^[1-4], 然而当等离子体电子密度达到 10^{20} m^{-3} 量级时, 等离子体的电磁波截止频率将进入太赫兹(THz)波段(10^2-10^4 GHz), 这导致了微波在等离子体中应用时, 会出现诸如航天器在再入大气层过程中通信中断、高密度等离子体不能采用微波来进行诊断^[5-8]等一系列技术难题.

近年来, 强太赫兹辐射源及探测装置的快速发展, 不仅使人们在THz波段内对电磁波与高密度等离子体的相互作用展开研究成为可能, 同时还推动了THz波技术在射电天文、无线电空间通信、雷达

反隐身探测以及等离子体诊断等领域中更为广泛的应用^[9,10]. 太赫兹波在等离子体中传输特性的研究已经成为太赫兹技术和等离子体物理领域中的一个重要课题.

从已有文献资料来看, 目前关于THz电磁波与等离子体相互作用的实验研究仅有寥寥几篇相关报道, 且研究重点为实验数据的测量及现象的描述^[11-13]; 理论研究则都是在假设等离子体的空间分布是不随时间变化的条件下进行的^[14-19]. 然而, 对于实际放电装置内产生的等离子体, 其空间分布是随时间变化的, 当THz波与快速产生的等离子体相互作用时, 极有可能产生一些新的物理现象和规律. 因此, 对THz电磁波在时变等离子体中的传播特性展开研究同样具有十分重要的现实意义.

本文将采用FDTD方法求解THz电磁波垂直入射到非磁化时变等离子体层中的反射、透射系数及吸收率, 并结合数值结果研究等离子体上升时间、密度、平板厚度以及等离子体温度等参数对时变等离子体中THz波传播特性的影响.

* 国家自然科学基金(批准号: 11375085)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: gongxueyu@126.com

2 等离子体中的FDTD方法

平面电磁波在非磁化、均匀、时变等离子体中传播时, 满足的Maxwell方程及等离子体运动方程为^[20]

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \nu_c(t) \cdot \mathbf{J} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2(t) \mathbf{E} + \frac{e}{m} \nabla P, \quad (3)$$

$$\nu_c(t) = 5.2 \times 10^{13} \cdot P, \quad (4)$$

$$P = n_{e0}(t) \cdot k \cdot T, \quad (5)$$

上式中的 \mathbf{E} 是电场强度, \mathbf{H} 为磁场强度, \mathbf{J} 是电流密度; ε_0 , μ_0 分别是真空中的介电常数和磁导率; ν_c 为等离子体碰撞频率, k 是玻尔兹曼常数, T 是等离子体温度, P 为等离子体压强; $\omega_{pe}(t) = \sqrt{n_{e0}(t) e^2 / m \varepsilon_0}$ 表示等离子体角频率, n_{e0} 为等离子体电子密度, 对于均匀时变等离子体, 电子密度随时间变化的表达式为 $n_{e0}(t) = n_e \cdot \sqrt{t/T_r}$, 式中的 n_e 为等离子体的最大电子密度, T_r 为时变等离子体的上升时间. 由(3)式可以得到电流密度 \mathbf{J} 的 x 分量式为

$$\frac{\partial J_x}{\partial t} + \nu_c \cdot J_x = \varepsilon_0 \cdot \omega_{pe}^2 \cdot E_x + \frac{e}{m} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (6)$$

然后取电场的值位于整数时间步, 磁场和电流密度位于半个时间步. 利用中心差分近似, 则方程(3)可以离散为

$$J_x^{n+1/2} = \frac{e}{m} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{2 - \nu_c dt}{2 + \nu_c dt} \cdot J_x^{n-1/2} + \frac{2\varepsilon_0 \Delta t \omega_{pe}^2}{2 + \nu_c dt} E_x^n. \quad (7)$$

在上式中假设密度在空间是均匀分布, 故未对 $\partial P / \partial x$ 进行离散化. 同样采用FDTD方法对(1)式和(2)式进行离散可得

$$H_y|_{k+1/2}^{n+1/2} = H_y|_{k+1/2}^{n-1/2} + \frac{dt}{\mu_0 \cdot dz} \cdot (E_x|_{k+1}^n - E_x|_k^n), \quad (8)$$

$$E_x|_k^{n+1} = E_x|_k^n - \frac{dt}{\varepsilon_0 \cdot dz} \cdot (H_y|_{k+1/2}^{n+1/2} - H_y|_{k-1/2}^{n+1/2}) - \frac{dt}{\varepsilon_0} \cdot J_x|_k^{n+1/2}. \quad (9)$$

因此, 只要联立(4)—(9)式组成的方程组就可以计算等离子体内部的空间电磁场分量. 而对于等

离子体外部区域的电磁场计算, 则只需将(9)式中的电流密度分量 \mathbf{J} 设为0即可.

3 数值模拟结果

本文所建立的THz电磁波垂直入射到非均匀时变等离子体平板的一维模型如图1所示. 等离子体板位于计算区域中间, 两边为自由空间, 计算区域两侧设置MUR吸收边界以吸收透射和反射波. 入射电磁波沿+Z方向传播, 频率范围为0.1—1.1 THz. 计算的空间离散网格尺寸 $\Delta x = 10 \mu\text{m}$, 时间步长 $\Delta t = \Delta x / 2c$ 以满足FDTD方法的稳定条件.

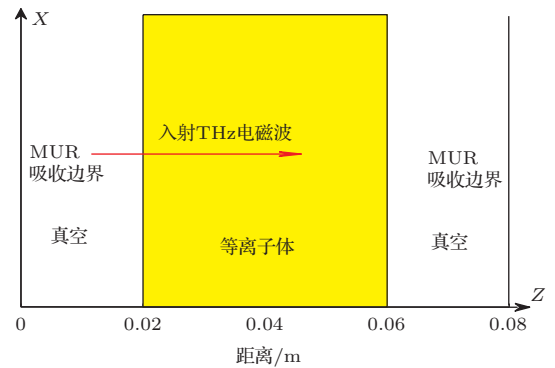


图1 THz波在等离子体平板中传播的一维模型

首先研究时变等离子体的上升时间对THz电磁波传播特性的影响. 图2为当等离子体温度 $T = 300 \text{ K}$, 平板厚度 $d = 4 \text{ cm}$, 电子密度 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 而上升时间 T_r 在1000—9000时间步变化时, THz波在等离子体中传播特性的计算结果. 从图2(a)的结果可以看出, THz波在时变等离子体中传播时, 出现了周期性的振荡, 且该振荡的幅值会随着上升时间的减小而增加. 图2(b)和(c)的结果则表明, 随着等离子体上升时间及入射THz波频率的增加, 时变等离子体对电波的吸收逐步减小, 透射系数的幅度则越来越大. 这说明当等离子体随时间变化的特征时间尺度小于或与THz波的周期相当时, 快速产生的等离子体能够从入射THz波中吸收更多的能量, 进而使电磁波穿透等离子体层的能力减弱.

接下来考察THz波在不同密度的时变等离子体平板中的传播特性. 图3依次列出了当等离子体的上升时间 T_r 为1000时间步, 温度 $T = 300 \text{ K}$, 平板厚度 $d = 4 \text{ cm}$, 而电子密度 n_e 在 1×10^{18} — $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 范围内变化时, 等离子体平板中THz

波的反射、透射系数及吸收率随入射电磁波频率变化的曲线. 由计算结果可以看出, 当时变等离子体的电子密度减小或入射 THz 波频率增加时, THz 波在等离子体中的反射系数及吸收率都会随之减小, 并且在反射系数曲线中同样出现了幅度逐步增大的周期性振荡; 而在相同的条件下, 透射系数的幅值却是逐步增加的. 此外, 当入射 THz 波的频率达到 1100 GHz 时, 就可以穿透量级为 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 的高密度等离子体层. 这一性质与电磁波在非时变等离子体层中的传播特性也是非常相似的 [21].

下面再来研究不同的等离子体温度对 THz 电

磁波传播特性的影响. 图 4 给出了等离子体温度 T 在 300—1800 K 范围内变化时, THz 波在时变等离子体中传播特性的计算结果. 其中, 等离子体的上升时间为 1000 时间步, 电子密度 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 平板厚度 $d = 4 \text{ cm}$. 图 4 的结果表明: 等离子体的温度仅对较低频段 (100—300 GHz) 内的入射 THz 波的反射系数有较大影响 (反射系数幅值随温度的升高而减小). 此外, 随着等离子体温度的不断增大, 时变等离子体对单一频点内 THz 波的吸收先增大后减小; 而透射系数则先减小后增大. 这说明在等离子体温度升高的过程中, 会出现 THz 电磁波的吸收峰值.

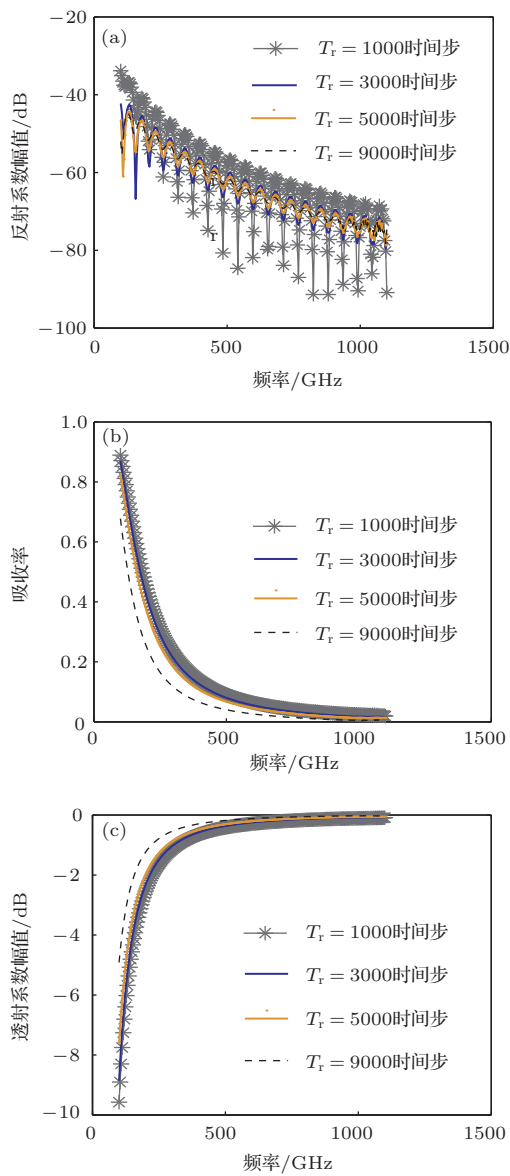


图 2 (网刊彩色) 等离子体中 THz 波传播特性随上升时间变化曲线 (a) 反射系数; (b) 吸收率; (c) 透射系数

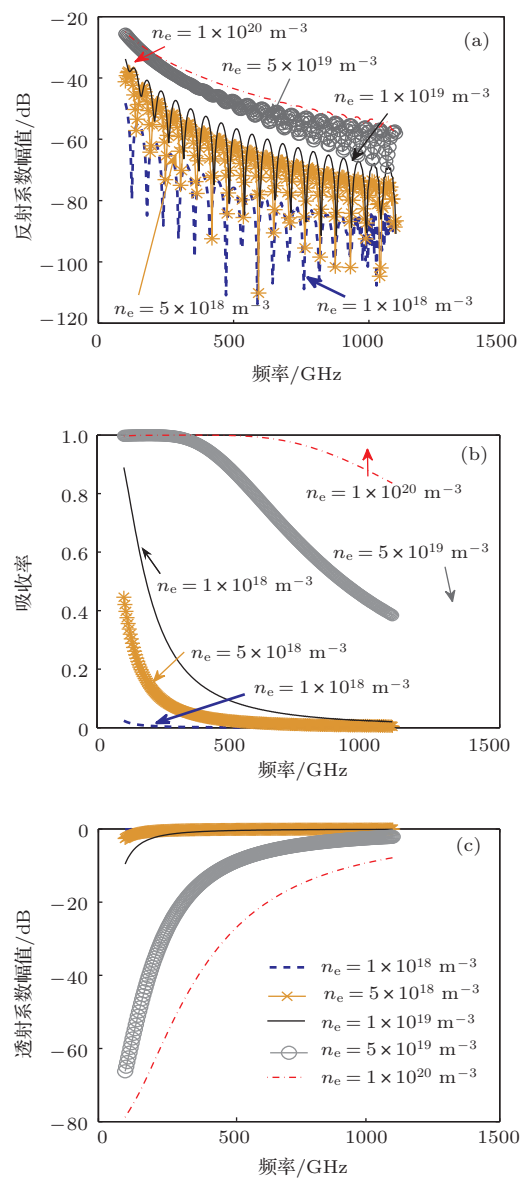


图 3 (网刊彩色) 等离子体中 THz 波传播特性随密度变化曲线 (a) 反射系数; (b) 吸收率; (c) 透射系数

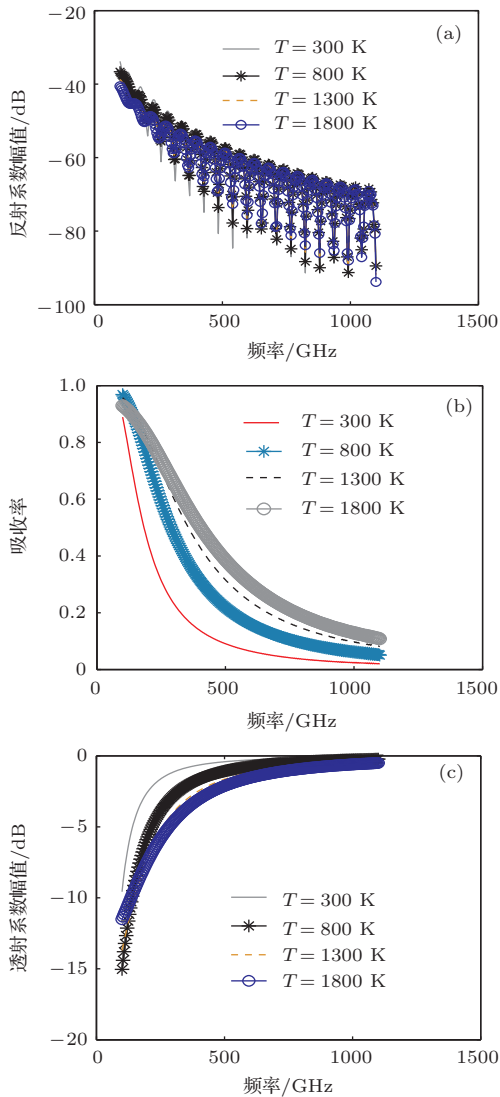


图4 (网刊彩色) THz波传播特性随等离子体温度变化曲线 (a)反射系数; (b)吸收率; (c)透射系数

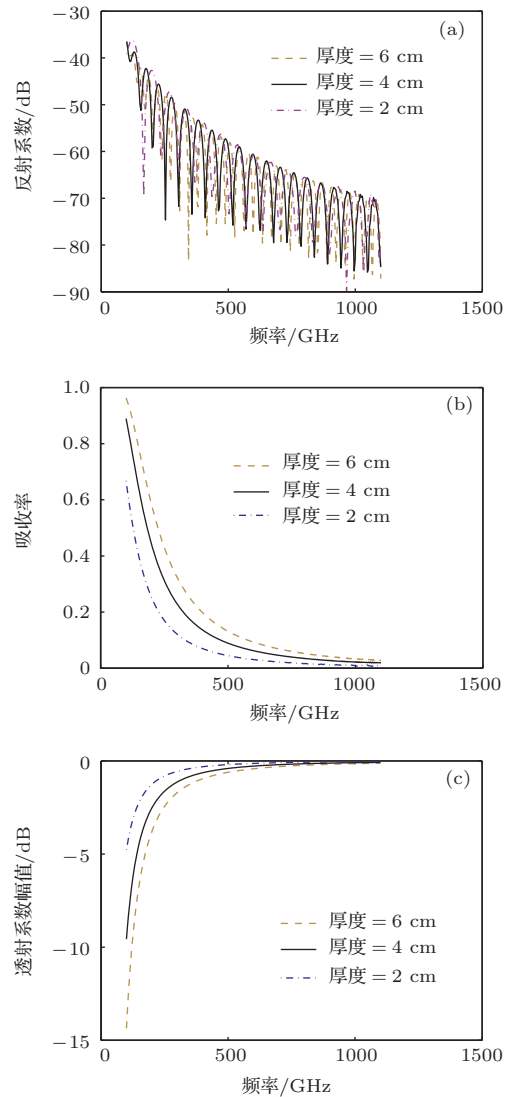


图5 (网刊彩色) 等离子体中THz波传播特性随等离子体厚度变化曲线 (a)反射系数; (b)吸收率; (c)透射系数

最后, 本文还计算了等离子体平板厚度在2—6 cm内变化, 而入射THz波频率不同时, 时变等离子体中THz波的传播特性. 计算时取等离子体温度 $T = 300$ K, 上升时间为1500时间步, 电子密度 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 得到的结果列于图5中. 由图5可以看出, 时变等离子体层厚度的增加会使THz波的反射系数呈现出幅值减小、振荡频率增大的趋势, 但这种趋势并不明显; 而当等离子体层厚度增加时, 由于THz波与时变等离子体相互作用的距离增长, 电子对入射电磁波能量的吸收能力增强, THz波的透射系数也随之减小.

4 结 论

本文采用了FDTD方法计算了THz电磁波在

等离子体中传播时的反射、透射系数及吸收率. 通过对计算结果的分析我们得到以下结论: 1) THz电磁波在时变等离子体中的反射系数受等离子体上升时间及电子密度参数的影响较大, 当时变等离子体的电子密度减小时, 反射系数的幅值也随之减小, 并出现周期性振荡. 振荡的幅度会随着上升时间的减小而增加. 2) 时变等离子体的上升时间越小、电子密度越大、平板厚度越大, 等离子体对入射THz电磁波的吸收效果就越强, 透射系数则越小. 而在等离子体温度升高的过程中, 则会出现THz电磁波的吸收峰值. 3) 频率在1100 GHz以上的THz波即可穿透电子密度为 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 量级的等离子体层. 因此, THz波可以作为解决诸如再入段航天器通信中断及高密度等离子体诊断等问题的理想工具.

参考文献

- [1] Wang F, Wei B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044101 (in Chinese) [王飞, 魏兵 2013 物理学报 **62** 044101]
- [2] Yang L X, Shen D H, Shi W D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104101 (in Chinese) [杨利霞, 沈丹华, 施卫东 2013 物理学报 **62** 104101]
- [3] Ying X, Zhao Z W, Zhang H, Sun S J 2012 *Chin. J. Of Radio. Sci.* **27** 354 (in Chinese) [殷雄, 赵振维, 张厚, 孙树计 2012 电波科学学报 **27** 354]
- [4] Xie K, Li X P, Yang M, Shi L, Liu D L 2012 *J. of Astr.* **34** 1116 (in Chinese) [谢楷, 李小平, 杨敏, 石磊, 刘东林 2012 宇航学报 **34** 1116]
- [5] Shi L, Guo B L, Liu Y M, Li J T 2012 *Prog. In EM. Res.* **123** 321
- [6] Li J T, Guo L X, Jing S S, Fang Q J 2011 *Chin. J. Of Radio. Sci.* **26** 494 (in Chinese) [李江挺, 郭立新, 金沙莎, 方全杰 2011 电波科学学报 **26** 494]
- [7] Cui P Y, Dou Q, Gao A 2012 *J. of Astr.* **35** 01 (in Chinese) [崔平远, 窦强, 高艾 2012 宇航学报 **35** 01]
- [8] Sun C Q, Gao Y, Yang D M 2013 *Chin. J. of Vacuum. Sci. & Tech.* **33** 1209 (in Chinese) [孙成琪, 高阳, 杨德明 2013 真空科学与技术学报 **33** 1209]
- [9] Wu S Q, Liu J S, Wan SH L, Hu B 2013 *Las. & Infra.* **43** 1325 (in Chinese) [吴四清, 刘劲松, 汪盛烈, 胡兵 2013 激光与红外 **43** 1325]
- [10] Li Z Y, Yao J Q, Xu D G, Zhong K, Wang J L, Bing P B 2011 *Chin. Phys. B* **20** 054207
- [11] S. P. Jamison, J. L. Shen, D. R. Jones, R. C. Issac, B. Ersfeld 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 4334
- [12] S. Ebbinghaus, K. Schröck, J. C. Schauer 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 72
- [13] Siegrist M R, Bindslev H, Brazis R, Guyomarc'h D, Hogge J P, Moreau P, Raguotis R 1999 *Infrared Phys. Technol.* **40** 247
- [14] Yuan C X, Zhou Z X, Xiang X L, Sun H G, Wang H, Xing M D, Luo Z J 2010 *Nucl. Instrum. Meth. B* **269** 23
- [15] Yuan CH X, Zhou ZH X, Xiang X L, Sun H G 2010 *Trans. Plasma Sci.* **38** 3348
- [16] Xi Y B, L Y 2012 *Plasma Sci. & Technol.* **14** 05
- [17] Xi Y B, L Y 2013 *Vacuum* **88** 160
- [18] Liu S B, Z T, Liu M L, H W 2008 *Syst. Engineer. Electron.* **19** 1520
- [19] Liu Y, Deng L, Yang Z Z, Duan Y F 2013 *Nat. Sci. J. of Xiangtan Univ.* **35** 33 (in Chinese) [刘洋, 邓磊, 杨植宗, 段永法 2013 湘潭大学自然科学学报 **35** 33]
- [20] Liu S B, Liu S, HONG W 2010 *The finite difference time domain method of the dispersion medium* (Beijing: Science Press) pp248-258 (in Chinese) [刘少斌, 刘崧, 洪伟 2010 色散介质时域有限差分方法 (北京: 科学出版社) 第 248—258 页]
- [21] Zheng L, Zhao Q, Liu X Z, Xing X J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 245202 (in Chinese) [郑灵, 赵青, 刘述章, 邢晓俊 2012 物理学报 **61** 245202]

Propagation characteristics of THz electromagnetic waves in time varying un-magnetized plasma*

Chen Wen-Bo Gong Xue-Yu[†] Deng Xian-Jun Feng Jun Huang Guo-Yu

(School of Electrical Engineering, University of South China, Hengyang, 421001, China)

(Received 27 March 2014; revised manuscript received 23 April 2014)

Abstract

This paper has built the one-dimensional model of the time-varying un-magnetized plasma, and the finite difference time domain (FDTD) algorithm is used to calculate the reflection and transmission coefficients, as well as the absorption rate of terahertz (THz) electromagnetic waves in time-varying plasma. The relation between the frequency of the THz wave and the propagation characteristic influenced by rise time, electron density, temperature, and depth of time-varying plasma plate is analyzed. Results demonstrate that the reflection coefficient is mainly influenced by plasma rise time and electron density. The absorption rate increases with decreasing rise time, increasing depth and electron density. Furthermore, the THz electromagnetic wave is an effective tool for the communication of reentry vehicle and high density plasma diagnosis because of its strong penetrability in high density plasma.

Keywords: THz electromagnetic wave, time varying plasma, propagation characteristic, finite difference time domain algorithm

PACS: 41.20.Jb, 52.25.Os, 52.40.Db, 92.60.Ta

DOI: [10.7498/aps.63.194101](https://doi.org/10.7498/aps.63.194101)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11375085).

[†] Corresponding author. E-mail: gongxueyu@126.com