

时空非均匀等离子体鞘套中太赫兹波的传播特性

陈伟 郭立新 李江挺 淡荔

Propagation characteristics of terahertz waves in temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath

Chen Wei Guo Li-Xin Li Jiang-Ting Dan Li

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 084102 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.084102

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高功率微波作用下O-离子解吸附产生种子电子过程

[Seed electron production from O detachment in high power microwave air breakdown](#)

物理学报.2016, 65(5): 055202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055202>

电磁波在非均匀磁化的等离子体鞘套中传输特性研究

[Study on transmission characteristics of electromagnetic waves in inhomogeneously magnetized plasma sheath](#)

物理学报.2016, 65(3): 035201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.035201>

电磁波在非磁化等离子体中衰减效应的实验研究

[Experimental investigation on attenuation effects of electromagnetic waves in an unmagnetized plasma](#)

物理学报.2015, 64(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.055201>

微波阶梯阻抗变换器低气压电晕放电粒子模拟

[Particle-in-cell simulation of corona discharge in low pressure in stepped impedance transformer](#)

物理学报.2013, 62(2): 025201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025201>

太赫兹波在非磁化等离子体中的传输特性研究

[Studies of terahertz wave propagation in non-magnetized plasma](#)

物理学报.2012, 61(24): 245202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.245202>

时空非均匀等离子体鞘套中太赫兹波的传播特性*

陈伟 郭立新[†] 李江挺 淡荔

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

(2016年12月12日收到; 2017年1月13日收到修改稿)

高超声速飞行器再入地面的过程中, 其周围等离子体的电子密度是非均匀且随时间变化的. 对于不同的再入高度, 飞行器周围的温度和压强也会发生改变. 因此, 研究电磁波在时空非均匀等离子体鞘套中的传播特性意义重大. 首先建立了时变非均匀的等离子体鞘套模型, 然后通过经验公式得到温度、压强与碰撞频率三者的关系. 采用时域有限差分方法计算了太赫兹波段中不同电子密度弛豫时间、温度、压强时的反射系数、透射系数和吸收率. 研究表明: 在太赫兹波段中, 电子密度的弛豫时间越长, 温度越高, 压强越大, 电磁波越容易穿透等离子体; 弛豫时间越短, 温度越低, 压强越小, 等离子体对电磁波吸收率的变化越明显. 这些结果为解决“黑障”问题提供了理论依据.

关键词: 时空非均匀等离子体, 等离子体鞘套, 太赫兹波, 时域有限差分方法

PACS: 41.20.Jb, 52.25.Os, 52.40.Db, 52.40.Kh

DOI: 10.7498/aps.66.084102

1 引言

临近空间高超声速飞行器再入地面的过程中会与大气发生摩擦, 使飞行器周围的温度迅速升高, 从而导致稠密的空气发生电离. 随着飞行器周围的电子浓度逐渐上升, 最终会形成一个含有大量自由电子的等离子体包覆流场, 即等离子体鞘套^[1-4]. 等离子体鞘套会改变飞行器天线的阻抗特性, 影响天线的正常工作, 导致飞行器与地面测控站之间通信中断, 使飞行器处于盲监控状态, 造成通信“黑障”现象^[5-8], 严重时甚至危及飞行员的生命安全. 因此, 突破“黑障”对飞行器测控的影响是目前的一项国际难题.

20世纪70年代, 美国国家航空航天局(NASA)针对20—80 km的临近空间做了很多再入实验^[9-11]. 国内外许多专家和学者也开展了大量的研究并且提出了很多减轻“黑障”效应的方

法^[12-14]. 近几年来, 由于太赫兹 (THz) 技术的兴起, THz波的一些特殊性质越来越被人们所采纳. 因此, 利用THz波来穿透等离子体鞘套也成为了解决“黑障”问题的一种有效方法. 例如, 袁承勋等^[15]研究了太赫兹波在磁化、均匀等离子体中的功率吸收特性. 中国空间技术研究院李拴涛等^[16]分析了电子密度在空间呈双指数分布时太赫兹波的传输特性. 南华大学陈文波等^[17]分析了等离子体在时变情况下THz波的反射系数、透射系数及吸收率. 电子科技大学郑灵等^[18]通过理论和实验对THz波在等离子体中的反射、透射以及衰减特性做了大量研究. 飞行器在大气层中高速飞行时, 其周围等离子体流场必然是空间非均匀且随时间快速变化的^[19], 因此研究电磁波在时空非均匀等离子体鞘套中的传输特性很有意义.

本文根据NASA再入实验的相关数据建立了一维时变非均匀等离子体鞘套模型, 通过经验公式得到等离子体鞘套中温度、压强和碰撞频率三者

* 国家自然科学基金(批准号: 61431010, 61301065)和国家自然科学基金创新研究群体科学基金(批准号: 61621005)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: lxguo@xidian.edu.cn

的关系. 利用时域有限差分 (finite-difference time-domain, FDTD) 方法计算了不同电子密度的弛豫时间, 以及不同温度和压强时的反射系数、透射系数及吸收率. 结合数值结果分析了 THz 波段中时空非均匀等离子体鞘套对电磁波传播特性的影响, 为解决“黑障”问题提供了理论依据.

2 时空非均匀等离子体的 FDTD 迭代公式

各向异性色散介质碰撞磁化等离子体中, Maxwell 方程组和本构方程为^[20-22]

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

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} + \nu \mathbf{J} = \varepsilon_0 \omega_p^2(r, t) \mathbf{E} + \boldsymbol{\omega}_b \times \mathbf{J}, \quad (3)$$

式中 \mathbf{E} 为电场, 其强度单位为 V/m; \mathbf{H} 为磁场, 其强度单位为 A/m; \mathbf{J} 为电流密度, 单位为 A/m²; ε_0 为真空中的介电常数, $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m; μ_0 为真空中的磁导率, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m; $\omega_p(r, t) = \sqrt{n_e(r, t)e^2/(m_e\varepsilon_0)}$ 为等离子体频率, $n_e(r, t)$ 为电子密度, 这里表示空间和时间的量; ν 为等离子体的碰撞频率; $\boldsymbol{\omega}_b = e\mathbf{B}_0/m_e$ 为电子旋

转频率, \mathbf{B}_0 为外部静态磁场; e 和 m_e 分别为电子电量和电子质量.

对于一维情况下的横磁 (TEM) 波, 设外磁场的方向为 +Z 方向, 即 $\boldsymbol{\omega}_b = \omega_b \hat{z}$, 在笛卡儿坐标下的各矢量可表示为 $\mathbf{E} = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}$, $\mathbf{H} = H_x \hat{x} + H_y \hat{y}$, $\mathbf{J} = J_x \hat{x} + J_y \hat{y}$, $\boldsymbol{\omega}_b = \omega_b \hat{z}$.

在上述坐标下, 则 (1) 式和 (2) 式可写为

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}. \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - J_y \right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x \right). \quad (7)$$

将 (3) 式改写为矩阵可得

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \varepsilon_0 \omega_p^2(r, t) \mathbf{E} + \boldsymbol{\Omega} \mathbf{J}, \quad (8)$$

式中

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \begin{pmatrix} -\nu & -\omega_b \\ \omega_b & -\nu \end{pmatrix}.$$

对 (1) 式和 (2) 式进行差分离散, 得到的 FDTD 方程为

$$H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) = H_x^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_y^n(k+1) - E_y^n(k)], \quad (9)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) = H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_x^n(k+1) - E_x^n(k)], \quad (10)$$

$$E_x^{n+1}(k) = E_x^n(k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \left[H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_x^{n+\frac{1}{2}}(k), \quad (11)$$

$$E_y^{n+1}(k) = E_y^n(k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \left[H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(k - \frac{1}{2} \right) \right] - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_y^{n+\frac{1}{2}}(k). \quad (12)$$

根据文献 [23], 在时变等离子体中 $J(t)$ 可以利用拉普拉斯及逆拉普拉斯变换得到:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(t) &= \mathbf{A}(t) \mathbf{J}_0 + \varepsilon_0 \omega_p^2(r, t) \mathbf{K}(t) \mathbf{E} = \exp(-\nu t) \begin{pmatrix} \cos(\omega_b t) & -\sin(\omega_b t) \\ \sin(\omega_b t) & \cos(\omega_b t) \end{pmatrix} \mathbf{J}_0 + \varepsilon_0 \omega_p^2(r, t) \\ &= \frac{\exp(-\nu t)}{\omega_b^2 + \nu^2} \begin{pmatrix} \nu [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] + \omega_b \sin(\omega_b t) & -\omega_b [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] + \nu \sin(\omega_b t) \\ \omega_b [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] - \nu \sin(\omega_b t) & \nu [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] + \omega_b \sin(\omega_b t) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (13)$$

$\mathbf{J}(t)$ 的 FDTD 离散形式可以写为

$$\begin{pmatrix} J_x^{n+\frac{1}{2}}(k) \\ J_y^{n+\frac{1}{2}}(k) \end{pmatrix} = \mathbf{A}(\Delta t) \begin{pmatrix} J_x^{n-\frac{1}{2}}(k) \\ J_y^{n-\frac{1}{2}}(k) \end{pmatrix} + \varepsilon_0 \omega_p^2|_k^n \mathbf{K}(t) \begin{pmatrix} E_x^n(k) \\ E_y^n(k) \end{pmatrix}, \quad (14)$$

式中

$$\mathbf{K}(t) = \frac{\exp(-\nu t)}{\omega_b^2 + \nu^2} \begin{pmatrix} \nu [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] + \omega_b \sin(\omega_b t) & -\omega_b [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] + \nu \sin(\omega_b t) \\ \omega_b [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] - \nu \sin(\omega_b t) & \nu [\exp(\nu t) - \cos(\omega_b t)] + \omega_b \sin(\omega_b t) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{A}(\Delta t) = \exp(-\nu \Delta t) \begin{pmatrix} \cos(\omega_b \Delta t) - \sin(\omega_b \Delta t) \\ \sin(\omega_b \Delta t) \cos(\omega_b \Delta t) \end{pmatrix}.$$

结合(11)式、(12)式和(14)式即可得到电场 \mathbf{E} 的迭代公式, 磁场 \mathbf{H} 的迭代公式不变.

3 数值验证

对于时空非均匀等离子体的算例验证, 我们将多层模型退化到一层时变等离子体模型. 计算时, 入射波为微分高斯脉冲, 网格长度 $\delta = 75 \mu\text{m}$, 时间步 $\Delta t = \delta/(2c)$, c 是真空中光速, 两边采用 MUR 吸收边界, 计算时间步为 15000 步. 等离子体厚度为 200 个网格. 电子密度的弛豫时间 $T_r = 1500$. 利用本文的计算方法 (LTJEC-FDTD) 和 SO-FDTD 两种方法进行了计算对比. 计算模型如图 1 所示, 结果如图 2 所示.

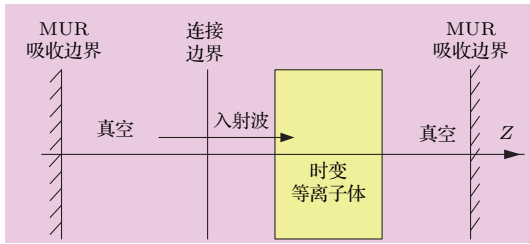


图 1 物理模型

Fig. 1. Physical model.

图 2 所示为 LTJEC-FDTD 方法和 SO-FDTD 方法的反射系数和透射系数对比结果, 从图中可知两种方法得到的结果基本一致, 这也证明了本文方法的可行性.

4 数值模拟结果

以 NASA 再入实验^[7]中 47 km 高度的电子密度分布规律为例进行数值模拟. 对于空间非均匀问题, 采用将电子密度进行分层近似处理的方法, 如图 3 所示, 等离子体厚度为 6.7 cm, 共分为 20 层, 每一层的电子密度看作均匀的. 对于时变问题, 将每层电子密度乘以弛豫时间 $\Delta t/T_r$, 则电子密度的时变表达式为^[17,24]

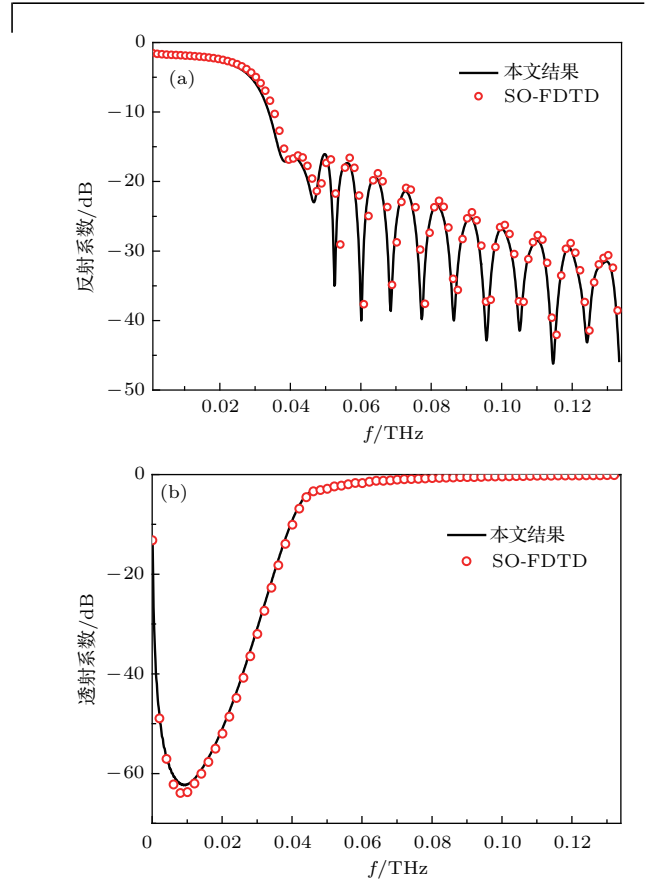


图 2 计算结果对比 (a) 反射系数; (b) 透射系数

Fig. 2. Comparison of calculation results: (a) Reflection coefficient; (b) transmission coefficient.

$$n_e(t) = n_{e_layer(n)}(\Delta t/T_r) \quad 0 \leq t \leq T_r, \quad (15)$$

式中 $n_{e_layer(n)}$ 表示每一层电子密度的最大值, Δt 为时间步, T_r 为一个定值, 控制电子密度随时间变化的速率.

等离子体鞘套中碰撞频率的经验公式为^[25-27]

$$\nu = 5.8 \times 10^{12} T^{-1/2} P, \quad (16)$$

式中 T 和 P 分别为等离子体鞘套的温度和压强, T 的单位为 K, P 的单位为 atm.

在采用 FDTD 方法分析电磁波传播特性时, 入射波的频率范围取 0—0.2 THz, 入射波为微分高斯脉冲, 网格长度 $\delta = 75 \mu\text{m}$, 时间步 $\Delta t = c\delta/2$, 两边采用 MUR 吸收边界, 计算时间步为 15000 步. 在时变非均匀等离子体鞘套模型中分别计算了不

同弛豫时间、温度和压强时的反射系数、透射系数和吸收率, 计算参数如表 1 所示. 计算结果如图 4—图 6 所示.

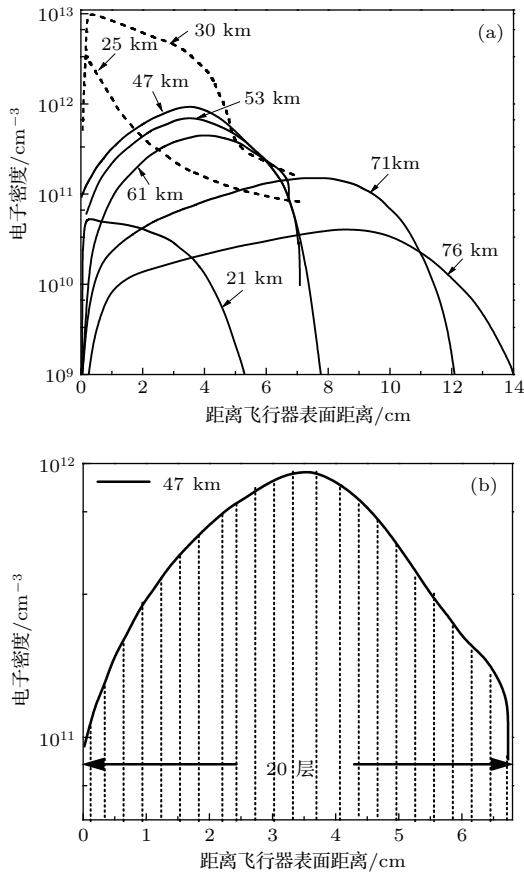


图 3 等离子体鞘套电子密度空间分布 (a) 不同再入高度的电子密度分布; (b) 47 km 的电子密度分布
Fig. 3. Spatial distribution of electron density for plasma sheath: (a) Electron density distribution at different reentry heights; (b) electron density distribution at 47 km.

表 1 不同结果图对应的等离子体鞘套计算参数
Table 1. Calculation parameters of plasma sheath for different figures.

	T_r	T/K	P/Pa
Fig. 4	500, 1000, 1500, 2000	3000	100
Fig. 5	1500	1000, 2000, 3000, 4000	100
Fig. 6	1500	3000	100, 200, 300, 400

图 4 所示为弛豫时间对电磁波传播特性的影响. 从图 4 (a) 和图 4 (b) 可以看出, T_r 越大, 反射系数越小, 透射系数越大. 根据 (15) 式可知, 随着 T_r 的变大, 电子密度随时间上升的速度变慢, 同一时间段内电子密度会减小, 因而电磁波更容易穿透等离子体, 导致反射系数减小. 在 0—0.1 THz

波段, 反射系数的振荡周期较大, 而到了 THz 波段 (0.1—0.2 THz) 振荡周期变得更加紧密和剧烈. 在 THz 波段, 电磁波的衰减在 10 dB 以内, 因此在这种情况下能够穿透等离子体鞘套. 另外, 从图 4 (c) 可以看出, 随着 T_r 的增大, 吸收峰在变小且有逐渐向低频方向移动的趋势. 随着频率的增大, 等离子体鞘套对电磁波的吸收作用也越来越小. 这是因为当电子密度的弛豫时间尺度小于或等于 THz 波的周期时, 快速产生的等离子体能够从电磁波中吸收更多的能量. 反之, 当电子密度弛豫时间大于 THz 波的周期时, 等离子体对电磁波能量的吸收会减弱, 导致吸收率下降, 进而加强了电磁波穿透等离子体层的能力.

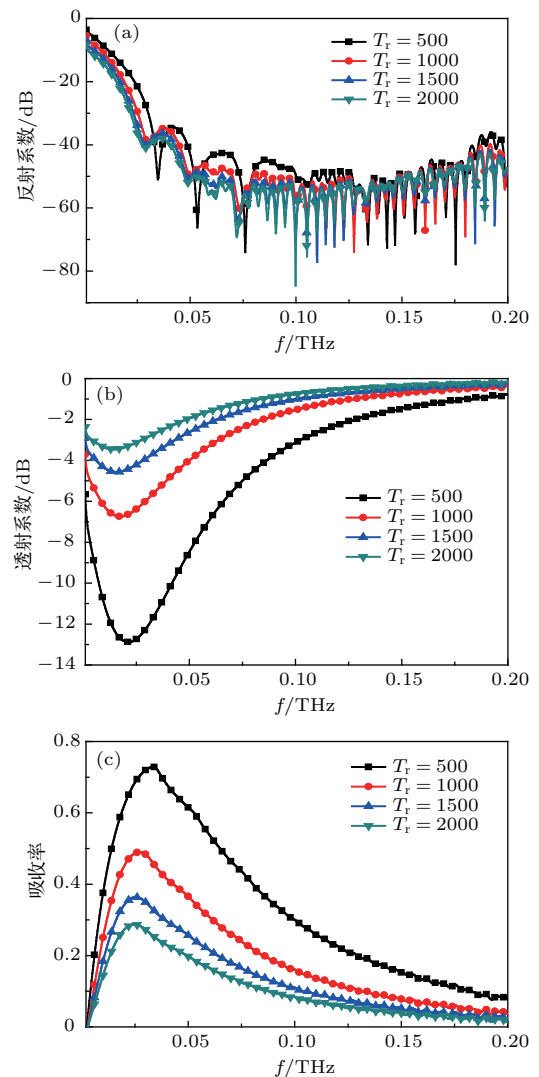


图 4 (网刊彩色) 弛豫时间对电磁波传播特性的影响 (a) 反射系数; (b) 透射系数; (c) 吸收率
Fig. 4. (color online) Effect of relaxation time on electromagnetic wave propagation properties: (a) Reflection coefficient; (b) transmission coefficient; (c) absorptivity.

图5所示为不同温度对电磁波传播特性的影响. 从图中可知, 电磁波在时空非均匀等离子体中的传播特性与温度密切相关. 温度越高, 反射系数越小, 到了THz波段, 温度的变化对反射系数几乎没有影响. 从图5(b)来看, 透射系数随频率的变化曲线在0.05 THz处发生了明显的改变. 这与等离子体的截止频率有关, 从图3(b)可知等离子体的截止频率约为0.05 THz, 对比图5(c), 当入射波的频率小于等离子体截止频率时, 等离子体对电磁波的吸收作用最强, 因此电磁波很难穿透等离子体, 当入射波频率大于等离子体截止频率时, 等离子体对电磁波的吸收作用开始减弱, 电磁波很容易穿透

等离子体. 当入射波频率大于等离子体截止频率时, 温度越高, 透射系数越小, 根据(16)式可知, 温度与等离子体中碰撞频率成正比, 温度越高, 碰撞频率越大, 此时等离子体的碰撞吸收作用对电磁波产生了很大的影响. 在电磁波穿透等离子体时, 温度越高, 等离子体对电磁波的碰撞吸收作用越明显, 因此透射系数会相应减小. 但是当入射波频率远大于等离子体截止频率时, 电磁波的周期减小使等离子体的弛豫时间远大于电磁波的周期, 导致吸收率下降, 到了THz波段, 电磁波可以几乎可以无损耗穿透等离子体. 这说明提高入射波的频率能改善温度对电磁波的影响.

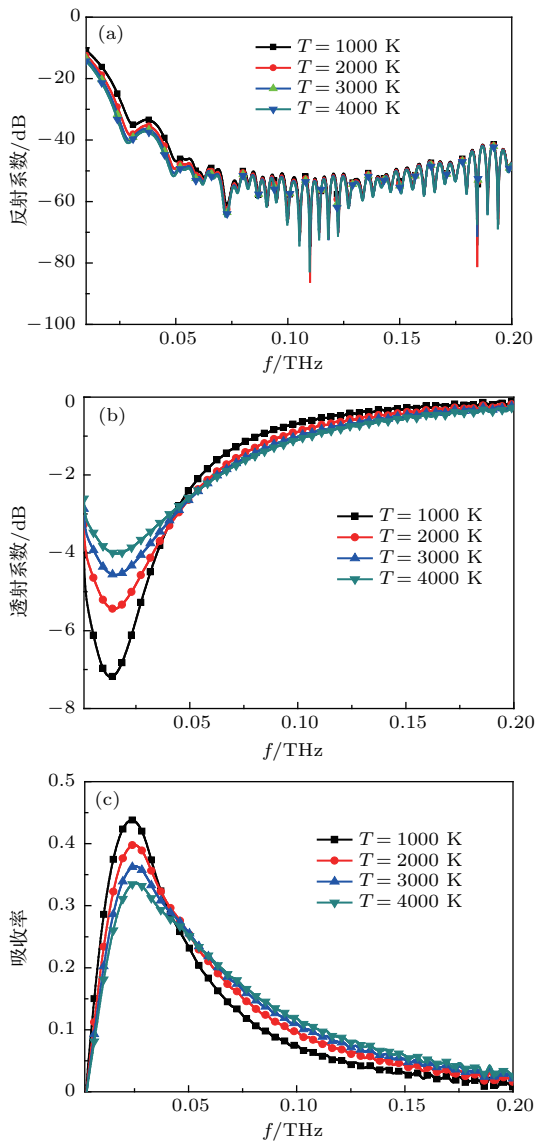


图5 (网刊彩色) 温度对电磁波传播特性的影响 (a) 反射系数; (b) 透射系数; (c) 吸收率
 Fig. 5. (color online) Effect of temperature on electromagnetic wave propagation properties: (a) Reflection coefficient; (b) transmission coefficient; (c) absorptivity.

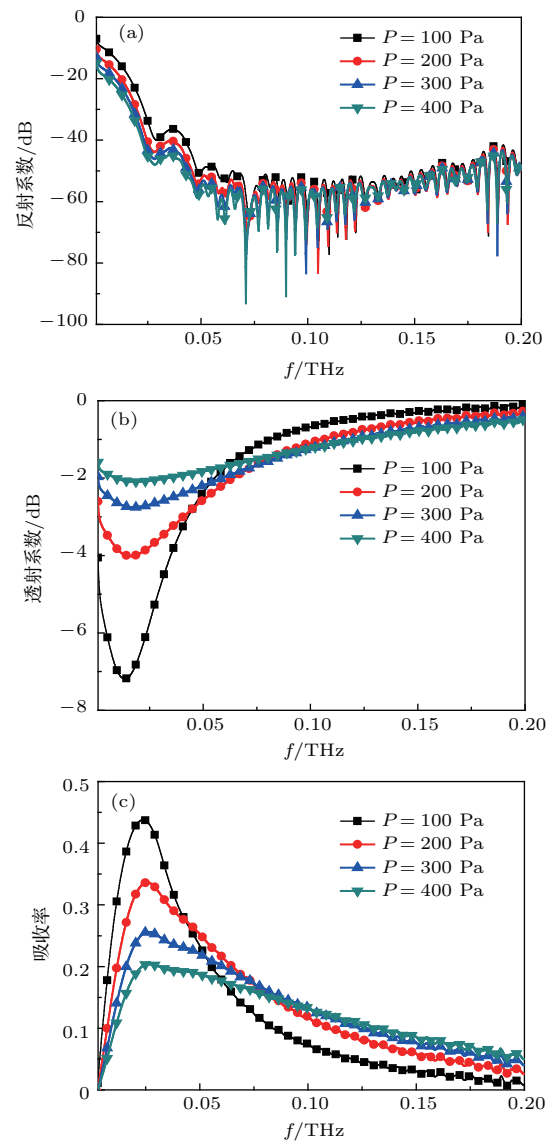


图6 (网刊彩色) 压强对电磁波传播特性的影响 (a) 反射系数; (b) 透射系数; (c) 吸收率
 Fig. 6. (color online) Effect of pressure on electromagnetic wave propagation properties: (a) Reflection coefficient; (b) transmission coefficient; (c) absorptivity.

图6所示为不同压强对电磁波传播特性的影响,当入射波频率为0—0.05 THz时,透射系数与压强成正比.这是因为当入射波频率小于等离子体的截止频率时,等离子体对电磁波的反射作用大于碰撞吸收作用,此时入射波大部分能量会被等离子体反射.当入射波频率为0.05—0.2 THz时,由于入射波频率大于等离子体的截止频率,电磁波能够穿透等离子体.此时等离子体的吸收作用会对电磁波产生很大的影响.根据(16)式可知,温度、压强和等离子体的碰撞频率三者存在线性关系.因此,图6中反射系数、透射系数和吸收率的变化趋势与图5具有一致性.另外,从图6(b)和图6(c)可以看出,压强的变化对透射系数和吸收率的影响比温度的影响大.当入射波为0.1—0.2 THz时,压强的变化对电磁波吸收率的影响明显减小.所以,在THz波段同样可以改善压强对电磁波造成的影响.

5 结 论

本文首先通过NASA相关数据建立了一维时空非均匀等离子体鞘套模型,基于此模型并结合等离子体鞘套中碰撞频率的经验公式,利用FDTD方法,计算了不同电子密度弛豫时间、温度和压强下的反射系数、透射系数和吸收率.分析了时空非均匀等离子体鞘套对太赫兹波传播特性的影响.结果表明:电子密度的弛豫时间、温度和压强会对电磁波的反射、透射和吸收产生很大的影响,当入射波频率在太赫兹波段时能有效地减轻这种影响,提高电磁波穿透等离子体鞘套的能力.这些结果为解决“黑障”问题提供了理论依据.

参考文献

- [1] Bo Y, Zhao Q, Luo X G, Liu Y, Chen Y X, Liu J W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 035201 (in Chinese) [薄勇, 赵青, 罗先刚, 刘颖, 陈禹旭, 刘建卫 2016 物理学报 **65** 035201]
- [2] Sang C F, Dai S Y, Sun J Z, Bonnin X, Xu Q, Ding F, Wang D Z 2014 *Chin. Phys. B* **23** 115201
- [3] Li Y R, Ma J X, Zheng Y B, Zhang W G 2010 *Chin. Phys. B* **19** 085201
- [4] Yu D R, Qing S W, Yan G J, Duan P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 065204
- [5] 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]
- [6] Cui P Y, Dou Q, Gao A 2014 *J. Astr.* **35** 1 (in Chinese) [崔平远, 窦强, 高艾 2014 宇航学报 **35** 1]

- [7] Fang T Z, Jiang N, Wang L 2005 *Chin. Phys. B* **14** 2256
- [8] Wang J L, Zhang J L, Liu Y F, Wang Y N, Liu C Z, Yang S Z 2004 *Chin. Phys. B* **13** 0065
- [9] Gnoffo P A, Gupta R N, Shinn J L 1989 *Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium* (Hampton: Langley Research Center) NASA-TP-2867
- [10] Dunn M G, Kang S W 1973 *Theoretical and Experimental Studies of Reentry Plasmas* (Washington: National Aeronautics and Space Administration) NASA-CR-2232
- [11] Jones W L, Cross A E 1972 *Electrostatic-Probe Measurements of Plasma Parameters for Two Reentry Flight Experiments at 25000 Feet Per Second* (Hampton: Langley Research Center) NASA-TN-D-6617
- [12] Stenzel R L, Urrutia J M 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 103303
- [13] Rybak J P, Churchill R J 1971 *IEEE Trans. Aerospace Electron. Syst.* **7** 879
- [14] Keidar M, Kim M, Boyd I D 2008 *J. Spacecraft Rockets* **45** 445
- [15] Yuan C X, Zhou Z X, Xiang X L, Sun H G, Pu S Z 2010 *Phys. Plasmas* **17** 1133044
- [16] Li S T, Li J, Zhu Z B, Cui W Z 2015 *J. Terahertz Sci. Electron. Informat. Techn.* **13** 203 (in Chinese) [李拴涛, 李军, 朱忠博, 崔万照 2015 太赫兹科学与电子信息学报 **13** 203]
- [17] Chen W B, Gong X Y, Deng X J, Feng J, Huang G Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 194101 (in Chinese) [陈文波, 龚学余, 邓贤君, 冯军, 黄国玉 2014 物理学报 **63** 194101]
- [18] Zheng L 2013 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [郑灵 2013 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [19] Chen W, Guo L X, Li J T, Liu S H 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 3235
- [20] Lee J H, Kalluri D K 1999 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **47** 1146
- [21] Wang M Y, Yu M X, Xu Z T, Li G P, Jiang B J, Xu J 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 4182
- [22] Ge D B, Yan Y B 2011 *Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Waves* (3rd Ed.) (Xi'an: Xidian University Press) p259 (in Chinese) [葛德彪, 闫玉波 2011 电磁波时域有限差分方法 (第三版) (西安: 西安电子科技大学出版社) 第259页]
- [23] Yu P P 2012 *M. S. Thesis* (Zhenjiang: Jiangsu University) (in Chinese) [于萍萍 2012 硕士学位论文 (镇江: 江苏大学)]
- [24] Jin S S 2011 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [金莎莎 2011 硕士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [25] Liu Z W, Bao W M, Li X P, Liu D L 2014 *Acta Phys. Sin.* **23** 235201 (in Chinese) [刘智惟, 包为民, 李小平, 刘东林 2014 物理学报 **23** 235201]
- [26] Potter D L 2006 *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* San Francisco, USA, June 5–8, 2006 p3239
- [27] Liu S B 2004 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [刘少斌 2004 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]

Propagation characteristics of terahertz waves in temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath*

Chen Wei Guo Li-Xin[†] Li Jiang-Ting Dan Li

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 12 December 2016; revised manuscript received 13 January 2017)

Abstract

The plasma sheath is produced by high-temperature heating during the reentry of a hypersonic vehicle to the Earth atmosphere. Temperature around the vehicle rises rapidly because of severe friction with air. The vehicle temperature behind friction is high enough to excite various real gas effects including chemical reactions of air, which contains ablation particles of vehicle, free electrons, and ions. The plasma sheath greatly affects the transmission of electromagnetic waves and has very strong interference on the communication signals, which results in interrupt between the target and the ground station, namely, blackout. The electron density of plasma sheath surrounding the aircraft is inhomogeneous and varies with time. Temperature and pressure will also change at different altitudes. Therefore, it is meaningful to investigate the propagation characteristics of electromagnetic waves in temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath. The temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath model is introduced and the electron density data of the National Aeronautics and Space Administration (NASA) reentry vehicle is employed. The relationships among temperature, pressure, and collision frequency are obtained with the empirical formula of collision frequency. Then, the reflection coefficient and transmission coefficient of time-varying single layer plasma are calculated with the shift operator finite-difference time-domain (SO-FDTD) method. These results are compared to verify the correctness of the proposed method. Finally, the LTJEC-FDTD method is used to calculate the reflection coefficient, transmission coefficient and absorptivity at different relaxation time, temperature, and pressure in the terahertz (THz) band. The results show that the higher temperature and pressure will enable the electromagnetic wave to penetrate the plasma sheath at high relaxation time of electron density. If the incident wave frequency is lower than the cut-off frequency of plasma, the reflection of electromagnetic wave will be more obvious. However, when the incident wave frequency is in the THz band, the effects of temperature and pressure on the propagation of electromagnetic wave are obviously weakened. The absorption of electromagnetic wave by plasma will be more obvious when the relaxation time, temperature, and pressure decrease. If the relaxation time of electron density is shorter than or equal to the period of THz wave, more energy of electromagnetic wave will be absorbed by the plasma sheath. Contrarily, if the relaxation time of electron density is much longer than the period of THz wave, the absorption of electromagnetic energy will decrease. This study gives some insight into the temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath, and provides a theoretical basis for solving the blackout problem.

Keywords: temporally and spatially inhomogeneous plasma, plasma sheath, terahertz wave, finite-difference time-domain method

PACS: 41.20.Jb, 52.25.Os, 52.40.Db, 52.40.Kh

DOI: [10.7498/aps.66.084102](https://doi.org/10.7498/aps.66.084102)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61431010, 61301065) and the Foundation for Innovative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61621005).

† Corresponding author. E-mail: lxguo@xidian.edu.cn