

激波管等离子体中太赫兹波传输特性 仿真与实验研究

马平^{1,2}, 秦龙², 石安华¹, 赵青², 陈伟军², 黄洁¹

(1. 中国空气动力研究与发展中心 超高速所 四川 绵阳 621000;

2. 电子科技大学 物理电子学院 四川 成都 610054)

摘要:研究了太赫兹波在透射波窗口封闭的激波管中的等离子体中的传输特性,获得了传输衰减量随等离子体电子密度、碰撞频率、透波窗口材料以及电磁波频率的变化规律,并比较了相同条件下毫米波的传输特性.利用激波管为实验平台模拟产生高速飞行器等离子体,开展了太赫兹波在等离子体中传输特性实验.结果表明,太赫兹波在相同电子密度和碰撞频率的等离子体中衰减量比毫米波小得多;随着等离子体碰撞频率的增加,太赫兹波传输衰减量先增加后减小,透波窗口增加了太赫兹波的传输衰减;随着窗口材料的介电常数增加,太赫兹波反射率增加,太赫兹波传输衰减曲线出现周期性振荡,振荡周期约5 GHz;太赫兹波通信可能作为一种解决再入飞行器黑障问题的有效技术途径.

关键词:太赫兹波;传输特性;等离子体;衰减

中图分类号:O539 **文献标识码:**A

Terahertz wave transmission characteristics in the plasma produced by shock tube

MA Ping^{1,2}, QIN Long², SHI An-Hua¹, ZHAO Qing², CHEN Wei-Jun², HUANG Jie¹

(1. Hypervelocity Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China;

2. School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology University, Chengdu 610054, China)

Abstract: The transmission characteristics of millimeter wave and terahertz wave in the nonmagnetic collisional plasma were investigated to meet the need of reentry aero-craft communication. The laws of electromagnetic wave transmission attenuation dependent on electron density, collision frequency, dielectric coefficient change of the antenna window material and electron frequency were obtained. The terahertz wave transmission attenuation (TWTA) is more fader than millimeter wave transmission attenuation (MWTW) in the same plasma. Both TWTA and MWTW in the plasma are at first enhanced and then impeded with increase of collision frequency of the plasma. With the increase of the dielectric coefficient of the antenna window material, MWTW is uplifted and there is a periodic oscillation in the MWTW curve, the periods of which is 5 GHz. TWTA experiment was carried out on the shock tube. The results are in agreement with the calculation. Terahertz wave can be likely used as the media to resolve communications blackout on reentry aero-craft.

Key words: terahertz wave, transmission characteristics, plasma, attenuation

PACS: 52.40.Db,02.60.Cb,41.20.Jb,94.05.Rx

引言

当高速飞行器进入大气层时,飞行器与周围空气剧烈摩擦并对空气产生压缩,使飞行器周围空气

温度急剧上升,空气发生离解和电离,在其四周形成等离子体鞘套.等离子体鞘套对电磁波具有屏蔽特性,低于其截止频率的电磁波信号在通过等离子体鞘套时将引起严重吸收和反射,造成信号中断,与外

收稿日期:2013-05-23,修回日期:2014-05-27

Received date: 2013-05-23, revised date: 2014-05-27

基金项目:国家自然科学基金(11275045,11272336);国际合作项目(2011DFA63190)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (11275045, 11272336), International Cooperation Project (2011DFA63190)

作者简介(Biography):马平(1976-),男,湖北老河口人,高级工程师,在职博士,主要研究领域为飞行器再入通讯中断研究、超高速目标电磁散射特性研究. E-mail: hbmaping@263.net

界失去联系,该信号中断区通常称为“黑障区”。黑障的出现给飞行器的测控、通信、制导带来了极大的困难,降低了导弹的制导精度和突防能力. 如何解决黑障屏蔽是当今各国航空、航天、国防等相关领域所面临的重大的科学技术问题. 目前,减小黑障的措施主要包括: 提高发射功率、记忆重发、改善飞行器气动外形、外加降低黑障区等离子体电子密度的添加物等手段^[1-3]. 这些手段或者无法完全消除黑障的影响,或者降低飞行器的机动控制能力以及侦察、对抗的实时性.

随着临近空间飞行器测控通信的要求,解决“黑障”问题变得愈发迫切. 虽然太赫兹波在大气中衰减很大,然而在高空中太赫兹波衰减很小,进行对空通信或空对天感测可以达到很远的距离. 因此,采用高于等离子体鞘套截止频率的太赫兹波来实现黑障区飞行器与外界通信制导可能作为解决黑障问题较为有效的技术途径. 目前,等离子体与电磁波相互作用研究主要集中在微波毫米波频段^[4-8]. 袁承勋等从理论上研究了宽带太赫兹脉冲在磁化碰撞等离子体中的传输特性^[9-10]. To-sun 等研究了太赫兹波在放电等离子体中的传输特性^[11]. 张金玲等研究了太赫兹波产生方法及其在通信系统中的应用^[12]. 国际电讯联盟确定 200 GHz 为下一步卫星之间通讯使用^[13-14]. 近年,太赫兹技术的进步为开展黑障区太赫兹波传输特性研究提供了机遇^[15-17]. 因此,采用太赫兹通信系统来实现黑障区飞行器与外界通讯是一种可能的技术途径. 本文主要对太赫兹波在等离子体中传输衰减特性进行了研究,并以激波管为平台开展了验证实验,为减小甚至消除再入飞行器的黑障问题提供了技术支持.

1 物理模型

采用 TE 波垂直入射到非磁化均匀等离子体的模型,如图 1 所示. TE 波沿 Z 方向传播,电场平行于 x 轴方向,磁场平行于 y 轴方向. 介质分为五层: Medium1 - 空气, Medium2 - 透波窗口, Medium3 - 等离子体, Medium4 - 透波窗口, Medium5 - 空气. 其中,透波窗口的厚度分别为 d_1 、 d_3 ,等离子体的厚度为 d_2 , $d_1 = d_3$. 根据上述物理模型,利用麦克斯韦方程组和边界条件,求解电磁波在等离子体中传播的反射系数和透射系数,分析等离子体参数、透波材料对其传播特性影响规律.

根据图 1 所示,媒质 1 中的电磁波总场表示为:

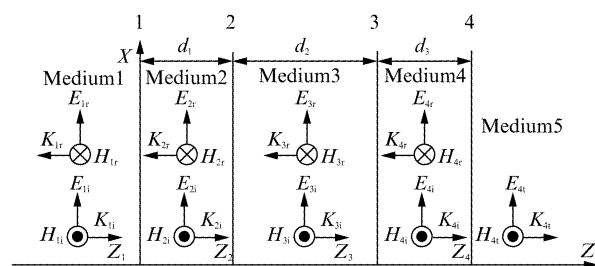


图 1 电磁波在等离子体中传播物理模型

Fig. 1 The physical model of electromagnetic wave transmission characteristic in the plasma

$$E_1(z) = e_x E_{1im} (e^{-j\beta_1 z} + \Gamma_1 e^{j\beta_1 z}) \quad (1)$$

$$H_1(z) = e_y \frac{E_{1im}}{\eta_1} (e^{-j\beta_1 z} - \Gamma_1 e^{j\beta_1 z}) \quad (2)$$

式中, $\Gamma_1 = \frac{E_{1rm}}{E_{1im}}$ 为 $z_1 = 0$ 处的反射系数.

媒质 2 中的电磁波总场表示为:

$$E_2(z) = e_x \tau_1 E_{1im} [e^{-j\beta_2(z-d_1)} + \Gamma_2 e^{j\beta_2(z-d_1)}] \quad (3)$$

$$H_2(z) = e_y \frac{\tau_1 E_{1im}}{\eta_2} [e^{-j\beta_2(z-d_1)} + \Gamma_2 e^{j\beta_2(z-d_1)}] \quad (4)$$

式中, $\tau_1 = \frac{E_{2im}}{E_{1im}}$ 为分界面 1 的透射系数, $\Gamma_2 = \frac{E_{2rm}}{E_{2im}}$ 为分界面 2 处的反射系数.

媒质 3 中的电磁波总场表示为:

$$E_3(z) = e_x \tau_2 E_{2im} [e^{-j\beta_3(z-d_1-d_2)} + \Gamma_3 e^{j\beta_3(z-d_1-d_2)}] \quad (5)$$

$$H_3(z) = e_y \frac{\tau_2 E_{2im}}{\eta_3} [e^{-j\beta_3(z-d_1-d_2)} + \Gamma_3 e^{j\beta_3(z-d_1-d_2)}] \quad (6)$$

式中, $\tau_2 = \frac{E_{3im}}{E_{2im}}$ 为分界面 2 的透射系数, $\Gamma_3 = \frac{E_{3rm}}{E_{3im}}$ 为分界面 3 处的反射系数.

媒质 4 中的电磁波总场表示为:

$$E_4(z) = e_x \tau_3 E_{3im} [e^{-j\beta_4(z-d_1-d_2-d_3)} + \Gamma_4 e^{j\beta_4(z-d_1-d_2-d_3)}] \quad (7)$$

$$H_4(z) = e_y \frac{\tau_3 E_{3im}}{\eta_4} [e^{-j\beta_4(z-d_1-d_2-d_3)} - \Gamma_4 e^{j\beta_4(z-d_1-d_2-d_3)}] \quad (8)$$

式中, $\tau_3 = \frac{E_{4im}}{E_{3im}}$ 为分界面 3 的透射系数, $\Gamma_4 = \frac{E_{4rm}}{E_{4im}}$ 为分界面 4 处的反射系数.

媒质 5 中的电磁波总场表示为:

$$E_5(z) = e_x \tau_4 E_{4im} e^{-j\beta_5(z-d_1-d_2-d_3)} \quad (9)$$

$$H_5(z) = e_y \frac{\tau_4 E_{4im}}{\eta_5} e^{-j\beta_5(z-d_1-d_2-d_3)} \quad (10)$$

式中, $\tau_4 = \frac{E_{5im}}{E_{4im}}$ 为分界面 4 的透射系数.

以界面 1 为参考位置, $z_1 = 0$. 在界面 4 处, 即透波窗口与空气的分界面位置, $z = z_4 = d_1 + d_2 + d_3$. 由 $E_{4x}(z_4) = E_{5x}(z_4)$, $H_{4y}(z_4) = H_{5y}(z_4)$, 解得:

$$\Gamma_4 = \frac{\eta_5 - \eta_4}{\eta_5 + \eta_4}, \quad (11)$$

$$\tau_4 = \frac{2\eta_5}{\eta_5 + \eta_4}. \quad (12)$$

在界面 3 处, 即等离子体与透波窗口的分界面位置, $z = z_3 = d_1 + d_2$. 由 $E_{3x}(z_3) = E_{4x}(z_3)$, $H_{3y}(z_3) = H_{4y}(z_3)$, 解得:

$$\eta_{e\beta 3} = \eta_4 \frac{e^{j\beta_4 d_3} + \Gamma_4 e^{-j\beta_4 d_3}}{e^{j\beta_4 d_3} - \Gamma_4 e^{-j\beta_4 d_3}}, \quad (13)$$

$$\Gamma_3 = \frac{\eta_{e\beta 3} - \eta_3}{\eta_{e\beta 3} + \eta_3}, \quad (14)$$

$$\tau_3 = \frac{1 + \Gamma_3}{e^{j\beta_4 d_3} + \Gamma_4 e^{-j\beta_4 d_3}}. \quad (15)$$

在界面 2 处, 即透波窗口与等离子体的分界面位置, $z = z_2 = d_1$. 由 $E_{2x}(z_2) = E_{3x}(z_2)$, $H_{2y}(z_2) = H_{3y}(z_2)$, 解得:

$$\eta_{e\beta 2} = \eta_3 \frac{e^{j\beta_3 d_2} + \Gamma_3 e^{-j\beta_3 d_2}}{e^{j\beta_3 d_2} - \Gamma_3 e^{-j\beta_3 d_2}}, \quad (16)$$

$$\Gamma_2 = \frac{\eta_{e\beta 2} - \eta_2}{\eta_{e\beta 2} + \eta_2}, \quad (17)$$

$$\tau_2 = \frac{1 + \Gamma_2}{e^{j\beta_3 d_2} + \Gamma_3 e^{-j\beta_3 d_2}}. \quad (18)$$

在界面 1 处, 即空气与等离子体的分界面位置, $z = z_1 = 0$. 由 $E_{1x}(z_1) = E_{2x}(z_1)$, $H_{1y}(z_1) = H_{2y}(z_1)$, 解得:

$$\eta_{e\beta 1} = \eta_2 \frac{e^{j\beta_2 d_1} + \Gamma_2 e^{-j\beta_2 d_1}}{e^{j\beta_2 d_1} - \Gamma_2 e^{-j\beta_2 d_1}}, \quad (19)$$

$$\Gamma_1 = \frac{\eta_{e\beta 1} - \eta_1}{\eta_{e\beta 1} + \eta_1}, \quad (20)$$

$$\tau_1 = \frac{1 + \Gamma_1}{e^{j\beta_2 d_1} + \Gamma_2 e^{-j\beta_2 d_1}}, \quad (21)$$

其中, $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$; $\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu \varepsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \varepsilon} \right)^2} + 1 \right]}$.

对于等离子体, 其介电常数为^[18]:

$$\varepsilon_r = 1 - i \frac{\sigma}{\omega \cdot \varepsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - j \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \quad (22)$$

由界面 1、界面 2、界面 3 和界面 4 处电场、磁场的连续性条件联立求解可知, Γ_1 就是总的反射系数, 见式(20)所示. 总的透射系数 τ 为:

$$\tau = \tau_1 \cdot \tau_2 \cdot \tau_3 \cdot \tau_4 \quad (23)$$

由上式可得电磁波在等离子体中传播衰减为:

$$Att = -20 \log_{10} |\tau| \quad (24)$$

2 数值结果与分析

在上述物理模型和理论分析的基础上, 研究了等离子体电子密度、碰撞频率、透波窗口对太赫兹波传输特性的影响, 比较了相同条件下毫米波的传输特性, 获得了电磁波传输衰减随等离子体参数、窗口材料以及工作频率的变化规律.

2.1 等离子体电子密度对电磁波衰减影响分析

当等离子体密度变化时, 调整等离子体高温气体压力和温度, 可以保证等离子体碰撞频率不变. 分别固定碰撞频率 $f_{en} = 10^9$ Hz、 10^{10} Hz、 10^{11} Hz、 10^{12} Hz, $f_1 = 35$ GHz, $f_2 = 220$ GHz 电磁波在等离子体中的传输衰减随电子密度的变化见图 2 ~ 图 3 所示.

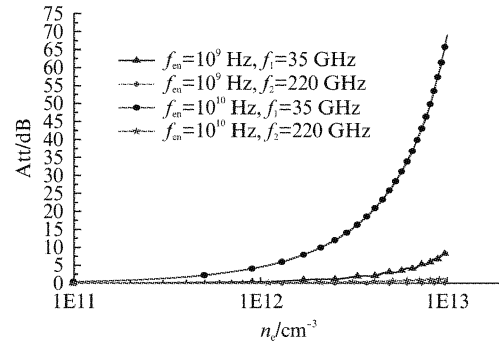


图 2 电磁波衰减随电子密度变化 ($f_{en} = 10^9$ Hz、 10^{10} Hz)

Fig. 2 The electromagnetic wave transmission attenuation with electron density change ($f_{en} = 10^9$ Hz、 10^{10} Hz)

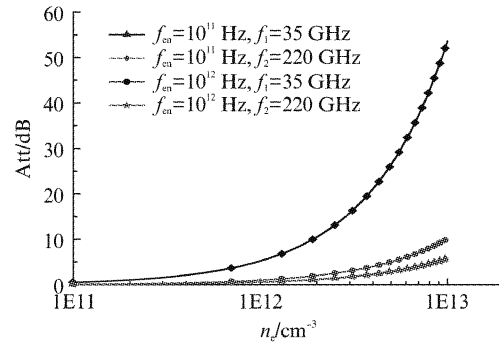


图 3 电磁波衰减随电子密度变化 ($f_{en} = 10^{11}$ Hz、 10^{12} Hz)

Fig. 3 Electron density dependence of the electromagnetic wave transmission attenuation ($f_{en} = 10^{11}$ Hz、 10^{12} Hz)

由图 2 ~ 图 3 可见, 当 $f_{\text{en}} < f_2$ 时, 随着碰撞频率的增加, 毫米波与太赫兹波传输衰减均增大, 毫米波在等离子体中传输衰减量远大于太赫兹波传输衰减量, 并且两者的差值随碰撞频率的增加而增加. 这是由于随着电子与中性粒子的碰撞频率增加, 电子从入射电场中吸收更多的能量, 使得电磁波传输衰减增加. 当 $f_{\text{en}} > f_2$ 时, 随着碰撞频率的增加毫米波与太赫兹波衰减量均减小, 并且两者的差值随碰撞频率的增加而减小. 当 $f_{\text{en}} \gg f_2$ 时, 毫米波与太赫兹波的传播衰减曲线几乎重合在一起. 这是由于电子在碰撞前被电磁波加速的时间变短, 来不及从电场中获取更多的能量, 就与中性粒子发生碰撞, 因此碰撞频率过高时传输衰减降低.

2.2 等离子体碰撞频率对电磁波衰减影响分析

分别固定电子密度 $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 10^{12} cm^{-3} 、 10^{13} cm^{-3} 、 10^{14} cm^{-3} 时, $f_1 = 35 \text{ GHz}$ 、 $f_2 = 220 \text{ GHz}$ 电磁波在等离子体中的传输衰减随碰撞频率的变化见图 4 所示. 由图 4 可见, 随着电子密度的增加, 毫米波与太赫兹波传输衰减量均增加; 在相同的等离子体中传输时, 220 GHz 太赫兹波衰减量比 35 GHz 毫米波小得多. 随着碰撞频率的增加, 毫米波与太赫兹波在相同等离子体中衰减量均先增大后减小. 电子密度增加一个数量级, 毫米波与太赫兹波传输衰减增加一个数量级. 另外, 35 GHz 毫米波、220 GHz 太赫兹波传播衰减曲线均存在峰值, 这是由于电磁波与等离子体发生了共振吸收. 对于 35 GHz 入射毫米波而言, 在 $f_{\text{en}} = 35 \text{ GHz}$ 附近毫米波衰减存在峰值. 对于 220 GHz 入射太赫兹波而言, 在 $f_{\text{en}} = 220 \text{ GHz}$ 附近太赫兹波衰减存在峰值. 随着电子密度的增加, 衰减峰值位置稍微向碰撞频率的低端移动. 电磁波

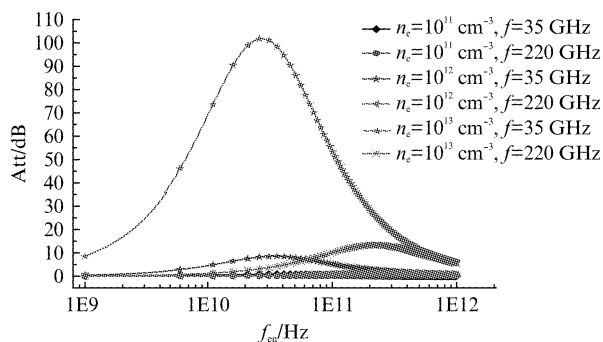


图 4 电磁波衰减随碰撞频率的变化 ($n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 10^{12} cm^{-3} 、 10^{13} cm^{-3})

Fig. 4 The electromagnetic wave transmission attenuation as a function of the collision frequency ($n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 10^{12} cm^{-3} 、 10^{13} cm^{-3})

频率增加时, 电磁波的电场变化频率增加, 等离子体中的电子来不及响应快速变化的电场, 吸收的电磁波能量变少, 使得电磁波透射能量增加, 衰减量减少. 等离子体密度增加时, 更多的电子从电场中吸收能量, 并通过碰撞传递给中性粒子, 使得电磁波透射能量减小, 衰减量增加.

2.3 透波窗口材料的介电常数对电磁波衰减影响

分别固定透波材料的介电常数 $\epsilon_1 = 1.0$ 、 2.6 , $n_e = 9.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\nu = 4.0 \times 10^{10} \text{ Hz}$ 、 $1.0 \times 10^{11} \text{ Hz}$ 、 $3.0 \times 10^{11} \text{ Hz}$, 电磁波在不同等离子体中衰减变化见图 5 所示. 由图 5 可知, 与空气介质相比, 天线窗口增加了电磁波的传输衰减. 随着透波窗口材料的介电常数增加, 反射率增加, 传输衰减曲线出现周期性振荡, 振荡周期约 5 GHz. 传输衰减曲线出现振荡的原因是电磁波在界面 1、界面 2、界面 3 和界面 4 处发生多次反射造成的. 随着碰撞频率的增加, 传输衰减曲线振荡的幅度减小. 在等离子体频率 ω_p 与电磁波频率 f 相等的地方, 出现衰减峰值. 随着碰撞频率的增加, 衰减峰值位置稍微向电磁波频率的低端移动.

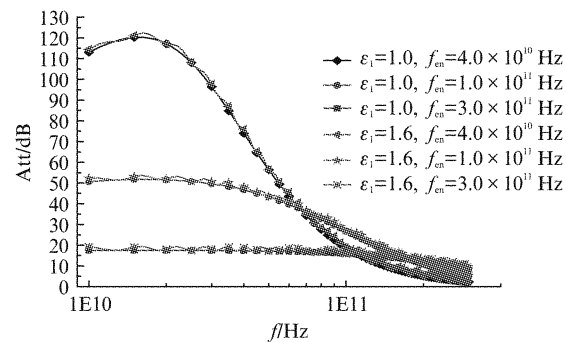


图 5 透波材料介电常数对电磁波衰减影响

Fig. 5 The effect of dielectric constant of the antenna window material on the electromagnetic wave transmission attenuation

另外, 随着电磁波频率的增加, 透射率增加, 衰减量减小, 透射功率变强. 这是由于电磁波频率增加时, 等离子体中的电子响应跟不上快速变化的电场, 使电场对等离子体中的电子极化作用减弱, 从而使等离子体中的电子吸收电磁波的能量减弱. 在电子密度 $n_e = 9.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 的条件下, 对于不同碰撞频率的等离子体, 35 GHz 毫米波的最大衰减量约 85 dB, 220 GHz 太赫兹波的最大衰减量小于 12 dB. 由此可见, 采用太赫兹波能够显著地减小传输衰减, 太赫兹波可以作为解决黑障区飞行器与外界通信互

联的有效技术途径。

3 实验结果

在理论分析的基础上,以激波管为实验平台来模拟产生高速飞行器等离子体,开展太赫兹波在等离子体中传输特性实验,实验装置示意图见图 6 所示。等离子体厚度 80 mm,选取的实验状态及其参数见表 1 所示。激波管流动波系图和设备运行原理见文献[19]。激波管产生的等离子体是时变等离子体。激波管等离子体可能是处于化学非平衡热力学非平衡,也可能处于化学非平衡热力学平衡状态,或者是高速运动,或者是近似滞止的,与具体的实验状态密切相关。选择合适的实验状态,激波管可以产生研究需要的等离子体。

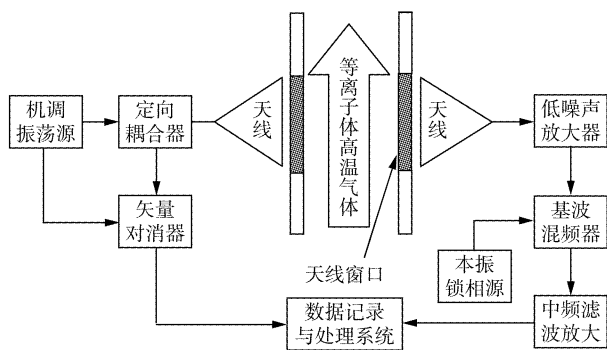


图 6 太赫兹波在等离子体中传输特性测量示意图

Fig. 6 The schematic diagram of terahertz wave transmission attenuation in the plasma

表 1 电子密度变化对太赫兹波信号传输特性影响实验状态参数

Table 1 Experimental parameters of terahertz wave transmission characteristics for different electron density in the plasma

实验状态参数		2 区气体参数			
M_{as}	P_1/Pa	P_2/Pa	T_2/K	n_e/cm^{-3}	f_{en}/s^{-1}
10.2	760	9.61×10^4	3507.9	9.0×10^{11}	9.4×10^{10}
11.1	700	1.06×10^5	3818.8	3.2×10^{12}	1.0×10^{11}
11.7	660	1.10×10^5	4055.7	7.3×10^{12}	1.0×10^{11}
12.2	600	1.15×10^5	4506.7	2.4×10^{13}	1.0×10^{11}

实验中,利用激波管产生的 2 区气体作为测量气体,220 GHz 太赫兹波传输特性测量系统测量等离子体中太赫兹波传输衰减。压电传感器测量激波后高温气体压力,朗缪尔三探针测量等离子体电子温度和电子密度。根据测量的高温气体压力及电子温度代入相关的经验公式计算得到等离子体碰撞频率^[19]。根据建立的物理模型计算实验等离子体对太赫兹波的衰减量。

图 7 为等离子体中太赫兹信号传输衰减量测量值与理论计算值的对比。由图可见,在给定的等离子体实验条件下,太赫兹波衰减量随电子密度变化的实验测量值与理论计算值吻合较好。太赫兹波在有透波窗口的等离子体($n_e = 2.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $f_{en} = 1.0 \times 10^{11} \text{ Hz}$, $d = 80 \text{ mm}$)中衰减量小于 20 dB。由此可见,采用太赫兹波实现黑障区飞行器与外界通讯是解决黑障问题有效技术途径之一。

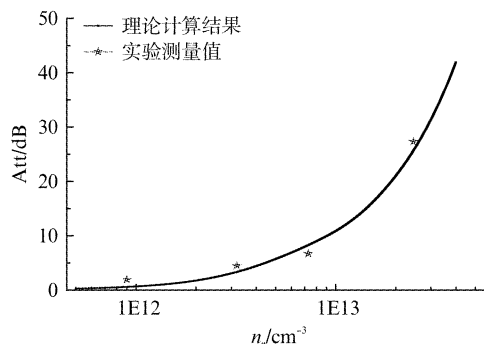


图 7 等离子体中太赫兹波传输衰减计算值与测量值对比

Fig. 7 The terahertz wave transmission attenuation as a function of the electron density in the plasma. Stars represents the experiment data, solid line is a fitting to the theory

4 结论

对太赫兹波在透波材料窗口内的等离子体中传输特性进行研究,获得了衰减随等离子体电子密度、碰撞频率、透波材料介电常数以及电磁波频率的变化规律,并以激波管为实验装置模拟产生高速飞行器等离子体,开展了太赫兹波在等离子体中传输特性实验验证。研究结果表明:

(1) 太赫兹波在相同电子密度和碰撞频率的等离子体中衰减量比毫米波小得多,采用太赫兹波可以显著地减小等离子体中传输衰减量;

(2) 随着等离子体碰撞频率的增加,毫米波与太赫兹波传输衰减量均先增加后减小;电子密度增加一个数量级,毫米波与太赫兹波传输衰减量增加一个数量级;

(3) 透波材料窗口增加了毫米波与太赫兹波的传输衰减;随着窗口材料的介电常数增加,反射率增加,传输衰减曲线出现周期性振荡,振荡周期约 5 GHz;

(4) 在激波管设备上开展了太赫兹波在等离子体中传输特性实验,实验结果和理论计算结果吻合

较好, 结果表明采用太赫兹波通信可能作为一种解决再入飞行器黑障问题的有效技术途径。

References

- [1] Cuddiby W F, Beckwith I E, Schroeder L C. RAM B-2 flight test of a method for reducing radio attenuation during hypersonic reentry[C], NASA TMX-902, 1963.
- [2] Jones, Charles H. Report from the workshop on communications through plasma during hypersonic flight[C], AFFTC-PA-08-08292, Air Force Flight Test Center Edwards AFB, California Technical Chair, Held 29 August 2006 Boston, MA.
- [3] Hartunian R H, Stewart G E, Fergason S D. Cause and mitigation of radio frequency (RF) blackout during reentry of reusable launch vehicle[R]. ATR-20075309.
- [4] Saterlie, S. E. Ground test measurement of hypersonic flow field plasma effects[C]. Proceedings of the 1990 AIAA Missile Science Conference, Vol. 4, Naval Post Graduate School, Monterey CA, Nov. 1990.
- [5] Tony C. Lin, L. K. Sproul. Reentry plasma effects on electromagnetic wave propagation[C]. AIAA 95-1942, 26th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, June 19-22, 1995, San Diego, CA.
- [6] Minkwan Kim, Michael Keidar, etc. Analysis of an electromagnetic Mitigation Scheme for Reentry Telemetry Through Plasma[J]. JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS, Vol. 45, No. 6, November-December 2008.
- [7] W. H. Rudderow. An experimental study of the effect of a thin plasma layer on high power microwave transmission. AFCRL-TR-75-0098, ADA08514[R].
- [8] Hartunian R A, Stewart G. E, Fergason S D. Cause and mitigation of radio frequency (RF) blackout during reentry of reusable launch vehicles[R], Aerospace Report, ATR-2007(5309)-1.
- [9] Yuan C X, Zhou Z X, Zhang J W, et al. FDTD analysis of terahertz wave propagation in a high-temperature unmagnetized plasma slab[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2011, **39**(7): 1577-1584.
- [10] Chengxun Yuan, Zhongxiang Zhou, Xiaoli Xiang, et al. Propagation properties of broadband terahertz pulses through a bounded magnetized thermal plasma[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 269 (2011): 23-29.
- [11] Tosun Z, Akbar D, Altan H. The interaction of terahertz pulses with dc glow discharge plasma[C], 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves Busan, Korea, September 21-25, 2009.
- [12] ZHANG Jin-Ling, LV Ying-Hua, ZHANG Hong-Xin. Terahertz communication systems and terahertz antenna technology[J]. *Chinese Journal of Radio Science(Supplement)* (张金玲, 吕英华, 张洪欣. 太赫兹通信系统和太赫兹天线技术. *电波科学学报(增刊)*). 2011, **26**: 39-42.
- [13] WANG Yue, WU Qun, WU Yu-Ming, et al. Theoretical study and numerical verification of terahertz radiation emitted by carbon nanotubes[J]. *ACTA PHYSICA SINICA* (王玥, 吴群, 吴昱明, 等. 碳纳米管辐射太赫兹波的理论分析与数值验证, *物理学报*). 2011, **60**(5): 8459-8465.
- [14] SHEN Jin-E, RONG Jian, LIU Wen-Xin. Progress of terahertz in communication technology[J]. *Infrared and Laser Engineering* (申金娥, 荣健, 刘文鑫. 太赫兹技术在通信方面的进展. *红外与激光工程*), 2006, **35** (增刊): 342-343.
- [15] WANG Guang-Qiang, WANG Jian-Guo, LI Xiao-Ze, et al. Frequency measurement of 0.14 THz high-power terahertz pulse[J]. *ACTA PHYSICA SINICA* (王光强, 王建国, 李小泽, 等. 0.14 THz 高功率太赫兹脉冲的频率测量, *物理学报*). 2010, **59**(12): 8459-8463.
- [16] CAO Jun-Cheng. *Semiconductor terahertz source, detector and application*[M]. Mathematical Publishing Bureau(曹俊诚. 半导体太赫兹源、探测器与应用, 数理出版分社) 2012.
- [17] GU Li, TAN Zhi-Yong, CAO Jun-Cheng. Terahertz communication technology[J]. *Physics* (顾立, 谭智勇, 曹俊成. 太赫兹通信技术研究进展, *物理*) 2013, **442**(10): 695-707.
- [18] ZHAO Qing, LIU Shu-Zhang, TONG Hong-Hui. *Plasma technology and its applications*[M]. National Defense Industry Press(赵青, 刘述章, 童洪辉. 等离子体技术及应用, 国防工业出版社). 2005.
- [19] MA Ping, ZENG Xue-Jun, SHI An-Hua, et al. Experimental investigation on electromagnetic wave transmission characteristic in the plasma high temperature gas[J]. *Journal of Experiments in the Fluid Mechanics* (马平, 曾学军, 石安华, 等. 电磁波在等离子体高温气体中传输特性实验研究, *实验流体力学*), 2010, **24**(5): 51-56.