

飞秒激光成丝过程中的太赫兹波超光速传输现象研究

刘伟伟¹, 赵佳宇¹, 张逸竹², 王志¹, 储蔚³, 曾斌³, 程亚³

- (1. 南开大学 现代光学研究所 光学信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071;
2. 中国科学院上海高等研究院, 上海 201210;
3. 中国科学院上海光学精密机械研究所 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

摘要: 通过使用太赫兹(Terahertz, THz)时域光谱系统, 探测从不同长度飞秒激光光丝辐射出的 THz 脉冲, 观察到 THz 波在飞秒激光成丝过程中超光速传输的实验现象。进一步的分析表明: THz 波在等离子体光丝区域的折射率小于其在空气中的折射率, 这是使得 THz 波能够在成丝过程中超光速传输的主要原因。由此可以推测: THz 脉冲极有可能是在等离子体光丝中进行导引传输的。最后, 通过数值模拟获得了光丝区域内的 THz 本征模式, 从而验证了上述推测。

关键词: 飞秒激光; 成丝; 太赫兹波; 超光速传输; 本征模式

中图分类号: O437 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.0402001

Research on superluminal propagation of terahertz wave during femtosecond laser filamentation

Liu Weiwei¹, Zhao Jiayu¹, Zhang Yizhu², Wang Zhi¹, Chu Wei³, Zeng Bin³, Cheng Ya³

- (1. Key Laboratory of Optical Information Science & Technology of the Ministry of Education, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China; 2. Shanghai Advanced Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201210, China; 3. State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract: In this paper, by investigating the terahertz (THz) waveforms emitted from different lengths of filaments via THz time-domain spectroscopy system (THz-TDS), superluminal propagation of THz wave during filamentation was observed. It implies that the refractive index of the THz wave is smaller than the unity within the filament region, and thus the THz pulse may propagate inside the filament. This hypothesis is supported by further numerical simulation, which demonstrates THz eigenmode inside the plasma filament.

Key words: femtosecond laser; filamentation; terahertz wave; superluminal propagation; eigenmode

收稿日期: 2016-03-05; 修订日期: 2016-04-03

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(11574160); 国家重点基础研究发展规划项目(973 计划)(2014CB339802); 天津市应用基础与前沿技术研究计划(重点项目)(15JCZDJC31700)

作者简介: 刘伟伟(1976-), 男, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事超快激光脉冲在光学介质中的非线性传输的研究。

Email: liuweimei@nankai.edu.cn

0 引言

当在自然环境中应用太赫兹 (Terahertz, THz) 技术时, 常常会遇到大气湍流对 THz 波的强衍射、水蒸气对 THz 波的强吸收等障碍。因此, 人们迫切需要找到一种能够在远距离产生 THz 波的方法以减少 THz 能量在自然环境中的传输损耗。

近年来, 基于空气中飞秒激光成丝过程的 THz 波辐射方法极大地拓展了 THz 技术的应用领域^[1-4]。“飞秒激光成丝”这种独特的非线性光学现象, 因其能够在空气中产生一条几百米甚至千米量级长度的等离子体通道(通常被称作“等离子体光丝”或“光丝”), 所以被给予了解决上述 THz 技术瓶颈的巨大希望^[1]。现阶段, 基于飞秒激光成丝过程的 THz 远程遥感, 已被初步证实可行^[2]。

然而, 飞秒激光成丝过程中的 THz 波传输物理机制尚未得到充分的研究与完善。目前, 大量实验事实表明: 等离子体光丝辐射出的 THz 波具有高度的空间定向性, 是一种沿着光丝前向传输的中空锥状辐射^[1]。这种独特的空间分布特征, 已由 Maryland 大学 K. Y. Kim 课题组提出的“离轴相位匹配”模型^[3]所解释。然而, 对于 THz 波在等离子体光丝内部的传输研究, 尚无文献报道。

在文中, 笔者通过实验观察到了 THz 脉冲的振幅最大值在时域上发生了显著的前移, 进而证实了: 等离子体光丝区域的 THz 折射率小于空气中的 THz 折射率(后者约等于 1)。所以, 文中实验结果为飞秒激光成丝过程中 THz 脉冲的“无衍射传输”提供了依据, 因为 THz 脉冲很可能是传输于等离子体光丝的内部(虽然等离子体光丝的直径要远小于 THz 波长)。最后, 通过数值模拟证实: 光丝径向非均一的等离子体密度分布可以导引 THz 波在光丝中进行超光速传输。

文中的新颖发现为飞秒激光成丝过程中 THz 波传输的基本理论研究提出了新的挑战, 所以在研究 THz 波产生与传输的物理机制时不容忽视。在未来开展前沿的远程 THz 波产生与传输应用技术时, 此新发现同样需要被充分考虑。

1 实验结果

实验装置采用了典型的基于飞秒激光成丝的

THz 波产生和探测实验方案^[4], 如图 1 所示。由飞秒激光器发出的激光脉冲(1 kHz、800 nm、50 fs)被分束片(splitter)分成两束, 并沿正交的两路分别传输。其中一路为泵浦光束(pump), 单脉冲能量约为 1 mJ, 被焦距约为 110 cm 的平凸透镜(lens)聚焦, 在透镜的几何焦点附近产生一条厘米量级长度的等离子体光丝。从光丝辐射出的 THz 脉冲首先被一面离轴抛物面镜(口径为 50 mm, 反射焦距为 100 mm)准直, 之后再被另一面完全相同的离轴镜聚焦到一片 1.5 mm 厚的 ZnTe 电光晶体上。

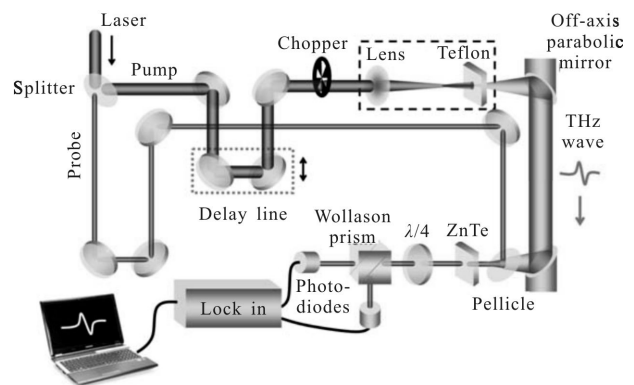


图 1 THz 时域光谱探测系统

Fig.1 THz time-domain spectroscopy system(THz-TDS)

另一路为探测光束(probe), 单脉冲能量远低于泵浦光束。一面薄膜合束镜(pellicle)将探测光束与经过第二面离轴抛物面镜聚焦的 THz 光束进行合束, 共同照射在 ZnTe 晶体上。最后, 在 ZnTe 晶体及其后续光路中进行 THz 时域波形的电光取样探测。实验中, 为了对等离子体光丝的长度进行控制, 将一片 Teflon 板插入到光丝中, 如图 2(a)所示。Teflon 板

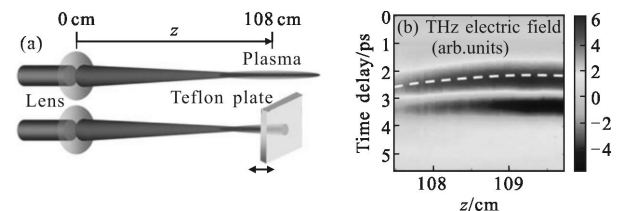


图 2 Teflon 板截丝实验装置示意图和对应不同传输距离 z 的 THz 时域波形

Fig.2 A Teflon plate was inserted into the plasma column and THz waveform as a function of z

被固定在一个一维平移台上, 平移台可以沿着激光传输方向 z 进行移动, 步长为 0.5 mm。Teflon 板对 THz 波有很高的功率透射率(约 80%), 但可以阻挡

飞秒激光的传输,从而阻断等离子体光丝在 Teflon 板之后的形成。实验后,未在 Teflon 板上发现因激光烧蚀而留下的穿孔。文中探测了 THz 时域波形随传输距离 z 的变化,如图 2(b)所示。

由图可见,THz 脉冲保持了很好的单周期的特性。其中,图 2(b)的横轴是传输距离 z ,即 Teflon 板插入到等离子体光丝中的位置与 $z=0$ cm 的间距,如图 2(a)所示。 $z=0$ cm 被定义为透镜在光路中的位置。

由图 2(b)还可以得到 THz 脉冲振幅峰峰值随传输距离 z 的变化曲线,如图 3(a)中三角所示。可见,THz 振幅峰峰值从 $z=107$ cm 开始增大,这里是 THz 时域光谱系统刚刚能够探测到 THz 信号的位置;之后,THz 振幅峰峰值逐渐增大;当到达 $z=109.5$ cm 时,THz 振幅峰峰值已趋于饱和,而这里几乎是等离子体光丝的末端了。

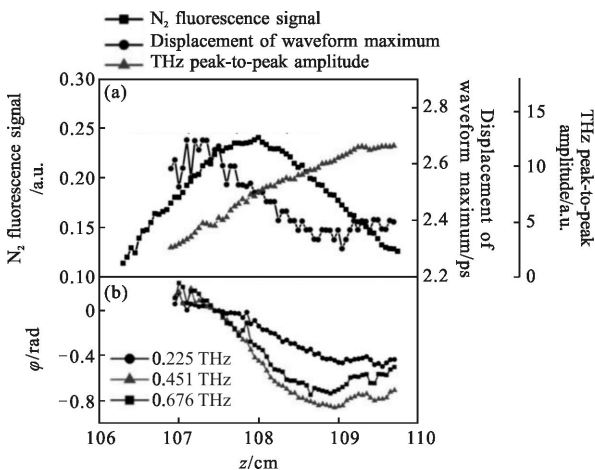


图 3 (a) THz 脉冲振幅峰峰值(三角)随传输距离 z 的变化; THz 脉冲振幅最大值所对应的位移(圆圈)随传输距离 z 的变化;光丝辐射出的氮气荧光信号(方块)沿 z 的分布;(b) 三个 THz 频率的相位随传输距离 z 的变化
Fig.3 (a) THz peak-to-peak amplitude, displacement of the THz amplitude maximum, N₂ fluorescence signal of plasma filament and (b) phase variations for three typical THz frequencies: as a function of z

然而最令人感兴趣的一点是:在图 2(b)中,THz 脉冲随传输距离 z 的增大,振幅最大值在时域上发生了显著的前移。这一趋势在图 2(b)中用白色虚线标注了出来。图 3(b)进一步量化了 THz 振幅最大值的时域偏移量,如图中圆圈所示。可见从传输距离 $z=107.5$ cm 到 $z=108.5$ cm,THz 振幅最大值的总时

域前移量约为 0.3 ps。

图 3(b)中的黑色方块表征了由等离子体光丝辐射出的波长为 337 nm 的氮气荧光信号(N₂ fluorescence signal) 的纵向分布,这是在光丝的侧向进行 CCD 成像获得的^[5]。氮气荧光信号的纵向分布在本质上对应了光丝区域等离子体密度的纵向分布。可以注意到:显著的氮气荧光辐射的区域(方块)与 THz 振幅最大值发生时域前移的区域(圆圈)刚好重合。而在这个区域外,则没有 THz 振幅最大值显著的时域移动了。

2 引起太赫兹波超光速传输现象的物理机制分析

针对上述实验中探测到的 THz 脉冲振幅最大值的时域前移,文中总结了三个可能的物理机制,下面逐一进行分析。

2.1 强飞秒激光诱导下的 Teflon 板非线性折射率

由于实验中需要将 Teflon 板插到等离子体光丝中进行“截丝”,所以不可避免会有飞秒激光与 Teflon 板的强相互作用。由此推测:此时的 Teflon 板折射率可能会受到与其相互作用的强飞秒激光的影响,即 Teflon 板拥有了与飞秒激光光强相关的非线性折射率。

为了探究这一推测,笔者将实验装置中用于产生和探测 THz 脉冲的光路进行了最大程度的简化,如图 4(a)所示。其中,飞秒激光脉冲从左向右传输;

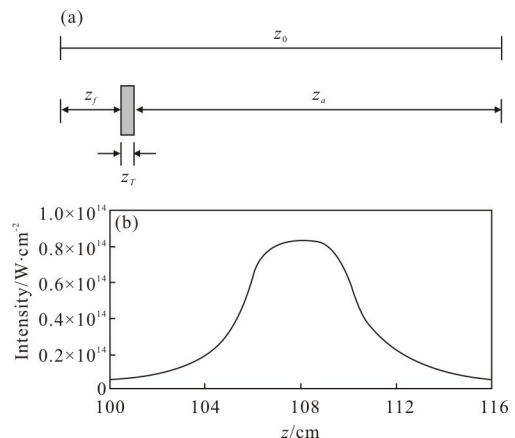


图 4 THz 脉冲传输光路的简化示意图和等离子体光丝轴上的激光强度
Fig.4 Optical path of the THz pulse propagation and on-axis laser intensity of plasma filament

光路的左端对应等离子体光丝的起始位置; z_0 对应 ZnTe 电光晶体的位置,即 THz 脉冲的探测端; z_f 代

表等离子体光丝被 Teflon 板截断前的区域; z_T 代表 Teflon 板的厚度; z_a 是 THz 脉冲在空气中的传输距离。

由图 4(a)可知,在整个传输过程中,THz 脉冲的相位变化是:

$$\varphi = k_f z_f + k_T \cdot z_T + k_a \cdot z_a \quad (1)$$

式中: k_f, k_T 和 k_a 分别对应了 THz 脉冲在等离子体光丝区域、在 Teflon 板内和在空气中的波数。假设实验中观察到的 THz 脉冲的相位变化(时域前移)主要是由于飞秒激光与 Teflon 板的非线性相互作用引起的,即 k_T 的大小跟 Teflon 板的非线性折射率相关,而 $k_f = k_a$, 则可以得到:

$$\varphi = k_T z_T + k_a (z_f + z_a) = k_T z_T + k_a (z_0 - z_T) \quad (2)$$

又因为 k_a, z_0 和 z_T 在实验中都是常量,则公式(2)可以简化为:

$$\varphi \propto k_T z_T = (n_0 + \Delta n_T) \frac{\omega_{\text{THz}}}{c} z_T \quad (3)$$

式中: n_0 为 Teflon 板的折射率; Δn_T 为与飞秒激光光强相关的 Teflon 板的非线性折射率。通常 $\Delta n_T \propto I^n, I$ 为飞秒激光的强度。所以:

$$\varphi \propto \Delta n_T \frac{\omega_{\text{THz}}}{c} z_T \propto I^n \quad (4)$$

如果假设 Teflon 板的非线性折射率决定了实验中观察到的 THz 脉冲的传输相移,那么根据公式(4), φ 将与飞秒激光强度 I 的纵向分布的 n 次方成正比。因此,理论上 THz 振幅最大值在时域上的变化趋势(图 3(a)圆圈)应与氮气荧光信号的纵向分布(图 3(a)方块)极为相似。然而,这显然不是在实验中探测到的情况。

实际上,根据非线性波动方程^[6]的数值模拟可见:等离子体光丝轴上的激光峰值光强在 $z=106$ cm 与 $z=110$ cm 之间的变化小于 10%,如图 4(b)所示,这是成丝过程中光强钳制效应的结果。鉴于光丝纵向的激光强度近似为常数,可以预见到光强相关的 Teflon 板非线性效应对 THz 脉冲相位的影响并不会随着传输距离 z 的变化而变化。

所以,由于飞秒激光与 Teflon 板的相互作用,导致 Teflon 板产生了与飞秒激光光强相关的非线性折射率,不可能是决定文中实验现象——THz 脉冲振幅最大值在时域上发生前移的主要因素。

2.2 太赫兹脉冲在聚焦点附近的 Gouy 相移

另一个可能导致 THz 脉冲振幅最大值在时域上发生偏移的原因是:当 Teflon 板在等离子体光丝中

移动时,产生的 THz 辐射在经过两面离轴抛物面镜的准直和聚焦之后,THz 光束的焦点与 ZnTe 电光晶体之间的距离可能会发生变化。这是由 THz 时域光谱探测系统的几何结构特性决定的。而 THz 波在聚焦点附近的 Gouy 相移^[7](Gouy phase shift,又写作 Gouy phase shift)会改变 THz 脉冲的相位(即振幅最大值在时域上的位置)。

为了更直观地阐述这一点,将实验中 THz 脉冲传输全过程的几何光路简要画于图 5(a)中。需要说明的是,为了简化的需要,实验装置中的两个离轴抛物面镜在图 5(a)中被画成了两个聚焦透镜(Lens 1 和 Lens 2),透镜的透射焦距与原离轴抛物面镜的反射焦距相同。

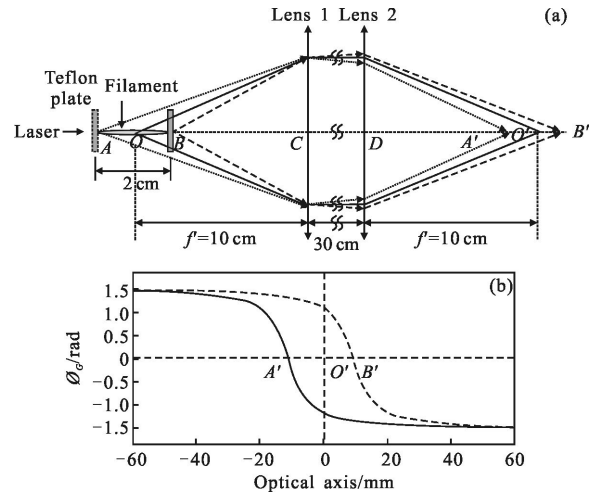


图 5 (a) THz 光束焦点位置变化的几何光路示意图; (b) 在 A' 点和 B' 点附近的 THz 波的 Gouy 相移

Fig.5 (a) Schematic diagram of the optical geometry of displacement of the THz pulse focus; (b) The Gouy phase shift created by the point sources A' and B'

在图 5(a)中,当 Teflon 板位于 $z=107$ cm(A 点)时,THz 点源 A 会被聚焦到 A' 点;当 Teflon 板位于 $z=109$ cm(B 点)时,THz 点源 B 会被聚焦到 B' 点。即,从 A 点到 B 点移动 Teflon 板的过程中,THz 焦点的位置会由 A' 点变化到 B' 点。而在此过程中,ZnTe 电光晶体的位置始终是固定在 O' 点不动的。

基于图 5(a)中的几何光路,A' 点和 B' 点的位置可以用图中的参数和简单的几何光学公式进行计算,结果为 A' 点位于透镜 2 的右侧 8.89 cm, B' 点位于透镜 2 的右侧 10.91 cm。另外, O' 点位于透镜 2 的

右侧 10 cm。因此, A' 、 B' 和 O' 的相对位置如图 5(a) 所示, 即 O' 点居中, A' 点和 B' 点分列两侧。另一方面, 计算了 THz 波在两个焦点(A' 点和 B' 点)附近的 Gouy 相移 ϕ_G , 计算公式^[7]为:

$$\phi_G = -\arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (5)$$

式中: z 为 THz 波的传输距离, 并以 THz 光束的焦点为原点; z_R 为 THz 光束的瑞利距离, 写作:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (6)$$

式中: w_0 为 THz 光束在焦点处的束腰半径(~ 1 mm)。

将计算结果画于图 5(b) 中, 分别用实线和虚线(Z 字形)表示。可见, 在焦点 A' 点和 B' 点附近, 确实存在 THz 波的 Gouy 相移($+\pi/2 \sim -\pi/2$)。但是, 在 ZnTe 电光晶体(O' 点)处, 对应于 B' 点的 Gouy 相位(虚线)总是要比对应于 A' 点的 Gouy 相位(实线)大, 即总是存在 $\phi_B - \phi_A > 0$ 。

所以, 当 Teflon 板从 A 点移动到 B 点时(THz 焦点相应地由 A' 点移动到 B' 点), 此过程中在 O' 点探测到的 THz 脉冲的相位应该逐渐变大。而实验结果是: THz 脉冲振幅最大值在时域上发生前移, 即 THz 脉冲的相位在变小, 如图 3(b) 所示。

因此, 移动 Teflon 板而促使 THz 光束焦点与 ZnTe 电光晶体相对位置发生了改变, 以及 THz 脉冲在焦点附近的 Gouy 相移等因素, 在实验中也可以被排除。

2.3 太赫兹波在飞秒激光光丝中的导引传输

除了“强飞秒激光诱导下的 Teflon 板非线性折射率”和“THz 脉冲在焦点附近的 Gouy 相移”之外, 还可能引起 THz 脉冲振幅最大值发生时域移动的物理机制是: THz 波很有可能是在等离子体光丝中进行导引传输的。为了证实这个假设, 对图 2(b) 中的每个 THz 时域波形都进行了傅里叶变换(Fast Fourier Transformation, FFT)。这样就可以得到不同 THz 频率下的 THz 相位和振幅, 如图 6(a) 和图 6(b) 所示。

图 6(a) 中三个典型 THz 频率(0.225, 0.451 和 0.676 THz)下的相位 φ 随传输距离 z 的变化已被画于图 3(b) 中。可见, 在 $z=107.5$ cm 与 $z=108.5$ cm 之间的区域内, 相位 φ 都有着明显减小的趋势。而在 $z=108.5$ cm 之后, 相位 φ 都趋于常数。

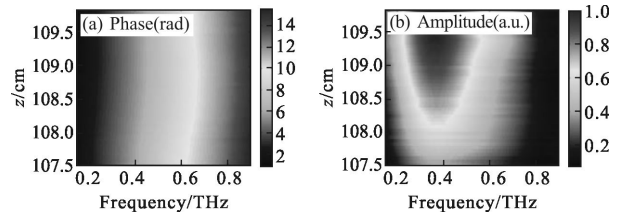


图 6 由傅里叶变换得到的不同传输距离 z 处的 (a) THz 相位; (b) THz 振幅, 随 THz 频率的变化

Fig.6 Spectral (a) phase and (b) amplitude as a function of z , retrieved from THz waveforms via fast Fourier transformations

相位变化量 $d\varphi$ 的计算公式为:

$$d\varphi = (n_{\text{THz, filament}} - n_{\text{THz, air}}) \frac{\Omega}{c} dz \quad (7)$$

式中: $n_{\text{THz, filament}}$ 与 $n_{\text{THz, air}} (= 1.000 27^{[8]})$ 分别为 THz 波在等离子体光丝和空气中的折射率; c 为真空中的光速; Ω 和 dz 分别为 THz 波的角频率和 Teflon 板的位移量。根据公式(7), 不同 THz 频率下的折射率可以从相位 φ 随 z 变化的斜率 $d\varphi/dz$ 来计算求解, 计算的区域是从 $z=107.5$ cm 到 $z=108.5$ cm。

THz 折射率的计算结果为: $n_{0.225\text{THz}} = 0.992 44$, $n_{0.451\text{THz}} = 0.993 54$ 和 $n_{0.676\text{THz}} = 0.996 03$ 。对于其他 THz 频率, 同理可以进行上述计算过程。最后, 将所有 THz 折射率结果画于图 7(a) 中, 用空心圆圈表示。

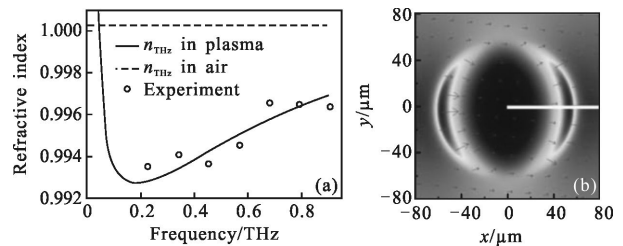


图 7 (a) 不同 THz 频率下, 由实验数据计算得到的 THz 折射率(圆圈); 由公式计算得到的 THz 折射率(实线); 空气中的 THz 折射率(虚线); (b) 等离子体光丝区域的 THz 本征模式

Fig.7 (a) Experimental and calculated THz refractive index as a function of THz frequency, and THz refractive index in air; (b) THz eigenmode inside the plasma filament

由图 7 (a) 可见, $n_{\text{THz, filament}}$ (空心圆圈) 与 $n_{\text{THz, air}} (= 1.000 27, \text{虚线})$ 之间存在着显著的差异。这种差异表明: 飞秒激光成丝辐射的 THz 脉冲并没有完全在空气中进行传输。否则, $n_{\text{THz, filament}}$ 应近似等于 $n_{\text{THz, air}}$ 。假设 THz 脉冲可以在等离子体光丝中进行导引传输,

则 THz 波折射率等于光丝介电常数的平方根取实部:

$$n_{\text{THz}} = \text{Re} \left(\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\Omega^2 - iv\Omega}} \right) \quad (8)$$

式中: ω_p 为等离子体频率。由下面的公式计算:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2}{m_e \epsilon_0} N_e} \quad (9)$$

式中: N_e 为自由电子密度; e 为电子电荷; m_e 为电子质量; ϵ_0 为真空介电常数。在公式(9)中, v 约为 1 THz, 代表了典型的等离子体光丝中的电子碰撞频率^[9]。

注意到在公式 (8)~(9) 中, N_e 为唯一的未知量。因此将 N_e 设为变量, 针对 THz 折射率的实验结果 (图 7(a)空心圆圈), 运用公式(8)~(9)进行了拟合。当 $N_e = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 时, 可以得到最佳的拟合结果 (图7(a) 实线)。

$N_e = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 远高于空气中的等离子体密度 ($\sim 0 \text{ cm}^{-3}$), 这就验证了最初的假设: THz 脉冲并没有完全在空气中传输。另一方面, $N_e = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 又远小于光丝轴上的等离子体密度 ($\sim 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), 这就预示着 THz 脉冲很有可能是在光丝的边缘处进行导引传输的。

为此, 借助商用软件 COMSOL Multiphysics, 对等离子体光丝区域的 THz 模场分布进行了数值模拟(以 0.4 THz 为例), 结果如图 7(b)所示。可见, THz 模场强度主要分布在一个环形的区域内, 即光丝的边缘处。具体的数值模拟步骤如下。

首先, 将光丝径向的等离子体密度分布考虑成为中心峰值为 $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、半高全宽为 $50 \mu\text{m}$ 的高斯分布, 如图 8 中虚线 N_e 所示。则相应的 THz 折射率分布(以 0.4 THz 为例)可由公式(8)~(9)计算, 如图 8 中实线 $n_{0.4\text{THz}}$ 所示。可见, THz 折射率分布在 $r = 55 \mu\text{m}$ 附近存在谷值(极小值)。

然后, 将此 THz 折射率分布预设在此 Comsol 软件中, 并考虑以下要素: (1) 运算的网格基元为二次三角形, 最大尺度为 $1 \mu\text{m}$; (2) 在网格与空气的交界处设有完美匹配层(perfectly matched layers, PMLs)。

最后, 运用全向量有限元方法(full-vector finite-element method, FEM), 对等离子体光丝区域的 THz 模式进行数值计算, 得到了图 7(b)的模拟结果。

为了进一步与 THz 折射率分布相比较, 图 7(b)中沿着白线的 THz 模场强度分布 $I_{0.4\text{THz}}$ 也被画在了图 8 中(细实线)。可见, THz 模场被强烈地束缚在一

个亚波长尺度的空间区域内, 且最大的 THz 光强就位于折射率的谷值处。

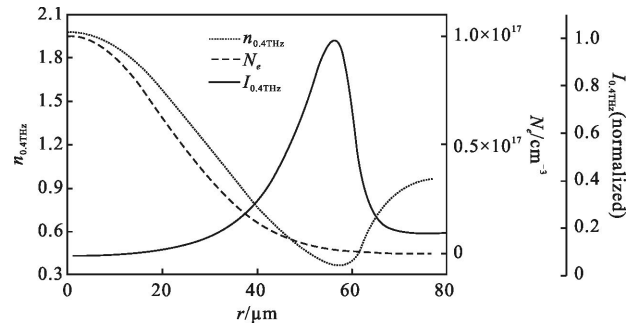


图 8 等离子体光丝径向的 N_e 分布(虚线), 相应的 THz 折射率分布(点线), 以及 0.4 THz 模场强度分布(实线)

Fig.8 Radial distribution of N_e , n_{THz} and $I_{0.4\text{THz}}$ inside the plasma filament

3 结束语

综上, 文中通过探测传输了不同距离的 THz 脉冲的时域波形, 观察到 THz 脉冲振幅最大值强烈的时域前移的实验现象, 即 THz 脉冲的超光速传输现象。对此实验结果的分析表明, THz 波并非完全在空气中进行传输。进一步的数值模拟证明, THz 脉冲可以传输于等离子体光丝之中, 而不受自然衍射的影响。

文中研究成果有望开创一个新的领域: 飞秒激光与空气相互作用下的 THz 波在等离子体光丝中的导引传输。文中提出的这一全新理论, 无论对于 THz 波产生物理机制的研究, 还是对 THz 波控制技术的探索, 都有很好的借鉴与参考作用。

另外, 值得说明的是, 还需要对影响 THz 波产生与传输的一系列实验参数进行系统的研究, 如等离子体密度、等离子体光丝直径和 THz 频率等等, 才能更为透彻地理解飞秒激光成丝过程中 THz 辐射的动力学机制。

参考文献:

[1] D'mico C, Houard A, Franco M, et al. Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(23): 235002.

[2] Liu J, Dai J, Chin S L, et al. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(9): 627-631.

[3] You Y S, Oh T I, Kim K Y. Off-axis phase-matched

- terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(18): 183902.
- [4] Zhang Y, Chen Y, Marceau C, et al. Non-radially polarized THz pulse emitted from femtosecond laser filament in air [J]. *Optics Express*, 2008, 16(20): 15483–15488.
- [5] Xu S, Sun X, Zeng B, et al. Simple method of measuring laser peak intensity inside femtosecond laser filament in air [J]. *Optics Express*, 2012, 20(1): 299–307.
- [6] Zeng B, Chu W, Gao H, et al. Enhancement of peak intensity in a filament core with spatiotemporally focused femtosecond laser pulses [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(6): 063819.
- [7] Feng S, Winful H G. Physical origin of the Gouy phase shift [J]. *Optics Letters*, 2001, 26(8): 485–487.
- [8] Dai J, Zhang J, Zhang W, et al. Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2004, 21(7): 1379–1386.
- [9] Houard A, Liu Y, Prade B, et al. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(25): 255006.