

# 基于激光成丝的太赫兹时域光谱系统研究综述

徐强, 苏强, 鲁丹, 张楠, 张杨, 刘伟伟\*

南开大学现代光学研究所, 天津 300071

**摘要** 太赫兹时域光谱 (THz-TDS) 技术是一种使用相干探测的频谱分析手段。THz-TDS 系统集成太赫兹波发射器与探测器于一体, 通过相干探测, 可以同时获取太赫兹脉冲的电场强度和相位信息, 广泛用于生物、材料、安检等领域。超快激光成丝产生太赫兹波是当前产生宽频谱、高强度太赫兹辐射的一个重要途径。文章详细介绍了超快激光成丝辐射太赫兹波的主流物理机制以及增强、调控太赫兹波的主要方法, 阐述了基于激光成丝的 THz-TDS 系统的探测原理和探测手段。

**关键词** 太赫兹技术; 超快非线性光学; 激光成丝; 太赫兹时域光谱; 太赫兹调控

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0614010

## Review of Terahertz Time-Domain Spectroscopy Systems Based on Laser Filament

Xu Qiang, Su Qiang, Lu Dan, Zhang Nan, Zhang Yang, Liu Weiwei\*

*Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China*

**Abstract** Terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS) uses coherent detection method for spectrum analysis. The THz-TDS system integrates terahertz emitter and detector, which can simultaneously acquire the field intensity and phase information of terahertz pulses and be widely used in biology, materials, security, and other fields. The THz pulse induced by the ultrafast laser filament is an important way to generate wide-spectrum and high-intensity THz radiation. In this paper, the physical mechanisms of ultrafast laser filament radiated THz waves and the methods of enhancing and regulating THz waves are introduced in detail. The detection principle and methods of the THz-TDS system based on laser filamentation are described.

**Key words** terahertz technology; ultrafast nonlinear optics; laser filament; terahertz time-domain spectroscopy; terahertz regulation

**OCIS codes** 190.7110; 300.6495; 320.2250

## 1 引 言

太赫兹 (THz) 波通常是指频率为 0.1 ~ 10 THz、波长为 0.03 ~ 3 mm 的电磁波, 在电磁波频谱中位于微波和远红外波之间, 是电子学与光学的交叉领域。与传统的光源相比, 太赫兹波具有很多独特的优势, 比如瞬态性、低能性、高穿透性等。太赫兹波的光子能量仅为毫电子伏量级, 是 X 射线光子能量的百万分之几, 因此太赫兹辐射不会导致光致电离从而破坏被检物质, 非常适用于生物体的活体检测。太赫兹波对许多介电材料和非极性物质

具有良好的穿透性, 可对不透明物体进行透视成像, 是 X 射线成像和超声波成像的有效互补手段, 可用于安检和质检过程中的无损检测。另外, 由于很多生物大分子的振动和转动能级间距位于太赫兹波段, 利用宽带太赫兹光谱可以检测这些生物大分子的指纹特征谱。因此近些年来太赫兹技术的研究吸引了国内外科研工作者的广泛关注<sup>[1-7]</sup>。

在太赫兹技术领域中, 太赫兹时域光谱 (THz-TDS) 技术是十分重要的一个研究方向, 目前主要关注点是高强度太赫兹源和超宽带太赫兹探测方法, 旨在促进 THz-TDS 系统在材料表征<sup>[8-9]</sup>、生物分子

收稿日期: 2019-02-14; 修回日期: 2019-04-28; 录用日期: 2019-04-28

基金项目: 国家重点研发计划 (2018YFB0504400)、国家自然科学基金 (11574160)、111 计划 (B16027)、强场激光物理国家重点实验室开放课题

\* E-mail: liuweiwei@nankai.edu.cn

结构分析<sup>[10-11]</sup>等方面的广泛应用。

THz-TDS技术的发展与太赫兹源和探测器的发展密切相关,目前 THz-TDS 系统中常用的太赫兹波产生方法有光整流法<sup>[12-14]</sup>、光电导天线法<sup>[15-17]</sup>、激光光纤<sup>[18-19]</sup>等。主要的探测方法有光电导天线探测<sup>[1,3,20]</sup>、电光取样探测<sup>[21-22]</sup>、空气相干探测<sup>[2,23]</sup>、等离子体荧光增强探测<sup>[24]</sup>等。与基于光电导天线与光整流原理的时域光谱系统相比,基于激光成丝辐射太赫兹波的时域光谱系统具有很多独特的优势,譬如,其介质为空气,相较于其他材料而言不存在损伤阈值,并且产生的太赫兹辐射频谱宽,强度高,且可远距离操作,得到了广泛的重视。本文详细介绍了成丝辐射太赫兹波的物理机制以及成丝辐射太赫兹波的增强与调控的主要方法,阐述了 THz-TDS 系统的探测原理和几种常见探测方法。

## 2 激光成丝辐射太赫兹波基本原理

### 2.1 激光成丝现象简介

当超短激光脉冲在光学介质中传输时,一定条件下会产生一个独特的非线性光学现象,即形成激光光丝。光丝形成的基本原理可以总结为:一方面克尔效应使光束产生自聚焦效果,克服光学的衍射作用;另一方面,多光子吸收限制了光强度,电离降低了介质的局部折射率并导致光束散焦;当克尔效应自聚焦和等离子体散焦达到动态平衡时会形成光丝<sup>[25]</sup>。飞秒激光器出现后,成丝现象再次得到广泛关注。1995年, Braun 等<sup>[26]</sup>首次用飞秒激光在空气中形成了长达 20 m 的光丝。飞秒激光成丝在很多方面有重要应用,如超短脉冲的产生<sup>[27-28]</sup>、大气污染

检测<sup>[29-30]</sup>、太赫兹波的产生<sup>[18,31]</sup>等。Chin 等<sup>[32]</sup>结合多年对成丝现象的研究成果,详细地总结阐述了激光成丝现象的物理机制、应用及其面临的挑战。

### 2.2 基于光丝的超短太赫兹脉冲产生方法

#### 2.2.1 单色场产生太赫兹波

飞秒激光聚焦致使空气电离辐射太赫兹波这一现象于 1993 年被 Hamster 等<sup>[31]</sup>首先发现,他们用中心波长 800 nm、脉宽 120 fs、能量 0.5 J 的飞秒激光脉冲聚焦产生太赫兹辐射。该研究小组将产生太赫兹辐射的原因解释为激光脉冲聚焦产生的有质动力造成原子中离子和电子在空间中的分离,这种空间的瞬时分离会辐射瞬时电磁波。但因其所需激光能量很高,装置复杂,而且得到的太赫兹脉冲能量较小,在当时并没有得到广泛的关注。2007 年, D'Amico 等<sup>[33]</sup>用中心波长 800 nm、激光脉宽 150 fs、重复频率 10 Hz、单脉冲能量 4 mJ 的飞秒激光脉冲,使用焦距(图 1 所示  $f$ )为 2 m 的透镜聚焦,在空气中形成一条长的等离子体细丝。该研究小组用差分探测方式和太赫兹偏振片探测太赫兹脉冲(0.11 THz)的信息。图 1 所示为其装置图和得到的太赫兹偏振图。该研究小组将产生太赫兹的原因解释为瞬态切伦科夫辐射,其辐射的电磁脉冲表示为

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{r_e E_1^2 \omega^2 v_e^2}{16\pi^2 m_e c^3 \omega_0^4} \sin[\omega L \vartheta^2 / (4c)], \quad (1)$$

式中: $W$  为激光脉冲产生的光谱强度; $\omega$  为角频率; $\Omega$  为立体角; $r_e$  和  $m_e$  分别为电子半径和质量; $v_e$  为电子的碰撞频率; $E_1$  为激光脉冲能量; $\omega_0$  为激光频率; $L$  为激光成丝长度; $c$  为真空中的光速; $\vartheta$  为辐射的电磁波与激光传播轴的夹角。

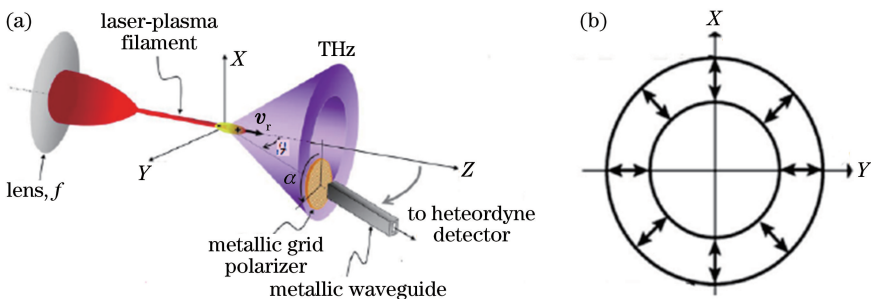


图 1 切伦科夫辐射太赫兹模型<sup>[33]</sup>。(a) 飞秒激光成丝辐射太赫兹波实验装置;(b) 辐射太赫兹波的偏振形式

Fig. 1 Cherenkov radiation THz model<sup>[33]</sup>. (a) Experimental setup of femtosecond laser filament radiated terahertz wave; (b) polarization of radiated terahertz wave

#### 2.2.2 双色场产生太赫兹波

2000 年, Cook 等<sup>[18]</sup>首次在实验中发现将中心波长 800 nm 的飞秒激光及其 400 nm 的倍频光聚焦到空气中电离空气可产生太赫兹辐射, Cook 等将

其物理机理归属于气体的三阶非线性,认为太赫兹波的产生是双色场在气体中的四波混频过程,即两个基频光子与一个倍频光子进行差频得到一个太赫兹波光子。四波混频理论模型中产生的太赫兹

场可表示为<sup>[34]</sup>

$$\mathbf{E}_{\text{THz}}(t) \propto \chi^{(3)} \mathbf{E}_{2\omega}(t) \mathbf{E}_{\omega}^*(t) \mathbf{E}_{\omega}^*(t) \cos \Delta\varphi, \quad (2)$$

式中:  $t$  为时间;  $\chi^{(3)}$  为气体等离子体的三阶非线性极化率;  $\Delta\varphi = \varphi_{2\omega} - 2\varphi_{\omega}$  为基频光和倍频光的相位差,  $\varphi_{\omega}$  和  $\varphi_{2\omega}$  分别为基频光和倍频光  $t$  时刻的相位;  $\mathbf{E}_{2\omega}(t) = 0.5\mathbf{E}_{400} \exp(i2\omega t) + \text{c.c.}$ ,  $\mathbf{E}_{400}$  为倍频光的电场, c.c. 为其共轭电场;  $\mathbf{E}_{\omega}(t) = 0.5\mathbf{E}_{800} \exp(i\omega t) + \text{c.c.}$ ,  $\mathbf{E}_{800}$  为基频光的电场, c.c. 为其共轭电场。对(2)式进一步化简得

$$E_{\text{THz}}(t) \propto \chi^{(3)} \sqrt{I_{2\omega} I_{\omega}} \cos \Delta\varphi, \quad (3)$$

式中:  $I_{\omega}$  为基频光的光强;  $I_{2\omega}$  为倍频光的光强。从(3)式可以看出, 太赫兹波峰值场强与基频光的脉冲能量成正比, 与倍频光脉冲能量的平方根成正比, 与基频光和倍频光之间相位差的余弦成正比。

Kress 等<sup>[19]</sup> 探究了双色场中 BBO 晶体与透镜焦点的距离  $d$  与辐射太赫兹波电场强度的关系, 如图 2 所示。由(3)式可知, 这种周期振荡的原因在于与透镜距离的变化导致基频光和倍频光之间的相位差发生周期性变化, 从而使太赫兹波电场强度发生周期性变化, 这进一步验证了四波混频理论的正确性。实验中太赫兹波峰值呈线性下降趋势的主要原

因是实验过程中改变晶体与等离子体距离的同时也改变了晶体与透镜的距离, 导致入射到晶体的激光光斑大小不同, 这样激光的功率密度以及晶体倍频效率就会受到影响, 从而影响产生的太赫兹信号强度。

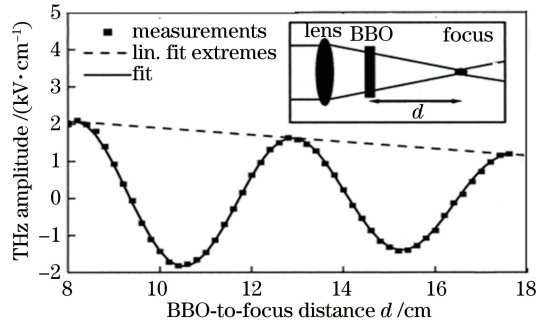


图 2 太赫兹波强度与 BBO 晶体和透镜间距离的关系<sup>[19]</sup>

Fig. 2 Relationship between terahertz wave intensity and distance from BBO crystal to lens<sup>[19]</sup>

Xie 等<sup>[34]</sup> 研究了基频光和倍频光能量对辐射太赫兹强度的影响, 如图 3 所示。实验结果表明, 双色场诱导空气等离子体辐射太赫兹波的电场强度与基频光强度成正比, 与倍频光强度的平方根成正比, 这一实验结果和四波混频理论推导得到的(3)式是一致的。

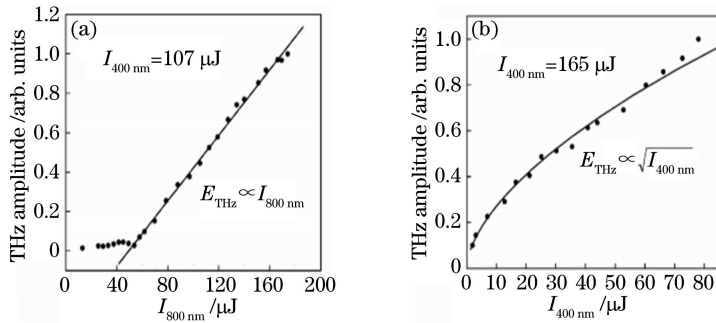


图 3 太赫兹波电场强度与基频光和倍频光强度的关系(实心圆圈为实验数据, 实线为拟合曲线)<sup>[34]</sup>。

(a) 太赫兹振幅与基频光强度的关系; (b) 太赫兹振幅与倍频光强度的关系

Fig. 3 Terahertz electric field intensity versus fundamental light intensity and frequency-doubled light intensity (the solid circle shows the experimental data, and the solid line is the fitting curve)<sup>[34]</sup>. (a) Relationship between terahertz amplitude and fundamental light intensity; (b) relationship between terahertz amplitude and frequency-doubled light intensity

2008 年, Zhang 等<sup>[35]</sup> 研究了成丝辐射太赫兹的偏振结果, 认为激光成丝会辐射超连续光谱, 基频光和超连续光谱中的倍频光在光丝中混频, 辐射太赫兹脉冲, 并用四波混频理论解释观测到的实验现象。如图 4 所示, 太赫兹脉冲电场呈现椭圆偏振, 其椭圆度约为 35%, 原因可能是光丝产生的双折射效应。

关于双色场诱导空气等离子体辐射太赫兹波的理论解释除了四波混频之外, Kim 等<sup>[36]</sup> 提出了自由

瞬时光电流模型来解释这一物理现象。他们认为等离子体分成离子和自由电子两部分, 通过计算和实验说明太赫兹辐射的主要原因是电离产生的自由电子随电场运动产生的非对称电流。假设基频光和倍频光相干叠加的电场可表示为

$$\mathbf{E}_L(t) = \mathbf{E}_1 \cos(\omega t + \phi) + \mathbf{E}_2 [2(\omega t + \phi) + \theta], \quad (4)$$

式中:  $E_1$  和  $E_2$  分别为基频光和倍频光的振幅;  $\theta$  为基频光和倍频光之间的相对相位;  $\phi$  为初始相位。

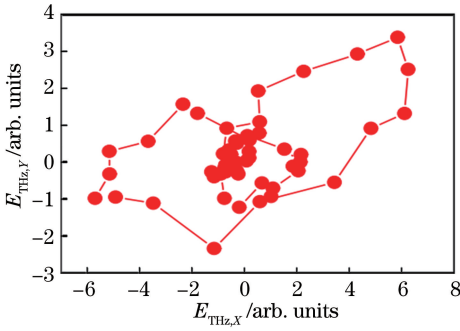


图 4 太赫兹电场矢量的瞬时偏振态在 X-Y 横截面上的投影<sup>[35]</sup>  
Fig. 4 Projection of the instantaneous polarization state of the terahertz electric field vector on the X-Y cross section<sup>[35]</sup>

图 5(a)左图中  $\theta=0$  时叠加后的电场呈对称分布, 右图中  $\theta=\pi/2$  时电场呈不对称分布。图 5(b)中曲线 1,2,3,4 分别表示不同相位的电子的运动轨迹。图 5(c)为漂移速度与相位的关系。因为电离发生在峰值场点附近, 所以只有图 5(c)中阴影部分标出的漂移速度能够产生电流。当电场分布对称( $\theta=0$ )时, 电场上升沿产生的电子和下降沿产生的电子速度相同, 产生的太赫兹波因相位反向而相互抵消, 没有太赫兹波辐射; 当电场分布不对称( $\theta=\pi/2$ )时, 有瞬时的净电流, 向外辐射太赫兹波。这时, 辐射的太赫兹电场表示为

$$\mathbf{E}_{\text{THz}}(t) \propto d\mathbf{J}(t)/dt, \quad (5)$$

$$\mathbf{J}(t) = \int_{t_0}^t e\mathbf{v}_e(t, t')N_e(t')dt', \quad (6)$$

式中:  $e$  为电子电荷量;  $\mathbf{v}_e(t, t')$  为  $t'$  时刻产生的电子在  $t$  时刻的即时速度;  $N_e(t')$  为  $t'$  时刻的电子密度;  $t_0$  为初始时刻。

之后, Kim 等<sup>[37]</sup>首次通过实验证实了等离子体电流模型的正确性, 认为光场驱动下自由电子产生的非线性光电流是双色场抽运气体等离子体产生太赫兹辐射的主要微观动力学机制。2012 年, Bai 等<sup>[38]</sup>基于光电流模型提出的波形可控太赫兹辐射实验中, 认为少数周期的强激光脉冲在等离子体中传播时驱动形成的瞬态光电流是激发产生太赫兹波的原因。Li 等<sup>[39]</sup>的研究结果表明, 非线性光电流模型可以解释双色场抽运空气等离子体产生太赫兹波的强度和偏振对倍频光和基频光之间的相位延迟有依赖性。Oh 等<sup>[40]</sup>和 You 等<sup>[41]</sup>在光电流模型的基础上发展了二维光电流模型。2017 年, Zhang 等<sup>[42]</sup>研究了用不同频率比的双色场激光辐射的太赫兹波 ( $\omega_2/\omega_1=1:4$  和  $2:3$ ), 研究发现通过旋转波长较长的激光偏振可以调节太赫兹偏振, 旋转另一个波长的激光偏振对辐射的太赫兹偏振调节无效, 这些观

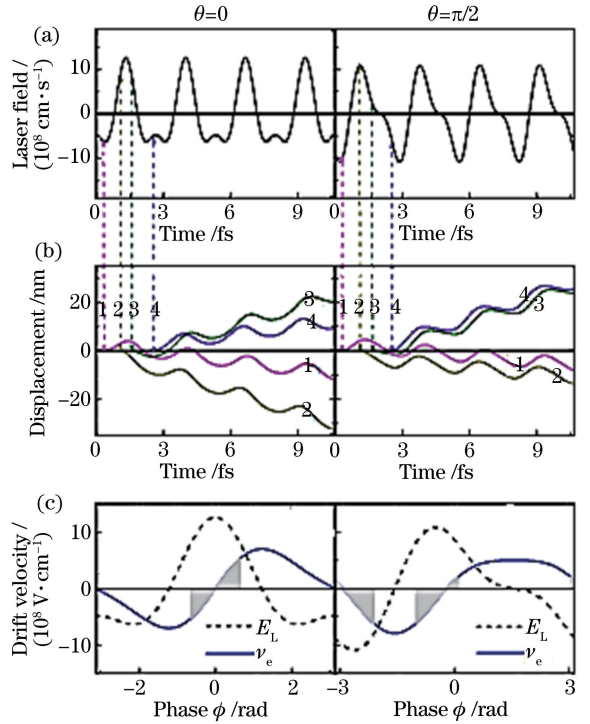


图 5 光电流模型解释双色场辐射的太赫兹波<sup>[36]</sup>。  
(a) 相对相位分别为  $\theta=0$  和  $\theta=\pi/2$  时的激光电场分布; (b) 不同相位处的电子运动轨迹; (c) 不同相位对应的电子漂移速度(实线)和电场(虚线)

Fig. 5 Photocurrent model explains terahertz wave by two-color field radiation<sup>[36]</sup>. (a) Laser electric field distribution with relative phase of  $\theta=0$  and  $\theta=\pi/2$ ; (b) electronic motion trajectories at different phases; (c) electron drift velocity (solid line) and electric field (dashed line) corresponding to different phases

察结果与四波混频理论不符合, 但支持等离子体电流模型。

2009 年, Karpowicz 等<sup>[43]</sup>发展了全量子模型解释双色激光场和原子相互作用时的太赫兹辐射现象。他们计算了电子波包在双色场驱动下的运动方式, 将太赫兹辐射分为两个阶段: 1) 电子电离并在非对称电场下加速运动辐射太赫兹脉冲; 2) 电子波包和周围的原子(或分子)相互作用辐射太赫兹回波。Wu 等<sup>[44]</sup>使用二维网格方法进行模拟研究, 认为太赫兹波的产生由横向密度梯度和纵向电子运动之间的交叉耦合导致。2013 年, Bergé 等<sup>[45]</sup>认为光电流模型和四波混频模型都不能完整地解释双色场成丝产生太赫兹波的物理机制。他们利用空间时间分辨的三维模拟得出结论: 对于超过  $100 \text{ TW}/\text{cm}^2$  的抽运能量, 数值结果显示等离子体电流控制克尔非线性效应从而控制太赫兹波的产生, 离轴低强度的光丝



成分则可能由四波混频导致。也就是说,光电流模型可解释高强度光丝处产生的太赫兹波,而离轴低强度光丝辐射的太赫兹波则可用四波混频模型来解释。2016年,刘伟伟等<sup>[46]</sup>使用太赫兹时域光谱系统,探测从不同长度飞秒激光光丝辐射的太赫兹脉冲,观察到太赫兹波在飞秒激光成丝过程中超光速传输的实验现象。图6所示为太赫兹时域光谱系统探测到的不同传输距离对应的太赫兹时域波形,白色虚线标注了太赫兹时域波形最大值的位置,可见其在时域上发生了前移。进一步研究表明,太赫兹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,这是太赫兹波能够在成丝过程中超光速传输的主要原因。同年该课题组进一步研究发现了成丝辐射太赫兹波的空间强束缚效应<sup>[47]</sup>。图7所示为等离子体光丝及前向区域的太赫兹光束直径沿传输方向( $z$ 向)的分布,可见太赫兹脉冲能量在空间上可以被束缚在一个远比太赫兹波长小的区域内。图7中,在 $z=5$  mm和 $z=6$  mm之间出现的太赫兹光束直径的陡增,实际上反衬了太赫兹波在 $z=0$  mm到 $z=5$  mm之间受到强烈的空间束缚。该课题组建立了一维负介电常数光波导(1DND)模型对等离子体光丝内部传输的太赫兹波模场分布特征进行分析,通过解析求解麦克斯韦方程组得到TM场在一维负介电常数波导的纤芯和包层中的解析解,在纤芯( $r < a$ ,  $a$ 为纤芯半径)中的解析解为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{z1} = A I_0(\gamma_1 r) \\ \mathbf{E}_{r1} = \frac{i\beta}{\gamma_1} A I_1(\gamma_1 r) \\ \mathbf{H}_{\phi1} = \frac{i\omega\epsilon_{r1}\epsilon_0}{\gamma_1} A I_1(\gamma_1 r) \end{cases}, \quad (7)$$

式中: $\mathbf{E}_{z1}$ 为轴向方向的电场; $\mathbf{E}_{r1}$ 为径向方向的电场; $\mathbf{H}_{\phi1}$ 为竖直方向与径向方向角度的磁场; $\gamma_1 = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_{r1}(\omega/c)^2}$ ;  $\mathbf{r}$ 为光波导的径向向量; $\epsilon_0$ 为真空介电常数; $A$ 为任意常数; $I_v$ 为 $v$ 阶修正贝塞尔函数; $\epsilon_{r1}$ 为径向折射率; $\beta$ 为传播常数; $\omega$ 为角频率; $c$ 为真空中的光速。

在包层( $r > a$ )中的解析解为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{z2} = B K_0(\gamma_2 r) \\ \mathbf{E}_{r2} = -\frac{i\beta}{\gamma_2} B K_1(\gamma_2 r) \\ \mathbf{H}_{\phi2} = -\frac{i\omega\epsilon_{r2}\epsilon_0}{\gamma_2} B K_1(\gamma_2 r) \end{cases}, \quad (8)$$

式中: $\mathbf{E}_{z2}$ 为轴向的电场; $\mathbf{E}_{r2}$ 为径向的电场; $\mathbf{H}_{\phi2}$ 为竖直方向与径向方向角度的磁场; $B$ 为任意的常数;

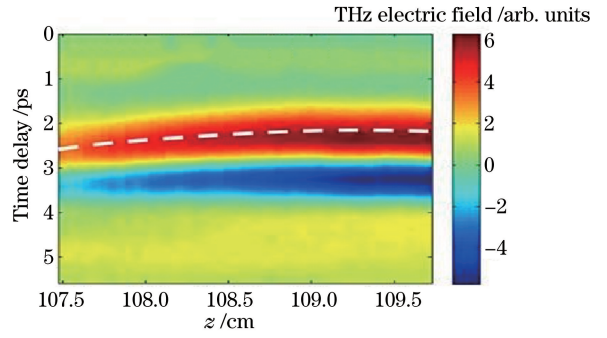


图6 太赫兹时域光谱系统探测到的不同传输距离 $z$ 时的太赫兹时域波形(不同色调表示不同极性,饱和度高低表示强度的大小)<sup>[46]</sup>

Fig. 6 THz time domain waveforms detected by the THz-TDS system at different transmission distances  $z$  (different tones represent different polarities, and the degree of saturation shows the intensity)<sup>[46]</sup>

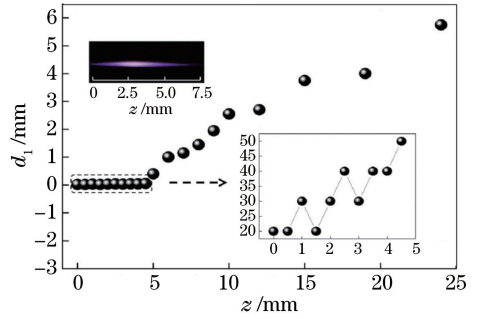


图7 等离子体光丝及前向区域的太赫兹光束直径沿 $z$ 向的分布(左上角插图:数码相机拍摄的侧向等离子体光丝图像;右下角插图: $z=0\sim 5$  mm区域内太赫兹光束直径的局部放大图)<sup>[47]</sup>

Fig. 7 THz beam diameter distribution along  $z$ -direction in the plasma filament and forward region (upper left: lateral plasma filament image captured by a digital camera; lower right: partial enlargement of the THz beam diameter in the region from  $z=0$  mm to  $z=5$  mm)<sup>[47]</sup>

$K_v$ 为 $v$ 阶修正贝塞尔函数; $\gamma_2 = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_{r2}(\omega/c)^2}$ ; $\epsilon_{r2}$ 为径向折射率。根据 $r=a$ 处的边界条件

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{z1} = \mathbf{E}_{z2} \\ \mathbf{H}_{\phi1} = \mathbf{H}_{\phi2} \end{cases}, \quad (9)$$

可求得特征值方程为

$$\frac{\gamma_1 I_0(\gamma_1 a) K_1(\gamma_2 a)}{\gamma_2 I_1(\gamma_1 a) K_0(\gamma_2 a)} = -\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (10)$$

该研究小组还基于太赫兹波在等离子体光丝中束缚传输的物理机制(一维负介电常数光波导模型),补充和完善了四波混频和光电流两种主流物理

模型,为全面理解飞秒激光成丝辐射太赫兹波的动力学机理奠定了基础。

### 3 太赫兹波增强与调控方法

从单色场聚焦辐射太赫兹波到双色场成丝辐射太赫兹波,太赫兹信号强度得到了很大提升,研究热点除了探究辐射太赫兹波的物理机制之外,还包括对产生的太赫兹信号进行增强和调控。本节总结回顾了基于成丝原理辐射的太赫兹电场的增强与调控方法。

#### 3.1 外加电场增强与调控太赫兹波

2000年,Löffler等<sup>[48]</sup>在单色场成丝位置处添加偏置电压以增强太赫兹辐射,实验装置如图8所示,图中Pol.为偏振(polarizing)的简写,他们用单脉冲抽运能量0.5 mJ的激光器和10.6 kV/cm的外加电场得到的太赫兹辐射强度与使用GaAs发射器时相当。此外,该课题组研究了辐射太赫兹波的峰值与外加电场强度的关系,如图9所示。研究发现外加电场强度为12 kV/cm时得到的归一化太赫兹强度比不加电场时高一个数量级,但由于静电屏蔽作用,太赫兹强度和外加电场强度并不是严格的正比关系。2008年,Houard等<sup>[49]</sup>使用中心波长800 nm、脉宽50 fs、单脉冲能量10 mJ的激光器,通过外加电场的方法,最终得到的归一化太赫兹能量提升了三个数量级,实验方法如图10所示。该研究组进一步推导了实验结果的公式,距离辐射源 $r$  ( $r \gg L$ )处的太赫兹波强度可表示为

$$E(r, t) = E_s \frac{\rho_0^2 \omega_p}{rc\theta_1^2} \sin\left(\frac{L\omega_p}{4c}\theta_1^2\right) \times$$

$$\cos\left[\omega_p\left(t - \frac{r}{c}\right)\right] \exp(-v_e t/2), \quad (11)$$

式中: $\omega_p$ 为阻尼等离子体振荡频率, $\omega_p = (\omega_{pe}^2 - v_e^2/4)^{1/2}$ , $\omega_{pe} = (e^2 n_e/m_e \epsilon_0)^{1/2}$ , $v_e$ 为电子碰撞频率; $E_s$ 为外加电场强度; $\rho_0$ 为半径; $\theta_1$ 为辐射锥的角宽度。对于低直流场,由有质动力 $E_1$ 产生的太赫兹电场与由静电场 $E_2$ 引起的太赫兹场强度相当,分别表示为

$$\begin{cases} E_\omega^1(r) = \frac{U_p \omega_{pe} g_\omega \rho_0^2 \sin\theta_1}{ec^2 r \theta_1^2} \sin\left(\frac{L\omega}{4c}\theta_1^2\right) \\ E_\omega^2(r) = \frac{E_s g_\omega \rho_0^2}{r \epsilon_0 c \theta_1^2} \sin\left(\frac{L\omega}{4c}\theta_1^2\right) \end{cases}, \quad (12)$$

式中: $U_p$ 表示和激光脉冲能量成正比的有质动力电位, $U_p = e^2 I_L / (2m_e \epsilon_0 c \omega_0^2)$ , $I_L$ 为激光强度; $g_\omega = \omega_{pe} / (\omega^2 - \omega_{pe}^2 + i v_e \omega)$ 。最终得到的辐射太赫兹能量表示为

$$W_1 \approx \frac{\pi^2}{8} \epsilon_0 E_s^2 \rho_0^4 L \frac{\omega_{pe}^3}{c^2 v_e}, \quad (13)$$

它与光纤横截面面积的平方、直流电场强度的平方、光纤长度以及等离子体密度的3/2次方成正比。

2010年,Wang等<sup>[50]</sup>细致地研究了外加直流电场对双色场成丝辐射太赫兹波的影响。研究发现在成丝位置加外电场后,辐射的总太赫兹波可以分为两部分:一部分是由外部直流场引起的线性极化产生的太赫兹波分量,其偏振方向平行于直流场的电场方向;另一部分是双色场诱导的空气等离子体辐射的太赫兹波。因此可以通过外加电场的方法对双色场辐射太赫兹波进行调控。

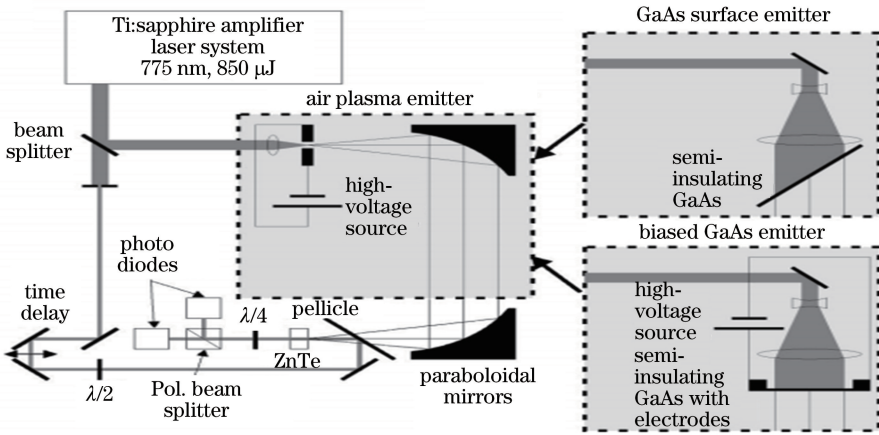


图8 实验装置图<sup>[48]</sup>

Fig. 8 Experimental setup<sup>[48]</sup>

#### 3.2 多丝增强与调控太赫兹波

多丝主要是由初始脉冲强度分布不均匀或传输

介质折射率扰动引起的,如大气扰动,或光学器件带来的相位与强度的扰动<sup>[51-52]</sup>。由于光强度分布的不

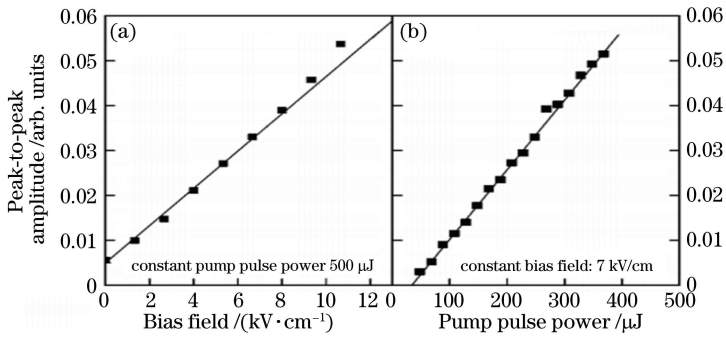


图 9 太赫兹波强度与(a)外加电场及(b)抽运能量的关系<sup>[48]</sup>

Fig. 9 Terahertz wave intensity versus (a) external electric field and (b) pumping energy<sup>[48]</sup>

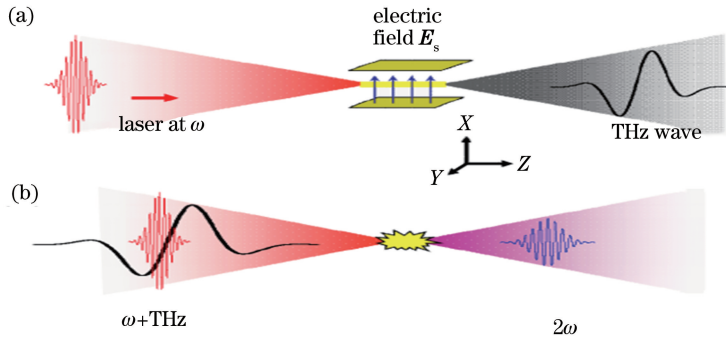


图 10 太赫兹波产生和探测示意图<sup>[49]</sup>。(a)太赫兹波产生；(b)太赫兹波探测

Fig. 10 Schematics of terahertz generation and detection<sup>[49]</sup>. (a) Terahertz generation; (b) terahertz detection

均匀或外界带来的扰动,激光在传输过程中会形成多个强度极大值区域,又称之为“热点”。在传输过程中,当这些“热点”具有足够能量时,它们会发生自聚焦形成光丝。Liu 等<sup>[53]</sup>和 Xie 等<sup>[54]</sup>首次用多丝方法增强太赫兹辐射,他们利用干涉仪让两个脉冲成丝时在空间上重合,在时间上产生延迟,如图 11 所示,中心波长 800 nm、脉宽 120 fs、单脉冲能量 850 μJ、重复频率 1 kHz 的飞秒激光被分成三部分,分别作为探测光束、控制光束和信号光束。控制和信号光束都产生等离子体,信号光束由光学斩波器

调制。延迟 1 改变了控制光束和信号光束的时间延迟。延迟 2 用于探测太赫兹波形。结果如图 12 所示,通过比较图 12(a)和图 12(c)可以明显看出,当延迟 1 延迟 22 ps 时,得到的归一化太赫兹振幅增强约 2.5 倍。之后,Mitryukovskiy 等<sup>[55-56]</sup>研究了多丝在空气中的太赫兹辐射的相干合成,证明太赫兹波强度与光丝数量的平方成比例,但在时间和空间上进行精确的光学对准是在大气中实施这些方法的主要挑战。之后,高慧等<sup>[57]</sup>研究了高功率超快激光脉冲在介质中传输时对多丝进行控制的方法,目前

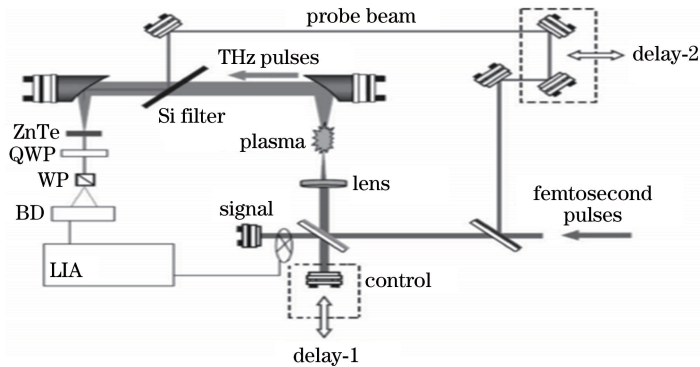


图 11 实验装置图(QWP,四分之一波片;WP,沃拉斯顿棱镜;BD,平衡探测器;LIA,锁相放大器)<sup>[54]</sup>

Fig. 11 Experimental setup (QWP, quarter wave plate; WP, Wollaston prism; BD, balanced detector; LIA, lock-in amplifier)<sup>[54]</sup>

对于多丝的控制主要采用振幅调制或相位调制等方法,已实现了减弱或消除强度微扰与传输介质折射率扰动,可避免多丝间相互联系及能量的竞争,使多丝按照预想的空间图样排布,达到多丝控制的目的。该课题组还提出用半相位板产生两根光丝达到增强太赫兹辐射的效果<sup>[58]</sup>。结果如图 13 所示,黑色实线为一根光丝辐射的太赫兹时域信号及其频谱,红色实线为加相位板产生两根光丝辐射的太赫兹信号,可以明显看出用半相位板产生的归一化太赫兹电场强度是单光丝产生太赫兹波强度的 2 倍。这种方法很大程度上简化了多丝增强太赫兹波实验装置的复杂性,为多丝增强与调控太赫兹波提供了很好的方案。

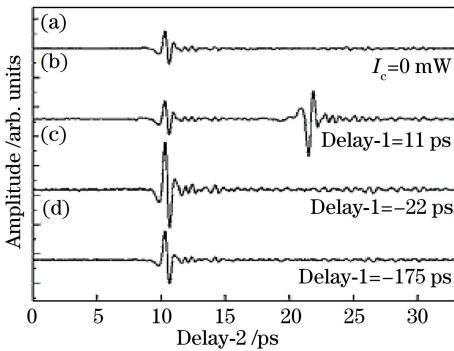


图 12 太赫兹波形由信号脉冲产生的等离子体组成并通过控制脉冲增强<sup>[54]</sup>。(a)控制脉冲被阻挡(信号脉冲能量为 160 J);(b)控制脉冲在信号脉冲 11 ps 后(信号脉冲和控制脉冲能量为 160 J);(c),(d)控制脉冲分别在信号脉冲前 22 ps 和 175 ps(信号脉冲和控制脉冲能量为 160 J)

Fig. 12 Terahertz wave form from the plasma generated by the signal pulse and enhanced by the control pulse<sup>[54]</sup>. (a) The control pulse is blocked with the signal pulse energy of 160 J; (b) the control pulse is 11 ps after the signal pulse with both pulse energies of 160 J; (c), (d) the control pulse is 22 ps and 175 ps, respectively, before the signal pulse with both pulse energies of 160 J

### 3.3 波长对太赫兹波的增强与调控

在双色场成丝辐射太赫兹波的研究中,一般使用的是中心波长 800 nm 的基频光和 400 nm 的倍频光。2011 年, Wang 等<sup>[59]</sup>模拟了不同波长的激光在相同光强条件下辐射太赫兹波的强度变化,如图 14 所示,研究发现当激光波长从 1  $\mu\text{m}$  增加到 4  $\mu\text{m}$  时,辐射的太赫兹波强度约由 0.32 MV/cm 增强到 11.4 MV/cm,得到了 30 多倍的提升。2013 年, Bergé 等<sup>[45]</sup>对氙气中双色场抽运生成的太赫兹辐射

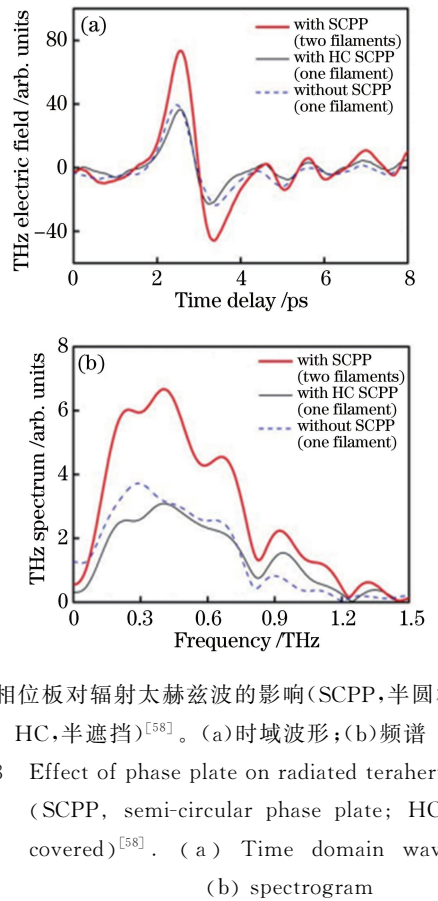


图 13 相位板对辐射太赫兹波的影响(SCPP,半圆相位板; HC,半遮挡)<sup>[58]</sup>。(a)时域波形;(b)频谱

Fig. 13 Effect of phase plate on radiated terahertz wave (SCPP, semi-circular phase plate; HC, half-covered)<sup>[58]</sup>. (a) Time domain waveform; (b) spectrogram

进行了三维数值模拟,在其他条件相同的情况下,只改变抽运激光的波长,在 800 nm 条件下得到的太赫兹能量为 0.06  $\mu\text{J}$ ,而在 2  $\mu\text{m}$  条件下得到的太赫兹能量为 0.8  $\mu\text{J}$ ,强度提升了约 14 倍。同年, Clerici 等<sup>[60]</sup>研究了不同抽运波长条件下辐射太赫兹波的情况,他们的数值模拟使用激光波长为 0.8~2.0  $\mu\text{m}$ ,脉冲宽度 60 fs,脉冲能量 400  $\mu\text{J}$ ,结果如图 15 所示。抽运波长为 800 nm 时,得到的太赫兹能量约为 0.02  $\mu\text{J}$ ,当抽运波长增加到 1800 nm 时,辐射的太赫兹能量达到 0.6  $\mu\text{J}$ ,强度提升了 30 倍。2018 年, Zhao 等<sup>[61]</sup>研究了抽运波长对双色激光诱导等离子体在各种气体目标(包括氮气和稀有气体)中产生太赫兹波的影响,研究发现长波激光诱导的重气更有可能产生强的太赫兹波辐射,太赫兹波和光脉冲能量转换效率可达  $5.6 \times 10^{-3}$ ,抽运波长为 1600 nm 时其辐射的太赫兹能量比 800 nm 时高 10 倍。

### 3.4 成丝介质对太赫兹波的增强与调控

目前多数成丝辐射太赫兹波的研究选择的介质为空气。2007 年, Akturk 等<sup>[62]</sup>对氙气中的成丝现象进行了一系列研究。他们发现在氙气中超快激光成丝辐射的太赫兹波效率远大于在空气中的情况,



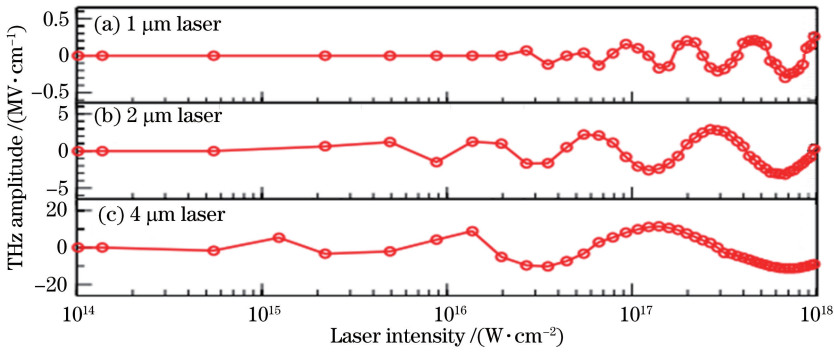


图 14 不同抽运波长对辐射太赫兹电场强度的影响<sup>[59]</sup>

Fig. 14 Influence of different pumping wavelengths on the intensity of terahertz electric field<sup>[59]</sup>

当使用脉宽为 114 fs 的飞秒激光时,氙气中探测到的太赫兹信号约 250 mV,而空气中太赫兹信号仅约 10 mV,在氙气成丝辐射的太赫兹波强度比在空气中提升约 25 倍,该研究小组认为这一重大差异主要是因为氙气的电子碰撞截面更大,使电子碰撞频率更高。2017 年,Dey 等<sup>[63]</sup>用超短脉冲在液体中成丝辐射太赫兹波,如图 16 所示,他们使用中心波长 800 nm、脉冲宽度 48 fs、重复频率 10 Hz 的飞秒激光,在激光能量为 28 mJ 的条件下,在空气中成丝辐

射的太赫兹能量约为 4 μJ,而在丙酮中成丝辐射的太赫兹能量为 76 μJ,强度提升了约 20 倍,他们将液体增强太赫兹辐射归因于液体的非线性系数和中性密度大于气体。2018 年,Zhao 等<sup>[61]</sup>研究了抽运波长对双色激光诱导等离子体在各种气体目标(包括氮气和稀有气体)中产生太赫兹波的影响,他们使用脉宽 50 fs、重复频率 1 kHz、抽运波长 1600 nm、能量 0.4 mJ 的飞秒激光在氙气中成丝得到的归一化太赫兹能量比在氮气和氙气中高约 20 倍。

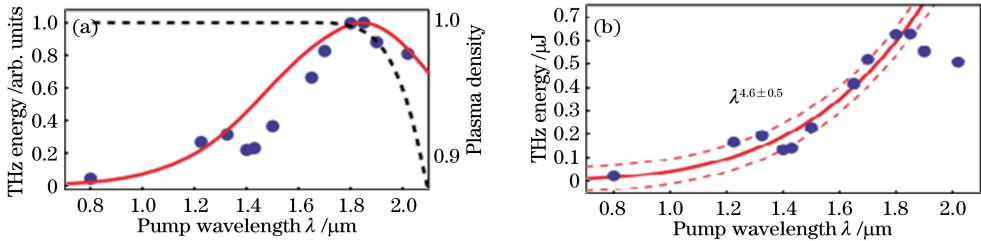


图 15 辐射太赫兹能量与抽运波长的关系<sup>[60]</sup>。(a)对不同抽运波长的横向光电流模型的数值积分获得的辐射太赫兹能量与抽运激光波长的关系(实线),虚线表示计算得到的等离子体密度(右轴),图中的能量为归一化数值,实心圆表示实验数据;(b)记录的太赫兹能量和 0.8~2.02 μm 区间内 12 个不同抽运波长的关系(实心圆圈),实线为  $\lambda^{4.6 \pm 0.5}$  的幂律拟合,虚线表示 65% 置信区间

Fig. 15 Relationship between radiated terahertz energy and pumping wavelength<sup>[60]</sup>. (a) Radiated THz energy dependence on the pump laser wavelength obtained by numerical integral of the transverse photocurrent model for different pump wavelengths (solid curve), the dashed curve shows the calculated plasma density (right axis), the energy scale is normalized, and the experimental data are overlapped for clarity (solid circles); (b) recorded THz energy for 12 different pump wavelengths between 0.8 μm and 2.02 μm (solid circles), the solid curve shows the power law fit ( $\lambda^{4.6 \pm 0.5}$ ) together with the 65% confidence bounds (dashed curves)

### 3.5 激光脉宽对太赫兹波的增强与调控

2007 年,Akturk 等<sup>[62]</sup>首次研究了激光脉宽对太赫兹信号的影响,如图 17(a)所示,在激光功率一定的条件下,当激光脉冲宽度展宽至 115 fs 时,太赫兹信号强度相比变换极限 40 fs 时辐射的太赫兹信号强度提升约 10 倍。Wang 等<sup>[64]</sup>同样研究了不同脉冲啁啾对太赫兹信号的影响,如图 17(b)所示,当脉冲宽度为 42 fs 时,使用两个硅片作为滤波器得到

的太赫兹能量大约为 90 nJ,当脉宽为 80 fs 时,辐射的太赫兹能量约为 170 nJ。该研究小组用多丝动力学机制解释增强的原因,当调节抽运光脉冲的啁啾使得脉冲宽度增大时,多重光丝的中心更接近透镜的几何焦点,在傅里叶变换极限情况下,原来的抽运光脉冲宽度是 42 fs,当脉冲宽度展宽到 105 fs 时,光丝的中心更接近透镜的几何焦点位置,当脉冲宽度增加到 130 fs 时,光丝的中心又比 105 fs 时更

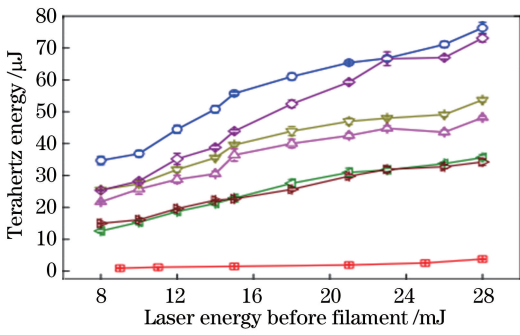


图 16 空气中的双色场成丝(方块)和各种液体中的单色场成丝[乙醇(正三角形), 甲醇(倒三角形), 丙酮(圆圈), 二氯乙烷(钻石), 去离子水(右三角形), 二硫化碳(左三角形)]辐射太赫兹波能量与激光能量的关系<sup>[63]</sup>

Fig. 16 Terahertz energy from two-color filamentation in air (square) and single-color filamentation in various liquids [ethanol (up-triangle), methanol (down-triangle), acetone (circle), dichloroethane (diamond), deionized water (right-triangle), and carbon disulfide (left-triangle)], as a function of laser energy<sup>[63]</sup>

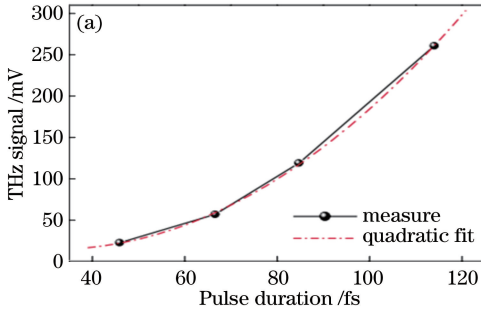


图 17 太赫兹强度与脉宽的关系。(a)功率一定时太赫兹信号与脉宽的关系<sup>[62]</sup>;

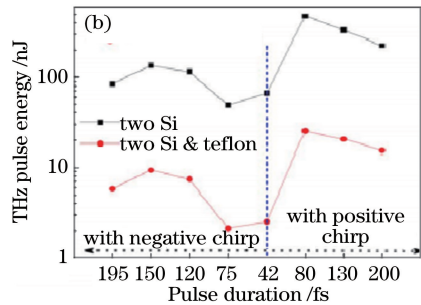
(b)固定抽运能量为 23.5 mJ, 氩气中使用不同滤波器时太赫兹能量与脉宽的关系<sup>[64]</sup>

Fig. 17 Relationship between terahertz intensity and pulse width. (a) Relationship between terahertz signal and pulse width under constant power<sup>[62]</sup>; (b) relationship between terahertz energy and pulse width for different filters in argon with a fixed pump energy of 23.5 mJ<sup>[64]</sup>

### 3.6 BBO 晶体和透镜对太赫兹波的增强与调控

Kress 等<sup>[19]</sup>研究了 BBO 晶体的旋转角度对成丝辐射太赫兹信号强度的影响, 结果如图 19 所示。图 19(a)为 BBO 晶体的倍频效率与晶体旋转角度的关系, 图 19(b)和 19(c)分别为空气等离子体和 BBO 中辐射的太赫兹强度与晶体旋转角度的关系。研究发现: 1) 倍频晶体 BBO 中也会产生少量太赫兹辐射; 2) BBO 每旋转 90°, 空气等离子体辐射的太赫兹强度会达到极小值。该研究小组给出的解释为: 当 BBO 旋转到 0°和 180°时, 晶体的倍频效率为 0, 没有形成双色场; 当晶体旋转到 90°和 270°时, 虽然

接近几何焦点。长啁啾脉冲使得多重光丝更接近几何焦点, 同时也使传输的光束直径更小, 小的光束直径有利于多重光丝的结合, 产生更强的光丝, 因此可以获得更强的太赫兹信号。但是, 啁啾脉冲的脉冲宽度太长会使抽运激光峰值功率降低, 当峰值功率降低到一定程度时, 又会导致太赫兹信号的减弱。2008 年, Wang 等<sup>[65]</sup>从理论角度研究了超短激光脉冲辐照气体时太赫兹脉冲的产生机理, 当激光强度在一个适当水平时, 太赫兹场幅度与激光幅度呈线性关系, 但激光强度继续增加时, 产生的太赫兹场幅度并未线性增加甚至有所降低。为了解决这个问题, 该研究组提出了一种方案, 使用具有啁啾的激光脉冲照射在气体或等离子体目标上, 这可以产生振幅比双色激光方案大 10~100 倍的太赫兹脉冲。结果如图 18 所示, 选择两个不同的啁啾参数 ( $C$ ), 分别研究辐射的太赫兹波振幅随激光脉冲振幅 ( $a_0$ ) 的变化, 发现无论正负啁啾, 太赫兹波振幅与激光脉冲振幅呈线性关系, 且当  $C = -0.024$  时得到的太赫兹振幅在  $a_0 = 1$  时约为 17 MV/cm, 而他们对双色场辐射太赫兹波的研究显示最大值只有 1.1 MV/cm。



倍频效率不为 0, 但是基频光和倍频光的光场偏振方向彼此垂直, 在这两种情况下基频光和倍频光都没有发生共同作用, 所以辐射的太赫兹强度会出现极小值。

Yoo 等<sup>[66]</sup>使用中心波长 800 nm、脉冲宽度 30 fs 的激光器研究了不同激光能量下双色场成丝辐射的太赫兹波强度和聚焦透镜焦距的关系, 如图 20 所示。当透镜焦距  $f = 400$  mm 时在低能量 (0.5 mJ) 下性能最佳, 辐射的太赫兹能量约为 0.1  $\mu$ J。随着输入激光能量的增加, 最大的太赫兹能量点向  $f = 750$  mm 移动, 当激光能量为 10 mJ

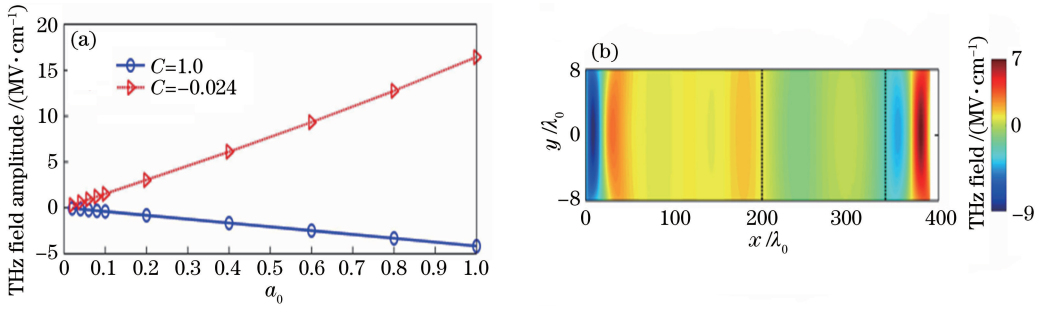


图 18 激光啁啾对辐射太赫兹波强度的影响<sup>[65]</sup>。(a)两个不同啁啾参数下太赫兹脉冲振幅随激光脉冲振幅的变化(电子密度为  $2.5 \times 10^{-5} n_c$ ,  $n_c$  为临界密度);(b)由 2D PIC 模拟的太赫兹脉冲空间分布(电子密度为  $4 \times 10^{-4} n_c$ , 激光啁啾脉冲  $C = -0.024$ ,  $a_0 = 0.1$ , 横向半径为  $8\lambda_0$ )

Fig. 18 Effect of laser chirp on the intensity of terahertz radiation<sup>[65]</sup>. (a) THz pulse amplitude as a function of the chirped laser amplitude for two different chirping parameters, where the electron density is  $2.5 \times 10^{-5} n_c$  ( $n_c$  is the critical density); (b) spatial distribution of THz pulses simulated by 2D PIC, where the electron density is  $4 \times 10^{-4} n_c$  and a chirped laser pulse with  $a_0 = 0.1$ , transverse radius of  $8\lambda_0$ , and  $C = -0.024$  is used

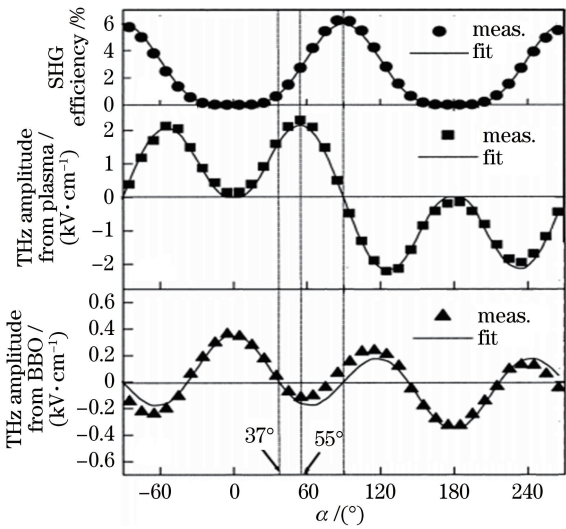


图 19 倍频效率、太赫兹强度与晶体旋转角度的关系<sup>[19]</sup>。(a)倍频效率与晶体旋转角的关系;(b)等离子体辐射太赫兹波与晶体旋转角的关系;(c)BBO中产生的太赫兹波和晶体旋转角关系

Fig. 19 Frequency doubling efficiency and terahertz intensity versus crystal rotation angle<sup>[19]</sup>. (a) Relationship between frequency doubling efficiency and crystal rotation angle; (b) relationship between plasma radiated terahertz intensity and crystal rotation angle; (c) relationship between terahertz intensity from BBO and crystal rotation angle

时辐射的太赫兹能量达到  $2.6 \mu\text{J}$ 。该研究小组给出的解释如下:当激光能量增加时,焦点处的等离子体密度增大但很快饱和,光丝变长,导致等离子体体积变大,限制了饱和效应,所以可以产生更强的太赫兹辐射。2012年, Bai等<sup>[38]</sup>提出利用载波包络相位

(CEP)少数周期脉冲成丝辐射太赫兹波的方法。他们使用中心波长 800 nm、能量 3 mJ、重复频率 1 kHz的激光器,用焦距为 15 cm 的透镜和可变光阑形成 12 mm 长的光丝,如图 21 所示,研究表明当光丝长度发生改变时,辐射太赫兹波的振幅和极性也会随之变化。图 21(a)中实线和虚线分别为光丝长 3 mm 和 10 mm 时的太赫兹波时域波形,可以看出,与 3 mm 长光丝辐射的太赫兹波相比,10 mm 长光丝辐射的太赫兹波振幅较大且极性发生反转,这源自光丝中激光相位的改变。

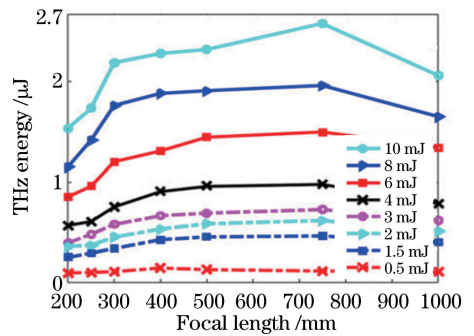


图 20 太赫兹能量随透镜焦距和激光能量的变化<sup>[66]</sup>  
Fig. 20 Variation in terahertz energy with lens focal length and laser energy<sup>[66]</sup>

### 3.7 成丝辐射太赫兹波偏振的调控

2007年, D'Amico等<sup>[33]</sup>用中心波长 800 nm、脉宽 150 fs、能量 4 mJ 的激光在空气中成丝产生径向线偏振的太赫兹波。但有研究指出成丝辐射的太赫兹波并不是严格的线偏振光,而是椭圆偏振<sup>[35, 67-68]</sup>。2009年, Dai等<sup>[69]</sup>从理论和实验两个方面研究了双色场成丝辐射的太赫兹波的偏振特性。理论和实验结果均表明当基频光和倍频光都是线偏振光时,产

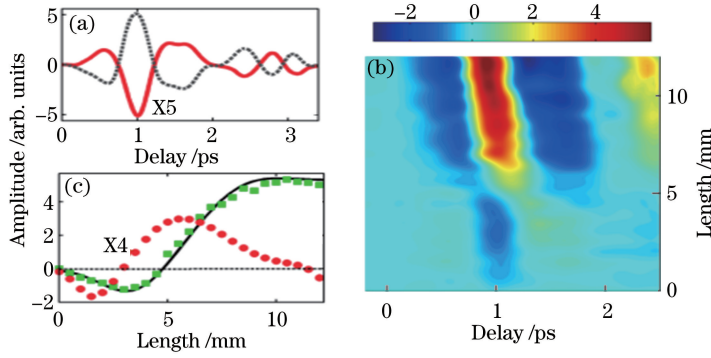


图 21 丝长与太赫兹振幅和极性的关系<sup>[38]</sup>。(a)光丝长度为 3 mm(实线)和 10 mm(虚线)时太赫兹波时域波形;(b)不同丝长对应的太赫兹波时域波形;(c)不同丝长对应的太赫兹波振幅(不同的色调表示不同极性,饱和度高低表示强度的大小)  
Fig. 21 Relationship among filament length, terahertz amplitude, and polarity<sup>[38]</sup>. (a) THz time-domain waveforms with the filament lengths of 3 mm (solid line) and 10 mm (dotted line); (b) THz time-domain waveforms corresponding to different filament lengths; (c) THz amplitudes corresponding to different filament lengths (different tones represent different polarities, and the degree of saturation shows the intensity)

生的太赫兹波也是线偏振光;当基频光和倍频光为圆偏振或椭圆偏振时,产生的太赫兹波并不是完全线偏振光,会呈现轻微的椭圆偏振。至少有一种光脉冲呈椭圆偏振态时,可以通过改变基频光脉冲和倍频光脉冲之间的相位差实现太赫兹波偏振态的相干控制。Chen 等<sup>[70]</sup>用中心波长 800 nm、脉冲宽度 50 fs、重复频率 1 kHz 的飞秒激光研究了外加电场作用下太赫兹波的偏振特性。如图 22(a)所示,图中  $\phi_1$  为太赫兹偏振方向与 X 方向的夹角,  $E_{ext}$  为外加电场。未加偏压时太赫兹波为椭圆偏振,图 22(b)~(d)是偏压分别为 0.25, 1, 5 kV/cm 条件下获得的太赫兹波偏振情况,图 22(e)~(g)为图 22(b)~(d)分别减去图 22(a)结果所得,从中可以看

出,重构所得太赫兹偏振情况基本一致,都是与外电场方向平行的线偏振,这与文献[49]报道的结果一致。2010年,德国 Manceau 等<sup>[71]</sup>实验证实了通过精确控制环境气压调节太赫兹脉冲偏振态的方法,避免了通过双色场相位走离控制太赫兹偏振态时的不利因素,并首次获得氙气中呈圆偏振态的太赫兹波。2018年,Zhang 等<sup>[72]</sup>使用圆偏振基频光和线偏振倍频光,通过控制它们之间的相位差以及合适长度的激光等离子体光丝来实现太赫兹波偏振态的有效控制,包括椭圆度、方位角和手征。图 23(a)所示为实验装置,中心波长 800 nm、脉宽 40 fs、能量 4 mJ 的飞秒激光经焦距为 30 cm 的透镜和  $\beta$ -BBO 形成双色场并经过在线相位补偿器(IPC),形成约

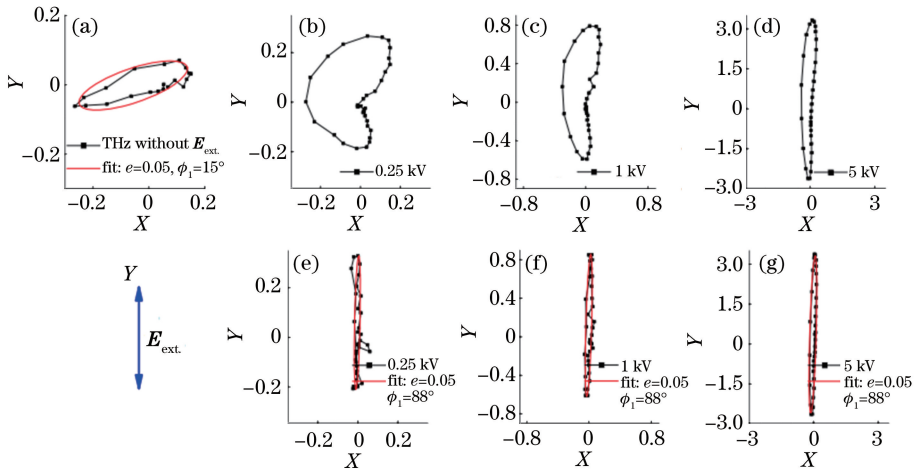


图 22 不同电场强度下太赫兹波的偏振状态<sup>[70]</sup>。(a)不加偏压;(b)~(d)偏压为 0.25, 1, 5 kV/cm 条件下获得的太赫兹波偏振;(e)~(g)图(b)~(d)分别减去(a)所得结果

Fig. 22 Polarization state of terahertz wave under different electric field intensity<sup>[70]</sup>. (a) Unbiased; (b)-(d) polarization of terahertz waves obtained at bias voltages of 0.25, 1, 5 kV/cm, respectively; (e)-(g) result by subtracting (a) from (b)-(d), respectively



23 mm长的光丝,插图所示为用2 mm金属光圈调制光丝长度;图23(b)和23(d)为不同光丝长度下改变基频光和倍频光的相位差 $\varphi_d$ 得到的实验数据,图

23(c)和23(e)为模拟结果,图23(f)和23(g)为长23 mm的光丝辐射的太赫兹波时域波形和对应的频谱。

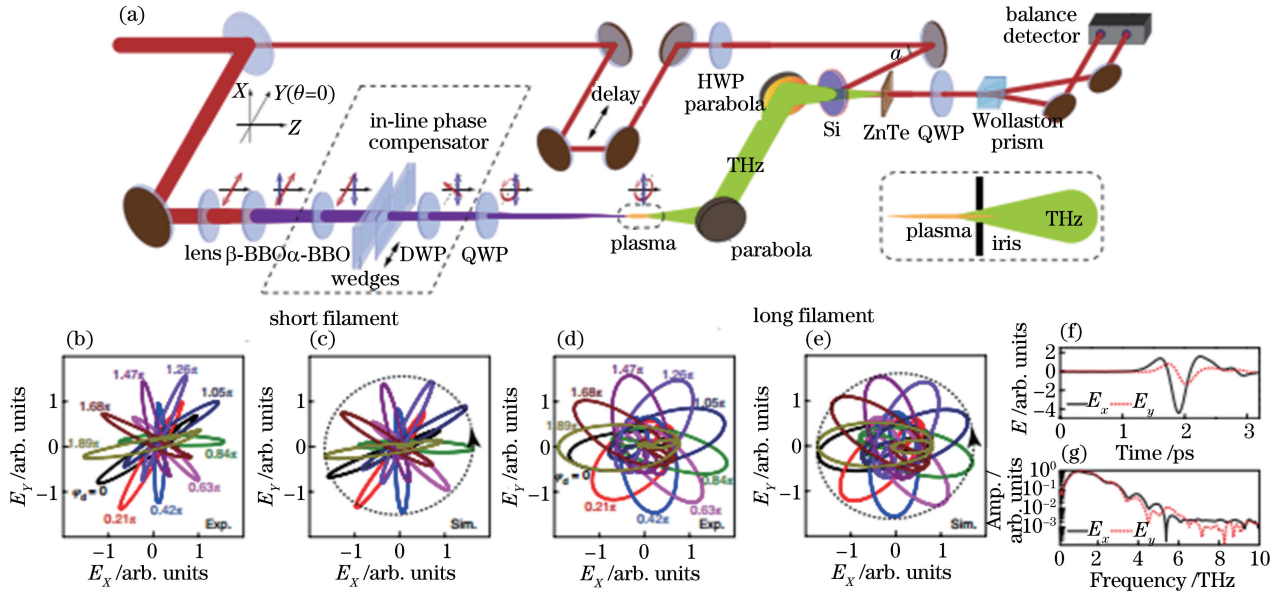


图 23 实验装置及结果分析<sup>[72]</sup>。(a)实验装置;(b),(d)改变基频光和倍频光的相位差在不同光丝长度下得到的实验数据;(c),(e)对应的模拟结果;(f),(g)23 mm长的光丝辐射的太赫兹波时域波形和对应频谱。 $E_x$ 和 $E_y$ 分别表示X和Y方向的电场偏振; $\alpha$ 为探测光入射到硅片的角度;DWP,双波段波片;QWP,四分之一波片;HWP,半波片

Fig. 23 Experimental setup and result analysis<sup>[72]</sup>. (a) Experimental setup; (b), (d) experimental data by varying the phase difference between the fundamental and the frequency doubling light at different filament lengths; (c), (e) corresponding simulation results; (f) terahertz time-domain waveforms and (g) corresponding spectra of 23 mm long filament radiation.  $E_x$  and  $E_y$  represent the polarization of X- and Y-component of electric field;  $\alpha$  is the angle at which the probe light is incident on Si; DWP, dual-band wave plate; QWP, quarter-wave plate; HWP, half-wave plate

### 3.8 远距离产生太赫兹波的调控方法

2010年,Liu等<sup>[24]</sup>报道了用等离子体荧光增强探测太赫兹波的方法,实现了10 m远距离的太赫

兹波探测。同年,Wang等<sup>[73]</sup>报道了远距离产生太赫兹波的方法,实验装置如图24所示,他们在16 m距离处产生太赫兹波,并得到了超过250 nJ

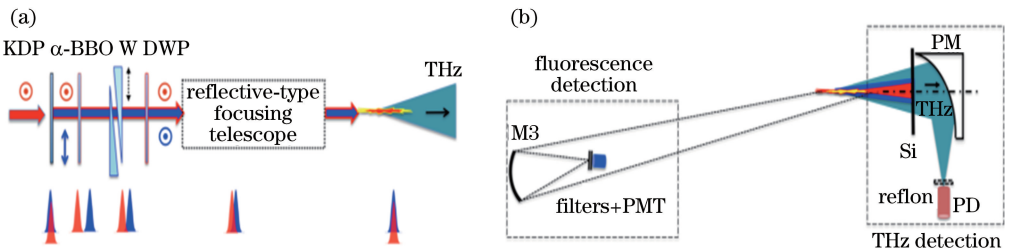


图 24 远程太赫兹波产生和探测装置<sup>[73]</sup>。(a)远程太赫兹波产生原理;(b)对来自双色飞秒激光诱导的空气光丝进行太赫兹波和远程荧光探测。KDP,磷酸二氢钾晶体;W,光楔;M3,激光雷达镜;DWP,双波长半波片;PMT,光电倍增管;滤光片由800 nm高反射镜和337 nm干涉滤光片组成;PM,离轴抛物面镜;PD,热电探测器

Fig. 24 Remote terahertz generation and detection device<sup>[73]</sup>. (a) Schematic of remote THz generation; (b) THz wave and remote fluorescence detection from a two-color femtosecond laser-induced filament in air. KDP, potassium dihydrogen phosphate crystal; W, wedge; M3, lidar mirror; DWP, dual wavelength half-wave plate; PMT, photomultiplier tube; filters consist of an 800 nm high reflectivity mirror and a 337 nm interference filter; PM, parabolic mirror; PD, pyroelectric detector

(5.5 THz以下频率范围内)的太赫兹能量辐射,通过监测耦合到光电倍增管的氮气分子荧光,可以远程表征光纤内的等离子体分布。2011年,他们进一步优化抽运光参数,得到了570 nJ(5.5 THz以下频率范围内)的太赫兹能量辐射<sup>[74]</sup>,研究发现太赫兹辐射的增强主要是由强的基频脉冲产生的等离子体中的弱二次谐波导致。这种远距离产生太赫兹波和远距离探测的方法,对太赫兹波的远距离应用具有重要价值。

## 4 超短太赫兹脉冲的探测

THz-TDS系统中一般需要使用相干探测器。传统的探测方法有光电导采样和自由空间电光采样,空气相干探测和利用等离子体荧光增强探测是近些年新出现的方法。这些方法都是记录太赫兹辐射电场信号的时域波形,并由傅里叶变换得到其振幅和相位的频谱分布。

### 4.1 THz-TDS 系统探测原理

根据测试样品和测试要求的不同,THz-TDS系统通常可以分为反射型和透射型两种类型。图25所示为典型的以双色场诱导空气等离子体作为太赫兹辐射源,以电光晶体采样方法作为探测器的透射型THz-TDS系统示意图,该系统主要由飞秒激光器、太赫兹辐射源、太赫兹探测器、光学延时线等组成。飞秒激光脉冲被分束镜分成两束,反射能量较高的一路作为抽运光经透镜和BBO形成双色场,在透镜焦点处激发空气等离子体(形成激光光丝)辐射太赫兹脉冲;透射能量较低的一束作为探测光经延时系统后和太赫兹电场共同入射到电光晶体,利用晶体的电光效应进行太赫兹信号的探测。控制时间延迟系统调节抽运脉冲和探测脉冲之间的时间延迟,利用等效时间采样原理就可以获得太赫兹时域波形。该波形经傅里叶变换之后,即可得到

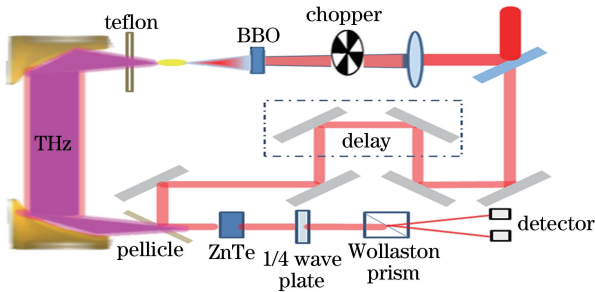


图 25 典型激光成丝太赫兹时域光谱系统的光路图  
Fig. 25 Optical path of typical laser filament radiated terahertz time-domain spectroscopy system

被测样品的频谱,对比放置样品前后频谱的改变,计算可得样品的透射率、折射率、吸收系数、介电常数等光学参数。

### 4.2 等效时间采样探测原理

等效时间采样又称重复采样,适用于构建重复信号的图形,其原理如图26所示。在每一个原始信号的重复周期内等效时间只采集少量的信息,经过多次重复测量,原始信号的波形逐渐积累而成。即使信号的频率成分远高于采样速率,也能形成精确采样。换言之,等效采样就是把高频、快速信号变成低频、慢速信号来处理,用低速系统处理高速数据。一般在重复信号的每个周期或相隔几个周期取一个样点,而每个取样点分别取自每个输入信号波形不同的位置,若干个取样点组成一个周期,可以组成类似于原始信号一个周期的波形,只是周期拉长。

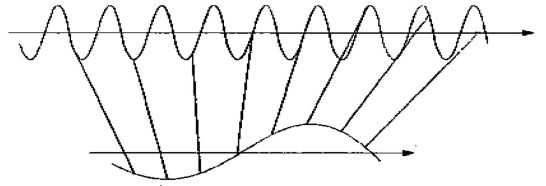


图 26 等效时间采样原理

Fig. 26 Principle of equivalent time sampling

### 4.3 传统电光晶体探测

电光晶体是较早用于太赫兹探测的一种方式,晶体电光采样探测太赫兹波的原理基于晶体的电光效应<sup>[75]</sup>,以常用的碲化锌(ZnTe)晶体为例,如图27所示,只有红外探测脉冲通过电光晶体时,偏振态不发生变化,然后通过四分之一波片,偏振态变成圆偏振,再经过沃拉斯顿棱镜,得到两束强度相等的线偏振光,这两束线偏振光经过差分探测后输出值为零。当探测脉冲和太赫兹脉冲同时通过电光晶体时,太赫兹脉冲作为低频电场会使晶体的折射率发生变化,从而导致探测光由线偏振态变为椭圆偏振态,经沃拉斯顿棱镜后分为水平(s)偏振和垂直(p)偏振

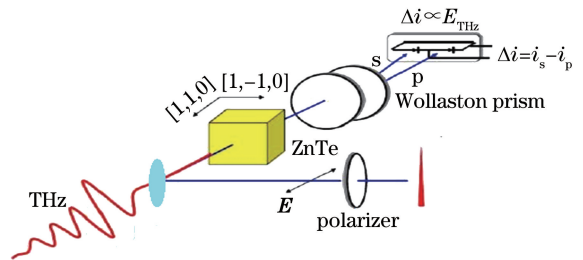


图 27 电光采样探测太赫兹波原理示意图

Fig. 27 Principle schematic of terahertz detection by electro-optic sampling

光,这两束光的差分探测信号强度结果正比于太赫兹强度<sup>[35]</sup>:

$$S_{\text{signal}} \propto E_{\text{THz}}(\cos \phi_1 \sin 2\alpha_1 + 2\sin \phi_1 \cos 2\alpha_1), \quad (14)$$

式中: $S_{\text{signal}}$ 为差分探测得到的信号强度; $\phi_1$ 和 $\alpha_1$ 分别为太赫兹波和探测光的偏振与晶轴的夹角; $E_{\text{THz}}$ 为太赫兹电场的振幅。传统的晶体探测面临的关键问

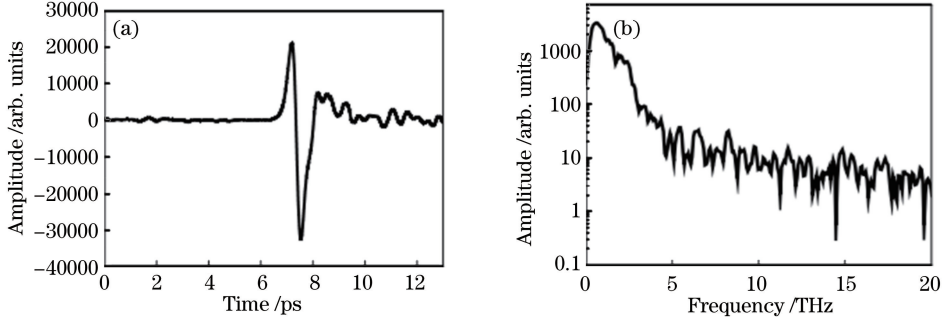


图 28 ZnTe 探测的太赫兹波(a)时域信号和(b)频谱<sup>[76]</sup>

Fig. 28 Terahertz (a) time domain signal and (b) spectrogram by ZnTe detection<sup>[76]</sup>

#### 4.4 空气等离子体相干探测

在双色场电离气体产生太赫兹辐射的早期研究中,四波混频模型被广泛接受。Dai 等<sup>[2]</sup>既然能够利用四波混频产生太赫兹辐射,就应当能够利用四波混频探测太赫兹辐射。在探测太赫兹辐射时,将 800 nm 的探测激光与太赫兹脉冲同时聚焦在空气中,在四波混频过程中,太赫兹辐射与 800 nm 激光可以产生 400 nm 波长的光。 $E_{2\omega}^{\text{THz}}$ 、 $E_{2\omega}^{\text{LO}}$ 为太赫兹光场诱导产生二次谐波信号的电场分量,表示为

$$E_{2\omega}^{\text{THz}} \propto \chi^{(3)} E_{\omega} E_{\omega} E_{\text{THz}}, \quad (15)$$

式中: $E_{\omega}$ 、 $E_{\text{THz}}$ 、 $E_{2\omega}^{\text{THz}}$ 分别为基频电场、太赫兹电场与二次谐波电场强度。通过探测太赫兹场致二次谐波的强度,间接探测太赫兹脉冲电场。具体实验中使用的探测器为光电倍增管,响应的是二次谐波强度而非电场强度,表达式为

$$I_{2\omega}^{\text{THz}} \propto (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 I_{\text{THz}}, \quad (16)$$

式中: $I_{2\omega}^{\text{THz}}$ 为太赫兹诱导产生的二次谐波的强度; $I_{\text{THz}}$ 为太赫兹波强度。这样一来,相位信息丢失,无法实现对太赫兹电场的相干探测。为了实现对太赫兹电场的相干探测,在探测端引入激光等离子体白光中的二次谐波分量作为本振信号  $E_{2\omega}^{\text{LO}}$ , 这时,探测到的二次谐波强度由太赫兹场致二次谐波  $E_{2\omega}^{\text{THz}}$  和  $E_{2\omega}^{\text{LO}}$  共同组成,表达式为

$$I_{2\omega} \propto (E_{2\omega}^{\text{THz}} + E_{2\omega}^{\text{LO}})^2 \propto (E_{2\omega}^{\text{THz}})^2 + (E_{2\omega}^{\text{LO}})^2 + 2E_{2\omega}^{\text{THz}}E_{2\omega}^{\text{LO}} \cos \varphi_1, \quad (17)$$

式中: $\varphi_1$ 为  $E_{2\omega}^{\text{THz}}$  和  $E_{2\omega}^{\text{LO}}$  之间的相位差。将(15)式代

入(17)式得

$$I_{2\omega} \propto (\chi^{(3)} I_{\omega})^2 I_{\text{THz}} + (E_{2\omega}^{\text{LO}})^2 + 2\chi^{(3)} I_{\omega} E_{2\omega}^{\text{LO}} E_{\text{THz}} \cos \varphi_1. \quad (18)$$

(18)式中,第一项正比于太赫兹波的强度,当探测激光脉冲较强时该项远小于本振信号强度,可忽略不计;第二项是由本振信号构成的直流项,大小取决于等离子体密度,并且与太赫兹电场无关,该项可通过调制太赫兹光束及锁相放大技术滤除;第三项是相干项,也是实现相干探测的基础,这种探测方法称为空气等离子体相干探测 (THz-ABCD)。

2008年,Karpowicz 等<sup>[77]</sup>在等离子体丝位置处添加一偏置电场,获得作为本振信号的二次谐波,实验装置如图 29 所示。这种探测方法有效降低了对探测光强的要求,应用更加方便,他们最终获得了 20 THz 的探测带宽,并且指出可以用脉宽更小的激光器达到更好的探测效果。

随着 THz-ABCD 方法的不断发展,THz-TDS 的探测带宽大幅度提高。Ho 等<sup>[78]</sup>比较了不同脉宽条件下的探测性能,在激光脉宽为 32 fs 时有效带宽可达 35 THz。Dai 等<sup>[79]</sup>对比了传统的 ZnTe 晶体和 THz-ABCD 方法,结果如图 30(a)所示,可明显看出 THz-ABCD 探测方式的探测带宽与传统的电光晶体探测相比有了明显提升。Matsubara 等<sup>[80]</sup>在中心波长 700 nm、脉宽 10 fs 的实验条件下探测到了 150 THz 带宽,实验结果如图 30(b)所示。

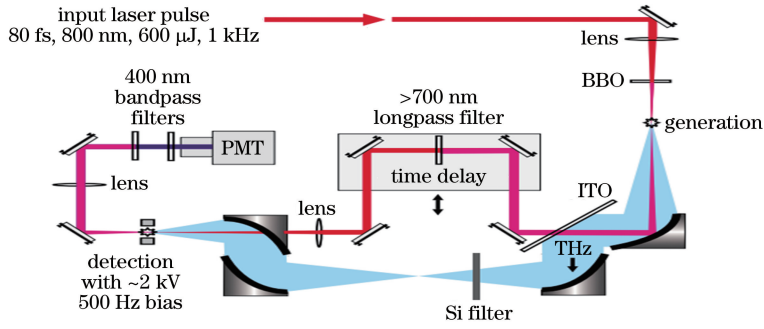


图 29 THz-ABCD 法探测太赫兹波实验装置<sup>[77]</sup>

Fig. 29 Experimental setup for detecting terahertz wave by the THz-ABCD method<sup>[77]</sup>

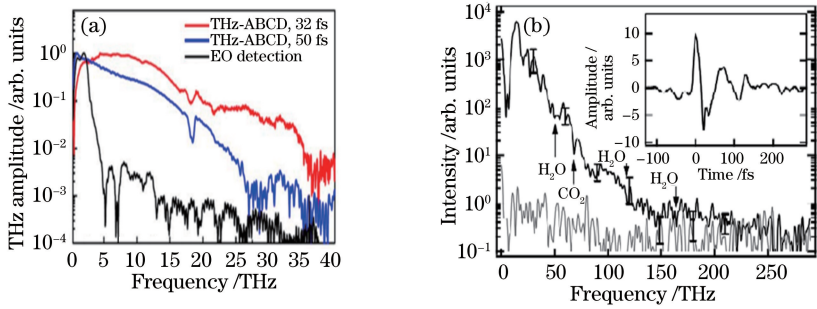


图 30 THz-ABCD 探测的典型实验结果。(a) THz-ABCD 探测和传统 ZnTe 晶体探测的比较<sup>[79]</sup>；

(b) THz-ABCD 法测得的超宽频谱<sup>[80]</sup>

Fig. 30 Typical experimental results of THz-ABCD detection. (a) Comparison of THz-ABCD detection and traditional ZnTe crystal detection<sup>[79]</sup>； (b) ultra-broad spectrum measured by THz-ABCD method<sup>[80]</sup>

#### 4.5 等离子体荧光增强探测太赫兹波

在探测太赫兹波的几种常见方法中,电光采样、光电导天线都要求探测装置距离被测物较近,否则大气对太赫兹波的强吸收会使太赫兹波强度变弱,空气相干探测法中虽然可以通过激光远程聚焦与太

赫兹波相互作用产生二次谐波,但由于该方法中产生的二次谐波是前向辐射的,要实现远程收集很困难。2010年,Liu等<sup>[24]</sup>提出利用等离子体荧光增强(THz-REEF)来探测太赫兹波。实验装置如图31所示,其基本思想是利用太赫兹波和双色场激光产

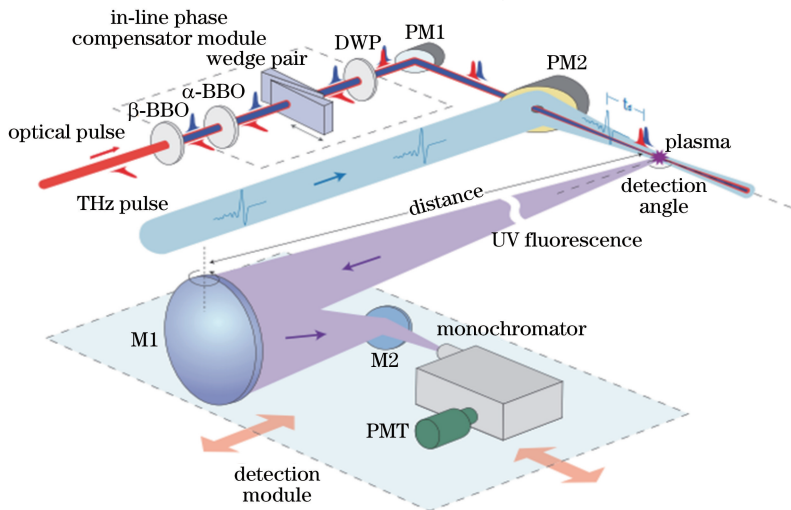


图 31 等离子体荧光增强探测太赫兹波实验装置(UV, 紫外光;PMT, 光电倍增管;DWP, 双波带片;PM1 和 PM2 为两个抛物面镜;M1 和 M2 为两个紫外凹面镜)<sup>[24]</sup>

Fig. 31 Experimental setup of terahertz detection by plasma fluorescence enhancement (UV, ultraviolet; PMT, photomultiplier tube; DWP, dual-band waveplate; PM1 and PM2, two parabolic mirrors; M1 and M2, two concave mirrors)<sup>[24]</sup>



生的等离子体丝共同作用,通过对里德堡态或电子温度的调控,利用等离子体丝的荧光增强来探测太赫兹波。由于等离子体丝产生的荧光没有方向性,容易实现远程收集,因而该方法适用于远程探测太赫兹波,配合空气等离子体太赫兹辐射源可以远程产生太赫兹波,实现太赫兹波的远程遥感。该课题组比较了不同距离处使用等离子体荧光增强探测方法和传统电光晶体探测的性能,结果如图 32 所示,THz-REEF 探测方法已实现了 10 m 距离的远程太赫兹波探测。

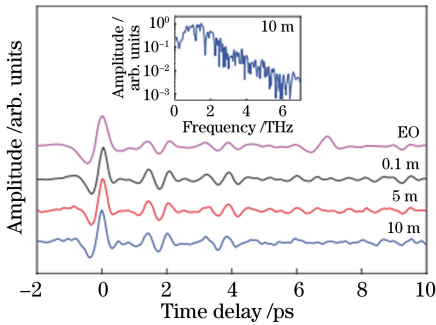


图 32 THz-REEF 方法与传统电光晶体探测性能的比较 (EO 表示电光探测结果)<sup>[24]</sup>

Fig. 32 Performance comparison of THz-REEF method and traditional electro-optic crystal detection (EO represents the result by electro-optic detection)<sup>[24]</sup>

## 5 结束语

重点介绍了基于激光成丝辐射太赫兹波的主流物理机制和成丝辐射太赫兹波的增强和调控的主要方法,阐述了成丝 THz-TDS 系统的基本原理和不同探测方式。作为近些年来新兴的一种光谱探测技术,目前 THz-TDS 技术还有很大的提升空间,比如进一步提高系统的信噪比、实现平滑的超宽带探测等。随着此项技术的不断完善与发展,相信其会在其他领域发挥更加重要的作用。

## 参 考 文 献

[1] Shen Y C, Upadhy P C, Beere H E, *et al.* Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 85 (2): 164-166.

[2] Dai J M, Xie X, Zhang X C. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97 (10): 103903.

[3] Tani M, Matsuura S, Sakai K, *et al.* Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs [J]. *Applied Optics*, 1997, 36 (30): 7853-7859.

[4] Chan W L, Deibel J, Mittleman D M. Imaging with terahertz radiation [J]. *Reports on Progress in Physics*, 2007, 70(8): 1325-1379.

[5] Hu B B, Nuss M C. Imaging with terahertz waves [J]. *Optics Letters*, 1995, 20(16): 1716-1718.

[6] Kleine-Ostmann T, Nagatsuma T. A review on terahertz communications research [J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2011, 32 (2): 143-171.

[7] Song H J, Nagatsuma T. Present and future of terahertz communications [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2011, 1(1): 256-263.

[8] Naftaly M, Miles R E. Terahertz time-domain spectroscopy for material characterization [J]. *Proceedings of the IEEE*, 2007, 95(8): 1658-1665.

[9] Aoki T, Takeda M W, Haus J W, *et al.* Terahertz time-domain study of a pseudo-simple-cubic photonic lattice [J]. *Physical Review B*, 2001, 64(4): 045106.

[10] Nibali V C, Havenith M. New insights into the role of water in biological function: studying solvated biomolecules using terahertz absorption spectroscopy in conjunction with molecular dynamics simulations [J]. *Journal of the American Chemical Society*, 2014, 136(37): 12800-12807.

[11] Shen Y C, Upadhy P C, Linfield E H, *et al.* Temperature-dependent low-frequency vibrational spectra of purine and adenine [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82(14): 2350-2352.

[12] Morris J R, Shen Y R. Far-infrared generation by picosecond pulses in electro-optical materials [J]. *Optics Communications*, 1971, 3(2): 81-84.

[13] Xu L, Zhang X C, Auston D H. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials [J]. *Applied Physics Letters*, 1992, 61(15): 1784-1786.

[14] Zhang X C, Hu B B, Darrow J T, *et al.* Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 1990, 56(11): 1011-1013.

[15] Auston D H. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon [J]. *Applied Physics Letters*, 1975, 26(3): 101-103.

[16] Auston D H, Cheung K P, Smith P R. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles [J]. *Applied Physics Letters*, 1984, 45(3): 284-286.

- [17] Krökel D, Grischkowsky D, Ketchen M B. Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes [J]. *Applied Physics Letters*, 1989, 54(11): 1046-1047.
- [18] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210-1212.
- [19] Kress M, Löffler T, Eden S, *et al.* Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(10): 1120-1122.
- [20] Kono S, Tani M, Gu P, *et al.* Detection of up to 20 THz with a low-temperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 77(25): 4104-4106.
- [21] Han P Y, Zhang X C. Coherent, broadband midinfrared terahertz beam sensors [J]. *Applied Physics Letters*, 1998, 73(21): 3049-3051.
- [22] Wu Q, Zhang X C. Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 71(10): 1285-1286.
- [23] Matsubara E, Nagai M, Ashida M. Ultrabroadband coherent electric field from far infrared to 200 THz using air plasma induced by 10 fs pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(1): 011105.
- [24] Liu J L, Dai J M, 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.
- [25] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media [J]. *Physics Reports*, 2007, 441(2/3/4): 47-189.
- [26] Braun A, Korn G, Liu X, *et al.* Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air [J]. *Optics Letters*, 1995, 20(1): 73-75.
- [27] Hauri C P, Kornelis W, Helbing F W, *et al.* Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation [J]. *Applied Physics B*, 2004, 79(6): 673-677.
- [28] Stibenz G, Zhavoronkov N, Steinmeyer G. Self-compression of millijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(2): 274-276.
- [29] Kasparian J, Rodriguez M, Mejean G, *et al.* White-light filaments for atmospheric analysis [J]. *Science*, 2003, 301(5629): 61-64.
- [30] Méjean G, Kasparian J, Yu J, *et al.* Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system [J]. *Applied Physics B*, 2004, 78(5): 535-537.
- [31] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, *et al.* Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(17): 2725-2728.
- [32] Chin S L, Hosseini S A, Liu W, *et al.* The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges [J]. *Canadian Journal of Physics*, 2005, 83(9): 863-905.
- [33] D'Amico 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.
- [34] Xie X, Dai J M, Zhang X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 075005.
- [35] 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.
- [36] Kim K Y, Glowonia J H, Taylor A J, *et al.* Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields [J]. *Optics Express*, 2007, 15(8): 4577-4584.
- [37] Kim K Y, Taylor A J, Glowonia J H, *et al.* Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions [J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(10): 605-609.
- [38] Bai Y, Song L W, Xu R J, *et al.* Waveform-controlled terahertz radiation from the air filament produced by few-cycle laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(25): 255004.
- [39] Li M, Li W X, Shi Y, *et al.* Verification of the physical mechanism of THz generation by dual-color ultrashort laser pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(16): 161104.
- [40] Oh T I, You Y S, Kim K Y. Two-dimensional plasma current and optimized terahertz generation in two-color photoionization [J]. *Optics Express*, 2012, 20(18): 19778-19786.
- [41] You Y S, Oh T I, Kim K Y. Mechanism of elliptically polarized terahertz generation in two-color laser filamentation [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(7): 1034-1036.
- [42] Zhang L L, Wang W M, Wu T, *et al.* Observation of terahertz radiation via the two-color laser scheme with uncommon frequency ratios [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(23): 235001.

- [43] Karpowicz N, Zhang X C. Coherent terahertz echo of tunnel ionization in gases [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(9): 093001.
- [44] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Ruhl H, *et al.* Terahertz radiation from a laser plasma filament[J]. *Physical Review E*, 2011, 83(3): 036407.
- [45] Bergé L, Skupin S, Köhler C, *et al.* 3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(7): 073901.
- [46] Liu W W, Zhao J Y, Zhang Y Z, *et al.* Research on superluminal propagation of terahertz wave during femtosecond laser filamentation [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(4): 0402001.  
刘伟伟, 赵佳宇, 张逸竹, 等. 飞秒激光成丝过程中的太赫兹波超光速传输现象研究[J]. *红外与激光工程*, 2016, 45(4): 0402001.
- [47] Zhao J Y, Chu W, Wang Z, *et al.* Strong spatial confinement of terahertz wave inside femtosecond laser filament [J]. *ACS Photonics*, 2016, 3(12): 2338-2343.
- [48] Löffler T, Jacob F, Roskos H G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 77(3): 453-455.
- [49] 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.
- [50] Wang T J, Marceau C, Chen Y P, *et al.* Terahertz emission from a dc-biased two-color femtosecond laser-induced filament in air [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(21): 211113.
- [51] Mlejnek M, Kolesik M, Moloney J V, *et al.* Optically turbulent femtosecond light guide in air[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(15): 2938-2941.
- [52] Chin S L, Talebpour A, Yang J, *et al.* Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air[J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(1): 67-76.
- [53] Liu Y, Houard A, Prade B, *et al.* Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(13): 135002.
- [54] Xie X, Xu J Z, Dai J M, *et al.* Enhancement of terahertz wave generation from laser induced plasma [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(14): 141104.
- [55] Mitryukovskiy S I, Liu Y, Prade B, *et al.* Coherent synthesis of terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(22): 221107.
- [56] Mitryukovskiy S I, Liu Y, Prade B, *et al.* Effect of an external electric field on the coherent terahertz emission from multiple filaments in air [J]. *Applied Physics B*, 2014, 117(1): 265-269.
- [57] Gao H, Zhao J Y, Liu W W. Control of multiple filamentation induced by ultrafast laser pulses [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2013, 21(3): 598-607.  
高慧, 赵佳宇, 刘伟伟. 超快激光成丝现象的多丝控制[J]. *光学精密工程*, 2013, 21(3): 598-607.
- [58] Zhao J Y, Guo L J, Chu W, *et al.* Simple method to enhance terahertz radiation from femtosecond laser filament array with a step phase plate [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(16): 3838-3841.
- [59] Wang W M, Kawata S, Sheng Z M, *et al.* Efficient terahertz emission by mid-infrared laser pulses from gas targets[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(14): 2608-2610.
- [60] Clerici M, Peccianti M, Schmidt B E, *et al.* Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(25): 253901.
- [61] Zhao H, Zhang L L, Huang S X, *et al.* Terahertz wave generation from noble gas plasmas induced by a wavelength-tunable femtosecond laser [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2018, 8(3): 299-304.
- [62] Akturk S, D'Amico C, Franco M, *et al.* Pulse shortening, spatial mode cleaning, and intense terahertz generation by filamentation in xenon [J]. *Physical Review A*, 2007, 76(6): 063819.
- [63] Dey I, Jana K, Fedorov V Y, *et al.* Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids[J]. *Nature Communications*, 2017, 8: 1184.
- [64] Wang T J, Chen Y P, Marceau C, *et al.* High energy terahertz emission from two-color laser-induced filamentation in air with pump pulse duration control[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(13): 131108.
- [65] Wang W M, Sheng Z M, Wu H C, *et al.* Strong terahertz pulse generation by chirped laser pulses in tenuous gases [J]. *Optics Express*, 2008, 16(21): 16999-17006.
- [66] Yoo Y J, Kuk D, Zhong Z Q, *et al.* Generation and characterization of strong terahertz fields from kHz laser filamentation [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(4): 8501007.
- [67] Chen Y P, Marceau C, Liu W W, *et al.* Elliptically polarized terahertz emission in the forward direction

- of a femtosecond laser filament in air[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93(23): 231116.
- [68] Houard A, Liu Y, Prade B, *et al.* Polarization analysis of terahertz radiation generated by four-wave mixing in air[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(11): 1195-1197.
- [69] Dai J M, Karpowicz N, Zhang X C. Coherent polarization control of terahertz waves generated from two-color laser-induced gas plasma [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(2): 023001.
- [70] Chen Y P, Wang T J, Marceau C, *et al.* Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(10): 101101.
- [71] Manceau J M, Massauti M, Tzortzakis S. Coherent control of THz pulses polarization from femtosecond laser filaments in gases[J]. *Optics Express*, 2010, 18(18): 18894-18899.
- [72] Zhang Z L, Chen Y P, Cui S, *et al.* Manipulation of polarizations for broadband terahertz waves emitted from laser plasma filaments[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(9): 554-559.
- [73] Wang T J, Yuan S, Chen Y P, *et al.* Toward remote high energy terahertz generation[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(11): 111108.
- [74] Wang T J, Daigle J F, Yuan S, *et al.* Remote generation of high-energy terahertz pulses from two-color femtosecond laser filamentation in air [J]. *Physical Review A*, 2011, 83(5): 053801.
- [75] Planken P C M, Nienhuys H K, Bakker H J, *et al.* Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2001, 18(3): 313-317.
- [76] Xie J. Theoretical and experimental studies on terahertz emission from laser-induced plasma [D]. Beijing: University of Chinese Academy of Sciences, 2016: 44-45.  
谢军. 激光等离子体辐射太赫兹波的理论及实验研究[D]. 北京: 中国科学院大学, 2016: 44-45.
- [77] Karpowicz N, Dai J, Lu X, *et al.* Coherent heterodyne time-domain spectrometry covering the entire 'terahertz gap' [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(1): 011131.
- [78] Ho I C, Guo X Y, Zhang X C. Design and performance of reflective terahertz air-biased-coherent-detection for time-domain spectroscopy[J]. *Optics Express*, 2010, 18(3): 2872-2883.
- [79] Dai J M, Clough B, Ho I C, *et al.* Recent progresses in terahertz wave air photonics [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2011, 1(1): 274-281.
- [80] Matsubara E, Nagai M, Ashida M. Coherent detection of ultrabroadband coherent infrared pulses up to 150 THz using air[C]//2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), September 1-6, 2013, Mainz, Germany. New York: IEEE, 2013: 13915649.