

超快激光成丝产生太赫兹波的研究

杨 晶, 赵佳宇, 郭兰军, 刘伟伟

(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)

摘 要: 研究了超快激光脉冲成丝辐射太赫兹(Terahertz, THz)波。考虑到 THz 波在安全检查和国防建设等方面具有十分重要的意义,文中总结了超快激光成丝产生太赫兹波的物理机制和控制技术,并对各种相关理论和技术进行了分析。文章从理论模型、偏振特性和远场角分布情况等方面来介绍物理机制,并探讨为满足应用需求的控制技术,主要包括强度、偏振和波形控制。研究表明,超快激光成丝辐射太赫兹波的产生方式、理论模型和控制形式均有多种,其中理论模型主要包括四波混频模型和光电流模型,强度控制技术主要包括双色场泵浦和在光丝通道两侧施加偏压。

关键词: 超快激光; 激光成丝; 太赫兹波; 物理机制; 控制技术

中图分类号: O437 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)03-996-12

Study of terahertz radiation from filamentation induced by ultrafast laser pulses

Yang Jing, Zhao Jiayu, Guo Lanjun, Liu Weiwei

(Key Laboratory of Optical Information Science & Technology of the Ministry of Education, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

Abstract: Terahertz (THz) radiation from femtosecond photo-induced gas plasmas was explored. Given that THz wave is of great importance in safety inspection and national defense, it was summarized and analyzed that physical mechanism, which covers theory model, polarization characteristic and angle distribution of far field, and control technologies consisting of control of THz intensity, polarization and waveform to meet application requirements was discussed. It shows that there are many ways to generate, explain and control THz radiation from laser-induced plasmas. Among them theory models mainly include four wave mixing model and photocurrent model, and high energy of THz emission could be radiated from two-color femtosecond laser-induced filament in air or generated in laser-induced air plasma on the external electric field.

Key words: ultrafast laser; laser filamentation; terahertz wave; physical mechanism; control technique

收稿日期:2014-07-20; 修订日期:2014-08-15

基金项目:国家自然科学基金面上项目(11174156);国家重点基础研究发展规划项目(973 计划)(2014CB339800;2011CB808100)

作者简介:杨晶(1990-),女,博士生,主要从事太赫兹波产生和应用方面的研究。Email: yangjingxqq@126.com

导师简介: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: liuweiwei@nankai.edu.cn

0 引言

太赫兹波通常是指频率在 0.1~10THz(波长 30 μ m~30 mm)范围内的电磁辐射。在电子领域,THz 波被称为毫米波或亚毫米波;在光学领域则被称为远红外射线。长期以来,由于缺乏高能量的 THz 辐射源和有效的探测方法,相比于两侧的微波和红外技术,THz 科学与技术一直处于研究“空白”,通常称之为“THz 波空隙(THz Gap)”^[1-3]。

随着超快激光技术的迅速发展,高能量 THz 辐射源的产生和应用得到蓬勃发展。THz 波以其特殊的波长,具有与电子学波段和光学波段不同的特性,主要有瞬态性、宽带性、相干性、低能性、穿透性和吸收性等^[4]。以上这些特性决定了 THz 技术在基础研究领域、生物医学领域、工业应用领域以及军事国防领域有着重要的应用前景。

近年来,THz 辐射源已成为光学前沿中重要研究领域,国际上很多小组都在探索以光学手段获取满足科研和应用需求的 THz 辐射源。THz 波在空气中传播时被水蒸气强烈吸收和发生衍射的特性导致 THz 波在空气中长距离传播受限,使得 THz 的远程传感变得非常困难。为解决这一问题,对于高峰值功率的新型 THz 辐射源和辐射机制仍在持续研究中。如何有效地产生和控制 THz 辐射已成为热点话题^[4]。

空气中超快激光成丝能够产生频谱范围宽和高强度的 THz 脉冲,因此这种 THz 辐射源引起了广泛关注。当超快激光在透明介质中传输时,由于各种线性和非线性光学效应的作用,光束会形成稳定的自引导传输,其传输距离可以达到衍射极限的数倍,同时自身不存在明显的发散,这种特殊的物理现象被称为“成丝”。在多种非线性光学过程作用下,超快激光脉冲成丝的最终结果是使激光脉冲自我转化为一种独特的新光源,这一新光源的特性有超宽光谱(紫外到红外甚至 THz 波段)、高强度及少数周期的脉冲宽度^[5]。

随着超快激光技术的发展,超快激光在空气中成丝产生 THz 波的技术也取得较大进展,一方面是因为光丝作为 THz 辐射源不会因为高强度激光而使材料(空气)受损,另一方面是因为光丝的远程可控性决定它可以辐射远程可控的 THz 波,这有助于

解决 THz 波传播受限的问题^[6]。成丝产生 THz 波的方向性与等离子体长度有关,较长等离子体辐射出的准直性较好的 THz 波有助于远距离 THz 频域成像和光谱应用^[7]。然而,飞秒激光成丝辐射 THz 波的物理机制有多种理论模型,尚存在较大争议。

文中从超快激光成丝辐射 THz 波物理机制和控制技术的角度出发,概述了超快激光成丝辐射 THz 波的经典实验^[8-13]、理论模型解释^[14-32]、偏振分析和控制^[13, 19, 33-39]及角分布情况^[7, 13, 40-42],并总结了 THz 辐射功率增强的方法^[20, 32, 36, 41, 43-53]和波形控制^[29, 47, 54-56],以期研究出能简便高效产生大功率 THz 辐射的方案。

1 超快激光成丝产生 THz 波物理机制

自 1993 年加利福尼亚大学伯克利分校 H. Hamster 等研究人员首次实验证实超快激光与气体等离子体相互作用能产生 THz 波^[8]以来,研究人员对超快激光成丝产生 THz 波进行了多种实验探究。

2000 年,加拿大拉瓦尔大学 A. Proulx 等研究人员实验证实空气中的等离子体辐射出的快脉冲电场(fast pulsed electric field)是氮气和氧气分子与 220 fs 激光脉冲相互作用的结果^[9]。同年,德国 T. Löffler 等研究人员利用一种更为易行的实验方案获得前向辐射 THz 波^[10]。2002 年,法国应用光学实验室的 S. Tzortzakis 等研究人员使用外差探测方法实验观测到成丝过程中沿径向辐射的 THz 波,实验方案如图 1 所示^[11]。2007 年,该研究小组 Aurélien Houard 等研究人员使用辐射热探测器证实了在空气中激光成丝辐射的锥状 THz 波主要分布在 0.5~3 THz 之间^[12]。但因为沿径向产生的 THz 辐射在应用中有较大局限性,此方面研究未能引起更大反响。同年,法国同一研究小组 C.

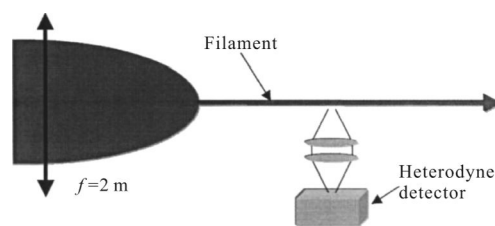


图 1 外差法探测成丝过程中沿径向产生 THz 辐射的装置图^[11]

Fig.1 Experimental scheme of the plasma emission on the heterodyne detector^[11]

D'Amico 等人报导 150 fs、4 mJ 激光在空气中的成丝过程中产生前向传播 THz 波辐射^[13], 实验发现这种 THz 波辐射是一种中空锥状辐射。

1.1 超快激光成丝产生 THz 波的物理模型

超快激光成丝产生 THz 辐射的过程与强场电离、等离子体动态与非线性光学传输有关, 而这些过程均有不均匀的时空依赖性, 因此拓宽理论分析的范围具有十分重要的意义^[57]。下面简要概述了超快激光成丝产生 THz 波的理论模型, 主要包括四波混频模型、光电流模型等。

1.1.1 四波混频模型

2000 年, D.J.Cook 等研究人员首次实验发现双色场诱导空气电离辐射 THz 脉冲, 并提出四波混频模型作为解释这一物理现象的主要物理机制^[14]。参考文献[14]认为 THz 辐射源于电离后气体的三阶光整流效应:

$$P_i^{(3)}(t) \propto \gamma_{ijk} E_j^{2\omega_0} E_k^{\omega_0}(t) E_l^{\omega_0}(t) \quad (1)$$

因为激光是脉冲形式, 所以 THz 脉冲来自于极化率的二阶偏导数:

$$E_{\text{THz}}(t) \propto \frac{\partial^2 P(t)}{\partial t^2} \quad (2)$$

实验发现当基频光和倍频光的相对相位发生改变时, THz 峰值呈周期性变化, 并且改变激光光强时, THz 波强度的峰峰值和激光强度的三次方成正比, 这些现象都符合四波混频模型。

2004 年, 德国 Markus Kress 等研究人员通过移动 BBO 晶体到焦点的距离, 改变基频光和倍频光的相对相位, 从而进一步证明了四波混频物理模型^[15]。

2006 年, 伦斯勒理工学院 X.Xie 等研究人员首次实验证实了四波混频模型中通过改变基频光和倍频光的相对相位 φ , 实现对 THz 电场的相干控制^[16]。同时得到结论, 当不同非线性极化系数的相对比值大于电离阈值时, THz 电场与基频光和倍频光激光强度的平方根成正比:

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

2008 年, 南开大学和加拿大拉瓦尔大学联合研究小组基于 THz 测量的偏振结果^[17], 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 THz 脉冲, 并用四波混频理论来解释所观测到的实验现象。当激光脉冲频率 ω_1 ,

ω_2 满足 $\omega_1 + \omega_2 \cong \omega_3$ 条件时, 在四波混频过程中可以辐射 THz 波 ($\Omega_{\text{THz}} = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$)。与泵浦光偏振方向平行的 x 方向和与其垂直的 y 方向上对应的 THz 波可分别表示为:

$$E_{\text{THz},x} \propto \chi_{xxxx}^{(3)} E_{\omega_3}^* E_{\omega_1}^* E_{\omega_2}^* e^{i\Delta k L} \quad (4)$$

$$E_{\text{THz},y} \propto \chi_{yyxx}^{(3)} E_{\omega_3}^* E_{\omega_1}^* E_{\omega_2}^* e^{i\Delta k L} \quad (5)$$

式中: $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ 指相位匹配条件; L 指有效作用长度。一般情况下, 类似空气这种各向同性的介质, $\chi_{xxxx}^{(3)}$ 等于零, 但是在参考文献[16]中, X.Xie 等研究人员已经观察到当超快激光在空气形成等离子体时, $\chi_{yyxx}^{(3)}$ 不为零, 这导致等离子体的空间不对称, 使得相互正交的两个方向都有 THz 脉冲产生, 又因三阶非线性系数带来的差异导致两组 THz 脉冲以不同的相速度传播, 进而在光丝末端形成椭圆偏振的 THz 波。目前, 二维偏振分析已成为该领域重要的研究方法^[18]。随后, 法国应用光学研究所和南开大学研究人员相继对 THz 脉冲偏振进行系统测量进一步证明了四波混频理论^[19-20]。

1.1.2 光电流模型

值得提出的是, 四波混频理论是一种宏观理论, 并不能解释成丝产生 THz 波的微观动力学过程。因而, 在 2007 年 K.Y.Kim 等研究人员提出光电流模型来解释空气中观测到的双色场泵浦产生 THz 辐射^[21]。

参考文献[21]把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 THz 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:

$$E_L(t) = E_{\omega} \cos(\omega t + \phi) + E_{2\omega} \cos[2(\omega t + \phi) + \theta] \quad (6)$$

其中, E_{ω} 和 $E_{2\omega}$ 分别是基频和倍频光的振幅; θ 是基频和倍频光之间的相对相位。图 2(a)左图表示当 $\theta = 0$ 时叠加后的电场呈对称分布, 右图表示当 $\theta = \pi/2$ 时, 电场呈不对称分布。图 2(b)是光致电离生成的电子在几种不同相位条件下随时间变化的运动轨迹。图 2(c)表示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 2(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 THz 波因相位反向而相互抵消, 没有 THz 波辐射; 然而, 当电场分布不对称 ($\theta = \pi/2$) 时, 有瞬时的净电流, 向外辐射 THz 波。这时 THz 辐射

电场可以表示为:

$$E_{\text{THz}}(t) \propto dJ/dt \quad (7)$$

其中, J 可以表示为:

$$J(t) = \int_{t_0}^t ev_e(t, t') N_e(t') dt' \quad (8)$$

其中, $v_e(t, t')$ 是在 t' 时刻产生的电子在 t 时刻的即刻速度; $N_e(t')$ 是 t' 时刻的电子密度。

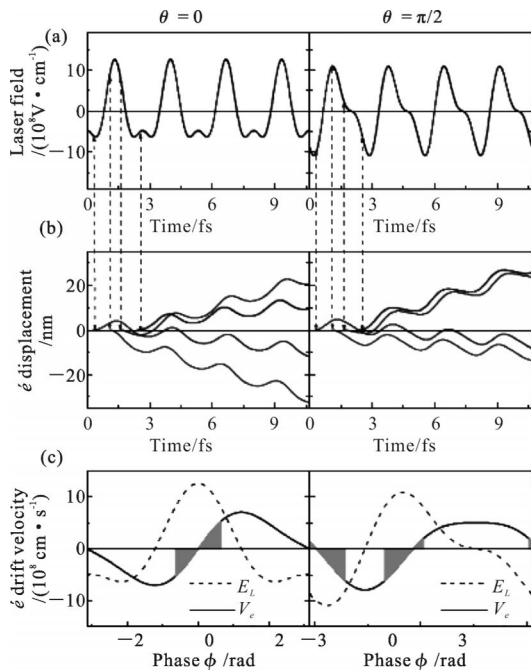


图2 (a)相对相位分别为 $\theta=0$ 和 $\pi/2$ 处的激光电场分布; (b)不同相位处的电子运动轨迹; (c)不同相位对应的电子漂移速度(实线), 不同相位对应的电场(虚线)^[21]

Fig.2 (a)Laser fields with the fundamental and second harmonic with a relative phase $\theta=0$ and $\pi/2$; (b)Electron trajectories born at various phases; (c)Drift electron velocity versus ϕ (solid line), overlaid with the laser field(dashed line)^[21]

同年,德国 M. D. Thomson 等研究人员在参考文献[21]的基础上,对少数周期脉冲情况的潜在含义作了解释^[57]。他们考虑一个光学周期内三个电离瞬间 t_0 , 分别是峰值场点及其前后靠近的两个点, 观察电子随后的净位移, 光场中电子位移不对称最终产生 THz 波。

光电流模型认为,被电离的电子经过电场加速,当电子和离子碰撞时,产生高次谐波辐射,而没有经过碰撞的电子,因为加速运动辐射 THz 波。随后, Kim 等研究人员首次实验证实了等离子体电流模

型,认为光场驱动自由电子产生的非线性光电流是双色场泵浦气体等离子体产生 THz 辐射的主要微观动力学机制^[21]。

1.1.3 其他理论模型

除了以上两种主要的物理模型外,研究人员还提出了其它的一些理论解释。

2001年,亚利桑那大学数学和光学中心 Chung-Chieh Cheng 等研究人员提出成丝过程中洛伦兹力导致自由电子和质子纵向位移及相应偶极子辐射是产生 THz 辐射的一个原因^[23]。

2005年,中科院物理所和日本研究人员组成的联合研究小组提出强超快激光与等离子体通道相互作用时激光尾场线性模式转换产生强 THz 辐射的新机理,理论预计产生 THz 波振幅达到几个 GV/m ^[24]。

2007年,法国研究小组 C. D'Amico 等研究人员认为 THz 波是电流在光丝中随着激光脉冲移动而形成的瞬时切伦科夫(transition-Cherenkov)形式的辐射^[13]。2008年,该研究小组对这一机制作了详细的理论和实验研究^[25]。

2009年,伦斯勒理工学院 N. Karpowicz 等研究人员基于量子力学理论,提出双色场泵浦等离子体通道产生的 THz 波是隧道电离后自由电子和原子碰撞后韧致辐射相干叠加的结果^[26],发展了全量子模型来解释双色激光场和原子相互作用时 THz 辐射现象。

2011年,依据圆偏振双色场激光产生椭圆偏振 THz 波的实验特征,日本 F. Jahangiri 等研究人员提出激光在自发产生等离子体磁场中通过参量弛豫产生 THz 波的假设^[27]。同年, Zheng-Ming Sheng 研究小组使用二维网格方法模拟超快激光成丝辐射 THz 波的机制^[28],认为纵向电子运动和横向密度梯度之间的交叉耦合是导致辐射前向 THz 波的主要原因。

在 2012 年中科院上海光机所 Ya Bai 等研究人员提出的波形可控 THz 辐射实验中,研究工作的主要基础是光电流模型,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激发产生 THz 波^[29]。同年,华东师范大学 M. Li 等研究人员的研究结果表明,非线性光电流模型可以合理地解释双色场泵浦空气等离子体产生 THz 波的强度和偏振对倍频光和基频光之间相位延迟有依赖性^[30]。随

后,美国马里兰大学 T.I.Oh 等研究人员基于之前光电流模型,提出了可避免其相位不稳定的二维光电流模型^[20],认为通过 BBO 晶体变成椭圆偏振态的基频光和新生成的线偏振倍频光能引起二维横向电流从而产生 THz 辐射。进而在 2013 年,美国同一研究小组 Yong Sing You 等人通过引入激光和 THz 波宏观传播效应,扩展了二维等离子体电流模型^[31],认为双色场泵浦产生 THz 波的椭圆偏振性主要源于激光相位和偏振调制引起的 THz 辐射源连续偏振旋转以及激光和 THz 辐射传播速度不匹配。

2013 年法国和德国联合研究小组 Luc Berge 等研究人员认为等离子电流模型和四波混频理论都不能完整地解释双色场泵浦辐射 THz 波主要物理机制,认为光电流模型可解释在钳制强度的光丝处产生 THz 波,而离轴的低强度光丝辐射 THz 波可用四波混频理论来解释^[32]。

综上,四波混频模型可以解释 THz 辐射电场的峰峰值和基频光成正比的现象;在相对相位解释上,在四波混频模型中,当基频光和倍频光相位差 $\varphi=0$ 时,THz 峰峰值最大,在光电流模型中,当 $\varphi=\pi/2$ 时,THz 峰峰值最大,而在全量子理论中,不同的偏振态有不同的结果;全量子理论可以计算 THz 脉冲时域电场形态的信息^[2]。其他一些模型也都能解释相应的物理现象,研究人员对超快激光成丝辐射 THz 波的理论解释仍在不断更新中。

1.2 超快激光成丝产生 THz 波的偏振分析

2007 年,法国研究小组 C. D'Amico 等人已经报导了 150 fs、4 mJ 激光在空气成丝产生沿径向线偏振的 THz 波^[13]。实验测得 THz 波强度遵循平方马吕斯定律,如图 3(a)所示,这意味着 THz 波为线偏振,从图 3(b)可以看出,THz 波呈中空的锥状辐射,实验测量的 THz 辐射频率在 0.1 THz 处显示出径向偏振的特征。

然而,南开大学和加拿大拉瓦尔大学联合研究小组在 2008 年采用二维偏振时域光谱技术在中心频率 0.5 THz 附近的高频段观测到空气中成丝现象产生的椭圆偏振单周期 THz 脉冲^[19]。同年,该联合研究小组 Yanping Chen 等研究人员通过线栅偏振片和电光样品技术观察到成丝辐射 THz 脉冲的电场矢量呈椭圆状^[33]。研究人员实验测得如图 4 插图所示

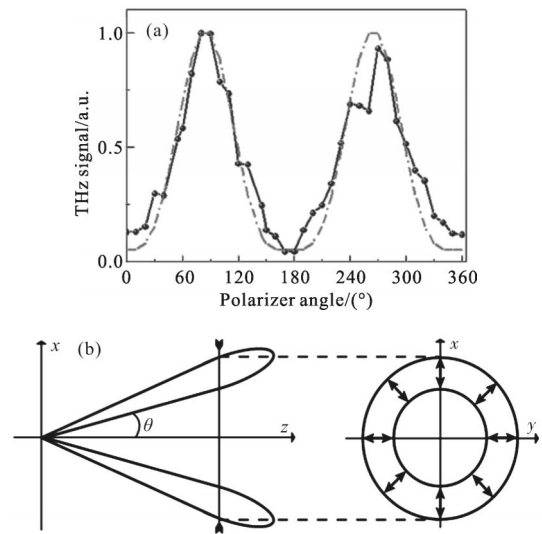


图 3 THz 波的辐射偏振图^[13]

Fig.3 Polarization of THz^[13]

的两个正交方向的 THz 电场。图 4 将这两个分量分别作为 x 和 y 轴,所得的 x-y 图即为一个闭合的偏振轨迹,能用椭圆度为 0.3 的椭圆进行很好的拟合,表明 THz 辐射不是部分偏振而是椭圆偏振的。

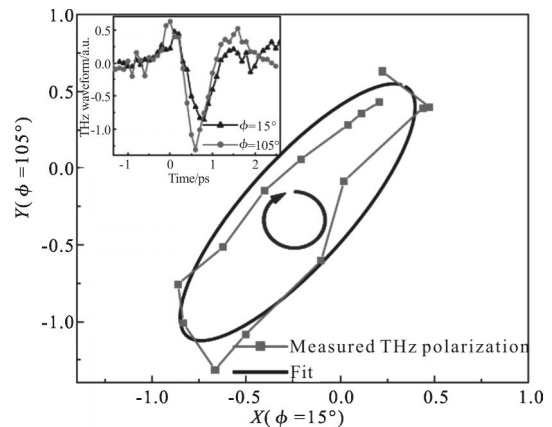


图 4 THz 波偏振特性测量与模拟图^[33]

Fig.4 Measured and simulated terahertz polarization^[33]

2009 年,该研究小组 Yanping Chen 等研究人员观察到当基频光和倍频光的偏振态正交时双色场泵浦方案产生的 THz 波呈椭圆偏振态^[34]。随后,Yizhu Zhang 等研究人员运用电光样品技术研究双色场泵浦产生 THz 脉冲的瞬时电场矢量,发现 THz 脉冲主要是线偏振并且其偏振方向与二次谐波的偏振方向垂直^[22]。

最近,日本 Yasuo Minami 等研究人员实验观察到 THz 波在平行辐射区域呈径向偏振,聚焦后在焦

点处呈纵向偏振,纵向偏振的 THz 辐射场最大值达 1.0 kV/cm,这有望在 THz 时域光谱系统方面得到应用^[35]。

1.3 超快激光成丝产生 THz 波的远场角分布

2006 年,美国伦斯勒理工学院太赫兹研究中心 Hua Zhong 等研究人员证实 THz 波在空气中传输具有明显的方向性,在长光丝(大于 10 mm)条件下它的衍射角小于 10° ^[17],图 5 表示不同焦距透镜条件下 THz 波的能量分布曲线及衍射角。成丝产生 THz 波的方向性与等离子体长度有关,等离子体越长,辐射出的 THz 波方向性越好。随后,法国研究小组^[13]和俄罗斯研究小组^[40]分别在 2007 年和 2011 年的实验中给出不同聚焦条件下的 THz 辐射情况,同样证明焦距越大即丝越长对应的辐射锥角越小,参考文献[40-41]还给出外加偏压条件下 THz 辐射的角分布,认为此时 THz 辐射主要是前向传播并且衍射随着丝的增长而减小。

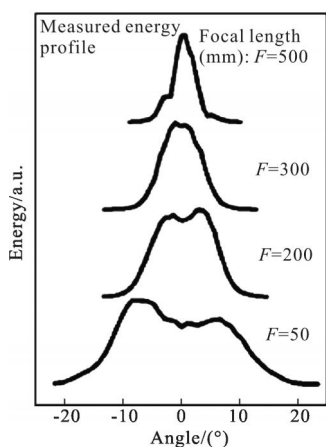


图 5 不同聚焦透镜条件下 THz 波的能量分布及衍射全角^[17]

Fig.5 Profiles of the terahertz radiation(energy)and energy divergence full angle measured with full pulse energy under different focal conditions^[17]

目前,研究人员多用离轴相位匹配来解释这一实验现象^[42],在双色场聚焦产生的长光丝中观测离轴相位匹配的 THz 波产生,发现 THz 波的角分布与光丝和退相干长度(dephasing length)有关,当光丝长度大于双色场退相干长度时,它在离轴方向发射锥状的 THz 辐射,辐射峰值出现在 $4^\circ\sim 7^\circ$ 的位置。实验中观察到的相位匹配条件为长光丝辐射可调谐的 THz 波提供了一种简单的方法。

2 超快激光成丝产生 THz 波控制技术

超快激光成丝辐射 THz 波脉冲能量低,而且辐射的方向和偏振态都很复杂,给实际应用带来不便。因此,在实验方面发展了多种控制 THz 波的技术,包括强度、偏振和波形控制等。

2.1 超快激光成丝产生 THz 波的强度控制

高功率的 THz 波在 THz 非线性光学和光谱学方面具有巨大的应用前景^[14]。由于 THz 波在空气中具有衍射效应和被水蒸气强吸收的特性,为实现 THz 波在空气中长距离传输,必须要增强 THz 辐射功率。

目前,成丝产生 THz 辐射功率增强的方案主要有两种,一是双色场泵浦技术;二是光丝通道两侧施加偏压。

2.1.1 双色场泵浦技术

为了提高超快激光成丝产生 THz 波的辐射功率和效率,目前普遍采用的实验方案是双色场泵浦技术。

2000 年,宾夕法尼亚大学 Cook 等人已经证实了通过在空气中聚焦超短激光脉冲(包括基频光和倍频光)可以获得有效的 THz 辐射^[16]。为了进一步解释 THz 波产生机制,2004 年,德国 Markus Kress 等研究人员在 Cook 等人的实验方法基础上,不仅探测到焦点处辐射的 THz 波,还探测到 BBO 晶体辐射的 THz 波^[18]。

2005 年,德国马克波恩非线性光学和超快光谱学研究所 T.Bartel 等研究人员首次报导了利用中心波长为 800 nm 的飞秒激光和其倍频光(400 nm)组成的双色场与空气等离子体相互作用可产生振幅高达 400 kV/cm、频率范围为 0.3~7 THz 的单周期 THz 波^[43],如图 6 所示。双色场泵浦方案产生的 THz 波振幅强度与入射脉冲能量呈线性关系,与上述单色场泵浦

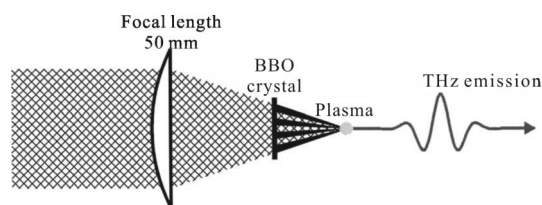


图 6 双丝产生 THz 辐射的装置图^[43]

Fig.6 Schematic of the setup used for THz generation^[43]

技术相比,强度提高了约一个数量级^[41],因此该方法受到广泛关注。

然而在 2009 年,法国 Y. Liu 等研究人员实验发现随着激光强度的变化 THz 能量显示一定的振荡^[30],并证实了在一条长光纤两端辐射的 THz 波极性相反,这导致在远场处存在相消干涉。这些现象表明,双色场泵浦技术有其固有的局限性。

双色场泵浦技术虽然有其局限性,但仍可作为获得高能量的 THz 辐射的方法,并有助于理解 THz 强场物理中增强效应的物理机制^[39]。

2.1.2 光纤通道两侧施加偏压法

除了双色场泵浦,在光纤通道两侧施加偏压是另一种常用的提高超快激光成丝产生 THz 波辐射功率和效率的实验方法。

2008、2009 年法国和加拿大研究人员分别报导在偏压为数 kV/cm 量级条件下,实验实现了成丝产生 THz 波辐射的显著增加^[36,41]。当使用 50 kV/cm 的外电场时,归一化的 THz 脉冲振幅增加了 30 倍^[45]。

如图 7 所示,法国 Aurelien Houard 等研究人员的在实验中^[41],将两个极板放置在光纤通道两侧,电极长度为 5 cm,最大电场值为 10 kV/cm。光纤被认为是一种电子密度均匀且半径相同的圆柱状等离子体通道,外电场方向垂直于通道。利用辐射热测量计测得 0.5~2 THz 范围内 THz 波脉冲能量与静电场呈平方关系,即 THz 波的振幅与静电场成正比。为了进一步证实,首都师范大学 Wen-Feng Sun 等研究人员通过实验直接证实了 THz 波振幅和外加电场强度的线性关系^[46]。

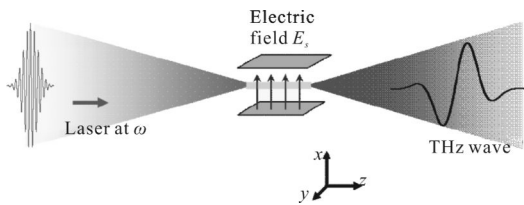


图 7 THz 辐射产生实验方案^[41]

Fig.7 Experimental method for THz generation^[41]

在参考文献[41]的基础上,加拿大拉瓦尔大学 Yanping Chen 等研究人员^[36]证实了外加偏压的光纤辐射的 THz 波可看成两部分的叠加,一部分是单丝辐射的 THz 波,另一部分来源于外电场,后者随着外电压的上升而增大。图 8(a)表示 THz 波峰峰值随

着外电场线性变化,图 8(c)~(f)表示 THz 波电场与外电场平行时,THz 波波形与外置偏压的关系,比较图(c)与(f)发现,当偏压值为 5 kV/cm,THz 电场值为初始值 50 倍。随后,该研究小组 Tie-Jun Wang 等研究人员结合双色场泵浦技术和偏压技术,在双色场泵浦产生的双丝两侧施加偏压,实现了 THz 辐射的增强^[47]。实验同样证实,只有当 THz 波偏振方向与外电场方向平行时,才可以被增强。这种条件下 THz 波的强度也可认为是两部分的叠加,一部分是双色场泵浦产生双丝辐射出的 THz 波,另一部分来源于外电场,而且整体的 THz 波形可以通过外电场实现放大或调制。

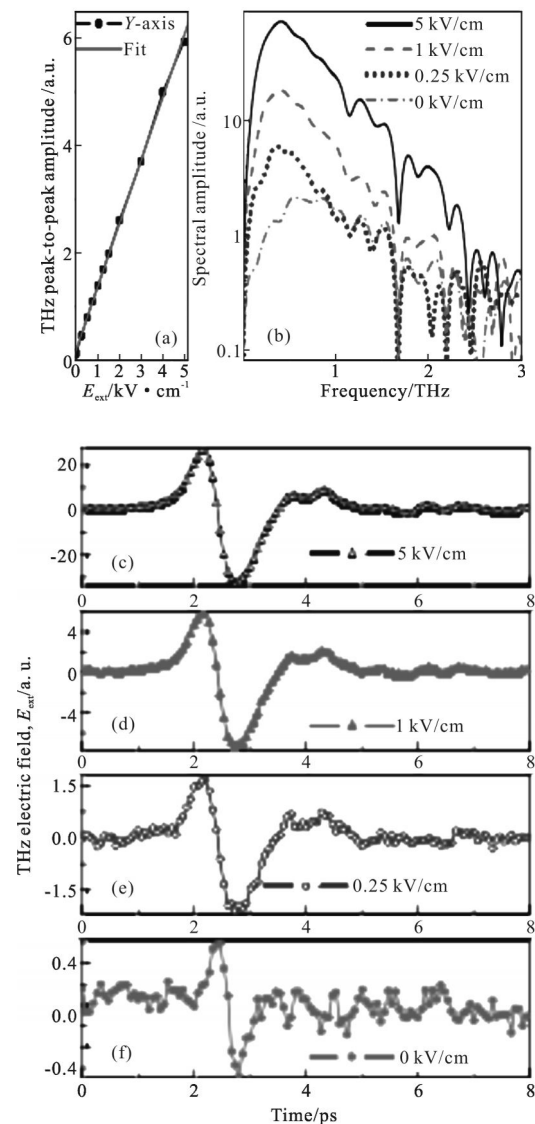


图 8 THz 辐射分布图^[36]

Fig.8 Distribution of terahertz radiation^[36]

在外电场作用下成丝辐射的 THz 波能量会增强,这主要是因为等离子体通道的轴对称性被打破从而导致偶极辐射优于四级辐射^[40]。借助经典电磁理论分析,THz 辐射在外加电场作用下的增强源于半导体中载流子的加速运动受到外场的影响。

2.1.3 其他功率增强方案

为了提高成丝产生 THz 辐射功率,研究人员还尝试了一些其它的实验方案。

因为空气的普遍性和大气中激光脉冲长距离传输的重要性,多数成丝介质选择空气,但是,选择不同的成丝介质有不同的应用。2007年,法国 Selcuk Akturk 等研究人员对氙气中成丝现象进行了一系列综合研究^[40],观察发现在氙气中超快激光成丝辐射的 THz 波效率远大于空气中的情况。比较发现,当使用脉宽为 114 fs 的激光时,氙气中探测到的 THz 信号约 250 mV,而空气中 THz 信号仅约 10 mV,认为这个重大的区别主要是因为氙气拥有较高的电子碰撞频率。实验发现,在激光功率一定的情况下,THz 信号强度随着脉宽的增大而增大,因此可以通过调节激光脉宽来增强 THz 信号。同年,George Rodriguez 等研究人员尝试了气体气压调控^[49],随着气压的增加,THz 脉冲能量值会有一定的波动,但是波动的程度与气体种类及输入脉冲能量有关,同时,高频光谱分量的幅值也随之增加。2007年,研究人员提出预脉冲技术^[50,58],Xu Xie^[58]等研究人员报导了在预存在的(preexisting)等离子体背景中,THz 波能得到增强,这一增强可持续几百皮秒,最大能达到 2.5 倍。

加拿大拉瓦尔大学 Yanping Chen 等研究人员提出通过增加激光脉冲能量和光丝长度来提高 THz 辐射能量^[44]。2010年,德国同一研究小组证实了通过连结共线的双丝可以增强 THz 辐射,这主要是电子等离子体串长度同质扩展的结果^[51]。

美国马里兰大学 T.I. Oh 等研究人员认为通过调节基频与倍频光之间的相对相位以及晶体的方位角和倾斜角,便可实现对双色场泵浦生成 THz 波的能量和偏振态的控制和优化^[20]。2013年,法国和德国联合研究小组 Luc Berge 等研究人员对在氙气中双色场泵浦生成的 THz 辐射进行了三维数值模拟,计算发现中心波长 2 μm 的激光能辐射的 THz 波强度约

是 800 nm 的 10 倍^[32]。同年,Matteo Clerici 等研究人员证实了一种针对单周期 THz 辐射的波长缩放机制,认为缩放波长能够有效地提高 THz 领域的低转换效率,并揭示了与泵浦光波长平方成正比的等离子体电流和与波长相关的聚焦条件促使 1800 nm 激光辐射出的 THz 波强度是 800 nm 的 30 倍,生成的单周期场强度约为 4.4 MV/cm^[52]。

此外,上海交通大学 W.-M. Wang 等研究人员^[53]还提出利用脉冲啁啾控制成丝产生 THz 波强度的方法,理论研究,发现带有啁啾的激光脉冲激发生成的等离子体辐射 THz 波的振幅是普通双色场泵浦机制产生 THz 波的 10~100 倍。

THz 辐射功率增强是 THz 脉冲研究领域的一大热点^[2],高能量的 THz 脉冲可以满足高能量 THz 光谱和成像的需要,为非线性 THz 光谱提供可靠的光源。

2.2 超快激光成丝产生 THz 波的偏振控制

2008年,上海交太和德国联合研究小组使用二维网格方法模拟研究了少数周期激光脉冲的载波包络相位对 THz 辐射的影响^[37]。对线偏振光而言,THz 波振幅与载波包络相位的正弦值有关;对圆偏振光而言,THz 波振幅与相位无关,但是偏振面随相位的改变而改变。因此,通过测量 THz 波的振幅或者偏振方向就可以确定线偏振或者圆偏振激光脉冲的载波包络相位。

2009年,美国伦斯勒理工学院太赫兹研究中心 Jianming Dai 等研究人员从理论和实验角度证实双色场泵浦生成的 THz 波的偏振特性,这为新型 THz 气体辐射源增添了新特色^[30],研究结果揭示当基频光和倍频光都呈线偏振态时,THz 波也是线偏振。当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 THz 波偏振态的相干控制。当基频和倍频光都为或者接近圆偏振时,简单地改变相位便可实现 THz 偏振角任意旋转同时保持 THz 波振幅不变。

采用偏压技术也可以控制成丝产生 THz 波的偏振方向,外电场引起的线偏振 THz 波的偏振方向与电场方向平行^[36,41,47]。在 2008、2009年,法国和加拿大研究人员分别报导的外加偏压条件下成丝辐射 THz 波能量显著增加的实验中,THz 波是未加偏压的光丝辐射的椭圆偏振 THz 波和施加到光丝两侧的

外电场引起的线偏振 THz 波两部分的合成^[36,41]。未加偏压时 THz 波为椭圆偏振如图 9(a)所示,图 9(b)~(d) 分别是偏压为 0.25 kV/cm、1 kV/cm 和 5 kV/cm 条件下获得的 THz 波偏振情况,图 9(e)~(g)为(b)~(d)分别减去 9(a)所得,从中可以看出,重构所得的 THz 偏振情况基本一致,都是与外电场方向平行的线偏振。

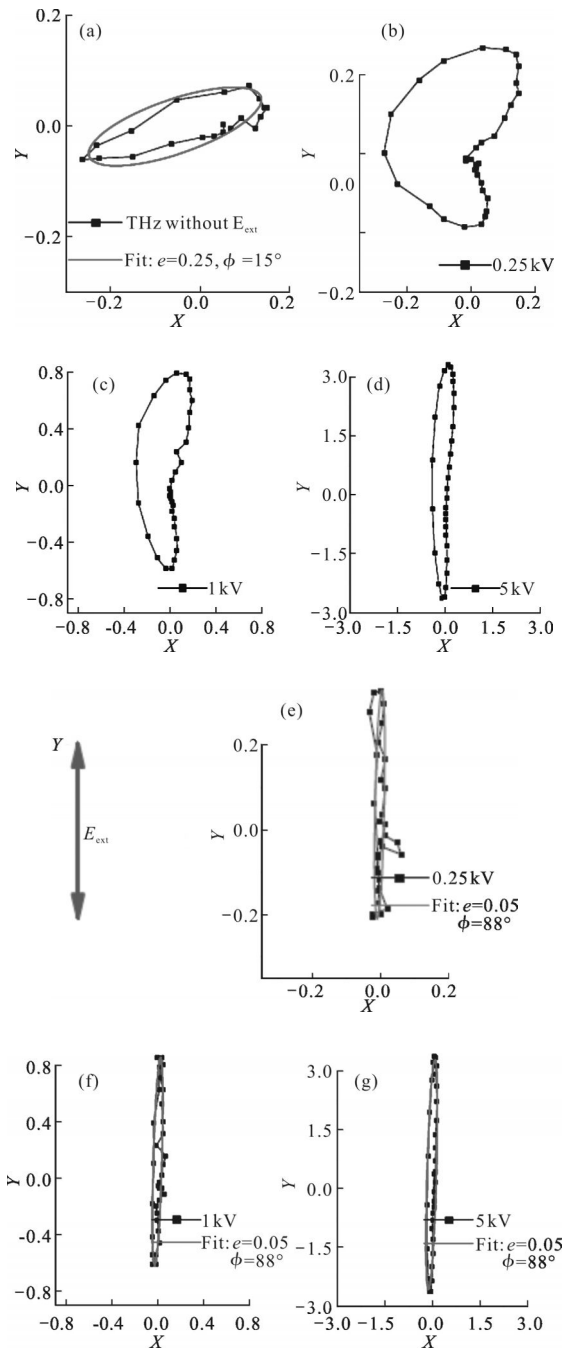


图 9 外电场条件下 THz 波偏振图^[36]

Fig.9 Polarization of terahertz emission from a filament with dc field^[36]

2010 年,德国 Jean-Michel Manceau 等研究人员实验证实了通过精确控制环境气压来调节 THz 脉冲的偏振态,这种方法避免了通过双色场相位走来控制 THz 偏振态的方法所带来的不利因素^[39],并首次获得氩气中圆偏振的 THz 波。这对 THz 波在生物学领域的应用是非常重要的。

2014 年,中科院上光所宋立伟等研究人员研究了周期量级的圆偏振激光在空气中成丝产生 THz 波的偏振特性,实验表明,THz 波为椭圆偏振,而且偏振平面随着驱动激光载波-包络相位的变化而转动。这对 THz 波的偏振控制具有重要的意义,并为周期量级激光载波-包络相位的测量提供了新方法^[54]。

2.3 超快激光成丝产生 THz 波的波形控制

2009 年,德国 J.-M. Manceau 等研究人员首次证实了通过适当调节空气中的双丝控制丝的长度和分布可以实现 THz 脉冲的优化^[55]。实验发现,与梯度等离子体辐射的 THz 脉冲相比,均匀的等离子体辐射的 THz 脉冲脉宽较窄,相应的光谱范围较宽,如图 10 所示。这一进展对控制脉冲、调节 THz 辐射光谱范围和进一步了解涉及相干辐射的物理过程等方面的应用具有重要的意义。2011 年,T.-J. Wang 证实了通过调谐转动拉曼激发和 THz 辐射之间的延迟时间在气体分子复苏时间来调制 THz 辐射^[56]。同年,该研究小组还提出外聚焦效应方案^[60],THz 辐射强度随

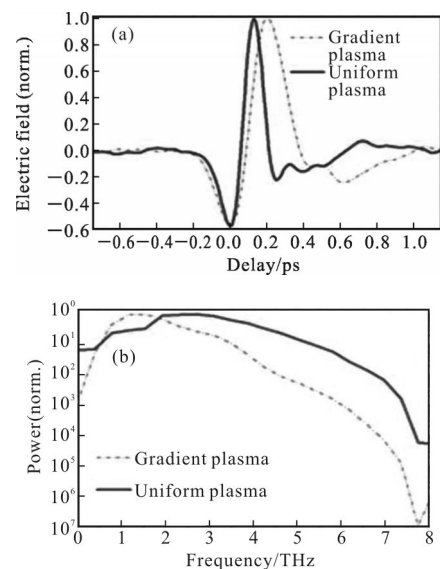


图 10 均匀和梯度等离子体辐射 THz 波及其功率谱^[55]

Fig.10 Measured terahertz electric fields and corresponding spectra for the cases of the uniform and the gradient plasma strings^[55]

着透镜焦距的增大而增大(从10 cm变化到20 cm),当透镜焦距达到53 cm时THz波强度达到最大,此后逐渐减小。随后,该小组在双色场泵浦产生的双丝两侧施加偏压实现THz辐射的增强的实验中^[47],证实当THz波偏振方向与外电场方向平行时,THz波波形可被外电场调制。

2012年,中科院上海光机所Ya Bai等研究人员提出利用载波包络相位控制少数周期的激光脉冲成丝产生波形可控THz波的新方法^[29],发现通过改变光丝的长度和激光脉冲的载波包络相位可以控制THz波波形,如图11所示。图11(a)中实线和虚线分别表示3 mm和10 mm长光丝对应的THz时域波形,容易看出,与3 mm长光丝辐射的THz波相比,10 mm长光丝辐射的THz波振幅较大且极性发生反转(源于光丝中激光相位改变)。图11(b)表明当光丝长度改变时,THz辐射的振幅和极性也随之改变。图11(c)中实心正方形曲线对应图11(b)中1 ps位置处测量到的THz振幅,实心圆曲线即为THz振幅与光丝长度的关系图。

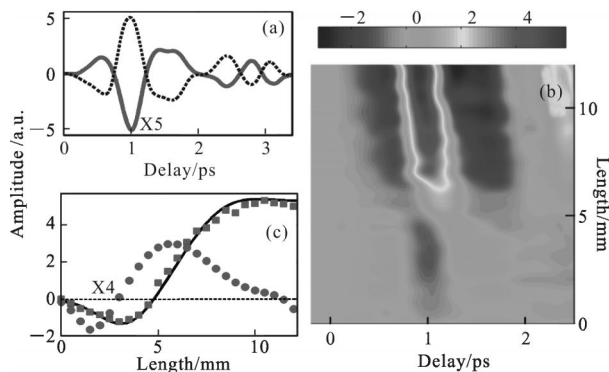


图11 (a)3 mm和10 mm条件下THz波时域波形;(b)不同丝长对应的THz波时域波形;(c)不同丝长对应的THz振幅^[29]

Fig.11 (a)THz temporal waveforms measured from the filaments of different lengths;(b)THz waveforms measured by moving the block continuously along the filaments;(c)Measured THz amplitudes as a function of the position in the filament^[29]

超快激光成丝辐射THz波控制技术还在不断发展,以期实现更多应用。

3 结束语

综上,文中概述了超快激光成丝辐射THz波的发展进程,总结了物理机制和控制技术。超快激光成

丝辐射THz波的实现方式和理论解释有多种,其理论模型主要有四波混频模型和光电流模型。THz波控制主要有强度、偏振及波形控制,其中,THz波功率控制方案主要有双色场泵浦技术和在光丝通道两侧施加偏压。寻求简便有效地产生THz波的方法、提高THz波功率并发展远程可控的THz波技术,可以减轻THz波在空气中传播水蒸气引起的强吸收及线性衍射等问题,满足实际应用需求。然而,为了进一步实现环境监测、医药科学和国土安全的THz“工具”的发展,更加简单高效的THz波辐射方案和控制技术还有待进一步探索。

参考文献:

- [1] Zhang Cunlin, Zhang Yan, Zhao Guozhong, et al. Terahertz Sensing and Imaging[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2008: 1-5. (in Chinese)
- [2] Zhang Yizhu. Research of the physical mechanism of new broadband THz source[D]. Tianjin: Nankai University, 2012. (in Chinese)
- [3] Liu Jia, Fan Wenhui. Investigation of various fabrics in terahertz time-domain spectroscopy [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2013, 42(6): 1537-1541. (in Chinese)
- [4] Sheng Z M, Wu H C, Li K, et al. Terahertz radiation from the vacuum-plasma interface driven by ultrashort intense laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2004, 69(2): 025401.
- [5] Gao Hui, Zhao Jiayu, Liu Weiwei. Control of multiple filamentation induced by ultrafast laser pulses [J]. *Optics Precision Engineering*, 2013, 21(3): 598-607. (in Chinese)
- [6] Wang T J, Daigle J F, Chen Y, et al. High energy THz generation from meter-long two-color filaments in air [J]. *Laser Physics Letters*, 2010, 7(7): 517.
- [7] Zhong H, Karpowicz N, Zhang X C. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(26): 261103-261103-3.
- [8] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, et al. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(17): 2725.
- [9] Proulx A, Talebpour A, Petit S, et al. Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti: Sapphire laser pulse in air [J]. *Optics Communications*, 2000, 174(1): 305-309.
- [10] Loffler 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.
- [11] Tzortzakis S, Méchain G, Patalano G, et al. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(21): 1944–1946.
- [12] Houard A, Liu Y, Mysyrowicz A, et al. Calorimetric detection of the conical terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(24): 241105–241105–3.
- [13] Amico D 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.
- [14] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four–wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210–1212.
- [15] 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.
- [16] Xie X, Dai J, Zhang X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 075005.
- [17] 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.
- [18] 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.
- [19] 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.
- [20] Zhang Y, Chen Y, Xu S, et al. Portraying polarization state of terahertz pulse generated by a two–color laser field in air [J]. *Optics Letters*, 2009, 34(18): 2841–2843.
- [21] 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.
- [22] 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.
- [23] Cheng C C, Wright E M, Moloney J V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings[C]//Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2001: 47.
- [24] Sheng Z M, Mima K, Zhang J, et al. Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(9): 095003.
- [25] Amico C D, Houard A, Akturk S, et al. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(1): 013015.
- [26] Karpowicz N, Zhang X C. Coherent terahertz echo of tunnel ionization in gases [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(9): 093001.
- [27] Jahangiri F, Hashida M, Tokita S, et al. Directional elliptically polarized terahertz emission from air plasma produced by circularly polarized intense femtosecond laser pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(16): 161505–161505–3.
- [28] 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.
- [29] Bai Y, Song L, Xu R, et al. Waveform–controlled terahertz radiation from the air filament produced by few–cycle laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(25): 255004.
- [30] Li M, Li W, 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): 161104–161104–3.
- [31] 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.
- [32] 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.
- [33] Chen Y, Marceau C, Liu W, et al. Elliptically polarized terahertz emission in the forward direction of a femtosecond laser filament in air [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93: 231116.
- [34] Chen Y, Marceau C, Génier S, et al. Elliptically polarized Terahertz emission through four–wave mixing in a two–color filament in air [J]. *Optics Communications*, 2009, 282(21): 4283–4287.
- [35] Minami Y, Kurihara T, Yamaguchi K, et al. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced by a femtosecond laser [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(15): 151106–151106–3.

- [36] Chen Y, Wang T, Marceau C, et al. Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air [J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(10): 101101-101101-3.
- [37] Wu H C, Meyer-ter-Vehn J, Sheng Z M. Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(4): 043001.
- [38] Dai J, 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.
- [39] Manceau J M, Massaouti M, Tzortzakis S. Coherent control of THz pulses polarization from femtosecond laser filaments in gases[J]. *Optics Express*, 2010, 18(18): 18894-18899.
- [40] Panov N A, Kosareva O G, Andreeva V A, et al. Angular distribution of the terahertz radiation intensity from the plasma channel of a femtosecond filament [J]. *JETP Letters*, 2011, 93(11): 638-641.
- [41]-[60] 略