

文章编号: 1005-5630(2020)05-0089-06

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2020.05.014

气体密度调控激光拉丝太赫兹辐射机理

肖海成, 彭 滢

(上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

摘要: 为研究气体密度对多色激光诱导空气等离子体拉丝辐射太赫兹波的调控作用, 建立了由激光拉丝辐射太赫兹波的理论模型。该模型可描述太赫兹波的产生和随后的传输过程, 基于该模型和仿真计算, 研究了气体密度对太赫兹辐射的影响。结果表明, 气体密度会影响激光拉丝的瞬时电流分布与太赫兹波的传播相位, 进而影响激光拉丝的太赫兹辐射强度, 使太赫兹辐射能量随气体密度的变化呈现非线性变化。该理论研究对激光拉丝物理过程的认知具有重要的参考意义。

关键词: 太赫兹; 激光拉丝; 气体密度

中图分类号: O 437 **文献标志码:** A

Terahertz radiation mechanism in laser filament with gas density control

XIAO Haicheng, PENG Yan

(School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: In order to study the effect of gas density on the terahertz wave radiated by multi-color laser-induced air plasma filament, a theoretical model of terahertz (THz) generation from a laser-induced air plasma filament and the subsequent propagation process is established. Based on the model and simulation, the influence of gas density on terahertz radiation is studied. The results show that the gas density will affect the transient current distribution of laser filament and the propagation phase of THz wave, then affect the THz radiation intensity of laser filament, and make the THz radiation energy change nonlinearly with the gas density. The theoretical study is of great significance to the cognition of the physical process of laser filamentation.

Keywords: terahertz; laser filament; gas density

收稿日期: 2020-05-11

基金项目: 国家自然科学基金 (61922059, 61771314, 81961138014)

作者简介: 肖海成 (1994—), 男, 硕士研究生, 研究方向为太赫兹技术。E-mail: 173740596@st.usst.edu.cn

通信作者: 彭 滢 (1982—), 女, 教授, 研究方向为太赫兹技术应用。E-mail: py@usst.edu.cn

引 言

太赫兹 (THz) 波的指纹谱识别、低电离能、高传输速率、大容量等独特属性使其在众多领域有着广阔的应用前景, 例如天文学、大气与环境检测、通信、生物医学、反恐、安全检查、材料科学等^[1-3], 因此太赫兹波一直受到人们的广泛关注, 设计和制造高功率可调控的太赫兹光源就变得非常重要。如今产生太赫兹波有多种方法, 例如使用非线性晶体 (如 LiNbO_3) 的光整流^[4-5], 光电导天线^[6-7], 电子加速器^[8] 以及通过超快激光空气等离子体辐射太赫兹波^[9-11] 等。相比于其他方法, 超快激光空气等离子体产生太赫兹波的方法易于实现, 且不受介质损伤阈值的限制。除此以外, 这种太赫兹源可以被放置在远距离目标上, 从而避免空气中水蒸气对太赫兹波的强烈吸收^[12-14], 应用前景十分广阔。

1993 年, Hamster 等^[10] 利用单色激光电离空气, 得到了包含太赫兹波的多波段电磁辐射, 但由于单色光电离中相对较差的非线性效应, 总转换效率极低。2000 年, Cook 等^[15] 经过实验研究发现, 将超短脉冲激光的基波 ω 及其二次谐波 2ω 脉冲聚焦于气体形成等离子体可辐射强太赫兹波, 相较于单色拉丝, 双色拉丝可大幅提高效率。

从微观角度分析, 太赫兹波起源于非对称激光电场中的气体电离和随后的瞬时电流^[11]。由于等离子体的色散效应, 随着激光拉丝长度的增加 ($> 10 \text{ mm}$), ω 与 2ω 间的相对相位 θ_2 会随着双色激光在拉丝中传播而演化 (演化速率与电子密度相关), 导致双色激光拉丝不同位置处的瞬时电流存在差异。因此, 拉丝不同区间所辐射的太赫兹波的幅度和相位会出现差异, 进而影响拉丝整体的太赫兹辐射强度^[16-18]。当激光能量不变时, 拉丝中电子密度会随气体密度的变化而变化, 这可能会影响拉丝的瞬时电流分布, 进而影响太赫兹辐射。

为了研究气体密度对多色激光拉丝辐射太赫兹波的具体影响, 本文建立了一种飞秒激光诱导空气等离子体辐射太赫兹波的物理模型, 该模型可描述多色飞秒激光诱导空气等离子体拉丝产生太赫兹波和后续传播过程, 并通过仿真计算分析

了气体密度对多色激光拉丝的太赫兹辐射能量的调控作用。

1 理论模型

由于飞秒激光拉丝辐射太赫兹波的空间分布是轴向对称的, 因此我们使用二维模型简化方程式, 加快计算速度。在此, 引入笛卡儿坐标系, z 轴为拉丝方向, r 轴为垂直拉丝方向, 并将拉丝中点处设置为坐标轴原点 ($z=0, r=0$)。

模型中使用的多色激光皆为线性偏振, 且偏振方向平行于 ω 的偏振方向。假设激光脉冲包络为高斯型, 则三色激光电场 ($\omega + 2\omega + 3\omega$) 可表示为^[12]

$$\begin{aligned} E_1(t) &= E_1 \exp\left(-\frac{t^2}{T_1^2}\right) \cos(\omega t) + \\ E_2 &\exp\left(-\frac{t^2}{T_2^2}\right) \cos(2\omega t + \theta_2) + \\ E_3 &\exp\left(-\frac{t^2}{T_3^2}\right) \cos(3\omega t + \theta_3) \end{aligned} \quad (1)$$

式中: t 为时间; E_1 、 E_2 、 E_3 分别为 ω 、 2ω 、 3ω 的电场振幅; T_1 、 T_2 、 T_3 分别为 ω 、 2ω 、 3ω 的脉宽; θ_2 为 ω 与 2ω 间的相对相位; θ_3 为 ω 与 3ω 间的相对相位。激光电离气体的过程可用 ADK 模型^[19-20] 描述, 时刻 t 产生的电子密度 $N_e(t)$ 的演变可写作^[12]

$$dN_e(t) = W_{\text{ADK}}(t) [N_g - N_e(t)] dt \quad (2)$$

式中 N_g 为气体分子密度。气体分子中的电子被电离后, 会受到激光场驱动形成引起太赫兹辐射的瞬时电流 $J(t)$, 可表述为^[21]

$$\frac{dJ(t)}{dt} = \frac{e}{m_e} N_e(t) E_1(t) - \nu_e J(t) \quad (3)$$

式中: ν_e 为电子碰撞频率; e 为元电荷; m_e 为电子质量。瞬时电流 $J(t)$ 与太赫兹电场的关系为 $E_{\text{THz}} \propto dJ/dt$, 通过对 dJ/dt 进行傅里叶变换及滤波可获得太赫兹电场的频域信息, 进一步作逆傅里叶变换可获得太赫兹电场的时域波形。

拉丝可视为沿光轴排列的多个点源的组合, 假设各点源的太赫兹波不会影响其他点源的太赫兹波, 则拉丝辐射出的总太赫兹电场可视为拉丝

各点源处瞬时电流辐射出的太赫兹电场的叠加。实际上, 拉丝各点源产生的太赫兹电场是有所不同的, 其中一个原因是多色激光在拉丝内传输时, 不同频率成分间的相对相位会发生变化, 以三色场为例, ω 与 2ω 、 3ω 之间的相对相移变化可表述为

$$\theta_2(z) = \theta_2(z_0) + k_\omega \int_{z_0}^z [n_\omega(z') - n_{2\omega}(z')] dz' \quad (4)$$

$$\theta_3(z) = \theta_3(z_0) + k_\omega \int_{z_0}^z [n_\omega(z') - n_{3\omega}(z')] dz' \quad (5)$$

式中: k_ω 为 ω 的波数; n_ω 、 $n_{2\omega}$ 、 $n_{3\omega}$ 分别为 ω 、 2ω 、 3ω 在光丝中的折射率。受空气和等离子体的共同影响, n_ω 又可表示为

$$n_\omega = n_{\text{air},\omega} + n_{\text{plasma},\omega} \quad (6)$$

式中: $n_{\text{air},\omega}$ 为 ω 在空气中的折射率, 可查阅文献获得^[22]; $n_{\text{plasma},\omega}$ 为 ω 在等离子体中的折射率, 表达式为 $n_{\text{plasma},\omega} \approx \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}$, 其中 $\omega_p = \sqrt{e^2 N_e / m_e \epsilon_0}$ 为等离子体振荡频率。为获得远场中的总太赫兹电场, 应考虑拉丝各点源处辐射太赫兹波的差异, 除此之外, 还应考虑各点源产生太赫兹波的传播相位及其在拉丝内传播的衰减效应。

假设太赫兹波在拉丝内从 $P_0(z_0, r_0)$ 传播至 $P_1(z_1, r_1)$, 其相位变化可表述为

$$\varphi(\omega_{\text{THz}}, P_1) = \varphi(\omega_{\text{THz}}, P_0) + \int_{z_0}^{z_1} \frac{k_{\text{THz}} n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r)}{\cos \phi} dz \quad (7)$$

式中: k_{THz} 为太赫兹波数; $n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r) = \sqrt{1 - \omega_p^2(z, r)/\omega_{\text{THz}}^2}$ 为太赫兹波在拉丝中的折射率; ϕ 表示太赫兹波传播方向与 z 轴的夹角。

因等离子体存在屏蔽效应, 太赫兹波无法穿过振荡频率高于自身频率的等离子体, 因此太赫兹波在拉丝内的衰减可表示为

$$K(\omega_{\text{THz}}, z) = \begin{cases} \exp \left[\int_0^{D'(z)} -\frac{D'(z) - z}{L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \cos \theta} dz \right], & \omega_{\text{THz}} \geq \omega_p \\ 0, & \omega_{\text{THz}} < \omega_p \end{cases} \quad (8)$$

式中: $L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \approx 2c(\omega_{\text{THz}}^2 + \nu_e^2)/(\omega_p^2 \nu_e)$ 为特征衰减距离^[11-23]; $D'(z) = D(z) \cos \theta$ 为近轴传播距离

$D(z)$ 在光轴上的投影。

综上所述, 沿着拉丝积分即可获得远场太赫兹波 $E_{\text{THz}}^{\text{Far}}$, 可表示为

$$E_{\text{THz}}^{\text{Far}}(\omega_{\text{THz}}) = \int^{\text{filament}} E_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z) K(\omega_{\text{THz}}, z) \times \exp[j\varphi(\omega_{\text{THz}}, z)] dz \quad (9)$$

2 仿真结果和分析

仿真计算的初始参数如下: 基频光 ω 的波长为 800 nm, 多色激光脉冲能量为 14 μJ , 双色激光脉冲 ($\omega + 2\omega$) 的能量比为 $J_1 : J_2 = 1 : 0.2$, 双色激光的初始相对相位 $\theta_2 = 0.75\pi$, 三色激光脉冲 ($\omega + 2\omega + 3\omega$) 的能量比为 $J_1 : J_2 : J_3 = 1 : 0.2 : 0.05$, 三色激光的初始相对相位分别为 $\theta_2 = 0.75\pi$ 与 $\theta_3 = 1.2\pi$, 激光脉宽为 30 fs, 激光拉丝长度为 12 mm, 拉丝半径为 100 μm , 初始气体密度 $N_g = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。在太赫兹波相位的分析中, 测试点的坐标为 ($z = 49.81 \text{ mm}$, $r = 4.36 \text{ mm}$)。

首先分析改变气体密度对激光拉丝瞬时电流分布的影响。以双色激光为例, 当气体密度上升时, 激光拉丝中的电子密度相应上升, 拉丝的瞬时电流相应增强。此外, 随着电子密度的增加, 双色激光沿拉丝方向的相对相位将加速演化, 从而使拉丝的瞬时电流分布发生变化(具体表现为拉丝的瞬时电流峰值向拉丝的前端移动)。在使用三色激光拉丝的情况下, 与双色激光拉丝有两个主要的不同之处: 1) 三色激光的电场具有较强的不对称性和较快的电场振荡, 因此产生的瞬时电流较大, 辐射出较强的太赫兹波; 2) 三色激光拉丝的瞬时电流分布同时受到 θ_2 和 θ_3 的共同影响, 因此, 三色激光拉丝的瞬时电流沿拉丝方向的演变相对较慢(即三色激光拉丝中相邻点源之间的瞬时电流差异较小)。

仿真结果如图 1 所示(为直观展示瞬时电流分布的差异, 对部分瞬时电流分布曲线的幅值进行了缩放, 缩放系数标注在对应的图例后)。对比图 1(a)与图 1(b)可知, 无论是双色激光拉丝或三色激光拉丝, 提高气体密度 N_g 至 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 后, 拉丝的瞬时电流强度整体提升, 且拉丝瞬时电流峰值向拉丝的前端移动。值得注意的是, 随着气体密度的提高, 双色激光拉丝与三色激光拉

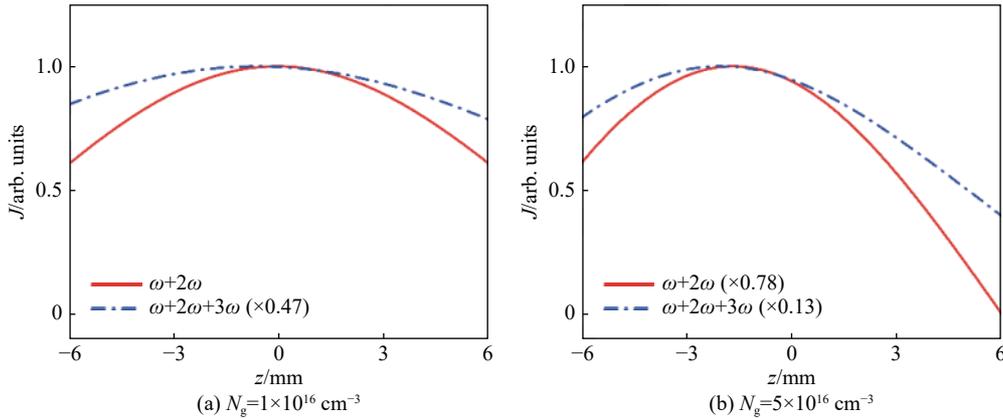


图 1 双色激光拉丝与三色激光拉丝的瞬时电流分布

Fig. 1 Transient current distribution of two-color laser filament and three-color laser filament

丝的电流分布差异逐渐变大：在初始气体密度条件下 ($N_g = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)，双色激光拉丝与三色激光拉丝的瞬时电流分布相似，瞬时电流峰值都位于拉丝中部，拉丝两端的瞬时电流幅值相近；随着气体密度升高，瞬时电流沿 z 轴方向的演化加速，与双色激光拉丝不同，受 θ_2 和 θ_3 共同影响的三色激光拉丝的瞬时电流沿拉丝方向的演变相对较慢，因此相较于双色激光拉丝而言，三色激光拉丝两端的瞬时电流幅值更为接近。

随后分析改变气体密度对太赫兹波相位的影响。当气体密度提升时，激光拉丝中的电子密度相应提升，使激光拉丝的瞬态电流得到增强，拉丝各点源辐射的太赫兹波也会增强。然而根据几何关系与式(7)可知，拉丝中电子密度的增加会影响各点源所辐射的太赫兹波之间的相位差，即拉丝各个点源所辐射的太赫兹波之间会出现失相干现象，气体密度越高，失相干现象越明显。此外，由前文的分析可知，相较于双色激光拉丝，三色激光拉丝两端的瞬时电流幅值更为接近，因此三色激光拉丝前后部分点源的太赫兹波之间的失相干现象会更明显。

如图 2(a)、(b) 所示，在初始气体密度 ($N_g = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) 条件下，双色激光拉丝与三色激光拉丝各点源辐射至测试点的太赫兹波的相干性较好。如图 2(c)、(d) 所示，当气体密度上升至 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时，双色激光拉丝与三色激光拉丝各点源的太赫兹波都有所增强，但太赫兹波间的相干性有所下降，且三色激光拉丝的太赫兹波的失相干现象比双色激光拉丝更明显。

最后分析改变气体密度对太赫兹波辐射能量

的影响。由前文分析可知，当气体密度提升时，拉丝电子密度相应提升，拉丝的瞬时电流也相应增强，使拉丝的太赫兹波得到一定增强。然而电子密度的提升会减弱拉丝各点源的太赫兹波间的相干性，此外，根据式(8)可知，电子密度的提升还会增加太赫兹波近轴传播时的衰减效应，限制拉丝整体的太赫兹辐射强度。综上所述，可知太赫兹辐射能量会随气体密度的变化呈现非线性变化。

如图 3(a) 所示，双色激光拉丝的太赫兹辐射能量随着气体密度上升呈现出先增加后减弱的趋势，在气体密度 $N_g = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时达到最优。这是因为随着气体密度提升，拉丝电子密度相应提升，拉丝瞬时电流增强，太赫兹波得到一定的增强。随着电子密度继续提升，太赫兹波的衰减效应逐渐增强，更为重要的是，拉丝各点源辐射太赫兹波间的失相干现象逐渐凸显(图 2)，限制拉丝整体太赫兹辐射强度，进而导致太赫兹辐射能量的下降。

如图 3(b) 所示，三色激光拉丝的太赫兹辐射能量随气体密度变化的整体趋势与双色激光拉丝相同，即随着气体密度上升呈现先增加后减弱的趋势，在气体密度 $N_g = 2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 时达到最优，但其随气体密度增加而下降的趋势明显强于双色激光拉丝。这是因为随着电子密度增加，拉丝前后部分点源的太赫兹波之间的失相干问题愈发严重，与双色激光拉丝相比，三色激光拉丝前后点源的瞬时电流值更为相似，如图 1(b) 所示，因此三色激光拉丝的太赫兹辐射受失相干效应的影响更大，如图 2(c)、(d) 所示，即随着气

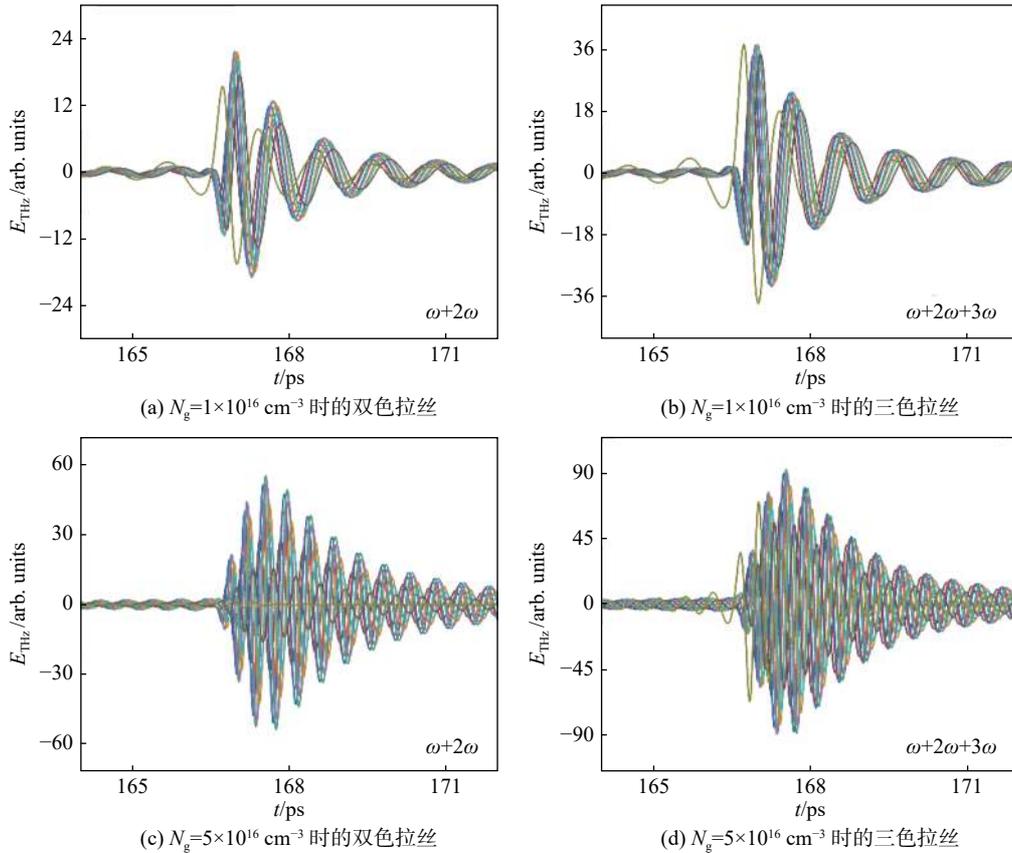


图 2 激光拉纤各点源辐射至测试点的太赫兹电场的叠加

Fig. 2 Superposition of THz electric field from each point source of laser filament to the measurement point

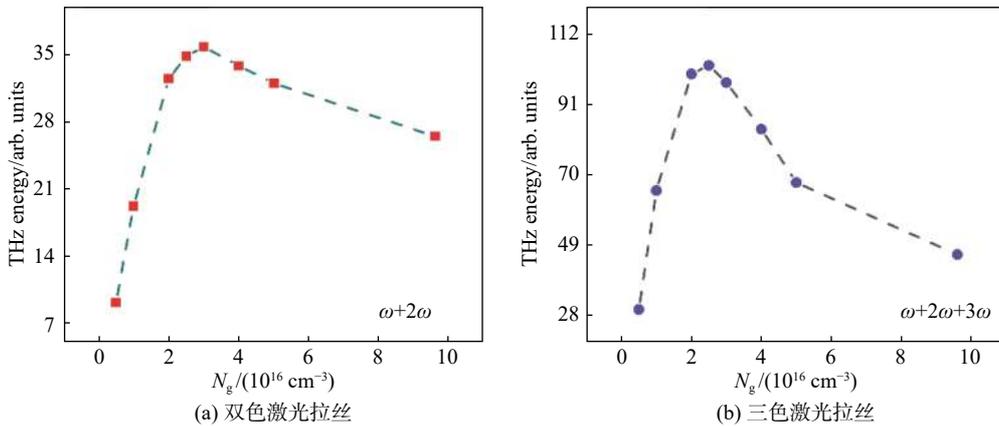


图 3 太赫兹辐射能量随气体密度的演变

Fig. 3 Evolution of terahertz radiation energy with gas density

体密度的增加, 三色激光拉纤的太赫兹辐射能量下降得更快。

3 结 论

为研究气体密度对多色激光拉纤辐射太赫兹

波的调控作用, 建立了由激光诱导拉纤辐射太赫兹波的理论模型, 该模型可描述太赫兹波的产生和随后的传输过程。基于该模型, 通过仿真计算发现气体密度会影响激光拉纤的瞬时电流分布与太赫兹波的传播相位, 进而影响激光拉纤的太赫兹辐射强度。结果显示保持拉纤各部分辐射的太

赫兹波之间的相干性对优化太赫兹辐射强度非常重要。这些研究成果对激光拉丝物理过程的原理阐述具有重要意义。

参考文献:

- [1] HAN P Y, ZHANG X C. Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy[J]. *Measurement Science and Technology*, 2001, 12(11): 1747 – 1756.
- [2] TONOUCHI M. Cutting-edge terahertz technology[J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(2): 97 – 105.
- [3] SENGUPTA K, NAGATSUMA T, MITTLEMAN D M. Terahertz integrated electronic and hybrid electronic–photonic systems[J]. *Nature Electronics*, 2018, 1(12): 622 – 635.
- [4] HEBLING J, YEH K L, HOFFMANN M C, et al. High-power THz generation, THz nonlinear optics, and THz nonlinear spectroscopy[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2008, 14(2): 345 – 353.
- [5] LEE Y S, MEADE T, PERLIN V, et al. Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate[J]. *Applied Physics Letters*, 2000, 76(18): 2505 – 2507.
- [6] SMITH P R, AUSTON D H, NUSS M C. Subpicosecond photoconducting dipole antennas[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(2): 255 – 260.
- [7] BERRY C W, HASHEMI M R, JARRAHI M. Generation of high power pulsed terahertz radiation using a plasmonic photoconductive emitter array with logarithmic spiral antennas[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(8): 081122.
- [8] GOPAL A, HERZER S, SCHMIDT A, et al. Observation of gigawatt-class THz pulses from a compact laser-driven particle accelerator[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(7): 074802.
- [9] HAMSTER H, SULLIVAN A, GORDON S, et al. Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas[J]. *Physical Review E*, 1994, 49(1): 671 – 677.
- [10] 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.
- [11] KIM K Y, TAYLOR A J, GLOWNIA J H, et al. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(10): 605 – 609.
- [12] ROSKOS H G, THOMSON M D, KREß M, et al. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: from fundamentals to applications[J]. *Laser & Photonics Review*, 2007, 1(4): 349 – 368.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] COOK D J, HOCHSTRASSER R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210 – 1212.
- [16] ZHANG Z L, CHEN Y P, ZHANG Z, et al. Control of THz wave emission by tuning relative phases between two color lasers[C]//*Proceedings of the 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. Hong Kong, China: IEEE, 2015.
- [17] 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.
- [18] KIM K Y, GLOWNIA 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.
- [19] CORKUM P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994 – 1997.
- [20] RAE S C, BURNETT K. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting[J]. *Physical Review A*, 1992, 46(2): 1084 – 1090.
- [21] ANDREEVA V A, KOSAREVA O G, PANOVA N A, et al. Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 063902.
- [22] EDLÉN B. The refractive index of air[J]. *Metrologia*, 1966, 2(2): 71 – 80.
- [23] CONSTANT E, GARZELLA D, BREGER P, et al. Optimizing high harmonic generation in absorbing gases: model and experiment[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(8): 1668 – 1671.

(编辑:刘铁英)