

气体等离子体产生太赫兹波的特性研究

邓天明¹, 刘劲松¹, 王可嘉¹, 杨振刚², 汪盛烈²

(1. 华中科技大学武汉光电国家实验室, 湖北 武汉 430074; 2. 华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074)

摘要:基于光电流模型, 对不同偏振情况的双色飞秒激光脉冲聚焦产生的气体等离子体中辐射出的太赫兹波特性进行了研究。根据光电流理论, 气体分子被电离释放出的自由电子在非对称的激光场的作用下运动形成电子电流, 产生在太赫兹波段的辐射。研究表明, 太赫兹辐射的偏振特性与强度和入射双色激光的偏振特性紧密相关, 仅当双色脉冲均为线偏振时, 辐射出的太赫兹波才为线偏振, 且强度受到双色脉冲偏振方向的夹角的影响; 而对于实验中经过倍频晶体后变成椭圆偏振的基频光, 太赫兹强度与倍频晶体的具体放置情况有很大关系, 并且产生的太赫兹为椭圆偏振。

关键词:激光光学; 太赫兹波; 等离子体; 光电流; 偏振

中图分类号: TN241 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1001-5078.2015.11.016

Study on the characteristics of terahertz generated by laser-induced gas plasma

DENG Tian-ming¹, LIU Jin-song¹, WANG Ke-jia¹, YANG Zhen-gang², WANG Sheng-lie²

(1. Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;
2. School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: The characteristics of the terahertz irradiated by gas plasma were studied based on the transient photocurrent model, and this gas plasma was produced by two-color femtosecond laser pulse under the different polarization. According to the photocurrent theory, the gas molecules are ionized, and then liberate free electrons. These free electrons form a photocurrent in unsymmetrical laser field and produce the terahertz. Research results show that polarization property and intensity of terahertz radiation are closely related to polarization property of incident two-color laser. Only when two-color laser is both linear polarized, the irradiated terahertz is linear polarized and the intensity is affected by the angle between the polarization directions of fundamental and second harmonic pulses. For fundamental frequency laser of elliptical polarization after frequency doubling by the crystal, terahertz intensity is related to the place of frequency doubling crystal and the produced terahertz is elliptical polarized.

Key words: laser optics; terahertz waves; plasma; photocurrent; polarization

1 引言

将双色飞秒脉冲激光共同聚焦到空气中形成气

体等离子体, 从气体等离子体中辐射出来的太赫兹波由于可以达到很大的强度以及很宽的带宽^[1-7],

基金项目:国家自然科学基金(No. 61177095, 61475054, 61405063); 湖北省自然科学基金(No. 2012FFA074, 2013BAA002); 武汉市科技计划项目(No. 2014010101010009); 中央高校基本科研业务费 HUST(No. 2013KXYQ004, 2014ZZGH021, 2014QN023)资助。

作者简介:邓天明(1992-), 男, 硕士研究生, 现主要从事激光与太赫兹方面的研究。E-mail: hsdengtianming@163.com

通讯作者:王可嘉(1979-), 男, 副教授, 硕士生导师, 主要从事太赫兹光电学和人工电磁材料的研究。E-mail: wkjtode@sina.com

收稿日期: 2015-02-07

在太赫兹成像、光谱、医疗、检测等应用方面^[8-10]具有独特的优势,因此受到了广泛的关注。如图1所示,双色飞秒脉冲由基频飞秒脉冲(ω)经过BBO倍频晶体产生二次谐波(2ω)而成,它们共同聚焦到空气中电离气体分子,形成气体等离子体,辐射出太赫兹波^[8]。为解释太赫兹的辐射机理, Kim 和 Corkum 等人先后提出了光电流理论^[6,11],很好地解释空气中太赫兹辐射的相关现象。

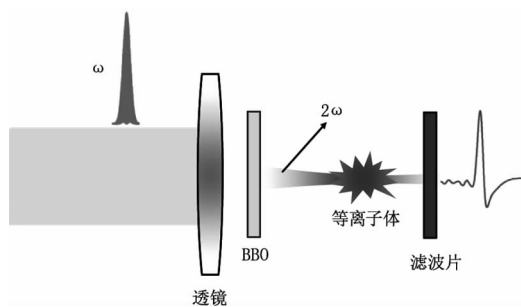


图1 双色飞秒脉冲产生太赫兹波示意图

Fig.1 Schematic diagram of terahertz generation from two-color femtosecond laser

根据光电流理论模型,等离子体中电离的自由电子在激光场作用下形成变化的电子电流,变化的电流可以产生在太赫兹频段的太赫兹辐射。从理论上对气体等离子体产生太赫兹的特性进行研究,可以弄清各种因素对太赫兹强度和偏振的影响,为实验中寻找产生太赫兹的最佳方案提供参考,对太赫兹的进一步应用具有实际意义。

在很多气体等离子体产生太赫兹波实验中,检测到的太赫兹波都是椭圆偏振的,这往往都被归因于具有一定长度的等离子体细丝中的双折射或者色散^[12-16]。然而即使是考虑了等离子体细丝的影响,计算出来的太赫兹偏振情况也与实验测得的偏振情况有一定的偏差,因此有理由相信等离子体细丝的影响并不是产生椭圆偏振太赫兹辐射的唯一原因。

本文利用光电流理论,首先研究线偏振的双色脉冲产生太赫兹波辐射的特性,对影响太赫兹波辐射的因素有了初步的了解,然后模拟实验中使用 β -BBO晶体产生双色激光场的情况,引入非线性偏振的基频脉冲,讨论了晶体对太赫兹辐射的影响,证明了即使忽略等离子体细丝中其他非线性效应的影响,气体等离子体也可以辐射出椭圆偏振的太赫兹脉冲。

2 光电流理论

光电流理论从物理过程上分为两个阶段:气体

的电离和自由电子在激光电场下的运动。

光致电离从物理机制上可以分为多光子电离,隧穿电离和越垒电离。在不同的激光强度下,不同的电离机制占主导地位。对于实际中用于气体产生太赫兹的飞秒激光,可认为隧穿电离占主导地位。气体分子的隧穿电离率可以根据静态隧穿电离模型(Static tunneling model, ST模型)^[17-18]计算:

$$w(t) = \frac{\alpha_{ST}}{|\vec{E}(t)|} \exp\left(-\frac{\beta_{ST}}{|\vec{E}(t)|}\right) \quad (1)$$

其中, $\alpha_{ST} = 4\omega_a r_H^{5/2}$, $\beta_{ST} = (2/3)r_H^{3/2}$, $\omega_a = (4\pi\epsilon_0)^{-2} m e^4 / \hbar^3$ 为频率的原子单位, $r_H = U_{ion}/U_{ion}^H$ 为气体介质的离化势能 U_{ion} 与氢气的离化势能 U_{ion}^H (13.6 eV)之比; $\vec{E}(t) = E_L(t)/E_a$ 为原子单位制下的电场强度, $E_L(t)$ 为激光光电场, $E_a = (4\pi\epsilon_0)^{-3} m^2 e^5 / \hbar^4$ 为一个原子单位电场强度。

当激光强度很强时,在分子最外层电子被电离后,还会发生二次电离甚至更高次的电离。对于多次电离,如第 i 次电离,将第 i 次气体介质的离化势能带入到式中计算出 r_H 的值,即可进一步算出第 i 次电离的电离率 w_i ,则电子密度可由下式得到:

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -w_1(N_0 - N_1) \\ \frac{dN_i}{dt} &= w_i N_{i-1} - w_{i+1} N_i \\ &\dots \end{aligned} \quad (2)$$

$$N_e(r, t) = \sum_i i N_i(r, t)$$

其中, N_0 为开始时气体分子密度,在标准大气压下, $N_0 = 2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 。为简化计算,且考虑到高次电离的阈值太高,电离出来的电子很少,本文中的计算都仅考虑了一次电离以及二次电离。

电子与离子分离之后,开始在激光场的作用下加速运动,由于离子的质量远大于电子质量,可以忽略掉离子的运动。假设在刚电离时刻的电子速度为0,由于等离子中电子的平均散射时间在皮秒量级,远长于飞秒脉冲的持续时间,所以可以忽略散射带来的影响。 t_0 时刻电离的电子在 t 时刻的速度 $\vec{v}(t_0, t)$ 可由式(3)得出:

$$\vec{v}(t_0, t) = -\frac{e}{m} \int_{t_0}^t \vec{E}_L(t') dt' \quad (3)$$

而由电子运动形成的电流可以描述为:

$$\vec{J}(t) = \int_{t_0}^t e \vec{v}(t, t') N_e(t') dt \quad (4)$$

t 时刻电子运动形成的辐射场:

$$\vec{E}_r(t) \propto d\vec{J}(t)/dt \quad (5)$$

经过傅里叶变换,对应的辐射谱为:

$$\vec{E}_r(\omega) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_r(t) e^{i\omega t} dt \quad (6)$$

通过低频滤波,有:

$$\vec{E}_T(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) \vec{E}_r(\omega) d\omega \quad (7)$$

其中, $f(\omega)$ 为低频滤波函数,实际计算中截取 0 ~ 100 THz 的低频成分。

3 数值模拟结果与分析

3.1 激光经过 β -BBO 的光场表示

实际中使用的双色脉冲是由 800 nm 的基频飞秒脉冲经过 β -BBO 产生一部分 400 nm 的倍频激光组成。如图 2,由于 β -BBO 是负单轴晶体,当线偏振的基频光偏振方向与 BBO 晶体的 $\hat{e}$ 轴夹角为 α 入射到 BBO 上时,通过之后的激光将有沿 $\hat{o}$ 轴和 $\hat{e}$ 轴方向偏振的基频光分量以及沿 $\hat{e}$ 轴方向的倍频分量,各分量的峰值电场强度表示如下:

$$\begin{aligned} E_{\omega o} &= E_{\omega} \sin(\alpha) \\ E_{\omega e} &= E_{\omega} \cos(\alpha) \\ E_{2\omega} &= d_{\text{eff}} E_{\omega}^2 \sin^2(\alpha) \end{aligned} \quad (8)$$

其中, d_{eff} 为 BBO 晶体的倍频效率。

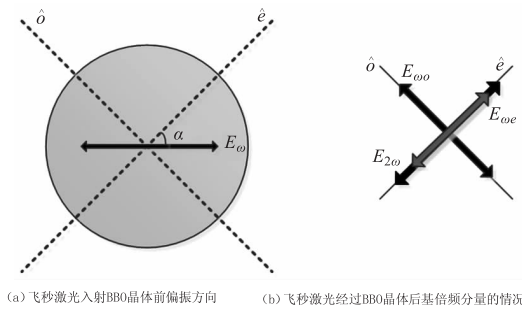


图 2 激光经过 β -BBO 晶体偏振示意图

Fig. 2 Schematic diagram of laser polarization when the laser passes through a β -BBO crystal

基频高斯飞秒脉冲能量表示为 J_{ω} , $1/e$ 脉宽为 T_{ω} , 如果焦点附近光束半径为 w_f , 则基频脉冲峰值强度表示为:

$$I_{\omega} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{w_f^2 T_{\omega}} J_{\omega} \quad (9)$$

电场峰值强度为:

$$E_{\omega} = \sqrt{\frac{2I_{\omega}}{c\epsilon_0}} \quad (10)$$

基频激光电场可以表示为:

$$E_{\omega}(t) = E_{\omega} \exp(-t^2/T_{\omega}^2) \quad (11)$$

相应的,倍频激光电场表示为:

$$E_{2\omega}(t) = E_{2\omega} \exp(-t^2/T_{2\omega}^2) \quad (12)$$

其中, $T_{2\omega} = T_{\omega}/\sqrt{2}$ 。

总激光电场可以表示成:

$$E_L(t) = E_{\omega}(t) \cos(\alpha) \cos(\omega t) \hat{e} + E_{\omega}(t) \sin(\alpha) \cdot \cos(\omega t + \phi) \hat{o} + E_{2\omega}(t) \cos(2\omega t + \sigma) \hat{e} \quad (13)$$

其中, $\phi = l\omega(n_{\omega o} - n_{\omega e})/c$ 是经过 BBO 后两基频分量之间的相位差, l 为 BBO 晶体厚度, $n_{\omega o}$ 和 $n_{\omega e}$ 分别为 $\hat{o}$ 轴和 $\hat{e}$ 轴方向基频光的折射率, 由于 ϕ 的存在, 基频光经过 BBO 后不再为线偏振。 $\sigma = \sigma_0 + d\omega(n_{\omega} - n_{2\omega})/c$ 是焦点处 $\hat{e}$ 轴方向基频光与倍频光的相位差, σ_0 为激光刚通过 BBO 晶体时的相位差, d 为 BBO 晶体到焦点的距离, n_{ω} 和 $n_{2\omega}$ 分别为空气中基频光与倍频光的折射率。

3.2 线偏振双色激光场产生太赫兹波

为了弄清太赫兹波的偏振以及强度与入射激光脉冲之间的关系, 先考虑双色脉冲均为线偏振的情况。

假设倍频光为 x 方向线偏振, 而基频光偏振方向与 x 方向的夹角为 θ , 入射激光脉冲总能量为 50 μJ , $T_{\omega} = 50$ fs。以倍频光能量等于基频光能量的十分之一为例, 通过计算发现产生的太赫兹均为线偏振, x 方向和 y 方向上太赫兹波强度与 θ 的关系如图 3 所示。

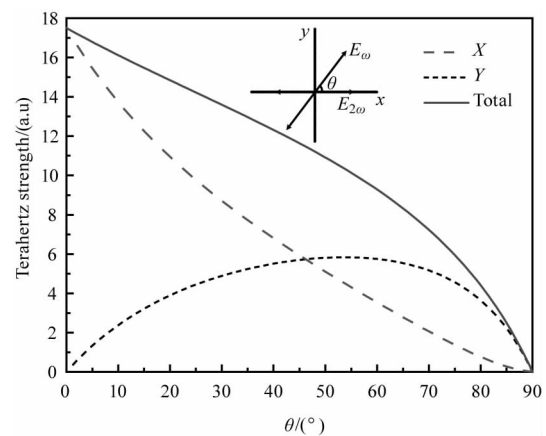


图 3 基倍频光均为线偏振时,太赫兹各分量强度与基频偏振方向的夹角(θ)的关系

Fig. 3 Dependence of terahertz components strength on the angle θ between fundamental and its second harmonic polarization direction when they are both linearly polarized

由图3可以看出, x 方向的太赫兹波强度随着 x 方向基频光分量的减小(即 θ 增大)而减小, y 方向的太赫兹强度随着 θ 的增大呈现出先增大然后减小的变化,而太赫兹的总强度大小随着 θ 的增大而减小。实际上,基频激光电场通过与倍频激光电场的叠加增加了电场的不对称性,电场的不对称性越强,最终形成的光电流也就越大,辐射的太赫兹更强。基倍频电场之间的夹角越小,叠加的效果就越明显。当基倍频电场完全垂直(即 $\theta = 90^\circ$)时,在两方向上电场均为对称电场,也就几乎不会有太赫兹的产生。根据3.1中的推导,对于实际中使用的 β -BBO,无法使出射的基频光和倍频光沿同一方向线偏振,因此也就不能出现图3中 $\theta = 0^\circ$ 的情况,辐射出最强的太赫兹波。

3.3 实际经过 β -BBO 晶体产生太赫兹波

由于式(13)中的 ϕ , α , σ 都由具体的实验条件而定,在实验中通过调节 BBO 以及聚焦透镜都会使这几个值发生改变,从而改变聚焦处的电场进而影响太赫兹的辐射。通过模拟计算,发现产生的太赫兹强度随着这三个值得变化会发生周期性的变化,在取某些特定值的时候太赫兹强度达到最大值,比如 $\phi = 45^\circ, \alpha = 55^\circ, \sigma = 45^\circ$ 时以及 $\phi = 210^\circ, \alpha = 55^\circ, \sigma = 0^\circ$ 时,图4列出了当 $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 210^\circ$ 时太赫兹强度与 α 和 σ 的关系。根据该计算结果,在实际实验中,要想获得最强的太赫兹辐射,必须不断地对 BBO 晶体的放置角度以及位置进行调节。

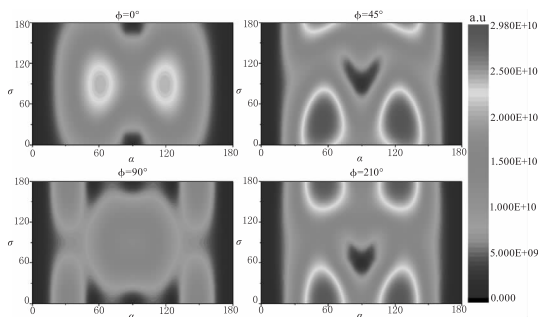


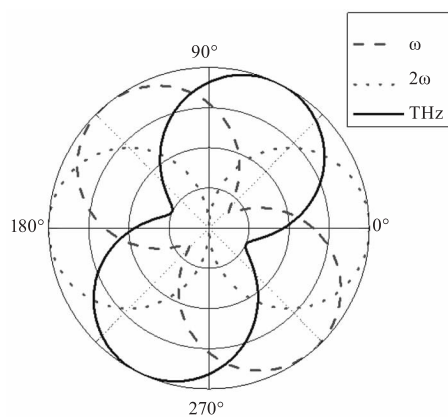
图4 $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 210^\circ$ 时太赫兹强度与 α 和 σ 的关系

Fig. 4 Terahertz strength dependence on α and

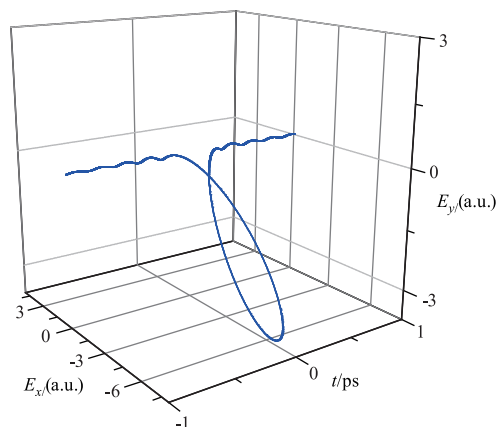
σ when $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 210^\circ$

对于厚度 $l = 150 \mu\text{m}$ 的 BBO 晶体,可以计算出 $\phi = 6.9\pi$,假设入射激光偏振方向与晶体的 $\hat{e}$ 轴夹角 $\alpha = 50^\circ, \sigma = 0^\circ$,仿真出的 $\omega, 2\omega$ 和 THz 的归一化的偏振图如图5(a)所示。可以清楚地看到, ω

为椭圆偏振, 2ω 为线偏振,辐射出的 THz 也为椭圆偏振,图5(b)为太赫兹时域波形。图中展现出的太赫兹偏振特性比较好地符合了文献[15]中的实验测到的太赫兹信号,但是太赫兹偏振图的椭圆度略小于实验数据,文献中通过考虑等离子体细丝中激光与太赫兹波的速度失配计算出的太赫兹信号偏振的椭圆度也小于实验数据,如果在本文的计算基础上再将等离子体细丝的影响考虑在内,可以更好地解释实验中测到的现象。



(a)归一化的基频光(虚线)、倍频光(点划线)、太赫兹(实线)的偏振图



(b) 太赫兹的时域波形

图5 激光与太赫兹偏振图及时域波形

Fig. 5 Polarization maps and waveform of laser and terahertz

4 结 论

本文采用光电流理论对激光聚焦在空气中产生太赫兹辐射的特性进行了研究。当双色激光场为线偏振时,辐射出的太赫兹波也为线偏振,且当他们偏振方向一致时,可以辐射出最强的太赫兹波;对于实验中实际使用的 β -BBO,通过改变 BBO 晶体的参数以及摆放位置,辐射出的太赫兹强度会发生周期性的变化,并且太赫兹波为椭圆偏振,这是由于经过

BBO 之后的基频激光场也变成了椭圆偏振,与线偏振的倍频光共同作用,在各个方向形成了不同大小的光电流。这与以往将椭圆偏振太赫兹波的产生都归因于气体等离子体细丝的影响有所不同,实验中检测到的椭圆偏振太赫兹波应该是两个方面原因共同作用的结果。

参考文献:

- [1] 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.
- [2] Löffler T, Roskos H G. Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma [J]. *Journal of applied physics*, 2002, 91(5): 2611 – 2614.
- [3] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210 – 1212.
- [4] Löffler T, Kress M, Thomson M, et al. Efficient terahertz pulse generation in laser-induced gas plasmas [J]. *Acta Phys. Pol. A*, 2005, 107: 99 – 108.
- [5] Xie X, Dai J, Zhang X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air [J]. *Physical review letters*, 2006, 96(7): 075005.
- [6] Kim K Y. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions [J]. *Physics of Plasmas* (1994 – present), 2009, 16(5): 056706.
- [7] Kim K Y, Glowina 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.
- [8] LI Lijuan, ZHOU Mingxing, REN Jiaojiao. Test of the adhesive thickness uniformity based on terahertz time-domain spectroscopy [J]. *Laser & Infrared*, 2014, 44(7): 801 – 804. (in Chinese)
- 李丽娟, 周明星, 任姣姣. 基于太赫兹时域光谱的胶层厚度均匀性检测 [J]. *激光与红外*, 2014, 44(7): 801 – 804.
- [9] JIN Biaobing, SHAN Wenlei, GUO Xuguang, et al. Terahertz detectors [J]. *Physics*, 2013, 42(11): 770 – 780. (in Chinese)
- 金飙兵, 单文磊, 郭旭光, 等. 太赫兹检测技术 [J]. *物理*, 2013, 42(11): 770 – 780.
- [10] Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210 – 1212.
- [11] Corkum P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(13): 1994.
- [12] Dietze D, Darmon J, Roither S, et al. Polarization of terahertz radiation from laser generated plasma filaments [J]. *JOSA B*, 2009, 26(11): 2016 – 2027.
- [13] 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.
- [14] Manceau J M, Massadouti M, Tzortzakis S. Coherent control of THz pulses polarization from femtosecond laser filaments in gases [J]. *Optics express*, 2010, 18(18): 18894 – 18899.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] Corkum P B, Burnett N H, Brunel F. Above-threshold ionization in the long-wavelength limit [J]. *Physical review letters*, 1989, 62(11): 1259.
- [18] Schumacher D W, Bucksbaum P H. Phase dependence of intense-field ionization [J]. *Physical Review A*, 1996, 54(5): 4271.