

双色激光与气体作用产生太赫兹辐射的研究

杨 柳 陈燕萍 陈 民 徐剑秋 盛政明

上海交通大学物理与天文系激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240

摘要 强激光脉冲与气体靶作用是产生高功率太赫兹(THz)辐射的一个重要途径。利用光电离电流模型研究了同向传播的波长为 $0.8\ \mu\text{m}$ 的激光及其半频光为 $1.6\ \mu\text{m}$ 的激光与气体作用产生强太赫兹辐射的过程。讨论了气体种类、激光振幅、双色激光相位差对离化电流的影响。与通常的 $0.8\ \mu\text{m}$ 激光及其倍频光组合相比,在同等激光强度下利用半频光组合可以产生更强的太赫兹辐射,约为倍频情况下的两倍。通过改变双色激光偏振方向的夹角,当两个光的偏振垂直时,即使半频光的强度远低于基频光,离化电流的方向也由半频光的偏振方向决定。

关键词 光谱学; 太赫兹辐射; 双色激光; 离化电流模型; 偏振夹角

中图分类号 O441.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.073001

Study on Terahertz Emission from Two-color Lasers Irradiated Gas Targets

Yang Liu Chen Yanping Chen Min Xu Jianqiu Sheng Zhengming

Key Laboratory for Laser Plasmas and Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Abstract The interaction of ultra-short high power lasers with gas targets is an important way to produce high power terahertz (THz) sources. Based on the model of ionization currents, the THz radiation generation is considered by use of two color lasers at $0.8\ \mu\text{m}$ wavelength and its half-harmonic $1.6\ \mu\text{m}$ co-propagating in a gas target. The influences of the types of gases, the laser amplitudes and the relative phase difference between the two laser pulses on the ionization currents are discussed. Compared with the case with $0.8\ \mu\text{m}$ laser and its second harmonic, the THz radiation amplitude is enhanced twice under the same incident laser amplitude. The effect of the angle between the two laser polarizations is also studied. When the two polarizations are perpendicular to each other, the ionization current direction is along the polarization direction of the half-harmonic laser, even though its amplitude is much lower than that of the fundamental laser.

Key words spectroscopy; terahertz emissions; two-color lasers; ionization currents model; polarization angle

OCIS codes 300.6495; 350.5400; 140.3325

1 引言

太赫兹(THz)辐射多指频率为 $0.1\sim 10\ \text{THz}$ 的电磁辐射。它介于电磁波谱的红外波段和微波波段之间,频谱范围较广。由于THz波的独特性,它在很多领域都获得广泛关注。比如THz波可以在不产生破坏性电离的前提下穿透介电材料。从探测的角度,THz波成像比毫米波成像分辨率高很多。近几年,THz技术在光谱学、物体成像、天体物理学、医学检测等领域的应用日益广泛^[1-9]。目前产生THz辐射有多种方法:自由电子激光器、真空电子学THz源、THz量子级联激光器、超快激光抽运光电导THz源和采用非线性光学效应的源等。随着超短超强激光脉冲技术的发展,强激光与气体靶作用成为产生高功率THz辐射的一个重要途径。该THz辐射具有高相干、高强度、宽频、高定向等诸多优点^[10],因此受到广泛关注。该THz辐射的产生主要有两种机制,Cook等^[11]发现采用由基频光和倍频光组成的双色光在空气中一起传播时会产生很强的THz

收稿日期: 2015-03-04; 收到修改稿日期: 2015-03-18; 网络出版日期: 2015-06-12

基金项目: 国家973计划(2014CB339801)

作者简介: 杨 柳(1990—),女,硕士研究生,主要从事太赫兹模拟方面的研究。E-mail: miayoung@sjtu.edu.cn

导师简介: 徐剑秋(1969—),男,博士,教授,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: jqxu09@sjtu.edu.cn

辐射;另一种方法是采用少周期激光脉冲与气体相互作用,产生 THz 辐射,Kreß 等^[12]用该机制测量了少周期激光脉冲的载波相位。

有关双色激光与气体靶作用产生 THz 辐射的机制,人们发现光电离产生的瞬态电流模型可以解释上述双色激光脉冲以及少周期激光脉冲产生的 THz 辐射现象^[13-15]。本文将基于光电离电流模型,通过数值模拟探讨双色激光脉冲与气体作用产生 THz 辐射的机制,不同于通常的强基频光与弱的倍频光的组合,主要探讨强的基频光(0.8 μm)与弱的半频光(1.6 μm)的组合。发现半频光的存在对离化电流的产生,进而对 THz 辐射的产生至关重要。考虑到不同的激光参数会对离化电流产生一定的影响,针对入射的双色场间的相位、振幅以及它们的偏振夹角,分别做了模拟研究。

2 离化电流机制产生太赫兹辐射理论模型

根据光电离电流模型,当超短激光脉冲与气体发生相互作用时,激光首先会将气体电离,然后产生的离化电子在激光场的作用下发生响应。不同于寻常的等离子体中的电子与激光脉冲间的相互作用,这些在激光与气体相互作用区域新离化产生的电子,在激光经过之后,仍能保持一定的横向动量。该横向动量使离化电子产生净横向电流^[13,16],从而辐射出 THz 电磁波,其中 THz 辐射的振幅与离化电流成正比,频率与电子等离子体频率 $\omega_p^2 = n_e e^2 / \epsilon_0 m$ 相关,式中 n_e 是电离产生自由电子的密度, e 是电子电量绝对值, m 是电子的质量, ϵ_0 是真空介电常数。

通过光场电离产生的电子,其横向动量 p_{\perp} 满足 $p_{\perp} - eA_{\perp}/c = -eA_{\perp}(t_0)/c$, 其中 A_{\perp} 代表激光的横向矢势, t_0 是电子从母原子或离子脱离的时间, c 是真空中光速。由此可知,当激光脉冲经过后,电子得到的速度为

$$v_{\perp} = -eA_{\perp}(t_0)/(\gamma mc) = v_{\perp_0}, \quad (1)$$

式中 $\gamma = 1/(1-v^2/c^2)^{1/2}$ 为相对论因子。在此瞬间释放的电子密度为

$$dn_e(t_0) = \sum_i n_i(t_0) \omega_i(t_0) dt, \quad (2)$$

式中 i 代表电离化阶数, n_i 代表对应的离子密度。所以能够得到 t_0 时刻释放的电子对总的离化电流的贡献为 $-ev_{\perp_0} dn_e(t_0)$ 。如果激光脉冲宽度远远小于离化电流演化时间的离子体振荡周期,并且忽略电子离化过程中不同的延迟时间效应,可以得到总的离化电流为

$$J_{\perp_0} = \frac{e^2}{mc} \sum_i \int_0^T \frac{n_i(t) \omega_i(t) A_{\perp}(t)}{\gamma(t)} dt, \quad (3)$$

式中 T 是激光脉冲的脉宽。最后一项来自于 $\int_0^T J_{\perp_0}/T dt = \int_0^T J_{\perp_0} \delta(t) dt$, 描述瞬态离化电流。利用 ADK 模型^[17-18], 瞬态离化率为

$$\omega_i = 6.6 \times 10^{16} \frac{Z^2}{n_{\text{eff}}^{4.5}} \times \left(10.87 \frac{Z^3 E_{\text{H}}}{n_{\text{eff}}^4 E_{\text{opt}}} \right)^{2n_{\text{eff}} - 1.5} \times \exp\left(-\frac{2Z^3 E_{\text{H}}}{3n_{\text{eff}}^3 E_{\text{opt}}} \right) (s^{-1}), \quad (4)$$

式中 $E_{\text{H}} = 5.14 \times 10^9 \text{ V/cm}$ 是氢原子的电场, E_{opt} 是入射激光的电场强度, Z 是离化电子的电荷, $n_{\text{eff}} = Z/\sqrt{E_{\text{ion}}/13.6}$ 是离子的主量子数, E_{ion} 是离化势能, 单位是 eV。因为再复合和气体对电子吸附时间是纳秒量级, 远远大于离化与 THz 产生的时间量级, 所以在此忽略这两项^[19]。另外, 所涉及到的电子-离子的碰撞率为 $v_c = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, 对应的时间范围为 1 ps 量级, 远大于模拟使用的激光脉宽(150 fs)。另外一般也仅考虑脉冲的第一个周期(小于 200 fs), 因为在第一个周期内, 产生的 THz 最强。因此, 电子与离子间的碰撞效应也忽略不计。

通过解(2)式、(4)式可以计算出初始离化电流与入射激光、气体靶种类之间的关系^[20]。不同的是, 本文采用基频光与半频光组合的双色光。

3 激光参数对 THz 辐射产生的影响

假定基频光 0.8 μm 与半频光 1.6 μm 组合的双色光都沿着 x 方向传播。如果两束光都沿着 y 轴偏振, 归一化的双色激光光场可写成:

$$E(t) = a_1 \sin^2(\pi t/T) \sin(2\pi t) + a_2 \sin^2(\pi t/T) \sin(\pi t + \Delta\varphi), \quad (5)$$

式中 a_1 与 a_2 分别为基频和半频激光的电场振幅, $\Delta\varphi$ 为基频与半频光的相位差。电场的归一化因子为 $m\omega c/e$, 式中 ω 为基频激光的频率。 T 为激光脉冲的脉冲宽度, 这里假定两激光的脉宽相同。

3.1 离化电流模拟

模拟实验的气体为氦气(He)和氮气(N₂)。氦气的一阶和二阶电离能分别为 24.587 eV 和 54.416 eV。忽略氮分子的电离, 仅考虑氮原子的电离, 其一阶、二阶电离能分别为 14.534 eV 和 29.601 eV。在电离的过程中, 假定气体足够稀薄, 电离所需的能量仅占激光脉冲很小的一部分(小于 0.3%), 为此不考虑激光能量衰减带来的效应。在接下来的模拟中, 使用双色激光脉冲模拟氦气中离化电流的产生。模拟结果如图 1 所示。

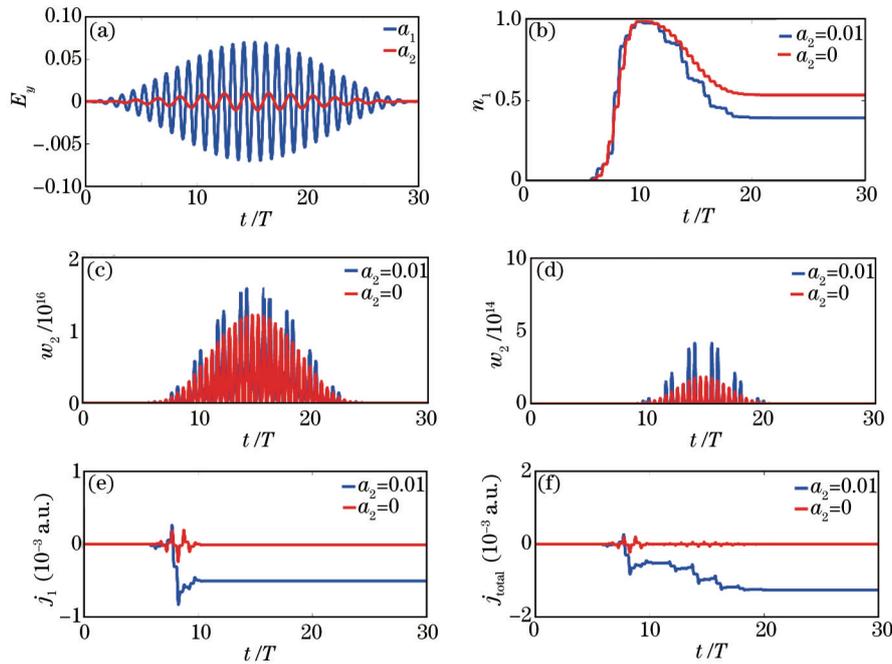


图 1 (a) 双色激光的电场振幅; (b) 一阶电离电子密度; (c) 一阶电离率; (d) 二阶电离率; (e) 一阶离化电流; (f) 总离化电流

Fig.1 (a) Amplitudes of two color laser fields; (b) densities of the first-order ionized electrons; (c) the first-order ionization rates; (d) the second-order ionization rates; (e) the first-order ionization currents; (f) total ionization currents during the ionization process

图 1(a)给出的是双色激光电场振幅图, 其中 $a_1=0.07$, $a_2=0.01$, 对应的激光总强度为 $I=1.05 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$, 两束光相位差 $\Delta\varphi=0$ 。图 1(b)表示在两种不同半频激光振幅 $a_2=0.01$ 、 $a_2=0$ 的情况下, 氦气中一阶电离离子密度随时间的变化图。可以看出, 离子密度 n_1 在 $t=12$ 脉冲周期时达到最大值, 之后在 $12T < t < 20T$ 之间逐渐减小, $t > 20T$ 之后趋于稳定。这是因为在双色激光脉冲的作用下, 由一阶电离离化出的离子浓度不断增加, 并在激光电场峰值(15T)之前达到极大值, 之后二阶电离出现, 继续电离已经电离的一阶离子, 使得 n_1 的密度有所下降, 在 $t > 20T$ 之后二阶电离也将结束, 之后一阶离子密度趋于稳定。这种现象也可以用图 1(c)和图 1(d)来解释。图 1(c)和图 1(d)分别为给定双色场下的一阶电离率和二阶电离率。可以看出, 一阶电离率明显强于二阶电离率, 而且两者都随电场增强而增强, 在激光电场峰值处($t=15T$)达到最大值。在求得电离率随激光脉冲时间变化的关系之后, 也可进一步得到一阶离化电流 j_1 以及总离化电流 j_{total} 随时间的变化关系, 如图 1(e)和图 1(f)所示。图 1(e)为 $a_2=0.01$ 和 $a_2=0$ 两种情况下一阶离化电流随激光脉冲时间的变化图。可以看出, 在没有半频(1.6 μm)激光脉冲存在的情况下, 一阶离化过程中产生的离化电流在离化过程结束后变为零, 也就不可能产生 THz 辐射。而双色激光电场在一阶电离结束后, 保留有 5×10^{-4} (a.u.) 的电流。从总电流的变化过程更能凸显半频激光脉冲的必要性, 如图 1(f)所示, 当 $a_2=0$ 时, 总电流在一阶电离化($5T < t < 12T$)与二阶电离化($12T < t < 20T$)过程中有振荡变化, 但在离化过程结束之后总电流为零。但如果 $a_2=0.01$, 可以看出在整个电离化阶段, 离化电流在不断增加, 并且在电离化过程结束后维持在 1.2×10^{-3} (a.u.) 处, 为双色激光电场 j_1 最大值的 2.4 倍, 由此可见二阶电离对总电流的产生有贡献。

3.2 相位差对最大离化电流的影响

在3.1节模拟中,假定了双色激光之间的相位差 $\Delta\varphi = 0$ 。但实际物理过程中常常因为介质色散的存在,不同频率的光波在色散介质中传播时,这些光波的相对相位会随着传播距离而发生改变,所以必须考虑相对相位差效应,即 $\Delta\varphi \neq 0$ 的情形。下面模拟最大离化电流 J 随 $\Delta\varphi$ 变化的关系,模拟条件为 $a_1=0.07, a_2=0.01$,基频光波长仍为 $0.8 \mu\text{m}$,结果如图2(a)和图2(b)所示。从图中可以看出, $\Delta\varphi$ 在 $0^\circ \sim 360^\circ$ 之间变化时, J 呈现周期性变化,其最大值为 $|J|=1.3 \times 10^{-3}$ 。这与基频-倍频双色激光电场模拟的结果有所不同^[20],在半频情况下随 $\Delta\varphi$ 变化的周期只有 180° 。如果固定半频光的相位而改变基频光的相位,发现离化电流随基频光相位变化的周期是 360° ,但电流最大值不变。与之相对照的是基频-倍频光组合条件下,离化电流随两个光场分量的相位变化^[20],如图2(c)和图2(d)所示。在这种情况下,离化电流随基频光相位变化的周期是 180° ,而随倍频光相位变化的周期是 360° 。这两种情况都是因为低频场分量有 180° 相位变化的时间里,高频分量的光有了 360° 的相位变化,使得离化电流随两个光分量的相位变化呈现不同的周期性。

另外采用半频光时,离化电流比采用倍频光时更大,大约为倍频光情况下的两倍。这种现象说明在半频情况下双色激光的对称破缺更大,故有更大的离化电流出现。另外,这种现象也与之前人们发现的采用中红外波长通过同样机制可以提高 THz 辐射的产生效率是一致的^[20-21]。

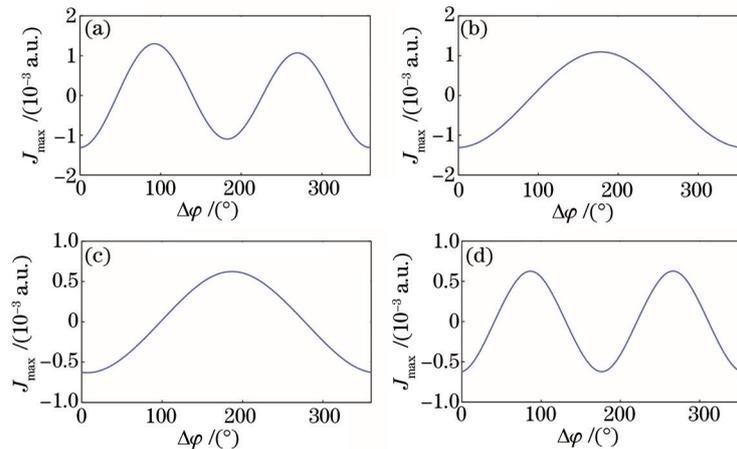


图2 在 $a_1=0.07, a_2=0.01$,基频光波长为 $0.8 \mu\text{m}$ 的情况下,双色激光脉冲下最大离化电流 J 随两束光间相位差的变化。基频-半频组合下,离化电流分别随(a)半频光相位和(b)基频光相位的变化曲线;基频-倍频光组合下,离化电流分别随(c)倍频光相位和(d)基频光相位的变化曲线

Fig.2 Relationships between the maximum ionization current J and the phase difference between two color laser fields when $a_1=0.07, a_2=0.01$ and the fundamental laser's wavelength is $0.8 \mu\text{m}$. Maximum ionization current curves with (a) phases of half-harmonic and (b) fundamental laser in the case of $0.8 \mu\text{m}$ laser and its half-harmonic; maximum ionization current curves with (c) phases of second harmonic and (d) fundamental laser in the case of $0.8 \mu\text{m}$ laser and its second harmonic

3.3 双色激光振幅对最大离化电流产生的影响

在上述模拟中,分析了最大离化电流 J 随双色激光场间的相位差变化的关系。这是在固定双色激光振幅的基础上完成的,即 $a_1=0.07, a_2=0.01$ 。图3为不同振幅的双色激光脉冲电场对氦气和氮气中 THz 产生的影响。

先保持半频激光振幅不变,即 $a_2=0.01$,然后线性改变基频光振幅 a_1 从 0 到 0.1,研究这种变化组合对氦气和氮气中最大离化电流产生的影响。如图3(a)所示,增大 a_1 的过程中,离化电流会在初始的一段范围内急剧增大,达到饱和阈值。之后继续增大 a_1 , J_{max} 出现了振荡变化,氮气对应的 J_{max} 的均值有所下降,而氦气的均值基本不变。在 $0.8 \mu\text{m}$ 激光与其倍频光的情况下^[20],如图3(c)所示,氦气和氮气中对应的离化电流均先快速增大到最大值,然后随着基频光振幅的增大而缓慢减小。两者相比较,最大离化电流在半频情况下随基频光振幅的变化更为复杂,但其值较倍频情况下更大,大约为倍频情况下的两倍。这说明在半频情况下双色激光的对称破缺更大,会产生更大的离化电流。

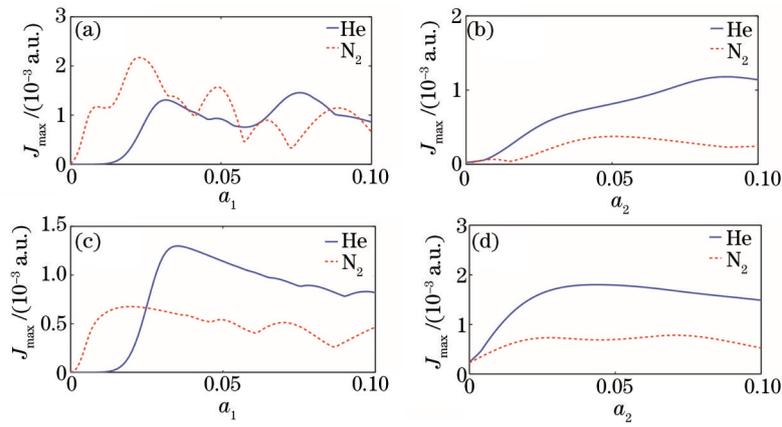


图3 双色激光振幅对THz产生的影响。(a) 基频-半频组合条件下,半频光振幅 $a_2=0.01$,最大离化电流随基频光振幅的变化关系;(b) 基频-半频组合条件下,基频光振幅 $a_1=0.07$,最大离化电流随半频光振幅的变化关系;(c) 基频-倍频组合条件下,倍频光振幅 $a_2=0.01$,最大离化电流随基频光振幅的变化关系;(d) 基频-倍频组合条件下,基频光振幅 $a_1=0.07$,最大离化电流随倍频光振幅的变化关系

Fig.3 Effects of the amplitudes of the two color lasers on the generation of THz radiation. (a) In the case of 800 nm and its half-harmonic lasers, relationship between the maximum ionization current and the amplitude of fundamental laser under half-harmonic laser's amplitude $a_2=0.01$; (b) in the case of 800 nm and its half-harmonic lasers, relationship between the maximum ionization current and the amplitude of half-harmonic laser under fundamental laser's amplitude $a_1=0.07$; (c) in the case of 800 nm and its second harmonic lasers, relationship between the maximum ionization current and the amplitude of fundamental laser under second harmonic laser's amplitude $a_2=0.01$; (d) in the case of 800 nm and its second harmonic lasers, relationship between the maximum ionization current and the amplitude of second harmonic laser under fundamental laser's amplitude $a_1=0.07$

在半频情况下,如果固定 $a_1=0.07$,而 a_2 从0到0.05改变,可以看到两种气体中的离化电流均逐渐增加至饱和,饱和时氦气中的离化电流约为氮气的两倍。这是因为氮气的一阶电离能为14.534 eV,而氦气的为24.587 eV,约为氮气的1.8倍。按照之前的讨论,电离出的电子被电场加速,较高的一阶电离能意味着电离时需要的电场较强,电子获得较高的电场加速度,相应的速度也较大,所得离化电流也比较大。所以饱和时氦气中的离化电流约为氮气的两倍。这与0.8 μm 激光与其倍频光的情况^[20]类似,如图3(d)所示,最大离化电流在两种气体中均缓慢增长至饱和,且氦气情况下约为氮气的两倍。

3.4 双色激光偏振夹角对最大离化电流产生的影响

用双色飞秒激光脉冲在气体中产生THz辐射波时,常使这两种激光采用相同的偏振方向,即两束激光偏振夹角为零。之前的模拟也是采用这种假定。

但也需要研究两激光偏振有夹角的情形,这有助于理解有关THz辐射产生机制。在氦气中利用基频-半频光产生THz时离化电流随偏振夹角变化的关系如图4所示。

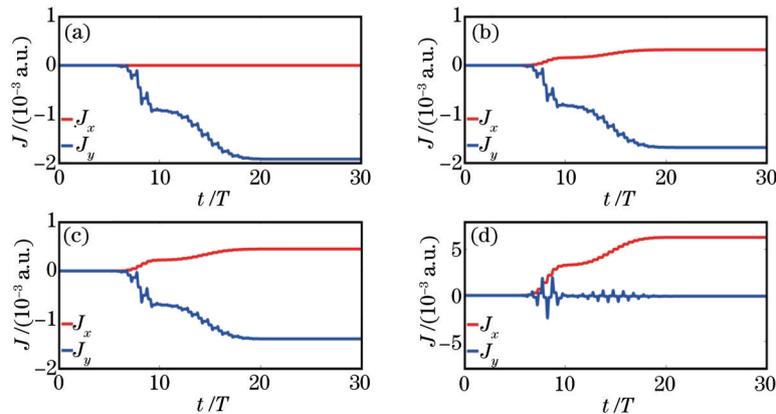


图4 离化电流随时间的响应关系,双色激光的偏振夹角为(a) 0°、(b) 30°、(c) 45°、(d) 90°。基频光偏振沿 y 轴方向,基频光波长为0.8 μm ,半频率光为1.6 μm

Fig.4 Relationship between ionization current and time within different angles between the polarization directions of two lasers of (a) 0°, (b) 30°, (c) 45°, (d) 90°. The polarization direction of fundamental laser is along the y axis. The wavelength of the fundamental laser pulse is 0.8 μm and 1.6 μm for the half-harmonic laser

使用的基频光为 $0.8 \mu\text{m}$, 沿着 y 方向偏振, 半频光波长为 $1.6 \mu\text{m}$; 与基频光偏振夹角为 θ 。双色光的振幅比为 $a_1=0.07, a_2=0.01$ 。在 $\theta=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 和 90° 4 种情况下研究总离子化电流随时间的响应关系。当 $\theta=0^\circ$ 时基频光与半频光在 x 轴分量为零, 所以离子化电流仅在 y 轴有分量, 为 1.9×10^{-3} (a.u.); 如图 4(a) 所示。对比图 4(a)~(d), 随着夹角 θ 的增大, 离子化电流在 x 轴的分量也随之增大。当 $\theta=90^\circ$ 时, 最终的离子化电流几乎都集中在 x 轴方向, 达到 6.3×10^{-4} (a.u.), 对应的 y 轴方向基本不存在离子化电流, 如图 4(d) 所示。在这种情况下, y 方向的电流产生与图 1(f) 给出的只有单一基频激光情况 ($a_2=0$) 类似。在半频光电场 x 方向, 由于通过基频光产生电离的作用, 该方向出现对称性破缺, 导致了离子化电流的产生。

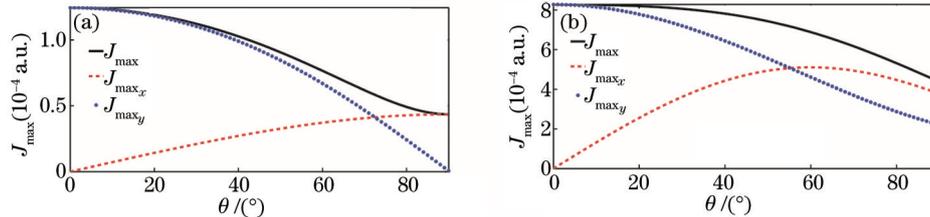


图5 最大离子化电流分量与双色光偏振夹角的关系图。(a) 基频光与半频光组合, 其中 $a_1=0.07, a_2=0.01$;

(b) 基频光与倍频光组合, 其中 $a_1=0.07, a_2=0.01$

Fig.5 Relationships between maximum ionization current and the angles between the two laser polarizations. (a) Case of $0.8 \mu\text{m}$ laser and its half-harmonic laser, $a_1=0.07, a_2=0.01$; (b) case of $0.8 \mu\text{m}$ laser and its second harmonic laser, $a_1=0.07, a_2=0.01$

图 5(a) 为基频-半频组合条件下最大离子化电流与双色光偏振夹角的关系图, 从图中可以看出总离子化电流的最大值 J_{\max} 随偏振夹角 θ 增大而减小, 而 J_{\max} 的 x 轴分量 J_{\max_x} 随偏振夹角增大而增大, y 轴分量 J_{\max_y} 在此过程中却在减小。在 $\theta=72^\circ$ 时, $J_{\max_x}=J_{\max_y}$ 。当 $\theta=90^\circ$ 时, 有 $J_{\max}=J_{\max_x}, J_{\max_y}=0$, 与图 4(d) 相呼应。

作为对照, 图 5(b) 给出了基频-倍频光组合下离子化电流各分量及总的离子化电流随两个场偏振夹角的变化。总离子化电流同样随着偏振夹角的增大而减小。基频方向的离子化电流 J_{\max_y} 随偏振夹角增大而单调减小, 但并没有减小到 0。 x 轴分量离子化电流 J_{\max_x} 随偏振夹角增大先增大再减小, 在 60° 处达到最大值。在 $\theta=55^\circ$ 时, 两个电流分量等大。图 5 总体上说明了在双色光条件下, 一个较弱的其他频率的光可以导致原子电离过程对称性明显破缺, 这不仅对研究 THz 辐射产生机制具有一定意义, 对研究原子电离过程也有参考价值。

4 结 论

基于离子化电流模型模拟了双色激光脉冲在氮气和氦气中形成离子化电流产生 THz 辐射的过程。不同于通常的基频光与倍频光组合构成的双色激光脉冲, 采用基频光与半频光的组合方式来进行模拟。研究发现半频光的存在对离子化电流的产生, 进而对 THz 辐射的产生至关重要。考虑到不同的激光参数对离子化电流产生一定的影响, 针对入射的双色场间的相位、振幅以及它们之间的偏振夹角, 分别做了模拟研究。主要结论有: 1) 不同种类的气体(氮气和氦气)、不同的相位差、不同的激光振幅都会对离子化电流的大小起作用, 实验中可以通过调节各种参数对 THz 强度进行优化。与倍频情况相比, 半频情况下离子化电流随基频光振幅变化更为复杂, 最大离子化电流也较大, 大约为倍频情况下的两倍; 2) 通过改变双色激光偏振方向的夹角, 发现小于 72° 时产生离子化电流的方向主要受基频光偏振方向的影响, 大于 72° 时主要受半频光的偏振方向影响。

参 考 文 献

- 1 Williams B S. Terahertz quantum-cascade lasers[J]. Nature Photonics, 2007, 1(9): 517-525.
- 2 Belkin M A, Fan J A, Hormoz S, *et al.*. Terahertz quantum cascade lasers with copper metal-metal waveguides operating up to 178 K[J]. Optics Express, 2008, 16(5): 3242-3248.
- 3 Ohkubo T, Onuma M, Kitagawa J, *et al.*. Micro-strip-line-based sensing chips for characterization of polar liquids in terahertz regime[J]. Applied Physics letters, 2006, 88(21): 212511.
- 4 Hu B B, Nuss M C. Imaging with terahertz waves[J]. Optics letters, 1995, 20(16): 1716-1718.
- 5 Ajito K, Ueno Y. THz chemical imaging for biological applications[J]. IEEE Transactions on Terahertz Science and

- Technology, 2011, 1(1): 293–300.
- 6 Song H J, Ajito K, Wakatsuki A, *et al.*. Terahertz wireless communication link at 300 GHz[C]. *Microwave Photonics, IEEE*, 2010: 42–45.
- 7 Zheng Xianhua, Wang Xinke, Sun Wenfen, *et al.*. Developments and applications of the terahertz digital holography[J]. *Chinese J Lasers*, 2014(2): 0209003.
郑显华, 王新柯, 孙文峰, 等. 太赫兹数字全息术的研发与应用[J]. *中国激光*, 2014(2): 0209003.
- 8 Zhang Xin, Zhao Yuanmeng, Deng Chao, *et al.*. Study on the passive terahertz image target detection[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(2): 0211002.
张馨, 赵源萌, 邓朝, 等. 被动式太赫兹图像目标检测研究[J]. *光学学报*, 2013, 33(2): 0211002.
- 9 Yang Yongfa, Li Qi, Hu Jiaqi. Character analysis on continuous-wave terahertz reflection mode confocal scanning microscopic imaging[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(8): 081101.
杨永发, 李琦, 胡佳琦. 连续太赫兹反射式共焦扫描显微成像特性分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(8): 081101.
- 10 Clough B, Dai J, Zhang X C. Laser air photonics: beyond the terahertz gap[J]. *Materials Today*, 2012, 15(1): 50–58.
- 11 Cook D J, Hochstrasser R M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1210–1212.
- 12 Kreß M, Löffler T, Thomson M D, *et al.*. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy[J]. *Nature Physics*, 2006, 2(5): 327–331.
- 13 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.
- 14 Kim K Y, Glowia 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.
- 15 Chen M, Pukhov A, Peng X Y, *et al.*. Theoretical analysis and simulations of strong terahertz radiation from the interaction of ultrashort laser pulses with gases[J]. *Physical Review E*, 2008, 78(4): 046406.
- 16 Kim K Y, Taylor A J, Glowia J H, *et al.*. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser-gas interactions[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(10): 605–609.
- 17 Penetrante B M, Bardsley J N. Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers[J]. *Physical Review A*, 1991, 43(6): 3100–3113.
- 18 Kemp A J, Pfund R E W, Meyer-ter-Vehn J. Modeling ultrafast laser-driven ionization dynamics with monte carlo collisional particle-in-cell simulations[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(12): 5648–5657.
- 19 Sprangle P, Penano J R, Hafizi B, *et al.*. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces[J]. *Physical Review E*, 2004, 69(6): 066415.
- 20 Zhang Kaiyun, Du Haiwei, Chen Min, *et al.*. Studies on the optimization of terahertz emission based on the field ionization current model[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(16): 160701.
张凯云, 杜海伟, 陈民, 等. 基于光场离化电流机制产生强太赫兹辐射的参数优化研究[J]. *物理学报*, 2012, 61(16): 160701.
- 21 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.

栏目编辑: 张雁