

# 激光脉冲啁啾影响双色激光场诱导气体产生太赫兹辐射特性的理论研究\*

李翰楠 彭滢†

(上海理工大学, 太赫兹技术创新研究院, 上海市现代光学系统重点实验室, 光学仪器与系统教育部工程中心,  
太赫兹光谱与影像技术协同创新中心, 上海 200093)

(2023年11月14日收到; 2023年12月6日收到修改稿)

随着太赫兹波研究的深入, 研究者们对可调控太赫兹源的需求不断增加. 如何获取可调控的太赫兹波一直是太赫兹科学领域的研究热点和关键问题之一. 本文通过建立双色激光诱导气体电离光丝产生太赫兹波及其后续传播过程的三维理论模型, 详细研究了双色泵浦激光的啁啾参数对飞秒激光场辐射产生太赫兹波的影响. 研究表明, 在激光脉宽为飞秒量级时, 以 40 fs 的情况为例, 当啁啾参数在与激光脉宽处于相同的飞秒量级尺度上时, 其对太赫兹波的振幅与频谱都产生显著影响. 在双色飞秒激光场中, 基频波和倍频波的啁啾各自起到不同的作用: 基频波的啁啾主要影响太赫兹波的时域波形, 而倍频波的啁啾则决定了太赫兹辐射的振幅大小、中心频率与频谱宽度. 研究表明, 激光啁啾作为一种可控的参数, 对所辐射的太赫兹波属性具有多重调制效果, 且相关啁啾的作用规律随双色激光的初始相位也呈现规律性变化. 这些结果为研究太赫兹辐射的产生与调控提供了新的思路与依据.

**关键词:** 太赫兹辐射, 双色激光脉冲, 啁啾, 调控

**PACS:** 07.57.Hm, 42.65.Re, 52.38.-r

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231806

## 1 引言

太赫兹波, 作为电磁辐射谱中的一个独特频段, 其频率范围位于微波和红外之间 (0.1—10 THz, 对应波长为 0.03—3 mm), 具有很多独特的优点, 如低光子能量, 不会对生物组织造成电离损伤<sup>[1]</sup>; 太赫兹波可以与物质中离子、电子和自旋的部分运动状态产生共振耦合, 因此可用于材料激发或光谱学分析<sup>[2]</sup>; 太赫兹波能够穿透非金属、非极性物质<sup>[3]</sup>; 相较于微波, 太赫兹波段拥有更强大的信息承载能力<sup>[4]</sup>. 因此在生物医学<sup>[1,5-7]</sup>、材料<sup>[2,8-11]</sup>、半导体<sup>[3,12-14]</sup>、通信<sup>[4,15-17]</sup>等多个领域均具有巨大的应用潜力.

随着对太赫兹波特性的深入研究, 研究者们对可调控太赫兹源的需求不断增加. 如何获取可调控的太赫兹源一直是太赫兹科学领域的研究热点和关键问题之一. 现阶段太赫兹源的产生方式可大致分为 3 类<sup>[18]</sup>: 固态电子学辐射源、量子级联激光器和基于强激光的次级辐射源. 固态电子学辐射源采用电子设备<sup>[19]</sup>, 这类源通常发出 0—3 THz 波段的辐射, 这种设备体积小但辐射能量较低. 量子级联激光器是一种平均功率在毫瓦范围内的单频器件<sup>[20,21]</sup>. 虽然该器件产生的太赫兹源的功率较高, 但是频率调谐范围较窄, 且器件需要在低温下工作. 基于强激光产生的太赫兹源由作用介质可划分为基于固体材料的太赫兹源<sup>[22,23]</sup>和基于等离子体的太赫兹源<sup>[24-29]</sup>. 使用固体材料产生太赫兹波会受制于固

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61988102, 62335012) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [py@usst.edu.cn](mailto:py@usst.edu.cn)

体材料本身电离击穿阈值限制. 而基于等离子体的太赫兹源不受损伤阈值的影响, 可以产生场强接近 GV/m 量级的超强太赫兹脉冲并且具有灵活的波形调控能力, 因此具有更广阔的应用前景.

基于等离子体的太赫兹源最基础的产生方法是通过单色激光 ( $\omega$ ) 电离气体产生等离子体从而辐射出太赫兹波, 简称单色场技术. Hamster 等<sup>[24,25]</sup>首次演示了该技术. 在此基础上, Cook 和 Hochstrasser<sup>[26]</sup>提出了另一种产生更强太赫兹波的方法, 该方法将基频脉冲激光 ( $\omega$ ) 及其二次谐波 ( $2\omega$ ) 结合 (即双色激光) 来产生更强的太赫兹波, 这种方法被称为二次谐波偏置法<sup>[27]</sup>, 也简称双色场技术. 与单色场技术相比, 双色场技术可将太赫兹波的振幅提高约 40 倍<sup>[29]</sup>. 基于双色场技术, 现阶段对于太赫兹波的整形调控方法大致分为两类: 一种是直接调控方式, 例如采用太赫兹波调控器件, 能够直接改变入射太赫兹波的各种参数<sup>[30-34]</sup>; 另一种为间接调控方式, 通过改变产生太赫兹波的泵浦激光的各种参数或者在太赫兹波的产生区域处施加外部电场或磁场来进行调控<sup>[35-39]</sup>. Clerici 等<sup>[40]</sup>发现了调控双色激光的波长可以提高太赫兹波的转换效率. Zhang 等<sup>[41]</sup>发现通过改变双色激光中两束激光之间的相对相位, 可以调整太赫兹波光谱的形状. Nguye 等<sup>[42]</sup>发现太赫兹波的转换效率很大程度上取决于双色激光中两束激光之间的相对相位、脉冲持续时间和形状, 并且发现在光丝状态下, 证明了啁啾脉冲由于传播效应能够产生更多的太赫兹辐射<sup>[43]</sup>. 文献<sup>[43]</sup>中的太赫兹波增强是建立在米级长光丝的前提条件下, 而在常规实验中常用的等离子体光丝通常设置在毫米到厘米量级. 此外, 文献<sup>[43]</sup>中对激光的啁啾参数研究是基于双色激光中的两束激光具有完全相同的啁啾参数来分析的, 并未考虑实际情况中两束激光的初始啁啾参数可能存在差异, 在实际物理分析中可能存在较大偏差.

本文通过对双色激光的基频波与倍频波各自进行啁啾调制, 详细探究了泵浦激光各自的啁啾调制对太赫兹波产生的影响, 包括对太赫兹波的幅度、太赫兹波的中心频率、频谱宽度的影响, 并分析了产生相关现象的物理机制. 同时, 也研究了激光啁啾参数的不同量级 (飞秒和皮秒) 和激光脉冲的初始相位对太赫兹波各种参数的影响程度. 研究

结果表明: 1) 在双色激光中, 初始相位不变的情况下, 基频波的啁啾主要影响太赫兹波的波形形状; 倍频波的啁啾调制会导致太赫兹波的振幅发生显著变化, 并且影响太赫兹波的中心频率和频谱宽度. 2) 无论哪种啁啾情况都会对太赫兹波的振幅产生影响. 3) 当激光脉宽处于飞秒量级时, 激光啁啾参数在飞秒量级时会较大程度影响双色激光光丝产生太赫兹波的效率; 而啁啾参数在皮秒量级时则主要影响太赫兹波的相位, 对太赫兹波能量的调控作用则大幅减弱. 4) 双色激光的初始相位可以在激光啁啾调制太赫兹波的过程进行辅助调控, 优化其产生的能量.

## 2 原理模型

在本节中构建了一个沿激光传播方向的径向对称框架内激光诱导光丝的三维模型. 具体为引入一个圆柱坐标系, 其中  $z$  轴表示激光束的传播方向,  $r$  轴表示垂直于传播轴的径向坐标,  $\theta$  表示相对于与传播轴的径向坐标的方向, 坐标原点重合于光丝的几何中心. 在该模型中, 假设基频波和倍频波激光脉冲都是线偏振的, 并且彼此平行. 基频波的频率为  $\omega$ , 倍频波的频率为  $2\omega$ . 假设这些激光电场都具有高斯包络的短脉冲特征, 并引入啁啾函数进行调制. 因此, 双色激光合成电场 ( $\omega + 2\omega$ ) 可表示为<sup>[44-46]</sup>

$$E_1(\mathbf{r}, t) = E_1 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0}\right) f(t) \cos[\omega t + \varphi + \phi(t)] \\ + E_2 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0}\right) f(t) \cos[2\omega t' + \theta_2 + \varphi + \phi(t)], \quad (1)$$

式中  $E_1$  为双色激光的合成电场,  $E_1$  和  $E_2$  分别是  $\omega$  和  $2\omega$  场的振幅; 相对相位  $\theta_2$  是  $\omega$  和  $2\omega$  之间的相位差;  $\mathbf{r}$  是垂直于传播方向的径向矢量;  $w_0$  是激光束腰半径;  $f(t) = \exp[-2 \ln 2 (t/T)^2]$  为激光的高斯包络线,  $T$  对应激光脉冲的持续时间;  $\phi$  是双色激光均有的初始相位. 啁啾调制函数为<sup>[47]</sup>

$$\phi(t) = \beta[(t - t_0)/\tau]^2, \quad (2)$$

式中  $\beta = 7.1$  为啁啾参数,  $\tau = 100$  fs 为控制啁啾函数陡度的参数,  $t_0 = 216$  fs 用来调节电场扫描范围,  $\beta$  的正负代表了啁啾的正负. 激光辐射对气体的电离作用可用 Ammosov-Delone-Krainov (ADK)

模型进行有效描述<sup>[48,49]</sup>. 在该模型中, 电子密度随时间的演变记为  $N_e(t)$ , 可以通过文献<sup>[44]</sup>提供的信息推导出:

$$dN_e(t) = W_{\text{ADK}}(t) [N_g - N_e(t)] dt, \quad (3)$$

其中,  $W_{\text{ADK}}(t)$  为电离速率,  $N_g$  为气体分子密度. 一旦气体分子发生电离, 释放的电子在双色激光合成电场的作用下产生电流, 记为  $J(t)$ , 可表示为<sup>[50]</sup>

$$\frac{dJ(t)}{dt} = \frac{e}{m_e} N_e(t) E_1(t) - \nu_e J(t), \quad (4)$$

式中  $\nu_e$  表示电子碰撞频率,  $e$  代表基本电荷,  $m_e$  是单位电子质量. 电子运动产生的瞬态电流会产生太赫兹波, 太赫兹波强度与  $J(t)$  的时间导数成正比, 表示为  $E_{\text{THz}} \propto \frac{dJ}{dt}$ . 可以通过对  $J(t)$  的时间导数进行傅里叶变换来获得产生的太赫兹波的频谱. 通过从该频谱中滤除泵浦激光频率, 然后进行傅里叶逆变换, 可以得到太赫兹辐射的时域波形.

双色激光合成电场在光丝内产生的瞬态电流可以看作是产生太赫兹场的源点的集合. 在我们的模型中, 假设每个源点的瞬态电流是相互独立的. 因此, 光丝辐射的总场可以看作是每一个源点瞬态电流辐射场的总和, 并且每个点产生的太赫兹电场是不同的. 当双色激光沿光丝传播时, 由于激光的色散, 两束激光之间的相对相位发生变化. 双色场中  $\omega$  与  $2\omega$  之间的相对相移可以表示为

$$\begin{aligned} \theta_2(z, \mathbf{r}) &= \theta_2(z_0, \mathbf{r}_0) \\ &+ k_\omega \int_{z_0}^z [n_\omega(z', \mathbf{r}') - n_{2\omega}(z', \mathbf{r}')] dz' d\mathbf{r}', \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $k_\omega$  表示基波的波数,  $n_\omega$  和  $n_{2\omega}$  分别表示光丝

在  $\omega$  和  $2\omega$  频率下的折射率. 为计算远场的太赫兹辐射总量, 需要考虑色散效应对各源点产生的太赫兹辐射的影响. 由于光丝长度远大于太赫兹波的波长, 因此还需要考虑每个点产生的太赫兹波在等离子体光丝内传播时的衰减以及在后续传播过程中的相位变化.

假设太赫兹波在光丝内从点  $P_0(z_0, r_0, \theta_0)$  传播到点  $P_1(z_1, r_1, \theta_1)$ , 其经历的相位变化可以表示为

$$\begin{aligned} &\varphi(\omega_{\text{THz}}, p_1) \\ &= \varphi(\omega_{\text{THz}}, p_0) + \int_{z_0}^{z_1} \frac{k_{\text{THz}} n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r)}{\cos \phi} dz, \end{aligned} \quad (6)$$

$$n_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r) = \sqrt{1 - \omega_p^2(z, r) / \omega_{\text{THz}}^2}, \quad (7)$$

$$\omega_p = \sqrt{e^2 N_e / m_e \epsilon_0}, \quad (8)$$

$$N_e(r) \sim \cos^2(\pi r / 2r_p), \quad (9)$$

式中  $k_{\text{THz}}$  表示太赫兹波的波数,  $n_{\text{THz}}$  是用德鲁德 (Drude) 模型计算的太赫兹波在光丝中的折射率,  $\omega_p$  是等离子体频率,  $N_e(r)$  为径向电子密度分布, 其中  $r_p$  为光丝半径. 在 (6) 式中包含的因子  $\cos \phi$  表示太赫兹波的波矢量不需要平行于  $z$  轴, 而是可以以  $\phi$  的角度传播.

为了考虑太赫兹信号的传播衰减, 计算了损耗因子, 该因子适用于太赫兹波的频率大于等离子体频率的情况, 即  $\omega_{\text{THz}} > \omega_p$ . 在等离子体频率以上的电磁波的特征衰减距离为<sup>[51,52]</sup>

$$L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \approx 2c(\omega_{\text{THz}}^2 + v_e^2) / (\omega_p^2 v_e). \quad (10)$$

如果将近轴传播距离在光轴上的投影表示为  $D'(z) = D(z) \cos \phi$ , 衰减系数可以表示为

$$K(\omega_{\text{THz}}, z, r) = \begin{cases} \exp \left[ \int_0^{D'(z)} -\frac{D'(z) - z}{L_a(\omega_{\text{THz}}, z, r) \cos \phi} dz \right], & \omega_{\text{THz}} \geq \omega_p, \\ 0, & \omega_{\text{THz}} < \omega_p. \end{cases} \quad (11)$$

结合 (3)—(11) 式, 远场太赫兹辐射可以表示为沿激光光丝的积分:

$$\begin{aligned} &E_{\text{THz}}^{\text{Far}}(\omega_{\text{THz}}) \\ &= \int^{\text{filament}} E_{\text{THz}}(\omega_{\text{THz}}, z, r, \theta) K(\omega_{\text{THz}}, z, r) \\ &\quad \times \exp[j\varphi(\omega_{\text{THz}}, z, r)] dz dr d\theta. \end{aligned} \quad (12)$$

### 3 数据分析与讨论

以双色激光 ( $\omega + 2\omega$ ),  $\omega = 800 \text{ nm}$  为例, 假设双色激光脉冲总能量为  $14 \mu\text{J}$ , 脉冲宽度为  $40 \text{ fs}$ .  $2\omega$  脉冲与  $\omega$  脉冲的能量比为  $0.4$ . 激光光丝长度为  $12 \text{ mm}$ . 环境气体设为氮气, 初始密度为  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , 激光强度为  $2.6 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . 双色激光的初始相

位均设置为 0. 为了简化计算过程, 将 (12) 式中的积分转换为沿光丝径向和传播方向的源点的离散和. 以光丝中点为原点, 激光传播方向为正方向, 太赫兹波的观测点坐标为  $z = 50$  mm. 在光丝的传播方向和垂直传播方向上选择点, 计算这些点产生的太赫兹辐射, 进行传播计算后再进行叠加.

首先, 分析了双色激光中基频波与倍频波分别存在正啁啾调制时, 双色激光光丝产生太赫兹波的变化情况. 双色激光均不含啁啾时太赫兹波的产生情况如图 1(a)—(c) 所示, 可以看到由于两束激光之间频率差固定, 负电场中出现振荡. 电子密度达到峰值 6.46 所需时间为 69.3 fs. 辐射的太赫兹波形最大振幅为 4.44, 频谱中心频率为 3.02 THz, 频谱峰值强度为 4.71, 如果将谱宽定义为频谱强度降低到其峰值的 10%, 此时谱宽为 9.20 THz. 当仅基频波中存在正啁啾时, 如图 1(d)—(f) 所示, 可以看

到, 由于啁啾作用, 两束激光之间的频率差随时间变化, 因此双色激光的合成电场发生明显变形, 其轮廓出现 2 个波峰. 与无啁啾情况相比, 基频波中存在正啁啾时, 电子密度峰值由 6.46 降为 6.31, 电子密度达到峰值的时间由 69.3 fs 降为 67.3 fs, 此时辐射的太赫兹波的时域波形也发生了反相, 最大振幅由无啁啾情况下的 4.44 减小到 2.31, 太赫兹频谱的中心频点保持在 3.02 THz 不变; 而太赫兹频谱宽度从 9.20 THz 略微增大到 9.32 THz, 但频谱峰值强度降低至 2.44. 当仅倍频波中存在正啁啾时 (图 1(g)—(i)), 双色激光的合成电场变形较小, 电子密度峰值降为 5.88, 电子密度达到峰值的时间为 69.25 fs. 太赫兹波的时域波形与无啁啾情况下同相而振幅最大值下降至 0.97. 太赫兹的频谱中心频率增加至 3.12 THz, 峰值强度下降至 0.98, 频谱宽度增至 10 THz.

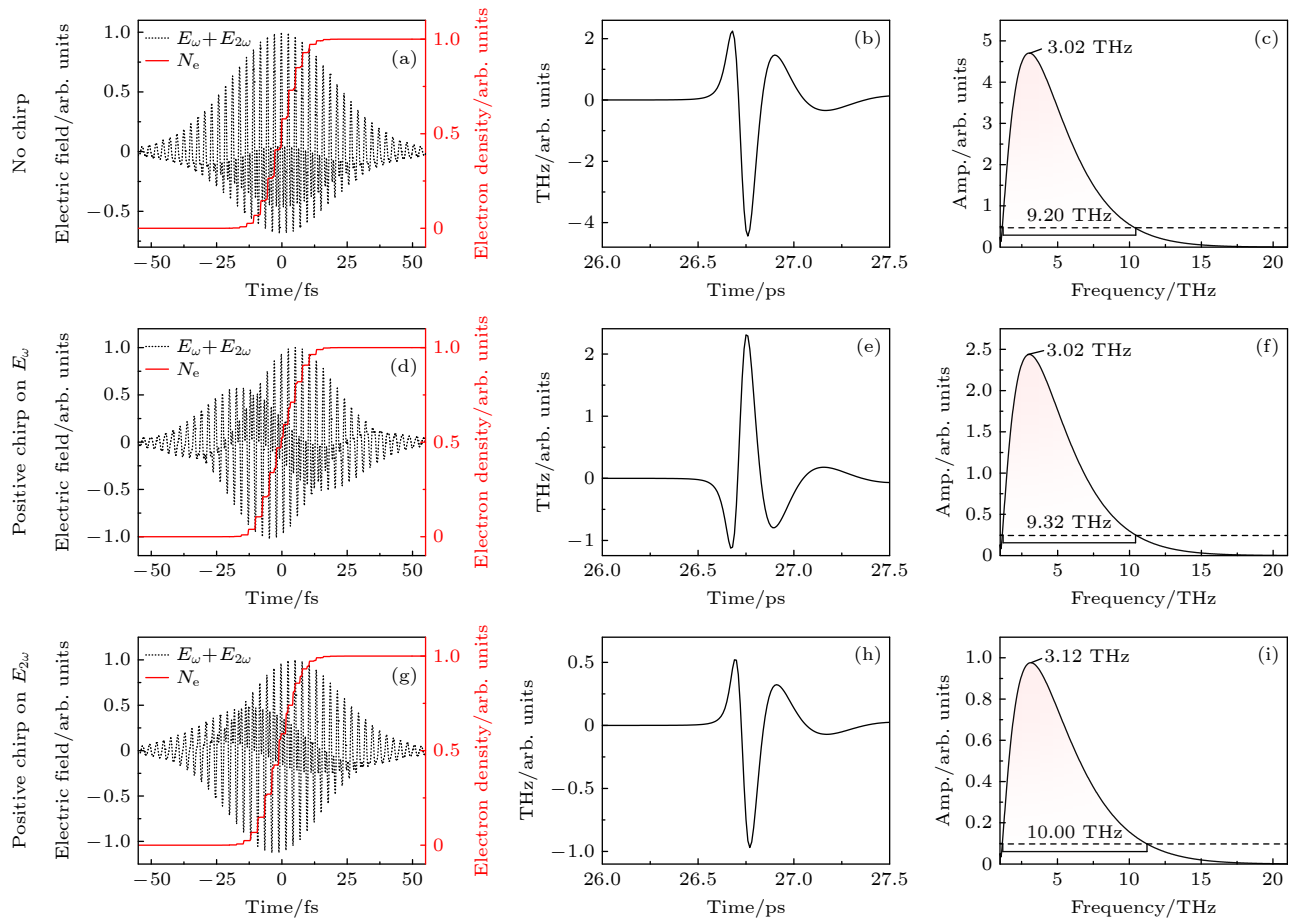


图 1 不同啁啾情况下的 (a), (d), (g) 双色激光合成电场与电子密度、(b), (e), (h) 太赫兹波形以及 (c), (f), (i) 太赫兹频谱 (a)—(c) 无啁啾情况; (d)—(f) 仅基频波中存在正啁啾的情况; (g)—(i) 仅倍频波中存在正啁啾的情况下

Fig. 1. (a), (d), (g) Two-color laser synthetic electric field and electron density, (b), (e), (h) terahertz waveform and (c), (f), (i) terahertz spectrum of two-color laser with different chirps: (a)—(c) There is no chirp; (d)—(f) there is a positive chirp in the fundamental wave (FW); (g)—(i) there is a positive chirp in the second harmonic wave (SHW).

第2步,分析了当双色激光的两束激光中各自存在负啁啾时对太赫兹波的影响. 当仅基频波中存在负啁啾时,仿真结果如图2(a)—(c)所示,双色激光的合成电场出现明显变形,轮廓上由一个峰分裂为两个高度相近的峰. 电子密度峰值为6.58,电子密度达到峰值的时间为68.6 fs. 太赫兹波形与无啁啾时相比出现反相且振幅减小至2.68. 在太赫兹频谱中,频谱的中心频率没有变化,仍为3.02 THz,频谱宽度减至9.08 THz,频谱的峰值强度下降2.82. 仅倍频波中存在负啁啾时(图2(d)—(f))双色激光的合成电场发生巨大变化,从轮廓上可以看到多个波峰与波谷. 电子密度峰值为6.44,电子密度达到峰值的时间为68.3 fs. 太赫兹波形与无啁啾时相比呈反相,振幅最大值下降至0.28. 在太赫兹频谱中,太赫兹的中心频率增至4.42 THz,频谱宽度增至12.10 THz,但峰值强度降至0.21.

第3步,在研究了基频波和倍频波分别存在正或负啁啾的情况后,也分析了当双色激光的两束激光中同时存在啁啾时引起的太赫兹波的变化. 在图3(a)—(c)中,可以看到在双色激光中同时存在正啁啾时,双色激光合成电场波形相对于没有啁啾的情况变化较小,电子密度峰值达到6.98,电子密度增至峰值的时间为67.35 fs. 太赫兹波形的振幅最大值减至1.75,太赫兹频谱的中心频率为3.00 THz,频谱宽度为9.3 THz,频谱峰值为1.85. 在

双色激光中同时存在负啁啾的情况下,如图3(d)—(f)所示,双色激光合成电场的变化与仅有倍频波存在负啁啾的情况相似,电子密度达到峰值6.44的时间为67.05 fs. 太赫兹波形与无啁啾情况相比反相,最大振幅为0.35. 频谱中心频率为4.07 THz,峰值强度为0.26,谱宽为12.05 THz.

我们也研究了当基频波与倍频波中存在相反啁啾的情况,如图4所示. 对比图4(a)和图4(d),可以看到当基频波中存在正啁啾且倍频波中存在负啁啾时电场的变化,与基频波中存在负啁啾且倍频波中存在正啁啾时的电场变化相似. 电子密度达到的峰值与到达峰值的时间分别为6.45与67.80 fs和6.43与68.55 fs. 太赫兹波振幅最大值分别为1.62和1.70. 各自的太赫兹频谱的中心频率、频谱宽度和频谱峰值强度分别为3.05 THz, 9.48 THz, 1.70与3.05 THz, 9.68 THz, 1.76.

综合以上情况可得出,基频波存在正或负啁啾,对所产生太赫兹波的中心频率不会有影响,而倍频波的正或负啁啾都会扩大所产生太赫兹波的频谱宽度,使其中心频率往高频移动. 此外,无论哪种情况,当基频波或倍频波中存在啁啾时,都会降低双色激光等离子体光丝产生太赫兹波的转化效率. 以无啁啾情况下太赫兹能量为标准(即100%),基频波中存在正啁啾情况下的太赫兹能量为无啁啾情况下的27.0%,倍频波中存在正啁啾情

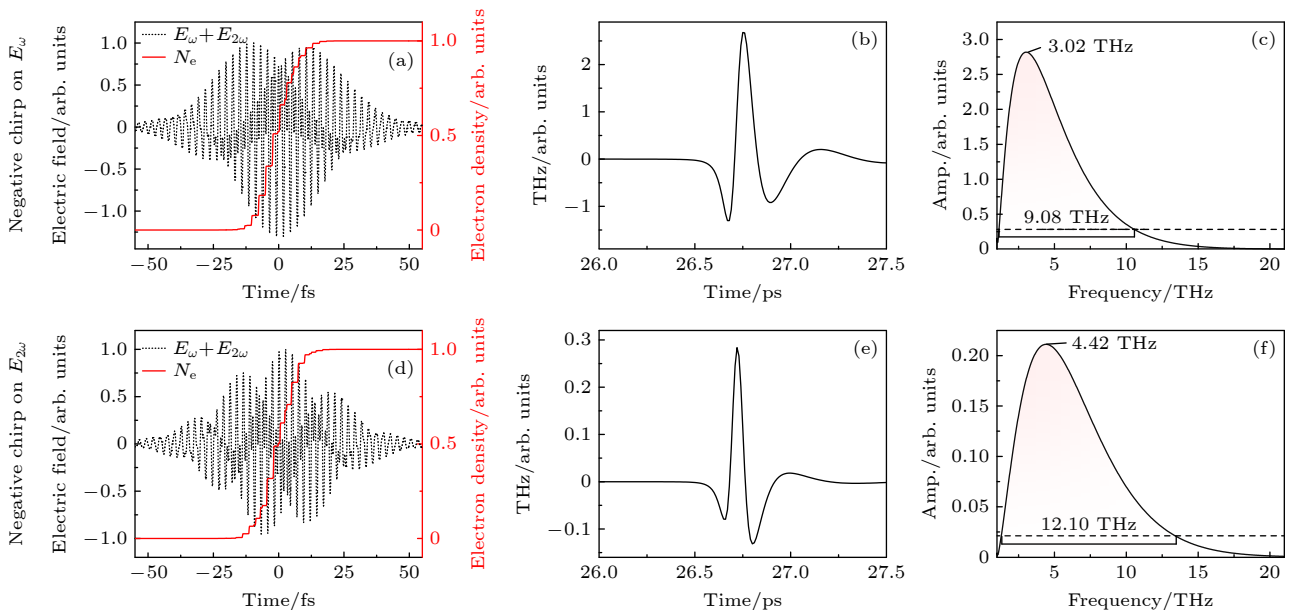


图2 负啁啾情况下的(a), (d) 双色激光合成电场与电子密度、(b), (e) 太赫兹波形以及(c), (f) 太赫兹频谱 (a)—(c) 在基频波中存在负啁啾的情况; (d)—(f) 在倍频波中存在负啁啾的情况

Fig. 2. (a), (d) Synthesized electric field and electron density, (b), (e) terahertz waveform and (c), (f) terahertz spectrum of two-color laser with negative chirps: (a)—(c) There is a negative chirp in the FW; (d)—(f) there is a negative chirp in the SHW.

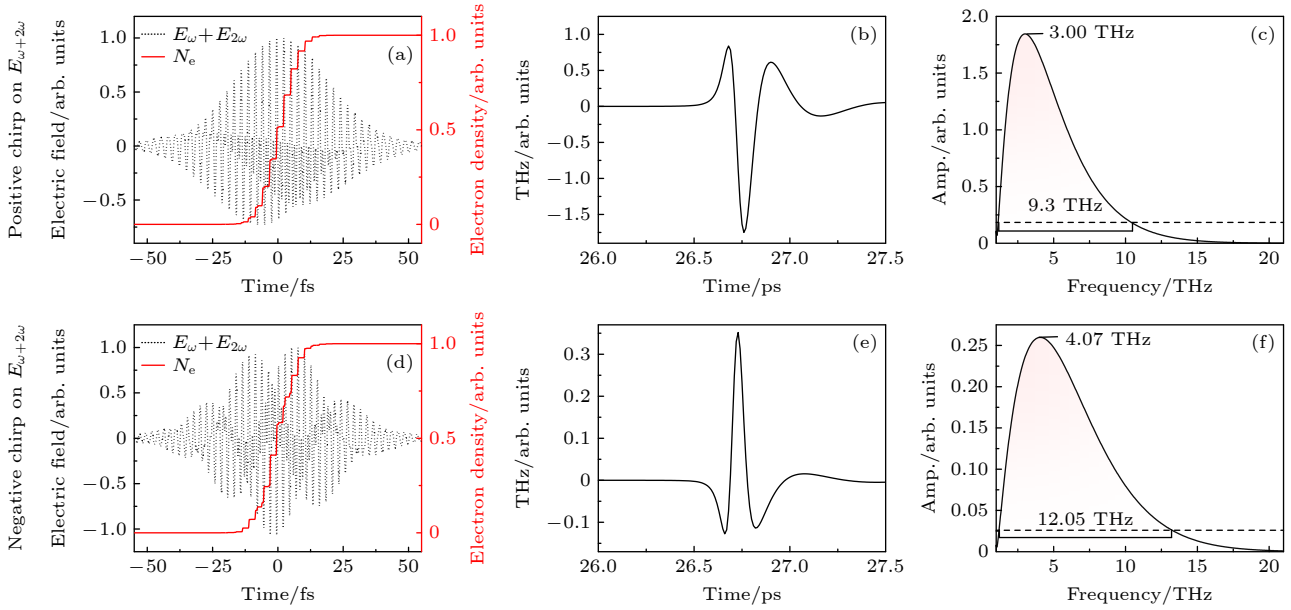


图 3 双色激光中同时存在啁啾情况下的 (a), (d) 双色激光合成电场与电子密度、(b), (e) 太赫兹波形以及 (c), (f) 太赫兹频谱 (a)–(c) 同时存在正啁啾的情况; (d)–(f) 同时存在负啁啾的情况

Fig. 3. (a), (d) Two-color laser synthetic electric field and electron density, (b), (e) terahertz waveform and (c), (f) terahertz spectrum of two-color laser with chirp exist simultaneously in the case of chirp in two-color laser at the same time: (a)–(c) There are positive chirps in two-color laser; (d)–(f) there are negative chirps in two-color laser.

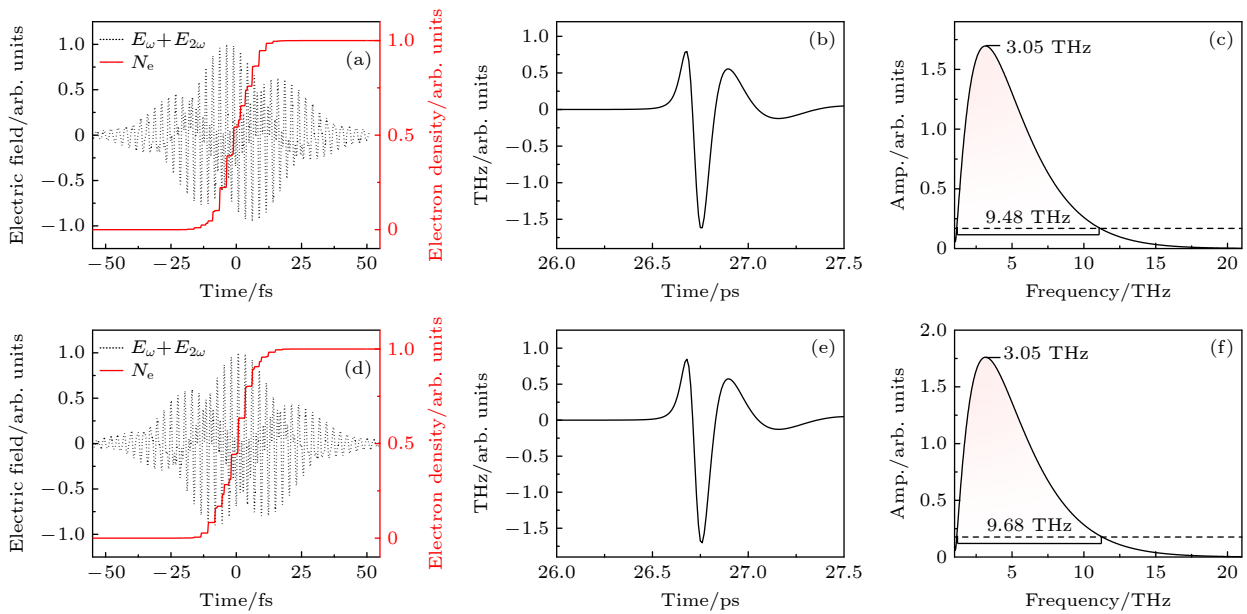


图 4 双色激光中存在相反啁啾情况下的 (a), (d) 双色激光合成电场与电子密度、(b), (e) 太赫兹波形以及 (c), (f) 太赫兹频谱 (a)–(c) 在基频波中存在正啁啾, 倍频波中存在负啁啾的情况; (d)–(f) 在基频波中存在负啁啾, 倍频波中存在正啁啾的情况

Fig. 4. (a), (d) Two-color laser synthetic electric field and electron density, (b), (e) terahertz waveform and (c), (f) terahertz spectrum of two-color laser with opposite chirp: (a)–(c) There is positive chirp in FW and negative chirp in SHW; (d)–(f) there is negative chirp in FW and positive chirp in SHW.

况下太赫兹能量为 4.6%, 同时存在正啁啾情况下太赫兹能量为 14.9%. 基频波中存在负啁啾情况下太赫兹能量为 35.6%, 倍频波中存在负啁啾情况下太赫兹能量为 0.2%, 同时存在负啁啾情况下太赫兹能量为 0.4%.

对上述现象进行相关物理机制分析, 认为啁啾主要是改变了激光电场的振荡规律, 进而影响双色合成电场的振荡方向和幅度, 从而改变电子的加速过程, 使得每个空间光丝点处产生的太赫兹幅度和相位有所差异, 影响最终产生的太赫兹波的特性与

参数. 具体来说, 在双色激光中没有啁啾时, 由于双色激光中倍频波频率是基频波的两倍, 且两束激光之间的频率差固定不变. 因此, 双色激光电场的叠加使合成电场的振荡方向和幅度呈现周期性的跳变与转向, 如图 1(a) 中的电场波形图所示. 接下来, 选取双色激光合成电场中无啁啾和仅基频波中存在正啁啾时两种情况进行对比分析, 并将重点放在双色激光合成电场的中心区域 ( $t = 0$  fs 附近), 如图 5(a) 所示. 当电场作用于等离子体中的电子时, 它导致电子朝着与电场矢量相反的方向加速. 在双色激光中不存在啁啾的情况下, 在电场波形的一个周期中, 例如  $t = -1$ — $2$  fs 时间段, 对这个时间段中的双色激光合成电场进行积分, 得到的值为  $6.02 \times 10^7$ . 该积分值代表了电场的周期内对电子的作用结果, 最终结果为电子带有一个初速度进入下一电场周期内. 将这种分析拓展至整个双色光合成电场, 在无啁啾的情况下, 电子最终具有与电场正方向相反的漂移速度. 整个电场产生的电流如图 5(b) 所示, 瞬态电流为  $1.4 \times 10^7$ . 对于仅基频波中存在正啁啾的情况进行同样的分析, 以  $-1$ — $2$  fs 时刻中的一个波形为例. 在这个时间段中的一个周期对双色激光合成电场进行积分, 可以得到  $-8.46 \times 10^8$ . 将这种计算拓展至整个电场, 电子最终具有与电场正方向同向的漂移速度. 产生的电流如图 5(b) 所示, 并且由于图 1(d) 所示双色激光合成电场的波形相较无啁啾情况发生了形变, 其瞬态电流相较无啁啾情况减至  $-8.1 \times 10^6$ .

除此之外, 还研究了改变双色激光的初始相位对不同啁啾情况下太赫兹波产生的影响. 如图 6 所示, 可以看到, 无论哪种啁啾调制情况, 太赫兹波产生的总能量均随初始相位的变化而呈现周期性

变化. 在基频波和倍频波的初始相位均为 0 时, 以基频波和倍频波中分别存在正啁啾这两种情况为例, 太赫兹波的总能量分别为 1.40 与 0.24, 而无啁啾情况下太赫兹波的总能量为 5.17. 这种情况与文献 [43] 中图 2(a) 的情况相似, 即在厘米级的光纤情况下太赫兹能量在无啁啾情况时最大, 进行啁啾调制后太赫兹能量减弱. 然而, 在改变了双色激光的初始相位后, 基频波和倍频波中分别存在正啁啾这两种情况下的太赫兹波总能量都大幅增加, 分别在  $0.2\pi$  与  $0.4\pi$  达到最大值. 进一步比较了初始相位为  $0.4\pi$  时倍频波中存在正啁啾, 和初始相位为  $0.6\pi$  时双色激光场中同时存在正啁啾这两种情况下, 太赫兹波能量最高时太赫兹波的时域谱和频域谱, 结果如图 6(b)—(e) 所示. 可以看到, 它们的太赫兹波形正好反相, 振幅最大值分别为 4.06 和 4.09, 频谱的中心频率都是 3.02 THz, 频谱峰值强度分别为 4.29 和 4.33, 频谱宽度则分别为 8.93 THz 和 8.85 THz. 这两种情况下非常接近的数值表明不同激光的啁啾与相位可配合调节, 达到最大化的太赫兹波能量输出和可调控的特性参数.

我们还分析了啁啾参数的量级对双色激光产生太赫兹波的影响. 在以上的仿真实验中, 研究了基于 (2) 式中参数  $\tau$  为飞秒量级即  $\tau = 100$  fs 时, 啁啾调制对双色激光产生太赫兹波的影响. 改变  $\tau$  可以改变啁啾函数的陡度, 这将会对双色激光光纤中太赫兹的产生有新的影响. 研究了当  $\tau = 100$  fs 增大 10 倍至 1 ps 时, 啁啾调制对太赫兹波能量的影响, 如图 7 所示. 从图 7(a) 可以看出, 在  $\tau = 1$  ps 时, 无论调制情况如何, 改变初始相位都可以获得相似的太赫兹波能量最大值. 接下来, 比较了仅倍频波激光中存在正啁啾和两束激光中同时存在正

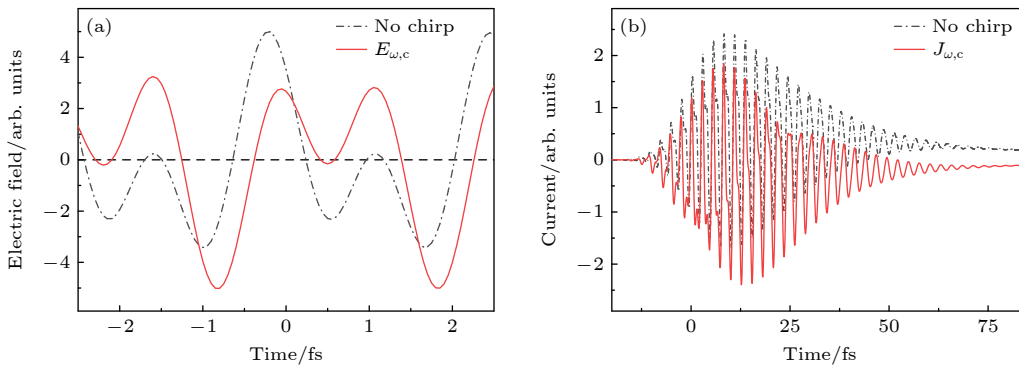


图 5 (a) 无啁啾情况与基频波存在正啁啾情况下 0 fs 时刻附近电场; (b) 两种情况下各自产生的电流

Fig. 5. (a) Electric field near the 0 fs time when there is no chirp and the FW has a positive chirp; (b) the current generated in each case.

啁啾这两种情况下, 太赫兹能量最高时 (初始相位分别为  $0.4\pi$  和  $0.7\pi$ ) 太赫兹波的时域谱和频域谱

(图 7(b)—(e)). 与不存在啁啾的情况相比, 当倍频波中存在正啁啾时, 太赫兹波形同相, 最大振幅

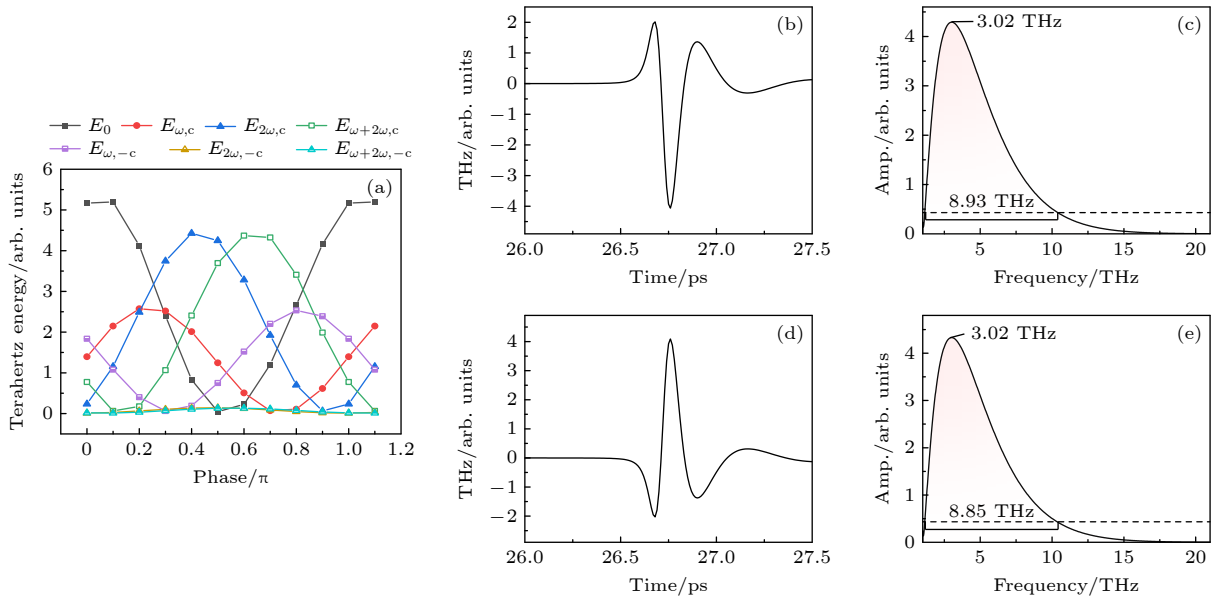


图 6 (a) 不同初始相位和啁啾调制情况下太赫兹能量的变化; 倍频波中存在正啁啾情况下, 太赫兹能量最大值时 (初始相位  $0.4\pi$ ) 的 (b) 太赫兹时域图和 (c) 太赫兹频域图; 双色激光中同时存在正啁啾情况下, 太赫兹能量最大值时 (初始相位  $0.6\pi$ ) 的 (d) 太赫兹时域图和 (e) 太赫兹频域图

Fig. 6. (a) Variation in THz energy under different initial phases and chirp modulation; (b) terahertz time domain diagram and (c) terahertz frequency domain diagram for the maximum terahertz energy with positive chirp in SHW (initial phase  $0.4\pi$ ); (d) terahertz time domain diagram and (e) terahertz frequency domain diagram for the maximum terahertz energy (initial phase  $0.6\pi$ ) with positive chirp in two-color laser.

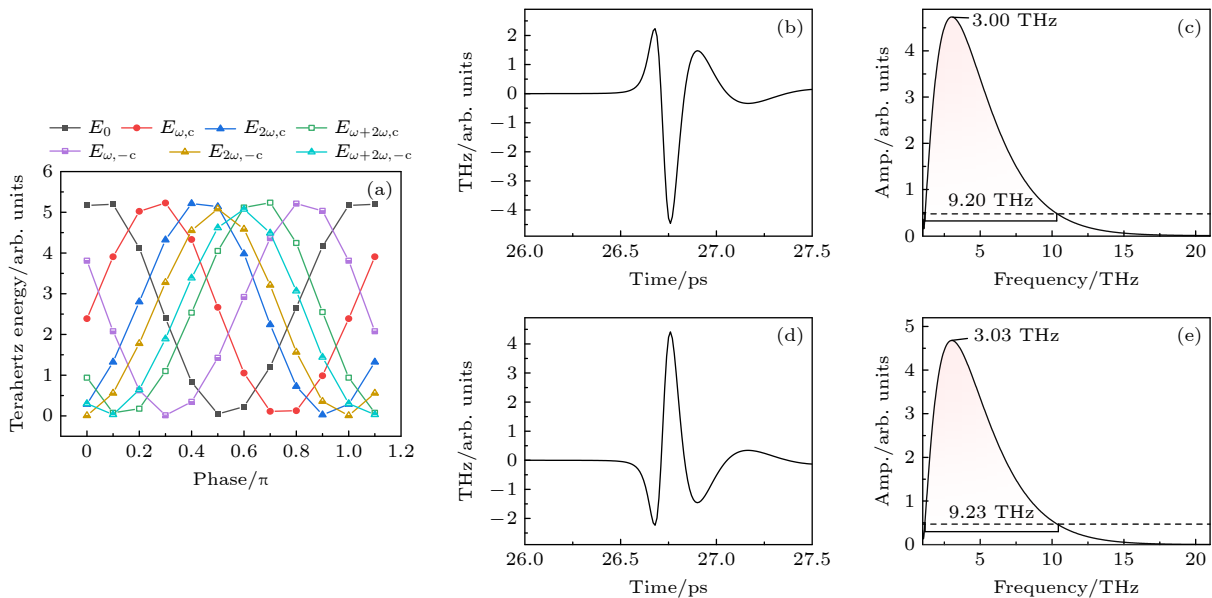


图 7 (a) 当啁啾参数  $\tau$  为 ps 量级即  $\tau = 1$  ps 时, 不同初始相位和啁啾调制情况下太赫兹能量的变化; 倍频波中存在正啁啾情况下, 太赫兹能量最大值时 (初始相位  $0.4\pi$ ) 的 (b) 太赫兹时域图和 (c) 太赫兹频域图; 双色光中同时存在正啁啾情况下, 太赫兹能量最大值时 (初始相位  $0.7\pi$ ) 的 (d) 太赫兹时域图和 (e) 太赫兹频域图

Fig. 7. (a) When the chirped parameter  $\tau$  is of ps magnitude, that is,  $\tau = 1$  ps, the variation in THz energy under different initial phases and chirp modulation. (b) Terahertz time domain diagram and (c) terahertz frequency domain diagram for the maximum terahertz energy with positive chirp in SHW (initial phase  $0.4\pi$ ). (d) Terahertz time domain diagram and (e) terahertz frequency domain diagram for the maximum terahertz energy (initial phase  $0.7\pi$ ) with positive chirp in two-color laser.



4.46. 频谱中心频率 3.00 THz, 频谱峰值强度 4.73, 谱宽为 9.20 THz. 当双色激光的两个激光脉冲都有正啾啾时, 太赫兹波形与无啾啾情况时相比反相, 最大振幅 4.42, 频谱中心频率为 3.03 THz, 峰值强度为 4.68, 谱宽为 9.23 THz.

最后, 研究了太赫兹能量与啾啾量之间的关系, 结果如图 8 所示. 图 8 根据啾啾情况分为 2 部分, 右侧部分为基频波中存在正啾啾情况, 左侧部分为基频波中存在负啾啾情况. 可以看到随啾啾函数的脉冲宽度的增大, 太赫兹能量呈现出增长的趋势. 在脉冲宽度达到 225 fs 左右时两种情况的太赫兹能量都达到最大值. 对比文献 [53] 中图 2 结果, 其规律相似.

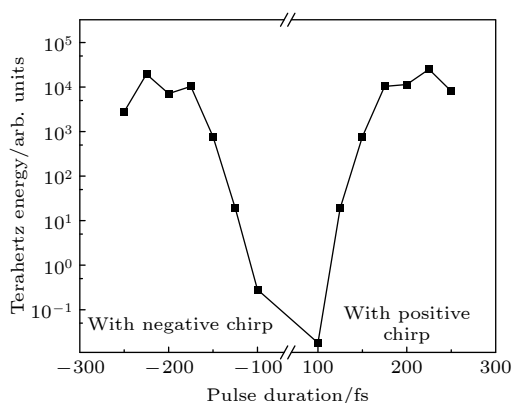


图 8 太赫兹能量与啾啾量的关系, 图右侧为基频波中存在正啾啾情况, 左侧为基频波中存在负啾啾情况

Fig. 8. Relationship between terahertz energy and chirp. On the right is a positive chirp in the FW, and on the left is a negative chirp in the FW.

这些结果表明, 改变啾啾参数  $\tau$  的值将改变啾啾调控对太赫兹波的影响程度. 在激光脉宽为飞秒量级, 以 40 fs 为例, 当啾啾参数  $\tau$  为皮秒或以更大量级时, 啾啾调控对太赫兹波的调控作用较小, 仅表现为对太赫兹波相位的影响. 而当啾啾参数  $\tau$  为飞秒或更小量级时, 激光的啾啾调控会使太赫兹波产生显著的变化, 对太赫兹波的能量、频谱中心频率以及频谱宽度都有影响. 此时, 需要严格调控基频波和倍频波的啾啾, 以及每个激光器的初始相位, 以实现期望的太赫兹脉冲的产生和调节.

## 4 结 论

本文建立了双色激光光丝产生太赫兹波及其后续传播的三维理论模型, 并研究了基频波与倍频

波中存在不同啾啾对双色激光光丝产生太赫兹波的影响. 在双色激光中, 初始相位不变的情况下, 对基频波的啾啾调制主要影响太赫兹波的相位, 对倍频波的啾啾调制主要影响太赫兹波的频谱中心频率和频谱宽度, 而这两种情况都会对太赫兹波的振幅产生影响. 此外, 啾啾调制的影响程度可以通过改变初始相位或啾啾参数的量级来控制. 研究表明, 激光啾啾作为一种可控的参数, 对辐射太赫兹波的属性具有多重调制效果. 相关研究结果为太赫兹的产生与调控研究提供了一种新的思路与依据.

## 参考文献

- [1] Pallavi D, Karim A, Cecil S J, Robert H G 2014 *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications VII* San Francisco, California, United States, February 1–6, 2014 p89850K
- [2] Bianco F, Miseikis V, Convertino D, Xu J H, Castellano F, Beere H E, Ritchie D A, Vitiello M S, Tredicucci A, Coletti C 2015 *Opt. Express* **23** 11632
- [3] Adam A J L, Planken P C M, Meloni S, Dik J 2009 *Opt. Express* **17** 3407
- [4] Han C, Chen Y 2018 *IEEE. Commun. Mag.* **56** 96
- [5] Hu X, Zhou L, Wu X, Peng Y 2023 *Adv. Photonics Nexus* **2** 044002
- [6] Peng Y, Huang J, Luo J, Yang Z, Wang L, Wu X, Zang X, Yu C, Gu M, Hu Q, Zhang X, Zhu Y, Zhuang S 2021 *Photonix* **X** 2 12
- [7] Peng Y, Shi C, Zhu Y, Gu M, Zhuang S 2020 *Photonix* **X** 1 12
- [8] Hassani A, Dupuis A, Skorobogatiy M 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1771
- [9] Wang L, Xiao R W, Ge S J, Shen Z X, Lü P, Hu W, Lu Y Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 084205 (in Chinese) [王磊, 肖芮文, 葛士军, 沈志雄, 吕鹏, 胡伟, 陆延青 2019 物理学报 **68** 084205]
- [10] Ferguson B, Zhang X C 2002 *Nat. Mater.* **1** 26
- [11] Wang K, Mittleman D M 2004 *Nature* **432** 376
- [12] Ding J, Maestrini A, Gatilova L, Cavanna A, Shi S, Wu W 2017 *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves* **38** 1331
- [13] Wang B, Shan S Y, Wu X J, Wang C, Pandey C, Nie T X, Zhao W S, Li Y T, Miao J G, Wang L 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 121104
- [14] Guo F, Pandey C, Wang C, Nie T, Wen L, Zhao W, Miao J G, Wang L, Wu X 2020 *OSA Continuum* **3** 893
- [15] Siegel P H 2002 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50** 910
- [16] Mandehgar M, Yang Y, Grischkowsky D 2013 *Opt. Lett.* **38** 3437
- [17] Möller L, Federici J, Sinyukov A, Xie C, Lim H C, Giles R C 2008 *Opt. Lett.* **33** 393
- [18] Tonouchi M 2007 *Nat. Photonics* **1** 97
- [19] Yan Z J, Shi W 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 248704 (in Chinese) [闫志中, 施卫 2021 物理学报 **70** 248704]
- [20] Tan Z Y, Chen Z, Han Y J, Zhang R, Li H, Guo X G, Cao J C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 098701 (in Chinese) [谭智勇, 陈镇, 韩英军, 张戎, 黎华, 郭旭光, 曹俊诚 2012 物理学报 **61** 098701]
- [21] Zhou K, Li H, Wan W J, Li Z P, Cao J C 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 109501 (in Chinese) [周康, 黎华, 万文坚, 李子平, 曹俊诚 2019 物理学报 **68** 109501]

- [22] Zhang K C, Liu S G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5258 (in Chinese) [张开春, 刘盛纲 2007 物理学报 **56** 5258]
- [23] Liu C C, Hao F X, Yin Y W, Li X G 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 127301 (in Chinese) [刘川川, 郝飞翔, 殷月伟, 李晓光 2020 物理学报 **69** 127301]
- [24] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, White W, Falcone R W 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2725
- [25] Hamster H, Sullivan A, Gordon S, Falcone R W 1994 *Phys. Rev. E* **49** 671
- [26] Cook D J, Hochstrasser R M 2000 *Opt. Lett.* **25** 1210
- [27] Kress M, Löffler T, Eden S, Thomson M, Roskos H G 2004 *Opt. Lett.* **29** 1120
- [28] Zheng L, Zhao Q, Liu S Z, Xing X J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 245202
- [29] Zhu J F, Ma Z F, Sun W J, Ding F, He Q, Zhou L, Ma Y G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 021102
- [30] Nouman M T, Kim H-W, Woo J M, Hwang J H, Kim D, Jang J H 2016 *Sci. Rep.* **6** 26452
- [31] Liu M, Hwang H Y, Tao H, Strikwerda A C, Fan K, Keiser G R, Sternbach A J, West K G, Kittiwatanakul S, Lu J, Wolf S A, Omenetto F G, Zhang X, Nelson K A, Averitt R D 2012 *Nature* **487** 345
- [32] Zhang S, Chen X, Liu K, Li H, Xu Y, Jiang X, Xu Y, Wang Q, Cao T, Tian Z 2022 *Photonix* **3** 7
- [33] Liu K, Koulouklidis A, Parazoglou D, Stelios, Zhang X C 2016 *The 8th International Symposium on Ultrafast Phenomena and Terahertz Waves Chongqing, China, October 10–12, 2016 pIM2B.1*
- [34] Zhao J, Guo L, Chu W, Zeng B, Gao H, Cheng Y, Liu W 2015 *Opt. Lett.* **40** 3838
- [35] He B, Nan J, Li M, Yuan S, Zeng H 2017 *Opt. Lett.* **42** 967
- [36] Li M, Yuan S, Zeng H 2017 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **23** 1
- [37] Li J, Wilson C B, Cheng R, Lohmann M, Kavand M, Yuan W, Aldosary M, Agladze N, Wei P, Sherwin M S, Shi J 2020 *Nature* **578** 70
- [38] Qiu H, Wang L, Shen Z, Kato K, Sarukura N, Yoshimura M, Hu W, Lu Y, Nakajima M 2018 *Appl. Phys. Express* **11** 092101
- [39] Wang W M, Sheng Z M, Wu H C, Chen M, Li C, Zhang J, Mima K 2008 *Opt. Express* **16** 16999
- [40] Clerici M, Peccianti M, Schmidt B E, Caspani L, Shalaby M, Giguère M, Lotti A, Couairon A, Légaré F, Ozaki T, Faccio D, Morandotti R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 253901
- [41] Zhang Z W, Liu Z F, Wang S X, Lu C H, Fan Z G, Kostin V A, Liu Y 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 031108
- [42] Nguyen A, González de Alaiza Martínez P, Déchard J, Thiele I, Babushkin I, Skupin S, Bergé L 2017 *Opt. Express* **25** 4720
- [43] Nguyen A, Martínez P G D A, Thiele I, Skupin S, Bergé L 2018 *New J. Phys.* **20** 033026
- [44] Roskos H G, Thomson M D, Kref M, Löffler T 2007 *Laser Photonics Rev.* **1** 349
- [45] Wang S F, Xiao H C, Peng Y 2020 *J. Opt. Soc. Am. B* **37** 3325
- [46] Xiao H C, Wang S F, Peng Y, Mittleman D M, Zhao J Y, Jin Z M, Zhu Y M, Zhuang S L 2021 *Phys. Rev. A* **104** 013517
- [47] Li P C, Zhou X X, Wang G L, Zhao Z X 2009 *Phys. Rev. A* **80** 053825
- [48] Corkum P B 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994
- [49] Rae S C, Burnett K 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1084
- [50] Andreeva V A, Kosareva O G, Panov N A, Shipilo D E, Solyankin P M, Esaulkov M N, González de Alaiza Martínez P, Shkurinov A P, Makarov V A, Bergé L, Chin S L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 063902
- [51] Kim K Y, Taylor A J, Glowina J H, Rodriguez G 2008 *Nat. Photonics* **2** 605
- [52] Constant E, Garzella D, Breger P, Mével E, Dorrer C, Le Blanc C, Salin F, Agostini P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1668
- [53] Wang T J, Chen Y, Marceau C, Théberge F, Châteauneuf M, Dubois J, Chin S L 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 131108

# Theoretical study of influence of laser pulse chirp on terahertz emission characteristics of gas induced by two-color laser field\*

Li Han-Nan Peng Yan<sup>†</sup>

(Terahertz Spectral and Imaging Technology Collaborative Innovation Center, Engineering Research Center of Optical Instruments and Systems of the Ministry of Education, Shanghai Key Laboratory of Modern Optical System, Terahertz Technology Innovation Research Institute, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

( Received 14 November 2023; revised manuscript received 6 December 2023 )

## Abstract

With the development of terahertz (THz) wave research, the demand for controllable THz sources is increasing. How to obtain the regulated THz waves has been one of the research hotspots and key problem in the field of THz science. There have been researches in which the resulting THz wave is modulated by changing the wavelength, relative phase, energy, or chirp of the laser produced by a two-color laser. In this work, we establish a three-dimensional theoretical model of THz wave generation and subsequent propagation induced by two-color laser. And we investigate the influence of chirp modulation of different laser on THz wave by chirp modulation of the fundamental wave (FW) and the second harmonic wave (SHW) of two-color laser, including THz wave amplitude, THz wave center frequency and spectrum width, and analyze the physical mechanism of related phenomena. At the same time, the effects of different orders of magnitudes of laser chirp parameters (femtosecond and picosecond) and initial phase of laser pulse on THz wave parameters are also studied. The results are shown below. 1) In the two-color laser, the chirp of FW mainly affects the shape of THz wave when the initial phase is unchanged. The chirp modulation of SHW can cause the amplitude of THz wave to change significantly, and affect the center frequency and spectrum width of THz waves. 2) In the case of laser pulse width of femtosecond order, 40 fs is taken as an example. When the chirp parameter is of femtosecond magnitude, the chirp parameter has a great influence on the THz wave generation efficiency of two-color laser filament. At the picosecond magnitude, the chirp parameter has a weak effect on the THz wave energy and mainly affects the phase of the THz wave. 3) The initial phase of the two-color laser can aid in chirp modulation of THz wave to optimize the energy generated. 4) The initial phase of two-color laser can assist in the process of chirped laser modulation of terahertz waves to optimize the energy generated. Our research shows that the chirp modulation, as a controllable parameter, has multiple regulation effect on the properties of radiated THz waves. The related research results provide a new idea and basis for studying the generation and regulation of THz waves.

**Keywords:** terahertz radiation, two-color laser pulses, chirp, modulation

**PACS:** 07.57.Hm, 42.65.Re, 52.38.-r

**DOI:** [10.7498/aps.73.20231806](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231806)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61988102, 62335012).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [py@usst.edu.cn](mailto:py@usst.edu.cn)

激光脉冲啁啾影响双色激光场诱导气体产生太赫兹辐射特性的理论研究

李翰楠 彭艳

**Theoretical study of influence of laser pulse chirp on terahertz emission characteristics of gas induced by two-color laser field**

Li Han-Nan Peng Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 060701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231806

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231806>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

激光在大气中驱动的强大太赫兹辐射的理论和实验研究

Theoretical and experimental studies on terahertz radiation from laser-driven air plasma

物理学报. 2018, 67(12): 124202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180564>

激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200>

飞秒激光泵浦LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub>异质结产生太赫兹波辐射

Terahertz emission from LaAlO<sub>3</sub>/SrTiO<sub>3</sub> heterostructures pumped with femtosecond laser

物理学报. 2022, 71(9): 090702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20201139>

飞秒超强激光驱动太赫兹辐射特性的实验研究

Experimental study of terahertz radiation driven by femtosecond ultraintense laser

物理学报. 2021, 70(8): 085205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210518>

Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>(YIG)/Pt异质结构中基于超快自旋塞贝克效应产生太赫兹相干辐射研究

Terahertz emission from Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>(YIG)/Pt heterostructures via ultrafast spin Seebeck effect

物理学报. 2020, 69(20): 208704 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200733>

柔性磁性薄膜材料与器件研究进展

Research progress of flexible magnetic films and devices

物理学报. 2022, 71(9): 097503 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212354>