

双波长波片导致的脉冲分离对双色场辐射太赫兹波的影响

王建鑫^{1,2}, 余志强^{1,2}, 胡俊波^{1,2}, 苏强^{1,3}, 郭兰军^{1,2}, 林列^{1,3}, 高慧⁴, 刘伟伟^{1,2}, 张楠^{1,2*}

¹南开大学电子信息与光学工程学院现代光学研究所, 天津 300350;

²天津市微尺度光学信息技术科学重点实验室, 天津 300350;

³天津市光电传感器与传感网络重点实验室, 天津 300350;

⁴天津工业大学物理科学与技术学院, 天津 300387

摘要 由于群速度的偏振依赖性, 飞秒激光脉冲入射到双波长波片时出射光脉冲会分离为两个具有一定时间延迟的飞秒激光脉冲。从实验和理论模拟两方面研究了双波长波片导致的脉冲分离现象对飞秒激光双色场成丝辐射太赫兹 (THz) 波效率的影响。实验结果表明, 脉冲分离导致的时间延迟会降低双色场辐射 THz 波的效率, 可通过零级双波长波片缩短分离脉冲之间的时间延迟, 有效提高 THz 波的产生效率。

关键词 非线性光学; 激光成丝; 脉冲分离; 太赫兹波

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.0314002

1 引言

太赫兹 (THz) 波具有带宽宽、光子能量低和穿透性强等特点, 在光谱检测、安全检查、光通信、生物医疗等领域有广泛的应用前景。飞秒激光成丝是产生 THz 波的重要方法之一, 其特有的高峰值场强、远程传输及空间强束缚等优势^[1-14] 受到了广泛关注。THz 波的衍射现象严重且大气中水蒸气对其具有强烈的吸收作用, 限制了 THz 波在大气中的远程传输。飞秒激光成丝方法将 THz 波束缚在光丝内, 克服了传播衍射的影响, 同时, 可通过控制光丝实现 THz 波的远程输送, 为 THz 波在大气中的应用提供了一种可行的方式。

在飞秒激光双色场成丝辐射 THz 波的实验中, 影响 THz 波辐射效率的主要因素包括激光能量、脉冲宽度、基频光和倍频光之间的空间走离效应^[15-16] 以及群速度失配^[17-18] 等。通过优化这些参数, 可以

有效提高 THz 波的辐射强度。本文在实验中发现双波长波片内同一波长的光在不同偏振方向的折射率不同, 会导致入射激光脉冲在不同偏振方向的群速度不同。因此, 当脉冲光的偏振方向与双波长波片的光轴存在一定夹角时, 一个入射的激光脉冲会分解为两个具有一定时间延迟的出射激光脉冲, 其时间延迟由波片的厚度、波片的折射率以及光的波长决定。这种由双波长波片双折射效应导致的激光脉冲劈裂现象会影响双色飞秒激光成丝辐射 THz 波的效率。

2 实验装置与结果分析

Xie 等^[19] 的研究表明, 在双色场激光成丝辐射 THz 波的实验中, 当基频光和倍频光具有相同的偏振态时, THz 波的转换效率最高。使用双波长波片和延迟补偿片的组合, 可使基频光和倍频光具有相同偏振, 也可以实现基频光和倍频光的延迟补

收稿日期: 2020-08-20; 修回日期: 2020-09-10; 录用日期: 2020-09-22

基金项目: 国家重点研发计划(2018YFB0504400)、国家自然科学基金(11574160)、中央高校基本科研业务费专项资金、天津市应用基础与先进技术研究计划(19JCYBJC16800)、天津市人才发展专项计划、111 计划(B16027)、上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室开放课题

* E-mail: zhangn@nankai.edu.cn

偿^[20],有效提高双色场激光成丝辐射 THz 波的效率。实验装置如图 1 所示,一束中心波长为 800 nm,重复频率为 500 Hz,脉冲宽度为 50 fs,单脉冲能量为 3 mJ 的飞秒激光被一个平凸透镜(焦距 $f=300$ mm)会聚,在透镜后放置一块厚度为 $100\ \mu\text{m}$ 的 β -BBO 晶体,通过第一类相位匹配条件产生波长为 400 nm 的倍频光。在 β -BBO 后插入群延迟补偿片(材质为 α -BBO),补偿基频光和倍频光的群延迟^[21-22]。飞秒激光入射到系统后, β -BBO 在产生倍频光的同时,不可避免地会在基频光和倍频光之间引入了约 19 fs 的群延迟。因此,群速度补偿片提供负向群速度补偿(波长为 400 nm 光的偏振方向平行于晶体快轴,波长为 800 nm 光的偏振方向平行于晶体的慢轴),使 400 nm 的光快于 800 nm 的光。补偿片后面放置双波长波片,双波长波片的工作原理如图 2 所示。当入射基频光的偏振方向、倍频光的偏振方向都和双波长波片的

光轴方向成 45° 夹角时,基频光的偏振方向会偏移 90° ,倍频光的偏振方向不变,最终使基频光和倍频光的偏振方向相互平行,如图 2(a)所示。其中, ω 为基频光的偏振方向, 2ω 为倍频光的偏振方向。加入双波长波片后会在基频光和倍频光之间引入额外的时间延迟,因此在使用双波长波片和不使用双波长波片的光路中用不同厚度的补偿片。使用双波长波片时,补偿片 α -BBO 的厚度为 $450\ \mu\text{m}$;不使用双波长波片时,补偿片的厚度为 $75\ \mu\text{m}$,从而保证两种情况下双色光的群延迟都为零。基频光和倍频光经过该系统后在透镜的几何焦点附近产生光丝,从而辐射出 THz 波。THz 波经过 Teflon 板(滤掉基频光和倍频光)和两面相同的 90° 镀金膜离轴抛物面镜 OAP(口径 $D=75$ mm,反射焦距 $f=150$ mm)入射至 Golay Cell (GC-1P, Tydex, St. Petersburg, Russia)。在 Golay Cell 前放置高阻硅片,以消除高频背景光噪声。

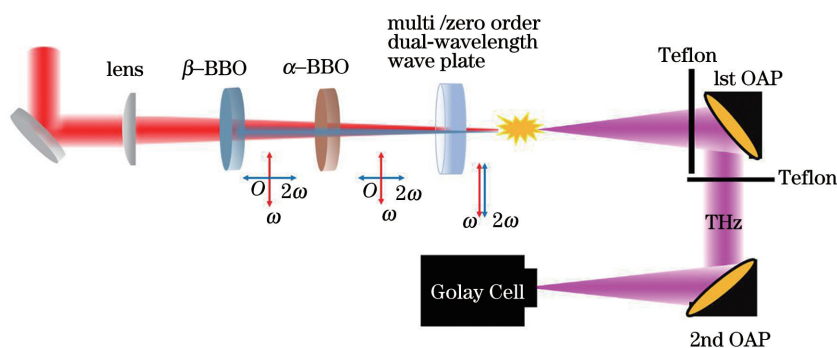


图 1 双色飞秒激光成丝产生 THz 波的原理

Fig. 1 Principle of the THz wave generated by two-color femtosecond laser filament formation

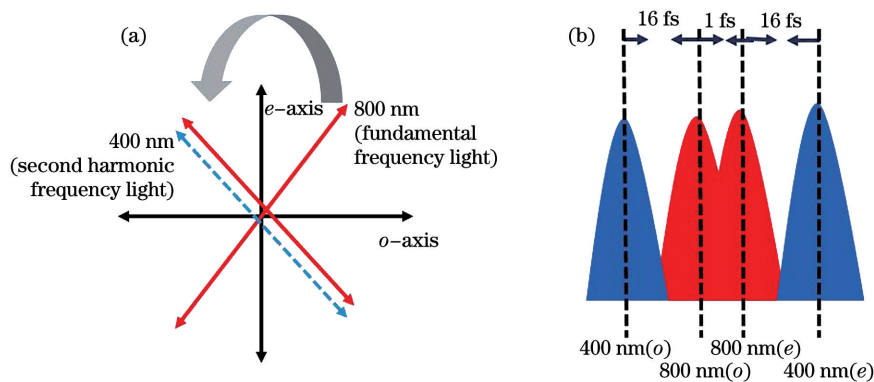


图 2 双波长波片的工作原理。(a)基频光和倍频光及双波长波片光轴的方向;
(b)基频光和倍频光得到的四个激光脉冲的时间延迟

Fig. 2 Working principle of the dual-wavelength wave plate. (a) Directions of the optical axis of the fundamental frequency light, frequency doubled light and dual-wavelength wave plate; (b) time delays of the four laser pulses obtained by the fundamental frequency light and frequency doubled light

已有研究表明,当基频光和倍频光具有相同的偏振态时,THz 波的转换效率最高^[19]。因此实

验中研究了两种不同的情况:存在多级双波长波片的情况下,当 β -BBO 的光轴方向与基频光偏振

方向的角度处于倍频效率最大处时, THz 单脉冲能量最大, 为 0.18 nJ, 此时基频光和倍频光偏振态相同; 不存在双波长波片时, 当 800 nm 光偏振方向与 400 nm 光偏振方向的夹角为 55° 时, THz 单脉冲能量最大, 为 3 nJ。此时基频光和倍频光的偏振方向并不相同, 无脉冲分离情况的 THz 能量为有脉冲分离情况 THz 能量的 18 倍, 这表明 THz 波辐射效率下降的原因是双波长波片导致的脉冲分离。

实验使用的双波长波片 ($\lambda/2@800\text{ nm}, \lambda@400\text{ nm}$) 厚度为 0.584 mm, 材质为石英晶体, 其中 λ 为波长。由于基频光和倍频光在石英晶体中沿 o 轴和 e 轴偏振分量的折射率是不同的, 折射率的差异导致单个光脉冲 o 、 e 分量的群速度不同, 所以基频光脉冲和倍频光脉冲经过双波长波片后均会分裂为具有一定延迟量的两个脉冲。

对于实验中使用的双波长波片, 其 Sellmeier 方程可表示为^[23]

$$n_o^2(\lambda) = 2.36315 + \frac{0.00945}{\lambda^2 - 0.01915} - 0.0219\lambda^2, \quad (1)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.37655 + \frac{0.0120}{\lambda^2 - 0.01445} + 1.8754 \times 10^{-7} \lambda^2, \quad (2)$$

式中, $n_o(\lambda)$ 和 $n_e(\lambda)$ 分别为双波长波片中传播的寻常光和非寻常光折射率。当晶体光轴与入射光的夹角为 θ 时, 其折射率可表示为

$$n(\lambda) = \frac{n_o(\lambda)n_e(\lambda)}{\sqrt{n_o(\lambda)^2 \sin^2 \theta + n_e(\lambda)^2 \cos^2 \theta}}. \quad (3)$$

当双波长波片处于工作角度时 (光轴与基频光偏振方向的夹角为 45°), 光在石英晶体中传播的折射率为

$$n(\lambda) = \frac{n_o(\lambda)n_e(\lambda)}{\sqrt{n_o(\lambda)^2/2 + n_e(\lambda)^2/2}}. \quad (4)$$

光在晶体中的群速度可表示为

$$v_g = \frac{c}{n(\lambda) - \lambda dn(\lambda)/d\lambda}, \quad (5)$$

式中, c 为光在真空中的传播速度。联立 (4) 式和 (5) 式可以计算出双波长波片中基频光和倍频光不同偏振态对应的折射率和群速度, 结果如表 1 所示。计算得到的基频光和倍频光脉冲经过双波长波片后分裂得到的四个脉冲之间的时间延迟, 如图 2(b) 所示, 需要注意的是初始脉冲宽度为 50 fs, 而脉冲分离会进一步增加激光脉冲的有效宽度, 如图中的极

窄脉冲。

表 1 双波长波片中基频光和倍频光对应的折射率和群速度
Table 1 Refractive indexes and group velocities corresponding to the fundamental frequency light and the frequency doubled light in the dual-wavelength wave plate

Wavelength /nm	400	800
Refractive index of the o -axis	1.5578	1.5376
Refractive index of the e -axis	1.5681	1.5478
Group velocity of the o -axis/($10^8\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.8645	1.9268
Group velocity of the e -axis/($10^8\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)	1.8451	1.9225

3 数值模拟

为了验证脉冲分离对 THz 波辐射效率的影响, 利用双色场光电流模型^[24-26]模拟了飞秒激光脉冲分别在无脉冲分离和存在四脉冲分离情况下成丝产生 THz 波辐射的动力学过程, 并研究了飞秒激光的脉冲宽度在四脉冲分离情况下对 THz 波辐射过程的影响。

根据双色场光电流模型, 对于半静态电场中的类氢原子, 隧穿电离率 $\omega(t)$ 可表示为

$$\omega(t) = 4\omega_a \left[\frac{E_a}{E(t)} \right] \exp \left[-\frac{2}{3} \frac{E_a}{E(t)} \right], \quad (6)$$

式中, $\omega_a = 4.134 \times 10^{16}\text{ s}^{-1}$ 为原子频率, $E_a = 5.14 \times 10^9\text{ V/cm}$ 为类氢原子中基态电子受到的原子电场, $E(t)$ 为激光电场。当 β -BBO 满足相位匹配条件时 (使用双波长波片的情况), 倍频效率最高, 此时由实验测得的激光功率计算得到的基频光峰值强度 $I_\omega = 4.5 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$, 倍频光峰值强度 $I_{2\omega} = 0.67 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$, 倍频效率约为 15%; 当 BBO 旋转 55° 后 (不使用双波长波片的情况), 由实验测得的激光功率计算得到的基频光峰值强度 $I_\omega = 5 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$, 倍频光峰值强度 $I_{2\omega} = 0.16 \times 10^{15}\text{ W/cm}^2$, 此时的倍频效率降低为 8%

将上述激光强度作为模拟计算的输入条件, 假设气体分子的初始密度 $N_g = 2.4 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$, 且 t 时刻的自由电子密度为 $N_e(t)$, 由于 $N_g \gg N_e(t)$, 则电离方程可表示为

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = \omega(t)[N_g - N_e(t)] \approx N_g \omega(t), \quad (7)$$

t 时刻的自由电子密度 $N_e(t)$ 可近似为^[24]

$$N_e(t) \approx N_g \int_{-\infty}^t \omega(t) dt. \quad (8)$$

激光脉冲电离产生的自由电子会随激光电场做

加速运动, 电子的运动可以用经典力学方法描述。由于隧穿电离的非线性特性, 电离过程主要发生在激光脉冲峰值附近。假设电离产生的自由电子初始速度为零, 其在光电场作用下的动力学方程可表示为^[24]

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e_1}{m}E(t) - \frac{v}{\tau_s}, \quad (9)$$

式中, 电子电荷 $e_1 = 1.6021 \times 10^{-19}$ C, 电子质量 $m = 9.1095 \times 10^{-31}$ kg, v 为电子运动的速度, $E(t)$ 为激光电场, τ_s 为散射时间, 与电子速度和气体密度有关, $-v/\tau_s$ 为电子运动过程中因碰撞散射导致的衰减项, 在常温常压一般为 ps 量级, 远大于激光脉宽, 因此可忽略该项, 将(9)式简化为

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e_1}{m}E(t). \quad (10)$$

由(10)式可得, 在 t' 时刻电离产生的电子在 t 时刻的速度为

$$v(t', t) = -\int_{t'}^t \frac{e_1}{m}E(t)dt'. \quad (11)$$

在光场驱使下, t 时刻电子运动产生的光电流密度 $J(t)$ 可表示为

$$J(t) = \int_{-\infty}^t dJ(t') = -e_1 \int_{-\infty}^t v(t', t) dN_e(t'), \quad (12)$$

式中, $dN_e(t')$ 为激光电场在一定时间内产生的自由电子密度。根据光电流模型可知, THz 电场与光电流密度的时间导数存在正比关系^[26], 可表示为

$$E_{\text{THz}} \propto \frac{dJ(t)}{dt}. \quad (13)$$

联立(8)式~(12)式, 得到 $dJ(t)/dt$, 对 $dJ(t)/dt$ 进行傅里叶变换可以得到整个电离过程对外辐射的电磁波频谱。需要注意的是除了 THz 频段外, 辐射的电磁波中还存在其他频率成分的电磁波, 因此需要对计算得到的频谱进行低通滤波, 只提取 0~100 THz 波段的 THz 光谱, 然后通过傅里叶逆变换得到 THz 辐射的时域波形^[24]。

模拟过程中, 无脉冲分离和四脉冲分离情况下的叠加电场 $E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 可分别表示为

$$E_1(t) = E_{\omega} \cos(\omega t) + E_{2\omega} \cos(2\omega t + \theta) \cos \alpha, \quad (14)$$

$$E_2(t) = E_{\omega_0} \cos(\omega t) + E_{\omega c} \cos(\omega t + \theta_1) + E_{2\omega_0} \cos(2\omega t + \theta_2) + E_{2\omega c} \cos(2\omega t + \theta_3), \quad (15)$$

式中, E_{ω} 和 $E_{2\omega}$ 分别为基频光和倍频光的电场, α 为基频光和倍频光偏振方向的夹角, 在没有脉冲分离的情况下, α 为 55° 。存在脉冲分离时, 总的叠加

电场修正为 4 个脉冲电场相加, (15) 式中的 E_{ω} 、 $E_{\omega c}$ 、 $E_{2\omega_0}$ 、 $E_{2\omega c}$ 分别为基频寻常光和非常光以及倍频寻常光和非常光的电场。

为了研究脉冲分离对双色场辐射 THz 波效率内在机制的影响, 首先计算了三种不同情况下的电离率: 1) 入射基频飞秒激光脉宽 Δt 为 50 fs 且无脉冲分离; 2) 入射基频飞秒激光脉宽为 100 fs 且存在脉冲分离; 3) 入射基频飞秒激光脉宽为 50 fs 且存在脉冲分离。三种情况的电离率模拟结果如图 3 所示。

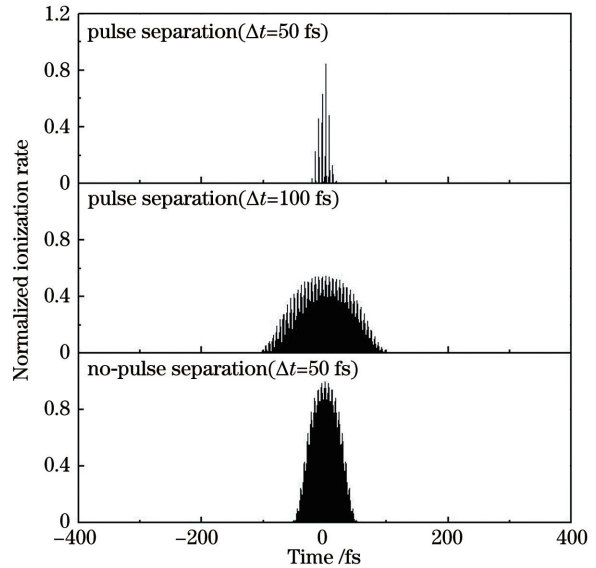


图 3 三种不同情况下的电离率

Fig. 3 Ionization rates under three different conditions

从图 3 可以发现, 当脉冲宽度为 50 fs 时, 脉冲分离减弱了电离率; 将脉冲宽度扩宽为 100 fs 后可降低脉冲分离对电离率的影响, 但此时的峰值电离率仅为无脉冲分离时峰值电离率的一半。图 4 为图 3 中不同情况下的电离电子密度随时间的变化情况。可以发现, 当入射激光脉宽为 50 fs 时, 脉冲分离时电离电子密度随时间的演化整体滞后于无脉冲

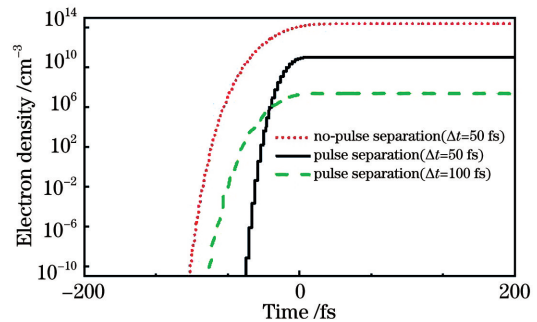


图 4 三种情况下自由电子密度随时间的变化曲线
Fig. 4 Curves of the free electron density with time in the three conditions

分离的情况,脉宽为 100 fs 且存在脉冲分离时的电离电子密度在三种情况下是最小的。三种情况下辐

射 THz 波的频域波形和时域波形分别如图 5 和图 6 所示。

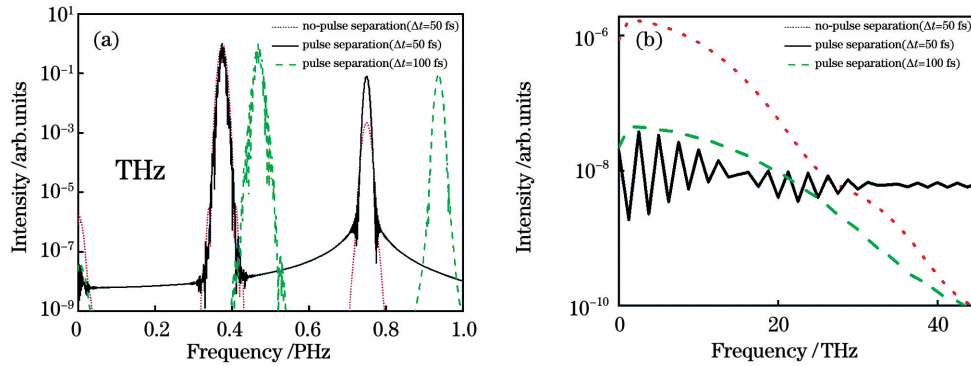


图 5 三种情况下的频谱。(a)电离辐射谱;(b)THz 波段的放大图

Fig. 5 Spectra in three conditions. (a) Ionizing radiation spectrum; (b) enlarged view of the THz band

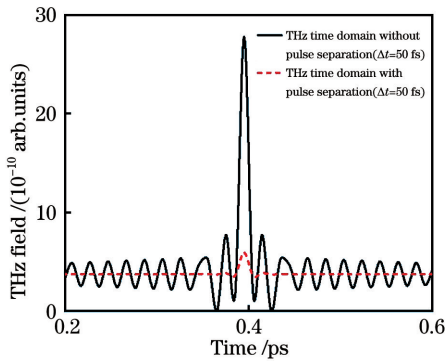


图 6 无脉冲分离和有脉冲分离的 THz 时域图

Fig. 6 Time domain diagrams of THz without and with pulse separation

从图 5 可以发现,在 0~100 THz 的频率范围内,50 fs 无脉冲分离情况下的 THz 波强度是最大的。从傅里叶逆变换得到的时域波形模拟图(图 6)可以发现,无脉冲分离情况下 THz 波的辐射电场为 27.7×10^{-10} ,由于脉冲分离后存在时间延迟,有脉冲分离情况时的 THz 辐射电场为 5.91×10^{-10} 。模拟和实验条件下,无脉冲分离情况的 THz 能量分别为有脉冲分离情况 THz 能量的 22 倍和 18 倍,两者的结论接近,这表明基频光和倍频光的脉冲分离会导致 THz 波辐射效率下降。

综上所述,在长脉冲宽度(100 fs)情况下,虽然增加脉冲宽度能增加脉冲之间的相互作用时间,减小脉冲分离的影响,但脉冲宽度展宽会导致峰值光强下降,其 THz 辐射率仍然较低。

在使用双波长波片的情况下,需保证 THz 波的辐射效率在调节基频光和倍频光偏振态一致的同时有效减小脉冲分离的程度,可通过使用较薄的双波长波片即零级双波长波片^[27]实现。双波长波片的

工作原理为保证基频光和倍频光经过波片后,基频光的相位差改变 $(2k-1)\pi$,偏振方向改变 90° ,倍频光的相位差改变 $2k\pi$,偏振方向不变,可表示为

$$\frac{2\pi}{\lambda_1}(n_{o1} - n_{e1})L = (2k - 1)\pi, \quad (16)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda_2}(n_{o2} - n_{e2})L = 2k\pi, \quad (17)$$

式中, λ_1 为基频光的波长(800 nm), λ_2 为倍频光的波长(400 nm), $n_{o1}, n_{e1}, n_{o2}, n_{e2}$ 分别为基频光和倍频光在石英晶体中沿 o 轴和 e 轴的偏振折射率,可以由石英晶体的 Sellmeier 方程计算得到。当波片的厚度最小时,常数 k 取 1,计算得到能实现调控双波长光偏振的最小石英晶体厚度为 40 μm 。使用厚度为 40 μm 的石英晶体作为双波长波片时,依然会发生脉冲分离现象,但分离脉冲之间的延迟量较短,其中,800 nm 光 o, e 分量脉冲的分离时间为 0.3 fs,几乎不发生分离,具体的脉冲分离情况和延迟如图 7 所示。

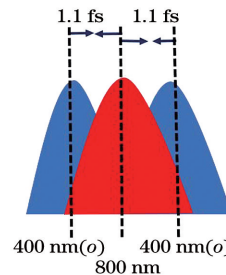


图 7 脉冲宽度为 50 fs 的泵浦脉冲分离情况

Fig. 7 Pump pulse separation with a pulse width of 50 fs

利用双色场光电模型模拟了厚度为 40 μm 和 584 μm 的双波长波片调控基频光和倍频光偏振态时产生的电离辐射谱,结果如图 8 所示。可以看出,使用零级双波长波片时,THz 频段的信号远大于使用多级双波长波片时的 THz 频段信号。

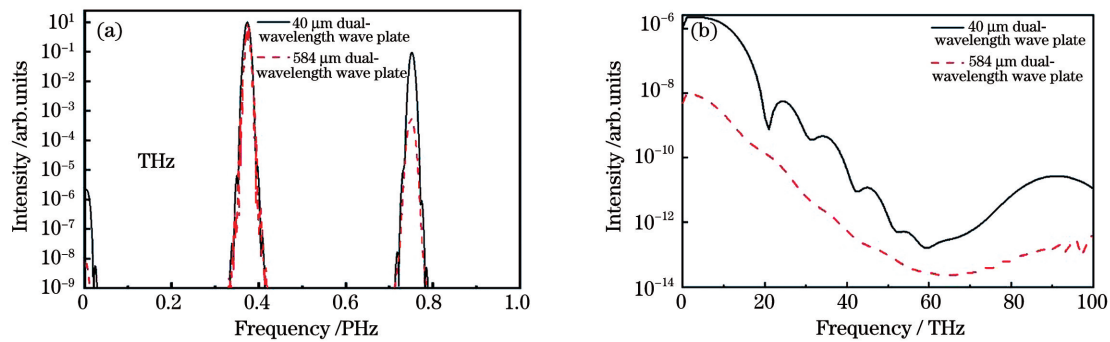


图 8 不同情况下的频谱。(a) 双波长波片计算得到的电离辐射谱;(b) THz 波段的放大图

Fig. 8 Spectra under different conditions. (a) Ionizing radiation spectrum calculated by the dual-wavelength wave plate; (b) enlarged view of the THz band

对模拟得到的频谱图进行傅里叶逆变换,结果如图 9 所示。可以发现,使用零级双波长波片时的 THz 强度约为使用多级双波长波片 THz 强度的 120 倍,约为不使用双波长波片时 THz 强度的 5.4 倍。

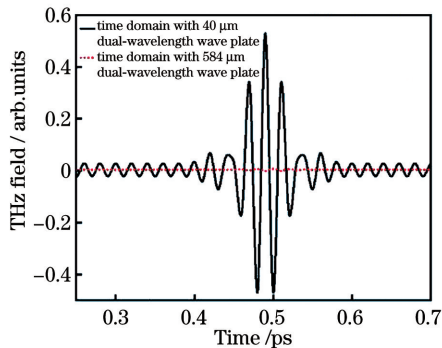


图 9 不同厚度双波长波片的 THz 时域谱

Fig. 9 THz time domain spectra of dual-wavelength wave plate with different thicknesses

将多级双波长波片(厚度为 584 μm)换为零级双波长波片(厚度为 40 μm)时,为了补偿基频光和倍频光的群速度延迟,补偿片的厚度也从 450 μm 变为 110 μm 。通过转动零级双波长波片的角度得到的 THz 波强度随双波长波片角度的变化情况,如图 10 所示。可以发现,加入零级双波

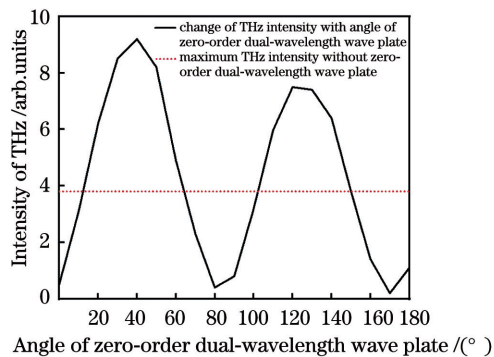


图 10 THz 强度在不同情况下的变化情况

Fig. 10 Change of the THz intensity in different situations

长波片比不使用双波长波片时的 THz 产生效率增强了约 2.5 倍。

4 结 论

基于飞秒激光脉冲在双折射晶体内传播的特性,研究了由群速度偏振依赖特性导致的脉冲分离现象对双色场电离空气辐射 THz 波效率的影响。实验发现厚度为 584 μm 的双波长波片可使无脉冲分离情况的 THz 能量为有脉冲分离情况 THz 能量的 18 倍。基于双色场光电流模型,分别模拟了脉冲宽度为 50 fs 有脉冲分离和无脉冲分离以及脉冲宽度为 100 fs 有脉冲分离三种情况下产生 THz 波的电离率、电子密度、时域谱、频谱等参量,结果表明,脉冲分离会导致 THz 辐射功率下降。使用零级双波长波片缩短分离脉冲的时间延迟,可显著提高双色场辐射 THz 波的效率。因此,在双色场激发 THz 波实验装置中应尽量减少会引入脉冲分离的晶体元件,以提高 THz 波的产生效率。

参 考 文 献

- [1] 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.
- [2] 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 Reviews, 2007, 1(4): 349-368.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] Liu J L, Dai J M, Chin S L, et al. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4: 627-631.
- [7] Liu W W, Xue J Y, Su Q, et al. Research progress on ultrafast laser filamentation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500003.
刘伟伟, 薛嘉云, 苏强, 等. 超快激光成丝现象研究综述[J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500003.
- [8] 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.
- [9] Lu D, Su Q, Qi P F, et al. Method for terahertz radiation enhancement using filament array [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(6): 0614021.
鲁丹, 苏强, 齐鹏飞, 等. 基于光丝阵列的太赫兹辐射增强方法[J]. *中国激光*, 2019, 46(6): 0614021.
- [10] 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.
- [11] Dai J M, Xie X, Zhang X C. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97 (10): 103903.
- [12] Massaouti M, Tzortzakis S. Controlling laser filamentation induced strong THz fields[J]. *Chinese Journal of Physics*, 2014, 52(1): 490-503.
- [13] Oh T I, Yoo Y J, You Y S, et al. Generation of strong terahertz fields exceeding 8 MV/cm at 1 kHz and real-time beam profiling [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(4): 041103.
- [14] Xu Q, Su Q, Lu D, et al. Review of terahertz time-domain spectroscopy systems based on laser filament [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46 (6): 0614010.
徐强, 苏强, 鲁丹, 等. 基于激光成丝的太赫兹时域光谱系统研究综述[J]. *中国激光*, 2019, 46(6): 0614010.
- [15] Liu Y, Houard A, Prade B, et al. Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(13): 135002.
- [16] Xie X, Xu J Z, Dai J M, et al. Enhancement of terahertz wave generation from laser induced plasma [J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90 (14): 141104.
- [17] 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.
- [18] Durand M, Liu Y, Houard A, et al. Fine control of terahertz radiation from filamentation by molecular lensing in air [J]. *Optics Letters*, 2010, 35 (10): 1710-1712.
- [19] Xie X, Dai J, Zhang X C, et al. Coherent control of THz wave generation in ambient air [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(7): 075005.
- [20] Wang T W, Iwaszczuk K, Wrisberg E A, et al. Linearity of air-biased coherent detection for terahertz time-domain spectroscopy [J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2016, 37(6): 592-604.
- [21] Dai J M, 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.
- [22] Zhang Z L, Chen Y P, Cui S, et al. Manipulation of polarizations for broadband terahertz waves emitted from laser plasma filaments[J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(9): 554-559.
- [23] Zhao S, Wu F Q. The study on dispersive equation and thermal refractive index coefficient of quartz crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, 35 (8): 1183-1186.
赵爽, 吴福全. 石英晶体的色散方程及折射率温度系数[J]. *光子学报*, 2006, 35(8): 1183-1186.
- [24] Kim K-Y. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions [C] // 2009 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference, June 2-4, 2009, Baltimore, MD. New York: IEEE, 2009: 1-2.
- [25] Kim K Y, Glowonia J H, Taylor A J, et al. High-power broadband terahertz generation via two-color photoionization in gases [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2012, 48(6): 797-805.
- [26] 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.
- [27] Yoo Y J, Kuk D, Zhong Z Q, et al. Generation and characterization of strong terahertz fields from kHz laser filamentation [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, 23(4): 1-7.

Effect of Pulse Separation Induced by Dual-wavelength Wave Plate on Terahertz Waves Radiation From Two-Color Field

Wang Jianxin^{1,2}, Yu Zhiqiang^{1,2}, Hu Junbo^{1,2}, Su Qiang^{1,3}, Guo Lanjun^{1,2}, Lin Lie^{1,3},
Gao Hui⁴, Liu Weiwei^{1,2}, Zhang Nan^{1,2*}

¹*Institute of Modern Optics, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China;*

²*Tianjin Key Laboratory of Micro-Scale Optical Information Science and Technology, Tianjin 300350, China;*

³*Tianjin Key Laboratory of Optoelectronic Sensor and Sensing Network Technology, Tianjin 300350, China;*

⁴*School of Physical Science and Technology, Tiangong University, Tianjin 300387, China*

Abstract

Objective Broadband terahertz (THz) wave has important applications in many fields, such as material identification, security inspection, optical communication, etc. It has attracted worldwide researchers' attentions in recent years. Two-color femtosecond laser filamentation can produce THz waves with electric field as high as 21 MV/cm and broad bandwidth up to 200 THz, which show significant advantages over other THz wave generation methods. In addition, THz source produced by femtosecond laser filamentation can achieve the long-distance delivery of THz wave. Due to the serious diffraction phenomenon of THz waves and the strong absorption of THz waves by water vapor in the atmosphere, THz wave cannot propagate long distance in air, while by long-distance delivery of femtosecond laser filament, THz wave can be produced in the remote locations, providing a feasible way for the related application of THz waves in the atmosphere.

For the two-color femtosecond laser filamentation, the time delay, spatial walk-off, and polarization state of the fundamental and second harmonic laser beams strongly affect the generation efficiency of terahertz wave. In this paper, we demonstrate experimentally and numerically that when the polarization directions of the fundamental and the second harmonic beams are adjusted to be identical by using the dual-wavelength wave plate, obvious pulse separation will be generated due to the group delay dispersion and birefringence of the dual-wavelength wave plate. Therefore, simply adding a dual-wavelength wave plate will decrease the generation efficiency of THz wave, even a zero-order dual-wavelength wave plate is employed. By using a zero-order dual-wavelength wave plate and a dispersion compensating plate, the effect of pulse separation can be reduced, thereby increasing the terahertz generation efficiency. This work demonstrates the role of dual-wavelength wave plate and dispersion compensating plate in increasing the THz wave generation efficiency when two-color femtosecond laser filamentation is employed.

Methods When femtosecond laser pulse passes through a dual-wavelength wave plate, the laser pulse splits into two pulses in the temporal domain due to the polarization dependent group velocity in the wave plate. This paper investigates the influence of the pulse splitting on the generation of terahertz waves in two-color femtosecond laser filamentation both experimentally and numerically. In experiments, we use a β -BBO with a thickness of 100 μm to excite the second harmonic beam of the 800 nm fundamental laser beam. α -BBO crystals with different thicknesses are used to compensate the time delay between the fundamental and second harmonic laser beams. The polarization directions of the fundamental and second harmonic laser beams are adjusted by the dual-wavelength wave plates with different thicknesses. The power of the produced THz wave is obtained by the Golay cell detector. The photocurrent model is used in the simulation process, and the effect of pulse separation on the generation of terahertz wave is investigated by calculating the ionizing radiation process.

Results and Discussions We investigate the THz wave generation by the two-color femtosecond laser filamentation when the multi-order, zero-order or no dual-wavelength waveplate is employed both experimentally and numerically. It is found that the terahertz radiation efficiency using a multi-order dual-wavelength wave plate is lower than that using no dual-wavelength wave plate or a zero-order dual-wavelength wave plate.

According to the simulation results, it concludes that

1. The THz generation efficiency increases by about 120 times when the multi-order dual-wavelength wave plate is replaced by the zero-order dual-wavelength wave plate (**Fig. 9**).

2. The THz generation efficiency in the case using the zero-order dual-wavelength wave plate is about 5.4 times larger than that without any dual-wavelength wave plate (**Fig. 6** and **Fig. 9**).

According to the experimental results, we can conclude that: 1) The THz generation efficiency increases by about 45 times when the multi-order dual-wavelength wave plate is replaced by the zero-order dual-wavelength wave plate. 2) The THz generation efficiency in the case using the zero-order dual-wavelength wave plate is about 2.5 times larger than that without any dual-wavelength wave plate (**Fig. 10**).

Both experimental and simulation results show that the use of a relatively thin zero-order dual-wavelength wave plate can effectively suppress the pulse separation phenomenon (**Fig. 7**) and improve the THz generation efficiency. Therefore, the zero-order dual-wavelength wave plate should be implemented in the THz wave generation by the two-color femtosecond laser filamentation.

Conclusions When femtosecond laser pulse passes through a dual-wavelength wave plate, the laser pulse splits into two pulses in the temporal domain due to the polarization dependent group velocity in the wave plate. This paper investigates the influence of the pulse splitting on the generation efficiency of terahertz waves by two-color femtosecond laser filamentation both experimentally and numerically. It is found that the use of dual-wavelength wave plates to control the polarization states of the fundamental and the second harmonic beams will cause the phenomenon of pulse separation and decrease the generation efficiency of terahertz waves. Replacing the multiple-order dual-wavelength wave plate by the zero-order one together with a dispersion compensator can weaken the effect of the pulse splitting and enhance the terahertz generation efficiency.

Key words nonlinear optics; laser filamentation; pulse splitting; terahertz wave

OCIS codes 190.7110; 300.6495; 320.2250