

文章编号: 1672-8785(2024)05-0039-08

基于整形飞秒激光脉冲泵浦光电导天线的 宽带太赫兹辐射研究

刘君威¹ 王靖仪¹ 胡 枫² 杜海伟^{1,3*}

(1. 南昌航空大学测试与光电工程学院, 江西 南昌 330063;

2. 南昌航空大学国际教育学院, 江西 南昌 330063;

3. 南昌航空大学无损检测技术教育部重点实验室, 江西 南昌 330063)

摘 要: 飞秒激光脉冲泵浦光电导天线可以产生宽带太赫兹脉冲辐射。采用具有缓慢上升-快速下降整形脉冲包络的飞秒激光脉冲与光电导天线作用产生宽带太赫兹辐射, 基于 Drude-Lorentz 模型计算了太赫兹辐射的规律, 并讨论了激光脉冲脉宽和半导体载流子寿命对太赫兹辐射产生的影响。研究结果表明, 尽管这种整形飞秒激光脉冲的能量有所损失, 但是这种泵浦方式能够比普通飞秒激光脉冲泵浦光电导天线产生更宽的太赫兹辐射。该结果为实验上基于光电导天线产生宽带太赫兹脉冲辐射提供了新的思路。

关键词: 光电导天线; 太赫兹辐射; 整形激光脉冲; 缓慢上升-快速下降

中图分类号: O434.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2024.05.005

Research on Broadband Terahertz Radiation Based on Shaped Femtosecond Laser Pulse Pumped Photoconductive Antenna

LIU Jun-wei¹, WANG Jing-yi¹, HU Feng², DU Hai-wei^{1,3*}

(1. College of Measuring and Optical Engineering, Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China;

2. College of International Education, Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China;

3. Key Laboratory of Nondestructive Testing of Ministry of Education, Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China)

Abstract: The photoconductive antennas pumped by femtosecond laser pulses can generate broadband terahertz pulse radiation. A femtosecond laser pulse with a slowly rising-rapidly falling-shaped pulse envelope is used to interact with a photoconductive antenna to generate broadband terahertz radiation. The law of terahertz radiation is calculated based on the Drude-Lorentz model. The influence of laser pulse duration and semiconductor carrier lifetime on terahertz radiation is discussed. The research results indicate that although the energy of this shaped femtosecond laser pulse is lost, this pumping method can generate wider terahertz radiation than normal femtosecond laser pulse-pumped photoconductive antennas. This result provides a new approach for

收稿日期: 2023-11-21

基金项目: 国家自然科学基金项目(12064028); 江西省自然科学基金项目(20232BAB201045)

作者简介: 刘君威(2000-), 男, 江苏常州人, 本科, 主要研究方向为太赫兹技术与应用。

*通讯作者: E-mail: haiweidu@nchu.edu.cn

generating broadband terahertz pulse radiation based on photoconductive antennas in experiments.

Key words: photoconductive antenna; Terahertz radiation; shaped laser pulse; slow turn-on; rapid turn-off

0 引言

太赫兹波是指频率位于 $0.1 \sim 10$ THz ($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) 的电磁波, 它在整个电磁波谱中介于微波和红外之间^[1-2]。太赫兹波具有很好的穿透性, 能够穿透衣服和纸张。相较于波长更短的 X 射线, 太赫兹波的光子能量更小, 不会引起生物组织的光致电离, 对人体的伤害很小。因此, 太赫兹波能够在无损检测和安检领域有巨大的应用前景^[3-4]。太赫兹波及其应用得到了各国研究人员的广泛关注, 经过逐步发展, 已成为一个光学和电子学的交叉研究领域。

太赫兹波源是其应用的基础。从 20 世纪 80 年代开始, 随着电子技术、半导体技术和超短激光技术的快速发展, 宽带太赫兹脉冲辐射研究取得了很大的进展。其中能够产生宽带太赫兹辐射的光学技术主要有基于半导体材料的光电导天线、基于非线性效应的光整流效应以及激光等离子体相互作用等^[3-4]。

利用飞秒激光脉冲泵浦光电导天线产生太赫兹辐射是产生宽带太赫兹辐射的重要手段之一。光电导天线通常由一对金属电极和一个半导体材料基板组成, 其厚度通常为几十到几百微米。当飞秒激光垂直入射到天线间隙中时, 由于半导体材料的禁带宽度小于激光光子能量, 半导体材料内的载流子吸收光子能量后跃迁到导带而成为光生载流子; 然后在金属电极的偏置电场的作用下, 产生的光生载流子被电场加速, 形成快速振荡的瞬态电流, 从而实现向外辐射宽带太赫兹脉冲的目的^[5-6]。

本文研究了一种特殊的整形激光脉冲泵浦光电导天线产生宽带太赫兹辐射的特性, 对影响该过程产生的太赫兹辐射的因素进行了讨论; 探讨了这种特殊的整形激光脉冲在不同激光脉宽和半导体载流子寿命的条件下产生的太

赫兹波中心频率和半高全宽的变化规律, 并给出了计算结果和拟合函数。

1 缓慢上升-快速下降的整形飞秒激光脉冲

飞秒激光脉冲整形技术通过在频域调节激光频谱分量的参数(如振幅、相位等), 实现对激光脉冲包络的精确控制和调制改变, 从而控制激光脉冲与物质相互作用的过程。这种整形技术常使用 4F 系统对激光脉冲进行整形, 主要元件包括一对光栅、一对柱透镜以及空间光调制器。激光脉冲入射到光栅后在空间被展宽, 激光脉冲各频率分量依赖波长不同展开的空间角度不同, 使激光脉冲实现由时域到频域的转换; 然后通过柱透镜对激光光束进行准直, 利用空间光调制器对各频率分量进行相位或振幅的调制; 调制后的激光光束经过第二个柱透镜聚焦到第二个光栅, 进行合束; 通过该光栅的压缩实现激光脉冲从频域到时域的转换, 最终获得整形后的激光脉冲^[7-8]。该技术通过控制激光脉冲形状精确调控激光与材料的超快微观作用过程, 从而优化制造的微小结构参数, 因此在激光微纳加工和 3D 打印领域有广泛应用^[9]。

将飞秒激光脉冲作为泵浦激光时, 可以利用等离子体开关在更短的时间内对普通纳秒激光脉冲进行脉冲裁剪, 以产生具有缓慢上升-快速下降包络的纳秒激光脉冲^[10]。该特殊形状的脉冲已经证实能够实现气体分子的取向和定向, 并表现出优于普通包络激光脉冲的特点^[11]。使用超高光强的少周期激光脉冲产生等离子体开关能够对普通飞秒激光脉冲进行时域裁剪, 从而可以改变激光脉冲的包络和频谱分布以控制超强激光与物质相互作用的过程^[12]。传统的飞秒激光脉冲整形技术通常是在频域中操作, 通过调制激光脉冲各频率分量

达到改变激光脉冲频谱分布和包络的目的。而缓慢上升-快速下降的激光脉冲通过在时域内使用更短的激光脉冲——少周期激光脉冲泵浦固体靶产生等离子体以裁剪正常脉冲的包络而获得的, 因此它具有与普通飞秒激光脉冲不同的特殊形状, 其脉冲电场可表示为

$$E(t) = \begin{cases} A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T^2}\right) \cos(2\pi f t + \Phi_0), & t \leq \tau_0 \\ 0, & t > \tau_0 \end{cases} \quad (1)$$

式中, A_0 是激光脉冲的振幅, $T = T_0/2\sqrt{\ln 2}$, T_0 是激光脉冲的半高全宽, τ_0 是决定脉冲形状开启和关闭的时间参数, f 是激光中心频率, Φ_0 是初始相位。在实验中, 通过控制泵浦激光脉冲与普通飞秒激光之间的时间延迟来改变 τ_0 , 从而完成对飞秒激光脉冲在时域的裁剪。当 $t \leq \tau_0$ 时, 激光脉冲具有正常形状(即高斯形状或其他规则包络); 当 $t > \tau_0$ 时, 激光脉冲迅速下降到 0。图 1(a)所示为一个脉宽为 50 fs 的激光脉冲包络(红色曲线)和一个缓慢上升-快速下降的激光脉冲电场(黑色曲线)。其中, 取 $\tau_0 = 0$ 。图 1(b)所示为相应的频谱分布。可以看出, 这种特殊形状的激光脉冲时域发生规则变化, 频谱变得更宽, 因此其与物质相互作用的过程也随之发生改变。

等离子体是含有大量离子和电子的特殊介质, 其电子密度直接决定了电磁波(包括激光)在其中的传播规律。在超强少周期激光脉冲的泵浦下, 固体靶原子分子迅速发生电离成为稠密等离子体的过程约在 1 fs 量级^[13]。这样就可以控制固体靶表面对普通飞秒激光脉冲的反射时间, 在时域对激光脉冲进行快速裁剪, 使得激光脉冲包络发生变化而成为不规则形状。

普通飞秒激光通常具有高斯型或正弦余割的规则脉冲形状。通过改变飞秒激光脉冲的时域波形, 实质上可以改变激光与物质相互作用的超快动力学过程, 从而可能改变飞秒激光脉冲泵浦产生的太赫兹辐射。接下来深入讨论在缓慢上升-快速下降的飞秒激光作用下光电导

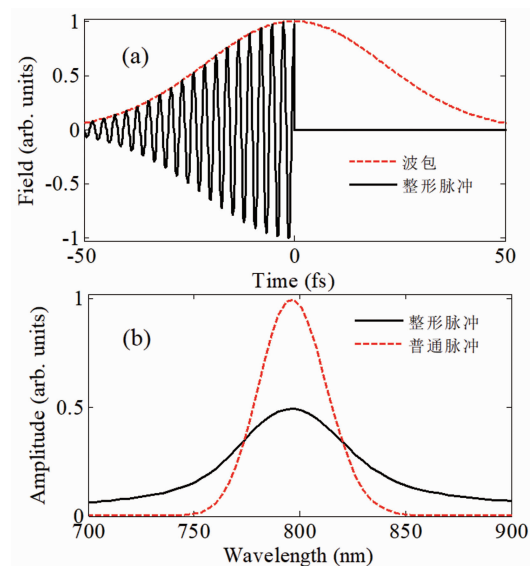


图 1 普通飞秒激光脉冲与缓慢上升-快速下降的激光脉冲的对比: (a)时域波形; (b)频谱示意图

天线产生太赫兹辐射的超快动力学过程和规律。

2 光电导天线产生太赫兹辐射的物理模型

20 世纪 80 年代左右就有人开始研究用激光泵浦光电导天线来产生宽带太赫兹辐射, 并基于 Drude-Lorentz 模型对该过程进行定量描述^[5,14]。该模型能够较好地描述光电导天线产生太赫兹辐射的机理和辐射规律, 且与实验结果比较符合, 因此已被广泛地用于相关理论分析^[15]。

由缓慢上升-快速下降的激光波形描述式(1)可知, 相应的入射激光功率可表述为

$$P(t) = \begin{cases} P_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T^2}\right), & t \leq \tau_0 \\ 0, & t > \tau_0 \end{cases} \quad (2)$$

式中, P_0 是特殊整形飞秒激光的峰值功率。该特殊整形的飞秒激光照射光电导天线后, 光电导体中光载流子的生成速率 $G(t)$ 可以定义为

$$G(t) = \begin{cases} G_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T^2}\right), & t \leq \tau_0 \\ 0, & t > \tau_0 \end{cases} \quad (3)$$

式中, G_0 是相应光生载流子的峰值产生率, 即当有激光脉冲时产生光生载流子, 激光脉冲

被截断后无光强,也不再产生光生载流子。由于光生载流子的寿命 τ_c 是有限的,光生载流子经过激光泵浦瞬间产生后,在半导体中处于自由状态,电子和空穴之间存在复合过程。因此,载流子浓度变化是一个依赖时间的生成和复合的动态过程^[16]:

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= -\frac{n(t)}{\tau_c} + G(t) \\ &= \begin{cases} -\frac{n(t)}{\tau_c} + G_0 \exp\left(-\frac{t^2}{T^2}\right), & t \leq \tau_0 \\ -\frac{n(t)}{\tau_c}, & t > \tau_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

上述微分方程为分段方程,且无解析解。可采用四阶 Runge-Kutta 数值计算方法对式(4)进行数值求解,其边界条件为 $n(t=0)=0$ 和 $n(t \rightarrow -\infty)=0$ 。据此,可通过数值计算方法获得缓慢上升-快速下降的飞秒激光脉冲泵浦光电导天线产生的光生载流子密度时间演化过程。

在载流子寿命 $\tau_c=1$ ps、激光脉宽 $T_0=50$ fs 的条件下,计算得到普通飞秒激光脉冲和特殊整形的激光脉冲分别产生的载流子变化(见图2)。可以看出,由于整形激光脉冲被裁剪去一半波形,产生的最大载流子密度仅为普通高斯型激光脉冲的一半;二者波形上升沿一致,但是下降沿不同。

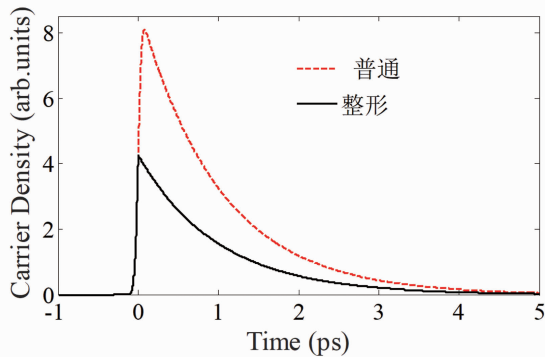


图2 普通飞秒激光脉冲和整形激光脉冲分别产生的载流子浓度变化

接下来讨论在两种不同激光脉冲形状的情况下光电导天线中产生的瞬态光电流变化的规律。由飞秒激光和光电导天线作用下产生的光

生载流子在偏置电场的加速下产生的瞬态光电流 $J(t)$ 可以定义为

$$J(t) = n(t)e\nu(t) \quad (5)$$

式中, e 是基本电荷电量, $\nu(t)$ 是光生载流子的漂移速度。光生载流子在光电导天线偏置电场的作用下加速,其加速度 a 可以定义为

$$a = \frac{eE}{m^*} \quad (6)$$

式中, m^* 是光生载流子的有效质量; E 是光电导天线中对载流子的加速电场,其计算公式为

$$E = E_b - \frac{P}{3\epsilon_0} \quad (7)$$

式中, E_b 是外加偏置电场; ϵ_0 是真空介电常数; P 是极化强度,其对时间的微分方程为

$$\frac{dP(t)}{dt} = J(t) - \frac{P(t)}{\tau_r} \quad (8)$$

式中, τ_r 是光生载流子的复合时间。考虑到光生载流子的弛豫时间 τ_r 的影响,光生载流子速率 $\nu(t)$ 的微分速率方程可定义为

$$\frac{d\nu(t)}{dt} = -\frac{\nu(t)}{\tau_s} + \frac{qE}{m^*} \quad (9)$$

通过计算式(6)~式(9)可获得光电导天线在恒定偏置电场下产生的振荡电流(见图3)。选取的光电导材料参数为 $\tau_s=30$ fs, $\tau_r=10$ ps, $m^*=0.056m_0$, m_0 为电子质量, e 为电子电荷^[16];激光脉冲参数为 $T_0=50$ fs, $\tau_0=0$;偏置电场设置为 20 kV/cm。从图3中可以看出,时域上持续时间更长的飞秒激光脉冲能够携带更多的光子,激发更多的光生载流子以增强后续的光电流;而整形脉冲激光产生的瞬态光电流峰值约为普通型激光脉冲的一半;二者上升沿相同,但是下降沿有一定差别。

对于小孔径光电导天线,其太赫兹辐射模式可被视为普通电偶极辐射,在远场($r \gg \lambda$)处辐射强度 $E(r,t)$ 与瞬态光电流的关系为^[15]

$$E(r,t) \propto \frac{\partial J(r,t)}{\partial t} \quad (10)$$

可以看出,小孔径光电导天线的太赫兹波远场辐射强度与光电流的一阶时间导数成正比,因

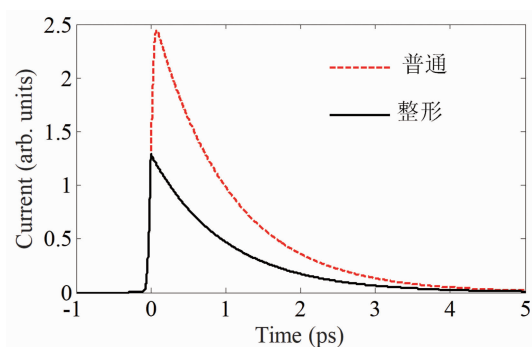


图 3 瞬态光电流随时间的演化

此上述光电流的振荡形式直接决定了太赫兹的振幅和频谱分布。

将特殊整形激光脉宽设置为 $T_0 = 50$ fs, 光生载流子寿命 $\tau_c = 1$ ps, 即可通过计算式 (10) 得到太赫兹脉冲时域波形, 经过傅里叶变换获得其频谱分布。图 4(a) 描述了两不同形状的激光脉冲产生的太赫兹脉冲时域波形, 图 4(b) 给出了频谱分布。从图 4(a) 中可以看出, 二者曲线略有不同, 由于特殊整形的激光脉冲作用在光电导体上的有效时间仅为普通飞秒激光的一半, 故在 τ_0 时刻以后再无光生载流子产生, 所以这种方法产生的太赫兹脉冲的下降沿变化得更剧烈。从图 4(b) 中可以看出, 特殊整形的飞秒激光脉冲与光电导天线作用产生的太赫兹脉冲有更宽的频域, 二者中心频率和带宽有所不同。

3 讨论

上述计算中采用固定的载流子寿命和固定的激光脉宽。这里通过改变载流子寿命 τ_0 和特殊整形激光脉冲的脉宽 T_0 两个变量来研究产生的太赫兹脉冲频谱的变化规律。

首先在固定的特殊整形激光脉宽 $T_0 = 50$ fs 的条件下, 计算了三种不同载流子寿命 τ_c (0.5 ps、1 ps、2 ps) 下光电导天线产生的太赫兹脉冲的频谱分布 (见图 5)。可以看出, 载流子寿命对太赫兹脉冲辐射带宽的影响很小; 随着载流子寿命的减小, 太赫兹脉冲的中心频率向高频移动, 发生蓝移。因此, 在实际应用中应选择具有较短载流子寿命的光电导材料, 以

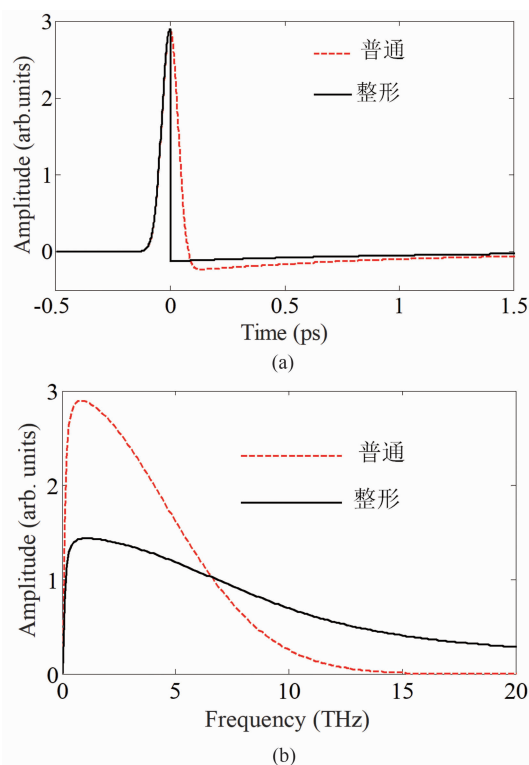


图 4 (a) 普通飞秒激光脉冲和整形激光脉冲产生的太赫兹脉冲电场时域波形; (b) 相应的频谱分布

将太赫兹辐射扩展到更高的频率。

接下来讨论激光脉宽对太赫兹频谱的影响。设置载流子寿命 $\tau_c = 1$ ps 为固定值, 激光脉宽从 30 fs 逐步增加至 2 ps, 经多次数值实验获得太赫兹频谱分布规律, 并得到曲线的拟合函数。图 6(a) 所示为太赫兹脉冲中心频率随激光脉宽 T_0 的变化曲线, 图 6(b) 所示为太赫兹脉冲的带宽 (半高全宽) 随激光脉宽 T_0 的变化曲线。可以看出: (1) 在激光脉宽较短时, 太赫兹脉冲有着更高的中心频率; 随着激光脉宽的增加, 太赫兹脉冲的中心频率快速下降。(2) 整形激光脉冲产生的太赫兹中心频率符合拟合函数 $y = 0.25x^{-0.49} - 0.04$, 而普通飞秒激光脉冲产生的太赫兹中心频率满足拟合函数 $y = 0.09x^{-0.49} - 0.007$ 。(3) 在激光脉宽小于 0.5 ps 时, 太赫兹脉冲的带宽随激光脉宽变化显著; 在激光脉宽大于 0.5 ps 后, 太赫兹脉冲的带宽随激光脉宽的变化趋于平稳。(4) 整形激光脉冲产生的太赫兹带宽符合拟合函数 $y = 0.44x^{-1.02} + 0.07$, 普通飞秒激光脉冲产生的

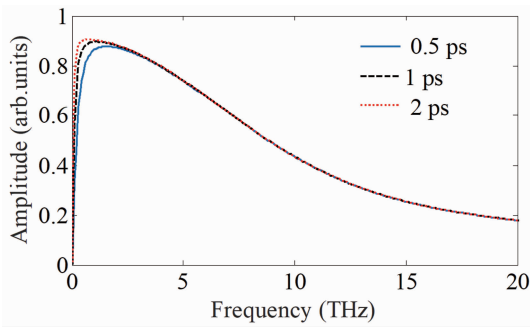


图 5 不同载流子寿命的光电导天线产生的太赫兹脉冲频谱分布

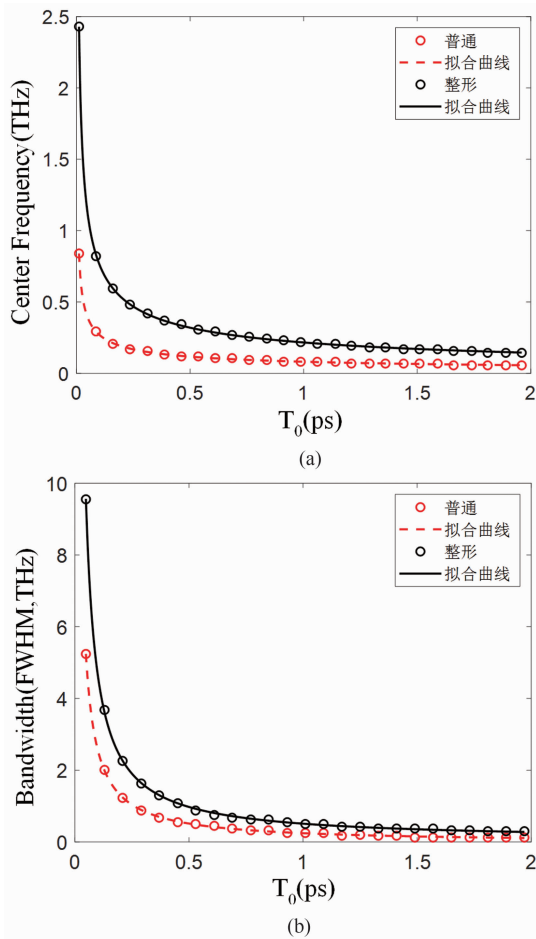


图 6 (a)太赫兹脉冲中心频率与激光脉宽的关系；
(b)太赫兹脉冲带宽与激光脉宽的关系

太赫兹带宽是特殊整形激光脉冲的一半左右，其变化规律符合拟合函数 $y = 0.27x^{-1} + 0.02$ 。因此，在相同载流子寿命和激光脉冲脉宽条件下，整形激光脉冲产生的太赫兹脉冲中心频率更高、带宽更宽。

下面详细分析载流子寿命对太赫兹产生的

影响。固定激光脉宽为 50 fs，载流子寿命从 30 fs 到 2 ps 逐步增加，经过多次数值实验归纳产生的太赫兹频谱变化规律。图 7(a)描述的是太赫兹脉冲中心频率随载流子寿命 τ_c 的变化曲线，图 7(b)描述的是太赫兹脉冲的带宽(半高全宽)随载流子寿命 τ_c 的变化曲线。可以看出：(1)随着载流子寿命的不断增加，太赫兹脉冲中心频率由快速下降逐渐趋近于缓慢下降。(2)整形飞秒激光脉冲产生的太赫兹脉冲中心频率变化规律符合拟合函数 $y = 1.17x^{-0.46} - 0.09$ ，普通飞秒激光脉冲产生的太赫兹脉冲中心频率符合 $y = 1.00x^{-0.42} - 0.16$ ，且普通飞秒激光产生的太赫兹脉冲中心频率约为整形激光脉冲的四分之三。(3)在载流子寿命 τ_c 小于 0.3 ps 时，太赫兹脉冲的带宽随载流子寿命增加而快速下降，大于 0.3 ps 后太赫兹脉冲的带宽随载流子寿命的变化趋于平稳。(4)整形激光脉冲产生的太赫兹带宽变化规律满足拟合函数 $y = 0.08x^{-1.03} + 9.55$ ，普通飞秒激光脉冲产生的太赫兹带宽满足拟合函数 $y = 0.05x^{-0.86} + 5.26$ ；在相同载流子寿命 τ_c 的条件下，普通飞秒激光脉冲产生的太赫兹带宽(半高全宽)约为整形激光脉冲所产生的一半。因此，整形激光脉冲产生的太赫兹脉冲比普通飞秒激光脉冲产生的太赫兹脉冲中心频率更高、带宽更宽。由于整形激光脉冲在时域被裁剪到一半脉冲(即式(1)中 $\tau_0 = 0$)，飞秒激光脉冲的宽度减少一半，成为更短的激光脉冲，从而使产生的太赫兹脉冲带宽明显增加。

从上述计算结果可以看出，载流子寿命对太赫兹脉冲带宽的影响较小，但是对其中心频率的变化有显著影响；较短的激光脉冲产生的太赫兹脉冲有着更高的中心频率和更宽的带宽；而较短载流子寿命的光电导天线同样能产生更高中心频率和更大带宽的太赫兹脉冲辐射。与普通飞秒激光脉冲相比，特殊整形的飞秒激光脉冲产生太赫兹脉冲的中心频率更高、带宽更宽。故在实验中可选取较短载流子寿命的光电导体材料和较短的飞秒激光脉冲以产生

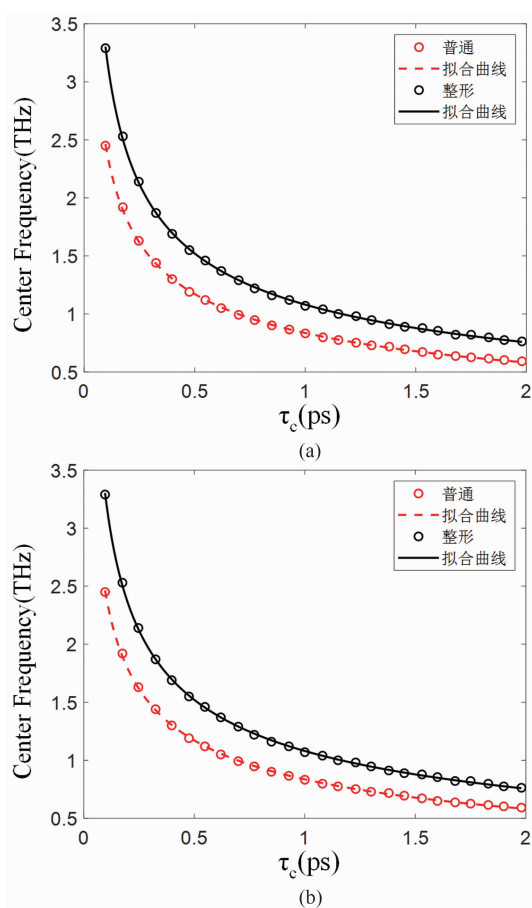


图 7 (a)太赫兹脉冲中心频率与载流子寿命的关系;
(b)太赫兹脉冲带宽(半高全宽)与载流子寿命的关系
更高频率、更大带宽的太赫兹脉冲。上述计算中裁剪脉冲参数 $\tau_0 = 0$, 若改用其他参数, 也发现类似变化规律: 由于对普通飞秒激光脉冲进行了时域裁剪, 激光脉冲实际作用到光电导天线上的时间变短, 使得产生的光电流振荡更快, 从而增宽了产生的太赫兹脉冲带宽。

利用光电导天线产生和探测宽带太赫兹辐射的研究和实际应用已有多多年, 目前对这种太赫兹波源的优化途径主要有材料选取^[17]和超材料结构设计^[18]、天线形状设计^[19]、数据采集过程优化^[20]等环节。本文提出使用缓慢上升-快速下降的激光包络对该过程进行优化, 计算结果展现出比普通飞秒激光脉冲更好的辐射规律。相似的方法也被用来改变光整流效应和激光等离子体作用过程产生的宽带太赫兹脉冲辐射^[21-22], 以达到优化或调谐太赫兹脉冲的目的。

4 结束语

本文采用缓慢上升-快速下降的整形飞秒激光脉冲与光电导天线相互作用, 产生中心频率更高、带宽更宽的太赫兹脉冲辐射。这种特殊的整形激光脉冲在时域上具有不对称性, 能够采用少周期激光脉冲激发等离子体开关对普通飞秒激光脉冲进行时域裁剪获得。采用时域裁剪参数 τ_0 表征激光脉冲从开启到关闭的过程。相较于传统规则的飞秒激光脉冲, 采用这种特殊整形的激光脉冲能够产生更宽的太赫兹脉冲辐射, 其产生的太赫兹带宽约为普通飞秒激光脉冲的两倍。结合数值实验和数值拟合, 详细研究了激光脉宽和光电导材料载流子寿命对产生的太赫兹辐射的影响, 并给出了详细的拟合函数。本项研究为基于光电导天线产生宽带太赫兹脉冲提供了一种新的思路, 能够为相关实验工作提供理论参考和指导。后续将开展其他调控太赫兹辐射相关的理论和实验研究工作。

参考文献

- [1] Hafez H A, Chai X, Ibrahim A, et al. Intense Terahertz Radiation and Their Applications [J]. *Journal of Optics*, 2016, **18**(9): 093004.
- [2] Zhong S. Progress in Terahertz Nondestructive Testing: A Review [J]. *Frontiers of Mechanical Engineering*, 2019, **14**: 273-281.
- [3] 李依凡, 王雪敏, 曹林洪, 等. 太赫兹宽谱源的研究进展 [J]. *太赫兹科学与电子信息学报*, 2016, **14**(5): 661-667.
- [4] Leitenstorfer A, Moskalenko A S, Kampfrath T, et al. The 2023 Terahertz Science and Technology Roadmap [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2023, **56**(22): 223001.
- [5] Grischkowsky D, Keiding S, Exter M, et al. Far-infrared Time-domain Spectroscopy with Terahertz Beams of Dielectrics and Semiconductors [J]. *Journal of Optical Society of America B*, 1990, **7**(10): 2006-2015.
- [6] 施卫, 张显斌, 贾婉丽, 等. 用飞秒激光触发

- GaAs 光电导体产生 THz 电磁波的研究 [J]. **半导体学报**, 2004, **25**(12): 1735–1738.
- [7] 邹华, 周常河. 飞秒脉冲时空变换整形技术 [J]. **激光与光电子学进展**, 2005, **42**(2): 2–7.
- [8] 姚云华, 卢晨晖, 徐淑武, 等. 飞秒激光脉冲整形技术及其应用 [J]. **物理学报**, 2014, **63**(18): 184201.
- [9] 乔玲玲, 储蔚, 王哲, 等. 基于整形飞秒激光脉冲的三维微纳制备 [J]. **光学学报**, 2019, **39**(1): 0126012.
- [10] Mun J M, Minemoto S, Sakai H. Development of a Plasma Shutter Applicable to 100-mJ-calss, 10-ns Laser Pulses and the Characterization of its Performance [J]. *Optics Express*, 2019, **27**(14): 19130–19140.
- [11] Muramatsu M, Hita M, Minemoto S, et al. Field-free Molecular Orientation by an Intense Nonresonant Two-color Laser Field with a Slow Turn on and Rapid Turn Off [J]. *Physical Review A*, 2009, **79**(1): 011403R.
- [12] Riconda C and Weber S. Plasma Optics: A Perspective for High-power Coherent Light Generation and Manipulation [J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2023, **8**: 023001.
- [13] Chopineau L, Denoeud A, Leblanc A, et al. Spatial-temporal Characterization of Attosecond Pulses from Plasma Mirrors [J]. *Nature Physics*, 2021, **17**: 968–973.
- [14] Jepsen P U, Jacobsen R H, and Keiding S R. Generation and Detection of Terahertz Pulses from Biased Semiconductor Antennas [J]. *Journal of Optical Society of America B*, 1996, **13**(11): 2424–2436.
- [15] Isgandarov E, Ropagnol X, Singh M, et al. Intense Terahertz Generation from Photoconductive Antennas [J]. *Frontiers of Optoelectronics*, 2021, **14**(1): 64–93.
- [16] 范文慧, 闫慧, 江晓强, 等. 基于飞秒激光的超快太赫兹特征波谱技术及其应用 [J]. **光子学报**, 2022, **51**(7): 57–95.
- [17] Venkatesh M, Rao K S, Abhilash T S, et al. Optical Characterization of GaAs Photoconductive Antennas for Efficient Generation and Detection of Terahertz Radiation [J]. *Optical Materials*, 2014, **36**(3): 596–601.
- [18] 谷建强, 王可蒙, 许祎, 等. 基于超材料的太赫兹光电导天线 [J]. **中国激光**, 2021, **48**(19): 1914004.
- [19] Hale P J, Madeo J, Chin C, et al. 20 THz Broad-band Generation Using Semi-insulating GaAs Interdigitated Photoconductive Antennas [J]. *Optics Express*, 2014, **22**(21): 26358–26364.
- [20] Balgos M H, Nayazawa N, Tani M, et al. Megahertz Repetition Rate-based Lock-in Detection Scheme for Rapid Data Acquisition in Terahertz Time Domain Spectroscopy [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2023, **94**(4): 043002.
- [21] 杜海伟, 许晨. 缓慢上升快速下降的飞秒激光脉冲与等离子体作用的太赫兹辐射产生研究 [J]. **红外与激光工程**, 2022, **51**(5): 20210361.
- [22] 李强爽, 孙长明, 范书振, 等. 整形超短激光脉冲与硒化镓晶体光整流效应的可调谐宽带太赫兹波产生 [J]. **光学学报**, 2023, **43**(5): 0519001.