

基于超短激光脉冲泵浦砷化铝镓多层异质结构的宽带太赫兹辐射产生研究

孙长明¹, 李强爽¹, 杜海伟^{1,2*}, 吴涛^{1,2}, 伏燕军^{1,2}

(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 无损检测技术教育部重点实验室, 江西 南昌 330063)

摘要: 半导体异质结构具有良好的束缚载流子的能力与产生大功率太赫兹辐射的潜力。但由于异质结构中等离子体非相干振荡的干扰效应造成了太赫兹辐射强度的大幅度降低, 因此能够在基于砷化铝镓($Al_xGa_{1-x}As$)多层异质结构并通过调节其中铝的摩尔分数来调节窄带隙层的吸收系数, 从而使得异质结构每一个窄带隙层的激发载流子数目大致相同, 达到几乎完全消除干扰效应的目标。基于砷化铝镓多层异质结构的太赫兹辐射产生模型, 结合数值计算研究了宽带太赫兹辐射的输出特性, 获得泵浦激光脉冲宽度与产生的太赫兹脉冲之间的定量关系, 并分析了泵浦激光脉冲参数对产生的太赫兹脉冲各项参数的影响。本研究为开展半导体材料与器件相关的宽带太赫兹辐射源提供了一定的理论参考。

关键词: 多层异质结构; 太赫兹; 数值计算; 砷化铝镓

中图分类号: O474 文献标识码: A

Investigation on broadband terahertz generation based on ultrashort laser pumped AlGaAs multilayer heterostructure

SUN Chang-Ming¹, LI Qiang-Shuang¹, DU Hai-Wei^{1,2*}, WU Tao^{1,2}, FU Yan-Jun^{1,2}

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

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

Abstract: Semiconductor heterostructures have great ability to bind carriers and the potential to produce high power terahertz radiation. However, the intensity of terahertz radiation is substantially reduced, due to the interference effects of incoherent oscillations of plasma in the heterostructure. Thus in the AlGaAs ($Al_xGa_{1-x}As$) multilayer heterostructure, it is able to adjust the absorption coefficient of the narrow band-gap layer by adjusting the aluminum molar fraction, which makes the excitation carriers number in each narrow band-gap layer approximately the same, achieving the goal of almost completely eliminating the interference effects. Based on the AlGaAs multilayer heterostructure terahertz radiation model, the properties of broadband terahertz radiation are studied with the numerical calculations, the quantitative relationships between the pump laser pulse width and the generated terahertz pulse are obtained, and the influence of pump laser pulse parameters on the parameters of generated terahertz pulse is also analyzed. This study provides a reference for the development of broadband terahertz radiation sources based on the semiconductor.

Key words: multilayer heterostructure, terahertz, numerical calculation, AlGaAs

前言

太赫兹 (THz) 辐射指频率范围为 0.1~10 THz

(1 THz=10¹² Hz) 的电磁波, 该波段的频率资源丰富且尚未进行大规模应用^[1]。由于物质在太赫兹频段

收稿日期: 2022-10-10, 修回日期: 2023-04-12

Received date: 2022-10-10, revised date: 2023-04-12

基金项目: 国家自然科学基金(12064028); 南昌航空大学无损检测技术教育部重点实验室开放基金(EW202108218)

Foundation items: Supported by the National Natural Science Foundation of China (12064028); Open Foundation of Key Laboratory of Nondestructive Testing (Ministry of Education), Nanchang Hangkong University (EW202108218)

作者简介 (Biography): 孙长明 (1998-), 男, 安徽阜阳人, 硕士研究生, 主要研究方向为太赫兹技术及其应用. Email: 859457290@qq.com

* 通讯作者 (Corresponding author): Email: haiweidu@nchu.edu.cn

的发射、反射和透射光谱中包含丰富的物理和化学信息,并且太赫兹波辐射源与传统光源相比,具有光子能量低、频谱范围宽、透射性好以及抗干扰能力强等特点,使得太赫兹技术在无损检测、生物医疗、雷达探测和通信等方面有着巨大的发展潜力和广阔的应用范围^[2-5]。特别是在生物大分子的光谱分析与成像等应用领域中^[6],获得宽带太赫兹波的物理特性对研究分子振动和转动特性至关重要。目前,太赫兹技术和应用作为一个交叉研究领域,包括美国、欧洲和日本等发达国家在内的世界各国都对该领域的研究给予了高度的重视,投入了大量的人力和物力,相继开展了太赫兹技术的基础与应用研究^[7-9]。高功率、高能量、高效率且能在室温下稳定运转、宽带可调的太赫兹辐射源是太赫兹应用的基础,是现阶段迫切需要解决的实际问题,也是当前太赫兹技术中的一个研究热点^[10]。

飞秒激光脉冲泵浦半导体材料已被广泛用于产生宽带太赫兹脉冲,包括基于光电导天线的太赫兹辐射和无外场的半导体表面太赫兹辐射^[11]。光电导天线产生太赫兹辐射是利用外加偏置电场驱动、由超快激光脉冲激发的光生载流子来产生太赫兹脉冲,光生载流子的速度以及太赫兹脉冲能量依赖于外加偏置电场,在击穿电场范围内增加外加偏置电场能够增强光电导天线的太赫兹辐射^[9-11]。半导体表面产生太赫兹辐射包含多种机制,如半导体表面场诱导的光电流辐射以及光学Demer效应诱导的光电流辐射^[12-14]。两者的不同主要体现在表面的光生载流子受到的驱动力不同从而形成不同类型的光电流:前者光电流的驱动力是半导体表面的内建电场,即表面光生载流子在内建电场的作用下形成漂移电流;后者则是由于电子的迁移速率远远高于空穴迁移速率,因此表面附近的电子浓度下降得比空穴快,则会在半导体表面形成载流子浓度梯度,从而使得载流子从半导体表面向深处扩散形成扩散电流^[15]。在半导体表面辐射太赫兹波的过程中这两种机制往往是同时发生的,由漂移电流和扩散电流叠加一起构成总电流。宽带隙半导体中,漂移电流在总电流中占主导地位,窄带隙半导体,中扩散电流在总电流中占主导地位。

异质结是由两种禁带宽度不同的半导体材料通过一定的晶体生长方法所形成的结。由于异质结是由具有不同光学和电学性质的半导体组成的,可以通过适当的晶体生长技术和掺杂浓度控制异

质结势垒的形状和高度,从而将载流子限制在窄带隙层^[16],这就使得异质结构的窄带隙层可以获得高浓度的激发载流子,研究表明GaAs/AlGaAs异质结构具有高迁移率的激发载流子有作为高功率太赫兹辐射源的潜力^[17-18]。但是该结构的太赫兹辐射强度仍然很低,这是由于异质结构中的等离子体非相干振荡造成的干扰效应大幅度地降低了太赫兹的发射强度。

基于超短激光脉冲泵浦砷化铝镓(AlGaAs)多层异质结构产生太赫兹脉冲,能够解决传统异质结构由于非相干等离子体振荡使得产生的太赫兹脉冲被展宽、从而无法获得高峰值功率的太赫兹脉冲的问题。本文根据砷化铝镓多层异质结构产生太赫兹辐射模型,利用数值计算研究了激光脉冲参数对产生的太赫兹辐射的影响,获得对应的定量关系和拟合公式,并分析了泵浦激光脉宽对于产生的太赫兹脉冲各项参数的关系和物理机制。

1 砷化铝镓多层异质结构的设计及其太赫兹辐射产生

1.1 结构设计

从光激发载流子瞬态动力学分析,基于异质结构的太赫兹辐射源存在严重缺陷,会明显降低发射的太赫兹强度。首先,如果 $\frac{1}{\alpha} > \omega$ (α 是材料的吸收系数, ω 是异质结构的表面耗尽宽度),那么只有小部分的激发载流子为瞬态电流做贡献。该情况下,大部分的载流子产生在内置电场被外部载流子屏蔽的区域。其次,由于产生的载流子密度呈指数衰减,激发载流子的密度与其位置有关,使得等离子体振荡的频率与位置有关。因此等离子体的振荡在异质结构中的不同区域是非相干的,由等离子体振荡产生的电流因干扰效应而显著降低,从而使产生的太赫兹脉冲强度显著降低。如果能够消除上述缺陷,则会显著增强异质结构产生太赫兹脉冲强度。

为了消除等离子体振荡在异质结构中的不同区域的非相干效应,Reklaitis提出了一种多层的 δ 掺杂异质结构^[19]。该结构有5个周期的窄带隙材料砷化镓(GaAs)和宽带隙材料砷化铝镓(AlGaAs)构成。将掺杂浓度为 10^{18} cm^{-3} 、厚度为10 nm的n型或者p型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 置在300 nm厚的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 和 $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ 中间,掺杂浓度为 10^{18} cm^{-3} 、厚度为100 nm的GaAs作为基底,单个周期共4层异质结

构,单个周期的结构如图1所示。当激发光子能量大于GaAs的带隙能量、小于AlGaAs的带隙能量时,载流子仅在GaAs层中产生,而 δ 掺杂的选取应该确保在窄带隙层中具有相同方向的内置电场。在所有的窄带隙层中,激发电子在相同的方向上加速,空穴以相反的方向加速。且满足 $\frac{1}{\alpha} > \omega$,确保大部分的激发载流子为瞬态电流做贡献。如果GaAs/AlGaAs异质界面处的导带和价带的带隙能量超过激发载流子的能量,那么在瞬态过程中载流子就不会从GaAs层转移到AlGaAs层,因此每一个GaAs层都可以看作一个单独的结构,且等离子体振荡在异质结构的每个GaAs层内是相干的。由于激发密度呈指数衰减,每一层激发载流子的数量不同,使得不同GaAs层中的等离子体振荡仍然是非相干的。为了消除这种层间的非相干效应,必须要用 $Al_xGa_{1-x}As$ 层代替GaAs层。通过改变每个周期中窄带隙层铝的摩尔分数 x 来调整每个窄带隙层的吸收系数,从而使得每个窄带隙层激发出几乎相等数量的载流子。每个周期中窄带隙层间的等离子体振荡就变得相干,能够完全消除干扰效应。

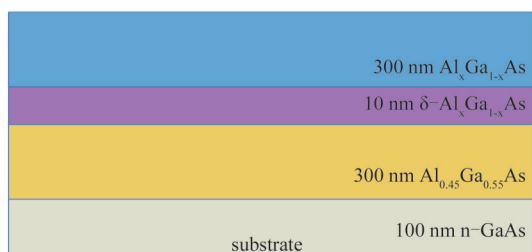


图1 单个周期 δ 掺杂AlGaAs异质结构示意图

Fig. 1 The schematic diagram of a heterostructure δ doped AlGaAs in a single cycle

考虑到激发密度呈指数衰减以及晶体的厚度,当每个窄带隙层的吸收系数的值分别为0.55、0.65、0.75、0.95、 $1.25 \mu\text{m}^{-1}$ 时,可以使得每个窄带隙层中的激发载流子数目近似相等。吸收系数 α 、光子能量 ε_0 、带隙能量 ε_g 符合关系式 $\alpha \propto (\varepsilon_0 - \varepsilon_g)^{1/2}$, $Al_xGa_{1-x}As$ 的带隙能量 ε_g 和铝的摩尔分数 x 符合关系式 $\varepsilon_g(x) = 1.424 + 1.247x$ (eV)^[20]。通过上述关系式可以计算出,当激发光子能量 $\varepsilon_0 = 1.55$ eV (即波长为780 nm)时,每个周期中窄带隙层铝的摩尔分数分别取0.082、0.074、0.065、0.043、0,可以消除窄带隙层间的干扰效应。

1.2 物理模型

考虑泵浦激光脉冲包络为高斯型,其功率可以描述为 $I(t) = I_0 \exp(-\frac{t^2}{\tau_0^2})$,式中 I_0 为泵浦激光的峰值功率, $\tau_0 = \tau_f/2\sqrt{\ln 2}$, τ_f 为高斯激光脉冲的半高全宽。在泵浦激光照射后,异质结构中载流子的产生速率可以描述为^[21]:

$$G(t) = G_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) = \frac{\eta}{hf_i} I_0 \quad (1)$$

式(1)中 G_0 为对应 I_0 的光生载流子的峰值产生速率, η 为异质结构的量子效率, h 为普朗克常数, f_i 为泵浦激光的光子频率。在超短激光的泵浦下,异质结构中不断地产生光生载流子,但是由于光生载流子的寿命有限,且存在光生载流子的复合现象。因此,光生载流子密度随时间的变化 $\frac{dn(t)}{dt}$ 取决于光生载流子的生成到复合的动态过程,并遵守下述微分方程^[21]:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{n(t)}{\tau_c} + G(t) = -\frac{n(t)}{\tau_c} + G_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \quad (2)$$

式(2)中 $n(t)$ 为随时间变化的光生载流子浓度, τ_c 为光生载流子的寿命。将初始条件设置为 $n(t=0) = 0$,使用四阶龙格-库塔方法数值求解方程(2),即可获得不同脉宽飞秒激光泵浦后异质结构窄带隙层中的光生载流子浓度变化,结果如图2所示。图2(a)为不同脉宽(50 fs, 100 fs, 200 fs)激光泵浦多层异质结构后产生载流子的浓度变化,可以看出在激光泵浦后光生载流子在极短的时间内达到浓度的最大值,而后逐步减弱,持续时间约为皮秒量级;图2(b)为载流子产生阶段的局部放大图,虚线为泵浦激光的时域包络,可以看出载流子产生的时间与泵浦激光脉宽密切相关且在飞秒量级,载流子到达最大浓度所需要的时间远远小于载流子的持续时间。因此可以假设载流子的产生是瞬时的,与载流子时间演化长度相比激光强度 $I(t)$ 可以近似描述为 $I(t) = I_0 \delta(t)$ ^[22]。

下面使用流体动力学对光激发载流子的瞬态动力学进行分析。在独立结构中,电场 $E(z,t)$ 的时空演化、电子和空穴的平均速度 $v_e(z,t)$ 和 $v_h(z,t)$ 、电子和空穴的密度 $n(z,t)$ 和 $p(z,t)$,遵守下述方程^[19]:

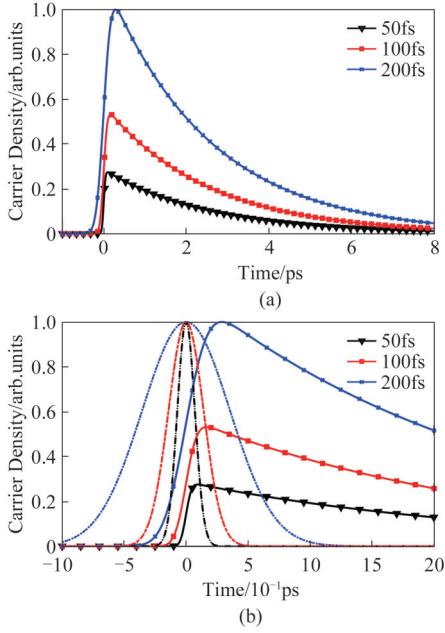


图2 (a)不同脉宽激光泵浦产生的载流子浓度演化及(b)其局部放大图,其中虚线为激光包络

Fig. 2 (a) The evolution of the carrier density produced by laser pulses with different pulse durations and (b) the partial enlarged profiles, the dashed lines are the laser envelopes

$$\frac{dE(z,t)}{dt} = \frac{e}{\kappa\kappa_0} [n(z,t)v_e(z,t) + p(z,t)v_h(z,t)], \quad (3)$$

式(3)中 e 为电子电荷量、 κ 为相对介电常数、 κ_0 为真空介电常数。电子和空穴的密度可以表述为 $n(z,t) = n_{exc} \exp(-\alpha z) + n_1(z,t)$ 和 $p(z,t) = n_{exc} \exp(-\alpha z) + p_1(z,t)$,式中 n_{exc} 为表面激发的电子空穴对的密度, n_1 和 p_1 分别为初始的电子密度和空穴密度。进一步假设在整个瞬态过程中 $n_1(z,t) \ll n_{exc} \exp(-\alpha z)$ 和 $p_1(z,t) \ll n_{exc} \exp(-\alpha z)$,如果满足条件 $\alpha v_{e,h} \ll f$, f 为等离子体的振荡频率,假设是成立的,上述条件适用于等离子体本征频率范围在1 THz以上的大多数半导体。在该假设下,方程(3)可简化为:

$$\frac{dE(z,t)}{dt} = \frac{e}{\kappa\kappa_0} n_{exc} \exp(-\alpha z) [v_e(z,t) + v_h(z,t)] \quad (4)$$

平均载流子的速度变化一般用欧拉方程来描述^[23],该方程可以用粒子的动量平衡方程代替:

$$\frac{dv_i(z,t)}{dt} = \frac{eE(z,t)}{m_i} - \gamma v_i(z,t) \quad (5)$$

式(5)中 i 代指的是电子和空穴, m_i 为载流子的有效质量, γ 是动量弛豫率。因为 $\alpha v_{e,h} \ll f$,那么在整个瞬态过程中载流子的空间位移可以忽略,因此用动量平衡方程代替欧拉方程是成立的。所以电子和

空穴的平均速度主要由局部电场和动量弛豫率决定,为了简单起见,式中的电子和空穴的动量弛豫率取相同值。在电子和空穴的方程(5)中分别对 t 微分,然后对两个方程求和,并且代入方程(4),可以得到阻尼谐振子方程:

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \gamma \frac{dv}{dt} + \omega_{p0}^2 e^{-\alpha z} v = 0 \quad (6)$$

式(6)中 $v = v_e + v_h$, $\omega_{p0} = (e^2 n_{exc} / \kappa \kappa_0 m^*)^{1/2}$ 是表面等离子体频率, m^* 是简化的电子和空穴的有效质量。

方程(6)的初始条件为 $v(0) = 0$, $\frac{dv}{dt} = eE_0 / m^*$, $E_0 = \varepsilon_g / eL$,其中 L 为窄带隙层厚度。窄带隙层的瞬态电流由方程(6)的解并乘以 $en_{exc} \exp(-\alpha z)$ 给出:

$$J(t) = \frac{4en_{exc}\varepsilon_g}{m^* \omega_{p0}^2 \alpha L} e^{-\frac{\gamma t}{2}} \sin\left(\frac{\omega_{max} + \omega_{min}}{2} t\right) \sin\left(\frac{\omega_{max} - \omega_{min}}{2} t\right) \quad (7)$$

式(7)中 $\omega_{max} = (\omega_{p0}^2 - \gamma^2/4)^{1/2}$, $\omega_{min} = [\omega_{p0}^2 \exp(-\alpha L) - \gamma^2/4]^{1/2}$, ω_{max} 和 ω_{min} 分别为考虑到载流子热运动的半导体表面以及深处的等离子体振荡频率。不同脉冲宽度的激光脉冲与多层异质结构发生作用的光子数目不同,使得多层异质结构窄带隙层表面激发载流子密度 n_{exc} 不同,因此激光脉冲宽度会影响到瞬态电流大小和演化规律。由于 $\alpha L \rightarrow 0$,且在多层异质结构中的每一个窄带隙层载流子激发数目大致相同,式(7)可简化为:

$$J(t) = \frac{e\bar{n}\varepsilon_g}{m^* \omega_{max}} e^{-\frac{\gamma t}{2}} \sin(\omega_{max} t) \quad (8)$$

式(8)中,将 n_{exc} 替换为 $\bar{n}(\bar{n} = n_{exc} [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha L)$ 代表每个窄带隙层的平均载流子密度^[22]。根据式(8)可得GaAs/AlGaAs多层异质结构在不同脉宽(50 fs, 100 fs, 200 fs)激光泵浦下的瞬态电流时间分布,结果如图3所示,可以看出该瞬态电流为亚皮秒量级快速振荡的电流,因此可产生电磁辐射。当该瞬态电流满足一定条件时,产生的电磁辐射即为太赫兹脉冲辐射。

2 讨论

上述模型可以得到超短激光泵浦多层砷化铝镓异质结构的瞬态电流,根据 $E_{THz}(t) \propto \frac{dJ(t)}{dt}$ 即可计算出不同脉宽激光泵浦下产生的太赫兹电场时域波形,并经过傅里叶变换获得其频谱分布。图4为泵浦激光波长为780 nm,激光脉宽分别为50 fs、

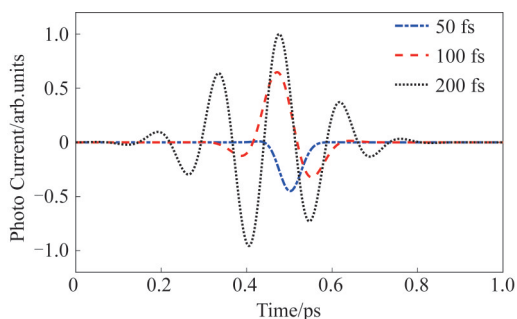


图3 不同脉宽激光泵浦产生的光电流

Fig. 3 Photo currents produced by laser pulses with different pulse durations

100 fs、200 fs 条件下产生的太赫兹脉冲时域波形和频谱。其中(a)为产生的太赫兹脉冲的时域波形,可以看出在不同脉宽激光泵浦下产生的太赫兹脉冲时域波形和振幅有较大的差异,这是由于激光脉宽会影响载流子的密度,较长的脉宽意味着泵浦激光在异质结构中产生的光生载流子数目多且持续的时间长,因此当激光脉宽增加时产生的太赫兹脉冲振幅会增加,且电磁振荡的时间也在增加;(b)为对应的太赫兹脉冲频域分布,随着激光脉宽的增加产生的太赫兹脉冲的频谱宽度在减小。

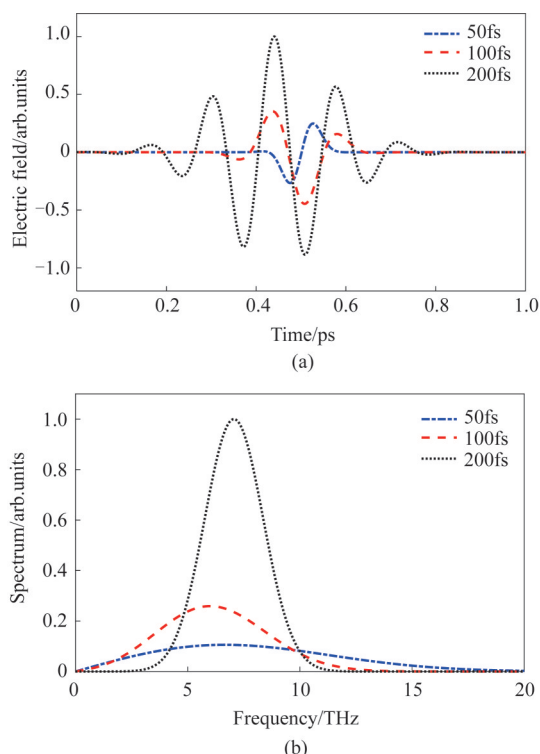
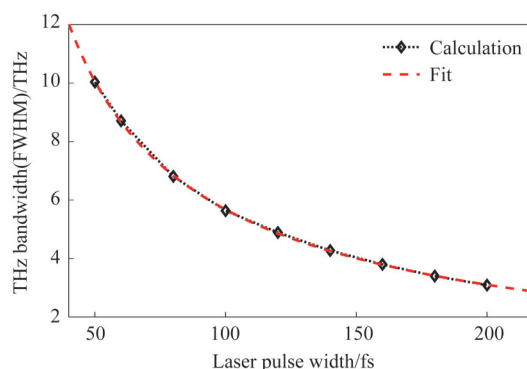


图4 (a)不同脉宽激光激发产生太赫兹波的时域图及(b)其频谱

Fig. 4 (a) Time-domain terahertz pulses produced by different laser pulses, and (b) their frequency spectra

为了更加直观地研究泵浦激光脉宽与太赫兹脉冲各参数之间的关系,利用数值计算方法详细地计算了泵浦激光脉宽在50~200 fs范围内多层异质结构产生的太赫兹脉冲频谱的半高全宽以及脉冲能量变化,并分析了泵浦激光脉宽对太赫兹脉冲不同参数的影响。图5为太赫兹脉冲频谱半高全宽与泵浦激光脉宽的关系,图中黑色实线为数值计算结果,红色实线为多项式拟合结果(拟合公式为 $y = 214.1x^{-0.768} - 0.5554$)。从拟合曲线中可以看出,随着激光脉宽的增加产生的太赫兹脉冲频谱半高全宽随之减小,且减小的速率也在降低。由太赫兹脉冲能量与太赫兹电场关系式, $U \propto \int_{-\infty}^{\infty} E(t)^2 dt$,对不同激光脉宽产生的太赫兹电场强度的平方进行数值积分可以,获得激光脉宽与产生的太赫兹脉冲能量的关系,结果如图6所示。图中黑色实线为模型计算结果,红色实线为多项式拟合结果(拟合公式为 $y = 0.0000505x^2 - 0.006451x + 0.2473$)。从拟合曲线中可以看出,太赫兹脉冲能量随着激光脉宽增加而增大,可知在一定范围内增加激光脉宽可以作为提升产生太赫兹能量的方法。结合图5和图6可以看出,太赫兹脉冲的半高全宽的变化趋势是与其脉冲能量的变化趋势相反的,因此想要获得高强度的宽带太赫兹脉冲辐射并不能单调增加或者减小激光脉宽,需要结合二者的变化以及实际需求,通过调节泵浦激光脉宽找到合适的参数。

图5 不同脉宽的激光泵浦产生太赫兹脉冲频谱的半高全宽
Fig. 5 The full-width at half-maximum (FWHM) of terahertz pulses produced by different laser pulses

在GaAs(110)取向的衬底上生长Ⅲ-V族半导体常使用分子束外延技术^[24]。设置固态As源裂解区温度为850℃,并采用室温光致发光谱、低温光致发光谱和高分辨率X射线衍射仪对生长材料进行表征,使样品在As₂模式下生长。在不同的温度和

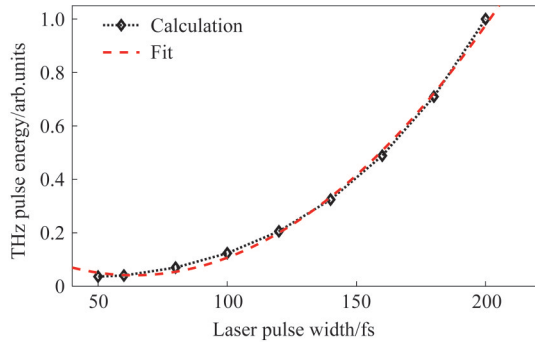


图6 不同脉宽激光激发产生的太赫兹脉冲能量

Fig. 6 The energy of the terahertz pulses produced by the laser pulses with different pulse durations

As₂/Ga束流等效压强比生长一系列的Al_xGa_{1-x}As外延层,并用反射式高能衍射仪(Reflection High Energy Electron Diffraction, RHEED)强度震荡设定生长速率,可获得目标厚度的外延层。通过室温光致发光谱、高分辨率X射线衍射仪和低温光致发光谱对材料进行分析比较,可以获得晶体质量和光学性能良好的外延层^[25-26]。因此,本文涉及的多层异质结构能够通过目前的半导体生长技术实现。

当泵浦激光波长从780 nm增加时,入射光子能量逐渐减小,激光波长增加至850 nm时,入射光子能量小于多层异质结构有源区最小带隙能量1.424 eV时,无法在窄带隙层产生光生载流子,则此时无太赫兹辐射输出;当泵浦激光波长从780 nm减小时,入射光子能量逐渐增大,此时在窄带隙层中产生的光生载流子的初始动能增加,光学Dember效应对于太赫兹的输出产生了较大影响,模型的准确度逐渐降低;激光波长减小至610 nm时,入射光子能量大于Al_{0.45}Ga_{0.55}As的带隙能量1.985 eV,窄带隙层中的载流子会转移到宽带隙层中,此时无法将每个窄带隙层视为一个单独的结构,上述模型不再适用。

3 结论

基于超短激光脉冲泵浦多层砷化铝镓异质结构能够产生宽带太赫兹辐射输出。该结构通过调节每个周期异质结构窄带隙层的吸收系数,能够消除多层异质结构在窄带隙层以及窄带隙层间的干扰效应,从而增强太赫兹产生效率。利用数值计算方法详细地研究了泵浦激光脉宽对产生太赫兹脉冲的影响并给出拟合公式,结果显示,当泵浦激光脉宽在50~200 fs的范围内,太赫兹脉冲频谱的半高全宽随着泵浦激光脉宽的增加而降低、脉冲能量随

着泵浦激光脉宽的增加而增加。因此,在实际应用中可通过调节泵浦激光脉宽获得合适的太赫兹脉冲参数。本文为开展相关实验提供了理论参考,为产生宽带太赫兹辐射提供了一定思路。

References

- [1] Neu J, Schmittenmaer C A. Tutorial: an introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS) [J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, **124**(23): 231101.
- [2] Amenabar I, Lopez F, Mendikute A. In introductory review to THz non-destructive testing of composite mater [J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2013, **34**(2): 152-169.
- [3] Pelusi M, Vo T D, Luan F, et al. Terahertz bandwidth RF spectrum analysis of femtosecond pulses using a chalcogenide chip [J]. *Optics Express*, 2009, **17**(11): 9314-9322.
- [4] John T, Xi C J, Nathan J, et al. Review of THz-based semiconductor assurance [J]. *Optical Engineering*, 2021, **60**(6): 060901.
- [5] Grachev Y V, Liu X R, Putilin S E, et al. Wireless data transmission method using pulsed THz sliced spectral supercontinuum [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018, **30**(1): 103-106.
- [6] Fischer M, Walther M, Jepsen P U. Far-infrared vibrational modes of DNA components studied by terahertz time-domain spectroscopy [J]. *Physics in Medicine and Biology*, 2002, **47**(21): 3807-3814.
- [7] Ulbricht R, Hendry E, Shan J, et al. Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2011, **83**(2): 543-586.
- [8] WU Meng, ZHAO Guo-Zhong, WU Li-Zhong. Terahertz spectroscopic investigation of ellagic acid [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2010, **27**(1): 1-5. (吴猛, 赵国忠, 武利忠. 鞣花酸的太赫兹光谱研究 [J]. *量子电子学报*, 2010, **27**(1): 1-5.
- [9] DU Hai-Wei. Terahertz wave generation and detection based upon ultrafast laser technology [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2013, **30**(3): 257-267. (杜海伟. 基于超快激光技术的THz波产生和探测 [J]. *量子电子学报*, 2013, **30**(3): 257-267.
- [10] SUN Bo, YAO Jian-Quan. Generation of Terahertz Wave Based on Optical Methods [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, **33**(10): 1349-1359. (孙博, 姚建铨. 基于光学方法的太赫兹辐射源 [J]. *中国激光*, 2006, **33**(10): 1349-1359.
- [11] DU Hai-Wei. Research of terahertz wave radiation from photocurrent antenna [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2009, **46**(7): 45-48. (杜海伟. 光电导天线太赫兹辐射研究 [J]. *激光与光电子学进展*, 2009, **46**(7): 45-48.
- [12] Reklaitis A. Terahertz emission from InAs induced by photo-Dember effect: Hydrodynamic analysis and Monte Carlo simulations [J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, **108**(5): 053102.
- [13] Weiss C, Wallenstein R, Beigang R. Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor

- surfaces [J]. *Applied Physics Letters*, 2000, **77** (25): 4160–4162.
- [14] McLaughlin R, Corchia A, Johnston M B, *et al.* Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field [J]. *Applied Physics Letters*, 2000, **76**(15): 2038–2040.
- [15] Liu K, Xu J Z, Yuan T, *et al.* Terahertz radiation from InAs induced by carrier diffusion and drift [J]. *Physical Review B*, 2006, **73**(15): 155330.
- [16] Rasulovala G K, Pentin I V, Goltsman G N. Terahertz emission from a weakly-coupled GaAs/AlGaAs superlattice biased into three different modes of current self-oscillations [J]. *AIP Advances*, 2019, **9**(10): 105220.
- [17] Dreyhaupt A, Winnerl S, Dekorsy T, *et al.* High-intensity terahertz radiation from a microstructured large-area photoconductor [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **86** (12): 121114.
- [18] Sammon M, Zudov M A, Shklovskii B I. Mobility and quantum modern GaAs/AlGaAs heterostructures [J]. *Physical Review Materials*, 2018, **2**(6): 064604.
- [19] Reklaitis A. Coherence of terahertz emission from photoexcited electron-hole plasma: Hydrodynamic model and Monte Carlo simulations [J]. *Physical Review B*, 2008, **77** (15): 153309.
- [20] Adachi S. Optical Properties of $Al_xGa_{1-x}As$ alloys [J]. *Physical Review B*, 1988, **38**(17): 12345.
- [21] Chen L C, Fan W H. Study on finger capacitance of terahertz photomixer in low-temperature-grown GaAs using Finite Element Method [J]. *Chinese Physics B*, 2012, **21** (10): 104101.
- [22] Reklaitis A. Monte Carlo analysis of terahertz oscillations of photoexcited carriers in GaAs p-i-n structures [J]. *Physical Review B*, 2006, **74**(16): 165305.
- [23] Reklaitis A. Crossover between surface field and photo-Dember effect induced terahertz emission [J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, **109**(8): 083108.
- [24] CHENG Wen-Qin, LIU Shuang, ZHOU Jun-Ming, *et al.* Photoluminescence of (110) modulation-doped GaAs-AlGaAs heterostructures. *Acta Physica Sinica*, 1993, **42** (9): 1529–1531. (程文芹, 刘双, 周均铭, 等. (110)取向的调制掺杂 GaAs-AlGaAs 单异质结的光致荧光光谱 [J]. *物理学报*), 1993, **42**(9): 1529–1531.
- [25] LIU Lin-Sheng, WANG Wen-Xin, LIU Su, *et al.* Growth of AlGaAs on GaAs (110) Surface by Molecular Beam Epitaxy [J], *Journal of Semiconductors*, 2007, **28** (9): 1411–1414. (刘林生, 王文新, 刘肃, 等. 用分子束外延技术在 GaAs(110)衬底上生长 AlGaAs 材料 [J]. *半导体学报*), 2007, **28**(9): 1411–1414.
- [26] Satoshi I, Hidekazu S, Ken W, *et al.* Growth condition dependence of photoluminescence polarization in (100) GaAs/AlGaAs quantum wells at room temperature [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, **118**(8): 083901.