

低温生长砷化镓的超快光抽运-太赫兹探测光谱

樊正富 谭智勇 万文坚 邢晓 林贤 金钻明 曹俊诚 马国宏

Study on ultrafast dynamics of low-temperature grown GaAs by optical pump and terahertz probe spectroscopy

Fan Zheng-Fu Tan Zhi-Yong Wan Wen-Jian Xing Xiao Lin Xian Jin Zuan-Ming Cao Jun-Cheng Ma Guo-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 087801 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.087801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.087801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

冲击波作用下 $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ 铁电陶瓷去极化后电阻率动态特性

Dynamic resistivity of $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ depolarized ferroelectric under shock wave compression

物理学报.2017, 66(4): 047201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.047201>

VO_2 薄膜 Vis-NIR 及 NIR-MIR 椭圆偏振光谱分析

Spectroscopic ellipsometry analysis of vanadium oxide film in Vis-NIR and NIR-MIR

物理学报.2016, 65(12): 127201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.127201>

续流二极管续流瞬态反向恢复电压尖峰机理研究

Investigation into the reverse recovery voltage peak mechanism of freewheeling diode at a switching transition

物理学报.2014, 63(21): 217201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.217201>

基于电压变化率的 IGBT 结温预测模型研究

Investigation of the prediction model of IGBT junction temperature based on the rate of voltage change

物理学报.2014, 63(17): 177201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.177201>

沟槽形状对硅基沟槽式肖特基二极管电学特性的影响

Effect of the trench shape on the electrical properties of silicon based trench barrier schottky diode

物理学报.2014, 63(12): 127201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.127201>

低温生长砷化镓的超快光抽运-太赫兹探测光谱*

樊正富¹⁾ 谭智勇²⁾ 万文坚²⁾ 邢晓¹⁾ 林贤¹⁾ 金钻明¹⁾
曹俊诚²⁾ 马国宏^{1)†}

1)(上海大学物理系, 上海 200444)

2)(中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 中国科学院太赫兹固态技术重点实验室, 上海 200050)

(2016年12月7日收到; 2017年1月19日收到修改稿)

本文采用光抽运-太赫兹探测技术系统研究了低温生长砷化镓(LT-GaAs)中光生载流子的超快动力学过程. 光激发LT-GaAs薄层电导率峰值随抽运光强增加而增加, 最后达到饱和, 其饱和功率为 $54 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. 当载流子浓度增大时, 电子间的库仑相互作用将部分屏蔽缺陷对电子的俘获概率, 从而导致LT-GaAs的快速载流子俘获时间随抽运光强增加而变长. 光激发薄层电导率的色散关系可以用Cole-Cole Drude模型很好地拟合, 结果表明LT-GaAs内部载流子的散射时间随抽运光强增加和延迟时间(产生光和抽运光)变长而增加, 主要来源于电子-电子散射以及电子-杂质缺陷散射共同贡献, 其中电子-杂质缺陷散射的强度与光激发薄层载流子浓度密切相关, 并可由散射时间分布函数 α 来描述. 通过对光激发载流子动力学、光激发薄层电导率以及迁移率变化的研究, 我们提出适当增加缺陷浓度, 可以进一步降低载流子迁移率和寿命, 为研制和设计优良的THz发射器提供了实验依据.

关键词: 低温生长砷化镓, 超快太赫兹光谱, 光电导

PACS: 78.30.Fs, 78.47.-p, 72.20.-i

DOI: 10.7498/aps.66.087801

1 引言

低温生长砷化镓(LT-GaAs)具有高载流子迁移率和快载流子俘获速率^[1-3], 以及高暗电阻率和高击穿电场阈值等优点, 是研制超快光导开关和全光开关^[4]以及高效THz发射器^[5,6]和高灵敏度THz探测器的理想材料.

早在20世纪80年代, Auston等^[7]利用光电导开关实现了2.3 ps THz脉冲发射, 该脉冲在自由空间传播后可以被另一个与发射源相同的装置检测, 从而实现了基于光电导天线的THz发射和探测, 它标志着超快THz光电子学的诞生. 作为产生THz脉冲的关键介质——光电导材料, 应具有短的载流子寿命、低的光折射率、窄的带隙、强的光吸收能力、高的载流子迁移率以及高的耐击穿电

压. LT-GaAs是最常用的光电导材料. 通过低温条件下(约300 K)生长的GaAs, 会引入大量的缺陷, 从而形成载流子的俘获陷阱或复合中心. LT-GaAs中主要存在两种载流子俘获机制: 在缺陷俘获模型中, 反位点缺陷^[8] As_{Ga} 形成类EL2能级^[9]俘获载流子; 在肖特基势垒模型中^[5], 产生的As沉淀对载流子复合起主要作用, 会形成载流子的复合中心. 值得一提的是, LT-GaAs的光激发载流子还会受到声子散射、低载流子迁移率以及长载流子寿命影响, 导致产生的THz频谱较窄以及THz发射效率不高. 因而研究LT-GaAs薄膜中的载流子激发与俘获机制, 光生载流子与晶格和缺陷等的散射动力学, 尤其是光生载流子浓度对载流子动力学过程的影响是极其重要的, 目前这方面研究较少. 本文通过THz时间分辨光谱技术, 系统研究了光生载流子

* 国家自然科学基金(批准号: 11674213, 11604202, 61405233)、国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2011YQ150021)和上海市教委重点课题(批准号: 14ZZ101)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn

浓度对载流子寿命、电导率以及迁移率的影响,发现电子-缺陷散射与光生载流子浓度有显著的依赖关系. 本文研究结果可为研制和设计优良的THz发射器提供实验依据.

光抽运-太赫兹探测技术^[10-14]是一种非接触、高灵敏的超快载流子动力学光谱技术. 该光谱技术可以直接观测到样品信号由于光致变化而反映出的信息. 太赫兹辐射对半导体表面的自由载流子分布和变化非常敏感, 适合于探测光激发载流子的弛豫过程. 本文采用光抽运-太赫兹探测技术研究LT-GaAs中光生载流子超快载流子动力学过程, 包括其载流子弛豫时间和光激发薄层电导率 σ_s 以及迁移率的变化情况. 实验发现相比于GaAs, LT-GaAs有一个快速的载流子俘获过程, 光激发薄层电导率峰值随抽运光强增加而增加, 在 $54 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时达到饱和, 并观测到LT-GaAs的载流

子快过程俘获时间随抽运光强增加而变长, 载流子的散射时间随抽运光强增加和延迟时间变长而增加.

2 实验

本文研究的LT-GaAs由分子束外延方法生长在半绝缘的GaAs衬底上. 图1(a)是样品结构图, 其中200 nm的GaAs缓冲层生长温度为 600°C , $2 \mu\text{m}$ 厚LT-GaAs的生长温度为 300°C . 最后样品在 $(600-630^\circ\text{C})$ 原位退火10 min.

LT-GaAs的超快载流子动力学实验由标准的光抽运-太赫兹探测(OPTP)实验装置完成. 实验光源来自钛宝石激光器, 激光脉冲宽度约为120 fs, 中心波长为800 nm, 脉冲的重复频率是1 kHz.

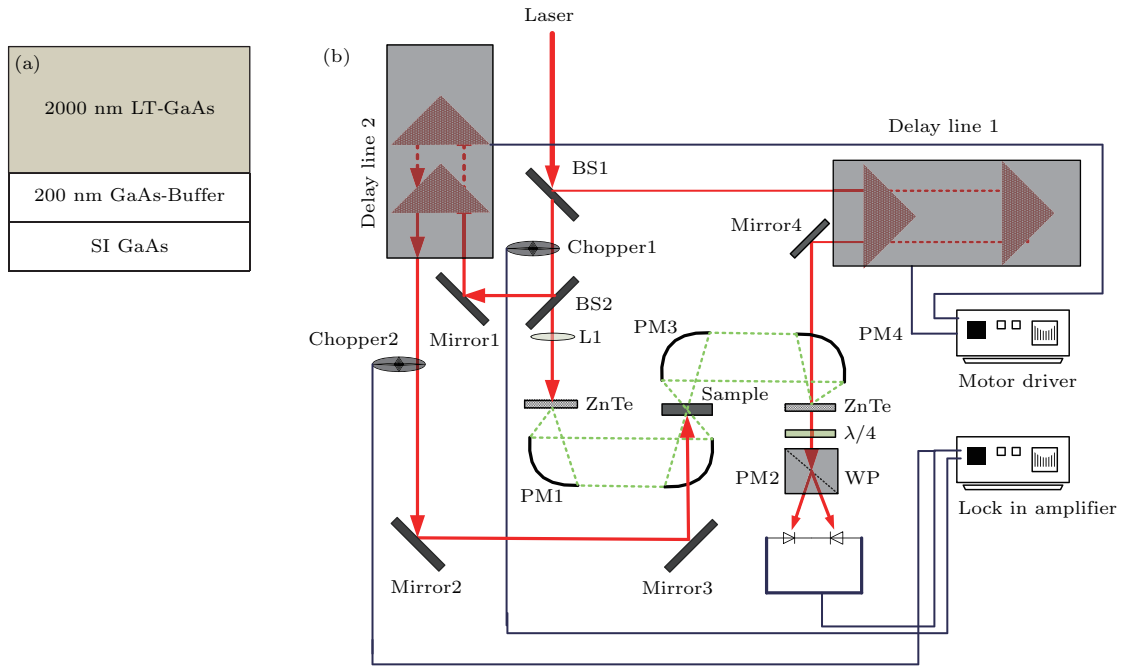


图1 (a) LT-GaAs 样品结构; (b) 光抽运-太赫兹探测光路

Fig. 1. (a) The sample structure of LT-GaAs in the present study; (b) optical alignment for optical pump and THz probe spectroscopy.

时间分辨的太赫兹光谱系统是利用同步产生的红外抽运脉冲和太赫兹探测脉冲实现测量的. 图1(b)给出了实验光路图, 其中入射超快激光脉冲分成三束: 产生光(产生THz辐射)、抽运光和探测光. 产生光脉冲作用于(110)取向ZnTe晶体而产生THz辐射, 产生的THz脉冲经由4个离轴抛物镜(PM1, PM2, PM3, PM4)进行准直和聚焦

到另一块ZnTe表面进行电光取样. 抽运光用于激发样品, 使其产生光生载流子. 探测光与THz波共线地入射到ZnTe表面, 经过ZnTe单晶后, 在探测光路上依次放置准直透镜、 $\lambda/4$ 波片, Wollaston棱镜和平衡光电探测器. 由平衡光电探测器输出的信号经锁相放大器放大后由计算机读取存储. 样品处THz光斑直径为1 mm, 而抽运光的光斑尺寸为

3 mm. THz 波的产生和探测由两片 (110) 取向的 ZnTe 晶体完成. OPTP 系统有两个延迟线 (线 1 和线 2), 首先扫描线 1 获得 THz 时间分辨光谱, 为了研究某一延迟时间下的激发态载流子的色散关系, 我们将线 1 固定在特定的延迟时间 (如 1 ps 和 5 ps), 然后扫描线 2, 可以得到该延迟时间下的 THz 时域光谱. 通过数据处理, 可以得到光激发载流子电导率的实部和虚部.

3 实验结果与讨论

THz 波对半导体表面的自由载流子分布和变化十分敏感. 实验中, 可以通过在不同抽运功率下的 THz 瞬态透过变化率 ($\Delta T/T$) 来探测样品内部光激发载流子电导率的动力学过程. 其中 T 为未受光激发时, THz 脉冲透过 LT-GaAs 的峰值透过率, ΔT 为光激发后样品的峰值透过率与未受光激发时的峰值透过率之差.

图 2 给出本征 GaAs 和 LT-GaAs 的 THz 时间分辨光谱, 归一化 $-\Delta T/T$ 上升时间为光激发产生的自由载流子对 THz 波的吸收过程. 相比于本征 GaAs, LT-GaAs 的归一化 $-\Delta T/T$ 有一个快速回复的过程. THz 透过率的快速回复过程来源于光激发自由载流子被 LT-GaAs 中缺陷的快速俘获.

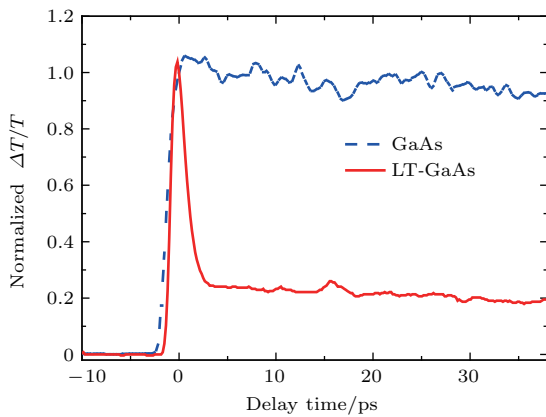


图 2 LT-GaAs 和本征 GaAs 瞬态透过变化率 $\Delta T/T$ 随抽运-探测延迟时间的变化

Fig. 2. The transient transmittance of LT-GaAs and intrinsic GaAs wafer.

光激发 LT-GaAs 电导率 σ 与 $\Delta T/T$ 之间的关系由下面公式表示^[15,16]:

$$\sigma = (n + 1)/(Z_0 d)[1/(1 + \Delta T/T) - 1], \quad (1)$$

其中, n 为样品衬底的折射率, Z_0 为自由空间阻抗, d 为光在样品中的穿透深度. 为简单起见, 这里考虑光激发薄层电导率 (sheet conductivity) $\sigma_s = \sigma/d$.

为了更完整地研究 LT-GaAs 的超快载流子动力学过程, 图 3 (a) 给出了不同抽运功率下 THz 瞬态透过率的变化. 抽运功率为 $1.5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时, 样品处于非饱和状态, 响应曲线分为三个过程, 上升过程是光激发样品产生大量自由电子使太赫兹透过率迅速降低的过程, 即 $\Delta T/T$ 迅速变小, 相应的 σ_s 迅速增大. 接着的快速回复过程是 LT-GaAs 缺陷快速俘获自由电子的过程, 这个过程中 THz 的透过率迅速恢复, 从而 σ_s 迅速减小. 最后一个慢过程源于电子-空穴对的复合过程, 该过程时间较长. 图 3 (a) 表明抽运功率在 $1.5\text{--}5.0 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时, 样品的光激发薄层电导率线性增加. 当功率为 $15 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时, 样品接近饱和状态. 当功率为 $60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时, 样品的光激发薄层电导率已完全饱和. 由于 LT-GaAs 内部缺陷数量是有限的, 当光生自由载流子将缺陷填满时, LT-GaAs 就不再具备俘获载流子的能力. 因此可以通过增加缺陷的数量去提高载流子的饱和光强. 图 3 (a) 中的插图是 500 ps 窗口下的抽运-探测动力学过程, 发现自由电子在快速俘获过程之后会有很长时间的慢弛豫过程, 显然这个慢过程的时间大于 500 ps.

图 3 (b) 是图 3 (a) 的归一化曲线. 当样品处于临界饱和状态时, 缺陷俘获自由载流子的快过程也随之减慢. 图 3 (b) 中的插图是缺陷俘获电子快过程的放大图. 当样品完全饱和后, 快过程消失, 同时还可以看到 LT-GaAs 产生自由电子上升过程也变慢了.

对图 3 (a) 中载流子的弛豫快过程可以很好地用单指数拟合, 图 3 (c) 给出拟合的快过程寿命与激发功率的关系, 插图中给出激发功率为 $5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 时的单指数拟合曲线, 可见与实验数据符合很好.

由图 3 (c) 可以看到, 抽运光功率越高, 缺陷俘获快过程越慢. 考虑快过程主要由电子-声子和电子-杂质缺陷散射过程主导 (电子-空穴复合寿命在纳秒量级, 这里可以忽略不计), 其观测到的弛豫时间可表示为

$$1/\tau = 1/\tau_{e-p} + A/\tau_{e-d}, \quad (2)$$

其中 τ 是观测的总弛豫时间, τ_{e-p} 是电子-声子弛豫时间, τ_{e-d} 是电子-杂质缺陷弛豫时间, A 是随载流

子浓度变化而变化的系数. τ_{e-p} 由材料性质决定, 是不随激发光功率变化的一个常数. 根据实验现象可以推测光强变强时, 载流子寿命变长, 表明高功率下缺陷俘获载流子概率变小, 即系数 A 变小. 这是由于高的激发功率下, 载流子浓度较高, 电子间的库仑相互作用部分屏蔽了缺陷对电子的俘获概率. 电子间由于库仑作用而导致缺陷对电子俘获概率下降的过程将在下面讨论光激发薄层电导率色

散关系中予以详细讨论.

图 3(d) 是光激发薄层电导率 σ_s 的峰值和抽运功率之间的变化关系图. 可以用下面关系式拟合 [17,18]:

$$\sigma_s = aF_p \exp(-F_p/F_s) + b, \quad (3)$$

其中 F_p 是抽运功率, F_s 是可吸收饱和光强, a 和 b 是常数. 拟合曲线给出的饱和光强的大小是 $54 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. 通过饱和光强可以知道线性区域范围.

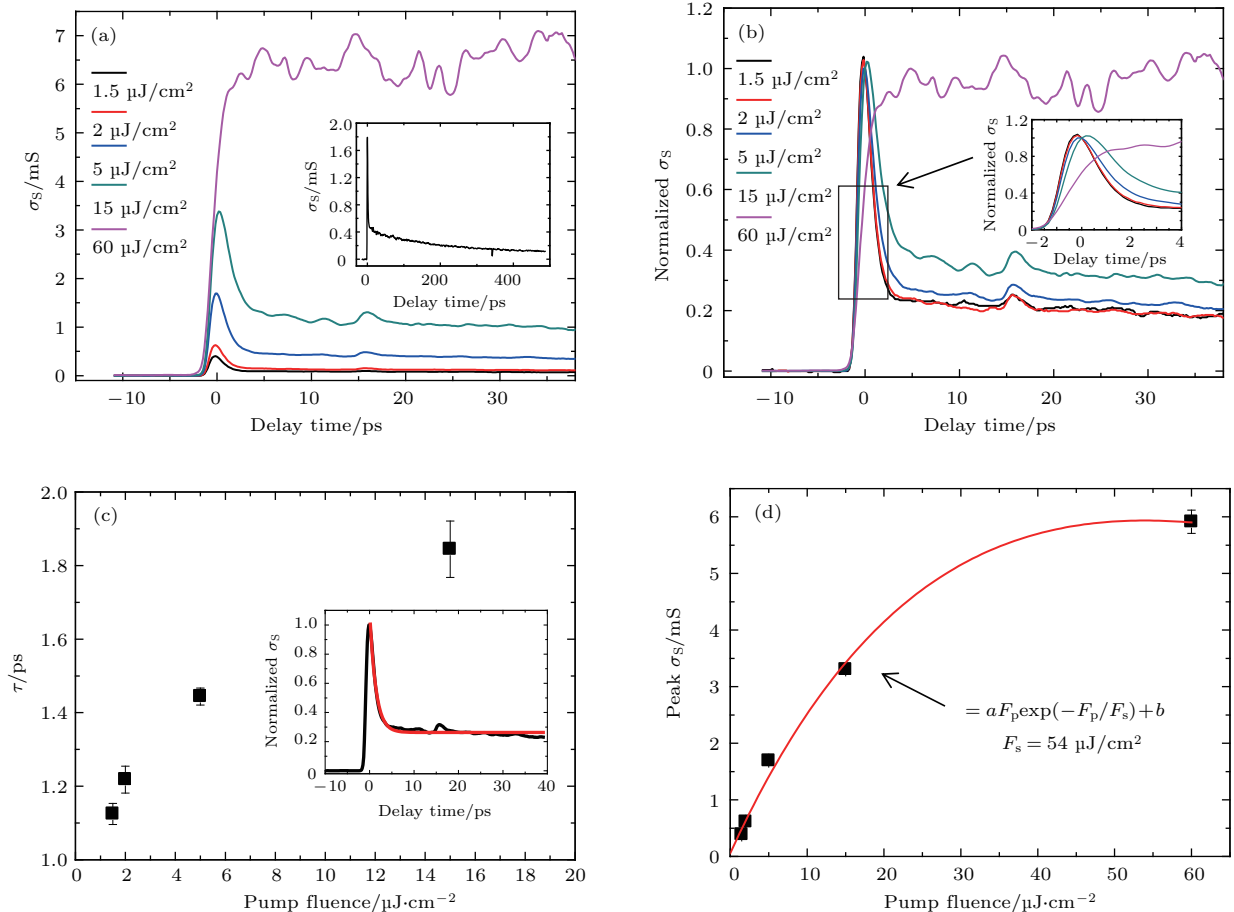


图 3 (a) (网刊彩色) 不同抽运光强下光激发薄层电导率 σ_s 的载流子动力学, 插图是较长时间尺度下的实验数据; (b) 归一化光激发薄层电导率 σ_s 的载流子动力学, 插图是快过程放大图; (c) 快过程俘获时间随抽运功率变化关系, 插图为单指数拟合曲线; (d) 光激发薄层电导率 σ_s 峰值随抽运功率变化关系

Fig. 3. (color online) (a) Dynamics of transient photoinduced sheet conductivity σ_s with several pump fluence, the inset illustrates transient sheet photoconductivity in a 500 ps time window; (b) normalized transient photoinduced sheet conductivity σ_s , the inset is a zoom-in of the fast process; (c) the fitting fast relaxation time as a function of pump fluence; (d) peak sheet conductivity σ_s as a function of pump fluence, the solid line is the fitting curve with the fitting function shown in the figure.

可以通过分析电导率色散关系得到样品内部光激发薄层载流子浓度、散射时间和和迁移率这些重要参数. 最常用的电导率模型是Drude模型, 即假设电子是自由的, 电子之间没有相互作用. 我们的LT-GaAs数据中, Drude模型不能完全解释电导率和频率的依赖关系. 这里, 我们利用由De-

bye模型 [19,20] 修改而得到的Cole-Cole Drude (C-C Drude) [12] 模型来拟合实验上获得的电导率色散关系. 一般半导体中, 由于缺陷浓度较小, 光激发载流子表现的电导率色散关系可以用自由电子模拟——Drude模型来很好地处理. 但是在LT-GaAs中, 由于存在大量的缺陷, 这些缺陷很容易俘获导

带中的自由电子. 缺陷俘获导带电子过程是非弹性碰撞过程, 其过程与电子-声子弹性碰撞过程不同. 因此在LT-GaAs中会引入新的散射, 这时就需要用C-C Drude模型来拟合. 实际上, 电子-电子间的库仑作用和电子-杂质缺陷俘获过程是个相互竞争的过程. 电子浓度较小时, 电子间的库仑相互作用不足以屏蔽缺陷对电子的俘获过程, 因而低激发光强下, 缺陷对激发态电子俘获概率较大, 表现为电子寿命较短; 而高光强下, 电子浓度较高, 电子间的库仑作用部分屏蔽了缺陷对电子的俘获概率, 导致激发态电子寿命较长. 这可从图3(c)中清楚地看到. 为定量描述光激发载流子对电导率以及散射时间的贡献, 在Drude模型中引入一个散射时间分布参数 α ^[21,22], 用以表征电子-杂质缺陷间的相互作用, 这就是C-C Drude模型^[13,24]. 该模型中, α 越大, 电子-杂质缺陷散射就越大, 即光激发薄层载流子浓度越小, α 就越大. 光激发薄层电导率色散关系可以表述为^[12]

$$\sigma_s = \varepsilon_0 \omega_p^2 \tau_s / [1 - (i\omega\tau_s)^{1-\alpha}], \quad (4)$$

其中 σ_s 是光激发薄层电导率, ε_0 是自由空间介电常数, τ_s 是散射时间, ω 是频率, α 是散射时间分布参数, ω_p 是等离子体振荡频率($\omega_p^2 = e^2 N_s / (\varepsilon_0 m^*)$, N_s 是光激发薄层载流子浓度). 当 $\alpha = 0$ 时, (4)式退化为Drude模型. 如图4所示, 实线是C-C Drude模型拟合曲线, 虚线是Drude模型拟合曲线. 对比Drude模型和C-C Drude模型, C-C Drude模型能更好拟合实验数据.

对比图4(a)和图4(b), 可以得到抽运功率越大, 样品内部光激发薄层电导率越大. 通过C-C Drude模型拟合电导率, 可以得知当抽运光功率变强时, 光激发薄层载流子浓度变大(从 $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 变到 $9.9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), 迁移率也变大(从 $950 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 变到 $1700 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), 即散射时间 τ_s 变大. 其中图4(a)中 $\alpha = 0.8$, 图4(b)中 $\alpha = 0.06$, 即电子浓度越小时, 电子-杂质缺陷散射越显著. 在图4(a)中, 散射主要来源于电子-杂质缺陷散射, 这时自由电子浓度小($2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), 电子-电子间的库仑作用不足以屏蔽电子-杂质缺陷散射, 缺陷对电子的俘获概率变得更大, 从而散射变得更加剧烈. 在图4(b)中, 抽运光功率提高意味着样品产生的自由电子数量多($9.9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), 电子-电子间的库仑作用部分地屏蔽了电子-杂质缺陷散射, 缺陷对电子的俘

获概率变得更小, 从而散射变得更弱. 因而, 高激发光强下, 载流子表现出较长的寿命和较大的迁移率, 这主要源于电子-电子间的库仑作用对电子-杂质缺陷散射的屏蔽作用.

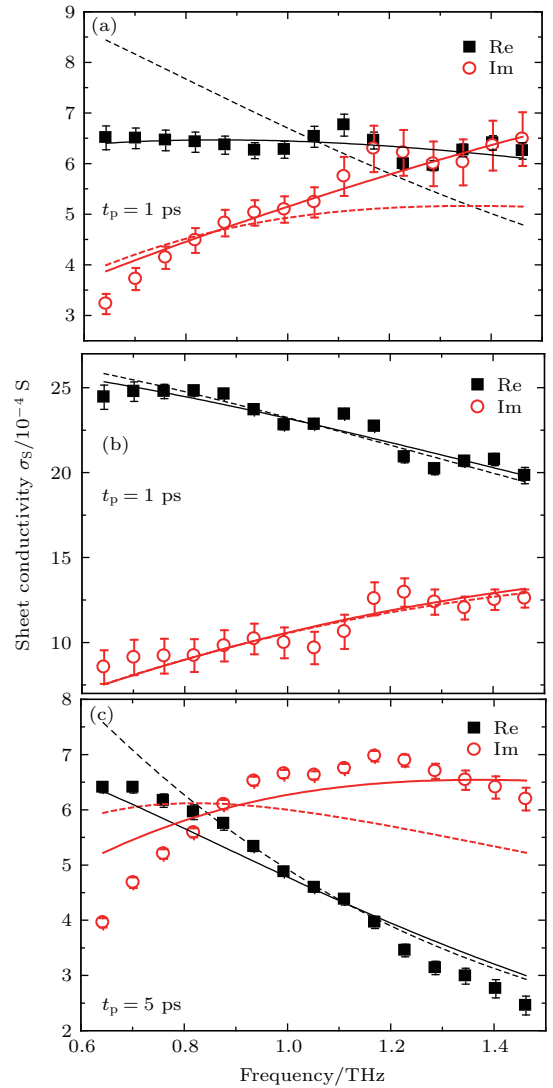


图4 (网刊彩色) (a) 在抽运功率为 $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 和延迟时间为 1 ps 时, 光激发薄层电导率 σ_s 色散关系; 抽运功率为 $15 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 和延迟时间为(b) 1 ps 和(c) 5 ps 时, 光激发薄层电导率 σ_s 色散关系. 图中虚线和实线分别为Drude和C-C Drude模型拟合曲线

Fig. 4. (color online) (a) Sheet conductivity spectra of photocarrier at pump fluence of $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ at selected pump-probe delays $t_p = 1 \text{ ps}$; sheet conductivity spectra of photocarrier at pump fluence $15 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ at selected pump-probe delays $t_p = 1 \text{ ps}$ (b) and 5 ps (c). The dash and solid lines are the fitting curves with Drude and Cole-Cole Drude model, respectively.

对比图4(b)和图4(c), 可以看到延迟时间越长, 样品内部的光激发薄层电导率越小. 通过C-C Drude模型拟合电导率, 光激发薄层载流子浓度 N_s 从 1 ps 的 $9.9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 降低到 5 ps 的

$1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, 而迁移率却从 $1700 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 增加到 $3000 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 即散射时间 τ_s 变大. 此外, 图 4(c) 中拟合结果给出了 $\alpha = 0.4$, 表明随着电子浓度减小, 电子间的库仑屏蔽作用降低, 电子-杂质缺陷散射概率逐渐增大. 由于此时缺陷浓度过低, 从而电子-杂质缺陷散射并不是很剧烈, 因而, 随着延迟时间增加, 迁移率变大. 表 1 中列出了不同抽运功率和延迟时间下, 利用 C-C Drude 模型拟合光激发薄层电导率变化的拟合参数.

表 1 不同抽运功率和延迟时间下, C-C Drude 模型拟合 LT-GaAs 薄膜中光激发薄层载流子电导率参数

Table 1. Fitting parameters of photoinduced sheet conductivity in LT-GaAs film with Cole-Cole Drude model under different pump fluences and pump-probe delays.

图	载流子浓度/ 10^{10} cm^{-2}	迁移率/ $\text{cm}^{-1} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	α
4(a)	2.0	950	0.8
4(b)	9.9	1700	0.06
4(c)	1.4	3000	0.4

我们的实验和理论分析表明, LT-GaAs 作为 THz 发射和探测的重要材料, 在合适的光强下才能达到最佳工作状态^[23,24], 过高的光强会导致辐射的 THz 频率变窄的同时, 也会导致其辐射效率下降. 适当增加缺陷浓度, 可以进一步降低载流子迁移率和寿命.

4 结 论

本文采用光抽运-太赫兹探测技术, 系统研究了 LT-GaAs 受激载流子的超快载流子动力学过程. LT-GaAs 光激发薄层电导率峰值随抽运光强增加而增加, 最后趋于饱和, 饱和功率为 $54 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. LT-GaAs 有载流子俘获快过程, 其俘获时间随抽运光强增加而变长, 是因为载流子浓度变大时, 电子间的库仑相互作用部分屏蔽了缺陷对电子的俘获概率. 光激发薄层电导率的色散关系很好地符合 Cole-Cole Drude 模型. 拟合结果表明 LT-GaAs 内部载流子的散射时间随抽运光强增加和延迟时间变长而增加, 主要来源于电子-电子散射以及电子-杂质缺陷散射共同贡献: 当电子浓度很小时, 电子-电子间的库仑作用不足以屏蔽电子-杂质缺陷散射, 缺陷对电子俘获概率较大, 而当电子浓度较高时, 电子间的库仑作用将部分屏蔽缺陷对电子的

俘获过程, 而导致激发态电子具有较长的寿命和较大的迁移率. 不过当延迟时间变长时, 由于缺陷浓度过低, 从而电子-杂质缺陷散射并不是很剧烈, 因而, 延迟时间变长时, 电子浓度变小, 迁移率却变大. 我们的研究结果为研制和设计优良的 THz 发射器提供了实验依据.

参考文献

- [1] Beard M C, Turner G M, Schmittenmaer C A 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5915
- [2] Beard M C, Turner G M, Schmittenmaer C A 1999 *Phys. Rev. B* **62** 61
- [3] Segschneider G, Dekorsy T, Kurz H, Hey R, Ploog K 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2779
- [4] Krotkus A, Bertulis K, Dapkus L, Olin U, Marcinkevicius S 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 3336
- [5] Jepsen P U, Jacobsen R H, Keiding S R 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2424
- [6] Camus E C, Hughes J L, Johnston M B 2005 *Phys. Rev. B* **71** 195301
- [7] Auston D H, Cheung K P, Smith P R 1984 *Appl. Phys. Lett.* **45** 284
- [8] Melloch M, Woodall J, Harmon E, Otsuka N, Pollak F, Nolte D, Feenstra R, Lutz M 1995 *Annu. Rev. Mater. Sci.* **25** 547
- [9] Weber Z L, Cheng H, Gupta S, Whitaker J, Nichols K, Smith F 1993 *J. Electron. Mater.* **22** 1465
- [10] Ulbricht R, Hendry E, Shan J, Heinz T F, Bonn M 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 543
- [11] Jepsen P U, Cooke D G, Koch M 2011 *Laser Photonics Rev.* **5** 124
- [12] Beard M C, Turner G M, Schmittenmaer C A 2000 *Phys. Rev. B* **62** 15764
- [13] Lui K P H, Hegmann F A 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 3478
- [14] Kadlec F, Nemeč H, Kuzel P 2004 *Phys. Rev. B* **70** 125205
- [15] Shi Y L, Zhou Q L, Zhang C L, Jin B 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 121115
- [16] Gao F, Carr L, Porter C D, Tanner D B, Williams G P, Hirschmugl C J, Dutta B, Wu X D, Etemad S 1996 *Phys. Rev. B* **54** 700
- [17] Porte H P, Jepsen P U, Daghestani N, Rafailov E U, Turchinovich D 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 262104
- [18] Haiml M, Grange R, Keller U 2004 *Appl. Phys. B* **79** 331
- [19] Cole K S, Cole R H 1941 *J. Chem. Phys.* **9** 341
- [20] Jeon T I, Grischkowsky D 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1106
- [21] Jeon T I, Grischkowsky D 1998 *Appl. Phys. Lett.* **72** 2259
- [22] Mics Z, Angio A D, Jensen S A, Bonn M, Turchinovich D 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 231120
- [23] Kostakis I, Missous M 2013 *AIP Adv.* **3** 092131
- [24] Kostakis I, Saeedkia D, Missous M 2012 *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **2** 617

Study on ultrafast dynamics of low-temperature grown GaAs by optical pump and terahertz probe spectroscopy*

Fan Zheng-Fu¹⁾ Tan Zhi-Yong²⁾ Wan Wen-Jian²⁾ Xing Xiao¹⁾ Lin Xian¹⁾
 Jin Zuan-Ming¹⁾ Cao Jun-Cheng²⁾ Ma Guo-Hong^{1)†}

1) (Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

2) (Key Laboratory of Terahertz Solid State Technology, Shanghai Institute Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

(Received 7 December 2016; revised manuscript received 19 January 2017)

Abstract

Low-temperature-grown GaAs (LT-GaAs) possesses high carrier mobility, fast charge trapping, high dark resistance, and large threshold breakdown voltage, which make LT-GaAs a fundamental material for fabricating the ultrafast photoconductive switch, high efficient terahertz emitter, and high sensitive terahertz detector. Although lots of researches have been done on the optical and optoelectrical properties of LT-GaAs, the ultrafast dynamics of the photoexcitation and the relaxation mechanism are still unclear at present, especially when the photocarrier density is close to or higher than the defect density in the LT-GaAs, the dispersion of photocarriers shows a complicated pump fluence dependence. With the development of THz science and technology, the terahertz spectroscopy has become a powerful spectroscopic method, and the advantages of this method are contact-free, highly sensitive to free carriers, and sub-picosecond time resolved. In this article, by employing optical pump and terahertz probe spectroscopy, we investigate the ultrafast carrier dynamics of photogenerated carriers in LT-GaAs. The results reveal that the LT-GaAs has an ultrafast carrier capture process in contrast with that in GaAs wafer. The photoconductivity in LT-GaAs increases linearly with pump fluence at low power, and the saturation can be reached when the pump fluence is higher than $54 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. It is also found that the fast process shows a typical relaxation time of a few ps contributed by the capture of defects in the LT-GaAs, which is strongly dependent on pump fluence: higher pump fluence shows longer relaxation time and larger carrier mobility. By employing Cole-Cole Drude model, we can reproduce the photoconductivity well. Our results reveal that photocarrier relaxation time is dominated by the carrier-carrier Coulomb interaction: under low carrier density, the carrier-carrier Coulomb interaction is too small to screen the impurity-carrier scattering, and impurity-carrier scattering plays an important role in the photocarrier relaxation process. On the other hand, under high pump fluence excitation, the carrier-carrier Coulomb interaction screens partially the impurity-carrier scattering, which leads to the reduction of impurity-carrier scattering rate. As a result, the photocarrier lifetime and mobility increase with increasing pump fluence. The experimental findings provide fundamental information for developing and designing an efficient THz emitter and detector.

Keywords: low temperature GaAs, ultrafast THz spectroscopy, photoconductivity

PACS: 78.30.Fs, 78.47.-p, 72.20.-i

DOI: 10.7498/aps.66.087801

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11674213, 11604202, 61405233), the National Key Scientific Instrument and Equipment Development Project of China (Grant No. 2011YQ150021), and the Research Innovation Fund of the Shanghai Education Committee, China (Grant No. 14ZZ101).

† Corresponding author. E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn