

光电导开关产生太赫兹电磁波双极特性分析*

贾婉丽¹⁾ 施 卫^{1)†} 纪卫莉¹⁾ 马德明¹⁾

1) 西安理工大学理学院应用物理系, 西安 710048)

2) 中国科学院上海微系统与信息技术研究所信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

(2006 年 11 月 7 日收到, 2006 年 11 月 22 日收到修改稿)

利用光电导体产生太赫兹电磁波 (THz 波), THz 远场辐射波形与光电导体材料的载流子寿命、偏置电场以及触发光有直接关系. 用不同方法对低温 GaAs (LT-GaAs) 和半绝缘 GaAs (SI-GaAs) 光电导开关辐射的 THz 电磁波所呈现的双极特性进行了模拟计算. 结果表明, LT-GaAs 光电导开关辐射 THz 波呈现双极性的主要原因是光生载流子寿命小于一个 THz 波产生时间, 而光生载流子寿命大于 100 ps 的 SI-GaAs 光电导开关, 在不同的实验条件 (不同偏置电场、不同光脉冲能量) 下, 产生的 THz 波呈现双极特性的主要原因分别是载流子发生了谷间散射和空间电荷电场屏蔽.

关键词: 光电导开关, THz 电磁波, 载流子寿命, 空间电荷屏蔽

PACC: 0660J, 5235H, 4280W

1. 引 言

随着超短激光脉冲技术的发展, 超快光电导开关的应用日益广泛^[1-7]. 其中, 人们已用飞秒激光照射直流偏置的光电导体产生较高功率 THz 电磁波^[8-12]. THz 电磁波在科学和技术领域有着广泛的应用前景^[13-15]. 已有几个研究小组对单脉冲光触发电导体产生 THz 波的饱和现象进行了深入的研究^[11, 16]. 通过实验, Liu 等人^[17], Siders 等人^[18]通过多脉冲光触发电导体避免了这种限制功率输出的饱和性质. Rodriguez 等人^[19]通过数值模拟研究了辐射场屏蔽效应导致饱和现象的物理机理. 研究 THz 波形和光生载流子动态特性对理解光电导体辐射 THz 电磁波的物理机理有重要意义. 通常, 光生载流子动态特性及 THz 波形依赖于激发光脉冲和偏置电场^[20].

本文用不同方法对 LT-GaAs 和 SI-GaAs 光电导开关辐射 THz 电磁波所呈现双极特性进行了模拟计算. 结果表明, LT-GaAs 光电导体辐射 THz 波的双极特性受其载流子寿命影响, 在一定的范围内载流子寿命越短的光电导体双极特性的对称性越好; 而

SI-GaAs 光电导体所辐射 THz 波呈现出的双极特性则受到实验条件的影响: 较低的偏置电压和较高的触发光能, 或者是较高的偏置电压及较低的触发光能都能使 SI-GaAs 光电导体辐射的 THz 波呈现双极性. 但上述两种实验条件下, THz 波所呈现双极性的物理机理却不同.

2. 理论分析

用光电导方法产生 THz 电磁波的理论描述是电流瞬冲模型^[11]. 该模型认为光电导体辐射的 THz 波是其内的瞬变表面电流激发的. 表面电流 $J_s(t)$ 可表为

$$J_s(t) = \sigma_s(t) (E_b + E_s(t)), \quad (1)$$

其中 $\sigma_s(t)$ 是时域表面电导, E_b 是偏置电场, $E_s(t)$ 为光电导体表面辐射电场. 由麦克斯韦方程的边界条件可以得到 $J_s(t)$ 与 $E_s(t)$ 之间的关系式:

$$E_s(t) = -\frac{\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon}} J_s(t). \quad (2)$$

这里 η_0 表示自由空间的磁导率, 其大小为 $337 \mu\Omega$ 为光电导体相对介电常数. 进而可以得到表面辐射场与偏置电场之间的关系式

* 国家自然科学基金 (批准号: 10390160, 10376025 和 50477011) 和国家重大基础研究专项经费 (批准号: 2004CCA04500G) 资助的课题.

† E-mail: swshi@mail.xaut.edu.cn

$$E_s(t) = - \frac{\eta_0 \sigma_s(t)}{\eta_0 \sigma_s(t) + (1 + \sqrt{\epsilon})} E_b, \quad (3)$$

将其代入(1)式,可以得到表面电流与偏置电场的关系式

$$J_s(t) = - \frac{(1 + \sqrt{\epsilon}) \sigma_s(t)}{\eta_0 \sigma_s(t) + (1 + \sqrt{\epsilon})} E_b. \quad (4)$$

在远场的条件下,假设沿着光电导体轴线探测 THz 辐射场,此时 THz 辐射场可以表示为^[21]

$$E_{r-far}(t) \approx - \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{d}{dt} J_s(t), \quad (5)$$

其中 A 是光电导体电极间隙的光照面积, z 表示辐射中心到观察点之间的距离. 将(4)式代入(5)式,可以得到

$$E_{r-far}(t) = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{A}{z} \frac{d\sigma_s(t)}{\left(1 + \frac{\sigma_s(t)\eta_0}{1 + \sqrt{\epsilon}}\right)^2} E_b. \quad (6)$$

假设时域表面电导为^[22]

$$\begin{aligned} \sigma_s(t) &= \frac{q(1-R)F_{opt}}{h\nu} \frac{1}{\sqrt{\pi}t_{las}} \\ &\times \int_{-\infty}^t \mu(t, t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau_c}\right) \\ &\times \exp(-t^2/t_{las}^2) dt', \end{aligned} \quad (7)$$

这里 q 为电子电量, R 光电导体反射率, $h\nu$ 是光子能量, F_{opt} 为激光单脉冲能量, τ_c 是载流子寿命, t_{las} 为激光脉冲的脉冲宽度, $\mu(t, t')$ 为瞬态迁移率. 当偏置电压较低时,光生载流子不会从中心能谷向卫星能谷跃迁,瞬态迁移率可以表示为^[23]

$$\mu(t) = \frac{q\tau_s}{m^*} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \right], \quad (8)$$

其中 m^* 为电子有效质量, τ_s 为弛豫时间.

由此可见, THz 远场辐射强度与器件材料的载流子寿命、偏置电场以及触发光有直接关系.

3. 计算和讨论

3.1. 载流子寿命与 THz 波双极性的关系

根据表达式(4)(5)(6)(7)(8),可以模拟不同载流子寿命的光电导体所辐射 THz 波情形.

图 1 是波长为 800 nm 的激光脉冲照射处于 2 kV/cm 偏置电场下的四种不同载流子寿命的 GaAs 光电导体所辐射的 THz 波形. 模拟所用的典型参数设置为照射光斑面积 $A = 1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2$; 辐射中心

到观察点之间的距离 $z = 1.0 \times 10^{-2} \text{ m}$; 激光单脉冲能量 $F_{opt} = 8.0 \times 10^{-9} \text{ J}$; 激光脉冲宽度 $t_{las} = 100 \text{ fs}$. 四种不同载流子寿命的光电导体分别为 300 fs, 500 fs, 1000 fs (对应 LT-GaAs 材料)以及 100 ps (对应 SI-GaAs). 图 1(a)表示载流子寿命为 300 fs 的 LT-GaAs 光电导体辐射的 THz 波形图, THz 波形呈现双极性,并且具有较好的双极对称性;图 1(b)是在同样的实验条件下,载流子寿命为 500 fs 的 LT-GaAs 光电导体所辐射的 THz 波形, THz 波的正半周幅值有所增加、负半周幅值减小、波形变宽,波形的双极对称性减弱;图 1(c)是在同样的实验条件下,载流子寿命为 1000 fs 的 LT-GaAs 光电导体所辐射的 THz 波形, THz 波的正半周幅值进一步增加、负半周幅值进一步减小、波形不断变宽,波形的双极对称性进一步减弱;图 1(d)是在同样的实验条件下,载流子寿命为 100 ps 的 SI-GaAs 光电导体所辐射的 THz 波形,已经是完全的单极性,且 THz 波的幅值最高. 由此可见,光电导体载流子寿命直接影响着光电导体所辐射 THz 波的双极性和幅值,载流子寿命越短的光电导体所辐射的 THz 波的双极对称性越好.

由于光脉冲宽度要小于载流子寿命,光照射到光电导体表面上时,光生载流子数目在一个脉冲内迅速增长;同时由于偏置电场的作用,光生载流子被加速,因而瞬态电流密度迅速增长,此过程对应于 THz 远场波形的正半周部分. 随后光生载流子数目又经历一个快速衰减过程,在衰减过程中,虽然载流子继续加速,但由于光生载流子数目随时间减小的变化率要大于载流子因加速所引起的电流密度的增长,从而电流密度表现出衰减的现象,这对应于 THz 远场辐射波形的负半周部分.

3.2. 不同实验条件对 SI-GaAs 光电导体辐射 THz 波双极特性的影响

用 SI-GaAs 材料制备的光电导开关,由于其载流子寿命较长,因而所辐射的 THz 电磁波应当没有双极性. 但实验表明,在不同实验条件下, SI-GaAs 光电导体所辐射 THz 波仍然有不同程度的双极性,甚至可以出现对称的双极性波形^[24, 25]. 我们用蒙特卡罗方法模拟了不同实验条件下 SI-GaAs 光电导体辐射 THz 波双极特性.

3.2.1 偏置电场对光电导体辐射 THz 波双极特性的影响

图 2 表示激光波长为 800 nm, 脉冲宽度 100 fs,

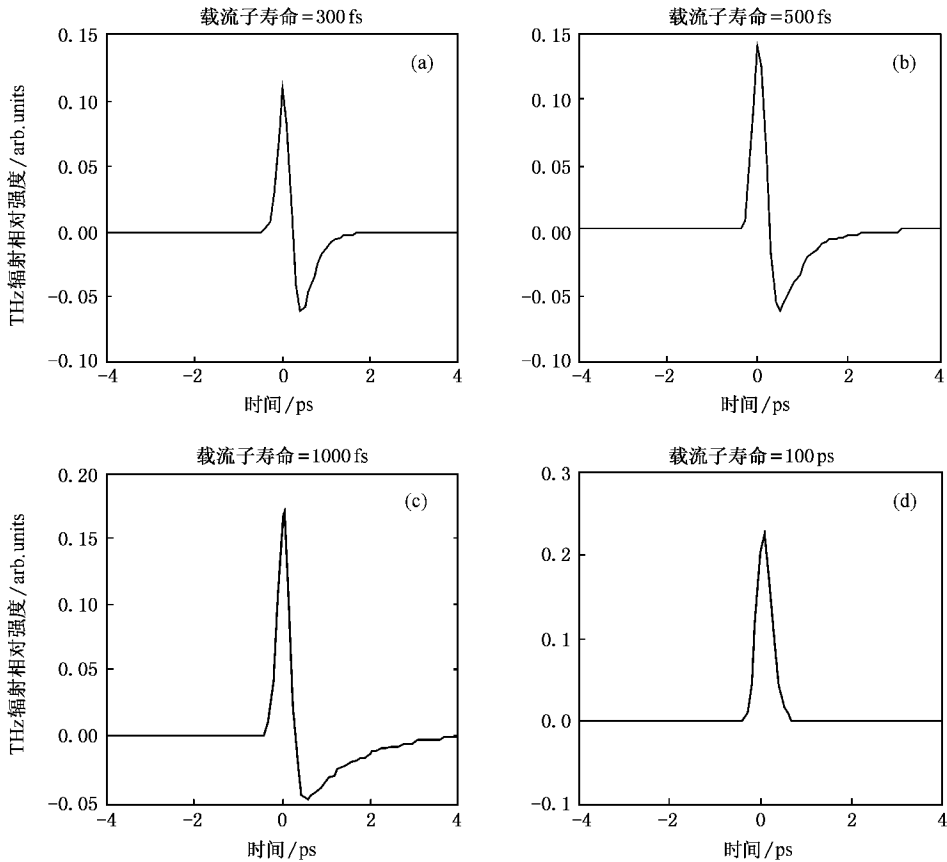


图1 不同载流子寿命的 GaAs 光电导体在相同的实验条件下辐射的 THz 波

脉冲能量为 8 nJ , 偏置电场分别为 100 kV/cm , 30 kV/cm , 10 kV/cm 以及 2 kV/cm 的实验条件下, 电极间隙为 $30 \mu\text{m}$ SI-GaAs 光电导体所辐射 THz 波的远场波形图. 由图 2 看出光电导体在 100 kV/cm 的电场作用下所辐射的 THz 波有明显的双极性, 在 30 kV/cm 和 10 kV/cm 的偏置电场作用下所辐射的 THz 波有不同程度的双极性, 而在 2 kV/cm 的偏置电场作用下所辐射的 THz 波则是完全的单极性. 由于激光脉冲波长为 800 nm , 对应的光子能量为 1.55 eV , 光子能量仅仅高于 SI-GaAs 光电导体禁带宽度 0.12 eV , 因而光生电子的初始分布都位于中心能谷. 光生载流子在偏置电场作用下加速, 分别向两极漂移, 光生空穴在向阴极漂移过程中由于其有效质量大, 漂移速度慢, 对光电导体所辐射 THz 波的贡献不大, 可以忽略不计, 光生电子在向阳极漂移过程中会受到各种散射, 因而在从外电场获得能量的同时, 又会因散射失去能量, 其动量与能量都表现出一个弛豫过程.

当偏置电场较大时(高于耿氏电场 4.0 kV/cm)而触发光脉冲能量较小时(8 nJ), 电子从外电场获

得的能量足够高(电子的能量大于 0.38 eV), 可以发生电子由中心能谷向两个子能谷的跃迁, 即所谓非等价谷间散射. 电子转移到子能谷后, 由于具有较大的有效质量, 其迁移率迅速减小, 速度急剧下降. 可见, 电子的速度表现出一个快速加速过程之后又经历一个减速的过程, 最后速度才趋于稳定. 当外电场达到或超过 100 kV/cm 时, 电子加速和减速出现周期性的变化^[26], 其周期可以达到纵向声子(LO Phonon)振荡的中心频率(115 fs). 此时光电导体向外辐射的 THz 远场表现出一定程度的振荡和双极性^[26]. 外电场越大, 光生载流子的加速度也越大, 在光照期间光生载流子的数目不断的增长, 因而时域电流密度随时间变化会有一个较快的增长过程, 这表现为外电场越高, 向外辐射的 THz 波远场辐射波形的上升沿越陡, 且峰值越高. 所以, 低光能、强电场实验条件下, SI-GaAs 光电导体所辐射的 THz 波将呈现双极性.

当偏置电场较小时(低于耿氏电场 4.0 kV/cm)且触发光脉冲能量也较小时(8 nJ), 电子从外电场中获得的能量不足以使电子发生能谷间的转移, 在

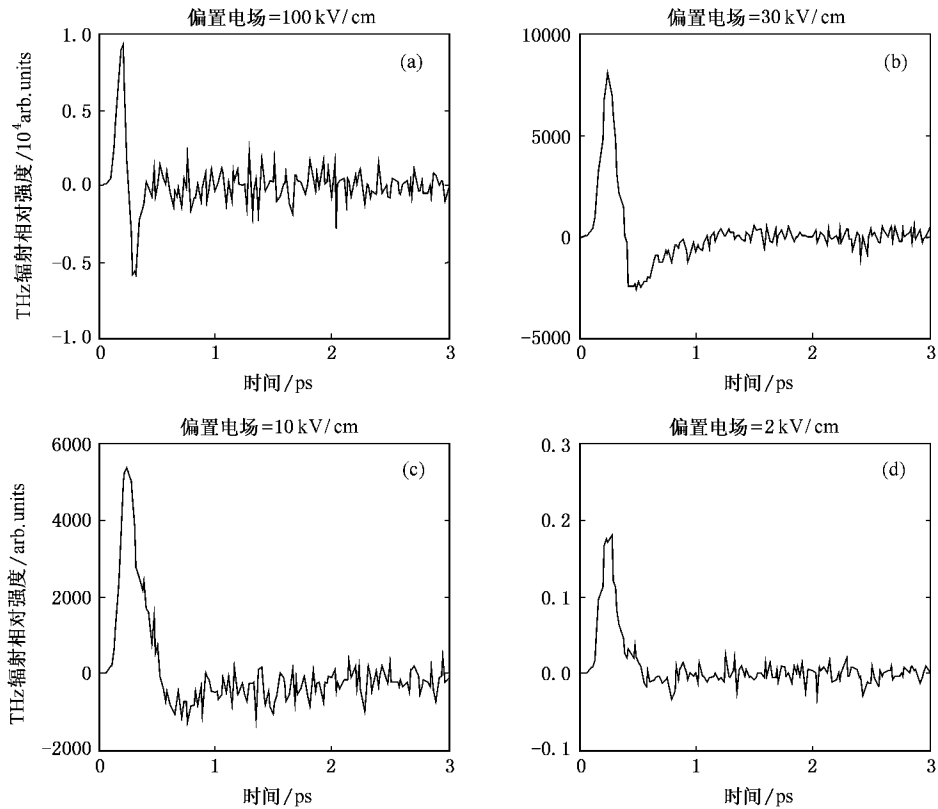


图 2 不同偏置电场下的半绝缘 GaAs 光电导体辐射的 THz 波

从外电场获得能量的同时因为极性光学散射而又失去能量,能量和动量经历一个弛豫的过程后趋于稳定,因而电子经历一个加速过程之后速度也趋于稳定.电子在加速期间载流子数目增长、速度不断加快,这对应于 THz 波的上升沿;载流子数增长率减慢之后,电流密度随时间的变化率也减小,这对应于 THz 波的下降沿,当表面电流密度的变化率趋于零时,一个 THz 单极性电脉冲结束.

3.2.2 光脉冲能量与 THz 波双极特性的关系

图 3 模拟了偏置电场为 2 kV/cm,电极间隙为 $30\ \mu\text{m}$ 的 SI-GaAs 光电导体,其载流子寿命 100 ps,在波长为 800 nm,脉冲宽度 100 fs,单脉冲能量为 $8\ \mu\text{J}$ 的激光照射下,所辐射 THz 波的远场波形图.与图 2 (d) 图相比,除了入射光能量相差 3 个数量级之外,其余实验条件完全相同.然而两种不同的入射光脉冲能量,使光电导体所辐射的 THz 波形有很大的差异.图 3 中的 THz 辐射波形不仅具有双极性,且正、负峰值几乎对称,而图 2 (d) 所示的 THz 远场波形却只表现为单极性.可见,高光能 ($8\ \mu\text{J}$) 低电场 (2 kV/cm) 实验条件下,SI-GaAs 光电导体所辐射的 THz 波也将呈现双极特性.

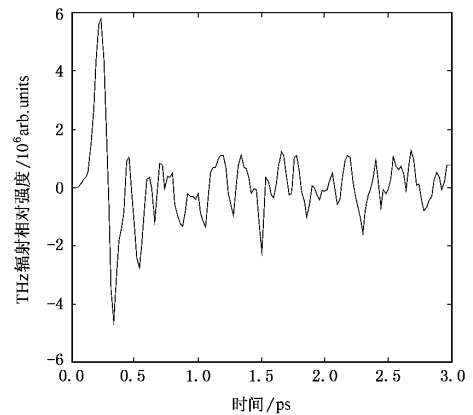


图 3 $8\ \mu\text{J}$ 光脉冲全电极间隙触发 $30\ \mu\text{m}$ 光电导开关 THz 辐射波形图

虽然高光能 ($8\ \mu\text{J}$),低电场 (2 kV/cm) 与强电场 (高于耿氏电场 4.0 kV/cm),低光能 (8 nJ) 两种实验条件下,都能使 SI-GaAs 光电导体所辐射的 THz 波呈现双极性,但二者的物理机理却不同.在高光能 ($8\ \mu\text{J}$) 低电场 (2 kV/cm) 实验条件下,SI-GaAs 光电导体所辐射 THz 波也呈现双极特性主要原因是:激光脉冲照射 SI-GaAs 时,光生电子-空穴对数目剧增,它们在偏置电场的作用下以不同的速度向两电极运

动,不仅光生电子和空穴在空间分离,且形成空间电荷电场.这种空间电荷电场与偏置电场的方向相反,对偏置电场起着屏蔽作用.在低偏置电场下,这种屏蔽作用是不可忽略的,因为光电导体光照区域的高浓度载流子形成的空间电荷电场可能远远大于偏置电场.因此,影响局部载流子加速度的是空间电荷电场.由于空间电荷电场与偏置电场相反,所以时域电流密度的变化呈现反向,这对应于 THz 波形的负极性部分.

4. 结 论

综上所述,我们可以得到以下结论:不同载流子寿命的光电导体以及不同的实验条件下,对 GaAs 光

电导开关所辐射 THz 电磁波的波形有不同影响.载流子寿命短的 LT-GaAs 光电导体产生的 THz 波呈现双极性,是由于载流子能在 f_s 时间内大量产生,又经过 f_s 量级的时间复合,即在短时间内载流子数目大量减少.而载流子寿命长的 SI-GaAs 光电导体所辐射 THz 电磁波的波形呈现双极性的主要原因是受实验条件影响,SI-GaAs 的偏置电场强度大于耿氏电场(约 4.0 kV/cm)时,光生载流子会发生谷间散射,载流子的加速和减速都是在飞秒时间内完成,导致光电导体辐射的 THz 波呈现双极特性;此外,低电场、高光能条件下,高密度的光生载流子所产生的空间电荷电场引起电场的屏蔽效应,从而引起 THz 波的双极性.

- [1] Shi W ,Ma D M ,Zhao W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1716 (in Chinese) [施 卫、马德明、赵 卫 2004 物理学报 **53** 1716]
- [2] Wang X L ,Wang Y ,Zhai H C ,Zhu X N ,Mu G G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4613 (in Chinese) [王晓雷、王 毅、翟宏琛、朱晓农、母国光 2006 物理学报 **55** 4613]
- [3] Shi W ,Jia W L ,Ji W L 2005 *Chin. J. Semi.* **26** 11
- [4] Shi W ,Ji W L ,Zhao W 2005 *Acta Electr. Sin.* **32** 1891 (in Chinese) [施 卫、纪卫丽、赵 卫 2005 电子学报 **32** 1891]
- [5] Shi W ,Zhang X B ,Jia W L ,Li M X ,Xu J Z ,Zhang X C 2004 *Chin. J. Semi.* **25** 1735 (in Chinese) [施 卫、张显斌、贾婉丽、李孟霞、徐景周、张希成 2004 半导体学报 **25** 1735]
- [6] Xie X D ,Wang Q Y ,Wang Z ,Zhang W L ,Chai L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3159 (in Chinese) [谢旭东、王清月、王 专、张伟力、柴 路 2005 物理学报 **54** 3159]
- [7] Guo L J ,Wüstenberg J P ,Oleksiy A ,Bauer M ,Aeschlimann M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3200 (in Chinese) [郭立俊、Jan-Peter Wüstenberg ,Andreyev Oleksiy ,Michael Bauer ,Martin Aeschlimann 2005 物理学报 **54** 3200]
- [8] Wang S H ,Ferguson B ,Zhang C L ,Zhang X C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 120 (in Chinese) [王少宏、Ferguson B、张存林、张希成 2003 物理学报 **52** 120]
- [9] Budiarto E ,Margolies J ,Jeong S ,Son J ,Bokor J 1996 *IEEE J. Quantum Electron.* **32** 1839
- [10] Zhao G ,Schouten R N ,van der N V ,Wenckebach W T 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 1715
- [11] Darrow J T ,Zhang X C ,Auston D H ,Morse J D 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 1607
- [12] You D ,Jones R R ,Bucksbaum P H ,Dykaar D R 1993 *Opt. Lett.* **18** 290
- [13] Cao J C ,Lei X L ,Li A Z ,Liu H C 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2524
- [14] Cao J C ,Lei X L 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085309
- [15] Okumura K ,Tanimura Y 1998 *Phys. Lett.* **295** 298
- [16] Ludwig C ,Kuhl J 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 26
- [17] Liu Y ,Park S G ,Weiner A M 1996 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2** 709
- [18] Siders C W ,Siders J L ,Taylor A J 1999 *Opt. Lett.* **24** 241
- [19] Rodriguez G ,Taylor A J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1046
- [20] Zhang X C ,Auston D H 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 326
- [21] Benicewicz P K ,Roberts J P ,Taylor A J 1994 *J. Opt. Soc. Amer. B* **11** 2533
- [22] Taylor A J ,Benicewicz P K ,Young S M 1993 *Opt. Lett.* **18** 1340
- [23] Zhang T Y ,Cao J C 2004 *Chin. Phys.* **13** 1742
- [24] Hattori T ,Tukamoto K ,Nakatsuka H 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 4907
- [25] Shi W ,Jia W L ,Hou L ,Xu J Z ,Zhang X C 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1842
- [26] Leitenstorfer A ,Hunsche S ,Shah J ,Nuss M C ,Knox W H 1999 *Phys. Review. Lett.* **82** 5140

Study of the dipole characteristic of terahertz wave emitted from photoconductor switches^{*}

Jia Wan-Li¹⁾ Shi Wei^{1,2)†} Ji Wei-Li¹⁾ Ma De-Ming¹⁾

¹⁾ *Department of Physics, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China*

²⁾ *State Key Laboratory of Functional Materials of Microsystems, and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China*

(Received 7 November 2006; revised manuscript received 22 November 2006)

Abstract

In this paper, different methods are used to simulate the dipole characteristic of terahertz (THz) wave emitted from low-temperature grown GaAs (LT-GaAs) and Semi-insulating GaAs (SI-GaAs) photoconductive semiconductor switches. The results indicate that the main cause of the dipole characteristic of THz wave emitted from LT-GaAs is the lifetime of optical-generated carriers being shorter than the generation time. For SI-GaAs photoconductive semiconductor switches with lifetime of optical-generated carriers longer than 100 ps, the dipole characteristic of THz waveforms is mainly caused by intra-valley scattering and space charge field screening under different experimental conditions (different bias field and different optical pulse energy).

Keywords: photoconductive switch, terahertz wave, carrier lifetime, space-charge screening

PACC: 0660J, 5235H, 4280W

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10390160, 10376025 and 50477011) and the National Key Basic Research Special Foundation (Grant No. 2004CCA04500G).

[†] E-mail: swshi@mail.xaut.edu.cn